

モンテカルロシミュレーションによる
次期X線衛星ASTRO-H搭載
軟ガンマ線検出器のバックグラウンド評価

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文研究室

M074753 梅木 勇大

主査 深沢泰司 副査 島田賢也

2009年2月

概要

高エネルギー宇宙物理学の分野における 10 keV 以上の硬 X 線から MeV ガンマ線の帯域では、10 keV 以下の軟 X 線や GeV ガンマ線に比べて、著しく観測感度の低い観測機器しかないというのが現状である。つまり、10 keV 以上の非熱的放射についてはまだまだ未解明な部分が多く、10 keV 以上数 MeV 以下の硬 X 線、軟ガンマ線での詳細な観測が課題となっている。

次期 X 線天文衛星 ASTRO-H は、軟 X 線から軟ガンマ線の広帯域でブラックホールや銀河団など宇宙の高エネルギー現象を詳細に探るべく、2013 年の打ち上げを目指している。ASTRO-H 衛星に搭載する予定の軟ガンマ線検出器 SGD は、10 keV 以上数 MeV 以下のエネルギー帯域で支配的なコンプトン散乱を積極的に利用した検出器である。10–600 keV の詳細観測を行う予定であり、特に 50–300 keV では史上最高の感度での観測を目指している。「すざく」衛星搭載硬 X 線検出器 HXD はこの帯域においてこれまでで世界最高の感度を実現しているが、軟 X 線や GeV ガンマ線で達成されている感度には程遠い。我々 SGD 開発チームは HXD の経験を活かして、更にバックグラウンドレベルを 2 桁程度低減することで、感度を大幅に向上させることを目指している。つまり、SGD のバックグラウンド評価は、観測感度の評価や検出器デザインの決定に直結するため、非常に重要となる。

そこで本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いた SGD のバックグラウンド評価を行った。まず、道具立てとして SGD シミュレータのハードウェア及びソフトウェアの立ち上げを行った。計算機として用いる PC クラスターの主記憶装置の増設、SGD シミュレータで使用するライブラリ群のインストールなど、シミュレーション環境を整備した。次に、SGD シミュレータから物理的に正しい応答を得られるか検証を行った。例えば、宇宙線環境を再現する部分 (モジュール) や物理プロセスを扱う部分 (モジュール) の動作について調べた。検証により SGD シミュレータが正しく動作することを確認した後、バックグラウンド評価を行った。具体的には、大気中性子、視野内物質からの即発粒子によるバックグラウンドレベルの評価、及び SAA を通過する際に SGD 検出部が浴びる陽子の量について BGO シールドの厚さを変えて調べた。

本研究により、SGD の宇宙線バックグラウンド評価の方法が確立され、主要なバックグラウンド源である大気中性子に由来するバックグラウンドレベルを評価することができた。さらに、SAA で SGD 検出部が浴びる陽子の量の BGO シールド厚による変化を定量的に見積もることができた。これにより、陽子被曝量に依存する放射化由来のバックグラウンドレベルをスケールリングすることが可能となり、SGD のデザイン決定の指針を得ることができた。

目次

第 1 章	はじめに	6
第 2 章	狭視野コンプトン望遠鏡を利用した軟ガンマ線検出器 SGD	8
2.1	ガンマ線光子と物質の相互作用	8
2.1.1	光電吸収	8
2.1.2	コンプトン散乱	9
2.1.3	電子・陽電子対生成	10
2.2	中性子と物質の相互作用	11
2.2.1	中性子弾性散乱	11
2.3	コンプトンカメラの検出原理	12
2.4	次期 X 線天文衛星 ASTRO-H 搭載軟ガンマ線検出器 SGD	14
2.4.1	狭視野コンプトン望遠鏡	14
2.4.2	軟ガンマ線検出器 SGD	15
第 3 章	SGD のバックグラウンド源	19
3.1	宇宙線	19
3.1.1	一次宇宙線	19
3.1.2	二次宇宙線	20
3.1.3	SAA	22
3.2	宇宙線由来バックグラウンド	23
3.3	主なバックグラウンド源	23
3.3.1	一次宇宙線由来の成分	25
3.3.2	地球大気由来の成分	26
3.3.3	SAA と放射化	27
第 4 章	SGD シミュレータ	28
4.1	シミュレーションの意義	28
4.2	SGD シミュレータの枠組みと使用するツール群	28
4.2.1	解析フレームワーク ANL PLUS	28
4.2.2	シミュレーションの流れ	30
4.2.3	SGD シミュレータのライブラリ群	30
4.3	SGD シミュレータの立ち上げ	31
4.4	SGD シミュレータの検証	32

4.4.1	有効面積の計算	33
4.5	粒子生成部の検証	36
4.5.1	シミュレーション空間における粒子の生成手順	36
4.5.2	検証条件とその結果	36
4.6	物理過程部の検証	42
4.6.1	検証条件とその結果	42
第5章	SGDのバックグラウンド評価	50
5.1	大気中性子由来バックグラウンドの評価	50
5.1.1	大気中性子のエネルギーバンドごとのバックグラウンド	50
5.1.2	マスモデルの更新及び consistency check	51
5.1.3	観測モードごとのバックグラウンド	57
5.1.4	モンテカルロシミュレーション以外の方法で求めた予測値との比較	57
5.2	視野内物質によるバックグラウンドへの影響の評価	60
5.2.1	一次陽子による即発中性子のバックグラウンドへの影響	60
5.2.2	一次電子による制動放射のバックグラウンドへの影響	65
5.3	SAA中で浴びる陽子の量のBGOシールド厚依存性の評価	67
5.3.1	SAA陽子被曝量のエネルギー依存性	68
5.3.2	SAA陽子被曝量の入射角度依存性	69
5.3.3	SAA陽子阻止能の位置依存性	71
5.4	放射化由来バックグラウンドの評価	74
5.4.1	放射化シミュレーションの手順	74
5.4.2	放射化シミュレーション用SGDシミュレータ改の検証	75
5.4.3	SGDシミュレータ改による放射化由来バックグラウンドの評価	77
第6章	まとめと今後の目標	82

目次

1.1	次期 X 線天文衛星 ASTRO-H の完成予想図	7
1.2	ASTRO-H 衛星搭載軟ガンマ線検出器 SGD のイメージ	7
2.1	NIST XCOM のデータ [2] を用いて作成した Si の光子に対する反応断面積	9
2.2	偏光した光子がコンプトン散乱する概念図	10
2.3	実験室系、重心系における中性子弾性散乱の概念図	11
2.4	最も単純なコンプトンカメラの構成	13
2.5	HXD の概観図と断面図 [8]	14
2.6	SGD の断面図 [9]	15
2.7	2008 年 2 月現在、ASTRO-H チーム内に公開している SGD のコンプトンモードにおける有効面積とバックグラウンドレベル	16
2.8	HXI/SGD の要求感度及び他の検出器の感度 [6]	17
2.9	NIST XCOM のデータ [2] を用いて作成した Si 及び CdTe の光子に対する反応断面積	17
3.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル [11]	20
3.2	二次宇宙線が生成されるイメージ [15]	21
3.3	二次宇宙線の変換過程 [12]	21
3.4	2001 年 3 月 23 日から 11 月 14 日の観測で得られた実効線量率の世界地図分布 [16]	22
3.5	SGD シミュレータで用いる宇宙線のモデルスペクトル	24
4.1	ANL PLUS の SGD シミュレータにおける処理の概念図	29
4.2	SGD のコンプトンモードにおける有効面積 (コンプトンカメラ 9 台分)	34
4.3	SGD の有効面積 (コンプトンカメラ 8 台分)	35
4.4	入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen による入射角度の等方性の検証結果	37
4.5	軸に対して垂直な円盤に対する入射位置の概念図	37
4.6	入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen による入射位置の一様性の検証結果	38
4.7	モデルスペクトルの入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen への取り込み検証の結果 (大気中性子)	40
4.8	モデルスペクトルの入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen への取り込み検証の結果 (一次陽子)	41

4.9	物理過程部の検証でを使用したジオメトリ	42
4.10	Si/CdTe/BGO に対する中性子の反応断面積	44
4.11	Si に対する中性子弾性散乱における反跳原子核の散乱角	46
4.12	Si に対する中性子弾性散乱における入射中性子の散乱角 (重心系)	47
4.13	CdTe/BGO に対する中性子弾性散乱における反跳原子核の散乱角	48
4.14	中性子と Si/CdTe/BGO との弾性散乱における散乱角とエネルギーの関係	49
5.1	マスモデル revision 6 (r6)	52
5.2	マスモデル r6 による大気中性子のエネルギーバンドごとのシミュレーション結果	53
5.3	マスモデル r6 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果	53
5.4	マスモデル revision 8_4 (r8_4) と横から見たときの断面図	55
5.5	マスモデル revision 9_3 (r9_3)	55
5.6	マスモデル r6/r8_4/r9_3 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果	56
5.7	マスモデル r8_4 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果	58
5.8	Al に対する陽子の非弾性散乱断面積	61
5.9	非弾性散乱 1 回当たりに生成される中性子の平均個数 [26]	61
5.10	HXT と Si パッドの位置関係	63
5.11	マスモデル revision 9_3 (r9_3) のフルジオメトリ	64
5.12	SGD(マスモデル r8_4) の検出部が浴びる SAA 陽子の flux	68
5.13	BGO シールド厚を変更した場合に SGD 検出部が浴びる SAA 陽子 flux の変化	69
5.14	BGO シールド厚を変更した場合に SGD 検出部が浴びる SAA 陽子の入射角度分布の変化	70
5.15	SAA 陽子が SGD 検出部に到達したとき通過してきた BGO シールドの位置 (厚さ 40mm(default) の場合)	72
5.16	SAA 陽子が SGD 検出部に到達したとき通過してきた BGO シールドの位置及びシールド厚を変更した場合の変化	73
5.17	放射化シミュレーション Step 3 の流れ	76
5.18	CdTe の陽子照射実験の結果及びその再現シミュレーションの結果	77
5.19	放射化バックグラウンド短期成分のシミュレーション結果	79
5.20	放射化バックグラウンド長期成分のシミュレーション結果	80

表 目 次

2.1	SGD の要求性能	16
4.1	シミュレーションの計算機として使用した PC クラスターの基本性能	32
4.2	有効面積を求めるためのシミュレーション条件	33
4.3	粒子生成部の検証におけるシミュレーション条件	36
4.4	物理過程部の検証におけるシミュレーション条件	43
5.1	エネルギーバンドごとの大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	51
5.2	マスモデル r6 による大気中性子のエネルギーバンドごとのシミュレーションにおける入射 flux、照射時間及びシミュレーションに要した計算時間	52
5.3	consistency check を兼ねた大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーションの主な条件	54
5.4	観測モードごとの大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	57
5.5	AI に対する陽子の非弾性散乱による即発中性子の生成量に関する計算項目とその結果	62
5.6	HXT に対する宇宙線一次陽子の非弾性散乱により生成される中性子の量を見積もるためのシミュレーション条件	63
5.7	大気中性子バックグラウンドを見積もるためのシミュレーション条件	65
5.8	HXT に対する宇宙線一次電子の制動放射により生成される光子の量を見積もるためのシミュレーション条件	66
5.9	BGO シールド厚の変更による SGD 検出部が浴びる SAA 陽子の量の変化を調べるためのシミュレーション条件	67
5.10	CdTe の陽子照射実験の条件	76
5.11	放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件	77
5.12	放射化シミュレーションで考慮したタイムスケール	78

第1章 はじめに

観測的天文学においては、まずターゲット天体の光量、偏光などの物理量やその時間変動を観測する。そして、その物理状態や時間変化を説明できる物理モデルを適用することでターゲット天体の描像を探っていくという手法が一般的である。現在では波長の長い方から、電波、赤外線、可視光線、紫外線、X線、ガンマ線という非常に幅広い波長域で観測することが可能となっている。その中でもX線、ガンマ線^{*1}は波長が短く、星間空間での吸収や散乱を受けることなく地球に届くという利点がある。さらに、電磁波の中で最もエネルギーが高いため、宇宙の中で最も高エネルギーの現象を探ることが可能となる。しかし、X線、ガンマ線は大気の影響を受けてしまうため、地上での直接観測は難しい。そのため、地上観測が主だった1950年代以前には、X線、ガンマ線帯域での宇宙研究は行われておらず、1962年 Giacconi による X線星 (Sco-X1) の発見まで日の目を見ることはなかった。X線星の発見以後、観測機器を搭載した人工衛星や気球が次々に打ち上げられ、高エネルギー宇宙物理学は目覚ましい発展を遂げた。これらの観測的知見により、中性子星やブラックホールなどの比較的小規模な系から、銀河・銀河団などの大規模な系まで、宇宙の様々な天体における高エネルギー現象が解明されてきた。最近では、日本の ASCA 衛星 (1993–2001) が X線望遠鏡と X線 CCD 検出器を用いた撮像分光観測の技術を確立したことにより、10 keV 以下の X線帯域で見える熱的放射について、より詳細な観測が可能となった。以来、NASA^{*2}の Chandra 衛星 (1999–) や ESA^{*3}の XMM-Newton 衛星 (2000–)、日本の「すざく」衛星 (2005–) なども ASCA 衛星と同様の技術を発展させた検出器を搭載して詳細観測を進めている。一方、TeV ガンマ線観測においては、大気チェレンコフ望遠鏡が威力を発揮している。チェレンコフ光を検出するこの望遠鏡は位置分解能に優れ、ドイツの H.E.S.S.^{*4}や日豪の CANGAROO^{*5}などにより宇宙線起源として有力視されている数多くの天体の撮像に成功している。また、GeV ガンマ線では最新の望遠鏡を搭載した Fermi 衛星 (2008–) が次々と成果をあげつつある。

さて、10 keV 以上の硬 X線から MeV ガンマ線の帯域での観測を見てみると、上記2つの帯域に比べて著しく感度の低い観測機器しかないというのが現状である。つまり、10 keV 以上の非熱的放射についてはまだまだ未解明な部分が多く、今後、10 keV 以上数 MeV 以下の硬 X線、軟ガンマ線での詳細な観測が課題になると言える。現在、10 keV 以上の観測感度は

^{*1}原子核物理学の分野では、原子の状態遷移により放出される光子を X線、原子核の状態遷移により放出される光子をガンマ線と呼ぶが、宇宙物理学では大まかに光子のエネルギーで区別される。X線は keV、ガンマ線は MeV 以上が目安である [1]。

^{*2}National Aeronautics and Space Administration(アメリカ航空宇宙局)

^{*3}European Space Agency(欧州宇宙機関)

^{*4}High Energy Stereoscopic System

^{*5}Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback

10 keV 以下で達成されている感度の 1/100 にも満たず、より高感度の検出器の登場が期待されている。そこで我々は、JAXA/ISAS*⁶の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H(旧称 NeXT; 図 1.1) のミッションの一環として、観測帯域 5–80 keV の硬 X 線撮像検出器 HXI(Hard X-ray Imager) と 10–600 keV の軟ガンマ線検出器 SGD (Soft Gamma-ray Detector; 図 1.2) の開発を行っている。

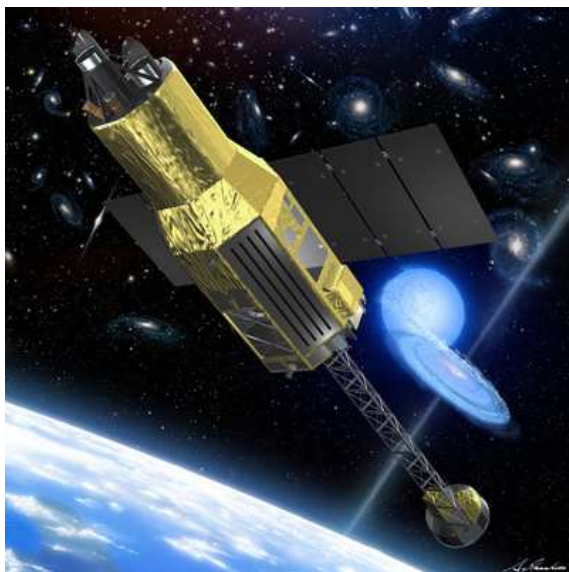


図 1.1: 次期 X 線天文衛星 ASTRO-H の完成予想図

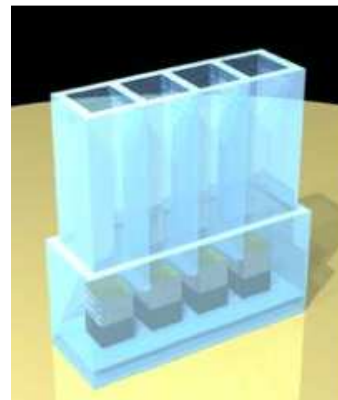


図 1.2: ASTRO-H 衛星搭載軟ガンマ線検出器 SGD のイメージ

SGD(図 1.2) 最大の特徴は、主検出部としてコンプトンカメラを用いている点にある。コンプトンカメラは軟ガンマ線帯域で支配的となるコンプトン散乱を利用した検出器である。同様の検出器には NASA の CGRO*⁷衛星 (1991–) に搭載された COMPTEL 検出器がある。COMPTEL は 1–30 MeV においてこれまでで最高の感度を誇っているが、他の波長帯域と比べると劣るため、より高感度の観測が必要とされている。我々のチームが開発している SGD は「狭視野コンプトン望遠鏡」という新しい概念の検出器であり、「すざく」衛星搭載 HXD 検出器で採用された井戸型アクティブシールドとコンプトンカメラを組み合わせることで徹底的なバックグラウンド除去を実現し、過去に例のない最高感度の観測が期待できる。しかし、それでもバックグラウンドを完全にゼロまで抑えるということとはあり得ない。設計・開発段階では、想定した通りバックグラウンドを低減させることができているか、そのバックグラウンドレベルで要求感度を達成することはできるかなどを定量的に評価する必要がある。

そこで本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いて SGD のバックグラウンド評価を試みた。道具立てとして SGD シミュレータのハードウェア及びソフトウェアの立ち上げ (第 4 章 4.3 節) に始まり、シミュレータの検証 (第 4 章 4.4 節–) を経て、バックグラウンド評価 (第 5 章) を行った。

*⁶Japan Aerospace eXploration Agency/Institute of Space and Astronautical Science(宇宙航空研究開発機構/宇宙科学研究所)

*⁷Compton Gamma-Ray Observatory

第2章 狭視野コンプトン望遠鏡を利用した軟ガンマ線検出器SGD

軟ガンマ線(subMeV–MeV)はブラックホールや超新星残骸、銀河団などの高エネルギー天体の物理を解明するために有効なプローブである。しかしながら、第1章で述べた通り、このエネルギー帯域での観測は他の帯域に比べて感度が制限されているため、未開の領域である。その大きな理由として、この帯域では光子と物質の相互作用の中でコンプトン散乱が支配的であるために、従来通りの観測方法では入射光子のエネルギー測定が困難であること、バックグラウンドイベントを除去するのが難しいことなどが挙げられる。SGDは、コンプトン散乱を積極的に利用したコンプトンカメラを主検出器として採用し、視野を絞った検出器であるため、これらの問題を解決することが可能である。この章では、観測対象である光子と物質の相互作用、コンプトンカメラの検出原理及びバックグラウンドの評価で重要となる中性子と物質の相互作用について説明する。

2.1 ガンマ線光子と物質の相互作用

ガンマ線光子と物質の相互作用は、主に以下の3つの反応によるものがある。

- ① 光電吸収
- ② コンプトン散乱
- ③ 電子・陽電子対生成

これらの反応により、光子のエネルギーは電子や陽電子に渡され、それらが物質中で電離や励起などによってエネルギーを失うことで、そのエネルギーを検出できる。図2.1のように、10 keV以下のX線帯域では①光電吸収が支配的であり、100 keV程度から10 MeV程度の帯域では②コンプトン散乱が、数10 MeV以上では③対生成が主な反応となる。それぞれの反応についての詳細を以下で説明する。

2.1.1 光電吸収

光電吸収は、光子のもつエネルギーが原子に吸収されて電子を放出する現象である。このとき放出される電子のエネルギー E_e は、

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.1.1)$$

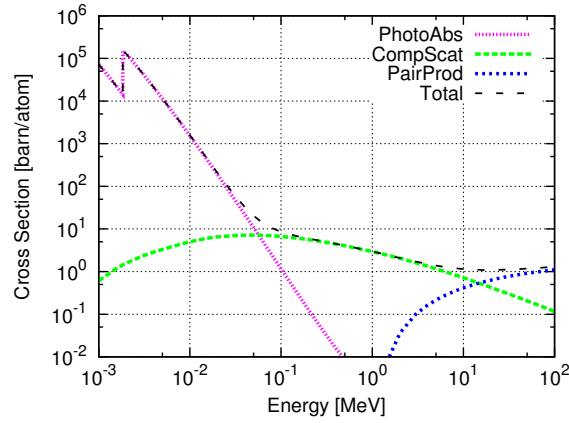


図 2.1: NIST XCOM のデータ [2] を用いて作成した Si の光子に対する反応断面積。それぞれ光電吸収 (紫)、コンプトン散乱 (緑)、電子・陽電子対生成 (青)、全反応 (黒) の反応断面積である。

と表される。ここで、 E_γ は光子のエネルギー、 E_B は電子の原子中での束縛エネルギーである。光電吸収の反応断面積は、それぞれの電子殻の束縛エネルギー付近で急激に増大し、それを超えると減少する。そのため、図 2.1 で 1.84 keV 付近に見えるようなギザギザ構造をもつ。図で見えているのは Si の K 殻端であり、100 keV を超えるエネルギーの光子については、ほとんどの物質で K 殻電子による吸収が最も大きな寄与をもっている。 $E_\gamma \ll m_e c^2$ のとき、K 殻電子との断面積 σ_K は以下のように近似される [3]。

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{3.5} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.1.2)$$

ここで、 $\sigma_T (= 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2)$ はトムソン散乱の断面積、 $\alpha (= \frac{1}{137})$ は微細構造定数である。式 (2.1.2) より、光電吸収によるガンマ線検出には、原子番号 Z の大きな物質が有効であることが分かる。

2.1.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱は、光子と自由電子との弾性散乱である。物質中の電子は原子核に束縛されているので自由電子ではない。ただし、光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも十分大きいときには自由電子と見なすことができる。散乱前の電子の運動量をゼロとして、運動量保存則及びエネルギー保存則より、以下の式が与えられる。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.1.3)$$

ここで、 E'_γ は散乱光子のエネルギー、 θ は光子の入射方向に対する散乱角である。また、コンプトン散乱の反応断面積 σ_C はクライン・仁科の式によって与えられ、以下のように書ける。

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2 k^2}{2 k_0^2} \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \chi \right) \quad (2.1.4)$$

ここで、 r_e は電子の古典半径、 k_0 、 k は入射光子、散乱光子の運動量、 χ は偏光ベクトルに対する散乱方位角である(図2.2)。式(2.1.4)は光子のエネルギーを用いて以下のようにも書ける。

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \varepsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \chi \right) \quad (2.1.5)$$

ただし、

$$\varepsilon = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.1.6)$$

であり、 ε は入射光子と散乱光子のエネルギー比を表す。 E_γ と θ が一定のとき、式(2.1.5)は次のように書ける。

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = A - B \cos 2\chi \quad (2.1.7)$$

ここで、 A 、 B は定数であり、 $A > B$ の関係がある。よって、式(2.1.7)は $\chi = 90^\circ$ 、 270° で最大となり、コンプトン散乱は偏光ベクトルの垂直方向に起こりやすいことが分かる。これはコンプトン散乱の異方性として知られている。光子が散乱した方向の分布を調べることで、SGDでは偏光の測定も可能である。

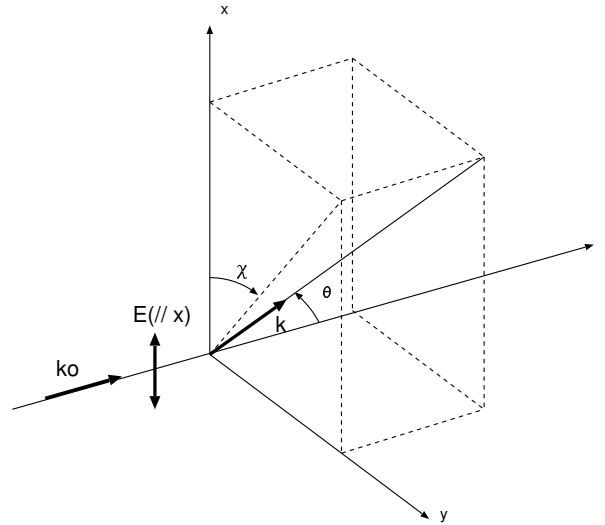


図 2.2: 偏光した光子がコンプトン散乱する概念図

2.1.3 電子・陽電子対生成

対生成は、物質の電磁場によって光子が電子・陽電子対に変換される反応であり、光子のエネルギーが $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$ を超えると起こりうる。対生成の反応断面積は、光子のエネルギーが $2m_e c^2$ で立ち上がり、1 GeV付近で漸近値となる。 $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合、以下のように近似できる [1]。

$$\sigma_{pp} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (2.1.8)$$

GeVガンマ線検出器では、生成した電子・陽電子のトラッキングとエネルギー測定を行うことで、入射光子のエネルギー及び方向を得るような仕組みになっている。Fermi衛星(2008-)搭載LAT^{*1}検出器は、この原理を用いた代表的な検出器である。

