平成 29 年度 修士論文

正本

紫外透過レンズアレイによる アレイ型光検出器の光検出効率向上の実証

名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻宇宙地球物理系 宇宙線物理学研究室

博士課程(前期課程)2年 学籍番号261601006

朝野 彰

2018年2月28日

概要

超高エネルギーガンマ線観測によって期待される科学成果の一つとして、銀河系内における宇宙線陽子の加速起源 解明が挙げられる。銀河系内における宇宙線陽子の加速限界は 10¹⁵ eV 付近(Knee 領域)にあると考えられており、 Knee 領域まで宇宙線陽子を加速するような有力候補天体を観測することで、宇宙線陽子の加速起源の解明が期待され ている。しかし、現行の地上ガンマ線望遠鏡では有効面積不足のため 100 TeV 以上の超高エネルギーガンマ線観測は 行われておらず、Knee 領域まで加速された宇宙線陽子の発見には至っていない。Cherenkov Telescope Array(CTA) では大中小と異なる口径の地上ガンマ線望遠鏡を 100 台程度設置して、20 GeV-300 TeV の広い観測エネルギー帯域 で従来よりも一桁高いガンマ線検出感度の実現を目指す。そのため、望遠鏡1台あたりの製作費用の低減が重要とな る。CTA 計画の小中口径望遠鏡の一部では光学系に副鏡を採用しており、焦点距離を短縮して焦点面上の画像を縮小 することでカメラの小型化が可能となった。その結果、望遠鏡の1台あたりの製作費低減が実現した。また、焦点面カ メラの光検出器には波長 300-500 nm で高い光検出効率を有し、かつ1 画素あたりの費用が安価であるアレイ型 SiPM を採用した。しかし、アレイ型 SiPM の隣接する画素間には隙間(不感領域)があり、入射光子の 10% 程度は不感領 域に落ちるため検出されない。そこで、SiPM 表面に平凸レンズを多数並べることで、不感領域に落ちる入射光子を有 感領域へと集光するアイデアが先行研究にて検討された。また、光線追跡ソフトウェアを用いたレンズアレイの光学シ ミュレーションによって、最大 15.3% の光検出効率向上が期待されることが先行研究にてわかった。レンズアレイに より光検出効率を 10% 向上することができれば、検出可能なガンマ線エネルギーの下限値を約 5% 下げることができ ると期待される。本研究では、紫外透過ガラスでレンズアレイを製作し、レンズアレイによる光検出効率の向上率を実 測することで、先行研究のアイデアを現実化した。

レンズアレイ製作を進める上で、レンズ素材の光学特性、及びレンズアレイの製造誤差とアレイ型 SiPM への設置精度から想定されるレンズ中心位置のズレがシミュレーションに必要であった。レンズ素材には紫外透過ガラス (UVC-200B)を採用し、実測例がなかった波長 300 nm までの屈折率を測定した。この屈折率の測定結果と既知の透 過率から 300 nm までの内部吸収長を推定した結果、レンズ厚(2 nm 程度)に対して 100 nm と十分大きかったた め、レンズ素材としては問題ないことがわかった。また、既存金型を用いて UVC-200B 製のレンズアレイの成形試作 に初めて成功した。この試作レンズアレイの球面形状を三次元測定し、既存金型の設計寸法から定義した理想的な球面 中心に対するズレを求めた結果、測定精度と工作精度を含めて試作レンズアレイの製造誤差が 50 µm であるとわかっ た。この結果とアレイ型 SiPM にレンズアレイを設置する際に想定される設置誤差 50 µm から、シミュレーションに 組み込むレンズアレイ中心位置のズレを 100 µm と決定した。UVC-200B の光学特性とレンズアレイ中心位置のズレ を光学シミュレーションで考慮し、現実的に製作可能であり、かつレンズアレイ中心位置のズレを考慮しても理想的な 場合と同等性能になるようなレンズ形状を選定した結果、レンズ半径が 2.3 nm、レンズ球面中心が -0.8 nm で理想 的な場合と同等である約 13% の光検出効率向上が期待できるとわかった。

アレイ型 SiPM を採用する CTA 計画用の小口径望遠鏡の焦点面カメラに入射するチェレンコフ光角度分布を考慮し て、UVC-200B 製レンズアレイによる光検出効率の向上率を入射角度ごとに測定した。この測定では、平行光をレン ズアレイへと入射できるような測定系が必要なため、そのような測定系を構築した。光源にはピーク波長が 377 nm の LED を使用し、軸外し放物面鏡を用いることで、入射光を作成した。軸外し放物面鏡からデジタルカメラを遠ざけな がら入射光を撮影し、入射光の投影図における標準偏差を距離に応じて求めて、入射光の平行度を推定した。その結 果、入射光の平行度は -0.027°±0.007°であり、レンズアレイの入射角度依存性を測定するには問題ないとわかった。 本測定系では、入射光量が不明であるため、レンズアレイ評価対象とは別に光量モニターで入射光量の安定性を並行測 定することで、測定対象となる SiPM の相対的な光検出効率を測定した。測定時間に対する SiPM の検出光量の安定 性、及び温度依存性を評価した結果、SiPM の検出光量は約±1% で安定しており、かつ温度依存性は見られなかった。 また、入射角度±75°でアレイ型 SiPM の相対的な光検出効率を測定し、この測定系でレンズアレイの入射角度依存性 を正しく測定できるかを検証した。このとき、入射角度の正負によって光検出効率の入射確度依存性に差異が見られた が、測定結果を $\cos(\theta_{rotation} + \theta_0)$ でフィットし、入射光の光軸とアレイ型 SiPM の法線とが成す角度 θ_0 で補正する ことで解消できるとわかった。このような補正の結果、入射角度 0° から 55° までは方位角 ϕ に依存せず、SiPM の検 出光量が約 2% の精度で $\cos(\theta_{rotation} + \theta_0)$ に従っていた。また、入射角度 55° 以降では、SiPM 表面でのフレネル反 射によって期待通り SiPM の検出光量が減少する傾向が確認できたため、本測定系でレンズアレイの入射角度依存性 を正しく測定できるとわかった。この結果をもとに、方位角 ϕ が 0° の場合でレンズアレイの入射角度依存性を測定し た。その結果、焦点面カメラに入射するチェレンコフ光の角度 30° から 60° において、SiPM の検出光量安定性とアレ イ型 SiPM 取り外し前後での再現性を考慮しても光検出効率が 10% 以上向上していることがわかった。また、この測 定結果と光線追跡ソフトウェアを用いた光学シミュレーション結果を比較すると、入射角度 ±40° 付近までは測定結果 をおおよそ再現できたが、入射角度 ±40° 以降ではシミュレーション結果と測定結果の間に大きな相違が見られた。

今後は、シミュレーションによってレンズアレイの入射角度依存性の実測結果に対する理解を深めるとともに、異な る波長で同様にレンズアレイの入射角度依存性を測定する。また、レンズアレイをアレイ型 SiPM へと取り付けた場 合、レンズ内で反射された入射光子が隣接する SiPM へと混入することが考えられるため、そのような混入割合を測定 する。

目次

第1章	宇宙ガンマ線の観測	1
1.1	宇宙線	1
1.2	ガンマ線観測による宇宙線研究....................................	1
1.3	地上ガンマ線望遠鏡の観測原理....................................	1
第2章	Cherenkov Telescope Array (CTA)	6
2.1	CTA の特徴	7
2.2	Schwarzschild-Couder 光学系を採用した望遠鏡	7
第3章	半導体光電子増倍素子(SiPM)	11
第4章	SiPM 用レンズアレイの開発	13
4.1	レンズアレイ開発の意義	13
4.2	レンズ素材の物理特性測定	14
4.3	レンズアレイの光学シミュレーション	15
4.4	レンズアレイ中心位置のズレ	18
4.5	レンズアレイの設計	24
4.6	レンズアレイによる光検出効率向上の測定....................................	27
第5章	結論	55
付録		57
А	アレイ型 SiPM の入射角度依存性:再現性.................................	57
В	光学グリース(BC-630)の透過率測定	58
謝辞		60

図目次

1.1	宇宙線のエネルギースペクトル....................................	2
1.2	地上ガンマ線望遠鏡によるチェレンコフ光観測概略図................................	3
1.3	H.E.S.S. による電磁シャワーイメージ	4
1.4	シミュレーションによる電磁シャワーとハドロンシャワーの違い...............	4
1.5	電磁シャワーとハドロンシャワーのシャワーイメージ	5
2.1	CTA の完成想像図	6
2.2	SC 光学系の光路図 (例)	8
2.3	SC 光学系を採用した望遠鏡	9
2.4	カメラモジュールの試作機	9
2.5	SC 光学系を採用した望遠鏡の焦点面カメラ	10
3.1	APD の断面模式図	11
3.2	SiPM の構成図	12
4.1	SC 光学系を採用した望遠鏡	13
4.2	UVC-200B の屈折率	15
4.3	UVC-200B(1 mm 厚) の透過率	15
4.4	UVC-200B の透過率と内部吸収長	16
4.5	アレイ型 SiPM 側面の画像	16
4.6	紫外透過レンズアレイの光学シミュレーション画像	17
4.7	レンズ形状の模式図....................................	17
4.8	理想的な場合におけるレンズアレイによる光検出効率の向上率のシミュレーション結果......	18
4.9	レンズアレイ試作用の金型....................................	19
4.10	既存金型を用いて試作したレンズアレイ	19
4.11	既存金型と試作レンズアレイの球面形状を3次元的に測定したときの画像..........	19
4.12	既存金型の球面形状を 3 次元的に測定した結果	21
4.13	試作レンズアレイの球面形状を 3 次元的に測定した結果	22
4.14	既存金型と試作レンズアレイの球面中心のズレ	23
4.15	レンズ中心位置のズレ....................................	24
4.16	レンズ中心位置のズレを考慮したときの性能差	25
4.17	製作した金型と紫外透過レンズアレイ....................................	26
4.18	アレイ型 SiPM 上に取り付けたレンズアレイ	27
4.19	レンズアレイ検証用測定系のシミュレーション画像	28

v

4.20	レンズアレイの検証測定系	29
4.21	レンズアレイ検証用測定系の3次元図面....................................	30
4.22	LED の発光スペクトル	30
4.23	SiPM の出力電圧値例	31
4.24	ステージ起因で発生するノイズの画像	31
4.25	平行光作成の概略図....................................	32
4.26	光源ユニット位置の調整方法	33
4.27	光源ユニット位置ごとに撮影した入射光強度の2次元分布	34
4.28	光源ユニット位置ごとの入射光強度の1次元分布	35
4.29	入射光の 1 次元強度分布における縁の傾き	35
4.30	光源ユニット位置の最適化	36
4.31	平行度の測定概略図....................................	37
4.32	カメラを遠ざけながら撮影した平行光の断面図	38
4.33	平行度と拡散光の図例	39
4.34	平行度の測定結果	39
4.35	SiPM の波高分布	41
4.36	デジタルカメラで撮影した入射光位置分布....................................	41
4.37	SiPM の検出光電子数の二次元測定概略図	42
4.38	評価対象側と光量モニター側で測定した検出光電子数の二次元分布	42
4.39	長時間に渡って検出光電子数を測定した結果....................................	43
4.40	光量モニター側と評価対象側で測定した検出光電子数の相関図...........................	44
4.41	SiPM 出力電圧の変化量を計算する手法	45
4.42	暗箱内の温度変化に対する SiPM 出力電圧の変化量	45
4.43	アレイ型 SiPM の回転に伴う光源系の補正概略図	46
4.44	回転角度 $ heta_{ m rotation}$ 毎に測定したアレイ型 SiPM の光検出効率	47
4.45	光検出効率の入射角度依存性....................................	48
4.46	$ heta_0$ で補正した光検出効率の入射角度依存性	49
4.47	アレイ型 SiPM 用固定治具の画像	49
4.48	光検出効率の ϕ 方向依存性	50
4.49	レンズアレイ有無の各場合で測定した光検出効率	51
4.50	レンズアレイ有無の各場合での光検出効率の入射角度依存性	52
4.51	レンズアレイによる光検出効率の向上率	53
4.52	レンズアレイの光学シミュレーションによる検証	54
A.1	光検出効率の入射角度依存性(繰り返し測定結果)	57
B.2	光学グリースの測定原理	58
B.3	光学グリース(BC-630)透過率の測定結果	59

