

Astro-E2衛星搭載硬X線全天モニタ装置の
バックグラウンドの推定

川添哲志

広島大学理学部物理学科

M1379007

高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2003年2月10日

概要

Astro-E2 衛星は 2005 年の春に打ち上げが予定されている日本で 5 番目の X 線天文衛星である。この衛星に搭載される硬 X 線領域で天体観測を行う硬 X 線検出器 (HXD-II) は、Astro-E 衛星に搭載された HXD の構造を基本とし、大きな改良を行うことのない範囲で性能の向上を図るべく、開発・製作が進められている。

HXD-II の大きな特徴は主検出器の井戸型フォスイッチカウンタであり、バックグラウンド除去機能により低バックグラウンド化を実現し、10–600 keV の硬 X 線領域において世界最高の感度を持つことにある。さらにもう一つの大きな特徴として、荷電粒子やガンマ線バックグラウンドを遮断することを主目的として設けられたシールド部を用いて全天モニタを行う機能がある。このシールド部は HXD-II の外側を取り囲むように設置され、ガンマ線阻止能の高い BGO シンチレータが用いられていることから、50 keV–5 MeV のエネルギー領域での広視野、大有効面積観測が可能となり特にガンマ線バースト観測・トランジェント天体モニタ装置として期待できる。期待される観測として、その起源や発生機構が十分に理解されていないガンマ線バーストのエネルギースペクトルの MeV 領域での精度のよい観測や、明るい X 線天体の長期にわたるモニタ観測があげられる。

我々は HXD-II の全天モニタ機能開発の一つとして、軌道上で予想されるバックグラウンドを精度良く推定することを進めている。このシールド部を観測に用いる場合、検出感度を上げるためにはバックグラウンドを精度良くモデル化して、バックグラウンドの差引きによる誤差を減らすことが重要となってくるためである。衛星軌道でのバックグラウンドとして、遠方天体を起源とするガンマ線、地球の大気と荷電粒子の相互作用により生じるガンマ線、SAA を通過する際に検出器が荷電粒子により放射化されることに伴うガンマ線などが挙げられる。我々はその中でも特に寄与の大きいシンチレータの荷電粒子による放射化の影響を知るために大阪大 RCNP や理化学研究所のビームラインでシンチレータに陽子を照射する実験を行った。本研究では実験で取得した BGO シンチレータの放射化データなど最新のデータをもとにバックグラウンドスペクトルを精密にモデル化を行った。これにより軌道上のバックグラウンドを含めての観測シミュレーションを行うことが可能となった。

目次

第1章	Astro-E2 衛星	3
1.1	Astro-E2 計画	3
1.2	HXD-II	4
1.2.1	システム構成	5
1.2.2	井戸型フォスウィッチカウンタ	6
1.2.3	PIN 半導体検出器	6
1.2.4	Anti 検出器	7
第2章	HXD-II アンチカウンタと天体観測	8
2.1	HXD アンチカウンタ	8
2.1.1	構成	8
2.1.2	BGO シンチレータ	9
2.1.3	信号処理	9
2.1.4	アンチカウンタの性能	10
2.2	アンチカウンタによる天体観測	11
2.2.1	バックグラウンド	11
2.3	Anti 検出器の観測対象	11
2.3.1	ガンマ線バースト	12
2.3.2	トランジェント天体	15
2.3.3	太陽フレア	17
2.3.4	ガンマ線バースト観測	17
2.3.5	地球の喰を利用したトランジェント天体モニタ	17
2.4	本研究の目的	19
第3章	陽子照射による BGO 放射化実験	20
3.1	はじめに	20
3.2	ビーム試験 1	22
3.2.1	ビーム計数	24
3.2.2	ビームプロファイル	25
3.2.3	放射化後の測定と結果	26
3.3	ビーム試験 2	29
3.3.1	ビーム計数	30
3.3.2	ビームプロファイル	30
3.3.3	放射化後の測定と結果	32
第4章	放射化バックグラウンドモデル	35
4.1	放射化断面積	35
4.2	遷移	37

1.3	放射線源の時間変化	31
4.4	モデル化	40
4.4.1	軌道上での放射化スペクトル	46
4.5	まとめ	49
第5章	観測シミュレーション	50
5.1	宇宙ガンマ線バックグラウンド	50
5.2	ガンマ線バーストスペクトル	52
5.3	観測シミュレーション	52
第6章	まとめ	57

第1章 Astro-E2衛星

1.1 Astro-E2計画

日本で5番目の宇宙X線天文衛星 Astro-E2 は、2000年に残念ながら軌道への投入に失敗し失われてしまった Astro-E 衛星を再び宇宙へ送り出そうという再挑戦の計画である。2005年の春に宇宙科学研究所鹿児島スペースセンターから宇宙科学研究所で開発された M-V ロケットを使って打ち上げられる予定であり、高度約 550 km、軌道傾斜角約 31° の楕円軌道に投入される。Astro-E2 計画の目的は、様々な X 線天体について、広いエネルギー領域にわたり高いエネルギー分解能かつ高感度で観測を行うことである。この目的のため、この衛星にはそれぞれが優れた特徴をもつ、5つの軟 X 線観測装と1つの硬 X 線検出器が搭載される (図 1.1)。

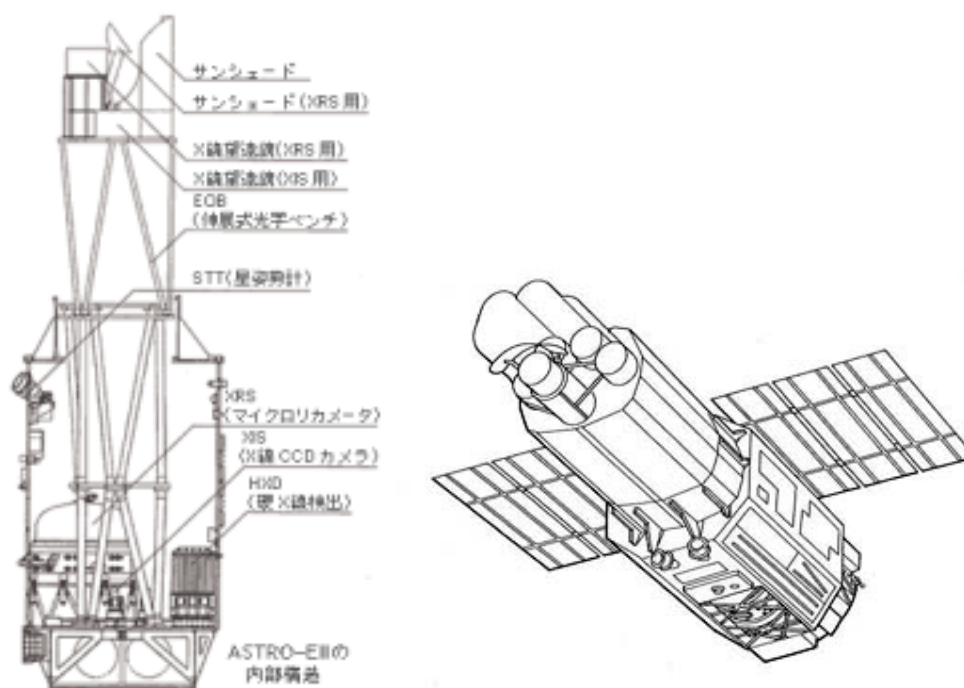


図 1.1: Astro-E2 衛星: 重量約 1680kg、 サイズ本体 約 6.5m × 2.0m × 1.9m

軟 X 線観測装置は、5つの X 線反射鏡 (XRT:X-Ray Telescope) の焦点面に置かれた 4 台の X 線 CCD カメラ (XIS:X-ray Imaging Spectrometer) と 1 台の X 線マイクロカロリメータ (XRS:X-Ray Spectrometer) から構成される。XRS は世界で初めて衛星に搭載される X 線マイクロカロリメータであり、入射 X 線のエネルギーを素子の温度上昇として測定する。観測領域は 0.4–10 keV であり、入射 X 線のエネルギーによらず、12 eV という高いエネルギー分解能を実現している。XIS は X 線 CCD カメラであり、XRS と同様の 0.4–10 keV の領域で優れた位置分解能をもち、イメージング検出器として機能する。また XRS ほどではないが良好なエネルギー分解能を合わせもつ。これら XRT の基本的

な撮像能力（約1分角）とより広い有効面積を持ちあわせている。

硬 X 線検出器 (HXD-II:Hard X-ray Detector II) は硬 X 線領域の観測を行う検出器であり、井戸型フォスウィッチという特殊な構造をとることで、撮像能力はないが徹底した低バックグラウンド環境を可能とし、10 keV–600 keV の領域でかつてない高感度の観測を行う。これら 3 種の観測機器はいずれも同一の方向を向き、同じ天体を同時に観測することができる。これにより 0.5–600 keV という広いエネルギー帯域にわたり切れ目のないスペクトルを優れたエネルギー分解能で取得することができる。また同時期に活躍する X 線衛星と共に相補的に宇宙 X 線の観測を行なうことで、より効果的な観測が期待されている。

1.2 HXD-II

HXD-II は主検出器とそれを取り囲むシールドから構成される (図 1.4)。主検出器は井戸型フォスウィッチカウンタとシリコン PIN 型検出器が組み合わされた検出器である。基本的には Astro-E に搭載された HXD-I の構造を引きつぎ、大きな改良を行わない範囲で性能の向上を図るということを前提として開発が進められている。HXD-II が目的とする 10–600 keV の硬 X 線領域は、観測天体からの信号が少ない上にバックグラウンドを低減させることが困難であるため、これまで観測が難しいとされて来た領域である。この領域で主なバックグラウンド源として、検出器の視野外から混入する宇宙背景 X 線放射や検出器でコンプトン散乱を起こし入射する X 線、衛星軌道上で検出器を構成する物質が荷電粒子により放射化されることに伴うガンマ線などがあげられる。これらバックグラウンドを低減することは精度の高い観測を行う上で不可欠である。HXD-II では検出器の構造や信号処理などの工夫によりこれらバックグラウンドの影響を極限まで低減させるとともに、除去できないバックグラウンドを精度よく推定し、信号からの差し引きの際の誤差を減らすことで、これまでの衛星では成し得なかった高感度観測の実現を目指している (図 1.2)。

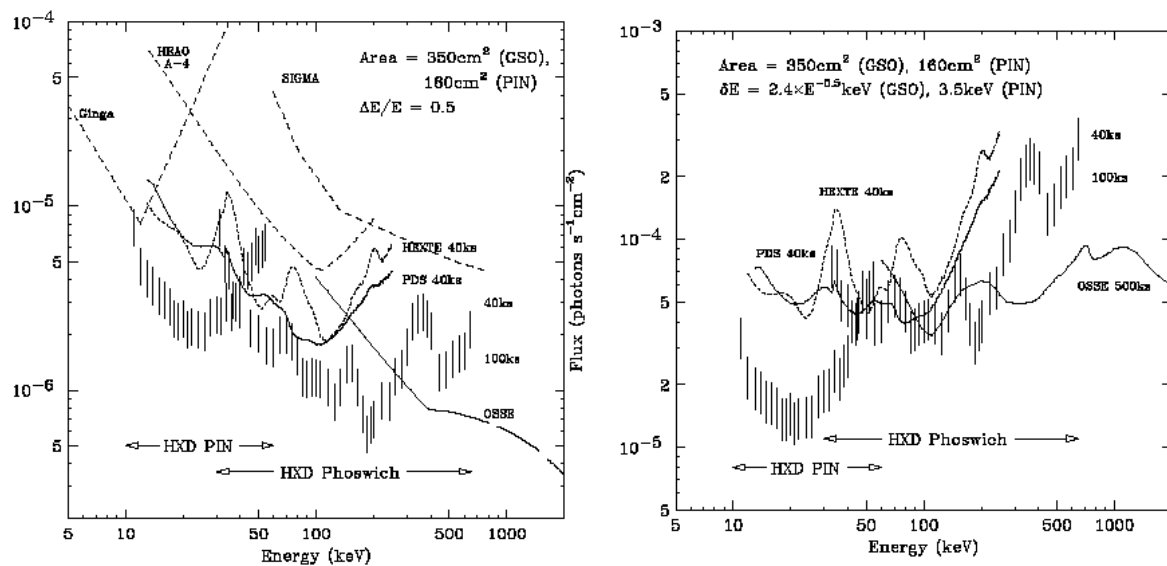


図 1.2: HXD-II の連続成分に対する感度

1.2.1 システム構成

HXD-IIはセンサー部 (HXD-S)、アナログ処理部 (AE)、デジタル処理部 (DE) の3つより構成されている。HXD-Sで検出された信号は電気パルスとしてAE部に送られて増幅、整形、AD変換などのアナログ処理が行われデジタルデータが作成される。DE部はそのデジタル信号を受けて選別や圧縮など地上へのデータ送信のための処理をソフトウェア的に行い、データを衛星のテレメトリー側へ送り出す役割を担う。HXD-IIのシステムの概念図を示す(図1.3)。

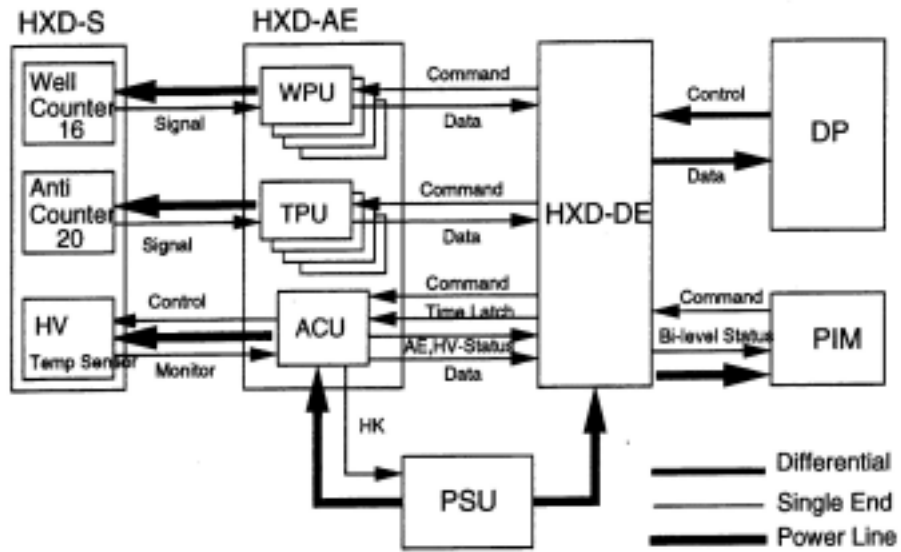


図 1.3: HXD-II の構成

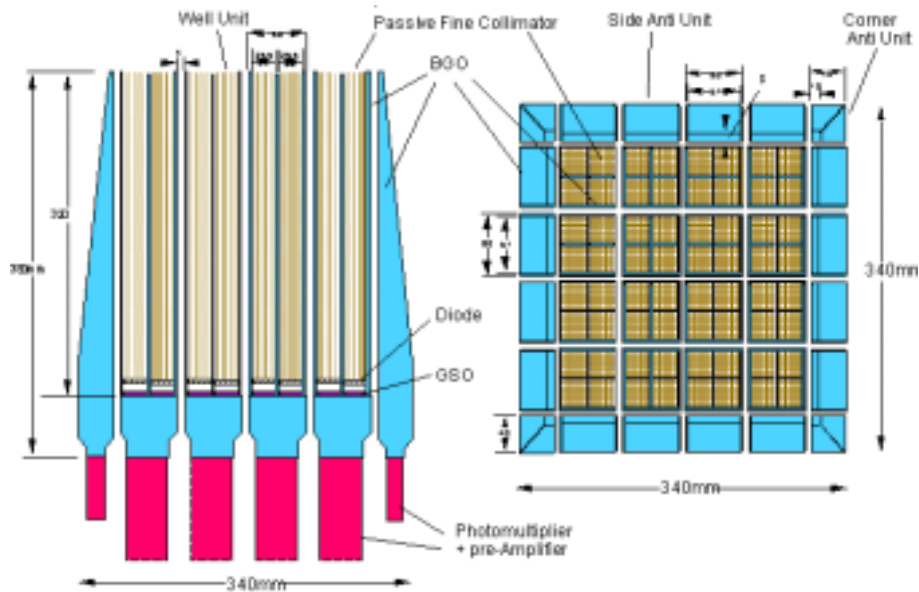


図 1.4: HXD-II-S の全体図

HXD-IIの主検出器は井戸型フォスウィッチカウンタと呼ばれ、阻止能の大きいBGOシンチレータを井戸型のシールド部として用い、井戸の底に主検出部であるGSOシンチレータを配置することにより、フォスウィッチ構造を成しているものである。フォスウィッチカウンタとは2種類の蛍光減衰時間の異なるシンチレータを光学的に結合し、同一の光電子増倍管で読みだし、蛍光時減衰時間の差により2つのシンチレータからの信号を識別する手法である。HXD-IIではシールド部が井戸型構造をとることで、シールドにコリメータとしての機能をもたせ、観測天体以外の天体からの信号を除外するとともに、視野外から混入するバックグラウンドを低減させている。また、GSOシンチレータとBGOシンチレータの蛍光減衰時間の差を利用し、主検出部で得られたターゲットからの信号とシールド部からの信号を波形弁別し、主検出部のみで検出された事象を取り出すことが出来る。HXD-II全体として、この井戸型フォスウィッチカウンタを1ユニットとし4×4のマトリクス状に組み合わされ、その周囲をBGOの厚いシールドで取り囲んでいる。これにより、周囲のユニットと中心のユニットとの反同時計数を取り、コンプトン散乱したガンマ線を除去することができ、さらに開口角も狭くしたままに検出器の有効面積を大きくすることを可能としている。さらにシールド部を厚くすることで軌道中の陽子がGSOに届きにくくなり、放射化されにくくするというねらいがある。

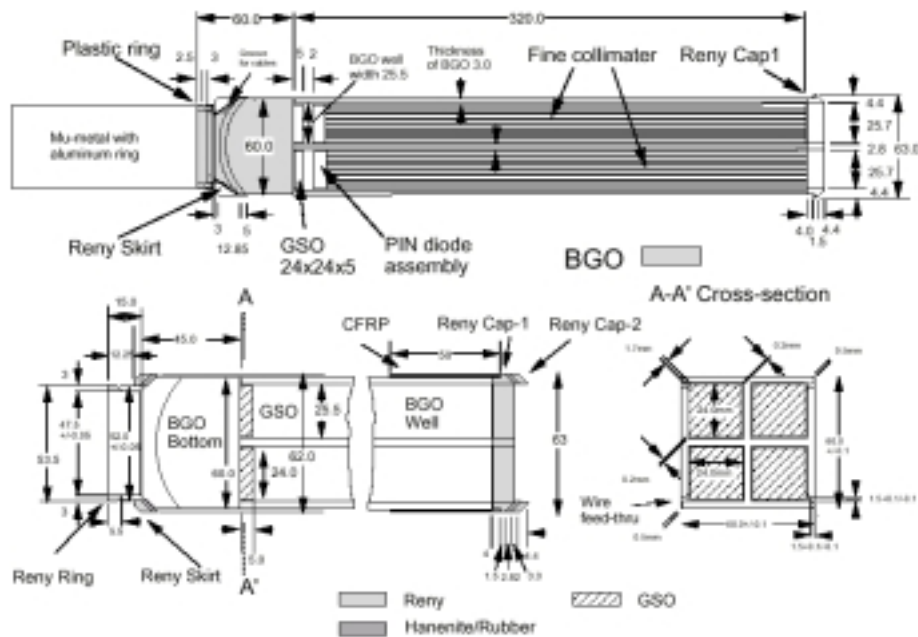


図 1.5: HXD-II 井戸型フォスウィッチカウンタと PIN 半導体検出器

1.2.3 PIN 半導体検出器

シリコン PIN 型半導体は、ほぼ真性半導体とみなせるほど純度の高い i 層を、p 層と n 層で挟んだ不純物分布をもつダイオードである。シリコン PIN 半導体検出器はシンチレータでは難しい 10–70 keV の領域で高いエネルギー分解能での観測を行うことが、GSO との組み合わせにより HXD-II 全体で 10–700 keV という広いエネルギー領域で切れ目のないスペクトルを得ることができる。との組み合わせにより 10–。また BGO の井戸型の底

