

修士学位論文
TeV- γ 線観測を用いた Ashra 光電撮像系の
開発的研究

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

奥村 暁

学生証番号 36036

2005 年 3 月 19 日

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	全天監視型高精度素粒子望遠鏡 (Ashra)	3
2.1	Ashra が狙う物理	3
2.2	Ashra 検出器の原理	3
2.2.1	修正 Baker-Nunn 光学系	4
2.2.2	24 inch 大口径 II	6
2.2.3	光電撮像系	8
2.2.4	Trigger 系と撮像系	10
2.3	観測地 Hawaii での試験観測	10
第 3 章	γ 線天文学	13
3.1	人工衛星型検出器	13
3.2	解像型大気 Cherenkov 望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope; IACT)	13
3.2.1	IACT の動作原理	13
3.3	TeV- γ 線源	17
3.3.1	TeV- γ 線放出天体の種類	17
3.3.2	IACT による γ 線検出の現状と今後	18
3.4	Ashra による全天 TeV-gamma 線観測	19
第 4 章	TeV- γ 線用 Ashra 試作望遠鏡	21
4.1	観測地	21
4.2	光学系と望遠鏡架台	23
4.2.1	鏡の性能評価	23
4.2.2	光線追跡による光学系性能評価	26
4.2.3	鏡の調整	27
4.2.4	追尾性能	27
4.3	光電撮像系	28
4.3.1	Ashra 本番設計との相違点	28
4.3.2	蛍光体の残光時間	31
4.3.3	II の利得分布	31
4.3.4	光電撮像系の解像度	37
4.4	Trigger 系と Data 収集系	41
4.4.1	MAPMT	41
4.4.2	初段増幅器と濾過器	44
4.4.3	波高弁別器	44
4.4.4	Trigger FPGA	44

4.4.5	高速 CCD Camera	44
第 5 章	光電撮像系 Monte Carlo Simulation	46
5.1	Program の開発	46
5.2	計算機 Simulation による増幅器時定数の決定	48
5.3	Trigger 感度の考察	53
第 6 章	観測と解析	61
6.1	観測	61
6.2	陽子と γ 線の弁別	61
第 7 章	まとめと展望	68
	謝辞	69
	附録	70
A	Image Intensifier の解説	70
A.1	第 1 世代 II	70
A.2	Fiber Optic Plate	70
A.3	蛍光体	72
A.4	第 2 世代 II	72
A.5	Micro Channel Plate	73
A.6	第 3 世代 II	73
A.7	第 4 世代 II	74
B	Image Parameter の定義	74
	関連図書	77

目次

1.1	観測されている宇宙線の energy spectrum	1
2.1	修正 Baker-Nunn 光学系	4
2.2	修正 Baker-Nunn 光学系で得られる分解能の角度依存性	5
2.3	Ashra 完成予想図	5
2.4	Acryl 板透過率の波長依存性	6
2.5	直接切削によって加工した acryl lens	7
2.6	16 inch 大口径 II の入力面側	7
2.7	16 inch 大口径 II の出力面側	7
2.8	光電撮像系	8
2.9	試作した光電撮像系と trigger の模式図	9
2.10	P47 の残光特性	9
2.11	Trigger sensor LSI の模式図	11
2.12	部分露光制御可能な CMOS 撮像素子の模式図	11
2.13	Baker-Nunn 光学系の 3 分の 2 試作機	12
3.1	EGRET によって観測された γ 線点源の分布	14
3.2	電磁 cascade の模式図	15
3.3	宇宙線の生成する空気 shower の様子	15
3.4	Lightpool の広がりの様子	16
3.5	IACT による imaging 方の概念図	17
3.6	これまでに TeV- γ 線が検出された天体	19
3.7	Ashra の 3 年間の観測時間分布	20
3.8	標高による light pool の密度の違い	20
4.1	Haleakala 山頂に設置された Ashra TeV- γ 線用の試作経緯台式望遠鏡	22
4.2	Haleakala 国立公園の入り口	22
4.3	山頂周辺に並ぶ各国の望遠鏡群	22
4.4	鏡の曲率半径と解像測定の様式図	23
4.5	CCD で得られた、LED の焦点化された画像	24
4.6	分割鏡	24
4.7	光線追跡による光学系の性能評価	26
4.8	16" II 出力面をデジカメで撮影した、北極星の画像	27
4.9	追尾した星の重心位置	29
4.10	蟹星雲の位置補正	29
4.11	光電撮像系の模式図	30
4.12	焦点面に設置された光電撮像系、trigger 系、data 収集系	30

4.13 γ 線の simulation による Cherenkov 光の地上への到達時間分布例	32
4.14 P46 の残光特性	33
4.15 II の利得分布測定	33
4.16 大口径 II の利得分布	34
4.17 増幅 II の利得分布	35
4.18 増幅 II の利得分布の V_{egac} 依存性	36
4.19 大口径 II、増幅 II、relay lens を組み合わせた状態での利得分布	37
4.20 増幅 II、遅延 II の量子効率分布	38
4.21 SourceExtractor で抽出した光子 1 つ 1 つ	39
4.22 SourceExtractor で得られた、光子像の情報	40
4.23 Trigger 系と data 収集系の模式図	41
4.24 Trigger 受光素子に用いた MAPMT (H7546B)	42
4.25 Booster の有無による、MAPMT の利得安定性の違い	43
4.26 Adjacent 3 で考えられる hit map の例	44
5.1 光電撮像系の simulation の例	47
5.2 実測された P47 と P47 の重ね合わせと、P47 単体の残光測定を基にした MC による 波形の比較	49
5.3 遮断周波数を上下とも 3MHz にした場合の trigger 効率	50
5.4 遮断周波数を上下とも 30MHz にした場合の trigger 効率	51
5.5 1MHz の遮断周波数での trigger jitter	52
5.6 3MHz の遮断周波数での trigger jitter	52
5.7 10MHz の遮断周波数での trigger jitter	52
5.8 30MHz の遮断周波数での trigger jitter	52
5.9 γ 線に対する trigger 効率	55
5.10 陽子に対する trigger 効率	56
5.11 γ 線の trigger に要する時間分布	57
5.12 陽子の trigger に要する時間分布	58
5.13 Simulation で得られた γ 線の取得画像	59
5.14 Simulation で得られた陽子の取得画像	60
6.1 Haleakala での観測時間分布	62
6.2 γ 線候補の事象	63
6.3 陽子候補の事象	64
6.4 Simulation と観測 data から得られる Image parameter の比較	66
7.1 Ashra で使用している第 1 世代 II の断面	71
7.2 大口径 II の利得分布	71
7.3 FOP の模式図	72
7.4 FOP によって画像が伝送される様子	72
7.5 蛍光体の発光波長特性	73
7.6 蛍光体の残光時間特性	73
7.7 MCP の模式図	73
7.8 MCP の模式図	74

7.9 Image Parameter の定義	75
-----------------------------------	----

表 目 次

4.1	Haleakala 山頂の地理条件	21
4.2	光学系の基礎定数	23
4.3	分割鏡 19 枚の曲率半径 R と解像度	25
4.4	光電撮像系試作機に使用した近接型 II の一覧	31
4.5	光電撮像系の各段での利得	36
5.1	CORSIKA に入力した変数一覧	54

概要

全天監視型高精度素粒子望遠鏡 (Ashra) は 1 分角の解像度で全天を観測する、新しい宇宙線望遠鏡である。Ashra では大気蛍光と大気 Cherenkov 光の 2 つを広角の望遠鏡で検出する。Ashra の観測対象は TeV- γ 線を始めとする高 energy 宇宙線である。宇宙線による大気中の発光を、1 分角の位置分解能で全天観測するという Ashra ならではの機能を実現するために、修正 Baker-Nunn 光学系と光電撮像系が要となる。

試作された光電撮像系の試験と評価を行うため、試験観測地の Maui 島 Haleakala 山頂で蟹星雲からの TeV- γ 線検出実験を行った。解析は現在進行中であるが、試験観測によって光電撮像系で得られた宇宙線像から、光子 1 つ 1 つの位置情報を取り出ることが示された。Ashra ならではの「photon counting」による宇宙線観測が可能であることが確認された。

本論文では、Ashra による TeV- γ 線検出と、試験観測と解析の現状について報告する。

第1章 序論

1910 年代に Hess らによって宇宙線の存在が確認されて以来、様々なエネルギー領域、様々な検出器によって宇宙線の観測が行われてきた。同時に、ガリレオ以来発達してきた可視光による天体の観測も、電波望遠鏡や赤外望遠鏡の登場によって多波長での観測へと発展することとなった。

宇宙線と言っても、その成分は電磁波、陽子、原子核、neutrino など様々であり、それらの持つエネルギーも広範にわたる。現在地球上で確認されている宇宙線のうち、最もエネルギーの高いものは 10^{20}eV を超える（最高エネルギー宇宙線）。これは人工的に到達できるエネルギーを実に 8 桁も上回るが、なぜそのような高エネルギーの宇宙線が存在するのかは謎である。加速機構、地球までの伝播過程、1 次宇宙線成分は何であるのか、いずれも未解明のままであり、その興味は尽きない。

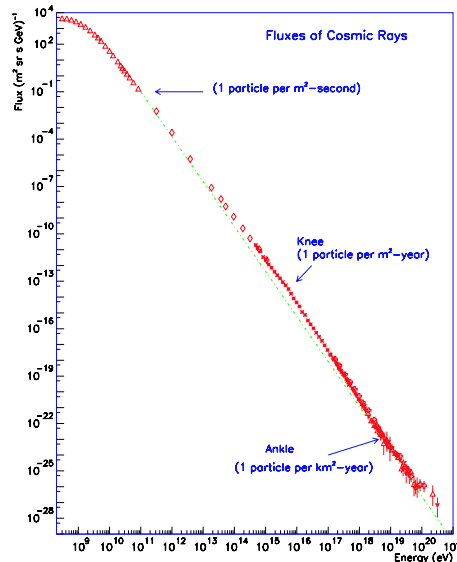


図 1.1: 観測されている宇宙線の energy spectrum。破線は比較のための E^{-3} の線である。

またこれよりも低いエネルギー領域の宇宙線も長期に渡り観測されてきたが、その発生起源も完全に理解されていない。 10^{14}eV 以下の領域では、超新星残骸による衝撃波によって加速されるという説明で理解出来るようになったが、膝 (knee) 領域や足首 (ankle) 領域の宇宙線加速機構は説明がついていない。

これより下のエネルギー領域になると、TeV 領域から MeV 領域での γ 線観測が近年活発に行われるようになってきた。地上で大気 Cherenkov 光を利用した望遠鏡と、宇宙での人工衛星を用いた観測である。超新星残骸や銀河中心といった高エネルギー天体からの γ 線観測に成功している。しかし実験ごとに得られた物理量に差異が生じたり、TeV 領域から MeV 領域までの energy spectrum が理論的にうまく接続出来ていなかったりと、まだ背景にある物理に不明瞭な点が多い。最新の検

出器では従来に比べて検出感度が上がってきており、今後観測天体の数を増やすことによって、背後にある宇宙線の発生機構が明らかになっていくであろう。

1987年には超新星 sn1987A が爆発し、同時にカミオカンデで複数の neutrino が検出された。この成功によって、天文学に新しい観測手法が登場した。Neutrino による宇宙の観測、素粒子天文学である。これまで行われてきた観測手段とは異なる新しい方法であり、世界でも neutrino を用いた宇宙線望遠鏡がいくつも考案、運転されている。このような宇宙線望遠鏡は地殻や氷などを標的とした検出器の為、弱い相互作用しかない neutrino に対しても、有効質量が稼げるのが特長である。カミオカンデの例を除けば、これまで neutrino 検出で天体を観測したことはなく、今後の発展が大いに期待される。

既に 100 年が経過しようとしている宇宙線物理であるが、ここまで述べてきたように未だ発展途上の段階である。今なお新しい検出器が設計され、宇宙物理学、素粒子学、天文学に新しい発見をもたらしている。本論文では新しい宇宙線望遠鏡である Ashra 実験の開発と、Ashra による世界初の TeV- γ 線の全天探査について論じる。

第2章 全天監視型高精度素粒子望遠鏡 (Ashra)

2.1 Ashra が狙う物理

全天監視型高精度素粒子望遠鏡 (All-sky Survey High Resolution Air-shower telescope; Ashra) [1] [2] は、1 分角の角度分解能で宇宙線の全天観測を行う、新しい高 energy 宇宙線望遠鏡である。Ashra の観測対象には次のようなものが挙げられる。

- TeV 以上の energy を持つ超高 energy γ 線 (TeV- γ 、VHE γ)
- 10^{16} eV 以上の energy を持つ超高 energy neutrino (VHE ν)
- 足首領域 ($10^{18} \sim 10^{19}$ eV) 以上の energy を持つ極高 energy 宇宙線 (EHECR)
- Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) 切断を越える最高 energy 宇宙線 (UHECR)

Ashra では焦点面に Image Intensifier (II) を、光学系には修正 Baker-Nunn 光学系を用いる。また宇宙線像の取得を固体撮像素子で行うため、光電子増倍管 (PMT) を用いた従来の宇宙線望遠鏡に比べて、飛躍的な解像度の進歩を遂げた。これによって従来の宇宙線望遠鏡では不可能であった分角精度での全天観測を可能とし、UHECR や EHECR の到来方向を $0.01 \sim 0.02^\circ$ で決定できる見込みである。

このような特長から、Ashra では

- 初めての TeV- γ 線全天探査による γ 線天文学の発展
- 宇宙線の起源と伝播の解明
- 初めての VHE ν の検出

といった物理を狙っている。

2.2 Ashra 検出器の原理

Ashra 検出器の構成は以下の要素によって構成される。

- 修正 Baker-Nunn 光学系
- 24 inch 大口径 II
- 光電撮像系
- Trigger 素子、trigger 回路、撮像素子

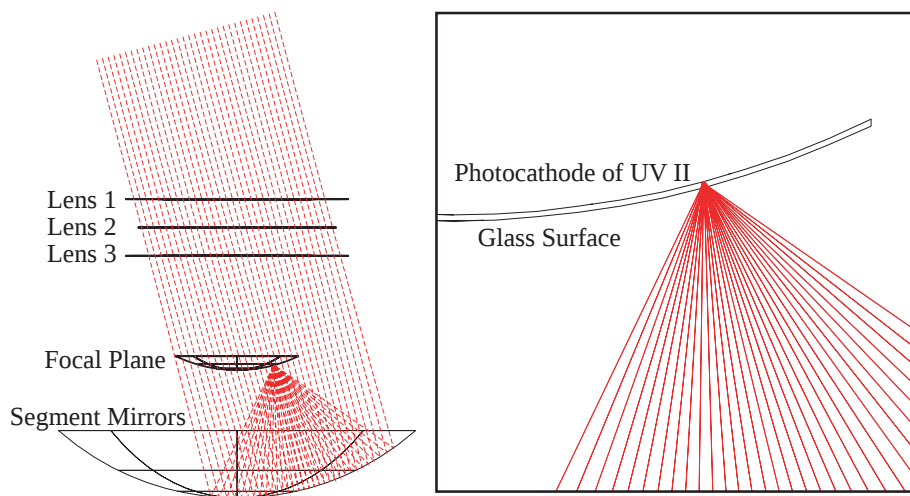


図 2.1: Ashra で採用した修正 Baker-Nunn 光学系。(左図) 入射光は順に平凸レンズ、凹平レンズ、凸平レンズを通過した後、分割鏡で反射、集光され、焦点面に 1 分角の分解能で結像される。(右図) 焦点位置に設置した UV II 光電面に集光される。

宇宙線によって発生した大気 Cherenkov 光や大気蛍光は地上に到達した後、Ashra の光学系によって集光される。これらの光は焦点面に設置された 24 inch の大口径 II によって静電収束される。大口径 II の出力光は光電撮像系によって輝度増幅と光分配が行われる。1 方向は大気 Cherenkov 光用の trigger 部、1 方向は大気蛍光用の trigger 部、そしてもう 1 方向は細密画像用の CMOS 素子へ送られる。

2.2.1 修正 Baker-Nunn 光学系

Ashra では従来の宇宙線望遠鏡よりも位置分解能を向上させるため、修正 Baker-Nunn 光学系を採用した [9]。この光学系は三枚の acryl 製 lens、球面鏡、球面焦点面から構成される (図 2.1)。

通常の望遠鏡に使用される反射鏡は、その表面形状が球面である場合が多い。これは製作の容易さが第一の原因であるが、狭い視野¹に限ってしまえば、表面形状を放物面としてよく近似できるからである。

遠方からの光を収差無く 1 点に集光するためには、反射鏡が放物面であること、もしくは放物面として近似できることが必須の条件である。しかし視野を 50 度まで広げると、曲率半径に対して鏡の口径が大きくなってしまい、球面収差が生じてしまう。球面の放物面からのずれが、光路差となって現れるためである。

この球面収差を軽減し、広い視野での天体観測を可能にしたのが、Schmidt Camera と呼ばれる光学系である。Ashra で使用する修正 Baker-Nunn 光学系は Schmidt Camera がその原型であり、Schmidt Camera では 1 枚しか使用しない補正 lens を、3 枚に増やしたものである。

この結果、図 2.2 のように、この光学系は半径 25° の視野内でおよそ 1 分角の分解能を有する。この光学系によって構成される望遠鏡を、図 2.3 のように 12 方向に並べることによって、全天を分角で監視することが出来る。

¹ 鏡の曲率半径に対して、鏡の口径が小さいという事とほぼ等価である。

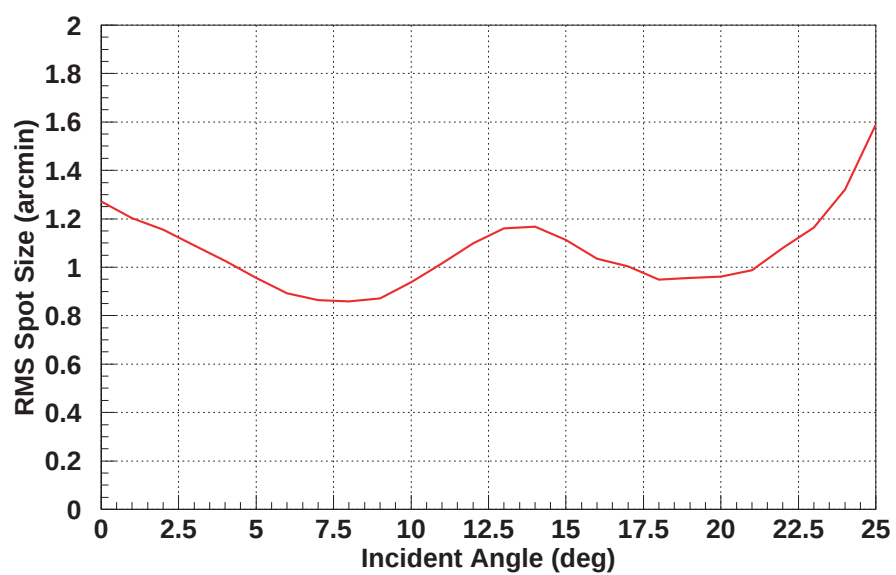


図 2.2: 修正 Baker-Nunn 光学系で得られる分解能の角度依存性

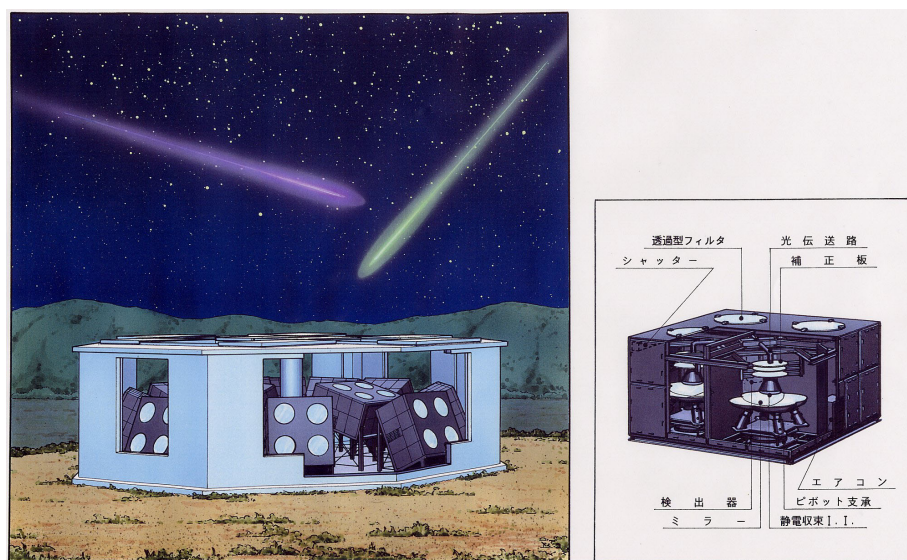


図 2.3: Ashra 完成予想図

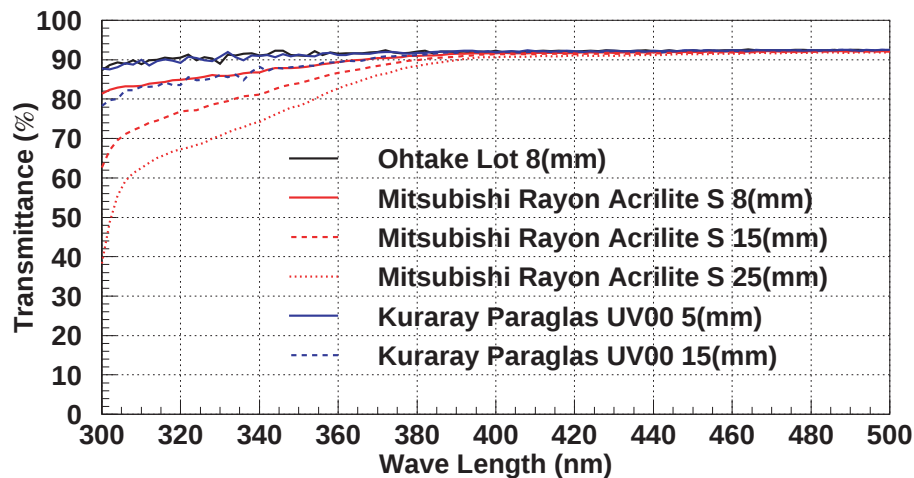


図 2.4: アクリル板透過率の波長依存性。赤線が三菱レイヨン社製のアクリライト、青線がクラレ社製のパラグラスである。黒線は、三菱レイヨン社の大竹事業所で製作した、紫外線を特に透過させるようにしたアクリライトである。

球面鏡しか使用しない場合に比べて、lens を用いると色収差が発生する。Lens の働きは球面鏡の使用によって発生する球面収差を軽減することである。しかし波長による屈折率の違いによって、波長ごとの光路長が変化するため、色収差が発生するのである。そこで、特に 300 ~ 400 (nm) の光に対しては収差が小さくなるように lens の形状を最適化した。

宇宙線観測で重要となる波長領域は紫外領域から青領域である。したがって、使用される lens は紫外線を透過させる必要がある。一般的な acryl は紫外線を内部で吸収してしまうため、Ashra では紫外透過型の acryl を用いる。Lens の透過損失は表面反射と内部吸収が主要因であり、短波長になると内部吸収率が高くなっていく (図 2.4)。試作にはクラレ社製パラグラス UV を用いたが、今後は三菱レイヨン社製のアクリライトを使用する予定である。

Lens を硝子製ではなく acryl 製にする利点は、製造費が安価に抑えられる点である。Acryl は硝子に比べて柔らかく、切削による加工が可能である。そのため、精密旋盤を使用すれば非球面 lens を作成することも可能である。図 2.5 は精密旋盤で直接切削した acryl lens である。

また切削した lens の表面に反射防止膜を被せることによって、青色領域での表面反射を軽減できることが、最近の要素開発の過程で分かってきた。

2.2.2 24 inch 大口径 II

修正 Baker-Nunn 光学系ので得られる焦点面での spot size は、およそ 0.2(mm) 程度である。したがって解像度を保ったまま宇宙線像を取得するためには、従来の宇宙線望遠鏡のように PMT を並べる方法を採用することは、物理的にも経済的にも不可能である。そのため、Ashra の焦点面には直径 24 inch の第 1 世代型の紫外用大口径 II²が設置される (以降、便宜的に大口径 II と呼ぶ)。

現在は試験開発の途中であり、16 inch の口径のものが完成している (図 2.6、2.7)。本論文で使用了大口径 II はこの 16 inch 径のものであるが、将来的に 24 inch 径のものに置き換わる予定である。

²II の動作原理については、附録 A を参照されたい。

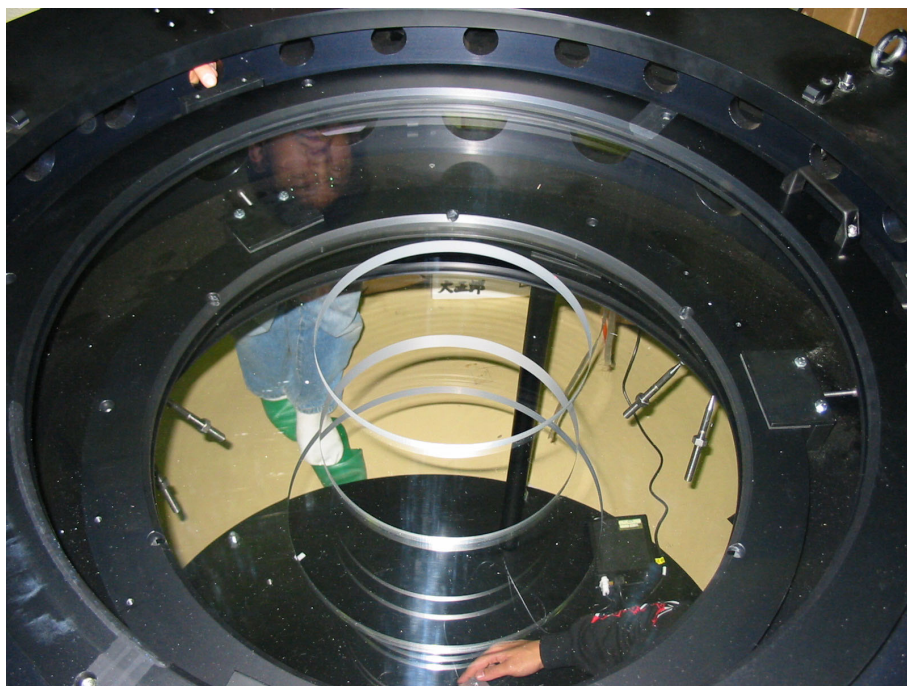


図 2.5: 直接切削によって加工した acryl lens

大口径 II の光電面はバイアルカリの光電面 (SbKCs) である。現在得られている量子効率、波長 415nm で 10% 前後である。

宇宙線によって発生した光は大口径 II の光電面で電子へと変換され、真空管内部に配置された電極によって静電収束される。このとき電子は 30 (keV) まで加速され、出力面に塗布された蛍光体に衝突して再び光へと変換される。入力面では直径 16 inch (40cm) であった画像は、出力面において 25 (mm) まで縮小される。入力面の形状は焦点面に一致させるために球面となっている。また出力面は後段の II と連結させるため、fiber optics plate (FOP) を用いている。

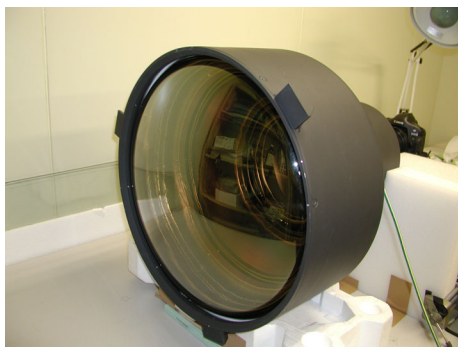


図 2.6: 16 inch 大口径 II の入力面側

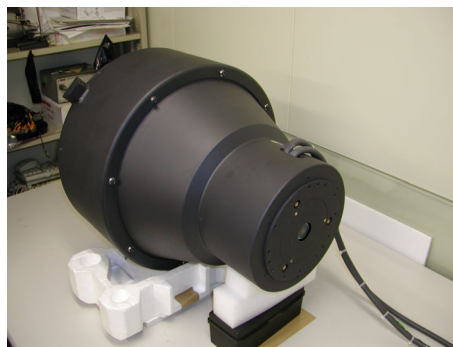


図 2.7: 16 inch 大口径 II の出力面側。白く窪んでいる部分が FOP 出力面。筐体から伸びている線は、高電圧線である。

このように、大口径 II を焦点面に配置して像を収縮させることによって、像を PMT ではなく固

体撮像素子で取得することが可能になった。

2.2.3 光電撮像系

24 inch II によって静電収束された宇宙線像は、光電撮像系を通して trigger 回路と固体撮像素子へと送られる。図 2.8 に 16 inch II と組み合わせた光電撮像系の写真を、また図 2.9 にその模式図を示す。

