

次世代大気チェレンコフ望遠鏡計画 CTA に向けた 光電子増倍管の高速波形サンプリング回路の開発

青野正裕

2012 年 1 月 26 日

abstract

CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画は、従来よりも一桁良い感度で 20 GeV-100 TeV ガンマ線を全天観測するためにおよそ 100 台の望遠鏡群を建設する計画である。ガンマ線は大気で生成される空気シャワーからのチェレンコフ光を捉えることで間接的に観測される。その際にバックグラウンドである夜光を区別するために、望遠鏡の焦点面光検出器である光電子増倍管 (PMT) からの波形を取得する必要がある。しかし大気チェレンコフ光の継続時間は数 ns と非常に短いため、CTA では GHz 程度の高速な波形サンプリング回路が必要となる。さらに PMT は寿命を延ばすためにおよそ 5×10^4 倍という低いゲインで運用されるため、信号を十分に増幅する必要がある。それに加えて CTA 計画では 1 台の望遠鏡に PMT が約 2300 本必要となり、発熱を抑えるために PMT 1 本あたり 2W 程度の低い消費電力や大量生産に向けた安価な回路構成など様々な性能が要求される。

そこで我々はそれらを実現すべくイタリアのグループと協力して、PSI 研究所の開発した ASIC である DRS4 チップを採用した PMT 波形の高速サンプリング回路の開発を行った。DRS4 チップの中には 1ch あたり 1024 個のキャパシタが並び、電圧情報をアナログのまま順次記録していくことができる。この回路では DRS4 チップを用いて最大 5GHz の高速な波形取得と 33MHz での低速な信号読み出しを両立した。この基板は 1 枚で 7 本の PMT から同時に信号が取得でき、そのデータは FPGA により KEK で開発された SiTCP プロトコルを用いて Gbit Ethernet で転送される。信号は約 10 倍に増幅されるものと 1/3 に減衰されるものの 2 系統に分けられており、幅広い電圧の信号に対応できるようになっている。また CTA で考案されている複数のトリガーロジックに対し、外部基板を接続することでいずれの方式にも対応できるようになっている。PMT 毎に 2-4 μ s の十分な波形保持時間があり、望遠鏡間でトリガーの同期をとるような複雑なトリガーロジックにも対応できる。

我々はこの基板を PMT と接続し、LED 光による PMT 波形の読み出しからイーサネット転送・データ取得までの一連の動作確認を行った。さらに PMT ゲイン 5×10^4 倍において 1 光電子のヒストグラムを取得し、十分に ($S/N = 3.6$) 1 光子が分解できることを実証した。また、ノイズレベル (0.3 光電子相当) やデッドタイム (10kHz のトリガーに対して 7.7%) 等・クロストーク ($< 0.1\%$) ・チャンネル間ディレイ (最大 0.4ns) 等の基礎的な性能も試験した。その結果、CTA の特に 23m の大口径望遠鏡において要求される性能を満たしているということが確認できた。

目次

		i
概要		i
第 1 章	高エネルギーガンマ線天文学	1
1.1	宇宙線	1
1.2	ガンマ線の放射機構	5
1.3	高エネルギーガンマ線天体	9
第 2 章	大気チェレンコフ望遠鏡	18
2.1	空気シャワー	18
2.2	チェレンコフ光	19
2.3	望遠鏡	22
2.4	イメージング法	24
2.5	ステレオ観測	26
2.6	現行のチェレンコフ望遠鏡	26
第 3 章	CTA 計画	28
3.1	目標性能	28
3.2	観測サイト	30
3.3	望遠鏡	30
3.4	反射鏡	32
3.5	光検出器	33
3.6	エレクトロニクス	33
第 4 章	PMT 波形の高速サンプリング回路の開発	37
4.1	アナログメモリ	37
4.2	回路に対する要求	38
4.3	夜光ノイズの見積もり	39
4.4	開発した回路の構成	39
第 5 章	回路の性能試験	53
5.1	PMT 波形の取得	53
5.2	オフセット補正	55

5.3	ノイズ測定	56
5.4	1p.e. スペクトルの取得	57
5.5	チャンネルカスケード機能の試験	58
5.6	タイミングジッターの測定	60
5.7	デッドタイムの測定	60
5.8	クロストークの測定	62
5.9	チャンネル間のディレイの測定	63
5.10	消費電力	63
第 6 章	まとめと今後の開発	65
付録 A	波形サンプリング回路 Ver.2 の配線図	67
参考文献		68
謝辞		70

第 1 章

高エネルギーガンマ線天文学

高エネルギーガンマ線天文学は、今まさに飛躍の時を迎えている。100MeV-数十 GeV の領域では、Fermi 衛星が 1000 を超える天体を発見し、新発見が相次いでいる (図 1.1)。そしてそれに続くように、数十 GeV-100TeV の領域でも次世代大気チェレンコフ望遠鏡群の建設計画である CTA が進行している。CTA は、現在 100 個程度の天体しか検出されていないこの領域の天文学 (図 1.2) を、劇的に押し進めるものとして期待されている。

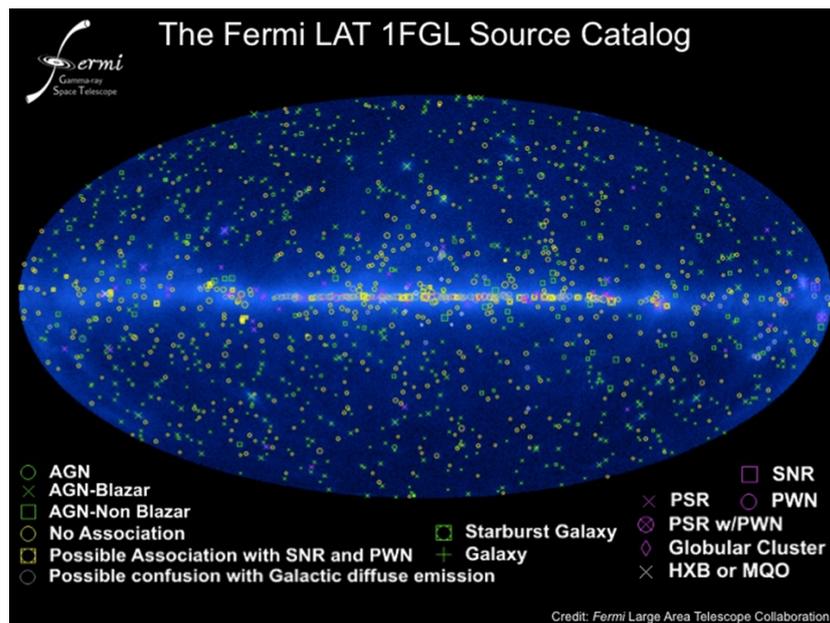


図 1.1 Fermi 衛星による 100MeV-100GeV の全天マップ (<http://apod.nasa.gov/apod/ap100318.html>)

この章では、まず地球に到来する高エネルギー宇宙線について説明する。そして、それらの宇宙線の加速現場において高エネルギーガンマ線が放射されるメカニズムに対して述べる。その後、実際に高エネルギーガンマ線が観測されている各天体に対してみていくことにする。

1.1 宇宙線

1912 年にオーストラリアの物理学者ヴィクトール・ヘスは、気球実験により電離性の放射線が大気から絶えず降り注いでいることを見つけた。これが宇宙線の発見である。宇宙線は大気中の物質による熱的

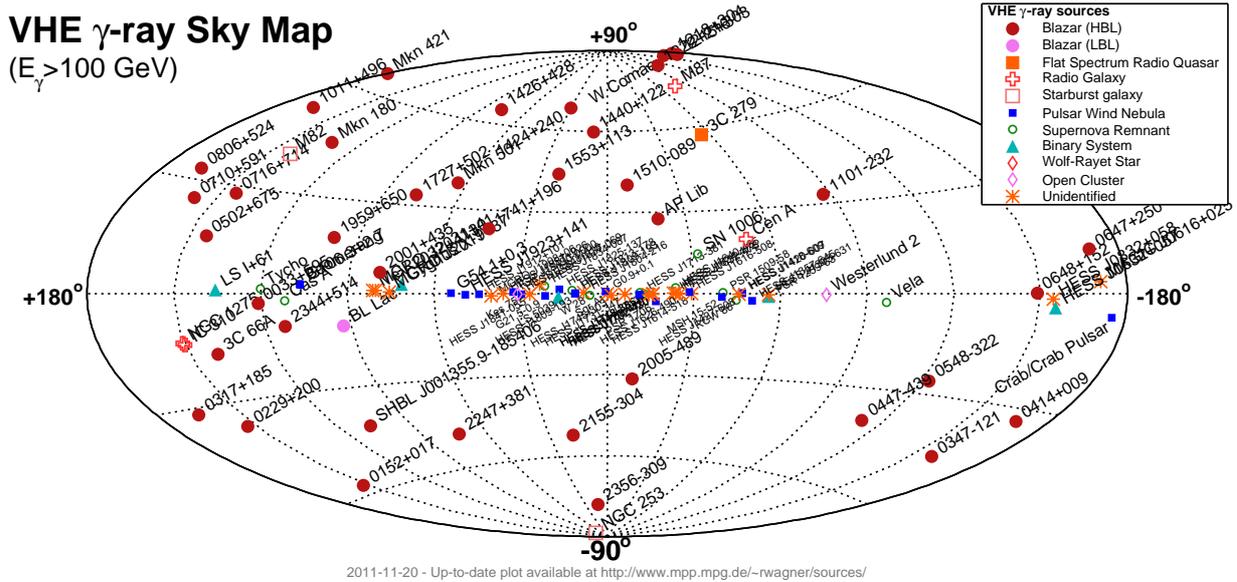


図 1.2 100GeV 以上のガンマ線が検出された天体の全天マップ (<http://www.mpp.mpg.de/~rwagner/sources/index.html>)

放射よりもはるかに高いエネルギーをもっており、当時より宇宙から非熱的なプロセスにより放射されると考えられていた。しかし今日に至るまで宇宙線の起源や組成は明確にはわかっていない。図 1.3 に宇宙

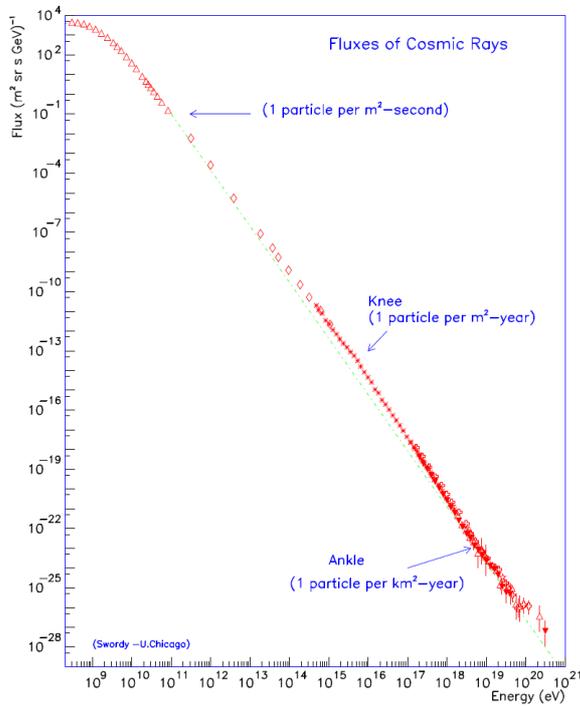


図 1.3 宇宙線のエネルギースペクトル [3]

線のエネルギースペクトルを示す。このスペクトルが示す通り、地球に到来する宇宙線のエネルギーは実に 13 桁にも及ぶ。1GeV 付近のエネルギーをもつ粒子は単位面・積単位立体角・単位時間当たりに 1000 個ほど到来するが、高エネルギーの粒子になればなるほどその到来確率は稀になっていく。

1GeV以上のエネルギーをもつ宇宙線は、ほとんど太陽風の影響を受けない。エネルギー E の粒子に対してフラックス dN/dE は $E^{-\alpha}$ に比例し、冪 α はエネルギーの低い方でおよそ 2.8、高いところでは 3 程度である [1]。この指数関数的なスペクトルは宇宙線の非熱的な加速を示唆しており、その加速源に関してはいくつか推測されている。まず、エネルギーの低い部分に関しては惑星の磁気圏や星間空間、太陽の衝撃波などにより加速されていると思われる。そしてそれより高い 10^{15} eV までの宇宙線は銀河系内の超新星残骸の衝撃波が加速しており、さらに高いエネルギーの宇宙線は我々の銀河系の外の活動銀河核における衝撃波が加速しているのではないかと予測されている。

実際にスペクトルを見てみると、 10^{15} eV あたりに冪が変化している”knee”領域と呼ばれる場所がある。 10^{15} eV は超新星残骸による陽子の加速限界であり、この冪の変化は加速源の変化を示唆しているものと思われる。また 10^{18} eV 付近にも”ankle”領域と呼ばれる構造がある。このエネルギーでは、荷電粒子が磁場中を運動する時のラーモア半径が銀河円盤の厚み程度 (~ 1000 光年) となる。そのため他の銀河からの宇宙線の流入が増え、冪が変化しているのではないかとされているが、詳しいことはわかっていない。

10^{15} eV までの宇宙線の組成は分かっている、全体の 79% が陽子で 15% がヘリウムの原子核である。残りのほとんどはそれより重い原子核であり、電子・陽電子も 1% ほど存在する。電子のスペクトルは陽子よりも冪が急である。

また 10^{15} eV 以上のエネルギーに関しては正確な組成は分かっていないが、様々な観測がなされている。例えばチベット AS γ 実験は、チベットの標高 4300m の地点にあるエマルジョンチェンバーとプラスチックシンチレーターを組み合わせた検出器であり (図 1.4)、宇宙線の作る空気シャワーを検出し宇宙線の全エネルギースペクトルや陽子のみのエネルギースペクトルを測定できる (図 1.5)。この結果は”knee”領域辺りでは宇宙線の組成は重元素が主要であることを示唆している。さらに高エネルギーの領域では、

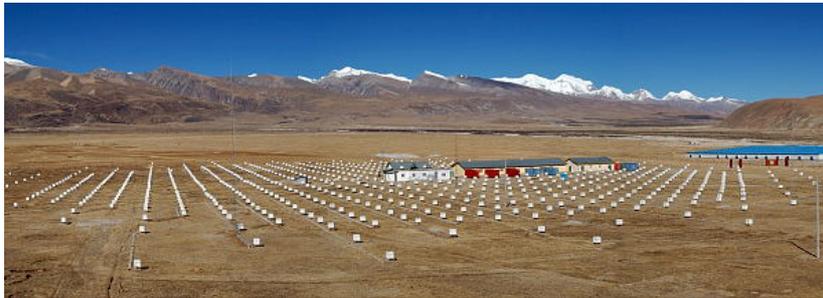


図 1.4 チベット AS γ

宇宙線の作る空気シャワーの発達の違いによりその組成を測定しようという試みがなされている。HiRes 実験や Auger 実験、TA 実験 (図 1.6) は、直接シャワーの構成粒子を検出する地表検出器と空気シャワーを撮像する大気蛍光望遠鏡を組み合わせるシャワーの観測を行っている。図 1.7 は Auger による実験結果である。 X_{\max} は大気中のシャワーの最大発達点であり、重い核種であるほど早くシャワーは発達する。この Auger の結果は、高エネルギー側では重い核種が主要となることを示唆しているが、HiRes, TA は異なった結果を出しており結論は出ていない。

1966 年に Greisen と Zatsepin、Kuz'min が、 10^{20} eV 以上の宇宙線は銀河系近傍で発生しない限り観測されないということを予想した [6] [7]。これを GZK 限界という。エネルギーが 10^{20} eV 以上の陽子の

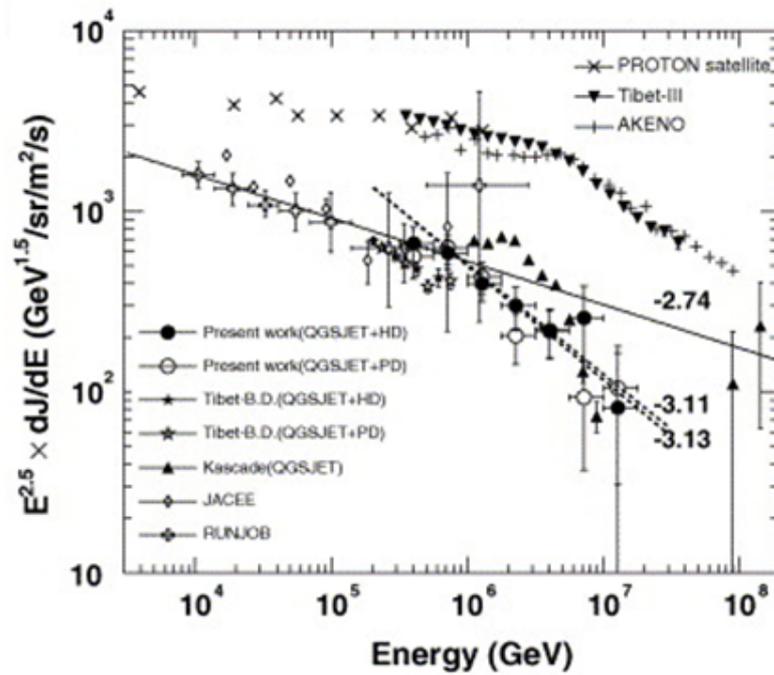


図 1.5 宇宙線の全スペクトル (上) と陽子のスペクトル (下)[4]



図 1.6 TA の大気蛍光望遠鏡

静止系で見たとき、宇宙背景放射の光子のエネルギーは pion の質量と同程度 (100MeV 程度) となり、 δ 共鳴により pion を生成してエネルギーを急速に失う。これにより GZK 限界を超えるエネルギーをもつ宇宙線はおよそ 50Mpc までしか届かない。前述した HiRes や Auger, TA はこの GZK 限界によるカットオフが宇宙線スペクトルに見えるかどうかを測定している。HiRes や Auger はおよそ 5σ 程度でカットオフありを支持している [8](図 1.8)。その一方で確かに地球へとやってくる超高エネルギー宇宙線もあるため、銀河系近傍に 10^{20} eV 近くまで加速する天体があることも示唆されている。

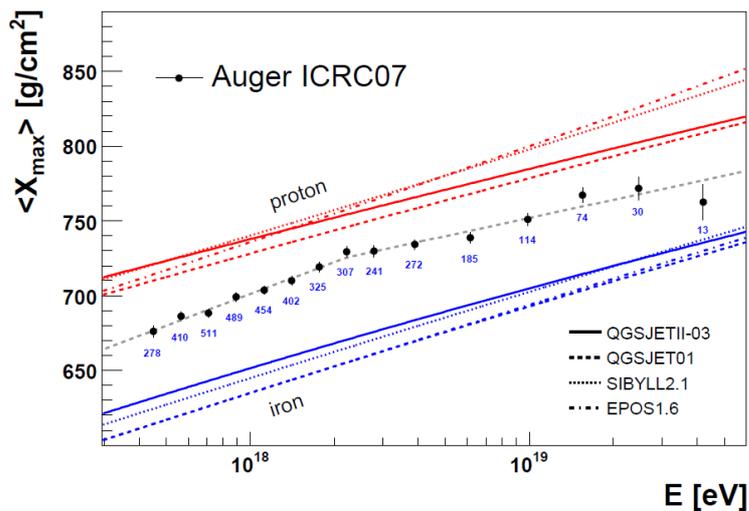


図 1.7 Auger によるエネルギーごとの X_{\max} の測定結果 [5]

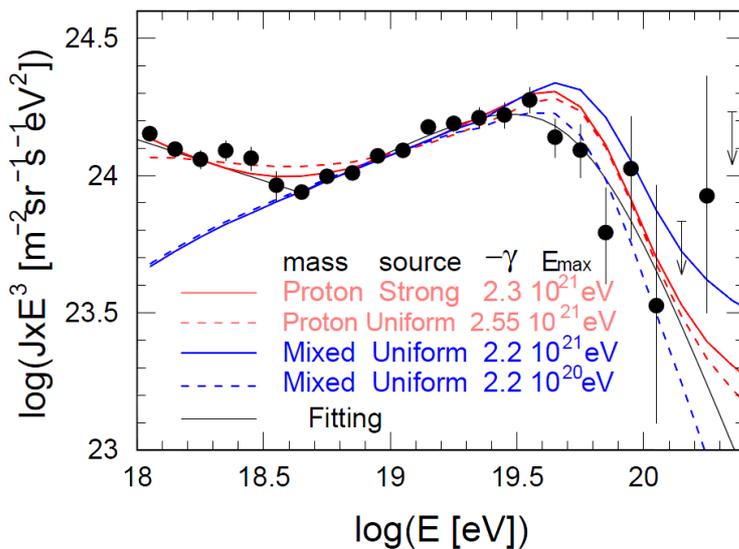


図 1.8 Auger による GZK カットオフ [8]

1.2 ガンマ線の放射機構

前節で述べた様に、宇宙線は加速され非熱的な冪の分布を持つ。この節ではその加速現場において、 γ 線が放射される主な機構について述べる。

1.2.1 制動放射

電荷をもつ粒子が電場中で加速すると荷電粒子は電磁波を放射する。これを制動放射という。

いま相対論的な粒子が密度 N の媒体に入射する場合に、粒子が単位時間あたりに制動放射で失うエネ

ルギーは、媒体が完全電離している場合は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} E [\ln(\gamma) + 0.36]$$

媒体が中性で遮蔽効果が効く場合には

$$\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} E \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{18} \right]$$

となる [2]。ここで Ze は媒体の電荷、 γ はローレンツファクターである。この表式からわかるとおり、制動放射に使われるエネルギーは入射粒子のエネルギーに比例する。またある粒子が入射した時に、ある角周波数への放射強度を $I(\omega)$ 、放射確率を $P(\omega)$ とすると

$$I(\omega)d\omega = P(\omega)\hbar\omega N_1 d\omega$$

が成り立つ。ここで N_1 は入射粒子数である。これより放射確率 $P(\omega)$ はおよそ $\frac{1}{\omega}$ に比例しエネルギー $\hbar\omega$ が入射粒子の運動エネルギー $(\gamma - 1)m_e c^2$ になるところまで伸びる (図 1.9)。

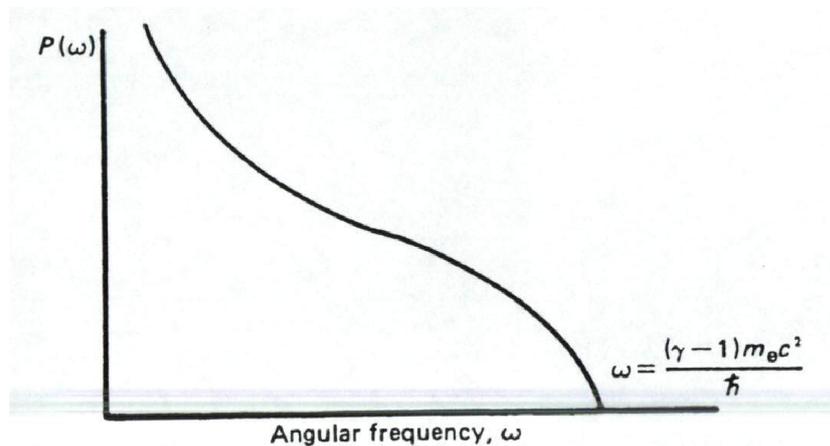


図 1.9 制動放射の角周波数に対する放射確率 [1]

1.2.2 シンクロトロン放射

荷電粒子が一様な磁場中を運動するとき粒子はローレンツ力を受けて円運動を行う。このとき粒子は電磁波を放出し、これをサイクロトロン放射という。このときに粒子のエネルギーが高い時には質量が増大し、それに応じて放射のエネルギーと角度分布が変化していく。この時を特にシンクロトロン放射という。

いま荷電粒子として電子を考え運動方向に対して加速度 \mathbf{a} が垂直の場合には、放射される電磁波の単位立体角あたりのパワーの角度分布は

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 |\mathbf{a}|^2}{4\pi c} \frac{(1 - |\beta| \cos \theta)^2 - (1 - |\beta|^2) \sin^2 \theta}{(1 - |\beta| \cos \theta)^5}$$

となる [9]。ここで $\beta = \mathbf{v}/c$ である。いま電子のエネルギーが高く $|\beta| \simeq 1$ の時 $dP/d\Omega \simeq 1/(1 - \cos \theta)^3$

となり放射強度は進行方向に強く指向される。これを相対論的ビーミングという。ビーム幅 Ψ は

$$\Psi = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{1 - |\beta|^2}}{|\beta|} \right]$$

で与えられる (図 1.10)。粒子が光速に近い場合は、ローレンツファクター γ を用いて $1/\gamma$ と書ける。

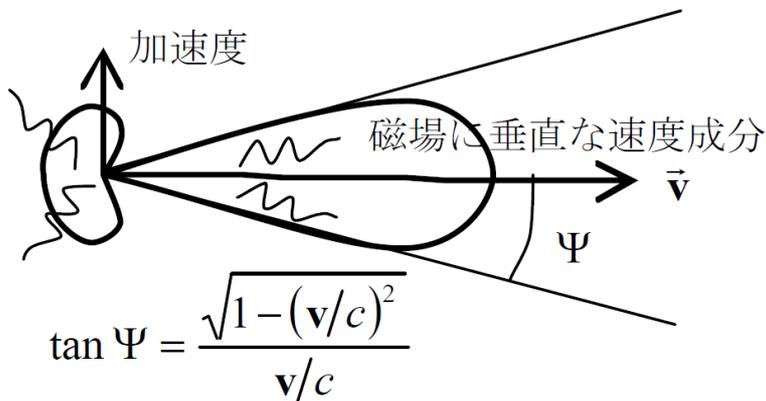


図 1.10 シンクロトロン放射の相対論的ビーミング [9]

また、単位時間当たりのエネルギー損失は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B$$

となる。ここで σ_T はトムソンの散乱断面積で古典電子半径 r_e を用いて

$$\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3}$$

であり、 U_B は磁場のエネルギーで $U_B = B^2/8\pi$ である。

この放射は上記のとおり角度 $1/\gamma$ でビーミングされているので、ドップラー効果を含め観測者方向への波長はおよそ $1/\gamma^2$ となる。角速度を ω と書くと

$$\begin{aligned} \nu_c &= \frac{\omega c}{2\pi} \\ &= \frac{3}{4\pi} \gamma^3 \omega \sin \alpha \\ &= \frac{3eB}{4\pi m^3 c^5} E^2 \sin \alpha \end{aligned}$$