に 2000 に達する大配置を有することで、2000 以上の線に反時計数が有れ、低バックグラウンド環境が実現されている。

1.2.4 Anti 検出器

HXD-II を取り囲む 20 本の BGO シンチレータと光電子増倍管の組み合わせは、その高い阻止能を生かして高エネルギー荷電粒子やガンマ線に対するアクティブシールドとして働く。このシールド部での信号は井戸型フォスウィッチカウンタからの信号との間で反同時計数がとられ、HXD-II の低バックグラウンド環境を大きく担っている。この重要な役割のため、このシールド部は Anti 検出器と呼ばれるが、この機能に加えて大きな有効面積と広い視野という特徴を最大限に生じた、100 keV–5 MeV の領域でのガンマ線バースト・トランジェント天体モニタ機能を有している。

第2章 HXD-II アンチカウンタと天体観測

前章で簡単に触れたように、アンチカウンタの主目的は16本ユニットの井戸型フォスイッチカウンタに対するアクティブシールドとして働くことにあるが、阻止能に優れるBGOシンチレータの特性を生かしたガンマ線バースト・トランジェントモニタとしての機能や、ブラジル上空の地磁気異常帯を通過する際の荷電粒子モニタとしての機能を兼ね備えている。本章ではアンチカウンタの検出器としての性能の詳細と天体観測を行う際に重要となってくるバックグラウンドについて述べると共に、本論文の具体的な目的を示す。

2.1 HXD アンチカウンタ

2.1.1 構成

アンチカウンタは16本の井戸型フォスイッチカウンタの周囲を取り囲む形で配置され、それぞれ同一の形状をした16本のサイドカウンタと井戸型フォスイッチカウンタの四角に配置される4本のコーナーカウンタから構成される。それぞれのカウンタの形状を(図2.1)に示す。衛星に搭載される機器としての限られた重量の中で最大のシールド効率を得るために、上部に行く程厚さが薄くなる形状をとっている。このため、打ち上げ時の振動・衝撃に耐えるように補強材を接着するための加工がなされている。

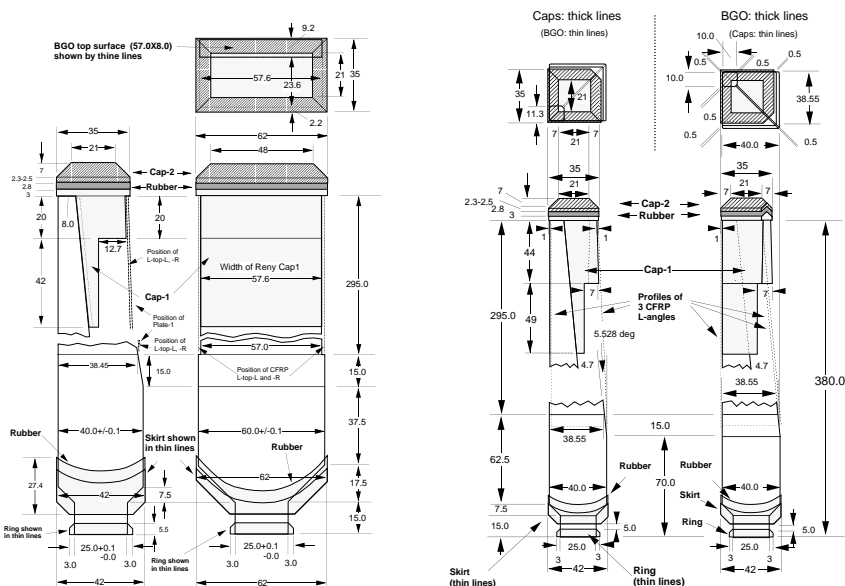


図 2.1: サイドカウンタ、コーナーカウンタの構造

Anti 検出器は BGO シンチレータで構成されている。X 線・ガンマ線領域の天体観測に用いられるシンチレータの条件として、発光効率・吸収係数が高いこと、またシンチレータ自体に内在するバックグラウンドや軌道上での放射化によるバックグラウンドの影響が小さいことがあげられる。アンチカウンタを構成する BGO シンチレータはこれまでの衛星によくもちいられて来た NaI シンチレータと比べると、常温での光量が NaI の 20 % と低くエネルギー分解能が悪いという欠点があるが、無機シンチレータの中でも特に放射線吸収率が大きく、エネルギーに対するリニアリティに優れていること、また荷電粒子による放射化のレベルも NaI の半分程度であることが知られている。潮解性がなく扱いやすいことも重要な利点である。これらの特徴からアクティブシールドや高エネルギーにおける天体観測機能に非常に適したシンチレータであると言える。そして最近になってシンチレータとして実用化が進んだため、HXD-II で本格的に用いる事になった。無機シンチレータの特性を表 2.1 にまとめる。

表 2.1: シンチレーターと特性

	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	GSO	YAP
蛍光時間 (ns)	230	1000	300	60	30
密度 ($g \cdot cm^{-2}$)	3.67	4.51	7.13	6.71	5.52
蛍出力光 (NaI を 100 とする)	100	47	12	20	40
発光ピーク波長 (nm)	410	565	430	480	347
組成式	NaI	CsI	$Bi_4Ge_3O_{12}$	Gd_2SiO_4	$YAlO_3$
100keV での平均自由行程 (cm)	0.226	0.147	0.045	0.084	0.687

2.1.3 信号処理

HXD-II のアナログ処理部は井戸型フォスウィッチカウンタと PIN ダイオードの信号を扱う WPU、アンチカウンタからの信号を扱う TPU、電源や温度などシステムを管理する ACU の 3 つに分かれている。一面を構成するアンチカウンタの 5 本の BGO からの信号はそれぞれに接着された光電子増倍管により読みだされる。光電子増倍管のアノードからの電流信号は、プリアンプで電荷電圧変換され TPU に渡される。プリアンプの出力はゲインアンプで増幅され、同時に 5 本の光電子増倍管のゲインが調整される。ゲインアンプの出力は 2 流に分かれ、一方はサムアンプで 5 本分の信号が足し合わされ、一方は Lower Discr で選別され井戸型フォスウィッチカウンタとの反同時計数に使われる。サムアンプからの出力は ADC に入力される (図 2.2)。ADC の出力は 64 のチャンネルのメモリにつめられるものと、4 チャンネルでガンマ線バーストの判定回路に用いられるものとに分けられる。64 チャンネルのデータはハードウェアによって決められた時間内でヒストグラムに積算され、データとしてテレメトリを経て送り出される。

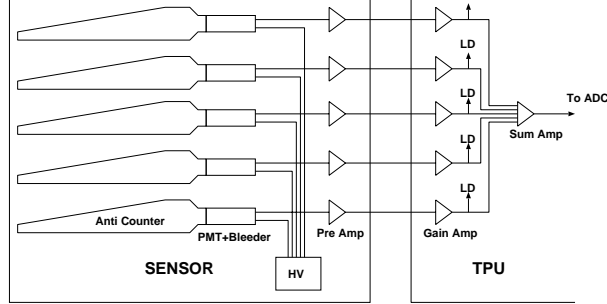


図 2.2: アンチ検出器の信号処理のブロック図

2.1.4 アンチカウンタの性能

全天モニタ機能を持つという点でアンチカウンタと同様の特徴をもつ BATSE の LAD とを比較すると、アンチカウンタでは NaI よりも優れた阻止能をもつ BGO を使用していることより検出器の面積では 1100 cm^2 と LAD の 2025 cm^2 には及ばないが、有効面積は数 100 keV –数 MeV で LAD を凌ぐ。これは MeV 領域に延びるガンマ線バーストスペクトルや太陽フレアを観測する上で有用であると言える 2.3。またアンチカウンタは 4 面の内の 2 面で信号を捕らえることができれば、2 面でのカウントレートの比をとることでガンマ線バーストの発生位置を約 -3 度の精度で決定できると予想される。エネルギー分解能は 662 keV で 25% を達成している。また、同時期に打ち上げられる GLAST 衛星の LAT (20 MeV – 300 GeV) と \sim 数 100 keV の X 線領域に感度がある Swift 衛星とのエネルギーギャップを埋める検出器として非常に重要である。特に興味深い点として、GLAST 衛星に搭載される GBM との連係観測があげられる。GBM は Anti 検出器と同様に BGO シンチレータを使用しており数 100 keV – 20 MeV と Anti 検出器に重なる範囲のガンマ線に感度を持つため、双方で観測されたエネルギースペクトルを組み合わせることにより高感度の観測となる。

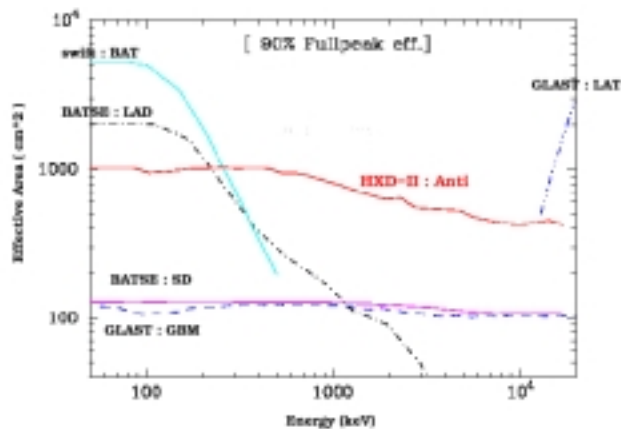


図 2.3: 各衛星搭載の検出器の有効面積

2.2.1 バックグラウンド

アンチカウンタによる天体観測を考える時、バックグラウンドを精度良く見積もり、モデル化することが検出感度を高める上で重要となって来る。特にアンチカウンタの場合、バックグラウンド除去機能を持たない上に非常に大きな表面積をもつため、入射する様々な粒子がバックグラウンドとなる。従って、より効果的な観測を行うためには、得られた信号から精度の良くモデル化したバックグラウンドを差し引く必要がある。正確なバックグラウンドモデルを作ることで、差し引きによる誤差を減らすことができ、高感度の観測へとつながる。

50 keV–数 MeV の領域での観測を考える時、衛星軌道上でのバックグラウンドは大きく荷電粒子によるものとガンマ線によるものに分けられる。荷電粒子によるものの多くは地球磁場によって軌道上にトラップされた陽子や電子である。地球磁気トラップされた陽子は典型的に 100 MeV のエネルギーをアンチカウンタに落すが、これらは観測領域を明らかに越えるエネルギーでありエネルギー閾値を定めることで選別可能である。荷電粒子が直接的に大きなバックグラウンド源とはならない。アンチカウンタの観測に重要となって来るのはガンマ線バックグラウンドであり、起源として主に以下のものが挙げられる。

1. 遠方天体起源のガンマ線
2. 地球の大気と荷電粒子の相互作用により生じるガンマ線
3. SAA 中の荷電粒子によるシンチレータの放射化

このうち、1 は宇宙ガンマ線バックグラウンドの一次成分と言われ、遠方宇宙の天体を起源にする成分である。主に活動銀河核によるものと考えられている。スペクトルに角度依存がなく等方的であることが特徴的であり、数 10 keV–数 100 keV で支配的である。

2 は 2 次成分と呼ばれるもので、地磁気トラップされた陽子が地球の大気との相互作用によってガンマ線を放射することに由来する。その強度は地球の大気密度に依存する。3 のシンチレータの放射化はこれら軌道上のバックグラウンドの中で支配的な成分である。ここでの放射化とは陽子などの宇宙線が検出器を構成する物質と核反応を起こし、放射性同位体が生成されることであり、この放射性同位体が崩壊する時に放射するガンマ線がバックグラウンドとなる。特にアンチカウンタは表面積が大きく、大量の陽子を浴びることが考えられ、また体積が大きいため、放射化により BGO シンチレータ内で放射されたガンマ線がシンチレータ内で吸収されてしまい、大きなバックグラウンド源となり得る。

1、2 については衛星や気球実験により良く調べられており、これまでに得られたデータをフィッティングし、適当な関数で表し、モデル化することが出来るが、3 の放射化による影響を知るためには陽子を検出器に照射する試験を行い、実際に生成される同位体の種類と数、または検出器の応答を知ることがもっとも有効的な方法である。図 2.4 に BATSE の LAD 検出器バックグラウンドスペクトルを示す。それぞれ、

2.3 Anti検出器の観測対象

HXD-II の観測領域である X 線・ガンマ線領域での放射の素過程は実に数多く、超高温ガスからの熱放射（白色矮星、銀河間ガス、中性子星、ブラックホール天体）、非熱的制動

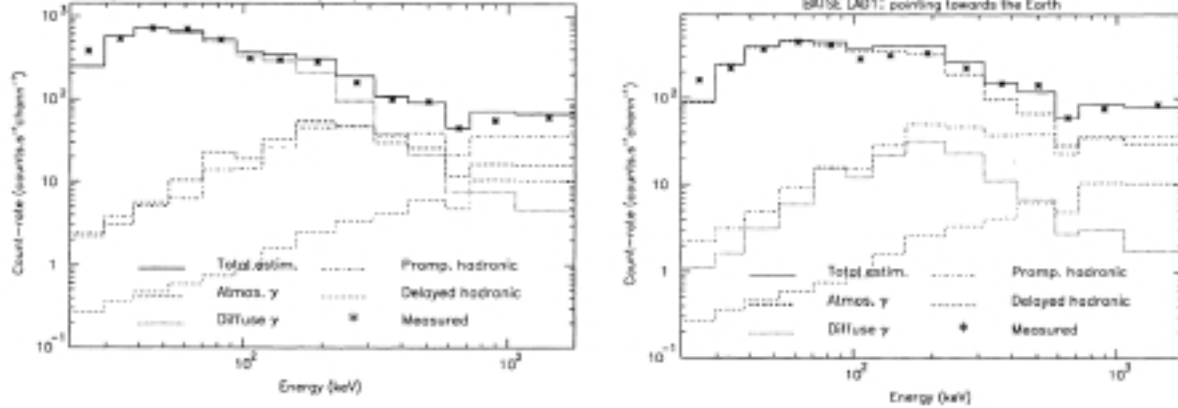


図 2.4: BATSE のバックグラウンドスペクトル

放射 (太陽・星のフレア)、シンクロトロン放射 (Crab 型超新星残骸、BL Lac 天体)、超相対論的電子による逆コンプトン散乱 (銀河団、SNR、銀河面放射)、サイクロトロン共鳴 (X 線パルサー、ガンマ線バースト) などがある。これらに加えアンチカウンタを観測に用いることで、ガンマ線バーストやブラックホール連星などのトランジェント天体、太陽フレアなどの観測に期待できる。ここではこの中でも特にアンチカウンタによる観測に焦点をしばり、ガンマ線バースト、トランジェント天体、太陽フレアについて触れる。

2.3.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストとは宇宙の一点で突然膨大なエネルギーが解き放たれ、バーストのエネルギーの 90 % 以上がガンマ線として放射される現象でありビックバンについて最も規模の大きい爆発現象であると考えられている。宇宙には未だ解き明かされない数多くの謎があるが、この大規模な爆発現象は、その中でも近代天文学最大の謎の一つとされている。

ガンマ線バーストは 1960 年代にアメリカが打ち上げた核観測衛星 Vela により初めて観測され、現在まで数多く観測されている。従って宇宙では普遍的に起きている現象と言えるが、多くの観測例にも関わらず、今のところその起源についてははっきりとした理論が確立していない。有力な説として中性子星の連星が互いに重力波を発生し、エネルギーを失うことによって接近、衝突することで起きているという説や若い超新星が崩壊する際の大爆発とする説などが考えられてはいるが、それを決定づける証拠は見付かっている。その大きな原因としては放射されている数 keV から MeV 領域におよぶガンマ線が通常の観測機などでは観測が困難である上に、数ミリ秒から数十秒のタイムスケールでしか続かない現象であることから、発生位置を特定することが難しく追跡調査が困難であるためである。

このような観測上の困難を克服するため、様々な特徴をもつ検出器が観測を行って来た。中でも CGRO 衛星に搭載された BATSE は NaI シンチレータを用いた LAD と SD の 2 種の検出器をもち、数多くのガンマ線バーストのスペクトルを得たのに加え、幾つかのバーストについて約 5° の位置分解能で位置を特定するなど多くの情報をもたらし、ガンマ線バーストが天空において完全に等方的に発生することを明らかにした。また BeppoSax 衛星搭載の WFC (Wide Field Cameras) がとらえたガンマ線バーストは、ハッブル宇宙望遠鏡や地上観測との連携観測により、その距離と位置を特定することに成功している。このように発見以来、検出器の精度の向上に伴い多くの観測事実とともに少しずつではあるがガンマ線バーストの謎が解明されつつある。Astro-E2 搭載 HXD-II による観測は、

現在活躍している衛星に搭載する、近い将来打ち上げられる衛星や、地上から観測する高い位置決定精度をもつ検出器との共同観測や、可視光や電波など他波長の観測との組み合わせによりいっそう重要となる。

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

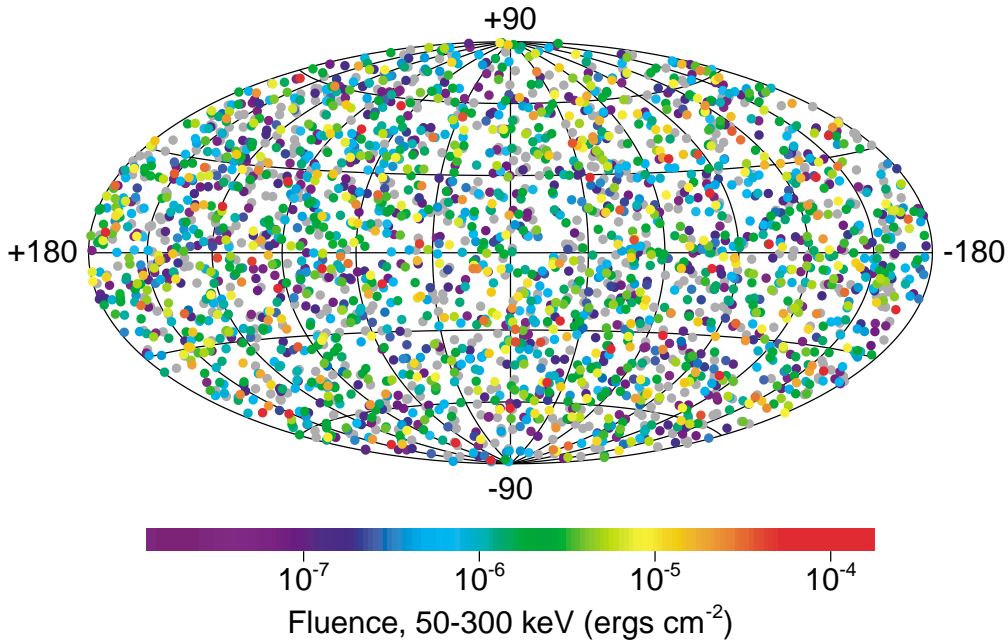


図 2.5: BATSE で観測されたガンマ線バーストの全天分布図

ガンマ線バーストのライトカーブとスペクトルを図に示す。図に見るようにライトカーブの特徴には様々なものがある。継続時間は 5 ms から 90 min と幅広く観測されており、典型的には一貫性のない無秩序な変動を示すと言える。また、ガンマ線バーストのスペクトルは数百 keV 領域の非熱的な放射で特徴づけられる。10 keV 以下での X 線放射は全放射の 10 % 以下であるとされ、ほとんどのバーストには高エネルギーテールが存在することが知られている。観測されたスペクトルは Band et al の式によって良く表され、数 100 keV にブレイクエネルギーを持つことが分かっている。HXD-II のアンチカウンタは 100 keV から数 MeV にわたり感度をもつことから、ちょうどこのブレイクエネルギー前後でのスペクトルを詳細に観測できる。