表目次

2.1	各望遠鏡の仕様	7
4.1	シミュレーションに組み込むレンズ中心位置のズレ	24

第1章

宇宙ガンマ線の観測

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に飛び交う高エネルギーの荷電粒子であり、図 1.1 に示すように地球への到来頻度はエネルギー のベキ乗で減少する。また、図 1.1 中に示すように 10¹⁵ eV と 10¹⁸ eV 付近には knee、ankle と呼ばれる折れ曲りがあ る。ankle は、銀河系内磁場で宇宙線を閉じ込めることができず、銀河系外起源の宇宙線が顕著になることで生じると 考えられている。また、knee 領域付近は銀河系内における宇宙線の加速限界であると示唆されているが、その詳細は 未だ解明されていない。knee のエネルギー領域まで宇宙線陽子を加速する天体を見つけることで、銀河系内の宇宙線 起源を特定できると期待されている。

1.2 ガンマ線観測による宇宙線研究

荷電粒子である宇宙線陽子は、銀河系内磁場によって進行方向が曲げられるため、その到来方向から宇宙線起源を特定するのは困難である。一方で、宇宙線陽子は周囲の星間物質と相互作用してパイ中間子を生成し、その内の中性パイ 中間子が崩壊することでガンマ線を放射する。このガンマ線は、銀河系内磁場の影響を受けないため、宇宙線の起源探 査に有効である。

これまでのガンマ線観測によって、複数個の超新星残骸やパルサー風星雲が発見されている。超新星残骸は銀河系内 における宇宙線起源の有力候補と考えられており、過去の低エネルギーガンマ線観測から超新星残骸で宇宙線が加速さ れていることは判明しているが、knee 領域まで加速されている証拠は未だ見つかっていない [1]。一方、パルサー風星 雲については電子が~10¹⁵ eV まで加速されていると示唆されており、銀河系内における宇宙線陽子を knee 領域まで の加速する有力候補天体の一つであると考えられている [2]。しかし、現行望遠鏡の観測エネルギー範囲ではパルサー 風星雲にて加速された電子由来のガンマ線が卓越しているため、宇宙線陽子が knee 領域まで加速されている証拠は見 つかっていない。

これら候補天体で宇宙線が knee 領域まで加速されていると証拠付けるには、100 TeV 以上の超高エネルギーガンマ 線を捉えることが重要となる。このような超高エネルギーガンマ線は地球への到来頻度が著しく減少するが、地球大気 でガンマ線由来の大気チェレンコフ光が多量に発生する。したがって、広範囲に多数の望遠鏡を設置し、有効面積を拡 大する必要がある。

1.3 地上ガンマ線望遠鏡の観測原理

超高エネルギーガンマ線が地球大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用することで電子・陽電子対を生成する。これらの荷電粒子は原子核が作るクーロン場によって制動放射を起こし、制動放射によって放出されたガンマ線は



図 1.1 宇宙線のエネルギースペクトル ([7] より転載)。 10^{15} eV 付近の折れ曲りが knee、 10^{18} eV 付近の折れ曲り が ankle と呼ばれる。

さらに電子・陽電子対生成を引き起こす。このような過程が繰り返されることで発生するのが電磁シャワーである。

電磁シャワー中の荷電粒子のうち、大気中の光速度を超える速さの粒子は大気チェレンコフ光を発生させる。このように発生した大気チェレンコフ光は直径約 300 m のライトプールとなり地上へ降り注ぎ、ライトプール領域内のチェレンコフ光を検出することで、入射ガンマ線のエネルギーを推定することができる。一方、地上では大気チェレンコフ 光とは別に夜光が降り注いでおり、大気チェレンコフ光観測においてバックグラウンドとなる。ここで、望遠鏡の視野 外にある星の輝き、及び日中に大気中の分子が励起されて夜間に放射される可視光などを夜光と呼ぶ。波長 500 nm 以 上で影響が大きくなる夜光に対して、波長 300–500 nm のチェレンコフ光を Signal-Noise (SN) 良く検出できるよう な波長感度スペクトルをもつ光検出器が望ましい。

図 1.2 は地上ガンマ線望遠鏡で電磁シャワーを観測したときの様子を示す。このように電磁シャワーを異なる方向から複数台の望遠鏡で撮像することで、図 1.3 の左図に示すように各望遠鏡で電磁シャワーのイメージを得ることができる。ここで、図 1.4 の左図で示すように電磁シャワーの発達方向と入射ガンマ線の到来方向はほぼ一致する。したがって、図 1.3 の右図に示すように複数のシャワーイメージを重ね合わせることで、入射ガンマ線の到来方向を高い精度で決定することができる。



図 1.2 4 つの地上ガンマ線望遠鏡で電磁シャワー由来のチェレンコフ光を観測した様子([9]より転載)

一方、地球大気では電磁シャワーと同時に図 1.4 の右図に示すような宇宙線陽子由来のハドロンシャワーも発生し、 地上ガンマ線観測においてバックグラウンドとなる。しかし、ハドロンシャワーは電磁シャワーと異なって、図 1.4 の 右図に示すように横方向へシャワーが発生するため、図 1.5 に示すように望遠鏡のカメラで撮像されるシャワーイメー ジが異なる。このようなシャワーイメージの違いから、ハドロンシャワーと電磁シャワーのイメージを区別することが できる。



図 1.3 地上ガンマ線望遠鏡 H.E.S.S. による電磁シャワーイメージ([9]より転載)。六角形の光検出器が蜂の巣状 に配列されている。左図は4つの望遠鏡が同じ視野内を観測したときに得られるシャワーイメージである。同じ視 野内でシャワーイメージを観測することによって、右図のようにシャワーイメージを重ね合わせることが可能とな り、ガンマ線の到来方向の決定精度を上げることができる。



図 1.4 シミュレーションによる電磁シャワーとハドロンシャワーのシャワー形状の違い([9] より転載)。



図 1.5 電磁シャワーとハドロンシャワーのシャワーイメージ ([9] より転載)。

第2章

Cherenkov Telescope Array (CTA)

Cherenkov Telescope Array (CTA) は、銀河系内外の高エネルギー天体を観測する次世代の地上ガンマ線望遠鏡で ある。大中小と異なる口径の大気チェレンコフ望遠鏡を 100 台規模で設置することで、20 GeV-300 TeV の広い観測 エネルギー帯域において従来よりも一桁以上高いガンマ線検出感度を目指す。また、CTA で期待される課題の一つに 宇宙線陽子の起源探査が挙げられる。図 2.1 は、CTA の完成予想図である。



図 2.1 CTA の完成想像図(画像提供:G.Pérez, IAC, SMM)。

	表 2.1 各望	望遠鏡の仕様	
	大口径望遠鏡	中口径望遠鏡	小口径望遠鏡
口径	23 m	12 m	4 m
エネルギー範囲	20–150 GeV	150 GeV – 5 TeV	5-300 TeV
台数(北半球)	4	15	0
台数(南半球)	4	25	70
視野	4.5°	7.7°	8.3°

2.1 CTA の特徴

CTA では、20 GeV-300 TeV の広いエネルギー帯域での観測を実現するために、観測するガンマ線エネルギー領域 に応じて異なる口径の望遠鏡を用いる。各望遠鏡の仕様を表 2.1 に示す。

CTA が観測エネルギー領域に応じて複数種の望遠鏡を使用するのは、チェレンコフ光の発生量が入射ガンマ線のエ ネルギーに比例するからである。20-200 GeV の低エネルギー領域ではガンマ線によるチェレンコフ光子の発生量が少 ないため、大口径望遠鏡でより多くの光を集光することが必要である。大口径の鏡を使用する場合、望遠鏡1台あたり の費用は大きくなるが、低エネルギーのガンマ線は地球への到来頻度が高いため、少ない台数でも十分に有効面積を確 保できる。一方で10 TeV 以上の高エネルギーガンマ線の場合は、ガンマ線によるチェレンコフ光の発生量が多いた め、小口径望遠鏡で十分集光できる。しかし、到来頻度が少ないため、広範囲に多数の望遠鏡を設置して有効面積を大 きくする必要があり、望遠鏡1台あたりの製作費用を低減することが重要となる。

2.2 Schwarzschild-Couder 光学系を採用した望遠鏡

CTA 計画で複数ある小中口径望遠鏡の一部は光学系に副鏡を用いた Schwarzschild-Couder (SC) 光学系を採用している。SC 光学系では、図 2.2 に示すように、主鏡で集光したチェレンコフ光を副鏡で反射させて、焦点面で結像させる。主鏡と副鏡にて計 2 回反射することで焦点距離が短くなり、それに比例して焦点面上での画像も縮小する。SC 光学系の採用によって焦点面上の画像を縮小することで、カメラの小型化が実現し、望遠鏡 1 台あたりの製作費用の低減が可能となった。図 2.3 は SC 光学系を採用した小中口径望遠鏡を示しており、図 2.3(a) が SC 光学系を採用した Schwarzschild-Couder Telescope (SCT)の完成予想図、図 2.3(b) が SC 光学系を採用した小口径望遠鏡のデザイン の一つである Gamma-ray Cherenkov Telescope (GCT) 試作機の画像である。

