

CANGAROO-III 望遠鏡 ステレオトリガーシステムの開発

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻
宇宙線研究室 中森健之

2005年2月1日



Abstract

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は南半球オーストラリアで口径 10m の大気チェレンコフ望遠鏡 4 台によるステレオ観測で天体からの TeV ガンマ線を観測している。ステレオ観測とは複数の望遠鏡で立体的にガンマ線の空気シャワーを捉えることにより、100GeV から数 10TeV までの広いエネルギー領域を 0.1 度程度の高い角度分解能で観測をする手法である。これまで CANGAROO で行われていたステレオ観測は、各望遠鏡が独立にデータを集め、観測後にステレオイベントを抽出するソフトウェアによるステレオ観測であった。鏡やカメラシステムの改良など個別の望遠鏡の性能を上げることで現在までに約 250GeV のエネルギー閾値を達成している。しかしさらに閾値を下げると夜光やミュオンによって DAQ(data acquisition system) の live time が圧迫されてしまう。高度 1 万 m で起こる空気シャワーによるチェレンコフ光が地上では半径 150m 程度広がるのに対して、ミュオンは高度 1000m 程度の低い高度からのチェレンコフ光しか捕らえられないため、半径 20m 程度の狭い範囲にしか広がらない。したがってハードウェアレベルで複数の望遠鏡によって同時に検出されたイベントのみを捉えるようにすれば、ミュオンによるトリガーを排除することができる。現在のところ、各望遠鏡で 60Hz のトリガーのうち 30Hz がミュオンであるので、ミュオンを取り除くことで DAQ の負荷を減らし、より高いトリガーレートにも耐え、ハードウェア閾値を下げられることが期待される。本研究では各望遠鏡から個別のトリガーを受け取り、複数の望遠鏡が同時にトリガーが掛かったときのみデータ収集トリガーを望遠鏡に返すという判定と通信を行うシステムの開発を行った。同時判定に合格しなければ、CPU を介さずに保持したデータをリセットして捨てる回路を組み込んだことにより、捨てられるイベントに対する dead time が $5 \mu\text{sec/event}$ と従来の 1/100 に抑えることができるようになった。このシステムでは個別のトリガーレートでは約 10kHz まで耐えられることが確認でき、個別のトリガー条件もアナログ和の条件を撤廃することなどハードウェアレベルでの低閾値化が実現できた。またミュオンが除去できていることも確認した。旧システムでは天頂角が 60 度付近の天体に対しては 5Hz 程度だったステレオイベントレートが 10Hz 程度で観測できており、宇宙線陽子のフラックスのべきからエネルギー閾値は 70 %程度に下がっていることがわかった。

また、2003 年 12 月に行ったカニパルサーの LONG ON/OFF モードによる約 10 時間の旧システムでのステレオ観測データを解析した。その結果、到来方向分布から 6.2σ の有意度でガンマ線シグナルを検出し、角度分解能は HWHM で 0.16 度という結果が得られた。

Contents

Chapter 1	ガンマ線天文学	8
1.1	回転駆動型パルサー	8
1.1.1	パルサーとは	9
1.1.2	放射機構と粒子加速	10
1.2	宇宙線加速と超新星残骸	14
1.2.1	宇宙線	14
1.2.2	超新星残骸	15
1.2.3	粒子加速モデル	15
1.2.4	観測的証拠の発見	16
Chapter 2	TeV ガンマ線観測方法	19
2.1	空気シャワー	19
2.2	チェレンコフ光の発生機構	21
2.3	イメージング法	26
2.4	ステレオ観測	29
2.5	世界の大気チェレンコフ望遠鏡の現状と次世代計画	30
Chapter 3	CANGAROO-III 望遠鏡	33
3.1	望遠鏡	34
3.2	反射鏡	34
3.3	カメラ	35
3.4	データ収集システム	36
Chapter 4	望遠鏡 4 号機データ収集システムの開発	38
4.1	システム概観	39
4.2	キャリブレーション	40
4.2.1	ADC の線形性	40
4.2.2	conversion factor の決定	40
4.2.3	タイムウォーク補正	41
4.3	トリガーロジック	43
4.4	データの記録	45
4.5	データ収集システムの性能	47
4.6	閾値と photoelectron の変換	47
Chapter 5	ステレオトリガーシステムの開発	51
5.1	これまでのステレオ観測とその問題点	51
5.2	ステレオトリガーシステムの開発	54
5.2.1	各望遠鏡のトリガーロジック	56

5.2.2	ステレオトリガーシステム	58
5.3	トリガーシステムの性能評価	60
5.3.1	閾値とトリガーレート	60
5.3.2	トリガーレートの耐久性	62
5.3.3	トリガー時間差の計測	64
5.3.4	バックグラウンドの除去	64
5.3.5	ADC スペクトル	66
5.3.6	ステレオイベントレート	66
<hr/>		
Chapter 6	カニパルサー/星雲のステレオ観測	69
6.1	観測モード	69
6.1.1	LONG ON/OFF モード	69
6.1.2	wobble モード	69
6.1.3	観測データ	71
6.2	夜光の見積もりと閾値の決定	71
6.3	ノイズの除去	73
6.4	ステレオ解析	77
6.4.1	ステレオイベント	77
6.4.2	イメージ解析	79
6.5	θ^2 分布	79
<hr/>		
Chapter 7	まとめと今後の課題	83
7.1	データ収集システムの開発	83
7.2	カニパルサー/星雲の観測	83
7.3	今後の課題	84
<hr/>		
Appendix A	イメージパラメータ	85
<hr/>		

List of Figures

1.1	EGRET カタログ	8
1.2	Kifune プロット	9
1.3	パルサーの模式図	10
1.4	polar cap/outer gap	11
1.5	パルサー風からの放射	12
1.6	カニ星雲の多波長スペクトル	13
1.7	パルサーの全体像	13
1.8	宇宙線フラックス	14
1.9	超新星残骸のシェル型とプレリオン型	15
1.10	NANTEN による CO 分子雲	17
1.11	親粒子の区別	17
1.12	SN1006 の多波長スペクトル	18
1.13	RX J1713.7-3946 の多波長スペクトル	18
2.1	ガンマ線による電磁カスケードの模式図	19
2.2	ハドロンカスケードの模式図	20
2.3	空気シャワーの発達の様子	21
2.4	分極とチェレンコフ光	22
2.5	チェレンコフ光と大気深さ	23
2.6	チェレンコフ光の広がる様子	24
2.7	ガンマ線によるチェレンコフ光の地上での分布	25
2.8	陽子によるチェレンコフ光の地上での分布	25
2.9	ガンマ線によるチェレンコフ光密度分布のエネルギー依存性	26
2.10	ガンマ線と陽子のイメージの違い	27
2.11	イメージパラメータの定義	28
2.12	MC による Alpha 分布	28
2.13	ステレオ観測によるシャワーの再構成	29
2.14	空気シャワーの 3 次元イメージ	31
2.15	望遠鏡の数と角度分解能	31
2.16	シャワー到来方向の角度分布	32
2.17	ガンマ線のエネルギー毎の角度分解能	32
3.1	CANGAROO 観測サイト	33
3.2	CANGAROO 望遠鏡	34
3.3	GFRP 小型鏡	35
3.4	小型鏡の結像性能	35
3.5	光電子増倍管とライトガイド	36
3.6	カメラコントロールパネル	37
4.1	データ収集システム全体像	38
4.2	フロントエンドモジュール	39
4.3	ADC の線形性	41

4.4	カメラ容器内の LED の配置	42
4.5	TDC のタイムウォーク	42
4.6	タイムウォーク補正	43
4.7	タイムウォーク補正の結果	44
4.8	LSUM discrimination	44
4.9	PMT のグルーピング	45
4.10	トリガーロジック	46
4.11	CANGAROO-III のイベントモニター	47
4.12	4号機の DAQ 全景	48
4.13	DAQ のタイムチャート	49
4.14	DAQ live time	49
4.15	ADC スペクトルのカットオフ	50
5.1	ソフトウェアステレオシステム	51
5.2	トリガー時間差	52
5.3	WRITE モジュール	53
5.4	イベントナンバー転送の流れ	54
5.5	ミュオンのイメージと length/size	55
5.6	曇りと晴れのレートの違い	55
5.7	新しいステレオ観測システム	56
5.8	望遠鏡のロジック	57
5.9	ロジックのタイムチャート	57
5.10	改良後の TDC の動作	58
5.11	ステレオトリガーシステム	59
5.12	ステレオ判定システムのタイムチャート	59
5.13	トリガーレート (暗い領域)	61
5.14	NHIT スキャン (暗い領域)	61
5.15	RX J0852-4622 の周辺	62
5.16	明るい領域でのトリガーレート	63
5.17	NHIT スキャン (明るい領域)	63
5.18	live time	64
5.19	トリガー時間差	65
5.20	length/size 分布	65
5.21	夜光の除去	66
5.22	ADC スペクトル	67
5.23	ステレオイベントのレート	68
6.1	LONG ON/OFF モード	70
6.2	wobble モード	70
6.3	カニパルサー/星雲周辺の恒星	72
6.4	クラスターカット	73
6.5	夜光のカット	75
6.6	夜光カットによるトリガーレートの違い	76
6.7	3等星の動き	76
6.8	2長軸のなす角と交点決定精度	77
6.9	到来方向分布	78
6.10	落下点分布	78

6.11 長軸のなす角度分布	79
6.12 ガンマ線と陽子の比較	80
6.13 シミュレーションによる θ^2 分布	81
6.14 カニパルサーの θ^2 分布	82

List of Tables

1.1	代表的なガンマ線パルサーのプロファイル	11
1.2	パルサーのガンマ線放射	12
2.1	世界のチェレンコフ望遠鏡	30
3.1	H8820 モジュールの特性	37
4.1	ADC の特性	40
4.2	取得情報	46
5.1	イベントナンバー転送モジュールの仕様	53
5.2	各望遠鏡のトリガーレートの内訳	55
5.3	トリガーシステムの取得情報	60
6.1	2003 年 12 月の観測時間	71
6.2	夜光量の見積もりに用いたパラメータ	72
6.3	観測時のハードウェア閾値	72
6.4	カットパラメータ	74
6.5	イメージカットパラメータ	79

ガンマ線天文学

天文学はその歴史を紀元前にまで遡るが、20世紀に入るまでは可視光による天文学であった。しかし1960年代以降、電波やX線による観測が始まると激しく活動する宇宙の姿が次第に明らかになっていった。電波天文学ではパルサーやビッグバン宇宙論を裏付ける2.7K宇宙背景放射、また遠方のクェーサーなどの発見が相次いだ。X線天文学においても観測衛星の打ち上げによって、連星パルサーやブラックホールの証拠など宇宙の高エネルギー現象が次々と見つかった。

X線よりもさらにエネルギーの高いガンマ線の観測は、1970年代終わりに打ち上げられたSAS-II、COS-B等が先駆けとなって始まった。そして1991年には20MeVから30GeVまでの幅広いエネルギー領域を観測できる大型スパークチェンバーEGRETを初め、BATSE、OSSE、COMPTELの4つの検出器を搭載したCGRO衛星がNASAによって打ち上げられた。これら4つの検出器によってCGROは20keVから30GeVまでの観測を従来の衛星よりも1桁以上良い感度とエネルギー分解能で行い、271のガンマ線天体を発見した(図1.1)。また地上でもチェレンコフ望遠鏡を用いてTeVガンマ線を放射する天体が同定され、ガンマ線天文学は大きな飛躍を遂げた。現在TeVガンマ線が検出された天体は20程度であるが、望遠鏡の高感度化によって今後も増えていくと考えられている(図1.2)。

現在ガンマ線の放射が確認されている天体は多種に渡っている。銀河系内では太陽フレアや電波パルサー、超新星残骸があり、系外ではガンマ線バースト、スターバースト銀河や活動銀河核などが挙げられる。ここでは銀河系内で重要な観測対象となるパルサーと超新星残骸について解説しておく。

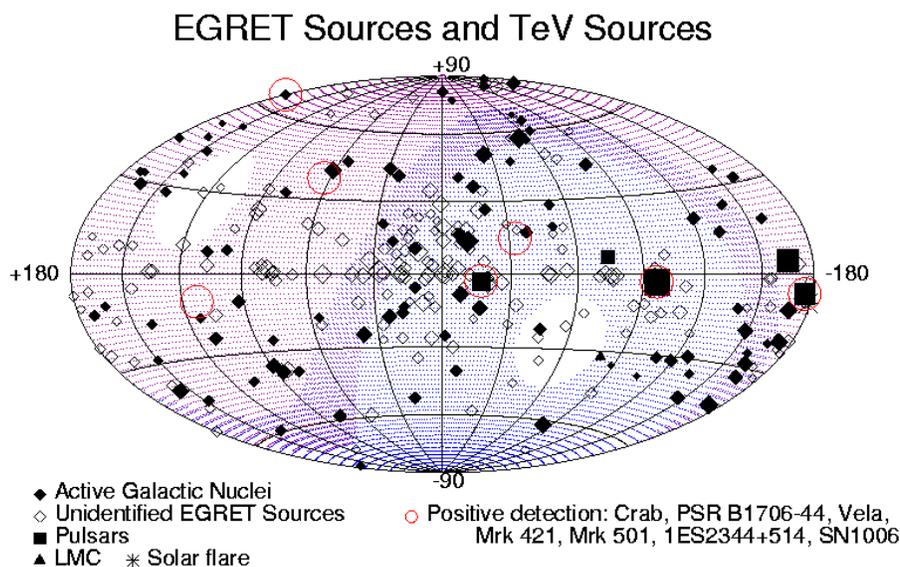


図 1.1: EGRET によって GeV ガンマ線が検出された天体と TeV ガンマ線が検出された天体。丸で囲まれたものは GeV と TeV で同定が取れたもの [1]

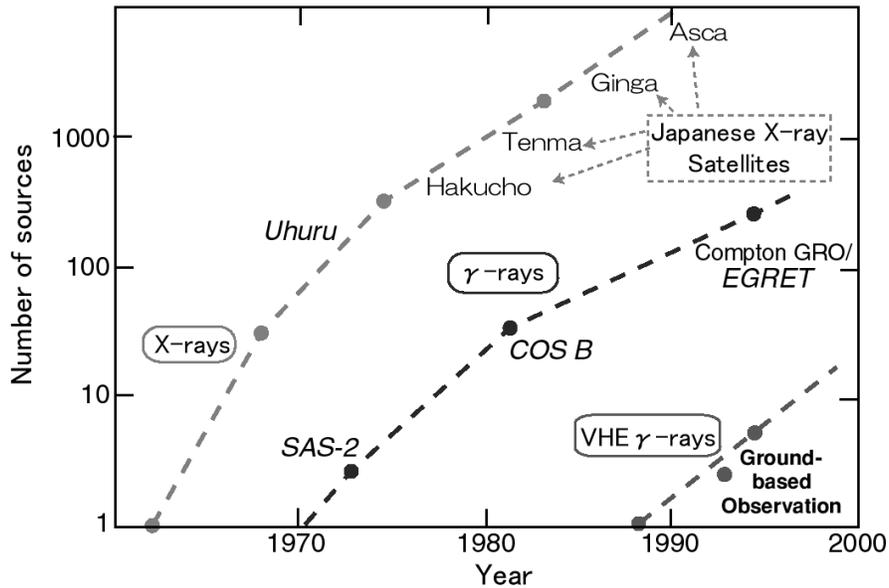


図 1.2: 高エネルギー天体の発見された数。X 線、MeV/GeV ガンマ線、TeV ガンマ線の天体の数をプロットしたもの。

Section 1.1

回転駆動型パルサー

— 1.1.1 パルサーとは —

パルサーは高速回転している孤立した中性子星で、1968年に Joslyn Bell Burnel によって周期的な電波線源として発見された [2]。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天体である (図 1.3)。現在までに 1000 個以上の電波パルサーが見つかっており、その特徴を挙げておく。

1. 中心密度 $\rho \sim 10^{15} \text{g/cm}^3$
2. 質量 $M \sim 1.4M_{\odot}$
3. 半径 $r \sim 10 \text{km}$
4. 表面磁場 $B \sim 10^{12} \text{G}$
5. パルス周期 P は 1msec から 10sec であるが、殆どが 0.1sec から 1sec 程度に分布している。
6. パルスの幅は周期に対して 2-10%程度と鋭い。
7. パルス周期の変動 \dot{P} は極めて小さいが一定の割合で減速している。 $P/\dot{P} \sim 10^{11} [\text{sec}]$

減速を表すパラメータは braking index n と呼ばれ、 $\dot{\Omega} = -k\Omega^n$ で与えられる。パルサーのエネルギー放出率は

$$-\dot{E}_{rot} = -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = I \Omega \dot{\Omega} \quad (1.1)$$

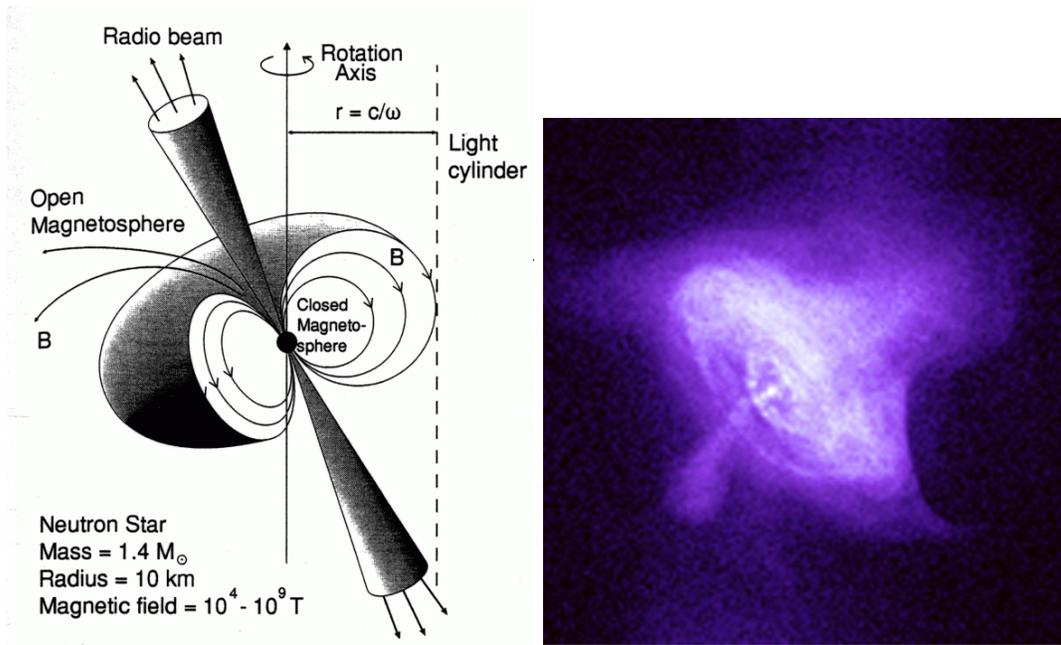


図 1.3: パルサーの模式図 [10] と X 線衛星 Chandra によるミリパルサーの画像 [11].

と計算でき、spin down luminosity L と呼ばれる。ただし I は慣性モーメントで典型的には $\sim 10^{45} \text{g}\cdot\text{cm}^2$ である。一方パルサーからの放射を磁気双極子放射としてエネルギー放出率を計算すると、

$$-\dot{E}_{md} = \frac{\mu_0 \dot{P}_m}{6\pi c^3} \quad (1.2)$$

ただし P_m は磁気双極子モーメント。 $P_{m0} = P_{m0} \sin \Omega t$ とすれば

$$-\dot{E}_{md} = \frac{\mu_0 \Omega^4 P_{m0}}{6\pi c^3} \quad (1.3)$$

E_{rot} と E_{md} が等しいとすると $\dot{\Omega} = -k\Omega^3$ となり、braking index は $n = 3$ となる。最も詳細に多波長で観測されているミリパルサーでは braking index の観測値として $n = 2.515$ という値が得られていて [3]、他のパルサーで観測されている braking index もすべて 3 より小さな値になっている。これはパルサー本体からはパルサー風と呼ばれる相対論的プラズマ流が放出されていてこれらの粒子がエネルギーと角運動量を持ち去っているからである。パルサーはそのエネルギーを電磁放射ではなく粒子の運動エネルギーという形で放出しているが、この非常に効率のよい加速機構や粒子の加速されている場所などは現在のところよくわかっていない。

— 1.1.2 放射機構と粒子加速 —

ガンマ線でパルス成分が検出されたガンマ線パルサーは現在までに約 10 個で、とくに spin down luminosity の大きなものを表 1.1 に挙げた。以下にパルサーからのガンマ線の放射過程について述べる。パルサーの放射は大きく 3 つの領域、すなわちパルサー本体側から列挙すると (1) 光円柱内部、(2) パルサー風領域、(3) パルサー星雲からの放射から成り立っている。

パルサー本体に近い光円柱内部では、強い電場による電子の一発加速が起こっていると考えられている。加速された電子は磁場にそって運動し曲率放射によってガンマ線が放出される。この

Pulsar	$\log L$ [erg/s]	P [msec]	distance [kpc]	\log Age [yr]
Crab	38.65	33	2.0	3.10
PSR1509-58	37.25	150	4.4	3.19
Vela	36.84	89	0.5	4.05
PSR1706-44	36.53	102	1.8	4.24

表 1.1: 代表的なガンマ線パルサーのプロファイル [4]

加速される場所に関して現在大きく二つの候補が提唱されており、磁極付近で加速される polar cap モデルと光円柱境界近くで加速される outer gap モデルとそれぞれ呼ばれていて議論されている。両者を区別するためには 10GeV 領域でおこるスペクトルのカットオフの観測が必要となるが、EGRET では感度が足らずに結論が出なかった (図 1.4 右)。2007 年に打ち上げ予定の衛星 GLAST によって決着がつくと期待されている。

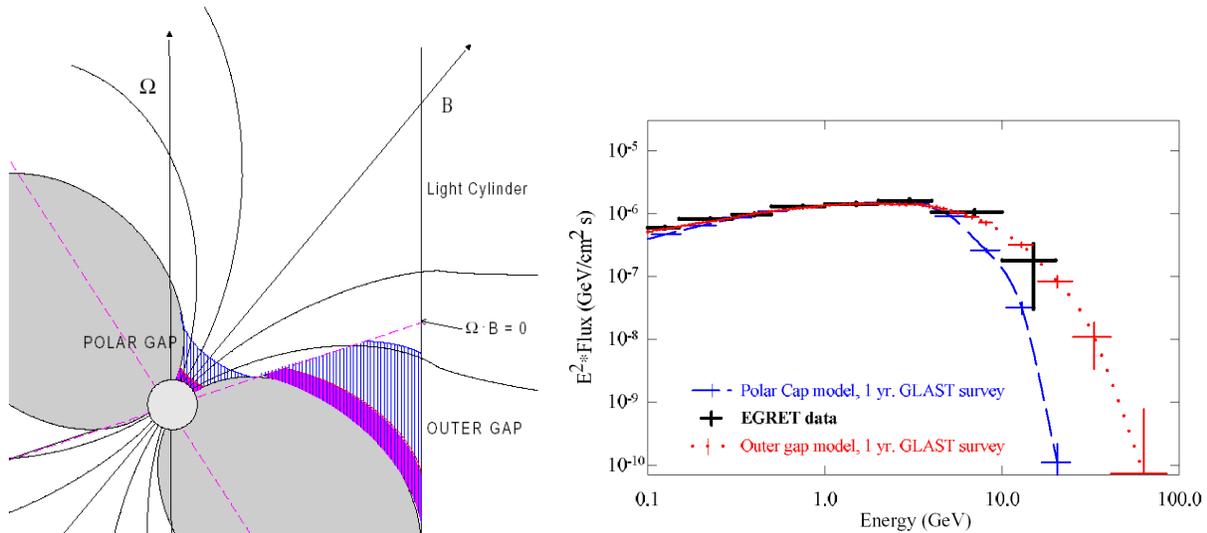


図 1.4: polar cap モデルと outer gap モデル。左が加速場所を示したもので [5]、右はスペクトルの違いを示したもの [6]。EGRET の観測ではどちらのモデルとは決定できなかった。スペクトルは帆座パルサーのもの。

光円柱の外にでるとパルサー風と呼ばれるプラズマ流が存在する。しかしこの領域からは電波から X 線までの波長では放射が検出されておらず、パルサーの磁場のエネルギーが粒子の運動エネルギーに変換される重要な領域であるにもかかわらず、その加速機構や加速場所などがわかっていない。高エネルギー電子流と強い磁場があるにもかかわらず、シンクロトロン放射が検出されていないことから荷電粒子は磁場に対して凍結していると考えられている。この領域の高速電子が、宇宙背景放射やパルサー本体からの熱的・非熱的光子と逆コンプトン散乱を起こすことによって GeV から TeV までのガンマ線が出ることが示唆されている。熱的成分と非熱的成分はそれぞれスペクトルの形とパルスの有無で特徴付けられ (図 1.5)、熱的成分のピーク位置によって電子の最大加速エネルギー、加速位置などを求めることができる。CANGAROO-III を初めとした昨今の地上チェレンコフ望遠鏡はエネルギー閾値は 100GeV 領域にまで下げることができていて、この放射を直接検出し、未だ見つかっていない 100GeV-TeV 領域でのパルス成分の検出も期待されている。

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作り、トーラス状のパルサー星雲を形成

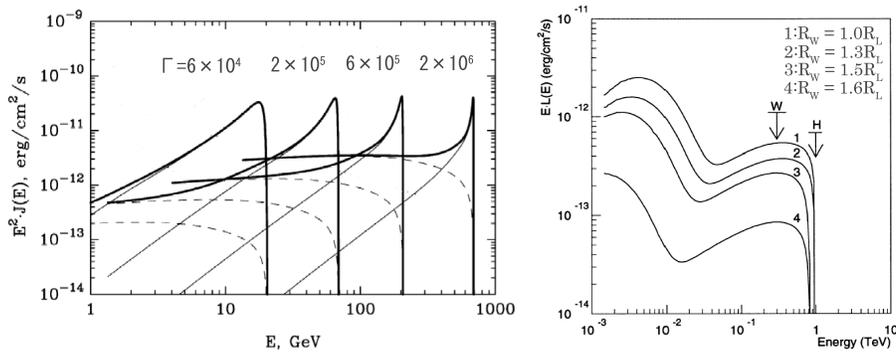


図 1.5: パルサー風からのガンマ線スペクトルモデル。左:細線が熱的成分(非パルス成分)、破線は非熱的成分(パルス成分)、太線はそれらを合わせたもの。パルサー風の電子のローレンツ因子によってピーク的位置が変わる(帆座パルサーのモデル [7])。右:パルサー風の加速場所によってピークの高さが変わる。 R_L は光円柱の半径、モデルはカニパルサーで W、H はそれぞれ Whipple と HEGRA の上限値 [8]

する。パルサー風の電子は衝撃波加速(後述)によってさらに加速され、シンクロトロン放射による電波から X 線と逆コンプトン散乱による TeV ガンマ線が検出されている。逆コンプトンの相手になる光子は一般に宇宙背景放射であるが、カニパルサーのように磁場が強い($\sim 300\mu\text{G}$) 星雲では、電子の出したシンクロトロン光子と逆コンプトン散乱をする SSC(Synchrotron Self Compton)モデルで説明されている(図 1.6)。以上、パルサーからのガンマ線放射をまとめると図 1.7、表 1.2 になる。

放射領域	エネルギー領域	素過程	パルス成分
光円柱内部	$< 10\text{GeV}$	曲率放射 逆コンプトン	あり
パルサー風	$< \text{TeV}$	逆コンプトン	あり(非熱的成分) なし(熱的成分)
パルサー星雲	TeV	逆コンプトン	なし

表 1.2: パルサーのガンマ線放射

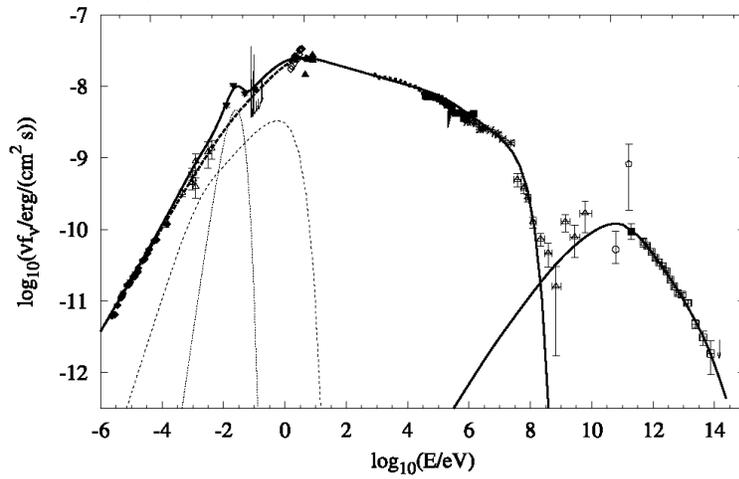


図 1.6: カニ星雲の多波長スペクトル。太線が SSC モデル曲線 [9]。

Radiation from a **Pulsar-wind-nebula** complex

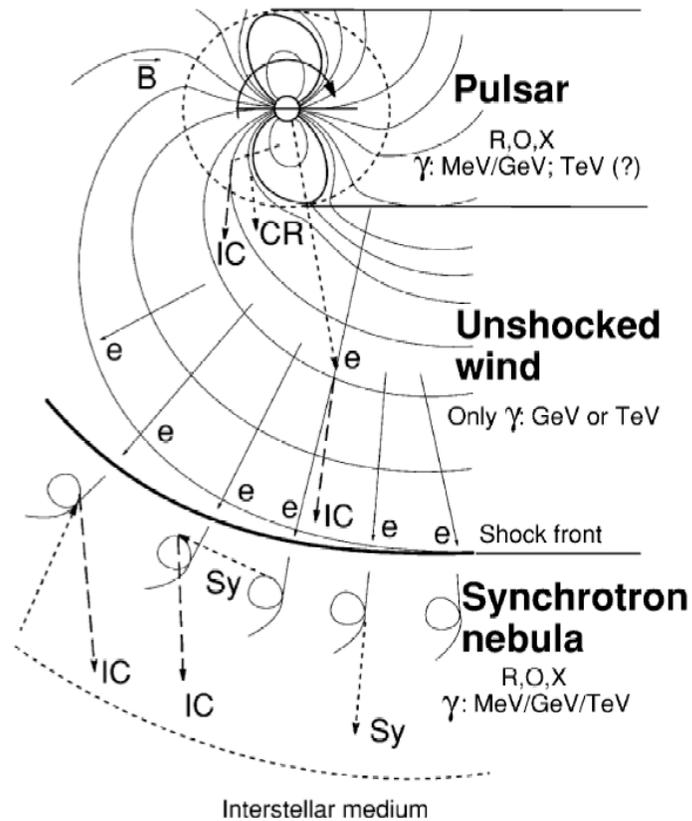


図 1.7: パルサーの全体像 [7]。光円柱、パルサー風、パルサー星雲を模式的に描いたもの。

Section 1.2

宇宙線加速と超新星残骸

— 1.2.1 宇宙線 —

地球大気には、あらゆる方向から高エネルギー荷電粒子である宇宙線が降り注いでいる。宇宙線は Hess によって 1911 年に発見されて以来長い間その起源は謎のままであった。宇宙線を構成するのは陽子を初めとした荷電粒子で、地球に到達するまでに星間空間に存在する磁場によって進行方向が曲げられてしまう (典型的な磁場は $3\mu\text{G}$)。したがって到来方向を直接観測してもその起源を知ることができない。宇宙線のフラックスはその後の様々な観測により図 1.8 のように求められており、エネルギーの分布は 10^9 から 10^{20} eV にまで及んでいる power law の形をしていて、よりエネルギーの低いものは太陽風の影響を受けてフラックスが減少する。このスペクトルで $10^{15.5}$ eV と 10^{19} eV に折れ曲がりがあり、それぞれ knee と ankle と呼ばれている。

これらの折れ曲がりには以下のように解釈されている。荷電粒子が磁場中で運動するときのラーモア半径はエネルギーが高くなるにつれ大きくなり (古典的には $r = v/qB$)、knee 程度のエネルギーになるとラーモア半径が銀河円盤の厚みである 1000 光年に比べて無視できなくなる。したがって宇宙線粒子が銀河円盤の外に漏れ出すと言う効果が現れてくるのでべきが急になると考えられている。逆に ankle 領域以上ではラーモア半径は銀河円盤の厚みと同程度になり、ある銀河内で生まれた宇宙線はその銀河内に閉じ込められることはない。したがって ankle の折れ曲がりには我々の銀河の外で生成された粒子が飛び込んできたものによると考えられている。

現在のところ、銀河系内の宇宙線起源の最有力候補が超新星残骸である。

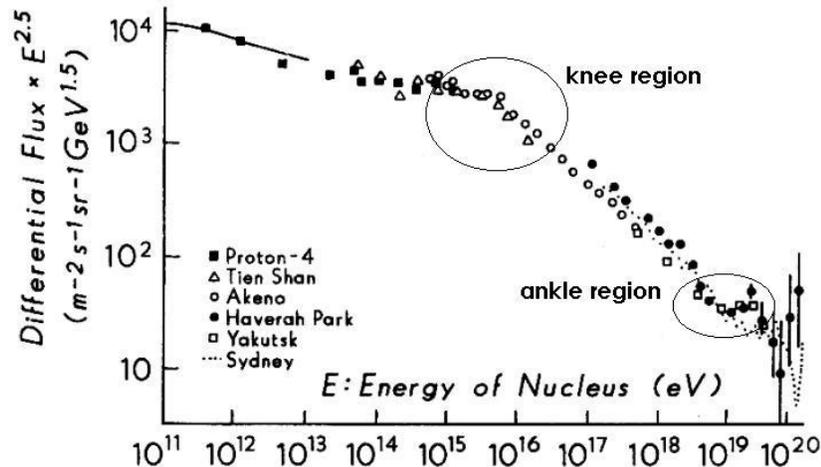


図 1.8: 宇宙線のフラックス。縦軸はエネルギーの 2.5 乗をかけて折れ曲がり強調してある。knee と ankle に折れ曲がりがある。

— 1.2.2 超新星残骸 —

太陽質量の10倍を超えるような大質量星は進化の最終段階で自身の質量の大部分を吹き飛ばしてしまうような爆発現象を起こす。超新星爆発によって開放された約 10^{51} erg という莫大なエネルギーによって吹き飛ばされた星の外周は、その後長い期間にわたって跡を残す。これが超新星残骸と呼ばれるものである。吹き飛ばされた物質は星間物質と衝突して衝撃波を作って膨張を続ける。衝撃波は星間物質を履き集めながら膨張するが、初期段階では履き集められた物質の質量が無視できるので初期速度のまま自由膨張をする。超新星残骸は電波によって多く発見されているがその形状によってシェル型とプレリオン型に分類される。前者の例は Cassiopea A, SN1006 等で後者はカニパルサー/星雲に代表される (図 1.9)。



図 1.9: シェル型超新星残骸 Cassiopea A の X 線画像 (左) およびプレリオン型超新星残骸カニ星雲の可視光画像 [11](右)。

— 1.2.3 粒子加速モデル —

超新星残骸は knee 領域まで、つまり銀河系内の宇宙線加速起源として有力視されてきた。エネルギー収支の点から考えてみると宇宙線のエネルギー密度は約 1eV/cc で、銀河円盤を半径 5 万光年、厚さ 1000 光年で近似した際の体積が 10^{66}cc であるから、銀河系内の宇宙線総エネルギーは $\sim 10^{54}\text{erg}$ となる。宇宙線の銀河系内での寿命は構成粒子の放射性同位体のフラックスから $\sim 10^{14}\text{sec}$ と見積もられており、観測される宇宙線を維持するためには毎秒 10^{40}erg のエネルギーが供給されなければいけない。超新星爆発は銀河系内では 30 年に 1 度 ($10^{-9}/\text{sec}$) 程度起こると考えられているので、エネルギー生成率は 10^{42}erg/sec となり、このうちの数%を粒子加速に使えると十分にエネルギーを供給できる。

また、衝撃波による粒子加速は一次のフェルミ加速によってうまく説明できる。衝撃波面近くの荷電粒子を考えると、荷電粒子は磁場や散乱によって向きをランダムに変えながら衝撃波面の前と後ろを何度も横切る。衝撃波面静止系で考えると、上流は速度 v で近づき下流は速度 v/r で遠ざか