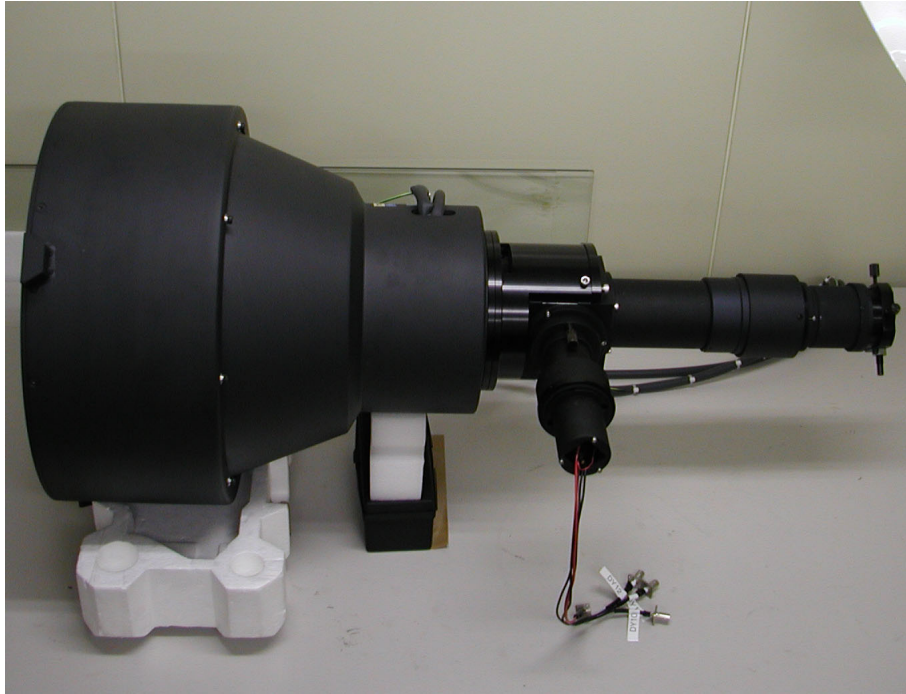


図 2.8: 光電撮像系。取り付けられている大口径 II は 16 inch 径のもの。

大口径 II からの出力面は FOP となっており、そこでの出力蛍光は増幅 II に入る。増幅 II は内部に Micro Channel Plate (MCP) を有した近接型 II で、輝度の増幅を目的として設置されている。増幅 II の入力面も FOP になっており、大口径 II の FOP と密着させることによって、像をそのまま後段へと伝送することが出来る。

これら 2 つの II には、出力面の蛍光体に P47 を採用している。P47 は II に使用される粉末蛍光体の中で、最も残光時間（崩壊時間）の短い蛍光体である。その 10%残光時間はおよそ 110 (ns) である（図 2.10）。

蛍光体の残光時間が長くなると、Cherenkov 光や大気蛍光に夜光の残光が混入してしまう。そのため trigger 感度の低下を招き、energy 閾値が上がってしまう。また、後述する細密画像に夜光が多く混入し、解析時に光子の位置を抽出するのが難しくなる。以上の理由から、現在使用可能な蛍光体のうちでは最も残光時間の短い P47 を採用している。

増幅 II を出た光は、半透鏡によって 2 つに分けられる。片方は trigger 回路へ、もう片方は遅延 II へと送られる。遅延 II は、増幅 II と同様の MCP 内蔵近接型 II であり、蛍光体に P46 を使用したものである。

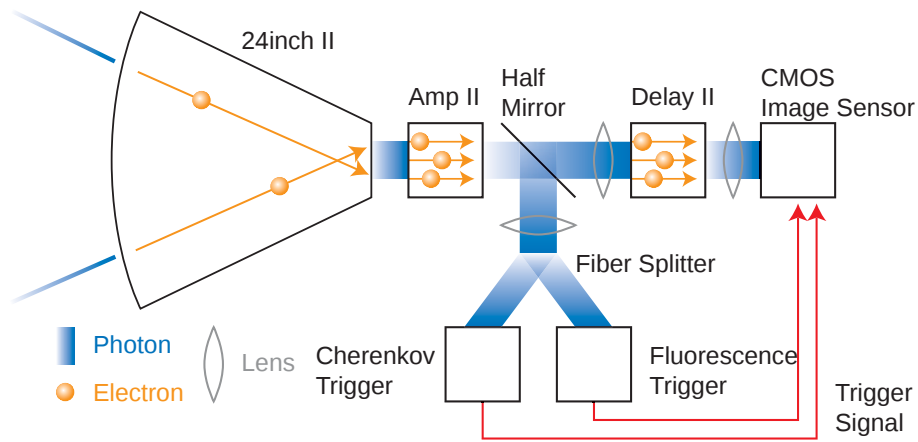


図 2.9: 試作した光電撮像系と trigger の模式図

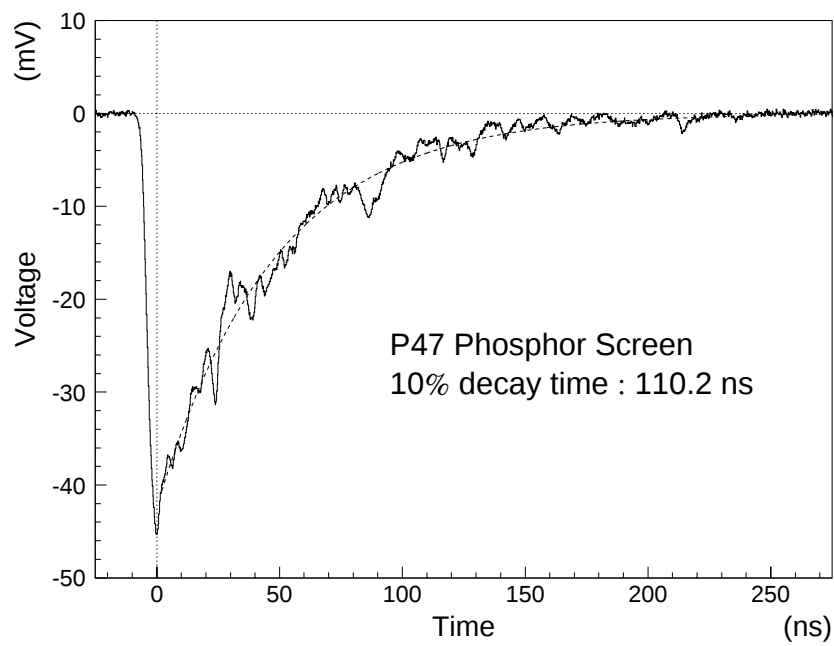


図 2.10: P47 の残光特性。PMT と oscilloscope で取得した波形を、複数重ね合わせたものである。

Ashra の宇宙線情報は電流ではなく光として伝送されるため、cable によって遅延を発生させることが出来ない。従って、Cherenkov 光や大気蛍光に対して trigger がかかっても、trigger 判定と固体撮像素子の電子 shutter を開くまでに時間を要すると、増幅 II の出力にはほとんど夜光しか映っていないことになる。これを回避するため、増幅 II の後段に遅延 II を設置している。P46 は 10% 残光時間が 160 (ns) であり、増幅 II の出力像を光によって遅らせることが出来る。そのため、trigger 判定を終えて電子 shutter を開くときに、宇宙線像が固体撮像素子に入ることになる。

2.2.4 Trigger 系と撮像系

遅延 II と別方向に分けられた光は、光 fiber 束によってさらに 2 方向へ分割される。片方は Cherenkov 光検出用の trigger sensor へ送られ、もう片方は大気蛍光検出用の trigger sensor へと送られる。先に述べた光学系は口径が 1 (m) しかなく暗いため、図 2.3 のように 4 つの望遠鏡を同一方向に並べている。Trigger へ送られる画像は、これら 4 つの望遠鏡からの像を全て光 fiber で重ね合わせ、実質 2 (m) の口径になるようにしている。

それぞれの trigger sensor は MCP 型の MAPMT (Multi Anode PMT) と trigger sensor LSI で構成される。MAPMT は 64×64 channel のもので、その出力が同じく 64×64 channel の trigger sensor LSI に接続されている。この 1 channel は約 $0.8^\circ \times 0.8^\circ$ に相当する正方形であり、合計 4,096 channel の trigger cell が 50 度の視野を覆うことになる。

Trigger sensor LSI は画素ごとに閾値を設定され、それぞれの視野内に入った光量が閾値を超えるかどうかを判定する。しかしその画素数が多いため、全ての真偽を配線して LSI の外へ出すのは困難である。そのため、LSI の X 方向 Y 方向それぞれに wired-OR 出力を吐かせるようになっている。

図 2.11 は trigger sensor LSI の模式図である。それぞれの画素は X 方向と Y 方向に OR がとられるため、4,096 個の trigger cell からの出力は、結局 128 の出力で済むようになる。

どの trigger cell が実際に閾値判定で真となったかは、OR の出力から再構成することが出来る。

Trigger sensor LSI の出力は FPGA による第 2 trigger へと送られ、そこで data 取得の判断が行われる。そこで trigger logic に合致した場合、実際に画像が取得保存されることになる。

50 度の視野を固体撮像素子で撮影する場合、宇宙線が入った場所とは関係ない場所まで撮影してしまう。そうすると、必要のない画像情報まで取得することになり、data 転送に時間がかってしまふ。また撮像素子の全ての面を同時に露光してしまうと、大気蛍光のようにゆっくりと視野内を横断するような像に対して露光を長く行わないといけないため、信号対雑音比が劣化する。

そのため、図 2.12 のような部分露光制御が可能な CMOS 固体撮像素子の開発が進められている。Trigger sensor LSI で trigger のかかった領域付近だけ電子 shutter を開くことによって、data 量の圧縮、信号対雑音比の向上を図っている。

2.3 観測地 Hawaii での試験観測

Ashra は米国 Hawaii 州 Hawaii 島にある、Mauna Loa 山の中腹で観測を行う。Hawaii 島は天体観測では有名な土地であり、市街地に近いながら高い標高、少ない人工光という好環境に恵まれている。

現在は Mauna Loa の観測場所を準備中であり、試験観測として同じ Hawaii 州にある Maui 島にて試験観測を行っている。2 つの実験が同時に進められており、それぞれが Ashra の個々の試験となっている。1 つは Gamma Ray Burst (GRB) に伴う optical flash の探査を行うという目的も備え

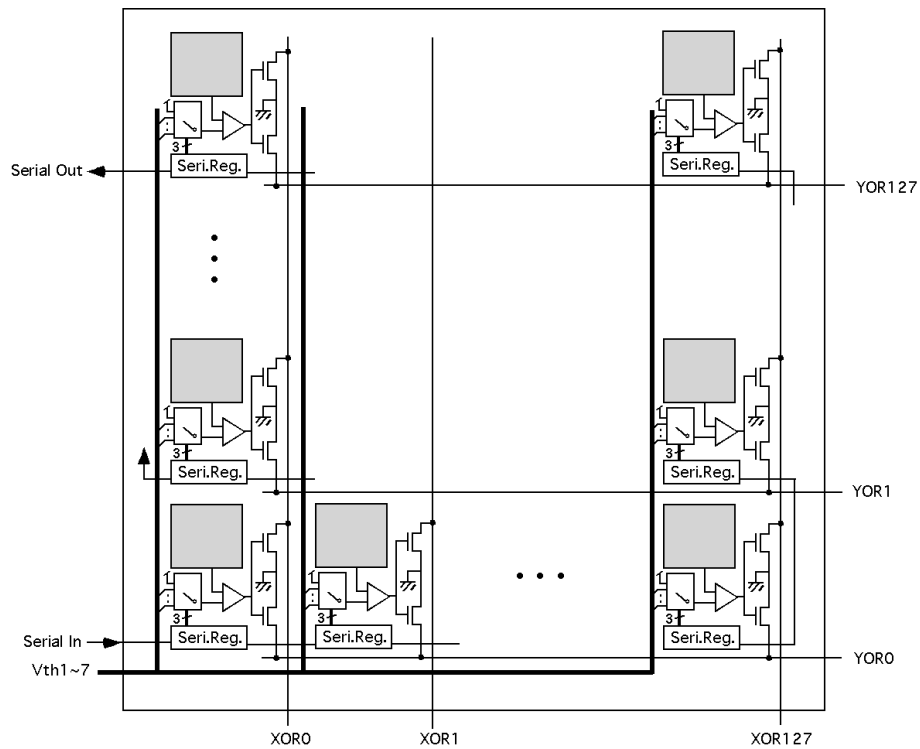


図 2.11: Trigger sensor LSI の模式図

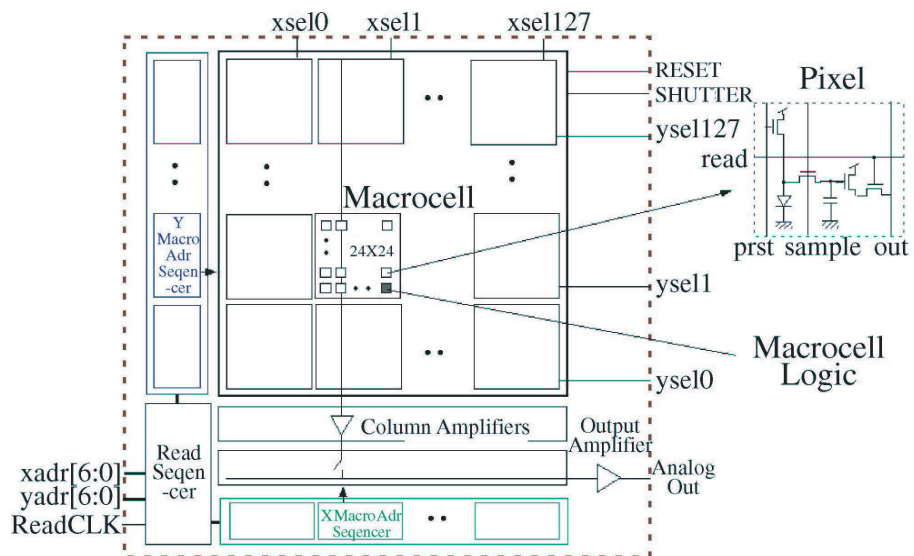


図 2.12: 部分露光制御可能な CMOS 撮像素子の模式図

た実験で、Baker-Nunn 光学系の評価が行われている。図 2.13 は Ashra の光学系を 3 分の 2 に縮小した試作光学系で、これが optical flash の探査に用いられている [3]。



図 2.13: Baker-Nunn 光学系の 3 分の 2 試作機

またもう 1 つは本論文で述べる実験で、光電撮像系の理解を深めるため、経緯台式の望遠鏡に試作の光電撮像系を載せて、かに星雲からの TeV- γ 線観測を行っている。

第3章 γ 線天文学

3.1 人工衛星型検出器

1972年に打ち上げられた人工衛星 SAS-2 によって、 γ 線による高エネルギー宇宙の観測が本格的に開始された。SAS-2 では4個の点源を検出した [29]。

これに続いて1975年に打ち上げられた人工衛星 COS-B では22個の γ 線源を発見するに至った [30]。これらは当時未同定の天体であった。つまり、電波、可視光、X線といった他の波長領域では観測されない天体の存在を示したのである。このCOSBの結果から、 γ 線による観測の重要性が認識された。

その後ようやく1991年になり、大型 γ 線観測衛星 CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) が打ち上げられた。これに搭載された EGRET 検出器では、pulsar や活動銀河核 (AGN) からの γ 線を検出した。EGRET 検出器は角度分解能に優れ、200個以上の点源を検出するに至った (図 3.1) [31]。

このように発展してきた衛星による γ 線観測であるが、その検出可能なエネルギー領域は MeV から GeV である。 γ 線のエネルギー spectrum は、エネルギーが上がるにつれ大きく減少する。そのため人工衛星のように体積の限られた検出器では、TeV 領域の γ 線を観測することが難しい。

3.2 解像型大気 Cherenkov 望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope; IACT)

3.2.1 IACT の動作原理

TeV 領域、sub TeV 領域の γ 線の検出をするため、これまでに幾つかの IACT が運用されてきた。IACT は、荷電粒子が大気中で発生させる Cherenkov 光を鏡で集光し、II や PMT で宇宙線による空気 shower を観測する望遠鏡である。後述の light pool の広がりにより、IACT の検出面積は直径数 100m の円となる。そのため人工衛星に比べて検出感度が高くなり、TeV 領域にまで測定感度が伸びる。その一方で夜光と Cherenkov 光の区別が出来ないため、Cherenkov 光の発生量が少ない 100GeV を下回る領域では、 γ 線の測定が困難になる。

高エネルギーの γ 線や宇宙線陽子は、大気中の原子核と相互作用して大量の2次粒子を生成する。この現象を空気 shower 現象と呼ぶ。

1次粒子が γ 線の場合、大気中の原子核と相互作用して

$$\gamma + Z \rightarrow e^- + e^+ + Z \quad (3.1)$$

という電子・陽電子対生成を起こす。このとき元の γ の energy のほとんどが電子と陽電子に当分配される。こうして発生した電子と陽電子は、さらに大気中の原子核で制動放射を起こすことで、 γ 線を発生させる。

$$e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma \quad (3.2)$$

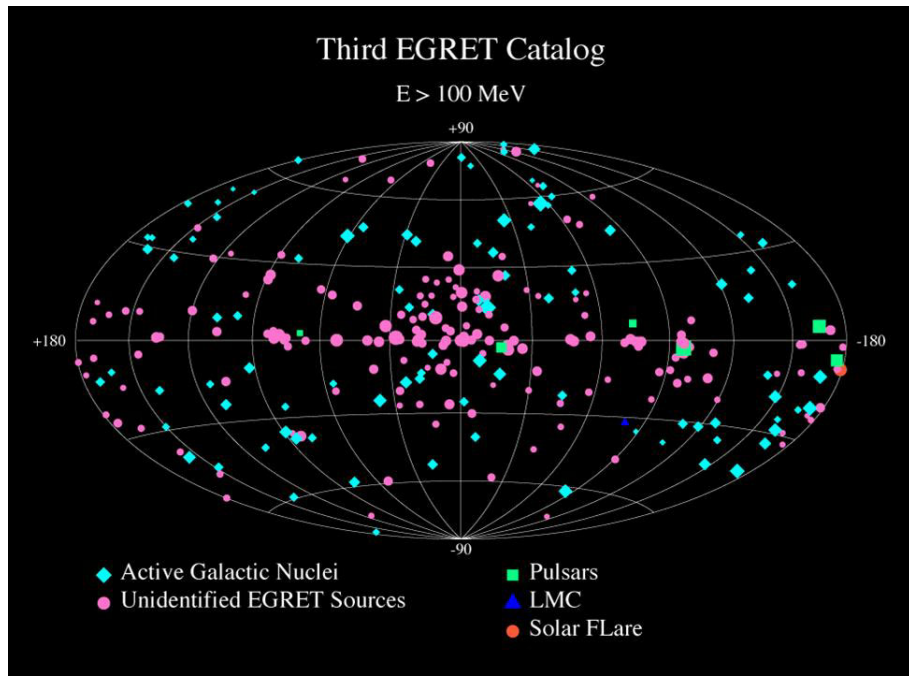


図 3.1: EGRET によって観測された γ 線点源の分布 [31]

この 2 つの過程を繰り返すことによって高次の荷電粒子は累算式に増え、宇宙線 γ は大気中で電磁 cascade を発生させる (図 3.2)。

1 次粒子が陽子や原子核の場合、大気中の原子核と相互作用して核子、反核子、K 粒子、 π 粒子が 2 次粒子として生成される。この 2 次粒子は π 粒子の生成が出来なくなるまで大気との衝突、高次粒子の生成を繰り返し、hadron shower を発生させる。

ここで生成された中性 π 粒子は寿命が $\tau = 1.78 \times 10^{-16}$ 秒と短く、

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (3.3)$$

という崩壊をする。この γ によって、先に述べた電磁 cascade を起こす。

また荷電 π 粒子は $\tau = 2.5 \times 10^{-8}$ 秒で

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.4)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.5)$$

という崩壊をする。さらに μ 粒子が $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ 秒で

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.6)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.7)$$

という崩壊をする。

γ 線の起こす空気 shower に比べて、陽子による空気 shower では複雑な発達をすることが知られている。図 3.3 のように、 γ 線によって引き起こされる空気 shower はその横発達が小さいが、陽子は強い相互作用によって「汚い」反応を大気中で起こし、空気 shower が横方向に大きく広がる。

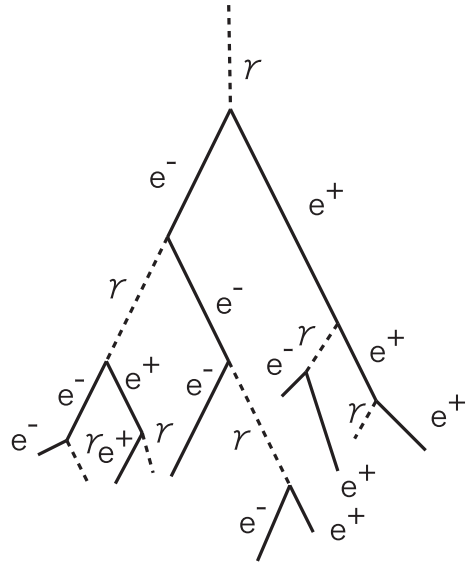


図 3.2: 電磁 cascade の模式図

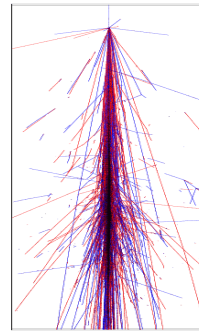
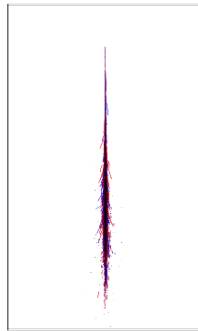


図 3.3: 宇宙線の生成する空気 shower の様子。左: 1TeV の γ 線 右: 3TeV の陽子。横軸 6km、縦軸 20km に対応。それぞれ標高 3,300 (m) の地表面での、波長 300 (nm) から 500 (nm) までの光子を取り出した。

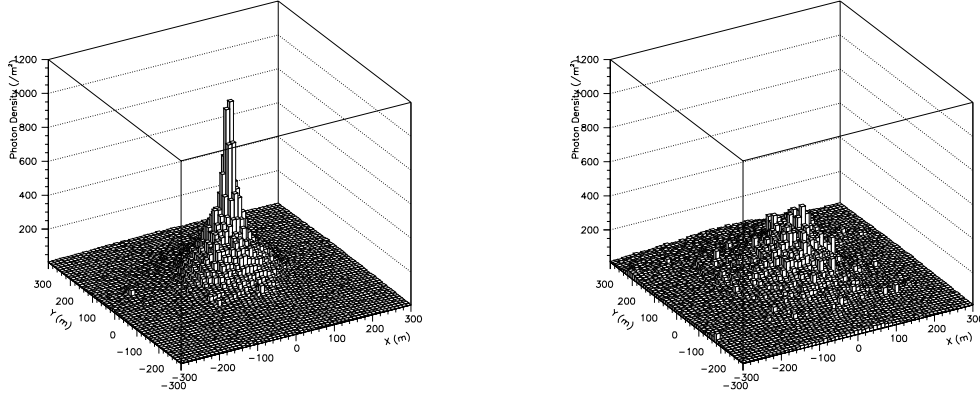


図 3.4: Lightpool の広がりの様子。左: 1TeV の γ 線 右: 3TeV の陽子。縦軸は光子密度 (photon/m²) である。

空気 shower 中で発生した荷電粒子は、その速さが光速よりも早いときに大気中で Cherenkov 放射を起こす。大気中 (屈折率 n) の光速度を $c' = c/n$ (c は真空中での光速度) とすると、荷電粒子の速度 v が

$$c' < v \quad (3.8)$$

を満たすとき、粒子の進行方向に角度 θ_c の広がりを持って Cherenkov 光が発生する。ただし、

$$\cos \theta_c = \frac{c'}{v} \quad (3.9)$$

である。

大気の屈折率はおおよそ $n \sim 1.0003$ であるから、 v が十分光速に近いときは

$$\begin{aligned} \theta_c &= \cos^{-1} \frac{c'}{v} \\ &\sim 1.4(\text{deg}) \end{aligned} \quad (3.10)$$

となり、その広がりはいささい。そのため、荷電粒子によって発生した Cherenkov 光は密集した状態を保ち地表へ到達する。これを light pool と呼ぶ。図 3.4 に light pool の例を示す。

これを見ると分かるように、直径およそ 300m の円内に光子が集中していることが分かる。また図 3.3 で示したように陽子の発達には水平方向に広がるため、その light pool は γ に比べて広範囲に広がる。このように light pool の広がりが大きいと、IACT の検出感度は人工衛星に比べて高くなる。 γ 線の到達位置が望遠鏡を中心とする半径 150m 程度の円内であれば、大気 Cherenkov 光を捉えることによって、 γ 線が検出可能になるからである。これだけの面積を人工衛星で達成することは難しく、流量がエネルギーの冪で落ちる TeV 領域では、IACT による γ 線観測が不可欠となる。

IACT ではこの Cherenkov 光を鏡で集光し、焦点面に設置された多数の PMT によって、Cherenkov 光の空間的広がりを記録する。得られた像から 1 次 γ 線のエネルギーや、到来方向を決定する。図 3.5 にその模式図を示す。望遠鏡周辺に落ちた γ 線による Cherenkov 光は、望遠鏡焦点面で細長い像をつくる。得られた像の形状をいくつかの変数でまとめ、 γ 線源の位置を解析する方法が Hillas らによって提案され、現在も使用されている [10]。

この変数を Hillas parameter と呼び、それに α , asymmetry , concentration という変数を加えたものを、Image Parameter と呼ぶ (附録 B 参照)。伝統的にはこの α の分布を求める手法に

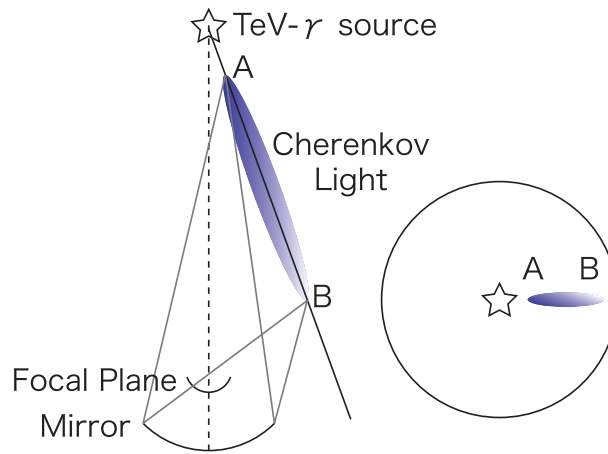


図 3.5: IACT による imaging 方の概念図

よって¹TeV- γ 線の観測は行われてきた。TeV 領域の γ 線観測は Whipple 望遠鏡によって開拓された [11]。

3.3 TeV- γ 線源

3.3.1 TeV- γ 線放出天体の種類

これまでに TeV 領域の γ 線が検出された天体には次のようなものがある。

Pulsar

強い磁場を伴った、高速で回転する中性子星である。その多くは超巨星中心核の崩壊に伴う超新星爆発の残骸として形成される。特に有名なものとしては、かに星雲にあるかに pulsar が挙げられる。かに pulsar は 1054 年に爆発した新しい超新星残骸であり、歴史書にもその記載がある。

Pulsar からの激しい粒子流は、周囲の物質と衝突することによって電子を加速すると考えられている。電子は TeV 領域にまで加速され、磁場によってその軌道を曲げられる。このとき、synchrotron 放射によって電子は光子を放出すると考えられ、理論値に一致する spectrum で X 線から電波領域までが検出されている。

電子の運動 energy が TeV にまであがると、synchrotron 放射された光子に対して逆 Compton 散乱を起こすようになる。電子が光子に高速で衝突することによって、電子の運動 energy は光子に渡され、TeV γ 線となる。

かに星雲からの TeV γ 線の spectrum は、理論的に synchrotron 放射の spectrum から予測されるものと一致している。初めて TeV γ 線が検出されたのは、Whipple によるこのかに星雲の観測であった [11]。

これまでに TeV γ 線の検出がされた天体として、他には Vela[33] と PSR 1706-44[34] がある。

¹当初は *azwidth* という変数を用いていた。

超新星残骸

赤色巨星などがその一生を終えるときに激しい爆発、超新星爆発を起こし、爆発後に残ったものが超新星残骸である。超新星爆発時には太陽の 10 億倍以上も明るくなり、宇宙空間に莫大な energy をまき散らす。しかしそのほとんどは neutrino として energy が外部に運び出される。有名な超新星爆発としては、SN1987A がある。

Fermi 加速による冪乗の spectrum を説明できること、また銀河系内では他に候補天体がないことから、超新星残骸における衝撃波は、長らく宇宙線の加速の場であると考えられてきた。

爆発後に中心部分に中性子星を形成するものが、先に挙げたかに星雲のようなものであり、これと別に殻状の残骸を残すものもある (shell type supernova remnant; Shell SNR)。Shell SNR からの TeV γ 線の発生は、衝撃波中の電子が超新星残骸中の光子を叩く逆 Compton 散乱か、原子核と物質の相互作用によって生成される π^0 粒子の崩壊が考えられる。

SN1006 からの TeV γ 線の観測は、Shell SNR で逆 Compton 散乱が起きていることを強く示唆するものであった [32]。

銀河中心

最近になって、銀河中心近傍からの TeV γ 線の検出が相次いで報告された [35][36]。銀河中心では活発な天体活動が起きていると考えられているが、TeV γ 線の起源はまだ明白ではない。暗黒物質の崩壊を示唆する報告もある [35]。

EGRET による観測では銀河円盤自体が明るく輝いていることが分かっている。銀河中心以外にも銀河円盤上に新たな TeV γ 線源が発見される可能性もある。

活動銀河核

銀河系外にある TeV γ 線天体としては、活動銀河核が挙げられる。活動銀河核は巨大な black hole が中心にあると考えられ、周囲からの物質の降着によって激しい活動をしているとされる。

銀河円盤に対して垂直方向に高速の粒子流、jet が吹き出している。この中で逆 Compton 散乱や π^0 の崩壊が起きていると考えられている。これまでに TeV γ 線が観測された活動銀河核には、Mkn 421 と Mkn 501 があり、そのどちらにも多波長にわたる時間変動が観測されている。

3.3.2 IACT による γ 線検出の現状と今後

1989 年の Whipple によるかに星雲からの TeV- γ 線検出を皮切りに、これまでいくつかの IACT が立ち上げられ、TeV- γ 線を検出してきた。

日本を中心とした CANGAROO-I、II 望遠鏡は、唯一の南天にある IACT として多くの TeV γ 線源を発見してきた。現在は CANGAROO-III に移行し、複数望遠鏡による stereo 観測を開始している。ドイツを中心とした HEGRA 望遠鏡は、stereo 観測を世界に先駆けて行い多くの結果を残してきた。現在は stereo 観測の HESS、巨大反射鏡の MAGIC と、2 つの流れになっている。Whipple もまた VERITAS の建設へと向けて進んでおり、北天の stereo 望遠鏡として活躍が期待されている。全体として、望遠鏡の stereo 化、鏡の大面積化というのが世界の潮流である。