現在開発中である SCT と GCT に搭載予定の焦点面カメラは、図 2.4 に示すようなカメラモジュールで構成されて いる。このモジュールは光検出器と信号処理回路で構成されており、信号処理回路には TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET) と呼ばれる波形記録集積回路を搭載する。TARGET は、光検出器からの信 号を 1 GHz のサンプリング周波数で記録し、デジタル化することができる。また、TARGET 1 枚あたりに 16 画素の 信号を並列処理できるため、64 画素の光検出器があるモジュールに 4 枚搭載する。

図 2.5 は 64 画素の光検出器を搭載したカメラモジュールを組み合わせた焦点面カメラを示しており、図 2.5(a) が SCT の焦点面カメラ完成予想図、図 2.5(b) が GCT の焦点面カメラ試作機の画像である。各望遠鏡における焦点面カ メラの総画素数は SCT が 11328 画素、GCT が 2048 画素となっており、1 画素あたりの費用低減が望ましい。また、 焦点面カメラの光検出器には、波長 300-400 nm で光検出効率が高く、波長 500 nm 以上で光検出効率が低いものが望 ましい。これは、節 1.3 でも述べたように、波長 500 nm 以上で影響が大きくなる夜光に対して、波長 300-500 nm の 大気チェレンコフ光を SN 良く検出できるようにするためである。さらに、従来の地上ガンマ線望遠鏡では、紫外光に



図 2.2 SC 光学系の光路の例([8] より転載)。右側から入射したチェレンコフ光を主鏡と副鏡でそれぞれ反射させて、焦点面で結像する。チェレンコフ光は全方位(ϕ 360°)より 30° から 60° で焦点面へと入射する。

感度をもつ光電子増倍管 (PMT) がカメラの光検出器として使用されていたが、高い印加電圧で動作させる必要がある ことや、寿命による制約があることから、月が輝く夜光の多い状態での観測には不向きであった。以上の点から、GCT と SCT の焦点面カメラの光検出器には半導体光電子増倍素子 (SiPM)を採用する予定である。これは、光検出効率が 高く、低い印加電圧で動作し、耐久性が高く、1 画素あたりの費用が低減されるためである。



図 2.3 (a) SC 光学系を採用する中口径望遠鏡の完成予想図(画像提供:CTA Consortium)。(b) SC 光学系を採用 する小口径望遠鏡の試作機(画像提供:CTA Consortium)。



図 2.4 カメラモジュールの試作機(画像提供:CTA Consortium)。この図では光検出器に 64 画素の光電子増倍管 (MAPMT)を用いているが、量産機では SiPM を使用する。



図 2.5 (a) SCT 用焦点面カメラの完成予想図(画像提供: CTA Consortium)。(b) GCT 用焦点面カメラの試作機(画像提供: CTA Consortium)。

第3章

半導体光電子增倍素子(SiPM)

半導体光電子増倍素子(SiPM)は多数の Avalanche Photo Diode (APD)によって構成された半導体光検出器である。入射光子に対する単一光電子の信号が複数のガイガーモード APD で同時に増幅出力され、これらの信号を重ね合わせることによって、入射光子に比例した出力信号が得られる。

APD では、図 3.1 に示すように高い電圧を印加することで空乏層内部の電場強度が高くなり、空乏層内部に生成された電子・正孔対は加速される。そして、これら電子・正孔対はある一定以上の電圧を印加することで空乏層内の結晶 格子と衝突し、新たな電子正孔対を生成する。このような過程がなだれのように連続して起きる状態がアバランシェ増 幅である。

アバランシェ増幅が止まらなくなるときの電圧を降伏電圧と呼ぶ。降伏電圧以上の印加電圧をかけて APD を動作さ せた状態がガイガーモードであり、APD 内部の電場が保たれる間は単一光電子に対応する信号のみを出力し続けるた め、次の光子を検出するためにはアバランシェ増幅を止める必要がある。よって、SiPM では図 3.2 に示すように APD とクエンチング抵抗を直列接続することで、APD にかかる電圧を降伏電圧まで下げ、増幅を止めている。

SiPM の増倍率には温度依存性がある。これは、SiPM を構成する APD 内部の結晶格子が温度上昇に伴って激しく 振動することで、空乏層内部で加速された電子・正孔対が十分に高いエネルギーを得る内に結晶格子と衝突して、アバ ランシェ増幅を起こす確率が大きくなるためである。したがって、SiPM から一定の出力を得るためには、温度を一定



図 3.1 APD の断面模式図([12] より転載)。



図 3.2 SiPM の構成図([12] より転載)。

に保つ必要がある。

SiPM では印加電圧を高めることで高い光検出効率を得ることができるが、同時に SiPM の増倍率も高くなり、オプ ティカルクロストークの発生頻度も上昇する。オプティカルクロストークは、APD 内部のアバランシェ増幅中に発生 した電子によって放出される二次光子が他の APD へと侵入してアバランシェ増幅を引き起こす現象である。これによ り本来は1光電子に対応する出力信号であっても、2光電子以上に対応する信号として誤検出される。

第4章

SiPM 用レンズアレイの開発

4.1 レンズアレイ開発の意義

図 4.1 (a) は浜松ホトニクスが開発したアレイ型 SiPM であり、1 素子の大きさが 3 mm の SiPM を計 64 個タイル 状に配列している。1 素子の SiPM を拡大した画像が図 4.1 (b) であり、大きさ 50 µm の APD がタイル状に 3584 個 配列されている。このように SiPM を配置した場合、隣接する素子間に 0.2 mm の隙間(不感領域)が形成されてしま う。したがって、光子が入射しても検出できない領域がアレイ型 SiPM の全面積に対して 10% 以上存在する。そこで 先行研究において、アレイ型 SiPM 表面上に多数の平凸レンズを並べて、不感領域に侵入する光子を有感領域に集光す ることが検討された [3]。

地上ガンマ線望遠鏡では、できるだけ低いエネルギーのガンマ線を観測するため、主鏡の大面積化が行われてきた。 しかし、主鏡面積の巨大化は望遠鏡の建設費用の増大に繋がる。レンズアレイの採用により光検出効率を10%向上さ せることは、望遠鏡1台あたりの建設費用を維持したまま、主鏡面積を10%広げるのと同等の効果がある。また、レ



図 4.1 (a) 浜松ホトニクス社のアレイ型 SiPM ([11] より転載)。(b) アレイ型 SiPM の拡大図(画像提供: CTA Consortium)。1 素子の SiPM 中心には貫通電極が存在し、隣接する画素間の隙間(不感領域)を最小限に抑える。

ンズアレイにより光検出効率が 10% 向上すると、GCT の場合は検出可能なガンマ線エネルギー下限値を約 5% 下げ ることができると期待される。

先行研究では、光線追跡ソフトウェア(ROOT-based simulator for ray tracing、ROBAST [4])を用いたレンズアレ イの光学シミュレーションによって、レンズアレイを採用することで 15.3%の光検出効率向上が期待されるとわかっ た [3]。ただし、このシミュレーションにはレンズアレイの製造誤差やアレイ型 SiPM に取り付ける際の設置誤差など を考慮しておらず、より現実に即したシミュレーションが必要となる。本研究では、先行研究のアイデアを実証するた めに、紫外透過ガラス製のレンズアレイを製作し、それによる光検出効率の向上率を直接測定した。

4.2 レンズ素材の物理特性測定

第2章でも述べたように、SC光学系を採用した望遠鏡の焦点面カメラには 300-500 nm の紫外光に高い光検出効率 をもつことが要求される。したがって、レンズアレイの光学素材には、波長 300-500 nm で紫外透過率が高いものが 望ましい。また、レンズアレイは金型を用いて製作するため、金型成形に適した融溶点が比較的低い光学素材が望まし い。以上の点から、本研究で製作するレンズアレイの光学素材には OMG 社が市販する紫外透過ガラス (UVC-200B) を採用した。

先行研究と同様の光学シミュレーションを UVC-200B 製レンズアレイの場合で行うため、波長 300 nm までの UVC-200B の内部吸収長が必要となる。ここで、厚みが t の光学素材の内部吸収長は次式で表される。

$$R(\lambda) = \frac{(1 - n(\lambda))^2}{(1 + n(\lambda))^2}$$
(4.1)

$$T(\lambda) = \frac{A(1 - R(n))^2}{1 - A^2 R^2(n)}$$
(4.2)

$$A = \exp(-\frac{t}{L_{\rm abs}}) \tag{4.3}$$

 λ は波長、n は屈折率、R は反射率をそれぞれ示す。また、 L_{abs} は内部吸収長であり、物質に入射した光の強度が e^{-1} になるときの厚みであるため、式 (4.3) に示すような吸収係数 A に従う。光学素材の厚み t、屈折率、及び透過率が既知であれば、式 (4.1) から計算した反射率と透過率を式 (4.2) に代入して L_{abs} について解くことで、厚み t の光学素材の内部吸収長を推定することができる。

このような方法で UVC-200B の内部吸収長を推定するが、UVC-200B は新素材の紫外透過ガラスであるため、波長 300 nm までの屈折率の実測値はない。そこで、大塚電子社製の偏光分光器 (FE-5000) を用いて波長 300-800 nm に おける UVC-200B の屈折率を測定した。その結果が図 4.2 であり、波長 300-700 nm を式 (4.4) のセルマイヤー分散 式でフィットした結果が図 4.2 中の赤実線である。このフィット結果によって得たセルマイヤー分散式は、本節以降で 示すレンズアレイの光学シミュレーションに使用した。

$$n^{2}(\lambda) = 1 + \frac{B_{1}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - C_{1}} + \frac{B_{2}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - C_{2}} + \frac{B_{3}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - C_{3}}$$
(4.4)

図 4.3 に示すように 1 mm 厚の UVC-200B の透過率は公称値があるため、図 4.2 で示した屈折率の実測結果と合わ せて、波長 300-800 nm における UVC-200B (1 mm 厚)の内部吸収長を推定した。その結果が図 4.4 (a) であり、波長 300 nm での内部吸収長は 100 mm 程度であるとわかった。この結果から、UVC-200B は波長 300 nm での内部吸収 長がレンズアレイの厚み (2 mm 程度)より十分大きため、レンズアレイの光学素材としては問題ないことがわかった。 また、図 4.4 (a)中の黒点線枠内に示すように特定波長域で内部吸収長の大幅な飛び値が見られた。これは図 4.4 (b)中 の黒点線枠内に示す透過率の系統誤差に起因していると推測したが、レンズアレイの厚みに対して十分大きいため、レ ンズアレイの光学シミュレーションにおいてこのような内部吸収長の飛び値は問題にならないと結論付けた。



図 4.2 UVC-200B の屈折率を測定した結果。赤実線は青丸点が示す屈折率の実測値をセルマイヤー分散式で フィットした結果である。



図 4.3 1 mm 厚の UVC-200B の透過率 (OMG 社公称値)。

4.3 レンズアレイの光学シミュレーション

図 4.5 は図 4.1 で示したアレイ型 SiPM の側面画像である。図 4.5 中に示すように、SiPM 表面にはシリコン(屈折率~6.7)の層があり、その上には保護層として厚み 100 µm のシリコーン樹脂(屈折率~1.5)がコーティングされている。この保護層の上にレンズアレイを載せるが、保護層とレンズアレイとの間に存在する空気層で界面反射が生じる。そこで、紫外光を透過するサンゴバン社製の光学グリース(BC-630)を保護層表面に塗ることで、空気層での界面反射を軽減できるようにした。

