2020年度 修士論文

望遠鏡構造と多層膜を考慮した半導体光検出器の特性評価

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 261901111

> > 黒田 裕介

2021年2月27日

概要

宇宙線のエネルギースペクトルには、3 PeV 付近に knee と呼ばれる折れ曲がりが存在する。これは銀河宇宙線の 加速限界に対応していると考えられるが、これまでの観測では PeV 領域まで宇宙線を加速する天体は見つかってい ない。これは、星間磁場で宇宙線粒子は方向を曲げられるため、宇宙線の直接観測では、その加速源を同定するの が難しいためである。一方で、宇宙線の相互作用によって生じるガンマ線は磁場に曲げられず発生源から直進する ため、ガンマ線観測は宇宙線の加速天体を特定する重要な手段である。

3 PeV の宇宙線陽子は星間物質との相互作用で、およそ 300 TeV のガンマ線を放射する。そこで、少なくとも 300 TeV にまで伸びるスペクトルを持つガンマ線源を観測することで、knee 領域の宇宙線陽子の加速の証拠を得る ことができる。チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array、CTA) は現行の解像型大気チェレンコフ 望遠鏡で見ることができなかった 300 TeV までのエネルギー領域のガンマ線観測を目標としており、また現行の望 遠鏡より 1 桁高いガンマ線検出感度を有する。そのため、CTA では PeV 領域に宇宙線陽子を加速する天体の発見 が期待されている。

CTA の口径の異なる 3 種類の望遠鏡の中で最も高いエネルギー帯域(1~300 TeV)を観測する小口径望遠鏡は、 到来頻度の少ない高エネルギーのガンマ線を観測するため、数 km² の範囲に 70 台設置され、アレイ全体の有効検 出面積を広くとる。この小口径望遠鏡では焦点面カメラに半導体光検出器(SiPM)を採用する。SiPM へのチェレ ンコフ光の入射角度は 30~60° にわたるため、様々な角度に対する光検出効率を知らない場合、入射光量の較正に 系統誤差が生じる。また、SiPM 特有の現象であるオプティカルクロストークが発生した場合も、入射光量の較正 に誤差が生じ、さらに、チェレンコフ光像の形状が広がってしまう可能性もある。解像型大気チェレンコフ望遠鏡 では、チェレンコフ光像の光量と形状からガンマ線のエネルギーと到来方向を推定する。そのため、光検出効率と オプティカルクロストークの定量的な測定と、それらのモンテカルロシミュレーションへの適用は、ガンマ線の画 像解析やエネルギー較正に重要である。

先行研究で SiPM の表面樹脂層を除去することで、オプティカルクロストーク発生確率を下げることができた。 しかし、SiPM 表面の薄膜による干渉と、その光検出効率の波長依存性への影響が大きく見られたため、CTA のエ ネルギー較正のためには、光検出効率の定量的な理解を必要とした。しかし、多数の SiPM の光検出効率の入射角 度依存性を全て実測することは困難である。そのため、多層膜シミュレーションで、この干渉効果を推定すること により、光検出効率測定の補助的役割が担えるかを検討した。本研究では、SiPM の表面反射率を測定し、また、電 子顕微鏡の構造解析を行うことで、シリコン表面での多層膜の干渉のシミュレーションを行った。また、実測した SiPM の光検出効率の入射角度依存性を再現し、干渉効果による影響がどの程度存在するかを評価し、干渉効果に よる光検出効率の変化の定性的な理解を得た。

小口径望遠鏡では、焦点面前に保護ガラスを設置する。この保護ガラス表面でもアバランシェ増幅の二次光子が 反射されるため、オプティカルクロストーク発生確率の増加が危惧されている。そこで、本研究では、保護ガラス 由来のオプティカルクロストーク発生確率とその空間分布を初めて実測した。また、光線追跡シミュレーションで も、このオプティカルクロストーク発生確率の増加を確認した。

目次

第1章	序論	1
第2章 2.1 2.2 2.3	ガンマ線天文学 宇宙線エネルギースペクトル	3 3 3 4
第3章 3.1 3.2 3.3	チェレンコフ望遠鏡アレイ(Cherenkov Telescope Array、CTA)計画 CTA 計画の概要 解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理 小口径望遠鏡	9 9 9 12
第 4 章 4.1 4.2	小口径望遠鏡の焦点面カメラ 半導体光電子増倍素子(SiPM)の概要 TARGET	17 17 19
第5章 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5	SiPM の光検出効率角度依存性シミュレーション 研究目的 光の干渉による反射率の変化 SiPM の表面反射率 SiPM の表面の高さ測定 光検出効率の入射角度依存性シミュレーション	 21 21 21 24 27 29
第6章 6.1 6.2 6.3 6.4	 焦点面カメラの保護ガラスによるオプティカルクロストーク発生確率の評価 研究目的	43 43 44 52 55
第7章	結論	59
謝辞		61
引用文献		63



2.1	観測された宇宙線のエネルギースペクトル....................................	4
2.2	超新星残骸のガンマ線エネルギースペクトル....................................	5
2.3	銀河中心と銀河中心から拡散されたガンマ線のエネルギースペクトル	6
2.4	J1825–134 周辺のガンマ線源のガンマ線エネルギースペクトル	7
3.1	CTA 望遠鏡の完成予想図	9
3.2	CTA が検出可能なガンマ線源の感度曲線	10
3.3	CTA の角度分解能	10
3.4	ガンマ線と陽子の空気シャワーの形状の違い...................................	11
3.5	チェレンコフ光と夜光のスペクトル	12
3.6	焦点面カメラで撮影されるチェレンコフ光の像	12
3.7	チェレンコフ光の撮像と到来方向....................................	13
3.8	小口径望遠鏡の試作機....................................	14
3.9	Schwarzschild–Couder 光学系の入射光線の経路	14
3.10	小口径望遠鏡の焦点面カメラ	15
4.1	1 画素の SiPM	18
4.2	SiPM アレイ	18
4.3	SiPM の信号波形	18
4.4	SiPM の構造と二次光子の経路	19
4.5	TARGET5、TARGET7 の機能図	20
5.1	樹脂層がない SiPM(浜松ホトニクス製:S14521)の光検出効率	22
5.2	入射角度変化時の界面での反射率....................................	23
5.3	ある APD セルの反射率の測定値	24
5.4	複数 APD セルでの反射率測定の違い	25
5.5	図 5.3 の測定値と SiO ₂ 、Si ₃ N ₄ の 2 層を仮定した時のシミュレーション	26
5.6	図 5.3 の測定値とシミュレーション。	26
5.7	SiPM 表面の高さ測定の結果	28
5.8	表面に炭素を付着させた SiPM 表面の高さ測定の結果..............................	28
5.9	図 5.7 の APD セル部分でのシリコン基板の高さ分布	28
5.10	図 5.8 のそれぞれの APD セルの高さ	29
5.11	図 5.8 のそれぞれの APD セルと基準 A1 との差	30
5 12	図 5 11 の高さ分布	31

5.13	使用した LED のスペクトル	31
5.14	LED を用いた光検出効率角度依存性測定のセットアップ	32
5.15	310 nm の LED の相対光検出効率	32
5.16	325 nm の LED の相対光検出効率	33
5.17	340 nm の LED の相対光検出効率	33
5.18	375 nm の LED の相対光検出効率	33
5.19	402 nm の LED の相対光検出効率	34
5.20	465 nm の LED の相対光検出効率	34
5.21	498 nm の LED の相対光検出効率	34
5.22	558 nm の LED の相対光検出効率	35
5.23	635 nm の LED の相対光検出効率	35
5.24	830 nm の LED の相対光検出効率	35
5.25	SiPM の入射角度変化時の光検出効率	37
5.26	SiPM の入射角度変化時の光検出効率	37
5.27	測定した厚みと厚みの非一様性を用いた入射角度 20° の相対光検出効率	38
5.28	入射角度 0°の光検出効率の測定結果と、測定で求めた薄膜の吸収率の比較	38
5.29	入射角度 0°の光検出効率の測定結果と、起伏の極値をとる波長が一致する厚みでの吸収率の比較 .	39
5.30	入射角度 20° の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション.......	39
5.31	入射角度 40° の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション.......	40
5.32	入射角度 60° の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション.......	40
5.33	入射角度 70° の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション.......	41
5.34	入射角度 80°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション	41
6.1	ガラスを設置した時の 64 画素の SiPM アレイ	45
6.2	SiPM のダークカウントの電荷分布	45
6.3	TARGET で測定した SiPM の信号の例	46
6.4	同一時間で観測された異なる画素の波形....................................	47
6.5	基準画素と隣接画素で発生した信号の Δt 分布	48
6.6	隣接画素へのオプティカルクロストークの二次光子の経路の定義..............	49
6.7	SiPM のダークカウントのピーク時間の分布	50
6.8	64 ns 周期での各秒数の TARGET の電圧値	50
6.9	補正した ADC 値を用いた時の SiPM のダークカウントのピーク時刻の分布	51
6.10	64 ns 周期での各秒数の補正後の値	51
6.11	コーティングなしガラスの反射率....................................	52
6.12	コーティングありガラスの反射率....................................	53
6.13	コーティングありガラスの補完した反射率..................................	54
6.14	シリコンのアバランシェ層から測定された発光スペクトル	54
6.15	SiPM の三次元図形	55
6.16	SiPM の樹脂層で反射する二次光子のシミュレーション.......................	56
6.17	SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時の同一画素のオプティカルクロストーク発生確率	56
6.18	見かけのオプティカルクロストーク発生確率の二次元ヒストグラム	57
6.19	SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時の実際の隣接画素のオプティカルクロストーク発生確率	57

6.20 SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時のオプティカルクロストーク発生確率..... 58

表目次

5.1	図 5.8 の APD セルの区分		27
-----	-------------------	--	----

第1章

序論

宇宙空間を高エネルギーで飛び交う放射線を宇宙線という。宇宙線粒子のエネルギースペクトルにはエネルギー 3 PeV 付近に knee と呼ばれるカットオフと呼ばれる折れ曲がりが存在する。これは銀河系内の加速限界に対応して いると考えられている。これまでの観測から銀河系内の超新星残骸等の天体で宇宙線の加速が行われていることが わかっているが、knee 領域にまで宇宙線を加速する天体はいまだ見つかっておらず、銀河系内の宇宙線の加速機構 は未だ解明されていない。

宇宙線粒子は電荷を持ち、磁場によって進行方向を曲げられてしまう。そのため宇宙線の直接観測では、その 到来方向から加速源を特定することが難しい。加速された宇宙線陽子は、天体の周囲に存在する星間ガスと相互 作用することで中間子(主にパイ中間子)を生成する。このうち中性パイ中間子(π⁰)は直ちにガンマ線に崩壊 し、このガンマ線は元の陽子のおよそ 10% のエネルギーを持つ。ガンマ線は電荷を持たず磁場に曲げられないた め、到来方向から加速源を特定することができる。特に、3 PeV の宇宙線陽子は星間物質の相互作用によっておよ そ 300 TeV のガンマ線を放射する。したがって、knee 領域にまで宇宙線を加速する天体を見つけるためには、最低 限でも 300 TeV まで加速が行われているスペクトルを持つガンマ線源を観測する必要がある。

ガンマ線は逆コンプトン散乱や制動放射の電子の相互作用によっても生成される。そのため、knee 領域にまで加 速されている宇宙線陽子の起源を見つけるためには、約 300 TeV にカットオフが存在するガンマ線を観測し、スペ クトルの形状等の特徴から陽子起源か電子起源を区別することが重要である。現在開発されているチェレンコフ望 遠鏡アレイ(Cherenkov Telescope Array、CTA)の小口径望遠鏡は 1~300 TeV のエネルギー領域のガンマ線を観 測することができ、現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡(H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS)より 1 桁高いエネル ギー領域、1 桁高いガンマ線検出感度を有する。そのため、CTA では PeV 領域までに宇宙線陽子を加速する銀河系 内の天体の発見が期待されている。

ガンマ線は地球に入射した時に大気中の粒子と相互作用して空気シャワー現象を起こす。この空気シャワー中の 多数の電子と陽電子はチェレンコフ光を生みだす。このチェレンコフ光を利用してガンマ線を観測する望遠鏡を解 像型大気チェレンコフ望遠鏡といい、撮影されたチェレンコフ光の像からガンマ線のエネルギーと到来方向を推定 する。CTA は、3 種類の異なる口径の大・中・小口径望遠鏡を多数配置することで、20 GeV から 300 TeV までの エネルギー領域のガンマ線を観測することができる。

CTA の中で最も高いエネルギーのガンマ線を観測する小口径望遠鏡では、焦点面カメラの受光面に光電子増倍素 子(Silicon Photomultipliers、SiPM)を採用する。小口径望遠鏡の焦点面カメラではチェレンコフ光の入射角度が 30~60°の幅を持つ。そのため、様々な角度に対する光検出効率を知っておかなければ、入射光量の較正に系統的 な誤差が生じる。また、SiPM 特有の現象としてオプティカルクロストークがある。オプティカルクロストークと は、入射した1光子が光電変換された際に複数光子の入力に相当する電荷が出力されてしまう現象である。アバラ ンシェ増幅が発生した時に生成される二次光子が周囲のアバランシェフォトダイオード(Avalanche Photodiode、 APD)セルで検出されてしまうことが原因で発生する。小口径望遠鏡では、撮影したチェレンコフ光の光量と像 の形状からガンマ線のエネルギーと到来方向を決定する。オプティカルクロストークが発生した場合、出力電荷量 が増幅されたり、像の形状が周囲に広がってしまう。現状の小口径望遠鏡のモンテカルロシミュレーションでは周 辺画素で発生するオプティカルクロストーク発生確率を考慮していないため、実際に観測されるチェレンコフ光の 像とシミュレーションで差が生じる。その結果、ガンマ線のエネルギー較正時の系統誤差が大きくなることや、角 度分解能が悪くなることが考えられる。そのため、光検出効率の入射角度依存性とオプティカルクロストーク発生 確率の測定はガンマ線のエネルギー較正に重要である。また、オプティカルクロストーク発生確率が高いと、夜光 バックグラウンドの信号が増幅され、ガンマ線事象としてトリガーされてしまうため、トリガー精度が悪くなって しまう。そのため、オプティカルクロストークを低減することが重要である。

