解像型チェレンコフ望遠鏡用カメラの設計とその性能評価

東京大学理学系研究科物理学専攻修士課程２年
土屋兼一

平成１３年1月１０日

概 要

CANGAROO-III 計画は 4 台の解像型チェレンコフ望遠鏡による超高エネルギーγ 線天体の観測を目的とするオーストラリアと日本の共同研究である。1999 年に 1 台目の望遠鏡が完成し、観測を開始している。

2001 年度には 2 台目の望遠鏡が建設される。1 台目の経験を活かし、2 台目の望遠鏡は改良を行っている。本研究は次期望遠鏡の光電子増倍管カメラの設計とその性能評価について述べる。

1. 次期望遠鏡で使用する光電子増倍管 (PMT) のサイズについては、シュミレーションによる結果に基づき、2 台目のカメラは、3/4 インチ PMT を 427 本使用した視野 4° のカメラとなる。

2. カメラに使用する PMT の選択を行った。候補に挙がった PMT についてリニアリティを測定し、重量も考慮して R3479(HAMAMATSU) に決定した。また、ライトガイド (集光器) と PMT の光電面との間に生じる放電現象について実験を行い、従来の陽極接地型デバイダから陰極接地型デバイダへの変更を提案した。陰極接地型では信号線にカップリングコンデンサーを使用しているため、DC 成分光が測定できないという問題があるが、夜光 (DC 成分光) 下でチェレンコフ光 (パルス光) 測定を行っているチェレンコフ光望遠鏡での観測においてもパルス光測定が可能であることが確認された。

   夜光 (DC 成分光) 下でのチェレンコフ光測定ではパルス光のみの測定に比べ、ゲインの上昇がみられることから、アクティブベース法によるリニアリティ特性の改善を確認した。150MHz の夜光下では最大約 30% のゲイン変動があったが、アクティブベースの使用により、約 2% のゲイン変動におさえることが可能となった。

3. PMT プリアンプとして MAX4107 を用いた電圧増幅型アンプを開発し、信号線はツイストペアケーブルを用いることにした。プリアンプは約 150 光電子までリニアリティがある。

4. PMT アセンブリ試作品について性能評価を行った結果、ノイズレベルが 1mV 以下、1 光電子レベルの光量での ADC 分布で 1 光電子のピークが見れられた。また、環境変化後も信号、ノイズレベルに変化はなかった。

目 次

第 1 章 Introduction **9**

1.1 Cosmic-ray Physics 9

1.2 γ -ray observation 10

1.2.1 人工衛星による観測 12

1.2.2 Extensive air showers 15

1.2.3 大気チェレンコフ光を用いた観測 19

1.3 VHE γ -ray objects[14] 32

1.3.1 宇宙線とγ 線放射機構 32

1.3.2 VHE γ 線天体 33

第 2 章 CANGAROO 望遠鏡 **35**

2.1 Cangaroo-I 35

2.2 Cangaroo-II 36

2.2.1 反射鏡 [23] 36

2.2.2 カメラ 38

2.2.3 エレクトロニクス 38

2.3 CANGAROO-III 望遠鏡のカメラにむけて 43

2.3.1 CANGAROO-III 計画 43

2.3.2 1 台目の経験 47

2.3.3 本研究の目的 49

第 3 章 カメラの設計と評価 **50**

3.1 カメラ設計 50

3.1.1 カメラ仕様の選択 50

3.1.2 PMT の配置 53

3.2 光電子増倍管 55

3.2.1 光源について 55

3.2.2 PMT の選択 55

3.2.3 放電 59

3.2.4 AC カップリングと夜光 62

3.2.5 PMT activebase 69
3.3 プリアンプとケーブル 77
3.3.1 プリアンプ 77
3.3.2 信号ケーブル 79
3.4 試作品の性能評価実験 81
3.4.1 信号の特性 84
3.4.2 ゲインのばらつき 87
3.4.3 HV の決定 88
3.4.4 環境変化に対する影響 88

第 4 章 Discussion **92**

第 5 章 Conclusion **95**

表 目 次

1.1 Gamma-ray astronomy nomenclature 10
1.2 反射鏡の種類と特徴 23

2.1 R4124 の性能 [24] 38

3.1 シュミレーションに用いたカメラのセットアップ [25]。 51
3.2 Comparison of performance about these three types of PMTs. LINE means linear-focused type and CC circular-cage type. 56
3.3 ゲイン ~ 8 × 10^5 に設定したときの各 PMTHV 値 89

4.1 ND フィルターによる光量の見積もりと fitting による光量の見積もりの比較。最初、ND フィルター (20%+30%+40%+50%+70%) で 1 光電子 (p.e) レベルの光量に設定した。ND フィルターによる透過率を変化させて光量を変えていく。 94

5.1 1 台目と 2 台目の望遠鏡のカメラ 96

図 目 次

1.1 spectrum of cosmic-ray(10^9eV ~ 10^{21}eV).[1] 9
1.2 How to detect cosmic-ray[1]. 11
1.3 Fermi 加速メカニズム (2 次加速 (上) と 1 次加速 (下))[1] 11
1.4 Scematic view of EGRET, the high-energy gamma-ray detector aboard the Compton Gamma-Ray Observatory[5]. 13
1.5 EGRET による全天のγ 線強度分布 (上) と点源カタログ天体のマップ (下) [5]。 14
1.6 Longitudinal development of air showers initiated by gamma-ray primaries. The averege number of particles in the shower(shower size) is plotted as a function of depth in the atmospheric for various primary energies. The depth is defined by the number of radiation length(r.l). The radiation length is ~ 37g/cm^2[6]. 15
1.7 チェレンコフ光の横分布 [9] 17
1.8 Average Cherenkov photon density as a function of primary energy for air showers initiated by vertically incident gamma rays. The circles indicate the densities calculated with no cuts on the instrument field of view or on the photon arrival times. The squares correspond to the densities calculated with a 2°(full-angle)field of view and a time window of 10ns centered at the peak of the arrival time distribution. The observation depth is 830 g/cm^2[6]. 20
1.9 シャワー発達の様子 (上) とカメラにできるイメージ (下)[5]。 25
1.10 Parameters originated by The Whipple Observatory to the images in the focal plane of a Cherenkov telescope.[6] 26
1.11 パラメータ分布の宇宙線 (陽子) とγ 線の違い [11]。ヒストグラムがγ 線、ハッチが陽子を示す。(a) は Distance、(b) は Length、(c) は Width、(d) は Concentration、(e) は Asymmetry、(f) は Alpha(α) のパラメータである。 26
1.12 Comparison of the lateral distributions of the Cherenkov light in vertically incident gamma-ray(50GeV) and proton(200GeV) extensive air showers. The observation depth is 830 g/cm^2[6]. 27

1.13 Comparison of the average Cerenkov photon density as a function primary energy for air showers initiated by vertically incident gamma rays and various cosmic ray primaries[6]. 29
1.14 2 台の望遠鏡によるステレオ観測でのシャワー到来方向の決定方法。 . . . 30

2.1 Australia 35
2.2 3.8m telescope 37
2.3 SN1006 の信号有意性マップ。ASCA による X 線強度を等高線として重ねてある。[16] 37
2.4 10m telescope 39
2.5 80cm mirror 39
2.6 光電子増倍管 R4124 40
2.7 光電面による量子効率の違い 40
2.8 全量子効率 41
2.9 Lightguide 41
2.10 camera module 42
2.11 camera の比較。左が CANGAROO-I カメラ、右が CANGAROO-II カメラである。 42
2.12 ディスクリ module 44
2.13 CANGAROO-II 望遠鏡のエレクトロニクス 45
2.14 Energy gap 46
2.15 CANGAROO-III 予想図 46
2.16 Discharge between PMT and lightguide. There is a event of discharge in ADC display. 48

3.1 Comparison between three types; (a)“length”,(b)“width”and (c)“α ”. The solid lines are Setup-1,the dashed lines are Setup-2 and the dotted lines are Setup-3 .[25] 51
3.2 Comparison between Setup-4 and Setup-1,2; (a)“length”and (b)“width” . The solid lines are Setup-1,the dashed lines are Setup-4 and the dotted lines are Setup-2 .[25] 51
3.3 PMT 六角配置 53
3.4 カメラを横から見た図。 54
3.5 六角ライトガイド 54
3.6 photo of 3/4 inch(19mm) PMTs. From top side , HAMAMATSU R5611, R3479 and R1450. 55
3.7 実験模式図 56

3.8 figures of ADC counts (upper) and deviation from linearity (lower), as a function of number of photoelectron. The large error bar at low photoelectron in lower figure comes from the uncertainty of the accepted number of photoelectron. 57
3.9 陰極設置型 (上) と陽極設置型 (下) の電圧 (デバイダ) 回路図 59
3.10 放電実験のセットアップ 60
3.11 PMT 前面の状態におけるノイズ量。○ □ △ は陰極接地型、● ■ ▲ は極陽極接地型でおこなったものを示す。 60
3.12 陰極接地型 PMT の出力段の回路図。C_c がカップリングコンデンサー。 . . 62
3.13 ベースラインシフト現象 62
3.14 夜光相当量 (17±4MHz) を光らせたときの PMT(陽極接地型) の出力波形。 63
3.15 ADC 波高分布平均値のパルスレートによる違い (deviation) と RMS 64
3.16 夜光の 4 倍相当量を光らせたときの PMT の出力波形。陰極接地型 (下) は陽極接地型 (上) に比べベースラインシフトがおこっているのが見られる。 65
3.17 陽極接地型 (上) と陰極接地型 (下) での夜光 (DC 成分) に対する ADC 波高値の違い。横軸は ADC カウントを示す。上から 17MHz、80MHz、150MHz、250MHz の DC 成分光を入射したものである。 66
3.18 DC 成分光下でのパルス光検出。(a)、(b) は陽極接地型、(c)、(d) は陰極接地型である。(a),(c) はパルス光のみ入射での ADC 波高分布である。それぞれ 5 光電子、11 光電子、50 光電子、100 光電子、150 光電子のピークに対応するパルス成分の ADC 波高を示す。(b)、(d) は、17MHz(上)、250MHz(下) の DC 成分光を入射させた状態で、同じようにパルス光を入射させたときの ADC 波高である。この図から、陰極接地型でも陽極接地型と同様、DC 成分下でパルス光を検出できることがわかる。陽極接地型では DC 成分光+パルス光が検出されているのに対し、陰極接地型では DC 成分は検出されずパルス光のみの検出となる。 68
3.19 DC 成分光の有無によるパルス光波高値の変動。縦軸は X、横軸はパルス成分の入射光量である。たとえば、DC 成分の有無にかかわらずパルス光が同じ様に測定できるなら、X=0% を示す。縦軸のエラーバーは統計的誤差である。 70
3.20 デカップリングコンデンサーを用いたデバイダ回路の例 72
3.21 光電子増倍管の基本動作回路 72
3.22 DC 成分を測定するときのリニアリティ特性。横軸は入射光量、縦軸は出力を示す。入射光量の小さいときには出力は光量に比例する (A)。しかし、入射光量が増えるとダイノード前段の電極間電圧の増加にともない、ゲインの上昇する領域が生じ (B)。さらに強い入射光の場合、最終ダイノードと陽極間の電圧降下により、陽極への 2 次電子収集効率低下による飽和状態 (ゲインは下がる) 領域に達する (C)。 74

3.23 PMT デバイダ回路の電圧配分。横軸は K(陰極) から各ダイノードを経て、A(陽極) までを示し、縦軸は各ダイノード間、あるいは最終ダイノードと陽極間での電圧を示している。実線は A 領域での電圧配分である。入射光量が増えるにつれてダイノード後段に電圧降下がおこるが、K-A 間の電圧配分は一定なので、ダイノード前段では電極間電圧の上昇となる。はじめのうちはダイノード前段の電圧上昇がゲインに効いているが、さらに入射光量が増えると DY5-A 間の空間電荷効果が効いてくる。 75
3.24 アクティブベースをつけたときの DC 成分光の有無によるパルス光 ADC 値の差。図 3.19 と同様の実験をアクティブベースをつけて行った結果である。縦軸のエラーバーは統計的誤差である。アクティブベースの効果により、DC 成分の有無にかかわらずパルス光の波高測定が可能であることを示している。 76
3.25 Linearity of preamps; line 1 is obtained by CS510 , line 2 is obtained by MAX4107(Rin=100ohm) and line 3 is obtained by μ pc1664c 78
3.26 Circuit of preamplifier(MAX4107) 78
3.27 各対シールドのケーブル 15m(Line2) と既存のケーブル 15m(Line3) によるリニアリティ特性。Line1 は導線のみ (5cm) の場合を示す。 79
3.28 各対シールドのケーブル 15m(b) と既存のケーブル 15m(c) を用いたときのノイズレベル。(a) は導線のみ (5cm) の場合を示す。 80
3.29 R3479PMT アセンブリ 81
3.30 PMT アセンブリ回路図 82
3.31 PMT アセンブリ設計図 83
3.32 試作カメラ配置 83
3.33 試作品 PMT アセンブリ評価テストのセットアップ 84
3.34 1 光電子レベルでの信号の例 (HV = 1000V)(下の波形)。上の波形はゲート信号である。 85
3.35 7 本に対する 1 光電子レベルでの信号の ADC 値分布 (HV = 1000V) 85
3.36 PMT アセンブリのクロストーク波形。(上) は全ての PMT アセンブリを OFF にした状態、(下) は 7 本のうち真中の 1 本を ON にして約 60 光電子で光らせたときの隣の OFF 状態の PMT アセンブリの信号。 86
3.37 HV とゲインの関係 87
3.38 試作品 PMT アセンブリ 7 本のゲインのばらつき (HV = 1000V) 88
3.39 環境試験前 (上) と後 (下) の PMT のノイズレベルの比較 90
3.40 PMT 間の温度変動 91

4.1 各光量での ADC 分布とポアソン分布のフィッティング。フィッティングに用いたパラメータは、P1 が平均光電子数、P2 がペデスタルの ADC 平均値、P3 がペデスタルのσ 、P4 が 1 光電子分の ADC 値、P5 が 1 光電子のσ である。 93
4.2 ND フィルターの光量見積もりと、実際に観測された光量の差。横軸は ND フィルターの見積もりによる光電子数である。 94

第1章　Introduction

1.1　Cosmic-ray Physics

1910 年代に V.Hess が気球観測により宇宙線を発見して以来、宇宙線実験はおおきく発展してきた。図 1.1 は宇宙線のエネルギースペクトルであるが、それぞれのエネルギー領域で観測の仕方は異なり、低エネルギー側は人工衛星による直接観測、高エネルギー側は空気シャワー現象を利用した地上観測が主となる (図 1.2)。これは宇宙線のフラックスがエネルギーのべき乗に比例して落ちることで高エネルギー側ほど検出面積が必要になることと、高エネルギー宇宙線を直接観測するのに大きな検出器を必要とするためである。

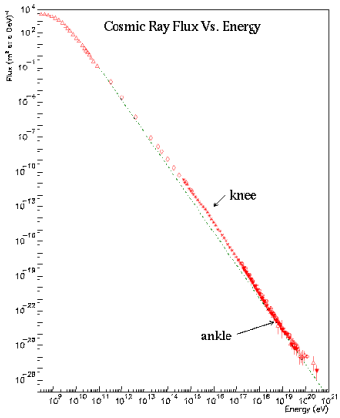


図 1.1: spectrum of cosmic-ray(10^9eV ~ 10^{21}eV).[1]

宇宙線物理学で長年問題になっているテーマとして宇宙線の起源がある。宇宙線は荷電粒子であるため、銀河系内の磁場により曲げられて到来方向の情報が失われてしまい、地球で観測すると宇宙線が等方的にしか到来しないことによるものである。それでも、銀河系内の磁場の強さと銀河系のサイズより宇宙線が系内起源か系外起源かの議論はできる。つまり、銀河系内平均磁場を $B(\mu\ \mathrm{G})$ とすると Z の電荷をもつ粒子のラーモア半径 $r(\mathrm{pc})$ は、

$$r(pc) = 1.08\frac{E(10^{15}eV)}{ZB(\mu G)}$$

くらいである。宇宙線は主に陽子であるから Z = 1 としてこれが銀河系内サイズ (~ 10kpc) に等しくなるときの宇宙線のエネルギーは 10^{18}eV ほどとなる。よってこれ以上のエネル

表 1.1: Gamma-ray astronomy nomenclature

Energy range	Nomenclature	Traditional detection technique
10MeV-30MeV	medium	satellite-based Compton telescope
30MeV-30GeV	high(HE)	satelite-based tracking detector
30GeV-30TeV	very high(VHE)	ground-based atmospheric Cherenkov detector
30TeV-30PeV	ultrahigh(UHE)	ground-based air-shower particle detector
30PeV-and up	extremely high(EHE)	ground-based air-shower particle detector and ground-based air fluorescence detector

ギーをもつと銀河系の外へ逃げ出してしまうため、エネルギー 10^{18}eV 以下は銀河系内起源、それ以上は系外起源とされている。

もう一つ、宇宙線がどのように加速さているかという問題もある。例えば宇宙線を 10^{15}eV まで加速しようとすると、10^{15}V もの大きな電場が必要になる。しかし、宇宙空間でこのような電場が存在しても、荷電粒子 (電子、陽子) は互いに反対方向へ移動して電場を打ち消してしまい、安定して存在することはできない。そこでいくつか加速メカニズムが考えられている。一つは磁場による誘導電場での加速である。電場に比べ安定して存在できる磁場は中性子星の周りなどで誘導電場を作り、荷電粒子を加速している可能性がある。もう一つはショックによる加速である。もともとフェルミにより星間雲と荷電粒子の衝突で加速されるメカニズム (2 次加速) が考えられていて、宇宙線のべき分布を説明することはできたが加速効率の不足の問題があった。しかし、ショックによる加速 (1 次加速) は加速効率が 2 次加速にくらべて良いため宇宙線加速の有効なメカニズムと考えられている (図 1.3)。

1.2 γ -ray observation

このように宇宙線の起源や加速についての情報を宇宙線観測から得ることは容易でない。そこで宇宙線が加速されている現場から磁場による影響を受けない電磁波が放射されているならば、有効な研究手段となる。

表 1.1 で分かるようにγ 線のエネルギー領域は非常に広いので、一つのタイプの検出器で全ての領域に対応することは不可能である。おおまかに 3 つのタイプの検出器に分けられる。MeV ~ GeV 領域で人工衛星などの飛翔体に搭載するトラッキング検出器、GeV ~ TeV 領域で大気チェレンコフ望遠鏡、TeV 以上で地上エアシャワーアレイとなっている。これらの検出器のうち、GeV,TeV 領域のγ 線検出器である人工衛星、大気チェレンコフ望遠鏡について概観する。

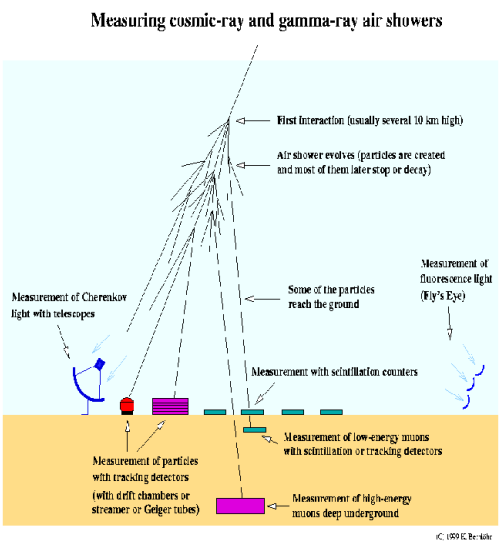


図 1.2: How to detect cosmic-ray[1].

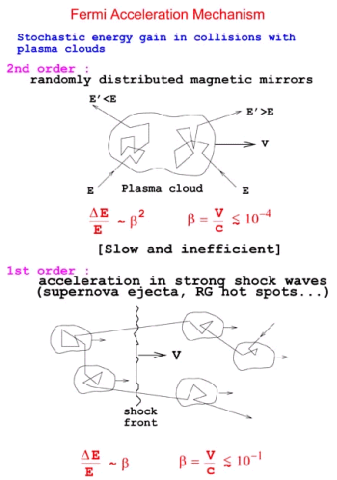


図 1.3: Fermi 加速メカニズム (2 次加速 (上) と 1 次加速 (下))[1]

1.2.1 人工衛星による観測

1970 年代に打ち上げられた SAS-2、COS-B 衛星はγ 線の全天 MAP を初めて詳しく作成したという点において非常に成功した実験であった。

それから 15 年以上後の 1991 年 4 月に CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) がスペースシャトルにより宇宙空間の軌道に載せられた [2]。CGRO は 4 つの検出器からなっている。BATSE、OSSE、COMPTEL、そして EGRET である。それぞれの検出器は異なるエネルギー領域、性能を持っている。ここではγ 線バースト検出器である BATSE と高エネルギーγ 線検出器である EGRET について述べることにする。

BATSE(Burst And Transient Source Experiment)[3] は CGRO にとって全天モニターとしての役割も果たす。衛星の角にそれぞれ設置された 8 個の独立した検出器は大きな NaI 結晶 (Large Area Detector) とそれより小さなスペクトル検出器からなっている。Large Area Detector は 25keV ~ 2MeV のγ 線を選別し、最大 $15000cm^2$sr の検出領域を持つ。γ 線の入射フラックス方向は、検出器に付いている光電子増倍管で測定された相対パルス高によって決定するため、数度の角度分解能しかない。BATSE の主な目的はγ 線バースト (GRB) のような時間変動する天体現象の測定である。2000 年 5 月までに 2704 個の GRB が BATSE により検出されており、およそ 1 日 1 回の頻度で観測されていることになる。

EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope)[4] は、電子陽電子対生成を用いた高エネルギーγ 線の検出器である。図 1.4 に示すように、EGRET は電子陽電子をトラックするためのスパークチェンバーとエネルギー測定のための NaI を用いた total absorption calorimeter(TASC) からなっている。検出器の上部にあるスパークチェンバーの中で入射したγ 線が電子陽電子対生成を起こす。そして、2 層に分かれている 4×4 のシンチレータータイルでコインシデンスがとれて、さらに大きなプラスチックシンチレーターからなるアンチコインシデンスドームからの信号が無い場合、スパークチェンバーに高電圧がかかる。スパークチェンバーで記録された hit、カロリメーターからのエネルギー情報、そして UT 時間の情報が各イベントごとに衛星から地上へと送信される。

EGRET でカバーされているエネルギー領域は 20MeV ~ 30GeV である。また、1GeV において約 0.15πsr の視野と $0.12m^2$ の有効検出面積を持つ。エネルギー分解能はγ 線のエネルギーにもよるが、だいたい 15 ~ 20% である。角度分解能は 100MeV で 3.5°、1GeV で 0.8°、10GeV で 0.35° である。100MeV 以上のエネルギーのγ 線点源の全天マップを図 1.5 に示す。[5]

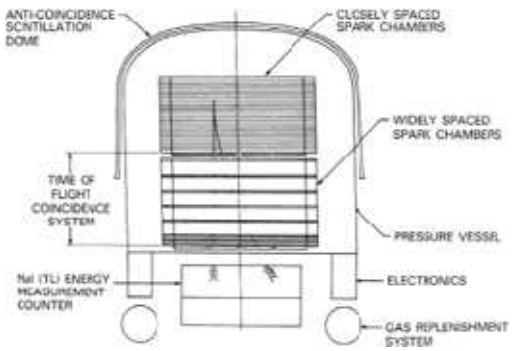


図 1.4: Scematic view of EGRET, the high-energy gamma-ray detector aboard the Compton Gamma-Ray Observatory[5].

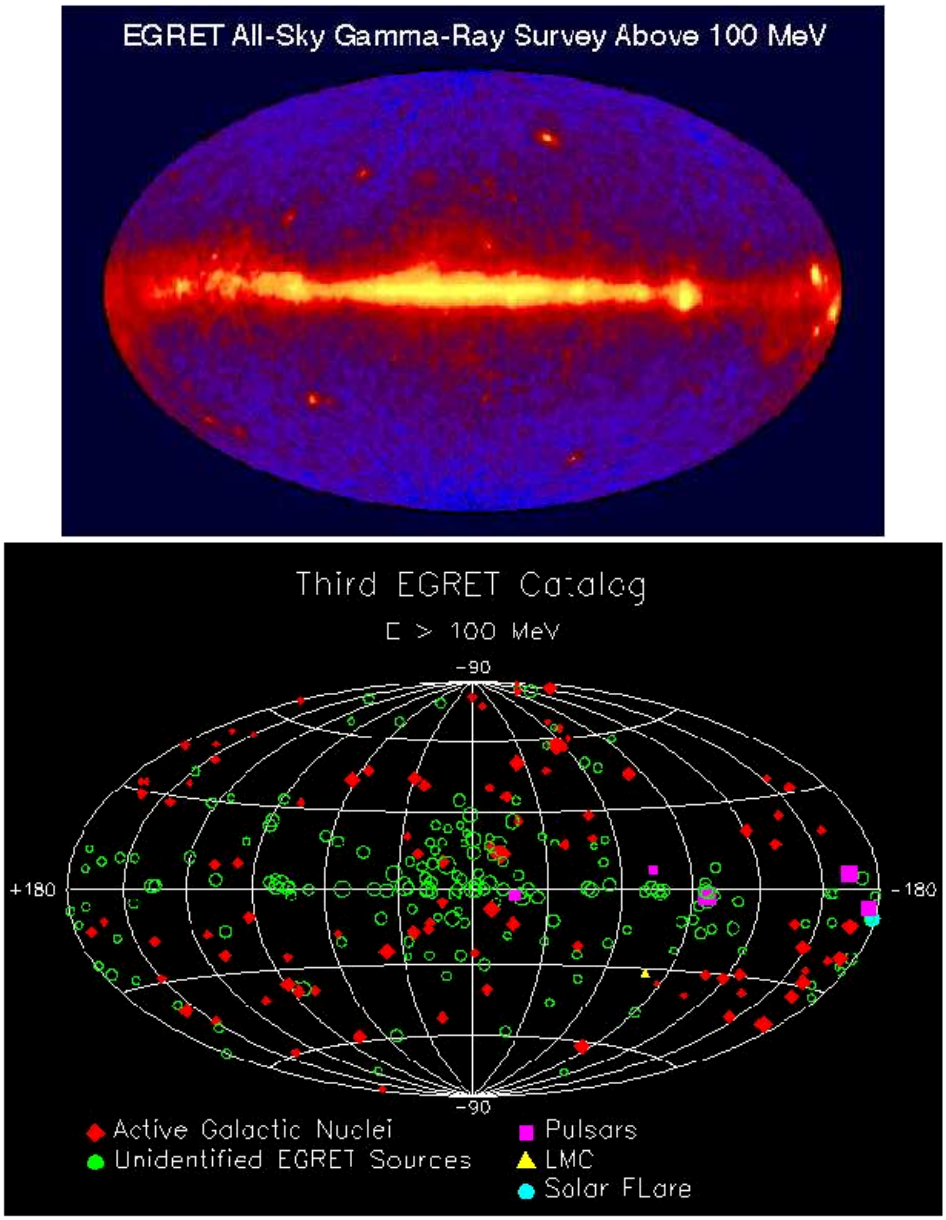


図 1.5: EGRET による全天のγ 線強度分布 (上) と点源カタログ天体のマップ (下) [5]。

1.2.2 Extensive air showers

γ 線のエネルギーが高くなると、フラックスが急激に減少するため、衛星によるγ 線観測では検出面積の制限がある。よって検出媒体として地球の大気を用いた地上検出器による観測が必要となる。たとえばVHEγ 線は大気に入射して生成される2次粒子や光子からなるExtensive air showers(EAS)を利用して間接的に観測できる。X線や紫外線、低エネルギーγ 線のような他波長領域の天文学では、大気吸収のため観測には不利な大気を、地上γ 線検出器は逆に利用しているのである。

EASはかなり良く理解されている現象である。

高エネルギーγ 線が10~15km上空で大気原子と相互作用し生成された電子陽電子対は、電磁カスケードとなり発達する。電子陽電子は制動放射でγ 線光子を生成し、その光子がまた電子陽電子を生成するという具合に電子、陽電子、光子をねずみ算式に増やしていく。電子陽電子の平均エネルギーが臨界エネルギー(電離によるエネルギー損失が制動放射によるそれを越える時のエネルギー)である約85MeVに落ちるまでカスケードに含まれる粒子数は増えていく。臨界エネルギーに達した時点で、シャワーは最大に発達し、その後は指数関数的に粒子数を減らしていく。

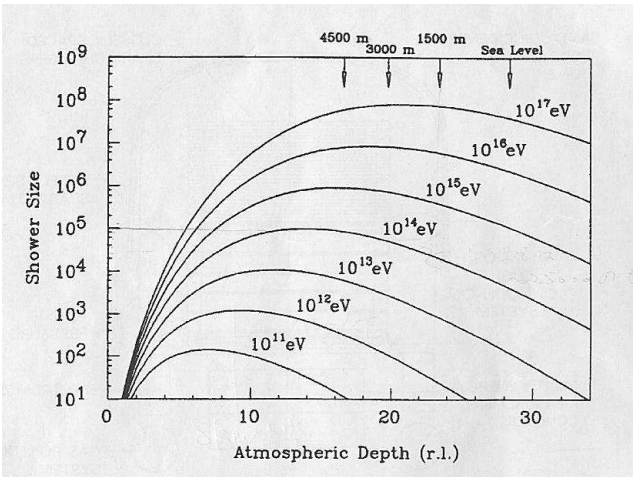


図 1.6: Longitudinal development of air showers initiated by gamma-ray primaries. The averege number of particles in the shower(shower size) is plotted as a function of depth in the atmospheric for various primary energies. The depth is defined by the number of radiation length(r.l). The radiation length is ~ $37\mathrm{g}/cm^2$[6].