図 4.6 は光線追跡による紫外透過レンズアレイの光学シミュレーションの画像である。図 4.6 中の黒線は入射光線を



図 4.4 (a) UVC-200B の内部吸収長。(b) 1 mm 厚の UVC-200B の透過率 (OMG 公称値)。図中の黒点線枠は内 部吸収長の飛び値が見られる波長域を示す。



図 4.5 アレイ型 SiPM 側面の画像(画像提供: CTA Consortium)。SiPM 表面はシリコン層と厚み 100 μm のシ リコーン樹脂層(保護層)で構成されている。本研究で使用した LED のピーク波長 377 nm におけるシリコンの屈 折率は約 6.7 である [5]。

示しており、第2章で述べた焦点面カメラに入射するチェレンコフ光の角度分布を考慮して、3.2×3.2 mm² 領域内に全 方位(φ360°)より30°から60°でチェレンコフ光をレンズアレイへと入射させた。また、節4.2 で述べた UVC-200B の光学特性(屈折率のセルマイヤー分散式と内部吸収長)、及び光学グリース(厚み50 μm)の透過率を考慮した。

このようなシミュレーションを用いて、レンズ形状を変化させながらレンズアレイによる光検出効率の向上率を計算 し、理想的なレンズ形状を選定した。ここで、図 4.7 に示すようにレンズ形状はレンズ半径とレンズ球面中心の 2 変数 で定義した。このような変数でレンズ形状を定義したのは、レンズアレイによる集光効率がレンズ球面の曲率によって 変化するからである。また、図 4.7 中に示すレンズ最小厚 0.5 mm は、レンズアレイ製作を依頼する OMG 社が現実的 に製作可能な形状を考慮して決定した。レンズ半径とレンズ球面中心を変化させながら光検出効率の向上率を計算した 結果が図 4.8 である。この結果から、光検出効率が最大 13.6% 向上するときのレンズ半径が 2.4 mm、レンズ球面中心 が -0.8 mm のレンズアレイで最大 13.6% の光検出効率向上が期待され、これを理想的なレンズ形状とした。



図 4.6 光線追跡による紫外透過レンズアレイの光学シミュレーションの画像。図中の実線は焦点面カメラへの入 射角度分布を反映したチェレンコフ光線を示しており、3.2×3.2 mm² 領域内に全方位(ϕ 360°)より 30° から 60° の角度でレンズアレイへと入射させた。右下の図はレンズアレイと SiPM の断面を示した模式図。



図 4.7 レンズ形状の模式図。



図 4.8 レンズアレイ中心位置のズレを考慮しない場合で、光線追跡シミュレーションを用いてレンズアレイによ る光検出効率の向上率を計算した結果。

4.4 レンズアレイ中心位置のズレ

3.2 mm 幅のレンズアレイ製作を進める上で、理想的な場合に対するレンズアレイ中心位置のズレを節 4.3 で示した シミュレーションに反映して、性能劣化がどの程度であるかを調べる必要がある。ここで、レンズアレイ中心位置のズ レには金型成形時の製造誤差、及びアレイ型 SiPM に取り付けた際の設置位置のズレ(設置誤差)を考慮するため、こ れらの誤差が必要となる。

節 4.2 でも述べたように UVC-200B は新素材の紫外透過ガラスであり、金型でレンズアレイを成形した前例がない。 そこで、図 4.9 に示すような金型を用いて、UVC-200B 製レンズアレイを成形できるか検証した。その結果、図 4.10 に示すように金型で UVC-200B 製レンズアレイの成形試作に成功した。

図 4.9 中に示す金型の設計寸法から、12 個の球面中心は X 方向に 12 mm、Y 方向に 9.4 mm の間隔で配列されて いるとわかっており、これらを理想的な球面中心と定義した。既存金型と試作レンズアレイの 12 個の球面中心をそれ ぞれ測定し、理想的な球面中心とのズレ量を求めることで、既存金型で試作レンズアレイを成形したときの製造誤差を 評価した。

図 4.11 に示すように三鷹光器の非接触式三次元測定器 (NH-3) を用いて既存金型の球面形状を 3 次元測定した結果 が図 4.12、同様に試作レンズアレイの球面形状を測定した結果が図 4.13 である。また、これら図中の黒点は、測定値 を式 (4.5) でフィットした際の範囲を示している。

$$Z = \pm \sqrt{R^2 - (X - X_i)^2 - (Y - Y_i)^2} - Z_i \quad (i = 1, \cdots, 12)$$
(4.5)

レンズ幅 3.2 × 3.2 mm²



図 4.9 レンズアレイ成形を検証するための金型(画像提供:CTA Consortium)。



図 4.10 既存金型で試作したレンズアレイ (画像提供:CTA Consortium)。



図 4.11 (左) 非接触式三次元測定器を用いて既存金型における 12 個の球面形状を 3 次元測定したときの画像。 (右) 同様に試作レンズアレイにおける 12 個の球面形状を測定したときの画像。

ここで、(*X*_i,*Y*_i,*Z*_i) は球面中心、*R* は球面半径である。このフィット結果から得られた 12 個の球面中心を既存金型と 試作レンズアレイとで比較することで、レンズアレイの製造誤差を評価した。しかし、試作レンズアレイと既存金型に おける各座標系は、非接触三次元測定器に設置した時点で理想的な球面中心の座標系と異なるため、理想的な球面中心 とのズレを評価できない。そのため、レンズアレイと既存金型における各座標系を並進と回転させることで、理想的な 球面中心の座標系へと変換し、同一の座標系で 12 個の球面中心の差異を評価した。このような方法で試作レンズアレ イの製造誤差を評価するために、以下のような解析を行った。

式 (4.5) でフィットして得られた 12 個の球面中心 (X_i, Y_i, Z_i) を、式 (4.6) に示すような並進と回転によって変換した。ここで、(R_x, R_y, R_z) は三次元オイラー角 (θ_x, θ_y, θ_z) の三次元回転行列、(t_x, t_y, t_z) は並進移動量である。

$$\begin{pmatrix} X'_{i} \\ Y'_{i} \\ Z'_{i} \end{pmatrix} = R_{z}R_{y}R_{x} \begin{pmatrix} X_{i} \\ Y_{i} \\ Z_{i} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_{x} \\ t_{y} \\ t_{z} \end{pmatrix} \quad (i = 1, \cdots, 12)$$

$$R_{x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{x} & -\sin \theta_{x} \\ 0 & \sin \theta_{x} & \cos \theta_{x} \end{pmatrix}$$

$$R_{y} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{y} & 0 & \sin \theta_{y} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{y} & 0 & \cos \theta_{y} \end{pmatrix}$$

$$R_{z} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{z} & -\sin \theta_{z} & 0 \\ \sin \theta_{z} & \cos \theta_{z} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$(4.6)$$

2. 項目 1 で得られた球面中心 (X'_{i}, Y'_{i}, Z'_{i}) から、理想的な球面中心 $(X_{\text{ideal},i}, Y_{\text{ideal},i}, Z_{\text{ideal},i})$ との残差の二 乗和 $s^{2} = \sum_{i=1}^{12} \left(X'_{i} - X_{\text{ideal},i} \right)^{2} + \left(Y'_{i} - Y_{\text{ideal},i} \right)^{2} + \left(Z'_{i} - Z_{\text{ideal},i} \right)^{2}$ を計算し、 s^{2} が最小になるような (R_{x}, R_{y}, R_{z}) と (t_{x}, t_{y}, t_{z}) を求めることで、理想的な球面中心の座標系へと変換した。

上記の方法で変換した球面中心 (X'_i, Y'_i, Z'_i) と理想的な球面中心 $(X_{\text{ideal},i}, Y_{\text{ideal},i}, Z_{\text{ideal},i})$ の残差

$$(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z) = \left(X_{\text{ideal},i} - X'_{i}, Y_{\text{ideal},i} - Y'_{i}, Z_{\text{ideal},i} - Z'_{i}\right)$$

を計算して、理想的な各球面中心に対する既存金型と試作レンズアレイにおける各球面中心のズレ ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$)を 求めた結果が図 4.14 である。測定精度とフィット精度を含めて、理想的な球面中心に対するズレは ±50 µm 以下で あった。この結果から、既存金型の提供元である OMG 社に 3.2 mm 幅のレンズアレイ製作を依頼した場合、各レンズ 中心位置は最大 ±50 µm ズレると想定されることがわかった。ここで、レンズアレイはアレイ型 SiPM の端面に合わ せて設置し、アレイ型 SiPM の製造公差から ±50 µm 程度の設置誤差が生じると想定される [11]。以上の点から、レ ンズアレイの製造誤差 (50 µm) とアレイ型 SiPM に取り付けた際の設置誤差 (50 µm) を考慮して、レンズアレイ設 計時のシミュレーションに考慮する各レンズ中心位置のズレを 0.1 mm と決定した。



図 4.12 既存金型の 12 個の球面形状を 3 次元測定した結果。黒点は測定点を式 (4.5) によってフィットした際の範囲である。



図 4.13 試作レンズアレイの 12 個の球面形状を測定した結果。図中に示す黒点は式 (4.5) で同様にフィットした 際の範囲である。測定器の制約から 12 個の球面形状を同時に測定することが困難であったため、各球面ごとの測 定結果が存在する。



図 4.14 既存金型と試作レンズアレイの球面中心のズレ。(a) 既存金型における各球面中心の XY 方向へのズレ。 (b) 既存金型における各球面中心の Z 方向へのズレ。(c) 試作レンズアレイにおける各球面中心の XY 方向へのズ レ。(d) 試作レンズアレイにおける各球面中心の Z 方向へのズレ。

表 4.1 シミュレーションに組み込むレンズ中心位置のズレ。 ΔZ は OMG 社によるレンズアレイ工作精度(レンズ板厚 0.5 mm)の公称値。

	レンズ中心位置のズレ量
ΔX	$\pm 0.1 \text{ mm}$
ΔY	±0.1 mm
ΔZ	$\pm 0.15 \text{ mm}$



図 4.15 レンズ中心位置のズレ

4.5 レンズアレイの設計

図 4.15 に示すように各レンズ中心位置を ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) だけ正の方向もしくは負の方向へと変化させた場合、 節 4.3 で示した理想的な光検出効率の向上率 13.6% を維持できるようなレンズ形状を選定した。このとき、表 4.1 に 示すようなレンズ中心位置のズレ ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) をレンズアレイの光学シミュレーションに組み込んだ。ここで、 ΔZ は OMG 社が現実的に製作可能なレンズアレイ (最小厚 0.5 mm)の工作精度の公称値である。

