CANGAROO-IIIにおける環境モニターシステムの開発

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻修士2年
片桐 秀明

平成13年1月10日

概要

CANGAROOは、Collaboration of Australia and Nippon for a GAmma Ray Observatory in the Outbackの略で、解像型チェレンコフ望遠鏡を使って南天の天体における超高エネルギー現象を捉えることを目的に、1991年から始められた超高エネルギーガンマ線観測の国際協力実験である。現在各国で、ガンマ線観測の行われていない空白領域$(30GeV \sim 300GeV)$を目指し、次世代の解像型チェレンコフ望遠鏡の計画が進められている。CANGAROOでは、CANGAROO-III計画として、4台の10m口径の望遠鏡によってガンマ線のステレオ観測をすることを掲げている。本論文では、観測データの信頼性を確保するために大気という“観測機器”の状態、夜光等のノイズ、望遠鏡の状態を監視するための環境モニターシステムについて説明する。特に環境モニターシステムの一部としてCloud Monitorを新たに導入した。そのデータについて解析を行い、Cloud Monitorのデータと宇宙線レートに相関があることを示すことができた。この事実からCloud Monitorのデータを使用して雲の存在するときの観測データの除去の方法を考案した。

目 次

第 1 章　ガンマ線天体物理学 9
1.1 ガンマ線天文学の歴史 9
1.2 ガンマ線の発生機構 12
1.2.1 π^0 の崩壊 12
1.2.2 電子、陽電子の Bremsstrahlung 12
1.2.3 シンクロトロン放射 13
1.2.4 Curvature radiation 14
1.2.5 高エネルギー電子による逆コンプトン散乱 15
1.2.6 Dark matter[13] 16
1.3 ガンマ線を放出する天体 18
1.3.1 SNRs(SuperNova Remnants) 18
1.3.2 Pulsars 20
1.3.3 Pulsar nebula(Plerion) 24
1.3.4 AGN(Active Galactic Nuclei) 24
1.3.5 GRB(Gamma Ray Burst) 27
1.3.6 ガンマ線背景放射 28

第 2 章　ガンマ線の観測技術 30
2.1 空気シャワー 30
2.2 チェレンコフ光の放射 35
2.3 Imaging Technique 41

第 3 章　CANGAROO-III 計画 46
3.1 10m 反射望遠鏡 47
3.2 小型鏡 48
3.3 カメラ 49
3.3.1 PMT 50
3.3.2 ライトガイド 52

3.4 エレクトロニクス 54
3.5 データ収集 (DAQ) 57
3.6 観測 57
3.6.1 ステレオ観測の意義 57

第 4 章 環境モニターシステムの開発 59
4.1 環境モニターシステムの必要性 59
4.1.1 ノイズ源 61
4.2 環境モニターシステムの詳細 63
4.2.1 DAQ 63
4.2.2 スケーラー 63
4.2.3 温度センサー 63
4.2.4 Weather Monitor 65
4.2.5 Cloud Monitor 66
4.2.6 その他の環境モニターの可能性 72

第 5 章 環境モニターシステムの収集データの解析方法 75
5.1 Cloud Monitor のデータの変換 75
5.1.1 生のデータから放射を求める 75
5.1.2 雲の放射強度を求める 81
5.2 雲の放射量から雲量の推定 84
5.2.1 雲とは 85
5.2.2 雲の厚さと放射 85
5.3 雲によるチェレンコフ光の変化 89
5.3.1 雲の厚さによるチェレンコフ光の減衰 89
5.3.2 雲の占有率によるチェレンコフ光の減衰 93
5.4 PMT のデータのキャリブレーション 94
5.4.1 Bad channel の除去 94
5.4.2 時間情報の補正 95
5.4.3 Field flattening 97
5.5 シャワーの選別 98
5.5.1 cluster cut 99
5.5.2 Timing cut 99
5.5.3 TDC 平均値補正 99
5.5.4 Number of hit (nhit) cut 100
5.5.5 結果 103

5.6 Cloud Monitorのデータを用いたクラウドカット 103
5.6.1 宇宙線レートの規格化 105
5.6.2 雲の放射と宇宙線レートの相関 105
5.6.3 クラウドカット 107
5.6.4 これからの課題 115

第6章 まとめ 116

付 録A ガンマ線天文学のエネルギー領域による分類 117

付 録B 宇宙線ミューオンの除去 120

図 目 次

1.1 波長別観測天体数増加時期。 10
1.2 EGRET カタログのガンマ線ソース [57]。 10
1.3 1次ガンマ線および宇宙線の空気シャワーから発生するチェレンコフ光の放射効率の比較。 11
1.4 CANGAROO で観測されるであろうガンマ線源とその相互関係 [56]。 17
1.5 地球近傍での宇宙線のエネルギースペクトル [20]。 19
1.6 パルサーの天球上の分布 (銀河座標)[24]。 20
1.7 パルサーの周期の分布 [24]。 21
1.8 パルサーの磁場の分布 [24]。 21
1.9 polar cap モデル [32]。 22
1.10 polar cap モデルによるガンマ線の放射 [32]。 22
1.11 outer gap モデル [33]。 23
1.12 pulsar wind による衝撃波加速 [56]。 24
1.13 AGN の統一モデル [56]。 25
1.14 GRB の発生方向の分布 (2001 年 1 月 8 日時点)[40]。 27
1.15 観測された X 線からガンマ線までの系外からの背景放射 [43]。 29

2.1 解像型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測の模式図 [56]。 31
2.2 電磁カスケードの発達 [49]。 32
2.3 ガンマ線による空気シャワーの垂直方向の発達 [94]。 . . . 33
2.4 宇宙線のシャワーの発達の模式的な図 [95]。 34
2.5 移動する荷電粒子に対する媒質の分極の様子 [48]。 35
2.6 チェレンコフ光の放射される方向。 36
2.7 伝搬過程におけるチェレンコフ光の透過率。 37

2.8 ガンマ線のシャワーによるチェレンコフ光のの横方向の広がり。 38
2.9 陽子のシャワーによるチェレンコフ光のの横方向の広がり。 38
2.10 effective area と入射ガンマ線のエネルギーの関係。 39
2.11 空気シャワーから発生したチェレンコフ光の到来時刻の分布 [52]。 40
2.12 シミュレーションによるカメラでのガンマ線および宇宙線のイメージ [57]。 41
2.13 カメラでのガンマ線および宇宙線のイメージの概念図 [56]。 42
2.14 宇宙線とガンマ線のシャワーの発達の違い [95]。 43
2.15 イメージパラメータの定義。 43
2.16 シミュレーションによるガンマ線と陽子のイメージパラメータの違い。 45

3.1 4 台の望遠鏡の想像図。 47
3.2 光電子増倍管の構造 [66]。 49
3.3 カメラ上の PMT の配置。 51
3.4 R3479UV。 52
3.5 光電面の量子効率の波長スペクトル [66]。 53
3.6 CANGAROO-III でのライトガイド。 54
3.7 CANGAROO-III のエレクトロニクスの模式図 (開発中)。 55
3.8 空気シャワーから発生するチェレエンコフ光のステレオ観測 [56]。 58

4.1 環境モニターシステムの概要。 60
4.2 Weather Monitor[76]。 64
4.3 小型鏡の反射率と湿度の関係 [77]。 65
4.4 CCD ビデオカメラによる星の撮像。 67
4.5 空からの放射の分光放射強度 [78]。 68
4.6 サーモパイルモジュールの回路 [79]。 69
4.7 Cloud Monitor の出力電圧の読み込みに使われている ADC。 70
4.8 Cloud Monitor の実際の設置の様子。 71
4.9 Cloud Monitor を保護するボックス。 72
4.10 サーモパイルモジュールのサイズ。 73

4.11 プラスチックシートの光の波長による透過率のスペクトル [81]。 73

5.1 Cloud Monitor の出力電圧データの例。 76
5.2 測定する物体の温度と出力電圧の関係 [82]。 76
5.3 素子の温度と出力電圧の関係 [82]。 78
5.4 サーモパイルモジュールの出力電圧の光の入射方向に対する関係 [79]。 79
5.5 8-14μ m での黒体放射のフラックスと温度の関係。 80
5.6 実効放射強度 $R_r(V)$ の時間変化。 82
5.7 10 月 25 日の Cloud Monitor の実効放射強度。 83
5.8 10 月 29 日の Cloud Monitor の実効放射強度。 83
5.9 ペデスタル値を引いた実効放射強度。 84
5.10 雲形別雲量 [88]。 86
5.11 有効射出率の考え方 [87]。 87
5.12 雲の厚さと黒体放射からのずれの関係。 88
5.13 航空機着氷の温度別出現頻度。 88
5.14 減光を決める因子 Q_{ex}[85]。 90
5.15 単純なモデルによる雲水量による可視光の減光。 91
5.16 $(1-x)^\alpha$ のグラフ。 94
5.17 TDCstart とパルスの大きさの関係。 96
5.18 Timing walk の補正。 97
5.19 CALIB10 のみの TDCstart 分布。 100
5.20 TDC 平均値補正をした後の TDCstart 分布。 101
5.21 陽子での effective area とエネルギーの関係。 102
5.22 sumADC と nhit 数の関係。 102
5.23 nhit 数のスペクトル。 103
5.24 晴れの日の宇宙線レート。 104
5.25 曇の日の宇宙線レート。 104
5.26 規格化された宇宙線レート。 106
5.27 雲の実効放射強度と宇宙線レート (晴れた日)。 107
5.28 雲の実効放射強度と宇宙線レート (曇の日)。 108
5.29 雲の実効放射強度と宇宙線レート (薄い雲)。 108
5.30 雲の相対放射と宇宙線レート (total)。 109
5.31 ccf(Cloud Cut Flag) の定義。 110

5.32 晴れた日のccf(上)、規格化された宇宙線レート(中央)、ペデスタル値を引いた雲の実効放射強度(下)の比較。 112
5.33 曇の日その1のccf(上)、規格化された宇宙線レート(中央)、雲の実効放射強度(下)の比較。 112
5.34 曇の日その2のccf(上)、規格化された宇宙線レート(中央)、雲の実効放射強度(下)の比較。 113
5.35 薄い雲その1のccf(上)、規格化された宇宙線レート(中央)、雲の実効放射強度(下)の比較。 113
5.36 薄い雲その2のccf(上)、規格化された宇宙線レート(中央)、雲の実効放射強度(下)の比較。 114
5.37 望遠鏡のelevationによる空の放射強度の変化。 115

A.1 コンプトン衛星の概念図[96]。 118

表 目 次

3.1 10m 反射鏡のパラメータ 46
3.2 放物面鏡 vs Davies-Cotton 型 48
3.3 CFRP vs ガラス 48
3.4 CANGAROO-III でのカメラの特徴 50
3.5 CANGAROO-III のカメラに使われる PMT(R3479UV) の特性 50
3.6 VME 規格 ADC 56
3.7 VME 規格 TDC 56

4.1 環境モニターデータの種類 61

5.1 サーモパイルモジュールの温度と出力電圧の関係 77
5.2 出力電圧から温度の関数のフィッティングの係数 79
5.3 温度から実効放射強度への関数のフィッティングの係数 . . 81
5.4 晴れの日の実効放射強度のパラメータ 81
5.5 雲の種類とモデル [87](リョウ、1967) 85
5.6 各種雲タイプの微物理パラメータ [87](キャリヤーら、1967) 86
5.7 晴れの日の規格化された宇宙線レートの RMS 111

A.1 エネルギー領域によるガンマ線天文学 117

第1章　ガンマ線天体物理学

1.1　ガンマ線天文学の歴史

ガンマ線天文学の幕開けは、1950年代に早川とMorrisonが、宇宙線が星間ガスと衝突したときに生成されたπ^0が崩壊したときのガンマ線の発生を示唆したときからであるといえる[1][2]。実際には、技術的な問題で1960年代からガンマ線の観測が始まった。最初は、気球やロケットによるExplorer-XIやOSO-IIIの衛星の打ち上げによる$\sim 100MeV$領域のガンマ線観測が行われた。本格的に行われたのは1970年代に入ってからで、SAS-II、COS-B衛星により$35MeV \sim 5GeV$のガンマ線が観測された(図1.1参照)。銀河面への放射の集中、系外のガンマ線の等方性、VelaやCrabなどのパルサーおよび3C273などの活動銀河核(AGN)を含め25のポイントソースなどを確認することができた[3]。しかし、角分解能が悪い($\sim 1^\circ$)上、統計精度が不足しており、既知の天体と同定することは難しかった。

1991年になってCGRO(Compton Gamma Ray Observatory)衛星が打ち上げられた。それには、EGRET、BATSE、OSSE、COMPTELという4つのガンマ線観測装置を搭載していた。

特に、EGRET(Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope)によって$20MeV \sim 30GeV$のガンマ線が観測されて、さまざまなソースが発見された(図1.2参照)。

衛星による観測では$\sim 30GeV$までのエネルギーで観測されたが、より高いエネルギーのガンマ線であれば地上でも観測することができる[4]。1959年にG.CocconiによってCrabからのTeV領域のガンマ線の発生している可能性が示唆されて[5]、1960年代から地上でのチェレンコフ望遠鏡による観測が始まった。しかし、検出できるガンマ線のエネルギー閾値が高い上、期待されるガンマ線のフラックスが小さいため統計精度が悪く有意な結果が得られなかった。また、R.J.Gouldによって高エネルギー電子によるInverse Compton散乱によるガンマ線の放射が示唆された[6]。

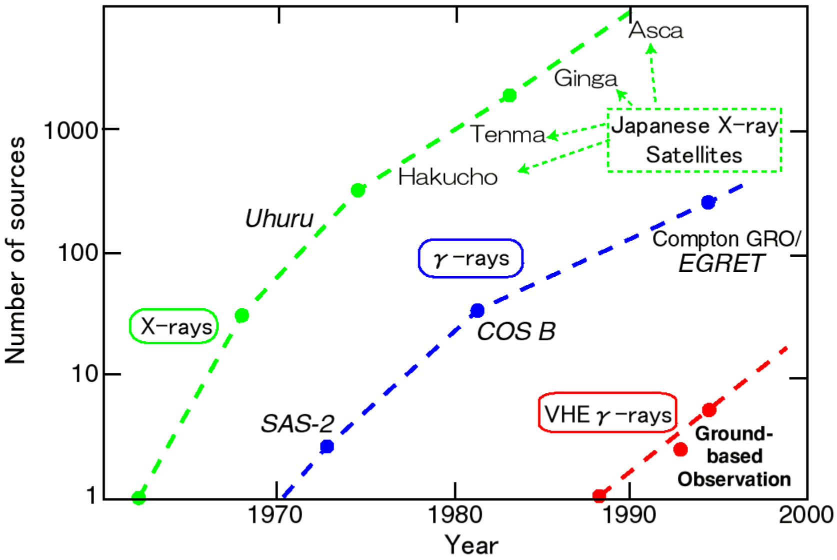


図 1.1: 波長別観測天体数増加時期。
横軸は衛星のうち上げ時期、あるいは地上チェレンコフ望遠鏡による観測開始の時期。縦軸は、検出された天体数 [56]。

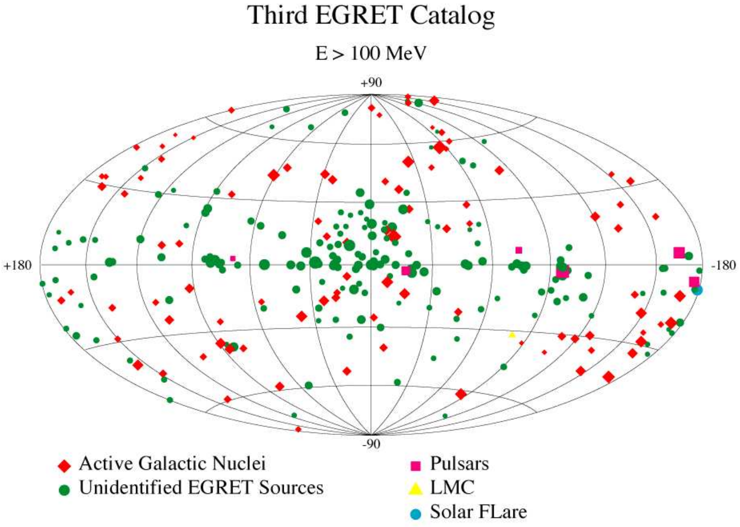

Third EGRET Catalog
E > 100 MeV
+90
+180
-180
-90
Active Galactic Nuclei
Unidentified EGRET Sources
Pulsars
LMC
Solar FLare

図 1.2: EGRET カタログのガンマ線ソース [57]。

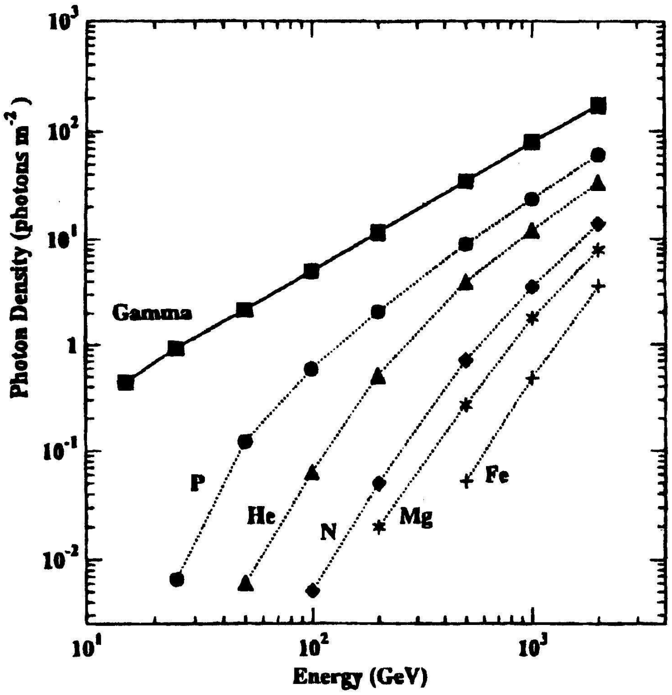


図 1.3: 1 次ガンマ線および宇宙線の空気シャワーから発生するチェレンコフ光の放射効率の比較。
MOCCA によるシミュレーション [59]。縦軸はシャワー軸から 125m 以内での $300nm \sim 550nm$ の波長でのチェレンコフ光のフラックスで横軸は 1 次粒子のエネルギー。高エネルギーでは、ほぼエネルギーに比例しているが、エネルギーが低くなると宇宙線シャワーの放射効率は急激に減少する。

Inverse Compton 散乱によるガンマ線生成は、電子の静止系での入射光子のエネルギーが高くなるとクライン · 仁科の式に従い断面積が急激に減少し、TeV 以上のエネルギー領域でカットオフがおこるので、よりエネルギー閾値を下げる必要性が生じた。また、これは後に 1977 年のワークショップで指摘されたことであるが、原子核の起こすシャワーからのチェレンコフ光はエネルギーがさがるにつれてガンマ線シャワーに比べて効率が落ちるため、エネルギー閾値を下げることで S/N 比がよくなる (図 1.3 参照)。そこで、より多くのチェレンコフ光を集めてエネルギー閾値を下げ、ガンマ線の検出数を増やして統計精度を上げるために大型鏡の建設が開始され始めた。1968 年には、T.C.Weekes らによってアリゾナの

ホプキンス山（海抜 2320 m）の Whipple 観測所において 10m の反射鏡での観測が開始された。しかし、それでも有意な結果は得られなかった。統計精度がまだ足りないのであろうが、これ以上の鏡の大型化によるエネルギー閾値の低下は望めない。ならば雑音となる宇宙線シャワーを減らすことができれば良い。

ガンマ線はソースの方向から到来するが宇宙線はランダムな方向を向いているため、チェレンコフ光のイメージの向きに違いができること、また電磁相互作用で放出される粒子がもとの方向と垂直な方向に持つ運動量は核相互作用より一般に小さくなるためガンマ線シャワーの方が広がらずにコンパクトになるということを利用するイメージング法 (2.3 参照) が 1980 年代終わりに開発された。この方法を用い、宇宙線のノイズを減らすことで、1989 年に Whipple によって Crab から有意な信号が初めて得られた [7]。その後、CANGAROO グループを始めとして他のグループもチェレンコフ望遠鏡によるガンマ線のの観測に成功している。

しかし、まだ衛星観測と地上観測の間の 30GeV - 300GeV は観測されていない空白領域として残されている。よって次世代の望遠鏡として、大集光面積の大型反射鏡でのステレオ観測によってエネルギー閾値を下げた観測が始まろうとしている。

1.2 ガンマ線の発生機構

ガンマ線の発生メカニズムは主に次のようなものがある。

1.2.1 π^0 の崩壊

宇宙線と星間物質の核相互作用により生成した π^0 が $0.83 \times 10^{-16}\gamma_\pi s$($\gamma_\pi$ は π^0 のローレンツ因子) の寿命で崩壊することによって発生する。

$$\pi^0 \to 2\gamma \tag{1.1}$$

1.2.2 電子、陽電子の Bremsstrahlung

電子、陽電子は、原子核が存在するとそのクーロン場によって散乱される。電子、陽電子は加速度を受けるので電磁波を放射する。これを制動放射 (Bremsstrahlung) という。断面積は Bethe と Heitler によって計算

されていて次のようになる [9]。

$$\begin{aligned}\sigma(E_e, v)dv &= 4\frac{Z^2e^2}{\hbar c}\left(\frac{e^2}{m_ec^2}\right)\frac{dv}{v} \\ &\quad\times\left[\left\{1+(1-v)^2-\frac{2}{3}(1-v)\right\}\ln(184Z^{-1/3})+\frac{1}{9}(1-v)\right]\end{aligned} \tag{1.2}$$

E_e : 入射する電子、陽電子のエネルギー

v : 放射するガンマ線のエネルギー E_γ と E_e の比 E_γ/E_e

Z : 媒質の原子番号

ただし、この断面積の計算ではクーロン電場が核外電子で完全に遮蔽されると仮定している。よって特に $E_e \gg 100m_ec^2v/(1-v)Z^{-1/3}$ のような高エネルギー電子に対して成立する [10]。また、エネルギー損失は次のように近似的に与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{E}{X_0} \tag{1.3}$$

ここで X_0 は radiation length であり、次のように与えられる。

$$\frac{1}{X_0} = 4\frac{Z^2e^2}{\hbar c}\frac{N}{A}\left(\frac{e^2}{m_ec^2}\right)^2\ln(184Z^{-1/3}) \tag{1.4}$$

N : 媒質の原子核の数密度

A : 原子量

式 1.3、1.4 から Bremsstrahlung によるエネルギー損失は、$Z^2/{m_e}^2$ に比例しており原子番号の大きな物質中で極めてエネルギー損失が大きい。また、入射粒子の質量 m の 2 乗に反比例するので質量の小さい電子、陽電子で特に重要な過程となる。

1.2.3 シンクロトロン放射

磁力線に対し電子、陽電子はサイクロトロン運動をするが、そのローレンツ力による加速により放射が起こっている。放射効率は、次式のよ

うになる [8]。

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

σ_T : トムソン散乱の断面積
$\beta : v/c$
$U_B = B^2/8\pi$: 磁場のエネルギー密度

また、放射される光子の典型的なエネルギーは、

$$E \sim 5 \times 10^{-9} H_{\perp}\gamma^2 \tag{1.6}$$

で与えられる [10]。

1.2.4 Curvature radiation

高エネルギー電子、陽電子は、磁場中ではシンクロトロン放射をするが、pulsar のような強磁場中ではエネルギー損失の効率が高くなり、寿命が非常に短くなる [11]。

$$\tau \approx \frac{E}{-dE/dt} \approx 6 \times 10^{11} B_{\perp}^{-3/2} \nu_m^{-1/2} (s) \tag{1.7}$$

E : 電子、陽電子のエネルギー
$B_{\perp}$: 粒子の運動方向に垂直な磁場 (G)
ν_m : 最大の放射強度となる光の振動数 (Hz)

このため粒子は pitch angle が 0、すなわち磁力線と平行に運動することになる。しかし、磁力線が曲がっていると粒子が磁力線と平行な軌道からずれるので放射がおこり平行な軌道に戻ろうとする。この時の放射を curvature radiation という。放射光子の典型的なエネルギーは、シンクロトロン放射の典型的なエネルギーに対応していて、次式で与えられる [10]。

$$\begin{aligned} E_c &\sim \frac{3}{2}\frac{\hbar c\gamma^3}{\rho_c} \\ &\cong \frac{2.96 \times 10^{-5}\gamma^3}{\rho_c}(eV) \end{aligned} \tag{1.8}$$

$$\rho_c : \text{磁力線の曲率半径}\ (cm)$$

例えば、パルサーでの典型的な値 $\rho_c \sim 10^8 cm$、電子のエネルギー $\sim 10^{13} eV$ では、$\approx 2.5 GeV$ のガンマ線が放射される。

1.2.5　高エネルギー電子による逆コンプトン散乱

高エネルギー電子、陽電子が存在すると、その周囲のエネルギーの低い光子と電磁相互作用し、高エネルギーに叩き上げる。これを逆コンプトン散乱 (Inverse Conpton Scattering) という。入射光子のエネルギーを $h\nu$、電子のローレンツ因子を γ とする。$\gamma h\nu \ll m_e c^2$、すなわち電子の静止系での入射光子のエネルギーが低く、トムソン散乱で近似できるとき、電子の逆コンプトン散乱による放射効率は、次のように与えられる [8][12]。

$$\begin{aligned} P_{I.C.} &= \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \\ &\cong 2.66 \times 10^{-14} \beta^2 \gamma^2 U_{ph} \end{aligned} \tag{1.9}$$

$$U_{ph} : \text{周囲の光子のエネルギー密度}$$

また、散乱光子のエネルギーは、

$$h\nu' \sim \gamma^2 h\nu \tag{1.10}$$

となる。電子のエネルギーが高くなり、$\gamma h\nu \gg m_e c^2$ となるとクライン・仁科の公式により断面積が減少する。次式は超相対論的極限での近似式である [8]。

$$\sigma = \frac{3}{8}\sigma_T x^{-1}(\ln 2x + \frac{1}{2}), x \gg 1 \tag{1.11}$$

$$x = \gamma h\nu / m_e c^2$$

おおよそ $\propto 1/\gamma h\nu$ で急激に減少する。また、散乱光子のエネルギーは電子の静止系では $\sim m_e c^2$ のオーダー (ただし $\theta \sim 0$ の散乱は弾性散乱となる) なので、次のように与えられる。

$$h\nu' \sim \gamma m_e c^2 \tag{1.12}$$

1.2.6 Dark matter[13]

Dark Matter とは、観測できるだけの光を放射しておらず、重力的な効果のみによって、存在が示唆される物質である。例えば、渦巻銀河の回転の速度分布は、銀河に付随した dark matter による halo が存在することで説明できる。宇宙論的な立場からは、インフレーション宇宙モデルによれば、宇宙は密度パラメータ $\Omega \equiv \rho/\rho_{crit} = 1(\rho_{crit} \equiv 3{H_0}^2/8\pi G)$ の空間が平坦な Einstein-de Sitter モデルで表される。一方、baryon の dark matter は、Big Bang による元素合成から、次のような制限が与えられている [14]。

$$\Omega_b h^2 \leq 0.026 \tag{1.13}$$

$$h = H_0/(100kms^{-1}Mpc^{-1})$$

よって、Einstein-de Sitter モデルでは、non-baryonic dark matter の存在を考える必要がある。この場合、現段階で実験的に確認されている素粒子モデルを拡張する必要が出てくる。しかし、その際、素粒子の標準モデルによる変更を最小にとどめるか、あるいは、その粒子の存在が現在の素粒子物理学の枠内では説明できない問題に対する有力な解答の 1 つであるものから考えはじめるのが自然である。そのうちの 1 つが MSSM(Minimal Supersymmetric extention of the Standard Model) である。これは、Fermion と Boson の間に対称性を仮定するのであるが、これが現実の世界で成り立っているとすると SUSY(SUperSYmmetric)particle が存在することになる。その中で最も軽く荷電を持たず安定であろう LSP(Lightest Supersymmetric Particle)χ、特に neutralino は、宇宙の暗黒物質の正体である可能性がある。これらは次のような反応に よってガンマ線を生成する [15]。

$$\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma \tag{1.14}$$

$$\chi + \chi \rightarrow \gamma + Z^0 \tag{1.15}$$

このガンマ線の観測によって間接的に dark matter の存在を示せるかも知れない。

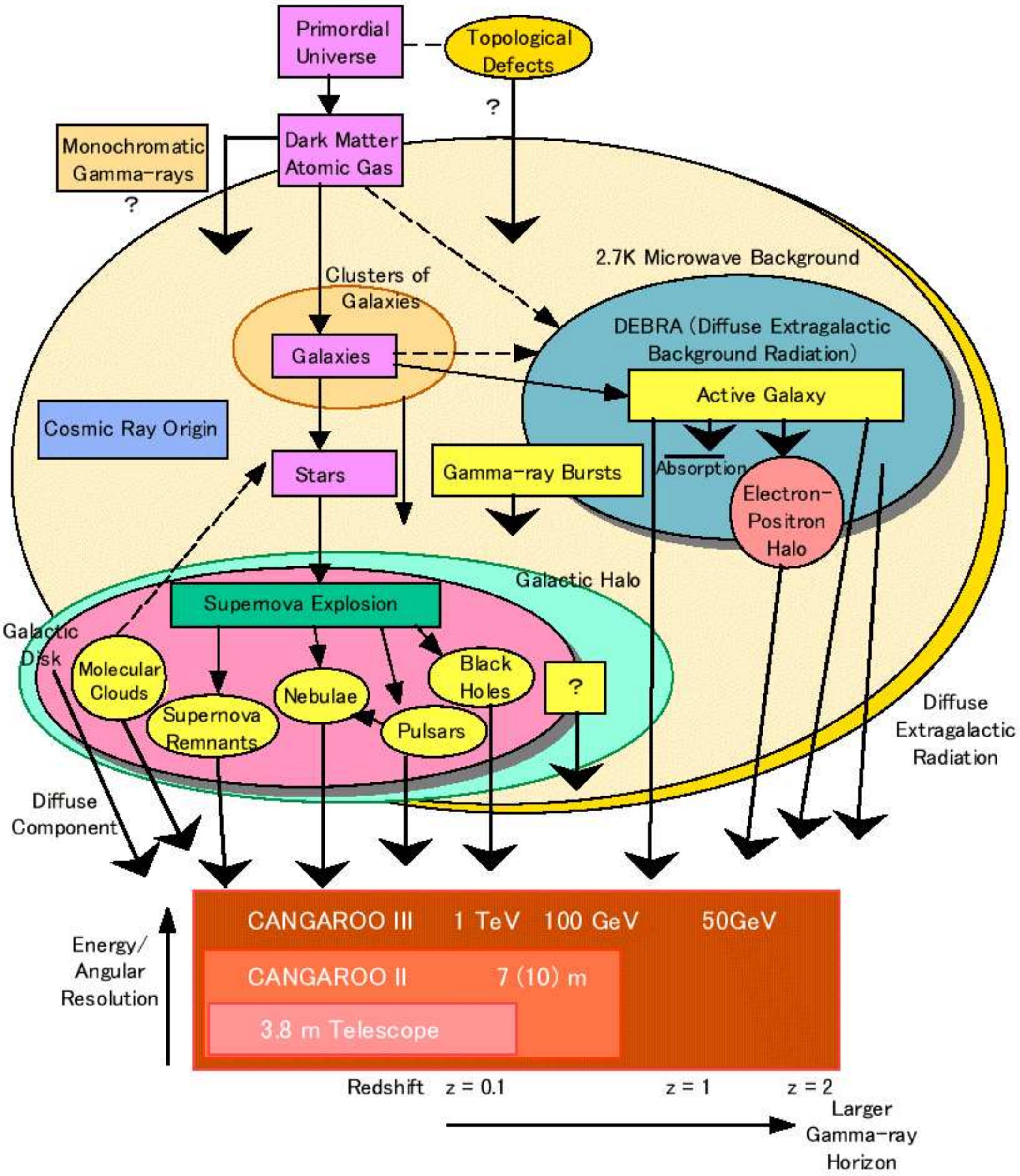

Primordial Universe
Topological Defects
?
Monochromatic Gamma-rays
?
Dark Matter Atomic Gas
2.7K Microwave Background
Clusters of Galaxies
Galaxies
DEBRA (Diffuse Extragalactic Background Radiation)
Active Galaxy
Cosmic Ray Origin
Stars
Gamma-ray Bursts
Absorption
Electron-Positron Halo
Galactic Halo
Supernova Explosion
Galactic Disk
Molecular Clouds
Supernova Remnants
Nebulae
Pulsars
Black Holes
?
Diffuse Extragalactic Radiation
Diffuse Component
CANGAROO III
1 TeV
100 GeV
50GeV
CANGAROO II
7 (10) m
3.8 m Telescope
Energy/ Angular Resolution
Redshift
z = 0.1
z = 1
z = 2
Larger Gamma-ray Horizon

図 1.4: CANGAROO で観測されるであろうガンマ線源とその相互関係 [56]。

1.3　ガンマ線を放出する天体

1.3.1　SNRs(SuperNova Remnants)

現在宇宙線起源として最も有力とされているのが超新星残骸 (SNR) である [16]。その理由は3つ考えられる。まず、宇宙線は銀河系内の星間磁場によって曲げられる。それによって宇宙線は銀河系内に閉じ込められているが “寿命”t_{esc} 程度の時間で逃げ出す。高エネルギー粒子ほど磁場の影響を受けずに寿命が短い。逃げ出すまでに宇宙線が通過する星間ガスの質量は、

$$x = 6.9 \cdot (R/20GV)^{-0.6})\ gcm^{-2} \tag{1.16}$$

と見積もられている [17]。ここで $R = E/Ze$ は rigidity である。銀河系の星間ガスの平均密度を ρ、宇宙線の速度 $v \sim c$ とすると $\rho c t_{esc} = x$ の関係がある。これより、宇宙線の逃げ出しのために銀河系が失うエネルギーは、

$$\langle \dot{E}_{CR} \rangle = E_c \cdot V_{conf}/t_{esc} = E_c \cdot M_{gas} \cdot c/x = 3 \cdot 10^{40} erg\, s^{-1} \tag{1.17}$$

である。ここで、V_{conf} は銀河系の宇宙線を閉じ込めている体積であり、M_{gas} は、星間ガスの質量である。

一方、エネルギー供給源としては超新星 (SN)、Stellar Winds、Pulsars などが考えられるが、エネルギー的には

$$\langle \dot{E}_{SN} \rangle \sim 10^{42} erg\, s^{-1} > \langle \dot{E}_{StellarWinds} \rangle > \langle \dot{E}^{rot}_{Pulsars} \rangle \tag{1.18}$$

である。それぞれ 10 倍のオーダーで異なっている。また、$\langle \dot{E}_{SN} \rangle$ の見積もりは爆発のエネルギー $E_{SN} \sim 10^{51} ergs$、放出される物質の質量は $M_{ej} \sim$ 数 $M_{\odot}$、放出される速度 $V_0 \sim 10^4 km/s$、SN の起こる頻度は $\nu_{SN} \sim 1/30yr^{-1}$ という典型的な値による。式 1.17 は伝搬過程を考慮しておらず、実際の宇宙線のソースでのスペクトルはハードであろうから、実際は $\langle \dot{E_{CR}} \rangle$ はより大きい値で $\sim 1.5 \cdot 10^{41} ergss^{-1}$ と見積もられている [18]。これらのことから、宇宙線のエネルギー源として銀河系内で考えられるのは SN のみであり、SN のエネルギーの $\sim 10\%$ 程度が宇宙線のエネルギーに変換されていると考えられている。