る。ここで r は圧縮比で、下流の媒質の密度が上流の r 倍になると、流量が同じなので速度が $1/r$ になる。上流の静止系から見ると下流は $v(r-1)/r$ で近づいてくるので、上流から下流に移動した粒子は近づいてくる壁にボールを当てたのと同じように運動量とエネルギーを増す。下流から上流に移動した際もまた同様にエネルギーを得る。この1往復で粒子のエネルギーは $1 + (4vr - 1)/r$ 倍になり、時間と共に指数関数的に増大する。しかし粒子は有限の回数しか波面を往復しない。下流にいる粒子は平均的には媒質と同じ速度で運動しているので、 v/r で波面から遠ざかっていることになる。したがって確率的に上流へ戻らない粒子がいることになる。粒子の方向分布が等方だとすればその確率は $4v/cr$ である。一方上流の粒子は必ず波面に追いついてしまう。したがって n 回往復する確率は $(1 - 4v/cr)^n$ で与えられ、これとエネルギーを掛けてやればスペクトルが計算できる。そのべきは $-(r+2)/(r-1)$ と圧縮率のみで決まり、通常気体では $r = 4$ なので指数は -2 となり、宇宙線のスペクトルのべき -2.7 に近い。

— 1.2.4 観測的証拠の発見 —

粒子加速の観測的証拠を捕らえたのは ASCA 衛星による超新星残骸 SN1006 の X 線観測であった [12]。SN1006 のシェル部分からべき関数 (べきは -2.2) で表される X 線スペクトルが得られ、超新星残骸に特徴的な元素輝線がほとんど見られなかった。この X 線放射は電波の放射と同じ領域から出ていたので、高エネルギー電子のシンクロトロン放射と解釈され、電子加速の直接的証拠として注目を浴びた。この解釈が正しければ 100TeV 程度にまで加速された電子が 2.7K 宇宙背景放射の光子と逆コンプトン散乱することによる TeV ガンマ線の放射が予想された。そこで CANGAROO は口径 3.8m の望遠鏡に続いて 10m 望遠鏡でも SN1006 を観測し、共に X 線のシンクロトロン放射のある領域から TeV ガンマ線を検出した [13]。これら多波長の観測結果から磁場の強さは $4\mu\text{G}$ と見積もられ、100TeV 程度の超高エネルギー電子が存在する可能性が高まった [14]。

フェルミの一次加速は電荷の正負に関係なく起こるので、電子だけでなく陽子も加速されると考えられ、超新星残骸の宇宙線起源説を支持するものとなっている。超新星残骸 RX J1713.7-3946(G347.3-0.5) は同じく ASCA によってシンクロトロン放射と考えられる X 線が観測され、第二の SN1006 として注目された [15]。陽子加速によると思われる TeV ガンマ線が CANGAROO-II 望遠鏡によって検出された。加速された陽子は星間物質と衝突して原子核反応を起こし、そのときに発生する中性パイオンの崩壊によって TeV ガンマ線が発生する。この場合衝突する物質がなければいけないが、電波望遠鏡 NANTEN による観測で CO 分子雲の存在する領域と TeV ガンマの放射領域が一致していた (図 1.10)。

シンクロトロン-逆コンプトンによる電子起源の TeV ガンマ線と、パイオン崩壊による陽子起源の TeV ガンマ線ではスペクトルの形が異なる。逆コンプトン散乱の光子フラックスは

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.4)$$

と書ける。ただし σ_T はトムソン散乱断面積、 γ は電子のローレンツ因子、 β は電子の速度と光速の比であり、 U_{ph} は光子のエネルギーである。これは電子の静止系では光子エネルギーは十分に低く、トムソン散乱で近似できるからである。2.7K 宇宙背景放射は $2.64 \times 10^{-6} \text{eV}$ なので、100TeV の電子と衝突すると 1TeV 程度のガンマ線が発生する。このような高エネルギー電子は磁場中を運動するとシンクロトロン放射をする。そのフラックスは

$$P_{sync} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (1.5)$$

とあらわされる。一般的な星間磁場は数 μG では電波から X 線にわたる波長域の放射となる。一方パイオンの崩壊 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$; 平均寿命 $1.78 \times 10^{-16} \text{sec}$) によって発生するガンマ線は、親粒子の

超新星残骸 G347.3-0.5

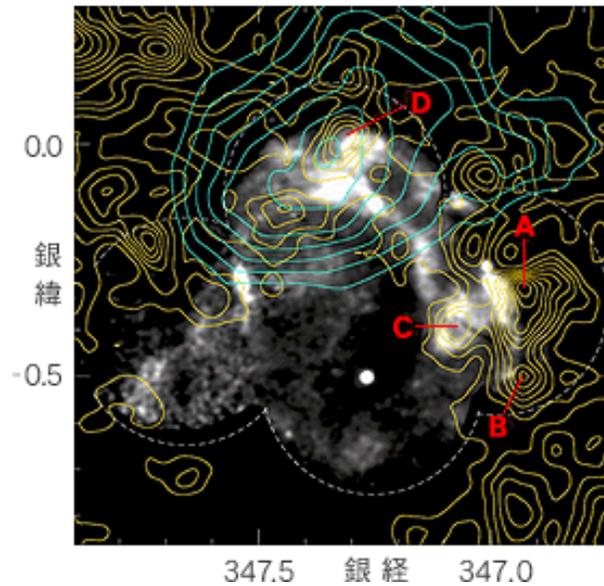


図 1.10: RX J1713.7-3946 の NANTEN による CO 分子雲サーベイ [16]。グレースケールが ASCA、黄色の contour が NANTEN、青の contour が CANGAROO。A から D が電波の強い場所だが、D は X 線と TeV でも強い放射が観測されている。

エネルギーに関係なくパイオン静止系においては等方的で静止質量の半分の約 70MeV である。観測系に戻すと親粒子のエネルギーに応じた幅に広がったスペクトルになる。これらのスペクトルの違いを模式的に表したものが図 1.11 である。

CANGAROO によって得られた RX J1713.7-3946 のフラックスはパイオン崩壊のガンマ線であることを示唆している [17]。この発見は宇宙線陽子の加速現場の直接証拠として話題となり、最近では同じチェレンコフ望遠鏡 H.E.S.S. によっても同様の結果が報告されている [18]。このように超新星残骸は銀河系内の宇宙線起源として確立されつつある。

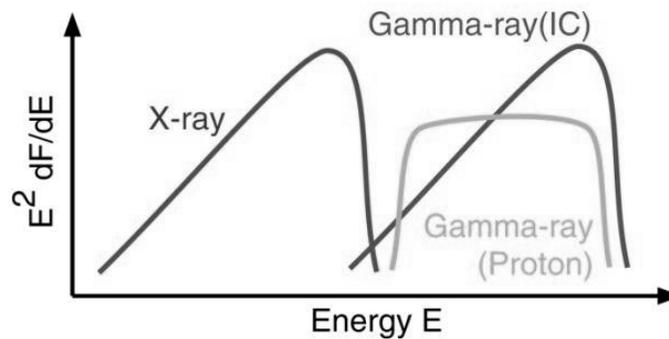


図 1.11: TeV ガンマ線の親粒子によるスペクトルの違い。

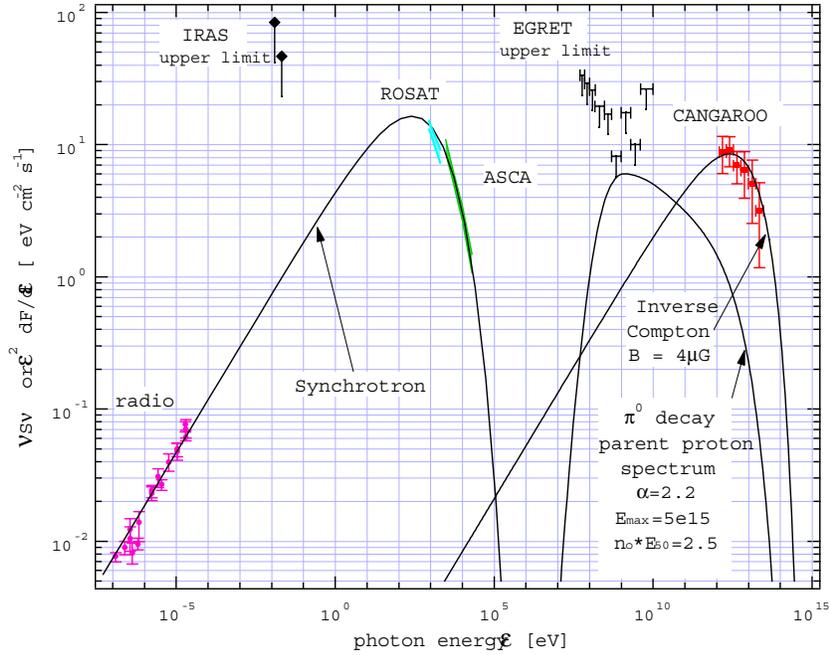


図 1.12: SN1006 の多波長スペクトル。CANAGROO の結果が逆コンプトンモデルでよく説明できている

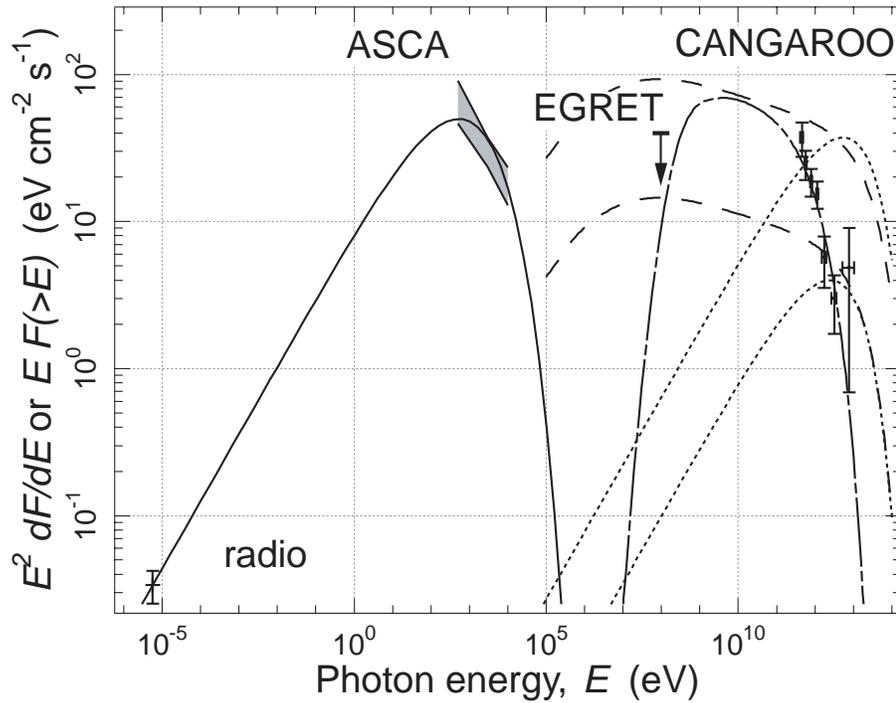


図 1.13: RX J1713.7-3946 の多波長スペクトル。(実線: シンクロトロン放射モデル、点線: 逆コンプトンモデル、破線: 制動放射モデル、破点線: パイオン崩壊モデル) CANGAROO のデータは陽子起源のガンマ線を示唆している。

TeVガンマ線観測方法

ガンマ線は地上まで到達しないため人工衛星や気球による観測が基本となるが、100GeVを超えるエネルギー領域では、入射頻度が少なく飛翔体に搭載されるような小型の観測機器では検出が難しい。そこで10GeVから10TeV領域のガンマ線観測には有効面積を大きくするために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を用いる。

Section 2.1

空気シャワー

大気中に10 GeVを超える高エネルギー粒子が入射すると大気中の原子核と相互作用を起こして多くの二次粒子をカスケード生成する現象を起こす。これを空気シャワー (EAS: Extensive Air Shower) という。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作られる。入射したガンマ線は電子対生成を最初におこなすが、この電子から制動放射によって二次ガンマ線が発生し、さらに電子対生成を起こす。この過程を繰り返すことにより電磁シャワーが発達して、電子やガンマ線が指数関数的に増加し続ける (図 2.1)。

最初に入射したガンマ線のエネルギーは各粒子に分配され、電離損失や制動放射によってエネルギーを失っていく。対生成した電子のエネルギーが臨界値を下回ったときに発達が止まる。臨界エネルギーは空気中で約84MeVである [19]。電子が臨界エネルギーを下回ると、制動放射よりも電離損失が優位となり粒子の増加が起こらなくなる。ガンマ線では対生成よりもコンプトン散乱が優位となりやはり粒子の増加は止まる。したがって粒子のエネルギーが臨界値と同じときに空気シャワーの発達は最大となる。

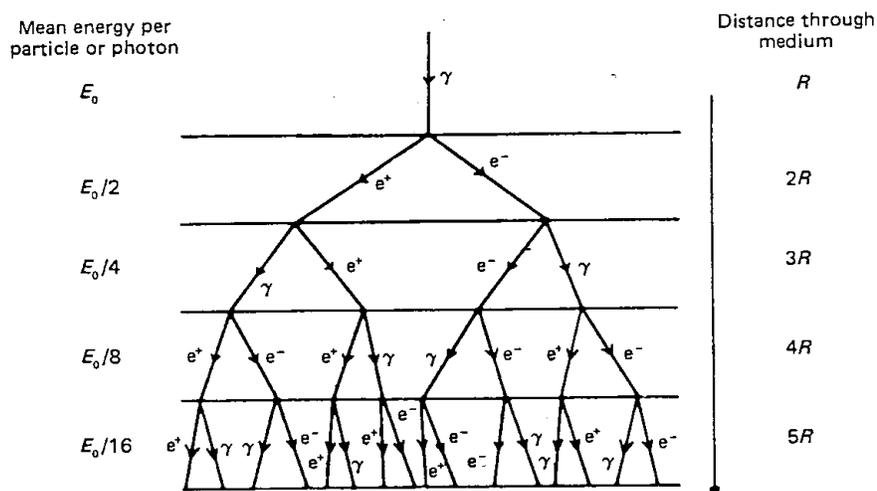


図 2.1: 電磁シャワーの模式図 [10]。

陽子を主成分とする高エネルギー宇宙線もまた空気シャワーを起こす。2次粒子の主成分はパイオンで、中性パイオンは $1.78 \times 10^{-16} \text{sec}$ で2個のガンマ線に崩壊する。そしてこのガンマ線が親粒子となって電磁カスケードが起こる。



一方、荷電パイオンは大気中の核子と反応してさらに複数のパイオンを生成し、最終的にはミュオンに崩壊する。荷電パイオンの静止系での寿命は $2.55 \times 10^{-8} \text{sec}$ 。



ミュオンの寿命は静止系で $2.2 \times 10^{-6} \text{sec}$ で、ほとんどエネルギーを失うことなく地上まで到達するが、低いエネルギーのミュオンでは崩壊することもある。そのモードは以下の通り。

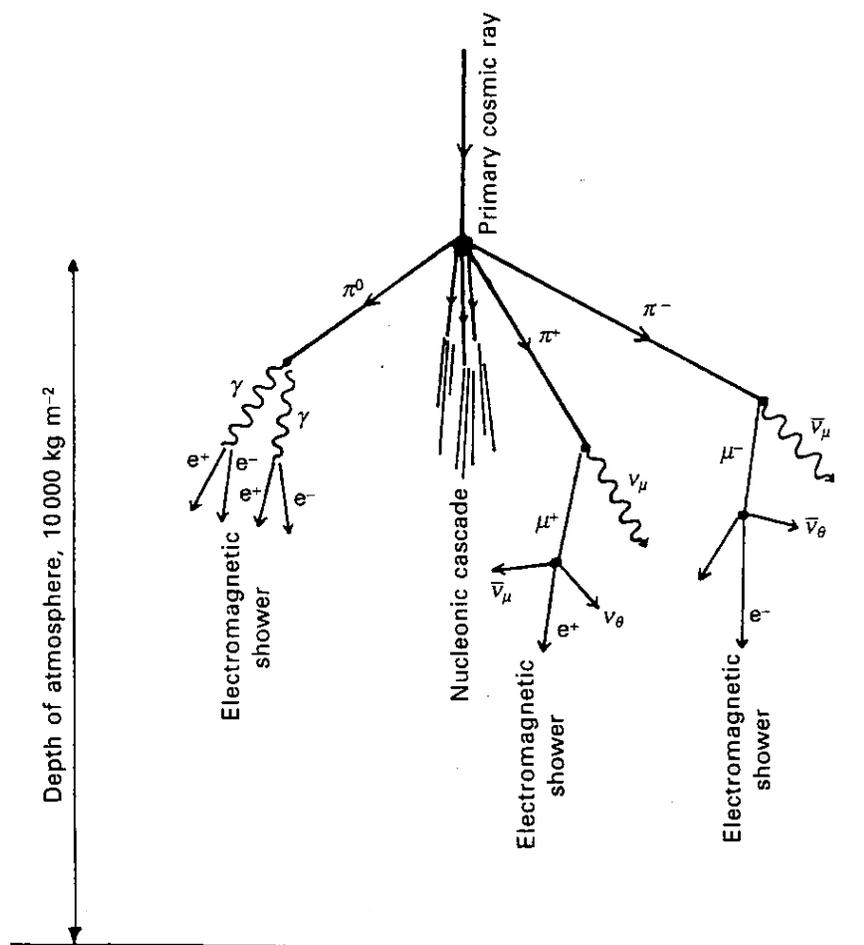


図 2.2: ハドロンシャワーの様子 [10]

ガンマ線による電磁シャワーと陽子によるハドロンシャワーの大きな違いを2点挙げておく。まず、ハドロンシャワーはガンマ線よりも大気の深いところ、すなわち低い高度で最も発達する。これはハドロン衝突距離が電子の放射長に比べて長いからである。衝突距離 L_{int} は必要な透過物質質量 x_{int} [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$] と大気密度 ρ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$] によって $L_{int} = x_{int}/\rho \sim 10^4$ [m] と書け、放射長 X_0 は Bethe と Heitler の式から求められて、空気中では $X_0 \sim 330$ [m] である。

もう一点はハドロンシャワーは電磁シャワーに比べて横方向への運動量の移行が大きいことである。ハドロンシャワーでは、二次粒子が親粒子の入射軸に対して垂直な方向にも運動量を持ち出してシャワーが発達する。これら2つの特徴によってハドロンシャワーは fluctuation の大きな発達を見せ、ガンマ線に比べて広い範囲に展開する。その様子を Monte Carlo simulation した結果を図 2.3 に示す。ハドロンシャワーの殆どはパイオンで、 π^0 、 π^\pm はそれぞれほぼ等確率で発生することから、ハドロンシャワー構成粒子の1/3は電磁シャワーであると言える。このことは陽子とガンマ線シャワーの親粒子のエネルギーを比べる際に重要となる。

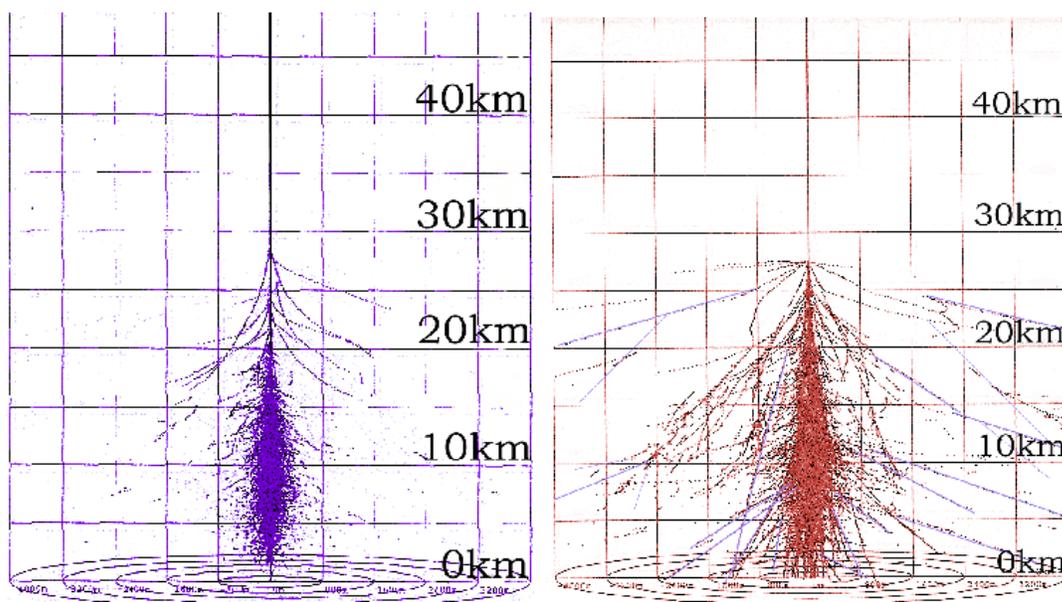


図 2.3: シミュレーションによって求めた空気シャワーの発達の様子 [20]。左は 100GeV 線、右は 300GeV 陽子。最大発達高度は地上約 10km。

Section 2.2

チェレンコフ光の発生機構

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。荷電粒子がその媒質中でその光速 c/n 以上の速さで走ると電磁放射が起きる。これをチェレンコフ光と言う。この放射は荷電粒子それ自身からの放射ではなく、媒質の分極による電気双極子放射の重ねあわせである。

誘電体中を荷電粒子が走ると、誘電体中に分極が必ず起こる。粒子速度 v が c/n よりも小さい場合は双極子の分布が粒子の位置に対して対象となるが(図 2.4a)、これは荷電粒子による電場がまわりの物質にほとんど同時に到達して作用するからである。これは遠くから見ると分極していないので、放射も起らない。一方、 $v > c/n$ を満たすとき、粒子は自分の作る電磁場よりも速度が早いので、進行方向の前方には分極は起らず、後方の媒質のみが分極する(図 2.4b)。この分極は粒子の経路に沿って瞬間的に形成され、各双極子がパルスの電磁放射をする。これらのパル

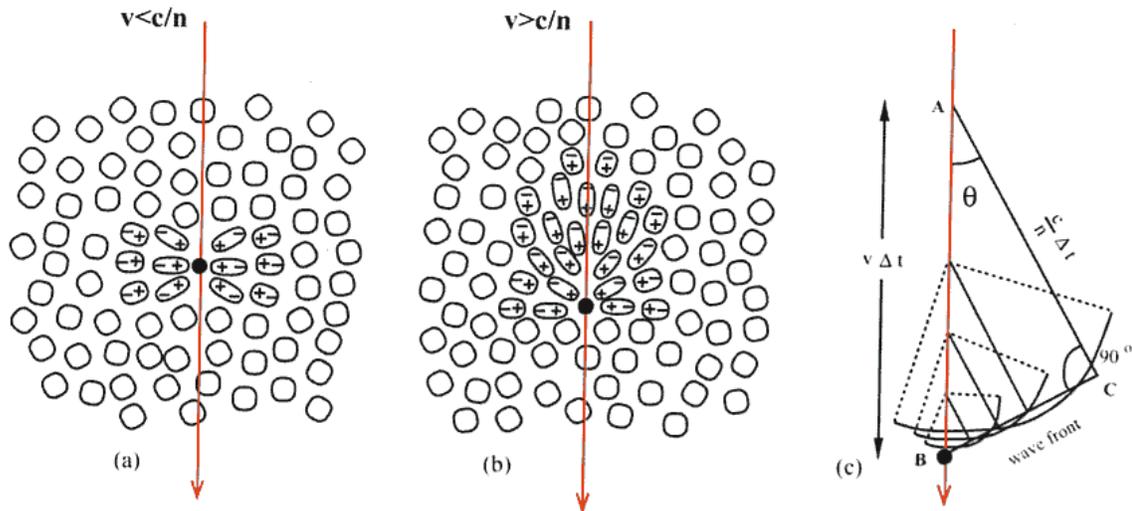


図 2.4: (a) 粒子の速度が遅い場合の分極。(b) 粒子の速度が十分に速い場合の分極。(c) チェレンコフ光の指向性。[22]

スの重ねあわせによって、粒子の進行方向に対して特定の角 θ はなれた方向にのみ放射が起こる。このことはホイヘンスの原理を用いた簡単な幾何学で確認することができる (図 2.4c)。図からわかるようにチェレンコフ角 θ は以下のように書ける。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.6)$$

GeV を超えるようなガンマ線が大気に入射すると電子対生成から電磁シャワーを起こすが、このときにできる電子は主に可視から紫外の波長域のチェレンコフ光を出す。その閾値は大気の屈折率 n で決まるが、 n は大気の高さを $T[\text{K}]$ として以下のように与えられる。

$$n = 1.0 + 0.000296 \cdot \left(\frac{x}{1030 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} \right) \cdot \left(\frac{T}{273.2 \text{K}} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

x は大気の高さで、 T は x の関数として $T = 204 + 0.0091x[\text{K}]$ と表され [23]、1atm で常温の下では屈折率は $n \sim 1.00027$ である。大気圧は高度とともに減少するので、チェレンコフ角は式 2.6 より 1.3 度以下となる。シャワー中の電子は多重クーロン散乱されて多少の広がりがあり、実際のガンマ線シャワーによるチェレンコフ光の広がり TeV 領域では約 3 度となる。チェレンコフ放射のエネルギー閾値、チェレンコフ角、放射強度を大気高さの関数で表したものを図 2.5 に示しておく。海拔 0m で電子の臨界エネルギーは 21MeV、ミューオンでは 4.4GeV、パイオンでは 5.8GeV となる。

電荷 z からのチェレンコフ光による単位軌道長あたりのエネルギー放出量 $dE/dx[\text{ergs/cm}]$ は、チェレンコフ光の振動数を ν として、以下で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \nu d\nu. \quad (2.8)$$

これにより、荷電粒子が距離 l を走ったときに波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ に放出される光子数 N は以下のよ

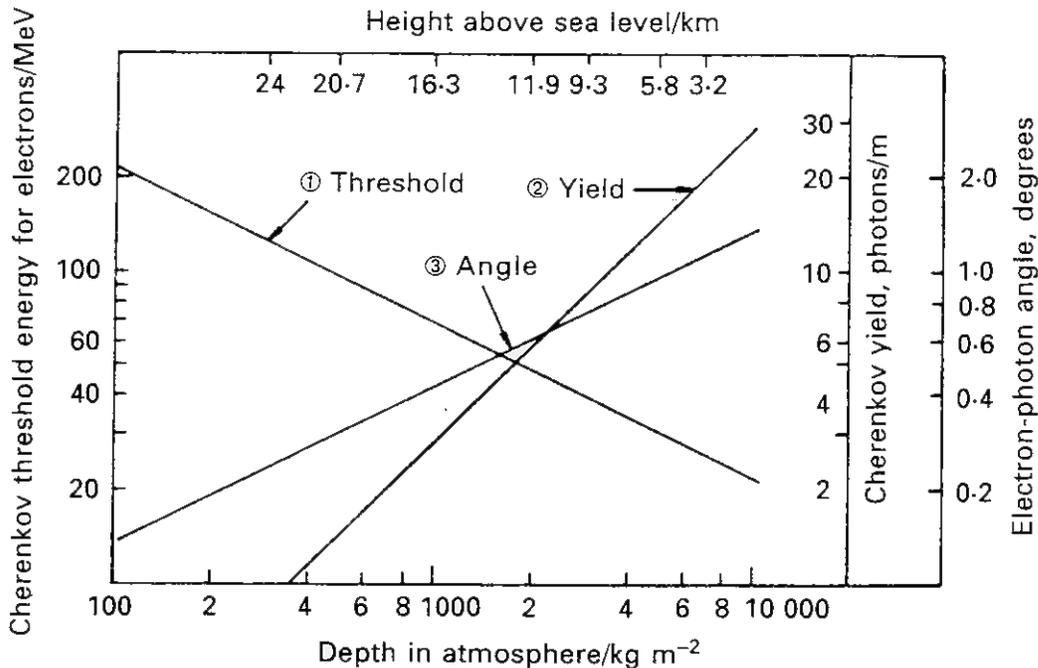


図 2.5: 電子についてチェレンコフ光のエネルギー閾値、放射強度、チェレンコフ角を大気深さ (高度) の関数であらわしたものの。[21]

うになる。

$$N = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^l \left(-\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (2.9)$$

$$= 2\pi\alpha l z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right). \quad (2.10)$$

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 $l = 1$ m 走ったとき、350 ~ 550nm の波長域におよそ 27 個の光子が放出される。

では、前節で述べた通り地上約 10 km の高さで発生するチェレンコフ光を地上で観測することを考えてみる。地上 10 km の空気の屈折率は $n \sim 1.0001$ なので、チェレンコフ光の放射角度 θ_c は式 (2.6) より、 $\theta_c \sim 0.014$ rad (0.8 度) となる。これを地上で観測すると 10 km \times $\theta_c \sim 140$ m のリング状に広がる。

チェレンコフ光発生高度が高いほど大気の屈折率が小さくなるため放射角度は小さくなる。ところが発生から地上に到達するまでの光路差を考えると、高度 7 km から 20 km のところで発生したチェレンコフ光は、一様に半径 110 m から 145 m のリング (チェレンコフリング) 内に落ちてくる。この様子を図 2.6 に模式的に示す。電子の多重クーロン散乱を考えなければ地上で観測されるチェレンコフ光子密度は図 2.6(b) のような分布になるが、現実には多重クーロン散乱が起こり、これを考慮した場合の分布は図 2.6(c) のようになる。

粒子が鉛直に入射した場合に発生するチェレンコフ光子密度の地上での分布をシミュレーションにより求めたものを、入射粒子がガンマ線および陽子の場合についてそれぞれ図 2.7、図 2.8 に示す。ガンマ線の場合にはシャワー軸 (ガンマ線入射軸) の周囲、半径 500 m の範囲に分布し、軸からおよそ 150 m の範囲でほぼ一般的な分布を見せており、理論により模式的に描いた図 2.6(c) をよく再現している。これに対し、陽子が入射した場合に発生するチェレンコフ光の分布はシャワー発達の様子を反映して、地上での分布は不規則で不均一なものとなる。

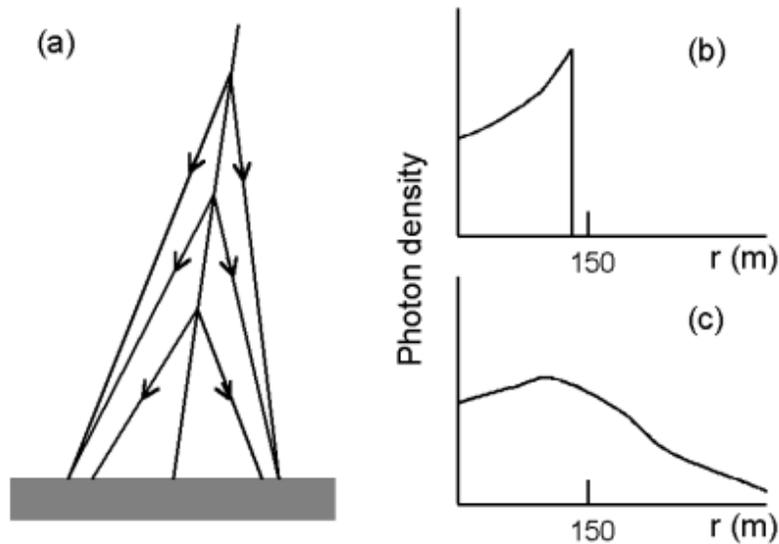


図 2.6: チェレンコフ光の広がる様子 [24]。(a) 高度の違う 3 点からのチェレンコフ光放射の広がる様子。高度による屈折率の違いを反映した放射角度の変化を模式的に示している。(b) 電子の多重散乱を考えない場合の地上におけるチェレンコフ光子密度の分布を模式的に表したもの。(c) 電子の多重散乱を考慮した場合。実際の分布はこれに近い形になる。

さらに、元のガンマ線のエネルギーを変化させたときのチェレンコフ光の密度分布の変化を図 2.9 に示した。エネルギーが変化するとその光子密度の値は変化するが、分布の様子はエネルギーによらずシャワー入射軸から半径およそ 150 m までは平坦である。そしてそこから外側にいくと急激に減少していることが分かる。このようにエネルギーによらず平坦になるという性質が重要で、このためにシャワーからのチェレンコフ光を全て捕らえなくてもその密度さえわかれば元のガンマ線のエネルギーを見積もることができる。

このように空気シャワーのチェレンコフ光を捉えることで、ガンマ線を間接的に地上で観測することができる。チェレンコフ光の広がる半径 150m を有効面積とすれば 10^8cm^2 となり、人工衛星の 10^4cm^2 と比べて非常に大きな検出面積を得られる。

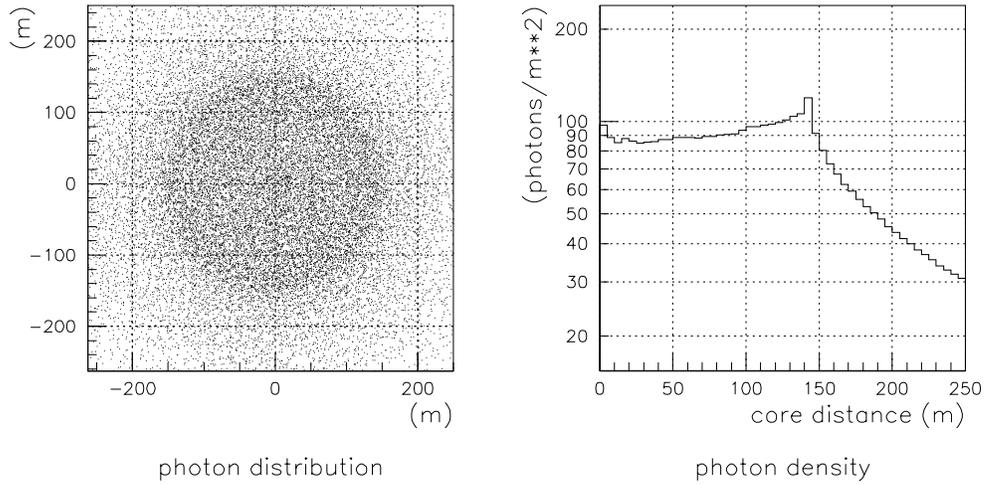


図 2.7: 1 TeV ガンマ線によるチェレンコフ光の地上での分布。右図はシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度分布。シャワー軸から 150 m 以内では密度がほぼ一定であることが分かる。

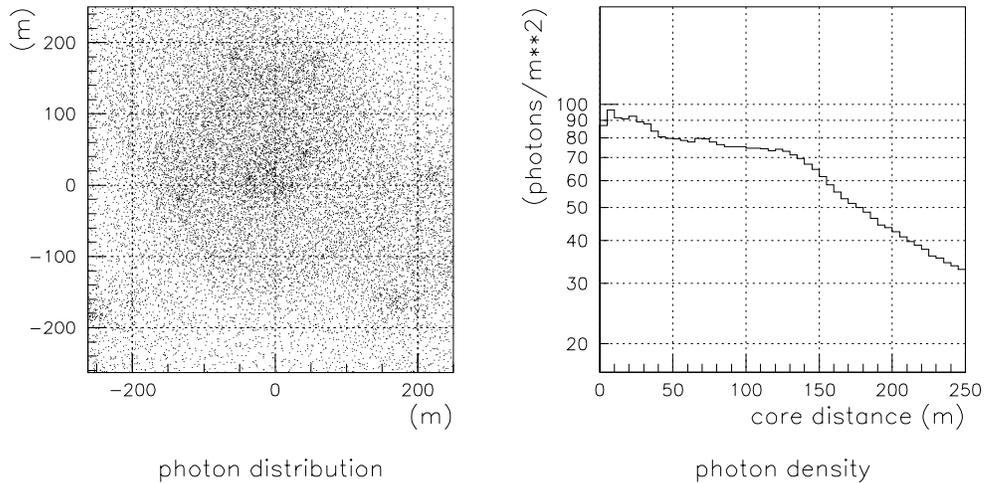


図 2.8: 3 TeV 陽子によるチェレンコフ光の地上での分布。右図はシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度分布。シャワー軸から 10 m 程離れたところにもミュオンの影響によるピークがある。