図1.6は、カスケードに含まれる荷電粒子数(ほとんど電子陽電子)に対応するEASのサイズを、入射γ 線のエネルギーごとに示したものである。例えば、100TeVのγ 線は最大100000個の粒子数まで発達し、山頂の高度では約25000個となる。空気中におけるradiation lengthは約$37\mathrm{g}/cm^2$である。海面レベルで大気深さが$1030\mathrm{g}/cm^2$なので大気上層から海面まで約28radiation lengthあることになる。チベットのような非常に高い山上

でも、$600\mathrm{g}/cm^2$ 以上の大気深さがある。つまり、ほとんどのγ 線は海面より上でシャワー最大をむかえるのである。1TeV のγ 線では平均高度 8km でシャワーの最大となる。

粒子密度は入射γ 線の軌道に対応するシャワーのコア近くで最大となる。シャワー軸に垂直な面で見てみると、方位角方向に対して対称な分布で、動径方向に対して徐々に減少していく。このようなシャワー粒子の Lateral 分布 (横分布) は、Moliere 半径 (~ 75m) と呼ばれるスケール長で特徴づけられる。

EAS を利用してγ 線天文学を行うことが可能であるのはいくつかの理由があげられる。

ひとつには、大気に入射したγ 線のエネルギーがシャワーの 2 次粒子に相対論的なエネルギーを与えるため、結果として 2 次粒子は地上に対してビーム状に発達し、1 次粒子であるγ 線の入射方向の情報を残すことがあげられる。さらに、シャワーの Wavefront(波面) は薄く、シャワー中心で 1m 程の厚さを持つパンケーキ状の粒子群からなっていると考えられることから、この Wavefront の地上における到達時間の違いを 1ns ほどのタイミングで測定することで、シャワー方向を決定し、γ 線の到来方向も決定できる。また、Wavefront の 2 次粒子の時間情報を利用して、ランダムな background をとの識別に利用できる。

EAS を利用した検出の最も重要な点として、エアシャワーが横分布を持つことで、地上に広がった検出器に対してγ 線の軌道が横切らないようなシャワーイベントであっても検出できるという点があげられる。このことにより、検出器のアレイは、その物理的な面積よりもはるかに大きな有効検出面積を持つことが可能となる。エアシャワーアレイ検出器は、このようにしてエアシャワーに含まれる荷電粒子を直接検出することでγ 線観測を行う。検出器間の早い時間情報により入射γ 線の到来方向を決定する。シャワーのコアは最も粒子密度の大きな地点で近似され、シャワーの横分布はコアから離れた半径での粒子密度の測定により再構成される。γ 線のエネルギーは求められたシャワーサイズより推測される。

EAS 中の相対論的荷電粒子は、空気中での光速 (c/n;n は空気中での屈折率) に比べて早く走るのでチェレンコフ光を発生する。ちなみに、大気深さ $x[\mathrm{g}/cm^2]$ での屈折率 (波長は 400nm) は温度を $T[\mathrm{K}](T = 204 + 0.091x)$ とした場合、

$$n = 1.0 + 0.00026(\frac{x}{1030g/cm^2})(\frac{T}{273.2K})^{-1}$$

と表せる [7]。海面レベルでは、空気中の屈折率が 1.000283 であるので、チェレンコフ光を発生させるエネルギー閾値は、電子陽電子で 22MeV、ミューオンで 4.4GeV となる。EAS 中のほとんどの荷電粒子はこの閾値を越えるエネルギーを持っているので、多量のチェレンコフ光を発生させる。振動数 ν ~ $\nu+d\nu$ に含まれるチェレンコフ光子数 $N(\nu)$ は、

$$N(\nu)d\nu = \frac{2\pi Z^2e^2}{\hbar}(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})d\nu \propto Z^2\frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

と表せる [8]。このようにチェレンコフ光のスペクトルはλ ^{2} に反比例しているが、短波長側は大気による吸収を受けるため、主に 300nm ~ 600nm の光子と考えてよい。

これらの光子のほとんどは大気状態が良ければ地上までとどく。例えば、1TeV のγ 線であれば地上レベルで平均 ~ 3×10^6 個のチェレンコフ光子が届く。チェレンコフ光子はγ 線入射方向に強くビーミングされており、$c\beta$ の速度をもつ粒子の放射角度を θ とすると

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

となり、大気の屈折率を考えると、シャワー方向の情報を保存している。

チェレンコフ光は、ほとんどシャワー最大となる近傍での 2 次粒子から放射されるとすると、シャワーサイズに比例しカロリメトリックな量といえる。同じように、チェレンコフ光の横分布はシャワー最大の高度やチェレンコフ光の放射角度に強く依存しているので、地上に到達するチェレンコフ光の密度はコアから約 125m の距離まで比較的ユニフォームであり、それを越えると急激に減少する (図 1.7)。

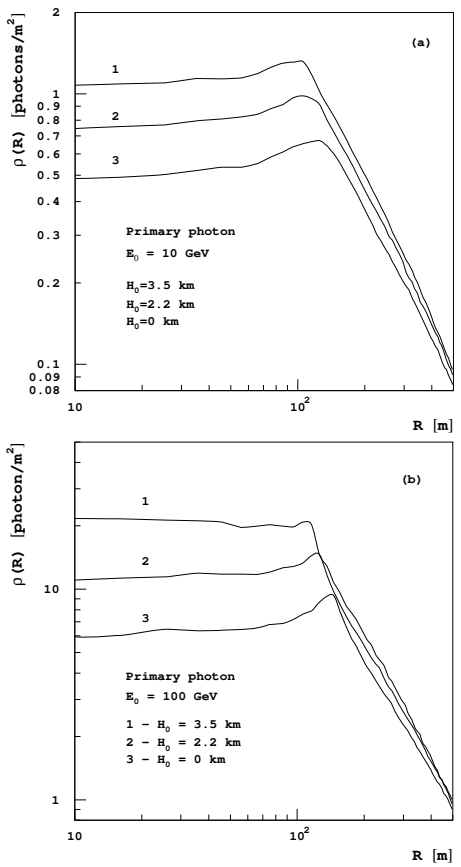


図 1.7: チェレンコフ光の横分布 [9]

地上に届いたチェレンコフ光は 5ns ほどの時間的広がりを持つので、その検出には夜光下でも早い検出能力のある検出器が必要となる。一般的な大気チェレンコフ望遠鏡は、

EAS によるチェレンコフ光を集光するための反射鏡とそれを検出する複数の光電子増倍管からなる多チャンネルカメラで構成されている。

γ 線 EAS についていままで述べてきたが、ハドロンからなる宇宙線によって生成される EAS はγ 線 EAS と多くの共通点がある。そのため、高いフラックスを持つハドロン宇宙線はγ 線観測の地上検出器にとって大きな background となる。宇宙線は大気との最初の衝突でハドロン粒子 (核子、パイオン) を生成する。荷電パイオンはハドロンカスケードを作り、中性パイオンはγ 線に崩壊することで電磁カスケードを作る。このようにしてハドロン粒子のコアに電磁カスケードを伴ったシャワーができる。近似的にシャワーエネルギーの 10% は荷電パイオンの崩壊によってできた GeV ミューオンの形で運ばれ、それらのミューオンは崩壊せずに地上に到達する。

1TeV 以上の宇宙線の積分フラックスは ~ $1.7 \times 10^{-5}/cm^2/s/sr$ である。0.5° 半径の角度に対して考えると、宇宙線のレートは $4.1 \times 10^{-9}/cm^2/s$ となり、γ 線天体の代表といえるかに星雲からの積分フラックス (1TeV 以上) より 400 倍も高いレートとなる。この多量の宇宙線 background を除去する方法がなければ、VHE γ 線天文学は非常に難しいものとなるが、幸いにも、1 次粒子 (γ 線、ハドロン宇宙線) により異なるシャワーの特徴を利用して、宇宙線 background を除去する方法が開発され、VHE γ 線天文学は大きく発展してきた。

1.2.3　大気チェレンコフ光を用いた観測

大気チェレンコフ光を用いたγ 線観測は、VHE γ 線を放出する天体探索を目的として 30 年以上の間行われてきたが、統計的に有意な結果を得ることができるようになったのは 1980 年代の末になってからである。

エネルギー閾値

大気チェレンコフ望遠鏡は、ノイズとなる夜光のある状態で、γ 線 EAS から放射されるチェレンコフ光の信号を取得する。大気チェレンコフ光の主な特徴として、次のようなことがあげられる。

1. チェレンコフ光のパルスは早い (~ 5ns 幅)
2. 地上におけるチェレンコフ光ビームの角度は制限されている。(約 1° 以内)
3. チェレンコフ光のスペクトルピークは短波長 (青色/UV ~ 300nm) にあるのに対して、夜光のピークは長波長側にある。

チェレンコフ光の放射角度は海面レベルのほぼ光速の粒子に対して 1.36° である。高度が増すにつれて大気密度は減少するので、この放射角度は小さくなるが、地上ではおよそ 125m 半径内にチェレンコフ光のほとんどが到達する。この半径内ではチェレンコフ光子数密度は入射γ 線のエネルギーに比例する。ここで、チェレンコフ光子のスケーリングファクターとして、y_γ を次のように定義する。

$$y_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{E}$$

ここで、ρ_γ は地上でのチェレンコフ光子の密度 (個/m^2) 、E は入射γ 線のエネルギーである。図 1.8 はモンテカルロシュミレーションにより、大気に垂直に入射したγ 線シャワーによるチェレンコフ光子の密度をエネルギーの関数として示したものである。300 ~ 550nm 波長域で $y_\gamma(25GeV) = 0.033ph/m^2/GeV$, $y_\gamma(1TeV) = 0.065ph/m^2/GeV$ となる。観測高度が上がるにつれて大気吸収が少なくなることから、チェレンコフ光子のスケーリングファクター y_γ は大きくなる。

夜光フラックスは環境による変動が大きいが、良い大気状態の場所では典型的な値として $2\times\ 10^{12}ph/m^2/s/sr$(300nm ~ 600nm) である [10]。1° の視野を持つ望遠鏡では 10ns のゲート幅に対して、夜光の光子密度は $5ph/m^2$ となる。これは 1TeV γ 線シャワーによる予想値 ~ $65ph/m^2$ に比べて十分小さい。よって、$1m^2$ の小さな鏡を用いても、夜光下で 1TeV γ 線シャワーが検出可能である。γ 線のエネルギーが下がるにつれて、チェレンコフ光の信号は夜光と区別が付かないレベルまで落ちていく。

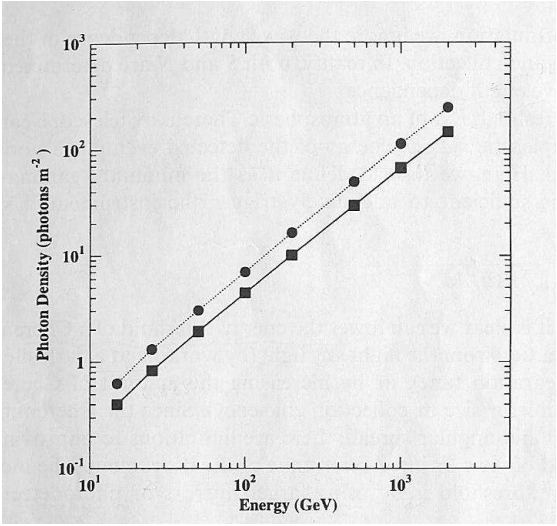


図 1.8: Average Cherenkov photon density as a function of primary energy for air showers initiated by vertically incident gamma rays. The circles indicate the densities calculated with no cuts on the instrument field of view or on the photon arrival times. The squares correspond to the densities calculated with a 2°(full-angle)field of view and a time window of 10ns centered at the peak of the arrival time distribution. The observation depth is 830 g/cm^2[6].

現状の検出器では光電子増倍管 (Photomultiplier tube:PMT) のような高感度の光検出器で作られる光電子数により感度が決まる。シャワーの信号 S(光電子数) は

$$S = \rho_\gamma A \varepsilon$$

とおける。ここで A は鏡の有効面積 (m^2)、ε は光検出器の量子効率や鏡の反射率等を含めた集光率で、現在稼働している PMT を用いたチェレンコフ望遠鏡ではほぼε ~0.1 である。

ノイズレベルは夜光 background の統計変動により表されて、

$$N = \sqrt{B\Omega A\varepsilon t}$$

である。ここで、B は夜光フラックス、Ω は一本の PMT によって決まる角度 (ピクセルサイズ)、t は信号を取得するゲート幅である。

これらのことから、

$$\frac{S}{N} = y_\gamma E \sqrt{\frac{A\varepsilon}{B\Omega t}}$$

とおける。このように簡単に式を導いたが、チェレンコフ光や夜光の波長依存性を考えると実際には S/N 比は波長に依存する。

さて、エネルギー閾値 E_{th} を S/N 比がトリガーできる程十分にある状態での最小のエネルギーとすると、

$$E_{th} \propto \frac{1}{y_\gamma} \sqrt{\frac{B\Omega t}{A\varepsilon}}$$

と書ける。この式よりチェレンコフ望遠鏡のエネルギー閾値を小さくするための方法としていくつか考えられる。

1. 夜光によるノイズを減らす。例えば、望遠鏡を暗いサイトに設置すること、信号取得のゲート幅を小さくすること、トリガーに用いる視野を制限する (クラスタートリガー) 等がある。

2. チェレンコフ光の信号量を増やす。例えば、反射鏡のサイズや検出効率を大きくする等がある。

しかし、エアシャワーによるチェレンコフ光をとらえるには、ゲート幅や視野に下限がある。結局、エネルギー閾値を下げる最も有効な手段として、大口径の反射鏡の使用、光検出器の量子効率の改善が残る。

フラックス感度

チェレンコフ望遠鏡の性能評価をする上で、重要なパラメータとして、エネルギー閾値の他にγ 線フラックス感度がある。もし、backgroundの信号がないような理想状態では、フラックス感度は簡単にエネルギーの関数として望遠鏡の有効面積や観測時間で決まる。しかし、VHEγ 線天体のフラックスは宇宙線backgroundのフラックスより小さいので、望遠鏡のフラックス感度は宇宙線backgroundの中でいかにγ 線の信号を識別できるかという能力によって決まる。

γ 線の信号を S、エネルギー閾値を E と置くと、

$$S = \phi_\gamma(E) A_\gamma(E) T$$

となる。ここで、$\phi_\gamma(E)$ はγ 線積分フラックス、$A_\gamma(E)$ はγ 線シャワーの有効面積、T は観測時間である。background B はγ 線観測と同時に観測される宇宙線によって、

$$B = \phi_B(E) A_B(E) \Omega T$$

と書ける。ここで $\phi_B(E)$ は宇宙線の積分フラックス、$A_B(E)$ は宇宙線シャワーの有効面積、Ω は望遠鏡の視野である。宇宙線フラックスはベキ乗のスペクトルを持つ (図 1.1)。同じようにγ 線フラックスもベキ乗のスペクトルを持つものとすると、積分フラックスはそれぞれ

$$\phi_\gamma(E) = C_\gamma E^{-\alpha_\gamma}, \phi_B(E) = C_B E^{-\alpha_B}$$

とおける (C_γ、C_B は定数、α_γ、α_B はスペクトルインデックス、1TeV では $\alpha_B \sim 1.7$)。ここでγ 線天体からγ 線が放射されていると信頼される基準として、標準偏差の最小値 N_σ を定義する。このようにして、

$$N_\sigma \propto \frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{C_\gamma}{\sqrt{C_B}} \frac{E^{0.85-\alpha_\gamma} A_\gamma(E)}{\sqrt{A_B(E)\Omega}} \sqrt{T}$$

とおける。これより、N_σ を最大とする、つまりフラックス感度を上げる方法として、いくつかの方法が考えられる。

1. $\alpha_\gamma < 0.85$ のような極端にハードなスペクトルを持つγ 線天体の場合、エネルギーの高いところでフラックス感度は良くなる。しかし、典型的なγ 線天体では低いエネルギーの方で感度があがる。さらに、エネルギーカットを持つような天体 ($E > E_c$ で $\Phi_\gamma \to 0$) の場合、低エネルギー側で観測せざるをえない。

2. γ 線シャワーに対する有効面積をある程度維持しながら、宇宙線の有効面積と視野 ($A_B\Omega$) をできるだけ小さくすることでフラックス感度は良くなる。

3. $N_\sigma \propto \sqrt{T}$ より、観測時間を多くとることでフラックス感度は良くなる。

	timing	収差
放物面鏡	○	○ (on-axis)
		△ (off-axis)
Davis-Cotton 型鏡	× (光路差)	△

表 1.2: 反射鏡の種類と特徴

大気チェレンコフ望遠鏡の構成

大気チェレンコフ望遠鏡は 1 枚の反射鏡、あるいは口径が大きくなると複合鏡を利用した反射鏡を使用している。大型光学望遠鏡に比べて高精度鏡面は要求されないが、これはチェレンコフ光の角度の広がりが $0.1^\circ \times 0.5^\circ$ 程度あるため、それ以上の精度は必要ないためである。反射鏡の形状は放物面鏡と Davis-Cotton 型鏡 (小型球面鏡を球面上に並べたもの) の 2 種類があるが、表 1.2 のようにそれぞれ長所短所を持つ。多くのチェレンコフ望遠鏡では鏡表面にアルミ蒸着を施してチェレンコフ光に対応した 300nm ~ 550nm の波長域での反射率を高くしている。

先程も述べたように、大口径の反射鏡を用いることでエネルギー閾値を下げることができる。現在 Whipple 望遠鏡が口径 10m の望遠鏡でエネルギー閾値が約 250GeV だが、次世代チェレンコフ望遠鏡では MAGIC(17m 口径)、STACEE や CELESTE(太陽光発電に使用された大面積の鏡を使用) のようにさらに有効面積を大きくしてエネルギー閾値を下げようとしている。

チェレンコフ望遠鏡のカメラの多くは光検出器として、その時間特性、高ゲイン、高線形性、広い光検出面積そしてリーズナブルな価格から光電子増倍管 (PMT) を利用している。PMT は青色/UV 光子に対しても良い量子効率を持っている。(典型的には ~ 15%)

初期のころは、反射鏡の焦点面に 1 個の PMT を置いて観測が行われていたが、現在では、シャワーの角度形状 (イメージ) を記録できるような、PMT をマトリクス状に配置した多チャンネルカメラが主流である。

大気チェレンコフ望遠鏡で使用されるエレクトロニクスは、比較的単純なものである。一般的に PMT からのパルス信号は増幅され、ディスクリミネーターにかけられる。そして、複数の PMT 信号のコインシデンスによってトリガーをかけた信号に対し、時間情報を TDC(Time-to-Digital Converter)、信号の大きさ (電荷量) を ADC(Analog-to-Digital Converter) で測定する。典型的なトリガーレートは ~ 100Hz 以下である。

宇宙線除去

チェレンコフ光のイメージを得るのに十分な視野をもつ望遠鏡では、最も大きなフラックスを持つγ 線天体を観測しても、宇宙線シャワーの background が圧倒的に多い。チェレンコフ望遠鏡にとって、フラックス感度を上げるにはγ 線シャワーのデータ取得効率を

維持したまま、宇宙線シャワーのデータを除去することが必要であることは前に述べた。この方法として宇宙線とγ 線シャワーの発達の違いを利用する方法が挙げられる。

宇宙線は地球に向かって等方的に降ってくるのに対し、γ 線天体が点源であれば、γ 線は天体方向からのみ降ってくる。シャワー発達の縦方向と横方向の情報は、反射鏡の焦点面にある多チャンネルピクセルカメラ (主に PMT のアレイ) でとらえる。

例えば、望遠鏡の光軸上を走るシャワーは、焦点面上のカメラではその中心に集中したイメージとなる。光軸に対してあるインパクトパラメータをもって並行に走るシャワーでは、近似的に楕円のイメージが得られ、その長軸はカメラ中心を向いたものになる。一方、光軸に対してある角度をもったシャワーではカメラ中心を通らない長軸をもつ楕円のイメージとなる。図 1.9 はシュミレーションにより、シャワー発達とカメラでとらえられるチェレンコフ光のイメージについて 1 次粒子の違いを示したものである。γ 線シャワーの場合、楕円状のイメージになることが分かる。これらのイメージは図 1.10 のように楕円で近似し、この楕円と天体方向の関係とを特徴づけるパラメータ (イメージパラメータ) を用いて宇宙線の除去を行う。先程述べた、イメージの重心と視野中心を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角は Alpha(α) と呼ばれ、目標天体からγ 線が到来しているかを見るのに使われる。この他にも、Distance(イメージの重心と視野中心との距離)、Length(楕円の長軸方向のイメージの広がり (標準偏差))、Width(楕円の短軸方向のイメージの広がり (標準偏差))、Concentration(最多光量の PMT2 本 (または 3 本) の全体光量に対する割合)、Asymmetry(最多光量点と楕円中心とのずれ) などが用いられる。図 1.11 は、シュミレーションによるパラメータの宇宙線 (陽子) とγ 線の違いを示している [11]。

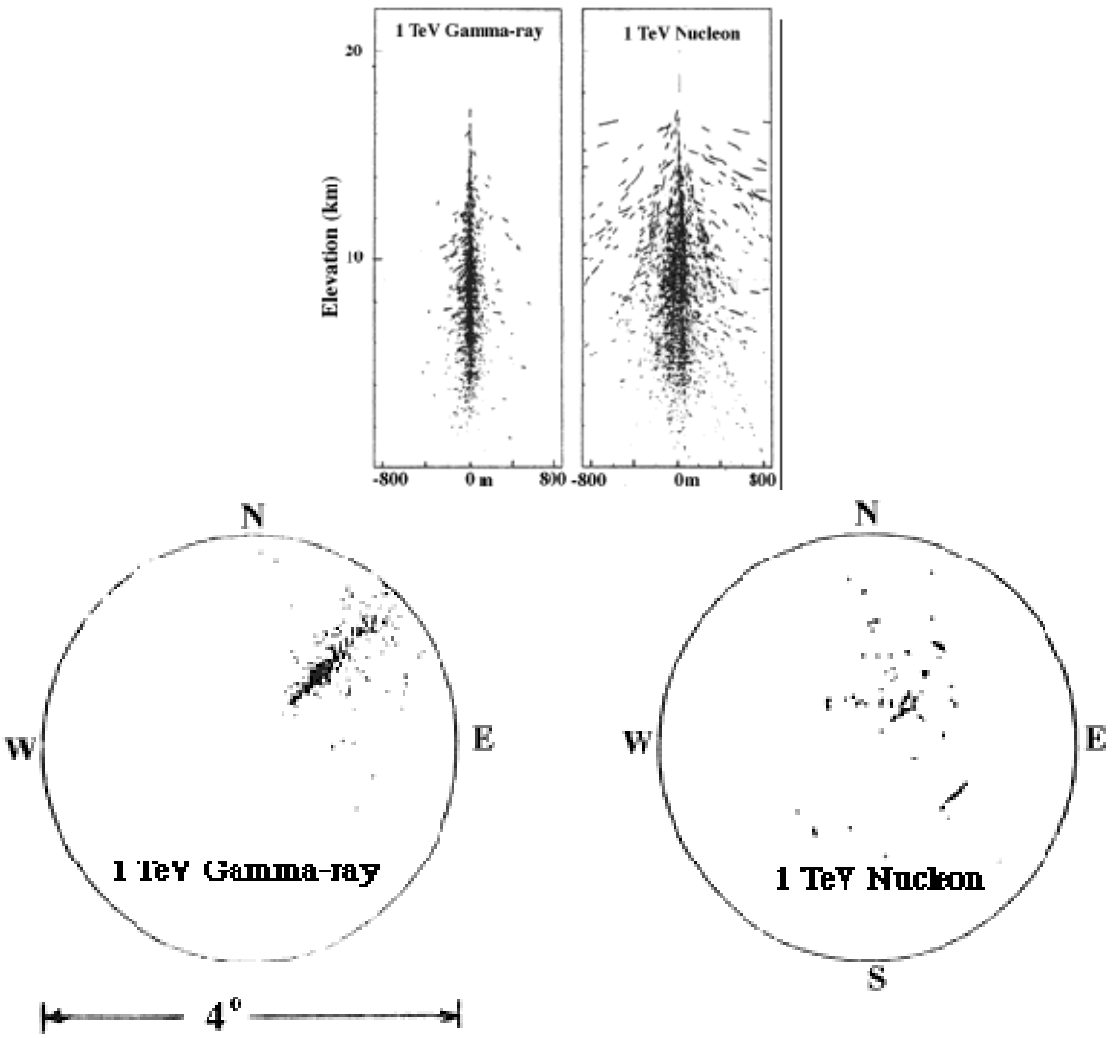


図 1.9: シャワー発達の様子 (上) とカメラにできるイメージ (下)[5]。

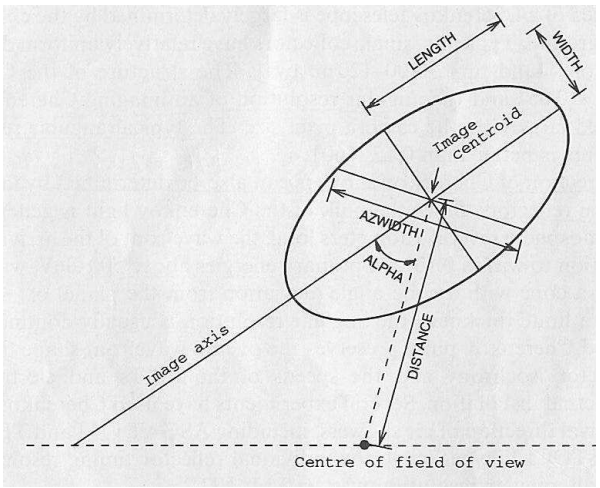


図 1.10: Parameters originated by The Whipple Observatory to the images in the focal plane of a Cherenkov telescope.[6]