2.2 中性子と物質の相互作用

中性子は光子と同様、電荷をもたず、相互作用は原子核との強い相互作用があるのみである。強い相互作用による反応には以下のようなものがある。

- ① 原子核との弾性散乱
- ② 非弾性散乱
- ③ 中性子捕獲
- ④ 核分裂
- ⑤ ハドロンシャワー

この中で、①中性子と検出部半導体の原子核との弾性散乱イベントがSGDにおける主要なバックグラウンド源のひとつになることが、「すざく」衛星搭載硬X線検出器HXDの経験より明らかになった(3.3.2節)。以下で、中性子弹性散乱の運動則について詳しく説明する。

2.2.1 中性子弹性散乱

この節では、ある原子核とそれに入射する中性子との弾性散乱について説明する。非相対論的な運動エネルギーをもった中性子($T_n \ll 931 \text{ MeV}$)に対し、重心系における運動量保存則及びエネルギー保存則から反跳核のエネルギーについて考える[4]。図2.3に実験室系、重心系における散乱の概念図を示す。

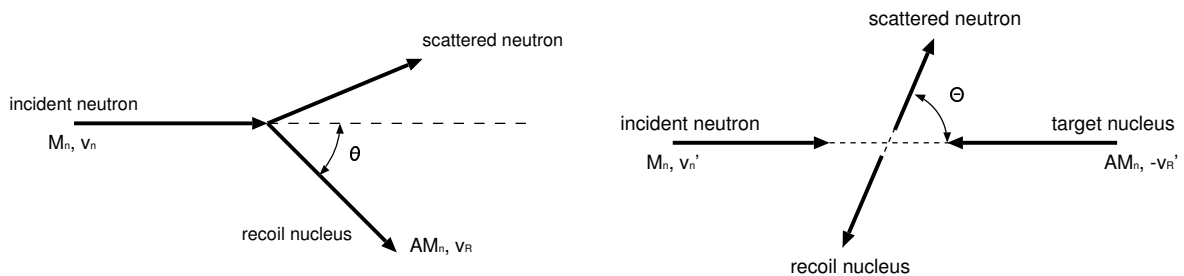


図 2.3: 実験室系(左)、重心系(右)における中性子弹性散乱の概念図。各パラメータは次のように定義する。 M_n : 中性子の質量、 A : 標的核(=反跳核)の質量数、(実験室系) v_n : 入射中性子の速度、 v_R : 反跳核の速度、 θ : 反跳核の散乱角、(重心系) $-v_R'$: 標的核の速度、 Θ : 中性子の散乱角。

^{*1}Large Area Telescope

中性子の質量を M_n 、標的核 (反跳核) の質量を AM_n とおく。また、重心系における標的核の速度を $-v'_R$ とおく。重心の定義より、重心系における中性子の速度は Av'_R となる。さらに、2系における速度の関係は $v_n = Av'_R - (-v'_R)$ なので、 $v'_R = \frac{v_n}{1+A}$ と表される。ここで、重心系における中性子の散乱角 Θ を用いて、重心系から実験室系に変換した反跳核の速度 v_R は、

$$v_R = \sqrt{(v'_R \sin \Theta)^2 + (v'_R(1 - \cos \Theta))^2} \quad (2.2.1)$$

$$= \frac{v_n}{1+A} \sqrt{2(1 - \cos \Theta)} \quad (2.2.2)$$

となる。よって、実験室系における反跳核の運動エネルギー T_R は、式 (2.2.2) を用いて次のように表される。

$$T_R = \frac{1}{2}(AM_n)v_R^2 \quad (2.2.3)$$

$$= AM_n \left(\frac{v_n}{1+A} \right)^2 (1 - \cos \Theta) \quad (2.2.4)$$

ここで、実験室系における入射中性子の運動エネルギー $T_n = \frac{1}{2}M_nv_n^2$ なので、以下のような関係式が得られる。

$$T_R = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Theta) T_n \quad (2.2.5)$$

次に、式 (2.2.5) を実験室系のパラメータのみで表すために、実験室系における反跳核の速度を v_R 、散乱角を θ とおくと、反跳核の速度の入射方向成分の変換は次のようになる。

$$v_R \cos \theta = v'_R(1 - \cos \Theta) \quad (2.2.6)$$

ここで v_R に対して式 (2.2.1) を適用すると、

$$2 \cos^2 \theta = 1 - \cos \Theta \quad (2.2.7)$$

と表される。式 (2.2.7) を式 (2.2.5) に適用することにより、実験室系のパラメータのみを使って、エネルギーと散乱角の関係式を以下のように表すことができる。

$$T_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) T_n \quad (2.2.8)$$

式 (2.2.8) より、中性子と弾性散乱するとき反跳核に与えられるエネルギーは、その散乱角によって一意に決まり、 $\cos^2 \theta$ に比例することが分かる。

2.3 コンプトンカメラの検出原理

コンプトンカメラは、検出器内でのコンプトン散乱を検出することで入射光子の情報を得るものである。その基本原理は、2.1.2 節で述べたコンプトン散乱の運動学に基づいたコンプトン再構成にある。コンプトンカメラは、最も単純には、散乱体と吸収体一対の

検出器から構成される。図 2.4 にコンプトンカメラ及びコンプトン再構成のイメージ図を示す。入射光子は、まず散乱体でコンプトン散乱する。反跳電子は散乱体内で止まりエネルギー E_1 を損失する。一方、散乱光子は吸収体で光電吸収されエネルギー E_2 を損失する。コンプトン散乱の散乱角 θ とすると、式 (2.1.3) より、

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.3.1)$$

となる。入射エネルギー E_{in} は、 $E_{in} = E_1 + E_2$ として求めることができる。

散乱体におけるコンプトン散乱と吸収体における光電吸収の反応位置と式 (2.3.1) から求まる散乱角を用いて、光子の到来方向を円環に制限することができる。散乱角 θ で決定される円錐は光子のソース (ガンマ線源) が存在し得る領域であり、コンプトンコーン (compton cone) と呼ぶ。同一のガンマ線源から複数のイベントを得ると、円環の交点からガンマ線源の位置、つまり光子の到来方向を特定することができる。以上から分かる通り、測定されたエネルギーと反応位置を用いてコンプトン再構成するため、検出器には高いエネルギー分解能及び位置分解能が必要とされる。

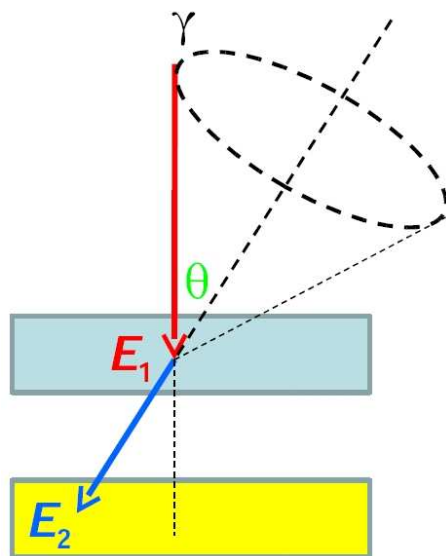


図 2.4: 最も単純なコンプトンカメラの構成。散乱体で E_1 、吸収体で E_2 の損失エネルギーを測定することで散乱角を求められる。また、検出位置も測定し、散乱角の情報と合わせることで、光子の到来方向を円環に制限することができる。

入射光子のエネルギーが 1 MeV 以上では、光電吸収する確率が低くなっていくため、2 回以上コンプトン散乱するイベントを検出する多重コンプトンカメラが有効である。この多重コンプトンカメラの運動学の詳細については [5], [6] を参照されたい。

ちなみに、コンプトンカメラは医療分野でも利用されつつあり、癌の早期発見などで活躍できる可能性が示唆されている。また、SGD ではコンプトンカメラをバックグラウンド除去に使用するが、コンプトンカメラにはガンマ線イメージング能力もある。これらの詳細に関しては中本修論 [7] や小高修論 [6] を参照されたい。

2.4 次期X線天文衛星ASTRO-H搭載軟ガンマ線検出器SGD

2.4.1 狭視野コンプトン望遠鏡

衛星軌道で行う観測では高いバックグラウンドレベルが障害となる。コンプトンカメラの光子到来方向を検出する能力をバックグラウンド除去に利用するのが、我々HXI/SGDチームが開発を進めている「狭視野コンプトン望遠鏡」である。これは、現在軌道上で観測中の「すざく」衛星搭載硬X線検出器HXD(Hard X-ray Detector)で使用しているバックグラウンド除去技術である井戸型アクティブシールドとコンプトンカメラを組み合わせたものである。

図2.5にHXDの概観図と断面図を示す[8]。HXDはSiPINダイオード検出器とGSO^{*2}結晶シンチレータからなる主検出器を井戸型のBGO^{*3}結晶シンチレータによるアクティブシールドの底に配置されている。アクティブシールドは積極的に信号を読み出すようになっており、これとの反同時計数を取ることで、荷電粒子イベントや荷電粒子に由来するガンマ線イベントを除去可能である。これにより、バックグラウンドを徹底的に低減させることに成功し、HXDは20–300 keVでの観測において世界最高レベルの感度を達成している。

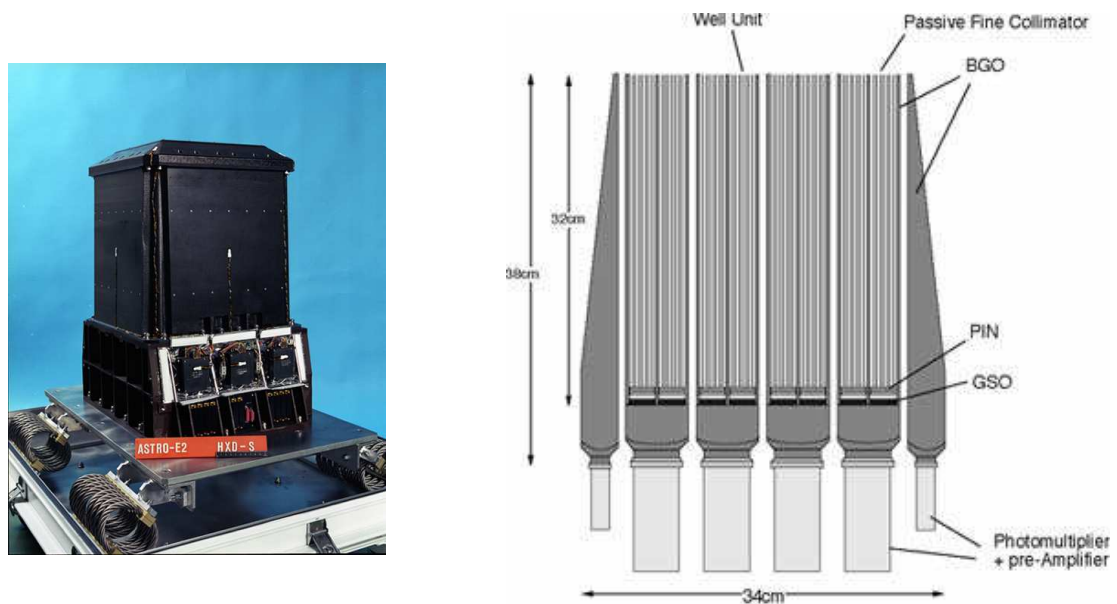


図 2.5: HXD の概観図 (左) と断面図 (右)[8]

しかし、HXDのバックグラウンド除去能力でも、X線帯域で他の観測機器が達成している感度には程遠い(図2.8)。感度を制限している原因は衛星軌道上の宇宙線バックグラウンドであり、HXDでも落とし切れなかったバックグラウンドへの対処が必要である。アクティブシールドとの反同時計数で除去できないバックグラウンドイベントとしては、大気中性子や検出器の放射化由来のものが挙げられる。これらの詳細は第3章で述べる。

^{*2}Gd₂SiO₅。HXDで使用したものは光量が増えるようにCeをドーピングしている。

^{*3}Bi₄Ge₃O₁₂

これらのバックグラウンドも除去し、過去に例のない最高感度を実現すると期待されるのが「狭視野コンプトン望遠鏡」である。図 2.6 に SGD の断面図を示す。HXD と同様に、井戸型アクティブシールドの底に主検出器となるコンプトンカメラを配置する。

2.3 節で述べたように、コンプトンカメラには高いエネルギー分解能及び位置分解能が必要とされる。優れたエネルギー分解能を達成するためには、シンチレータ等を使用せずに半導体検出器のみでコンプトンカメラを構成するとよい。また、電極のピクセル分割やストリップ分割によって高い位置分解能を得られる。一方、アクティブシールドとファインコリメータ (fine collimator) は、天体からのガンマ線光子をほぼ真上から制限する役割を担う。これにより、真上から入射するガンマ線光子以外は全てバックグラウンドであるという制限を付けることができ、コンプトンカメラによる光子到来方向の情報を組み合わせることでバックグラウンドを除去する。具体的には、コンプトンカメラで検出したイベントに対してコンプトン再構成を行い、到来方向が真上であることに矛盾しないイベントを選択し、それ以外はバックグラウンドイベントとして除去する。これにより、光子反応でない中性子イベントや検出器内部の放射化由来のバックグラウンドなど、HXD では落とし切れなかったバックグラウンドイベントも大幅に除去することが可能となる。

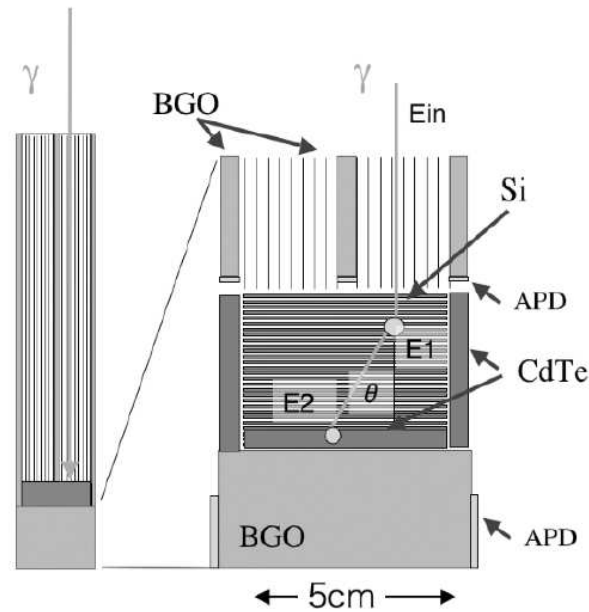


図 2.6: SGD の断面図 [9]

2.4.2 軟ガンマ線検出器 SGD

2013 年打ち上げ予定の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H には 4 種類の検出器が搭載され、軟 X 線から軟ガンマ線まで 3 桁にも及ぶ幅広いエネルギー帯域でブラックホールや銀河団などの高エネルギー天体を観測する予定である。その ASTRO-H に搭載する軟ガンマ線検出器 SGD の主検出部として、我々のチームが提案・開発しているのが「狭視野コン

「プトン望遠鏡」である。SGDにおける「狭視野コンプトン望遠鏡」は、HXDで実績のあるBGO結晶シンチレータを用いた井戸型アクティブシールドと、シリコン(Si)及びテルル化カドミウム(CdTe)を用いたコンプトンカメラとの組み合わせで構成される。

エネルギー帯域	10–600 keV
エネルギー分解能	<2 keV @40 keV
有効面積	100 cm ² @100 keV(光電吸収モード)
視野	±0.5 deg

表 2.1: SGD の要求性能

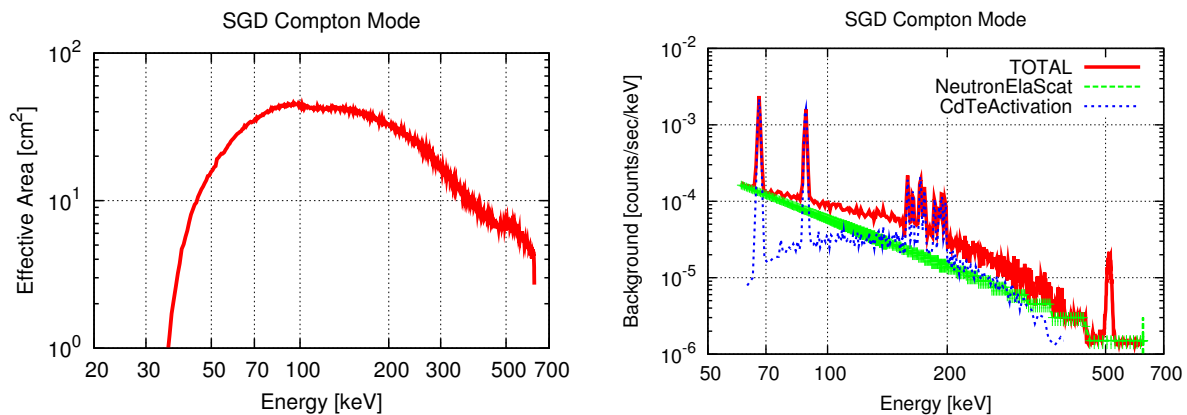


図 2.7: 2008 年 2 月現在、ASTRO-H チーム内に公開している SGD のコンプトンモードにおける有効面積(左)とバックグラウンドレベル(右)

表 2.1 に SGD の要求性能を、図 2.7 に現設計の SGD における有効面積とバックグラウンドレベルを示す。また、図 2.8 には HXI/SGD や他の検出器の感度比較を示す。SGD は 10–600 keV を観測ターゲットとしている。同じく ASTRO-H に搭載予定の硬 X 線撮像検出器 HXI は 5–80 keV を観測ターゲットとしており、両者を合わせて硬 X 線から軟ガンマ線の広帯域・高感度観測の実現を目指す。SGD は、HXI の感度が落ち始める 60 keV 程度から 500 keV 程度までのエネルギー帯域で、特に高精度の観測を求められる。図 2.9 に Si 及び CdTe の反応断面積を示す。SGD が高精度観測を求められる帯域における反応断面積は、Si の場合はコンプトン散乱が卓越しており、CdTe の場合は光電吸収が卓越している。このことから、Si はコンプトンカメラの散乱体に、CdTe は吸収体に最適であることが分かる。

SGD では以下の 2 つの観測モードを用意することになっている。

- ① コンプトンモード
- ② 光電吸収モード

「コンプトンモード」は散乱体、吸収体における 2 ヒットイベントについてコンプトン再

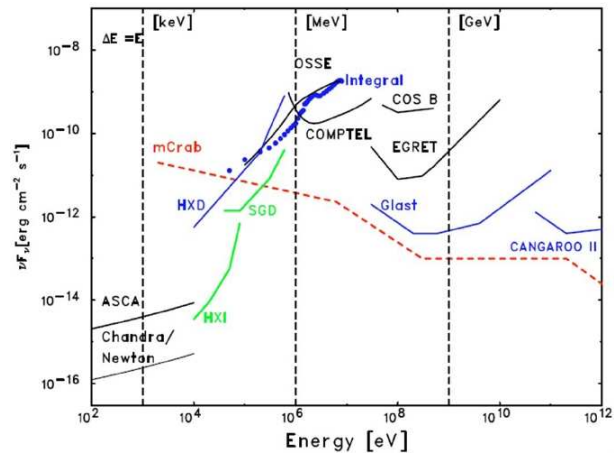


図 2.8: HXI/SGD の要求感度及び他の検出器の感度 [6]

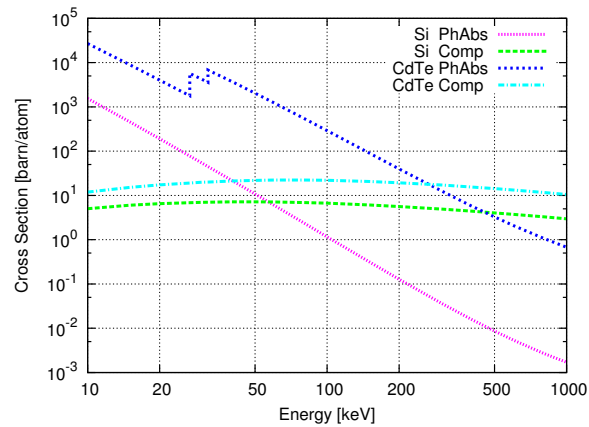


図 2.9: NIST XCOM のデータ [2] を用いて作成した Si 及び CdTe の光子に対する反応断面積。それぞれ Si の光電吸収 (紫)、Si のコンプトン散乱 (緑)、CdTe の光電吸収 (青)、CdTe のコンプトン散乱 (水色) の反応断面積を示す。

構成を行い、光子到来方向の情報をバックグラウンドの除去に用いる。これにより、HXDでは除去できなかったバックグラウンドまでも落とし、過去に例のない高感度観測を達成できる。一方、「光電吸収モード」は1イベントにおいて検出器にヒットしたエネルギーを全て足し合わせることで検出効率を上げる。このモードは低エネルギー側で検出効率がほぼ100%となり統計が良くなるため、バックグラウンドレベルに左右されない明るい天体の短時間変動を追うような観測に有効である。

またSGDの配置に関しては、「狭視野コンプトン望遠鏡」4台を1列に並べたものを衛星サイドパネルに取り付ける予定である。これを左右対称になるように2ユニット設置する。

第3章 SGDのバックグラウンド源

これまでの軟ガンマ線観測の感度を最も制限していた原因は高いバックグラウンドレベルにある。バックグラウンドをいかに除去するかは軟ガンマ線観測における最大の課題であった。SGDはこの問題となっているバックグラウンドを大幅に除去することで、かつてない最高感度観測の実現を目指す。この章では、SGDのバックグラウンド源となる宇宙線について、どのようなメカニズムで生成されバックグラウンドとなるかを説明する。

3.1 宇宙線

宇宙線を発見したのはオーストリアの科学者 Hess である [10]。1912年8月に自由気球に検電器を積み高度4 kmまで上昇し、上昇に伴い気体の電気伝導度が増すことを確かめた。この観測結果より、地球外部から強力な放射線、すなわち宇宙線が入射してきていると考えられるようになった。その後の研究により、宇宙線の組成やその起源に関して様々なことが明らかになった。宇宙線は現代の天文学の中でも重要な研究テーマのひとつであるが、SGDによる観測にとっては深刻なバックグラウンド源になってしまう。

3.1.1 一次宇宙線

地球大気外で観測される宇宙線のことを一次宇宙線という。図 3.1 に一次宇宙線のスペクトルを示す。スペクトルはべき型であり、最もエネルギーの高いところは 10^{20} eV 程度まで伸びていることが確認されている。スペクトルの形を人間の足の形になぞらえて、 10^{15} eV 付近の折れ曲がりをも knee、 10^{19} eV 付近の折れ曲がりをも ankle と呼ぶ。一次宇宙線の主要な成分は原子核であり、その大部分は陽子であることが分かっている。電子も存在するが全体の1%以下である。

一次宇宙線が地球へ向かって入射すると、地球磁場によって荷電粒子は曲げられる。荷電粒子は磁場中で磁力線に対して垂直方向に力を受けて螺旋運動をする。螺旋運動の半径(ラーモア半径)を r とし、運動量 p 、磁場の強さ B 、電荷 Ze とすると、次のような式が成り立つ。

$$r = \frac{pc}{Ze} \frac{1}{cB} \propto R \frac{1}{B} \quad (3.1.1)$$

ここで、 c は光速、 $R = pc/Ze$ は硬度 (Rigidity) と呼ばれ電圧の単位 [GV] で表す。電荷を持った宇宙線は式 (3.1.1) に従って曲げられる。磁場の向きが地球面に沿っている (つまり入射宇宙線に対してほぼ垂直) 赤道付近では大きく曲げられるので、低エネルギー粒子は入射してこれない。このため宇宙線強度は赤道付近で極小になる。逆に、高緯度の極付近

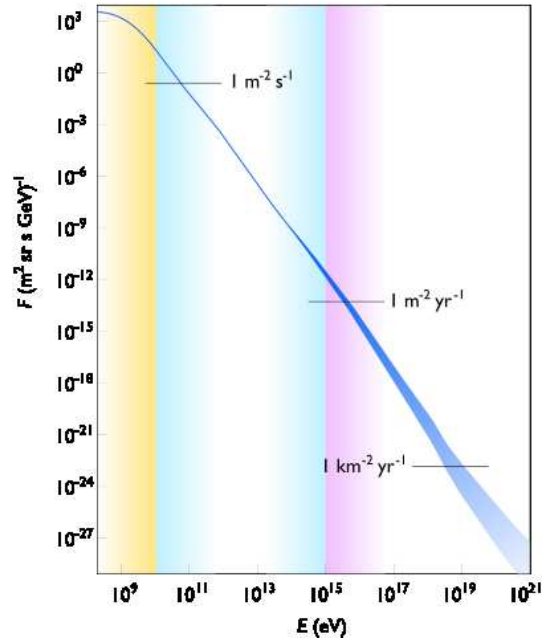


図 3.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [11]