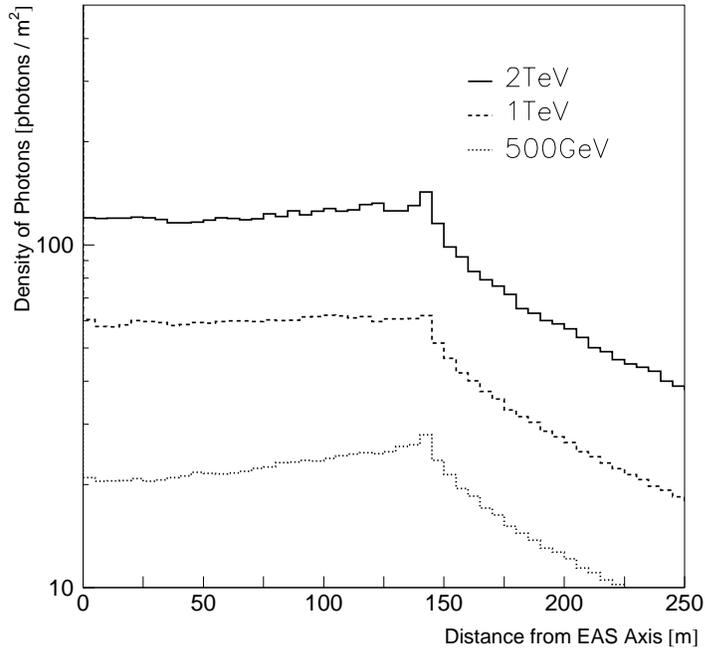


図 2.9: 地上でのガンマ線によるチェレンコフ光密度分布のエネルギー依存性。500 GeV、1 TeV、2 TeV についてチェレンコフ光子密度を示した。光子密度はエネルギーに依存するが、シャワー軸からの半径約 150 m 以内ではエネルギーによらず平坦な分布になっていることが分かる。

Section 2.3

イメージング法

地上でのガンマ線観測でもっとも大きなバックグラウンドになるのが、等方的に飛来する宇宙線陽子や他の原子核であり、空気シャワーの 99 % 以上がこれらのハドロンシャワーである。例えば標準ガンマ線天体とされるカニパルサー/星雲からのガンマ線フラックスは 1 TeV 以上で $\sim 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ である一方で、同じエネルギーの宇宙線陽子は $\sim 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1}$ であることが知られている。望遠鏡の視野が数度程度 ($\sim 10^{-3} \text{str}$) であることを考えると、シグナル/ノイズ比は $\sim 1/1000$ となる。したがって、地上での観測にはハドロンシャワーを効果的に取り除くことが必要不可欠である。そのための手法が米国の Whipple グループによって提唱され、今日ではイメージング法として標準的に用いられている。

チェレンコフ光の像は焦点面に置かれた光電子増倍管アレイで構成されたカメラによって記録されるが、この像は空気シャワーの垂直方向・水平方向の発達が特徴的に現れる。図 2.10 にモンテカルロシミュレーションによる 1 TeV ガンマ線と 3 TeV 陽子によるシャワーの像を示す。ガンマ線のシャワーではカメラ視野中のソースの位置の方向、すなわち通常は視野中心を向いたコンパクトな像になる。一方陽子のシャワーではランダムな方向を向いた大きく広がった像になる。この像の違いを利用してハドロンシャワーを取り除くことによって、S/N 比は 100 倍程度改善される。

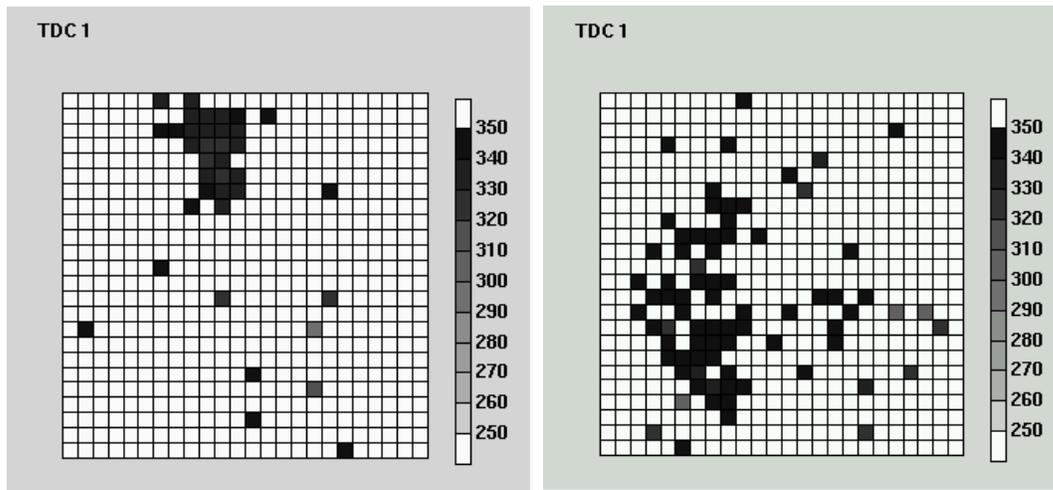


図 2.10: 左が 1TeV ガンマ線、右が 3TeV 陽子によるシャワーのイメージ。

この像を楕円で近似してパラメータ化することで、ガンマ線シグナルを取り出す手法が Hillas によって確立された [25]。Whipple グループはこの手法により、カニパルサー/星雲から 9σ の有意度でガンマ線を検出した [26]。以後一般的に用いられるようになったイメージパラメータを挙げる (図 2.11)。

Width 楕円の短軸方向の像の広がり (標準偏差)

Length 楕円の長軸方向の像の広がり (標準偏差)

Distance 像の重心と目標天体との距離

Alpha 像の重心と目標天体の位置を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角度

ガンマ線シャワーは中心を向き、陽子シャワーはランダムな方向を向くという特徴は、このイメージパラメータ Alpha に現れる。シミュレーションによって得られる Alpha 分布の様子を図 2.12 に示す。ガンマ線の場合 0 度にピークを持つ分布をするが、陽子の場合は均等に分布する。陽子のイベント数が Alpha が大きくなると増加しているように見えるが、これは狭い視野が原因である。視野が狭いと大きく広がったシャワーの像が視野内に収まらずに端が切られた形になったり、あるいは視野の外のシャワーの端だけが捉えられたりして、Alpha の大きな値のイベントが増える傾向がある。

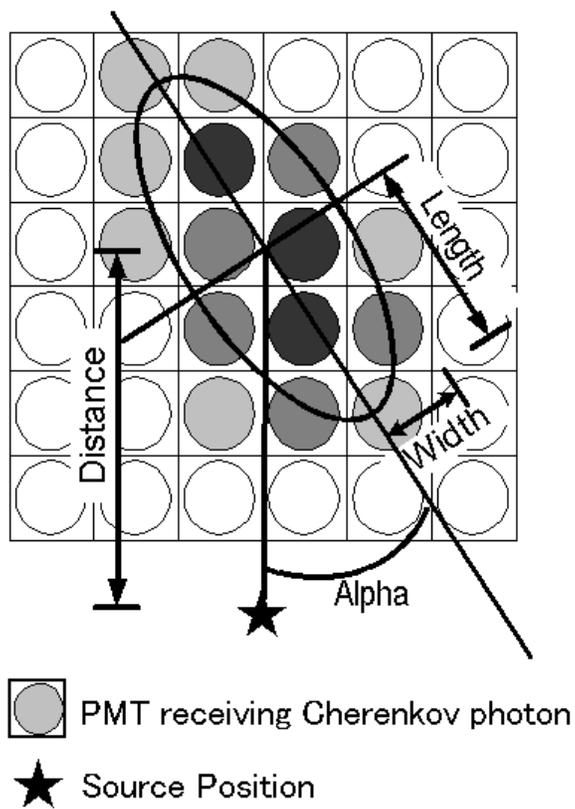


図 2.11: イメージパラメータの定義。円は個々の PMT を表し、色の濃さが各 PMT で検出された光量の大きさを表す。

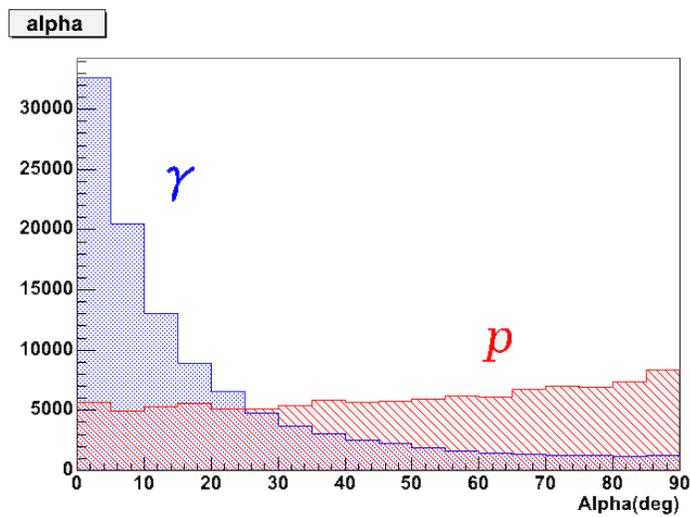


図 2.12: MC による Alpha 分布。ガンマ線は 0 度にピークを作る。ガンマ線は 100GeV から 10TeV まで、陽子は 300GeV から 30TeV まで、それぞれべきを $E^{-2.5}$ 、 $E^{-2.7}$ で降らせたもの。

Section 2.4

ステレオ観測

昨今のチェレンコフ望遠鏡は口径 10m クラスの望遠鏡を複数台並べ、同一天体の同時観測をする「ステレオ観測」が一つの主流である。シャワーの像を楕円で近似した際、カメラ平面内では長軸方向のある一点から到来したシャワーであるが、1 台の観測ではその位置を決めることは原理的に不可能であった。また地上平面ではシャワーの到来位置も直線上としか求めることができなかった。しかし複数の望遠鏡で空気シャワーを捉えることによって、シャワーの到達場所と到来角度が、2 直線の交点としてイベント毎に決定することができるようになる。

まずカメラ面 (x, y) 上で 2 台の像をそれぞれ楕円で近似し、長軸の直線の式を求める。2 直線の交点座標 (x, y) が、シャワーの親粒子の到来方向を表していて、望遠鏡を向けている方向からの視野中でのずれ (θ_x, θ_y) に対応する (図 2.13 上)。また望遠鏡の設置されている地面を平面として、望遠鏡の配置されている場所にカメラの視野円を置いたとき、それぞれの長軸の交点はシャワー軸が地面と交わる点を表す (図 2.13 下)。これらの情報からシャワーの発生高度を求めることができ、すなわち一次粒子のエネルギー決定精度と角度分解能が向上する (図 2.14)。

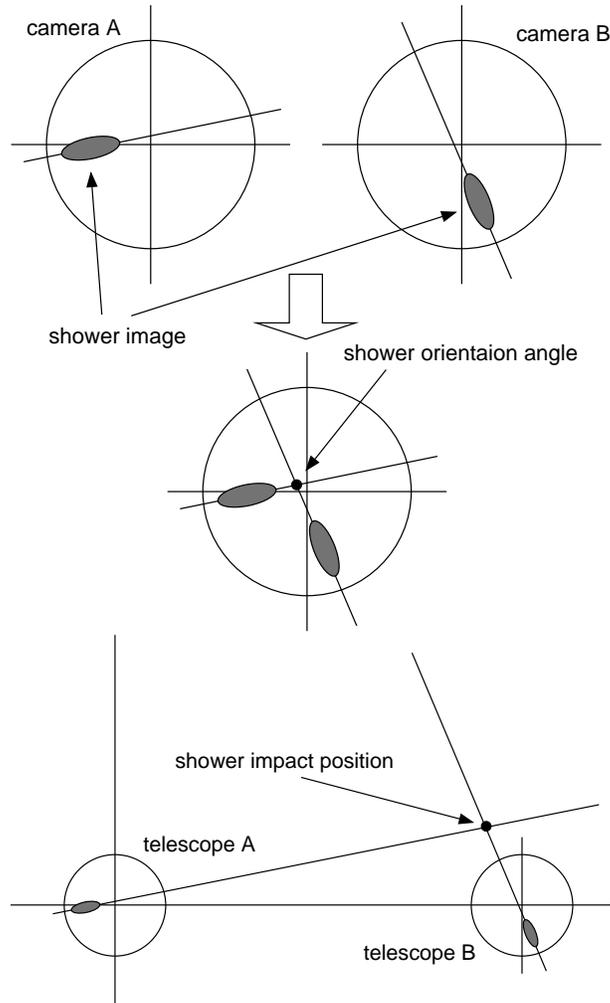


図 2.13: 2 台のステレオ観測によるシャワーの到来方向と入射位置の決定。

HEGRA グループは口径 3m と小型の望遠鏡ではあったが 5 台を用いて 1997 年よりステレオ観測を初めに導入した [27]。これに続く世代の CANGAROO-III[28]、H.E.S.S.[29]、VERITAS[30] といったグループもさらなる低エネルギー閾値を目指して 10m 級に大口径化した望遠鏡でステレオ観測を導入している。

シャワーの到来地点の決定精度は 2 直線の交点という性質上、望遠鏡の間隔が大きいほど精度がよくなるが、2 台ともにチェレンコフ光を捕らえなければならないため、離れすぎると捉えるイベント数が減少する。CANGAROO では 2 台によるステレオ観測の角度分解能のシミュレーションが以前に行われている [31][32]。ここでは天頂からガンマ線を降らせた際に得られる到来方向分布を指数関数でフィットし、その半値幅を角度分解能と定義している (図 2.16)。望遠鏡の間隔とガンマ線のエネルギーを変えてエネルギー分解能を求めたのが図 2.17 である。そして望遠鏡間隔が 100m のとき、100GeV 以上のガンマ線に対して 0.06 度の角度分解能が得られることがわかる。この値は X 線衛星 ASCA と同程度であり、EGRET に比べて 1 桁精度がよくなっており、EGRET では同定できなかった天体を同定することが期待される。

また望遠鏡の台数を増やすことによって、角度分解能がさらに向上することがシミュレーションによって分かっている。HEGRA グループによって行われたシミュレーションでは、望遠鏡の台数を N にすると、角度分解能は \sqrt{N} 倍向上することが予想されている (図 2.15)。

Section 2.5

世界の大気チェレンコフ望遠鏡の現状と次世代計画

現在世界で稼働している大気チェレンコフ望遠鏡は、CANGAROO を初め Whipple(米)、VERITAS(米)、MAGIC(独)そして H.E.S.S.(欧) などがある。各望遠鏡の特徴を表 2.1 にまとめておく。これらの望遠鏡の特徴をまとめると、10m 級の大口径と 100GeV に迫るエネルギー閾値ということができる。

次世代の計画も各地で進行しているが、さらなる大口径化と高地観測によるエネルギー閾値の低下で GeV 領域まで狙うのが一つの主流となっている。15m から 30m 級に口径を大きくすることにより、有効面積が大きくなるだけでなく集光能力もあがる。しかし大口径にするだけでは夜光などノイズを拾いやすくなってしまう。さらに低エネルギーではミューオンが大きなバックグラウンドとなるので、ステレオ観測によるノイズ落としが必要不可欠となる (5 章を参照)。また高地での観測も有効な手段である。5000m 程度の標高ではガンマ線シャワーによるチェレンコフ光量が地上よりも多くなる一方、陽子シャワーのチェレンコフ光の最大となる高度よりも高くなる。したがって高地ではシグナルが強くなるだけでなく、ノイズを少なく抑えられることが分かっている。具体的な計画としては 5@5[34]、MAGIC-II や Super CANGAROO(仮) などが検討されていて、ハードウェアの設計や試験、およびシミュレーションが行われている。

	CANGAROO	Whipple	HEGRA	MAGIC	H.E.S.S.	VERITAS
設置場所	オーストラリア	アリゾナ	カナリア諸島	カナリア諸島	ナミビア	アリゾナ
標高	160m	2300m	2200m	2200m	1800m	1350m
台数	4 台	1 台	6 台	1 台	16(4 台)	11(1 台)
口径	10m	12m	3 m	17m	12m	7.3m
視野	4.0 度	4.0 度	4.3 度	3.6 度	5 度	3.5 度

表 2.1: 世界のチェレンコフ望遠鏡。台数の括弧内は現在までに完成している台数。HEGRA は既に稼働を終了した。

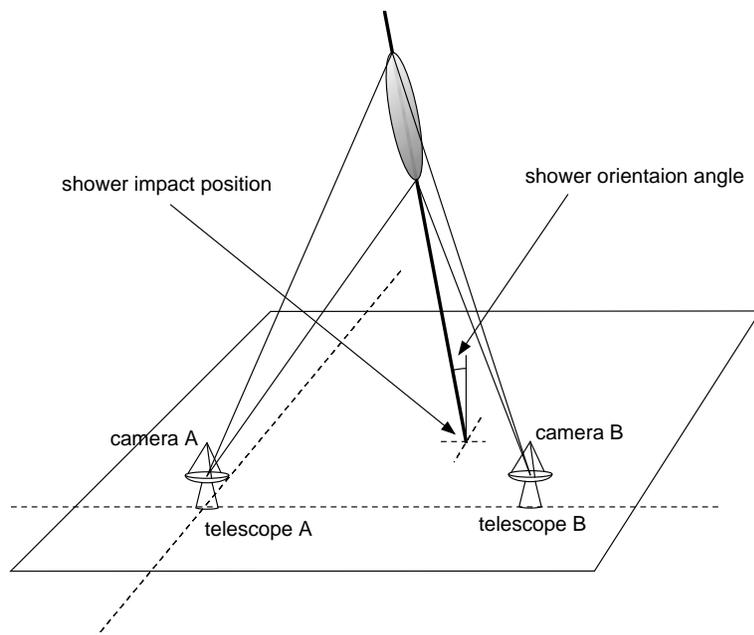


図 2.14: カメラ面でのシャワーのイメージから空気シャワーの発生高度が見積もられる。

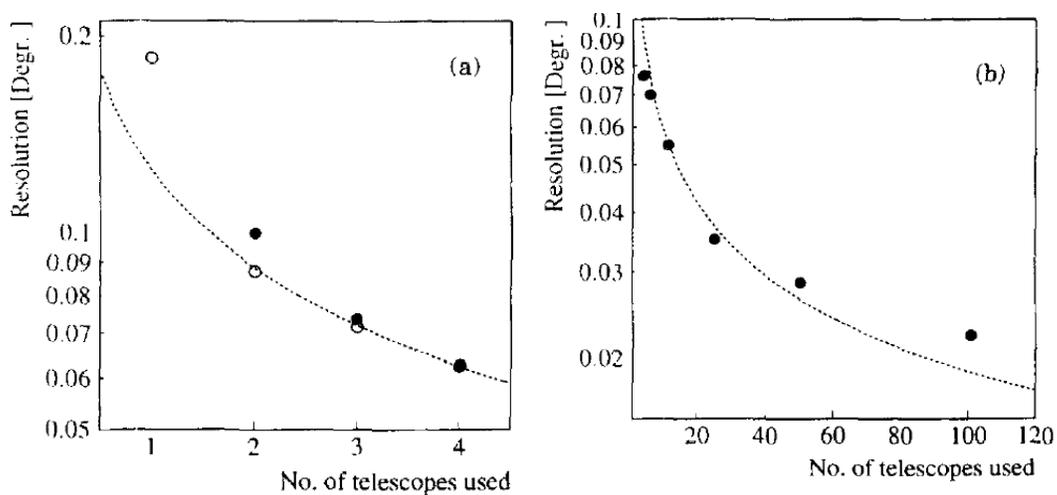


図 2.15: 望遠鏡の数と角度分解能。点線は $1/\sqrt{N}$ の曲線 [33]。

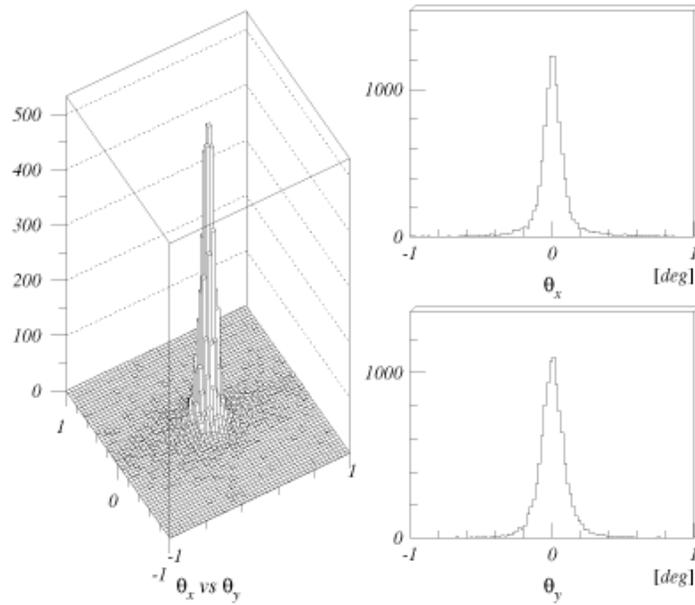


図 2.16: シミュレーションによる空気シャワーの到来方向の分布。天頂から γ 線を降らせた場合に観測される到来方向と、XY 方向のプロファイル [31]

Angular resolution

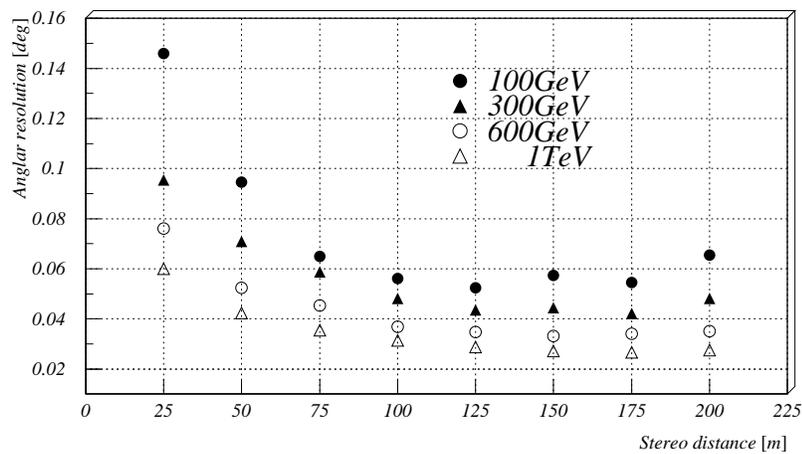


図 2.17: ステレオ観測でのガンマ線のエネルギー毎の角度分解能 [31]。望遠鏡の間隔が広がると到来位置決定精度が上がる。

CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は大気チェレンコフ望遠鏡を用いて TeV 領域の天体ガンマ線観測を目的とする、日本とオーストラリアの共同研究で、CANGAROO-III 計画では口径 10m の望遠鏡 4 台を用いてステレオ観測を行い、低いエネルギー閾値と高い空間分解能を目指している。2002 年 12 月より 2 台の望遠鏡が稼動し口径 10m クラスの望遠鏡では初めてのステレオ観測を始めており、2004 年 3 月には 4 台の望遠鏡が完成して観測を続けている。

望遠鏡が設置されているオーストラリアのウーメラは東経 136 度 47 分、南緯 31 度 06 分、標高 160m である。雨量が少なく乾燥しており、都市の光害がなく晴天率の高い土地である (図 3.1)。南半球は銀河中心が天頂を通過するため、さまざまな銀河系内天体の観測に非常に有利であると言える。ここでは望遠鏡 2 号機から 4 号機までの説明をする。1 号機に関しては [46][47] を参照。



図 3.1: CANGAROO の観測サイト、ウーメラ。日本から二日間の旅。

Section 3.1

望遠鏡

CANGAROO 望遠鏡は経緯台式、直径 10m の回転放物面に 114 枚の小型球面鏡を取り付けたものであり、焦点距離は 8m で焦点面にカメラが取り付けられている。回転放物面を採用することによって、平面波の入射に対して焦点への到達時間が同じであることから、チェレンコフ光の到達時間情報を解析に用いることができる。天体の追尾をする際は、システムクロックを精度 $1\mu\text{sec}$ の GPS と同期させた PC の時刻から方位角と俯角を計算し Ethernet 経由で望遠鏡制御 PC に送る一方、望遠鏡の現在位置を示すエンコーダーのデータが 100msec 毎に望遠鏡から制御 PC に送られて、正しく追尾できていることを確認している。制御 PC にはリアルタイム OS である KURT を使用している。このシステムの下で 1 分角以下のトラッキング精度が保たれている。

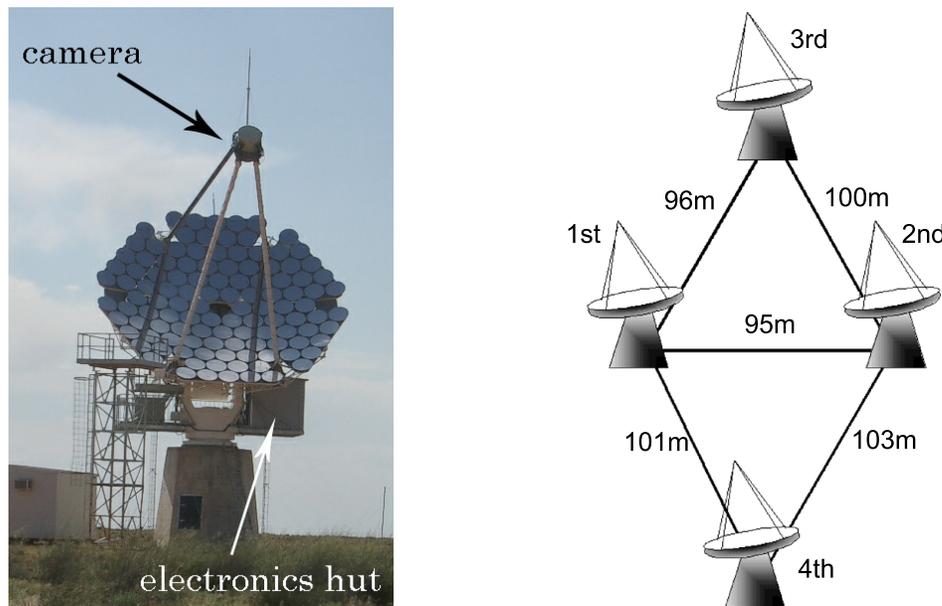


図 3.2: CANGAROO 望遠鏡とその配置。写真は 4 号機。

Section 3.2

反射鏡

前述の通り放物面鏡は光路差がないことが利点であるが、直径 10m の鏡となると自重による変形が避けられない。しかし軽量の小型鏡を並べることによってこの問題を回避している。CANGAROO で用いられている直径 80cm の小型鏡は、GFRP(Glass Fiber Reinforced Plastic) という強化プラスチック製で、丈夫さと約 5kg という軽量さを実現している。その構造は、硬質の発泡剤のコアを GFRP と接着剤シートを積み重ねたもので挟み込み、表面に反射体のアルミシートを引いた上からフッ素コーティングで仕上げたものになっている。その反射率は約 60-80%、結像性能は FWHM で約 0.2 度となっている (図 3.4)。

また、光軸調整の為に必要とされる自由度は、焦点面内の 2 次元の動きに対応する 2 つの軸周

りの傾斜になる。そこでステッピングモーターとギアで構成されるリニアアクチュエーターシャフトとばねシャフトの組を一枚の鏡につき 2 組つけ、アクチュエーターの伸縮による 2 軸の傾斜制御をおこなっている。その精度は 0.02 度である [35]。



図 3.3: (左)GFRP 小型鏡 (三菱電機製)。直径 80cm で重量は約 5kg。(右) 鏡の調整システム。リレースイッチを接続して、リモート制御で調整する。

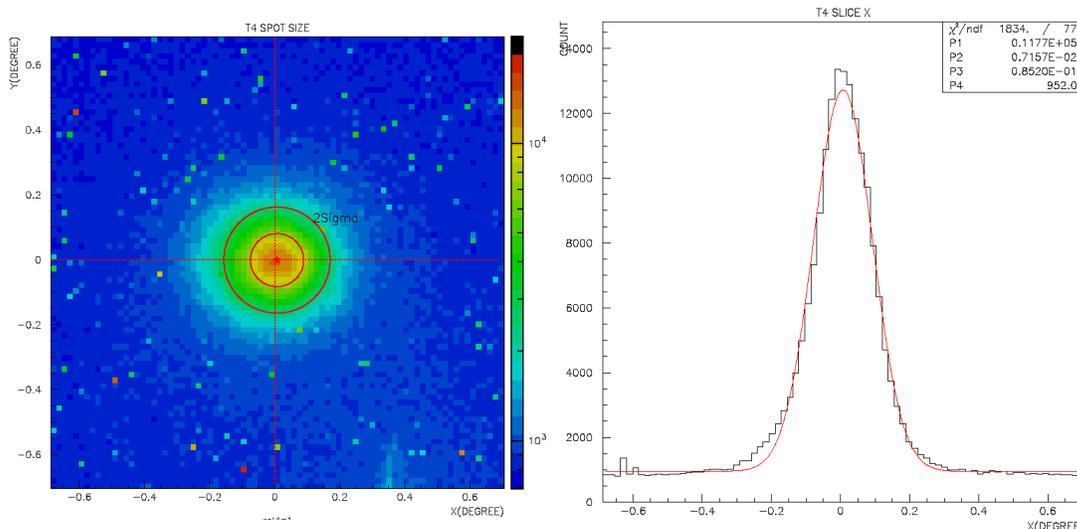


図 3.4: 小型鏡の結像性能。明るい恒星に望遠鏡を向けてスクリーンに集光し CCD で撮影した。4号機のもの。右は X 方向の radial profile。曲線は Lorentzian でフィッティングしたもの。

Section 3.3

カメラ

カメラは、シャワーからのチェレンコフ光などの光子を電気信号に変換する高感度光センサで、望遠鏡の焦点面に位置する。視野は約 $4^\circ\phi$ であり、1 ピクセルあたり $0.168^\circ\phi$ となっている。カメラには浜松ホトニクス社製の 3/4 インチ光電子増倍管 (PMT)R3479 と MAXIM 社製プリアンプ MAX4107 が一体化したモジュール H8820 を 427 本使用しており、六方最密に敷きつめて

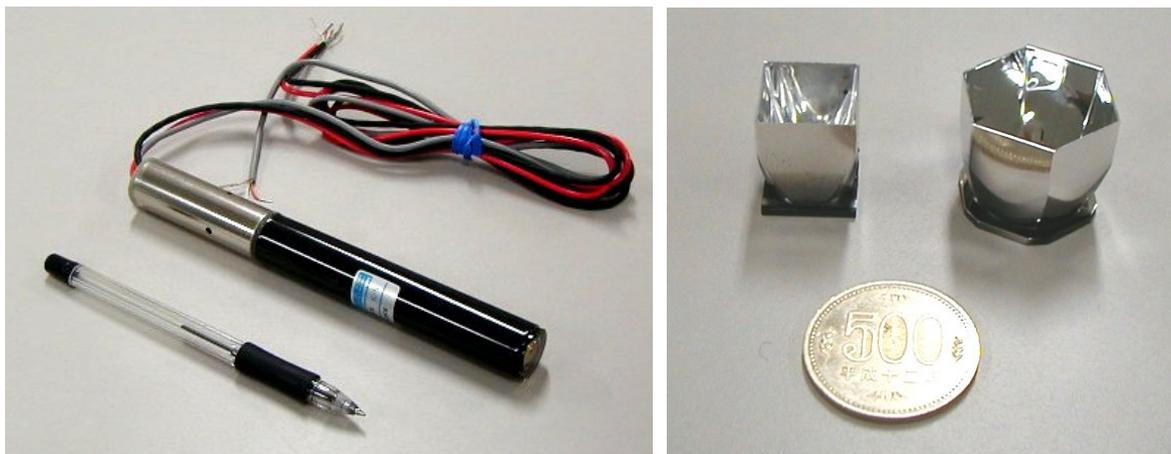


図 3.5: 光電子増倍管とライトガイド。ライトガイドはポリカーボネイト製で、内面はアルミ蒸着に SiO コーティング。内面の反射率は 80% 以上。

いる。PMT の性能を表 3.1 に示す。光電面は大気チェレンコフ光のスペクトルのピークである 300~400nm に感度の高いバイアルカリを使用している。この光電面には曲率を持たせて時間分解能をあげるよう工夫されている。

重量は全体で約 120kg、サイズは 80cm ϕ × 100cm である。この重量は、カメラを支えるステイが歪まない為の重量制限を大きく超えないように設計されている。PMT の前面には集光率を上げるために図 3.5 右のような Winston cone 型ライトガイドが付けられている。これは、PMT 間の dead space を減らして光量を増やし、また鏡の外からやって来る夜光などの外遊ノイズの除去の為 33 °より大きい角度で入射して来る光をカット出来るという特徴を持つ [36]。ライトガイドを使用することにより理想的には入り口と出口の面積比である 2.57 倍の集光が可能になるが、内面の反射率が 80% 程度であるので実際には 1.9 倍になっている。

高電圧供給ユニットは CAEN 社製 SY527 で、PMT1 本ずつ個別に電圧をかけることができる。これによって、カメラ視野内に明るい星が入っても該当する PMT の電圧を切るだけで観測を行うことができる。また電圧のオンオフは CAENET というシステムを用いて PC 上でオンラインで制御している (図 3.6)。

Section 3.4

データ収集システム

データ収集システムについては、本研究で 4 号機のシステム開発を行ったので次節であわせて詳細に説明する。

サイズ	18.6mm ϕ ×170mm
感度波長	可視～UV
フォトカソード	バイアルカリ
ダイノード	8 段ラインフォーカス
量子効率	25% (400nm)
耐電圧	+1500V
ゲイン	1.2 × 10 ⁷ (プリアンプ込) 2 × 10 ⁵ (PMT のみ)
rise time	1.3 nsec (プリアンプ込みで 5nsec)
transit time	14nsec
T.T.S.	0.36nsec (FWHM)
ダイナミックレンジ	150 p.e.