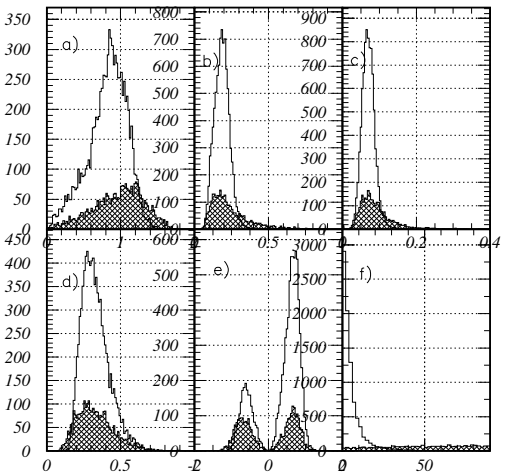


図 1.11: パラメータ分布の宇宙線 (陽子) とγ 線の違い [11]。ヒストグラムがγ 線、ハッチが陽子を示す。(a) は Distance、(b) は Length、(c) は Width、(d) は Concentration、(e) は Asymmetry、(f) は Alpha(α) のパラメータである。

実際の観測では、目標天体にカメラをむけたONソースと目標天体のトラッキングと同じ高度で目標天体からずらしたOFFソースのデータをとり、ONソースとOFFソースの比較により、目標天体からのγ 線信号の検出をおこなう。各イベントのイメージングパラメータを用いて、γ 線は残るが宇宙線は減るようなカットを施す。

図1.11の(f)のように、ONソースデータにγ 線信号が含まれればα 分布は0°付近にピークを持つ。同じようにカットを施したOFFソースの分布を差し引いたものがγ 線の信号である。

このイメージング法を用いてWhippleグループは初めてCrabからのγ 線信号をとらえることができた[12]。

現在の解像型カメラではγ 線信号の50%を残したまま、宇宙線backgroundの99.7%以上を除去することが可能となっている。

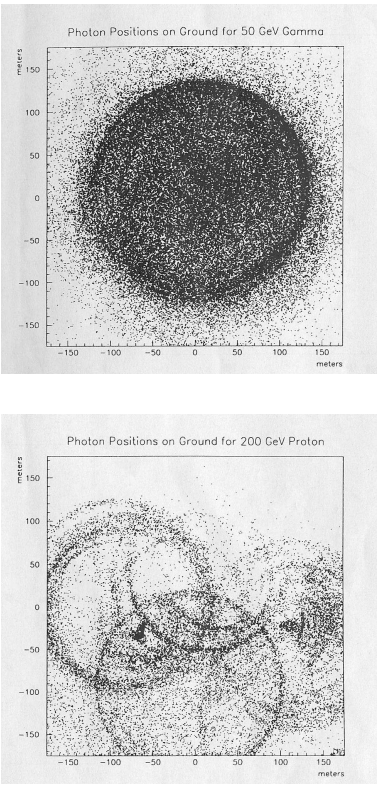


図 1.12: Comparison of the lateral distributions of the Cherenkov light in vertically incident gamma-ray(50GeV) and proton(200GeV) extensive air showers. The observation depth is 830 g/cm^2[6].

γ 線シャワーの規則性は、地上に到達するチェレンコフ光の横分布にも反映されている。γ 線シャワーではチェレンコフ光の強度は~125mほどコアから離れていても、ほぼ一定である(図1.7)。この横方向の分布は大気チェレンコフ光放射の幾何学的なものによ

るもので、γ 線のエネルギーに依存しない。100GeV 以下の低エネルギーγ 線では、チェレンコフ光の強度がコアから 100 ~ 125m 離れたところで最も大きくなるが、これは大気の低いところで作られた光子が大きな放射角度をもつことによる。

一方宇宙線シャワーは図 1.12 のようにγ 線シャワーに比べ不規則な分布をもつ。この理由として、宇宙線が大気との最初の衝突で放出する 2 次粒子が、横方向の運動量をγ 線より多くもつことがあげられる。くわえて、宇宙線シャワーからできるチェレンコフ光の多くが孤立したミューオンから放射されるためリング状の光量分布となる。1TeV 近傍のシャワーでもこれらの違いは十分見られるが、100GeV 以下ではさらに大きな違いとなる。複数台によるステレオ観測では、このシャワー横方向の分布を測定することで宇宙線の除去が可能となる。

チェレンコフ光量

宇宙線シャワーのチェレンコフ光量はγ 線シャワーに比べてかなり小さい。図 1.13 に地上レベルでのチェレンコフ光量密度について 1 次粒子による違いを示す。宇宙線シャワーではハドロンやニュートリノにエネルギーの大部分をもっていかれるため、チェレンコフ光量は少ないのである。200GeV から 10TeV 領域では

$$\frac{\gamma \text{ 線シャワーによる光量}}{\text{宇宙線シャワーによる光量}} \sim 2 \sim 3$$

といえるだろう。

200GeV 以下では宇宙線シャワーの光量は急激に落ちる。これはシャワー粒子の大部分が、チェレンコフ光を発するエネルギー閾値以下のエネルギーしか持たなくなるためである。近似的にはハドロン宇宙線のエネルギーのうち 2/3 は荷電パイオンが持っていく。パイオンはエネルギーが低いと

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu(\bar{\nu})$$

で崩壊し、生成されたミューオンはチェレンコフ光放射のエネルギー閾値以下となる。チェレンコフ望遠鏡のエネルギー閾値を下げていくと、このように宇宙線のシャワーによる background は落ちていくが、1 台の望遠鏡ではミューオントラックが大きな background となる。図 1.12 のようにミューオンの横方向の分布はリング状、あるいは小さなものになるので複数台の望遠鏡によるミューオンの除去が必要である。

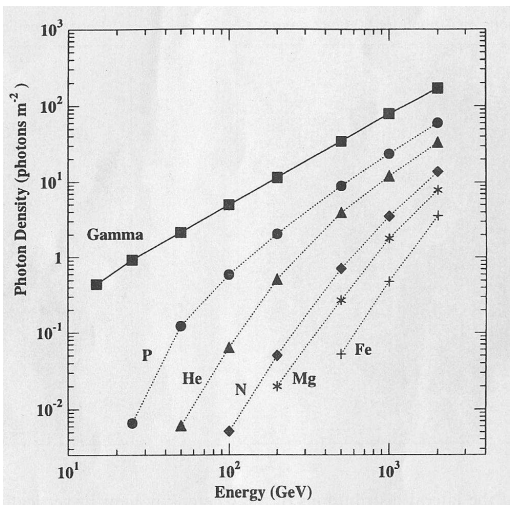


図 1.13: Comparison of the average Cerenkov photon density as a function primary energy for air showers initiated by vertically incident gamma rays and various cosmic ray primaries[6].

角度分解能

1 台の解像型チェレンコフ望遠鏡では、個々のシャワーイベントについては distance 分布が角度分解能を示している (約 1°)。統計的には、α 分布で 0° 付近のイベントを 2 次元的に重ね合わせた重心の不定性がほぼ角度分解能となり、ほぼカメラのピクセルサイズ程度と考えてよい (多くの望遠鏡で 0.15° 以下)。

一方、複数台の望遠鏡を使ったステレオ観測では、例えば図 1.14 のように 2 台の望遠鏡を使った場合、同じシャワーイベントを同時に観測できるので、カメラにできるイメージの長軸方向の交点がシャワー到来方向を示す。γ 線シャワーの場合、交点は中心にあるはずなので、その不定性が角度分解能となる。個々のシャワーイベントに関しては 0.1° 程度、統計的には 0.05° 程度となる [13]。すなわち、複数台の望遠鏡によるステレオ観測により、角度分解能は良くなる。

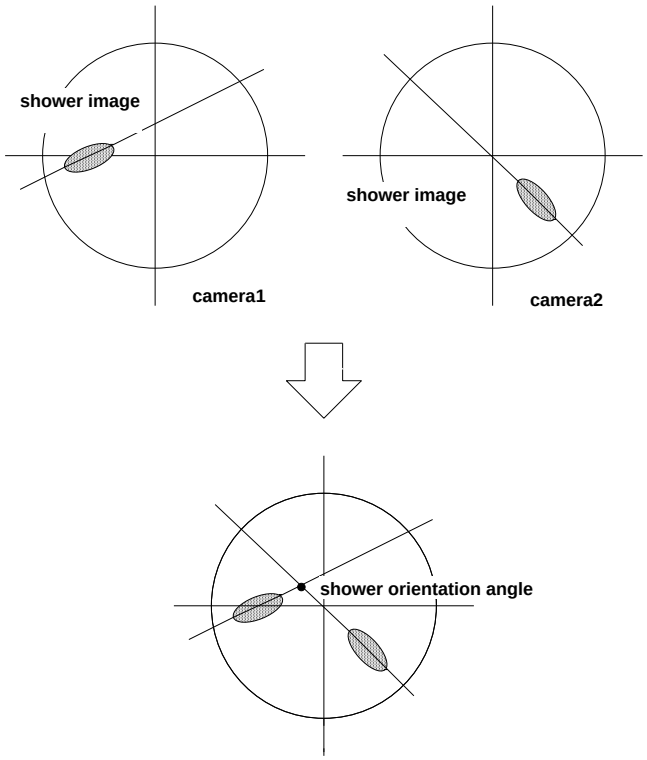


図 1.14: 2 台の望遠鏡によるステレオ観測でのシャワー到来方向の決定方法。

エネルギー分解能

図 1.8 で分かるようにチェレンコフ光の地上での強度は、1 次粒子のエネルギーに直接比例しているという点で、大気チェレンコフ望遠鏡はカロリメトリックな検出器といえるが、γ 線シャワーによる全チェレンコフ光量の統計的ばらつきは 200GeV で 30% ほどになる。このばらつきは 1 次粒子のエネルギーが高くなると小さくなっていく。さらに重要なことは個々のイベントでエネルギーを見積もるのに伴う不確かさである。まとめると、

1. γ 線で生成されたチェレンコフ光はエネルギーの関数としてある光量となる。
2. チェレンコフ光量の一部が大気吸収をへて地上に到達する。
3. 望遠鏡の位置でのチェレンコフ光強度 (シャワーのインパクトパラメータの不確かさ)
4. 鏡で反射され、PMT の光電面に達するまでの効率 (反射率、PMT 集光率)
5. PMT の量子効率
6. PMT が光電子を増幅して電流パルスとなり、ADC でデジタル化されるまでの変換

の要素が関係する。これらの過程のなかで生じる統計的・系統的不確かさは、できるだけ小さくしなければならない。たとえば、チェレンコフ光の大気伝播は明るい星を用いて見積もり、鏡反射率、PMT 量子効率は、校正された光源を用いて決め、光電子にパルスハイトから直す変換は PMT ゲインを把握しエレキのフロントエンドに既知の電荷量を入射することで見積もることができる。

さらにモンテカルロシュミレーションを用いて、生成されるチェレンコフ光の絶対量や、シャワー最大の位置による光量の変動の効果が見積もられる。これら全エネルギーキャリブレーションには良く知られているミューオントラックや宇宙線を用いることも試みられている。

1.3 VHE γ -ray objects[14]

1.3.1 宇宙線とγ 線放射機構

高エネルギーの宇宙線は、周囲の物質や放射場と相互作用し、γ 線を生成する。周囲の物質と相互作用してγ 線を生成するメカニズムには次の 2 種類がある。ひとつは、宇宙線が電子の場合の相対論的制動放射 ($e + Ze \rightarrow e + Ze + \gamma$) である。E_e のエネルギーを持った電子のこの相互作用によるエネルギー損失 δ E は、天文学的単位 (光年) を使って、

$$\frac{\delta\ E}{Lightyear} \approx 25KeV\frac{E_e}{TeV}(\frac{\rho}{(1/cm^3)})$$

とかける。ここで ρ は、周囲での星間物質の数密度である。放射されるγ 線の典型的なエネルギー E_γ は、電子のエネルギー E_e とすると、$E_\gamma \approx \frac{E_e}{3}$ となる。

もうひとつは、宇宙線がハドロンの場合の核相互作用による π^0 生成 ($p + Ze \rightarrow p + Ze + \pi^0$)、そして π^0 崩壊 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) である。1TeV 以上のエネルギーを持つ陽子の場合のエネルギー損失 δ E は、

$$\frac{\delta\ E}{Lightyear} \approx 20KeV(\frac{\rho}{(1/cm^3)})$$

とかける。放射されるγ 線の典型的なエネルギー E_γ は、陽子のエネルギー E_p とすると、$E_\gamma \approx \frac{E_p}{5}$ となる。

宇宙線が電子の場合、制動放射よりも、周囲の放射場との相互作用— シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱—が重要になってくる。

シンクロトロン放射は周囲の磁場と電子の相互作用である ($e + B - field \rightarrow e + B - field + \gamma$)。周囲の磁場が B のときのエネルギー損失 δ E は、

$$\frac{\delta\ E}{Lightyear} \approx 700KeV(\frac{E_e}{TeV})^2(\frac{B}{3\ \mu\ G})^2$$

とかける。VHE γ 線領域では、およそ $30/cm^3$ より低い物質密度 (例 ; 濃い分子雲の外) での制動放射よりは効率の良い放射となる。しかし、放射される光子の典型的なエネルギー E_γ は、かなり小さく、

$$E_\gamma \approx 0.05(\frac{E_e}{TeV})^2(\frac{B}{3\ \mu\ G})^2 eV$$

となる。このように典型的には電波から X 線領域のシンクロトロン光子は、逆コンプトン散乱によるγ 線も同時に観測されると考えられる。

逆コンプトン散乱は、周囲の低エネルギー光子が電子により高エネルギーにたたきあげられる相互作用である ($e + \gamma \rightarrow e + \gamma$)。周囲の光子のエネルギー密度を U とおくと、この相互作用でのエネルギー損失 δ E は、

$$\frac{\delta\ E}{Lightyear} \approx 700KeV(\frac{E_e}{TeV})^2(\frac{U}{0.22eV/cm^3})^2$$

である。$0.22eV/cm^3$ は、3 μ G の磁場のエネルギー密度であり、3K 放射の $0.26eV/cm^3$ に近い。この放射の典型的なエネルギー E_γ は、低エネルギー光子のエネルギーを E_a とおくと、

$$E_\gamma \approx 1.3(\frac{E_e}{TeV})^2(\frac{E_a}{2\times10^{-4}eV})^2GeV$$

となる。このように、高エネルギーのγ 線では重要なメカニズムである。

1.3.2 VHEγ 線天体

このような相互作用によるγ 線放射、特にVHEγ 線の放射がおこっていると考えられる代表的な天体は、超新星残骸、パルサー星雲、活動銀河核 (AGN) がある。

超新星残骸 (SNR) 超新星残骸は、図 1.1 の"knee" 領域以下の宇宙線の主な起源と考えられている。銀河系内ではおよそ 30 年に一回の頻度で超新星爆発が起こると考えられる。また、宇宙線中の破砕反応による生成物の量から宇宙線の平均寿命、つまり、系内磁場で閉じ込められている時間は、3×10^7 年と見積もられている。銀河系のサイズ (半径約 10kpc、厚さ約 700pc) が、だいたい $6\times10^{60}cm^3$ で、宇宙線のエネルギー密度が ~ $1eV/cm^3$ であることから、超新星爆発の典型的な全運動エネルギー $(10^{51}ergs)$ の約 10%が宇宙線の加速のエネルギーに変換されていると考えられている。1995 年、X 線衛星 ASCA により観測された超新星残骸 SNR1006 からの X 線は、電子が 100TeV 以上まで加速され、シンクロトロン放射しているものと予測された [15]。前セクションで示した式より、およそ 10TeV のVHEγ 線が逆コンプトン散乱により放射していると考えられる。実際、後に述べる CANGAROO-I 望遠鏡により TeV 領域のγ 線が観測され、超新星爆発の運動エネルギーの約 1%が電子の加速に用いられたとすれば説明される [16]。SNR1006 のようなシェル型超新星残骸は、系内電子宇宙線の主な加速源といえる。

パルサー星雲 パルサーは数 msec から数 sec の周期で高速回転し、~ $10^{12}G$ の強い表面磁場を持つ中性子星である。その回転エネルギーは周期を P とすると、およそ $10^{50}(\frac{10msec}{P})^2erg$ となり、エネルギー的には十分宇宙線の起源となりうる。ほとんどのパルサーは磁気双極子放射でエネルギーを失い、減速していく。放出されたエネルギーの一部は、パルサー風と呼ばれる相対論的な磁化したプラズマの流れのエネルギーに与えられる。パルサー風は周囲の星間物質と衝突してショックを形成し、ショック中で電子が加速され、シンクロトロン放射により電波 ~ X 線、逆コンプトン散乱によりγ 線が観測されると考えられている。かに星雲は代表的な天体である。

活動銀河核 (AGN) 活動銀河核のうち、VHEγ 線が観測されているのは、ブレーザーと呼ばれる天体で、中心からの jet を正面から観測しているものと考えられる。活動銀河核からの放射メカニズムは、まだ確立していないが、Mrk421 や Mrk501 の多波

長観測によるエネルギーフラックスには、それぞれ高エネルギー電子エネルギーのシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと考えられるダブルピーク構造が観測されている。

第2章　CANGAROO望遠鏡

CANGAROO 実験は南天の天体からの TeV γ 線の検出を目的に 1991 年から始められたオーストラリアと日本の国際共同実験である。(CANGAROO とは Collaboration of Australia and Nippon(Japan) for a GAmma -ray Observatry in the Outback の 略)

望遠鏡は南オーストラリア州 Woomera(東経 136°47'、南緯 31°06'、海抜 160m) に設置されている。ここは晴天率が良いうえ、周囲に明るい町がないことから、チェレンコフ光観測に適した場所である。(図 2.1)

図 2.1: Australia

2.1　Cangaroo-I

1991 年、口径と焦点距離が 3.8m ある望遠鏡が完成した (図 2.2)。これはもともと東京天文台堂平観測所で月レーザー測距装置の受光望遠鏡として使用されていたものを、チェレンコフ光観測用に改造したものであった [17]。

主鏡は超超ジュラルミン (X-236) 製の中央鏡と耐蝕アルミニウム鋳物製の周辺鏡からなる放物面で、表面に触媒ニッケルメッキが施されている。中央鏡はさらに光学研磨のあとアルミニウムメッキと保護膜を蒸着している。この鏡面の焦点面での像の広がりは ~ 0.01° で、これは後に述べるカメラの 1 ピクセル (~ 0.18°) と比べて十分小さいものである。

焦点面にあるカメラは 3/8 インチの光電子増倍管 (PMT)(HAMAMATSU、R2248)256 本からなるイメージングカメラである (図 2.11 左)。カメラ全体の視野は約 3° である。

この望遠鏡は 1998 年まで観測を続けた。主な成果としては次のようなものがあげられる。

PSR1706-44 超高エネルギーγ 線天体として CANGAROO により発見されたパルサーである [18]。信号にはパルス成分は見られず、後に X 線観測により周囲にパルサー星雲が見つかったことから、γ 線放射は高エネルギーの電子が周囲の星雲にある背景光子を逆コンプトン効果により叩きあげるメカニズムで起こっているものと考えられている。

Crab nebula かに星雲は超高エネルギーγ 線天体として最初に確立した天体であるが、北天にあるためオーストラリアでは大天頂角で観測される。この場合大気層が厚くなるため観測できるγ 線のエネルギーは高くなるが、有効面積は増大するので高エネルギー側での感度があがり観測可能となる。我々の結果はかに星雲から最も高いエネルギーである約 50TeV のγ 線の存在を示している [19]。これは高エネルギー電子によるシンクロトロン光子の逆コンプトン散乱による TeV γ 線の放出というモデル (SSC：Synchrotron Self-Compton model) による解釈を困難にしている。

Vela パルサー GeV 領域では最も明るいパルサーである。我々の観測では連続成分のみである。TeV γ 線のピークはパルサーから 0.13° 離れたところにあり、パルサーの誕生した場所に一致している [20]。

SN1006 シェル型の超新星残骸から初めて超高エネルギーγ 線を検出した (図 2.3)[16]。X 線観測での非熱的放射の発見から、シンクロトロン放射している高エネルギー電子が背景放射光子との逆コンプトン散乱し TeV γ 線放射となっていると考えられる。これにより、超新星残骸の磁場の値を見積もることができる。

RXJ1713.7-3946 SN1006 と同じシェル型の超新星残骸である。CANGAROO の検出した TeV γ 線源は広がっている可能性がある [21]。

2.2 Cangaroo-II

1999 年新たに口径 7m 焦点距離 8m の CANGAROO-II 望遠鏡が建設された [22]。2000 年には反射鏡を 10m に拡張した (図 2.4)。

2.2.1 反射鏡 [23]

反射鏡は直径 80cm の円形小型鏡を 60 枚敷き詰めた複合鏡で全体として放物面になっている。他の多くのチェレンコフ望遠鏡は球面のフレームに小型球面鏡を敷き詰めた Davis Cotton 型望遠鏡であるが、このデザインでは鏡の中央部と周辺部で光路差が生じてしまい (10m 口径で約 6ns)、チェレンコフ光の到達時間分布を使った解析が困難である。一方、放物面鏡は経路差が生じないため、鏡の位置による光子の時間差は生じない。よって、

図 2.2: 3.8m telescope

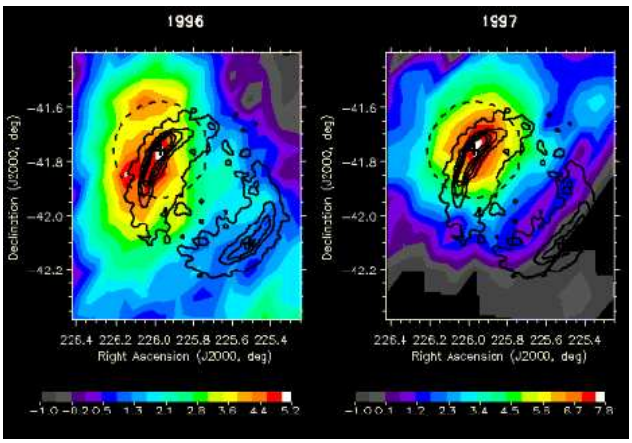


図 2.3: SN1006 の信号有意性マップ。ASCA による X 線強度を等高線として重ねてある。[16]

Dynode structure	Line
No. of Stages	10
Current amplification(HV=1000V)	1.1×10^6
Rise time (ns)	1.1
Transit time (ns)	12
T.T.S FWHM (ns)	0.5

表 2.1: R4124 の性能 [24]

時間分布情報を使った夜光の除去等の解析に有効である。小型鏡は CFRP(Carbon Fiber Reinforced Plastic:炭素強化繊維プラスチック) と接着剤の層構造からなり、表面はアルミニウム膜からなる。

主鏡焦点面における点像の広がりは $0.14° \pm 0.01°$(7m 鏡) である。

2.2.2 カメラ

焦点面カメラは 1/2 インチ PMT(HAMAMATSU R4124UV)552 本を並べたイメージングカメラである。PMT の概観および性能については図 2.6、表 2.1 にしめしてある。この PMT は光電面に UV ガラスを使用しているため、一般に使用される Borosilicate ガラスにくらべ 300nm 以下の波長域における透過率が良い。そのため 300nm ~ 350nm にピークをもつチェレンコフ光の検出に適している (図 2.7、2.8)。

また、PMT の前面に集光率をあげるためライトガイドを置いている (図 2.9)。

カメラ 1 ピクセルの視野は 0.115° で、カメラ全体の視野は約 3° である。図 2.11 は CANGAROO-I と CANGAROO-II のカメラについて比較したものであるが、以前よりピクセルサイズが小さくなり、角度分解能が優れたカメラであることが分かる。

図 2.10 のように PMT は 16 本でひとつのブリーダーボックスにまとめられ、ボックスごとに共通の高電圧 (High Voltage:HV) が供給されている。また BOX 内にはプリアンプも内蔵しており、4ch AMP であるレクロイ TR402S を使用している。

2.2.3 エレクトロニクス

カメラからの信号はそれぞれツイストケーブルにより隣接のエレクトロニクスハット内のディスクリモジュール (図 2.12) に送られる。ディスクリモジュールは 1 台あたり 32ch を処理できる TKO 規格のモジュールで、全部で 16 台で処理している。ディスクリモジュールではまず信号の増幅および整形がなされ、2 レベルのディスクリミネータにかけられる。あるパルス幅を越えた信号を選択するもの (TDC ディスクリ) とあるパルス波高を越えた信号を選択するもの (L-sum ディスクリ) である。TDC ディスクリを越えたものはパルス