一般的な SiPM の表面には、対物保護の樹脂層と劣化を防ぐための薄膜が存在する。先行研究では樹脂層を除去 した SiPM を使用することで、オプティカルクロストーク発生確率を低減することができた。しかし、樹脂層がな い SiPM では、光検出効率の波長特性に樹脂層がある SiPM では見られなかった起伏が生じていた。この起伏は、 SiPM 表面の薄膜で干渉効果が起きることによって表面の反射率の波長特性が大きく変化しているためだと考えら れた。樹脂層がある場合では、その厚みと非一様性によって波長特性が顕になっていなかったが、樹脂層を除去す ることにより薄膜の干渉効果が大きく現れるようになったと考えられた。光の干渉効果は入射角度に大きな依存性 を持つため、光検出効率の入射角度依存性が大きく変化してしまうことが危惧される。しかし、小口径望遠鏡の全 ての SiPM で、光検出効率の入射角度依存性を実測によって求めることは難しいため、シミュレーションで内挿す る必要がある。そのため、干渉効果を考慮した多層膜シミュレーションで、光検出効率測定の補助的役割が担える かを検討した。本研究では、SiPM 表面の反射率測定の結果及び、電子顕微鏡を用いた薄膜構造の解析を行うこと で、薄膜の構造と厚みを推定し、干渉効果を考慮した表面反射率の多層膜シミュレーションを行った。また、実測 した SiPM の光検出効率の入射角度依存性を再現し、干渉効果によって光検出効率の変化がどの程度存在するかを 評価し、干渉効果による光検出効率の変化の定性的な理解を得た。

小口径望遠鏡の SiPM の焦点面前には、保護ガラスを設置し、SiPM の表面保護とカメラの温度制御を行う。こ の時、ガラス面でも二次光子が反射されるため、オプティカルクロストーク発生確率が大きくなってしまうことが 危惧される。また赤外線の夜光を反射するコーティングを施したガラスを使用する場合、赤外線である二次光子の 反射率が高くなり、オプティカルクロストーク発生確率がさらに高くなることが危惧される。また、保護ガラスと SiPM 表面の距離が遠くなると、隣接画素で発生するオプティカルクロストーク発生確率が増加し、また空間分布 が変化する可能性がある。本研究では、保護ガラス由来のオプティカルクロストーク発生確率とその空間分布を初 めて実測した。また、SiPM やガラスの三次元図形を使用した光線追跡シミュレーションを行い、オプティカルク ロストーク発生確率の増加を確認した。また、SiPM 表面と保護ガラス間の距離を変化させた時にオプティカルク ロストーク発生確率がどのように変化するかを実測とシミュレーションで調べた。

第2章

ガンマ線天文学

2.1 宇宙線エネルギースペクトル

宇宙線とは、高エネルギーで宇宙空間を飛び交う放射線のことである。地球に飛来する宇宙線はおよそ 90% が陽 子、9% がアルファ粒子、残りが素粒子や原子核で構成されている。図 2.1 は、10¹⁴ eV 以上で観測された宇宙線粒 子のエネルギースペクトルである。このスペクトルは 10¹⁵ eV まではおよそ -2.7 のべき指数で減少している。し かし、およそ 3 × 10¹⁵ eV (= 3 PeV) と 5 × 10¹⁸ eV にそれぞれ knee、ankle と呼ばれる特徴的なスペクトルの折 れ曲がり(カットオフ)が存在し、これらの領域の前後でエネルギースペクトルのべき指数が変化する。

knee のカットオフは、銀河系内に存在する宇宙線加速機構の加速限界が原因で生じていると考えられている。こ れは、銀河内の磁場によって 10¹⁸ eV 以下の宇宙線は銀河内に閉じ込められているため、このエネルギー以下の宇 宙線は銀河内で加速されたものが大部分を占めると考えられているからである。しかし、銀河系内で knee にまで 宇宙線を加速している天体 (PeVatron)は発見されていない。その理由として、宇宙線粒子が電荷を持っているこ とが挙げられる。電荷を持つ宇宙線粒子は、宇宙空間内に存在する星間磁場によって進行方向を曲げられてしまう。 そのため、宇宙線の直接観測では観測した到来方向から宇宙線の発生源を特定することが難しいからである。そこ で、宇宙線陽子の相互作用で生成されるガンマ線を観測することにより、宇宙線陽子の加速源を特定することがで きる。ガンマ線観測によって銀河内に存在する宇宙線の加速源の特定や、その加速機構の解明を目的とした研究が 行われている。

2.2 ガンマ線観測

宇宙線は電荷を持つため観測から加速天体を特定することが難しい。しかし、宇宙線陽子の相互作用によって生 じるガンマ線は電荷を持たず発生源から直進して地球に到来する。そのため、ガンマ線の観測からその発生源を同 定することが容易である。

加速された宇宙線陽子が周囲に存在する星間ガス中の陽子や原子核に衝突した時、π 中間子を生む。このうち π⁰ 中間子は直ちに崩壊し、ガンマ線が生成される (π⁰ → 2γ)。この時生成されるガンマ線のエネルギーは宇宙線陽子 のおよそ 10% のエネルギーを持ち、宇宙線陽子とガンマ線のスペクトルのべき指数がおよそ等しくなると期待され ている。一方で、電子の相互作用である制動放射や逆コンプトン散乱によってもガンマ線が生成される。そのため、 宇宙線陽子の加速天体を同定するためには、観測したガンマ線が陽子起源か電子起源かを区別する必要がある。

陽子起源と電子起源を区別する方法としては、観測されたガンマ線のエネルギースペクトルのべき指数の比較や、 他波長や他粒子でのエネルギースペクトルや観測された放射の空間分布と比較する方法が挙げられる。3 PeV の宇 宙線陽子は、相互作用によっておよそ 300 TeV のガンマ線を生成する。また、電子を由来とするガンマ線はクライ ン仁科効果により 10 TeV 以上のフラックスで急激な減少があると予想されている。そのため、knee 領域にまで加



図 2.1 観測された宇宙線のエネルギースペクトル。縦軸にエネルギーの 2.6 乗がかけられている。図は Tanabashi et al. (2018)から引用。

速される宇宙線の起源を特定するためには、10 TeV 以上のガンマ線放射の観測が重要である。

2.3 銀河系内起源の宇宙線探査

図 2.1 の knee は、銀河系内の宇宙線加速の加速限界と考えられている。3 PeV の宇宙線陽子はおよそ 300 TeV のガンマ線を生成するため、数 PeV までの加速が行われている天体ではおよそ 300 TeV にカットオフがあるガンマ 線スペクトルが観測されることが期待されている。銀河系内の宇宙線起源の候補として本節で述べるように超新星 残骸や銀河中心などが挙げられており、複数の天体で宇宙線加速が行われていることがわかっている。

PeVatron の発見のためには、ガンマ線スペクトルに少なくとも 300 TeV 付近にカットオフがある天体を観測する 必要がある。そのため、300 TeV のガンマ線源を観測でき、かつ高い角度分解能を持つガンマ線望遠鏡が必要とな る。GeV から TeV 領域のガンマ線を観測することができる望遠鏡の中で、解像型大気チェレンコフ望遠鏡である H.E.S.S. や MAGIC では、数十 TeV までのガンマ線エネルギースペクトルしか観測できなかったため、PeV エネ ルギーの宇宙線陽子の存在はガンマ線観測から直接得ることができなかった。他には、水チェレンコフ望遠鏡であ る HAWC では解像型大気チェレンコフ望遠鏡と比較して角度分解能とエネルギー分解能が悪いため、ガンマ線源 の同定を行うことができなかった。現在開発が行われている解像型大気チェレンコフ望遠鏡のチェレンコフ望遠鏡 アレイ (Cherenkov Telescope Array、CTA) では、300 TeV までのガンマ線エネルギースペクトルの観測を行うこ とができるため、銀河系内に存在する PeVatron の観測が期待されている。

2.3.1 超新星残骸

銀河系内の宇宙線起源の候補として超新星残骸があげられる。超新星残骸とは、超新星爆発の後に爆発の衝撃波が周囲に残る天体のことである。超新星爆発によって発生した衝撃波は、周囲の星間物質にエネルギーを与えながら球殻状に広がる。衝撃波付近では磁場によって粒子が散乱され、粒子が衝撃波の内部と外部を往復する度に運動量が増幅されるフェルミ加速と呼ばれる現象が起きていると考えられている。

図 2.2 は、これまでにガンマ線で観測された超新星残骸のエネルギースペクトルである。いずれも 10⁹~10¹³ eV



図 2.2 超新星残骸のガンマ線エネルギースペクトル。超新星爆発が起きた時点からの年齢によってスペクトル 形状が異なる。緑色 (Cas A、Tycho's SNR) が 1000 年より若く、赤色 (RX J1713.7–3946、RX J0852.0–4622) が約 2000 年、青色 (W44、W51C、IC443) は 20000 年を超える超新星残骸である。線は陽子起源を想定した フィットである。いずれも数十 TeV 未満にカットオフがある。図は Funk (2015)から引用。

のガンマ線が観測されている。これらは超新星爆発で残骸が生成された時からの年齢によってエネルギースペクトルの形状が変化している。この中の古い超新星残骸のうち W44、IC443 では、フェルミ衛星大面積望遠鏡 (Fermi-LAT) によって観測されたガンマ線スペクトルで、200 MeV 以下のスペクトルが π⁰ 中間子の崩壊によって 生じていることがわかり (Ackermann et al. 2013)、超新星残骸で宇宙線陽子加速が行われていることが判明した。 しかし、この超新星残骸はカットオフが数 GeV に存在している。一方で年齢約 2000 年の超新星残骸のエネルギー スペクトルでは、最も高いエネルギー (数+ TeV) でカットオフが見られる。しかし、いずれも 3 × 10¹⁴ eV 未満で カットオフがあるため、超新星残骸が PeVatron であるという証拠は見つかっていない。

CTA ではこれまでに観測された超新星残骸で、300 TeV までのガンマ線のエネルギースペクトルの形状を見るこ とができる。また、CTA では現行の大気チェレンコフ望遠鏡よりも 1 桁高いガンマ線検出感度を有するため、より 遠くにある天体を観測することができる。そのため、より多くの超新星残骸を観測することにより、300 TeV 前後 にガンマ線スペクトルのカットオフが見られる PeVatron の発見が期待されている。

2.3.2 銀河中心

我々の銀河系の中心には巨大な質量を持つブラックホールがあると考えられている。この銀河中心では宇宙線加速が生じていると考えられており、ガンマ線の放射が観測されている。H.E.S.S. によって観測された銀河中心のガンマ線のエネルギースペクトル(図 2.3)には、約 10 TeV にカットオフが見られる。一方で、銀河中心近傍に広がった領域のガンマ線スペクトルでは、数十 TeV までにカットオフが見られない。そのため、銀河中心が PeVatron である可能性が認められる。しかし、H.E.S.S. による観測では、数百 TeV までのスペクトル形状をみることができなかったため、銀河中心における宇宙線加速機構の加速限界はわかっていない。

ガンマ線の放射が生じている近傍領域は、高密度分子雲と空間的に一致しており、銀河中心で加速された宇宙線 がこの領域の分子雲で相互作用し、ガンマ線放射が生じていると考えられている。CTA で銀河中心領域のガンマ線 を測定し、ガンマ線スペクトルのカットオフ及びその空間分布を観測することにより、銀河中心の加速限界を求め、 PeVatron であるかどうかの解明が期待されている。



図 2.3 銀河中心(HESS J1745-290)と銀河中心から拡散されたガンマ線のエネルギースペクトル。縦軸にエ ネルギーの2 乗がかけられている。点が観測結果であり、曲線は陽子起源を仮定したスペクトルのフィットであ る。青は銀河中心のスペクトルであり、約 10 TeV にカットオフが見られる。赤は銀河中心付近に存在する拡散 したガンマ線のスペクトル(縦軸の値を 10 倍している)であり、赤線は 2.9、0.6、0.4 PeV にカットオフのあ る宇宙線陽子を仮定した時のフィッティングである。図は Abramowski et al. (2016)より引用。

2.3.3 水チェレンコフ望遠鏡による探査

水チェレンコフ望遠鏡の HAWC によって、数百 TeV 領域までのガンマ線源 J1825–134 のスペクトルが観測さ れた(図 2.4)。このスペクトルは 200 TeV までにカットオフが存在せず、さらに周囲に巨大な分子雲が存在してい ることから、PeV の宇宙線陽子加速が行われている可能性があることがわかった。このガンマ線源の付近には若い 星団が存在しており、この星団のエネルギーの一部が宇宙線加速に使われていると考えられている。水チェレンコ フ望遠鏡で観測されているガンマ線源を、より優れた角度分解能とエネルギー分解能を持つ CTA で観測すること によって、発生天体の同定や周囲との分子雲との詳細な関係性が明らかになることが期待されている。



図 2.4 J1825–134 周辺の異なるガンマ線源のガンマ線エネルギースペクトル。J1825–134 のガンマ線源のエ ネルギースペクトルは、数百 TeV までにカットオフが見られていない。図は Albert et al. (2020)から引用。

第3章

チェレンコフ望遠鏡アレイ(Cherenkov Telescope Array、CTA)計画

3.1 CTA 計画の概要

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array、CTA) 計画とは、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescop、IACT)を多数配置し、高エネルギーガンマ線を観測する実験計画で ある (完成予想図 3.1)。CTA では、図 3.2 に示すように、これまでの IACT (H.E.S.S.、MAGIC 等)で観測され てきたエネルギー帯域 (10 GeV~10 TeV)よりも 1 桁高い 300 TeV のガンマ線のエネルギースペクトルを観測す ることができる。また、1 桁高いガンマ線検出感度を持つ。図 3.3 に示すように、現行のの IACT や水チェレンコ フ望遠鏡 (HAWC)よりも優れた角度分解能を持つ。本計画では、観測可能エネルギー帯域の異なる 3 種類の口径 の望遠鏡を使用することで、20 GeV~300 TeV の広範囲でのエネルギー領域の観測を可能とする。現在は 2025 年 の完成に向けて、望遠鏡の開発を行っている。北半球の北サイト (スペイン、ラパルマ島)と南半球の南サイト (チ リ、パラナル)に建設することで、全天での観測を行う。