表 3.1: H8820 モジュールの特性

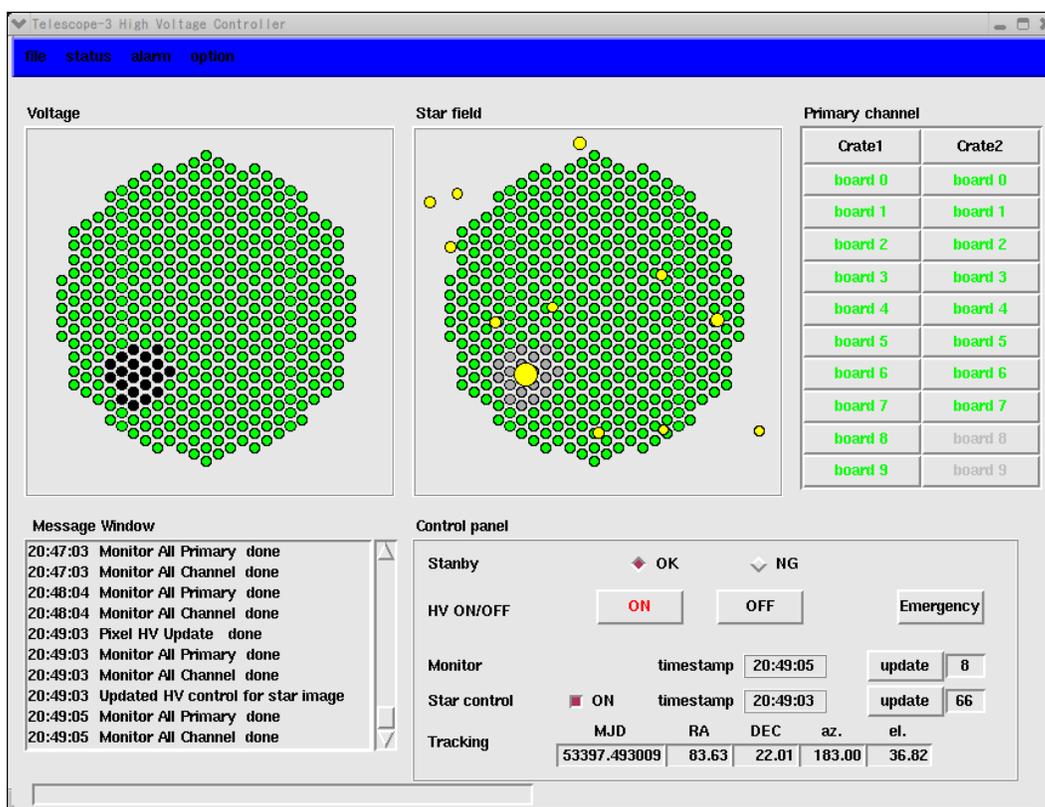


図 3.6: カメラのコントロールパネル。カニパルサー観測時のもので、明るい3等星の周り0.2度にあるPMTを自動的に切っている。

望遠鏡4号機データ収集システムの開発

本研究で CANGAROO 望遠鏡 4 号機のデータ収集システムを開発し、2004 年 2 月より現地でインストールを行い、2004 年 3 月より稼働している。ここで望遠鏡のデータ収集システムの解説をする。2 号機から 4 号機までシステムとして大幅な変更はないが、改良点などについても言及する (2 号機に関しては [38][41]、3 号機は [39])。

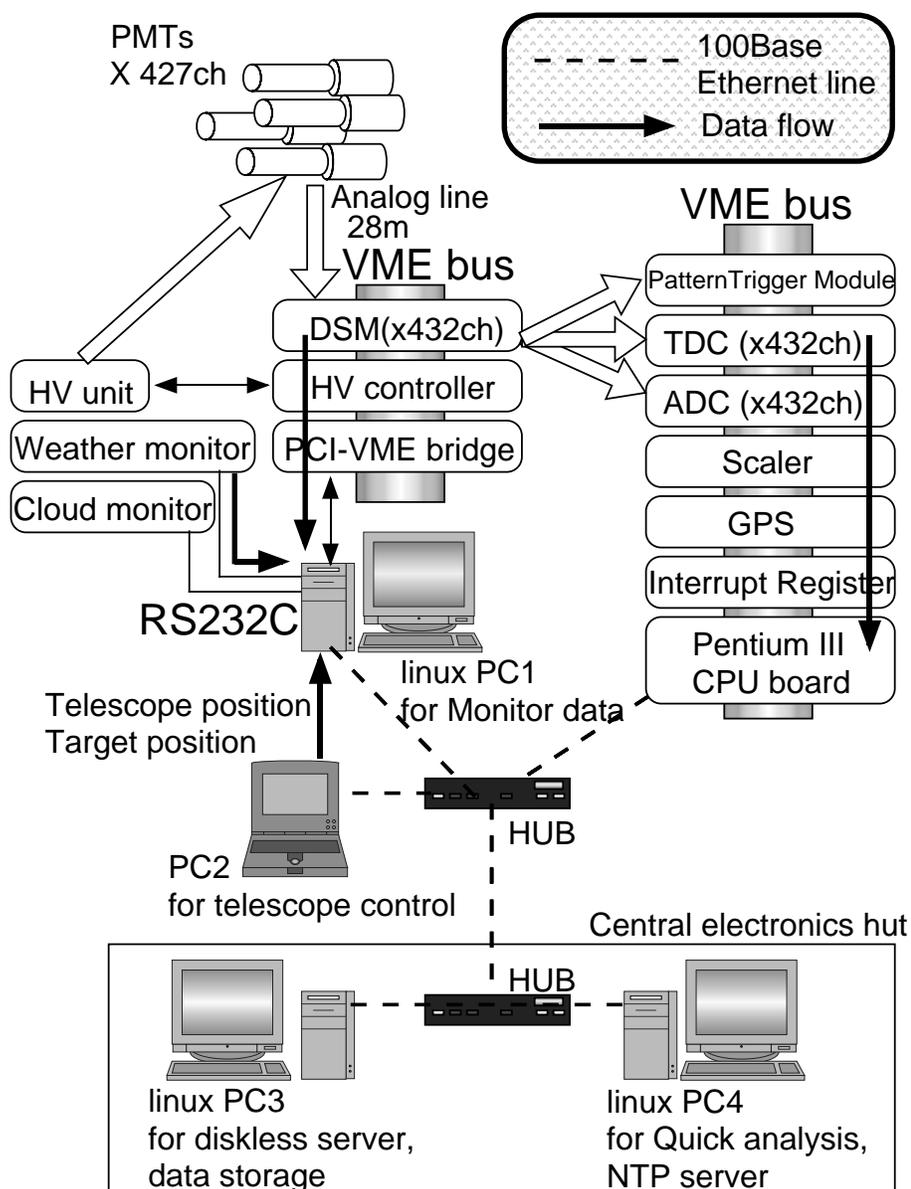


図 4.1: データ収集システムの全体像

Section 4.1

システム概観

CANGAROO 望遠鏡のデータ収集システム全体の流れを図 4.1 に示す。望遠鏡の焦点に置かれた 427 本の PMT カメラからの信号は、カメラの支柱に這わせた 28m のツイストペアケーブルによって望遠鏡のベランダに設置された小屋まで引き込まれて処理される。この小屋は望遠鏡が天体を追尾すると一緒に動くので、観測中に物理的にアクセスすることはできない。したがって全ての操作はオンラインで行うことができるように設計されている。

信号はまず、フロントエンドモジュールと呼ばれる独自に開発した VME9U 仕様の DSM (discriminator Scaler Module) で処理される (図 4.2)。フロントエンドは 1 枚で 16 チャンネルの処理を行うが、ここではトリガーロジックに使われる信号および ADC と TDC への入力それぞれ取り出される。信号は 2 段のオペアンプ (CLC400) で増幅したのちに 4 本に分岐される。まず 1 本目の信号は電荷積分型 ADC (豊伸電子社製) に送られる。ADC は VME9U 仕様で 32 チャンネルを一枚で処理していて、各チャンネルに 150nsec の delay line チップが搭載されていて、100nsec のゲート間の入力電荷を積分する (性能の詳細は表 4.1 と図 4.3 を参照)。2 本目は 16 チャンネル分が加算されて ASUM (Analog Sum) 出力としてトリガーロジックに用いる。残り 2 本の信号はそれぞれ updating discriminator と non-updating discriminator に通される。両者の閾値は独立に VME 経由で設定できる。

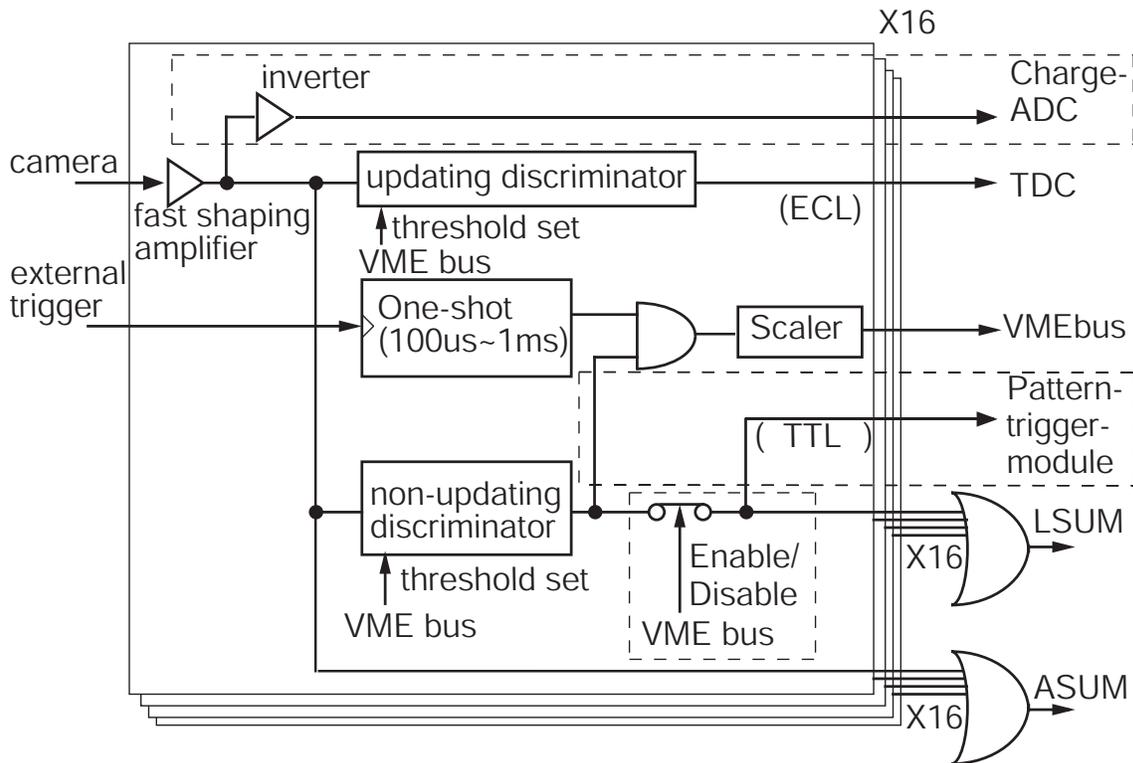


図 4.2: フロントエンドモジュールの内部

仕様	VME 9U
タイプ	電荷積分型
分解能	15bit
搭載 delay line	150nsec
A/D 変換チップ	1 個/1channel
A/D 変換時間	4 μ sec
読み出し	1 or 2channel 同時

表 4.1: ADC の特性。delay line によって波形が 60 ~ 80nsec 程度に広がってしまうのでゲートの幅は 100nsec にしている。

non-updating discriminator を通った信号はさらに分岐される。一方は夜光量の見積もりおよび星の光の影響を受けている PMT を解析時に取り除くために用いる 12bit スケーラに送られ、もう一方は 16 チャンネル分が加算されてヒット本数に比例した波高の信号が LSUM(Logic Sum) として出力される。この信号もトリガーロジックに用いられ、波高にかかわらずパルス幅は 20nsec である。また現在開発中のパターントリガーモジュール (後述) への出力もここから分岐している。updating discriminator の出力はマルチヒット TDC へと送られる。使用している TDC はアトラス実験用に開発された AMT-VME(アムスク社製) で、VME6U 仕様で 1 枚あたり 64 チャンネルを時間分解能 0.78nsec で測定できる。ここでは leading エッジと trailing エッジの両方を記録している。

Section 4.2

キャリブレーション

観測データは基本的にイベントトリガー生成時の各ピクセルの ADC と TDC 情報で、解析においてこれらの較正を行う必要がある。CANGAROO では LED を用いた 2 種類のキャリブレーションを毎日行っているが、ADC の線形性については実験室で測定を行った。

— 4.2.1 ADC の線形性 —

実験室で 4 号機の ADC の各チャンネルの線形性は CAMAC の ADC テスター (豊伸電子社 C019) を用いて試験を行った。この ADC テスターは CAMAC 経由で指定した電荷量を出し、同時にゲート信号 (TTL) を出力するものである。直線でフィットすることで得られる関係式は $ADC_{channel} = 18.46 \pm 0.056 \times charge[pC] + 4330 \pm 46.12$ となった。各ポイントのエラーは点よりも小さい。100 ADC channel= 1p.e. 程度であるので (後述) この結果から約 300p.e. までの線形性が全チャンネルとも確認でき、フロントエンドの線形性が 200p.e. 程度であるので [37]、十分な性能であることが確認できた。

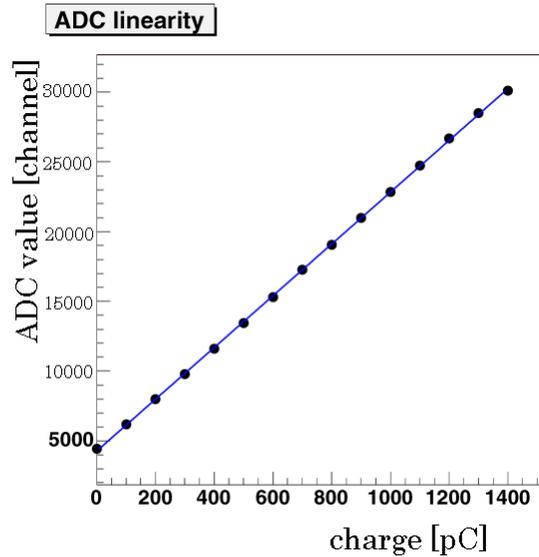


図 4.3: 4号機の charge ADC の線形性。直線でフィッティングしたもの。

— 4.2.2 conversion factor の決定 —

第1の方法はカメラ容器内のLEDを用いたものである。望遠鏡は屋外にさらされている為、日中の太陽光や塵、雨などからPMTを保護するためにカメラ容器は蓋がついていて遮光、密封がされている。このカメラ容器内に青色LEDと反射板が設置されている。その配置は図4.4のようになっている。反射板には徐々に濃淡の変化するパターンが印刷されていて、カメラ全面に一樣な光量が当たるように調整されている。このLEDをリモートでコントロールできるパルスジェネレータを用いて一定光量で光らせる。そのパルス幅は20nsecで140Hz、光量は~50p.e./pixel程度である。パルスジェネレータのSync信号によってDAQにトリガーをかけてデータを取り、その後LEDを光らせずに140HzのトリガーでペDESTALを取る。この測定によってADC channelからphoto electronへのconversion factorを求めると同時にゲインの一樣性を確認している。PMTはカメラ面内でゲインが一樣になるようあらかじめ電圧が個別に調整されている。一樣性の許容範囲は全PMTの平均値に対して5倍から1/5倍の範囲で、これを逸脱するPMTは解析時に取り除く。光量の見積もりはポアソン分布を仮定して

$$\frac{\sigma_{p.e.}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sqrt{\mu_{p.e.}}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sigma_{ADC}}{\mu_{ADC}} \quad (4.1)$$

$$\mu_{p.e.} = \left(\frac{\mu_{ADC}}{\sigma_{ADC}} \right)^2 \quad (4.2)$$

としている。求められたconversion factorは 95 ± 5 [ADC channel/p.e.]である。カメラ蓋によって完全に遮光されているので、時間を問わずに測定を行うことができ、観測時間を削る必要がないことが長所である。

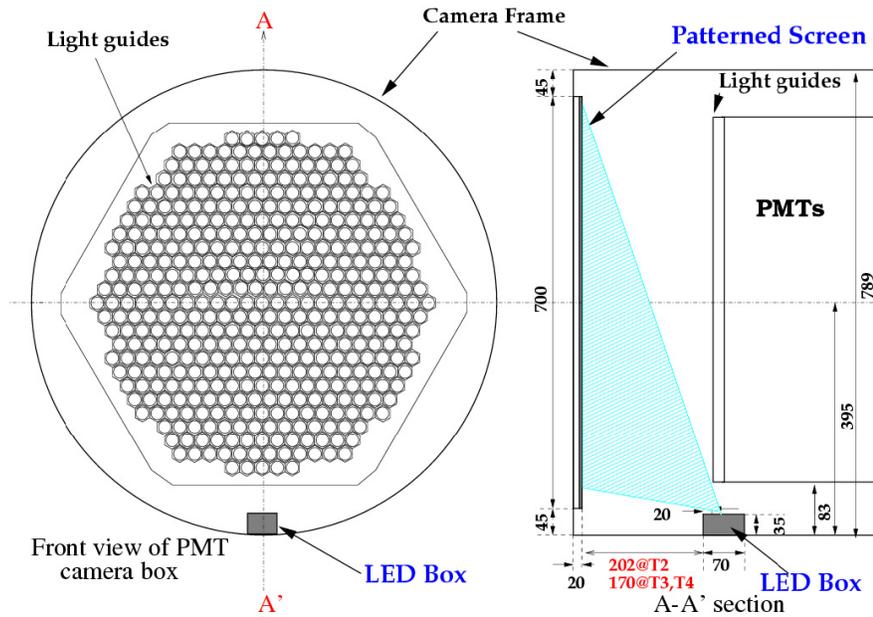


図 4.4: カメラ内の LED と反射板の配置 [42]。

— 4.2.3 タイムウォーク補正 —

もう一つは、鏡の中心に設置された LED による測定がある。空気シャワーからのチェレンコフ光は 10nsec オーダーという非常に短い継続時間であるので、到来時刻を解析に用いる為には 1nsec 程度の精度が要求される。PMT からの出力を discriminator に通したものを TDC への入力に用いているが、図 4.5 のように波高に応じたタイムウォークが問題となる。

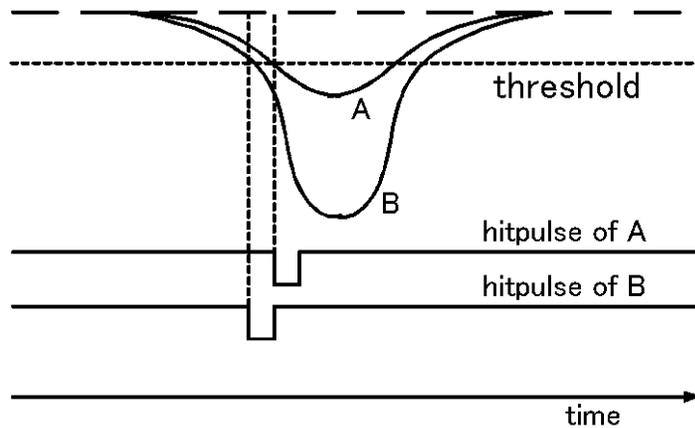


図 4.5: TDC のタイムウォーク。同じタイミングで立下りが来ても波高によってヒット時刻が変わってしまう。

この補正を行うために、LED をランダムな光量で光らせてデータを取り、波高による時間のずれを測定している。LED を光らせるパルスジェネレータは上と同じもので、パルス幅は 20nsec、

周波数も 140Hz である。このパルスジェネレータを用いて 1p.e. から 30p.e. 程度の範囲でランダムに明るさを変えて、パルスジェネレータの Sync 信号でトリガーをかけてデータを取る。また LED を光らせずにペDESTALを取る。この測定は実際に観測を行うときと同じように夜光の入った状態で補正を行う必要がある。したがってカメラの蓋を閉めた状態での測定ではなく、望遠鏡を空に向けた状態で行わなければならない。この理由によりに鏡の中心に LED を設置している。

具体的なタイムウォークの補正は以下のように行う。ADC の値とパルスの高さには相関があり、パルスジェネレータによってトリガーをかけているため LED の絶対的な発光時刻はわかっている。発光時刻を基準として差が測定され、そのときの ADC の値との関係が得られる。PMT からの波形をガウシアンとして計算すると、

$$\text{TDC}^2 = a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b \quad (4.3)$$

が得られる。実際に測定された両者の関係を図 4.6 に示す。横軸が $\log_{10}(\text{ADC})$ でペDESTALを引いたもの、縦軸が TDC の値の二乗で、これを直線でフィットしたものを補正式としている。典型的な値は $(a, b) = (2 \times 10^4, 6 \times 10^3)$ である。この値を用いて

$$\text{TDC}_{\text{corrected}} = \text{TDC} - \sqrt{a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b} \quad (4.4)$$

によって補正を行う。求められたタイムウォークの補正を行う前と後のヒット時刻分布を図 4.7 にしめす。この分布はすべての PMT の値を詰めたもので、補正によってピークの広がりが 50nsec から 30nsec(r.m.s.) 程度にまで狭められる。

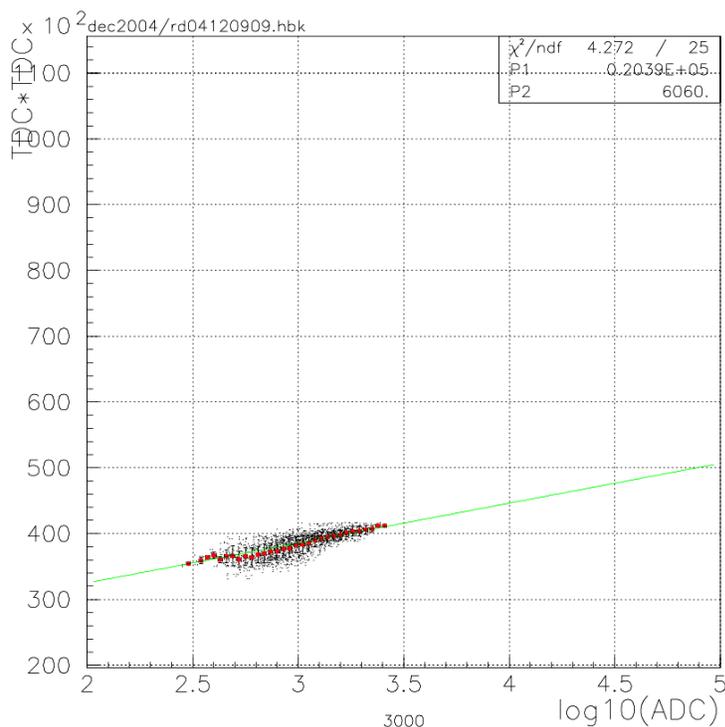


図 4.6: タイムウォーク補正。横軸が ADC、縦軸が TDC の値の 2 乗

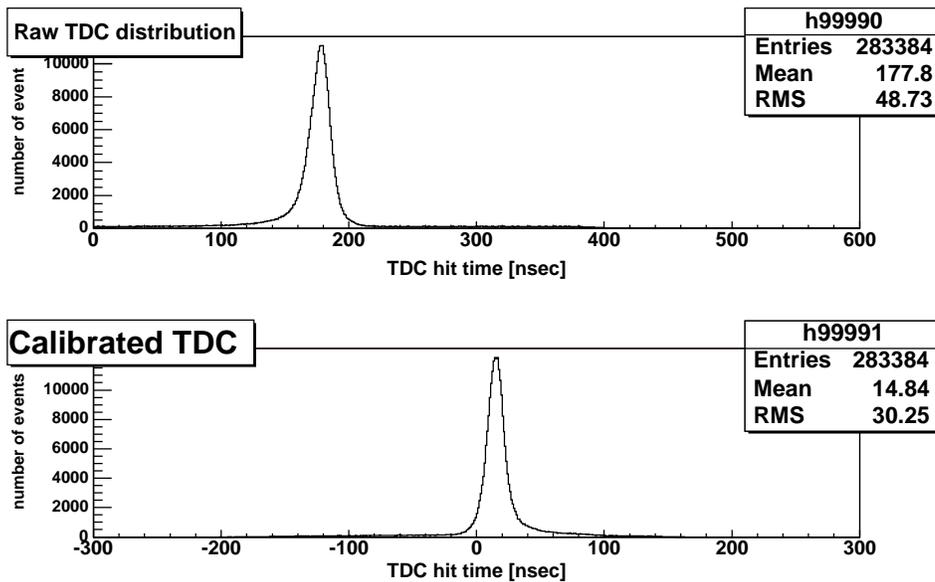


図 4.7: タイムウォーク補正前と後のヒット時刻分布。全 PMT を重ねたもの。補正によってシャワー成分の広がりが 30nsec 程度にまでになる。

Section 4.3

トリガーロジック

ガンマ線によるシャワーのチェレンコフ光は図 2.10 のように、複数のピクセルに広がる。よりエネルギーの低いガンマ線では像は小さくなり、ヒットする PMT の数は少なくなるが、シミュレーションでは 100GeV のガンマ線でも 10 本程度の PMT に広がり、像の中心部分では 100nsec のゲートに対し 8 ~ 10p.e./pixel 程度の明るい光量が得られることがわかっている。一方、バックグラウンドとなる夜光は DC 的な成分で、隣接する PMT がまとまってヒットすることは稀である。また光量も一般的には Jelly の式 [22] が知られているが、空の領域や大気の状態によって明るさは異なる。典型的には 100nsec のゲートに対して暗い領域で 2 ~ 3p.e./pixel、銀河面のような明るい領域では 4p.e./pixel 程度である。

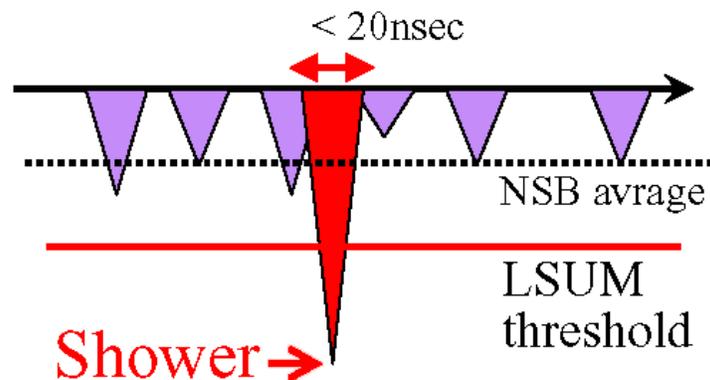


図 4.8: PMT からの信号の模式図。常に夜光にさらされている PMT のヒット判定は、夜光とシャワーの光量差を利用した LSUM の閾値を要求することで行っている。

このような違いを利用して、ハードウェアレベルでできる限り夜光のイベントを落として、シャワーのみを選択的に拾うためのトリガーロジックが要求される。CANGAROO ではフロントエンドから取り出される LSUM と ASUM を用いてロジックを設計している。トリガーロジックをまとめたものを図 4.10 に示す。27 枚のフロントエンドから出る LSUM はすべて足し合わされて non-updating 動作させた discriminator(CAEN 社製 v895)に通される。LSUM は 1 枚のボード当たり閾値を超えた本数を表しているの、これによってカメラ全面で閾値を超えたピクセルの数に対する要求ができ、この閾値を NHIT と呼ぶ。LSUM の閾値は典型的には 5 ~ 6p.e. 程度で夜光をある程度排除してヒット本数の判定を行い、NHIT は 4 本を要求している。また ASUM は 1 本ずつに閾値を課して、ボード毎に一定の光量を要求する。フロントエンドへの信号の割り振りは、隣接する 16 本の PMT をグルーピングして分配しており(図 4.9)、この要求はシャワーの場合ヒットピクセルが固まっていることに対応した条件となる。しかしボードをまたがったようなヒットの場合を考慮して閾値はやや低めに設定している。そして discriminator の出力を 27 本分アナログ加算してさらに discriminator に通して、要求を満たしたボードの数に閾値 NBOX を課す。

トリガー条件が満たされると、100nsec の ADC ゲートの他、TDC のストップ信号、GPS の時刻を記録するトリガーを生成して、CPU にインタラプトをかける。一連のトリガーのタイムチャートを図 4.13 に示す。

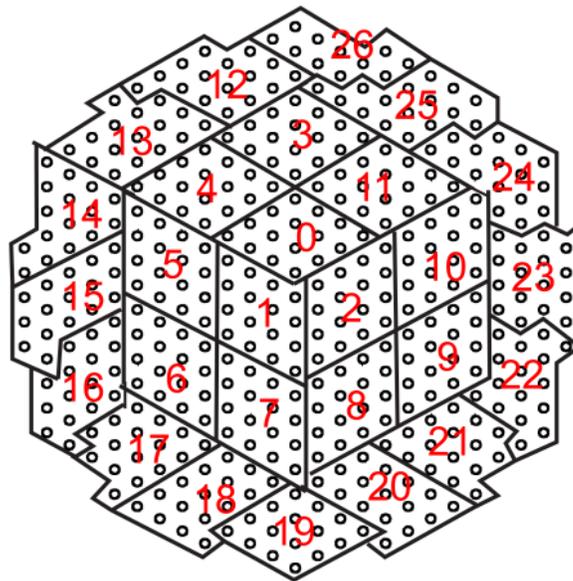


図 4.9: PMT のグルーピング。番号は対応するフロントエンドのボード番号。

Section 4.4

データの記録

CANGAROO ではシャワーイベントのデータとは別に環境系と呼んでいるデータも取得している(表 4.2)。環境データは望遠鏡位置情報や気象情報、カメラの高電圧の印加情報、システムの温度情報などがあるが、これらはシャワーイベントと同時に取得する必要はなく、1 秒毎程度で十分である。したがって CANGAROO ではデータ取得の制御をする CPU を望遠鏡毎に 2 台用意している。イベント系の CPU は最新の VME オンボード CPU(Dynatem 社製 DPC2; PentiumIII 500MHz) を 4 号機より採用し、環境系にはデスクトップ PC に VME バスブリッジ Bit3 620 を使

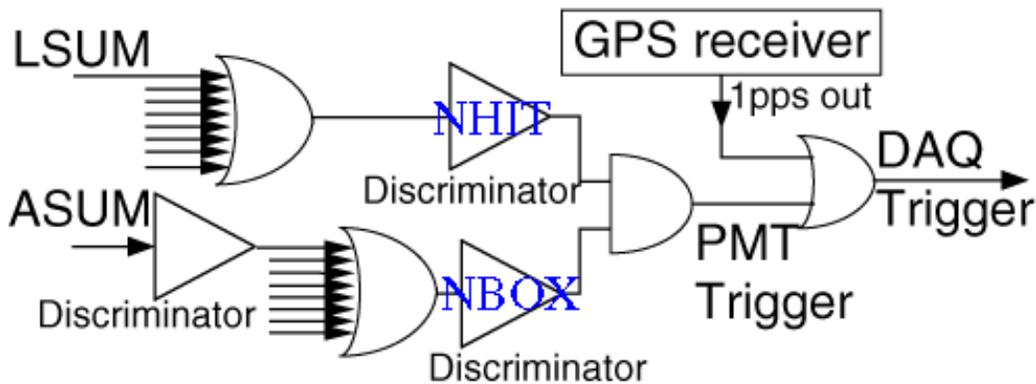


図 4.10: トリガーロジック。NHIT と NBOX のコインシデンス、または GPS パルスによってトリガーを生成する

用している。OS はともに Linux2.2 を使用していて、データ収集用ソフトウェアは Unidaq を用いている。

このソフトは UNIX ベースの DAQ 用ソフトとしてミシガン大学、LBI、東工大、KEK が共同開発したもので、Sun、DEC、SGI、HP、Linux などさまざまな OS に移植されている。中心となるモジュールは collector、recorder、analyzer、NOVA の 4 つがある。collector はイベントデータの取り込みを行い、この取り込み処理はユーザが自由に編集できる。collector によって取り込まれたデータはバッファマネージャ NOVA によって recorder に渡される。Net NOVA を用いることでホスト間でデータの受け渡しも可能である。NOVA からデータを受け取った recorder はバイナリ形式でストレージに記録する。analyzer は NOVA から受け取ったデータをリアルタイムでディスプレイに表示する。CANGAROO では analyzer を改良して視覚化されたイベントモニタで Quick look を行っている (図 4.11)。

データ	通信経路	データサイズ	分類
ヘッダ	-	24 byte	イベント/環境
ADC	VME	896byte	イベント
TDC	VME	4byte×(hit 数 +14)	イベント
イベントフラグ	VME	4 byte	イベント
スケーラ	VME	96byte	イベント
DAQ モード	VME	4byte	イベント
イベント番号	VME	4byte	イベント
GPS 時刻	VME	12byte	イベント
システム時刻	VME	8byte	イベント/環境
FEM スケーラ	VME	864byte	環境
望遠鏡情報	Ethernet	56byte	環境
気象情報	RS232C + Ethernet	72byte	環境
温度モニター	Ethernet	12byte	環境
HV ステータス	CAENET	4kbyte	環境

表 4.2: 取得情報

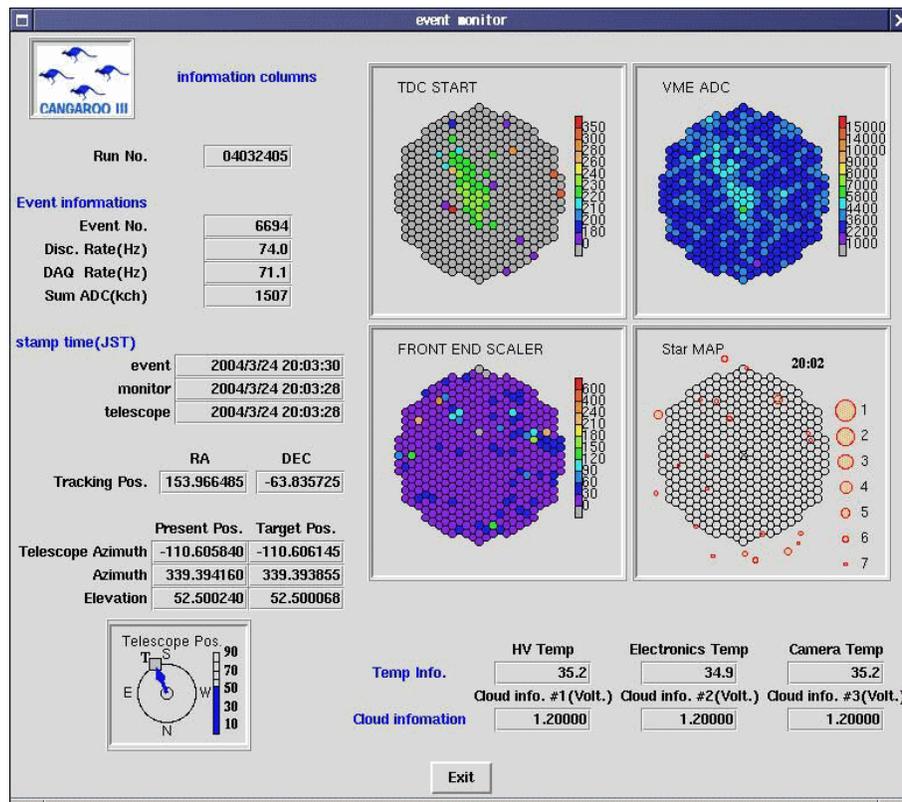


図 4.11: イベントモニター。イベント系と環境系の主なものを同時にモニターしている。

Section 4.5

データ収集システムの性能

DAQシステムのタイムチャートを図 4.13 に示したが、イベントデータは1 イベント当たり平均 3kbyte で、データ量がそれほど大きくないため PIO で転送している。VME32 の PIO 転送速度は最大で 10Mbyte/sec 程度であることから考えると、周期的なトリガに対しては読み出し時間を考慮しても 2kHz 以上のトリガーレートに耐えられる。しかし実際の観測では 100Hz 弱ではあるものの、読み出し中はトリガーを受け付けないように VETO をかけているのでランダムなトリガーでは dead time が生じる。宇宙線陽子によるランダムシャワーイベントに対して live time の計測をしたものが図 4.14 である。ここで言う live time とは全トリガー数に対して実際にデータ取得をしたイベント数の比である。100Hz では約 90%、200Hz でも 80% の live time を実現できていて、観測に十分耐えられることがわかった。

Section 4.6

閾値と photoelectron の変換

フロントエンド内でピクセルのヒット判定に用いる閾値 (LSUM; non-updating discriminator の閾値) は、観測の際は mV の単位で設定を行う。この電圧と p.e. の関係を調べた。

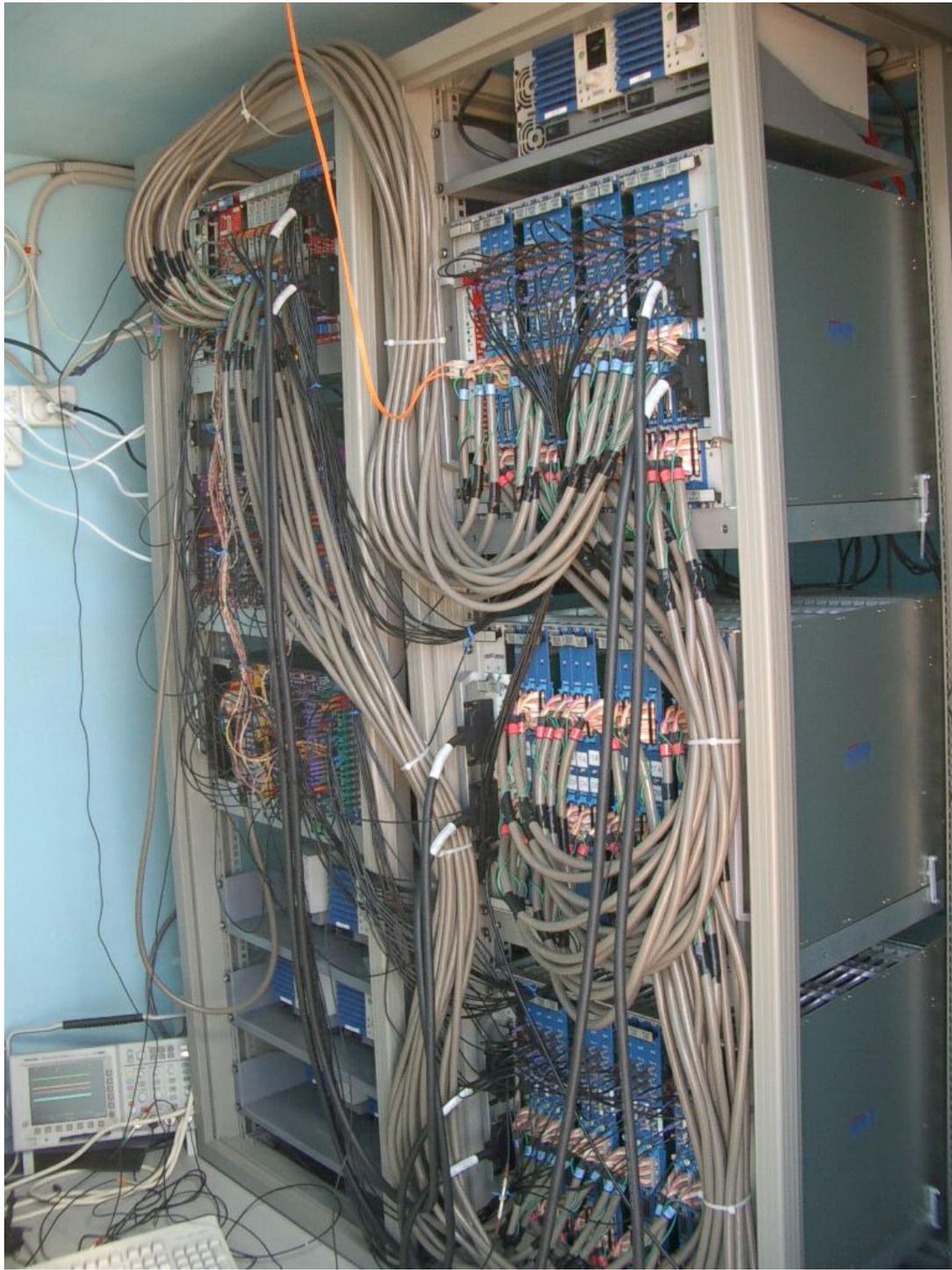


図 4.12: 4号機 DAQ システムの全体。右側上段と下段がフロントエンド DSM、中段が ADC。左側が VME とロジックの NIM。CPU は左上に位置する。