しかし、系外起源で説明できる余地も依然残されており [36]、SNR からの π^0 の崩壊による高エネルギーのガンマ線の観測に期待がかかっている。

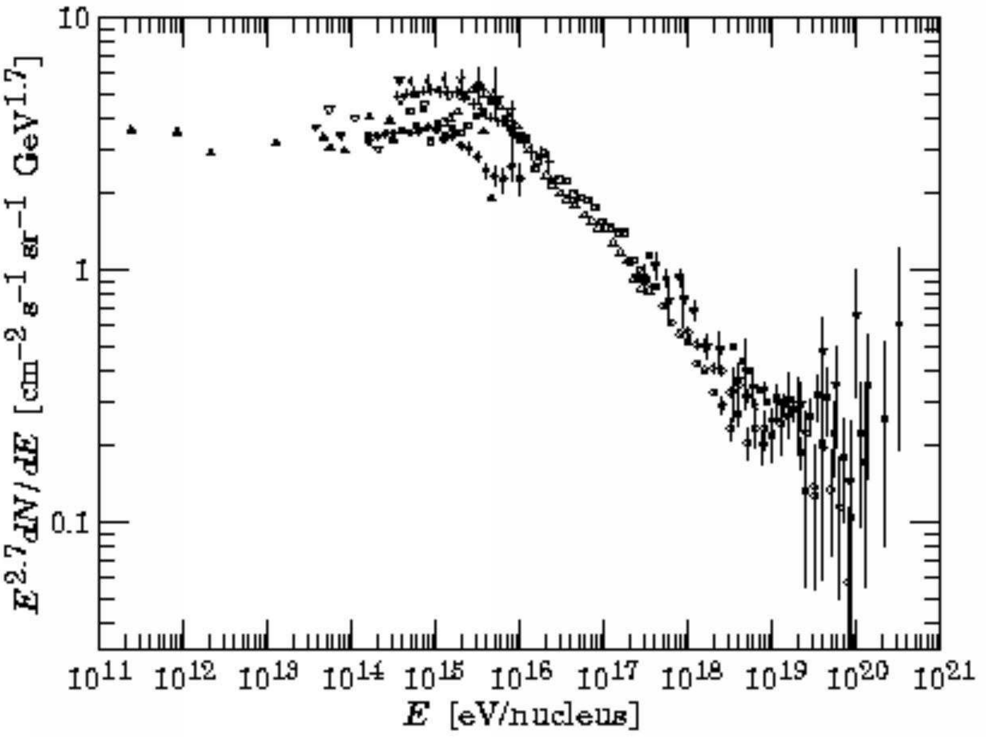


図 1.5: 地球近傍での宇宙線のエネルギースペクトル [20]。
全ての種類の宇宙線に対するもの。マークの違いは測定されたグループの違いを示す。

もう1つ宇宙線のSNR起源説の利点は、地球近傍で観測される宇宙線のスペクトルがべき型であることを衝撃波による宇宙線の加速の理論で自然と導けることである。図1.5に地球近傍での宇宙線のエネルギースペクトルを示す。$\sim E^{-2.7}$ のべき型のスペクトルが見られるが、$10^{15}eV$ 付近に折れ曲がりがあり、“knee” と呼ばれている。これはSNRで加速できる最大エネルギーである数 $100TeV$ に対応していると考えられている。また、地球に届く宇宙線の成分を考えるとSN+ISM(InterStellar Matter)+WR(Wolf-Rayet)星で説明できそうである [21]。これらの事から宇宙線のSNR起源説は “standard senario” と現在思われている。

観測については、CANGAROOグループがSN1006をTeV領域で測定して信号を検出し、ASCAによる非熱的なX線の観測と合わせて超高エネルギーまで電子が加速され、シンクロトロン放射としてX線を、宇宙背景放射光子を逆コンプトン散乱してTeV領域のガンマ線を放射していると考えられている [22]。

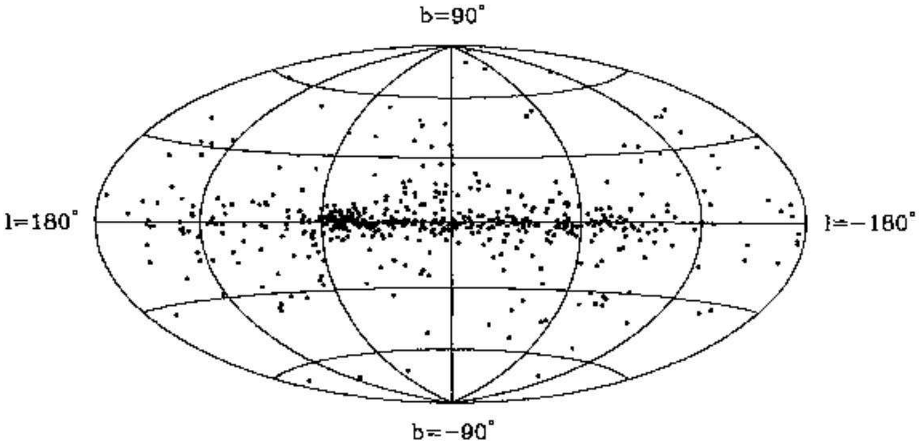


図 1.6: パルサーの天球上の分布 (銀河座標)[24]。

しかし、今のところ SNR でのハドロンの加速の証拠は見つかっておらず、エネルギー閾値を下げた地上チェレンコフ望遠鏡と感度を上げた衛星による広いエネルギー範囲におけるガンマ線の観測が求められている。

1.3.2 Pulsars

パルサーとは、周期的な放射が観測される天体である。1967年、Hewish らによって電波で発見された [23]。これまで 500 個以上のパルサーが発見され、そのほとんどが電波で観測されていて、少数が連星系を成している X 線パルサーである。銀河面上にほとんど分布しており観測されるパルサーのほとんどが銀河系内の天体である (図 1.6 参照)。周期は $1.5ms \sim 4s$ 程度であり、特に $0.1s \sim 2.5s$ に集中している (図 1.7 参照)。また、$10^{12} \sim 10^{13}G$ の強磁場の天体である (図 1.8 参照)。

EGRET ではガンマ線でパルスを放射するパルサーが、Crab[25]、Vela[26]、Geminga[27]、PSR 1055-52[28]、PSR 1706-44[29]、PSR 1951+32[30]、PSR 0656+147[31] の 7 個見つかった。電波パルサーの中で spindown luminosity が強い上位 6 つはガンマ線パルサーである。すなわち、GeV 領域のガンマ線パルサーは回転駆動型である。放射機構としては、中性子星近傍で粒子が加速される polar cap model[32](図 1.9、1.10 参照) とパルサー磁気圏で粒子が加速される outer gap model[33](図 1.11 参照) が考えられている。 polar gap model では $10GeV$ 付近にカットオフがあると考

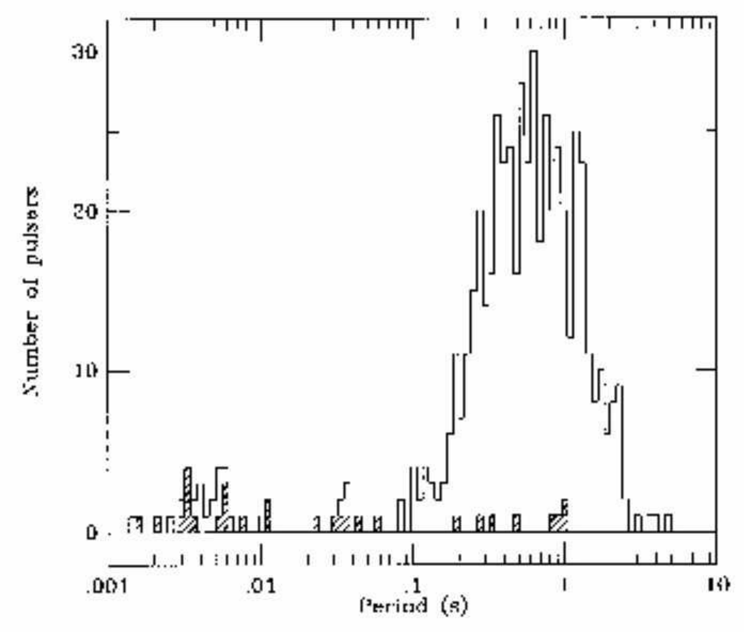


図 1.7: パルサーの周期の分布 [24]。
縦軸がパルサーの数、横軸がログスケールの周期 (s)。

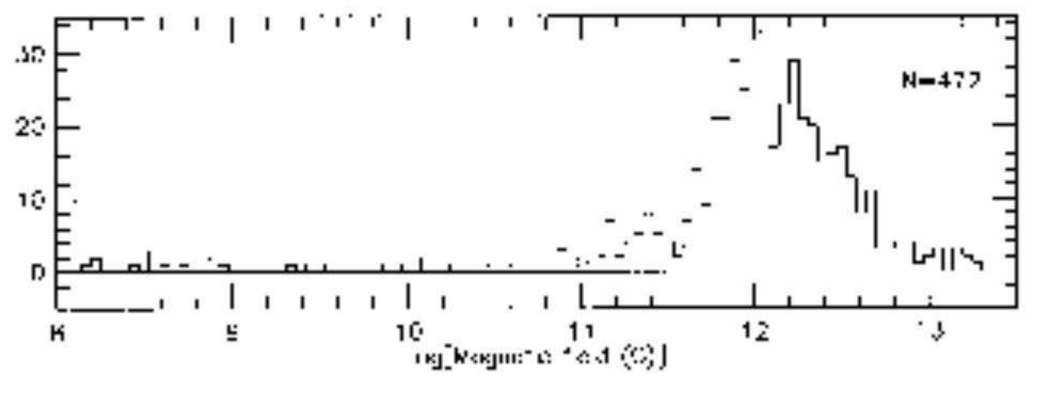


図 1.8: パルサーの磁場の分布 [24]。
縦軸がパルサーの数、横軸がログスケールでの磁場 (G)。

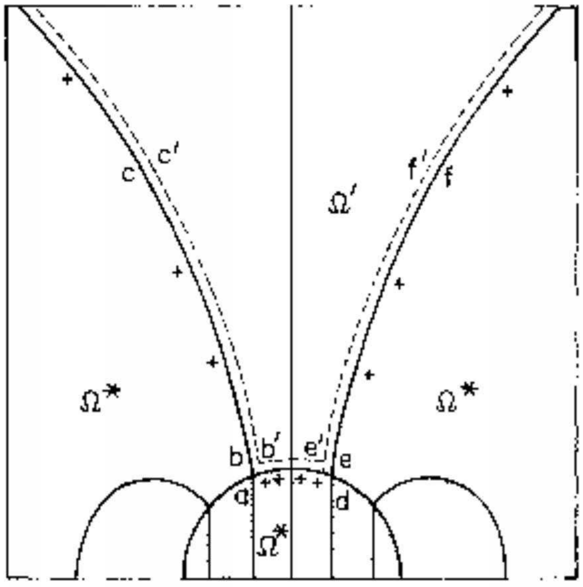

c
c′
f′
f
Ω′
Ω*
Ω*
b
b′
e′
e
a
d
Ω*

図 1.9: polar cap モデル [32]。
中性子星とその磁気圏のモデルであるが、実線と破線の間は荷電粒子が存在しない状態 (polar gap) になっている。

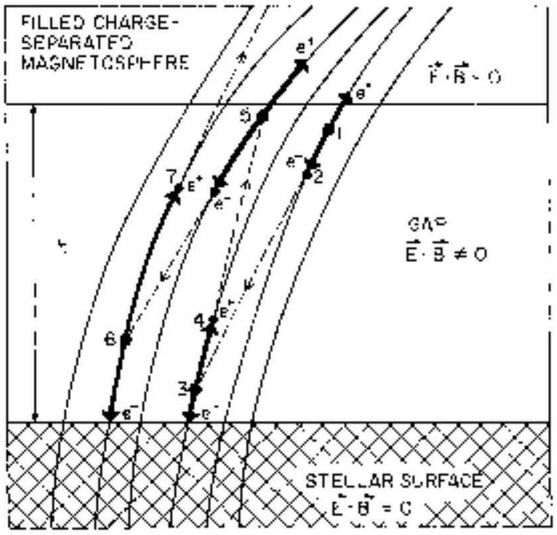

FILLED CHARGE-SEPARATED MAGNETOSPHERE
$\vec{E}\cdot\vec{B}=0$
GAP
$\vec{E}\cdot\vec{B}\neq 0$
STELLAR SURFACE
$\vec{E}\cdot\vec{B}=0$
1
2
3
4
5
6
7
e^+
e^-

図 1.10: polar cap モデルによるガンマ線の放射 [32]。
polar gap の強磁場中では電子、陽電子の対生成がおこり、荷電粒子の curvature radiation によりガンマ線を生成する。そのガンマ線がさらに対生成をおこして雪崩式にガンマ線が生成される。

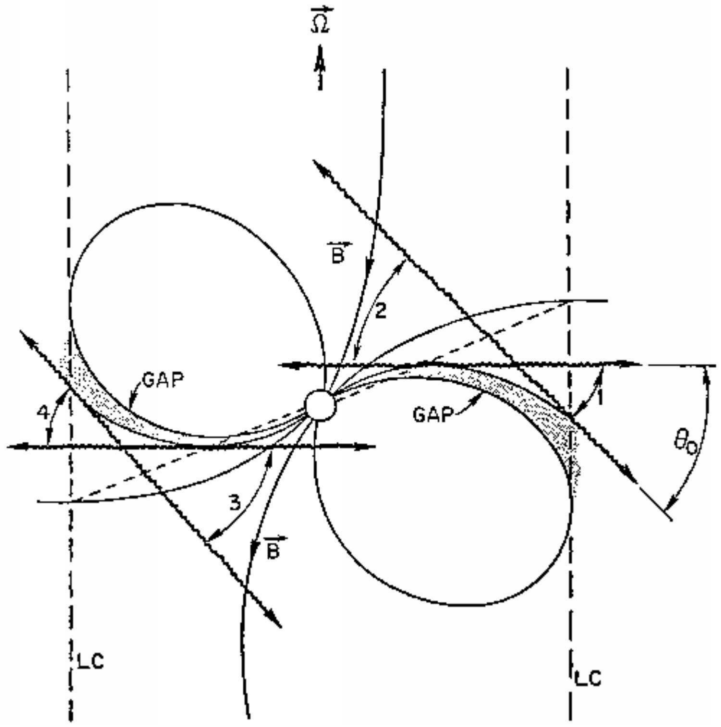

$\vec{\Omega}$
$\vec{B}$
2
GAP
GAP
1
θ_0
4
3
$\vec{B}$
LC
LC

図 1.11: outer gap モデル [33]。

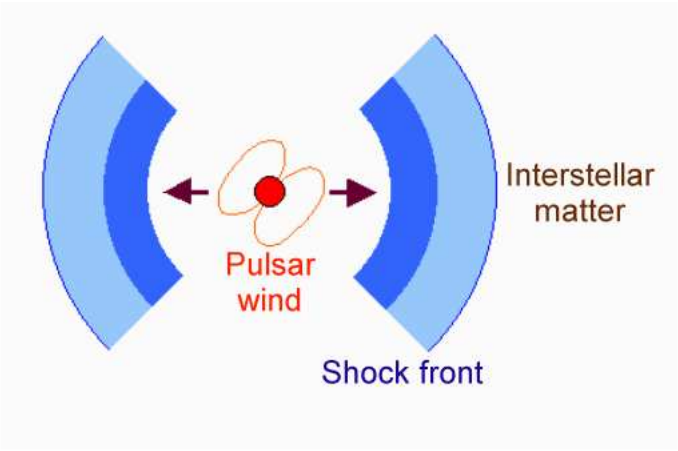


図 1.12: pulsar wind による衝撃波加速 [56]。

えられている。GeV 領域のスペクトルを観測し、パルス成分がどのエネルギーまで延びているかを観測することで、モデルに制限がつき放射機構を解明できるかもしれない。

1.3.3 Pulsar nebula(Plerion)

パルサーを主なエネルギー供給源として輝いている星雲は pulsar nebula (plerion) と呼ばれている。TeV 領域のガンマ線はパルサー自身からではなくむしろパルサーから放出される粒子が周囲の物質と衝突して生ずる衝撃波で電子が加速され X 線領域でのシンクロトロン放射、および逆コンプトン散乱による TeV 領域のガンマ線の放射をしていると考えられている (図 1.12 参照)。これまで TeV 領域で観測された Crab、Vela、PSR1706-44 は、パルス成分が見つかっておらず、上記のような放射機構であると考えられている。

1.3.4 AGN(Active Galactic Nuclei)

AGN とは、光度が $10^{43} \sim 10^{48} erg/s$ という普通の銀河 ($\sim 10^{43} erg/s$) と比べても活動的であるが、大きさが $\sim 0.1pc$ 以下と非常にコンパクトな領域からの放射をしている銀河中心核である [34]。そのようなコンパクトな領域からの放射のエネルギー源は、もはや恒星の核融合反応では効率

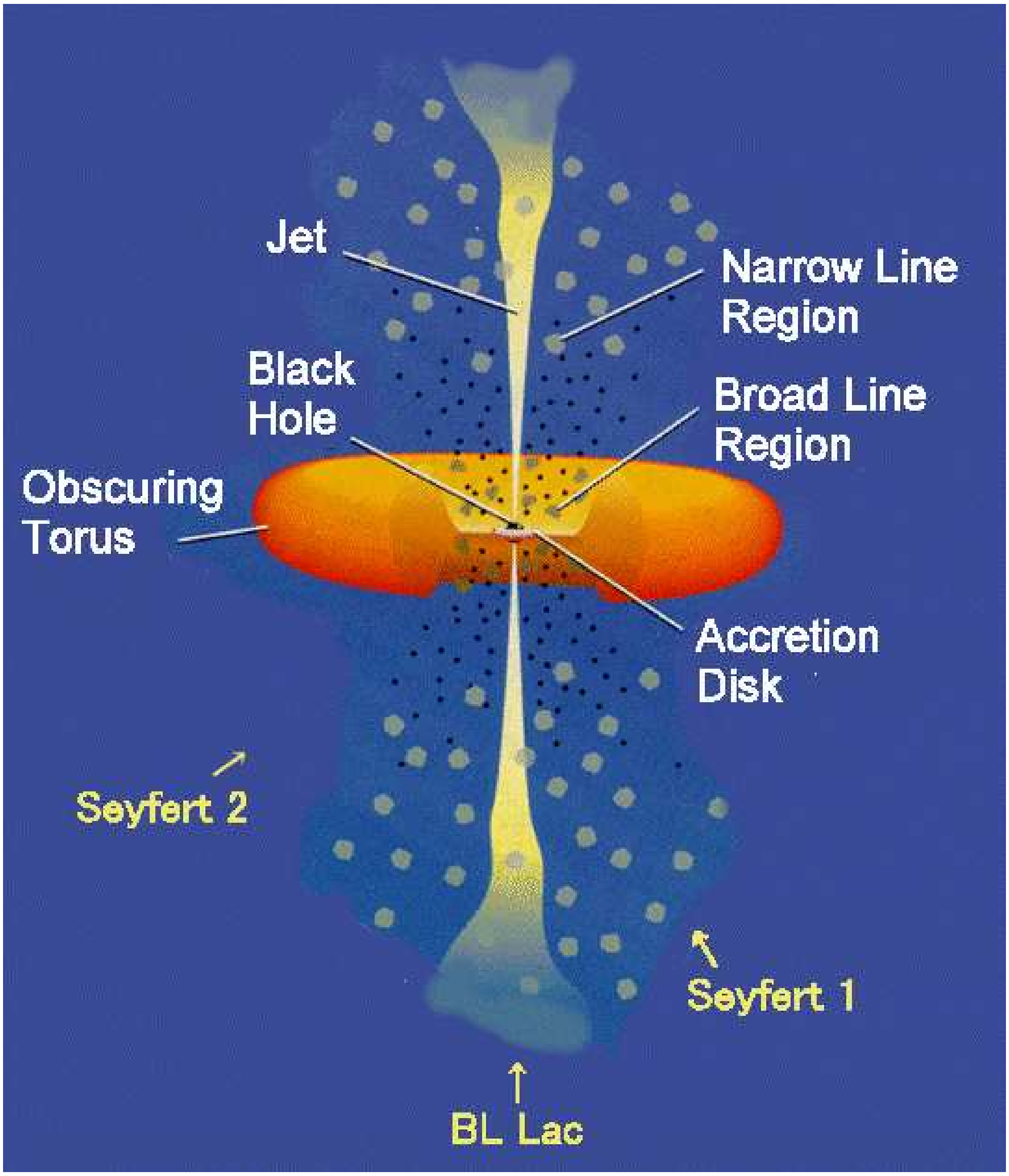

Jet
Narrow Line Region
Black Hole
Broad Line Region
Obscuring Torus
Accretion Disk
Seyfert 2
Seyfert 1
BL Lac

図 1.13: AGN の統一モデル [56]。

が小さく重力エネルギーの開放による放射しか考えられない。AGN の中心には $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ 程度の質量の巨大ブラックホールがあると考えられている。エネルギースペクトルの形によりさまざまな分類がなされているが、図 1.13 のように AGN の放射機構は球対称でなくある方向に衝撃波によって最大で $10^{18} \sim 10^{19} eV$ まで加速された粒子のジェットからの放射であると考えられている。AGN を分類するスペクトルの違いは観測する方向による違いであり、本質的な差異ではないだろうという統一モデルで解釈されている。

これまで TeV 領域のガンマ線で有意に観測された AGN は Mrk421、Mrk501 という blazer である [37][38]。これらの高エネルギーガンマ線は、電子が高エネルギーまで加速され、宇宙背景放射光子を逆コンプトン散乱して生じたものだとされているが、陽子加速ににによるスペクトルであるという説も否定できない。また、Mrk501 のスペクトルには $\sim 5TeV$ 付近にカットオフが見られる。このカットオフは、スペクトルが電子加速によるものであり、電子は放射効率がよいため $\sim 10TeV$ 以上まで加速されないために起こっているのか、あるいは銀河間赤外線とガンマ線の衝突による対生成での吸収の効果であるか定かではない。この問題を解決するためには異なる距離の AGN を観測することによって銀河間赤外線の観測的な制限をより高めることが必要である。現在のところ銀河間赤外線のフラックスを測定する方法は AGN を測定するしかないのである [19]。加速された陽子と星間ガスとの核相互作用では π^0 の崩壊によって放射されるガンマ線とともにニュートリノも生成される。反応断面積が小さく吸収を受けないニュートリノのフラックスから π^0 の崩壊によるガンマ線を推定することで、観測されたガンマ線のフラックスと比較して銀河間赤外線のフラックスに制限を与えることも可能となるのでニュートリノによる観測も重要である。

銀河間赤外線によって AGN からのガンマ線は “intergalactic cascade” を起こすが、AGN の見え方として銀河間磁場の強さにより 2 通り考えられる。

まず、銀河間磁場がそれほどかけ離れていないとき $(B \sim 10^{-10} G)$[35]、intergalactic cascade によって生じた電子、陽電子の “pairs” は大きく磁場によって方向を曲げられてソース付近に pairs からの広がった放射 “pair halo” も見られるはずである。

次に、銀河間磁場が上記よりさらに弱かったとき $(B \sim 10^{-15} G)$[19]、pairs からの放射もソースの方向から到来するであろう。ただし、ソース

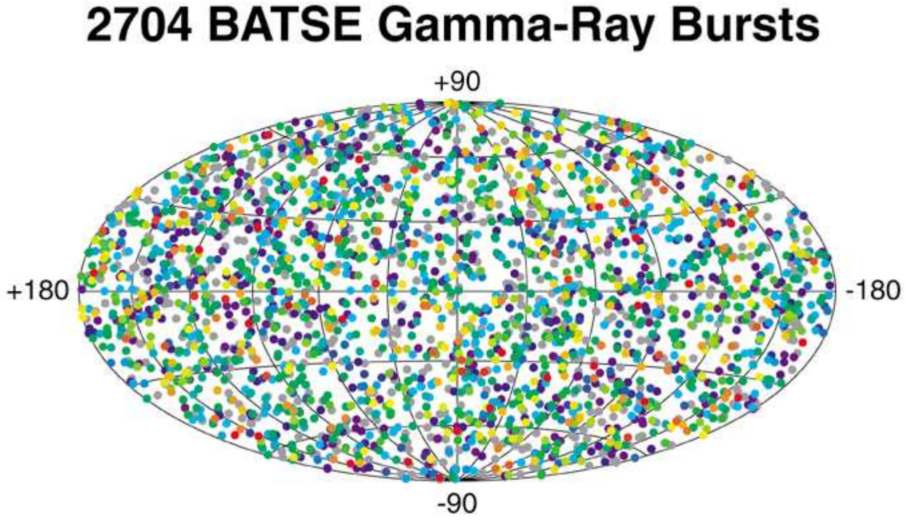


図 1.14: GRB の発生方向の分布 (2001 年 1 月 8 日時点)[40]。

から直接到来するガンマ線と比べて遅れて到達するに違いない。よって、遅延時間とガンマ線のエネルギーの間に関係が見られるかもしれない。

いずれにしても、ステレオ観測によって角分解能が向上することにより空間分布を研究することで pair halo の有無が分かり、銀河間磁場についての制限を与えることができるかもしれない。

1.3.5 GRB(Gamma Ray Burst)

GRB とは、数 10 秒から数分程度の短い時間に、膨大なエネルギーの大半を $100keV$ から数 MeV の領域の光子として放出する現象である [39]。1994 年に CGRO の BATSE によって GRB が等方的に起こっていることが明らかにされた (図 1.14 参照)。このことから、GRB の起こっている位置が銀河系近傍で起こっているとする “銀河系ハロー説” と “宇宙論的遠方説” の 2 通りが考えられた。対応する天体を同定しようという試みで 1996 年には、イタリア · オランダの衛星 BeppoSAX が打ち上げられバーストの位置が $\sim 3'$ の精度で決められるようになり、同時に他の波長での観測を行うことができるようになるとともに、X 線で残光 (“afterglow”) と呼ばれる現象があることが明らかになった。“afterglow” に対し初めのガンマ線、X 線の爆発的な到来は “prompt” と呼ばれる。この afterglow

は経過時間に対しおおよそ $\sim 1/t$ の関係で減衰する。また、optical 領域でスペクトル中の Fe や Mg の吸収線に赤方偏移が観測されたことから現在では “ 宇宙論的遠方” で GRB が起こっていると考えられている。ところが、距離が遠いと考えると爆発のエネルギーが $\sim d^2$ で大きくなる一方、時間変動により発生源の領域の大きさ R に

$$R < c\delta t \tag{1.19}$$

(δt は放射強度の時間変動の最小のスケール) という制限がつく。このため光子の密度が大きくなりすぎて光子同士の衝突での対生成による吸収でガンマ線はでてこられないのではないかという問題が起こった。これに答える解が M.J.Rees によって提案された “relativistic fireball” model である [41]。爆発のエネルギーをバリオンの運動エネルギーとして外側に運びだすというものである。この運動をローレンツ因子 Γ の相対論的な速度とすることで観測者にとってガンマ線で見えてもバリオンの系では $1/\Gamma$ 倍のよりソフトなエネルギーとなり、変動時間 t も Γ 倍の長さとなり R に対する制限も緩くなる。その結果光学的な厚さも改善されてガンマ線の吸収の問題も避けられることが分かった。しかし、“relativistic fireball” が実際どのような天体のどういった現象であるかという問題は今だ解決されていない。CANGAROO での TeV 領域のガンマ線を観測し TeVγ が放射されているかどうかを調べることによって、ガンマ線の放射メカニズムに制限を与えることができ、GRB という現象の解明に貢献できるかもしれない。CANGAROO では、HETE-II[42] からの GRB の情報をもとにある基準を満たした GRB に関して観測を行う予定である。

1.3.6 ガンマ線背景放射

EGRET で観測された系外からの GeV 領域のガンマ線背景放射の起源は blazer の重ね合わせであると考えられている [43](図 1.15 参照)。EGRET の観測のエネルギー領域 ($30MeV \sim 100GeV$) では $\sim E^{-2.1}$ のべき型のエネルギースペクトルであるが、この放射がさらに高エネルギーまで延びているならば、ステレオ観測で角分解能をあげることによって、それが確かめられるかもしれない [44]。

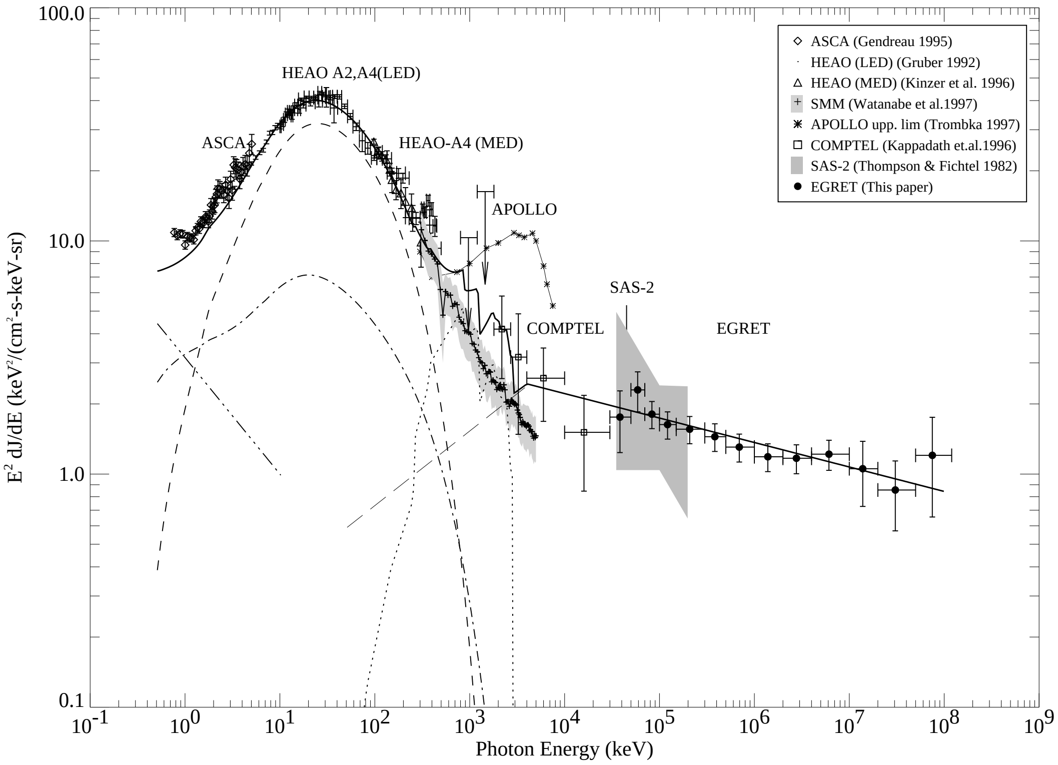


図 1.15: 観測されたX線からガンマ線までの系外からの背景放射 [43]。縦軸は、微分フラックス $E^2dJ/dE(keV^2/cm^2\cdot s\cdot keV\cdot str)$、横軸は光子のエネルギー (keV)。

第2章　ガンマ線の観測技術

超高エネルギーガンマ線を捉える解像型空気チェレンコフ望遠鏡では、大気を “観測装置” として用いる。この章では、その観測技術について紹介する。

2.1　空気シャワー

空気シャワー (図 2.1 参照) は、大気に入射する 1 次粒子によってシャワーの発達の過程が異なる。

超高エネルギーガンマ線[1]は、高度 10∼15km で大気の原子核と電磁相互作用をして、電子と陽電子のペアを作る。電子、陽電子は制動放射により離散的にガンマ線を放射する。そのガンマ線がさらに対生成を起こして電子、陽電子ペアをつくる。このようなプロセスの繰り返しによって電磁カスケードを生ずる (図 2.2 参照)。対生成がおこる確率は radiation length X_0(式 1.4 参照) に対して $\sim 9/7X_0$、つまりほぼ 1 radiation length 当り 1 回の対生成を起こすことになる。

粒子数が増えていくにしたがって 1 つの粒子が持つエネルギーは減少していく。エネルギーが減ると電子、陽電子は制動放射によるエネルギーロスが減り、一方電離損失が増えてあるエネルギーで 2 つのロスが等くなる。これを臨界エネルギーと呼ぶ [45]。

$$E_c \simeq 800/(Z + 1.2)(MeV) \tag{2.1}$$

Z : 媒質の原子番号

特に空気の場合は $80MeV$ である。これよりエネルギーが下がると電離損失により連続的なエネルギーロスが起こり急激にエネルギーを失いつい

---

[1] エネルギー領域によるガンマ線の呼称については、付録 A 参照。

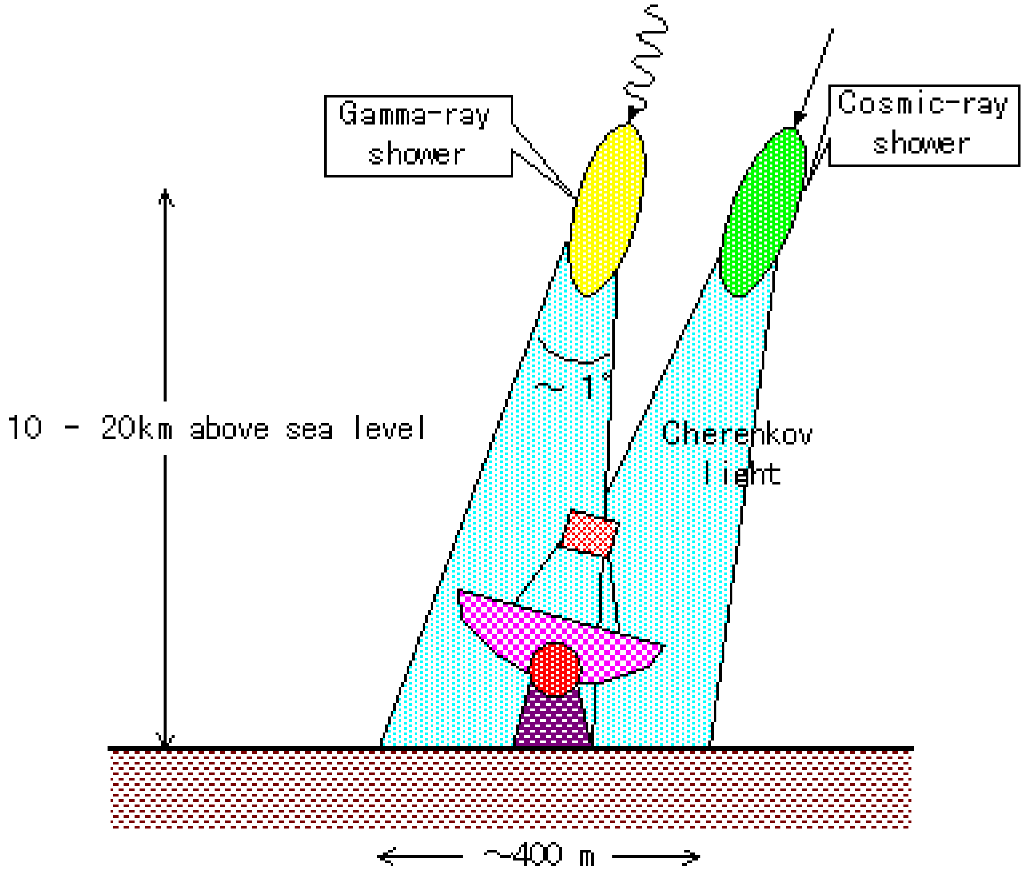

Gamma-ray shower
Cosmic-ray shower
~ 1°
10 - 20km above sea level
Cherenkov light
~400 m