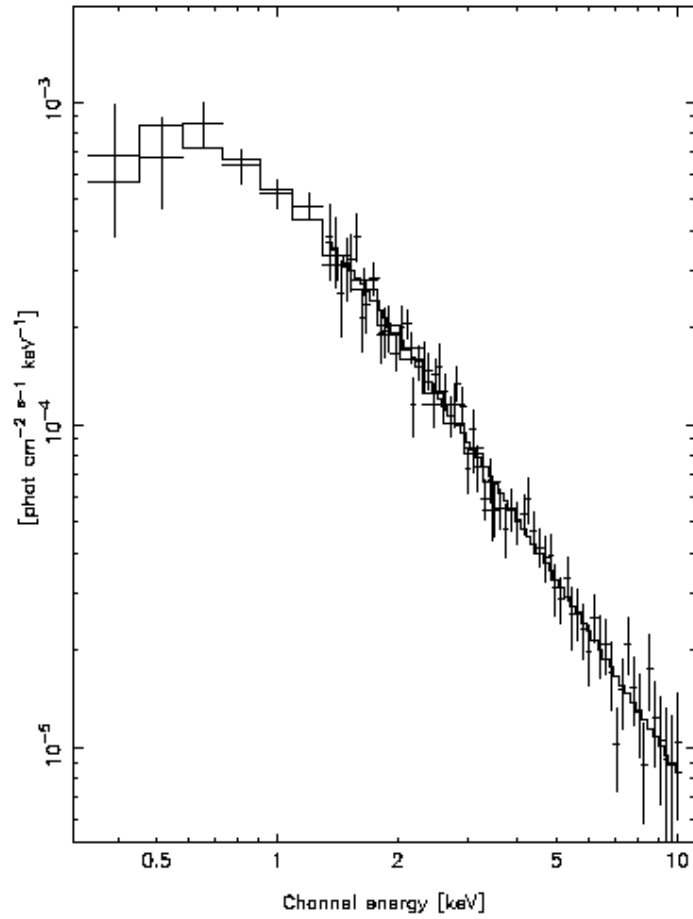
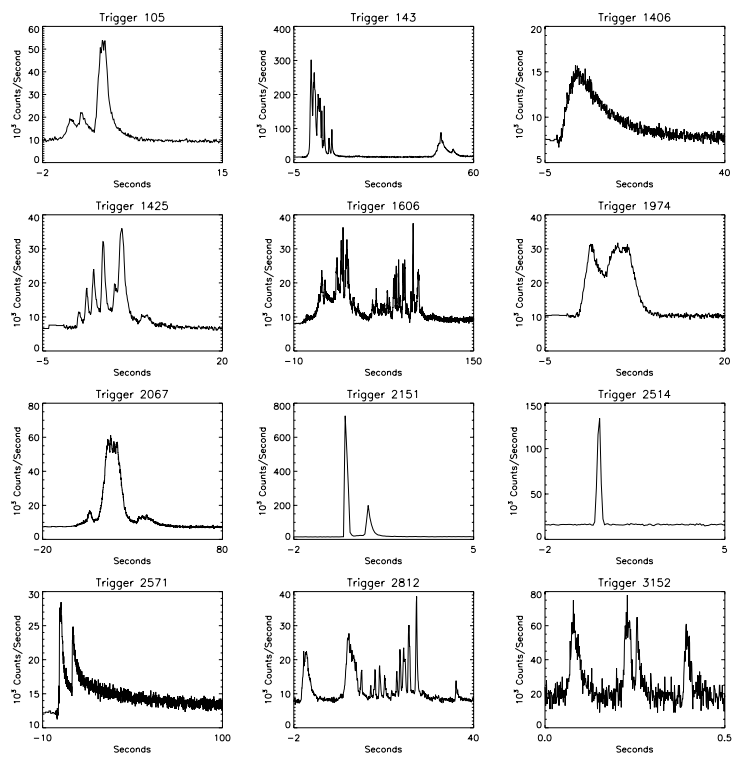


図 2.6: ガンマ線バーストスペクトル

パルサーやブラックホール候補星、中性子星連星、活動銀河核など宇宙に存在する多くのX線・ガンマ線源は、そのエネルギースペクトルの形やX線強度に複雑な変動を示すものがある。

多くのブラックホール連星は典型的に hard state、soft state と呼ばれる2つのスペクトル状態が周期的に現れることが知られている。この現象は、最も明るいX線源のひとつである、Cygnus X-1 などに特徴的な現象である。hard state のX線スペクトルはひとつの power-law によって良く表され、急激なX線強度の変化が特徴的である。ブラックホール連星の多くは、通常この状態にあり、X線の起源は逆コンプトン散乱によるという説が有力である。一方、希に見られる soft state ではX線光度が高い状態であり、質量降着率が増大していることが予想される。この状態の特徴として、スペクトルに急な変動を示す power-law tail を持つことが知られているが、その起源については今だよく理解されていない。これら2つの状態を観測することは、Cygnus X-1 以外にも同様の振舞を見せるブラックホール候補や活動銀河核の放射のメカニズムを解き明かす重要な鍵となる。そのために、MeV領域に及ぶ詳細なスペクトルとX線源の長期的なモニタが必要不可欠である。

BSTSE に搭載された LAD 検出器は、地球の蝕を利用するという方法で、60にも及ぶX線源を同時に長期にわたりモニタし続け、X線天体の変動について興味深い情報を得ることを可能にした。HXD-II でも、同様の手法を用いることで明るいX線源をモニタすることができる。

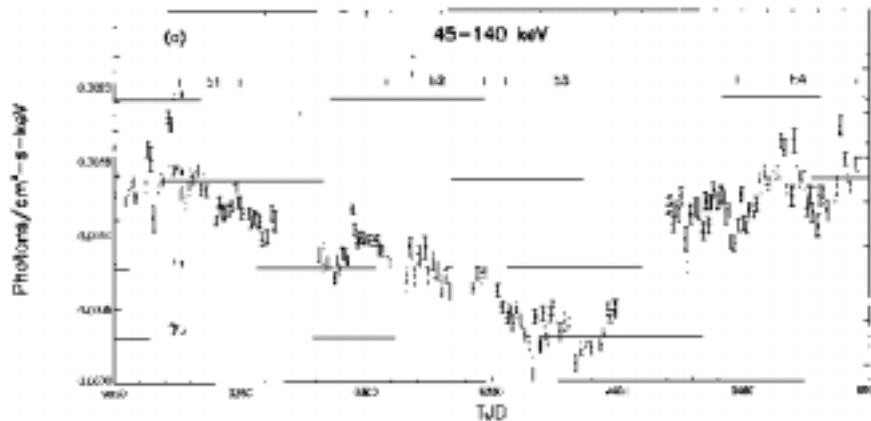


図 2.7: BATSE で観測された Cyg X-1 の X 線強度の長期的な変動

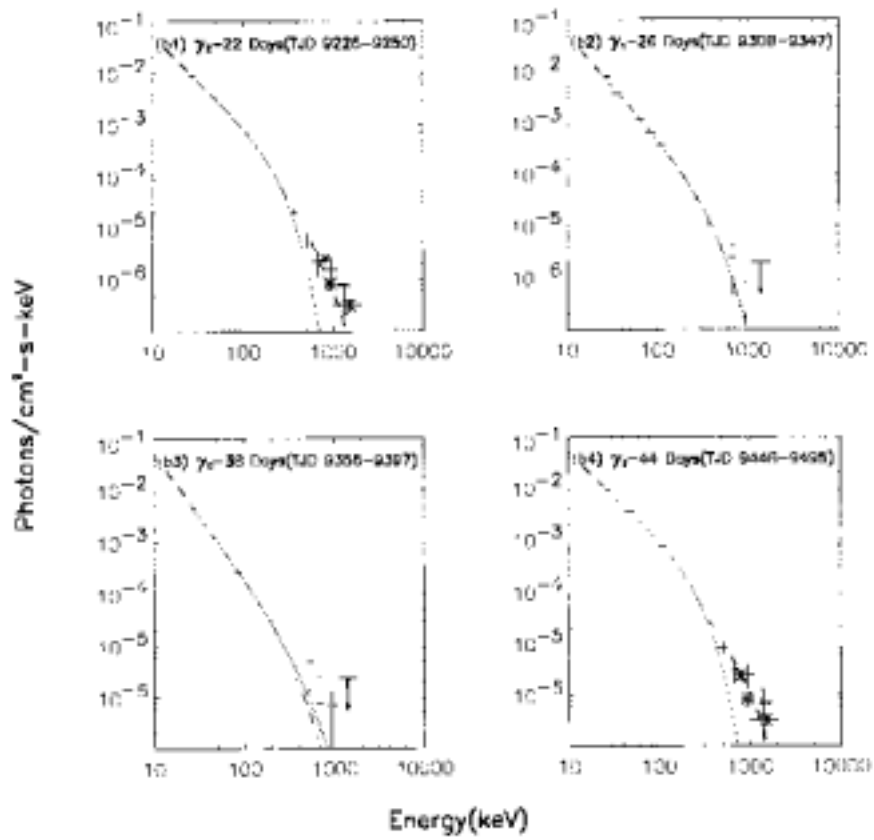


図 2.8: BATSE で観測された Cyg X-1 の hard state と soft state のスペクトル

2.3.3 太陽フレア

太陽フレアとは黒点のあたりで、大量の高エネルギー粒子と硬 X 線・ガンマ線が惑星間空間にふりまかれる現象である。太陽フレアは、黒点上空のコロナの磁場に蓄えられたエネルギーが、短時間のうちに解放される現象であると理解されている。しかし、この短時間での急激な爆発がなぜ起こるのか、よく理解されていない。フレアが起こるとコロナのプラズマは高温に加熱され、大量の軟 X 線が放射される共に電子やイオンは高エネルギーにまで加速される。そして制動放射や核反応により硬 X 線やガンマ線が放射される。この太陽フレアにともなう硬 X 線・ガンマ線は太陽観測衛星 YOHKOH の硬 X 線望遠鏡や BATSE などにより観測されている。HXD-II アンタイカウンタでも同様に太陽フレアのガンマ線スペクトルを観測することができ、この現象の起源や粒子加速の機構の理解に貢献することが期待される。

2.3.4 ガンマ線バースト観測

4 面のアンチカウンタと主検出部の BGO シンチレータの全 5 面を用いてガンマ線バーストカウンタを構成する。3 面が直交する構造をとることから、少なくともある 2 面でバーストを捕らえることができれば、ある程度のバーストの発生方向を決定することができる。

2.3.5 地球の喰を利用したトランジェント天体モニタ

既知の天体をモニタするのに有用な方法として、Earth Occultation という方法がある。これは、ある天体が地球に隠された時と、隠されていない時とでのカウントレートの差を求めることで、その天体のカウントレートを知るという方法である。この方法は、コリメートされておらず、視野の広い検出器に有効な手段であり、BATSE ではこの方法により、毎日 60 個ほどの天体をモニタすることができた。この方法でモニタできる天体は検出器のバックグラウンド環境が高いため、Cyg X-1 などの明るい X 線源に限られるが、毎日モニタすることで天体の長期的な変動を求めることができる。

Earth Occultation は BATSE と同様に HXD-II にも応用することができる。HXD-II は BGO シンチレータを使っていることから、エネルギー閾値を低く設定することができないという欠点があるが、BGO の優れた阻止能を生かすことで BATSE よりも高いエネルギー領域でのスペクトルの取得が期待される。

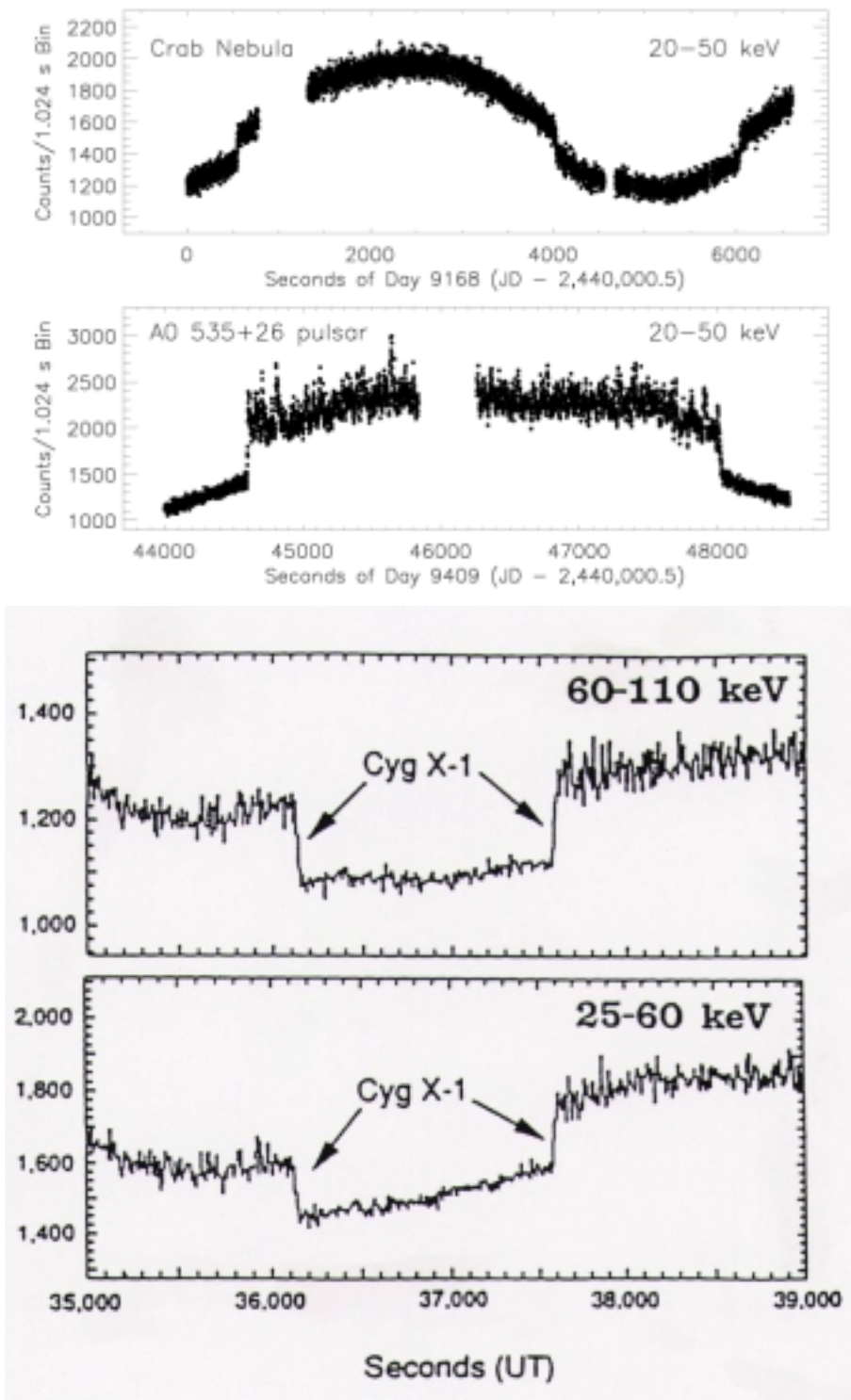


図 2.9: 地喰前後で有意なカウントレートの差が見られる

本章で述べたように、Anti 検出器は本来の機能である衛星軌道上で入射する陽子やガンマ線に対するアクティブシールドとしての機能とともに、非常に有効な観測が期待できる。とくに Anti 検出器の大きな有効面積を生かしたガンマ線バースト観測はこれまで高感度での観測が行われていないエネルギー領域の観測を行えるという点で十分な価値をもっている。このような観測を行うためにはバックグラウンドの推定を欠かすことはできない。特に Anti 検出器はほぼ 2 方向の視野をもち、衛星軌道上の宇宙線を直接浴びることになる。それ故、バックグラウンドのレベルは非常に高く、また、Anti 検出器はこれらバックグラウンドを除去するような機能を持ち合わせていない。つまり、Anti 検出器で得られた信号から、天体からの信号を得るためにはあらかじめバックグラウンドを推定し、差し引きを行うことになる。本研究では Anti 検出器のバックグラウンドをモデル化するということを目的とした。いくつかの起源の異なるバックグラウンドの中で、特に奇与の大きいものは検出器自体が放射化することによるバックグラウンドである。本研究では特に放射化による影響を詳しく調べるため、ビームラインでシンチレータを放射化させ、その後のエネルギースペクトルを測定した。これをもとに放射化起源のエネルギースペクトルをモデル化することを目的とする。またその他のバックグラウンドについてもモデル化を行い、シミュレーションによる観測の評価を行う。

第3章 陽子照射によるBGO放射化実験

3.1 はじめに

衛星環境で検出器に入射する荷電粒子により検出器自体が放射化し放射性同位体が生成される。検出器内で生成された同位体が崩壊する際に発生するガンマ線が検出器内で光電吸収され検出されれば取り除くことのできないバックグラウンドとなる。このガンマ線は軌道上で考えられるバックグラウンド成分の中でもHXD-IIにとって最も寄与の大きな成分である。またHXD-IIでは、通常の硬X線検出器のように、on-source観測とoff-source観測を行いバックグラウンドを差し引くという方法ではなく、軌道情報や検出器の視野が地球を向いているときのデータなどからバックグラウンドモデルを作成し、バックグラウンドを推定するという方法を用いるため、放射化に伴うバックグラウンドスペクトルを正しく予測することは非常に重要である。