これら IACT とは別に、Tibet や Milagro といった別の種類の検出器も存在する。これらは TeV γ 線で発生した荷電粒子を見ることによって、全天で観測を行っている。

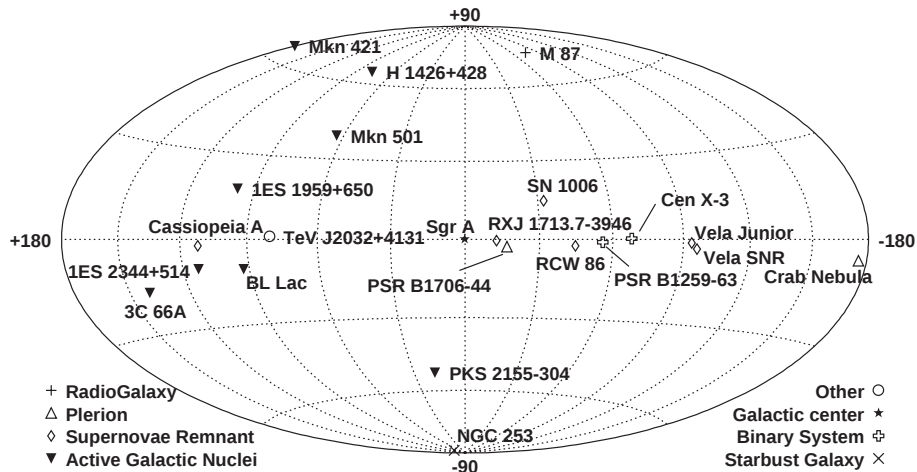


図 3.6: これまでに TeV- γ 線が検出された天体 [39]

2004 年 9 月までに TeV 領域で観測された天体の一覧を図 3.6 に示す。2005 年 1 月の段階でさらにいくつかの天体が追加されている。

3.4 Ashra による全天 TeV-gamma 線観測

Ashra の口径は決して大きくないが、全天を観測することが出来る唯一の IACT である。巨大化していく IACT は energy 閾値を下げていく一方、その視野は広くとも 5 度しかない。そのため、全天を探索するには長い時間を要する。

Tibet のように全天を観測することが出来る検出器も存在するが、位置分解能が 1 度程度しかなく、また γ と陽子の弁別が悪い。そのため、既知天体以外に TeV γ 線源を発見するには至っていない [38][37]。

これら 2 種の検出器の中間を狙うのが、Ashra による全天 TeV γ 線観測である。Energy 閾値は大型の IACT に比べて高いが、固定望遠鏡で長期間に渡り観測を続けることによって、未知天体の発見を狙っている。図 3.7 は Ashra が 3 年間で観測可能な時間の分布²である。

Ashra の建設予定地は標高 3,000 (m) にあるため、Cherenkov 光の光量が低地に比べて多い。そのため、低地での観測に比べて trigger 感度の向上が見込まれ、Ashra の口径の小ささを補償するものである。図 3.8 は標高による light pool の違いを比較したものである。

²月の出ていない夜で、天頂角 45 度以内を見るときとしている。また観測効率を 3 割としている。

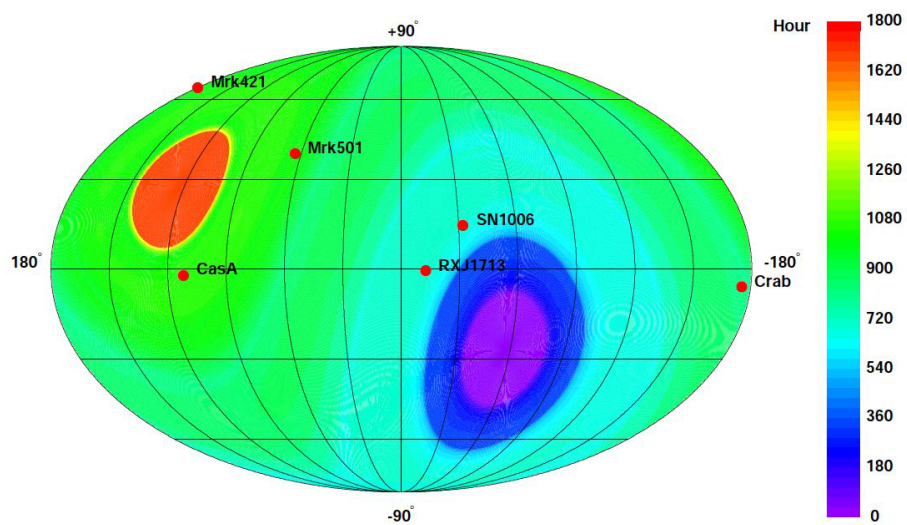


図 3.7: Ashra の 3 年間の観測時間分布

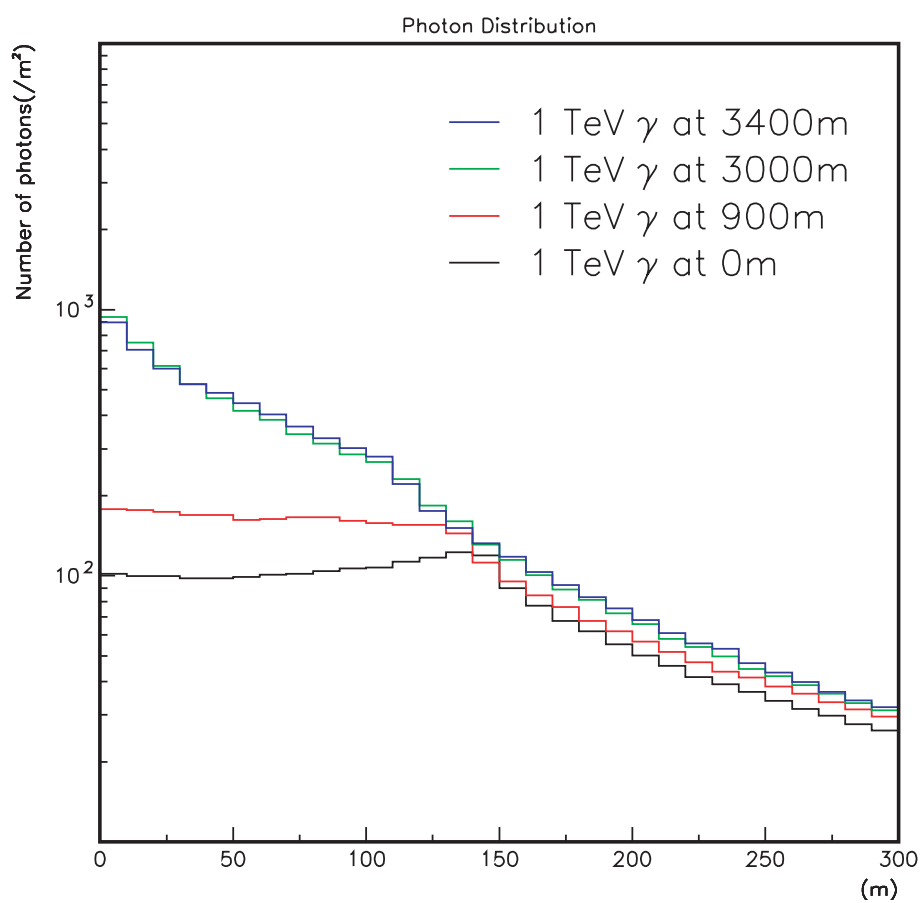


図 3.8: 標高による light pool の密度の違い

第4章 TeV- γ 線用 Ashra 試作望遠鏡

光電撮像系の評価と Hawaii での観測経験を積むため、TeV- γ 線観測用の Ashra 望遠鏡試作機（以降、単に望遠鏡と呼ぶ）を製作し、Hawaii で観測を開始した。この望遠鏡は 2002 年終わりから 2003 年始めに、東京大学宇宙線研究所明野観測所において、守永らによって Ashra の試験観測に用いられていた [7]。

試作望遠鏡による試験観測の目的は、

- Cherenkov 光を実際に取得してみること。
- Simulation と実観測との違いの認識とその理解。
- 実観測 data を解析することで、Ashra に最適な解析方法を探る。
- 光電撮像系の動作確認と性能評価。

である。

Ashra の設計仕様が固まるのに伴い、我々はこの望遠鏡を大幅に改造した。鏡の変更、光電撮像系の取り替え、data 収集系の変更を行った。2004 年夏に日本から Hawaii への移送を完了し、望遠鏡を設置した（図 4.1）。

4.1 観測地

観測地として選定した場所は、米国 Hawaii 州の Maui 島にある、Haleakala（ハレアカラ）山の山頂である。Ashra の本観測では場所を Hawaii 島に移すこととなるが、Haleakala は標高 3,000m 級の観測地で Hawaii 島と環境が似ており（表 4.1）また観測施設としての環境がすでに整備されているために選定された。

Haleakala 山は国立公園（図 4.2）として管理されているとともに、山頂周辺を Hawaii 大学の天文学研究所が管理している。Hawaii 大学の望遠鏡が設置されているのを始め、米国空軍、英国の望遠鏡も設置されている（図 4.3）。日本では Ashra 以外に MAGNUM 望遠鏡 [4] が設置されている。

表 4.1: Haleakala 山頂の地理条件

標高	3,030 (m)
北緯	20°42'37''
西経	156°15'31''



図 4.1: Haleakala 山頂に設置された Ashra TeV- γ 線用の試作経緯台式望遠鏡



図 4.2: Haleakala 国立公園の入り口



図 4.3: 山頂周辺に並ぶ各国の望遠鏡群

表 4.2: 光学系の基礎定数

角度分解能	6 (分)
有効口径	3(m)
有効面積	6.0 (m ²)
焦点距離	3.0 (m)
視野	3 (度)

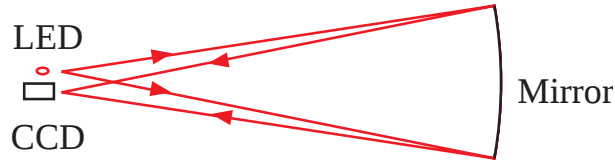


図 4.4: 鏡の曲率半径と解像測定の様式図

4.2 光学系と望遠鏡架台

望遠鏡本体の駆動部分は、二つのモータによって運転される経緯台式である。望遠鏡の光学系は 19 枚の分割鏡によって構成される (図??)。IACT でよく使われる Davies-Cotton 光学系によく似た光学系であり、鏡の配置法は相磯 [14] によって設計された。表 4.2 に光学系の基礎定数をまとめる。

同じ鏡を使用して Davies-Cotton 光学系として配置した場合、角度分解能が計算上は 4 分まで向上することが分かっている [15]。しかし鏡支持部の物理的条件が相磯の配置法に最適化されているため、Davies-Cotton 光学系は採用していない。

4.2.1 鏡の性能評価

19 枚の分割鏡それぞれについて、曲率半径と解像度を測定した。測定は図 4.4 のように鏡、CCD、 $\phi 50(\mu\text{m})$ の点光源 LED を配置して行った。LED から出た光を分割鏡で反射させ、その LED 近傍に置かれた CCD 素子面で焦点化させた。このときの像の二乗平均根 (RMS) を指す。さらに、LED と分割鏡の中央の距離を測定し、その値を鏡の曲率半径とした。図 4.5 に、測定したうちの 1 枚の鏡について、得られた像を示す。図 4.6 は 19 枚の鏡のうちの 1 枚である。

得られた曲率半径と鏡の解像度を表 4.2.1 にまとめた。鏡の解像度は平均的に 1(mm) 程度である。後述するが、実際に望遠鏡として組み上げたときに、光学系全体での spot は RMS で 6(mm) 程度になる。従って今回製作された分割鏡の精度があれば、光学性能に悪影響はない。

この鏡は「自然落とし込み法」という方法で製作された。この製法は以下の作業工程を経る。

1. 15mm の板ガラスを R6000 の型上で熱して柔らかくし、硝子の自重で型面に沿うまで変形させる。
2. 放熱して硝子の成型を終えた後に、表面の粗擦りをおこない大局的な非一様性をなくし、R6000 に近づける。

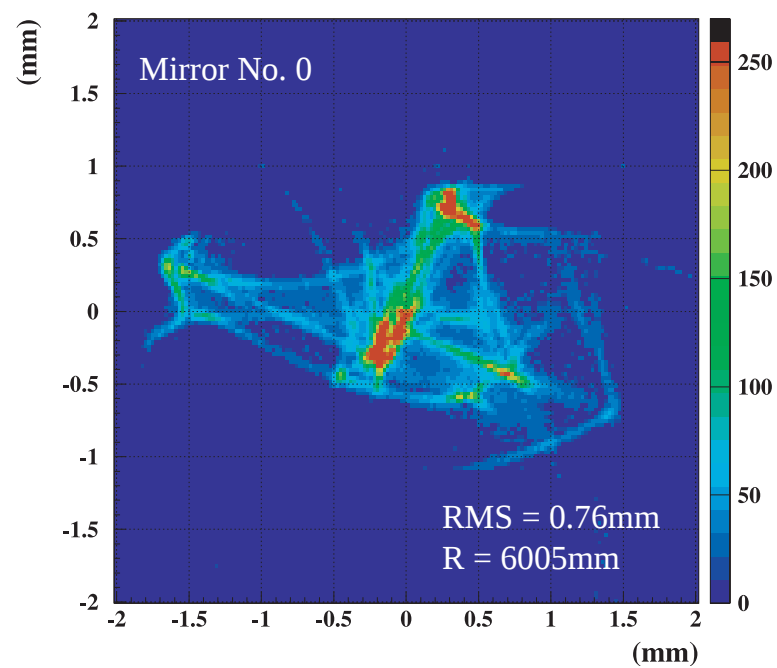


図 4.5: CCD で得られた、LED の焦点化された画像

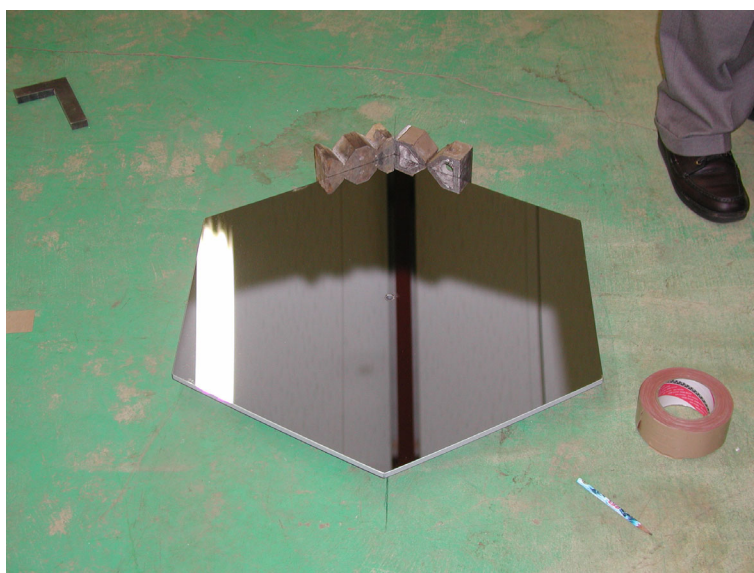


図 4.6: 分割鏡

表 4.3: 分割鏡 19 枚の曲率半径 R と解像度

鏡番号	曲率半径 R (mm)	RMS (mm)
0	6005	0.76
1	6021	0.74
2	5980	0.53
3	5980	1.23
4	6039	1.08
5	5978	0.97
6	5973	0.99
7	5975	0.86
8	5953	0.82
9	6000	1.54
10	5998	0.74
11	5953	0.95
12	6022	1.27
13	5966	0.88
14	5966	0.72
15	6011	0.73
16	5978	1.78
17	6019	0.75
18	5953	0.78

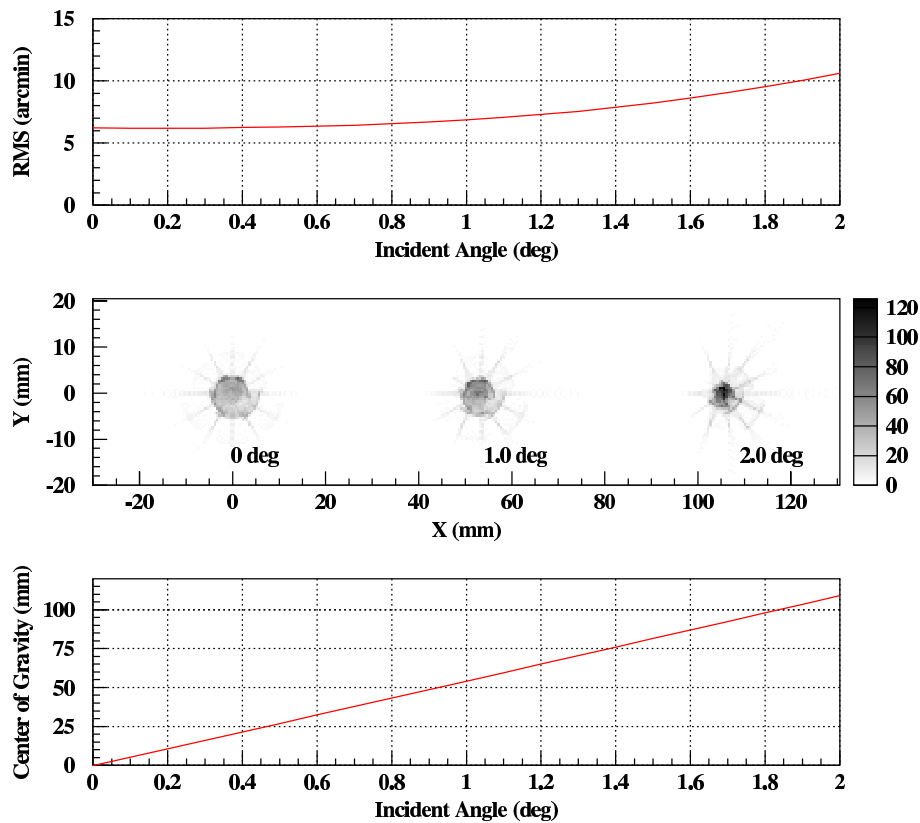


図 4.7: 光線追跡による光学系の性能評価。(上図) 入射角に対する焦点面上での分解能。(中図) 0.0 度、1.0 度、2.0 度の入射光による spot diagram。(下図) 入射角に対する、spot の重心位置の移動。線型性があり、画像に歪みの無いことが分かる。

3. 研磨の目を細かくし、表面粗度を上げる。
4. 硝子の表面を Al 蒸着した後に、SiO で表面保護を行う。

4.2.2 光線追跡による光学系性能評価

光学系の性能評価を行うため、計算機による光線追跡を行った。Ashra 実験では光線追跡の program を二つ併用している。1 つは ZEMAX[5][6] という市販 software であり、もう 1 つは日下暁人氏によって開発された program である [9]。両者それぞれに長所短所があるが、分割鏡の取り扱いを容易に行う必要があること、Linux 上での大量の batch 処理に対応できる必要があることから、後者の program を著者が大幅に改造して用いた。この program は、TeV 宇宙線の計算機 simulation を行うときにも使用している。

図 4.7 に光線追跡による光学系の性能評価の結果を示す。視野中心部分では 6 分角の画像分解能が得られているが、入射角が 1 度を超えるあたりから、徐々に結像性能が劣化していくのが分かる。

鏡の曲率半径が理想的に全て 6000mm に揃っている場合でも光線追跡を行っているが、表 4.6 に示した程度の曲率半径のばらつきであれば、鏡の前後位置を調整してやることで吸収できることが分かっている。そのため、解像度の劣化としては図 4.7 には現れなかった。ただし、spot diagram

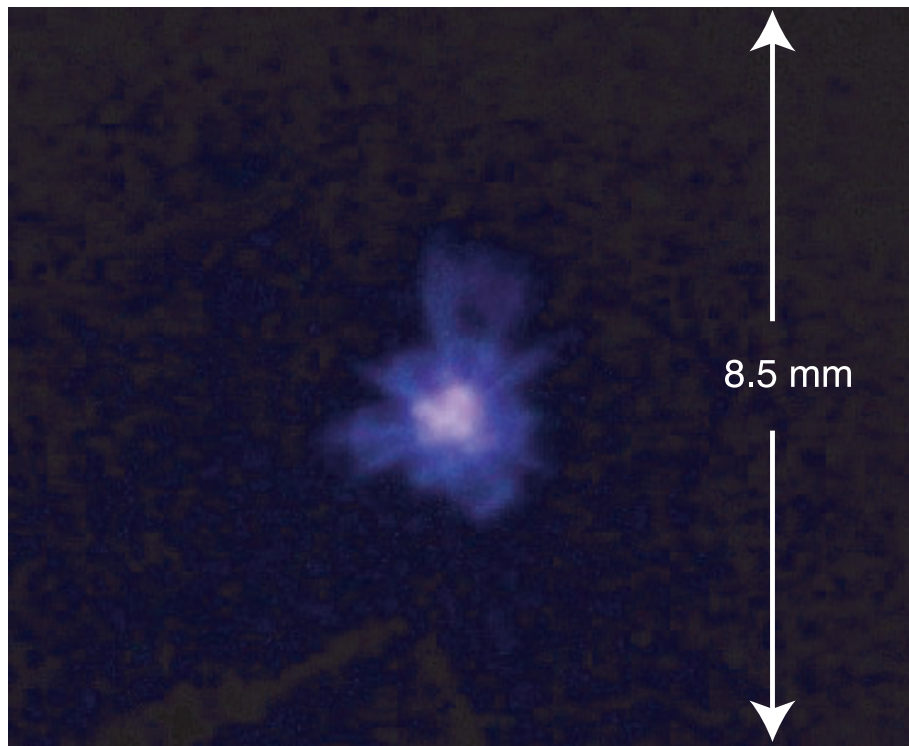


図 4.8: 16" II 出力面をデジカメで撮影した、北極星の画像。RMS の計算値は、光線追跡に一致している。

の形状には曲率半径のばらつきによる変形が見て取れる。

また画像の歪みが問題にならない事も示された。光電撮像系の内部で使用されているレンズも歪みが十分に小さいため、最終的に得られる CCD 上での画像に対して、歪みの補正をかける必要は無いことが結論づけられる。

4.2.3 鏡の調整

鏡の調整は手作業で行った。光線追跡により、それぞれの鏡の中心が位置すべき場所が計算できる。その位置を対称の点とし、図 4.4 と同じ原理で LED と集光されるべき点を光軸上に設置した。この点に光が正しく集光される用に鏡を移動し、鏡の調整を完了した。

16" II のみを焦点部分に取り付け、鏡の調整が正しく行われていることを確認した。図 4.8 は、望遠鏡で北極星を撮影した画像である。16" II の出力面後方にデジカメを設置して撮影したものである。北極星の RMS は 6 分角となり光線追跡と一致した。

4.2.4 追尾性能

望遠鏡は経緯台式であり、天体追尾の制御は 2 つの軸を中心とする回転によって行われる。それぞれ垂直方向の回転、水平方向の回転であり、三洋電機社製の servo motor (P60B13100HXS00) と servo 増幅器 (PZ0A050AP11P00) により駆動される。時間情報は GPS (Global Positioning System)

によって取得し、Real Time Linux によって望遠鏡の制御を行った。

望遠鏡の追尾性能を確認するため、蟹星雲付近に存在する星を追尾した。本来は蟹星雲自身を追尾するのが最良だが、蟹星雲は可視光では暗いため星像を確認できない。

蟹星雲は Haleakala において南中高度 87.81° である。蟹星雲の周辺には、Hamal (南中高度 87.2°)、 ζ -Tau (南中高度 89.2°)、Sheratan (南中高度 89.2°) があり、追尾はこの3つを対象にして行った。

星の撮影は後述する試作望遠鏡 camera で行い、CCD 画像として取り出した。そのままの画像では露光時間の短さから画像が暗く (光子 1 つ 1 としてしか見えない)、複数の CCD 画像を重ねて平均化した。

図 4.9 に星像の時間ごとの重心位置を示す。縦軸横軸は CCD の画素位置を表すが、画像の中心にくるべき星像が大きくずれてしまっている。角度でいうと、最大で 0.15° のずれが存在する。

望遠鏡本体が持つ器差は較正した。器差とは、計算による天体追尾だけでは再現できない、望遠鏡自体の持つ誤差である。これらは以下の5つがある。

1. 方位角の天頂方向からの倒れ
2. 方位角と天頂角との非直交度
3. 光軸と天頂角の非直交度
4. 望遠鏡の重力変形
5. 方位角と天頂角の offset

器差の較正を行ったにも関わらず追尾にこれだけの誤差が生じた原因は、2つあることが分かった。1つは望遠鏡のモータ回転速度が遅いため、天頂付近を通る星に対して遅れてしまうことである。もう1つの原因は、CCD camera の光軸が重力によって撓むためである。望遠鏡の追尾が精確に行われていたとしても、このずれは取り除くことが出来ない。

CCD camera の自重による撓みは想定外のものであった。Ashra は固定式の望遠鏡という設計になっているため、経緯台式望遠鏡のように様々な方向へ向きを変える場合、自重に耐えられる設計になっていなかった。これは試験観測に用いる上では設計の失敗であったが、Ashra の本番観測ではこれら2点の問題は原理的に発生しない。

この追尾性能の問題を取り除くため、蟹星雲からの γ 線解析を行うときには、座標の補正を行うことにした。図 4.10 にその様子を示す。図中の黄色い点は恒星の存在する場所を表し、黒塗り赤丸は望遠鏡追尾 program から期待される、それらの星の位置である。中心にあるのが蟹星雲を表し、左上は ζ -Tau、下端中央は5等星である、左端中央にあるのは、6等星である。これらの重心を抽出し、それらの位置から蟹星雲の位置を計算するという方法を使った。画像中心から少しだけ左にずれた白抜き赤丸が、補正された蟹星雲の位置である。後述の解析では、この補正を利用した。

4.3 光電撮像系

4.3.1 Ashra 本番設計との相違点

図 2.9 に Ashra 光電撮像系の模式図を示したが、光電撮像系から trigger 系、data 収集系にかけてはまだ全てが完成していない。そのため、試験観測にはその試作機を用いた。図 4.11 にその模式図を示す。また図 4.12 は光電撮像系、trigger 系、data 収集系を組み合わせ、望遠鏡の焦点面部分に設置したものである。

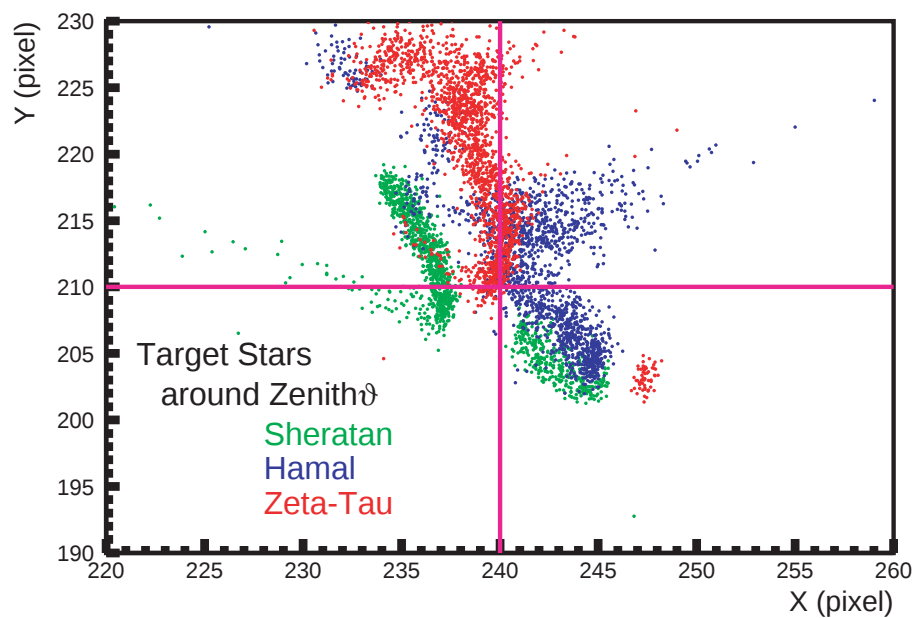
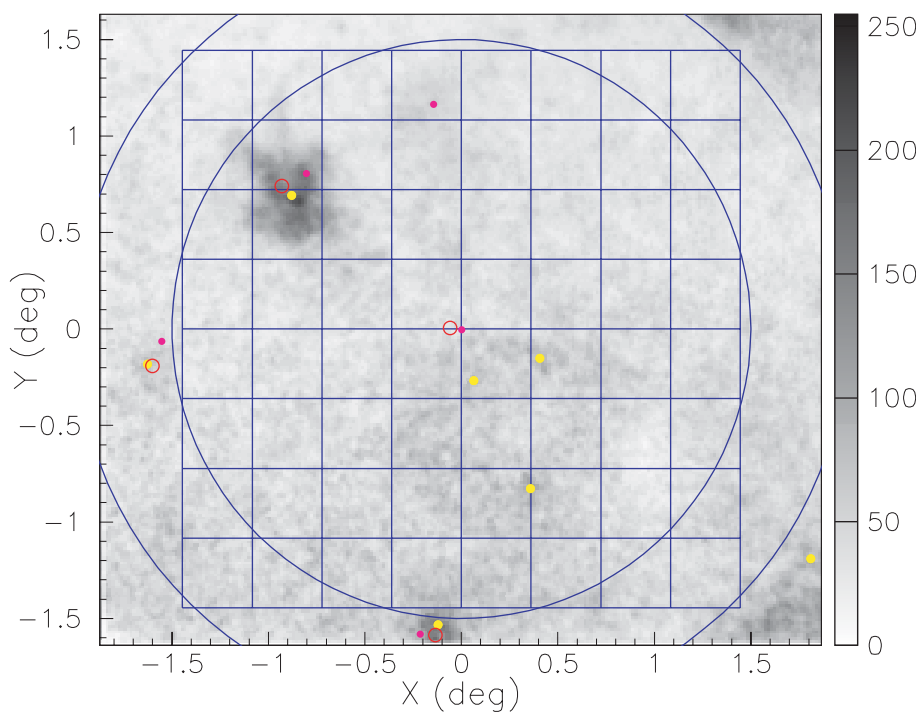