図 2.1: 解像型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測の模式図 [56]。

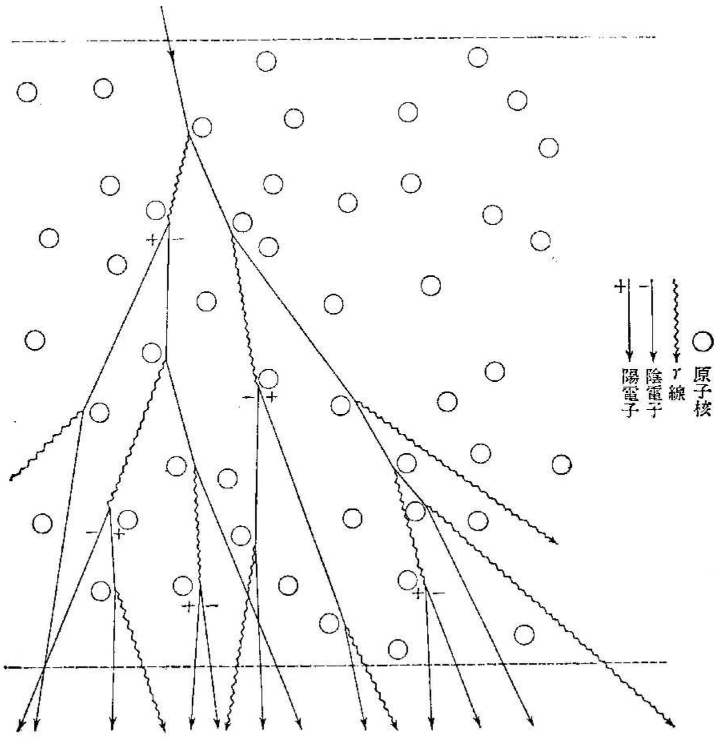

+ 陽電子
− 陰電子
γ 線
○ 原子核

図 2.2: 電磁カスケードの発達 [49]。

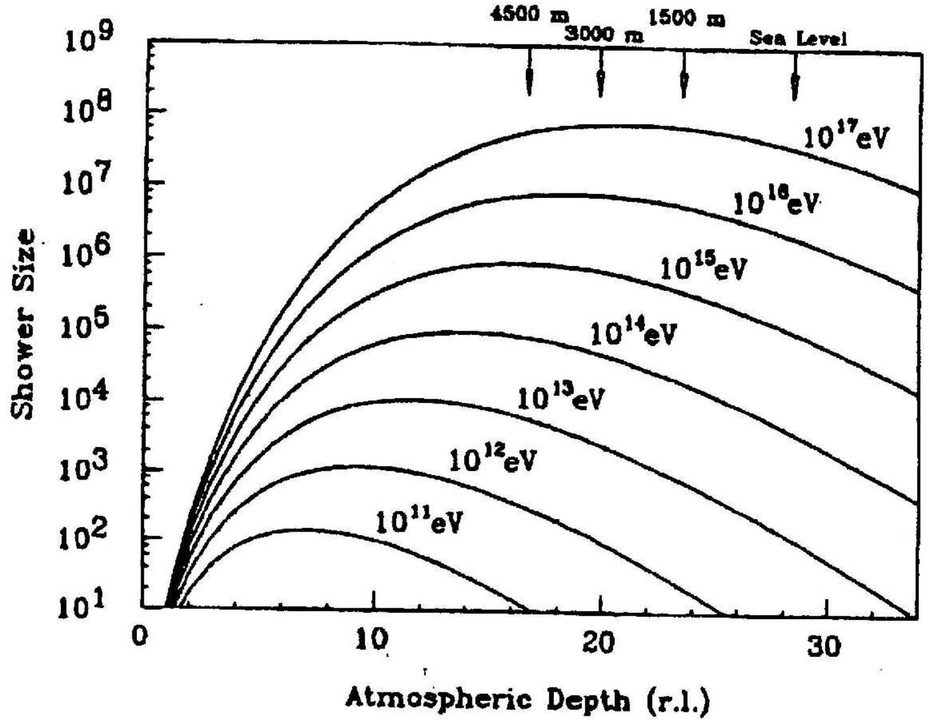


図 2.3: ガンマ線による空気シャワーの垂直方向の発達 [94]。
縦軸は、平均の荷電粒子数、横軸は放射長 (空気では $\sim 37gcm^{-2}$) を単位とする大気上部からの厚さ。$1TeV$ では、海抜 $\sim 8km$ でシャワーのサイズが最大となる。

には媒質中に吸収される。また、ガンマ線のエネルギーも低くなると対生成を起こさなくなり、コンプトン散乱、トムソン散乱により媒質にエネルギーを与えていき最後には吸収されてしまう。こうして粒子数は指数関数的に減少していく。図 2.3 にガンマ線のエネルギーによるシャワーの垂直方向の発達の違いを示す。

一方、高エネルギー宇宙線も大気原子と相互作用する。今度は、電磁相互作用だけではなく、強い相互作用、弱い相互作用も含まれ複雑なシャワーを形成する。図 2.4 に模式的な図を示す。

2 次粒子として放出された π^0 は、崩壊して電磁シャワー成分を作る。$\pi^{\pm}$ は、再び核カスケードを起こすか、あるいは、$\sim 10^{-8}s$ で崩壊して

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.2}$$

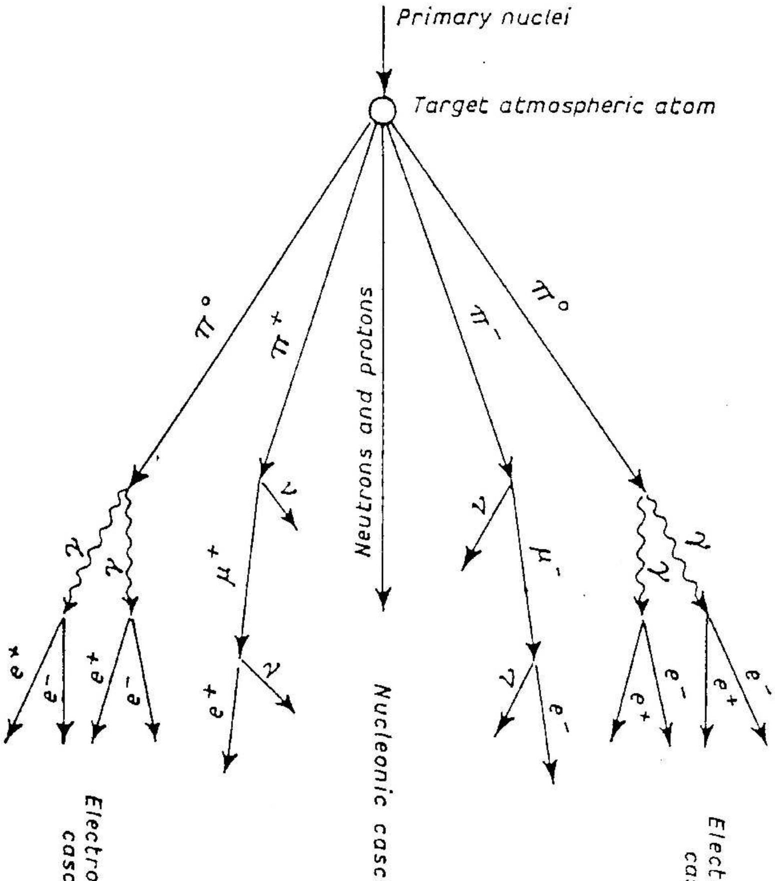

Primary nuclei
Target atmospheric atom
π^0
π^+
Neutrons and protons
π^-
π^0
γ
γ
ν
μ^+
ν
μ^-
γ
γ
e^+
e^-
e^+
e^-
e^+
γ
Nucleonic cascade
γ
e^-
e^+
e^-
e^+
e^-
Electromagnetic cascade
Electromagnetic cascade
Ionization

図 2.4: 宇宙線のシャワーの発達の模式的な図 [95]。

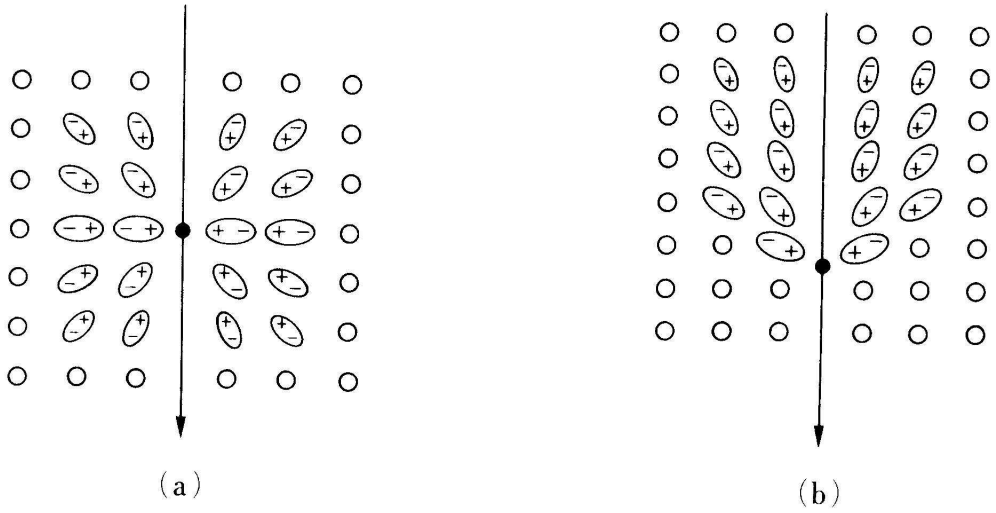


図 2.5: 移動する荷電粒子に対する媒質の分極の様子 [48]。
(a) は荷電粒子が遅いとき。(b) は速い $(v > c/n)$ とき。

のように $\mu^{\pm}$ を生成し、さらに $\sim 10^{-6}s$ で崩壊して

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu} \tag{2.3}$$

$e^{\pm}$ を生成する。ニュートリノはこの後相互作用をほとんどせず、$e^{\pm}$ は電磁シャワー成分となっていく。ただし、$\mu^{\pm}$ のエネルギーが高い場合、相対論的効果によって寿命が延びて地上まで到達する場合もある。

2.2 チェレンコフ光の放射

荷電粒子が速度 v で誘電体中を進むと近くの媒質は図 2.5 のように荷電粒子の電場によって分極する。それは、粒子の速度が遅いときは粒子を中心とした対称な分布となる。粒子の速度が速いときは分極は全体として非対称になる。粒子が進むにつれて分極が戻るが、非対称な分極であると電磁波を放射する。その放射される角度は、

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{2.4}$$

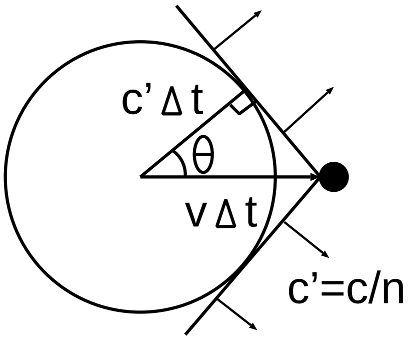


図 2.6: チェレンコフ光の放射される方向。

θ : 荷電粒子の進行方向に対する電磁波の波面
β : v/c
n : 媒質の屈折率

のように与えられる (図 2.6 参照)。屈折率の波長依存性は非常に小さく、$400nm$ の波長の光に対する大気の屈折率は、

$$n = 1.0 + 0.000296 \frac{x}{1030gcm^{-2}} \left(\frac{T}{273.2K} \right)^{-1} \qquad (2.5)$$

T : 気温 (K°)
x : 大気の厚さ (g/cm^2)

でおおよそ与えられる [50]。荷電粒子が媒質中を進むとき、チェレンコフ放射により失うエネルギーは、

$$\frac{dE}{dl} = \frac{Z^2e^2}{c^2} \int_{\beta n>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \omega d\omega \qquad (2.6)$$

ω : 放出される光の振動数
Ze : 入射粒子の電荷
dl : 荷電粒子の進んだ距離

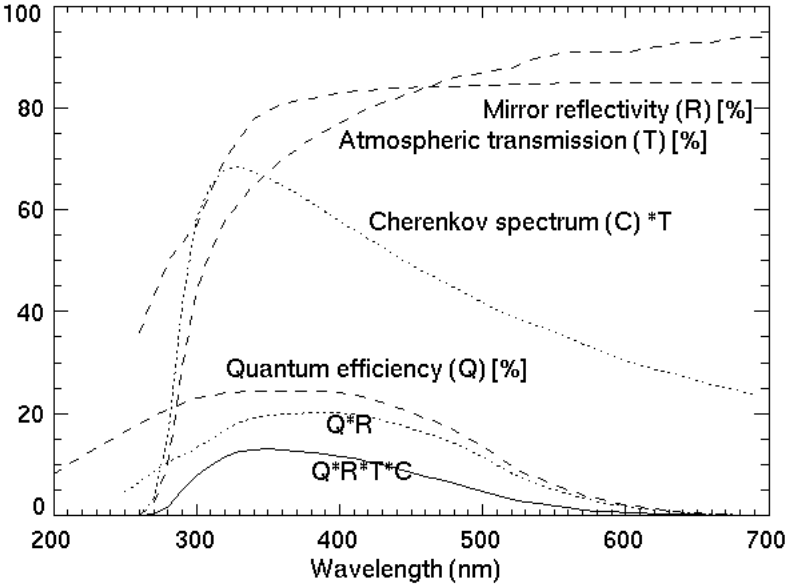


図 2.7: 伝搬過程におけるチェレンコフ光の透過率。
縦軸が透過率 (%) で横軸がチェレンコフ光の波長 $\lambda(nm)$。チェレンコフ光の波長スペクトルに対して、大気の透過率 (T)、反射鏡の反射率 (R)、PMT の量子効率 (Q) を掛け合わせている。

粒子が $l(cm)$ 進んだときに λ_1 と λ_2 の間の波長に放射されるチェレンコフ光の個数は、

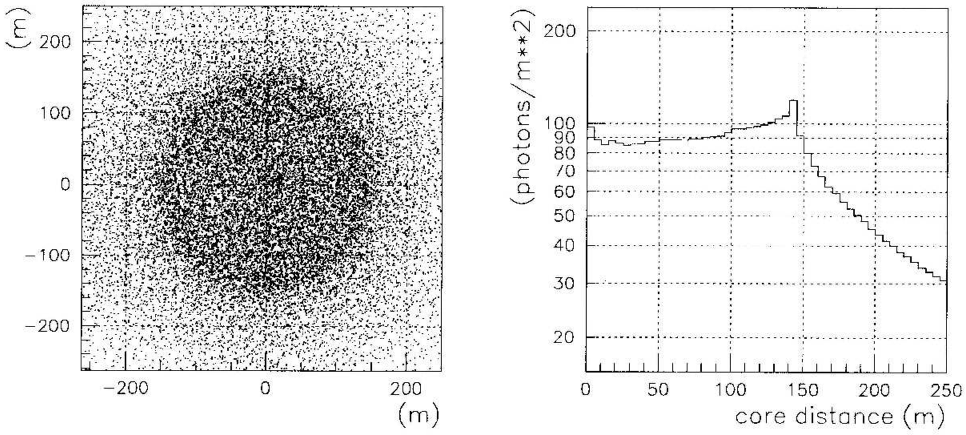
$$N = 2\pi\alpha Z^2 l(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{2.7}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$$

であり、波長 λ に対し $\propto 1/\lambda^2$ という関係がある [75]。

図 2.7 は、チェレンコフ光が実際どのようなスペクトルで光電子増倍管 (3.3 参照) によって捉えられるかを示したグラフである。また、横方向のチェレンコフ光の広がりを 図 2.8、2.9 で示す。チェレンコフ光の密度 (m^{-2}) は地上では大気プロファイルに依存するが どのモデルでも $\sim 100m$ 程度の広がりをもつ [51]。

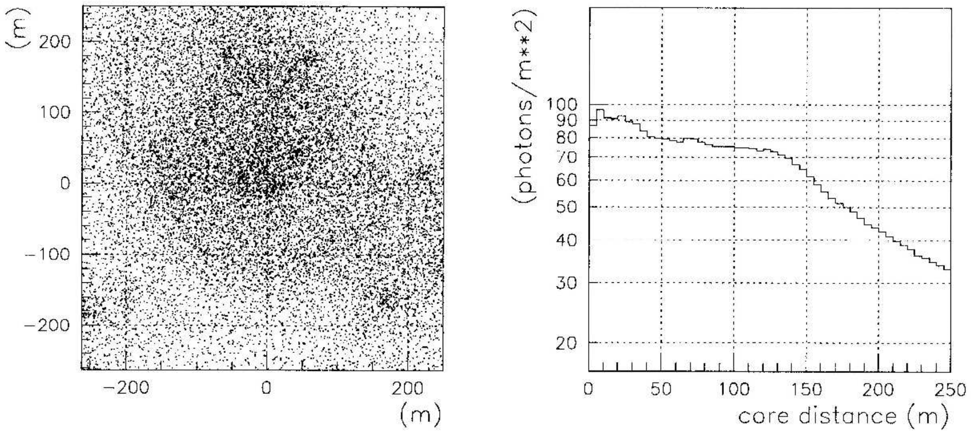
実際に、CANGAROO-III の 10m 望遠鏡による観測での effective area はシミュレーションにより 図 2.10 のように推定されている。



photon distribution

photon density

図 2.8: ガンマ線のシャワーによるチェレンコフ光のの横方向の広がり。$1TeV$ のガンマ線の海抜 $0m$ でのシミュレーション [54]。



photon distribution

photon density

図 2.9: 陽子のシャワーによるチェレンコフ光のの横方向の広がり。$3TeV$ の陽子の海抜 $0m$ でのシミュレーション [54]。

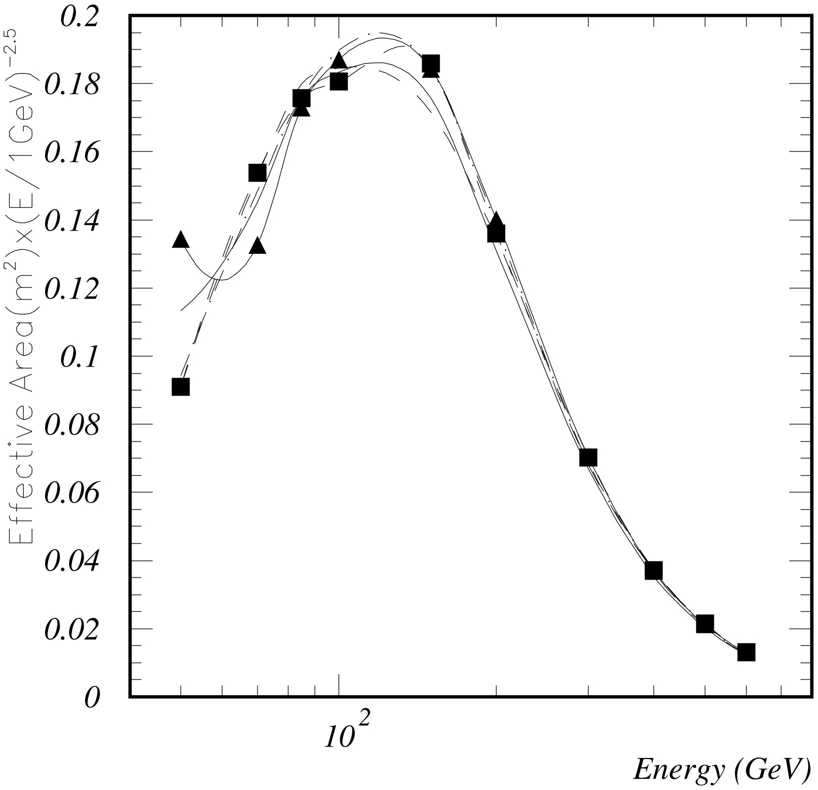


図 2.10: effective area と入射ガンマ線のエネルギーの関係。
縦軸は $effective\ area(m^2) \times (E/1GeV)^{-2.5}$、横軸はガンマ線のエネルギー (GeV)。実線は望遠鏡間の間隔が $60m$、破線は $80m$ のとき、鎖線は $100m$ のとき、三角マークつき実線は $120m$、四角マークつき破線は $140m$ のときのシミュレーション [73]。

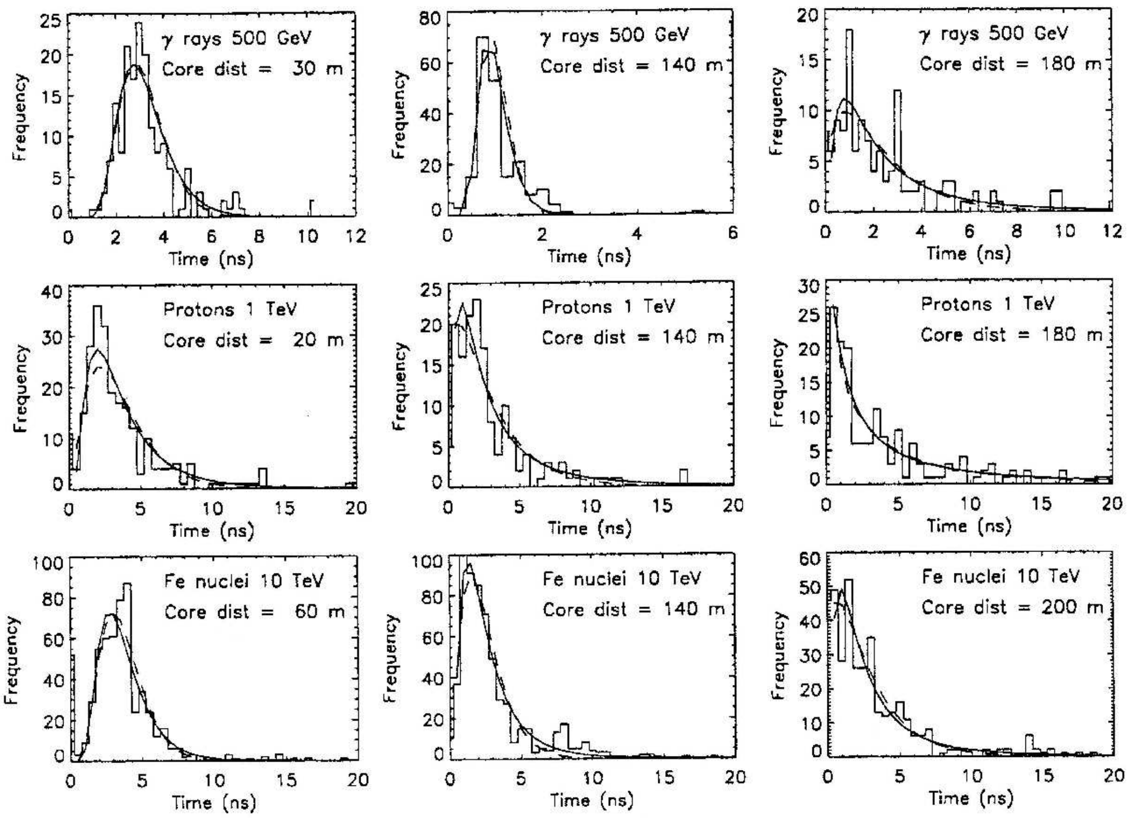


図 2.11: 空気シャワーから発生したチェレンコフ光の到来時刻の分布 [52]。$500GeV$ のガンマ線 (上)、$1TeV$ の陽子 (中央)、$10TeV$ の鉄の原子核 (下) でのシミュレーション。それぞれ Core distance を変化させて行っている。縦軸が光子の到来する頻度で、横軸が到来時刻 (ns)。

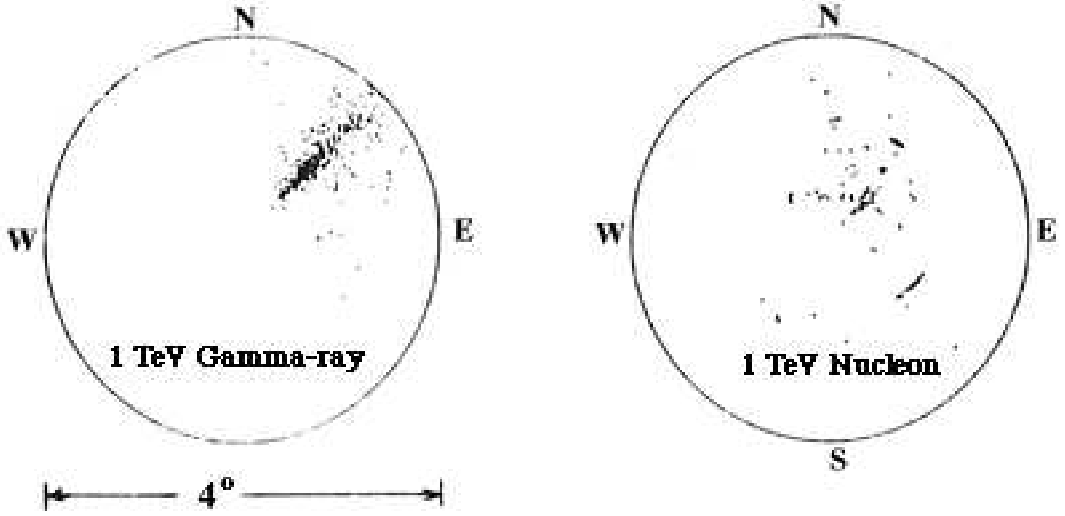


図 2.12: シミュレーションによるカメラでのガンマ線および宇宙線のイメージ [57]。
左が $1TeV$ のガンマ線で、右が $1TeV$ の陽子。

また、シャワーイベントのチェレンコフ光の到来時間を図 2.11 に示す [52]。すべて $10ns$ 以下の幅の分布であり、特にガンマ線は宇宙線に比べてさらに幅の狭い分布であり、$2 \sim 3ns$ 程度の幅となっている。

2.3 Imaging Technique

空気シャワーを発生させる 1 次粒子としては、ガンマ線よりもむしろ宇宙線が大多数を占めている。よって、シャワーイメージの中からガンマ線を選び出す方法が重要になってくる。シャワーイメージは、反射鏡でチェレンコフ光を集光し、焦点面に PMT を並べたカメラを用いて捉えることができる。図 2.12 に、シミュレーションによるガンマ線と宇宙線のシャワーのカメラ上のイメージを示す。まず、楕円のイメージの長軸とイメージの重心からカメラの視野の中心への軸とのなす角、これを α パラメータと呼ぶことにする (図 2.13 参照)[58]。そうすると、ガンマ線は望遠鏡を向けているソースの方向から到来するので、α はほぼ 0 度付近になる。一方、宇宙線の到来方向はランダムであるので α もランダムとなるはずである。この違いを利用して大部分の宇宙線をカットすることができる。ただし、このままでは偶然 α が 0 となった宇宙線のイメージも含

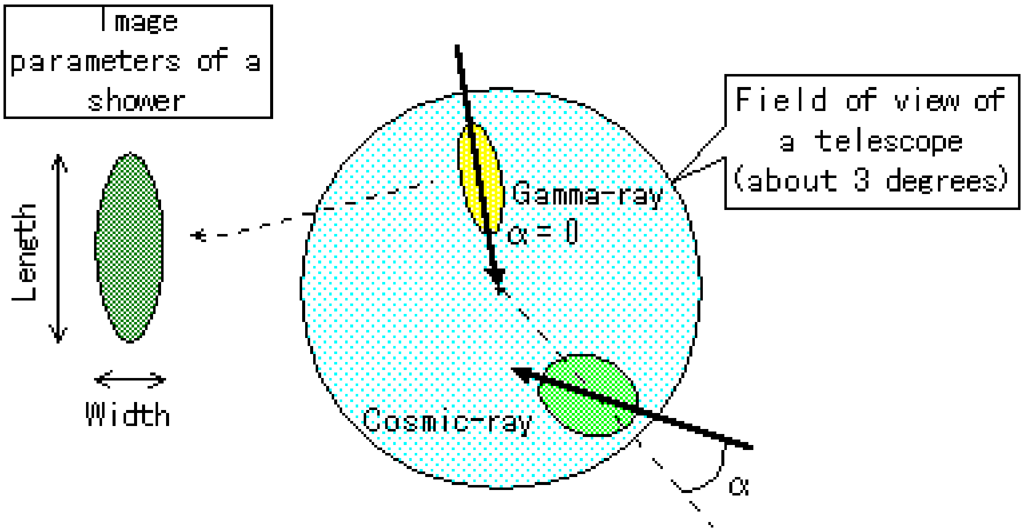


Image parameters of a shower
Length
Width
Gamma-ray
α = 0
Cosmic-ray
α
Field of view of a telescope (about 3 degrees)

図 2.13: カメラでのガンマ線および宇宙線のイメージの概念図 [56]。

まれる。よって、さらにイメージの形状によって区別することを考える。図 2.14 のようにガンマ線と宇宙線ではシャワーの発達が違うため、カメラで捉えられるイメージも異なる。

それをパラメタライズしたのが Hillas[59] であるが、図 2.15 に示すパラメータを以下に説明する。

- Width 楕円の短軸方向の像の広がり
- Length 楕円の長軸方向の像の広がり
- Distance 像の中心と視野の中心との距離
- Concentration(Conc) 最も光量の多い 2 本の PMT の光量の全体の光量に対する割合
- Alpha 像の重心と視野の中心を結ぶ直線と楕円の長軸のなす角
- Asymmetry 最も光量の多い位置と重心のずれを表すパラメータ。

ここで図 2.15 の Centroid は、PMT の座標を (x_i, y_i) として信号の大きさを s_i としたときに、

$$\langle x \rangle = \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i}, \langle y \rangle = \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i} \tag{2.8}$$

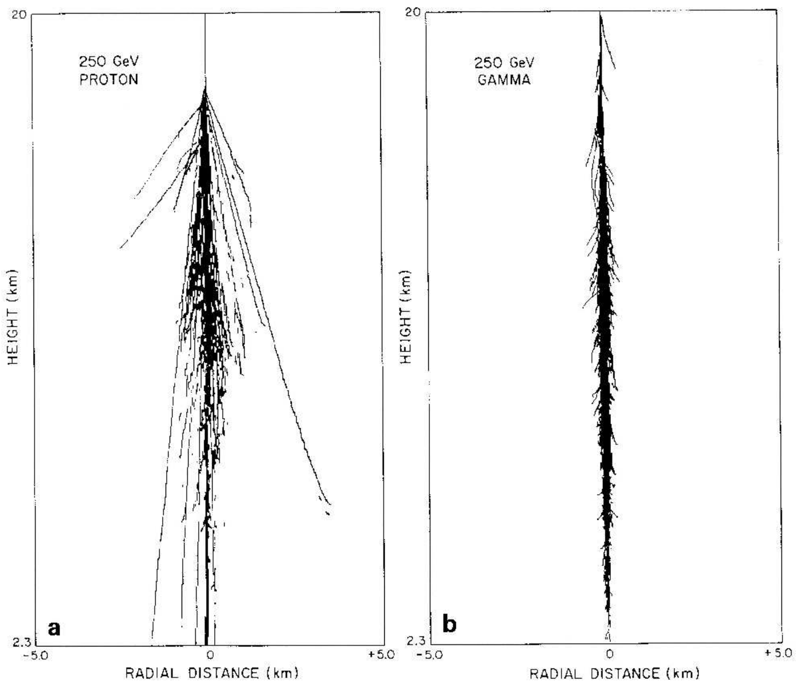


図 2.14: 宇宙線とガンマ線のシャワーの発達の違い [95]。

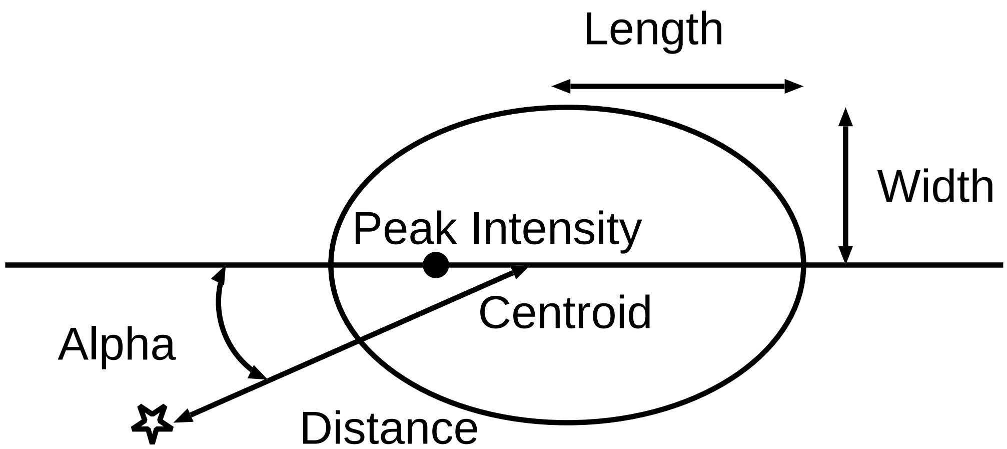
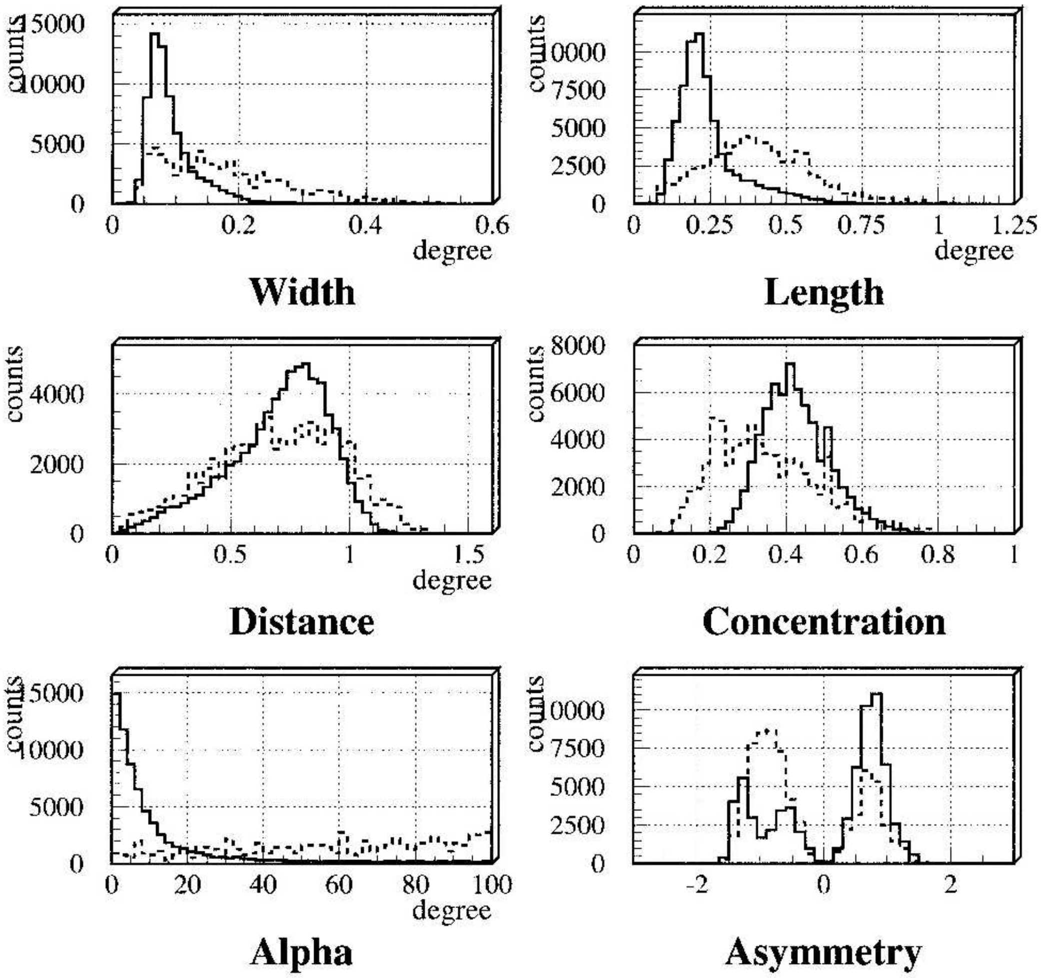