では磁場が地球面に対してほぼ垂直 (つまり入射宇宙線に対してほぼ平行) なので、低エネルギー粒子も入射してくる (緯度効果)[12][13]。また、東西からの宇宙線強度を比較すると、陽電荷なら西向きからくる粒子の強度の方が大きく、陰電荷なら東向きからの方が大きい (東西効果)[12][13]。上記の緯度効果と東西効果の測定は、一次宇宙線の正体を突き止める上で重要な決め手になった。

3.1.2 二次宇宙線

一次宇宙線が大気に突入すると、大気中の窒素や酸素などの原子核と相互作用して二次宇宙線を生成する。図 3.2, 3.3 は二次宇宙線が生成される過程を模式的に示したものである。TeV より低エネルギーの陽子と原子核の相互作用の断面積 σ は、次のように近似できる [14]。

$$\sigma = \sigma_0(A^{1/3} + \alpha) \quad (3.1.2)$$

ここで、 $\sigma_0 = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\alpha \simeq 0.2$ である。式 (3.1.2) を平均自由行程 $\lambda \text{ [g/cm}^2\text{]}$ で表すと次のようになる。

$$\lambda = \frac{A}{N\sigma} \quad (3.1.3)$$

ここで、 A は空気中の分子の質量数、 N はアボガドロ数である。式 (3.1.3) より、大気中で核子は約 90 g/cm^2 に一回核衝突を起こして、その度に窒素や酸素の原子核から多数の核子を叩き出し、何個かの π 中間子を生成する [12]。 π^0 はすぐに 2 個の光子に崩壊して空気シャワーの源となる。一方、 π^\pm は核子と同様の核衝突を起こすことで空気シャワーの源となる。空気シャワーとは、大気上層部で上記のような過程で生成された粒子群が、さ

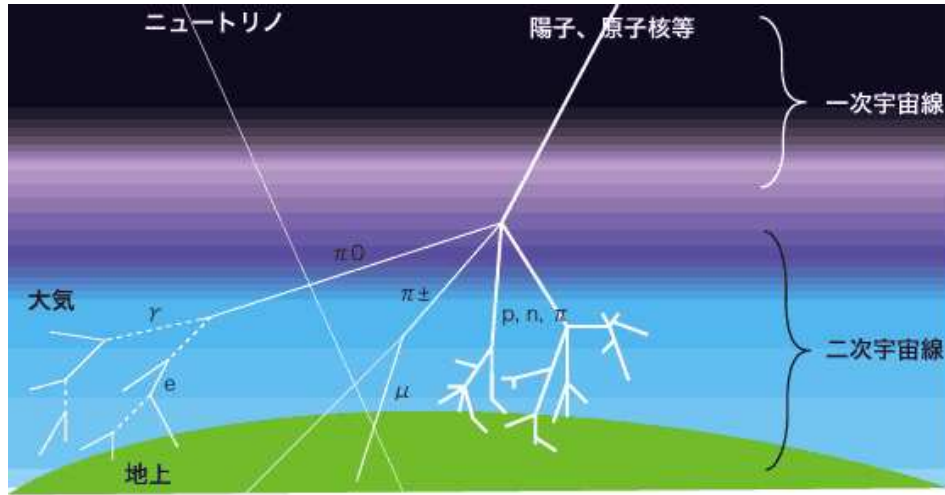


図 3.2: 二次宇宙線が生成されるイメージ [15]

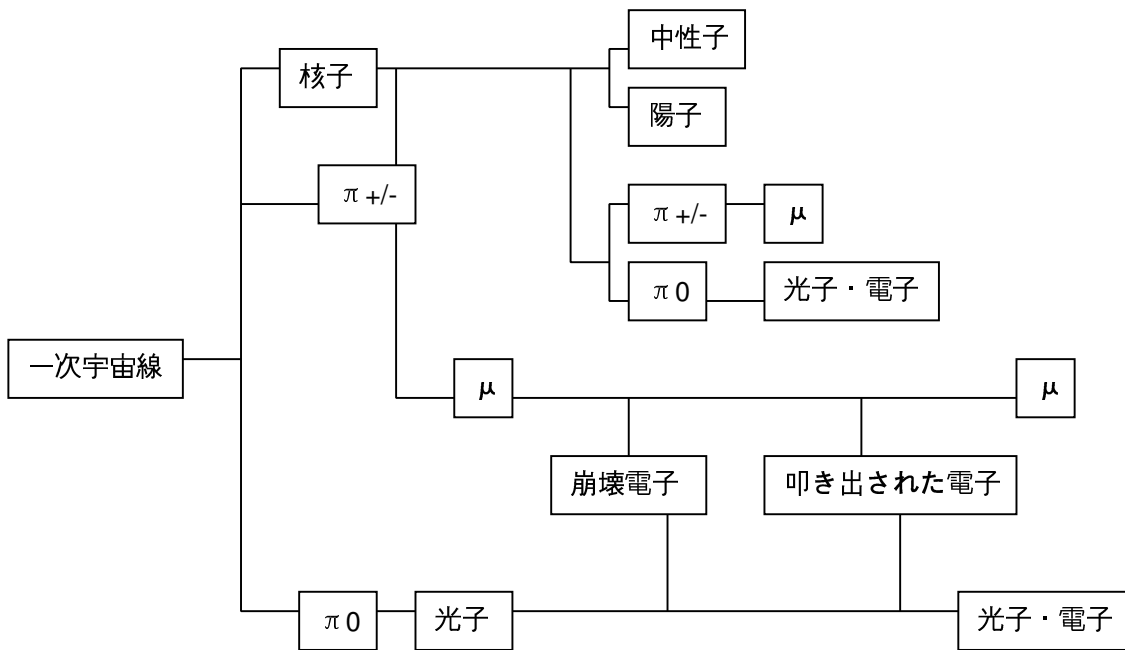


図 3.3: 二次宇宙線の変換過程 [12]

らに種々の相互作用を繰り返しつつ発達した二次成分が雨のように降ってくる現象のことを指す [14]。低エネルギーの場合は μ 中間子に崩壊する。 μ は電離によりエネルギーを失いながら大気を下っていく。さらに、途中で電子に崩壊したり、空気中の原子の電子を叩き出したりする。一方、中性子は電荷を持たないため比較的損失せずに地上まで届く。

SGD のように人工衛星に搭載した検出器のバックグラウンドになる二次宇宙線は、一次宇宙線が地球大気をかすめるような角度から飛び込んでくるものが多い。このうち、中性子は SGD の検出部と弾性散乱することでバックグラウンドとなる (3.3.2 節)。また、低エネルギーの陽子は SAA (3.1.3 節) に捕われて、検出器の放射化によるバックグラウンドとなる。

3.1.3 SAA

SAA (South Atlantic Anomaly) とは、ブラジル上空にある南大西洋地磁気異常帯のことである (図 3.4)。地球に入射した宇宙線のうち、低エネルギーの荷電粒子は地球磁場に捕まりそれに沿った放射線帯を作る。しかし、地球中心と磁気中心がずれているため、放射線帯が ASTRO-H 衛星の軌道 (地上 550 km、傾斜角 31°) に食い込んでくる場所がある。これを SAA と呼んでいる。SAA では大量の荷電粒子 (主に陽子) が流れ込んでくる。その密度は他の領域に比べて 1000 倍もあり、衛星が 1 日に浴びる荷電粒子の約 90 % 以上にも及ぶ。この大量の荷電粒子により検出器が放射化し、天体信号を受け取る検出器自体がバックグラウンド源となってしまう。

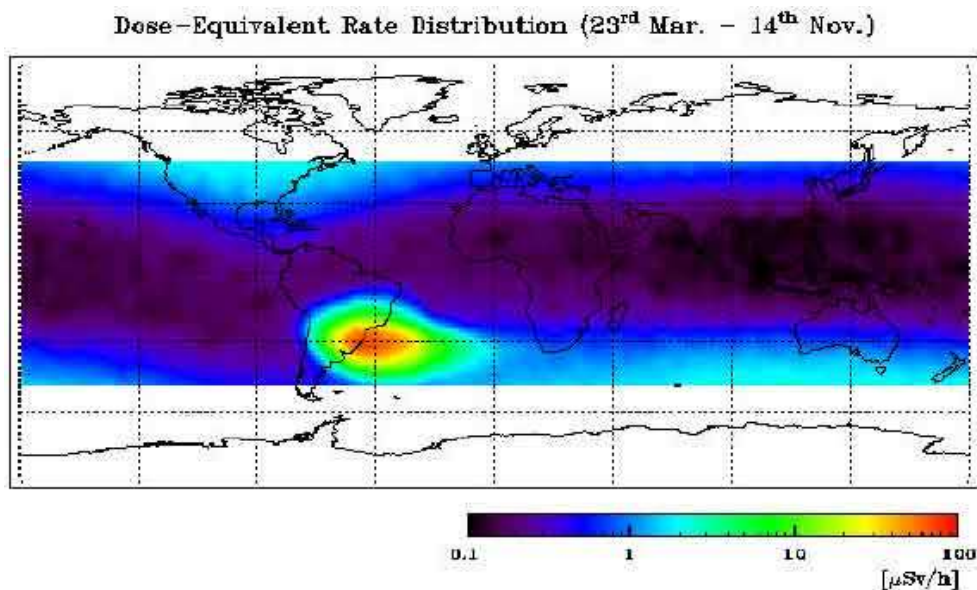


図 3.4: 2001 年 3 月 23 日から 11 月 14 日の観測で得られた実効線量率の世界地図分布。JAXA (旧 NASDA) による [16]。紫 → 赤になるにつれて線量が増加する。ブラジル上空の他と色の違う部分が SAA である。

3.2 宇宙線由来バックグラウンド

バックグラウンドとはターゲット天体信号以外の偽信号のことを指す。信号を読み出す際に入り込む回路系ノイズもバックグラウンド源であるが、ここでは主に宇宙線由来のバックグラウンドについて考える。

3.1節で述べたように、衛星軌道である宇宙空間は陽子や電子などの宇宙線が飛び交っており、これらが観測機器へ入り込んでバックグラウンドとなる。通常、衛星軌道上に打ち上げる検出器は、様々な工夫を凝らして*1なるべくバックグラウンドを低く抑えられるように設計される。しかしそれでも除去しきれないバックグラウンドは存在する。一口にバックグラウンドと言っても、様々な宇宙線粒子が様々なプロセスを経て偽信号となりうるためその切り分けは容易ではない。

本研究ではモンテカルロシミュレーションによるSGDのバックグラウンド評価を行った。評価を行うに当たって、軌道上の宇宙線環境をモデル化したスペクトルが必要な道具立てとなる。そこで、過去の衛星による観測を基にモデル化された粒子種ごとのスペクトルを利用した。

3.3 主なバックグラウンド源

本研究でシミュレーションによるバックグラウンド評価を行うに当たり、軌道上における宇宙線環境を再現するためのモデルスペクトルが必要になる。衛星軌道上の宇宙線環境は、3.1節で説明したように、以下の3種類に分けられる。

- ① 一次宇宙線
- ② 二次宇宙線
- ③ SAA由来の荷電粒子

これらが衛星内に入り込み、検出器と相互作用することでバックグラウンドとなりうる。バックグラウンドとなるメカニズムの詳細については、粒子種ごとに後述する。また、粒子種ごとのモデルスペクトルを図3.5に示す。衛星軌道上において宇宙線は一様に降ってくるわけではない。そのため、宇宙線環境を再現する際は、軌道一周分の平均強度に基づくスペクトルを用いる。こうすることにより、東西効果などの複雑な要素を単純化してシミュレートできる。スペクトルを作成したのは東京大学牧島研究室の山田氏であり、氏の作成したモデルスペクトルをチーム全体でチェックした。モデルスペクトルは、ASTRO-H軌道にかつ 4π 方向からの入射の平均をとったスペクトルである。それぞれの成分について以下で説明する。

*1シールド、反同時計数、イベント選別など

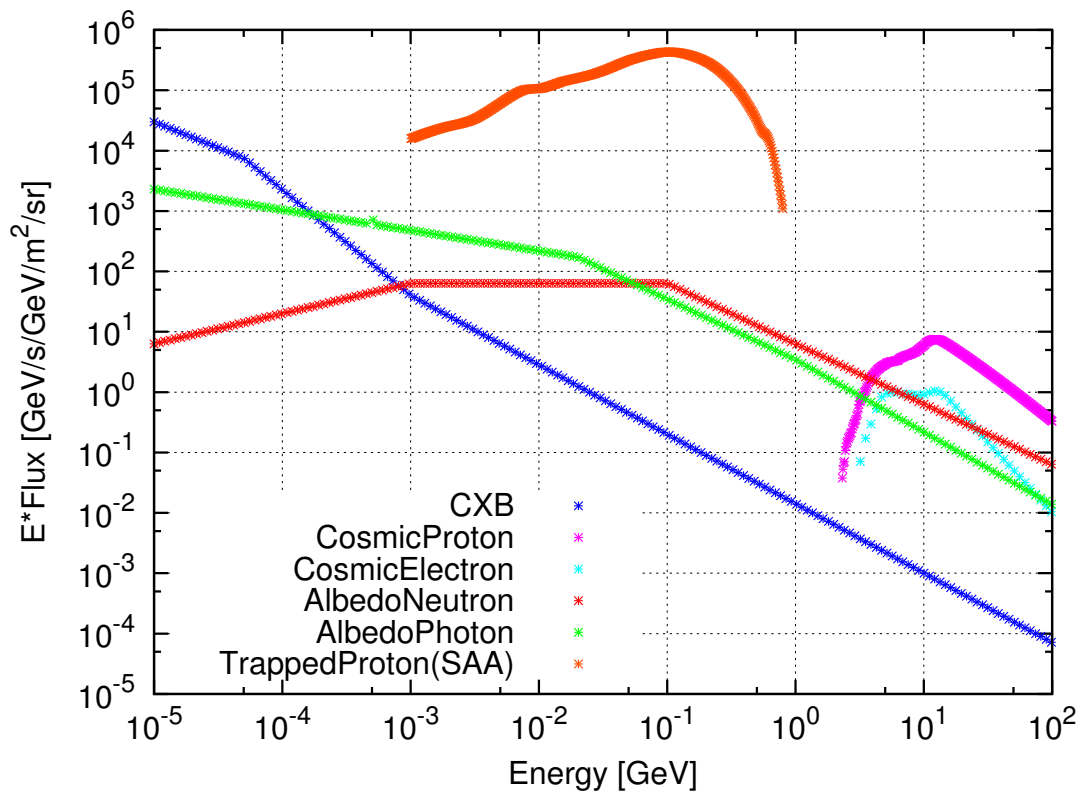


図 3.5: SGDシミュレータで用いる宇宙線のモデルスペクトル。ASTRO-H衛星の軌道上(高度 550 km、軌道傾斜角 31°)を仮定している。横軸：粒子のエネルギー、縦軸：エネルギー×フラックスである。それぞれCXB(青)、一次陽子(紫)、一次電子(水色)、大気中性子(赤)、大気ガンマ線(緑)、SAAの束縛陽子(橙)を示す。

3.3.1 一次宇宙線由来の成分

ここでは、地球磁気圏外から直接飛び込んでくる粒子を一次宇宙線と呼ぶことにする。特に、SGD のバックグラウンド源として考慮すべきなのは、CXB(Cosmic X-ray Background; 宇宙 X 線背景放射)、陽子、電子・陽電子である。He 以上の原子番号の大きな原子核も存在するが、陽子(水素の原子核)と比べると数%に過ぎない。また、同じ正電荷を持ち質量が異なるだけで相互作用が似通っているので、一緒くたに考えることとする。

CXB

あらゆる方向からほぼ一様等方に地球へ降り注ぐ X 線があり、これを宇宙 X 線背景放射(CXB)と呼ぶ。Chandra 衛星により、2-10 keV における CXB の調査が行われており、その起源の 75%程度は活動銀河核(Active Galactic Nuclei; AGN)からの放射が占めていると考えられている[17]。CXB は全天にほぼ一様等方に分布しているため、必然的に SGD の視野内に入り込んでくる。CXB は除去できないため、X 線天体のスペクトル解析をするときは、天体周辺の何も無い領域(=CXB が支配的とみなす)のスペクトルを差し引くことで考慮するのが一般的である。

陽子

鉛直方向から飛来した宇宙線粒子が地表に到達するために必要な最低限の硬度のことを COR(Cut Off Rigidity)と呼ぶ。COR の値が大きいほど地磁気によるシールド能力が大きいことを意味する。一次宇宙線の主成分は陽子であり、Rigidity の単位 [GV] はそのまま [GeV] 単位の運動量に対応する。ASTRO-H 衛星は $COR > 2$ GeV の軌道上で観測を行うため、モデルスペクトルもそれに準ずるものとしている。

陽子は荷電粒子である。荷電粒子が物質を通過するときの反応の種類には以下のようなものがある[1]。

- ① 物質中の原子あるいは電子との電磁相互作用
- ② 原子核との弾性衝突
- ③ 原子核との反応(弾性散乱以外)
- ④ 制動放射

一般に、番号が小さい反応ほど起こる確率は大きい。一次陽子は 2 GeV 以上の高エネルギー荷電粒子のため、①の反応を起こしながら検出器を貫くイベントが最も多いが、SGD は BGO アクティブシールドによる veto をかけることにより、このようなイベントはほぼ全て除去できる。

注意すべきイベントは、一次粒子と SGD の周辺物質との③非弾性散乱により生成される即発の中性子や光子が SGD に入り込むイベントである。SGD の視野内には、硬 X 線望遠鏡 HXT(Hard X-ray Telescope) やサイドパネルが設置されていて、BGO によるアク

ティブシールドが効かないのでバックグラウンド源となり得る。また、中性子の場合は、視野外の衛星筐体の物質もバックグラウンドに寄与し得る。

電子・陽電子

電子・陽電子はともに荷電粒子であり、質量が小さいことと高エネルギーのために、原子核の電場との散乱により光子を放射(制動放射)することによるエネルギー損失が大きい。よって電子・陽電子由来のバックグラウンドとしては、視野内物質での制動放射によるものが支配的になると考えられる。

3.3.2 地球大気由来の成分

一次宇宙線が地球大気と相互作用することで粒子を生成することで、二次宇宙線となる。この地球大気起源の二次宇宙線が衛星の下から、つまり地球側から降ってくるため、主要なバックグラウンド源となりうる。特に注意して見積もりたい粒子は、中性子と光子である。

中性子

中性子と物質の相互作用については2.2節で述べた。中性子は検出部との弾性散乱によってエネルギー損失することでバックグラウンドとなりうる。大きなエネルギーを失うには、原子番号の小さな物質と衝突する必要があるので、BGO アクティブシールドで有効に落とすことが難しい*2。

「すざく」衛星搭載硬X線検出器HXDでは徹底的にバックグラウンドを低減することにより、過去に行われたバックグラウンドの大きなミッションではあまり重要視されなかったバックグラウンドが顕在化した。HXDはアクティブシールドにより荷電粒子や光子は効率良く除去できるため、残存バックグラウンドは中性子由来であると考えられた。そこで、理論計算に基づく大気中性子のスペクトルを仮定したモンテカルロシミュレーションにより評価したところ、HXD-PINのバックグラウンドの1/2程度を再現できた。仮定したスペクトルにはfactor 2程度の不定性があることから、HXD-PINのバックグラウンドの主要成分は中性子由来であるという確証が得られた。モデルスペクトルの詳細については5.1節で述べる。

光子

衛星が天体を向いているとき二次宇宙線はSGDの底部方向から入ってくるため、ほとんどバックグラウンドにならないと考えられるが、ケーブルを通すためのBGOシールドの隙間などから光子が入り込むことは避けられない。検出部に直接当たらないような設計

*2原子番号の小さなプラスチックシンチレータで中性子弾性散乱イベントを落とすには、巨大な体積が必要となり、重量とサイズの制限が厳しい衛星システムでは現実的ではない。

をしているが、SGDを構成する物質とコンプトン散乱して検出部に跳び込む光子がバックグラウンドになりうる。このためモンテカルロシミュレーションによる評価が大切になる。

3.3.3 SAAと放射化

3.1.3節でも述べたように、SAAでは他の領域に比べて1000倍もの荷電粒子が流れ込んでくる。この大量の荷電粒子と検出器の原子核が反応することで、放射性同位体を生成し(放射化)、検出器自身がバックグラウンド源となってしまう。原子番号の大きな物質ほど放射化の影響は大きい。

HXDの開発段階でも放射化由来のバックグラウンドについて考慮したが、計算できたのは長期成分のみであった。なぜならHXD開発時にはシミュレーション環境などが整っておらず、半減期1日以下の短期成分を計算することは非常に困難だったからである。SGDでは、短期成分も含めたモンテカルロシミュレーションにより、放射化由来バックグラウンドを見積もる。

第4章 SGDシミュレータ

4.1 シミュレーションの意義

検出器の開発において、その応答を調べることは重要項目のひとつである。設計段階で検出器の配置や各種パラメータを最適化するためには、様々な設計パターンにおける検出応答を調べる必要がある。関連する物理過程が単純な場合は、解析的に調べることができる。しかし、SGDはコンプトン散乱を積極的に利用する検出器であり、光子がいろいろな方向に散乱されるため反応過程は複雑になり、反応過程を追うための検出器の構造や検出原理も複雑になってくる。よって、検出応答を解析的に調べることは手間がかかり非効率的である。

モンテカルロシミュレーションはガンマ線検出器の応答モデル化によく使用される手法で、粒子と物質の相互作用を乱数を用いて複数回試行することで応答の確率分布を得ようというものである。SGDのバックグラウンドを見積もるためには、SGDのマスキングモデル(ジオメトリと構成物質)を作成し、バックグラウンド源となる粒子を照射した上で、適切に物理過程をシミュレートしなければならない。さらに実験で得られる量に変換するために、エネルギー分解能や位置分解能を取り込んだものをシミュレーション結果とする。こうすることにより、解析的に解いたり、他の数値計算や実験などでは実証が困難なSGDのバックグラウンドの評価が可能となる。また、同様の手順で有効面積や角度分解能などの検出器性能を評価することもできる。

以上から分かるように、シミュレーション自体も大がかりな作業となる。本研究で使用したシミュレーションツール群を総称して、SGDシミュレータと呼ぶことにする。

4.2 SGDシミュレータの枠組みと使用するツール群

この節では、まずSGDシミュレータで採用した枠組みについて説明する(4.2.1節)。その次に、この枠組みを用いたシミュレーションの流れについて簡単に述べた後(4.2.2節)、シミュレーションで使用した主なライブラリの説明をする(4.2.3節)。

4.2.1 解析フレームワーク ANL PLUS

イベント毎の処理を行うための解析フレームワークとして、日本のX線天文学の分野でよく使用されているものにANLがある。ANLをC++言語に移植したものがANL PLUSであり、ANLの基本思想を受け継ぎつつC++の特徴であるオブジェクト指向の機能を活

かした実装がなされている。図 4.1 に ANL PLUS の SGD シミュレータにおける処理の概念図を示す。データ処理を行うモジュールを一列に並べ、ひとつのモジュールにつきひとつの処理を担当させる。シミュレーションの初期条件に基づいて生成された最初のデータが最上位モジュールに入り、そのモジュールが処理を終えると下のモジュールにデータを渡す。下のモジュールは上から渡されたデータについて処理を行い、その下のモジュールにデータを渡す。それ以下のモジュールも同様に処理を繰り返していき、最下位モジュールまで降りてくると、1 イベントのデータについて一連の処理を終えたことになる。1 イベントが終了すると、次のイベントについて最上位モジュールから処理が始まる。このループは 4.2.2 節の②に相当する。初期化や終了処理などは、イベントループを実行する前後のタイミングで各モジュール共通の関数を最上位モジュールから順に呼び出すことで実現している。

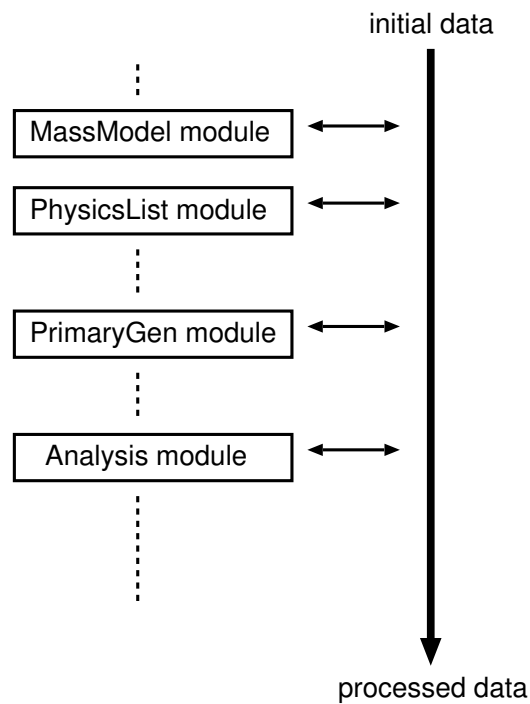


図 4.1: ANL PLUS の SGD シミュレータにおける処理の概念図。各モジュールは個別の処理を担当して、上流から流れてきたデータを処理して下流へ流す。

図 4.1 の縦の矢印は上流モジュールから下流モジュールへのデータの流れを表している。この部分は各モジュールで共有するものなので、外部にデータ領域を確保する必要がある。そこで、ANL 及び ANL PLUS では BNK 及び EVS という 2 種類のシステムが用意されている。BNK は数値などのデータを管理するシステム、EVS はフラグを提供するシステムのことである。イメージとしては前述の縦矢印が BNK 及び EVS だと思えばよい。これらのシステムにより、外部でデータアクセス用の変数を使用する必要がなくなり、モジュール間の整合性を保ちやすくなる。つまり、SGD シミュレータの開発において、モジュールの開発のみに専念できるという利点がある

