

修士論文

テレスコープアレイ実験
大気蛍光望遠鏡電子回路の開発

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
武多 昭道

2006年1月申請

概要

テレスコープアレイは完成すれば $1300\text{km}^2\text{sr}$ の有効検出面積を持つ、北半球最大の空気シャワー観測装置となる。テレスコープアレイ実験はその巨大な検出面積をもとに、 10^{18}eV から 10^{21}eV までの最高エネルギー宇宙線を、前世代の空気シャワー検出器 AGASA の 10 倍の感度で観測する。

テレスコープアレイ検出器は 2007 年からの全面稼働を予定しており、これまでに類を見ない高性能、大検出面積の最高エネルギー宇宙線観測装置となる。宇宙空間内で我々の知りうる最も高いエネルギー事象である最高エネルギー宇宙線の正確な測定を行うことで宇宙線物理学はもとより、高エネルギー天体、時空構造、素粒子物理学に対して更なる知見が得られると期待できる。

テレスコープアレイは 2 つの異なる検出器群からなり、一方は空気シャワー内の荷電粒子を直接検出する地表検出器群、もう一方は空気シャワーにより励起された窒素分子からの蛍光を観測する大気蛍光望遠鏡である。この 2 つの異なる特性を持つ検出器群を用いてハイブリッド観測を行うことで、エネルギー決定精度 10 %、角度分解能 0.4° で最高エネルギー宇宙線の測定が可能となる。

本論文はテレスコープアレイ大気蛍光望遠鏡に用いられる電子回路の開発、及び最初の 2005 年 7 月の、米国ユタ州での試験観測の結果分かった性能、改善すべき問題点について述べる。

試験観測では、読み出しシステム、トリガーシステムは共に安定に動作し、空気シャワーイベントデータを取得することができた。観測された空気シャワーイベントの数はおおむね予想と一致し、トリガーシステムが仕様通りに動作することが実証された。また、主なバックグラウンドは飛行機のライト、ミュオンによるチェレンコフ光であることが分かった。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	最高エネルギー宇宙線物理学	3
2.1	EHECR の粒子種、伝播について	3
2.2	EHECR の起源について	5
2.2.1	天体起源説	5
2.2.2	素粒子起源説	7
2.3	空気シャワー生成について	7
2.4	観測手法について	9
第 3 章	TA 実験について	11
3.1	建設場所	11
3.2	空気シャワーアレイについて	11
3.3	大気蛍光望遠鏡構造体及び光学系	13
3.4	大気蛍光望遠鏡 PMT カメラ	15
3.5	大気蛍光望遠鏡電子回路	17
3.5.1	全体設計	17
3.5.2	アナログ部	19
3.5.3	デジタル部	20
第 4 章	Signal Digitizer and Finder の開発	24
4.1	電荷分解能及びノイズレベル	25
4.2	ダイナミックレンジ	27
4.3	時間分解能	31
4.4	大気蛍光信号認識	32
4.5	SDF 仕様	35
4.6	トリガーシミュレーション	35
4.6.1	スレッシュホールドの設定	35
4.6.2	シミュレーション結果	36
第 5 章	試験観測	39
5.1	明野試験	39
5.2	Utah 試験	41
第 6 章	結論	46
付録 A	大気蛍光望遠鏡電子回路接続図	49

付録 B 応答関数の計算方法	50
B.1 Pre AMP 時定数について	50
B.2 SDF filter 時定数について	51
付録 C SDF 回路図	54

第1章 序論

1965年にPenzias,Wilsonらにより宇宙背景輻射が発見され、最近では2001年に精密測定のためWMAP衛星が打ち上げられた。その結果現在では宇宙背景輻射は2.725Kの黒体輻射であるということが分かっている [1]。

10^{20} eV以上の極高エネルギー宇宙線(以下EHECR, Extremely High Energy Cosmic Rayの略)はこの宇宙背景輻射との相互作用でエネルギーを失うため、フラックスは急速に減少する、つまりスペクトルにカットオフがあると予測されている [2],[3]。この予測は宇宙背景輻射の発見の翌年、Greisen,Zatsepin,Kuzminによって提示された。このスペクトルのカットオフは、3氏の頭文字をとってGZKカットオフと呼ばれている。3氏は $p + \gamma \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow N + \pi$ のプロセスに限定して計算を行った。EHECRの源は宇宙空間に様に分布しており、EHECRの組成は全て陽子からなると仮定した場合のEHECRスペクトルのカットオフエネルギーは $10^{19.6}$ eVとなることを予測した。

EHECRの粒子種は現在まだ明らかになっていない。しかし、 10^{20} eVのエネルギーだと、最もエネルギー損失距離 $E/(dE/dx)$ が長いのは陽子であるため、陽子が最も有力なEHECR候補となっている。原子核は背景赤外輻射との相互作用で光分解を起こすことにより、 10^{18} eVを超えるエネルギーの光子はサブミリ波背景輻射との相互作用 $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ のプロセスにより、電子は磁場でのシンクロトロン放射によりエネルギーを失う。原子核の場合、エネルギーの増加に伴ってエネルギー損失距離が急速に減少するため、陽子と同様スペクトルにカットオフを生じる。原子核のカットオフエネルギーは陽子のカットオフエネルギー $10^{19.6}$ eVと同程度である。電子、光子は、 10^{16} eV以上ではエネルギーの増加に伴ってエネルギー損失距離が伸びるためにカットオフは生じないが、エネルギー損失距離は 10^{20} eVで陽子と比べ1桁以上小さい。

現在EHECRの測定結果がAGASAグループ,HiResグループ,Augerグループから発表されているが、AGASAとその他のグループでそれぞれ異なる結果となっている(図1.1)。特に 10^{20} eVを超えるエネルギーで、AGASAの結果はGZKカットオフの理論予想を上回るフラックスの存在を示唆し、HiResの結果はGZKカットオフの存在を示唆している。AGASAグループは2004年までに 10^{20} eV以上のEHECRを11例観測した。これに対し理論予測値は2例であり、AGASAの観測結果は4シグマ以上の信頼度でGZKカットオフの存在を棄却している。しかしAGASAのエネルギー決定に置ける系統誤差は18%であり、この系統誤差を考慮に入れると信頼度は2.6シグマまで減少する。

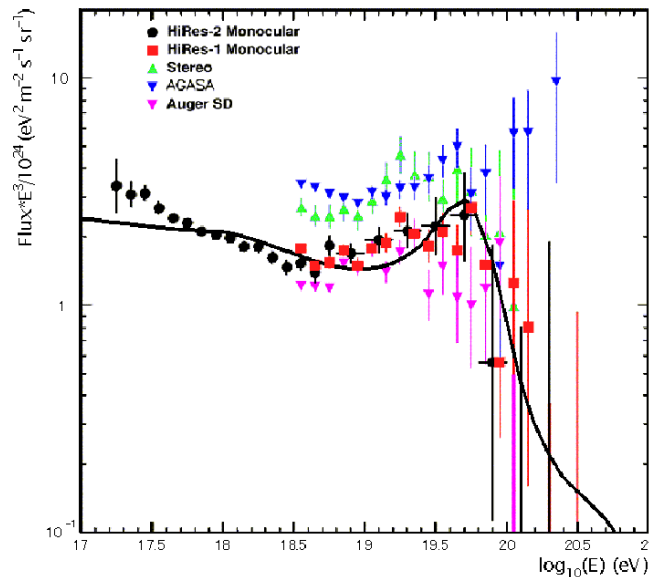


図 1.1: EHECR のエネルギースペクトル, 縦軸にはエネルギーの 3 乗と 10^{24} を掛けてある。青は AGASA[4]、赤と黒は Hires 単眼観測 [5]、緑は Hires 複眼観測 (Preliminarily)[6]、紫は Auger(Preliminarily)[6]、実線は宇宙線源が宇宙全体に一様に分布していると仮定して計算した予想スペクトル [5]

AGASA グループの EHECR スペクトルが発表された 1998 年から現在に至るまで、GZK カットオフの存否は多くの物理学者の論議を呼んできた。しかし現段階ではいずれの EHECR 観測グループも統計量やエネルギー決定精度は AGASA と同程度であり、GZK カットオフが存在するか否かの論議に終止符を打てていない。

テレスコープアレイ (以下 TA) 実験の主目的は、GZK カットオフの存否を明らかにし、EHECR の起源を知るために EHECR の

- 正確なエネルギースペクトル
- 到来方向
- 粒子種

を測定することである。

この論文では大気蛍光望遠鏡電子回路の開発について述べる。まず次章では、EHECR に関する物理について概観し、EHECR の観測手法について述べる。第 3 章では大気蛍光望遠鏡の設計について述べる。第 4 章では大気蛍光望遠鏡読み出し用電子回路、名付けて Signal Digitizer and Finder(SDF) の詳細について述べる。第 5 章で FD 試験観測の結果を報告し、それに基づいて行った SDF の最適パラメータ探索について述べ、第 6 章で上記の総括を行う。

第2章 最高エネルギー宇宙線物理学

2.1 EHECRの粒子種、伝播について

EHECRの粒子種はまだ良く分かっていない。しかし、 10^{13}eV までは一次宇宙線の直接観測により、その大部分が陽子、原子核であると判明している [9]。 10^{20}eV のミュオン粒子、荷電パイ中間子の飛程はそれぞれ $2.0 \times 10^{-2}\text{pc}$ 、 $1.8 \times 10^{-6}\text{pc}$ であり、地球のごく近傍で生成していなければ地球に到達することはできない。また、EHECRは、自身が大気との衝突で生成する電磁シャワーを通して観測されるので、大気との反応断面積が十分大きい粒子でなければならない。上記の制約から、予測される粒子種は陽子、原子核、電子、光子となる。

陽子、原子核、電子、光子は、宇宙背景輻射と相互作用しエネルギーを失う。また、電子は磁場によるシンクロトロン放射によってもエネルギーを失う。以下に陽子、電子、光子のエネルギー損失距離を示す [10]。

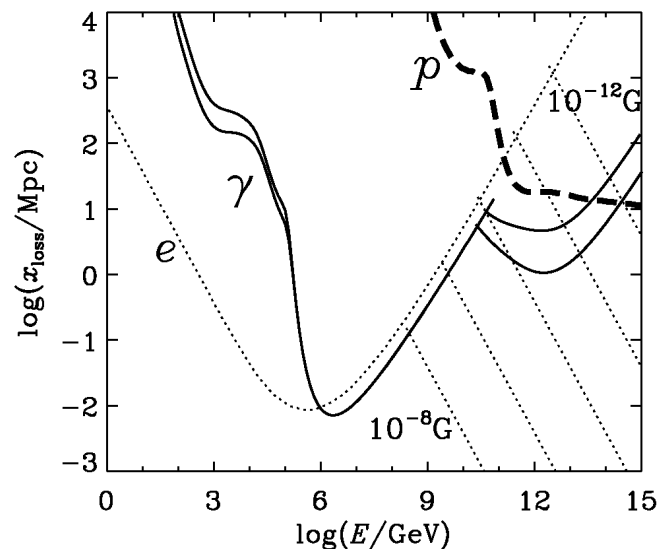


図 2.1: 陽子、電子、光子の宇宙背景輻射内でのエネルギー損失距離。 $x_{\text{loss}} = E/(-dE/dx)$ である。エネルギー損失は、陽子ではパイ粒子生成と電子対生成について、電子では逆コンプトン散乱と 10^{-12}G から 10^{-8}G までの磁場中でのシンクロトロン放射について、光子では電子対生成について計算している。宇宙背景輻射のスペクトルは、 2.7K の黒体輻射に加え、銀河からの赤外輻射及び電波を含んでいる。

図 2.1 では、電子のエネルギー損失は逆コンプトン散乱によるものとして計算しているが、実際には数 μG の銀河磁場中でのシンクロトロン放射の寄与が支配的となる。電子の磁場中でのエ

エネルギー損失距離は

$$\begin{aligned} x_{\text{loss}}(E) &= E \left(\frac{4}{3} \frac{B^2}{2\mu_0} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \right)^{-1} \\ &= 2.56 \times 10^{18} E^{-1} B^{-2} \text{ [pc]} \end{aligned} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで、 E は電子のエネルギー [eV]、 B は銀河磁場の強度 [μG]、 μ_0 は真空の透磁率、 σ_T はトムソン散乱の断面積、 c は真空中での光速、 β は粒子の速度を c で割ったもの、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。銀河磁場強度が $3\mu\text{G}$ 程度だとすると、エネルギー損失距離は 10^{18}eV では 0.85pc 、 10^{20}eV では $8.5 \times 10^{-3}\text{pc}$ となる。従って銀河外から到来した EHE の電子は銀河磁場を通過して地球に到来することができない。

次に陽子と光子の伝播について考える。伝播距離とエネルギーとは

$$l(E) = \int_E^{E_i} \frac{x_{\text{loss}}(\epsilon)}{\epsilon} d\epsilon \quad (2.2)$$

の関係がある。ここで E_i は初期条件でのエネルギーである。図 2.1 のエネルギー損失をもとに、陽子、光子の背景輻射内での伝播距離とエネルギーとの関係を計算した。結果を図 2.2 に示す。

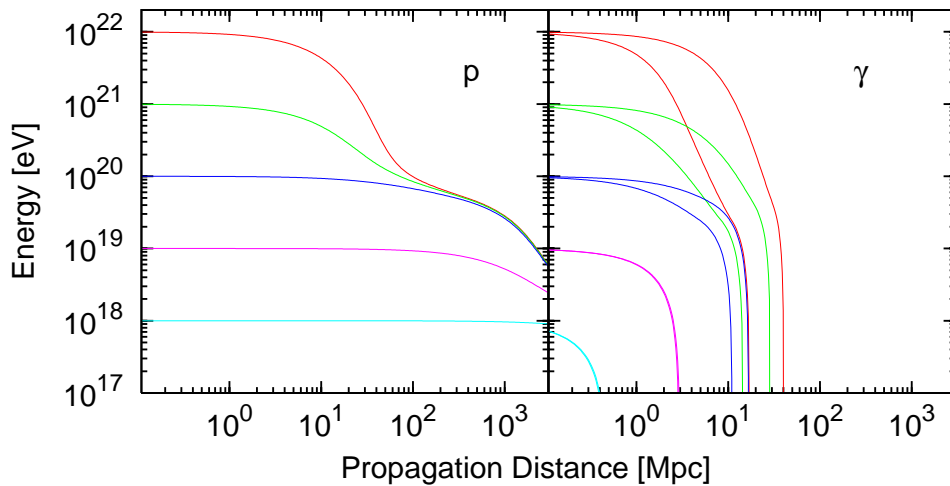


図 2.2: 宇宙空間に存在する輻射内による EHECR のエネルギー変化。左図は陽子、右図は光子のものである。この計算は図 2.1 の値を用いて計算したものである。 10^{22}eV の陽子は 30Mpc 伝播すると、そのエネルギーの 70% を失ってしまう。

図 2.2 から、 10^{22}eV 以下の陽子は 100Mpc 以内に起源を持つ、また、 10^{22}eV 以下の光子は 40Mpc 以内に起源を持つことがいえる。光子の伝播距離は銀河からの電波放射強度のモデルに依存する。また、この計算は赤方偏移によるエネルギーの減少を考慮していない。宇宙は平坦とした場合の赤方偏移によるエネルギー損失距離は 5Gpc であり、赤方偏移の効果を入れると、 100Mpc 以遠でのエネルギーの減少はより大きくなる。また、陽子の伝播距離は陽子の運動に沿って計算したものである。 10^{19}eV を超えると視線距離と一致するが、それ以下のエネルギーでは銀河磁場によって曲げられるので、伝播距離は視線距離に比べより大きくなる。

次に、原子核の伝播について考える。原子核の宇宙空間の輻射によるエネルギー損失は光分解によるものと電子対生成によるものがある [11]。図 2.3 に鉄の原子核のエネルギースペクトル

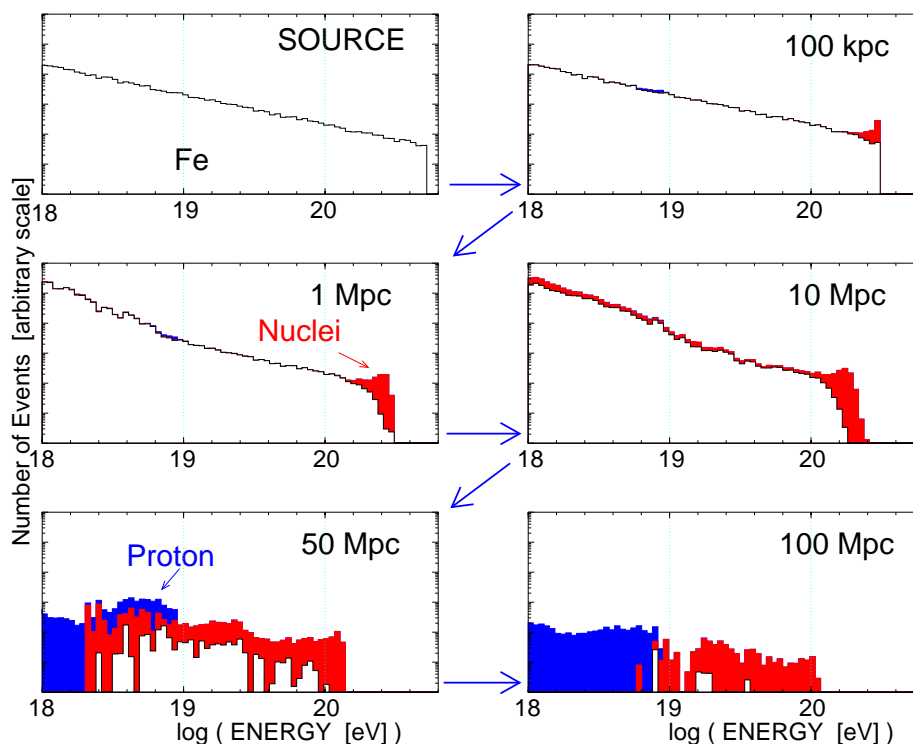


図 2.3: 鉄のエネルギースペクトルが宇宙空間内の伝播により変化を示す様子を表すシミュレーション。距離は観測点から宇宙線起源までの視線距離である。白のヒストグラムは鉄原子核、赤は光分解により派生した原子核 (陽子、中性子は除く)、青は光分解により派生した陽子、中性子である。

の変化を示す。エネルギーの低い鉄原子核は、磁場により曲げられ伝播距離が長くなる。そのため図 2.3 では 10^{19}eV より 10^{18}eV 付近のエネルギーの方が減衰が大きくなっている。

2.2 EHECR の起源について

現在 EHECR の起源は、高エネルギー天体における衝撃波による加速を起源とする説と、超重粒子の崩壊または対消滅を起源とする説とに大きく分けられる。

2.2.1 天体起源説

EHECR は荷電粒子であるとする、粒子の加速限界は磁場の強さに比例し、天体のサイズに反比例する。図 2.4 にいくつかの EHECR の起源の候補となる天体の磁場とサイズとの関係を示す。

図 2.4 から、候補となる天体は中性子星、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などであるといえる。いずれの場合も磁場に補足された状態で衝撃波により加速されるため、粒子の電荷が大きければ最大加速エネルギーは大きくなる。

銀河団や電波銀河は磁場の強さとサイズだけ考えれば候補に含めることができるが、加速に必要な衝撃波面の形成メカニズムや、銀河団内部の磁場の強さに対する不定性のため、現状では 10^{20}eV まで加速可能かどうかは不明である。

中性子星は銀河内に数多く分布しており、他の候補天体と比べて地球との距離が近いので、

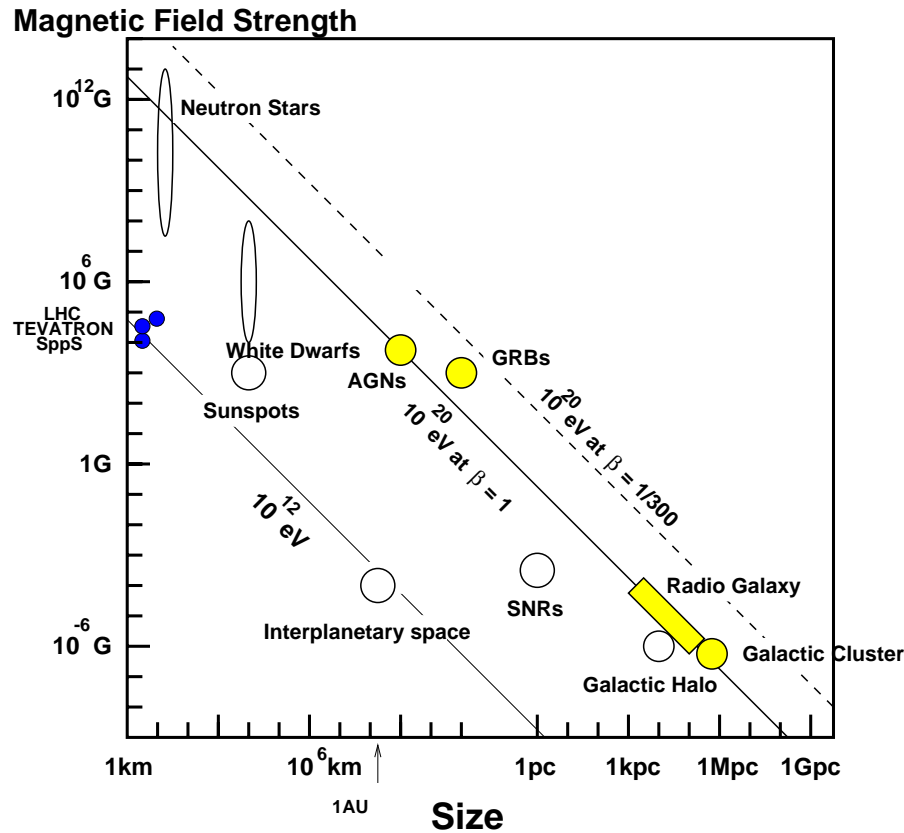


図 2.4: 天体の磁場およびサイズと、最大加速エネルギーの関係を表した図。図中の AGN は活動銀河核、SNR は超新星残骸、GRB は Gamma Ray Burst の略である。

EHECR はエネルギーをそれほど失わずに地球に飛来することができる。ただし最大加速エネルギーは中性子星周囲の磁場の構造やプラズマの密度に依存し、実際に 10^{20} eV まで加速可能かどうかはやはり不明である。

活動銀河中心核 (Active Galactic Nuclei, AGN) の電磁ローブと呼ばれる領域では、中心核から放射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、そこでは 10^{20} eV まで粒子加速が可能であると考えられている。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く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 を伴う電磁ローブをもつ AGN は分布数が少なく、AGASA によって観測された量を満たすことはできない。

AGN それ自身も、中心にあるブラックホールに降着する物質の質量エネルギーを加速粒子のエネルギーとして解放する EHECR 加速源の候補天体として挙げられる。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によっておこる。ただし、AGN の場合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。活動的でない銀河の中心にある重たいブラックホールはこのような大きなエネルギー損失の少ない効率の良い加速源となりうる、というアイデアも提案されている。