Length
Width
Peak Intensity
Centroid
Alpha
Distance
Source

図 2.15: イメージパラメータの定義。

で定義される量に対して、$(\langle x\rangle, \langle y\rangle)$ と定義されるものである。Asymmetry のパラメータは、Peak Intensity の Centroid からのずれを表していてガンマ線の Peak Intensity は、Centroid より Source の側に偏っているのでずれの分布が非対称になる。宇宙線の場合は、対称になるのでガンマ線を選別する 1 つの指針となる。図 2.16 は、ガンマ線と陽子のイメージパラメータの違いを表している。



Width **Length**

Distance **Concentration**

Alpha **Asymmetry**

図 2.16: シミュレーションによるガンマ線と陽子のイメージパラメータの違い。
実線がガンマ線で、破線が陽子 [47]。

第3章　CANGAROO-III計画

CANGAROOは、Collaboration of Australia and Nippon for a GAmma Ray Observatory in the Outbackの略で、解像型チェレンコフ望遠鏡を使って南天の天体における超高エネルギー現象を捉えることを目的に、1991年から始められた超高エネルギーガンマ線観測の国際協力実験である。

CANGAROOは、オーストラリアのウーメラ $(136°47'E, 31°06'S,$ 海抜160m)で観測を行っているが、チェレンコフ光の観測は月のない晴れた夜間でのみ可能であるため、晴天率の高い場所として選定された。また、南半球の中緯度では銀河中心を天頂近くで観測できるため、北半球より銀河系内ガンマ線天体の観測には有利である。これまで、CANGAROO-Iでは3.8m反射鏡[60]、CANGAROO-IIでは、7m反射鏡[61](2000年に10mに拡大)によって観測を行って来た。

CANGAROO-III計画は、4台の10m口径の望遠鏡によってガンマ線のステレオ観測を目標とする計画である。1999年から始まって1台目はCANGAROO-IIとしてすでに完成しており、2004年までに4台を完成させる予定である[62][63]。

表 3.1: 10m反射鏡のパラメータ

小型鏡	114枚
焦点距離	$8m$
視野	4.2度
集光面積	$5.73 \times 10^5 cm^2$
point image size	0.20°
トラッキング精度	$1'$

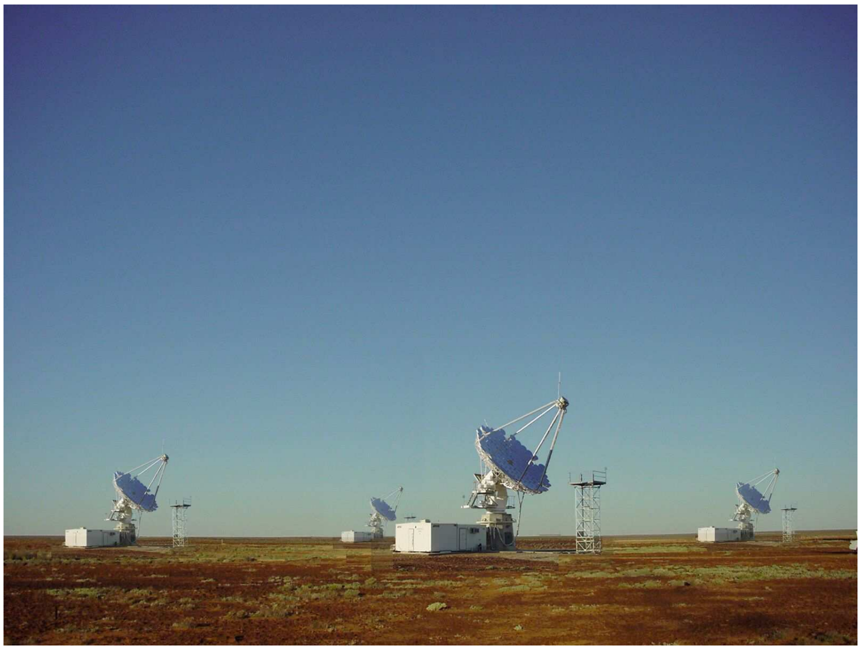


図 3.1: 4 台の望遠鏡の想像図。

3.1　10m反射望遠鏡

表 3.1 に 10m 鏡の各種パラメータを示す。まず、CANGAROO-III は複合鏡である。これは、チェレンコフ観測における焦点面での像の精度が $\sim 0.1^\circ$ 程度でよいため、小型球面鏡を多数並べたもので十分であり、安価で自重変形の少ない反射鏡を作ることができるためである。視野を CANGAROO-II の 3° から 4.2° に広げたのはこれによって ON、OFF の同時観測を可能にし、実質的な観測時間を増やすことができるためである。また、ステレオ観測によりソースのガンマ線放射の空間分布を調べるためには広い視野である必要がある。

また、形状は放物面鏡を採用する。他の形状として球面鏡を球面上に並べる Davies-Cotton 型 [64] があるがその比較を表 3.2 に示す。

Davies-Cotton 型の方は広い視野で安定した結像性能があることで優れている。他方、CANGAROO-III で採用する放物面鏡は理想的には時間差が 0 であり、この特長によって数 100GeV のガンマ線観測で最も厳しい雑音であろう宇宙線ミューオンのノイズを除去できる。それによって、S/N 比を上げて感度を高めることができる (付録 B 参照)。さらに小型鏡の焦

表 3.2: 放物面鏡 vs Davies-Cotton 型

	放物面鏡	Davies-Cotton 型
時間差	小	大
結像性能 (on-axis)	優	良
結像性能 (off-axis)	可	良

時間差は、平行光が来たときの光路差による時間情報のずれを示す。

表 3.3: CFRP vs ガラス

	CFRP	ガラス
重力変形	negligible	negligible
反射率	$\sim 80\%$	$\sim 90\%$
耐候性	良	悪い (調査中)
表面	普	良
重さ	軽い (ガラスの 5 分の 2 以下)	重い
丈夫さ	良	良くない (要調査)
熱膨張	しにくい	要調査
結露	しにくい	要調査
クリーニング	△	要調査

点距離を適切に選ぶことにより放物面鏡の欠点をカバーした広い視野の安定した結像性能を保つことができる (3.2 参照)。

3.2 小型鏡

小型鏡は、直径 80cm、焦点距離 16∼17m の球面鏡である [65]。焦点距離は、off-axis での結像性能を高めるために上記のような値に選ばれている。材質については、表 3.3 に示すような特性があり、1 台目には CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastics) を使用している。2 台目からは、まだ明らかに決まっていないが CFRP を使用する予定である。ガラスであれば、anodization、つまりアルミ蒸着面を電極として表面に酸化膜を作り耐候性を高める方法を使用したものを考える。ほかに、金属素材としてステンレスという案もあったのだが、チェレンコフ光のピーク波長付近で反射率が落ちてしまうことが分かり、表面にアルミ蒸着したり自重変

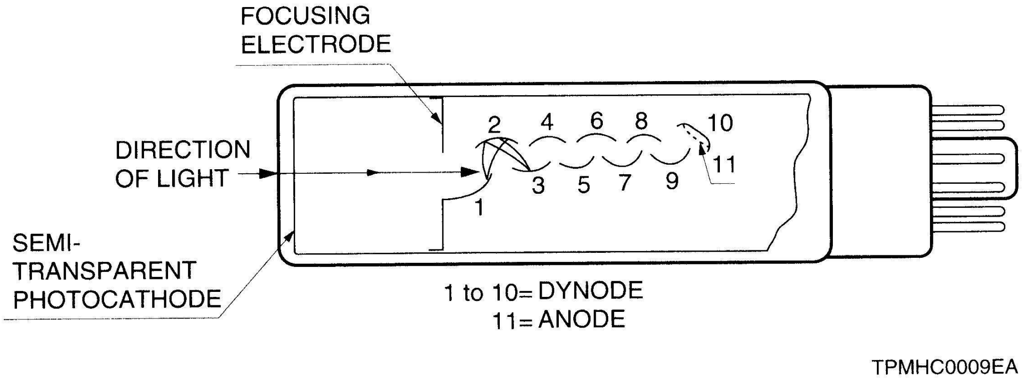

FOCUSING
ELECTRODE
DIRECTION
OF LIGHT
SEMI-
TRANSPARENT
PHOTOCATHODE
2 4 6 8 10
3 5 7 9 11
1
1 to 10= DYNODE
11= ANODE
TPMHC0009EA

図 3.2: 光電子増倍管の構造 [66]。
図はラインフォーカス型の場合。

形を防ぐ支持具などかなり開発が必要なのでこれは除外した。

重さについては、ガラスのように重いと口径が大きくなるにつれて反射鏡全体の重量が大きくなり, 単純なフレーム支持構造では10m口径の製作が困難となり、また自重変形も問題になってくる。

3.3 カメラ

解像型チェレンコフ望遠鏡では、ガンマ線のシャワーからのチェレンコフ光を3.1で述べた反射鏡で集光し、複数の光電子増倍管 (PMT (PhotoMulti--plier Tube)) で構成されたカメラでイメージを捉える。図3.2がPMTの概念図である。光電面 (Photocathode) に光が入射すると、光電効果により自由電子が放出される。放出された電子は強い電場により加速され、2次電子放出面 (Dynode) に衝突する。そのときDynodeからは多数の電子が放出される。このように多段のDynodeで増殖した電子が最終的にAnodeに届き電流として測定される。CANGAROO-IIIの1台目の望遠鏡では、10m口径への拡張時に40本の1/2インチのサイズのPMTを追加して、合計552本のPMTでカメラを構成している。それによって3度の視野を確保している。

次の望遠鏡から用いる予定のカメラの特徴を表3.4に示す。1台目はPMTが16本で1モジュールとなっていたが、2台目からはモジュール化は行わない。これは、PMTが正常に動いていないとき、例えば放電などの現象がモジュールごとに起こるのを防ぐためである。また、視野に明る

表 3.4: CANGAROO-III でのカメラの特徴

視野	4.2 度
ピクセルサイズ	0.168 度
PMT の配置	細密充填
PMT の本数	427 本

表 3.5: CANGAROO-III のカメラに使われる PMT(R3479UV) の特性

Dynode Structure	ライン型
Photocathode Structure	head-on 型
ダイノードの数	8
重さ (g)	15
長さ (cm)	6.5
HV($8 \times 10^5 gain$)	1500
RT(ns)	1.3
TS(ns)	14
T.T.S.FWHM(ns)	0.36

RT : Rise Time

TS : Transit Time

T.T.S. : Transit Time Spread

い星が入るとき、対応する PMT を個別にオフにすることが可能となる。さらに、形を六角形にして細密充填に配置し dead space を最小にするような配置の変更も行う (図 3.3 参照)。

3.3.1 PMT

1 台目の PMT は、CANGAROO-II の 7m 望遠鏡を拡張したため 1/2 インチの PMT である R4124UV(Hamamatsu) を使用しているが、2 台目からは、3/4 インチの R3479UV(HAMAMATSU) を使用して、本数を増やさず視野を広げる [67](図 3.4)。シャワーのイメージパラメータを用いた解析にはこの程度のピクセルサイズの拡大は大きく影響しない [73]。

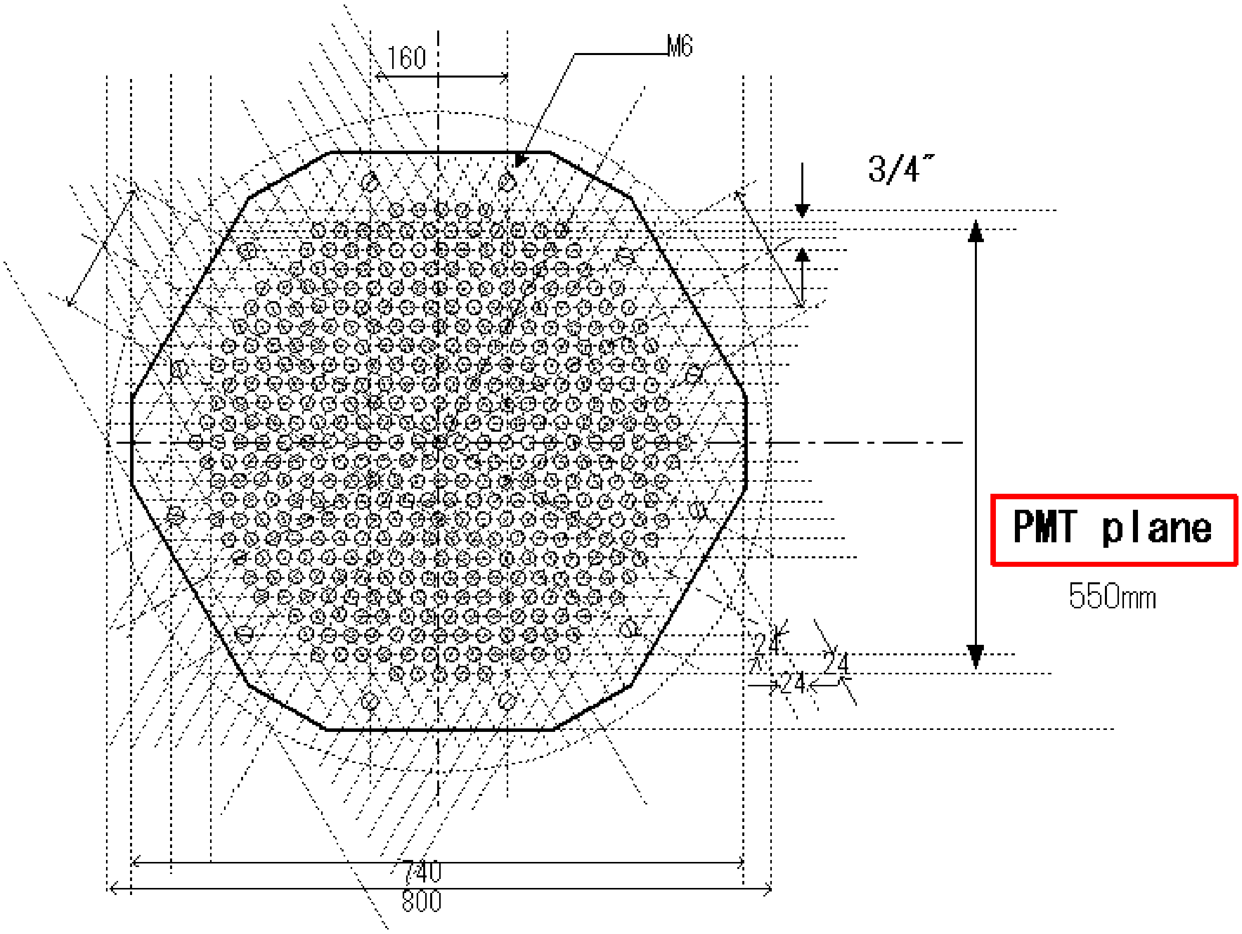

160
M6
3/4″
PMT plane
550mm
24
24
24
740
800

図 3.3: カメラ上の PMT の配置。

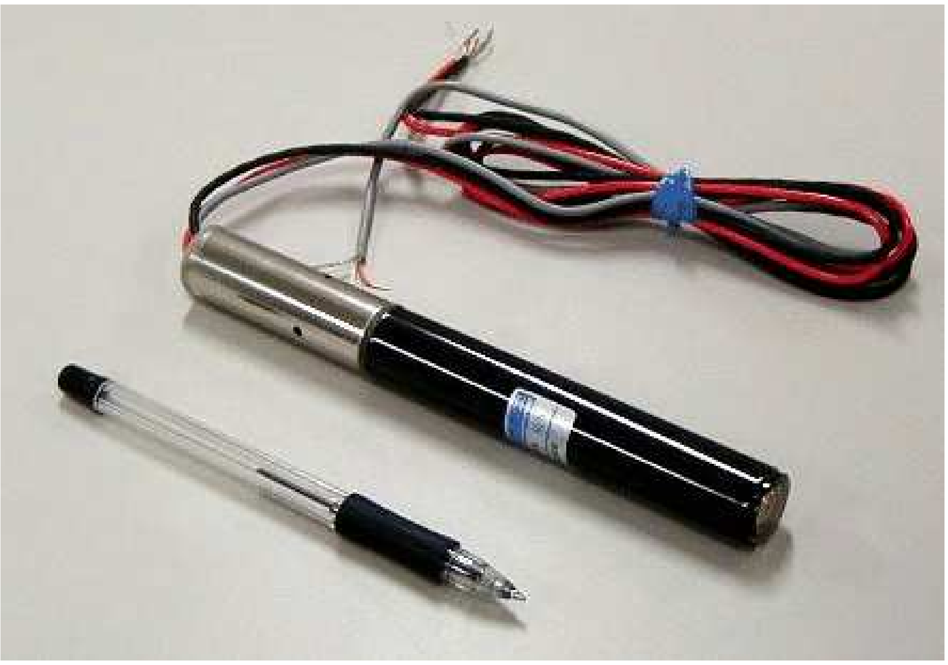


図 3.4: R3479UV。

表 3.5 にその特性を示す。この PMT の選定理由は、

- 光電子数と ADC への出力の間のリニアリティを保っているダイナミックレンジが大きい (gain が $2 \sim 3 \times 10^5$ で ∼150photoelectrons)。
- 重量が軽い。

リニアリティのダイナミックレンジはサーキュラケージ型では小さいので LINE 型にしぼられた。さらに LINE 型で軽いものとして、上の PMT を使用する予定となっている。

図 2.7 のように、伝搬してきたチェレンコフ光のピークは、$\sim 330nm$ 程度であるので、PMT の波長依存性に適合している (図 3.5 参照)。

3.3.2 ライトガイド

解像型のカメラを PMT を並べて構成する際、各 PMT の間に隙間 (dead space) ができてしまう。そこに入る光を効率良く集光するためにライトガイドをとりつけるのだが、CANGAROO-III では 10m 鏡の反射光のみ

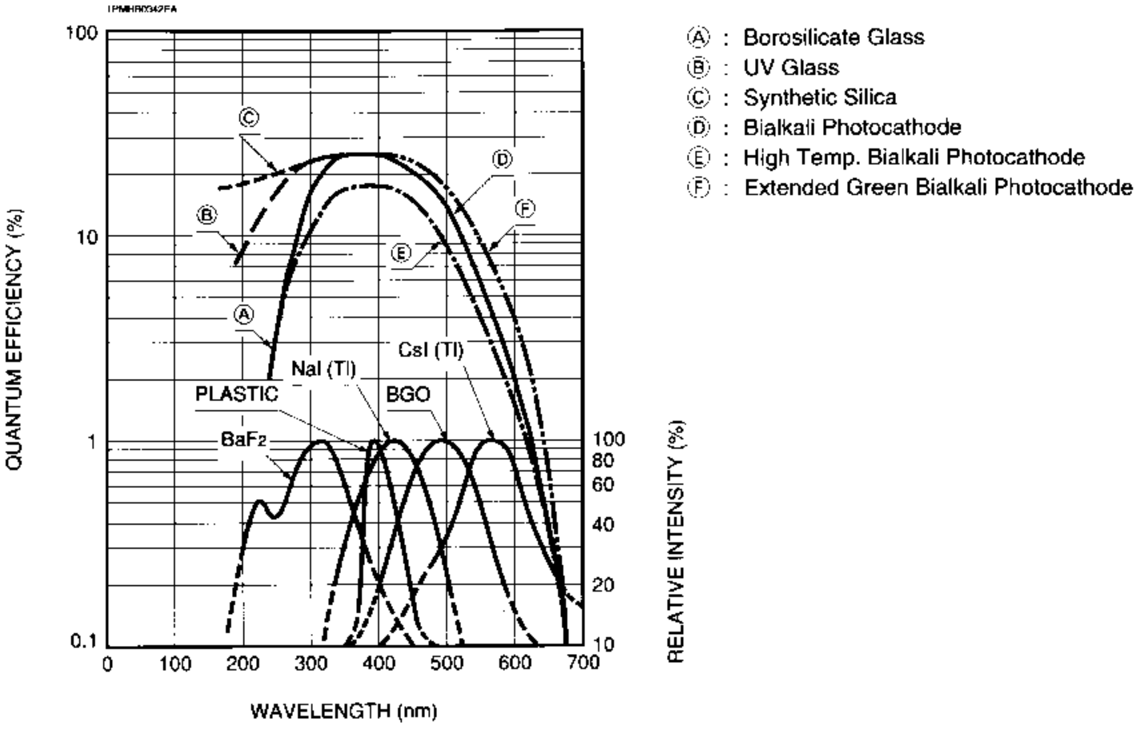


図 3.5: 光電面の量子効率の波長スペクトル [66]。CANGAROO-III では、UV glass(B) を使用。

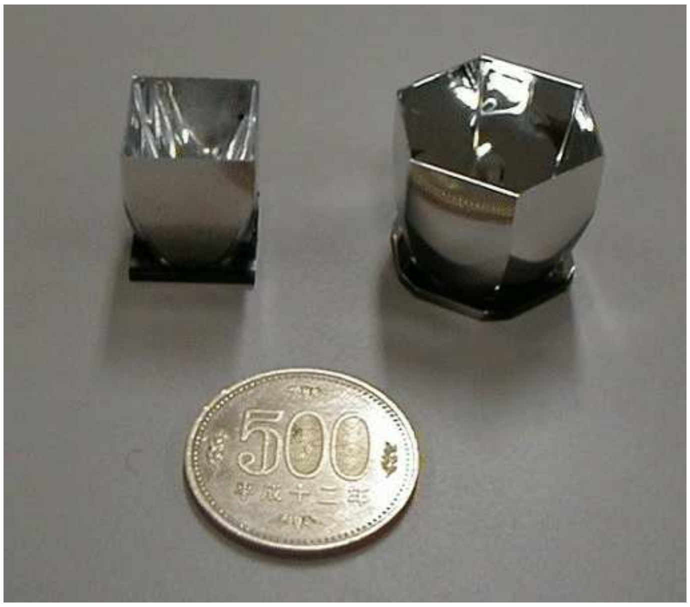


図 3.6: CANGAROO-III でのライトガイド。
左がCANGAROO-II のライトガイドで、右がCANGAROO-III のライトガイド。

を効率良く集光するためにWinston Cone 型のライトガイドを使用する[68](図3.6)。Winston Cone とは、ある角度以内で入射してきた光を全て捉えることを目的とした曲面である。

3.4 エレクトロニクス

1 台目のエレクトロニクスは、CANGAROO-II 7m 望遠鏡に用いたシステム[69] にチャンネル毎に個別のADC を付加して使用している。

2 台目以降の望遠鏡のエレクトロニクスを図3.7 に示す。まず、PMT からの信号は、カメラ内でプリアンプによって増幅される。次に、増幅された信号はVME 規格のフロントエンドモジュール(開発中)[70] へ伝わる。

まず、初段のアンプでゲインの調節を行う。その信号は、2 つに分割され1 つはVME 規格のADC(Analog to Digital Converter)(表3.6 参照) への信号となり、ADC ではイベントの電荷積分量が測定される。もう1 つはフロントエンドモジュールの内部への信号となる。この信号は、さらに2 つの信号に分けられ、1 つはASUM の信号として出力される。ASUM とは、

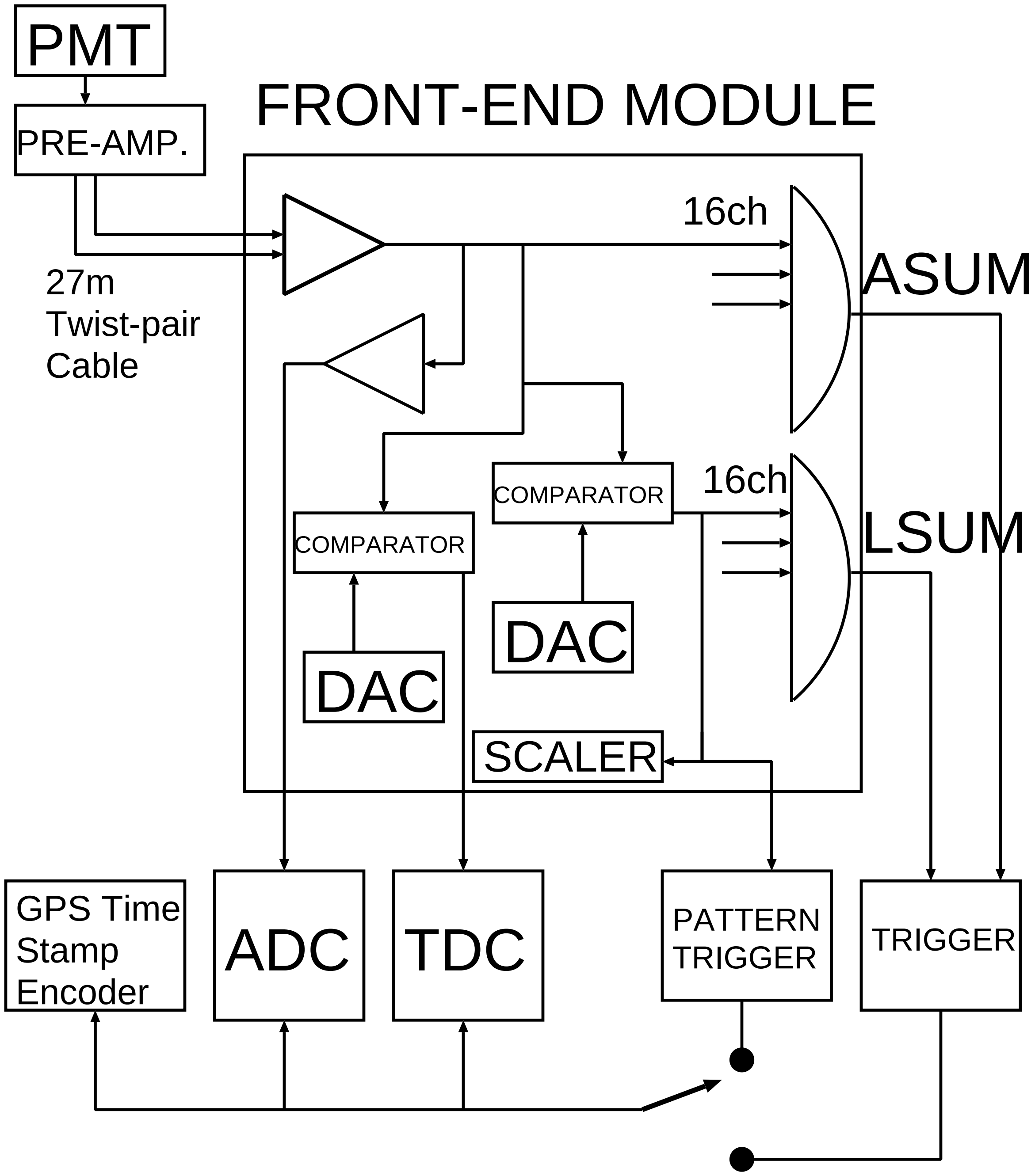

PMT
PRE-AMP.
FRONT-END MODULE
27m
Twist-pair
Cable
16ch
ASUM
COMPARATOR
COMPARATOR
16ch
LSUM
DAC
DAC
SCALER
GPS Time
Stamp
Encoder
ADC
TDC
PATTERN
TRIGGER
TRIGGER

図 3.7: CANGAROO-III のエレクトロニクスの模式図 (開発中)。

表 3.6: VME 規格 ADC

規格	高さ 9U、32ch/board
分解能	12bit(0.25pC/count)
ゲート幅	50ns
internal delay	150ns

表 3.7: VME 規格 TDC

規格	高さ 6U、64ch/board
分解能	0.5ns

16 チャンネル分のアナログ信号を足し合わせたものである。これはトリガーを作るために使われる。もう 1 つの信号は、さらに 2 つの信号に分けられ、1 つはコンパレーターに送られ、DAC(Digital to Analog Converter) で設定された閾値を越えた信号が VME 規格の TDC(Time to Digital Converter)(表 3.7 に参照) へ送られて、信号の立上り時刻 (TDCstart) と信号の幅 (TDCwidth) が測定される。もう 1 つの信号も、まずコンパレーターに送られ、DAC で設定された閾値を越えた信号がさらに分割される。その 1 つは、LSUM の信号として出力される。LSUM とは、16 チャンネルのうち閾値を越えたチャンネル数に比例した波高を持つ信号のことである。これも、ASUM と共にトリガーの生成に用いられる。もう 1 つは、one-shot multivibrator により TTL(Transistor-Transistor Logic) に変換され、さらに 2 つの信号に分けられ、1 つは scaler でカウントし、VME バスを通じて環境モニターデータとして読み出される (図 4.1 参照)。もう 1 つはパターントリガーモジュールへ送られる。パターントリガーモジュールは現在開発中の PLD(Programmable Logic array Device) というデバイスを用いる。このモジュールによって T3a(5.5.1 参照) のようなクラスターのパターンによるイベントの選択をハードウェア的にあらかじめ行い、夜光によるトリガーを減らして実効的なデータ収集率を上げ、データ量を減らすことができる。このようにして ASUM、LSUM によるトリガーとパターントリガーを使用して (どのように使用するかは詳細は未定) イベントのトリガーをつくり、データ収集を行う。

3.5 データ収集 (DAQ)

VME 規格の ADC および TDC によって、事象の電荷積分量および時間情報のデータを取り込むが、望遠鏡毎に独立した CPU を用いる予定である。1 台目の望遠鏡では、現在 VME に PCI バスを通して CPU を接続できる PCI/VME 変換のアダプタによって Linux マシンと接続して、それによってデータを収集している。2 台目からは、まだ未定であるが VME 規格の Linux マシンを使用する可能性も検討している。Linux マシンを使うのは、コストパフォーマンスの高さと最近の Pentium マシンの性能向上があり DAQ テストによって決定された [71]。

スケーラーデータ等の環境モニターデータは、シャワーデータをとる CPU の負荷を増やすのを避けるために、独立したした CPU で取り込む予定である。環境データの DAQ については、4.2.1 で述べる。

ソフトウェアは基本的には、UNIDAQ(UNIX based data acquisition system)(KEK、東京工業大学、ミシガン大の開発) を用いる [72]。VxWorks 等の専用のリアルタイム OS を使用せずに汎用の UNIX を使用することができるという利点がある。また、メモリー上のリングバッファーを使用し、ディスク書き込みとデータ収集を別プロセスで動かせる利点がある。

3.6 観測

3.6.1 ステレオ観測の意義

4 台の望遠鏡でステレオ観測をすることにより、カメラ上のイメージの方向軸の交わった点を探してガンマ線到来方向を定めることで、到来方向の決定精度が向上し、宇宙線の雑音をさらに精度良く取り除くことができる (図 3.8 参照)。また、ガンマ線源の空間的な構造を研究することが可能となる (1.3.4 参照)。また、空気シャワーの発生高度が推定可能になることで事象ごとのエネルギー決定精度が改善され、天体のエネルギースペクトルが精密に測定できるようになるであろう。もちろん 4 台の望遠鏡により S/N 比が上がることによってより低いエネルギーのガンマ線も解析可能になるであろう [73]。

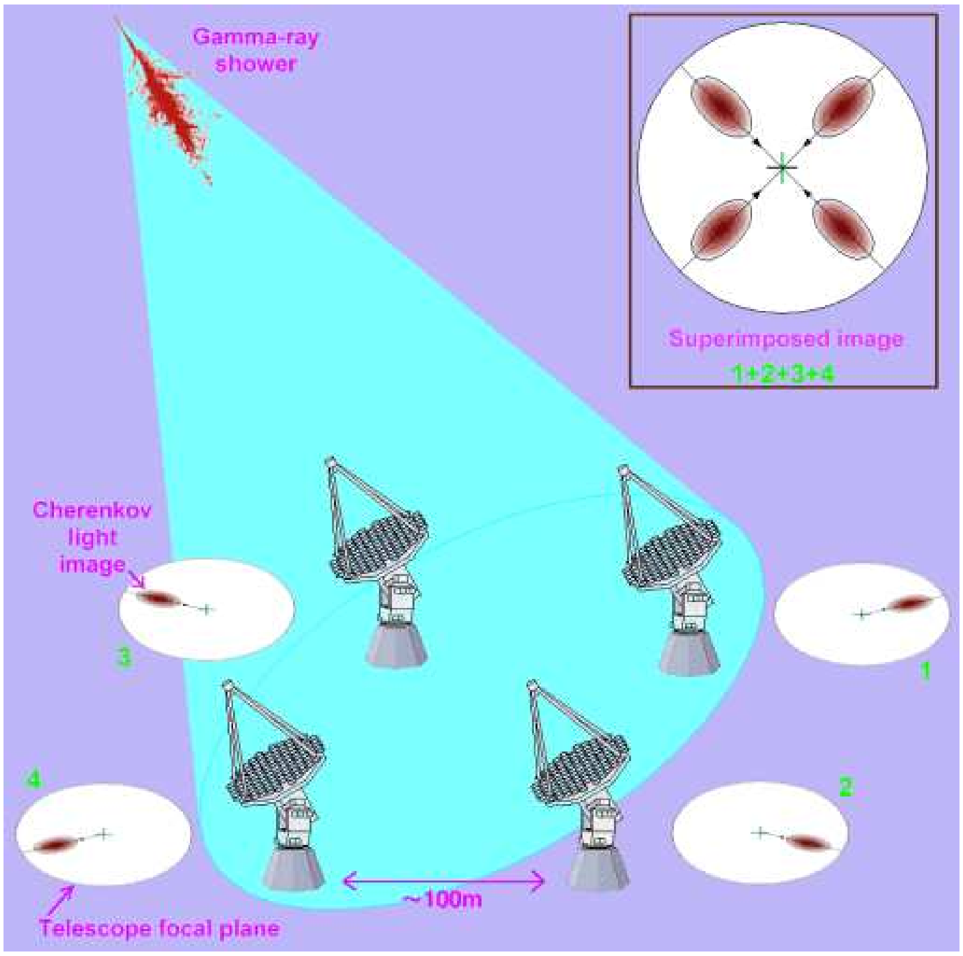

Gamma-ray
shower
Superimposed image
1+2+3+4
Cherenkov
light
image
3
1
4
2
~100m
Telescope focal plane

