

東工大衛星 Cute-1.7+APDII の荷電粒子観測と
ガンマ線バースト偏光観測衛星 TSUBAME の
検出器開発

戸泉 貴裕

修士論文

東京工業大学

理工学研究科 基礎物理学専攻

2009年 2月

Abstract

Cute-1.7+APDII is a small satellite developed by students at Tokyo Institute of Technology and launched with an Indian Polar Satellite Launch Vehicle on April 28, 2008. Cute-1.7+APDII has two science missions which verify the performance of APDs in orbit and observe distributions of low energy charged particles below 30 keV. We succeeded these mission, and obtained eight data sets of the charged particle distributions at six energy ranges. In this research, I compiled these results and compared with simulations, which appeared to be consistent with each other. In addition, I obtained time variations in count rates in aurora zones.

We are now developing the next satellite named TSUBAME. TSUBAME is also an university-built small satellite mission to measure polarization of hard X-ray photons (30-100 keV) from gamma-ray bursts and the other high energy objects using azimuthal angle anisotropy of Compton-scattered photons. Polarimetry in the hard X-ray and soft gamma-ray band should play a crucial role in the understanding of high energy emission mechanisms and the distribution of magnetic fields and radiation fields. TSUBAME has two instruments: Wide-field Burst Monitors (WBMs), the Hard X-ray Compton Polarimeters (HXCP) WBM detects a burst and determines on-board the direction to the burst occurrence. The spacecraft is then slewed to the GRB in 15 seconds from the trigger using Control Momentum Gyros, a high speed attitude control devices. HXCP will measure the polarized X-ray photons from the GRB while the spacecraft is slowly spinning around the bore sight. I estimated the number of GRBs to be detected by the WBM, and accuracies of the GRB localization. Besides, I simulated the GRB events using GEANT4 simulator for estimating effect by changing the geometry of HXCP scintillators, I also measured the performance of Multi-Anode Photo-multiplier Tube newly developed by Hamamatsu Photonics to endure the vibration of HII-A rocket and to improve the sensitivity. Further I developed an analog circuit to control an APD gain and obtained spectra which does not depend on the temperature.

目次

第1章	はじめに	8
第2章	小型衛星 Cute-1.7+APDII	10
2.1	CubeSat プロジェクト	10
2.1.1	Cute-I	10
2.1.2	Cute-1.7+APD 1号機	11
2.1.3	Cute-1.7 + APDII	12
2.2	アバランシェフォトダイオード (APD)	15
2.2.1	放射線検出器としての APD	15
2.2.2	Reverse type APD	17
2.3	Cute-1.7+APDII の理学目的	19
2.3.1	アバランシェフォトダイオードの宇宙動作実証	19
2.3.2	低エネルギー荷電粒子分布観測	22
2.4	Cute-1.7 搭載 APD モジュール	24
2.4.1	フライトモデル APD	25
2.4.2	有効面積と可変閾値	26
2.4.3	カウンター性能	26
2.4.4	温度変化に対する増幅率自動制御	26
2.4.5	観測データについて	29
第3章	Cute-1.7+APDII APD モジュールの観測結果	35
3.1	APD の軌道上での増幅率制御結果	36
3.2	荷電粒子分布の観測結果	38
3.2.1	08年5月21日観測結果	38
3.2.2	08年6月11日観測結果	39
3.2.3	08年9月1日観測結果	41
3.2.4	08年10月12日観測結果	42

3.2.5	08年10月17日観測結果	43
3.2.6	08年12月2日観測結果	44
3.2.7	08年12月7日観測結果	45
3.2.8	08年12月17日観測結果	46
3.3	観測結果のまとめ	47
第4章	硬X線偏光観測	48
4.1	偏光X線観測の意義	48
4.1.1	ガンマ線バースト	49
4.2	偏光X線と物理現象	50
4.2.1	シンクロトロン放射	51
4.2.2	コンプトン散乱	52
4.3	偏光X線の検出方法	55
4.3.1	ブラッグ反射を利用した偏光計	55
4.3.2	光電効果を利用した偏光計	56
4.3.3	コンプトン散乱を利用した偏光計	56
第5章	硬X線偏光観測衛星TSUBAME	58
5.1	概要	58
5.2	広視野バーストモニタ	60
5.2.1	BATSE検出器	60
5.2.2	バーストモニタによるGRBの検出原理	62
5.2.3	バーストモニタによるGRBの方向計算	63
5.3	バーストモニタの性能の見積り	65
5.3.1	検出可能GRB数	65
5.3.2	方向決定精度	69
5.4	硬X線偏光計の構成	74
5.5	硬X線偏光計の構造決定とシミュレーション	76
5.5.1	過去の構造の問題点と改善案	76
5.5.2	構造の再構成	78
5.5.3	シミュレーションの準備	79
5.5.4	シミュレーション	84
5.5.5	まとめ	88

5.6	偏光計信号処理システム	89
5.6.1	処理システムの設計の必要性	89
5.6.2	信号処理システムの詳細	90
5.6.3	TSUBAME 偏光系用の信号処理システム	92
5.7	硬 X 線偏光計の検出器要素開発	95
5.7.1	マルチアノード光電子増倍管の耐振化と感度向上	95
5.7.2	APD の Gain のアナログ制御	108
第 6 章	まとめと今後の課題	112
6.1	まとめ	112
6.2	今後の課題	113
付録 A	付録	114
A.1	APD モジュールの高計数試験	114
A.1.1	セットアップ	115
A.1.2	高計数測定	115
A.1.3	測定結果	117

目 次

2.1	Cute-Iの外観と打ち上げ	11
2.2	Cute-1.7 1号機のフライトモデルと分離機構	12
2.3	Cute-1.7+APDIIのフライトモデル	13
2.4	Cute-1.7+APDIIから撮影された地球の写真。	14
2.5	Cute-1.7+APDIIの軌道図	14
2.6	アバランシェフォトダイオードの外観	15
2.7	3種類のAPDの構造と電場勾配	17
2.8	電子と陽子のAPDへのDeposit Energy	19
2.9	軌道上における電子と陽子のフラックス	20
2.10	ASTRO-Hの完成予想図	20
2.11	ASTRO-H衛星に搭載されるHXIとSGD	21
2.12	太陽風と地球磁場によってつくられるプラズマシート	22
2.13	SPENVISを用いて計算した陽子と電子の分布	23
2.14	Cute-1.7+APDII搭載APDモジュール	24
2.15	Cute-1.7搭載APDの遮光治具	25
2.16	高計数試験の結果	27
2.17	温度センサAD590の出力線形性	27
2.18	DC-DCコンバータ521-A5の出力線形性	28
2.19	増幅率を一定に保つ温度とHVの関係	29
2.20	衛星と地上局との通信の模式図	31
3.1	12時間観測における温度と印加電圧の時間依存性	36
3.2	軌道上でのAPD系の温度	37
3.3	電子分布の観測結果(08年5月21日観測 ≥ 15 keV)	39
3.4	電子分布の観測結果(08年6月11日観測 ≥ 9.2 keV)	40
3.5	陽子分布の観測結果(08年9月1日観測 ≥ 86 keV)	41
3.6	電子分布の観測結果(08年10月12日観測 ≥ 9.2 keV)	42

3.7	陽子分布の観測結果 (08年10月17日観測 ≥ 86 keV)	43
3.8	陽子分布の観測結果 (08年12月2日観測 ≥ 44 keV)	44
3.9	電子分布の観測結果 (08年12月7日観測 ≥ 26 keV)	45
3.10	電子分布の観測結果 (08年12月17日観測 ≥ 15 keV)	46
4.1	ガンマ線バーストの分布	50
4.2	サイクロトロン放射とシンクロトロン放射	51
4.3	コンプトン散乱の模式図	52
4.4	散乱角 θ に対する散乱断面積の分布	54
4.5	散乱方位角 η に対する散乱断面積の分布	54
4.6	偏光した光子がコンプトン散乱したときの模式図	55
4.7	コンプトン散乱偏光計の原理	57
5.1	TSUBAMEの外観	58
5.2	GRBの検出から観測までの流れ	59
5.3	BATSEとCGRO衛星	61
5.4	バーストモニタの評価における方向の定義	63
5.5	検出可能GRB数の見積りに使用したGRBのライトカーブ	66
5.6	バーストモニタの判定時間と検出可能GRB数の関係	67
5.7	偏光計の観測開始時間と検出可能GRB数の関係	67
5.8	バーストモニタの判定時間と偏光検出可能GRB数の関係	68
5.9	$\theta = 45^\circ$ からのバーストモニタへのX線の入射シミュレーション	70
5.10	バーストモニタによるGRBの決定方向の分布 (極座標 10σ)	71
5.11	バーストモニタによるGRBの決定方向の分布 2(重心法 10σ)	73
5.12	TSUBAMEの偏光計の構成	74
5.13	偏光計の以前のシンチレータの配置と新しく作ったシンチレータの配置	77
5.14	X線のエネルギーとCsI内部での飛程の関係	78
5.15	偏光計の構造図	79
5.16	透過率と散乱方向による有効面積の説明	80
5.17	有効面積のエネルギー依存性	81
5.18	MFをよくするために理想的な散乱型偏光計	82
5.19	MFのエネルギー依存性	83
5.20	GRB021206のライトカーブ	85

5.21	散乱角のばらつき (Smearing factor の導出)	85
5.22	シミュレーションによって得られたモジュレーションカーブ	87
5.23	VATA のシステム図	91
5.24	VATA のトリガシーケンス	91
5.25	偏光計の信号処理システム機能図	94
5.26	測定に用いた MAPMT の写真	95
5.27	1 光電子測定のための Self coincidence のセットアップ	97
5.28	シンチレーション光検出のセットアップ	97
5.29	各ピクセルにおける 1 光電子のスペクトル	99
5.30	MAPMT の印加電圧と増幅率の関係	100
5.31	MAPMT の増幅率の一様性	101
5.32	各温度における MAPMT のダークカウント	101
5.33	各ピクセルにおける ^{241}Am のスペクトル	103
5.34	振動試験の加振機付近の様子	104
5.35	各振動試験に対する周波数と加速度密度の関係と加振による増幅率の変動	106
5.36	温度センサ AD590 と APD の配置と温度制御の簡単な回路	109
5.37	増幅率のアナログ制御のセットアップ	109
5.38	温度変化に対する増幅率のアナログ制御の結果	110
A.1	KEK での高計数試験の様子	115
A.2	ランダムパルス発生器を使用した高計数試験の結果	116
A.3	APD モジュールの X 線による高計数の結果	118

表 目 次

2.1	シンチレーション検出器の比較	16
2.2	Cute-1.7+APDII 搭載 APD のパラメータ	25
2.3	Cute-1.7+APDII のスレッシュホールドエネルギー	26
2.4	温度と印加電圧の変換 (温度特性関数)	30
2.5	アップリンク、ダウンリンクの周波数帯域	31
2.6	工学 CommH8 による APD 系データの FRAM メモリへの割り当て	32
2.7	Status Code	33
3.1	APD 観測結果のまとめ	38
5.1	GRB の入射角とバーストモニタによる検出角の比較	70
5.2	GRB の入射角とバーストモニタによる検出角の比較 2(重心法)	72
5.3	シンチレータの性能比較表	75
5.4	3つのジオメトリに対する各パラメータの比較	86
5.5	UBA と BA の分解能の比較	104
5.6	HII-A ロケットのランダム振動プロファイル	105

第1章 はじめに

科学衛星の開発は世界中で行われており、衛星の大型化、技術革新によって衛星開発の大規模化、高コスト化が進んでいる。このような大規模化による観測機器の性能向上によって、宇宙の未知なる姿を少しずつ知ることができるようになった半面、技術のフィードバックや衛星の短期開発が難しくなっているという現実がある。

このような状況を背景に近年、大学や宇宙関連の企業を中心に小型衛星の開発が注目を集めている。小型衛星は大型衛星とは異なり、短期間かつ低コストで開発を行うことができ、さらに大型衛星の打ち上げの際に相乗り衛星として打ち上げることで、多くの打ち上げの機会を得ることができるという利点を持つ。したがって、大型衛星ではリスクが高く実現不可能な最先端技術の軌道上実証を行うことができ、このような技術を大型衛星にフィードバックすることによって宇宙工学や宇宙物理学の発展に繋げることができる。

小型衛星開発は東京工業大学でも行われており、現在までに工学部松永研究室によって開発された Cute-I、松永研究室と理学河合研究室で共同開発した Cute-1.7+APD、Cute-1.7+APDII の3機の衛星が軌道上に打ち上げられている。Cute-1.7+APD、Cute-1.7+APDII には、我々理学部河合研究室が開発した APD モジュールが搭載されている。この中でも Cute-1.7+APDII は、昨年4月28日にインドでの打ち上げに成功し、今まで宇宙での動作実績がなかった、アバランシェフォトダイオード (APD) の軌道上での動作実証と増幅率制御に、世界で初めて成功した。さらに APD を用いて、様々なエネルギー範囲での荷電粒子分布の観測を行い、未だ観測例のなかった 30 keV 以下での荷電粒子の分布図を作ることに成功した。

さらに Cute-1.7+APDII の次の段階として、現在は偏光 X 線観測衛星 TSUBAME の開発を行っている。TSUBAME 衛星は宇宙工学の最先端技術として注目を集めているコントロールモーメントムジャイロ (CMG) と呼ばれる高速姿勢制御機構を搭載し、ガンマ線バーストの初期放射の偏光検出を目指す。偏光観測が望まれるのは、他の観測では得られない、偏光のみが持つ物理現象の情報があるからである。しかし硬 X 線領域での偏光観測は、その技術的困難さから未だ観測例は少なく、有意な結果は得られていない。特にガンマ線バーストの初期放射については、RHESSI 衛星によって偶然検出された GRB021206

の観測 (偏光度 $80 \pm 20 \%$)[3] と、INTEGRAL 衛星によって検出された GRB041219a の観測 (偏光度 $63 \pm 30 \%$)[12] の 2 例だけであり、この有意度や観測例の少なさから、ガンマ線バーストの初期放射に制限を加えるのは非常に困難である。TSUBAME ではガンマ線バーストの検出、方向決定、姿勢変更、偏光観測といった一連の動作を 1 つの衛星内で全て自動で行い、ガンマ線バースト検出から 15 秒以内に偏光観測を開始する。

ガンマ線バーストの初期放射は、継続時間が長いロングバーストでも、平均継続時間は 40 秒程度という短時間の天体現象である。観測例の少ない X 線偏光で、さらに継続時間の短いガンマ線バーストの偏光が有意に検出できれば、宇宙物理学において非常に重要な貢献ができるはずである。

本論文では、まずはじめに Cute-1.7+APDII の詳細について説明し (第 2 章)、これまでの観測結果を示す (第 3 章)。次に TSUBAME 衛星で行おうとしている偏光の物理について説明し (第 4 章)、TSUBAME 衛星の開発の詳細について詳しく述べる (第 5 章)。

第2章 小型衛星 Cute-1.7+APDII

理工学共同の超小型衛星 Cute-1.7 + APDII における APD 系は APD の動作実証、荷電粒子の計数という、当初予定されたミッションを完全にクリアすることができた。この章では、まず Cute-1.7 + APD II に至るまでの Cute プロジェクトについて説明し、その後で Cute-1.7 + APDII の APD 系の詳細について述べる。観測結果は次の章で示す。

2.1 CubeSat プロジェクト

大学規模での超小型衛星プロジェクトは、1999 年の University Space Systems Symposium (USSS 会議) において、スタンフォード大学の Twiggs 教授によって提案された、CubeSat プロジェクトに始まる。CubeSat プロジェクトとは、大きさを 10 cm 立方、重さを 1 kg とした CubeSat 規格という統一された規格で行う衛星開発で、衛星開発を通じた人材育成を主な目的としている。このような数 kg 級の超小型衛星であれば、少人数、短期間で開発を行う事ができるため、東京工業大学をはじめとする世界中の多くの機関が CubeSat プロジェクトに参加し、超小型衛星の開発を進めている。

2.1.1 Cute-I

東京工業大学工学部松永研では、CubeSat 規格衛星である Cute-I (Cubical Tokyo Tech engineering-I) の開発を進め、2003 年 6 月にロシアのプレセツクから ROCKOT ロケットにより打ち上げられ、高度 820 km、軌道傾斜角 98.7 度の太陽同期軌道に投入された。この衛星は 10 cm 立方、1 kg の CubeSat 規格であり、センサデータの取得と保存、Continuous Wave (CW) 送信機や Frequency Modulation (FM) 送信機を用いた地上局との通信など、予定されたミッションを全てクリアするという結果を出した [25]。また、打ち上げからおよそ 6 年たった現在も正常に運用されている。

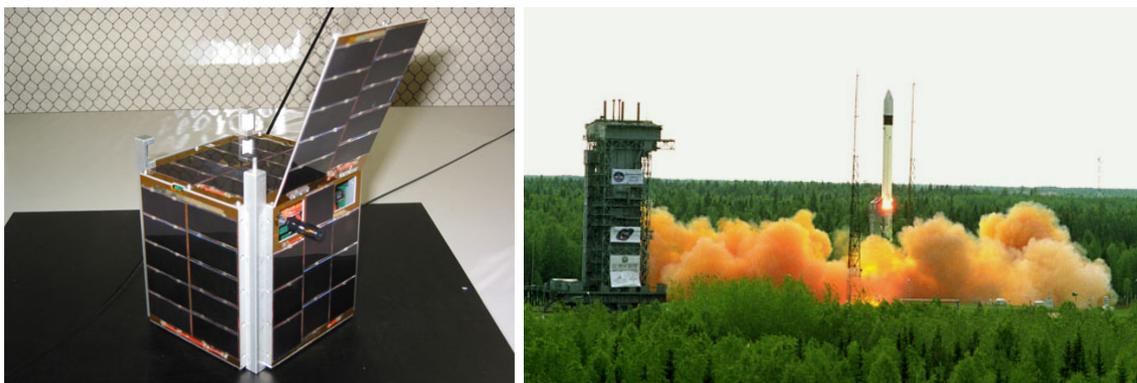


図 2.1: Cute-I のフライトモデル (左図) とロシアでの打ち上げ (右図)。

2.1.2 Cute-1.7+APD 1号機

Cute-Iの成功をもとに、さらなる飛躍として、工学ミッションだけでなく理学ミッションも採用した、理工学統合での小型衛星開発「Cute-1.7+APD」プロジェクトが2004年1月から始動した。このときから、我々理学部河合研究室が加わり、理学センサー部の開発を始めた。

衛星核構想

Cute-1.7+APDは、従来の小型衛星と異なる点として、衛星核構想(サテライトコア)という考えに基づいた設計を行っている。この衛星核構想では、衛星の核となるバス部と各ミッションを行うための機器を搭載したミッション部を完全に切り離して開発を行い、最終的にそれぞれを連結させるという方法を用いる。この構想の利点は、バス部の開発技術が確立すると、バス部の技術を基礎とできるので、次の新しい衛星を開発する場合にミッション部のみを開発すればよくなることである。これにより、新しい次のミッションを、低コストかつ短期間で実現できる。Cute-1.7+APDでは、この構想に基づき、バス部と工学ミッション部を工学系が行い、理学ミッション部を理学系が担当し、開発を行ってきた。

衛星詳細

Cute-1.7+APDは、大きさがCube Sat規格の倍の $10 \times 10 \times 20 \text{ cm}^3$ であり、重さが3.6 kgの小型衛星である。世界で初めて科学ミッションを採用して理工学共同で開発を行った大学レベルの衛星で、内部機器はほぼすべて民生品を用いて構成されている。

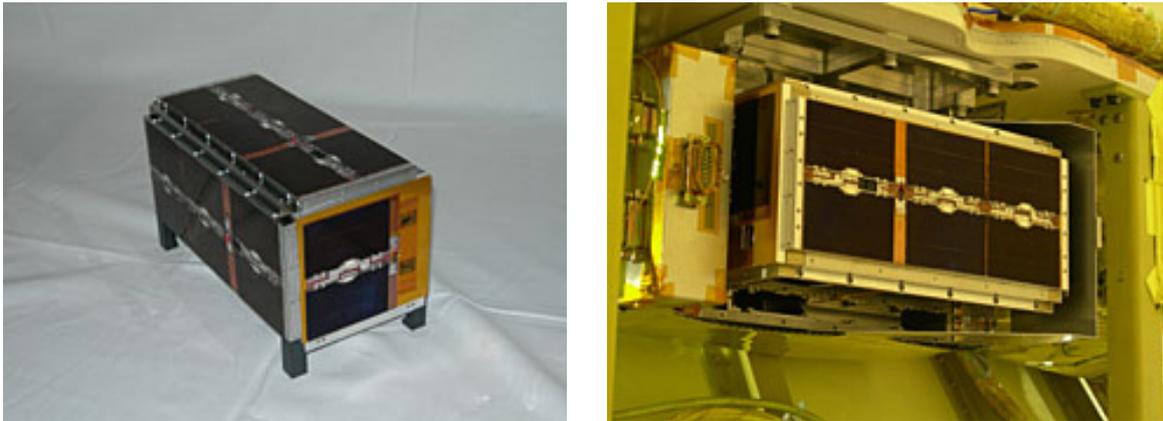


図 2.2: Cute-1.7+APD 1号機のフライトモデルと(左図)、打ち上げ直前に HII-A ロケットに接続された分離機構とフライトモデルの様子(右図)。

打ち上げ

Cute-1.7+APD は日本の M-V ロケット 8号機のサブペイロートとして、2006年2月22日に鹿児島県内之浦宇宙空間観測所 (Uchinoura Space Center: USC) から打ち上げられ、近地点 290 km、遠地点 750 km、軌道傾斜角 98.4 度の太陽同期楕円軌道に投入された。

運用と動作不良

打ち上げ後、約1ヶ月の間に通信系の制御、ハウスキーピングデータの取得といった初期運用を行い、さらには PDA の動作実証、ジャイロセンサや太陽センサなどのデータを取得に成功した。さらに理学 APD 系の電源投入を行い、正常に立ち上がったことを確認することができた。しかし、理学ミッションの要である APD の動作実証を得る前に、衛星の受信機系において、シングルイベントラッチアップ (SEL) が原因と想定される動作不良に陥ってしまい、復旧作業を行ってきたが、1号機は現在でも動作不良のままである。

これを受けて、1号機で行うことができなかったミッションに再挑戦するため、1号機の改良機として Cute-1.7+APDII の開発を行ってきた。

2.1.3 Cute-1.7 + APDII

Cute-1.7+APDII の開発は2006年4月から始まった。まず、1号機の動作不良の調査をするために、SEL が起きたと推測される衛星受信機の H8 マイコンの他、理学ミッション部に対して放射線耐性試験を行った [30]。この試験の結果、H8 マイコンに SEL が発生す

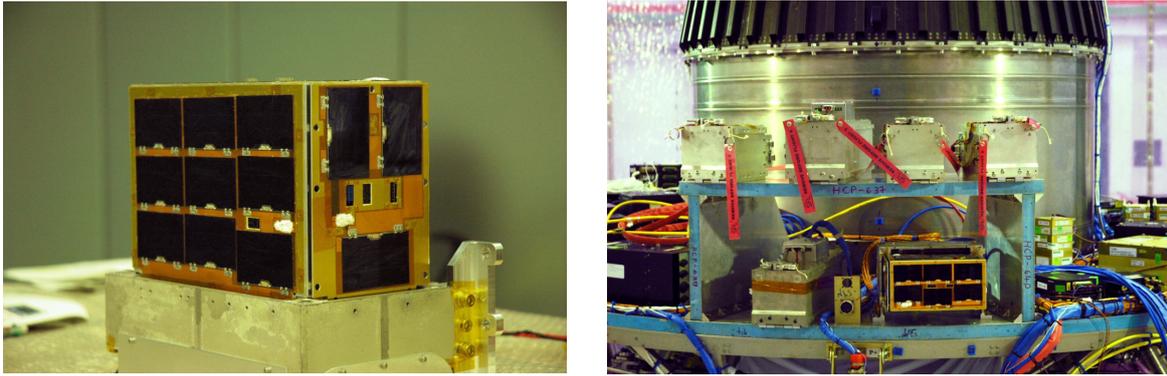


図 2.3: 打ち上げ前最終テスト時の Cute-1.7+APDII のフライトモデルの写真 (左図) と、PSLV ロケットに搭載されたフライトモデルと分離機構 (右図)

ることが確認され、これを受けて衛星に SEL 対策 (過電流防止回路) を施し、1 号機に比べて、さらに信頼性の高い設計を行うことができた。

衛星詳細

Cute-1.7+APDII は、大きさが 1 号機の約 1.5 倍の $10 \times 15 \times 20 \text{ cm}^3$ であり、重さは変わらず 3.6 kg の小型衛星である。1 号機に比べて表面積が大きくなっているため、衛星筒体に取り付ける太陽電池セルを増量し、理学系のミッションを長時間行えるように発生電力の増強を行った。また体積の増大により内部スペースが増えたため、内部機器の効果的な配置を行うことができた。分離機構は 1 号機と同じものを用いている。

打ち上げ

Cute-1.7+APDII は 2008 年 4 月 28 日、インド南部スリハリコタのサティシュダワン宇宙センター (Satish Dhawan Space Center: SDSC) から、Polar Satellite Launch Vehicle (PSLV-C9) ロケットのサブペイロート (相乗り衛星) として打ち上げられ、高度約 630 km、軌道傾斜角約 98 度の太陽同期軌道 (図 2.5) に投入された。この打ち上げでは 2 機の主衛星 CARTOSAT-2A (インド) と IMS-1/TWSAT (インド) の他、8 機の超小型衛星 CanX-2 (カナダ、トロント大)、CanX-6 (カナダ、トロント大)、Delfi-C3 (オランダ、デルフト工科大)、AAUSat-II (デンマーク、オールボー大)、COMPASS-1 (ドイツ、アーヘン工科大)、RUBIN-8 (ドイツ、COSMOS International)、SEEDS (日本、日大)、Cute-1.7 + APD II (日本、東工大) の合計 10 機の衛星が同時に打ち上げられている。

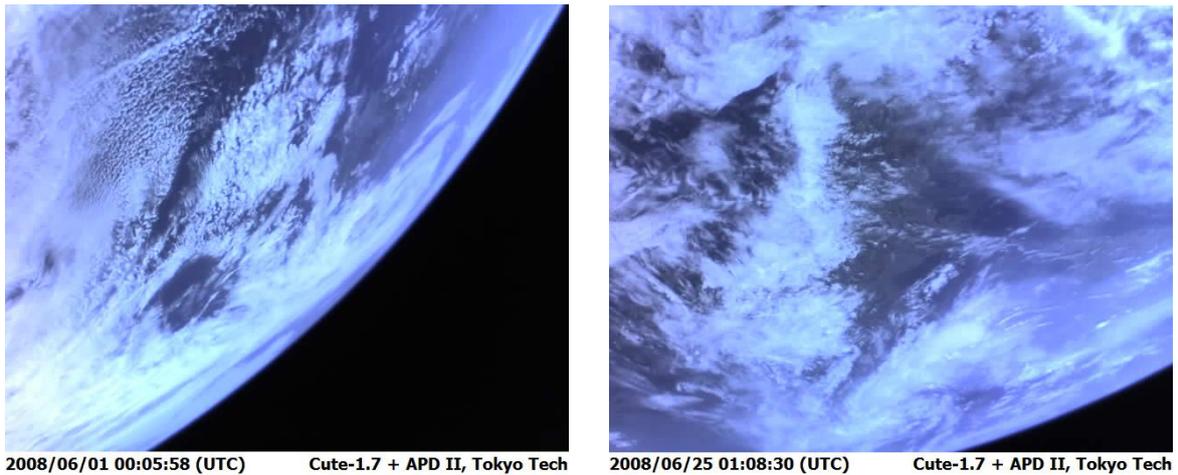


図 2.4: Cute-1.7+APDII から撮影された地球の写真。

運用

Cute-1.7+APDII は打ち上げ後、予定されていた様々な初期運用を終えて定常運用に入った。現在までに、工学ミッションでは、PDAの動作実証、姿勢データの取得、衛星写真の撮影、各地のアマチュア無線局での広範囲データ取得に成功している。理学ミッションでは、APDの動作実証、様々なエネルギー閾値での荷電粒子分布の観測、荷電粒子分布の時間変動観測など予定されていた以上の成果を挙げている。結果の詳細については次の章で述べる。

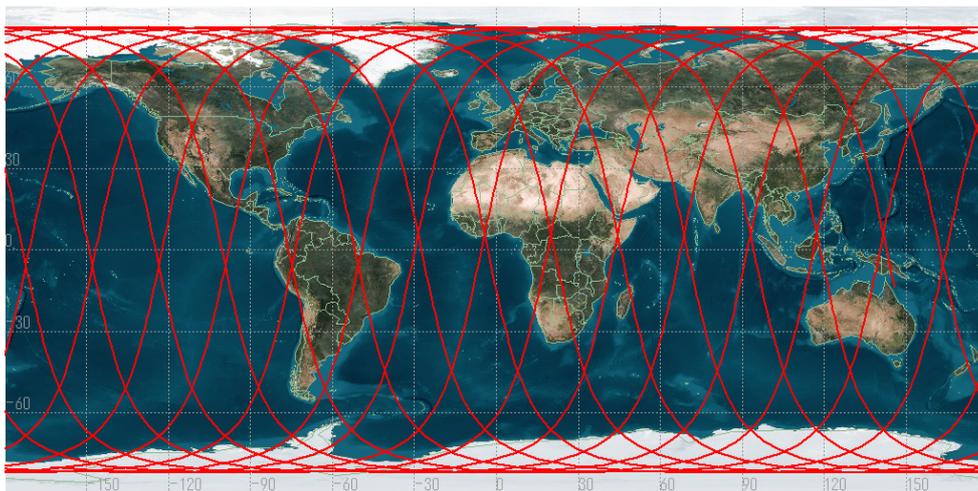


図 2.5: Cute-1.7+APDII の軌道図。太陽同期極軌道といい、年間を通して常に太陽と地球を結ぶ直線に沿った軌道を回る。高度は 600 km ~ 650 km の間であり、ほぼ円軌道である。

2.2 アバランシェフォトダイオード (APD)

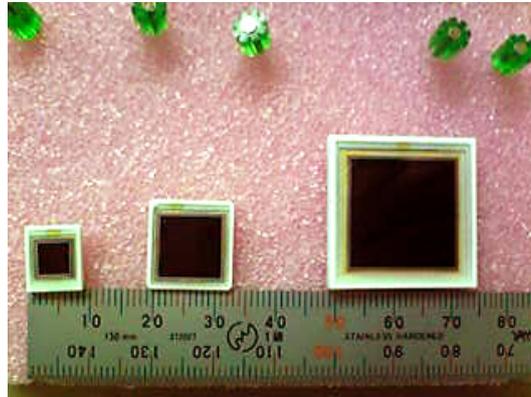


図 2.6: Reverse type アバランシェフォトダイオードの外観。

2.2.1 放射線検出器としての APD

Cute-1.7+APDII には、アバランシェフォトダイオード (Avalanche Photo Diode: APD) という放射線半導体検出器を搭載している。本研究室では浜松ホトニクスと共同で、放射線検出器として利用するための APD の開発を行ってきた [27]。表 2.1 に光電子増倍管と APD、フォトダイオード (Photo Diode: PD) の比較をした表を示す。APD は量子効率が高く応答速度が非常に早い PD と、高い信号増幅率を持ち少量の光子を検出できる光電子増倍管 (Photo-Multiplier Tube: PMT) の両方の合わせ持っている。さらに軽量でコンパクト、低消費電力であり、小型衛星のような容積や電力の限られた環境でも使用できるという特徴を持つ。

従来の PD は増幅機能を持っていないため、検出器から出力された信号は非常に小さく、信号が後段回路内での雑音に埋もれてしまう。例えば、典型的なシンチレータでは 1 MeV の γ 線に対して生成される光子の数は数千個程度なので、量子効率を 100 % と仮定しても、出力される電荷量は $10^3 \sim 10^4 e^-$ 程度の非常に小さい信号になってしまう。(光電子増倍管は 1 つの光子に対して $10^6 e^-$ 程度) このため、シンチレータを用いた放射線検出では、数 100 keV 程度の高エネルギー放射線の検出に用途が限られてしまうという問題があった。APD は内部に高い電場勾配を持たせることにより、半導体内部で数倍 \sim 100 倍程度の信号増幅機能を持たせることができる検出器であり、これにより後段回路内での雑音を相対的に小さく抑えることができ、従来の PD と比べて遥かに良い S/N 比を得ることができる。

	光電子増倍管 (PMT)	フォトダイオード (PD)	アバランシェフォトダイオード (APD)
量子効率	≤ 25 %	≥ 80 %	≥ 80 %
印加電圧	~ 1000 V	≤ 100 V	~ 300 V
増幅率	◎(あり)	×(なし)	○(あり)
容積	×(大)	○(小)	○(小)
回路雑音の影響	○(小)	×(大)	△(中)
磁場の影響	×(大)	○(小)	○(小)
構造	×(複雑)	○(単純)	○(単純)

表 2.1: シンチレーション検出器の比較。

APD に放射線や光子が入射すると、放射線が空乏層内で落としたエネルギーや、光子の数に比例した電子正孔対がつくられる。このようにして APD の内部で生成された電子正孔対は、内部電場によって加速を受け、電極に到達するまでの増幅領域で、多数の価電子帯の電子を伝導体にたたきあげる。これにより APD 内部で信号がなだれ増幅する。また APD 内部では、電子の熱励起によって暗電流と呼ばれる雑音が定常的に発生している。暗電流には、増幅領域の外部の表面に発生する表面暗電流と、増幅領域内側で発生するバルク暗電流の 2 種類がある。APD の暗電流の大部分は表面暗電流であるため、信号の増幅率が増加しても暗電流は増加せず、よい S/N 比を得ることができる。ただし、バルク電流は増幅率の 2 乗で急激に増幅されるため、増幅率がある一定の値よりも大きくなりすぎると、S/N 比は悪くなってしまいうので、増幅率にはエネルギー閾値を最小にする最適値が存在する。

APD の空乏層内に X 線が入射すると、X 線は内部で光電効果を引き起こし、入射エネルギーとほぼ等しいエネルギーを持つ電子が電離される。電離された電子は、空乏層内での電磁相互作用により、電子と正孔の対をつくりながらエネルギーを落としていく。したがって、APD 内では入射エネルギーと Si の平均電離エネルギー (3.6 eV) の比の数だけの電子正孔対がつくられるので、エネルギーに比例した電荷量の信号ができる。

可視光などの光子が入射した場合、X 線と同様に光電効果によって電子が電離され、これによって電子正孔対がつくられる。ただし可視光の場合は光子のエネルギーが Si の平均電離エネルギー程度なので、光子の数に比例した量の電子正孔対がつくられるため、可

視光の強度が検出される。

荷電粒子が入射した場合は、空乏層内での電磁相互作用により、荷電粒子が落としたエネルギーに比例した数の電子正孔対が作られる。荷電粒子の場合も X 線と同様にエネルギーが検出される。ただし、空乏層の厚みが薄く荷電粒子のエネルギーが非常に高い場合、粒子はエネルギーを落としきれずに空乏層を貫いてしまい、荷電粒子そのもののエネルギーではなく、空乏層内で落とされたエネルギーのみが検出される。また、電磁相互作用は空乏層内の電子との相互作用なので、電子線のような軽い粒子の場合、相互作用によって電子線の軌道が変えられ、物質内で乱雑な飛跡を描きながら移動する。これに対して陽子やヘリウム原子核のように、電子に比べて重い荷電粒子は、直線的にエネルギーを落とす。

2.2.2 Reverse type APD

APD はその内部構造の違いによって大きく (1)Beveled-edge type、(2)Reach-through type、(3)Reverse type の 3 種類に分けることができる。

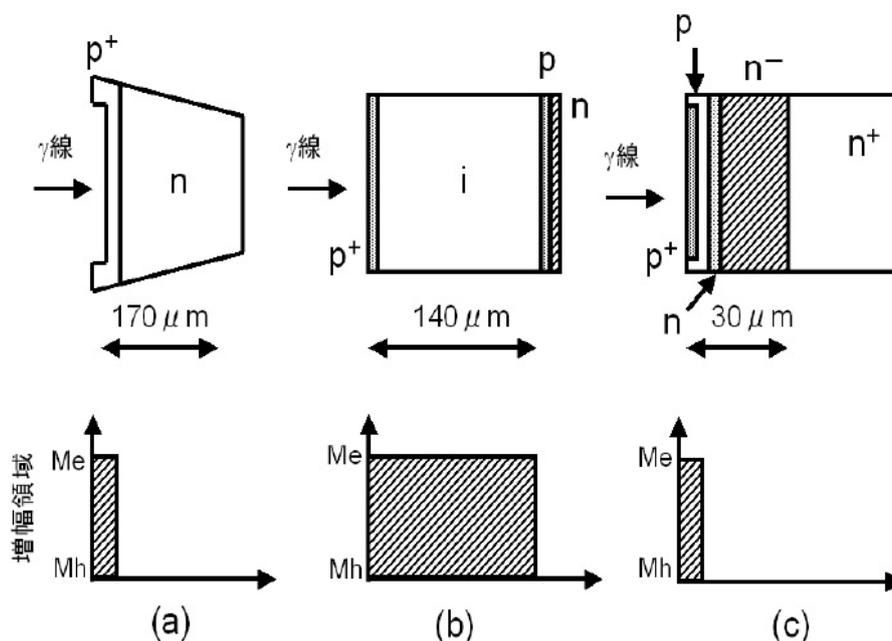


図 2.7: 3 種類の APD の構造と電場勾配。(a)beveled-edge、(b)reach-through、reverse type。

各タイプの APD の用途は、その増幅領域のある位置によって異なる。このうち、Cute-1.7+APDII に搭載されている APD は reverse type の APD であり、これはシンチレーショ

ン光検出用に開発された APD である。reverse type APD は受光面のすぐ後ろに増幅領域があるため、シンチレーション光を効率よく増幅することができる。reverse type APD の可視光領域での量子効率是非常に高く、CsI の最大出力波長 550 nm や、BGO の最大出力波長 480 nm では、80 %以上の量子効率をもち、検出できる波長領域も 320 nm ~ 1000 nm と非常に広い。ただし、これより外の赤外線領域では光電効果の起こる確率が低くなるため、量子効率が下がり、320 nm 以下の紫外線領域では表面のエポキシ樹脂で光子が止まってしまうため、量子効率が下がってしまう。

Cute-1.7+APDII ではシンチレーション光検出ではなく、荷電粒子の検出を行う。荷電粒子を検出する場合、APD の空乏層が狭く、荷電粒子のエネルギーが高いと、粒子は空乏層内で全てのエネルギーを落とさずに通過してしまうので、APD 単体で荷電粒子を検出する場合、空乏層が広い方が検出器として適しているといえる。reverse type の空乏層は 10 μm 程度であり、他の 2 つのタイプの APD は 100 μm 以上の空乏層を持つ。このうち、beveled-edge type は十分な増幅率を得るために 2000 V 程度の印加電圧が必要なので、SAA の観測には適していないが、reach-through type は、増幅率を得るための印加電圧は 500 V 以下であるので、reverse type より荷電粒子検出に適している。実際、Cute-1.7+APD1 号機の開発時点では、reach-through type を搭載する予定であったが、reverse type は次に示すように、45 keV 程度の低エネルギー領域で電子と陽子の区別をすることができるため、reverse type が Cute-1.7 に搭載されることになった。

Reverse type APD は空乏層が 10 μm 程度と非常に狭い。Bethe-Bloch の関係式より、荷電粒子が APD に落とすエネルギーは APD の密度と厚さで決まってしまうので、高エネルギーの荷電粒子は空乏層を突き抜けてしまい、荷電粒子の持つエネルギーを全て APD に落とすことができない。電子では、APD に落とすことのできるエネルギーは 45 keV 程度が上限となる (図 2.8)。Cute-1.7+APDII では、reverse type APD のこの性質を利用して陽子と電子の区別ができるようになっている。APD で得られるエネルギーは、図 2.8 における縦軸のエネルギーとなる。このエネルギーに対して閾値を設けると、およそ 45 keV 程度にエネルギー閾値を設定することにより電子を検出せず、陽子のみを検出することができるようになる。エネルギー閾値をさらに下げることにより、電子も検出できるようになり、電子と陽子のフラックス比は 10 倍程度あることが知られているので、低閾値では電子の分布が得られるようになる。高度 600 km 程度の軌道状での電子のフラックスが陽子のフラックスより桁が高いので、陽子と電子で同じ検出効率で検出を行うと電子のカウント数が有意になり、電子の分布が得られる。このように reverse type APD では、荷電粒子の持つエネルギーを正確に測定できない代わりに、エネルギー閾値を変更するこ