図 4.9: 追尾した星の重心位置。赤、青、緑がそれぞれ ζ -Tau、Hamal、Sheratan を表す。

Date: 041112 RUN:4520 Alt=54.3°, Azi= 80.7° (On Source)



$X_0 = -0.06$ $Y_0 = 0.01$ $\vartheta_0 = 5.05$ ($F_{\min} = 0.85$ ISTAT=3 $N_{\text{fit}}=3$)
Corrected: $(X, Y)_{\text{CRAB}} = (-0.058, 0.005)$, Original: $(X, Y)_{\text{CRAB}} = (0.001, -0.003)$

図 4.10: 蟹星雲の位置補正

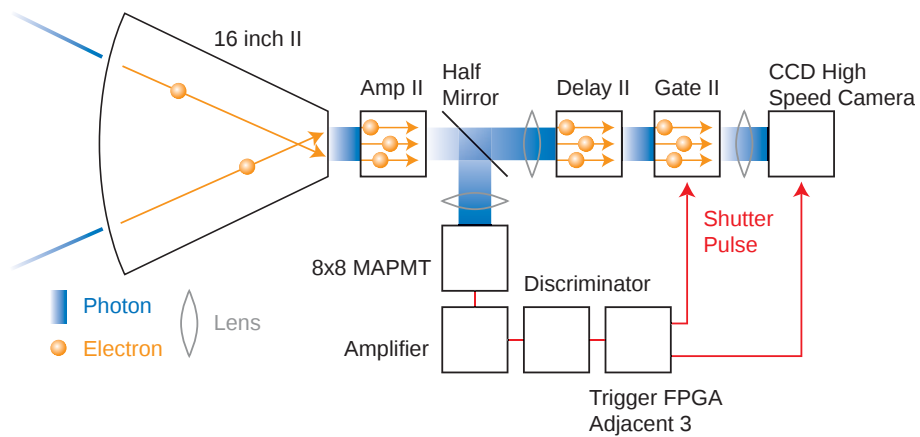


図 4.11: 光電撮像系の模式図

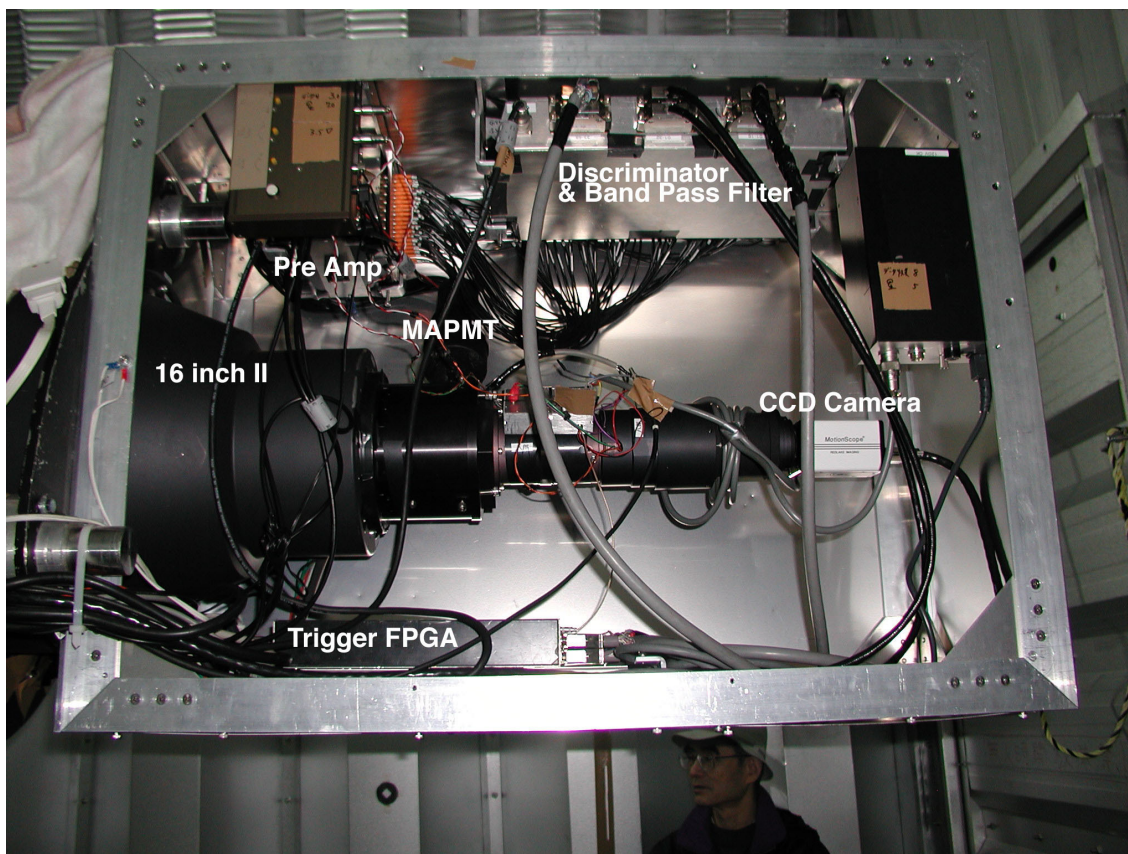


図 4.12: 焦点面に設置された光電撮像系、trigger 系、data 収集系

表 4.4: 光電撮像系試作機に使用した近接型 II の一覧

	製造会社	型番	蛍光体	MCP
増幅 II	DEP	PP0360AG	P47	あり
遅延 II	DEP	XX1450XR	P46	あり
Gate II	浜松ホトニクス	V4183	P43	あり

まず trigger 系の初段には、浜松ホトニクス社製の 8×8 の Multi Anode PMT (MAPMT) H7546B を用いた。Ashra の本番では 50° の視野を 128×128 のものを使用する予定であるが、試作望遠鏡では視野が狭いため、 8×8 にしている。

また精細画像撮影用の camera には、Red Lake Imaging 社製の高速 camera、MotionScope PCI S1000 を使用している。これは車の衝突実験などで使用されるものであり、外部 trigger 入力、連続撮影に対応している。また画素数は 480×420 であり、1 (pixel) は $7.4 (\mu\text{m})$ の正方形で、1 辺がおおよそ $0.4 (\text{arcmin})$ に対応している。視野は $3.2 \times 3.7 (\text{deg}^2)$ である。高速と言っても外部 trigger 入力を与えられてから実際に電子 shutter を開きに行くまで約 $500 (\text{ns})$ を要する。そのため P46 の出力をそのまま撮影しても、ほとんど入射 Cherenkov は画像として残らなくなる。

このような画像取得の遅延を無くするため、遅延 II の後段に gate II を FOP 接続して設置している。使用した蛍光体は P43 である。残光時間が $1(\text{ms})$ 程度あり、高速 camera の電子 shutter 遅延が問題にならない残光時間である。この gate II は外部 trigger 入力があると、約 $50 (\text{ns})$ で高圧の印加が行われる。

使用したそれぞれの近接型 II を表 4.4 にまとめる。

4.3.2 蛍光体の残光時間

Cherenkov 望遠鏡に II を用いる場合、蛍光体の残光時間が問題になる。Cherenkov 光の発生源となる荷電粒子は、ほとんど光速で地上へ到達するため、そのほとんどが $20(\text{ns})$ 程度で望遠鏡まで到達する (図 4.13)。そのため、使用する蛍光体は残光時間が短ければ短いほど、signal に対する夜光の混入が減ることになる。また、蛍光体の残光時間に合わせて積分してやらないといけないため、trigger の time jitter が大きくなる。

そのため、Ashra 検出器の計算機 simulation を行う場合には、蛍光体の残光時間分布を知っておく必要がある。P47 の残光は既に図 2.10 で示した。また図 4.14 に P46 の残光を示す。Simulation を行う際にはこれら残光時間の分布を基にして、乱数を振っている。

4.3.3 II の利得分布

蛍光体の残光時間同様、II の利得分布も検出器の理解の上で重要な変数である。PMT は 1 光電子に対する利得分布が正規分布に近い形状をとる。おおよそ半値幅は 40% 程度である。その一方で、近接型の II は MCP の性質により利得分布が指数分布に近い形である。

指数分布に近いということは、焦点面で入射した 1 光電子が複数光電子相当に見えてしまう確率が高いということである。結果として夜光のふらつきが大きいのも同じ効果をもたらすため、trigger 閾値を上げる必要が生じる。

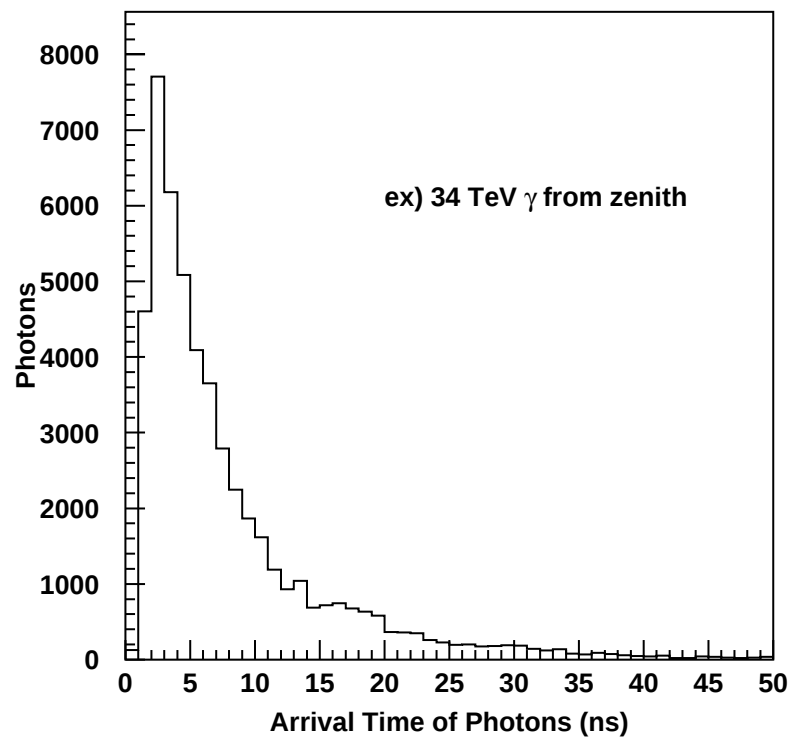


図 4.13: γ 線の simulation による Cherenkov 光の地上への到達時間分布例

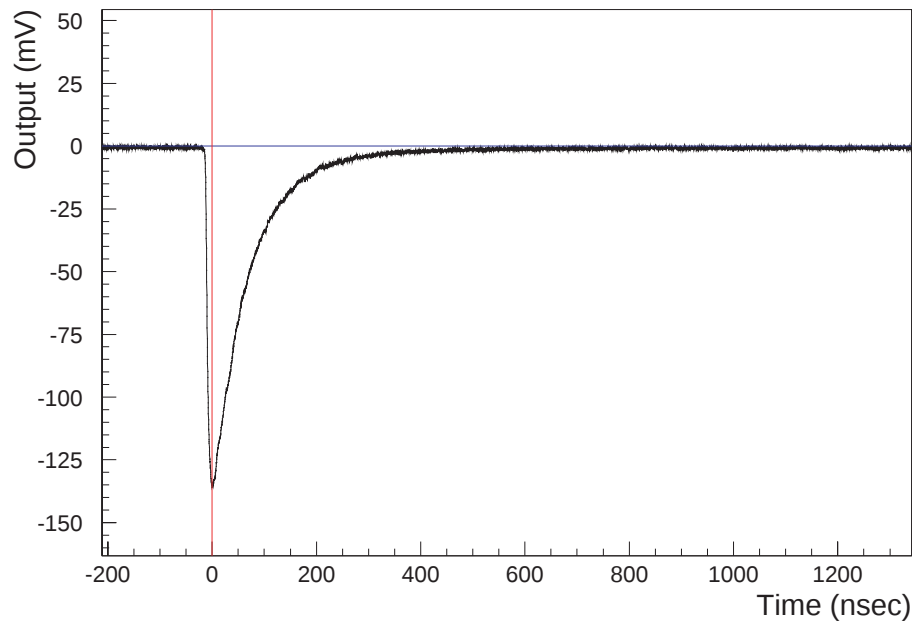


図 4.14: P46 の残光特性。PMT と oscilloscope で取得した波形を、複数重ね合わせたものである。

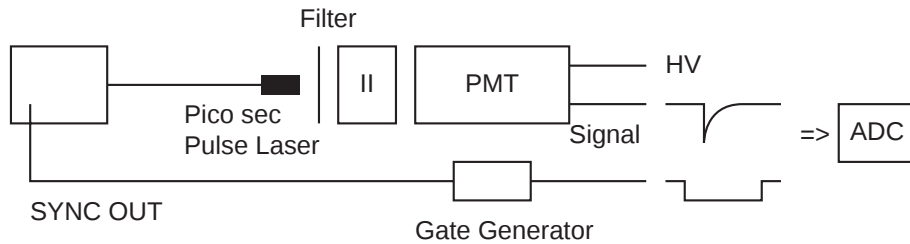


図 4.15: II の利得分布測定

そこで、使用する II の利得分布を測定した。図 4.15 のように、十分に減光した波長 415 (nm) のピコ秒短 pulse laser を II の入力面に設置して、1 光電子相当以下の光を入射した。II の出力光を PMT で受光してその ADC 分布を測定した。ADC の gate 入力、laser からの SYNC OUT を gate generator に通して作っている。

図 4.16 は大口径 II の利得分布、図 4.17 は増幅 II の利得分布である。増幅 II は、pedestal を差し引いた図を載せている。また増幅 II は利得調整用の可変電圧 ($V_{egac} = 0 \sim 10(V)^1$) がついているため、その電圧による依存性も測定している。

大口径 II の発光は、電子が蛍光体に衝突したときにその運動 energy を光へ変換することで行われる。従って、その光量は NaI などの蛍光体と同様、正規分布に近い利得分布となる。しかし今回使用された大口径 II は Ashra 用に初めて作られたものであり、利得分布が正規分布とはずれている。特に利得が小さい側で、分布が pedestal に埋もれてしまっているのが分かる。これは光電変換された電子がほとんど発光しない場合があることを示す。大口径 II の量子効率が低いのも同じ意

¹External Gain Adjustable Controll の略。 $V_{egac} = 0(V)$ のときに利得最大になり、 $V_{egac} = 10(V)$ のとき利得最小となる。

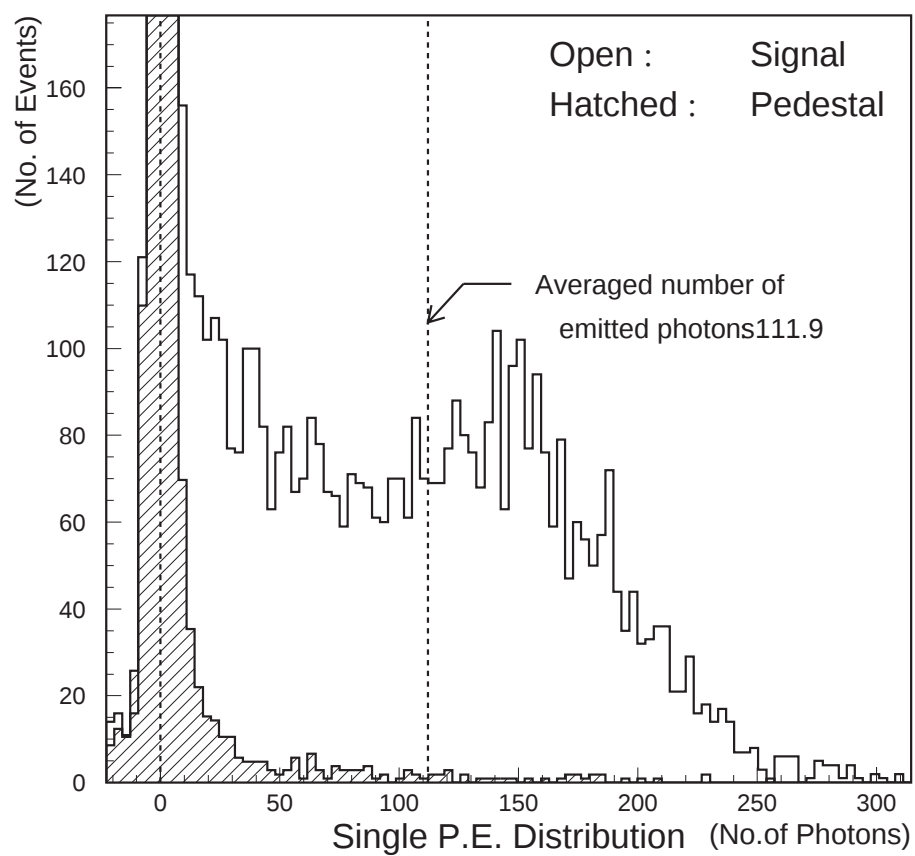


図 4.16: 大口径 II の利得分布

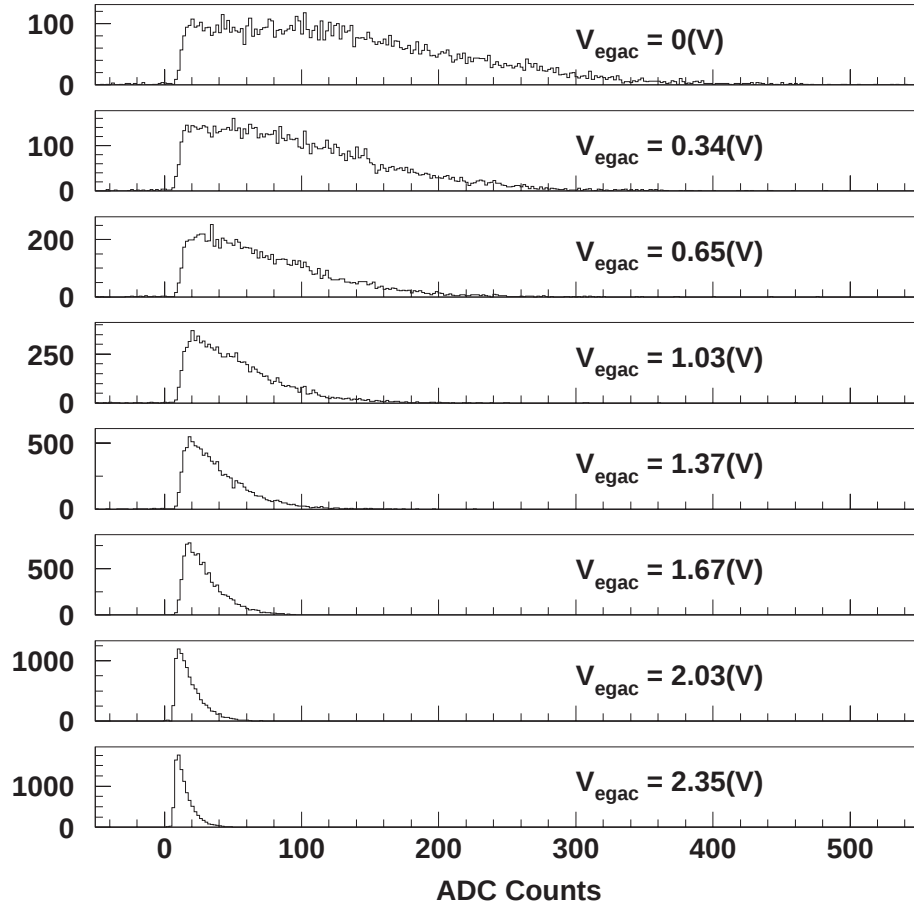


図 4.17: 増幅 II の利得分布。横軸は ADC 値である。利得調節用の電圧 (V_{egac}) を変化させて、それぞれの利得分布を示している。

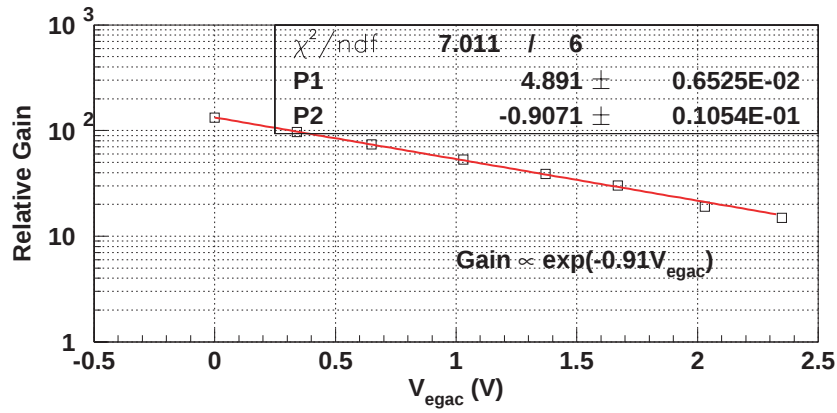


図 4.18: 増幅 II の利得分布の V_{egac} 依存性

表 4.5: 光電撮像系の各段での利得

	利得	積算光子数
大口径 II	110 (光子/光電子)	110
増幅 II	190 (光子/光子)	5600
Relay Lens (CCD 方向)	0.045 (光子/光子)	250
Relay Lens (Trigger 方向)	0.030 (光子/光子)	170

味を持ち、trigger 感度の低下につながる。このような分布になる原因は蛍光体の塗布方法にあることが分かっており、最も新しく作製された大口径 II においては、利得分布が向上している（附録 A の図 7.2 を参照）。

増幅 II は大口径 II と異なり、利得分布が指数分布に近くなる。これは内部で使用されている MCP の利得分布を反映しているためである（A 参照）。MCP の内部では電子雪崩が生じているが、MCP の channel 内部でどのように電子が衝突・発生するかによって利得が変わってくる。これが指数分布的な利得分布を示す原因である。しかし MCP の印可電圧を上げていくと、MCP 内部で飽和が生じるため、利得分布は peak 構造を持つようになる。図 4.17 では可変電圧 (V_{egac}) に対する利得の変化を載せているが、 $V_{egac} = 0(V)$ になると peak 構造が現れているのが分かる。

利得と V_{egac} の関係を示したのが図 4.18 である。得られた ADC の分布から、pedestal を取り除いた histogram の平均値を利得とした。増幅 II の利得は、

$$\text{利得} \propto \exp(-0.91V_{egac}) \quad (4.1)$$

という関係があることが分かった。

観測には増幅 II の V_{egac} を 3.0 (V) に設定した。この状態で、大口径 II、増幅 II、relay lens を通過してきた光の分布を図 4.19 に示す。この分布は図 4.15 の配置と同様にして測定した。この分布が遅延 II の光電面に入ることになる。

表 4.5 に、光電撮像系の各段での利得をまとめた。蛍光体の残光時間分布同様に、これら利得の測定結果を計算機 simulation に用いている。

図 4.20 は増幅 II と遅延 II の量子効率の波長依存性を表したものである。測定は DEP 社によっ

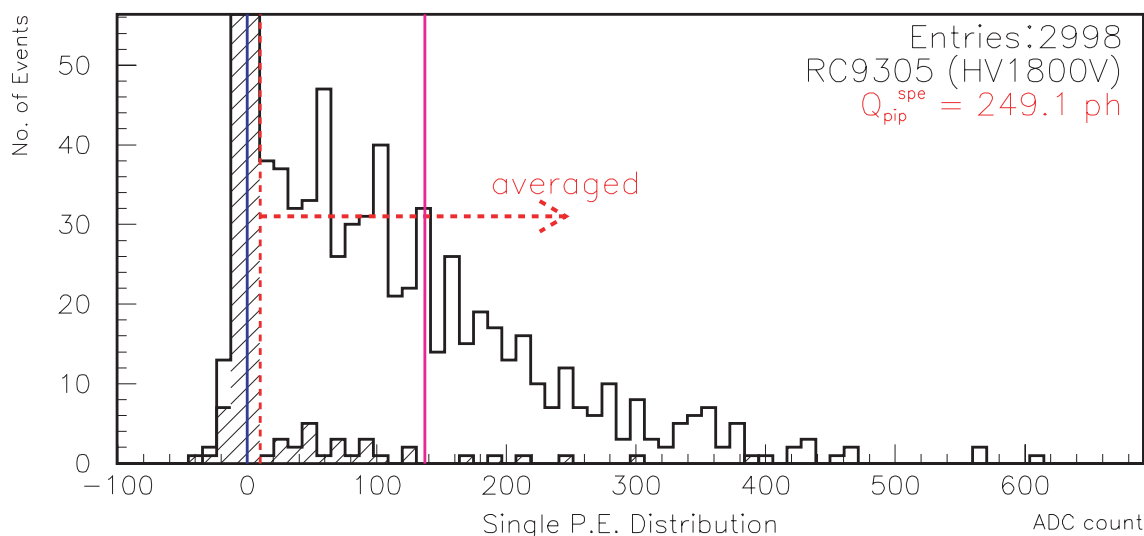


図 4.19: 大口径 II、増幅 II、relay lens を組み合わせた状態での利得分布

で行われたものであり、波長ごとに細かく測定されているわけではない。いくつかの代表される波長に対しての量子効率が、図中の * で打点してある。途中の波長に対する量子効率は、これらの測定点から曲線補完してある。

これら近接 II の量子効率の測定は、MCP の開口率、およそ 60% が考慮されていない。また大口径 II と増幅 II の FOP 結合によって、透過率が落ちる。そのため、実用上は図 4.20 の 5 割程度の値となる。

4.3.4 光電撮像系の解像度

光電撮像系を組み立てた後、解像度の評価を行った。通常の II は出荷段階で line pair という基準で解像度の評価が行われる。単位は (lp/mm) である。例えば 1 (mm) の中に幅 10 (μm) の線を白黒それぞれ 50 本ずつ並べたとき、それを解像することが出来れば、それは 50 (lp/mm) の解像度であるとする。ここで「解像する」という作業は、検査をする人間の主観的判断による部分が大きいので、解像度の基準として line pair を用いるのは好ましくない。従って、何か他の基準が必要である。

そこで解像度の評価方法として、点光源のぼけを二乗平均根で計算することとした。点光源といっても、大口径 II の光電面上に十分に小さく光源を絞ることは難しい。そのため、大口径 II で発生した光電子の像を最終段の CCD で撮影したものを評価することにした。このようにすれば、元の光源は完全に点であると見なすことが出来る。

図 4.21 に CCD で得られた像の例を示す²。この図は、光電撮像系を通過してきた光電子の画像を、SourceExtractor[17] という画像抽出 program に通したものである。この program は、画像から星像を抜き出すために天文学の分野で用いられている。

図 4.21 では楕円が重ねて描画されている。この楕円は background に対して有意な輝点 (source) が抜き出された (extract) ことを示している。形状が円ではなく楕円であるのは、輝点の形状を楕