2.2.2 素粒子起源説

以下に EHECR は素粒子起源であるとするモデルを示す。

- コールドダークマターの候補でもある超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) の崩壊または対消滅によって EHECR が生成するというモデル。SHR の崩壊パターンはその粒子が何であるかに依存するが、最終的に粒子の全質量の 0.1 パーセント弱がバリオンに、その他の大部分は光子、電子、ニュートリノのエネルギーとして解放される。これらの SHR は銀河の重力に拘束されているので、銀河中心方向からより多く EHECR が飛来することとなる。また、EHECR の組成が主に 線やニュートリノであれば、EHECR の起源は SHR である可能性が高い。
- ビッグバンの初期に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defects, TD) が銀河近傍で崩壊して EHECR を発生しているとするモデル。TD は衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスポソンに崩壊し、最終的にハドロンや光子、電子、ニュートリノになる。
- 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 EHECR として観測されている、とするモデル。宇宙背景ニュートリノは重力による束縛が弱く、大きな半径をもつクラスターを作るので、到来方向分布は diffuse された点源のようになる。
- ニュートリノ反応断面積はエネルギー増加にともない増大し、 10^{20} eV のエネルギーになると 100mb 程度になって、大気原子核と反応できるようになる、とするモデル。高エネルギーニュートリノは天体から放射されるので、到来方向は特定の天体に集中する。また、大気深部で反応を起こすため、他の粒子との識別が可能である。
- 量子重力理論では、光速と粒子の最高速度は異なっても良い。粒子の最高速度は光速より遅いとするモデルがあり、そのような場合にはローレンツ因子が特殊相対性理論の計算よりも小さくなる。このメカニズムが働くと Δ の共鳴対生成が起こらず、遠方から陽子が飛来できる。

2.3 空気シャワー生成について

地球に入射した EHECR は、大気原子核と衝突して多数の二次粒子を生成する。これらの二次粒子はさらに大気原子核と衝突して同様の粒子を生成する。このプロセスが繰り返されることにより、一次粒子のエネルギーが細分化されて粒子群となることを空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーの発達及は電磁相互作用によるプロセスと原子核相互作用によるプロセスに大別できる。以下にそれぞれの主な特長について述べる。

まず、電磁相互作用について述べる。空気シャワー発達に関連する主な電磁相互作用のプロセスは、電子対生成、制動輻射、電離損失、クーロン散乱である。

電子は制動放射により光子を発生し、この光子は電子対生成を起こす。このプロセスにより多数の電子陽電子対を生成する。このプロセスを電磁カスケードと呼ぶ。空気シャワーの最大発達点では、空気シャワーのエネルギーの 90 % 以上は電磁カスケードとなっている。

制動放射によって、電子のエネルギーが $1/e$ となる物質の厚さを放射長 X_0 とすると、空気の放射長は 37.1 g/cm^2 となる。また、電子対生成の平均自由行程は $9/7 X_0$ であるので、 X_0 は電磁カスケードの発達を表すのに良い単位としてしばしば用いられる。また、電離損失と輻射によるエネ

ルギー損失が等しくなるような電子のエネルギーを臨界エネルギー ϵ_0 と呼ぶ。大気の臨界エネルギーは 81MeV である。電子の平均エネルギーがこの臨界エネルギー以下になると、空気シャワー中の粒子数は減少に向かう。電磁カスケードの発達曲線としては、次の近似式 [12] が用いられる。

$$N_e(E, X) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E/\epsilon_0)}} \exp \left[\frac{X}{\lambda_{rl}} \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right], \quad (2.3)$$

$$s = \frac{3X}{X + 2\lambda_{rl} \ln(E/\epsilon_0)} \quad (2.4)$$

ここで $N_e(E, X)$ は電子数、 E は一次粒子のエネルギー、 X は電磁カスケードが通過した物質の厚さ、 λ_{rl} は大気中の電子の輻射長、 s はエイジパラメータと呼ばれ、電磁カスケードは $s < 1$ の際は成長段階にあり、 $s > 1$ の際には減衰段階にある。

電磁カスケードは電子の受けるクーロン散乱により横方向に広がりを持つ。散乱角の平均値 $\sqrt{\langle \theta^2(E) \rangle}$ は

$$\sqrt{\langle \theta^2(E) \rangle} = E_S/E \quad (2.5)$$

で表される。ここで E は電子のエネルギー、 $E_S = 21[\text{MeV}]$ である。また、電磁カスケードの横方向広がり

$$\rho_e(R) = N_e C \left(\frac{R}{R_m} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_m} \right)^{-(\eta-\alpha)}, \quad (2.6)$$

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)},$$

$$R_m = \sqrt{\langle \theta^2(\epsilon_0) \rangle} X_0 = \frac{E_s}{\epsilon_0} X_0 \quad (2.7)$$

と近似される [12]。ここで、 α, η はエイジパラメータの関数であり、 $\alpha \sim 2 - s, \eta \sim 6.5 - 2s$ である。

次に、原子核相互作用について述べる。原子核相互作用により生成した中間子は、大気原子核と衝突して新たな中間子を生成する。このプロセスを繰り返すことにより多数の中間子を生成する。このプロセスを核カスケードと呼ぶ。ただし、 π^0 は、飛程が $25\gamma\text{nm}$ と短いので、大気原子核と衝突する前に2つの光子に崩壊する。この光子はさらに電磁カスケードを引き起こす。中間子のエネルギーの細分化が進むと、中間子の飛程は短くなり大気原子核と衝突する前に崩壊してしまうため、原子核と衝突して新たな中間子を生成するプロセスよりも崩壊プロセスの方が優先し、核カスケードは最終的に多数の μ^\pm となる。

空気シャワーは上記の電磁カスケードと核カスケードの複合プロセスであり、入射する EHECR がハドロンの場合、電子数の発達曲線は

$$N_e(E, X) = S_0 \frac{E}{\epsilon_0} \exp \left(\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1 \right) \left(\frac{X}{X_{max} - \lambda_{at}} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1} \exp \left(-\frac{X}{\lambda_{at}} \right), \quad (2.8)$$

$$S_0 = 0.045 \left(1 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100[\text{TeV}]} \right) \right), \quad (2.9)$$

$$X_{max} = 58 \log \left(\frac{E}{1[\text{eV}]} \right) - 297 \quad [\text{g/cm}^2] \quad (2.10)$$

で近似される [12]。ここで、 X は EHECR が最初に大気原子核と衝突した場所を起点とした大気深さ $[\text{g/cm}^2]$ 、 λ_{at} は空気シャワーの減衰長 $70[\text{g/cm}^2]$ である。この近似式は修正 Gaisser-Hillas 関数と呼ばれる。空気シャワーの横方向広がりには式 2.6 を用いることができる。

2.4 観測手法について

EHECR の観測手法には、大きく分けて 2 種類ある。一方は空気シャワーに含まれる粒子を地表で直接検出する方法であり、この目的で作られた検出器を空気シャワーアレイと呼ぶ。もう一方は空気シャワーに含まれる荷電粒子が励起した大気中の窒素分子からの蛍光を検出する方法で、この目的で作られた検出器を大気蛍光望遠鏡と呼ぶ。その他、空気シャワーが発生する電波を検出するという方法も試みられている。

空気シャワーアレイの粒子検出器としてはプラスチックシンチレーターを用いたシンチレーター検出器が一般的に用いられている。この場合、観測される粒子は電磁カスケード成分とミュオン成分である。ミュオン成分を選択的に検出するために、シールドされたシンチレーター検出器や、水チェレンコフカロリメータを別に設置する場合もある。さらに、空気シャワーの中心部分に多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が観測するのは地表面での粒子数密度であるので、この粒子数密度を式 2.6 に当てはめることにより N_0 を決定し、さらに式 2.8 を用いることによりエネルギーを決定する。

地表検出器のエネルギー測定系の系統誤差の主要項は、検出器起因のものを除くと空気シャワーの最大発達点の不定性に起因するものである。これは高エネルギーのハドロン相互作用のモデル依存性、大気原子核との最初の衝突点の不定性、粒子種の不定性から生じている。しかし地表検出器は大気蛍光望遠鏡に比べ安価に検出面積を広く取ることができ、24 時間 365 日安定に稼働させることができるという利点もある。

次に大気蛍光望遠鏡について述べる。大気蛍光望遠鏡が観測するのは窒素分子の発光量である。発光量は電離損失に発光効率を掛けたものである。励起した窒素分子は酸素分子との衝突で励起エネルギーを失い蛍光を発しなくなるため、気圧が高いと発光効率は減少する。従って荷電粒子が大気 1m を通過する際に発生する光子数は、エネルギーや気圧にあまり依存しない。また、その値は約 4.5 個/m である。電子の電離損失は 10MeV から 1GeV の間でほとんど変化しないため、このエネルギー範囲では電子のエネルギーと発光量は比例する。図 2.5 に大気蛍光の波長分布及び 80MeV の電子が空気中を 1 m 通過する際の発光量を示す。

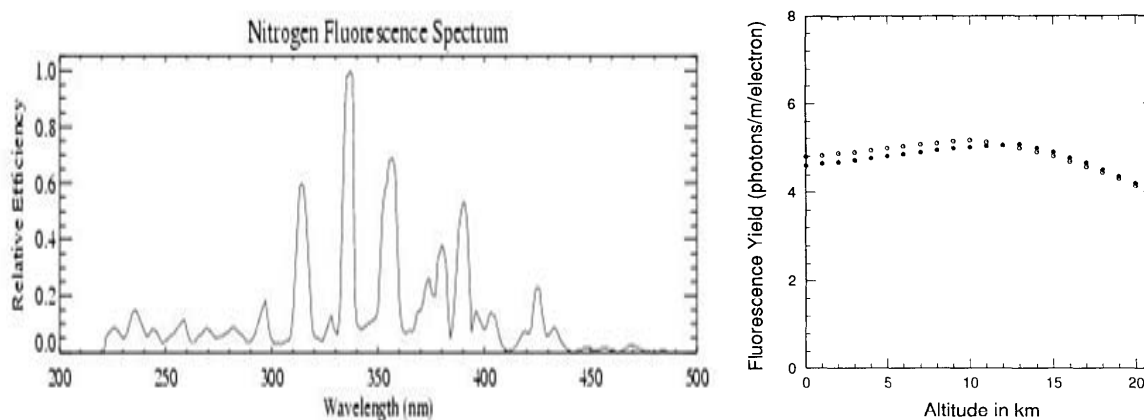


図 2.5: 左図 [7] は大気蛍光の波長分布である。蛍光体は乾燥空気であり、電子の平均エネルギーは 0.85MeV である。右図 [8] は 80MeV の電子が空気中を 1m 通過する際の発光量の高度分布である。白丸は摂氏 23 度、黒丸は摂氏 0 度の値である。

望遠鏡では窒素分子の発光量から空気シャワーの電子成分のエネルギーを決定する。この方法は大気を吸収体として用いたカロリメトリーであり、空気シャワーの幾何学配置と大気の透明度が分かれば、空気シャワーの電子成分のエネルギーを知ることができる。ミューオンとニュートリノが持ち去るエネルギーの比率は 1TeV 以下の領域でほぼ分かっているので、特殊な素粒子相互作用が空気シャワー発達初期で起こっていなければ、入射粒子のエネルギーは空気シャワーアレイに比べて高い精度で測定できる。また、発達曲線は粒子種別に異なるため、発達曲線から粒子種の推定も可能である。

大気蛍光望遠鏡による空気シャワー測定は大気を用いた測定であるため、大気の透明度の系統誤差がエネルギーの系統誤差の主要項となる。高い精度でエネルギーの測定を行うためには、大気の透明度を高精度で測定する必要がある。単眼観測の場合は望遠鏡に対する空気シャワーの幾何学配置の不定性が大きいので、遠くの高エネルギーの空気シャワーを近くの低エネルギーのものとして誤解してしまう可能性がある。空気シャワーの光量は非常に小さいため、観測も新月期の晴れた夜に限られる。

上記のように、大気蛍光望遠鏡と空気シャワーアレイは測定原理が異なるが、2つの検出器を用いて同時観測を行うことで空気シャワーのエネルギーを相補的に測定することになる。空気シャワーアレイのエネルギー決定精度は、 X_{max} を大気蛍光望遠鏡が与えることにより改善する。エネルギー決定性能に優れた大気蛍光望遠鏡は単眼では幾何学配置を決めることができないが、地表での空気シャワーの到達時間を空気シャワーアレイが与えることで幾何学配置を決定できる。また、大気蛍光望遠鏡は空気シャワー中心軸付近（軸から ~ 100 m 以内）でのエネルギー損失をシャワーの縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表検出器は X_{max} 付近の平面内でシャワー軸から数 100 m - 数 km の範囲において粒子密度の横方向の広がりを測定する。各々の方法は単独で宇宙線粒子のエネルギーと到来方向を決定できるが、空気シャワー現象が統一的に理解されていれば、結果が一致するはずである。

第3章 TA 実験について

TA 検出器は、3台の大気蛍光望遠鏡と、576台のシンチレーションカウンターを用いた760km²の空気シャワーアレイとで構成された複合検出器である。エネルギー決定精度にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡と、稼働時間が長く大きな統計量の蓄積が見込める空気シャワーアレイとのお互いの利点を生かし、高統計、高精度の実験を行う。また、大気蛍光望遠鏡はHiRes実験で、空気シャワーアレイはAGASA実験で用いられており、両者の不一致の原因を突き止める事にもなる。

本章では、検出器の基本デザインについて述べる。

3.1 建設場所

大気蛍光望遠鏡(以下FD,Fluorescence Detectorの略)の建設場所は、下記のような条件を満たしていることが望ましい。

- 観測時間を長く取るため、晴天率の良い地域である
- 測定のノイズ源となる人口光が少ない
- 大気の透明度の高い地域である
- 周囲に視野をさえぎるものが無い

空気シャワーアレイ用地表検出器(以下SD、Surface Detectorの略)の設置場所はできるだけ平坦な地形であることが望ましい。これらの条件から、TAの建設場所は米国ユタ州、ソルトレイク市の南西200キロにある砂漠に決定された。この地域は年間降雨量250mm、晴天率60%と理想的な気候であり、人口光も極めて少ない。HiResグループの大気透明度測定から、FDの建設地域は米国の標準的な砂漠よりも大気透明度が高いということが分かっている。建設位置は北緯39度、西経113度、平均標高1,400mである。地形は広大な平野の周辺に小高い丘があるというSD、FD双方にとって好ましい地形となっている。図3.1にTAの検出器配置を示す。

3.2 空気シャワーアレイについて

TAの空気シャワーアレイは間隔1.2kmの碁盤目状に576台の地表検出器を並べ、入射角45°以下で検出面積1300km²srを達成する。空気シャワーアレイに用いる地表検出器は、3.0m²のシンチレータを2層重ねたものを用いる。2枚のシンチレータからの信号のコインシデンスをとることにより、環境ガンマ線からの雑音信号と荷電粒子からの信号を効果的に弁別できる。シンチレータで発生した光は、波長変換光ファイバーを通じて光電子増倍管(以下PMT、PhotoMultiplier Tubeの略)に導かれる。PMTの出力は50MHzのフラッシュADCでデジタル化して記録する。各検出器にはGPS受信機(Motorola M12+)を搭載しており、20ns以下の相対精度で同期化される。トリ

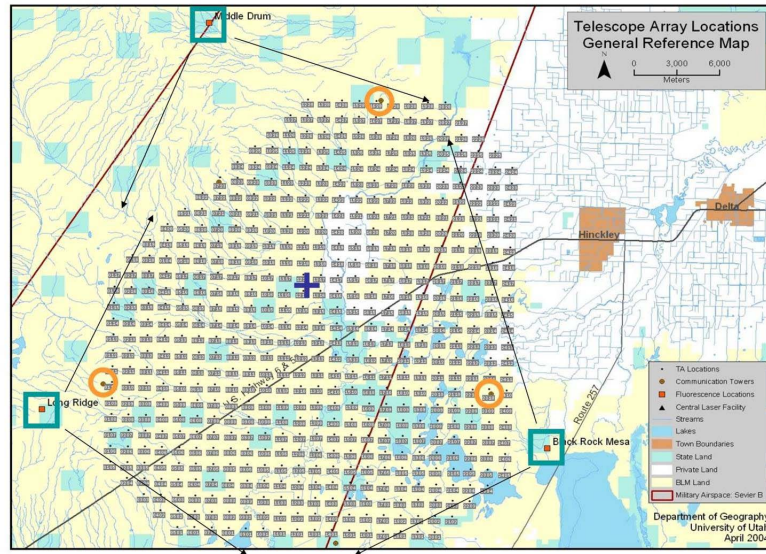


図 3.1: TA の検出器配置。灰四角は SD 敷設点、緑四角は FD 建設用地、橙丸は通信塔、青十字はキャリブレーション用レーザーの用地である。黒矢印は個々の FD ステーションの視野を表す。

ガーとデータ収集には 2.4GHz 帯のスペクトル拡散型無線モデムを使用する。このモデムと指向性アンテナを用いて、19.7km の距離で 300kbps の通信速度が達成されている。電力源として 120W の太陽電池パネルと蓄電池を用い、365 日 24 時間の運用が可能としている。上記のように個々の地表検出器は電力線、通信線などを用いずに完全に自立して運用されるので、環境負荷は非常に小さい。設置の際も環境負荷を最小にするべくヘリコプター輸送を行っている。

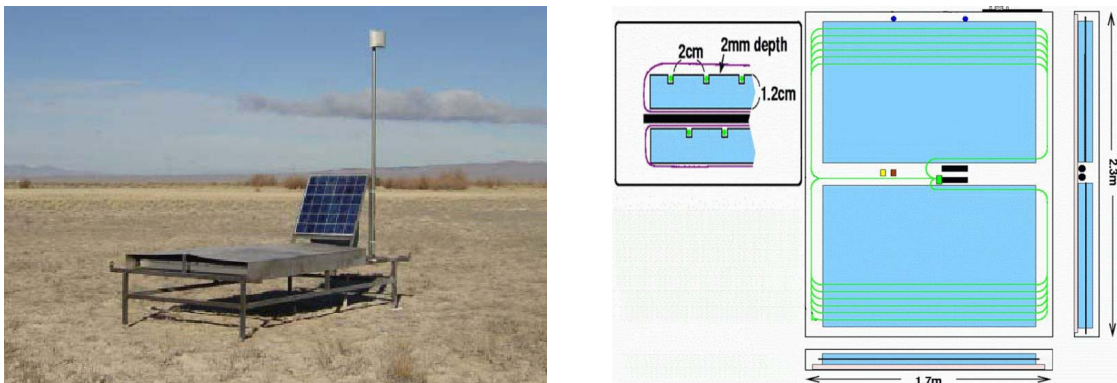


図 3.2: TA 地表検出器。左は現地に設置した検出器の写真、右はシンチレータ等の設置図である。

3.3 大気蛍光望遠鏡構造体及び光学系

TA の FD は新規に 2 ステーション建設する。さらに HiRes 検出器を 1 ステーション移設することにより計 3 ステーションで観測を行う。以下に各ステーションの座標及び相対距離を示す。

FD ステーション名	緯度	経度	標高 [m]	相対距離 [km]
Black Rock Mesa(TA)	39.18830N	-112.71170W	1417	0
Long Ridge(TA)	39.20792N	-113.12147W	1559	35.2
Drum Mountain(HiRes)	39.47292N	-112.99366W	1619	39.8

表 3.1: TA ステーション座標及び相対距離

各ステーションは 10^{20} eV の空気シャワーが視野内に落ちたときに必ず複数のステーションで観測できるよう、40km 以内の相対距離で配置した。図 3.3 に FD ステーションの図面、図 3.5 に写真を示す。

各ステーションの視野は仰角 3° - 34° 、方位角 108° となっており、ほぼ全ての地表検出器を視野内に収めるように方位を選んである。建物の高さは約 10m あり、望遠鏡設置室とコントロール室に分かれる。望遠鏡設置室には 6 基の望遠鏡架台が設置される。コントロール室は結露を防ぎエレクトロニクス群の使用温度範囲を守るために、外気から遮断されており、空調設備を持つ。また、建物外部に重油発電機を備えており、これからステーション運用に必要な電力が供給される。各ステーションには無線 LAN ネットワークを配備しており、これにより遠隔地からの操作、モニターが可能となる。また、地表検出器のデータ収集、通信制御は FD ステーションより行う。

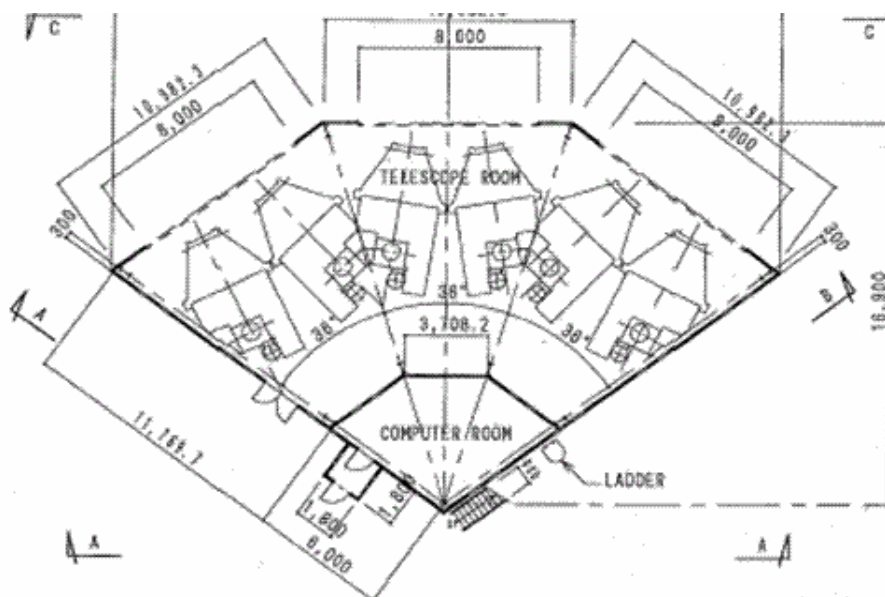


図 3.3: FD ステーションの図面

各望遠鏡架台には上下に反射鏡とカメラが1対ずつ設置される(図3.4)。従って1つのFDステーションには反射鏡、カメラがそれぞれ12台ずつ設置されることとなる(図3.3)。反射鏡は曲率半径6,067mm、口径約3mの球面鏡であり、部分鏡18枚から構成されている。各部分鏡は平面ガラス(Schott Tempax glass)を金型を用いて焼きなます方式で製作されている。表面はアルミニウム蒸着を行った後、化学処理を行い Al_2O_3 の酸化皮膜を形成する。背面には架台への取付治具が紫外線硬化型接着剤を用いて取り付けられている。合成鏡を球面に保つため、この取付治具には2つの調整軸を持たせてある。TA実験に用いる各々の部分鏡は、その全てについて焦点距離、焦点距離におけるスポットサイズを測定し、スポットサイズが20mm以下のもののみが用いられるよう品質検査を行っている。図3.4に望遠鏡架台の図面、図3.5に写真を示す。