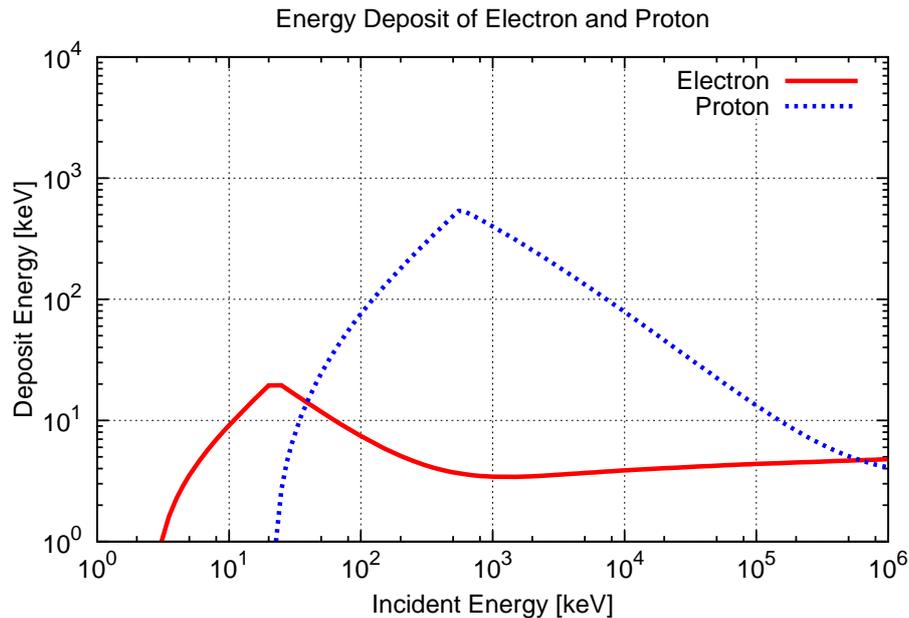


図 2.8: 電子と陽子が APD に落とすエネルギー [40]。低エネルギー側では APD 表面に蒸着された Al によって遮蔽され、高エネルギー側では APD の空乏層を通過してしまい、Bethe-Bloch の関係に従う。APD の空乏層の厚みが $10 \mu\text{m}$ であると仮定すると、電子の Deposit Energy の最大値は 45 keV 付近になる。

とで電子と陽子の区別ができるようになる。

2.3 Cute-1.7+APDII の理学目的

2.3.1 アバランシェフォトダイオードの宇宙動作実証

Cute-1.7+APDII の理学目的のひとつとして APD の宇宙動作実証が挙げられる。Reverse type APD はシンチレーション光検出に適している。先に述べたように、シンチレーション光検出においては、光電子増倍管と同程度の性能を持ち、光電子増倍管よりも小さいので場所をとらず、また印加電圧も低めで済むので、電力消費が少なく済むという利点を持つ。このようなことから、APD は次世代 X 線天文衛星 ASTRO-H において、Hard X-ray Imager (HXI) と Soft Gamma-ray Detector (SGD) の BGO アクティブシールドのシンチレーション光検出器として用いられる計画がある。

ASTRO-H は 2013 年に打ち上げが予定されている次世代天文衛星であり、その目的は (1) 宇宙における非熱的放射天体を数多く発見し、非熱的宇宙論の確立を行うこと、(2) 静

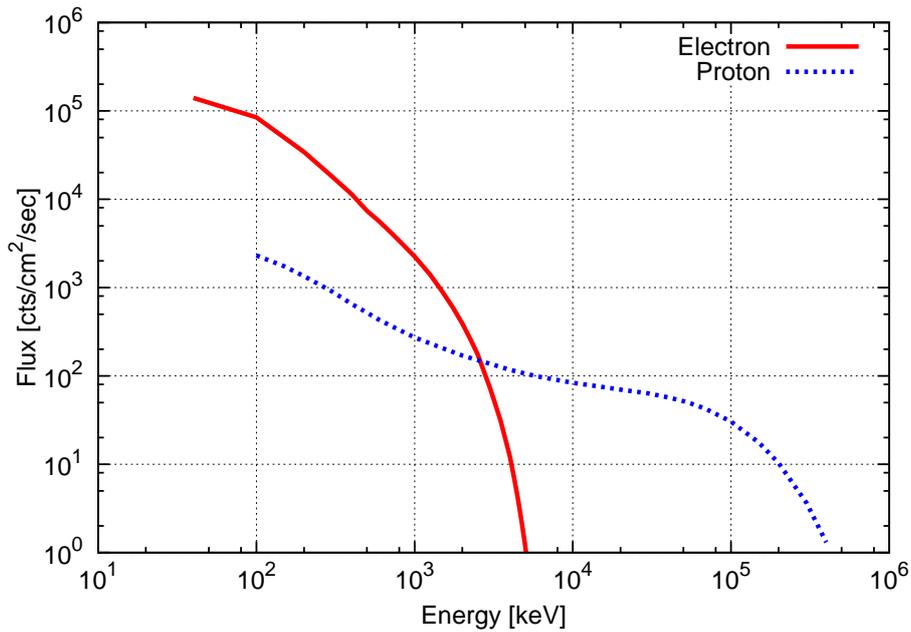


図 2.9: SPENVIS[39] による軌道上における電子と陽子のフラックス。100 keV 以下の低エネルギー領域では、電子のフラックスは陽子のフラックスより 1 桁以上高くなる。

的で平衡状態の熱的宇宙からどのような過程を経て非平衡の非熱的な宇宙が創られたのかを解明することである。一般に 10 keV 以下のエネルギーの低い領域では、熱的な現象が支配的であり、硬 X 線以上の高エネルギー領域になるとようやく非熱的現象が姿を現してくる。しかし、従来の衛星では 10 keV を超える硬 X 線の観測が難しく、精度のよい観

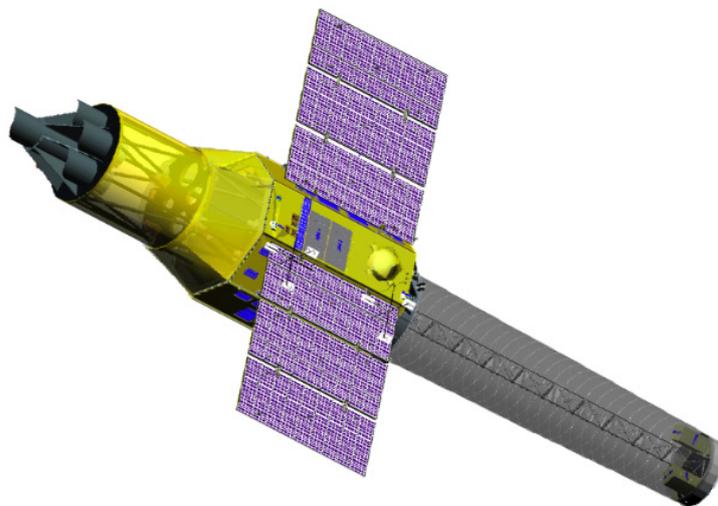


図 2.10: ASTRO-H の完成予想図。

測は、十分に行われてはいない。ASTRO-H 衛星は 80 keV までの硬 X 線領域において、世界で初めて撮像観測を行うとともに、数 100 keV 以上の γ 線領域を過去にない精度で観測することを目標としている。

ASTRO-H 衛星は、あらゆる X 線波長で今までよりさらに 1 桁以上高い感度の観測を目標としている。この高感度を実現するためには検出器の開口角を狭めて他の天体からのバックグラウンドの入射を最小限に抑えると同時に、地球大気で散乱された γ 線や SAA 通過によって放射化された検出器によるバックグラウンドの除去を行うことである。ASTRO-H の BGO アクティブシールドでは、これらのバックグラウンドを、反同時計数を用いて除去する予定である。シンチレーション光検出器として従来用いられてきた光電子増倍管では、容積が大きいため、細かな配置をした BGO シンチレータの読み出しが難しく、また BGO の発行波長での量子効率が低いため、エネルギー閾値を下げるのが困難であった。BGO シールドの読み出し検出器として APD を用いると、バックグラウンド除去の閾値を 100 keV 以下まで下げ、すざく衛星の HXD よりさらに一桁バックグラウンドを抑えることができると予想される。このように ASTRO-H のような大型衛星の主要検出器の読み出しセンサとして APD を使用するので、APD の宇宙動作実証は必要不可欠である。

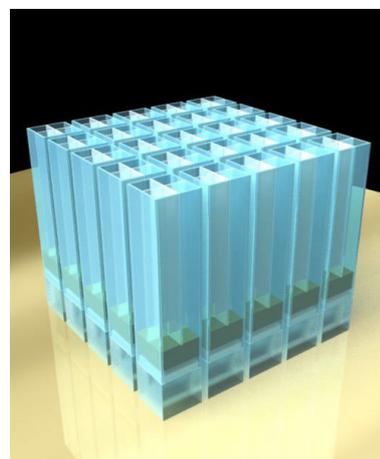
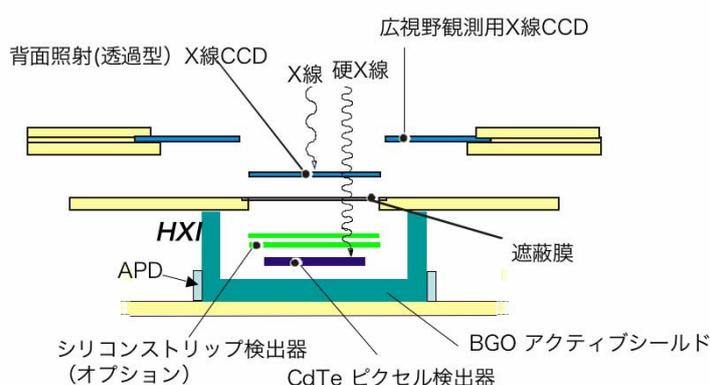


図 2.11: ASTRO-H 衛星に搭載される HXI(左) と SGD(右)。両者ともアクティブシールドとして BGO シンチレータと reverse type APD を用いる。

2.3.2 低エネルギー荷電粒子分布観測

衛星軌道上には、地球磁場によって捕らえられた電子や陽子などの荷電粒子が分布している。これまで、地球観測衛星などによって測定されたデータは、SPENVIS[39]などのデータベースにまとめられ、それらをもとに衛星軌道上の放射線環境を簡単にシミュレーションすることができる。衛星軌道上に分布している荷電粒子は、主に太陽からの太陽風によって運ばれてきたプラズマ(電子や陽子など)が起源とされている。太陽風は地球磁場との圧力平衡面に境界を作り出す。この境界面は磁気境界面と呼ばれており、太陽側では圧縮され、その反対側では尾のように広がり、月軌道まで達している。太陽側の磁場は密になっているため、荷電粒子は境界面を超えることができないが、反対側では磁場の密度が小さくなっているため、磁力線の開かれた場所から荷電粒子が入り込み、プラズマシートと呼ばれる層を形成する(図 2.12)。プラズマシート赤道面では互いに反対方向を向く磁力線が接近しており、非常に不安定な状態になっている。地球半径の15~30倍の高度で磁気リコネクションが生じると、プラズマシートの磁場エネルギーが一挙に運動エネルギーに変換されて加速した荷電粒子が地球側と尾部側に分かれて飛んで行く。特に地球側に飛んでいった荷電粒子は磁力線に沿って高緯度に流れ込み、オーロラ帯を形成する。流れ込んできた荷電粒子によって、600 km 付近の低軌道でも荷電粒子の密度が大きくなる。オーロラ帯の高度や荷電粒子密度は、太陽極大期や太陽極小期によって様々に変化することが知られているので、Cute-1.7+APDII を用いて高度 600 km におけるオーロラ帯の荷電粒子分布を観測することによって 30 keV 以下の低エネルギー荷電粒子の分布がどのような時間変動を示すかを調べることができる。

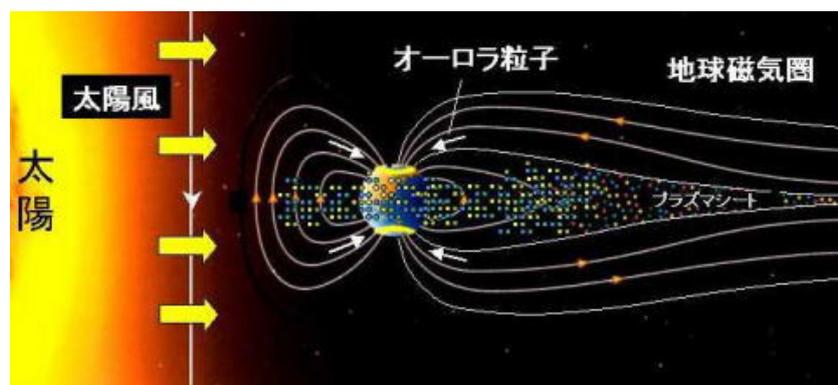


図 2.12: 太陽風と地球磁場によってつくられる磁気境界面とプラズマシート

さらに、荷電粒子の分布の下限高度が低くなっている部分として、南大西洋磁気異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA) と呼ばれる領域がある 2.13。この領域では、MeV 程度の

高エネルギー荷電粒子が多く捕獲されており、電子はブラジル上空から南大西洋、陽子は南大西洋から南極オーロラ帯付近の領域に分布している。高エネルギー陽子が多数分布する地域では、衛星が通過する際に電源の入った観測機器が、放電によって破壊されてしまう可能性がある。このため、この領域では観測機器の電源を落とさなければならない場合もある。Cute-1.7+APDIIでは、SAAやオーロラ帯において敢えて電源を落とさずに観測を行い、低エネルギー荷電粒子分布を明らかにする。

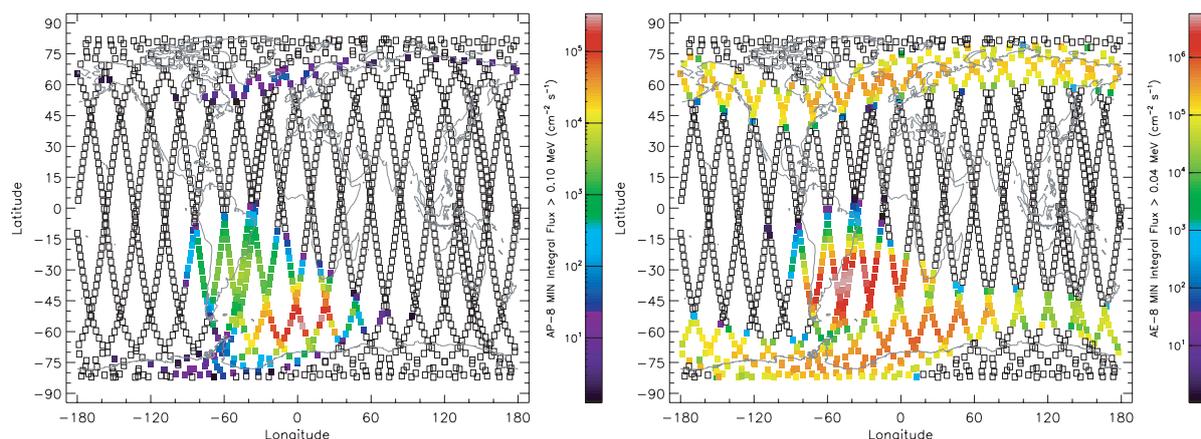


図 2.13: SPENVIS[39] を用いて計算した陽子 (≥ 100 keV) と電子 (≥ 40 keV) の分布。

電子や陽子のフラックスはSAAの最も高いところで、 10^6 cts s^{-1} cm^2 に達することがSPENVISのシミュレーションから予測される。我々はこの非常に高いフラックスでも十分に観測が行えるようにAPDモジュールの開発や試験を行ってきた[29]。また、高エネルギー陽子によるシングルイベント現象についても詳細な調査を行っている[30]。

これまでの低エネルギーでの荷電粒子観測には、静電分析器と二次電子増倍管を組み合わせた検出器や、PINフォトダイオードなどの半導体検出器が使用されてきた。静電分析器では、極板間に印加した電圧によって、特定のエネルギーを持った荷電粒子のみを分別することができる。この装置を通り抜けた荷電粒子は二次電子増倍管によって検出される。この検出器で測定できる荷電粒子のエネルギー範囲は、数100 eV ~ 数keVとなっている(れいめい衛星のオーロラ粒子観測器ESA/ISAでは、10 eV ~ 12 keVでの観測ができる[44])。数keVを超えてしまうと、増倍管表面での二次電子の放射効率が低下し、十分な統計量を得るためには、時間分解能を広くしなければいけないという問題がある。一方PINフォトダイオードでは、フォトダイオード自体の雑音閾値によって、測定できる荷電粒子のエネルギー範囲が決まり、30 keV以下の荷電粒子の観測は困難であった。

以上のように荷電粒子の観測では、10 keV ~ 30 keVの間の領域での荷電粒子分布観測

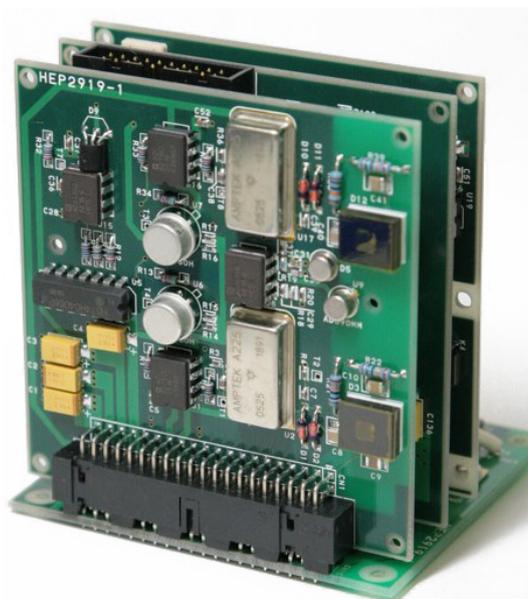


図 2.14: Cute-1.7+APDII 搭載 APD モジュールの外観。手前からアナログ基板、デジタル基板、電源基板となっており、この3つの基板の土台となっているのがマザー基板である。APD は写真右手前の四角く黒い治具の中に入っている。

は非常に困難であった。そこで我々は、APD が内部増幅機能によって雑音閾値を 1 keV 程度まで下げることができるという利点を活かして、数 keV から 30 keV までのエネルギー領域での荷電粒子の計数を目指して APD モジュールの開発を行ってきた。APD モジュールには我々が浜松ホトニクスと共同で開発した APD を搭載し、これまでほとんど観測のされなかった低エネルギー荷電粒子の観測を行う。

2.4 Cute-1.7 搭載 APD モジュール

理学系では、Cute-1.7+APDII に搭載されている APD モジュールの、開発と性能評価を行ってきた。APD モジュールは以下の4つの基板で構成されている(2.14)。APD と温度センサが搭載されているアナログ基板、アナログ基板で生成されたデジタル信号の処理や温度センサの APD への印可電圧制御を行うデジタル基板、工学系からの電源供給を用いて APD 系の電源を作り出す電源基板、最後に3つの基板の土台となり DC-DC コンバータが搭載されているマザー基板の4つである。APD に荷電粒子が入射してエネルギーを落とすと、そのエネルギーに比例した電荷の信号が生成され、電荷積分アンプによってエネルギーに比例した電圧に変換される。この信号はさらに後段の波形整形器と増幅器を通



図 2.15: Cute-1.7+APDII 搭載 APD の遮光治具。写真では表面にカプトンテープが貼られており、埃などから保護されている。カプトンテープは打ち上げ前の最終試験にて、APD モジュールからはがして打ち上げに臨んだ。2 つの APD の間にある素子が温度センサ AD590 である。

り、コンパレータに入力される。コンパレータによる電圧閾値は4通りに設定でき、これを越えた信号が入力されるとデジタル信号となって出力される。高レートでは、プリアンプに入力された電荷が、電圧として後段に出力されないプリアンプの窒息現象が起こることが確かめられている [29]。このため、信号が高いレートになると数え落としが発生するが、入射レート 10^5 cts/s 程度までは問題なく数えることができることがわかっている。

2.4.1 フライトモデル APD

Cute-1.7+APDII に搭載されている APD は浜松ホトニクス社製 Al 蒸着付き reverse type S8664-55SPL であり、受光面の大きさは $5 \times 5 \text{ mm}^2$ であり、この APD は Cute-1.7+APDI I 用に製作した。APD は可視光にも感度があるので、太陽光などを検出しないように表面に $2 \mu\text{m}$ の Al を蒸着させ、さらに側面からの光の漏れ込みを防ぐために遮光用のパッケージを取り付けている。衛星搭載用の APD No. 2 (A 系搭載)、No. 9 (B 系搭載) の完全遮光時、 $25 \text{ }^\circ\text{C}$ での各パラメータを表に示す。

型番	Breakdown 電圧 [V]	Gain50 電圧 [V]	Gain50 時暗電流 [nA]
No.2 (A 系)	380	328	2.2
No.9 (B 系)	393	338	2.6

表 2.2: Cute-1.7+APDII 搭載 APD の各パラメータ

2.4.2 有効面積と可変閾値

Cute-1.7+APDII に搭載されている 2 つの reverse type APD は受光面は 25 mm^2 であるが、遮光用のパッケージが取り付けられているため、低いエネルギー荷電粒子に対する有効面積は遮光パッケージの開口面積 5 mm^2 となる。表 2.3 に APD 系の Gain と可変閾値から得られるエネルギー閾値の値を示す。エネルギー閾値は 4 つの電圧閾値と 2 つの増幅率によって合計 8 通りに変更できる。ただし、電圧閾値 2 と電圧閾値 3 は非常に近い値であるため、エネルギー閾値もほぼ同じ値になる。これを考慮して、APD 系による観測では閾値 0, 1, 3 の 3 通りのみを使うことにする。これと増幅率 2 通りを組み合わせることにより、6 通りのエネルギー閾値で観測を行う。

増幅率	閾値 0	閾値 1	閾値 2	閾値 3
30	15.4 keV	44.5 keV	146 keV	148.7 keV
50	9.2 keV	26.1 keV	85.3 keV	85.9 keV

表 2.3: Cute-1.7+APDII の増幅率 (Gain) とスレッシュヨルドエネルギーの関係。スレッシュヨルドは下限値である。

2.4.3 カウンター性能

APD モジュールは低エネルギーでの 10^6 cts/s の計数を目指した設計がなされており、図 2.16 のような計数率特性をもつ。この特性の要因は APD 自体や後段回路ではなく、APD からの電荷を電圧に変換する前置増幅器に依存している。これは、信号の早い APD 単体では 10^9 程度までの計数が行えることが知られていることや、後段のゲインアンプ出力は、前置増幅器出力に対して 1 対 1 対応していることから言えることである。APD にレートの高い信号が入ると前置増幅器は窒息を起こし、窒息から回復するまでにある程度の時間を要する。窒息するカウントレートを図 2.16 から読み取ると、およそ $2 \times 10^6 \text{ Hz}$ である。

2.4.4 温度変化に対する増幅率自動制御

APD モジュールでは APD センサ付近の温度を H8 マイコンを用いて常にモニタし、その値に対して印加電圧出力を制御することによって増幅率を一定に保つというシステムを

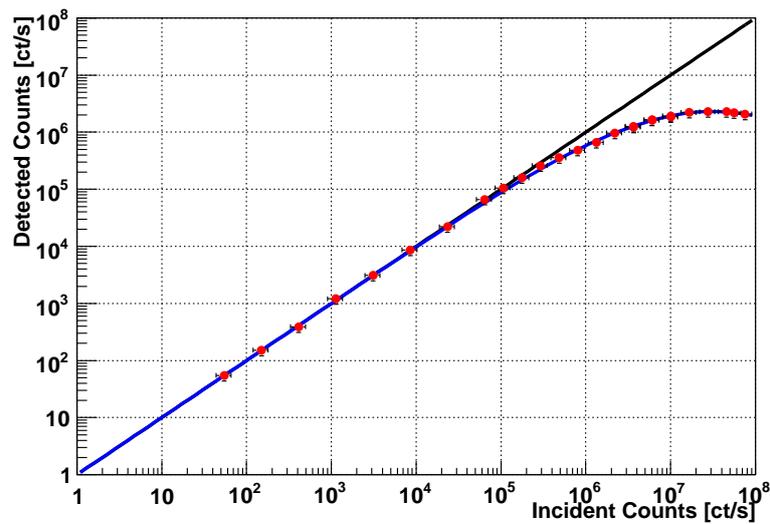


図 2.16: Cute-1.7+APDII 搭載 APD モジュールのカウンターの性能。測定は 17.5 keV の X 線を用いて行っている。10⁵ ct/s 程度までは確実に線形性を保っていることがわかる。

採用している。このシステムで保証されていなければならないのが、温度センサ AD590 の温度に対する出力の線形性と、H8 マイコン出力を高圧に変換する DC-DC コンバータ (以下 HV) の線形性である。以下ではこれらの線形性について述べる。

温度センサ AD590 の線形性

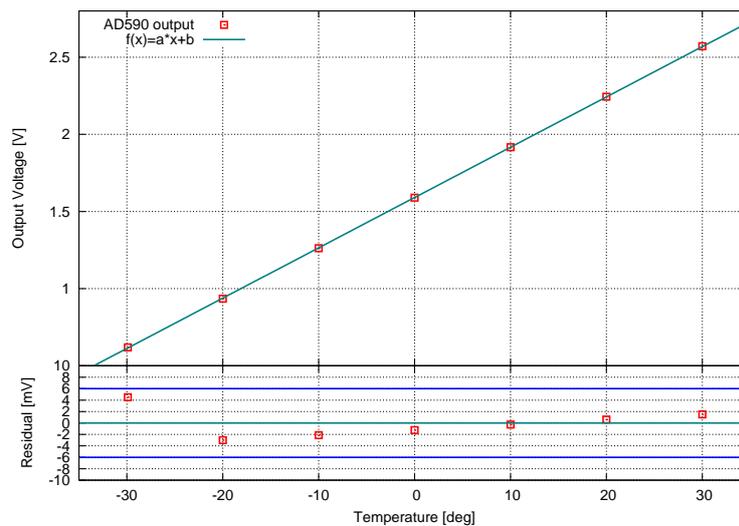


図 2.17: H8 ADC へ入力される温度センサ AD590 の出力線形性。残差は ±6 mV 以内に収まっているので、ADC の温度分解能 12 mV より小さい。

APD モジュールに用いられている温度センサは、アナログデバイス社の AD590 である。AD590 は、すざくや HETE-2 などで使用されており、既に衛星軌道上での動作が確認されている。Cute-1.7+APDII での軌道上での温度が 0 °C 前後になるという予測から、APD モジュールでの温度センサまわりの回路は、−40 °C から 40 °C までの温度領域を測定できるように設計されている。

DC-DC コンバータ 521-A5 の線形性

APD モジュールには、高圧 DC-DC 電源として HEICO 製 521A-5 (HV) が搭載されている。この HV は、入力電圧を約 120 倍にして出力することができ、小型でありながら入力電圧に対する出力電圧の線形性が非常によいという性能をもつ。図 2.18 にこの HV の出力線形性を示す。HV 単体における出力値の線形性からのずれは、内部増幅率 M の変動を 1 %以内におさえるため、少なくとも 0.3 %以内には収まっていることを要求する。APD の増幅率 50 付近における内部増幅率 M の印加電圧による変化率の式 2.1 から得られる。この 3.4 %という値は、測定によって求められた値である。図 2.18 を見ると、APD に電圧を印加する領域 (250 ~ 350 V) において、HV の変動は 0.1 %以内に収まっていることがわかる。

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} \simeq 3.4 \text{ [%/V]} \quad (2.1)$$

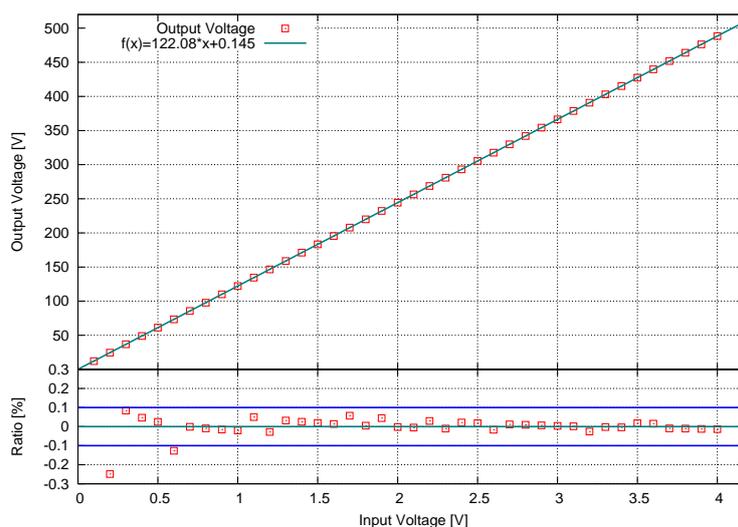


図 2.18: DC-DC コンバータ 521-A5 の出力線形性。APD が動作する電圧 300 V 付近では、近似直線との比は 0.1 %以内に収まっている。

H8 マイコンによる増幅率自動制御

Cute-1.7+APDII に搭載される APD は Al 蒸着が施されているので、LED による増幅率測定ができない。このため Al 蒸着 APD の増幅率は、ある一定の温度で 5.9 keV の X 線のスペクトルとテストパルスの信号を同時に得て、比較することによって測定する。まず、シリコンの電離エネルギー $w = 3.6 \text{ eV}$ を利用して $E = 5.9 \text{ keV}$ の X 線から生成される電子と正孔の対の数を求める。素電荷を e 、増幅率を M とすると、APD から出力される信号電荷は $q = MeE/w$ となる。この値とテストパルスから前置増幅器に入れられる電荷量 Q を、スペクトル上で比較することによって増幅率 M が求まる。このようにして求めた増幅率 M から、相対的に増幅率 30 と増幅率 50 となる印加電圧を各温度で求めていくという方法で FM 用 APD の温度特性関数を見積もっている。この見積りの結果は図 2.19 と表 2.4 に示す通りである。1 号機では、降伏電圧値と増幅率 50 の電圧値が類似した APD を選び、共通の関数で APD の温度制御を行っていたが、2 号機ではそれぞれの APD に対して、独立の関数で制御を行っている。表 2.4 に示した二次関数が H8 マイコンに実装されている。

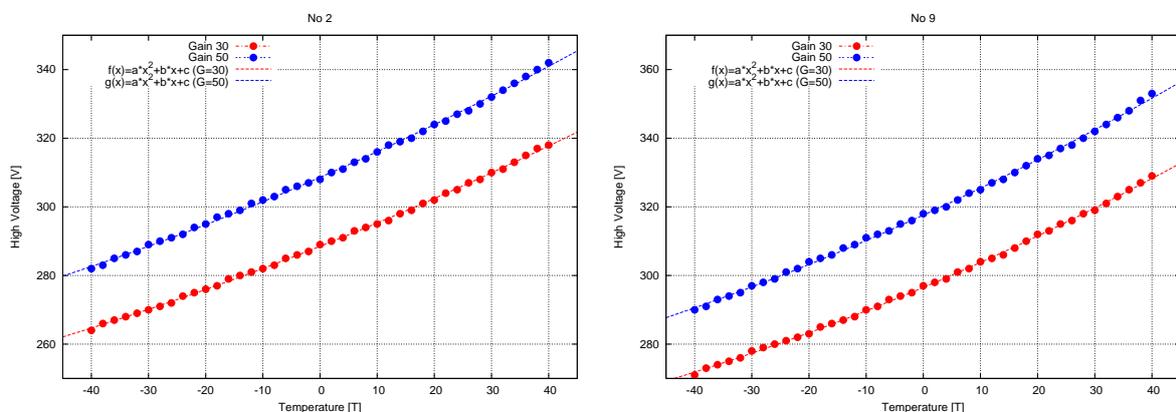


図 2.19: 増幅率を一定に保つ温度と HV の関係図

2.4.5 観測データについて

地上局からの衛星運用

Cute-1.7+APDII の運用は、本学工学部松永研究室に設置されている地上局によって行う。松永研究室では、2003 年に打ち上がった Cute-I や、Cute-1.7+APD1 号機の運用を現在も行っており、長年の運用経験が蓄積されている。Cute-1.7+APDII の運用は、Cute-1.7+APD1

No.2	(A系)
Gain30	$HV = 0.0017 T^2 + 0.6631 T + 288.50$
Gain50	$HV = 0.0022 T^2 + 0.7291 T + 308.59$
No.9	(B系)
Gain30	$HV = 0.0022 T^2 + 0.7051 T + 296.53$
Gain50	$HV = 0.0022 T^2 + 0.7634 T + 317.59$

表 2.4: Cute-1.7+APDII において、増幅率を一定にするための温度と印加電圧の関係式 (温度特性関数)。この関係式が H8 プログラムに実装されている。

号機の運用システムを継承して行っている。地上局の制御はすべて Grand Station controller (GSC) と呼ばれる Linux サーバ PC によって行われる。コマンドは GSC から Terminal Node controller (TNC) にシリアル通信で送られ、TNC で変調されて送信機に送られる。送信機では信号をさらに AFSK、GMSK と呼ばれる形式に変調し、衛星にアップリンクする。衛星からのデータをダウンリンクする場合はこの逆の過程をたどる。AFSK、GMSK はデジタル変調方式の一種で、それぞれ 1200 bps、9600 bps の速度でデータの転送ができる。地上からのアップリンクには、144 MHz の管制回線と、1200 MHz のサービス回線の 2 回線が用意されている。管制回線では、衛星にコマンドを送信し、データリクエストや、装置の制御などを行う。衛星からのダウンリンクには、430 MHz の FM 回線と、同じ周波数の Continuous Wave (CW) 回線の 2 回線が用意されており、これはアマチュア無線の周波数帯なので、世界中のどこでも受信することが可能になっている (表 2.5)。CW 回線は常に衛星のバッテリー電圧や温度、各電源系の状態を示したステータスデータを送信するようになっており、アマチュア無線家の協力により日本上空だけでなく、世界の至るところで衛星の状態を把握することができる。

APD 系の観測データ取得原理

衛星軌道上では、地上局から衛星の制御を行うことができるのは、衛星が日本上空を通過しているときに限られる。APD 系では、日本上空以外の場所でも観測を行えるようにするため、日本上空以外の場所で APD 系が動作している場合に、定期的に APD 系 H8 にコマンドを送ってデータを取得し、保存していくというシステムが必要にである。Cute-1.7+APDII では、工学制御部である CommH8 から、APD 系に対して、ある一定時間おき

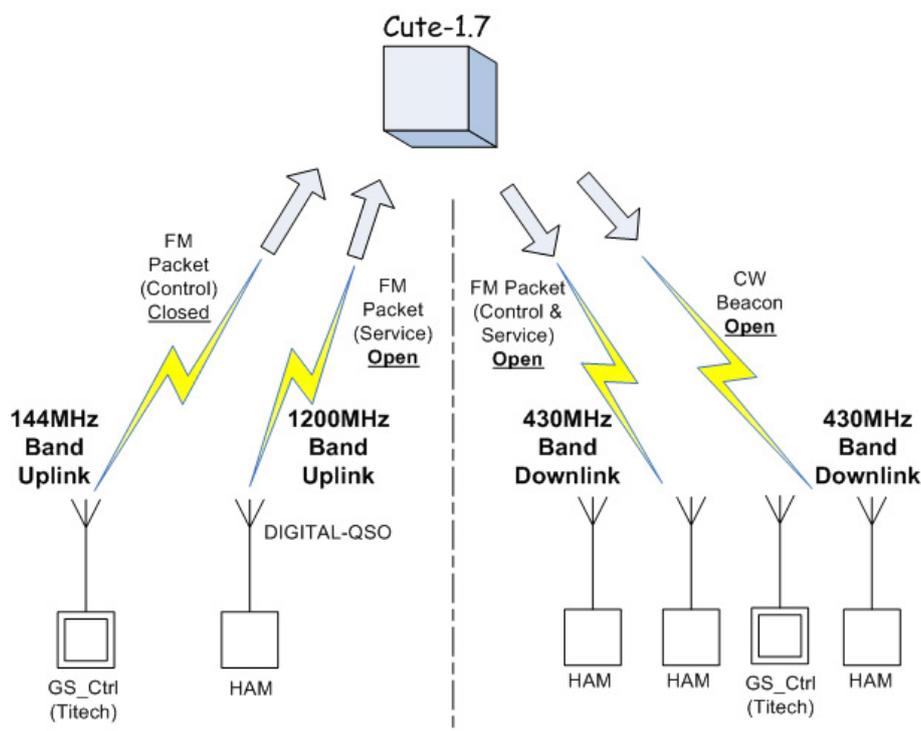


図 2.20: 衛星と地上局との通信の模式図。衛星の管制用に 144 MHz 帯のアップリンク回線が用意されており、観測データなどは 430 MHz の FM パケットでダウンリンクされる。430 MHz の CW は衛星ステータスを常に送信し、1200 MHz のアップリンク回線はアマチュアサービス用に用意された回線である。

	周波数帯域	通信方式
アップリンク (Control)	144 MHz 帯	AFSK / GMSK
アップリンク (Service)	1200 MHz 帯 (1267.6 MHz)	GMSK
ダウンリンク	430 MHz 帯 (437.475 MHz)	AFSK / GMSK
ダウンリンク	430 MHz 帯 (437.275 MHz)	AFSK / GMSK

表 2.5: アップリンクとダウンリンクの周波数帯域と通信形式。

にデータ取得のコマンドを送り、APD系から得られたデータに時間情報をつけて保存している。1度のデータ取得で保存されるデータ量は9 Byteである。APD系はRequestAllコマンド(0x51)に対して、工学CommH8に7 Byteの返信パケットを送信する。7 Byteの内訳は、ヘッダ(0x03)、Status Code(1 Byte)、温度値(1 Byte)、HV値(1 Byte)、カウンター値(3 Byte)である。この7 Byteのデータの他にタイムスタンプ2 Byteを加え、

FRAM メモリに保存する。また、このデータ保存と同時に、RequestAll コマンドの返信の 7 Byte が、FM パケットとして地上に送信される。

Cute-1.7+APDII では、容量 8 kByte の FRAM メモリが工学バスに 4 つ搭載されており、この中の 3 つが APD 観測データの蓄積用に割り当てられている。FRAM のデータ書き込みは工学系 CommH8 によって制御されており、2 Byte のアドレス指定によって保存するアドレスをあらかじめ決めておくことができる (表 2.6)。また、データ量がメモリ容量を越えると、アドレス 0x2000 から上書きされる仕組みになっている。Cute-1.7+APDI I は、軌道計算から、12 時間に 1 ~ 3 回日本上空にくることがわかっている。世界地図に荷電粒子分布を作るには 12 時間程度の観測が必要である。ここで、 T 秒連続観測をする場合、APD 系の観測データ積分時間を t 秒とすると、保存される観測データの容量 M は式 2.2 のようにかける。

$$9 \text{ [Byte]} \times \frac{T \text{ [s]}}{t \text{ [s]}} = M \text{ [Byte]} \quad (2.2)$$

この式 2.2 に $M = 8192 \times 3 \text{ [Byte]}$ を代入すると観測可能時間 T と積分時間 t の間には、 $T = 2730 t$ という関係式が得られる。したがって、観測時間 T は積分時間 t を調節することによって変更できる。例として、積分時間 16 s を代入すると、観測時間は $43680 \text{ s} = 12 \text{ h } 8 \text{ m}$ となる。積分時間 32 s を代入すると、観測時間は $87360 \text{ s} = 24 \text{ h } 16 \text{ m}$ となる。データの上書きを防ぐため、APD 系の電源 ON に制限時間をつけることが可能である。

Memory	Address (2 Byte)
No. 1	0x00, 0x00 - 0x1F, 0xFF
No. 2	0x20, 0x00 - 0x3F, 0xFF
No. 3	0x40, 0x00 - 0x5F, 0xFF
No. 4	0x60, 0x00 - 0x7F, 0xFF

表 2.6: 工学 CommH8 による APD 系データの FRAM メモリへの割り当て。APD 系は 4 つのメモリのうち、No. 2, 3, 4 の 3 つのメモリを割り当てられている。

Cute-1.7+APDII の APD 系は、地上局からコマンドを受け付けた工学 CommH8 によって制御される。APD 系では、コマンドによって設定増幅率の変更、閾値の変更、HV 値の指定、温度制御の有無など、様々な操作を行うことができる。

Status Code

Status Code は APD モジュールの現在の状態を示す値であり、この値から現在の APD モジュールの状態を知ることができる。Status Code は APD モジュールに対する全てのコマンドの初期値となっており、APD の運用状況は 1 Byte のデータに圧縮されている。Status Code の詳細を表 2.7 に示す。上位 4 bit は運用状況や Data Mode、HV 調整状況など、観測データの分別に利用できる。下位 4 bit は APD 系のカウンタ閾値や Gain など、エネルギー閾値に関わる情報があり、観測データの比較に利用することができる。

表 2.7: Status Code 表

bit	内容	詳細	
0	カウンタ閾値	00 = 219 mV	01 = 633 mV
1	カウンタ閾値	10 = 2080 mV	11 = 2095 mV [Default]
2	APD Gain [30/50] ^a	0 = Gain30 [Default]	1 = Gain50
3	使用検出器 [A/B]	0 = A [Default]	1 = B
4	Data Mode	0 = ON	1 = OFF
5	温度補正	0 = OFF [Default]	1 = ON
6	HV 調整状況	0 = OK	1 = NG
7	運用状況	0 = OK	1 = NG