²見やすくするために、階調の補正をしている。そのため、実際よりも輝点の裾が明るく見えている。

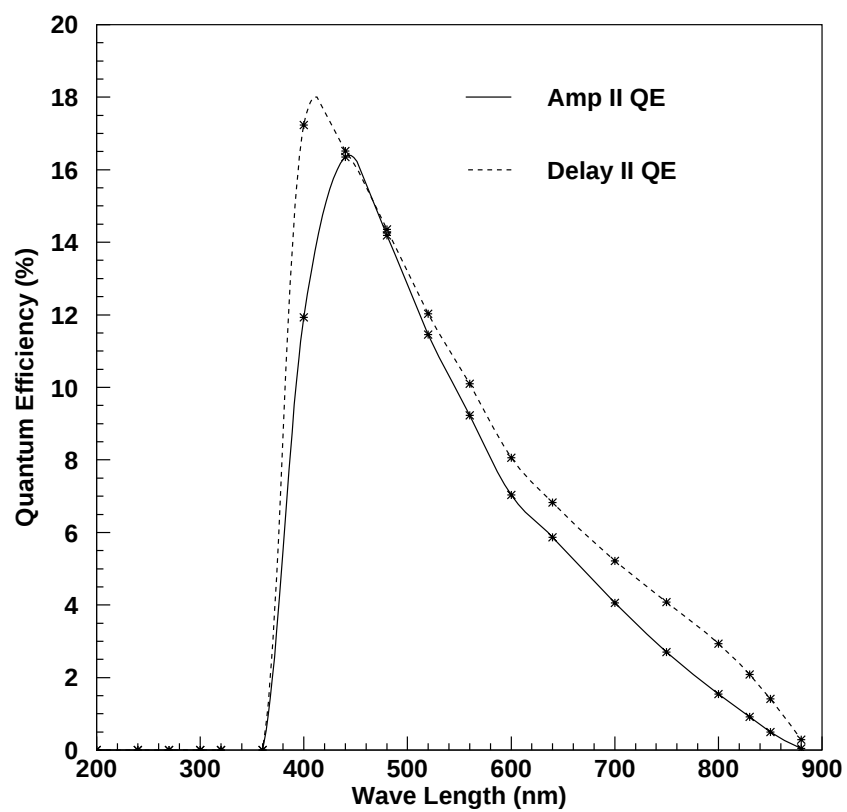


図 4.20: 増幅 II、遅延 II の量子効率分布

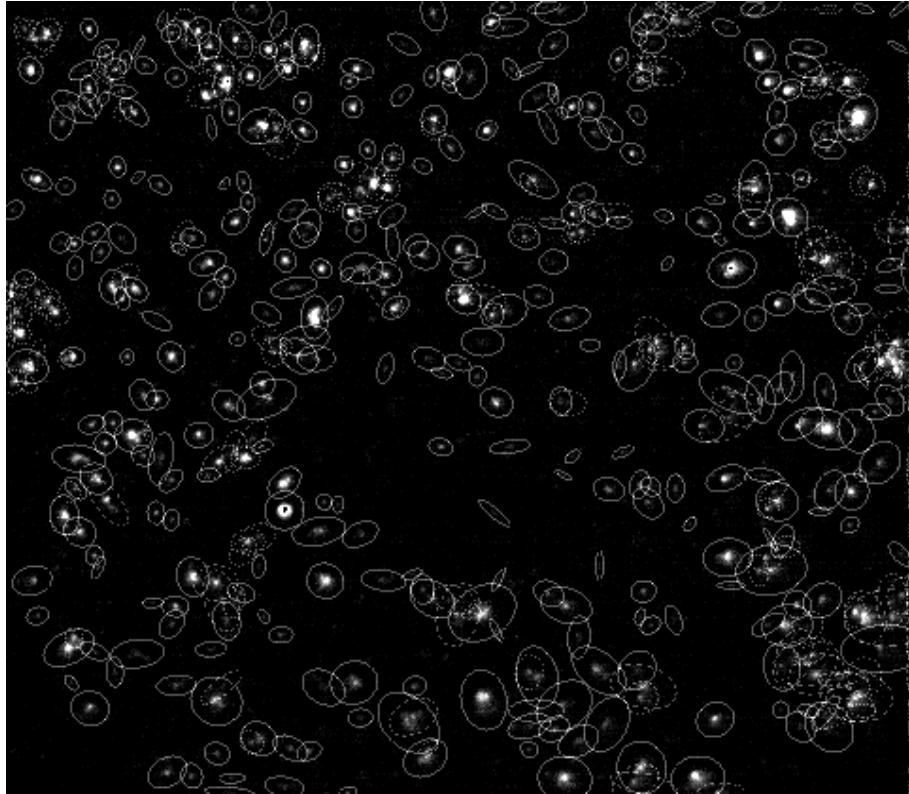


図 4.21: SourceExtractor で抽出した光子 1 つ 1 つ

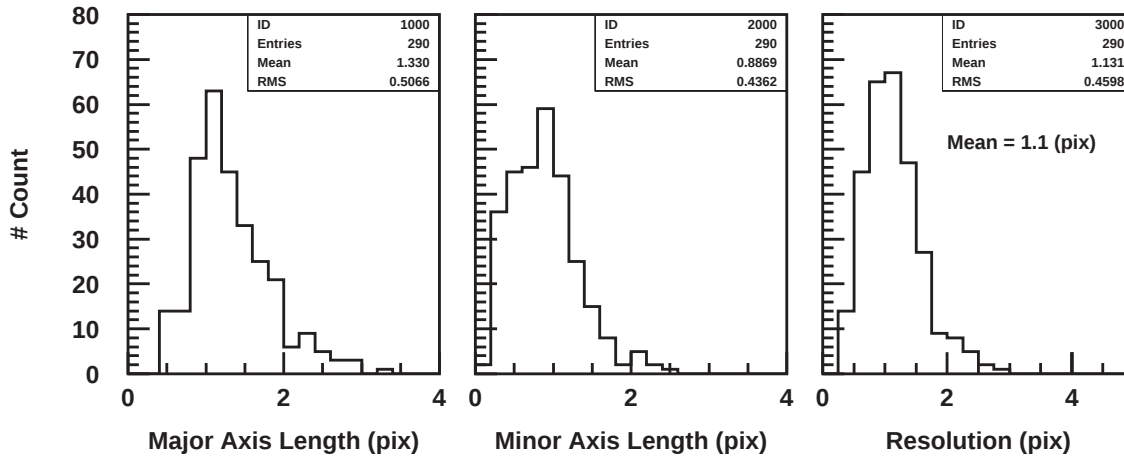


図 4.22: SourceExtractor で得られた、光子像の情報。(左) 長軸の長さ。(中) 短軸の長さ。(右) 解像度 $= \sqrt{(\text{長軸の長さ}^2 + \text{短軸の長さ}^2)/2}$ 。

円として近似するからである。この近似方法は B で述べる方法と同じである。したがって、この抽出から各輝点に対して長軸と短軸の長さ（それぞれ Length と Width に相当する）が得られる。これら 2 変数の分布が図 4.22 の左図と中図である。また解像度として

$$\text{解像度} = \sqrt{\frac{\text{長軸の長さ}^2 + \text{短軸の長さ}^2}{2}} \quad (4.2)$$

を採用した³。この分布が図 4.22 の右図である。結果、平均的に 1.1 (pixel) の解像度が得られていることが分かった。この値を基にして、simulation では精密画像に等方的なぼかしを加えている。

この 1.1 (pixel) という解像度は、大口径 II の入力面上で 0.46 (mm) に相当する値である。これは角度に直すと、0.51 (arcmin) である。ただし、今回用いている望遠鏡の光学系はこれよりも 10 倍以上劣っている。

Ashra の本観測では、この光電撮像系は 50 度の視野を見渡すことになる。そのときには今回得られた光電撮像系の解像度が 3.7 (arcmin) に相当する。Baker-Nunn 光学系の分解能は 1 (arcmin) である。光電撮像系の解像度は 1 (arcmin) よりも大きい、図 4.21 のように光電子の位置を抽出したが、その重心位置の誤差は 3.7 (arcmin) よりも小さくなる。したがって、光電撮像系の解像度は十分に満足いく性能が得られたと言える。

先述した line pair による評価であるが、正規分布の σ でいうと、50 (lp/mm) がおよそ 10 (μm) に相当することが分かっている [24]⁴。先の解像度は、gate II 出力面上では 21 (μm) である。今回近接型の II を 3 つ使用しており、それぞれの解像度は出荷時の data sheet で 40 (μm) 前後である。したがって 50 (lp/mm) が 10 (μm) に相当するという関係を用いれば、近接型 II 単体での解像度は 13 (μm) 程度であると考えられる。これが 3 つ使われているので、解像度は結局 $\sqrt{3}$ 倍されて、gate II 出力面上で $13(\mu\text{m}) \times \sqrt{3} = 22(\mu\text{m})$ となると予想される。これは今回実際に得られた値 21 (μm) と一致している。よって II の持つ性能を最大限引き出した状態で、解像度を後段まで維持できていると結論できる。

³解像度の定義として二乗平均根を用いるのであれば、分母の 2 は必要ない。しかし、仮に像のボケを正規分布で近似できるとした場合には 2 の因子が必要となる。Simulation では正規分布として像のボケを加えているため、このような解像度の定義を採用した。

⁴あくまで人によって異なる数値なので参考程度にしてもらいたい。

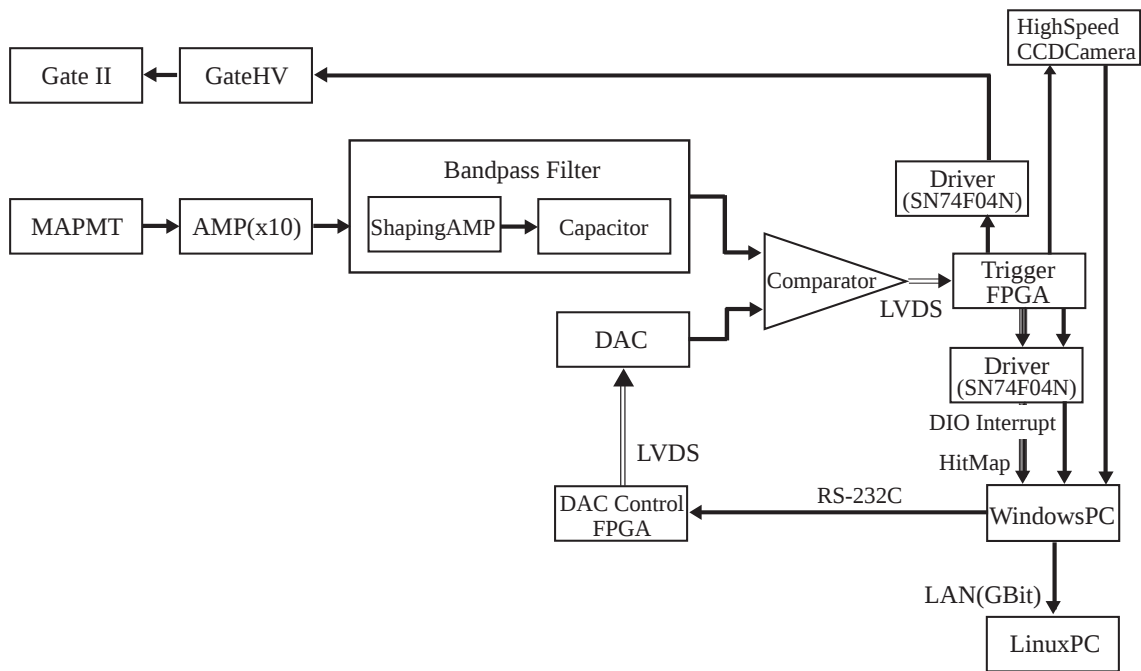


図 4.23: Trigger 系と data 収集系の模式図

SExtractor で光電子入射位置の情報を取り出すためには、近接する光電子を選り分けることが大切である。したがって解像度が良いにこしたことはない。将来的には gate II を取り外し、電子 shutter により制御を行う予定である。その場合は II が 1 つ減ることになり、さらに解像度が向上するものと期待される。

ただし光電子が多くなってくると、隣り合う光電子の位置を抽出することは難しくなる。宇宙線の energy が高い場合には Cherenkov 光の発生量も多くなってしまうため、一定以上の光量が入った場合には解析手法を変える必要がある。これは今後の検討課題である。

4.4 Trigger 系と Data 収集系

Trigger 系と data 収集系は試験観測用に特別に作られ、光電撮像系と同様に Ashra の本設計とは仕様が異なる。図 4.23 はその模式図である。以下、順に機能を説明する。

4.4.1 MAPMT

Trigger 受光素子として用いたのは浜松ホトニクス社製の MAPMT、H7546B である。Dynode は 12 段の metal channel 型のもので、立ち下がり時間と立ち上がり時間は、それぞれ実測で 1.5 (ns)、3 (ns) 程度である。また電子走行時間の半値幅は 0.3 (ns) である。

この MAPMT は図 4.24 のように 8×8 の PMT から構成される。それぞれの channel は 1 辺が 2.0 (mm) の正方形になっており、それぞれが 0.3 (mm) の間隔を空けて並んでいる。MAPMT 上の 2.3 (mm) は、0.36 (deg) に対応する。従って、MAPMT は全体で $2.9 \times 2.9(\text{deg}^2)$ の視野を覆うことになる。観測に際しては印加電圧を -800 (V) にした。この電圧での利得は、およそ $\sim 10^4$ になる。

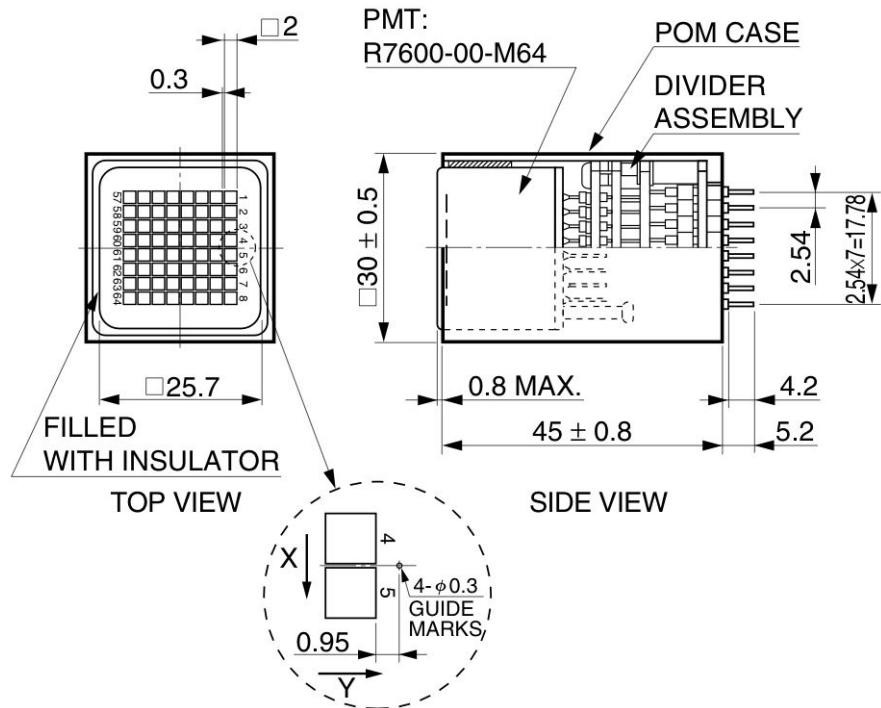


図 4.24: Trigger 受光素子に用いた MAPMT (H7546B)

64 channel のうち、利得は最大で 3 倍の非一様性がある。MAPMT は channel ごとに印加電圧を設定できないため、波高弁別器の閾値を channel ごとに変えることによって、利得の非一様性に対処した。

この MAPMT の最大定格電流は 0.023 (mA) であり、増幅 II の出力光量に対して十分に大きくない。そのため、anode に直近の 3 本の dynode に booster を取り付けて電圧降下を防ぐようにしている。MAPMT に直流的な過剰電流が入り電圧降下が発生した場合、pulse 状に入射する光に対しての利得が不安定になる。そのため、booster を使用することで MAPMT が安定な利得を示すかを確認した。

大口径 II の光電面に 2 つの LED を同時に照射した。1 つは夜光の代わりとして、DC 電源をつないだ LED、もう 1 つは Cherenkov 光の代わりとして、pulse generator につないだ LED である。Pulse 発光の LED は、 $\sim 10^3$ 光電子相当の光量である。DC 電源につないだ LED の電圧を変化させ、pulse 発光の LED からの電流を積分したものの相対値を示したのが図 4.25 である。

これを見ると、booster をつけない場合（青）には DC LED を変化させると利得が大きく変動しているのが分かる。DC LED の印加電圧が 2.47 (V) のところで利得が極大をむかえ、それ以上の光量が入ると利得が減少していく。一方、booster をつけた場合（赤）では利得が安定していることが分かった。DC LED の印加電圧が 2.53 (V) のあたりが Haleakala の天頂付近の夜光と同程度の光量であるが、これを越えても利得が安定している。

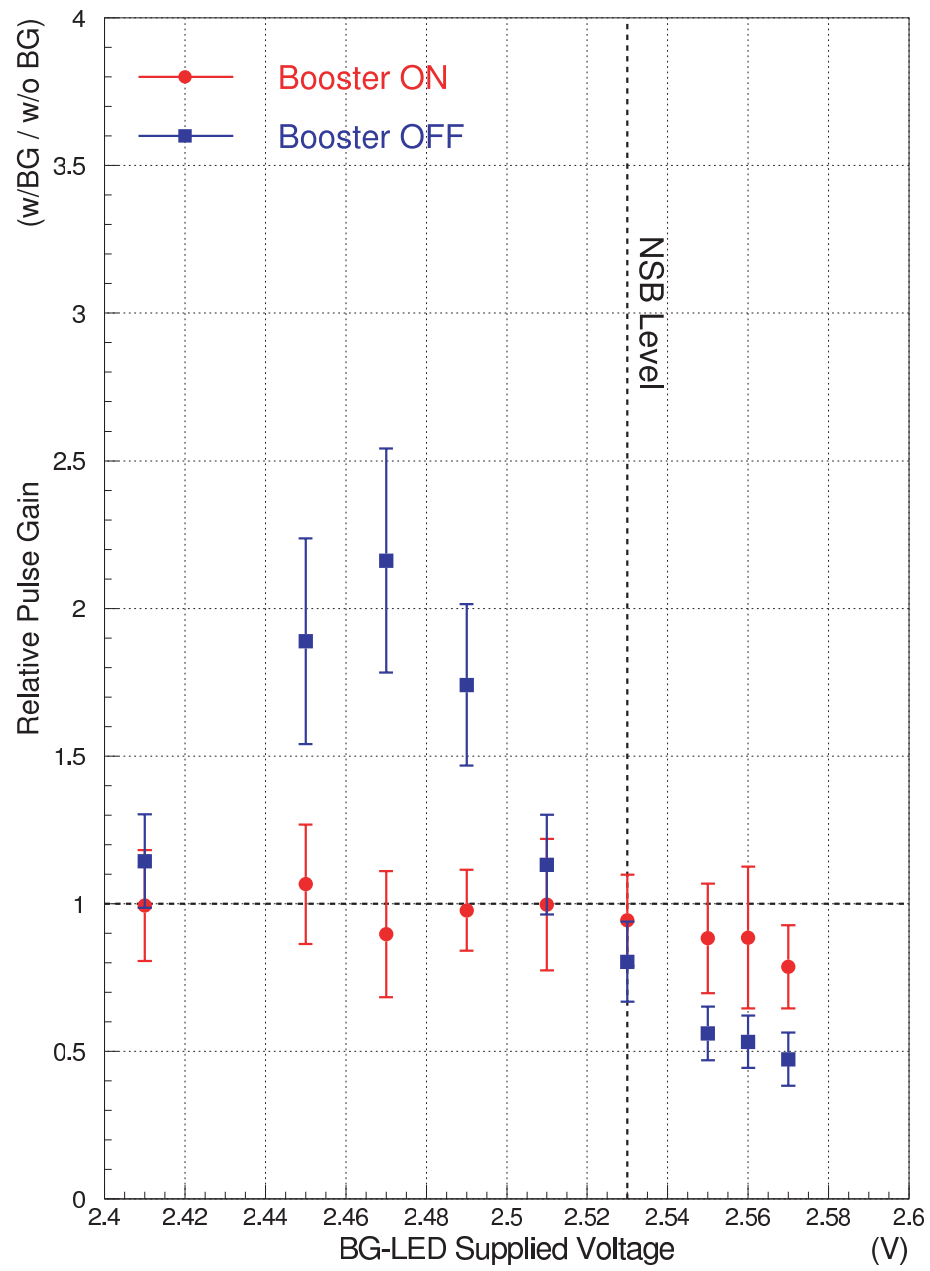


図 4.25: Booster の有無による、MAPMT の利得安定性の違い

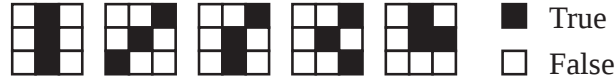


図 4.26: Adjacent 3 で考えられる hit map の例

4.4.2 初段増幅器と濾過器

MAPMT で増幅 II の出力光は光電変換され、初段増幅器と濾過器へ送られる。初段増幅器では 10 倍の利得があり、さらに濾過器内部の増幅器によって 3 倍の利得を得る。濾過器の応答関数は 3MHz に最大値を持つように設計されている。3MHz という値は、P47 蛍光体を 2 回通過した残光の時定数に一致しており、効率よく Cherenkov 光を取り出せるように最適化されている。

4.4.3 波高弁別器

濾過器の出力は comparator に送られ、閾値電圧と比較される。閾値電圧を超えたかどうかの判断は、1bit × 64 channel の出力として、trigger FPGA に送られる。

Comparator の閾値電圧は外部から DAC によって与えられている。望遠鏡視野内の星の位置によって MAPMT の channel ごとに trigger rate が変動するため、DAC によって閾値を調整している。DAC の設定電圧は Windows PC から DAC 設定用の FPGA を経由して行っている。

4.4.4 Trigger FPGA

Comparator の出力は MAPMT の hit map となり、trigger FPGA へ送られる。このとき gate 幅は 100 (ns) である。Trigger FPGA はこの hit map を判断し、trigger の信号発生を決定する。現在使用している trigger logic は adjacent 3 である。これは 64 ある channel のうちで、隣接した 3 channel 以上が閾値を超えていれば trigger を発生する。考えられる hit map としては、図 4.26 に挙げるものとその回転がある。

8×8 の trigger cell で adjacent 3 を trigger 論理として用いた場合、夜光のみによる trigger rate、 R_{NSB} は以下の式で表されることが計算機 simulation により分かっている。

$$R_{\text{NSB}} = 2.1 \times 10^{-11} \times R_{\text{cell}}^3 \quad (4.3)$$

ただし、 R_{cell} は trigger cell 1 つあたりの trigger rate である。例えばこの式より、 $R_{\text{NSB}} = 3(\text{Hz})$ するには $R_{\text{cell}} = 5.2(\text{kHz})$ に、 $R_{\text{NSB}} = 1(\text{Hz})$ するには $R_{\text{cell}} = 3.6(\text{kHz})$ に設定すれば良いことが分かる。

4.4.5 高速 CCD Camera

Trigger の決定が trigger FPGA によってされた場合、gate II に接続された高電圧に trigger 信号が送られ、gate II の光電面と MCP の間に高圧が印加される。また CCD camera の外部 trigger 入力へも信号が送られ、CCD がおよそ 600 (ns) の遅延で電子 shutter を開く。

CCD camera は Windows PC の PCI に接続されている。撮影された画像は PCI board 上の memory に蓄えられ、memory が満杯になった時点で data 収集用の Linux PC へ転送される。Windows PC で

は時間情報や hit map 情報も同時に収集し、全て Linux PC へ転送する。

第5章 光電撮像系 Monte Carlo Simulation

5.1 Program の開発

Cherenkov 光の検出を計算機上で simulation するには、焦点面での光電子数のみを情報として用いるのが最も簡単である。しかし正しく検出器の評価を行うためには、II の利得や残光を考慮した計算機 simulation が必要になる。

そこで、Ashra 検出器の振る舞いを simulate する program を開発した。必要とされた主な機能は以下の通りである。

- CORSIKA や FLUOS などの大気 shower 生成 program に接続できる光線追跡機能を有すること。
- II の動作を再現できること。すなわち光電面の量子効率、蛍光体の残光分布、出力光の利得分布を実測から入れられるようにすること。
- Trigger に用いられる、MAPMT の動作を再現できること。II と同様に、利得分布、応答時間を実測から入れられるようにすること。
- MAPMT から後ろの回路動作を微分積分回路として再現できること。
- 波高弁別と trigger logic を取り入れること。
- Gate II を動作させ、精密画像の出力を行うことができること。

これらの機能を全て一貫して行わせるため、専用の library を C++ 言語で開発した。

図 5.1 は、焦点面に入った夜光と Cherenkov 光がどのように光電撮像系で発達するかを simulate したものである。時間は $-1000(\text{ns}) \leq t \leq +1000(\text{ns})$ であってあり、 $t = 0(\text{ns})$ において 30 光電子が焦点面の PMT1 本分の視野に入ったとしている。

図 5.1 の上から順に説明する。(1 番目) P47 の残光を持った大口径 II の蛍光が、夜光に混じって出力されている。(2 番目) その後増幅 II によって再度 P47 の残光が重なり、64 本の MAPMT のうち 1 本の光電面に入射する。このとき、指数分布的な残光が重ね合わされることによって、光電子の発生最大位置が遅れていることが分かる。残光の発光強度 $I(t)$ を

$$I(t) \propto \exp(-t/\tau) \quad (5.1)$$

で表すことができる場合、蛍光体を 2 度通過したときの発光強度 $I'(t)$ は

$$I'(t) \propto t \exp(-t/\tau) \quad (5.2)$$

という形になり、最大位置が τ だけずれる。

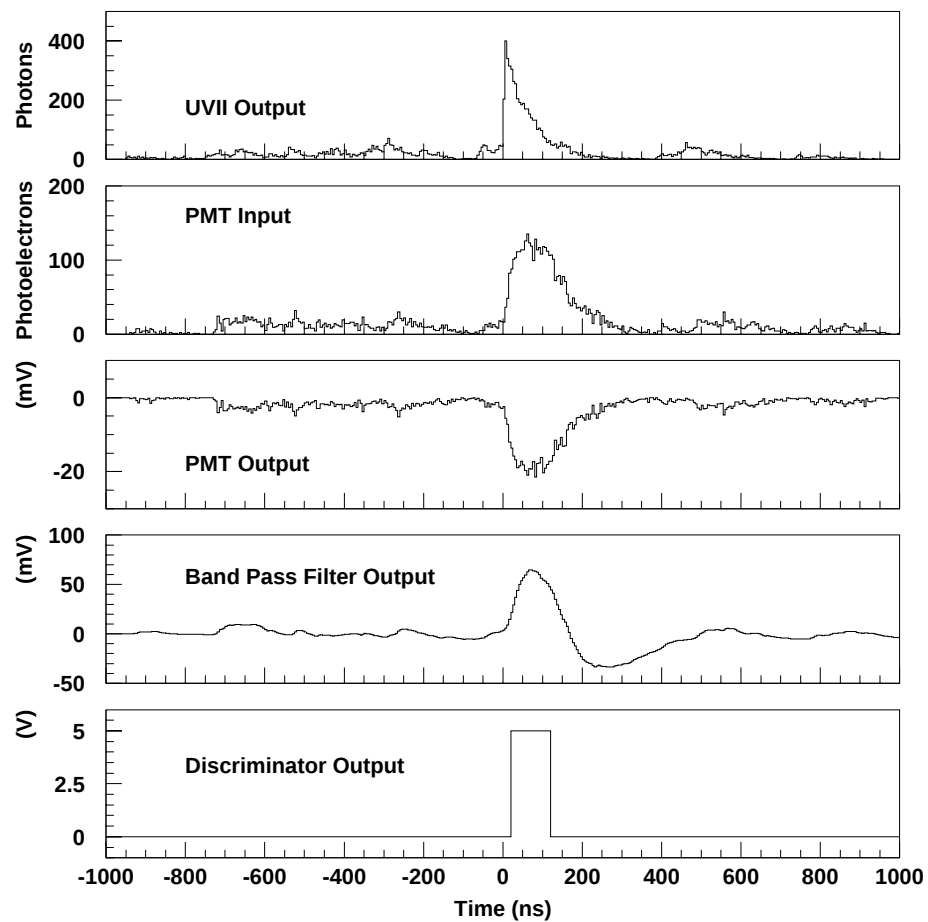


図 5.1: 光電撮像系の simulation の例。大口径 II の光電面へ 0(ns) のときに 30 光電子が入射した場合。上から、大口径 II の出力、増幅 II を通り PMT に入る光電子、PMT の出力電圧、濾過器の出力電圧、波高弁別器の出力の simulation を表す。

さらに（３番目）では PMT により QV 変換が行われ、その出力が増幅器と濾過器を通ることになる。使用している濾過器の応答関数は、下側遮断周波数（ $\omega = a$ ）、上側遮断周波数（ $\omega = b$ ）ともに 3(MHz) に設定している。このとき、応答関数 $H(f)$ は周波数 f の関数として

$$|H(f)|^2 = \left(\frac{\omega^2}{\omega^2 + a^2} \right) \left(\frac{b^2}{\omega^2 + b^2} \right) \quad (5.3)$$

として表される。ただし、 $\omega = 2\pi f$ である。

このような応答関数を計算機上で再現するために、再帰型 filter の 1 つである。双 1 次変換法 [26] を採用し、digital filter の program を組み込んだ。この filter を通過した電圧が、（４番目）の図に示してある。この波形を波高弁別器に通し、閾値を超えるかどうかを（５番目）で判定させている。

この例では PMT1 本の応答を扱っているが、これを MAPMT 全ての channel に対して行い、その出力を trigger logic に入れて trigger 効率の判定などの解析に用いている。このように蛍光体の時間情報を正しく取り扱う¹ことで、trigger 判定に伴う time jitter の評価も行えるようになった。また、光電子という単位のみでの取り扱いでは難しかった、精密画像への夜光の混入も正しく取り扱えるようにした。

5.2 計算機 Simulation による増幅器時定数の決定

先に述べた P47 蛍光体の残光時間と、大口径 II および増幅 II の利得分布を用いて、どのような周波数特性を MAPMT 後段の濾過器に持たせるべきかを調べた。P47 を 2 回通った残光は 300(ns) 程度の持続時間を持つ（図 5.2）。従って、焦点面の入射光電子に伴う発光を全て積分するためには、それに見合った積分時間を濾過器に持たせなくてはならない。そのほうが積分後の波高のふらつきが小さくなる。そのため 1 光電子の単位でパラパラと入射する夜光と、複数光電子でまとまって入ってくる Cherenkov 光の分離がよくなる。しかし積分時定数が遅くなってくると、濾過器を通過した出力は立ち上がりが遅くなる。また事象ごとに trigger までに要する時間のばらつきが生じてしまう。これは電子 shutter が開くまでの時間をばらつかせるため、細密画像に入る光量も事象ごとに変動してしまう。

従って、決定される時定数に要求されることは、

- 夜光による 1 光電子と、Cherenkov 光による複数光電子の弁別がよいこと
- Trigger までに要する時間が短く、その time jitter が小さいこと

の 2 点である。

最初に各周波数の設定に対して、複数光電子をどれだけの効率で trigger することが出来るかを見積もった。Cherenkov 光は 5ns 程度の幅で瞬間的に入射するから、1 光電子には trigger 効率が低く、複数の光電子には trigger 効率が高くあるべきである。

まず MAPMT の 1 channel あたりの夜光による trigger rate が、3 (kHz) になるように閾値を設定する。例えば遮断周波数を上下とも 3 (MHz) にした場合、図 5.3 の上図のように閾値が 82 (mV) となる²。ここで焦点面に入射する夜光は、MAPMT の 1 channel の視野で 5×10^6 光電子/秒とした³。

¹MAPMT の電子走行時間、trigger pulse の立ち上がり、立ち下がり時間は考慮していない。

²ここでは適切な時定数を求めることを目的としているため、電圧の設定値は実際の回路の仕様や個体差を考慮していない

³この値は後述する夜光量の半分程度しかない。Haleakala での実測が行われる以前に、回路の設計が行ったためである。また試作機の製作途中で、MAPMT の視野にも変更があった。