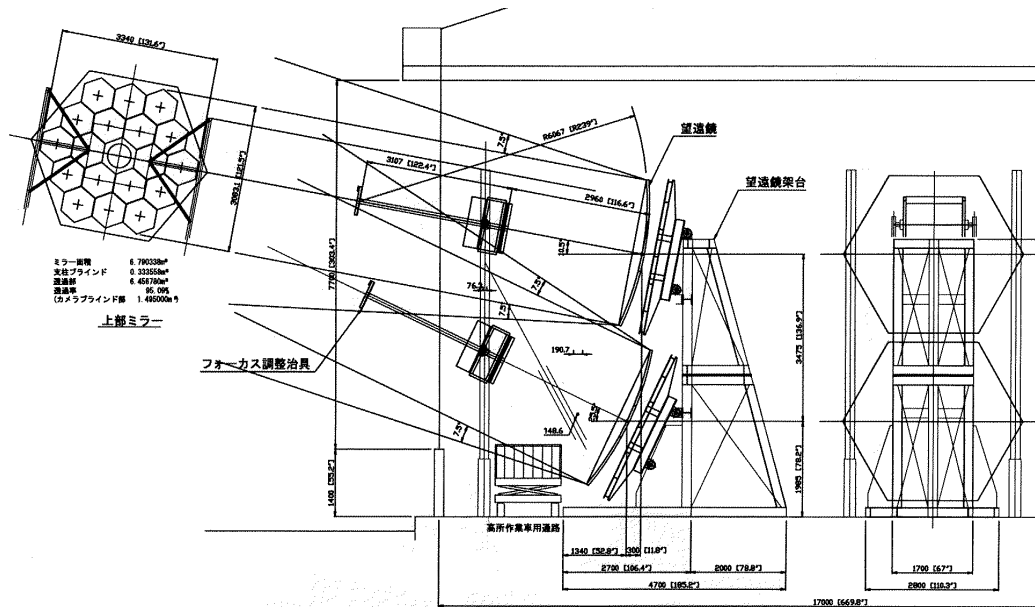


図 3.4: FD 望遠鏡架台の図面



図 3.5: FD ステーションの写真(左)および望遠鏡架台の写真(右)

3.4 大気蛍光望遠鏡 PMT カメラ

鏡の焦点面には 16x16 本の 6 角形 PMT(浜松ホトニクス社製 R6234) からなる撮像カメラが取り付けられている。図 3.6 に FD カメラ、各 PMT の写真を示す。PMT1 本当たりの視野は仰角 1 °、方位角 1.1 °であり、これが望遠鏡の分解能となる。各カメラの視野は仰角 15.6 °、方位角 18 °であり、上下、左右の隣り合うカメラはそれぞれ PMT1 本分ずつ視野が重なるように配置される。PMT の光電面側には 4.0mm 厚の紫外透過型フィルター (Schott BG3) が取り付けられており、これにより 500nm から 680nm までの夜光が排除される。BG3 の透過率を図 3.7 に示す。光電面の量子効率(図 3.7) は 400nm 付近で最大(約 28 %)となり、大気蛍光の発光スペクトル(図 2.5 左)に適している。

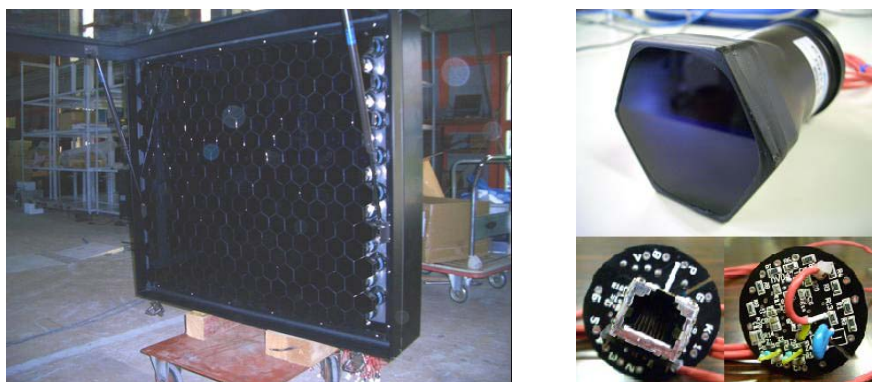


図 3.6: FD カメラ (左) 及び PMT(右) の写真。写真ではカメラの窓は開放されている。

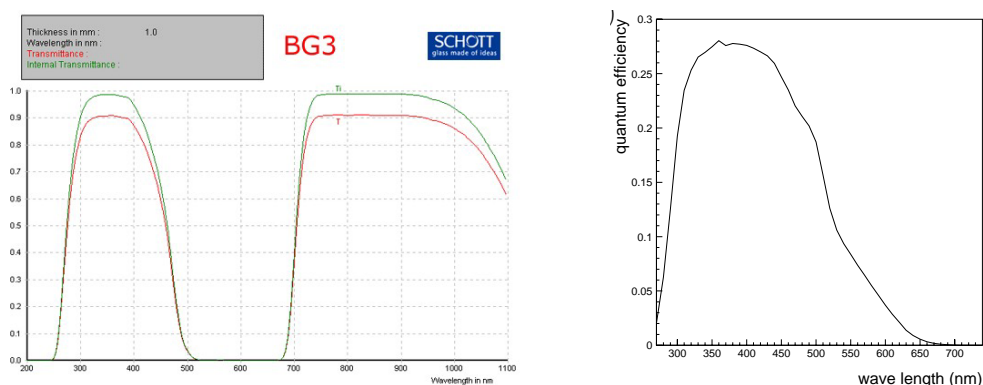


図 3.7: BG3 の透過率(左) 及び PMT 光電面の量子効率(右)。左図の緑線は 1mm 厚のフィルターの内部透過率であり、赤線はフィルター表面における反射も含めた全透過率である。

カメラ前面にはこのフィルターを砂塵から保護するため、紫外透過型アクリル板(クラレ社製パラグラス)の窓を取り付けてある。TA-FD で用いる PMT は 8 段ダイノード型であり、ヘッド基板上にはプリーダ回路及びプリアンプ回路が搭載されている。PMT のオペレーションゲインは YAP 及びキセノン発光管を用いて 8×10^4 に設定する。現地で測定した夜光量は $70 \sim 150 \text{ p.e. (photo electron)}/\mu\text{s}$ であり、これは上記のオペレーションゲインでは $0.9 \sim 1.9 \mu\text{A}$ に相当する。夜光バックグラウンドの無い場合、プリーダ回路に流れる電流量は $100 \mu\text{A} (@ 900\text{V})$ である。従って夜光量の変動により全電流量は 1 % 変動する。この電流量の変動はゲインの変動をもたらす。このため、プリーダ回路の第 7、第 8 ダイノードにはプリーダ抵抗と並列にツェナーダイオードが

接続されている。図 3.8 にプリーダー回路の回路図を示す。PMT のロード抵抗は 500Ω となっている。PMT の信号は 50Ω 同軸ケーブルを介さずに直接プリアンプに入力されるので、このような方法が可能である。

PMT およびプリアンプのゲインの妥当性については 4 章で、夜光量については 5 章でそれぞれ議論する。

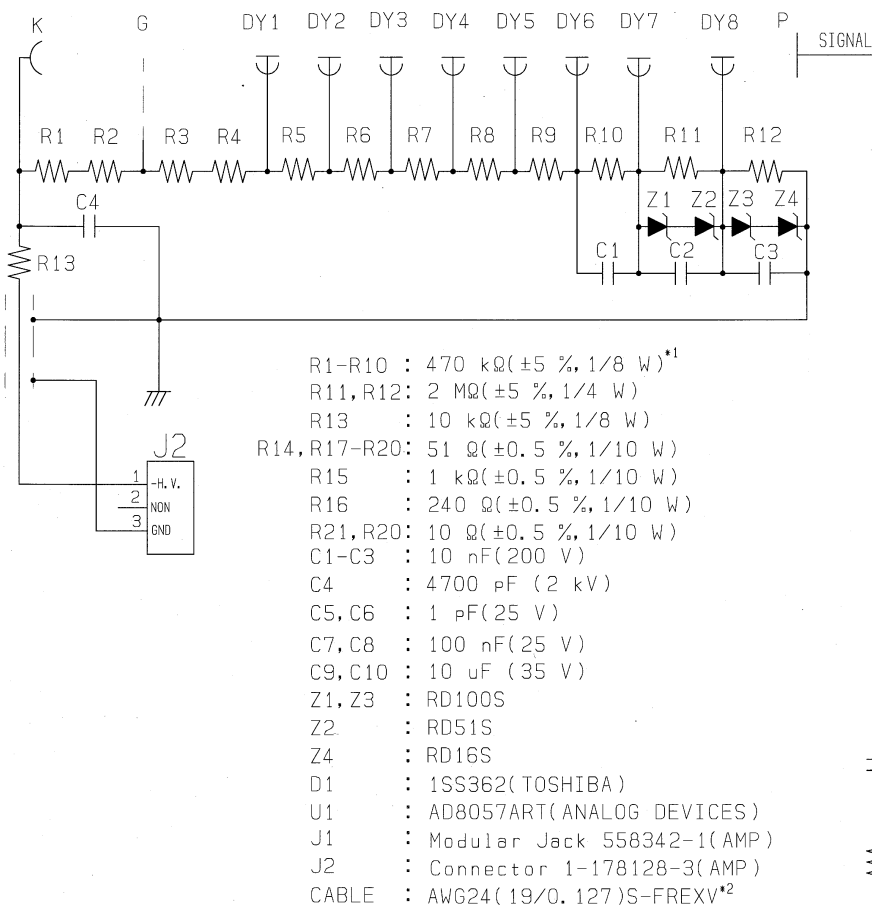


図 3.8: PMT プリーダー回路図

3.5 大気蛍光望遠鏡電子回路

3.5.1 全体設計

設計条件

1. 大気蛍光望遠鏡は米国 Utah 州の砂漠に配置される。このため日本からリモートコントロールが可能でなければならない。また、問題が生じた場合に自動復旧ができなければならない。
2. FD ステーションの読み出し装置は地表検出器及び他の FD ステーションとの相対精度 100ns 以下で時間波形を記録できなければならない。しかし、ステーション間の距離は 30km 程度あり、有線接続を行うのは環境負荷、費用の点で好ましくない。以上の理由から、各ステーションは GPS を用いて絶対時間のモニターを行うこととする。相対精度が 100ns 以下でなければならない理由は次章で議論する。
3. 各ステーションは単一のシステムクロックを用いて動作するものとする。システムクロックは 40MHz とする。
4. PMT は DC 結合で用いる。DC 結合は AC 結合に比べ光電子数測定の精度が良いためである。PMT への印加電圧は負電圧とする。PMT が夜光バックグラウンドに暴露される場合、歴史的には印加電圧は正電圧、結合は AC 結合であった。正印加電圧を用いてきた理由は、光電面から入射窓を通じて放電や漏れ電流が生じ、ノイズ源となる問題があったためであり、AC 結合を用いてきた理由は変動する夜光バックグラウンドに対応できるトリガーを構築できなかったからである。しかし、TA 実験ではこの歴史を追従せず、放電や漏れ電流が生じないように注意深く PMT の絶縁を行い、新しい電子回路の作成により夜光バックグラウンドの変動に対応する。
5. 大気蛍光望遠鏡は、検出器の容積に対するチャンネル数が加速器実験などに比べて少ない。このため受光部 (PMT カメラ) と読み出し、トリガー部分を分離して配置することが可能である。PMT カメラから読み出し、トリガー用電子回路までは 25m のツイストペアケーブルを用いて接続する。読み出し、トリガー用電子回路は空調管理され、望遠鏡と分離された部屋に配置される。同様に、高圧電源、低圧電源もこの部屋に配置され、電源は 25m のケーブルを用いて PMT に配給される。
6. PMT の電流出力を、差動ケーブルを用いて読み出しトリガー用電子回路まで送るために、PMT ヘッドには擬似差動アンプを搭載する。
7. FD ステーションへの電力供給は、各ステーションに備え付けられた 75kW の発電機で行う。電子回路が消費する総電力量は発電機の出力以下でなければならない。

電子回路品目

TA 実験に用いられる主な電子回路を品目別に分けると以下のようなになる。

- PMT 用プリアンプ
- Signal Digitizer and Finder (通称 SDF、信号のデジタル化及び大気蛍光信号認識用)
- Track Finder(通称 TF、空気シャワー飛跡認識用)
- Central Trigger Distributor(通称 CTD、トリガーとクロック分配、絶対時間記録用)
- VME バスコントローラ (型名 SBS model 620-3, 通称 bit3)
- 高圧電源供給・分配器 (HVPS, High Voltage Power Supply and Distributor)

- PC 群

SDF,TF,CTD は9U の VME ボードであるが、バックプレーンは一般に用いられる 64bit-VME bus ではなく、KEK9U VME bus と呼ばれる特殊仕様のものを用いる。これは通常の 6U VME バスに加えて J0,J3 という拡張バスを持つ。J0 は 6U VME バスの J1,J2 バスの間に配置され、 $\pm 3.3V$,-5V 供給およびデータ通信に用いられる。J3 は J2 バスの下に配置され、データ通信に用いられる。J0,J3 を通じてのデータ通信は LVDS 信号を用いる。

bit3 は 6U の VME ボードであり、J1,J2 とのみ接続される。データ通信は 32bit で行う。通信速度は PIO 転送で 1.4MBps(Mega Byte per second)、non-block DMA 転送で 7MBps を達成している。

HVPS は VME9U クレートを使っているが、VME モジュールではない。高電圧生成部が VME クレートの内蔵されている。このモジュールは各 PMT 独立で HV 値の設定、モニターを行うことができる。最大供給電圧は-1400V、電圧設定単位は 1V であり、LAN ネットワークで PC と接続される。

図 3.9 に、データ取得の概略図を示す。また、FD 電子回路の接続図を付録 A に示す。次節からは、この概略図をプリアンプから順に追っていくこととする。

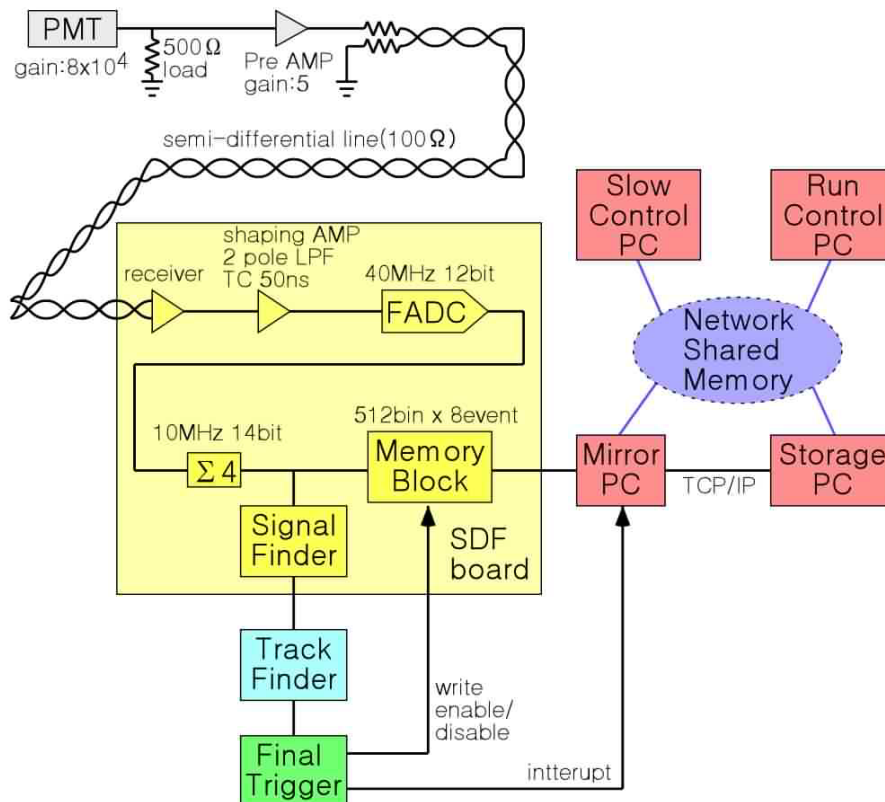


図 3.9: FD シグナルプロセッシングダイアグラム

3.5.2 アナログ部

FD アナログ部に要求される機能は、以下のようになる。

1. PMT のゲインは、PMT からの全出力電荷量が 28C となるまで使用した後では、13 % 減少する [13]。FD は 10 年程度の運用期間を見込んでおり、その間のゲインの減少は 20 % 以下であることが期待される。ここから、PMT の運転時のゲインは 8×10^4 に選ばれた。この場合、7 年間の運転で 13 % ゲインが減少することとなる。
2. 回路の雑音レベルは夜光雑音に比べて十分小さくしなければならない。回路系のゲインはこの要請を満たすように設定しなければならない。詳細は次章で述べるが、最終的に決まった回路系のゲインは 50 であり、これは上記の要請を満たしている。
3. TA 実験では、空気シャワーのエネルギー決定精度は 10 % 以下を目標にしている。電子回路全体の線形性はこの値より十分小さくなければならない。
4. 空気シャワーの角度決定精度を 1 度以下にするべく、読み出し時間分解能は 100ns 以下でなければならない。この理由は次章で述べる。

以上の要請を元に FD アナログ部が設計された。図 3.10 に FD アナログ部の等価回路を示す。PMT からの電流信号はまず 500Ω の抵抗で電圧変換され、プリアンプに入力される。プリアンプはゲイン 5 倍の非反転アンプである。オペアンプには AD8057 を用いている。帰還抵抗と並列に接続されたコンデンサーはオペアンプの固有ノイズ (イントリンジックノイズ) の減少の目的で配置された。プリアンプの出力は擬似差動信号として 25m の 100 オーム差動ケーブルを通じて読み出し用ボードに送られる。今後この読み出しボードを SDF ボード (Signal Digitizer and Finder) と呼ぶ。プリアンプから SDF ボードに信号が送られる途中、16 チャンネル分のケーブルを 1 本にまとめるためパッチパネルを通るが、パッチパネル内部では信号処理は行わない。パッチパネルはケーブルをまとめるという機能のほかに、PMT ヘッド上のプリアンプに $\pm 5V$ 電源、グラウンドを供給するという機能を持つ。

SDF ボードは 16 チャンネル分の擬似差動信号を受け取る。フロントパネルからの差動信号はまず最初にレシーバーアンプでシングルエンド信号に変換される。レシーバーアンプの出力は、波形整形アンプ (WFSA, Wave Form Shaping Amplifier の略) 及び信号積算アンプ (サムアンプ) に送られる。波形整形アンプの応答関数 $R(t)$ は

$$R(t) = \frac{te^{-\frac{t}{\tau_0}}}{\tau_0^2} \quad (3.1)$$

であたえられる。ここで τ_0 は回路の時定数である。また、図 3.10 から伝達関数、応答関数を計算する方法を付録 B に示す。 τ_0 はデルタ関数入力に対しエイリアシングエラーが 10^{-3} 以下になるように設定されている。この値の決定の詳細については次章で述べる。サムアンプは 16 チャンネル分の信号を全て足し合わせて 16 分の 1 にする。これは WFSA の最大出力は 3.8V であるのに対し、FADC (Flash Analog Digital Converter) の最大レンジが 2V までであるためである。WFSA の出力が 2V を超える場合はサムアンプの出力を用いてそのチャンネルの入力電荷の再構成を行う。飽和する WFSA が 1 ボードにつき 1 チャンネルのみの場合は飽和した WFSA の波形を再構成できる。飽和する WFSA が 1 ボードにつき 2 チャンネル以上の場合は波形を再構成できないが、入力電荷量は保存されるので、エネルギー決定には問題は生じない。各チャンネルから見るとサムアンプは WFSA と同じ応答関数を持つが、ゲインが WFSA と比べて 1/16 となっている。レシーバーアンプ、WFSA のオペアンプはプリアンプと同じ AD8057 を用いている。

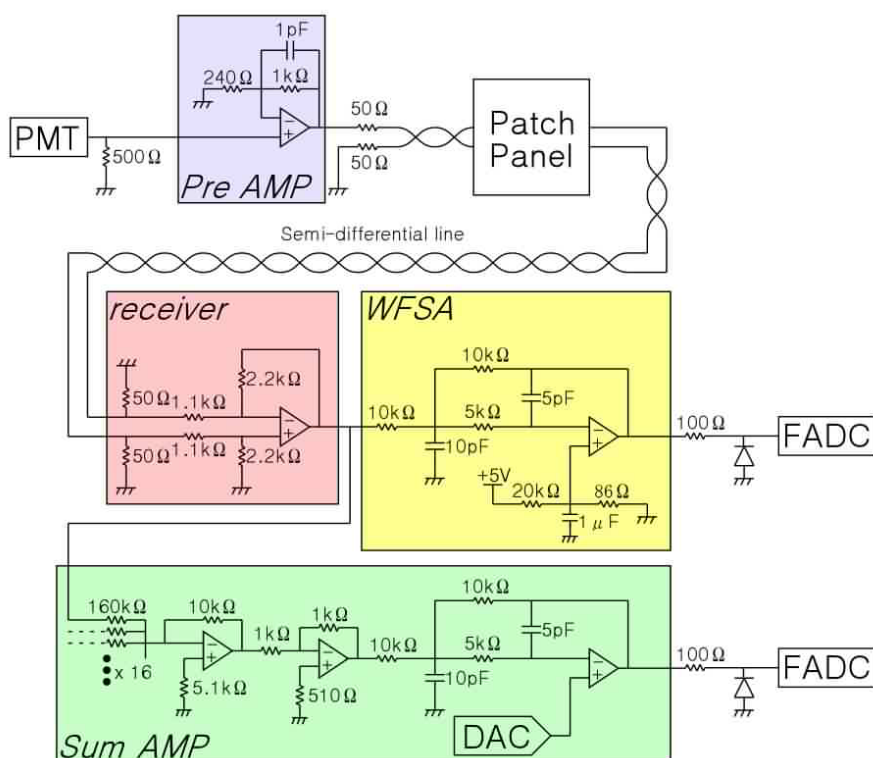


図 3.10: FD アナログ部回路図

WFSA、サムアンプの出力はそれぞれ FADC(AD9224) に送られ、デジタル変換される。従って SDF ボードは計 17 個の FADC が搭載されている。PMT のシグナルは負極性であるが、FADC 直前では正極性のシグナルに変換されている。FADC は 12bit 精度、40MHz でデジタル変換を行う。変換レンジは 0 to 2V、従って LSB は 0.5mV 相当である。

3.5.3 デジタル部

FADC の出力は FPGA(Field Programmable Gate Array) 内部のロジックコアに送られる。このロジックコアを我々はスレーブコアと呼ぶ。スレーブコアの主な役割は大気蛍光信号の時間波形解析およびデータ保持である。スレーブコア内部ではまず FADC のデータを 4bin 分積算する。この積算後の 14bit 精度、10MHz のデータが基本データとなり、トリガー系統および読み出し系統に送られる。また、このデータ積算論理回路を $\Sigma 4$ ブロックと呼ぶ。詳細は次章で述べるが、時間分解能は望遠鏡の角度分解能が 1° 以下となるように選ぶ必要がある。この 10MHz、100ns タイムスライスデータは EHECR の入射角を 1 度以下で決定するのに十分な値である(理由は次章で述べる)。FPGA は Xilinx 社製スパートン IIE2s400 を用いた。ゲート数は 40 万ゲート、メモリー容量は 20kByte である。