とあらわされる ν_c の付近の振動数に主なエネルギーが放射される。この振動数はエネルギーの 2 乗に比例している。 α は磁場と速度のなす角である。このとき放射スペクトル $P(\omega)$ は

$$\begin{aligned} P(\omega) &= \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{2\pi m c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \\ F(x) &\sim \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(\frac{1}{3})} \left(\frac{x}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (x \ll 1) \\ &\sim \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}} e^{-x} \quad (x \gg 1) \end{aligned}$$

となる (図 1.11)。

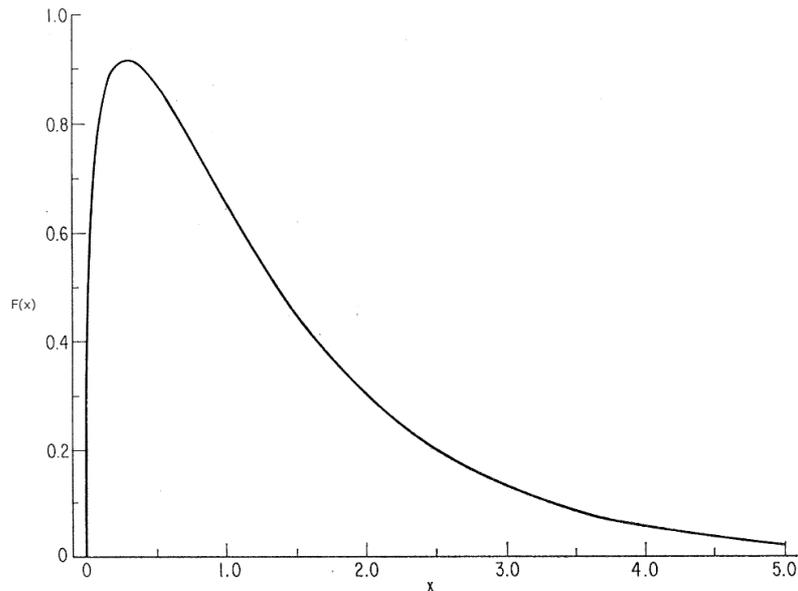


図 1.11 シンクロトロン放射のスペクトル (定数部分は規格化している)[10]

1.2.3 逆コンプトン散乱

相対論的な速度を持つ電子が光子と衝突することで、電子の運動エネルギーが光子に移されることがある。このようなコンプトン散乱の過程を特に逆コンプトン散乱と呼ぶ。

エネルギー密度 U_{rad} の輻射場を運動する電子を考える。電子の速度が相対論的であり、光子のエネルギーが電子の静止質量よりも十分小さいという条件 $\hbar\omega \ll m_e c^2$ をおくと、反応断面積はトムソンの散乱断面積が使用できてそのエネルギー損失は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c U_{\text{rad}} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \gamma^2$$

と表せる [1]。ここで γ はローレンツファクターである。これはエネルギーの 2 乗に比例する。

また、輻射場の光子の振動数を単一の ν_0 としたとき、ローレンツ変換を行うことでスペクトルが計算できる [10]。エネルギー強度 $I(\nu)$ は光子の密度を N とすると

$$I(\nu) d\nu = \frac{3\sigma_{\text{T}} c N}{16\gamma^4} \frac{\nu}{\nu_0^2} \left[2\nu \ln \left(\frac{\nu}{4\gamma^2 \nu_0} \right) + \nu + 4\gamma^2 \nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2 \nu_0} \right] d\nu$$

とかける (図 1.12)。

1.2.4 シンクロトロン-自己コンプトン放射

高エネルギーのガンマ線の発生メカニズムとして、シンクロトロン-自己コンプトン放射 (Synchrotron Self-Compton Radiation, SSC) というものが考えられている。これは磁場中で加速された荷電粒子が X 線程度のエネルギーの光子をシンクロトロンで放射し、これと同一加速源の粒子が逆コンプトン散乱してガンマ線を出すというものである。

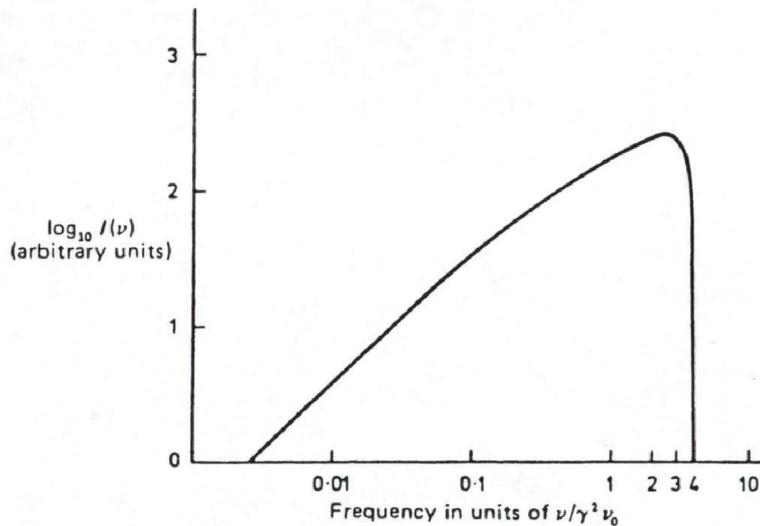
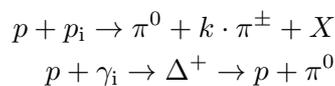


図 1.12 単色の輻射場における逆コンプトン散乱のスペクトル [1]

1.2.5 pion 崩壊

陽子 (p) が星間ガス中の粒子 (p_i) や輻射場 (γ_i) と衝突すると次のプロセスにより中性パイ中間子 (π^0) が生成される。



陽子のエネルギーが十分高い場合、陽子のエネルギーのおよそ 20% が一つの π^0 へと集中的に渡りその半分のエネルギーの光子になる。このプロセスも高エネルギーガンマ線の主な発生源だと思われる。

1.3 高エネルギーガンマ線天体

図 1.1 にあるように、100MeV-100GeV の領域では Fermi 衛星により 1873 個もの天体が発見された [35]。100GeV 以上のエネルギーに関してはチェレンコフ望遠鏡等の観測により数多くの天体が発見されており、これまで銀河系内に 61 個、系外に 46 個見つかっている (図 1.2)。

この章では系内や系外にある高エネルギーガンマ線天体について種類ごとに簡潔に見ていくことにする。

1.3.1 超新星残骸

超新星残骸 (Supernova Remnant, SNR) とは、超新星爆発の後に残る星雲状の天体である。これまでにおよそ 300 個の SNR が銀河系内で見つかっている。

超新星爆発は、太陽の 3 倍より重い質量をもつ星が寿命を迎え崩壊するときに起きる。星が自重で潰れ、解放された重力エネルギーが衝撃波に転化する。これが星内部をはしり、中心に中性子星やパルサー、ブラックホールを残して星を構成していたガスを吹き飛ばす。これが超新星爆発である。そしてこのときの衝撃波で星周物質や噴出物が加熱され、光を放つようになったものが SNR である。超新星爆発の典型

的なエネルギーは 10^{53} erg 程度であるが、その 99% はニュートリノとして放射されるといわれている。そして残りの 10^{51} erg ほどが SNR に運動エネルギーとして与えられる。この SNR は”knee”領域あたりまでの宇宙線の加速源の最有力候補である。仮に銀河系内で超新星爆発が 30 年に一度起こり、運動エネルギーの 10% が粒子の加速に使われれば銀河系内宇宙線のエネルギーに等しい。実際に TeV 程度のエネルギーに加速された電子からのシンクロトロン放射が X 線で観測されている [11]。

2004 年に HESS 望遠鏡で RXJ1713.7-3946 という SNR から TeV ガンマ線の放射が確認された [12](図 1.13)。これにより SNR が粒子を加速しているということは疑いないが、この TeV ガンマ線が陽子から

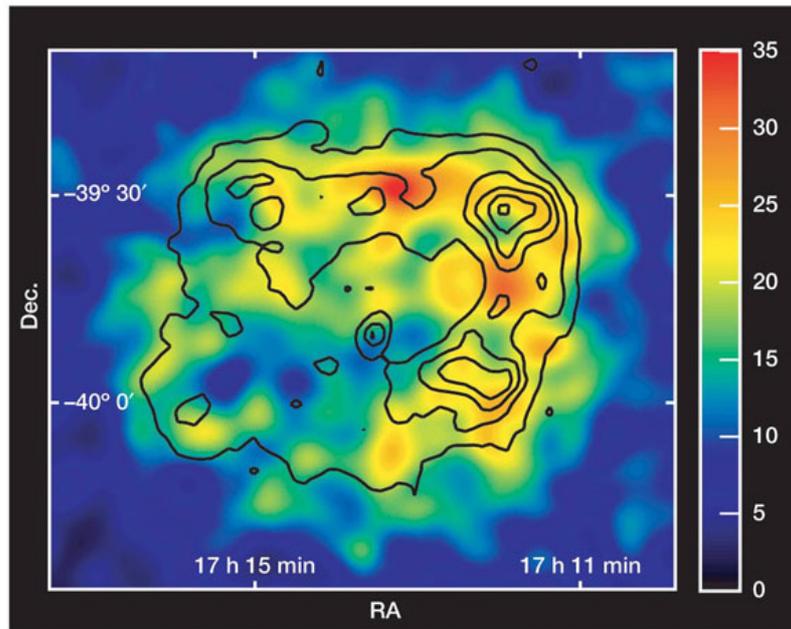


図 1.13 RXJ1713.7-3946 からの TeV ガンマ線 (HESS, カラー) と X 線 (Rosat, コントア)[12]

の π^0 崩壊によるものなのか電子による逆コンプトン散乱によるものなのかは区別が付いていない。いくつかの SNR の多波長観測によるエネルギースペクトルを図 1.14 に示しておく。

1.3.2 パルサー、パルサー星雲

パルサーは高速で回転している磁化した中性子星であるといわれ、超新星爆発の後に形成される。典型的な自転速度は数 10ms から数 s で、磁場は 10^{11} G から 10^{14} G である。パルサーは磁極から出る相対論的プラズマ流を持ち、磁極と回転軸がずれているため周期的なパルスが観測される (図 1.15)。パルサーでは磁場の高速回転により巨大な電力が励起され、磁気圏内では粒子加速が起こっている。実際に MAGIC 望遠鏡や Fermi 衛星により、Crab パルサーや Vela パルサーから数 10GeV 程度のガンマ線放射が観測されている。また、Fermi 衛星により測定されたスペクトルの形から加速が磁気圏の外側の方でおきているということも分かっている (図 1.16)[14]。

パルサーが解放するエネルギーのうち、パルスとして放射されるのは数 % 程である。残りの大部分はパルサー風と呼ばれるプラズマ流として放出される。このパルサー風はやがて周りの星間物質と衝突して衝撃波をつくり、トーラス状のパルサー星雲と呼ばれる天体を形成する。パルサー風として放出された電子は衝撃波でさらに加速され、数百 MeV まではシンクロトロンによる放射、それ以上では逆コン

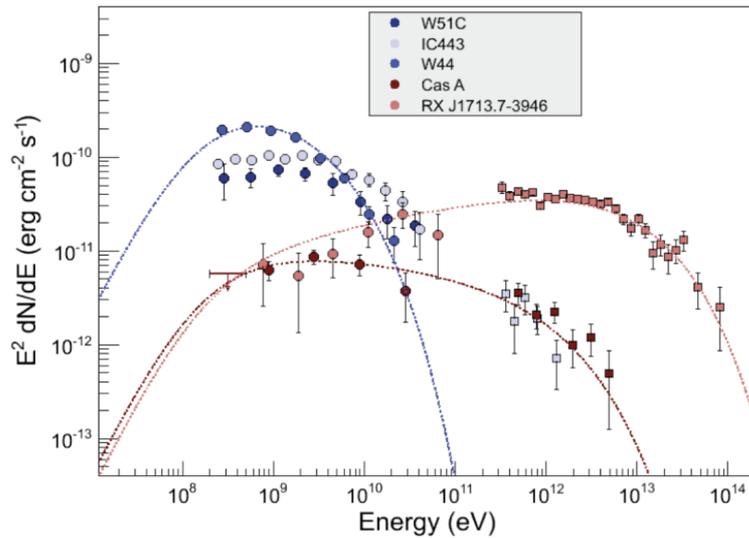


図 1.14 SNR の GeV・TeV ガンマ線スペクトル [34]

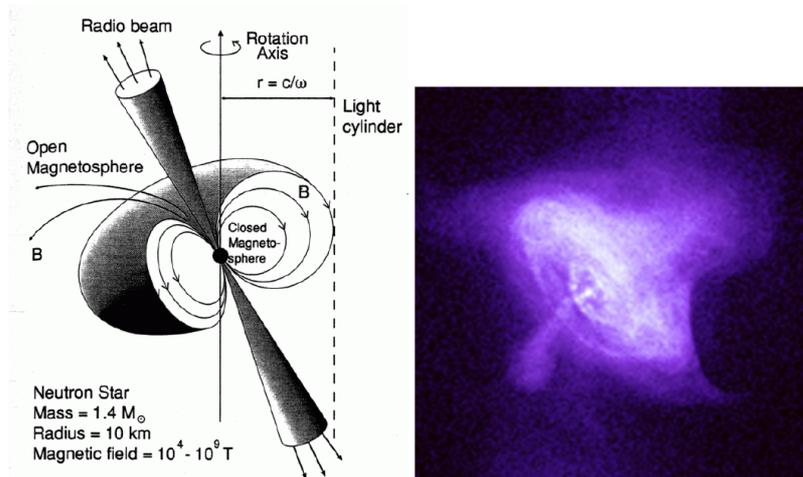


図 1.15 パルサーの模式図 (左)[2] と X 線衛星 Chandra による Crab パルサー (右)[13]

プトン散乱によるガンマ線を放つ (図 1.17)。実際 TeV ガンマ線天体として見つかったもののうち、パルサー星雲は最も数が多く、パルサー星雲において効率よく電子が加速されていることが分かる。しかしその詳しい加速メカニズムはよく分かっていない。

また、X 線によるシンクロトロン放射の観測と TeV ガンマ線の観測には差異があり、パルサー星雲におけるシンクロトロン放射は逆コンプトン散乱の放射に比べて速く減衰するのではないかとされている [15]。このためパルサー星雲は、TeV の観測で見つかっていながら他波長の観測によって対応天体が見つからない、いわゆる TeV 未同定天体の最有力候補でもある。

1.3.3 連星系

中性子星やパルサー、ブラックホールなどの高密度天体と大質量星が接近すると連星系を成す。そうした天体から高エネルギーガンマ線の放射が見つかっており、これまでに PSR B1259-63/SS2883、LS

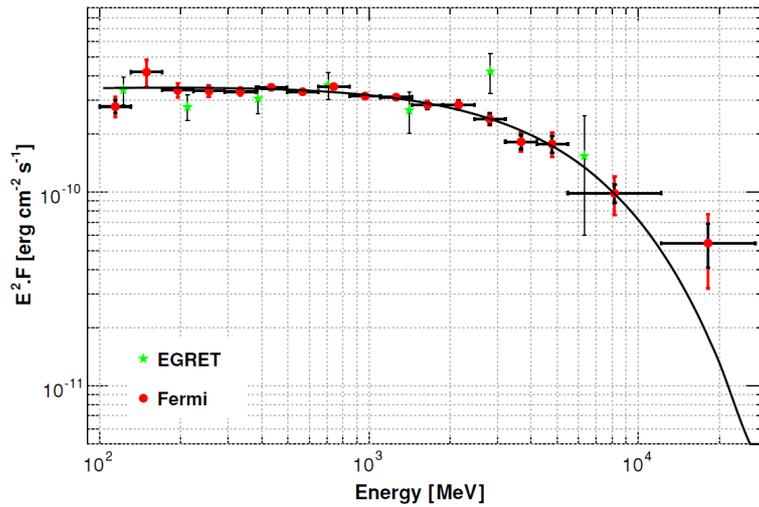


図 1.16 EGRET, Fermi による Crab パルサーのスペクトル [14]

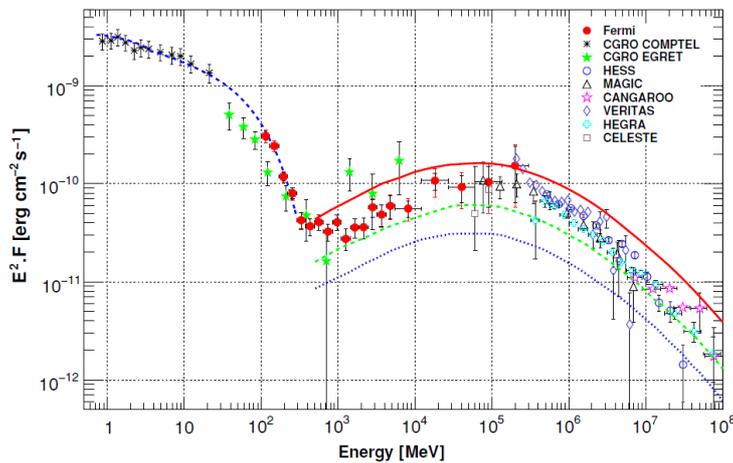


図 1.17 多波長にわたる Crab パルサー星雲のスペクトル [14]

5039、LSI+61 303、Cyg X-1 という 4 天体がある。

例えば PSR B1259-63/SS2883 は周期 48ms のパルサーと B2e 型星の連星系で、HESS 望遠鏡により 380GeV 以上の放射が見つかった [16]。その強度変動を図 1.18 に示す。この天体は近星点通過前後に X 線、TeV ガンマ線に共通してピークをもつ。

また、LSI+61 303 はブラックホールと B0 型星の連星系であり、MAGIC 望遠鏡により観測された [17]。この天体は 2007 年に多波長同時観測が行われ、X 線と TeV ガンマ線に同時にバーストが検出された [18]。

連星系からの TeV ガンマ線放射の機構は、ジェットからのガンマ線放射モデルと、高密度天体と Be 型星の円盤との相互作用によるガンマ線放射モデルが考えられているが詳細は分かっていない (図 1.19)[19]。

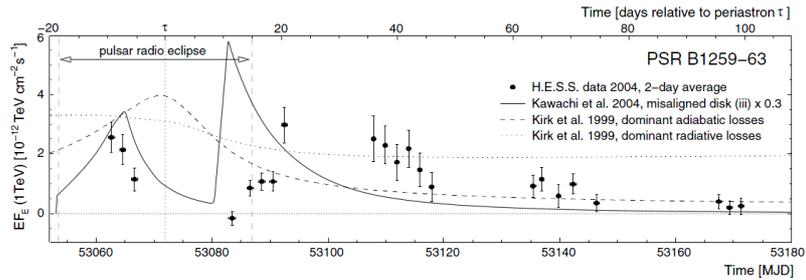


図 1.18 HESS で検出された PSR B1259-63 のガンマ線強度変動 [16]

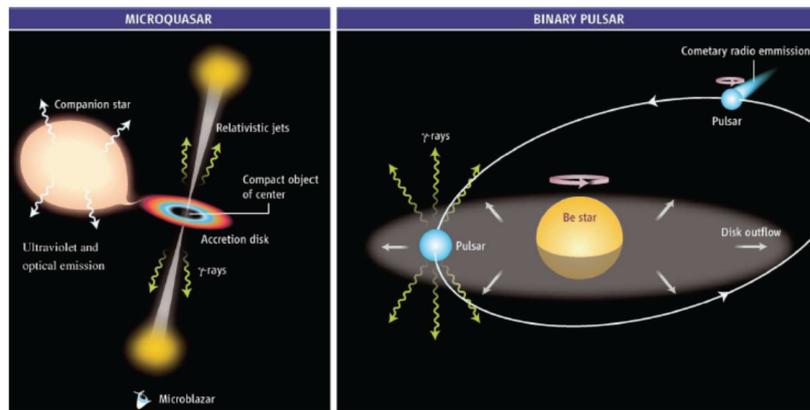


図 1.19 連星系からのガンマ線放射のイメージ図 [19]

1.3.4 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus, AGN) は、銀河の中でも特にその中心核が明るく輝いている天体である。その中心には太陽より質量が 8 桁も大きい超巨大ブラックホールがあると考えられている。AGN の中にはそのブラックホールをエネルギー源として相対論的な速度で粒子を噴き出す、いわゆる相対論的ジェットを有するものがある (図 1.20)。その中でも特にジェットが観測者方向を向いているブレイザーと呼ばれる天体は、電波から高エネルギーガンマ線に至るまで幅広い波長の電磁波を放射しているのが確認されている。銀河系外で観測されている高エネルギー天体のほとんどはブレイザーである。

複数のブレイザーにおいて多波長による加速が行われている。いくつかの例を図 1.21、1.22 に示す。これによるとブレイザーのスペクトルは TeV 領域にまで伸びていることが分かる。

ブレイザーの典型的なスペクトルを図 1.23 に示す。図が示す通り、光度のピーク位置が高エネルギー側によるにつれて絶対光度が下がっていく。これはブレイザーシーケンスと呼ばれジェットの放射機構などと深い関係があるといわれているが、正確な物理現象の理解はなされていない。

また、PKS2155-304 などから HESS により数分で時間変動する TeV 放射も確認されている (図 1.24)[31]。

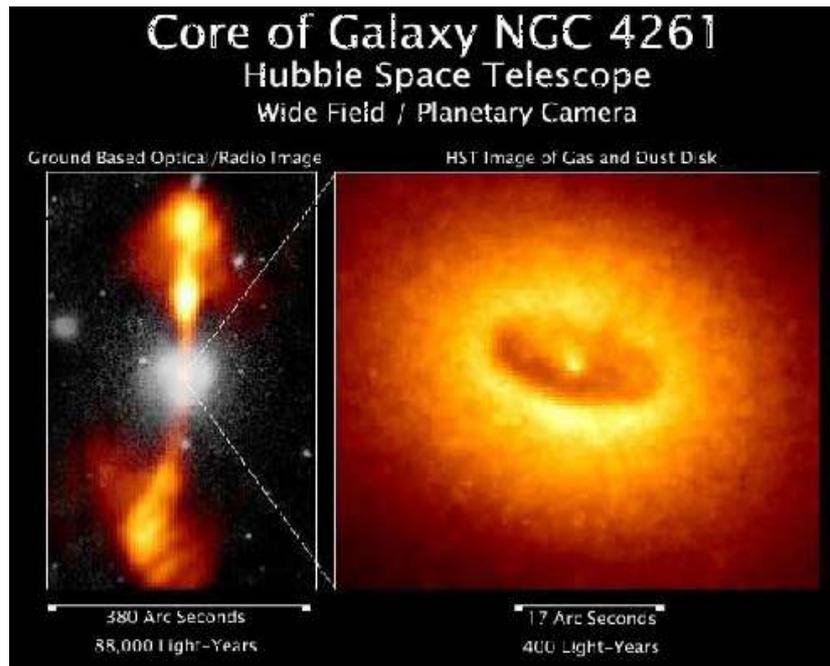


図 1.20 AGN NGC4261 の地上からの観測 (左) とハッブル望遠鏡による画像 (右)

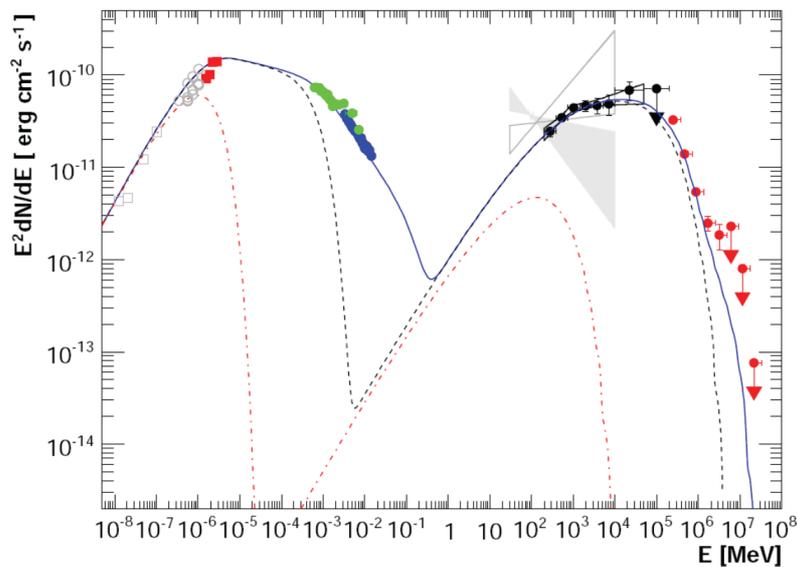


図 1.21 PSK2155-304 の多波長スペクトル [32]

1.3.5 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) は、 10^{53} erg にも及ぶエネルギーを数秒から数十秒で解放するという宇宙最大の爆発現象である。GRB からの電磁波の放射は数百秒の間に主に MeV 帯域で起き、それを即時放射という。その後ジェットと周囲の物質との衝突による電子加速に由来すると思われる残光放射が、電波から X 線に亘る広い波長で数日間観測される (図 1.25)。

GRB の即時放射のスペクトルは多種多様であり (図 1.26)、その放射機構は中心駆動天体やジェットの

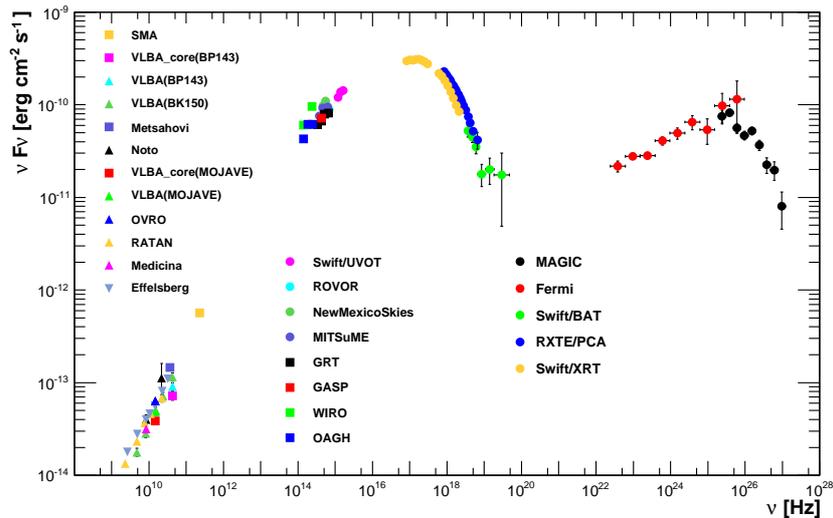


図 1.22 Mrk421 の多波長スペクトル [33]