^aAPD Gain: APD の内部増幅率の設定値。

H8 マイコンに実装している温度と HV 値の関数に従って APD の内部増幅率を 30、50 のどちらかに設定する。

^bData Mode: 0x51 コマンド (Request All) の返り値の判別。

返り値の場合 1、その他のコマンドの返り値の場合 0

^c温度補正: APD に印加する HV の温度補正の有無。

温度補正をしているときは 1、温度補正をしていないときは 0

^dHV 調整状況: HV 補正中のデータか補正済みのデータかの判別。

指定している HV 値と、実際に出力している HV 値が一致していれば 1、1bit 以上ずれていれば 0

^e運用状況: APD 系の運用状況。

通常時には 0、起動時には 1

温度データ

温度の値は 1 Byte で洗われる。温度計 AD590 から出力された電流値を抵抗で電圧に変換した電圧値を、ADC で測定している。この値の有意度は、AD590 から H8 ADC に入力される電圧値の線形性によって保証されていて、1 bit (0.3 °C) 以内の精度を持っている。測定値 N_T から温度への変換は式 2.3 で表される。

$$T = 91.71 \times \frac{N_T}{255} - 48.57 \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (2.3)$$

HV データ

HV 値は 1 Byte で表される。これは温度データからの変換後の値であり、HV 出力値を示すので、HV の電圧値を直接計っているわけではない。この値の有意性は DC-DC コンバータの出力線形性で示されており、観測を行う電圧値付近では、0.1 % 以内の精度を持っている。出力値 N_V と HV の関係は式 2.4 で表される。

$$\text{HV} = 396.5 \times \frac{N_V}{255} \text{ [V]} \quad (2.4)$$

カウント値

APD 系に RequestAll コマンドを受信すると、APD 系 H8 は、Status、温度、HV、カウント値を工学 CommH8 に送信し、カウント数にリセットをかける。H8 内部のカウンターは 36 bit のデータ領域を持っているが、工学 CommH8 に送信されるカウント値は 3 Byte (24 bit) で表される。Cute-1.7 2号機の荷電粒子のカウント値はデータを圧縮するため、浮動小数点表記にした上で通信系に渡され、地上にダウンリンクされる。ダウンリンクされるデータは、指数 1 Byte と仮数 2 Byte の順となっている。機上でカウント値を浮動小数点に変換する際、仮数が最大となる 65535 counts まではデータの劣化は起きない。65535 以上の計数になった場合は下位の桁は丸められてしまうが、この処理による計数の劣化は統計誤差に比べて十分無視できる量である。衛星からダウンリンクされる係数値を 16 進数から 10 進数へ変換する式は式 2.5 に示す通りである。

$$N = (\text{上位計数} \times 256 + \text{下位計数}) \times 2^{\text{指数}} \text{ [counts]} \quad (2.5)$$

第3章 Cute-1.7+APDII APDモジュールの観測結果

この章では APD 系の観測結果について述べる。Cute-1.7+APDII では、Reverse type APD を、世界で初めて放射線検出器として衛星軌道上で使用し、10 keV から 30 keV までの低エネルギー帯での電子の分布観測を 600 km 程度の軌道上で行った。APD 系では、APD の軌道上動作実証、低エネルギー帯 (> 9 keV) での電子分布の観測のほか、陽子分布の観測など、予定されていたミッションをさらに上回る成果を挙げている。

観測の制限

すでに述べたように、APD での観測はいくつかの限界をもつ。まず、データをできる限り圧縮したいという理由から、スペクトルはとらず、観測エネルギー閾値を変更できるのみである。また、A系B系の2つのAPDによる同時観測はできない。さらに消費電力の限界から、12時間程度の観測が限界であり、また、ダウンリンクにアマチュア無線帯を用いているため、違法電波の混信によるデコード率の低下より、荷電粒子マップのデータダウンリンクには数日程度かかってしまう。Cute-1.7+APDII に搭載されている APD は、Reverse type なので、荷電粒子を検出できる空乏層が $\sim 10 \mu\text{m}$ と狭く、荷電粒子が APD の有感領域に落とすエネルギーは、本来荷電粒子が持っていたエネルギーとは必ずしも一致しない(図 2.8)。このような理由から、単純にエネルギー閾値から元のエネルギーを割り出すことは難しい。

陽子と電子の区別

電子と陽子はエネルギー閾値によって次のように分けることができる。まず、低エネルギーでは、陽子のフラックスは電子のフラックスより 1 桁から 2 桁小さいため、エネルギー閾値を低くすることによって電子の分布を測定することができる。また、Reverse type APD の空乏層が非常に小さいため、エネルギーの高い電子は空乏層内でエネルギーを全て落とすことができず、数 10 keV 程度落として突き抜けてしまう。このような理由

から電子は APD に 40 keV 以上のエネルギーを落とすことができず、閾値を 44 keV や 86 keV 以上に設定すれば陽子のみの計数を行うことができるようになる。

この章では、Cute-1.7+APDII の APD 動作実証の成果と観測結果をまとめる。

3.1 APD の軌道上での増幅率制御結果

APD は増幅率が温度に依存してしまうため、温度が刻一刻と変動する軌道上では、温度による増幅率の補正が必要である。すでに 2 章で述べたように、APD モジュールでは温度変化に合わせて印加電圧を制御することによって増幅率を一定に保つことができる。観測時には増幅率を一定に保つことによって温度変化によるエネルギー閾値の変化を数%以内に抑え、温度による荷電粒子のカウント数の変化が起こらないようになっている。温度による印加電圧の制御の結果を図 3.1 に示す。

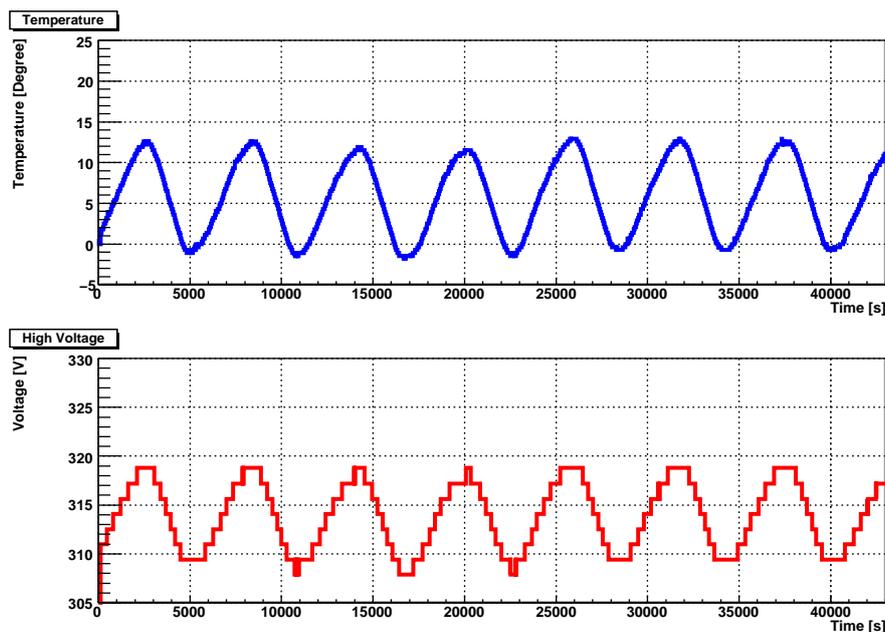


図 3.1: 08 年 9 月 1 日の 12 時間観測における温度と印加電圧の時間依存性。入力温度データが発振していないこと、印加電圧のデータがしっかりと出力されていることがわかる。

図 3.1 では、2008 年 9 月 1 日における軌道上での APD 系の温度変化 (上段青) と、温度に対する出力 HV 値の変化 (下段赤) を示す。このグラフからは、温度データが発振せずにきちんとモニタできていること、温度に対する HV の自動制御がきちんとなされ、正しい HV 値が出力されていることが言える。さらにこの図 3.1 から、軌道上での温度変化は

高いところと低いところで 15 °C 程度の差があることがわかる。ここで、HV 制御がなされていないときの増幅率の変化を見積もる。 $T = 0$ °C 付近における APD の増幅率 M の温度依存性は、式 3.1 のようにかける [7]。

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dT} \simeq -2.0 \text{ \%}/^{\circ}\text{C} \quad (3.1)$$

この値を用いると、15 °C の温度変化は、30 % 程度の増幅率の変化をもたらすことがわかる。図 3.2 を見ると、温度は南極で最大、北極で最低値をとることがわかる。Cute-1.7+APDII は太陽同期極軌道を周回しているため、地球に対して南から北へ向かう軌道では日陰、逆に北から南へ向かう軌道では日照となる。このため、図 3.2 のような温度分布になる。温度の上がり下がりが各軌道によって異なるのは、衛星の回転によって、APD 系が搭載された面が太陽にあたる頻度が、軌道毎に異なるからであると考えられる。

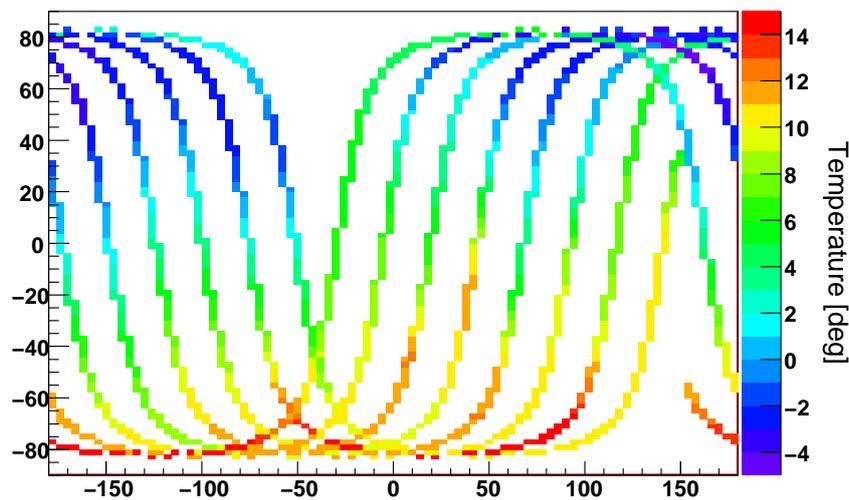


図 3.2: 軌道上での APD 系の温度。Cute-1.7+APDII は、太陽同期極軌道を周回しているため、南から北へ向かう軌道では日陰、北から南へ向かう軌道では日照となる。このため、温度は南極付近で最大となり、北極付近で最低になる。

3.2 荷電粒子分布の観測結果

Cute-1.7+APDII ではこれまでに 7 回の 12 時間観測、1 回の 24 時間観測に成功している。12 時間観測のうち 2 回は朝から夜にかけて、7 回は夜から朝にかけての観測である。朝から観測をする場合は温度計の発振を防ぐため、夜パスで APD 系の電源を ON にする必要がある。また、APD 系は Battery Low や衛星のリセットによって自動的に電源が OFF になる可能性があるため、確実に観測を行えない可能性もある。以上のように長時間観測には様々なハードルがあるため、朝から夜にかけての観測は夜から朝にかけての観測と比べて、観測できる回数が限られてしまう。各観測の詳細を表 3.1 にまとめる。

観測日	観測開始時刻 (JST)	観測終了時刻 (JST)	エネルギー閾値 (keV)
5 月 21 日	19:46	翌 07:39	15.4
6 月 11 日	08:59	20:06	9.2
9 月 1 日	08:58	20:01	85.9
10 月 12 日	21:33	翌 09:28	9.2
10 月 17 日	21:33	翌 09:11	85.9
12 月 2 日	21:29	翌 09:25	44.5
12 月 7 日	19:50	翌 07:51	26.1
12 月 16 日	20:57	翌 20:54	15.4

表 3.1: 現在までに行った APD による長時間観測の観測時間のまとめ。時刻表示は日本時間 (JST) である。

3.2.1 08 年 5 月 21 日観測結果

4 月 28 日に打ち上がった Cute-1.7+APDII は、5 月中旬までに初期運用を終え、5 月 21 日に最初の 12 時間荷電粒子分布観測を行った。5 月 21 日の観測結果 (≥ 15.4 keV 電子分布) を図 3.3 に示す。まず、この観測は夜から昼にかけて行ったので、SAA 付近の分布を詳しく見ることはできなかったが、ブラジル上空からアフリカ南部にかけてのおおざっぱな分布を見ることができた。北極と南極のオーロラ帯では、荷電粒子のカウント数が 10^5 程度になっており、北アメリカ付近ではオーロラ帯の構造が 2 層になっているように見える。また、この結果から、東経 100 度、北緯 80 度付近に磁気北極、西経 100 度、南緯 80

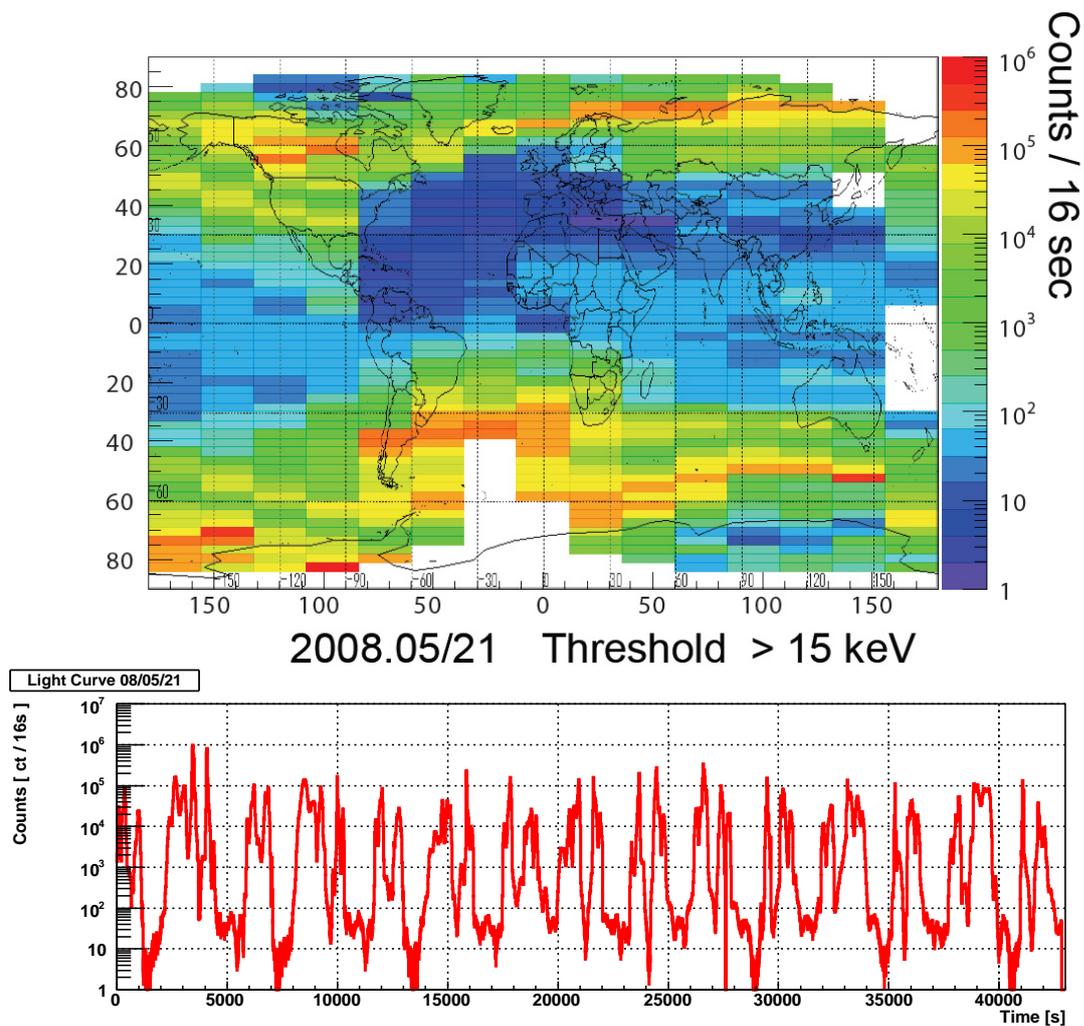


図 3.3: 電子の分布の観測結果とライトカーブ (08年5月21日観測 ≥ 15 keV)。

度付近に磁気南極があり、この付近では荷電粒子は著しくカウント数が減っていることがわかる。北大西洋では、荷電粒子のカウント数が10カウント程度と、非常に少ないことが見てとれる。また、このようなカウント数が10カウント程度の領域が広く広がっている様子を見れることから、HVは発振せず正常に機能していることがいえる¹。

3.2.2 08年6月11日観測結果

5月21日の12時間観測成功に続いて、6月11日には、SAA付近の構造を詳しく見るために、朝から夜にかけての12時間観測を行った。この観測では6月10日の夜からAPD系の電源を入れ、11日の朝にHVの電源を入れた。さらにこの観測では、Cute-1.7+APDII

¹ HVが発振していると、最低でも100カウント以上のカウントが頻繁に発生する

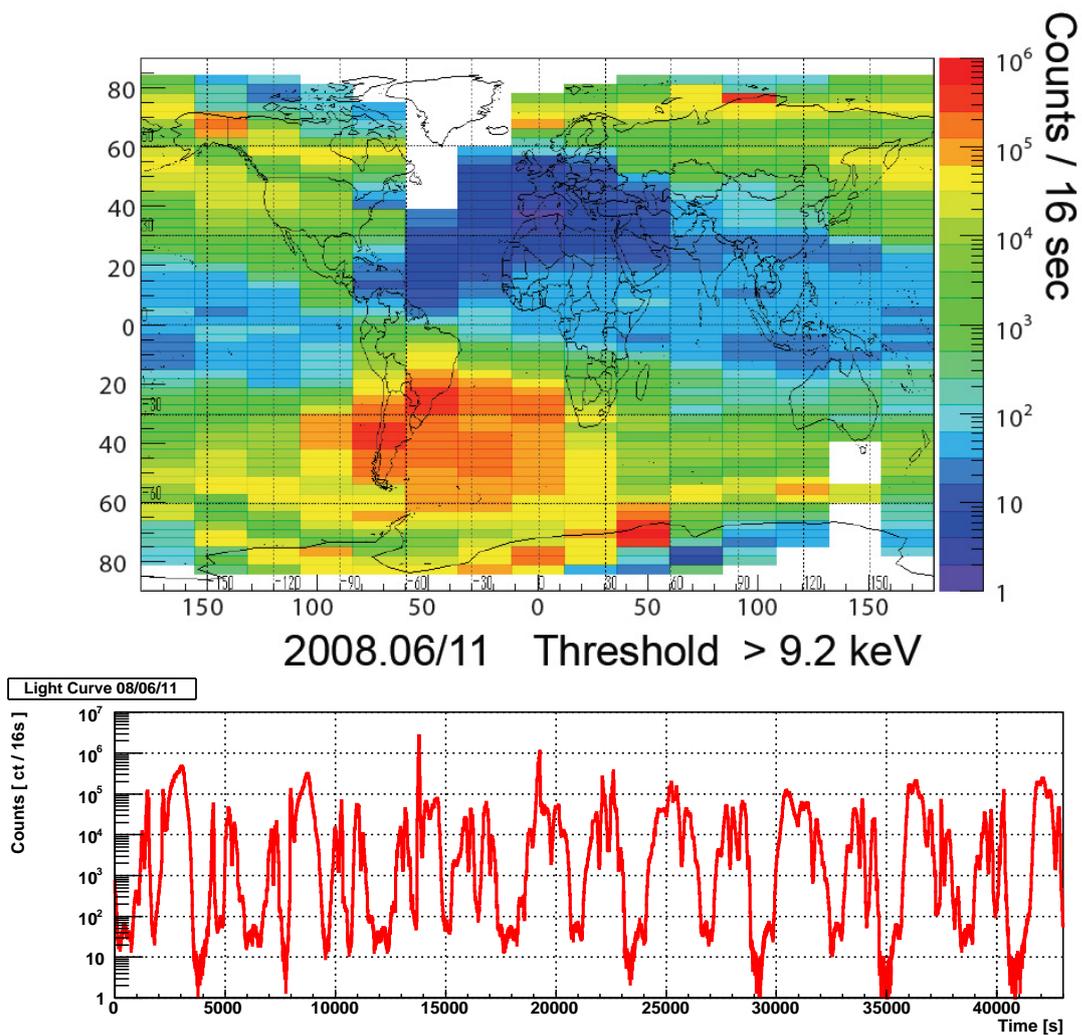


図 3.4: 電子の分布の観測結果 (08 年 6 月 11 日観測 ≥ 9.2 keV) とライトカーブ。

の APD 系の最低エネルギー閾値である、閾値 9.2 keV に設定して観測を行った。観測結果を図 3.4 に示す。15.4 keV の観測に比べ、SAA がブラジル上空の南緯 20° 付近まで北側にきていることがわかる。オーロラ帯は全体的には SAA よりも低レートであるが、一部で非常に強いカウントレートを示す場所がある。また、9.2 keV 程度の低エネルギー領域では、SAA 南部やカナダ北部のあたりでオーロラ帯に沿った帯を見ることができる。この観測でも北大西洋から中東付近までの領域ではカウントレートが非常に低く、10 カウント以下の分布が広がっている。また、観測点が少々抜けてしまっているが、この観測でも磁気北極、磁気南極のカウント数は非常に少ないことがわかる。

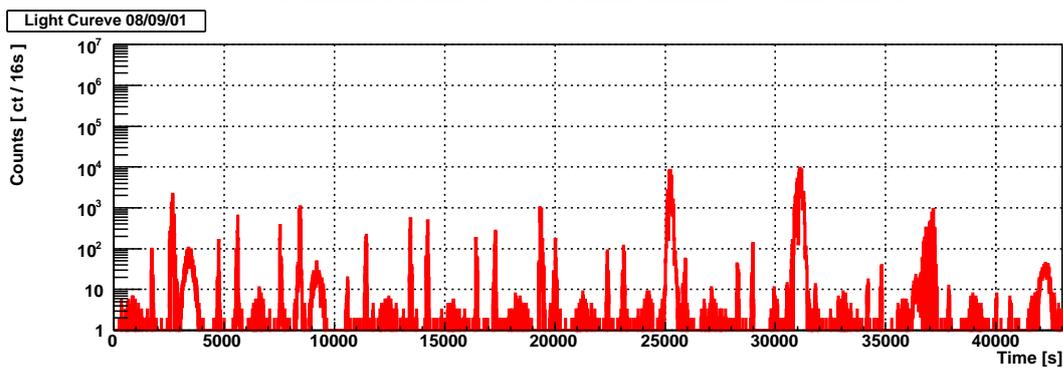
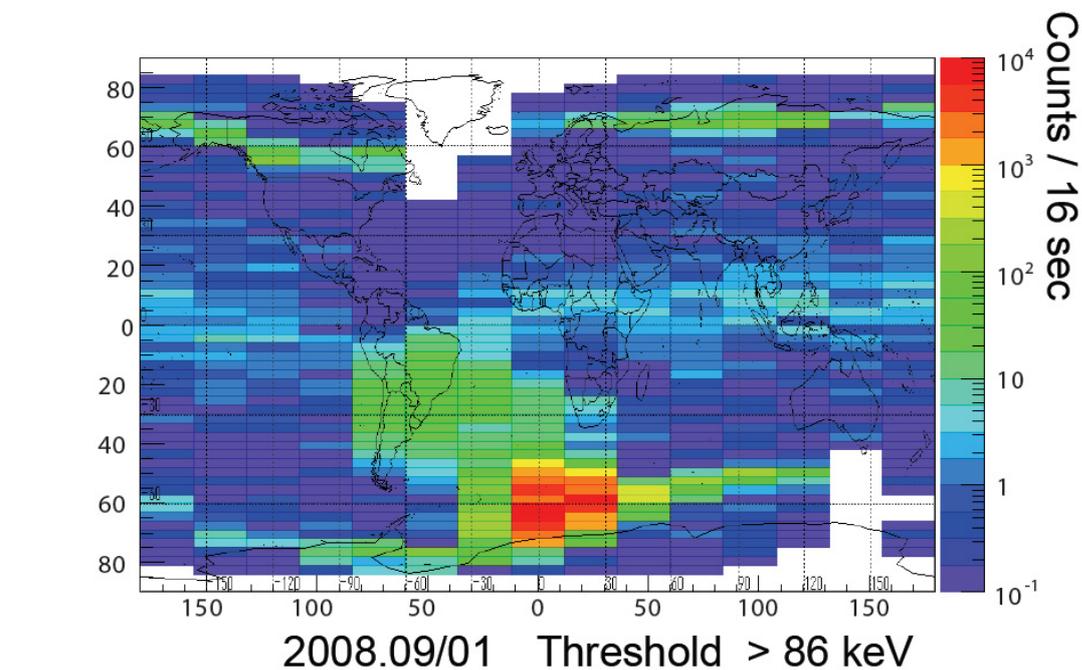


図 3.5: 陽子の分布の観測結果 (08 年 9 月 1 日観測 ≥ 86 keV) とライトカーブ。

3.2.3 08 年 9 月 1 日観測結果

低エネルギー荷電粒子の分布を観測できたので、次はエネルギー閾値を敢えて高くして、陽子の分布の観測を試みた。図 3.5 に陽子分布の観測結果を示す。陽子の分布は SPENVIS[39] でのシミュレーションによって得られたように (図 2.13)、ブラジル上空より、南アフリカと南極の境に多く分布することが、この観測から得られた。分布図を見ると、陽子はブラジル上空にも 100 cts/16s 程度存在することがわかる。陽子はオーロラ帯にも存在するが、電子のように広がった分布は示さず、細い帯となって地磁気極を囲う形になっている。また、ほんの少しではあるが、赤道付近にも陽子の分布があることがわかる。

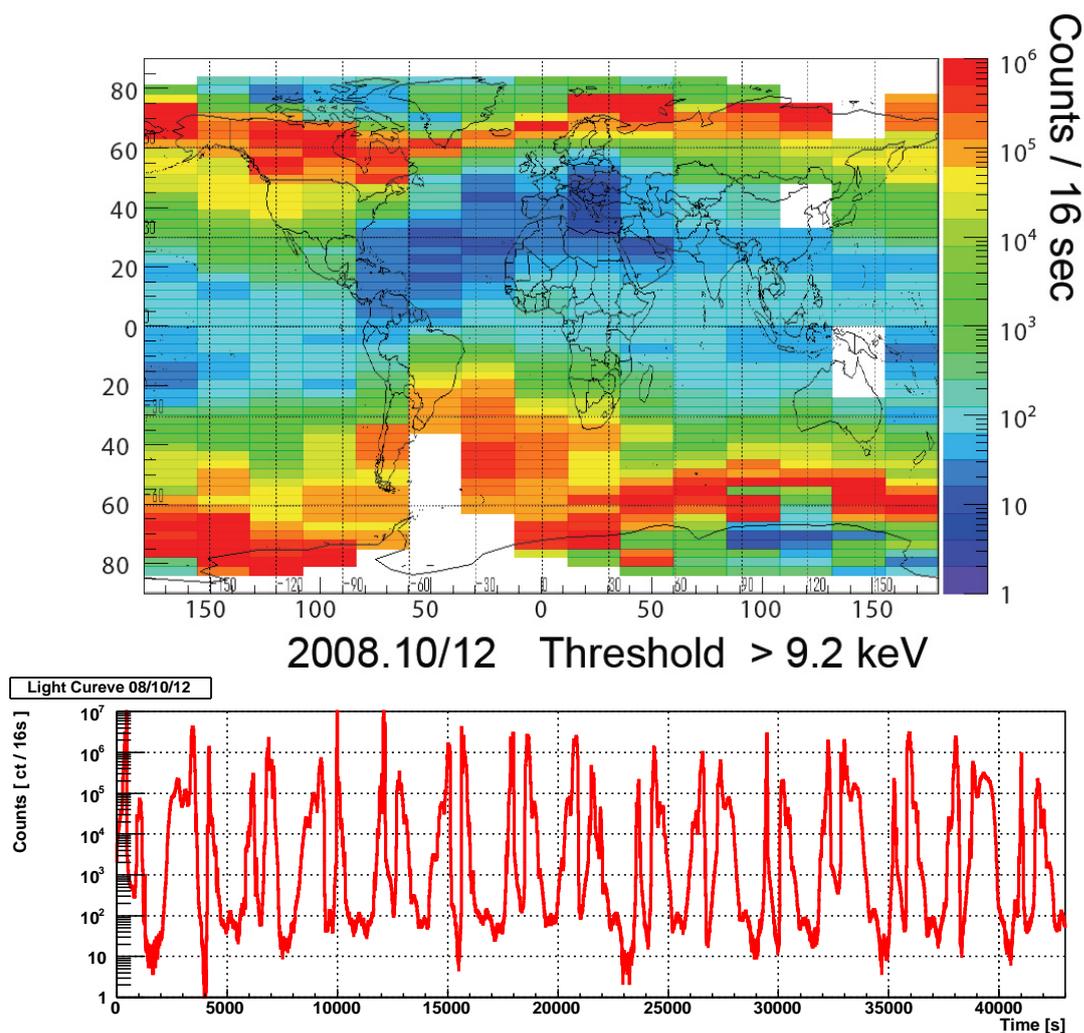


図 3.6: 電子の分布の観測結果 (08 年 10 月 12 日観測 ≥ 9.2 keV) とライトカーブ。

3.2.4 08 年 10 月 12 日観測結果

6 月 11 日の観測では、朝から夜にかけて SAA 付近がよく観測できるようなパスで、12 時間観測を行った (図 3.6)。このエネルギー閾値 9.2 keV の分布図を使って、エネルギー閾値 9.2 keV で世界全体を覆う荷電粒子分布図を作ることが目的で、磁気南極や磁気北極の部分を埋めるため、夜から朝へのパスを使って 12 時間観測を試みた。しかし、この観測では 6 月 11 日に比べてオーロラ帯の荷電粒子分布が非常に多く、6 月 11 日の結果とは異なった観測結果が得られた。この観測では、現在までの観測の中で最も大きいカウント値 2.31×10^7 cts/16s が得られた。EM を使った高計数試験では、入射レートが 4.4×10^8 cts/16s のときに最大検出レート 3.7×10^7 cts/16s という結果が出ている。仮に高計数試験の結果をあてはめると、軌道上での入射カウントレートの最大値は 7×10^7 cts/16s ま

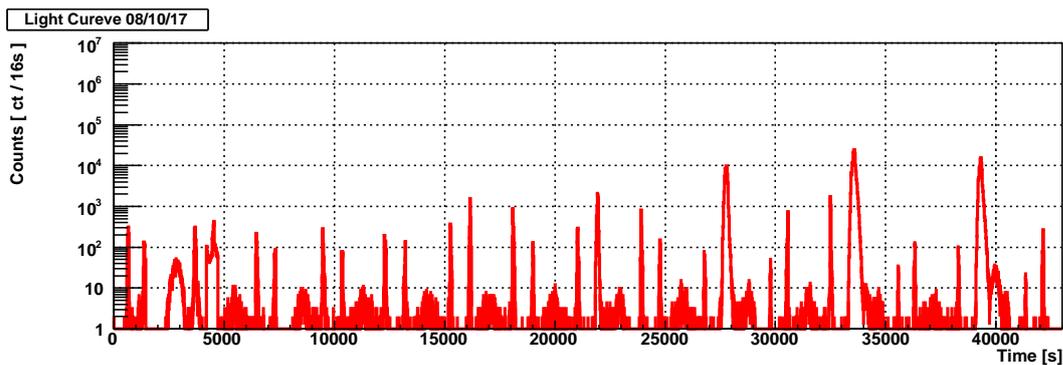
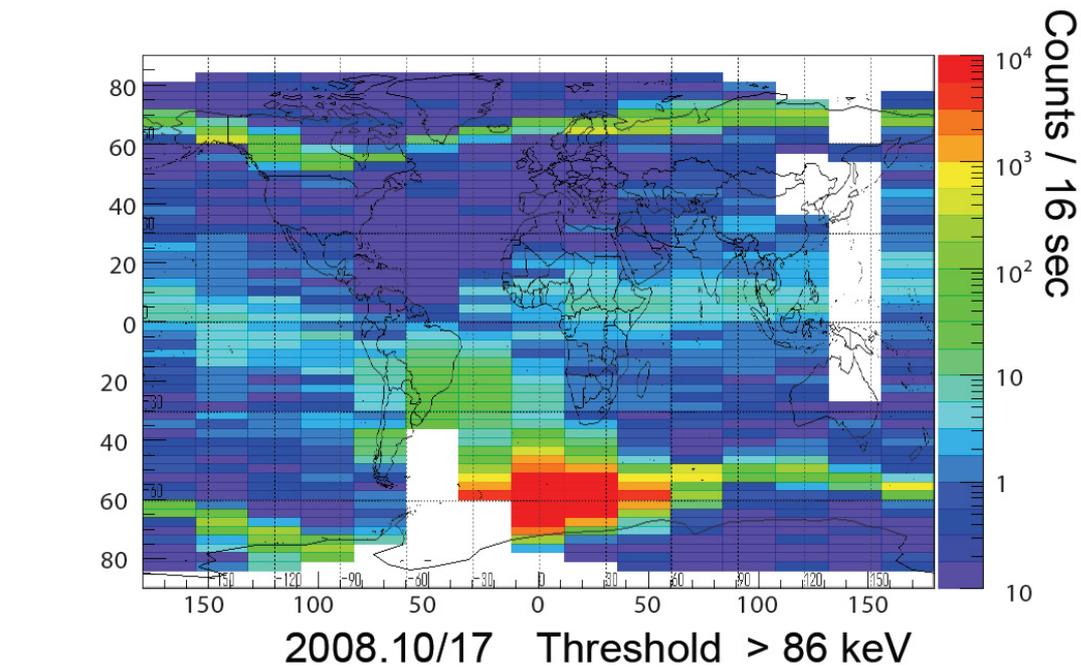


図 3.7: 陽子の分布の観測結果 (08年10月17日観測 ≥ 86 keV) とライトカーブ。

で達したということがわかる。偶然ではあるが、オーロラ帯の「変動」を観測できた結果となった。

3.2.5 08年10月17日観測結果

10月17日の観測の目的は10月12日観測と同様に、陽子での世界全体を覆う荷電粒子分布図をつくることであり、エネルギー閾値 85.9 keV での12時間観測を行った。この観測は非常に高いカウントレートが得られた10月12日観測の直後であるにもかかわらず、以前の9月1日の観測と同程度のカウントレートが得られた(図 3.7)。陽子のカウントレートの最大値は、SAA における 10^4 ct/16s 程度で、オーロラ帯では平均100カウント程度という結果が得られた。ただし、赤道付近の陽子の分布は9月1日の結果よりも若干広がっ

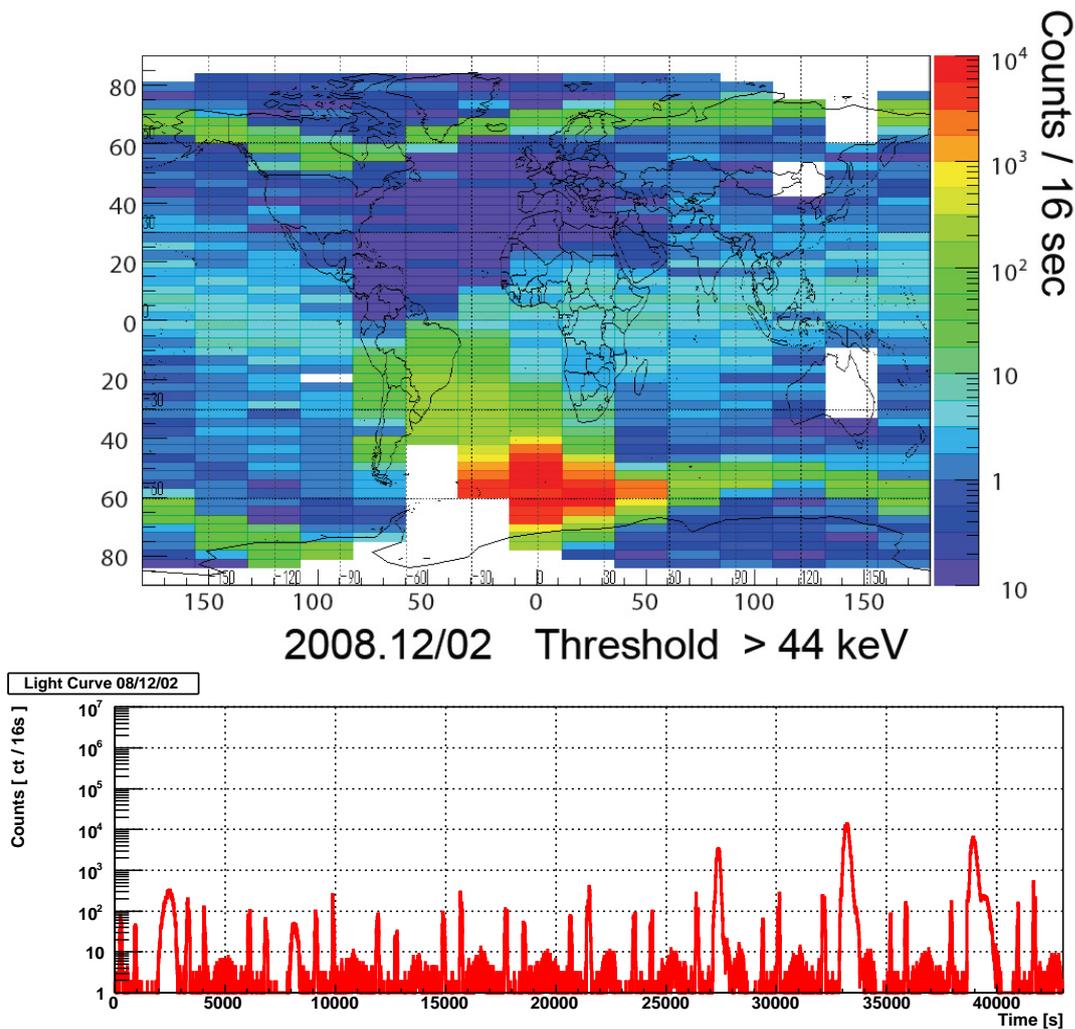


図 3.8: 陽子の分布の観測結果 (08 年 12 月 2 日観測 ≥ 44 keV) とライトカーブ。

た構造になっていることがわかる。

3.2.6 08 年 12 月 2 日観測結果

12 月からは APD モジュールで設定できる全てのエネルギー閾値での観測を行うため、まず、APD が電子と陽子を区別する境界付近のエネルギー閾値である 44.5 keV での観測を行った。観測結果 (図 3.8) を見ると、予想どおり、電子の分布よりも、陽子の分布の方が有意となる結果が得られた。この結果では、オーロラ帯の分布が 100 カウント程度となった。ここでもし、APD の増幅率が制御されていないとすると、温度の低い北極付近で APD の増幅率が上がり、エネルギー閾値が低く見えてしまうため、北極オーロラ帯で電子を検出してしまふ恐れがある。しかし結果を見ると明らかなように、北極のオーロラ

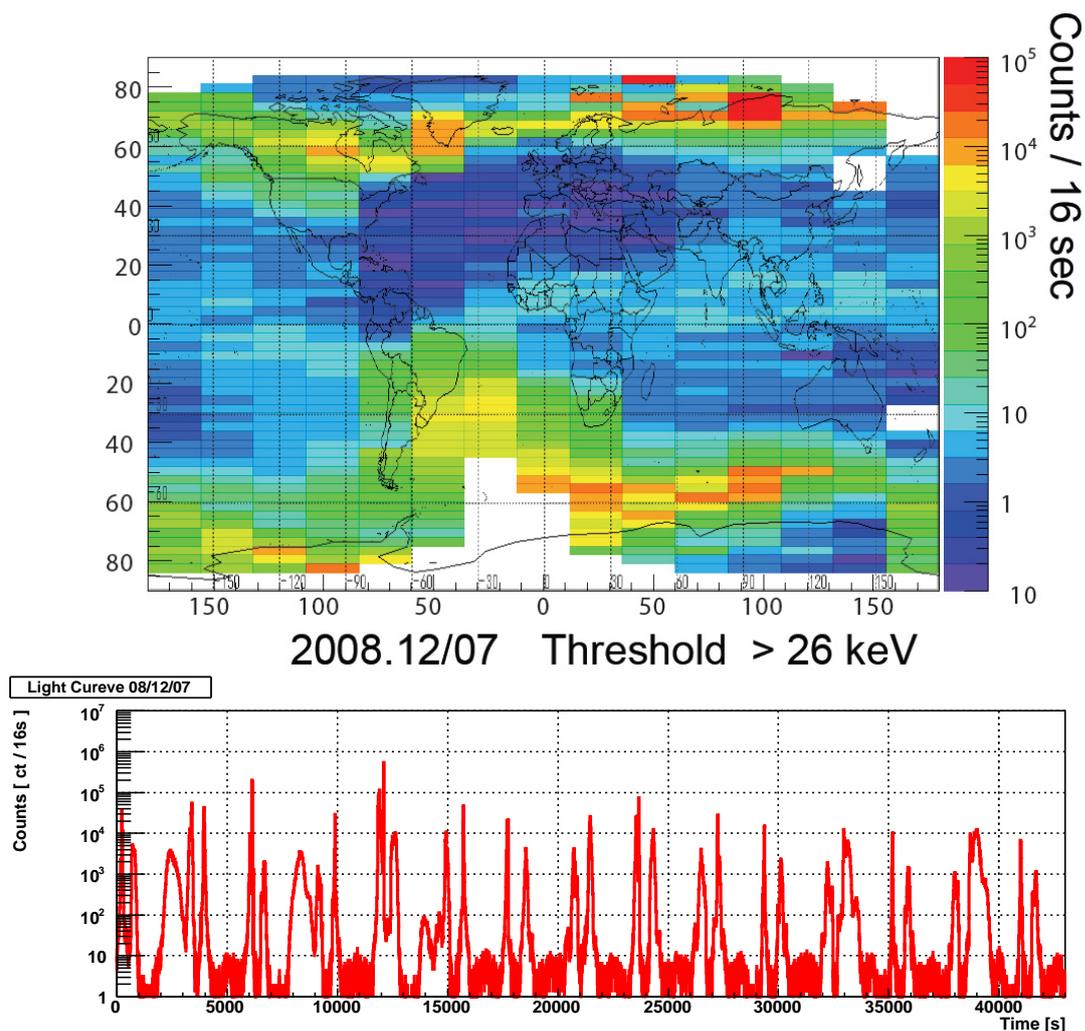


図 3.9: 電子の分布の観測結果 (08 年 12 月 7 日観測 ≥ 26 keV) とライトカーブ。

帯の分布は陽子の分布と等しく、細長い帯状となっている。この結果は APD の増幅率がきちんと制御されていることを示している。

3.2.7 08 年 12 月 7 日観測結果

12 月 7 日の観測は、エネルギー閾値を 26 keV に設定して行った (図 3.9)。26 keV ではまだ電子を検出できるので、この分布はさらに閾値を下げたときの電子の分布と同様なオーロラ帯の分布が細長い帯状ではなく、広がった構造が見られた。ブラジル上空の SAA でのカウントレートは 10^4 以下と、他の電子分布に比べて約 2 桁小さい値が得られた。このことからブラジル上空の電子による SAA には、エネルギーの低い電子が多く集まっていることがわかる。