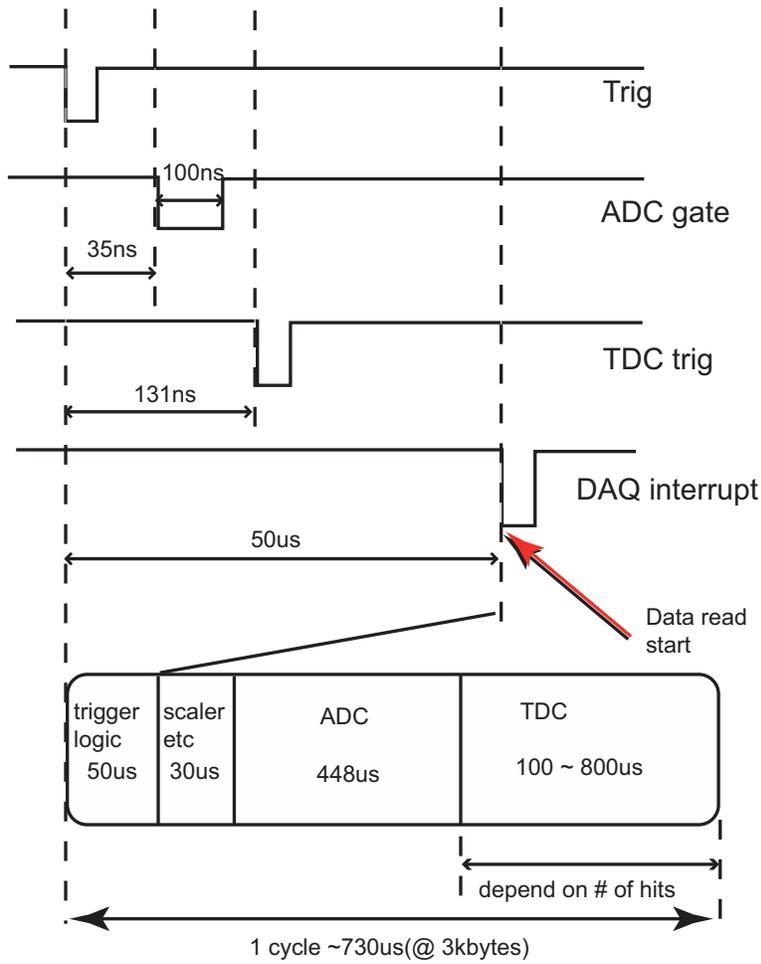


図 4.13: DAQ タイムチャート。1 イベント当たり $700\mu\text{sec}$ 程度の dead time が生じる。

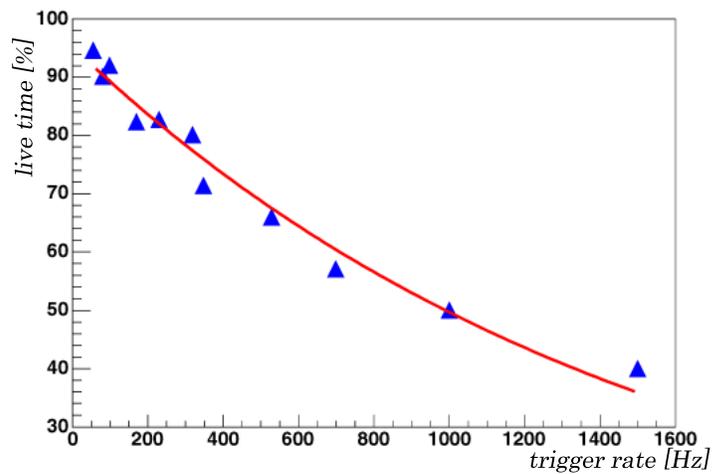


図 4.14: DAQ の live time。空気シャワーによるランダムトリガーによるもの。100Hz 程度まで live time が 90% 以上で観測できる。

カメラと接続した DAQ システムと、パルスジェネレータで既知光量で光らせた LED を用いて以下の測定を行った。まずカメラのピクセル 1 本にのみ電圧をかけ、LED を各 PMT6p.e. 程度入る光量で光らせた。トリガー条件をアナログの条件 (ASUM と NBOX) を不問、NHIT を 1 本として LSUM の値を変えてスペクトルを測定した。電圧をかける 1 本の PMT はカメラ面上で一様に分布するよう 30 本を選んで、2 号機から 4 号機まで同様の測定を行った。

得られるスペクトルはポアソン分布で 6p.e. を中心に広がった分布に対し、LSUM の閾値以下ではイベントがなくなることが予想される。実際のスペクトルは図 4.15 であり、カットオフの起こる p.e. をその閾値に対応する光量とし、1p.e. 当たり約 45mV という結果が得られた。

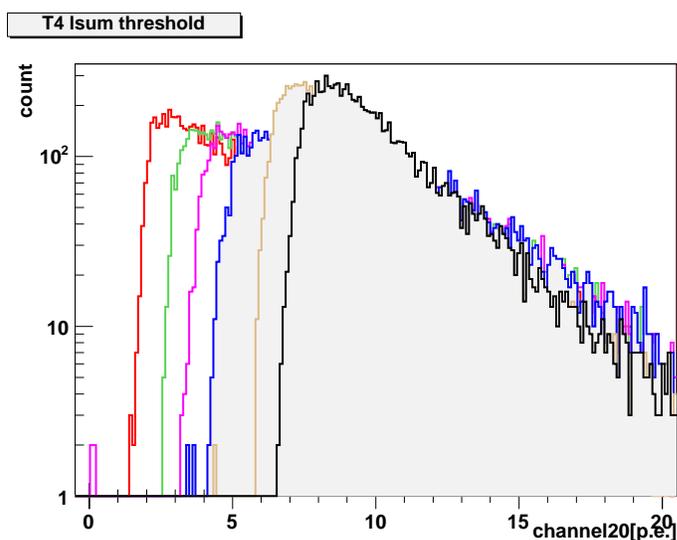


図 4.15: 一定光量で LED を光らせ、100mV から 300mV までの閾値をかけたときの ADC スペクトル。閾値に対応する光量でカットオフが起こる。

ステレオトリガーシステムの開発

ステレオ観測には2種類の手法がある。それぞれの望遠鏡が個別にデータを収集して解析時にステレオイベントを抽出するいわゆるソフトウェアステレオと、ステレオイベントのときのみにデータを取得するハードウェアステレオがある。このシステムの原型はHEGRAグループによって確立されており、バックグラウンドの除去に成功した。100GeVより低いエネルギー領域ではミュオンが最も大きなバックグラウンドとなる。したがってさらに低いエネルギーを狙う次世代の大気チェレンコフ望遠鏡ではミュオンを排除するこのシステムは必要不可欠な技術である。CANGAROOではこれまでソフトウェアステレオを行ってきたが、バックグラウンドの除去と更なる低閾値を狙ってステレオトリガーシステムの開発を行った。

Section 5.1

これまでのステレオ観測とその問題点

まず、これまでCANGAROOで行われて来たソフトウェアによるステレオイベントの構築方法について説明する。

各望遠鏡は個別にトリガーをかけてデータを記録しているが、望遠鏡2号機はステレオ再構築のための目印となるイベントナンバーとトリガータイミングを各望遠鏡から光通信で受け取っている。望遠鏡は約100m間隔で設置されているため、チェレンコフ光の到達時間に差が生じる。チェ

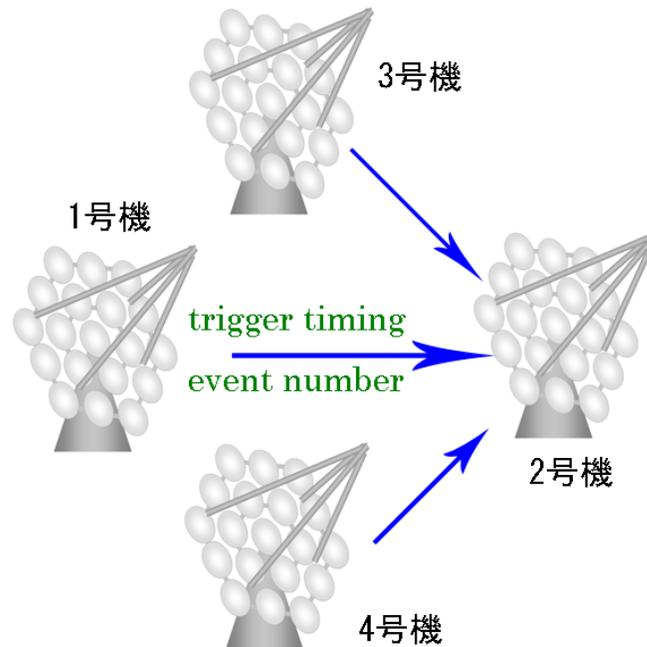


図 5.1: これまでのステレオ観測システム。各望遠鏡のトリガータイミングとイベントナンバーが2号機に集められ、2号機のデータと共に読み出される。

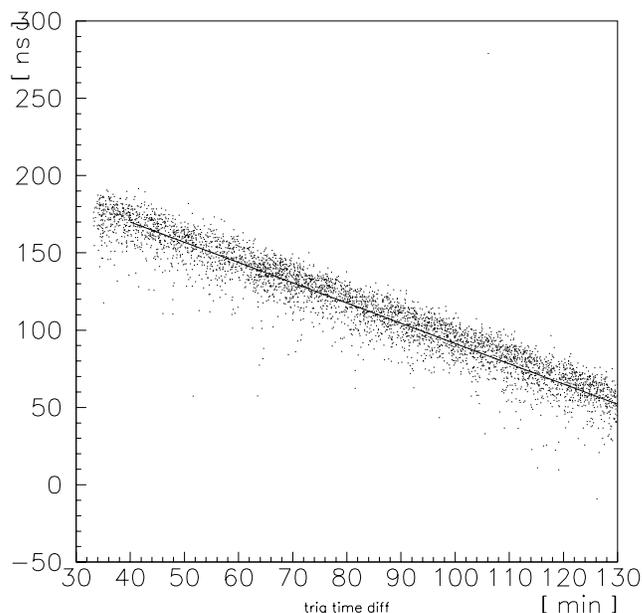


図 5.2: 横軸に観測経過時間を取ってトリガー時間差をプロットしたもの。直線は望遠鏡の方向から計算した予想される時間差。シャワーの発達時間程度の分散で分布していることがわかる。

レンコフ光を平面波で仮定し、望遠鏡の向きを水平方向を ϕ 、垂直方向を θ と置けば以下のようにかける。

$$\Delta t = \frac{L}{c} \cos \phi \cos \theta \quad (5.1)$$

ただし L は望遠鏡の間隔、 c は光速、 ϕ は 2 台の望遠鏡を結んだ線との角度である。観測中に天体を追尾すると θ と ϕ は随時変化していくので、到来時間差も変化する。その最大の時間差は地表近くの天体 (仰角 ~ 20 度) を追尾したときで約 500nsec である。ステレオの再構築は、まず精度 $1\mu\text{sec}$ の GPS による時刻情報から、ほぼ同時刻のイベントを探して取り出した後、2 号機に設置した専用の TDC で記録している他の望遠鏡のトリガー時間差が望遠鏡の向きと合うものかどうかを判定する。使用している TDC は PMT からの信号を記録しているものと同じものである。この判定を合格したものがステレオイベントとみなされるが、さらにイベントナンバーによる補助的な判定も加えられる。イベントナンバーとは、各望遠鏡にトリガがかかった数をカウントしたものである。このカウンタは各望遠鏡で記録されながら 2 号機へと光転送され、2 号機がデータを記録する際に転送されたイベントナンバーが記録される (図 5.4)。ステレオイベントならば両者で同じ値が記録されていなければならない。

このイベントナンバーを記録する VME モジュールは独自に開発したもので、初めは手作りのモジュールで 16bit のデータしか扱えなかったが [39]、本研究で 32bit に拡張し基板化したものを現在は使用している。カウントして送信する WRITE モジュールと受信用の READ モジュールのペアで構成されている。WRITE モジュールは COUNTER に信号が入ると内部のカウンタを回し 2ch の TRIGGER から NIM パルスを出力する。RESET が入るとカウンタがクリアされる。カウンタの値は VME 経由で読み出せる他、フロントから bit 毎に ECL で出力される。READ モジュールはフロントパネルから 16/32bit のデータを ECL で入力し、TRIGGER に信号が入ると内部レジスタにラッチされて VME で読み出すことができる。また WRITE、READ とともに V_{aux} コネクタを取り付ければ、スイッチ切り替えでバスから -5.2V を供給できる。

	WRITE	READ
規格	VME 6U, 1 スロット幅	VME 6U, 1 スロット幅
アドレス	16/24/32 bit	16/24/32 bit
データ	32 bit	32bit
入力	NIM ×2 (COUNTER, RESET)	NIM × 1 (TRIGGER)
出力	NIM ×2 (TRIGGER ×2) 34 ピンコネクタ ×2 (16bit ECL ×2)	なし 34 ピンコネクタ ×2 (16bit ECL ×2)

表 5.1: イベントナンバー転送モジュールの仕様

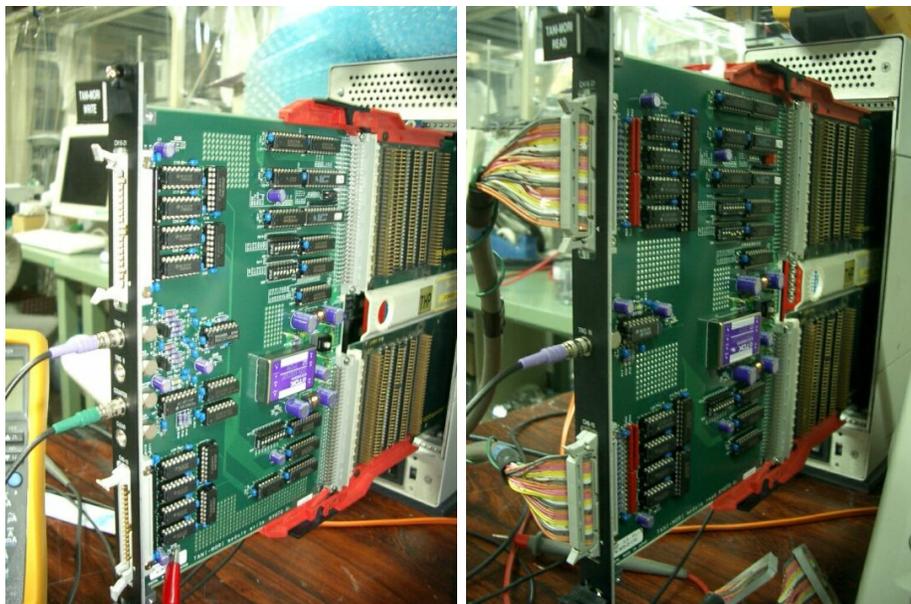


図 5.3: WRITE モジュール (左) と READ モジュール (右)

このようなシステムで捉えられたステレオイベントのトリガー時間差をプロットしたものが図 5.2 で、予想される値 (直線) 通りの結果が得られている。

しかしこのシステムでは、トリガータイミングやイベントナンバーを記録しているのが 2 号機のみであるから、2 号機にトリガーがかかったステレオイベントしか記録できないという問題がある。鏡などの改良により、2 号機よりも 3,4 号機の方が性能がよい、つまり 3,4 号機は 2 号機よりもトリガーレートが高くエネルギー閾値が低いことがわかっているが、2 号機では拾えないような低エネルギーのステレオイベントを捨てていることになる。

もう一点大きな問題がある。図 5.6 に曇りと晴れの日のトリガーレートを並べた。ともに夜光の影響は取り除いてある。厚い雲は地上約 1000 ~ 2000m 程度の高さにあり、10000m 上空からのチェレンコフ光や星の光を遮断してしまう。しかし空気シャワーで発生したミュオンは、地上までエネルギーをほとんど失うことなく降ってくる。つまり地上までチェレンコフ光を出し続けるようなミュオンが存在する。ミュオンはシャワー軸に対して 40 度程度ずれた方向に飛ぶ傾向があるので、視野の外で発達したハドロンシャワーから生まれたミュオンが視野に飛び込んでくるイベントが多い。そのときカメラに捕らえられるのはミュオンからのチェレンコフ光のみであるので、リング状のイメージとなる (図 5.5)。ピクセル当たりの光量は典型的に 7p.e. 程度で多くのピクセルがヒットするので望遠鏡のトリガー条件をみたしている。したがって曇りの日

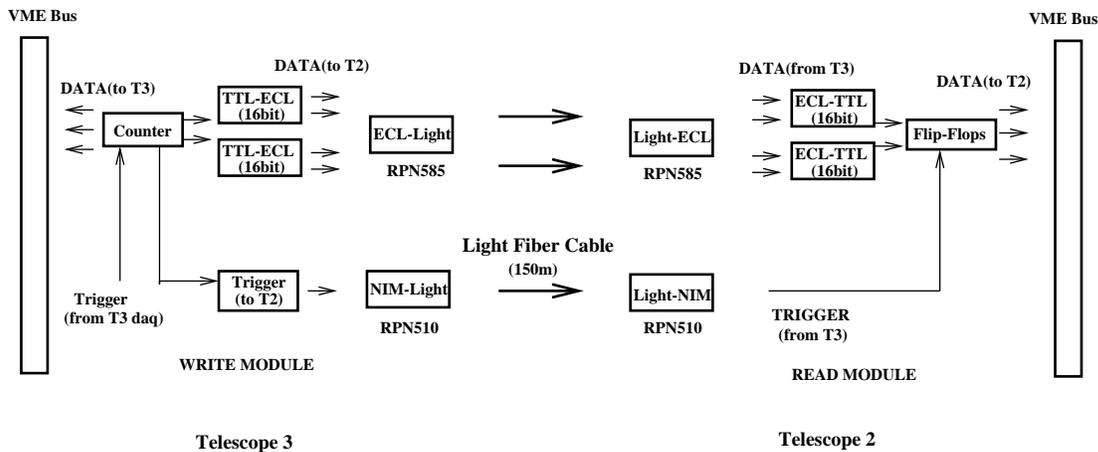


図 5.4: イベントナンバー転送の流れ。例えば 3 号機のトリガーによって、3 号機の WRITE モジュールのカウタを回す。3 号機はそのカウンタ値を記録しながら、2 号機へと光転送する。2 号機はそのカウンタ値を READ モジュールで受け取り、2 号機にトリガーがかかったときにその値を読み出す。

に望遠鏡にトリガーをかけるのはミュオンと考えることができる。

ミュオンイベントはイメージパラメータの組み合わせである length/size というパラメータに典型的に現れる。size とはカメラで受けた全光量を表すパラメータである。リング状の細長いイメージになるという性質から length が大きくなり、また同程度の length を持つシャワーイメージよりもヒットするピクセルが少なく size は小さくなる。夜光の影響を落としたあと (夜光の除去については 6 章を参照) のミュオンのイメージと length/size の分布を図 5.5 に示す。

ミュオンのチェレンコフ光は、エネルギー閾値が 100GeV 領域より下になるチェレンコフ望遠鏡では大きなバックグラウンドとなることがシミュレーションによってわかっている [40]。実際図 5.6 にあるように、4 号機のトリガーの約半分はミュオンによるトリガーであることがわかる。さらにエネルギー閾値を下げようと思うと、観測時のハードウェアの閾値を下げれば良いが、夜光やミュオンによるトリガーが増加して DAQ の live time を圧迫してしまう。つまりミュオンと夜光がエネルギー閾値に制限を与えていると言う事ができる。

ミュオンのチェレンコフ光は微弱なので、高い高度で発生したチェレンコフ光は逆に地上まで届かないことが多い。1000m 程度で発生したものと地上では半径 20m 程度にしか広がらないため、複数の望遠鏡に同じミュオンによるトリガーが同時かからない。したがってハードウェアレベルで同時トリガーを判定するシステムならば、ミュオンの影響を劇的に排除することができる。夜光に関してもコインシデンスを要求によってかなりの頻度で排除することができる。またトリガー時間差を独立した判定システムで記録することにより、すべての望遠鏡が等価にステレオに参加できるようになる。そこで本研究で CANGAROO-III でステレオイベントの判定を行い、トリガー時間差を記録する独立したシステムの開発を行った。

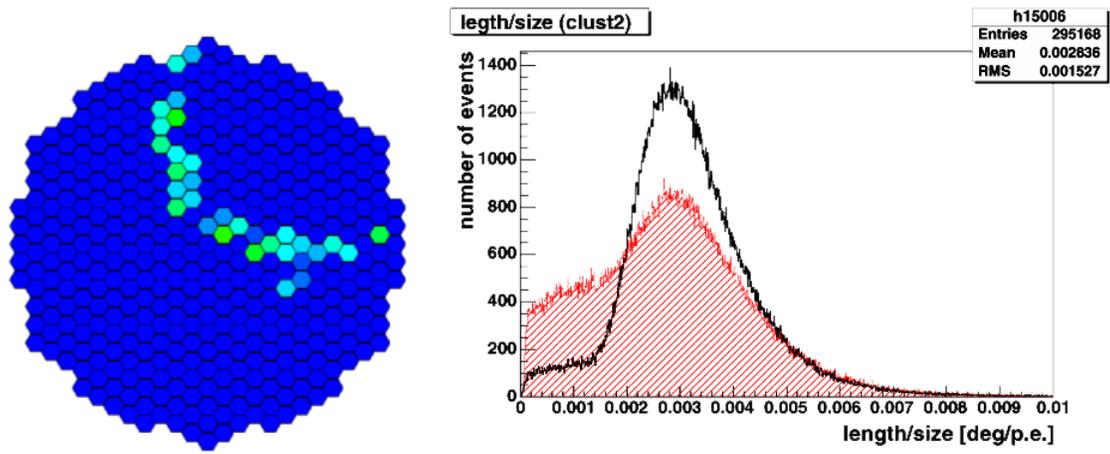


図 5.5: (左) ミューオンのイメージ。リング状に細長くなるため $length/size$ が大きくなる。(右) $length/size$ の分布。斜線が晴れの日、白地が曇りの日で $normalize$ をせずに重ねたもの。0.003deg/p.e. 付近のピークがミューオンによるものだとわかる。

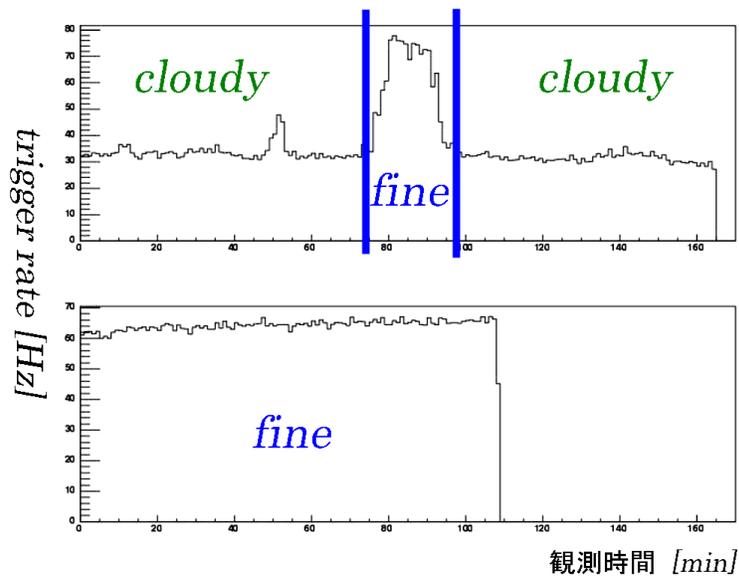


図 5.6: 天頂付近に望遠鏡を向けた場合の曇りと晴れとのレートの違い(4号機)。それぞれ夜光は除去してある。上が曇りの日のトリガーレート。晴れの時の60Hz中約半分の30Hzがミューオンによるトリガーであることがわかる。

	T2	T3	T4
total	~ 40Hz	~60Hz	~ 80Hz
hadron	~ 25Hz	~40Hz	~ 50Hz
μ	~ 5Hz	~15Hz	~ 30Hz

表 5.2: 各望遠鏡のトリガーの内訳。

ステレオトリガーシステムの開発

新しいステレオトリガーシステムは、各望遠鏡からトリガー（ローカルトリガー）を受けとり、望遠鏡の方向による時間差を考慮した上で同時判定を行う。ステレオイベントと見なされた場合は、判定に参加した望遠鏡にのみトリガー（グローバルトリガー）を返し、それを受け取った望遠鏡はデータを記録する。この望遠鏡とのやりとりは光ファイバを通して行う。この判定には性能のよい2号機から4号機までの3台を用いることにし、1号機はトリガー判定には参加しないが、イベントナンバーを送ることによってソフトウェアでステレオに参加することにした。

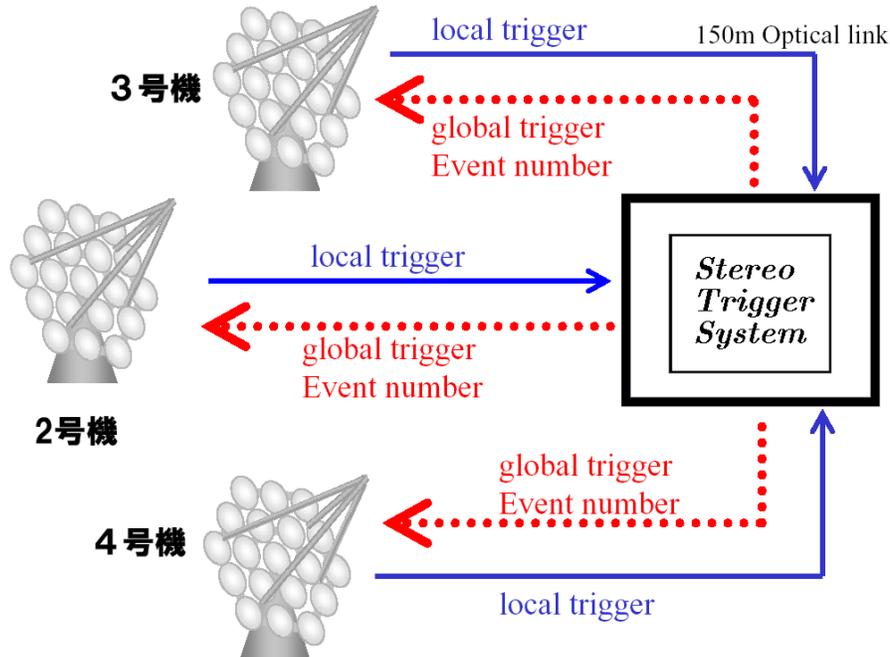


図 5.7: 新しいステレオ観測システム。各望遠鏡のトリガーを集めて同時判定を行い、その結果を各望遠鏡に返してデータを記録させるシステムを導入した。

— 5.2.1 各望遠鏡のトリガーロジック —

トリガーシステムの変更に伴い、各望遠鏡 DAQ のトリガーロジックの変更を行った。これまで個別のトリガー条件を満たしたときは常にデータを記録して読み出せばよかったが、新システムの下ではトリガーを判定システムに送り、その結果に応じてデータを読み出すかリセットするかの分岐が起こる。このリセットは CPU を介すると live time が減少するので外部ロジックのみで行う必要がある。そこで図 5.8 のような回路を組んだ。

ローカルトリガーがかかるとまず、判定が終わるまで次のトリガーが来ないように自身に VETO をかける。そして ADC、TDC と GPS の時刻情報を記録する。また同時に判定システムへ光信号で自分がトリガーしたことを伝える。判定と信号の往復は最大 $2.5\mu\text{sec}$ 程度かかるので $5\mu\text{sec}$ の delay を通して判定結果を待つ。この間にグローバルトリガーが帰って来なければ、そのまま ADC をリセットしてから VETO をクリアし、次のトリガーを待つ。グローバルトリガーが帰ってくれば ADC のリセットへ流れる信号を止め、TDC に読み出しトリガーを送り、CPU にインタラプトをかけてデータを読み出す (図 5.9)。

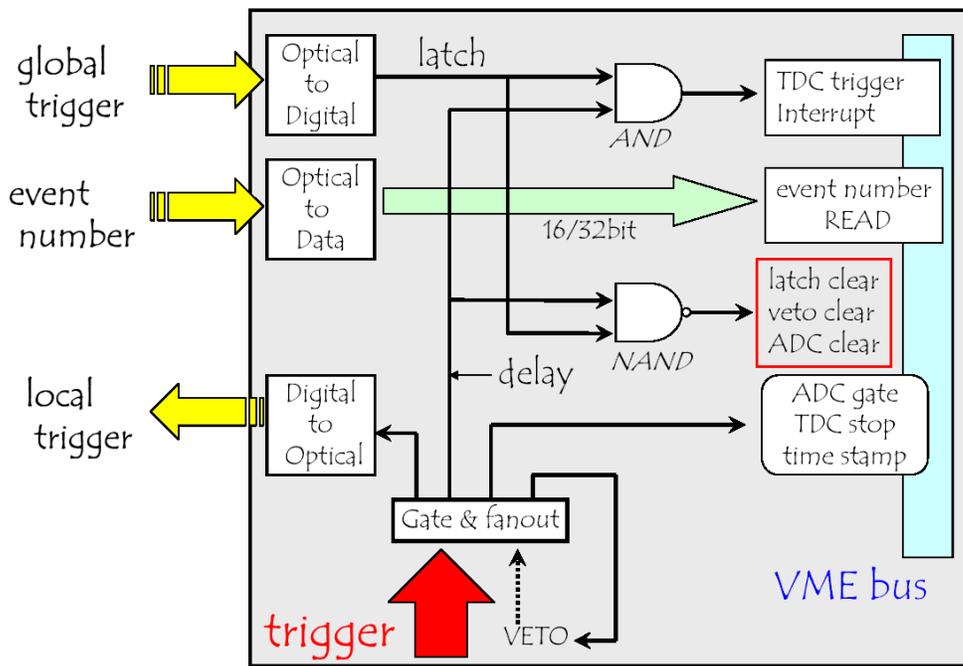


図 5.8: 各望遠鏡でのロジック。詳細は本文と下のタイムチャートを参照。

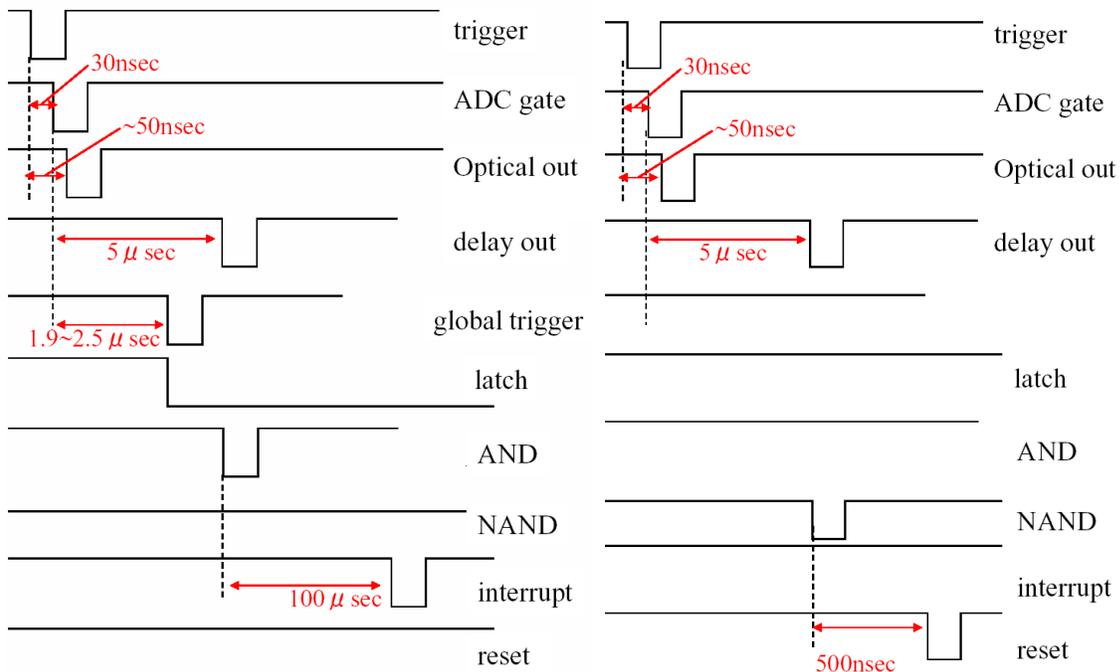


図 5.9: 各望遠鏡でのロジックのタイムチャート。左がグローバルトリガーが帰ってきてデータ読み出しのインタラプトがかかる場合。右はトリガーが帰ってこないでデータをリセットする場合。信号名は上図参照。

このシステムの為に TDC に搭載されている DSP と PLD の改良を行った。これまでは common stop 信号の入力から 250nsec の window 内の入力を記録していた。グローバルトリガーを common stop として入力し、window を数 μsec に広げて測定しようとする window が広いために 1 チャンネル当たりのヒット数が多くなり、FIFO のバッファが overflow を起こした。これを受けてグローバルトリガーが成立したときのみ、入力信号とストップ信号との時間差を読み出すことができるようにした。実際の仕様は図 5.10 に示したように、extra trigger 入力が入ると search offset だけ遡り、その後の window の間に common stop 入力があったときのみ、window 内の信号を記録する。ここではグローバルトリガーを extra trigger として TDC に入力する。グローバルトリガーが戻ってきてローカルトリガーとの AND が取れるタイミングは、ローカルトリガー成立後から常に $5\mu\text{sec}$ 後である。そこで extra trigger の入力から $5.250\mu\text{sec}$ 遡り、250nsec の window を設定することで、改良前と同じ測定状態になる設定を行った。

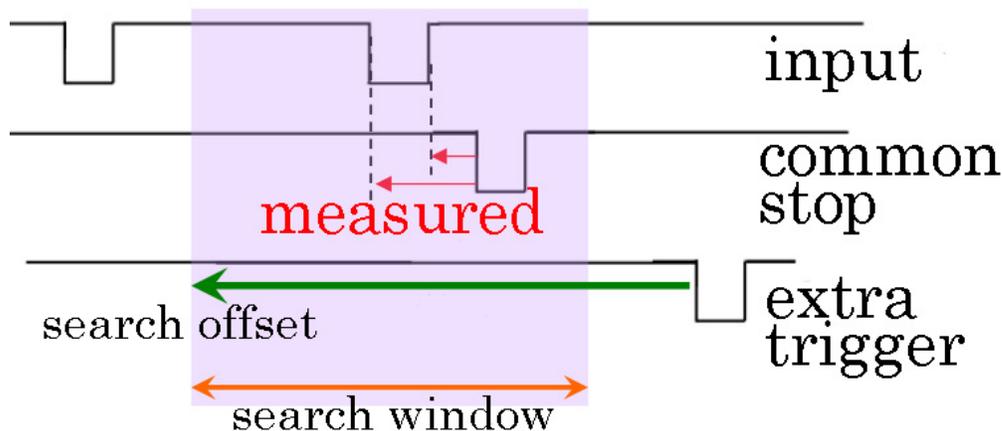


図 5.10: 改良後の TDC の動作。extra trigger の入力から、 $5.250\mu\text{sec}$ の search offset だけ遡った時刻から、250nsec の search window 内に common stop 信号があるときのみデータを読み出す。

データの量はこれまでと同じなので、読み出し時間が改善されるわけではないが、ステレオ判定で棄却されるイベントでは dead time が $700\mu\text{sec}/\text{event}$ から約 $5\mu\text{sec}/\text{event}$ に短縮される。したがって、ハードウェア閾値を下げ夜光、ミュオンによるトリガーが増えても、各望遠鏡の DAQ システムへの負荷が少なくてすむ。