図 2.4: 10m telescope

図 2.5: 80cm mirror

図 2.6: 光電子増倍管 R4124

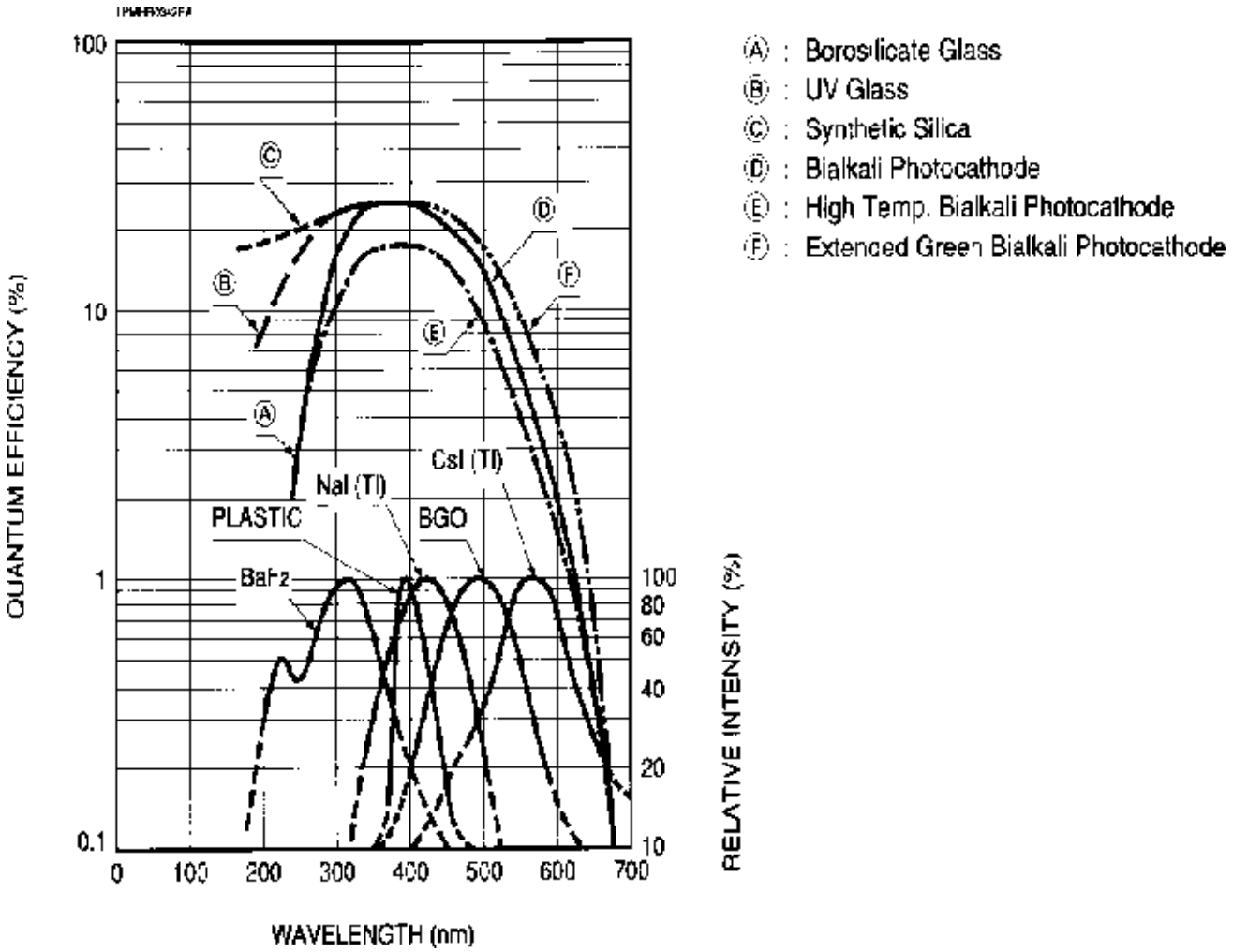


図 2.7: 光電面による量子効率の違い

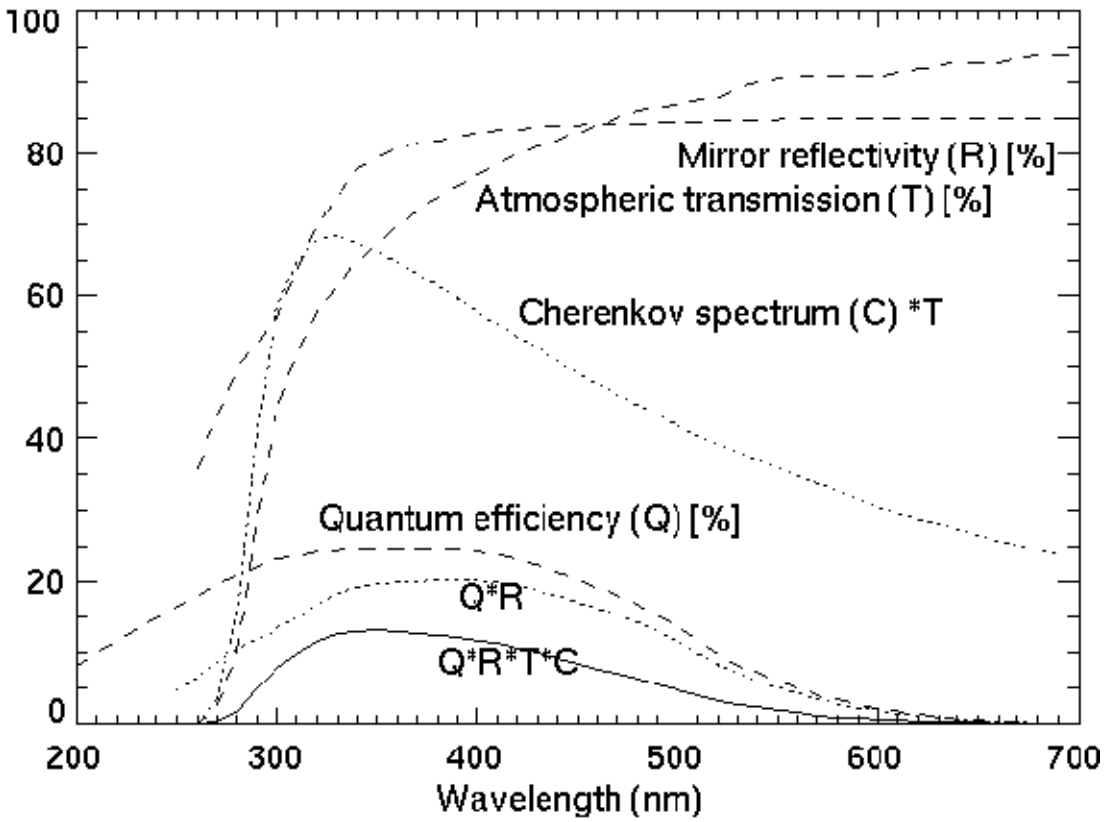


図 2.8: 全量子効率

図 2.9: Lightguide

図 2.10: camera module

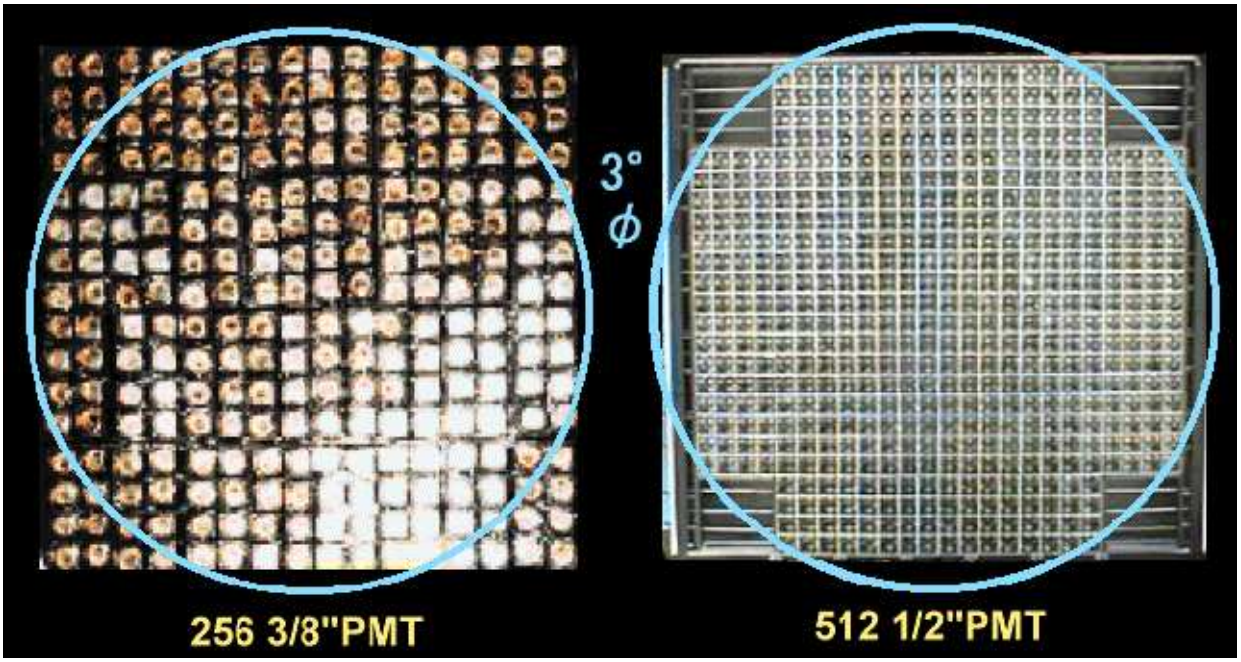


図 2.11: camera の比較。左が CANGAROO-I カメラ、右が CANGAROO-II カメラである。

幅に対応した出力信号となり、CAMAC の TDC でデータ取得される。TDC の時間分解能は 0.5ns である。L-sum ディスクリを越えた信号は 2 本に分かれて、ひとつは内蔵されたスケーラーで計測される (TKO スケーラー)。残りは 1BOX 分 (PMT16 本分) を足し合わせて出力される (L-sum 信号)。L-sum 信号はカメラ中心の 256 本のうち何本の PMT から信号があるのかを示し、あるディスクリ値 (n-hit ディスクリ) を越えたものをトリガーとして用いる (トリガー B)。また、1BOX(PMT16 本) 分の信号を足し合わせた Analog-sum 信号は、中心にある 16BOX すべてについてさらに足し上げられ、あるディスクリ値を越えたものを BOX トリガーとして、ある個数以上の BOX がヒットしたときトリガーとして用いる (トリガー A)。トリガー A とトリガー B はコインシデンスをとってイベント取り込みのトリガー信号となる。まとめると、CAMGAROO-II で取得されるデータは、

1. 各 PMT からの信号の電荷量を示す ADC → 光量を決める
2. トリガーがかかってからの信号到着時間情報を示す TDC Start →夜光の除去に用いる。
3. 各 PMT からの信号の頻度を示す TKO Scaler →故障した PMT の確認や、あるいは視野内の星によるスケーラ値の増加を用いたトラッキング精度の評価に用いる。

となる。

2.3 CANGAROO-III 望遠鏡のカメラにむけて

2.3.1 CANGAROO-III 計画

図 2.14 のように、衛星搭載の EGRET 検出器と地上のチェレンコフ望遠鏡との間には γ 線観測のエネルギーギャップが存在する。このギャップをうめるためには、チェレンコフ望遠鏡のエネルギー閾値を下げればいい。エネルギー閾値は集光率や観測高度によって決まるので、大口径の望遠鏡による観測が求められる。また、角度分解能、エネルギー分解能の向上をめざすには、複数の望遠鏡を使ったステレオ観測が考えられる。

CANGAROO グループとしては CANGAROO-III 計画として、4 台の 10m 望遠鏡をつかったステレオ観測を行う (図 2.15 は CANGAROO-III の完成予想図)。2001 年度に 2 台目の望遠鏡を建設し、その後毎年 1 台の望遠鏡を建設することで 2003 年度には 4 台の望遠鏡を使ったステレオ観測が開始される。

1 台の望遠鏡ではシャワーのイメージからシャワー軸の縦方向の情報しか得られなかったが、2 台以上で観測することにより、シャワー軸の横方向の情報を得ることが可能になり、1 次粒子の到来方向の決定精度が向上するとともに、シャワー発生高度の推定を行うことにより、エネルギー決定精度も向上する。

図 2.12: ディスクリ module

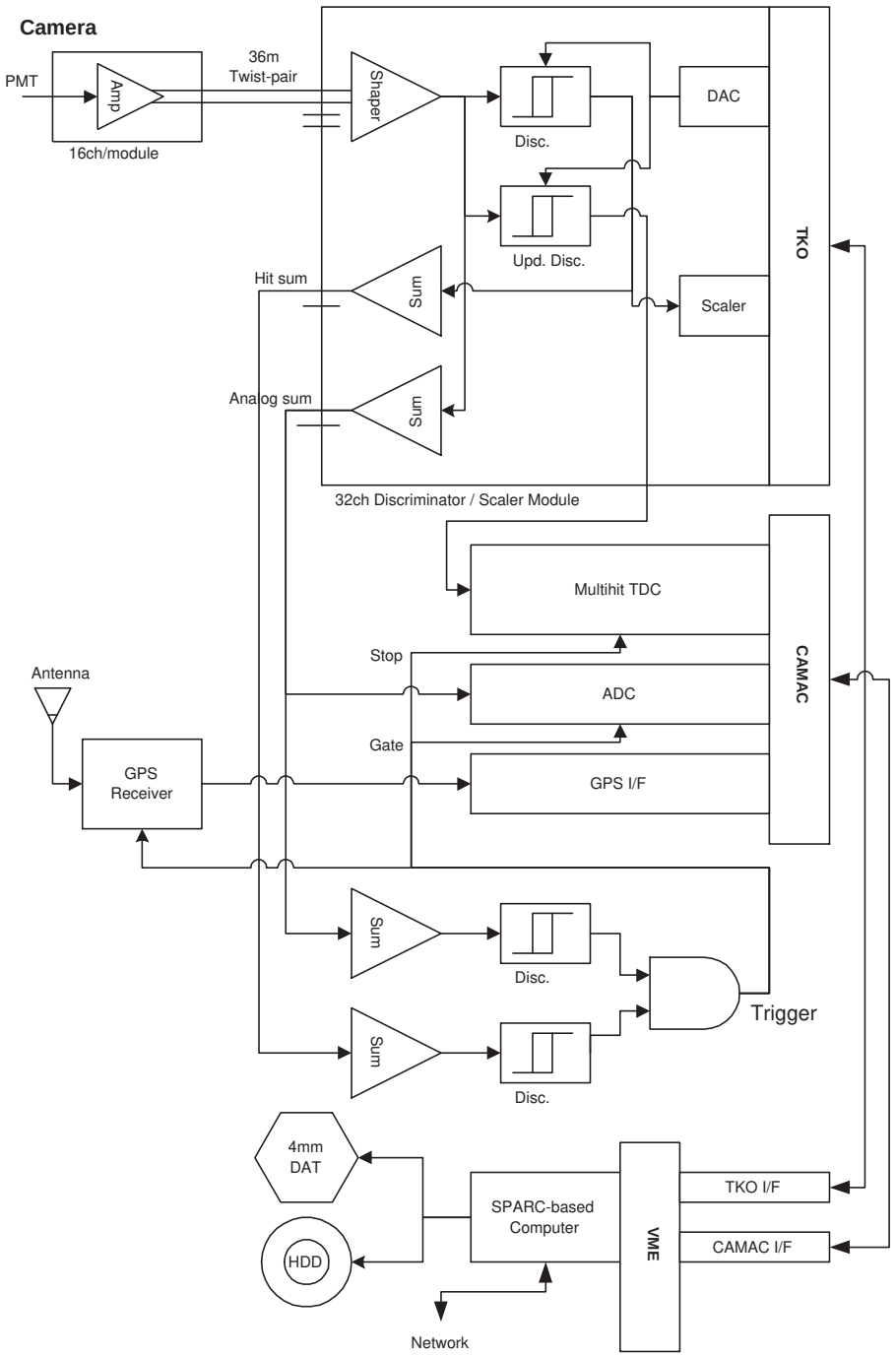


図 2.13: CANGAROO-II 望遠鏡のエレクトロニクス

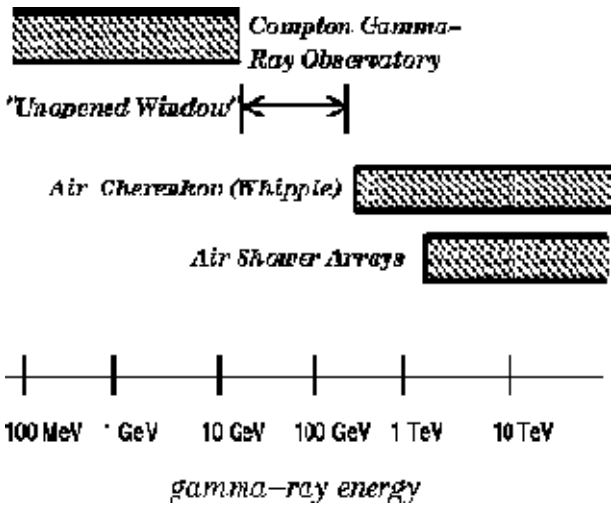


図 2.14: Energy gap

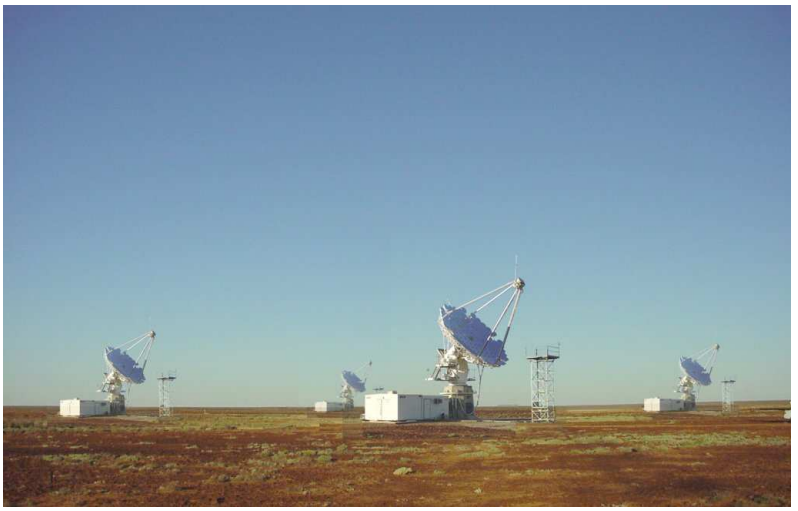


図 2.15: CANGAROO-III 予想図

2.3.2　1 台目の経験

CANGAROO-II 望遠鏡で得られた経験をもとに、さらに高感度観測を目指し、カメラの改良を行なう。

ここで、CANGAROO-II で問題となった点をあげてみる。

1. 天体、とくに銀河系内天体にカメラをむけたときや、その OFF ソースを測定する場合、カメラ視野内に明るい星が入ることがある。明るい星 (3 等星以上) の星光は、データ解析する上で非常に邪魔なものとなる。

   OFF ソースの場合、明るい星がない領域を探すことができるが、ON ソースの場合、どうしてもカメラ視野内に明るい星が入ってしまうことがある。明るい星が入った後に PMT のゲインは一時的に下がってしまい、回復に時間を要する。

2. 7 月ごろ (オーストラリアでは冬)、湿度の高い時期に PMT の光電面とライトガイドとの間で放電がおこることがある。PMT の光電面は HV がかかっており、ライトガイドがグラウンドとなってしまい、図 2.16 のカメラ右上のように ADC カウントが非常に高い部分がおこる。実際、放電が起きたときの PMT の信号をみてみると、400ns の幅で 1V ほどの大きな信号 (L-sum 信号；1BOX16 本分の信号) が見られた。このようなイベントはシャワーと類似しているので問題となる。

3. 4ch AMP はクロストークがみられる。しかも今使用中のチップは製造中止になっている。

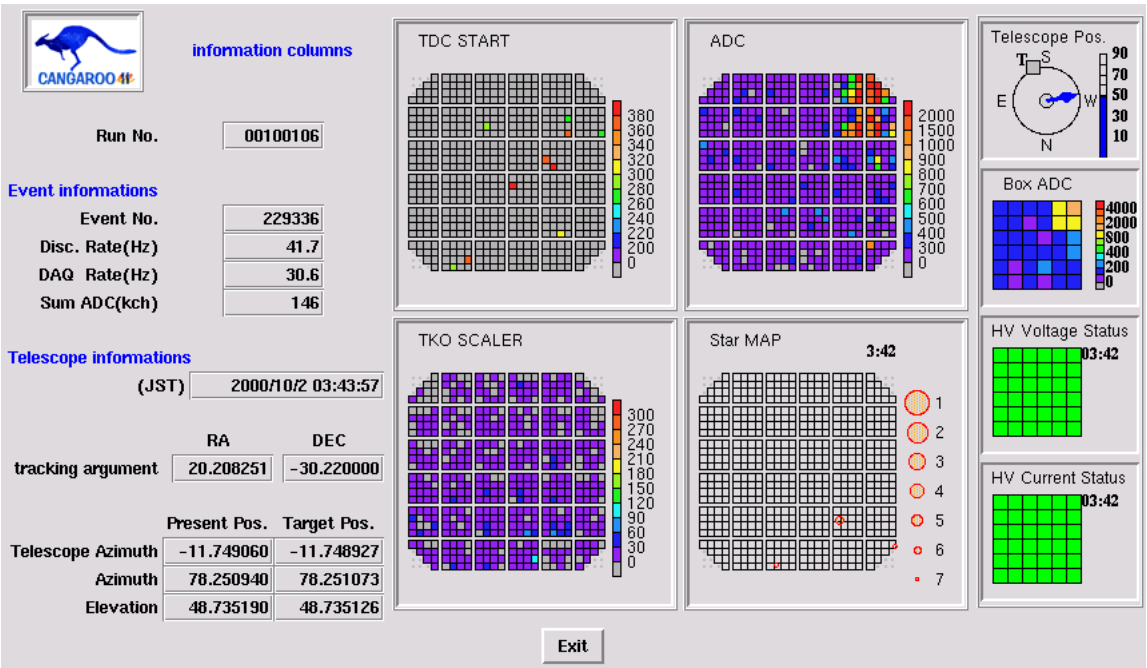


図 2.16: Discharge between PMT and lightguide. There is a event of discharge in ADC display.

2.3.3 本研究の目的

2001 年度に 2 台目の 10m 望遠鏡が建設される。1 台目の経験を活かし、2 台目の望遠鏡は改良を行っている。本研究は次期望遠鏡のカメラの設計およびその性能評価について述べる。

まず、PMT をリニアリティの面から選択した実験結果をしめす。そして、ライトガイドと PMT 光電面間で生じると考えれている放電現象から、従来の陽極接地型デバイダを陰極接地型デバイダにし従来通りの信号が測定できるかについて調べた実験結果を示す。さらに夜光 (DC 成分光) 下でのパルス光測定についての PMT 特性に関する実験について述べる。また、PMT プリアンプ、ケーブルを決定するために行った実験結果について紹介し、最後に PMT アセンブリの試作品についての性能評価を示す。

第3章　カメラの設計と評価

3.1　カメラ設計

3.1.1　カメラ仕様の選択

CANGAROO-III 計画では 4 台の 10m 望遠鏡を用いて、チェレンコフ光のステレオ観測を行う予定である。今回、2 台目の望遠鏡を建設するにあたって、カメラ視野を現状の約 2.7° より大きくし、さらにピクセルサイズ、つまり PMT の口径も 1/2 インチから 3/4 インチの大きなものに変えることが提案された。理由としては次のようなことがある。

1. 3/4 インチ PMT は 1/2 インチ PMT に比べて、PMT 口径に対する光電面の面積比が大きい。一般に PMT の光電面は PMT 本体の端から一定の距離あけて配置されている。よって光電面が PMT 前面部に占める割合は口径の大きな PMT が大きいことになる。例えば 1/2 インチ PMT の PMT 前面の口径は 13.5mm、光電面の口径は 10mm でるので、その比は 54.9% になる。一方 3/4 インチ PMT ではそれぞれ 18.6mm、15mm であるので 65.0% となり、約 20% 集光の効率があがる。

2. ON-OFF 同時観測を目指した視野の拡大。2 章で述べたように、観測は目標天体に向けた ON ソースと目標天体が視野にない OFF ソースで行っている。より時間的に効率良く観測するためには、ON ソースと OFF ソースを同時に観測できることが望まれる。現在の視野 2.7° では、γ 線シャワーのイメージが約 1° 半径内にあることから、目的の天体を中心からずらして OFF ソースを同時に観測することは難しい。しかし、視野を 4° にすることで、目的の天体を中心からずらした方向に向けることができ、OFF ソースも同時に観測することが可能になる。

3. γ 線シャワーイメージの重心は、目標天体からほぼ 1° 以内にあるので、今の視野でもα 分布をとることは容易である。しかし、length のパラメータも使って解析を行う場合、2.7° の視野では length の値を正確に得ることができない場合がある。つまり、シャワーの端が視野に入らないイベントがかなりある。

4. PMT の口径が大きくなると、PMT に配給する HV やプリアンプを設置するスペースが増え、設計も容易になる。

5. 小さいピクセルで 4° をカバーするとカメラ全体の重量が増加し、望遠鏡の重力変形許容値からくる制限である 100kg をオーバーしてしまう。

setup	size(inch)	number	pitch(mm)	pixel size(°)	FOV(°)
1	1/2	576	16	0.112	2.7
2	3/4	576	24	0.168	4
3	3/4	256	24	0.168	2.7
4	3/4	576	21	0.147	3.5

表 3.1: シュミレーションに用いたカメラのセットアップ [25]。

γ 線シャワーのイメージパラメータがカメラのピクセルサイズでどのように変化するかを榎本氏、原氏は、シュミレーションにより調べた [25]。シュミレーションに使用したパラメータは、カメラの視野 (Field-of-view;FOV) 、ピクセルサイズ (PMT の光電面の直径)、そして PMT の本数で、表 3.1 のようなセットアップが使用された。

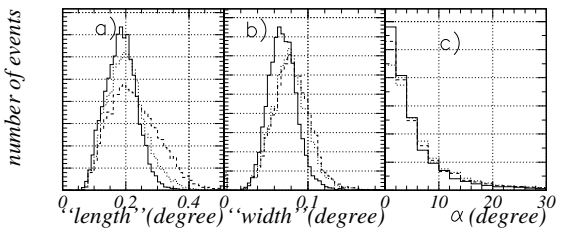


図 3.1: Comparison between three types; (a)"length",(b)"width"and (c)"α ". The solid lines are Setup-1,the dashed lines are Setup-2 and the dotted lines are Setup-3 .[25]