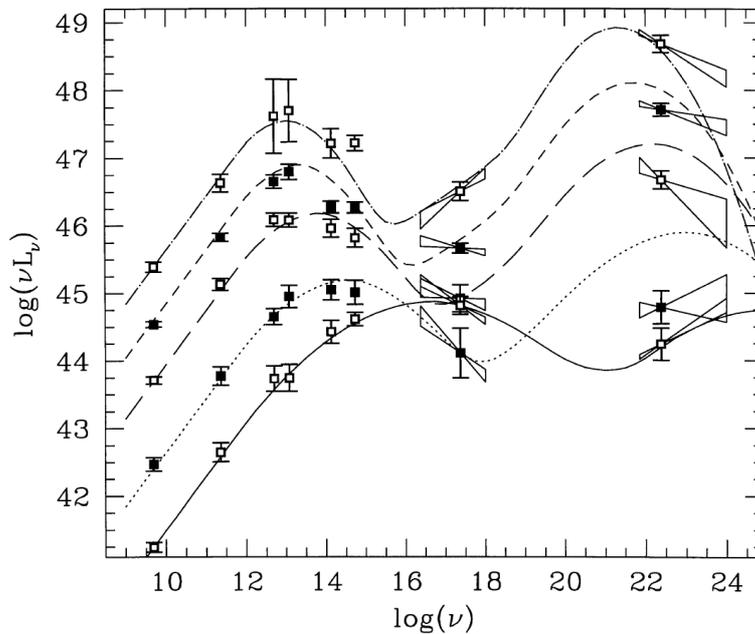


図 1.23 典型的なブレイザーの多波長に亘るスペクトル [20]

形成メカニズムなどと合わせて未解明な部分が多い。しかし GRB の等方性から宇宙論的距離にあることや、即時放射の長さから 2 つの種族に分けられることなど徐々に判明してきた部分もあり今後の進展が期待される。

また Fermi 衛星により、MeV の即時放射に少し遅れて GeV の放射があることも確認された (図 1.27)。これが即時放射と同じ機構により放射されているのか、残光放射によるものなのかは議論が分かっている。このスペクトルには GeV より上のエネルギーにおいても有意な減衰は見られず、TeV 領域まで伸びているといわれている。しかし Fermi 衛星では有効面積の問題で sub-TeV 領域の統計は不十分であり、また地上のチェレンコフ望遠鏡ではいまだ観測例はない。次世代チェレンコフ望遠鏡による TeV 領域の観測で理解が深まることに期待されている。

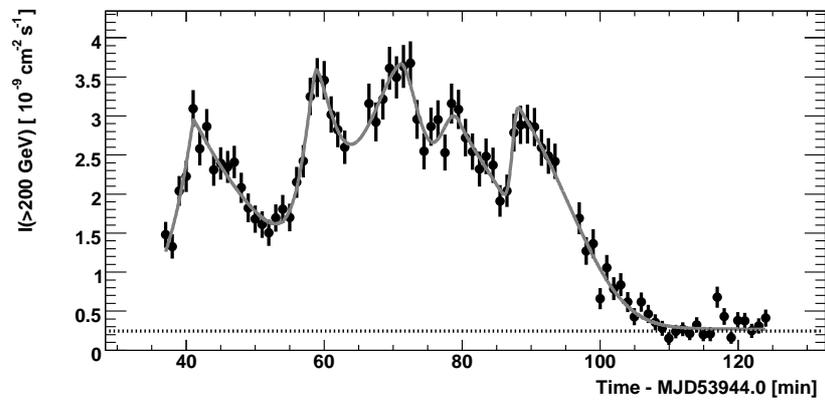


図 1.24 PKS2155-304 からの時間変動する TeV 放射 [31]

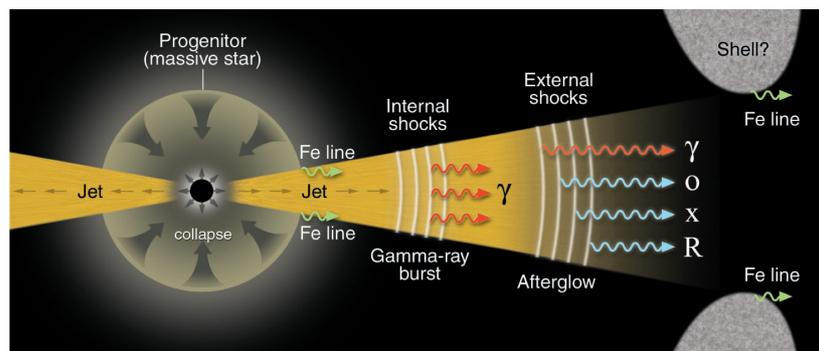


図 1.25 GRB の放射のイメージ図 [21]

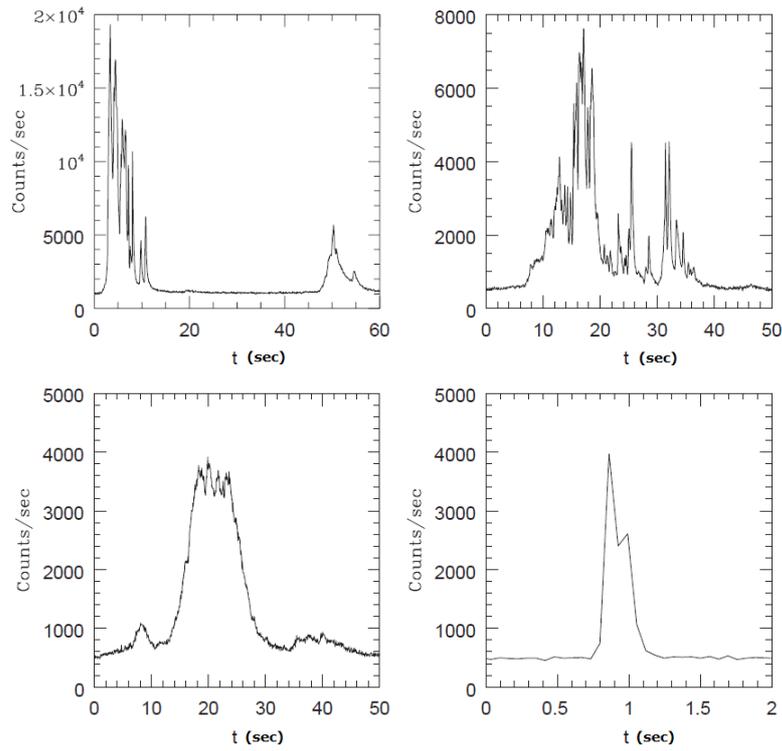


図 1.26 BATSE による GRB の即時放射のスペクトルの例 [22]

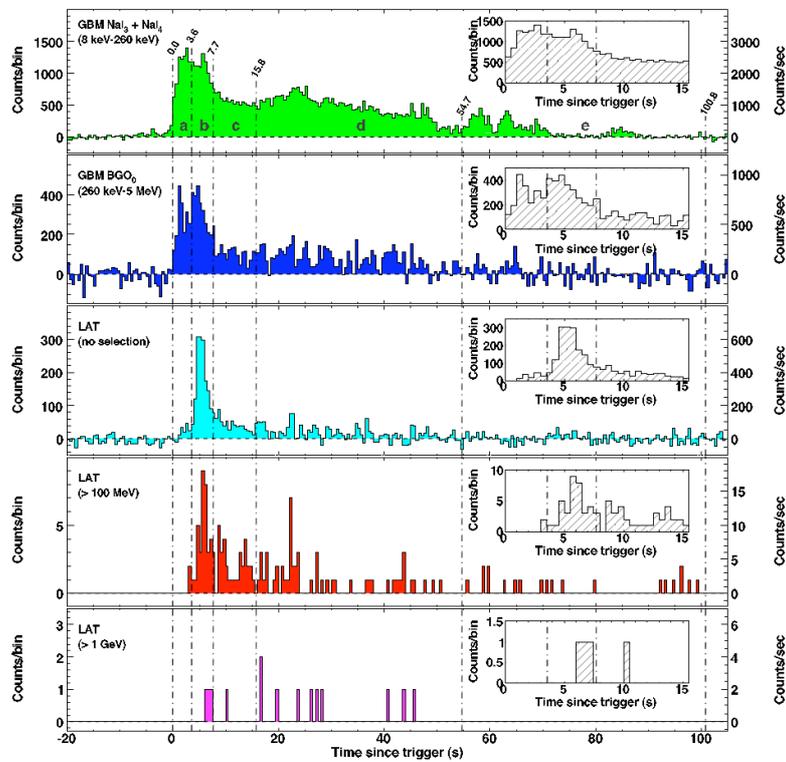


図 1.27 Fermi によるエネルギーレンジごとの GRB 080916C のスペクトル。いずれも右上は最初の 15 秒のみを切り出したもの [23]

第2章

大気チェレンコフ望遠鏡

ガンマ線は大気に遮られ地上まで到達しないため、気球や人工衛星による観測が基本となる。しかし100GeVを超えるようなエネルギーの場合は、入射頻度が少ない為小型の検出器では観測が難しくなる。そこで10GeV以上のガンマ線の観測には、地上の望遠鏡を用いて大気チェレンコフ光を捉える手法が用いられている。この章では、大気チェレンコフ光を用いた高エネルギーガンマ線の観測方法について述べる。

2.1 空気シャワー

大気に10GeVを超えるエネルギーの粒子が入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成する。生成された粒子はさらに反応して粒子を作り、大気中で粒子の生成が雪崩のように起こる。これを空気シャワーと呼ぶ(図2.1)。

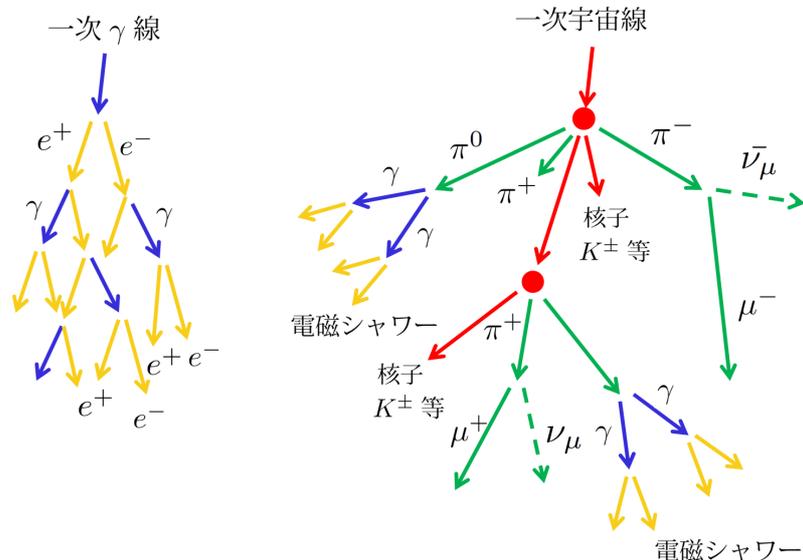
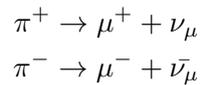


図 2.1 ガンマ線と陽子による空気シャワーのイメージ

ガンマ線による空気シャワーは、電磁カスケードによって起こる。まず入射した一次ガンマ線が電子対生成を起こし、それにより発生した電子は制動放射によって二次ガンマ線を作る。そしてこのガンマ線が再び電子の対生成を起こすとこの過程を繰り返して空気シャワーが発達し、電子やガンマ線が指数関数的

に増加する。これらの電子やガンマ線には一次ガンマ線のエネルギーが分配されており、シャワーの発達は各粒子のエネルギーがおおよそ 84MeV になるところまで続く。84MeV になると大気原子核との反応として、制動放射より電離損失が優位になるためシャワーの発達は止まる。

一方で陽子などの、ハドロン成分の高エネルギー宇宙線も空気シャワーを起こす。二次粒子の主成分は pion であり、 π^0 は 1.78×10^{-16} s で 2 個のガンマ線に崩壊する。ガンマ線はその後電磁カスケードを起こし、それによりシャワーが発達する。また、荷電 pion は最終的に以下のように muon に崩壊する。



muon の寿命は静止系で 2.2×10^{-6} s なのでほぼ地表に到達するが、エネルギーの低いものは電子やニュートリノに崩壊する。

電子と陽子の空気シャワーの形状の違いは大きく 2 点ある。まず陽子の衝突距離が電子の放射長に比べて長い為、陽子はガンマ線より大気の深いところ、即ち低い高度で最も発達するという点である。そしてもう一つは、陽子による空気シャワーでは二次粒子が横方向への運動量を持ち出す為、横方向に広がりやすいということである。その様子を Monte Carlo simulation した結果を図 2.2 に示す。この空気シャワーの発達の違いは、大気チェレンコフ望遠鏡においてガンマ線と陽子を判別する際に重要になる。これについては後述する。

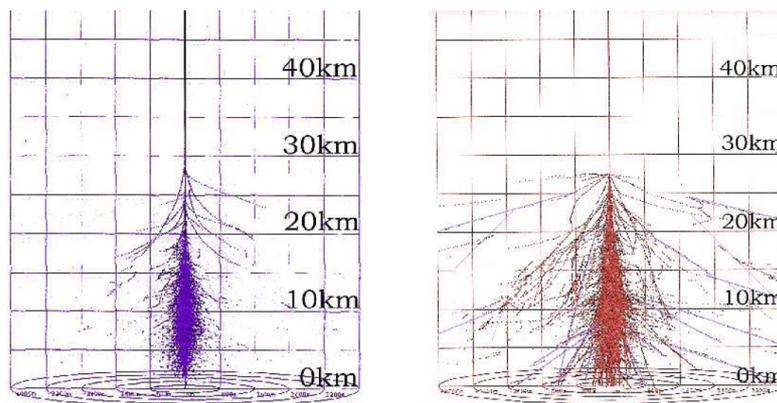


図 2.2 シミュレーションによる空気シャワーの発達の様子。100GeV ガンマ線 (左) と 300GeV 陽子 (右)[24]

2.2 チェレンコフ光

真空中での光速を c とすると、屈折率 n の媒質中での光速は c/n となる。荷電粒子が媒質中をその光速である c/n より速い速度で通過するとき電磁波の放射が起きる。これをチェレンコフ効果といい、そのとき放射する光をチェレンコフ光と呼ぶ。

誘電体中を荷電粒子が走ると、誘電体に分極が起こる。荷電粒子の速度 v が光速 c/n よりも十分遅い場合は、分極は荷電粒子を中心として対称になる為全体として放射は見えない (図 2.3(a))。一方で荷電粒子の速度が光速を超える場合には、粒子が自身で作る電磁場の伝達速度よりも速い為、粒子の前方には分極が起こらない (図 2.3(b))。その結果各双極子からの放射がある面に対して揃う為、全体としても放射が確認できる (図 2.3(c))。

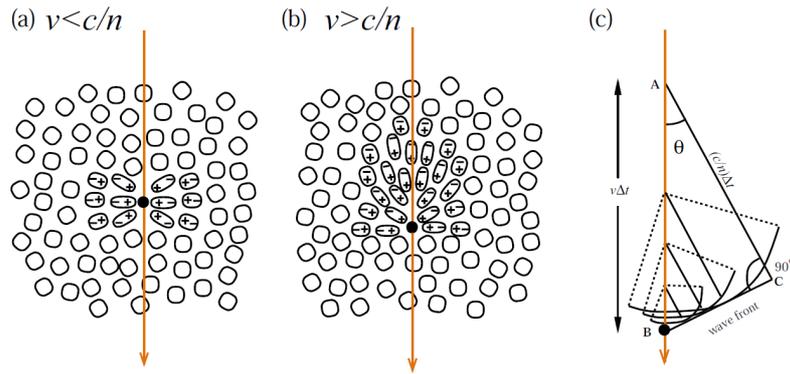


図 2.3 媒質を通過する荷電粒子による分極の様子 (a)(b) とチェレンコフ光の指向性 (c)[25]

チェレンコフ光の放射は指向性があり、その放射角 θ はホイヘンスの原理により計算される。図 2.3(c) より

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$$

となる。

前節で述べたとおり、10GeV 以上のガンマ線は大気中で電磁カスケードによる空気シャワーを生成する。このときに発生する電子が、主に可視から紫外の波長のチェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光を放射できる電子のエネルギーの閾値は屈折率によって決まり、海拔 0m の大気中ではおよそ 21MeV である。

電荷 z の荷電粒子からのチェレンコフ光による単位長さ当たりのエネルギーの放射量は

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{n\beta \geq 1} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \nu d\nu$$

となる [1]。ここで ν はチェレンコフ光の波長である。よって荷電粒子が距離 l を走ったときに波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ に放射される光子の数は

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^l \left(-\frac{dE}{dx}\right) dx \\ &= 2\pi\alpha l z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \end{aligned}$$

となる。ここで α は微細構造定数で $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ である。例えば荷電粒子が 1m 走った場合、350nm ~ 550nm の波長にはおよそ 27 個の光子が放出される。

以上で述べたチェレンコフ光の放射角・エネルギー閾値・光子数はいずれも屈折率によっている。空気の屈折率は温度と圧力で決まり、大気において温度と圧力はおよそ高度によって決まる。放射角・エネルギー閾値・光子数について、図 2.4 に大気の高さによる変化を示した。

チェレンコフ光は、発生光度が高いほど放射角が小さくなる。そこに発生から地上までの光路差を考えると、地上 20km から 7km で発生した光は一様に半径 110m から 145m のリング内に落ちてくる。実際には電子が多重クーロン散乱を起こすため、それよりも外側に広がっていく。鉛直に入射したチェレンコフ光の広がりシミュレーションの結果を図 2.5 に示す。この図が示す通り、ガンマ線の光子分布が半径 150m までほぼ一様であるのに対し陽子は不均一である。これは前節で述べた空気シャワーの発達の違いによるものである。

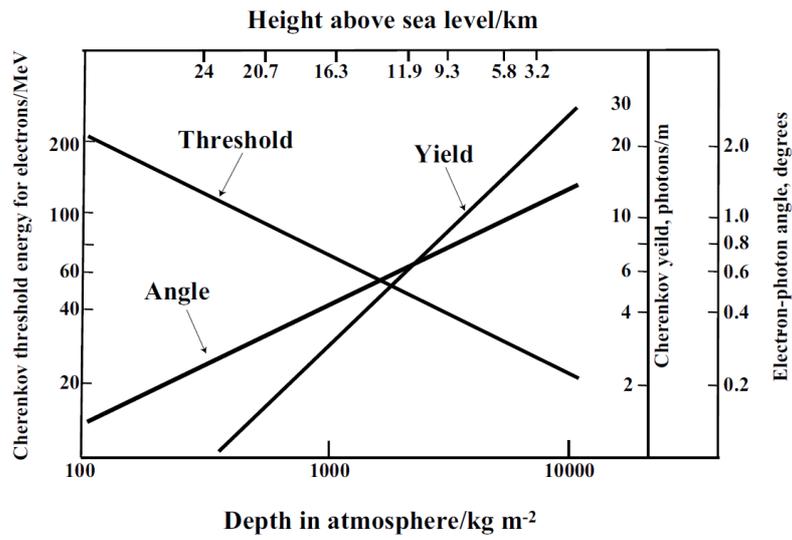


図 2.4 高度に対する電子のチェレンコフ光の放射角、エネルギー閾値、光子数 [1]

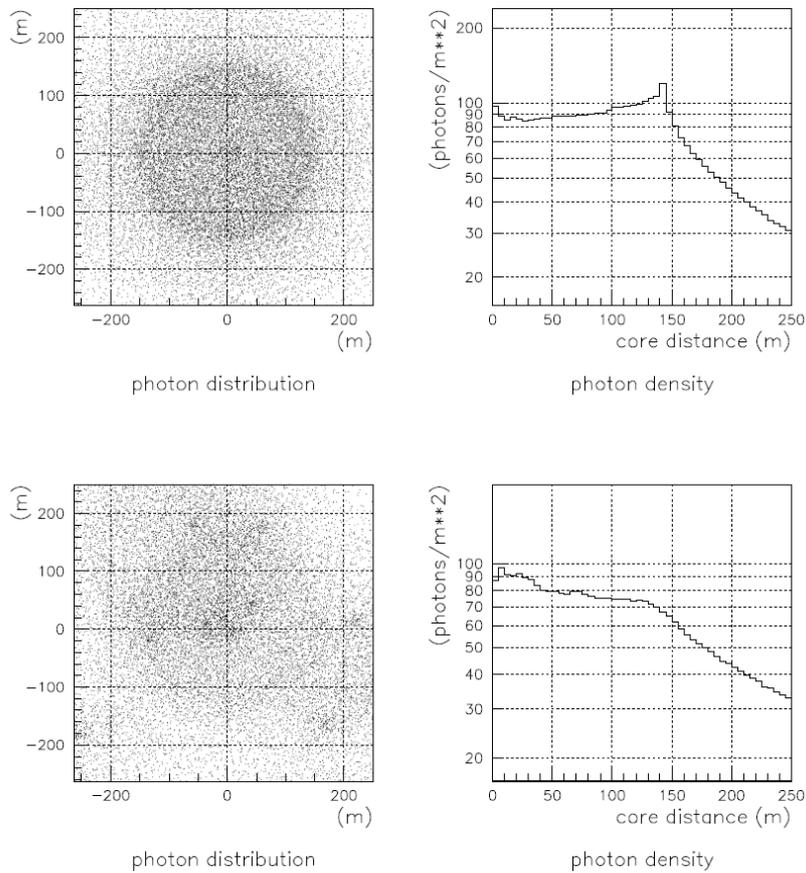


図 2.5 鉛直に入射した粒子によるチェレンコフ放射の光子の分布 1TeV ガンマ線 (上) と 3TeV 陽子 (下)[25]

また、図 2.6 に一次ガンマ線のエネルギーによる光子の分布の変化を示す。この図が示す通り、ガンマ線によるチェレンコフ光の密度分布はエネルギーが変化しても一様であり、その密度は一次ガンマ線のエネルギーによる。これはチェレンコフ光の密度さえ分かれば、その全てを捉えなくても一次ガンマ線のエネルギーが分かるということである。この事実は、地上でのチェレンコフ光の観測において非常に重要である。

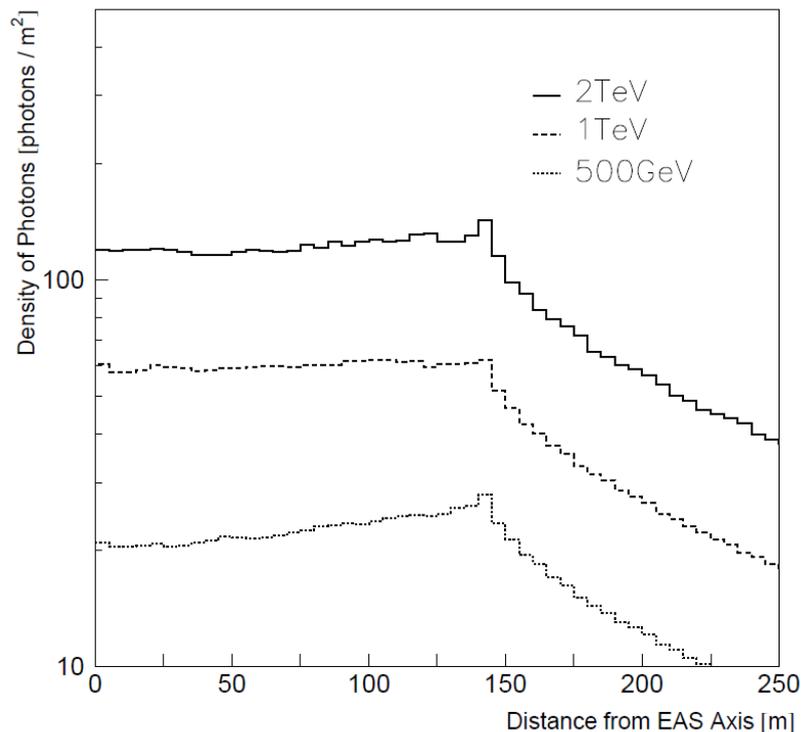


図 2.6 一次ガンマ線のエネルギーによるチェレンコフ光の分布の変化 [25]

2.3 望遠鏡

10 GeV を超えるガンマ線は、チェレンコフ光の一部を捉えることによりエネルギーが測定できることを前節で述べた。そこで地上に望遠鏡を設置し、チェレンコフ光を通して高エネルギーガンマ線を観測するというのが大気チェレンコフ望遠鏡の原理である。

例として図 2.8 に CANGAROO 望遠鏡の写真を示す。小型の球面鏡を並べることで大口径の放物面鏡を作り、チェレンコフ光を集光する。焦点面には光子を電気信号に変換する光検出器が並べてあり (図 2.7)、入射光の角度に対応する位置の光検出器に光が集まり信号を出す。前節にあるとおり空気シャワーからのチェレンコフ光は高度により放射角が変わるため、この光検出器のアレイに楕円状の信号を形成する (図 2.9)。この信号の形状により、ガンマ線と陽子のシャワーを区別することができる。このことは次節で詳しく述べる。また、光検出器には通常光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube, PMT) が用いられる。



図 2.7 MAGIC の焦点面光検出器



図 2.8 CANGAROO 望遠鏡 [25]

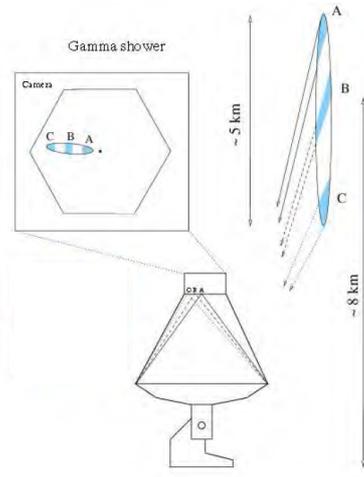


図 2.9 空気シャワーからの信号のイメージ [22]

2.4 イメージング法

チェレンコフ光を用いた高エネルギーガンマ線の観測において、バックグラウンドとして最も大きいものは陽子などのハドロンによる空気シャワーである。観測される空気シャワーのうち、実に 99% 以上が陽子によるものである。そこで大気チェレンコフ望遠鏡には、この陽子によるバックグラウンドを効率的に除去する方法が不可欠である。