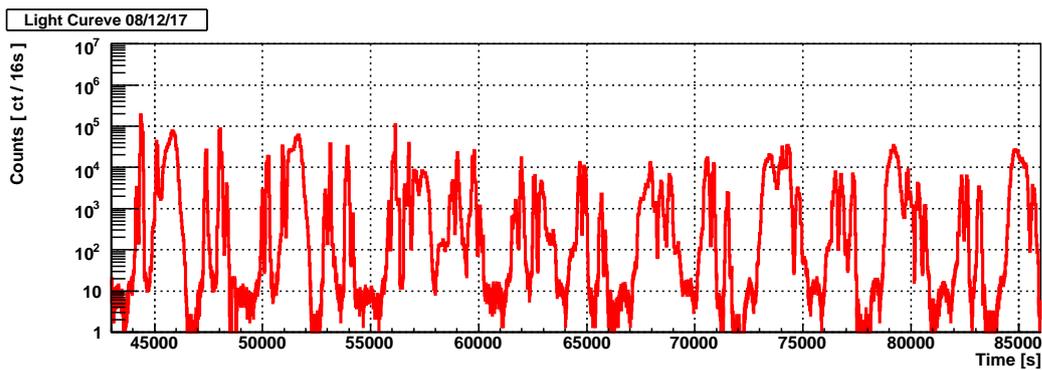
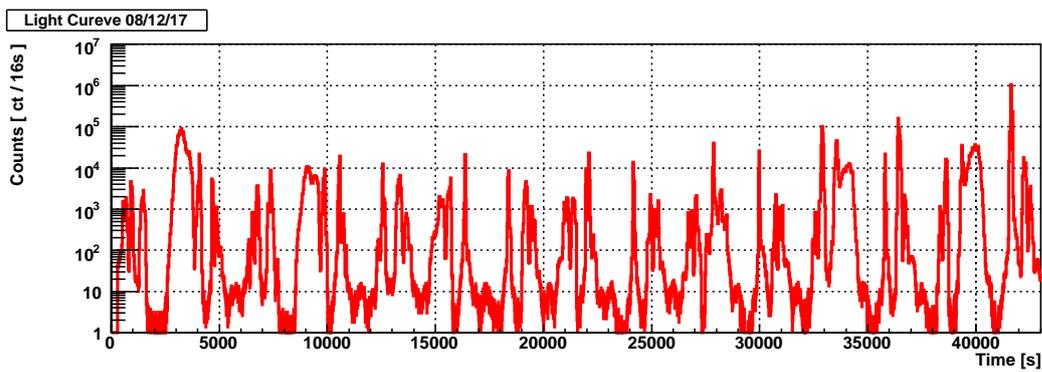
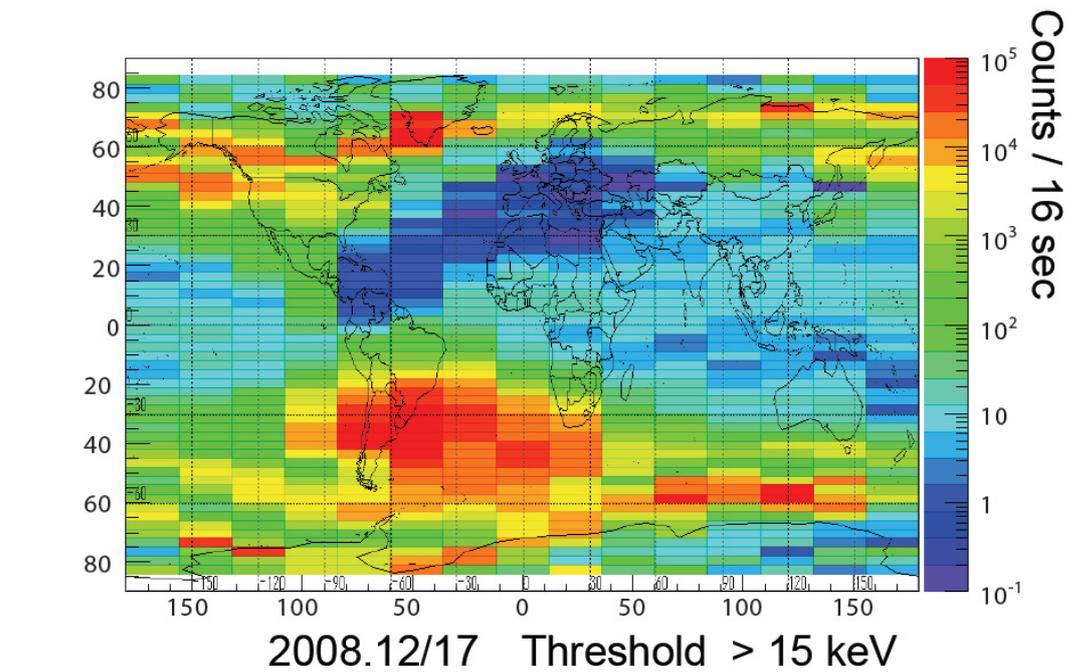


図 3.10: 電子の分布の観測結果 (08 年 12 月 17 日観測 ≥ 15 keV) とライトカーブ。

3.2.8 08 年 12 月 17 日観測結果

APD モジュールを用いた 24 時間観測は現在までに 1 度だけ成功し、エネルギー閾値 15 keV での結果が得られている (図 3.10)。なお、この観測は観測開始は 16 日であるが、主

に17日の観測を行っているので、12月17日の観測結果とする。この観測結果では、世界を覆う荷電粒子分布をつくることができた。閾値15 keVでは電子の分布が有意であるので、ブラジル上空のSAAや、オーロラ帯の広がった分布、さらに南北のオーロラ帯で、オーロラ帯の帯が2つ見られる。南極のオーロラ帯の2つめの帯はSAAの南部から世界を一周して、またSAA南部に入り込んでいる。北極の2つめの帯は、カナダ上空からロシア東部までの帯であるが、ヨーロッパや北大西洋付近では途切れている。ライトカーブからカウントレートを見ると、5月21日観測の同じ閾値での結果と比べて、1桁程度カウント数が小さいことがわかる。

3.3 観測結果のまとめ

Cute-1.7+APDIIを用いてAPDの宇宙動作実証、増幅率の軌道上での自動制御に成功し、様々なエネルギー閾値での観測を行うことができた。今後はさらに観測を重ね、低エネルギー荷電粒子の分布や振る舞いの時間変動について議論するために有効なデータを集めていきたい。

第4章 硬X線偏光観測

4.1 偏光X線観測の意義

天文学では、電波から可視光、X線 γ 線と様々な波長の光によって観測が行われてきた。天体観測の方法として、天体からの放射強度の時間変動を観測する「測光」、波長ごとの強度分布(スペクトル)を観測する「分光」、天体の空間構造を映し出す「撮像」、放射の電場の偏りを観測する「偏光」の4つの手法で数多くの観測がなされてきた。電波や可視光では、この4つの方法を用いて多くの観測が行われているが、X線、 γ 線のエネルギー範囲では、測光、分光、撮像の技術は年々発展するにもかかわらず、偏光の観測は、その技術的困難さから、ほとんど行われてこなかった。可視光などでは、偏光板などを用いて容易に偏光観測を行うことができるが、X線では波長が非常に短いため、波として扱うことが難しく、可視光や電波で用いられている偏光観測の技術を用いることができない。また、X線や γ 線は大気によって吸収されてしまうので、ロケットや気球、衛星などを使って、検出器を大気圏外に打ち上げる必要があり、また検出器内での物理過程や構造が非常に複雑であることから、技術的に開発が難しいという問題があった。

X線偏光の観測例は未だ数例に留まるだけである。以下に偏光観測の観測例をいくつか示す。1971年に行われた Aerobee-350 sounding ロケットによる、かに星雲の偏光観測では、 $15.4 \pm 5.2\%$ の偏光を検出している [13]。この観測ではリチウムの散乱体と、そのまわりに設置された吸収体ベリリウムの窓を持つ比例計数管を用いた、トムソン散乱の散乱異方性を利用した偏光計と、ブラッグ反射を利用した偏光計が搭載されていた。トムソン散乱偏光計は光電吸収が有意にならない5 keV以下、ブラッグ反射偏光計は2.6 keVと5.2 keVの単色エネルギーでの観測を行うことができる。1975年に打ち上がったOSO-8衛星ではブラッグ反射偏光計を用いて2.6 keVと5.2 keVでの、かに星雲の偏光観測を衛星軌道上で行い、2.6 keVで $15.7 \pm 1.5\%$ 、5.2 keVで $18.3 \pm 4.2\%$ の偏光度を検出している [21]。最近では、太陽観測衛星 RHESSI が偶然視野内にとらえた放射強度の非常に強いガンマ線バースト GRB021206 が15-200 keVで $80 \pm 20\%$ と強く偏光しているという報告 [3]があるが、これはデータ解析に大きな不定性があるため、議論が続けられている [19]。

また、INTEGRAL 衛星の SPI 検出器で検出された GRB041219a では $63 \pm 30 \%$ (100-350 keV) の偏光が報告されている [12]。以上のように、X 線での偏光観測は数例行われているが、トムソン散乱やブラッグ反射を利用した偏光計では、軟 X 線での観測に留まる。また硬い X 線領域では、上に挙げた RHESSI 衛星と INTEGRAL 衛星の観測以外はほとんど皆無である。

このように X 線偏光観測は未だ未開拓の分野であり、その観測は非常に困難である。にもかかわらず X 線偏光観測が期待されるのは、他の観測では得られない、偏光観測を用いてのみ解明できる物理があるためである。例えば天体の磁場構造は測光、分光、撮像では解明することができなかったが、偏光方向は磁場の向きに依存するため、偏光観測によって天体の磁場構造を初めて解明することができる。また、天体が行っている放射の素過程も、これまでは分光と測光の手法を用いて、スペクトルと放射時間の変動から推測してきたが、放射の偏光度を検出することにより、他の方法とは独立に放射過程の解明に有力な情報を与えることができる。

4.1.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) は宇宙遠方のある一点から、X 線からガンマ線の領域で爆発的な放射を起こす現象であり、全天で最も大きな爆発現象である。GRB の放射には継続時間が数秒 ~ 数 10 秒で高エネルギー光子が放射される初期放射 (Prompt emission) と、数時間 ~ 数日に渡って続き、X 線から長波長側の光子が放射される残光 (After glow) の 2 種類がある。GRB の発生源は全天に一様に分布し (図 4.1)、初期放射の継続時間は非常に短い (数秒から数 10 秒) ために観測が難しく、その放射機構や中心エンジンには、いまだに多くの謎が残されている。現在、GRB の放射を説明するモデルとして最も有力なものとして、ファイアーボールモデルがある [17]。ファイアーボールモデルによると、太陽質量の数十倍以上の巨大な星が重力崩壊することにより、 10^{52} erg 程度のエネルギーが生成され、その膨大なエネルギーがローレンツ因子 Γ が $\Gamma \geq 100$ の相対論的ジェットへと変換されて放出される。このジェットの方向が、観測者の視線方向と一致しているとき、ジェット内部の相対論的な電子による強いシンクロトロン放射がガンマ線として観測される。

ここで、観測される X 線ガンマ線は大局的に整った磁場から生成されるか、入り乱れた磁場から生成されるかという問題がある。GRB が整った磁場からのシンクロトロン放射によって生成されるのであれば、X 線、ガンマ線でも 70 % 程度の高い偏光度が期待さ

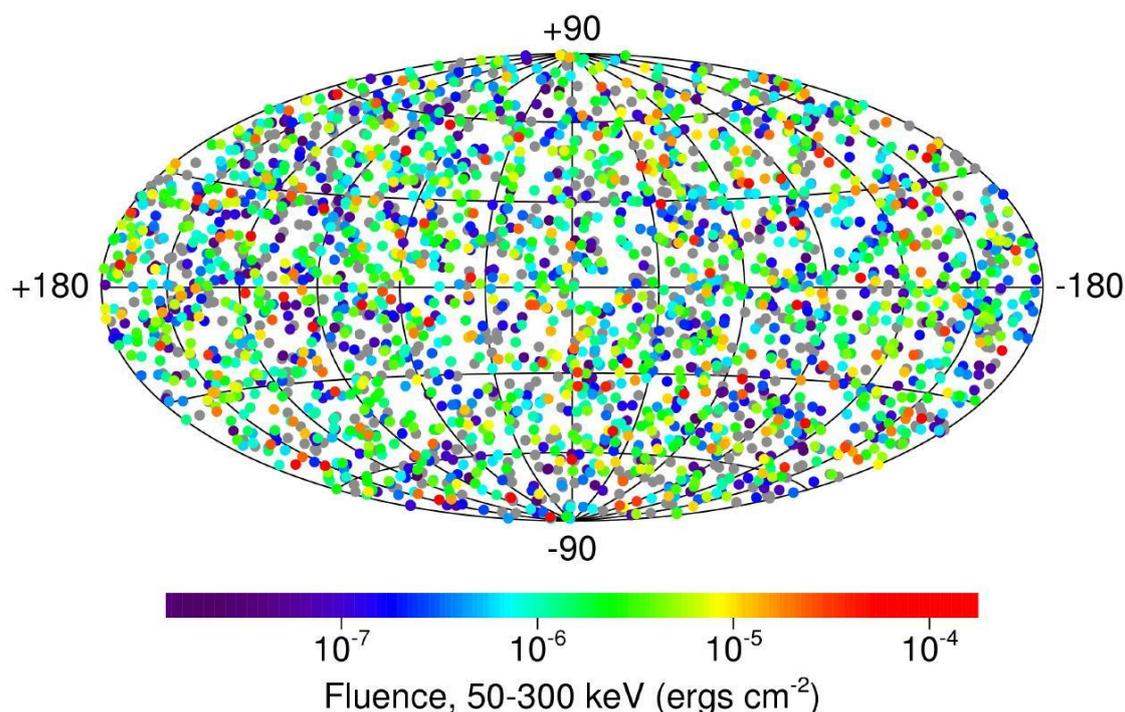


図 4.1: BATSE で得られたガンマ線バーストの分布。ガンマ線バーストは全天に一様に分布する。

れる。もしこれが事実であれば、先に述べた RHESSI 衛星や INTEGRAL 衛星の結果を指示するものとなるが、GRB の初期放射は、天体中心から放射される衝撃波が衝突し、そのとき作られる内部衝撃波によって電子が加速され、そこで加速された電子によるシンクロトロン放射であると考えられている。このような状況下では乱れた磁場が自己生成する場合があります、シンクロトロン放射であっても、高い偏光度が観測されるとは考えにくい。これらの問題を解決するためには、信頼性の高い観測の数を増やす必要があり、GRB の初期放射の起源について決定打を与えるような偏光観測が待ち望まれている。

4.2 偏光 X 線と物理現象

ここではシンクロトロン放射とコンプトン散乱による偏光 X 線の放射過程と、これらの放射によって作り出される偏光度について述べる。

4.2.1 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射は、相対論的速度を持った荷電粒子が磁場 B 中で螺旋運動を行うことによって生じる放射である。荷電粒子の速度が非相対論的な場合、サイクロトロン放射と同様の双極放射に帰着される。これを観測者から見たとき、相対論的效果によって電子の運動方向に放射が強く集中する「ビーミング」効果が生じる (図 4.2)。

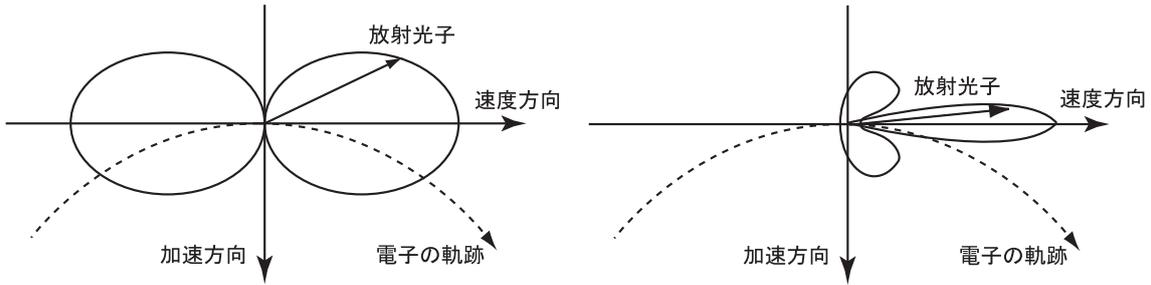


図 4.2: サイクロトロン放射とシンクロトロン放射。サイクロトロン放射 (左) では、古典的な双極子放射となる。シンクロトロン放射 (右) ではビーミング効果により接線方向に放射が集中する。

このときある単一の電子が角速度 ω で、観測者から見て磁場と平行方向に放射する、単位時間あたりのエネルギーを $P_{\parallel}(\omega)$ 、垂直方向に放射する、単位時間あたりのエネルギーを $P_{\perp}(\omega)$ とすると、これらは式 4.2 のように書くことができる。

$$P_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} [F(x) - G(x)] \quad (4.1)$$

$$P_{\perp}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} [F(x) + G(x)] \quad (4.2)$$

ここで、 $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z) dz$ 、 $G(x) = x K_{2/3}$ であり、 $K_{5/3}$ 、 $K_{2/3}$ は変形ベッセル関数、 $x = \omega/\omega_c$ 、 e は素電荷、 m_e は電子の静止質量、 α はピッチアングルである。

単一の電子が放射するシンクロトロン放射は楕円偏光しているが、連続的に磁場に巻きついている多数の電子を観測者が見る場合、視線方向よりずれている電子同士が楕円成分を打ち消し合うので、観測者には結局直線偏光として観測される。このとき、単一エネルギーの場合の偏光度 $\Pi(\omega)$ は、式 4.3 となる。

$$\Pi(\omega) = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)} \quad (4.3)$$

また、電子がべき乗分布のエネルギーを持つ場合、偏光度 Π は式 4.4 のように書くことが

できる。

$$\Pi = \frac{p+1}{p+7/3} \sim 0.7 \quad (p=2) \quad (4.4)$$

ここで、標準的なフェルミの一次加速を想定した場合、 $p=2$ となるので、この場合の偏光度は $\Pi=0.7$ である。また、この偏光度は放射天体の磁場が整っている場合に観測され、磁場が不均一である場合には、その不均一の度合いの分だけ偏光度が減少する。このため、シンクロトロン放射の偏光情報は、放射天体の磁場の均一さを示す指標となる。

4.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱は光子と電子が衝突を起こすことにより、光子と電子間でエネルギーと運動量のやりとりをする過程である (図 4.3)。

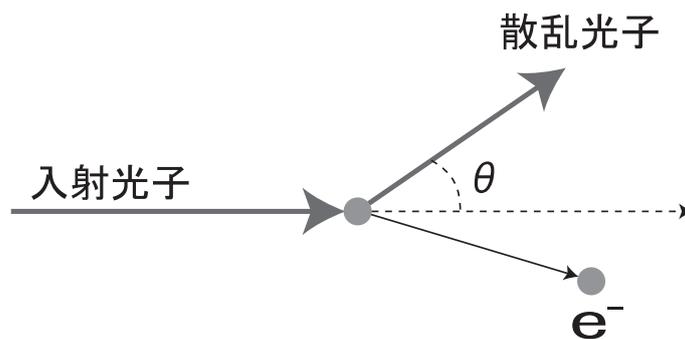


図 4.3: コンプトン散乱の模式図。散乱において、入射光子は散乱角 θ に応じたエネルギーを電子に与える。

X線や γ 線などの光子のエネルギーが、原子中の電子の束縛エネルギーに比べて大きくなると、光子と電子の衝突を扱えるようになる。これをコンプトン散乱と呼び、光子と電子との間でエネルギーの交換が起こる。コンプトン散乱で散乱された散乱光子のエネルギー E' は式 4.5 のようにかける。

$$E' = \frac{E_0}{1 + \left(\frac{E_0}{E_m}\right)(1 - \cos \theta)} \quad (4.5)$$

ここで E_0 は入射光子のエネルギー、 θ は入射方向に対する散乱角、 E_m は電子の静止エネルギーで $E_m = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ である。入射光子が散乱体で落とすエネルギー ΔE はエネルギー保存則より、入射光子と散乱光子のエネルギーの差に等しく、 $\Delta E = E_0 - E'$ である。

コンプトン散乱の散乱断面積

偏光した光子のコンプトン散乱の散乱断面積は散乱角 θ 、偏光方向に対する散乱方位角 η を用いて、式 4.6 (Klein-Nishina の式) のようにかける。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 [\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta] \quad (4.6)$$

また、無偏光の場合は式 4.7 の形になる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 [\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta] \quad (4.7)$$

ここで r_0 は電子の古典半径であり、 ϵ は入射光子のエネルギー E_0 と散乱光子のエネルギー E' の比であり、式 4.8 のようにかける。

$$\epsilon = \frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + \left(\frac{E_0}{E_m}\right) (1 - \cos \theta)} \quad (4.8)$$

無偏光光子の微分散乱断面積は散乱方位角 η によらないので、どの散乱方位角方向にも均等に散乱される。偏光した光子では、微分散乱断面積は散乱方位角に依存するが、散乱方位角を含む項 $\sin^2 \theta \cos^2 \eta$ において、 $\sin^2 \theta$ の大小によってその偏光方向 η による寄与が変化する。入射光子のエネルギーが電子の静止エネルギー 511 keV に比べて十分に小さいとき、 ϵ はほぼ定数とみなすことができるので、散乱角の異方性は $\theta = 90^\circ$ のときに最も顕著に見ることができる。逆に $\sin^2 \theta$ が小さくなる前方散乱や後方散乱では、 η による影響は小さくなるので、散乱角の異方性は見られなくなる。

コンプトン散乱後の偏光度

光子がコンプトン散乱した後の偏光度は式 4.9 のようにかける。

$$\Pi = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta} \quad (4.9)$$

コンプトン散乱した光子は、散乱前の光子の偏光度の有無に関係なく偏光する。入射光子のエネルギーが、電子の静止エネルギー 511 keV に比べて十分に小さいとき、 ϵ はほぼ定数とみなすことができるので、散乱光子の偏光度 Π は $\theta = 90^\circ$ 方向に散乱したときに最大値をとることがわかる。コンプトン散乱した光子の偏光方向は、入射光子の偏光方向と散乱方向での 2 つのベクトルでつくられる平面に平行な方向になる (図 4.6)。

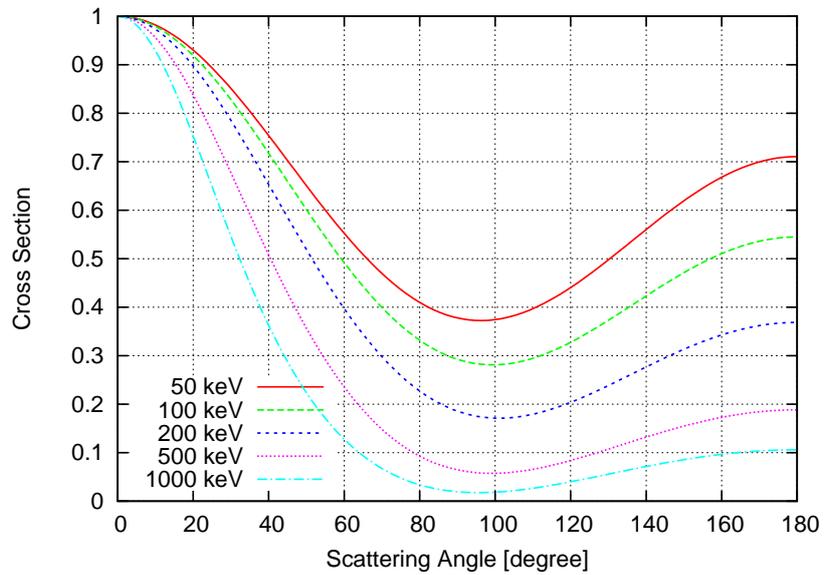


図 4.4: 散乱角 θ に対する散乱断面積の分布。エネルギーが高くなるにつれて後方散乱、 90° 方向の散乱は減少していく。

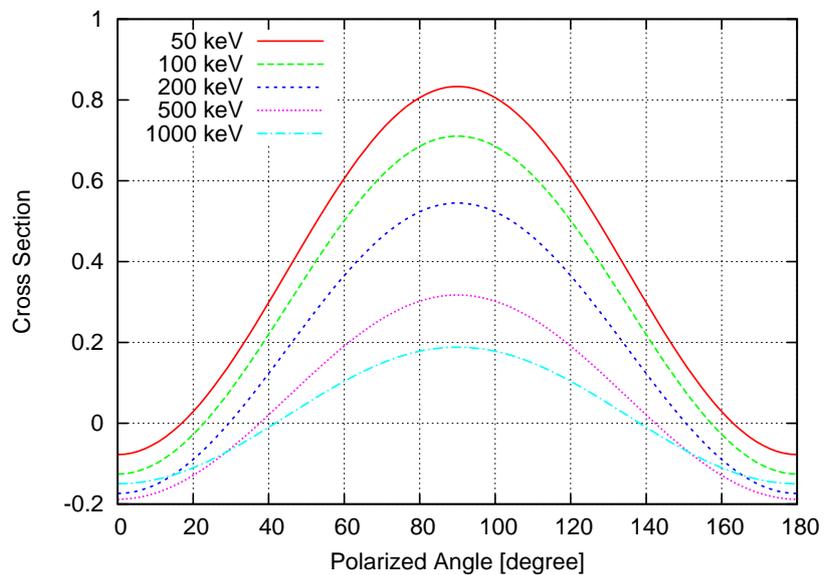


図 4.5: 散乱方位角 η に対する散乱断面積の分布。 $\theta = 90^\circ$ での散乱方位角の異方性。どのエネルギーでも偏向方向 (0°) に対して 90° 方向に散乱されやすい。エネルギーが高くなるにつれて散乱方向の異方性は弱くなっていく。

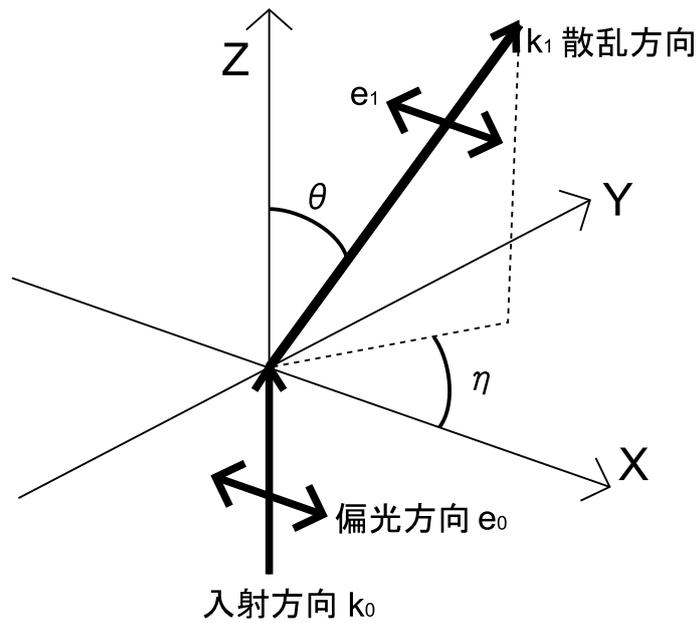


図 4.6: X 軸方向に偏光した光子がコンプトン散乱したときの模式図。入射方向を Z 軸に平行な方向とすると、 θ は散乱方向と Z 軸とがなす角、 η は散乱方向を XY 平面に射影したときの X 軸とのなす角となる。散乱後の偏光方向は、入射光子の偏光方向 e_0 と散乱方向 k_0 とで作られる面に平行になる。

4.3 偏光 X 線の検出方法

ここでは偏光 X 線の検出方法について、いくつか述べる。

4.3.1 ブラッグ反射を利用した偏光計

入射 X 線の波長を λ 、反射させる結晶の格子定数を d 、結晶面に対する入射 X 線の角度を θ とすると、任意の整数 n に対して、以下の回折条件 (式 4.10) が与えられる。

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4.10)$$

この条件が満たされて起こる反射をブラッグ反射と呼ぶ。このとき入射した X 線はその偏光方向が結晶の面に対して、平行な場合には反射率が最大となり、垂直な場合には反射率は 0 となる。したがって、ある方向に偏光した X 線を結晶に入射させた場合、ある一定方向に反射される確率が高まるため、結晶面を固定したまま回転させることによって変調度が 100 % に近いカウント数の回転角による分布が得られる。しかし、ブラッグ反射が起こるのは特定の波長のみであり、 $n = 3$ 以上の反射の場合は、その強度が急激に落ちて

しまう。OSO-8 衛星では、結晶はグラファイトを用いており、 $n = 1, 2$ の反射、つまり、2.6 keV と 5.2 keV の 2 つの単色光のみの検出となってしまう。

4.3.2 光電効果を利用した偏光計

偏光した X 線が光電吸収されるとき、ターゲットの原子の K 殻から放出される、電子の角度分布を含んだ散乱断面積は、式 4.11 で与えられる [18]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \eta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (4.11)$$

ここで θ は入射光子の方向と、放出された光電子のなす角、 η は入射光子の偏光方向と、放出された電子の方向が成す角、 β は放出された電子の速度 v と光速 c の比 $\beta = v/c$ である。この式 4.11 から、 $\eta = 0$ つまり、入射光子の偏光方向にそった方向に電子が放出されやすいことがわかる。

この性質を利用して偏光を検出することができる。例えば、ガス比例係数管の中に偏光した光子を入射させる。比例係数管の中で光子が光電吸収され、これによって偏光方向に沿った方向に光電子が放出され、その方向に偏った電子雲が形成される。この電子雲を増幅し、さらに読み出しとなる電極をピクセル化することによって、電子雲の広がり方向を検出するといった方法で偏光を検出することができる。

光電吸収を使った偏光計の観測エネルギー範囲は数 keV \sim 10 keV 程度であり、ブラッグ反射とは違って X 線領域で連続的なエネルギー範囲での偏光観測ができる。光電吸収の場合、 $\eta = 90^\circ$ での散乱断面積が 0 になるので、散乱方位角ごとの変調を考えると、原理的には 100 % の変調を達成できる。

4.3.3 コンプトン散乱を利用した偏光計

偏光した光子は、散乱方位角 η に依存する散乱断面積を持つため、散乱方位角に異方性を持つ。ここでは、この性質を利用したコンプトン散乱偏光計について述べる。図 4.7 に、微小な検出器 A, B で構成される理想的なコンプトン散乱偏光計を考える。入射光子は検出器 A でコンプトン散乱され、散乱された光子は検出器 B で光電吸収されるとする。 η は散乱方位角であり、入射光子の偏光方向を 0° とする。偏光した光子のコンプトン散乱の異方性から、散乱方位角 η に応じて、検出器 B でのカウント数は変調する。 $\eta = 90^\circ$ のときにそのカウント値は最大 (N_\perp) となり、 $\eta = 0^\circ$ のときにカウント値は最小 (N_\parallel) と

なる。ここで、変調の度合い Q を式 4.12 のように定義する。

$$Q = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (4.12)$$

N_{\perp} と N_{\parallel} の値は微分散乱断面積に比例するので、 Q はさらに、式 4.13 のような形になる。

$$Q = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 90) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 90) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 0)} = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta} \quad (4.13)$$

となる。この式は式 4.9 と同じ形をしており、 Q は $\theta = 90^\circ$ で最大値をとり、 θ が 0° や 180° 付近の前方散乱や後方散乱では低い値となってしまふ。つまり、コンプトン散乱偏光計での偏光検出能力を最も高くするためには、 $\theta = 90^\circ$ のイベントを選べばよい。しかし実際の観測では、統計をよくするために偏光検出のためのイベント数をできる限り増やす必要があるので、コンプトン偏光計を設計する際には、詳細なシミュレーションが必要になる。

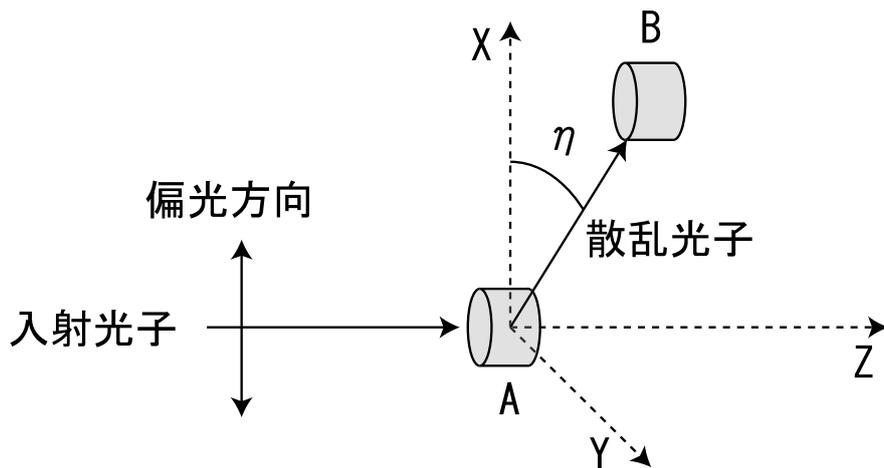


図 4.7: コンプトン散乱偏光計の原理。微小な検出器 A, B を考える。入射光子が A でコンプトン散乱し、B で光電吸収を起こすイベントは散乱方位角 η に依存する。

第5章 硬 X 線偏光観測衛星 TSUBAME

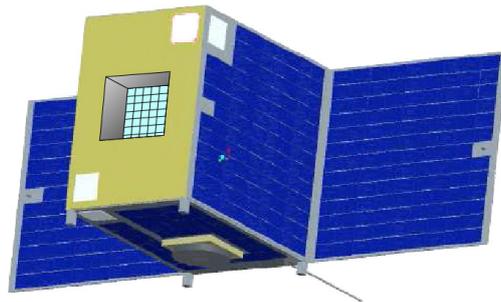


図 5.1: TSUBAME の外観。衛星の角にバーストモニタを配置し、視野角 2π を常に監視して GRB を検出する。衛星中央には偏光検出器を搭載し、突発天体の偏光の検出を狙う。

5.1 概要

TSUBAME は天体の硬 X 線領域における偏光を検出することを目的とした小型衛星である。大きさは $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 、総重量は $\sim 30\text{ kg}$ 程度を予定している。目標天体は主にガンマ線バースト (GRB) であり、GRB の初期放射の偏光 X 線を観測することが第一の目的である。GRB の初期放射は一般的に非常に短い (数 ms \sim 数 10 sec) ため、GRB の検出後すぐに偏光計を目標天体の方向に向けることが要求される。

TSUBAME には、GRB の検出のために 2π の視野を持つ広視野バーストモニタ (Wide-field Burst Monitor、以下バーストモニタ) と、硬 X 線コンプトン偏光計 (Hard X-ray Compton Polarimeter、以下偏光計、視野 $\sim \pm 15^\circ$) の二つの検出器を搭載する予定である。バーストモニタは GRB の「検出」と「方向決定」を行い、偏光計は目標天体の偏光の検出を行う。

これらの検出器を用いて突発天体を次のように観測する。観測待機状態ではバーストモニタを用いて、バックグラウンドのカウントレートを常に監視する。カウントレートに有意な変化が起こると、それを突発天体として検出し、観測体制に入る。観測体制に入る

とまず、突発天体の方向を計算する。方向決定には、TSUBAMEの各面にあるバーストモニタのカウントレートの比を利用する。方向が決定すると、コントロールモーメントムジャイロ (Control Momentum Gyro, 以下 CMG) と呼ばれる高速姿勢制御機構を使って方向転換をすると同時に、コンプトン散乱を利用した偏光計での偏光観測を開始する (図 5.2)。

CMGは高速トルク姿勢制御デバイスであり、TSUBAMEのように衛星自体が小型であると、 90° の変更で15秒、 60° の変更で10秒程度での高速姿勢制御が可能である。例えば、Swift衛星に搭載されている姿勢制御デバイスの場合、 90° の姿勢変更を行うためには20～70秒程度の時間が必要であり、TSUBAMEは現在及び将来計画されている天文衛星の中で突発天体に対する応答速度が最も早い。また、観測中はCMGを用いて、目標天体と偏光計を結ぶ軸を中心に衛星全体を回転させ、偏光計の非対称性や、目標天体を見込む角度のずれによって生じる系統誤差をできる限り少なくする予定である。

この章では、主に理学検出器であるバーストモニタと偏光計について説明し、これらの開発の現状を示す。

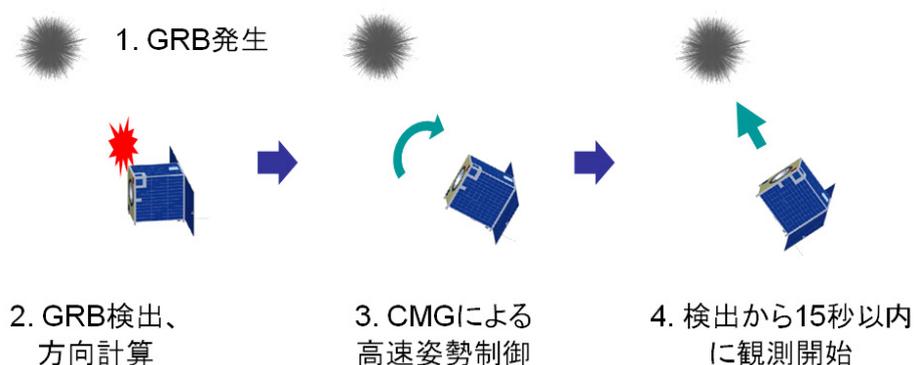


図 5.2: GRBの検出から観測までの流れ。バーストモニタがGRBを検出すると、各検出器のカウント数の比からGRBの方向を決定し、CMGによって検出方向に高速で偏光計を向ける。検出から15秒以内には観測を開始できる。

5.2 広視野バーストモニタ

TSUBAME では主にガンマ線バーストの偏光検出を目的とする。ガンマ線バーストはいつ、どの方向で発生するかわからないので、この天体からの初期放射を検出するには、広い視野を持つ検出器を用いて常に天球を監視する必要がある。TSUBAME では、衛星の各5面に広視野バーストモニタを配置し、ガンマ線バーストの検出と方向決定を行う。

バーストモニタでは、各面の検出器のカウントレートの比を用いてガンマ線バースト発生方向の決定を行う。まず、過去にバーストモニタと同様の方法を用いてガンマ線バーストの検出と方向決定をした検出器として、CGRO 衛星の BATSE 検出器について紹介する。その後で TSUBAME で用いるバーストモニタの検出器の詳細とガンマ線バーストの検出方法、さらにこれを用いたときの観測可能なバースト数の見積りと方向決定精度について述べる。

5.2.1 BATSE 検出器

CGRO 衛星 (1991-2000) に搭載された BATSE 検出器 (Burst And Transient Source Experiment) は、優れた感度でガンマ線バーストを検出することを目的とした検出器である。BATSE は NaI シンチレータを用いて、Large Area Detector (LAD) と Spectroscopy Detector (SD) と呼ばれる二種類の検出器からなる (図 5.3)。これらが8面体の各表面に一組ずつ搭載されていて、あらゆる方向から到来する GRB を4面以上で検出することが可能である。

LAD は面積 2025 cm^2 、厚さ 1.27 cm (0.5 インチ) の NaI の巨大な円板で、シンチレーション光はライトガイドを通じて、 30 cm の深さを持つ空円柱へと導かれる。円柱の終端部には直径 12.7 cm の光電子増倍管が3台はめ込まれており、ここでシンチレーション光を検出する。LAD の表面にはポリスチレンから成る、厚さ 6.35 mm の Charged Particle Detector (CPD) が搭載され、この CPD の両端につけられた2つの PMT により、独立に信号を読み出す。荷電粒子によるイベントは、CPD と LAD の反同時計数により除去される。一方、SD はスペクトルを得ることに重点をおいた検出器であり、面積は 127 cm^2 、厚さ 7.195 cm の NaI シンチレータであり、LAD の真下に位置する。