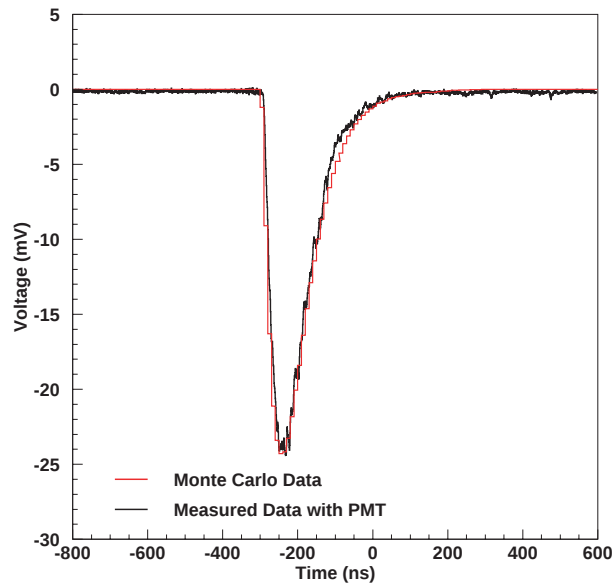


図 5.2: 実測された P47 と P47 の重ね合わせと、P47 単体の残光測定を基にした MC による波形の比較

また 3 (kHz) という trigger rate は、trigger logic を adjacent 3^4 にしたときに望遠鏡としての夜光に対する trigger rate が 1 (Hz) になる値である。

このような閾値設定を与えて遮断周波数が 3 (MHz) のものと 30 (MHz) のものを比較してみる。図 5.3 と図 5.4 では、夜光に対する trigger rate は同じ 3 (kHz) であるのに対して (それぞれの上図)、5 光電子や 10 光電子に対しては 3 (MHz) の遮断周波数を使用したほうが良好な trigger 効率となることわかる (それぞれの下図)。

次に、遮断周波数を変えた場合に trigger のかかる時間がどれだけかかるかを見積もった。図 5.5 ~ 5.8 は、周波数を 1 (MHz)、3 (MHz)、10 (MHz)、30 (MHz) と変化させた場合の trigger timing とその jitter を表している⁵。例えば 1 (MHz) の場合、trigger 効率は良好であるものの、焦点面で光電子が発生してから trigger までに 60 ~ 70 (ns) 程度の時間を要していることが分かる。またその jitter の幅も RMS で 20 (ns) 弱と広い。一方で、周波数を 10 (MHz) にまで早くすると、trigger 効率は落ちるものの trigger にかかる時間は 30 (ns) 程度へ短縮される。また jitter の幅も 10 (ns) 程度へと改善する。

これらの周波数以外にもいくつかを試したが、複数光電子に対する trigger 効率の良さと time jitter 及び trigger timing の遅延を考慮して、3 (MHz) という遮断周波数を MAPMT 後段の濾過器に採用した。

⁴ 8×8 の MAPMT で、隣接して 3 箇所以上が trigger する場合を指す。

⁵ それぞれの入射光電子に対して同数の事象を simulation したため、trigger 効率の低い 2 光電子の入射などでは、図中の事象数が 10 光電子入射に対して減少している。

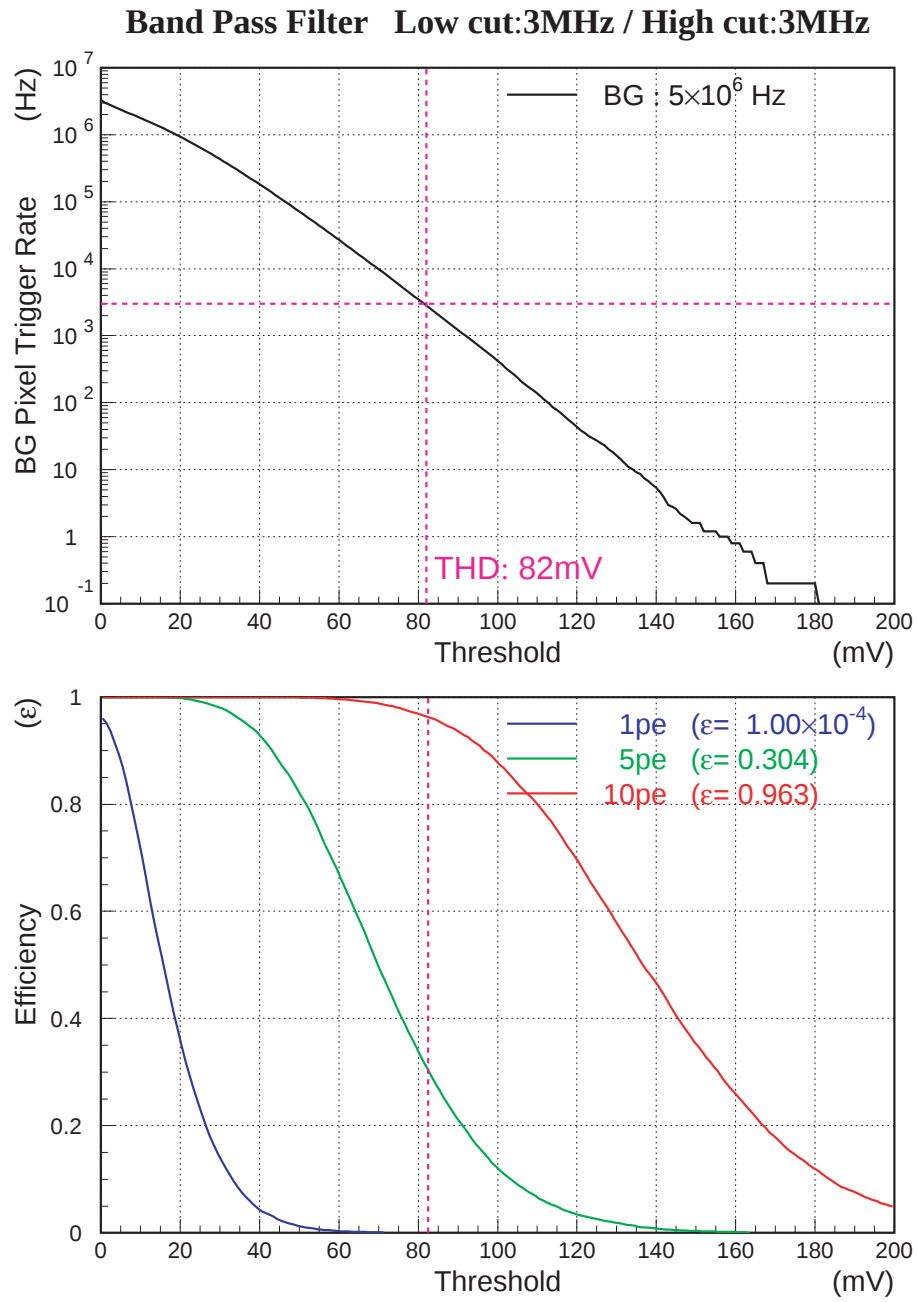


図 5.3: 遮断周波数を上下とも 3MHz にした場合の trigger 効率

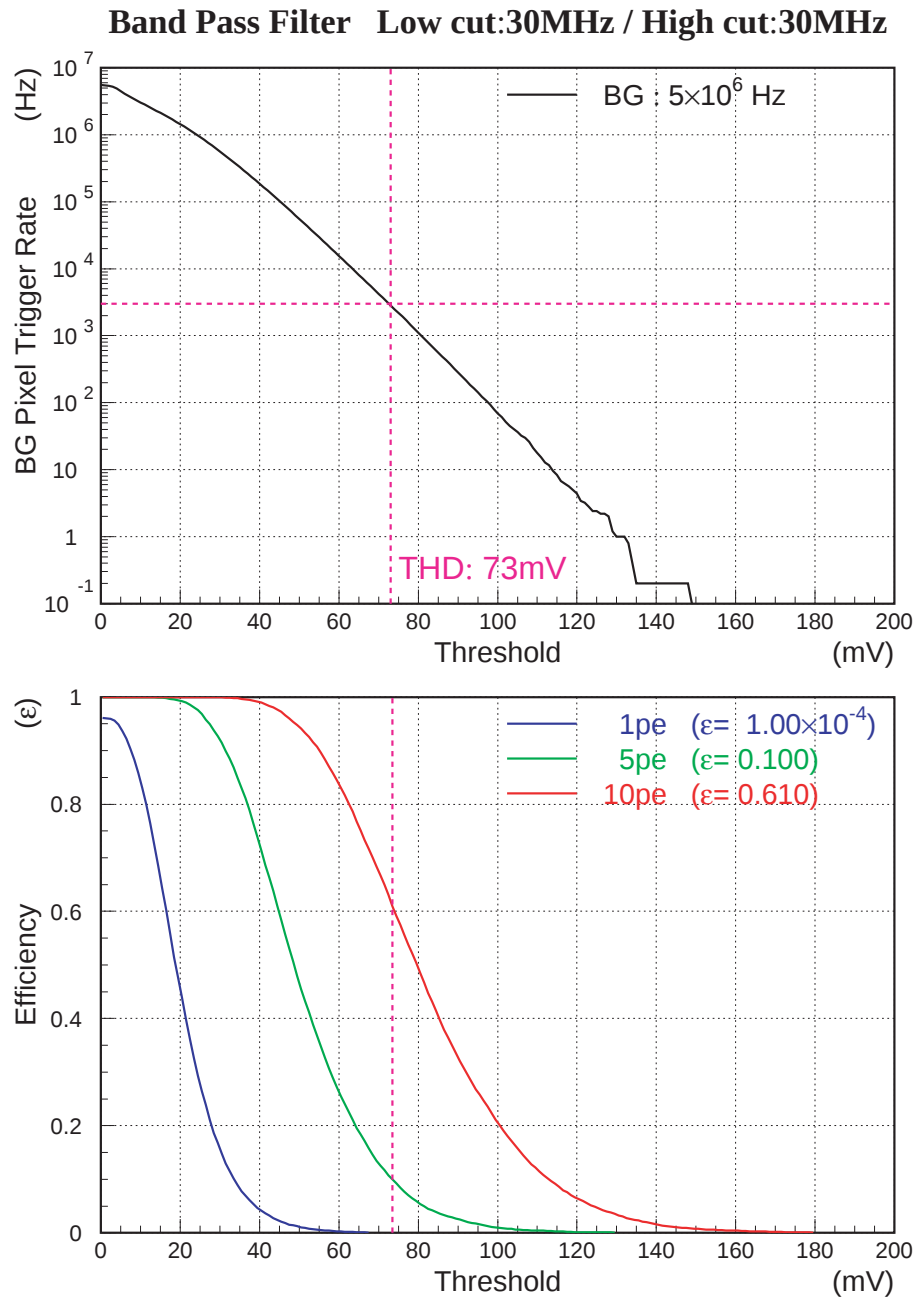


図 5.4: 遮断周波数を上下とも 30MHz にした場合の trigger 効率

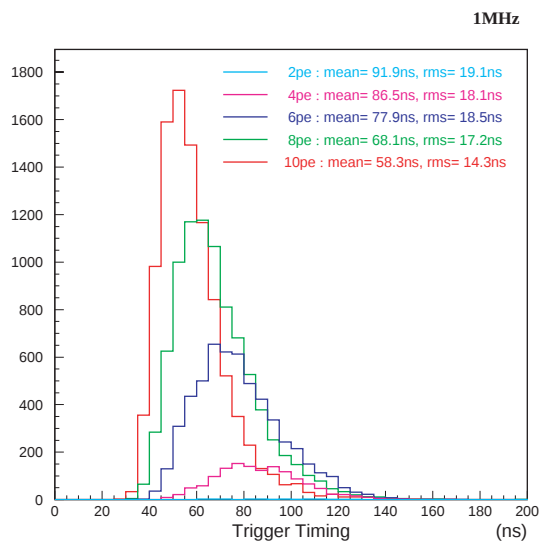


図 5.5: 1MHz の遮断周波数での trigger jitter

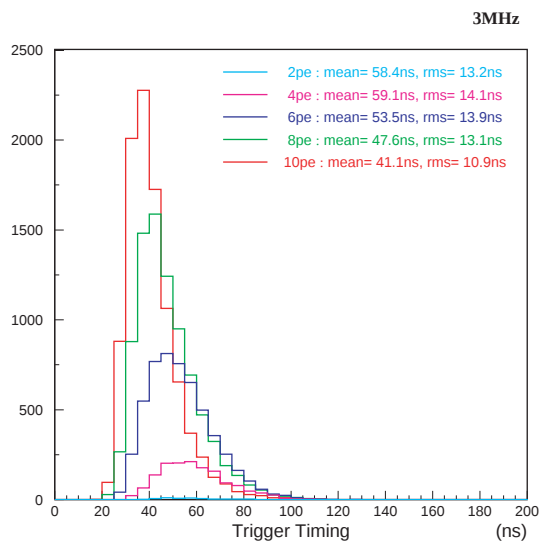


図 5.6: 3MHz の遮断周波数での trigger jitter

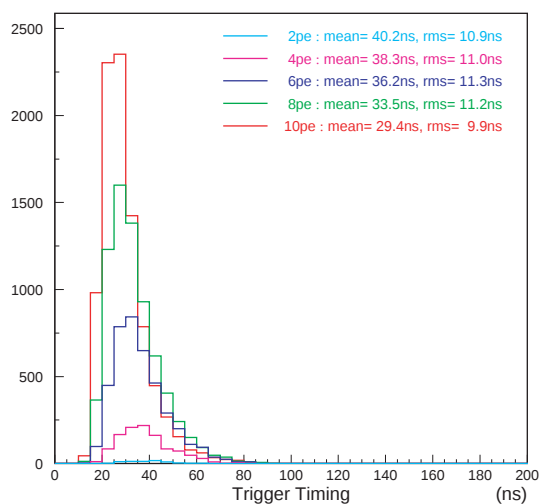


図 5.7: 10MHz の遮断周波数での trigger jitter

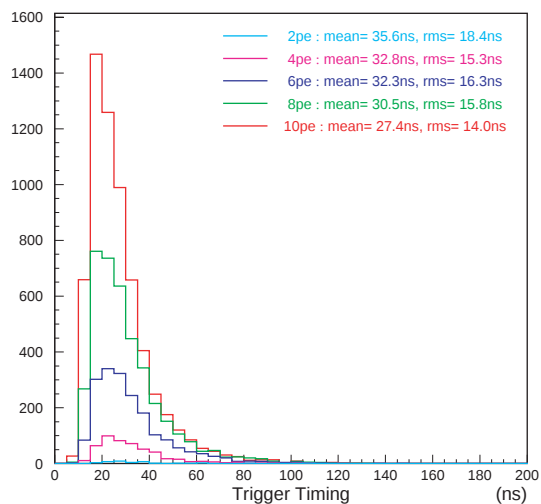


図 5.8: 30MHz の遮断周波数での trigger jitter

5.3 Trigger 感度の考察

γ 線と陽子に対する trigger 感度の Monte Carlo simulation を行った。まず望遠鏡の視野内で夜光を発生させ、それに Cherenkov 光から期待される光子の分布を重ねた。これらの光子に対して、先に述べた II の利得応答、時間応答、trigger 回路の simulation を全て行い、trigger がかかるかどうかを判定した。

使用している大口径 II の量子効率分布と Haleakala 山頂での夜光量が完全に抑えられていないため、入射してくる夜光による光電子量、Cherenkov 光による光電子量には不定性が残る。また蛍光体の残光は時定数 ~ 100 (ns) の増幅器として作用するため、MAPMT の出力電流を測定しても、大口径 II の光電面での光電子量は求めることが出来ない。そこで simulation に用いる夜光量は、MAPMT の 1 channel あたりに 12×10^6 光電子/秒が大口径 II に入ると仮定した。

この値は、図 4.21 のように実際に取得された画像を SourceExtractor にかかけ、抽出された光電子像の数から正当化した値である。大口径 II の量子効率は波長 415 (nm) で 9.1% であると求められているが、その他の波長では正確に測定されていない。そこで、415 (nm) での波長が 9.1% になるように、バイアルカリ光電面を持つ PMT の量子効率を scale して用いた。

Cherenkov 光の発生には、CORSIKA[16] の version 6.2001 を使用した。CORSIKA は大気に入った宇宙線を simulate する program として、広く使用されている。CORSIKA には Cherenkov 光の発生 option が存在し、これを用いることで γ 線や核子による Cherenkov 光が simulate 出来る。

観測では trigger rate が 2 (Hz) 前後になるように閾値を調整していた。これは夜光による trigger と、宇宙線による trigger を両方含んだ値になっている。式 4.3 に従えば、channel あたりの trigger rate が 3.0 (kHz) であるとき、全体の trigger rate は 0.6 (Hz) となる。1 channel あたりの trigger rate がこの 3.0 (kHz) という値になるように、simulation 上での閾値を設定した。この設定で期待される陽子による trigger rate は 1.4 (Hz) であり、夜光による偽事象に加えると、trigger rate は 2 (Hz) となる。

実際の観測では星の位置や時間による trigger rate の変動があるため、channel ごとに rate のばらつきが生じる。また増幅器や MAPMT の channel ごとの個体差がある。しかし simulation 上では簡単のため、これらの効果を考慮していない。これらの影響の評価については将来的な検討課題である。

かに星雲からの TeV γ 線と、陽子の流量として以下の値を用いた。それぞれ、HEGRA[28] の測定結果と BESS-TeV[27] の測定結果である。

$$\text{かに星雲の TeV } \gamma \text{ 線} \quad \frac{dN}{dE} = 2.83 \times 10^{-11} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-2.62} \text{ 個/TeV/s/cm}^2 \quad (5.4)$$

$$\text{宇宙線陽子} \quad \frac{dN}{dE} = 8.98 \times 10^{-6} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-2.72} \text{ 個/TeV/s/cm}^2/\text{sr} \quad (5.5)$$

図 5.9、5.10 を得るために、宇宙線発生の設定として CORSIKA に入力した変数を表 5.1 にまとめる。

γ 線の simulation は 0.1 ~ 100 TeV の範囲で 100,000 事象、陽子の simulation は 0.1 ~ 100 TeV の範囲で 1000,000 事象行った。 γ 線源の位置は視野の中心に、また陽子の発生位置は視野中心から 2.5 度の半径内にしてある。

図 5.9 は TeV- γ 線に対する energy ごとの trigger 効率を示している。蟹星雲からの流量を式 5.4 とした場合、1 時間あたりに 43 事象程度を取得できると見積もられた。

表 5.1: CORSIKA に入力した変数一覧（重要なもののみを抜粋）

	γ 線	陽子
Impact Parameter	150 (m) 半径の円内	150 (m) 半径の円内
天頂角	0 (deg)	0 (deg)
発生源範囲	点源を仮定	半径 2.5 (deg) の円内に一様
微分流量の冪	-2.6	-2.7
Energy 範囲	0.1 ~ 100 (TeV)	0.1 ~ 100 (TeV)
発生事象数	100,000	1000,000

また図 5.10 は宇宙線陽子に対する energy ごとの trigger 効率である。式 5.5 を仮定した場合、1 時間あたり 5000 事象程度、つまり 1.4 (Hz) 程度で取得することになる。

ただし、実際には data 取得の際に死時間が存在する。これは CCD の画像を PCI board 上の memory から PC へ転送する際に発生することが分かっており、2 (Hz) で data 取得を行うと観測時間のうち約 10%がこの転送のために死時間となる。したがってこの効率を乗じると、 γ 線と陽子それぞれの事象取得数は、1 時間あたりに 38 事象、4500 事象と見積もられる。

Simulation 上で trigger のかかった事象に対して、最初に Cherenkov 光が入射した時点から trigger が発生するまでの時間 (T_{Trig}) を調べた。図 5.11、5.12 はそれぞれ γ 線と陽子事象の、入射 energy に対する T_{Trig} の分布である。これを見ると、1 (TeV) 以上の粒子の T_{Trig} は、平均的には 50 (ns) 以下に収まっている。

実際の観測と同じ 480×420 の PGM 形式で画像を出力させ、hit map と重ね合わせたものが図 5.13 と図 5.14 である。複数の II を通過する過程において像のぼけは考慮していないため、最終的に画像として出力するときに正規分布で像をぼかしてある。