図 3.8: 空気シャワーから発生するチェレエンコフ光のステレオ観測 [56]。

第4章　環境モニターシステムの開発

4.1　環境モニターシステムの必要性

ある物理量を測定するとき、観測者は測定を行う状態をある程度理想化して物理量を得ようとする。しかし、その理想化した状態から外れる現象、たとえば測定器が測定すべきもの以外を測定してしまう(ノイズ)、あるいは測定そのものが測定毎に完全に同一ではないということが起こり得る。データの信頼性を確保するため、測定を行う状態をできるだけ理想化した状態に近づけるためのアプローチの方法の1つとして、測定装置そのものを変更するというポシティブな手段がある。もう1つは理想的な状態から外れた状態を黙認してどの程度理想化した状態から外れているかを監視し、それによる補正を加えていくという方法である。では、ガンマ線観測においてはどのように理想化されるのか? 第2章で説明したようにガンマ線イベントを認識するには、空気シャワーからの高エネルギーの荷電粒子から生じるチェレンコフ光を捉える。このとき測定物はガンマ線であり、測定装置としては望遠鏡だけでなく大気そのものも含めて考えねばならない。ノイズは宇宙線の空気シャワーや夜光である。測定そのものに影響する因子は、大気という“観測機器”の状態と望遠鏡の反射鏡の反射率やエレクトロニクスの状態、データ収集にいたるまで様々である。ノイズおよび大気はほとんど本質的に取り除く、あるいは改善することができない因子である(測定方法そのものをドラスティックに変えるしか方法がない)。ゆえに理想化した状態からのずれの測定、すなわち環境のモニターをするという後者の方法が必要不可欠である。一方、望遠鏡そのものは測定装置そのものの変更という前者のアプローチも有効である。ただし、実際上そのような変更は必ずしも頻繁に行えるものとは限らず、またそれだけですべて理想化されることはありえない。よって、ガンマ線の検出の過程のほとんどの部分において環境のモニターという手順を踏まざるを得ない。これが環境モニターシステムが必要とさ

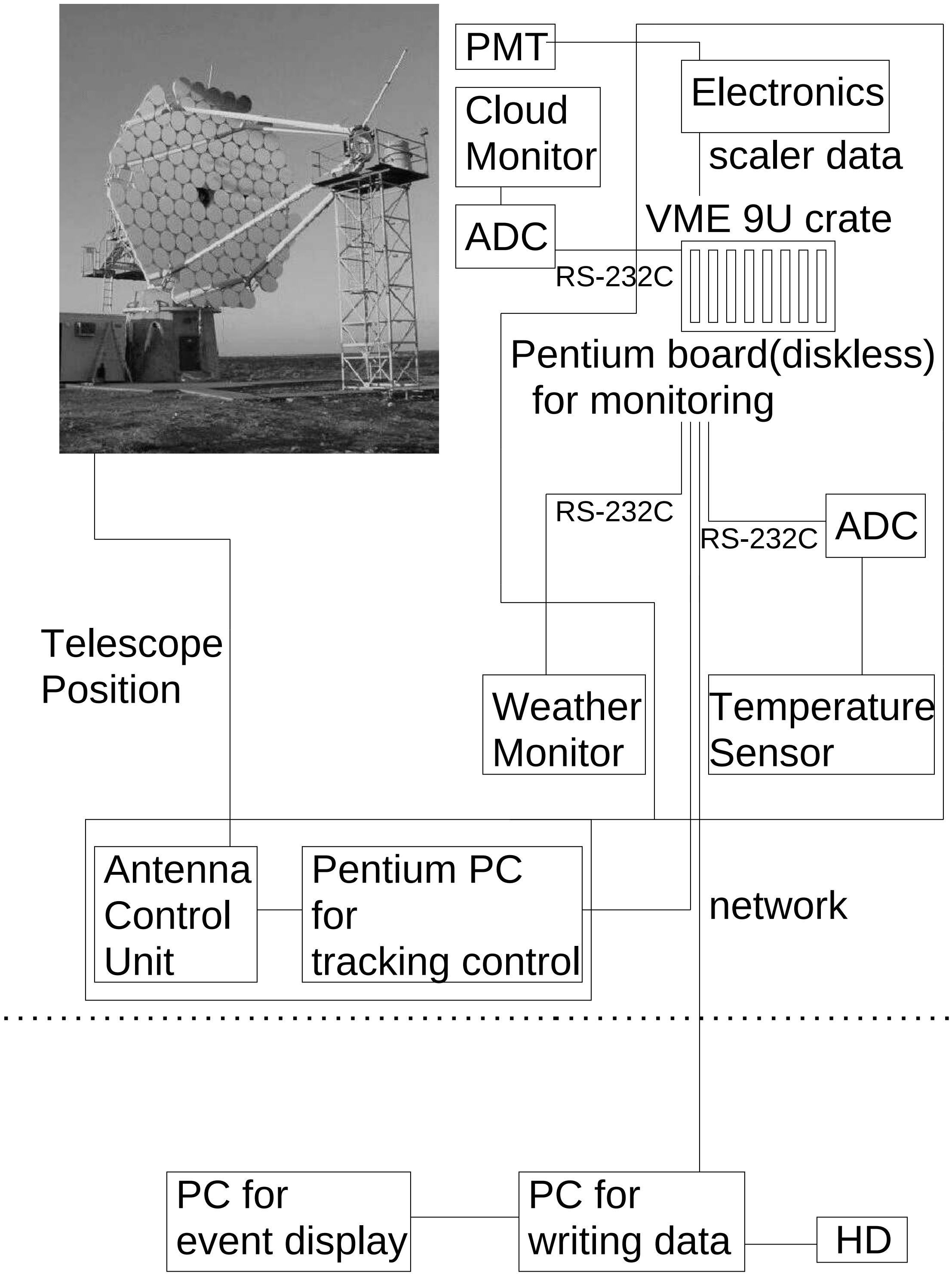

PMT
Cloud Monitor
Electronics
scaler data
ADC
VME 9U crate
RS-232C
Pentium board(diskless) for monitoring
RS-232C
RS-232C
ADC
Telescope Position
Weather Monitor
Temperature Sensor
Antenna Control Unit
Pentium PC for tracking control
network
PC for event display
PC for writing data
HD

図 4.1: 環境モニターシステムの概要。

表 4.1: 環境モニターデータの種類

scaler	各 PMT の信号がディスクリレベルを越えた数を計測。視野内の星光のモニターに用いる。
Weather Monitor	気温、気圧、湿度、露点などの気象データの測定。
Cloud Monitor	望遠鏡が向いた方向の雲の有無を測定。
温度センサー	エレクトロニクス (コントロールハットのなか) の温度の測定。
Telescope Position	望遠鏡が向いている方向のデータ。

れるゆえんである。

具体的には、表4.1 のようなデータをとることになる。

4.1.1 ノイズ源

ノイズとして宇宙線の空気シャワーや夜光を挙げたが、その他の VHEγ 線観測の際のノイズも併せてまとめてみる。

宇宙線

宇宙線のシャワーからのチェレンコフ光は、極めて類似した現象として測定される。しかし、イメージング法により大部分の宇宙線イベントを除去することができる (2.3 参照)。

夜光

文献[74] によれば、夜光は次の3つの光源からくる光と定義されている。

- 大気光:地球上層大気の分子、原子の発する光。
- 黄道光:太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光。
- 星夜光:星や星雲の集積光。

夜光の光量は、例えば Jelly[75] によって見積もられた値は、

$$2.55 \times 10^{-4} erg\, cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} (430 - 550nm) \tag{4.1}$$

である。これは、実際は2つのグループによって測定された値の平均値でChuveyev(1952)は、$2.8\times10^{-4}erg\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(472-558nm)$であり、BabcockとJohnson(1941)は$2.3\times10^{-4}erg\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(400-550nm)$と測定していて測定によってかなりの差があることが分かる。現在の値と比較するためにChuveyevの連続スペクトルのみの値$1.3\times10^{-4}erg\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(472-558nm)$に対して、理科年表(2000)の値を使うと、

$$\begin{aligned}(66+162+156)\times10^{-8}erg\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}nm^{-1}\times(558-472)nm\\ =3.3\times10^{-4}erg\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(472-558nm)\end{aligned}$$

のようになる。観測する場所や大気の状態、天球上の位置や時間によっても値は変化する。

雷

雷は典型的には、長さ$\sim10km$、継続時間$\sim1ms$の発光現象である。最高エネルギー宇宙線の観測の際には、宇宙線のシャワーが長さ$10\sim100km$、継続時間$\sim500\mu s$高度$\sim$数kmの発光現象であるのでノイズとなりうるが、TeVγ線の観測においてはシャワーの発光時間は数nsなので除去できる。

流星

太陽系空間を運動している小さな固体粒子が地球大気に高速$(11\sim72km\,s^{-1})$で突入し発光する現象である。大気との衝突による摩擦で粒子が高温に熱せられ励起状態となり輝線を放射するのが固体粒子の経路に沿って観測される。通常発光時間が$1ms\sim1s$程度であり、解析時に除去できる。

人工光

人工光でも光量と時間特性によってさまざまな分類ができようが、ここでは大きく定常的な光と非定常な光に分ける。非定常な光はデータとしては急激にDAQレートが上昇することから解析によって除去できるであろう。CANGAROOにおいて特有なものとしてカンガルーシューターが照らすサーチライトなどがある。定常的な光は加算的に夜光を強める

ことになり、これは解析時に除外できるがエネルギー閾値を上げることとなり、非定常なものよりある種たちの悪いノイズ源となる。

4.2　環境モニターシステムの詳細

4.2.1　DAQ

図4.1に示すように、(PCは、現在の一台目の望遠鏡ではVME規格のSPARCを使用しているが)、PentiumのVMEボードを使用する予定である。これは、Pentium CPUの最近の急速な性能の向上、およびコストパフォーマンスの高さで選ばれている。ディスクレスのVMEボードを使用して、ハードディスクを中央に1つだけおくことで、メンテナンスの手間が軽減し管理しやすくなる。また、省スペースでもある。データは、ネットワークを経由して中央にあるCPUに送られてハードディスクに書きこまれる。中央のコントロールハットには、さらにもう一台イベントモニター用のコンピュータをおく予定である。

4.2.2　スケーラー

スケーラーデータを用いて視野に星が入ったかどうかを知ることができ、PMTが正常に動いているかどうかをチェックすることができる。明るい星が視野にはいったときの、数10分ほどゲインが落ちる現象を監視することができる。図4.1に示すようにスケーラーデータはこれまでADC、TDCのシャワーデータとまとめて収集されていたが、CPU負荷を減らすために環境モニターデータとして独立なCPUによって取り込まれる。

4.2.3　温度センサー

温度センサーは、エレキの温度の上がりすぎを監視するためののモニターである。センサーとしては電圧出力型の安価なもので十分であり、その電圧をADCによって読み込む。

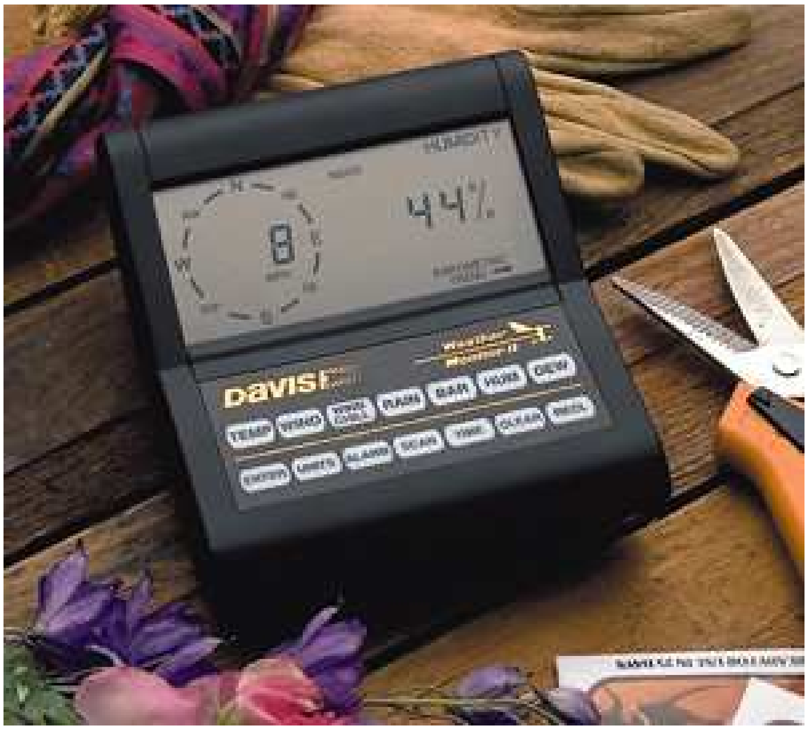

HUMIDITY
N
W
8
44%
DAVIS
Weather Monitor II
TEMP
WIND
RAIN
BAR
HUM
DEW
TIME
CLEAR

図 4.2: Weather Monitor[76]。

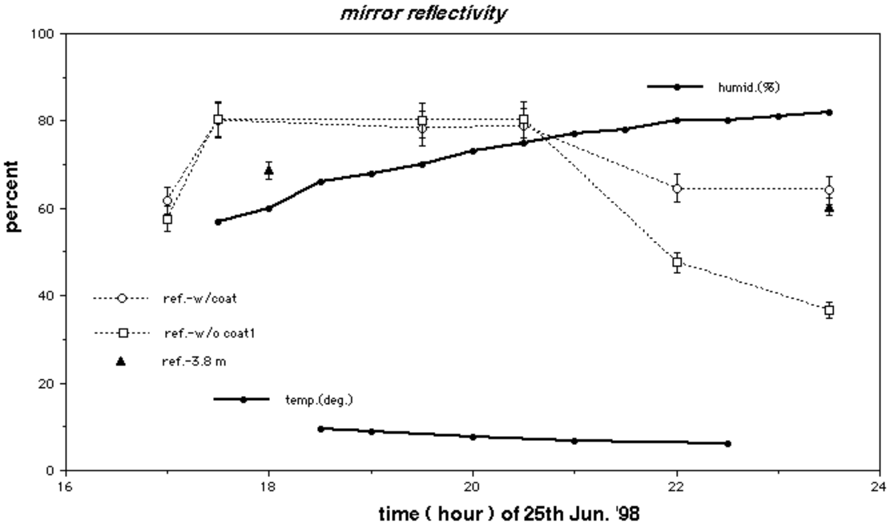


図 4.3: 小型鏡の反射率と湿度の関係 [77]。
縦軸は反射率 (%)、横軸は時間 (hour)。実線 (上) が湿度 (%)、実線 (下) が気温 (C°)、点線 (上) がフッ素コートありのときの反射率、点線 (下) がフッ素コートなしのときの反射率。

4.2.4 Weather Monitor

図 4.2 が Davis 社製 Weather Monitor II である。これは、気温、湿度、気圧、風速、風向き、露点が測定可能である。コンピュータとの接続は、Davis 社製 Weather Link という RS232-C による通信を用いる。ただ、アクセス速度は遅く、最大 2400bps である。ソフトウェアとしては、Windows 用のソフトが付属していたが、DAQ に取り込んで他のモニターデータとまとめて管理するために、新たに Linux,Solaris 用の制御ソフトを作成した。これらの気象データによって、データの信頼性の客観的な判断ができるようになる。図 4.3 は、湿度と鏡の小型鏡の反射率の関係の測定結果を示しているが、約 80% 以上になるとと反射率が急激に減少することが分かる。また、湿度が高いとカメラ内で放電現象の可能性があるのでその確認に使うこともできる。

4.2.5 Cloud Monitor

Cloud Monitor の必要性

雲が存在すると、チェレンコフ光が Mie 散乱によって散乱し、受光する光の量が減って、ガンマ線イベントを見過ごしてしまう恐れがある。そうなると、ソースからの正確なガンマ線フラックスが測れなくなる。

よって、雲を測定することが必要になってくる。また、別の観点から考えると大気はチェレンコフ観測にとって “観測機器” であるわけだからその状態をモニターするのは当然と言える。

雲の測定法

雲の測定にどんな方法があるかというと、

- 宇宙線レート
- CCD カメラによる星の明るさの測定
- 雲の赤外線の放射を測定する方法

このなかで宇宙線レートは、データの信頼性を評価する最もよい要素である。宇宙線レートのみでデータカットの条件を定めることも可能であるが、他の方法で原因となるもの、つまりここでは雲を測定して同定することで客観的な基準でカットをかけることができる。

第 2 項の方法では、明るさが分かっている星を CCD カメラで観測し、もし通常よりも暗く見えれば雲が存在すると認識する。図 4.4 は、同じ星の像を左から時間的にずらして重ねたものである。多少明るさに変化が見られるが、これだけで雲の有無を言うのは今のところ難しい。また、視野のなかに明るい星がなければならない。しかし、チェレンコフ光の波長帯にちかい波長で光の減光を測定できるので実用化されれば有用であると思われる。第 3 項の方法であるが、大気は、$8-14\mu m$ の波長の赤外線に対して透明であり (大気の窓)、晴れの日は放射強度が非常に低いため、雲が存在すると雲の放射によりこの波長域での放射強度が上昇して雲の存在を知ることができる。図 4.5 に晴れの日と曇の日の空からの分光放射強度を示す [78]。$8-14\mu m$ 以外での放射は、地表近くの大気の摂氏 20 度程度の黒体放射に近く、雲があるときの $8-14\mu m$ の放射は摂氏 3 度の黒体放射に近いことをあらわしている。CANGAROO-III で用いる

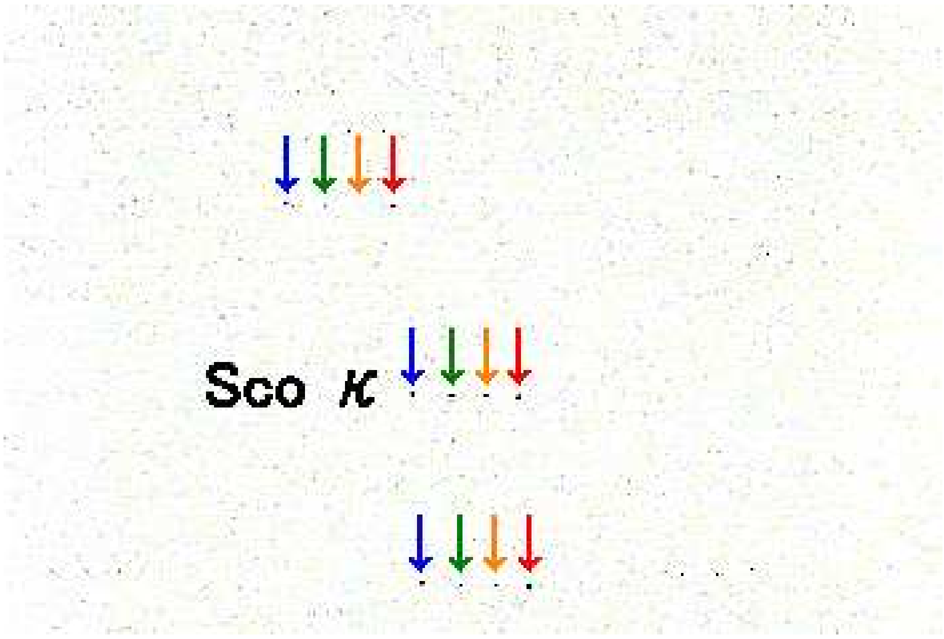


図 4.4: CCD ビデオカメラによる星の撮像。
ビクセン BO5-3M に $50mm$ のレンズを取り付けて撮影している。雲が通過したときの星の明るさの変化を見るため、同じ星の像を時間的な順序で左からずらして重ねてある。

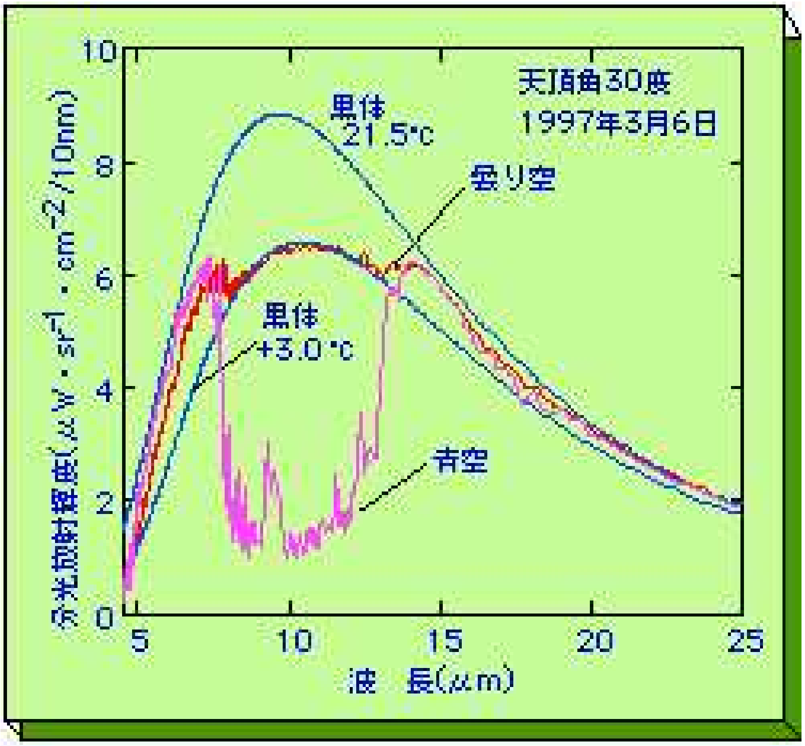


図 4.5: 空からの放射の分光放射強度 [78]。
縦軸が分光放射強度 ($\mu W \cdot sr^{-1} \cdot cm^{-2}/10nm$)、横軸が光の波長 ($nm$)。

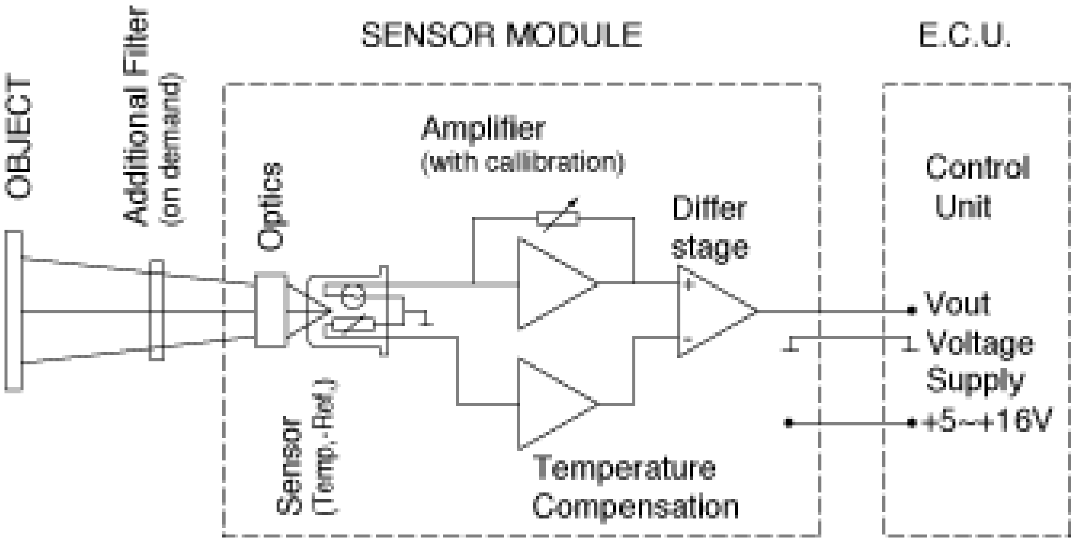

OBJECT
Additional Filter
(on demand)
SENSOR MODULE
E.C.U.
Optics
Amplifier
(with callibration)
Differ
stage
+
-
Control
Unit
Vout
Voltage
Supply
+5~+16V
Sensor
(Temp.-Ref.)
Temperature
Compensation

図 4.6: サーモパイルモジュールの回路 [79]。

Cloud Monitor は、この方法を使って雲を測定する。同様の方法はアデレード大や Durham のグループも報告している [89][90]。

Cloud monitor のハードウェア

Cloud Monitor の素子としては、Heimann 社製の赤外線サーモパイルセンサー TPS534 を使用する。サーモパイルとは、熱電対をより感度を良くするために直列に配列したものであるが、これによって赤外線の吸収によるわずかな温度上昇を測定するのである。これにさらに雲だけをより感度良く測定するために大気の窓領域の波長域のフィルターをとりつける。実際には、図 4.6 のようなモジュール (TPML1-G9) を使用する。サーモパイルは、素子そのものの熱放射も検知してしまうので、素子についている温度センサーを使って差動アンプにより温度補償した電圧を出力している。視野は、$7^\circ \times 7^\circ$(最大 $12^\circ \times 12^\circ$) である。モジュールの出力電圧は、RS-232C 制御の ADC(ADC-1、Integrity Instruments 社) で読み込まれる (図 4.7 参照)。RS-232C の転送速度は、最大 115200bps まで可能であるが Linux では標準的には 38400bps までしかサポートされていないことからその範囲内で使える最も速い 19200bps を使用してデータを取り込むソフトウェアを作成した。

実際の設置した様子を、図 4.8 に示す。外界の環境にさらさなければな

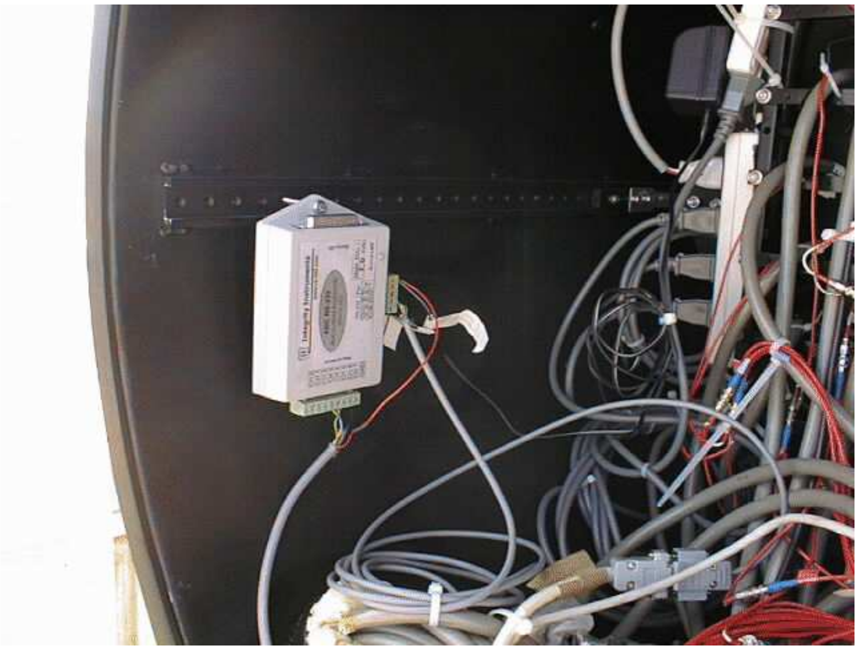


図 4.7: Cloud Monitor の出力電圧の読み込みに使われている ADC。Integrity Instruments 社の ADC-1[80]。8 チャンネル同時読み込み可能で、DIP スイッチにより RS-232C での転送速度を変更できる。

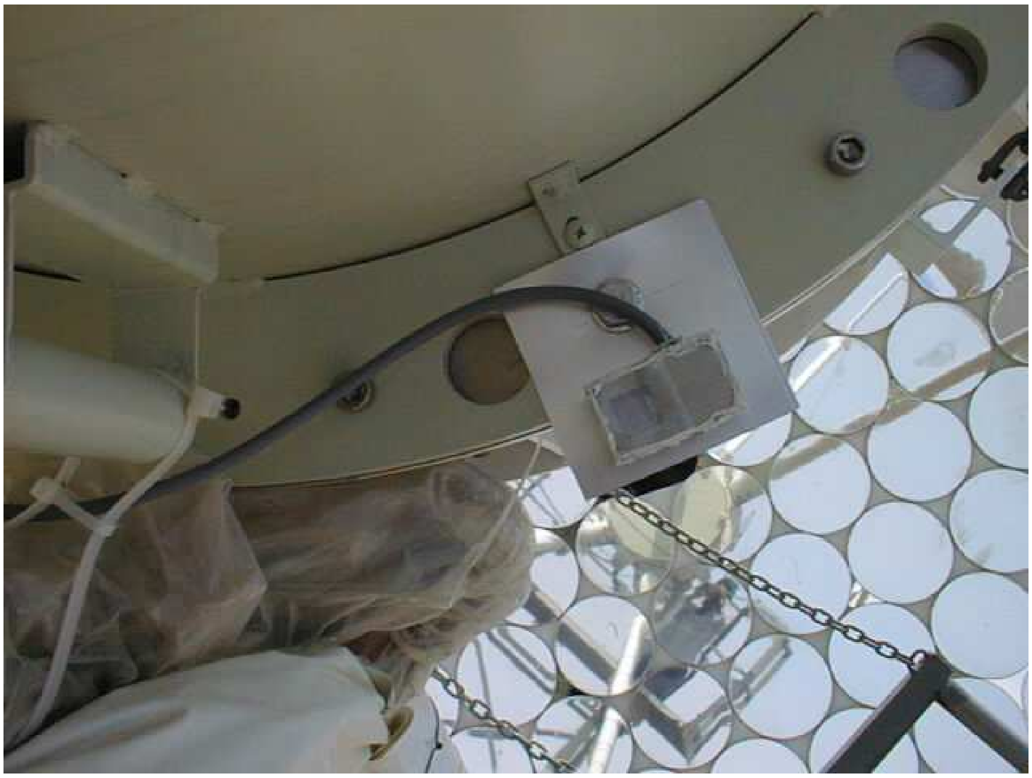


図 4.8: Cloud Monitor の実際の設置の様子。
カメラボックスの側部に取り付けてある。

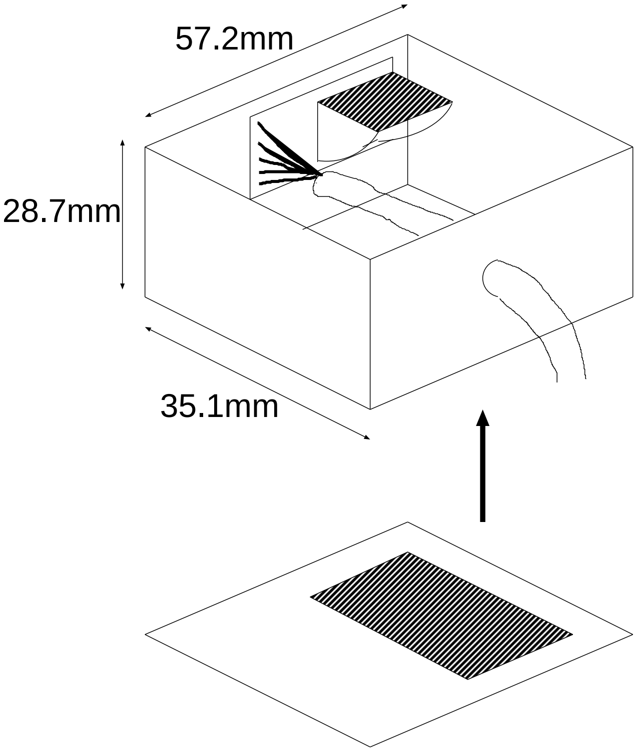


図 4.9: Cloud Monitor を保護するボックス。
防水のために各所をシリコン樹脂でかためてある。

らないため、アルミニウムのボックスを加工してエドモンド社製の赤外線を透過しやすい IR プラスチックシート (J32804) による窓を取り付け、その中にモジュールを取り付けた。

プラスチックシートのため赤外線がやや減衰して透過することには注意しなければならない。図 4.11 がプラスチックシートの光の波長による透過率のスペクトルであるが、$8 \sim 14\mu m$ で $\sim 60\%$ 程度の透過率である。さらに透過性の高い ZnSe や Ge などもあるがこれらは高価であるのでプラスチックシートを使用している。

4.2.6 その他の環境モニターの可能性

大気中のエアロゾルは Mie 散乱をおこすので、大気のチェレンコフ光に対する透過率の状態に対して大きな影響を与える。エアロゾルは、一般的には mixing layer と呼ばれる地上から H_0 の高さの所までは粒子数密

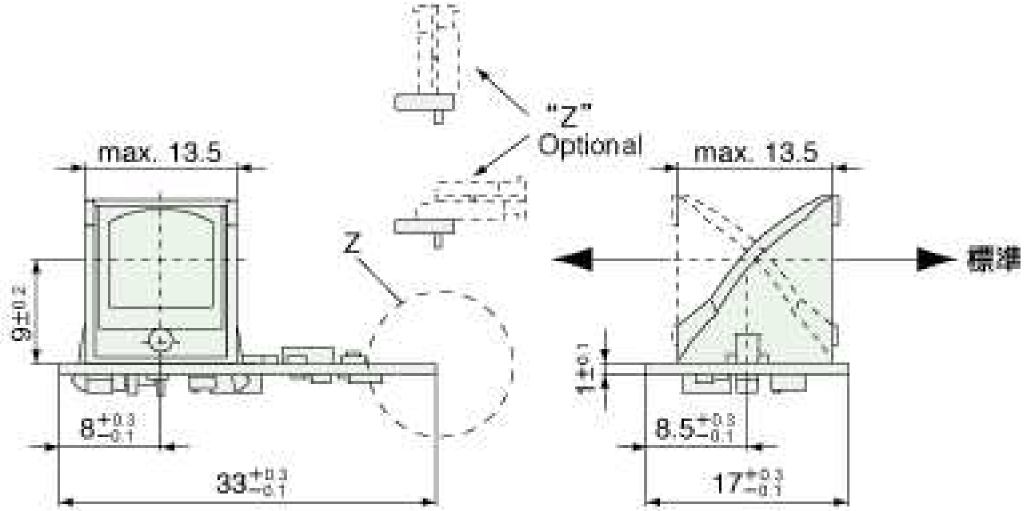

"Z"
Optional
max. 13.5
max. 13.5
Z
標準
9±0.2
1±0.1
$8^{+0.3}_{-0.1}$
$8.5^{+0.3}_{-0.1}$
$33^{+0.3}_{-0.1}$
$17^{+0.3}_{-0.1}$

図 4.10: サーモパイルモジュールのサイズ。

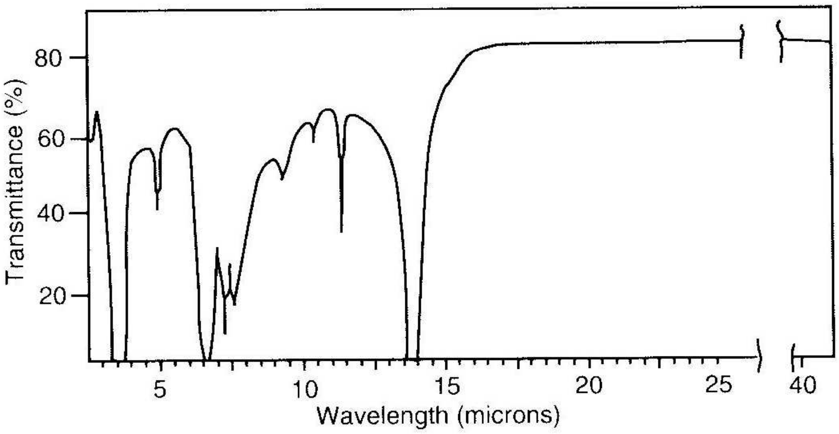


図 4.11: プラスチックシートの光の波長による透過率のスペクトル [81]。

度は一様であり、H_0 以上の高度ではスケールハイト Λ で指数関数的に減少する。典型的には $H_0 = 0 \sim 1km$、$\Lambda = 1 \sim 2km$ である。この H_0、Λ は時間的に変化し、また風によって大きく変化してしまう。Mie 散乱によって約 10% 程度の光が 5 度以上の角度でもとの方向からそれてしまう。このため 1 次粒子のエネルギーを決定する際、望遠鏡の視野の外から Mie 散乱によって入ってくる光の補正を行わなければならない [83]。