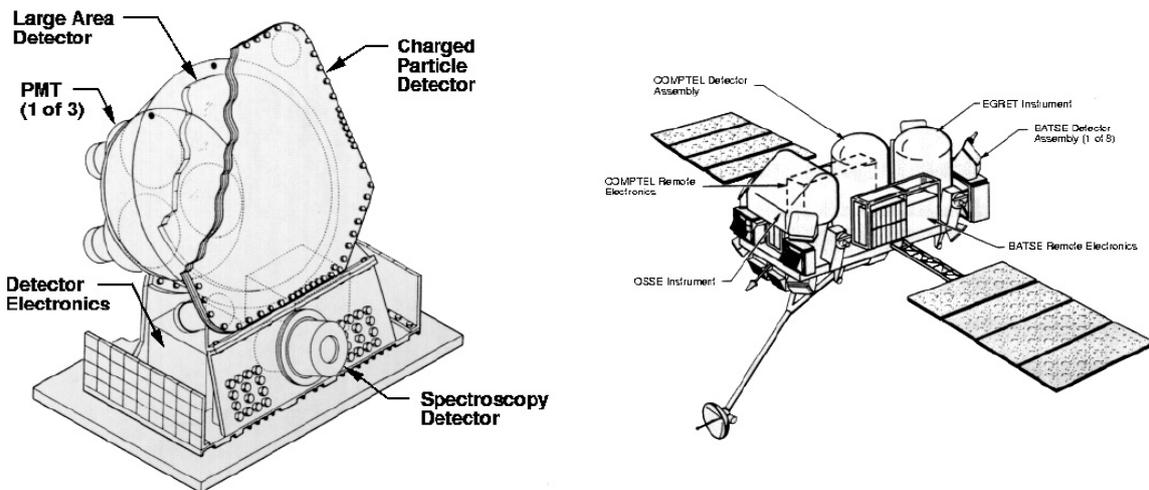


図 5.3: BATSE 検出器 (左) と CGRO 衛星 (右)。BATSE 検出器は 8 面体の各表面に Large Area Detector と Spectroscopy Detector が一対ずつ搭載されている。

BATSE による GRB の判定

BATSE の LAD では、25 keV から 2 MeV までのエネルギー範囲を 128 ch でカバーする。また、この他にエネルギー閾値として (1)25 keV、(2)50 keV、(3)100 keV、(4)300 keV の 4 つの下限閾値を持つ。バースト判定トリガは、8 つの検出器のうち 2 つ以上の検出器が、カウントレートにおいて有意 ($\geq 5.5 \sigma$) な変動を示したときに生成され、その判定時間は (1)64 ms、(2)256 ms、(3)1024 ms の 3 つが用意されており、上記の 3 つの判定時間のどれかを満たせば、バースト判定とされる。このバックグラウンドのゆらぎを求めるため、平均のバックグラウンドが 17 秒おきに計算されている。バーストと判定されると、その時点から 240 秒間データがメモリに蓄えられる。さらにそこから、データの読み出しが 90 分間で行われる。この間は 256 ms と 1024 ms のトリガは使用できなくなる。64 ms のトリガは検出閾値が、バックグラウンドの 5.5σ から、現在読み出しているバーストのカウントレートの最大値に置き換えられるので、読み出しているバースト以上の強度を持つバースト以外は、検出されないようになる。

しかし、以上の条件を満たして、バースト判定トリガがかかったとしても、それが必ずしも GRB によるものとは限らない。BATSE の 1 年目の検出では、主なダミートリガとして、太陽フレア (30 %)、荷電粒子の検出 (30 %)、SAA 内でのデータ (10 %)、Cygnus X-1 の変動や地球縁からの昇出 (10 %) などがあり、GRB は 20 % 程度であった。このような誤認は、バーストの方向、8 面の検出器の動作、スペクトルの形など、様々なフィル

タを設けることで真の GRB と区別され、誤認の確率は 1 % から 2 % まで下げることができる [46]。

5.2.2 バーストモニタによる GRB の検出原理

バーストモニタでは先に述べた BATSE と同様の検出方法を用いてガンマ線バーストの検出を行う。TSUBAME の定常時は、バーストモニタを用いて常に半天のモニタを行う。判定時間 Δt 内でのカウント数 N が得られたとき、それ以前の k 回前までの判定時間でのカウント数 N_1, N_2, \dots, N_k から、バックグラウンドの平均 N_{BG} を計算する。

$$N_{BG} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k N_i \quad (5.1)$$

このバックグラウンドの平均の揺らぎ σ_{BG} の定数 n_σ 倍と判定時間 Δt 内でのカウントからバックグラウンドの平均を引いた値 ($N - N_{BG}$) を比較することにより、ガンマ線バーストの判定を行う。以上の内容を式として書くと次のようになる。

$$\begin{array}{ll} \textit{if} & N - N_{BG} > n_\sigma \times \sigma_{BG} & \Rightarrow \text{判定} \\ \textit{else} & & \Rightarrow \text{認識しない} \end{array} \quad (5.2)$$

以下では、バーストモニタを設計するにあたって必要なパラメータをある程度絞った上で、現在の検出方法を使った見積りを行う。

TSUBAME は小型衛星であるため、検出器の面積や質量がある程度限られてしまう。したがって、BATSE の LAD のように、物理面積の非常に大きな検出器を作ることはできない。面積の大きさはバックグラウンドや突発天体からのカウント数の多さに比例し、その統計ゆらぎをいかに小さくできるかを決めるので、TSUBAME のバーストモニタのような、面積が数十 cm^2 程度の小さな検出器では、ガンマ線バーストの検出は難しいように思える。しかし、TSUBAME の目的はガンマ線バーストの検出数を増やすことではなく、ガンマ線バーストの偏光 X 線を検出することなので、フラックスが非常に強く、継続時間の長いバーストのみが検出できれば問題ない。このようなバーストでは、判定時間を長くすることにより、統計をためることができるので、検出確率を増やすことができ、検出閾値を多少上げても検出することができるようになる。また、偏光検出を前提とすれば、フラックスの小さいバーストや継続時間の短いバーストの検出は、データを少なくするためにできる限り避けるべきである。判定時間はできるだけ長く、判定レベル n_σ は、できるだけ大きい方が、このような偏光検出の難しいバーストを避けることができる。

バーストモニタではBATSEのように、判定時間やエネルギー閾値が複数あるような複雑な判定は行わない。判定時間、エネルギー閾値は、どちらも1つの最適値からある程度変更して設定できるようにする。さらに、軌道上での最適化も行えるようにするため、将来は軌道上でもこれらの値を、最適値から変更できるようにする予定である。

5.2.3 バーストモニタによるGRBの方向計算

ガンマ線バーストを検出した後は、その到来方向を決定するため、方向計算をする必要がある。到来方向は各面のカウント数の比から以下のように求められる。TSUBAMEの偏光計のある面の方向をZ方向とし、Zの方向に垂直な方向をそれぞれX、Y方向とする。

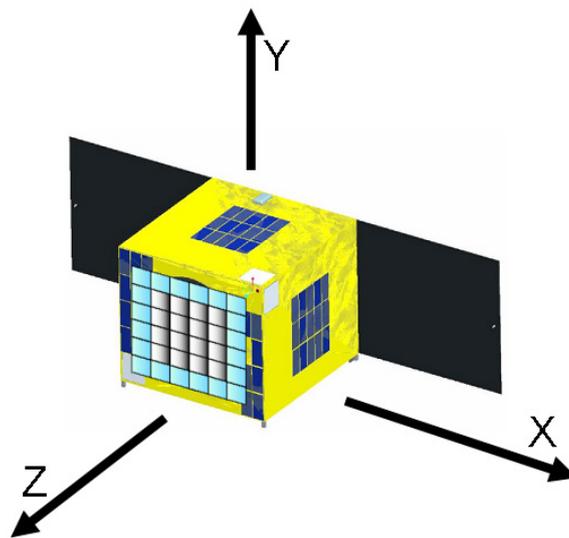


図 5.4: バーストモニタの評価における方向の定義。偏光形のある面をZ軸とし、Z軸に垂直な方向で、かつ衛星の側面に垂直な方向にX軸とY軸をとる。

バーストを検出した際、X、Y、Zの三軸方向に対するカウント数 N_X, N_Y, N_Z が得られる。さらに検出以前の各面のカウント数からバックグラウンドのカウント数 N_{BG} が得られる。これらを用いると方向決定に用いるパラメータ C_X, C_Y, C_Z は次のように表せる。

$$\begin{aligned}
 C_X &= N_X - N_{BG} \\
 C_Y &= N_Y - N_{BG} \\
 C_Z &= N_Z - N_{BG}
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

ただし、 C_X, C_Y, C_Z はGRBから放射された光子のカウント数なので、ポアソン分布に従う統計誤差を持つ。GRBの方向はこの3軸のカウント数によって決まるので、ここで

ゆらぎが大きいとしまうと、たとえ CMG の姿勢制御の精度がよくても、偏光計の視野角 $\pm 15^\circ$ に GRB が入らない可能性が出てくる。 C_X, C_Y, C_Z から到来方向を求める方法として以下の 2 つが挙げられる

極座標を使う方法

まず、方向を決定する 1 つめの方法として極座標を用いる方法がある。式 5.4 で定義する θ と ϕ を求め、これによって GRB の到来方を決定する。

$$\begin{aligned}\theta &= \arctan\left(\frac{C_Y}{C_X}\right) \\ \phi &= \arccos\left(\frac{C_Z}{\sqrt{C_X^2 + C_Y^2 + C_Z^2}}\right)\end{aligned}\quad (5.4)$$

この方法では $\theta = 0$ (Z 軸) の方向を偏光計のある面方向とすることで、基準面をつくることができ、パラメータ 2 つだけなので少なくて済む。ただし、Z 軸方向にカウント数が偏ると ϕ の誤差が大きくなってしまうという欠点を持つ。

重心法

もうひとつの方法として、各面のカウントの比を利用して、これらの重心を GRB の到来方向として決定する重心法がある。例えば、Z 面と X 面でのカウント数をそれぞれ C_Z, C_X とするとき、Y 軸の回転方向の対する到来方向 θ_y と、GRB が検出器正面から入射したときのカウント数 N を使って、次の式 5.5 のようにかける。

$$\begin{aligned}C_X &= N \sin \theta_y \\ C_Z &= N \cos \theta_y\end{aligned}\quad (5.5)$$

この式から θ と N を求めると、式 5.6 のようになる。

$$\begin{aligned}\theta_y &= \arctan\left(\frac{C_X}{C_Z}\right) \\ N &= \sqrt{C_Z^2 + C_X^2}\end{aligned}\quad (5.6)$$

ここで θ_y を求めた方法と同様の方法で θ_x と θ_z を求める。こうして求めた 3 つの角度から GRB の方向を決定する。以下の節の方向決定精度の項で、シミュレーションを用いて、GRB の方向決定の精度を見積もる。

5.3 バーストモニタの性能の見積り

5.3.1 検出可能 GRB 数

BATSE4B カタログを用いて TSUBAME のバーストモニタで検出可能な GRB 数を見積もる。ここでは BATSE の観測結果から、TSUBAME での GRB の観測を十分に再現できると仮定する。BATSE4B カタログからトリガ ID、Fluence [erg cm⁻²]、T90 [s](GRB 検出からその GRB の全カウント数の 90 %が得られるまでの時間) のデータを参照 [43] し、これらの値から、積分時間 Δt 秒間でのカウント数を概算する。ここでは検出するエネルギーの範囲を 25 ~ 100 keV の間とし、GRB のスペクトルを式 5.7 のように仮定する。簡単のため、photon index は 1.0 とする。

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-1} \quad (5.7)$$

さらにこのスペクトルの式から、Fluence F とカウント数 N を式 5.8、5.9 のように求めることができる。

$$F = \int E \frac{dN}{dE} dE = N_0 \int dE \quad (5.8)$$

$$N = \int \frac{dN}{dE} dE = N_0 \int E^{-1} dE \quad (5.9)$$

この2式 5.8、5.9 の比をとることによって Fluence の値 F からカウント数 N を求めることができる。Fluence_{25 - 50 keV} の値 F_1 と、50 - 100 keV での値 F_2 の2つの値を参照し、これらのエネルギー範囲で積分することによって、カウント数 N_1 、 N_2 を計算する。このようにして計算したカウント数と、T90 の値を利用して検出可能 GRB 数を見積もる。

まず、閾値を設定するためにバックグラウンドの値とバーストモニタの面積を決める。ここでは、バックグラウンドを 5 cts s⁻¹ cm⁻²、バーストモニタの面積を 36 cm² と仮定して見積りを行う。バックグラウンドのカウントレートは 180 cts s⁻¹ となる。判定時間を Δt とすると、バックグラウンドの揺らぎ σ_{bg} は $\sigma_{bg} = \sqrt{180\Delta t}$ となる。この値の n_σ 倍のカウント数を、GRB からのカウント数と比較する。GRB からのカウント数は次のように求める。時間軸原点 0 秒で立ち上がり、指数関数で減衰する GRB の典型的な光度曲線を考える。(図 5.5)。この関数は、 $N(t) = N_0 \exp(-at)$ として、カタログの T90 と Fluence から求めたカウント数から N_0 と a の値を計算する。そして求めた N_0 と a の値を用いて、0 秒から Δt 秒まで予想される光度曲線の積分をし、この積分によって得られた値をバーストモニタによって得られた GRB からのカウント数とする。

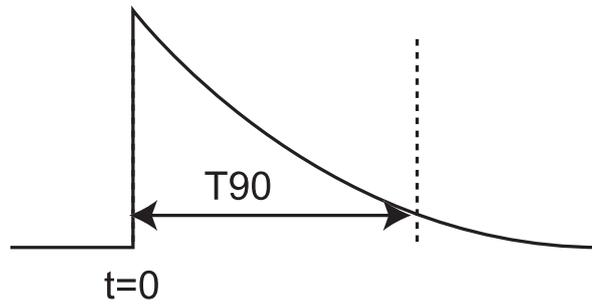


図 5.5: 検出可能 GRB 数の見積りに使用した GRB のライトカーブ。T = 0 s で立ち上がり、指数関数で減衰し、0 s から T90 秒間で、全カウント数の 90 % のカウント数になるように形を決めた。

図 5.5 に各判定時間に対する、バーストモニタで検出可能な GRB の数を求めたグラフを示す。それぞれの曲線は、検出レベルをそれぞれ $n_\sigma = 7, 8, 9, 10$ としたときの結果を示している。 $n_\sigma = 10$ の検出数は $n_\sigma = 7$ の検出数のおよそ 7 割程度であることが見てとれる。また、積分時間が約 8 秒を超えると、GRB の検出数はほとんど増加しない。積分時間が増えると、単一の GRB での光子数が増えると同時にバックグラウンドのカウント数も増えるので、GRB の数はある積分時間になると一定になる。さらに積分時間を増やすと、GRB の光度曲線が急激に減衰することにより、バックグラウンドが GRB の光子数を越えるようになる。このときもバックグラウンドのカウント数は変化しないので、閾値が大きくなって検出可能な GRB の数は減ってしまう。バーストモニタを用いてより多くの GRB を検出することが目的であれば、判定時間 Δt は 8 秒程度に決めることが望ましい。

TSUBAME では GRB の検出ではなく、GRB の偏光検出が目的である。ただし、GRB の初期放射はすぐに減衰してしまうため、バースト検出からできる限り早い時間で偏光観測を開始することが必要不可欠となってくる。図 5.7 に偏光計での観測開始時間に対する、偏光検出可能な GRB 数を示す。偏光計で検出できるカウント数は、偏光計の有効面積 (3.6 cm^2) を用いて、観測開始時間から $T = \infty$ まで積分して計算した値を用いている。この結果から、観測開始時間が GRB 検出から 20 秒後であると、偏光検出が可能な GRB の数は半分程度になってしまうことがわかる。バーストモニタによって GRB を検出した後の偏光計の観測開始時間は、バーストモニタの判定時間と、CMG による姿勢変更時間に依存する。したがって、偏光計の観測開始時間を早くするならば、バーストモニタの判定時間は、先に述べた結果とは逆にできる限り短い方がよい。

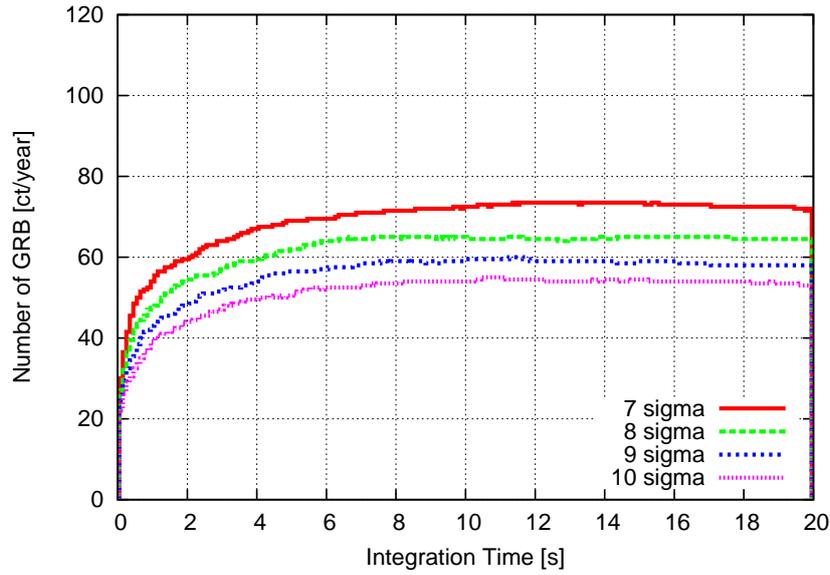


図 5.6: バーストモニタの判定時間と検出可能 GRB 数の関係。8 秒程度までは検出可能 GRB 数は増えつづけ、8 秒後からは一定になる。

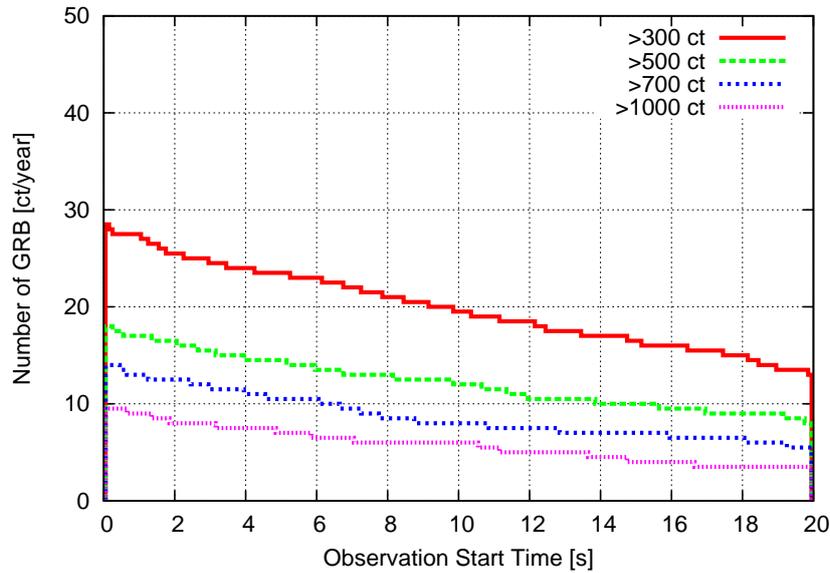


図 5.7: 偏光計の観測開始時間と偏光検出可能 GRB 数の関係。GRB を検出した時間を 0 秒とする。観測開始時間が早ければ早いほど、偏光を検出できる GRB の数は増える。

以上の 2 点を踏まえて、バーストモニタの GRB 判定時間の最適値を求める。バーストモニタの判定時間 Δt と偏光計の観測開始時間 T_{start} を次の式 5.10 で関係づける。

$$T_{start} = \Delta t + 10 [s] \quad (5.10)$$

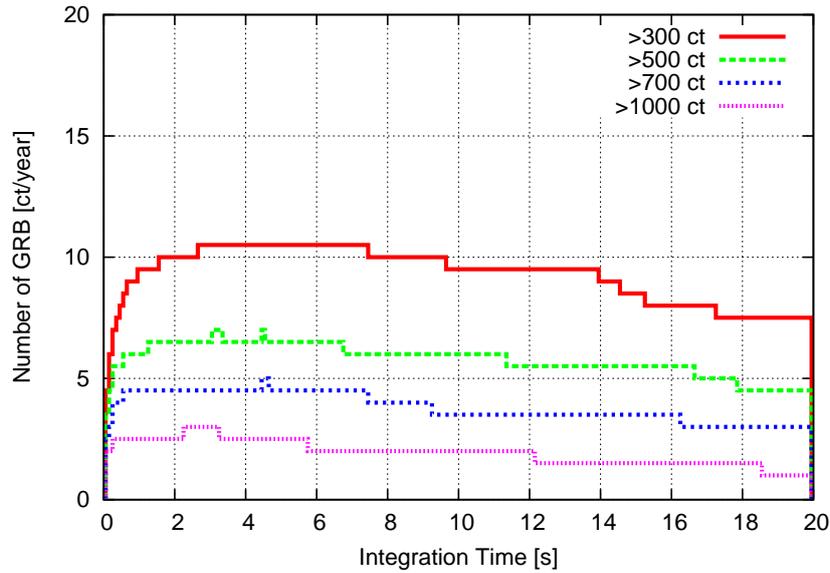


図 5.8: バーストモニタの判定時間と偏光検出可能 GRB 数の関係。判定時間には最適値が存在し、この結果から最適値を読み取ると、およそ 2 秒から 4 秒の間である。バーストモニタでは判定時間として 2 秒を採用する予定である。

ここで、10 秒という数値は CMG を用いて 60° の姿勢変更をする時間であり、 60° は姿勢変更の平均の角度である。GRB は全天に一様分布するので、立体角 π に入る GRB の数は半天 (2π) の半分の数になる。 60° より内側を積分すると、バーストモニタの視野の半分である立体角 π が得られるので、姿勢変更の平均角度は 60° になる。

図 5.8 にバーストモニタの判定時間と偏光検出可能 GRB 数の関係を示す。バーストモニタの判定時間が短いと、バーストモニタによって GRB が検出されず、偏光検出可能な GRB の数も減ってしまう。判定時間が長すぎると、偏光計が検出できる X 線の数が少なくなるので、偏光検出が難しくなり、偏光検出可能 GRB 数は減ってしまう。これらを考慮すると、バーストモニタの判定時間には最適値が存在し、これを図 5.8 から読み取ると、およそ 2 秒から 4 秒の間となる。バーストモニタでは判定時間として、2 秒を採用する予定であり、このときの偏光検出可能な GRB の数は 300 cts 以上のもので年間およそ 10 個であることがわかる。

5.3.2 方向決定精度

精度見積りの方法

バーストモニタの方向決定精度を、GEANT4を用いたシミュレーションによって見積る。同程度強度を持ったGRBを複数個、同じ方向から入射させる。ここで「同程度の強度」の定義をする。検出閾値の強度では、単に同じ強度のGRBを照射するだけでは、方向によって検出できたり検出できなかったりする。例えば極座標における $\theta = 0^\circ$ では、Z方向のシンチレータに100カウントの光子が入射できるが、 $\theta = 45^\circ$ では、同じ強度でもZ方向に $\cos 45^\circ$ 倍の光子数が入射できるだけである。検出閾値を100カウントと定めた場合、これでは検出に至らない。また、検出数のゆらぎによって検出できたりできなかったりすることがある。検出限界は判定レベル n_σ によって決定したいので、GRBの強度ではなく、検出閾値によって入射光子数を定め、方向決定精度を求める。したがってここでは、最も検出数の多い面(バーストを検出した面)では検出数は常に一定であるという仮定をする。つまり、検出閾値を100カウントと設定するときは、Z軸方向(またはX, Y方向)に100カウント入射するときを検出とし、このときの C_X, C_Y, C_Z の値から極座標と重心法の2つの方法で方向を計算する。このようにしてGRBの到来方向のヒストグラムをつくる。

シミュレーションのセットアップは、まずある方向(入射方向)を決め、その方向ベクトルに垂直に10 cm × 10 cmの平面をつくり、平面上の一様分布で決められたある点から、検出器の方向にX線を照射する。ここでGRB毎に異なる乱数を使用して照射する(照射方向は変更しない)。そして個々のGRBについて、 C_X, C_Y, C_Z, N_{BG} の値から方向を求め、得られた複数個の検出角を用いてヒストグラムを作る。入射させるガンマ線バーストの数は多ければ多いほどよいが、ここでは、5000個のガンマ線バーストを同じ方向から入射させる。図5.9に極座標における $\theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ$ の方向から入射した場合のシミュレーション図を示す。

極座標での方向決定精度の見積りの結果

図5.10にそれぞれ $(\theta, \phi) = (15^\circ, 0^\circ), (45^\circ, 0^\circ), (75^\circ, 0^\circ)$ の方向から検出レベル 10σ のGRBを入射したときの角度分布を示す。また、これらのヒストグラムに対して、ガウス関数で近似したときの結果を表5.1に示す。 θ 方向のゆらぎは方向によって大きく変わることはないことがわかる。これは θ が C_X, C_Y, C_Z 全ての値によって求まるからであり、

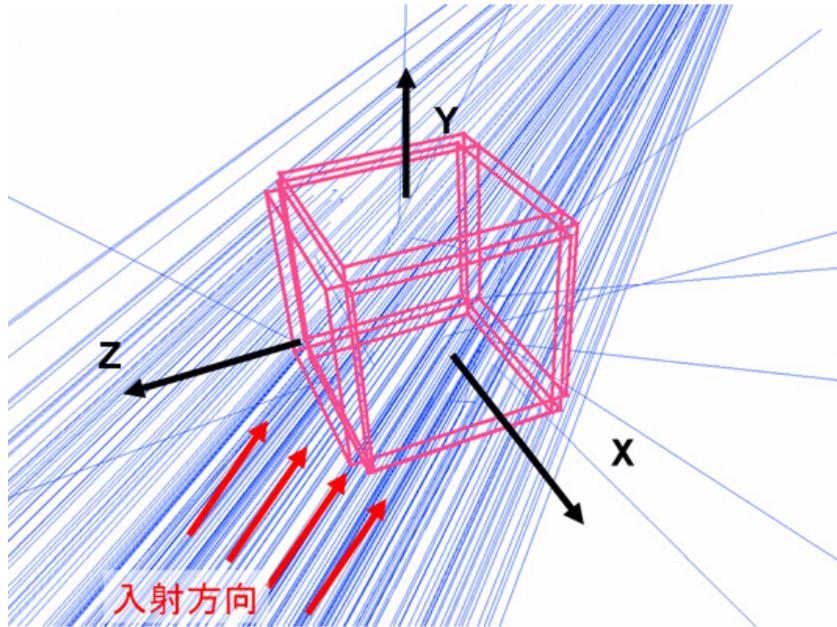


図 5.9: $\theta = 45^\circ$ からのバーストモニタへの X 線の入射シミュレーション。入射させる X 線は、検出器全体を覆うように一様に入射した。

Z 方向のカウント数が少ないときは、X または Y 方向のカウント数が多いので、ある面のカウント数が少ないことによって決定角の精度が著しく悪くなることはない。

次に ϕ のゆらぎ $\Delta\phi$ の結果をみると、 θ が 75° や 45° のときのように大きい値をとるときは、精度に差はないが、 $\theta = 15^\circ$ のときに ϕ の精度が著しく悪くなっていることがわかる。 ϕ は X と Y 方向のカウント数の比で決定するので、Z 方向にカウント数が偏っているときは、X、Y 方向は両方ともカウント数が少なくなり、 ϕ の決定精度が下がってしまう。これでは、 θ が決まっても ϕ が不定になってしまい、正しい方向に向くことができなくなってしまう。このようなことを防ぐためには、次の重心を調べる方法で方向を決めればよい。

入射方向 [deg]		検出方向平均 [deg]	
θ	ϕ	θ	ϕ
15	0	18.7 ± 8.5	-0.35 ± 31.7
45	0	45.3 ± 7.8	0.14 ± 10.0
75	0	73.5 ± 9.2	0.03 ± 9.3

表 5.1: GRB(10σ) の入射角と検出角の比較と方向決定精度。

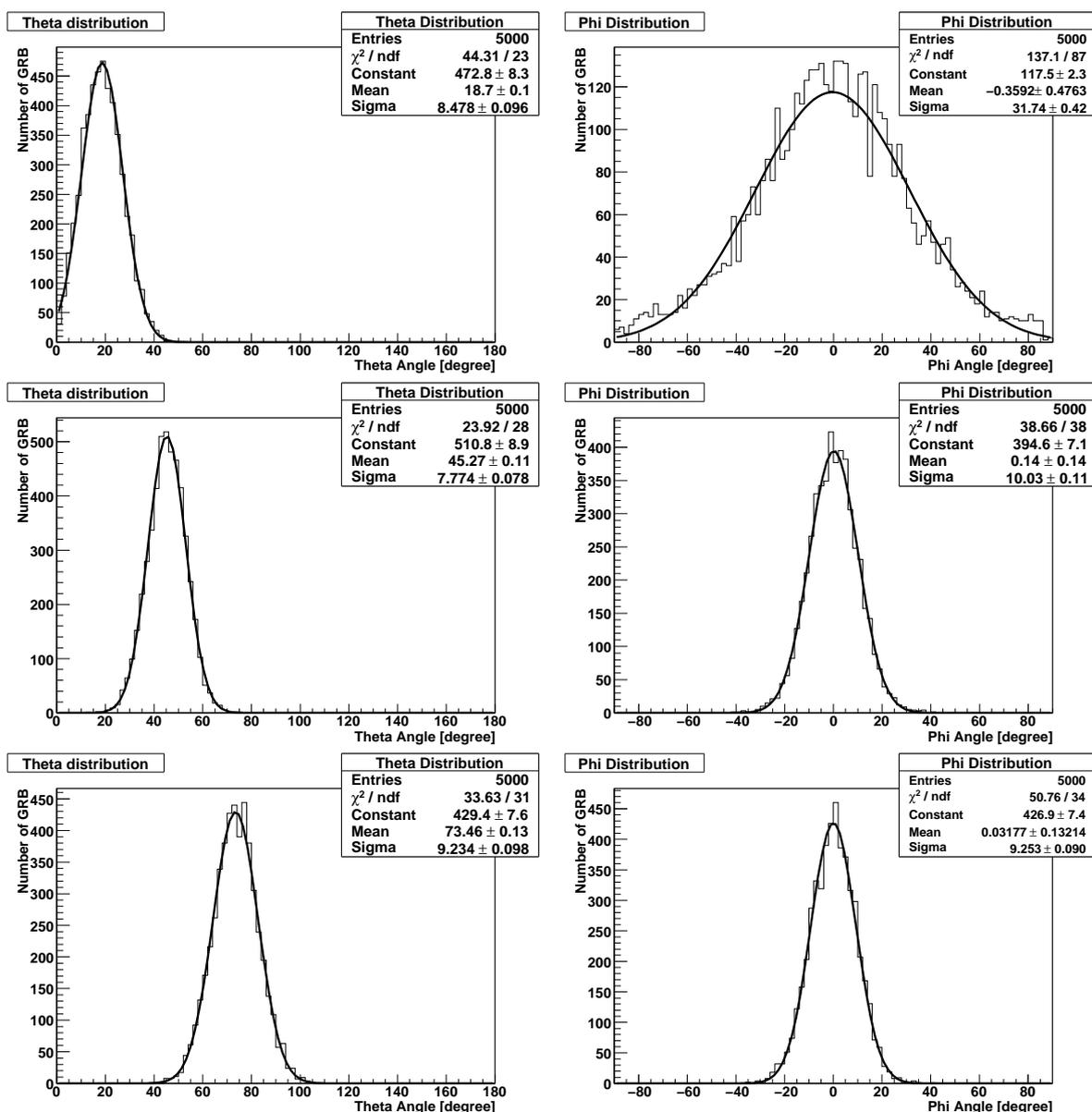


図 5.10: 極座標でのバーストモニタによる決定方向の分布 (10σ)。左列が θ 、右列が ϕ の分布で、上から $\theta = 15^\circ$ 、 45° 、 75° の順に並んでいる。 ϕ は全て $\phi = 0^\circ$ の方向から GRB を入射してある。 $\theta = 15^\circ$ のときに ϕ の精度が著しく悪くなっていることがわかる。

重心法での方向決定精度の見積りの結果

重心法は、先に述べた極座標を使う方法と比べて方向決定の計算が異なるだけである。したがって極座標の場合と同じシミュレーションを行い、 $\theta_y = 15, 45, 75^\circ$ の3つの角度で方向決定の精度を見積もる。重心法では検出方向としてXYZの3つの軸の回転 $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ の3つのパラメータが求まる。重心法では、この3つの角のうち2つが決まれば方向が決

定するので、誤差の少ない2つの角度を選んで、有意に方向を決定することが可能である。また、3つの角は3面それぞれの比によって決まるので、ある1面のカウント数が大きければ、その面のカウント数を含むパラメータ2つの誤差が必然的に小さくなる。

図 5.11 に重心法を用いたときの $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ の分布を示す。ここで示したすべての結果では、入射方向に対して Y 軸面が平行に向いているので、Y 軸方向のカウント数が非常に少なくなる。図 5.11 を見ると、 $\theta_y = 15^\circ$ のときには、X 軸面のカウント数も少なくなるので、カウント数の少ない X 面と Y 面のカウント数から求めた θ_z は大きな分散を持ってしまう。 $\theta_y = 75^\circ$ のときの θ_x に対しても同様のことが言える。これらの結果から入射方向は3軸の回転から求めるよりも精度のよい2軸を選んで求めた方がよいことがわかる。

重心法を用いたときの、各入射角に対する方向決定精度を表 5.2 に示す。入射光子数がバックグラウンドの分散の10倍程度のときは、方向決定精度は $9 \sim 10^\circ$ 程度であることがわかる。GRB の方向へ姿勢変更するときには、これにさらに CMG の姿勢決定の誤差 (5° 程度) が加わるので、検出閾値を 10σ としたときのバーストモニタの精度を 9.5° 、CMG の精度を 5° として誤差の伝搬を考えると、最終的な方向決定精度は 11° 以内に収まる。

入射方向 [deg]			検出方向平均 [deg]		
θ_x	θ_y	θ_z	θ_x	θ_y	θ_z
90	15	0	90.0 ± 9.3	16.2 ± 9.4	-0.24 ± 33.1
90	45	0	89.8 ± 10.0	44.9 ± 8.0	0.12 ± 10.1
90	75	0	89.8 ± 31.7	73.3 ± 9.4	0.02 ± 9.4

表 5.2: 重心法を用いたときの GRB(10σ) の入射角と検出角の比較と方向決定精度。

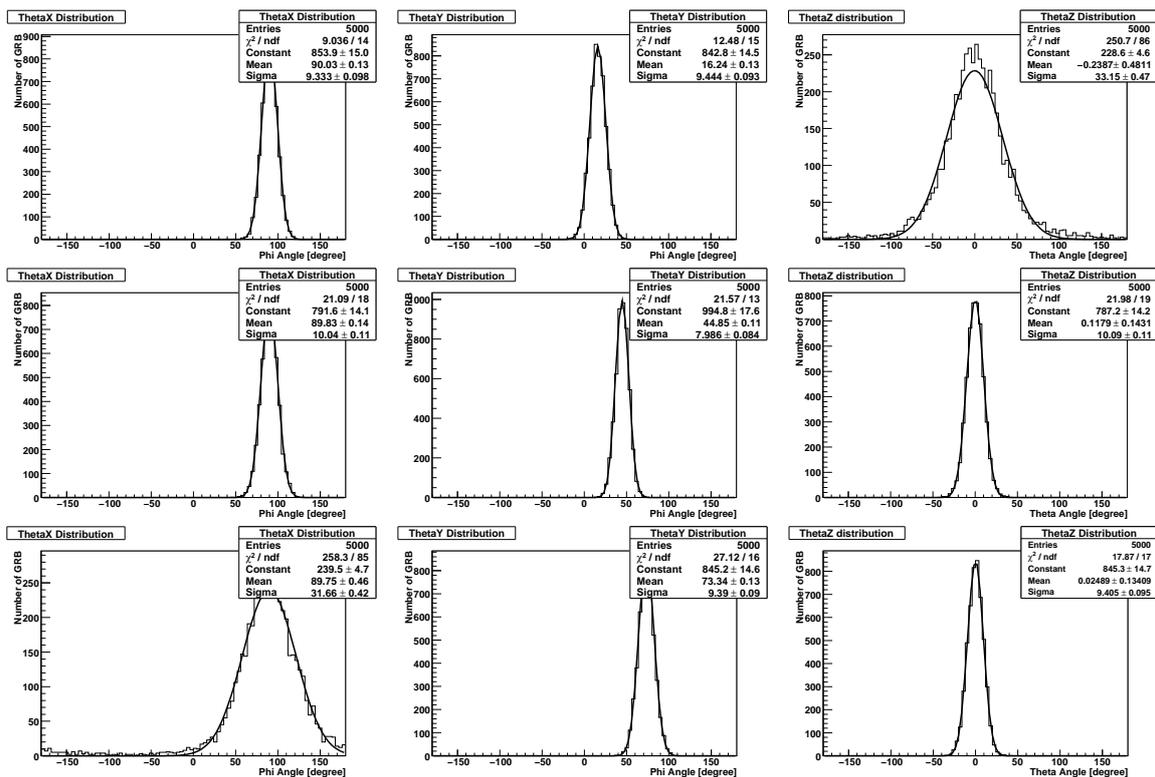


図 5.11: 重心法を用いたときの角度分布。左から $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ の分布であり、上から $\theta_y = 15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ の順に並べた。全ての θ_y に対して、他の2つの角は、 $\theta_x = 90^\circ$ と $\theta_z = 0^\circ$ としてある。

5.4 硬 X 線偏光計の構成

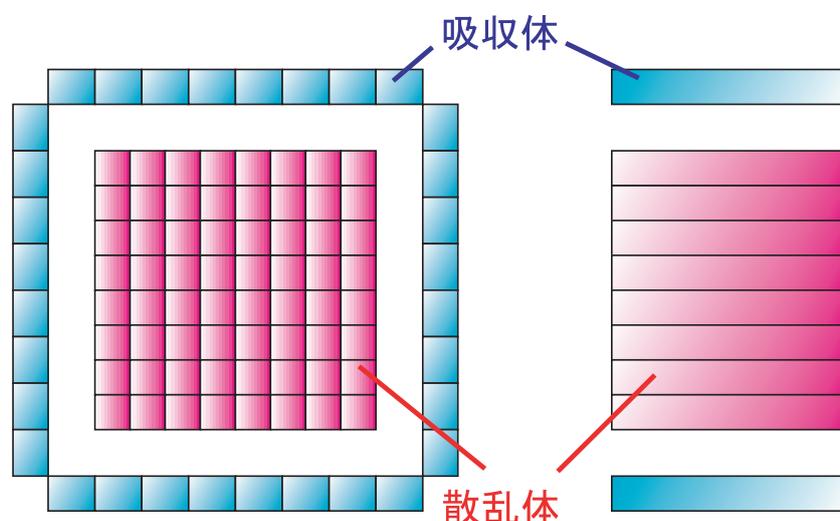


図 5.12: TSUBAME の偏光計の構成。前面から見た配置 (左図) と側面からみた配置 (右図) 散乱体を吸収体で囲うように配置する。前面から入射した偏光 X 線は、コンプトン散乱の散乱方位角 η の異方性から、偏光方向に垂直な方向に散乱されやすい。この偏光計では散乱点と吸収点の位置を調べることによって、散乱方位角の分布を調べ、偏光を検出する。

TSUBAME の偏光計は 30 keV 以上の硬 X 線に対して、コンプトン散乱が有意に起こる原子番号 Z の小さいプラスチックシンチレータで構成された散乱体と、100 keV 程度までの X 線を光電吸収によってほぼ 100 % 吸収できる Z と厚みをもった CsI シンチレータから成る吸収体の 2 種類の異なるシンチレータを組み合わせた、散乱型偏光計である。散乱体を中央に置き、その回りを吸収体で囲む (図 5.12)。プラスチックシンチレータと CsI シンチレータはピクセル化されており、これらのシンチレータの検出位置を調べることによって、偏光した X 線の散乱方位角の分布をつくり、偏光を検出することができる。散乱体のプラスチックシンチレータのシンチレーション光の検出には 16 ピクセルのマルチアノード光電子増倍管を使用する。一方、吸収体の CsI シンチレータのシンチレーション光の読み出しには、APD を用いる。表 5.3 に様々なシンチレータの性質を示す。散乱体のシンチレータは、30 keV 以上のエネルギー範囲でコンプトン散乱が最も有意となるシンチレータである必要がある。このため、原子番号の小さいプラスチックシンチレータを選んでいる。NaI(Tl) や、LaBr₃(Ce) は Z が大きく、出力光子数が比較的大きいため、吸収体に向いているが、潮解性を持つため、シンチレータ単体での取扱いが難しい。一方、BGO