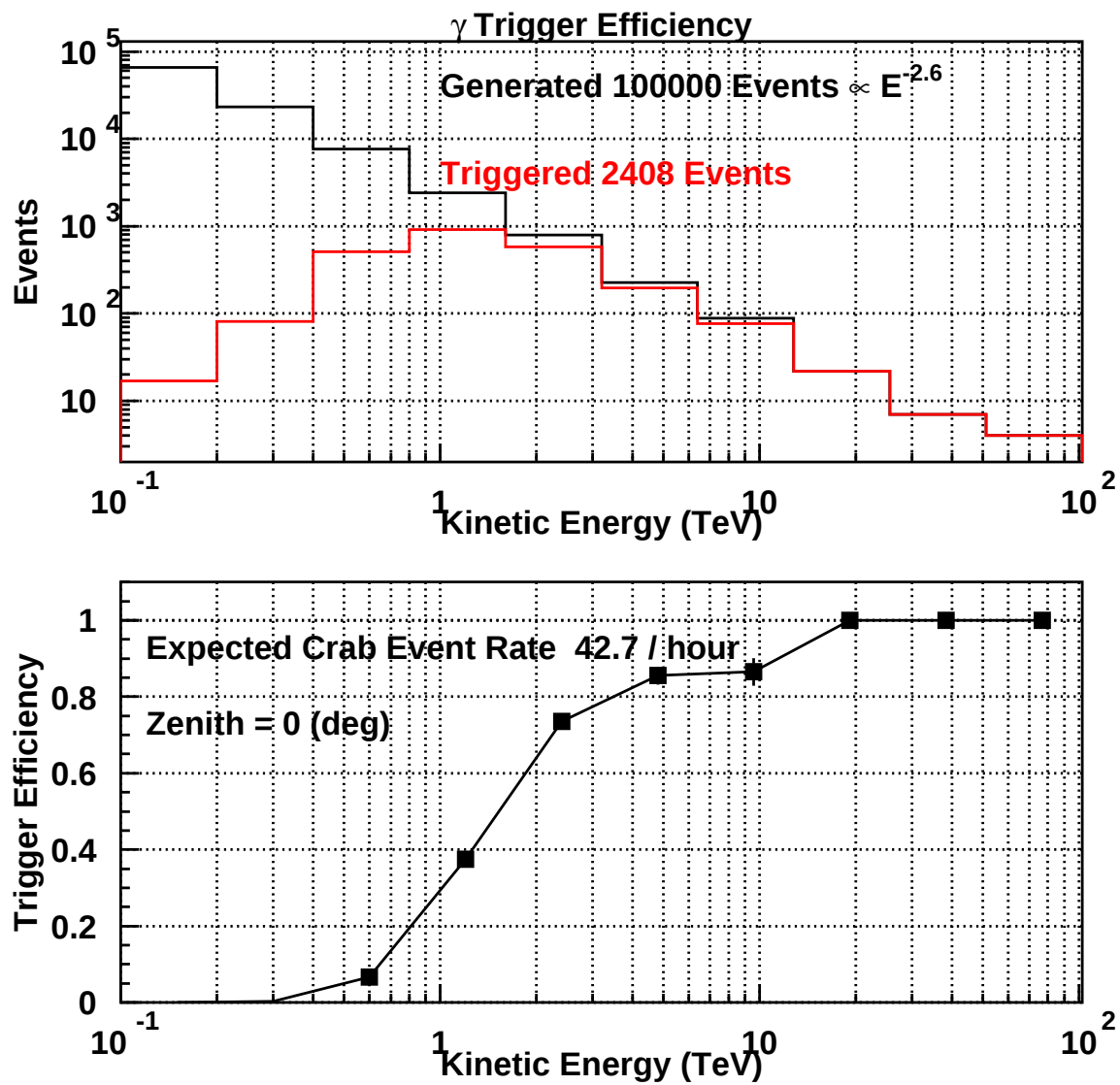


図 5.9: γ 線に対する trigger 効率

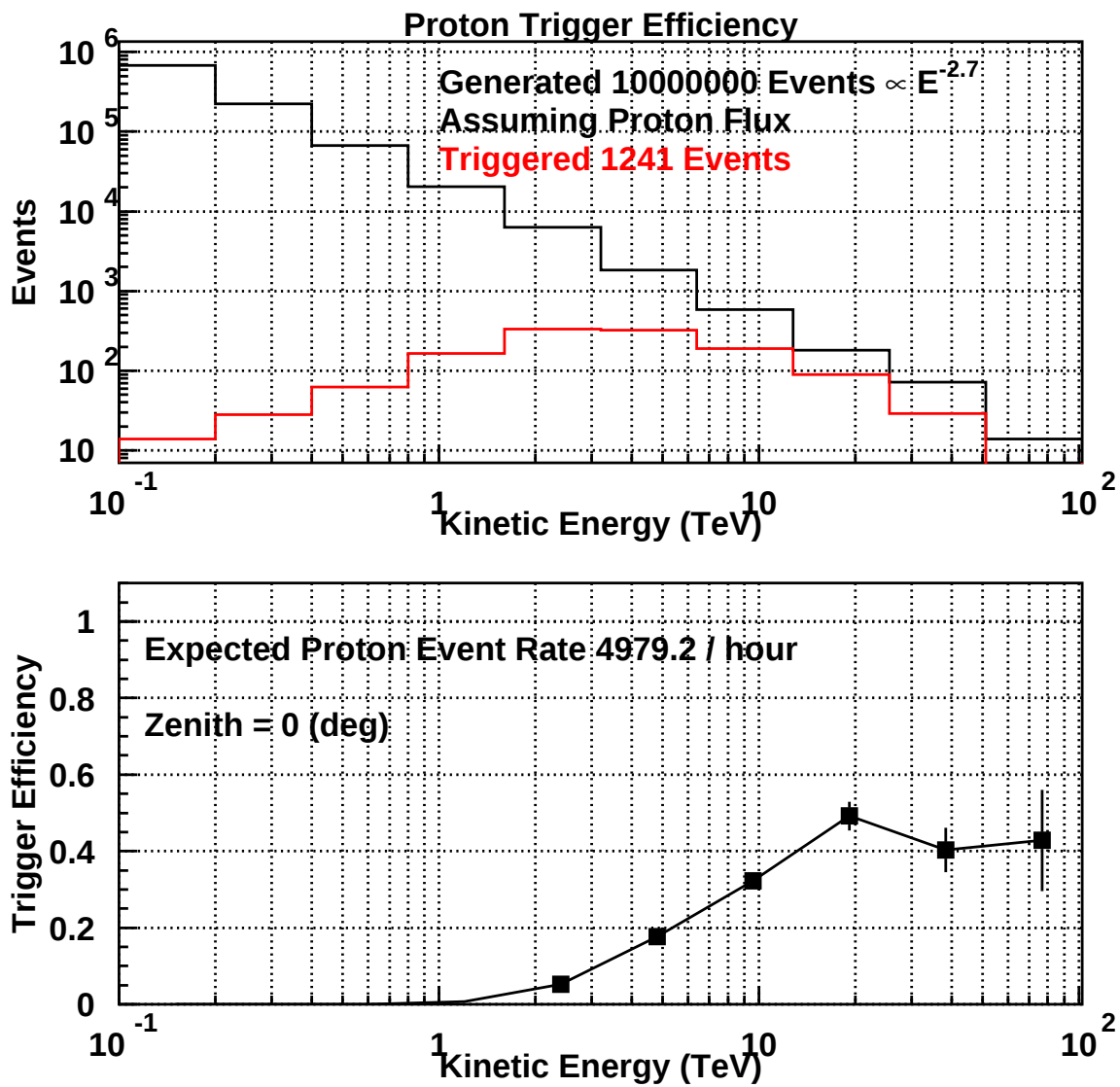


図 5.10: 陽子に対する trigger 効率

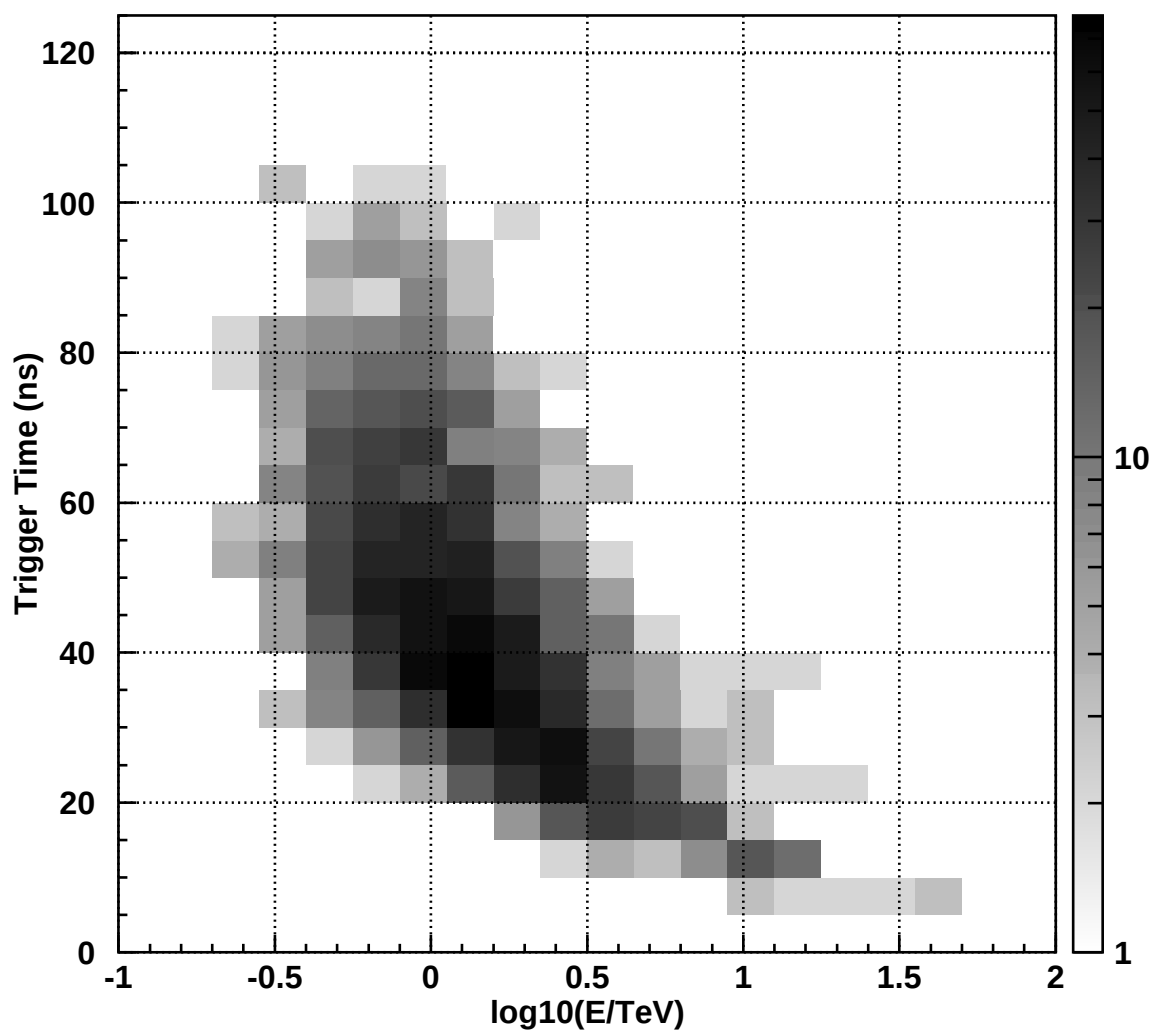


図 5.11: γ 線の trigger に要する時間分布

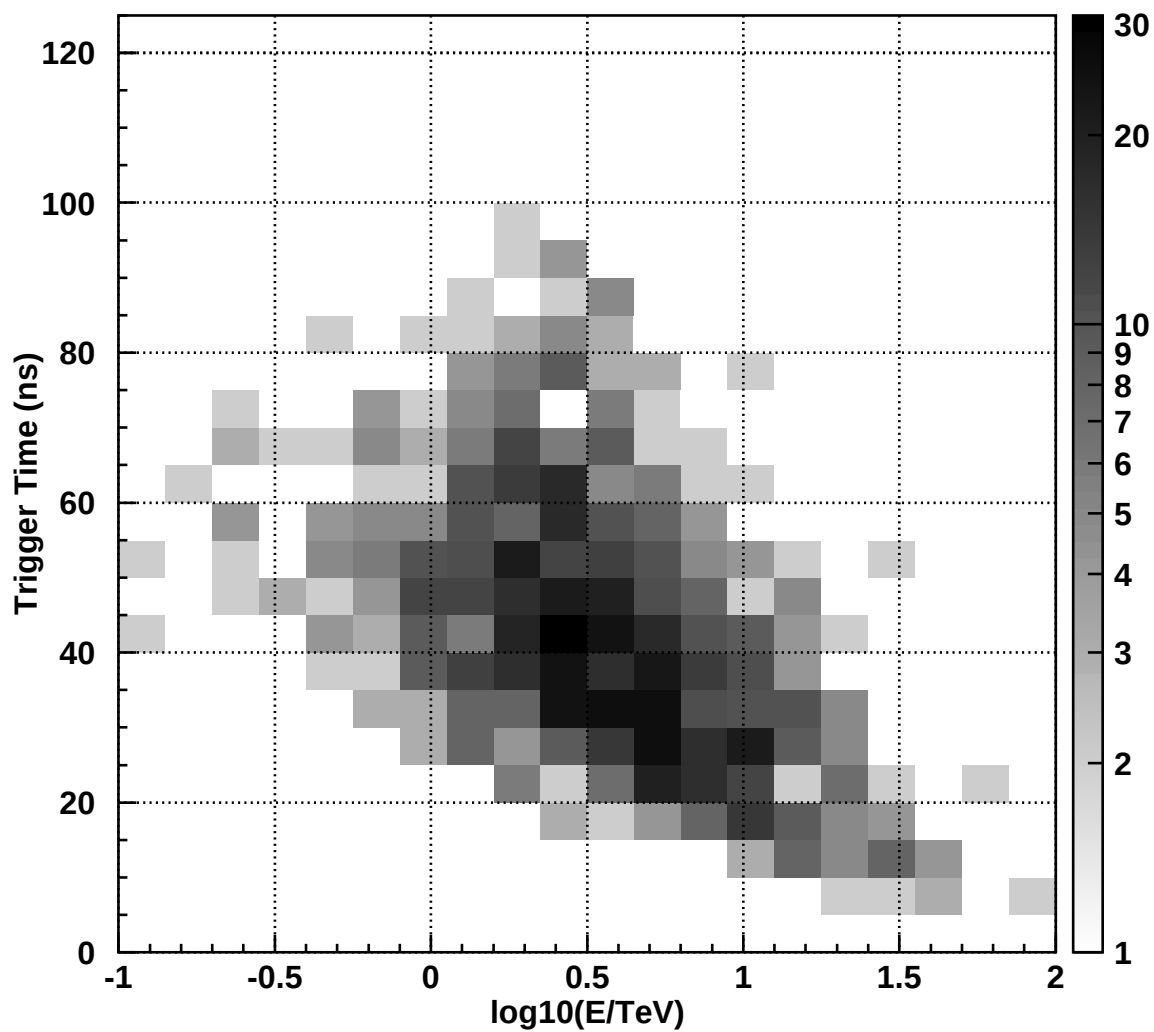


図 5.12: 陽子の trigger に要する時間分布

MC 3.84 TeV γ Event

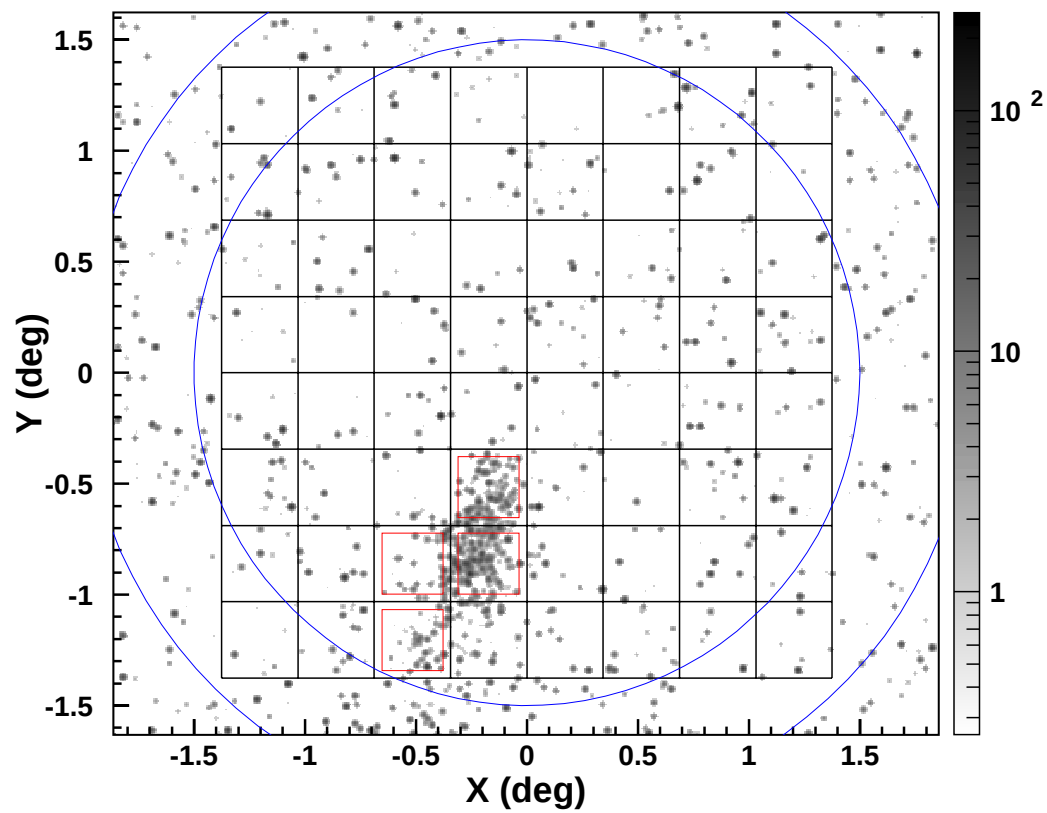


図 5.13: Simulation で得られた γ 線の取得画像

MC 12.26 TeV Proton Event

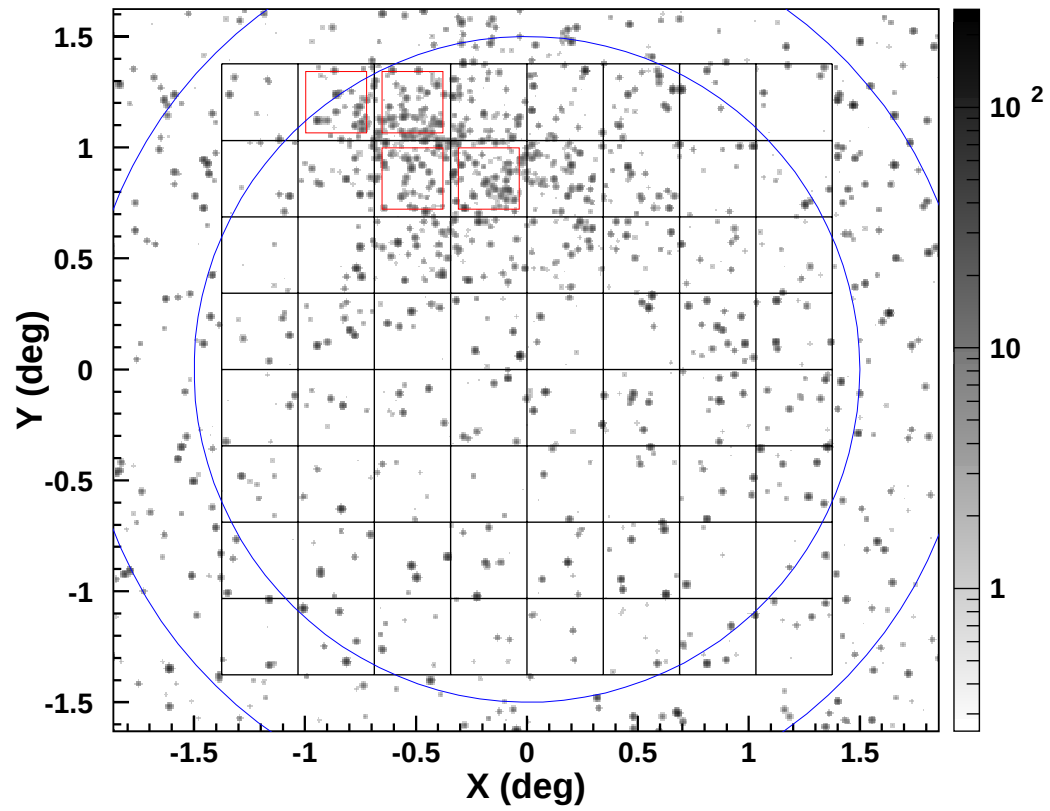


図 5.14: Simulation で得られた陽子の取得画像

第6章 観測と解析

6.1 観測

2004 年 11 月から 12 月にかけて、Haleakala にて蟹星雲の観測を行った。Haleakala は標高が 3,000m あるものの、海岸線に非常に近いため、高い湿度の日が連続する場合がある。また装置の調整を何度か行ったため、観測効率は 70% であった。合計 160 時間の観測を行い、そのうち on source、off source はおよそ半々である。ただし今回の観測は試験的要素が大きいため、全ての観測に渡って装置の設定を同一にしているわけではない。

図 6.2 と図 6.3 は、観測で得られた γ 候補の事象、陽子候補の事象である。明野観測所で行われた以前の実験では、このように光子 1 つ 1 つを識別できるような画像は得られておらず、大きな改善が見られた。“Photon Counting” で宇宙線像を捕らえることが現実のものとなった。

図 5.13、図 5.14 に比べると、光電子像の裾の広がりが大きい。これは simulation での像のボケを正規分布であると仮定したためである。このぼかし方の違いによる simulation 結果の差異については、まだ試していない。

6.2 陽子と γ 線の弁別

得られた画像を解析して蟹星雲からの TeV- γ 線が有意であることを示すには、基本的に alpha 分布を出すのが、単眼である試作望遠鏡の方法である。通常の PMT を用いた IACT では PMT の電荷量とその位置から Image parameter を導出する。しかし Ashra の場合には、得られた細密画像から光電子位置の抽出を行う。現状では SourceExtractor を用いて、夜光と Cherenkov 光が混在した画像から光電子の位置情報を取り出している。

このとき、夜光と Cherenkov 光の区別をいかに行うかが重要である。Cherenkov 光に夜光が混入してくると、shower 形状を上手く取り出すことが難しくなる。

そこで、現段階では以下のような流れで Image parameter を計算している。ただしこの方法が Ashra にとって最適化されているとは言えず、今後も解析方法を改善していく必要がある。

1. 得られた CCD 画像を SourceExtractor にかけて、光電子の位置情報を取り出す。
2. 画像全体を trigger cell を 4 分割した大きさの小 cell に分ける。
3. 一定量の画像枚数で、trigger 領域でない小 cell に入っている光電子数の平均を求め、 $\langle B \rangle$ とする。
4. Trigger 領域とその隣接にある小 cell に入っている光電子数を数え、それらを S_i とする。ここで、

$$\frac{S_i - \langle B \rangle}{\sqrt{\langle B \rangle}} > 1.5 \quad (6.1)$$

を満たす小 cell 内の光電子だけを以降の解析に用いる。

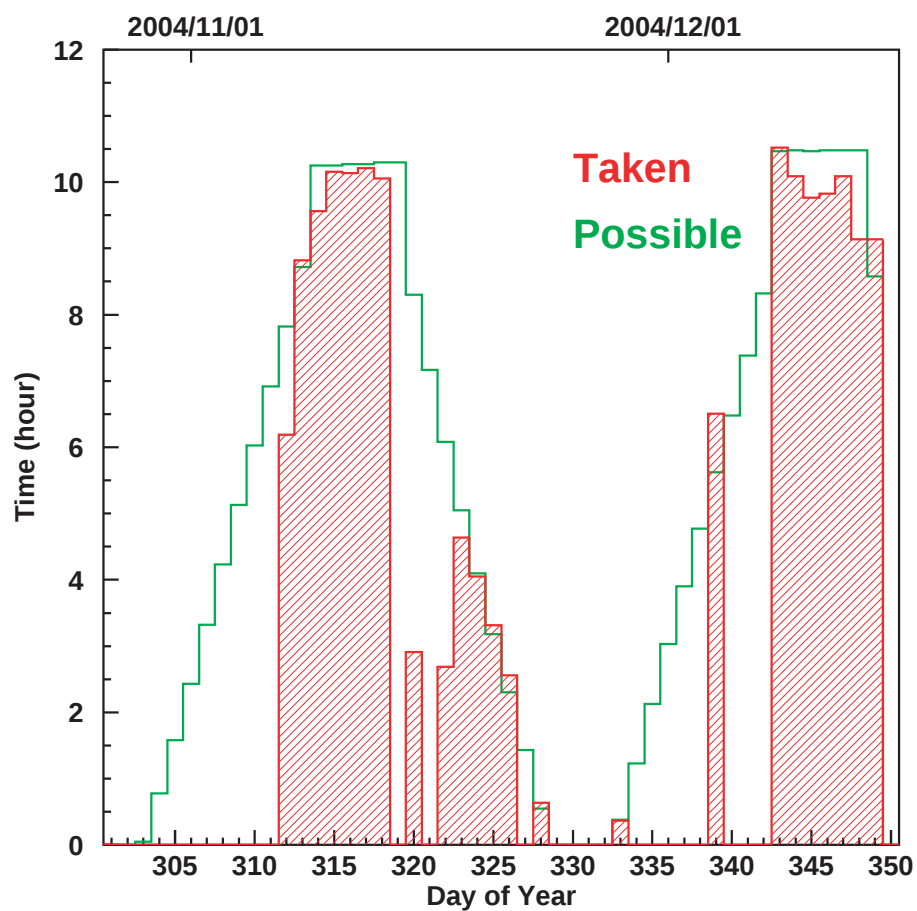
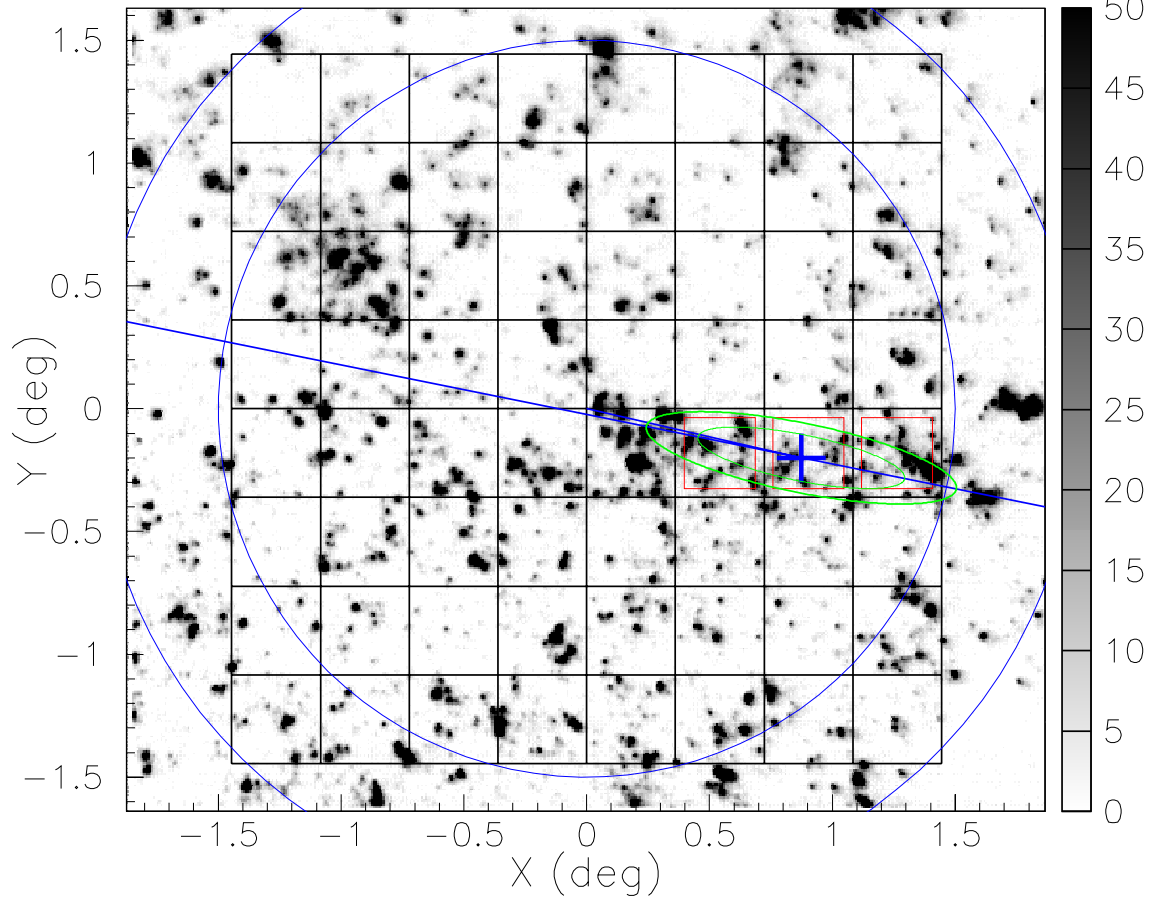


図 6.1: Haleakala での観測時間分布。緑が晴天率 100%のときの観測可能時間。赤が実際に観測を行った時間。

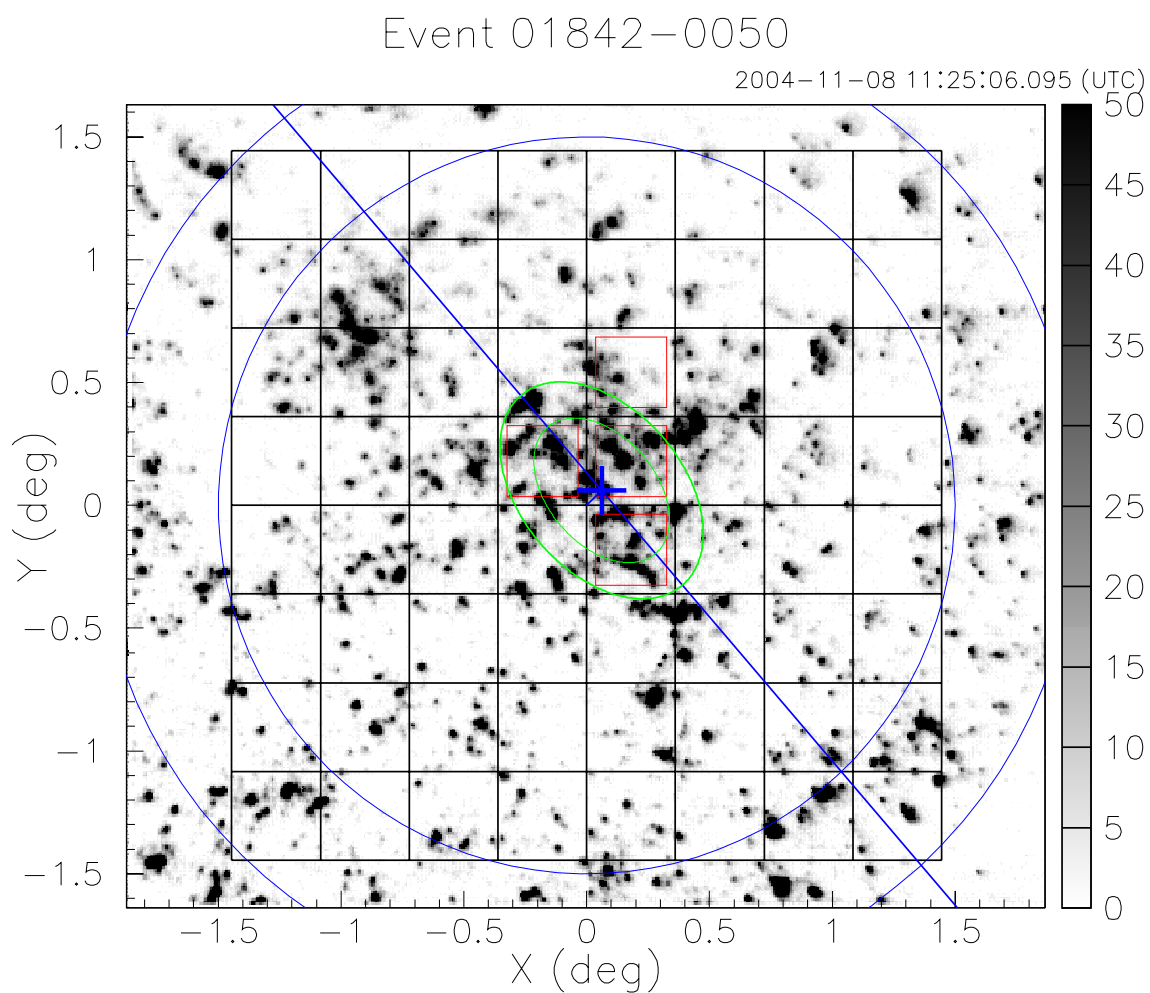
Event 01883-0084

2004-11-08 12:03:48.611 (UTC)



$N_{\text{HT}} = 3$ ($N_{\text{c.t.}} = 0$) $N_{\text{cls}} = 17$ $N_{\text{pe}} = 57.8\text{pe}$, $N_{\text{BG}} = 1.6\text{pe/pix}$
 WIDTH 0.09 LENGTH 0.43 ASYM 0.66 DISTANCE 0.90 ALPHA 1.5

図 6.2: γ 線候補の事象



$N_{\text{HT}} = 4$ ($N_{\text{c.t.}} = 0$) $N_{\text{CLS}} = 30$ $N_{\text{pe}} = 97.4\text{pe}$, $N_{\text{BG}} = 1.5\text{pe/pix}$
 WIDTH 0.22 LENGTH 0.34 ASYM -0.74 DISTANCE 0.09 ALPHA 84.8

図 6.3: 陽子候補の事象

5. さらに、使用する小 cell 内で加算し $S/N > 10$ となるものを残す。
6. 残った光電子の位置情報から Image parameter を計算する。
7. このままでは距離が離れた光電子に引っ張られて width が小さくならないため、長軸、短軸から大きく離れた光電子を取り除いて、再度 Image parameter を計算する。
8. 具体的には、

$$L = \left(\frac{dw}{w}\right)^2 + \left(\frac{dl}{l}\right)^2 \quad (6.2)$$

を各光電子ごとに計算させ、 L の大きい 1 割を取り除く。ここで、 w と l は初回計算時の width と length であり、 dw と dl は各光電子の長軸への距離、短軸への距離である。

この方法で計算した Image parameter は、図 6.2 と図 6.3 に重ねて表示してある。

図 6.4 は、simulation 画像で得られる Image parameter と、実観測 data から得られる Image parameter の比較である。 γ 線と陽子の simulation、観測 data とともに、面積が同じになるように表示している。

傾向としては陽子の simulation と実観測の data で Image parameter は一致しているが、特に concentration、asymmetry に違いが生じているのは、これからの理解が必要である。考えられる原因の候補としては、

- 光電子の量が多い事象の場合に、隣り合う光電子同士の抽出が上手くいっていない。
- II の輝度分布と量子効率分布が、simulation では取り入られていない。
- 星の存在を simulation に取り入れていない。
- 蟹星雲の位置が CCD 上で移動しているのを、simulation に取り入れていない。

というものが挙げられる。これらへの対策として、

- 光量が多くとも輝度の積分値は保存されるため、光量が多い場合には異なる解析手法を採る。
- 輝度分布と量子効率を正しく加味して simulation を行い、これらのバラツキによる光電子抽出での取りこぼしを理解する。
- 星の存在する場所の trigger cell を殺した simulation を行う。
- 蟹星雲の CCD 上での移動を模擬的に再現させて simulation を行う。

といった内容が考えられる。

図 6.4 に width、length、concentration、distance、asymmetry、alpha のそれぞれの parameter に cut を与えており、図中の桃色の線で示してある。それぞれ、

$$0.05(\text{deg}) < \text{width} < 0.175(\text{deg}) \quad (6.3)$$

$$0.10(\text{deg}) < \text{length} < 0.50(\text{deg}) \quad (6.4)$$

$$0.5 < \text{concentration} \quad (6.5)$$

$$0.4(\text{deg}) < \text{distance} < 2.3(\text{deg}) \quad (6.6)$$

$$0 < \text{asymmetry} \quad (6.7)$$

$$\text{alpha} < 10(\text{deg}) \quad (6.8)$$

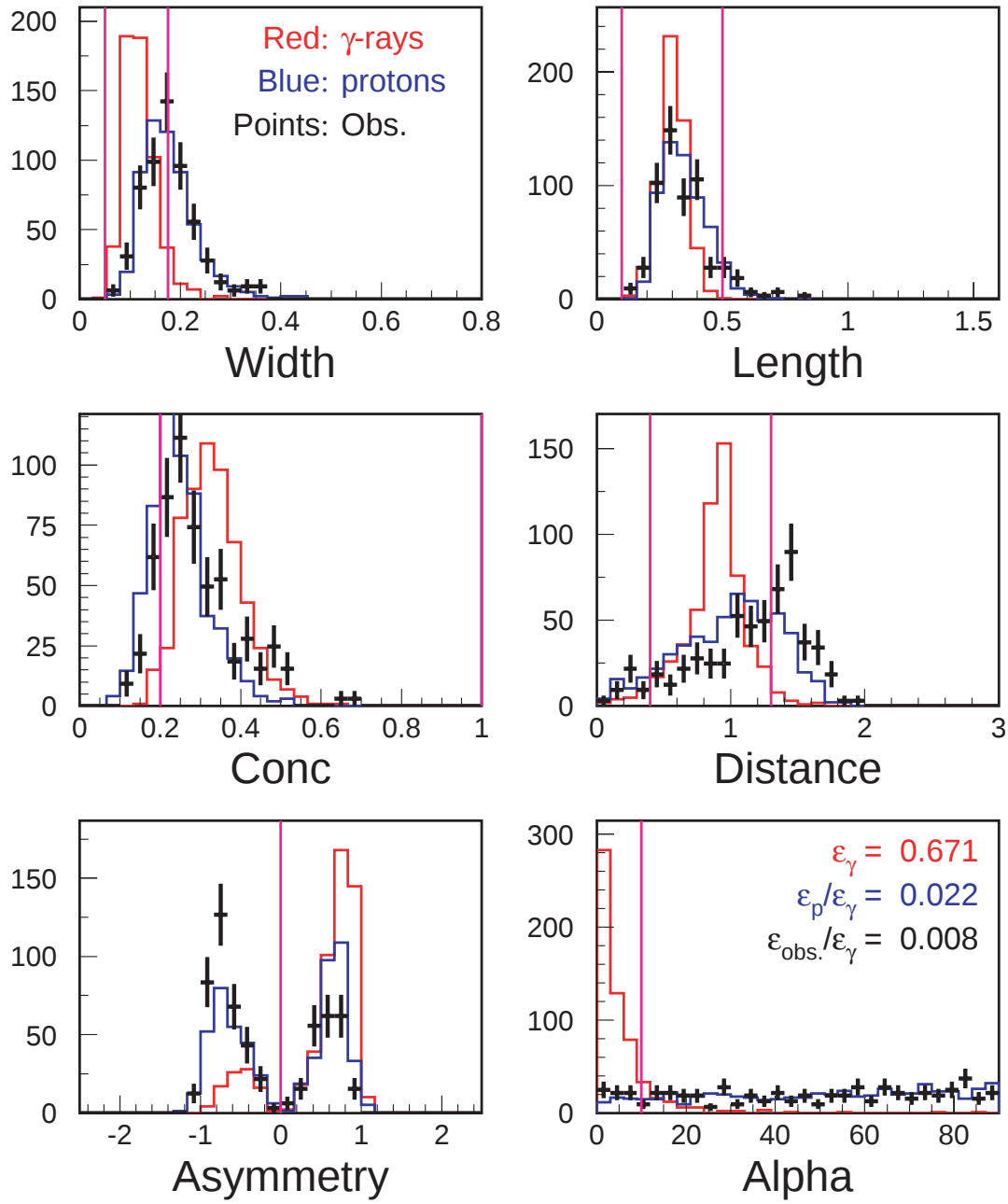


図 6.4: Simulation と観測 data から得られる Image parameter の比較

を採用している。全ての cut を用いた場合、simulation 上では γ 線の検出効率 $\epsilon_\gamma = 0.67$ 、陽子の検出効率 $\epsilon_p = 0.015$ となる。