そのための大気モニターシステムとしてライダーがある [84]。ライダー (LIght Detection And Ranging) とは、パルスレーザー光を大気中へ発射し、大気中のエアロゾルや後方散乱光を測定して大気の状態を観測する方法である。後方散乱光の戻ってくる時間は高度に依存しているので大気の高度プロファイルが分かる。

また、CANGAROO ではまだ実用化されていないが、CCD カメラによる星の減光を観測することによって大気の減光率を測定できる。

観測する場所の近くにもし山があるならば、固定標準光源を山に複数設置し、地上で光量を測定することで mixing layer の境界の高度 H_0 を測定することができる。

以上のような方法を用いて Mie 散乱の補正をすれば、より正確にガンマ線のエネルギーを定めることができるだろう。

第5章　環境モニターシステムの収集データの解析方法

この章では、環境モニターのデータのなかで特にCloud Monitorのデータの解析を行う。Weather Monitorで測定する気温、湿度、風速等のデータや温度センサーの温度のデータは、それそのものが興味の対象としている物理量である。一方、Cloud Monitorのデータは空からの赤外線の放射量を測定しているのであり、興味の対象である雲の量は$f(x)$という測定値の関数になっている。この$f(x)$の関数形を定めるために特に解析が必要となってくるのである。

本論文では、2000年10月24日から10月31日までNGC253を観測したときのデータをもとに解析を行った。

5.1　Cloud Monitorのデータの変換

5.1.1　生のデータから放射を求める

まず、生のデータを図5.1に示す。Cloud Monitorのデータはこのときはすべて5秒毎に記録している。ログノートより観測の後半に雲がでてきたことと一致するが、このままではどのようなときに、雲が存在すると定義すれば良いか明らかではない。そこで、このデータを雲と関係づけるような形に変換していかなければならない。

サーモパイルモジュールは、本来視野の中に存在する物体の温度を測定するものである。視野の中すべてに一定温度の物体があり、それが黒体放射しているとしたときの出力電圧と温度の関係は、表5.1で与えられている。

この表をフィッティングして、objectは4次関数、ambientは7次関数

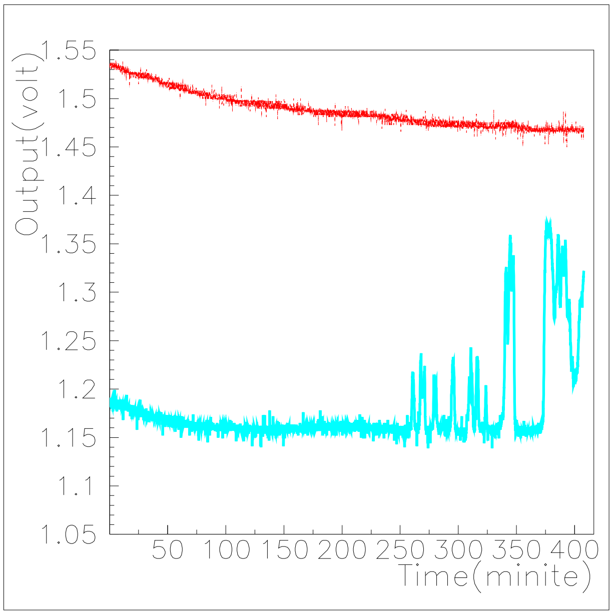


図 5.1: Cloud Monitor の出力電圧データの例。
縦軸が出力電圧 (V) で横軸が時間 (min)。下のグラフが測定する物体に対する出力で上が素子自体の温度に対応する出力。

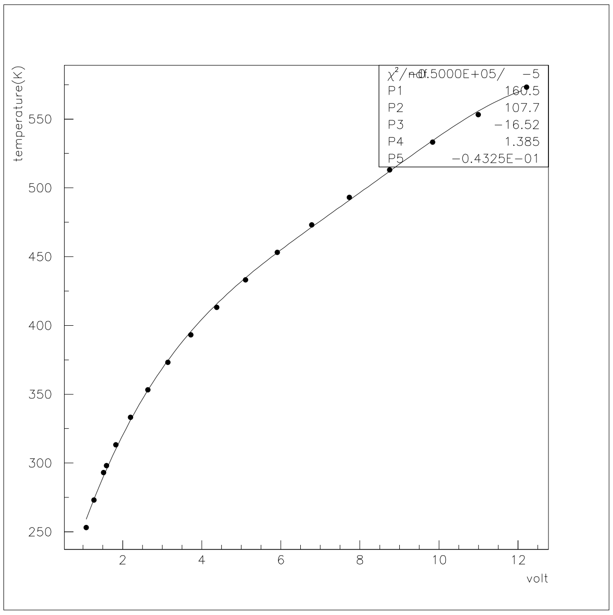


図 5.2: 測定する物体の温度と出力電圧の関係 [82]。
温度は黒体放射を仮定したときの温度。

表 5.1: サーモパイルモジュールの温度と出力電圧の関係

温度 ($^\circ C$)	測定する物体の放射 (object)(V)	素子自体の放射 (ambient)(V)
-40.0		1.240
-30.0		1.252
-20.0	1.080	1.273
-10.0		1.306
0.0	1.273	1.357
10.0		1.430
20.0	1.520	1.530
25.0	1.591	1.591
30.0		1.659
40.0	1.827	1.813
50.0		1.984
60.0	2.197	2.162
70.0		2.334
80.0	2.635	2.491
90.0		2.629
100.0	3.143	2.744
120.0	3.724	
140.0	4.378	
160.0	5.106	
180.0	5.908	
200.0	6.783	
220.0	7.731	
240.0	8.750	
260.0	9.837	
280.0	10.993	
300.0	12.214	

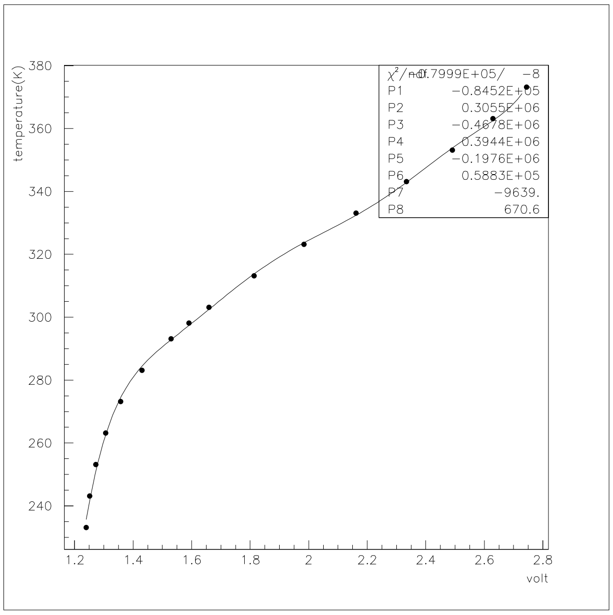


図 5.3: 素子の温度と出力電圧の関係 [82]。

で表した (図 5.2、5.3 参照)。

$$f_1(V) = \sum_{n=0}^{N} P_n V^n \tag{5.1}$$

$f_1(V)$: 温度 (K)
V : 測定電圧

係数 P_n を表 5.2 に示す。次に温度を放射量に変換する。これによって雲の存在を知るために必要な晴れた空の放射との差を考えることができるようになる。しかし放射の入射方向に対する素子の依存性があり (図 5.4 参照) 正確な放射強度を求めるのは難しい。そこで、ある温度での放射強度を黒体放射のフラックスに対応させてそれを実効放射強度 R_r として考える。黒体放射のフラックスは、

$$B_\lambda d\lambda(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{c_2}{\lambda T}) - 1} (Wm^{-2}) d\lambda \tag{5.2}$$

表 5.2: 出力電圧から温度の関数のフィッティングの係数

	object	ambient
P_0	160.50	-84518.0
P_1	107.67	3.0551×10^5
P_2	-16.517	-4.6782×10^5
P_3	1.3845	3.9438×10^5
P_4	-0.043251	-1.9759×10^5
P_5		58830.0
P_6		-9639.3
P_7		670.63

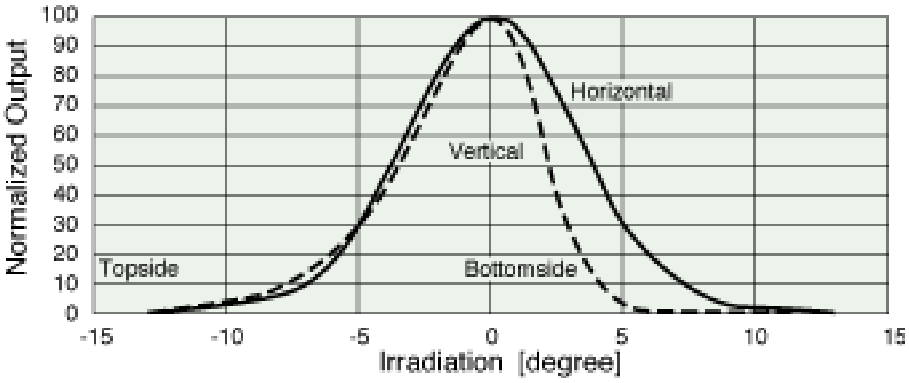


図 5.4: サーモパイルモジュールの出力電圧の光の入射方向に対する関係 [79]。
縦軸は、入射角 0 度の時の出力を 100 として規格化した出力電圧。横軸は、光の入射角。

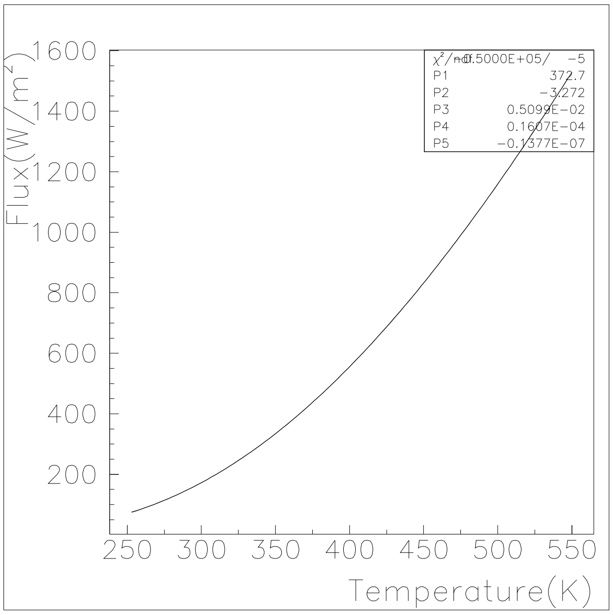


図 5.5: 8-14μ m での黒体放射のフラックスと温度の関係。

$$
\begin{aligned}
c_1 &= 2\pi hc^2 \simeq 3.472 \times 10^{-16} (Wm^2) \\
c_2 &= h\nu \simeq 1.439 \times 10^{-2} (m\ K)
\end{aligned}
$$

であり、これを用いて、

$$
R_r(T) = \int_{8\mu m}^{14\mu m} B_\lambda(T) d\lambda
$$

を数値計算すると図 5.5 のようになる。これをフィッティングして 4 次関数として表す。

$$
f_2(T) = \sum_{n=0}^{4} P_n T^n \tag{5.3}
$$

$f_2(T)$: 実効放射強度 (W/m^2)
T : 温度 (K)

表 5.3: 温度から実効放射強度への関数のフィッティングの係数

P_0	372.73
P_1	-3.2723
P_2	5.0990× 10^{-3}
P_3	-1.6070× 10^{-5}
P_4	-1.3772× 10^{-8}

表 5.4: 晴れの日の実効放射強度のパラメータ

	平均値 (W/m^2)	RMS
10/25	97.16	0.8363
10/29	88.05	1.068

この係数を表5.3に示す。式5.1、5.3より、

$$R_r \simeq f_2(f_1(V)) \tag{5.4}$$

となる。図5.1のデータにこの変換を施したグラフを図5.6に示す。

5.1.2 雲の放射強度を求める

ここで言う雲の放射強度とは、絶対的な放射強度でなく5.1.1で求めた実効放射強度から如何にして雲による放射を取り出すかと言うことである。それには、まずそれには観測の最中にある晴れ間のデータをペデスタル値として決めてやらねばならない。そのため、まず快晴の日のデータを選んでくる。

NGC253の観測では、2000年10月25日および29日が快晴だったのでそのデータを図5.7、5.8に示す。

これらの日のデータの平均値とRMSを表5.4に示す。例としてはまだ少ないが、この2つだけでも同じ快晴の日と言っても日変化があることが分かる。したがって、1日ごとにペデスタル値を定めなければならない。

ペデスタル値を求めるには、以下のような方法を用いる。

1. 平均値μを求める。
2. あるσ_mに対して測定値xが、

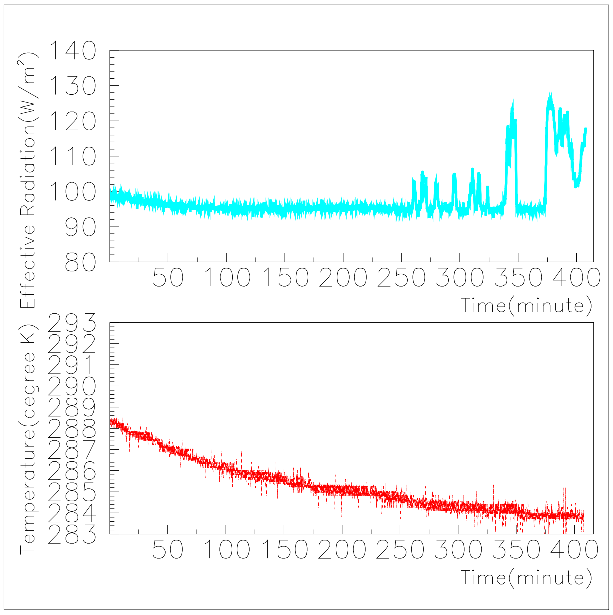


図 5.6: 実効放射強度 $R_r(V)$ の時間変化。
生のデータの図 5.1 を変換したデータのグラフ。上が測定する物体の実効放射強度 (W/m^2)。下が素子自体の温度 (K)。

$$x \geq \mu + 5\sigma_m \tag{5.5}$$

となる測定値を除く。

3. 除いた測定値以外で平均値を出す。
4. 2 に戻る。もし、もはや取り除けなくなった場合、そのときの平均値をペデスタル値とする。

ここで、σ_m は晴れの日の N 個のデータの RMS から決めるべき値で

$$\sigma_m = \frac{1}{N}\sum_i \sigma_i \tag{5.6}$$

と定義するのがよい。ただし、まだデータが少ないのでデータが増えたときの日変化、季節変化など、あるいは場所による変化を見ることが課題として残されている。

図 5.6 のデータからペデスタル値を引いたグラフを図 5.9 に示す。ただし、上記のような方法は定常的に曇の状態のときはペデスタル値として

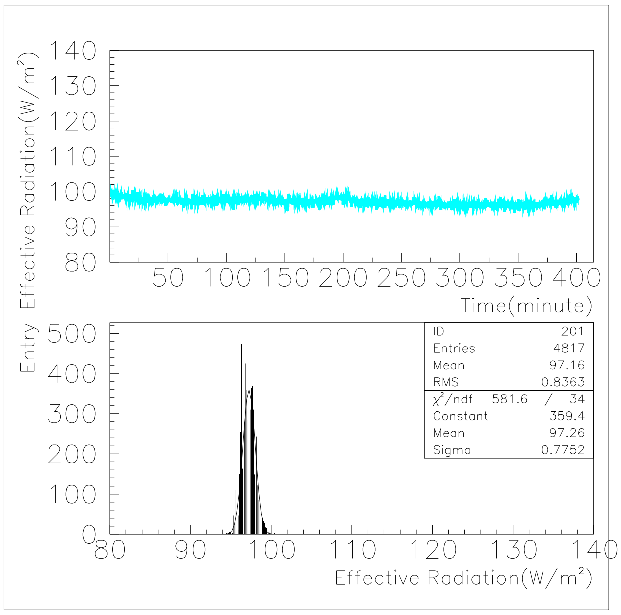


図 5.7: 10 月 25 日の Cloud Monitor の実効放射強度。
上のグラフは縦軸が実効放射強度 (W/m^2)、横軸が時間 (min)。下のグラフは縦軸が頻度で横軸が実効放射強度 (W/m^2)。

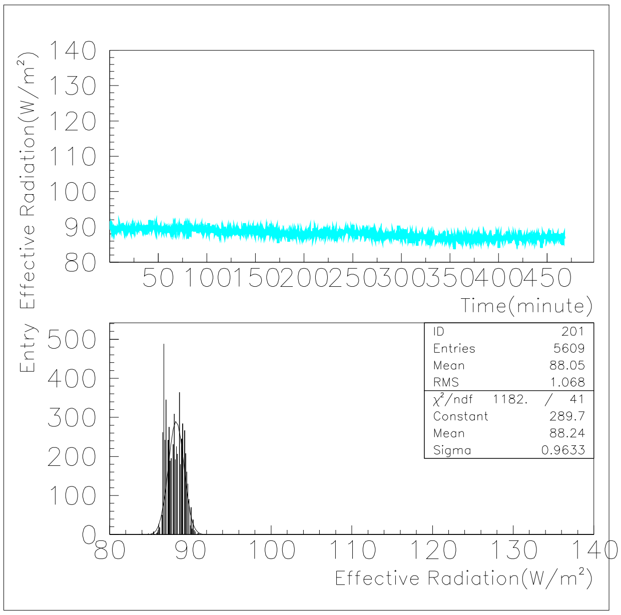


図 5.8: 10 月 29 日の Cloud Monitor の実効放射強度。

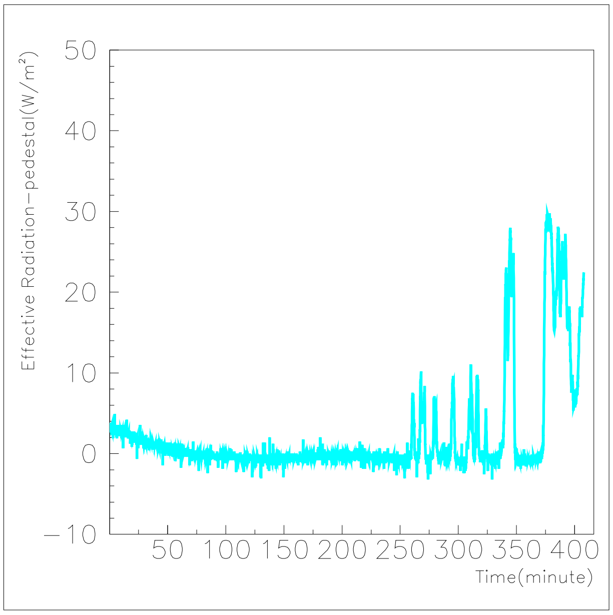


図 5.9: ペデスタル値を引いた実効放射強度。
図 5.6 との違いを参照。

曇空の値となってしまう。晴れの日のデータが増えることでペデスタル値としての妥当な値を評価することができるであろう。その値より大きなペデスタル値をもった観測はカットすることを考えなければならない。たとえば、次のような条件の時は、要注意である。

$$p \geq p_m + 3\sigma_p \tag{5.7}$$

p : ペデスタル値
p_m : 晴れの日のペデスタル値の平均
σ_p : 晴れの日のペデスタル値の RMS

5.2 雲の放射量から雲量の推定

5.1.2 では、全実効放射強度から雲の放射成分を取り出した。ガンマ線の解析のために必要な変換は、ここまでの変換でおそらく十分であるが、放射強度だけではガンマ線観測においてどのような条件でデータにカッ

表 5.5: 雲の種類とモデル [87](リョウ、1967)

雲の種類	雲底高度 (km)	雲層厚 (km)	温度 (K)	水蒸気圧 (mb)
低層雲 (Cu,Sc)	1.7	0.45	288	17.044
中層雲 (As,Ac)	4.2	0.6	274	6.566
高層雲 (Ci,Cs,Cc)	4.6	1.7	234	0.144
乱層雲 (Ns)	1.4	4.0	280	10.013
積乱雲 (Cb)	1.7	6.0	270	4.898
層雲 (St)	1.4	0.1	291	20.630

トをかければよいかまだ明確ではない。そこで、さらにその放射強度から雲がどのような状態にあるかの推定を行う。

5.2.1　雲とは

対流による上昇流によって空気塊の断熱冷却がおこり露点になると、核となる塵のまわりに水が凝結して雲粒となり、雲ができる。したがって雲のできる高さも対流圏である (図 5.5 参照)。対流圏の高さは明確に定まってはいないが地上から $10 \sim 15km$ の高さまでである。ただし、まれに対流圏より上に雲ができるときもある。環境によって雲の状態はさまざまであるが、雲粒の大きさは、$1 \sim 20\mu m$ で典型的には $3 \sim 7\mu m$ である。雲粒の個数密度は、数 10∼ 数 $100/cm^3$ と言われている [86]。

可視光の吸収に対しては、Mie 散乱により凝結した雲粒がほとんど寄与している (5.3 参照)。

表 5.6 に雲の種類と微物理パラメータを示すが、もちろん典型的な値であり現実を表しているわけではない。

雲の型としては図 5.10 に示すように一般的には層状性 (St/Sc) の雲形が卓越していてこれを典型的な雲として考えていくとよい [88]。

5.2.2　雲の厚さと放射

雲は、厚さのオーダーとして $\sim 50m$ もあれば黒体放射をすると言われているがそれを定量的に考えてみる。黒体放射からのずれの係数である

表 5.6: 各種雲タイプの微物理パラメータ [87](キャリヤーら、1967)

雲の種類	雲粒数 (cm^{-3})	雲水量 (gm^{-3})	雲粒の最頻半径 (μm)
層雲 I(St I)	440	0.22	3.5
層雲 II(St II)	120	0.05	2.25
層積雲 I(Sc I)	350	0.14	3.5
層積雲 II(Sc II)	150	0.47	7.5
乱層雲 (Ns)	280	0.50	3.5
高層雲 (As)	430	0.28	4.5
好晴積雲 (Cu)	300	1.00	5.5
積乱雲 (Cb)	72	2.50	5.5,6.5

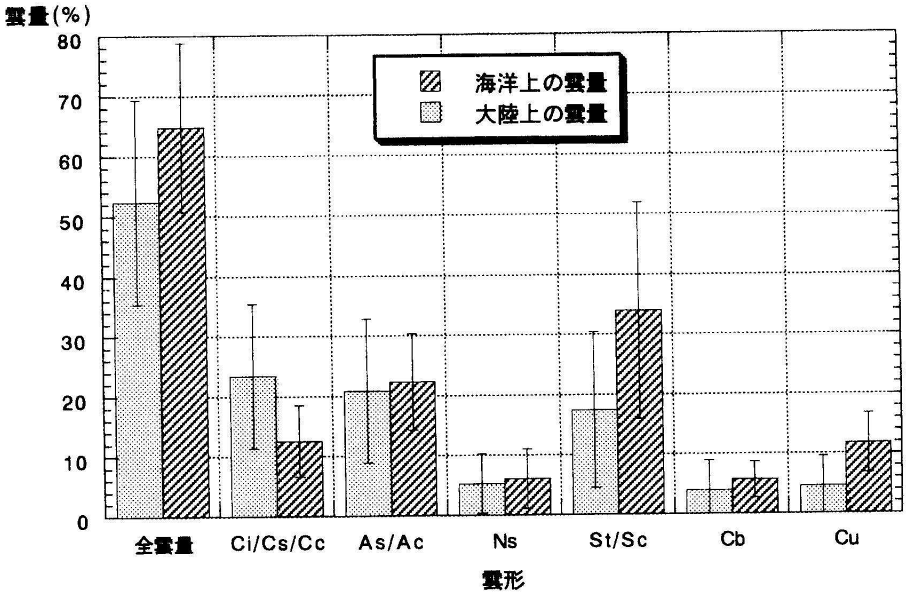


図 5.10: 雲形別雲量 [88]。
縦軸が雲量 (空に占める雲の面積の割合)、横軸が雲の型。

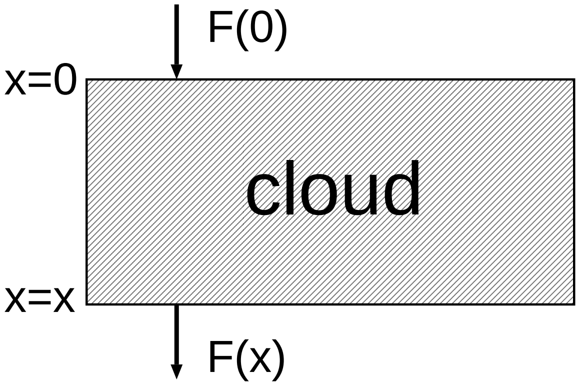


図 5.11: 有効射出率の考え方 [87]。
F は放射束密度。x は雲頂からの厚さ (g/m^2)。$F(0)$ は空からのペデスタルの放射束に対応している。

有効射出率 ϵ は、雲の厚さを $\tau(g/m^2)$、放射束密度を $F(\tau)$、雲の厚さ τ のところでの温度を $T(\tau)$ として、

$$\epsilon(\tau) = \frac{F(\tau) - F(0)}{\sigma T^4(\tau) - F(0)} \tag{5.8}$$

と定義されている (図 5.11 参照)。雲が黒体放射に近い程 ϵ は 1 に近づき、光学的に薄く黒体放射からはずれると 0 に近づく。ϵ は、測定によってパラメタライズされていて特に窓領域 $(8.33 \sim 13.9\mu m)$ では

$$\epsilon(\tau) = 1 - \exp\left(-\frac{0.116}{1.66}\tau\right) \tag{5.9}$$

となっている [87]。窓領域では測定値とも良く合っていることが分かっている。図 5.12 に ϵ と雲の厚さの関係を示す。

例えば 5.6 より雲水量を $\sim 0.5g/m^3$ とすると $50m$ の厚さがあれば十分黒体放射していることが分かる。ただし、チェレンコフ観測において一般に雲の少ない時に観測が行われるわけであり必ずしも光学的に厚い雲のみを考えれば良いわけではない。しかし、一般的に雲と呼ばれるもの (可視光で見ることができるもの) は、雲の厚さは数 $100m \sim$ 数 km オーダーであり、十分黒体放射である。

さて、実際黒体放射しているとしても何度に対応する黒体放射であるのか？雲の温度はどう決まるかということであるがおおまかには雲のある高度の大気の温度と言える。つまり、気候条件や雲の高度に大きく依存してしまう。

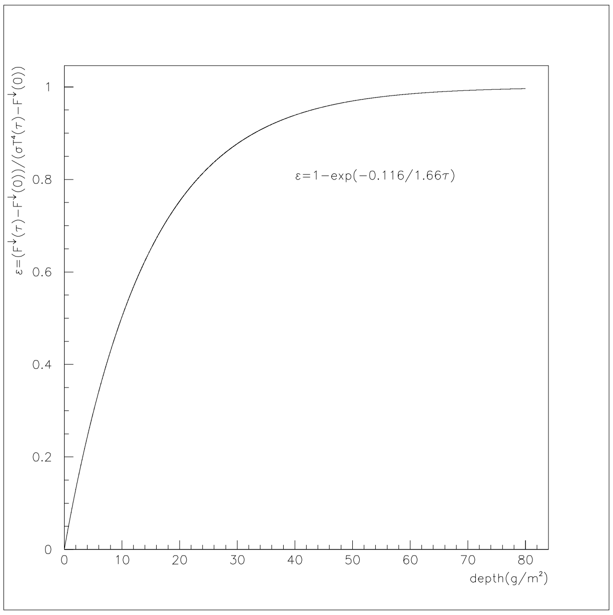


図 5.12: 雲の厚さと黒体放射からのずれの関係。
縦軸が黒体放射からのずれのパラメータ $\epsilon(0 \leq \epsilon \leq 1)$ で、横軸が雲の厚さ (g/m^2)。

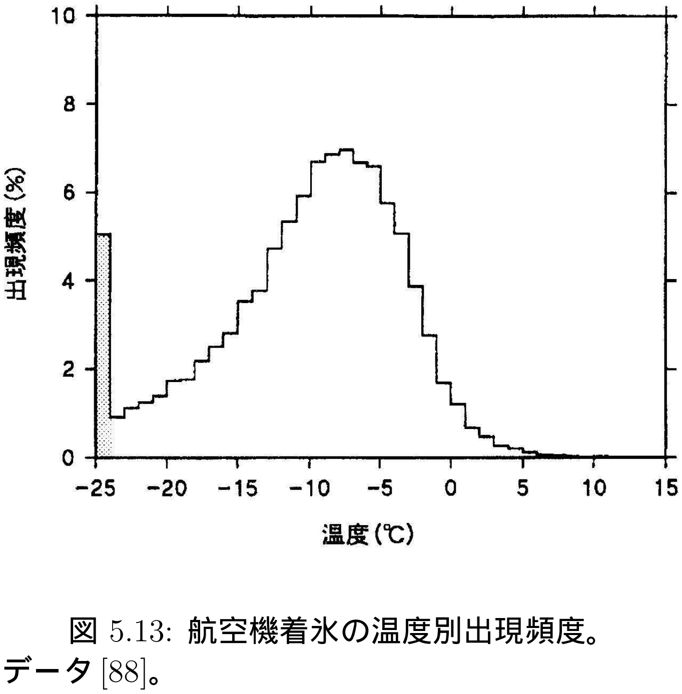


図 5.13: 航空機着氷の温度別出現頻度。
米国内でのデータ [88]。

図 5.13 のようなデータもあるが、絶対的な放射量を求めるのは難しく、むしろ変化量に意味があると考えられるので、本論文では 1 日の観測で雲の温度がそれほどかわらないという仮定をおいて相対的な放射量の変化を考えることとした。

5.3　雲によるチェレンコフ光の変化

前節では、雲量の推定を行ったがそのような雲によりチェレンコフ光がどのように減衰するのかを推定する。

5.3.1　雲の厚さによるチェレンコフ光の減衰

単純なモデルによる推定

5.2.1 で示したように、雲は大きさが μm オーダーの水分子の凝結したものと考えて良い。よって、Mie 散乱による減衰を考えなくてはならない。Mie 散乱による吸収の断面積は、

$$\sigma_e = \pi a^2 Q_{ex}(\alpha) \tag{5.10}$$

σ_e : 消散断面積
a : 粒子の大きさ
α : $2\pi a/\lambda$
λ : 光の波長

で与えられる [85]。

Q_{ex} は、図 5.14 のように計算されている。$a \gg \lambda$ のときは、

$$\sigma_e \sim 2\pi a^2 \tag{5.11}$$

のようになって、σ の波長依存性が無視できるようになる。チェレンコフ光の波長は、図 2.7 に示すように $\sim 330nm$ にピークを持つ分布であり、雲粒の数 μm を考えると大体式 5.11 の近似が成り立っていると考えて良い。このとき、mean free path は

$$l = \frac{1}{\sigma_e n} \tag{5.12}$$

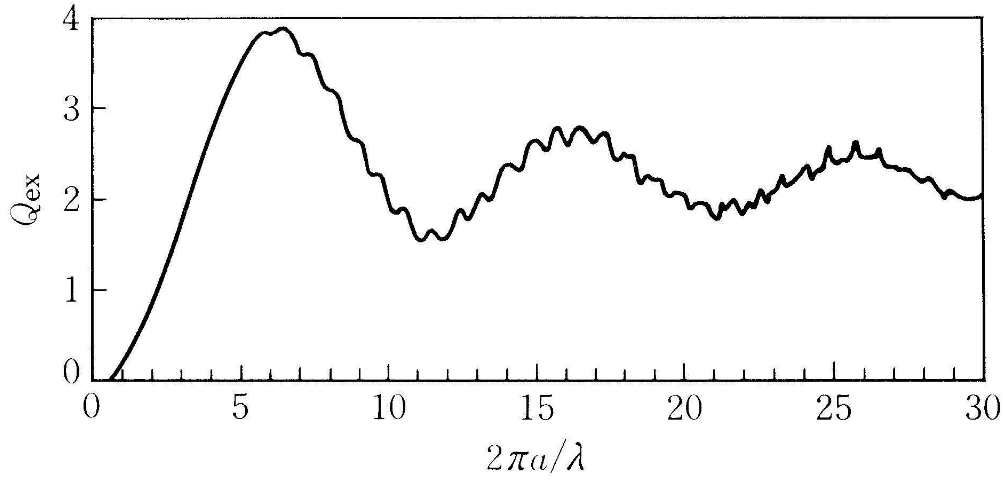


図 5.14: 減光を決める因子 Q_{ex}[85]。
縦軸は、Q_{ex}(5.11 で与えられる)。横軸は、$2\pi a/\lambda$。

n : 粒子数密度 $(/m^3)$

雲の密度は、

$$\rho = \frac{4}{3}\pi a^3 \cdot n \cdot \rho_w \tag{5.13}$$

ρ : 密度 (g/m^3)
ρ_w : 水の密度 (g/m^3)

式 5.12、5.13 により、

$$I(\tau_c) = I_0 \exp\left(-\frac{\tau_c}{\tau_0}\right) \tag{5.14}$$

I_0 : 雲がないときの放射
τ : 雲の厚み (g/m^2)
$\tau_0 = \rho l = \frac{2}{3} a \rho_w$

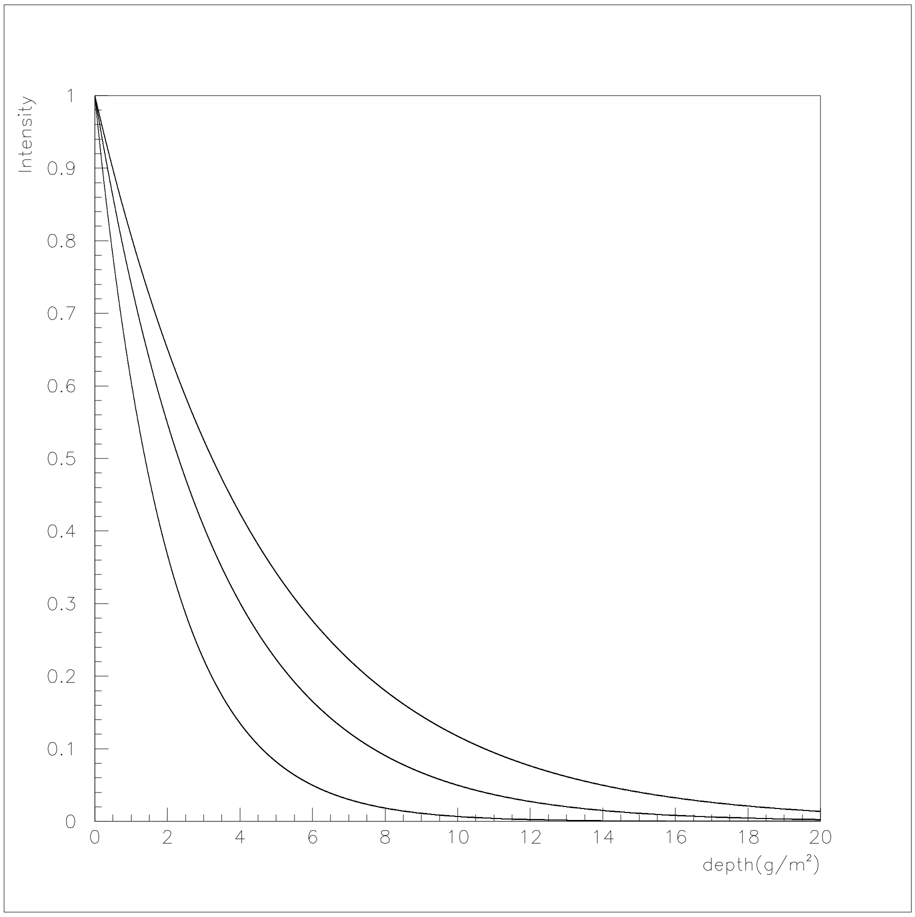


図 5.15: 単純なモデルによる雲水量による可視光の減光。
縦軸が透過率 (1 に規格化)、横軸が雲水量 (g/cm^2)。グラフは右から、$3, 5, 7\mu m$ の雲粒の大きさのとき。