3.2 解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理

高エネルギーガンマ線は地球上の大気に入射したときに、大気中で電子対生成を起こす。生成された電子と陽電 子は制動放射によってガンマ線を放射する。その結果、電子対生成と制動放射が繰り返し発生し、多数の電子と陽 電子が生成され、図 3.4 左のような空気シャワーを生成する。一方で、宇宙線陽子が入射した際にも空気シャワー が生じる。陽子は大気中の原子核と衝突すると π 中間子や K 中間子などの粒子を多数生成する。複数生成された粒



図 3.1 CTA 望遠鏡の完成予想図。口径が異なる 4 種類の望遠鏡を複数台設置する。最も口径が小さい望遠鏡が小口径望遠鏡である。画像提供:Gabriel Pérez Diaz, IAC / Marc-André Besel, CTAO



図 3.2 CTA の検出可能なガンマ線源の感度曲線。50 時間の観測で達成可能な感度曲線を示す。これまでの 大気チェレンコフ望遠鏡(H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS)よりも1桁高いガンマ線検出感度を持つ。水チェ レンコフ望遠鏡の HAWC とフェルミ望遠鏡(Fermi-LAT)の感度を同様に示す。図は The CTA Consortium (2019)から引用。



図 3.3 CTA(南サイト)の角度分解能。中心を点源とした時に 68% の光子を検出できる最小の半径を示す。 北サイトでも同様の分解能を持つ。これまでの大気チェレンコフ望遠鏡(MAGIC、VERITAS)よりも優れた 角度分解能を持つ。高エネルギー(~100 TeV)では水チェレンコフ望遠鏡の HAWC よりも優れた角度分解能 を持つ。図は The CTA Consortium (2019)から引用。



図 3.4 ガンマ線と陽子の空気シャワーの形状の違い。上部から下部に進行しているシャワー中の粒子の軌跡を示す。左:ガンマ線による空気シャワー。右:陽子による空気シャワー。ガンマ線による空気シャワーはシャ ワー軸に対して細くなる。陽子による空気シャワーは横方向に非対称に広がる。図は Völk and Bernlöhr (2009) から引用。

子は進行方向に対して垂直な方向に散乱することがあるため、陽子の空気シャワー形状はガンマ線の空気シャワー よりも横に広がり、非対称となる(図 3.4 右)。

空気シャワー中の粒子は大気中で紫外線から青色のチェレンコフ光(図 3.5 赤線)を放出する。このチェレンコ フ光を地上で観測し、元のガンマ線のエネルギーと到来方向を推定する望遠鏡を解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT)という。ガンマ線による空気シャワーのチェレンコフ光は、空気シャワーの進行軸に対して1°程度の角 度で放射し、地上で半径約 120 m の範囲に広がる。IACT でガンマ線事象のチェレンコフ光を撮影すると、図 3.6 左のような像が得られる。このチェレンコフ光の光量は、元のガンマ線のエネルギーにおよそ比例するため、チェ レンコフ光の光量からガンマ線のエネルギーを推定することができる。また、大気チェレンコフ光の像の長軸方向 は、空気シャワーの到来方向を示す。そのため、同じガンマ線事象のチェレンコフ光を、複数の大気チェレンコフ 望遠鏡で観測し(図 3.7)、それぞれの像の長軸方向の交点を求めることにより、到来方向を精度よく推定すること ができる。

一方で、陽子事象の空気シャワー形状は横に広がるため、大気チェレンコフ光の像は図 3.6 右のようにガンマ線 事象よりも広がって分布する。IACT では、この像の形状の広がりから陽子事象を除去する必要がある。

大気チェレンコフ光の観測時には、赤外線で明るい月や星の光等の夜光バックグラウンド(図 3.5 緑線)が存在 する。夜光は数十 MHz でランダムに発生するため、微弱な大気チェレンコフ光が埋もれてしまう。大気チェレン コフ光は数 ns に渡って発光する。そのため、ガンマ線事象を識別するためには、数 ns の時間幅で出力電荷が生じ ている事象を取り出す必要がある。



図 3.5 チェレンコフ光スペクトルとラパルマ島で観測された夜光のスペクトル。図は Bonardi et al. (2014)から引用。



図 3.6 焦点面カメラで撮影されるチェレンコフ光の像 左:1 TeV ガンマ線の空気シャワー。右:2.6 TeV 陽子の空気シャワー。ガンマ線では線対称の細長い撮像図、陽子では非対称に広がった撮像図となる。六角形が1 画素を示す。図は Völk and Bernlöhr (2009)から引用。

3.3 小口径望遠鏡

CTA の 3 種類の望遠鏡のうち、最も口径が小さい 4.3 m の主鏡を持つ小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope)は CTA の中で最も高いエネルギー帯域(1~300 TeV)のガンマ線を観測する。

ガンマ線はエネルギーが高くなるほど到来頻度が少ないため、望遠鏡を広範囲に設置して観測できるガンマ線事 象を増やす必要がある。そのため、小口径望遠鏡を数 km² の範囲に 70 台設置し、有効検出面積を広くとる予定で ある。また、ガンマ線はエネルギーが高くなるほど、大気チェレンコフ光の地上での放射の範囲が広がる。そのた め、視野を広くすると空気シャワー軸の離れた事象を観測することができ、観測できるガンマ線事象を増やすこと



図 3.7 電磁シャワーのチェレンコフ光の撮像と到来方向。ガンマ線事象のチェレンコフ光を望遠鏡で観測した時(左図)、楕円形の長軸方向(黒線)が空気シャワーの到来方向を示す。同一事象の大気チェレンコフ光を複数の望遠鏡で観測した場合、右図のようにそれぞれの像の長軸を求めることによって、ガンマ線の到来方向を決定する。図は de Naurois and Mazin (2015)から引用。

ができる。視野を広くするために、小口径望遠鏡の光学は主鏡と副鏡の 2 枚の鏡を用いる Schwarzschild–Couder 光学系を採用している(図 3.8、3.9)。Schwarzschild–Couder 光学系を用いる場合、焦点面の入射角度が 30~60° となる。

Schwarzschild–Couder 光学系では主鏡と副鏡を用いるため、焦点面が小さくなる。そのため、小口径望遠鏡の 焦点面カメラ(図 3.10)では、従来使用されていた光電子増倍管に比べ小型である半導体光電子増倍素子(Silicon Photomultipliers、SiPM)を採用する。また、数 ns に渡って発生する大気チェレンコフ光を観測するために、1 ns ごとに SiPM の波形記録を行う必要あがある。CTA は、波形記録用の集積回路として、TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger(TARGET)の開発を行っている。

小口径望遠鏡は SiPM の焦点面前に保護ガラス(図 3.10(a))を設置する。これは SiPM の温度管理を行いやす くするためや、砂埃等からの SiPM 表面保護の目的がある。



図 3.8 小口径望遠鏡の試作機。Schwarzschild–Couder 光学系を採用していて、中央に見えている鏡が直径 4.3 m の主鏡、右部に直径 1.8 m の副鏡の 2 枚の鏡がある。画像提供:奥村曉



図 3.9 Schwarzschild–Couder 光学系の入射光線の経路。図の右方向から入射した光(赤線)が、主鏡(左側 黒線)と副鏡(右側黒線)で2回反射され、焦点面(中央黒線)に入射角度 30~60°で収束する。左:入射角度 0°右:入射角度 5°。図は Vassiliev et al. (2007)から引用。



図 3.10 小口径望遠鏡の焦点面カメラ。(a):3次元モデル。SiPM の焦点面前に表面保護のための保護ガラス (Protective window)を設置する予定である。図は White and Schoorlemmer (2017)から引用。(b):試作機。 焦点面に SiPM が 2048 画素使用されている。この図では保護ガラスはない。画像提供: Christian Föhr

第4章

小口径望遠鏡の焦点面カメラ

4.1 半導体光電子増倍素子(SiPM)の概要

4.1.1 アバランシェフォトダイオード(Avalanche Photodiode、APD)

アバランシェフォトダイオード(Avalanche PhotoDiode、APD)とは、半導体に逆電圧を印加することによって 電子対正孔の増倍を起こすフォトダイオードである。半導体の PN 接合に降伏電圧を超える逆電圧を加えると、電 子と正孔がそれぞれ移動し、電子と正孔の数が同数になる空乏層(アバランシェ層)が形成される。この空乏層に 光子が入射すると光電効果が生じ、電子正孔対が生成される。このとき生成された電子を光電子という。光電子は 内部の電場によって加速され、新たに電子正孔対を連鎖的に発生させる、アバランシェ増倍と呼ばれる現象を起こ す。このように降伏電圧以上の逆電圧をかけている状態をガイガーモードという。アバランシェ増倍が起きると、 電場に対して一定の電流が出力される。この出力が発生した際に半導体内部の電場によって出力が継続してしまう。 そのため直列に抵抗を接続することで、電圧降下を起こしアバランシェ増幅を止め、再び光子を検出できる状態に 戻す。この時、発生した光電子数によらず一定の電流が出力される。

4.1.2 SiPM

半導体光電子増倍素子(SiPM)はガイガーモード APD を並列に接続した装置である。APD の出力は発生した 光電子数によらず一定であるため、SiPM の出力は各 APD の出力の和となる。そのため出力電荷から光電子数を 区別しやすいといった特長を持っている(図 4.3)。

ー般的な SiPM の写真を図 4.1、内部構造を図 4.4 に示す。一般的な SiPM では四辺およそ数十 μ m の APD セルが数千個使用されている。APD セルの上部には表面反射率を抑える目的や、空気との接触によるシリコンの劣化 を防ぐ目的の数 μ m の薄膜(主に SiO₂、Si₃N₄)が存在している。さらにその上部には物理的破損からの表面保護 を目的とした数百 μ m の樹脂層(主にシリコーン樹脂やエポキシ樹脂)が存在している。

4.1.3 ダークカウント

APD セルのアバランシェ層は熱励起によっても光電子が生成されることがある。熱励起によって生じた光電子に よる出力をダークパルスという。生成されるダークパルスの数をダークカウントといい、単位時間あたりのダーク カウントをダークカウント発生頻度という。ダークカウント発生頻度は動作電圧や周囲の温度によって変化する。



図 4.1 1 画素の SiPM。およそ 3 mm×3 mm の 1 画素 の中に、50 μ m×50 μ m の APD が 3584 個並べられて いる。図は Okumura et al. (2019)から引用。



図 4.2 SiPM アレイ。1 画素が 3 mm×3 mm の SiPM が 64 個並んでいる。図は Nakamura et al. (2019)から 引用。



図 4.3 SiPM の信号波形。それぞれ 1 p.e.、2 p.e.、3 p.e.の光電子が発生した時の信号が分離されていることが わかる。横軸が時間、縦軸が電圧値を示す。図は浜松ホトニクス株式会社(2019)から引用。

4.1.4 オプティカルクロストーク

APD セルでアバランシェ増倍が起こった時に多数の電子と正孔が生成されるが、このとき発生した電子と正孔の 再結合によって二次光子が発生する。この時生じた二次光子が異なる APD セルで検出されてしまうことがある。 図 4.4 において、ある APD セルに光子が入射して光電効果が起きた時に、二次光子が生成される場合を考える。こ の二次光子の一部は表面の樹脂層や Si 基板で反射し A~E のような経路をたどる。APD セルの間には経路 B のよ うに直接他の APD セルに入射する二次光子を減らす役割を持つ仕切りが存在する。一方で二次光子は経路 A のよ うにシリコン基板で反射したり、経路 C~E のように表面の数百 µm の樹脂層で反射する経路を辿り、APD セルに

4.2 TARGET



図 4.4 SiPM の構造と二次光子の経路。シリコン基板の中に APD セルが並列に接続されている。APD セルの 間には仕切りが存在する。基板の上部には薄膜と樹脂層がある。アバランシェ層で生成される二次光子の一部は A~E のような経路を辿る。図は Nakamura et al. (2019)から引用。

入射する。最初に光電効果が起きた APD セルと同一のセルに入射する経路 D の二次光子は、APD セルが既に飽 和状態にあるため検出されない。しかし、経路 A,C のように他の APD セルに入射した二次光子が検出されてしま うと、複数の APD セルで出力が生じる。これによって、1 光電子が発生した時に 2 光電子以上の出力が発生する。 また図 4.2 のように多数の画素を並べて使用する場合、E のように隣接した画素に入射した二次光子が検出されて しまうと、他の画素で出力が生じてしまう。この現象をオプティカルクロストークという。

CTA では撮影した像から大気チェレンコフ光の光量と到来方向を推定する。同一画素でオプティカルクロストー クが発生すると、同じ入射光子数に対して出力される電荷が大きくなる。また隣接した画素でオプティカルクロス トークが発生すると、チェレンコフ光の像が周囲に広がってしまう。そのため、期待されるチェレンコフ光の像の モンテカルロシミュレーションにはオプティカルクロストーク発生確率と、その画素分布を考慮する必要がある。

同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率が高いと、出力される電荷が大きくなるためガンマ線エネル ギーの決定精度が悪くなってしまう。また、夜光による信号が増幅されてしまうと、ガンマ線事象としてトリガー されてしまうことが危惧されている。また、隣接画素でのオプティカルクロストーク発生確率が高いと、ガンマ線 事象のチェレンコフ光の像が広がってしまう。その結果、主軸の決定精度が悪くなり、ガンマ線の角度分解能が悪 くなってしまうことや、陽子事象との区別がつきにくくなってしまうことが危惧されている。そのため、オプティ カルクロストーク発生確率を低くすることが重要である。

4.2 TARGET

CTA で開発されている TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET) は、同時に 16 画素の SiPM アレイの波形を、1 ns の分解能で記録することができる専用集積回路である。また 1 つのカメラモ ジュールには、TARGET が 4 つ搭載されているため、カメラモジュール 1 つで 64 画素の出力を同時に読み取るこ とができる。TARGET のシステム概要図を図 4.5 に示す。TARGET はサンプリングアレイとストレージアレイ、 ウィルキンソン ADC で波形記録を行う。SiPM の波形は初め、64 セルのキャパシターで構成されたサンプリング アレイに記録される。このサンプリングアレイのうち半分の 32 セルは、SiPM の波形記録と、ストレージアレイに 波形データを転送する役割を交互に行っている。もう半分の 32 セルが逆の役割を担うことで、波形記録とデータ 転送を連続して行うことができる。