トリガー系統

まず、トリガー部について説明する。トリガー判定は時間波形判定、飛跡判定、最終判定の順に行われる。また、トリガー判定は $12.8\mu\text{s}$ 毎に行われる。トリガー判定は $25.6\mu\text{s}$ 分のデータを用いて行われるので(図 3.11 参照)、どのようなタイミングで EHECR が入射しても信号認識が行え

る。また、この判定の周期は大気蛍光の発光時間幅にあわせてある。大気蛍光の発光時間幅については次章で詳述する。

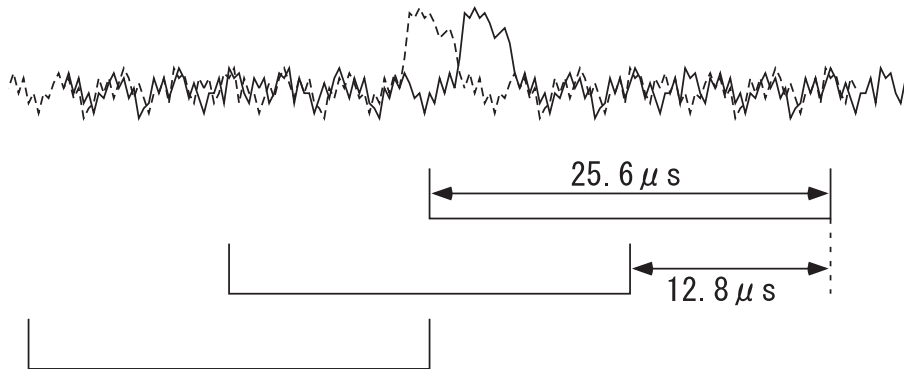


図 3.11: トリガー周期の模式図

図 3.12 に FD トリガーシステムのダイアグラムを示す。

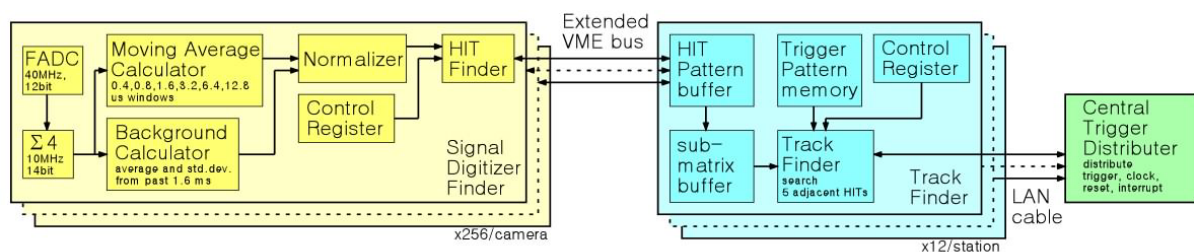


図 3.12: トリガー部ダイアグラム

$\Sigma 4$ ブロックの出力はまず時間波形認識の論理回路に送られる。時間波形認識の詳細は次章で述べるが、夜光バックグラウンドの平均値及び分散値を用いて大気蛍光信号を分離し、大気蛍光信号があれば 0/1 の HIT 情報として $12.8\mu\text{s}$ 毎に TF ボードに送信する。また、FADC の値がある電圧スレッシュホールドより大きければ、0/1 の NC (Non Conditional) 情報として TF ボードに送信する。NC 情報は非常に大きな光量が PMT に入射した場合にトリガーを生成するために用いられる。この理由は以下のようなになる。空気シャワー軸と PMT の視野方向とのなす角が非常に小さい場合、非常に大きな光量が PMT に入射することとなる。また、このような場合空気シャワーはカメラの視野中で長い飛跡を作らない。従って大光量が入射した場合は飛跡認識を行わずにトリガーを生成する必要がある。

TF ボードは SDF ボードから送られた 16×16 個の HIT 情報を元に飛跡認識を行う。飛跡認識は、まず 16×16 bit の HIT 情報から 5×5 bit を切り出し、隣接して 5 本以上の PMT から HIT があれば、大気蛍光信号の飛跡として認識し、トリガー信号 (Full Track トリガー) を CTD ボードに送信する。また、カメラの端で隣接 3 本以上の PMT から HIT があれば、Partial Track フラグを立て、CTD ボードに送信する。Partial Track フラグは 2 つのカメラの視野をまたがるような空気シャワーに対応するため導入された。NC 情報が 1 つでもあれば、NC トリガーを CTD ボードに送信する。

CTD ボードは以下の4つの条件のいずれかが満たされている場合にトリガー (Final Trigger) を生成する。

- Full Track トリガーを受信したとき
- 隣り合うカメラに対応する2枚のTFボードから送られてきた情報が共に Partial Track であるとき
- NC トリガーを受信したとき
- 外部トリガーを受信したとき

ただし、トリガーを生成してから $51.2\mu\text{s}$ の間は次のトリガーを生成しない。この $51.2\mu\text{s}$ は SDF のイベントバッファのサイズである。この時間以内にトリガーを発生すると、同一の時間波形が重複して読み出されることになるからである。

Final Trigger はまず TF ボードに送信される。TF ボードは Final Trigger 受信すると、SDF ボードに Trigger を送信し、各カメラの読み出しを担当する PC (Mirror PC) に割り込みをかける。さらに、Final Trigger を受信した際のカウント値、HIT 情報をメモリーに記録する。SDF ボードは Final Trigger を受信するとイベントバッファの1つを書き込み不可にする。PC は割り込みを取得すると最初に TF のカウント値、HIT 情報を読み出す。TF はこの操作が行われると割り込みを解除する。次に、SDF のメモリーブロックから波形データを読み出し、読み出しが終了すると TF に割り込み発行許可を与える。大気蛍光信号認識、飛跡認識は上記のプロセスの間も継続して行われるので、トリガーシステムにはデッドタイムは生じない。ただし、イベントバッファの個数は8個であるため、これ以上連続してトリガーが発生した場合はデータを失ってしまう。このような状況が生じた場合、SDF、TF は古いデータから上書きしていく、つまりトリガーシステムは止めないこととした。読み出す波形の時間幅は各チャンネルにつき $51.2\mu\text{s}$ 分である。波形の記録はトリガーの生じた時刻が $12.8\mu\text{s}$ から $25.6\mu\text{s}$ の間になるようにする。従って、イベントバッファの1つを書き込み不可にするタイミングは、CTD からトリガーが配信された $25.6\mu\text{s}$ 後となる。この値は $0, 12.8, 25.6, 38.4\mu\text{s}$ の4つから選ぶことが可能である。

また、CTD ボードは Final Trigger が発生した際の GPS の時刻を記録し、ステーション間の同期をとる。GPS は1秒に1回パルスが発生するが、このパルスと世界標準時との誤差はオフセットを除くと $\pm 10\text{ns}$ であり、各ステーションで用いられる共通クロックの周期 25ns ($=40\text{MHz}$) よりも小さい。共通クロックは CTD から配信される。トリガー、クロック、及びリセット信号は CTD から TF を経由して、SDF まで配信される。上記の3つの信号は TF ボード上で FPGA 内部を通過するので、CTD から SDF まではハードワイヤーで結ばれるわけではないが、ラッチや演算を行わず、極力ハードワイヤー接続に近い形とした。

データ取得系統

$\Sigma 4$ ブロックの出力は SDF ボード上の FPGA 内部の Memory Block に保存される。Memory Block には各 PMT につき 512 タイムスライス ($51.2\mu\text{s}$ 相当) のリングバッファが8個並列に存在している。イベントバッファの長さおよび個数の妥当性は次章で述べる。 $\Sigma 4$ ブロックの出力は 14bit であるが、読み出しは Byte 単位で行われるため、HIT 情報と、シリアル変換されたモニターデータを 1bit ずつ付け加えて 16bit のデータとして Memory Block に保存する。記録されるモニターデータはバックグラウンドの平均値、分散、トリガーレート等がある。データサイズは1イベント、

1PMTにつき 1kByte であり、1 カメラでは TF のモニターデータをあわせて 257kByte となる。

FPGA は VME バストランシーバ (トリステートバッファ、SN54LVTH16245A) を通じて VME バスに接続されており、VME バスコントローラ (SBS model620, 通称 bit3)、光ケーブルを通じて各カメラの読み出しを担当する PC (Mirror PC) に転送される。光信号の受信は bit3 とセットになっている PCI ボードで行う。データ転送は non-block DMA 転送方式で行う。現在転送速度は 7MByte/s であり、26Hz でイベントデータの転送が可能となっている。ステーション全体、カメラ 12 台でのデータ転送は現在開発中であり、どのような値になるかまだ分からないが、10Hz (=60MByte/s) を目標にしている。

第4章 Signal Digitizer and Finder の開発

SDF に要求される主な機能は以下ようになる。

1. 電荷分解能はポアソン統計に従う光電子数のばらつき以下である、つまり、光電子数を n とすると、SDF による光電子数決定精度は \sqrt{n} 以下であることが要求される
2. 回路のノイズレベルは夜光バックグラウンドのばらつきより十分小さくなければならない。
3. 大気蛍光の光量は空気シャワーと望遠鏡との距離や角度により大きく変化する。 10^{20}eV の EHECR が空気シャワーアレイ内のどこに入射しても信号が飽和しない程度のダイナミックレンジを持つことが要求される。
4. 各 PMT は $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持つ。従って空気シャワーが通過する面と地表との角度 (図??中の Θ) は時間分解能によらず決定でき、その精度は 1° である。空気シャワーが通過する面内の奥行き角 (図??中の θ) は FD の時間情報を用いて決定する。FD の時間分解能はこの奥行き角を 1 度以下の精度で決定できる程度の値でなければならない。
5. 空気シャワーが PMT の視野を横切る時間は、短いもので 100ns 、長いものだと $10\mu\text{s}$ にもなる。この 100ns から $10\mu\text{s}$ の時間幅で大気蛍光信号認識ができなければならない。また、イベントバッファの長さは $10\mu\text{s}$ 以上でなければならない。
6. デッドタイム無しで信号取得を行うため、イベントバッファの数は 6 以上必要である。

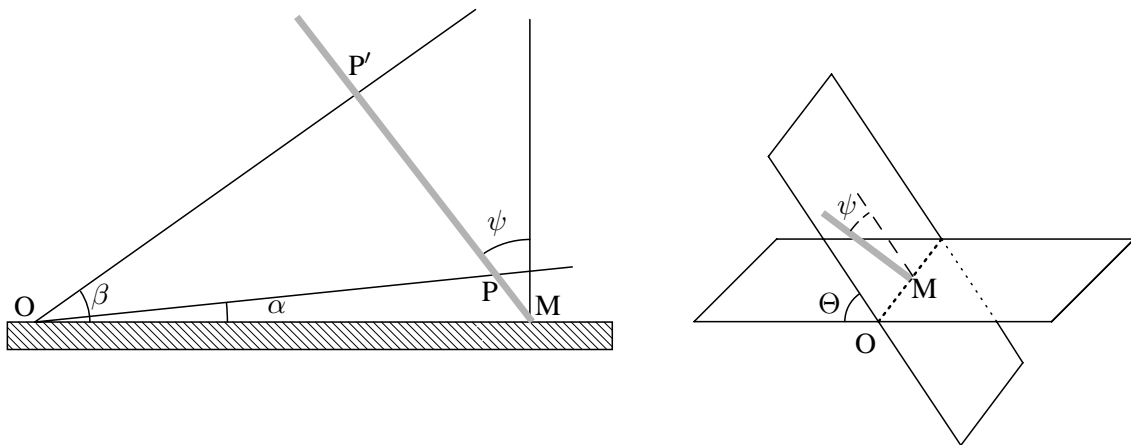


図 4.1: 空気シャワーと望遠鏡との幾何的配置図。O は FD ステーション、灰太線は空気シャワー、M は地表における空気シャワー軸の位置、 ψ は空気シャワーの奥行き角、 α は FD ステーションの最も下の視野、 β は FD ステーションの最も上の視野であり、 $\Theta = \pi/2$ のとき、 $\alpha = 3^\circ$, $\beta = 34^\circ$ 、式で表すと $\alpha = \arctan(\tan 3^\circ / \tan \Theta)$, $\beta = \arctan(\tan 34^\circ / \tan \Theta)$ である。空気シャワーが通過する面と地面とのなす角は Θ とする。 ψ は鉛直軸に対し左手系でとる。この図では ψ は -40° である。

4.1 電荷分解能及びノイズレベル

SDF の電荷分解能は FADC までにおける回路ノイズ、およびエイリアシングエラーで決まる。SDF プロトタイプで測定された雑音波形の一部とそのヒストグラムを図 4.2 に示す。測定は PMT に高電圧をかけていない以外は全て実際の使用条件と同じにして行っている。

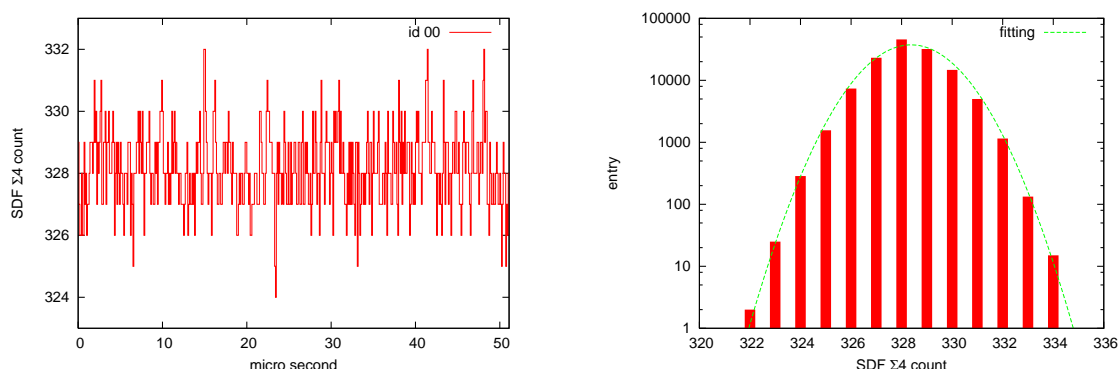


図 4.2: SDF プロトタイプで測定されたベースライン波形 (左) およびそのヒストグラム (右)。右図の緑線は平均値 328.4、標準偏差 1.4 のガウシアンである。

$\Sigma 4$ 出力の標準偏差はチャンネルによって異なり、現在のプロトタイプ 256 チャンネル分では最大 3.1 カウント、最小 1.2 カウントである。これは電圧値でそれぞれ $380\mu\text{V}$ 、 $150\mu\text{V}$ に相当する。 $\Sigma 4$ 出力 ($C_{\Sigma 4}$) と光電子数 (N_{pe}) との関係は以下の変換式であたえられる。

$$C_{\Sigma 4} = \frac{eG_{\text{PMT}}G_{\text{AMP}}R_L}{\Delta t\Delta V}N_{pe} \quad (4.1)$$

$$= 3.32 \times 10^{-5} \times G_{\text{PMT}}N_{pe} \quad (4.2)$$

ここで e は素電荷 $1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ 、 G_{PMT} は PMT の増幅率、 G_{AMP} はアナログ系全体の増幅率 5.1、 R_L は PMT のロード抵抗 500Ω 、 Δt は $\Sigma 4$ 出力のタイムスライス幅 100ns 、 ΔV は $\Sigma 4$ 出力の最小カウント $2\text{V}/2^{14}=0.125\text{mV}$ である。ここで G_{PMT} を 8×10^4 に選ぶと $C_{\Sigma 4}/N_{pe} = 2.66$ となる。よって $\Sigma 4$ 出力の雑音レベル 3.1 カウント、および 1.2 カウントはそれぞれ 1.16、0.45 photo electron 相当となる。これは Utah 州現地で実際に我々が測定した夜光量のふらつき 3.2 photo electron (後述) に比べて十分小さい。

エイリアシングエラーを減少させるためには、波形整形アンプ (WFSA) を用いて波形を引き伸ばしてサンプリング数を増やす必要がある。その際の波形の引き伸ばし方には様々な方法があるが、TA 実験ではオペアンプを用いたローパスフィルターを使用することとした。オペアンプ 1 段につきローパスフィルターの極数は 2 つ増え、その際の応答関数は以下ようになる。

$$\frac{te^{-t/\tau_0}}{\tau_0^2} \quad \text{オペアンプ 1 段} \quad (4.3)$$

$$\frac{t^3e^{-t/\tau_0}}{6\tau_0^4} \quad \text{オペアンプ 2 段} \quad (4.4)$$

ここで τ_0 は時定数 [ns] である。フィルターのパラメータを決定するため、オペアンプの個数、 τ_0 を変えて時間方向のエイリアシングエラーを計算した。計算は 1000 p.e. 相当の電荷をデルタ関数

として時間的にランダムにフィルターに入射し、信号を含んだ 800ns 区間での積分値の標準偏差を平均値で割る、という方法で行った。結果を図 4.3 に示す。オペアンプ 2 個の場合に時間方向のエイリアシングエラーが減少しないのは電圧方向のエイリアシングが効いているからである。

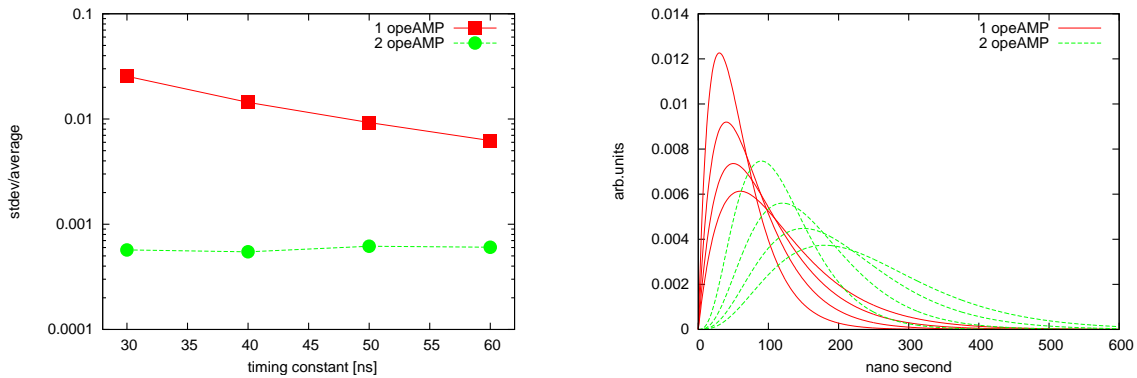


図 4.3: 左図は 1000p.e. 相当の電荷をランダムなタイミングでローパスフィルターに入射した際の FADC 積分値の誤差である。入射波形は δ 関数である。積分は 800ns の区間で行った。赤点はオペアンプ 1 段、緑点はオペアンプ 2 段の場合である。ここでの誤差は標準偏差を平均値で割ったものである。右図は時定数を 30,40,50,60ns と変化させたときの応答関数の波形の変化を示している。

エイリアシングエラーはポアソン統計に従う光電子数のばらつきより十分小さくしなければならない。光電子数のばらつきは 1000p.e. の場合 3% に相当する。図 4.3 から分かるように、時定数が大きいほど、また、オペアンプの個数が多いほどエイリアシングエラーは減少する。しかし、時定数が大きいほど時間分解能は悪化する。エイリアシングエラーが 1% 以下であれば光電子数のばらつきよりも十分に小さいと考え、オペアンプは 1 個、時定数は 50ns を選んだ。

さらに、前述の電気ノイズの効果を加え、入射波形を δ 関数から実際に測定された 1p.e. 波形 (図 4.4) に変更して電荷分解能を計算した。結果を図 4.5 に示す。

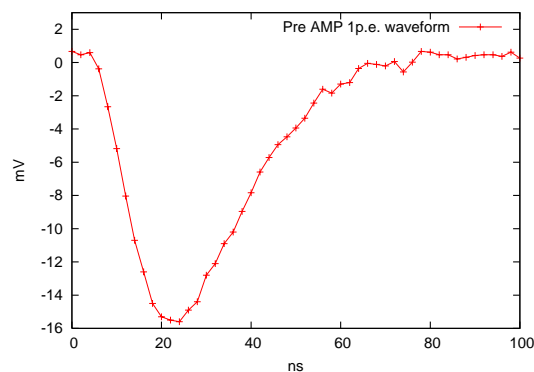


図 4.4: プリアンプの 1p.e. 出力。1p.e. を測定するためゲインは実際に使用する値よりも大きくした。PMT への印加電圧は 1400V であり、PMT のゲインは 2×10^6 である。

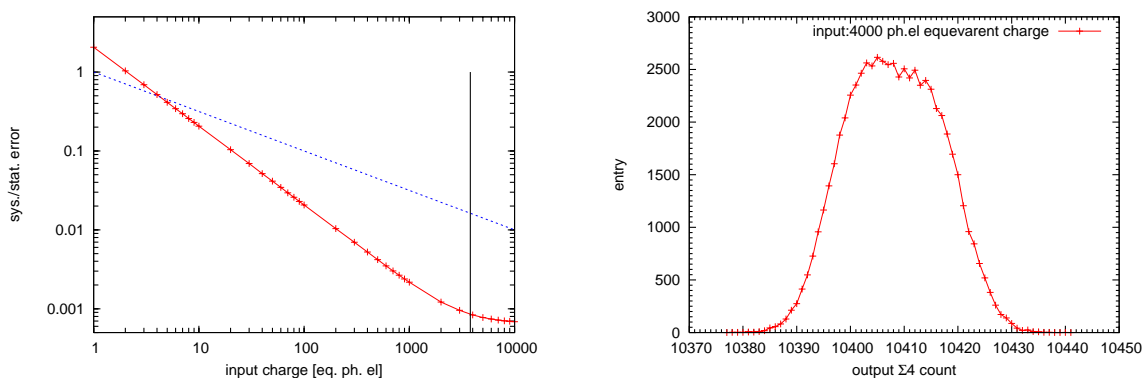


図 4.5: 左図の赤線は計算された FADC 積分値の誤差、青線はポアソン統計に従う光電子数のばらつき、黒線はプリアンプの線形限界。電荷を入力した時間はランダム、積分は 800ns の区間で行った。右図は 4000p.e. 相当のチャージを入射した際の FADC 積分値のヒストグラム。

図 4.5 から、5p.e. からプリアンプの線形限界まで電荷分解能はポアソン統計に従う光電子数のばらつきより良いことが分かる。3000p.e. 付近では誤差はエイリアシングエラーが支配的になり、一定値となっている。1p.e. 波形が幅広くなったため、先に計算された 1% という結果よりもエイリアシングエラーは小さくなった。

4.2 ダイナミックレンジ

プリアンプダイナミックレンジは出力電圧の最大値で決まっており、-3.8V から 3.8V までである。WFSA のダイナミックレンジは FADC のダイナミックレンジと WFSA のオフセットで決まっており、-0.05V から 1.95V である。また、サムアンプのダイナミックレンジは WFSA の 16 分の 1 である。サムアンプは 16 チャンネル分の信号をまとめて 1 つの信号として処理するので、SDF ボード上の WFSA 1 つのみが飽和している場合は低ゲインのチャンネルとして用いることができるが、複数の WFSA が飽和している場合は信号の分離ができなくなる。ただしボードに入力された全電荷量は分かる。システム全体のゲインを設定する際には、これら 3 つのダイナミックレンジに留意していなければならない。PMT のゲインを 8×10^4 に設定し、ダイナミックレンジが十分か試験するためモンテカルロシミュレーションを行った。