放射化を引き起こす要因となる粒子の多くはSAA中でトラップされた、典型的に ~ 100 MeVの運動エネルギーをもつ陽子である。従って、我々はSAA通過後の短期的なバックグラウンド増加と時間変動、また、長い寿命をもつ放射性同位体の蓄積によるバックグラウンドレベルの増加を予測するという目的で、ビームラインを用いてGSOやBGO、その他検出器を構成する物質に陽子ビームを照射し、それらの放射化特性を調べるため実験を行って来た。HXD-Iの開発時には理化学研究所の加速器を用いて運動エネルギー135 MeVに加速した陽子 H_2^+ をGSO・BGOシンチレータに照射する実験を行っている。この実験では照射されたシンチレータについて光電子増倍管を用いてシンチレータの内部で発生するガンマ線を測定するだけでなく、外部に放射されたガンマ線をGe検出器で測定し、その高いエネルギー分解能をもって、放射化によりシンチレータ内に生成された核種とその崩壊過程を同定することができた(図3.1。図に見るように放射化に伴うガンマ線のラインスペクトルは一つの核種でも多数現れ、シンチレータのエネルギー分解能ではラインを選別し、ラインの情報から同位体各種を同定し生成量を知ることは難しい。しかし、シンチレータと光電子増倍管で測定することによって、はじめてシンチレータの応答を知ることができる。このように、陽子の入射によって生成される同位体をGe検出器で実験的に知ると共に、シンチレータと光電子増倍管で得られたデータにより、GSOシンチレータについては衛星軌道上で考えられる放射化によるエネルギースペクトルをシミュレーションによって再現することに成功している。

我々は、以前に行われた実験を踏まえBGOシンチレータの放射化についてより詳しく理解し、軌道上での放射化に伴うバックグラウンドを正確に推定するため2回の実験を行った。以前に行われた実験により、生成される核種は予想できるため、この2回の実験では生成核種の同定より、シンチレータ自体が放射化してシンチレータ内で検出されるガンマ線のスペクトルを取得するという点に重点を置いた。

一回目の実験は2つのBGOシンチレータをビームラインに対し上流と下流とに設置することで、入射陽子のエネルギーが異なるデータを取得することに狙いがある。この実験で得られるエネルギースペクトルを使いモデルを作成する。2回目の実験では、実際に衛星に用いられるAnti検出器とWell検出器を照射体とした。この実験の目的はAnti検出

第一のビーム試験は2002年7月31日大阪大学核物理研究センター (RCNP) の中間エネルギー実験施設内、中性子実験室にて行った。この実験で使ったビームは運動エネルギー150 MeVの陽子である。照射体としてBGOの他に衛星搭載相当GSO、PIN型Si半導体・CdTeを用意し、それぞれ陽子照射によるリーク電流の変化、放射化スペクトルの測定を行った。

照射は2回に分けて行い、それぞれの素子をビームラインに対して図3.2のように真空槽の中に配置した。このとき、それぞれにGSOを使うのは、SOの放射化スペクトルがこれまでの実験で良く分かっており、今回の実験でのGSOの放射化スペクトルをスケールすることで入射陽子数を見積もることができ陽子数を直接計数する方法とのクロスチェックになる。これによりビーム下流のBGOには上流のBGOでエネルギーが減衰された陽子が入射し、2つのBGOで異なるエネルギーの陽子に対する放射化スペクトルを測定することができる。

用いたBGOのサイズは $2.4 \times 2.4 \times 1.0 \text{ cm}^3$ である。これはHXD-I時の実験に用いたものと同サイズであり、実験結果を直接比較できるように選んだ。また、実験前にキャリブレーションを行うとともにシンチレータ自体に内在するバックグラウンド、測定環境でのバックグラウンドを測定した(図3.3、3.4)。2つのBGOのエネルギー分解能はともに662 keVで10%である。陽子ビームは照射後数10分から数週間程度の期間に放射化によるスペクトルを取得することを考え、衛星軌道上で主検出部のGSO ($2.4 \times 2.4 \times 0.5 \text{ cm}^3$)が受ける10年分程度に相当する、 3.6×10^{10} 個の陽子を 10^6 proton/sec の強度で照射することを予定した。実験は東大牧島研、宇宙研高橋研と共同で行った。

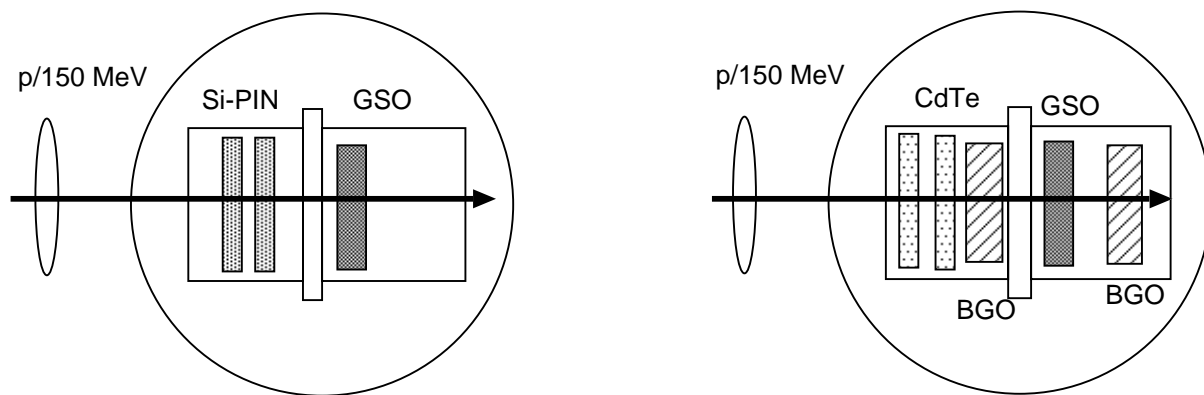


図 3.2: ビームラインに対する、素子の配置

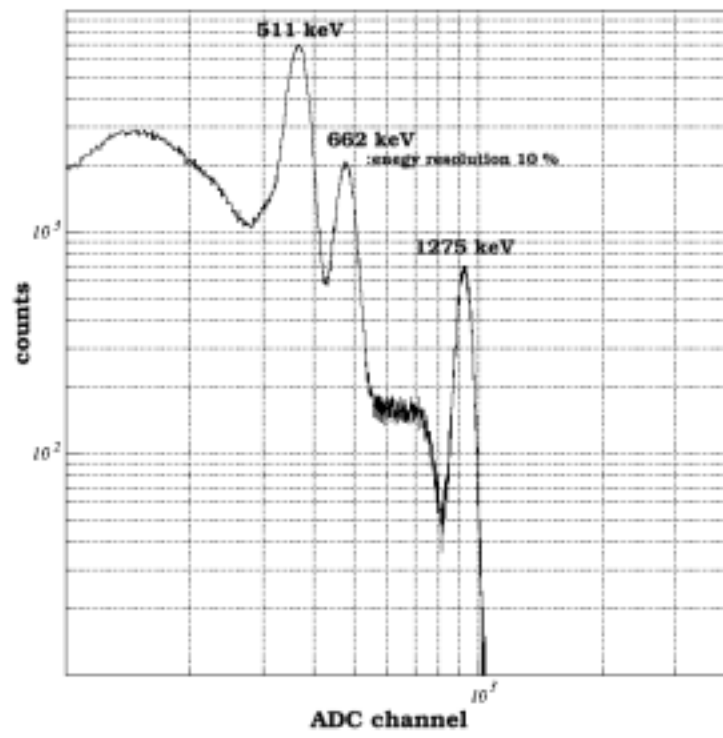


図 3.3: 実験に用いた BGO の ^{137}Cs 662 keV、 ^{22}Na 511 keV 1275 keV のエネルギースペクトル

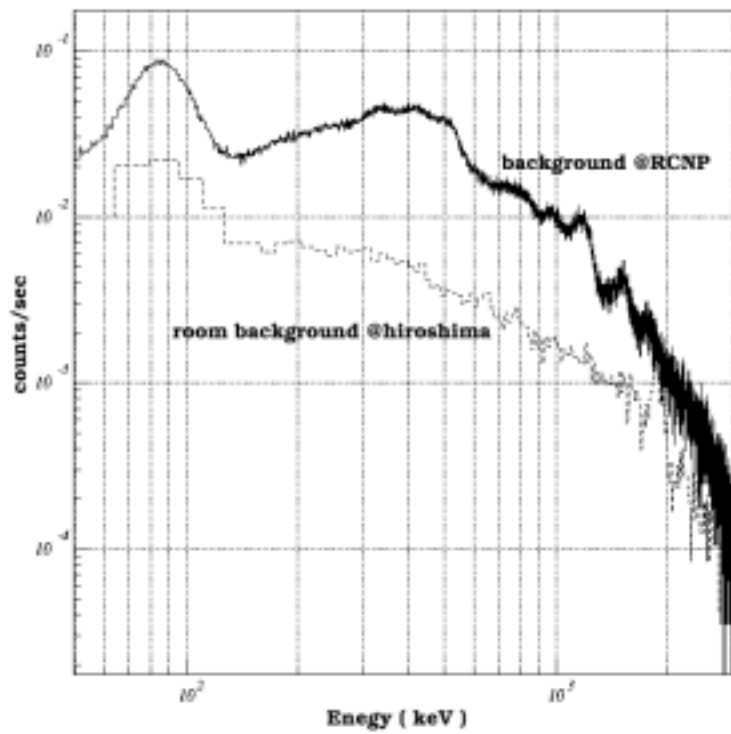


図 3.4: 事前に測定したバックグラウンドスペクトル

放射化実験で照射した陽子数を正確に数えることは、放射化断面積を正確に見積もり、衛星環境にスケールする上で非常に重要である。また以前に行われた実験との比較を可能という意味でも重要となる。我々は計数の方法として、ビームラインに備え付けられたプラスチックシンチレータを用いた。実験を行ったビームラインには照射体を置く槽の上流にさらに散乱槽が設けられており、散乱体に対する角度を調整できるプラスチックシンチレータが光電子増倍管と共に備え付けられている。これを用いることで、あらかじめ入射陽子と散乱体との微分断面積を計算し、計算値と実測との比較により照射陽子数を見積もることができる。

本実験では散乱体としてポリエチレン (CH_2 : 厚さ 2 mm) を使い、プラスチックシンチレータを散乱体に対して 30° の角度に設置した。さらに同様のプラスチックシンチレータをそしてあらかじめ 3.6×10^{10} 個の陽子に対してプラスチックシンチレータで検出する数を予測し、照射中にモニタして必要数の陽子の照射が終了しだいビームを止める時の目安とした。実際に計数のために用いたセットアップを図 3.5 に示す。 60° の角度に同様のプラスチックシンチレータを用意し、AND を採ることでバックグラウンドイベントを除いた。図 3.6 の計数セットアップで 3.6×10^{10} 個の陽子に対してプラスチックシンチレータで計数される陽子数は以下のように求められる。

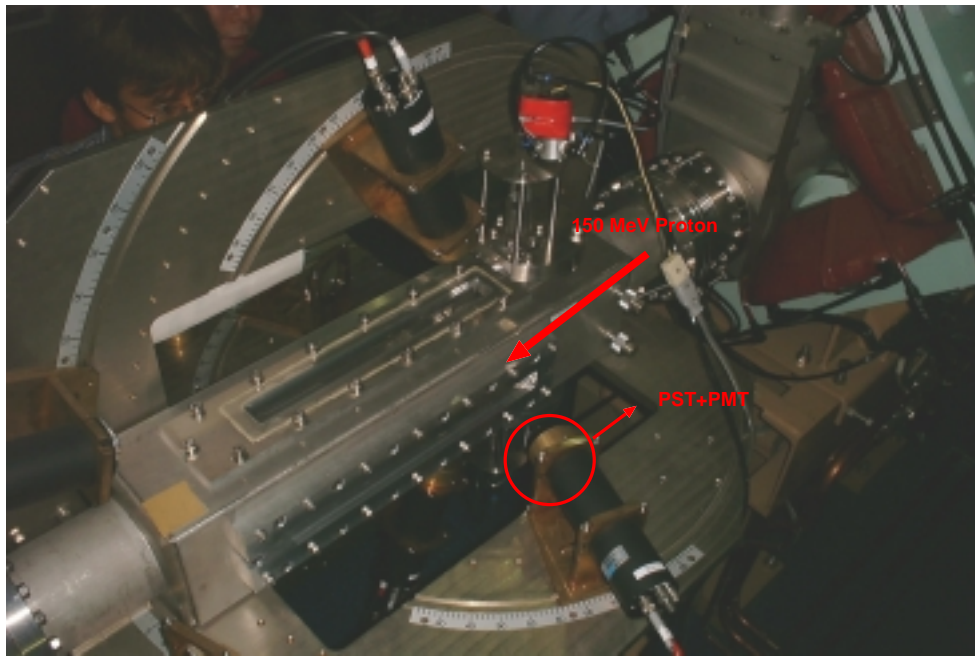


図 3.5: 計数のため産卵槽の概観。二つの光電子増倍管が設置されており、それぞれの角度が可変である。

照射陽子数の見積もり

今回の実験では 150 MeV の陽子に対して散乱体として厚さ 2 mm ポリエチレン (CH_2) を使用した。この場合、入射陽子はポリエチレンの原子核との P-P 弾性散乱もしくは P-C 弾性散乱で散乱される。ただし、ポリエチレン原子核の組成を考えて、P-P 散乱が主であると、計算には P-P 散乱のみを考えた。これら散乱の断面積は散乱する角度、入射

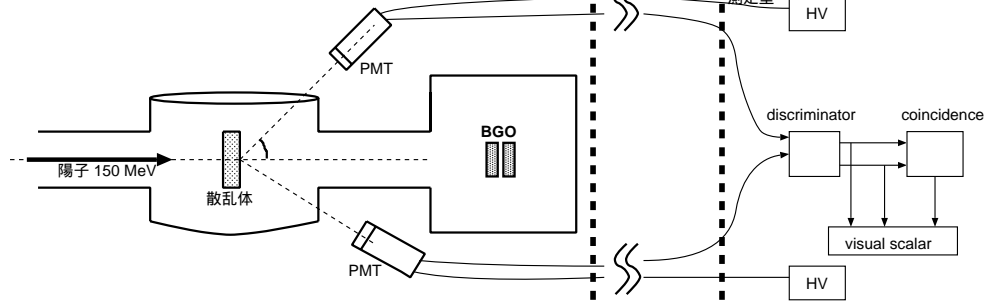


図 3.6: 計数系のセットアップ

陽子のエネルギーに依存し、その値を文献より知ることができる。

表 3.2.1 に 150 MeV、 30° (lab) でのそれぞれの微分断面積 $\sigma_{lab}(30^\circ)$ を示す。表中の値は CM→Lab 変換したものである。150 MeV の陽子では相対論的な効果は無視できる。この

cross section	$\sigma_{lab}(30^\circ)$ (mb/str)	reference
P-P	14.2	Nucl.Phys.B4 (1967 353-373)
P-C	0.5	Phys.Rev.C 62,024605

値から、全照射陽子数 N に対してプラスチックシンチレータで数える散乱陽子数を N_{pmt} 、アボガドロ数 N_A 、ポリエチレンの密度 ρ 、質量数 A 、ポリエチレン原子核の陽子の数密度 n 、厚さ x 、立体角 Ω 、微分断面積 σ とすると

$$N_{pmt} = N \times \frac{N_A \rho n x}{A} \sigma d\Omega$$

と表すことができる。この式より、ポリエチレンとプラスチックシンチレータとの角度 30° 、距離 50 cm、プラスチックシンチレータの面積 1 cm^2 を考えると目的の陽子数である 3.6×10^{10} 個に達するときプラスチックシンチレータの計数は 3500 となる。この値を目安にスケーラーを確認し、ビームを止めた。照射時間は 5200 秒であった。

実際にはプラスチックシンチレータの面積が計算に用いた値の 6 倍であったことから、この計算法による本実験で照射した陽子の数は、 $0.66 (\pm 0.33) \times 10^{10}$ 個となる。しかし、ポリエチレンとプラスチックシンチレータとの距離には測定の際の数 cm の不定性がある。実際、本実験で得られた GSO のスペクトルを以前の実験で得られたスペクトルと比較して得られる陽子照射時間は 1.7×10^{10} であり、また CdTe のスペクトル解析からも計算結果より 3 倍ほど多い陽子数が算出されており、この実験での照射陽子数は $1.5 (\pm 0.5) \times 10^{10}$ とした。陽子ビームによる BGO の物理的な損傷はなかった。

3.2.2 ビームプロファイル

ビーム照射に際し、本実験ではターゲットの上流に散乱体を置いていることなどにより、ターゲットに入射する直前ではビームにある程度の広がりが生じ、十分にターゲットに当たらないことが考えられる。そのため、ターゲットにビームを照射する前に、ターゲットの置かれる位置に ZnS を設置した状態で照射し、それをビデオカメラでモニタするとい

は 5 mm ほどとなり、入射位置が十分にターゲット内であることを確認した。

3.2.3 放射化後の測定と結果

ビーム照射が終了すると同時に放射化された BGO を光電子増倍管に取り付け、放射化に伴うガンマ線のスペクトルを取得した。使用したセットアップを図 3.7 に示す。照射後数時間の測定は RCNP の測定室で行い、その後の測定を広島大学にて同様のセットアップを組んで行った。測定に際し、周囲の環境によるバックグラウンドの影響を避けるために、光電子増倍管を鉛ブロックで囲み、またそれぞれの環境において照射前の BGO のバックグラウンドを測定した。周りを鉛ブロックのみで囲んでいることで、鉛の $K\text{-}\alpha$ ラインがスペクトルに与える影響が考えられが、放射化後の測定で鉛ブロックの内側を銅ブロックで囲い測定を行った際には、双方のスペクトルに有意な差は見られなかったため、実験を簡略化する意味でも鉛ブロックのみの遮蔽で測定した。

BGO は光学的に接着に適している KE-108 を用いて光電子増倍管に接着し、接着後もズレなどを防ぎ、より安定した状態で光電面に固定するために反射材としてゴアテックスで内面を覆った蓋を用いた。また、測定に使用した ADC は入力チャンネルが一つであるため、同時に放射化した二つの BGO を測定することができない。そこで、結晶の取り換えにより生じる測定誤差を無くすためにも、2 つの BGO をそれぞれ光電子増倍管に取り付け、交互に ADC に入力するでそれぞれの BGO の測定を行った。放射化後に得られるスペクトルを解析するためのエネルギーキャリブレーションとして、2 つのについて、測定する前後で ^{137}Cs の 662 keV のラインを用いてスペクトル測定を行った。

放射化後の測定で得られたライトカーブとエネルギースペクトルを示す (図 3.8、3.9、3.10)。ライトカーブは測定した時間ごとのスペクトルを 50–2 MeV のエネルギー範囲で積分した値である。先に述べた通り、ADC の入力が 1 ch のみなので上流・下流のデータは交互に取得しており、ライトカーブには 2 つの BGO について同時にプロットしてある。図 3.8 に見るように、2 つの BGO のカウントレートの時間変化はほぼ一つの曲線に乗っており、すなわち、双方の BGO で生成された放射性同位体の数は入射陽子のエネルギーの違いにも関わらず同程度であると言える。また、ライトカーブは大きく二つの成分を持っていることが分かる。一つは測定開始から 20 ksec までの成分で、もう一つはその後減衰して行く成分である。これは生成された同位体の半減期が典型的に、数時間のものと、数日程度のものに分けられるということを示している。

測定したエネルギースペクトルには共に Bi の $K\text{-}\alpha$ ・ $K\text{-}\beta$ とと思われるラインが 80 keV 付近にある他、多数のラインが確認される。これらラインは生成された同位体の崩壊によるラインであるが、多数の核種について多数のラインが存在し重なりあっているため、このラインスペクトルからの同位体の同定は難しい。特に 2 ksec 後のスペクトルにははっきりと確認できるラインはほとんどない。しかし、時間が経つにつれ、顕著なラインが現れ始める。双方のスペクトルで特に目立つ 350 keV 付近のピークはどちらも半減期 2 日で減衰しており、同一の核種によるものと考えられる。