レンズ半径が 2.4 ± 0.1 mm、レンズ球面中心が -0.8 ± 0.1 mm である計 6 種のレンズ形状について、レンズ中心位置のズレを考慮したときの理想的な場合に対する性能差を計算した結果が図 4.16 である。縦軸の 0% は理想的な場合 (レンズ半径が 2.4 mm、レンズ球面中心が -0.8 mm)の性能を示している。また、レンズ中心位置のズレが正の値もし くは負の値であるときの検出光子数を N_+ 、 N_- 、光検出効率の向上率を I_+ 、 I_- とすると、縦軸値は $\frac{I_++I_-}{2}$ 、誤差棒は 検出光子数 $\frac{N_++N_-}{2}$ の統計誤差、誤差幅は $\frac{I_+-I_-}{2}$ でそれぞれ定義した。ここで、レンズアレイは四回対象であるため、 性能劣化は (ΔX , ΔY)の正負には依存しない。したがって、(ΔX , ΔY) = (+0.1 mm, +0.1 mm)と ΔZ = ±0.15 mm をシミュレーションに考慮して、図 4.16 中に示すような誤差幅を計算した。このシミュレーション結果から、レンズ 半径が 2.3 mm、レンズ球面中心が -0.8 mm であれば、赤実線が示すようにレンズ中心位置のズレを考慮しても理想 的な場合との性能差は 0.5% ポイント未満であった。したがって、このような形状のレンズアレイを採用することで、 レンズ中心位置のズレを考慮しても理想的な場合と同等性能が期待できるとわかった。このレンズ形状をもとに OMG 社に依頼して製作した金型が図 4.17 (a) であり、この金型を用いて成形した UVC-200B 製レンズアレイが図 4.17 (b) である。



図 4.16 レンズ中心位置のズレを考慮したときの性能差。誤差棒は光線追跡シミュレーションで得られた検出光子 数の統計誤差であり、誤差幅は $\pm \Delta z$ によってレンズアレイ性能が変化するのを示している。図中の凡例における offset はレンズ球面中心を示す。



図 4.17 (a) レンズアレイ成型用の金型(画像提供:OMG 社)。(b) 金型を用いて製作した UVC-200B 製レンズア レイ (画像提供:CTA Consortium)。



図 4.18 レンズアレイをアレイ型 SiPM 表面上に取り付けたときの画像(画像提供: CTA Consortium)。

4.6 レンズアレイによる光検出効率向上の測定

4.6.1 測定手順

節 4.5 で示したレンズアレイによる光検出効率向上を実証するために、図 4.18 に示すようにレンズアレイをアレイ 型 SiPM 上へと取り付けて、 ϕ が 0°、45°、180°の場合で入射角度 ±75° でのレンズアレイによる光検出効率の向上率 を測定した。このような角度で測定したのは、第 2 章でも述べた焦点面カメラに入射するチェレンコフ光の角度分布を 考慮したからである。

この測定では、入射角度を 5° 刻みで制御しながら行うため、平行光をレンズアレイへと入射できる測定系が必要と なる。また、レンズアレイはアレイ型 SiPM 表面に薄く引き伸ばした光学グリース上に取り付けるため、光学グリー スの透過率がレンズアレイの光学シミュレーションに必要であるかをサンゴバン社製の光学グリース (BC-630) を用 いて確認した。その結果、付録 B で示すように光学グリース (BC-630) を 50 µm まで引き伸ばした場合は透過率が 99.7% であったため、シミュレーションには考慮する必要がないとわかった。

本節以降では、節 4.6.2 で測定系の概要、節 4.6.3 で測定系における平行光の作成、節 4.6.4 以降でレンズアレイに よる光検出効率の向上率の測定について述べる。なお、光学グリース(BC-630)の透過率測定については付録 B で述 べる。

4.6.2 測定系

節 4.6.1 でも述べたように、平行な入射光を生成する測定系が必要となる。そこで、放物面鏡の焦点位置に光源を置いて平行光を逆生成する原理を利用した軸外し放物面鏡を用いて、擬似平行光を生成した。本測定では、エドモンド社製の軸外し放物面鏡(型番:47107)を用いた。

レンズアレイへの入射光角度を変えた場合、入射光の強度に位置依存性があるとレンズアレイによる光検出効率の向 上率を正しく計算できない。したがって、光源からの光をディフューザーとピンホールを通して拡散させることで、入 射光強度の位置依存性を最小限に抑えた。ここで、ピンホールを大口径化すると平行な入射光を生成できず、レンズ



図 4.19 平行光を照射しながらレンズアレイを回転させる測定系のシミュレーション画像。実線は光線を示している。

アレイの入射角度依存性を正しく測定できないため、適切なピンホール直径を選定する必要がある。そこで、図 4.19 に示すような平行光をレンズアレイへと照射する測定系のシミュレーションでピンホール直径を 0.5 mm、1.0 mm、 2.0 mm と変えた場合、入射角度ごとのレンズアレイによる光検出効率の向上率がどの程度変化するかを確認した。そ の結果が図 4.20 であり、ピンホール直径を変えても節 4.5 で示したレンズアレイ中心位置のズレを考慮した性能劣化 ~ 0.5% より小さい精度で相違なかったため、どのピンホール直径でもレンズアレイの入射角度依存性を測定するには 問題ないとわかった。したがって、本測定では入手済みであった直径 1.0 mm のピンホールを使用した。

ピンホール直径を 1.0 mm に決定して、構築した測定系が図 4.21 である。本測定系では、浜松ホトニクス社製の 1 素子あたりが 3.0×3.0 mm² のアレイ型 SiPM (S13361-3050AS-08) を 2 個使用した。一方はレンズアレイ評価に使 用し (以降は評価対象と呼ぶ)、レンズアレイ無しのアレイ型 SiPM を \pm 75°回転させて測定した後、光学グリースで アレイ型 SiPM 表面上にレンズアレイを付けて同様の測定することで、レンズアレイによる光検出効率の向上率を測 定した。もう一方は光量モニターとして使用し、各回転角毎に光量の安定性を測定した。光量モニターを使用すること で、入射光量の絶対値が不明であっても評価対象の光検出効率を相対的に測定することができる。また、本測定系の光 源ユニットにはピーク波長が 377 nm の LED (ナノライド・セミコンダクター社製、NS375L-5RLO) を使用した。 LED の発光スペクトルを図 4.22 に示す。この測定は、図 4.21 中に示す光源系が搭載されている X ステージを動か しながら、評価対象側 → 光量モニター側の順で自動的に行った。なお、本測定では図 4.21 中に示す通り、アレイ型 SiPM の素子配列の中から赤枠で示す SiPM を測定対象として使用した。

SiPM 出力波形は、パルスジェネレータで LED を 10 nsec の時間幅かつ 2 MHz の周期で発光させ、同時に SiPM からの出力波形をアンプで増幅して、デジタルオシロスコープで見た。SiPM 出力波形の例を図 4.23 に示す。また、 光源系とアレイ型 SiPM を搭載している各種ステージ(X ステージ、Z ステージ、回転ステージ)を動かす際、図 4.24 に示すようなステージ起因のノイズが発生する。そこで、SiPM の出力波形をオシロスコープで取得するときは各種ス テージの電源を切ることで、図に示すようにステージ起因のノイズ混入を防いだ。



図 4.20 図 4.19 で示した測定系のシミュレーションでレンズアレイによる光検出効率の向上率を入射角度ごとに 計算した結果。青色丸点はピンホール直径が 0.5 mm、四角点はピンホール直径が 1.0 mm、マゼンタ色の三角点は ピンホール直径が 2.0 mm の場合の結果をそれぞれ示す。



図 4.21 レンズアレイ検証用測定系の 3 次元図面(画像提供:名古屋大学 宇宙地球環境研究所 技術開発部)。









図 4.23 デジタルオシロスコープで見た SiPM 出力波形の例。検出光電子数毎に離散的な波高値をとる。



図 4.24 ステージを駆動する際に発生するノイズの画像。



図 4.25 平行光作成の概略図。

4.6.3 平行光の作成

完全な平行光を作成した場合、無限遠にピントを合わせたデジタルカメラで撮影すると、カメラレンズの収差や回折 を無視すると理想的には無限小の点像が見られる。しかし、実際には完全な平行光にはならず、デジタルカメラで撮影 した入射光は有限の大きさをもつ。本測定系では光源系にピンホールを使用しているため、デジタルカメラで撮影され た入射光はピンホール直径分の有限幅をもつ。また、図 4.25 に示すように光源位置を動かすと、カメラでの入射光の 結像位置がズレることで像がボケるため、ピンホール縁が鮮明に投影されるように光源位置を調整する必要がある。そ こで、図 4.26 に示すように光源ユニットを動かしながら軸外し放物面鏡と光源ユニットの相対距離を調整し、デジタ ルカメラのピントがピンホールに合うような光源ユニットの最適位置を決定した。ここで、軸外し放物面鏡と光源ユ ニットの相対距離は光源ユニットを 0 mm から 20 mm まで動かした際の移動量 *X*、*X* = 0 mm での軸外し放物面鏡 と光源ユニットの相対距離 88.9 mm との和で定義しており、以降は「光源ユニット位置」と呼ぶ。なお、光源ユニッ トは 0.5 mm 刻みで動かした。

図 4.27 は光源ユニットを 98.7 mm から 100.7 mm まで動かしながら撮影した入射光強度の 2 次元分布である。こ れらの 2 次元分布から入射光強度が最大になる部分における X 方向と Z 方向の強度分布を作成したのが図 4.28 であ り、図 4.28 中 (a) は最大強度に相当する Z 位置における X 方向の強度分布、図 4.28 中 (b) は同様に X 位置における Z 方向の強度分布である。ピンホールで絞られた光がカメラで撮像された場合はピンホール縁が鮮明に投影された画像 が得られるため、図 4.28 中に示すような強度分布における縁の傾きが最大になる。ここで、図 4.29 に示すように X 方向と Z 方向の各強度分布における最大強度の 20% もしくは 80% に相当する 2 点間の傾き I_{up}^x 、 I_{down}^z 、 I_{down}^z を縁の傾きと定義した。これら傾きを各光源ユニット位置ごとに計算し、傾きが最大になるときの光源ユニット位置を 求めることで、ピンホール縁を投影するような光源ユニット位置を決定した。

各光源ユニット位置ごとに縁の傾きを計算した結果が図 4.30 であり、縦軸は *I*^x_{up}、*I*^x_{down}、*I*^z_{up}、*I*^z_{down} の平均を取っ た値を示す。この図から光源ユニット位置が 99.7 mm のときに縁の傾きが最大になっているのがわかった。ここで、 本測定に使用した軸外し放物面鏡の仕様値から、理想的な光源ユニット位置は 101.6±1.0 mm であり、光源ユニット 位置 99.7 mm との差異は 1.9 mm であるとわかった。以上の結果から、軸外し放物面鏡の仕様値と比較しても近い位 置に光源ユニットを調整できた。