4.2.2 シミュレーションの流れ

本研究ではSGDの性能及びバックグラウンドを評価するために、以下のような流れでシミュレーションを行う。

- ① 初期化
- ② イベントループ
- ③ 解析・出力

①初期化では、シミュレーション空間でSGDなどのマスモデルの構築、考慮する反応の定義、試行する粒子のパラメータの決定、検出方法の定義など、シミュレーション条件の設定を行う。②イベントループでは、①の条件に従って複数回試行を繰り返す。粒子を生成し、SGDなどで反応させて、条件に合えば検出する。③解析・出力では、シミュレーションで得られる生のデータに、実験で得られたパラメータ(エネルギー分解能など)を反映させた後、コンプトン再構成などの解析を行い、スペクトルなどの形で出力する。

上記のように、イベント毎に複雑な処理をしつつ段階を追ってシミュレートするには、C++言語などのオブジェクト指向言語を用いるのが有用である。各モジュールに個々の処理を担当させることで上記のような流れのシミュレーションを実行できるため、SGDシミュレータではANL PLUSの枠組みを用いている。

4.2.3 SGDシミュレータのライブラリ群

SGDシミュレータはANL PLUSの枠組みを使用することにより、C++言語で記述された既存のソフトウェアをライブラリとして利用できる。ここでは、特に重要なライブラリについて簡単に説明する。

Geant4[18]

Geant4^{*1}とは、光子・電子・陽子などの粒子と物質との間で起こる様々な相互作用を正確にシミュレートするために開発された大規模なソフトウェアである。元々は、高エネルギー粒子検出器を設計する際、実験の様子をシミュレートする目的で作られた。現在では高エネルギー物理学、宇宙線や原子核実験のみならず、医学の分野でも応用されている。SGDシミュレータの物理過程部で使用するソースコードを、geant4.9.1.p01及びコンプトン散乱のパッケージソフトG4LECS1.07から選別して組み込んだ。

^{*1}GEometry ANd Tracking

ROOT[19]

ROOTとは、CERN^{*2}のチームが開発した科学データ解析環境のことである。C++言語で記述されており、グラフプロット・ヒストグラム・フィッティングなど、科学データの解析に必要なクラスが一通りそろっている。また、C++のインタープリタも備えており、各クラスに自由にアクセスできるため、インタラクティブに解析を行うことができる。そのため、SGDシミュレータから出力するデータ(シミュレーション結果)の解析のみならず、粒子生成部の入射スペクトルをROOTファイル形式で作成しておいてSGDシミュレータに読み込ませるなど、その適用範囲は広い。

MEGALib[20]

MEGALib^{*3}とは、コンプトン望遠鏡を設計するために開発されたソフトウェアツール群である。SGDシミュレータでは、マスモデルを記述するためのツールとして使用しており、Geant4やMGGPOD^{*4}との互換性がよい。MGGPODとはGEANT3^{*5}に様々なパッケージソフトを付け加えた衛星軌道上バックグラウンドシミュレーション専用のソフトウェア群のことである[21]。また、ROOTを利用した機能を用いてマスモデルの解析ができるため、ジオメトリの重なりなど物理的にあり得ないマスモデルのデバッグなども可能である。

4.3 SGDシミュレータの立ち上げ

2008年2月19-20日にJAXA/ISASにて、HXI/SGDシミュレーションチームのキックオフミーティングが行われ、私もチームの一員として参加した。ミーティングでは、シミュレーションの枠組みやシミュレータの開発思想、今後の進め方などが議題となり、チームとして共通意識を持てるような話し合いが行われた。ミーティング後、ISASのチームが中心となって開発したSGDシミュレータの雛型となるものを広島大学へ持ち帰り、その立ち上げを行った。

SGDシミュレータの雛型はScientific Linux 5.0に実装されており、これをWindowsXPにインストールしたVMwarePlayer^{*6}上で起動することにした。しばらくは、SGDシミュレータの運用テストとして、SGDの有効面積やCPUによる計算の所要時間を調べた。有効面積については、現在公開されているものとコンシステントな結果が得られた。詳しくは4.4節で述べる。CPU計算時間の調査は、大気中性子バックグラウンド評価(5.1節)の準備段階で行ったものである。このときCPU計算時間とメモリ消費量が膨大になることが分かった。モンテカルロシミュレーションは同様の計算を複数回試行するため、使用す

^{*2}Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire(フランス語); 欧州原子核研究機構

^{*3}Medium Energy Gamma-ray Astronomy library

^{*4}MGEANT, GCALOR, PROMPT, ORIHET, and DECAY

^{*5}Geant4の前身であり、Fortran言語で記述されている。

^{*6}仮想マシンを実行するためのフリーソフトウェア。VMwarePlayerを使うと、例えば、Windowsマシン上でlinuxを同時に起動できる。

るマスモデルや物理過程が複雑になるにつれて計算時間やメモリ使用量が膨大になっていく。使用していた Windows マシンは Intel(R) Pentium(R) であり、CPU はデュアルコア (E2180) でクロック数は 2 GHz、メインメモリ (主記憶装置) は 2 GB 搭載している。個人用 PC としては申し分ない性能を備えているが、本研究で行うシミュレーションに対してはパワー不足である。そこで、私の所属する高エネルギー宇宙・可視赤外線天文研究室が 30 台程度所有している PC クラスタに、SGD シミュレータを移植することにした。シミュレータの移植に伴い、メモリの増設も行うことにした。PC クラスタの性能とメモリを増設した PC クラスタを表 4.1 に示す。CPU の計算速度は Windows マシンの方が 2 倍程度速いが、CPU の数は Windows マシン 2 個に対して PC クラスタには 1 台につき 2 個もしくは 4 個搭載されているため、シミュレーションの効率は良くなる。また、移植によって研究室のメンバーも、シミュレータ及びその結果に自由にアクセスできるようになったのも利点である。シミュレーションに当たっては cluster31(PC クラスタ 31 番) を占有させてもらい、適宜 30 番以下のマシンも使用した。

Intel(R) Xeon(TM) CPU @2.00 GHz xx GB RAM
cluster29 : xx = 2.00 → 6.00 GB
cluster30 : xx = 2.00 → 4.00 GB
cluster31 : xx = 2.00 → 8.00 GB

表 4.1: シミュレーションの計算機として使用した PC クラスタの基本性能

4.4 SGD シミュレータの検証

SGD シミュレータは雛型の作成者によって一通り検証されているが、ソフトウェアの開発に当たってはユーザーの立場からの検証も必要である。

そこでまず、SGD シミュレータから確からしい出力が得られるかを調べるのを兼ねて有効面積を求めた。詳細については 4.4.1 節で述べる。

次に、SGD シミュレータの各モジュールの動作について検証した。シミュレーションによるバックグラウンド評価において特に重要なモジュールは、以下のようなものがある。

- ① 粒子生成部
- ② 物理過程部
- ③ マスモデル部

この中の①②について詳細な検証を行った (4.5, 4.6 節)。③については、設計が進むごとに SGD の形状が変化していくため、一意に検証することは難しい。マスモデルの更新 (5.1.2 節) は青山学院大の中平氏を中心に行った。マスモデル使用の際は、MEGALib を用いて

ジオメトリの重なりがないかなどをチェックをした上で使用することにした。いくつかのバグを発見し、中平氏にフィードバックをかけることでマスモデルの修正にも貢献した。

4.4.1 有効面積の計算

SGDシミュレータを用いて有効面積を計算した。シミュレーション条件を表4.2に示す。入射粒子は光子であり、単色の平面波をSGDの真上から照射した。マスモデル revision 6とは、コンプトンカメラ1台と4 cm厚のBGOシールドで構成される簡易版SGDのマスモデルである(5.1.1節、図5.1)。また、シミュレーション空間において粒子がある反応を起こした結果、新たに粒子を生成する際、ある平均自由行程以上の粒子のみを生成するようにしている。このしきい値のことをcut lengthと呼び、これを0.001 cmに設定した。

マスモデル	revision 6
照射個数	各エネルギー 1×10^5 ずつ
照射面積	100 cm ²
cut length	0.001 cm

表 4.2: 有効面積を求めるためのシミュレーション条件

図4.2にシミュレーション結果を示す。ここでは2008年2月にHXI/SGDチームとして公開した有効面積(公開レスポンス)と比較するため、コンプトンカメラ9台分にスケールリングした結果を示す。シミュレーション結果(紫)は公開レスポンス(橙)をよく再現できており、正しくSGDシミュレータを動かすことができていることを確認できた。後に、SGDシミュレータのコンプトン再構成モジュールの一部にバグが見つかり修正された。バグ修正により有効面積は若干小さくなったが、違いは10-15%程度である。

さらに変更点が2つあった。1点目はコンプトンカメラの台数が9台から8台に変更となったこと、2点目はコンプトンモードの定義を変更し、Siに2ヒットしたイベント(Si-Siイベント)は使用せずにSi-CdTe及びCdTe-CdTeイベントのみ使用するようにしたことである。コンプトンカメラの台数削減は衛星の重量制限によるものであり、これに伴って、これまで3×3としていた配置を1×4×2とした。また、コンプトンモードのSi-Siイベントについては、<100 keVの低エネルギー側のバックグラウンドを抑えるため切り捨てることになった。これらの変更により有効面積は変化すると予想されるので、上記の条件におけるSGDの有効面積を求めた。その結果を図4.3に示す。台数削減により、全体的に8/9小さくなる。さらに、Si-Siイベントを切り捨てることにより50 keVでfactor 2程度小さい値になるが、100 keV以上ではあまり効かない。また参考までに、光電吸収モードの有効面積も併せて載せた。

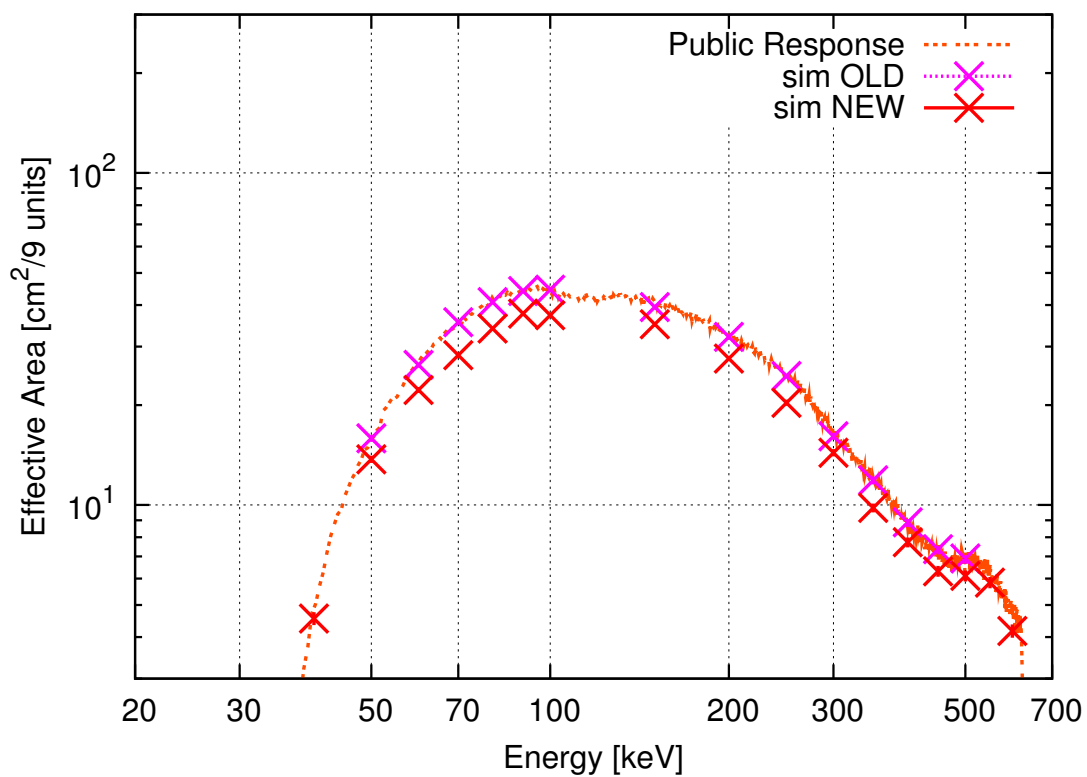


図 4.2: SGD のコンプトンモードにおける有効面積(コンプトンカメラ9台分)。橙色は公開レスポンス、紫はバグ修正前 (ver.4) のシミュレーション結果、赤はバグ修正後 (ver.6) のシミュレーション結果である。

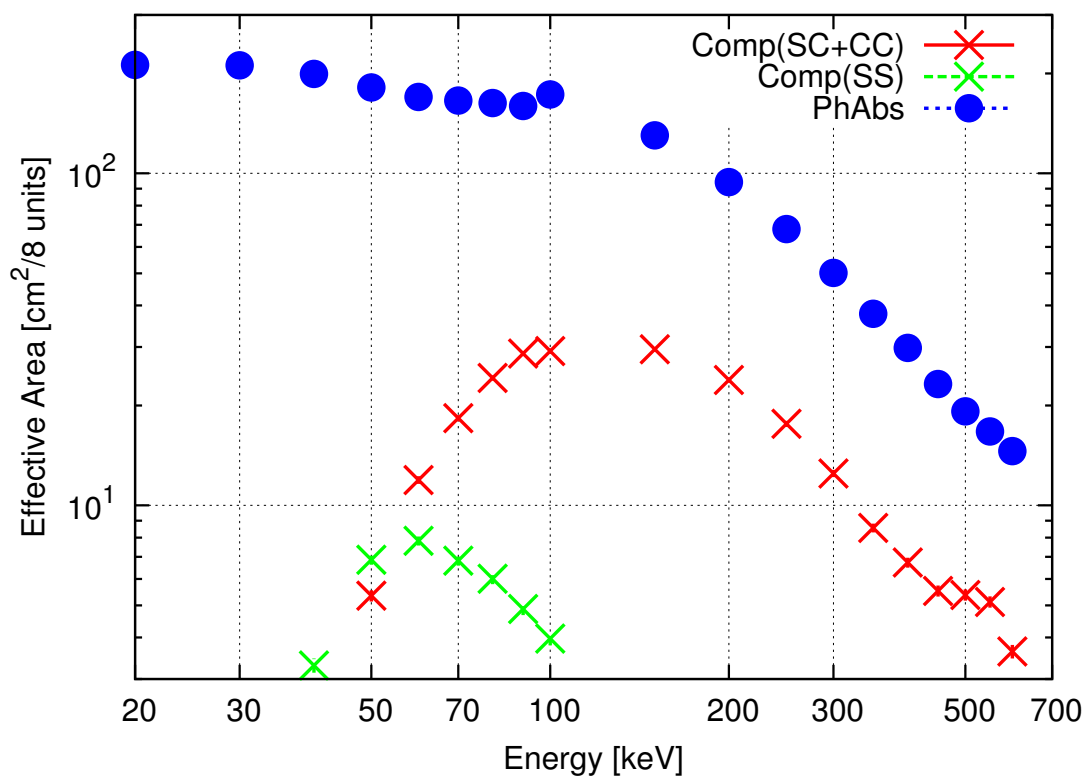


図 4.3: SGD の有効面積 (コンプトンカメラ 8 台分)。コンプトンモードの中で、採用する Si-CdTe/CdTe-CdTe イベント (赤)、切り捨てる Si-Si イベント (緑) を示している。また参考までに、光電吸収モード (青) も示す。

4.5 粒子生成部の検証

SGD シミュレータにおける入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen の検証を行った。検証内容について述べる前に、入射粒子生成の原理について説明する。

4.5.1 シミュレーション空間における粒子の生成手順

シミュレーションによる検出器のバックグラウンド源として、過去の衛星のバックグラウンドの実績から推測されたモデルスペクトルを用いる。各々の粒子について、モデルスペクトルを ROOT ファイル形式で作成しておき、実行時に入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen で読み込む。次に、入射エネルギーの下限値と上限値を入力する。同じ値を入力した場合は単色になる。その後、点源、平面波、 4π 方向の3種類から選択し、さらに中心位置などのパラメータを決定する。 4π 方向を選んだ場合、中心位置と半径を入力する。試行が開始されると、1 イベントごとに乱数に従って円盤の向きが決定され、その円盤に対して垂直に粒子が入射する。

4.5.2 検証条件とその結果

入射粒子生成モジュール用 ROOT ファイル `albedo_neutron_armstrongx2.root`(大気中性子; 10 keV–1 GeV) と `cosmic_proton_spectrum.root`(一次陽子; 2.31–100 GeV) を用いてシミュレーションを実行する。その他の共通条件を表 4.3 に示す。検証項目は以下の3点である。

- ① 入射角度の等方性
- ② 入射位置の一様性
- ③ 入射エネルギースペクトル

検証結果について以下で詳しく述べることにする。

マスモデル	revision 6
入射個数	1×10^7
入射半径	200 mm(4π 方向)

表 4.3: 粒子生成部の検証におけるシミュレーション条件

入射角度

生成粒子の入射角度の等方性を確認した。検出器に対する入射角について、天頂角 θ 、方位角 ϕ として、 $\cos \theta$ vs ϕ の2次元ヒストグラムを作成した。図 4.4 にその結果を示す。

生成粒子の入射角度は、天頂角、方位角ともに正しく等方分布していることが分かった。

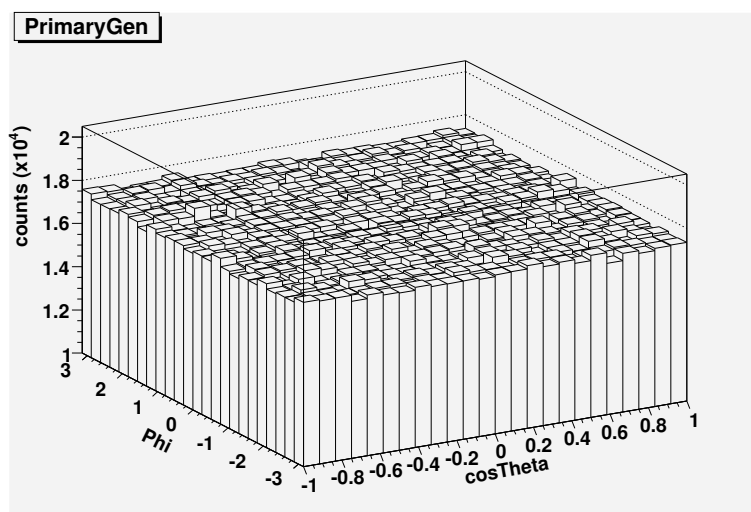


図 4.4: 入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen による入射角度の等方性の検証結果

入射位置

図 4.5 のように $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$ 方向から見たときの、円盤 (4.5.1 節) に対する入射位置の一様性を確認した。ただし、軸に対してぴったり垂直に入射するイベントはほとんどないと考えられるため、イベント選別条件を単位ベクトルの絶対値 $|\text{dirx}|$, $|\text{diry}|$, $|\text{dirz}| = 0.999\text{--}1.000$ とした。図 4.6 にその結果を示す。円盤の単位半径当たりに対する粒子の分布が、一様になっていることが確認できた。ただし、0 mm 付近でばらついていたり、200 mm 付近で一様性が崩れたりしている。0 mm 付近のばらつきは、円盤中心付近へ入射する粒子数の統計があまりよくないためである。200 mm 付近に関しては、上記のイベント選別条件によるものと考えられる。

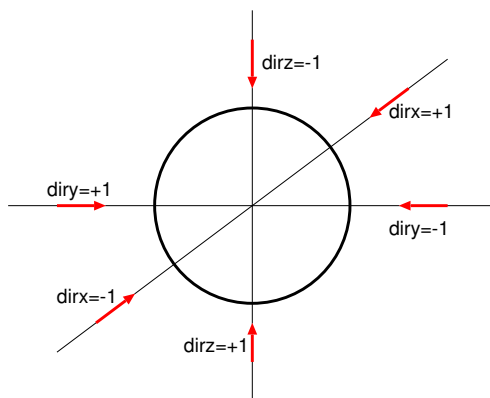


図 4.5: 軸に対して垂直な円盤に対する入射位置の概念図

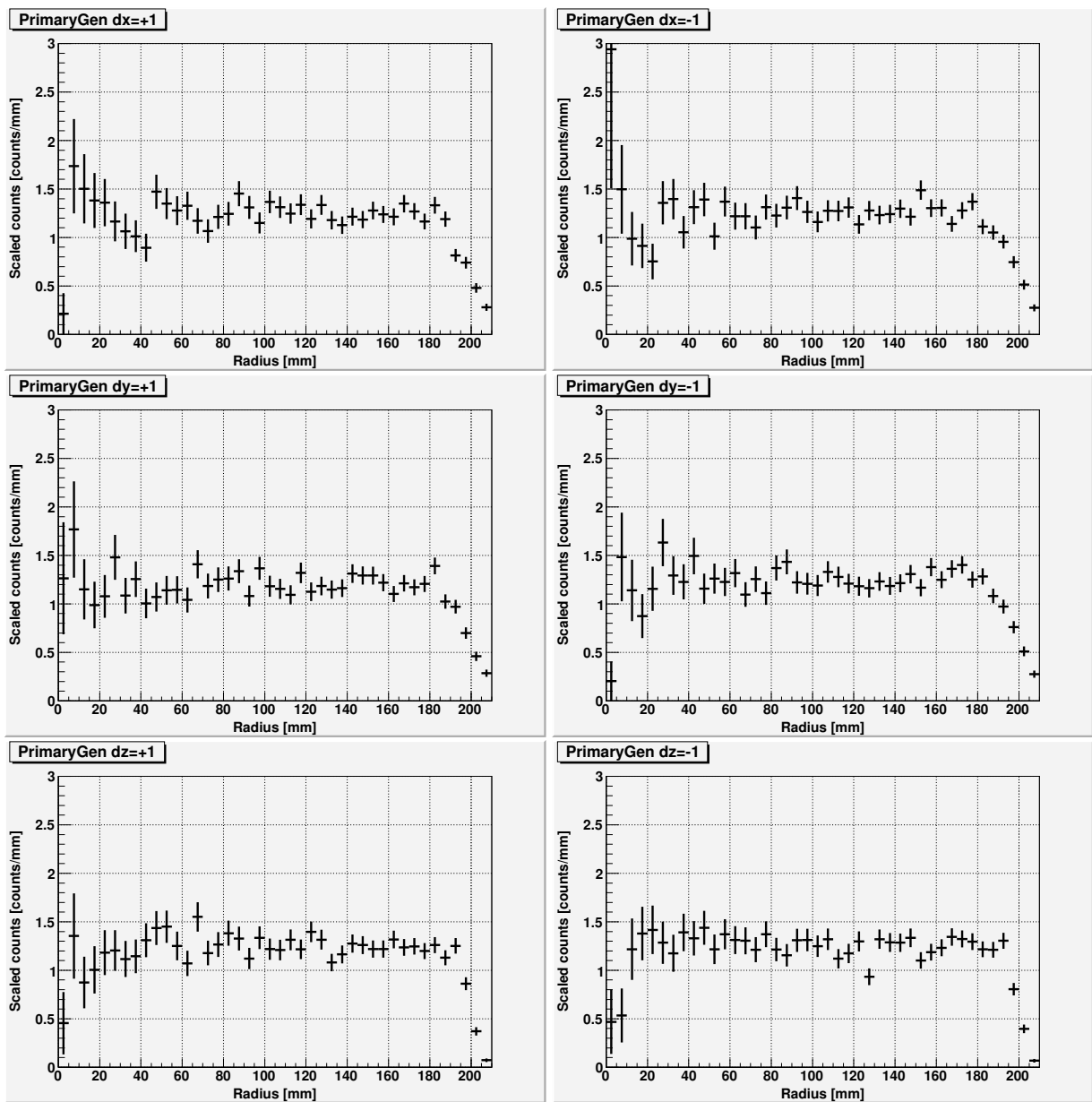


図 4.6: 入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen による入射位置の一様性の検証結果

入射エネルギースペクトル

モデルスペクトルが入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen に正しく取り込まれているかを確認した。シミュレーションを実行したときに打ち出す粒子のスペクトルと元のモデルスペクトルが一致するかを調べた。ここでいうモデルスペクトルは4.5.1節で述べた ROOT ファイル形式のスペクトルのことである。次のように段階を追ってスペクトル情報を再構成した。①=④になれば、元のモデルスペクトルと一致していることになる。以下の [] 内は縦軸の単位である。

- ① 元のモデルスペクトル [counts/sec/GeV/m²/sr]
- ② 入射粒子のヒストグラムを log スケールで等間隔にビンまとめたもの [counts/bin]
- ③ ②を照射時間、照射面積、照射立体角で割ったもの [counts/bin/sec/m²/sr]
- ④ ③を各ビン幅 (エネルギー [GeV]) で割ったもの [counts/sec/GeV/m²/sr]