ここで γ 線検出の有意度は

$$S = \frac{N_{\text{on}} - N_{\text{off}}}{\sqrt{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}} \quad (6.9)$$

で表される。ただし N_{on} と N_{off} はそれぞれ、on source での取得事象数と off source での取得事象数である。また on source と off source で同一時間の観測を行うという仮定をしている。

この simulation には夜光で trigger する事象は含まれていないため、夜光の Image parameter については見積もっていない。乱暴な仮定ではあるが夜光の Image parameter が陽子と同様な分布であるとする、式 6.9 と前章での期待される γ 線の trigger rate から、

$$S = 2.0\sigma(\text{hour}^{-0.5}) \quad (6.10)$$

と期待される。ただし計算に用いた simulation の結果は、天頂角から宇宙線が飛来した場合の値である。

観測 data の解析は現在進行中である。Simulation との突き合わせから、効率的な γ 線の検出効率を探っていく予定である。

第7章 まとめと展望

Haleakala におけるかに星雲の試験観測によって、Ashra 光電撮像系試作機による、photon counting による宇宙線像の取得に成功した。焦点面で発生した光子 1 つ 1 つを数え上げることによって、trigger の time jitter による光量のばらつきを量子化させ、効率的に Cherenkov 光を数えることが出来る。その一方で夜光の混入も避けられないため、いかに Cherenkov 光のみを取り出すかが今後の課題である。

夜光が混入した場合に如何にして最適な解析を行うかは、これからの試行錯誤であり、Ashra による TeV- γ 線検出に必須の要求事項である。現在の解析方法が最適であるとは言えず、また simulation と実測の data に差異が生じていることは否めない。問題点の回避方法の検討、より現実的な simulation の実装を行っていく予定である。

また本文中では触れなかったが、望遠鏡の位置分解能が高い場合には、Cherenkov 光の撮影より、大気蛍光の撮影で信号対雑音比の向上が特に見込まれる。今回得られた知見を基にして、大気蛍光の解析方法にも発展をさせていきたい。

今回の観測でかに星雲からの有意な TeV- γ 線検出結果を得ているが、引き続き解析を行い、photon counting を活かした解析方法を探っていく。

光電撮像系の特性試験については幾つか重要な項目が残っている。

- 利得と量子効率の場所依存性の測定
- FOP の組み合わせ方による透過率の変化の有無
- MCP による利得の非線形性の有無
- 光電子像のボケの、裾部分の形状の理解

である。これらの測定を行うことで、検出感度、解析方法に対する深い理解が得られると思われる。

謝辞

本論文を作成するにあたり、これまで様々な方にご指導、ご助言を頂きました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。特に指導教官の佐々木真人助教授、浅岡陽一助手、青木利文技官には研究活動全般においてお世話になりました。深く感謝致します。

研究生、日常生活ともに、多くの大学院生にお世話になりました。眞子直弘氏、上橋雅志氏、増田正孝氏、会田勇一氏、宇佐美博一氏、倉田宗人氏、安田雅弘氏、山田賢氏、長南勉氏、野田浩司氏に感謝致します。

Haleakala での実験を支えて下さった東邦大学の小川了助教授をはじめ、多くの共同研究者の方々に御礼申し上げます。また Hawaii での活動全般は、John G. Learned 教授、Gene Guillian 氏をはじめとする Hawaii 大学の方々に御協力頂きました。

Haleakala での活動に御助言頂いた MAGNUM 望遠鏡の方々、光学系の開発で御協力頂いた国立天文台の方々にも大変感謝致します。

研究活動の中で強力な武器となった C++言語の習得は、日下暁人氏の存在無しには成し得ませんでした。ありがとうございました。

また研究室の技術補佐員の方々、秘書の方々には、研究の様々な面で助けて頂きました。ありがとうございました。

最後になりましたが、これまでの生活を支え続けてくれた家族、友人達、そして平井真央さんに感謝致します。

附録

A Image Intensifier の解説

ここでは Image Intensifier (II) の動作原理と、いくつかの用語について解説する。

A.1 第 1 世代 II

II の歴史の中でも最も古くからあるもので、Ashra の焦点面にも使用されている。第 1 世代 II は図 7.1 のように、光電面と蛍光面を備えた真空管である。光電子増倍管と同様、光は光電面に於て光電変換されたのち、静電場によって加速される。しかし光電子増倍管とは異なり、陽極は粉末の蛍光体を薄く塗布した硝子になっている。そのため、加速された電子は蛍光体と衝突すると蛍光体の持つ電子を励起させ、脱励起時に光子へと変換される。その変換効率(量子効率)は蛍光体 P47 の場合で

$$\sim 4\text{photon/electron/keV} \quad (\text{A.1})$$

である。したがって 30keV で加速された光電子は、およそ 120 光子に変換される。

真空管の内部には、複数の電極が設置されている。この電極に適当な電圧を印加することによって、真空管内部に静電場が生じる。その静電場によって光電子は軌道を曲げられ蛍光面に達する。これを電子レンズと呼ぶ。このとき、静電場の設定が適切であれば、光電子の発生地点と到達地点が 1 対 1 に対応し、高解像度の出力を得ることが出来る。光電面に入力された像は、蛍光面で反転収縮されて得られることになる。Ashra の場合は入力面が球面であり、蛍光面も球面になっている。

加速された電子は蛍光体に運動 energy を受け渡し発光させるため、発光量は光電子の運動 energy に比例する。そのため、蛍光体の塗布がうまく行われており発光の損失が無ければ、発光量は正規分布に近い形をとる。

図 7.2 は試作された最新の大口径 II の利得分布である。本文中の図 4.16 は最初期のもので利得分布が汚かったが、現在では改善されたのが分かる。

A.2 Fiber Optic Plate

図 7.3 のように、複数の硝子 fiber を並べた Fiber Optic Plate (FOP) という光学機器がある。それぞれの fiber は二重構造になっており、内外の屈折率の違いにより、端面から入射した光は全反射を繰り返して反対側の端面から出る。そのため FOP ではレンズを使うことなく、図 7.4 のように平面から平面へと画像を伝送することが出来る。

FOP は II の入出力面によく用いられる。出力面として使用される蛍光体は、硝子面に塗布される。そのため、複数の II を結合させて利得を稼ぎたい場合、レンズを使用しないと前段の出力面から後段の出力面へ像を結べない。しかしそれぞれに FOP を用いて、それらに蛍光体の塗布、光電面の蒸着を行えば、FOP 同士を直接結合することによって像を送ることが可能になる。そのため、光量の損失が小さくなり、また画像の分解能も劣化しにくくなる。

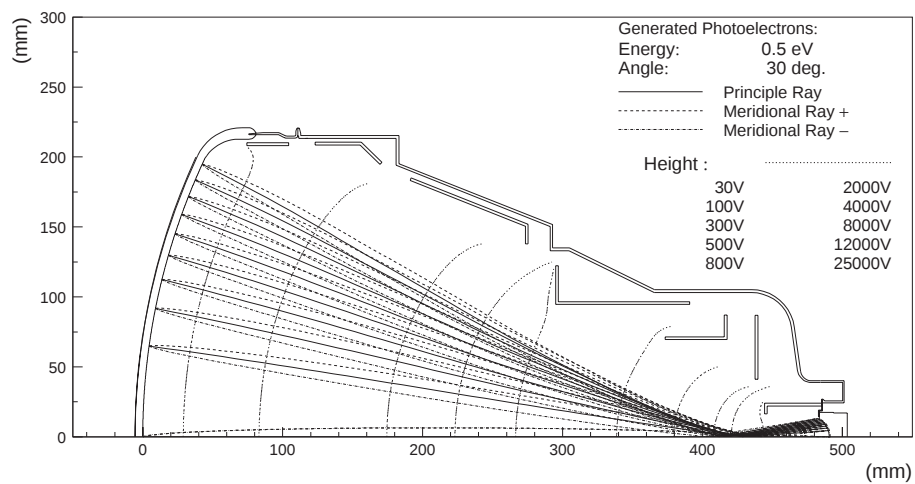


図 7.1: Ashra で使用している第 1 世代 II の断面 [24]

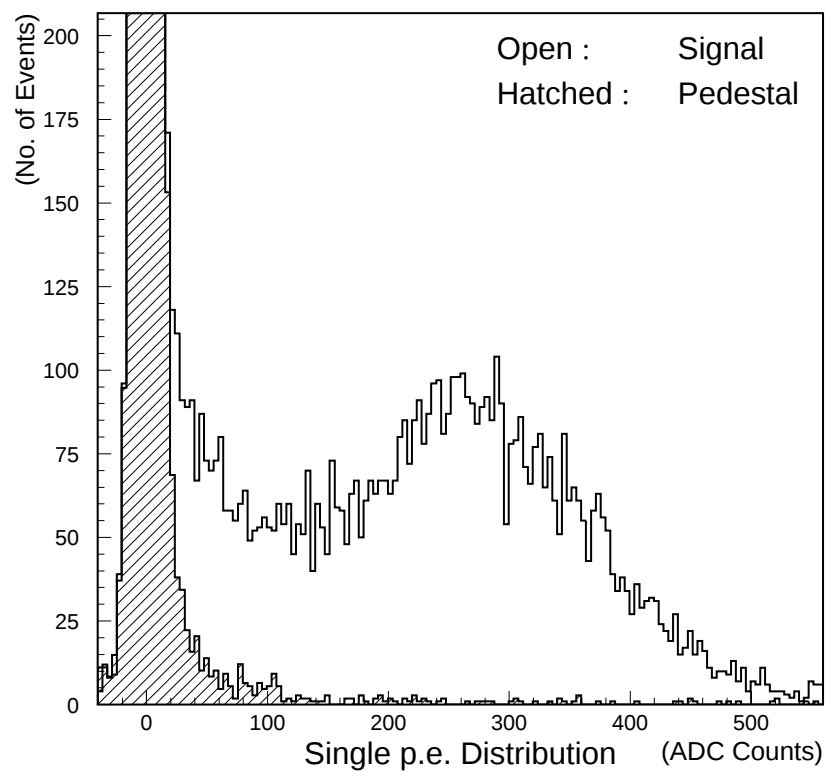


図 7.2: 大口径 II の利得分布 [24]

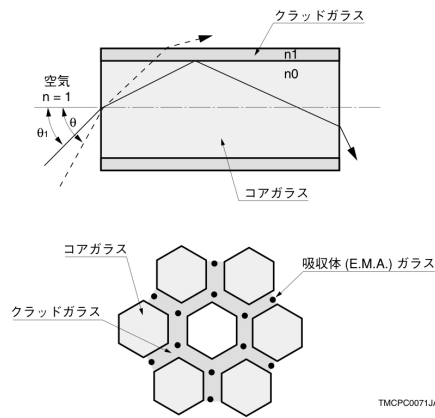


図 7.3: FOP の模式図 [21]



図 7.4: FOP によって画像が伝送される様子

Ashra の光電撮像系では、大口径 II の出力面と増幅 II の入力面を FOP にすることによって、直接結蔵している。

FOP に熱を加えて片方の面を絞り、入出力面の径を変えたものを tapered FOP と呼ぶ。入出力面の径が異なるため、その比によって画像を拡大、もしくは縮小することが可能になる。

A.3 蛍光体

II に使用される蛍光体は、その用途によって様々な選択肢がある。蛍光体を選択する際に重要な変数は、発光波長、残光時間、発光効率の 3 つである。

発光波長は青から緑にかけてが主要成分である。また残光時間は数十 (ns) から (ms) 程度までと、広い範囲に渡る。発光効率は蛍光体ごとに変わり、3 倍程度の開きがある。

Ashra で使用する蛍光体は、P47 と P46 の 2 つである。前者は大口径 II と増幅 II で使用され、後者は遅延 II で用いられる。P47 の発光効率は式 (A.1) で表され、決して効率が高いほうではないものの、通常用いられる II の蛍光体の中では最も残光時間が短い。また P46 は P47 よりも 1.5 倍ほど発光効率が良く、P47 に比べて残光が少し長いため、信号を光のまま遅延させるのに適している。

II の蛍光体には粉末状にしたものが用いられ、出力面に $10(\mu\text{m})$ 程度の厚みで出力面に塗布される。粉末状にするのは画像の解像度を上げるためである。有機 scintillator の中には P47 よりも残光の短い物が存在するが、II の製造過程での熱処理に有機化合物は耐えられないため、無機のもので用いられている。

A.4 第 2 世代 II

第 1 世代の II の出力面直前に、Micro Channel Plate (MCP、後述) を取り付けただけのものを第 2 世代 II という。光電子は MCP で増幅されてから蛍光面を叩くため、微弱光に対する感度が第 1 世代 II に比べて高まっている。

しかし MCP は流せる電荷量に制限があるため、第 1 世代に比べて dynamic range が狭くなる。また MCP の穴径の分だけ解像度が悪くなる。第 2 世代 II は現在ほとんど使われていない。

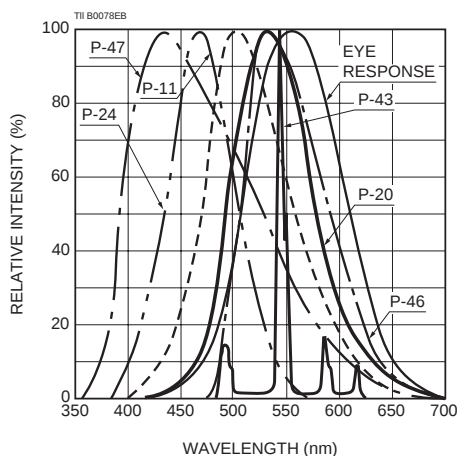


図 7.5: 蛍光体の発光波長特性 [20]

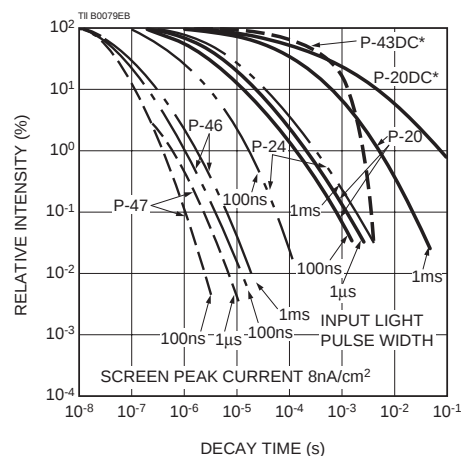


図 7.6: 蛍光体の残光時間特性 [20]

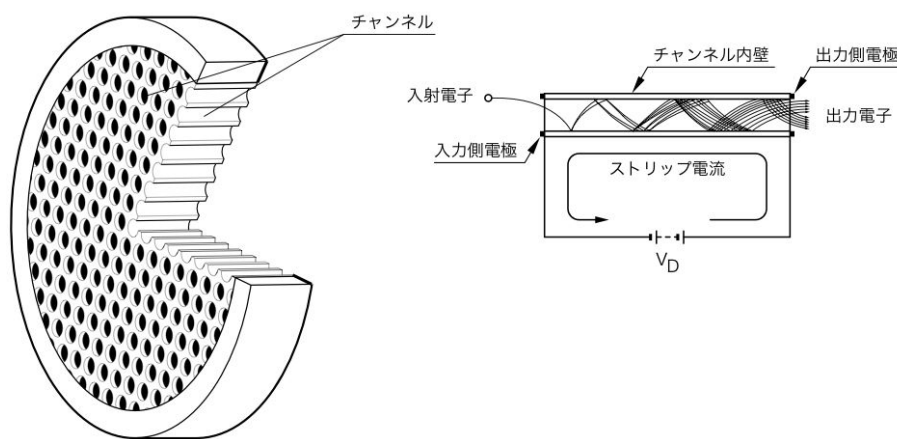


図 7.7: MCP の模式図 [22]

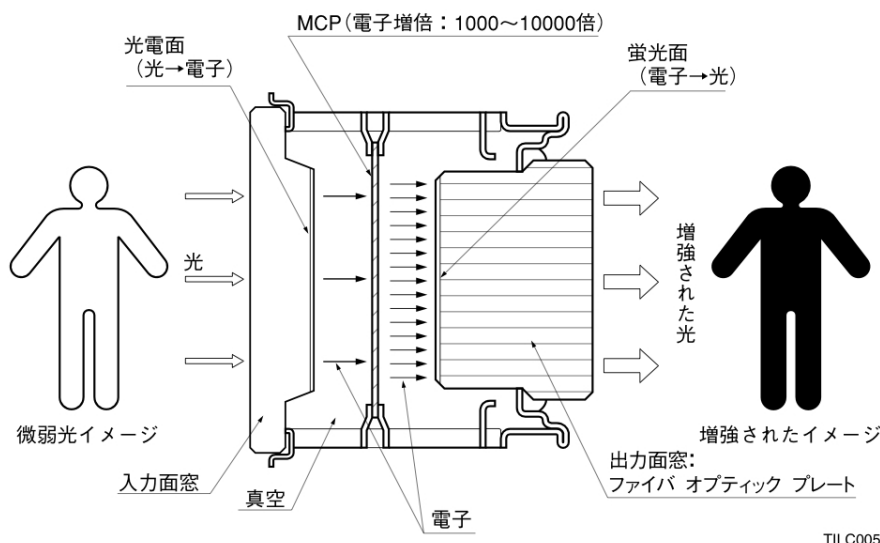
A.5 Micro Channel Plate

第2世代IIに取り付けられたMCPは、電子雪崩を起こす細孔を束ねて板状にしたものである(図7.7)。この細孔をchannelと呼ぶが、channel壁に衝突した電子は複数の電子を放出する。Channelには1kV程度の高電圧がかけられており、放出された電子は加速され移動していく。その過程で何度もchannel壁との衝突を繰り返し、鼠算式に電子が増えていく。

A.6 第3世代II

製造技術と真空技術の発達により、第2世代IIから電子レンズ部分を取り除いたIIの製作が可能になった。入力面と出力面をそれぞれ平面にし、その間にMCPを挟んでそれらを近接させた構造のIIである。これを第3世代II、もしくは近接型IIと呼ぶ。図7.8はその模式図である。

このIIでは光電面から出た光電子がMCPに向かって垂直に加速される。MCPに電子が衝突した後増幅され、さらに蛍光面に向かって垂直に加速される。このため入力と出力の像は歪みが非常



TII C0051JB

図 7.8: MCP の模式図 [23]

に小さく、また MCP を使用するために利得も大きい。

第 1 世代に比べて小さい物を製作可能であるため、近年広く利用されている。出力面を FOP にし、CCD 素子に直結して高感度カメラとして使用されることも多い。

A.7 第 4 世代 II

第 3 世代 II の印加電圧を gate pulse の on/off で切り換えることが可能な II のことで、gated II とも呼ぶ。Gate が off のときには MCP の入力側は光電面に対して低電位になっており、光電子は MCP に到達することが出来ない。逆に gate が on のときは MCP の入力側が高電位になり、光電子は MCP に衝突する。

100(ns) 程度の pulse に対して応答することが出来、瞬間的に像を得たい場合に、電子 shutter の代わりとして用いられる。

B Image Parameter の定義

IACCT の取得画像解析では、II や PMT で得られた入射光電子の位置分布を楕円形で近似する。近似された楕円形の幾何学形状からいくつかの変数が取り出され、これらを Hillas parameters と呼ぶ。

Hillas parameters として以下のものがあげられる。図による説明は図 7.9 に示す。

Width Cherenkov 像を楕円形とした場合の短軸の長さ

Length Cherenkov 像を楕円形とした場合の長軸の長さ

Distance Cherenkov 像の重心と γ 線源の距離

Alpha Cherenkov 像の重心と γ 線源を結んだ直線と、長軸のなす角

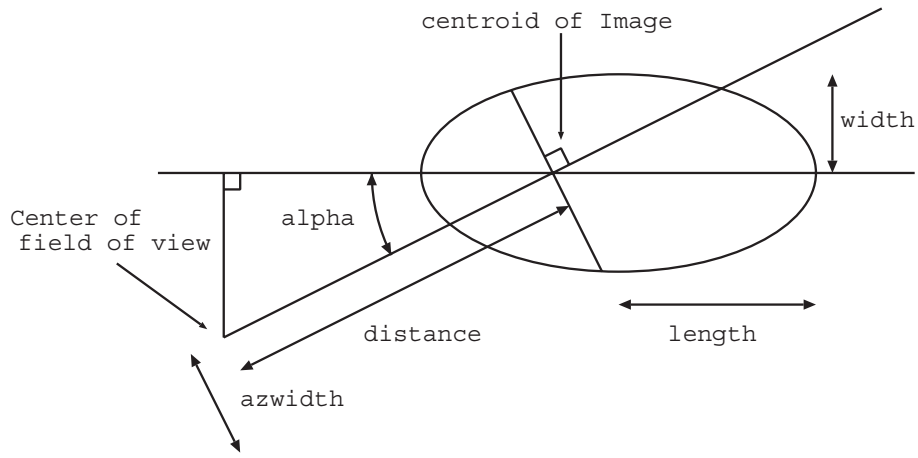


図 7.9: Image Parameter の定義 [25]

これらを計算するために、まずは次の重み付き平均を求める。

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.2})$$

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

$$\langle x^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^3}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.4})$$

$$\langle y \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.5})$$

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.6})$$

$$\langle y^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^3}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.7})$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.8})$$

$$\langle x^2 y \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2 y_i}{\sum_i s_i}, \quad (\text{B.9})$$

$$\langle xy^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i^2}{\sum_i s_i} \quad (\text{B.10})$$

ここで (x_i, y_i) は画像の pixel 位置であり、 s_i はその pixel の輝度 (PMT では ADC 値) である。式 (B.2) ~ (B.10) を用いて以下の偏差を算出する。

$$\sigma_{yy} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad (\text{B.11})$$

$$\sigma_{yyy} = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle y \rangle^3, \quad (\text{B.12})$$

$$\sigma_{yy} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad (\text{B.13})$$

$$\sigma_{yyy} = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle y \rangle^3, \quad (\text{B.14})$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \quad (\text{B.15})$$

$$\sigma_{xxy} = \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle, \quad (\text{B.16})$$

$$\sigma_{xyy} = \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle - \langle y^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle y \rangle^2 \langle x \rangle \quad (\text{B.17})$$

Cherenkov 像の重心 G を $(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ とし、この点を中心とする楕円で Cherenkov 像を近似する。
まず G を通る直線

$$l : y = ax + b \quad (\text{B.18})$$

を与える。すなわち、

$$\langle y \rangle = a\langle x \rangle + b \quad (\text{B.19})$$

である。重み s_i を付けた各輝点と直線 l の距離の二乗和 L が最小になるように、 a は決定される。
すなわち

$$\begin{aligned} L &= \frac{\sum_i s_i l_i^2}{\sum_i s_i} \\ &= \frac{\sum_i s_i \left(\frac{|ax_i - y_i + b|}{\sqrt{a^2 + 1}} \right)^2}{\sum_i s_i} \\ &= \frac{\sigma_{yy} - 2a\sigma_{xy} + a^2\sigma_{xx}}{a^2 + 1} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

が最小になるようにする。従ってこれを a で微分すれば良く、

$$\frac{\partial L}{\partial a} = \frac{2\sigma_{xy}a^2 - 2da - 2\sigma_{yy}}{(a^2 + 1)^2} = 0 \quad (\text{B.21})$$

$$\therefore a = \frac{d + \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{2\sigma_{xy}} \quad (\text{B.22})$$

を得る。ここで

$$d = \sigma_{yy} - \sigma_{xx} \quad (\text{B.23})$$

である。

求まった a の値を式 (B.20) に代入し、その平方根を楕円の Width とする。式 (B.20) と同様の計算を G を通り l に垂直な直線に対して行ったものを、Length とする。すなわち

$$\text{Width} = \sqrt{\frac{\sigma_{yy}^2 a \sigma_{xy} + a^2 \sigma_{xx}}{1 + a^2}} \quad (\text{B.24})$$

$$\text{Length} = \sqrt{\frac{\sigma_{yy}^2 a \sigma_{xy} + a^2 \sigma_{xx}}{1 + a^2}} \quad (\text{B.25})$$

である。

さらに

$$\text{Distance} = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} \quad (\text{B.26})$$

で定義し、簡単な計算から

$$\sin(\text{Alpha}) = \frac{|b|}{\sqrt{1 + a^2} \times \text{Distance}} \quad (\text{B.27})$$

を得る。

関連図書

- [1] Sasaki, M., et al. 『全天監視高精度宇宙線望遠鏡計画提案書』(2002)
- [2] Ashra web page <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~ashra/>
- [3] Sasaki, M., et al. GCN GRB Observation Report, GCN Circ. 2846 <http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2846.gcn3>
- [4] MAGNUM web page <http://merope.mtk.nao.ac.jp/~yuki/mage.html>
- [5] ZEMAX web page <http://www.zemax.com/>
- [6] 『ZEMAX Optical Design Program User's Guide January 2003』(ZEMAX Development Corporation、2003)
- [7] 守永光利 東京大学大学院理学系研究科修士論文(2003)
- [8] 大石理子 東京大学大学院理学系研究科修士論文(2002)
- [9] Sasaki, M., Kusaka, A., Asaoka, Y. *Nucl. Instr. and Methods* **A492** (2002) 49-56.
- [10] Hillas, A. M. *Proc. 19th ICRC* **3** (1987) 445.
- [11] Weeks, T. C., et al. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *Astrophys. J.* **342**, 379-395 (1989)
- [12] Tanimori, T., et al. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *Astrophys. J.* **497**, L25-L28 (1998)
- [13] Atkins, R., et al. TeV Gamma-Ray Survey of the Northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory *Astrophys. J.* **608**, 680-685 (2004)
- [14] 相磯 TA 内部 report
- [15] 奥村暁 Ashra 内部 report (2004)
- [16] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., and Thouw, T., Report **FZKA 6019** (1998)
- [17] Bertin, E. and Arnouts, S. SExtractor: Software for source extraction *Astron. Astrophys. Supple.* **117**, 393-404 (1996)
- [18] 永田信一 『図解レンズが分かる本』(日本実業出版社、2002)
- [19] 光と光の記録 <http://www.dango.ne.jp/anfowld/Lights.html>

- [20] 浜松ホトニクス (株) 資料 **Generation III 18mm Dia. Photocathode Proximity Focused Image Intensifier V7090 Series** (1998)
- [21] 浜松ホトニクス (株) 資料 (2002)
- [22] 浜松ホトニクス (株) 資料 『MCP アッセンブリセレクションガイド』 (2001)
- [23] 浜松ホトニクス (株) 資料 『イメージインテンシファイア』 (2004)
- [24] Asaoka, Y., Aita, Y., Aoki, T., Sasaki, M., Development of 16" UV-Ray Image Intensifier Tube (2004) submitted to *IEEE Transac. on Nucl. Sci.*
- [25] Hara, S., Observation of TeV Gamma-Rays from the Supernova Remnant SN1006 with CANGAROO-II 10m telescope, Doctoral Thesis, Tokyo Institute of Technology (2002)
- [26] William H. Press 他著、丹慶勝市他訳 『Numerical Recipes in C』 (技術評論社、1993)
- [27] Haino, S., et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer *Phys. Let. B* **594**, 35-46 (2004)
- [28] Aharonian, F., et al. The Crab Nebula an Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes *Astrophys. J.* **614**, 897-913 (2004)
- [29] Fichtel, C. E., et al. High-Energy Gamma-Ray Results from the Second Small Astronomy Satellite *Astrophys. J.* **198**, 163-182 (1975)
- [30] Swanenburg, B. N., et al. Second COS B Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources *Astrophys. J.* **243**, L69-L73 (1981)
- [31] Hartman, R. C., et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources *Astrophys. J. Suppl.* **123**, 79-202 (1999)
- [32] Tanimori, T., et al. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays *Astrophys. J.* **497**, L25-L28 (1998)
- [33] Yoshikoshi, T., et al. Very High Energy Gamma Rays from the Vela Pulsar Direction *Astrophys. J.* **487**, L65-L68 (1997)
- [34] Kifune, T., et al. Very High Energy Gamma Rays from PSR 1706-44 *Astrophys. J.* **438**, L91-L94 (1997)
- [35] Tsuchiya, K., et al. Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Calactic Center Direction by CANGAROO-II *Astrophys. J.* **606**, L115-L118 (2004)
- [36] Aharonian, F., et al. Very High Energy Gamma Rays from the Direction Sagittarius A* *Astron. Astropys.* **425**, L13-L17 (2004)
- [37] Atkins, R., et al. TeV Gamma-Ray Survey of the northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory *Astrophys. J.* **608**, 680-685 (2004)
- [38] Cui, S. W., et al. A Wide Sky Survey for TeV γ -ray Sources by Using the Tibet-III Air Shower Array *Proc. 28th ICRC* 8186-8189 (2003)

- [39] Naurois, M., High Energy Gamma Rays, astro-ph/0409361 (2004)
- [40] Ian Ridpath 編、岡村定矩監訳 『オックスフォード天文学辞典』(朝倉書店、2003)
- [41] 『光電子増倍管』(浜松ホトニクス、1998)
- [42] 松井吉哉 『レンズ設計法』(共立出版、1972)