図 4.26 光源ユニット位置を動かしながら入射光をデジタルカメラで撮影した。



図 4.27 光源ユニット位置ごとに撮影した入射光強度の 2 次元分布。

(a)



(b)





図 4.29 X 方向と Z 方向の各強度分布における縁の傾きの定義図。図 4.28 に示す光源ユニット位置が 99.7 mm の場合を例とした。



図 4.30 光源ユニット位置ごとに入射光の強度分布における縁の傾きを計算した結果。



図 4.31 平行度測定の概略図。

光源ユニットを 99.7 mm の位置で固定した上で、本測定系における入射光の平行度を測定した。図 4.31 は平行度測 定の概略図であり、軸外し放物面鏡の直後に取り付けた絞り(直径 2 cm)位置からカメラレンズ無しのデジタルカメ ラを 200 cm まで 10 cm ごとに離しながら入射光を撮影した。入射光の直径がカメラセンサーに比較して大きいため、 軸外し放物面鏡の直後に絞りをつけることで、入射光がカメラセンサーに収まるようにした。このように撮影した入射 光の投影図が図 4.32 である。距離 *d* はカメラを遠ざけた距離とカメラのフランジバック(4.4 cm)との和で定義した。 ここで、図 4.33 で示すように、入射光には直径 *S* の変化に寄与する成分と光源のピンホール直径に起因した拡散光、 及び散乱光が混在している。入射光が完全一様であると仮定すると、距離 *d* ごとの入射光のボケ具合 σ は次式によっ て表すことができる。

$$\sigma = \sqrt{(d\tan\theta_{\rm dis})^2 + \frac{(S/2 + d \times \theta_{\rm collimator})^2}{4}}$$
(4.7)

 $\theta_{\text{collimator}}$ は入射光の平行度、 θ_{dis} は拡散光の角度、S は入射光直径であり、図 4.32 から得られる距離 d ごとの入射光のボケ具合 σ からそれぞれ推定した。

距離 *d* ごとに入射光のボケ具合を計算したのが図 4.34 である。また、図 4.34 中の実線は式 (4.7) でフィットした結果であり、 $\theta_{collimator}$ は $-0.027 \pm 0.007^\circ$ 、 θ_{dis} は $0.14 \pm 0.01^\circ$ 、*S* は 1.93 ± 0.02 cm とそれぞれ推定することができた。以上の結果から、本測定系では平行度が $-0.027 \pm 0.007^\circ$ の入射光をレンズアレイへと照射することが可能であり、入射角度を 5° 刻みで制御しながらレンズアレイの入射角度依存性を測定する分には問題ない。



図 4.32 軸外し放物面鏡からカメラを遠ざけながら撮影した平行光の投影図。



図 4.33 図 4.32 中の d が 4.4 cm と 164.4 cm における入射光投影図を例にして、式 (4.7) に示される各パラメータ ($\theta_{\text{collimator}}, \theta_{\text{dis}}, S$) を示した図。



図 4.34 距離 d ごとに入射光のボケ具合を求めた結果。

4.6.4 光検出効率の評価方法

節4.6.1 で述べたようなレンズアレイの検証実験では、光源を搭載した X ステージを制御しながら、節4.6.3 で述べ たような平行度 -0.027±0.007°の光を評価対象側と光量モニター側のアレイ型 SiPM へと入射し、それぞれの SiPM で得られた出力信号から平均検出光電子数を求め、それらの比をとることで SiPM の相対的な光検出効率を測定する。 ここで、入射光子数は一般的にポアソン分布に従うが、第3章でも述べた通りオプティカルクロストークによって1 光電子に対応する出力信号が2光電子以上に対応する出力信号として誤検出してしまうため、図4.23で示すような SiPM の波高分布はポアソン分布に従わない。したがって、0光電子数に対応する出力信号のみを使って平均検出光電 子数を求めた。次式はポアソン分布の式である。

$$P(k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \tag{4.8}$$

ここで、k は検出光電子数、P(k) は k 個の光電子を検出するときの確率、 λ は平均検出光電子数である。0 光電子の場合は k = 0 なので、式 (4.8) より平均検出光電子数は次式となる。

$$\lambda = -\log P\left(0\right) \tag{4.9}$$

P(0) は波高分布の全イベント数で0光電子のイベントが占める割合であり、式(4.9) へと代入することで平均検出光 電子数 λ を計算することができる。

このような方法に従って、レンズアレイ有無の場合で検出光電子数 λ をそれぞれ計算し、レンズアレイによる λ の変化量を評価した。ここで、SiPM では熱励起によってランダムに発生するダークカウントが存在するため、SiPM の 出力波形にダークカウントが重なってしまう場合がある。波高分布の全イベント数に対して本来検出する 0 光電子の イベントが占める割合を $P_{\text{true}}(0)$ 、ダークカウントが占める割合を $P_{\text{dark}}(0)$ とすると、ダークカウントが重なった場 合の 0 光電子イベントが占める割合 $P_{\text{total}}(0)$ は次式で表される。

$$P_{\text{total}}(0) = P_{\text{true}}(0) \times P_{\text{dark}}(0)$$
(4.10)

式 (4.10) を式 (4.9) へ代入するとわかるように、ダークカウントが重なることで 0 光電子イベントにおける検出光電 子数を本来よりも過小評価してしまう。そこで、オシロスコープで取得した SiPM の出力波形を取り出して波形解析を 行った [10]。

波高解析により作成した波高分布の例が図 4.35 であり、図 4.35 (a) は LED が発光するとき (ON タイミング)、 図 4.35 (b) は LED が発光しないとき (OFF タイミング)の場合をそれぞれ示す。これらの波高分布から、LED が ON と OFF の各タイミングで全イベントに対して 0 光電子イベントが占める割合 $P_{ON}(0)$ 、 $P_{OFF}(0)$ をそれぞれ計算 した。ここで、 $P_{ON}(0)$ は $P_{total}(0)$ 、 $P_{OFF}(0)$ は $P_{dark}(0)$ に相当するため、これらの確率比 $\frac{P_{ON}(0)}{P_{OFF}(0)}$ を計算するこ とで、式 (4.10) で示す通り本来検出する 0 光電子イベントの確率 $P_{true}(0)$ を得ることができる。この $P_{true}(0)$ を式 (4.9) に代入することで、ダークカウントに補正をかけた検出光電子数 λ を計算した。

4.6.5 入射光の位置依存性

図 4.36 は入射光をデジタルカメラで撮影したときの強度分布であり、入射光強度に位置依存性が見られることがわ かった。また、節 4.6.2 でも述べたようにレンズアレイを回転させると、測定対象の SiPM 位置が変わってしまうた め、光検出効率の向上率を正しく評価できない。したがって、入射光強度が最大になる部分に測定対象が位置するよう に、光源系を搭載する X ステージと Z ステージの最適な移動量を求めた。また、このような測定を評価対象側と光量 モニター側でそれぞれ行うことで、評価対象と光量モニター間の移動が正しくできているかを確認した。



図 4.35 (a) LED が ON タイミングでの波高分布例。(b) LED が OFF タイミングでの波高分布例。実線は波高 分布をガウス関数でフィットした結果である。



図 4.36 デジタルカメラで撮影した入射光位置分布。縦軸は最大光度で規格化した値を示す。

図 4.37 に示すようにアレイ型 SiPM の中心位置を始点にして、光源系を青枠が示す範囲内で動かしながら検出光電 子数を測定し、検出光電子数が最大になるときの X ステージと Z ステージの移動量を評価対象側と光量モニター側で それぞれ求めた。その結果が図 4.38 であり、図 4.38 (a) が評価対象側、図 4.38 (b) が光量モニター側での結果である。 白枠は検出光電子数が最大になっている X の位置と Z の位置を示す。この結果から、評価対象側と光量モニター側と もにアレイ型 SiPM の中心付近 (X = 12 mm, Z = 12 mm) で検出光電子数が最大となっていることがわかった。こ の結果から、評価対象側と光量モニター側ともに測定対象の SiPM が入射光の最大光度の部分に位置するように調整で きることが可能であるとわかった。



図 4.37 SiPM の検出光電子数を二次元的に測定するときの概略図。



図 4.38 アレイ型 SiPM の中心から X 方向と Z 方向に ±12 mm 動かしながら検出光電子数を測定した結果。 (a) 評価対象で測定した検出光電子数の二次元分布。(b) 光量モニターで測定した検出光電子数の二次元分布。



図 4.39 53 分間に渡って測定対象 SiPM の検出光電子数を測定した結果。赤四角点は評価対象側で測定した検出 光電子数、青丸点は光量モニター側で測定した検出光電子数をそれぞれ示す。

4.6.6 入射光量の安定性

本測定系でレンズアレイによる光検出効率の向上を測定した場合、10%以上の光検出効率の向上が十分見える程度 に入射光量が安定しているかを評価する必要がある。そこで、以下に示すような測定を行うことで、入射光量が安定し ていることを評価した。

- 1. 光量モニターと評価対象で検出光電子数を長時間測定し、測定時間に対する検出光電子数の変動を評価した。
- 2. 測定項目1と並行して評価対象 SiPM の増倍率(出力電圧の変化量)を測定し、暗箱内の温度変化に対して大き な依存性があるかを確認した。

測定項目1 では、評価対象 → 光量モニターの順で検出光電子数を 64 回繰り返し測定した。ここで、評価対象 → 光量 モニターの1 順で掛かる測定時間は約 50 秒であるため、64 回繰り返し測定で掛かる時間は約 53 分である。

53 分間に渡って検出光電子数を測定した結果が図 4.39 であり、赤点が評価対象側での検出光電子数、青点が光量モ ニター側での検出光電子数を示す。実線は直線フィットした結果を示しており、そのカイ二乗値は光量モニター側で 約 71、評価対象側で約 78 であった。フィットの自由度は 63 であるため、カイ二乗分布の確率は光量モニター側で約 87%、評価対象側で約 22% であり、直線フィットの結果は妥当である。この結果から、評価対象側と光量モニター側で の検出光電子数は黒実線が示す直線を境に約 ±1% で安定しているとわかった。また、光量モニター側と評価対象側で 測定した検出光電子数 λ_{evaluation} と λ_{monitor} との相関を取ったのが図 4.40 である。この図から λ_{evaluation} と λ_{monitor} 間の相関係数は約 0.06 であり、光量モニター側と評価対象側の間には大きな相関関係が見られないとわかった。

SiPM の増倍率は節 4.6.4 で述べた出力波形の波高値に比例するため、図 4.41 に示すように 1 光電子に対応する波 高分布の中心値と 2 光電子に対応する波高分布の中心値の差分をとることで、SiPM の増倍率に相当する SiPM 出力電 圧値の変化量を計算した。ここで、暗箱内の温度は温度計(USBRH)を用いて測定項目 1 と同様に 53 分間計測した。 測定項目 1 で得た波高分布から SiPM 出力電圧値の変化量を計算して、暗箱内の温度との相関を取ったのが図 4.42 で