検証の結果、モデルスペクトル (①) と生成されたスペクトル (④) が2倍異なるというバグを発見したため、HXI/SGD チームに報告して修正をかけてもらった。修正後の結果を図 4.7, 4.8 に示す。全エネルギー範囲に渡って、意図した通りに正しく粒子が生成されている。

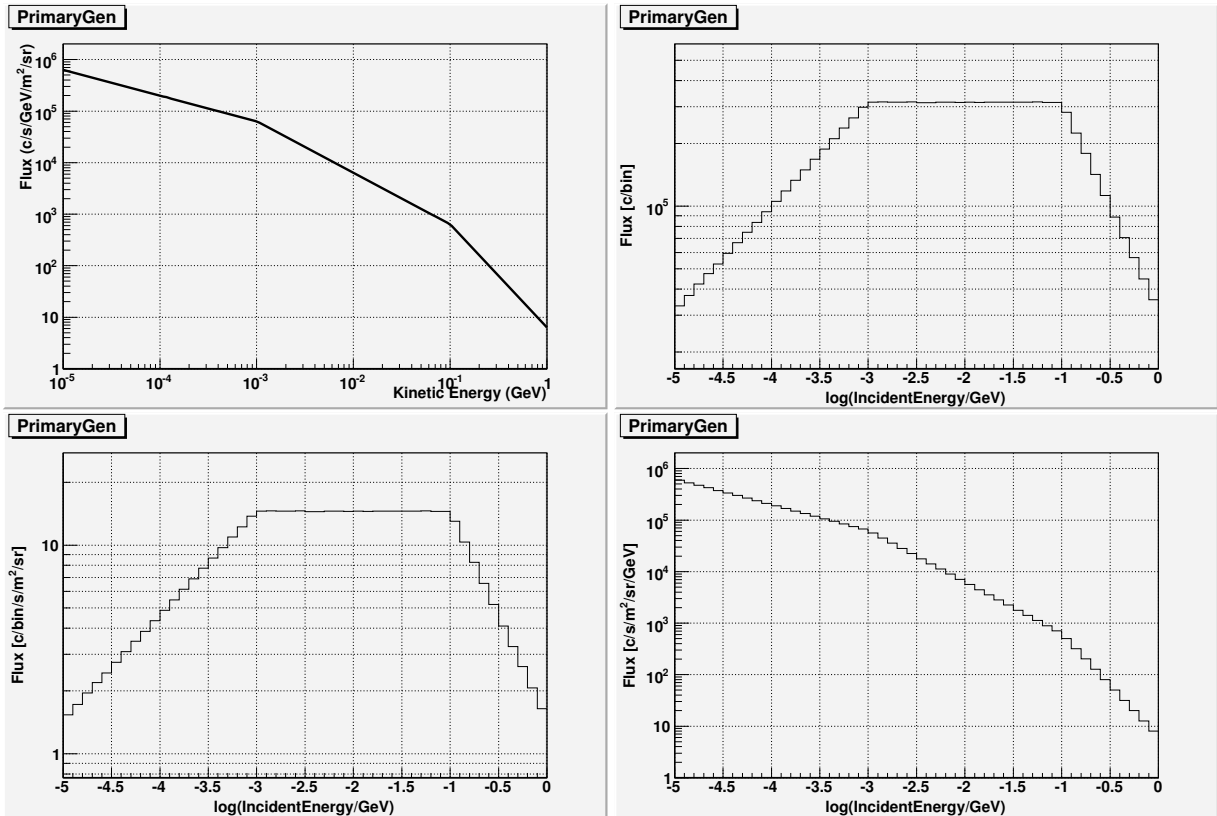


図 4.7: モデルスペクトルの入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen への取り込み検証の結果 (大気中性子)。本文中の説明との対応は、①左上、②右上、③左下、④右下である。

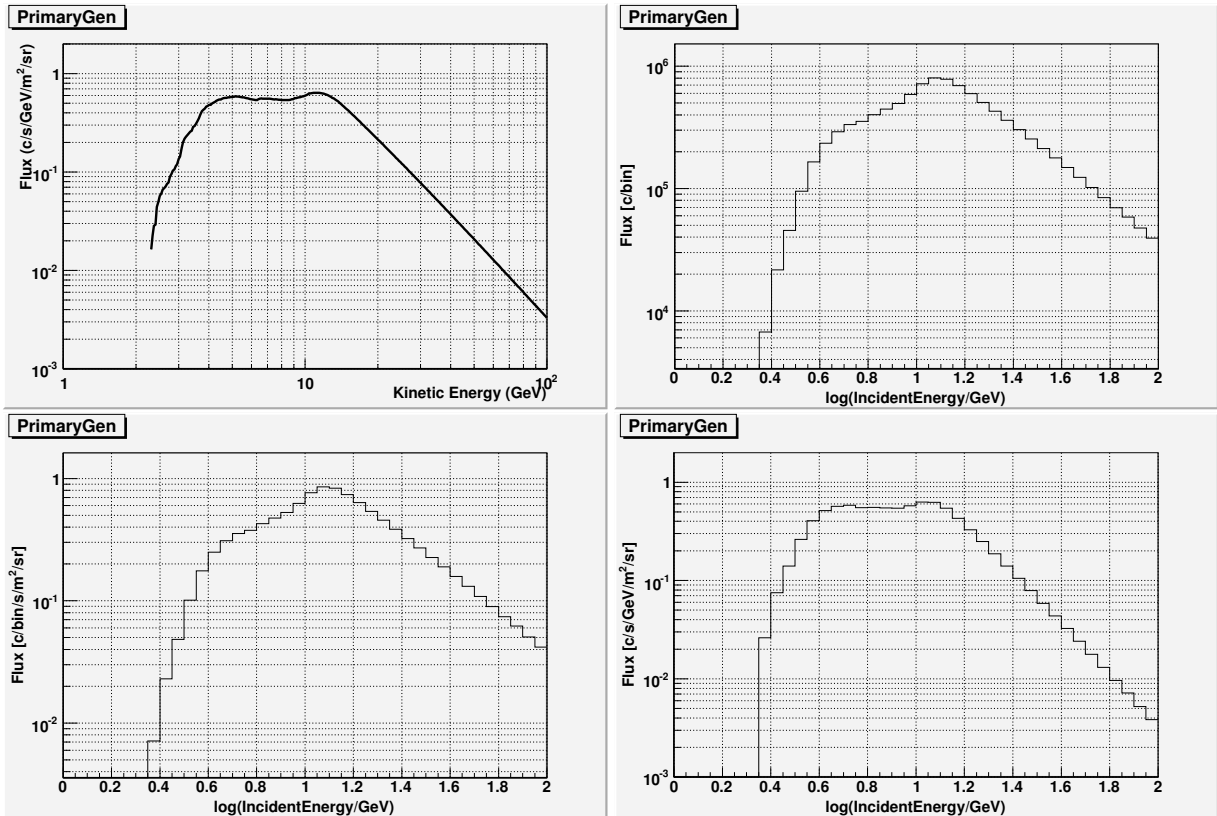


図 4.8: モデルスペクトルの入射粒子生成モジュール PrimaryModelSpecGen への取り込み検証の結果 (一次陽子)。本文中の説明との対応は、①左上、②右上、③左下、④右下である。

4.6 物理過程部の検証

シミュレーションで取り扱う物理素過程が、SGD シミュレータに正しく取り込まれているか検証を行う。ここではSGD のバックグラウンドイベントとして重要な中性子の弾性散乱に注目した。SGD シミュレータにおける中性子弾性散乱は、JENDL*⁷[22] をベースとした Geant4 のソースコードを取り込むことで実装されている。そこで、シミュレーション結果を JENDL と比較することで、正しく反応プロセスが取り込まれているかを検証した。

4.6.1 検証条件とその結果

検証は、簡単なジオメトリに白色中性子を照射して、最初に弾性散乱した反跳原子核の情報を取り出す、という流れで行った。条件を表 4.4 に、ジオメトリの概念図を図 4.9 に示す。シンプルなので一見すると簡単なようだが、SGD シミュレータは、各反応の詳細を記録する仕様にはなっていない。そこで、中性子の弾性散乱の判定や反跳原子核の情報の取得をできるように、モジュールのソースコードを書き換えることで検証を可能にした。検証項目は以下の3点である。

- ① 弾性散乱断面積
- ② 弾性散乱における反跳原子核の散乱角
- ③ 散乱角とエネルギーの関係式

検証結果について以下で詳しく述べることにする。

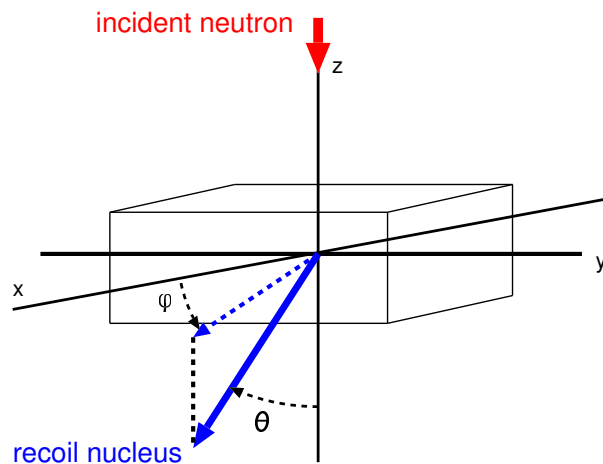


図 4.9: 物理過程部の検証で使用したジオメトリ。z 方向の厚さはそれぞれ Si は 2.0 mm、CdTe は 1.0 mm、BGO は 0.4 mm とした。

*⁷Japanese Evaluated Nuclear Data Library

ジオメトリ	10 mm × 10 mm × A mm
入射エネルギー	10 keV–1 GeV フラット
入射個数	各 1×10^9
入射方向	100 mm 上方から-z 方向
照射面積	10 mm × 10 mm
物理プロセスモジュール	HXISGDRecommendedHad
cut length	0.001 cm
クエンチングファクター	1 (消光なし)
トリガースレッシュホールド	0 keV
エネルギー分解能	0 keV

表 4.4: 物理過程部の検証におけるシミュレーション条件。z 方向の厚さ A は、それぞれ 2.0(Si), 1.0(CdTe), 0.4(BGO) とした。

弾性散乱断面積

図 4.10 に Si(上)/CdTe(左下)/BGO(右下) に対する中性子の反応断面積についての検証結果を示す。JENDL 値 (点線) 及びシミュレーション値 (プロット) を重ね書きしている。JENDL の数値データは、 <20 MeV については JENDL3.3、 >20 MeV については JENDL/HE-2007 を用いた。JENDL 値に抜けのある部分はデータを入手できなかったため作成していない。弾性散乱の断面積 (緑) については、シミュレーション値と JENDL 値はコンシステントであることが確認できた。ただし、弾性散乱以外の反応断面積 (紫) について有意なずれがあった。これは、シミュレーションで取り扱う反応の定義と JENDL で考慮されている反応の定義が異なるためである。具体的には、JENDL3.3 には、弾性散乱以外に非弾性散乱、中性子捕獲、陽子/重陽子/ヘリウム生成などが含まれている。一方、SGD シミュレータでは、陽子などの生成反応は中性子のエネルギー >10 MeV のとき考慮する仕様にはなっていない。これを除けば、シミュレーションは JENDL の反応断面積をよく再現できており、正しく実装できていることが確認できた。

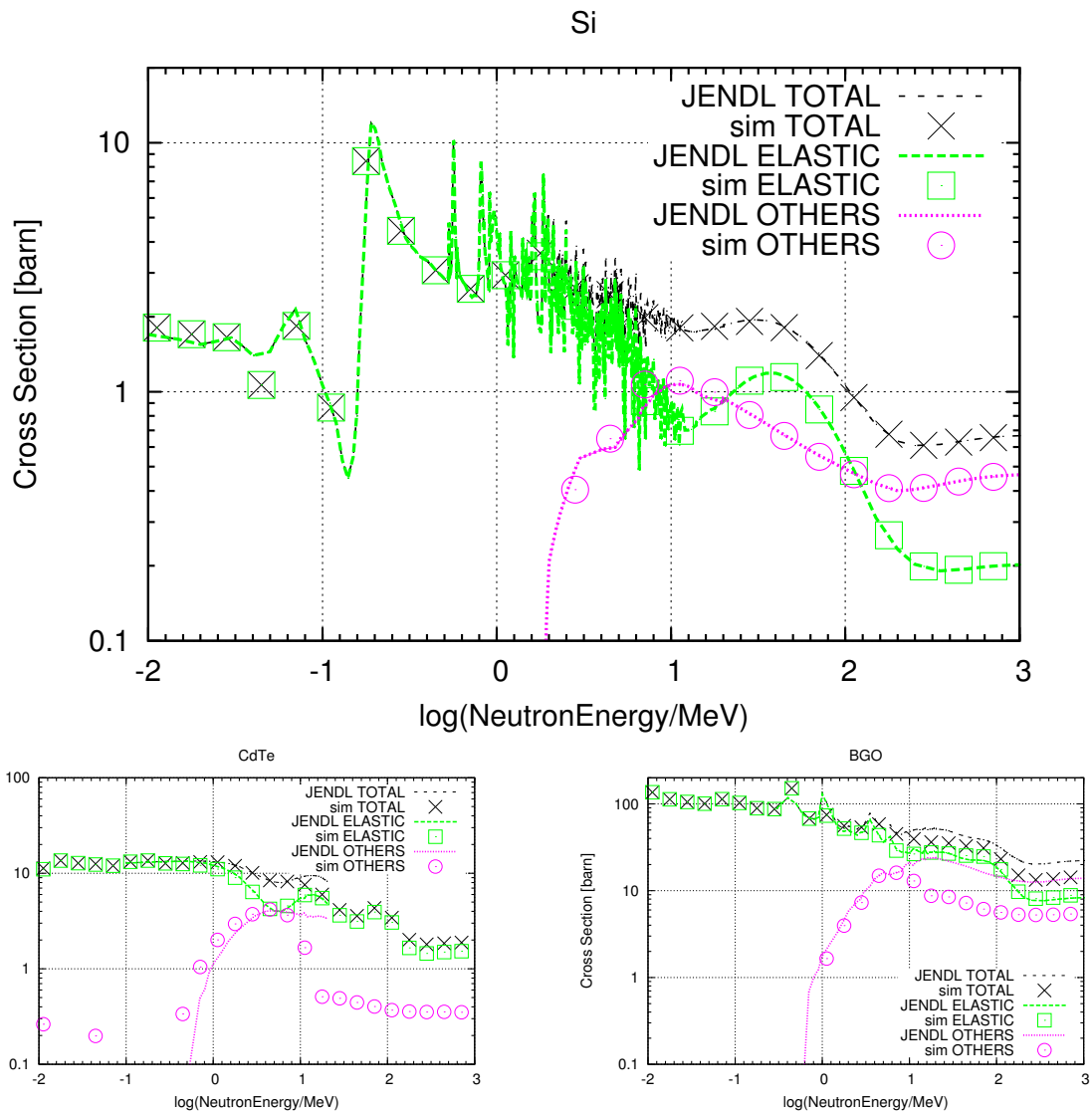


図 4.10: Si(上)/CdTe(左下)/BGO(右下) に対する中性子の反応断面積。点線は JENDL の数値データを用いて作成した反応断面積であり、プロットはシミュレーション値である。それぞれ弾性散乱 (緑)、弾性散乱以外の反応 (紫)、全反応 (黒) の断面積を示す。

弾性散乱における反跳原子核の散乱角

図 4.11 に Si に対する中性子弾性散乱における反跳原子核の散乱角についての検証結果を示す。 φ 方向には等方散乱しており、エネルギー依存性もないことが確認できた。一方、 θ 方向については >10 MeV で特定の角度に散乱が集中した。これは中性子の回折による現象で、入射中性子のド・ブローイ波長が原子核の大きさ (fm) 程度以下になると特定の角度で強め合う干渉が起こる。JENDL は実験データを再現するようにモデル化されており、Geant4 では関数 `G4NeutronHPLegendreStore()` を用いて処理している。

そこで、Si に対する中性子の散乱角について実験データ [23] との比較を行うことにより、シミュレーションにおける散乱角が正しいことを確認した。ここでは、入射中性子のエネルギー $E_n = 9.76, 14.8, 21.7$ MeV の場合について調べた。図 4.12 にその結果を示す。図の横軸は重心系における中性子の散乱角 Θ 、縦軸は弾性散乱断面積を立体角で規格化した値である。後方散乱では多少合わない部分もあるが、それを除けば、実験値 (プロット) とシミュレーション値 (実線) はほぼ一致していることを確認できた。また、JENDL のモデル自体がシミュレーション結果と同様に実験データからわずかにずれており [23]、SGD シミュレータに JENDL の角度分布モデルが正しく実装されていることを確認できた。

また CdTe/BGO についても、同様に角度分布を調べた結果を図 4.13 に示す。どちらも Si の場合と同様の結果が得られた。

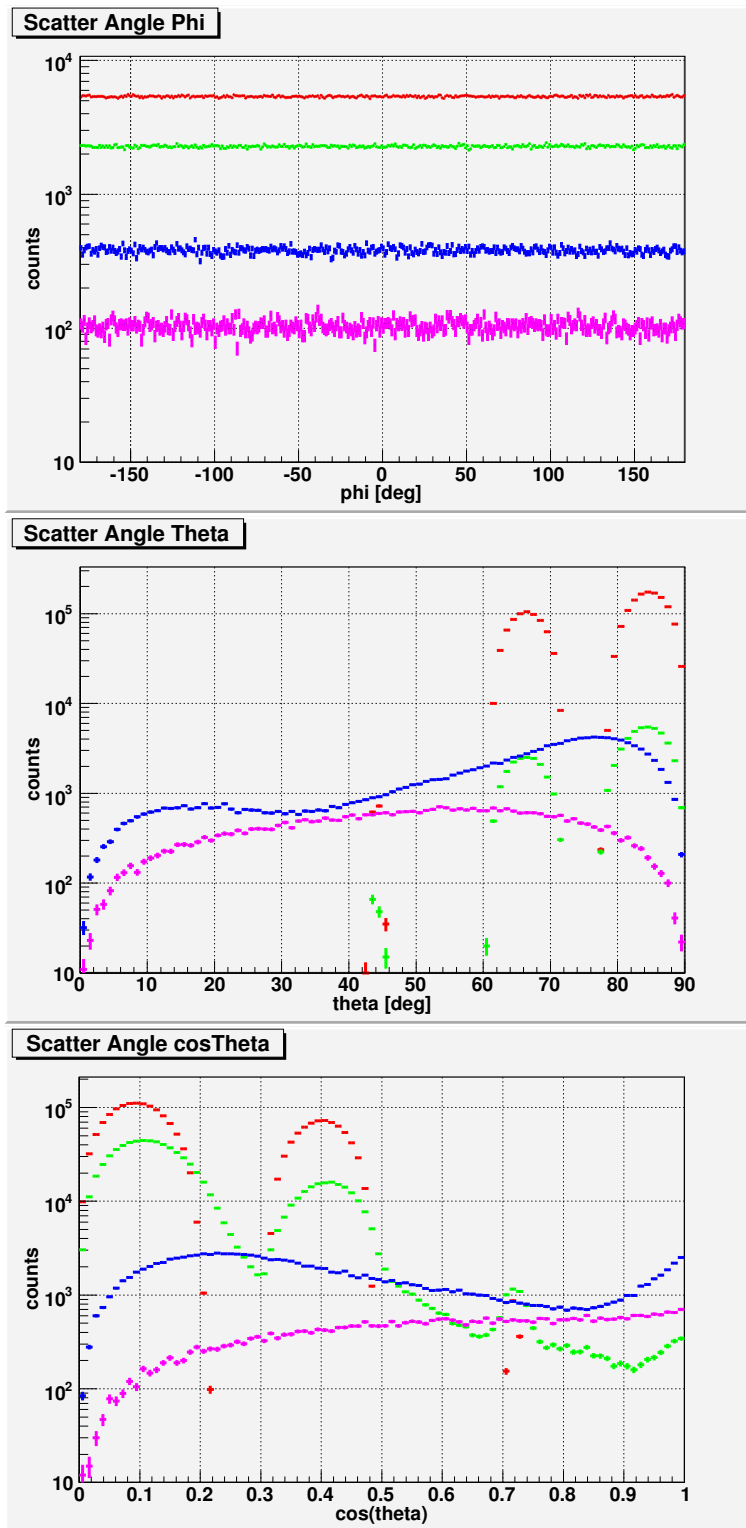


図 4.11: Si に対する中性子弾性散乱における反跳原子核の散乱角。それぞれ入射中性子のエネルギーが 10 keV–1 MeV(紫)、1–10 MeV(青)、10–100 MeV(緑)、100 MeV–1 GeV(赤)のときの値である。

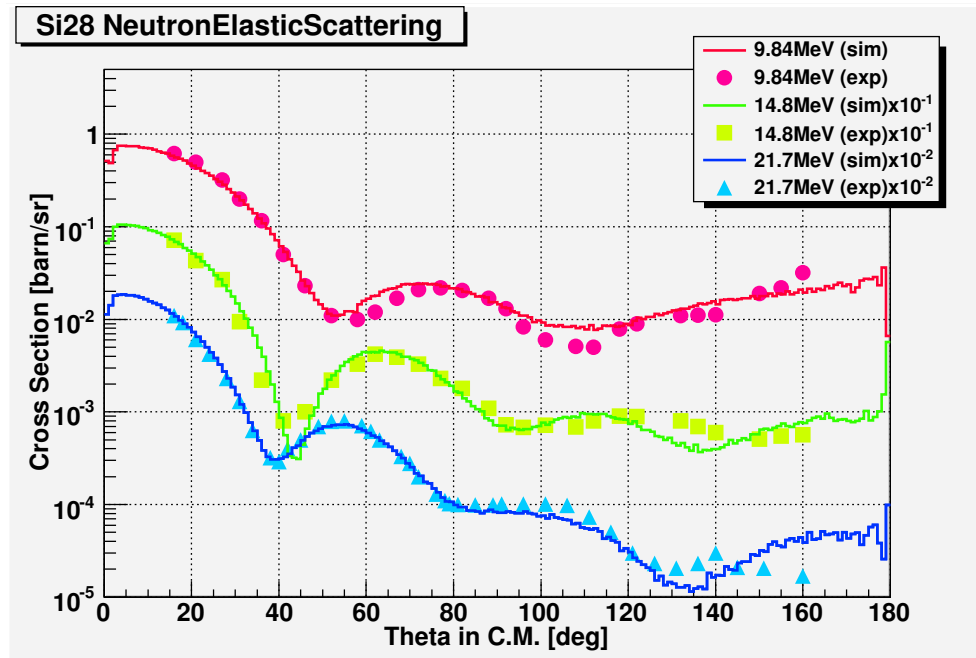


図 4.12: Si に対する中性子弾性散乱における入射中性子の散乱角 (重心系)

散乱角とエネルギーの関係式

2.2.1 節で説明したように非相対論を仮定すると、中性子の弾性散乱において、入射中性子のエネルギー E_n と反跳核のエネルギー E_R の比、及び反跳核の散乱角 θ の関係式が以下のように表される (式 (2.2.8))。

$$\frac{E_R}{E_n} = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) \quad (4.6.1)$$

式 (4.6.1) は、中性子のエネルギーが低く、かつ回折によるピークが現れない角度で成立するはずである。そこで、この関係式がシミュレーションでも成立しているかどうかを調べた。図 4.14 に検証結果を示す。黒線が理論値、プロットがシミュレーション値である。Si の結果について、シミュレーション値は同位体 Si28/29/30 に対応した 3 本の直線が表れている。理論値は Si28 を示しており、シミュレーション値と理論値が一致することを確認できた。ただし、散乱が集中する特定の角度かつ高エネルギー側のときは一致しない。これは非相対論的近似が成立しなくなるためと考えられる。CdTe/BGO についても Si の場合と同様の結果が得られ、弾性散乱後のエネルギー分布が散乱角に応じて正しくシミュレーションできていることを確認できた。