ストレージアレイは、1 ブロック当たり 32 セルであるキャパシターが 512 ブロックあり、1 ブロックずつサンプ リングアレイの波形データを記録する。トリガー信号が送られた時にサンプリングアレイの波形データが、ウィル キンソン ADC でデジタル値に変換され、外部に波形が出力される。

現在までに開発された TARGET は様々なバージョン(TARGET 5、TARGET 7、TARGET C)が存在する。本



図 4.5 TARGET 5、TARGET7 の機能図。サンプリングアレイは 64 セルのキャパシターで構成されている。 このうち 32 セルで入力信号の記録と、ストレージアレイへの信号の転送を交互に行う。残りの半分で逆の役割 を担うことで、連続して波形記録とストレージアレイへの信号の転送を行うことができる。ストレージセルは 32 セルで構成されたブロックが 512 個あり、サンプリングアレイから転送された信号を記録することができる。 記録された信号はウィルキンソン ADC でデジタル値に変換され、出力される。図は Albert et al. (2017)から引 用した。

研究では先行研究までで用いられていた TARGET 7 を用いて研究を行った。

第5章

SiPM の光検出効率角度依存性シミュレー ション

5.1 研究目的

小口径望遠鏡では焦点面カメラで捉えた大気チェレンコフ光の光量からガンマ線のエネルギーを推定する。出力 電荷から光量を推定するためには、光検出効率を知る必要がある。小口径望遠鏡では、焦点面カメラの入射角度が 30~60°で幅を持っているため、光検出効率の角度依存性を知っておかなければ、推定するチェレンコフ光の光量 に系統誤差が生じてしまう。しかし、1 台あたり 2048 画素の SiPM を用いる小口径望遠鏡を 70 台設置する予定の ため、全ての SiPM の光検出効率を測定で調べることは難しい。

ー般的な SiPM の表面には、対物保護のための樹脂層と、表面劣化を防ぎ、空気層とシリコン基板の反射を抑え る役割のある薄膜が存在している。先行研究(Nakamura et al. (2019))では、SiPM の表面樹脂層の厚さとオプ ティカルクロストーク発生確率の関係を調べ、オプティカルクロストーク発生確率を抑えるためには、SiPM の樹 脂層を除去した方がよいということがわかった。しかし、樹脂層を除去した SiPM の光検出効率の波長依存性(図 5.1)で新たに数 % の起伏が見られた。この起伏は樹脂層がある SiPM では見られなかっため、表面の薄膜の干渉 効果によって生じていると考えられた。薄膜の上に樹脂層がある SiPM では、数百 μm の樹脂層の干渉効果が可干 渉でなくなり、樹脂層の不均一性によって反射率が平均化されていたが、樹脂層がない SiPM では、数 μm の薄膜 の干渉効果による表面反射率の変化があらわになったため、光検出効率に起伏が生じてしまったと考えられる。

干渉効果は大きな入射角度依存性を持つため、光検出効率の起伏が入射角度によって変化することが期待される。 そのため、垂直入射時の光検出効率を用いた較正では系統的な誤差が大きくなる可能性がある。また、干渉効果に 個体差がある場合、LEDによる一括較正時にそれぞれのSiPMの光検出効率の起伏の波長が変化してしまう可能性 がある。そのため、干渉効果によって光検出効率の変化がどの程度存在するかを調べる必要がある。

本章では、薄膜構造の電子顕微鏡測定と SiPM 表面の反射率測定で、干渉効果が生じる薄膜の厚みと構成物質を 明らかにした。また、反射率測定と、三次元測定器を用いた SiPM 表面の高さ測定から、APD セルの薄膜の不均 一性を推定した。また推定した薄膜の構造と厚みを考慮した多層膜シミュレーションを行った。多層膜シミュレー ションで実測した SiPM の光検出効率の入射角度依存性を再現し、干渉効果によって光検出効率の変化がどの程度 存在するかを評価し、干渉効果による光検出効率の変化の定性的な理解を得た。

5.2 光の干渉による反射率の変化

界面や単一層での反射率を示す。また、干渉効果が入射角度依存性を持っていることを示す。



図 5.1 樹脂層がない SiPM (浜松ホトニクス製: S14521)の光検出効率。提供:浜松ホトニクス

5.2.1 界面の反射率

屈折率が異なる媒質の界面に光が垂直に入射する時、媒質の屈折率 n に応じて反射率が決定する。媒質 1 (n₁) から媒質 2 (n₂) に入射する光の反射率 R はそれぞれの媒質の屈折率によって決定し、

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \tag{5.1}$$

となる。

同じく媒質 1 から媒質 2 に入射する光で、入射角度が変化した時の界面での反射率を考える。この時、界面条件 が p 波 (平行波) と s 波 (垂直波) によって異なるため、それぞれ別の反射率となる。媒質 1 (n_1) から入射角度 $\theta_1 > 0$ で媒質 2 (n_2) に入射する時、媒質 2 中での角度を θ_2 とするとスネルの法則より $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ が成 り立つ。p 波と s 波での反射率 (R_p 、 R_s) はそれぞれ

$$R_{\rm p} = \left| \frac{n_2 \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1} \right|^2 \tag{5.2}$$

$$= \left| \frac{\tan\left(\theta_0 - \theta_1\right)}{\tan\left(\theta_0 + \theta_1\right)} \right|^2 \tag{5.3}$$

$$R_{\rm s} = \left| \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_2 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_2 \cos \theta_1} \right|^2 \tag{5.4}$$

$$= \left| \frac{\sin\left(\theta_0 - \theta_1\right)}{\sin\left(\theta_0 + \theta_1\right)} \right|^2 \tag{5.5}$$

と表される(フレネルの式)。 $n_1 = 0$ 、 $n_2 = 1.5$ の時の R_p と R_s 、及び反射率の平均Rはそれぞれ図 5.2 となり、約 70°を超えると急激に1に近づく。

5.2.2 単層膜の反射率

単層膜に光が入射する場合、表裏それぞれの界面で反射光が生じる。反射光の波の重ね合わせによって干渉効果 が生じるため、全体の反射率は干渉効果によって変化する。また、光の波長によって強弱の位相が変化するため、



図 5.2 入射角度変化時の界面での反射率。p 波、s 波の反射率(R_p、R_s)、及びその平均値 R を示す

干渉効果は波長特性を持つ。真空層(n_0)から厚み dの媒質 1 (n_1)の単層膜を通り媒質 2 (n_2)に垂直に入射する光を考える。この時、真空・媒質 1 間、媒質 1・媒質 2 間のそれぞれで反射した光が干渉する。この時の単層膜の光の反射率 R は、光路差 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d$ を用いて式 (5.6)で表される。以下式 (5.6)~(5.12) は小檜山 (2003)を参考とした。

$$R = \frac{\rho_0^2 + \rho_1^2 + 2\rho_0\rho_1\cos 2\delta}{1 + \rho_0^2\rho_1^2 + 2\rho_0\rho_1\cos 2\delta}$$
(5.6)

ここで、 ρ_0 、 ρ_1 はそれぞれ真空・媒質1間、媒質1・媒質2間の電場の振幅反射率

$$\rho_0 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \tag{5.7}$$

$$\rho_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \tag{5.8}$$

である。ここから、式 (5.6) を屈折率の式に変形すると、

$$R = \frac{n_1^2 (n_0 - n_2)^2 - (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)\sin^2 \delta}{n_1^2 (n_0 + n_2)^2 - (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)\sin^2 \delta}$$
(5.9)

となる。Rは sin δ の関数であり、波長に対して周期的に変化する。R の極値は sin² δ が最大、最小となる時である。sin² δ が最小となるのは、 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}n_1d = m\pi$ 、(m = 1, 2, 3, ...)を満たす時である。この時の反射率を R'とすると

$$R' = \frac{(n_0 - n_2)^2}{(n_0 + n_2)^2} \tag{5.10}$$

となり、式 (5.1) から真空・媒質 2 間の界面の反射率と等しくなる。

 $\sin^2 \delta$ が最大となる時、すなわち $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d = \pi (m + \frac{1}{2})$ 、 (m = 0, 1, 2, ...)の時、

$$R = R' - \frac{4n_0n_2(n_1^2 - n_0^2)(n_2^2 - n_1^2)}{(n_0 + n_2)^2(n_1^2 + n_0n_2)^2}$$
(5.11)

となる。 $n_1 > n_0$ かつ $n_2 > n_1$ の場合、波長 $\lambda = \frac{4n_1d}{2m+1}$ での反射率は、媒質 1 がない場合の反射率 R'よりも小さくなる。

 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d$ は λ の関数であるため、単層膜の屈折率がわかっていて厚みが不明である時に、反射率の波長特性から厚みを求めることが可能である。



図 5.3 ある APD セルの反射率の測定値

単層膜に入射する光がある入射角度を持っている場合、垂直入射時の場合と比べて経路差が変化するため、干渉 効果による反射率の起伏の位相がずれる。、入射角度 θ₀ で入射する光を考えると、この時の経路差 Δs は

$$\Delta s = d\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}$$
(5.12)

となる。したがって入射角度 θ₀ が大きくなると単層膜内での光路差 Δ*s* は小さくなる。このため角度が大きくなる と干渉効果による反射率の波長特性が短波長側に変化するブルーシフトと呼ばれる現象が起きる。

5.3 SiPM の表面反射率

SiPM の光検出効率に生じている起伏が薄膜の干渉効果によって生じている場合、表面反射率に干渉効果が現れ ることが期待される。そのためまず表面反射率を測定し、干渉効果による起伏を確認した。その後、多層膜シミュ レーションを用いて薄膜構造を調べた。また、単純な薄膜構造で反射率を説明することができなかったため、電子 顕微鏡を用いて多層膜構造を求めた。

5.3.1 反射率測定による干渉効果の確認

顕微分光膜厚計(大塚電子製:OPTM-A1)を用いて表面樹脂層がない SiPM (S14521-8889、75 μm 四方の APD セル)の APD セル中心の反射率を測定した。分光計では、試料に照射した光の反射率を波長 1 nm 単位で測定する ことができる。この測定では、薄膜の非一様性の影響を抑えるため、光を照射する範囲ができるだけ小さいレンズ (20 倍レンズ、測定視野 10 μm)を用いた。

1 つの APD セルの反射率を測定した結果が図 5.3 である。また、複数の APD セルの反射率測定の結果が図 5.4 である。この測定では、光の波長の変化に対して反射率に 15% ポイントの起伏が見られた。また、APD セルによって起伏の形状が変化していることが確認できた。そのため、薄膜による干渉効果の波長依存性が大きいこと、また APD セルによって薄膜に非一様性が生じていることがわかった。



図 5.4 複数 APD セルでの反射率測定の違い。異なる APD セルで測定した反射率を示す。

5.3.2 反射率シミュレーションによる膜厚の推定

ー般的な薄膜は、空気層とシリコン基板の間に、SiO₂ と Si₃N₄ が存在していることが推測できる。このうち SiO₂ は表面保護のため数 μ m の厚みを持っていると考えられる。一方で Si₃N₄ は、シリコン基板の高い屈折率に よる反射を抑える目的があると考えられる。今回測定に用いた SiPM は、大気チェレンコフ光のスペクトル(図 3.5)である 300~500 nm の反射率を抑えるような設計になっている。しかし、Si の屈折率は 300~400 nm 付近 で $n = 5 \sim 7$ であり、反射率が大きくなってしまう。そのため Si₃N₄ の厚みは $\lambda \simeq 300$ nm で反射率を抑える厚みに なっていると考えられる。式 (5.11) から $\lambda \simeq 300$ nm の時に $n_{Si_3N_4}d = \frac{\lambda}{2}m + \frac{\lambda}{4}, (m = 0, 1, 2, ...)$ を満たす Si₃N₄ の厚み d は $d \simeq 34$ nm である。そのため、反射防止膜としてシリコン基板の上に厚み 34 nm 程度の Si₃N₄ が存在 していると考えられる。

薄膜が SiO₂、Si₃N₄ であると仮定し、この 2 層のみでシミュレーションを行い、反射率を再現できるかどうか を検証した。反射率のシミュレーションは、光線追跡シミュレータ ROBAST (Okumura et al. 2016)内の多層膜シ ミュレーション機能を用いた。空気層から SiO₂ 層、Si₃N₄ 層、Si 層に入射する光のシミュレーションを行った結 果が図 5.5 である。この時の SiO₂ の厚みの初期値は 3000 nm とし、広い範囲でフィッティングを行った。Si₃N₄ の厚みは初期値と仮定した 34 nm に近い値となった。薄膜の厚みと詳細な構造は SiPM の製造元である浜松ホトニ クスとの取り決めのために非公表とし、詳細な値は載せない。

この結果から、730~800 nm で 1 周期がある反射率の起伏が SiO₂ によって生じていることがわかった。しかし、 シミュレーションでは得られた反射率の振幅が一定であるが、測定値では波長によって起伏の極大値と極小値が一 定にならなかった。このため、SiO₂ 層と Si₃N₄ 層の他に干渉効果を起こしている層が存在していると考えられた。

そのため電子顕微鏡を用いて薄膜の厚みや構成元素を測定した。その結果、SiO₂ 層と Si₃N₄ 層以外に別の層が あることがわかった。電子顕微鏡の測定結果は全て非公表とし、詳細な測定結果と別の層については記述しない。

図 5.6 の Fitting1 は電子顕微鏡で求めた多層膜でシミュレーションを行った結果である。それぞれの層の厚みを、 電子顕微鏡で求めた厚みに近い値でフィッティングを行った。この図では、SiO₂ と Si₃N₄ 層の 2 層のシミュレー



図 5.5 図 5.3 の測定値と SiO₂、Si₃N₄ の 2 層を仮定した時のシミュレーション



図 5.6 図 5.3 の測定値とシミュレーション。Fitting 1:電子顕微鏡で求めた多層膜を仮定した時のシミュレーション。Fitting 2:電子顕微鏡で求めた多層膜を仮定し、SiO₂層の非一様性を考慮したシミュレーション。
表 5.1 図 5.8 で全体が見えている APD セルの区分。セル A1、B1~B4 は炭素が付着していない APD セル、 セル C1~C3 が炭素が付着している APD セルを示している。セル D は炭素が付着している箇所と付着してい ない箇所が存在するため、使用しない。