まず、光電子が全て同時に発生した場合と、光電子が 200ns の継続時間内に均一に発生した場合とで、ダイナミックレンジがどのように変化するかを調べた。プリアンプと WFSA の時定数が異なるため、入射パルスの幅が変わると 2 つのアンプのダイナミックレンジの比は変化する。図 4.6 に継続時間を 0.1ns 及び 200ns に選んだときのダイナミックレンジの限界における出力電圧波形を示した。プリアンプの出力波形は図 4.4 を、WFSA の出力波形は図 4.4 を式 4.3 で畳み込んだ関数を用いて生成した。この図から分かるように、時間幅が短いとプリアンプが電子回路全体のダイナミックレンジを規定するのに対し、時間幅が長いと WFSA がダイナミックレンジを規定する。

さらに、入射時間のばらつきを 0ns から 250ns まで変えて、プリアンプと WFSA のダイナミックレンジがどのように変化するかを調べた。結果を図 4.7 に示す。

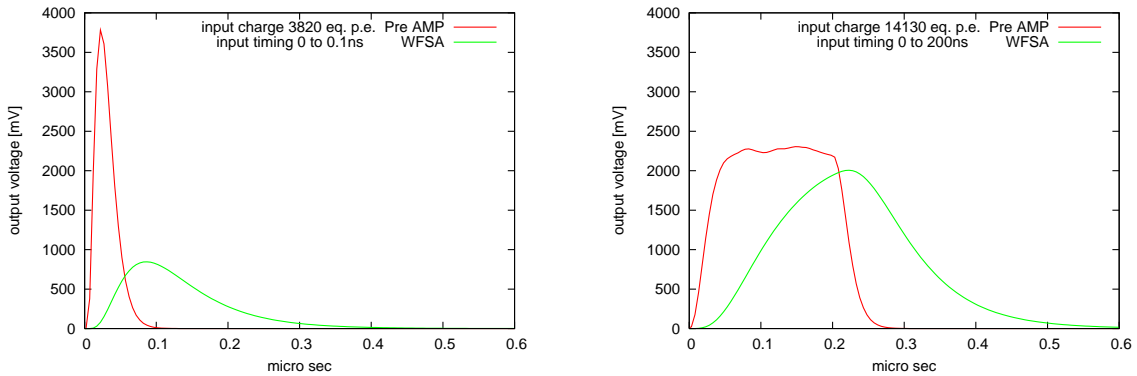


図 4.6: ダイナミックレンジ限界でのプリアンプ (赤), WFSA (緑) の出力波形。左図ではプリアンプの最大出力 3.8V がダイナミックレンジを規定しているのに対し、右図では FADC の最大入力電圧 1.95V がダイナミックレンジを規定している。左図の光電子入射時間は 0ns から 0.1ns の間でランダム、入射光電子数は 3820 個である。右図の光電子入射時間は 0ns から 200ns の間でランダム、入射光電子数は 14130 個である。

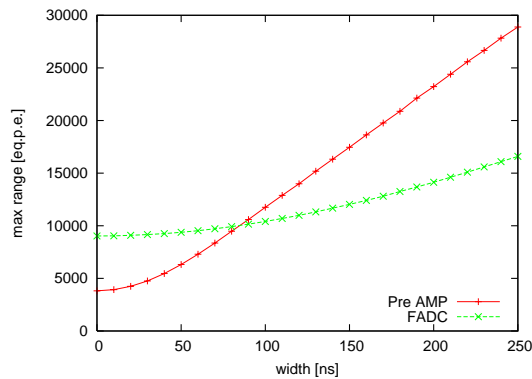


図 4.7: 光電子の信号継続時間とダイナミックレンジとの関係

図 4.7 から分かるように、時間幅が 80ns を超えると WFSA のダイナミックレンジの方が大きくなるのが分かる。しかし、仮に WFSA が飽和しても、飽和したチャンネルが SDF ボードにつき 1 つだけであれば、サムアップの情報を用いて飽和したチャンネルの情報を再構成することができるので、問題は生じない。サムアップのゲインは WFSA のゲインの 1/16 であるので、分解能も 1/16 になるが、入射光電子数が 3800 個以上であれば、ポアソン統計に従う光電子数のばらつきよりも 1 桁以上小さい分解能が得られる。また、WFSA が飽和しても、カメラに入射した全光量は保存するので、エネルギーの見積もりには支障を来たさない。問題を生じるのはプリアンプが飽和した場合のみである。

次に、シミュレーションにより空気シャワーを生成し、望遠鏡に対する空気シャワーの幾何学配置と、ダイナミックレンジの関係を調べた。シミュレーションは以下の手順に従って行われている。

- ・式 2.8 を用いて電子を生成し、そこから光子を発生させる。波長分布は大気蛍光スペクトル 2.5 を用いる。
- ・粒子の運動量方向分布に従って、チェレンコフ光も発生させる。
- ・光子はレイリー散乱、およびミー散乱を受けて散乱され、残った一部の光子が望遠鏡の鏡に入射する。散乱は波長依存性を考慮に入れて計算してある。
- ・鏡は直径 3.3m の理想球面鏡とする。
- ・PMT 光電面に入射した光子を光電子に変換する。PMT 光電面上の不均一性 (光電面の量子効率 \times 光電子収集効率の不均一性) はモデル化された関数として導入されている。
- ・光電子から Pre AMP の波形、WFSA の波形を生成する。

図 4.8 にエネルギー $10^{18.5}\text{eV}$, $10^{19.0}\text{eV}$, $10^{19.5}\text{eV}$, $10^{20.0}\text{eV}$ の、信号が飽和した空気シャワーの図を示す。

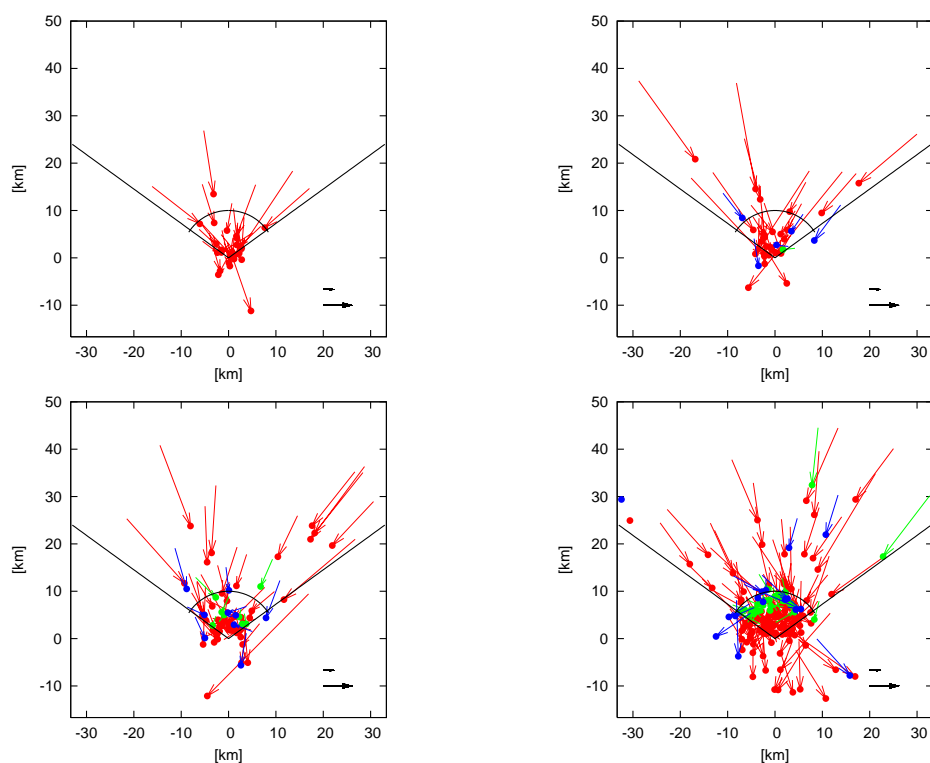


図 4.8: 信号が飽和した空気シャワーイベント。入射粒子のエネルギーは左上、右上、左下、右下の順にそれぞれ $10^{18.5}\text{eV}$, $10^{19.0}\text{eV}$, $10^{19.5}\text{eV}$, $10^{20.0}\text{eV}$ となっている。矢印の長さは天頂角のタンジェントに比例しており、右下の矢印は $\tan 30^\circ$, $\tan 60^\circ$ にそれぞれ対応している。赤はプリアンブが飽和したもの、緑はプリアンブは飽和せず、SDF 上複数の WFSA が飽和したイベント、青はプリアンブは飽和せず、SDF 上 1 つの WFSA のみが飽和し、サムアンブによって波形が再構成できるイベントである。黒線は望遠鏡の視野、黒円弧は半径 10km の円を表す。

図 4.8 から、信号が飽和するイベントは望遠鏡の近くに落下したイベント、またはカメラの視線方向と空気シャワー軸との角度が小さく、チェレンコフ光の寄与により大光量が入射するイベントであることが分かった。大気蛍光の発生とチェレンコフ光の発生はメカニズムが異なっている。FDは大気蛍光を用いたカロリメーターであり、大気蛍光とチェレンコフ光を分離する必要がある。図 4.8 左下から、望遠鏡の位置がシャワー軸から $0.1^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 以内であるものを除いたものを図 4.9 に示す。図 4.9 から、残るイベントはインパクトパラメータの小さなイベントであることが分かる。望遠鏡がシャワー軸から 20° 以内にあるイベントを除いた場合、 10^{20}eV において、信号が飽和するイベントの 95% 以上は FD から 10km 以内に落下するイベントである。

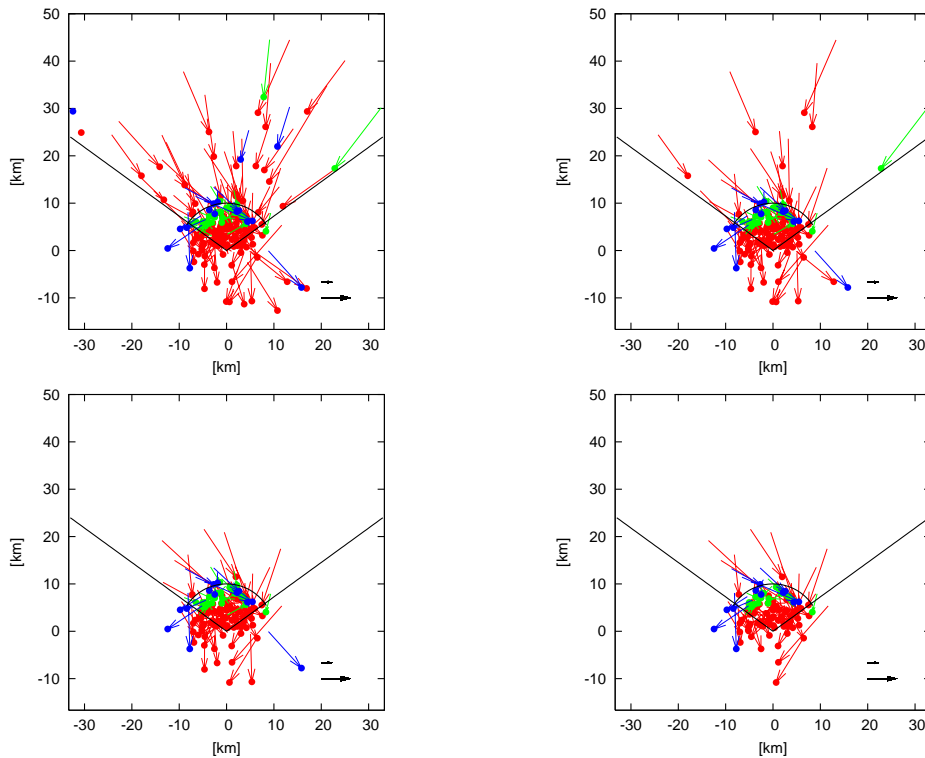


図 4.9: 図 4.8 右下の図 (10^{20}eV) から空気シャワー軸とカメラの視線方向の間の角度が小さいイベントを除いた図。左上、右上、左下、右下の順にそれぞれ 0.1° 以下、 10° 以下、 20° 以下、 30° 以下に対応している。

さらに、入射エネルギーが 10^{20}eV の時に、典型的な FD のトリガー（後述）にかかるイベントと飽和するイベントとの比較を行った。結果を図 4.10 に示す。図 4.10 から、インパクトパラメータが 5.5km のときに飽和するイベント数は最大に、また、インパクトパラメータが 47.5km のときにトリガーされるイベント数は最大になる。トリガーしうる距離に対して飽和するまでの距離は $1/8$ 、面積に直して十分小さい値であることが分かる。このシミュレーションではトリガーされるイベント数と飽和するイベントとの比はほぼ 1% となった。ダイナミックレンジは信号継続時間に依存し、信号継続時間は空気シャワーの入射角、方位角に依存するため、ここではダイナミックレンジがどのようになるかを言うことはできないが、インパクトパラメータが 10km を超える 10^{20}eV のイベントについては信号は飽和せず取得できることが分かった。結論として、現状のゲイン（トータルゲイン 4×10^6 ）で観測に支障を来すことはないと考えられる。

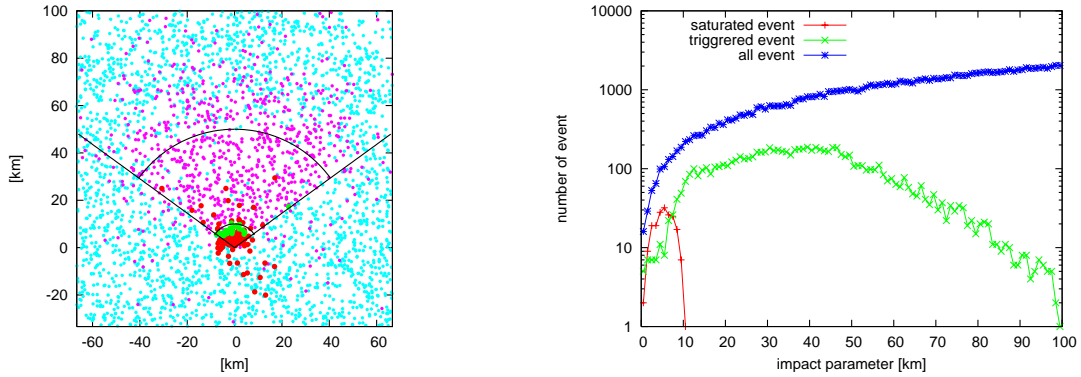


図 4.10: 左図は 10^{20} eV の空気シャワーイベントを望遠鏡ステーションと空気シャワーとのインパクトパラメータが 100km 以内で等方的に生成し、FD が飽和するか、またはトリガーできるかで分類したもの。各々の点は地表における空気シャワー軸の位置 (シャワーコア) である。赤はプリアンブが飽和したもの、緑はプリアンブは飽和せず、SDF 上複数の WFSA が飽和したイベント、青はプリアンブは飽和せず、SDF 上 1 つの WFSA のみが飽和し、サムアンブによって波形が再構成できるイベント、紫はトリガーされたイベント、水色は全イベントを表す。右図はインパクトパラメータを用いてヒストグラムを描いたものである。赤はプリアンブまたは WFSA が飽和したイベント、紫はトリガーされたイベント、水色は全イベントを表す。

4.3 時間分解能

TA 実験ではまだ SD、FD 双方の情報を用いてイベントを再構成するためのシミュレーションコードが整備されていない。このため、ここではシミュレーションではなく、簡単な幾何学でどの程度の時間分解能が必要であるかを計算する。図 4.1 の空気シャワーと望遠鏡の幾何的配置図を参照していただきたい。

空気シャワーの奥行き角 ψ は、カメラの視野 $\beta - \alpha$ を横切るまでの時間差を Δt 、FD ステーションから地表での空気シャワー軸 (シャワーコア) までの距離を R として、式

$$\begin{aligned} \Delta t c &= OP + PP' - OP' \\ &= R \left(\frac{\cos \psi}{\cos(\alpha - \psi)} - \frac{\cos \psi}{\cos(\beta - \psi)} + \frac{\sin(\beta - \alpha) \cos \psi}{\cos(\alpha - \psi) \cos(\beta - \psi)} \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

を解くことで得られる。また、空気シャワーの入射角と奥行き角 ψ 、空気シャワーが通過する面と地面とのなす角 θ との関係は

$$\cos \theta = \cos \psi \sin \Theta \quad (4.6)$$

となる。 θ は時間分解能によらず、FD カメラで得られた空気シャワーの画像から決まる値である。 θ が $\pi/2$ に近いほど、奥行き角 ψ の誤差が直接入射角 θ に影響してくる。まず、奥行き角の決定が最も時間分解能に影響する $\theta = \pi/2$ の状況について考える。式 4.5 をグラフ化したもの、及び式 4.5 から、 1° の角度分解能に必要な時間分解能を計算したものを図 4.11 に示す。図 4.11 の右側の図は、左側の図の微分値の逆数に比例する。従って入射角 75° 付近では無限に細かい時間分解能が必要となってしまうが、これは仕方のないものとする。

Δt の決定精度はサンプリング周波数で決まっている。 Δt を求めるためには、FD ステーションの視野の両端の PMT での、時間波形の中心値を求めてやればよい。今、簡単に中心値の決定精度はサンプリング間隔の $1/2$ と考えると、 Δt の決定精度はサンプリング間隔と同じとなる。図 4.11 の右側の図を見ると、シャワーコアまでの距離が 10km 以上であれば、 -90° から 75° までの範囲で、必要な時間分解能が 100ns を超えているのが分かる。前節で述べたように、トリガーされる 10^{20} eV の空気シャワーのイベントが最も多くなるのはインパクトパラメータが 50km のときであるので、100ns のサンプリング間隔で大部分の空気シャワーイベントに対して十分な角度分解能が得られることが分かる。

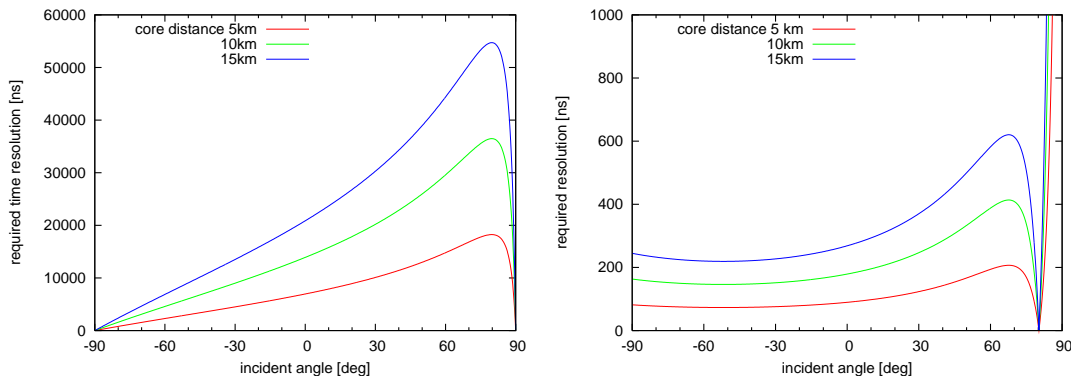


図 4.11: 空気シャワーが FD ステーションの視野を横切るのに要する時間(右)、及び 1° の角度分解能に必要な時間分解能(左)

FADC のサンプリング周波数が 40MHz であるにもかかわらずその値を 4 タイムスライス分足し上げて 10MHz のデータとして波形を保持するのは、時間分解能は 100ns で十分であるためであり、サンプリング周波数を下げないのはダイナミックレンジを落とさないためである。

4.4 大気蛍光信号認識

大気蛍光信号認識のための電子回路に要求される機能は以下ようになる。

- 夜光バックグラウンドは $50\text{p.e.}/\mu\text{s}$ から $2000\text{p.e.}/\mu\text{s}$ の間で変化する。ここでの夜光バックグラウンドは星の光と大気光との和である。バックグラウンドは星の移動によって変化する。このため、各チャンネルによって夜光バックグラウンドは異なる。また、時間的にも変動する。このようなバックグラウンドに対して電子回路は安定に動作し、信号認識ができなければならない。
- 大気蛍光信号の時間幅は、100ns から $10\mu\text{s}$ という 2 桁以上の広がりを持つ。これらのいずれの時間幅についても信号認識ができなければならない。

夜光バックグラウンドの変動は、電圧の平均値の変動をもたらすだけでなく、電圧の分散値をも変化させる。従って閾値は決まった電圧レベルや平均値にある定数を加えたものでは不十分である。平均値や分散値の時間的变化にも対応できるものでなくてはならない。このため、SDF に搭載される FPGA を用いて、信号を常に平均値 0、分散 1 に規格化して信号認識を行うこととした。

規格化の方法であるが、現在から過去のある時間までのバックグラウンドの平均値及び分散値を計算し、現在の情報を規格化する、という方法をとることとした。この時間幅の間バックグラ

ウンドが変動しなければ、正しく規格化ができることになる。逆に、この時間幅の間でバックグラウンドが変動すると、規格化に失敗して暴走するか、信号認識ができない、という状況になってしまう。この時間幅はFPGA内部のプログラムで任意の値に設定することができる。従って上記のような状況が起こればバックグラウンドの計算を行う時間幅を短く取ればよい。しかし、あまり短くしすぎると平均値、分散値の統計誤差が大きくなってしまい、やはり正しく規格化できなくなってしまう。計算に用いるデータポイント数を N とすると、分散値は自由度 $N - 1$ の χ^2 統計に従う。従って分散値の相対誤差は真の分散値 $\times \sqrt{2/(N - 1)}$ となる。相対誤差が 1 % 程度であり、かつできるだけ時間幅が短くなるようにポイント数 N は $2^{14} = 16384$ と選んだ。これはおよそ 1.6ms に相当する。この選択が適当であるかどうかは、今後の試験で検証が必要である。1.6ms の間の夜光バックグラウンドの変動はバックグラウンドの平均値にくらべ十分に小さくなければならない。

大気蛍光信号の時間幅は 100ns から $10\mu\text{s}$ までという、非常に幅広い分布を持つ。この時間幅は空気シャワーが 1 本の PMT の視野を横切る時間で決まっている。時間幅がどのような値をとるかを式 4.5 を用いて、空気シャワーが 1 本の PMT の視野を横切るのに要する時間を計算した。結果を図 4.12 に示す。

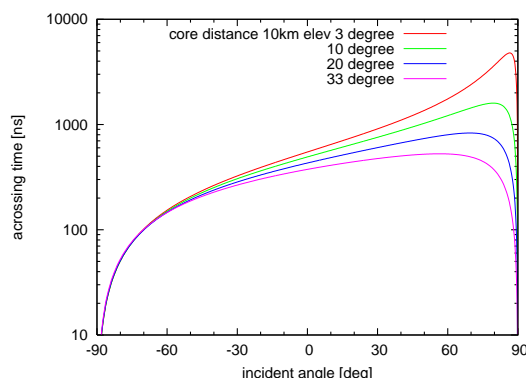


図 4.12: 横軸は空気シャワーの天頂角、縦軸は空気シャワーが PMT を横切るのに要する時間。FD ステーションとシャワーコアとの間隔は 10km とした。赤、緑、青、紫はそれぞれ仰角 3° , 10° , 20° , 33° に対応する。