またビームライン上流に置いたものと、下流のものとで、放射化に伴うスペクトルは異なっている。特に 3 日後のスペクトルでは明らかで、上流のものに見られる 250 keV 付近のピークが下流のものには見られない。下流の BGO に入射する陽子のエネルギーは、前の物質を通過する際にエネルギーを失っており、陽子のエネルギーによって生成される核種の量が異なるためであると考えられる。それぞれの BGO に入射する直前での陽子のエネルギーは上流ではポリエチレン 2 mm で 5 MeV 程度エネルギーを失うため 145 MeV、

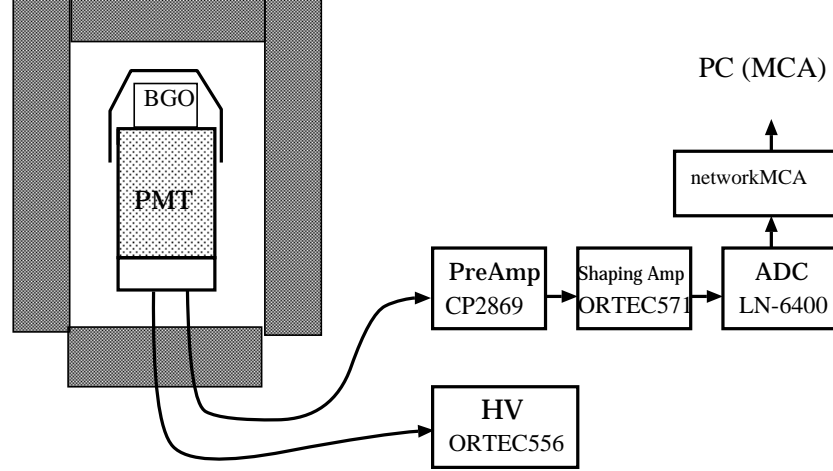


図 3.7: 光量測定のために用いたセットアップ

下流では上流の BGO で失う 25 MeV と GSO での 20 MeV 考え、100 MeV と見積もられる。次章でここで得られたスペクトルをもと核種の生成数、断面積の見積もりを行いモデル化を行う。

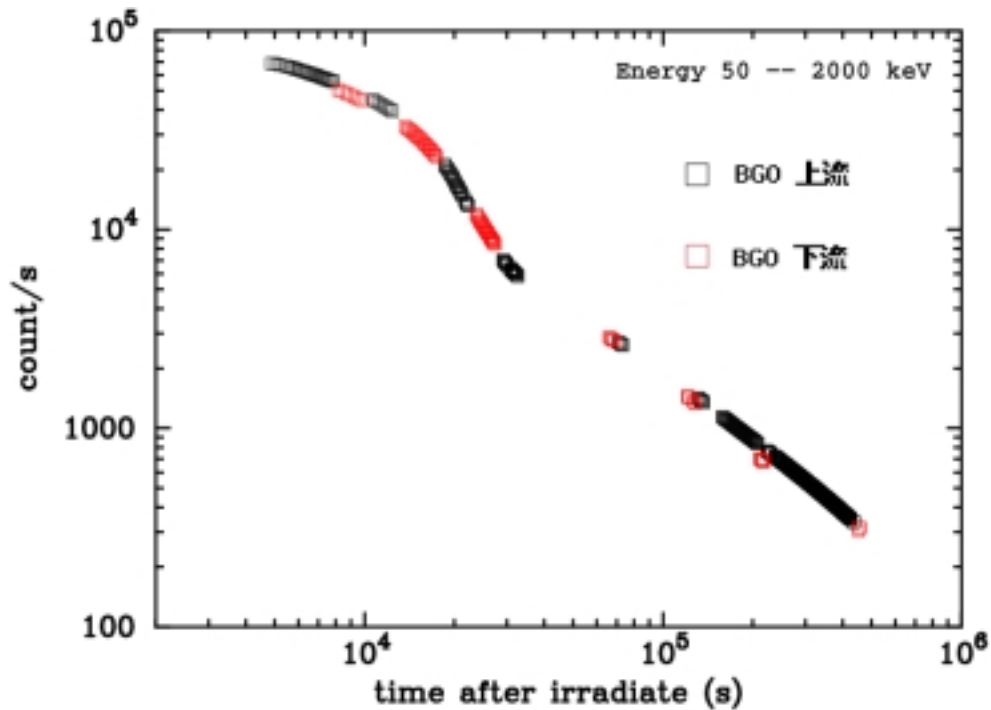


図 3.8: ビーム停止後ある時間経ったときのカウンtrate。2つの構造が見られる。

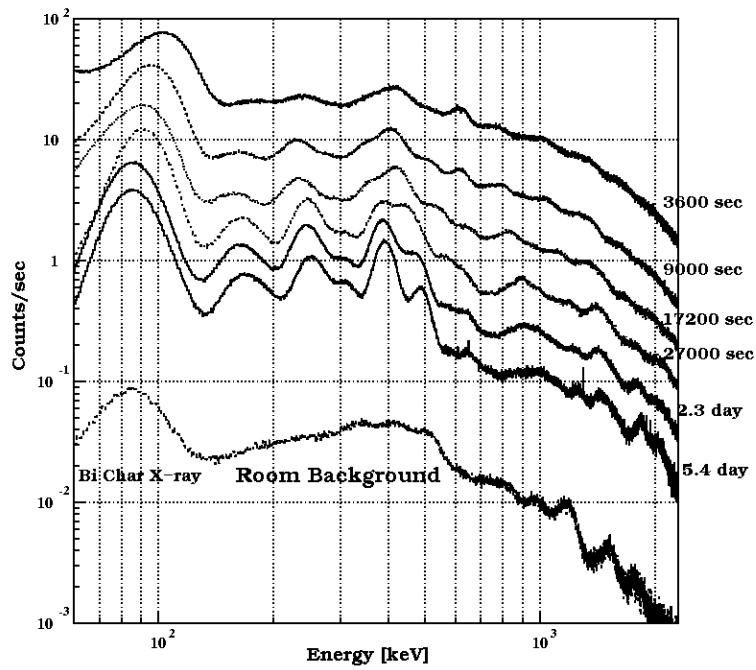


図 3.9: 上流に置いた BGO の放射化スペクトルと時間変移。100–500 keV にかけてピークが見られる。

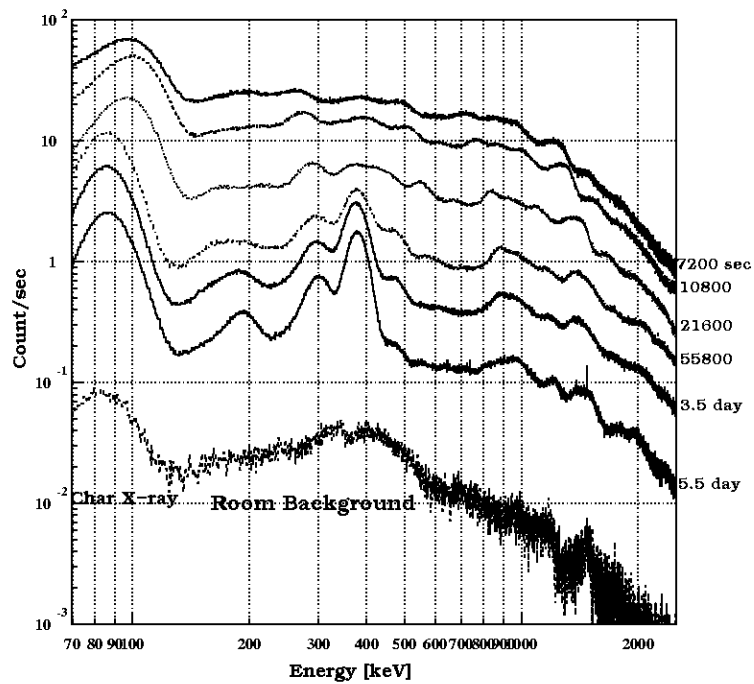


図 3.10: 下流に置いた BGO のスペクトル。上流に存在する 250 keV 付近のラインが見られないなど、上流のものとは構造が異なる。

第二のビーム試験は2002年10月1日に理化学研究所のリングサイクロトロン E3 実験室で行った。この実験では実際に衛星に搭載されるものと同様なユニットを照射体とし、サイクロトロンで運動エネルギー 210 MeV に加速した陽子を衛星軌道上で GSO が受ける 100 日分に相当する 1.0×10^{10} 個照射することを予定した。この実験の目的として、Anti 検出器自体の放射化のレベルを知ること、Anti 検出器の放射化によるガンマ線が主検出部にどの程度の影響を与えるのか調べるといふことがある。HXD-II では Well 検出器のユニット同士、あるいは Anti 検出器と Well 検出器との反同時計数によりバックグラウンドを効率良く除去しているが、Anti 検出器の放射化後の高いカウントレート時に Anti 検出器から Well 検出器の GSO に入射するガンマ線を実際に除去できるのか、または、除去できないものがどの程度あるのかを知るためには今回の実験が不可欠である。そこで我々は Well 検出器と Anti 検出器をビームライン上に図 3.11 のように配置した。この様な配置にしたのは、陽子ビームが効率良く GSO、Anti 検出器に入射させるためである。これらの結晶には PMT が取り付けられ、照射後、場所を移動することなく直ちに放射化後の測定ができるようにした。さらに Well 検出器の井戸の中には CdTe 検出器を陽子が当たらないようにあらかじめ設置し、ビームが止まった後に井戸の中に押し入れ、放射化後に結晶から逃げ出すガンマ線を測定するために用いた。CdTe 検出器は阻止能が高い上、エネルギー分解能にも優れており、常温で使用できるという特徴がある。

照射陽子数の計数は結晶の前にプラスチックシンチレータを置き、入射してくる陽子を直接数えるという方法をとった。このプラスチックシンチレータでの陽子のエネルギー損失は 5 MeV である。また、陽子が通過する Anti 検出器の厚さは一意に 5 cm で陽子は 100 MeV 程のエネルギーを失う。従って、リングサイクロトロンで 210 MeV に加速された陽子が GSO に入射する直前では 110 MeV ほどになると予想できる。

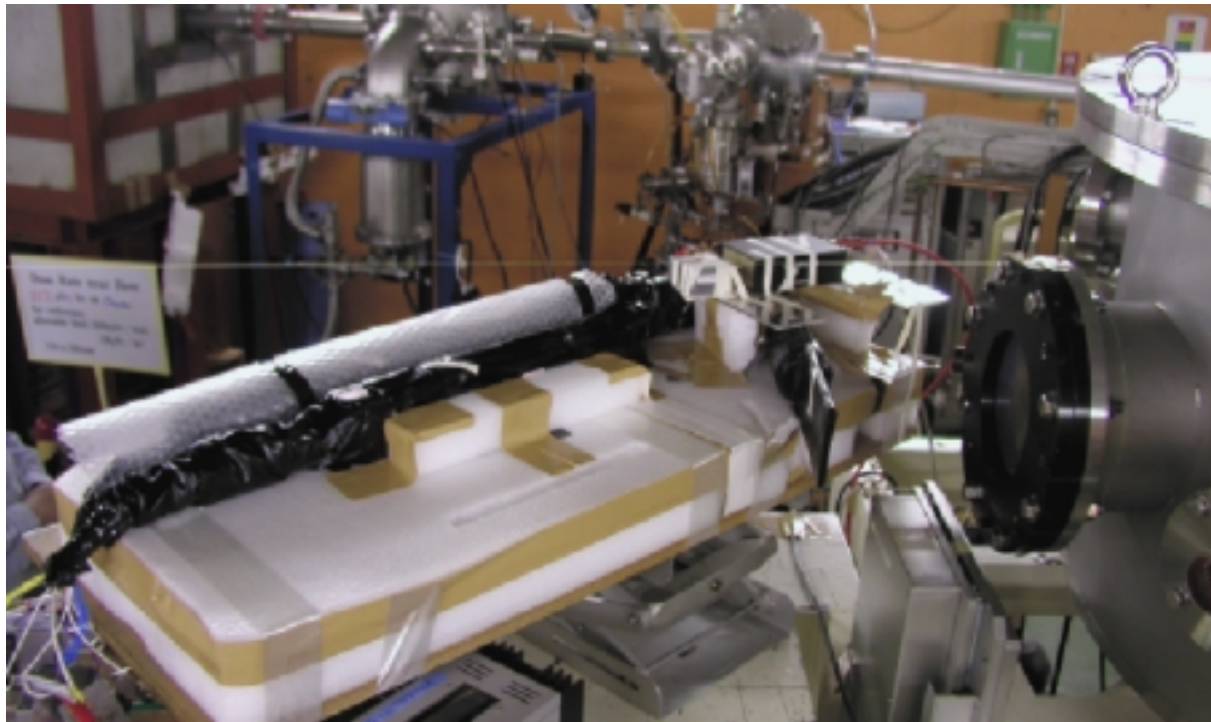


図 3.11: Well 検出器と Anti 検出器のビームライン上での配置

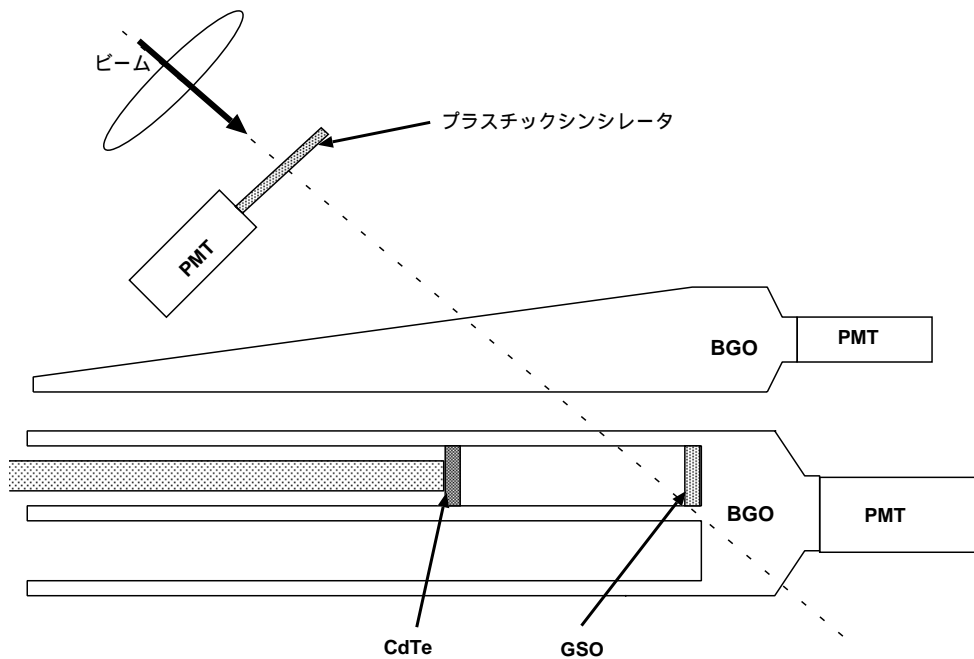


図 3.12: Well 検出器と Anti 検出器に対するビームの入射

3.3.1 ビーム計数

ビームライン上に結晶を置く前に、プラスチックシンチレータをビームラインに設置して、試験的に陽子ビームを出してもらいディスクリレベルの調整を行った。このときに得られたプラトーを示す (図 3.13)。この際、複数同時に入射する進合を区別するため 2 段のディスクリレベルを設定し、より正確に陽子を数えた。この実験では GSO に 1×10^9 個の陽子を照射すると予定したが、ビームは広がっており、実際に GSO に入射する陽子は全体の 30% であるため、プラスチックシンチレータは 3×10^9 個の陽子を計数する。この計数系で計測した全陽子数は 2.96×10^9 個であった。

3.3.2 ビームプロファイル

Well 検出器・Anti 検出器に同時に照射するため、ビームを直径 10 cm ほどに広げて照射した。また、照射位置は Well 検出器中の GSO 付近にした。これらは、ビームライン上流に ZnS を設置し、試験的に出したビームが ZnS を照らす位置をビデオカメラでモニターすることにより決定した。モニターの様子と実際のビームのスケッチを図 3.14 に示す。

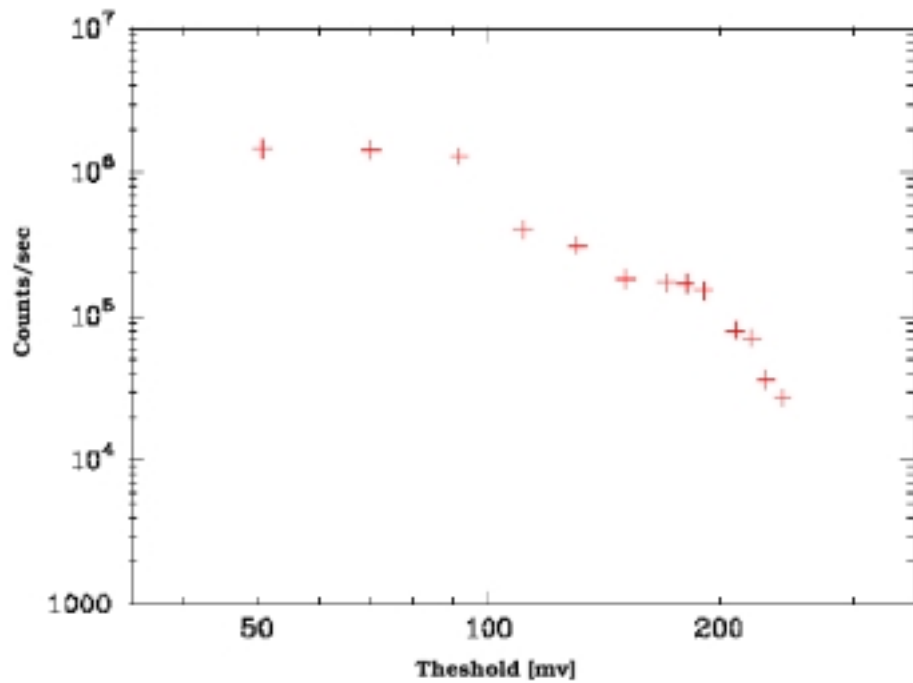


図 3.13: プラスチックシンチレータで得られたプラトーカーブ。これよりディスクリレベルを設定した。

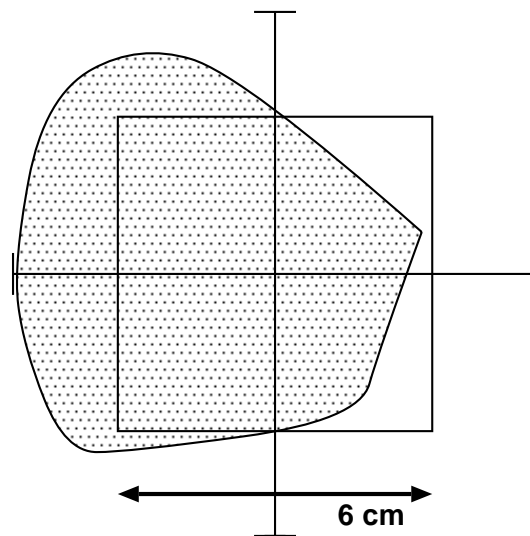


図 3.14: ZnS をビデオカメラでモニターすることでビームの照射位置を決めた。ビームの広がり は 10 cm 程である。

放射化後の測定はビーム照射後約一日をリングサイクロトロン施設内で行い、その後はセットアップはそのままに実験室へ移動し測定した。測定の際、結晶は遮光のために黒いビニールで覆い、測定環境によるバックグラウンドの影響をおさえるため鉛で囲い、鉛はスズのシートで内側を覆った。内側にスズを使うのは鉛の $K\text{-}\alpha$ の入射を避けるためである。セットアップを図 3.15 に示す。測定セットアップのアナログ部はいずれも部品以外は衛星搭載回路のものを利用した。測定の際、Well 検出器、Anti 検出器、CdTe 検出器のすべてのセンサからトリガをたて、それらすべてを記録することで後に反同時計数をとった場合のスペクトルなどを作成した。測定前にこのセットアップで取得した Anti 検出器の ^{137}Cs のスペクトルと室内環境でのバックグラウンドを図 ??、?? に示す。照射に用いた Anti 検出器のエネルギー分解能は 662 keV で 28% であった。