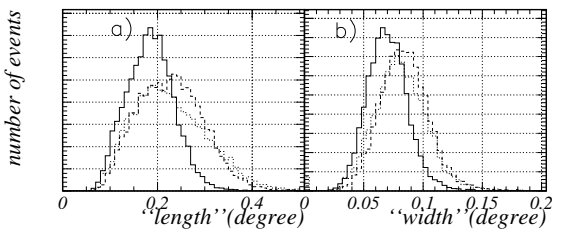


図 3.2: Comparison between Setup-4 and Setup-1,2; (a)"length"and (b)"width" . The solid lines are Setup-1,the dashed lines are Setup-4 and the dotted lines are Setup-2 .[25]

図 3.1 は左からイメージパラメータ (1 章参照) の length、width とα について表 3.1 のセットアップで天頂方向からγ 線をふらせて得られたシュミレーション結果である。

α 分布についてはセットアップによる違いはほとんどない。Width はピクセルサイズによる劣化があるが、鏡の結像性能を考慮するとセットアップ 2 でも問題はない。しかし、length はセットアップに大きく依存していることがわかる。やはり、視野を大きくしたことで length が長いところもとれているように見える。だが、length の違いが本当にピクセルサイズによるものか、視野の大きさによるものかを調べるため、セットアップ 2 のピクセルサイズで視野をセットアップ 1 と同じにしたセットアップ 3 が試された。図 3.1 で分かるようにセットアップ 1 に近いことから、length 分布の違いは視野の大きさによるものと考えられる。

これにより、セットアップ 2 の仕様を選択することに決定された。セットアップ 2 は、PMT のサイズは 3/4 インチ (直径 18.6±0.7mm) とし、PMT 間の距離を 24mm(5mm の隙間) とした。PMT 間はライトガイドにより集光効率をあげる予定であるが、PMT 間のピッチをさらに短くすることで集光効率はさらにあがる。ここで、PMT 間のピッチを 21mm(2mm の隙間) にしてシュミレーションが行われた (セットアップ 4)。図 3.2 はイメージパラメータのうち length と width についてセットアップによる違いを示したものである。実線はセットアップ 1、点線がセットアップ 2、破線がセットアップ 4 である。セットアップ 2 と 4 であまり違いはなかった。よって、2 台目の望遠鏡に用いるカメラはセットアップ 2 の仕様で充分であることが確認された。

3.1.2 PMT の配置

図 3.3 のように PMT の配置は細密六方格子状にする。これは、ライトガイドの効率の問題で、現在使用されている四方状より、六方のほうがより円に近い分、集光効率が良いことによる [26]。PMT は 427 本で視野 4° で、図 3.4 のように配置される。PMT1 本に対して HV 供給されるので、明るい星が入った PMT は HV を OFF することで対処する。また、プリアンプによる信号の増幅も各 PMT ごとに行う。

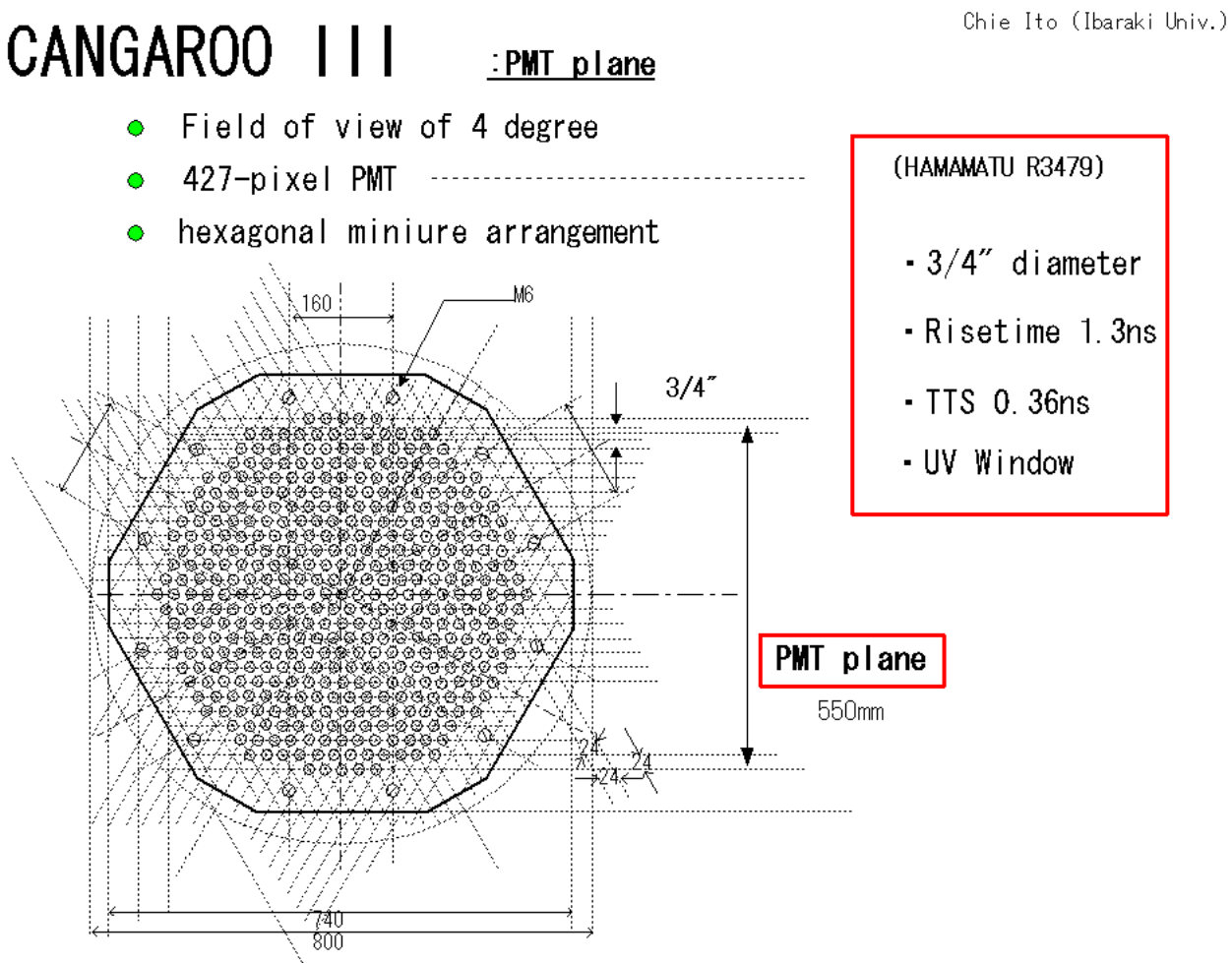


図 3.3: PMT 六角配置

図 3.5(右) は新しく開発された 6 角のライトガイドである。

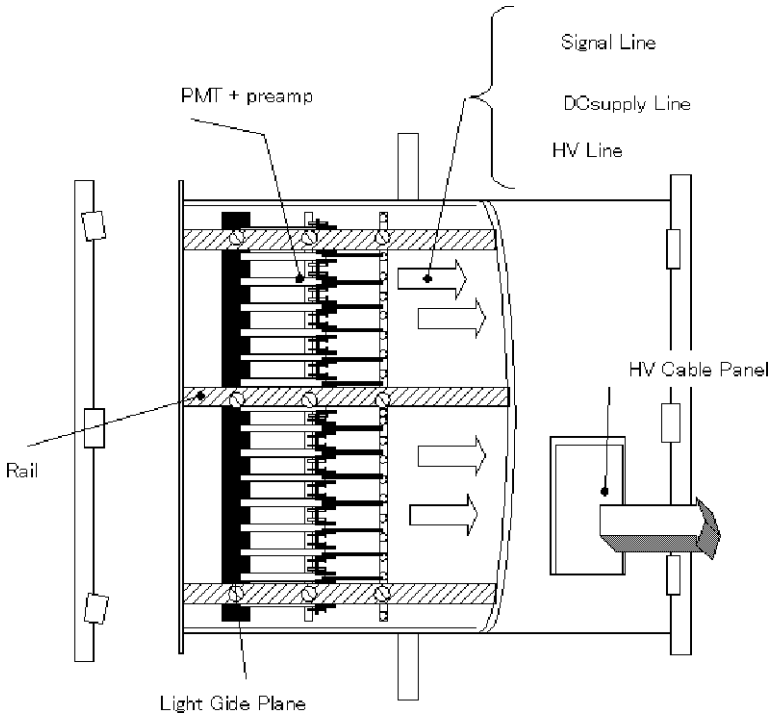


図 3.4: カメラを横から見た図。

図 3.5: 六角ライトガイド

3.2 光電子増倍管

3.2.1 光源について

PMT を使った実験には標準光源によるキャリブレーションが必要となる。放射線源とシンチレーターを使った光源は時間変動せず、いつも一定の強度の光源として有効であるが、取扱いやパルス幅が大きい、トリガーがかけられない等の問題がある。一方、LED(発光ダイオード) を使った光源は取扱いが容易で、パルス幅や光量を簡単に設定できるという利点がある。これから行う実験には光源として LED を使用した。また、PMT の感度波長が青色/UV より青色 LED(NSB510S(NICHIA)；主波長 470nm) を用いた。パルス電源としては立上りの速い AVL-V-C-N(AVtech 社) を用いた。

3.2.2 PMT の選択

前節に述べた様、3/4 インチの PMT を使うことに決定したが、パフォーマンスにちがいのある 3 つの候補 (HAMAMATSU R5611、R3479、R1450) の中からさらに選択をしなければならない (図 3.6, 表 3.2)。これら 3 つの候補は、T.T.S(Transit Time Spread) < 1ns、ゲイン > 10^6 でまず選択されたものである。

図 3.6: photo of 3/4 inch(19mm) PMTs. From top side , HAMAMATSU R5611, R3479 and R1450.

R3479 と R5611 はダイノードがラインフォーカス型の PMT で、それぞれ 8 段と 10 段構成となっている。R5611 はサーキュラーケ- ジ型の PMT で 8 段構成である。サーキュラーケ- ジ型の PMT はラインフォーカス型に比べ、高いゲインが得られ、さらに図 3.6 でも分かるようにコンパクトな形状が特徴である。しかし、サーキュラーケ- ジ型 PMT

Type No.	R1450	R3479	R5611
Dynode structure	LINE	LINE	CC
No. of Stages	10	8	8
Weight(g)	19	15	9
Length(cm)	8.8	6.5	3.0
Rise time (ns)	1.8	1.3	1.5
Transit time (ns)	19	14	17
T.T.S. FWHM (ns)	0.76	0.36	0.8
High voltage (8×10^5gain)	1170	1500	780
Dynamic range (p.e.)	150	150	50

表 3.2: Comparison of performance about these three types of PMTs. LINE means linear-focused type and CC circular-cage type.

は、その空間電荷効果によりリニアリティがラインフォーカス型に比べ良くない。

そこで、これらのパフォーマンスの違いから最も適した PMT を選択する。

測定はまず、図 3.7 にあるようなセットアップでおこなった。光源は LED をパルスジェネレータ (AVI-V-C-N;AVTECH) によるパルス電圧 (20ns 幅) で光らせる。入射光量は透過率の異なる ND フィルター (吸収型;MAN-52; シグマ光機) による組合せでおこなった。PMT からの信号は NIM 規格の PMT 用プリアンプ (MODEL776;Phillips, ゲイン ~ 10) を使って増幅され、CAMAC 規格の ADC(c009;HOSHIN) に入力される。PMT への高電圧電源 (HV)(+HV は modelV-703;KAWAGUCHI、-HV は Model6600;Kaizu) を用いた。ADC のゲートはパルスジェネレータからのトリガー信号 (TTL) を NIM 信号に変換 (N002;HOSHIN) してからゲートジェネレータ (N104;HOSHIN) で 100nsec の幅として使用した。ADC は GPIB 制御のクレートコントローラ (8901A;LeCroy) を通じて PC にデータ転送される。

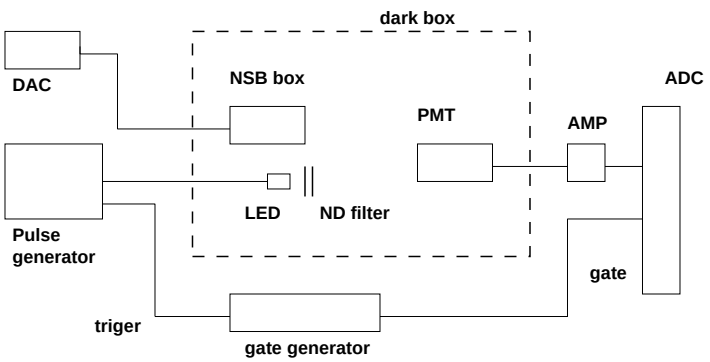


図 3.7: 実験模式図

各 PMT のリニアリティを測定した結果は図 3.8 のようになった。横軸は入射光量 (光電子数単位)、縦軸は PMT 出力波高 (ADC カウント ; 1 カウント = 0.244pc) を表している。サーキュラーケージ型では 50 光電子以上でリニアリティが低下していることがわかる。

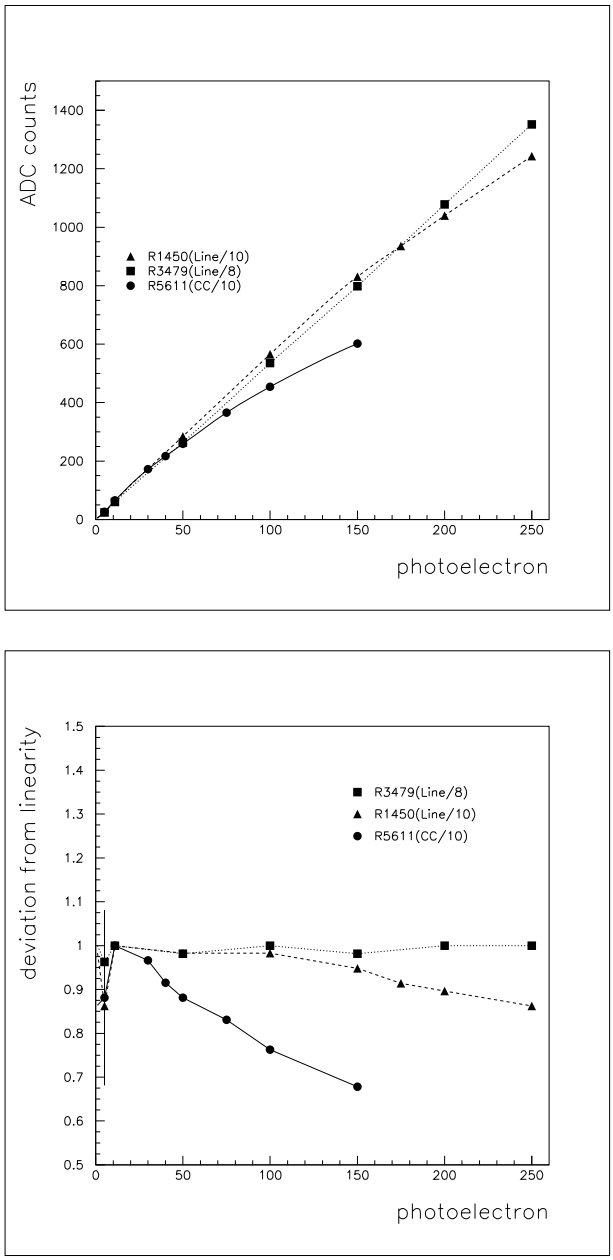


図 3.8: figures of ADC counts (upper) and deviation from linearity (lower), as a function of number of photoelectron. The large error bar at low photoelectron in lower figure comes from the uncertainty of the accepted number of photoelectron.

この結果より、サーキュラーケ- ジ型をあきらめ、ラインフォーカス型の PMT に絞るこ

とにした。表 3.2 より、R1450 と R3479 を比較すると、パルス特性の点ではそれほど変わらないが、重量は R3479 が軽いので、できるだけカメラ全体の重量を減らすため、R3479 を使用することに決定した。

3.2.3 放電

高湿度下の観測では、PMT の光電面とライトガイドの間で、放電がおこり大きなノイズとなることは 2 章で述べた。この原因としては、PMT の電圧分割 (デバイダ) 回路を陽極接地型にしていることが考えられる (図 3.9)。では、実際、陰極接地型と陽極接地型で PMT の信号にどれだけの影響があるかについて調べてみた。

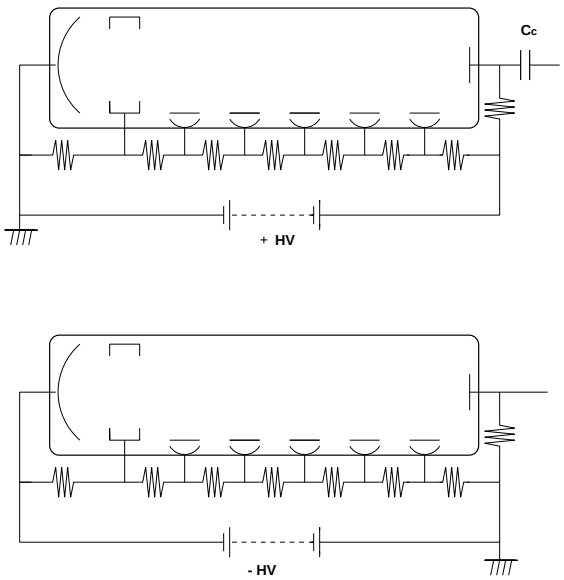


図 3.9: 陰極設置型 (上) と陽極設置型 (下) の電圧 (デバイダ) 回路図

実験は CANGAROO-II で使用している PMT(R4124) とライトガイドを使って行った。図 3.10 はこの実験のセットアップを示している。まず、PMT の光電面の前に何も置かないときのノイズ量を測定する (setup1)。このとき PMT は暗箱の中に置かれ、光源は使用しない。ノイズは、PMT からの信号をディスクリ (N-TM225 ; テクノランド) にかけて、ある値以上の信号の数をスケーラー (N-CP215 ; テクノランド) でカウントして測定した。ディスクリレベルは暗電流の平均的な値に相当する-20mV とした。次に、PMT 光電面の前に接地された銅テープを接着し、同じ実験を行った (setup2)。さらに光電面にライトガイドを接着したとき (setup3)、接地したライトガイドを接着したとき (setup4)、そして確認のため、もう 1 度光電面の前に何も置かないとき (setup5) の計 5 パターンを 3 度、陽極接地型と陰極接地型の両方で実験した。

図 3.11 にこの結果を示す。明らかに陽極接地型のほうが陰極接地型に比べノイズが多くなっている。このノイズは光電面での小さな放電が原因と考えられる。この結果に基づき、次回のカメラは陰極接地型を用いることにする。

さらに、ライトガイドは接地状態より、電位が浮いているほうがノイズが小さいことも分かる。このことは現在使われている CANGAROO-II のカメラにおいても放電によるノ

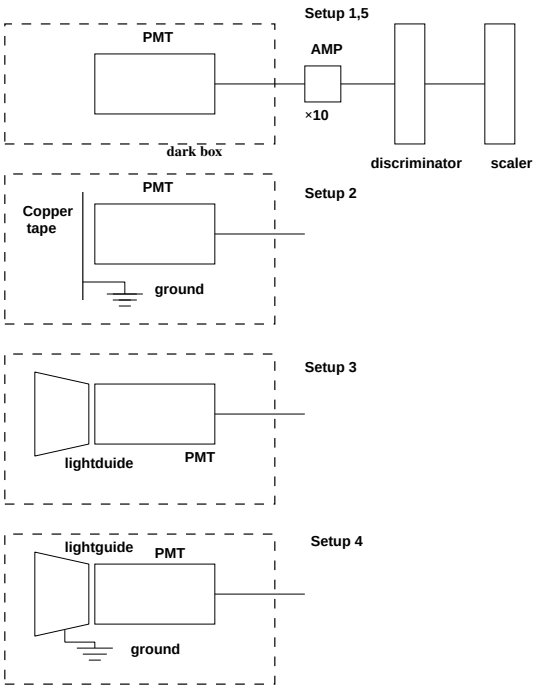


図 3.10: 放電実験のセットアップ

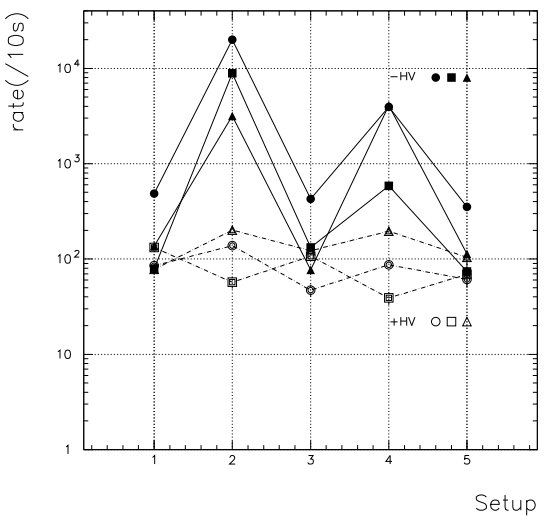


図 3.11: PMT 前面の状態におけるノイズ量。○ □ △ は陰極接地型、● ■ ▲ は極陽極接地型でおこなったものを示す。

イズを減らす方法として有効であると考えられる。

3.2.4 AC カップリングと夜光

さて、PMT を陽極接地型と陰極接地型で使うのではどのような違いがあるのだろうか?

一般に言われているのが、陰極接地型で使用されるカップリングコンデンサーの DC 成分に対する影響である。図 3.9 に示すように陰極接地型では、最終段のダイオードから信号線の間にコンデンサー (C_c) をはさむことにより、HV と信号を分離している。この (カップリング) コンデンサーには、雑音源となる漏洩電流が極力少なく、周波数特性に優れ、十分な耐圧を持ったセラミックコンデンサーが用いられる。

さて、このコンデンサーによる出力波形への影響はどのようなものだろうか?

カップリングコンデンサーを通った信号はその電荷量の分コンデンサに充電される。充電した電荷 Q によりコンデンサの両端には信号とは逆向きで $E_0 = Q/C$ の電圧が発生し、この電圧 E_0 はコンデンサの容量 C と $R(= R_a + R_L$、R_Lは外部負荷) で決まる時定数 CR により $V(t) = E_0 e^{\frac{-t}{RC}} \frac{R_a}{R_a+R_L}$ のように減衰する (図 3.12)。今回使用する PMT では $R = 10k\,\Omega$、$C = 1000pF$ であるから、時定数は $10\mu sec$ である。ここで、パルス信号の繰り返しが多くなると図 3.13 のようにベースラインシフトが起こる。つまり、ベースラインが元に戻らず、真のゼロレベルよりずれたところに見かけ上のゼロレベルを形成する。一般には、信号のパルス幅に比べ、回路の時定数 CR は長いため、この放電 (図 3.13 の a の部分) による信号の波形値の影響は少なくなる。しかし、繰り返しが非常に多いときは、この影響は無視できなくなる。ベースラインシフトが起きると信号は見かけより低く観測されることになる。また、信号頻度が高くなると、パルス波形が重なってパイルアップの問題も生じることになる。

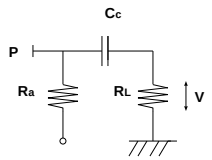


図 3.12: 陰極接地型 PMT の出力段の回路図。C_c がカップリングコンデンサー。

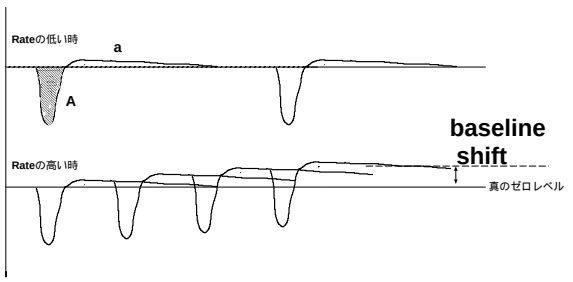


図 3.13: ベースラインシフト現象

このことを CANGAROO 望遠鏡の場合で考えてみる。真の信号であるシャワーからのチェレンコフ光は数 Hz 程度のパルスなので、信号によってベースラインシフトがおこるようなことはない。しかし、我々は夜光 (Night Sky Background ; NSB) のもとで観測を行っている。ここで CANGAROO 望遠鏡で予想される夜光量を標準夜光量として Jerry がまとめた値 [8] を使って見積もってみる。これによると標準夜光量として $2.55 \times 10^{-4} erg/cm^2/sec/str(430nm \sim 550nm)$ を使っている。これより鏡面積 $57\mathrm{m}^2$、ピクセルサイズ $1.2 \times 10^{-6} sr$、ADC ゲート幅 100nsec、PMT に感度のある波長域 (330nm ~ 550nm、この範囲で量子効率を 20% とした。)、鏡反射率 80% とすると、CANGAROO-II 望遠鏡で約 18MHz である。これは天球でも暗い方向の値であり、銀河系内の天体を観測する場合には約 10 倍は明るい可能性を考えておく必要があるだろう。すると約 180MHz、つまり、約 5ns に一度パルスが入ることになる。パルス幅が数 ns であるので、このような状況ではベースラインシフトの影響があるものと考えられる。

では実際、実験室で夜光、つまり DC 成分の光のもとで、チェレンコフ光に見立てたパルス光の信号出力を見ることで、カップリングコンデンサーが出力にどのような影響を及ぼすか見てみることにしよう。

まず、DC 成分の光を用意する。LED に DAC(C-TM306; テクノランド) から DC 電圧を印加して光らせ、さらに数枚重ねた紙を通して減光することによってランダムな夜光の状態を再現した。夜光の量は電圧で調整し、レートはオシロのカウンタモードを使用しておおよその値をもとめた。図 3.14 はこのようにして DC 成分光を入射させたときの PMT 出力波形である。