C1	C2	C3
B1	B2	D
A1	B3	B 4

ションでは再現できていなかった起伏で、極大値と極小値の増減が再現できた。また、複数の APD セルで反射率 測定を行った結果(図 5.4)を見ると、起伏の極大値と極小値を取る波長が、測定した APD セルによって異なって いた。ここから、APD セルごとに SiO₂ の厚みが異なることがわかった。SiO₂ の厚みを変化させて多層膜シミュ レーションを行った結果、およそ数千 nm の SiO₂ の厚みが、APD セルによって平均 33 nm の誤差を持つことがわ かった。

図 5.6 の Fitting1 では主に短波長側(300~400 nm)でシミュレーション値の振幅が測定値よりも大きくなって いた。これは測定範囲内で薄膜の厚みが均一でないため、反射率が平均化されてしまったと考えられる。そこで、 測定範囲 10 µm 内で、薄膜の非一様性が生じていることが考えられた。

薄膜の非一様性が存在する時に、厚みの分布がガウス関数であるとし、その分布にしたがって厚みを変化させ、重 みづけした反射率の平均値を求めた。そのように反射率を求めると、振幅が平滑化されるため、反射率の値をより 再現できるようになることが期待できる。図 5.6 の Fitting2 は厚みの分布の標準偏差をフィッティングしたシミュ レーションである。この結果から、測定範囲 10 μm 内に存在する薄膜の厚みの非一様性が 34 nm であることがわ かった。短波長側 350~400 nm、また 600 nm 以上において測定値とシミュレーション値がより再現できた。しか し、それ以外の範囲で測定値とシミュレーションの差が大きくなった箇所が見られた。このような原因を解明し、 より反射率を一致させるのは今後の課題である。この結果から、SiPM の反射率から薄膜構造と厚みをおよそ推定 することができるようになった、また薄膜の反射率を 5% 程度の誤差で再現できるようになった。

5.4 SiPM の表面の高さ測定

節 5.3 では、測定範囲 10 μm で薄膜の厚みを推定した。しかし異なる APD セルで反射率特性が異なっていた。 これが APD セルによって薄膜の非一様性が異なることで生じているのか、または SiPM 全体に膜厚の非一様性が あることで生じているのかは、反射率測定からはわからなかった。薄膜を用いたシミュレーションを行うためには、 薄膜の非一様性を考慮する必要がある。そのため、SiPM の複数の APD セルで三次元の高さ測定を行い、シリコン 基板と SiO₂ 表面の高さの差を求めることで薄膜の非一様性の分布を求めた。

5.4.1 Si 基板と SiO₂ 層の形状

測定には、非接触三次元測定器(三鷹光器製:NH-5)を用いた。この非接触三次元測定器では、水平に設置され 並行に動くレーザー光をステージ上の試料に照射する。この時、レーザー光の高さを変化させ、結像された光の焦 点が合った時の高さを測定する仕組みである。

樹脂層がない SiPM (S14521-9402、APD セルの大きさ 75 μm) で三次元形状を測定した結果が図 5.7 である。 75 μm 四方の APD セルが 4×4 個並列に存在している範囲を測定した。このうち、APD セルのそれぞれの辺は金 属配線であると思われる。この測定では、レーザー光と試料の垂直性は保証しないため、金属部分で水平方向の補 正を行った。この測定では、表面にある SiO₂ の反射率が低いためシリコン基板に焦点が合っていると考えられる。



図 5.7 SiPM 表面の高さ測定の結果。75 µm 四方の APD セルの形状が確認できる。



図 5.8 表面に炭素を付着させた SiPM 表面の高さ測定 の結果。図の上半分に炭素が付着している。75 μ 四方 の APD セルの形状が確認でき、全体が写っている 9 つ の APD セルを表 5.1 で区分した。



図 5.9 図 5.7 の APD セルでのシリコン基板の高さ分布。シリコン基板表面の高さの非一様性の分布が確認できる。

そのため、シリコン基板の非一様性を求めるため、APD セル部分の高さの分布を求めると(図 5.9)、シリコン基板 表面に 0.4 μm の非一様性があることがわかった。

通常の SiPM では、シリコン基板表面にのみ焦点が結像してしまい、SiO₂ 層表面の高さ測定を行うことができな かった。そこで、SiO₂ 表面の高さに焦点が合うように、表面に炭素を付着させた SiPM を用いて高さ測定を行っ た。SiO₂ 層の厚みを求めるために、シリコン基板表面と SiO₂ 層の表面を同時に測定し、それぞれの高さの差を取 ることで薄膜の厚みとした。炭素が付着した SiPM の高さ測定の結果が図 5.8 である。図の上半分に炭素が付着し ていて、下半分は炭素が付着していない箇所である。全体が見えている 8 つの APD セルを、炭素が付着していな い APD セルをセル A と B、炭素が付着している APD セルをセル C とし、表 5.1 のように区分した。区分された それぞれの APD セルの三次元形状が図 5.10 である。セル A と B はシリコン基板表面の高さの測定値、C は SiO₂ 表面の高さの測定値である。そのため、A1 の高さを基準とし、それぞれの APD セルで基準値との差を取り、高さ



図 5.10 図 5.8 のそれぞれの APD セルの高さ。表 5.1 で区分されている。

の二次元分布 (図 5.11) を求めた。C-A は SiO₂ の厚み、B-A はシリコン基板の差を示している。図 5.12 は、高 さの二次元分布を高さの分布に直したものである。セル B1~B4 と A1 の高さ測定の差は、異なる APD セルのシ リコン基板表面の高さの差を示している。この測定では、傾き補正を行っていないため、中心値に意味はない。セ ル B-A の結果から、0.023 μ m の高低差分布が得られた。これは、シリコン基板表面の非一様性、または APD セ ルごとの傾きに由来するものだと考えられる。また、セル C1~C3 から A1 の高さを引いた結果は、薄膜の厚みの 非一様性を示していると考えられる。図 5.11 では、セル C1~C3 でいずれも左側が薄く右側が厚くなるような形 状をしていることがわかった。また、図 5.12 の結果から、ガウス関数に従わない形状分布をしていることがわかっ た。この分布のそれぞれで標準偏差を求めると、0.072 μ m と、シリコン基板表面の非一様性よりも大きくなってい ることがわかる。したがって、APD セル全体で薄膜の非一様性が 0.07 μ m 程度存在することがわかった。表面に 付着させた炭素は電子顕微鏡測定でその厚みが充分薄いことがわかっているため、この結果には影響を与えない。

この測定によって、反射率測定を行った 10 µm の範囲もしくは APD セルごとの差ではなく、APD セル全体に 渡って非一様が存在していることがわかった。

5.5 光検出効率の入射角度依存性シミュレーション

樹脂層がない SiPM では、薄膜の干渉効果によって反射率に起伏が生じることがわかった。干渉効果は入射角度 依存性を持つため、樹脂がない SiPM の光検出効率が角度によって変化することが危惧されていた。小口径望遠鏡 ではチェレンコフ光の入射角度が 30° から 60° の幅を持つため、入射角度変化時の光検出効率がどのように変化す



図 5.11 図 5.8 のそれぞれの APD セルと基準 A1 との差。

るかを知る必要がある。しかし、全ての SiPM で入射角度と波長変化時の光検出効率の値を知ることは難しいため、 シミュレーションで内挿する必要がある。前節までに求めた薄膜の構造を用いて多層膜のシミュレーションを行い、 干渉効果による光検出効率の変化がどの程度存在するかを測定値と比較した。

5.5.1 LED を用いた相対光検出効率の測定とシミュレーション

測定

発光ダイオード(LED)を用いて入射角度が変化した際の SiPM(S14521-8889、樹脂層なし)の1 画素の光検 出効率の測定を行った。本測定と解析は技術補佐員の古田和浩によって行われた。

干渉効果による光検出効率の変化を調べるため、光源のスペクトル幅によって干渉効果の起伏が平均化されない ようにスペクトル幅の小さい LED (図 5.13)を使用した。また、広い波長領域(300~900 nm)で複数の LED を 用いることによって、波長による光検出効率の変化を調べた。

測定のセットアップが図 5.14 である。放物鏡を用いることにより、LED の光線を平行に SiPM に照射できる。 回転ステージにのせた SiPM と、入射角度を垂直で固定した SiPM にそれぞれ同一の光線を交互に照射し、それ ぞれの出力電荷から求められる光電子数を求めた。時間変化による光量の変動で補正するために、垂直で固定した SiPM と入射角度を変化させた SiPM の測定を交互に行い、直前に測定した垂直入射時の SiPM の光電子数と角度 変化時の光電子数の比を相対光検出効率とした。本測定で求めた光検出効率は相対値であり、異なる 2 つの SiPM による個体が生じうるため、必ずしも垂直入射時の値が 1 にならない。入射角度は範囲 –85~85°、間隔 1°で測定 した。この測定では、入射角度が大きくなると、SiPM に入射する光量が減少するため、入射角度をθとした時の



図 5.12 図 5.11 の高さ分布



図 5.13 使用した LED のスペクトル



図 5.14 LED を用いた光検出効率角度依存性測定のセットアップ。上に LED を設置し、中心の内部にある放 物鏡を用いて並行な光線を照射する仕組みになっている。右に SiPM を 2 つ並べることができ、手前側の SiPM の下に回転ステージがある。



図 5.15 310 nm の LED の相対光検出効率

相対的な光検出効率を $\frac{1}{\cos\theta}$ で補正した。

同一の測定を3回行った結果が図5.15~5.24 である。465 nm (図 5.20)をのぞいて、LED の種類によらず、起 伏が生じていることがわかった。特に長波長側では、周期およそ10°の起伏によって光検出効率が約5%変化する ことがわかった。また、60°以上の角度では、光検出効率が下がっている様子が見られる。これは、もし多層膜反 射でなければ、フレネルの式に従う。

シミュレーションとの比較

節 5.4 で求めた SiPM の厚みと構造を元に多層膜シミュレーションを行い、測定と比較した。各層の厚みは節 5.3、厚みの非一様性は節 5.4 の結果を使用した。測定に用いた LED のスペクトルを用いた時のシリコン基板での



図 5.16 325 nm の LED の相対光検出効率







図 5.18 375 nm の LED の相対光検出効率











図 5.21 498 nm の LED の相対光検出効率



図 5.22 558 nm の LED の相対光検出効率







図 5.24 830 nm の LED の相対光検出効率

吸収率を求めた。入射角度を変化させた時の吸収率と、垂直入射時の吸収率の相対値を求め、相対光検出効率の測 定値と比較した。ただし、このシミュレーションではシリコン基板の吸収層の厚みは考慮されていないため、長波 長側の相対光検出効率はシミュレーション値よりも高めに出る可能性がある。2 つの SiPM の垂直入射時の相対値 が1にならない場合があったため、入射角度±10°の範囲の平均値で補正した。

シミュレーション結果が図 5.15~5.24 の実線である。短波長の LED (310~498 nm) では起伏が生じず、長波 長の LED (558~830 nm) では振幅 ±5% 程度の起伏が現れた。短波長側で起伏が生じていないことについては、 光の反射率の周期(図 5.3)が短波長側になるほど小さくなり、シミュレーションで仮定した LED のスペクトル幅 で反射率が平均化してしまったからだと考えられる。

測定値とシミュレーション値を比較すると、起伏の極大値を取る角度がおよそ再現できた。例えば図 5.23 では、 起伏が現れる入射角度が 2 度程度で再現できていることがわかる。この測定から、光検出効率が干渉効果によっ て確かに角度依存性を持つことがわかり、シミュレーションで定性的に理解できることがわかった。樹脂層がない SiPM は、LED の波長に対する光検出効率が、干渉効果によって 5% 程度の角度依存性を持つことが実測から明ら かになった。

図 5.17 では、測定値で起伏が見られたが、シミュレーション値はおよそ一定であった。これは測定に用いた SiPM の薄膜の厚みの非一様性が、シミュレーションに用いた値よりも小さく、干渉効果による起伏があらわになっ ている可能性が考えられる。もしくは、実際の LED のスペクトルがメーカー公表値よりも細い分布であり、起伏 の平均化をシミュレーションで過大評価した可能性がある。

長波長側の二つの LED の結果(図 5.22、5.23)では、入射角度が大きくなると測定値がシミュレーション値よ り大きくなった。これは、シリコン基板の吸収が原因だと考えられる。光子が SiPM 内で検出されるためには、ア バランシェ層で光電効果を起こさなければいけないが、長波長の光は短波長の光よりもシリコンの吸収係数が低い ため、アバランシェ層を通過する光子が増える。入射角度が大きくなると、光子が通過するアバランシェ層内の光 路が長くなるため、検出される光子数が増加する。このような SiPM 内部の構造が実測とシミュレーションで差が 生じる原因であると考えられる。また、反射率のシミュレーションでも現状では全ての振幅を再現することはでき ていないため、完全な一致を見るためには、多層膜シミュレーションにさらなる理解と改善が今後の課題である。

この測定から、光検出効率の干渉効果による入射角度依存性が確かにあることがわかり、入射角度依存性がおよ そ 5% あることがわかった。また、SiPM の光検出効率の入射角度依存性を初めて実測とシミュレーションで確か めた。本研究の実測とシミュレーションによって、これまで単純な垂直入射の光検出効率を用いた較正が行われて きたが、実際には波長だけでなく入射角度依存性の較正を行う必要が出てきたことがわかった。

5.5.2 絶対的な光検出効率のシミュレーション

前節 5.5.1 によって光検出効率は波長だけでなく入射角度依存も持つことがわかった。LED は一定のスペクトル 幅を持っていたため、細いスペクトル分布で SiPM の光検出効率がどの程度変化するかはわからなかった。より定 量的に、また広い波長でより細いスペクトルで見るために、分光計を利用した絶対的な光検出効率の測定をジョー ジア工科大学に依頼した。本測定で使用された SiPM は、前節 5.5.1 と同一のものを使用した。測定方法は Otte et al. (2017)を参照とする。

測定結果が図 5.25、5.26 である。絶対的な光検出効率の起伏が、入射角度によって波長がずれていることが確か められた。また、相対的な光検出効率では、いずれの結果も 10% 程度の起伏が生じているため、通常行われる垂直 入射時の光検出効率の較正から 10% 程度の起伏が生じる可能性があることがわかった。