前節にあるとおりチェレンコフ光によるイメージは楕円上に広がり、これはシャワーの空間的発達をよく反映する。陽子によるシャワーはガンマ線比べて横方向に発達しやすいので、この楕円のイメージも不均一になり散らばりやすい。これをより定量的に評価するため、楕円の像に対して定義した複数のイメージパラメータを用いる方法がアメリカの Whipple グループによって考案されている (図 2.10)。このうち特に放射源の位置と楕円の長軸の間の角 α は、一次粒子の違いをよく反映する。シミュレーションの結果を図 2.11 に示す。

また、muon もバックグラウンドとなる。その典型的なイメージを図 2.12 に示す。

バックグラウンドについては、夜光の存在もまた重要である。日中の $1/10^6$ 程度ではあるが、夜間にも空が光を放っておりこれを夜光という。夜光の成分としては大気光、黄道光、星野光などがある。大気光は日中に紫外線によって励起された大気中の分子が放つ光であり、黄道光は黄道に沿った塵に太陽光が散乱されて起こる放射である。星野光は星や星間ダスト、銀河などが発する光である。

夜光を除去するためには、タイミングによる除去と波形による除去が有効である。チェレンコフ光を捉えると複数の光子が光検出器に入射するのに対して、夜光の場合はほぼ光子 1 個である。そのため PMT の出力信号に対して閾値を設けることで、チェレンコフ光による信号のみに対してトリガーを生成することができる。さらにチェレンコフ光は複数の PMT にまたがった信号を形成するのに対し、夜光はほぼ 1 本の PMT にランダムに入射するため、隣接する PMT 同士のトリガーの同期をとることも効果的である。また、チェレンコフ光は 5ns 程度に集中するため、波形を取得して電荷の積分範囲を効率的に決めることでも、夜光による影響を抑えることができる。

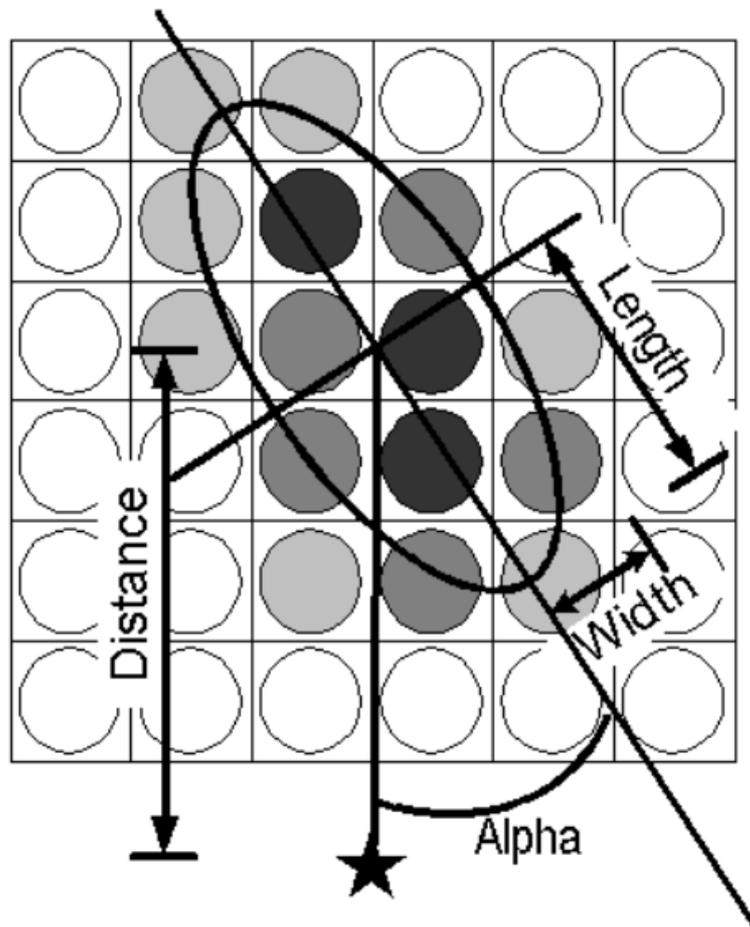


図 2.10 イメージパラメータの定義 丸は PMT 一本を表す [25]

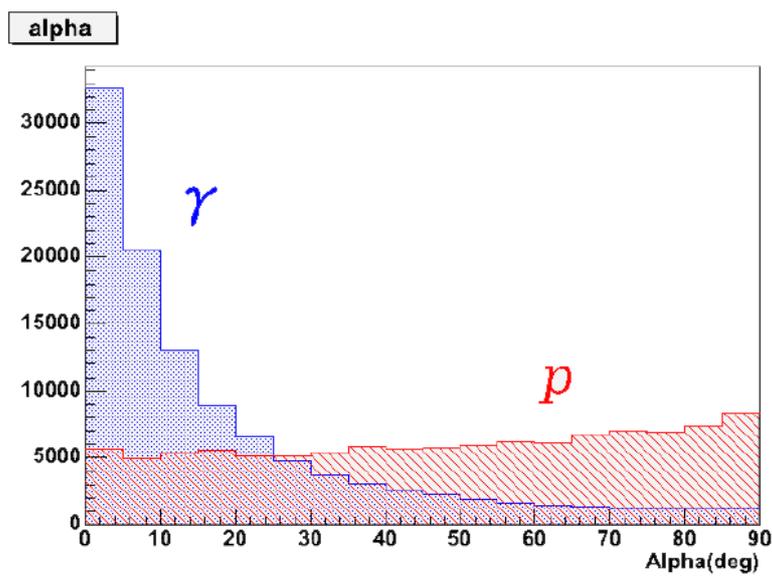


図 2.11 一次粒子の違いによる α の分布 ガンマ線は $100\text{GeV} \sim 10\text{TeV}$ を $E^{-2.5}$ 、陽子は $300\text{GeV} \sim 30\text{TeV}$ を $E^{-2.7}$ の分布で降らせたもの [25]

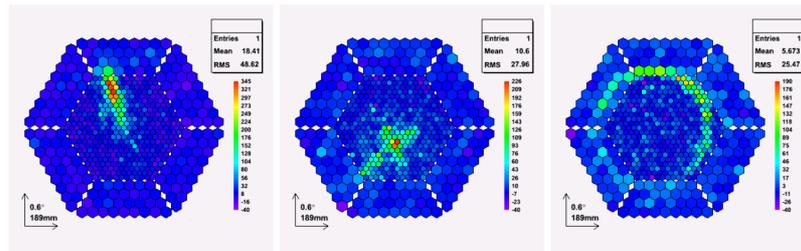


図 2.12 MAGIC による空気シャワーの典型的なイメージ ガンマ線(左) 陽子(中)muon(右)[22]

2.5 ステレオ観測

高エネルギーガンマ線を観測する際に、エネルギーと並んで重要なのは到来方向の決定である。しかし 1 台の望遠鏡では、原理的に到来方向は決定できない。そこで現在の大気チェレンコフ望遠鏡では、複数の望遠鏡を用いたステレオ観測という手法を採っている。これは複数の望遠鏡での観測によりシャワーの到来角と到達地点を求めて、ガンマ線の到来方向を決めるというものである。その方法を以下に簡単に述べる。

まず、同じ視野内での複数の楕円の像の長軸の交点を求める。この点がシャワーの到来角を示している。次に望遠鏡が設置されている地点を中心に視野円を描き、地面における長軸の交点がシャワーの到達地点となる(図 2.13)。これにより求めた到来角と到達地点を結びことで、ガンマ線の到来方向を一意に決定することができる。

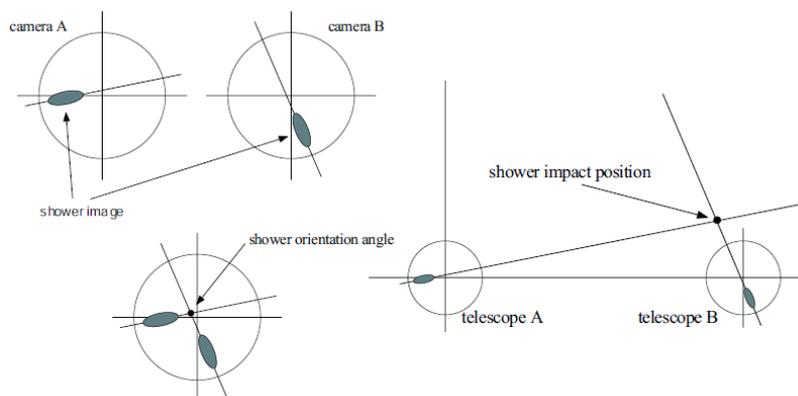


図 2.13 到来角(左)と到達地点(右)の決定方法 [25]

2.6 現行のチェレンコフ望遠鏡

大気チェレンコフ望遠鏡は、1989 年の Whipple 望遠鏡による Crab パルサー星雲からのガンマ線検出で幕を上げた。現在ではステレオ観測技術や光検出器・電子回路の性能向上などにより、現行の複数の望遠鏡が高エネルギーガンマ線天文学を牽引している。それらのチェレンコフ望遠鏡を表 2.1 にまとめる。また写真を図 2.14 にのせる。

そして現在、さらに大規模な望遠鏡群の建設計画が進行している。Cherenkov Telescope Array 計画

名称	場所	標高	望遠鏡サイズ
H.E.S.S	Namibia(17E,23S)	1800m	12m 4台
MAGIC	Canary Island(18W,29N)	2300m	17m 2台
VERITAS	Arizona(111W,32N)	2200m	12m 4台

表 2.1 現行のチェレンコフ望遠鏡



図 2.14 現行のチェレンコフ望遠鏡 上から MAGIC,VERITAS,H.E.S.S.

(CTA 計画) というその計画は、さらなる高感度化を目指し大中小 3 つのサイズの望遠鏡を数十台並べる非常に大規模な計画である。次章では CTA 計画に関して詳しく述べる。

第 3 章

CTA 計画

CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画は、次世代の大気チェレンコフ望遠鏡群の建設計画であり、日米欧 25 カ国の協力による世界でただ一つのものである。現行の望遠鏡に対して感度を 10 倍に向上させるとともに、観測可能なエネルギーレンジを 20GeV-100TeV にまで押し広げることを目指す。

CTA では南北の 2 サイトに望遠鏡群を建設し、1 つのサイトに望遠鏡をおよそ 60 台建設することで、1TeV での有効面積を $3 \times 10^6 \text{m}^2$ にまで広げる。それに加えシミュレーションによれば、1つのシャワーを平均 6 台の望遠鏡で捉える事が出来るようになる。これらのことから感度・角度分解能・エネルギー分解能を現行の望遠鏡から飛躍的に高めることができる。

エネルギーレンジは、大中小 3 種類の望遠鏡を建設することで広げる。低エネルギーのガンマ線は発達するシャワーからのチェレンコフ光が少ないため、大きい望遠鏡で捉える。逆に高エネルギーのガンマ線は光子が多く小さい望遠鏡で捉えられるが、到来頻度が少ない為広範囲に設置することで有効面積を稼ぐ。

CTA は 2015 年建設開始・2017 年に部分的な稼働が始まり、2020 年に完成し全望遠鏡による観測が始まる予定である。図 3.1 は、CTA の完成イメージである。

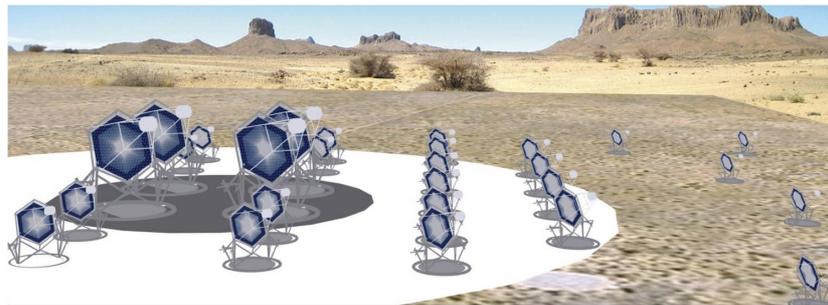


図 3.1 CTA の完成予想 [26]

3.1 目標性能

感度 $10^{-14} \text{erg/cm}^2 \text{s}$

感度の向上には光子統計をためる必要があり、CTA はその莫大な有効面積で現行のチェレンコフ望遠鏡よりも全てのエネルギー領域において 10 倍の感度を目指す。特に 300GeV-3TeV では 50 時間の観測で 1mCrab($10^{-14} \text{erg/cm}^2 \text{s}$) の感度を達成する。図 3.2 は、50 時間の観測における

CTA の目標感度曲線である。

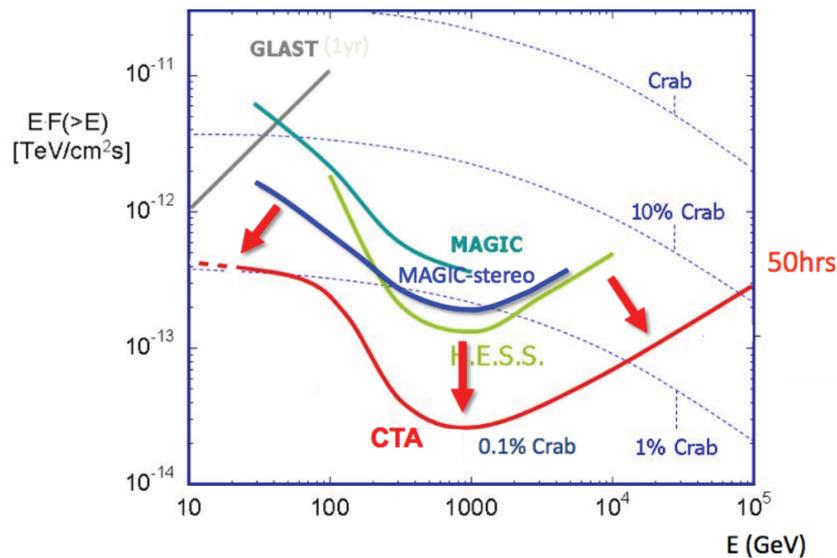


図 3.2 CTA の目標感度曲線 [26]

エネルギーレンジ 20GeV-100TeV

CTA では後述する 3 種類の望遠鏡を建設することにより、20GeV-100TeV の幅広いエネルギーレンジの観測を目指す。低エネルギー側では AGN, GRB 等の観測を行うことができ、高エネルギー側では宇宙線の加速起源天体の観測を目指す。

角度分解能 2arcmin

現行の望遠鏡は角度分解能が 6arcmin 程度であり、他波長の観測 (例えば X 線の SUZAKU 衛星) に比べて劣る。CTA では 1 つのシャワーを平均 6 台の望遠鏡でとらえることができるため、これを同等の 2arcmin 程度に向上させることができる。これにより、近傍天体の詳細な構造の研究などが可能になる。

時間分解能 10 秒

現行の望遠鏡により、いくつかの AGN から 2,3 分の時間スケールで変動するガンマ線のライトカーブが観測されている。CTA はその大有効面積・高感度により 10 秒程度の時間分解能を持つことができる。これにより AGN, パルサーやさらには GRB などの急激に時間変動する現象を捉える事ができる。

エネルギー分解能 10% (1TeV 以上)

エネルギー分解能は、検出される光子数・シャワー発達の揺らぎ・シャワー再構築の誤差によって決まる。CTA では 1TeV のガンマ線に対して現行の望遠鏡の 2 倍となる 10% のエネルギー分解能を持つ。

3.2 観測サイト

CTA は全天を観測するため、北半球と南半球にそれぞれ望遠鏡群を建設する。CTA の観測サイトには、ガンマ線のシャワー観測に最適な高度 2000-4000m に平坦な 1km^2 (北)・ 10km^2 (南) 程度のエリアが必要となる。空気が乾燥していること、夜間の晴天率が 60-80% であること、人口光が夜光に比べて十分少ないことなどの条件も必要である。また風速も 10m/s 以上になると観測に影響を与えるため考慮する必要がある。

それらの観測条件にアクセスやインフラ等を加味すると、候補地としては北半球ではカナリア諸島やメキシコ、南半球ではナミビアやチリ、アルゼンチンなどがある。現在衛星データの解析や現地調査がなされており、2013 年までに候補地が決定される予定である。

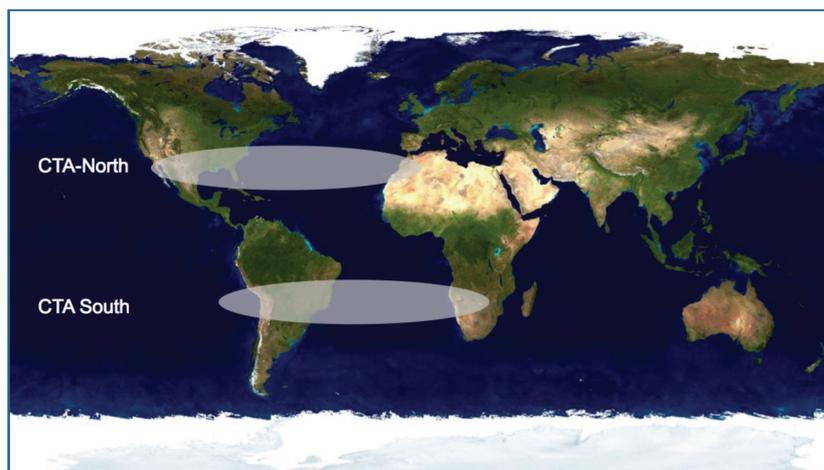


図 3.3 CTA の観測サイト候補地 [26]

3.3 望遠鏡

CTA では幅広いエネルギーレンジを実現するために、口径の違う 3 種類の望遠鏡を建設する。大口径望遠鏡 (Large Size Telescope, LST) は口径 23m で 4 台建設され、20GeV-1TeV の低いエネルギーレンジをカバーする (図 3.4)。ガンマ線のエネルギーが低い為チェレンコフ光の光子数も少なく光学系は高反射率、高集光率、高検出効率が必要となる。焦点面までの同時性を保証するために、鏡は放物面に配置される。焦点面の光検出器のピクセル数は凡そ 2300 個である。また、夜光の影響を最小化するために高速エレクトロニクスによる波形サンプリングを行う。さらに、GRB 等の瞬間的な現象を狙う為に望遠鏡自体が 20 秒で 180° 回転できるように設計されている。

中口径望遠鏡 (Middle Size Telescope, MST) は口径約 12m で 20-30 台建設される (図 3.5)。観測するエネルギーレンジは 100GeV-10TeV である。銀河面や全天スキャンを効率よく行う為に、鏡の配置は Davies-Cotton 型や Schwarzschild-Couder 型の二重光学系が考えられている。その為波形は 4ns 程度に広がる。光検出器のピクセル数はおよそ 2800 個となる。

小口径望遠鏡 (Small Size Telescope, SST) は口径約 7m で約 30 台建設される (図 3.6)。1TeV-100TeV の最高エネルギー領域を狙うもので、銀河面が良く見える南半球のステーションにのみ設置される。鏡は

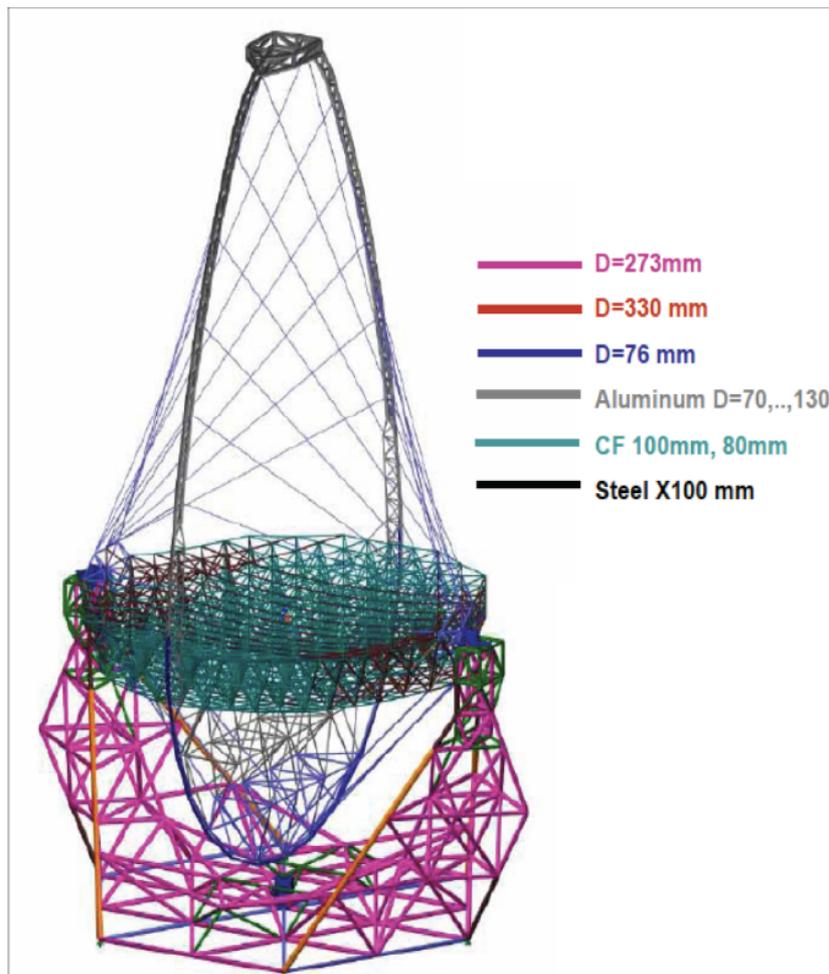


図 3.4 MPI 研究所設計の大口徑望遠鏡 [26]

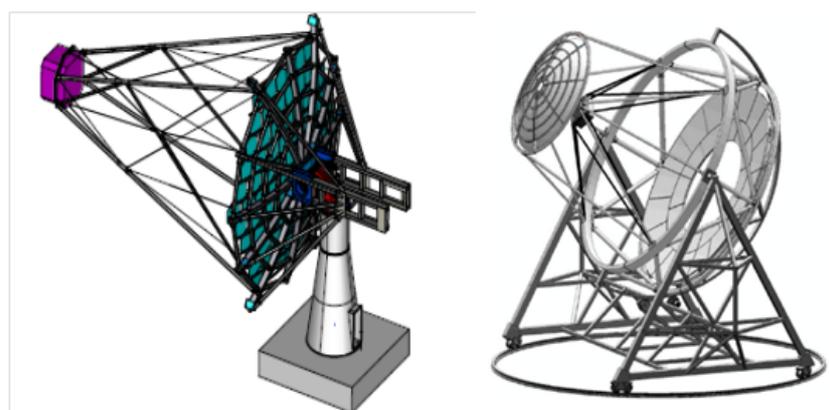


図 3.5 MST の設計 DESY 研究所によるもの (左) と US グループによるもの (右)[26]

MST と同様に 2 方式の配置が考えられている。焦点面検出器のピクセル数は約 1500 個である。

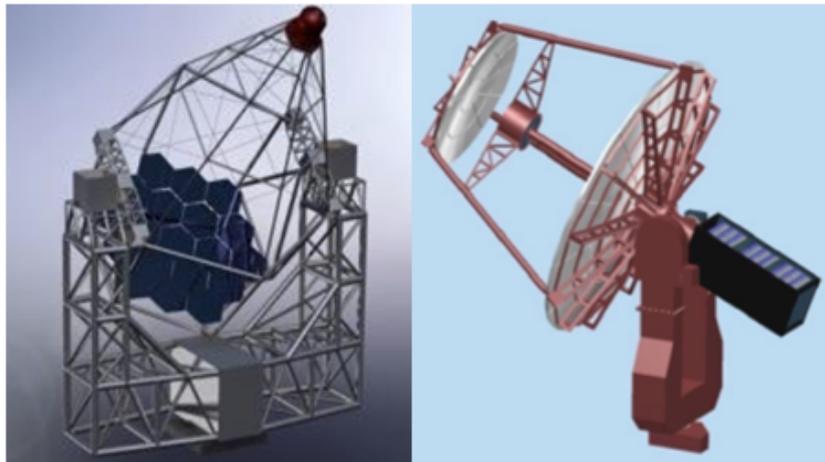


図 3.6 SST の設計 アルゼンチングループによるもの (左) とイギリスグループによるもの (右)[26]

各望遠鏡のパラメータを表 3.1 にまとめる。

	LST	MST	SST
口径 (m)	23	12	7
台数	4	20-30	30
鏡の総面積 (m ²)	400	100	40
焦点距離 (m)	30	16	11
視野 (度)	5	8	10
光検出器のピクセル数	2300	2800	1500

表 3.1 各望遠鏡のおおよそのパラメータ [26]

また、望遠鏡の配置は様々なものが検討されており、現在シミュレーションによって検証されている。

3.4 反射鏡

CTA に必要な鏡には 85% 以上の反射率や 0.03 度のスポットサイズなどが求められる。また総面積はおよそ 10000m² にもなる。これらを製造するために、現在様々な技術が提案され試作されている。

従来の望遠鏡の反射鏡では多くの場合、ガラスを研磨しアルミを蒸着するという方法が取られていた。しかしその方法を用いると、鏡を大型化した際にガラス材に厚みが必要となり、重量やコストの点で好ましくない。そこでアルミハニカム両面にガラスシートを接着し、マスターモールドから曲率を写し取るような方法が考案されている。この方法では削る工程が存在しないため、比較的軽量・安価な鏡が製作できる。図 3.7 は、この方法を用いて日本で LST 用に試作されたものである。



図 3.7 LST 用ミラーの試作

3.5 光検出器

CTA の望遠鏡の光検出器には、従来のチェレンコフ望遠鏡と同様に PMT を用いる。光電面には 1.5 インチスーパーバイアルカリが用いられ、ラインフォーカスダイノードは 8 段である (図 3.8)。有効波長は 300nm-600nm, 量子効率ピークは 35%、アフターパルスは 0.05% 以下であることが求められる。CTA には合計で 10 万本以上の PMT が必要であるため、性能・コスト・量産能力等を考慮しながら PMT の選定がなされている。