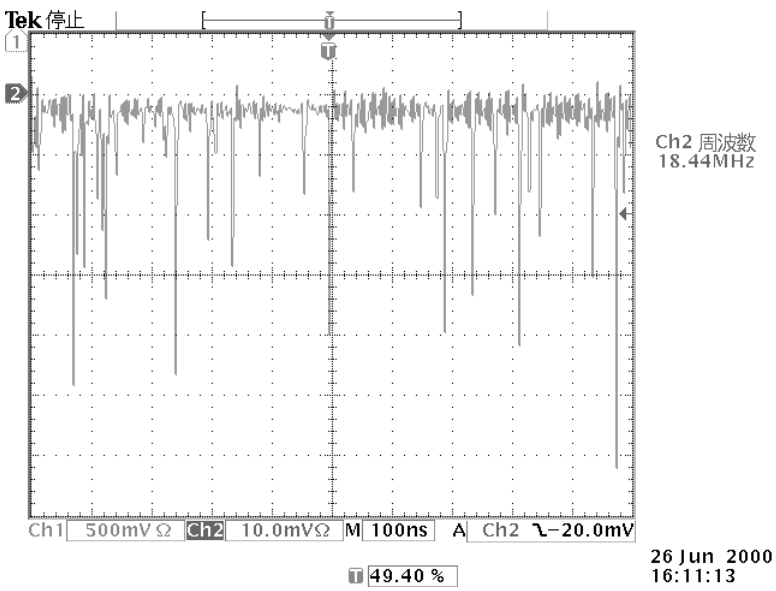


図 3.14: 夜光相当量 (17±4MHz) を光らせたときの PMT(陽極接地型) の出力波形。

次にパルス光だけを光らせて、パルスジェネレーターのレートを変化させ、カップリン

グコンデンサーがあるとき (陽極接地型) とないとき (陰極接地型) で出力信号に変化があまり無いことを確かめた (図 3.15)。

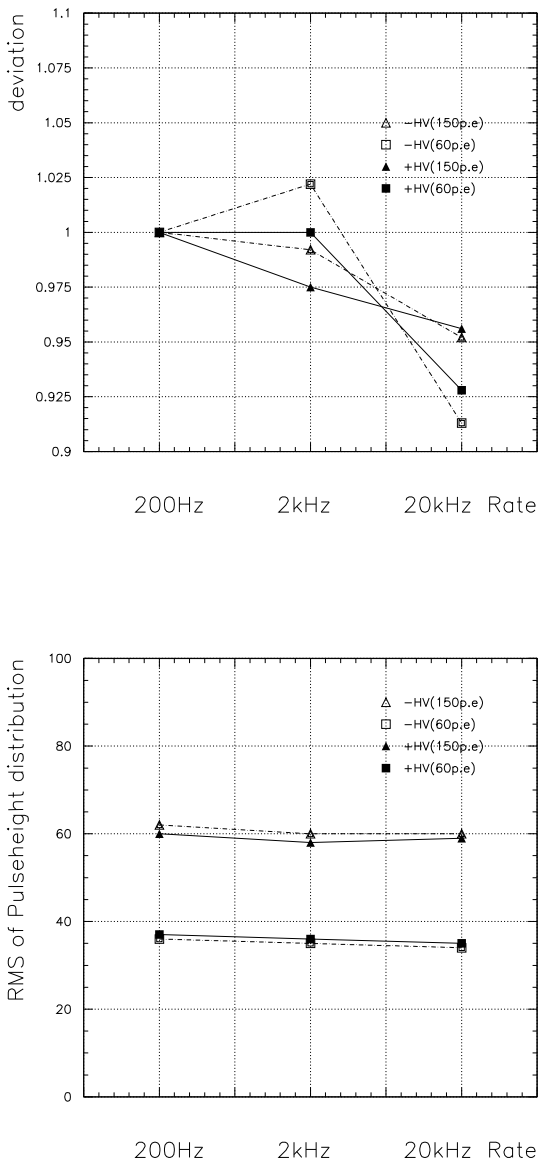


図 3.15: ADC 波高分布平均値のパルスレートによる違い (deviation) と RMS

DC 成分のみを夜光の 4 倍相当量で光らせた場合の出力信号を測定したものを図 3.16 に示す。カップリングコンデンサーがあるときにはベースラインシフトがおきていることが分かる。DC 成分のレート、つまり夜光量を変えたときの ADC 値分布の変化を示したものが図 3.17 である。陽極接地型は DC 成分のぶんだけ ADC 波高値も増えて行くが、陰極

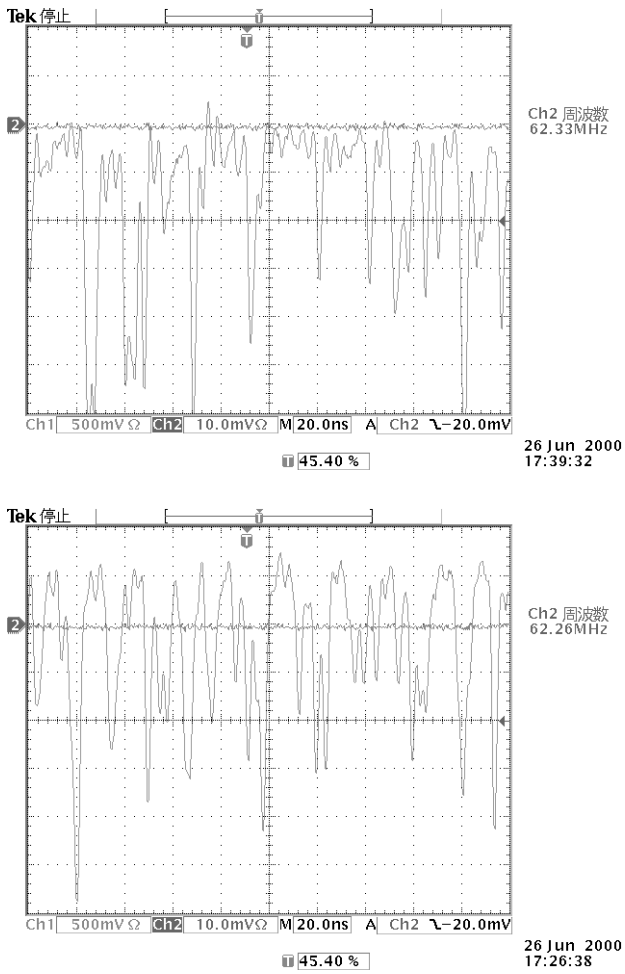


図 3.16: 夜光の 4 倍相当量を光らせたときの PMT の出力波形。陰極接地型 (下) は陽極接地型 (上) に比べベースラインシフトがおこっているのが見られる。

接地型ではベースラインシフトの効果により DC 成分は検出されず、ペデスタルに ADC 波高はとどまる。この変化は以下のように理解できる。図 3.13 での斜線部分 A(真の信号) と斜線部分 a(コンデンサー放電) の面積は同じであるので、ベースラインシフトが起きる状態 (陰極接地型) でその DC 成分をふやしていっても、斜線 A と斜線 a の成分が ADC に入るときにキャンセルしあって、ADC のペデスタルをあまり変化させない。一方、カップリングコンデンサーが無い場合 (陽極接地型) では夜光量が増えた分、ADC の値も増えている。

では、夜光 (DC 成分) 下で、パルス光を光らせてみるとどうなるか? 図 3.18 に各夜光量でパルス光を光らせたときの ADC 値の分布の変化量を示す。カップリングコンデンサーの有無にかかわらず、パルス光成分の測定ができることが分かる。ただ違う点といえば、夜光成分を含めたペデスタルの値がカップリングコンデンサーの無いときは変動している

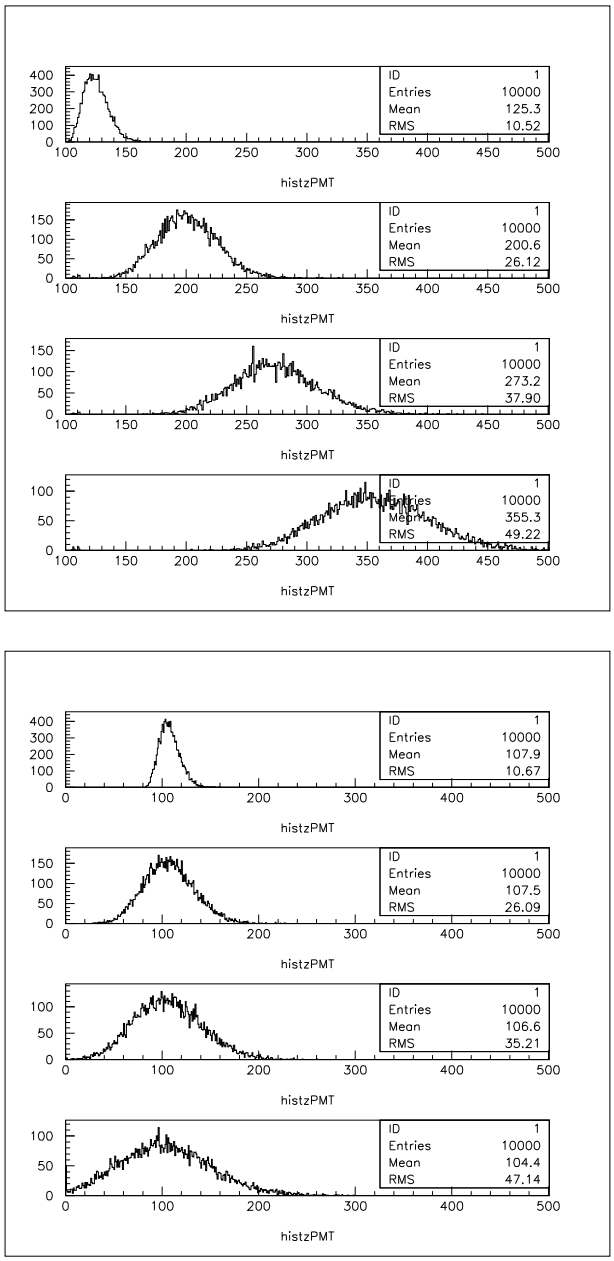
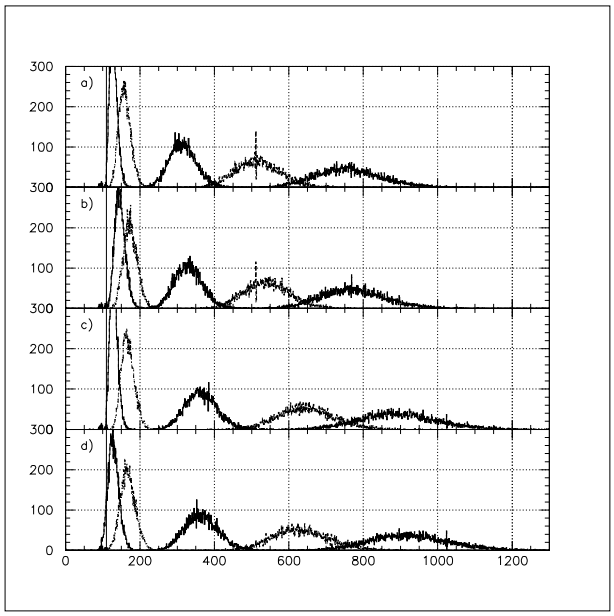


図 3.17: 陽極接地型 (上) と陰極接地型 (下) での夜光 (DC 成分) に対する ADC 波高値の違い。横軸は ADC カウントを示す。上から 17MHz、80MHz、150MHz、250MHz の DC 成分光を入射したものである。

ことである。

つまり、この実験結果は陰極接地型はベースラインシフトの影響はうけるもののパルス光を問題なく測定できるということを示している。さらに、考え方を変えると、カップリングコンデンサーは夜光成分を自動的に排除できるという点からいって、夜光量があまり

多くない限り夜光下でのチェレンコフ光検出に望ましいといえる。



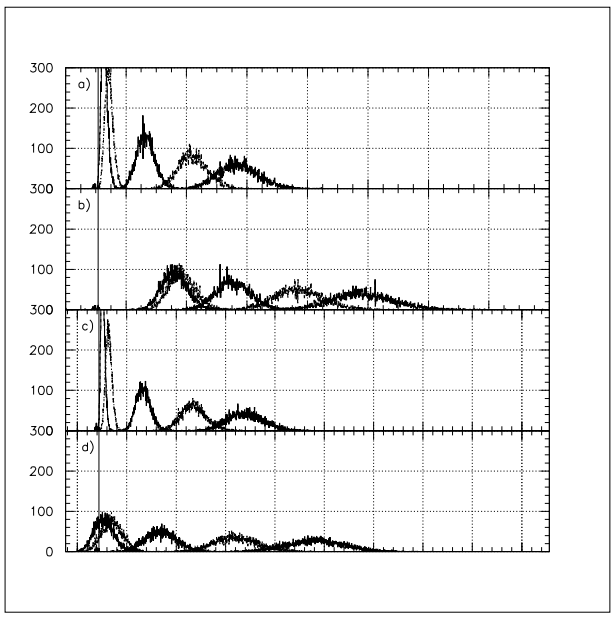


図 3.18: DC 成分光下でのパルス光検出。(a)、(b) は陽極接地型、(c)、(d) は陰極接地型である。(a),(c) はパルス光のみ入射での ADC 波高分布である。それぞれ 5 光電子、11 光電子、50 光電子、100 光電子、150 光電子のピークに対応するパルス成分の ADC 波高を示す。(b)、(d) は、17MHz(上)、250MHz(下) の DC 成分光を入射させた状態で、同じようにパルス光を入射させたときの ADC 波高である。この図から、陰極接地型でも陽極接地型と同様、DC 成分下でパルス光を検出できることがわかる。陽極接地型では DC 成分光+パルス光が検出されているのに対し、陰極接地型では DC 成分は検出されずパルス光のみの検出となる。

3.2.5 PMT activebase

CANGAROO-I、II の観測では、目標天体を視野の中心におくと明るい星が視野内に入るような場合は、トラッキング方向をずらし、HV を切ることはしなかった。2 章で述べたように、星の光を受けたあとのゲインの回復を早めるために、各 PMT にはアクティブベース (後述) を用いている。[27]

次回の PMT 用 HV は各チャンネル個別に配分され、明るい星がカメラ視野内にあるときには、そのチャンネルだけ HV を切ることで対応可能となる。

では、アクティブベースは必要無いのだろうか?

今、実験で得られたパルス光のみの ADC 波高値を $P[ch]$、DC 成分光のみの ADC 波高値を $D[ch]$、DC 成分光下でパルス光を光らせた場合の ADC 波高値を $N[ch]$ とし、DC 成分の有無にかかわらずパルス光を検出できる目安として $X[\%]$ を次のように定義する。

$$X = 100(\frac{N-D}{P} - 1)$$

つまり、DC 成分有無にかかわらずパルス光を検出できるなら $X[\%]$ は 0 である。

図 3.19 は、X を入射パルス光量による関数として示したものである (パルス光の小さいところ (10p.e 以下) では、ADC1 カウントの違いが結果に大きく作用するので X の落ち込みは有意でない)。AC カップリングの有無にかかわらず、DC 成分光が弱いとき (17MHz) には、X は 0 に近い。しかし、DC 成分光が多くなるにつれ X は大きくなる。さらにパルス光が多くなっても X は大きくなる傾向にある。X が大きくなるということは、つまり DC 成分光がないときに比べ、DC 成分光があるときにパルス光の波高値が大きくなることをしめす。つまり、DC 成分光があるときのほうが、パルス光のゲインが高くなることを示す。

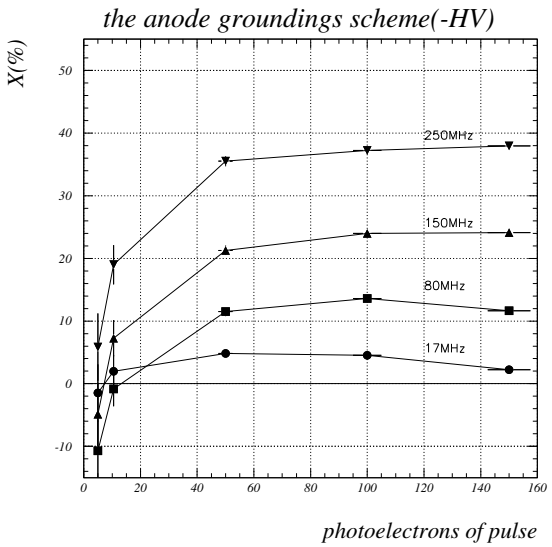
試しに HV をあげて夜光下でのパルス成分をオシロでみてみると、パルス信号が小さくなる現象が見られた。これは HV をあげたことでリニアリティがない飽和領域に達し、ゲインが下がり信号が小さくなったと考えられる。しかし、先程のべた現象では DC 成分光をいれたときに逆にゲインがあがるのである。これはどういうことだろうか?

図 3.19 の結果は次のような現象として説明できることが分かった [28]。

一般に、光量が小さいときには、PMT のリニアリティは保たれるが、光量が大きくなると、出力が飽和してしまい、結果としてゲインは下がる。しかし、ゲインの下がる直前にゲインの上がる領域が存在する。

このゲインの変動は次の 2 つの特性によって決まっている。

1. ブリーダ回路によるもの →主として DC 成分測定時に発生
2. ダイノード部での大電流による空間電荷効果の影響によるもの →パルス成分測定時に発生



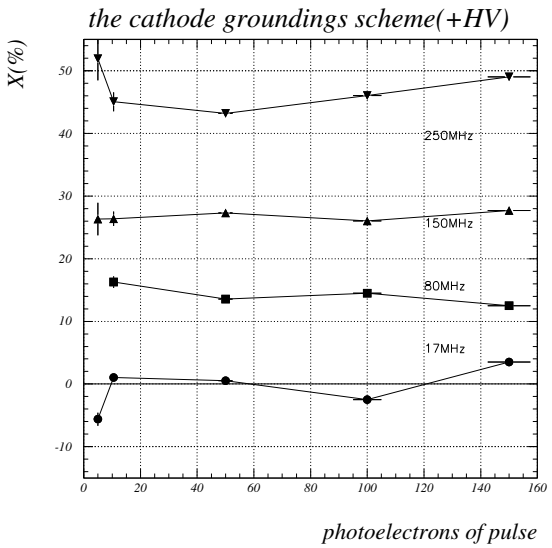


図 3.19: DC 成分光の有無によるパルス光波高値の変動。縦軸は X、横軸はパルス成分の入射光量である。たとえば、DC 成分の有無にかかわらずパルス光が同じ様に測定できるなら、X=0% を示す。縦軸のエラーバーは統計的誤差である。

空間電荷効果の影響 (パルス成分) はゲインの下がる効果しかないが、ブリーダ回路によるもの (DC 成分) は、後で述べるように、ゲインの上がる領域と下がる領域が存在するのである。

この点が重要なところで、実験室で PMT の特性を調べる場合、パルス光のみに注目していると、リニアリティ特性としては光量の大きなところで飽和してしまう特性しか現れない。しかし、実際のチェレンコフ光観測においては、DC 成分といえる夜光のもとでパルス光であるチェレンコフ光を観測しているのである。よって DC 成分も考慮するべきで、リニアリティ特性としては図 3.19 のような特性を実際の観測では持つのである。しかし、このようなゲイン変動を防ぐ方法はある。

それを説明する前に、PMT の中ではどのような現象がおきているのか具体的に見てみよう。

まず、パルス光の場合を考えてみる。明るい光が入射した場合、ダイノード後段で大電流が流れ、空間電荷密度が高くなるために飽和現象が現れる。この影響はダイノード間の電界分布と電界強度で決まる。つまり、ダイノードの種類によって影響が異なる。例えば、メッシュ型ダイノードではリニアリティ特性が優れていると言われているが、これは電極間が狭いために電界強度が高く、また、ダイノード面積も広く単位面積あたりの信号の電荷密度が低いため空間電荷の影響を受けにくい構造になっているためである。一般にダイノードの種類によらず、印加電圧をあげるとダイノード間の電界密度が増すためリニアリティ特性は良くなる。また、電流密度の高くなるダイノード後段の分割電圧を高くしたブリーダ回路 (テーパーブリーダ) を使うことで、この特性を改善できる。

また、一般に良く使われているのがダイノード後段に図 3.20 のようなデカップリングコンデンサーを使用することによりパルスの期間中に PMT に電荷を補給し、最終ダイノードと陽極間の電圧降下を防ぐ方法である。これまでの実験はデカップリングコンデンサーを用いたデバイダ回路を用いて実験している。

次に DC 成分が入射した場合を考えてみる。図 3.21 を見てみよう。

DC 成分による直流出力の場合、実際にデバイダー抵抗内に流れる電流は、最終段抵抗 R7 に流れる電流でいえば、デバイダ電流 Ib と HV のループを Ib とは逆に流れる陽極電流 Ip との差であり、他のデバイダ抵抗の場合には Ib と各ダイノードからデバイダ抵抗に流れ込むダイノード電流 Idy との差になる。この陽極電流やダイノード電流によるデバイダ電流のキャンセル、そしてそれに伴う電極間電圧の低下は、ダイノード電流の大きな後段になるほど顕著となる。 この効果は陽極出力電流が小さい場合には無視できる。しかし、入射光量が増加して陽極および各ダイノードに流入する電流が増大した場合、各ダイノードへの電圧配分は図 3.23 のようになる。ここで注目すべきは陰極ー陽極間電圧は高圧電源により一定に保たれているため、後段で低下した電極間電圧は結果的に前段の電極間電圧の増加をもたらすということである。電極間電圧の低下は、最終ダイノードと陽極間にもっとも顕著に現れる。しかし、この部分の電圧は最終ダイオードの二次電子増倍率には寄与しないため、最終段以前への電圧のかたよりは、結果として図 3.22 の B 部に見られるようなゲインの上昇となって現れる。

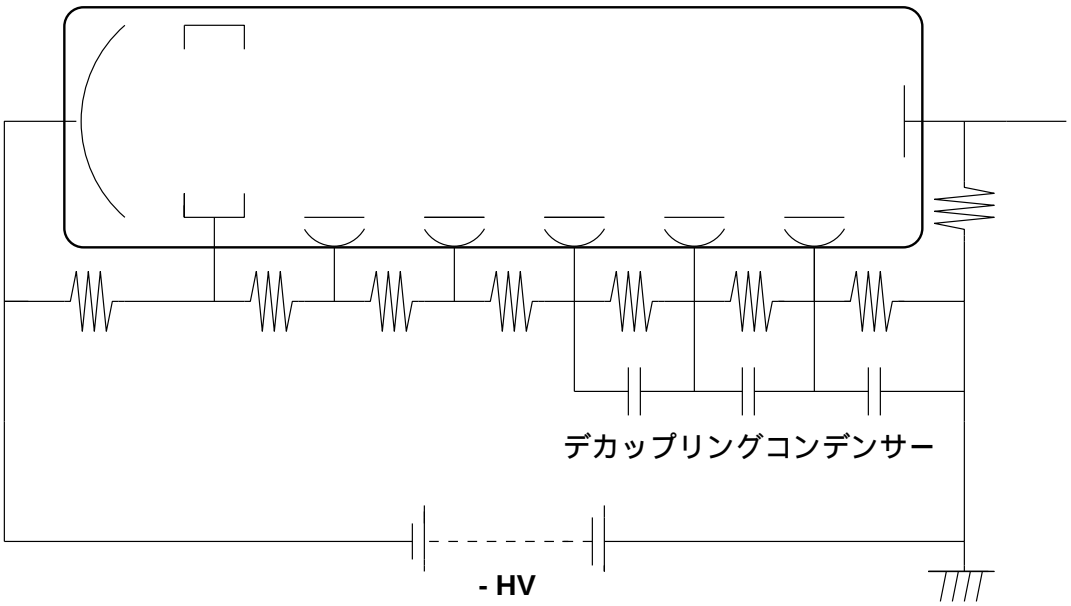


図 3.20: デカップリングコンデンサーを用いたデバイダ回路の例

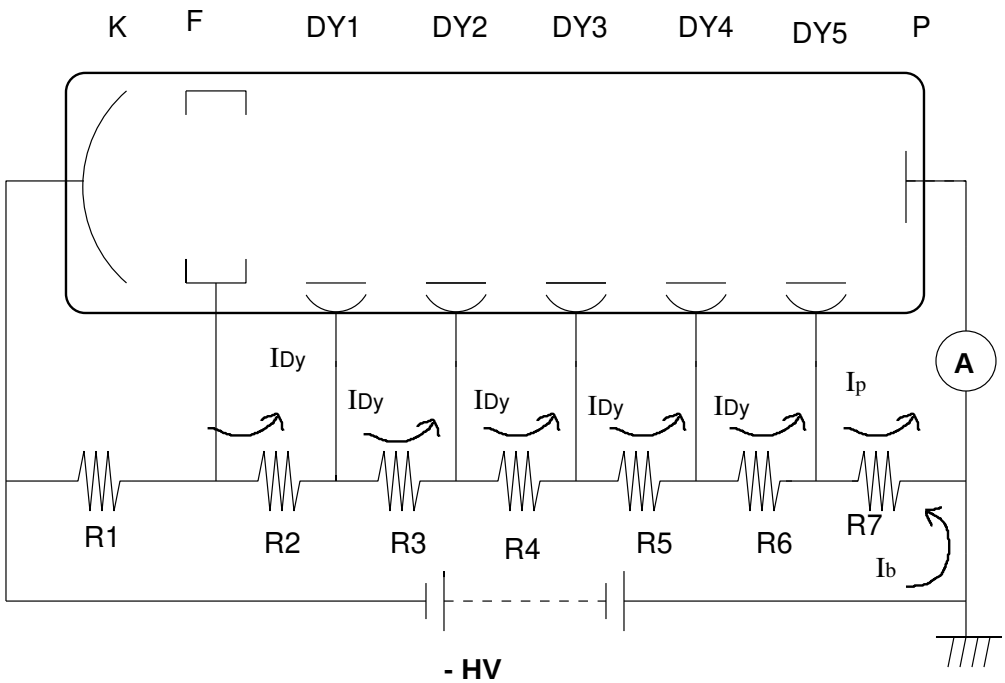


図 3.21: 光電子増倍管の基本動作回路

さらに強い入射光の場合、最終ダイノードと陽極間の電圧が低下するのに伴い、陽極への 2 次電子収集効率が低下して、図 3.22 上の C 部のような飽和状態が生じる。

この効果を少なくするために、アクティブベースが用いられる。アクティブベースとは、ダイノード後段のデバイダ抵抗のかわりにトランジスタを使用して、デバイダ電流による電圧降下を防ぐものである。この回路ではまず、光電流が流れ、ダイノードに二次電子が流れることにより、ダイノードからトランジスタのコレクタに電流が流れ込む。その結果、エミッタ電位が上昇し、ベース電流とともにコレクタ電流が減少する。このときのコレクタ電流の減少は、ほぼ光電子増倍管に流れる電流に等しく、したがって見かけ上トランジスタが光電子増倍管に電流を供給していることになる。

このように、アクティブベースは DC 成分光に対するリニアリティ特性も改善することができる。図 3.24 は、アクティブベースを使用したデバイダ回路で、図 3.19 の実験を行ったものである。DC 成分の有無にかかわらず、X は 0 に近くなっている。(パルス光の小さいところ (10p.e 以下) では、ADC1 カウントの違いが結果に大きく作用するので X の落ち込みは有意でない。) 例えば、150MHz の夜光下では最大約 30% のゲイン変動があったが、アクティブベースの使用により、約 2% のゲイン変動におさえることが可能となった。

つまり、DC 成分光の有無にかかわらずパルス光が測定できる。このことは陰極接地型と陽極接地型の両方についていえる。つまり、陰極接地型のデバイダ回路による AC カップリングでも陽極接地型とかわらず、パルス光測定が可能ということである。