図 4.12 から分かるように、仰角が低く入射角が 90° に近いほど視野を横切る時間は長くなることが分かる。

大気蛍光信号認識は、バックグラウンドの光電子数に対して有意に光電子数が増加した場合に、行われなければならない。従って入力電圧値ではなく、入力電荷、つまり電圧値の積分値に閾値を設けなければならない。しかし、前述のように光電子の入射時間の幅は変化する。このため、積分時間は複数設けることにした。また、積分時間は、シャワーコアまでの距離が 50km の空気シャワーが PMT の視野を横切る時間と同じになるように設定した。シャワーコアまでの距離が近ければ、光電子数が多いので積分時間によらず信号認識ができると考えられるからである。図 4.12 の縦軸値を 5 倍すればこの条件における空気シャワーが PMT の視野を横切る時間が分かり、それらの値は 500ns から $30\mu\text{s}$ となる。現在、この積分時間は $1.6\mu\text{s}$, $3.2\mu\text{s}$, $6.4\mu\text{s}$, $12.8\mu\text{s}$ の 4 種類に選んである。しかし、シャワーコアまでの距離が近くてもエネルギーが低く光量の少ないイベントもできるだけトリガーするためには、より短い積分時間も導入する必要がある。開発当初は短

い積分時間を導入すると FPGA の容量が足りなくなる可能性があったので導入しなかった。現在は積分時間を導入しても FPGA の容量が足りなくなることはない分かっている。

バックグラウンドにはポアソン統計に従う光電子数のばらつきが存在し、その分散値は積分時間に比例して大きくなる。それぞれの積分値の閾値をそろえるため、前述の通り、それぞれの積分値は平均値 0、分散値 1 に規格化される。この規格化後の値がある無次元の定数よりも大きければ、大気蛍光信号とみなす。また、この無次元の値をスレッシュホールドパラメータと呼ぶ。

分散値は本来各積分値について求めるべきであるが、ゲート規模を節約するため、100ns サンプリング間隔のデータの分散値を用いてそれぞれの積分値の分散を計算することとした。平均値も 100ns サンプリング間隔のデータを用いて計算する。従って規格化は、積分時間を TW [ns]、入力時間波形を $f(t)$ 、サンプリング間隔を $\Delta t = 100$ [ns]、100ns サンプリング間隔のデータの平均値、分散値をそれぞれ M , V とし、式

$$\frac{\int_0^{TW} f(t - \tau) d\tau / \Delta t - M \cdot TW / \Delta t}{\sqrt{V \cdot TW / \Delta t}} \quad (4.7)$$

で表される。

結局、大気蛍光信号認識の手順は以下ようになる。

1. 1.6, 3.2, 6.4, 12.8 μ s 幅の積分値を 100ns 毎に計算する。
2. 過去 1.6ms のバックグラウンドの平均値及び分散値を計算する。
3. 積分値を平均値 0、分散値 1 に規格化する。
4. 規格化後の値をスレッシュホールドパラメータと比較し、スレッシュホールドパラメータより大きければ 1、小さければ 0 を返す。このように各積分値毎に 0/1 情報にした後、それらの値の論理和をとる。この論理和の値を sub-HIT と呼ぶ。この sub-HIT は時間波形と共にメモリーに記録される。
5. 過去 25.6 μ s までに sub-HIT=1 があれば、大気蛍光信号があると判断して 0/1 の HIT 情報として TF ボードに送信する。この判断は 12.8 μ s 毎に行われる。TF ボードはこの HIT 情報を元に飛跡判定を行う。
6. FADC の値がある電圧スレッシュホールドより大きければ、0/1 の NC(Non Conditional) トリガーとして TF ボードに送信する。NC 情報は単一の PMT に巨大な信号が発生した際、およびキャリブレーションの際にトリガーとして用いられる。また、信号が飽和したかどうかを示すフラグにもなる。

4.5 SDF 仕様

以下に最終的に決まった SDF の仕様を示す。

- SDF は PMT16 チャンネル分の信号を処理する。このため、16 組のレシーバーアンプ、WFSA を持つ。
- WFSA の応答関数は $4 \times 10^{-4} \cdot t e^{-t/50}$ とする。ここでの t の単位は ns である。
- WFSA が飽和しても、光電子数の総和が保存されるよう、PMT16 本分の信号をすべて足し上げるサムアンプを持つ。サムアンプの応答関数は $2.5 \times 10^{-5} \cdot t e^{-t/50}$ とする。つまり各チャンネルにとっては、ゲイン 1/16 の WFSA に見えるようにする。
- 16+1 個の FADC を搭載する。この FADC は 12 ビット、40MHz とする。
- ボードの自動検査用に 1 個の DAC を持つ。この DAC は 14 ビット、100MHz とする。
- 大気蛍光信号認識、波形データ保持のため、8 個の FPGA を搭載する。1 個の FPGA は 2 チャンネル分の FADC の信号を処理する。FPGA のゲート規模は各チャンネルにつき 20 万ゲートを使用する。メモリー容量は $51.2\mu\text{s}$ のイベントバッファが 8 個以上取れるよう、各チャンネルにつき 10kByte とする。
- TF ボードとの通信、論理回路制御、DAC 制御のため、さらにもう 1 つの FPGA を搭載する。
- VME インターフェイス用に 1 個の CPLD(Xilinx 社製 XC95288XL) を搭載する。

4.6 トリガーシミュレーション

SDF ボードの大気蛍光信号認識プログラムにより、 10^{20}eV の空気シャワーがどの程度遠方までトリガーできるかをモンテカルロシミュレーションにより計算した。計算手順は 4.2 節のシミュレーションと同じである。

4.6.1 スレッシュホールドの設定

スレッシュホールドは低ければ低いほど、光量の少ないイベント、つまり遠方もしくは低エネルギーのイベントをトリガーするのに有利である。しかし、スレッシュホールドを下げると偶然トリガーが増加してしまう。この偶然トリガーがスレッシュホールドパラメータとどのような関係にあるのかを、シミュレーションにより調べた。このシミュレーションは $100 \pm 10 \text{p.e./}\mu\text{s}$ の一定光量を連続的に入力し、4.4 節で述べた大気蛍光信号認識アルゴリズムにかけた際のトリガーレートを計算する、という方法で行った。結果を図 4.13 に示す。

図 4.13 では、積分時間幅が長くなるにつれてトリガーレートが下がっているのが分かる。積分し規格化することは、ローパスフィルターと同様の効果をもたらす。また、積分時間が長いほどカットオフ周波数は小さくなる。従って積分時間が長くなるとスレッシュホールドを超える回数が減り、トリガーレートは小さくなると考えられる。

また、図 4.13 から、スレッシュホールドパラメータが 5.5 でカメラレベルでのトリガーレートがほぼ 1Hz となることが分かる。今回のシミュレーションではトリガーレートが 1Hz となるようにスレッシュホールドパラメータを 5.5 と選んだ。

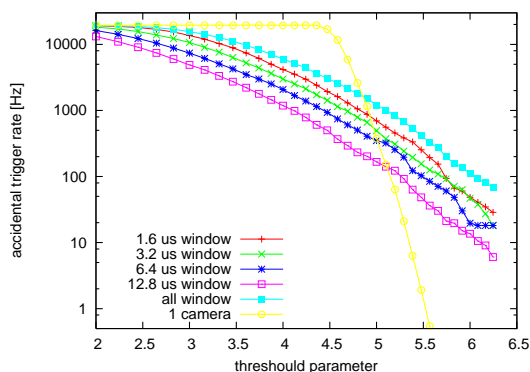


図 4.13: スレッシュホルドパラメータとアクシデンタルトリガーレートとの関係。水色は PMT1 チャンネル当たりのトリガーレートであり、黄色は水色のデータを元にして PMT256 チャンネルで飛跡認識を行った際のトリガーレート、つまりカメラ 1 台分のトリガーレートである。赤、緑、青、紫はそれぞれ積分幅 $1.6\mu\text{s}$, $3.2\mu\text{s}$, $6.4\mu\text{s}$, $12.8\mu\text{s}$ 単一でのトリガーレートである。

4.6.2 シミュレーション結果

夜光バックグラウンドを $100\text{p.e.}/\mu\text{s}$ として、トリガーシミュレーションを行った。まず、トリガーされた典型例を図 4.14 に示す。

図 4.14 からは、一見バックグラウンドに埋もれてしまっているようなチャンネルでも、信号認識ができていることがわかる。

次に、図 4.14 のイベントの、信号認識に成功したチャンネルの中で、最も入射光電子数の少なかったものの時間波形、及び積分波形を示す。積分波形はスレッシュホルドを超えているのに対し時間波形は全くスレッシュホルドに達していない。信号認識の方式の有効性が見られる良い例である。また、このチャンネルは仰角が 5° であり、図 4.12 から、視野を横切る時間は $3\mu\text{s}$ である。この時間スケールに近い $1.6\mu\text{s}$ 幅、 $3.2\mu\text{s}$ 幅で積分波形が最も大きくなっているのが分かる。複数の積分幅を用いた利点が見られる。

最後に、トリガーシミュレーションの結果を図 4.16 に示す。 $10^{19.5}\text{eV}$ 以上では、空気シャワーアレイ全域、及び他の FD ステーションが観測可能領域に入り、目標とする有効検出面積 $1300\text{km}^2\cdot\text{sr}$ を達成する。

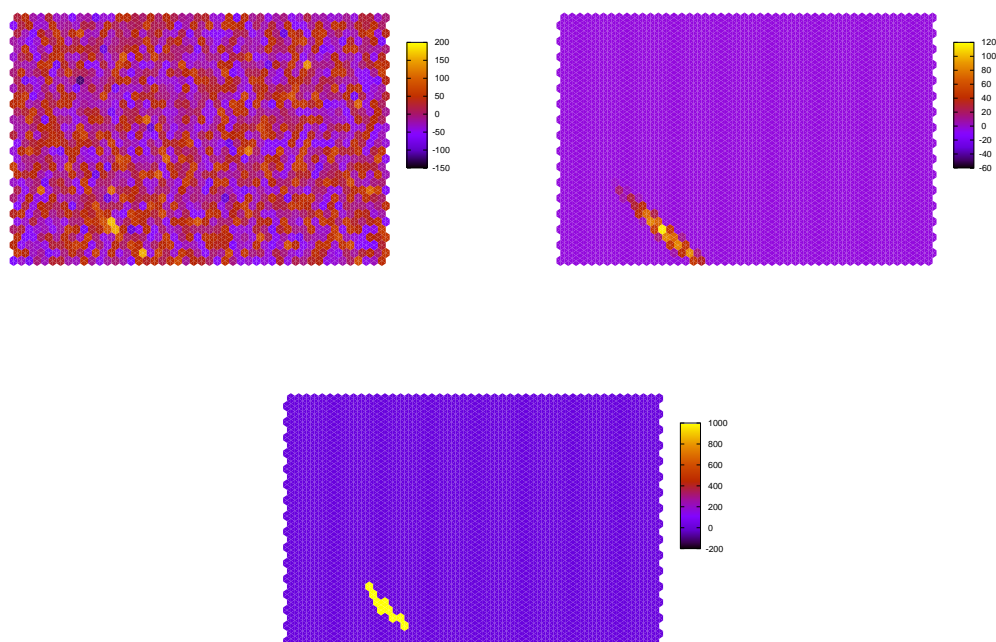


図 4.14: エネルギー $10^{19.0}$ eV, 天頂角 50° 、インパクトパラメータ 42km の空気シャワーイメージ。ここで、インパクトパラメータとは、望遠鏡から空気シャワー軸に下ろした垂線の長さである。全体で仰角 3° - 34° , 方位角 54° である。(カメラ 6 台分のイメージ)。左図は夜光バックグラウンド有り、右図は夜光バックグラウンド無しの図である。色調は $12.8\mu\text{s}$ 幅で積分した光電子数を表す。また、平均値が 0 になるように設定してある。下図はトリガーされたチャンネルを黄色で表したものの。

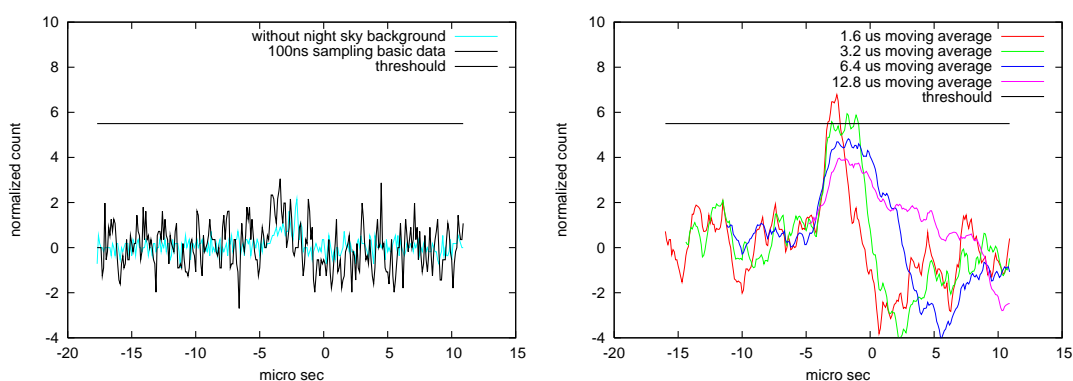


図 4.15: 図 4.14 内、入射光電子数 48 個のチャンネルの時間波形。左図黒線は夜光バックグラウンド有り、水色線は夜光バックグラウンド無しの波形である。水色線は黒線の分散値で規格化した。右図の赤、緑、青、紫はそれぞれ $1.6, 3.2, 6.4, 12.8\mu\text{s}$ の積分幅の波形を表している。積分波形は全て式 4.7 を用いて規格化した。

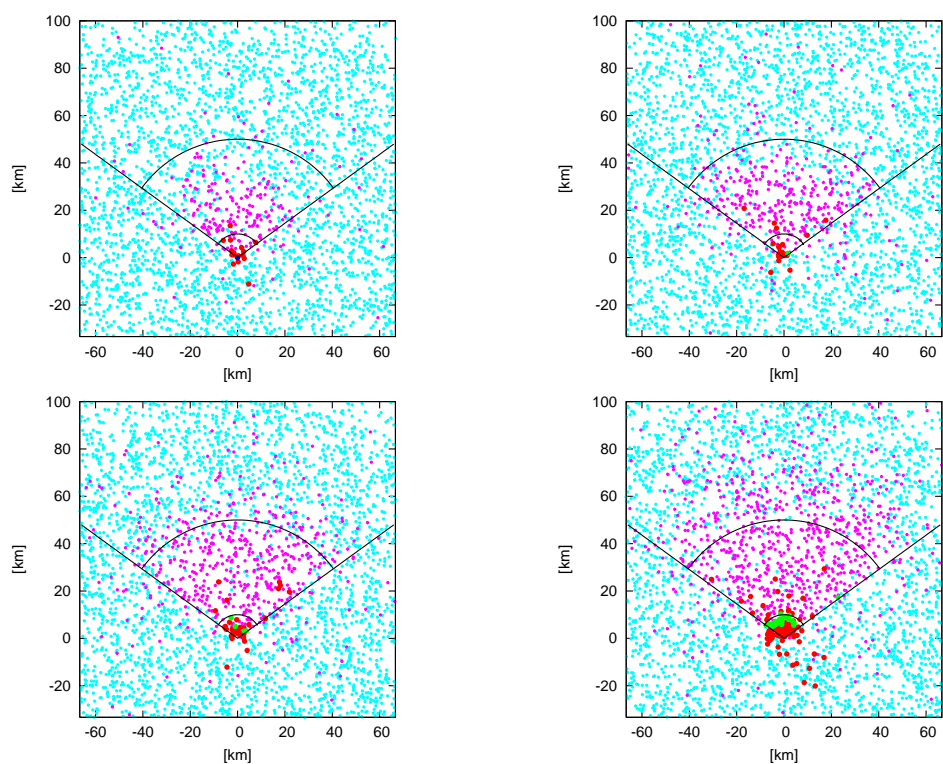


図 4.16: トリガーされた空気シャワーイベント。入射粒子のエネルギーは左上、右上、左下、右下の順にそれぞれ $10^{18.5}\text{eV}$, $10^{19.0}\text{eV}$, $10^{19.5}\text{eV}$, $10^{20.0}\text{eV}$ となっている。各々の点はシャワーコアを表す。赤はプリアンプが飽和したもの、緑はプリアンプは飽和せず、SDF 上複数の WFSAs が飽和したイベント、青はプリアンプは飽和せず、SDF 上1つの WFSAs のみが飽和し、サムアンプによって波形が再構成できるイベント、紫はトリガーされたイベント、水色は全イベントを表す。黒円弧は半径 10km、及び 50km の円を表す。

第5章 試験観測

前章までの議論を元にして、大気蛍光望遠鏡電子回路のの prototypes を作成し (図 5.1)、試験を行った。試験は大きく分けて、国内で行ったものと、TA 建設用地である米国 Utah 州において行ったものに分けられる。国内の主な試験は AGASA 検出器で知られる宇宙線研究所明野観測所において行ったため、国内で行った試験を明野試験、米国で行った試験を Utah 試験と呼ぶこととする。

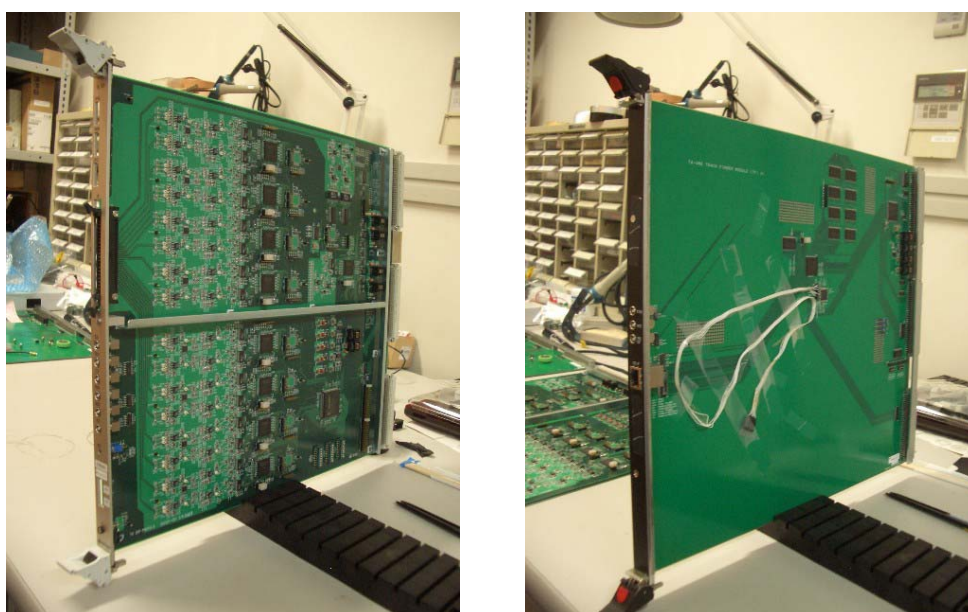


図 5.1: SDF プロトタイプ (左)、TF プロトタイプ (右)

5.1 明野試験

明野試験では主に下記の事を行った。

- ノイズ評価及びノイズ除去
- SDF-TF 間の通信、同期試験
- 信号取得試験
- 波形認識論理回路の実装
- 飛跡認識論理回路の実装

このときに用いた PMT カメラ、及びエレクトロニクスの写真を図 5.2 に示す。



図 5.2: 明野試験で用いた PMT カメラ (左) 及び読み出しトリガー電子回路 (右)

明野試験では、入力光源として Xeon 発光管を用いた。Xeon 発光管を用いた試験ではトリガー生成からデータ取得までが安定に行える事を確認した。図 5.3 に明野試験で取得された Xeon 発光管の時間波形を示す。Xeon 発光管の波形のピークタイムがそろっており、同期が取れていることが分かる。PMT の出力は負極性であるが、FADC 入力時には正極性信号に変換されている。しかし、ノイズが大きいチャンネルがあり、なおかつそのノイズは周期的であった。また、トリガーが発生した時刻周辺で大きなノイズを生じていた。周期的なノイズは $12.8\mu\text{s}$ 間隔で発生していた。これは信号認識の周期と同じである。

トリガーや信号認識の周期と同期しているということから、このノイズの原因は FPGA であることがいえる。最初は FPGA 間の通信がアナログラインと干渉を起こしていると考えたのだが、そうであればノイズは短い微分波形となるはずである。次に FPGA が発する電磁波がアナログラインと干渉をしていると考えた。しかしボードの一部ないし全部をシールドしてもまったくノイズの大きさは変わらなかった。結局このノイズの原因はボード上のデジタルグラウンドとアナログ配線との干渉にであった。WFSA からサムアンプに信号を送信する配線の周囲がデジタルグラウンドで囲まれていたのである。この配線を切断した所、図 4.1 に見られるような、非常にノイズの少ないペダスタルが現れた。前述のように、SDF32 枚、合計 512 チャンネルを製作した現在のプロトタイプでは、ノイズが最大となるチャンネルで $380\mu\text{V}$ 、全チャンネルの平均は $200\mu\text{V}$ 、p.e. 換算で最大 1.16、平均 0.60 のノイズレベルを達成している。

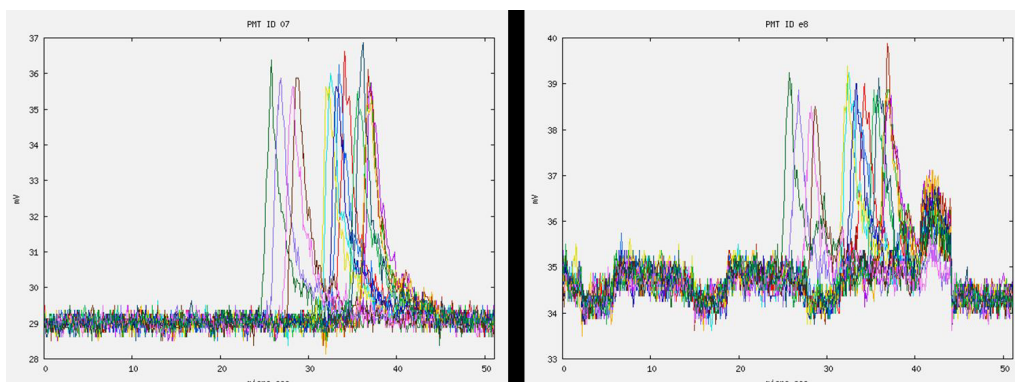


図 5.3: 明野試験における Xeon 発光管の時間波形縦軸は mV、横軸は μs である。16 イベント分を重ねて表記したものであり、左はノイズの小さいチャンネル、右はノイズの大きいチャンネルである。同じ波形は同色で表示してある