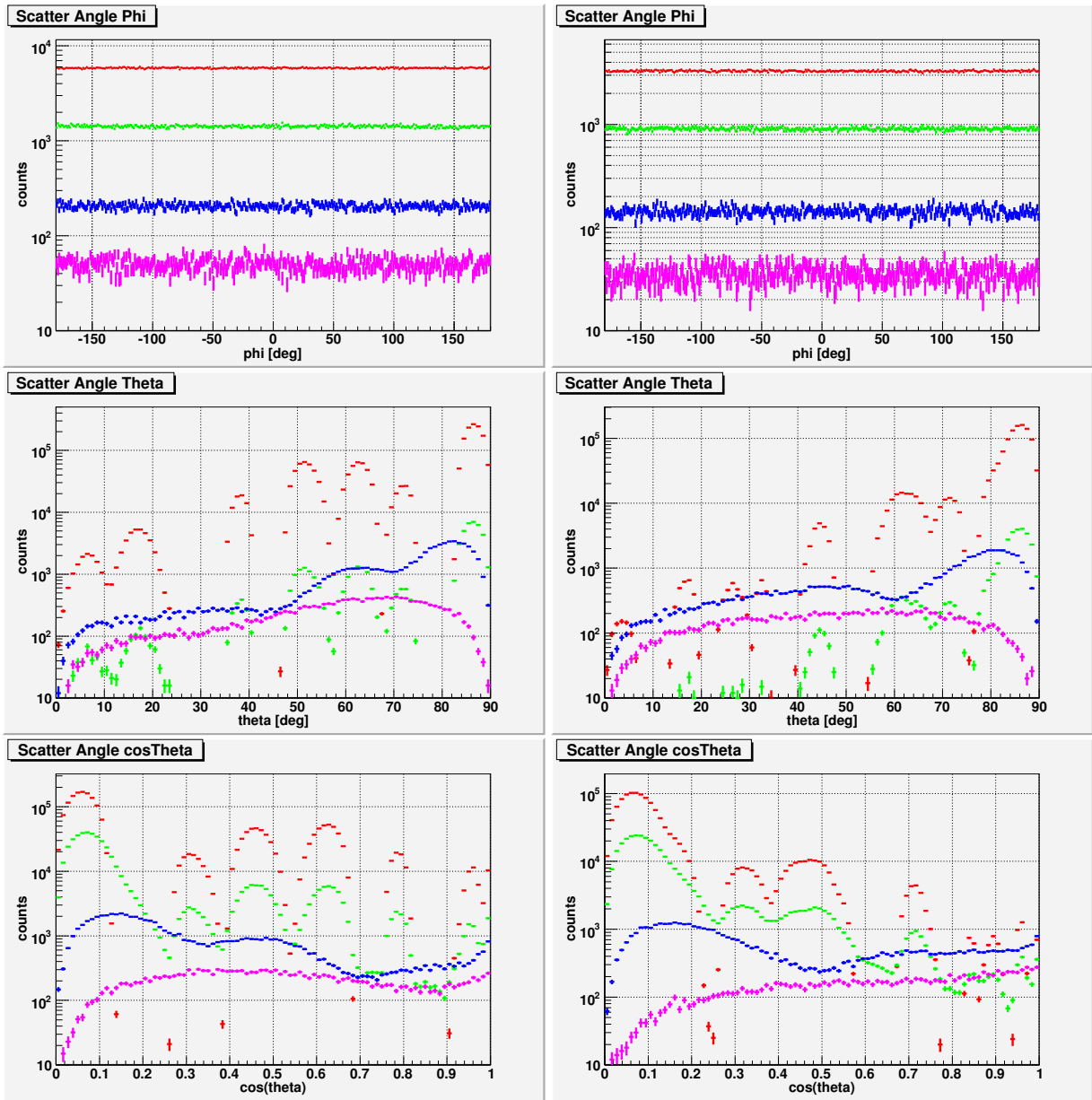


図 4.13: CdTe(左)/BGO(右) に対する中性子弾性散乱における反跳原子核の散乱角。それぞれ入射中性子のエネルギーが 10 keV-1 MeV(紫)、1-10 MeV(青)、10-100 MeV(緑)、100 MeV-1 GeV(赤) のときの値である。

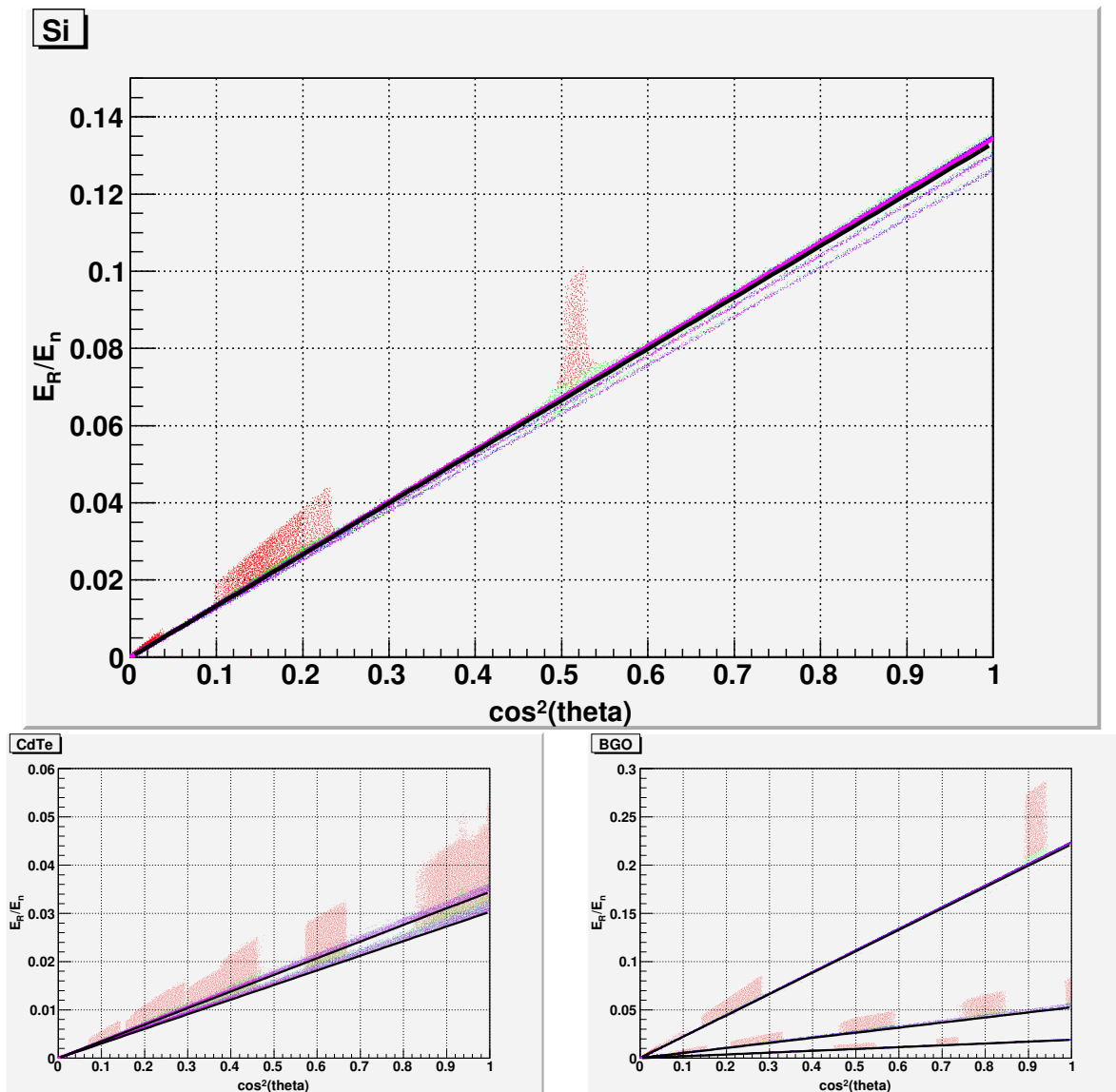


図 4.14: 中性子と Si(上)/CdTe(左下)/BGO(右下) との弾性散乱における散乱角とエネルギーの関係。横軸は $\cos^2 \theta$ 、縦軸は $\frac{E_R}{E_n}$ である。黒線が理論値、プロットがシミュレーション値である。プロットはそれぞれ、 $E_n = 10 \text{ keV} - 1 \text{ MeV}$ (紫)、 $1 - 10 \text{ MeV}$ (青)、 $10 - 100 \text{ MeV}$ (緑)、 $100 \text{ MeV} - 1 \text{ GeV}$ (赤) である。

第5章 SGDのバックグラウンド評価

第4章で行った検証により、SGDシミュレータから物理的に正しい結果を得られることが確認できた。この章では、SGDシミュレータを用いて宇宙線環境やSGD(マスモデル)を再現し、バックグラウンド評価を行った結果についてまとめる。本研究では、宇宙線が直接、もしくは即発で生成する粒子によるバックグラウンドとして大気中性子(5.1節)及び視野内物質からの即発粒子(5.2節)由来のバックグラウンド評価を行った。さらに、BGOシールドの厚さによってSGD検出部が浴びるSAA陽子の量を評価し(5.3節)、検出器の放射化由来のバックグラウンドを見積もった。

5.1 大気中性子由来バックグラウンドの評価

3.3.2節で説明した大気中性子由来のバックグラウンドを評価した。大気中性子は、「すざく」衛星搭載硬X線検出器HXDの主要なバックグラウンド源である。SGDはHXDで採用されたアクティブシールドを受け継ぐなど設計思想においてHXDと似ている部分が多いため、HXD同様、大気中性子が主要なバックグラウンド源になりうる。HXD-PINのバックグラウンドはArmstrong *et al.* (1973)[24]の理論計算による大気中性子スペクトルを用いると、1/2程度を再現できる。また、スペクトルの精度はfactor 2程度であると考えられている。そこで本研究では、このスペクトルを2倍したもの(図3.5; 赤色)を使用した。

5.1.1 大気中性子のエネルギーバンドごとのバックグラウンド

まず、どのようなエネルギーの中性子がSGDのバックグラウンドとして寄与するかを調べた。エネルギーの区切りは、10 keV–1 MeV、1–10 MeV、10–100 MeV、100 MeV–1 GeVとした。その他のシミュレーション条件を表5.1に示す。また、マスモデルはrevision 6 (r6)を使用した。マスモデルr6は、コンプトンカメラ1台と4 cm厚のBGOシールドから構成される簡易版SGDマスモデルである(図5.1)。簡易版とはいえ、主検出部であるコンプトンカメラは実物の設計を厳密に再現している。また、4 cm厚のBGOシールドを側面と底面に配置し、側面の高さはコンプトンカメラ上端から16 cmとしている。ただし、ファインコリメータは組み込んでいない。実際のSGDはコンプトンカメラ $1 \times 4 \times 2 = 8$ 台構成となっているので、得られたスペクトルを8倍したものをシミュレーション結果とする。また、中性子の弾性散乱では反跳原子核による電離を介してシンチレーション光が発生するが、これは電子による電離を介する光子の反応と比べると、同じエネルギーをシン

チレータに落としても発光が小さい。これはクエンチングと呼ばれる現象として知られている。このクエンチング効果を発光量の比として経験的に factor 0.5 とした。

マスモデル	revision 6
モデルスペクトル	albedo_neutron_armstrongx2.root
入射半径	200 mm(4π 方向, 中心 (0, 0, 10 mm))
入射個数	各 1×10^8
物理プロセスモジュール	HXISGDRecommendedHad
BGO シールドのスレッシュホールド	25 keV
クエンチングファクター	0.5
cut length	0.001 cm

表 5.1: エネルギーバンドごとの大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

図 5.2, 5.3 にシミュレーション結果のスペクトルを示す。中性子のエネルギーバンドごとのコンプトンモードにおけるバックグラウンドレベルを図 5.2 に、また、全バンドでのコンプトンモードにおけるバックグラウンドレベルを図 5.3 に示す。参考のため、光電吸収モードのバックグラウンドレベルも併せて載せる。光電吸収モードでは、主検出部 (Si, CdTe) に 1 イベントにおいてヒットしたエネルギーを全て足し合わせるといようなイベント選択をする。一方、コンプトンモードでは、2 ヒットイベント (Si-CdTe OR CdTe-CdTe) についてコンプトン再構成を行うことで光子到来方向の情報を得て、真上からと見なせるイベント以外は除去するというイベント選択をする。SGD でコンプトンモードにおいて測定したエネルギーが 50–600 keV のカウントレートは、中性子のエネルギー 10 keV–1 MeV で 15.8×10^{-6} counts/sec/keV、1–10 MeV で 55.2×10^{-6} counts/sec/keV、10–100 MeV で 47.1×10^{-6} counts/sec/keV、100 MeV–1 GeV で 4.9×10^{-6} counts/sec/keV となる。1–10 MeV、次いで 10–100 MeV の中性子がバックグラウンドとしての寄与が支配的であり、これらのバンドで 80 % 以上を占めることが分かった。

また、入射 flux、計算時間及び入射個数から、どのエネルギーバンドに対してより多くの計算時間を費しているかを調べた。表 5.2 は計算時間に関してまとめたものである。<1 MeV は全体の計算時間の約 25 %、>100 MeV は約 10 % を占めている。バックグラウンドとしてあまり寄与しないエネルギーバンドを除いてシミュレーションを試行しても、35 % 程度しか計算時間を短縮できないことが分かった。そのためこの節以降についても、同じく中性子のエネルギー範囲を 10 keV–1 GeV としてシミュレーションを行うことにした。

5.1.2 マスモデルの更新及び consistency check

5.1.1 節ではマスモデル r6 を使用した。しかしこれは簡易版なので、正確なバックグラウンド評価を行うためには、より SGD の実物に近いマスモデルを使用してシミュレー

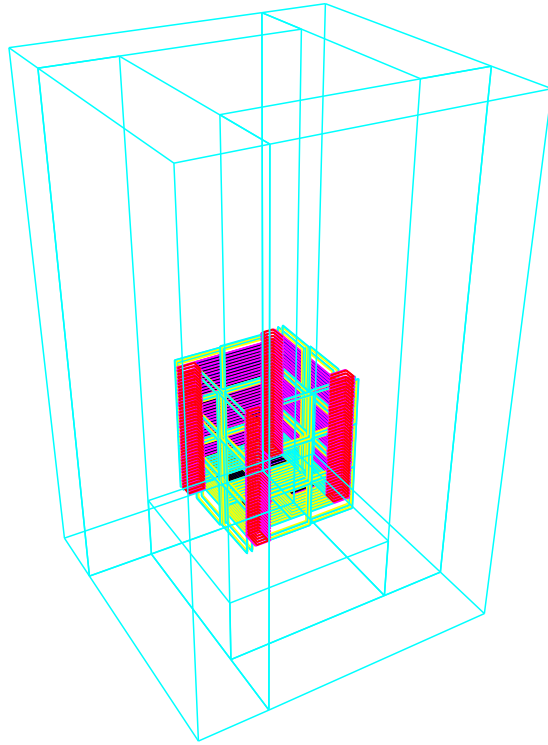


図 5.1: マスモデル revision 6 (r6)。コンプトンカメラ 1 台と 4 cm 厚の BGO シールドで構成される。

入射中性子エネルギー	入射 flux [counts/sec]	照射時間 [sec]	計算時間 (CPU) [sec]
10 keV–1 MeV	179.773	556257	2.1×10^5
1–10 MeV	229.954	434869	1.9×10^5
10–100 MeV	229.937	434901	1.9×10^5
100 MeV–1 GeV	89.8844	1112540	1.9×10^5

表 5.2: マスモデル r6 による大気中性子のエネルギーバンドごとのシミュレーションにおける入射 flux、照射時間及びシミュレーションに要した計算時間

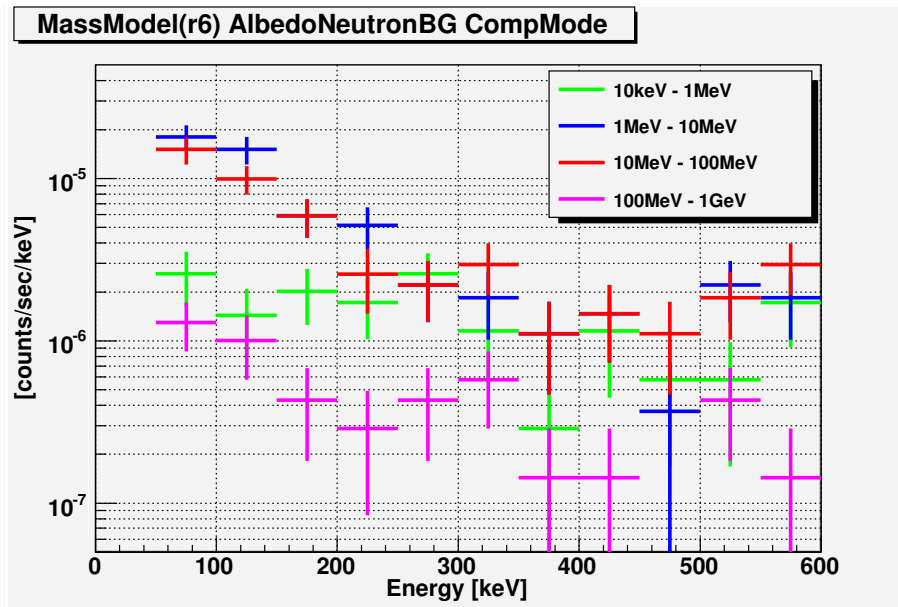


図 5.2: マスモデル r6 による大気中性子のエネルギーバンドごとのシミュレーション結果。入射中性子のエネルギーが 10 keV–1 MeV(緑)、1–10 MeV(青)、10–100 MeV(赤)、100 MeV–1 GeV(紫) におけるバックグラウンドレベル(コンプトンモード)を示すスペクトルである。図では Energy=150–200, 250–300, 350–450 keV で赤と青が重なっている。

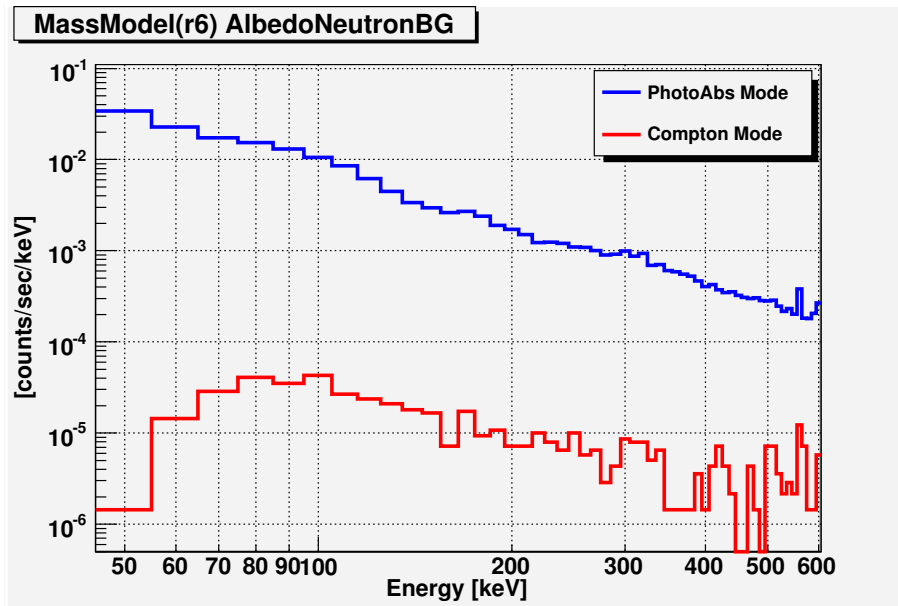


図 5.3: マスモデル r6 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果。中性子のエネルギー範囲は 10 keV–1 GeV であり、それぞれ光電吸収モード(青)、コンプトンモード(赤)におけるバックグラウンドレベルを示す。

シミュレーションを実行する必要がある。設計が進むにつれて、次のようなマスモデルが作成された。SGD 1 ユニット (コンプトンカメラ 1×4 台) のマスモデル r8_4(図 5.4)、更に、硬 X 線望遠鏡 HXT などの SGD 視野内物質や、SGD の排熱に利用するコールドプレートなどの周辺物質を含めたマスモデル r9_3 (図 5.5, 5.11) である*1。これらのマスモデルと簡易版マスモデル r6 との一貫性が保たれているかを検証した (consistency check)。大気中性子のバックグラウンドレベルが同等になれば、一貫性が保たれていることを確認できるので、前節と同様のシミュレーションを行うことにした。表 5.3 に主なシミュレーション条件を示す。入射半径は SGD をすっぽり囲う大きさとした。また、マスモデル r9_3 は SGD 視野内物質である HXT やサイドパネルを除いたものを使用した (図 5.5)。大気中性子のエネルギーは 10 keV–1 GeV とした。

図 5.6 にシミュレーション結果を示す。マスモデルによってコンプトンカメラの台数が違うので 8 台分に揃えた。光電吸収モードについては、バックグラウンドレベルはほぼ一致している。コンプトンモードについては、factor 1.5 程度ばらつく部分もあるが、ほとんど統計誤差の範囲内で一致していると言える。この違いが出る原因は、統計誤差及び BGO シールドのサイズや形状の違いによるものと考えられる。三者間に factor 1.5 程度のばらつきが一部あるものの、マスモデルを三者間で変更してもコンシステントな結果を得られることが分かった。

マスモデル	r6	r8_4	r9_3
入射半径 [mm]	200	371	450
中心 [mm]	(0, 0, 10)	(0, 0, 0)	(0, -1340, 0)
入射個数	4×10^8	3×10^8	5×10^8

表 5.3: consistency check を兼ねた大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーションの主な条件

*1 マスモデル r9_3 は BGO 井戸部の形状がマスモデル r8_4 からマイナーチェンジしているが、ハの字構造は変わらず、BGO 重量にも変更はないため、基本的にバックグラウンド除去などの性能は同等である。また、マスモデル r8_4 にはなかった井戸部の支持具 (CFRP(Carbon Fiber Reinforced Plastics) 製) も新たに組み込まれている。

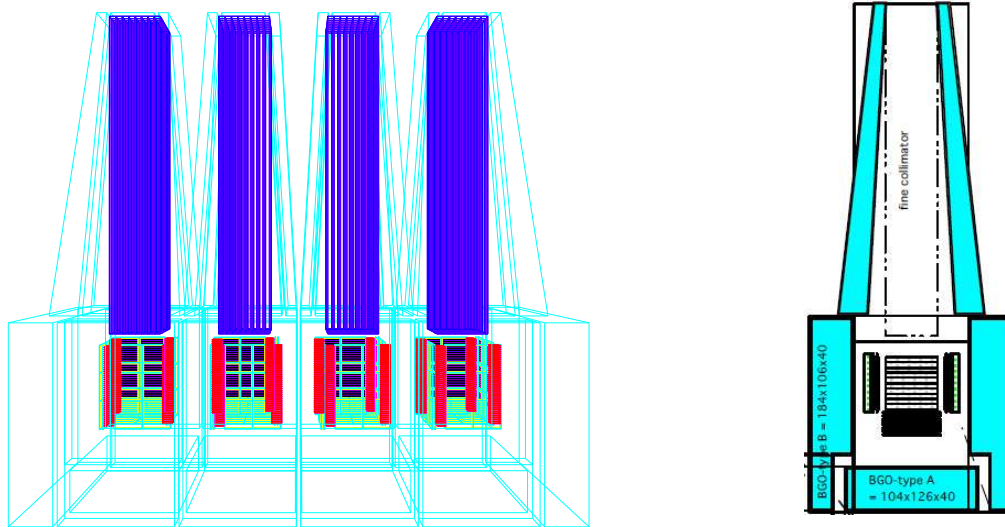


図 5.4: マスモデル revision 8.4 (左; r8_4) と横から見たときの断面図 (右)。設計の都合上、BGO シールド底部側面にはケーブルを通す穴 (切り欠いている部分) がある。

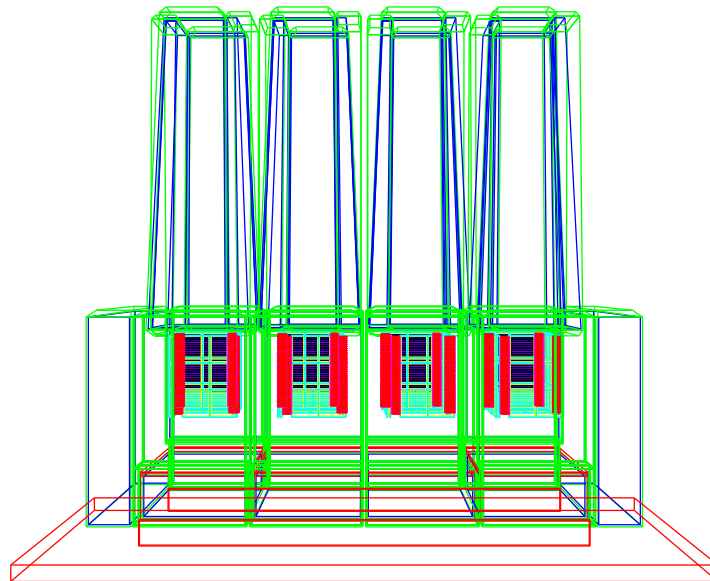


図 5.5: マスモデル revision 9.3 (r9_3)。ただし、視野内物質 (HXT、サイドパネル) は除く。

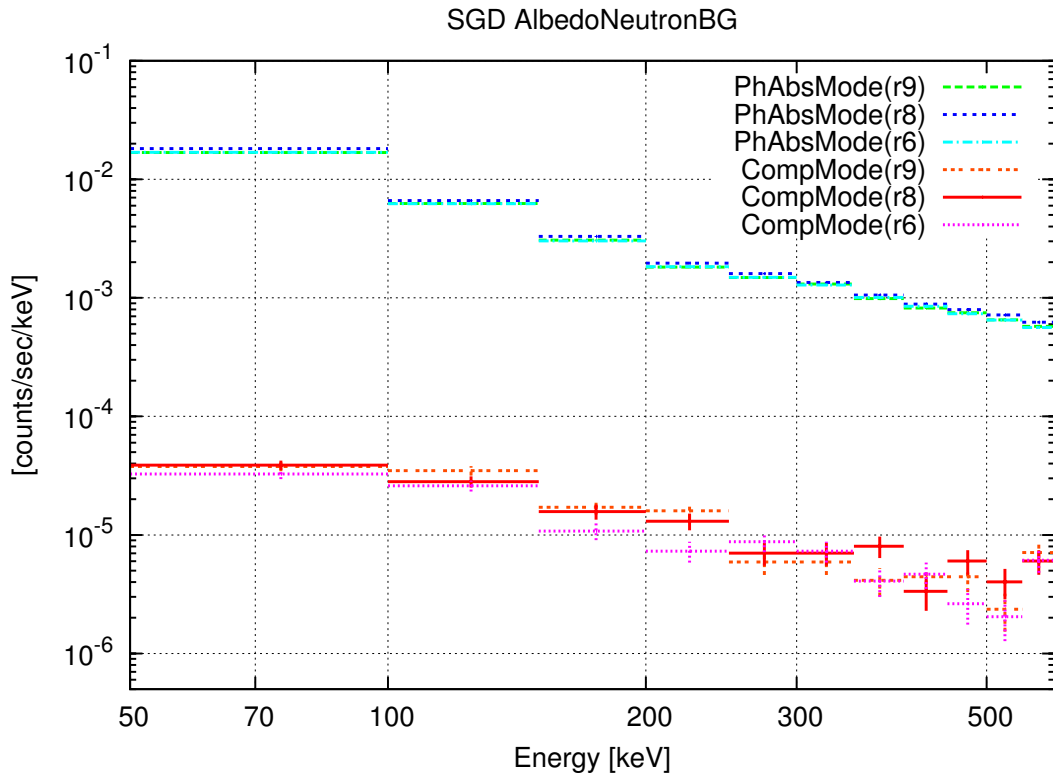


図 5.6: マスモデル r6/r8_4/r9_3 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果。ただし、r9_3 については視野内物質を除く。三者間でバックグラウンドレベルは誤差の範囲内でほぼ一致しているため、マスモデルを変更してもコンシステントな結果を得られると見なせる。