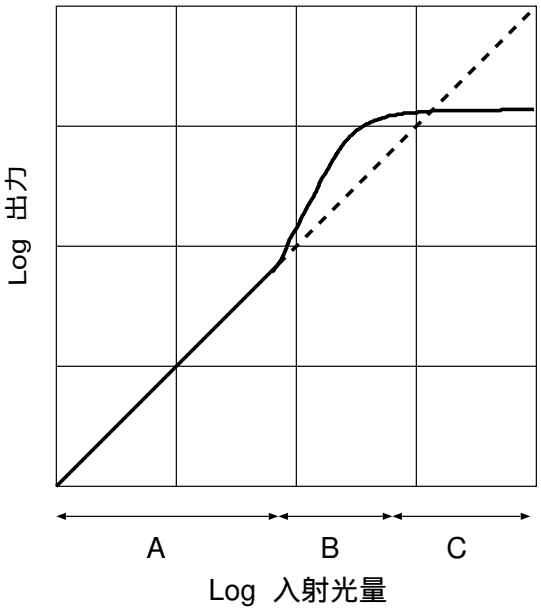


図 3.22: DC 成分を測定するときのリニアリティ特性。横軸は入射光量、縦軸は出力を示す。入射光量の小さいときには出力は光量に比例する (A)。しかし、入射光量が増えるとダイノード前段の電極間電圧の増加にともない、ゲインの上昇する領域が生じ (B)。さらに強い入射光の場合、最終ダイノードと陽極間の電圧降下により、陽極への 2 次電子収集効率低下による飽和状態 (ゲインは下がる) 領域に達する (C)。

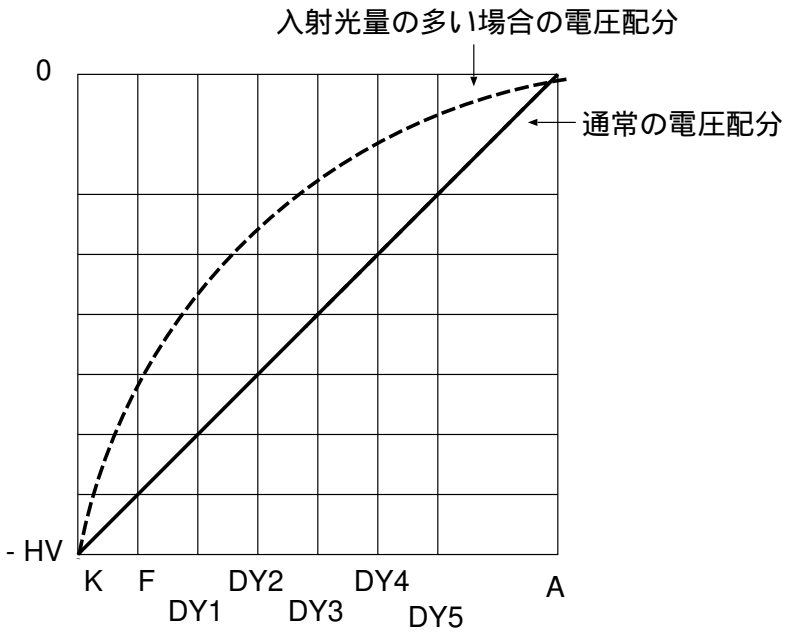


図 3.23: PMT デバイダ回路の電圧配分。横軸は K(陰極) から各ダイノードを経て、A(陽極) までを示し、縦軸は各ダイノード間、あるいは最終ダイノードと陽極間での電圧を示している。実線は A 領域での電圧配分である。入射光量が増えるにつれてダイノード後段に電圧降下がおこるが、K-A 間の電圧配分は一定なので、ダイノード前段では電極間電圧の上昇となる。はじめのうちはダイノード前段の電圧上昇がゲインに効いているが、さらに入射光量が増えると DY5-A 間の空間電荷効果が効いてくる。

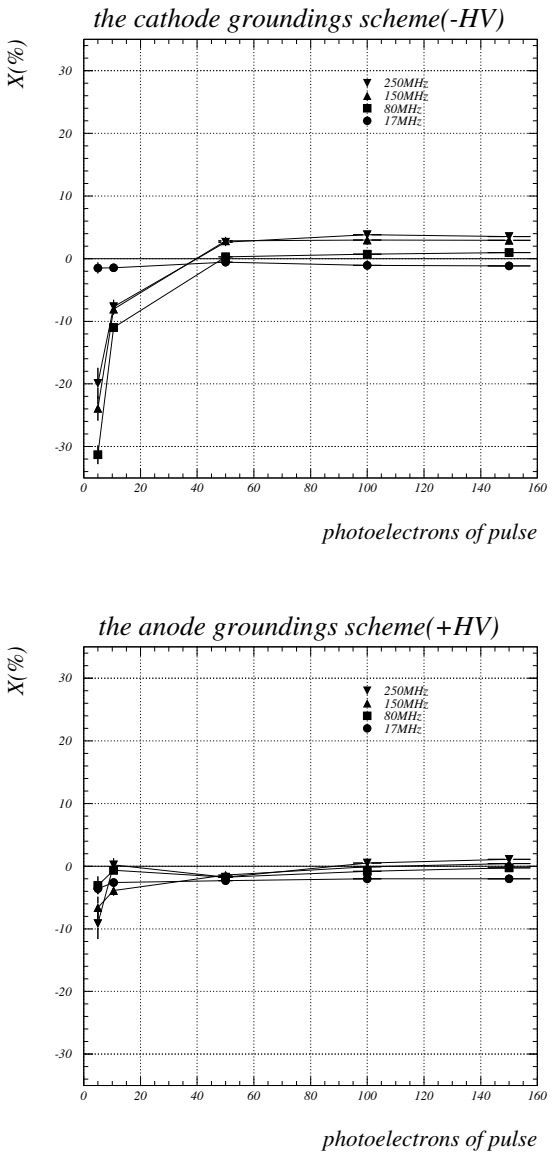


図 3.24: アクティブベースをつけたときの DC 成分光の有無によるパルス光 ADC 値の差。図 3.19 と同様の実験をアクティブベースをつけて行った結果である。縦軸のエラーバーは統計的誤差である。アクティブベースの効果により、DC 成分の有無にかかわらずパルス光の波高測定が可能であることを示している。

3.3 プリアンプとケーブル

3.3.1 プリアンプ

2 章で述べたように次回のカメラにむけて新しいプリアンプを設計する必要がある。アンプチップは 1ch 対応で高速高帯域のものを候補としてあげ、高ゲインでリニアリティのあるものを選択することにした。

まず、CANGAROO 実験では PMT からの信号が約 10ns のパルス幅を持つことを考え、約 100MHz 以上の高帯域な OP アンプとして、CS510S、μpc1664c(NEC)、MAX4107(Maxim) を候補とした。CS510S は TOPAZ 実験のバーテッテクスチェンバーで用いられたプリアンプで 50nsec の decay time を持つ [29]。μpc1664c は、170MHz のバンド幅を持ち、100 倍のゲインを持つ。MAX4107 は 300MHz のバンド幅を持ち、500V/μsec の slew rate、$0.75\mathrm{V}/\sqrt{Hz}$ の電圧ノイズを持つ。

ゲインはフィードバック抵抗を変えることで調節可能である。光源と PMT を用いてリニアリティを測定した結果を図 3.25 に示すが、MAX4107 が最も大光量までリニアリティ特性が良い。よってこの OP アンプを使って、回路の設計を行った。まず、ノイズを減らすために電源ラインに DC フィルターを用い、出力にはディファレンシャルドライブを使用する。DC フィルターは DC 電源からのノイズをカットする。また、CANGAROO 実験ではカメラからデータ収集システムまで長い信号線を使わざるを得ないので、ケーブルからクロストークなどの定常的なノイズが混入する。これをディファレンシャルドライブによって除去する。

実際に回路を設計するにあたっては、電圧増幅とし、高ゲインで、リニアリティ特性が良くなるよう、抵抗、コンデンサーの値を選んでいく。

図 3.26 が実際に設計された回路図である。基板の大きさは PMT 後部の空間内におさまるようなサイズとした。

プリアンプのテストの際は、ディファレンシャル出力をシングルエンドに変換するためにパルストランスを用いていた。しかし、山形大の郡司氏らにより現在開発中のフロントエンドモジュール入力には差動アンプを使用しているので、プリアンプからのディファレンシャルの信号は、実際はそのままモジュールに入力される。

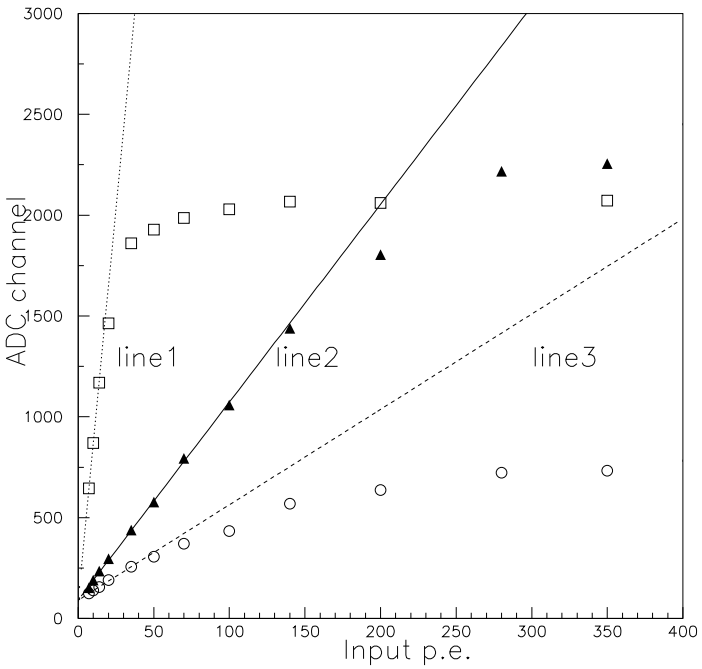


図 3.25: Linearity of preamps; line 1 is obtained by CS510 , line 2 is obtained by MAX4107(Rin=100ohm) and line 3 is obtained by μ pc1664c

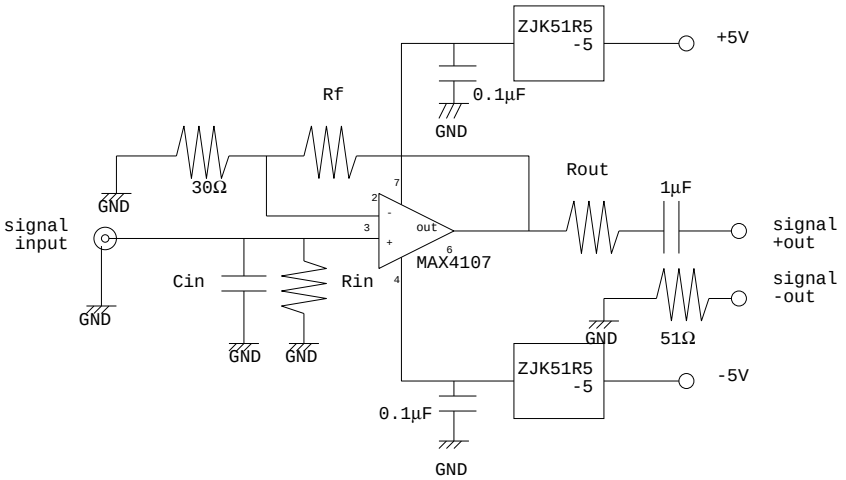


図 3.26: Circuit of preamplifier(MAX4107)

3.3.2 信号ケーブル

CANGAROO-II で使用しているケーブルは 20 ペアの芯線に対してまとめてシールドされているため、クロストークの問題がある。そこで、シールドが各芯線ごとになされているケーブルと特性の比較を行った。

図 3.27 はプリアンプから ADC まで 3 種のケーブルを用いた場合のゲインの比較であるが、大きな差はみられない。また、ノイズについても図 3.28 のように比較したが、大差はない。カメラからデータ収集システムまで信号ケーブルはカメラ支持ステイに沿って引かれているので、ケーブルが重いとカメラの重量を増やすのと同じ効果を持つ。各対シールドのケーブルは既存のケーブルに比べ 24% 重いことを考慮し、次回も同じケーブルを使用することにした。

また、アンプの DC 電源はフロントエンドモジュールから ±12V の電圧をカメラ BOX まで送り、ボルテージレギュレータにより 5V をつくり出して各 AMP に配分する形にした。こうすることで、長いケーブルを用いることによる電圧降下 (実際 0.5V ほど降下する) を防ぐことができる。

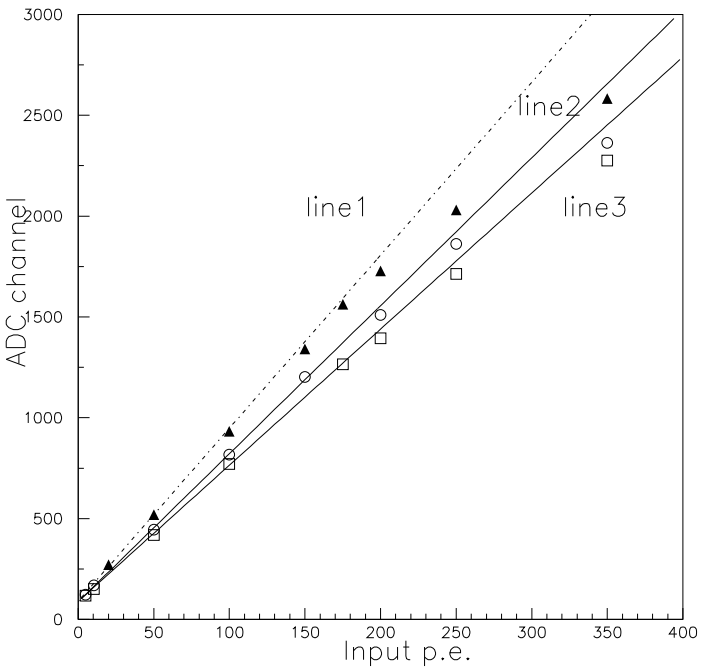


図 3.27: 各対シールドのケーブル 15m(Line2) と既存のケーブル 15m(Line3) によるリニアリティ特性。Line1 は導線のみ (5cm) の場合を示す。

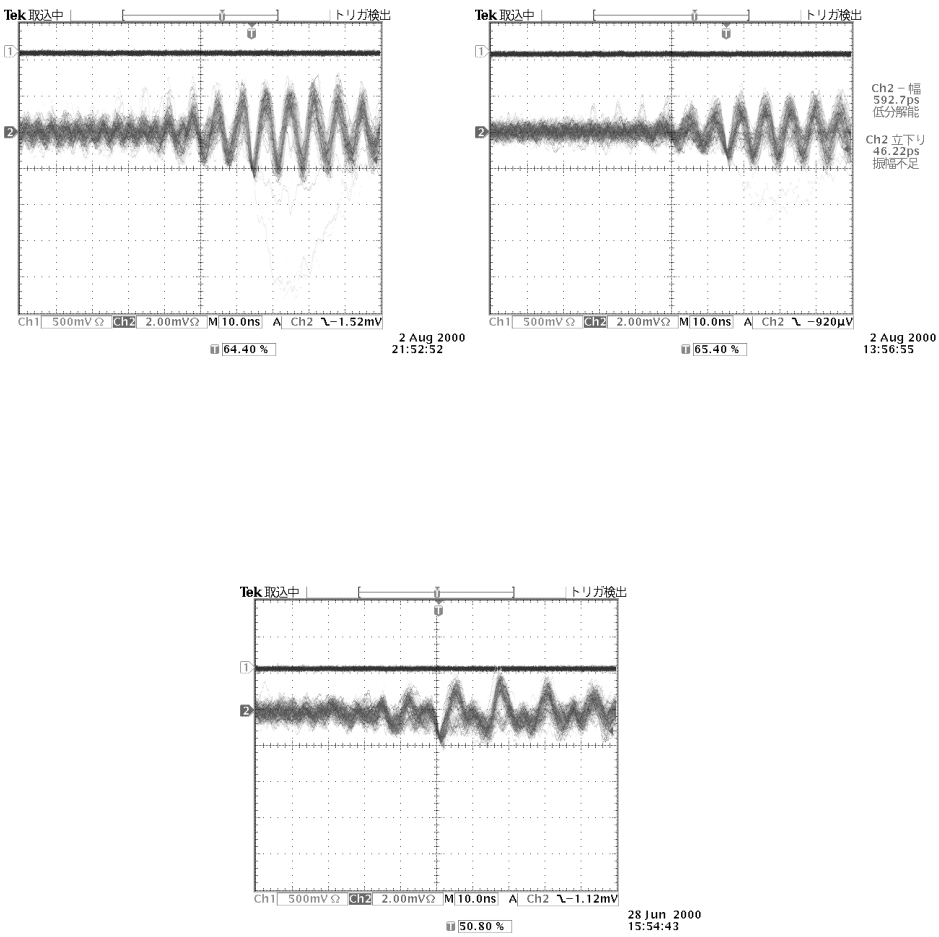


図 3.28: 各対シールドのケーブル 15m(b) と既存のケーブル 15m(c) を用いたときのノイズレベル。(a) は導線のみ (5cm) の場合を示す。

3.4　試作品の性能評価実験

図 3.29 は PMT アセンブリ試作品の外観である。図 3.30、3.31 に回路図と設計図を示す。PMT アセンブリは厚さ 0.2mm のμ メタルで覆われている。一般に PMT では真空中を低エネルギー電子が走行するため、地磁気程度のわずかな磁界でも電子軌道に影響を与え、陽極感度が変化してしまう。特にヘッドオン型 PMT は光電面と第一ダイノード間の距離が長いため、電子軌道が変動し第一ダイノードへの収束が変化してしまう。また、我々の実験では天体をトラッキングするため、地磁気に対する PMT の向きが変化する。このような理由で PMT アセンブリに対してμ メタルによる磁気シールドを施すことにした。また、プリアンプに対する電磁ノイズを遮蔽する役割もある。

図 3.32 はテスト用六角配置治具に PMT アセンブリを設置した写真である。この 7 本について、図 3.33 のような現地使用に近い形でのセットアップを用いて性能評価を行った。

図 3.29: R3479PMT アセンブリ

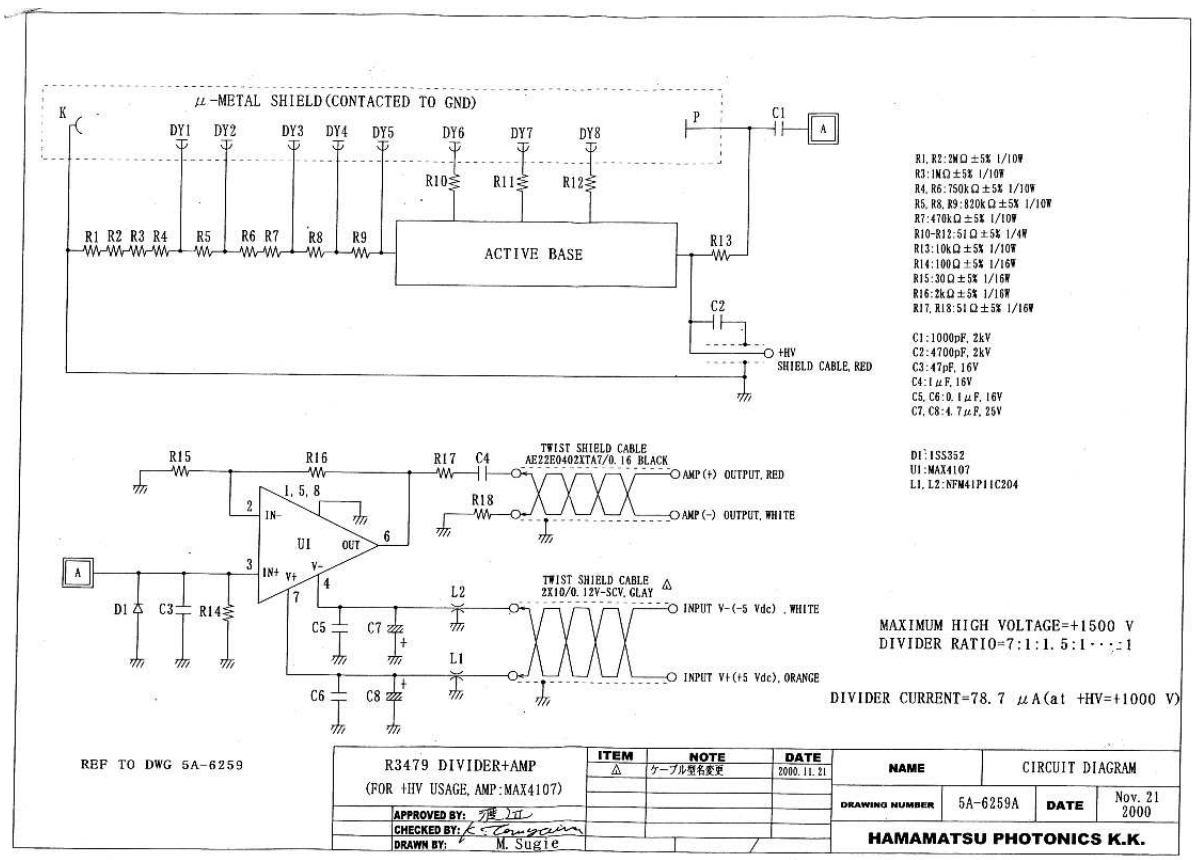


図 3.30: PMT アセンブリ回路図

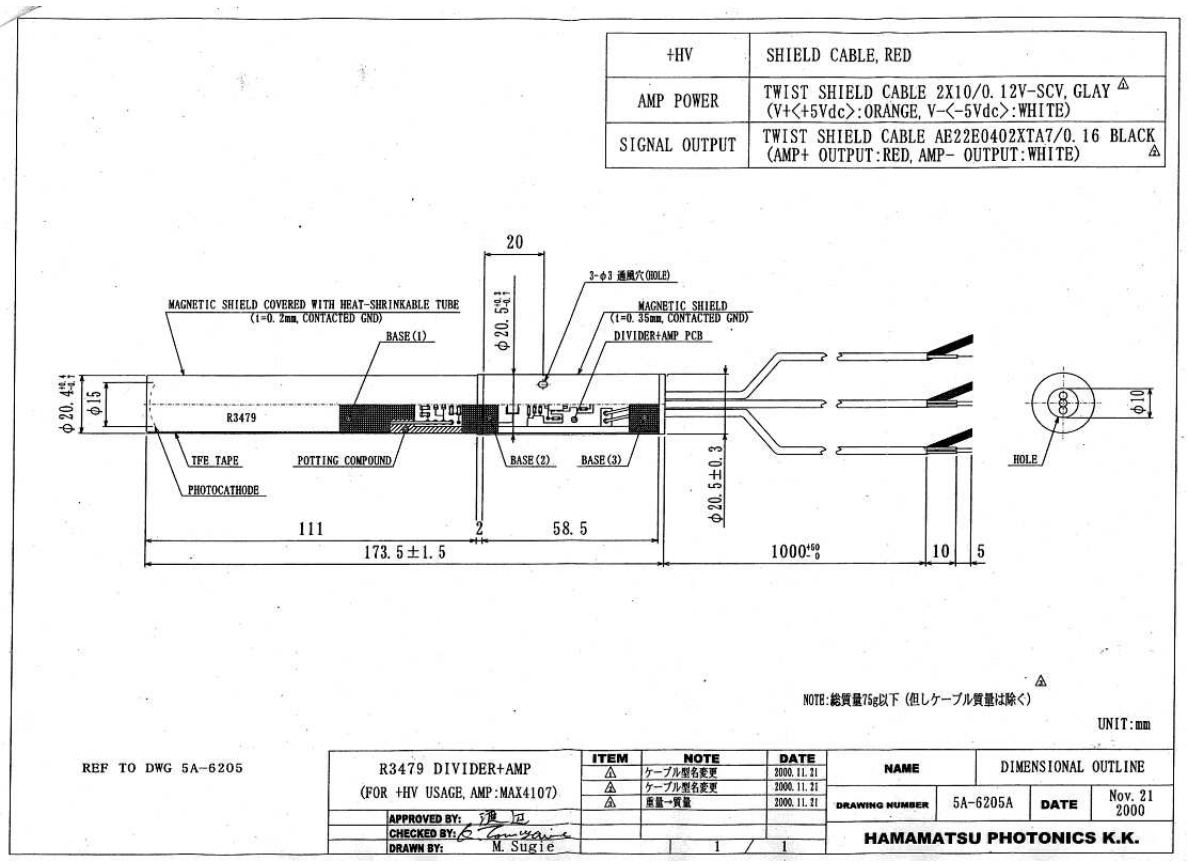


図 3.31: PMT アセンブリ設計図

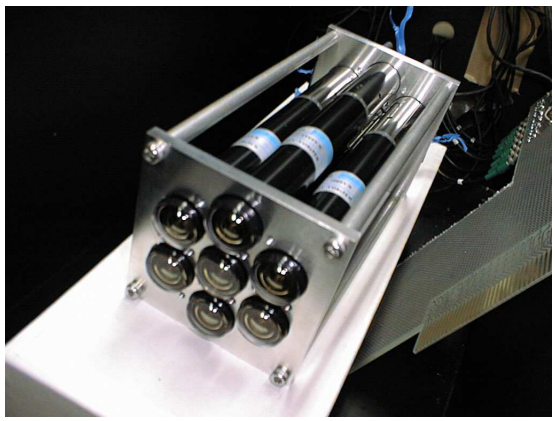


図 3.32: 試作カメラ配置

3.4.1 信号の特性

図 3.33 に試作品性能評価でのセットアップを示した。PMT の HV は実際に使用する CAEN の MOD.SY 527 を使用し、コネクタ、ケーブルも実際のものを使った。AMP の DC 電源はボルテージレギュレータ、DC 電圧を安定させるための DC フィルターを使用した。信号のディファレンシャル出力をシングルエンドに変換するためにパルストランスを用いた。信号線のシールド線は接地して実験を行った。シールド線を接地した場合としなかった場合でノイズレベルを調べたが変化はなかった。

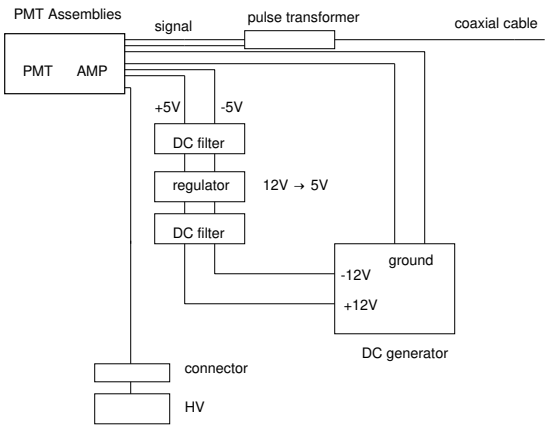


図 3.33: 試作品 PMT アセンブリ評価テストのセットアップ

図 3.34 は PMT アセンブリ出力信号である。1 光電子レベルの光量での ADC 分布を示したのが図 3.35 である。左端のペデスタルピークと 1 光電子のピークがはっきり分かれていることがわかる。