5.2 Utah 試験

明野試験で、1 カメラレベルでのデータ収集システムは問題なく動作することが分かった。次のステップとして、大気蛍光信号を取得するため、Utah 試験を行った。Utah 試験は 2005 年 6 月末から 7 月末にかけて行われた。幸運にも晴天に恵まれ、新月周辺の夜は毎晩観測ができた。

まず、全ての PMT の相対ゲインを調整するためのキャリブレーションを行った。キャリブレーションの模式図を図 5.4 に示す。キャリブレーションシステムは Xeon 発光管と YAP (^{241}Am の α 線源と無機結晶シンチレータで構成された、温度依存性の小さい標準光源) からなる。Xeon 発光管からの光はカメラの光電面に対しほぼ一様であるということが確かめられている。また、YAP の光量は分かっているものとする。最初に、PMT への印加電圧を変えながら Xeon 発光管を光源として出力電荷量を測定し、PMT のゲインカーブを作成する。次に、YAP からの出力電荷量を測定する。YAP の光量は分かっているので、Xeon 発光管を光源としたときの出力電荷量から Xeon 発光管の光量が分かる。Xeon 発光管の光量が分かれば、PMT のゲインが目標値となったときの出力電荷量が計算できるので、最初に作成したゲインカーブを元に、各 PMT への印加電圧が決定できる。

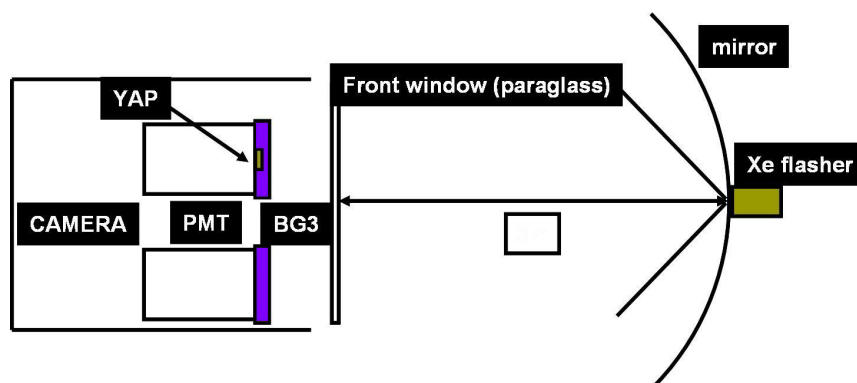


図 5.4: FD キャリブレーションシステムの模式図。

このようにしてゲインを調整した結果、PMTの相対ゲインは $\pm 1\%$ の精度で調整することができた。ゲイン調整前後での相対ゲインの変化を図5.5に示す。また、絶対ゲインは $1p.e. = 2.0 \pm 0.4$ カウントの精度で決定できている。絶対ゲインの精度はYAPの光量の測定精度で決まっている。現在は20%の精度であるが、これは今後改善される予定である。

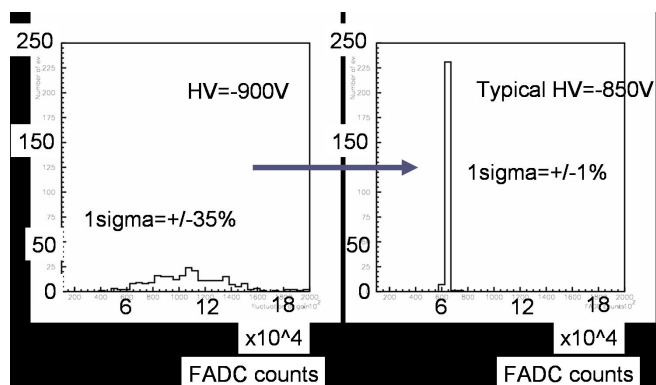


図 5.5: ゲイン調整前後での相対ゲインの変化。

キャリブレーションの後、試験観測を行った。初日の観測により得られたデータを図5.6に示す。この図から分かるように、PMTの出力と逆の極性の信号(グリッチノイズ)が発生しており、ベースラインを引き上げていることが分かる。このため、グリッチノイズのない部分は光量が増加しているように見えて、大気蛍光信号であると誤認されてしまう。このグリッチノイズの影響により、スレッシュホールドパラメータは当初の5.5から、グリッチノイズでトリガーがかからない程度の6.5に引き上げるようになった。

また、夜光が入射している場合のベースラインの増加は18カウントであり、この測定ではキャリブレーションにより $1p.e.$ が2カウントであることが分かっている。従って夜光バックグラウンドは平均 $9p.e./100ns$ であることが分かった。

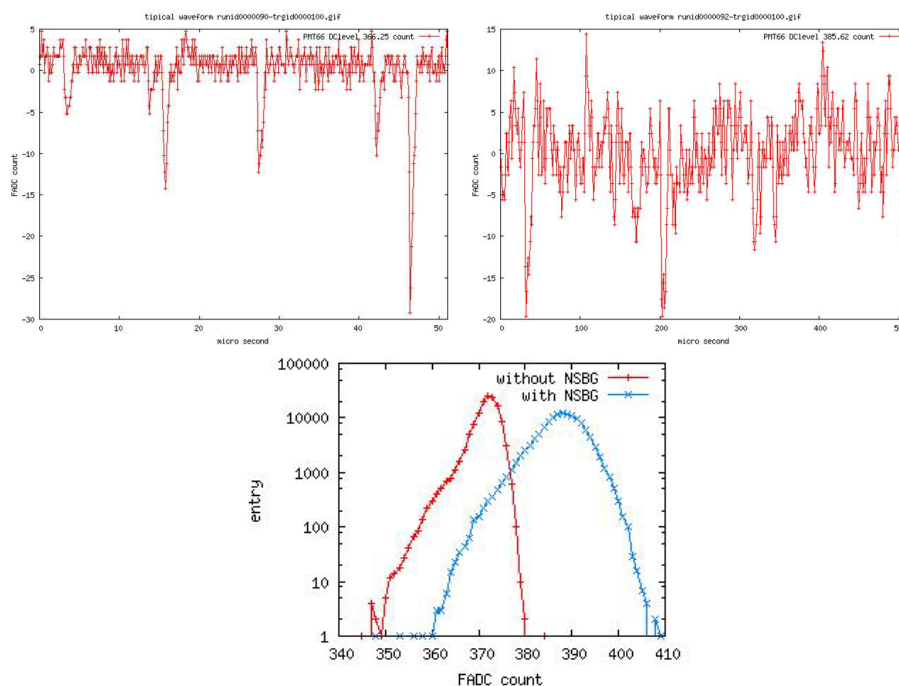


図 5.6: Utah 試験におけるペDESTAL 波形。上図縦軸は $\Sigma 4$ 出力、横軸は μs である。左上図は夜光無しのベースライン、右上図は夜光有のベースラインである。下図赤線は夜光無しのベースラインのヒストグラム、青線は夜光有のベースラインのヒストグラム。縦軸は計数值、横軸は $\Sigma 4$ 出力である。

グリッチノイズは PMT プリーダー回路内にあるツェナーダイオードが原因であった。明野試験でのアナログ系のゲインは元々 2.5 倍であり、これは 3.5 節で述べた要請を満たしていなかった。このため、ゲインを 20 倍にするよう提案し、その提案が採択された。このゲインの増加の副作用として、グリッチノイズが観察されることとなったのである。明野試験でもアナログ系のゲインを 20 倍にした後に試験を行ったのであるが、明野試験の段階では深刻な問題として捉えていなかった。グリッチノイズの問題は、ツェナーダイオードと並列に接続されたコンデンサーの容量を 4 倍にすることで対応することとなった。この修正の結果グリッチノイズは観察されなくなった。

グリッチノイズ解消の処置を行った PMT は現時点では Utah に 1 本しかないが、この 1 本について試験を行った。試験および解析の手順は以下の通りである。

1. FD ステーションのシャッター閉開前後で外部トリガーにより信号を取得する。
2. 次に、シャッターが閉じている状態での $\Sigma 4$ カウント値の平均値を計算する。
3. シャッターが開いている状態での $\Sigma 4$ カウント値から上で計算した平均値を差し引く
4. 4 で計算したカウント値を $1\mu\text{s}$ 分積分し、ヒストグラムにする

上記の要領で得られたヒストグラムを図 5.7 に示す。

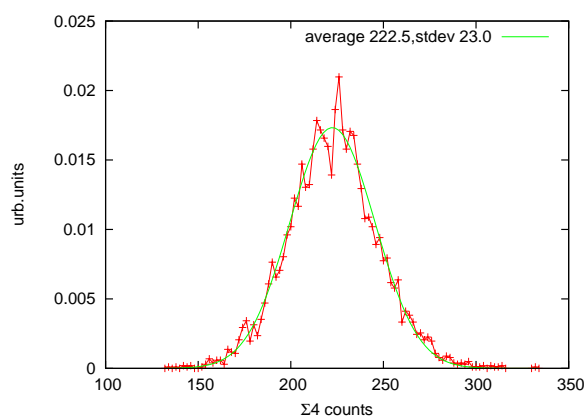


図 5.7: 夜光のヒストグラム。横軸は $\Sigma 4$ カウント、縦軸は頻度である。緑線は赤線をガウス分布でフィットしたものである。

入射光電子の数 (n) がガウス統計に従うと仮定すると、平均値 (m) と標準偏差 (σ) は光電子数と SDF のカウント値を較正する係数を C として

$$m = C \cdot n \quad (5.1)$$

$$\sigma = C \cdot \sqrt{n} \quad (5.2)$$

$$(5.3)$$

となる。ヒストグラムをガウス分布でフィットすると、 $m = 222.5$, $\sigma = 23.0$ となった。ここから計算された計数 C の値は $C = \sigma^2/m = 2.38$ となった。この値はキャリブレーションで求めた値 $C = 2.2 \pm 0.4$ と、系統誤差の範囲内で一致している。入射光電子数はガウス統計に従うと予想されるので、 $\Sigma 4$ カウント値と p.e. との変換計数は真の値から大きく外れていないことが言える。これは 1 事例のみなので、断定するのは時期尚早ではあるが、平均値と分散値をモニターすることで、光電子数と SDF のカウント値を較正する係数のクロスチェックが可能となるかもしれない。

試験観測はグリッチノイズの問題を除けば、成功裏に終わることができた。トリガーシステム、読み出しシステムは一晩の間安定に動作し、大気蛍光イベントやチェレンコフ光イベントを取得することができた。大気蛍光イベントを図 5.8 に、チェレンコフ光イベントを図 5.9 に示す。エネルギーや到来方向などの解析、観測効率の計算はまだ行っていないが、このように大気蛍光イベントを捉えることができた。また、チェレンコフ光イベントではピークがそろっており、トリガーシステムが同期して安定に動いていることが確認できる。

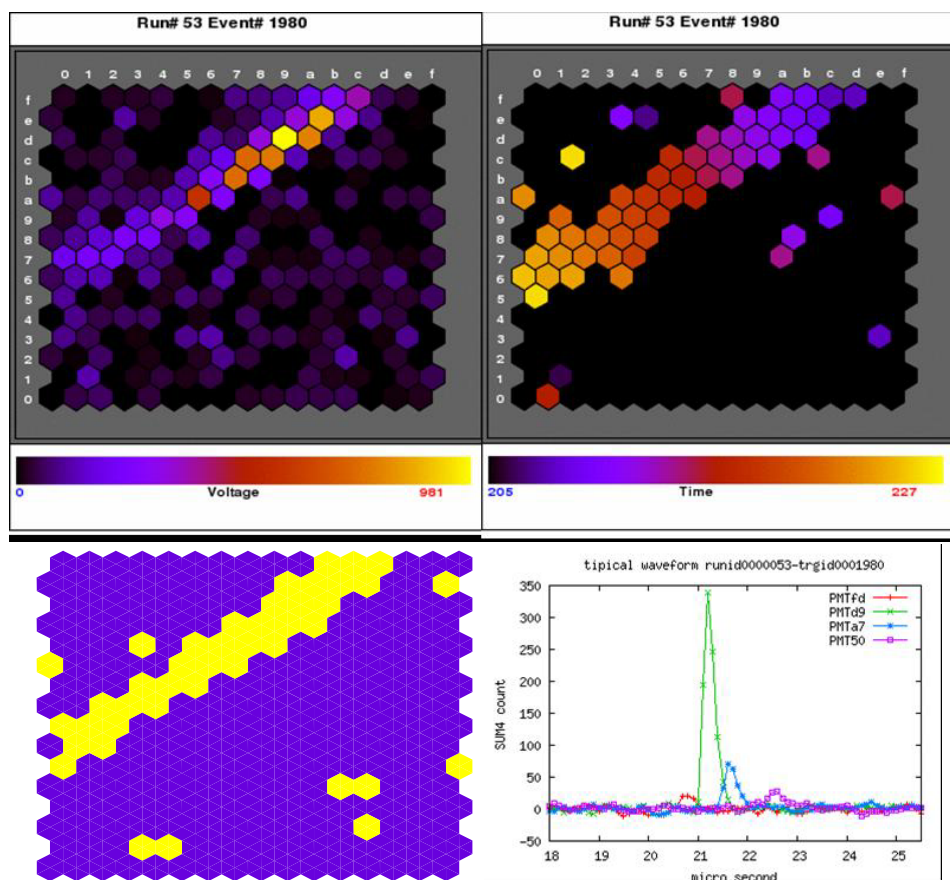


図 5.8: 大気蛍光イベント。左上図は信号のピーク値を中心にして $12.8\mu\text{s}$ 幅で積分をとったもの。色調は $\Sigma 4$ 出力に対応している。右上図は信号のピーク時間を出力したものであり、色調はピーク時間/100ns に対応する。左下図は信号認識に成功したチャンネルを黄色で示したものの、右下図は信号認識に成功したチャンネルの時間波形を適当に選びぬいたものである。

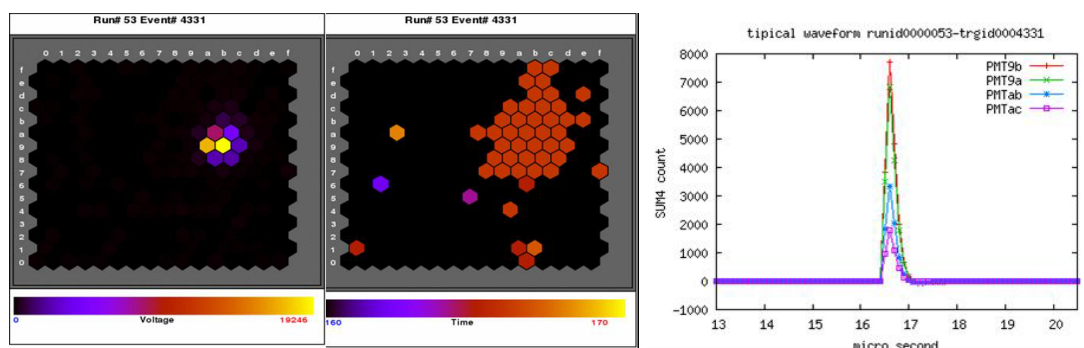


図 5.9: チェレンコフ光イベント。左図は信号のピーク値を中心にして $12.8\mu\text{s}$ 幅で積分をとったもの。色調は $\Sigma 4$ 出力に対応している。中央図は信号のピーク時間を出力したものであり、色調は 100ns サンプルングに対応する。右図は信号認識に成功したチャンネルの時間波形を適当に選びぬいたものである。

第6章 結論

大気蛍光望遠鏡電子回路のプロトタイプを製作し、観測試験を行った。トリガー、読み出しシステムは設計仕様を満たし、安定に動作して実際の空気シャワー事象を観測することが可能であることが分かった。この経験を元に、現在 PMT カメラ、エレクトロニクスの量産を行っており、今年(2006年)の夏には最初の FD ステーション (Black Rock Mesa) が完成してデータ収集を始める。今後ハイブリッド観測やステレオ観測を通じて、望遠鏡電子回路の性能をさらに詳細に確認していく。

謝辞

全ての TA コラボレーターに感謝します。特に KEK 田中真伸助教授に厚く感謝します。氏にはもの作りの「イロハ」の「イ」を教わりました。いずれ「ロ」も教えていただこうと思っています。

共に SDF 開発、製造を行った明星電気宇宙機器技術部の田中勲氏、水本訓子女史に厚く感謝します。

煩雑な事務手続きを行ってくださり仕事に集中させていただいた宇宙線研究所の鳥居礼子技官、山川敏枝教務補佐員にも深く感謝します。

最後に、この SDF 開発に携わる機会を与えてくださった福島正己教授に深く感謝します。

関連図書

- [1] C.L.Bennet et al., ApJS,**148**,1 (2003)
- [2] K. Griesen Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
- [3] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, JETP. Lett. 4, 78 (1966).
- [4] M.Takeda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1163 (1998)
- [5] D.J. Bird et al., Phys. Rev. Lett. 71, 3401 (1993).
- [6] S. Yoshida 29th Omt. Cosmic Ray Conf. Pune, India, 2005, Highlight talk
- [7] R. D. Reece, "Air Fluorescence Photon Yield In Cosmic Ray Showers" Aug 2005
- [8] F. Kakimoto et al., Nucl. Instr. and Meth. A 372(1996)527
- [9] T.Sanuki et.al., The Astrophys. J. 545 (2000) 1135-1142
- [10] R.J.Protheroe., astro-ph/0011042
- [11] T.Yamamoto., astro-ph/0312275
- [12] GAISSER, Cosmic Rays and Particle Physics
- [13] 角 正弥 2002 年東京工業大学大学院修士論文

付録A 大気蛍光望遠鏡電子回路接続図

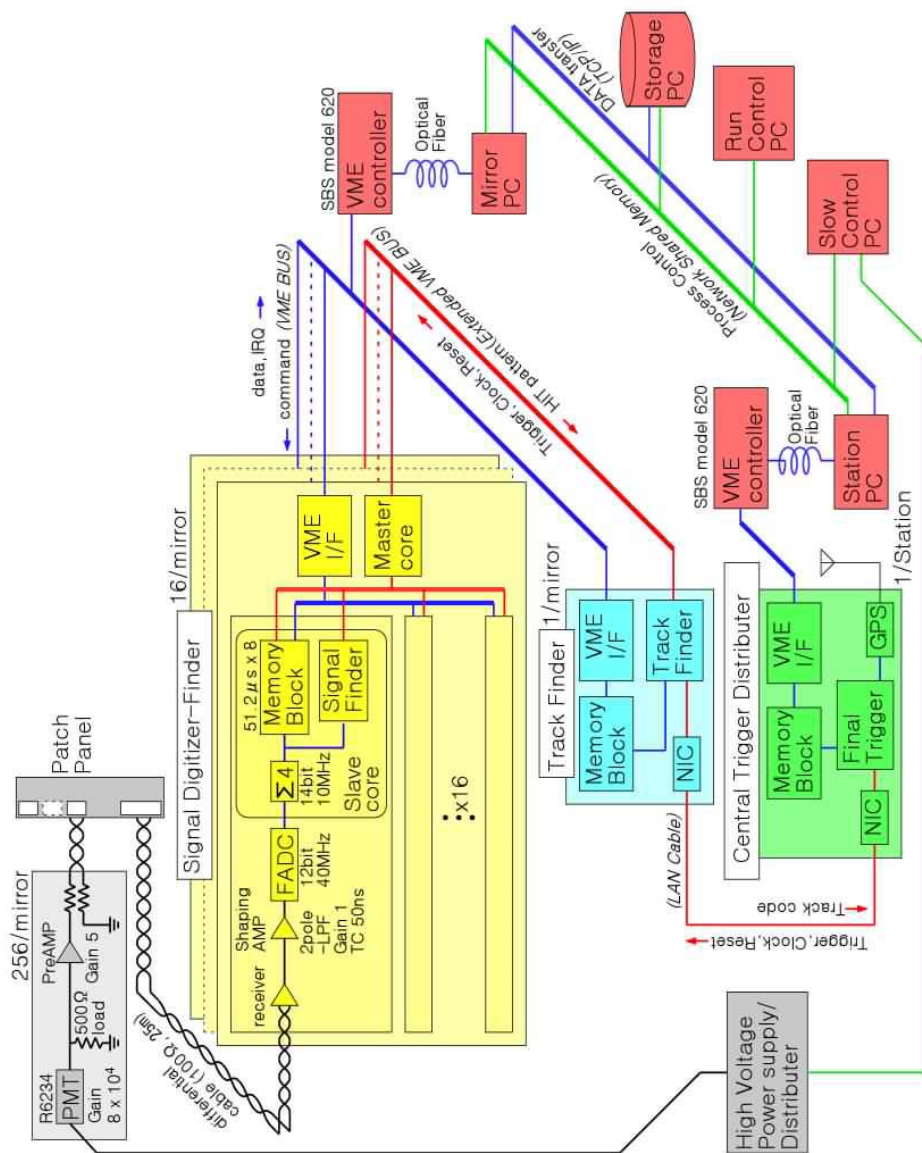


図 A.1: 大気蛍光望遠鏡電子回路接続図

付録B 応答関数の計算方法

B.1 Pre AMP 時定数について

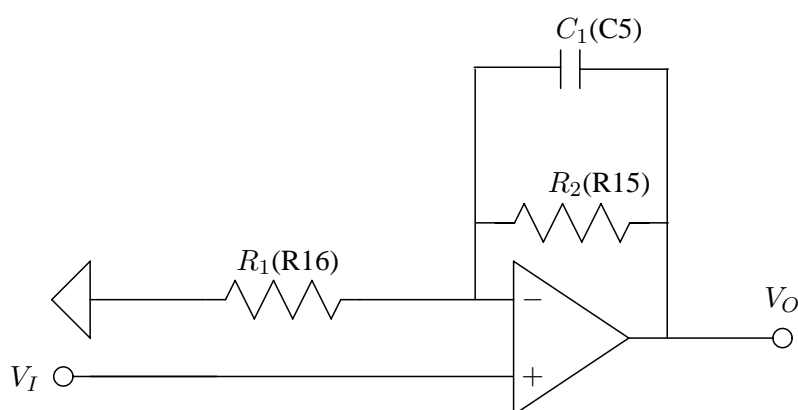


図 B.1: Pre AMP フィルター回路図

$$I_{R_1} = \frac{V_I}{R_1}, \quad (\text{B.1})$$

$$I_{R_2} = \frac{V_O - V_I}{R_2}, \quad (\text{B.2})$$

$$I_{C_1} = C_1(\dot{V}_O - \dot{V}_I), \quad (\text{B.3})$$

$$I_{R_1} = I_{R_2} + I_{C_1} \quad (\text{B.4})$$

(1)~(4) より

$$\begin{aligned} V_O &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) V_I - C_1 R_2 (\dot{V}_O - \dot{V}_I) \\ &= G V_I + \tau (\dot{V}_I - \dot{V}_O) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

となる。ただし

$$G = 1 + \frac{R_2}{R_1} (\simeq 5), \quad (\text{B.6})$$

$$\tau = C_1 R_2 \quad (\text{B.7})$$

である。ここで、ラプラス変換を演算子 L で

$$\begin{aligned} L V(t) &= \int_0^\infty V(t) e^{-st} dt \\ &= \tilde{V}(s), \\ L^{-1} \tilde{V}(s) &= V(t) \end{aligned}$$