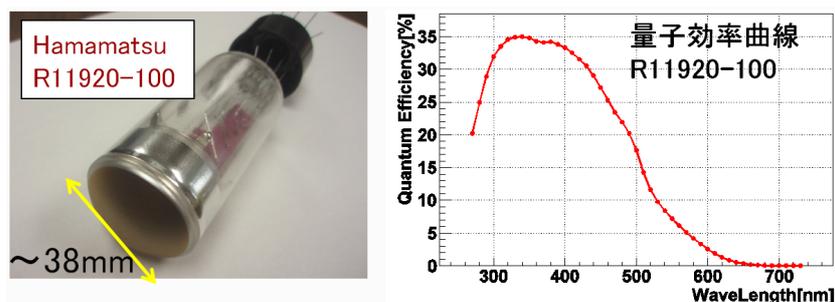


図 3.8 CTA 用 PMT の候補 (左) とその量子効率曲線 (右)[26]

また、PMT に高圧を供給する回路の設計・試作も行われている。例えば図 3.9 は、Cockcroft-Walton 型の昇圧回路 (CW 回路) を用いた高圧生成基板を PMT に取り付けたものである。5V の電源から最大 1.5kV の高圧を生成でき、40mW 程度の低消費電力で小型のものが試作されている。

3.6 エレクトロニクス

PMT からの信号を読み出すために、プリアンプ・スローコントロール基板・波形読み出し回路などのエレクトロニクスが必要となる。図 3.10 にそのブロック図の一例を示した。このセクションではそれら

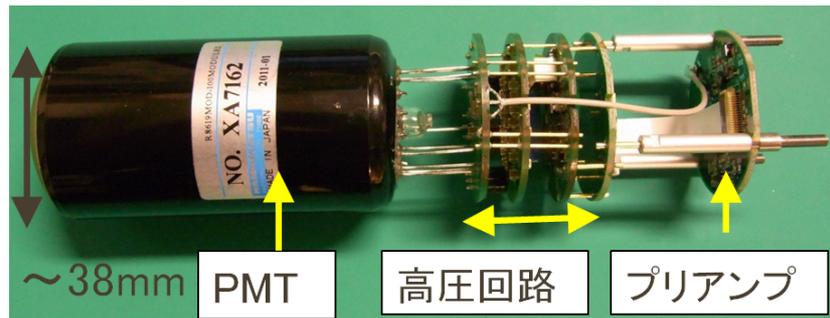


図 3.9 CTA 用 PMT の高圧生成回路 [26]

の電子工学についてみていく。

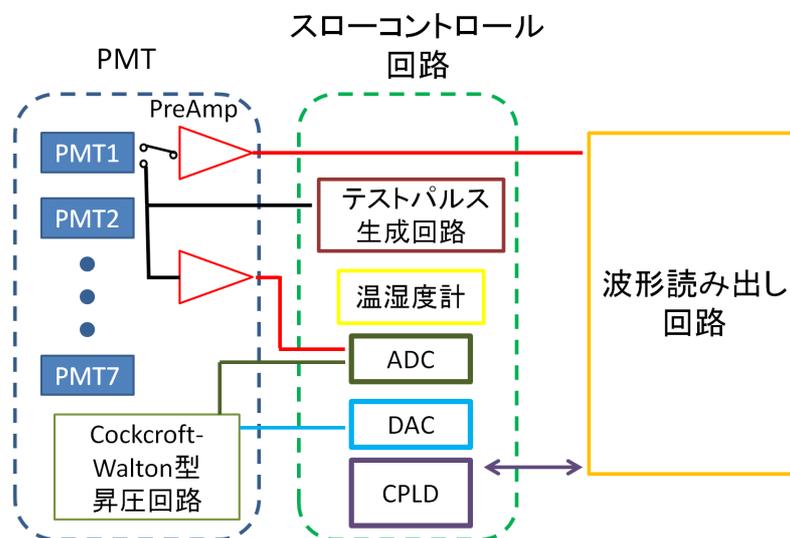


図 3.10 波形読み出しのための電子工学のブロック図

3.6.1 プリアンプ

PMT は寿命を延ばすために、ゲインが 4×10^4 倍程度で運用される。その場合、1 光電子 (photo electron, p.e.) に対する PMT の信号はおよそ 0.1mV と非常に小さくなる。そこでノイズに負けないように、PMT 出力の直後にプリアンプによって信号を増幅する必要がある。プリアンプには、2ns 程度の信号を通せる帯域幅や 1-1000 光電子程度の PMT 信号の幅での線形性、低消費電力などが求められる。例えば図 3.11 は日本で開発されたプリアンプである。

また、CTA 用に ASIC のアンプも開発されており、現在試験中である。

3.6.2 スローコントロール回路

PMT にかける高圧はその後段に取り付けられる、スローコントロール回路によって調整される。また、観測中に PMT の高圧やアノード電流、温度、湿度などをモニターするための機能も取り付けられる必要がある。図 3.12 は日本で開発された回路であり、PMT7 本が取り付けられる。日本で開発されたスロー

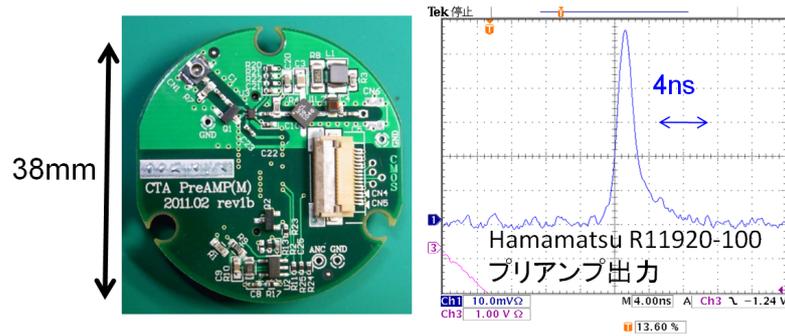


図 3.11 日本で開発された PreAmp の写真 (左) と出力 (右)

コントロール回路では、高圧調整用の DAC やモニター用の ADC は CPLD によって制御され、CPLD は波形読み出し回路の FPGA と通信している。また試験やキャリブレーション用にテストパルス生成回路も備えており、これも CPLD から制御される。

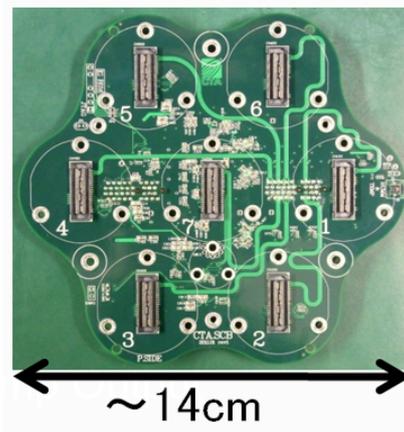


図 3.12 日本で開発された CTA 用スローコントロール回路 [26]

3.6.3 波形読み出し回路

PMT 信号からガンマ線のエネルギーを再構成するには、その電荷情報が必要である。しかし効率的に夜光ノイズを除去するために、PMT 出力の波形を取得し適切な積分範囲を決める必要がある。CTA では波形取得の方法が 2 通り考案されており、それぞれ試験が行われている。

Flash ADC 方式

Flash ADC 方式は、PMT からの信号をサンプリングレート数百 MHz の Flash ADC を用いて AD 変換し、リングバッファメモリに記録する方式である (図 3.13)。リングバッファメモリは数十 μ s の間波形を記録できるようになっており、離れた望遠鏡間であってもトリガーの同期が取れるという利点がある。その反面 Flash ADC を高速化すると電力・コストが問題となってくるため、望遠鏡のサイズごとにサンプリング速度をよく考慮しなくてはならない。現在のところシミュレーションにより、SST, MST では 250MHz 以上の速度が必要という結果が出ている。

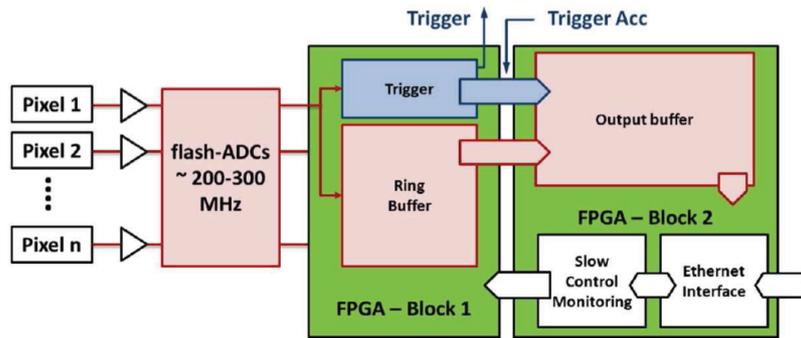


図 3.13 Flash ADC 方式のブロック図 [26]

アナログメモリ方式

アナログメモリ方式による波形読み出し回路に関しては、次章で詳しく述べる。

第4章

PMT 波形の高速サンプリング回路の開発

前章で述べた通り、効率的な夜光ノイズの除去のためには PMT 信号の波形をサンプリングする必要がある。PMT の波形は入射光子数で決まり、特にエネルギーの低いガンマ線を見る LST などでは 1 本の PMT に入射する光子が数個ということも珍しくない。その際の信号幅は数 ns 程度となり、この幅の波形を取得するにはサンプリングレートが 1-2GHz 程度必要となる。一方で LST にはおよそ 2800 本の PMT が搭載されるため、熱設計からの回路の消費電力への要求や大量生産によるコストの問題も生じてくる。これらの事情から LST において、Flash ADC 方式での波形サンプリングは非常に難しくなってくる。

そこで我々はそれらの問題を解決すべく、イタリアのグループと協力してアナログメモリ方式とよばれる方法で PMT 波形の高速サンプリング回路を開発した。この方式は HESS(SAM チップ [36] を使用) や MAGIC(DRS2 チップ, 後に DRS4 チップ [37] を使用) 等の現行の望遠鏡で、実際に使われている波形サンプリング方法である。我々は、波形を記録しておける時間や消費電力の観点から DRS4 チップを採用した。開発した回路は望遠鏡の焦点面光検出器の後段に取り付けられ、Ethernet によるデータ転送の機構までが一体となった回路という点で従来のものとは異なる。

この章ではまずアナログメモリについて説明し、次に主に LST において波形サンプリング回路に要求される性能を述べる。そして我々が開発した回路の構成について見ていく。

4.1 アナログメモリ

アナログメモリとは、多数のキャパシタとバイポーラトランジスタを用いたスイッチからなる集積回路であり、SCA(Switched Capacitor Array) と呼ばれる (図 4.1)。キャパシタは並列につながっており、これを高速でスイッチングすることで波形情報を各キャパシタの電荷情報へと変換する。その際に重要なのは、間にデジタル変換を挟まないためサンプリングレートがスイッチングの速度のみで決まることである。さらに読み出しもキャパシタのスイッチングによって行うため、このときにスイッチング速度を落とすことで低速に読み出すことができる。

アナログメモリではキャパシタのことを cell と呼び、メモリの記録深さはこの cell の数によって決まる。実際に波形情報を保持しておける時間は、記録深さとサンプリングレートによって決定される。

アナログメモリ方式の波形サンプリング回路では、これを用いることで GHz の高速な波形サンプリングと MHz 程度の低速な AD 変換を両立させることができる。

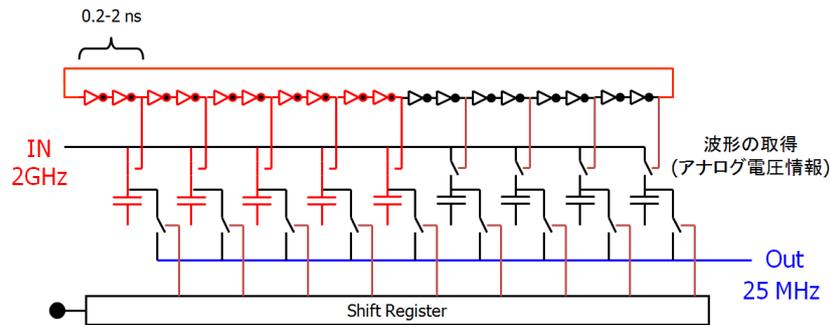


図 4.1 アナログメモリの概念図

4.2 回路に対する要求

CTA の波形サンプリング回路には、観測からの要求や望遠鏡の構造的な要請など種々の性能が求められる。主に、アナログメモリ方式の回路が使われるであろう LST について、その要求性能を見ていく。

サンプリングレート 1-2GHz

章の初めに述べたとおり、LST の PMT から波形は幅が数 ns である。また読み出し範囲内にある夜光ノイズもサンプリングにより区別し、正しく積分範囲を決められるようにする。夜光ノイズに関しては次章で見積もる。この波形再構成のために 1-2GHz のサンプリングレートが必要となる。

帯域幅 300MHz(-3dB)

数 ns の波形を通すために、300MHz 以上の帯域幅が必要となる。

ダイナミックレンジ 1-1000 光電子

LST では 20GeV-1TeV の幅広いガンマ線を観測するため、1 本の PMT に入射する光子も 1-1000 光電子までと非常に幅が広い。そこで波形サンプリング回路もそのレンジで線形性を保つ必要がある。

波形の読み出し幅 30ns

PMT 波形を取り逃さず夜光による影響を抑えるために、最適な読み出し幅を決定しなくてはならない。また、幅が広すぎると読み出し・転送時間が増えデッドタイムの増加につながってしまう。

波形保持時間 2-3 μ s

トリガー判定にある程度時間がかかるため、その間サンプリングした波形を保持しておかなくてはならない。望遠鏡間でトリガーを同期する場合、LST では望遠鏡間距離が 100m 程度であるため 2-3 μ s の間波形を保持しておく必要がある。

ノイズレベル 0.2 光電子相当

PMT の 1 光電子を SN 比 5.0 以上で判別するために、ノイズレベルは 0.2 光電子相当である必要がある。これは例えば、PMT のゲインが 5×10^4 倍でプリアンプのゲインが 10 倍であるとき 0.3mV となる。

デッドタイム 5% (トリガレートが 10kHz のとき)

モンテカルロシミュレーションによると、LST の最大トリガレートは 10kHz になる。その際に

デッドタイムは5% 以下になることが望ましい。

クロストーク 0.1%

隣接する PMT からの回路上のクロストークは0.1% 以下になることが求められている。

4.3 夜光ノイズの見積もり

大気チェレンコフ望遠鏡のバックグラウンドの一つとして夜光がある。トリガーロジックの工夫により夜光のみの信号をシャワーと誤認することは抑えられるが、シャワーのイベントに対して夜光の光子がノイズとして紛れ込むことは十分にありうる。そこで、現在の LST の設計・要求性能において、夜光がどの程度のバックグラウンドになるかを見積もることとする。

夜光の量は経験的に Jelly の式というもので求められる [30]。それによると単位面積・単位時間・単位立体角・単位波長あたりの夜光のエネルギーは

$$\frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} = 2.125 \times 10^{-6} \quad [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}]$$

となる。

この式に LST におけるパラメーターをいれ、PMT1 本に単位時間当たりに入射する光子数を求める。いれるパラメーターを表 4.1 にまとめる。

有効波長領域 ($\lambda_1 - \lambda_2$)	300nm-600nm
主鏡面積 (S)	400m ²
PMT1 本の視野 (Ω)	7.0×10^{-3} degree ²
量子効率 (ϵ_q)	0.35
鏡の反射率 (ϵ_r)	0.85
ライトガイドの効率 (ϵ_l)	0.5

表 4.1 LST のパラメーター

入射光子数は

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} \frac{\lambda}{hc} d\lambda \cdot S\Omega\epsilon_q\epsilon_r\epsilon_l \\ &= 1.67 \times 10^8 \quad [\text{p.e./sec}] \end{aligned}$$

となる。現在は読み出し幅を 30ns としているため、この間に平均 5.01 個の光電子が入射することになる。

4.4 開発した回路の構成

我々は PSI 研究所が MEG 実験用に開発した DRS4 というアナログメモリのチップを用いて、主に LST に向けた波形サンプリング回路を開発した。回路は PMT7 本の波形を同時に取得できるようになっており、この 7 本を 1 クラスターとして PMT の最小運用単位としている。また最初の回路 (Ver.1) 開発後、より LST の仕様に沿うように変更・改良された回路 (Ver.2) も製作した。

それぞれの回路について、実際に回路図を作成し、製作された基板図の配線確認を行った。例えば Ver.2 の配線を付録 A に示した。開発したそれぞれの回路の構成について以下に詳しく見ていく。

4.4.1 Ver1 の構成

最初に開発した回路 (Ver.1) のブロック図を図 4.2 に示す。PMT 信号はまずメインアンプに入り、ここでトリガー生成用のラインと出力ラインに分配される。メインアンプから出力された波形は、アナログメモリのチップである DRS4 によって高速サンプリングされる。サンプリングレートは FPGA からコントロールすることで、1GHz から 5GHz まで任意に変更できる。DRS4 の入力レンジは 0-1V であり、そのままでは LST の要求である 1-1000 光電子の入力レンジを持つのは困難である。そこで出力ラインを増幅率の異なる 2 系統用意することで、この問題を解決している。DRS4 からの波形読み出しは 25MHz で行っており、比較的低速の ADC で AD 変換が可能である。一方でトリガー生成用のラインは、外部基板として取り付けられるトリガー生成回路に入力される。この回路で入力信号からトリガー信号が生成され、FPGA へと送られる。FPGA はトリガー信号を受け取ると、DRS4 の読み出しをはじめ、AD 変換された信号を Gbit Ethernet により外部へと転送する。

以下で、この回路を詳しく見ていくことにする。

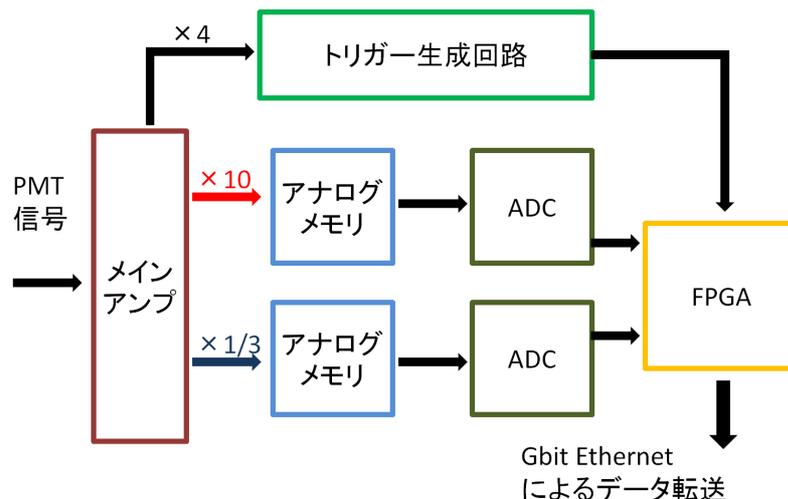


図 4.2 波形サンプリング回路 Ver.1 のブロック図

メインアンプ

この回路のメインアンプ部は、外部基板という形で 1 チャンネルに対し一枚取り付けられる。これは山形大学で試作された (メインアンプ Ver.1)。その写真とブロック図を図 4.4 に示す。

波形サンプリング回路には 1-1000 光電子の入力レンジが要求され、これは例えば増幅率 10 倍のプリアンプを用いると 1.4mV-1400mV に相当する。DRS4 の入力レンジは 0-1V であるため、SN 比よく波形を取得するためには入力信号を工夫して増幅する必要がある。そこでこの回路では、増幅率の違う 2 つの出力ラインを用いることによってこの問題を解決している。High Gain と呼ばれる増幅率の高いライン (以下、High Gain) は、10 倍にすることで小さい信号を SN 比よく取得できる。一方 Low Gain とよばれるライン (以下 Low Gain) は信号を減衰させることで、DRS4 の入力レンジ外の信号でも取得できる

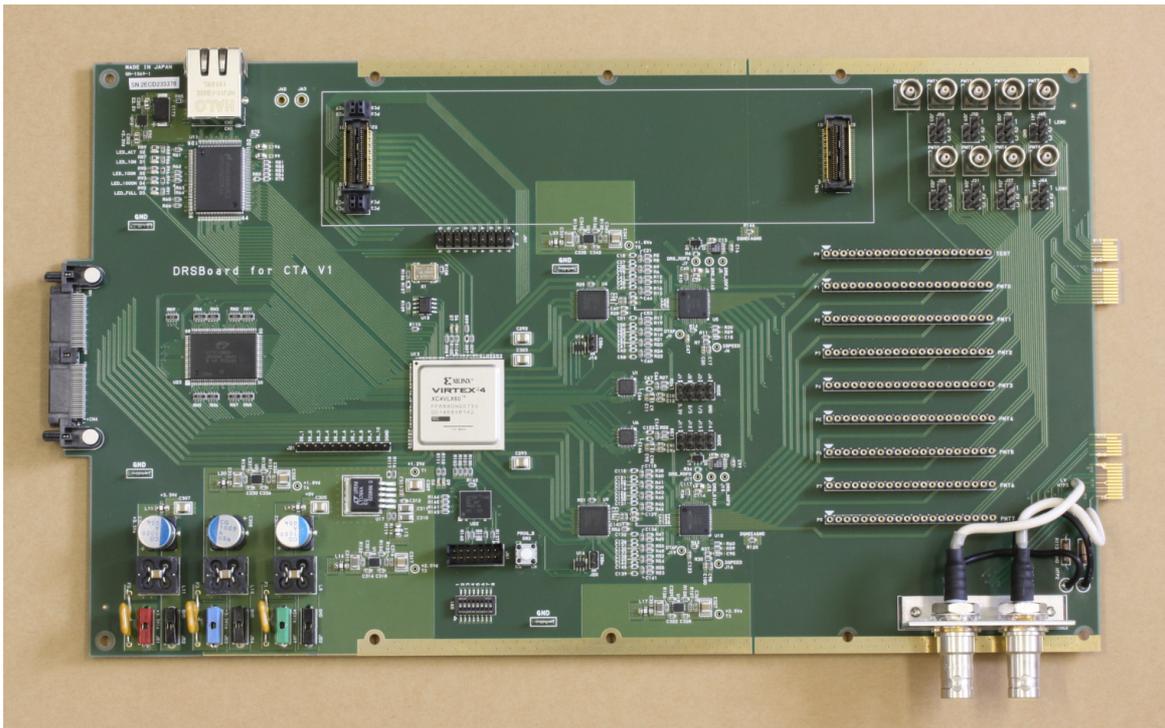


図 4.3 波形サンプリング回路 Ver1 の写真。サイズは 18cm × 30cm

ようになっている。

それに加えてメインアンプ部分では、トリガー生成回路へ信号を分配するラインも用意されている。このラインも、トリガー生成回路に合わせて増幅率が決定されている。

メインアンプには、増幅率のほかに帯域幅・線形性・低ノイズ・低消費電力などが求められている。これらのメインアンプの性能に関しては山形大学で試験が行われている [27]。

この試作された回路をもとに、増幅率・帯域幅・消費電力などをより LST の要求に合わせたものも開発された (メインアンプ Ver.2, Ver.3)。これに関しては次節で述べる。

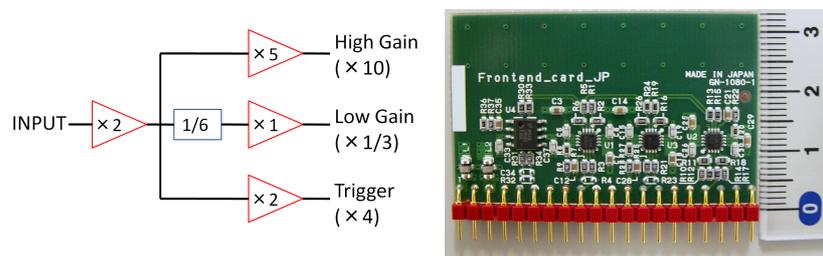


図 4.4 開発されたメインアンプ ver.1 のブロック図 (左) と写真 (右)

アナログメモリ

前述したとおり、アナログメモリには DRS4 という ASIC のチップを用いている。DRS4 には入力が 8 チャンネルあり、それぞれに対してキャパシタが 1024cell ある。そのキャパシタに順次電圧情報を記録していき、1024 番目の cell まで記録し終わると先頭の cell に戻る。このように各チャンネルに対して DRS4 は、アナログのリングバッファメモリのように機能する。また、消費電力が 20mW/ch と非常に

小さい為、今回開発された回路には最適である。

図 4.5 に DRS4 のブロック図を、表 4.2 にデータシートによる基本的な性能を示す。

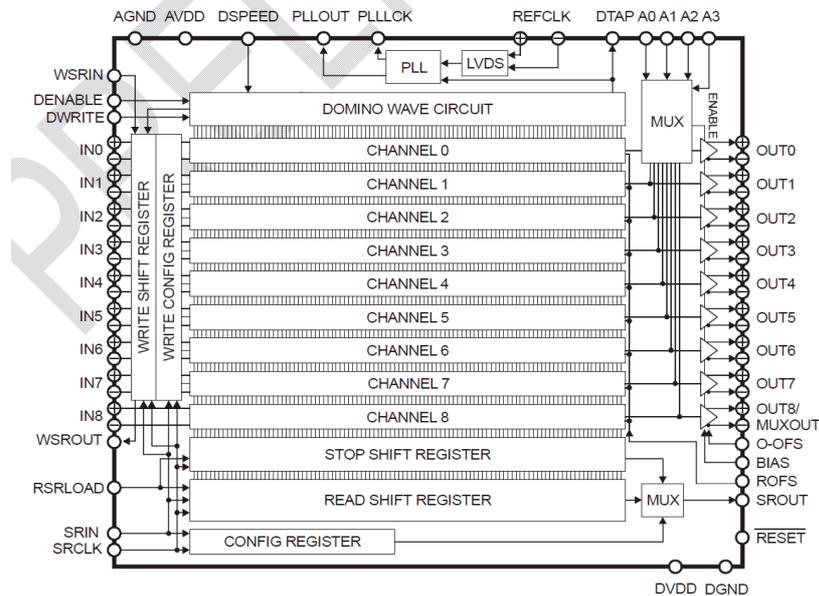


図 4.5 DRS4 のブロック図

サンプリングレート	700MHz-5GHz(可変)
入力レンジ	1V _{pp} (差動入力)
記録深さ	1024cells/ch
帯域幅	950MHz
読み出し速度	最大 33MHz
ノイズレベル	0.35mV(RMS)
消費電力	140mW (at 2GHz sampling)

表 4.2 DRS4 の基本的な性能

サンプリングスピードは 700MHz-5GHz まで任意に変更でき、REFCLK に FPGA から与えるクロックを変更することで決定できる。現在 LST では 2GHz でのサンプリングが考慮されているため、開発した回路では REFCLK に 1MHz のクロックを入力することで 2.048GHz に調整している。