多層膜シミュレーションを行い、測定値とどの程度誤差が生じるかを求める。入射角度変化時のシリコン基板の 吸収率をシミュレーションし、入射角度 0°の場合との相対値を相対光検出効率とした。このシミュレーションでは SiPM の内部構造は考慮されていないため、絶対的な光検出効率を求めることはできない。そのため、入射角度 0°



図 5.25 SiPM の入射角度変化時の光検出効率。角度変化時にも起伏が見られている。



図 5.26 SiPM の入射角度変化時の相対光検出効率。入射角度 0°の時の光検出効率との相対値

の光検出効率を基準とした、各角度での相対光検出効率を求めた。

各層の厚み、及び厚みの非一様性をそれぞれ節 5.3、5.4 の結果を用いて 20°の時のシミュレーションを行った結 果が図 5.27 である。相対光検出効率の起伏が、1/4 波長程度ずれてしまっていることがわかる。実際に 0°の時の 光検出効率と薄膜の吸収率の起伏(図 5.28)を比較すると、起伏の極値を取る角度がずれていた。ここから、測定 で求めた SiPM の SiO₂ の厚みと本測定に用いた SiPM の膜厚に個体差が存在していたため、起伏がずれたと考え た。そこで、0°入射時の光検出効率の起伏から、SiPM の SiO₂ の厚みを推定した。

SiO₂の厚みを変化させて起伏の形状を変化させ、起伏の極値をとる波長が測定値と一致した時の吸収率との比較が図 5.29 である。この厚みを用いて、各角度での相対的な光検出効率をシミュレーションで求めた(図 5.30~5.34)。シミュレーションでは、厚みの非一様性によって波長が短くなるほど振幅が小さくなり、波長が長くなるほど振幅が大きくなっている。一方で測定値では、波長によらず振幅が一定となっている。ここから、短波長側では非一様性の影響を受けにくいと考えられる。



図 5.27 測定した厚みと厚みの非一様性を用いた入射角度 20°の相対光検出効率



図 5.28 入射角度 0°の光検出効率の測定結果と、測定で求めた薄膜の吸収率の比較

また、入射角度が大きくなると図 5.32、5.33 のように長波長側(500~1000 nm)でシミュレーション値が測定 値よりも下がってしまう結果が得られた。これは、節 5.5.1 と同様にシリコン基板の吸収が原因だと考えられる。

5.5.3 結果

SiPM の光検出効率において、測定値とシミュレーションを比較した結果、光検出効率に生じる起伏を定性的に 説明することができた。ただし、LED を用いた光検出効率では最大で値が 5% 程度異なっていたり、シミュレー ションで起伏の有無を説明できていない場合があった。また、現状のシミュレーションでは薄膜の反射率のみを考



図 5.29 入射角度 0°の光検出効率の測定結果と、起伏の極値をとる波長が一致する厚みでの吸収率の比較



図 5.30 入射角度 20°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション

慮し、シリコン基板内のアバランシェ層の厚みを考慮していないため、絶対的な光検出効率を求めることはできな かった。そのため、本シミュレーションでは光検出効率を定量的に説明できなかった。

光検出効率が干渉効果による影響を受けることが確認でき、シミュレーションと測定値の系統的な誤差を求める ことができた。また、垂直入射時の値で光検出効率の較正を行うと 10% 程度の誤差が生じてしまうことが明らか になった。

今後の課題としては、光検出効率の角度依存性が、どの程度 CTA の実測に影響を与えるか、またはモンテカル ロシミュレーションでどの程度再現できるのか、また入射角度変化時の光検出効率を定量的なシミュレーションに



図 5.31 入射角度 40°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション



図 5.32 入射角度 60°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション

よってどこまで補うことができるかを調べることが挙げられる。



図 5.33 入射角度 70°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション



図 5.34 入射角度 80°の相対光検出効率の測定値と推定した厚みを用いたシミュレーション

第6章

焦点面カメラの保護ガラスによるオプティカ ルクロストーク発生確率の評価

6.1 研究目的

小口径望遠鏡の SiPM の焦点面前には、温度管理と SiPM 表面を保護する目的がある保護ガラス(図 3.10(a)) を設置する。SiPM のアバランシェ層で放射される二次光子が保護ガラス表面で反射すると、本来は SiPM 外部 に逃げるはずだった二次光子の一部が戻ってくるため、SiPM 単体で発生するオプティカルクロストーク発生確 率よりも大きくなることが懸念される。SiPM 表面の SiO₂ 層と空気層の境界面での反射率をおよそ 4% とすると (*n* ~ 1.5)、保護ガラスの表面、裏面でもそれぞれ 4% ずつ反射するため、保護ガラス設置時にはオプティカルクロ ストーク発生確率が 3 倍程度まで上昇する可能性がある。オプティカルクロストークが発生すると、実際に観測さ れるチェレンコフ光の光量と像の形状と、モンテカルロシミュレーションで求める光量と像の形状に差が生じるた め、ガンマ線エネルギーと角度分解能に系統的な誤差が生じてしまう。そのため、保護ガラスを使用した時のオプ ティカルクロストーク発生確率を測定する必要がある。

また、保護ガラスには、夜光を反射するコーティングガラスの使用が検討されている。図 3.5 でチェレンコフ 光のスペクトルと夜光のスペクトルを比較した。300~400 nm にピークを持つチェレンコフ光に対して、夜光は 550 nm 以上で明るくなる。夜光が焦点面カメラに多く入射してしまうと、夜光バックグラウンドによる信号が増え るため、微弱なガンマ線事象のチェレンコフ光の識別が難しくなってしまう。そのため、入射する夜光を減らす必 要がある。この目的のために、赤外線の夜光を反射するコーティングを施したガラスを使用する場合、赤外線の二 次光子の反射率が高くなり、オプティカルクロストーク発生確率がさらに高くなることが危惧される。

先行研究(Nakamura et al. 2019)では、樹脂層の厚みを変化させて 64 画素の SiPM のオプティカルクロストーク 発生確率を測定した。SiPM から樹脂層を除去すると、図 4.4 において、樹脂層・空気層の境界面で反射する経路 C、E の二次光子が減少し、経路 D のように同一の APD セルに戻ってくる二次光子が増加したため、樹脂層があ るものと比較してオプティカルクロストオーク発生確率を 10% から 2% 程度に抑えることができることがわかっ た。また、SiPM の表面樹脂層を厚くすると、図 4.4 の同一画素に戻る経路 C の二次光子が減少、隣接画素に入射 する経路 E の二次光子が増加し、隣接画素で発生するオプティカルクロストークが増加することがわかった。この 結果は、SiPM 単体の性能評価の値であるため、保護ガラスを使用した時のオプティカルクロストーク発生確率を 求める必要がある。また、保護ガラスと SiPM 表面の距離が大きくなると、隣接画素に入射するオプティカルクロ ストーク発生確率が上がり、かつさらに遠くの画素に入射することが危惧される。そのため、保護ガラスと SiPM 表面間の距離と、オプティカルクロストーク画素分布の関係性を調べる必要がある。

本研究では、コーティングがある保護ガラスとコーティングがない保護ガラスを使用した時の 64 画素の SiPM のオプティカルクロストーク発生確率の測定を行い、保護ガラス由来のオプティカルクロストーク発生確率とその

空間分布を初めて実測した。また、SiPM やガラスの三次元図形を使用した光線追跡シミュレーションを行い、オ プティカルクロストーク発生確率の増加を確認した。また、SiPM 表面と保護ガラス間の距離を変化させたときに オプティカルウロストーク発生確率がどのように変化するかを実測とシミュレーションで調べた。

6.2 オプティカルクロストーク発生確率の測定

先行研究(Nakamura et al. 2019)では、表面樹脂層の厚みが大きいほど同一画素で発生するオプティカルクロス トークが減少し、隣接画素で発生するオプティカルクロストークが増加することがわかった。保護ガラスと SiPM 表面の距離は、樹脂層の厚みより約 10 倍大きいため、隣接画素のオプティカルクロストークがさらに増加するこ とが危惧される。保護ガラス由来のオプティカルクロストーク発生確率を測定するため、保護ガラスを設置した時、 及び使用しない時の同一画素と隣接画素のオプティカルクロストーク発生確率をそれぞれ測定した。

小口径望遠鏡で用いる SiPM はカメラモジュール 1 台で 64 画素の SiPM アレイを使用する。本測定では、64 画 素の SiPM アレイでオプティカルクロストーク発生確率の測定を行った。また、隣接画素のオプティカルクロス トーク発生確率を測定するため、多画素の波形を同時に読み取ることができる TARGET 7 を用いた。また、樹脂層 がない SiPM と樹脂層がある SiPM で測定を行い、樹脂層の有無によるオプティカルクロストーク発生確率と、保 護ガラスによるオプティカルクロストーク発生確率を求め、保護ガラス使用時、及び樹脂層の有無のオプティカル クロストーク発生確率の変化を調べた。測定方法は先行研究(中村 2018)を踏襲した。

測定に用いた SiPM は以下のものを使用した。共に、1 画素あたり 3 mm 四方の 64 画素の SiPM アレイである。

- 樹脂層なし SiPM (S13361-6805:浜松ホトニクス製、表面に樹脂層がない)
- 樹脂層あり SiPM (S13361-3050NS-08:浜松ホトニクス製、表面に厚み 100 μm のシリコーン樹脂層がある)

本研究で使用したガラスは以下の 2 種類である。

- コーティングありガラス:片面に夜光を反射するコーティングが施された厚さ1mmのBOROFLOAT33ガ ラス
- コーティングなしガラス:厚さ2mmのBOROFLOAT33 ガラス

各 SiPM で、表面から数 mm 離した箇所にガラスを設置し、測定を行った。また、SiPM 表面とガラスの距離を実際の小口径望遠鏡で検討されている 1 mm から離すとどのように変化するかを調べるため、距離を 1、2、3、5 mm と変化させて測定を行った。ガラスを設置した時の画像が図 6.1 である。

TARGET で 64 画素の SiPM の波形を同時に取得し、中心にある 1 画素で同一画素でのオプティカルクロストー ク発生確率を、中心の 1 画素を基準の画素とした時に、他の 63 画素との間で発生している隣接画素でのオプティ カルクロストーク発生確率を求めた。測定時の SiPM のオーバー電圧は 5 V で測定を行った。

6.2.1 同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率の測定方法

ダークカウントを利用して同一画素のオプティカルクロストーク発生確率を測定した。熱励起によってランダム に発生するダークパルスは1光電子分の出力を持つ。ダークパルスの発生した時に生成される二次光子が、ダー クパルスの発生した画素と同一の画素に入射して光電効果を起こすと、同一画素のオプティカルクロストークが発 生し、複数光電子の出力電荷が生じる。そのため、ダークカウントの出力電荷分布を測定すると、図 6.2 のように 1 p.e. だけでなく複数光電子の出力電荷が得られる。SiPM の電荷分布を求め、複数光電子に相当するイベント数か ら、同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率を求めた。

SiPM の波形からダークカウントの電荷を求め、出力電荷分布を得る。TARGET で測定した 448 ns の波形を(図



図 6.1 ガラスを設置した時の 64 画素の SiPM アレイ。図で使用されている SiPM は樹脂がないものである。 (a):上から見た画像。(b):横から見た画像。SiPM の表面とガラスの裏面の距離を変化させて測定を行った。



図 6.2 SiPM のダークカウントの電荷分布。各光電子数に相当するイベントでガウスフィットを行った。

6.2)、30 ns の時間幅で区切る。その時間の中で、波高値が最大となる時刻を決定し、そのピーク時刻から前後 8 ns の波高値を積分することで出力電荷を求めた。出力電荷分布を求めると図 6.2 のようになった。SiPM の信号がな い時が 0 p.e. のイベントであり、1~3 p.e. のイベントが出力電荷ごとに分離している。各出力電荷でガウス関数 のフィッティングを行い、出力電荷ごとのイベント数を求めた。この分布で発生している複数光電子の出力は、同 一画素で発生したオプティカルクロストーク、または同じタイミングで発生したダークカウントの出力が重なった ものである。ダークカウントと隣接画素で発生するオプティカルクロストークの可能性は、ダークカウントが重な る確率に比べて 0 に近いため考慮しない。重なったダークカウントを分離できる最小の時間幅を Δt_{ps} [ns] とし、



図 6.3 TARGET で測定した SiPM の信号の例。1 波形は 448 ns である。

ダークカウントレートを f_{DCR} [ns⁻¹] とすると、オプティカルクロストーク発生確率 R_{OCT} は、

$$\frac{N_{>2\,\text{p.e.}}}{N_{>1\,\text{p.e.}}} = 1 - (1 - R_{\text{OCT}}) \exp(-f_{\text{DCR}} \Delta t_{\text{ps}})$$
(6.1)

$$R_{\rm OCT} = 1 - \frac{1 - \frac{N_{>2\,\rm p.e.}}{N_{>1\,\rm p.e.}}}{\exp(-f_{\rm DCR}\Delta t_{\rm ps})}$$
(6.2)

となる(Nakamura et al. 2019)。 $N_{>2\,\mathrm{p.e.}}$ は2光電子以上に相当するイベント数である。この時の f_{DCR} は、次節 (6.2.2)で求めた値を用いた。 Δt_{ps} は Δt_{ps} =5 ns とした。式 (6.2)を用いて、SiPM アレイの中心の画素で同一画 素でのオプティカルクロストーク発生確率を求めた。

6.2.2 隣接画素でのオプティカルクロストーク発生確率の測定方法

SiPM を複数画素のアレイで使用する場合、アバランシェ増幅時に発生する二次光子は、図 4.4 の経路 E を辿り 異なる画素に入射することがある。このようにしてアバランシェ増幅が起きた画素と異なる画素で光電効果を起き ると、隣接画素でオプティカルクロストークが発生する。隣接画素でオプティカルクロストークが発生した場合、 異なる画素で同時刻にピークを持つ信号が発生することが期待される。図 6.4 は異なる画素で同時刻に記録された ダークカウントの波形の例である。(a)の信号が発生した画素を基準画素とした時、隣接した画素(b)、(c)で信 号が見られた場合を考える。(a)と(b)は信号のピークの時間が異なっているため、それぞれがダークカウント、 もしくはダークカウントと別の隣接画素から発生したオプティカルクロストークだと考えられる。一方で、(a)と (c)では信号が同時に発生しているため、隣接画素のオプティカルクロストーク、または同時に発生したダークカ ウントであると考えられる。