図 3.15: Well 検出器と Anti 検出器の測定系での配置

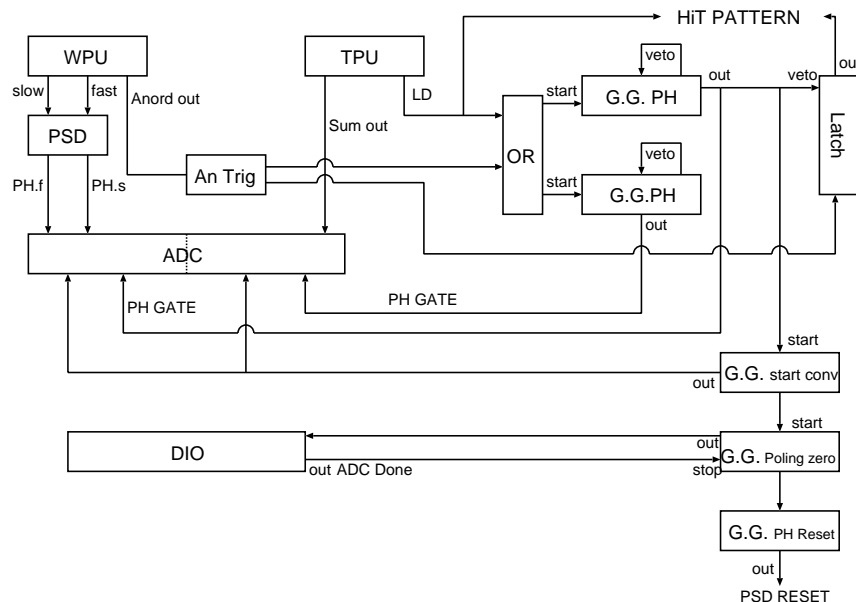


図 3.16: 測定に用いたセットアップ

Anti 検出器のライトカーブと放射化スペクトルを図 3.17、3.18 に示す。ライトカーブはスケーラーで計測したものである。Anti 検出器のスペクトルはそのエネルギー分解能が

し、その成分が確認することは難しい。主成分として、 ^{214}Pb と ^{214}Bi を形成している成分が見られる。5日後のスペクトルをRCNPでの実験で得られたスペクトルと比較すると、RCNPでの測定に見られた100–500 keVでのいくつかのピークが重なりあって、200–500 keVでの緩やかなピークを形作っていることが分かる。80 keV付近に見えるピークはBiのK- α 、K- β 、さらに放射化によって生成された同位体の崩壊に伴うラインガンマ線が重ね合わされたものであると考えられる。

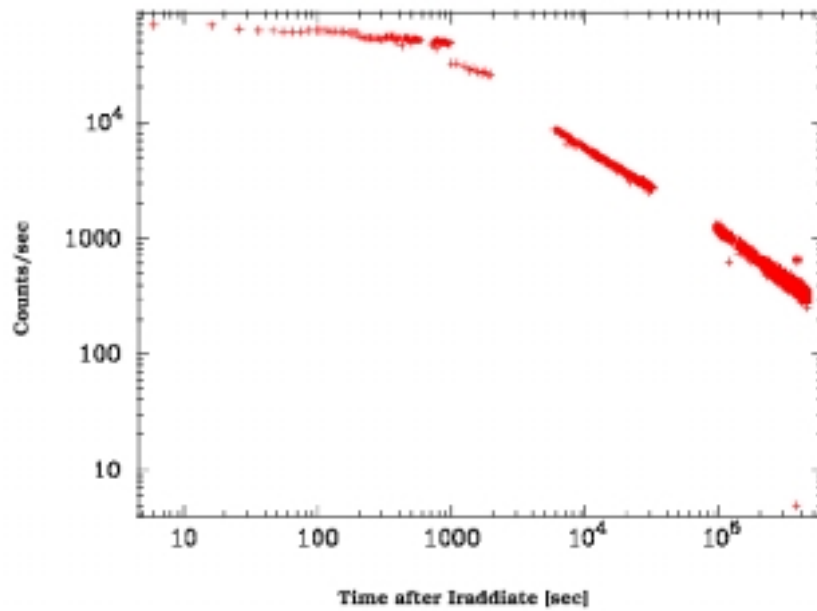


図 3.17: Anti 検出器のライトカーブ

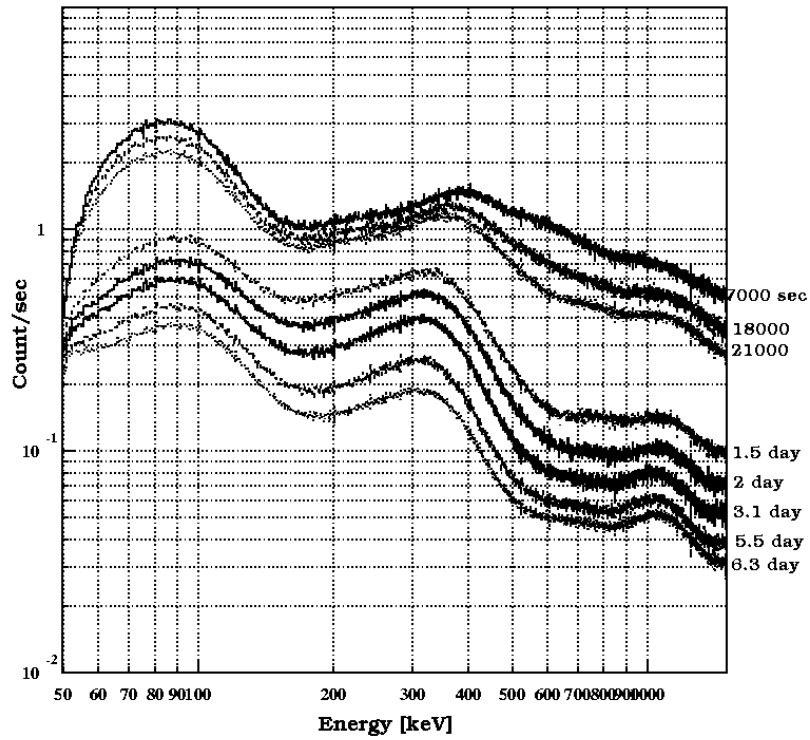


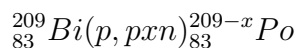
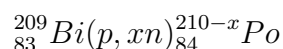
図 3.18: Anti 検出器の放射化スペクトル。エネルギー分解能が悪いため、いくつかのピークが重なりあっていくつかの緩やかなピークを形成していると考えられる。

第4章 放射化バックグラウンドモデル

前章で示したように、2回の実験の陽子ビーム照射実験でBGOの放射化スペクトルを取得することができた。このスペクトルは言うまでもなく、陽子がシンチレータを構成する原子核に衝突することで放射性同位体が生成され、その同位体が崩壊する際に放出されるガンマ線やベータ線がシンチレータ自体で吸収され、検出されたものである。放射化によって生み出される同位体は数十種類に及び、それぞれが様々なエネルギーを持ったガンマ線を放射し、エネルギースペクトルのラインや連続成分を構成する。シンチレータをPMTで読みだすことで得られたスペクトルにはいくつかのラインが確認できるが、これらのある一つの同位体の崩壊に伴うラインであると容易に断定することはできない。シンチレータのエネルギー分解能では、1つひとつのラインを分離することは不可能で、いくつかのラインが重ね合わされ一つのラインが構成されている予想される。さらに、それぞれの同位体が固有の半減期を持ち、スペクトルの形状は時間と共に刻々と変化していく。このように非常に複雑なシンチレータの応答スペクトルを理解するためには、ひとつひとつの同位体の崩壊に対する応答とその時間変化を系統的にモデル化し、測定データと比較することが効果的である。ここでは、まず、生成されたと考えられる同位体のスペクトルパターンをに作成し、その組み合わせによって測定データを再現する。そこでそれぞれの同位体の単位時間の崩壊数と、放射化で生成された同位体の総数、放射化断面積を知ることができる。この結果をもとに、軌道上での放射化スペクトルモデルを作成する。

4.1 放射化断面積

今回の実験で陽子を照射したBGOシンチレータ ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) は ~ 150 MeV の陽子に対して主に Bi 原子核に陽子が衝突し 1-10 の中性子が蒸発する反応



が起こる。この反応の断面積は半経験的に与えられる図 4.1 のようなモデルが知られており、今回のモデルはまず、すべての反応が (p,xn) 反応であると考えた。注意する点として、このモデルはこれまでの実験にもとづくものであるが、実測値とは2倍程度の不定性がある。実験で用いた 1 cm の厚さをもつ BGO シンチレータで陽子が落すエネルギーは 25 MeV であり、従って上流のもので典型的に 130 MeV の陽子、また、下流に置いたもので、100 MeV の陽子が入射したものと予測できる。すると、このモデルにより 150 MeV の陽子に対して、 ${}^{209-199}\text{Po}$ が生成されることが分かる。

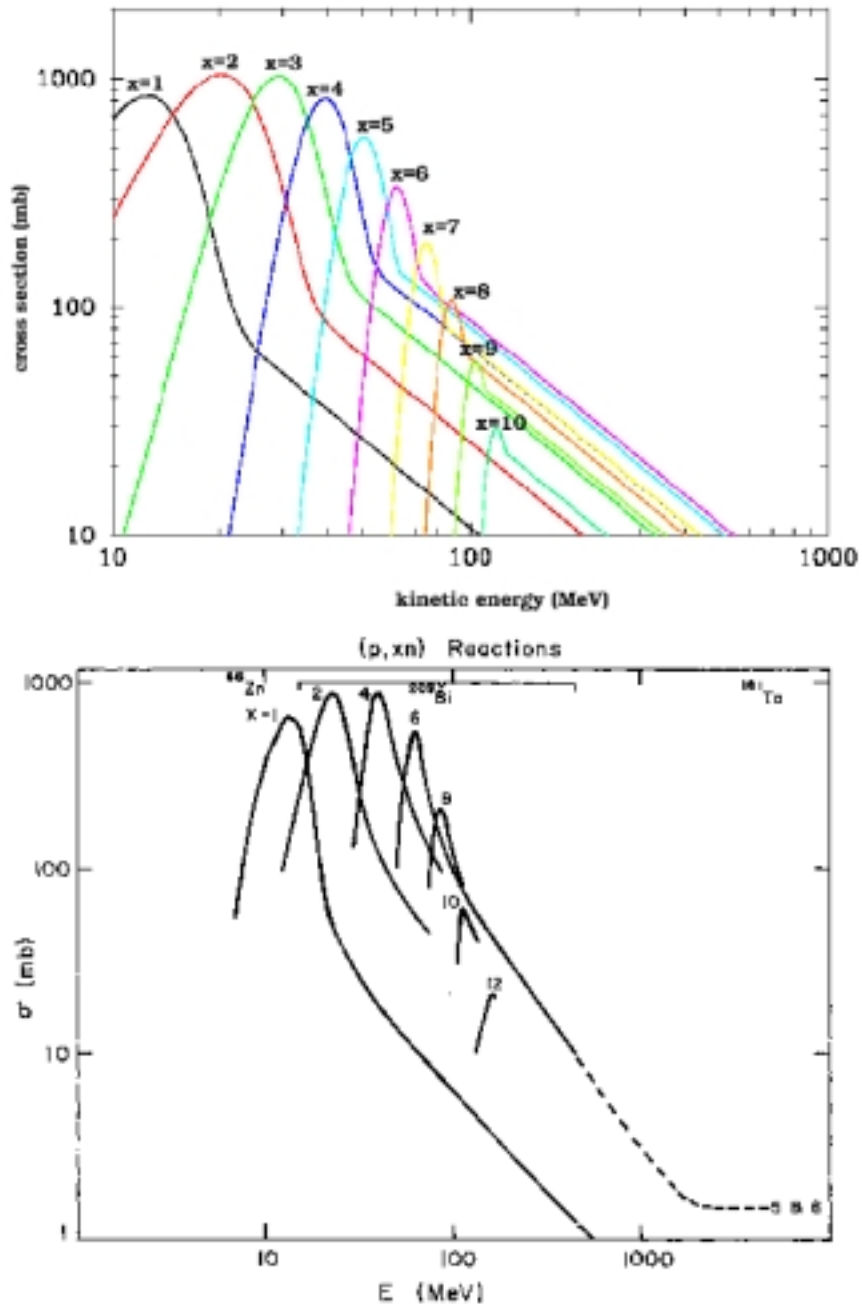
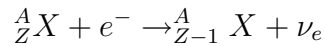
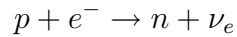


図 4.1: $^{209}_{83}\text{Bi}(p, xn)^{210-x}_{84}\text{Po}$ の反応断面積。右はこれまでの実験より得られた断面積。

放射性同位体が固有の崩壊定数をもってベータ崩壊や軌道電子捕獲などの過程を通して娘核の様々な準位へと崩壊して行く。これら遷移は確率的であり、すなわち、あるひとつの放射性同位体が崩壊するとき放射される様々なエネルギーのガンマ線や電子の強度は確率で与えられる。

Bi の放射化によって生成される Po の崩壊はほとんどが軌道電子捕獲とベータ崩壊の競合によるものである。軌道電子捕獲は、核内の陽子が、原子中で核に近い K 殻 または L 殻にある軌道電子を捕獲して中性子に転換することによって起こる核種の変換である。このとき電子ニュートリノが放出される。



軌道電子捕獲はベータ崩壊の逆過程である。捕獲後の原子は K 殻または L 殻の軌道電子が欠けた状態となるために、外部軌道にある電子がこの空いた軌道に遷移して来るが、この際、特性 X 線の放射を伴う。Po の場合、軌道電子捕獲は主に K 殻の電子で起こり、このときに放射される特性 X 線は -80 keV 程である。実験で用いた BGO シンチレータのサイズではほぼ 100% の確率でシンチレータ内で吸収される。つまり、その後のガンマ遷移で放射されるガンマ線にこの特性 X 線のエネルギーが足しままれてシンチレータで検出される。これらのことを考慮に入れ、生成されたと考えられる放射性同位体について、それらの遷移で放出されるガンマ線、ベータ線の確率を調べ上げた。

4.3 崩壊レートの時間変化

一般に放射性同位体は、安定な核種になるまでいくつかの娘核を通る。ある親核が、娘核へと崩壊し、さらにその娘核が崩壊するという具合に崩壊すると、その時々での単位時間当たりの崩壊数は娘核の生成数と崩壊との競合で決り、その時間変化は解析的に解くことができる。図 4.4 にひとつの例として ${}^{201}\text{Po}$ が生成されたときの崩壊レートの時間変化を示す。Bi の放射化で生じた ${}^{201}\text{Po}$ は半減期 3.5 時間で崩壊し、 ${}^{201}\text{Bi}$ を生成する。そしてさらに ${}^{201}\text{Bi}$ は半減期 1.8 時間で ${}^{201}\text{Pb}$ へと崩壊する。このように、時間が経つにつれ、支配的な核種は変遷して行く。Po 系列の崩壊で現れる同位体はどれも半減期が 1 か月未満である。

	Hg	Tl	Pb	Bi	Po
210				5 d	138 d
209				Stable	102 y
208			Stable	105 y	3 y
207			Stable	31 y	5.8 h
206			Stable	6.2 d	8.8 d
205		Stable	107 y	15.3 d	1.66 h
204			Stable	11.2 h	3.53 h
203		Stable	51 h	11.8 h	36.7 m
202	Stable	12.2 d	104 y	1.7 h	44.7 m
201	Stable	72.9 h	9.3 h	108 m	15.3 m
200	Stable	26.1 h	21.5 h	36.4	11.5 m
199	Stable	7.4 h	90 m	27 m	5.4 m



図 4.2: BGO の放射化で生成される同位体と半減期

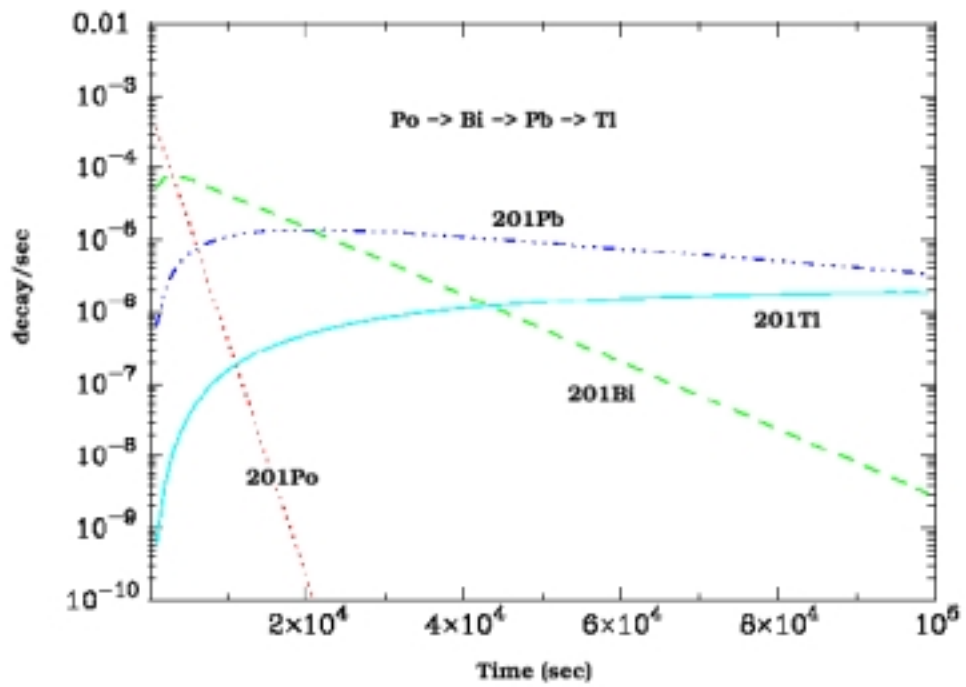


図 4.3: $t=0$ に 1 個の ^{201}Po が生成されたときの崩壊レートの時間遷移

以上のことを踏まえ、実験で得られたデータを基に、放射化スペクトルを再現することを試みた。まず、生成されたと考えられる同位体について、ひとつの核種ずつ、その崩壊によって期待されるシンチレータの応答をシミュレーションによって作成した。このシミュレーションには Geant4 を用いた。Geant4 でビーム照射に用いたシンチレータのジオメトリを再現し、ビームがシンチレータの中心に直径 1 cm に当たったとして、その範囲で等方的に原子核崩壊に伴う粒子を発生させることで、発生粒子がシンチレータに落すエネルギーに対する応答を得た。この際、ビーム試験時に行ったキャリブレーションより得られたエネルギー分解能でスペクトルをなましている。阪大での実験に用いたもので 10%@662 keV、理研での実験で用いたものは 32%@662 keV である。例として、 ^{204}Bi の応答を示す。