コモンモードオフセットの影響を少なくするために入力は差動になっており、入力レンジは 1V_{pp} である。差動入力のオフセットは調整可能であり、-500mV ~ 500mV のレンジから 0mV ~ 1000mV のレンジまで任意に選択できる。開発した回路ではマイナスに振れるノイズを考慮して、-50mV ~ 950mV で使用している。

DRS4 は内部ゲイン 2 倍を持つため、出力レンジは 2V_{pp} となる。出力のオフセットも任意に調整でき、この回路では -1V ~ 1V で使用している。出力は SRCLK に入力するクロックに同期して出力され、最大 33MHz である。この回路では基板に載せたクロック発振器が 50MHz であることから、25MHz で読み出しを行っている。出力は通常全チャンネルが同時にパラレルに行われるが、内部にあるマルチプレクサーによって特定のチャンネルを選択的に MUXOUT に出力することも可能である。

各キャパシタの出力にはバッファが付いており(図4.6)、そのため DRS4 の出力には 50mV 程度のオフセットがのる。このオフセットの値はバッファの個性によるため、各キャパシタごとに固有の値となる。そこで DRS4 の出力に対して、このオフセットを補正する必要がある。オフセット補正に関しては、次章で試験結果を示す。

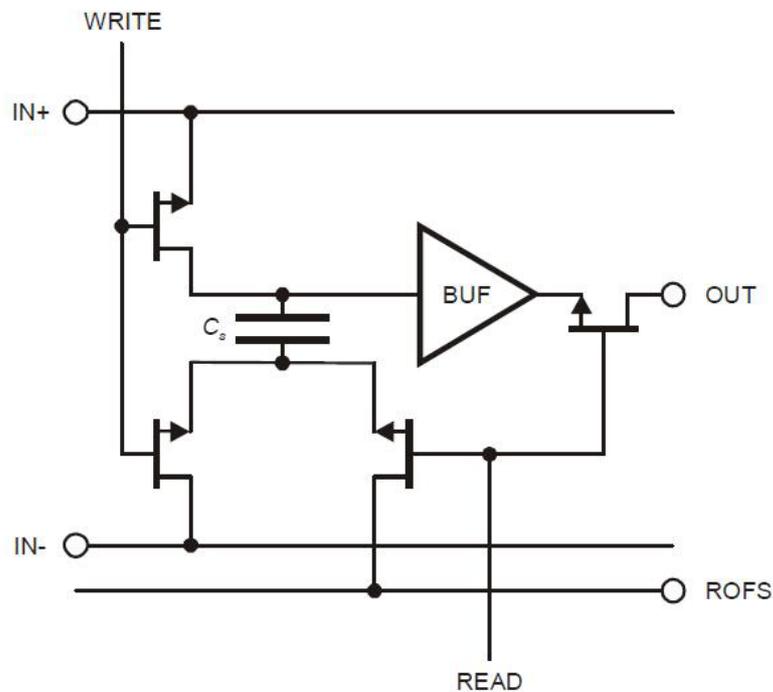


図 4.6 DRS4 のサンプリングキャパシタ周辺の回路

DRS4 の読み出しモードは Full Readout Mode と Region-of-Interest(ROI) Readout Mode の 2 つが選択できる。Full Readout Mode は、読み出したいチャンネルに対して、1 番目の cell から順に 1024 番目の cell まで全てを読み出す。このモードは開発した回路では、前述のオフセットデータのように主にキャリブレーションの用途に用いている。ROI Readout Mode は図 4.7 にあるように、読み出したい部分のみを読み出してることができる。PMT の波形を取得する場合にはこのモードを用いる。LST の要求しているデータ読み出し幅は 30ns であるため、例えば 2GHz でサンプリングする場合は 60cell 分のデータのみを読み出すことになる。

DRS4 はチャンネルをカスケード接続することによって、1 チャンネルあたりの記録深さを疑似的に増やすことができる。これに関しては次節の波形読み出し回路 Ver.2 で説明する。

開発した回路では PMT 波形を 7 本の High/Low Gain を同時に取得するために、2 つの DRS4 が配置されている。クロストークを抑えるために、それぞれ High Gain と Low Gain を取得する。取得したアナログ電圧は 7 チャンネルが平行に読み出される。この電圧は後ろに接続されている ADC によって AD 変換されることになる。

ADC

開発した回路ではメインの ADC としてアナログデバイス社の AD9222 を採用している。AD9222 は 12bit の ADC で、8 チャンネルの入力データを平行に AD 変換でき各 DRS4 に対して 1 つ配置されている。消費電力は 1 チップ当たり 700mW である。入力レンジは -1V ~ 1V であり DRS4 の出力と同じ

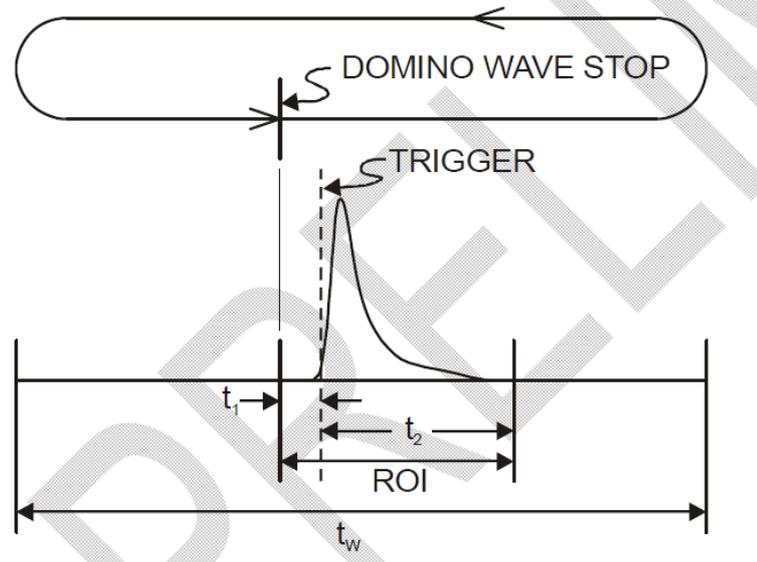


図 4.7 ROI Readout Mode のイメージ図

である。AD 変換の速度は FPGA から与えられるクロックによって決まる。DRS4 からの読み出しを行う場合には 7 チャンネルが同時に 25MHz で AD 変換され、シリアル転送される。但し 1 クロックで 12bit 分のデータが転送されるため、非常に高速になる (図 4.8)。転送されたデータは一度 FPGA で受けられ、その後外部に転送される。

また、デバッグ用に 14bit の AD9245 という ADC も載せている。

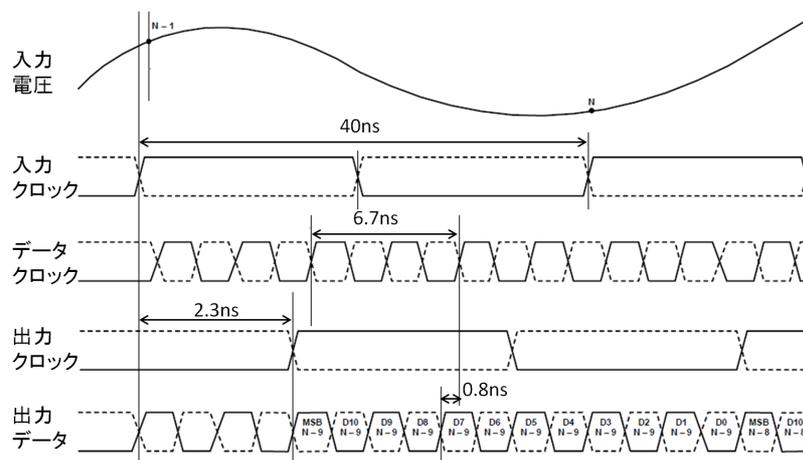


図 4.8 AD9222 のタイミングチャート (サンプリングレート 25MHz)

DAC

DRS4 の入出力のオフセットは、外部から電圧を与えることにより決定される。この電圧を与えるために、回路には 16bit の DAC を用意している。出力レンジは 0~2.5V であり、その値は FPGA によって制御される。

トリガー生成回路

夜光によるノイズを減らすために、チェレンコフ光による信号のみから効率よくトリガー信号を生成する必要がある。トリガー生成回路はそのためのもので、外部基板という形で取り付けられるようになっている。LST におけるトリガー生成回路の仕様については、波形読み出し回路 Ver.2 設計時に大きく変更されたため、次節で詳しく述べる。

FPGA

FPGA には Xilinx 社の Virtex4 を用いた。回路には 50MHz のクロック発振器があり、これを用いてシステムクロック 50MHz で動作する。FPGA は波形サンプリングからデータ転送まで全ての制御を担う。

DAC 値等の初期設定をしたのち、DRS4 に REFCLK を与えることで入力を 2GHz でサンプリングし続ける。FPGA はトリガー生成回路からトリガー信号を受け取ると、DRS4 のサンプリングを止め、データの読み出しを開始する。DRS4 からデータを読み出すと同時に ADC で AD 変換を始め、変換したデータを受け取る。その後、GbitEthernet を用いて外部へとデータ転送する。これら一連の HDL コードは verilog-HDL を用いて自分で開発した。

データ転送

外部のストレージへのデータ転送は、FPGA により GbitEthernet 規格で行われる。その際に、KEK で開発した SiTCP プロトコルを用いている。SiTCP を用いると TCP/IP プロトコルにおける理論限界である、95% の転送レートがほぼ達成可能である (図 4.9)。すなわち、GbitEthernet を用いれば 950Mbit/s でデータの転送ができるということであり、これは LST において必要な転送速度を実現可能である。これについては、性能試験の章において議論する。

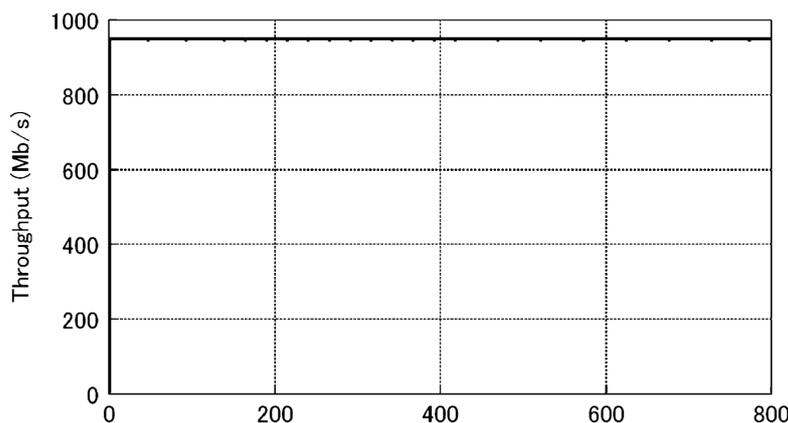


図 4.9 SiTCP の転送レートの実験結果 [28]

電源

この回路は外部から $\pm 3.3V$ を供給することによって動作する。また、DRS4 電源用に 2.5V、AD9222 電源用に 1.8V、FPGA 用に 1.2V のレギュレーターがのっており、いずれも +3.3V からつくる。PMT の HV 供給用の基板や PreAmp、スローコントロール基板などは 5V で動作し、そのための 5V をスルー

するラインも用意してある。

4.4.2 Ver.2 の構成

後述するように、Ver.1 で基本的な動作が確認できたため、改良してより LST の要求に近付けた波形読み出し回路 (Ver.2) を設計した。最大の変更点は DRS4 の数を 8 個に増やし、DRS4 のチャンネルカスケード機能により 1 チャンネルあたりの波形保持時間を 4 倍にしたところである。これにより 2GHz のサンプリングの場合、 $2 \mu\text{s}$ の間波形を記録しておくことができるようにした。よって複数の望遠鏡間でトリガーの同期を取るような場合にも、大きなデッドタイムを作ることなく観測できるようになった。図 4.10 にブロック図を、図 4.11 に写真を示す。また、PMT7 本が取り付けられた時の写真を図 4.12 に示す。

他にも、変更されたトリガー方式への対応や ADC の接続方法の変更、DRS4 のセルフキャリブレーション機構の搭載など多くの変更・改良がなされている。以下で詳しく見ていく。

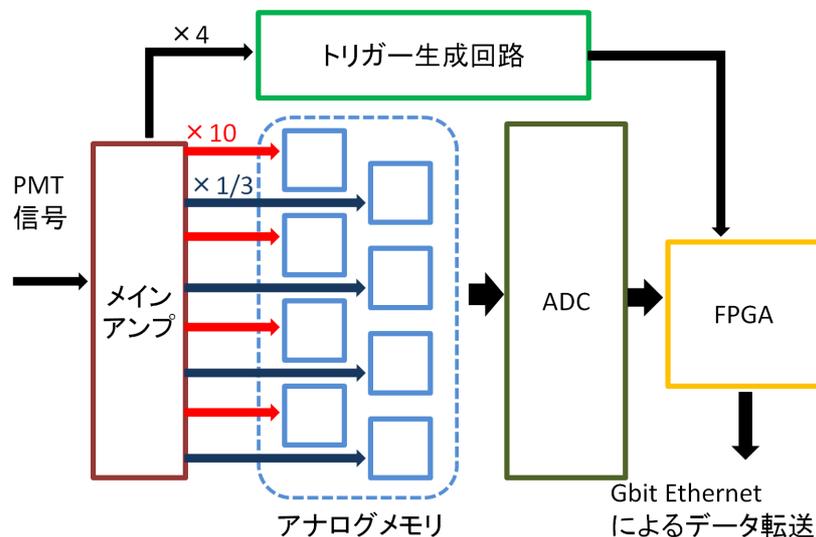


図 4.10 波形サンプリング回路 Ver.2 のブロック図

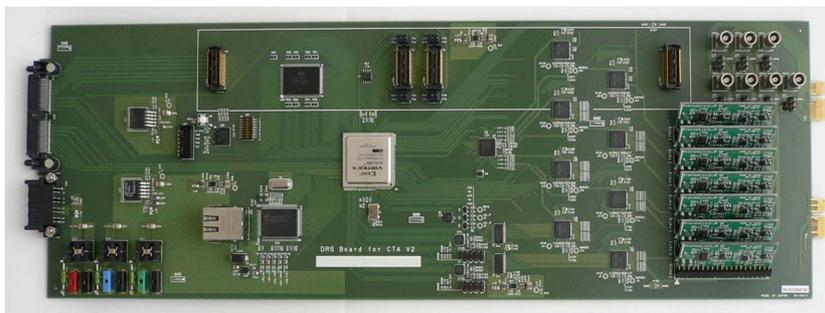


図 4.11 波形サンプリング回路 Ver.2 の写真。サイズは 14cm × 41.5cm

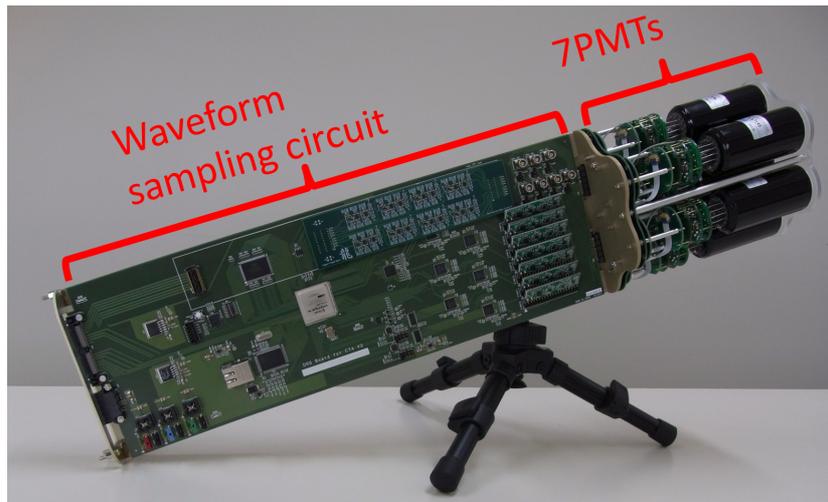


図 4.12 PMT7 本が取り付けられた波形サンプリング回路 Ver.2

メインアンプ

メインアンプは増幅方法の最適化や帯域幅の向上、消費電力の改善などを求め Ver.1 から改良された (Ver.2, Ver.3)。それらも山形大学において基本的な性能が試験されており、帯域幅は High Gain で 400MHz(-3dB) を達成し、入力レンジ 1-1000 光電子において線形性を保っていることが確認された [27]。図 4.13 にブロック図と写真を示す。

また、実際に望遠鏡に取り付けられる場合のスペースを考慮して、基板の高さはなるべく低くなっており、加えてメインアンプ基板を取り付ける波形読み出し回路のソケットには傾斜ソケットを採用した。

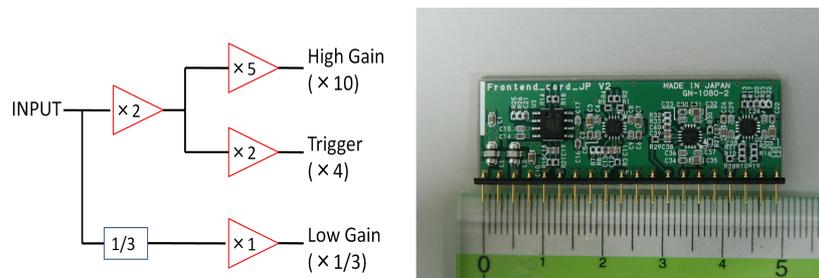


図 4.13 メインアンプ Ver.2 のブロック図 (左) と写真 (右)

DRS4 のカスケード接続

Ver.1 では 1 チャンネル当たり 1024cell の記録深さしかないが、これは 2GHz で波形をサンプリングした時に 500ns の間しか波形を保持できないことになる。しかし LST では望遠鏡間でトリガーの同期をとることを想定されており、望遠鏡間距離 100m でトリガー信号を同期するには波形保持時間が $2 \mu\text{s}$ 程度必要となる。そのため Ver.1 ではトリガーを同期する間波形のサンプリングを止める必要があり、その分デッドタイムの増加につながってしまう。そこでこれを解決するために、Ver.2 では DRS4 のチャンネルカスケード機能を使って 1 チャンネルあたりの記録深さを 4096cell にまで増やした。図 4.14 にチャンネルカスケードのイメージを示す。

DRS4 は 8bit の Write Shift Register(WSR) をもち、そのレジスタに書き込まれている値によってチャンネルごとに波形サンプリングの on/off を切り替えることができる。そして 1024 番目の cell までサンプリングされると、WSR は 1bit ずつシフトする。

いま図のように 4 チャンネルに同じ入力をつなぎ、WSR を 10001000 に設定しておく。すると ch1 からサンプリングが始まり、1024 番目の cell に行くたびに ch1 は off、ch2 は on になりサンプリングが継続される。同様にしてサンプリングが ch4 まで続く。この方法により Ver.2 の回路では 1 つの入力に対して、連続して 4096cell 分の波形を記録できるようにした。

また Ver.1 の時と同様にクロストークを抑えるため、High Gain と Low Gain を入力する DRS4 は分けてある。すなわち PMT1、PMT2 の High Gain を 1 つの DRS4 でサンプリングし、それぞれの Low Gain を別の 1 つの DRS4 でサンプリングしている。

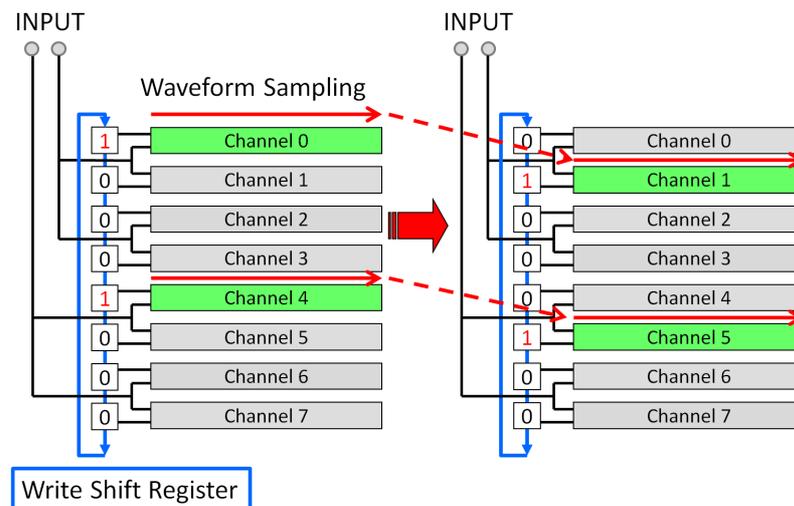


図 4.14 DRS4 のチャンネルカスケードのイメージ図

ADC

ADC には Ver.1 の時と同様に AD9222 を用いた。しかし AD9222 の消費電力は 700mW と大きく、8 個に増やした DRS4 に対して 8 個の AD9222 を配置するのは難しい。そこで DRS4 のマルチプレクサー機能を用いて読み出したいチャンネルを MUXOUT に出力し、8 個の DRS4 の MUXOUT を全て 1 つの AD9222 で AD 変換する方法を採った。前節で述べたとおり、DRS4 のチャンネルカスケード機能を使用しているため、1 つの DRS4 に対して入力は 2 つのみである。波形の取得幅を 60cell にすると、1 つの DRS4 からは 120cell 分のデータしか出力されないため、この方法による大きなデッドタイムの増加はない。

トリガー生成回路

トリガーは夜光のノイズを除去し、効率よく波形をサンプリングするために用いられる。そのために適切なスレッシュホールドの設定や望遠鏡内部および望遠鏡間でのトリガー同期などが必要となる。特に LST で観測するシャワーはチェレンコフ光が暗く、夜光と区別するにはトリガー生成のロジックをよく考慮する必要がある。

現在 LST ではデジタルトリガーとアナログトリガーと呼ばれる 2 種類のトリガーロジックが考案され

ている。それらのトリガー生成回路は海外のグループによって設計・開発され、実際に使用されるトリガーロジックを決定するための試験が進められている。開発した波形読み出し回路では、いずれのトリガー生成回路も取り付けられるように設計した。

以下でそれぞれのトリガーロジックについてみていく。

デジタルトリガー

デジタルトリガーは名前の通り、トリガー信号を全てデジタル信号として扱う方式である。それぞれの PMT に対して最初のトリガー信号を生成するための回路 (L0 トリガー) と隣接した PMT でその信号の同期をとる回路 (L1 トリガー) の 2 つからなる。

L0 トリガーのブロック図と写真を図 4.15 に示す。メインアンプで分配された PMT 信号から、コンパレータにより LVDS 規格の L0 トリガー信号がえられる。コンパレータの閾値は DAC によって与えられ、DAC は波形読み出し回路の FPGA によって制御される。L0 トリガー信号は一旦 FPGA に取り込まれ、後段の L1 トリガー回路に送られる。

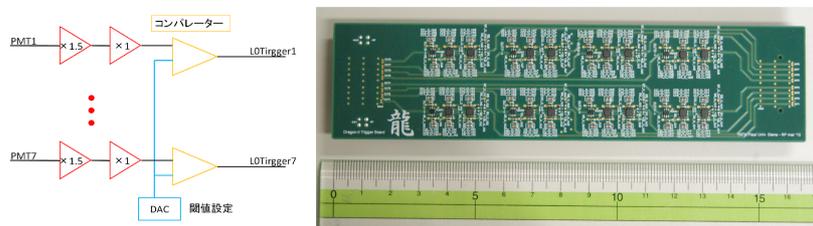


図 4.15 デジタルトリガー L0 のブロック図 (左) と写真 (右)

L1 トリガーは、隣接する PMT の同期をとるために用いられる。1 つの波形読み出し回路に対して 1 つの L1 トリガー回路が取り付けられる。L1 トリガー回路はその波形読み出し回路からの L0 トリガー信号を受け取るが、また同時に周りの L1 トリガー回路とも L0 信号を受け渡す。これにより 1 つの L1 トリガー回路には、合計 49 本分の PMT の L0 トリガー信号が集まる。L1 トリガーカードには FPGA が載っており、これによってデジタル的にトリガーの同期をとる。同期の取り方はまだ検討中であるが、一例として隣接する 3 本の PMT から L0 トリガーが検出されたときにそれをシャワーからの信号とみなす、という様なロジックが考えられる (図 4.16)。このように 1 つの L1 トリガー回路に 49 本分の L0 トリガー信号を集めることで、様々なトリガーロジックを柔軟に組むことができる。

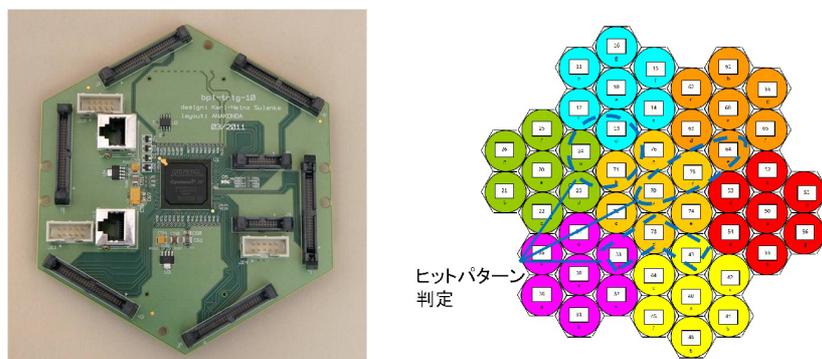


図 4.16 デジタルトリガー L1 の写真 (左) とトリガーロジックの一例 (右)

また、さらに望遠鏡全体や望遠鏡間でもトリガーの同期を取る方法が現在検討されている。

アナログトリガー

アナログトリガーは、トリガー信号の生成や同期をアナログ波形の足し合わせによって行う方式である。アナログトリガーもデジタルトリガーと同様に、L0トリガー回路とL1トリガー回路がある。但しアナログトリガーの場合はL0,L1トリガー回路は両方とも波形読み出し回路の上に取り付けられ、後段にはL0分配回路が取り付けられる。

アナログのL0トリガー回路には、MajorityトリガーとSumトリガーという2つのロジックが考えられている。それぞれについてブロック図と写真を図4.17、図4.18に示す。

Majorityトリガーは、デジタルL0トリガーと同様にまずPMT信号をコンパレーターに通す。これにより出力された7本のデジタル信号を、こんどは加算器によってアナログ的に足し合わせる。すなわち加算器からの出力電圧は、コンパレーターの閾値を超える信号を出したPMTの本数に比例する。この信号をL0トリガー信号として後段の分配回路へと出力する。