や GSO(Ce) は潮解性はないが、出力光子数が少なく、100 keV 以下の X 線の検出には向いていない。この中で CsI シンチレータは出力光子数が 61 個/keV と非常に大きく、最大出力波長は APD の量子効率がある最も大きい波長域 (500 ~ 800 nm) にあるため、APD との相性がとてもよい。したがって吸収体のシンチレータは CsI シンチレータを採用する。

散乱体と吸収体の種類を以上のように決定すると、散乱体でコンプトン散乱し、吸収体で光電効果を起こすイベントが多く得られる。また各シンチレータを細かくピクセル化することにより、散乱方位角の異方性が得られやすい構成となっている。

シンチレータ	比重	原子番号	波長 [nm]	時定数 [ns]	光子数 [keV ⁻¹]	潮解性
Plastic	1.0	6	420	10	3	なし
CsI(Tl)	4.5	54	550	1000	61	少々
NaI(Tl)	3.7	51	410	230	38	あり
BGO	7.1	74	480	300	10	なし
GSO(Ce)	6.7	60	430	60	10	なし
LaBr ₃ (Ce)	5.3	43	380	25	63	あり

表 5.3: シンチレータの性能の比較表。

偏光計では、現在までにシンチレータのサイズの最適化や、目標天体以外の天体からの X 線を防ぐためのパッシブシールドやコリメータなどの最適化を行ってきた。さらに偏光計のプロトタイプを作成し、その性能を評価するために 2007 年度の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、偏光照射試験を行った [31][30]。しかし、治具の構造やシンチレータの配置、雑音環境など、多くの問題があり、偏光の検出には至らなかった。これらの反省をもとに、偏光計の構造設計をもう一度考え直す。次節ではこの構造設計について詳しく調べた結果を示す。

5.5 硬 X 線偏光計の構造決定とシミュレーション

5.5.1 過去の構造の問題点と改善案

雑音除去とジオメトリの固定

KEK の実験では治具や読み出し回路の構造上の問題によって APD 信号へ影響を与え、外部雑音を除去できず、また、シンチレータが完全に固定されていなかったことから、完全な偏光の検出には至らなかった。この測定に用いた治具は、偏光面に対して回転させることを考慮して作ったが、偏光を検出するためにはシンチレータのジオメトリの固定、雑音の完全な除去、物理的干渉を避けるための各機器の配置、組み立ての効率など、多くの考えるべき改良点があった。完全な偏光検出を実現するためには、これらの改良点を考慮した偏光計の設計が必要不可欠である。

物理的干渉

開発初期のシミュレーションではまず、散乱体と吸収体のシンチレータの配置を優先して、その最適化を行っており、散乱体のシンチレータの大きさやピクセル数など、TSUBAME の偏光計配置の大部分を決定した [30]。しかし、実際には、APD のアクリルパッケージの大きさが、11 mm × 9 mm であることから、7.5 mm おきに配置した CsI シンチレータをのシンチレーション光を底面から読み出そうとすると、どうしても物理的に干渉してしまう部分が出てしまい、MAPMT と同じ方向 (底面) から APD で読み出すことができない。このため、2007 年度の高エネルギー加速器研究機構での偏光試験では、CsI シンチレータの配置を、シミュレーションで決めた配置から変更せずにつくるために、シンチレーション光を CsI シンチレータの側面から APD で読み出すという方法をとった。この方法では、ひとつひとつの APD と CsI シンチレータの組み合わせを作るのではなく、4 つの CsI シンチレータを組にしたモジュールに、APD を側面から接着していく、検出器の作製が非常に難しく、時間のかかる作業になってしまった。また、各 CsI シンチレータのずれによって、APD と CsI シンチレータ間の接着位置がずれてしまう恐れがあるため、測定の再現性が難しかった。

そこで CsI シンチレータを図 5.13 の右図のように配置してみると、底面からのシンチレーション光の読み出しにおいて APD 同士が干渉しない構造になる。この構造だと APD と CsI シンチレータを 1 対 1 対応できるので、検出器の分解が容易になり、将来検出器を組み上げるときに手間がかからずに済む。図 5.13 には、以前のシンチレータの配置と新

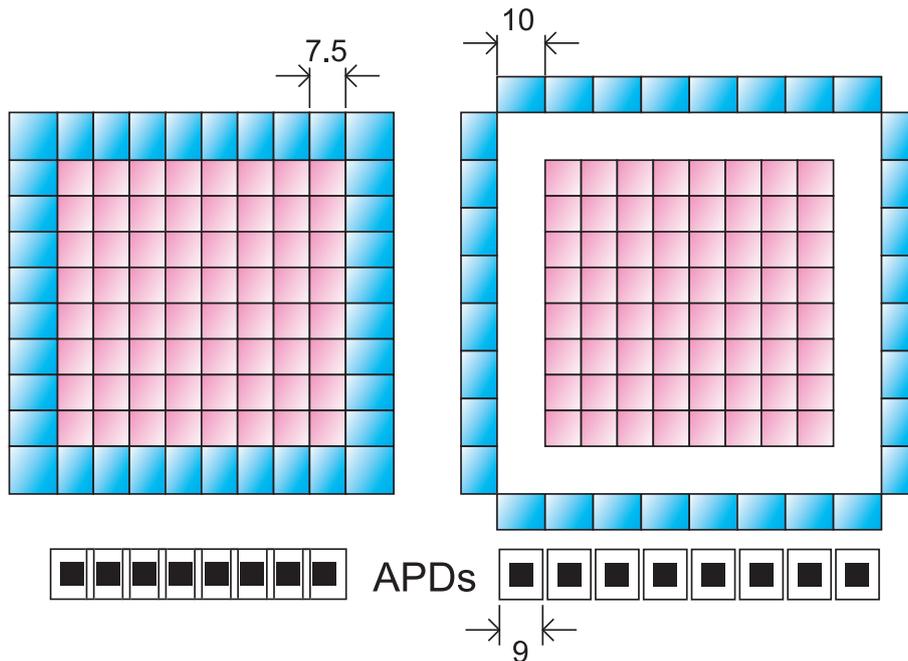


図 5.13: 偏光計の以前のシンチレータの配置 (左) と新しく作ったシンチレータの配置 (右)。以前の配置では、シンチレータ間の幅 (7.5 mm) が APD(S8664-55) のアクリルパッケージ (9 mm) より狭かったため、APD を用いてシンチレータの柱の底面から読み出すことが物理的に不可能であったが、新しい配置では、底面から読み出すのに必要なスペース (10 mm) をとることができる。

しい配置を示す。この変更によって CsI シンチレータの検出器横方向の厚みが 1 cm から 7.5 mm と小さくなってしまい、有効面積が減ってしまうと考えられるが、散乱体と吸収体の距離が遠くなったので、散乱角の分布は以前よりも顕著になるはずである。

ここで CsI シンチレータの厚さの変化による有効面積の減少を考慮する。図 5.14 に X 線が CsI シンチレータによって $1/e$ に減衰される距離と X 線のエネルギーとの関係を示す。CsI シンチレータでは、光電効果の断面積は、100 keV で $1.82 \text{ cm}^2/\text{g}$ であり、CsI シンチレータの密度を 4.51 g/cm^3 とすると、100 keV の X 線が $1/e$ に減衰される飛程距離は 1.2 mm と求まる。したがって 100 keV 程度の X 線では、CsI の厚さの変化による検出効率の変化はほとんどないと考えられる。

以上のように、構造上の理由で CsI シンチレータの配置を変更したが、偏光計の性能は全てのシンチレータの配置に依存し、簡単な計算による見積りだけでは、その性能の変化を定量的に調べることは困難なので、もう一度シミュレーションを行い、Modulation Factor (MF) や Minimum Detectable Polarization (MDP) などの値を求めておく必要がある。

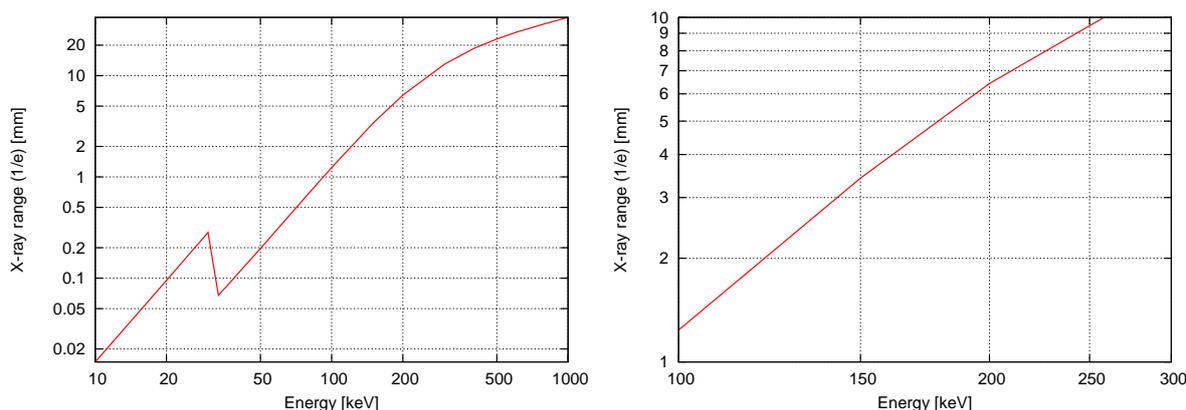


図 5.14: X 線のエネルギーと CsI シンチレータ内部でイベント数が $1/e$ に減衰される距離の関係 (左図)。右図は特に 100 keV から 300 keV までの範囲を拡大したもの。X 線の距離はイベント数が $1/e$ に減衰される値で示している。なお、この値の導出には光電効果の散乱断面積だけでなく、全相互作用の散乱断面積の和を使用している。

5.5.2 構造の再構成

偏光計の再設計を行った。偏光計の構造を決めるにあたって、以上の点を含めた以下の内容に注意した。

1. 雑音を完全に除去できること
2. シンチレータを正確に配置できること
3. シンチレータや検出器などが物理的に干渉しないこと
4. 各 부품の取り付け取り外しが容易であること
5. 振動に強いこと

上で述べたとおり、偏光の検出には APD に影響する外部雑音の完全な除去が必要であり、偏光計はシンチレータの配置 (ジオメトリ) が偏光計自体の性能に大きく依存するため、正確にシンチレータを配置できるような工夫をする必要がある。さらにデバッグの簡略化をするため、各 부품の取り付け、分解が容易であることも求められる。また、衛星搭載用の機器なので振動に強い構造である必要がある。このような点を全て考慮した結果、図 5.15 のような偏光計の構造を考えている。

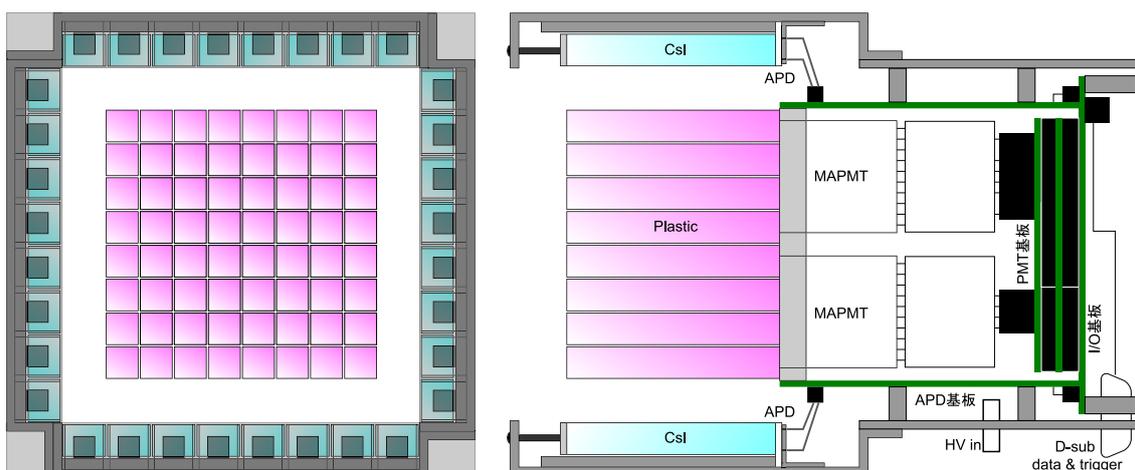


図 5.15: 偏光計の構造図。APD から基板へは、ケーブルを用いてつなげる。APD 部分の取り外しを容易にすることで、部品の交換を素早く行えるように工夫した。

5.5.3 シミュレーションの準備

ここでは、シンチレータ配置変更後のシミュレーションをするために必要な、有効面積や変調因子、限界検出偏光度などについて述べる。

有効面積

X 線観測における有効面積はできる限り大きい方が望ましい。なぜなら、その値が大きいほど検出できる X 線の Event 数が増え、統計的に有意な結果を得ることができるからである。有効面積 ϵA の計算は非常に簡単で、物理面積 A に、シミュレーションによって求められる入射 X 線の数 N_{in} と検出 X 線の数 N_{det} の比 (検出効率 ϵ) をかければよい (式 5.11)。

$$\epsilon A = A \times \frac{N_{det}}{N_{in}} \quad (5.11)$$

この式からわかるように、有効面積を大きくするためには、単純に物理面積を広げればよい。しかし検出器に入射した X 線は、全て検出されるわけではなく、確率過程で透過してしまい、このような X 線は検出されないことになる。また、 N_{det} の数が小さくなってしまうと、有効面積 ϵA は小さくなる。光電吸収のみを考えると、厚さの薄い検出器ではエネルギーが高くなれば高くなるほど、透過率が上がっていくので検出効率が悪くなり、 N_{det} が小さくなる。つまり、 ϵA はエネルギーが高くなると小さくなる。また、 N_{det} は検出器の大きさにも依存するので、検出効率を上げるために検出器を厚くする方法もある。

例えば、軟 X 線の検出効率のみを考えた検出器では、面積が広く薄いものを使えばよい。また、高いエネルギーまで効率よく検出したいときは、前者より多少面積が狭くても、厚さを重視すればあるエネルギー以上では検出効率がよくなる。

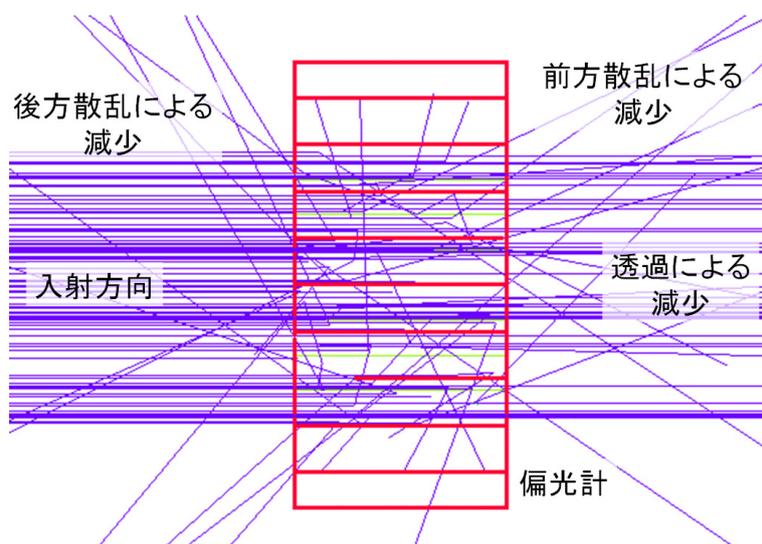


図 5.16: 透過率と散乱方向による有効面積の減少。有効面積はまず、プラスチックシンチレータの長さでコンプトン散乱の散乱断面積によって 50 %程度に減らされ、その後は、散乱方向の分布によって 10 %程度まで減らされる。

次に偏光計における有効面積について考察を行う。偏光計でも式 5.11 は変わらないが、偏光計における N_{det} の扱いが少し複雑になる。偏光計では、 N_{det} は「偏光検出に有効な X 線のイベント数」として定義する。これは、散乱体と吸収体で各 1 回のみ相互作用を起こしたものの、つまり散乱体でコンプトン散乱を起こし、かつ吸収体で光電吸収されたイベントである¹。有効面積は散乱体での散乱断面積とコンプトン散乱の入射光子の散乱角分布に依存する。これらのイベント数を増やすためには、次の 2 つの条件を満たす必要がある。

1. 散乱体の奥行きを長くして X 線に対する散乱断面積を増やす。
2. 散乱体と吸収体をなるべく近づけて、入射光子の散乱方向をできる限り覆う。

上の 2 つの条件から、散乱体より吸収体を長くすることによって散乱された X 線をより多く検出できるようにすることが望まれる。また、散乱体と吸収体をなるべく近づける

¹ ただし、吸収体の 1 つのシンチレータの中で複数回散乱したイベントも含む

ことによって、散乱した光子をできる限り多く検出できるようにすればよい。コンプトン散乱の散乱断面積は数 10 keV ~ 数 100 keV まではほぼ一定値をとるが、高エネルギー側 (200 keV 以上) ではこのコンプトン散乱の散乱断面積が低くなり、低エネルギー側 (50 keV 未満) では光電効果の散乱断面積が大きくなってしまふ。さらに散乱角もエネルギー依存性を持つので、有効面積はエネルギーに依存する (図 5.17)。ただしこれらの方法では、有効面積が大きくなるものの、偏光情報を持たない前方散乱や後方散乱を検出してしまい、結果的に次に説明する MF が悪くなってしまふという問題がある。

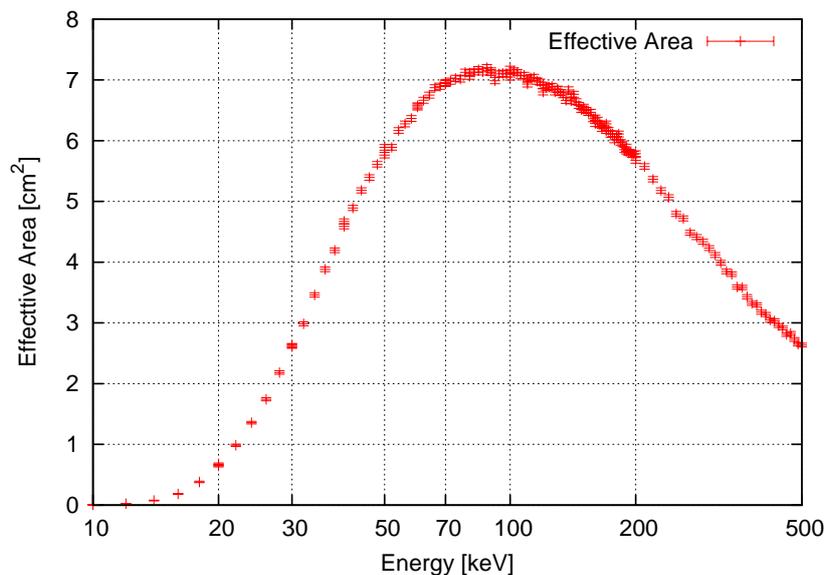


図 5.17: 有効面積のエネルギー依存性。低エネルギー側では光電効果が優位になるので、有効面積が減る。高エネルギー側では、コンプトン散乱の散乱断面積の減少と、前方散乱の散乱確率が増えることで有効面積が減っていく。

Modulation Factor (MF)

コンプトン散乱の散乱方位角の分布から偏光を求めるには、次のような手順を追う。まず、検出された散乱方位角の分布を $f(\eta) = Q(\sin \eta + (\text{定数}))$ で近似して、変調度 Q を求める。さらに検出器固有の値 (変調因子) で割ることによって偏光度 P を求める。MF と偏光度 P 、変調度 Q の間には次の関係がある。

$$P = \frac{Q}{MF} \quad (5.12)$$

このように変調因子 (MF) とは検出器固有の値であり、これは検出器に 100 % 偏光を入射したときの Q の値と一致する。したがって、MF は 100 % の偏光を入射させたときに検出

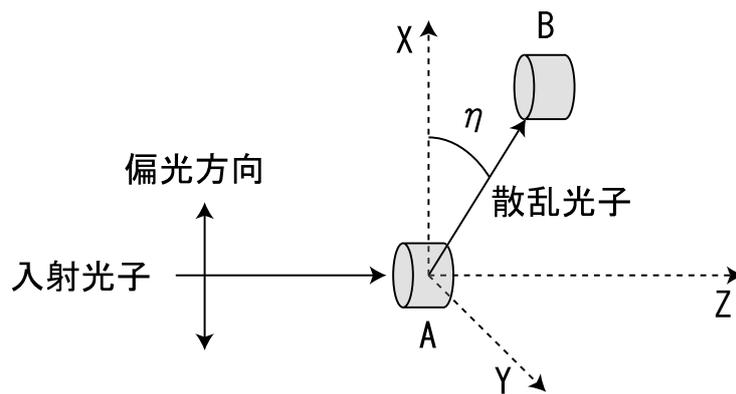


図 5.18: MF をよくするのに理想的な散乱型偏光計。 $\theta = 90^\circ$ のときに散乱方位角 η の異方向性が最もよく現れるので、この配置のときに MF は最もよくなる。

された、散乱方位角 η の分布から求めることができる。MF は偏光計の性能を示す基準となるので、偏光計のサイズや配置を変化させ、それぞれに MF の値を求めて、MF がもっとも大きくなるような形を調べていくことによって、偏光計におけるシンチレータの配置や大きさの最適化を行うことができる。

MF を最も良い値 (最も大きい値) にするための、散乱体と吸収体の配置は図 5.18 となる。Klein-Nishina の式より、散乱方位角 η の異方向性が最も顕著に現れるのは、散乱角 θ が 90° 付近になるときである (数 100 keV のエネルギーでは前方方向に偏る)。MF も有効面積と同様、エネルギーに依存する。これはコンプトン散乱の散乱角 θ と散乱方位角 η がエネルギーに依存するためである。偏光計を MF に重点を置いた理想的な偏光計に近づけるためには、散乱体や吸収体の大きさによる θ 方向のゆらぎが少なくなり、さらに η のゆらぎも少なくなるように、吸収体と散乱体はできる限り離れていることが望ましい。また、散乱体と吸収体はできる限り小さく、そして薄くしたいところである。しかし MF の値がよくなるような配置にすると、逆に有効面積を減らしてしまうという問題が出てくる。そこで、次に述べる限界検出偏光度 (MDP) を用いることによって、有効面積と MF の値を同時に考慮しながら偏光計の性質を比較することができる。

Minimum Detectable Polarization (MDP)

散乱型偏光計では、有効面積と変調因子 (MF) を同時に見積りながらその性能を調べていく必要がある。そこで、有効面積と変調因子の両方の値を含む、有意度 n_σ での限界検

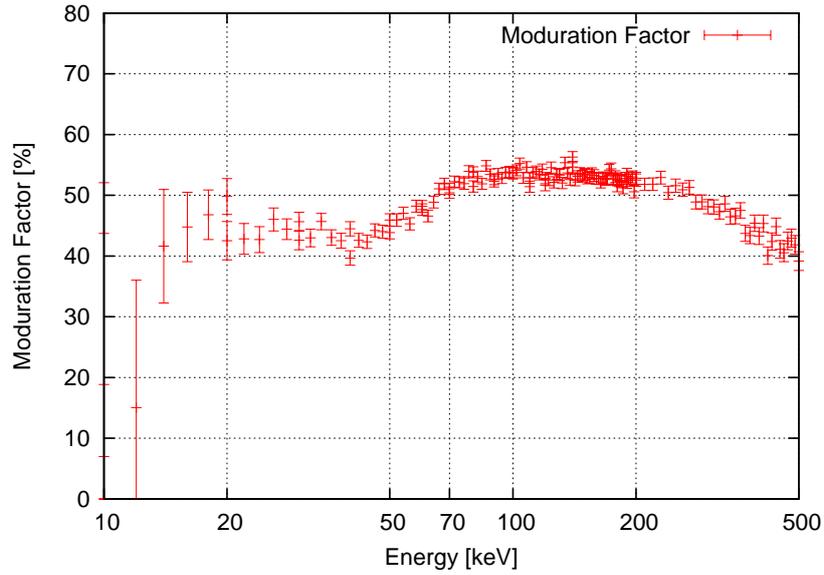


図 5.19: MF のエネルギー依存性

出偏光度 (Minimum Detectable Polarization: MDP) を式 5.13 のように定義する。

$$\text{MDP} = \frac{\sqrt{2}n_{\sigma}}{S_F Q_{100} \epsilon A} \sqrt{\frac{S_F \epsilon A + B}{T}} \quad (5.13)$$

ここで、 S_F [counts s⁻¹ cm⁻²] は観測天体からのフラックス、 B [counts s⁻¹] はバックグラウンドの単位時間あたりのイベント数である。 Q_{100} は 100 % の偏光光子を入射した場合の検出値 (Q 値) であり、MF の値に等しい。 A [cm²] は検出器の物理面積、 ϵ は検出効率、そして T [s] は観測時間、 ϵA [cm²] は有効面積である。シミュレーションでは、GRB021206 を用いる。GRB021206 は太陽観測衛星 RHESSI によって偶然視野内に検出されたガンマ線バーストであり、このバーストは多様な強度を持つガンマ線バーストの中でも最も強度の高い部類に入る。GRB021206 はバックグラウンドに対して十分に大きいフラックスを持っているので、ここではバックグラウンドを $B = 0$ と仮定する。バックグラウンドを含めないときの MDP を、既出の有効面積 ϵA と変調因子 MF を用い、また天体からの光子数をと式 5.14 のように書き直すことができる。

$$\text{MDP} = \frac{n_{\sigma}}{\text{MF}} \sqrt{\frac{2}{S_F \epsilon A T}} \quad (5.14)$$

なお、以下の見積りでは有意度 $n_{\sigma} = 3$ を用いている。さらに、 $S_F \epsilon A T$ は天体から到来した偏光検出に有効な光子の数 N_{det} と等しいので、MDP はさらに簡単に式 5.15 のように書くことができる。

$$\text{MDP} = \frac{3}{\text{MF}} \sqrt{\frac{2}{N_{det}}} \quad (5.15)$$

5.5.4 シミュレーション

以前のジオメトリと新しいジオメトリとの比較のシミュレーションを GEANT4 を用いて行った。スペクトルは Band 関数で表され、パラメータはそれぞれ、低エネルギーの photon index が $\alpha = -1.16$ 、高エネルギーの photon index が $\beta = -2.53$ 、スペクトルの折れ曲がりのエネルギーが $E_{break} = 648 \text{ keV}$ となる。Band 関数は式 (5.16) のように定義される [2]。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp\left(\frac{-E}{E_{break}}\right) && [(\alpha - \beta)E_{break} > E] \\ \frac{dN}{dE} &= A \left(\frac{(\alpha - \beta)E_{break}}{100 \text{ keV}} \right)^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta && [(\alpha - \beta)E_{break} \leq E] \end{aligned} \quad (5.16)$$

この GRB021206 の継続時間は 5.5 s であり、この時間内での fluence(フラックス × 時間)は $1.6 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2}$ である [3]。この GRB021206 を GEANT4 でシミュレーションするにあたり、TSUBAME の観測エネルギー帯が 30 - 100 keV 程度であることを考慮すると、 $E_{break} = 648 \text{ keV}$ の折れ曲がりを見捨てても問題にはならないため、GRB021206 のスペクトルは式 (5.17) のように単一のべきで近似する。

$$\frac{dN}{dE} = 461.6 \times E^{-1.16} [\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}] (10\text{keV} - 1\text{MeV}) \quad (5.17)$$

また、このシミュレーションでは新しいジオメトリによる MF を求めるため、入射する光子は全て 100 % 偏光しているものとする。

偏光計の正面を Z 軸の正の方向とし、入射光子は XY 平面に平行な 6 cm × 6 cm の正方形内で一様分布で乱数を振り、その正方形内のある地点から Z 軸負の方向に入射する。6 cm × 6 cm はプラスチックシンチレータ全体の面積である。入射面積は偏光計と比べて十分に大きな面積の方がよいが、ここでは、シミュレーションの時間を短縮するためにこのようなセットアップで行う。

データのスマアリング

偏光計で得られる散乱角は、コンプトン散乱の起こったプラスチックシンチレータと光電効果の起こった CsI(Tl) シンチレータ同士を中心同士を結んだ線と、ある基準線 (X 軸) とのなす角で表される。これを各イベント毎に調べることにより、散乱角の分布をつくることができる。TSUBAME が衛星軌道上で観測を行うときは、偏光計の持つ系統誤差を抑えるため、天体と偏光計の中心を結ぶ線 (Z 軸) を軸として回転させることが考えられている。しかし、ここでは簡単のため、シミュレーションでは偏光計は回転させず、固定さ

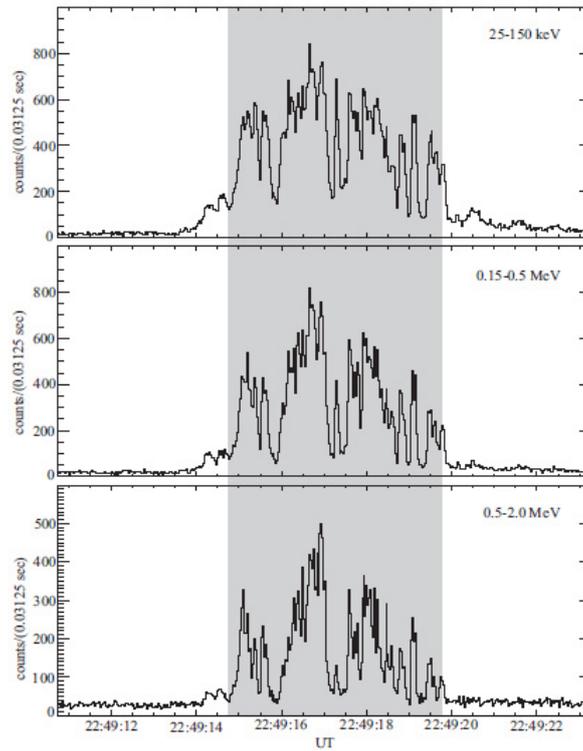


図 5.20: GRB021206 のライトカーブ

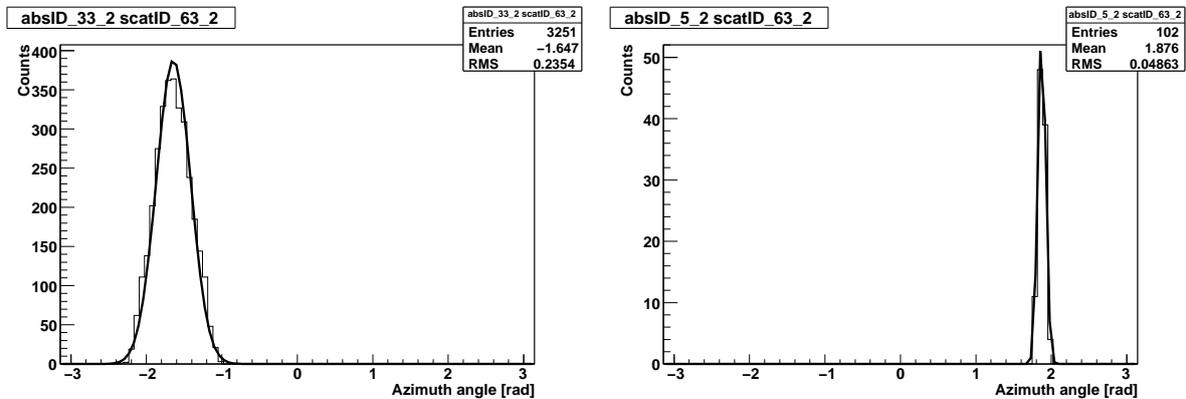


図 5.21: 2つのシンチレータ間での散乱方位角のばらつき。散乱体と吸収体が近いときは散乱方位角のばらつきが大きくなり(左図)、遠いときはばらつきは小さくなる。

そのまま評価を行う。このときにシンチレータが有限の大きさを持つことから、反応の起きた場所はシンチレータのXY方向の大きさの分だけ不確定性をもつ。シミュレーションにおいて、任意のプラスチックシンチレータとCsIシンチレータの組を選び、コンプトン散乱の起きたXY座標と光電効果の起きたXY座標を出力して散乱角の分布をつくると、図5.21のような分布図が得られる。相互作用の起きたシンチレータ同士の距離が大きい

と散乱角の揺らぎは小さくなるが、シンチレータ同士の距離が小さいと、散乱角の揺らぎは大きくなることがわかる。したがって、得られた散乱角はこの不確定性の分だけスミアリングする(揺らぎを導入する)必要がある。この揺らぎの量を Smearing factor と呼び、散乱角の分布を Gauss 分布で近似したときのゆらぎ σ_G の値を Smearing factor と定義する。この Smearing factor をプラスチックシンチレータ 64 本、CsI(Tl) シンチレータ 32 本からなる 64×32 の全ての組み合わせに対して求め、この値を用いて偏光計で得られる散乱角の分布のスミアリングを行う。なお、Smearing factor はシミュレーションにより求まるが、Smearing factor 自体の決定精度はそのときの入射光子数が決める。シンチレータの数が多いので、有意度の高い Smearing factor を求めるには、ひとつのプラスチックシンチレータに対して 10^6 程度の入射光子数が必要であり、このときの Smearing factor 自体のゆらぎは 5 %程度に収まる。

シミュレーション結果の比較

シンチレータの配置(ジオメトリ)の比較をわかりやすくするために、以前のジオメトリをジオメトリ A とする。また、ジオメトリ A において、MF を極端に悪くする隣接シンチレータのイベント(散乱体と吸収体が 1 cm 以内にあるときのイベント)を取り除いた結果 [30] をジオメトリ B、さらに今回のシミュレーションで得られた新しいジオメトリをジオメトリ C と呼ぶことにする。シミュレーションによって得られたモジュレーションカーブを図 5.22 に示す。また、以前のジオメトリ A, B と新ジオメトリ C との各値の比較を表 5.4 に示す。

ジオメトリ	Moduratin Factor	Events	有効面積 [cm ²]	MDP(3 σ) [%]
A	43.3 \pm 0.9	20899	3.65	6.77 \pm 0.14
B	49.7 \pm 1.0	16172	2.83	6.71 \pm 0.14
C	47.8 \pm 0.9	20824	3.64	6.16 \pm 0.12

表 5.4: 3つのジオメトリに対する各パラメータの比較。

各値の変化について考察する。まず MF はジオメトリ B が最もよい。ジオメトリ C もジオメトリ B も、4 方向を囲う CsI シンチレータの数は 8 つと同じ数なので、最外部のプラスチックシンチレータから隣の CsI シンチレータを見込む角は同程度であると考えられ

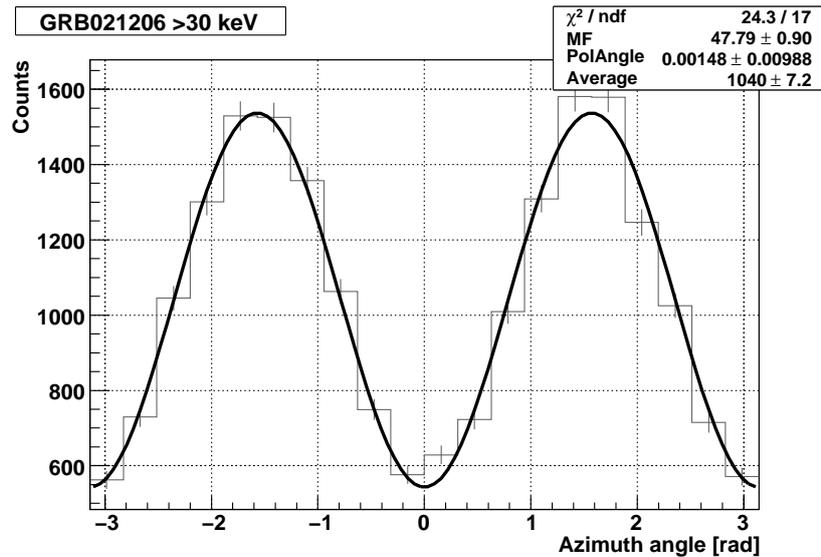


図 5.22: シミュレーションによって得られたジオメトリ C でのモジュレーションカーブ。

る。ジオメトリ B は隣接部のシンチレータのイベントを除いてしまっている分、角度の誤差が小さく、MF が少しだけ大きくなる。

次に有効面積を比較する。有効面積は前述の通り、プラスチックシンチレータの散乱断面積と入射光子の散乱角分布に依存する。全てのジオメトリでプラスチックシンチレータ奥行きは同じなので、コンプトン散乱の散乱断面積による影響はほとんどない。ジオメトリ C では、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータが離れている分、前方散乱、後方散乱によって CsI シンチレータに入射できない X 線が減ってしまうと考えられるが、A と C はほとんど同じ有効面積という結果が得られた。散乱確率の高い前方散乱は、散乱によってプラスチックシンチレータに落とすエネルギーが少ないので、有効な偏光イベントとしての条件を満たさず、捨てられてしまう。また、X 線の透過率は指数関数で減衰するため、プラスチックシンチレータ内部で散乱が起きる場所の Z 軸方向 (入射軸方向) の重心は、入射方向手前の 2 cm 程度の場所に存在する。この点からプラスチックシンチレータと CsI シンチレータの間を通る後方散乱を数えると、検出イベント全体の 3 % 程度の量になる。これを考えると、ジオメトリ A とジオメトリ C の有効面積は 0.1 cm² 程度ずれるはずである。ジオメトリ B については、隣接部のイベントを取り除いているので散乱体の物理面積自体が小さくなり、有効面積は小さくなる。最後に、MDP は新しく作ったジオメトリ C が最もよい値となった。これはジオメトリ A の有効面積を維持しながら、散乱方位角の不確定性を減らし、ジオメトリ B の MF に近い MF を得ることができたからである。将来はこの形をベースに、さらなる最適値を見積もる予定である。

5.5.5 まとめ

雑音除去や物理的干渉の消去など様々な視点から偏光計の構造決定を行い、それに対して変更したシンチレータ配置での偏光計の性能を調べるためのシミュレーションを行った。結果的に以前のジオメトリの有効面積を維持しながら MF を上げることができ、MDP の改善につながった。将来は今回新しく作ったジオメトリをベースに、Passive Shield を用いた宇宙線バックグラウンドの見積りや、コリメータを用いたときの偏光計の性能評価などのシミュレーションを行う予定である。

5.6 偏光計信号処理システム

偏光計の検出器で得られた電荷量や検出位置などの情報は、後段回路によってデジタル化され、必要な情報に整形されてメモリに保存されていく。以下では、偏光計の信号処理システムについて詳細を述べる。

5.6.1 処理システムの設計の必要性

偏光形の信号処理では、散乱体と吸収体において光子を検出したピクセルの位置と、その光子のエネルギーを読み出せる処理システムが必要である。また、データの数が多くなりすぎないように、偏光検出に必要なデータとして、散乱体、吸収体でそれぞれ同時に検出されたデータのみを読み出す必要がある。

複数の信号を同時に読み出せるシステムとしてクリアパルス製のヘッドアンプユニットという回路がある。この回路はマルチアノード光電子増倍管の信号を処理するために作られた回路であり、アナログ信号処理を行う回路として VATA チップを採用している (VATA の詳細については以下で説明)。ヘッドアンプユニットの処理速度や ADC の線形性などは既によく調べられており [32]、これを用いて散乱体と吸収体での信号同時処理を行い、偏光の検出を試みた [30][31]。しかしこの測定では、散乱体からの信号はヘッドアンプに直接入力し、吸収体からの信号は一度電荷積分アンプを介してから再び電荷に変換してヘッドアンプユニットに電荷を入力していたため²、吸収体側の信号に遅れが発生し、ヘッドアンプ内部でのトリガのタイミングを合わせることができなかった。また、散乱体では減衰時定数 10 ns のプラスチックシンチレータ、吸収体では減衰時定数 1 μ s の CsI シンチレータを使用しているため、共通の信号処理回路を用いると、両者の S/N 比を最もよくするような信号の検出ができないことがわかった。

このような理由から、偏光形の信号処理回路では、ヘッドアンプに内臓されている PMT の VATA チップとともに APD の電荷量に対応した VATA チップを使用した新しいシステムの設計、開発を行う必要がある。

² 吸収体の APD からの電荷量は PMT の電荷量に比べて非常に小さいため、信号を外部で増幅してヘッドアンプユニットのダイナミックレンジに合わせる必要があった。

5.6.2 信号処理システムの詳細

VATA

TSUBAME の偏光計では、複数のピクセルのスペクトルを同時検出する素子として、VATA チップを用いる。ヘッドアンプユニットには MAPMT の信号読み出し用に IDEAS 製 VA32HDR14、TA32CG2 というアナログ VLSI (これらを総称して VATA チップと呼ぶ) が搭載されている。図 5.23 に VATA チップのシステム図を示す。VA は 32 チャンネル分の入力を持ち、主に各チャンネルの信号のサンプルホールドを行う。VA に入力された電荷は、電荷積分型前置増幅器 (Charge Sensitive Amplifier; CSA) よって電圧に変換され、さらに $7 \mu\text{s}$ の時定数を持つ波形整形増幅器 (Slow Shaper) によって整形される。そして整形された信号はサンプルホールド機能によって一定電圧に変換され、その後マルチプレクサによって各チャンネルの電圧情報を出力バッファにつなげて 1 チャンネルずつ読み出すことができる。TA は各チャンネルのトリガの検出を行い、トリガを出力する。VA に入力された電荷は CSA 以降で分岐して TA に入り、 75 ns の早い整形時定数をもつ波形整形増幅器 (Fast Shaper) によって整形される。Fast Shaper で整形された信号は、ディスクリミネーターによって設定された電圧閾値を越えたものだけがトリガ信号となる。32 チャンネル分のトリガ信号は OR され、1 つのトリガ信号として出力される。VATA は内部に ADC が内蔵されたものもあるが、TSUBAME の信号処理回路では、VATA の内部 ADC は使わず、VATA の外に置かれた ADC を用いて信号の A/D 変換を行う。