ダークカウントはランダムに発生しているため、ある秒数に発生する確率はポアソン分布に従う。そのため、ダー クカウントの時間差 Δt はダークカウントの平均時間間隔 τ を用いた指数分布 f(t) の確率密度関数(式 (6.3))に 従う。



図 6.4 同一時間で観測された異なる画素の波形。(a) が基準となる画素、(b)、(c) 隣接した画素の波形であ る。(a) と(b) は信号が異なる時間で発生しているため、別のダークカウントである。(a) と(c) は信号が同 時に発生しているため、隣接画素でのオプティカルクロストーク、または同時に発生したダークカウントであ る。図は Nakamura et al. (2019)から引用。

$$f(\Delta t) = A \exp\left(-\frac{|\Delta t|}{\tau}\right) \tag{6.3}$$

一方で、オプティカルクロストークが発生している場合、Δ*t* = 0 に信号が発生する。ピーク時刻の測定精度の誤差 を σ とすると、オプティカルクロストークがある確率で発生している場合の Δ*t* の確率密度分布は、

$$g(\Delta t) = A' \exp\left(-\frac{|\Delta t|}{\tau}\right) + \int C \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt$$
(6.4)

となる(中村 2018)。したがって、隣接画素の Δt 分布から τ 及び A' を求めることができれば、オプティカルクロ ストーク発生確率を求めることができる。

隣接画素の Δt 分布を求めた。まず、64 画素の中で中心に存在する 1 つの画素を基準画素とする。基準画素と隣 接する画素のそれぞれで SiPM の信号のピーク時刻を求めた。その後、基準画素で 175~275 ns に信号が 1 つある 場合に、そのピーク時間から最も近い時間にある隣接する画素のピーク時間との差 Δt を求めた。

基準画素と隣接する画素で測定した Δt の分布は図 6.5(a) のようになった。これは式 (6.4) の分布を取っており、 $\Delta t = 0$ 付近にオプティカルクロストークによるイベントが見られる。この分布からオプティカルクロストーク発



図 6.5 基準画素と隣接画素で発生した信号の Δt 分布。(a):同時刻で観測された波形での Δt 分布。 $\Delta t = 0$ で観測されているイベントが隣接オプティカルクロストークである。(b):測定時刻をずらした波形で求めた Δt 分布。ダークカウントの確率密度関数のみに従う。赤線は式 (6.3) のフィッティングである。

生確率を求めるには、ダークカウントによるイベントを引く必要がある。しかし、この分布では Δt = 0 でオプ ティカルクロストークが発生した場合に、オプティカルクロストークの信号を優先してしまい、カウントされるは ずのダークカウントの Δt は無視されてしまう。そのため、式 (6.4) の A' は隣接画素のオプティカルクロストー ク発生確率分だけ A より値が下がってしまう。この時の A' の値は隣接画素のオプティカルクロストーク発生確率 *R*_{NOCT} を用いて

$$A' = A(R_{\rm NOCT}) \tag{6.5}$$

で表される。*A* の値を求めるためには、オプティカルクロストークがない条件で Δ*t* 分布を求める必要がある。そのため、同じ画素の測定で、測定時刻をずらした波形で Δ*t* を求め、ダークカウントのみに依存した分布(式 (6.3) 図 6.5(b))を求めた。

この 2 つの分布を用いて、オプティカルクロストーク発生確率を求めた。基準画素で確認された信号の数を N とし、測定精度を $\sigma = 8$ ns とすると、6.5(a) で $\Delta t = 0$ 付近にイベントが存在する割合 $p'_{\rm m}$ は、

$$p'_{\rm m} = \int_{-\sigma}^{+\sigma} g(\Delta t) d\Delta t / N \tag{6.6}$$

となる。一方で、6.5(b)で $\Delta t = 0$ 付近にイベントが存在する割合 p'_d は、

$$p'_{\rm d} = \int_{-\sigma}^{+\sigma} f(\Delta t) d\Delta t / N \tag{6.7}$$

となる。したがって、隣接した画素の見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、p'm、p'd を用いて

$$\frac{p'_{\rm m}}{1 - R_{\rm NOCT}} - p'_{\rm d} = R_{\rm NOCT}$$
(6.8)

$$R_{\rm NOCT} = \left(\frac{p'_{\rm m} - p'_{\rm d}}{1 - p'_{\rm d}}\right)$$
 (6.9)

で求めた。

このようにして求めた見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、基準となる画素から隣接した画素に入射 した二次光子によるものであるか、隣接した画素から基準となる画素に入射した二次光子によるものであるかが区



図 6.6 隣接画素へのオプティカルクロストークの二次光子の経路の定義。縦横方向を +、斜め方向を × とし、 基準画素から縦横及び斜め方向の距離で隣接画素を定義した。図は中村 (2018)から引用。

別できない。そのため、求めた確率から、基準となる画素から発生したオプティカルクロストーク発生確率を求め る必要がある。そこで、見かけのオプティカルクロストーク発生確率から、実際のオプティカルクロストーク発生 確率を求めた。補正方法は先行研究(中村 2018)を参考にした。

図 6.6 は 64 画素の SiPM から広がる二次光子の経路である。図のように縦横方向を +、斜め方向を × とし、基 準画素から離れた隣接画素の位置を定義した。見かけのオプティカルクロストーク発生確率を p' とし、実際のオ プティカルクロストーク発生確率を p とする。縦横方向と斜め方向の見かけのオプティカルクロストーク発生確率 (p'₊、p'_×) は実際のオプティカルクロストーク発生確率を用いて

$$p'_{+} = \frac{2p_{+} + 6p_{+}^{2} + 20p_{+}p_{\times}}{1 + 4p_{+} + 4p_{\times} + 12p_{+}^{2} + 12p_{\times}^{2} + 32p_{+}p_{\times}}$$
(6.10)

$$p'_{\times} = \frac{2p_{\times} + 6p_{+}^{2} + 8p_{+}p_{\times} + 6p_{\times}^{2}}{1 + 4p_{+} + 4p_{\times} + 12p_{+}^{2} + 12p_{\times}^{2} + 32p_{+}p_{\times}}$$
(6.11)

と示される。この時、*p* 及び *p*′ は 4 方向の平均値として計算した。これらの式を用いて、*p*′₊、*p*′_× から *p*₊、*p*_× を 求めた。本研究では 2 画素以上離れた位置へのオプティカルクロストーク発生確率の補正は行わず、2 画素以上離 れたオプティカルクロストーク発生確率は見かけのオプティカルクロストーク発生確率の 1/2 とした。

TARGET の ADC 値の補正

TARGET に入力した波形は初め 64 ns 分のセルを持つサンプリングアレイに ADC 値として記録され、その後大 容量のストレージアレイに転送される。しかし、ストレージアレイのセルによって入力電圧と ADC 値の特性が異 なるため、出力される ADC を電圧値に戻す必要がある。この ADC 値と電圧値の関係を調べるために、TARGET 内部のオフセット電圧を変化させた時の出力される ADC 値を測定し、ADC 値と電圧の伝達関数を一括で求める手 法は先行研究(中村 2018)を参考にした。

隣接画素のオプティカルクロストーク発生確率を求めるためには、SiPM の信号の発生時刻を正確に知ることが 重要である。TARGET に入力した波形で、ランダムに発生するダークカウントのピーク時刻を測定すると、その分



図 6.7 SiPM のダークカウントのピーク時刻の分布。左は波形 448 ns の中でピーク時刻を求めた場合。右は 448 ns の波形を 64 ns 周期に分割してピーク時刻を求めた場合。50 ns 付近のピーク数が減少している。

20

30

40

50

416 448 t (ns)

192 224 256 288 320 352 384

32 64 96 128 160



図 6.8 64 ns 周期での各秒数の TARGET の電圧値。ベースライン電圧は 900 mV に設定している。SiPM の 信号が入力されている時の波形であり、ADC 値と電圧値の較正ができていれば、同じ形状をとるはずである。 $\Delta t = 48 \, \text{ns}$ の値のみベースライン電圧に近い値をとっている。

布は図 6.7 となり、64 ns 周期でピーク数が減少している範囲が存在していることがわかった。そのため、サンプリ ングアレイ内の特定のセルの値が小さくなっていて、閾値を超えるピーク数が減少しているのではないかと考えた。

SiPM の出力がある状態で、64 ns 周期で各 Δt の電圧値を記録すると、図 6.8 のようになった。64 ns 周期の $\Delta t = 48 \, \mathrm{ns}$ の時の電圧値が、他の Δt の場合よりもベースライン電圧に近い値を取っていることがわかった。その ため、 $\Delta t = 48 \, \mathrm{ns}$ のストレージアレイのセルで電圧の変化が急な場合に充分電荷が溜まらないことが原因であると 考えられる。

そのため、電圧が変化している時、つまり SiPM の信号が出力されている時の電圧値で補正を行った。448 ns の 波形内で、ベースライン電圧の標準偏差 5σ を超える電圧値が SiPM の出力であるとみなし、測定を行った時の全



図 6.9 補正した ADC 値を用いた時の SiPM のダークカウントのピーク時刻の分布。左は波形 448 ns の中で ピーク時刻を求めた場合。右は 448 ns の波形を 64 ns 周期に分割してピーク時刻を求めた場合。補正前に見ら れていた 50 ns 付近のピーク数の減少がなくなった。



図 6.10 64 ns 周期での各秒数の補正後の値。いずれの秒数でも同様の値を取っている。

イベントの波形で、各ストレージアレイのセルごとに SiPM の出力の平均値を求めた。この平均値とベースライン 電圧の差が一定になるように、セルごとの平均値でセルごとの SiPM の出力を割った。

補正した ADC 値を使用した波形で SiPM の信号のピーク時刻の分布を求めると、図 6.9(a)、6.9(b) のように なった。64 ns 周期で発生していたピーク数の分布の偏りが見られなくなった。また、補正後の各ストレージセル の ADC 値を求めた結果(図 6.10)では、特定のセルでベースライン電圧に近い値を取らなくなったことが確認で きた。



図 6.11 コーティングなしガラスの入射角度 10° での反射率。赤点が測定値、黒実線は屈折率 n = 1.46 を仮定 した時の反射率

6.3 二次光子の光線追跡シミュレーション

SiPM の画素内で発生し光電効果が発生した画素と同一画素または隣接画素に入射する二次光子の量が、樹脂層 の有無とガラスの種類によってどのように変化するかをシミュレーションで求めた。光線追跡シミュレーション (ROBAST)では屈折率または反射率を設定した三次元図形を作成し、照射した光子の光線をシミュレーションで きる。本シミュレーションでは、シリコン基板と樹脂層、保護ガラスの構造から、シリコン基板内部から照射した 二次光子のシミュレーションを行った。

6.3.1 ガラスの反射率と透過率の測定

シミュレーションでガラスの違いによるオプティカルクロストーク発生確率を求めるため、それぞれのガラスの 屈折率、または反射率を知る必要がある。2 種類のガラスの角度変化時の反射率と透過率を測定した。

入射角度可変分光光度計(日立製:UH4150)を用いて入射角度が変化した時の反射率と透過率の測定を行った。 S 偏光と P 偏光で反射率と透過率が異なるため、それぞれの偏光で測定し平均値を求めた。波長は 240~1600 nm の範囲を 1 nm 間隔で測定した。

コーティングなしガラスは入射角度の範囲 0~70°、間隔 10° で透過率と反射率の測定を行った(反射率は 0°入 射の測定はなし)。図 6.11 の赤点は、入射角度 10° の時の反射率である。この時の反射率は 300~1200 nm でおよ そ 7% で一定であった。このガラスは単層ガラスであるため、反射率と透過率から屈折率を求めることができる。 今回のシミュレーションでは、波長約 1120 nm の単色光を仮定した。そのため、1000~1200 nm の反射率及び透 過率を、それぞれの入射角度で屈折率 n のフィッティングを行った。その結果、1000~1200 nm の時の屈折率が n = 1.46 であることがわかった。図 6.11 の黒実線は、この屈折率を用いた時の反射率のシミュレーション結果で ある。

コーティングありガラスは入射角度の範囲 10~75°、間隔 5° で反射率を測定した。入射角度 10° の反射率が図



図 6.12 コーティングありガラスの入射角度 10° での反射率

6.12 である。ここから、300~500 nm のチェレンコフ光を透過し、500~900 nm の夜光を反射するコーティング があることがわかった。また、900 nm 以上では、反射率が平均して約 16% であることがわかった。アバランシェ 層の発光スペクトルが図 6.14 であり、およそ 800~1500 nm で発光している。ここから、コーティングがあるガラ スはコーティングがないガラスよりも二次光子を 2 倍反射しやすいということがわかる。

このガラスでは、多層膜のコーティングの情報が不明であり、反射率から多層膜の構造と屈折率を求めることが 難しい。そのため、シミュレーションで表面にコーティングがあるガラスの三次元図形として用いることができな かった。そのため、測定した反射率を持つ鏡であると仮定してシミュレーションに用いた。

角度と波長変化時の反射率の三次元グラフが図 6.13 である。測定していない 0~5°の値は 10°の値と等し いとした。80~90°の値は、フレネルの式によって反射率が上がることを考慮するため、75°の各波長の値で $R = 1 - A \cos \theta$ を満たすような A を求め、この式を用いて 80~90°の値を補正した。

6.3.2 二次光子の光学シミュレーション

アバランシェ増倍時に発生する二次光子の軌跡をシミュレーションし、ガラスの種類及び SiPM の種類によって オプティカルクロストーク発生確率がどう変化するかを求めた。

ROBAST を用いて屈折率または反射率を設定した三次元図形を作成した。1 画素 3 mm 四方、厚み 1 mm ののシ リコンを 64 個並べた三次元図形(図 6.15)を作成し、シリコン基板を仮定した。この時のシリコン基板表面は、樹 脂層がない場合は空気層とシリコン層の反射率の計算は、節 5.3 で求めた薄膜の干渉効果を考慮して行った。樹脂 層がある場合のシミュレーションでは、薄膜の表面に厚み 100 µm のシリコーン樹脂を設置し、シリコン層とシリ コーン樹脂層の間に薄膜が存在するものとして反射率を計算した。チャンネル間は 0.2 mm の隙間があるが、そこ では光子の移動がないものとして光を全て吸収する素材を設置した。