と定義すると、

$$\tilde{V}_O = \frac{G + \tau s}{1 + \tau s} \tilde{V}_I \quad (\text{B.8})$$

が得られる。 $V_I(t) = \delta(t)$ とすると

$$V_O(t) = \delta(t) + \frac{G-1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{B.9})$$

$V_I(t) = \Theta(t)$ とすると

$$V_O(t) = \Theta(t) + (G-1) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (\text{B.10})$$

となる。

B.2 SDF filter 時定数について

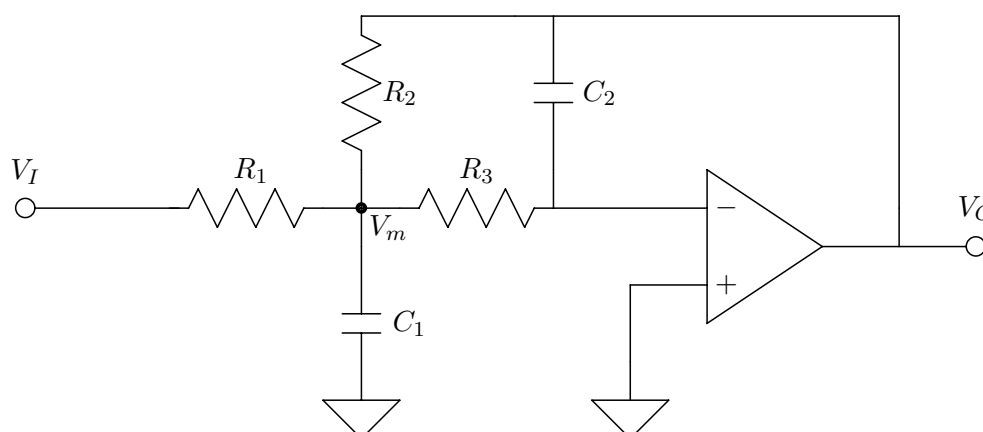


図 B.2: SDF フィルター回路図

$$I_{R_1} = \frac{V_I - V_m}{R_1} \quad (\text{B.11})$$

$$I_{R_2} = \frac{V_m - V_O}{R_2} \quad (\text{B.12})$$

$$I_{R_3} = \frac{V_m - 0}{R_3} \quad (\text{B.13})$$

$$I_{C_1} = C_1(\dot{V}_m - 0) \quad (\text{B.14})$$

$$I_{C_2} = C_2(0 - \dot{V}_O) \quad (\text{B.15})$$

$$I_{R_3} = I_{C_2} \quad (\text{B.16})$$

$$I_{R_1} = I_{R_2} + I_{R_3} + I_{C_1} \quad (\text{B.17})$$

(12),(14),(15) より

$$V_m = -R_3 C_2 \dot{V}_O \quad (\text{B.18})$$

$$I_{R_1} = \frac{V_I + R_3 C_2 \dot{V}_O}{R_1} \quad (\text{B.19})$$

$$I_{R_2} = -\frac{V_O + R_3 C_2 \dot{V}_O}{R_2} \quad (\text{B.20})$$

$$I_{R_3} = -C_2 \dot{V}_O \quad (\text{B.21})$$

$$I_{C_1} = -C_1 R_3 C_2 \ddot{V}_O \quad (\text{B.22})$$

(16),(18)~(21) より

$$V_I = -\left\{ \frac{R_1}{R_2} V_O + \left(R_1 C_2 + R_3 C_2 + \frac{R_1}{R_2} R_3 C_2 \right) \dot{V}_O + R_1 C_1 R_3 C_2 \ddot{V}_O \right\} \quad (\text{B.23})$$

フィルターのゲインは1、つまり DC 入力に対し

$$V_I = -V_O \quad (\text{B.24})$$

が満たされなければならないため、

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 \quad (\text{B.25})$$

従って

$$V_I = -\left\{ V_O + (R_1 C_2 + 2R_3 C_2) \dot{V}_O + R_1 C_1 R_3 C_2 \ddot{V}_O \right\} \quad (\text{B.26})$$

$$= -(V_O + 2A\dot{V}_O + B^2\ddot{V}_O) \quad (\text{B.27})$$

ただし

$$A = R_1 C_2 / 2 + R_3 C_2, \quad (\text{B.28})$$

$$B = \sqrt{R_1 C_1 R_3 C_2} \quad (\text{B.29})$$

以上より

$$\tilde{V}_O = -\frac{\tilde{V}_I}{1 + 2As + B^2 s^2} \quad (\text{B.30})$$

が得られる。

$$A > B \Rightarrow 1 + 2As + B^2 s^2 = B^2 (s + \alpha)(s + \beta) \quad (\text{B.31})$$

$$A = B \Rightarrow 1 + 2As + B^2 s^2 = B^2 (s + 1/B)^2 \quad (\text{B.32})$$

$$A < B \Rightarrow 1 + 2As + B^2 s^2 = B^2 \{(s + \sigma)^2 + \omega^2\} \quad (\text{B.33})$$

ただし

$$\alpha = \frac{A - \sqrt{A^2 - B^2}}{B^2}, \quad (\text{B.34})$$

$$\beta = \frac{A + \sqrt{A^2 - B^2}}{B^2}, \quad (\text{B.35})$$

$$\sigma = \frac{A}{B^2}, \quad (\text{B.36})$$

$$\omega = \frac{\sqrt{B^2 - A^2}}{B^2} \quad (\text{B.37})$$

$V_I(t) = -\delta(t)$ とすると

$$V_O(t) = \frac{e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}}{B^2(\alpha - \beta)} \quad (A > B) \quad (\text{B.38})$$

$$= \frac{te^{-t/B}}{B^2} \quad (A = B) \quad (\text{B.39})$$

$$= \frac{e^{-\sigma t} \sin \omega t}{B^2 \omega} \quad (A < B) \quad (\text{B.40})$$

$V_I(t) = -\Theta(t)$ とすると

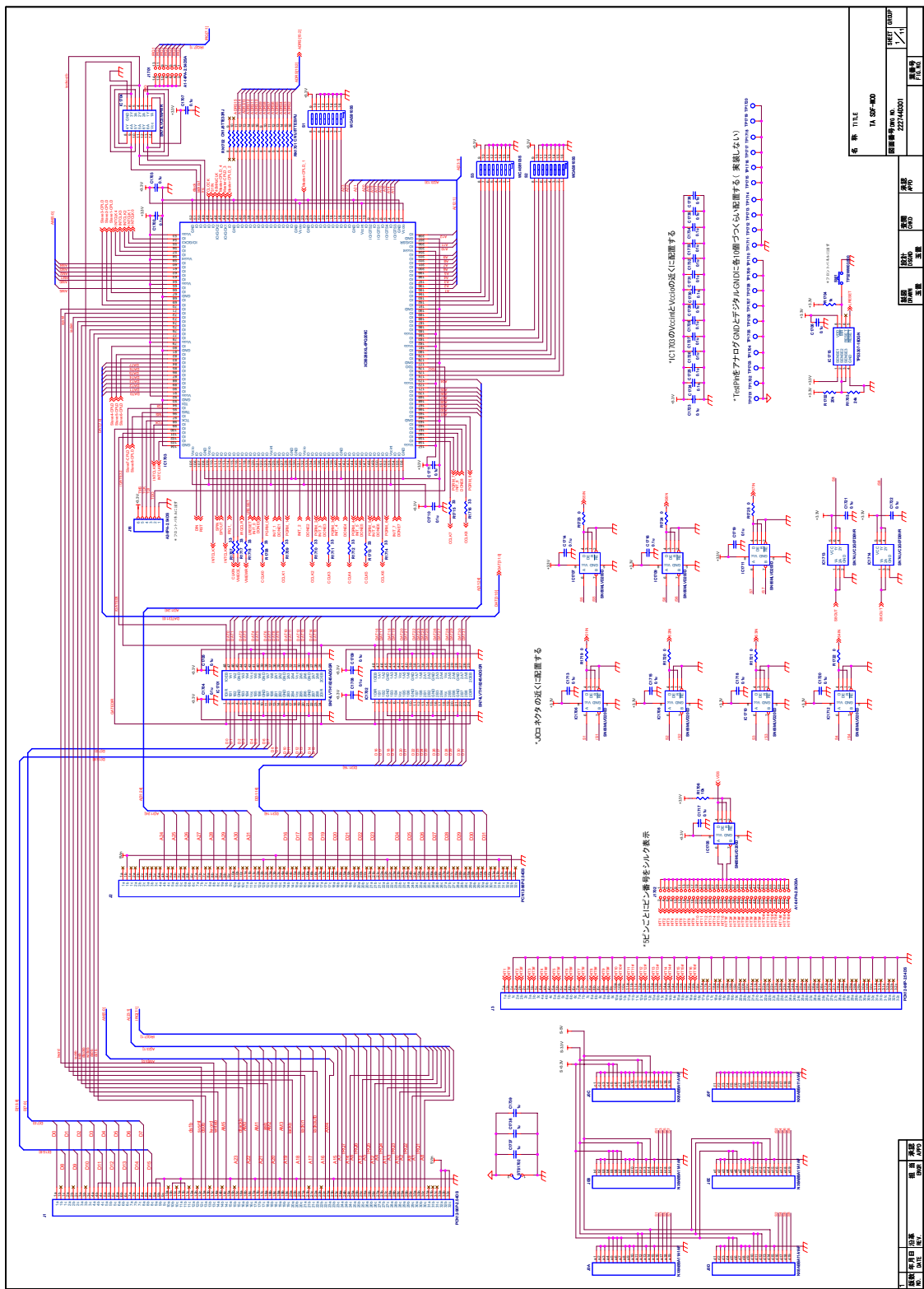
$$V_O(t) = 1 - \frac{\alpha e^{-\beta t} - \beta e^{-\alpha t}}{\alpha - \beta} \quad (A > B) \quad (\text{B.41})$$

$$= 1 - e^{-t/B} - \frac{t}{B} e^{-t/B} \quad (A = B) \quad (\text{B.42})$$

$$= 1 - e^{-\sigma t} \cos \omega t - \frac{\sigma}{\omega} e^{-\sigma t} \sin \omega t \quad (A < B) \quad (\text{B.43})$$

となる。

付録C SDF回路図



名 称	TITLE	11.05F-010
図面番号 (REV. NO.)	227160001	
図面種類	基板	

設計者	設計	確認	承認
製図	製図	製図	製図
検査	検査	検査	検査

PCB Layout: 11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

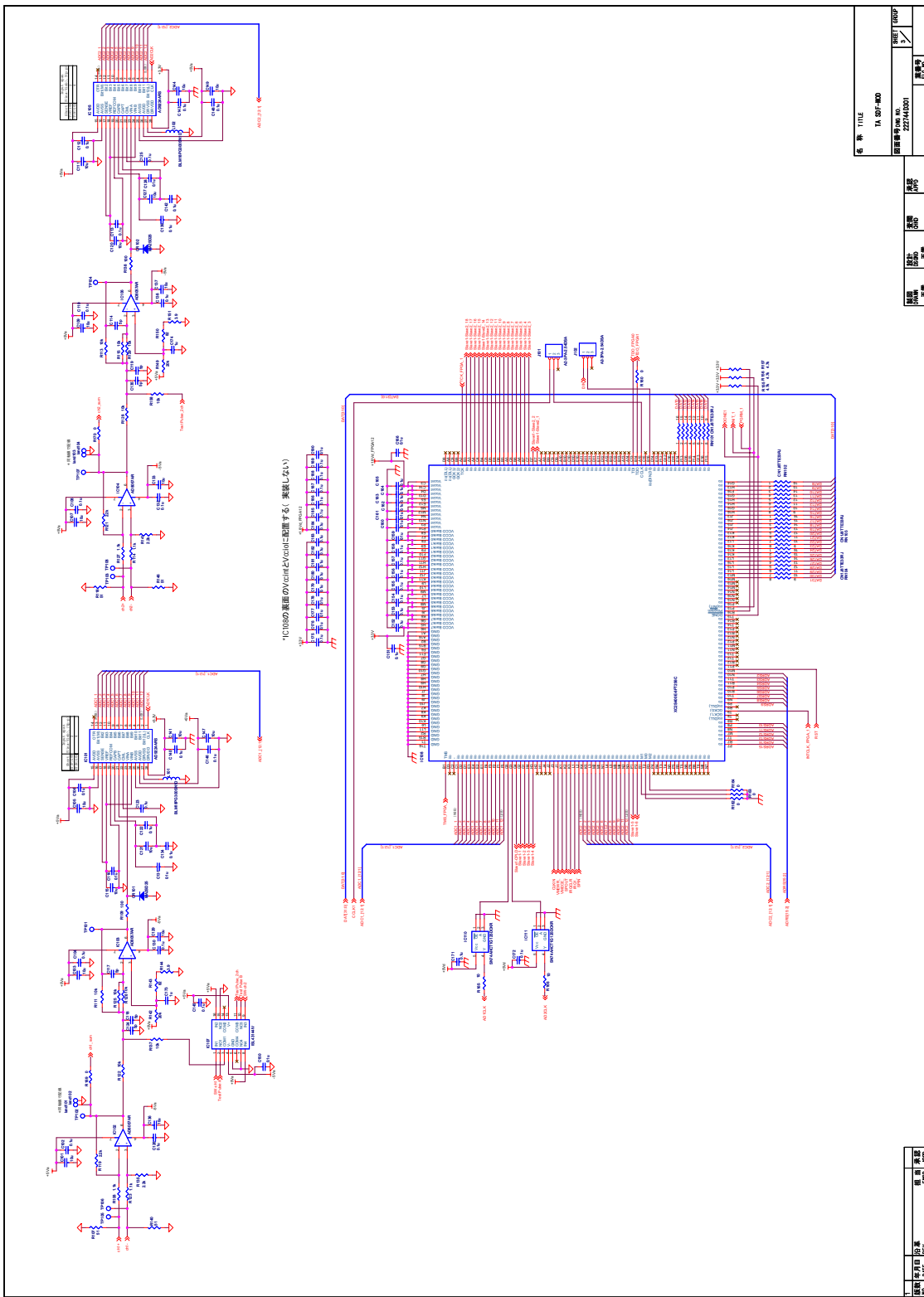
11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010

11.05F-010



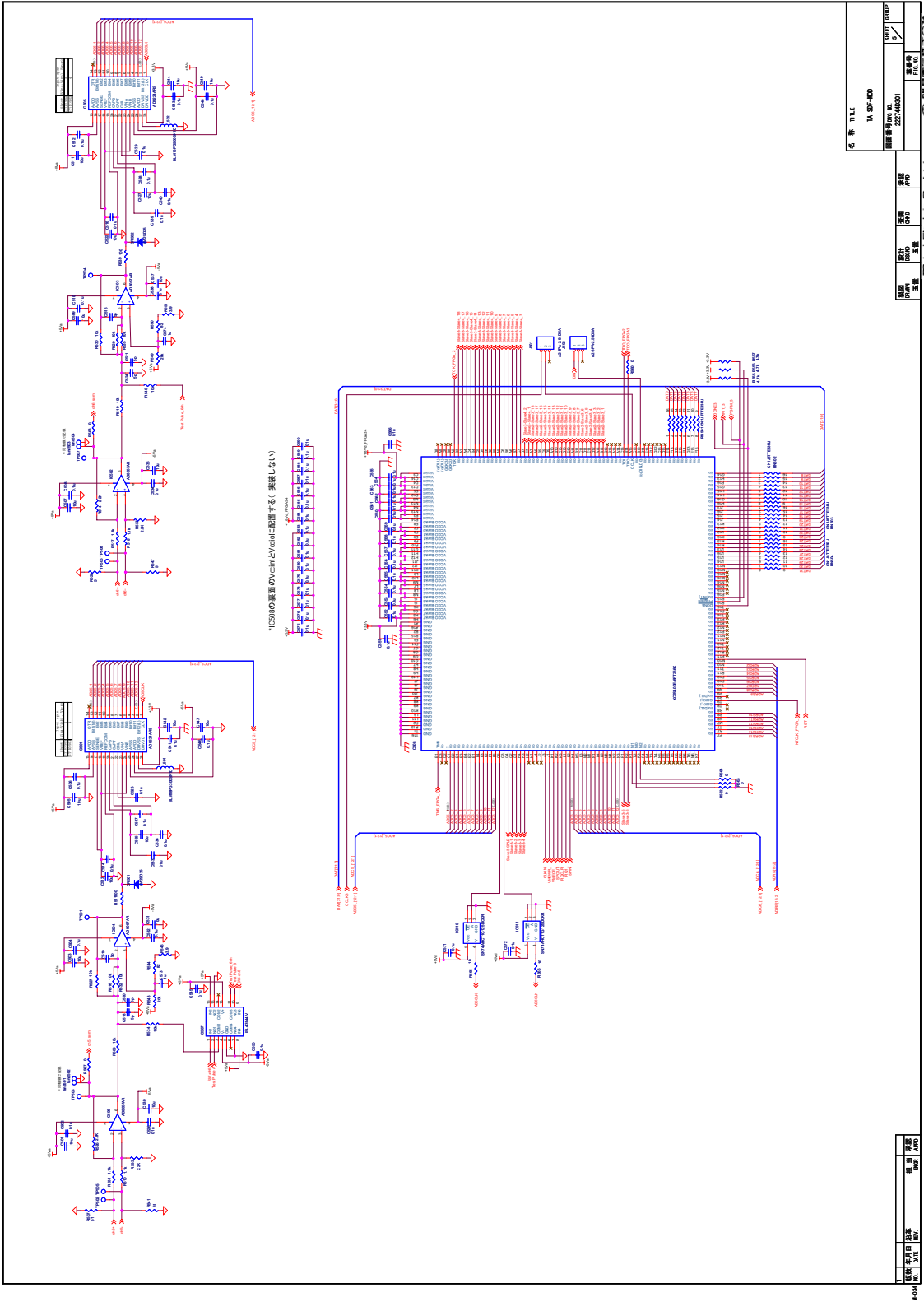
「PIC1000の裏面の」コンパイルとVccに配置する（実装しない）

名称	T1-01F-800
図面番号	2274(1/20)
図面名	基板レイアウト
作成者	山本 隆
承認者	山本 隆
作成日	2001.10.01

図面番号	2274(1/20)
図面名	基板レイアウト
作成者	山本 隆
承認者	山本 隆
作成日	2001.10.01

図面番号	2274(1/20)
図面名	基板レイアウト
作成者	山本 隆
承認者	山本 隆
作成日	2001.10.01

Copyright © 2001, MITSUBISHI ELECTRIC CORP. All rights reserved.



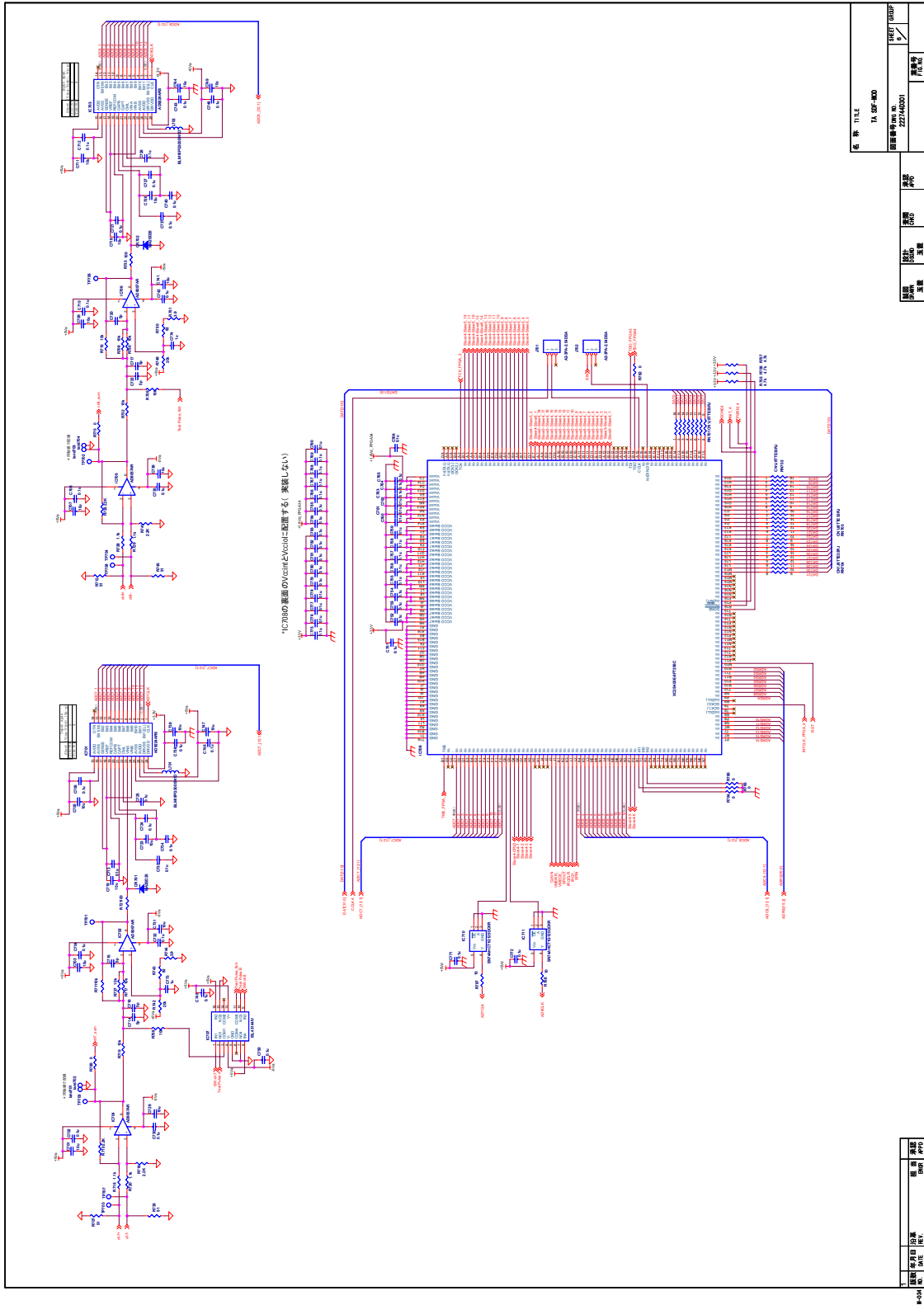
IC508の裏面のVcomとVosicに配線する(実施しない)

名称	T1.02F-800
図番	227A/0201
設計	田中 隆夫
承認	田中 隆夫
作成	田中 隆夫
印刷	田中 隆夫

PT-System 田中隆夫社 田中隆夫社

図番	227A/0201
名称	T1.02F-800
設計	田中 隆夫
承認	田中 隆夫
作成	田中 隆夫
印刷	田中 隆夫

59



名称	TITLE	14_SDF-NO
図面番号	図面番号	22714001
製図者	製図者	
検出	検出	
承認	承認	
発行	発行	

PTC 株式会社

〒100-0001 東京都千代田区千代田1-1-1

TEL 03-5561-1111 FAX 03-5561-1112

http://www.ptc.co.jp

© 2001 PTC株式会社

この図面はPTC株式会社の登録商標です。

この図面はPTC株式会社の登録商標です。

この図面はPTC株式会社の登録商標です。