これを受けて、ローカルのトリガー条件から ASUM と NBOX を取り除いた。つまり要求する条件は、カメラ全面のうち閾値 LSUM を超えた PMT の数が NHIT 以上、となる。アナログの条件を課さない事でシミュレーションの精度が上昇することが知られていたが、これまではトリガーレートの上昇に DAQ が耐えられなかったため取り除くことはできなかった。

— 5.2.2 ステレオトリガーシステム —

システムの構成は図 5.11 のようになっている。望遠鏡と同じくデータ収集系はすべて VME で、オンボード CPU(DPC2, Pentium III 500MHz) で記録する。このシステムは各望遠鏡から光通信でトリガーを受け取ってそのタイミングを専用の TDC で記録する。これまで 2 号機が行っていた、トリガー時間差の記録がここで行われることになる。使用する TDC は望遠鏡 PMT の信号を処理しているものと同じものである。そして VME 経由で delay と width を指定できる gate & delay(CAEN 社製 v486) に通し、この出力で Majority logic(Technoland 社製、N-RY011) によ

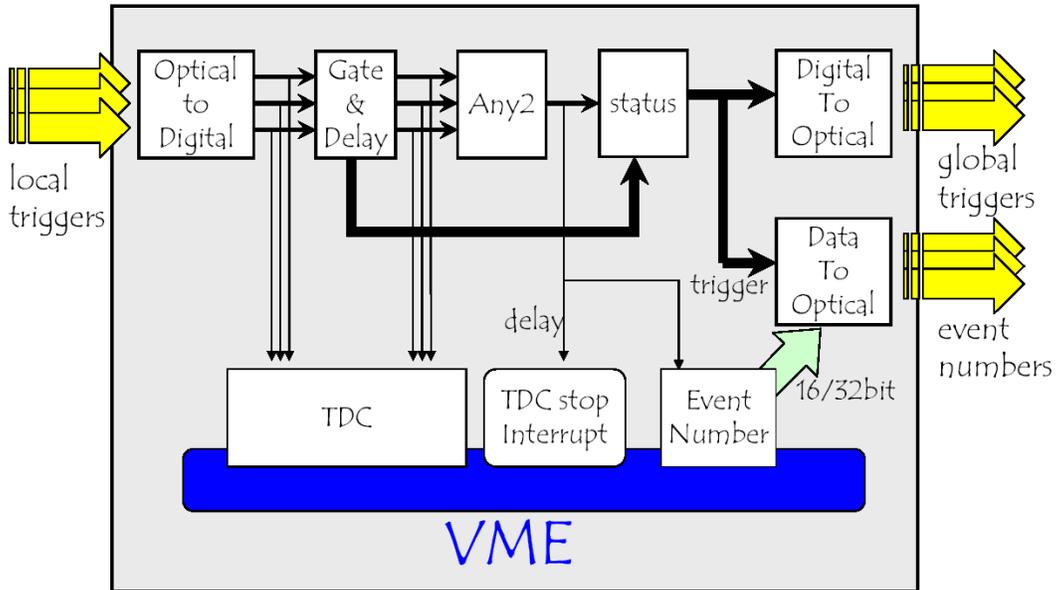


図 5.11: ステレオトリガーシステム。判定に参加した望遠鏡にのみ、グローバルトリガーを返す。

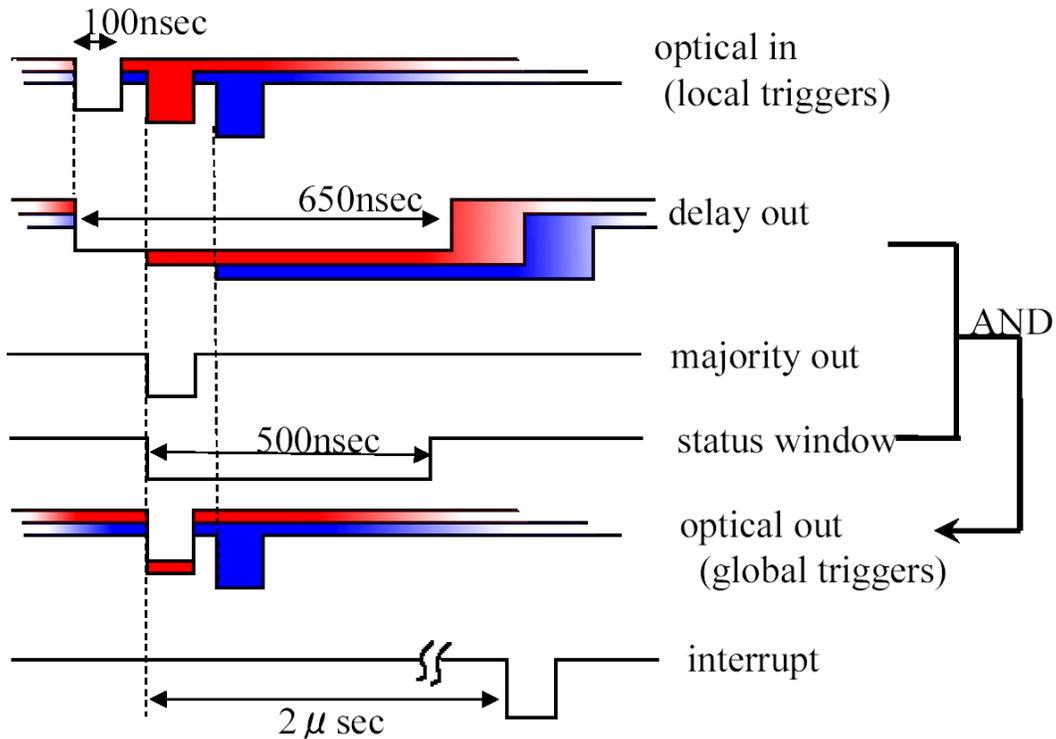


図 5.12: ステレオ判定システムのタイムチャート。3 台の望遠鏡から時間差のあるトリガー入力に対する応答を示す。

てコインシデンスの判定を行う。Majority logic は指定した本数以上の入力があるときにパルスを出力するもので、その判定が要求するオーバーラップ時間は 10nsec 以上である。

現在では望遠鏡の方向による delay を行わずに、650nsec の十分に広いウィンドウで Majority 判定を行っている。(最大時間差は約 500nsec) 要求する望遠鏡の数は任意に変更できるが、実際の観測では 3 台のうち 2 台 ("any2") にトリガーが掛かったときにグローバルトリガーを生成している。そして判定に参加した望遠鏡にのみグローバルトリガーとイベントナンバーが送られる。図中では status と描いたが、ここで AND を取ってフィルタをかけている (図 5.12)。望遠鏡 3 台にトリガーのかかったイベントの場合、2 台目のトリガーで any2 の判定を通過してしまうが、遅れてくる 3 台目のトリガーを取りこぼさないように 500nsec 程度の受付時間で status 判定を行っている。

グローバルトリガーが生成されると、CPU はシステムのデータを読み出す。読み出し中は次のトリガー受け付けないが、望遠鏡のシステムとは異なり ADC の変換時間を考慮しなくてよい。またローカルトリガーの入力も $5\mu\text{sec}$ 以上の間隔でしかおこらないので、システムの dead time は短い、つまりステレオイベントをこの段階でとりこぼすことは少なく、ほぼ 100% の live time を実現している。記録する情報は表 5.3 の通りである。

データ	通信経路	データサイズ
ヘッダ	-	24 byte
システム時刻	-	8byte
スケーラ	VME	96byte
イベントナンバー	VME	16byte
TDC	VME	4byte \times (hit 数 +14)

表 5.3: トリガーシステムの取得情報

Section 5.3

トリガーシステムの性能評価

このトリガーシステムを用いて 2004 年 12 月より観測を行っているが、ここではトリガーシステムとしての性能を示す。

— 5.3.1 閾値とトリガーレート —

ピクセルあたりの閾値を下げたときもバックグラウンドイベントが取り除かれていることを調べるために、NHIT(ヒット本数)を 3、4、5 本の場合について、それぞれ LSUM の閾値(ピクセル毎の閾値)とトリガーレートの関係を 3 台の望遠鏡について調べた。天頂近くで明るい星の少ない暗い領域に望遠鏡を向け、ADC や TDC を読み出さないときのトリガーレートを図 5.13 に示す。単独のトリガーレートと、3 号機と 4 号機のステレオイベントレート、および 3 台ステレオイベントのレートをプロットした。緩やかな power-law の成分と、低い閾値領域では急な上昇を見せる成分があることがわかる。後者は閾値を下げると夜光によるトリガーが偶発的に同時に起こることによるレートの上昇である。逆に閾値が高いと夜光イベントの割合が少なく、シャワーによるイベントが優位となるがエネルギー閾値が上がる。また図 5.14 に NHIT を変えた時の比較を示す。ステレオ判定には 3 号機と 4 号機の 2 台を用いた。すべての場合において、夜光が優位となる領域に移行していく様子が見られる。要求する本数を増やせば当然レートを抑えることができるが、

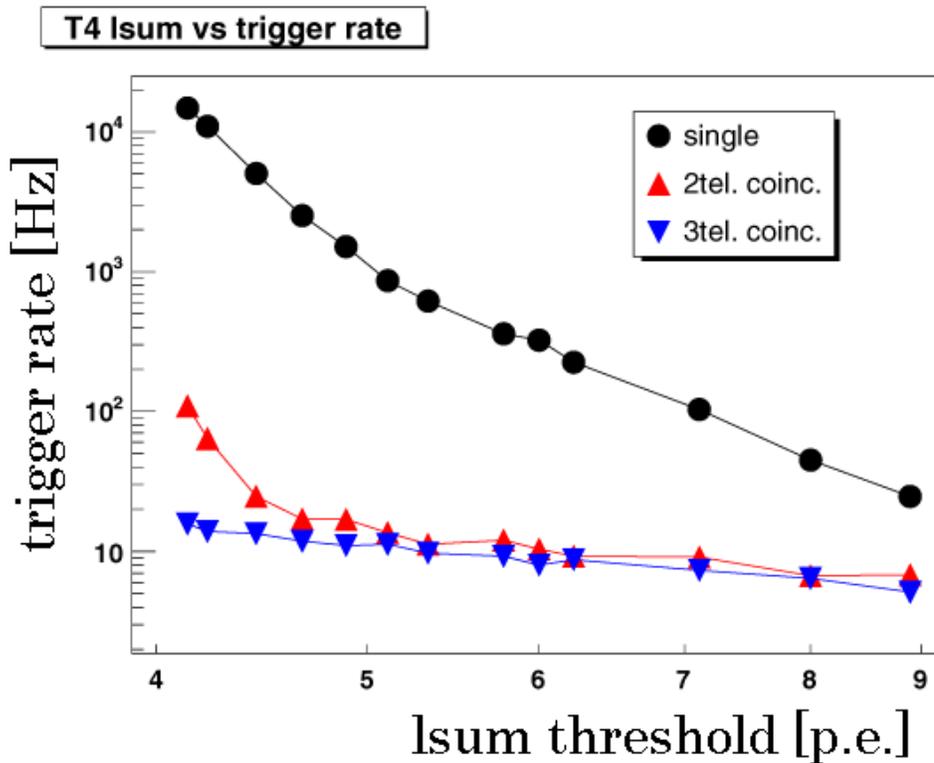


図 5.13: NHIT=3 に固定して、ピクセルの閾値を変えた時の 4 号機のトリガーレート。(暗い領域)

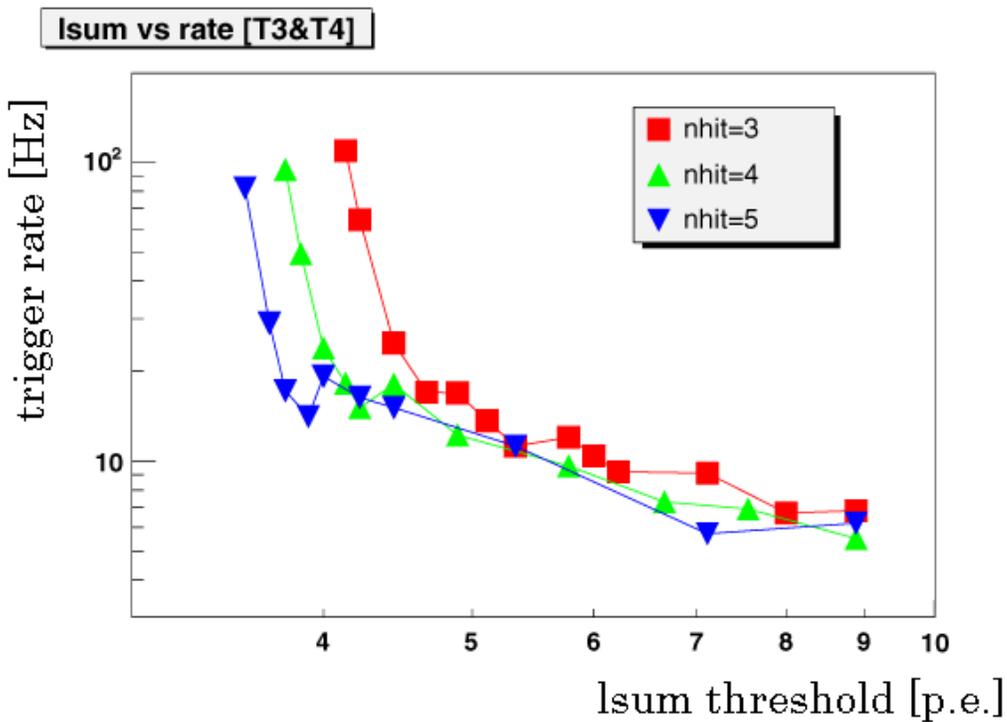


図 5.14: 3号機と4号機でのステレオイベントレート。NHITを3、4、5と変えた場合。(暗い領域)

より低いエネルギーのガンマ線シャワーによるコンパクトな像を捕らえるには、要求する本数が少ない方が望ましい。したがってこれらの結果から、明るい星のない領域では、3本×4.7p.e. という条件で観測することができることがわかった。従来では4本×6.0p.e. に加えてアナログ和の条件を課していたことから、より低い閾値での観測が可能になったことになる。

CANGAROO で主に観測対象となるパルサーや超新星残骸は銀河面上に多く分布しているので、明るい領域を観測することが多い。明るい領域では夜光による成分がより高い閾値から現れることが予想される。そこで望遠鏡を超新星残骸 RX J0852-4622 に向けて同じ測定を行った。この天体は銀河面にあり、視野内に4～5等星がいくつかあるかなり明るい領域で(図 5.15)、天頂付近を通過する天体である。図 5.16 と 5.17 にその結果を示す。

ローカルトリガーが10kHzを超えてくると、gate & delay がハングアップしてしまうので十分に閾値を低くすることができなかつたが、夜光が優位となる領域までは測定できていることがわかる。この結果から、明るい領域では閾値を上げざるを得ず、6.2p.e.×4本が限界であった。アナログ和のトリガー条件を取り除いたことによって、夜光に対して敏感になってしまったことを反映した結果となった。

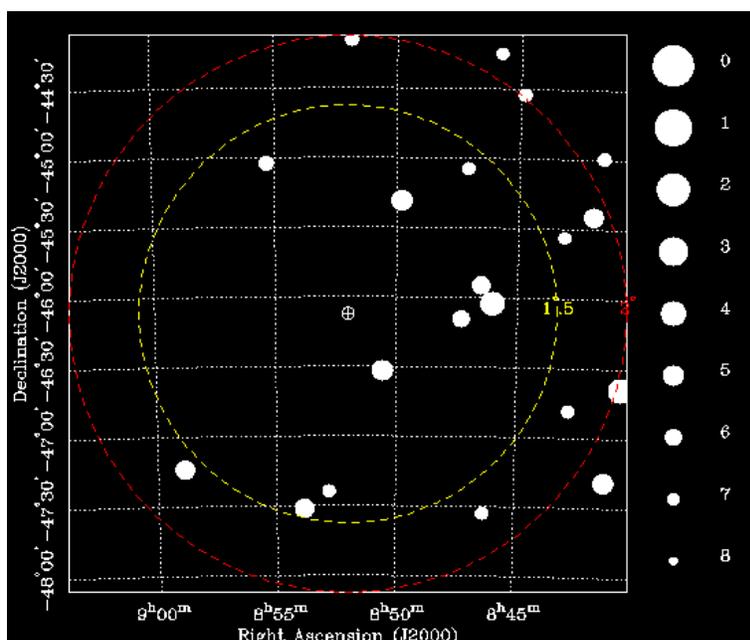


図 5.15: RX J0852-4622 周辺の恒星。4等星と5等星がいくつか視野に入っていて明るい領域である。外側の赤い円が望遠鏡の視野。

— 5.3.2 トリガーレートの耐久性 —

次にこのようなレートの高い状態で、各望遠鏡 DAQ システムの live time を測定した。これは上記の場合と違い、ADC や TDC などの読み出しも行って実際の観測と同じ条件の下で測定をした。それぞれの live time の定義は以下の通りである。

$$\text{livetime} = \frac{\text{データを記録できたイベント数}}{\text{トリガー条件を満たしたイベント数}} \quad (\text{導入前}) \quad (5.2)$$

$$\text{livetime} = \frac{\text{判定システムに問い合わせたイベント数}}{\text{トリガー条件を満たしたイベント数}} \quad (\text{導入後}) \quad (5.3)$$

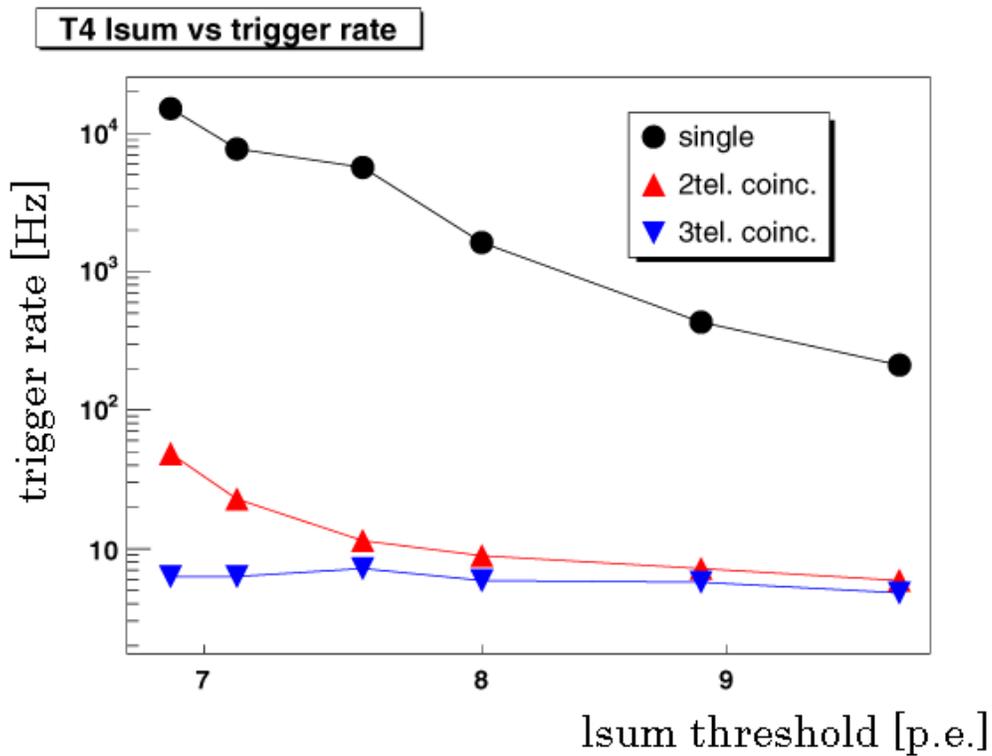


図 5.16: NHIT=3 に固定して、ピクセルの閾値を変えた時のトリガーレート。(明るい領域)

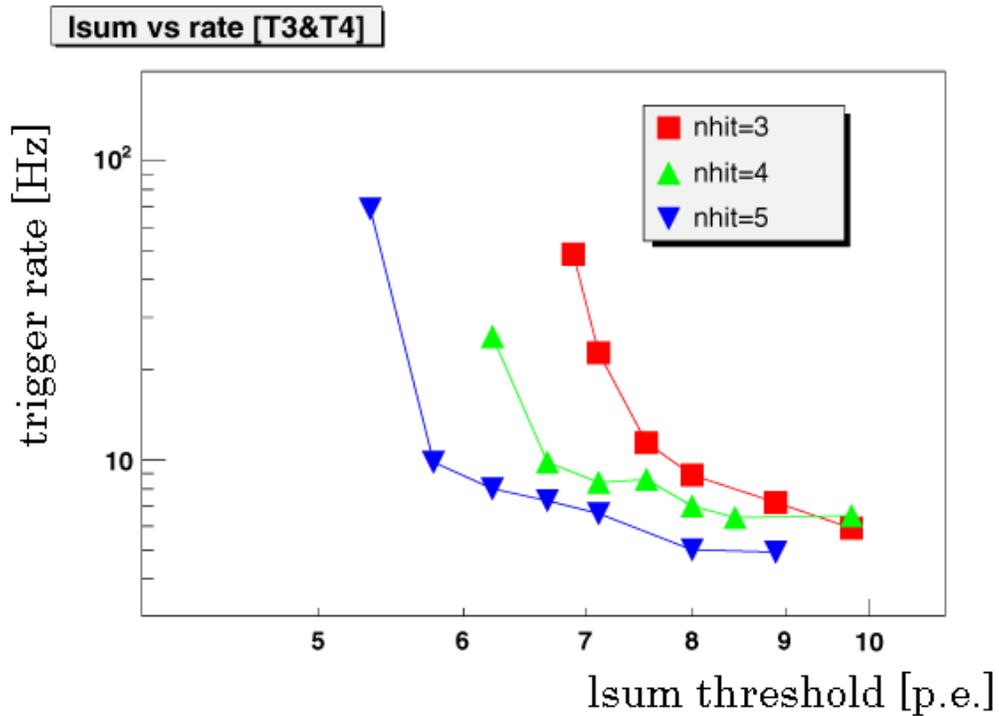


図 5.17: 3号機と4号機でのステレオイベントレート。NHITを3、4、5と変えた場合。(明るい領域)

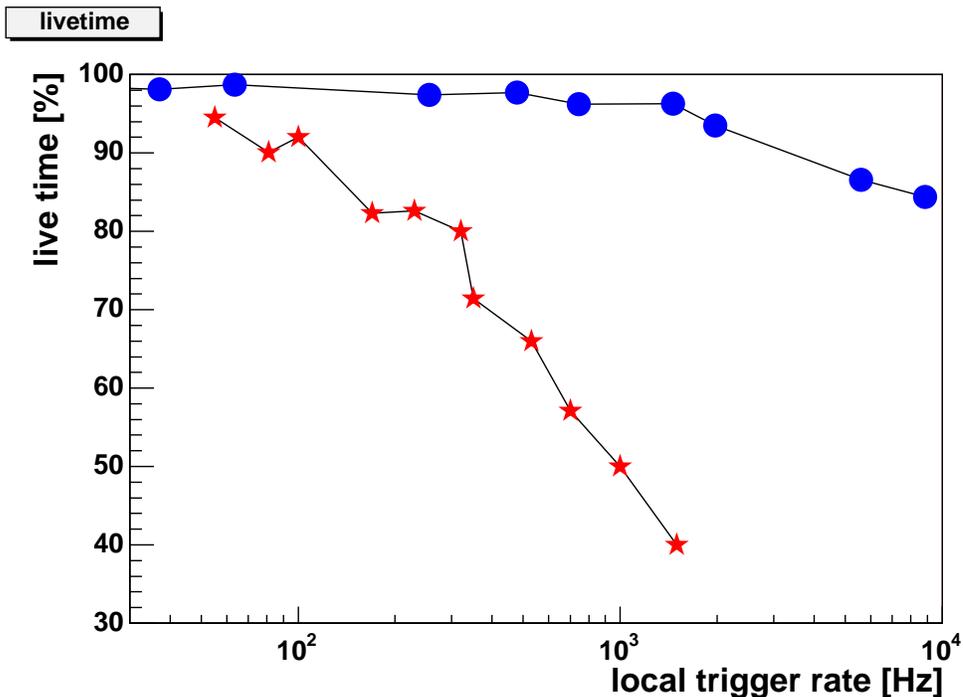


図 5.18: 図 4.14(星印) に新システムの live time(丸印) を重ねてプロットしたものの。

結果を図 5.18 に示す。望遠鏡個別のトリガーレートが高い場合、そのほとんどは夜光やミュオンによるものである。したがってトリガーシステムによる判定で捨てられるために 1 イベント当たりの dead time が約 1/100 になる。この結果を見ると、新システムのもとで live time が 90% を下回り始めるのが 5kHz で、旧システムより 50 倍のトリガーレートに耐えられることが分かった。

— 5.3.3 トリガー時間差の計測 —

図 5.19 にカニパルサー/星雲観測時にトリガーシステムで記録した望遠鏡間のトリガー時間差を示す。2つの成分があることわかるが、400 から 500nsec 付近に直線状に分布しているのがシャワーイベントで、望遠鏡の方向から予想される時間差と一致しており、その広がりもシャワーの発達時間である数 10nsec 程度になっている。また 0nsec を中心に揺らいている成分は GPS トリガーの時間差で、また夜光によるランダムなタイミングのトリガーも来ていることがわかる。各望遠鏡からはシャワーイベントによるトリガーと GPS による強制トリガーの区別なくステレオ判定に送られる。各 GPS の精度は 1 μ sec であるため 100nsec オーダーで揺らぎがり、旧システムでも測定されていた程度であった。

— 5.3.4 バックグラウンドの除去 —

次にミュオンの除去能力を評価する。トリガーシステムの導入前と後で、ともに天頂角が 60 度近くに望遠鏡を向けたときの length/size の分布を図 5.20 に示す。0.003deg/p.e. にあったミュオンのピークがトリガーシステムによって除去できていることがわかる。したがってミュオンはほとんど取り除かれていることがわかった。

また図 5.21 に示した TDC で記録されたピクセル毎の到来時刻分布からも読み取ることができ

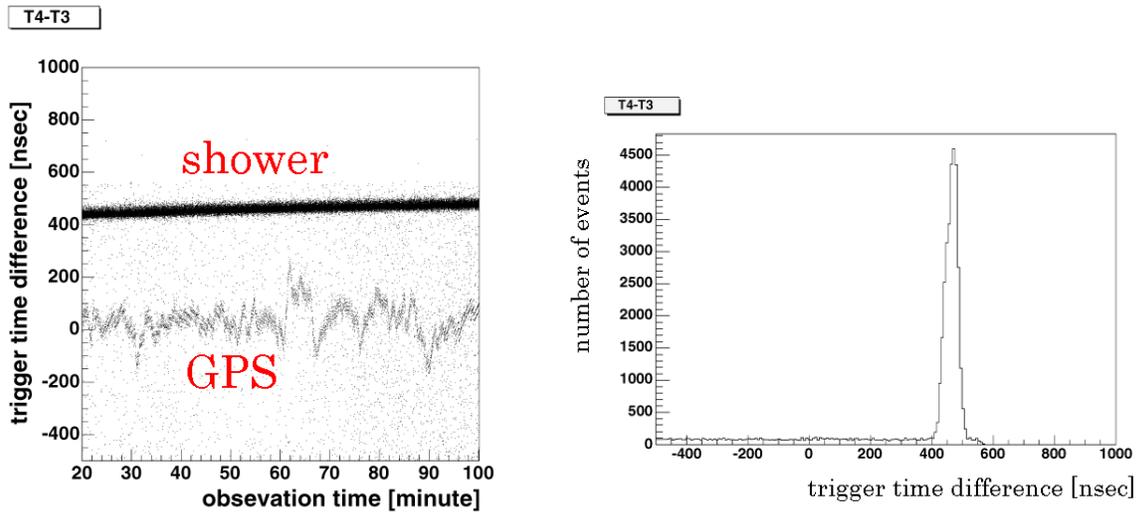


図 5.19: ステレオトリガーシステムで記録された、カニパルサー/星雲観測時の4号機と3号機のトリガー時間差(左)とその縦軸への射影(右)。

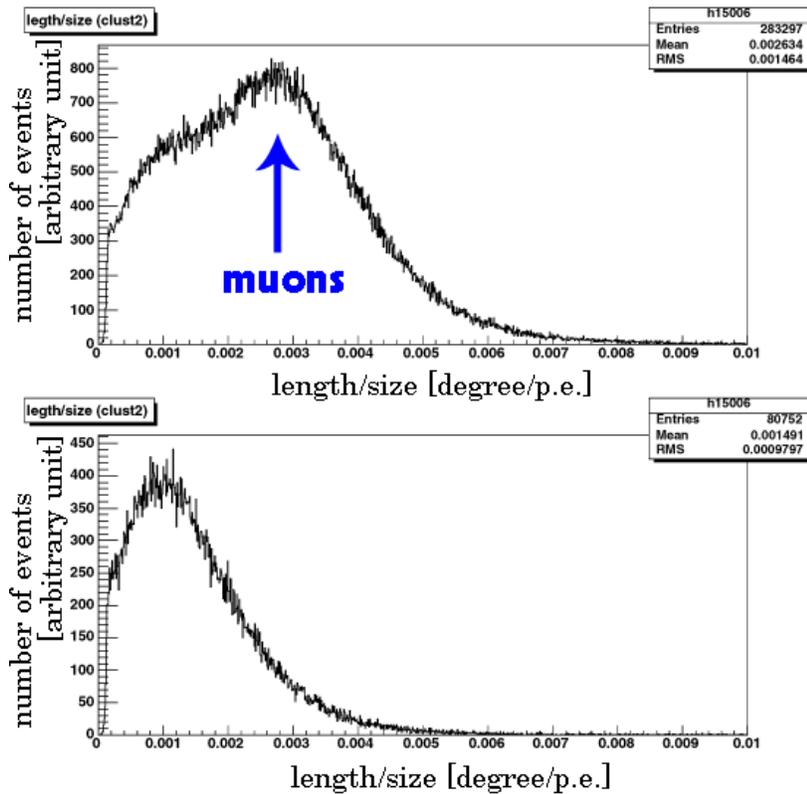


図 5.20: トリガーシステム導入前(上)と導入後(下)の length/size 分布。0.03deg/p.e. 付近のミュオンによるピークがなくなっている。

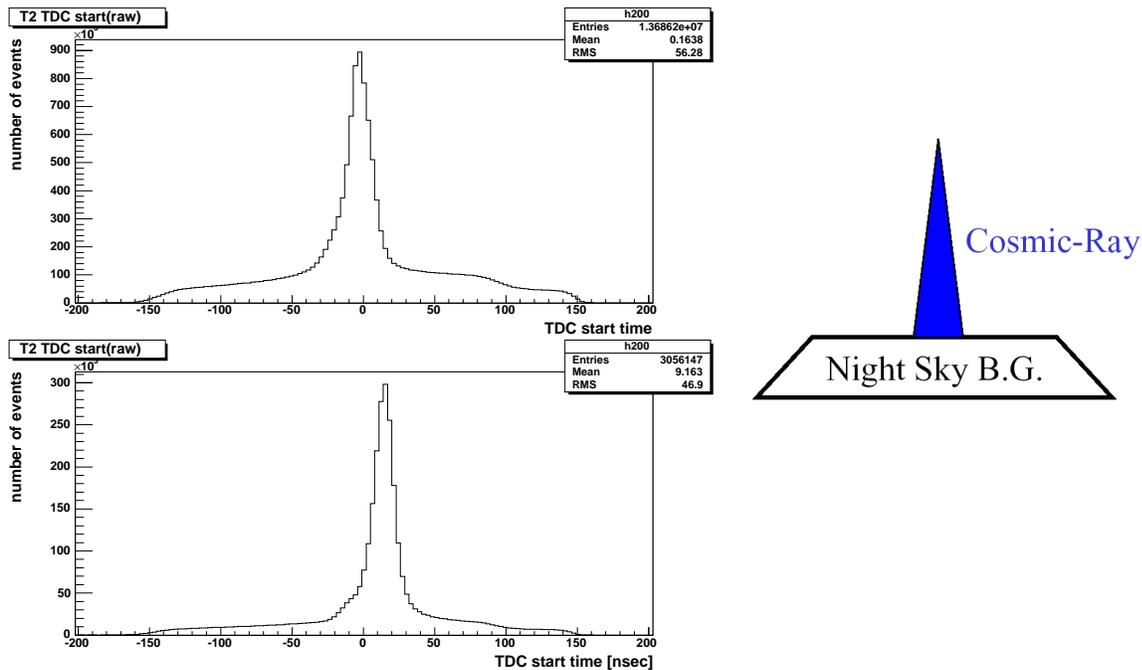


図 5.21: トリガーシステム導入前 (左上) と導入後 (左下) の TDCstart の分布。トリガーシステムによって夜光が落ちている。

る。図 5.21 の左は全 PMT のヒットタイミングをヒストグラムにしたもので、タイムウォーク補正のみをかけたものである。夜光によるランダムなヒットに対応するフラットな成分と、空気シャワーによるピークの成分からなる (図 5.21 右)。ここではピークの高さとフラットな成分の高さの比に注目する。それぞれシャワーイベントと夜光イベントの比だと思えば、トリガーシステム導入前は 9 : 1 程度であるのに対し、導入後では 15 : 1 程度に夜光が抑えられていることが分かる。

また夜光による偶発コインシデンスについては図 5.19 右から見積もることができる。シャワーイベントによるピークとフラットな成分のそれぞれのイベント数の比を求めると約 10:1 であった。各望遠鏡では数 kHz でトリガーがかかっているので、シャワーイベントに対してミュオンや夜光のイベントが 100 倍以上多いことを考えると、バックグラウンドを 1/1000 にまで抑えていることが分かる。

これらの結果から、トリガーシステムはバックグラウンドを効果的に取り除けているということが出来る。

— 5.3.5 ADC スペクトル —

トリガーシステム導入前と後での sum ADC スペクトルを比較した (図 5.22)。図は 4 号機でカニパルサー観測時のもので、夜光の影響を除去したあとのスペクトルである (夜光の除去については次章を参照)。トリガーシステム導入前は、宇宙線陽子による poew law 成分の上に、70p.e. 以下ピークを作る別の成分があった。陽子シャワーによるシミュレーションではこのピークは現れなかったので、ミュオンによるものと考えられていた。そこでトリガーシステム導入後のスペクトルを見るとその成分がなくなっていることが分かる。したがって低エネルギーでピークを作る成分がミュオンによるものであることが確かめられた。またスペクトルのべきがより宇宙線のべき -2.7 に近づいた。これはアナログ和の条件を取り除いたことで低エネルギーシャワーの検出効率があがったためと考えることができる。

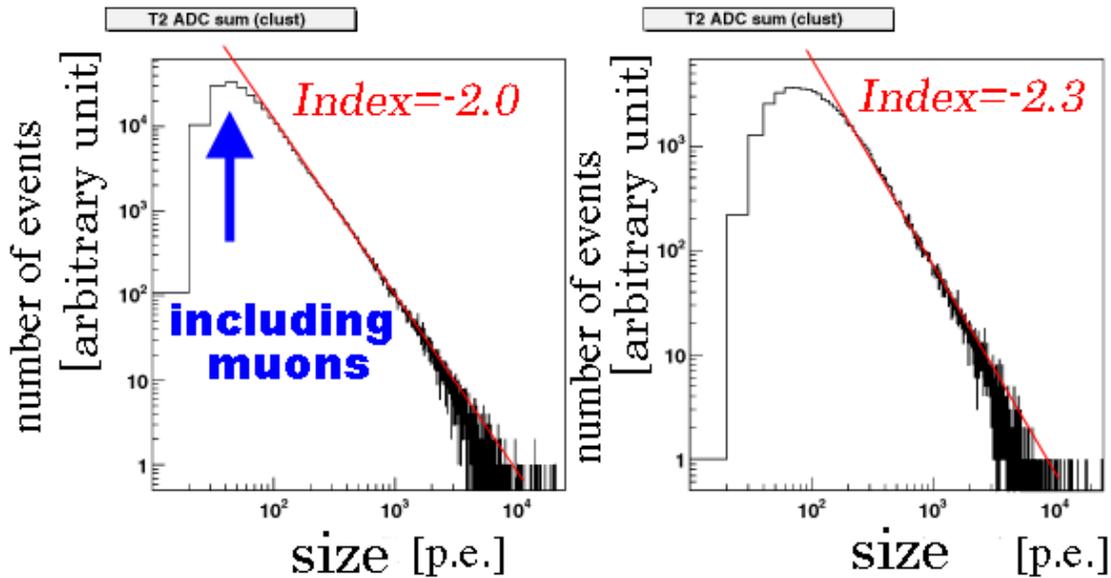


図 5.22: トリガーシステム導入前の ADC スペクトル (左) と導入後 (右)。直線は 300p.e. から 2000p.e. の間でのフィッティング。

— 5.3.6 ステレオイベントレート —

トリガーシステムの導入によるエネルギー閾値の変化を検討した。宇宙線陽子や天体からのガンマ線のスペクトルは power-law で負のべきを持っているので、エネルギー閾値が下がればイベントレートが上昇する。図 5.23 はカニパルサー観測時にトリガーシステムで記録させたトリガーレートである。上段は各望遠鏡へ送り返されたグローバルトリガーのレートである。2号機が3,4号機と比べてレートが低く、従来から知られていた性能から予想されるとおりであった。