このように得られた応答スペクトルを使って、照射後 5 日経った測定データを再現することにした。5 日後のデータでは 200 keV–500 keV にかけて際だったピークがいくつか見られた。5 日後になると、半減期の短い同位体は崩壊してしまっており、スペクトルにほとんど寄与することはない。従ってこれらラインの起源となる同位体を 5 日後に優勢な半減期の長い同位体とであると予測することができ、実際に応答スペクトルを測定データにフィットすることで、一つのピークの起源となる同位体を特定することができる。さらに崩壊レートを求めることができ、その親核、もしくは親核の親核である核の放射化によって作り出された Po の数、放射化断面積を知ることができる。

まず、5 日後に支配的な同位体を以下に示す。そのうちで 350 keV 付近にピークをつくり出すものとして ^{203}Pb の 358 keV がある。さらにデータよりこのピークが半減期 2 日ほどで崩壊していることから、350 keV 付近のピークは ^{203}Pb の崩壊に伴うものと考えられる。この予測に基づき、5 日後の ^{203}Po 系列による応答スペクトルを実際のデータに比べ

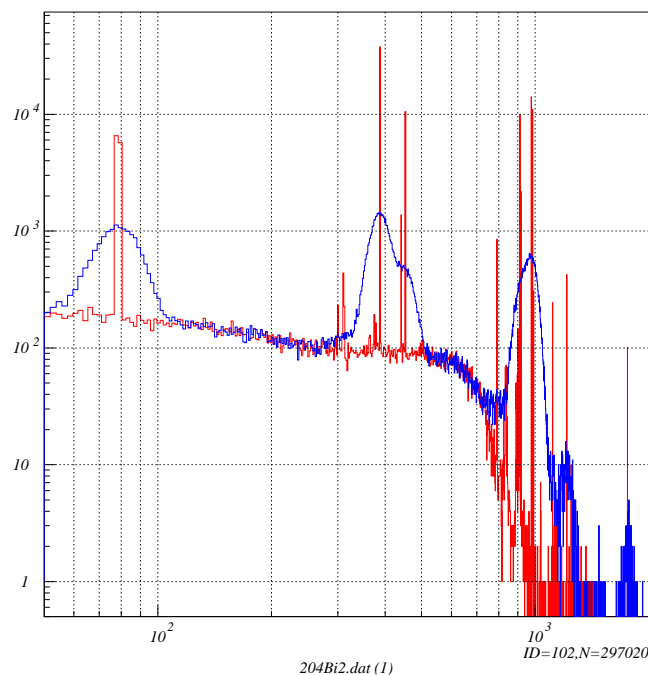


図 4.4: ^{204}Bi の崩壊で放射されるガンマ線スペクトル

得る同位体をてらし合わせて行き崩壊レートを求めた。

このように、作成した応答で5日後の崩壊レートを考え、足し合わせることで5日後のデータをほぼ再現することができた。図 4.5、4.6 に上流と下流それぞれの5日後のデータにモデルを重ねたものを示す。上流、下流のモデルともに 100 keV 付近と 300 keV 付近にデータとの差が見られる。データには 100 keV 付近に Bi の K- α 、K- β ラインが存在するが、モデルには存在しないためである。また、シミュレーションでは軌道電子捕獲の際に放出される K、L ラインがシンチレータで 100% 吸収されるとし、続くガンマ遷移のエネルギーにあらかじめ足し込んであるが、実際には表面近くでは吸収されないものも数%ある。さらに、軌道電子捕獲と、それに続く遷移との時間間隔が長いものもあるため、同時に検出されないものもある。同位体によっては、軌道電子捕獲がおこる殻の割合 K/L が明らかになっていないものがあるなどの原因も考えられる。下流のデータについては、さらに 100–300 keV にモデルとデータの間はずれが見えるが、これはキャリアレーションの不定性や測定のリニアリティによるものだと考えられる。また、1 cm 厚の BGO では陽子が 25 MeV 程のエネルギーを失うため、断面積にはこの 25MeV 分の幅が生じる。このため、更に数倍の不定性が残ることになる。

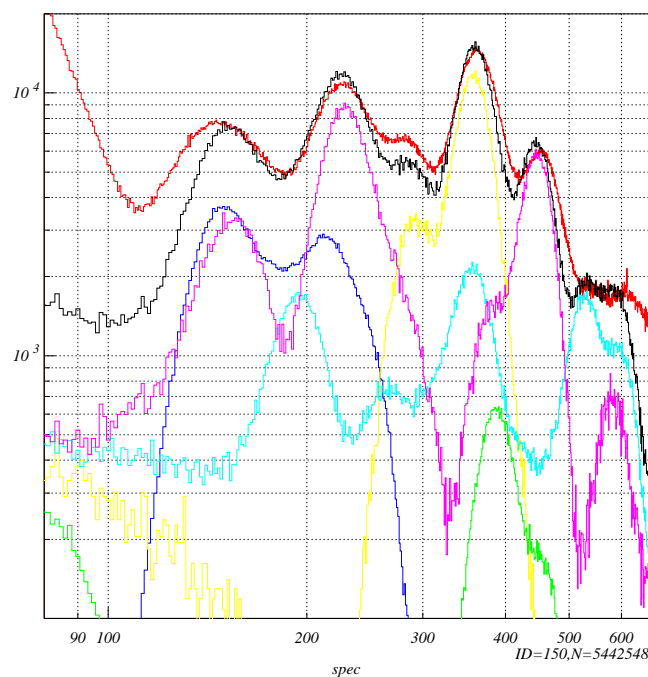


図 4.5: 測定データとモデルの比較

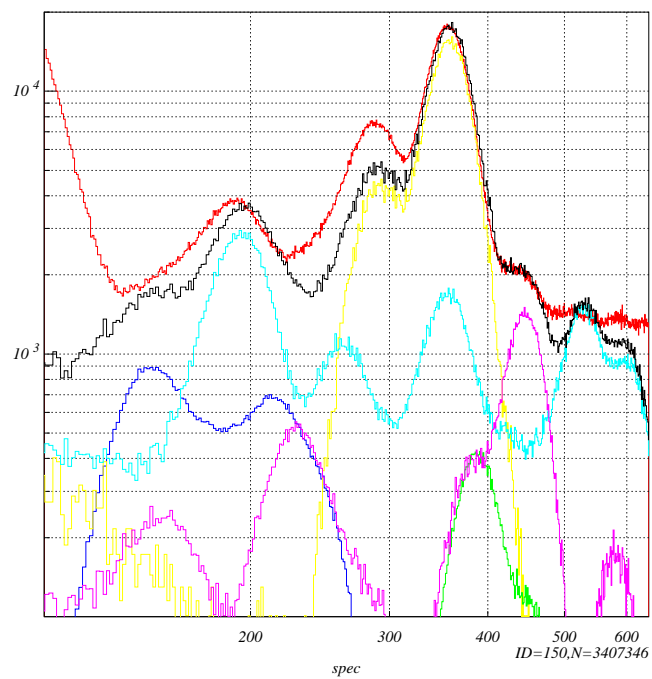


図 4.6: 測定データとモデルの比較

放射性同位体	半減期の崩壊数 (上流) (9.0 day)	(下流) (9.4 day)
^{200}Tl	2.8	0.2
^{200}Pb	6.4	0.5
^{201}Tl	1.3	0.3
^{203}Pb	11.2	18.1
^{204}Pb	0.31	0.16
^{204}Bi	0.35	0.18
^{206}Po	2.79	2.1
^{206}Po	1.44	1.05

表 4.1: モデル化で得られたそれぞれの BGO シンチレータの崩壊レート

放射性同位体	全生成量	断面積 (mb)	理論値
^{200}Po	7.2×10^6	32.3	~20
^{201}Po	2.3×10^6	10.2	~30
^{202}Po	—	—	~30
^{203}Po	1.2×10^7	53.1	~40
^{204}Po	2.1×10^7	94.4	~50
^{205}Po	—	—	~60
^{206}Po	4.5×10^6	20.0	~30
^{207}Po	—	—	~10
^{208}Po	—	—	~5

表 4.2: 同位体の全生成量と放射化断面積の比較

このような作業により、モデルを形作る同位体の崩壊レートを知ることができ、そこから Po の生成量を逆算することができる。このように見積もった、崩壊レート、また Po の生成量を表 4.14.24.3 に示す。表に見るように、見積もられた断面積は上流のものは半経験則と 2 倍以内で一致している。しかし、下流のものは 2-5 倍程度である。これビーム計数の不定性が 2 倍程度あることに加え、ここでは考えていない $\text{Bi}(p,pxn)\text{Po}$ の反応が含まれているためだと思われる。上流と下流との断面積を比較すると、半経験則では数 10 MeV の領域では陽子のエネルギー低くなるにつれて断面積が大きくなるが、ここで求められた値では、上流と、下流とでそのような傾向は見られず、むしろ上流で断面積が大きくなるものもある。ただし、 $x = 10, 9$ の反応は 100 MeV 付近で急速に断面積が落ち込むが、それが下流での見積もりに現れている。 ^{199}Po 、 ^{207}Po などの半減期が数時間程度の系列は生成後数時間で崩壊してしまうため、生成数の見積もりはできなかった。

放射性同位体	全生成量	断面積 (mb)	理論値
^{200}Po	4.6×10^5	2.1	~5
^{201}Po	5.3×10^5	2.4	~20
^{202}Po	–	–	~50
^{203}Po	1.8×10^7	71.1	~80
^{204}Po	1.1×10^7	48.7	~100
^{205}Po	–	–	~100
^{206}Po	3.4×10^6	15.1	~60
^{207}Po	–	–	~40
^{208}Po	–	–	~30

表 4.3: 同位体の全生成量と放射化断面積の比較

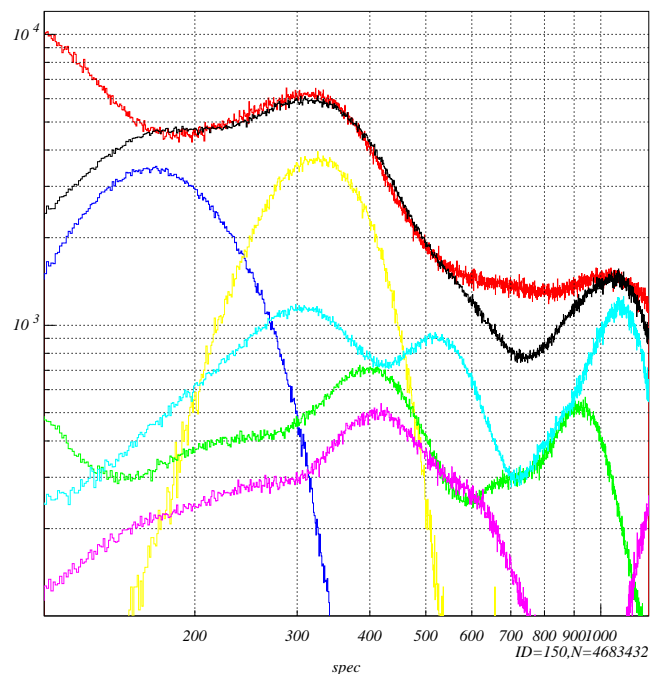


図 4.7: Anti 検出器のスペクトルのモデルとデータとの比較

同様の作業を理研での実験で得られたデータに対しても行った。この実験で用いたBGOシンチレータは分解能が30%であり、スペクトルに判別可能なラインがない。そこで、阪大実験で見積もられた崩壊レートをもとにモデル化を行った。以下に見積もられた崩壊のレートと生成数を示す。阪大の実験で得られたモデルと同様に、BiのKラインがモデルに賭けている図4.7。また500–800 keVにかけてデータとの差が見られる。また、得られた断面積は理論値に対して2–4倍ほどの誤差があるが、Anti検出器の厚さ3–4cmの厚さで–80 keV程のエネルギーを損失することを考えれば説明できる。

放射性同位体	単位時間の崩壊数
^{200}Tl	0.7
^{200}Pb	0.65
^{201}Tl	1.3
^{203}Pb	14.1
^{204}Pb	0.28
^{204}Bi	0.23
^{206}Po	2.31
^{206}Bi	1.22

表 4.4: Anti 検出器の5日後の崩壊レート

放射性同位体	全生成量	断面積 (mb)	理論値
^{200}Po	1.45×10^6	32	~10
^{201}Po	2.37×10^6	52	~20
^{202}Po	-	-	~50
^{203}Po	3.61×10^6	80	~50
^{204}Po	1.1×10^7	244	~60
^{205}Po	-	-	~40
^{206}Po	3.0×10^6	68	~30
^{207}Po	-	-	~20
^{208}Po	-	-	~5

表 4.5: 全生成数と断面積の比較

放射性同位体	全生成量
^{199}Po	3.17×10^5
^{200}Po	5.74×10^5
^{201}Po	9.42×10^5
^{202}Po	1.52×10^6
^{203}Po	2.52×10^6
^{204}Po	4.05×10^6
^{205}Po	6.03×10^6
^{206}Po	7.75×10^6
^{207}Po	7.72×10^6
^{208}Po	3.57×10^6

表 4.6: 軌道上で一日で Anti 検出器中で生成される同位体の数

4.4.1 軌道上での放射化スペクトル

阪大の実験で得られた放射化スペクトルのモデルを基に作った。理研での Anti 検出器の放射化スペクトルモデルは測定で得られたスペクトルを良く再現し、考えられる不定性の範囲内で半経験則に従う断面積を得ることができた。これを踏まえて、軌道上の放射化バックグラウンドを予測する。実際に軌道上での陽子は連続的なエネルギースペクトルを持つ。断面積とエネルギーとの関係を理論値より得ることで、すべての同位体の生成数を予測することができる。このように陽子のスペクトルと断面積のエネルギー依存とを考慮し、軌道上で予想される一日あたりの同位体の生成数を求めた。また、それら同位体が放射平衡に達すると考えられる、生成後 30 日後のスペクトルを作成した。軌道上での放射化の原因となる陽子のほとんどはブラジル上空の SAA と呼ばれるところに存在する。SAA 中での陽子のスペクトルとして、図 4.8 に示すモデルを用いた。これは ASCA 衛星のために予測された、SAA での陽子のスペクトルを $\text{cm}^2/\text{sec}/\text{day}$ にスケールしたものである。このデータと (p, xn) 断面積をそれぞれのエネルギーで掛け合わせ、積分することで Anti 検出器で一日で生成される同位体の数を知ることができる。以下に見積もった値を示す。

この値をもとに、さらに Anti 検出器一本で予想される放射化スペクトルの形状と、その

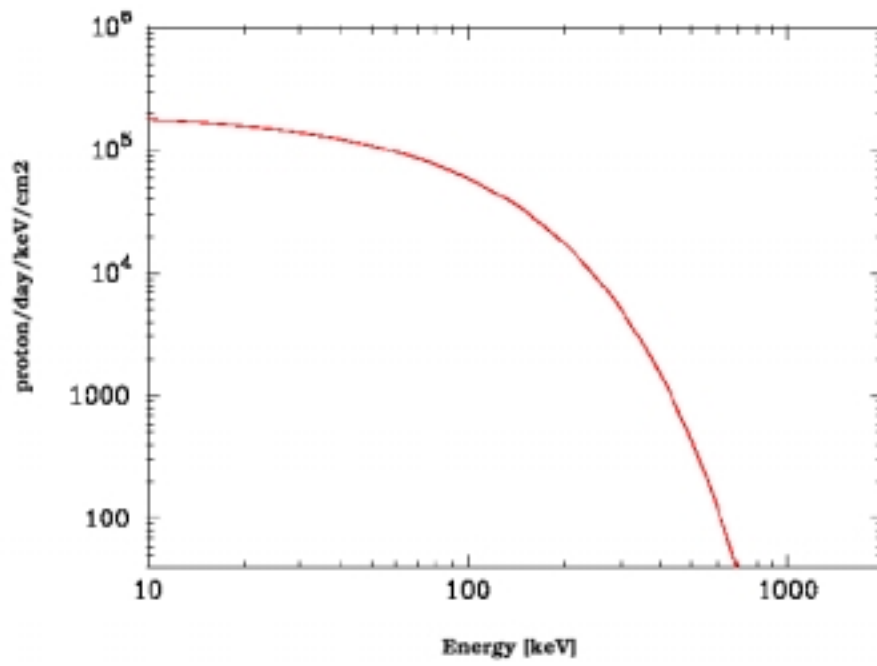


図 4.8: ASCA 衛星のために作られた、SAA 中の陽子のスペクトル

強度で推測された。ここでは、 ^{210}Po の放射線強度を無視して放射平衡に達した後 (30 日後) のスペクトルを求めた。結果を図 4.7 に示す。Bi の $K\text{-}\alpha$ 、 $K\text{-}\beta$ 、を実験データをもとスケールして付け加えてある。これより、打ち上げ後、30 日で予想されるカウントレートは ~ 2 kHz (50–2500 keV) である。またスペクトルは 200 keV–600 keV にかけて、ピークが重なりあって作られたコブがあり、高エネルギー側では 900 keV 付近にピークがある。

2回の実験を通して、それぞれで得られた放射化スペクトルをモデル化し、それぞれの照射に用いた陽子のエネルギーに対する放射化断面積を求めることができた。これら得られた値は理論値と2-4倍の範囲で一致している。これはビーム計数の不定性やシンチレータの厚さによる陽子エネルギーの減衰などで説明できる範囲である。これら2回の実験により確かめられた放射化断面積のモデルを用いて、実際に衛星軌道上での同位体の生成量と放射平衡後の平均的なスペクトルモデルを作ることができた。このモデルを用いて次章で観測のシミュレーションを行う。

第5章 観測シミュレーション

モデル化したバックグラウンドを用いることで、Anti 検出器の観測シミュレーションを行うことが可能となる。今回はシミュレータとして Geant4 を用いて、シミュレータ上に Astro-E2 衛星と搭載されている HXD-II を再現した。モデル化で得られたバックグラウンドモデルに従って粒子を発生させると共にガンマ線バーストを発生させ、実際の観測で得られると予測されるスペクトルを取得し、観測を評価する。シミュレーションには、前章で得られた放射化バックグラウンドの他に、ガンマ線バックグラウンドやガンマ線バーストのスペクトル、地喰観測での明るい X 線源として有名なものなどをモデル化することによって行う

5.1 宇宙ガンマ線バックグラウンド

衛星環境でのガンマ線バックグラウンドには、遠方天体を起源とする一次成分と地球の大気と荷電粒子の相互作用により生じるガンマ線である二次成分がある。これらのモデルは GLAST 気球実験用に開発されたシミュレータを用いた。ここで用いるモデルはこれまで様々な衛星で得られた観測データをもとに作られてたものである。GLAST 衛星は Astro-E2 衛星と同様の軌道高度をもち、とくに軌道高度に大きく依存する二次成分のモデルを扱う際に都合が良い。二次成分は軌道高度によって大きく変化する。以下にそれぞれのモデルと強度を示す。