これに雲粒の大きさのパラメータ (表 5.6) を考慮して、$a = 3, 5, 7\mu m$ のときの減衰の様子を示したものが、図 5.15 である。これによれば同じ雲水量であるならば、小さな雲粒が多く存在する方が減衰率は高い。ただし、これは $a \gg \lambda$ の過程のもとであり少なくとも μm オーダーの大きさの粒子の場合のみである。

検出する宇宙線のレートの変化の推定

雲が視野を全て覆っていると仮定して、雲の放射が厚さに依存していると仮定したとき放射強度によってどのように宇宙線レートが変化するか推定してみる。まず、雲の放射強度を式 5.9 より

$$I = f(\tau) = A_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_p}\right)\right) \tag{5.15}$$

τ_p : 式 5.9 から決められる係数 (= 1.66/0.116)

と仮定する。次に、雲に対する可視光の透過率は、式 5.14 より

$$T(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \tag{5.16}$$

である。式 5.15、5.16 より

$$T = T(f^{-1}(I)) = \left(1 - \frac{I}{A_1}\right)^{\frac{\tau_p}{\tau_0}} \tag{5.17}$$

と書くことができる。一方、チェレンコフ光の放射はエネルギー E の宇宙線のシャワーに対して図 1.3 より、

$$L = A_2 E^{\beta} \tag{5.18}$$

とする。望遠鏡の性能から L の閾値 L_0 が定まるが、これより

$$L_0 = A_2 E_0^{\beta} T(I)$$

で E_0 を定めると、検出する宇宙線のレートは微分フラックスを $A_3 E^{-\alpha}$

とすると

$$\begin{aligned} R &\propto \int_{E_0}^{\infty} A_3 E^{-\alpha} dE \\ &\propto \frac{A_3 E_0^{-\alpha+1}}{\alpha - 1} \\ &\propto \frac{A_3}{\alpha - 1} \left\{ \left(\frac{L_0}{A_2 T} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right\}^{-\alpha+1} \\ &\propto \left(1 - \frac{I}{A_1} \right)^{\frac{\tau_p}{\tau_0} \cdot \frac{\alpha-1}{\beta}} \end{aligned} \tag{5.19}$$

となる。ここで、雲の因子として τ_0 が入ってくることに注意する。

5.3.2 雲の占有率によるチェレンコフ光の減衰

次に、雲の厚さは十分黒体放射する程度の厚みがあると仮定して視野の中の雲の占有率を $O_c (0 \leq O_c \leq 1)$ とすると、雲の放射は、O_c に比例して、可視光の透過率は $1 - O_c$ に比例すると考えられる。

$$I = B_1 O_c \tag{5.20}$$

$$T(I) = 1 - O_c = 1 - \frac{I}{B_1} \tag{5.21}$$

5.3.1 と同様の考察により、宇宙線レートは、

$$R \propto \left(1 - \frac{I}{B_1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\beta}} \tag{5.22}$$

となる。このグラフの形は、図 5.16 のような単調減少を示す。5.3.1 と異なるのは、最初に雲が十分厚いという仮定をおいているためべきの形が雲の状態に依存しないということである。

実際は、雲の厚さおよび占有率の両方に依存している。しかし、観測量は 1 つであるので両者のどちらかを仮定して定めてやらないと原理的に宇宙線レートと関連づけることはできない。どちらが主要な効果であるかというのは観測結果を見て考察する (5.6 参照)。

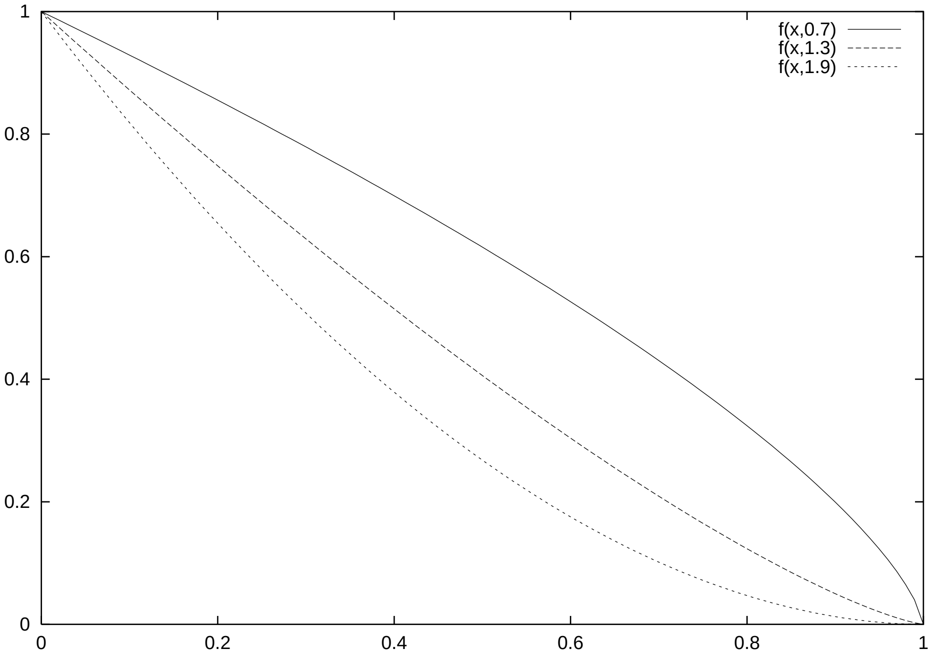


図 5.16: $(1-x)^{\alpha}$ のグラフ。
α が 0.7、1.3、1.9 のとき。

5.4 PMT のデータのキャリブレーション

宇宙線レートの値を求めるためには、ADC、TDC のデータを使用して、生データからノイズをカットしシャワーデータのみを取り出さなければならない。しかし、個々の PMT の特性および夜光の状態が観測毎に変化するので、以下の節のようなキャリブレーションが必要である。CANGAROO では反射鏡の中心に LED を設置してカメラ面に一様に光を照射してそのデータを使用して補正を行っている。本論文では、CANGAROO の解析およびシミュレーションのフレームワークの Full の CALIB10 と呼ばれるモジュールを用いて補正を行った [91]。

5.4.1 Bad channel の除去

次のような PMT は解析から除外する。

- LED RUN の間、TDC ディスクリを越える信号が 1 度も来なかったもの。

- TDCのヒットレートまたはADCの値について、

$$\mathrm{RMS} > 5 \times \mathrm{RMS(averaged\ for\ all\ pixels)}$$

- TDCのヒットレートまたはADCの値について、

$$\mathrm{mean\ value} > 5 \times \mathrm{mean\ value(averaged\ for\ all\ pixels)}$$

5.4.2 時間情報の補正

TDCで取り出されるパルス信号の時間情報は、

- TDCstart
  イベントトリガーがかかってから信号の立上がり時刻までの時間。
- TDCwidth
  信号の幅。

の2つがある。しかし、同時刻に来た信号に対しても個々のPMTの特性によってTDCstartが異なり、入力信号の大きさにTDCstartの値が依存する。よってTDCstartの値のキャリブレーションを行わなければならない。

Timing Walk の補正

図5.17に示すように、一般に入力信号が大きいとTDC startが遅れる傾向がある。これは、同じタイミングで入力した信号でも、PMTからの信号は矩形波ではないため、ディスクリミネータの閾値を越えるタイミングが信号の大きさによって異なることにより起こり、Timing Walkと呼ばれている。CALIB10で行っている方法を具体的に述べると、まず図5.17を2次関数でフィッティングする。

$$f(x) = P_0 + P_1 x + P_2 x^2 \tag{5.23}$$

これを用いて次のようにTDC start(T_{start})を求める。

$$\begin{aligned} t_{diff} &= \begin{cases} T_s - f(175) & T_w > 175 count \\ T_s - f(T_w) & T_w < 175 count \end{cases} \\ T_{start} &= 300 + 0.5 \times t_{diff} \end{aligned} \tag{5.24}$$

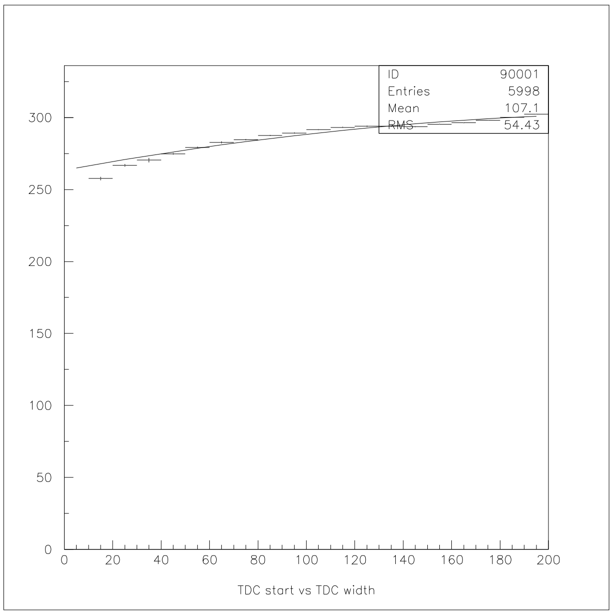


図 5.17: TDCstart とパルスの大きさの関係。
縦軸は、TDCstart のチャンネル。横軸は、TDCwidth のチャンネル。TDCwidth とパルスハイトには、単調増加の関係がありパルスハイトを見積もることができる。

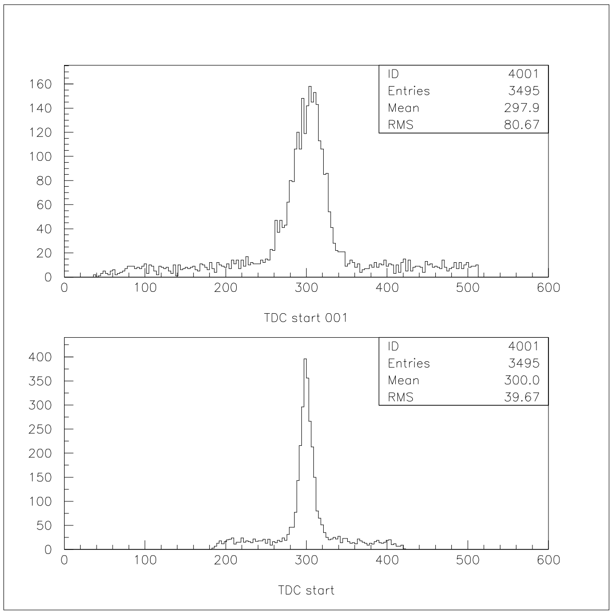


図 5.18: Timing walk の補正。
縦軸がカウントで横軸が TDCstart のチャンネル。上が Timing walk の補正前で下が補正後。

つまり、TDC Width から期待される値からのずれを t_{diff} とし、適当な基準値 (ここでは 300) に加えたものである。0.5 は、TDC の 1 チャンネルが 0.5ns であることを考慮している。図 5.18 は Timing Walk の補正の効果を示している。宇宙線シャワーに対応する信号分布の幅が $\sim 50ns$(FWHM) から $\sim 20ns$ 程度になっているのが分かる。これによって、後の TDCstart による夜光の除去を行いやすくなる。

5.4.3 Field flattening

PMT 及びアンプのゲインは、各チャンネルでばらつきがあるためその補正を行うことを Field flattening という。まず、relative gain を次のように定義する。

$$Q_i = G_i \times Q \tag{5.25}$$

Q_i : Charge of i th PMT

G_i : Relative gain of i th PMT

Q : The averaged value of all PMTs

Q_i、Q は異なる電圧の 2 回の LED RUN から求めて、1 次曲線でフィッティングしてその傾きを G_i とする。この際、夜光等の寄与を減らすために、TDC が 200 $\sim$ 350 チャンネル以外の信号をカットしている。このようにして求めたゲインからキャリブレーションされた ADC 値は、

$$\mathrm{ADC_{cal}(i)} = \frac{\mathrm{(ADC(i) - Pedestal(i))}}{\mathrm{G_{ADC}}} \tag{5.26}$$

のように求められる。

5.5 シャワーの選別

シャワーの選別方法は必ずしも定まった方法があるわけではないが、本論文では、以下のように選別を行った。(p.e.(photoelectron) 数 $= \mathrm{ADC_{cal}}/100$ の換算を行っているが本論文では ADC チャンネルを数えるための単位にすぎない。)

- Timing cut(loose)
  $\mid$ TDCstart $-$ meanTDCstart $\mid \leq 40ns$
  meanTDCstart は、1 イベント中の TDCstart の全チャンネルに対する平均値。
- cluster cut(T3a)
  threshold = 3p.e.
- TDC 平均値補正
- Timing cut
  $\mid$ TDCstart $-$ 300 $\mid \leq 25ns$
- number of hit(nhit) cut
  nhit $\geq$ 5

ただし、この解析を行う前に loose にノイズイベントをカットして CPU 負荷を減らすために次のような pre-selection を行った。

- sumADC<1p.e. のイベントは除去。
- T2a(threshold = 3p.e.) のトリガーがかからないイベントを除去。

sumADC は、全チャンネルの ADC 値の総和を表している。具体的に cluster cut、Timing cut、TDC mean Calibration、nhit cut を見ていく。

5.5.1 cluster cut

宇宙線のシャワーからのチェレンコフ光がカメラ上に構成する信号の形状は、図 2.13 に示したように、夜光のランダムに入射してくる光と異なりまとまったイメージを形成する。この条件から夜光のノイズを減らすことができる。

Tna トリガー [92]

Tna トリガーとは、信号の大きさが設定された閾値を越えたピクセルが n 本隣り合って存在することを要求するトリガーである。本論文では、そのピクセルが T3a でなく、かつ隣り合ったピクセルにも T3a トリガーがかかったピクセルがなければ、夜光によるノイズであるとみなして除去する。

5.5.2 Timing cut

宇宙線のシャワーからのチェレンコフ光によるパルスは、$\sim$ 数 ns 程度の非常に幅の狭いパルスである。したがって、TDC 値の平均値から十分タイミングがずれている PMT の信号はノイズとして除去することができる。

5.5.3 TDC 平均値補正

夜光がなくシャワーイベントのみの光子のみならば、本来 TDCstart の値は $\sim 15ns$ 程度の幅の分布をするはずである。

しかし、実際は夜光によるノイズのため広がった分布となってしまう。

よって、T3a の cluster cut をした後に残っているチャンネル (T3a またはその周りのチャンネル) のみで TDCstart の分布を作ることでより狭い

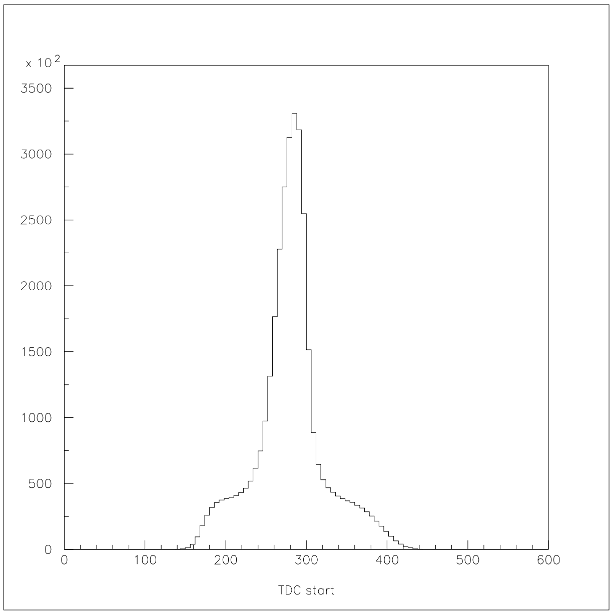


図 5.19: CALIB10 のみの TDCstart 分布。
全 PMT についての重ね合わせ。縦軸はカウント、横軸は TDCstart。

TDCstart 分布を得る。また、零点を 300 に合わせるようにしている。これにより、より厳しい制限で Timing cut をほどこすことができ、夜光のみを効率良く除去することができる。 図 5.19、5.20 はそれぞれ補正前、補正後の TDCstart 分布を表している。より宇宙線のパルスの信号の幅が狭くなっていることが分かる。

5.5.4 Number of hit (nhit) cut

Number of hit (nhit) は、ヒットした PMT の数であるが T3a を形成している PMT 数を数えている。チェレンコフ光のエネルギーは、おおよそ 1 次宇宙線のエネルギーに比例するから発生する光子数は 1 次宇宙線のエネルギーで単調増加し、図 1.3 に見られるように $\sim E^{\beta}$ の依存性を持つ。ここで、エネルギー E の宇宙線シャワーから発生するチェレンコフ光の光子数を次のように表す。

$$N = kE^{\beta} \tag{5.27}$$

k : 定数

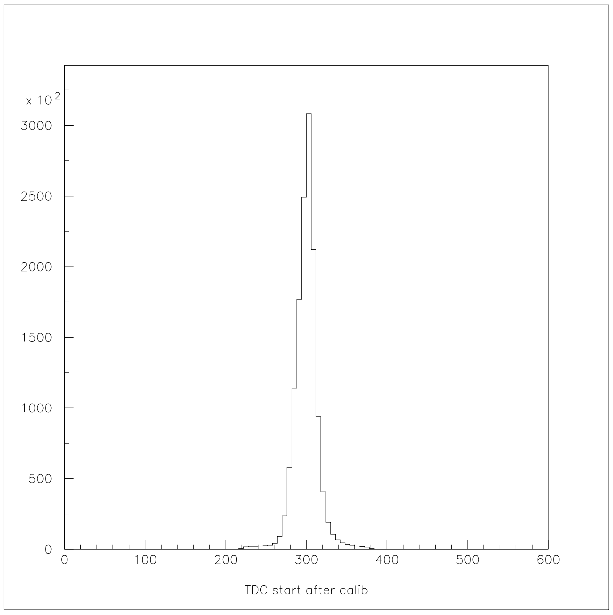


図 5.20: TDC 平均値補正をした後の TDCstart 分布。
全 PMT についての重ね合わせ。縦軸はカウント、横軸は TDCstart。

また、宇宙線の微分フラックスを次式のように仮定する。

$$\frac{d\Phi}{dE} = k'E^{-\alpha} \tag{5.28}$$

k' : 定数

このとき、Φ の N 依存性は次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi}{dN} &= \frac{k'}{k\beta}(\frac{N}{k})^{-\frac{\alpha+\beta-1}{\beta}} \\ &\propto N^{-\frac{\alpha+\beta-1}{\beta}}\end{aligned} \tag{5.29}$$

よって、夜光によるノイズを除いたときの ADC 値の全チャンネルの合計の sumADC で選別されたイベント数のスペクトルを求めると、べきの形 $\sim E^{-\frac{\alpha+\beta-1}{\beta}}$ が反映される。ただし、低エネルギー側では effective area の減少 (図 5.21) とチェレンコフ光の放射効率の減少 (図 1.3) により $\sim E^{-2.7}$ のべきからはずれるスペクトル型となる。

また、nhit と sumADC の間には、図 5.22 のように比例関係があるから、nhit 分布にもべきの形が反映される。図 5.23 に cluster cut,Timing cut を

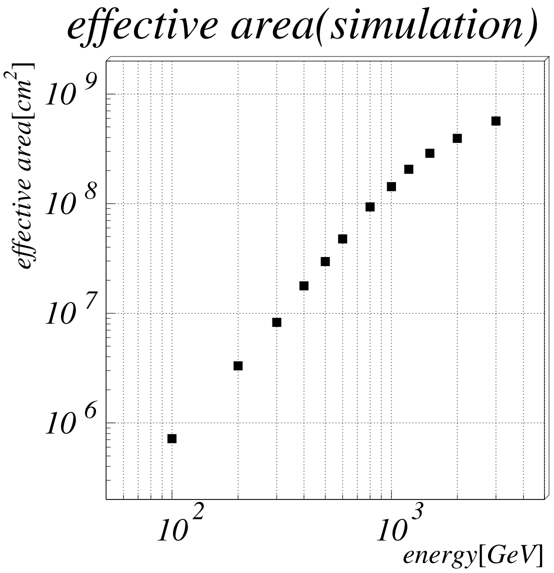


図 5.21: 陽子での effective area とエネルギーの関係。
縦軸は宇宙線陽子の effective area(cm^2)。横軸は陽子のエネルギー (GeV)。
Full による CANGAROO 10m 鏡でのシミュレーション [93]。

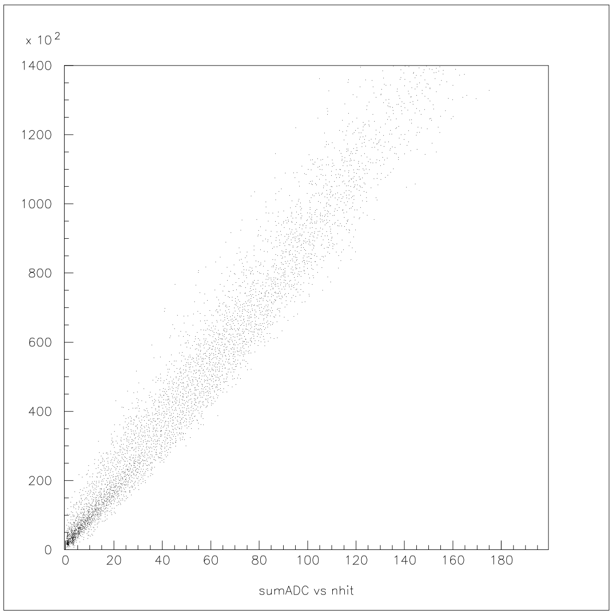


図 5.22: sumADC と nhit 数の関係。

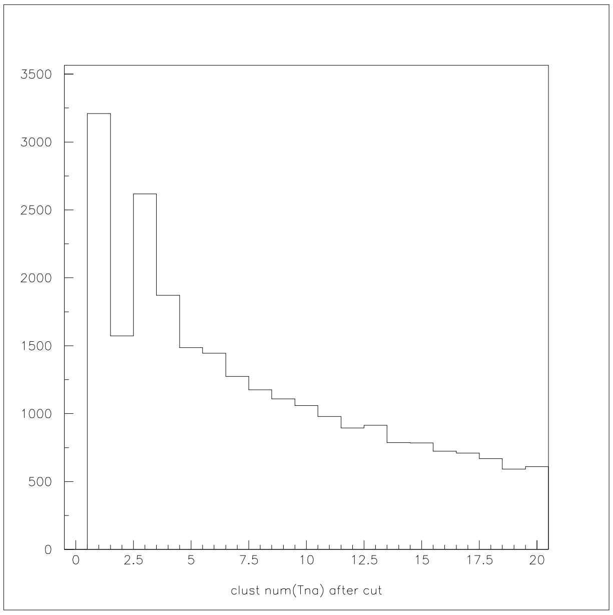


図 5.23: nhit 数のスペクトル。
縦軸がイベント数で、横軸が nhit。

かけたあとの T3a の cluster の数 (nhit) のスペクトルを示す。nhit が小さいときは夜光の影響により、連続的なスペクトルからはずれている。よって、nhit が 5 未満のイベントは除去することにした。

5.5.5 結果

以上のように求めた宇宙線レートを晴れの日と曇の日について図 5.24、5.25 に示す。

5.6 Cloud Monitorのデータを用いたクラウドカット

前セクションまでで雲の放射および宇宙線レートを求めた。このセクションでは、まず宇宙線レートの値を規格化して、次に両者を合わせて相関をとってそれについて議論することにする。

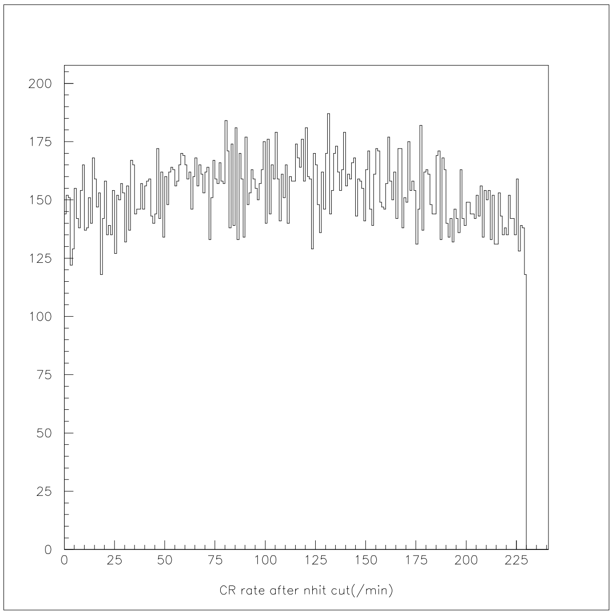


図 5.24: 晴れの日の宇宙線レート。
縦軸が 1 分毎の宇宙線のカウント、横軸が時間 (min)。

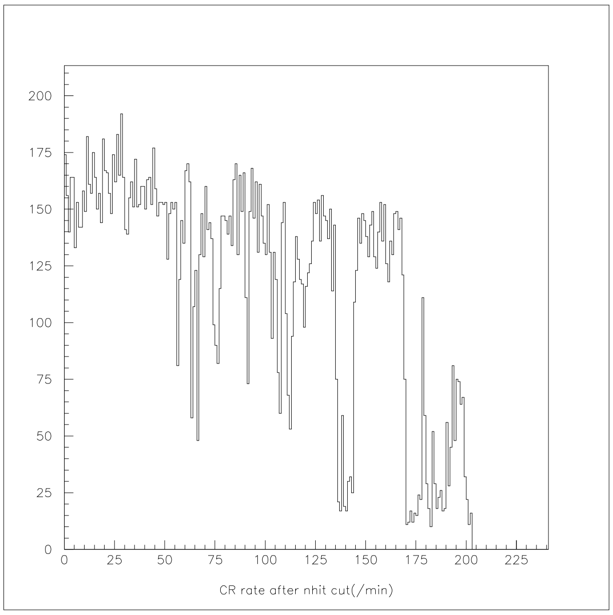


図 5.25: 曇の日の宇宙線レート。

5.6.1 宇宙線レートの規格化

本来宇宙線のレートは、数100MeV以下のエネルギーの太陽活動の影響を受けやすいものを除くと、あるエネルギー以上でカウントすればほぼ一定であるはずである。しかし、大気の状態や夜光の変化などによるノイズの変化が望遠鏡の宇宙線を検出する際のエネルギー閾値を変化させることによって、1日の観測毎に検出する宇宙線のレートは変わってしまう。その上、解析方法によっても異なる場合がありうる。よって、雲の放射を求めたときと同様にまずペデスタル値を求める。

1. 平均値μを求める。
2. あるσ_mに対して測定値xが、

$$x \geq \mu - \sigma_m \tag{5.30}$$

   となる測定値を除く。
3. 除いた測定値以外で平均値を出す。
4. 2に戻る。もし、もはや取り除けなくなった場合、そのときの平均値をペデスタル値とする。

σ_mは晴れの日のN個のデータのRMSから決め、

$$\sigma_m = \frac{1}{N}\sum_i \sigma_i \tag{5.31}$$

ここで、宇宙線レートの場合は$\sigma \sim \sqrt{\mathrm{Rate(counts/min)}}$であり、ペデスタルの$\sim 10\%$程度は揺らいでしまうので、変化量に感度良くするため雲の放射の場合と異なり式5.30のような条件を採用した。次にデータを規格化する。

$$\hat{x} = \frac{x - \mathrm{(pedestal)}}{\mathrm{(pedestal)}} \times 100 \tag{5.32}$$

図5.26に曇の日について例を示す。

5.6.2 雲の放射と宇宙線レートの相関

5.6.1で得られた規格化された宇宙線レートと5.1.2の結果を合わせて2次元プロットを行うと大きく3種類のタイプに分けられる。

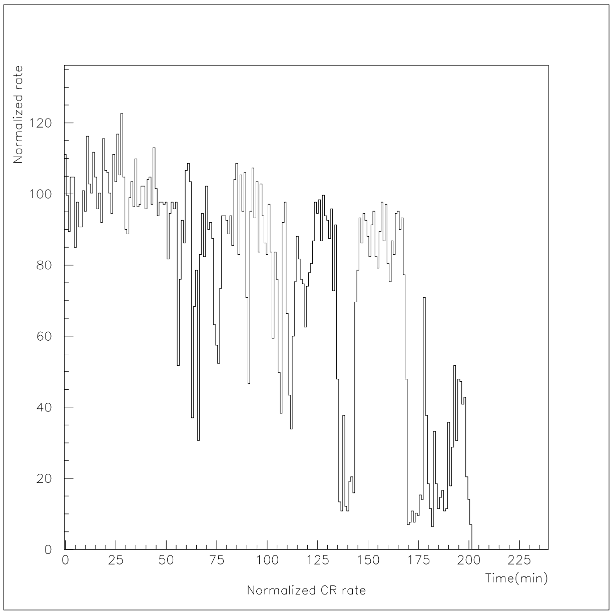


図 5.26: 規格化された宇宙線レート。
縦軸が 1 分毎の宇宙線のカウントをペデスタルを 100 として規格化したもの。横軸は時間 (min)。

図 5.27、5.28、5.29 がそれぞれ晴れの日、曇の日、薄雲のある日に対応している。全く雲のないときは放射強度は非常に安定している。また、雲が厚いと良い相関があることが分かる。薄い雲の場合、放射強度はあまり上がらないが、ペデスタル付近での変動が大きくばらついている。

また、図 5.30 は全てのデータ (10/24∼10/31) を重ね合わせたものである。実線は、5.3.1、5.3.2 の考察から宇宙線レートと放射強度の関係を $R = f(I) = (\mu - I)^{\nu}$ と仮定して係数を最小 2 乗法で定めたものである。測定量が線形の関係にないので関係式について Taylor 展開の 1 次の項までで近似して線形化し、逐次近似の方法で精度を高めた。それによって、$\mu = 39.96$ 、$\nu = 1.231$ と定まった。この回帰曲線に対し、次のように χ^2 を定義する。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{n} \frac{(R_i - f(I_i))^2}{\sigma_i^2} \tag{5.33}$$

ここで σ_i は、宇宙線レートの揺らぎが $\sim \sqrt{f(I_i)}$ 程度であるとして定めた。その結果、$\chi^2/n \simeq 1.63$ となった。完全に相関がとれていれば、$\chi^2/n \sim 1$ となるが実際は放射強度の揺らぎ等の原因で回帰曲線からのずれは大き

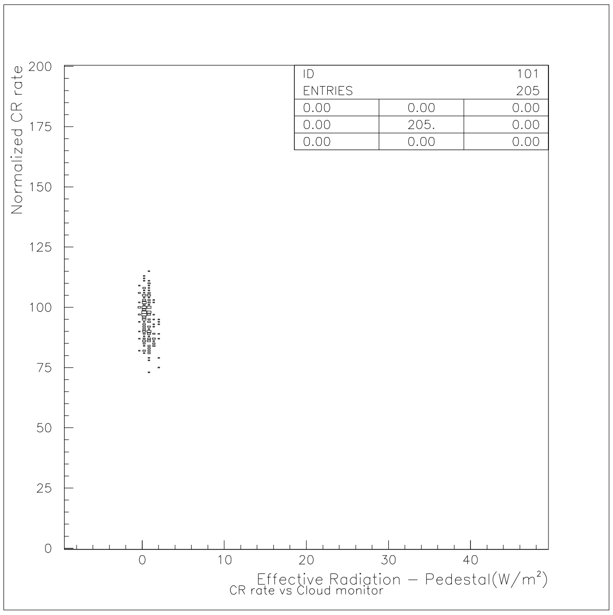


図 5.27: 雲の実効放射強度と宇宙線レート (晴れた日)。
縦軸は宇宙線の規格化されたレート。横軸はペデスタル値を引いた雲の実効放射強度 (W/m^2)。

くなっている。しかし、この結果は十分相関がとれていると考えてよいだろう。

上記の様にして求めた回帰曲線のパラメータを気象条件の変化とともに長期にわたって追うことで 5.3.2 で述べたように宇宙線レートの減少に対して雲の厚みと空の占有率のどちらが主要な効果を持っているかが分かるだろう。それによって、より明確にカットする条件を定めることが可能になる。しかし、たとえそれが不明瞭であったとしても雲がどういう状態であるかが重要なのではなく、むしろどのような影響を与えているかが重要なので相関がとれていることを実証していけば実用上は十分である。

5.6.3 クラウドカット

5.6.2 の結果を踏まえてどのように雲のあるデータの除去を行うか、あるいはどの程度の放射のときに除去を行えば良いかを考察する。ただし、長期のデータをとっていないので季節や年による相関の変化などは考慮