5.1.3 観測モードごとのバックグラウンド

光電吸収モード及びコンプトンモードにおける大気中性子由来バックグラウンドレベルについて調べた。シミュレーション条件について表5.4に示す。SGDはコンプトンカメラ4台を1列に並べたものを1ユニットとして、左右対称になるように衛星サイドパネルに2ユニット設置する予定である。マスモデル r8_4 はコンプトンカメラ4台とそれらを囲うBGOシールド及び視野を絞るためのファインコリメータから構成されるSGD1ユニットのマスモデルである(図5.4)。よって、大気中性子バックグラウンドの評価はマスモデル r8_4 によるSGD1ユニット分のシミュレーションにより得られたスペクトルを2倍することでスケールアップした。

シミュレーション結果のヒストグラムを図5.7に示す。上から光電吸収モード(青)、2ヒットイベント(緑)、コンプトンモード(赤)とイベント選別条件を厳しくするにつれて、劇的にバックグラウンドレベルが下がっていく様子が分かる。この結果が妥当な値なのかを確認するために、次節でモンテカルロシミュレーション以外の方法で求めたバックグラウンドレベルと比較する。

マスモデル	revision 8_4
モデルスペクトル	albedo_neutron_armstrongx2.root
入射エネルギー	10 keV–1 GeV
入射半径	371 mm(4 π 方向, 中心 (0, 0, 0))
入射個数	3×10^8
物理プロセスモジュール	HXISGDRecommendedHad
BGOシールドのスレッシュホールド	25 keV
クエンチングファクター	0.5
cut length	0.001 cm

表 5.4: 観測モードごとの大気中性子バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

5.1.4 モンテカルロシミュレーション以外の方法で求めた予測値との比較

前節のシミュレーション結果をモンテカルロシミュレーション以外の方法で求めたバックグラウンドレベルと比較した。両者の結果がコンシステントであれば、より信頼性の高いバックグラウンド評価ができたことになる。光電吸収モード及びコンプトンモードにおける大気中性子バックグラウンドについて、シミュレーション結果と比較する。

HXD-PINのダイオードはSiで構成されており、その検出原理はSGDの光電吸収モードと同じである。そのため、HXD-PINにおけるバックグラウンドの実測値をSiの体積でスケールアップすることにより、SGDの光電吸収モードにおけるバックグラウンドを求めることが可能である。コンプトンモードにおけるバックグラウンドは、2ヒットイベントの検出効率及びある角度以内にコンプトン散乱する確率を考慮して計算することで求め

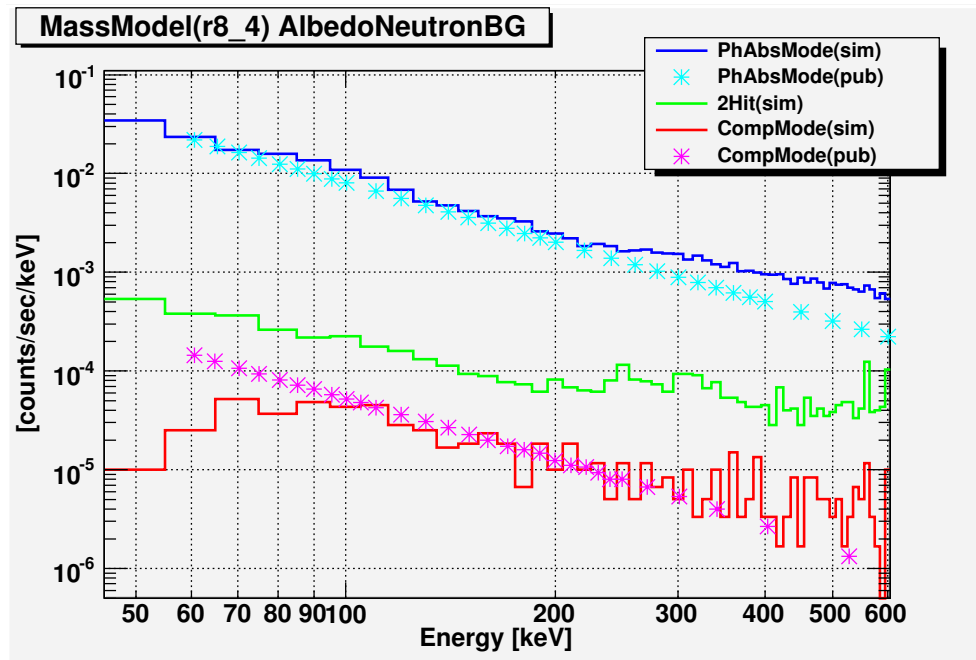


図 5.7: マスモデル r8_4 による大気中性子バックグラウンドのシミュレーション結果。光電吸収モード (青)、2 ヒットイベント (緑; Si-CdTe, CdTe-CdTe)、コンプトンモード (赤) のときのバックグラウンドレベルを示している。また、HXD からスケーリングした値を光電吸収モード (水色)、コンプトンモード (紫; 角度カット) の場合について重ねて表示した。

ることが可能である(角度カット)。エネルギーまで考慮したイベント選別、つまりコンプトン再構成を計算するのが正確な値を求める方法であるが、各エネルギーにおける散乱角について全て計算するのは困難なので角度のみ考慮されている。この方法による見積りは簡易予測ではあるが、物理的に妥当な値を求めることができる。上記のスケーリングなどの計算は全て ISAS の国分氏によって行われ、ASTRO-H チームに応答関数と共に公開し、SGD の科学観測のシミュレーションなどに用いられている(図 2.7(右; 緑色))。

図 5.7 にこの公開バックグラウンドを * 印で示す。水色が光電吸収モード、紫色がコンプトンモードである。公開バックグラウンドとシミュレーション結果は、光電吸収モードでは <200 keV ではほぼ一致している。Armstrong *et al.* (1973)[24] の理論計算による中性子スペクトルを用いて求めた HXD-PIN のバックグラウンドは、実測値の 1/2 程度を再現する。これを参考に、本研究のシミュレーションでは Armstrong *et al.* (1973) を 2 倍したスペクトルを使用しており、この結果はスペクトルの妥当性も示している。>300 keV で factor 2 程度のずれがあるのは、スケーリングが HXD-PIN の実測を基に高エネルギー側まで外挿しているためと考えられる。一方、2 ヒットイベントについては、イベント選別条件を厳しくするにつれてバックグラウンドレベルは下がっていき、おおよその大小関係が、

単純な 2 ヒット (緑) > 角度カット (予測値; 紫) \geq コンプトンモード (赤)

であり、コンプトンモードにおけるシミュレーション結果とスケーリングによる予測値はほぼ一致している。ただし、<100 keV ではシミュレーションによるコンプトンモード(赤)のバックグラウンドレベルが下がっていく。これは HXD-PIN のスケーリングによる予測では取り込んでいなかったコンプトン再構成によって、低エネルギー側のバックグラウンドイベントを除去する効果が見えているためである。以上より、スケーリングによる予測値が物理的に妥当であり、かつ conservative な見積りになっていることを確認できた。さらにシミュレーションによって、コンプトン再構成も含めたバックグラウンド評価を行うことができた。

5.2 視野内物質によるバックグラウンドへの影響の評価

視野内物質と宇宙線が相互作用することで生成された即発粒子がSGDのバックグラウンド源になる可能性がある。例えば、陽子と物質による非弾性散乱が起こると、中性子やガンマ線など多数の粒子が生成される。これらの即発粒子がSGD視野内物質との衝突により生成された場合、有力なバックグラウンド源となる可能性がある。この節では、陽子の非弾性散乱によって生成される中性子(5.2.1節)及び電子の制動放射によって生成される光子(5.2.2節)がバックグラウンドとしてどの程度寄与するのかを調べた。

5.2.1 一次陽子による即発中性子のバックグラウンドへの影響

SGDの視野内物質として挙げられるものに硬X線望遠鏡HXTがある。HXTは硬X線撮像検出器HXIの集光系であり、主にアルミニウム(Al)で構成されている。SGDによる観測とは直接的な関係はないが、SGDの視野内に設置されるため、バックグラウンドレベルにどの程度影響するかを定量的に調べておく必要がある。ここでは即発中性子について、以下のような流れで調べた。

- ① Alに対する陽子の反応断面積から、HXTで生成される中性子の量及びそれらがSGDの検出部と反応する確率を計算により求める。
- ② 計算による見積もりとシミュレーション結果とを比較する。
- ③ さらに大気中性子バックグラウンドと比較して、HXTで生成される中性子はバックグラウンドとしてどの程度効くのか調べる。

まず①について計算した。陽子の非弾性散乱断面積 $\sigma(E)$ は以下のような式で近似される[25]。

$$\begin{aligned}\sigma(E) &= \sigma_{\text{he}} \left[1 - 0.62 \exp\left(-\frac{E}{200}\right) \sin(10.9E^{-0.28}) \right] \\ \sigma_{\text{he}} &= 45A^{0.7} [1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)]\end{aligned}\quad (5.2.1)$$

ここで、 σ_{he} の単位は[m barn]であり、陽子のエネルギー E の単位は[MeV]である。アルミニウムとの反応を考えると質量数 $A = 27$ なので、式(5.2.1)は図5.8のようになる。断面積は $E > 1$ GeVでほぼ一定となり、 $\sigma = 450$ mbarnである。また、非弾性散乱1回当たりの中性子の平均生成個数を図5.9に示す[26]。 $E > 2$ GeVでほぼ一定となり、反応1回当たり約2個の中性子が生成される。HXTで用いられるAlの質量は99 kgである。これを同じ質量の球で近似すると、半径は20.6 cmであり、平均の厚さを30 cmとする。次にHXTに入射する陽子のfluxを計算する。ここでは、一次陽子が入射する場合を考える。モデルスペクトルは第3章の図3.5(紫)で示したものをを用いる。エネルギー範囲を2.31–100 GeV、 4π 方向(半径360 mm)からの入射を仮定すると、陽子のfluxは54.4 proton/secとなり、さらにAlの近似球の大きさを考慮すると、

$$54.4 \text{ proton/sec} / 36^2 \pi \text{ cm}^2 \times 20.6^2 \pi \text{ cm}^2 = 17.8 \text{ proton/sec}$$

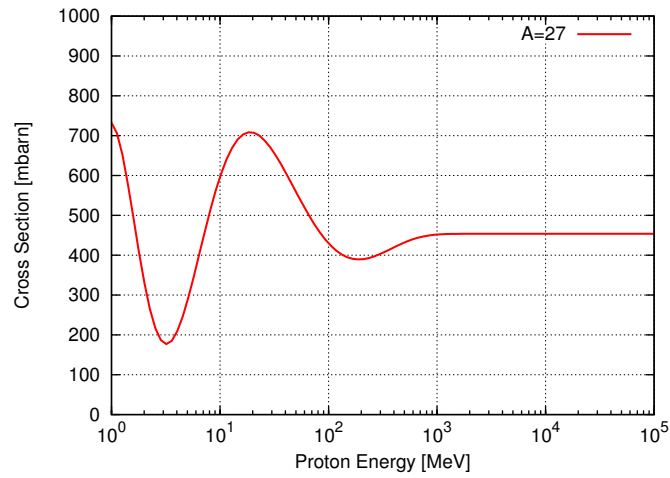


図 5.8: Al に対する陽子の非弾性散乱断面積

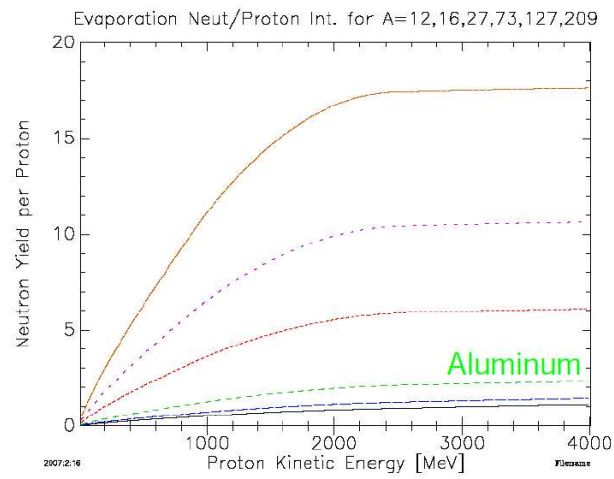


図 5.9: 非弾性散乱 1 回当たりに生成される中性子の平均個数 [26]。緑の点線が Al の値であり、 >2 GeV では反応 1 回当たり約 2 個の中性子が生成される。

となる。また、体積当たりの Al 原子の個数は、アボガドロ数を N_A とすると、

$$2.7 \text{ g/cm}^3 \times N_A \text{ atom/mol} / 27 \text{ g/mol} = 6.02 \times 10^{22} \text{ atom/cm}^3$$

となる。ここまでの計算結果を表 5.5 にまとめた。これらを全てかけ合わせると HXT における中性子の生成量は約 29 neutron/sec と求められる。

非弾性散乱の反応断面積	450 mbarn
反応 1 回当たりの中性子の平均生成個数	2
アルミ球の平均の厚さ	30 cm
一次陽子の flux	17.8 proton/sec
体積当たりの Al 原子の個数	6.02×10^{22}

表 5.5: Al に対する陽子の非弾性散乱による即発中性子の生成量に関する計算項目とその結果

中性子の生成量が求まったので、次に、HXT から飛び出した中性子がコンプトンカメラの Si パッドに直接入り込んで弾性散乱する量を計算する。ここで、HXT で生成された中性子は一様等方に飛び出すと仮定する。HXT と Si パッドの位置関係を図 5.10 に示す。HXT から Si パッドを見込む割合は、

$$(\text{HXT から Si パッドを見込む面積}) / (\text{HXT-Si パッド間の距離を半径とする球面積})$$

で求めることができ、以下のようになる。

$$5.39^2 \text{ cm}^2 \times \sin 82^\circ / 4\pi \times 586^2 \text{ cm}^2 = 6.7 \times 10^{-6}$$

Si による中性子弾性散乱イベントの検出効率は、東京大学牧島研究室の北口氏により Geant4 を用いて計算されている。それによると 2 mm 厚では約 2 % であり、Si パッドは 0.6 mm 厚なので 0.6 % とする。また、コンプトンカメラ 1 台当たり Si パッド 32 枚、4 台分あることも考慮する。ここまでの計算により、HXT で生成された中性子が Si パッドと 1 回弾性散乱する割合を以下のように求めることができる。

$$29 \text{ neutron/sec} \times 6.7 \times 10^{-6} \times 0.006 \times 32 \times 4 = 1.5 \times 10^{-4} \text{ counts/sec}$$

続いて、②シミュレーションを用いた見積もりを行った。シミュレーションで使用したマスモデル r9_3 を図 5.11 に示す。ただし、サイドパネルは除外した。また、実際の HXT は薄いアルミ板を何層も重ね合わせた構造をしているが、簡単のため全体の大きさを設計と合わせた円柱の塊とし、質量が合うように密度を調整して近似したマスモデルを使用する。その他のシミュレーション条件を表 5.6 に示す。HXT に一次陽子を照射し、Si パッドで検出されるイベント数を調べる。HXT で生成された中性子を考えるため、イベント選別条件は「全ヒット数 = 2」かつ「Si パッドで検出」とした。この条件で得られたイベントレートは $20 / 183759 \text{ sec} = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-4} \text{ counts/sec}$ であった。これは、①で求め

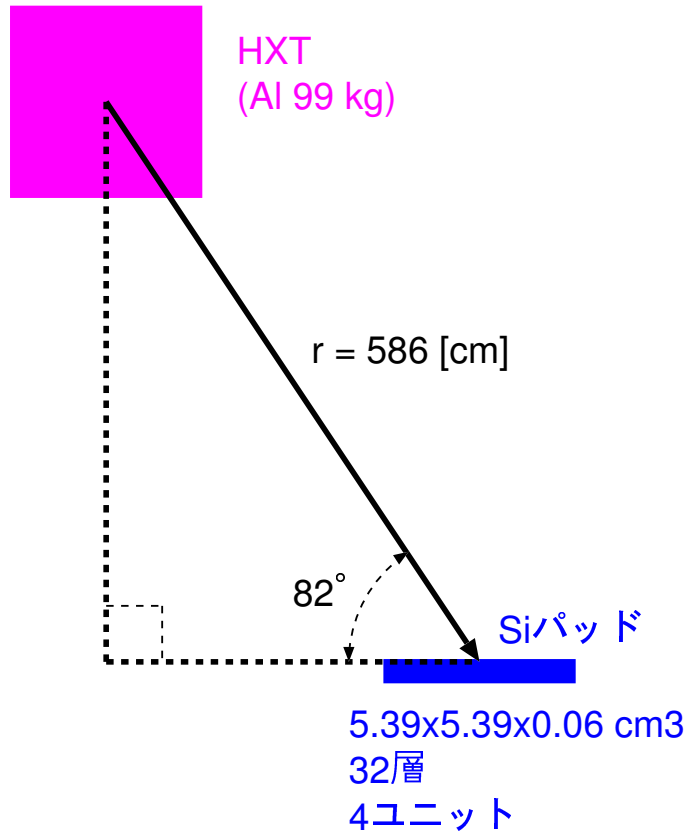


図 5.10: HXT と Si パッドの位置関係

マスモデル	r9_3 (サイドパネルは除外、HXT は Al 密度を薄める)
モデルスペクトル	cosmic_proton_spectrum.root
入射エネルギー	2.31–100 GeV
入射半径	360 mm (4 π 方向、中心 (0, -550 mm, 5750 mm))
入射個数	1×10^7
物理プロセスモジュール	HXISGDRcommendedHad
cut length	0.001 cm

表 5.6: HXT に対する宇宙線一次陽子の非弾性散乱により生成される中性子の量を見積もるためのシミュレーション条件

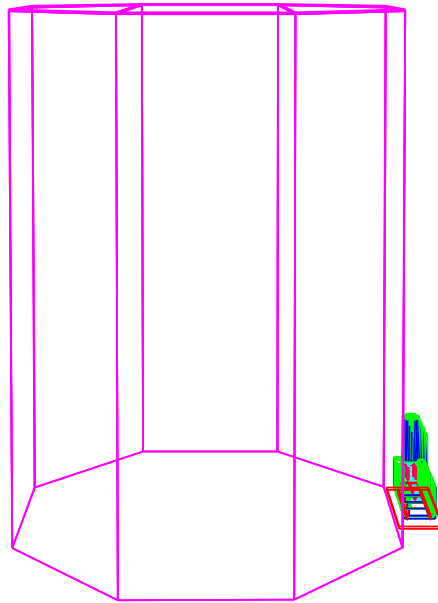
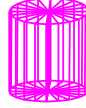


図 5.11: マスモデル revision 9_3 (r9_3) のフルジオメトリ。HXTに使用するアルミニウムの質量は 99 kg、サイドパネルに使用するアルミニウムは 2 mm 厚で一枚につき 17 kg である。

た値と factor 1.5 で一致する。反応断面積等を用いた計算値とシミュレーション値が一致したため、より確からしい値を得られたと言える。

最後に、③大気中性子の場合との比較を行った。SGD に対して大気中性子を照射し、Si パッドにヒットするイベント数を調べた。シミュレーション条件を表 5.7 に示す。結果として得られたイベントレートは $359412 / 135379 \text{ sec} = 2.7 \times 10^0 \text{ counts/sec}$ であった。HXT で生成された中性子が Si パッドにヒットするイベントレートは、大気中性子の場合と比較して $1/20000$ 以下である。そのため、HXT で生成される中性子は SGD のバックグラウンドとして寄与しないとみなせる。

マスモデル	r9_3 (HXT とサイドパネルは除外)
モデルスペクトル	albedo_neutron_armstrongx2.root
入射エネルギー	10 keV–1 GeV
入射半径	450 mm (4 π 方向)
入射個数	5×10^8
物理プロセスモジュール	HXISGDRecommendedHad
cut length	0.001 cm

表 5.7: 大気中性子バックグラウンドを見積もるためのシミュレーション条件

ASTRO-H 衛星のサイドパネルにも Al が使用される。そこで、サイドパネルで生成される中性子のバックグラウンドへの寄与について、①と同様の計算を行った。ここで考慮したのは衛星の側面 (8 枚) 及び上部のパネルである。結果として、 $8.1 \times 10^{-3} \text{ counts/sec}$ という値を得た。大気中性子の場合と比較すると $1/300$ 以下なので、サイドパネルで生成される中性子はバックグラウンドとして効かないと見なせる。結局、視野内物質で生成される即発中性子は、SGD のバックグラウンドとしてほとんど寄与しないことが分かった。ただし、中性子は BGO シールドによる遮蔽効果が小さいため、SGD の視野外、つまり ASTRO-H 衛星のあらゆる筐体部分で生成され、SGD に入り込んでくる。よって、そのような中性子のバックグラウンドへの寄与を評価するために、ASTRO-H 衛星のフルジオメトリによるシミュレーションもしくは計算による見積もりを行うことが今後の課題である。

5.2.2 一次電子による制動放射のバックグラウンドへの影響

一次電子が HXT と相互作用した際に放出される光子 (制動放射) 由来のバックグラウンドについて調べた。方法としては、前節の即発中性子のバックグラウンド評価と同様のシミュレーションを行った。シミュレーション条件を表 5.8 に示す。イベント選別条件についても前節と同じく、「全ヒット数 = 2」かつ「Si パッドで検出」とした。この条件で得られたイベントレートは $56 / 1260720 \text{ sec} = (4.4 \pm 0.6) \times 10^{-5} \text{ counts/sec}$ であった。これは、前節で行った評価によってバックグラウンドとしてほぼ寄与しないことが分かった即

発中性子のイベントレートよりも、さらに1桁程度小さい。この結果より、HXTに対する宇宙線一次電子の制動放射は、SGDのバックグラウンドとして寄与しないと見なせることが分かった。ただし、二次電子の方がエネルギーが低く、SGDのエネルギー帯域に近い制動放射を起こすと考えられる。よって、この二次電子の寄与を評価することが今後の課題である。

マスモデル	r9_3 (サイドパネルは除外、HXTはAl密度を薄める)
モデルスペクトル	cosmic_electron_spectrum.root
入射エネルギー	2.31–100 GeV
入射半径	360 mm (4 π 方向、中心 (0, -550 mm, 5750 mm))
入射個数	1×10^7
物理プロセスモジュール	HXISGDRecommendedHad
cut length	0.001 cm

表 5.8: HXT に対する宇宙線一次電子の制動放射により生成される光子の量を見積もるためのシミュレーション条件

5.3 SAA 中で浴びる陽子の量の BGO シールド厚依存性の評価

SGD は主検出器の半導体素子として CdTe を使用するなど原子番号の大きな物質を使用しており、SAA 通過などに伴う放射化により検出器自体がバックグラウンド源となる。そのため我々 SGD 開発チームでは、CdTe 検出器の放射化実験データを基に SGD の放射化バックグラウンドの予測値を求め、これを公開バックグラウンドに含めている (図 2.7 右の青色)。この放射化由来のバックグラウンドレベルは、SGD の検出部が浴びる陽子の量が多いほど高くなる。陽子が SGD 内部にどれだけ侵入するかは BGO シールド厚によって変化すると予想される。つまり、放射化由来のバックグラウンドレベルは BGO シールド厚に依存する。しかしながら、衛星システムには重量制限があるため十分な厚さをもった BGO シールドを使用できるとは限らない。そこで、BGO の重量を削減するとどの程度バックグラウンドが増えるかを、SGD シミュレータを用いて調べた。