中段は2台ずつの組み合わせでのトリガーレートである。2号機の性能が他方を引っ張る形となっている。2号機と3号機でのステレオトリガーレートは旧システムにおいては5Hz程度であった [39]。今回の結果では9Hz程度であり、約1.8倍となった。このイベントのほとんどは宇宙線陽子によるものであり、そのフラックスは $E^{-2.7}$ であるので約70%にエネルギー閾値が下がったことになる。ガンマ線も同様に1.8倍のレートで捉えられているとすると、そのべきは $E^{-2.5}$ と書けるので、これまで約1.2TeVであったエネルギー閾値が810GeVにまで下がることが予想される。

下段はいずれか2台以上の望遠鏡にトリガーのかかったイベントレートと、3台同時イベントのレートである。この結果から、2号機が捉えたステレオイベントのほとんどが3台で捉えたイベントであることが分かる。カニパルサーのような大天頂角の観測の場合、チェレンコフ光が広範囲に広がって地上に到達するため、複数の望遠鏡にトリガーがかかりやすい傾向がある [45]。2号機が3台のうちで最もエネルギー閾値が高いことを考えれば、妥当な結果であるということが出来る。

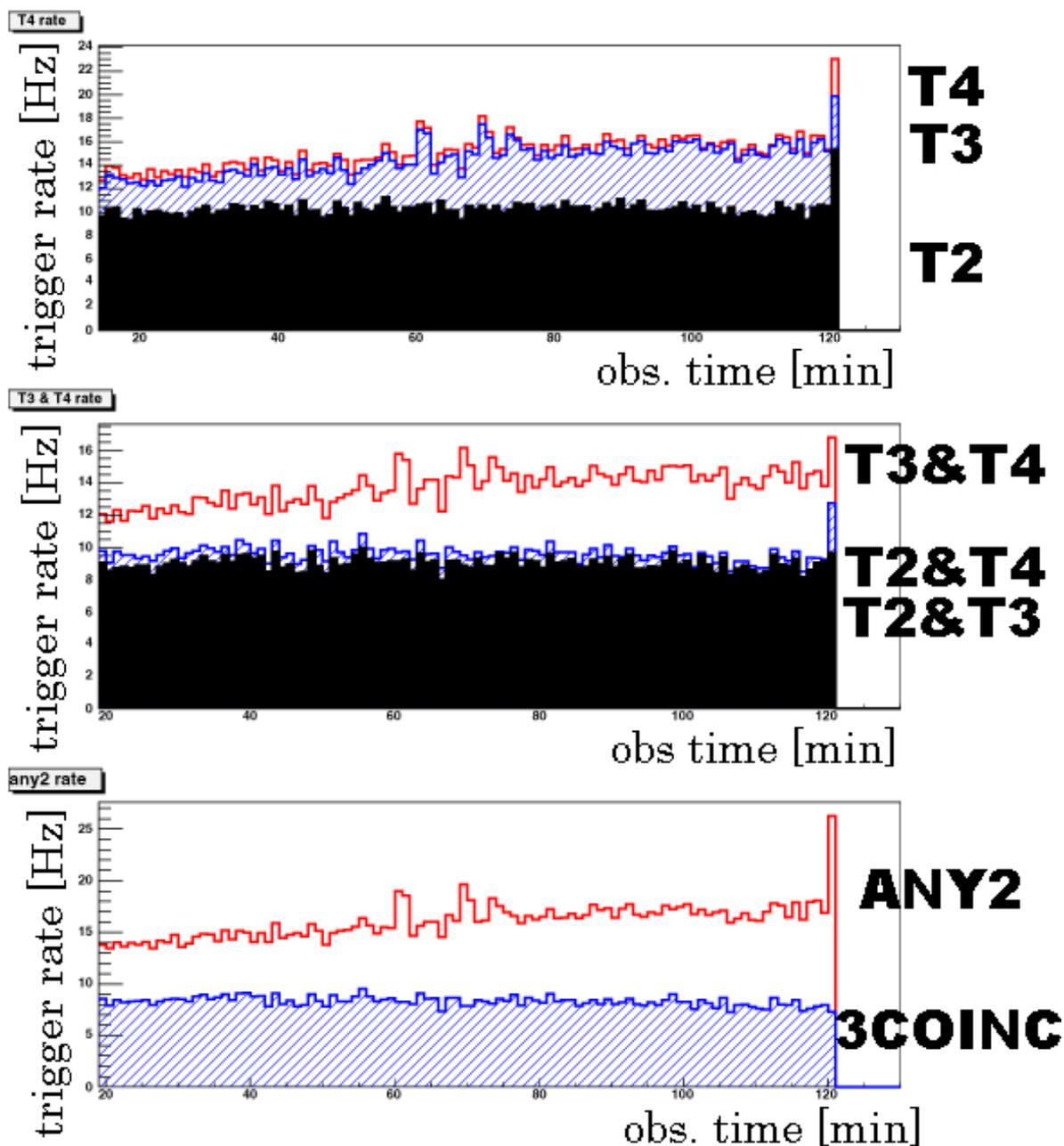


図 5.23: 各望遠鏡にグローバルトリガーが送られたイベントレート (上)、2 台の組み合わせでのステレオイベントレート (中)、3 台のうちいずれか 2 台、または 3 台すべてにトリガーがかかったイベントのレート (下)

カニパルサー/星雲のステレオ観測

カニパルサー/星雲は全天で最も明るいガンマ線源で、“candle light”とも呼ばれキャリブレーション天体として様々な検出器で観測が行われている。そのフラックスは図 1.6 の通りである。CANGAROO では旧システムによるステレオ観測の性能評価のために 2003 年 12 月に合計 30 時間の観測を行った。4 号機の建設前であるため、1 号機から 3 号機までの 3 台による観測であり、本論文では 2 号機と 3 号機のステレオ観測データの解析を行った。

Section 6.1

観測モード

解析にはシャワーのイメージを用いるが、イメージがガンマ線によるものか陽子によるものかを個別に決定することは現在の分解能では原理的に不可能である。そこで観測天体に望遠鏡を向けた観測とは別にバックグラウンドの見積もりを行い、その差分を見て統計的に有意にガンマ線を検出したかどうかを判定する。CANGAROO ではバックグラウンドの見積もり方の異なる二つのモードで観測を行っている。

— 6.1.1 LONG ON/OFF モード —

目標天体を視野中心に置いて追尾する ON ソース観測と、バックグラウンドの見積もりの為に天球上の経路が ON と同じになるように目標天体のない方向を追尾する OFF ソース観測のセットで行う観測を LONG ON/OFF モードと呼んでいる。経路を同じにするのは宇宙線の天頂角依存性を考慮するためである。観測可能時間は月の出ていない夜かつ日没後 1 時間半後から日の出の 1 時間半前までであるが、この観測可能時間を二分して、ON 観測を観測天体が南中する時刻をさむように分配する (図 6.1)。しかしながら、視野内に入る星の影響など、ON と OFF で完全に同じ状態を再現することは難しい。

— 6.1.2 wobble モード —

LONG ON/OFF モードでは観測可能時間の半分を OFF ソースの観測に使わなければならないので、ON ソースの観測時間が半減してしまう。そこで目標天体を視野中心から赤緯方向に ± 0.5 度ずらした観測を 20 分おきに繰り返し、バックグラウンドの見積もりを同時に行う手法が HEGRA グループによって確立された [43]。この手法を wobble モードと呼ぶ。

wobble では観測天体を視野中心からずらすことによって、カメラ面内で天体とは逆側を OFF ソースとみなすことができる。 ± 0.5 度ずらした観測を交互に繰り返すことにより、宇宙線の天頂角依存性は相殺される。OFF ソースを同時に観測できることにより、ON ソースの観測時間が稼げるだけでなく、視野中の複数の点でバックグラウンドの見積もりを行うことができるので統計

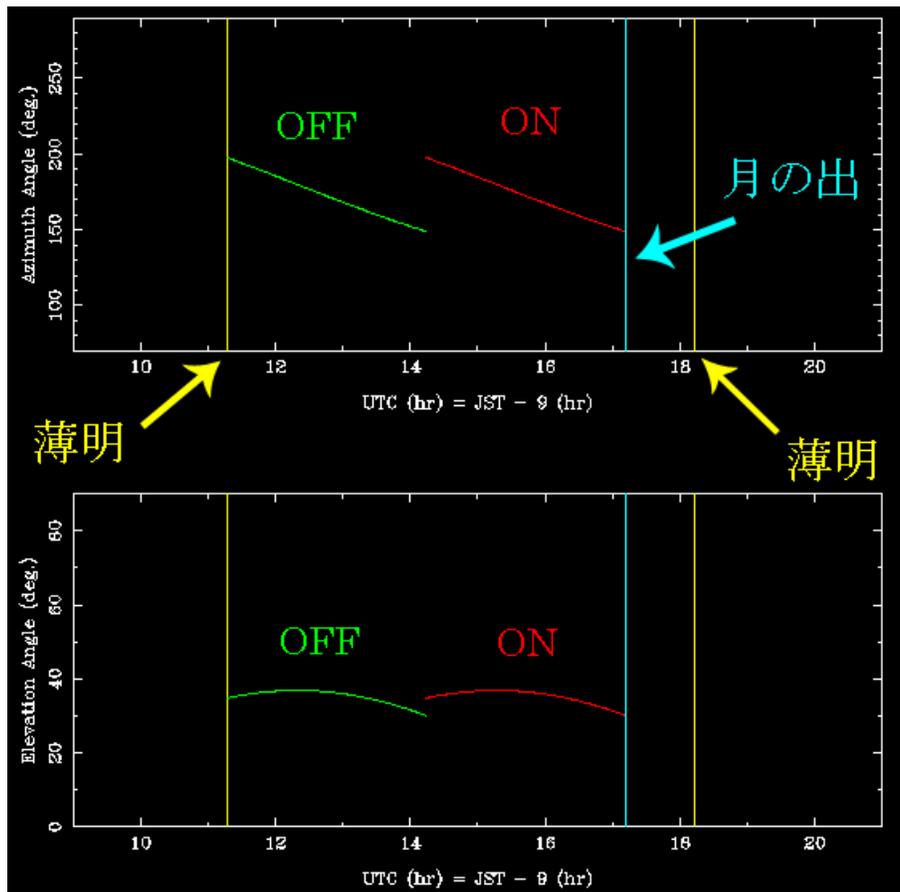


図 6.1: LONG ON/OFF モード時の望遠鏡の動き。上が azimuth(水平方向) 下が elevation(垂直方向)。ON と OFF で同じ時間の観測で向ける方向も同じにする。

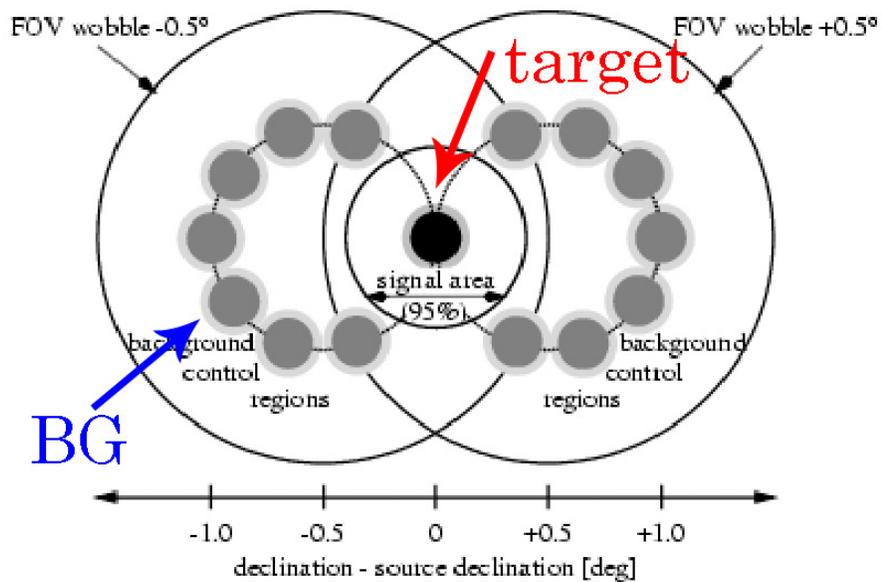


図 6.2: wobble モード。視野中心から 0.5 度目標天体をずらして交互に観測する。目標天体から離れた領域がバックグラウンド領域として利用できる。

的にも有利となる。しかしシグナル検出領域が小さくなるので、検出効率や広がった天体の観測では不利である。また LONG ON/OFF と同様、星の効果の再現は難しい。

— 6.1.3 観測データ —

2003年11月から2003年12月にかけて、カニパルサー/星雲のステレオ観測を行った。観測時間とモードと解析に用いた時間をそれぞれは表6.1にまとめておく。本論文ではLONG ON/OFFモードの観測データの解析を行った。観測時に望遠鏡を向ける天頂角は50度以上の低い空になるが、天頂角が大きくなるほどシャワーの像が急激に小さくなってしまふ。したがって解析には天頂角が57度より小さい範囲のデータのみを用いた。また雲の多い天候の悪い時間も解析から外した。

観測モード	LONG ON	LONG OFF
	analized/observed	analized/observed
2号機	574min/661min	604min/721min
3号機	837min/857min	757min/770min

表 6.1: 2003年12月のカニパルサー/星雲の観測時間。実観測時間と解析に用いた時間を示す。

Section 6.2

夜光の見積もりと閾値の決定

観測におけるハードウェアの閾値について述べる。

図6.3にカニパルサー/星雲付近の星の分布を示す。赤い円が望遠鏡の視野である。視野の左下に3等星があり、この星の光によって高いレートでトリガーがかかってしまう。その為、カメラ視野で3等星の周り0.2度の範囲のPMTの電圧を切って観測を行った。視野中心にない天体は、望遠鏡が追尾していくにつれてカメラ内でその位置を変えるが、電圧を切るPMTも星の位置にあわせて移動した。しかし視野右側には4等星があり、この領域は夜光の多い明るい領域に分類される。

望遠鏡の閾値を決めるにあたり、夜光の量を見積もった。夜光量の見積もりはJellyの値[22]から計算できる。単位波長当たり

$$\frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} = 2.125 \times 10^{-6} [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{str}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}] \quad (6.1)$$

が与えられている。PMTの感度波長を350nmから650nmとし、夜光のスペクトルがこの領域で一定とすると表6.2のパラメータを用いて各PMTでの夜光量を計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} \left(\frac{hc}{\lambda}\right)^{-1} d\lambda \cdot S_m \Omega_\theta \epsilon_q \epsilon_r \epsilon_l \quad (6.2) \\ &= 1.94 \times 10^{-2} [\text{p.e.} \cdot \text{nsec}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}] \quad (6.3) \end{aligned}$$

ADCゲートの幅が100nsecであるので、1イベントにつき各PMTに1.94p.e.がポアソン分布で揺らいで 1.94 ± 1.39 p.e.程度の夜光が入っていることになる。しかしこの値は恒星のない領域でのもので、本観測のような明るい領域ではさらに多いことが予想される。

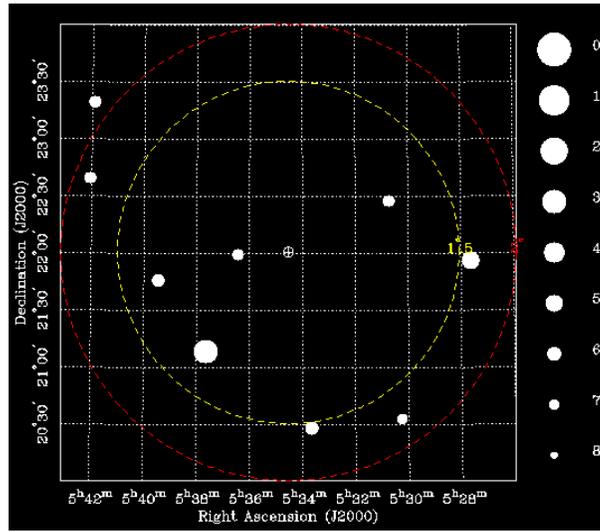


図 6.3: カニパルサー/星雲周辺の恒星。3 等星が視野に入るため、周辺 0.2 度の PMT は高電圧を切って観測を行う。

有効波長域 ($\lambda_1 - \lambda_2$)	350nm - 650nm
主鏡面積 S_m	$5.74 \times 10^5 \text{cm}^2$
PMT1 本の視野 Ω_θ	$0.168 \times 0.168 \text{ degree}^2$
量子効率 ϵ_q	0.25
鏡の反射率 ϵ_r	0.8
ライトガイドの効率 ϵ_l	0.51

表 6.2: 夜光量の見積りに用いたパラメータ

トリガーシステム導入前であるので、設定した閾値はLSUM、TDC、NHIT、ASUM、NBOXの5つであり、それぞれの値を表 6.3 に示す。CANGAROO ではデータのファイルサイズ節約のため、最終的にはイベントごとに TDC のヒットしたピクセルのみの ADC の値しか残さない。したがって、ゆらぎによる取りこぼしをできるだけ防ぐために、TDC の閾値はLSUM よりも 1p.e. 程度低い値を設定している。

	LSUM	TDC	NHIT	ASUM	NBOX
2 号機	270mV / 6.0p.e.	220mV / 4.9p.e.	40mV / 4.0pixel	170mV	30mV / 0.6BOX
3 号機	270mV / 6.0p.e.	220mV / 4.9p.e.	80mV / 4.0pixel	170mV	30mV / 0.6BOX

表 6.3: 観測時のハードウェア閾値。

ノイズの除去

カメラで捉えられたチェレンコフ光のイメージには夜光によってヒットしたPMTが含まれており、像の形を損なうノイズとなる。また夜光のみによってトリガーされたイベントも存在する。このことはタイムウォーク補正されたあとのTDC分布のピークの広がりが、チェレンコフ光の継続時間である10数nsecに比べて広いことから予想できる。まずはこれらの夜光ノイズを取り除く処理を行った。

夜光は以下のようなカットで取り除くことができる。

1. クラスタカット

先に述べたように、シャワーによるチェレンコフ光はまとまってカメラに入射するので、隣り合った複数のピクセルが同時にヒットする。しかし夜光はカメラ面内にランダムにヒットするため隣接するピクセルがヒットする事象は稀である。

n 本以上の隣接したPMTがヒットしているピクセル以外をカットすることを、 T_nA (Threshold n Adjacent) と言う。図6.4に $T3A$ の例を示す。

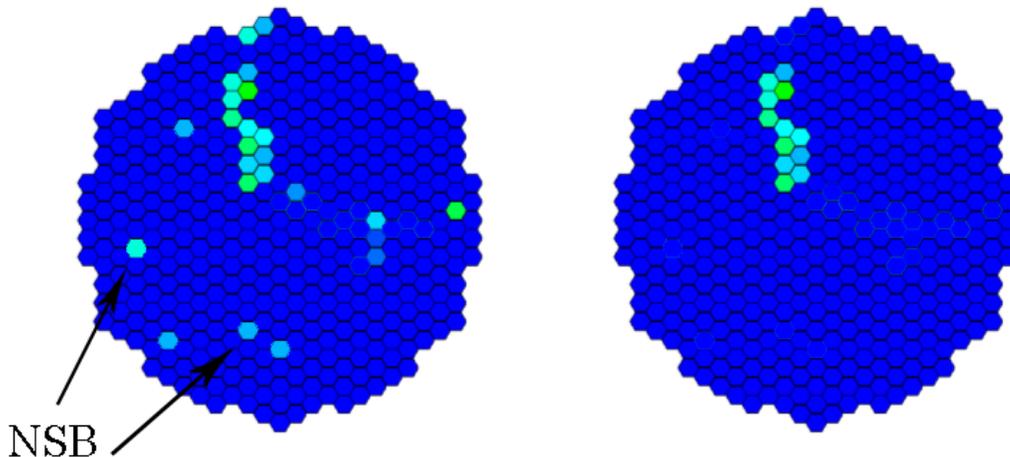


図 6.4: $T3A$ のクラスターカット前(左)と後(右)。3つ以上の隣り合うピクセルがヒットしていない箇所が落とされる。色の濃さは光量を表しているがここでは無関係。

2. ADC カット

クラスターカットだけでは、シャワーイメージに隣接するピクセルの夜光が残ってしまう。夜光は前節で見積もった通り 2p.e. 程度であるので 6p.e. 程度より小さい値のピクセルはカットする。また夜光とは関係がないが、フロントエンドの線形性が 200p.e. までなので、それ以上の値もカットする。

3. タイミングカット

上記のカットである程度夜光の影響を取り除いた後、TDCのヒットタイミング分布において平均値から 25nsec 以上離れた時刻にヒットしたピクセルをカットする。

4. スケーラカット

夜光量の見積もりのために、 $700\mu\text{sec}$ の間に LSUM の閾値を超えたパルスを数えるスケーラがフロントエンドに搭載されているが (図 4.2)、スケーラの値が大きいピクセルをカットする。具体的には、一回の観測を通して、ピクセル毎にスケーラの平均値と分散を求める。427 本分の平均値分布を見て、その平均値から 4σ 以上高い平均値をもつピクセルを取り除く (Mean Scaler cut)。またイベントごとにヒットしたピクセルのスケーラの値を見て、そのピクセルの平均値から 4σ 以上高い値であればそのイベントから取り除く (Scaler cut)。

さらに 2 から 4 のカットによってクラスタ条件を満たさなくなったものを取り除くために最後にもう一度クラスタカットを行う。

2号機のデータに対してこれらのカットを行った TDC 分布と sum ADC 分布を図 6.5 に示す。図の最上段はタイムウォーク補正後の分布である。2 段目は T4a のクラスタカット後の分布で、TDC を見ると夜光の成分がほとんどなくなり、ピークの広がりも 18nsec(r.m.s.) 程度にまで狭くなった。sumADC を見ても、シャワーイベントに混在していた夜光が取り除かれることにより 100p.e. 付近のピークが低い方に崩れて滑らかになった。3 段目は TDC の平均値がイベント毎に 0 になるように補正した後に ADC カットとタイミングカットを行ったものである。カット条件は $6\text{p.e.} < \text{ADC} < 200\text{p.e.}$ および $-25\text{nsec} < \text{TDC} < 25\text{nsec}$ である。このカットによって TDC 分布の広がりも 6nsec(r.m.s.) となり、ほとんどがシャワーによるヒットであると考えられる。そして最下段は最後に T4a のクラスタカットを行ったものである。この段階ではまだスケーラカットは行っていないが、夜光のほとんどを落とすことができていることがわかる。

これらのカット前後でのイベントレートの違いを図 6.6 に示す。図は 2 号機の単独のもので、夜光をカットすると約 15Hz のトリガーのうち 10Hz でシャワーイベントを検出しており、天頂角依存性が見えている。

カニパルサー/星雲の観測では視野中に 3 等星が入るため、その周囲 0.2 度のピクセルの PMT を切っている (図 3.6)。そのため、切ったピクセルの付近にシャワーのイメージが重なると像の形を著しく崩してしまうだけでなく、総光量も正しい値が得られない。観測中での 3 等星のカメラ面上での軌跡を図 6.7 に示す。3 等星の位置は第 3 象限に限られるため、シャワーイメージの重心が第 3 象限にあるイベントをすべて取り除いた。OFF 観測では 3 等星は入らないが、ON 観測との対称性のため同様に第 3 象限に重心のあるイベントを排除した。

ここまでのカットパラメータをまとめると表 6.4 の通りになる。

	T2	t3
zenith	< 57 degree	< 57 degree
ADC	6p.e. - 200p.e.	7p.e. - 200p.e.
TDC	$-30\text{nsec} - 30\text{nsec}$	$-30\text{nsec} - 30\text{nsec}$
cluster	T5a	T5a
Mean scaler	mean $+5\times\text{rms}$	mean $+5\times\text{rms}$
scaler	mean $+5\times\text{rms}$	mean $+5\times\text{rms}$
sum ADC	60 - 300 p.e.	60 - 300 p.e.
FOV	$x > 0$ or $y > 0$	$x > 0$ or $y > 0$

表 6.4: カットパラメータ

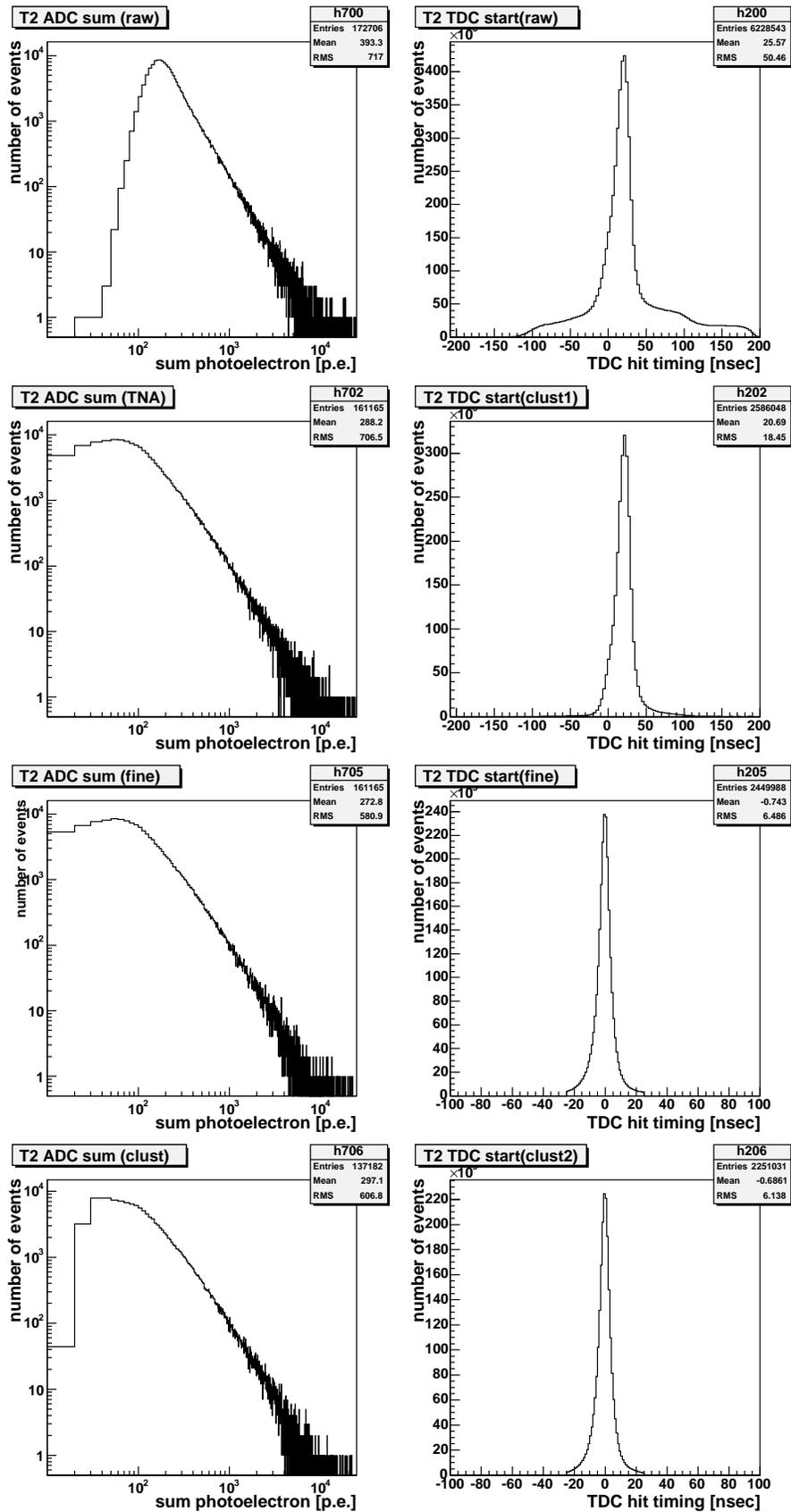


図 6.5: 各カットプロセス後の sum ADC と TDC 分布。詳細は本文参照。

T2 DAQ accept rate

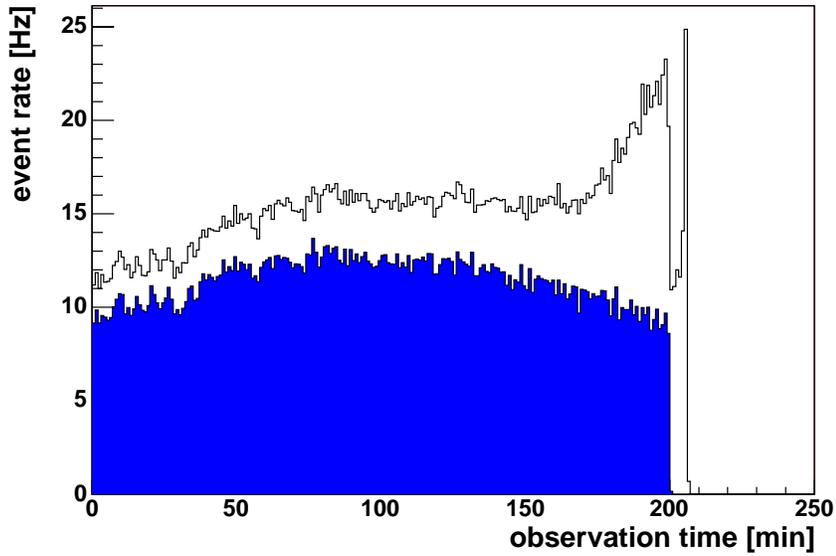


図 6.6: 2号機における夜光カットによるトリガーレートの違い。白がカット前、青地がカット後。夜光をカットすると宇宙線の天頂角依存性の曲線が見られる。200分付近以降は天頂角によるカット

star position

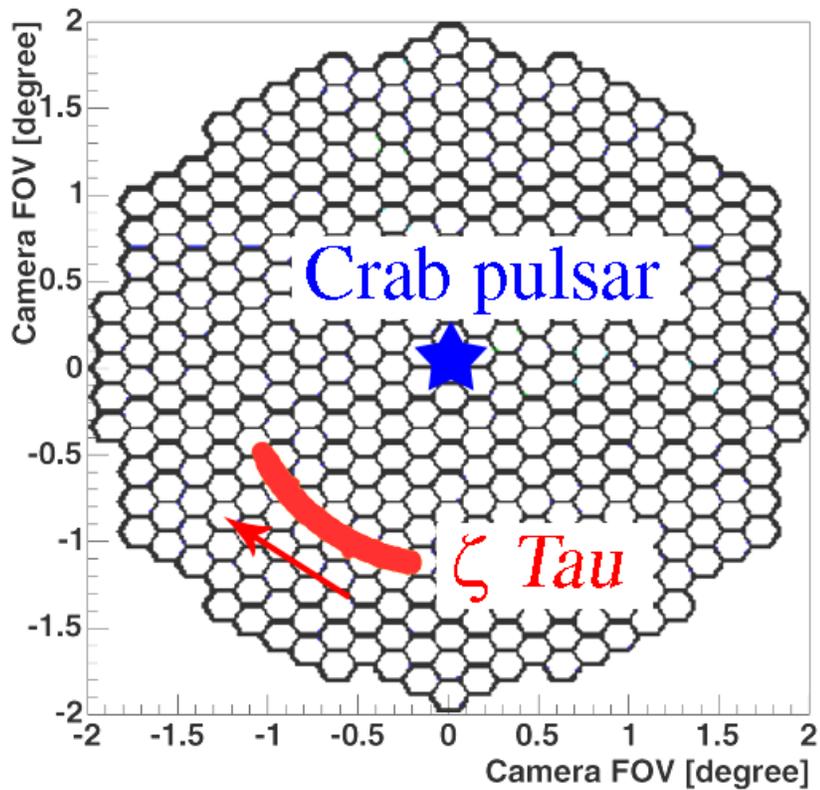


図 6.7: カメラ面上で3等星の動き。第3象限のみにしか入らない。

ステレオ解析

夜光によるノイズを落とした後はシャワーによるイメージが残されている。それらのイメージを用いてガンマ線によるイベントを取り出した。

— 6.4.1 ステレオイベント —

ステレオイベントによる空気シャワーの再構成については谷村修論 [39] に詳しく書かれている。まず初めに、2号機と3号機が同時に捉えたイメージをカメラ面上の平面で重ね、それぞれを楕円で近似して、長軸の交点を求めた。その分布を図 6.9 に示す。この分布は視野中でのシャワーの到来方向を表しており、大部分が宇宙線陽子によるシャワーであるので、宇宙線の等方性を反映して視野中に一様に分布している。

次に望遠鏡の設置平面にカメラを配置し、イメージの長軸の交点であるシャワー軸の落下点を求めた。その分布は図 6.10 である。宇宙線は一様に到来するので、全面に分布することが予想される。しかし望遠鏡付近に集中、また遠方では望遠鏡を結ぶ直線の周りのイベントが少ないという結果が得られた。これは次のように解釈できる。2台の望遠鏡を結んだ軸近くに落ちたシャワーを捉えたとき、二つのイメージの長軸がなす角度が小さくなり、平行に近づく。それらの交点を幾何学的に求めようとするとき遠方でしか交点を作ることができない。この結果はシミュレーションによっても確かめられている。長軸の決定には 15 度程度の誤差が伴うので、長軸のなす角度が小さい場合、あるいは 180 度に近い場合には交点の決定精度が悪くなる (図 6.8)。

カニパルサー/星雲のような天頂角の大きい観測では、天頂角の小さな場合に比べて θ が 0 度や 180 度付近のイベントが多くなる傾向がある。図 6.11 に天頂角 55 度 (本観測) と天頂角 30 度の実際の観測によって得られた分布を示す。 θ が 90 度付近になるのは 2 台の望遠鏡の間にシャワー軸が落ちた場合であるが、シャワーの入射方向から見ると、天頂角が大きい場合望遠鏡の間隔が狭く見えるので、望遠鏡の間に落ちるイベントが減少するからである。

本解析では多くのイベントを捨ててしまうことになるが、 $15[\text{deg}] < \theta < 165[\text{deg}]$ を満たすイベントのみを取り出した。