また、このセットアップで PMT アセンブリのクロストークについて調べてみた。図 3.36(上) は、全ての PMT アセンブリの HV とプリアンプ DC 電源を OFF にしたときの信号で、図 3.36 は真中の 1 本だけ HV、プリアンプ DC 電源を ON にして、約 60 光電子を入射させ、OFF 状態の周りの PMT の信号を見たものである。60 光電子の PMT 信号の約 3% のクロストークがあるが許容範囲内である。

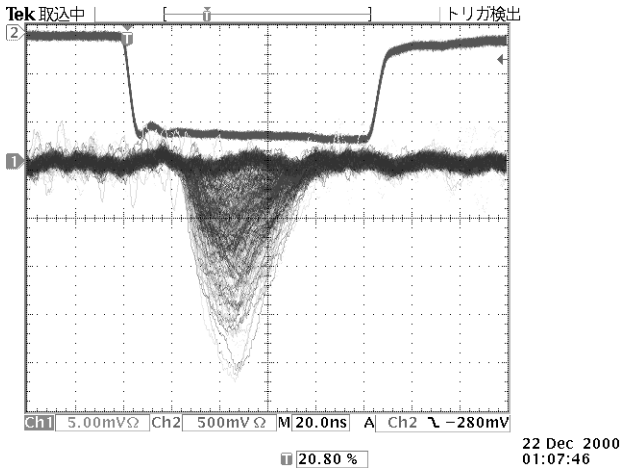


図 3.34: 1 光電子レベルでの信号の例 (HV = 1000V)(下の波形)。上の波形はゲート信号である。

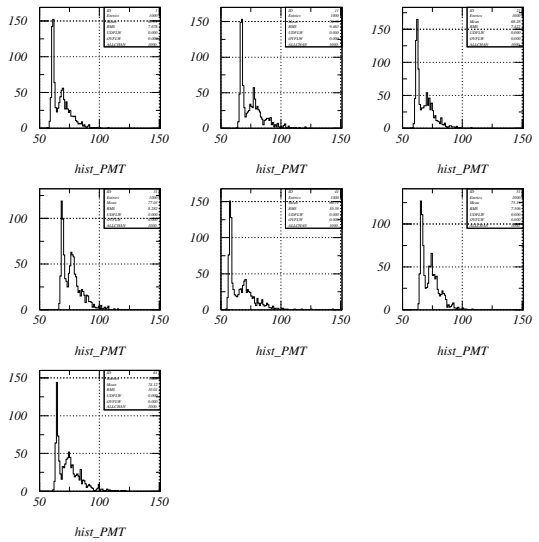
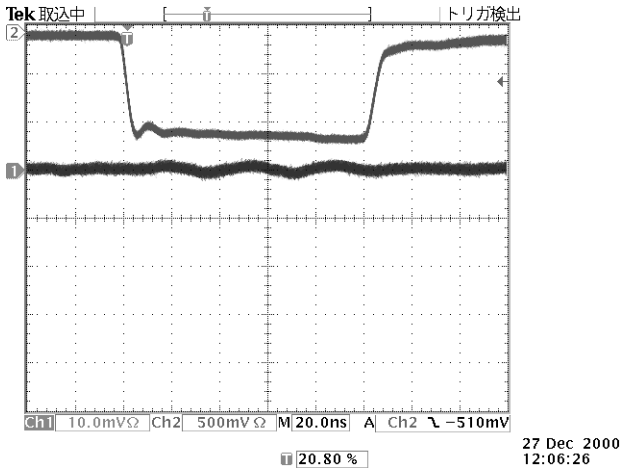


図 3.35: 7 本に対する 1 光電子レベルでの信号の ADC 値分布 (HV = 1000V)



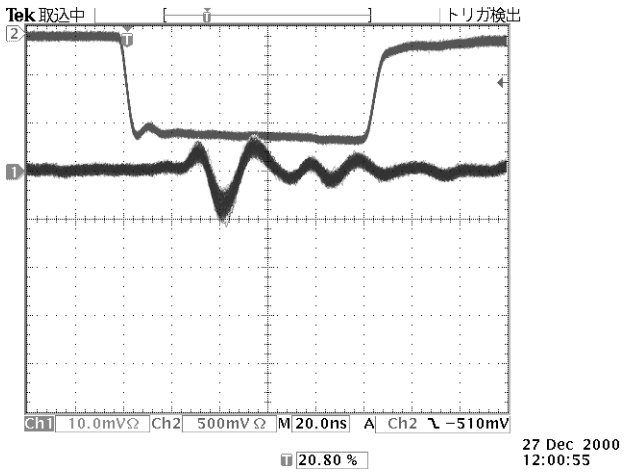


図 3.36: PMT アセンブリのクロストーク波形。(上) は全ての PMT アセンブリを OFF にした状態、(下) は 7 本のうち真中の 1 本を ON にして約 60 光電子で光らせたときの隣の OFF 状態の PMT アセンブリの信号。

3.4.2　ゲインのばらつき

まず、印加高電圧 (HV) とゲインの関係を測定した。ゲインは図 3.35 のように、1 光電子レベルでの 1 光電子ピークの ADC 値からもとめた。

一般に、HV に対して PMT のゲイン G は式 $G \propto V^{\alpha}$ の形の特性を示すが、実験で得られたデータもこれにしたがっていることが分かる。(図 3.37)

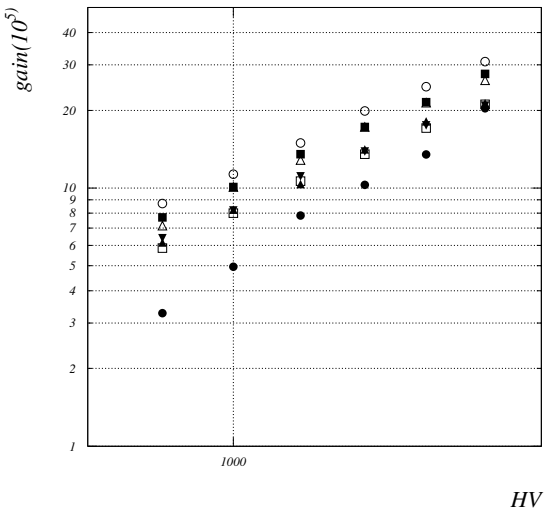


図 3.37: HV とゲインの関係

HV = 1000V に固定した場合の PMT アセンブリのゲインばらつきをしめしたのが図 3.38 である。約 $\pm 20\%$ のばらつきがある。ただし 427 本に対して 7 本、つまり全体の 1.6% にすぎないので、現段階でのあくまでの目安としての値である。

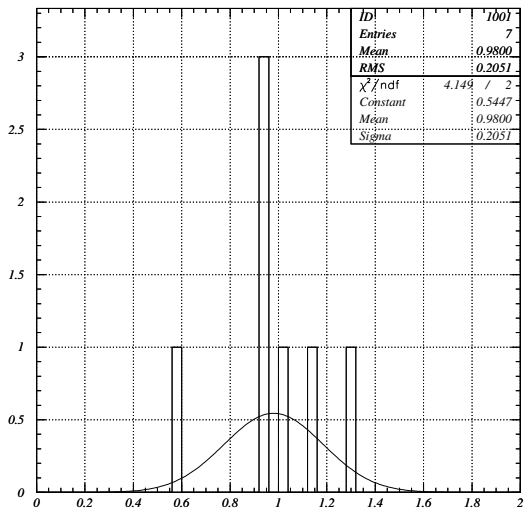


図 3.38: 試作品 PMT アセンブリ 7 本のゲインのばらつき (HV = 1000V)

3.4.3 HV の決定

現在稼働中の CANGAROO-II 望遠鏡は、PMT のゲインが ~ 2×10^5 になるような HV 設定をしていることは 2 章で述べた。2 台目も同じように ~ 2×10^5 の低いゲインを設定すると、PMT アセンブリ間のゲインのばらつきは大きくなるが、HV の設定が各 PMT ごとに調節できるので問題はない。使用予定の高圧電源 (CAEN) は、0V ~ 2500V までの範囲で HV の調整を行うことができ、これにより PMT アセンブリのゲインを前もってそろえて使用する。

ここでゲインが 8×10^5 となるような、各 PMT アセンブリの HV をおおまかにもとめてみた。ここで実際に使用するゲインより大きな値にした理由は、ゲインを求めるのに 1 光電子ピークを使用しているためである。図 3.35 に示した 1 光電子ピークは、ペデスタルと 1 光電子の信号を区別できているが、このような作業ができる最小の HV 設定ということで、ゲインを ~ 8×10^5 とした。表 3.3 に HV 設定を示した。

3.4.4 環境変化に対する影響

Woomera は砂漠という気候のため、昼夜の温度変動が激しい。夏には最高 40 度を越え、冬には数度まで下がる。そこで、試作品のうち 3 本について、温度サイクル試験を行い、前後でのノイズレベルと信号のチェックを行った。複合環境試験機 (東葛テクノプラザ) において、PMT アセンブリ 3 本を摂氏 0 度→ 40 度→ 0 度を 1 サイクルとしてほぼ 1

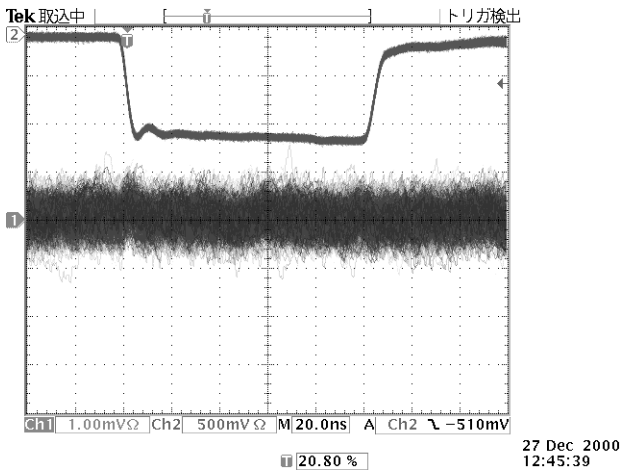
PMT number	HV
0	1050 V
1	1000 V
2	1025 V
3	1030 V
4	950 V
5	1050 V
6	1000 V

表 3.3: ゲイン ~ 8×10^5 に設定したときの各 PMTHV 値

日かけて 20 サイクルの温度変化環境にさらした。図 3.39 はこの前後のノイズレベルと信号であるが、特に目だった変化はなく、環境変化に対する PMT アセンブリの影響は見られなかった。

また、PMT を密集した状態で使うことで PMT 周辺の温度がどのように変化するか調べてみた結果が図 3.40 である。

HV、DC 電源を ON した後、1 時間から 1 時間 30 分後の間におよそ 5 度温度が上昇した。その後は、目だった温度変動はないことがわかった。バイアルカリ光電面の感度の温度特性は ~ 0.2%/度であることから、この温度変動は大きな影響は及ぼさないといえる。



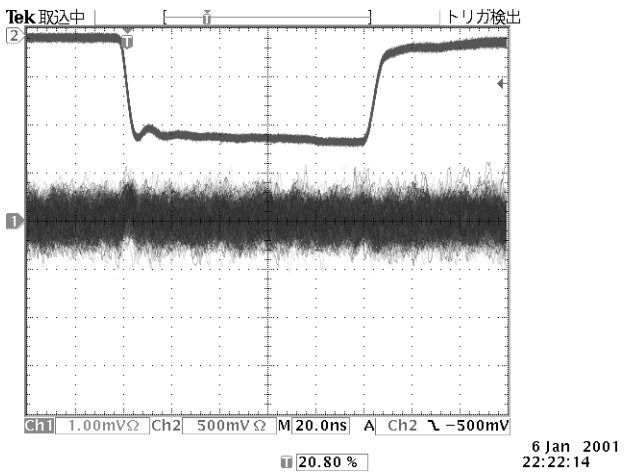


図 3.39: 環境試験前 (上) と後 (下) の PMT のノイズレベルの比較

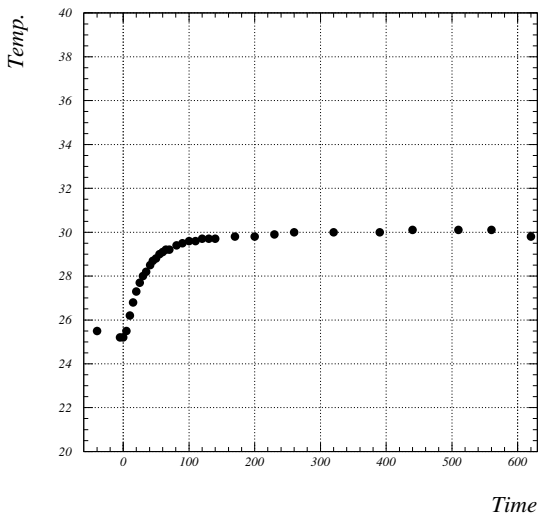


図 3.40: PMT 間の温度変動

第4章　Discussion

パルス光量の系統誤差 リニアリティを測定する際、光量の変動は透過率の異なるNDフィルターを使用して行った。たとえば、1%のフィルターを使用して1光電子レベルの光量になったとすると、10%のフィルターと交換することで、10光電子レベルの光量と考える。このように、1光電子レベルの光量はパルス電圧を変えながら、そのADC分布より判断しなければならないが、その後は、NDフィルターの透過率を信用して、その光量とした。いま、この透過率による光量見積もりがどのくらいの精度をもつのか、ADC分布をポアソン分布としてフィッティングして調べてみた。

図4.1は各光量でのフィッティング結果である。このフィッティングから求まる光量と、NDフィルターの透過率から求めた光量の差をプロットしたのが図4.2である。このことから、光量の系統誤差は5%以内に収まっていることが分かる。

サーキュラーケ- ジ型PMT 3章で3種PMTのリニアリティを測定した際、サーキュラーケ- ジ型PMTのR5611はラインフォーカス型PMTに比べ劣っていた。これはサーキュラーケ- ジ型PMTが一般にラインフォーカス型に比べリニアリティ特性が悪いこともあるが、浜松ホトニクスによると、R5611の陽極(アノード)の構造による原因もあるとのことだった。R5611の陽極は棒状の構造をしているため、増幅された2次電子が陽極1点に集中し、最終ダイノード、陽極間の電場が弱まることによるものである。もし、陽極をメッシュ型にすれば、単位面積あたりの電荷密度が低くなり、リニアリティ特性は現状よりよくなるであろう。

サーキュラーケ- ジ型PMTのリニアリティ特性が良くなれば、もともとその小型の形状からパルス時間特性も他の型のPMTに比べ良いし、その重量の軽さはCANGAROO望遠鏡のようにカメラ重量の制限がある場合、特に有効である。もしR5611のリニアリティ特性が改善されたとすると、重量にして1.7倍かせげるので本数をより多く使用でき、視野をさらに大きくすることも可能となる。

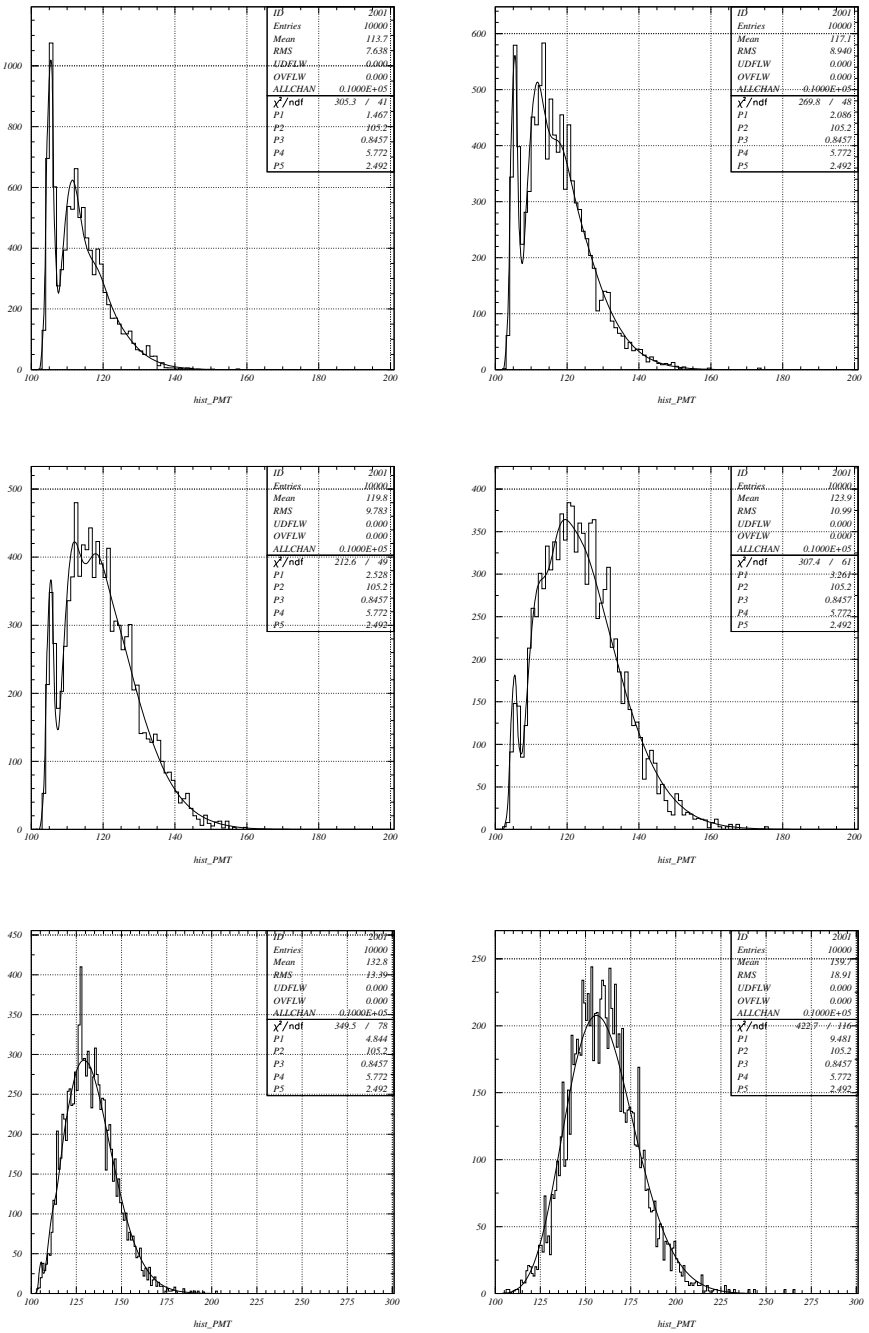


図 4.1: 各光量での ADC 分布とポアソン分布のフィッティング。フィッティングに用いたパラメータは、P1 が平均光電子数、P2 がペデスタルの ADC 平均値、P3 がペデスタルの σ 、P4 が 1 光電子分の ADC 値、P5 が 1 光電子の σ である。

ND filter(透過率)	ND フィルターによる光量見積もり	fitting による見積もり
20%+30%+40%+50%	1.43p.e	1.47p.e
20%+30%+40%+70%	2.00p.e	2.09p.e
20%+30%+50%+70%	2.50p.e	2.53p.e
20%+40%+50%+70%	3.33p.e	3.26p.e
30%+40%+50%+70%	5.0p.e	4.84p.e
30%+40%+70%	10.0p.e	9.48 p.e

表 4.1: ND フィルターによる光量の見積もりと fitting による光量の見積もりの比較。最初、ND フィルター (20%+30%+40%+50%+70%) で 1 光電子 (p.e) レベルの光量に設定した。ND フィルターによる透過率を変化させて光量を変えていく。

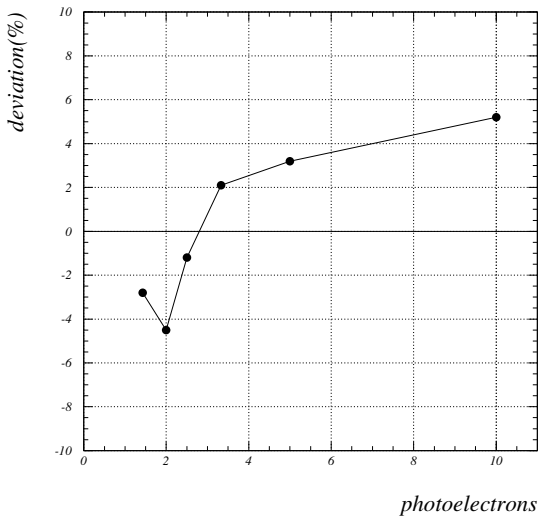


図 4.2: ND フィルターの光量見積もりと、実際に観測された光量の差。横軸は ND フィルターの見積もりによる光電子数である。

第5章　Conclusion

表 5.1 に、1 台目 (CANGAROO-I) と 2 台目 (CANGAROO-III) について改善された点をまとめた。

- CANGAROO-III 実験として建設される 2 台目の解像型チェレンコフ望遠鏡のカメラは 3/4 インチ PMT の R3479 を 427 本使用し、4° の視野をもつことに決定した。
- PMT の高電圧電源 (HV) は従来の陽極接地型から陰極接地型に変更する。これはライトガイドと PMT 光電面間におこる放電現象を防止するためである。陰極接地型では信号線にカップリングコンデンサーを使用しているため、DC 成分光が測定できないという問題があるが、夜光 (DC 成分光) 下でチェレンコフ光 (パルス光) 測定を行っているチェレンコフ光望遠鏡での観測においてもパルス光測定が可能であることが確認された。
- 夜光 (DC 成分光) 下でのパルス光測定においてはリニアリティにおいてパルス光のみの特性とは異なる特性があることを確認し、アクティブベース法によるリニアリティ特性の改善を確認した。150MHz の夜光下では最大約 30% のゲイン変動があったが、アクティブベースの使用により、約 2% のゲイン変動におさえることが可能となった。
- PMT プリアンプは MAX4107 を用いた電圧増幅型アンプを用い、信号線はツイストペアケーブルを用いる。プリアンプは約 150 光電子までリニアリティがある。
- PMT アセンブリ試作品について性能評価を行った結果、ノイズレベルが 1mV 以下、1 光電子レベルの光量での ADC 分布で 1 光電子のピークが見れられた。また、環境サイクル試験後も信号、ノイズレベルに変化は見られなかった。

	1 台目 (CANGAROO-II)	CANGAROO-III
視野 (°)	2.7	4
PMT サイズ (インチ)	1/2	3/4
PMT 本数	552	427
PMT	R4124UV	R3479(UV 仕様)
ピクセルサイズ (°)	0.115	0.168
HV 配分	16ch(1BOX) 単位	各 ch ごと
HV デバイダ回路 (HV 極性)	陽極接地型 (-HV)	陰極接地型 (+HV)
Active-base	○	○
プリアンプ	TR402S	MAX4107
ライトガイド	四角形	六角形

表 5.1: 1 台目と 2 台目の望遠鏡のカメラ

謝辞

本研究にあたり御指導していただいた森正樹助教授に深く感謝致します。カメラ関連の実験に関して御指導していただいた榎本良治助教授に感謝致します。本研究室の奥村公宏博士、株木重人君、津野尾肇君、茨城大の伊藤千枝さんにはカメラの設計、開発に関して共に仕事を行い、実験の手伝い、多くの助言を頂きました。ここに感謝します。本研究室の木舟正教授、河内明子博士、鈴木理映子さん、片桐秀明君、大石理子さん、大阪市立大の吉越貴教助手には研究に関する多くの助言を頂きました。ここに感謝致します。また、オーストラリアの観測シフトで観測に関する御指導をいただいた東京工業大の櫻澤幸司博士に感謝致します。そして、京都大学の谷森達教授をはじめ、CANGAROO チームのメンバーに感謝致します。

参考文献

[1] 宇宙線に関する情報 (ユタ大学) http://hires.physics.utah.edu/

[2] N.Gehrels et al., Sci.American 269 (1993)68.

[3] C.A.Meegan et al., Astrophys.J.Suppl. 106(1996)65.

[4] D.J.Thompson et al., Astrophys.J.Suppl. 86(1993)629.

[5] 宇宙線、γ 線に関する絵 http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/homepage.html

[6] R.A Ong , Physics Report 305(1998) 93-202

[7] Hillas,A.M.,J.Phys.G,8,1475-1492(1982)

[8] Jelly,J.V.,"Cherenkov Radiation and its Applications",PergamonPress(1958)

[9] F.A.Aharonian et al., Proceedings Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-V (Kruger Park), 1997

[10] See R.Mirzoyan,E.Lorenz,MPI-PhE/94-35,December1994,and referrences therein.

[11] R.Enomoto CANGAROO 内部レポート (1999)

[12] T.C.Weeks et al., ApJ 342 (1989)379

[13] 原敏 東工大修士論文 (1999)

[14] R.Plaga , XVIII Physics in Collision Conference Proceeding, pp. 369-388

[15] K.Koyama et al.,Nature 378 ,255(1995)

[16] Tanimori,T et al., Astrophys. J. Lett., 497, L25-L28 and Plate L2 (1998)

[17] T.Hara et al.,Nucl. Instrum.Methods Phys. Res.,(1993)

[18] T.Kifune et al.,Astrophys. J. Lett., 438, L91-94 (1995)

[19] Tanimori,T et al.,Astrophys. J. Lett., 429, L61-64 (1994)

[20] T.Yoshikoshi et al.,Astrophys. J. Lett., 487, L65-68 (1997)

[21] Muraishi et al., A&A , 354, L57-L61 (2000)

[22] Tanimori et al.,26th International Cosmic Ray Conference (eds. D.Kieda, M.Salamon, B.Dingus, Univesity of Utah, 1999) Salt Lake City, Utah, USA (August 17-25, 1999) Vol.5, pp.203-206 (OG 4.3.04)

[23] Kawachi et al., Astroparticle Physics. 14, 261-269 (2001)

[24] Photomultiplier Tubes and Assemblies (catalog) 浜松ホトニクス

[25] R.Enomoto et al. will be submitted to Astroparticle Physics (2001)

[26] 真栄城敦 CANGAROO 内部レポート (2000)

[27] 亀井 新 東工大卒業論文 (1996)

[28] 光電子増倍管 ~ その基礎と応用 ~ 、浜松ホトニクス

[29] K.Tsukada et al., Nucl. Instr. and Meth. A300 (1991)575

[30] 高エネルギー宇宙物理学 桜井邦朋編 朝倉書店 (1990)

[31] 吉越貴紀 東工大修士論文 (1993)

[32] 速水 祥和 東工大修士論文 (1997)

[33] 神保 純一郎 東海大修士論文 (2000)

[34] 櫛田 淳子 東工大修士論文 (2000)

[35] 伊藤千枝 CANGAROO 内部レポート (2000)

[36] S.Kabuki et al. CANGAROO 内部レポート (2000)

[37] M.Mori et al.,International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy Heidelberg, Germany (June 26-30, 2000) : to be published

[38] 理科年表 (2000)