図 4.40 光量モニター側と評価対象側で測定した検出光電子数 $\lambda_{\text{evaluation}}$ と λ_{monitor} との相関図。

ある。この図から暗箱内の温度変化との相関係数は、評価対象側が約 –0.08、光量モニター側が約 –0.09 であり、暗 箱内の温度変化に対して大きな依存性は見られなかった。

以上の結果から、評価対象側と光量モニター側ともに検出光電子数は測定時間に対して約±1% で安定しており、かつ暗箱内の温度変化に対して大きな依存性は見られなかったため、レンズアレイによる10%以上の光検出効率向上を測定する上では問題ないとわかった。節4.6.7以降の測定では、本節で示したように光量モニターで検出光電子を並行計測して、評価対象側で測定した検出光電子数との比 Aevaluation を計算することで、入射光量のバラつきを補正した相対的な光検出効率を得た。



図 4.41 SiPM 出力電圧の変化量を計算する方法。赤実線は図に示す波高分布をガウス関数でフィットした結果で ある。このフィット結果から、点線で示すように 1 光電子に対応する波高分布の中心値と 2 光電子に対応する波高 分布の中心値との差分を計算することで、SiPM 出力電圧の変化量を求めた。



図 4.42 暗箱内の温度変化と測定対象 SiPM の出力電圧の変化量との相関図。赤丸点は評価対象側での結果、青四 角点は光量モニター側での結果をそれぞれ示す。



図 4.43 アレイ型 SiPM の回転に伴う光源系の補正概略図。

4.6.7 レンズアレイ評価用測定系の検証

以下の項目に従って、節 4.6.2 で示した測定系を用いてレンズアレイの入射角度依存性を正しく測定できるかを検証 した。

- 1. アレイ型 SiPM への入射角度を正しく制御できているか。
- 2. アレイ型 SiPM への入射光量が安定しているか。
- 3. 取得した SiPM の出力波形を相対的な光検出効率へと正しく換算できているか。

ここで、アレイ型 SiPM を $\theta_{rotation}$ だけ回転させると測定対象の位置は、図 4.43 に示すように入射角度 0° の場合に 比較して $X \sin^2 \theta_{rotation}$ だけズレる。節 4.6.5 で述べたように入射光には位置依存性があるため、測定対象 SiPM で の検出光量が入射角度ごとに変化してしまう。そこで、光源系の X ステージを入射角度ごとのズレ量 ΔX だけアレイ 型 SiPM の中心方向へと移動させることで、測定対象の位置を入射角度に関わらず常に固定し、測定対象で検出する光 量が入射角度ごとに変化しないようにした。

このようなステージ移動の補正を行って測定した結果が図 4.44 である。縦軸は、節 4.6.4 で述べたように評価対象 側と光量モニター側での検出光電子数の比 $\frac{\lambda_{evaluation}}{\lambda_{monitor}}$ から相対的な光検出効率を算出した値を示す。また、図 4.44 に 示す実線は光検出効率の測定値を $P_{max} \cos(\theta_{rotation} + \theta_0)$ でフィットした結果である。このような関数でフィットし たのは、測定対象への入射光量が一定である場合、アレイ型 SiPM の面積あたりに入射する光量が $\cos \theta_{rotation}$ で減少 するためである。ここで、 P_{max} は相対的な光検出効率の最大値、 θ_0 は入射光の光軸とアレイ型 SiPM 表面の法線とが なす角度である。このフィット結果から、 $P_{max} = 0.8961 \pm 0.0006$ 、 $\theta_0 = 0.81^\circ \pm 0.03^\circ$ と各パラメータ値を得た。



図 4.44 アレイ型 SiPM の光検出効率を回転角度 θ_{rotation} 毎に測定した結果。実線は $P_{\text{max}} \cos(\theta_{\text{rotation}} + \theta_0)$ で フィットした結果である。

図 4.44 で示した相対的な光検出効率を cos $\theta_{rotation}$ で割った結果が図 4.45 である。図中に示す色の違いは入射角度 $\theta_{rotation}$ の符号の違いを示しており、 $\theta_{rotation} = 0^{\circ}$ を境に非対称な構造であった。ここで、上記で示した θ_0 を用いて 本来の入射角度 $\theta_{true} = \theta_{rotation} + \theta_0$ を推定し、 θ_{true} ごとに相対的な光検出効率を計算した。その結果が図 4.46 で あり、 $\theta_{ture} = 0^{\circ}$ を境に左右対象の構造になっていることがわかった。この結果から、図 4.44 中の実線が示すような フィットを行うことで、入射角度の符号の違いによる光検出効率の差異を無視することができた。

このような測定を節 4.6.1 で述べた通りアレイ型 SiPM を ϕ 方向へ 45°、180°回転させた場合でも同様に行った結 果が図 4.48 である。ここで、図 4.47 (a) で示すように ϕ が 180°の場合はアレイ型 SiPM を反転させて固定治具へ と挿入し、 ϕ が 45°の場合は図 4.47 (b) に示すような専用の固定治具を使用した。この結果から入射角度 55° までは SiPM の検出光量が ϕ に大きく依存せず、約 ±2%の精度で cos θ_{true} に従っていることがわかった。また、図 4.48 中 の赤三角点は、節 4.3 の図 4.6 でも示した SiPM 保護層層のシリコーン樹脂 (屈折率 ~1.5) とその下層のシリコン (屈 折率 ~6.7) でのフレネル反射を入射角度 75° まで計算した結果である。この計算結果から、測定結果が示す入射角度 55°以降の検出光量の急激な減少を SiPM 表面でのフレネル反射によっておおよそ説明できるとわかった。以上の結果 から、節 4.6.2 で示した測定系を用いてレンズアレイの入射角度依存性を正しく測定できることがわかった。



図 4.45 図 4.44 で示した結果を $\cos \theta_{\text{rotation}}$ で割ることによって得た光検出効率。



図 4.46 θ_0 で補正した後の光検出効率の入射角度依存性。図 4.45 で示したグラフの横軸を $\theta_{ture} = \theta_{rotation} + \theta_0$ に変換し、縦軸を $\cos \theta_{ture}$ で割った。



図 4.47 (a) アレイ型 SiPM を固定するための治具 ($\phi = 0^{\circ}$ 用)。 $\phi = 180^{\circ}$ の場合は、アレイ型 SiPM を反転させ て治具へと挿入する。(b) $\phi = 45^{\circ}$ 用の固定治具。



図 4.48 ϕ が 0°、45°、180°の場合で光検出効率の入射角度依存性を測定した結果。各測定点における色の違いは θ_{ture} の正負の違いを示している。赤三角点は、SiPM 表面でのフレネル反射による検出光量の損失率をシミュレー ションによって計算した結果を示す。



図 4.49 レンズアレイ有無の各場合で測定対象の SiPM について光検出効率の入射角度依存性を測定した結果。

4.6.8 レンズアレイの入射角度依存性

節 4.6.7 の結果をもとに、入射角度 \pm 75° でレンズアレイによる光検出効率の向上率を実測した。この測定では、 節 4.6.7 の図 4.47 (a) で示した $\phi = 0$ °用の固定治具を使用した。ただし、レンズアレイを取り付ける際にアレイ型 SiPM を固定治具から一度取り外すため、付録 A に示すような取り外し前後での光検出効率の測定再現性を考慮した。

図 4.49 は、レンズアレイ有無の各場合で光検出効率の入射角度依存性を測定した結果である。実線は節 4.6.7 で示 したのと同様に光検出効率の測定値をフィットした結果であり、レンズアレイ無しの場合で θ_0 は 0.89 ± 0.05° であっ た。この θ_0 を用いて、節 4.6.7 で示したのと同様に θ_{true} ごとに相対的な光検出効率を計算した結果が図 4.50 であ る。この結果からレンズアレイによる光検出効率の向上率を計算した結果が図 4.51 である。この結果から、焦点面カ メラへと入射するチェレンコフ光の角度 30° から 60° では、レンズアレイを採用することで光検出効率が約 12% から 25% 向上していることがわかった。また、節 4.6.7 で示した測定時間と暗箱内の温度に対する入射光量の安定性 ±1%、 及び付録 A で示すアレイ型 SiPM の取り外し前後での再現性 ±1.96% を考慮しても、レンズアレイによって光検出効 率は 10% 以上向上することがわかった。

図 4.51 で示したレンズアレイによる光検出効率の上昇傾向が期待通りであるかを確認するため、節 4.6.2 の図 4.19 で示したような光学シミュレーションをした。ここで、シミュレーションには節 4.6.7 と同様に SiPM 保護層のシリ コーン樹脂とその下層のシリコンでのフレネル反射を考慮した。このような光学シミュレーションで得られた結果と 図 4.51 で示した結果を比較したのが図 4.52 である。この図から、入射角度が±40° 付近までの傾向はシミュレーショ ン結果でおおよそ再現できているが、±40° 以降はシミュレーション結果と測定結果の間に大きな相違が見られた。



図 4.50 測定対象の SiPM について光検出効率の入射角度依存性を測定した結果。丸点はレンズアレイ有りの場合、四角点はレンズアレイ無しの場合での結果をそれぞれ示す。



図 4.51 レンズアレイによる光検出効率の向上率を入射角度ごとに測定した結果。



図 4.52 レンズアレイの入射角度依存性を測定結果とシミュレーション結果とで比較した図。赤丸点が測定結果、 青四角点がシミュレーション結果を示す。

第5章

結論

本研究では、紫外透過ガラスでレンズアレイを製作し、レンズアレイによる光検出効率の向上率を実測することで、 先行研究のアイデアを現実化した。レンズアレイ製作を進める上で、レンズ素材の光学特性、及びレンズアレイの製造 誤差とアレイ型 SiPM への設置精度から想定されるレンズ中心位置のズレがシミュレーションに必要であった。レン ズ素材には紫外透過ガラス (UVC-200B) を採用し、実測例がなかった波長 300 nm までの屈折率を測定した。この 屈折率の測定結果と既知の透過率から 300 nm までの内部吸収長を推定した結果、レンズ厚(2 nm 程度)に対して 100 nm と十分大きかったため、レンズ素材としては問題ないことがわかった。また、既存金型を用いて UVC-200B 製のレンズアレイの成形試作に初めて成功した。この試作レンズアレイの球面形状を三次元測定し、既存金型の設計寸 法から定義した理想的な球面中心に対するズレを求めた結果、測定精度と工作精度を含めて試作レンズアレイの製造誤 差が 50 µm であるとわかった。この結果とアレイ型 SiPM にレンズアレイを設置する際に想定される設置誤差 50 µm から、シミュレーションに組み込むレンズアレイ中心位置のズレを 100 µm と決定した。UVC-200B の光学特性とレ ンズアレイ中心位置のズレを光学シミュレーションで考慮し、現実的に製作可能であり、かつレンズアレイ中心位置の ズレを考慮しても理想的な場合と同等性能になるようなレンズ形状を選定した結果、レンズ半径が 2.3 nm、レンズ球 面中心が -0.8 mm で理想的な場合と同等である約 13% の光検出効率向上が期待できるとわかった。