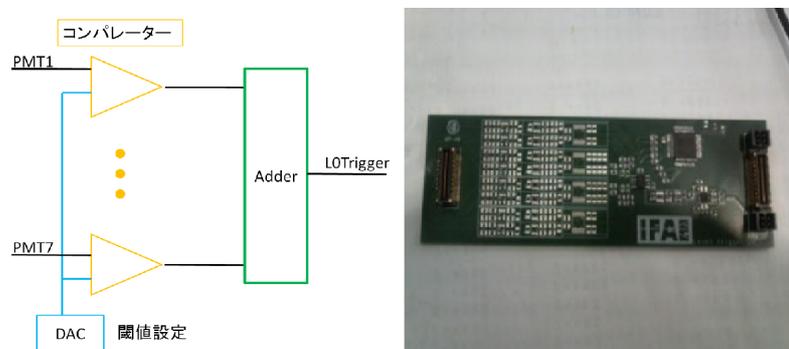


図 4.17 Majority トリガーのブロック図 (左) と写真 (右)

Sumトリガーは、PMT信号をコンパレーターの代わりにクリッパーという回路に通す。クリッパーもコンパレーターと同様に閾値を持っており、それはDACから与えられる電圧で決まる。クリッパーに閾値以下の信号が入った場合、それはそのまま出力される。閾値以上の信号が入ってきた場合、閾値を超えた部分に関しては閾値までの電圧しか出力されない。イメージを図4.19に示した。その後7本のクリッパー出力はMajorityトリガーと同様に、加算器でアナログ的に足し合わされる。これを用いると1本のPMTのみの信号はノイズと判断できるうえに、閾値以下の信号も足し合わせることでより多くの情報を残すことができる。これによってMajorityトリガーよりも最終的な閾値が下げられる一方、クリッパーという複雑な回路を組み込まなければならなくなる。

L0トリガー信号は後段のトリガー分配回路に入り、自分と周りの6つの波形読み出し回路に取り付けられているL1トリガー回路へと送られる。同時に周りからL0トリガー信号を受け取り、合計7本のL0トリガー信号がL1トリガー回路に入る。図4.20にL1トリガー回路のブロック図と写真を示す。L1トリガー回路ではデジタルトリガーと同様にL0トリガー信号の同期をとることが目的だが、その際にまず加算器によってアナログ波形を足し合わせる。足し合わせるL0トリガーの数やパターンは、ブロック図の右下にあるように様々に変更でき、マルチプレクサーによって選択可能である。そして最後にコンパレーターによって、トリガー信号を生成する。このコンパレーターの閾値もDACによって変更可能である。

また、デジタルトリガーと同様に望遠鏡全体や望遠鏡間でもトリガーの同期を取る方法が現在検討され

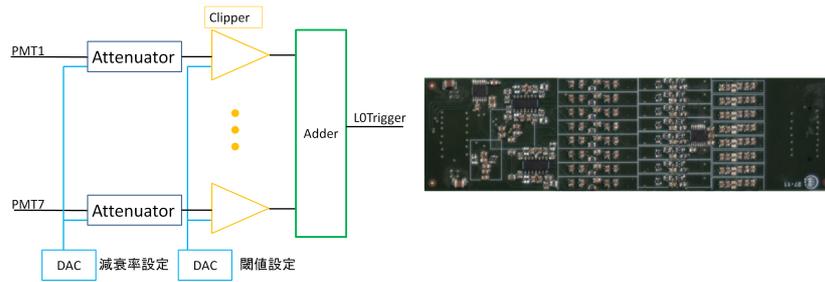


図 4.18 Sum トリガーのブロック図 (左) と写真 (右)

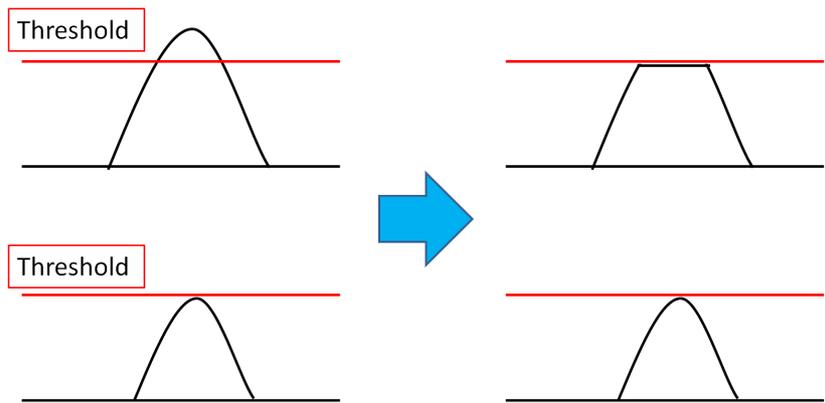


図 4.19 Clipper 回路のイメージ図

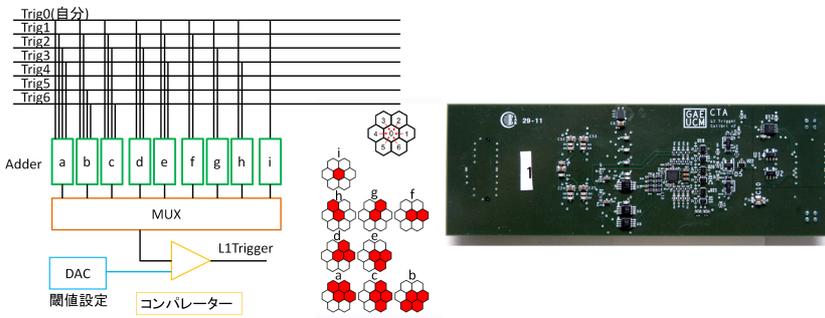


図 4.20 アナログトリガー L1 のブロック図 (左) と写真 (右)

ている。

ゲインキャリブレーション機構

DRS4 において、各キャパシタの線形性のずれはデータシートによれば 0.05% ほどであるが、実際の観測においてはやはりキャリブレーションする機構が必要になってくる。そこでメインアンプからの出力にキャパシタを挟み、メインアンプと DRS4 の入力のために DAC によって定電圧を発生させる機構を取り付けた。これによって基板が望遠鏡に取り付けられた後でも、リモートで全キャパシタのゲインキャリブレーションを行えるようになっている。

タイミングキャリブレーション機構

DRS4 ではサンプリングの周期を Phase Locked Loop(PLL) を用いてつくっており、そこにはタイミングジッターが発生する。LST での観測においてどの程度までのタイミングジッターが許容されるかはまだ定かでないが、Ver.2 ではなるべくタイミングジッターを減らすべくタイミングキャリブレーション機構を取り付けた。具体的には、DRS4 に波形サンプリングに使用していないチャンネルがあり、そこに FPGA から高速のクロック信号を入力しサンプリングする。サンプリングできたクロック信号のずれを使用して、タイミングの補正を行う。この方法を用いることによって、タイミングジッターは 20ps まで減らすことが可能になる。

第 5 章

回路の性能試験

開発した回路について、PMT 波形をサンプリングするうえでの基本的な性能を試験し、LST の要求性能との比較を行った。それらの試験結果についてまとめる。

5.1 PMT 波形の取得

まず最も基本的な試験である PMT 波形の取得を行った。実際のチェレンコフ光の代わりに、波長の近い LED をパルサーで短時間光らせそれを PMT で測定した。

5.1.1 Ver.1 における波形の取得

セットアップと実験の様子を図 5.1 に示す。LED は日亜化学工業社の NSPBF50S(主波長 465nm, 視野角 110°, 強度 232mcd) を用いた。PMT は浜松フォトニクス社の R8619 を用いて、HV は CW 回路により 1300V を与えた。データシートによるとこの電圧で PMT のゲインはおよそ 1.7×10^5 倍になる。サンプリングは Low Gain を用いて 2GHz で行った。トリガーには、単体で試験できるデジタル L0 トリガーを用いた。図 5.2 に試験結果を示す。

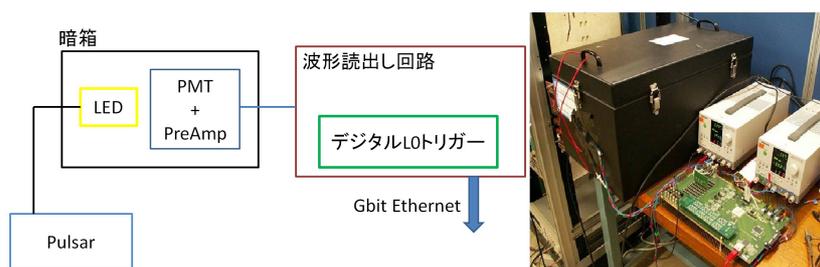


図 5.1 PMT 波形取得のセットアップ (左) と実験の様子 (右)

LED の光量が大きく、ゲインも高い為波形は 20ns 程度になっている。Low Gain を用いているため、メインアンプ出力はおよそ 1/3 になっている。DRS4 出力を見ると、20ns 程度の波形がおよそ $1 \mu s$ 程度に広がっており、速いサンプリングと遅い読み出しが両立できていることが分かる。

ADC の波形もきちんと取得できている。DRS4 は内部ゲイン 2 倍を持つため、ADC の出力はメインアンプの出力の 2 倍になる。厳密に一致していないのは、LED の発光量がある程度ばらつくためである。波形の後にあるこぶは、タイミングから信号の反射ではなく PMT のアフターパルスであると思われる。

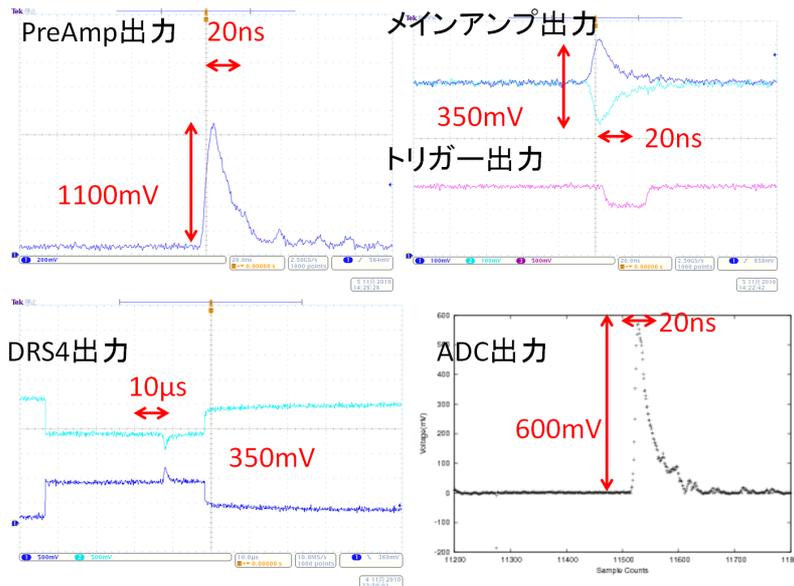


図 5.2 Ver.1 回路による波形の取得試験

また、ADC 出力に対してはオフセット補正をしており、これに関しては後述する。

5.1.2 Ver.2 における波形の取得

つづいて Ver.2 の波形取得試験をまとめる。まずはテストパルスを入力し、正しく波形がサンプリングできることを確認した。入力と High Gain の出力を図 5.3 に示す。入力 94mV に対して出力は 938mV となり、10 倍に増幅できていることが確認できた。出力の線形性はメインアンプによって決まり、入力レンジにおける線形性は試験されている [27]。また入力と出力の波形幅の相違に関しては、この試験では測定できない。これは DRS4 のタイミングジッターによって決まり、タイミングキャリブレーションによる試験を行う必要がある。これに関しては後述する。

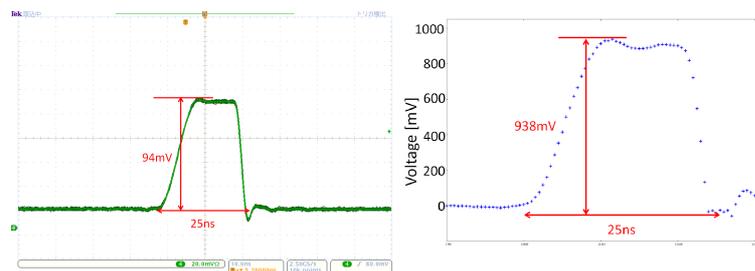


図 5.3 Ver.2 回路のテストパルスによる波形取得試験 入力信号 (左) と出力信号 (右)

続いて PMT からの波形取得試験を行った。Ver.1 と同様のセットアップでの結果を図 5.4 に示す。但し、ゲインや LED の光量は変更してある。ゲインは 2.4×10^5 倍にしている。

また Ver.2 の試験時点では PMT が 7 本そろっていたため、実際の観測に近付けるため 7 本の同時波形取得を行った。その際 PMT ゲインはより実際の観測に近い 5×10^4 倍にした。スローコントロール基板の試作もできておりセットアップも少し異なっている。セットアップを図 5.5、結果を図 5.6 に示す。

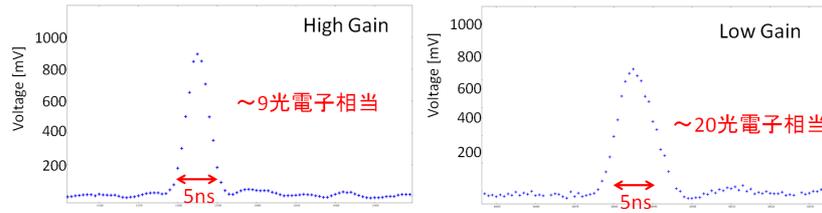


図 5.4 Ver.2 回路の PMT 波形の取得試験 High Gain(左) と Low Gain(右)

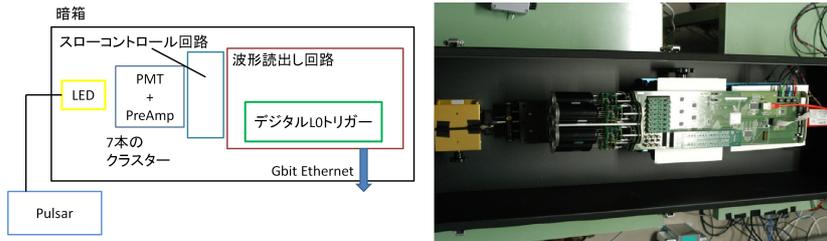


図 5.5 7ch の PMT 波形の取得セットアップ (左) と実験の様子 (右)

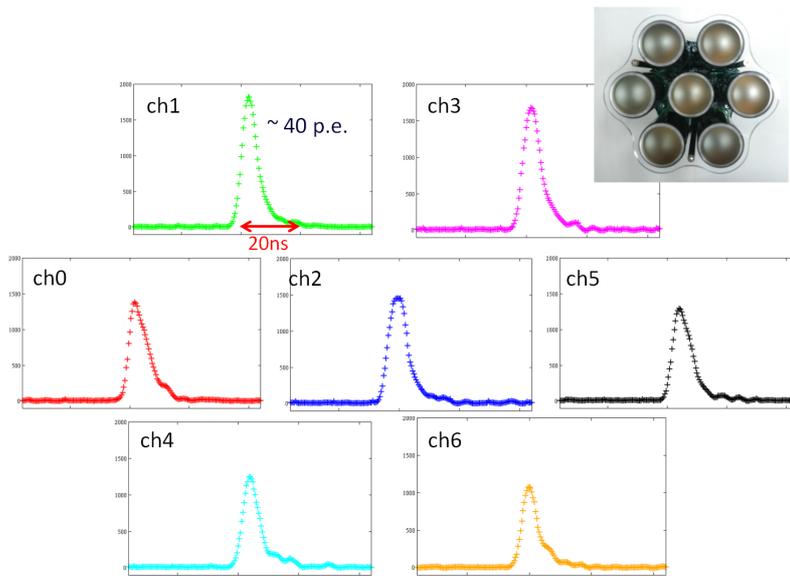


図 5.6 7ch の PMT 波形取得の結果

これらの結果により、波形の取得は問題なく行われていることが確認できた。

5.2 オフセット補正

DRS4 から波形を取得するには、セルごとに固有にあるオフセット (4.4.1 節) を補正する必要がある。オフセットの取得には Full Readout Mode を使用した。オフセットデータでは 1000 回の測定の平均を用いた。図 5.7 にオフセットデータの一例を示す。

このオフセットデータを引くことによって、取得した波形データの補正を行う。

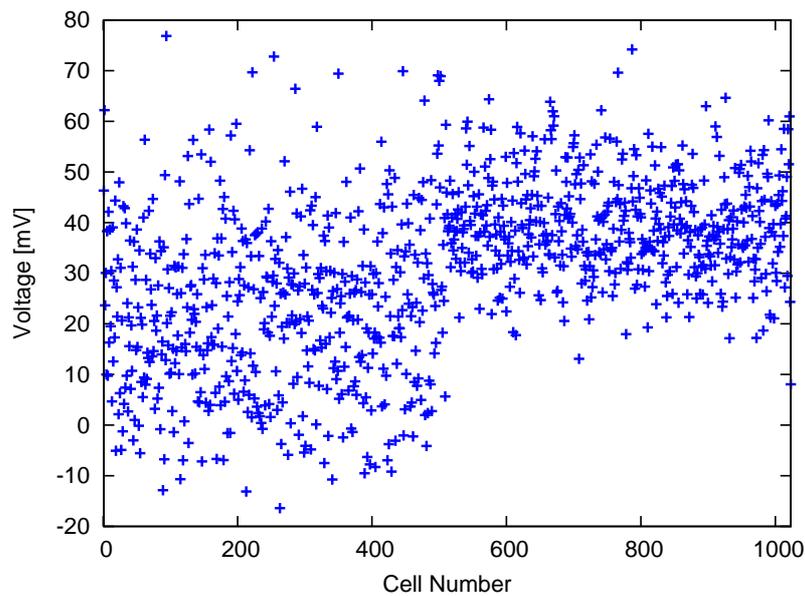


図 5.7 オフセットデータの取得

5.3 ノイズ測定

信号を入れない状態での、ノイズレベルを測定する必要がある。特に High Gain での 1 光電子の信号はおよそ 14mV であり、これを SN 比 5 で分解しようと思うならばノイズは 3mV 以下に抑える必要がある。図 5.8 にノイズの分布の 1 例を示す。

また、表 5.1 にチャンネルごとのノイズの値を示す。ノイズの値には RMS を用いている。

これらのデータから、回路内のみでのノイズは十分に低いことが確認できる。High Gain におけるノイズはおよそ 0.1 光電子相当である。また、DRS4 由来のノイズはデータシートによると 0.35mV であり、High Gain と Low Gain の差を考慮するとメインアンプの部分でのノイズが大きいと思われる。

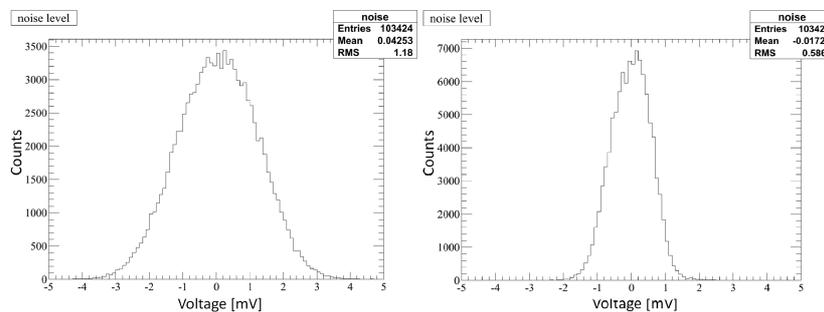


図 5.8 ch5 のノイズの分布 High Gain(左) と Low Gain(右)

	High Gain	Low Gain
ch0	1.13	0.57
ch1	0.97	0.59
ch2	1.19	0.58
ch3	1.16	0.61
ch4	1.23	0.57
ch5	1.18	0.59
ch6	1.26	0.61

表 5.1 各チャンネルのノイズレベル (単位は mV,RMS)

5.4 1p.e. スペクトルの取得

1 つの光電子による波形が分解できることを示すには、1 p.e. スペクトルを取得する必要がある。

PMT に光子が入射すると、光電効果により光電面から電子が飛び出す。量子効率とは入射光子数に対する電子数の割合であり、CTA で使用を検討されている PMT ではピーク波長でおよそ 35% となる。このことから、単位時間当たりの入射光子数が十分に小さい場合、電子が光電面から飛び出す事象はランダムな事象だと見ることができる。

いま平均 1 個の電子が出てくるまでの時間を τ とすると、時間 t の間に電子が n 個でてくる確率 $P(T, n)$ はポアソン分布になり、平均光電子数 $t/\tau = \mu$ とおくと

$$P_{\mu}(n) = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}$$

と書ける。

しかし、実際には PMT のダイノードにおける増幅時に統計的な揺らぎがあるため、出力はなまってしまいう (図 5.9)。これをガウス分布だと仮定するとポアソン分布の n 番目のピークは

$$g_n(x) = h_n \exp \left\{ -\frac{(x - a_n)^2}{2\sigma_n^2} \right\}$$

となる。 $g_n(x)$ を積分すると $NP_{\mu}(n)$ と等しくなる。 N は全電子数である。よって h_n は

$$h_n = \frac{Ne^{-\mu}\mu^n}{\sqrt{2\pi\sigma_n}n!}$$

となる。

取得したスペクトルをこの関数でフィッティングすることを考えると、フィッティングパラメーターは

P1 : 平均光電子数

P2 : ベDESTALの平均

P3 : ベDESTALの分散

P4 : 1 光電子によるピークの平均

P5 : 1 光電子によるピークの分散

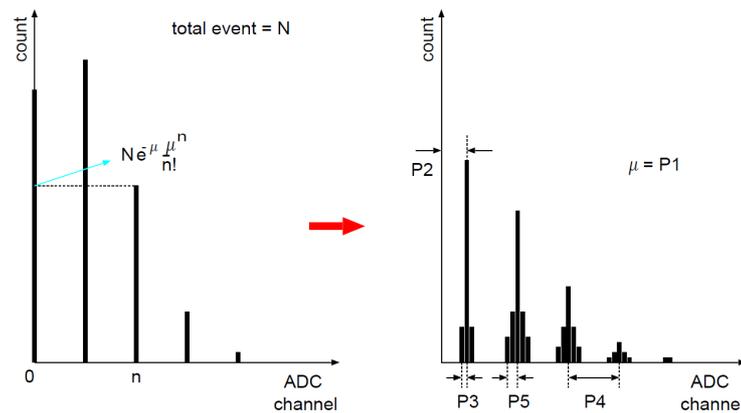


図 5.9 PMT 出力の概念図 [29]

になる。これを用いると最終的なフィッティング関数は 20 光電子までのピークを考慮する場合

$$\begin{aligned}
 f(x) &= \sum_{n=1}^{20} g_n(x) \\
 &= \frac{Ne^{-P1}}{\sqrt{2\pi}P3} \exp\left\{-\frac{(x-P2)^2}{2(P3)^2}\right\} + \sum_{n \geq 1}^{20} \frac{Ne^{-P1}(P1)^n}{\sqrt{2\pi n}(P5)n!} \exp\left\{-\frac{(x-P2-nP4)^2}{2n(P5)^2}\right\}
 \end{aligned}$$

となる。また、実際には全イベント数 P6 もパラメーターとして使い、フィッティングの精度を上げるためシンプソンの公式を用いて

$$f(x) = \sum_{n \geq 0}^{20} \frac{3}{h} (g_n(x-h) + 4g_n(x) + g_n(x+h))$$

とした。ここで h はヒストグラムのピンの幅の半分である。

測定のセットアップは図 5.1 と同じであるが、トリガー生成回路からのトリガーの代わりにパルサーからのトリガーを用いる必要がある。PMT のゲインは、実際の観測に近い 5×10^4 倍に設定した。取得したヒストグラムを図 5.10 に示す。

SN 比は $P4/P3$ であたえられ、3.6 となった。CTA の目標である SN 比 5 は達成できなかったが、確かに 1 p.e. が分離できることを確認した。回路上のノイズは 0.1 p.e. レベルであるため、PMT や PreAmp からノイズが発生していると思われ、今後改善が必要である。

5.5 チャンネルカスケード機能の試験

Ver.2 では十分な波形保持時間を得るために DRS4 のチャンネルカスケード機能を使用した。それについて、実際に波形が保持できているかを試験した。500ns 周期のパルスを入力し、サンプリングレート 2GHz でその波形を取得した。結果を図 5.11 に示す。

この結果から、正しく 2 μ s 分の波形を保持できていることが分かる。

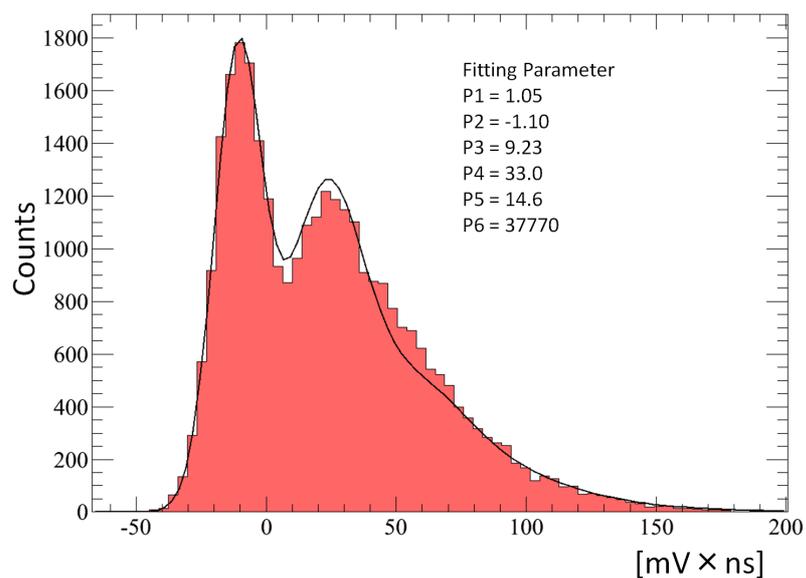


図 5.10 取得した 1 p.e. ヒストグラム 横軸は波形の積分値

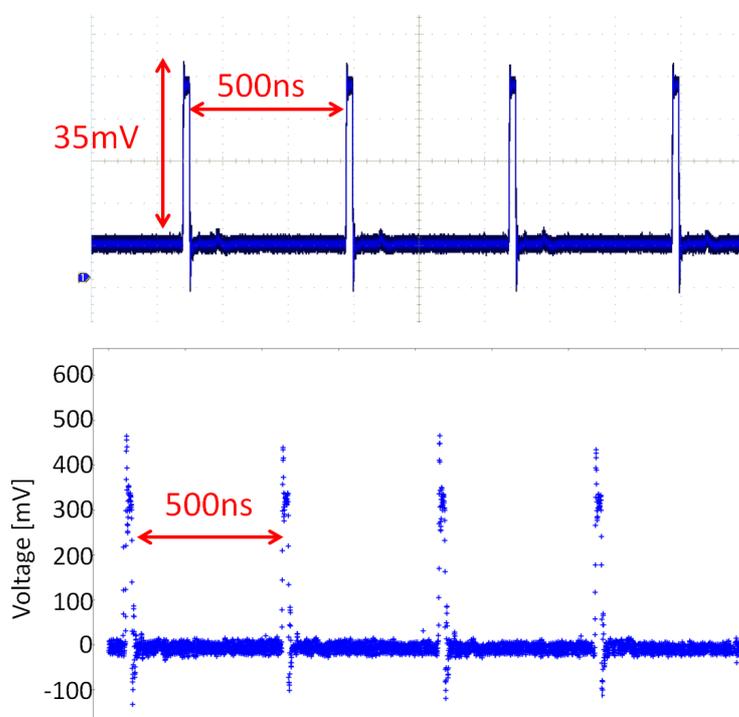


図 5.11 チャンネルカスケードの試験 入力波形 (上) と出力波形 (下)