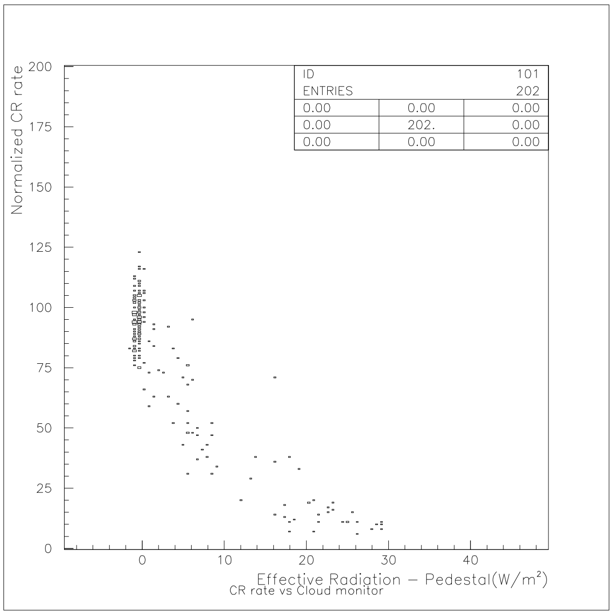


図 5.28: 雲の実効放射強度と宇宙線レート (曇の日)。
雲がでているときと晴れのときが混在している。(0,100) 付近のデータは晴れているときのもの。

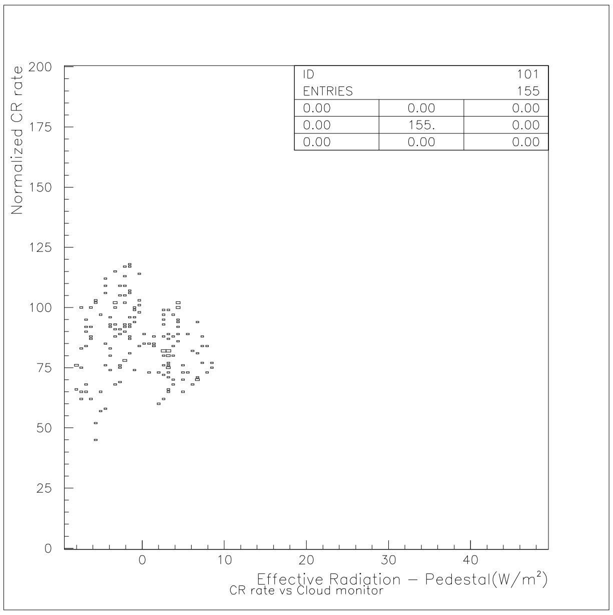


図 5.29: 雲の実効放射強度と宇宙線レート (薄い雲)。

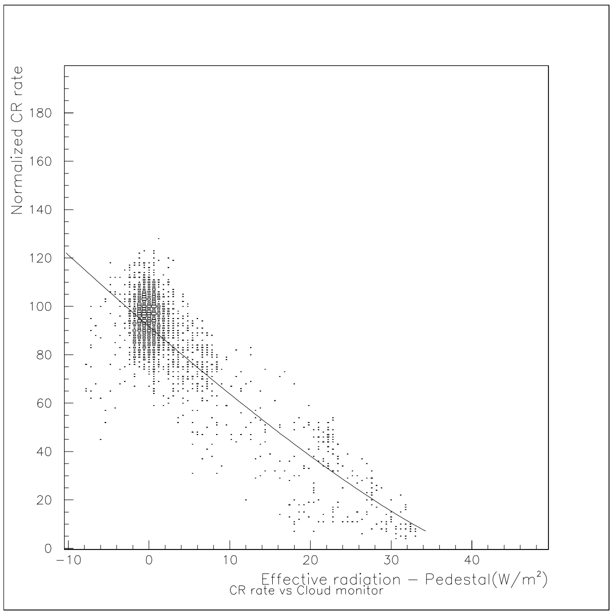


図 5.30: 雲の相対放射と宇宙線レート (total)。 10/24〜10/31の全データを重ね合わせてプロットしている。実線は$(\mu - x)^\nu$の形でフィッティングしたもの。

に入っていない。

Cloud cut flag

5.6.2 で示されたように雲の放射と宇宙線レートには相関がある。特に快晴のときは、図 5.27 のような相関が見られる。そこで、まず快晴の時のデータがどのような範囲の値をとっているかを調べる。測定された実効放射強度を I、正規化された宇宙線レートを R としたとき、放射強度の閾値 I_{th} を次のように定める。

$$(I \geq I_{th}\text{となるデータの割合}) \leq X_I\% \tag{5.34}$$

ここで X_I は長期のデータの解析により決定される値であるが、本論文ではまだデータが少ないので $X_I = 0$ とする。

同様に、宇宙線レートの閾値 R_{th} を次のように定義する。

$$(R \leq R_{th}\text{となるデータの割合}) \leq X_R\% \tag{5.35}$$

X_R も長期のデータの解析により決定される値である。X_R も 0 とする。上記の条件により、本論文のデータでは$I_{th} = 2.160(W/m^2)$、$R_{th} = 67(min^{-1})$

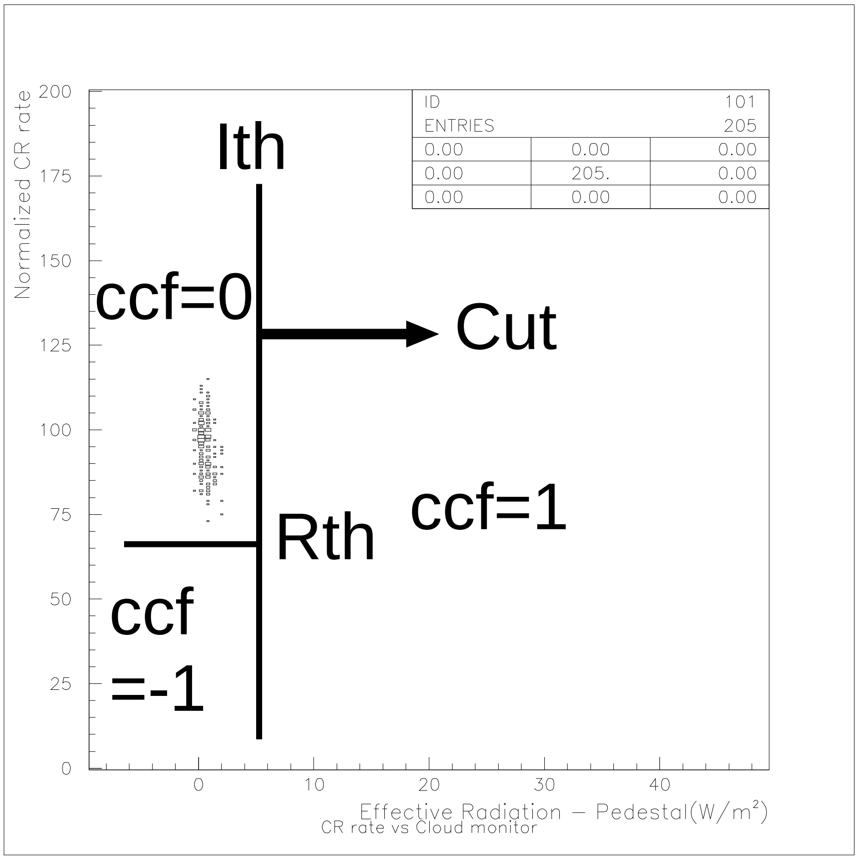


図 5.31: ccf(Cloud Cut Flag) の定義。

表 5.7: 晴れの日の規格化された宇宙線レートの RMS

run number	平均値 (min^{-1})	RMS(min^{-1})
r00102507	95.9	8.36
r00102512	95.8	8.63
r00102905	95.8	9.26
r00102911	96.6	8.62

ペデスタルの値は、宇宙線レートの落ち込んでいるデータを除いた平均値なので全データの平均値がペデスタル値 100 よりやや低くなっていることに注意。

となった。晴れの日の放射強度の RMS は表 5.4 で与えられており、$\sim 1(W/m^2)$ 程度である。I_{th}は $\sim 2\sigma$ となる。また、快晴の日の規格化された宇宙線レートの RMS を表 5.7 に示す。$\sigma \sim 9(min^{-1})$ 程度であり、$R_{th} \sim 3\sigma$ 程度である。これは、晴れの日の宇宙線レートの揺らぎをガウス分布をすると仮定したとき、R_{th} より低い値のデータが 1000 分の 1 以下であり、ほとんどありえないことに相当している。このような I_{th}、R_{th} の値に対してクラウドカットの基準として “cloud cut flag(ccf)” を定義する (図 5.31 参照)。

1. ccf = 0

$$\begin{aligned} I &\leq I_{th} \\ R &\geq R_{th} \end{aligned}$$

放射強度、宇宙線レート共に安定なとき。(晴れの時)

2. ccf =1

$$I > I_{th}$$

放射強度が高く雲が存在するためデータを除去する領域。

3. ccf =-1

$$\begin{aligned} I &\leq I_{th} \\ R &< R_{th} \end{aligned}$$

上の 2 つの条件にあてはまらないとき (雲以外の要因による宇宙線レート減少)。

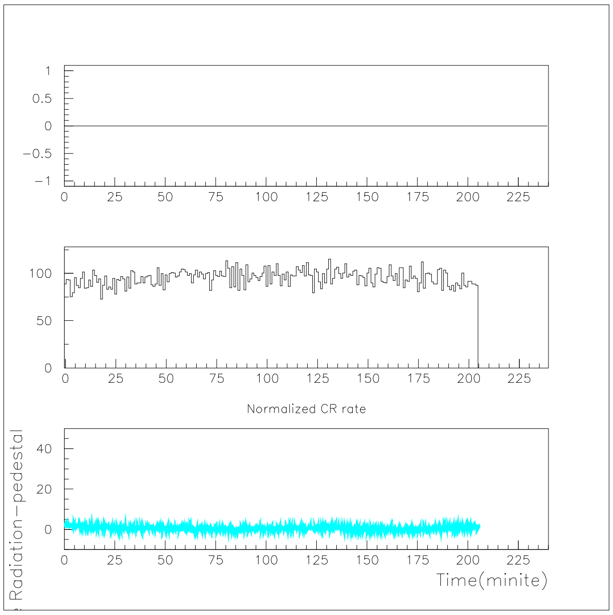


図 5.32: 晴れた日の ccf(上)、規格化された宇宙線レート (中央)、ペデスタル値を引いた雲の実効放射強度 (下) の比較。
横軸は時間 (min)。

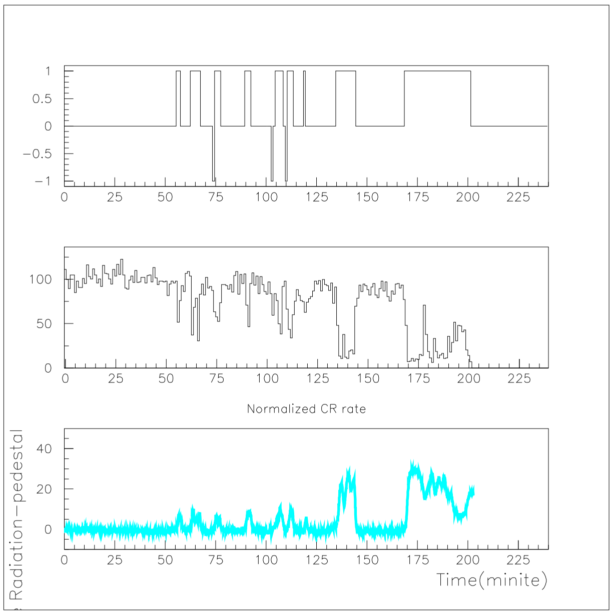


図 5.33: 曇の日その 1 の ccf(上)、規格化された宇宙線レート (中央)、雲の実効放射強度 (下) の比較。

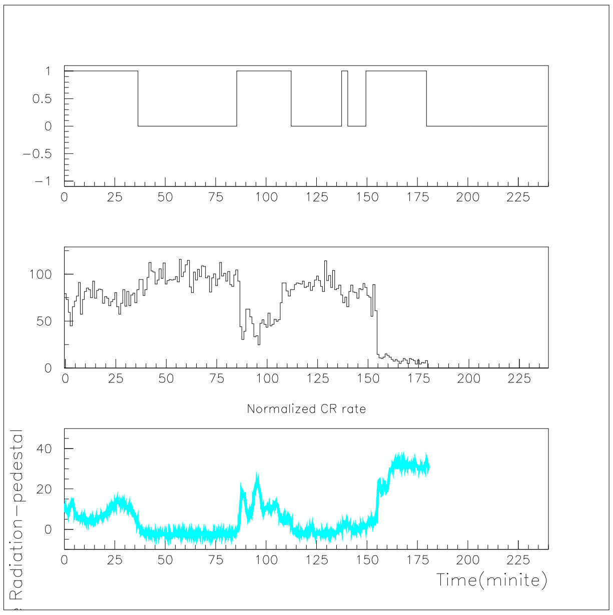


図 5.34: 曇の日その 2 の ccf(上)、規格化された宇宙線レート (中央)、雲の実効放射強度 (下) の比較。

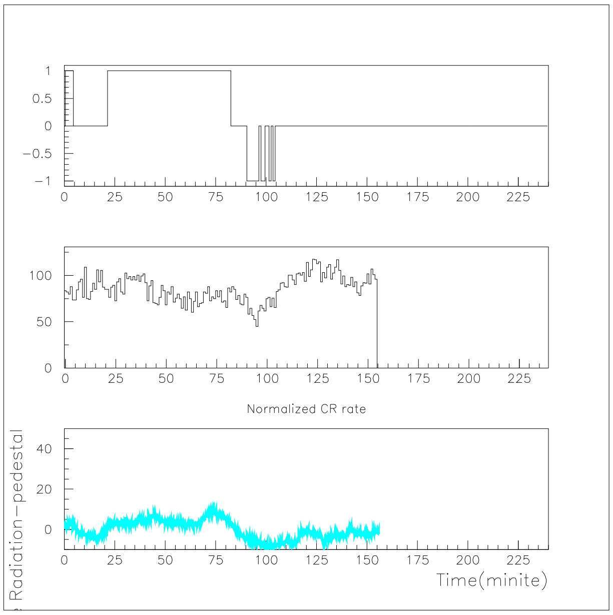


図 5.35: 薄い雲その 1 の ccf(上)、規格化された宇宙線レート (中央)、雲の実効放射強度 (下) の比較。

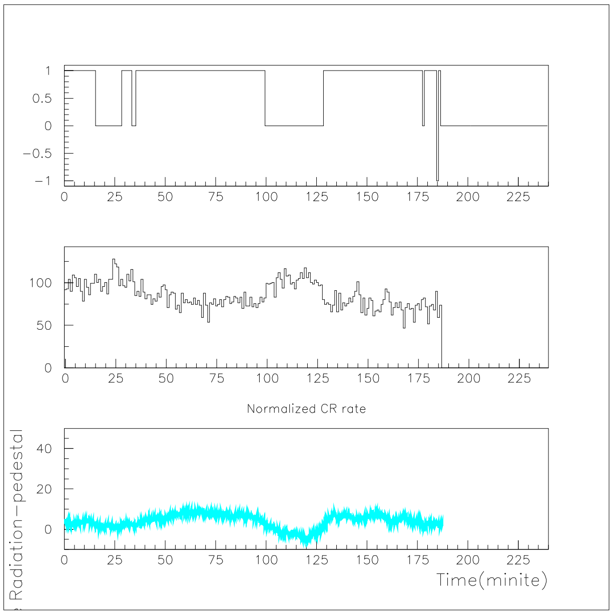


図 5.36: 薄い雲その 2 の ccf(上)、規格化された宇宙線レート (中央)、雲の実効放射強度 (下) の比較。

このようにして定義した ccf を実際のデータに適用して、ccf の時間変化を追ってみたのが図 5.32、5.33、5.34、5.35、5.36 である。晴れの日の図 5.32 は今回のデータでは I_{th}、R_{th} を定める基準としているので ccf$=0$ となっている。図 5.33、5.34 の曇の日は ccf$=1$ が各所に現れており、宇宙線レートの低下とも良い相関がある。図 5.35、5.36 の薄い雲の日は、厚い雲の日ほどはっきりとした宇宙線レートとの相関は見られないが、レートの減少しているところで ccf が 1 となっている様である。

これらの結果から最終的には図 5.32、5.33、5.34、5.35、5.36 のようなグラフを作成して、ccf$=1$ のデータおよびその周辺のデータをカットして行くことが望ましいと考えられる。ccf$=-1$ のデータは、薄い雲であるか、あるいはその他の原因による宇宙線レートの減少なので、クラウドカットとして除去されることはないが、対応する原因をつきとめて除去することになるだろう。

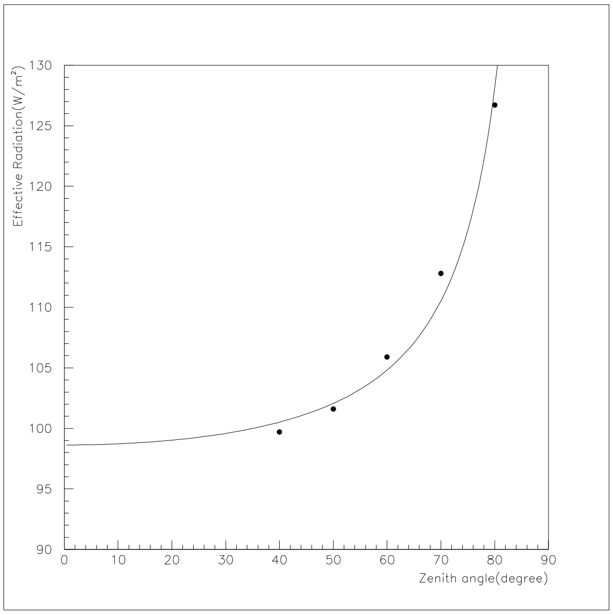


図 5.37: 望遠鏡の elevation による空の放射強度の変化。
縦軸は、実効放射強度 (W/m^2)、横軸は、天頂角 (度)。晴天の日の昼間にとったデータ。実線は、天頂角 θ によって大気の厚みが $1/\cos\theta$ 倍になることを考慮して、$\mu + \nu/cos\theta$ でフィッティングしたもの。$\mu = 92.44$、$\nu = 6.187$。

5.6.4 これからの課題

これまでの解析は、非常に短期間のデータをもとにしているため季節的な変化あるいは年変化などを考慮していない。そのため、雲の存在するという判断基準も非常に特殊な状況を反映することになる。さらに、実際は放射強度や宇宙線レートの変化はさまざま要因によって変化している。例えば、図 5.37 は晴れた日の空の放射強度の天頂角依存性を示している。天頂角が $\sim 40^\circ$ 以下となれば変移はほとんどなくなるが、天頂角が大きくなると変化が大きくなることが分かる。これは、実際には $8\mu m \sim 14\mu m$ の波長の光に対しても実際は完全に透明ではなく吸収、放射過程がおこっているため大きな天頂角では大気の厚さが増加して大気による放射強度が増加してしまうためと考えられる。さらに、観測する場所固有の環境に対する補正や観測時の気象条件による補正を加えることで放射強度と宇宙線レートの相関が高まり、ccf をより一般的な形にすることで、さらに明確にクラウドカットをかけられるかもしれない。

第6章　まとめ

CANGAROO-IIIでは、大気という“観測機器”および反射鏡やエレクトロニクスの状態、データ収集の状況を監視する環境モニターシステムの導入を計画しており、1台目の望遠鏡ではWeather Monitor、Cloud Monitor等がすでに導入されている。現在はまだテスト段階であるが環境モニターデータとして観測ごとにデータを自動的にまとめて収集して解析に使用できるようにする予定である。

さらに、5章ではまだ少ないデータであるがCloud Monitorのデータを解析し、宇宙線レートとの相関があることを確認できた。また、Cloud Monitorのデータを使用した雲によるデータのカットの方法を1つの案として提示した。まだ、データも非常に短期のもので一般性、普遍性をもつとは言い難いが、データを蓄積していくことでさらに改善された方法により、より信頼度の高いガンマ線のデータを得られるようになるとに期待されている。

付 録A　ガンマ線天文学のエネルギー領域による分類

一口にガンマ線といっても非常に広いエネルギー領域であり、そのエネルギーによって観測する物理的意義も異なってくる。表 A.1 に Weekes による分類を示す [95]。0.51MeV から、$10^{20}eV$ までのエネルギー領域であるが、下は電子の静止質量程度で電子の対消滅で発生するガンマ線に対応した定義であり、上は観測されている最高エネルギーの宇宙線のエネルギーに対応した定義となっている。地上チェレンコフ望遠鏡による観測以前の 1960 年代は、気球や衛星の検出器による測定で $30 \sim 100MeV$(π^0の崩壊によるガンマ線スペクトルのピーク付近) が最高エネルギーであり、HE(High Energy) と呼ばれていた。$10MeV$ までは、核ガンマ線のラインの観測が主であり、また、$10MeV \sim 30MeV$ の相互作用ではコンプトン散乱が主要な効果を示し、観測が難しいエネルギー領域であった。(図 A.1 参照)

$10GeV$ 以上の領域は大気チェレンコフ望遠鏡である。UHE の領域以上のエネルギーでのガンマ線では荷電粒子が直接地上付近で測定できる。1960 年代には、ボリビアのチャカルタヤ山とポーランドのウッジで UHEγ

表 A.1: エネルギー領域によるガンマ線天文学

エネルギー領域	分類	観測方法
0.51MeV~10MeV	Low Energy(LE)	衛星 (NaI シンチレーター)
10~30MeV	Medium(ME)	コンプトン衛星
30MeV~10GeV	High(HE)	衛星 (スパークチェンバー)
10GeV~100TeV	Very High(VHE,TeV)	大気チェレンコフ望遠鏡
100TeV~100PeV	Ultra High(UHE,PeV)	空気シャワーアレイ (山上で)
100PeV~100EeV	Extremely High(EHE,EeV)	空気シャワーアレイ (海抜 0m 付近)

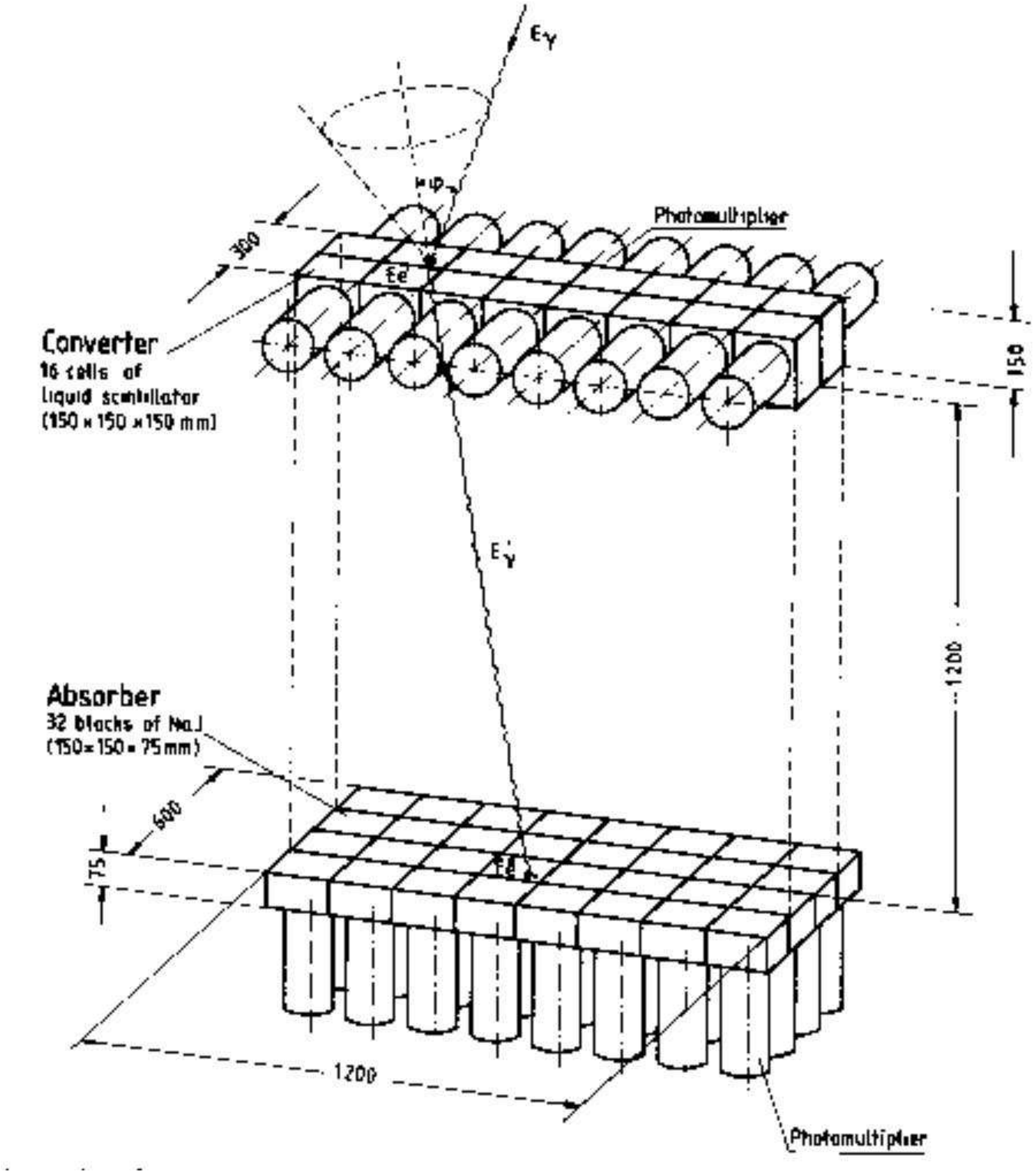

Eγ
φ
Photomultiplier
300
Ee
Converter
16 cells of
liquid scintillator
(150 × 150 × 150 mm)
150
E'γ
1200
Absorber
32 blocks of NaJ
(150×150×75mm)
600
75
Ee
1200
Photomultiplier

図 A.1: コンプトン衛星の概念図 [96]。

線の観測が行われた。Vela X-1、Centaurus X-3、Cyg X-3 の検出が報告されたが、PeVγ線では $3K$ 背景放射による吸収が大きく効いてしまい銀河系外の天体の観測の可能性が非常に低い。現在では地上チェレンコフ望遠鏡では VHE 領域のガンマ線の観測が主流である。しかし、現在のところ $\sim 10GeV$ までは地上の望遠鏡でも達しておらず次世代のチェレンコフ望遠鏡に期待がかかる。

付 録B　宇宙線ミューオンの除去

宇宙線による空気シャワーが起こると図2.4のように$\pi^{\pm}$が生成されその崩壊

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu} \tag{B.1}$$

によりミューオンが生成される。ミューオンが相対論的なエネルギーを持っているとき、崩壊せずに地上まで届く。その際リング状のチェレンコフ光を放出するが、その光量は$\sim 100GeV$のガンマ線のチェレンコフ光と同程度であり、CANGAROO-IIIのような次世代のチェレンコフ望遠鏡では主要なノイズ源となると考えられる。ミューオンが宇宙線の空気シャワーの1成分としてではなくリングの一部が視野に入るとガンマ線と区別しにくい。それでは、このノイズをCANGAROO-IIIではどのように除去しようと計画しているかを述べる[97]。

まず、ミューオンは地上近くでチェレンコフ光を放射していると考えられるので、ステレオ観測では2台以上の望遠鏡でトリガーする確率は小さいことから取り除けるであろう(10分の1程度)。

次に、ミューオンリングの一部が像を作る場合、鏡に入る光の角度は狭い範囲のみであり、特定の高度で放出された光だけが関係することから、パルス幅が$\sim 1ns$以下であると考えられている。一方、ガンマ線は、シャワー事象の発達、減衰がありさまざまな高度での放射があるのでパルス幅は$3 \sim 4ns$程度である。これによってミューオンの事象は100分の1以下とすることができる。

このような除去を行えるのは時間情報を正確に伝える放物鏡でないと不可能である。ただし、除去技術については研究段階である。

謝辞

本研究を進めるにあたり終始御指導して頂きました東京大学宇宙線研究所森正樹助教授に心から感謝を申し上げます。また、CANGAROO 計画の代表者である東京大学宇宙線研究所木舟 正教授、京都大学谷森 達教授をはじめ、CANGAROO のメンバーの皆様に感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の榎本 良治助教授、河内 明子助手、奥村 公弘博士、そして大阪市立大の吉越 貴紀助手には、実験、解析等にわたって広く御指導、御助言を頂きましたことに心から感謝いたします。

京都大学の窪 秀利助手、東京工業大学の修士 2 年の浅原 明宏さんには、特に環境モニターのデータ収集に関して多くの御助言を頂いたことを深く感謝します。

同研究室において、博士課程 1 年鈴木理映子さん、伊藤千枝さん、修士課程 2 年土屋兼一君、修士課程 1 年津野尾肇君、株木重人君、大石理子さんに心から感謝申し上げます。

最後に修士論文作成に協力して頂いた以上の方々にもう一度心から感謝申し上げます。

参考文献

[1] S.Hayakawa, Prog.Theo.Phys.,8,571(1952)

[2] P.Morrison, Nuoco Cimento,7,858(1958)

[3] B.N.Swanenburg et al., ApJ,243,L69(1981)

[4] 森 正樹, 超高エネルギーガンマ線天文学の歴史, パリティ(丸善)(1998-08)

[5] G.Cocconi, Proc. of the 7th Int. Cosmic Ray Conf.(Moscow,1959)Vol2,p309

[6] R.J.Gould, Phys.Rev.Lett.15,511(1965)

[7] T.C.Weekes et al., ApJ,342,379(1989)

[8] G.B.Rybicki,A.P.Lightman, Radiative Process In Astrophysics,John Wiley & Sons(1979)

[9] W.Heitler, The Quantum Theory of Radiation,Oxford Univ.Press(1954)

[10] P.V.Ramana Murthy & A.W.Wolfendale, Gamma-Ray Astronomy(Cambridge University)(1986)

[11] R.N.Manchester,J.H.Taylor, Pulsars(W.H.Freeman and Company)(1977)

[12] 小田 稔、西村 純、桜井 邦朋 編集, 宇宙線物理学 (朝倉書店)(1983)

[13] 須藤 靖, ダークマターと銀河宇宙 (丸善)(1993)

[14] K.A.Olive, Nuc.Phys.Proc.Suppl.,70(1999)521-528

[15] L.Bergström, Astropart.Phys.,9,p137-162

[16] H.J.Völk, Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V, "Praticle Acceleration and Gamma-Ray Production in Shell Remnants"

[17] V.S.Swordy et al., ApJ,349,625(1990)

[18] Berezinsky et al., Astrophysics of Cosmic Rays,North-Holland Publ.Comp.,p.18ff(1990)

[19] R.Plaga, A&A 330,833(1998)

[20] T.K.Gaisser,T.Stanev, http://pdg.lbl.gov/ Reviews "Cosmic Ray"

[21] S.Yanagita,K.Nomoto, Astro.Lett.and Communications,Vol.38,461-464(1999)

[22] T.Tanimori et al., ApJ,497,L25-L28 and Plate L2(1998)

[23] A.Hewish et al., Nature,217(1968)

[24] J.H.Taylor,R.N.Manchester,A.G.Lyne, ApJS,88,529(1993)

[25] P.L.Nolan et al., ApJ,409,697(1993)

[26] G.Kanbach et al., ApJ,289,855(1994)

[27] D.L.Bertsch et al., Nature,357,306(1992)

[28] J.M.Fierro et al., ApJ,413,L27(1993)

[29] D.J.Thompson, Nature,359,615(1992)

[30] P.V.Ramana Murthy et al., ApJ,447,L109(1995)

[31] P.V.Ramana Murthy et al., ApJ,458,L755(1996)

[32] M.A.Ruderman, ApJ,196,51-72(1975)

[33] K.S.Cheng,C.Ho,M.A.Ruderman, ApJ,300,500-521(1986)

[34] F.Takahara, Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector III p131(Universal Academy Press,Tokyo)(1994)

[35] F.A.Aharonian et al., ApJ 423,L5(1994)

[36] R.Plaga, Nature 430,374(1995)

[37] M.Punch et al., NAture 358,477(1992)

[38] J.Quinn, ApJ.Lett. 456,83(1996)

[39] 村上 敏夫, 日本物理学会誌 Vol.54,No.1,p11(1999)

[40] http://cossc.gsfc.nasa.gov/images/batse

[41] M.J.Rees and P.Meszaros, Mon.Not.R.Astron.Soc.Let.258,41-43(1992)

[42] http://space.mit.edu/HETE/

[43] P.Sreekumar, ApJ,494,523(1998)

[44] 窪 秀利, 超高エネルギー天体研究会集録 (1999),p31

[45] 長島 順清, 素粒子物理学の基礎 I(朝倉書店)(1998)

[46] 櫛田 淳子, 東京工業大学理工学研究科 修士論文 (2000)

[47] 神保 純一郎, 東海大学大学院理学研究科 修士論文 (2000)

[48] 福井崇時, 粒子物理計測学入門 (共立出版)(1992)

[49] 小田 稔, 宇宙線 (裳華房)(1972)

[50] A.M.Hillas, J.Phys.G8,p1475(1982)

[51] Konrad Bernlöhr, Astropart.Phys.,12,255-268(2000)

[52] V.R.Chitnis,P.N.Bhat, Astropart.Phys.,12,45-64(1999)

[53] 早川幸男, 佐藤文隆, 松本敏雄編, 現代の宇宙論 (名古屋大学出版会)

[54] 塚越 務, 東京工業大学理工学部 修士論文 (1994)

[55] 吉越 貴紀, 東京工業大学理工学研究科 博士論文 (1996)

[56] CANGAROO Web ページ
http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/

[57] NASA Web ページ
http://imagine.gsfc.nasa.gov/

[58] M.Punch et al., Proc.22thICRC(Dublin),Vol.1,p464(1991)

[59] A.M.Hillas, Proc.19th ICRC.,La Jolla,3,445-448(1985)

[60] T.Hara et al., Nucl.Inst.Meth.A332,300(1993)

[61] Tanimori et al., Proc.26th ICRC,Vol.5,203-206(1999)

[62] M.Mori et al., astro-ph/0011355

[63] CANGAROO collaboration, CANGAROO III project

[64] J.M.Davies,E.M.Cotton, J.Solar Energy 1,16(1957)

[65] A.Kawachi et al., Astropart.Phys.,14,261-269(2001)

[66] 浜松フォトニクスカタログ

[67] K.Tsuchiya et al., CANGAROO 内部レポート Report on PMT selection for next camera of CANGAROO-III telescope

[68] 真栄城 敦, CANGAROO 内部レポート Development of Advanced Light Guide for CANGAROO-III(Part1,Part2)

[69] M.Mori et al., Proc.26th ICRC,Vol.5,p287-290

[70] 郡司 修一, CANGAROO 内部レポート 新しいフロントエンドの設計

[71] 浅原 明宏, 東京工業大学理工学研究科 修士論文 (2001)

[72] M.Nomachi et al., Proc.Int.Conf.on Computing in High Energy Physics,LBL-35822,p114-116(1994),KEK Report 85-10(1985)

[73] R.Enomoto et.al ,to be submitted.

[74] 理科年表 (2000)(丸善)

[75] Jelly,J.V., Cerenkov Radiation and its Application,Pergamon Press(1958)

[76] http://www.davisnet.com/weather/products/weather_mon.asp

[77] 河内 明子, CANGAROO 内部レポート Reflectivity of the new mirror – dependence on humidity

[78] 電総研ライフエレクトロニクスセンターの赤外線放射計測ラボの Web http://www.aist.go.jp/ETL/ 7828/

[79] http://www.shift-jp.net/neopt/index.html

[80] http://www.datamagic.co.jp/data/inteinst/products.html

[81] エドモンド社カタログ

[82] Heimann 社サーモパイルモジュールカタログ

[83] VERITAS proposal

[84] http://www-ris.nies.go.jp/Lidar/Japanese/LidarText/LidarInt.htm

[85] H.C. van de Hulst, Light Scattering by Small Particles,Wiley.New York

[86] 物理学辞典 (培風館)

[87] 会田 勝, 大気と放射過程 (東京堂出版)(1982)

[88] 水野量, 雲と雨の気象学 (朝倉書店)(2000)

[89] P.M.Chadwick et al., Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V, “Sensing Atmospheric Conditions using MIR Radiometers”

[90] Clay,R.W. et al., PASA,vol 15,no.3,p.332,335

[91] K.Okumura, CALIB7(CALIB10) module’s Manual

[92] 中瀬 友和, CANGAROO 内部レポート CANGAROO-II Trigger Study Report I.Optimal trigger parameter survey

[93] 原 敏, CANGAROO 内部レポート CANGAROO-II 10m 望遠鏡の解析報告

[94] Rene A. Ong, Phys.Rep.,305,93-202(1998)

[95] Weekes,T.C., Phys.Rep.,160,1-121(1988)

[96] V.Schönfelder et al, ApJ 240,350-362(1980)

[97] 速水 祥和, 東京工業大学理工学研究科 修士論文 (1997)