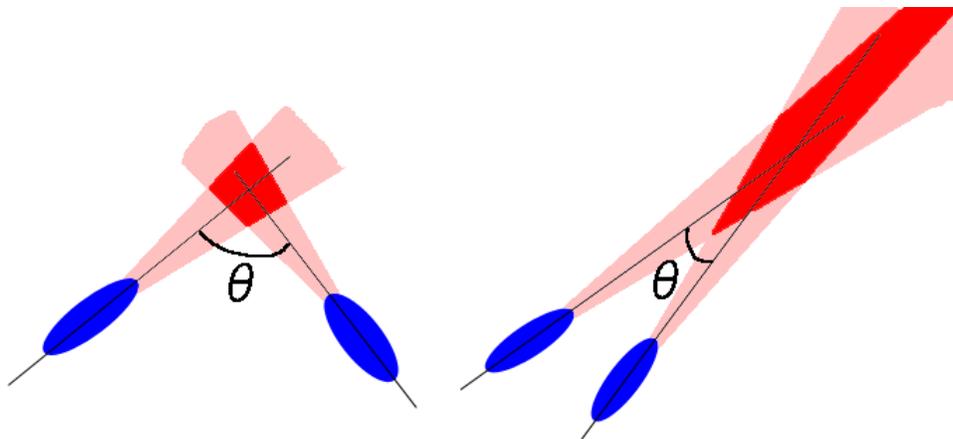


図 6.8: 2 長軸のなす角度と交点決定精度。 θ が 90 度に近いほど精度がよくなる。

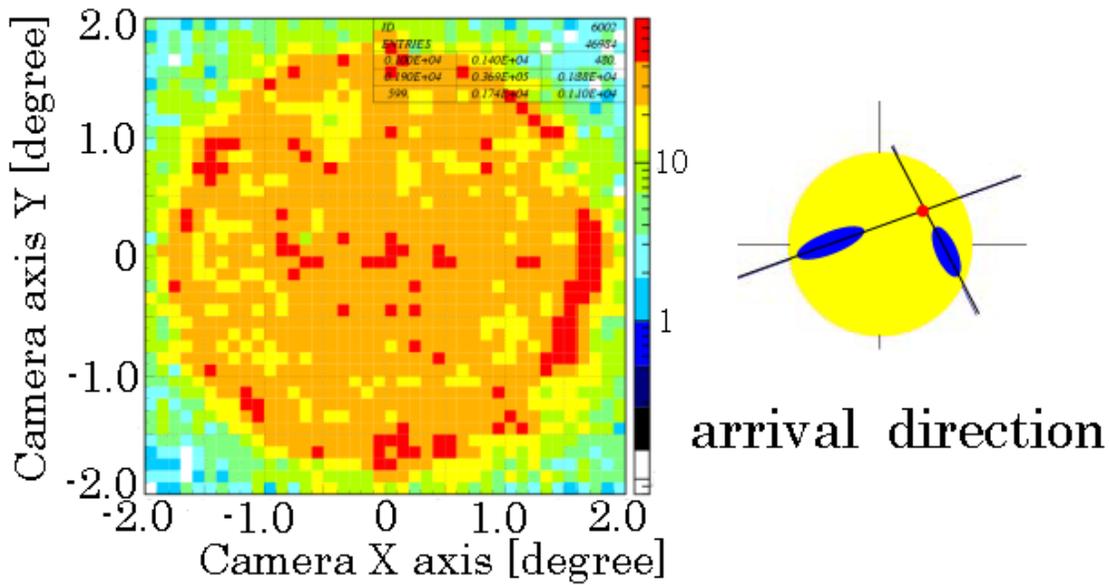


図 6.9: シャワーの到来方向分布。大部分が宇宙線陽子によるシャワーであるため、カメラ面上に一樣に分布する。第3象限をカットする前の OFF 観測のデータ。

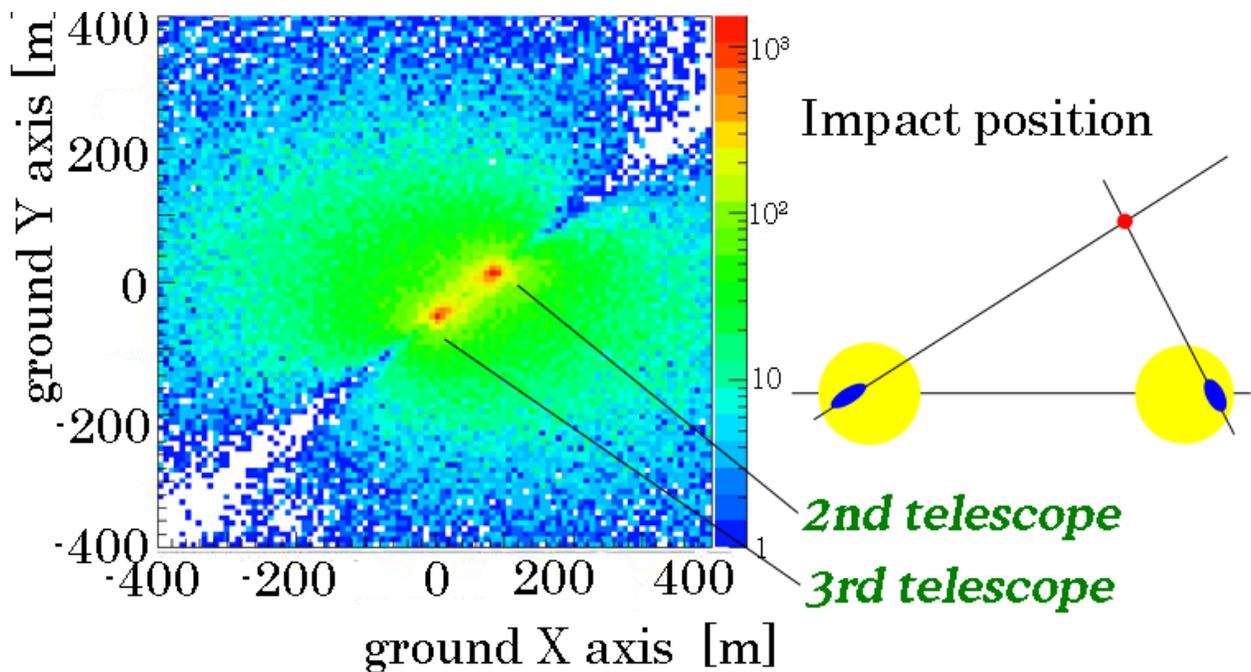


図 6.10: シャワーの落下点分布。望遠鏡から遠くでは交点を結びにくく、望遠鏡近くに集中する

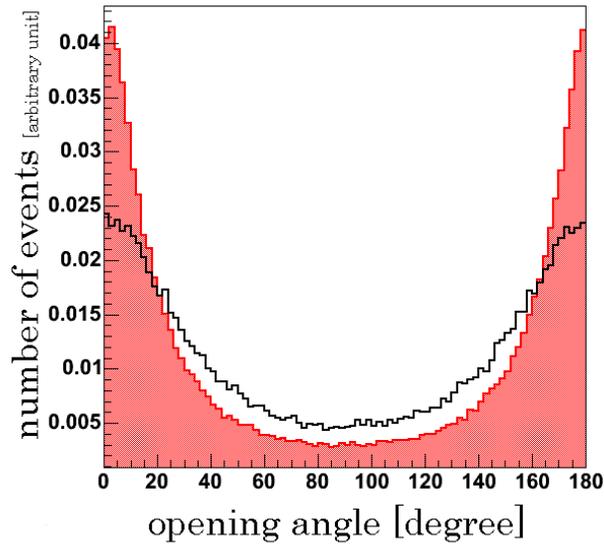


図 6.11: 長軸のなす角度分布。白地が天頂角 30 度、赤がカニパルサー/星雲観測。0 度と 180 度付近のイベントが多いが、精度が悪いので解析からは除いた。

— 6.4.2 イメージ解析 —

ガンマ線のイベントを取り出すためのイメージ解析では、シミュレーションから得られるガンマ線と陽子それぞれのシャワーでのイメージパラメータを比較して実際のデータに適用する。

シミュレーションには GEANT のバージョン 3.21 を用いている。GEANT は高エネルギー物理実験用に CERN で開発されたものである。我々の用いているものは大きく 4 つのモジュールで構成されていて、親粒子の生成 (方向やエネルギーなど)、空気シャワーの発達、チェレンコフ光の発生から望遠鏡への到達まで、そしてエレクトロニクスのシミュレーションからなる。鏡の反射率等の経年変化が起こりうるパラメータは常に最新の値を与えており、また夜光も一緒に降らせていて、その光量は 8×10^7 [p.e./pixel·sec] である。陽子によるシミュレーションと OFF 観測とよく一致していることが確かめられている [44]。

Whipple グループが確立したイメージ解析は、ガンマ線と陽子によるシャワーイメージをパラメータ化し、それぞれの違いからガンマ線らしいイベントを選び出す手法である。シミュレーションで降らせたガンマ線は 300GeV から 10TeV で、スペクトルのべきは -2.5 である。イメージパラメータは同じ天頂角でもエネルギーによって変化する。size によって分割してエネルギーごとに異なるパラメータを用いてカットするが、60p.e. < size < 300p.e. での両者のイメージパラメータの違いを図 6.12 に示す。この結果を受けて、表 6.5 の値によってイベントの選別を行った。

	WIDTH	LENGTH	DISTANCE
T2	0.04 - 0.15	0.07 - 0.27	< 1.2
T3	0.05 - 0.13	0.08 - 0.20	< 1.2

表 6.5: イメージカットパラメータ

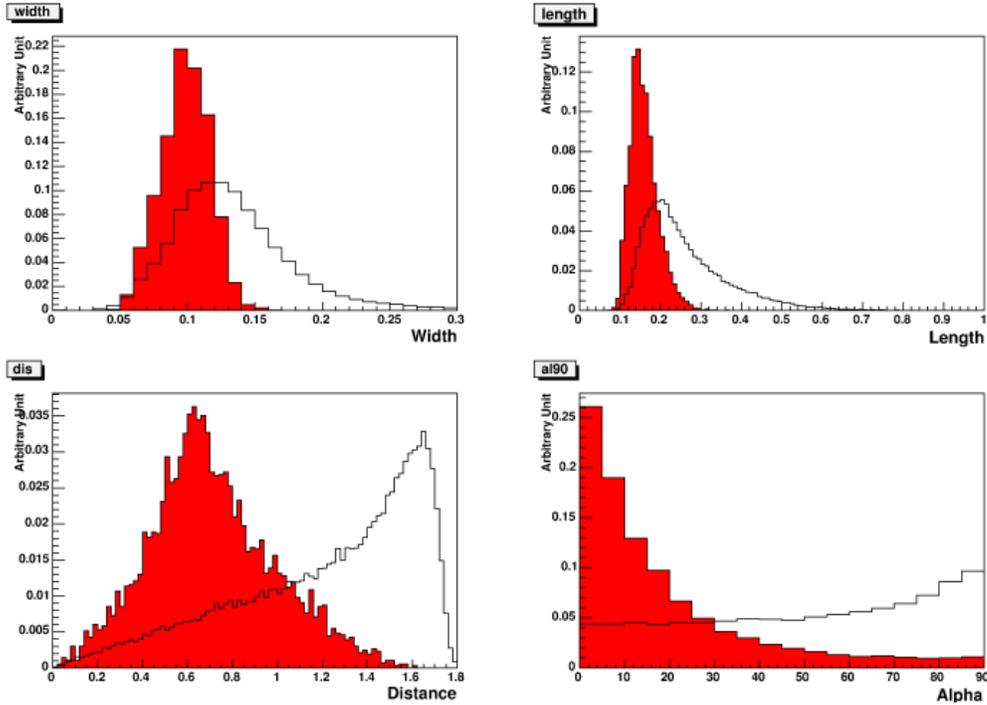


図 6.12: ガンマ線と OFF 観測でのイメージパラメータの比較。それぞれ WIDTH(左上)、LENGTH(右上)、DISTANCE(左下)、ALPHA(右下)。白地が OFF、赤がガンマ線シミュレーション。

Section 6.5

θ^2 分布

これまでのカットの結果残ったイベントに対して到来方向分布を出し、ON 観測と OFF 観測を比較した。カメラ面上の長軸交点である到来方向の座標を (θ_x, θ_y) とし、

$$\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2 \quad (6.4)$$

で定義される θ^2 の分布を ON と OFF で比較した。ON 観測では一様に到来するバックグラウンド陽子成分に視野中心から来るガンマ線のピークが重なった形になる。シミュレーションによる、陽子とガンマ線の θ^2 分布を図 6.13 に示す。以上のようにイベントの選択を行ったあとも、宇宙線陽子によるイベントのすべてを取り除くことは不可能である。そこで、ガンマ線と思われるイベントを、バックグラウンドの統計的な揺らぎと比較して、統計的有意性で検出を議論する。

ガンマ線イベントの θ^2 の広がり望遠鏡の角度分解能に相当し、角度分解能が 0.1 度の場合はガンマ線による θ^2 は 0.01 以下に分布する。図 6.13 にシミュレーションによるガンマ線の θ^2 分布を示す。左の図はガンマ線を天頂角 0 度から降らせた場合とカニパルサーを想定して天頂角 55 度で降らせた場合の比較である。天頂角が大きくなると、シャワー軸方向から見た望遠鏡間隔が小さくなるので角度分解能が悪くなる傾向があり、角度分解能はそれぞれ HWHM で 0.18 度と 0.21 度である。右の図は OFF 観測のデータと天頂角 35 度のシミュレーションを重ねたもので、 $\theta^2 > 0.2$ の領域では信号はほとんどなくなるので、ON 観測において $\theta^2 > 0.2$ の領域はバックグラウンド陽子によるものと見なす。

ON 観測と OFF 観測でのイベントの数をそれぞれ $(N_{\text{on}}(\theta^2), N_{\text{off}}(\theta^2))$ とすると、検出したガン

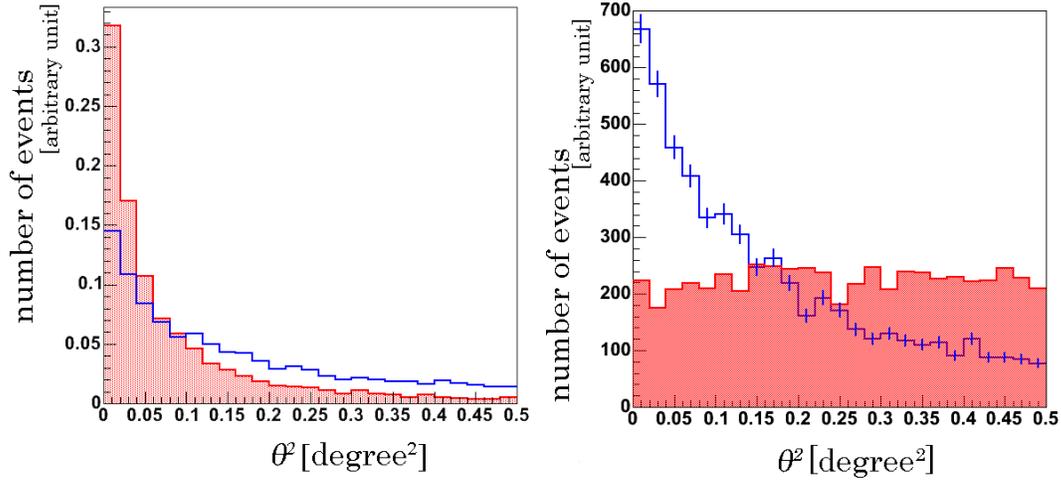


図 6.13: シミュレーションによる θ^2 分布。天頂角 0 度からガンマ線を降らせた場合と 55 度から降らせた場合を重ねたもの(左)と、天頂角 55 度のシミュレーションに OFF 観測のデータを重ねたもの。ともに白地が 55 度シミュレーション。

マ線のイベント数 N_S は以下のように見積もられる。

$$N_S = \sum_{\theta^2 < 0.1} N_{\text{on}}(\theta^2) - \alpha \sum_{\theta^2 < 0.1} N_{\text{off}}(\theta^2) \quad (6.5)$$

と書ける。ただし α は規格化定数である。ここでは θ^2 が 0.2 より大きいイベントはバックグラウンドである宇宙線陽子によるイベントだけになると考え、 $\theta^2 > 0.2$ で積分したイベント数が ON と OFF で同じになるように α を決める。

$$\alpha = \frac{\sum_{\theta^2 > 0.2} N_{\text{on}}}{\sum_{\theta^2 > 0.2} N_{\text{off}}} \quad (6.6)$$

このとき、ガンマ線イベント数 N_S の統計的なエラーは、

$$\sigma_S^2 = \sigma_{\text{on}}^2 + \alpha^2 \sigma_{\text{off}}^2 = N_{\text{on}} + \alpha^2 N_{\text{off}} \quad (\theta^2 < 0.1) \quad (6.7)$$

で与えられる。したがって統計的有意度 S は、

$$S = \frac{N_S}{\sigma_S} = \frac{N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}}{\sqrt{N_{\text{on}} + \alpha^2 N_{\text{off}}}} \quad (6.8)$$

と求められる。図 6.14 はカニパルサーの LONG ON/OFF 観測から得られた θ^2 分布を規格化して重ね合わせたものと差分を取ったものである。夜光を落とした後の size が 60p.e. から 300p.e. までのイベントのみを用いたものであるが、統計的有意度 6.17σ でガンマ線を検出し、そのイベント数は 254 ± 41 イベントであった。また角度分解能は HWHM(Half Width at Half Maximum) で 0.16 度と得られた。

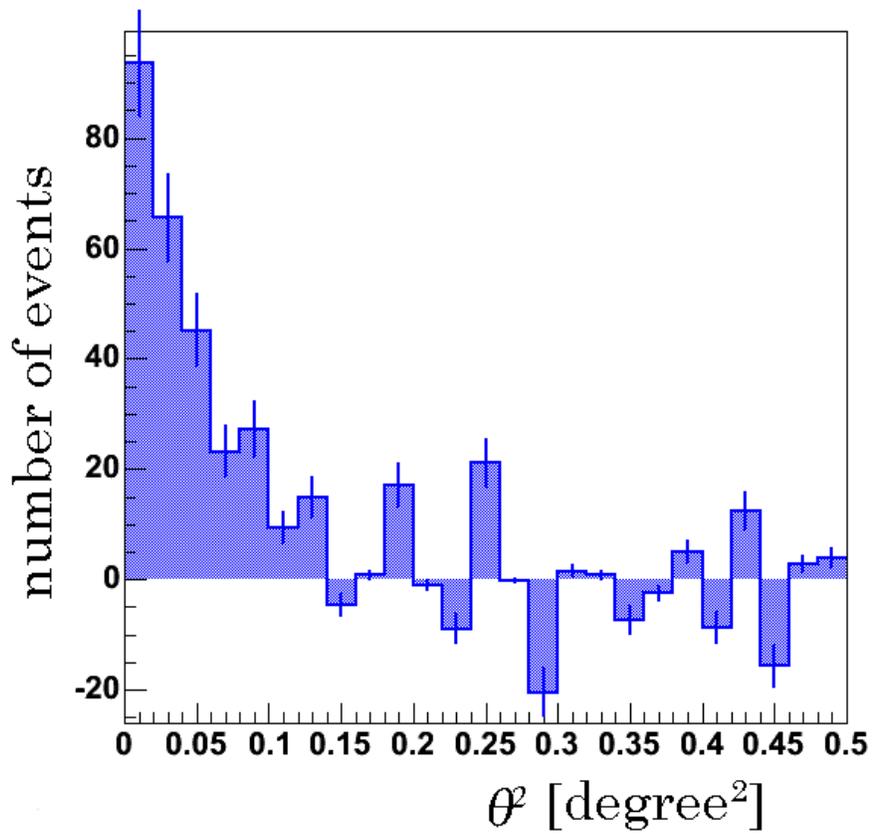
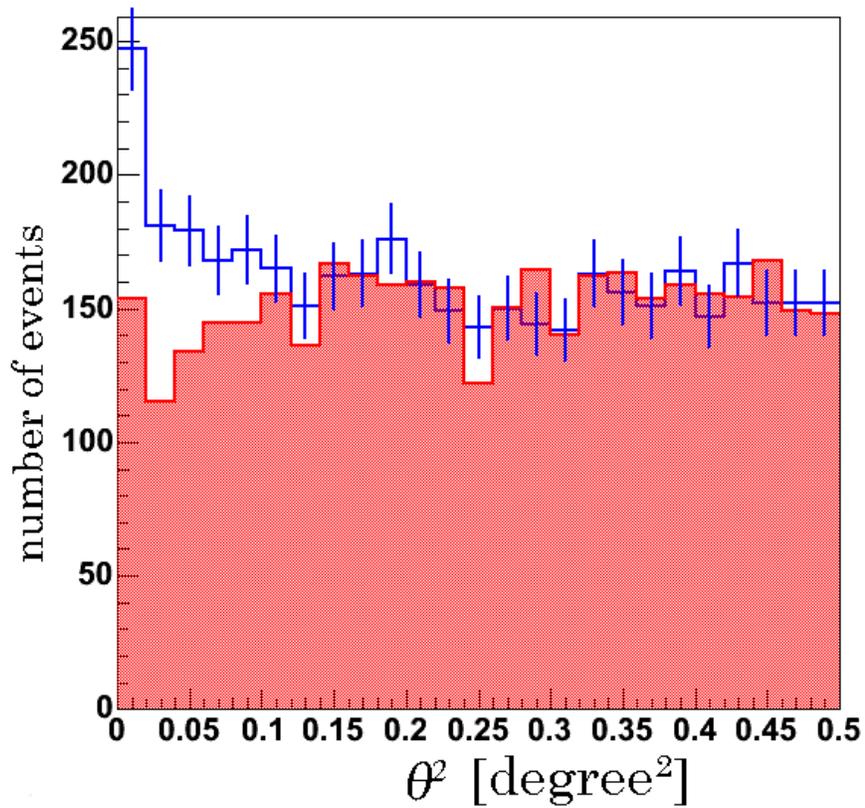


図 6.14: θ^2 分布。ON と OFF を規格化して重ねたもの (左) とその差分 (右)

まとめと今後の課題

Section 7.1

データ収集システムの開発

本論文では CANGAROO-III 望遠鏡 4 号機のデータ収集システムの開発を行った。データの読み出しの高速化を図るためすべて VME 規格で統一し、最新のオンボード CPU を採用した。その後 2004 年 2 月より現地で 4 号機のデータ収集システムのインストールを行った。4 号機のシステムでは 200Hz のシャワーによるランダムトリガーに対して 80%以上の live time でデータ取得ができていたことを確認した。

CANGAROO では現在 4 台の望遠鏡でステレオ観測を行っているが、エネルギー閾値の低下を狙って 2 号機から 4 号機のうちの少なくとも 2 台が同時にイベントを捉えたときのみデータを記録するステレオトリガーシステムを開発し、2004 年 12 月に現地で導入した。

現在までに達成した 250GeV 程度のエネルギー閾値をさらに下げることによって、より広いエネルギーバンドでの観測ができる。その結果超新星残骸の観測においては陽子加速起源か電子加速起源のどちらによる放射であるかをスペクトルの折れ曲がりによって決定できるので、その確実性が向上する。またパルサーの観測においても他波長では見つからないパルサー風からの放射を直接検出、TeV 領域での初めてのパルス成分の検出などが期待される。このように低エネルギー閾値化は物理的に非常に重要な意味を持ち、次世代のチェレンコフ望遠鏡には不可欠な技術である。

個別にデータを記録するシステムでは、バックグラウンドとなるミュオンや夜光によるトリガーが全トリガーの約半分を占め、DAQ の live time を圧迫していた。しかしステレオトリガーシステムの導入した結果、ミュオンはほぼ完全に排除することができた。夜光の除去能力の向上も確認でき、観測時のハードウェア閾値ではアナログ和の条件を取り外しただけでなく、ピクセルごとの閾値も 20%以上低くしての観測が可能になった。ステレオイベントではないトリガーは、CPU を介さずに破棄することにより、1 イベント当たりの dead time が $5\mu\text{sec}$ と従来の 1/100 程度にまで抑えることができ、個別のトリガーレートでは約 10kHz 程度まで耐えられることも確認した。またエネルギー閾値に関しては、旧システムにおいて 2 号機と 3 号機でのカニパルサー/星雲のステレオ観測ではトリガーレートが 5Hz 程度であったのに対し、トリガーシステムでは 9Hz での観測ができた。イベントのほとんどが宇宙線陽子だと考えれば、そのべきは -2.7 であるから約 70%にエネルギー閾値が下がったことになる。同じ議論をべきが -2.5 のガンマ線に適用すると、これまで 250GeV 程度であった閾値は 170GeV にまで下がることが期待される。

Section 7.2

カニパルサー/星雲の観測

ステレオトリガーシステムによるステレオ観測が 2004 年 12 月から 2005 年 1 月にかけて行われたが、その解析が間に合わなかった。旧ステレオシステムで 2003 年の 11 月から 12 月にかけて約

30 時間観測を行った。そのうち LONG ON/OFF モードで観測した 10 時間のデータの解析を行った。2 号機と 3 号機によるステレオ観測の結果、 θ^2 分布において 6.17σ の統計的有意度でガンマ線を検出した。カニパルサー/星雲のように天頂角の大きい天体に対しては角度分解能が天頂付近を見たときよりも悪くなってしまうことが予想されていて、シミュレーションによる角度分解能は 0.21 度であったが、得られた角度分解能は HWHM で 0.16 度でシミュレーションよりも 20% 良い値が得られた。この不一致の原因はまだ分かっていないが、3 号機でライトガイドの不具合が観測時にあったことの影響やシミュレーションのチューニング等の検討をしている。また最新の観測データの解析も進めている。

Section 7.3

今後の課題

ステレオトリガーシステムの導入の際にアナログ和のトリガー条件をなくしたため、夜光に対して敏感になってしまった。その結果、明るい領域ではそれほどハードウェア閾値を下げる事ができなかった。CANGAROO では現在開発試験中のパターントリガーモジュールと呼ばれる独自の回路がある。これは T3a のクラスタ条件を満たすときにパルスを出力するもので、このモジュールを組み込むことにより夜光のトリガーをさらに抑えることが期待できる。パターントリガーモジュールを各望遠鏡に組み込めば、明るい領域においても更なる閾値の低下が可能となると思われる。

また 2004 年 12 月から 2005 年 1 月にかけてトリガーシステムを用いて 4 台によるカニパルサー/星雲の観測を合計約 30 時間行った。大天頂角の観測では、シャワーの入射方向から見た望遠鏡間隔が天頂から入射した場合にくらべて短くなり、角度分解能が悪くなってしまう。3 号機と 4 号機の間隔は約 150m で 2 号機 3 号機間の 1.5 倍である。したがって 3 号機と 4 号機、あるいは 3 台でのステレオ観測データからはさらに良い角度分解能が得られることが期待できる。またトリガーシステムによってガンマ線に対するエネルギー閾値がどの程度下がったのかを求めることが課題となるので、観測データの解析を急ぎたい。

イメージパラメータ

イメージパラメータは Hillas ら Whipple グループによって提唱されて、イメージング解析に広く使われるようになった。本論文で用いている定義は以下の通りである。

i 番目の PMT のカメラ面での座標を (x_i, y_i) としたとき (単位は度)、 i 番目の PMT が捉えた光量を s_i とすると、

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i} \quad (\text{A.1})$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^2 y \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2 y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle x y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i^2}{\sum_i s_i} \quad (\text{A.2})$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^3}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^3}{\sum_i s_i} \quad (\text{A.3})$$

とそれぞれの平均値が計算できる。 $(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ はイメージの重心座標である。これらの値を用いてそれぞれの分散を求める。

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma_{x^3} = \langle x^3 \rangle - 3\langle x^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^3 \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma_{y^3} = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + \langle y \rangle^3 \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{x^2 y} = \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle$$

$$\sigma_{x y^2} = \langle x y^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle - \langle y^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle y \rangle^2 \langle x \rangle \quad (\text{A.7})$$

そしてこれを用いて

$$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, \quad z = \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2} \quad (\text{A.8})$$

を定義すると、WIDTH と LENGTH は

$$\text{WIDTH} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}} \quad (\text{A.9})$$

$$\text{LENGTH} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}} \quad (\text{A.10})$$

のように書ける。

また DISTANCE は (x_s, y_s) にあるソースからの距離を表すので、DISTANCE ベクトル $\vec{D} = (D_x, D_y)$ は

$$\vec{D} = (x_s - \langle x \rangle, y_s - \langle y \rangle) \quad (\text{A.11})$$

であるから、

$$\text{DISTANCE} = \sqrt{(x_s - \langle x \rangle)^2 + (y_s - \langle y \rangle)^2} \quad (\text{A.12})$$

となる。

楕円近似した際の長軸方向の単位ベクトル $\vec{u} = (u_x, u_y)$ は以下のように書ける。

$$\vec{u} = \left(\sqrt{\frac{x-d}{2z}}, \quad \text{sign}(\sigma_{xy}) \sqrt{\frac{x+d}{2z}} \right) \quad (\text{A.13})$$

したがって ALPHA は以下のように求められる。

$$\text{ALPHA} = \cos^{-1} \left(\frac{u_x D_x + u_y D_y}{\text{DISTANCE}} \right) \quad (\text{A.14})$$

謝辞

まずは、このような研究の場を与えて頂き、多岐にわたって御指導していただきました谷森達教授に感謝いたします。その人柄が成せる業なのかとても住み心地のいい研究室で、楽しい研究室生活を送ることができました。いないことも多かったですが、入る直前の一騒動で危うくその機会を逃すところでしたが、単位を数えられるくらいには成長したみたいです。ありがとうございました。

窪秀利助手にはここ一番でのアドバイスがいつも助けになりました。穏やかな瞳の奥にある確かな知識と重厚な完成度には白旗です。ソフトからハードまで、的を得た鋭く厳しいコメントをたくさんいただきました。ウーメラ出張手続きの手際のよさにはびっくりです。もう矛先がこちらに向かわないことを願ってやみません。

京大 CANGAROO の皆さん、今日も元気ですか。D2 の西田大輔先生には、DAQ の大御所として 4 号機建設やトリガーシステムの設置後フォローなどでお世話になっただけでなく、ソフト面でもいろいろこき使う形になって心より感謝しております。でもその高い仕事のスキル以外を尊敬しているのですよ。むしろ。安らかな D3 生活を送られることをお祈りいたします。同じく D2 の渡部至緒姉さん、コーラこぼしてすみません。いろいろ差し入れありがとうございます。残さず頂きました。来年はこちらがサポートします。文章・解析以外で。D1 の谷村英樹プロ、M2 の時は頼りない先輩でしたが修論を終えたころから急にたくましくなったのに驚きました。解析ではあれやこれやといろいろやってみる手数の多さが刺激になりました。私生活もですか。そうですか。M1 の東悠介君、今日もウーメラご苦労様。「東君、来週、ウーメラ行って」にへこたれながらもトリガーシステムを手伝ってくれました。卒業された浅原明広さん、その生き方が目標です。CANGAROO ではありませんが同じく卒業(?)された元 PD の竹田敦さん、そのネタっぷりが目標です。

CANGAROO グループの皆様にも多方面でお世話になりました。

宇宙線研究所の河内明子助手を始めとする鏡班の大石理子さん、木内隆太君、今田の工場での 2 度の試験は鏡に関わった気になれた貴重な体験でした。工場の皆様と三菱電機の小笠原さんにもそのときはお世話になりました。鏡の製法を直に聞くことができよかったです。お弁当ごちそうさまでした。カメラ班の株木重人さん、黒坂亮治君、足立裕樹君の皆様、年末の宇宙線研での接続試験でまずはお世話になりました。暴れん坊の T4 エレキ、その前兆が今思えばありましたね。年越し梱包から逃げ帰ってごめんなさい。研究員の原敏さんにはマニアックなことからマニアックなことまでいろいろ話が聞けてよかったです。秘書の小林範子さん、チョコレートありがとうございました。

ウーメラでは 2004 年のうち足掛け 7ヶ月を過ごしました。マイルもたまりました。1 月は初めての観測、木内君と二人で株木さんにご迷惑をおかけしました。不慣れなわれわれに懇切丁寧な指導をしていただきましてありがとうございます。2 月から 3 月へかけての 4 号機の建設作業、ここでも多くの人にお世話になりました。東海大学の櫛田淳子助手には荷物運びなどまで手伝っていただきました。鏡班、カメラ班とわれわれ DAQ 班が車 3 台を駆使して作業に走り回ったのがいい思い出です。大石さんのカレーがおいしかったです。4 月の観測では宇宙線研の土屋兼一さん、株木さん、東海大学の坂本由紀子さんでにぎやかシフトでした。10 月のメンテナンスでは建設組に宇宙線研から M1 の湯浅翠さん、川崎君、湯川君の 3 人を加えてのフラット生活、7 人はさすがに狭かったです(特にキッチン)、にぎやかで楽しかったです。引き続き 11 月の観測ではシフトリーダーとして川崎君と湯川君に迷惑をかけました。頼りなくて申し訳ありません。二人には僕が一時帰国している間、東君の作業に付き合っただけでサイトまで行ってくれたことを大変感謝して

います。トリガーシステムの影の功労者は君たちです。そして12月にはPDの片桐秀明さん、体調が悪いのに徹夜で解析をしていただきました。そのお陰でなんとか年内に帰国できました。感謝しております。

助手の身内賢太郎さん、PDの永吉勉さん、関谷洋之さん、D3の折戸玲子さん、D1の高田淳史君、岡田葉子さん、M1の西村弘展君、服部香織さん、という豪華MeV組の皆様、いつも大騒ぎありがとうございます。実験室もすっかり占領されてしまいましたが、さらに1号館の実験室も侵略されていますが、自分は追い詰められないと動けないタイプなので、これくらい追い詰めてもらえてるのがちょうどいいのかもしれない。ちょっと苦しいでしょうか。

X線グループの皆様には、ともすれば天文のことを忘れがちなガンマ線生活の中、こっそりと刺激を頂いておりました。ありがとうございます。特に同期の乾達也君と山口弘悦君には執筆時によく遊びに行っていました。すみません。

またリーザス村にお住まいのゼシカさんには、気分転換に長時間付き合ってくださいました。これ以上はかけませんが大変感謝しております。ハッスル。最後まであなたのレベルに追いつけませんでした。

最後になりましたが、この愛する研究室と、研究生生活を支えてくれた両親に、ありがとう。

参考文献

- [1] Hartman, R.C. et al., *Astrophys. J. S.* 123 79-202 (1999)
- [2] Hewish, A. et al., *Nature* 217, 709 (1968)
- [3] Lyne, A.G. and Graham-Smith, F., *Pulsar astronomy*, Cambridge University Press (1990)
- [4] Aharonian, F.A. et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 291*, Issue 1, pp. 162-176.
- [5] Harding, A.K., *astro-ph/00112268* (2000)
- [6] Thompson, D.J., *astro-oh/0101039* (2001)
- [7] Aharonian, F.A. et al., *New Astronomy*, 8, pp 85-103 (2003)
- [8] Bogovalov, S.V. et al., *R.Astron.Soc.*, 313, 504-511 (2000)
- [9] Aharonian, F.A. et al., *Astrophys. Journal*, 614, pp897-913 (2004)
- [10] Longair, M.S., *High energy astrophysics* (1992)
- [11] Chandra web site
- [12] Koyama, K. et al., *Nature*, (1995)
- [13] Tanimori, T. et al., *astro-ph/9801275* (1998)
- [14] Naito, T. et al., *Astronomische Nachrichten Volume 320*, Issue 4-5, pp 205-206
- [15] Koyama, K. et al., *PASJ*, 49, L7-L11, 8 (1997)
- [16] <http://www.coe.phys.nagoya-u.ac.jp/column/column04/index.html>
- [17] Enomoto, R. et al., *Nature*, (2002)
- [18] Komin, N. et al., *22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics* (2004)
- [19] 小田稔, 宇宙線 (裳華房) (1972)
- [20] Hayami, H., Master thesis, Tokyo Institute of Technology (1997)
- [21] Ramana Murthy, P.V. et al., *Gamma-ray astronomy*, Cambridge University Press.
- [22] Jelly, J.V., *Cherenkov radiation and its application* (1958)
- [23] Hillas, A.M., *J.Phys. G* 8, 1475-1792 (1982)
- [24] Sokolsky, P., *Introduction to ultrahigh energy cosmic-ray physics*, Addison-Wesley (1989)
- [25] Hillas, A.M., *19th International Cosmic Ray Conf., La Jolla*, volume3 (1985)
- [26] Weekes, T.C., *Phys. Rep.* 160, 1 (1988)

- [27] Daum, A. et al., *Astropart. Phys.*, 8, 1 (1997)
- [28] Kubo, H. et al., *New Astron. Rev.* 48, 323 (2004)
- [29] Hinton, J.A., *New Astron. Rev.* 48, 331 (2004)
- [30] Weekes, T.C. et al., *Astropart. Phys.* 20, 111 (2003)
- [31] Hara, S., Master thesis, Tokyo Institute of Technology (1999)
- [32] Enomoto, R. et al., *Astropart. Phys.*, 16, 235 (2002)
- [33] Hoffmann, W. et al., *Astropart. Phys.*, 12, 135 (1999)
- [34] Aharonian, F. et al., *astro-ph/0006163* (2000)
- [35] Ohishi, M., Master Thesis, Tokyo Univ. (2002)
- [36] Kabuki, S. et al., *astro-ph/0210254* (2002)
- [37] Watabe, A. Master Thesis, Yamagata Univ. (2002)
- [38] Watanabe, S., Master Thesis, Kyoto Univ. (2003)
- [39] Tanimura, H., Master Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [40] Asahara, A., Ph,D Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [41] Nishida, D., Master Thesis, Kyoto Univ, (2003)
- [42] Yamaoka, T., Master Thesis, Konan Univ. (2004)
- [43] Aharonian, F., et al., *Astronomy & Astrophys.*, 370, 112-120 (2002)
- [44] Kushida, J., Ph.D Thesis, Tokyo Insutitute of Technology, (2001)
- [45] Funk, S., et al., *astro-ph/0408375*, (2004)
- [46] Asahara, A., Master Thesis, Tokyo Intitute of Technology (2001)
- [47] Katagiri, H., Master Thesis, Tokyo Univ. (2004)