トリガシーケンス

図 5.24 に VATA のトリガシーケンスを示す。TA からのトリガ信号 (EXTTRIG) を FPGA などを受け取り、受け取ったタイミングから、ある時間差をおいて VA のホールド信号入力にホールド信号 (HOLD) を入力すると、Slow Shaper の信号はホールド信号入力のタイミングでホールドされ、一定電圧に変換される。ホールド時間は VA 内の Slow Shaper の時定数や入力電荷信号の時定数によって最適値を持つので、回路前の検出器や、VATA の種類によって変更可能にしておく必要がある。ホールド時間の可変値はデジタル値で決めればよいが、散乱体の信号のように $\sim 10 \text{ ns}$ 程度の高速信号では、デジタル信号の時間分解能が、ホールドタイミングを決めるのに十分でない可能性があるため、散乱体のホールド時間は外部の可変抵抗によってアナログで決められるようにする。

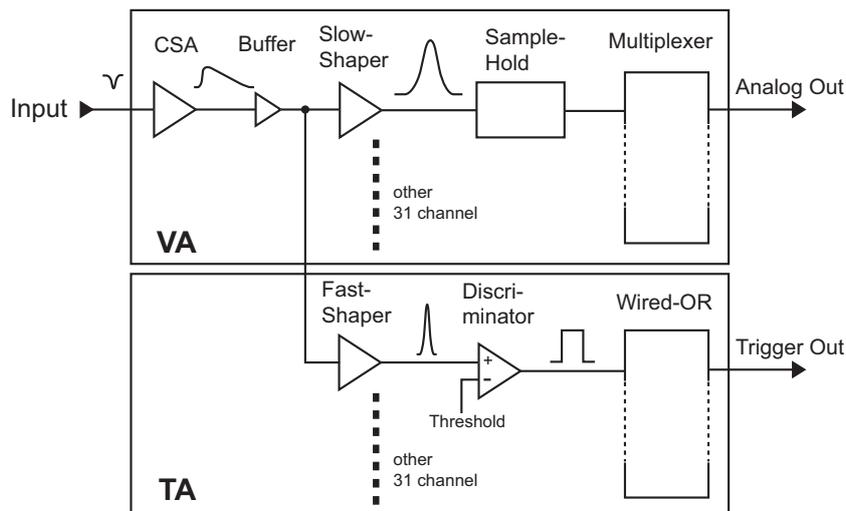


図 5.23: VATA のシステム図。CSA から出力された信号は Slow と Fast の 2 つの整形アンプに入力される。TA 側ではトリガ信号が作られ、VA ではそのトリガ時間に合わせて、信号のサンプルホールドが行われる。

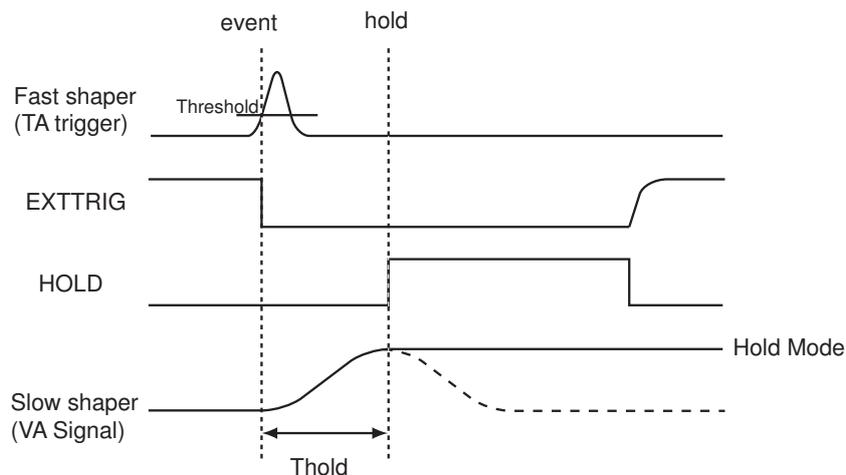


図 5.24: VATA のトリガシーケンス。まず、TA で整形された信号がトリガ信号を作り、トリガ信号から HOLD 時間だけ遅らせた HOLD 信号を作り、HOLD 信号を VA に入力することによって VA で整形された信号をホールドする。THOLD はトリガ検出から HOLD するまでの時間を表す。

ADC

VA のマルチプレクサから出力されたアナログ信号は、シングルエンド方式から差動方式に変換され、12bit A/D コンバータ (ADC) によって AD 変換される。差動方式では GRD

との電圧差ではなく、閉じた回路内での電圧差を使用するので、雑音は回路内でキャンセルされ、ADC のデータは雑音に対して非常に強くなる。A/D 変換の速度は1チャンネルあたり $2.5 \mu\text{s}$ となっており、1 イベントあたり 32 チャンネルの信号を処理すると、 $80 \mu\text{s}$ の処理速度となる³。AD 変換されたデータはデジタルデータとして、後段の回路に転送される。

5.6.3 TSUBAME 偏光系用の信号処理システム

散乱体と吸収体では、別々のシンチレータと検出器を用いるので、VATA に入力される入力電荷は、全く異なった値となる。このため、2つの検出器に対して1つのVATAを用いるとダイナミックレンジ内に2つの信号を納めることが困難になる。またVATA以前に増幅回路を設け、ダイナミックレンジを揃えたとしても、プラスチックシンチレータとCsIシンチレータの信号速度が違うため、VAのSlow Shaperで整形した後の信号波形が最大となる時間がずれ、最適なサンプルホールドタイミングが定まらない。このように、ダイナミックレンジとサンプルホールドタイミングの2点を考慮すると、ダイナミックレンジがPMTとAPDの出力に合う2種類のVATAを用意し、それぞれのVATAに対して、別々のサンプルホールドタイミングを設定できるようなシステムが必要となる。また、散乱体と吸収体でシンチレータの減衰時定数が異なることから、サンプルホールドのタイミングだけでなく、トリガタイミングも変わってしまう可能性もあるので、両者の同時トリガを得るために、信号の早い散乱体側のトリガタイミングの遅延時間も設定できるようにすべきである。

図 5.25 に偏光計の信号処理システム機能図を示す。吸収体 APD 用の VATA としては、IDEAS 製 VA32TA7 という VATA チップを採用する。先述した VATA と ADC を合わせた回路を1つの基板に載せ、これを APD-VATA 基板と呼ぶことにする。APD-VATA 基板は偏光計の各側面に対して1枚ずつ計4枚用意し、1枚で計8つのAPDからの信号を同時に読み出せるようにする。トリガ検出はTAを使って検出する。散乱体 MAPMT 側の VATA はヘッドアンプユニットと同じ IDEAS 製 VA32HDR14、TA32CG2 を合わせた VATA チップを使用する。散乱体 MAPMT の読み出し基板は、VATA チップを2つと ADC2 つを搭載した基板で、計 64 チャンネルのデータを読み出す。この基板を PMT-VATA 基板と呼ぶ。MAPMT のアノード出力は PMT のプリアンプ回路の構造上、基板の中央付近に信号

³ この ADC の変換速度が回路全体の処理速度を決める。ヘッドアンプユニットでは、64チャンネル処理であったので、速度は $160 \mu\text{s}$ であった。TSUBAME 用の回路ではこの倍の速度が期待される。

が集まってしまうため、これらの信号回路を整列させ、PMT-VATA 基板の入力位置に変更するための基板も用意し、これを PMT 変換基板と呼ぶ。なお、MAPMT 側のトリガは TA ではなく、ダイノード信号によって得る。MAPMT のダイノード信号は MAPMT の各ピクセルに対して共通なので、一度分散させた信号をもう一度 TA で集めるより、ダイノードから直接トリガを作った方が、回路として簡単である上に VATA 内でのバグを少なくすることができるからである。

最後にこれらの基板からのデジタル信号をまとめる基板として、インターフェース基板 (IFC) を用意する。IFC には、VME などの外部機器からの信号により、トリガ検出の設定や、ホールド時間の設定などを詳細に行えるように FPGA を搭載する。FPGA では各基板の TA やダイノードトリガから送られてきたトリガ信号を検出しその AND をとって、サンプルホールド信号を各 VA に送信する。さらに AD 変換されたデータを ADC から取り出す。データの取得速度は ADC の速度によって決まるので、AND をとることによって、雑音を著しく除くことができると期待される。なお、各 VATA のデバッグ用に、AND の有無は外部コマンドによって設定できるようにする。

シールド内部

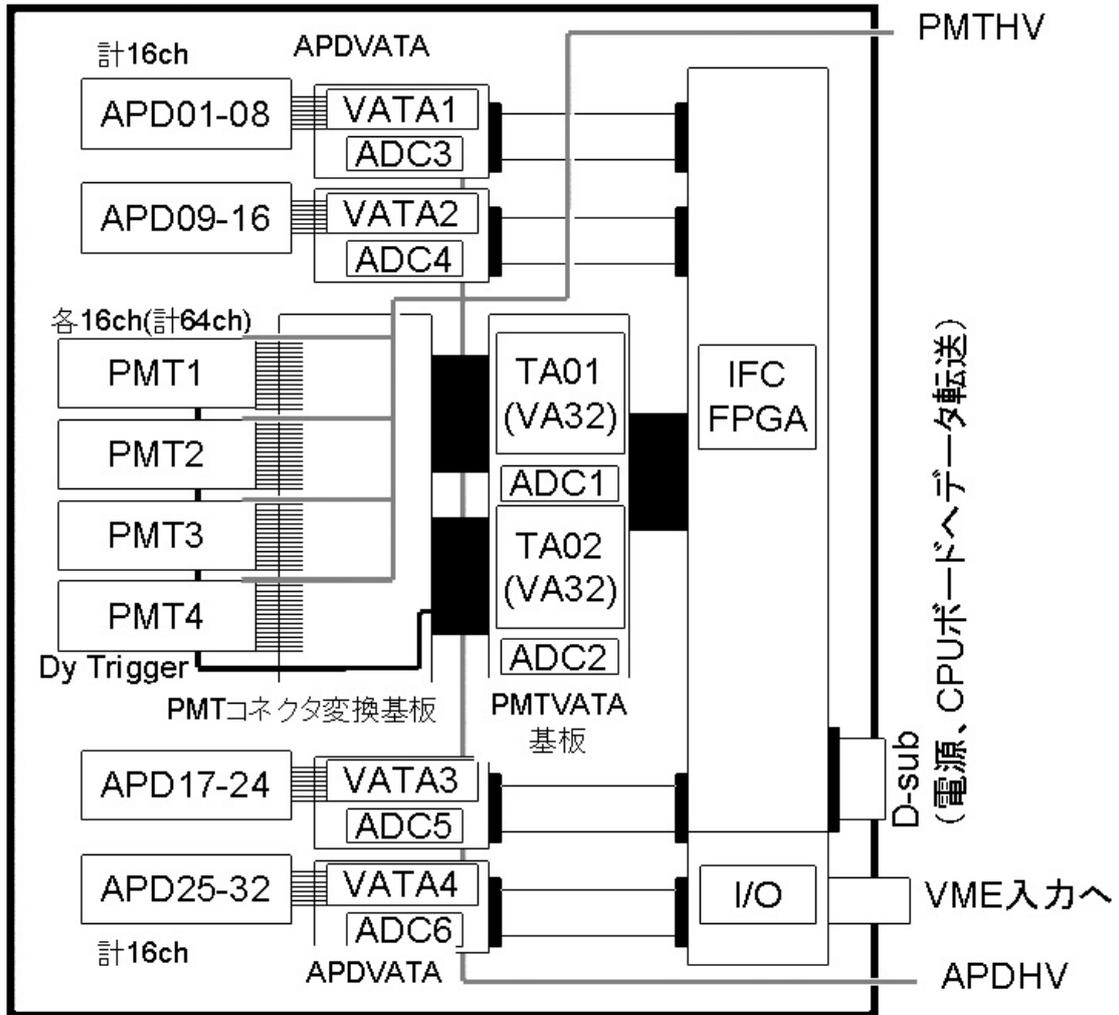


図 5.25: 偏光計の信号処理システム。APD 系と PMT 系の 2 系があり、それぞれ 32 本、64 本の信号が VATA チップによってデジタル信号に変換され、信号の検出位置と信号の検出レベルを同時に取得できるようになっている。これらの信号全体を IFC によってとりまとめ、外部に出力する。

5.7 硬 X 線偏光計の検出器要素開発

5.7.1 マルチアノード光電子増倍管の耐振化と感度向上

小型衛星は大型衛星と違い、設計段階中に新しい技術を積極的に採用が可能であるという利点をもつ。新しい技術のひとつとして、ウルトラバイアルカリ光電面 (Ultra bi-alkali photo-cathode: 以下 UBA) を採用した光電子増倍管が浜松ホトニクスによって 2007 年に開発され、従来 20 %程度であった光子から電子への変換効率 (量子効率) が 40 %以上と倍以上に向上した。

これを受けて我々は浜松ホトニクスと共同で、Multi-anode photomultiplier tube (MAPMT) の R8900 シリーズに対して初めて、ウルトラバイアルカリ光電面を採用したアノードピクセル数 16 ch の R8900-M16 MOD-UBA (図 5.26) を新しく開発し、その性能評価を行ってきた。R8900 シリーズは R5900 シリーズや R7600 シリーズなどの従来の MAPMT の有効面積 45 %程度と比べて、広い有効面積 (~ 80 %) を持ち、かつ各ピクセルで均一な検出効率を持つように改良された MAPMT である [9]。TSUBME ではシンチレーション光検出によって偏光を観測するので、UBA による感度が向上することによって、分解能の改善するだけでなく、検出エネルギー下限値をさらに低エネルギー側まで広げることができるようになる。



1	2	3	4
5	6	7	8
9	10	11	12
13	14	15	16

図 5.26: 測定に用いた Multi-anode photomultiplier (MAPMT) R8900-200-M16 MOD-UBA (S/N ZB-1499)(左)。ピクセル No. は右図のように定義する (正面カソード側から見た配置)。

また、MAPMT は光子の入った位置を検出するため、光電子をダイノードで直線的に増幅する。このダイノードは微細な構造になっており、振動に弱いという弱点があり、口

ケットの打ち上げ時の振動に耐えられないという理由で衛星に採用されないものが多かった。今回の開発ではこの弱点も同時に克服し、高感度で耐振性をもつ新しいMAPMTの開発に成功した。ここでは、このMAPMT R8900-M16MOD-UBAの基礎性能評価の方法と結果についてまとめる。

基礎性能評価のセットアップ

MAPMTの感度の性能評価をする方法として、次の2つの方法を用いた。

1. Self coincidence
2. シンチレーション光検出

Self coincidenceは、LEDを光らせるためのパルス信号と、検出器からの信号検出のタイミングを同期させることによって、雑音を減らし、熱励起電子を用いた測定と比べて1光電子を有効に集めることができる方法である [9]。

Self coincidence

図 5.27 に測定のセットアップを示す。1光電子の測定では、10 bit ADC (クリアパルス製 1125 型) を LED の点滅と同期させた Gate 信号を入れて、同時トリガをかけてスペクトルを得る。ここで、パルス矩形波は Clock Generator (テクノランド製) から 100 Hz で出力する。出力周波数を高くすると、雑音を多く拾ってしまうため、測定は 100 Hz で行った。そして、生成されたパルス矩形波はさらに、Gate Generator (テクノランド製) によって幅を 40 ns に広げて LED に入力した。さらに Gate で ADC の方向にパルス矩形波を分岐させ、2 μ s に広げ、その信号を MAPMT 側の前置増幅器や整形アンプによって遅延される MAPMT 出力信号と同期させるため、1 μ s 遅延させて ADC の Gate 入力に入れた。LED の強度はアテネータを用いて、MAPMT が 1 光電子レベルの信号を出すように減衰させた。MAPMT から検出した信号電荷は前置増幅器 (クリアパルス製 557 型) を用いて電圧に変換し、ORTEC 製 571 型の整形増幅器を用いて 1 μ s で整形した。(これらの増幅器を通ることで、信号には 1 μ s 程度の遅延が発生する。このことから、トリガのパルス信号は Gate Generator を用いて 1 μ s 遅延させた)。

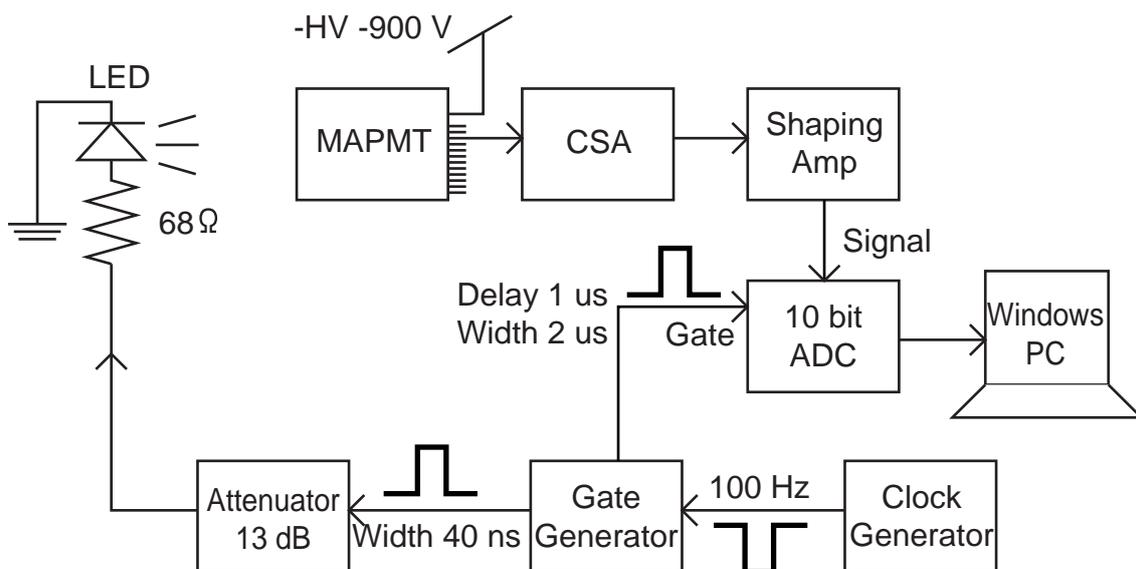


図 5.27: Self coincidence のセットアップ。MAPMT の信号は LED の光を検出し、電荷積分アンプ (Charge Sensitive amplifier: CSA) によって電圧信号になり、整形アンプ (Shaping amplifier) で整形され、LED を光らせる信号と同時に ADC に入力される。このセットアップによって回路雑音によるスペクトルの劣化を著しく抑えることができる。

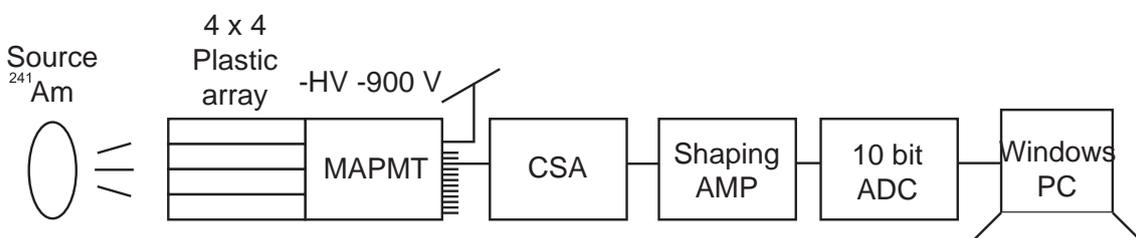


図 5.28: シンチレーション光検出のセットアップ。MAPMT の雑音は 1 光電子と同程度のレベルなので、1 光電子に比べて 10 倍以上大きいシンチレーション光の検出では雑音を下げる必要はなく、このような単純なセットアップでよい。

シンチレーション光検出

図 5.28 にシンチレーション光検出のセットアップを示す。シンチレーション光の検出では、TSUBAME 偏光計の散乱体を模擬したプラスチックシンチレータのアレーを用いて ^{241}Am のスペクトル測定を行った。この測定では、信号が雑音に対して非常に大きな波高を持っているため、Self Coincidence のような複雑なセットアップは必要とせず、図 5.28 のような単純なセットアップで測定を行った。各ピクセル (計 16 ピクセル) の測定に関し

て、前置増幅器以降の回路は Self Coincidence に示したものと同一セットアップで行った。

1 光電子の測定

1 光電子の測定をすることによって、PMT の増幅率や熱雑音の影響など様々な特性を知ることができる。ここではまず、全てのピクセルにおいて 1 光電子のスペクトルを得た。次にピクセル 3 の 1 光電子のスペクトルを用いて絶対的な増幅率を測定した。これを用いて、各ピクセルにおける増幅率の相対的な値を見積もった。なお、1 光電子の測定は Self Coincidence のセットアップで行っている。

1 光電子のスペクトル

図 5.29 に各ピクセルにおける 1 光電子のスペクトルを示す。この中で最も波高が高いスペクトルは、ピクセル 3 のスペクトルであるので、以下の測定では全てピクセル 3 のスペクトルを基準としている。

増幅率

1 光電子の電荷の値を、テストパルスの模擬信号と比較することによって、MAPMT の増幅率を測定することができる。模擬電荷は $V = 10 \sim 100$ mV のテストパルスを $C = 10$ pF の容量を持つコンデンサを用いて $Q = C \times V$ の式によって与えた。ここで、コンデンサの容量は 10 % の誤差を持つと仮定した。この電荷を MAPMT の信号の代わりに前置増幅器に入れ、前置増幅器以降の回路を MAPMT の測定のセットアップと同様にして模擬電荷の波高を得た。この模擬電荷の波高と、MAPMT(SN ZB-1499) のピクセル 3 の印加電圧 -900 V における 1 光電子の波高をスペクトル上で比較することによって 1 光電子の信号の電荷量を求めた。この 1 光電子のスペクトルは図 5.29 の最上段左から 3 列目に示されているスペクトルである。

この比較の結果、ピクセル 3 のアノード出力の電荷量は $Q = 0.262 \pm 0.026$ pC と求めた。1 光電子のスペクトルは光電面から放出された電子 1 個が増幅されたものなので、 -900 V におけるピクセル 3 の増幅率 G_3 はアノード出力の電荷量 Q を素電荷 $e^- = 1.602 \times 10^{-19}$ [C] で割ればよく、 $G_3 = Q/e^- = (1.64 \pm 0.16) \times 10^6$ 倍と求めた。

さらにピクセル 3 では、印加電圧による増幅率の変化を求めた。ここでは印加電圧の値を 800 V から 950 V まで 10 V おきに变化させて 1 光電子のスペクトルをとり、各印加電

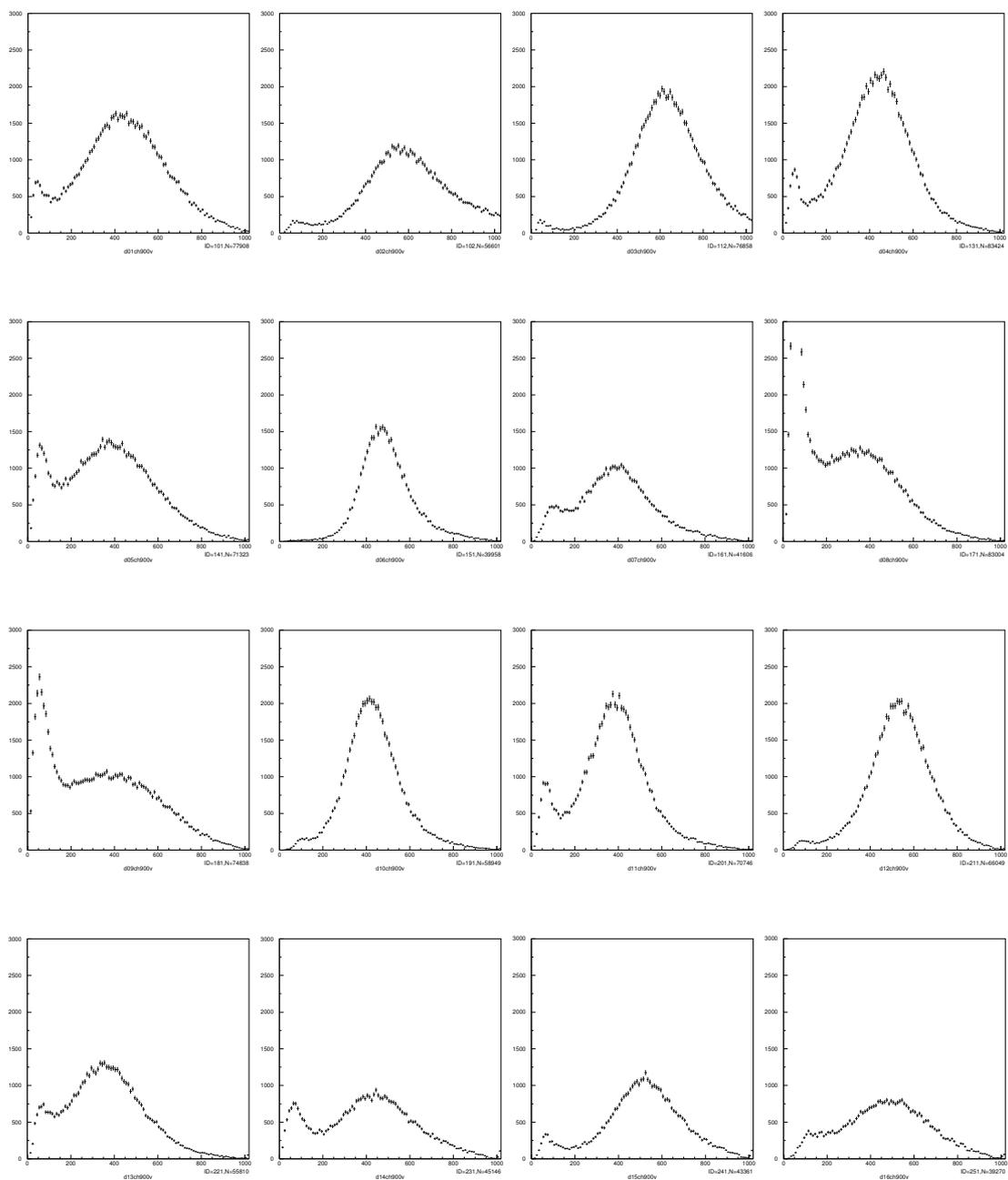


図 5.29: 印加電圧 -900 V での、各ピクセルにおける 1 光電子のスペクトル。ピクセル 3 が最も波高が高い。

圧での増幅率を見積もった。図 5.30 は、この測定によって得られた印加電圧と増幅率の関係である。この関係を印加電圧と増幅率の関係式 $G = a \times V^b$ で近似したところ、 $\log_{10} a = -23.1 \pm 0.3$ 、 $b = 9.91 \pm 0.21$ という結果が得られた。この結果は [9] の結果とほぼ一致する。

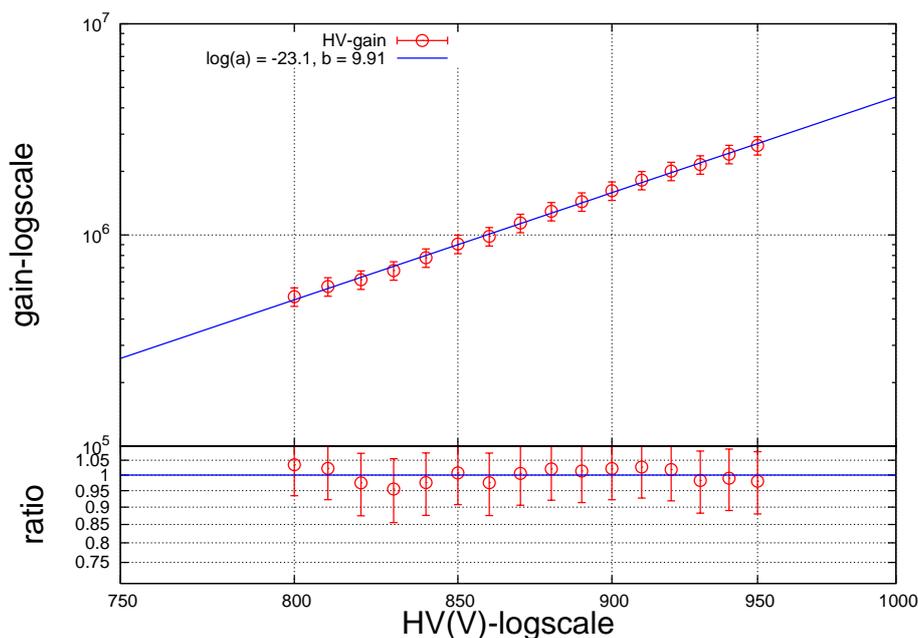


図 5.30: MAPMT の印加電圧と増幅率の関係。増幅率の最も高いピクセル 3 の 1 光電子のスペクトルを用いて測定した。電圧は 800 V から 950 V まで 10 V おきに変化させて測定した。

増幅率の一様性

図 5.29 は全て 1 光電子のスペクトルであるので、各ピクセルの波高の違いは、増幅率の違いを表す。したがってこれらの波高を比較することにより、各ピクセルにおける増幅率の比を求めることができる。比較の結果を図 5.31 に示す。この測定はすべて印加電圧 -900 V で行ったので、図 5.31 の結果は -900 V での各ピクセルでの比であることに注意する。ここでは、最も増幅率の高かったピクセル 3 を基準 (100) としている。

熱励起電子によるダークカウント

PMT の光電面では、常に熱励起による電子の放出が起こっている。この熱励起電子が原因で、アノードからは 1 光電子と同じレベルの信号が出つづけている。一般的に電子が熱励起する確率は温度上昇に対して指数関数で上昇するので、高温では熱励起電子によるダークカウントの数が増える傾向にある。そこで、熱励起によるダークカウントの影響を調べるために、MAPMT を恒温槽 (ESPEC 社製 MODEL SU-641) を用いて温度制御し、ダークカウントの測定を行った。信号を熱励起電子のみにするため、MAPMT の表面に光が入らないように十分に遮光して測定を行った。ここでは特に、各温度でピクセル 3 に

69	90	100	71
61	75	62	55
60	67	62	86
57	70	83	78

図 5.31: MAPMT の増幅率の一様性。増幅率の最も高いピクセル 3 を基準 (100) としたときの相対的な値を示す。

おける熱励起電子のスペクトルをとり、スペクトルのピーク波高より高い波高の信号の数をカウントした。図 5.32 に各温度における熱励起電子のスペクトル (右) と、各温度における熱励起電子の数 (ct/s) のプロット (左) を示す。

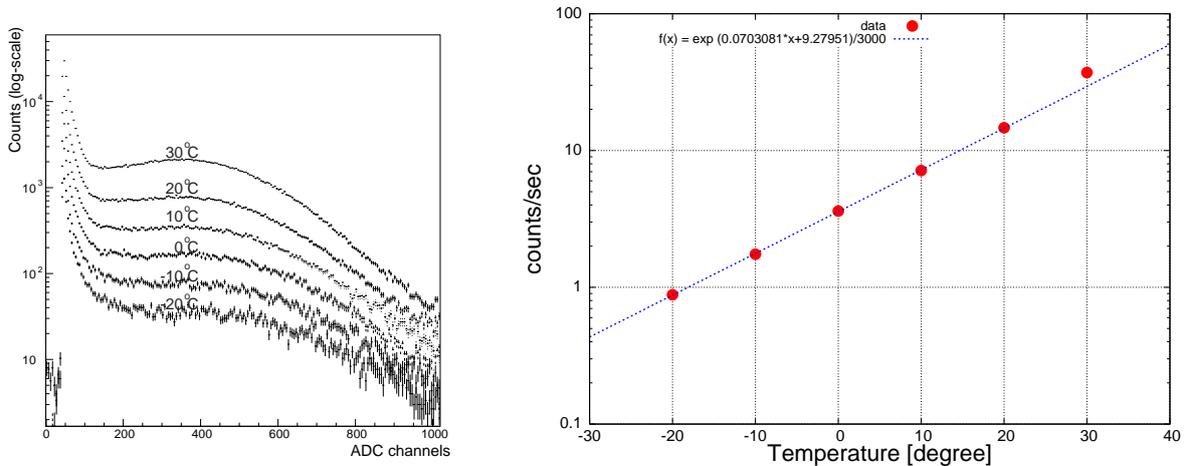


図 5.32: 各温度における MAPMT のダークカウント (熱励起電子)。左図に各温度におけるスペクトル、右図に各温度におけう 1 光電子レベル以上のカウント数を示す。熱励起電子は温度の指数関数で上昇する。光電面がウルトラバイアルカリに変わったことで、量子効率の分だけ熱励起電子も増えている。

ダークカウントの数 N_d は、温度に対する指数関数 $N_d = N_{d0} \times (aT)$ で表される。この式でグラフのデータ点を近似すると、 $N_{d0} = 3.57 \text{ ct/s}$ (0°C でのカウントレート)、 $a = 0.07^\circ\text{C}^{-1}$ という結果が得られた。[9] の結果と比較すると、ウルトラバイアルカリ光電面

は従来のバイアルカリ光電面と比べて、ほぼ2倍のダークカウントを放出していることがわかる ([9] は閾値を1光電子レベルの1/3としている)。

この結果は偏光計の散乱体におけるエネルギー閾値を、1光電子レベルにできるかどうかのひとつの基準となる。Cute-1.7の結果から、衛星軌道上では温度の最大値が15°C程度であると仮定すると、15°Cでのダークカウントのレートは、得られた近似式から10.2 ct/s程度と見積もることができる。しかし偏光計では、「散乱体と吸収体が同時に検出した信号」のみを有効な偏光イベントとして取得するので、エネルギー閾値を「増幅率が最大となるピクセルの1光電子レベル」とすると、雑音となるカウントは、ほぼ完全に除去できるレベルであるといえる。偏光が検出できるような突発天体は100 ct/s以上のカウント数をもつことを考えると、エネルギー閾値を1光電子レベルにしてもダークカウントによる影響は少ないと考えられる。

シンチレーション光の検出

光電面をウルトラバイアルカリ光電面(以下UBA)に変更したことで、量子効率が従来のバイアルカリ光電面(以下BA)の倍近くまで向上した。これにより同程度の光量に対して、光電面の時点で倍の感度を持つことができる。PMTを用いたスペクトルの分解能は、光電子数によるポアソン分布(平均値 μ)に従うとすると、その分散は $\sigma = \sqrt{\mu}$ とかける。以上よりエネルギー分解能 R [FWHM]は、式5.18のように定義できる。

$$R = 2.354 \times \frac{\sigma}{\mu} = 2.354 \times \frac{\sqrt{\mu}}{\mu} = \frac{2.354}{\sqrt{\mu}} \quad (5.18)$$

同じシンチレータを用いてUBAとBAでスペクトルを比較すると、UBAとBAで量子効率がちょうど2倍異なると仮定した場合、 μ がちょうど2倍になるので、エネルギー分解能は $1/\sqrt{2} \simeq 0.71$ 倍に改善されるはずである。分解能がどの程度改善されるかを見積もるために、UBAとBAの両方のMAPMTを用いて、全てのピクセルでシンチレーション光検出の測定を行い、エネルギー分解能を調べた。線源は ^{241}Am 、シンチレータはプラスチックを使用し、59.5 keVの輝線の分解能を調べた。比較に際して、MAPMT以外のセットアップは全て同じものを使用した。図5.33にUBAの各ピクセルにおける測定結果を示す。得られた59.5 keVのスペクトルをガウス分布関数でフィットし、ガウス関数の平均値 μ と分散 σ を使って、エネルギー分解能 R [FWHM]を式5.18から求める。分解能の値 R をUBAとBAの各ピクセルで比較した表を表5.5に示す。UBAの分解能はピクセル15で最もよい値をとり、 $R = 29.9\% \text{ [FWHM]}$ である。また、全てのピクセルにおいてUBAの分解能はBAの分解能よりも良い数値が得られている。各ピクセルの平均値はUBAが

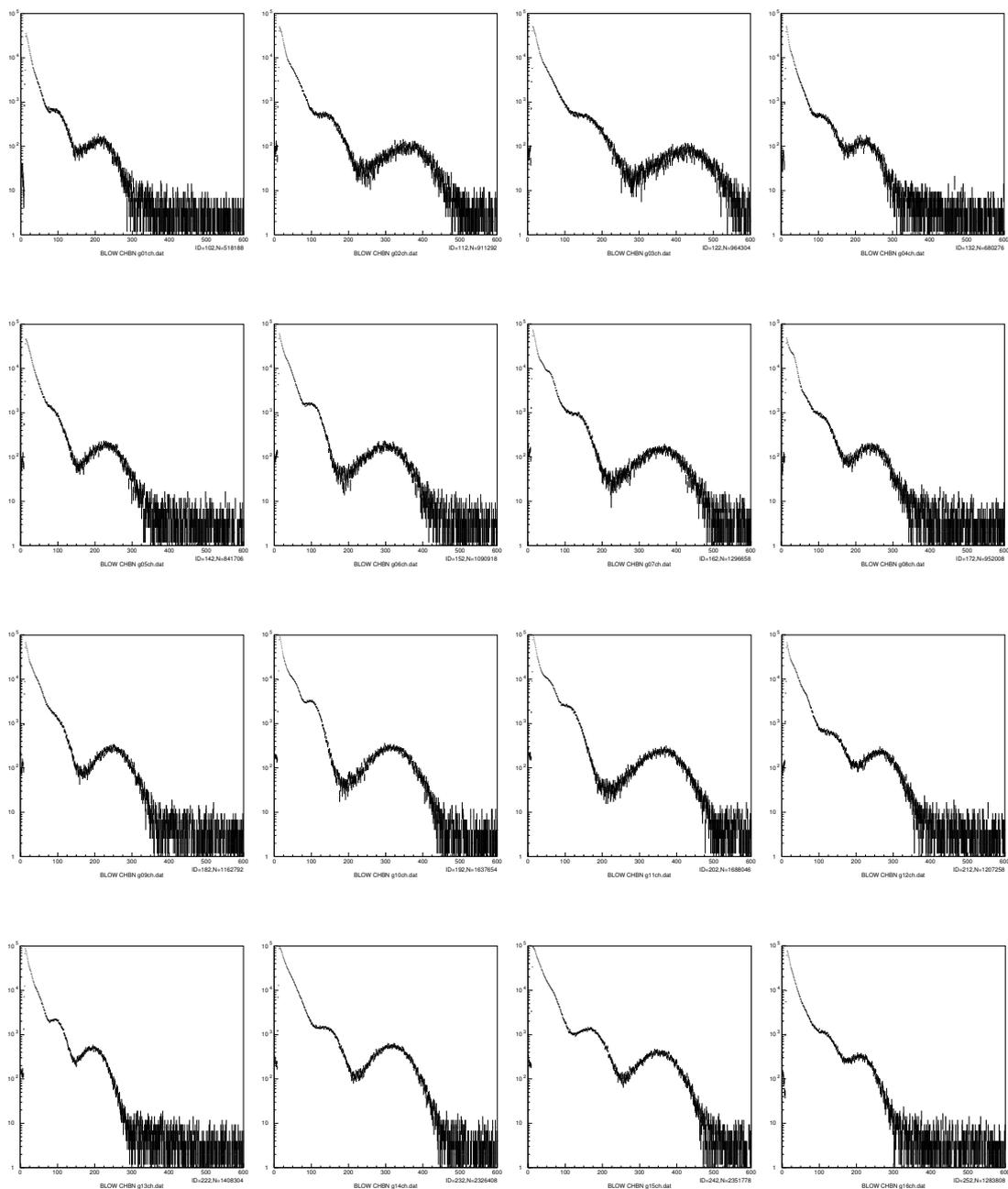


図 5.33: 印加電圧 -900 V での、各ピクセルにおける ^{241}Am のスペクトル。ピクセル 3 が最も波高が高い。

$R_{UBA} = 35.94\% \text{ [FWHM]}$ 、BA が $R_{BA} = 61.19\% \text{ [FWHM]}$ となった。両者の比をとると、 $R_{UBA}/R_{BA} = 0.59$ となり期待される向上値 0.71 倍よりさらに良い値が得られた。

pixel	分解能 (UBA)	分解能 (BA)	pixel	分解能 (UBA)	分解能 (BA)
1	41.9	64.5	9	37.8	58.0
2	36.1	61.2	10	35.0	49.8
3	33.2	65.0	11	32.1	68.7
4	37.8	51.6	12	36.2	52.5
5	40.7	77.8	13	38.5	65.1
6	35.1	55.9	14	32.4	88.3
7	32.7	55.8	15	29.9	63.3
8	36.9	50.2	16	38.8	51.6

表 5.5: UBA と BA の分解能の比較

振動試験

MAPMT の内部電荷増幅部 (ダイノード) は、信号の検出位置の情報を保つため、非常に複雑な構造になっている。このダイノードに振動を加えると、内部構造が変化して、位置情報を保てなくなったり増幅率が変化するなど、MAPMT の性能に大きく悪影響を与える可能性がある。そこで我々は衛星の打ち上げ時の振動に耐えられるように浜松ホトニクスと共同で MAPMT を耐振化し、東京都北区西が丘の東京都立産業技術センターにて、HII-A ロケットの振動プロファイル [35] を用いて振動試験を行った。



図 5.34: 振動試験での加振機付近様子と治具に固定された MAPMT の様子。MAPMT を押さえつけるネジは、MAPMT を押さえつけすぎないように少し緩めに締めてあるので、はずれないようにカプトンテープで固定してある。

振動プロファイル

表 5.6 に HII-A ロケットの振動プロファイルを示す。振動試験では、ここで示された振動プロファイルに従い、実効値⁴のみを変化させて加振を行う。将来相乗り衛星として HII-A ロケットに搭載される条件として、小型衛星全体として、少なくともこの実効値 (7.8 G_{rms}) の 1.5 倍の実効値での加振に耐えられることが必要となる。ここではまず、1 つめの目的として 7.8 G_{rms} の 1.5 倍の振動 12 G_{rms} に耐えられるかどうか、次に 2 つめの目的として実効値の小さい振動からある値刻みで実効値を大きくしてゆき、どの程度の振動まで耐えうるかを調べる。1 つめの目的を達成することができれば、HII-A ロケットに搭載できるための条件をクリアすることができる。2 つめの目的では、耐振化された MAPMT がどの程度の振動まで耐えうるかの目安を示すことができる。

周波数 [Hz]	加速度密度 [G^2/Hz]	実効値 [G_{rms}]
20 - 200	+ 3.0 dB/oct	
200 - 2000	0.032	7.8

表 5.6: HII-A ロケットのランダム振動プロファイル [35]。

加振方法と増幅率の測定方法

振動試験では、増幅率測定をしてから振動を加え、さらに増幅率を測定してまた加振するという順で加振による増幅率の変化を調べていった。まず加振方向を決めるため、MAPMT の光電面の方向を Z 方向、それに対して横側の方向をそれぞれ X, Y 方向とし、各振動レベルにおいて、X, Y, Z の 3 方向に対して 1 方向 1 回ずつの加振を行った。増幅率の測定は Self coincidence システムを用いて行った。増幅率は、1 光電子のアノード出力電荷の大小を測定することによって調べることができる。ただし、この振動試験は外部施設での実験であるので、実験時間の制約から、16 ピクセル同時に 1 光電子の測定を行った。このようにして、各ピクセルにおける増幅率の変化を加振の度に調べながら、振動レベルを変化させていった。

まず、12 G_{rms} で加振を行い、増幅率の変化を調べた。図 5.35 の左図では、各振動条件に対する周波数と加速度密度の関係を示す。この図は、Z 軸方向の加振時での実際の測定

⁴ 実効値は加速度密度の 2 乗を周波数で積分した値として与えられる。

結果値の分布とそのときの振動条件の設定値を黒い実線で示したものである。加振時間は、[9]にならい、目的の加速度密度に達してから2分間という定義で加振を行った。

加振による増幅率変動の測定結果

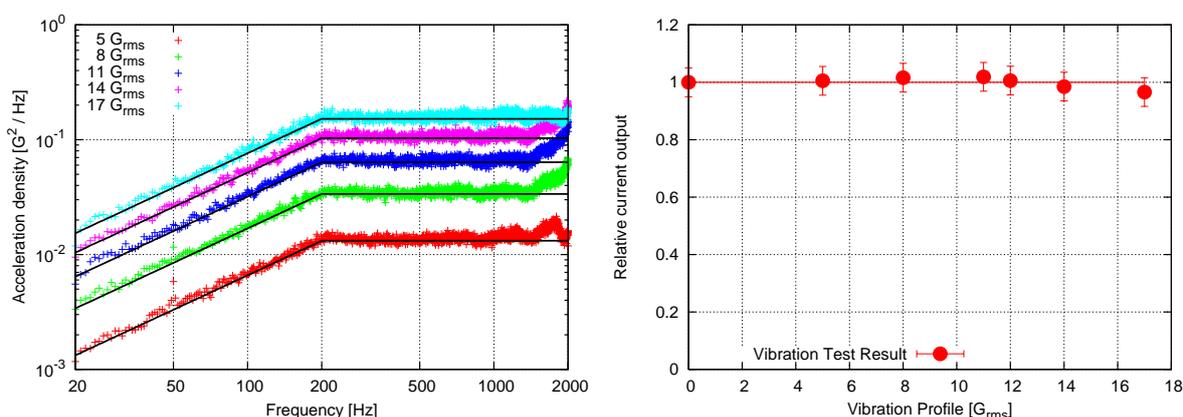


図 5.35: 各振動試験に対する周波数と加速度密度の関係。Z 軸方向の加振時での実際の測定結果 (色点) と、設定値 (黒線) を同時にプロットした。実効値が上がるほど、加速度密度が大きくなり、加振によるエネルギーが高くなる (左)。加振による増幅率の変動の結果 (右図)。

図 5.35 右図に各加振の後の増幅率の測定値を比にした値を示す。増幅率は各加振の後の測定における全ピクセルの波高の平均値を、加振前の増幅率の平均値で割った値を示している。最初に行った 12 G_{rms} の加振では、X, Y, Z の 3 軸に対してそれぞれ 2 分ずつの合計 6 分の加振を行ったが、増幅率に変化は見られなかった。この結果から HII-A の振動条件の 1.5 倍までは十分に耐えられるといえる。さらにその後、5 G_{rms} から 17 G_{rms} までの加振の結果を見る。ここで誤差は印加電圧と増幅率の関係から見積もった。使用した HV の精度を ± 2 V 程度とすると、増幅率の誤差は $\Delta G/G = 2/900 \times 9.91 = 2.2$ %程度と見積もることができる。14 G_{rms} までは増幅率の変化は誤差の範囲内であるが、17 G_{rms} では、増幅率が少し下がっている様子がみられる。しかしこれは、各振動条件において 3 方向に対して加振し、かつ 17 G_{rms} での加振を最後に行ったために、MAPMT の振動に対する疲労によってもたらされた結果であると言える⁵。また、HII-A の振動条件と比較する

⁵ 実際の打ち上げでは、この試験のように何度も振動にかけられるわけではないので、数 10 回の加振による効果は考えないでよい

と加速度密度が倍以上の振動であるので、HII-A の振動に耐えるには、この結果で十分である。

まとめ

TSUBAME で使用する MAPMT に対して、UBA 光電面の採用と、Dynode の耐振化を行った。UBA の採用の目的は、感度を向上させ、より低いエネルギーの X 線を検出できるようにすること、そしてスペクトルの分解能を向上させることであった。Dynode の耐振化は HII-A ロケットの振動プロファイルを与えた場合に増幅率が変化しないようにする目的で行った。これらの改良の結果、プラスチックシンチレータを用いたスペクトル測定では、59.5 keV の光電ピークに対して分解能 29.9 % [FWHM] を達成することができ、振動試験では HII-A ロケットの振動レベル (7.8 G_{rms}) の 1.5 倍程度の振動レベルである 12 G_{rms} の振動に耐えられることを示すことができた。MAPMT の従来の問題であった耐振化を克服したことによって、衛星搭載に向けた検出器開発の中でも非常に重要な問題を解決することができた。

5.7.2 APD の Gain のアナログ制御

Cute-1.7+APDII では、APD の増幅率制御を H8 マイコンを用いてデジタル制御で行った。この方法では、温度計 AD590 から出力される温度に比例した電圧を H8 マイコンで AD 変換し、マイコン内で温度と印加電圧の関数を計算してから、関数から得られた電圧値を DA 変換して、HV に入力して高電圧をつくることで増幅率の制御を行った (詳細は 2 章)。ここで、温度と印加電圧の変換関数は、各 APD に対して増幅率が一定になるような温度と印加電圧のグラフを、二次関数で近似したものをを用いる。この制御方法はすでに Cute-1.7+APDII によって軌道上で動作実証されており、APD 単体や、シンチレータと一緒に用いたとき、増幅率制御を正確に行えることが確認されている [8]。しかしこの制御では、何らかの原因で H8 マイコンが誤作動を起こし、HV 制御の出力が急に切り替わってしまうと、瞬時に APD に高電圧がかかり、APD 後段以降の電荷積分アンプに電圧変化による大電荷が入ることで、アンプ自体を破壊しかねない。また、1 つの HV 出力から複数の APD を同時に制御するときは、APD の個性の分だけ制御に誤差が生じるので、複数の APD では、正確に制御できるわけではない。そこで、APD の増幅率制御をマイコンなどでデジタル変換せず、温度計から直接アナログで制御する方法を考える。将来の衛星搭載を考えると、単純かつ同程度の性能は回路の問題を少なくし、衛星搭載品として非常に有利なものとなる。

増幅率のアナログ制御

APD の増幅率を一定にする温度と印加電圧の関係は、図 2.19 に示すとおりであり、これを見ると、2 次関数というよりもむしろ線形な 1 次関数とみなせることがわかる。アナログ制御では、温度計からの電流値 (温度に比例) を抵抗で電圧に変換した電圧 $V(T)$ と、常に一定値のオフセット電圧 V_{off} の和をとった電圧を HV に入力することによって、電圧を制御するという方法をとる。温度計からの電流電圧変換の抵抗値 (1 次関数の傾きに相当) と、オフセット電圧 (1 次関数の切片に相当) は可変抵抗によって変更できるようにする。このシステムを単純化した図を図 5.36 に示す。

実際に測定に用いた回路は、クリアパルスと共同で試験的に作製した回路であり、可変抵抗を用いて温度電圧 (傾き) とオフセット電圧 (切片) を変更できるようになっている。今回はこの回路を用いて、増幅率制御を行った。

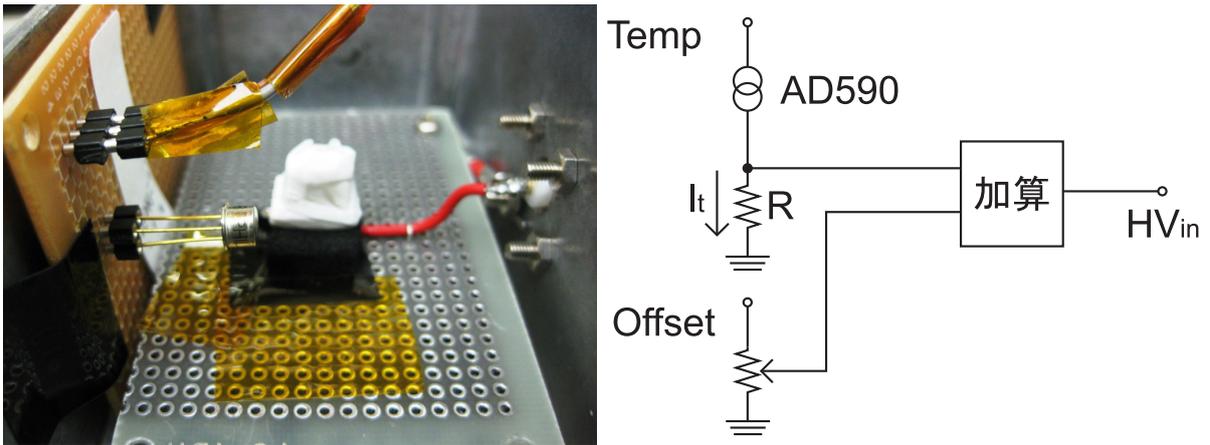


図 5.36: 温度センサ AD590 と APD の配置 (左図) と温度制御の簡単な回路 (右図)

セットアップ

この装置を用いたとき、どの程度の精度で増幅率制御ができるかを調べるために、図 5.37 のようなセットアップで増幅率制御試験を行った。温度は恒温槽を用いて時間変化させた。まず、初期温度を 20°C に設定し、50 分かけて 0°C まで温度を下げ、そこからまた 50 分かけて 20°C まで温度を上昇させた。温度変化の開始時間から同時にスペクトルの測定を開始し、元の 20°C に戻るまでの 100 分間スペクトルを取りつづけた。線源は ^{137}Cs (662 keV) を使用し、シンチレータは 5 mm 立方の大きさの CsI を使用した。

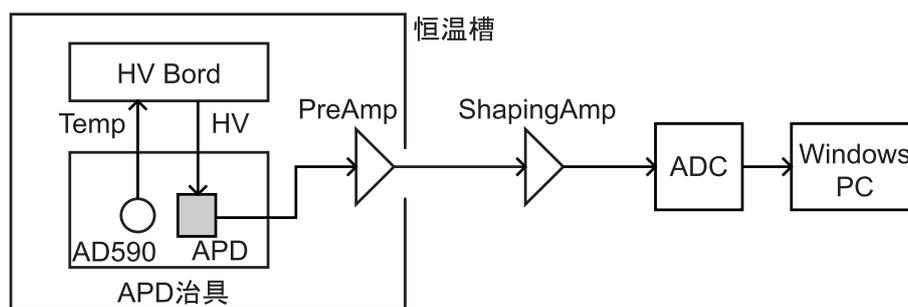


図 5.37: 増幅率のアナログ制御のセットアップ。温度制御をしないときは、外部から HV を与えた。

測定結果

増幅率制御をしたときと、制御なしのときのスペクトルを図 5.38 に示す。まず、図 5.38 の上の図では、温度変化に対して、増幅率がきちんと制御され、スペクトルを維持するこ

とができています。このスペクトルにおける 662 keV の分解能は、8.4 % [FWHM] であり、同一のセットアップで温度を一定にしたときの分解能 7.2 % [FWHM] よりも若干悪くなったただけである。次に増幅率制御をせずに、スペクトルを維持できなかった下の図の結果について考える。20 °C からの温度変化では、増幅率はおよそ 1.4 %/V であるので、20 °C の温度変化で印加電圧を一定に保つと増幅率は約 30 % 変化すると予想される。図 5.38 の横軸を見ると、増幅率はおよそ 600 ch から 700 ch の間で変化していることが見てとれる。これは、恒温槽内の温度と、治具内部の APD 付近の温度にむらがあり、治具内部の温度変化が恒温槽内部の温度変化に比べて変化率が小さかったからであると考えられる。

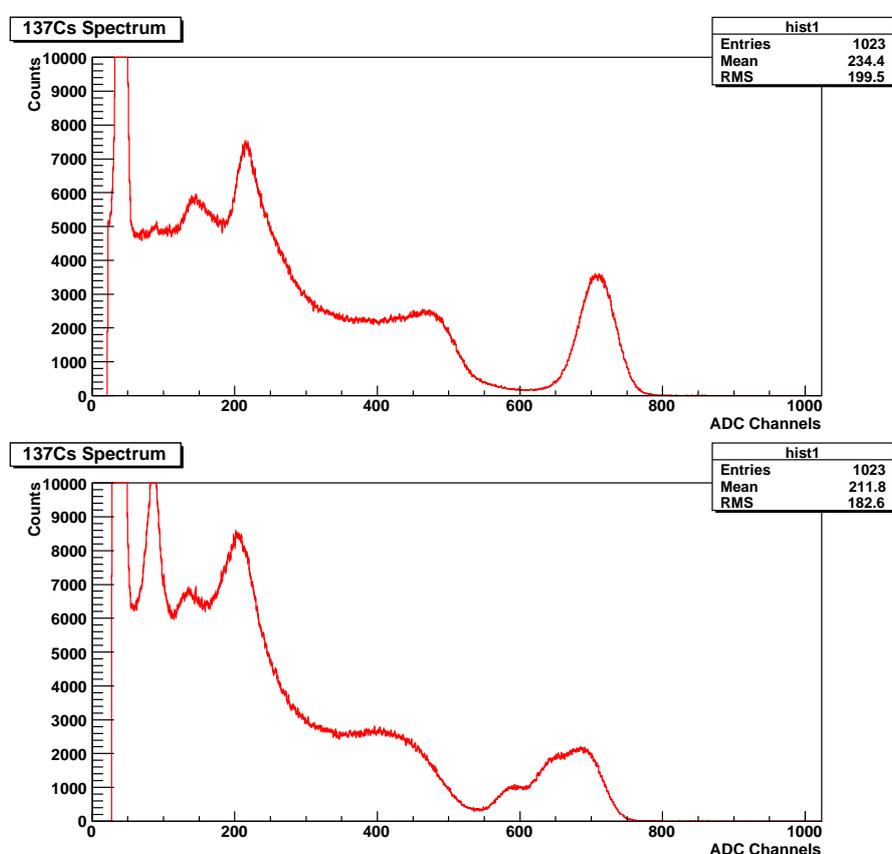


図 5.38: 温度変化に対する増幅率のアナログ制御の結果。上図が増幅率を制御ありのとき、下図が増幅率を制御なしのときのスペクトルである。

二次関数制御との違いについての考察

ここではすでに Cute-1.7+APDII で行った温度変化に対する増幅率のデジタル制御 (二次関数を使用) を用いた場合と、本論文で新たに行ったアナログ制御 (一次関数を使用) を

用いた場合とで、増幅率や分解能において、両者にどれほど違いが出るかを定量的に考察する。Cute-1.7+APDIIにおけるAPDモジュールA系のAPDで、増幅率を50倍に固定する温度と印加電圧の関係は式5.19で与えられる。以下ではこの二次関数の関係が正しいと仮定する。

$$V = 0.0022T^2 + 0.7291T + V_{\text{off}} \quad (5.19)$$

ここで T^2 の項の係数は、 T の項に比べて0.003倍(0.3%)であり、この項の寄与は非常に小さいと考えることができる。例えば、 $T = 0^\circ\text{C}$ を基準として $\pm 20^\circ\text{C}$ の温度変化を考える。このとき T^2 の項によるずれは、 $T = \pm 20^\circ\text{C}$ でわずか0.88Vの寄与となる。また、ここで増幅率 M は、電圧 V に対して、式5.20に示すような変化率をもつ。

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} \simeq 3.4 \text{ [%/V]} \quad (5.20)$$

式5.20から T^2 の項による増幅率の変化を見積もると、電圧変化0.88Vに対して、増幅率は3.0%であり、この分だけ一次関数との間に差が生じる。ただし、これは増幅率の最大値と最小値のずれであり、この差の影響による分解能の劣化は、+3.0%程度と考えられる。ここまでの計算を 20°C の変化に適用すると、二次関数(デジタル制御)に比べて一次関数(アナログ制御)を用いる場合、増幅率の変化による分解能の劣化は+0.75%程度と見積もることができる。実際の測定結果では、 20°C の変化に対して分解能は+1.2%悪くなっており、この場合一次関数の傾きを適切に選択することによって、分解能の劣化を防ぐことができると考えられる。ただし、一次関数を用いて二次関数を完全に再現することは不可能なため、仮定した場合、分解能の劣化はどうしても起こってしまい、 20°C の変化では温度変化による増幅率変化を完全に消すことはできず、+0.75%程度の劣化は免れない。

第6章 まとめと今後の課題

6.1 まとめ

本論文では、小型衛星 Cute-1.7+APDII APD によるの観測結果と、TSUBAME 衛星の開発について述べた。

Cute-1.7+APDII は、東京工業大学で開発した小型衛星であり、2008年4月28日にインドでの打ち上げに成功し、アバランシェフォトダイオード (APD) を世界で初めて宇宙放射線検出器として軌道上で使用し、その軌道上動作実証を行った。そして衛星からダウンリンクされたデータを、シミュレーションによる結果と比較することで、軌道上での APD の増幅率の自動制御、荷電粒子分布の観測が正しく行われていることを示すことができた。さらに様々なエネルギー領域での荷電粒子分布観測とその比較を行い、これらの粒子分布が時間変動していることを示した。TSUBAME 衛星は、主にガンマ線バーストの偏光検出を目的とした偏光 X 線観測衛星であり、広視野バーストモニタと硬 X 線偏光計の2つの検出器を搭載する予定である。本論文では、バーストモニタによるガンマ線バーストの年間検出数の見積りと、方向決定精度の計算、また、偏光計のシンチレータの配置の変更に伴う各パラメータの再計算を GEANT4 を用いたシミュレーションで行った。その結果として、バーストモニタでは年間 40~60 個程度 (1 週間に 1 個) 検出することができ、さらにこの中で偏光が検出できる可能性を持つ GRB は年間およそ 10 個 (1ヶ月に 1 個) であることがわかった。また、方向決定精度はバックグラウンドのゆらぎの 10 倍以上の判定条件において、 10° 以下の精度で方向決定ができることを示した。偏光計では、シンチレータの配置を変更したことによって、有効面積を下げずに MF を良くすることができ、 $6.16 \pm 0.12\%$ の限界検出偏光度 (3σ) を得ることができた。この値は配置変更前より、0.5% 良い値である。さらに、TSUBAME に搭載予定の検出器であるマルチアノード光電子増倍管の耐振化と感度向上、アナログ回路による APD の増幅率制御を行った。マルチアノード光電子増倍管は信号増幅部 (ダイノード) が振動に弱いという弱点があったが、今回、このダイノードの耐振化を行うことで、HII-A ロケットの振動プロファイルの 1.5 倍の振動に確実に耐えられることを示すことができた。また、耐振化と同時に

光電面をウルトラバイアルカリ光電面に変更し、感度の向上を試みたところ、プラスチックシンチレータでの ^{241}Am からの 59.5 keV の X 線の光電ピークを、29.9 % [FWHM] の分解能で分解することができた。APD は増幅率が温度依存するために、この増幅率を制御する必要があり、現在までに VME モジュールや H8 マイコンなどといったデジタル制御装置を用いて、その増幅率自動制御を行ってきた。しかし本論文では、この APD の増幅率自動制御を、今回初めてアナログ回路のみで行い、増幅率を制御することに成功した。

6.2 今後の課題

Cute-1.7+APDII の運用は現在も続いており、APD 系では主に閾値 9 keV や 15 keV の低エネルギーでの 12 時間観測を行っている。今後は太陽活動極大期に向かうので、オーロラ帯の変動は、いっそう激しくなると予想される。今後さらに低エネルギー領域でのデータを集め、これらのデータからオーロラ帯の時間変動を調べていきたい。

TSUBAME では、現在クリアパルス株式会社に偏光計の信号処理基板の設計を依頼しており、2009 年度 3 月に信号処理機版が完成する予定である。今後は主に、設計した偏光計を実際に製作し、信号処理基板の評価を中心に行い、さらに実際に試作品を作成した後、偏光 X 線を用いた性能評価を行う。バーストモニタの設計製作は、偏光計の製作がある程度固まってから行いたい。

付録A 付録

A.1 APD モジュールの高計数試験

APD 系の高計数率入力時の挙動は、すでにランダムパルス発生器を用いて、LED にパルス波を入力して計数率を見る方法で測定を行っている。この方法では、APD モジュールのみでの計数率の評価を行い、回路途中でのテストポイントから波形をモニタしながら測定を行っている。結果としてエネルギーを問わず、高計数では数え落としが起こり、400 keV 程度の高エネルギーでは数え過ぎが起こることが確認されている [29]。ただしこの測定は、APD モジュールのみでの挙動の確認が目的であり、バッテリーではなく安定化電源を用いているので、軌道上での計数を再現するためには、バッテリー電源での計数試験が必要である。また、模擬信号の入力レートには限界 (10^6 ct/s) があるため、それ以上の入力レートでの挙動を見るができなかった。そこで、さらに高いレートの信号を入力して挙動を調べることで、入力と出力の関係式を求め、軌道上のカウント数の真の値を求められるようにしたい。

このような理由から、我々はバッテリー電源動作時に、APD モジュールの計数率がどの程度の性能を持っているかを調べるため、茨城県の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある Photon Factory (PF) にて衛星 Engineering Model (EM) の APD に、高レートの X 線を照射して計数率を調べる実験を行った。

APD 系が軌道上で測定する対象は荷電粒子であるが、X 線は APD 内で光電効果を起こして電子にエネルギーを与えるため、電子線を照射している状態に近い効果を得ることができる。また、ただしエネルギーが高くなると、X 線の透過率が高くなるため、測定はできなくなってしまう。この測定では、APD モジュールを衛星に組み込んだ状態で、17.5 keV の X 線を APD に直接照射して性能評価を行った。

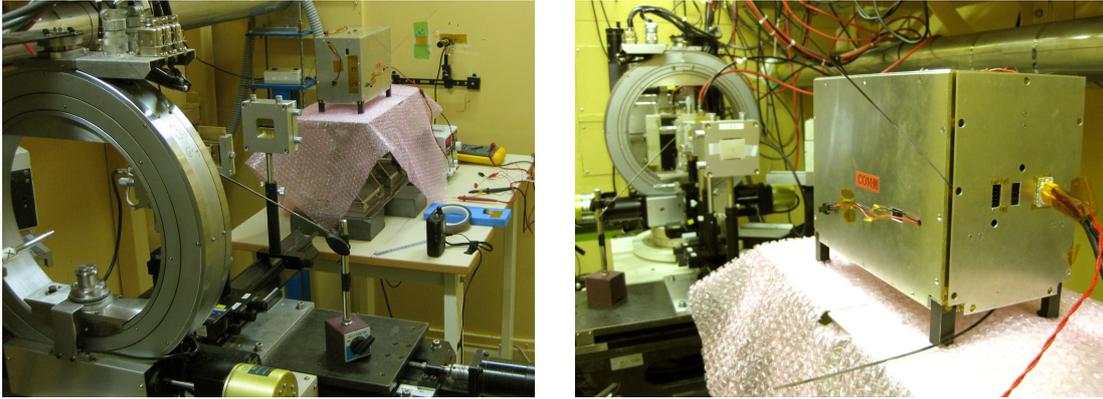


図 A.1: KEK での高計数試験の様子。Cute-1.7+APDII の Engineering Model にフライトモデルと同じ APD を搭載し、測定を行った。

A.1.1 セットアップ

測定は Cute-1.7+APDII の EM 本体を用いて、バッテリー電源を使用して行った。EM はバッテリー電源と外部電源の両方で起動させることができるが、軌道上では動作を想定して、ここでは、バッテリー電源を使用して測定を行った。通信機も有線、無線の 2 通りでデータを取り出すことができが、同じ理由で無線を用いることとした。KEK の PF にある X 線ビームライン BL14A は、3 m 立方程度の小さい金属でできた部屋であるため、電波を乱反射して無線通信ができなくなる恐れがあったが、デコード率が 10 割から 8 割になった程度で、測定に大きな影響を与えることはなかった。

APD は A 系と B 系の 2 通りがあるが、計数率に影響を与える前置増幅器 (プリアンプ) は、A 系 B 系で同じもの使っているので、測定は A 系だけで行った。また、APD モジュールの H8 マイコンの温度補正プログラムは、Flight Model (FM) 搭載の APD に合わせた関数を用いているが、この測定で用いた APD は FM 搭載品とは同じ reverse type ではあるものの、その基礎特性大きな差があったので、温度補正は行わず印加電圧を一定にして測定を行った。

A.1.2 高計数測定

測定前にまず、一度バッテリーを満充電にしてから、衛星電源 ON、APD 系電源 ON、HVON の順で測定状態にし、それから約 1 時間程度の間ビームの入射レートを調整しながら、複数回ビームを入射して計数を行った。APD へのビームの入射レートは、アテナータ (モリブテンの薄板で、厚みがわかっているもの) を用いて調整した。測定に際し

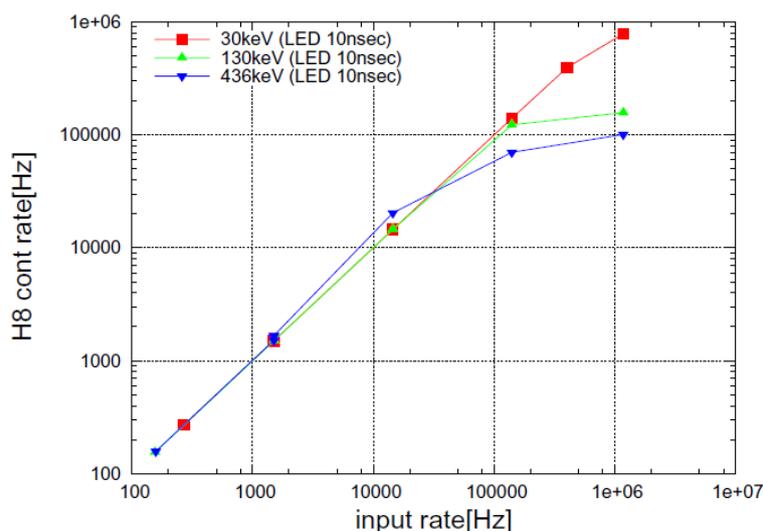


図 A.2: ランダムパルス発生器を使用したときの高計数試験の結果 [29]。低エネルギーを模擬した信号では 10^6 程度で数え落とし、高エネルギーを模擬した信号では、数え過ぎが見られる。

て、[29] の測定結果から、入射光子のエネルギーが 30 keV 以下での APD モジュールのカウンターの線形性は、 10^5 ct/s 程度までは確実に保たれていることを仮定した (図 A.2)。

APD のカウントレートの測定について、考慮しなければならないことがいくつかある。

1. X 線を減衰させるアテネータの減衰率
2. 入射ビームの減衰率
3. APD の検出効率

高計数試験の前にまず、アテネータの減衰率がアテネータの厚みに対応しているか確かめるために、各アテネータの厚みと減衰率の比較の測定を行い、予想値と合っているものを選んで使用した。ここで確認したアテネータを用いて、ある程度までビームレートを減衰させ、アテネータ枚数を変更して厚さを調整することによって、アテネータの厚さの情報から入力レートを見積もり、APD モジュールの高計数試験を行った。

もうひとつ考慮しなければならない問題として、PF での入射ビームレートが時間経過につれて減衰していく影響を考えなければならない。この値は PF の X 線レートモニタからある程度予測することができるが、この入射ビームの減衰率は、測定値から見積もった方が信頼性が高い。ここでは、測定の合間に $600 \mu\text{m}$ のアテネータを用いたときのカウント数とそのカウントが得られたときの時間を測定し、指数関数で近似することによって、

ある時間のときに全体でどの程度減衰しているかを見積もった。このようにして補正された値を見ると、測定開始時間と測定終了時間で、2割程度の違いが見られ、補正後と補正前とではカウント数の誤差以上の差が出ることを確認できた。

最後に APD の検出効率について考える。APD は空乏層で相互作用を起こした X 線を検出するが、X 線の散乱断面積は光電効果のみを考えると、エネルギーに対してべきで減衰するため、X 線のエネルギーが高いと空乏層で相互作用を起こす確率が低くなってしまい、検出できる X 線の数が減ってしまう。

実際 17.5 keV だけでなく、30 keV の X 線でも同様の実験を行ったが、アテネータを挿入しないで X 線を入射させても、 10^4 ct/s 程度のレートまで計測できただけで、窒息には至らなかった。17.5 keV のエネルギーでは、 10^8 ct/s 程度まで入射することができた。

A.1.3 測定結果

図 A.3 は 17.5 keV の X 線による、バッテリー使用時での APD モジュールの高計数試験結果である。 10^6 cts/s 程度から数え落としが発生していることがわかる。この測定結果を [29] による拡張型 (式 A.1)、非拡張型 (式 A.2) の不換時間モデル関数でのフィットを試みた。入射イベント数を n 、検出イベント数を m とする。

$$m = n \exp(-\tau n) \quad (\text{A.1})$$

$$m = \frac{n}{1 + \tau n} \quad (\text{A.2})$$

しかし、これらの関数ではうまくフィットすることができなかつたため、任意関数でフィットすることにした。入射イベント数を n 、検出イベント数を m として、式 A.3 の関数でフィットした。

$$m = \frac{n}{1 + an^b + cn^d} \quad (\text{A.3})$$

このフィットでは a, b, c, d の 4 つのパラメータが求まり、 $a = (1.53 \pm 0.28) \times 10^{-13}$ 、 $b = 1.56 \pm 0.01$ 、 $c = (1.85 \pm 0.29) \times 10^{-5}$ 、 $d = (0.64 \pm 0.01)$ が得られた。ここでは、バッテリー使用時の APD の高計数入射での挙動を知り、入射イベント数 n と検出イベント数 m の関係式を得ることが目的であったので、これ以上の考察は行わない。

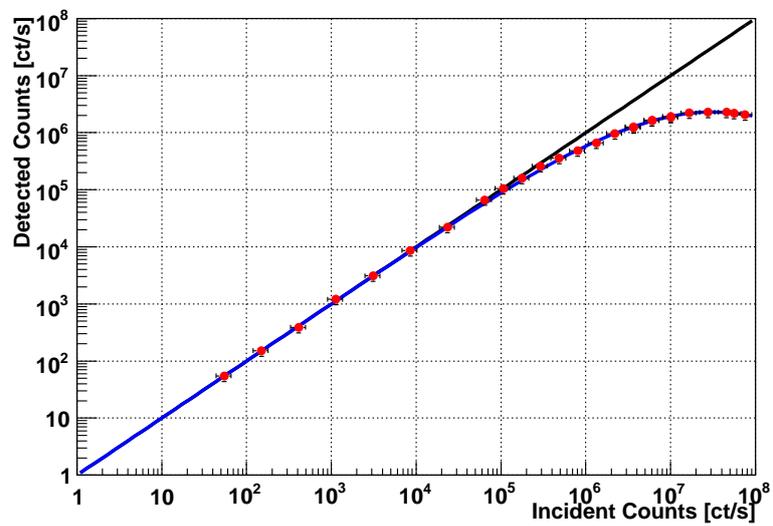


図 A.3: APD モジュールの X 線による高計数試験の結果。 10^6 cts/s 付近から数え落としが発生していることがわかる。入射レートと検出レートの関係を知るため、適当な関数でフィットした。

関連図書

- [1] M. Arimoto et al., AIP conf. Proc., 1000, 607-610 (2007)
- [2] D. Band et al., Astrophysical Journal, 413, 281 (1993)
- [3] W. Coburn & S. E. Boggs, Nature, 423, 415-417 (2003)
- [4] T. Ikagawa et al., NIMA, 515, 671 (2003)
- [5] T. Ikagawa et al., NIMA, 538, 640 (2005)
- [6] S. Kasahara et al., j.asr (2008)
- [7] J. Kataoka et al., NIMA, 564, 300-307 (2006)
- [8] J. Kataoka et al., NIMA, 541, 398-404 (2005)
- [9] Y. Kawasaki et al., NIMA, 564, 378 (2006)
- [10] J. Kotoku et al., NIMA, 565, 677-685 (2006)
- [11] F. Lei et al., Space Science Reviews, 82, 309-388 (1997)
- [12] S. McGlynn et al., A &A 466, 895 (2007)
- [13] R. Novick, M. C. Weisskopf et al., Astrophysical Journal, 174, L1-L8 (1972)
- [14] K. Ogasawara et al., NIMA, 545, 744-752 (2005)
- [15] K. Ogasawara et al., NIMA, 566, 575-583 (2006)
- [16] K. Ogasawara et al., NIMA, 594, 50-55 (2008)
- [17] T. Piran, Physics reports, 314, 575 (1999)
- [18] B. D. Ramsey et al., Space Science Reviews, 69, 139 (1994)

- [19] R. E. Rutledge & D. B. Fox, MNRAS, 350, 1288 (2004)
- [20] T. Toizumi et al., Glasgow, proc (2008)
- [21] M. C. Weisskopf et al., Astrophysical Journal, 208, 125-128 (1976)
- [22] Y. Yatsu et al., NIMA, 564, 134-143 (2006)
- [23] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis, McGraw-Hill Higher Education.
- [24] G. B. Rybicki & A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, Interscience Publishers, New York. (1979)
- [25] 宮下ほか “東京工業大学 CUTE-I 運用地上局システムの開発と運用” 第 47 回宇宙科学技術連合講演会 (2003)
- [26] 有元 誠, 修士論文「気球硬 X 線偏光計 PoGO のシミュレーションによる性能評価」東京工業大学 (2006)
- [27] 五十川 知子, 修士論文「宇宙利用に向けた X 線・ γ 線検出用アバランシェ・フォトダイオードの開発」東京工業大学 (2005)
- [28] 片岡 淳, 修士論文, 東京大学 (1997)
- [29] 倉本 裕輔, 修士論文「東工大衛星 Cute-1.7 搭載 APD 荷電粒子モニタの開発」東京工業大学 (2006)
- [30] 津布久 佳宏, 修士論文「東工大小型衛星プロジェクトにおける理学モニター部の開発と性能評価」東京工業大学 (2008)
- [31] 小林 光吉, 卒業論文「TSUBAME 衛星搭載 硬 X 線偏光計データ処理部の開発」東京工業大学 (2008)
- [32] 戸泉 貴裕, 卒業論文「硬 X 線偏光計用 多チャンネルシンチレーション検出器の開発」東京工業大学 (2007)
- [33] 和田 健介, 卒業論文「ASTRO-H 衛星搭載 BGO シールド検出器とアバランシェ・フォトダイオードの性能特性」東京工業大学 (2008)
- [34] 「第 12 回衛星設計コンテスト偏光 X 線観測衛星「燕」衛星設計解析書」東京工業大学 (2004)

- [35] 「小型衛星(公募)/HII-A ロケットインタフェースについて」
宇宙航空研究開発機構 (2006)
- [36] G. F. Knoll 著 木村 逸郎 / 阪井 英次 訳
放射線計測ハンドブック (1983)
- [37] 「光電子増倍管 その基礎と応用 第2版」
浜松ホトニクス (1998)
- [38] Ultra Bialkali, Super Bialkali Photomultiplier Tube Series
浜松ホトニクス
- [39] SPENVIS 荷電粒子分布シミュレータ
<http://www.spervis.oma.be/>
- [40] NIST 荷電粒子阻止能計算
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>
- [41] NIST X線散乱断面積計算
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [42] X線と物質の相互作用計算
http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- [43] BATSE 4B Gamma-Ray Burst Catalog
<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog/4b/>
- [44] 小型高機能科学衛星れいめい
<http://www.isas.ac.jp/j/enterp/missions/reimei/index.shtml>
- [45] 南極におけるオーロラ研究
http://www.nipr.ac.jp/~aurora/aboutAurora/aboutAurora_main.html
- [46] BATSE Webpage
<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のお世話になりました。特に今年度は国内外問わず、多くの学会での発表の機会を頂き、また国内外の多くの施設での実験をさせて頂きました。このような機会を与えてくださった河合教授、松永准教授に深く感謝致します。

片岡さんには実験家としての心構えを一から教えて頂きました。小型衛星開発という素晴らしい課題を与えて頂き、ありがとうございました。また進路についてなど様々な相談に乗って頂き、生活面でも非常にお世話になりました。本当にありがとうございます。

グラスゴウの国際会議では神戸大学の越智様、Max-Planck-Instituteの堀様、日本原子力研究開発機構の酒井様ほか、多くの方々にお世話になりました。振動試験では都立産業技術研究センターの福田様、高係数試験ではKEKの岸本様、そして現在も偏光計の基板の設計をしてくださっているクリアパルスの久保様には大変お世話になりました。

APDの観測データの受信に協力してくださったアマチュア無線家の皆様、皆様のおかげでAPDのデータダウンリンクの時間が数倍に短縮されました。本当にありがとうございました。Cute-1.7のAPDモジュールを開発した偉大な先輩方、学部4年から修士1年にかけてとても多くのことを教えて頂いた谷津さん、Cute-1.7のAPD系の不具合について非常に深い内容の考察をしてくださった倉本さん、土曜に大学まで来て温度発振の再現をしてくださった津布久さん、この3人の先輩方には、軌道上でのAPD系の温度データが発振したとき平日の夜遅くまでメールで対応して頂きました。おかげで2号機のAPD系は今も元気です。心から感謝しています。松永研究室の皆様にはCuteの打ち上げ前から打ち上げ後のAPDの観測まで、また、振動試験の準備やKEKの試験準備などのために一緒に徹夜して下さるなど、非常によく協力して下さり、とても助かりました。ありがとうございました。

研究室の皆様には普段からとてもよくして頂き、本当にありがとうございます。中森さんと下川辺さんには普段だけでなく、修論時期にとっても協力して下さり、本当に助かりました。有元さんには日頃から本当によくお世話になり、くだらない話から偏光やGeant4などの話まで何でも話せました。楽しい2年半を本当にありがとうございます。金井さんには普段の何気ない質問から、検出器の深い質問まで丁寧に教えて頂きました。森さんに

は英語の授業でよく助けてもらいました。工藤君と小泉君とはゼミの帰りによくバッテリーセンターに行き、とても楽しい時間を過ごせました。さらに小泉君には、泊まり込みでの実験や課題、そして修論のときに深夜に一緒に食事をしに行くなど、とてもよい話相手となり、助かりました。特にグラスゴーでの口頭発表は、忘れられないよい思い出となりました。その他の研究室の皆様にもお世話になりました。ありがとうございます。

最後に自分を支えて下さった家族に、この場を借りて心からお礼を言いたいと思います。思えば今年度は3度の海外出張、外部での泊まり込みの実験、そして学校での泊まり込みなど、家で寝るより外泊の方が多かったかもしれません。こんな自分を支え続けてくれて本当にありがとうございました。