Primary

一次成分は遠方宇宙の天体を起源とするガンマ線であり、検出器に等方的に入射する。スペクトルは 3 つの power-law で表すことができる。

$$\begin{aligned} Primary_{30-50 \text{ keV}} &= 570 \times \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-1.86} \left[\text{MeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \right] \\ Primary_{50 \text{ keV}-1 \text{ MeV}} &= 40 \times \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-2.75} \left[\text{MeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \right] \\ Primary_{1 \text{ MeV}-100 \text{ GeV}} &= 40 \times \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-2.15} \left[\text{MeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \right] \\ Flux &= 9000 \text{ photon/sec/str/m}^2 \quad (30 \text{ keV} - 3 \text{ MeV}) \end{aligned}$$

Secondary

2 次成分は大気による散乱成分であるので、軌道上で地球を向いた方向と、天頂方向を向いたのでは、強度が大きく異なる。つまり、二次成分の強度は天頂角に依存する。大きく downward 成分と upward 成分に分けられ、それぞれ以下のように表される。

$$Downward_{30\text{ keV}-1\text{ MeV}} = 250 \times \left(\frac{E}{\text{MeV}}\right)^{-1.34} [MeV^{-1}m^{-2}sec^{-1}str^{-1}]$$

$$Upward_{30\text{ keV}-1\text{ MeV}} = 1670 \times \left(\frac{E}{\text{MeV}}\right)^{-1.34} [MeV^{-1}m^{-2}sec^{-1}str^{-1}]$$

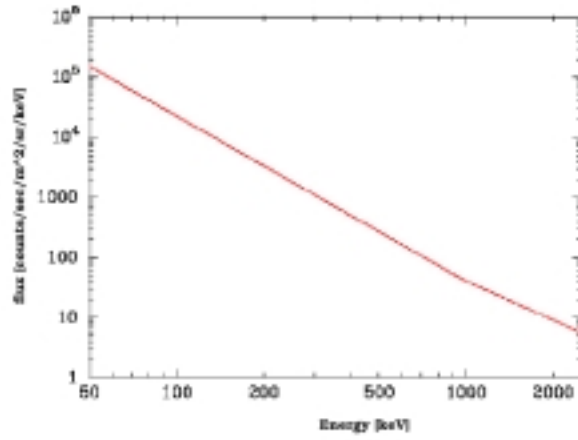


図 5.1: 一次成分モデル

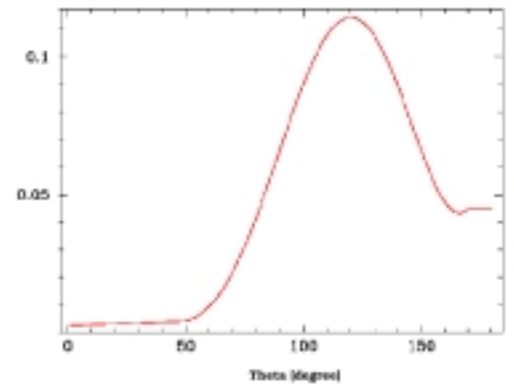
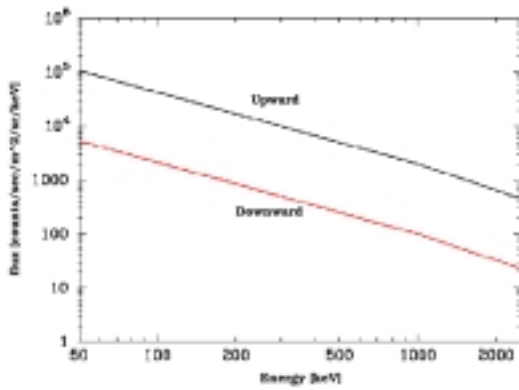


図 5.2: 2次成分のスペクトル。それぞれ Upward と Downward

5.2 ガンマ線バーストスペクトル

一般にガンマ線バーストのスペクトルは数 100 keV に折れ曲がりのある、2 つの power-law で表すことができる。ここではこれに従い、BATSE のガンマ線バーストカタログより、統計的にパラメータを決定した。また、ガンマ線バーストには大きく継続時間が短く強いものと、継続時間が長く弱いバーストの 2 種類のタイプが知られており、それぞれのバーストを継続時間 1sec で平均の flux が 5 photon/cm/keV/sec のものと継続時間 20sec で 1 photons/cm/keV/sec のものに分けた。シミュレーションにおいて、バーストは Anti 検出器のそれぞれの面に垂直に発生するとした。

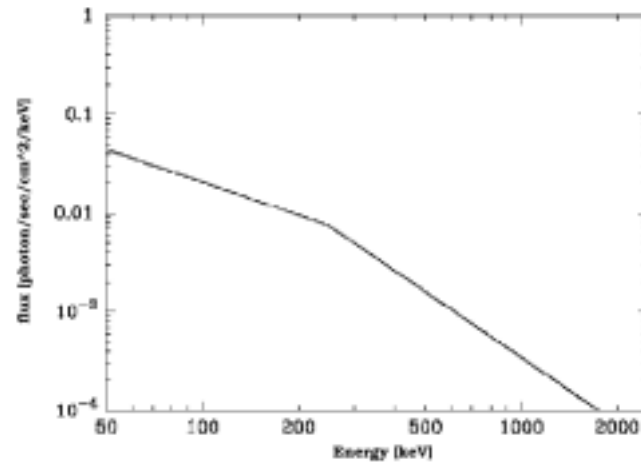


図 5.3: ガンマ線バーストスペクトル

5.3 観測シミュレーション

シミュレーションに用いたジオメトリを示す。これらジオメトリは HXD-I 時に宇宙研を中心に書かれたシミュレータをもとにして、今回の目的のために書き直して使っている。Anti 検出器は実際には一面を衛星本体によって遮られている。また、HXD-II のハウジングや衛星の外壁などが観測に大きな影響を及ぼすことが考えられる。従って、Astro-E2 衛星全体を含めた、観測シミュレーションは非常に重要である。

今回行ったシミュレーション 検出器を HXD-II を天頂方向向きに配置し、ここにガンマ線バースト、ガンマ線バックグラウンド、放射化に伴うガンマ線を発生させ、それぞれに対する Anti 検出器一面での応答スペクトルを取得する。ガンマ線バーストは、Anti 検出器一面に対して垂直にガンマ線が入射するとして、衛星から十分に離れた、アンチ検出器の一面の面積より十分に大きい領域内で乱数を振ってガンマ線の発生点を決定した。つまり、ガンマ線光子の数は発生領域の面積にバーストのフラックスを掛けた数となる。ガンマ線バックグラウンドは等方的に検出器に入射させる必要があるが、シミュレーションの効率化のため、検出器に効率良く当たるベクトルをもつ粒子を発生させている。放射化によるガンマ線は Anti 検出器の BGO シンチレータ内で均一に放射性同位体が生成

遷移によるガンマ線が放射されるとした。これらの結果としてBGO でえられる応答スペクトルはすべて、28%@662 keV のエネルギー分解能でなます。実際には Anti 検出器はその形状より、シンチレーション光が発生する位置によって、光量に10%ほどの差があるが、今回は簡単のために考えていない。以下に結果として得られたスペクトルを示す。これらのスペクトルはシミュレーションで得られたバックグラウンドとガンマ線バーストとが足し合わされたスペクトルから、5%の系統誤差をつけたバックグラウンドモデルを差し引いたものである。まず、バックグラウンドスペクトルを発生させた時の、Anti 検出器一面で得られるスペクトルを図 5.5 に示す。図に見るように、二つの面でスペクトルが大きく異なる。これは Anti 検出器の一面は衛星本体に視野を遮られ、ガンマ線が散乱されるためである。これらシミュレーションから求められる、バックグラウンドのカウントレートは Anti 検出器一面で13 kHz に及ぶ。

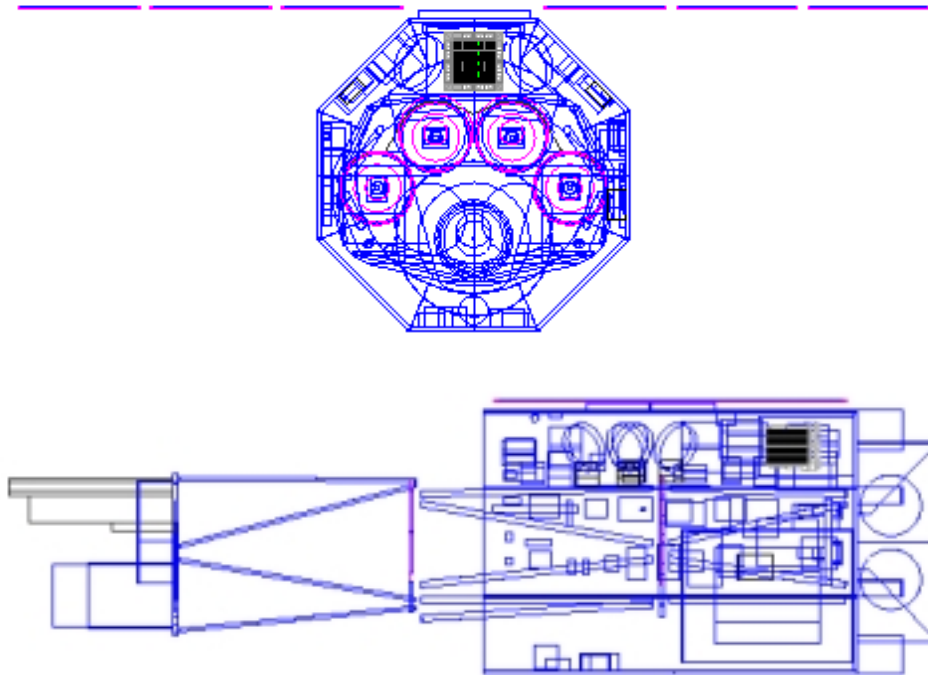


図 5.4: Geant4 上に再現した Astro-E2 と HXD-II

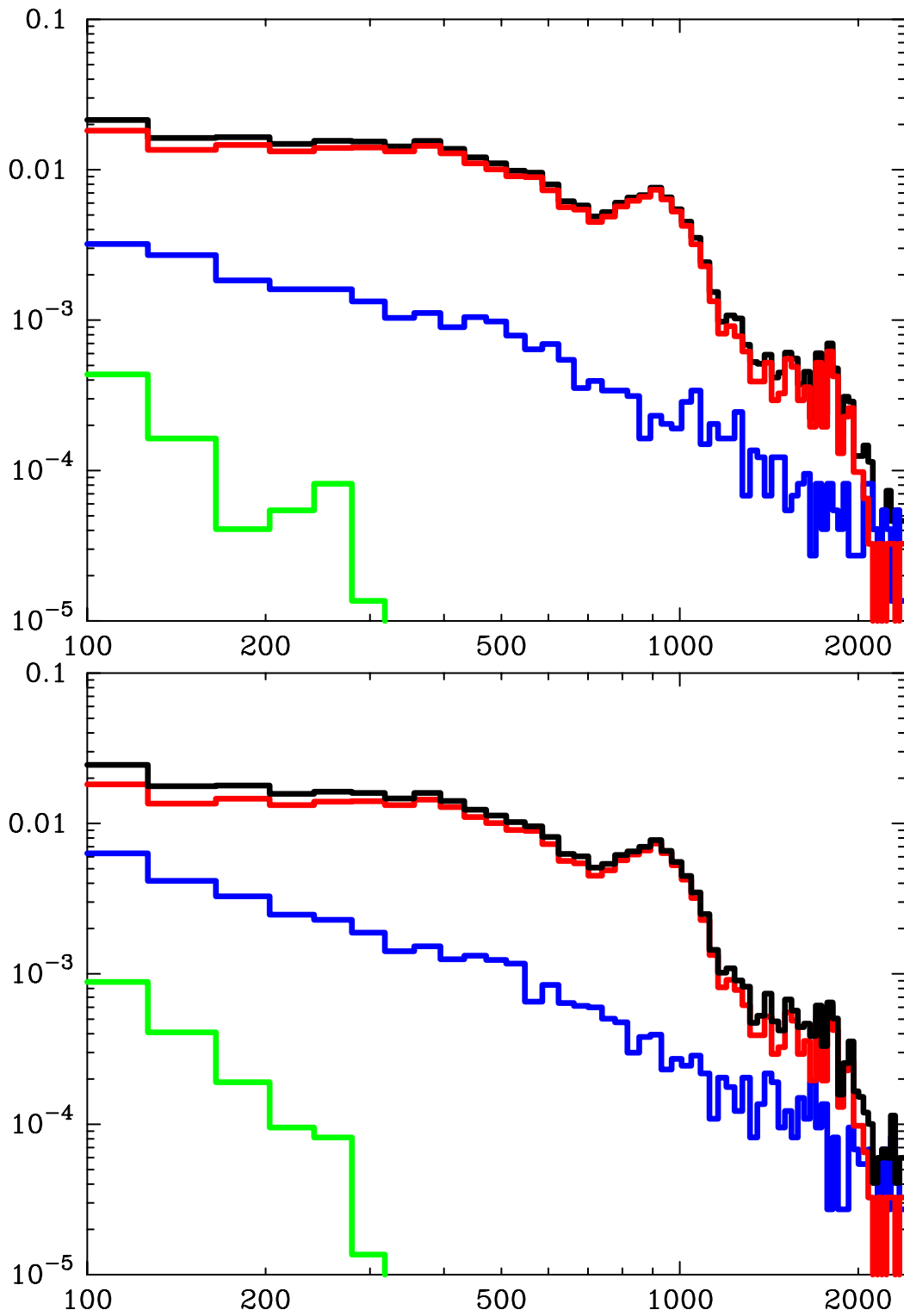


図 5.5: 2つの面で捕らえるバックグラウンドスペクトル

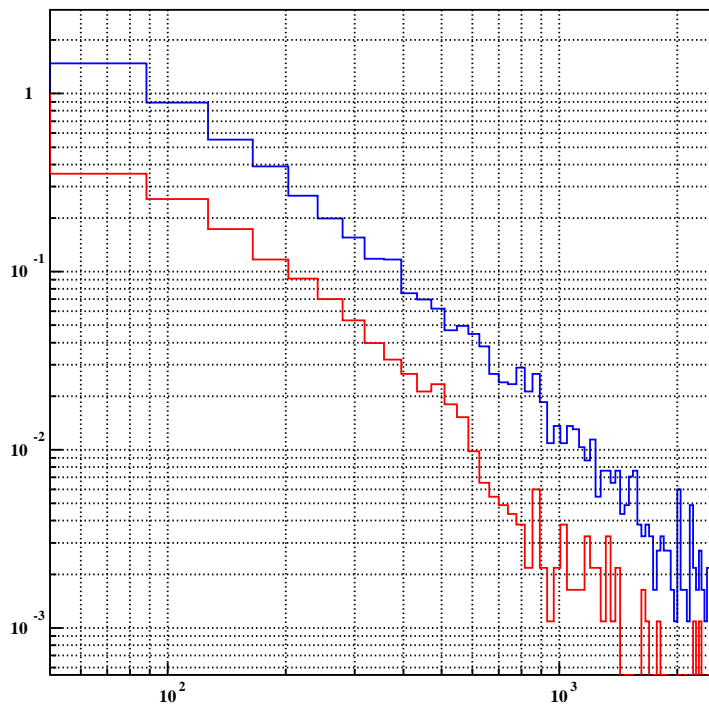


図 5.6: ガンマ線バーストのスペクトルの比較

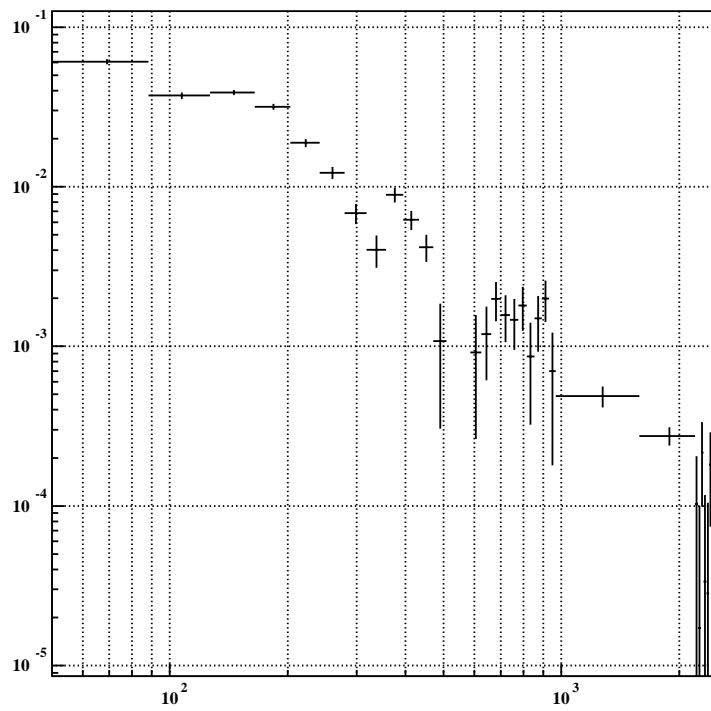
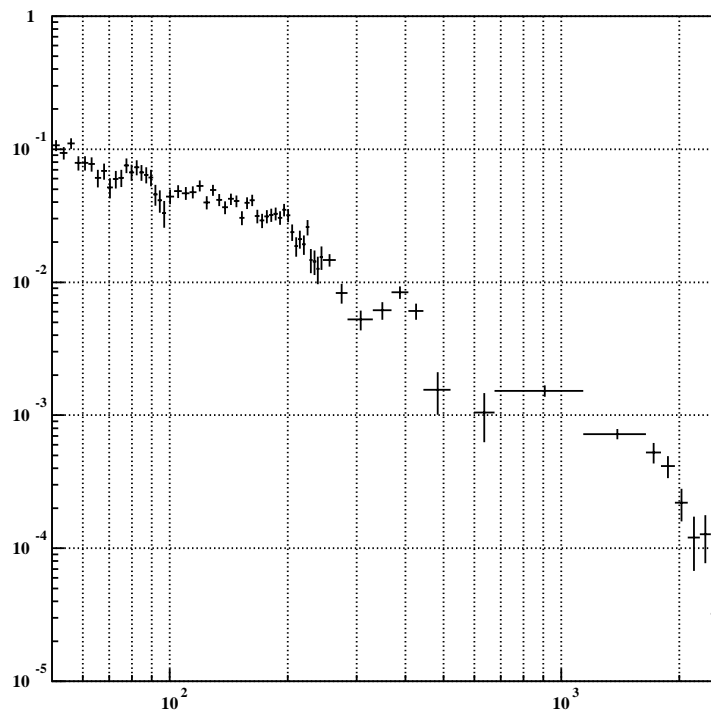


図 5.7: ガンマ線バーストのスペクトル。

第6章 まとめ

放射化バックグラウンドについて実際に検出器に陽子ビームを照射する実験を通してモデル化を行った。結果として、実験で得られたデータに基づくモデルを構築することができ、実際の衛星環境でのモデルへと拡張することができた。これにより、観測シミュレーションを行い、観測を評価することができるようになる。今後の課題として、さらにシミュレーションを強化していくこと、とくに今回行っていない明るいX線源の地喰を用いた観測のシミュレーションや、Anti検出器の位置決定精度を評価していくことがあげられる。