5.6 タイミングジッターの測定

DRS4 の PLL により、DRS4 にはサンプリングにタイミングジッターが存在する (4.4.2 節)。すなわち 2GHz でサンプリングを行ったとき、隣り合った cell 間の時間差は 0.5ns であるべきだが、ここにずれがあるということである。そこで DRS4 の波形サンプリングに使われていないチャンネルに FPGA からクロックを送信し、それをサンプリングすることでこのジッターを補正する機構を用意した。このタイミングキャリブレーション機構について試験を行った。

まず、FPGA からのクロックをサンプリングした結果を図 5.12 に示す。入力したクロックは 75MHz である。タイミングジッターの測定はこのクロック信号が 0V になる点をフィッティングで求め、その間の cell をクロックの周期と比較して行った。約 1000 回の測定によって求めたタイミングの分布の 1 例を図 5.13 に示す。この平均値により求めた、全ての cell におけるタイミングジッターを図 5.14 に示す。これによると DRS4 のタイミングジッターは +4ps ~ -27ps の間であった。また各 cell におけるタイミングのばらつきは全て RMS で 10ps 以下であった。よってこのタイミングジッターのデータを用いることにより 10ps の精度でタイミングのキャリブレーションができることが分かった。

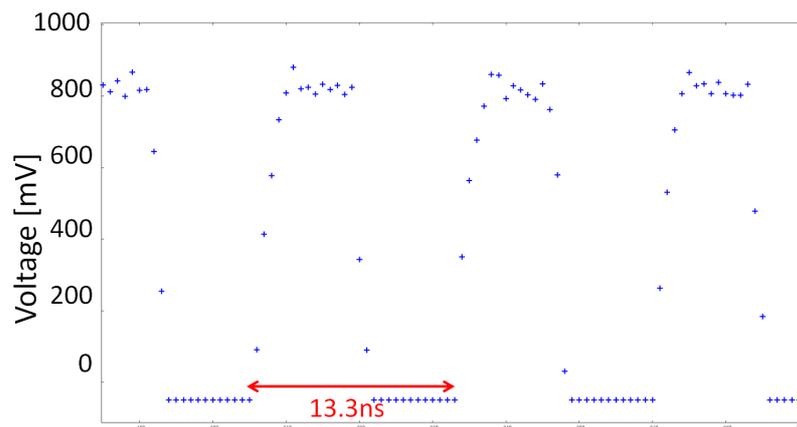


図 5.12 タイミングキャリブレーションのクロック信号

5.7 デッドタイムの測定

デッドタイムの計測を行うにあたり、まずは回路が取得すべきデータ量について計算してみる。合計データ量は

$$\text{ADC の分解能} \times \text{波形の取得幅のセル数} \times \text{チャンネル数} \times \text{トリガーレート}$$

によって求められる。CTA の要求値と回路の性能を入れ、チャンネル数が High Gain/Low Gain の 2 ラインあることを考慮すると

$$12\text{bit} \times 60\text{cell} \times 14\text{ch} \times 10\text{kHz} = 100.8\text{Mbit/s}$$

となる。

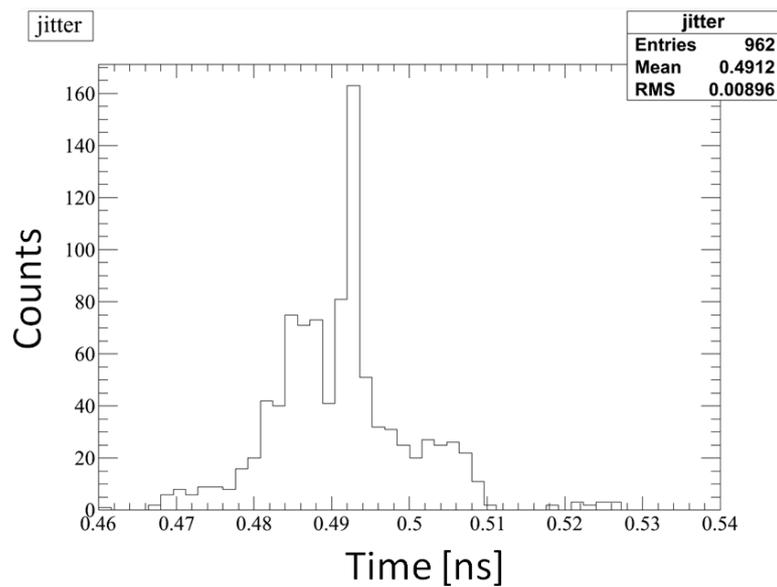


図 5.13 110 番目の cell のタイミングの分布

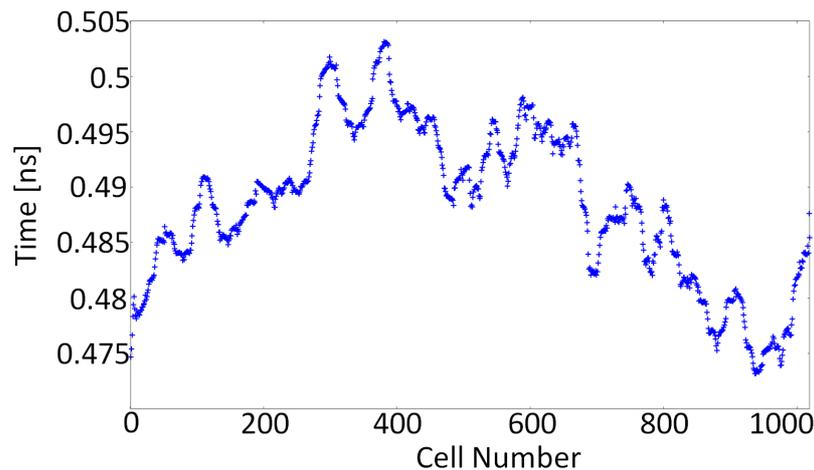


図 5.14 DRS4 における cell ごとのタイミングのずれ

このデータ量を送る場合に、通信速度が律速していないことを確認するために通信速度の測定を行った。通信速度は FPGA からある決まったデータを送り続け、それを PC により 1 分間受信し続けた際のデータ量で評価した。その結果データの損失はなく、通信速度は 286Mbit/s であった。SiTCP では前述したとおり 950Mbit/s を達成できるため、通信環境等が現状では最適ではないと思われるが、上記のデータ量を送る際には問題のない速度であることが分かった。

次に実際のデッドタイムの測定を行った。FPGA に波形取得のロジックとは別にトリガーのカウンターを用意して、それを実際に取得できたデータ数と比較した。入力にはランダムパルサーを用い、周波数を変えて測定した。結果を表 5.2 に示す。結果として、10kHz に対するデッドタイムは 7.7% であった。CTA の要求性能である 5% には届かなかった。

この結果からデッドタイムは入力周期より十分に短いとみなせるため、1 回のトリガーに対するデッ

周波数	デッドタイム
1kHz	0.9%
3kHz	2.3%
5kHz	3.8%
7kHz	5.4%
10kHz	7.7%

表 5.2 周波数に対するデッドタイム

ドタイムはおよそ $7.7 \mu\text{s}$ と考えてよい。DRS4 からのデータ読み出し速度は Ver.2 では 25MHz であり、トリガー 1 回に対して 120cell 読み出すことを考えれば必要な時間は $4.8 \mu\text{s}$ となる。残りの時間は FPGA の内部処理であると思われる。

DRS4 の読み出し速度の上限は、33MHz である。よってこの部分を最適化することで $1.2 \mu\text{s}$ のデッドタイムが削減できると考えられる。残りの $1.5 \mu\text{s}$ は、FPGA のロジックの最適化によって削減しなくてはならない。一例として現在 50MHz のシステムクロックで動いているロジックを 100MHz で動かす等が考えられる。この点については今後の課題となる。

5.8 クロストークの測定

開発した回路において、クロストークは配線上もしくは DRS4 チップ内部で起こると考えられる。そのため隣接したチャンネルが最もクロストークが大きいと思われる。そこでクロストークの測定方法として、ch0 に 90mV のテストパルス (High Gain の入力上限近く) を入力しその時の ch1 の High Gain の出力を確認した

結果を図 5.15 に示す。波形を見る限り、クロストークは見られなかった。そこで ch0 の出力が 200mV を超えている場合のみ、ch1 の出力を抜き出してヒストグラムをかいた。その結果中心値は -0.23mV となり、ADC の 1bit が 0.24mV であることを考えると有意なずれは見られなかった。これより 900mV の出力に対するクロストークは 0.24mV 以下であり、LST の要求である 0.1% より十分小さいことが分かった。

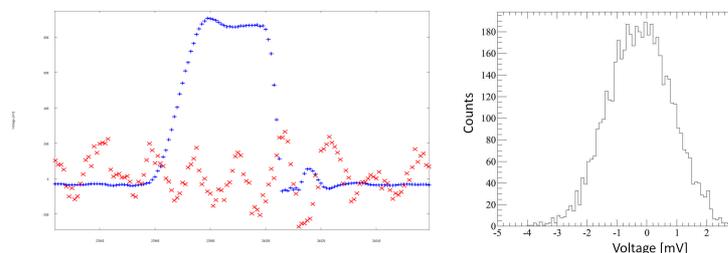


図 5.15 クロストークの測定 出力波形 (左) ch0(青) と ch1(赤)。但し ch1 は 100 倍にしている。ch0 が 200mV 以上の時の ch1 のヒストグラム (右)

5.9 チャンネル間のディレイの測定

作成した回路は等長配線を行っていないため、チャンネル間にディレイが存在する可能性がある。ディレイが大きい場合はトリガーの同期ができなくなってしまう為、これを試験しておく必要がある。

方法として各チャンネルにテストパルスを入力し、トリガーの入力部分の波形ををオシロスコープで測定した。入力信号を図 5.16、結果を図 5.17 に示す。

入力信号には特に遅れが見えないことが確認できる。出力信号は最大でおよそ 0.4ns ずれていることが分かる。PMT からの波形は最短で 2ns 程度であるため、それに対して 20% 程ずれることになる。表 5.3 に各チャンネルのディレイをまとめた。各トリガーがどの程度ディレイを許すことができるかは現在試験中であり、結果によっては入力ラインを等長配線する必要がでてくる。

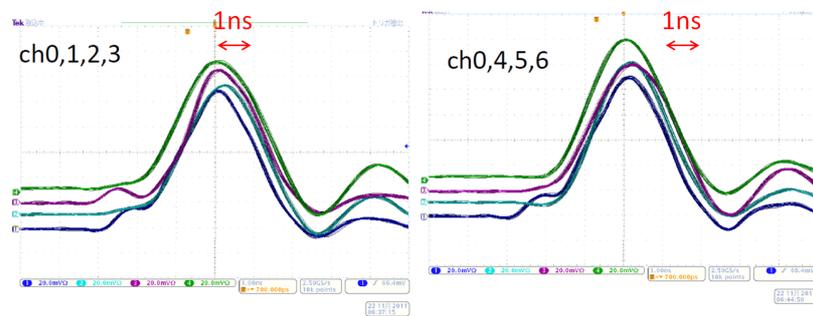


図 5.16 入力したテストパルスの波形

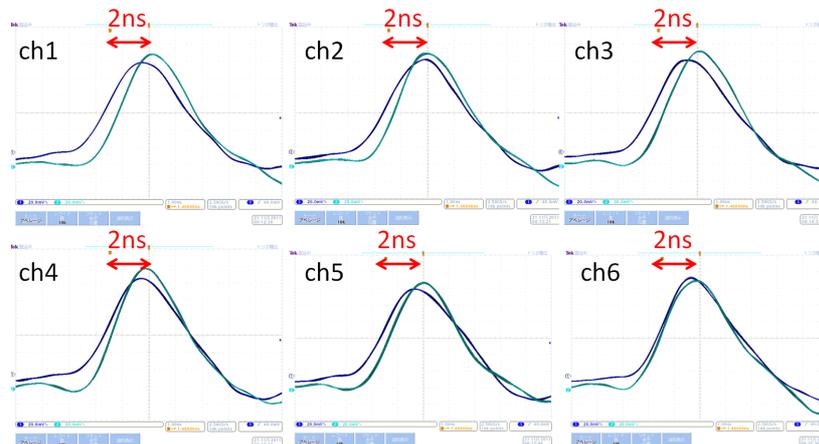


図 5.17 トリガー生成回路への入力波形の ch0(濃い青) との比較

5.10 消費電力

Ver.2 においてデジタル L0 トリガーを使用した場合、現時点での消費電力は 13.9W/Board となっている。これは 1.98W/PMT であり、CTA の要求値である 2W/ch を達成している。しかし、FPGA の消

ch1	+0.4ns
ch2	+0.2ns
ch3	+0.4ns
ch4	+0.2ns
ch5	+0.2ns
ch6	0.0

表 5.3 各チャンネルのディレイ (ch0 との比較)

費電力は HDL コードに依存するため、今後複雑なロジックを組み込んでいくと消費電力は増えると思われる。さらに、L1 トリガーや他のトリガー回路を使用した場合にも消費電力は増える恐れがある。

Ver.2 において、データシートによる消費電力を表 5.4 に示しておく。

CW 回路	35mW/PMT
プリアンプ	183mW/PMT
スローコントロール回路	17mW/Board
メインアンプ	470mW/PMT
デジタル L0 トリガー	2.80W/Board
DRS4	1.12W/Board
AD9222	0.70W/Board
SRAM	1.04W/Board
Ethernet transceiver	1.04W/Board
Total	11.08W/Board

表 5.4 データシートによる消費電力

第 6 章

まとめと今後の開発

次世代大気チェレンコフ望遠鏡 CTA では、夜光によるノイズの影響を減らすため PMT 波形の高速サンプリング回路が必要である。我々は、DRS4 というアナログメモリの ASIC を用いて、主に LST と呼ばれる大口径望遠鏡に向けた PMT の高速波形サンプリング回路を開発した。

試験により、開発した回路は PMT 波形を正しくサンプリングできることが確認できた。表 6.1 に、回路の要求性能と試験結果をまとめる。なお、帯域幅とダイナミックレンジおよびその間の線形性はメインアンプの性能試験による [28]。

	要求性能	試験結果
帯域幅 (-3dB)	300MHz	400MHz(High Gain)
ダイナミックレンジ	1-1000 p.e.	1-1000 p.e.
波形の取得幅	30ns	30ns
波形保持時間	2-3 μ s	2 μ s(サンプリングレート 2GHz)
ノイズレベル	0.2 p.e. 相当	0.1 p.e. 相当 (回路のみ) 0.3 p.e. 相当 (PMT を含む)
デッドタイム (トリガーレート 10kHz)	5%	7.7%
クロストーク	0.1%	<0.1%
消費電力	2.0W/ch	1.98W/ch

表 6.1 要求性能と試験結果の比較

これらの結果から、開発した Ver.2 回路はおよそ LST の要求性能を満たすことが分かった。デッドタイムに関しては、その節で述べたようにクロックスピードの向上や HDL コードの最適化によって今後の改善が期待される。

現在海外のグループとの協力によって、アナログ・デジタル双方の L1 トリガーによるトリガーの同期試験が進められている。このための PMT21 本・読み出し基板 3 枚によるミニカメラがすでに試作されている (図 6.1)。

また、FPGA の再選定によるコスト削減、LEMO コネクタや LAN コネクタ等のデバッグ用の部品の削除、クロックスピードの最適化などを行った PMT 波形サンプリング回路 Ver.3 の設計・開発も京都大学によって行われた (図 6.2)。この回路についても現在試験が進められている。

2013 年度には LST の望遠鏡の試作機が建設予定である。我々はこれに向けて、より実際の望遠鏡での観測に近い形での開発・試験を続けていくことになる。

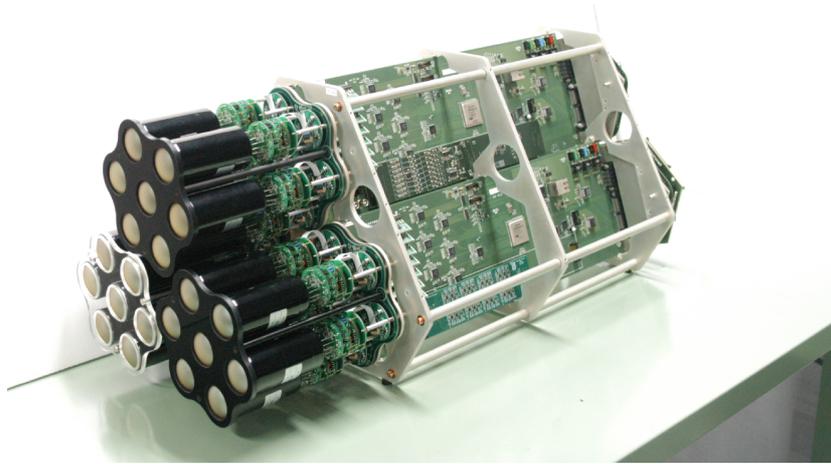


図 6.1 試作した PMT21 本によるミニカメラ

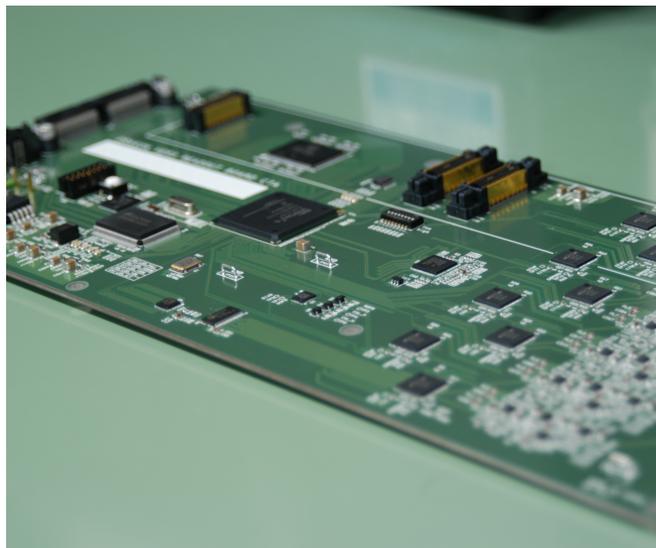


図 6.2 PMT 波形サンプリング回路 Ver.3

付録 A

波形サンプリング回路 Ver.2 の配線図

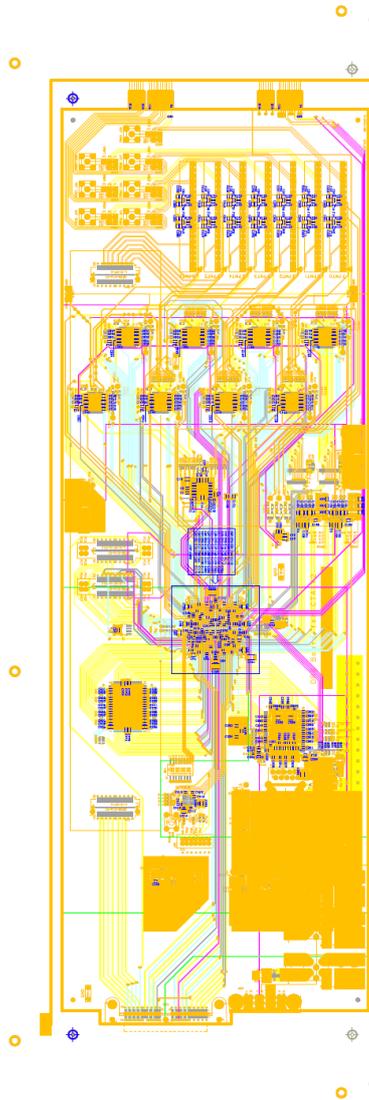


図 A.1 Ver.2 の配線図

参考文献

- [1] M.S.Longair. High energy astrophysics. Volume 1. Cambridge University Press, second edition, 1992.
- [2] M.S.Longair. High energy astrophysics. Volume 1. Cambridge University Press, second edition, 1992.
- [3] James W.Cronin et al, Cosmic rays at the energy frontier, Scientific American, Vol. 276, No. 1, p. 32 - 37, 1997.
- [4] M.Amenomori et al, Primary proton spectrum around the knee observed by the Tibet air-shower experiment, Advances in Space Research Volume 37, Issue 10, 2006, Pages 1938-1943
- [5] U.Michael et al, Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory, Astronomische Nachrichten, Vol.328, Issue 7, July, 2007.
- [6] K.Greisen, End to the cosmic-ray spectrum? Phys.Rev.lett.,16:748,1966.
- [7] Kuzmin V.A.Zatsepin G.T. Upper limit of the spectrum of the cosmic rays.J.Exp.Theor.Phys.Lett.,4:78, 1966.
- [8] T.Yamamoto, The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications, Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. July 3 - 11, 2007.
- [9] 中村祐三,「シンクロトロン放射光の原理と応用」, 鹿児島大学アイソトープ総合センターニュース, 第3号,pp.2-11, 2003年8月
- [10] GEORGE R.BLUMENTHAL, ROBERT J.GOULD, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, Rev. Mod. Phys. 42, 237-270 (1970)
- [11] K.Koyama et al, Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006, Nature 378, 255 - 258
- [12] F. Aharonian et al, High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant, Nature, 432:75, 2004.
- [13] Chandra web site
- [14] A.A.Abdo et al, FERMI LARGE AREA TELESCOPE OBSERVATIONS OF THE CRAB PULSAR AND NEBULA, The Astrophysical Journal, Volume 708, Issue 2, pp.1254-1267 2010.
- [15] Shuta J.Tanaka and Fumio Takahara, A MODEL OF THE SPECTRAL EVOLUTION OF PULSAR WIND NEBULAE, The Astrophysical Journal, Volume 715, Issue 2, pp.1248-1257 2010.

- [16] F.Aharonian et al, Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 442, Issue 1, October IV 2005, pp.1-10 .
- [17] J.Albert et al, Variable Very-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303, *The Astrophysical Journal*, Volume 643, Issue 1, pp. L53-L56 2006.
- [18] J.Albert et al, Multiwavelength (Radio, X-Ray, and γ -Ray) Observations of the γ -Ray Binary LS I +61 303, *The Astrophysical Journal*, Volume 684, Issue 2, pp. 1351-1358 2008.
- [19] Mirabel, I.F., *Science* 312 (2006) 1759-1760
- [20] G.Fossati et al, A unifying view of the spectral energy distributions of blazars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 299, Issue 2, pp. 433-448, 1998.
- [21] P.Meszáros, Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues, and Prospects, *Science*, Volume 291, Issue 5501, pp. 79-84, 2001.
- [22] V.Scapin, OBSERVATIONS OF GAMMA-RAY BURST AFTERGLOWS WITH THE MAGIC TELESCOPE, Ph.D. Thesis University of UDINE 2010.
- [23] H.Tajima, Fermi Observations of high-energy gamma-ray emissions from GRB 080916C, eprint arXiv:0907.0714 2009.
- [24] H.Hayashi, Master Thesis Tokyo Institute of Technology 1997.
- [25] T.Nakamori, Ph.D. Thesis Kyoto University 2007.
- [26] CTA 計画書 (CTA Japan 編), 2010.
- [27] R.Hagiwara, Master Thesis Yamagata University 2013.
- [28] T.Uchida et al, Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet, *IEEE Transactions on Nuclear Science* Vol.55 No.3 2008.
- [29] T.Uchida, Master Thesis University of Tokyo, 2003.
- [30] J.V. Jelley, *Cerenkov Radiation, and its Applications*, Pergamon Press 1958.
- [31] F.Aharonian et al, AN EXCEPTIONAL VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY FLARE OF PKS2155-304, *The Astrophysical Journal*, Volume 664, Issue 2, pp. L71-L74 2007.
- [32] F.Aharonian et al, Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom: Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State, *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 696, Issue 2, pp. L150-L155 2009.
- [33] A.Abdo et al, Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution, *The Astrophysical Journal*, Volume 736, Issue 2, article id. 131, 2011.
- [34] S. Funk, 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, Beijing, China
- [35] Fermi 2nd カタログ ApJS, in press
- [36] E.delagnes, SAM: A new GHz sampling ASIC for the HESS-II front-end electronics, *Nuclear instruments & methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment* Volume 567 issue 1 page 21-26 2006.
- [37] S.Ritt et al, Application of the DRS chip for fast waveform digitizing, *Nuclear instruments & methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment* Volume 623 issue 1 page 486-488, 2010.

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々からご助力を頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。特に京都大学教授谷森達先生、京都大学助教窪秀利先生の両氏には、このような研究の機会を頂けたこと、研究に際し広くご指導頂けたことに深く感謝致します。KEK 素粒子原子核研究所准教授田中真伸先生、助教内田智久先生、技師池野正弘氏の3氏には、回路設計のなんたるかを何度も何度も教えて頂きました。山形大学の萩原亮太君には、数少ない学生の共同実験者として助けて頂きました。京都大学 M1 の粟根悠介君、今野裕介君が入ってきてくれたおかげで、少し寂しかった研究生活がにぎやかなものになりました。他の CTA グループの皆様にも大変お世話になりました。京都大学宇宙線研究室の皆様が公私にわたり非常によくして下さいのおかげで、とても楽しい研究生活でした。本当にありがとうございました。