アレイ型 SiPM を採用する CTA 計画用の小口径望遠鏡の焦点面カメラに入射するチェレンコフ光角度分布を考慮し て、UVC-200B 製レンズアレイによる光検出効率の向上率を入射角度ごとに測定した。この測定では、平行光をレン ズアレイへと入射できるような測定系が必要なため、そのような測定系を構築した。光源にはピーク波長が 377 nm の LED を使用し、軸外し放物面鏡を用いることで、入射光を作成した。軸外し放物面鏡からデジタルカメラを遠ざけな がら入射光を撮影し、カメラを遠ざけた距離ごとに入射光の投影図における標準偏差を求めて、入射光の平行度を推定 した。その結果、入射光の平行度は -0.027° ± 0.007° であり、レンズアレイの入射角度依存性を測定するには問題な いとわかった。本測定系では、入射光量が不明であるため、レンズアレイ評価対象とは別に光量モニターで入射光量の 安定性を並行測定することで、測定対象となる SiPM の相対的な光検出効率を測定した。測定時間に対する SiPM の 検出光量の安定性、及び温度依存性を評価した結果、SiPM の検出光量は約 ±1% で安定しており、かつ温度依存性は 見られなかった。また、入射角度 ±75° でアレイ型 SiPM の相対的な光検出効率を測定し、この測定系でレンズアレイ の入射角度依存性を正しく測定できるかを検証した。このとき、入射角度の正負によって光検出効率の入射確度依存性 に差異が見られたが、測定結果を $\cos(\theta_{\text{rotation}} + \theta_0)$ でフィットし、入射光の光軸とアレイ型 SiPM の法線とが成す角 度 θ_0 で補正することで解消できるとわかった。このような補正の結果、入射角度 0° から 55° までは方位角 ϕ に依存 せず、SiPM の検出光量が約 2% の精度で $\cos(\theta_{\text{rotation}} + \theta_0)$ に従っていた。また、入射角度 55° 以降では、SiPM 表 面でのフレネル反射によって期待通り SiPM の検出光量が減少する傾向が確認できたため、本測定系でレンズアレイ の入射角度依存性を正しく測定できるとわかった。この結果をもとに、方位角 φ が 0°の場合でレンズアレイの入射角 度依存性を測定した。その結果、焦点面カメラに入射するチェレンコフ光の角度 30° から 60° において、SiPM の検出 光量安定性とアレイ型 SiPM 取り外し前後での再現性を考慮しても光検出効率が 10% 以上向上していることがわかっ

た。また、この測定結果と光線追跡ソフトウェアを用いた光学シミュレーション結果を比較すると、入射角度 ±40° 付 近までは測定結果をおおよそ再現できたが、入射角度 ±40° 以降ではシミュレーション結果と測定結果の間に大きな相 違が見られた。

今後は、シミュレーションによってレンズアレイの入射角度依存性の実測結果に対する理解を深めるとともに、異な る波長で同様にレンズアレイの入射角度依存性を測定する。また、レンズアレイをアレイ型 SiPM へと取り付けた場 合、レンズ内で反射された入射光子が隣接する SiPM へと混入することが考えられるため、そのような混入割合を測定 する。

付録

A アレイ型 SiPM の入射角度依存性:再現性

レンズアレイの入射角度依存性を測定する際、節 4.6.7 の図 4.47 で示すような固定治具からアレイ型 SiPM を取り 外した後にレンズアレイを付けるため、アレイ型 SiPM 取り外し前後における光検出効率の入射角度依存性の測定再現 性を測定する必要がある。そこで、アレイ型 SiPM 取り外し前後で光検出効率の入射角度依存性を 10 回繰り返して測 定した。この繰り返し測定から得られたアレイ型 SiPM 取り外し前後における光検出効率の系統的なバラつきから、ア レイ型 SiPM 取り外し前後での測定再現性を評価した。なお、光検出効率の評価方法は節 4.6.7 で示したのと同様に測 定結果を $\cos(\theta_{rotation} + \theta_0)$ でフィットし、得られた θ_0 を用いて入射角度のズレを補正した。



図 A.1 アレイ型 SiPM 取り外し前後における光検出効率の入射角度依存性を 10 回繰り返し測定した結果。入射 角度のズレ $\theta_0 = 0.8 \pm 0.1^\circ$ で補正している。

図 A.1 は上記の測定 10 回の繰り返して得られた入射角度に応じた光検出効率である。図 A.1 中の赤点は 10 回の

繰り返し測定で得られた光検出効率の平均値であり、誤差は 10 回の繰り返し測定間における光検出効率のバラつき σ (標準偏差)で定義した。ここで、本測定で得られた光検出効率の測定誤差を $\sigma_{\text{statistic}}$ 、アレイ型 SiPM の取り外しに伴う系統誤差を $\sigma_{\text{systematic}}$ とすると、10 回の繰り返し測定で得られた平均値のバラつき σ は次式で表せる。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{statistic}}^2 + \sigma_{\text{systematic}}^2} \tag{A.1}$$

本測定結果から $\sigma_{\text{statistic}}$ と σ は既知であるため、式 A.1 に従ってアレイ型 SiPM の取り外しに伴う系統誤差 $\sigma_{\text{systematic}}^2$ の推定が可能となる。入射角度ごとに推定した系統誤差 $\sigma_{\text{systematic}}^2$ を描画したの図 A.1 中の青点線である。以上の結果を踏まえて、 $\sigma_{\text{systematic}}^2$ の光検出効率の平均値に対する比率を入射角度毎に計算した結果、アレイ型 SiPM の取り外し前後における光検出効率の入射角度依存性の測定再現性は平均して約 1.96% であることがわかった。

B 光学グリース(BC-630)の透過率測定

光学グリースをアレイ型 SiPM 表面上で少なくとも 50 μ m 厚(ノギスの測定誤差)程度まで引き延ばした後にレンズ アレイを取り付けるため、50 μ m 厚での光学グリースの透過率が 100% 程度であれば、レンズアレイの光学シミュレー ションでは考慮する必要はない。そこで、紫外可視分光光度計を用いて 500 μ m 厚の光学グリースの透過率 $T_{0.5mm}$ を 測定し、 $T_{0.5mm}^{\frac{50}{400}\frac{\mu m}{m}}$ を計算することで、50 μ m 厚の光学グリースの透過率を推定した。ここで、500 μ m 厚の光学グリー スを測定したのは、光学グリースを注入する 50 μ m 厚用の UV 石英セルが入手困難であったためである。



図 B.2 分光光度計を用いた光学グリースの透過率測定の様子(左図)。光学グリースを注入した石英セル内の概略図(右図)。

図 B.2 は、紫外可視分光光度計を用いて光学グリース 500 µm 厚の透過率を測定した概略図である。上記の測定に は厚みが 500 µm、1000 µm の 2 種類の組み立て式 UV 石英セルを使用した。異なる厚みで透過率を測定し、それら の比をとることで、セル表裏での反射とセルと光学グリース界面の反射を解析的に除去するためである。その結果が 図 B.3 であり、赤点が 1000 µm 厚の光学グリース、青点が 500 µm 厚の光学グリース、黒点がセル表裏での反射とセ



図 B.3 光学グリース (BC-630) の透過率の測定結果 (500 µm 厚)。

ルと光学グリース界面の反射を解析的に除去した 500 µm 厚の光学グリースの透過率をそれぞれ示す。この結果から、 レンズアレイ検証測定で使用する LED のピーク波長 377 nm における光学グリースの透過率は 97.6% であり、50 µm 厚の透過率に換算すると 99.7% となる。以上の結果を踏まえて、アレイ型 SiPM 表面上に光学グリースを 50 µm 程度 まで引き延ばしてレンズアレイを付ける場合は、光学グリースの透過率を考慮せずにレンズアレイの入射角度依存性を 測定することが可能であるとわかった。 私に研究課題を与えてくださり、研究手法や取り組み方についてご指導くださった田島宏康先生と奥村曉先生には、 深く感謝致します。研究を進める上で必要な技術、発表の練習やスライド添削、さらには第三者へ簡潔に物事を理解し てもらうような文章の書き方など、今後社会に出て必要となるようなスキルを吸収できる貴重な機会を頂きました。特 に、奥村曉先生には研究を進める上で必須となるプログラミング技術や、研究課題を通して光学に関する基礎知識や光 学設計について手厚くご指導頂きました。プログラミング技術については全く知識が無い状態からのスタートであった ため、この2年間で学ぶ機会を与えてくださって、とても感謝しております。CR研究室の教員の方々には、コロキウ ムや研究発表の場で手厚くご指導頂き、感謝申し上げます。また、CR研究室の学生の皆さま、事務の海内さんには日 常生活の面でお世話になりました。

最後に、ここまで色々な面から支えてくれた両親を含め、多くの方々に深く感謝致します。本当にありがとうござい ました。

引用文献

- [1] Ackermann, M. et al. 2013 "Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants," *Science* **339**, 807.
- [2] Aharonian, F. A., Bogovalov, S. V., and Khangulyan, D. 2012 "Abrupt acceleration of a 'cold' ultrarelativistic wind from the Crab pulsar," *Nature* **482**, 507–509.
- [3] Okumura, A. 2014 "Light Guide Simulation for Pixelated SiPMs," 2nd SiPM Advanced Workshop.
- [4] Okumura, A., Noda, K., and Rulten, C. 2016 "ROBAST: Development of a ROOT-Based Ray-Tracing Library for Cosmic-Ray Telescopes and its Applications in the Cherenkov Telescope Array," *Astroparticle Physics* 76, 38–47.
- [5] https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Si&page=Aspnes.
- [6] http://www.nitride.co.jp/pdf/spec/NS375L-5RL0_Specification.pdf?20150317.
- [7] Swordy, S. 2001 "The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays," *Space Science Reviews* 99, No. 1, 85–94.
- [8] Vassiliev, V., Fegan, S., and Brousseau, P. 2007 "Wide field aplanatic two-mirror telescopes for ground-based γ -ray astronomy," *Astroparticle Physics* **28**, No. 1, 10–27.
- [9] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 "Imaging very high energy gamma-ray telescopes," *Experimental Astronomy* 25, No. 1, 173–191.
- [10] 山根陽仁 2017 修士論文,名古屋大学大学院素粒子宇宙物理学専攻.
- [11] https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/alpha/M/4114/S13361-3050AE-08/index.html.
- [12] 浜松ホトニクス株式会社, http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf.