

修士論文
ガンマ線バースト偏光検出器 GAP の開発と
その性能評価

金沢大学大学院 自然科学研究科 数物科学専攻 修士課程
宇宙物理学研究室

指導教員 村上 敏夫

藤本 大史
学籍番号 0813011048

2010年1月29日

概要

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、数秒から数 100 秒の短時間に、非常に速い時間変動を伴ったガンマ線が宇宙遠方から飛来する天体現象である。GRB は 1 日に約 1 回という頻度で検出され、宇宙ではありふれた現象であるが、爆発あたりの総エネルギーは 10^{52} erg にも達する。これは、巨大なことで知られる超新星爆発時における電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度であることと比べても更に大きく、宇宙最大の爆発現象であると考えられている。

現在、GRB を記述する理論モデルとしては、相対論的火の玉モデル (Fireball Model) がある。このモデルでは大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に高速な物質流 (ジェット) を形成すると考える。その後、物質流同士、または物質流と星間物質との衝突によって作られた衝撃波中で加速された電子が、衝撃波内に生成された磁場に巻きつきシンクロトロン放射で明るく輝くというものである。しかし、観測的にはこの Fireball Model もシンクロトロン放射も検証されておらず、GRB の放射機構や磁場構造も未知のままである。シンクロトロン放射による電磁波は磁場に対して垂直に偏光しているため、もし磁場が揃っていれば GRB は偏光しているということになる。GRB の偏光度はその放射機構や磁場構造と密接に結びついているため、偏光度を測定することによって火の玉モデルの検証をすることができると考えている。

ガンマ線光子は地球の大気で散乱されるため、宇宙空間での観測が必要になる。我々の研究室では 2010 年 5 月打ち上げ予定の小型ソーラーセイル実証機 (Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun : IKAROS) に、偏光検出器 (Gamma-ray burst Polarimeter : GAP) を搭載し、世界初の GRB 偏光観測を行う。

我々の研究室では昨年度から人工衛星に搭載機を模した試作機であるプロトタイプモデル (PM) を作り、検出器の振動試験などを行い、偏光検出器としての性能だけでなく、打ち上げや宇宙での観測に耐えうる構造を調べてきた。そして本年度は PM の試験を通じて浮き彫りになった問題点を考慮・改善し、実際に打ち上げるモデルであるフライトモデル (FM) の設計・作製を行ってきた。本研究では GAP-FM の詳細と、その検出器を用いて行った性能評価・環境試験について報告する。

目次

| | |
|------------------------------|----|
| 概要 | i |
| 第 1 章 はじめに | 1 |
| 第 2 章 ガンマ線バースト | 3 |
| 2.1 ガンマ線バーストとは | 3 |
| 2.2 ガンマ線バーストの時間変動とライトカーブ | 3 |
| 2.3 ガンマ線バーストのスペクトル | 4 |
| 2.4 残光 | 4 |
| 2.5 ガンマ線バーストの起源と超新星爆発 | 5 |
| 2.6 相対論的火の玉モデル | 8 |
| 2.7 ガンマ線バーストの偏光 | 9 |
| 2.7.1 残光現象の偏光 | 10 |
| 2.7.2 プロンプト放射の偏光 | 12 |
| 2.7.3 磁場構造モデルと観測偏光度 | 17 |
| 2.8 研究目的 | 17 |
| 第 3 章 偏光理論 | 19 |
| 3.1 偏光 | 19 |
| 3.2 偏光基礎過程 | 19 |
| 3.2.1 制動放射 | 19 |
| 3.2.2 シンクロトロン放射 | 20 |
| 3.2.3 コンプトン散乱 | 23 |
| 3.2.4 逆コンプトン散乱 | 26 |
| 3.2.5 光電効果 | 26 |
| 3.2.6 ブラッグ反射 | 27 |
| 3.3 宇宙における偏光光源 | 27 |
| 3.3.1 パルサー星雲型超新星残骸 (SNR) | 27 |
| 3.3.2 活動銀河核 (AGN) | 27 |
| 3.3.3 X 線パルサー | 28 |
| 3.3.4 低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤 | 28 |

| | | |
|-------|----------------------|----|
| 3.3.5 | ブラックホール候補天体 (BHC) | 29 |
| 第4章 | 偏光観測 | 31 |
| 4.1 | 小型ソーラーセイル実証機 IKAROS | 31 |
| 4.1.1 | GAP の取り付け位置 | 31 |
| 4.1.2 | ソーラーセイル衛星に載ることの利点と欠点 | 31 |
| 4.2 | 過去の GRB 偏光観測 | 33 |
| 4.3 | 偏光検出方法 | 34 |
| 4.3.1 | 反射型検出器 | 34 |
| 4.3.2 | 光電子追跡型検出器 | 34 |
| 4.3.3 | 散乱型検出器 | 35 |
| 4.3.4 | GRB の偏光検出方法 | 36 |
| 4.4 | 偏光検出器の性能 | 37 |
| 4.4.1 | モジュレーションファクタ M | 38 |
| 4.4.2 | 検出効率 η | 39 |
| 4.4.3 | 最小偏光度 (MDP) | 39 |
| 4.5 | シンチレーション検出器 | 40 |
| 4.5.1 | シンチレータ | 40 |
| 4.5.2 | 光電子増倍管 | 41 |
| 第5章 | GAP のデザイン | 43 |
| 5.1 | GAP の全体像 | 43 |
| 5.2 | シンチレータの形状 | 44 |
| 5.3 | 反射材 | 45 |
| 5.4 | 光電子増倍管 | 45 |
| 5.4.1 | ブリーダー | 47 |
| 5.4.2 | シンチレータとの接着 | 47 |
| 5.5 | 信号処理系 | 50 |
| 5.5.1 | アナログ処理 | 50 |
| 5.5.2 | デジタル処理 | 52 |
| 5.6 | 熱設計 | 52 |
| 5.6.1 | 熱放射 | 53 |
| 5.6.2 | 熱伝導 | 54 |
| 5.6.3 | 黒色塗装 | 54 |
| 5.6.4 | MLI | 54 |
| 5.6.5 | ヒーター | 56 |
| 5.7 | 鉛シールド | 57 |
| 5.8 | エネルギー較正用放射線源 | 58 |
| 5.9 | 高圧電源 | 60 |
| 5.10 | CPU ソフト | 61 |

| | | |
|--------------|---------------------------------|------------|
| 5.10.1 | CPU の概略 | 61 |
| 5.10.2 | 各種モード | 62 |
| 5.10.3 | 基本情報 | 64 |
| 5.10.4 | 衛星の回転と位相補正 | 64 |
| 5.10.5 | GRB の判定条件 | 65 |
| 5.10.6 | 多数決論理 | 67 |
| 5.11 | GAP-P 電源回路 | 67 |
| 5.12 | 各部品に使われた素子 | 69 |
| 第 6 章 | 環境試験 | 71 |
| 6.1 | 振動試験 | 71 |
| 6.1.1 | ランダム振動試験 | 71 |
| 6.1.2 | 正弦波振動試験 | 73 |
| 6.1.3 | パイロ衝撃試験 | 74 |
| 6.1.4 | 各振動試験後のゲイン変動に対する考察と対策 | 76 |
| 6.2 | 温度サイクル | 76 |
| 6.3 | 熱真空試験 | 79 |
| 6.3.1 | セットアップと試験条件 | 79 |
| 6.3.2 | 試験結果と熱設計の検証 | 79 |
| 第 7 章 | GAP の性能評価 | 83 |
| 7.1 | 検出限界エネルギー | 83 |
| 7.1.1 | PM との比較 | 83 |
| 7.2 | 無偏光測定 | 84 |
| 7.2.1 | セットアップ | 85 |
| 7.2.2 | 実験結果 | 85 |
| 7.3 | 偏光実験 | 86 |
| 7.3.1 | セットアップ | 86 |
| 7.3.2 | X 線発生装置の偏光度とスペクトル | 87 |
| 7.3.3 | 実験結果 | 88 |
| 7.4 | 検出効率 | 90 |
| 7.4.1 | セットアップ | 91 |
| 7.4.2 | 実験結果 | 91 |
| 7.4.3 | シミュレーションとの比較 | 91 |
| 7.5 | 斜めからの入射 | 94 |
| 7.5.1 | セットアップ | 94 |
| 7.5.2 | 実験結果 | 94 |
| 7.5.3 | シミュレーションとの比較と考察 | 98 |
| 第 8 章 | 観測までの問題点と対策 | 101 |

| | | |
|-------|------------------------------------|-----|
| 8.1 | 斜め入射の偏光 | 101 |
| 8.1.1 | 斜め入射の無偏光 X 線 | 102 |
| 8.1.2 | 斜め入射の偏光 X 線 | 102 |
| 8.1.3 | GRB の期待されるヒットパターン | 104 |
| 第 9 章 | まとめと今後のスケジュール | 107 |
| 9.1 | GAP-FM の設計・製作 | 107 |
| 9.1.1 | シンチレータの接着と構造 | 107 |
| 9.1.2 | 重量 | 107 |
| 9.1.3 | 熱設計 | 107 |
| 9.1.4 | CPU ソフト | 108 |
| 9.2 | 環境試験 | 108 |
| 9.3 | 性能評価 | 108 |
| 9.3.1 | 検出限界エネルギー | 108 |
| 9.3.2 | 斜め入射 | 108 |
| 9.4 | 地上系の開発 | 109 |
| 9.5 | 今後のスケジュール | 109 |
| 付録 A | 各物質の散乱断面積 | 113 |
| A.1 | 散乱断面積 | 113 |
| A.2 | 透過率 | 114 |
| 付録 B | シミュレーションによるバックグラウンドの見積もり | 115 |
| B.1 | 前準備 | 115 |
| B.2 | シミュレーション結果 | 116 |
| 付録 C | GAP-P 回路 | 119 |
| C.1 | 電流制限回路 | 119 |
| C.2 | FET の温度特性とツェナーダイオード | 120 |
| 付録 D | SDTP 関数を用いたデータ取得方法 | 121 |
| D.1 | SDTP 関数 | 121 |
| D.2 | SDTP 関数の設定 | 122 |
| D.2.1 | パケット ID 設定方法 | 122 |
| D.3 | データフォーマット | 123 |
| 付録 E | QL ソフト | 127 |
| E.1 | 動作環境 | 127 |
| E.1.1 | ライブラリ | 127 |
| E.2 | HBOOK ファイルの作製 | 128 |
| E.3 | データフォーマット | 130 |

| | | |
|-------|--------------------|-----|
| E.3.1 | HK データ | 130 |
| E.3.2 | GRB モード | 131 |
| E.3.3 | CAL モード | 131 |
| E.3.4 | CRAB モード | 132 |
| | 謝辞 | 135 |

目次

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | BATSE によって観測された GRB 分布 | 4 |
| 2.2 | GRB ライトカーブの例 | 5 |
| 2.3 | GRB の継続時間と発生数の関係 | 6 |
| 2.4 | GRB990123 のエネルギースペクトル | 6 |
| 2.5 | BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X 線残光 | 7 |
| 2.6 | GRB991216 の残光のライトカーブ | 7 |
| 2.7 | GRB030329 の残光スペクトルの変化 | 8 |
| 2.8 | Fireball Model の概念図。 | 9 |
| 2.9 | 磁場構造がパッチーな領域で揃っている場合 | 10 |
| 2.10 | ショック面内で磁場が完全にランダムである場合 | 11 |
| 2.11 | GRB030329 残光現象の偏光 | 12 |
| 2.12 | 視野内で磁場が揃っている場合 | 13 |
| 2.13 | 視野内の磁場が完全にランダムな場合 | 14 |
| 2.14 | コンプトン散乱の散乱角度と偏光度 | 15 |
| 2.15 | 一様な光子場を相対論的な速度で動く電子による放射の偏光 | 16 |
| 2.16 | 視線角度の関数としての偏光 | 16 |
| 2.17 | コンプトンドラッグの幾何学的配置 | 17 |
| 2.18 | GRB の偏光モデルと観測される偏光度の分布 | 18 |
| 3.1 | 制動放射の概念図 | 20 |
| 3.2 | シンクロトロン放射の概念図 | 21 |
| 3.3 | シンクロトロン放射の偏光のための図 | 23 |
| 3.4 | コンプトン散乱の模式図 | 24 |
| 3.5 | 極角 θ についての微分断面積の角度分布 | 25 |
| 3.6 | $\theta = 90^\circ$ の時の方位角 ϕ についての角度分布 | 25 |
| 3.7 | ペンシルビームモデルとファンビームモデル | 28 |
| 3.8 | 降着円盤からの偏光 | 29 |
| 4.1 | 小型ソーラーセイル実証機 | 32 |
| 4.2 | 小型ソーラーセイル実証機 IKAROS の運航計画 | 32 |
| 4.3 | GAP の取り付け位置 | 33 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.4 | RHESSI に搭載されているスペクトロメータ | 34 |
| 4.5 | 反射型検出器の模式図 | 35 |
| 4.6 | 光電子追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD) | 35 |
| 4.7 | 100 keV 入射における $\theta=0,30,45,60,90^\circ$ での方位角 ϕ 方向での散乱角度分布 | 36 |
| 4.8 | 入射エネルギーと原子番号 Z による主な光子と物質の相互作用 | 37 |
| 4.9 | 100 keV の入射光子に対する M の θ 依存性 | 38 |
| 4.10 | 極端な検出器デザインの例 | 39 |
| 4.11 | トムソン散乱の場合における M, η の θ 方向の積分範囲依存性 | 40 |
| 4.12 | 光電子増倍管の構造 | 41 |
| | | |
| 5.1 | GAP の全体像 | 44 |
| 5.2 | プラスチックシンチレータの形状とその性質 | 45 |
| 5.3 | プラスチックシンチレータの固定 | 46 |
| 5.4 | プラスチックシンチレータと CsI シンチレータを一体化し、アルミケース内に格納した様子。 | 46 |
| 5.5 | 光電子増倍管。R7400U-06 左と R6041 右。 | 47 |
| 5.6 | ブリーダーの回路図 | 48 |
| 5.7 | クランプダイオードを入れたときの回復速度の違い | 49 |
| 5.8 | 光電子増倍管にジェルを成長させている様子 | 49 |
| 5.9 | ジェルの厚さのコントロール | 50 |
| 5.10 | 信号処理系 | 51 |
| 5.11 | アナログ回路で行われている処理の流れ | 51 |
| 5.12 | コインシデンス処理のロジック | 52 |
| 5.13 | 衛星への取り付けの様子 | 53 |
| 5.14 | 黒色塗装 | 55 |
| 5.15 | 黒色塗装の手順 | 55 |
| 5.16 | MLI | 56 |
| 5.17 | GAP の底板にヒーターが貼ってある様子。 | 57 |
| 5.18 | 鉛シールド | 58 |
| 5.19 | キャルソースの取り付け | 59 |
| 5.20 | キャルソースの強度 | 59 |
| 5.21 | ^{241}Am の取り付け位置 | 60 |
| 5.22 | 高圧電源 | 60 |
| 5.23 | CPU 動作の流れ | 61 |
| 5.24 | 衛星の回転方向 | 66 |
| 5.25 | 自動での GRB モードとコマンドからの GRB モード | 66 |
| 5.26 | GAP-P | 67 |
| 5.27 | GAP-P 回路図 | 68 |
| 5.28 | GAP-P 回路の電流制限とその温度特性 | 68 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.1 | ランダム振動試験のセットアップ | 72 |
| 6.2 | ランダム振動試験での試験レベル | 72 |
| 6.3 | ランダム振動試験後のプラスチックシンチレータのゲイン変動 | 73 |
| 6.4 | 正弦波振動後の性能評価 | 74 |
| 6.5 | パイロ衝撃試験レベル | 75 |
| 6.6 | パイロ衝撃試験のセットアップの様子 | 75 |
| 6.7 | 衝撃試験後の性能評価 | 76 |
| 6.8 | 各シンチレータのゲインの温度依存性 | 77 |
| 6.9 | 各温度での CsI のゲインの変動 | 78 |
| 6.10 | 各温度での CsI のゲインの変動 2 | 78 |
| 6.11 | 衛星への取り付けの様子 | 79 |
| 6.12 | GAP の熱数学モデル | 80 |
| | | |
| 7.1 | プラスチックシンチレータの検出限界エネルギー | 84 |
| 7.2 | ^{57}Co を用いた無偏光光源での測定セットアップ | 85 |
| 7.3 | ^{57}Co を用いて得られた散乱角の強度分布 | 86 |
| 7.4 | 実験室内にあるビームライン | 87 |
| 7.5 | X 線発生装置を用いた偏光光源での実験のセットアップ | 87 |
| 7.6 | 入射 X 線のエネルギーごとの偏光度 | 88 |
| 7.7 | Cd-Te で測定した X 線発生装置のスペクトル | 89 |
| 7.8 | X 線発生装置でのモジュレーションカーブ | 89 |
| 7.9 | FM のシミュレーションでのモジュレーションカーブ | 90 |
| 7.10 | 検出効率測定時のセットアップ | 92 |
| 7.11 | NaI シンチレータを用いての放射線源の強度測定のセットアップ | 92 |
| 7.12 | FM のシミュレーションでの検出効率 | 93 |
| 7.13 | 斜め入射実験のセットアップ | 94 |
| 7.14 | ^{57}Co を斜め入射させたときの検出器の偏光情報 | 95 |
| 7.15 | 斜め実験の前方散乱と後方散乱 | 96 |
| 7.16 | 斜め入射実験でプラスチックシンチレータの LD を変化させたときの偏光情報の変化 | 97 |
| 7.17 | 粗い方向決定 | 98 |
| 7.18 | 粗い方向決定のデータとシミュレーションの比較 | 99 |
| | | |
| 8.1 | モジュレーションカーブの違い | 101 |
| 8.2 | 無偏光の X 線を斜めから入射させたときのシミュレーションでの検出器の応答 | 102 |
| 8.3 | 40 % 偏光した X 線が斜め 30 度から入射したときの検出器の応答 | 103 |
| 8.4 | 補正後のモジュレーションカーブ | 103 |
| 8.5 | GRB の光子スペクトル分布に従わせたときの無偏光でのヒットパターン | 104 |
| 8.6 | 偏光度を与えたときの期待される GRB のヒットパターン | 105 |
| 8.7 | 斜め効果を補正したときの GRB のヒットパターン | 105 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 8.8 | 50-300 keV の光子を E^{-1} のスペクトルで入射させたときのモジュレーションファクタ | 106 |
| A.1 | Al と Pb の散乱断面積 | 113 |
| B.1 | CXB のスペクトル | 116 |
| B.2 | 検出器に入射させた光子のエネルギー分布 | 117 |
| B.3 | プラスチックシンチレータと CsI のスペクトル | 117 |
| C.1 | GAP-P の電流制限回路部 | 119 |
| C.2 | ゲート-ソース間の電圧とドレイン-ソース間の電流の関係 | 120 |
| D.1 | SDTP 関数の流れ | 121 |

表目次

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.1 | 代表的な偏光検出方法の利点と欠点 | 37 |
| 4.2 | 主なシンチレータの特性 | 41 |
| 5.1 | GAP に使われている物質の熱伝導率 | 54 |
| 5.2 | X 線のエネルギーと鉛の透過率 | 57 |
| 5.3 | FPGA から出力されるデータ | 62 |
| 5.4 | HK データ | 63 |
| 5.5 | GRB モード時のデータ | 64 |
| 5.6 | 基本情報 | 65 |
| 6.1 | ランダム振動試験条件 | 72 |
| 6.2 | 正弦波振動条件 | 73 |
| 6.3 | パイロ衝撃条件 | 74 |
| 6.4 | 熱真空試験の各モードと試験項目 | 80 |
| 6.5 | 熱真空試験の結果。GAP の温度と GAP 周辺の温度。 | 80 |
| 6.6 | 熱コンダクタンスデータ | 81 |
| 6.7 | 放射率データ | 81 |
| 6.8 | GAP 熱数学モデルでの GAP の予想温度 | 81 |
| 6.9 | GAP の予想温度と実測値の差 | 81 |
| 7.1 | 無偏光測定時の GAP のパラメータ設定値 | 86 |
| 7.2 | 偏光度測定時の GAP のパラメータ設定値 | 88 |
| 7.3 | 検出効率の測定結果 | 91 |
| 7.4 | ^{241}Am と ^{57}Co で測定した検出効率 η | 93 |
| 7.5 | 斜め実験時の GAP のパラメータ設定値 | 95 |
| 9.1 | 今後のスケジュール | 109 |
| A.1 | アルミと鉛の散乱断面積 | 113 |
| D.1 | SDTP 関数設定項目 | 122 |
| D.2 | データの種類と APID | 123 |

| | | |
|-----|---|-----|
| D.3 | SDTP 関数で得られたデータのデータフォーマット | 124 |
| D.4 | CCSDS Primary ヘッダ | 124 |
| D.5 | CCSDS Secondary ヘッダ | 124 |
| E.1 | HBOOK ファイル形式で保存するのに必要なライブラリとバージョン | 128 |
| E.2 | GUI に必要な Qt ライブラリ | 128 |
| E.3 | HK データフォーマット | 130 |
| E.4 | GRB モードでのデータフォーマット | 131 |
| E.5 | CAL モード時のデータフォーマット | 132 |
| E.6 | CRAB モード時のデータフォーマット 1 | 132 |
| E.7 | CRAB モード時のデータフォーマット 2 | 133 |

第 1 章

はじめに

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、数秒から数 100 秒の短時間に非常に短い時間変動をしたガンマ線が宇宙遠方から飛来する天体現象である。GRB は 1 日に約 1 回という頻度で起こる宇宙ではありふれた現象であるが、その総エネルギーは 10^{52} erg にも達し、宇宙最大の爆発現象である。

また、GRB はそのほとんどが $z > 1$ (約 80 億光年先) の初期宇宙で発生しているということがわかっており、その明るさから宇宙の灯台として初期宇宙の研究につながるとされている。2009 年 4 月 23 日に *Swift* 衛星が $z = 8.2$ (約 130 億光年先) の GRB の観測に成功しており、数年で $z > 10$ の GRB の観測が出来ると期待されている。

GRB の理論モデル「相対論的火の玉モデル」では、大質量星の崩壊に伴ってブラックホールを形成する。ブラックホール形成の際に相対論的速度のジェットを生成する。そのジェット中を伝搬する物質 (シェル) 同士が衝突して衝撃波を生み出し、加速された電子が衝突によって作られた磁場に巻き付きシンクロトロン放射で輝くというものである。このモデルではシェルを相対論的速度まで加速させる加速機構が必要であるが、その加速機構はまだ不明であり、今後解決しなければいけない問題である。相対論的速度のシェルと星間物質の衝突によって生じる残光現象のデータではこの理論モデルでよく説明が出来ており、GRB の標準理論モデルとされている。

GRB がシンクロトロン放射で輝いている場合、磁場が揃っていれば磁場と垂直な方向に偏光していると予想される。我々の研究室では偏光観測専用の検出器を開発し、GRB の偏光度を調べることによってその放射機構や磁場構造を解明することを目的として研究を進めている。ガンマ線光子は大気で散乱されてしまうため、宇宙空間での観測が必要になる。我々の研究室では過去数年に渡り衛星搭載用の偏光検出器の開発を行ってきた。一昨年に我々が開発した偏光検出器 GAP (Gamma-ray burst Polarimeter) が 2010 年 5 月打ち上げ予定の小型ソーラーセイル実証機 IKAROS (Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun) に搭載することが決定している。

ソーラーセイル衛星は、宇宙で超薄膜の帆を展開し、光子の運動量を利用した推進と、帆に取り付けたソーラーパネルで充電した電力による推進機関を組み合わせる航行を行う衛星である。我々の検出器が載る衛星はソーラーセイル衛星の実証機で、計画されているミッションは

宇宙空間での「大型薄膜の展開・展張」、「電力セイルからの集電」、「光子セイルによる航行技術の獲得」、「理学観測」の5項目で我々の検出器 GAP は理学搭載機器として搭載される。

我々の研究室では衛星搭載用として、昨年度からプロトタイプモデル (PM) の作製・性能評価を行ってきた。PM 作製時には衛星搭載のための試験である振動試験で検出器に問題点が出た。フライトモデル (FM) 作製時にその問題点を考慮し、FM の作製を行うのと同時に、PM での性能と同等以上のものを作る必要があった。

本研究では GAP-FM の設計・製作とその検出器を用いて行った性能評価と衛星搭載のための環境試験についてまとめる。また、実際に衛星が打ち上がったからの比較用データとして様々な条件でのデータを載せる。

第 2 章

ガンマ線バースト

2.1 ガンマ線バーストとは

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、数秒から数 100 秒の短時間に非常に短い時間変動をしたガンマ線が宇宙遠方から飛来する天体現象である。GRB は 1 日に約 1 回という頻度で起こる宇宙ではありふれた現象であるが、その総エネルギーは 10^{52} erg にも達し、ビッグバンを除けば宇宙で最大の爆発現象である。

GRB は 1973 年にアメリカの軍事衛星である VELA によって偶然発見された。VELA は大気圏や宇宙空間での核実験を監視するための核実験探査衛星であったが、発生源の不明なガンマ線がデータ中に存在した。このデータは 16 例にもあがり、その発生源が地球ではなく宇宙であるということから GRB として公式に発表された。また GRB は宇宙遠方から等方的に起こっているということもその後の観測でわかっており、その明るさから宇宙の灯台として初期宇宙を探ることが可能であるということが考えられている。

図 2.1 は CGRO 衛星の BATSE 検出器によって 9 年間の間に検出された GRB の空間分布を示している。GRB が我々の銀河内で起こっているとすれば、銀河面に集中して分布するはずであるが、検出された GRB は等方的に分布しており、我々の銀河外に起源をもつ。実際に残光 (2.4 節) スペクトルからほとんどの GRB は $z > 1$ (80 億光年先) の距離で発生することが分かっている。現在の観測された GRB で最遠の記録は $z = 8.2$ (130 億光年先) であり、宇宙誕生から 6 億年後を観測することに成功している。

2.2 ガンマ線バーストの時間変動とライトカーブ

GRB のライトカーブには典型的な形はなく、それぞれの GRB によってさまざまな形をとる。時間変動や継続時間などまちまちで、時間変動は非常に短く、数ミリ秒のものもある。継続時間は数ミリから数 1000 秒を超えるものまである。

図 2.2 は *Swift* 衛星が捉えた GRB のライトカーブであるが、非常に時間変動の激しいものから数発のパルスからなるものまである。

ガンマ線バーストの継続時間について個数分布をとると図 2.3 のように 2 sec を境に 2 つの分布があることが分かる。継続時間が 2 sec より短いものは short GRB、長いものは long

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

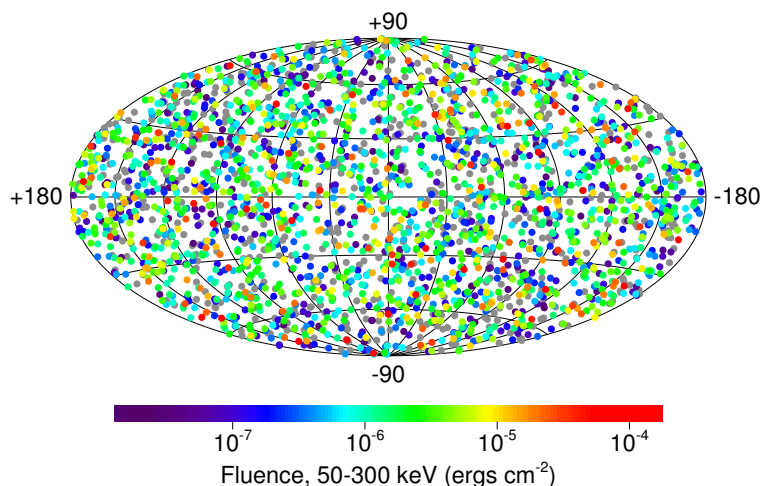


図 2.1 BATSE によって観測された GRB 分布。点は BATSE によって検出された全 2704 個の GRB 分布を示している。

GRB と呼ばれている。short GRB の一部については long GRB と起源が異なると考えられている。long GRB が大質量星の崩壊に伴い発生するのに対して、ソフトガンマ線リピーター (SGR) や中性子星連星の合体を起源としていると考えられている。

2.3 ガンマ線バーストのスペクトル

GRB の光子数スペクトルは図 2.4 のように異なったべき関数を滑らかにつないだような形をしている。このスペクトルは Band 関数と呼ばれており、式 (2.1) という形でよく合うということがわかっている [1]。

$$N(E) = \begin{cases} K \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp\left(\frac{E}{E_0} \right) & E \leq (\alpha - \beta) E_0, \\ K \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \left(\frac{\alpha - \beta}{100 \text{ keV}} E_0 \right)^{(\alpha - \beta)} \exp(\alpha - \beta) & E > (\alpha - \beta) E_0. \end{cases} \quad (2.1)$$

ここで K は規格化定数、 $N(E)$ の単位は $\text{photons cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ であり、単位時間、単位面積、単位エネルギー当たりの光子の数を示している。 E_0 はピークエネルギー、ブレイクエネルギーと呼ばれ、折れ曲がりのエネルギーを示している。 α 、 β は光子指数と呼ばれ、 α は高エネルギー側、 β は低エネルギー側のべきの指数を表す。 E_0 、 α 、 β は、バースト毎に異なるが、典型的に E_0 は 250 keV、 α は -1 、 β は -2.2 である。

2.4 残光

X 線天文衛星 BeppoSAX によって、GRB970228 に X 線の残光 (アフターグロー) があることが観測された。その後、X 線だけでなく可視光、赤外や電波などのエネルギー帯でも残光

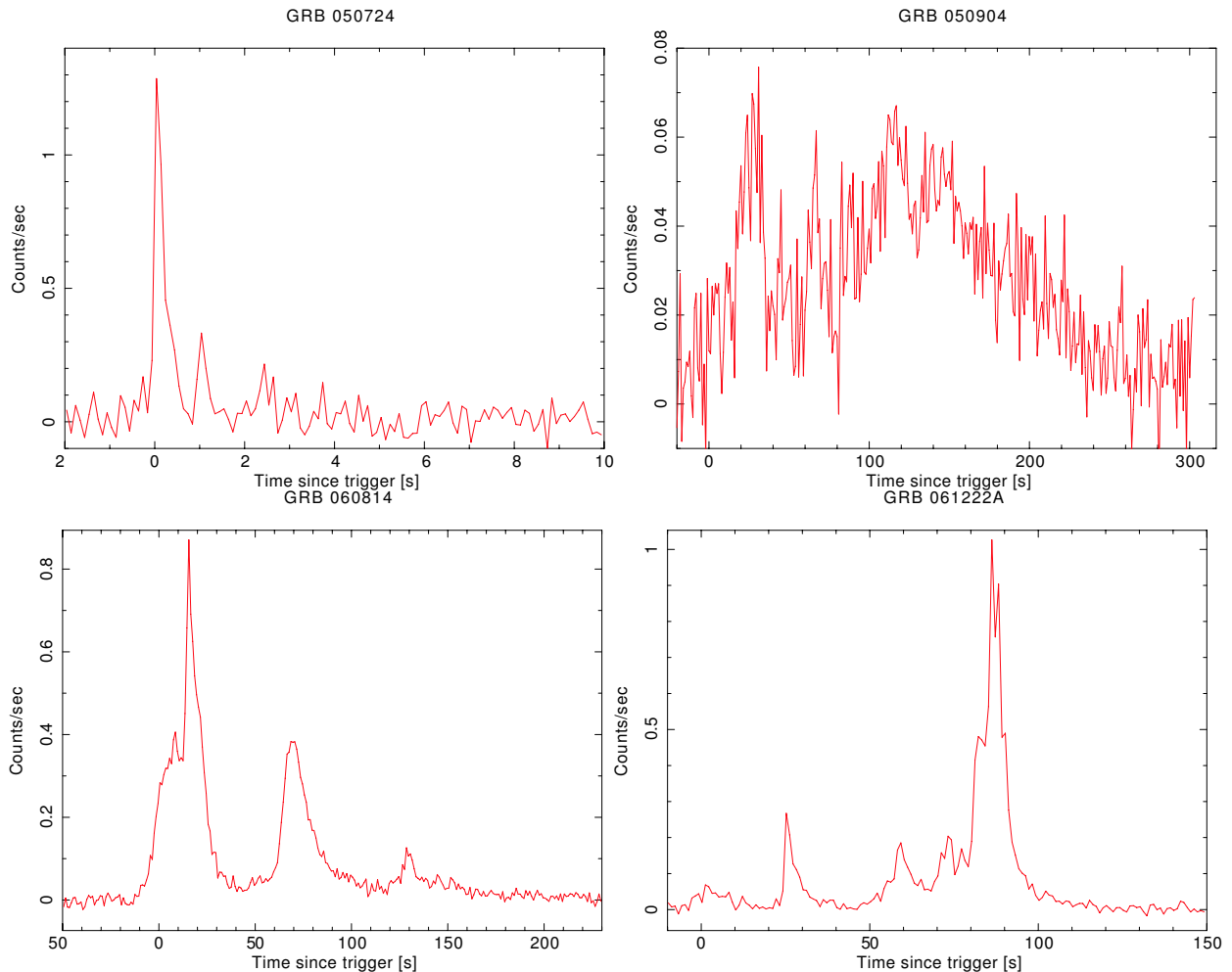


図 2.2 GRB ライトカーブの例。横軸に時間、縦軸に GRB のフラックスを取っている。様々な時間変動、継続時間の GRB が存在する。共通して見られるのは早い立ち上がり、緩やかな立ち下がりである。

があることが確認された。可視光での GRB アフターグロウの発見により、GRB の位置が正確に特定できるようになった。

図 2.5 は BeppoSAX 衛星が捉えた GRB970228 で、左の図は GRB の発生から 8 時間後の画像で、右は GRB 発生から 3.5 日後の画像である。右の図では X 線ではほとんど観測されないくらい減光しているということがわかる。

また、図 2.6 は、各波長での残光のライトカーブを示しており、ゆるやかに減光して様子がわかる。残光現象では最初は X 線で明るく輝き、次に可視光そして電波と、明るく輝く波長域を変化させていくという特徴がある。

2.5 ガンマ線バーストの起源と超新星爆発

GRB の起源と GRB の継続時間については 2.2 節で述べた。GRB が大質量星の崩壊に伴うものであるということは、GRB980425 と GRB030329 の観測によって明らかになった。こ

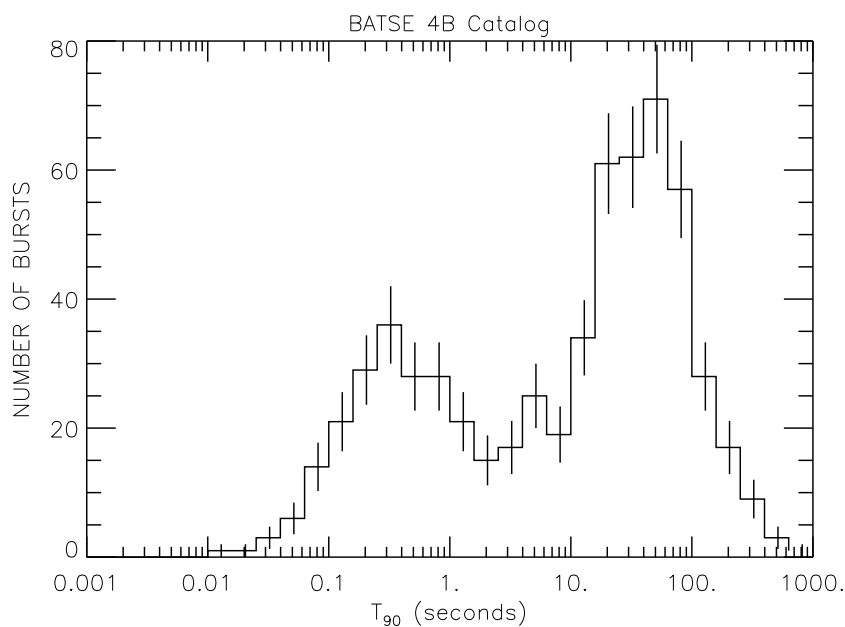


図 2.3 GRB の継続時間と発生数の関係。GRB は継続時間によって 2 つの種類に分けられる。継続時間が 2 sec より短いものはショートバースト、2 sec より長いものはロングバーストと呼ばれている。

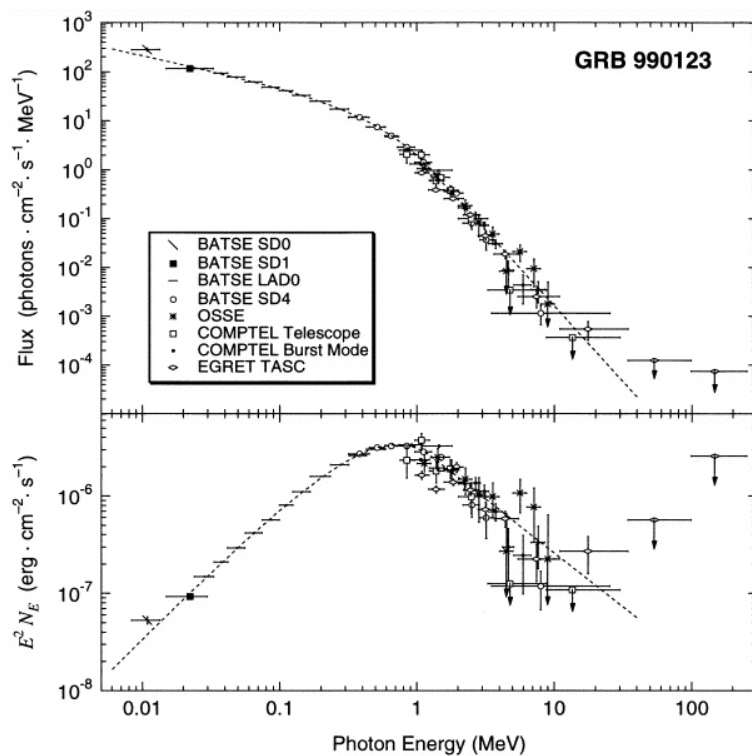


図 2.4 GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるベキ関数で説明できるため、GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

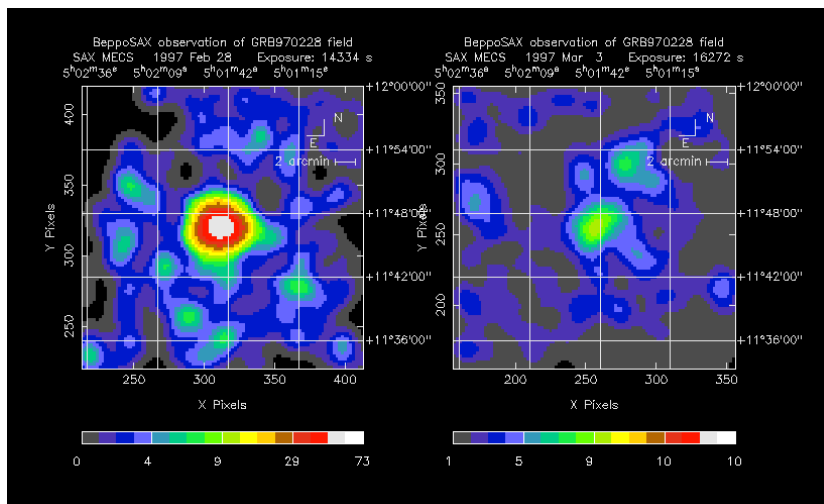


図 2.5 BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X 線残光。左は GRB 発生から 8 時間後、右は 3.5 日後のデータ。時間とともに減光しているということがわかる。

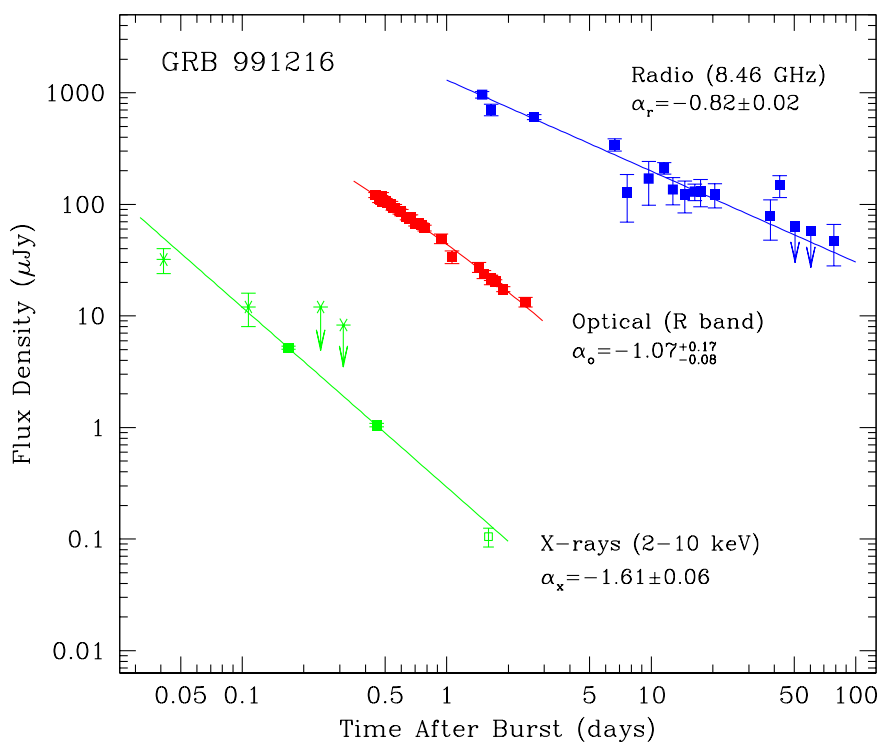


図 2.6 GRB991216 の残光のライトカーブ。X 線、可視光、電波での減光を観測したものの。最初は X 線の波長で明るく輝き減光していき、可視光、電波と明るく輝く波長帯を変えている [6]。

の二つの GRB は、GRB と同じ方向に超新星爆発が発見された。このことによって、少なくともある種の GRB と超新星爆発の関連性があるということが確認された。GRB030329 の可視光アフターグローは非常に明るく、長期にわたる残光観測が可能であったためさまざまな地上望遠鏡が観測を行った。GRB030329 の可視光アフターグローの減光成分の中に SN2003dh の成分が発見された。図 2.7 は GRB030329 の可視光アフターグローの減光の様子で、アフターグロー成分の後に超新星爆発成分があるということがわかる。

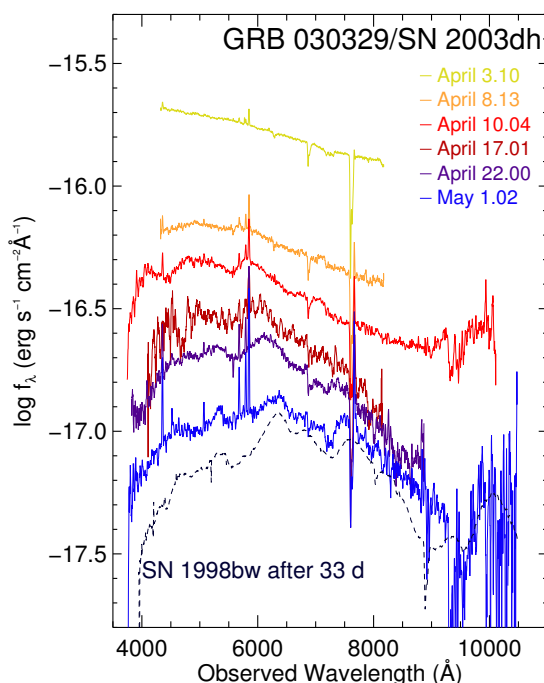


図 2.7 GRB030329 の残光スペクトルの変化。GRB030329 の残光の VLT による分光観測の結果。発生後間もない頃はガンマ線バーストの残光の典型的な形を示す (黄)。発生後 3 ヶ月目には構造をもったスペクトルを示す (青)。1c 型超新星 SN1998 のスペクトル構造と非常に類似している。

2.6 相対論的火の玉モデル

GRB の標準理論モデルとして相対論的火の玉モデル (Fireball Model) がある。これはローレンツ因子 $\Gamma \gg 1$ となるような物質流が物質流同士や星間物質と衝突し、衝撃波を作っ、短い時間変動の GRB (プロンプト放射) や残光現象を起こすというものである。

コンパクトネス問題

一般的に放射領域の大きさは、ライトカーブの時間変動 Δt を用いて $c\Delta t$ と表される。GRB の典型的な時間変動は $\Delta t \sim 10$ msec であるので、その放射領域は 3×10^6 m と見積もることができる。GRB のスペクトルでは MeV 以上のガンマ線光子も来ているので、狭い領域にガ

ガンマ線を閉じ込めようとしたときに、 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の電子・陽電子対生成でガンマ線光子はその領域から抜け出すことができなくなる。この問題はコンパクトネス問題と呼ばれており、以下のことで解決することができる。

- 放射体が観測者に向かっていると、光子のエネルギーがローレンツ因子 Γ 倍だけ青方変移する。
- 相対論的な効果で観測される時間変動が短くなる。

上の二つの効果を考えたとき、ローレンツ因子 $\Gamma \sim 100$ くらいである必要がある。このことから、GRB は光速の 99.99 % という超相対論的な現象であると言える。

図 2.8 に火の玉モデルの概念図を示す。大質量星が崩壊し、ブラックホールを形成するときに相対論的速度のジェットを形成する。 $\Gamma \sim 100$ の相対論的速度のシェル同士の衝突により内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が衝突によって圧縮された磁場に巻きついてシンクロトロン放射を起こし、GRB を発生する。その後合体したことにより速度が $\Gamma \sim 10$ 程度に遅くなったシェルが、星間物質をかき集めることで外部衝撃波を作り、同じくシンクロトロン放射で残光現象を発生している。

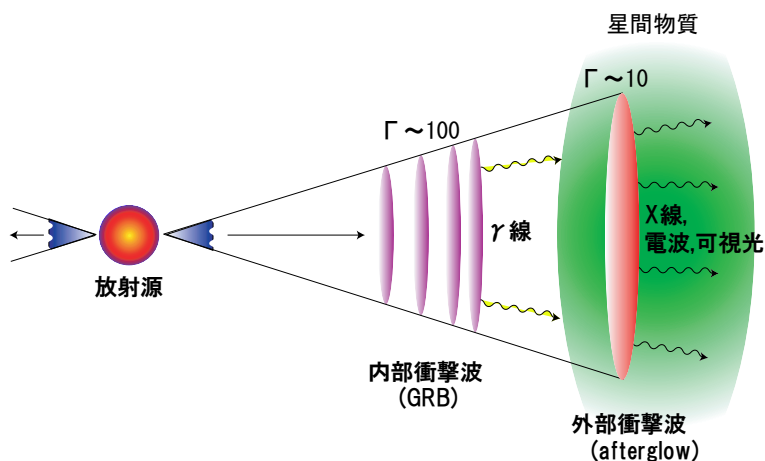


図 2.8 Fireball Model の概念図。

GRB の観測的な証拠から Fireball モデルは GRB の標準モデルとされているが、相対論的な速度まで物質を加速機構などが未だ解明されていない。GRB は Fireball モデルによればシンクロトロン放射をしており、ジェットの磁場構造によって高い偏光度を示すことが予想される。そのため GRB の偏光が観測出来れば、Fireball モデルを証明する大きな証拠となる。

2.7 ガンマ線バーストの偏光

GRB の偏光度は、放射領域の磁場構造や観測者がジェットを見込む角度など、さまざまな条件に関係してくる。相対論的衝撃波内部の磁場構造とシンクロトロン放射を仮定することで、観測される偏光度がどのようになるかを考察する。

2.7.1 残光現象の偏光

GRB の残光については、可視光観測で偏光が検出された例が存在する。我々は GRB のプロンプト放射の偏光検出を狙うが、まずは残光について紹介する。

相対論的火の玉モデルによると、残光の放射機構はジェットと星間物質の衝突で作られる外部衝撃波によってシンクロトロン放射で輝く、というものである。残光の段階では放射体の速度は十分に減速されているため、 $\Gamma \sim \text{a few}$ であると考えられている。したがって、相対論的ビーミングの効果は小さく、ジェットの大部分を観測することになる。衝撃波内部の磁場構造として、次の2つの場合を考える [4]。

1. 衝撃波内部の小さな領域で磁場が揃っている場合
2. 磁場がショック面内で完全にランダムな場合

図 2.9 は 1 の場合の磁場構造と視野領域を図示したものである。個々の領域で完全に磁場が揃っている場合、シンクロトロン放射では 70 % 程度の偏光度が作られる。しかし、相対論的ビーミング効果が小さいために、赤丸で示すように複数の磁場領域を観測することになってしまう。このとき、

$$P = \frac{70 \%}{\sqrt{N}} \quad (2.2)$$

である。ここで N は視野内の領域の数である。いま、 $N = 100$ とした場合、偏光度は $P \sim 7 \%$ 程度となる。実際には磁場が完全には揃っていないため、観測される偏光度は非常に小さくなると考えられる。しかも、観測時間とともにジェットの速度が遅くなることで視野が広がり、偏光度は急激に下がっていくと予想される。

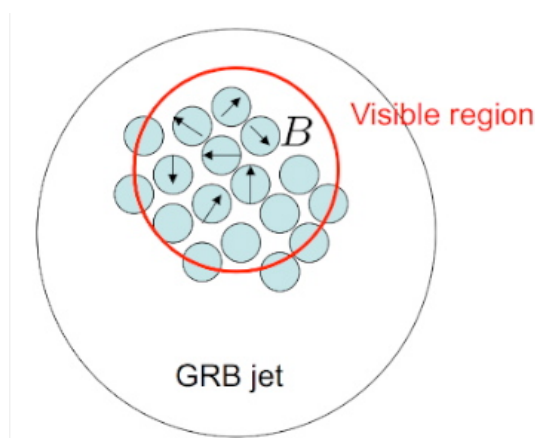


図 2.9 磁場構造が局所的に揃っている場合 (パッチーモデル)。ジェットの速度が早い場合は相対論的ビーミング効果によって視野領域が狭く、偏光度も高くなると考えられる。しかし残光の頃にはジェットの速度が十分に遅くなり、視野が広がるため、偏光度も低くなっていくと予想できる。

2のように磁場が完全にランダムな場合でも偏光が観測される場合もある。初期の残光では、相対論的ビーミング効果により、ジェットの一部しか見ることができない。無限遠にいる観測者が観測する面積は

$$\Sigma = \pi \frac{R^2}{\Gamma^2} \quad (2.3)$$

で表される。ここで R は中心エンジンから測った放射体の半径であり、 Γ はローレンツ因子である。

星間空間の磁場は衝撃波によって圧縮されるので、一般に磁場は衝撃波面内に存在する。放射体の表面が球殻状に曲がっている事から、シンクロトロン放射による偏光は図 2.10 のように視線中心から放射状に広がるようになるが、観測者は視野内の光子を積分して観測するため、偏光度はキャンセルされてしまう。しかし、GRB の放射体がジェット状になっている場合は、偏光度が残る可能性がある。ジェットの軸から少しずれて観測した場合を考えると、 Γ が大きな間は小さな領域を観測しているので無偏光である。時間が経つにしたがって Γ が小さくなると、逆に観測できる領域が大きくなり、視野がジェットの端まで広がると、偏光成分が残ることになる。これは磁場構造が完全にランダムであっても、幾何学的対称性が崩れることによって偏光成分が残ることを意味している。図 2.10 は観測される時間変動を図示したもので、偏光方向が徐々に変化していく様子が分かる [4]。ただし、この場合も偏光に寄与するのは一部分であることから、偏光度は小さいと予想される。

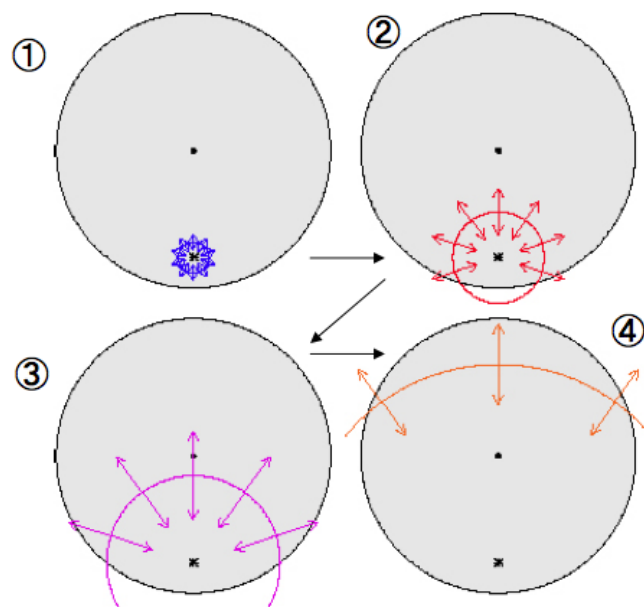


図 2.10 ショック面内で磁場が完全にランダムである場合の偏光度の時間変動。灰色は火の玉の表面を表している。最初は火の玉の速度が速いため視野が非常に狭く火の玉の中にあり、偏光度はキャンセルされる。時間が経過するとともに火の玉の速度が遅くなり見える領域が徐々に広がっていく。見える領域がジェットの端に到達したとき、リングの下部が見えなくなり、水平方向の偏光度が観測されるようになる。最終的にはリングの上部しか見えなくなり、垂直方向の偏光が観測される。リングが半分になったときに水平方向の偏光から垂直方向の偏光へと変化する。

図 2.11 は可視光で観測された GRB030329 残光の偏光である。残光現象の偏光観測であるので、速度が遅くなりジェットの大部分を見てしまっているため偏光度は数 % という低いレベルとなっていると考えられる。

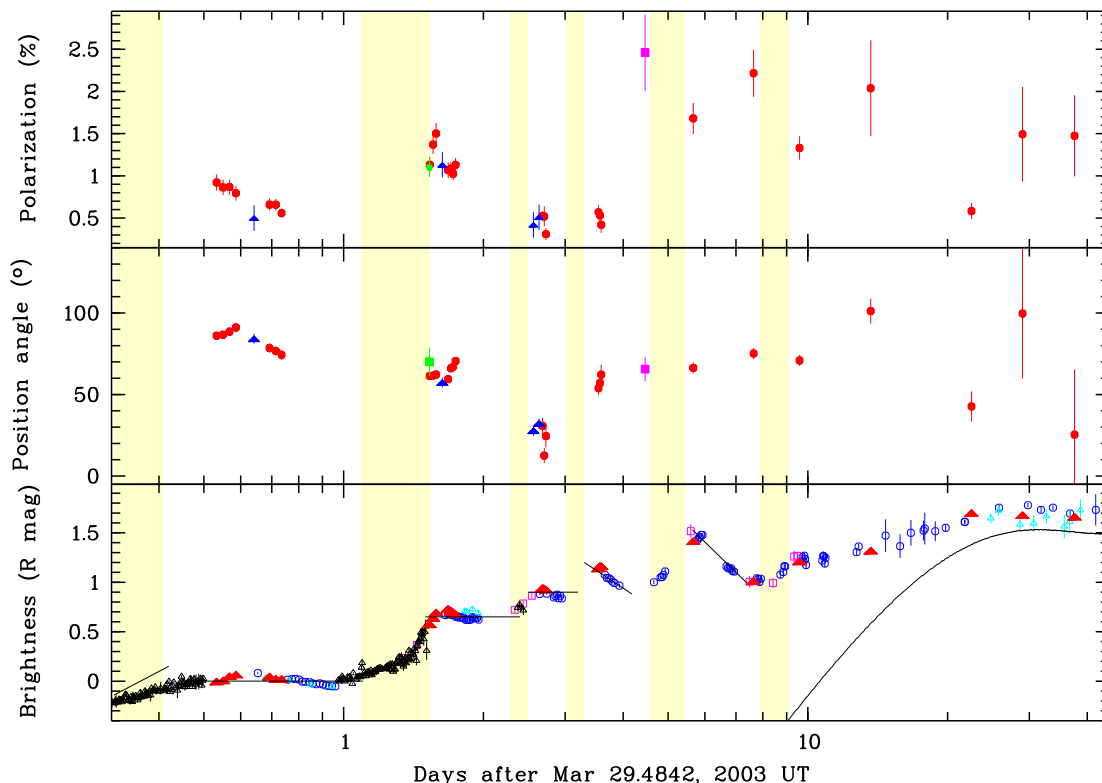


図 2.11 GRB030329 残光現象の偏光 [13]。数 % という偏光度であるが、有意な偏光観測がされている。残光現象の偏光観測であったのでジェットの大部分を見てしまっているため偏光度が低くなっていると考えられる。

2.7.2 プロンプト放射の偏光

プロンプト放射についてはまだよくわかっていない部分が多いが、偏光が観測されると予想されるシンクロトロン放射の磁場構造について考える。また、シンクロトロン放射以外にも、逆コンプトン効果で叩き上げられた光子を観測する場合（コンプトンドラッグ）についても、高い偏光度が得られると期待されているので紹介する。

磁場が視野内で揃っている場合

図 2.12 のように、ジェットの衝撃波面で渦を巻いたような状態の磁場が存在する場合を考える。これはジェット内部のプラズマが磁場の巻き付きによって絞られている場合をモデル化したものである。ジェット面全てを見た場合は偏光がキャンセルされるが、プロンプト放射

の時期は $\Gamma \gg 1$ の超相対論的速度であるため、相対論的ビーミング効果によって、観測できる領域は図 2.12 の赤い円で囲まれた領域のように、小さく限られる。局所的には磁場方向が揃っているため、高い偏光度を観測できる。

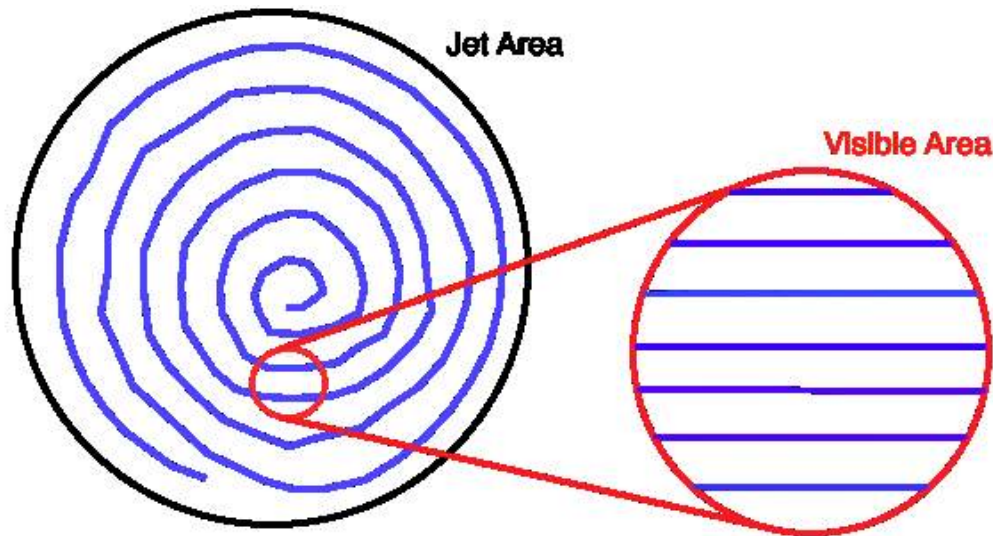


図 2.12 視野内で磁場が揃っている場合。各点で放射している場合、相対論的ビーミング効果により観測者が見る領域は小さく限られる。このような磁場の場合、視野内の磁場は良く揃っているため、高い偏光度が期待できる。

視野内で磁場がランダムな場合

ジェットの相対論的速度により観測できる視野は小さく限られる。視野が非常に狭い場合でも、視野内での磁場がランダムになる場合がある。視野内の磁場が完全にランダムな場合でも偏光度が観測されるのは残光現象の 2 の場合と同様に、観測する視線方向に関係してくる。

図 2.13 左上のように磁場はジェット面方向のみであるとする。観測者が $\theta_{\text{obs}} \sim 1/\Gamma$ のような位置で GRB を観測した場合を考える。このときの観測者が観測できる光子の波数ベクトルを k とすると、ジェットの静止系での波数ベクトルは k' となりジェット面と平行になる。言い替えると、ジェットの静止系でジェット面と平行に放出された光子は、相対論的ビーミング効果によって前方 $\theta \sim 1/\Gamma$ の方向に集中する。今、磁場はジェット面内に限っているのでジェット静止系での光子の電場ベクトルはジェットと垂直な方向 e' に限られる。これを観測者の系にローレンツ変換すると電場ベクトルは e のようになるので観測者の視線方向が $\theta_{\text{obs}}\Gamma \sim 1$ となる付近では強い偏光が観測されることになる [4]。図 2.13 右図はジェット各点での電場ベクトルの偏りを示す。ジェットの中心から観測すると偏光は検出できないが、ジェットの端だけを見るような位置から観測した場合では高い偏光度が期待される。この場合は、偏光度は高いが明るさが暗い GRB となるだろう。

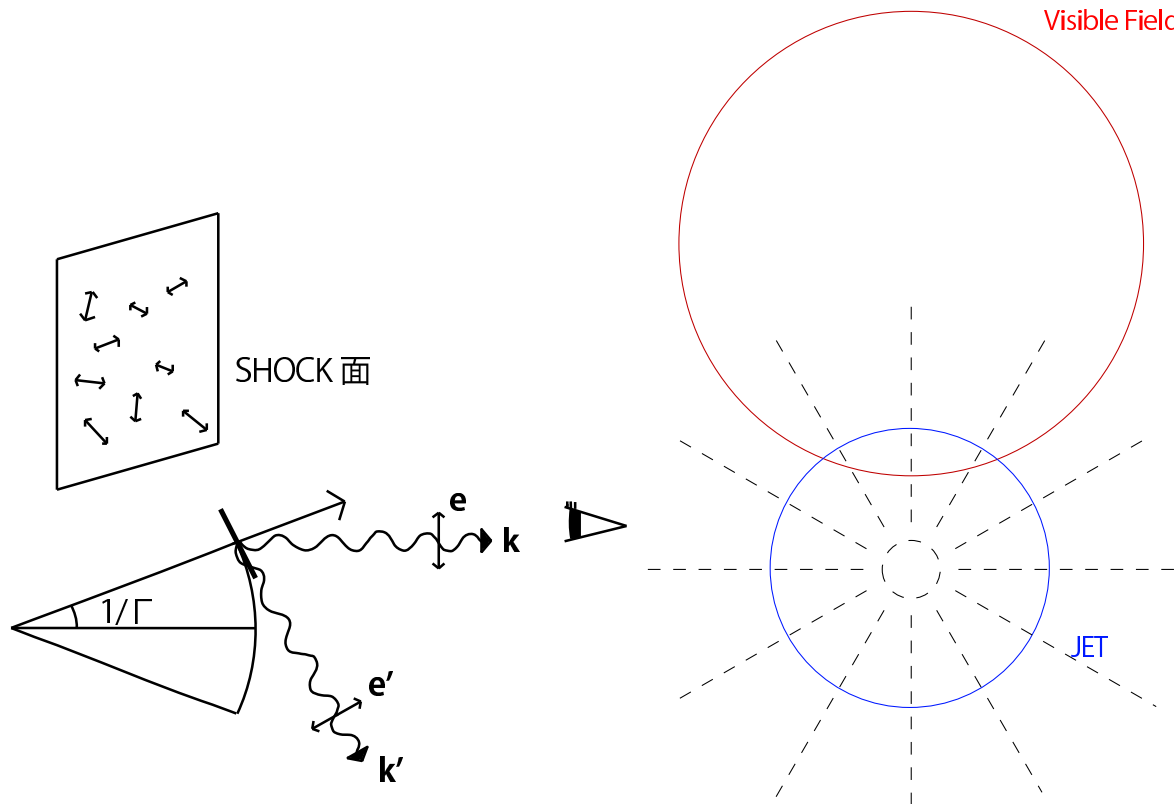


図 2.13 視野内の磁場が完全にランダムな場合。左上図のように磁場はジェット面方向にのみ存在するとする。観測者に届く光の波数ベクトルを k とするとジェットの静止系ではジェット面と平行に出た光子 k' である。このような光子を考えた場合、磁場はジェット面と平行であるので、電場ベクトルはジェット面と垂直な方向に限られる（左下図 e' ）。これを観測者の系にローレンツ変換すると e となる。右図はジェットの各点においての電場ベクトルを考えたもので、ジェットの中心から観測すると偏光の観測は出来ないが、ジェットの中心からずれて観測することによって偏光成分が残る。

コンプトンドラッグ

一様な光子場を相対論的な速度のプラズマが移動すると、光子は相対論的な電子によって逆コンプトン散乱される。電子のローレンツ因子を γ_e とすると、散乱によって光子のエネルギーは $\sim \gamma_e^2$ 倍に増加され、開き角 $\sim 1/\gamma_e$ 内に放射される。放射された高エネルギー光子はプラズマ流の運動エネルギーを使って生成される。この放射メカニズムをコンプトンドラッグ（バルクコンプトン）と呼ぶ。

一様な光子場中を相対論的な速度で運動する 1 電子を考える。電子の静止系では、入射光子がコンプトン散乱すると考えることができる。コンプトン散乱（トムソン散乱）による散乱光子は、散乱角度 θ に依存して強く偏光していることが知られている [7]。散乱角度による偏光度は、

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (2.4)$$

となる。式 (2.4) から、 $\theta = 90^\circ$ のとき $\Pi = 1$ となり、最大の偏光度が得られる。電子の静止

系において 90° 方向に散乱した光子は、図 2.14 のように相対論的ビーミング効果で $1/\Gamma$ の方向に放射されることになる。したがって、 $\theta'_{\text{obs}} \sim \theta_{\text{obs}}\Gamma \sim 1$ の場合には、100% に達するような強い偏光が検出されることになる。

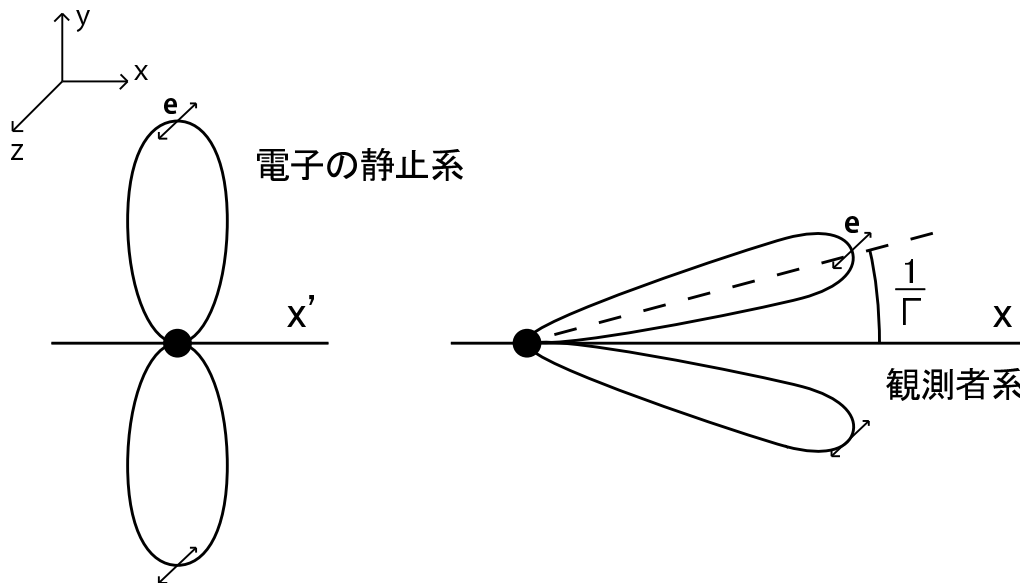


図 2.14 コンプトン散乱の散乱角度と偏光度の関係。左図は電子の静止系でのコンプトン散乱で右図は観測者の系にローレンツ変換したもの。左図の y 軸方向に散乱される光子は z 軸方向に偏光していた光子に限られる。観測者の系では相対論的ビーミング効果により角度 $1/\Gamma$ にしぼられるので、電子の速度ベクトルに対して $1/\Gamma$ の方向からを見ると強い偏光を観測することができる。

図 2.15 に、コンプトンドラッグで作られる偏光度をジェットと視線方向のなす角度の関数としての示す。電子のローレンツ因子が大きいほど強く偏光していることが分かる。これは、電子の静止系で見て、非等方的な放射場を観測することになるため、光子の入射方向がほぼ一方向に揃い、散乱光子の電場が揃うためである [2]。

相対論的速度で放射状に拡大するジェットの開き角を θ_{jet} 、観測者の視線角度を θ_{obs} とする。シンクロトロン放射モデルのように、コンプトンドラッグによって観測される偏光は、電子のローレンツ因子 Γ に対するジェットの開き角 θ_{jet} と、ジェットの軸からの観測者の視線角度 θ_{obs} に依存する。図 2.16 に、視線角度の関数として、いくつかのジェット幾何学についての偏光を示す。負の偏光度は、ジェットの軸と視線を含む平面の偏光成分に相当するものであり、正の偏光度はその面に垂直な偏光成分に相当するものである。

最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側 ($\sim \theta_{\text{jet}} + 1/\Gamma$) である。また、開き角が狭いジェットの方が高い偏光度を期待できる。これは、観測者の幾何学的配置によって、電子の静止系で 90° 方向に散乱された光子の割合が多くなるからである。ただし、最大偏光度が得られる観測者の配置では、放射強度が弱くなると予想できる。

Fireball Model でジェットの開き角が狭ければ、コンプトンドラッグによって高い偏光度を得ることができる。シンクロトロン放射の場合に観測される偏光は、非相対論的な場合に得られる最大の偏光 ($\sim 75\%$) よりも小さくなる。しかし、コンプトンドラッグの場合に観測され

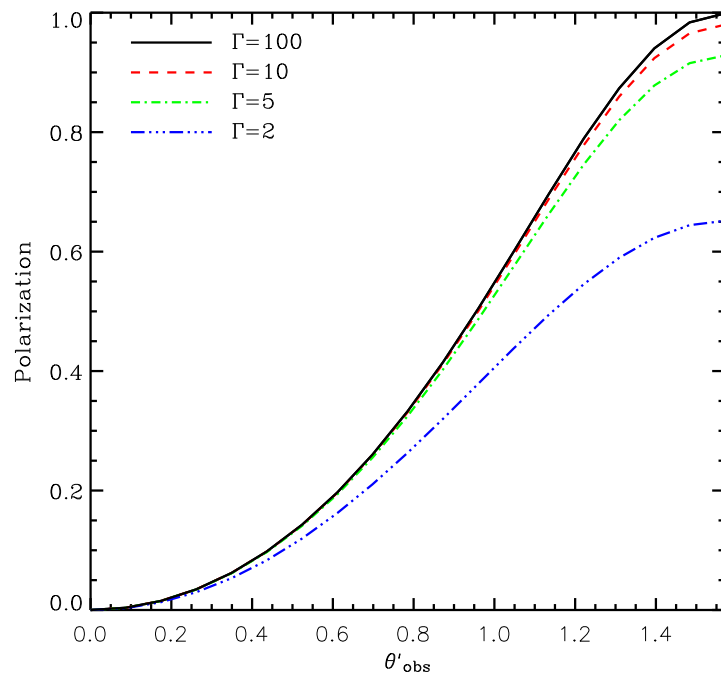


図 2.15 一様な光子場を相対論的な速度で動く電子による放射の偏光。 θ'_{obs} [rad] は電子の静止系での視線角度である。ローレンツファクタが大きい電子による放射は強く偏光している [2]。

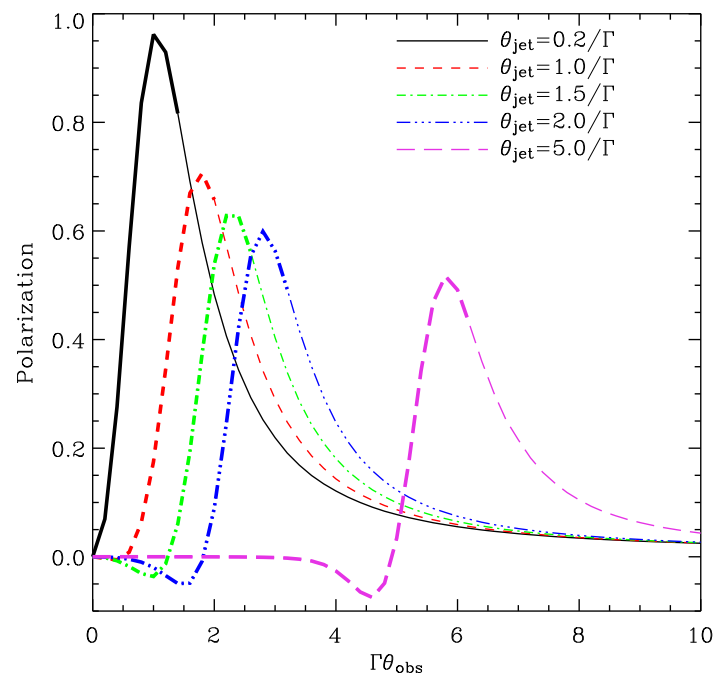


図 2.16 視線角度の関数としての偏光。最も強く偏光が観測できるのはジェットの間より少し外側であり、開き角が狭いジェットの方が高い偏光度が期待される [2]。

る最大の偏光は、電子の静止系で 100% である [2]。

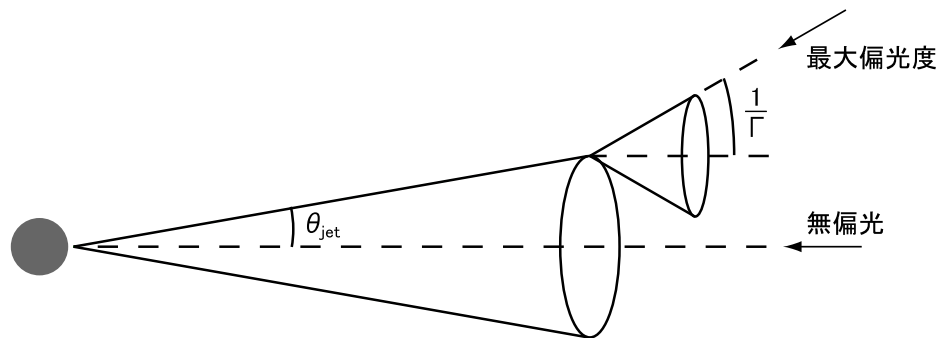


図 2.17 コンプトンドラッグの幾何学的配置。ジェットの軸方向から観測した場合は配置が対称になるため、無偏光となる。最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側である。

2.7.3 磁場構造モデルと観測偏光度

第 2.7.2 節で述べてきたように GRB の偏光は放射機構やその磁場構造と密接に関係していることがわかる。また各モデルでも観測する角度などによって観測する偏光度がさまざまである。図 2.18 は GRB のプロンプト放射での偏光モデルと観測される偏光度の分布をプロットしたものである [14]。HETE-2 のデータを用いてモンテカルロシミュレーションで計算を行ったもので、視野内で磁場が揃っている場合 (Synchrotron with Ordered field : SO) を赤線、視野内で磁場がランダムな場合 (Synchrotron with Random field : SR) を緑線、コンプトンドラッグ (Compton Drag : CD) を青線でプロットしてある。図 2.18 から、SO モデルの場合は偏光度が $\sim 40\%$ 付近に集中していて、CD モデルの場合は 80% 近い偏光度を観測することができるということがわかる [14]。

2.8 研究目的

本章で述べたように、GRB の標準モデルでは、GRB は高い確率で偏光していることが予想される。そして、偏光度はシンクロトロン放射であれば 40% 、コンプトンドラッグであれば 80% とかなり高い偏光度が観測されることが予想される。

GRB についての偏光観測については、過去の観測で $80 \pm 20\%$ であるとの報告がなされた。しかし、この報告は X 線偏光観測用に作られた観測機器を用いたわけではなく、観測結果に疑問が残る。そのため、偏光観測専用の検出器を用いて GRB の偏光観測を行うことが必要である。GRB が偏光していることが分かれば、磁場構造、放射メカニズムの解明につながる。

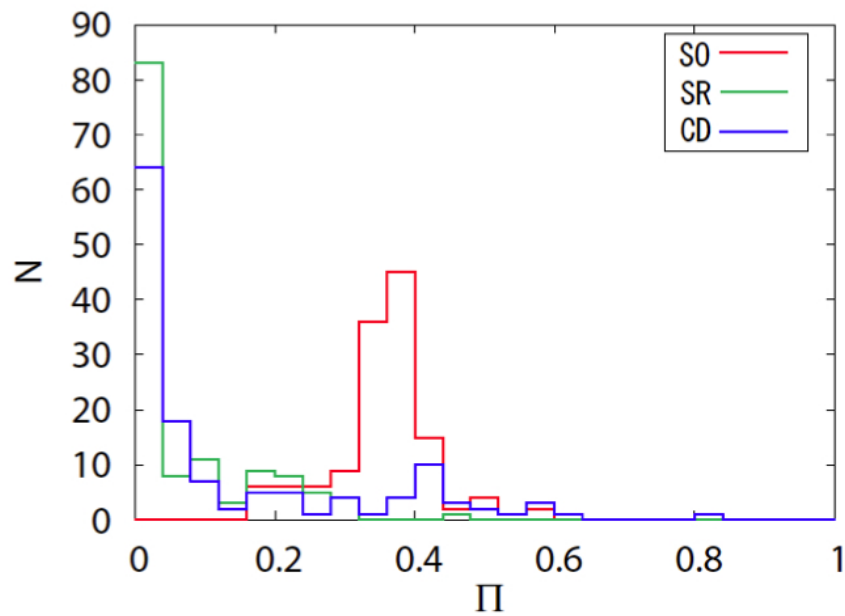


図 2.18 GRB の偏光モデルと観測される偏光度の分布。*HETE* - 2 のデータを用いてモンテカルロシミュレーションで計算を行ったもので、視野内で磁場が揃っている場合 (Synchrotron with Ordered field : SO) を赤線、視野内で磁場がランダムな場合 (Synchrotron with Random field : SR) を緑線、コンプトンドラッグ (Compton Drag : CD) を青線でプロットしてある。SO モデルの場合は偏光度が $\sim 40\%$ 付近に集中していて、コンプトンドラッグの場合は 80% 近い偏光度を観測することができるということがわかる [14]。

第 3 章

偏光理論

3.1 偏光

光は電磁波なので進行方向に垂直に電場ベクトルと磁場ベクトルを持っている。このベクトルが一定の方向に偏った光を偏光という。偏光には電場ベクトルの向きが時間によらず一定な直線偏光と、電場ベクトルが時間変化し進行方向に垂直な平面内で円や楕円軌道を描く円偏光、楕円偏光がある。また、電場ベクトルが時間変化するがその方向が時間によらずランダムな場合を無偏光という。式 (3.1) に直線偏光における偏光度 Π を示す。

$$\Pi = \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel} + P_{\perp}} \quad (3.1)$$

P_{\parallel} は電場ベクトルに平行な光子数、 P_{\perp} は電場ベクトルに垂直な光子数である。 $\Pi = 1$ のとき完全偏光、 $\Pi = 0$ のとき無偏光である。

3.2 偏光基礎過程

偏光に関する基礎過程として制動放射、シンクロトロン放射、コンプトン散乱、逆コンプトン散乱、光電効果、ブラッグ反射について示す。コンプトン散乱、光電効果、ブラッグ反射については、偏光を検出する場合にも用いられる基礎過程である。

3.2.1 制動放射

高速で動く電子が物質に衝突すると物質中の原子核の電場によってクーロン力を受ける。このとき電子がクーロン力で進路を曲げられ加速度を受け、電磁波が放射される。これを制動放射という。電子の進行方向、クーロン力による加速度ベクトルがランダムな熱的放射では、放射される電磁波は無偏光で観測される。一方、電子ビームなどの場合は一定方向から電子を飛ばし物質と衝突させるため、電子が受ける加速度ベクトルは比較的揃っており、直線偏光した X 線が観測される。本論文で使用する X 線発生装置は制動放射を利用しており、加速電圧 100 kV の場合に 100 keV で約 20% 程度の偏光度であることが分かっている [17]。

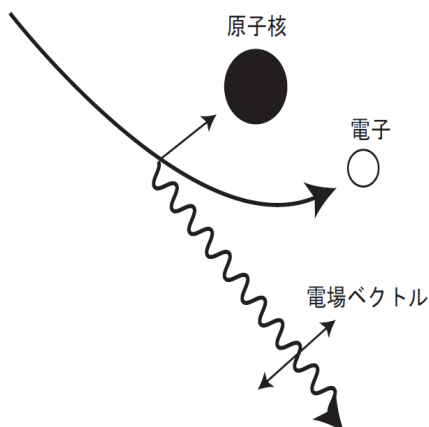


図 3.1 制動放射の概念図。放射される電磁波の電場ベクトルは、電子が受ける加速度ベクトルと放射される X 線との平面内にある。

3.2.2 シンクロトロン放射

相対論的速度で動く荷電粒子が磁場中を運動するとき、荷電粒子はローレンツ力 $F = -evB$ により加速度を受け進路を曲げられる。このとき粒子は軌道の接線方向に電磁波を放射する。これがシンクロトロン放射である。

まずシンクロトロン放射の放射パワーを求める。質量 m 、電荷 q の荷電粒子が相対論的速度 \vec{v} で一様な磁場中を動いているときの運動方程式は、

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

となり、式 (3.2) について粒子の速度 \vec{v} を磁場に平行な成分 \vec{v}_{\parallel} と垂直な成分 \vec{v}_{\perp} に分けると、

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B} \quad (3.3)$$

となる。

また、エネルギー保存則は

$$\frac{d}{dt} \gamma m c^2 = q \vec{v} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.4)$$

となり、 $\gamma = \text{一定}$ 、または $|\vec{v}| = \text{一定}$ である。式 (3.3) から $\vec{v}_{\parallel} = \text{一定}$ であるので、 $|\vec{v}_{\perp}| = \text{一定}$ である。つまり、粒子はジャイロ運動を行い、この周波数 ω_B は以下のように書ける。

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma m c} \quad (3.5)$$

ここで、相対論的な粒子からの放射のパワーは、

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2) \quad (3.6)$$

と書ける。いま、それぞれの加速度成分は $a_{\parallel} = 0$ 、

$a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ であるので、式 (3.5)、式 (3.6) から、放射のパワーは

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2 = \frac{2}{3} r_0^2 c \beta_{\perp}^2 \gamma^2 B^2 \quad (3.7)$$

となる。 r_0 は古典電子半径、 $v = c\beta$ である。磁場と粒子の速度ベクトルの間のピッチ角 α について速度 β の平均をとると、

$$\langle \beta_{\perp}^2 \rangle = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \sin^2 \alpha d\Omega = \frac{2\beta^2}{3} \quad (3.8)$$

であるので、式 (3.7) は

$$P = \left(\frac{2}{3}\right)^2 r_0^2 c \beta^2 \gamma^2 B^2 \quad (3.9)$$

となる。これにより、シンクロトロン放射の放射パワーは粒子のローレンツ因子の二乗、磁場の二乗に比例していることがわかる。

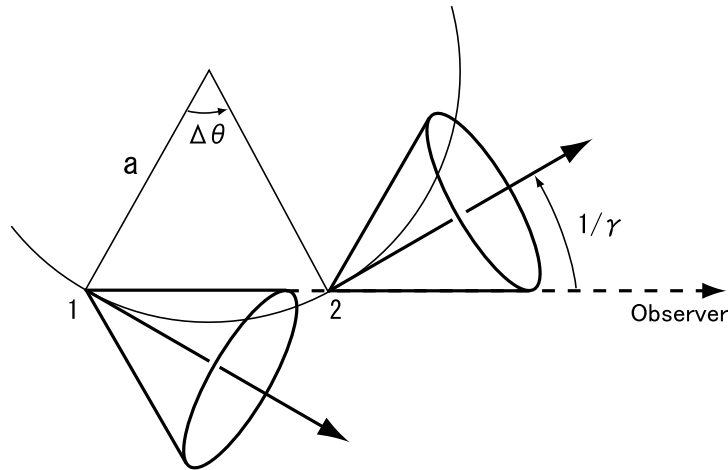


図 3.2 粒子のジャイロ運動を上から見た図。相対論的粒子からの放射は相対論的ビーミングにより視線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られるため、1 の点から 2 の点の間で放射される光子だけが観測者に届く。

荷電粒子のジャイロ周波数は式 (3.5) で求めたが、次に、観測される典型的な周波数を求める。図 3.2 は粒子のジャイロ運動を上から見た図である。相対論的な速度で運動する粒子からの放射はビーミング効果により角度幅 $1/\gamma$ の円錐内に放射される。このため、観測できる放射は 1 の点から 2 の点の間に放射されたものである。1 から 2 までの距離を Δs とすると $\Delta s = a\Delta\theta$ である。 $|\Delta v| = v\Delta\theta$ 、 $\Delta s = v\Delta t$ と式 (3.2) から、

$$\gamma m v^2 \frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{q}{c} v B \sin \alpha \quad (3.10)$$

$$a = \frac{\gamma m v c}{q B \sin \alpha} = \frac{v}{\omega_B \sin \alpha} \quad (3.11)$$

ここで幾何学的に、 $1/\gamma = \Delta\theta/2$ より $\Delta s = 2a/\gamma$ となるので、

$$\Delta s \approx \frac{2v}{\gamma\omega_B \sin \alpha} \quad (3.12)$$

1、2 の点での放射の時刻を t_1 、 t_2 とすると、 $\Delta s = v(t_2 - t_1)$ と書けるので、実際に粒子が放射を行う時間は次のようになる。

$$t_2 - t_1 = \frac{2}{\gamma\omega_B \sin \alpha} \quad (3.13)$$

1 の点から観測者までの距離を R として 1、2 の点からの放射が観測される時刻 t_1^A 、 t_2^A は、

$$t_1^A = \frac{R}{c} \quad (3.14)$$

$$t_2^A = (t_2 - t_1) + \frac{R + (t_2 - t_1)v}{c} \quad (3.15)$$

となり、実際に放射が観測される時間は、

$$t_2^A - t_1^A = \frac{2}{\gamma\omega_B \sin \alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (3.16)$$

となる。いま、 $\gamma \gg 1$ であるので、 $1 - v/c \approx 1/(2\gamma^2)$ と近似できて、式 (3.16) は、

$$t_2^A - t_1^A \approx \frac{1}{\gamma^3\omega_B \sin \alpha} \approx \frac{1}{\gamma^2}(t_2 - t_1) \quad (3.17)$$

となり、放射が観測される時間は実際に放射するのにかかった時間よりも $1/\gamma^2$ 倍だけ短く観測される。このときに観測される典型的な周波数は以下のようになる。

$$\omega_c \equiv \frac{3}{2}\gamma^3\omega_B \sin \alpha \quad (3.18)$$

次にシンクロトロン放射の偏光度を求める。図 3.3 の原点は時刻 $t' = 0$ での粒子の位置であり、 a は軌道曲線の半径である。粒子は時刻 $t' = 0$ で x 軸に沿った速度ベクトル \vec{v} を持っている。 $\vec{\epsilon}_\perp$ は xy 平面で y 軸に沿った単位ベクトルであり、 $\vec{\epsilon}_\parallel = \vec{n} \times \vec{\epsilon}_\perp$ である。 $\vec{\epsilon}_\perp$ 、 $\vec{\epsilon}_\parallel$ 方向の単位周波数あたりの放射パワーは次のように表される。

$$P_\perp(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} [F(x) + G(x)] \quad (3.19)$$

$$P_\parallel(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} [F(x) - G(x)] \quad (3.20)$$

ここで、 $x \equiv \omega/\omega_c$ としてベッセル関数 $K_\alpha(\eta)$ を使って、

$$F(x) \equiv x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi, \quad G(x) \equiv x K_{\frac{2}{3}}(x)$$

と定義した。式 (3.1) と式 (3.19) (3.20) から、単一エネルギー γ に対する偏光度は、

$$\Pi(\omega) = \frac{P_\perp(\omega) - P_\parallel(\omega)}{P_\perp(\omega) + P_\parallel(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)} \quad (3.21)$$

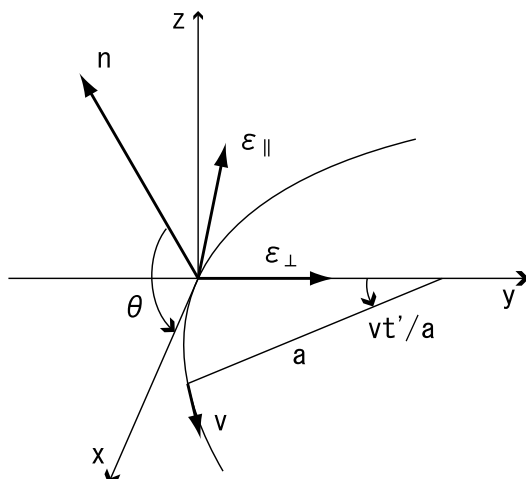


図 3.3 シンクロトロン放射の偏光のための図。時刻 $t' = 0$ で x 軸に沿った速度 \vec{v} をもつ粒子が、半径 a の曲線軌道を動くとする。

となる。相対論的電子のエネルギー分布は、

$$N(\gamma)d\gamma = C\gamma^{-p}d\gamma \quad (\gamma_1 < \gamma < \gamma_2) \quad (3.22)$$

と書けるので、相対論的電子からのシンクロトロン放射による偏光度は以下のようなになる [7]。

$$\Pi = \frac{\int G(x)\gamma^{-p}d\gamma}{\int F(x)\gamma^{-p}d\gamma} = \frac{\int G(x)x^{(p-3)/2}}{\int F(x)x^{(p-3)/2}} = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \quad (3.23)$$

$$\gamma \propto x^{-1/2}, \quad \Gamma(q+1) = q\Gamma(q)$$

GRB の最大偏光度を考える。2.6 節で述べたように GRB の理論モデルである Fireball Model では、衝撃波内部でフェルミ加速された電子がシンクロトロン放射すると考えられている。フェルミ加速された電子のエネルギー分布では式 (3.22) において $p = 2$ であるので、式 (3.23) に代入すると、 $\Pi = 70\%$ である。これは磁場が完全に揃っている場合の見積りであり、期待される最大の偏光度である。

3.2.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱は入射光子と吸収物質中の 1 個の電子との間で起こる相互作用である。図 3.4 に示すように、入射光子が原点で電子と衝突して進路を曲げられ、光子はエネルギーの一部を電子（反跳電子）に与える。この相互作用をコンプトン散乱と言い、入射光子の偏光方向によって図 3.6 のような散乱の異方性が見られる。4.3.3 項に示す散乱型検出器では、この散乱異方性を検出することで偏光を検出している。

エネルギーと運動量の保存則の連立方程式を解くことによってエネルギー伝達と散乱角の関係式を導く。入射光子の振動数を ν 、電場ベクトルを x 軸方向とし、散乱光子の振動数を ν' 、衝突後に電子が得たエネルギーを E_e 、運動量を p_e 、入射光子に対する光子の散乱角を θ 、

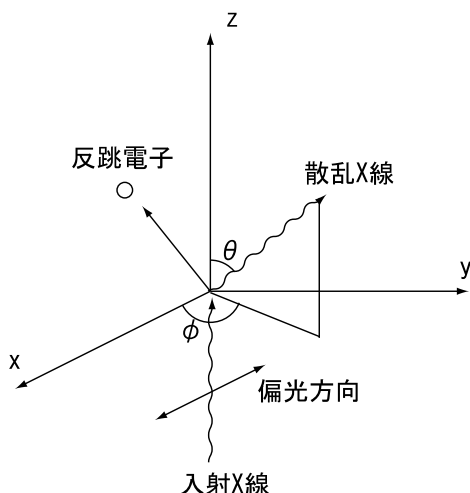


図 3.4 コンプトン散乱の模式図。x 軸方向の電場ベクトルを持って z 軸の負の方向から入射した光子が、原点で静止している電子と衝突する場合を考える。

ϕ (θ : 極角、 ϕ : 方位角)、衝突後の電子の放出角を θ_e 、 ϕ_e (θ_e : 極角、 ϕ_e : 方位角) とすると、エネルギーと運動量の保存則はそれぞれ、

$$h\nu = E_e + h\nu' \quad (3.24)$$

$$\frac{h\nu}{c} = p_e \cos \theta_e + \frac{h\nu'}{c} \cos \theta \quad (3.25)$$

$$p_e \sin \theta_e \cos \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \cos \phi = 0 \quad (3.26)$$

$$p_e \sin \theta_e \sin \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \sin \phi = 0 \quad (3.27)$$

となる。相対論での p_e と E_e の関係 $(p_e c)^2 = E_e(E_e + 2m_e c^2)$ を使うと、式 (3.24) ~ (3.27) から散乱光子、反跳電子のエネルギーは、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.28)$$

$$E_e = h(\nu - \nu') = m_e c^2 \frac{2\nu^2 \cos^2 \theta_e}{(h\nu + m_e c^2)^2 - (h\nu)^2 \cos^2 \theta_e} \quad (3.29)$$

となる。入射光子のエネルギーが電子の静止エネルギーに対して十分小さいときは非相対論的に扱われる。この散乱はトムソン散乱と呼ばれ、散乱光子のエネルギーは入射光子のエネルギーとほとんど変わらない弾性散乱である。

電子を自由電子とした場合のコンプトン散乱の散乱角度分布について示す。入射光子に対する光子の散乱角を θ 、 ϕ 、立体角を $d\Omega$ 、微分断面積を $d\sigma$ 、古典電子半径を r_0 とすると、クライン-仁科の式から、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{E'^2}{E^2} \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (3.30)$$

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

$$E = h\nu, \quad E' = h\nu', \quad r_0 = \frac{e}{m_e c^2}$$

となる。入射光子のエネルギーのみで書くと、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (3.31)$$

$$\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

となる。入射光子のエネルギーが電子の静止エネルギーに比べて十分小さい場合は γ が小さくなり、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi), \quad E \ll m_e c^2 \quad (3.32)$$

のトムソン散乱の角度分布となる。

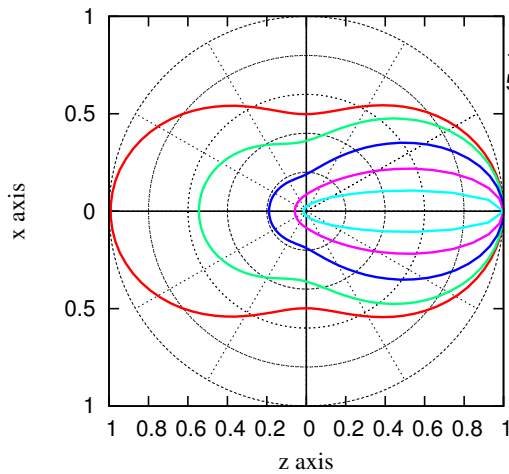


図 3.5 極角 θ についての微分断面積の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると、前方散乱が支配的になっていくことが分かる。

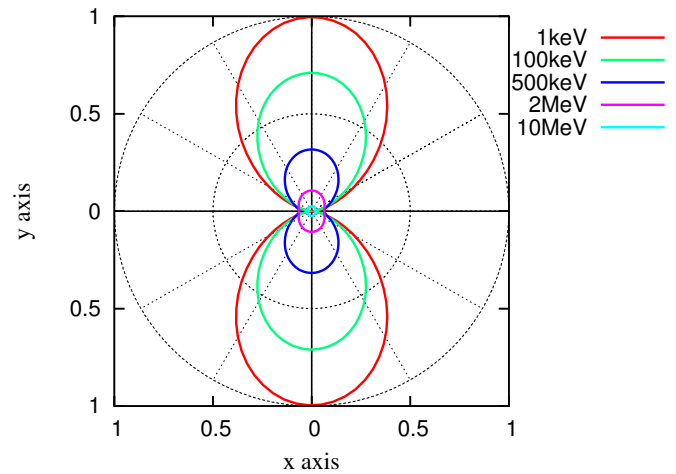


図 3.6 $\theta = 90^\circ$ のときの方位角 ϕ についての角度分布。入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

図 3.5 に無偏光の場合の入射光子のエネルギーごとの θ についての微分断面積の角度分布を示す。トムソン散乱の場合、1 keV(赤) の分布を見ると、 θ については $\theta = 0, 180^\circ$ である z 軸で最大となり、 $\theta = 90, 270^\circ$ である x 軸に対して対称な分布となる。入射光子のエネルギーが高くなるにつれて γ は大きくなり、トムソン散乱からのずれが大きくなる。つまり、 $\gamma > 1$ の相対論的領域では前方散乱が支配的になることがわかる。また、図 3.6 に $\theta = 90^\circ$ の場合

の ϕ についての角度分布を示す。コンプトン散乱では入射光子の電場ベクトル方向 (x 軸) と垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

コンプトン散乱の散乱断面積 σ は式 (3.31) を $d\Omega$ で積分して、

$$\sigma = \frac{3}{8\gamma} \sigma_0 \left[\left\{ 1 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2} \right\} \log(2\gamma+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(2\gamma+1)^2} \right] \quad (3.33)$$

$$\sigma_0 = \frac{8\pi r_0^2}{3} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad \gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

となる。 σ_0 はトムソン散乱断面積である。トムソン散乱の散乱過程は古典的に、入射光子の電場により電荷が電気双極子的に振動することで双極子放射を行い、入射光子と同じエネルギーを持つ電磁波を放射するというものであり、低エネルギーのコンプトン散乱では σ_0 となる。

ここまでは自由電子による散乱を扱ってきたが、実際の物質中で行われるのは原子に束縛された電子による散乱である。しかし、入射光子のエネルギーが十分に大きい場合には電子の束縛エネルギーの効果は相対的に小さい。よって、束縛エネルギーによる効果を見捨てると、一原子あたりのコンプトン散乱の散乱断面積 σ_{atom} は原子内の電子の総数である原子番号 Z によって次のように書ける [16]。

$$\sigma_{\text{atom}} = Z\sigma \quad (3.34)$$

3.2.4 逆コンプトン散乱

観測者系において電子のエネルギーが電子の静止エネルギーよりも十分大きい場合、逆コンプトン散乱が起こる。この過程は、電子の静止系にローレンツ変換した場合の状況で 2 つに分けることができる。電子の静止系で光子のエネルギーが電子の静止エネルギーよりも十分小さい場合はトムソン散乱が起こり、光子のエネルギーが電子の静止エネルギーよりも大きい場合はコンプトン散乱が起こる。トムソン散乱が起こる場合、観測者系では電子から光子にエネルギーが与えられ、光子のエネルギーは γ^2 倍にブーストされる。一方、コンプトン散乱が起こる場合には、光子は電子にエネルギーを与えてしまうため、 γ^2 になることはない。

3.2.5 光電効果

光電効果とは、入射光子が吸収物質の原子核に束縛された電子にエネルギーを与え、入射光子自身は消滅する相互作用である。このとき、光子は束縛エネルギーが最も大きい K 殻電子と相互作用する確率が高い。入射光子のエネルギーを $h\nu$ 、吸収物質の電子殻の結合エネルギーを E_b とすると、 $h\nu - E_b$ の運動エネルギーをもった光電子が電子殻から放出される。この結果電子殻にできる空孔は、その電子殻の結合エネルギーが特性 X 線、またはオージェ電子の形で放出されることによる、電子の再配列によって埋められる。つまり、光電効果が起こると、入射光子の大半のエネルギーを持った光電子 1 個と、その光電子がもともと束縛されていた電子殻の結合エネルギーを吸収した 1 個、または 1 個以上の低エネルギー電子が放出される。検出器外への飛散が起こらない場合には、放出された電子の運動エネルギーの和は入射光

子のエネルギーに等しいはずなので、X線のエネルギーを測定する目的では光電効果は理想的な過程である [8]。

また、光電効果の際の光電子の放出方向は、入射光子の偏光方向に依存する異方性がある。入射光子と光電子のなす角を θ 、入射光子の電場ベクトルと光電子の放出方向のなす角を ϕ 、光電子の速度を $v (= c\beta)$ として放出角度分布は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos 2\phi}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (3.35)$$

と表され、光電子は入射光子の偏光方向に放出されやすい [23]。

3.2.6 ブラッグ反射

ブラッグ反射は結晶による X 線の回折現象の一種である。回折の条件 (ブラッグ条件) は、

$$2d \sin \theta_B = n\lambda \quad (3.36)$$

であり、 d は結晶の格子定数、 θ_B は光子の結晶への入射角、 λ は光子の波長、 n は正の整数である。反射率は電場ベクトルの方向に依存する。入射光子の電場ベクトルの結晶面に平行なものを σ 偏光成分、結晶面に垂直なものを π 偏光成分として、それぞれの成分の反射率を R_σ 、 R_π とする。完全結晶では、 $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos 2\theta_B$ となる。また、グラファイトのようなモザイク結晶では $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos^2 2\theta_B$ となり、 $\theta_B = 45^\circ$ で入射したときは σ 偏光成分のみが反射されることになる [17]。

3.3 宇宙における偏光光源

3.3.1 パルサー星雲型超新星残骸 (SNR)

超新星爆発によって周囲にまき散らされた星の残骸が超新星残骸 (Supernova Remnant : SNR) であり、パルサー星雲型とシェル型がある。パルサー星雲型 SNR は中心に中性子星があり、その周囲を電波からガンマ線まで全ての波長領域で明るく輝く星雲が取り巻いている。放射機構は、中心の中性子星とともに高速回転する磁場によってまわりの電子が相対論的速度まで加速され、周囲の星雲の磁場との相互作用によるシンクロトロン放射であると考えられている。3.2.2 節に示したようにシンクロトロン放射では磁場が揃っていれば偏光が期待できる。実際、パルサー星雲型 SNR のかに星雲では X 線、可視光で偏光が観測されている。一方、シェル型 SNR からの放射の大部分は、衝撃波によりかき集められた星間物質や超新星残骸そのものが高温に加熱されることによる熱的放射であると考えられている [17]。

3.3.2 活動銀河核 (AGN)

大質量ブラックホールを含む銀河の中心領域で、活動性を示すものを活動銀河核 (Active Galactic Nucleus : AGN) という。AGN は電波からガンマ線まですべての波長領域で明るく輝いている。その放射機構として、降着円盤からの熱的放射とジェットからのシンクロトロン

放射などの非熱的放射を統一的に理解するモデルが考えられている。降着円盤での散乱による幾何学的偏光や、シンクロトロン放射による偏光が期待される。ジェットが観測者の方向を向いている AGN は特にブレイザーと呼ばれ、可視光や電波の領域で強い偏光が観測されている [16]。

3.3.3 X線パルサー

規則正しい周期性を持って X 線のパルスを放射している天体を X 線パルサーという。X 線パルサーの多くは中性子星と大質量星がその重心の周りをお互いに回転している近接連星系である。大質量星からのガスが磁力線に沿って中性子星に流れ込み、磁極に集まり降着柱を形成する。このとき莫大な重力エネルギーが解放され、シンクロトロン放射によって X 線が放射されている。

図 3.7 に示すように、降着柱の形状によりペンシルビームモデルとファンビームモデルの 2 種類が考えられている。ペンシルビームモデルは降着率が低い場合で降着柱の高さが比較的 low、主に降着柱上面から放射される。このため、観測者はパルサーの磁極を正面から見ていることになり、磁場の向きは等方的になるため偏光は期待できない。一方、ファンビームモデルは降着率が高い場合であり、降着柱の側面から放射される。このとき観測者から見ると磁場の向きはよく揃っているため、放射は強く偏光していることになる。つまり、パルス位相ごとの偏光観測によりパルサーの磁場構造を知ることができると考えられる [17][22]。

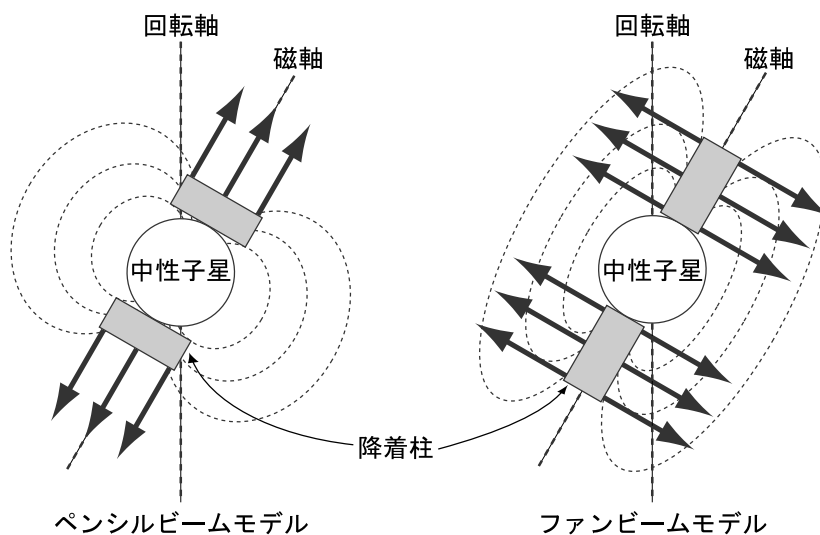


図 3.7 ペンシルビームモデルとファンビームモデル

3.3.4 低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤

降着円盤とは、連星系をつくる比較的コンパクトだが重い天体が、強い重力によって伴星からガスを奪うことによってつくられるガス雲である。X 線星の多くは中性子星との連星であると考えられており、中心の星が中性子星の場合は、伴星の質量によって大質量連星系と低質

量連星系に分けられる。連星系は公転しているため引き寄せられたガスは角運動量を持っている。このため、すぐには中性子星の表面には落ち込まず、円盤状になりながら公転軌道に流れ込む。低質量連星系はその形成過程が原因となり、磁場が弱く、円盤は中性子星表面付近まで達し、中性子星表面の広い範囲に渡るガスの降着に伴って硬 X 線が放射される。また、円盤内から熱制動放射によって軟 X 線が放射される。これらの X 線は無偏光であるが、円盤内からの X 線がガスとトムソン散乱を起こし、円盤に平行に放射された場合に偏光が観測される。つまり、円盤に対して真横から観測した場合は強い偏光が観測され、真上から観測した場合は無偏光となる。偏光観測によって降着円盤の傾きを推定することができる [17][22]。

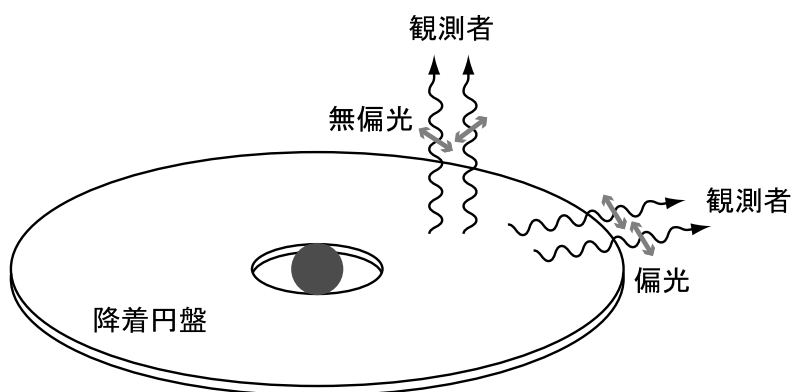


図 3.8 降着円盤からの偏光

3.3.5 ブラックホール候補天体 (BHC)

太陽質量の 3 倍以上の中性子星が自らの重力を支えきれずに重力崩壊した結果形成される、光さえ外に出られないような天体をブラックホールという。ブラックホールの近くに大質量星があると降着円盤が形成される。降着円盤のブラックホールに近い部分は温度が高いために硬 X 線が放射され、遠い部分からは軟 X 線が放射される。

降着円盤から放射される X 線は、円盤内でトムソン散乱されながら放出され、LMXB の場合と同様に円盤に対して真横から観測した場合は偏光が観測される。またブラックホールが回転しているカーブラックホールの場合には、周りの空間を引きずるように歪めているため、降着円盤から放出される X 線の偏光ベクトルも回転する。とくに、ブラックホールのより近傍から放射される硬 X 線は歪んだ空間を通過する期間が長いので、偏光ベクトルの回転も著しい。つまり、エネルギーごとに X 線の偏光方向を観測すると、エネルギーと共に変化する X 線の偏光ベクトルを観測できるだろう [17]。

第 4 章

偏光観測

ガンマ線光子は地球の大気で散乱されるため、地上では観測することができない。そのため宇宙に検出器を打ち上げての GRB 観測が必要になる。GAP は 2010 年に打ち上げ予定の小型ソーラーセイル実証機 IKAROS (Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun) に搭載することが決まっており、IKAROS に載って世界初の GRB 偏光観測を狙う。

4.1 小型ソーラーセイル実証機 IKAROS

我々の検出器が搭載されるソーラーセイル衛星について簡単に説明する。ソーラーセイル衛星は宇宙で超薄膜の帆を展開し、光子の運動量を利用して航行する宇宙船である。また、帆の一部に取り付けた太陽電池で発電を行い、イオンエンジンを駆動することでハイブリッド推進を行う。IKAROS はソーラーセイル衛星の実証機であり、帆だけで推進できることの実証と、薄膜太陽電池で発電できることを世界で初めて実証することを目指している。IKAROS は 2010 年 5 月に H-2A ロケットによって PLANET-C との相乗りで打ち上げられる。図 4.1 はソーラーセイル実証機の超薄膜の帆を展開した図で、われわれの検出器 GAP はこの衛星に搭載される。図 4.2 は IKAROS の軌道と運航計画を表したもので、図のような軌道をたどりながら約 200 日かけて金星へと向かう。

4.1.1 GAP の取り付け位置

図 4.3 は衛星に対する GAP の取り付け位置であり、図 4.3 で GAP は衛星の下部パネルに取り付けられる。下部パネルは太陽電池パネルとは反対方向であるので GAP が太陽方向を向くことはない。また、図 4.3 右からわかるように GAP の視野に障害となるものは何もないような状態で衛星に取り付けられる。

4.1.2 ソーラーセイル衛星に載ることの利点と欠点

GAP がソーラーセイル衛星に載ることの意義としては、本章の最初にも述べたように GRB のガンマ線光子の偏光度を測定するためには宇宙空間での観測が必須になる。また、IKAROS

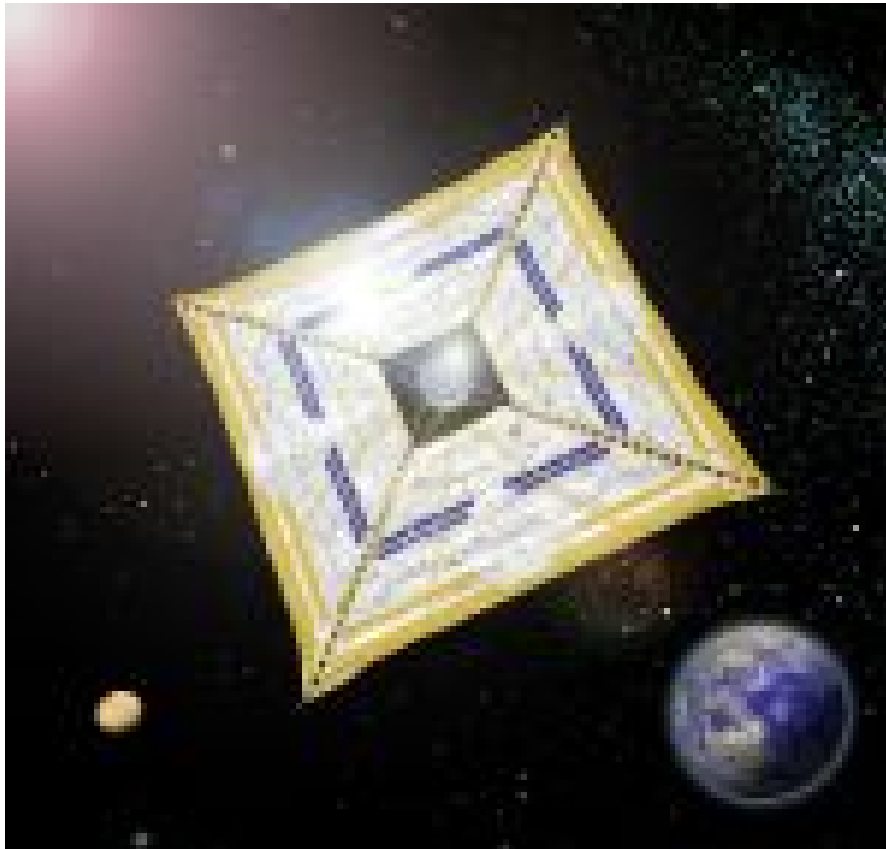


図 4.1 小型ソーラーセイル実証機。(from <http://www.jspec.jaxa.jp/activity/ikaros.html>)

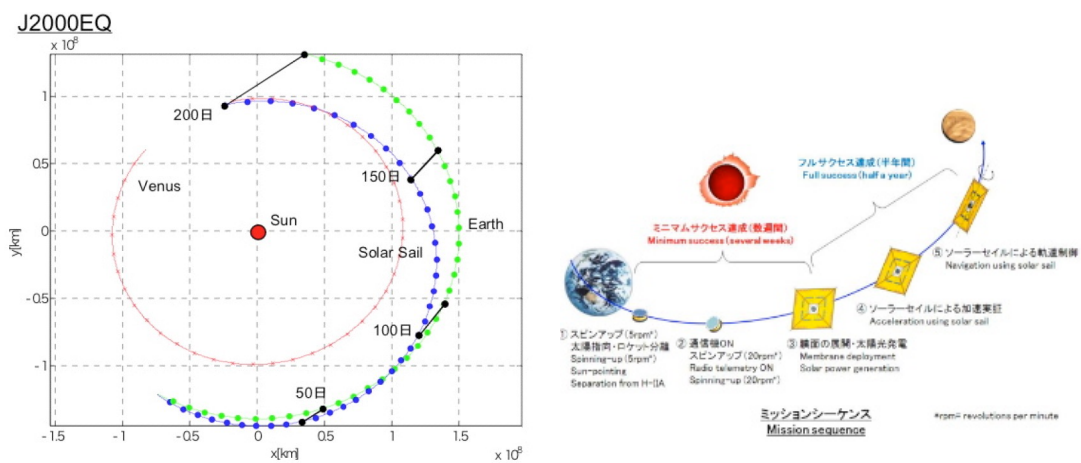


図 4.2 小型ソーラーセイル実証機 IKAROS の運航計画。左：IKAROS の軌道。右：IKAROS のミッション。(from <http://www.jspec.jaxa.jp/activity/ikaros.html>)

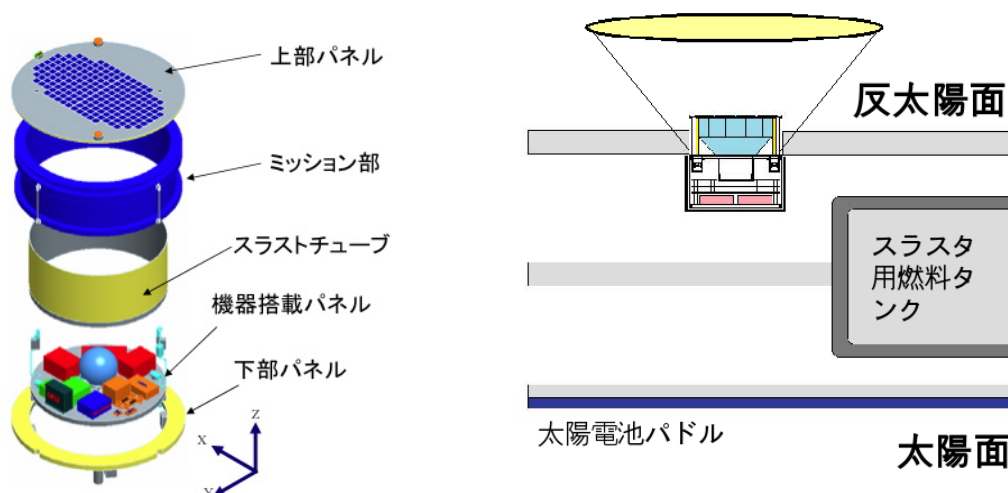


図 4.3 GAP の取り付け位置。左：IKAROS を構成している箇所。右：IKAROS に対しての GAP の取り付け図。

は PLANET-C との相乗りで金星へと向かうので、地球から大きく離れることになる。地球に近い近地球衛星では半分程度の GRB が地球の影になる。それに加えて地球が GRB の散乱体となるため強いガンマ線のバックグラウンドとなる。これらの理由から GAP が IKAROS に載ることは利点が多いことがわかる。しかし、利点に伴って欠点も存在する。一つは地球から大きく離れるため衛星との通信が弱くなり、衛星とのやり取りに制限がつき、GAP が下るせるデータの量も限られてくる。そのため GAP は内部に必要なデータを必要最小限にまとめる必要がある。また、金星に向かうということは太陽へと近づくということなので、太陽フレアなどによる太陽からのバックグラウンドが問題になるという点である。これらの問題点に関する対処としては、GAP 内部の CPU ソフトによりデータはコンパクトにまとめてあり、GRB のデータは最大で 3 つまで衛星のメモリに蓄積しておくことができる。また太陽バックグラウンドに関しては GAP の底面と側面に鉛のシールドを貼ることによって解決できる。(詳細は第 5 章参照)

4.2 過去の GRB 偏光観測

これまで一度だけ GRB の偏光観測が行われている。太陽観測衛星の RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) によって観測された GRB021206 のプロンプト放射の光子散乱幾何学の解析により、0.15-2 MeV のエネルギー範囲で $80 \pm 20\%$ という高い偏光度が検出された。図 4.4 は RHESSI に搭載されているゲルマニウム検出器 9 つからなるスペクトロメータである。図 4.4 からわかるように、RHESSI のスペクトロメータは幾何学的な対称性を持っていない。また、得られたデータの追解析によって、データが衛星の回転周期と同期していたことなどから有意な観測ではなかったとされている。



図 4.4 RHESSI に搭載されているスペクトロメータ。検出器が幾何学的対称性を持っておらず、得られたデータの追解析によってデータが衛星の回転周期と同期していたことから有意な観測ではなかったとされている。

4.3 偏光検出方法

反射型検出器、光電追跡型検出器、散乱型検出器の 3 種類の偏光検出方法を示し、GRB の偏光検出に適した検出方法について述べる。

4.3.1 反射型検出器

反射型検出器は、ブラッグ反射の反射特性を用いて偏光を検出する。図 4.5 に示すように、結晶と検出器を 45° をなすように配置し、そのままセットで回転させることによって、入射 X 線の σ 偏光成分のみを検出することで反射光強度の角度分布を得ることができる。これによって、入射光子の偏光度を測定する。しかし、検出できる光子は式 (3.36) のブラッグ条件を満たす単色光のみであり、入射光子の σ 成分のみを検出するため検出効率が悪い [23]。

4.3.2 光電子追跡型検出器

光電子追跡型検出器は、光電効果によって放出される光電子の異方性を用いて偏光を検出する。光子が光電効果を起こすと、光電子は入射光子の電場ベクトル方向に放出されやすい。放出された光電子がガス、または半導体を電離して多数の電子（電子雲）を作るため、この広がった電子雲の形状を検出することで、光電子の放出方向が分かり、偏光度を得ることができる。検出器はガス比例計数管や半導体検出器（X 線 CCD）を用いる [23]。

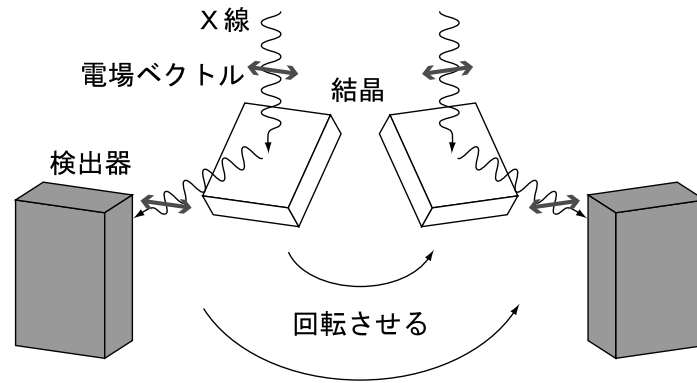


図 4.5 反射型検出器の模式図。結晶と検出器を 45° をなすように配置し、セットで回転させることによって強度分布を測定し、偏光度を測る。

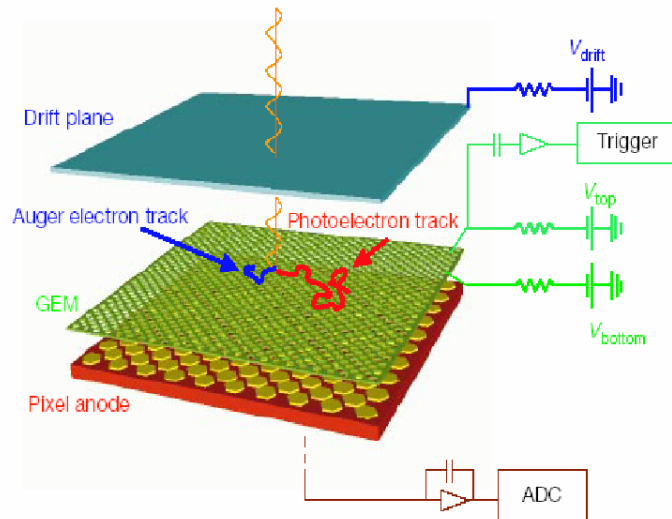


図 4.6 光電追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD)。1 枚目のパネルで光電効果を起こし、放出された光電子を 2 枚面のパネルで受けて光電子の放出方向を検出する。

4.3.3 散乱型検出器

散乱型検出器は、コンプトン散乱の散乱異方性を用いて偏光を検出する。3.2.3 節で示したように、コンプトン散乱による散乱光は、入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすい。散乱体の周りに検出器を配置し、散乱強度の角度分布を測定することによって偏光度を測定する。コンプトン散乱の単位立体角あたりの散乱角度分布は極角を θ 、方位角を ϕ とすると、式 (3.31) から、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (4.1)$$

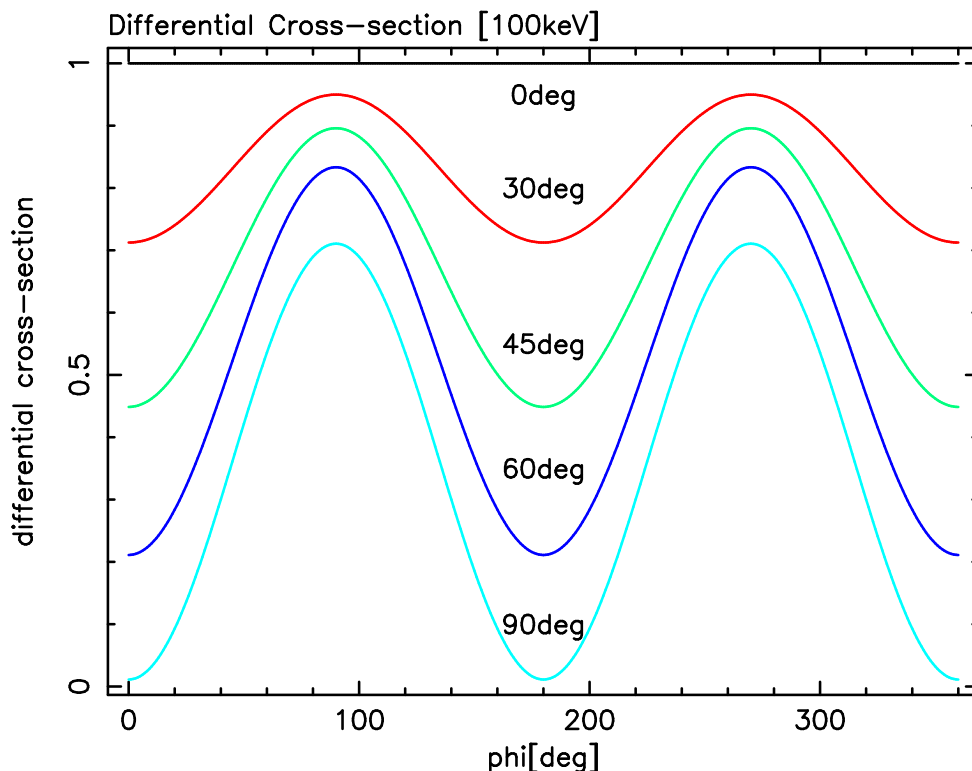


図 4.7 100 keV 入射における $\theta=0,30,45,60,90^\circ$ での方位角 ϕ 方向での散乱角度分布。
 90° で最も振幅が強く観測される。

$$\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

である。例として、 $\theta = 90^\circ$ とする立体角要素 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ を用いると、

$$\frac{d\sigma}{d\theta d\phi} = r_0^2 \frac{\sin^2 \phi}{1 + \gamma} \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{2 \sin^2 \phi (1 + \gamma)} \right\} \quad (4.2)$$

となり、 ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2 \phi$ のサインカーブを描く。また、 γ を変えても反射型検出器のように検出効率が 0 にはならないので、連続光を扱うことができる。図 4.7 に入射光子のエネルギー E を 100 keV としたときの $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での散乱角度分布を示す。 $\theta = 90^\circ$ 方向で最も強く偏光が観測されることが分かる [16]。

4.3.4 GRB の偏光検出方法

3つの偏光検出方法の特徴を表 4.1 に示す。GRB の継続時間は短く連続光を放出する。また、GRB の光子は平均エネルギー 100 keV 付近を中心に、主なエネルギー帯は数 10 - 数 100 keV である。まず、反射型検出器は単色光しか扱うことができず、検出効率が悪い。継続時間が短く、連続光を放射している GRB の偏光観測には向かない。また、光電子追跡型検出器は検出効率が高く、連続光を扱うことができるが、光電子の飛跡を追跡することができるエネルギー範囲が数 10 keV 程度であり、GRB の偏光観測には不利である。図 4.8 は入射光子

のエネルギーと原子番号 Z によってガンマ線の主な相互作用である、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成のどれが支配的であるのかを示したものである。GRB の主なエネルギー帯である数 10 - 数 100 keV では、 Z が 10 程度の軽元素に対してはコンプトン散乱が支配的であり、 Z が 50 以上の重元素に対しては光電効果が支配的であることが分かる。つまり、GRB の偏光観測においては軽元素の散乱体と重元素の吸収体で構成された散乱検出器が適している [16]。

表 4.1 GRB の観測には連続光を扱えること、偏光検出感度 (モジュレーションファクタ) が高いこと、エネルギー範囲などからコンプトン散乱を使った散乱型検出器が適していると言える。

| | 反射型検出器 | 散乱型検出器 | 光電子追跡型検出器 |
|--------------|---------|------------------|------------|
| 検出方法 | プラグ反射 | コンプトン散乱 | 光電効果 |
| 扱う光 | 単色光 | 連続光 | 連続光 |
| 検出効率 | 低い | 中程度 | 高い |
| モジュレーションファクタ | 高い | 高い | 中 |
| エネルギー範囲 | ~ 数 keV | 数 10 - 数 100 keV | ~ 数 10 keV |

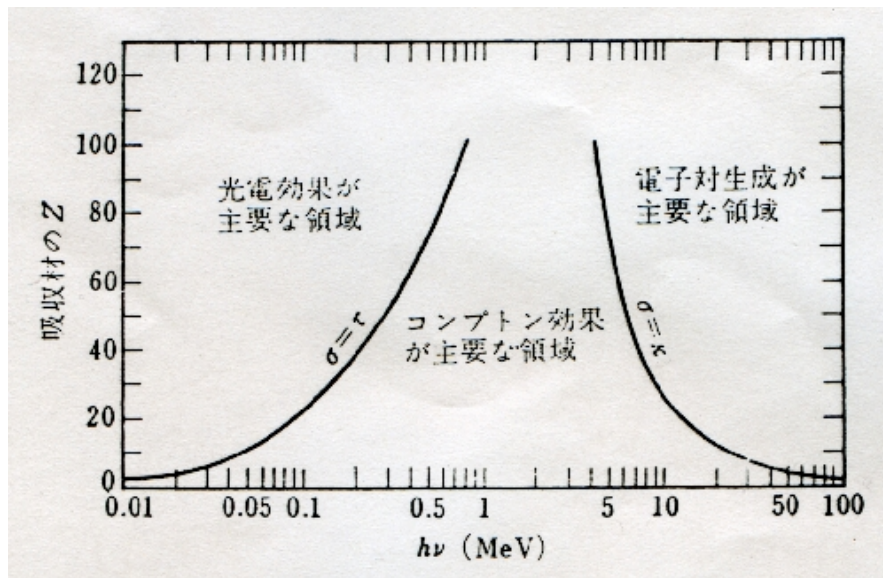


図 4.8 入射エネルギーと原子番号 Z による主な光子と物質の相互作用。50 - 300 keV の範囲では軽元素ではコンプトン散乱。重元素では光電効果が支配的である。

4.4 偏光検出器の性能

偏光検出器の性能を示すパラメータとして、モジュレーションファクタ M と検出効率 η がある。以下では散乱型検出器についてこれらを説明する。

4.4.1 モジュレーションファクタ M

式 (4.1) より、 ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2 \phi$ のサインカーブを描く。これをモジュレーションカーブといい、強度の最大値を N_{\max} 、最小値を N_{\min} とすると、

$$\text{モジュレーション} = \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} \quad (4.3)$$

と定義する。モジュレーションファクタ M は検出器に偏光度 100 % の光が入射してきた際のモジュレーションであり、0 から 1 までの値を取る。 M はそれぞれの検出器で決まった値を取り、その検出器の偏光に対する感度を表しているものである。図 4.9 に散乱型検出器の θ による M の変化を示す。これは 4.7 で得られたモジュレーションカーブからそれぞれの極角 θ での M を見積もり、プロットしたものである。 M は $\theta = 90^\circ$ で最大となり、偏光に対する感度が最も高いということがわかる。また、入射光の偏光度 Π は、実際に観測されるモジュレーションを M' をすると、検出器のモジュレーションファクタ M を用いて次式で表される [16]。

$$\Pi = \frac{M'}{M} \quad (4.4)$$

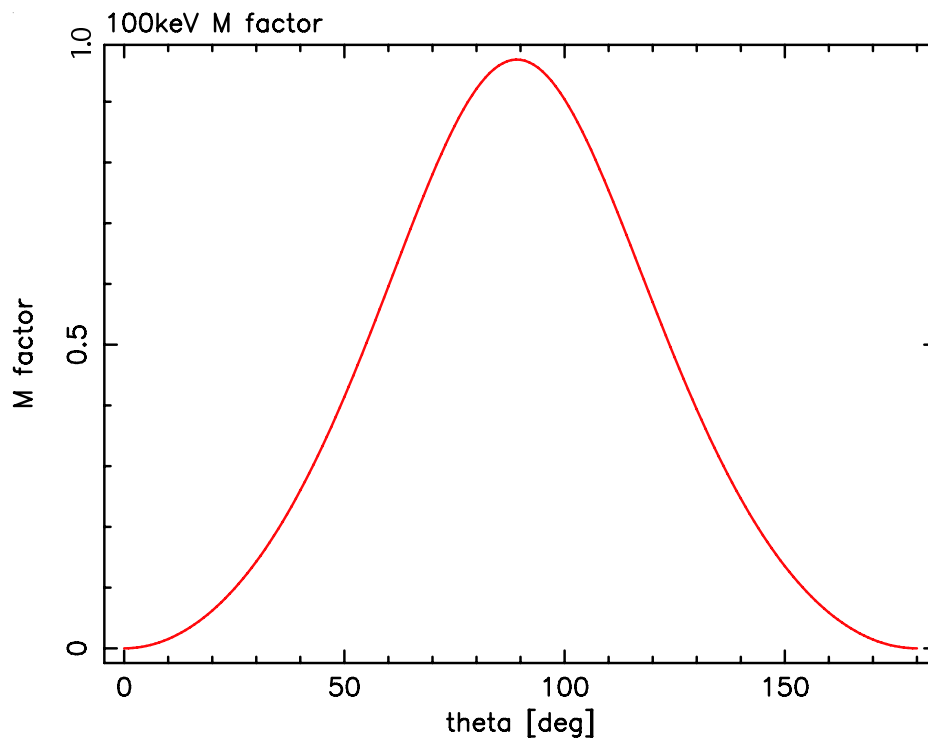


図 4.9 100 keV の入射光子に対する M の θ 依存性。90° で最も高いモジュレーションファクタが得られる。

4.4.2 検出効率 η

検出効率 η とは、検出器に入射する光子のうち、散乱体で吸収され吸収体で検出される光子の割合である。 η が小さいと光子数の統計誤差が大きくなり、モジュレーションカーブがみえなくなってしまうため、モジュレーションファクタ M とともに η も大きい検出器が望まれる。図 4.10 には M 、 η をそれぞれ最大にした場合の検出器の模式図を示す。 M を大きくすれば、散乱光子が見込む吸収体の立体角が小さくなるため、検出効率 η は小さくなる。反対に η を大きくすれば θ 方向に積分範囲を広げることになり、 M が小さくなってしまふ [16]。

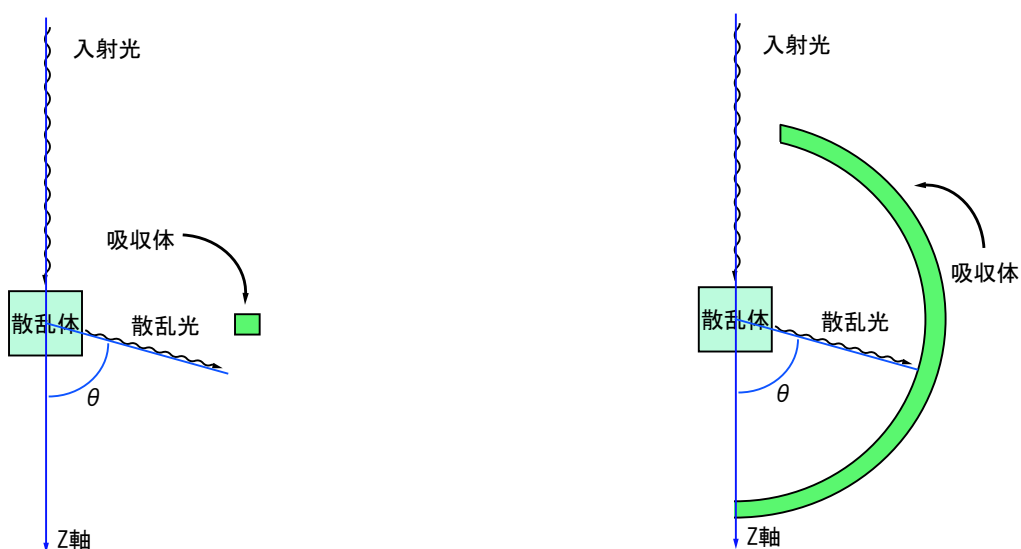
(a) M を最大にした検出器の断面図(b) η を最大にした検出器の断面図

図 4.10 極端な検出器デザインの例。 η を最大にするデザインと M を最大にするデザインは全く逆になる。

4.4.3 最小偏光度 (MDP)

最小偏光度 (Minimum Detectable Polarization : MDP) とは、観測対象の明るさ、観測時間、バックグラウンド、検出器の性能 (M 、 η) を総合的に評価したもので、ある条件下における検出可能な最小の偏光度のことを表している。MDP が小さい方が低い偏光度でも測定することができるので、優れた検出器であると言える。3 σ の有意度で

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta SFM} \sqrt{\frac{\eta FS + B}{T}} \quad (4.5)$$

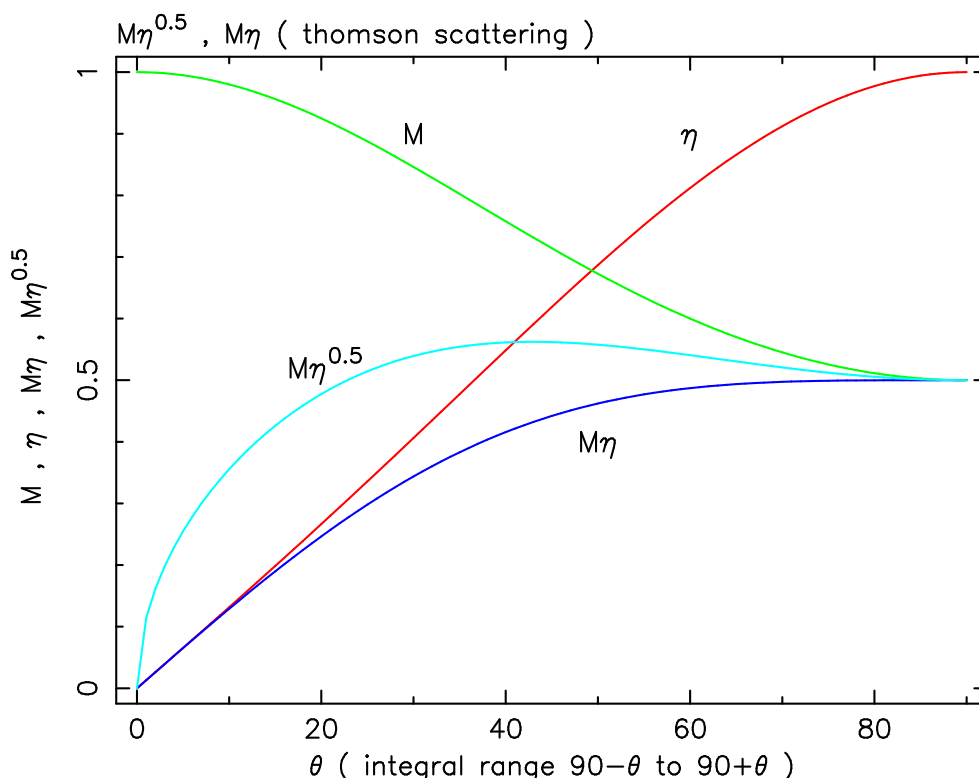


図 4.11 トムソン散乱の場合における M, η の θ 方向の積分範囲依存性。 $\theta = 0^\circ$ の場合は図 4.10 の (b) に、 $\theta = 90^\circ$ の場合は (a) に対応する。検出器の性能は $\theta = 40^\circ$ の時に最大となり、 $\theta = 90^\circ$ でも 0.5 程度を示す。

| | |
|---|---------------------------|
| S : 有効面積 [cm^2] | η : 検出効率 |
| F : 観測対象の明るさ [$\text{photon}/\text{cm}^2/\text{s}$] | M : モジュレーションファクタ |
| B : バックグラウンド [photon/s] | T : 観測時間 [s] |

4.5 シンチレーション検出器

放射線計測法のひとつに、シンチレータ中で発生するシンチレーション（蛍光）を光電子増倍管で検出する方法がある。放射線計測法の中では、検出効率、感度の点でも最も優れた方法の一つである。

4.5.1 シンチレータ

シンチレータとは、入射した荷電粒子がシンチレータ中で相互作用をおこして失った運動エネルギーを、可視光のシンチレーションに転換して放出する物質のことである。シンチレーションによる光子数は、シンチレータ中で荷電粒子が失った運動エネルギーに比例する。表 4.2 に主なシンチレータの特性を示す。第 4.3.4 節で示したように、GRB のエネルギー帯で偏光を観測するためには、軽元素の散乱体と重元素の吸収体を用いる。散乱体はコンプトン散乱

が支配的な原子番号 Z が小さい物質が適している。単純な散乱体として Li や Be のような金属を用いられることもあるが、散乱光子の情報も入手するために、プラスチックシンチレータを用いる。プラスチックシンチレータは有機シンチレータで、製作・加工がしやすいという利点がある。また、吸収体としては、光電効果が支配的である Z が大きい CsI(Tl) シンチレータを用いる。CsI(Tl) シンチレータは無機シンチレータで、代表的な無機シンチレータである NaI(Tl) と比べると、CsI(Tl) の方が単位長さあたりのガンマ線吸収が大きいいため、重量が問題となるときに有利である。また、潮解性が少なく、比較的剛性が高いため、衝撃や振動のある厳しい条件下でも使用できるという利点がある [8]。

表 4.2 主なシンチレータの特性

| シンチレータ | 比重 [g/cm ³] | 蛍光波長 [nm] | 屈折率 | 減衰時間 [μs] | 蛍光効率 [光子/MeV] |
|-----------------|----------------------------|--------------|------|----------------------------|------------------|
| NaI(Tl) | 3.67 | 415 | 1.85 | 0.23 | 38000 |
| CsI(Tl) | 4.51 | 540 | 1.80 | 0.68 (64 %) 3.34 (36 %) | 65000 |
| BGO | 7.13 | 480 | 2.15 | 0.30 | 8200 |
| GSO | 6.71 | 440 | 1.85 | 0.056 (90 %) 0.4 (10 %) | 9000 |
| プラスチック (NE192A) | 1.03 | 423 | 1.58 | 0.002 | 10000 |

4.5.2 光電子増倍管

光電子増倍管は、入射光子を低エネルギーの電子に変換する光電陰極 (光電面)、収束電極、電子増倍部 (ダイノード)、陽極で構成される真空管で、高速応答の光センサの一種である。光子が光電面に入射すると、光電面から真空中に光電子が放出され、その光電子は収束電極によってダイノードに導かれる。光電子は電界で加速され、1 段目のダイノードに入射して二次電子を放出し、二次電子はさらに加速されて 2 段目のダイノードで新たな二次電子を放出する。この過程を繰り返すことによって電子が増倍され、増倍された電子は出力信号として陽極に収集される。

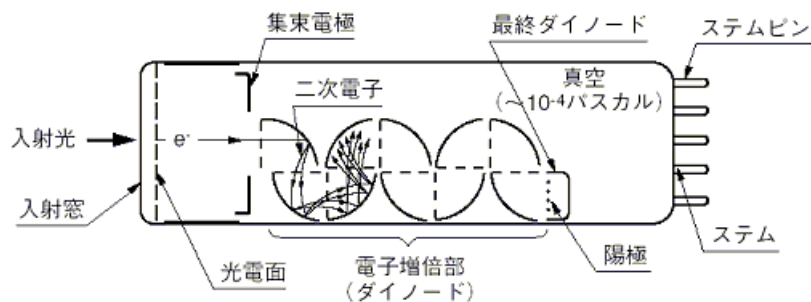


図 4.12 光電子増倍管の構造

電圧分割回路 (ブリーダー)

光電子増倍管のダイノード間の電圧は、抵抗を直列につないだ電圧分割回路 (ブリーダー) で印可される。入射光がパルスの場合には、陽極電流が大きなピーク電流になる。このとき、ブリーダー回路の電圧を一定に保ち、高いピーク電流値が得られるように、後段の抵抗に並列にコンデンサを入れる。また、安定した出力を得るために、ブリーダー回路には平均陽極電流の20倍以上の電流を流す必要がある。

増倍率

平均二次電子放出率が δ で n 段のダイノードを持つ光電子増倍管の理想的な増倍率 (GAIN) は、 δ^n である。二次電子放出率 δ は、

$$\delta = A \cdot E^\alpha \quad (4.6)$$

と表せる。ここで、 A は定数、 E はダイノード間電圧、 α はダイノードの形や材質によって決まる値で、 $0.7 \sim 0.8$ である。 n 段のダイノードを持つ光電子増倍管の陽極-陰極間に電圧 V を印可した場合、ダイノード間電圧は $E = V/(n+1)$ であり、式 (4.6) から光電子増倍管の増倍率 μ は次のように書ける。

$$\mu = \delta^n = \left\{ \frac{A}{(n+1)^\alpha} \right\}^n \cdot V^{\alpha n} = K \cdot V^{\alpha n} \quad (K = \text{constant}) \quad (4.7)$$

陽極暗電流

光電子増倍管は完全な暗中にはあるときでも微小な陽極電流を出力する。これに起因するノイズが光電子増倍管の検出能力に大きく関わるものである。陽極暗電流の原因として、熱電子放出、残留ガスのイオン化、ガラスの発光、漏洩電流、電界放出が挙げられる。その中でもほとんどを占めるのは、光電面からの熱電子放出によるものである。光電面やダイノードの物質は仕事関数が非常に低いため、室温でも熱電子を放出する。この熱電子がダイノードで増倍され、暗電流として出力される。熱電子放出は光電面の温度とともに指数関数的に上昇するため、光電面を冷却して熱電子放出を減らすことで暗電流を低く抑えることができる。光電子増倍管の最大定格電圧に近い電圧で動作させると電界放出が起こる。これは強い電界に引かれて電極から電子が放出され、ノイズパルスが発生するものである。このため光電子増倍管は最大定格電圧の70～80%で使用すべきである。

第 5 章

GAP のデザイン

GAP は衛星に搭載されるため、偏光検出器としての性能だけでなく、衛星打ち上げ時の様々な試験にも耐える必要がある。昨年度のプロトタイプモデル (PM) から衛星搭載に向けて振動試験などの試験を行ってきたが、当然今回作製のフライトモデル (FM) も同程度レベルの試験を通過しなければいけない。FM を作製するにあたって、昨年度作製した PM での問題点を考慮する必要がある。PM での問題点には以下のようなことがあった。

- 振動試験時に光電子増倍管とシンチレータの接着がはがれた。
- 光電子増倍管のプリーダー回路中のクランプダイオードでのクランプエネルギーが低すぎる。

以上の問題を考慮し、FM の作製を行った。

5.1 GAP の全体像

GAP の個々の詳細について説明する前に、GAP の全体的なデザインと特徴について述べる。それから個々の詳細について説明する。GAP はメインの検出器である GAP-S と電源部である GAP-P からなる。GAP は散乱型の偏光検出器で、入射光子を中心にある散乱体で散乱させ、周りの吸収体で散乱光子を吸収し、散乱光子の角度分布を測ることによって偏光度を測定する。中心の散乱体としては GRB の典型的なエネルギーである数 100 keV でコンプトン散乱が支配的であるプラスチックシンチレータを用い、吸収体はそのエネルギーで光電効果が支配的である CsI(Tl) シンチレータを用いる。(図 5.1)

検出器に光子が入射してからの流れとしては、シンチレータからの出力を光電子増倍管で読み出す。そのシグナルをアナログ回路でトリガースレッシュホールドにかけて、そのレベルを超えていれば AD 変換を行いデジタル回路に渡される。デジタル回路では FPGA がプラスチックシンチレータと CsI(Tl) シンチレータの同期イベントなら偏光情報として用い (コインシデンス処理)、シングルイベントならスペクトル情報とし CPU へ渡す。CPU が偏光やスペクトルなどの情報を処理し地上へとデータを下ろす、と言った流れで処理を行っている。

GAP が偏光検出器として過去の検出器と大きく違う点として次の点が挙げられる。

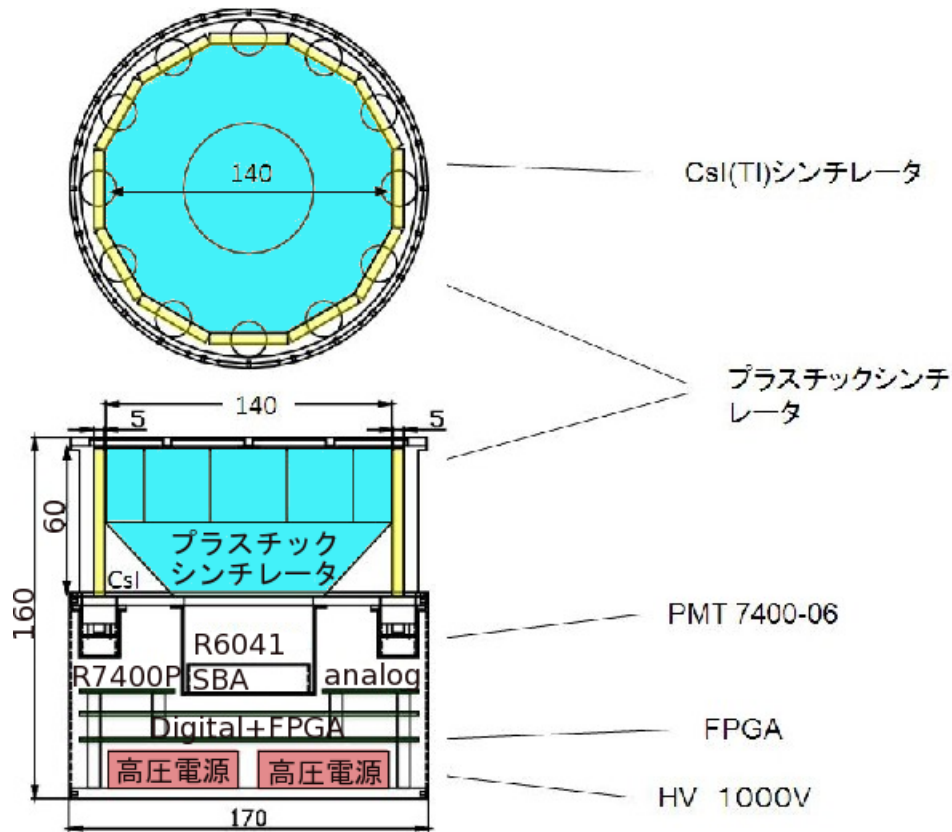


図 5.1 GAP の全体像。

- 中心の散乱体を 1 体のプラスチックシンチレータとすることで有効面積を大きくし、GRB の光子を少しでも稼ぐ。
- 幾何学的な対称性により、斜めからの入射に対して補正をかけやすい。
- コインシデンス処理をすることで散乱された光子のみで偏光情報を作製する。

5.2 シンチレータの形状

偏光検出器としての性能を大きく左右するものとしてシンチレータの形状が挙げられる。図 5.2 はプラスチックシンチレータの形状 model1、model2、model3 についての偏光検出器としての性能を比較したものである。図 5.2 を見ると、model2 の形状が一番性能が良いということがわかる。しかし、打ち上げ時の振動や衝撃と言ったものに耐えうるよう、周りの CsI(Tl) シンチレータはプラスチックシンチレータと一体化して幾何学的対称性を保つ必要があったため、model3 の形状を採用した [19; 20]。

また、PM 段階の形状では図 5.2 の上側の図で、シンチレータの高さが 7 cm であったが、軽量化のため高さを 6 cm とした。また、振動試験で問題になった接着のはがれを防ぐために、図 5.3 のようにプラスチックシンチレータを支えているアルミの中板で、プラスチックシンチレータが左右に動かないように固定している。

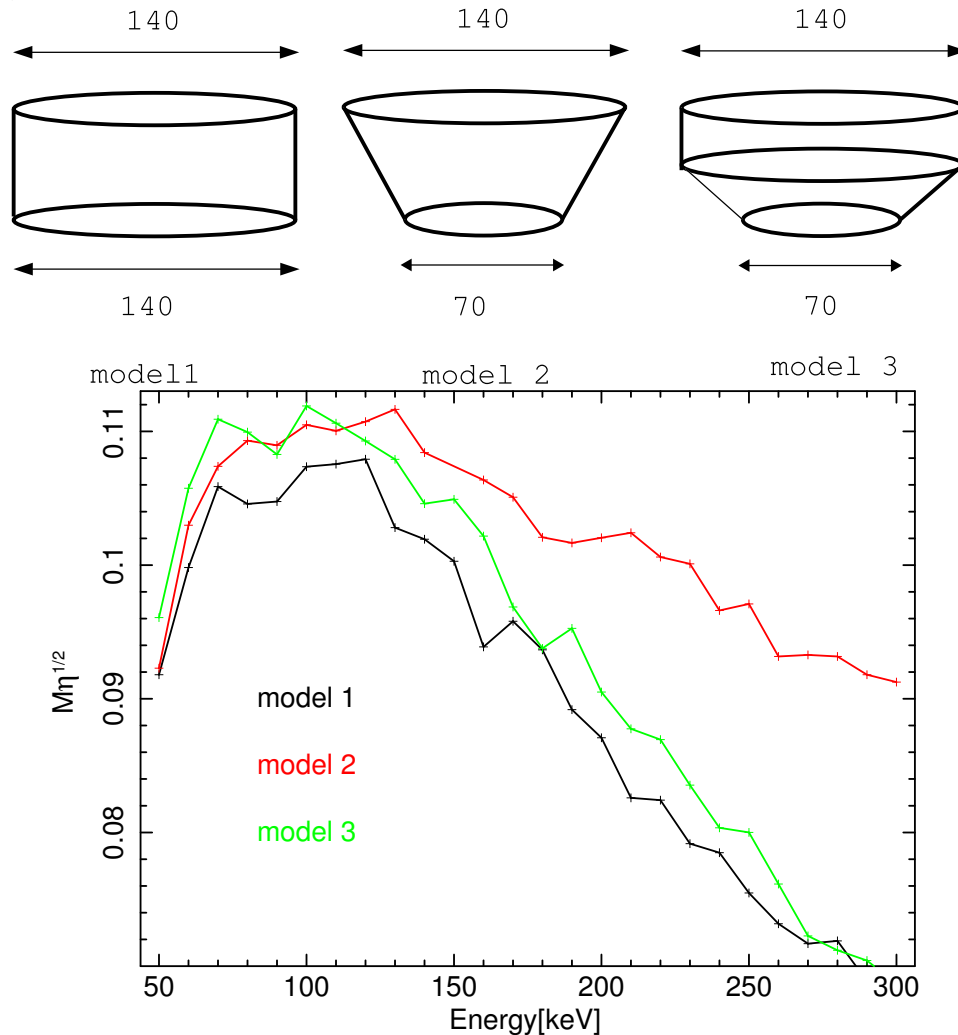


図 5.2 プラスチックシンチレータの形状とその性能。下図によると model2 の形状が一番性能が良いが、打ち上げ時の振動などを考慮し model3 の形状を採用した。

5.3 反射材

シンチレーション光を光電子増倍管で効率よく読み出すためには、シンチレータと光電子増倍管の接着面以外を反射材で覆い、シンチレーション光を逃がさず光電子増倍管で捉える必要がある。反射材としては PM と同様の白色塗装 (BC620、プラスチックシンチレータ用) と白色テフロンテープ (バルカテープ、CsI シンチレータ用) を採用した [19]。図 5.4 はプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータの一体化を行い、アルミケースに格納した様子である。

5.4 光電子増倍管

検出器全体の重量制限や検出器の構造制限から光電子増倍管も $\phi \sim 2$ cm と小型の R7400U-06 を使用している。この光電子増倍管は CsI(Tl) シンチレータ用である。プラスチックシン

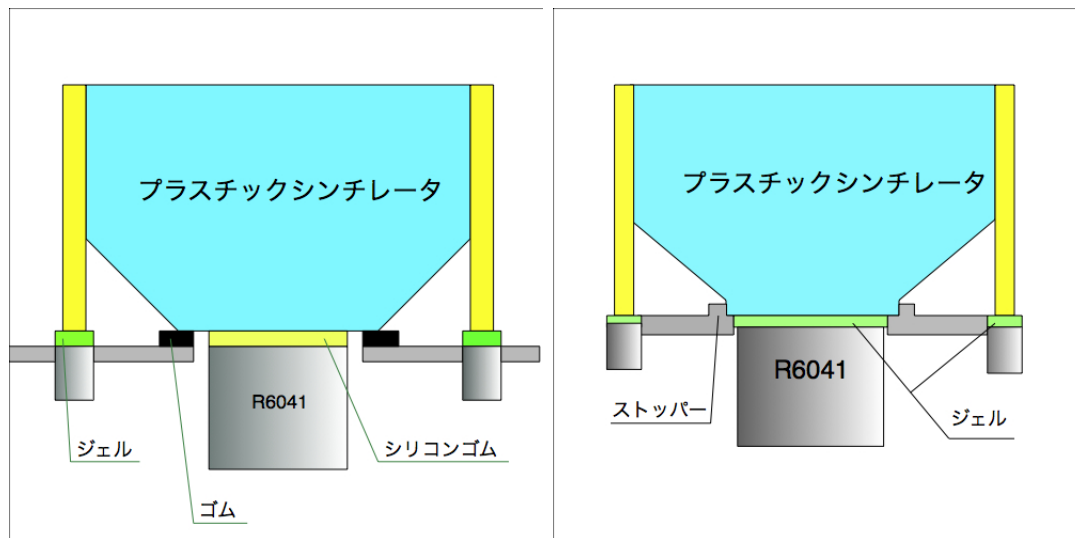


図 5.3 プラスチックシンチレータの固定。左は PM 時の固定方法で、プラスチックシンチレータの上下のアルミ板で押さえ込むことによってシンチレータが動かないように固定している。右は FM モデル時の固定方法で、アルミ中板にストッパーをつけ、プラスチックシンチレータに突起をつけることによってシンチレータの固定がさらに強固になっている。



図 5.4 プラスチックシンチレータと CsI シンチレータを一体化し、アルミケース内に格納した様子。

チレータ用としては、スーパーバイアルカリ加工された R6041 である。R6041 の特徴としては、高ゲインで比較的小さいということが挙げられる。GAP-EM 時に使用していた光電子増倍管 R1840-12S と比べると、以下の表のようになっている [18]。

| PMT | ゲイン | 直径 mm | 管の長さ mm |
|-----------|-------------------|-------|---------|
| R6041 | 3.0×10^6 | 57 | 32 |
| R1840-12S | 1.7×10^5 | 51 | 55 |



図 5.5 光電子増倍管。R7400U-06 左と R6041 右。

5.4.1 ブリーダー

光電子増倍管の各ダイノードに高電圧を分配して動作させるための回路のことをブリーダーという。ブリーダーの役割は光電子増倍管に高圧をかけるだけでなく、出力に対してある程度の制御をかけることができる。図 5.6 はブリーダーの回路図であるが、出力の最終段にダイオードを順方向に入れることによって、高い電圧のシグナルをクランプすることが出来るようになっている。クランプダイオードを入れることのメリットとしては大信号が検出器に入ってきた際に、クランプダイオードがない場合ではパルスの回復に時間がかかってしまうが、クランプダイオードを入れることによって、パルスの上限值が制限されるので、早くベースラインに戻ることができ、たくさんのシグナルに対応出来るのである。PM 作製時に R6041 のクランプダイオードは 2 段であったが、それでは出力できるエネルギーが低すぎたため今回は 3 段のダイオードを直列に入れている。

図 5.7 はクランプダイオードの有無でのパルスからの回復の違いを示した図であるがクランプダイオードを入れることによってパルスの上限が頭打ちされ、早くベースラインに戻っていることがわかる。

5.4.2 シンチレータとの接着

シンチレーション光を光電子増倍管でしっかりと捉えるためには、光電子増倍管とシンチレータの接着が非常に重要となる。PM の段階でプラスチックシンチレータの接着に使用して

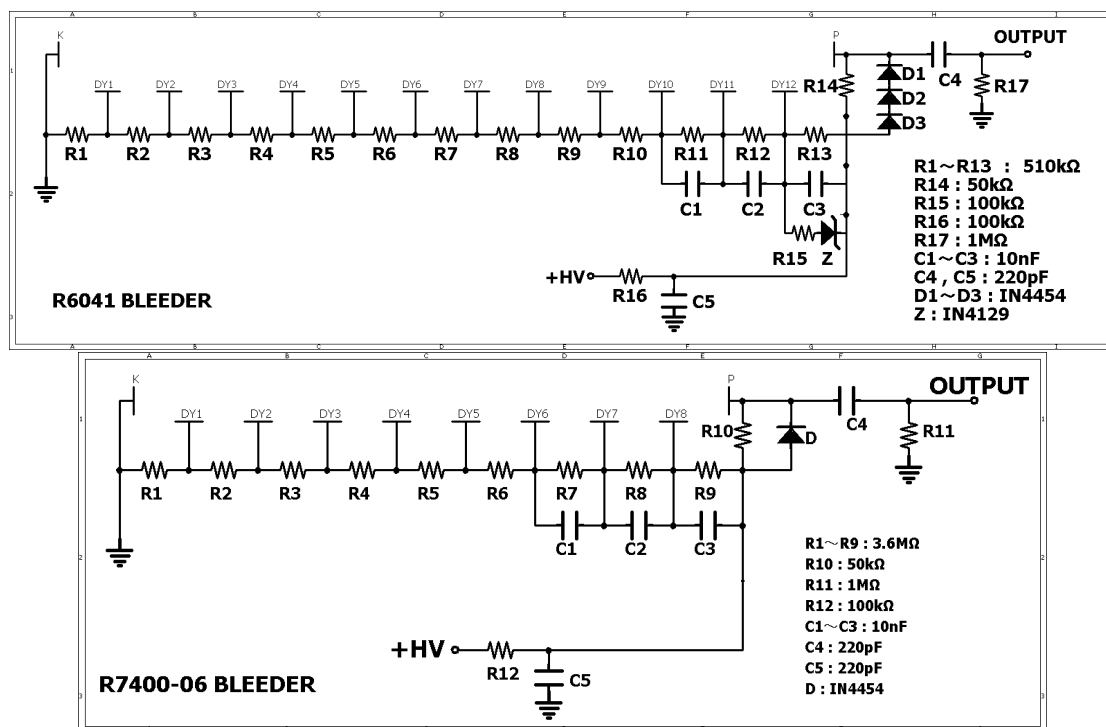


図 5.6 R6041 用のブリーダーの回路図 (上) と R7400-06 用のブリーダー回路図 (下)。R7400 本体が小さいためブリーダーも非常に小型であるので、シンプルな回路図になっている。R6041 用のブリーダーはクランプダイオードは 3 本直列に入れてあり、最終段ダイノードとアノード間にツェナーダイオードを入れている。これは光電子増倍管のゲインが揺らぐのを防ぐためである。通常はコンデンサを入れるのだが (図の C1、C2、C3)、これだけでは不十分であるためツェナーダイオードを入れてゲインの安定を計っている。ツェナーダイオードはノイズ源になるため、抵抗 (上図で R15) とコンデンサ (上図で C3) でフィルタを形成しノイズを軽減している。

いたシリコンゴム (KE-108) では振動試験において接着がはがれ、出力が低下するということが起こった。FM ではプラスチックシンチレータをケースでしっかりと支え、光電子増倍管はシンチレータに接着するのではなく、CsI シンチレータ用の接着材と同様のシリコンジェル (KE-1051) で密着させる [19]。図 5.8 は光電子増倍管にジェルを成長させている様子である。R7400 は光電面が小さいため、ジェルを厚くしても強く抑えることで、シンチレータとの間をコントロールすることが比較的容易に行える。R7400 のジェルの厚さは ~ 2 mm 程度である。しかし R6041 は光電面が広く、強く抑えこんでもジェルがつぶれることないのでコントロールするのが難しい。ジェルを押しつぶすことができないため R6041 用のジェルは ~ 1 mm 程度の厚さにしておき、図 5.9 のようにアルミキャップと光電子増倍管の間にスペーサを挟むことによってジェルをしっかりと押さえ込めるようにコントロールした。

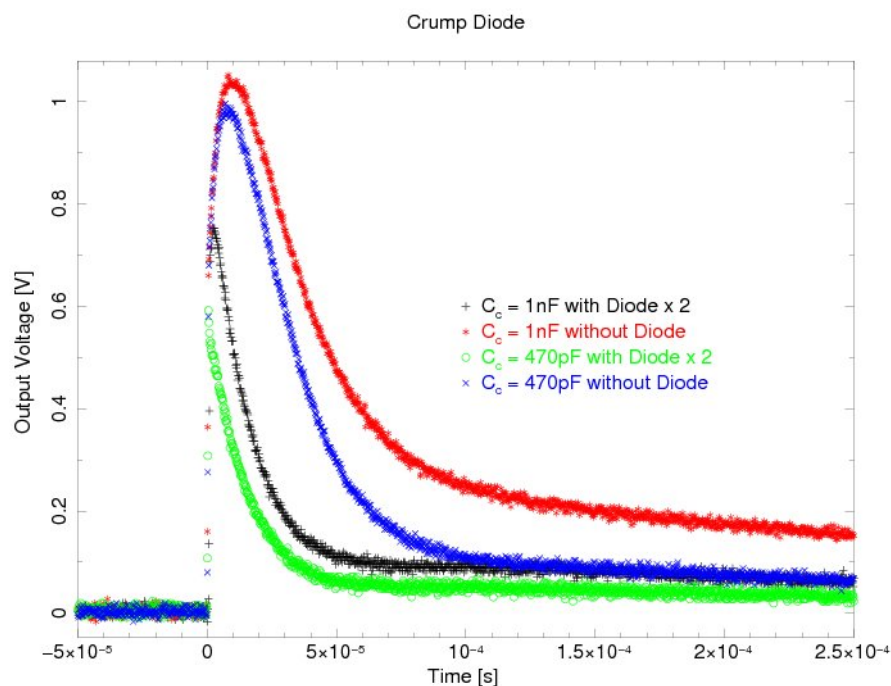


図 5.7 クランプダイオードを入れたときの回復速度の違い。LED を発光させて光電子増倍管からの出力を測定したもの。図中で黒線と緑線はクランプダイオードありで赤線と青線はクランプダイオードなしである。また、図中で黒線と赤線は図 5.6 の最終段のコンデンサの容量が 1 nF であり、青線と緑線は 440 pF で測定を行った。クランプダイオードがあるものとないものを比べるとベースラインに戻る時間が大幅に違うことがわかる。

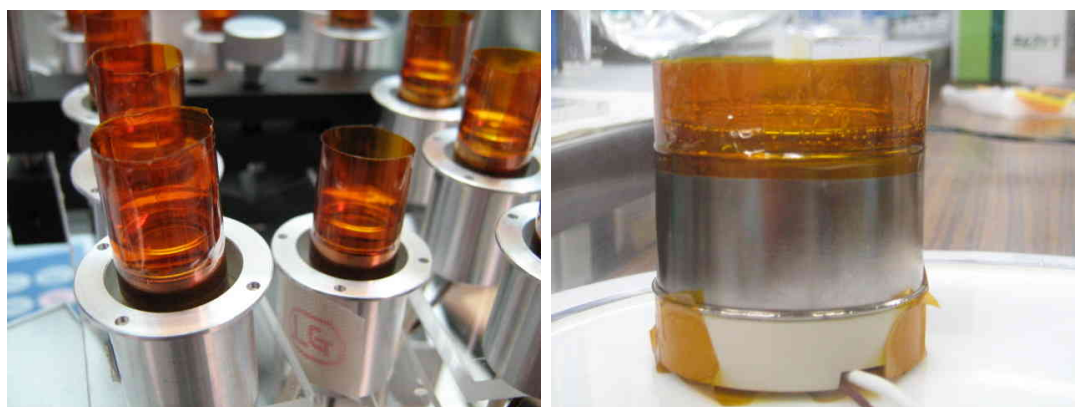


図 5.8 光電子増倍管にジェルを成長させている様子。光電子増倍管にカプトンテープで壁を作りそこにジェルを流し込む。ジェル中に空気が入っているとカップリングが悪くなるため、一度真空引きを行いジェル中の空気を抜いておく。

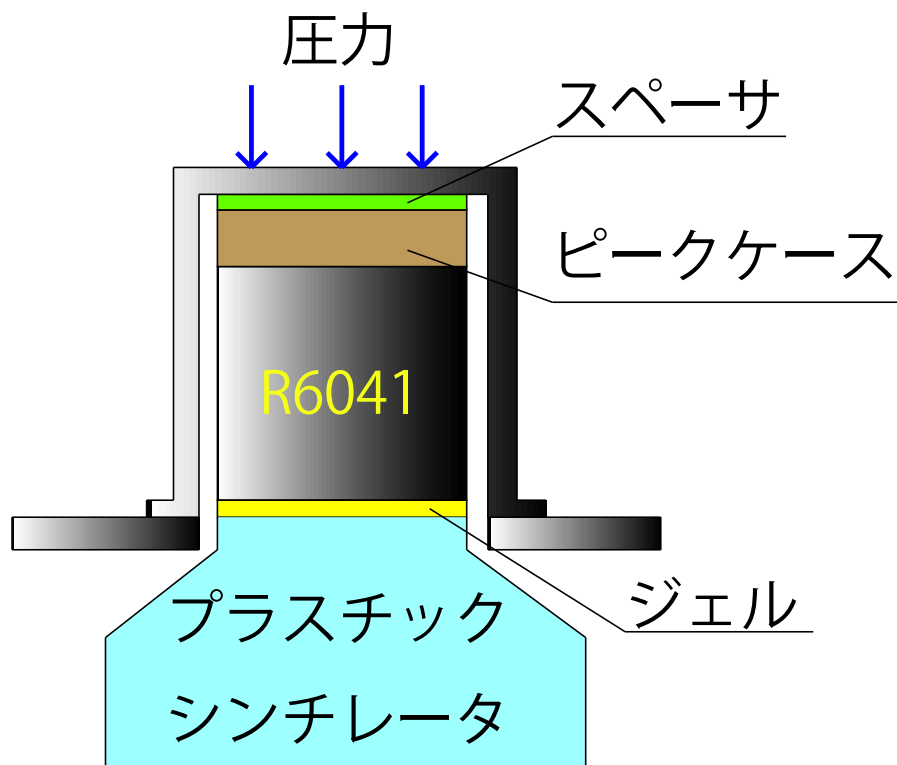


図 5.9 ジェルの厚さのコントロール。ジェルの厚さを適切に調節するのは非常に困難であるので、ある程度の厚さに決める。アルミキャップと R6041 の間に適度な厚さのスペーサを挟むことで微調節を行うことができる。

5.5 信号処理系

GAP の重要な機能としてコインシデンス処理がある。これはプラスチックシンチレータと CsI(Tl) シンチレータの同期イベントのみを偏光情報として用いるというものである。つまりプラスチックシンチレータで散乱された光子のみが偏光情報になるのである。コインシデンス処理は FPGA (Field Programmable Gate Array) で行っていて、非常に高速な処理でも対応できる。

5.5.1 アナログ処理

アナログ回路で行われている処理の流れを図 5.11 に示す。チャージアンプからの出力を 2 つに分け、一方を波高計測系 (シェイピングアンプ + ADC) に入れ、もう一方をトリガー系 (高速アンプ + ディスクリ) に入れる。高速アンプの出力がトリガースレッシュヨルドを超えていればロジック信号を出し、AD コンバータの値を読む。AD 変換された値はデジタル部へと渡される [27]。



図 5.10 信号処理系

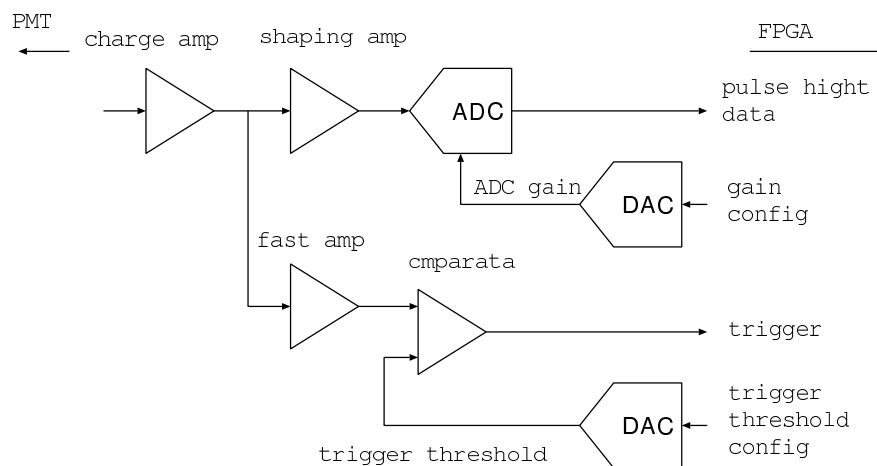


図 5.11 アナログ回路で行われている処理の流れ。チャージアンプからの出力を2つに分け、一方を波高計測系に入れ、もう一方をトリガー系に入れる。高速アンプの出力がトリガースレッシュヨルドを超えていればロジック信号を出し ADC の値を読み、デジタル部へと渡される。

5.5.2 デジタル処理

デジタル部で行われているコインシデンス処理のロジックを図 5.12 に示す。図 5.12 のように LD を超えたセンサがあった場合はウィンドウを約 $5 \mu\text{sec}$ 開き、ウィンドウを開いている間に他のセンサが LD を超えていればコインシデンスとする。ここでプラスチックシンチレータと CsI シンチレータでのコインシデンスイベントであれば偏光情報としてカウントする。もしウィンドウを開いているときに 3 回以上のヒットがあった場合やアップーディスクリ (UD) を超えたイベントは宇宙線である可能性が高いためデータは使われない。また、CsI 同士の同期イベントも採用されない [27]。

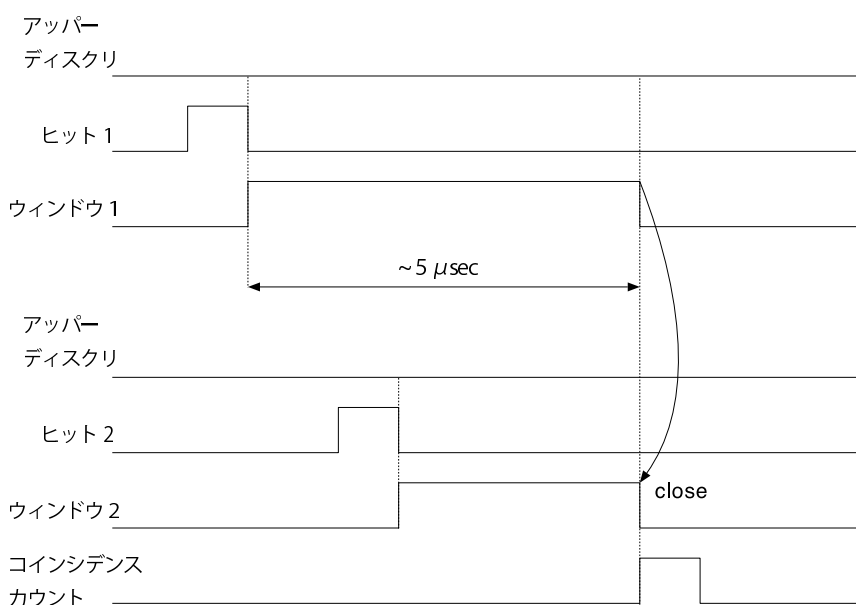


図 5.12 コインシデンス処理のロジック。LD を超えたセンサがあった場合はウィンドウを約 $5 \mu\text{sec}$ 開き、ウィンドウを開いている間に他のセンサが LD を超えていればコインシデンスカウントを一つ増やす。ただし、一つでもアップーディスクリ (UD) を超えている場合や 3 つ以上のセンサが LD を超えた場合、また CsI 同士のコインシデンスの場合は宇宙線である可能性があるためカウントしない。

5.6 熱設計

GAP は衛星に取り付ける際、図 5.13 のように衛星と熱のやりとりがほとんどないような状態で取り付けられる。そのため、GAP は自分自身で温度管理をしないといけない。GAP は以下の点で熱設計の必要がある。

- 検出器内にある光電子増倍管の動作温度範囲が $-20 \text{ }^\circ\text{C} \sim +40 \text{ }^\circ\text{C}$ と制限がある。
- シンチレータの温度が高くなるとゲインが下がり性能が低くなる。(6.2 節参照)

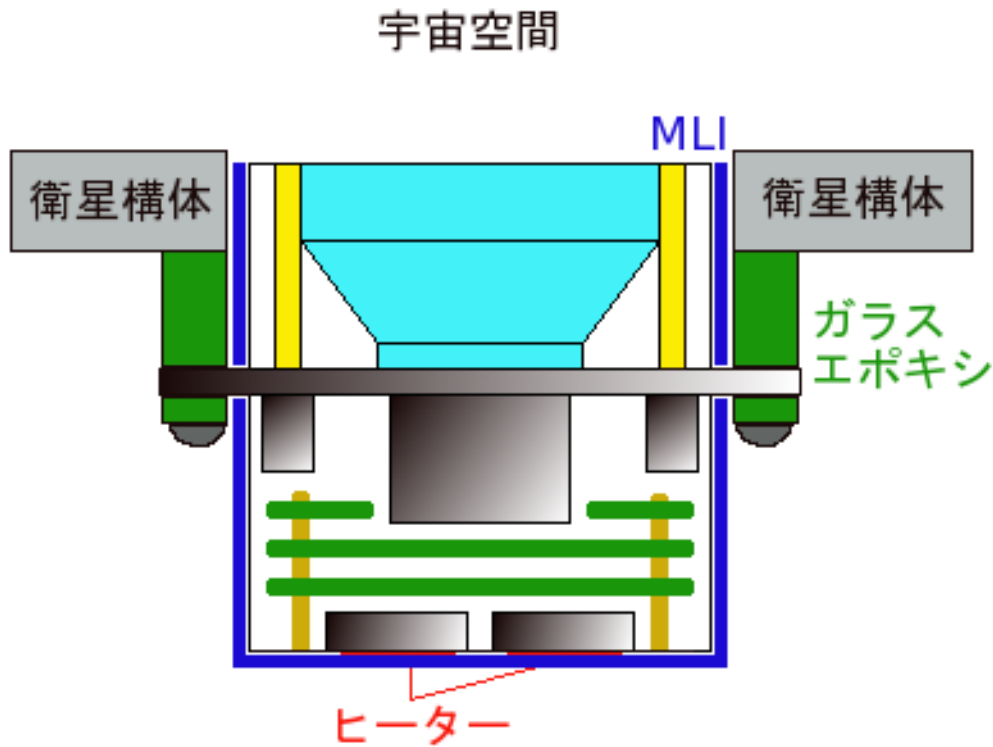


図 5.13 衛星への取り付けの様子。GAP は衛星に対して熱伝導度の低いガラスエポキシで電熱されて取り付けられる。また GAP が宇宙空間を見ている面以外は MLI が巻かれており、衛星との熱のやり取りがほとんどない状態で衛星に取り付けられる。

GAP の発熱としては回路系と高圧電源での発熱 Q_{GAP} とヒーターによる発熱の Q_{HTR} がある。逆に GAP の放熱としては、MLI が巻かれていない GAP 上面から宇宙空間への熱放射 Q_{rad} と GAP と衛星取り付け部分からの熱伝導 $Q_{\text{conduction}}$ (GAP の温度 $T_{\text{GAP}} >$ 衛星の温度 $T_{\text{satellite}}$ の場合) がある。熱平衡である場合は

$$Q_{\text{GAP}} + Q_{\text{HTR}} = Q_{\text{rad}} + Q_{\text{conduction}} \quad (5.1)$$

という関係が成り立つ。ここで Q_{GAP} は電源 ON 時で 2 W、高圧 ON 時で 4 W、電源 OFF の状態では 0 W である。また、 Q_{HTR} は 0 ~ 5 W の範囲を ON/OFF 時間制御することによって変えることができる。宇宙空間は 2.7 K で、放射率を上げるためには検出器を黒色にし、低くするためには MLI を巻く (詳細は後述)。

5.6.1 熱放射

温度 T_A の物体と T_B ($T_A > T_B$) の物体間の放射による熱交換は、それぞれの放射率を ϵ_A 、 ϵ_B 、向かい合う面積を A とすると

$$Q = \sigma A (T_A^4 - T_B^4) \epsilon_A \epsilon_B / (\epsilon_A + \epsilon_B - \epsilon_A \epsilon_B) \quad (5.2)$$

で表される。ここで σ はステファンボルツマン定数で $\sigma = 5.68 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$ である。

5.6.2 熱伝導

温度 T_A の物体と T_B ($T_A > T_B$) の物体間の熱量の交換は次の式で表される。

$$Q_{AB} = D_{AB}(T_A - T_B) \quad (5.3)$$

ここで D_{AB} は物体 A、B 間の熱コンダクタンスである。また、熱コンダクタンスは物体の熱伝導率 k を用いて次のように表される。

$$D = \frac{A}{L}k \quad (5.4)$$

ここで A は物体の断面積、 L は物体の長さである。表 5.1 は GAP に使われている代表的な物質の熱伝導率を示したものである。

表 5.1 GAP に使われている物質の熱伝導率。

| 物質 | 熱伝導率 [W/m/K] |
|---------|--------------|
| アルミ | 237 |
| ステンレス | 15 |
| ガラスエポキシ | 0.38 |
| プラスチック | 0.39 |

5.6.3 黒色塗装

図 5.13 のように GAP は衛星に対して熱伝導度の小さいガラスエポキシを挟んで取り付けである。GAP が検出器から熱を逃がす場合は、取り付け部分から衛星に熱を逃がすのと MLI が巻かれていない GAP の上面から熱放射として逃がすかのどちらかになる。さきほども述べたが衛星との取り付け部分での熱のやり取りはほとんど行われることがないので、いかに GAP 上面から宇宙空間へと熱を逃がすか、ということがポイントになってくる。そのため GAP 上面に黒色塗装をした。塗装材は R Vacuum Lab 製の Z306 を使用した。黒色塗装をすることによって放射率 ϵ をあげることができるので、効率よく熱を逃がすことができる。黒色塗装をした場合の GAP-宇宙空間の放射率 ϵ は 0.8 程度である [21]。図 5.15 は黒色塗装を行った手順であるが、薄く重ね塗りをすることによってムラを少なくし塗ることができている。

5.6.4 MLI

GAP は衛星内部に取り付くので、衛星内部との熱交換をしないように MLI (Multi Layered Insulator) を巻いてある。MLI は放射率の低いアルミ蒸着フィルムと、アルミの接触熱伝導を防ぐプラスチックのネットとが層になってできている。フィルムを重ねることで、熱交換を抑制することができる。

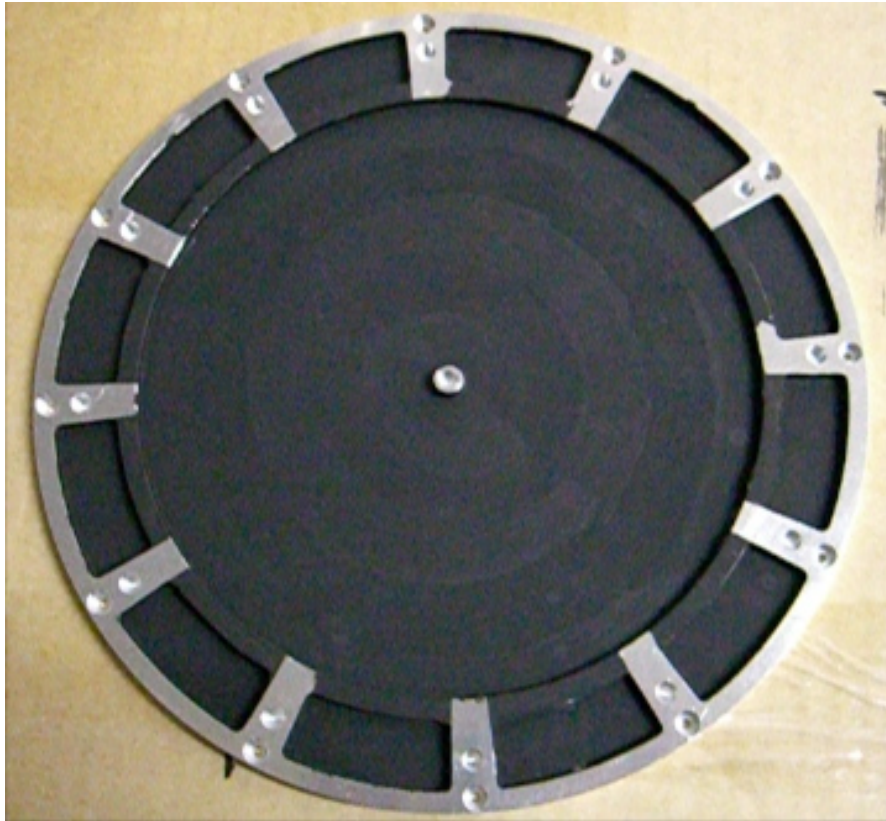


図 5.14 黒色塗装

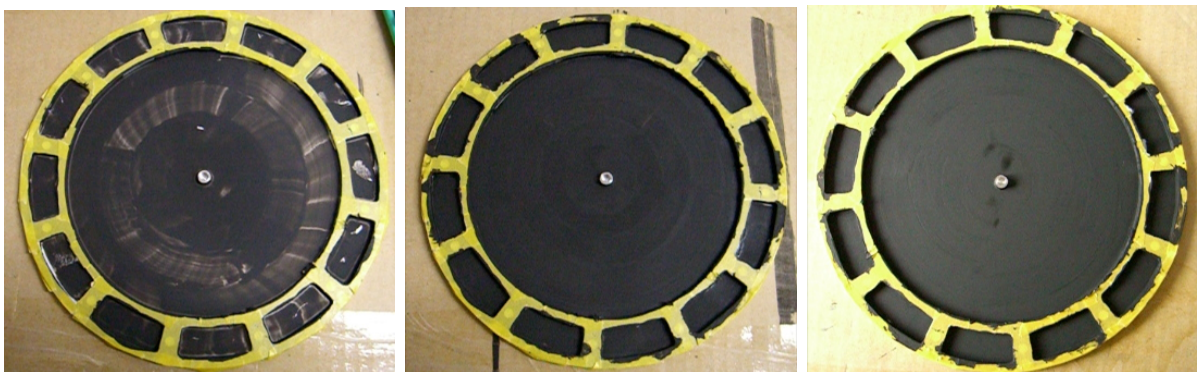


図 5.15 黒色塗装の手順。左から 1 回目の塗装後、2 回目の塗装後、3 回目の塗装後である。薄く塗って 3 回重ね塗りをすることによってムラを少なくし塗ることができた。

式 (5.2) において、間に温度 T_S 、放射率 ϵ_S のフィルムを挟んだとする。このとき、AB 間、AS 間、SB 間に流れる熱量は全て一定である。AB 間に流れる熱量を Q_{AB} とすると、

$$Q_{AB} = \frac{\sigma A(T_A^4 - T_S^4)}{1/\epsilon_A + 1/\epsilon_S - 1} = \frac{\sigma A(T_S^4 - T_B^4)}{1/\epsilon_S + 1/\epsilon_B - 1} \quad (5.5)$$

である。 T_S を消去すると、

$$Q_{AB} = \frac{\sigma A(T_A^4 - T_B^4)}{1/\epsilon_A + 1/\epsilon_B + 2/\epsilon_S - 2} \quad (5.6)$$

となる。

フィルムを n 枚重ねると、

$$Q_{AB} = \frac{\sigma A(T_A^4 - T_B^4)}{1/\epsilon_A + 1/\epsilon_B - 1 + (2/\epsilon_S - 1)n} \quad (5.7)$$

となり、 n が多いもしくは ϵ_S が小さい場合は

$$Q_{AB} = \frac{\sigma A(T_A^4 - T_B^4)}{(2/\epsilon_S - 1)n} \quad (5.8)$$

よって理論上はフィルムの枚数 n を多くすることで放射を少なくすることができるが、実際はフィルムが触れ合うことによる熱伝導で放射率が 0.02 ~ 0.05 となる [21]。



図 5.16 MLI

5.6.5 ヒーター

GAP が OFF である場合は GAP が冷えすぎることが考えられるので GAP の底板には図 5.17 のようにヒーターが貼ってある。電力の関係から、ヒーターは 0 ~ 5 W で制御しなければいけない。ヒーターは ON/OFF の時間制御をすることによって消費電力をコントロールすることができる。

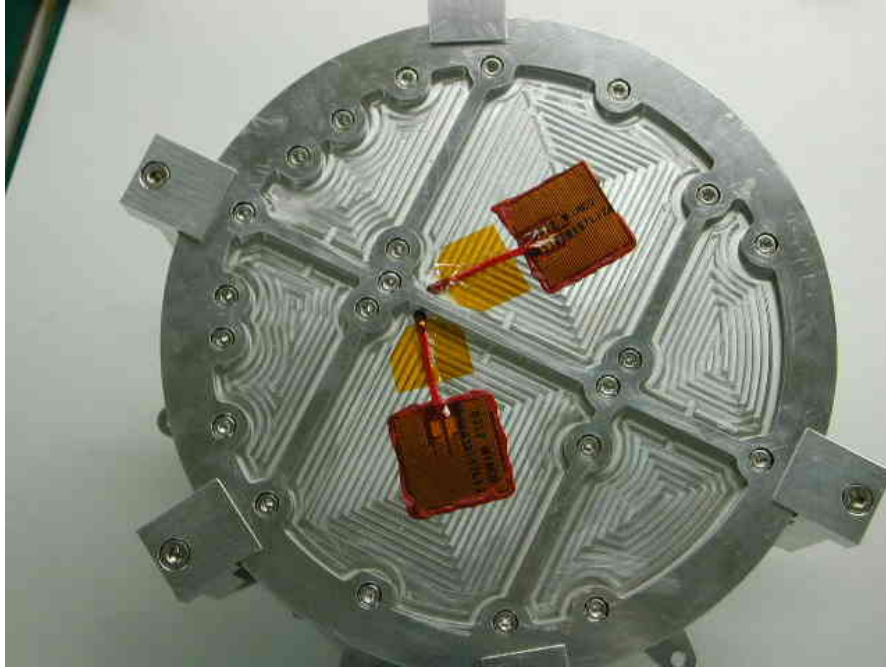


図 5.17 GAP の底板にヒーターが貼ってある様子。

5.7 鉛シールド

GAP の側面から光子が入射してきた際にそれらを遮蔽できるように GAP の側面と底面には鉛シールドが貼ってある。シンチレータの側面（写真では上筒部）と底面には厚さ 0.5 mm の鉛が、重量制限から回路系側面（図では下筒部）には厚さ 0.3 mm の鉛が貼ってある。第 4.1.2 節で述べたように、我々の検出器は金星へと向かうので太陽フレアなどによる影響が大きくなる。大きな太陽フレアが起こった場合、X 線のエネルギーは数 keV から数 MeV まで達するので鉛でシールドする必要がある。付録 A より、0.3 mm と 0.5 mm の鉛を透過し検出器に入射してくる光子は表 5.2 のようになった。表 5.2 によると、100 keV 付近の光子はほとんど鉛に吸収されるということがわかる。

表 5.2 X 線のエネルギーと鉛の透過率。100 keV 付近の光子はほとんど遮蔽できるということがわかる。

| エネルギー keV | 100 | 200 | 300 | 400 | 500 |
|--------------|-----|-----|-----|-----|-----|
| 鉛 3 mm 透過率 % | 15 | 71 | 87 | 92 | 95 |
| 鉛 5 mm 透過率 % | 4 | 57 | 80 | 88 | 91 |



図 5.18 左：側面の鉛シールド。上部はアルミケースの内部にある。右：底板の鉛シールド。上筒と底面の鉛シールドは 0.5 mm、下筒の鉛シールドは 0.3 mm である。

5.8 エネルギー較正用放射線源

エネルギー較正用として GAP には ^{241}Am が取り付けられている。放射線源の強度は全方向 4π で 4 kBq である。放射線源の強度が強すぎるとバックグラウンドとして観測の障害となるので、CsI の放射線源の下には 0.3 mm の鉛を敷いている。プラスチックシンチレータは面積が大きいため、他からのカウント数も多くなるので放射線源の下には鉛シートなしである。上の設定で放射線源の強度を測定したものが図 5.20 で、プラスチックは 40 ch に CsI は 15 ch くらいにしっかりと Am のピークチャンネルが確認できる。図 5.20 は地上での測定であるが、宇宙でのバックグラウンドを見積もって、放射線源の強度の妥当性を検証した。図 5.20 から地上では 1 時間の測定でプラスチックシンチレータで 18.6σ 、CsI シンチレータで 93.3σ となった。

宇宙でのバックグラウンドを見積もる。バックグラウンドとしては宇宙背景放射 (CXB) と宇宙線が考えられる。 ^{241}Am のエネルギーである 60 keV 付近にエネルギーを落とす場合を考えるので CXB のみを考えれば良い。CXB のスペクトル $dN(E)/dE$ [photon/keV/cm²/sec/sr] は [10]

$$\frac{dN(E)}{dE} = \begin{cases} 7.877E^{-1.29} \exp(-E/41.13) & 10 < E < 60, \\ A(E/60)^{-6.5} + B(E/60)^{-2.58} + C(E/60)^{-2.05} & E > 60. \end{cases} \quad (5.9)$$

ここで $A = 0.0259/60$ 、 $B = 0.504/60$ 、 $C = 0.0288/60$ である。式 (5.9) より、入射 X 線

の光子数は計算することができるので、シミュレーションを用いてバックグラウンドの影響を考え、放射線源の強度を考える。付録 B より、プラスチックシンチレータ用の放射線源の強度は 12.1σ 、CsI シンチレータ用は 82.7σ であった。この強度であれば地上での実験と同程度の強度であるため、1 時間の測定で ^{241}Am の光電ピークが確認できるということが分かった。

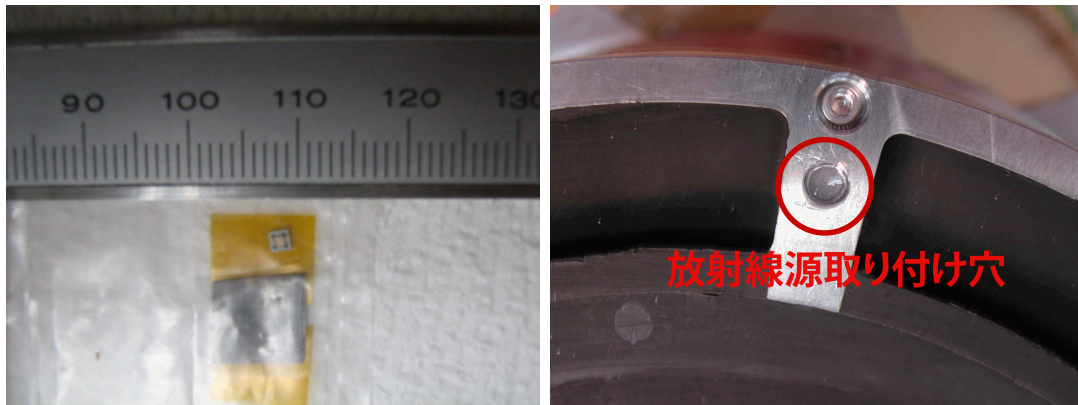


図 5.19 ^{241}Am をキャルソースとして GAP の上面に取り付ける。GAP 上面に凹みがあり、そこに放射線源を入れ接着剤で固定してある。

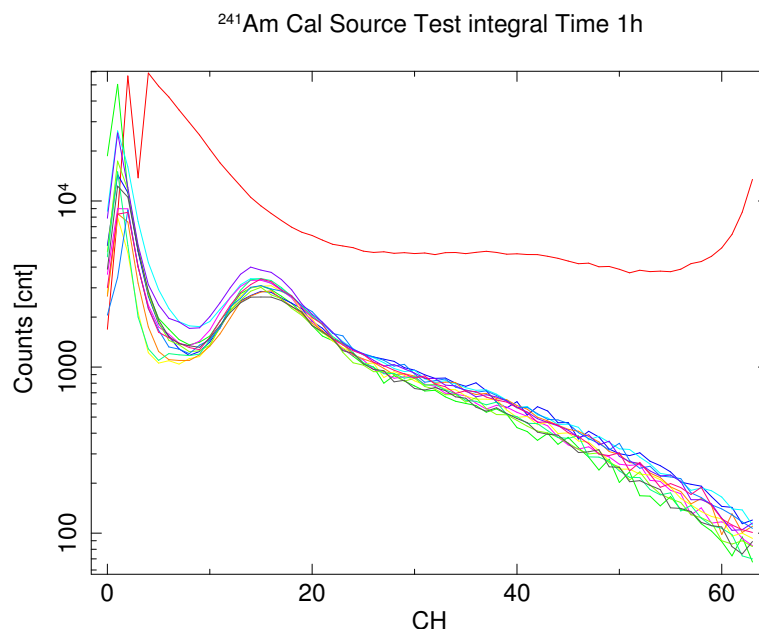


図 5.20 放射線源の強度を測定したもの。光電ピークのカウント数を調べたところ、地上では 1 時間の測定でプラスチックシンチレータは 18.6σ 、CsI シンチレータで 93.3σ であった。

図 5.21 は ^{241}Am を検出器に取り付けた位置を示した図である。プラスチックシンチレータ用のキャルソースはシンチレータの中心に配置し、CsI シンチレータ用のキャルソースは各シンチレータの間にくるように配置している。

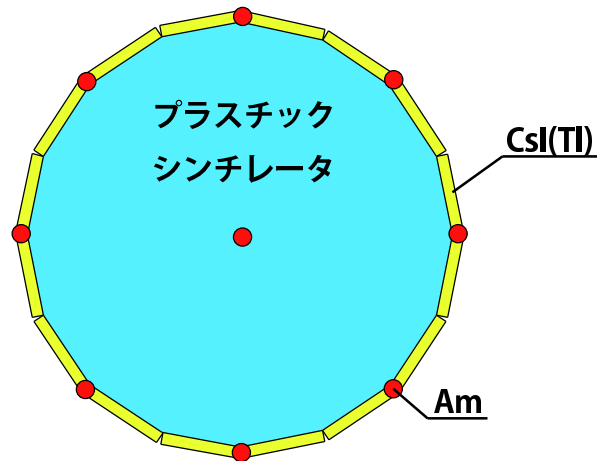


図 5.21 検出器に ^{241}Am を取り付けられた位置。プラスチックシンチレータ用のカルソースはシンチレータの中心に置き、CsI 用のカルソースは各 CsI の間に配置している (図の赤丸)。

5.9 高圧電源

光電子増倍管に高圧をかけるための高圧電源も GAP 内部に組み込まれている。図 5.22 は高圧電源を GAP に取り付ける様子で、プラスチックシンチレータ用、CsI シンチレータ用の 2 つの高圧電源がある。DAC 出力を $0 \sim 5 \text{ V}$ と制御することによって高圧電源出力を $0 \sim 1250 \text{ V}$ にコントロールすることができる。また、プラスチックシンチレータに 1000 V 、CsI シンチレータに 800 V の通常オペレーション時の高圧をかけたときの消費電力は $\sim 2 \text{ W}$ である。

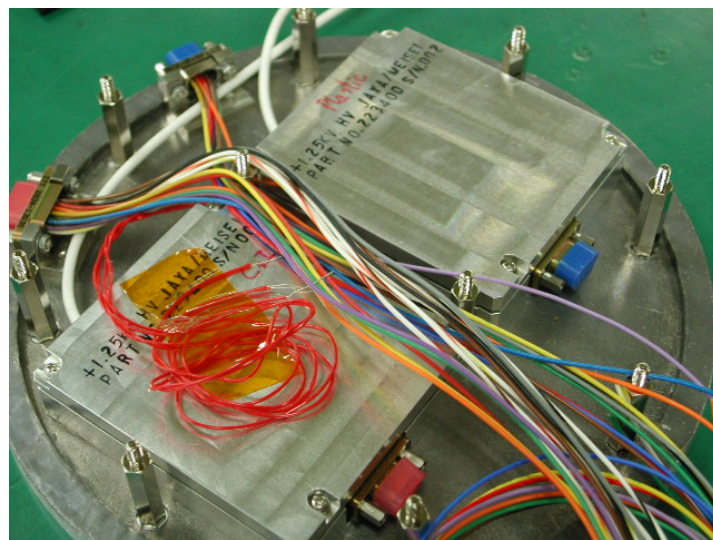


図 5.22 高圧電源。検出器の底面に取り付けてあり、DAC を $0 \sim 5 \text{ V}$ と変化させることで高圧出力を $0 \sim 1250 \text{ V}$ とコントロールすることができる。

5.10 CPU ソフト

GAP の動作を管理しているのが、CPU である。CPU は衛星内部の MPU を通して地上からコマンドを受け取り、データの送信や回路の DAC を制御したりする。この動作の流れを描いたのが図 5.23 である。

FPGA から表 5.3 に書かれているデータが 125 ms 毎に出力されるが、これをそのまま出力するのはデータが多すぎる。このため CPU は各種モードでデータ処理を行っている。また GRB は突発的イベントであるため、GRB が起こった後に地上からコマンドを送ってデータを取り出しているようでは間に合わない。そのため GAP は内部で GRB を自動判定し、GRB が起こった場合は自動でデータを取得し始めるようにプログラムが組み込まれている。これらモードの詳細や CPU ソフトで行っている重要な点を挙げる。

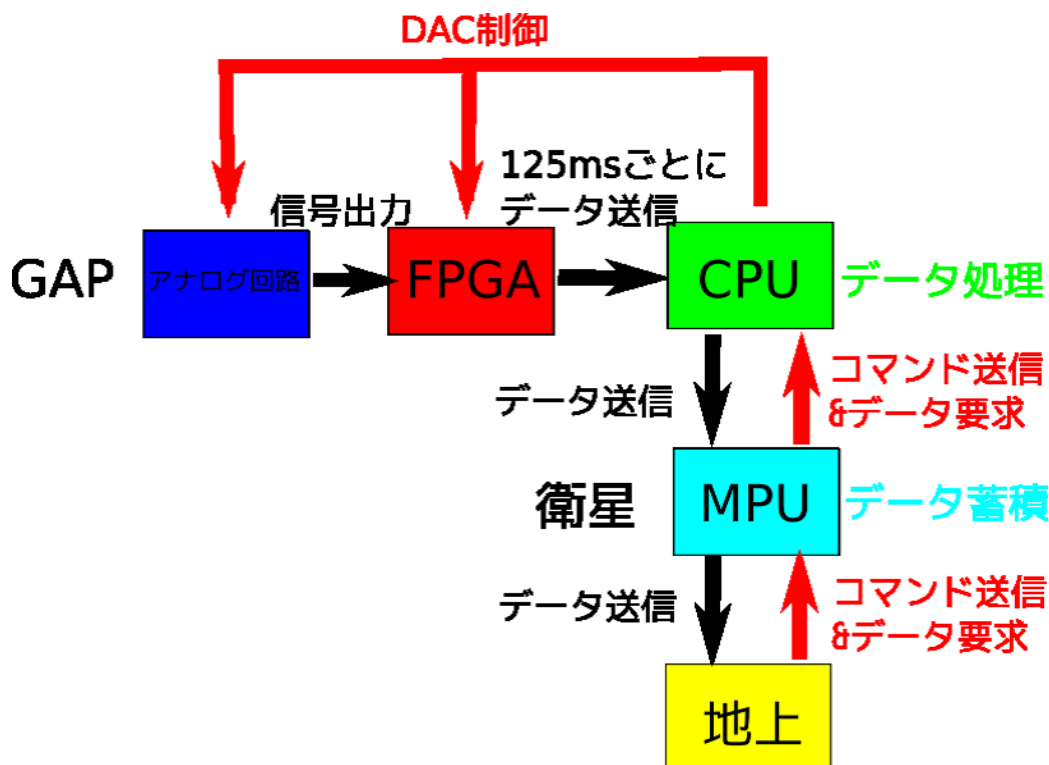


図 5.23 CPU 動作の流れ。FPGA から渡されたデータを編集し MPU へとそのデータを渡す。また地上からのコマンドを MPU を介して受け取り、データ出力やモードチェンジなど行う。

5.10.1 CPU の概略

CPU は Intel8051core であり、クロック周波数は 1.84 MHz である。これが FPGA に焼き込まれている。プログラムは 32 kbyte の ROM (M27W256B) に書き込まれており、プログラムは CPU の電源が入るとともに、SRAM (M65609E) に転送される。SRAM は 64 kbyte

表 5.3 FPGA から出力されるデータ

| データ名 | 説明 |
|------------------------|---|
| トリガーカウント | 全センサそれぞれに出力される。 ADC 動作回数のカウント。 |
| ヒットカウント | 全センサそれぞれに出力される。 LD 以上のイベントのカウント。各センサ独立である。 (コインシデンスの場合もそれぞれ 1 個のカウントとする) |
| コインシデンスカウント (偏光データ) | CsI 12 個それぞれに出力される。 コインシデンスイベントのカウント。 |
| GRB 判定カウント | 全センサの和で出力される。 GRB 判定カウント独自の LD 以上のイベントをカウントする。 コインシデンスイベントは 1 つとしてカウントされる。 CsI 2 個以上のコインシデンスは無視する。 |
| IPN カウント | 全センサの和で出力される。 LD 以上のイベントをカウントする。 コインシデンスについては GRB 判定カウントと同処理。 |
| スペクトル | 全センサそれぞれに出力される。 LD 以上のカウントを 64 ch にビンまとめして出力する。 全てのコインシデンスは無視する。 |

ずつプログラム領域とデータ領域に分かれている。CPU はプログラム領域を読み込み、データ領域に一時的なデータを保存している。

5.10.2 各種モード

待機モード

GRB が起こるまで GAP は通常このモードにあり、GRB の発生判定を行っている (判定方法については後述)。また、過去 16 sec のカウントデータ、偏光データをバッファに蓄積している。このデータは GRB モードのデータ出力時に共に出力される。

待機モード時には 24 byte のステータスデータを常に地上に下ろしている。ステータスデータは GAP が問題なく動作しているかの確認用である。ステータスデータには 2 種類あり、1 つはトリガーカウントデータである。これは単位時間中にアナログ基盤の AD コンバータが回った回数を出力している。単位時間は衛星のデータレートに応じて変化している。もう 1 つは、HK (HouseKeeping) データであり、表 5.4 のデータに加えて、時刻較正用に、MPU がカウントしているタイマ 4 byte と GAP 内部でカウントしているタイマ 3 byte を出力する。

基本的にはトリガーカウントが出力されており、HK データ出力要求コマンドがあれば HK 情報がデータレートに応じた時間だけ出力される。

表 5.4 HK データ

| 略称 | 説明 | 備考 (ノミナル値など) |
|-------|------------------------|---------------------|
| TEMP1 | GAP 中板の温度 (°C) | |
| TEMP2 | GAP 底板の温度 (°C) | |
| TEMP3 | CPU 基盤の温度 (°C) | |
| VIO1 | FPGA VCCIOF 電圧 (V) | ~ 3.3 V |
| CIO1 | FPGA VCCIOF 電流 (mA) | ~ 15 mA |
| VINT1 | FPGA VCOREF 電圧 (V) | ~ 2.5 V |
| CINT1 | FPGA VCOREF 電流 (mA) | ~ 96 mA |
| VIO2 | CPU VCCIOF 電圧 (V) | ~ 3.3 V |
| CIO2 | CPU VCCIOF 電流 (mA) | ~ 41 mA |
| CINT2 | CPU VCOREF 電流 (mA) | ~ 125 mA |
| PHV | R6041 用高圧電源 (V) | (通常オペレーション時で) 990 V |
| CHV | R7400 用高圧電源 (V) | (通常オペレーション時で) 800 V |
| CC | GAP 全体の使用電流 (mA) | ~ 400 mA |
| +6V | CPU,FPGA 用 6V 電源電圧 (V) | ~ 6 V |
| +12V | 高圧電源用 +12V 電源電圧 (V) | ~ 12 V |
| -12V | 高圧電源用-12V 電源電圧 (V) | ~ -12 V |

GRB モード

GRB の測定を行うモードである。待機モードから GRB 自動判定によって移行する場合と、バックグラウンド取得のためにコマンドで移行する場合の 2 パターンがある。

データ取得時間は 176 秒間であり、これに待機モードで保存されている 16 秒間のデータを加えた 192 秒間分のデータが出力される。これは図 2.3 の long GRB の T_{90} 分布を見ると、約 9 割が 200 秒以下であることに起因している。

データとしては表 5.5 のようになっている。また、GRB モード中はステータスデータを出力しない。

MPU は GRB データを 3 つまで保存できるので、GAP は連続 3 つまでは自動的に GRB データを取得する。それ以降に GRB データを取得するには地上からコマンドを打ってやる必要がある。

CAL モード

GAP の上面に取り付けたキャルソースによってエネルギー較正を行うモードである。キャルの時間は 30 秒 ~ 7650 秒まで 30 秒刻みで可変である。データはエネルギー分解能 64 ch のスペクトルデータであり、プラスチック、CsI を合わせて 13 センサ分を出力する。

また、CAL モードでは、待機モードの処理も同時に行っている。このため、ステータスデータを出力し、GRB が発生した場合は CAL データ取得中でも GRB モードに移行する。

表 5.5 GRB モード時のデータ

| データ種類 | 検出器 | 分解能など |
|-------------------------|--------|--|
| 偏光データ | 各 CsI | トリガー前 16 s から 1 s 分解能。 |
| スペクトルデータ | CsI の和 | GRB トリガーから 172 s まで積分。 エネルギー分解能は 16 ch である。 |
| ライトカーブデータ (IPN カウント) | 全センサの和 | -16 s ~ 0 s、32 s ~ 172 s は 1 s 分解能。 0 s ~ 32 s は 125 ms 分解能 |
| 荒い方向決定 (ヒットカウント) | 各センサ | GRB トリガーから 172 s まで積分 |

CRAB モード

黄道面上にあるかに星雲は衛星運用中に GAP の視野内に入るので、その間にかに星雲の観測を行うモードである。かに星雲は 18 % 程度偏光しているということが過去の観測から測定されていて、GAP もかに星雲を測定することによって、その偏光キヤルを行うことができるのである。

CRAB モードでの測定時間は 2 分 ~ 510 分まで 2 分刻みで可変である。また、10 回まで連続で取得可能である。データとしてはプラスチックシンチレータでのスペクトルと CsI シンチレータの和でのスペクトル (エネルギー分解能は 16 ch) と測定時間中積分した偏光情報である。(角度分解能は 24)。

CRAB モードでも CAL モードと同じように待機モードの処理を同時に行っている。

編集モード

これは今まで述べたデータ処理のモードではなく、プログラムを書き換えるモードである。CPU のプログラムは SRAM に書き込まれているので、変更が可能である。ある程度の制限があるが、このモードを利用して、運用中に発見されたバグを修正することができる。

5.10.3 基本情報

GAP から出力されるデータには全て基本情報 1 byte が含まれている。これは MPU と地上が GAP のモード情報を確認するために記載されている情報である。GRB モードは、CAL や CRAB と違い、自動でデータを取得するので、地上からデータを取得したかどうかの判定ができない。このため基本モードに GRB モードのデータを取得しているかの確認の情報が加えられている。表 5.6 に GAP の基本情報フォーマットを示す。

5.10.4 衛星の回転と位相補正

IKAROS は膜を広げるために遠心力を利用するので、衛星自身が回転していることになる。つまり GAP も衛星の回転に合わせて回転をすることになる。偏光情報は検出器が回転してい

表 5.6 基本情報

| 上位ビット (MSB) | |
|-------------|---|
| 2 bit | 00 : 待機モード中 01 : GRB モード中 10 : CAL モード中 11 : CRAB モード中 |
| 1 bit | 0 : データ準備中 1 : データ準備完了 |
| 1 bit | 0 : 待機モード トリガーカウンタ出力 1 : 待機モード HK データ出力 |
| 2 bit | 00 : GRB モードデータなし 01 : データ 1 つ 10 : データ 2 つ 11 : データ 3 つ |
| 1 bit | 0 : トリガーカウンタが正常 1 : トリガーカウンタが overflow している |
| 1 bit | 0 : 通常モード 1 : 編集モード |
| 下位ビット (LSB) | |

ると測定することが出来ないので、検出器の内部で回転の補正をしている。図 5.24 は衛星の回転方向を示しており、+Z 方向は太陽方向となる。GAP は衛星の下部パネルに取り付き図 5.24 では -Z 方向を向いている。つまり深宇宙から GAP を見たとき、GAP は時計周りに回転していることになる。回転周期は現段階では確定していないが、GAP が観測するときでは 1 ~ 5 rpm 程度である。GAP 内部では空間に固定した配列を用意しておき、回転周期に応じてその配列に各 CsI からの情報を格納するのである。

5.10.5 GRB の判定条件

GRB の自動判定方法は、次式のようにになっている。

$$S_{1\text{sec}} - \frac{S_{8\text{sec}}}{8} > \frac{\sigma}{8} \sqrt{S_{8\text{sec}}} \quad (5.10)$$

ここで $S_{1\text{sec}}$ 、 $S_{8\text{sec}}$ は過去 1 sec、8 sec のカウント数の和である。 σ は可変値で、 σ の値を変えることによって GRB の判定に緩急をつけることができる。図 5.25 は自動で GRB モードに入れたときとコマンドから GRB モードへ入れたときの、GRB モードのライトカーブ情報の違いである。自動での GRB モードではライトカーブ情報は GRB トリガーからカウント数が高くなっているが、コマンドでの GRB モードではカウント数が変わっていないことがわかる。また、0 ~ 32 sec の値が細かく変動しているのは時間分解能が高いためである。

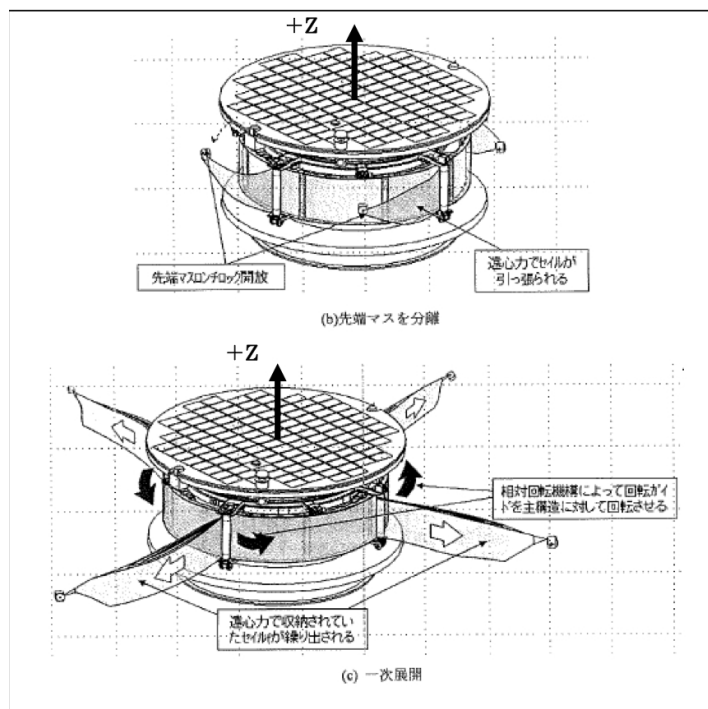


図 5.24 衛星の回転方向。図で GAP は $-Z$ 方向を向いて取り付く。 $+Z$ 方向は太陽方向で、GAP が太陽方向を向くことはない。深宇宙から GAP を見ると、GAP は時計回りに回転していることになる。

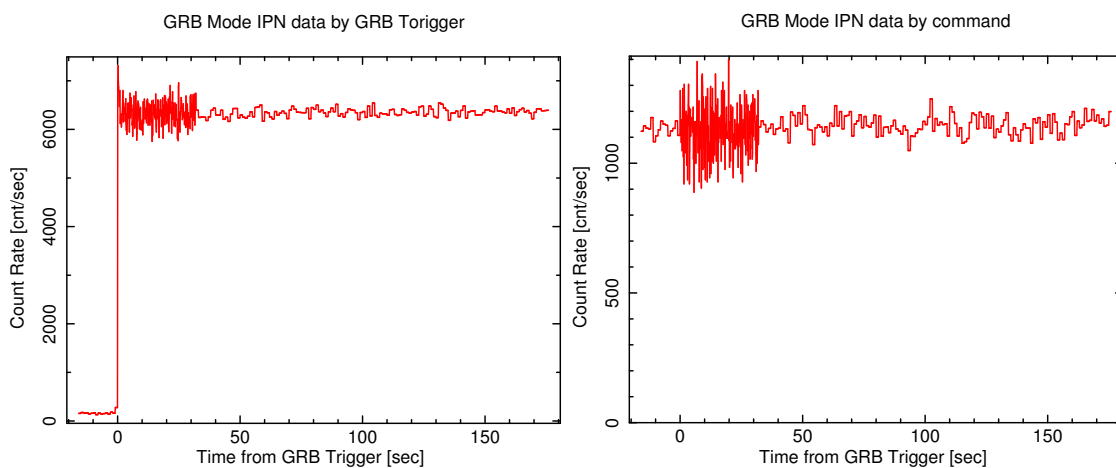


図 5.25 GAP が自動で GRB モードに入ったときとコマンドで GRB モードに入ったときの違い。左図が自動での GRB モード移行で、右図はコマンドによる GRB モード移行である。自動での移行は GRB トリガーの前後でカウント数が高くなっているが、コマンドによる移行はトリガー前後でカウント数が変化していない。また、 $0 \sim 32$ sec の時間変動が激しいのは時間分解能が高いためである。

5.10.6 多数決論理

プログラムが書かれている SRAM は耐放射線部品であるが、宇宙線の影響で一定の確率で、ビット反転する可能性がある。プログラムは 1 bit 変化するだけで予期せぬ挙動を示す恐れがあるので、このビット反転を避けたい。

この対策のため、プログラムコードのコピーをプログラム領域とデータ領域に 1 つずつ用意しており、この 3 つのコードの比較を常に行っている。これにより、仮に 1 つのコードが bit 反転したとしても他の 2 つから修正することが可能となる。

5.11 GAP-P 電源回路

衛星からの電源を GAP に必要な電源へと変換するものが GAP-P である。一般的には衛星からの電源は 32 ~ 52 V と変動する。IKAROS の場合は金星へと向かうので日陰になることがないので常に 52 V である。しかしこの電源は非常にノイズが多いので安定な電源へと変換する必要がある。GAP-P の最終段には DCDC コンバータが入っており、動作環境としては 32 ~ 72 V の入力電圧に対して +6 V と ± 12 V の電源を作る。図 5.26 は GAP-P の完成写真で図 5.27 は GAP-P の回路図である。GAP-P は電源入力部にリレー回路がついており、パルス適切な箇所に入れることによって電源出力の ON/OFF の切り替えが出来るのである。また、GAP 内の回路のどこかがショートしていても 300 mA 以上の電流を消費しないように電流制限がかかるようになっている (付録 C 参照)。

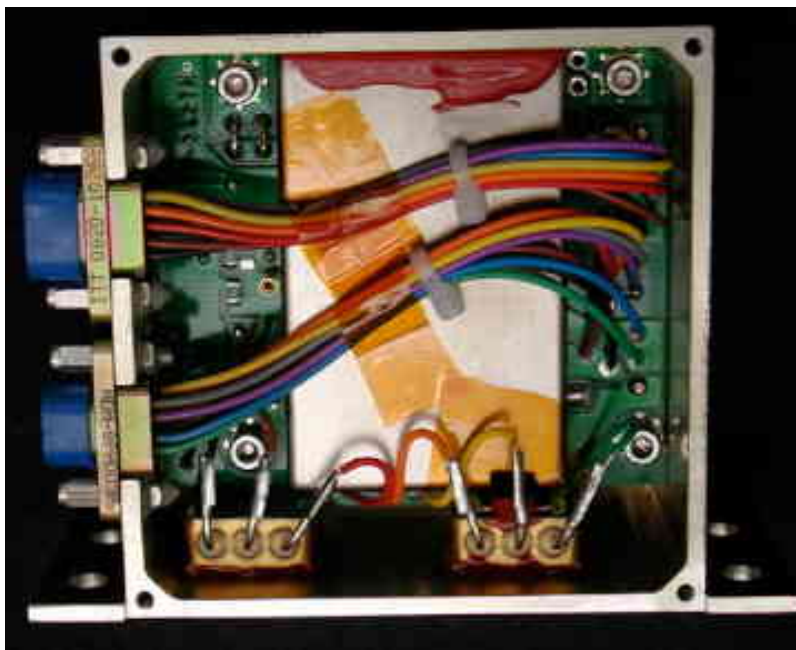


図 5.26 GAP-P 完成図。FET とアナログ・デジタル基板用の DCDC コンバータは放熱のためケースに密着させて取り付けられている。

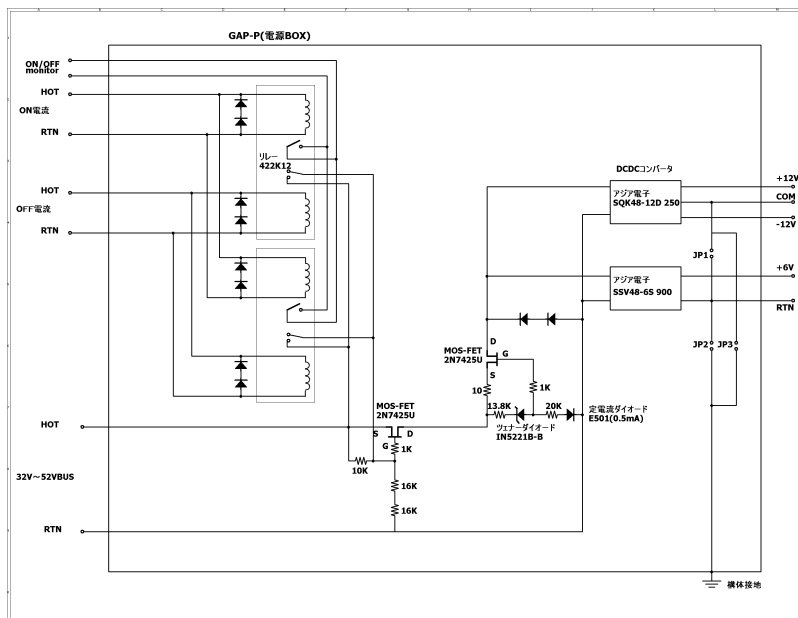


図 5.27 GAP-P 回路図。電源入力部分にリレーが取り付けられており適切なパルスを入れることによって出力の ON/OFF を切り替えることができる。GAP-P の最終段には DCDC コンバータが入っており、+6 V と ±12 V の安定な電源を作る。また、GAP が内部でショートした場合でも 300 mA 以上の電流を消費しないように電流制限がかかるようになっている (付録 C 参照)。

図 5.28 左は GAP-P の出力後に負荷をつないで電流制限がかかる電流を調べたものである。また、図 5.28 右は電流制限が温度によって変化する様子をプロットしたもので、常温のときは 300 mA で電流制限がかかっているが、 -20°C のときは $\sim 370\text{ mA}$ で制限がかかるようになっている (付録 C 参照)。

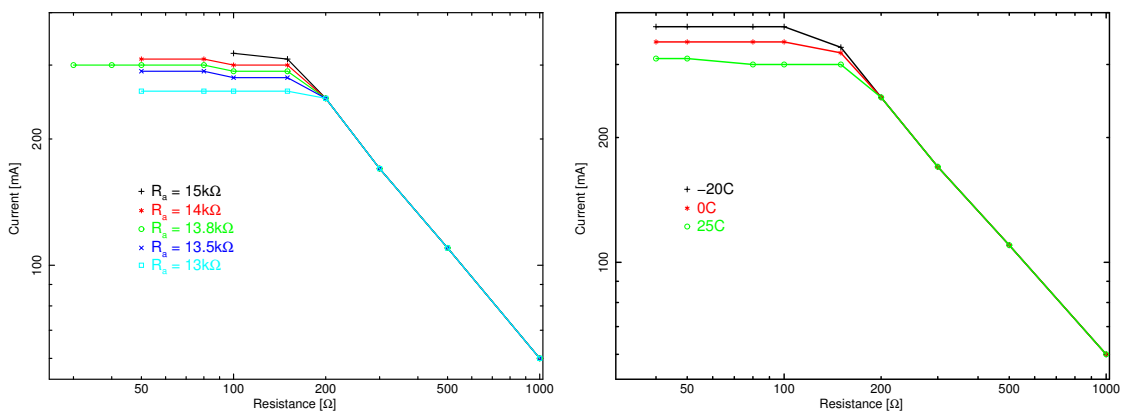


図 5.28 GAP-P 回路の電流制限 (左) とその温度特性 (右)。温度補償用のツェナーダイオードにより FET の温度依存性を弱めている。 25°C のとき電流制限は 300 mA であったのに対して、 -20°C のときは 370 mA であった。

5.12 各部品に使われた素子

宇宙での運用を行うので、地上よりも放射線や宇宙線などの環境が厳しくなる。GAP 内部のアナログ回路やデジタル回路で用いられている素子は耐放射線部品である必要がある。これらの部品が使えない場合は事前に放射線などに対する耐性を調べておく必要がある。昨年度実施したガンマ線照射試験および、プロトン照射試験において各素子は宇宙での運用が可能であるという実証があるものを使用している [19]。

第6章

環境試験

第5章でも述べてきたように我々が作成している偏光検出器は、幾何学的な構造が非常に大切である。しかし人工衛星の打ち上げ時には $\sim 10 G_{\text{rms}}$ 程度もの振動がかかる。また、衛星運用期間内に衛星は -30°C から $+60^{\circ}\text{C}$ と非常に広い温度範囲を変化したり、放射線や荷電粒子による素子の劣化やビット反転によるプログラムの誤作動などが起こる。これらの環境に対する耐性を調べることで惑星間空間での運用が可能かどうかということ調べた。

6.1 振動試験

振動試験にはランダム振動試験と正弦波振動試験、また、パイロ衝撃試験というものがある。振動試験では打ち上げ時の振動であり、衝撃試験では衛星フェアリングなどを火薬を用いて切り離す際に生じるきわめて高周波の衝撃についての試験である。これらの試験レベルはH-2A ロケットで打ち上げる際に要求される単体での試験レベルである。ランダム振動試験と正弦波振動試験に関しては、石川県工業試験場の加振器を用いて試験を行い、パイロショック試験に関しては宇宙科学研究本部にある衝撃試験器で実験を行った。

6.1.1 ランダム振動試験

6.1.1.1 振動条件とセットアップ

GAP の FM に課せられたランダム振動試験の条件は表 6.1 の通りである。この試験条件はH-2A ロケットで打ち上げる際に要求される単体での試験レベルである。図 6.1 は加振器にGAP を取り付けた様子である。GAP 取り付け用の治具に加速度センサを取り付けて、加速度センサの出力をフィードバックとして使い目標の加振レベルに制御するのである。

また、この時の治具の上面に取り付けた加速度センサの応答と、目標レベルは図 6.2 のようになった。このときの振動のレベルは面内方向で $6.06 G_{\text{rms}}$ 、面外方向で $7.81 G_{\text{rms}}$ となっていて非常によい精度で過負荷にならないような試験ができているということがわかる。

表 6.1 ランダム振動条件。加振時間は GAP 面内、面外方向ともに 40 sec である。

| GAP 面内方向 (x,y) | | GAP 面外方向 (z) | |
|------------------------------|-------------------------|------------------------------|--------------------------|
| 周波数 | レベル | 周波数 | レベル |
| 20 - 80 Hz | +3 dB/oct | 20 - 230 Hz | 0.1 G ² /Hz |
| 80 - 350 Hz | 0.04 G ² /Hz | 230 - 2000 Hz | -3.7 dB/oct |
| 350 - 2000 Hz | -3 dB/oct | 2000 Hz | 0.007 G ² /Hz |
| 2000 Hz | 0.07 G ² /Hz | OverAll 7.8 G _{rms} | |
| OverAll 6.1 G _{rms} | | | |

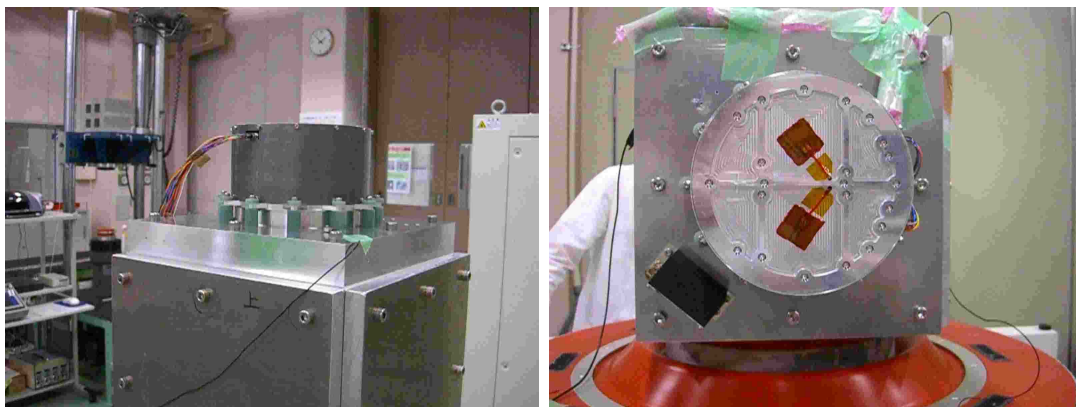


図 6.1 ランダム振動試験のセットアップの様子。左が Z 軸振動時のセットアップで右が X-Y 方向振動時のセットアップ。GAP 取り付け用の治具に加速度センサがついており、その出力をフィードバックに加振レベルを制御するのである。

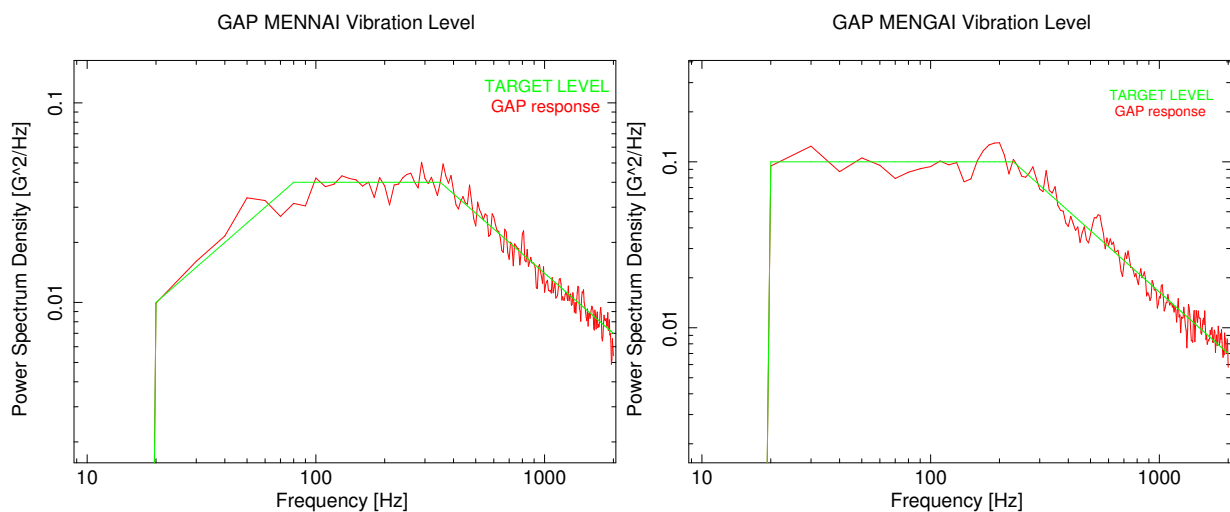


図 6.2 ランダム振動試験での試験レベル。左図は GAP 面内方向の振動レベルで右図は GAP 面外方向の振動レベル。治具にとりつけた加速度センサの応答 (赤) と振動の目標レベル (緑)。非常によく精度で過負荷にならないように試験が行えているということがわかる。

6.1.1.2 振動試験前後での性能

振動試験前後で GAP の性能が変化していないことが非常に重要となるので、 ^{241}Am の光電ピークを用いてそれぞれの光電子増倍管からの出力の変化を調べた。図 6.3 は振動試験前後でのプラスチックシンチレータの出力をプロットしたものである。プラスチックシンチレータの場合、振動試験の前後でゲインが約 4 % 減少していた。また、分解能が多少悪くなっているといことが分かる。また、CsI に関しては振動試験前後での性能の劣化というものは見られなかった。

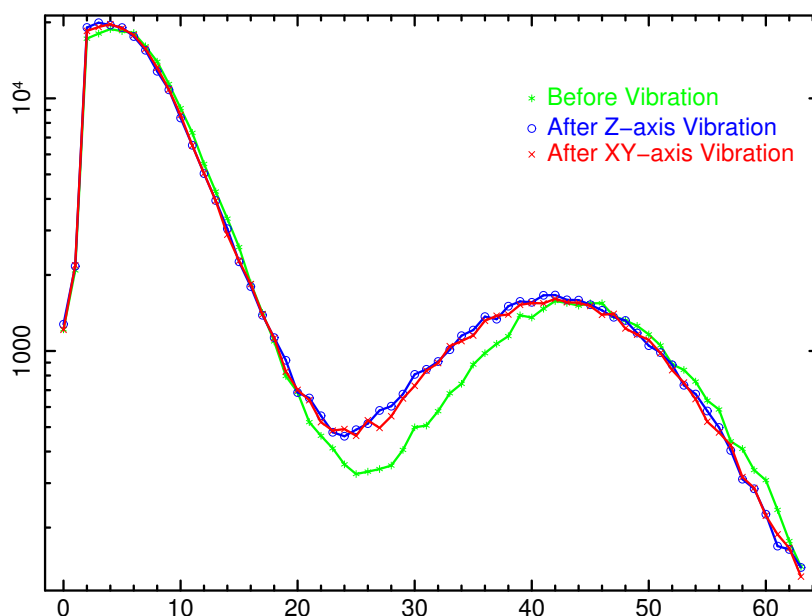


図 6.3 ランダム振動試験後のプラスチックシンチレータのゲインの変動。ゲインはそれほど変化していないが、Z 軸振動後に分解能が悪くなっていることが分かる。

6.1.2 正弦波振動試験

6.1.2.1 セットアップと振動条件

正弦波振動試験の振動条件を表 6.2 に示す。セットアップはランダム振動試験の場合と同じである。

表 6.2 正弦波振動条件

| 直行 3 軸 | |
|-----------------|------|
| 周波数 | G |
| 5 - 100 Hz | 12 G |
| 掃引速度は 4 oct/min | |

6.1.2.2 試験後の性能評価

各軸方向振動後の性能評価は次のようになった。図 6.4 はそれぞれプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータの出力変化である。図 6.4 左ではゲインや分解能の変化はほとんど見られないが、図 6.4 右では XY 方向振動後に低エネルギー側のカウントが非常に高くなっているということがわかる。試験後、大学で測定を行ったのが図 6.4 右の水色のプロットであるが、これは明らかにゲインが下がっていることが分かる。

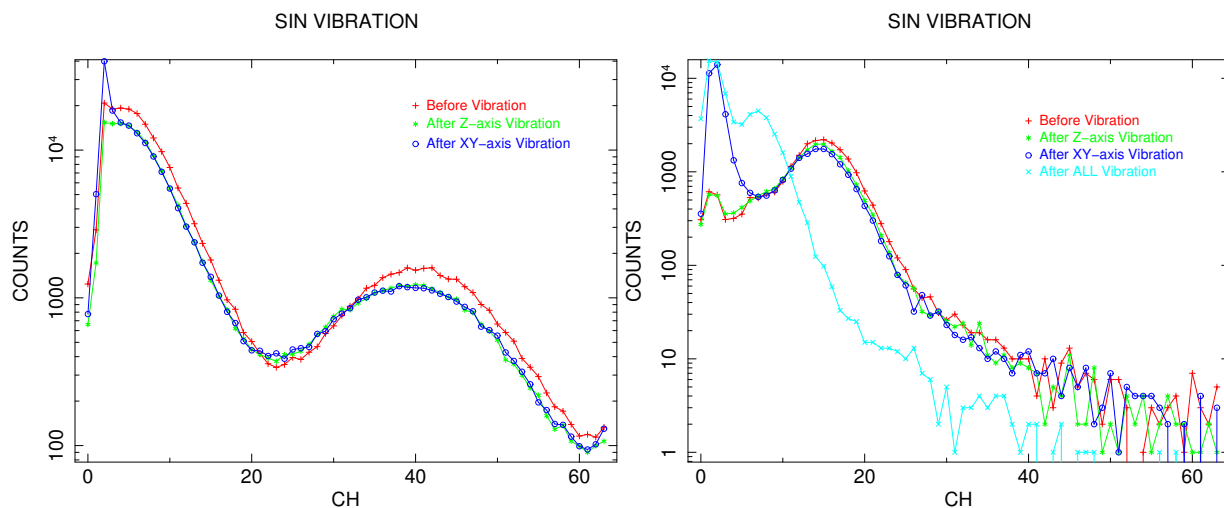


図 6.4 正弦波振動試験後のプラスチックシンチレータのゲインの変動（左）と CsI4 シンチレータのゲインの変動（右）。プラスチックシンチレータは振動試験前後でほとんど性能が変化していないことがわかる。CsI4 番の光電子増倍管からの出力は全方向の加振が終わった後で急激にゲインが減少している（水色）。

6.1.3 パイロ衝撃試験

6.1.3.1 セットアップと振動条件

パイロ衝撃試験の条件を以下に示す。表 6.3、図 6.5 から約 1 msec ではあるが GAP に 1000 G 程度の非常に大きい衝撃がかかる。

表 6.3 パイロ衝撃条件

| 直行 3 軸 | |
|----------------|-----------------------|
| 周波数 | SRS |
| 100 - 1000 Hz | +9 db/oct |
| 1000 - 4000 Hz | 1000 G _{SRS} |

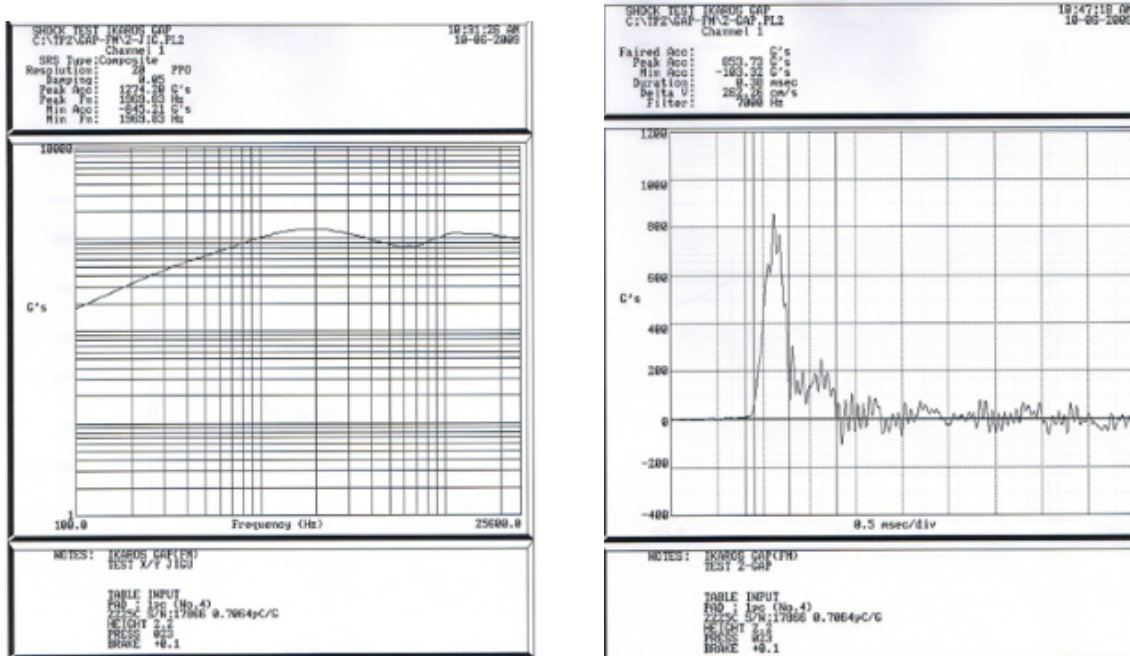


図 6.5 パイロ衝撃試験レベル

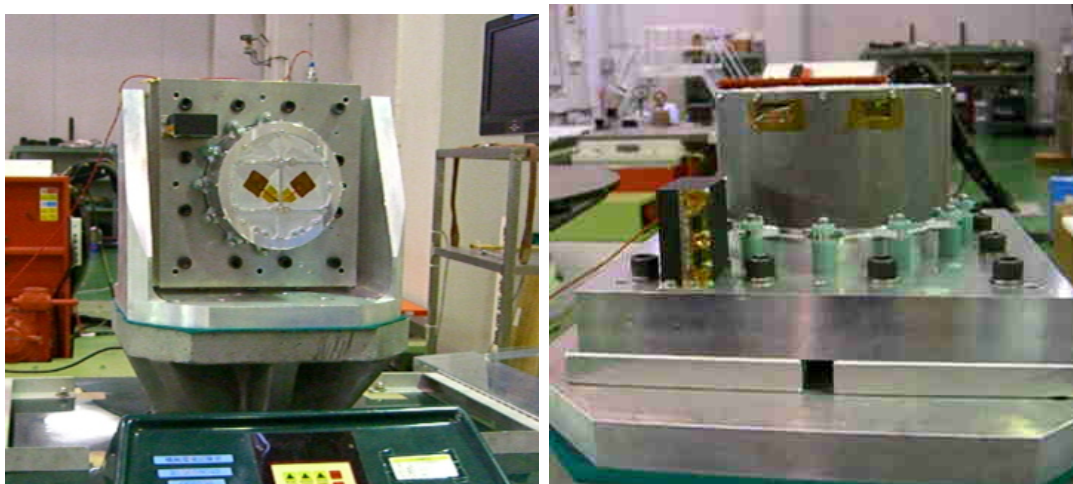


図 6.6 パイロ衝撃試験のセットアップの様子

6.1.3.2 衝撃試験前後での性能評価

衝撃試験前後での GAP の性能評価を行ったので、それを示す。図 6.7 は衝撃試験前後のプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータの出力の変動をプロットしたものである。図 6.7 左からプラスチックのゲインは試験とともに徐々にゲインが下がっていることがわかる。また、図 6.7 右は CsI5 番の出力であるが、XY 衝撃直後 (図の青線) では試験前と同程度の出力であったのに対し、その数分後に急激にゲインが低下するということが起こった。(図 6.7 右の水色線)

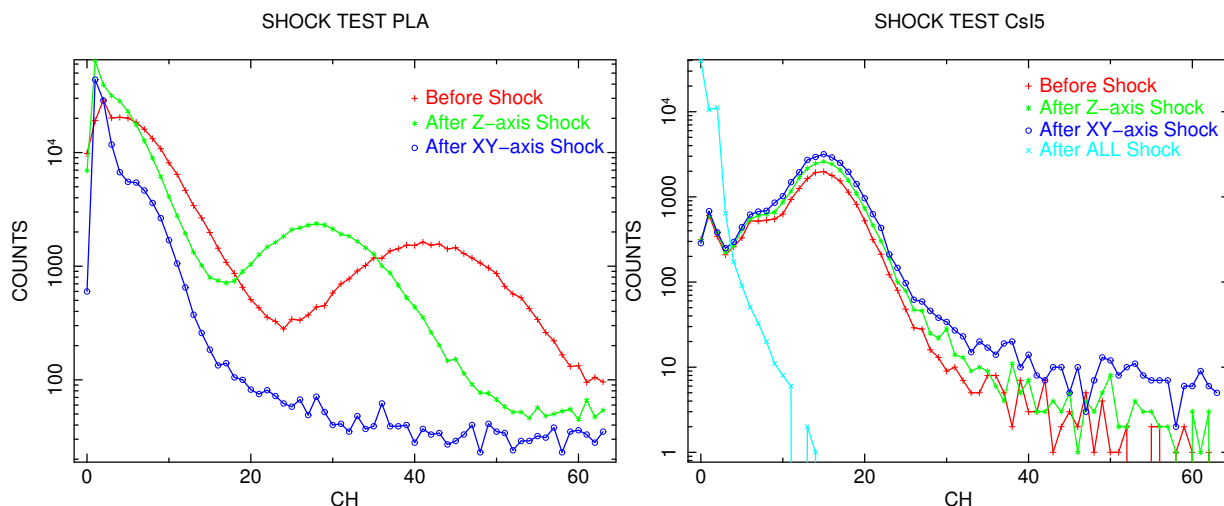


図 6.7 衝撃試験後のプラスチックシンチレータのゲインの変動 (左) と CsI5 シンチレータのゲイン変動 (右)。プラスチックシンチレータは衝撃試験を行うたびにゲインが下がっていくのがわかる。CsI5 番の出力は、衝撃試験直後では試験前後程度のゲインであったが (右図の青線)、その数分後に測定した場合で急激にゲインが減少するということが起こった (右図の水色線)。

6.1.4 各振動試験後のゲイン変動に対する考察と対策

ランダム振動試験ではプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータともに性能が大きく変化するという事はなかったが、正弦波振動試験とパイロ衝撃試験では大きく性能が劣化した。これは光電子増倍管を支えているアルミキャップと光電子増倍管との間に若干の隙間があったため、振動・衝撃の際にアルミキャップと激しくぶつかり、光電子増倍管が壊れるという状況になったのではないかと考えられた。また、各シンチレータと光電子増倍管との間のジェルも薄く、衝撃に弱い構造をしていたと考えられた。これらのことを踏まえて、光電子増倍管とその支えのアルミキャップとの間に数ミリのゴムをはさみ、シンチレータと光電子増倍管との接着を厚くした。

6.2 温度サイクル

GAP を様々な温度で動作させたときの応答を調べるため、恒温槽の中で GAP を動作させてデータ収集を行った。また、惑星間空間では GAP の温度はおよそ $-20 \sim 10$ °C の範囲では変化すると考えているのでそれぞれの温度での GAP の性能を知っておく必要がある。図 6.8 はプラスチックシンチレータと CsI シンチレータのゲインの温度依存性で、 -20 °C の時のゲインを 100 % としたときのゲインの温度変化を示したものである。図 6.8 を見ると、CsI シンチレータは温度変化に対してそれほど大きくゲインが変動するということはないが、プラスチックシンチレータは温度変化に対して非常に大きく影響を受けるということがわかる。

図 6.9 は $-20 \sim 10$ °C での各 CsI シンチレータのセンサのゲイン設定値と ^{241}Am のピーク

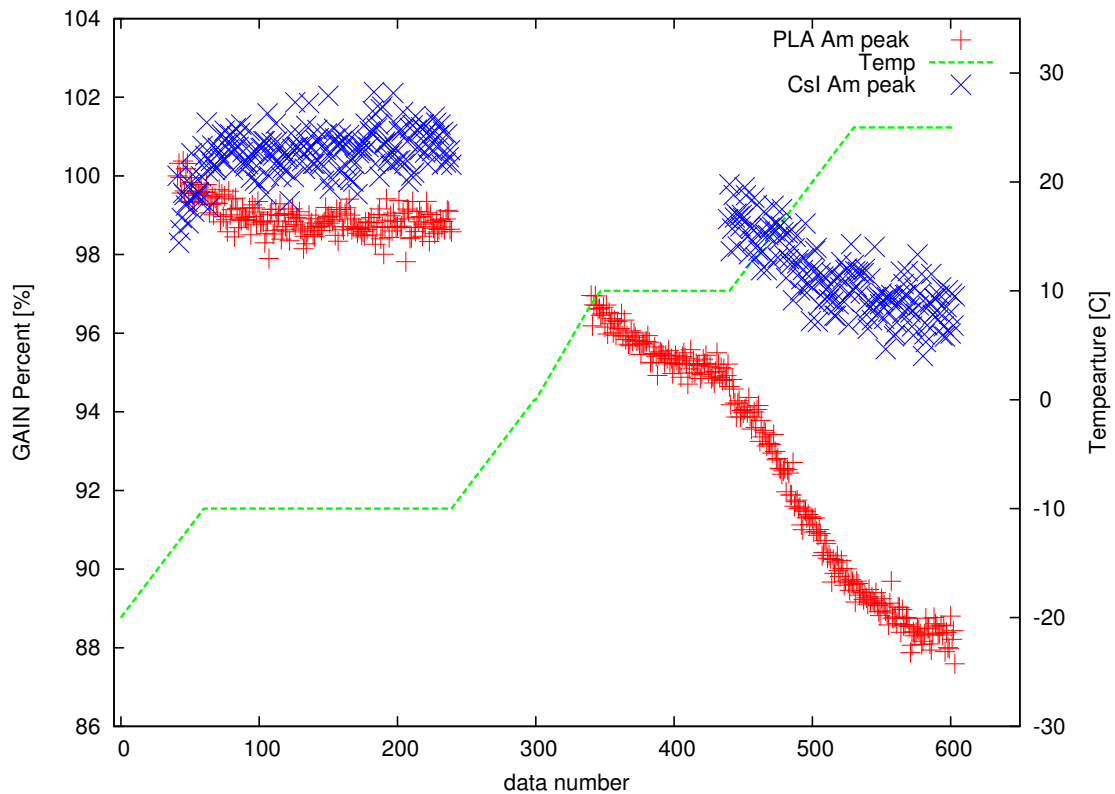


図 6.8 各シンチレータのゲインの温度依存性。温度サイクル試験を開始したときのゲインを 100 % としその温度でのゲインの割合をプロットした。赤がプラスチックシンチレータのゲインで青が CsI シンチレータのゲイン。CsI シンチレータは温度変化に対してゲインが大幅に変化することはなかったが、プラスチックシンチレータは温度変化に対して大きく影響を受けることがわかる。

チャンネルの関係を表している。4 章で述べたように、偏光度を測定する場合は各 CsI の強度分布を測定するので、各 CsI のゲインがそろっていることが必要となる。CsI のゲインは温度ごとに変動するが、図 6.9 から検出器が $-20 \sim 10$ °C のどのような温度であっても CsI の全てのセンサでゲインをそろえることが可能である。また図 6.10 はある一定のゲイン設定値での CsI で測定した ^{241}Am の光電ピークチャンネルと温度の関係である。図 6.2 と同様に温度変化に対してそれほど大きな依存性を持っていないということがわかる。

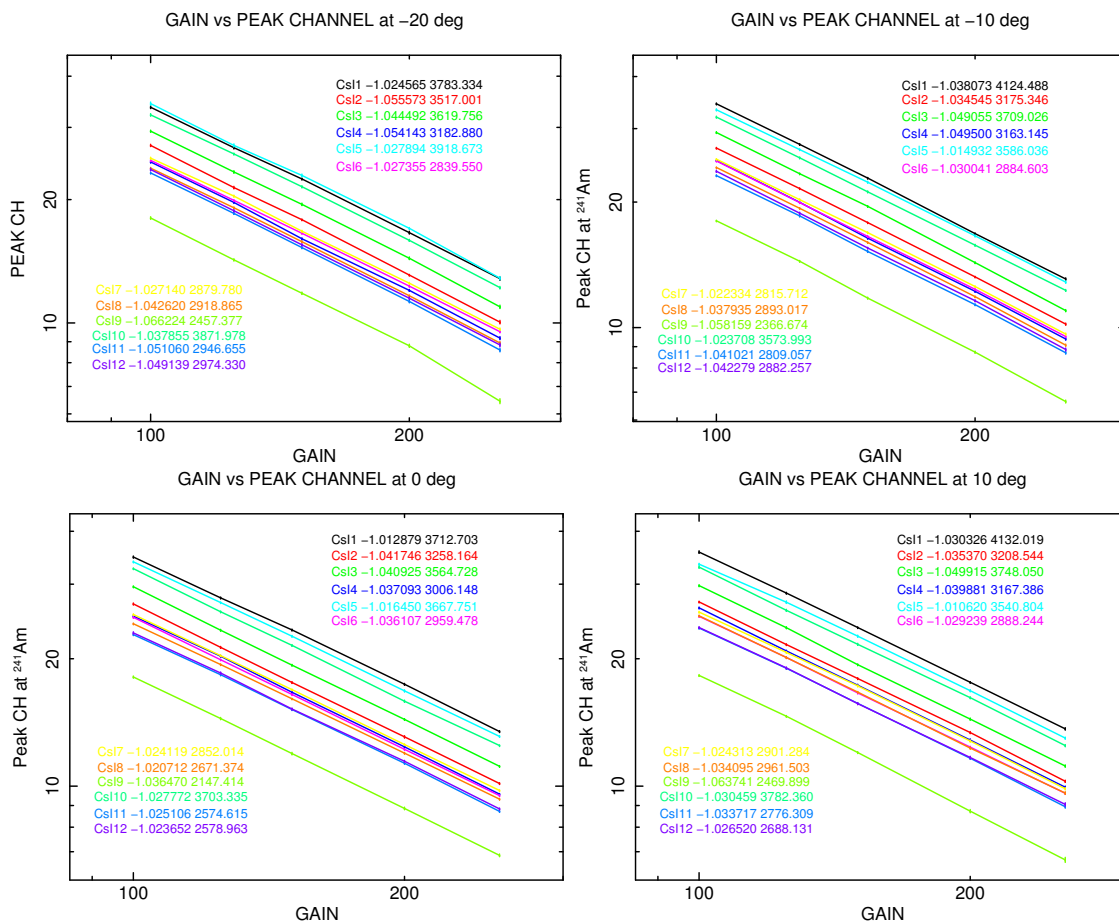


図 6.9 各温度での CsI のゲインの変動。各センサのゲインを変動させたときのゲインの設定値と ^{241}Am のピークチャンネルの関係

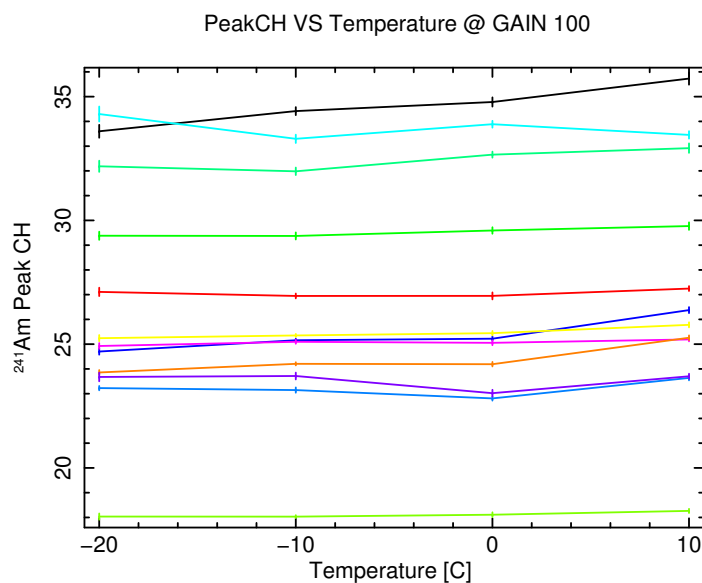


図 6.10 各温度での CsI のゲインの変動 2。一定のゲイン設定にした場合の ^{241}Am の光電ピークを温度の関数としてプロットしたもの。

6.3 熱真空試験

5.6 節で述べたように GAP は自分自身で温度管理をしなくてはならない。図 6.11 は GAP が衛星に取り付けられる様子で、実際の取り付け環境とほとんど等しい状況で GAP の熱設計の検証を行った。

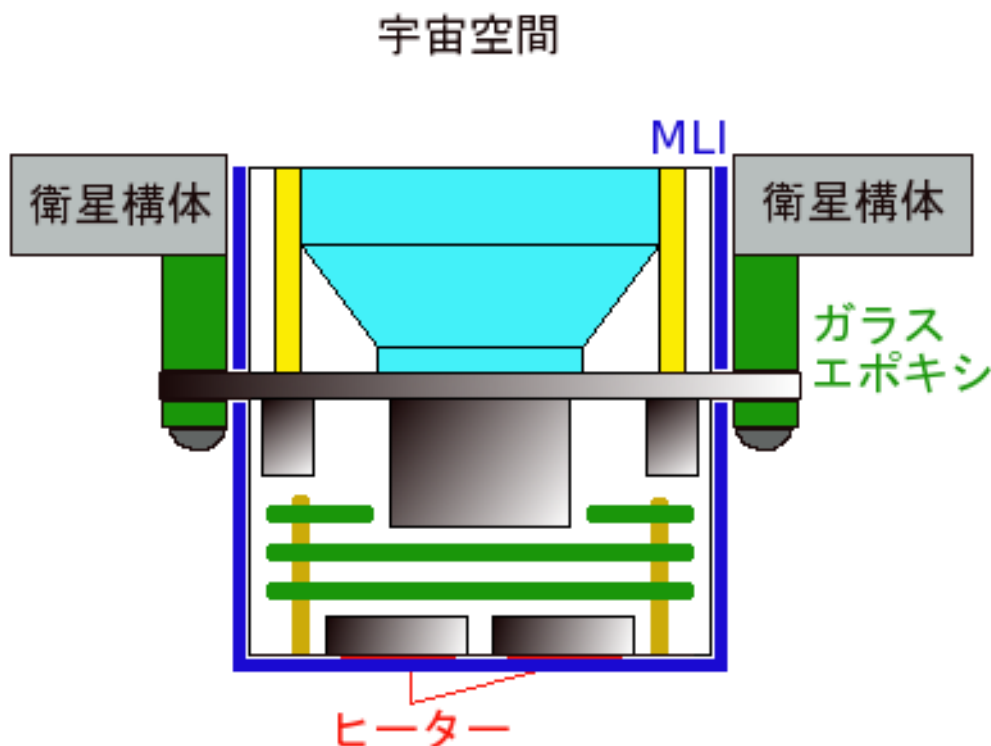


図 6.11 衛星への取り付けの様子

6.3.1 セットアップと試験条件

図 6.11 と同様に GAP は衛星に取り付けられる。実際に宇宙空間へ打ち上がった際と違う点は GAP 上面が見ている温度が本来なら 3 K であるが、今回は 250 K 程度であるという点である。熱真空試験の各モードと試験項目としては表 6.4 のようになっている。

6.3.2 試験結果と熱設計の検証

HOT、COLD 時の温度平衡に達したときの GAP の温度と GAP 周辺の温度は表 6.5 のようになった。

GAP の熱設計を検証するために、GAP の熱数学モデルを考える。熱数学モデルとしては GAP にノードを設定し、ノードごとに熱コンダクタンスや放射率を計算する必要がある。物

表 6.4 熱真空試験の各モードと試験項目

| モード | 試験項目 |
|----------|--|
| HOT-TB | 衛星 HOT 状態 (約 10 °C 程度) への温度移行・温度平衡試験 |
| HOT-HTR | HOT-TB モードから HOT-TV モードへの移行 |
| HOT-TV | HOT 時 熱真空試験・電気試験 |
| COLD-TB | 衛星 COLD 状態 (約 -10 °C 程度) への温度移行・温度平衡試験 |
| COLD-HTR | COLD-TV モードへの移行 |
| COLD-TV | COLD 時 熱真空試験・電気試験 |

表 6.5 熱真空試験の結果。GAP の温度と GAP 周辺の温度。

| モード | GAP 上板 | GAP 中板 | GAP 底板 | GAP 基板 | GAP 周辺 | GAP 上面 |
|------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| HOT | 17.9 | 23.1 | 31.2 | 37.7 | 5.3 | -21.6 |
| COLD | -12.8 | -11.7 | -12.2 | -15.6 | -3.6 | -22.2 |

質ごとの熱伝導度は第 5.6.2 節の表 5.1 であるので、GAP のノード設定とノードごとの熱コンダクタンスを決めることができる。GAP のノードと各ノードごとの熱コンダクタンス、放射率は図 6.12、表 6.6、6.7 のようになった。

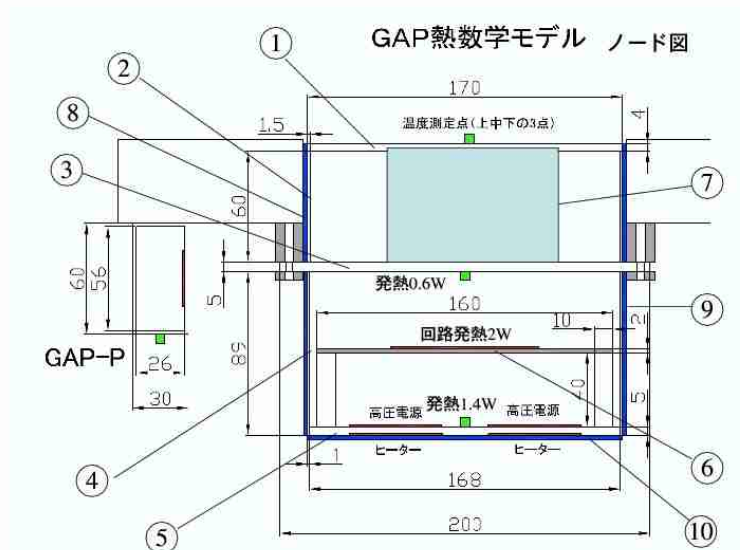


図 6.12 GAP の熱数学モデル

式 (5.2)、(5.3) から表 6.5 のような環境での熱平衡時の GAP の予想温度は表 6.8 のようになった。

表 6.6 熱コンダクタンスデータ

| ノード [i] | ノード [j] | 熱コンダクタンス [W/K] |
|---------|---------|----------------|
| 1 | 2 | 2.8 |
| 1 | 7 | 0.1 |
| 2 | 3 | 2.8 |
| 3 | 衛星構体 | 0.08 |
| 3 | 7 | 0.01 |
| 3 | 4 | 1.3 |
| 4 | 5 | 1.3 |
| 5 | 6 | 1.1 |

表 6.7 放射率データ

| ノード [i] | ノード [j] | 放射熱結合 [m ²] | 放射率 |
|---------|---------|-------------------------|----------------------|
| 1 | 宇宙空間 | 0.016 | $\epsilon \sim 0.8$ |
| 2 | 8 | 0.001 | $\epsilon \sim 0.03$ |
| 4 | 9 | 0.0015 | $\epsilon \sim 0.03$ |
| 5 | 10 | 0.006 | $\epsilon \sim 0.03$ |
| 6 | 3 | 0.002 | $\epsilon \sim 0.1$ |
| 6 | 5 | 0.004 | $\epsilon \sim 0.2$ |

表 6.8 GAP 熱数学モデルでの GAP の予想温度

| モード | GAP 上板 | GAP 中板 | GAP 底板 | GAP 基板 |
|------|--------|--------|--------|--------|
| HOT | 22.9 | 26.0 | 33.8 | 35.6 |
| COLD | -15.9 | -15.0 | -14.4 | -14.3 |

表 6.9 GAP の予想温度と実測値の差

| モード | GAP 上板 | GAP 中板 | GAP 底板 | GAP 基板 |
|------|--------|--------|--------|--------|
| HOT | 5.2 | 2.8 | 2.6 | 2.1 |
| COLD | -2.9 | -3.0 | -2.3 | 1.3 |

表 6.5 から、GAP の温度は許容範囲を逸脱するということにはなかった。しかし表 6.8 から予想温度と比較すると、GAP 上面と底面の温度勾配が実験データの方が急であるということがわかる。これは上面・中板・底面といった各部品ノード間の熱の交換が予想よりも小さかったということが予想される。また表 6.9 は GAP の各ノードの予想温度と実験結果からのずれを示したものである。表 6.9 から最大で 5.2 °C の差があったが、大幅に温度が逸脱するということにはなかった。ヒーターを炊くことによって、GAP は温度を維持し、観測をすることが出来ると考えられる。

第7章

GAP の性能評価

この章では偏光検出器として GAP がどの程度の性能を持っているかということの評価した。偏光検出器の性能を示すものとしてモジュレーションファクタや検出効率があったが、今回の実験では実際に偏光度を持った光が入射してきたときの応答や、検出効率、また検出器の系統誤差を測定するために、無偏光 X 線による測定を行った。それに加えて実際に上空で受けてきたデータと比較出来るように、様々な条件でのデータ収集を行った。

7.1 検出限界エネルギー

検出器の検出限界エネルギーは散乱体であるプラスチックシンチレータが決めている。検出器に入射してきた光子が 90° 散乱するときを考える。入射光子のエネルギーが $h\nu$ である場合のコンプトン散乱での散乱光子のエネルギー $h\nu'$ は

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

であるから $\theta = 90^\circ$ とすると、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}}$$

となる。プラスチックシンチレータに落とすエネルギーは $h\nu - h\nu'$ であるので、プラスチックシンチレータの検出限界エネルギーが小さいほど低いエネルギーの GRB 光子まで読むことができることになる。図 7.1 はプラスチックシンチレータの検出限界エネルギーを調べたもので、プラスチックシンチレータの LD は 9 keV であった。ここで LD はノイズ成分と 0 点との交点を LD と定義している。

7.1.1 PM との比較

PM と比べて、光電子増倍管の光電面に対するプラスチックシンチレータの接着面をほぼ同じ程度にシンチレータの形状を変えたので、シンチレーション光を逃がすことなくしっかりと捉えるようになり、プラスチックシンチレータの LD レベルも PM に比べると下がることが予想された。しかし、GAP-PM のときのプラスチックシンチレータの LD は 8.96 keV であ

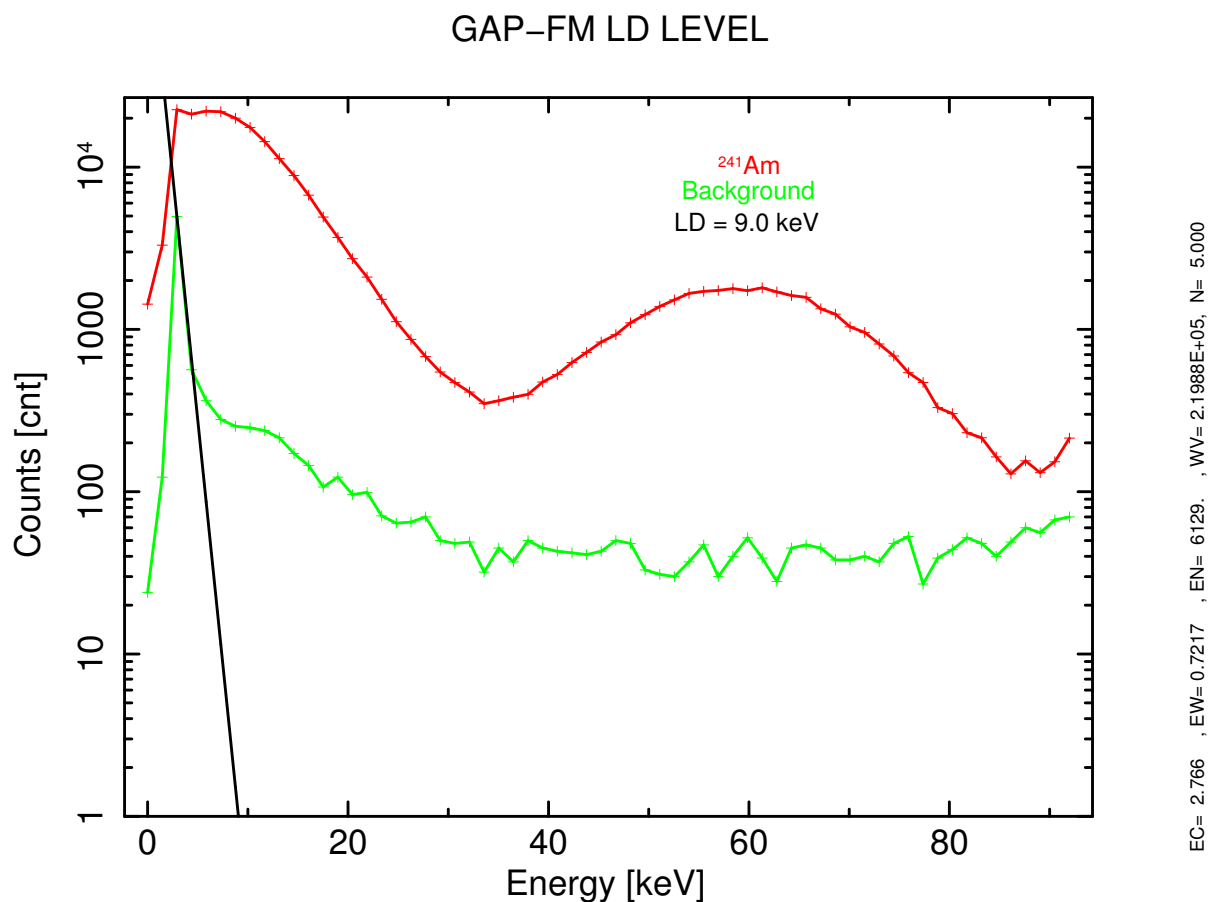


図 7.1 プラスチックシンチレータの検出限界エネルギー。赤がエネルギー較正用 ^{241}Am のスペクトル、緑がバックグラウンドのスペクトル。ノイズレベルを調べたところ 9.0 keV と GAP-PM と同程度の性能であるということが分かった。

り、検出限界エネルギーでは GAP の性能はほとんど変化することはなかった。これは衝撃試験のためにシンチレータと光電子増倍管を圧着しているシリコンジェルの厚さを厚くしたため、カップリングが PM 時とさほど変わらなくなったのではないかと考えられる。PM と同程度の性能であるので、GRB の偏光情報として使える光子のエネルギーは、 ~ 70 keV 以上のエネルギーでは信頼性高く偏光情報として使えるということが分かる [19]。

7.2 無偏光測定

偏光度を測定する際は散乱光子の角度分布を測定するので、各 CsI(Tl) と検出器の中心位置からの距離が違っていたり、CsI(Tl) からのシグナルを読み出す光電子増倍管の性能が違っていれば正確に散乱光子の角度分布を測ることができない。角度分布を正確に測定するには無偏光の X 線を検出器に入れた際にその散乱光子の角度分布がフラットになっていなければいけなく、そのときフラットからのずれが検出器の系統誤差である。系統誤差を調べるため放射線源を用いて無偏光 X 線を入射させて GAP の応答を見た。また、今回の実験は第 5.10.4 節で述べた衛星の回転を考慮して、GAP にある回転周期を与えて内部で回転補正を行いデータの収

集をした。

7.2.1 セットアップ

放射線源の位置は CsI(Tl) からの距離が等しくなるように検出器の中心で、さらに検出器に対して平行光線を入りたいので、検出器と放射線源の距離をなるべく遠くして実験を行った。図 7.2 がそのセットアップであり、検出器の半径は 7 cm で、検出器と放射線源の距離は ~ 30 cm である。また、実験を行った際の GAP のエネルギー範囲は、表 7.1 のような設定値で行った。

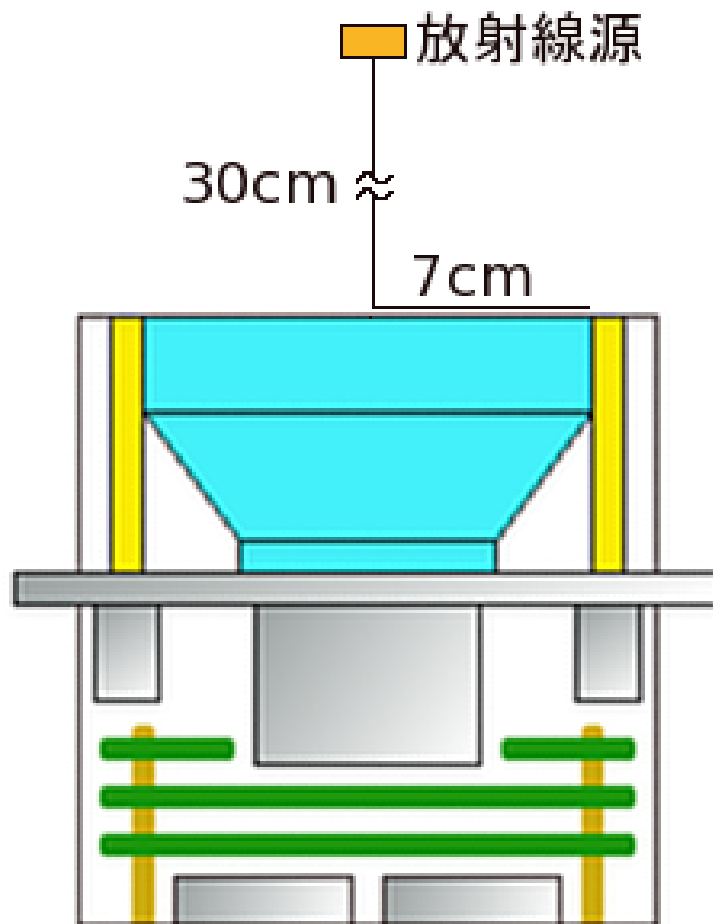


図 7.2 ^{57}Co を用いた無偏光光源での測定セットアップ。検出器に全面一様に当て、平行光線となるように検出器からなるべく線源を離して測定を行った。

7.2.2 実験結果

図 7.2 のようなセットアップで測定を行った結果が図 7.3 である。このデータをコンスタントフィットを行い、そのカイ 2 乗は $\chi^2 = 26.77$ (自由度: 23) であった。カイ 2 乗検定表から、自由度 23 のカイ 2 乗分布において有意水準 5 % の限界値は 35.17 ($> \chi^2$) であるので、

表 7.1 無偏光測定時の GAP のパラメータ設定値

| シンチレータ | LD (CH / keV) | UD (CH / keV) |
|---------|---------------|---------------|
| プラスチック | 4 / 4.7 | 63 / 73.4 |
| CsI(Tl) | 6 / 17.6 | 63 / 184.4 |

検出器の系統誤差は十分小さいと考えられる。

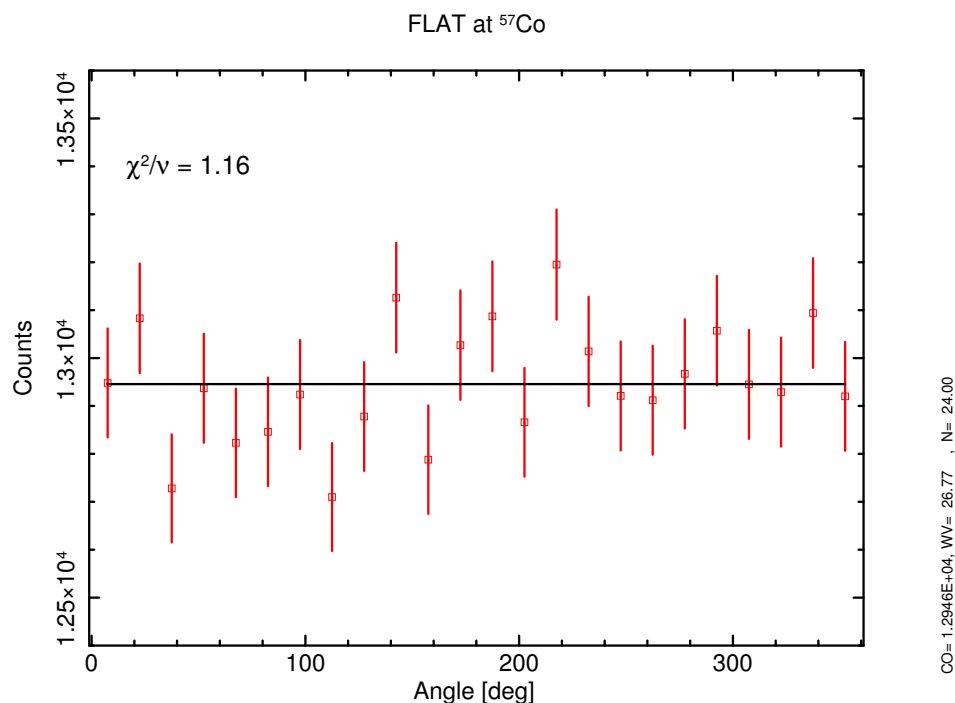


図 7.3 エネルギー 122 keV の ^{57}Co を用いて得られた散乱角の強度分布。

7.3 偏光実験

研究室にある X 線発生装置を用いて実際に偏光した光を GAP に入射させた場合の GAP の応答を調べた。この実験では GAP に正面から一様に偏光 X 線を入射させて実験を行った。また、なるべく光源が平行光となるように図 7.3 のような 5 m のビームラインを使用して実験を行う。実験で使用した X 線発生装置は、東芝製ミニフォーカス X 線発生装置 EXM-101A5B である。今回の実験では加速電圧を 100 kV、管電流値を 300 μA に設定し実験を行った。

7.3.1 セットアップ

図 7.5 のように GAP の正面からビームが当たるように GAP をセットアップした。



図 7.4 実験室内にあるビームライン。

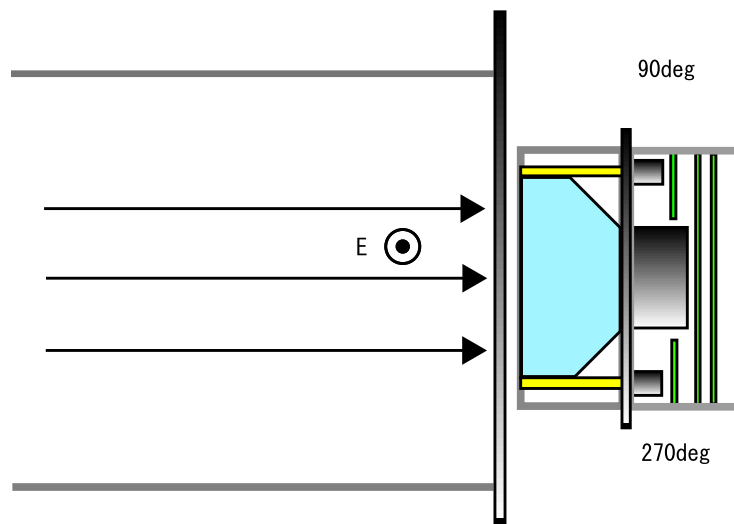


図 7.5 X 線発生装置を用いた偏光光源での実験のセットアップ。

7.3.2 X 線発生装置の偏光度とスペクトル

今回実験で用いる X 線発生装置のエネルギーごとの偏光度は図 7.6 のようになっている、スペクトルは図 7.7 のようになっている。図 7.6 からわかるように、入射光子のエネルギーが高いほど偏光度が高くなっている。また、ビームラインに 2 mm の Cu 板と Sn 板を挟むことによって図 7.7 のように、低エネルギー側の強度を落として実験を行っている。そのため X

線発生装置の全エネルギーで偏光度を測定しても高い偏光度が期待出来る。

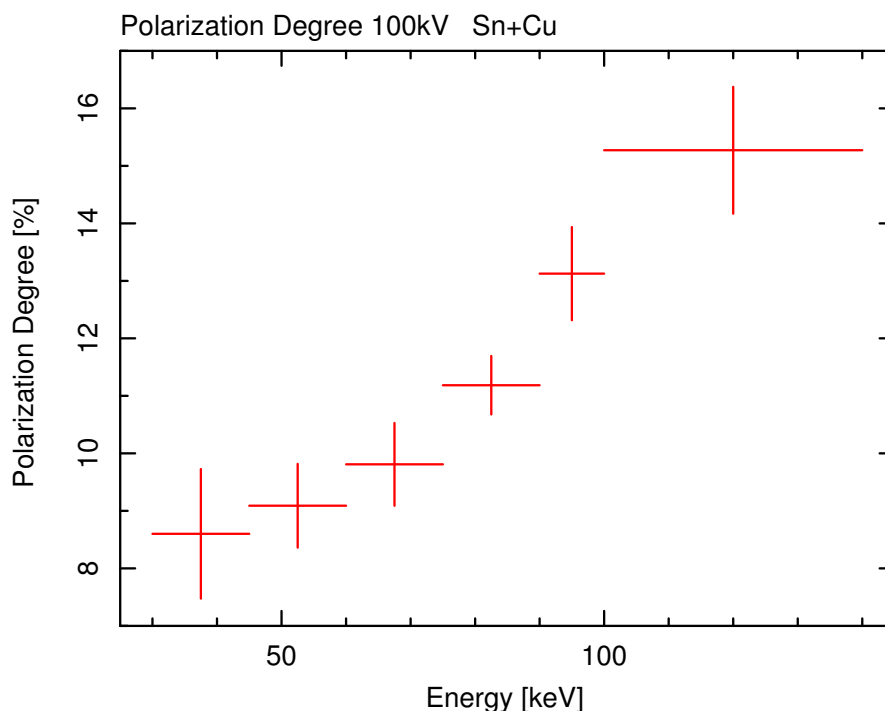


図 7.6 入射 X 線のエネルギーごとの偏光度。エネルギーが高いほど偏光度が高くなっている。

GAP 内部の設定値としては表 7.2 のようになっている。GAP 内部での回転位相補正は無視出来るくらいに回転周期を大きく設定して実験を行った。

表 7.2 偏光度測定時の GAP のパラメータ設定値

| シンチレータ | LD (CH / keV) | UD (CH / keV) |
|---------|---------------|---------------|
| プラスチック | 6 / 9 | 63 / 94.5 |
| CsI(Tl) | 5 / 20 | 40 / 160 |

7.3.3 実験結果

上のようなセットアップで測定を行った結果が図 7.8 である。4.4.1 節から、散乱光子の角度分布は、

$$\text{COUNTS} = p_1 \sin^2(p_2 x + p_3) + p_4 \quad (7.1)$$

のようになる。この平均と振幅からモジュレーション値を求めると、 $M = 0.047 \pm 0.003$ となった。

シミュレーションによるモジュレーションファクタは図 7.9 である。これは検出器の全面に 100 % 偏光したエネルギー 100 keV の光子を 1.0×10^6 個入射させてシミュレーションを行った。LD などの設定値は表 7.2 と同様である。図 7.9 から GAP-FM のモジュレーション

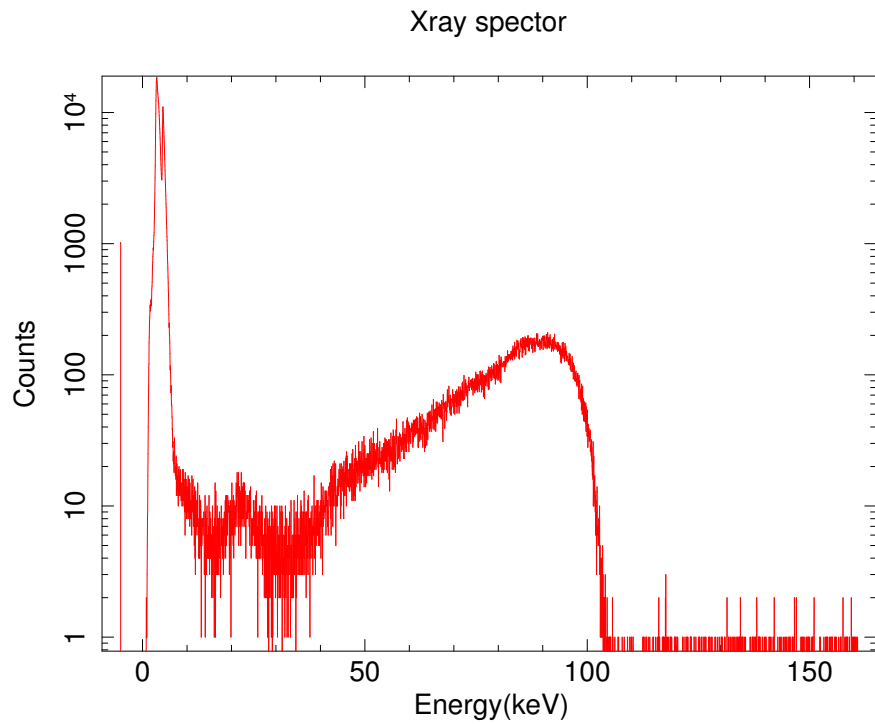


図 7.7 Cd-Te で測定した x 線発生装置のスペクトル。Cu 板、Sn 板を挟むことによって低エネルギーの強度を落としている。

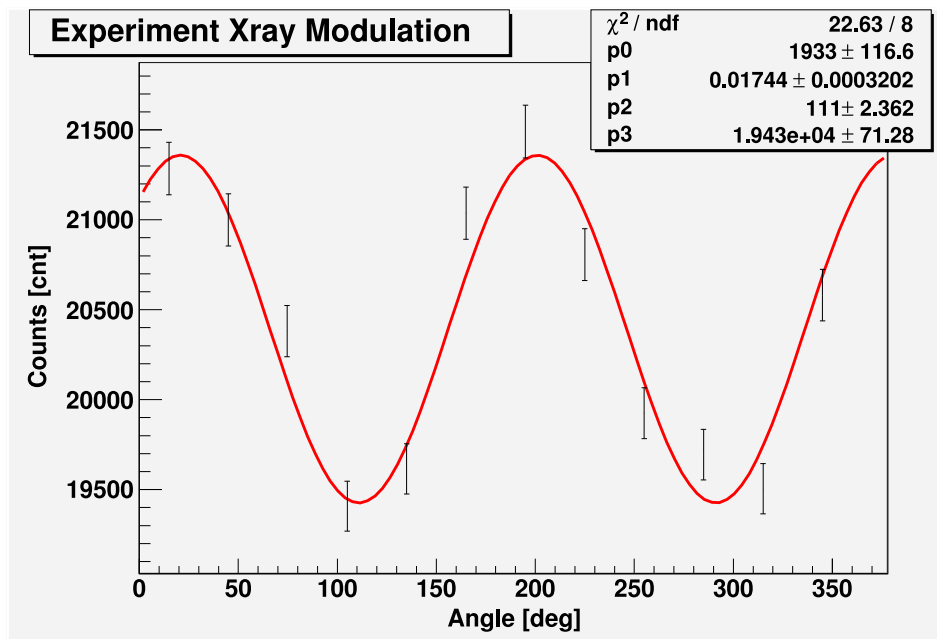


図 7.8 X 線発生装置でのモジュレーションカーブ。このサインカーブから実験での M 値を出したところ 0.047 ± 0.003 という値になった。

ファクタを求めると、 0.316 ± 0.007 となった。この値から X 線発生装置の偏光度 Π を求めると

$$\Pi = \frac{0.047}{0.316} \times 100 = 15.0 \pm 1.3 \%$$

となった。この偏光度は昨年度の GAP-PM で測定した値の $15.3 \pm 2.2 \%$ という値とよく合っているため、X 線発生装置の偏光度をしっかりと測定することができているといえる。

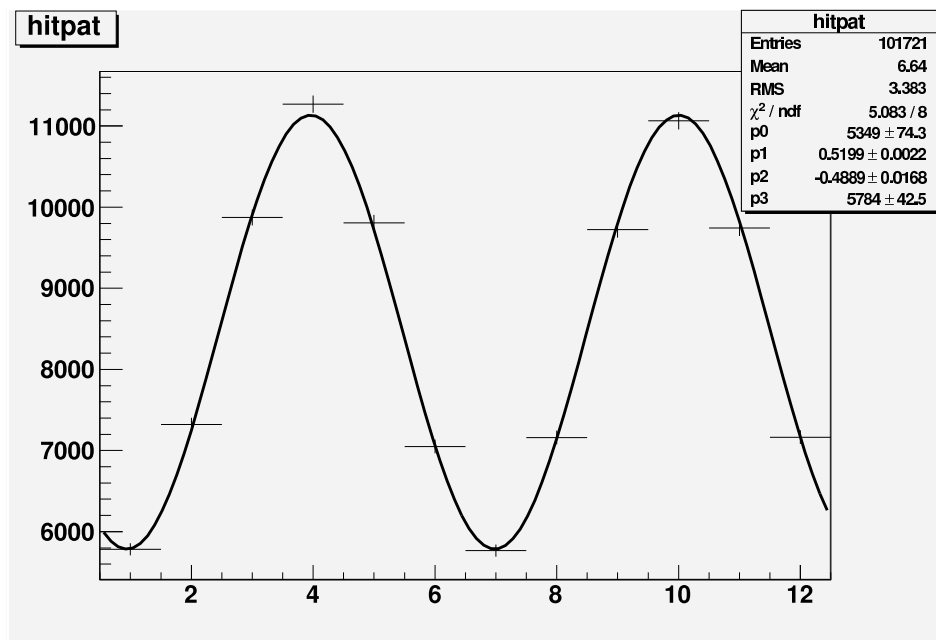


図 7.9 FM のシミュレーションでのモジュレーションカーブ。モジュレーションファクタは 0.316 ± 0.0065 であった。

7.4 検出効率

典型的な明るさの GRB の光子数を考える。BATSE カタログより、継続時間の長い GRB の平均フラックスは $\sim 1 \text{ photon/cm}^2/\text{sec}$ 。また、継続時間の長い GRB の平均継続時間は $\sim 50 \text{ sec}$ である。GAP の面積は CsI(Tl) の部分を含めると、 $7.5^2\pi = 176 \text{ cm}^2$ であるから、GAP に入ってくる GRB の光子数は 8800 photon 程度である。図 7.8 などは散乱光子の各 CsI(Tl) ごとのカウント数が 20000 photon と非常に大きくなっていて、実際の GRB に比べると入射光子数が大きく、統計誤差も十分小さくすることができた。実際の GRB の光子数を考えると少しでも多くの光子を稼ぐことが GRB 偏光観測の鍵になるということがわかる。検出効率とは、GAP に入射してきた光子のうちで偏光観測に使える光子の割合を示したものの

であるが、実験的にこの検出効率がどの程度であるかということを見積もった。またシミュレーションでの検出効率との比較を行いその正当性を調べた。

7.4.1 セットアップ

検出効率の測定には、 ^{57}Co (122 keV) と ^{241}Am (60 keV) の二つの放射線源を用いて、2つのエネルギーについて調べた。図 7.10 はセットアップの様子で、GAP の偏光情報のカウント数を調べた。また、プラスチックシンチレータの LD は 2 CH (3 keV)、3 CH (4.5 keV)、4 CH (6 keV) として測定を行った。図 7.10 のような状態での放射線源が GAP を見込む立体角 Ω_{GAP} は、プラスチックシンチレータの面積を S 、検出器と放射線源までの距離を r とすると

$$\Omega_{\text{GAP}} \approx \frac{S}{4\pi r^2} = \frac{7^2\pi}{4\pi (38.8)^2} = 8.14 \times 10^{-3} \text{ sr} \quad (7.2)$$

となる。これから、放射線源から出た光子のうち、検出器に入射し、偏光情報として用いられた光子の数が分かる。放射線源が測定時間と同じ時間でどれだけ光子を出しているかを測定すれば、検出効率を見積もることができるので、NaI シンチレータを用いて、図 7.11 のように一定の間隔を離して先ほどの時間と同じ時間でどれだけ光子をカウントしたかを測定した。NaI シンチレータの大きさは 25 mm × 25 mm × 5 mm であるから、式 (7.2) と同様の計算をすると $\Omega_{\text{NaI}} = 2.54 \times 10^{-3} \text{ sr}$ であった。

7.4.2 実験結果

各 LD ごとの GAP の偏光情報に使われた ^{241}Am と ^{57}Co の光子のカウント数と NaI シンチレータで測定したカウント数は表 7.3 のようになった。

表 7.3 検出効率の測定結果。測定時間はともに 4 分である。

| 検出器 | ^{241}Am | ^{57}Co |
|-----------------|-------------------|------------------|
| GAP (LD = 2 ch) | 83865 | 91892 |
| GAP (LD = 3 ch) | 65873 | 77218 |
| GAP (LD = 4 ch) | 41090 | 62936 |
| NaI | 104597 | 161483 |

表 7.3 の結果とそれぞれの放射線源から見込む立体角より、 ^{241}Am と ^{57}Co のエネルギーでの検出効率 η は表 7.4 のようになった。

7.4.3 シミュレーションとの比較

GAP-FM での検出効率のシミュレーション結果は図 7.12 である。図から ^{241}Am の 60 keV、 ^{57}Co の 122 keV での検出効率の値は 10.6 % と 16.1 % となっている。 ^{57}Co の

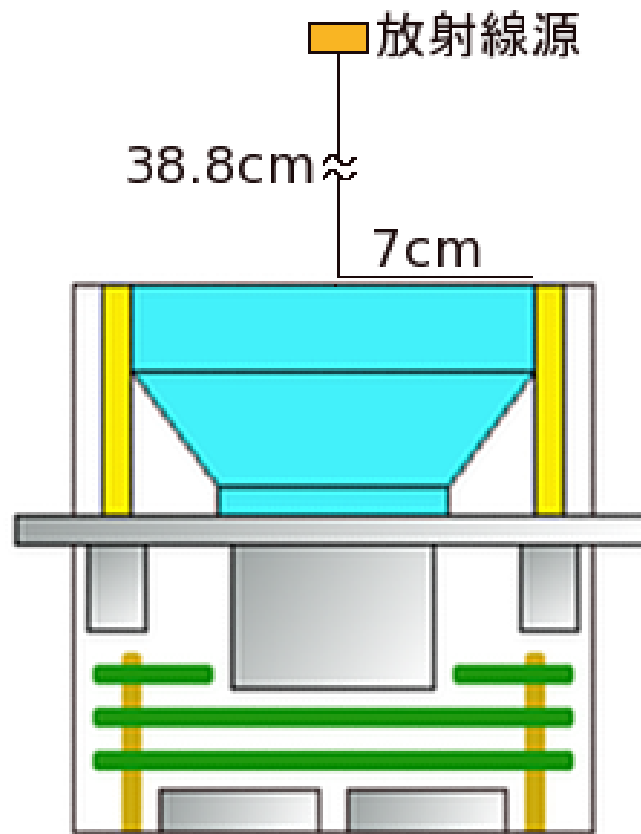


図 7.10 検出効率測定時のセットアップの様子。GAP から一定の距離を離して、散乱強度分布の全カウント数を測定。

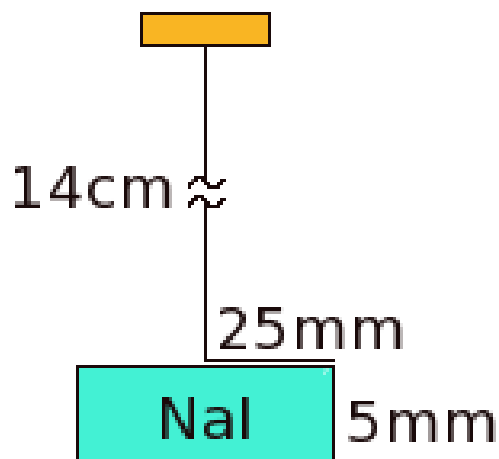


図 7.11 NaI シンチレータを用いての放射線源の強度測定の設定アップ。NaI シンチレータから一定の距離に放射線源を置いて実験を行った。

表 7.4 ^{241}Am と ^{57}Co で測定した検出効率 η

| LD [ch / keV] | ^{241}Am [%] | ^{57}Co [%] |
|---------------|-----------------------|----------------------|
| 2/3 | 20.5 | 17.8 |
| 3/4.5 | 16.1 | 14.9 |
| 4/6 | 12.3 | 12.2 |

実験結果 (LD = 3 ch, 4.5 keV) は 14.9 % であったので、よく一致していると言える。しかし ^{241}Am の実験結果 (LD = 3 ch) は 16.1 % となっていてシミュレーション結果の 10.5 % とあまり一致していない。

検出効率はプラスチックシンチレータの LD に大きく依存する。今エネルギー較正は ^{241}Am だけで行っており、プラスチックシンチレータのエネルギーが正確に較正されていないと考えられ、実際はシミュレーションを行った LD よりも低いエネルギーまで読めていたのだと思われる。 ^{241}Am の 60 keV では 90° 散乱したときにプラスチックに落とすエネルギーは ~ 6 keV 程度で LD 付近である。 ^{57}Co の場合は ~ 20 keV 程度で LD に比べて十分に高いため、実験値とシミュレーションの値とよく合っていたのだと考えられる。また、第 7.1 節で述べたように、GAP が偏光情報として信頼性高く使えるエネルギーが ~ 70 keV 以上であり、エネルギーが 60 keV である ^{241}Am での測定はノイズ成分でもコインシデンスとしてカウントしていたものがあつたのでシミュレーションの結果より高くなったのではないかと考えられる。

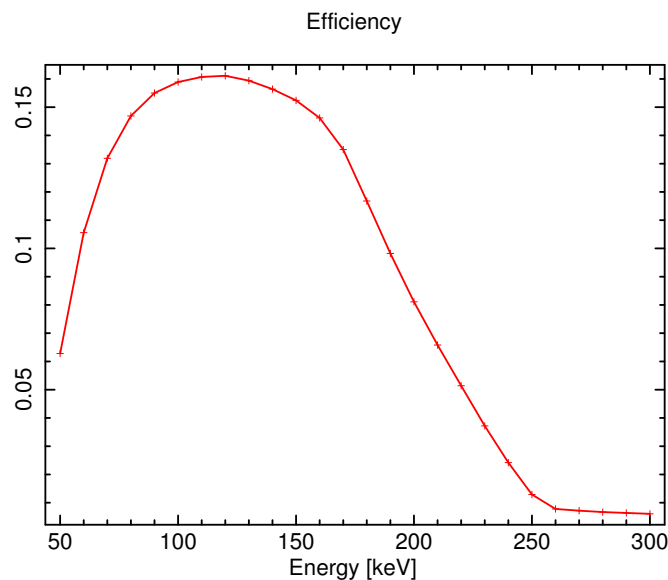


図 7.12 FM のシミュレーションでのエネルギーごとの検出効率。この時のプラスチックシンチレータの LD、UD は 4.5、94.5 keV である。また CsI の LD、UD は 20、160 keV である。

7.5 斜めからの入射

実際に観測を行ったときには GAP に対して正面から光子が入射するということはほとんどない。そのため斜めから光子が入射してきた際の検出器の応答を調べた。また、GRB が斜めから入射した際に、GAP で光子の入射方向の判定が出来るかを調べた。

7.5.1 セットアップ

図 7.13 のようなセットアップで実験を行った。ドーム型治具には中心からの角度を記入しておき、治具と GAP の中心を合わせてセットアップを行った。ドーム型の治具に放射線源を取り付けて、様々な角度から検出器に X 線を当てる。

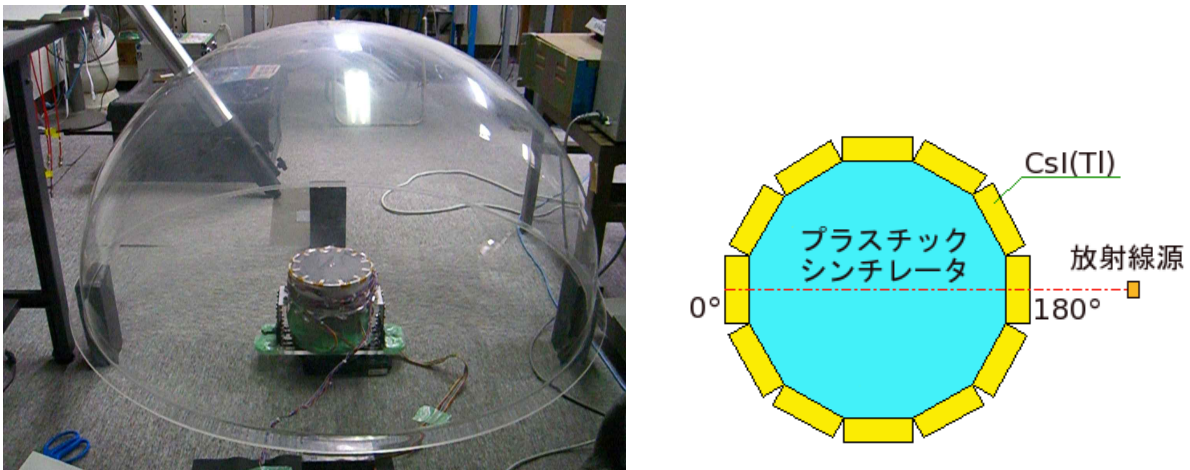


図 7.13 斜め入射実験のセットアップ。放射線源の位置は CsI(Tl) シンチレータに対して、シンチレータの中心を通る直線上に置いている (右)。

7.5.2 実験結果

7.5.2.1 斜め入射の無偏光情報

放射線源を斜めから当てたときの GAP の偏光情報の結果が図 7.14 である。このデータはプラスチックシンチレータで散乱された光子の角度分布を表している。斜め入射実験を行った際の GAP のパラメータ設定値を表 7.5 に示す。角度は 10 度、20 度、30 度、40 度の 4 パターンでデータを取った。今回の実験も第 5.10.4 節で述べた衛星の回転を考慮して、GAP を回転させて実験を行った。斜めから X 線を入射させた場合、正面から X 線を入射させたものと比較すると図 7.3 のようにフラットとはならず放射線源を当てる位置によって斜めの効果が出てくる。

表 7.5 斜め実験時の GAP のパラメータ設定値

| シンチレータ | LD (CH / keV) | UD (CH / keV) |
|---------|---------------|---------------|
| プラスチック | 4/4.7 | 63/73.4 |
| CsI(Tl) | 6/17.6 | 63/184.4 |

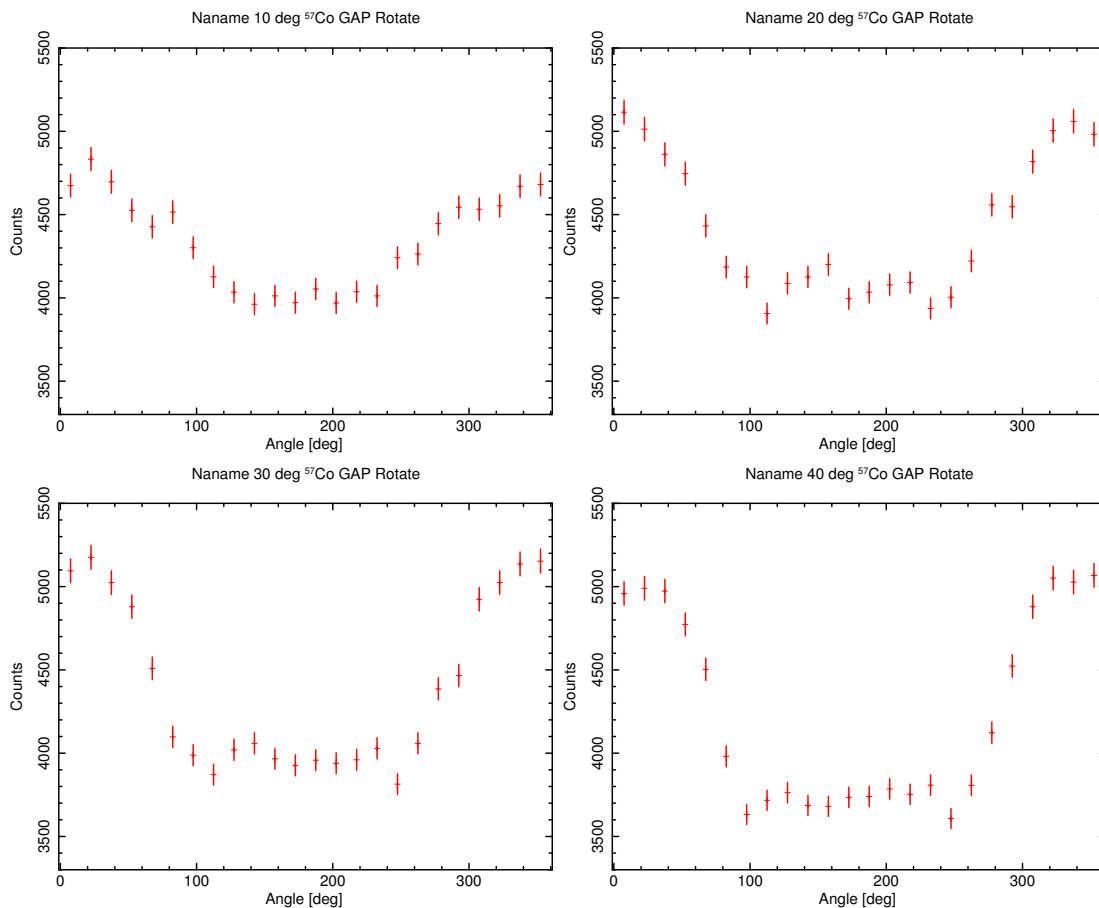


図 7.14 エネルギー 122 keV の ^{57}Co を斜め入射させたときの検出器の偏光情報。入射角度を大きくしていくと振幅が大きくなっていくのがわかる。

7.5.2.2 偏光情報のプラスチックシンチレータの LD への依存性

斜め入射実験をプラスチックシンチレータの LD を変化させて実験を行った。今回の実験では衛星の回転が無視できるくらい回転周期を長くして実験を行った。図 7.15 から、プラスチックシンチレータの LD を変化させることによって次のことが起こることが予想される。

- LD が高い場合は、プラスチックシンチレータに落とすエネルギーが低いものは偏光情報として使われないので、前方散乱の光子は偏光情報として使われない。つまり後方散乱の成分が有意に効いてくるので、放射線源を当てた側の CsI(Tl) シンチレータのカウント数が高くなる。

- LDが低い場合は、プラスチックシンチレータに落とすエネルギーが低い場合でも偏光情報として使われる。つまり、前方散乱の光子を偏光情報として使うので、放射線源を当てている位置と反対側のCsI(Tl)シンチレータのカウント数が高くなる。

これらのことを踏まえてプラスチックシンチレータのLDと放射線源の当てる角度を変化させたときどのような変化を示すかということ調べた。斜め30度から ^{57}Co を照射させてプラスチックシンチレータのLDを変化させたときのものが図7.16である。放射線源の位置は図7.16で、180度のシンチレータに近い側から当てている。図7.16から、プラスチックシンチレータのLDが低い場合は、前方散乱が有意となり、放射線源の位置と反対側(0, 360度)のカウント数が高くなっている(図7.16左上)。反対にプラスチックシンチレータのLDが高い場合は、後方散乱が有意となり、放射線源に近い側のCsI(Tl)シンチレータのカウント数が高くなっている(図7.16左下、右下)。また、プラスチックシンチレータのLDがある値のとき(図7.16ではLD = 8 ch)では前方散乱と後方散乱の数が等しくなり、山型のプロットとはならずほとんどフラットに近い形となっている。

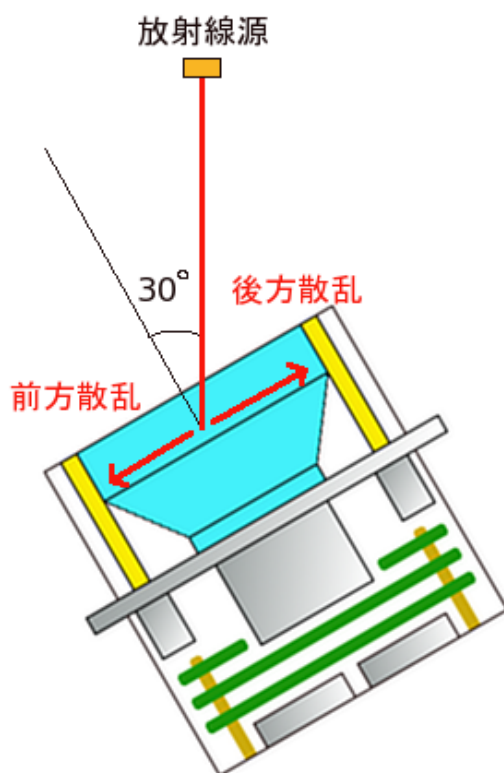


図 7.15 斜め実験の前方散乱と後方散乱

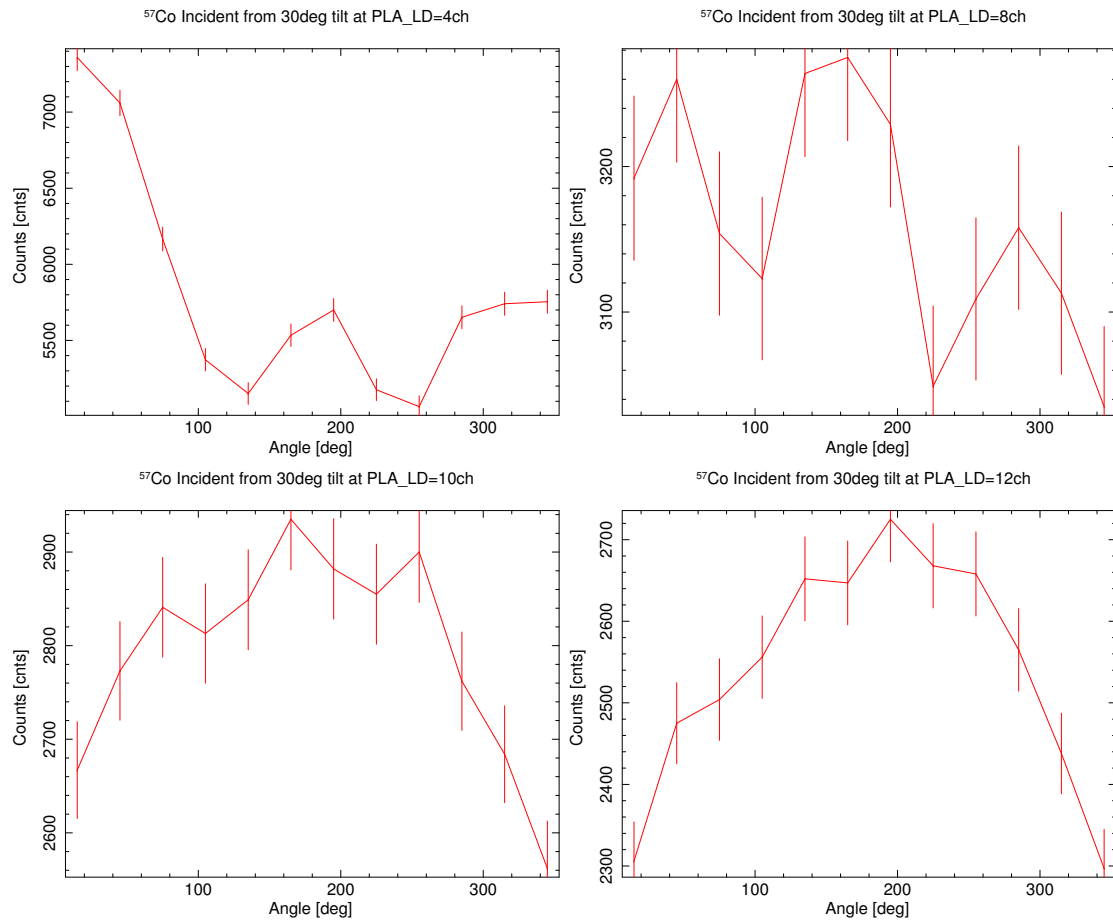


図 7.16 斜め入射実験でプラスチックシンチレータの LD を変化させたときの偏光情報の変化。検出器を回転させていなかったため検出器の系統誤差が出て、左右対称なプロットとなっていない。プラスチックシンチレータの LD が低い場合は放射線源の位置と反対側のカウント数が高い山型のプロットとなっている。反対にプラスチックシンチレータの LD を上げていくと放射線源側のカウント数が高いプロットとなる。その間の LD では山型とはならずほぼフラットとなっている。

7.5.2.3 GRBの粗い方向決定

今回の実験のセットアップ、GAPのパラメータ設定は図7.13、図7.15、表7.5と同じである。方向決定に使われる情報はプラスチックシンチレータで散乱された光子だけでなく、直接CsI(Tl)シンチレータに入ってきた光子もカウントしている。放射線源の位置は図7.17で7番に近い側から当てている。結果は図7.17のようになった。放射線源と逆方向にあるCsIの方がカウント数が高くなっている。これはCsI単独のイベントでもカウントとして数えるため、プラスチックシンチレータで散乱されずに直接CsIに入った光子があるためである。

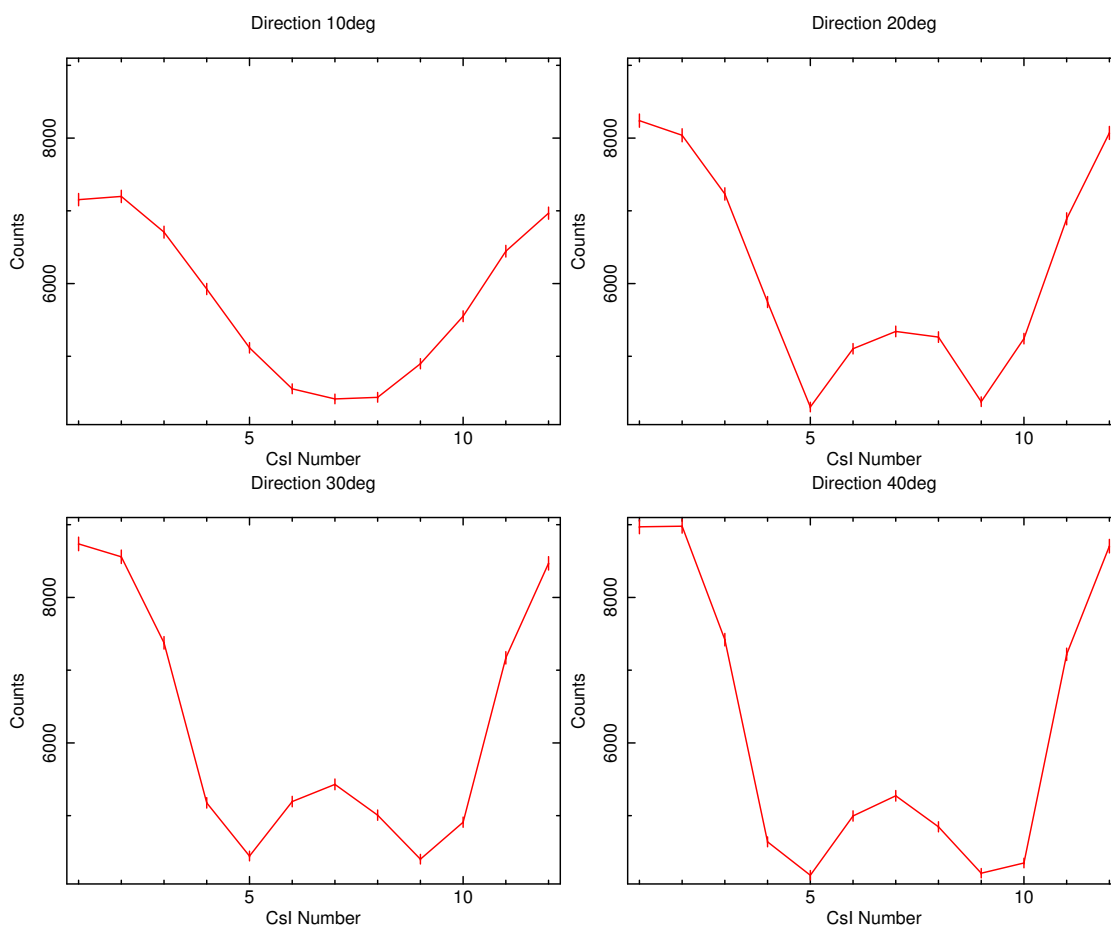


図 7.17 粗い方向決定。入射角度を大きくしていくことで振幅が大きくなっていくことがわかる。また、放射線源の位置と近い側のカウント数が高くなっている。

7.5.3 シミュレーションとの比較と考察

粗い方向決定

図7.18は粗い方向決定の実験でのデータとシミュレーションデータを比較したものである。黒線は実験データで、赤線はシミュレーションによるデータである。どの角度のものもエネルギー122 keVの ^{57}Co を入れたものである。また、どのデータも比較のため、最大点が1となるように規格化してある。図7.18を見ると線源に近い側のカウントがシミュレーションよ

り高くなっているが、入射角度を大きくしたときの近い側のカウント数が高いのは顕著には現れていない。この原因に関してはシミュレーションを行っただけではわからなかったため、シミュレーションの状況をより実験のものに近づけていく必要がある。しかし実験とシミュレーションでの振幅を比較すると非常によく合っているので、シミュレーションを多く行うことによって粗く方向を決定できるということがわかった。

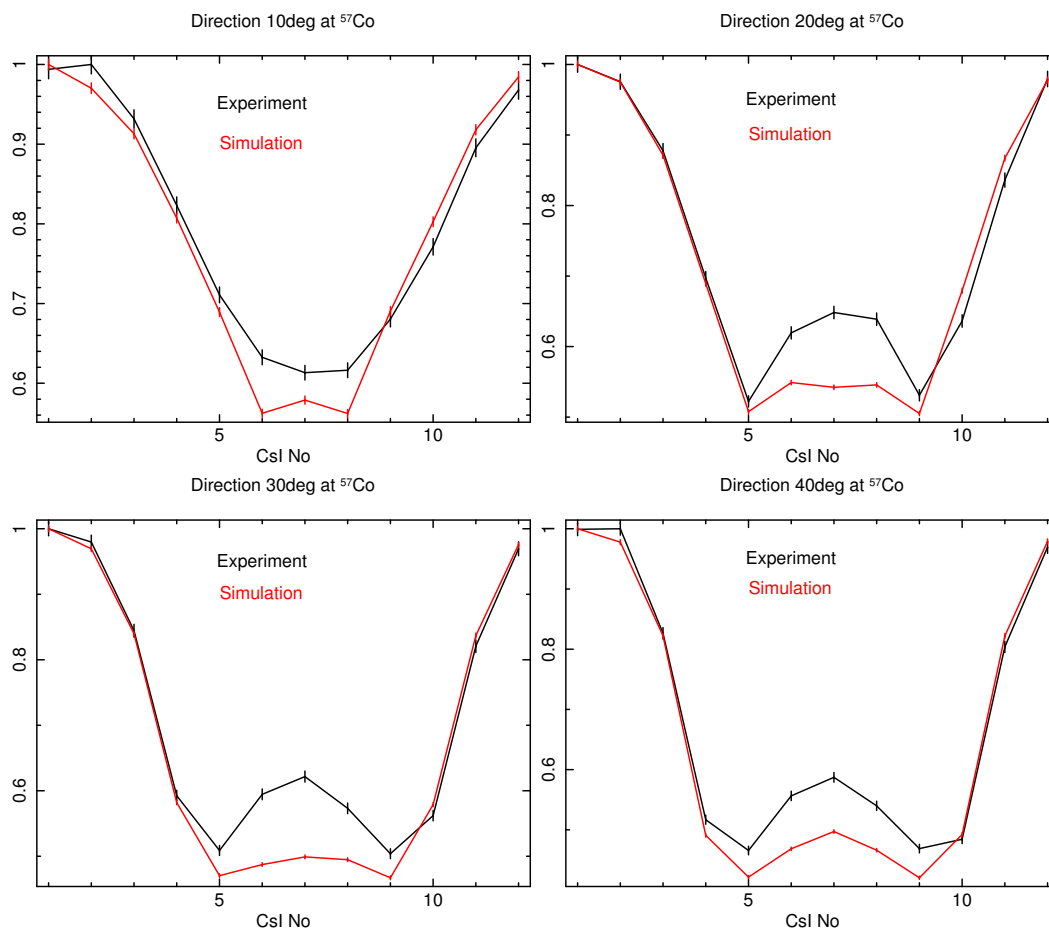


図 7.18 粗い方向決定のデータとシミュレーションの比較。黒線は実験データで、赤線はシミュレーションによるデータ。データはどの角度のものも 122 keV の ^{57}Co を入れている。比較するためにデータは最大の点が 1 となるように規格化してある。

第 8 章

観測までの問題点と対策

本章では検出器の性能評価を行ってきて浮き彫りになった問題点を示す。またその問題点への対策をシミュレーションを用いて考察する。

8.1 斜め入射の偏光

検出器に正面から光子が入射した場合は得られるモジュレーションカーブはきれいな正弦関数となる。しかし実際に観測を行った場合は検出器に対して正面から光子が入射することはほとんどない。

図 8.1 はシミュレーションにおいて検出器に対して正面から X 線を入射させた場合と 30 度傾けて入射させた場合のモジュレーションカーブの違いである。図 8.1 を見れば分かるように右図からは振幅と平均を定義できないので得られた図を補正することが必要となる。

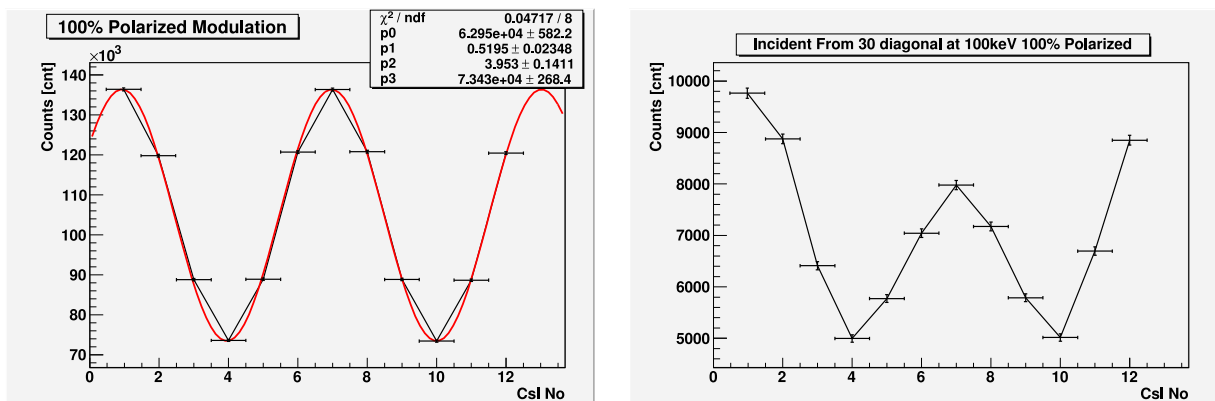


図 8.1 正面から X 線を入射させた場合 (左) と斜め 30 度傾けて入射させた場合 (右) のモジュレーションカーブの違い。どちらも検出器の全面に光子が当たるように 100 % 偏光したエネルギー 100 keV の X 線を入射させた。

8.1.1 斜め入射の無偏光 X 線

7.5 節で述べたように斜めから X 線が入射した場合は無偏光の X 線でもサインカーブを描く。図 8.2 は斜め 30 度から検出器の全面に光子が当たるように 100 keV の無偏光 X 線を入射させた場合のコインシデンスデータである。

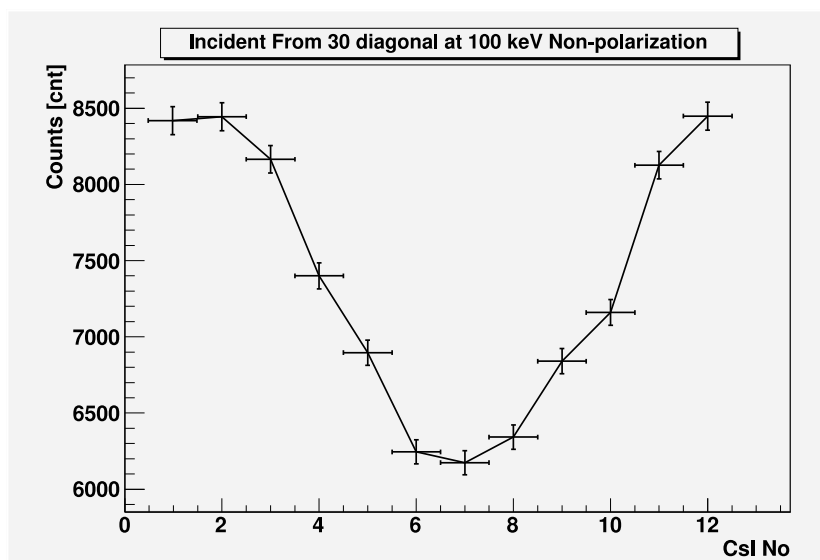


図 8.2 無偏光の X 線を斜めから入射させたときのシミュレーションでの検出器の応答。100 keV の光子を斜め 30 度から検出器の全面に当たるように入射させた。

8.1.2 斜め入射の偏光 X 線

偏光を持った X 線が斜めから検出器に入射した場合は図 8.2 の振幅に、偏光によるモジュレーションが乗ることになる。図 8.3 は斜め 30 度から 40 % 偏光した 100 keV の X 線を入射させたときの検出器の応答である。また図 8.4 は図 8.3 から図 8.2 を割り算することで斜めから入射した効果を補正している。

GAP の 100 keV でのモジュレーションファクタ M_{100} は $M_{100} = 0.301 \pm 0.002$ であり、図 8.4 を \sin^2 フィットしたときのモジュレーション M は $M = 0.109 \pm 0.014$ であったので、これらの値から偏光度 Π を求めると

$$\Pi = \frac{0.109}{0.301} \times 100 = 36.2 \pm 4.8 \% \quad (8.1)$$

となった。入射させた X 線の偏光度は 40 % であったため、これは精度よく斜め入射の補正が行えているということがわかる。

実際に上空へと打ち上がったときは GAP の位置と GRB が発生した場所は他の GRB 観測衛星によって知ることができる。また、GRB のスペクトルは GRB モード時のスペクトルや

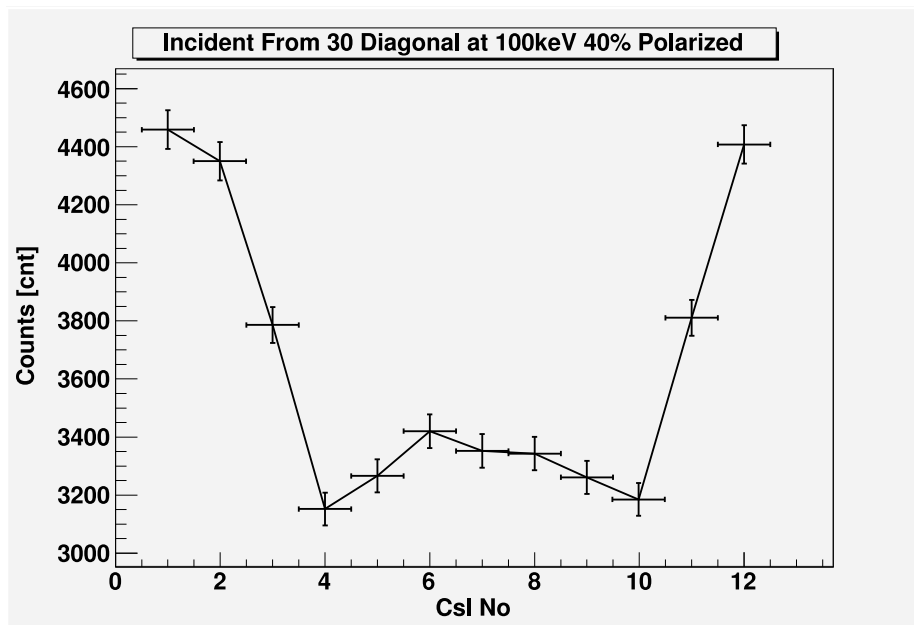


図 8.3 40 % 偏光したエネルギー 100 keV の X 線を斜め 30 度から入射させたときの検出器の応答。図 8.2 のサインカーブに偏光によるモジュレーションが乗ったような形をしている。

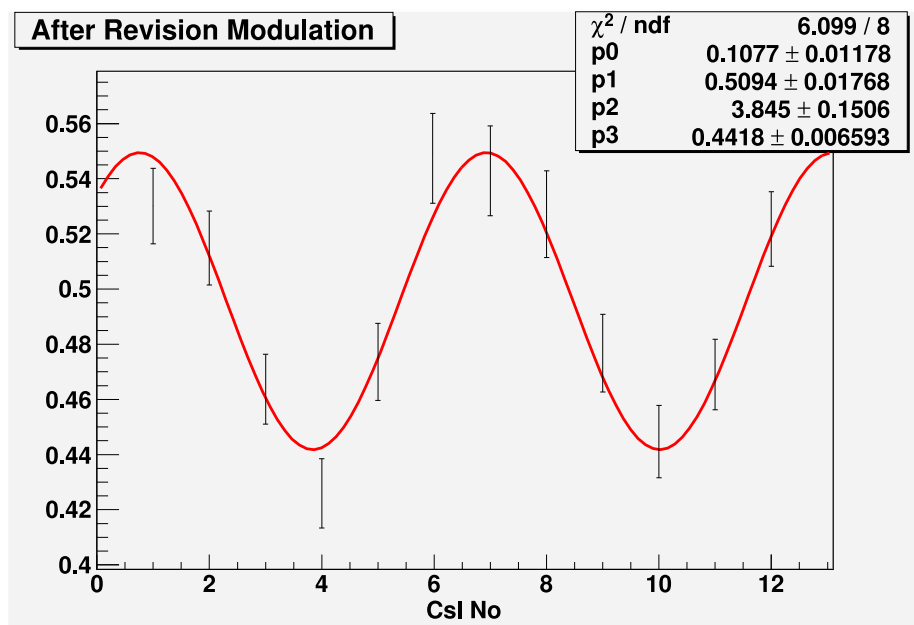


図 8.4 補正後のモジュレーションカーブ。 \sin^2 でフィットすることによって振幅と平均を定義できる。得られた M 値から偏光度を求めると $\Pi = 36.2 \pm 4.8 \%$ であった。

観測的に知られている GRB の光子スペクトルである

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-1} \quad (8.2)$$

を用いてシミュレーションを行うことができる。

8.1.3 GRB の期待されるヒットパターン

実際に GRB の偏光観測を行った場合に期待される偏光情報を調べる。今 GRB の偏光度はわからないため仮に 40 % と 70 % であるとする。また、BATSE の GRB カタログより、long GRB の平均継続時間が 50 sec であり、long GRB の平均光子フラックスが ~ 1 photon/cm²/sec であるということが観測的にわかっている。よって 50 photon/cm² の光子を式 (8.2) のエネルギー分布に従わせてシミュレーションを行えばよい。

図 8.5 は式 (8.2) のエネルギー分布に従わせて 50-300 keV の無偏光の X 線を 3×10^6 個、斜め 30 度の位置から検出器に一様に降らせたときのヒットパターンである。連続スペクトルでも図 8.2 のような単一のエネルギーだけのときと同じように山型のプロットとなる。

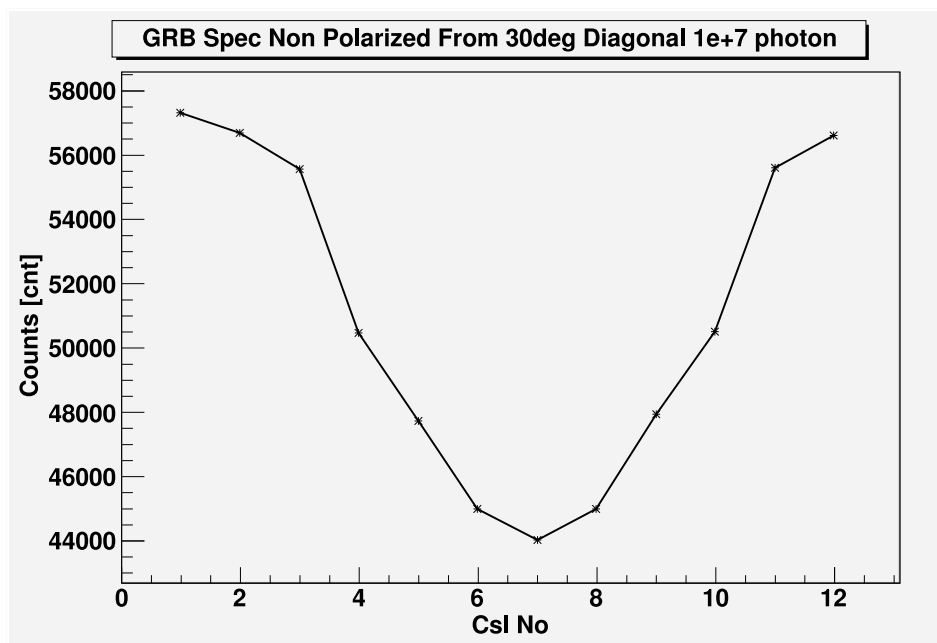


図 8.5 GRB の光子フラックス分布に従わせたときの無偏光でのヒットパターン。検出器に対して斜め 30 度から光子を入射させている。

図 8.6 は同様のスペクトルで 50-300 keV のエネルギーの光子を 50 photon/cm² で降らせたときのヒットパターンである。偏光度は 40 % と 70 % としている。また図 8.7 は図 8.6 のヒットパターンの斜め効果を補正したものである。これらを \sin^2 でフィットすると 40 % 偏光したものの M 値が 0.163 ± 0.054 、70 % 偏光したものの M 値が 0.234 ± 0.060 となった。

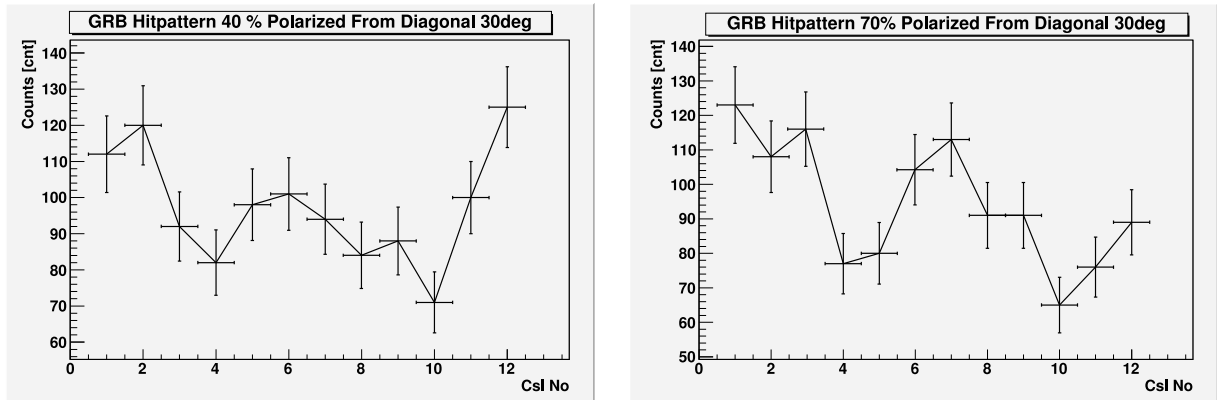


図 8.6 40 % (左) と 70 % (右) の偏光度を与えたときの期待される GRB のヒットパターン。

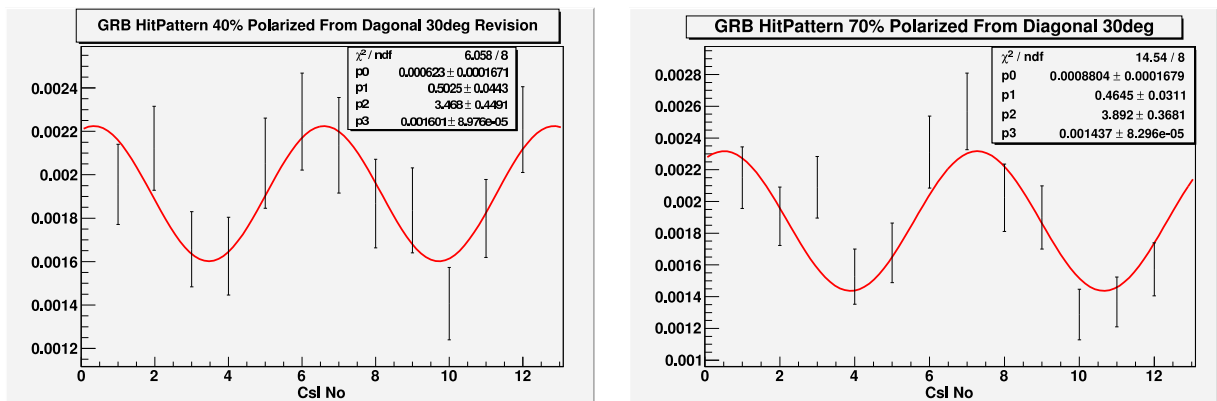


図 8.7 図 8.6 のヒットパターンの斜め効果を補正したもの。

図 8.8 は 50-300 keV で 100 % 偏光の光子を式 (8.2) のスペクトルで入射させたときのモジュレーションファクタである。これからモジュレーションファクタ M_{100} を求めると、 $M_{100} = 0.311 \pm 0.007$ であった。以上の結果から GRB のような連続スペクトルが検出器に斜めから入射した場合の偏光度は、40 % 偏光している場合は $\Pi = 52.4 \pm 18.5 \%$ 、70 % 偏光している場合は $\Pi = 75.2 \pm 20.7 \%$ と求まった。

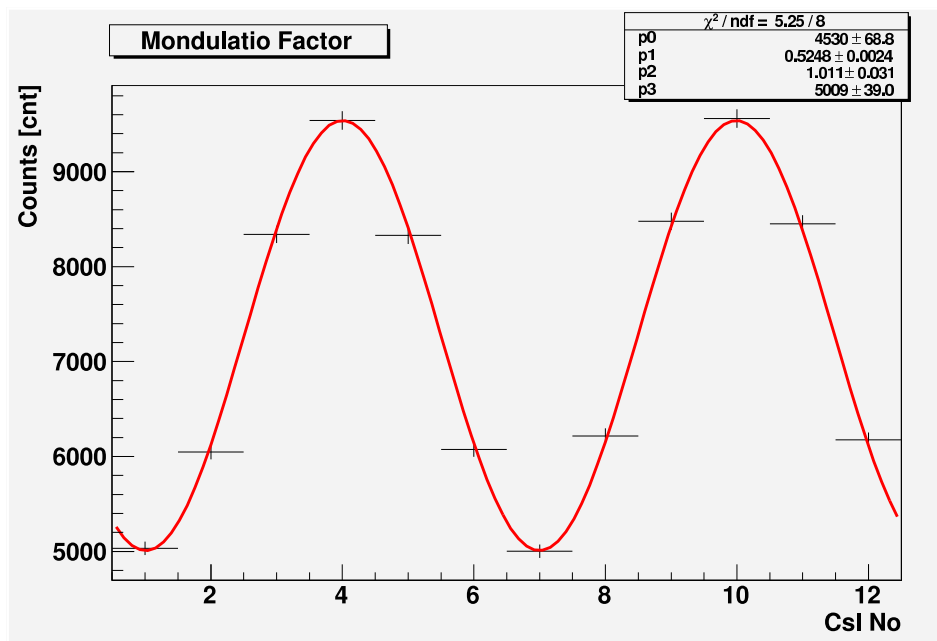


図 8.8 50-300 keV の光子を E^{-1} のスペクトルで入射させたときのモジュレーションファクタ。検出器に対して正面から全面に当たるように光子を降らせた。

第9章

まとめと今後のスケジュール

本研究では、2010年に打ち上げの人工衛星に搭載する検出器 GAP の作製を行い、その性能評価や衛星搭載時にかかるさまざまな試験を行ってきた。現在は衛星に組み込んでの総合的な試験を行っている。また、実際に受けたデータに対するシミュレーションを行い、データ解析などに備えている。

9.1 GAP-FM の設計・製作

9.1.1 シンチレータの接着と構造

衛星搭載用の検出器を作製するにあたって、衛星に搭載させるためにさまざまな厳しい試験を乗り越える必要があった。PM では振動試験で光電子増倍管とプラスチックシンチレータの接着がはがれるということが起こった。また、その後の温度サイクルにおいてゲインが温度サイクル前後で大きく変化するということがあった。FM では PM で信頼を得たものを使い、PM での問題点への対策を行ってきた。プラスチックシンチレータと光電子増倍管を直接接着するのではなく、質量の重いプラスチックシンチレータをアルミケースでしっかりと固定し、それに光電子増倍管を添えるという形を採用した。シンチレータと光電子増倍管のカップリングにはシリコンジェルの柔軟な接着材を用いた。また、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータを一体化させることによって、検出器に幾何学的対称性が崩れない構造を持たせた。

9.1.2 重量

プラスチックシンチレータの高さを PM 時の 7 cm から 6 cm にすることによって、～ 160 g の軽量を行った。また、アルミケースの全体的なザグリを行い軽量化を行い、鉛シールドを若干薄くすることによって、納品直前の GAP の質量は GAP-P を含めて～ 3800 g であった。

9.1.3 熱設計

GAP の上面には黒色塗装、側面と底面には MLI を巻くことによって熱設計を行った。環境試験で行った総合の熱真空試験において、GAP にヒーターを炊くことによって、GAP は自

分たちが目標としていた温度から逸脱することなく温度を制御することができた。

9.1.4 CPU ソフト

検出器内部に CPU ソフトを組み込み、上空で必要なデータをまとめ、地上に下ろせる程度にデータをコンパクトにまとめてある。また、GAP には待機モード、GRB モード、CRAB モード、CAL モードなどさまざまなモードがあり、モードに応じた処理を行いデータを地上へと下ろす。その全てのモードが正常に動作することを確認してある。

9.2 環境試験

衛星打ち上げ時や宇宙での観測環境に耐えることができるかを調べるため、GAP-FM ではさまざまな環境試験を行った。その中の正弦波振動試験・パイロ衝撃試験において検出器内の光電子増倍管が故障するということが起こった。これには光電子増倍管とシンチレータを密着しているジェルを厚くし、光電子増倍管を支えているアルミキャップとシンチレータの間にゴムを挟み振動が起こらないように対処した。衛星全体を組み上げての 12 月に実施した総合試験では検出器は故障することなく試験を通過することができた。

9.3 性能評価

9.3.1 検出限界エネルギー

プラスチックシンチレータの形状を変えてプラスチックシンチレータの LD が下がることが期待されていたが、PM モデル時からの LD とあまり変わることはなかった。これは衝撃試験対策のためシンチレータと光電子増倍管を接着しているシリコンジェルの厚さを PM モデル時よりも厚くしたため、カップリングが若干悪くなったためだと考えられる。また、プラスチックシンチレータ用のプリーダー回路のクランプダイオードを 3 本直列に入れたことによって、エネルギーレンジは GAP-PM よりも広くなったが、GRB のスペクトルを考え、UD はデフォルトでは ~ 76 keV に設定してある。

9.3.2 斜め入射

シミュレーションにおいて、斜めから無偏光の X 線を入射させることによって斜め効果を補正することができることがわかった。しかし得られるデータのスペクトルやヒットパターンのエネルギー範囲が違っていれば斜め効果が異なってくるのでエネルギー較正をしっかりと行っておく必要がある。

9.4 地上系の開発

本論文では述べてこなかったが実験室での実験や総合試験などで検出器からのデータをモニターするシステムの開発を行った。また、実際に検出器が打ち上がったからは衛星特有のプロトコルを用いてデータを地上へと下ろすので、そのプロトコルを用いたデータ取得ソフトの開発も同時に行った（詳細は付録 D、E 参照）。

9.5 今後のスケジュール

2010 年 1 月 29 日現在の段階では総合試験の最終電気試験が終了して、その試験を無事通過している。この最終電気試験以降で我々の出番はないが、5 月の打ち上げまでのスケジュールを表 9.1 に示す。

表 9.1 今後のスケジュール

| 日程 | 作業 |
|----------|---------|
| 2-3 月 | 実証機保管 |
| 4/1-6 | 梱包・輸送 |
| 4/7-5/16 | 射場作業 |
| 5/18 | 打ち上げ予定日 |

参考文献

- [1] Band, D.L et al., 1993, ApJ 413 281
- [2] Lazzati, D., Rossi, E., Ghisellini, G. & Rees, M.J., 2003, astro-ph 0309038v3
- [3] Lazzati, D., 2003, astro-ph 0312331v1
- [4] Lazzati, D., 2006, astro-ph 0607663v1
- [5] Waxman, E., 2003, Nature 423 338
- [6] D. A. Frail, E. Berger, T. Galama, S. R. Kulkarni, G. H. Moriarty-Schieven, G. G. Pooley, R. Sari, D. S. Shepherd, G. B. Taylor, F. Walter, 2000, astro-ph 0003138
- [7] Rybiki, G.B, Lightman, A.P., 1979, WILEY INTER SCIENCE, Radiative Process in Astrophysics
- [8] KNOLL, F.C, 2001, 日刊工業新聞社, 放射線計測ハンドブック 第3版
- [9] 日本アイソトープ協会「アイソトープ手帳」
- [10] Gruber, D.E et al., 1999, ApJ 520, 124-129
- [11] Rees, M.J., Meszaros, P., 1992, MNRAS 258 L41
- [12] Piran, T., 1998, Phys.Rept. 314 575
- [13] J. Greiner, S. 2003, Nature 426 6963 157-159
- [14] Toma, K., 2009, astro-ph 0812.2483v2
- [15] 米徳大輔「ガンマ線バーストに伴う X 線残光と鉄輝線の観測」 東京工業大学 2001 修士論文
- [16] 増井宏樹「衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の開発」金沢大学 2006 修士論文
- [17] 小平裕宣「人工衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の基礎開発」 金沢大学 2007 修士論文
- [18] 青山有加「人工衛星搭載用ガンマ線偏光検出器の開発」 金沢大学 2008 修士論文
- [19] 児玉芳樹「ガンマ線バースト偏光検出器の環境試験と放射光を用いた性能評価」 金沢大学 2009 修士論文
- [20] 江村尚美「ガンマ線バースト偏光検出器のモンテカルロシミュレーターによる応答の把握」金沢大学 2009 修士論文
- [21] 坂下智徳「ガンマ線バースト偏光検出器の熱設計」 金沢大学 2009 卒業研究
- [22] 井上陽子「撮像型 X 線検出器の基礎開発実験研究」 山形大学 2000 修士論文
- [23] 宮本八太郎「ガンマ線バースト偏光計 GAOPM 計画 散乱型硬 X 線偏光計 八角形シンチレータの性能」日本大学 2003 修士論文
- [24] 三谷夏子「RHESSI 衛星による太陽フレアの硬 X 線撮像スペクトル解析」東京大学 2005

修士論文

- [25] 佐藤文人「気球搭載用硬 X 線偏光度検出器の基礎性能」山形大学 2003 修士論文
- [26] 浅村和美「MSGC からの多チャンネル読み出しシステムの構築」山形大学 2000 修士論文
- [27] クリアパルス株式会社「データ処理ロジック仕様書 7076 型」

付録 A

各物質の散乱断面積

GAP に入ってくる光子のカウント数を見積もるために検出器のケースであるアルミと遮蔽で用いている鉛について散乱断面積を調べ、それぞれの透過率を求めておく。

A.1 散乱断面積

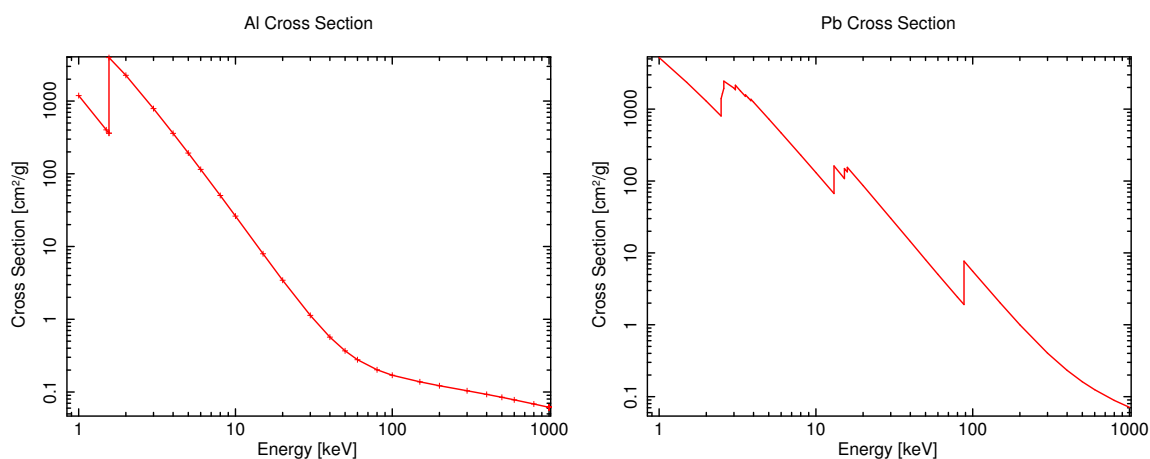


図 A.1 アルミの散乱断面積 (左) と鉛の散乱断面積 (右)。

図 A.1 はアルミと鉛の散乱断面積を示した図である。図 A.1 を適当なエネルギー帯で区切ってベキ関数でフィットを行うとそれぞれの散乱断面積 σ_{Al} と σ_{Pb} は表 A.1 のようになった。

表 A.1 アルミと鉛の散乱断面積。図 A.1 から適当なエネルギー帯を区切ってベキ関数でフィットした値。

| | | |
|---|---|---|
| エネルギー [keV] | 3 - 60 | 60 - 200 |
| σ_{Al} [cm^2/g] | $1.63 \times 10^4 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.76}$ | $5.37 \times (E/1 \text{ keV})^{-0.735}$ |
| エネルギー [keV] | 20 - 80 | 80 - 300 |
| σ_{Pb} [cm^2/g] | $2.00 \times 10^5 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.59}$ | $4.99 \times 10^5 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.48}$ |

A.2 透過率

アルミと鉛の密度は $\rho_{\text{Al}} = 2.70 \text{ g/cm}^3$ 、 $\rho_{\text{Pb}} = 11.35 \text{ g/cm}^3$ であるので、表 A.1 の値と密度から、厚さ $x \text{ cm}$ のアルミと鉛の透過率 μ_{Al} 、 μ_{Pb} を求めると、 $\mu = \exp(-\sigma\rho x)$ であるので、

$$\mu_{\text{Al1}} = \exp(-4.40 \times 10^4 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.76} x) \quad (\text{A.1})$$

$$\mu_{\text{Al2}} = \exp(-14.5 \times (E/1 \text{ keV})^{-0.74} x) \quad (\text{A.2})$$

$$\mu_{\text{Pb1}} = \exp(-2.27 \times 10^6 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.59} x) \quad (\text{A.3})$$

$$\mu_{\text{Pb2}} = \exp(-5.66 \times 10^6 \times (E/1 \text{ keV})^{-2.48} x) \quad (\text{A.4})$$

付録 B

シミュレーションによるバックグラウンドの見積もり

第 5.8 節で議論したエネルギー較正用放射線源の強度を検証するためシミュレータである geant4 を用いて、検出器に入射してきた光子についてプラスチックシンチレータと CsI シンチレータに落とすエネルギーとその光子数を調べる。

B.1 前準備

宇宙 X 線背景放射のスペクトルは次のようなものであった。

$$\frac{dN(E)}{dE} = \begin{cases} 7.877E^{-1.29} \exp(-E/41.13) & 10 < E < 60, \\ A(E/60)^{-6.5} + B(E/60)^{-2.58} + C(E/60)^{-2.05} & E > 60. \end{cases}$$

図 B.1 は CXB のスペクトルをプロットしたもので、シミュレーションで再現できるよう、このスペクトルを単一のべき関数でフィットすると、30 - 250 keV で

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-2.49} \quad (\text{B.1})$$

となった。また、放射線源の強度を調べた際のプラスチックシンチレータのエネルギー範囲は 35 - 80 keV で、CsI シンチレータは 32 - 100 keV であった。コンプトン散乱で 90 ° 散乱したときに散乱体に 100 keV 落とす光子の入射エネルギーは ~ 290 keV である。よって 32 - 290 keV の光子が検出器に一様に入射してくる数 N は

$$\begin{aligned} N &= 0.897 \times 314 \times 3600 \times 2\pi \\ &= 6.37 \times 10^6 \text{ [photon]} \end{aligned}$$

よって 6.37×10^6 個の光子を式 (B.1) に分布させてシミュレーションを行えばよい (今、検出器の全面に光子を当てるために実際の検出器の面積よりも大きい面積で光子を降らせている)。

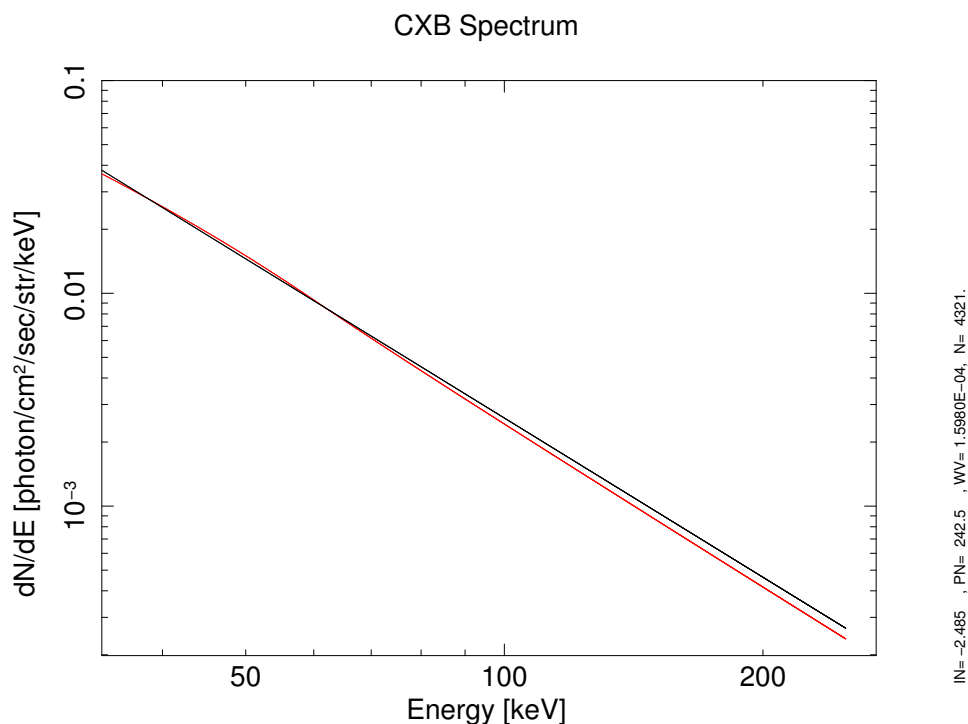


図 B.1 CXB のスペクトル (赤線)[10] と単一ベキ関数でフィットしたもの (黒線)。

B.2 シミュレーション結果

シミュレーション条件としては、検出器の正面から検出器に一様に 6.37×10^6 個の光子を式 (B.1) のエネルギー分布に従うように光子を降らせた。図 B.2 はそのときのスペクトルである。また図 B.3 は入射させた光子に対してプラスチックで検出した X 線のスペクトル (黒) と CsI で検出したスペクトル (赤) であるが、32 - 290 keV の光子を入射させているので 32 keV 付近にピークが見える。図 B.3 からプラスチックシンチレータに 35 - 80 keV のエネルギーを落とす光子数は 3.03×10^5 photon で、CsI シンチレータに 32 - 100 keV のエネルギーを落とす光子は 3.01×10^4 photon であった。この値からプラスチックシンチレータ用の放射線源の強度は 12.1σ で、CsI シンチレータ用は 82.7σ であった。この強度であれば地上での実験と同程度であるので 1 時間の測定で ^{241}Am の光電ピークを確認することができると考えられる。

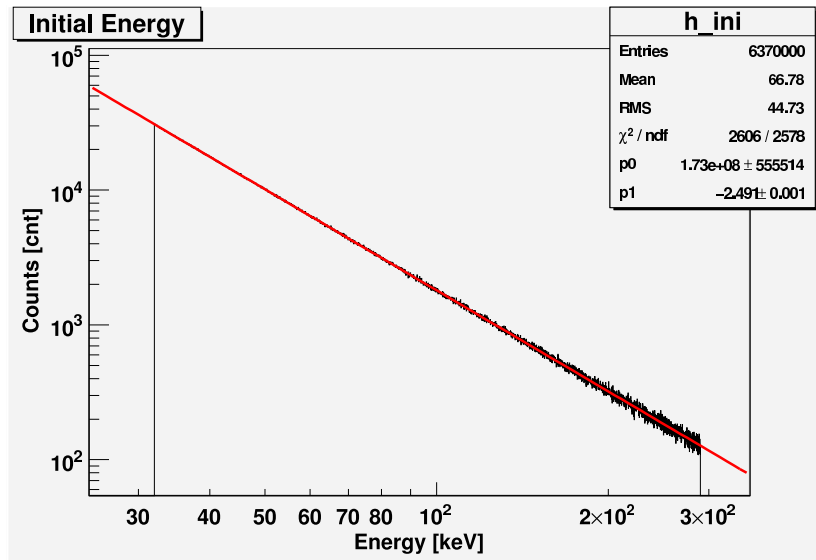


図 B.2 検出器に入射させた光子のエネルギー分布。式 (B.1) のベキと同じベキとなっているので正しく光子をエネルギー分布に従わせて入射させたと考えられる。

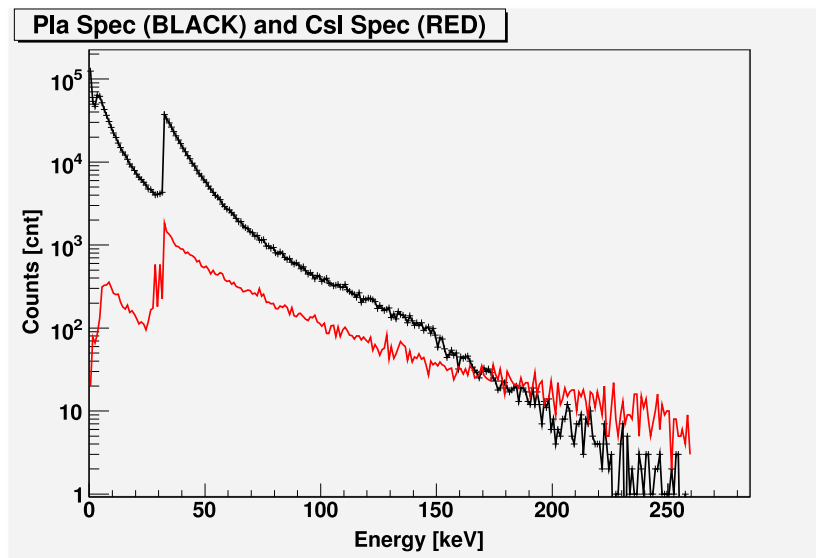


図 B.3 プラスチックシンチレータ (黒) と CsI (赤) で検出した X 線のスペクトル。35 - 250 keV の光子を入射させているので 35 keV 付近にピークが見られる。この図からプラスチックに 35 - 80 keV のエネルギーを落とす光子の数は 3.03×10^5 photon で、CsI に 32 - 100 keV のエネルギーを落とす光子は 3.01×10^4 photon であった。

付録 C

GAP-P 回路

C.1 電流制限回路

GAP-P 回路内の電流制限回路部分について説明する。図 5.27 の回路内で電流制限を行っている部分は図 C.1 である。図 C.1 のダイオード D4 は一定の電流を流す定電流ダイオードで、ダイオード D3 はツェナーダイオードで逆方向に電圧をかけることによってある一定以上の電圧（ツェナー電圧 V_z ）がかからないような特徴を持っている。定電流ダイオードがあるため抵抗 R1 には常に一定の電圧がかかることになる。よって FET のゲート（図 C.1 の G）から点 A までは常に一定の電圧がかかっていることになる。また、図 C.2 は FET のゲート-ソース間の電圧 V_{GS} とドレイン-ソース間の電流 I_{DS} の関係を表していて、 V_{GS} （ V_{GS} はソースを基準にゲートの電圧を見た値）がある一定以下の電圧でないと I_{DS} が流れないようになっている。また、 V_{GS} が高くなるほど I_{DS} も高くなるような特性を持っている。GAP-P に使われている素子である 2N7425 では電流 I_{DS} が流れるためには $V_{GS} < -2$ V（ピンチオフ電圧 V_p ）でなければいけない。

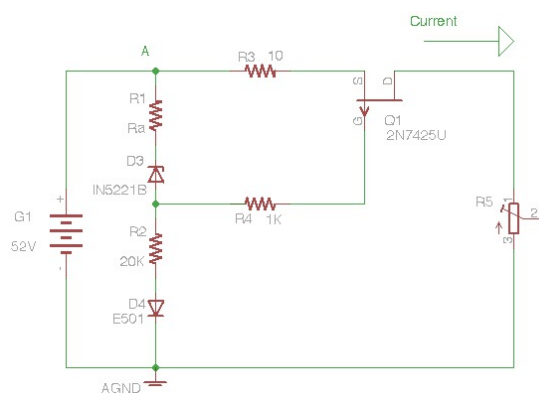


図 C.1 GAP-P の電流制限回路部。ダイオード D4 は一定の電流を流す定電流ダイオードで、ダイオード D3 はツェナーダイオードで逆方向に電圧をかけることによってある一定以上の電圧がかからないような特徴を持っている。定電流ダイオードがあるため抵抗 R1 には常に一定の電圧がかかることになる。よって FET のゲート（図の G）から点 A までは常に一定の電圧がかかっていることになる。

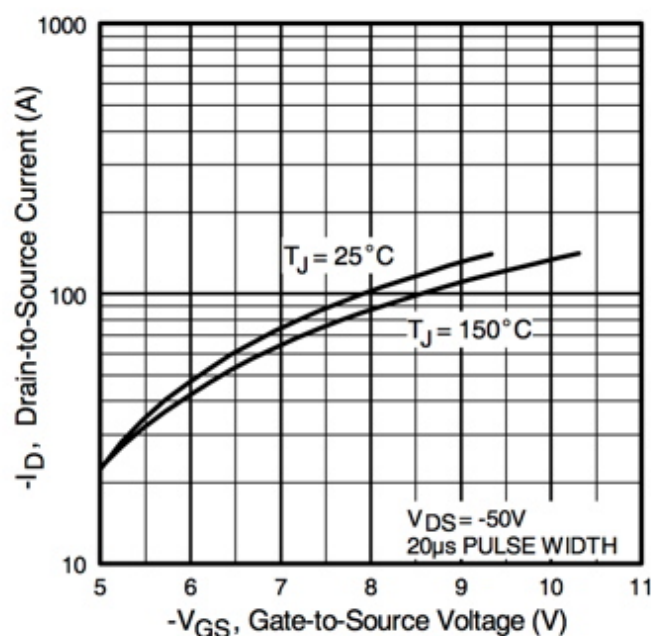


図 C.2 FET のゲート-ソース間の電圧 V_{GS} とドレイン-ソース間の電流 I_{DS} の関係。 V_{GS} がある一定以上の電圧でないと I_{DS} が流れないようにしている。また、 V_{GS} が高くなるほど I_{DS} も高くなっている。

これらのことから回路に流れる電流、つまり I_{DS} が増加すると、図 C.1 の抵抗 R_2 にかかる電圧が増加するので、FET のゲート-ソース間の電圧 V_{GS} が下がり、ある電流以上がかかると V_{GS} が -2 V より小さくなり電流に制限がかかるのである。

C.2 FET の温度特性とツェナーダイオード

図 C.2 でもわかるように FET の特性は FET の温度に依存する。温度が変化したときに制限がかかる電流が大幅に変化するようであれば困るので、温度が変化したときにそれを補償するものが必要になる。図 C.1 中のツェナーダイオードは負の温度係数を持っているので温度が上がるとツェナー電圧 V_Z が下がるという温度特性を持っている。また FET は温度が上昇するとピンチオフ電圧 V_p が高くなる。これら二つの温度特性が温度依存を打ち消し合い、温度補償を行っているのである。

付録 D

SDTP 関数を用いたデータ取得方法

IKAROS のデータは宇宙データプロトコル (SDTP) というプロトコルを用いてデータ取得を行う。本章では SDTP 関数を用いたデータ取得方法について説明する。

D.1 SDTP 関数

SDTP 関数は FUJITSU 提供の衛星データ受信用の関数である。基本的には関数に付属してあるサンプルプログラムをコンパイルすることができればサーバ機がある場所で使用可能である。SDTP 関数内のサンプルプログラムのフローチャートを図 D.1 に示す。プログラムの流れとしてはクライアント側が通信要求を出し、サーバと接続する。サーバとの接続に成功するとデータを受信するまで待機し、受信データがあった場合はデータを受信する。その後サーバから通信解放要求があった場合は接続を切断する、といった流れである。

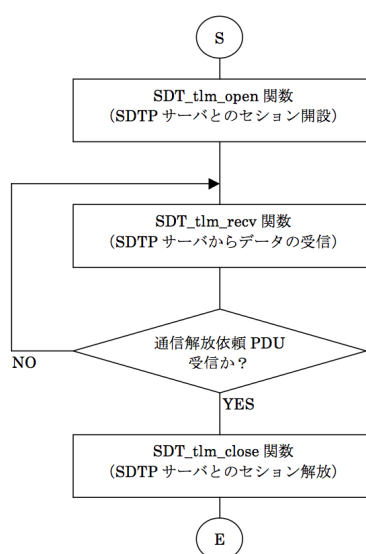


図 D.1 SDTP 関数の流れ。サーバと接続することができれば、データを受信するまで待機する。受信データがある場合にはデータを受信し、通信解放要求がサーバから出なければまた待機状態に入る。通信解放要求があった場合はサーバとの接続を切断する。

D.2 SDTP 関数の設定

SDTP 関数を用いてデータを取得する場合、関数を自分たちにあった設定をする必要がある。表 D.1 は SDTP 関数設定項目と基準設定値を示したものである。データ取得場所などに応じて表 D.1 の値を適切に設定を行う必要があるが、総合試験などでは試験場所が変わらないため基本的には表 D.1 の設定値はいじる必要がない。

表 D.1 SDTP 関数設定項目。

| 設定項目 | 基準設定値 | 備考 |
|------------------------------------|------------------------|-------------------|
| データ取得モード | 1 : リアル 2 : レートバッファ | 基本的にはレートバッファで固定 |
| 衛星番号 | 43 | IKAROS 衛星の場合 |
| 受信アンテナ | 129 | C 棟 B 系 |
| 受信バンド | 128 | X 帯 |
| バーチャルチャネル設定 | | |
| 基本的にはパケット指定でデータ取得を行うのでこの設定は行わなくてよい | | |
| マスクパターン設定 | 0x00 | 上位 1 byte |
| マスクパターン設定 | 0x00 | 下位 1 byte |
| パケット設定 (*詳細な設定方法は後述) | | |
| マスクパターン設定 | 0x00 | 上位 1 byte |
| マスクパターン設定 | 0x00 | 下位 1 byte |
| パケット ID 設定 | 0x00 | 上位 1 byte |
| パケット ID 設定 | 0x00 | 下位 1 byte |
| データ取得タイプ | 1 : パス番号指定 2 : 時刻指定 | 基本的には時刻指定で固定 |
| データ取得開始時刻 | YYYYMMDDHHMMSS | データ取得タイプで時刻指定した場合 |
| データ取得終了時刻 | YYYYMMDDHHMMSS | 日付を 12 桁で指定 |

D.2.1 パケット ID 設定方法

パケット ID とは SDTP 関数を用いてデータを下ろした場合の個々のデータに付けられる 11 bit のアプリケーション ID (APID) のことである。よって GAP のデータにもいくらかの APID がふられていて、その ID を指定することによって GAP だけのデータを取ってくることができる。表 D.2 に GAP の APID を示す。マスクパターン、パケット ID を指定した場合の演算は式 (D.1) のようになる。

$$\text{APID} \ \& \ \text{MASK_PTN} = \text{PKT_ID} \quad (\text{D.1})$$

ここで MASK_PTIN、PKT_ID はそれぞれ指定したマスクパターン、パケット ID である。式 (D.1) が成立する場合の APID のデータを取得するのである。

表 D.2 データの種類と APID

| APID | データの種類 |
|-------|------------------|
| 0x610 | 全機器の HK データ |
| 0x553 | ミッションパケット HK データ |
| 0x554 | GRB モードデータ |
| 0x55E | CAL モードデータ |
| 0x55F | CRAB モードデータ |
| 0x555 | データリプロ |

*この APID は 2010 年 1 月 29 日現在のもの

ここで少し例を示す。

全機器の HK データを取得する場合

MASK_PTIN = 0x7FF とすると、式 (D.1) の左辺は APID となる。よってパケット ID を欲しい APID に設定するとそのデータが得られるので、全機器の HK データ (APID = 0x610) を取得する場合は PKT_ID = 0x610 である。

全てのデータを取得する場合

この場合は簡単で、MASK_PTIN = 0x000 とすると、式 (D.1) の左辺は 0x000 となる。よって、PKT_ID = 0x000 とすると、全データを取得することができるのである。

D.3 データフォーマット

SDTP 関数でデータを取得してきたときのデータフォーマットを表 D.3 に示す。表 D.3 で、我々のデータはデータ部のテレメトリデータの部分にあたる。また、テレメトリデータはさらに 64 byte の付加情報が付き、その後にユーザーデータがくる。ユーザーデータには 1 パケットデータ長が 1024 byte を超えるときには CCSDS ヘッダ (Consultative Committee for Space Data System) が 18 byte (Primary Header 6 byte + Secondary Header 12 byte) つき、1024 byte 以下である場合には 13 byte (Primary Header 6 byte + Secondary Header 7 byte) の CCSDS ヘッダがつく。CCSDS ヘッダが 13 byte の時を ADU 分割なし、18 byte の時を ADU 分割ありという。CCSDS ヘッダのフォーマットを表 D.4、D.5 に示す。

表 D.4、D.5 からユーザーデータは APID とは別に CCSDS ヘッダにある Packet ID でも区別されている。表 D.2 からほとんどのデータは APID によって区別されているが、データリプロ (データ領域ダンプデータとプログラム領域ダンプデータ) は 2 種類のデータがあるが APID は 1 つである。このときに CCSDS ヘッダの Packet ID で区別を行うのである。データ領域ダンプデータの Packet ID は 0、プログラム領域データダンプの Packet ID は 1 となっ

表 D.3 SDTP 関数で得られたデータのデータフォーマット

| 上位バイト | データ説明 | | 値 |
|----------|-----------------|------------|---------|
| SDTP ヘッダ | | | |
| 0 | 先頭フラグ / バージョン番号 | | 0x41 |
| 1 | PDU 種別 | | 0x00 |
| 2-5 | 送信シーケンスカウンタ | | 任意 |
| 6-9 | 受信シーケンスカウンタ | | 任意 |
| 10-11 | データ種別 | | 0x01 |
| 12-17 | 送信元識別子 | | 任意 |
| 18-23 | 送信元識別子 | | 任意 |
| 24 | セッション ID | | 任意 |
| 25 | 転送モード | | 3 (dec) |
| 26-29 | PDU 長 | | 任意 |
| 30-31 | レコード長 | | 任意 |
| データ部 | | | |
| 32 | レコード 1 | レコード識別 | 0x02 |
| 33-39 | | データ ID | 任意 |
| 40-43 | | レコード長 | 任意 |
| 44 ~ | | テレメトリデータ 1 | 任意 |
| ... | | | |
| | レコード n | レコード識別 | 0x02 |
| | | データ ID | 任意 |
| | | レコード長 | 任意 |
| | | テレメトリデータ n | 任意 |

表 D.4 CCSDS Primary ヘッダ

| Version | Type | Sec.Header | APID | Sequence | Sequence | Packet |
|---------|-------|------------|--------|----------|----------|--------|
| | | FLAG | | FLAG | Count | Length |
| 3 bit | 1 bit | 1 bit | 11 bit | 2 bit | 14 bit | 16 bit |

表 D.5 CCSDS Secondary ヘッダ

| ADU 分割なし | | | | | | |
|----------|----------|------------|----------|----------|--------|-----------------|
| Time | Category | Packet | Packet | Sequence | ADU | |
| | | Identifier | Sequence | FLAG | Count | |
| 32 bit | 8 bit | 8 bit | 2 bit | 6 bit | | |
| ADU 分割あり | | | | | | |
| Time | Category | Packet | Packet | Sequence | ADU | Packet Sequence |
| | | Identifier | Sequence | FLAG | Count | Count |
| 32 bit | 8 bit | 8 bit | 2 bit | 6 bit | 16 bit | 24 bit |

ている。

付録 E

QL ソフト

5.10.2 節で述べたように GAP は通常の待機モードにいる場合は常にデータを出力していることになる。また、GRB モード、CAL モード、CRAB モードではモードに応じたデータをモード終了時に出力するので、そのデータをモードに応じてプロットする必要がある。QuickLook (QL) ソフトはそれらのデータを読み込み、リアルタイムで表示するソフトである。本章では QL ソフトの動作環境やその詳細について説明する。

E.1 動作環境

基本的には開発を行っている Linux (Distribution : Debian) で動作するが、OS は 32 bit マシンである必要があるという制限がつく。これは GRB モードや CRAB モードのデータを表示させるソフトである dis45 が読める形式 (HBOOK ファイル) にデータを保存する場合、32 bit マシンでないと正常に動作しないためである。また、QL ソフトの開発言語は C++ で開発を行っている。

E.1.1 ライブラリ

adsoft

先程も述べたように、GRB モードと CRAB モードのデータを表示させるソフトは dis45 を用いている。また、待機モード時のカウントデータも dis45 で表示させる。dis45 にはヒストグラム同士の演算や読み込んだデータのヒストグラムが更新されていればプロットの更新をすることができる非常に便利なソフトである。dis45 を使うために QL ソフト内でヒストグラムを HBOOK ファイル形式に保存するのである。表 E.1 に HBOOK ファイル形式で保存するために必要なライブラリを示す。表 E.1 に示したライブラリは金沢大の宇宙物理研究室では適切なコンパイラでコンパイルしてあるので新たに入手してコンパイルする必要はない。

Qt

Qt (キョウト) とは C++ 言語で書かれたユーザーインターフェースフレームワークで、Windows や Linux など、さまざまなプラットフォームで動作するアプリケーションを開発で

表 E.1 HBOOK ファイル形式で保存するのに必要なライブラリとバージョン。

| ライブラリ | バージョン |
|----------|-------|
| aste_anl | 1.73 |
| com_cli | 2.06 |

きる。GAP の QL ソフトではこの Qt を用いて GUI (Graphical User Interface) アプリケーション開発を行っているので、Qt のライブラリも必要になる。表 E.2 に必要な Qt ライブラリを示す。表 E.2 のライブラリは Debian Lenny の場合はパッケージが用意されているので適切なパッケージをインストールすればよい。また、Qt には GUI を用いてアプリケーションの開発を行える環境 (Qt designer) などさまざまな便利なツールが用意されているのでそれらをインストールしておくといよい。

表 E.2 GUI に必要な Qt ライブラリ。

| ライブラリ | 備考 |
|---------------|------------------------|
| libqt-mt.so | |
| libqwt-qt3.so | アプリケーション内でグラフ表示する場合に必要 |

E.2 HBOOK ファイルの作製

C++ で HBOOK ファイルを作製する場合のサンプルプログラムを以下に示す。

```
#include <iostream>
#include <stdlib.h>
#include <ctime>
#include "cli.h"
#include "com.h"
#include "bnk.h"
#include "evs.h"
#include "anl.h"
#include "anl_def.h"
#include "anl_misc.h"
#include "cfortran.h"
#include "hbook.h"

int main(int argc, char* argv[])
{
    int hbk_bus_size = 5000;
    char *hbk_file_name = "test.hbk";
    // HBOOK ファイルの確保
    HLIMAP(hbk_bus_size, hbk_file_name);

    int id1 = 1;
```



```

char *idname1 = "id1";
int xbin1 = 10;
float xmin1 = 0.0, xmax1 = 1.0, weight1 = 0.0;
// 1次元ヒストグラムの作製
HBOOK1( id1, idname1, xbin1, xmin1, xmax1, weight1 );

int id2 = 2;
char *idname2 = "id2";
int xbin2 = 10, ybin2 = 10;
float xmin2 = 0.0, xmax2 = 1.0;
float ymin2 = 0.0, ymax2 = 1.0, weight2 = 0.0;
// 2次元ヒストグラムの作製
HBOOK2( id2, idname2, xbin2, xmin2, xmax2,
         ybin2, ymin2, ymax2, weight2 );

float xdata, ydata;
int counter = 0;
srand( (unsigned int)time(NULL) );
while( 1 ){
    counter++;
    xdata = (double)rand()/RAND_MAX;
    // 1次元ヒストグラムに値をつめる
    HF1( id1, xdata, 1.0 );
    // 2次元ヒストグラムに値をつめる
    xdata = (double)rand()/RAND_MAX;
    ydata = (double)rand()/RAND_MAX;
    HF2( id2, xdata, ydata, 1.0 );
    if( counter > 1000000 ){
        break;
    }
    sleep( 1 );
}

return 0;
}

```

サンプルプログラムのソースファイルは `mkhbk.cpp` であったとすると、上のサンプルプログラムをコンパイルするための Makefile は次のようになる。

```

CXX      = g++
CXXFLAG = -g -Wall
RM       = rm -f
INCDIR  = -I/adsoft/aste_anl/1.73/include \
         -I/adsoft/com_cli/2.06/include
LIBDIR  = -L/adsoft/aste_anl/1.73/linux \
         -L/adsoft/com_cli/2.06/linux -L/usr/lib
LIBS    = -liANL -liCLI -liCOM -lgraflib -lgrafX11 \
         -lpacklib -lmathlib -lkernlib -lreadline
TARGET  = mkhbk

```

```

#
# objects
#
OBJ = mkhbk.o

.cpp.o :
    $(CXX) -c $< -o $@ $(CXXFLAG) $(INCDIR)

#
# targets
#
all : $(TARGET)

$(TARGET) :$(OBJ)
    $(CXX) -o $@ $< $(CXXFLAG) $(LIBDIR) $(LIBS)

clean :
    $(RM) $(TARGET) $(OBJ)

```

E.3 データフォーマット

第 D 章で示したように、SDTP 関数で取得したデータにはさまざまなヘッダが取り付く。また、ユーザーデータのフォーマットも決まっていた適切な箇所を読まないという意味のあるデータとはならない。GRB モード、CAL モード、CRAB モードの各種モードのデータフォーマットと待機モード時に出力する HK データのフォーマットについてを示す。

E.3.1 HK データ

HK データは基本情報 1 byte と HK データ 23 byte の合計 23 byte のデータがある。表 E.3 に HK データ出力時のデータフォーマットを示す。

表 E.3 HK データフォーマット。HK の名称と先頭アドレスからの位置、データ長。

| | | | | | | | |
|-------------|-------|-------|-------|-----------|-------|-----------|------|
| HK の名称 | 基本情報 | VINT1 | +12 V | CIO1 | TEMP3 | CINT1 | +6 V |
| データ長 [byte] | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 位置 | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| HK の名称 | VIO1 | CINT2 | PHV | VIO2 | TEMP2 | CIO2 | CHV |
| データ長 [byte] | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 位置 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
| HK の名称 | -12 V | TEMP1 | CC | MPU TIMER | | GAP TIMER | |
| データ長 [byte] | 1 | 1 | 1 | 4 | | 3 | |
| 位置 | 14 | 15 | 16 | 17 | | 21 | |

E.3.2 GRB モード

GRB モード時のデータ長は 5496 byte なので、付録 D.3 で述べたようにユーザーデータが 1024 byte を超える場合はデータが 1024 byte ごとに区切られる。つまり、 $5496 = 1024 \times 5 + 376$ であるので、ユーザーデータは 6 個に分けられ、その 6 個のデータに CCSDS ヘッダがつくことになる。表 E.4 に GRB モードでのデータフォーマットを示す。表 E.4 は GAP が MPU にデータを渡すときのデータフォーマットで、1 パケット = 128 (ユーザーデータ) + 8 (ヘッダ + フッタ) byte で構成されている。SDTP 関数でデータ取得した場合は表 E.4 のユーザーデータを 1024 byte ごとのパケットにまとめてそれぞれに CCSDS ヘッダがつく。

表 E.4 GRB モードでのデータフォーマット

| PKT | ユーザーデータの種類 [データ長 byte] | | | | | |
|-------|--------------------------------------|-------------------------|-----------------------------|-----------------|-------------------------|---------------|
| 1-4 | ipn32 [2] × 64 = [128] | | | | | |
| 5-40 | hitpat_h,l [各 1] × 12 × 5 = [120] | | | | ipn176 [2] × 4 = [8] | |
| 41-42 | hitpat_h,l [各 1] × 12 × 5 = [120] | | | | ipn16 [2] × 4 = [8] | |
| 43 | hitpat_h,l [各 1] × 12 × 2 = [48] | ipn16 [2] × 8 = [16] | CsI Spec [3] × 16 = [48] | Sun Time [3] | GRB Time [3] | ROTATE [2] |

- ipn32 : 0 ~ 32 sec 間の IPN データ
- ipn16 : -16 ~ 0 sec 間の IPN データ
- ipn176 : 32 ~ 176 sec 間の IPN データ
- hitpat_h : ヒットパターン (高エネルギー側)
- hitpat_l : ヒットパターン (低エネルギー側)
- CsI Spec : 全 CsI のスペクトルを足し合わせたもの
- Sun Time : GRB トリガーがかかる直前のサンパルスが来た時の GAP の時刻
- GRB Time : GRB トリガーがかかったときの GAP の時刻
- ROTATE : GRB トリガーがかかったときの GAP の回転周期

E.3.3 CAL モード

CAL モードのデータ長は 1664 byte であるので GRB モードと同様に、ユーザーデータは 1024 byte ごとに分割される ($1664 = 1024 \times 1 + 640$)。CAL モード時のデータフォーマットを表 E.5 に示す。

表 E.5 CAL モード時のデータフォーマット。

| PKT | データ種類 [データ長 byte] | | | | | | | |
|-----|----------------------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| 1 | PLA [2] ×64 = [128] | CsI1 [2] ×64 = [128] | CsI2 [2] ×64 = [128] | CsI3 [2] ×64 = [128] | CsI4 [2] ×64 = [128] | CsI5 [2] ×64 = [128] | CsI6 [2] ×64 = [128] | CsI7 [2] ×64 = [128] |
| 2 | CsI8 [2] ×64 = [128] | CsI9 [2] ×64 = [128] | CsI10 [2] ×64 = [128] | CsI11 [2] ×64 = [128] | CsI12 [2] ×64 = [128] | | | |

E.3.4 CRAB モード

CRAB モードの 1 回のデータダンプでのデータ長は 160 byte である。しかし MPU は CRAB モードのデータを最大で 10 個蓄積しておくことができる。10 個のデータを一度に取得した場合は 1600 byte となるのでユーザーデータが分割されることになる ($1600 = 1024 \times 1 + 576$)。つまり、下ろすデータの個数でデータフォーマットが変化してくるので注意が必要である。例として 1 個の場合と 10 個の場合のデータフォーマットを表 E.6、E.7 に示す。

1 個の場合

6 個の場合 ($160 \times 6 = 960 < 1024$) まではユーザーデータは分割されないので D.3 節で述べたように CCSDS ヘッダは 13 byte である。

表 E.6 CRAB モード時のデータフォーマット 1。

| PKT | データ種類 [データ長 byte] | | | |
|-----|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| 1 | PLA Spec [2] ×16 = [32] | CsI Spec [2] ×16 = [32] | hitpat.h [2] ×24 = [48] | hitpat.l [2] ×24 = [48] |

10 個の場合

7 個以上の場合 ($160 \times 7 = 1120 > 1024$) はユーザーデータが分割されるので CCSDS ヘッダは 18 byte である。

表 E.7 CRAB モード時のデータフォーマット 2。

| PKT | データ種類 [データ長 byte] | | | | | | | |
|-----|-----------------------------|-----------------------------|-----|----------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|---------------------------|
| 1 | PLA1 [2] ×16 = [32] | CsI1 [2] ×16 = [32] | ... | | hit_h6 [2] ×24 = [48] | hit_l6 [2] ×24 = [48] | PLA7 [2] ×16 = [32] | CsI7 [2] ×16 = [32] |
| 2 | hit_h7 [2] ×24 = [48] | hit_l7 [2] ×24 = [48] | ... | PLA10 [2] ×16 = [32] | CsI10 [2] ×16 = [32] | hit_l10 [2] ×24 = [48] | hit_l [10] ×24 = [48] | |

謝辞

本修士論文作成にあたり、先生方や先輩、友人達にお世話になりました。

指導教官の村上敏夫先生には、研究のことだけでなく、人生に関する事など幅広く学ばせていただきました。実験では物事を物理的に解釈することや論理的に考えることの重要性を学ぶことができ、大変勉強になりました。

藤本龍一先生は、同じ研究グループでなかったですが、実験や勉強で行き詰まったところがあればいろいろと教えていただきました。また、ゼミを通して物理学の基礎や Linux やプログラミングに関する事など幅広く教えていただき、とても勉強になりました。

米徳大輔先生には、長い間実験につきあっていただきました。実験の手順や方法、実験結果への物理的解釈など学ぶところが非常に多かったです。また、修士論文を書くにあたって難しい部分を分かりやすく説明していただき、大変感謝しています。

ポスドクの佐藤浩介さんからは、違う研究グループでしたが、実験や勉強に関する事で分からない点を教えていただきました。また、学生の立場にたって話を聞いてもらえたのでとても楽しく学生生活ができました。

M2 の大熊由似さんは、一人で東京望遠鏡の改修に立ち会い、望遠鏡の問題点などを改善していて非常にかんがっていると思いました。そのがんばりを見て、自分もがんばらないといけないという気持ちが起こり、ここまでこれたと思います。

和田茜さんは、朝早くから勉強をし、実験で夜遅くまで残っていたのですごくがんばっていると感じました。また、研究室のみんなに笑いとお元気を振りまいてくれたので、3年間の研究生活を楽しく過ごすことができました。

M1 の坂下智徳くんには、同じ研究グループとして CPU ソフトの開発を行ってくれました。坂下くんがいなければ GAP は完成していなかったと今でも感じます。また、M1 が一人という中いろんな仕事をこなしていたので先輩である僕の方が見習わなければならない点が多かったと思います。来年もその調子でがんばってください。

4年生の菊池将太くんは同じ研究グループで、検出器の基礎的な部分の実験をしてくださいました。また、有人宇宙での熱い夢を語ってくれて非常に面白かったです。その夢を実現できるように勉強がんばってください。

森原良行くんは同じ研究グループで、GAP を使った実験やシミュレーションなど非常に助けてもらいました。シミュレーションでは僕の注文にすぐ応えて結果を出してくれたので非常に助かりました。来年はしっかりハカセを支えて行ってください。

谷津貴裕くんはカロリメータグループで佐藤さんや和田さんと朝早くから夜遅くまで実験やレポートをしているのが印象的でした。研究以外のことでいろいろと話すことが多く楽しかつ

たです。来年からはカロリメータグループを引っ張って行ってください。

儀間啓くんは望遠鏡班として、東京での撮影や観測データの解析などで非常にかんばっている姿を思い出します。儀間くんはその独特の雰囲気です研究室を和ませてくれました。来年からも研究室を和やかに楽しませてください。

森林祥之くんは望遠鏡グループでプログラムの改良をかんばっていました。プログラミングでいろいろと質問され、自分の勉強にもなりました。来年からもその学ぶ姿勢でかんばってください。

また卒業された先輩方。先輩方の努力がなければ GAP は完成していなかったと思います。大変感謝しています。また、実験の方法や勉強面などでも熱心に教えていただきとても勉強になりました。ありがとうございました。

山形大学の郡司修一先生には KEK や GAP の総合試験などでお世話になりました。試験などで一緒になったときには物理に関することなどやさしく教えていただき、非常に勉強になりました。

山形大学の東海林礼之くん、田中佑磨くんは GAP の CPU ソフトの基礎部分の開発をしてくれました。金沢で分からない点などいろいろと教えてもらい、非常に助かりました。東海林くんは最後まで GAP の CPU 開発や総合試験にも参加してくれて、金沢での開発、実験がスムーズに進めることができました。ありがとうございました。

最後になりましたが、大学 4 年間で修士 2 年間で陰で支えてくれた家族に感謝します。家族の支えがなければ大学に入ることすら出来ていなかったと思います。最後まで見守ってくれたことでここまでかんばることができました。ありがとうございました。