保護ガラスを SiPM 表面から離して設置した(1、2、3、5 mm)。この時の保護ガラスの反射率、または屈折率は、節 6.3.1 の結果を用いた。

64 画素の中心にある 1 画素を基準画素とし、基準画素のシリコン基板内部で二次光子を生成した。この時、二次 光子の生成位置は、シリコン層からの深さ 10 nm で生じていると仮定し、画素内でランダムに生成した。放射方向



図 6.13 コーティングありガラスの補間した反射率。0°の値と 80~90°の値は推定値である。



図 6.14 シリコンのアバランシェ層から測定された発光スペクトル。図は Mirzoyan et al. (2009)から引用。

を表面側の半円 2π 方向にランダムに照射した。二次光子の波長は、シリコンのバンドギャップエネルギー 1.11 eV と等しいエネルギーを持っていると仮定した(波長およそ 1120 nm)。生成した二次光子が、表面にある樹脂層やガ ラス面で反射して元の画素のシリコン基板、または別の画素のシリコン基板に入射する二次光子の数を計数した。 図 6.16 は、同一画素に二次光子が戻る様子及び隣接画素に二次光子が伝搬する様子である。

本シミュレーションでは、樹脂層やガラス面で反射する二次光子のみを計算し、チャンネル間で直接飛ぶ二次光 子は考えないものとした。また、薄膜の厚み、及びシリコン基板内の反射を考慮していないため、薄膜またはシリ コン基板内で反射されて同一画素に戻る二次光子は考慮していない。そのため、樹脂層、及びガラスがない場合の オプティカルクロストーク発生確率は0となる。また、絶対的なオプティカルクロストーク発生確率は考慮してい ない。

APD セルの大きさを考慮せず、同一 APD セルに戻ってくる二次光子もオプティカルクロストークを生じさせる として計算している。そのため異なる APD セルに入射したものか、同一の APD セルに入射したものかを区別で



図 6.15 SiPM の三次元図形。3 mm 四方の SiPM の1 画素を 16×16 画素設置している。

きていない。

6.4 結果

同一画素のオプティカルクロストークの測定結果が図 6.17(a) である。以降、横軸の距離が 0 mm の時のデータ は、ガラスを設置していない時の結果である。コーティングありガラスを 1 mm の距離で使用した時に、同一画素 のオプティカルクロストークが増加した。一方で、コーティングなしガラスを使用した場合では有意に差が生じな かった。図 6.17(b) はシミュレーション結果である。薄膜で反射して戻る二次光子を考慮していないため、樹脂層 の有無によって値が大きく異なっている。いずれも、ガラスを 1 mm に設置した場合で最もオプティカルクロス トーク発生確率が大きくなり、ガラスを遠ざけると値が減少した。

隣接画素で発生した見かけのオプティカルクロストーク発生確率の、64 画素の二次元ヒストグラムが図 6.18 で ある。基準画素付近でオプティカルクロストーク発生確率が高いことがわかる。保護ガラスを設置していない場合 は、1 画素離れた距離でオプティカルクロストーク発生確率が大きいことがわかる。保護ガラスを設置した場合、 オプティカルクロストーク発生確率が 2 画素以上離れた距離で増加してしまっていることがわかる。

この発生確率を用いて、隣接画素で発生した実際のオプティカルクロストークの測定結果が図 6.19(a) である。 基準画素以外の 63 画素で発生したオプティカルクロストーク発生確率の合計値を示す。ガラスを使用した場合に 隣接画素で発生しているオプティカルクロストークが増加していることが確かめられた。また、特にコーティング があるガラスを使用した時に、コーティングのないガラスを使用した時よりもオプティカルクロストークが増加す ることがわかった。ガラスの距離を遠ざけると、樹脂層がない SiPM では隣接画素のオプティカルクロストーク発 生確率が一定であり、樹脂層がある SiPM では値が増加した。図 6.19(b) のシミュレーション結果では、ガラスを 遠ざけると共に値が減少した。ガラスを遠ざけると同一画素に入射していた二次光子が隣接画素に入射すると考え られるため測定値のような結果になると期待したが、シミュレーションでは異なる結果が出てしまっている。SiPM の統計誤差を小さくし、シミュレーションの内容を見直すことが必要である。



図 6.16 SiPM の樹脂層で反射する二次光子のシミュレーション。中心にある基準画素で発生した二次光子が、 樹脂層で反射して同一画素(赤線)、隣接画素(青線)に入射する様子を示している。



図 6.17 SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時の同一画素のオプティカルクロストーク発生確率。グラフの 距離 0 mm のデータはガラスを設置していない時の結果である。(a):測定値。(b):シミュレーションで求めた 同一画素に入射する二次光子数。条件はそれぞれ、黒:樹脂層あり、コーティングなしガラス。赤:樹脂層あり、 コーティングありガラス。緑:樹脂層なし、コーティングなしガラス。青:樹脂層なし、コーティングありガラ スの時の結果である。



図 6.18 見かけのオプティカルクロストーク発生確率の二次元ヒストグラム。左図はガラスを設置していない 場合、右図はコーティングありガラスを 1 mm の距離に設置した場合である。「Ref」は基準となる画素を示す。 ガラスを設置していない場合は縦横 1 画素離れた隣接画素でオプティカルクロストークが発生しているが、ガラ スを設置した場合は 2 画素離れたような位置でオプティカルクロストーク発生確率が増加した。



図 6.19 SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時の実際の隣接画素のオプティカルクロストーク発生確率。63 画素の合計値である。グラフの距離 0 mm のデータはガラスを設置していない時の結果である。(a):測定値。 (b):シミュレーションで求めた同一画素に入射する二次光子数。条件はそれぞれ、黒:樹脂層あり、コーティングなしガラス。赤:樹脂層あり、コーティングありガラス。緑:樹脂層なし、コーティングなしガラス。青: 樹脂層なし、コーティングありガラスの時の結果である。

同一画素と隣接画素で発生するオプティカルクロストーク発生確率の合計値が図 6.20 である。コーティングガラ スを使用した時のオプティカルクロストーク発生確率はおよそ一定となった。また、ガラスの種類によるオプティ カルクロストーク発生確率の変化が、SiPM の種類によるオプティカルクロストーク発生確率の変化よりも大きい ことがわかった。

本測定結果から、保護ガラスを使用した場合にオプティカルクロストークが 2~3 倍程度に増加することがわかっ た。また、夜光を反射する効果のあるコーティングガラスを使用すると、コーティングのないものよりも値が増加 していることが確認された。そのため、適切なコーティングガラスの設計が必要であることがわかった。コーティ ングガラスの距離によって、オプティカルクロストーク発生確率が有意に変化していないことがわかった。しかし、 シミュレーション結果と一致していない部分があったため、またシリコン基板や薄膜内で反射するオプティカルク



図 6.20 SiPM 表面とガラス間の距離を変えた時のオプティカルクロストーク発生確率。グラフの距離 0 mm のデータはガラスを設置していない時の結果である。(a):測定値。(b):シミュレーションで求めた同一画素に 入射する二次光子数。条件はそれぞれ、黒:樹脂層あり、コーティングなしガラス。赤:樹脂層あり、コーティ ングありガラス。緑:樹脂層なし、コーティングなしガラス。青:樹脂層なし、コーティングありガラスの時の 結果である。

ロストークを考慮していないため、絶対的な値を求めるシミュレーション方法については今後の課題である。また、 実際の 2048 画素の焦点面カメラでオプティカルクロストーク発生確率がどうなるかを実測とシミュレーションで 求めることは今後の課題である。

第7章

結論

本研究では、樹脂層のない SiPM で光検出効率の入射角度依存性を測定とシミュレーションによって求め、薄膜 の干渉効果による影響があることが初めて確かめられた。また、干渉効果によって、光検出効率の入射角度依存性 が最大 10% 存在することがわかり、垂直入射の光検出効率を用いた較正だけでなく、入射角度依存性の較正を行う 必要があることがわかった。表面の反射率測定を行い、SiPM の反射率から薄膜構造と厚みをおよそ推定すること ができるようになった。また薄膜の反射率を 5% 程度の誤差で再現できるようになった。SiPM の三次元測定を行 い、APD セル内の薄膜の非一様性を求めた。今後の課題として、光検出効率の定量的なシミュレーションを行い、 入射角度変化時の光検出効率の内挿をどの程度実測に代わって行うことができるかを求めることが挙げられる。

保護ガラスを用いた時のオプティカルクロストーク発生確率を測定し、ガラスによってオプティカルクロストー ク発生確率が増加することを確かめた。夜光を低減するコーティングガラスでは、通常のガラスを用いた時よりも オプティカルクロストーク発生確率が上昇することがわかった。そのため、適切なコーティングガラスの設計が必 要であることがわかった。ガラスの距離によってオプティカルクロストーク発生確率が変化しないことが確かめら れた。今後の課題として、入射する二次光子と隣接画素の距離の分布が、SiPM 表面とガラスの距離によってどの ようになるかを求めることが挙げられる。また、オプティカルクロストークの観点から、夜光を反射するコーティ ングガラスの設計を行うことが挙げられる。また、2048 画素の焦点面カメラで観測時に実際に発生するオプティカ ルクロストークの一括測定が挙げられる。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力いただきました。心から感謝いたします。

田島宏康教授には研究内容についてご指導とご助言をいただきました。また、ガンマ線に関する論文を読む際に 指導していただき、知識を深めることができました。ありがとうございました。奥村曉講師には研究内容の測定や シミュレーションの方法についてご指導とご助言をいただきました。ありがとうございました。研究室の先輩であ る中村裕樹さんには先行研究について参考にさせていただきました。ありがとうございました。Anatolii Zenin さ んには測定方法についてご指導していただきました。ありがとうございました。技術補佐員の古田和浩さんには測 定についてご指導していただきました。また、測定データを提供していただきました。ありがとうございました。

本研究で使用した半導体光検出効率の実測は、米ジョージア工科大学の Joshua Sorell 氏を含む Nepomuk Otte 博士のグループに行っていただきました。ありがとうございました。また、ガラス材料の反射率透過率測定は、東 京大学物性研究所の光学測定室グループに共同利用としてご協力いただきました。ありがとうございました。半導 体表面の反射率測定は、大塚電子のご厚意で行うことができました。ありがとうございました。最後に大学院での 研究生活を支えてくれた家族に感謝します。
引用文献

- [1] Abramowski, A., Aharonian, F., Benkhali, F. A. et al. 2016 "Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre," *Nature* **531**, No. 7595, 476-479, DOI: 10.1038/nature17147.
- [2] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A. et al. 2013 "Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants," *Science* 339, No. 6121, 807–811, DOI: 10.1126/science.1231160.
- [3] Albert, A., Funk, S., Katagiri, H. et al. 2017 "TARGET 5: A new multi-channel digitizer with triggering capabilities for gamma-ray atmospheric Cherenkov telescopes," *Astroparticle Physics* 92, 49 - 61, DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.05.003.
- [4] Albert, A., Alfaro, R., Alvarez, C. et al. 2020 "Evidence of 200 TeV photons from HAWC J1825-134."
- [5] Bonardi, A., Pühlhofer, G., Hermanutz, S., and Santangelo, A. 2014 "A new solution for mirror coating in γray Cherenkov astronomy," *Experimental Astronomy* **38**, No. 1-2, 1–9, DOI: 10.1007/s10686-014-9398-x.
- [6] de Naurois, M. and Mazin, D. 2015 "Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy," *Comptes Rendus Physique* 16, No. 6, 610 - 627, DOI: https://doi.org/10.1016/j.crhy.2015.08.011, Gamma-ray astronomy / Astronomie des rayons gamma.
- [7] Funk, S. 2015 "Ground- and Space-Based Gamma-Ray Astronomy," *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **65**, No. 1, 245-277, DOI: 10.1146/annurev-nucl-102014-022036.
- [8] Mirzoyan, R., Kosyra, R., and Moser, H.-G. 2009 "Light emission in Si avalanches," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 610, No. 1, 98 - 100, DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.081, New Developments In Photodetection NDIP08.
- [9] Nakamura, Y., Okumura, A., Tajima, H., Yamane, N., and Zenin, A. 2019 "Characterization of SiPM Optical Crosstalk and Its Dependence on the Protection-Window Thickness," *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*, DOI: 10.7566/jpscp.27.011003.
- [10] 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, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2015.12.003.
- [11] Okumura, A., Asano, A., Furuta, K., Hidaka, N., Nakamura, Y., Tajima, H., and Zenin, A. 2019 "Development of a UV-Transparent Lens Array for Enlarging the Effective Area of Multichannel SiPMs," *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*, DOI: 10.7566/jpscp.27.011009.
- [12] Otte, A. N., Garcia, D., Nguyen, T., and Purushotham, D. 2017 "Characterization of three high efficiency and blue sensitive silicon photomultipliers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 846, 106 - 125, DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.09.053.
- [13] Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K. et al. 2018 "Review of Particle Physics," Phys. Rev. D 98,

030001, DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.

- [14] The CTA Consortium 2019 Science with the Cherenkov Telescope Array: WORLD SCIENTIFIC, DOI: 10.1142/10986.
- [15] Vassiliev, V., Fegan, S., and Brousseau, P. 2007 "Wide field aplanatic two-mirror telescopes for groundbased γ -ray astronomy," *Astroparticle Physics* **28**, No. 1, 10 - 27, DOI: https://doi.org/10.1016/j. astropartphys.2007.04.002.
- [16] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 "Imaging Very High Energy Gamma-Ray Telescopes," *Exper. Astron.* 25, 173–191, DOI: 10.1007/s10686-009-9151-z.
- [17] White, R. and Schoorlemmer, H. 2017 "A Compact High Energy Camera (CHEC) for the Gamma-ray Cherenkov Telescope of the Cherenkov Telescope Array."
- [18] 小檜山光信 2003 『光学薄膜の基礎理論:フレネル係数,特性マトリクス』,オプトロニクス社, URL: https://ci.nii.ac.jp/ncid/BA61746215.
- [19] 中村裕樹 2018 「ガンマ線望遠鏡 CTA 小中口径望遠鏡用焦点面カメラの較正手法の開発」,修士論文,名古 屋大学大学院素粒子宇宙物理学専攻.
- [20] 浜松ホトニクス株式会社 2019 「MPPC とは」, https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/ optical-sensors/mppc/what_is_mppc/index.html.