シミュレーション条件を表 5.9 に示す。マスモデルは r8_4 (図 5.4) を使用し、BGO シールド厚を 0.0/2.5/5.0 mm 薄くするというように 3 パターンについて調べた。主検出器の側面及び底面のシールドは、現段階の設計では厚さ 40 mm の直方体であるため、単純に厚さを変えた。設計の都合上切り欠きのある部分は、外側から薄くした。井戸部はハの字形をしているが、上辺の長さを変えずに下辺を短くするという要領でシールドを薄くした。これによる重量削減は -2.5 mm で 6 % 減、-5 mm で 12 % 減である。この SGD に対して SAA 陽子を照射し、「Si」、「CdTe(Bottom, Side)」もしくは「ファインコリメータ」に最初にヒットした陽子のエネルギー分布、つまり各部が浴びる陽子のスペクトルを調べた (5.3.1 節)。また、BGO シールド厚削減の最適化の材料として、BGO シールドのどの部分を通してくる多いかについての位置依存性を調べた (5.3.3 節)。

マスモデル	r8_4		
BGO シールド厚	default	-2.5 mm	-5.0 mm
BGO の重量	115.3 kg	108.7 kg(6 % 減)	102.0 kg(12 % 減)
モデルスペクトル	trapped_proton_spectrum.root		
入射エネルギー	1-800 MeV		
入射半径	371 mm (4 π 方向)		
入射個数	各 7 \times 10 ⁶		
物理プロセスモジュール	HXISGDRrecommendedHad		
BGO シールドのスレッシュホールド	30 keV		
クエンチングファクター	0.5		
cut length	0.001 cm		

表 5.9: BGO シールド厚の変更による SGD 検出部が浴びる SAA 陽子の量の変化を調べるためのシミュレーション条件

5.3.1 SAA 陽子被曝量のエネルギー依存性

図5.12, 5.13にSAA陽子被曝量のエネルギー依存性の解析結果を示す。図5.12はSGD(マスモデル r8_4(default)) に対して 4π 方向から一様にSAA陽子を照射したときに、SGD検出部の各部分が浴びる陽子のエネルギーをヒストグラムにしたものである。Si/CdTeよりもファインコリメータの表面積の方が大きいので、陽子がヒットするイベント数も大きい。また、数10 MeV以下にまで伸びているのは、BGOシールドのない真上から、つまり開口角から入ってきた成分であると考えられる。

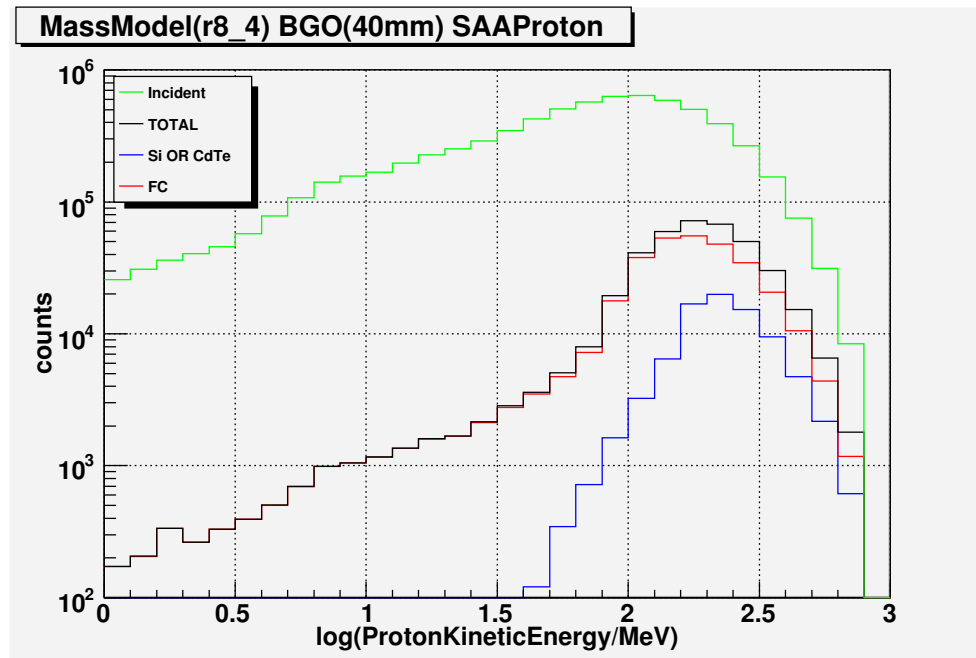


図 5.12: SGD(マスモデル r8_4) の検出部が浴びる SAA 陽子の flux。それぞれ SAA 陽子の全照射数(緑)、ファインコリメータが浴びる数(赤)、Si もしくは CdTe が浴びる数(青)、ファインコリメータ/Si/CdTe が浴びる照射数(TOTAL; 黒)を表す。

図5.13はBGOシールドの厚さを変更したときにSGD検出部にヒットするSAA陽子の変化量を示している。ファインコリメータの結果をしてみると、100 MeVにおけるイベント数はBGOシールドが2.5 mm 薄い場合は15%、5.0 mm 薄い場合は31%増えた。つまり、削ったBGOの厚さに比例して、通過してくる陽子は増加する。一方、 <10 MeV もしくは >200 MeV では有意な差はない。これは、 <10 MeV はBGOの開口角から入ってくる成分、 >200 MeV は高エネルギーの陽子がBGOシールドを突き抜けてくる成分のためである。また、全エネルギーでのイベント数の積分値は、5.0 mm 薄い場合、9%増加する。他方、Si もしくは CdTe の結果をしてみると、100 MeVにおけるイベント数はBGOシールドが2.5 mm 薄い場合は20%、5.0 mm 薄い場合は33%増えた。 >200 MeV では有意な差はなく、全エネルギーでのイベント数の積分値は、5.0 mm 薄い場合、13%増加する。以上をまとめると、削減した重量と同じか、若干多い割合で放射化由来のバックグラウンドが増えることを定量的に予測できた。

この結果からスケーリングすることで、BGO シールド厚によって放射化由来バックグラウンドレベルがどの程度変化するかを見積もることができる。BGO シールドを 5 mm 薄くした場合、SGD の検出部が浴びる SAA 陽子の量は 10 % 程度増加する。SGD の公開バックグラウンドレベル (図 2.7(右)) は、連続成分については、 <100 keV では大気中性子由来が主成分であり、 >100 keV では中性子成分と放射化成分は同程度であるため、放射化成分が 10 % 増加したとしてもバックグラウンドレベル全体に対して大きな影響はない。一方で、ライン成分については放射化由来の成分が支配的であるが、BGO シールドを 5 mm 薄くしたとしても増加量は 10 % 程度である。

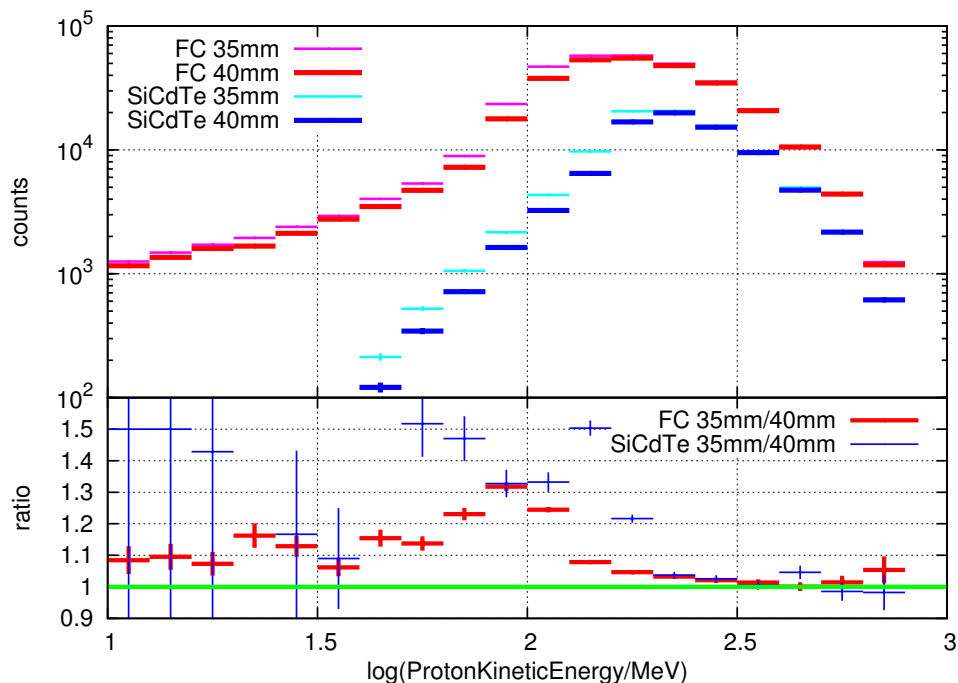


図 5.13: BGO シールド厚を変更した場合に SGD 検出部が浴びる SAA 陽子 flux の変化。Si/CdTe にヒットしたイベント数を青系、ファインコリメータにヒットしたイベント数を赤系の色で表している。厚さはそれぞれ 40.0 mm (default; 濃い色)、35.0 mm (-5.0 mm; 薄い色) の場合を示す。

5.3.2 SAA 陽子被曝量の入射角度依存性

前節の結果に対応して、SGD の検出部まで達する陽子の入射角度依存性を調べた。図 5.14 にその結果を示す。上図は、 $dirz = -1$ が SGD の真上から、 $dirz = 1$ が真下からの入射を表している。ファインコリメータにヒットするイベント数 (赤) は上方向からの入射が多く、下方向は少ない。ただし、 $dirz = -1$ 付近でイベント数が減少する。これは、入射角度の立体角の効果が見えているからである。一方、主検出部 (Si/CdTe) にヒットするイベント数 (青) は下方向からの入射が多く、上方向は少ない。下図は、 $\Phi = 0, \pm 180$ は図 5.4 の紙面平行方向から、 $\Phi = \pm 90$ は図 5.4 の紙面垂直方向からの入射を表している。

後者の方がSGDを見込む面積が大きいので、イベント数が多い。BGOシールドを薄くすると全体的にイベント数が増加し、極端に増加する部分はないことが分かった。

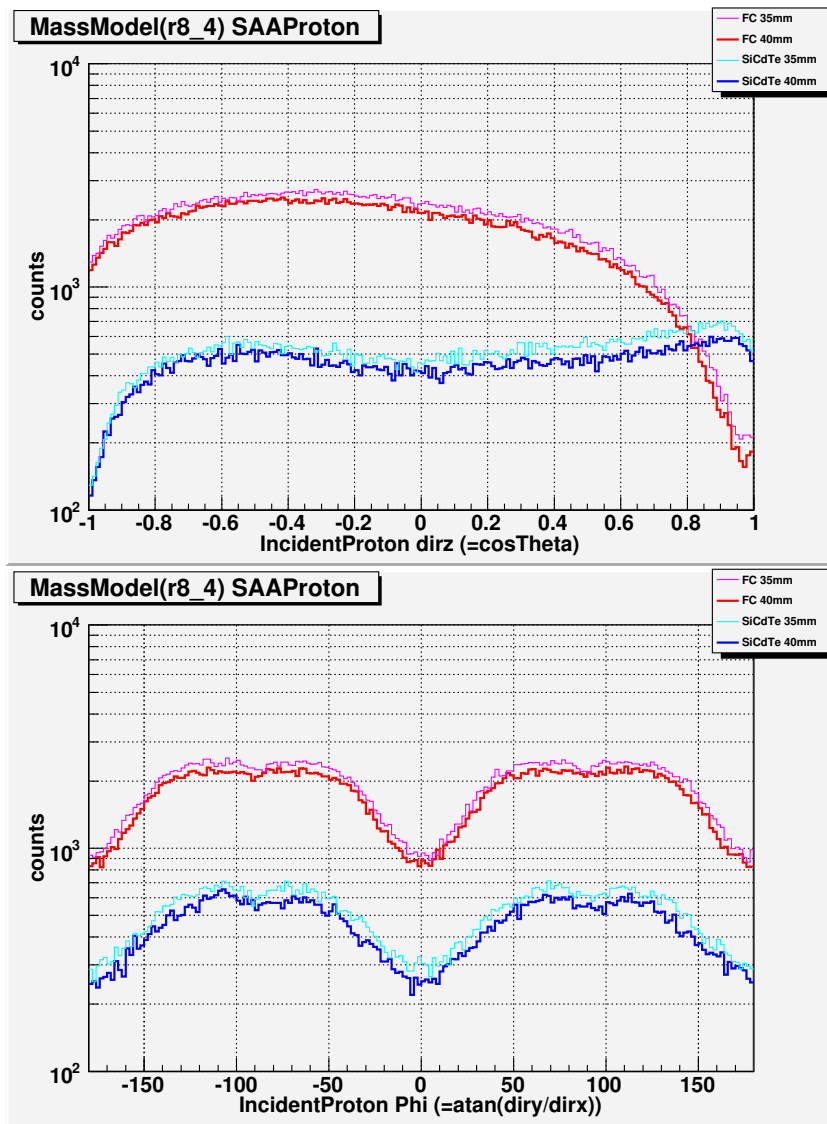


図 5.14: BGOシールド厚を変更した場合にSGD検出部が浴びるSAA陽子の入射角度分布の変化。Si/CdTeにヒットしたイベント数を青系、ファインコリメータにヒットしたイベント数を赤系の色で表している。厚さはそれぞれ40.0 mm(default; 濃い色)、35.0 mm(-5.0 mm; 薄い色)の場合を示す。

5.3.3 SAA 陽子阻止能の位置依存性

BGO 重量削減のためシールドを薄くする場合、一様に薄くした結果、ある部分を突き抜ける陽子の量が極端に増加してしまう、ということは避けたい。そこで、SAA 陽子が SGD の各検出部にまで到達したとき、BGO シールドのどの位置を通過してきたかを調べた。図 5.15, 5.16 にその解析結果を示す。図 5.15 は、マスモデル r8.4(default) において、SAA 陽子が BGO シールドのどの位置 (高さ方向の座標 = $posz$) にヒットして (通過して)、SGD 各部に到達するかを表す分布である。それぞれ「Si or CdTe-Bottom(青)」、「CdTe-Side(緑)」、「ファインコリメータ (赤)」に到達した場合を示している。図左下から分かるように、 <100 MeV の低エネルギー陽子に対しては BGO の遮蔽効果がよく表れていて、イベント数は BGO シールドが薄い部分ほど多くなる。具体的には、BGO シールドの井戸部はハの字形であり上部ほど薄い構造 (図 5.4 右) のため、ファインコリメータにヒットするイベント数 (赤) は主検出器に近い下部ほど小さくなる。また、BGO シールドの井戸部と底部の間には 4 mm の隙間があり ($posz = -67$ 付近; 図 5.4 右)、その付近では実効的に薄くなるため、Si、CdTe、ファインコリメータともにイベント数が多くなる。他方、図右下から分かるように、 >500 MeV の陽子に対しては BGO の遮蔽効果は小さい。ファインコリメータのイベント数がフラットに分布していることからその様子がよく分かる。また、各検出部の端の方ではピークが立っている。これは各部の表面で最初のヒットが起りやすいためであると考えられる。一方、 $posz = -220$ 付近のピークは、設計の都合によるシールドの切り欠き部分が $posz = -200$ 付近にあり、そのために実効的に薄くなっている効果が見えていると考えられる。

図 5.16 は BGO シールドを薄くしたとき、遮蔽効果が変わる位置を表したものである。それぞれ Si もしくは CdTe-Bottom(上)、CdTe-Side(中)、ファインコリメータ (下) にヒットした場合に分けて示した。BGO シールドを一様に薄くしたとき、ある部分だけ極端に SAA 陽子のヒット数が増えるならば、その部分はあまり削らない方がよいということになる。図を見ると、BGO シールドの切り欠き部分 ($posz = -220$ 付近のピーク周辺) で、厚さの変化に伴いピークの位置 (BGO シールドにヒットする位置) がずれていくのが見える。これ以外は、厚さの変化によって極端にシールドの効果が変わる箇所はなく、BGO シールド厚を一様に薄くしても、検出部が浴びる SAA 陽子の量を不必要に増やすことはないことが分かった。

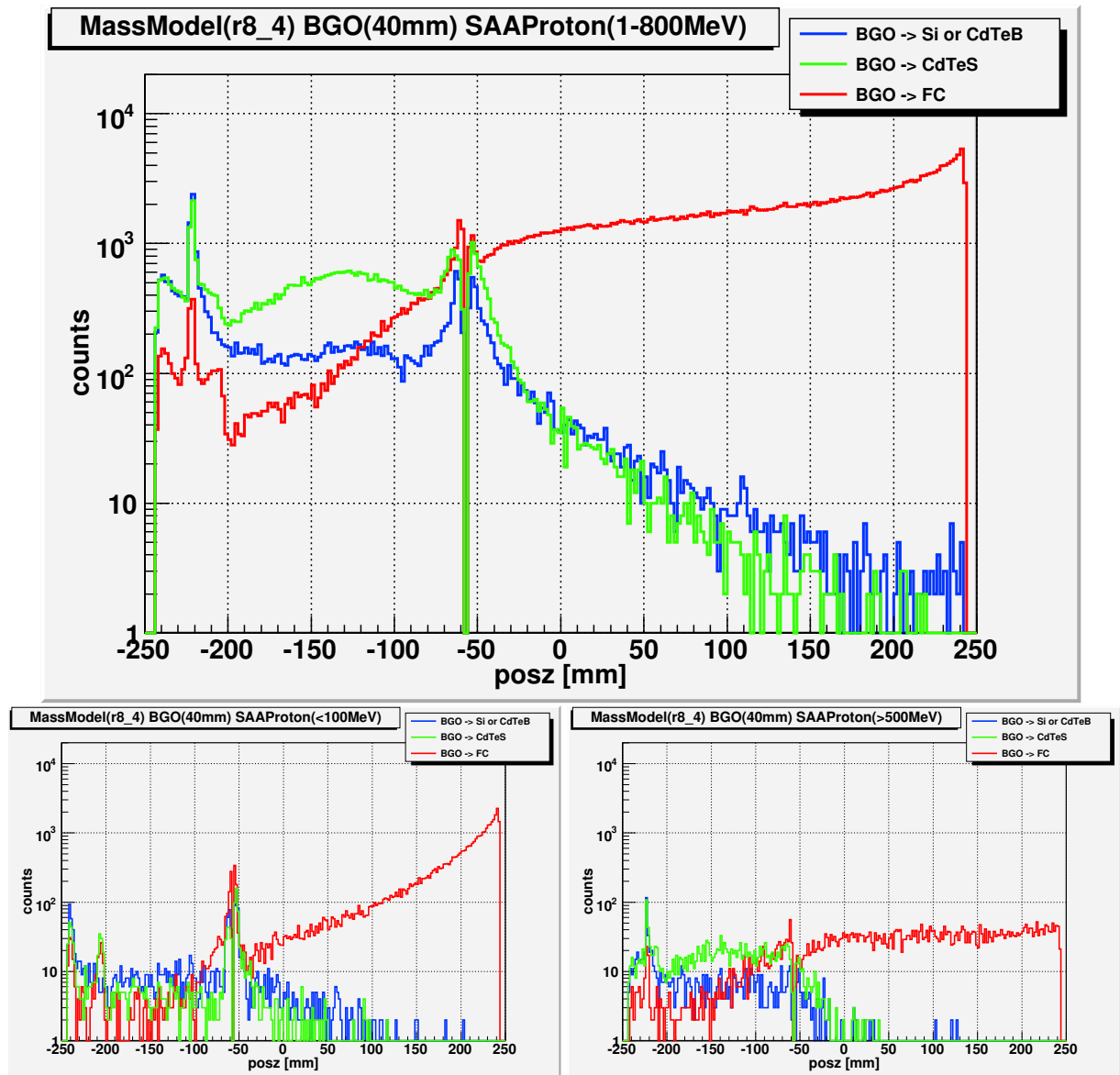


図 5.15: SAA 陽子が SGD 検出部に到達したとき通過してきた BGO シールドの位置 (厚さ 40mm(default) の場合)。それぞれ全エネルギーバンド (上; 1-800 MeV)、<100 MeV(左下)、>500 MeV(右下) の場合を示している。縦軸: イベント数、横軸: 高さ方向の座標 (posz) である。コンプトンカメラ (Si/CdTe) は $-170 < \text{posz} < -88$ に、ファインコリメータは $-78 < \text{posz} < +245$ に位置している。

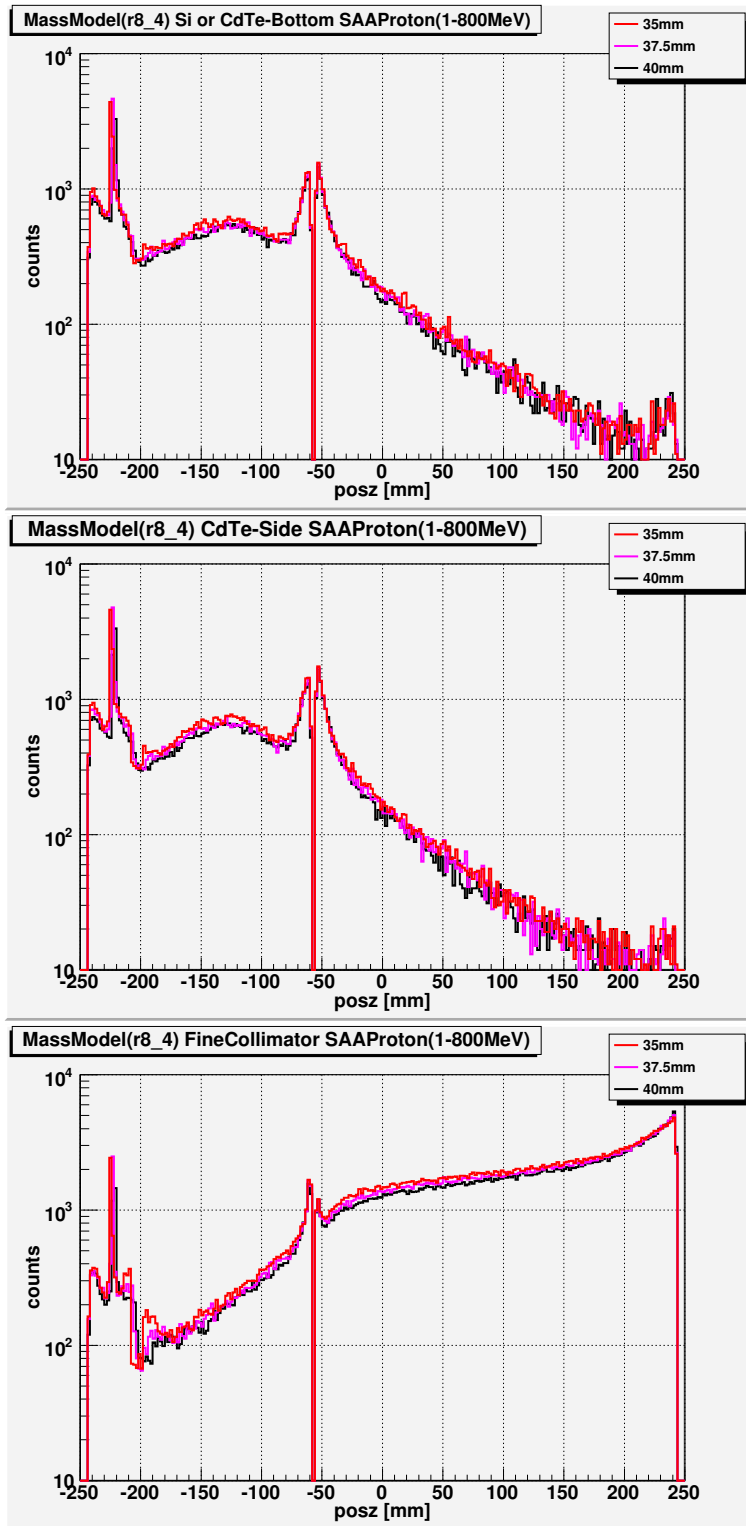


図 5.16: SAA 陽子が SGD 検出部に到達したとき通過してきた BGO シールドの位置及びシールド厚を変更した場合の変化。それぞれ Si もしくは CdTe-Bottom(上)/ CdTe-Side(中)/ファインコリメータ (下) にヒットしたイベントである。縦軸: イベント数、横軸: 高さ方向の座標 (posz) である。コンプトンカメラ (Si/CdTe) は $-170 < \text{posz} < -88$ に、ファインコリメータは $-78 < \text{posz} < +245$ に位置している。

5.4 放射化由来バックグラウンドの評価

3.3.3 節で説明した放射化由来バックグラウンドについて評価した。ここで行うシミュレーションのことを簡単に放射化シミュレーションと呼ぶことにする。SGD は主検出部の半導体素子として CdTe を使用するなど原子番号の大きな物質を使用しており、SAA 通過などに伴う放射化により検出器自体がバックグラウンド源となる。この検出器の放射化由来バックグラウンドを調べるためには、どの放射性同位体がどのくらいの割合で生成され、崩壊に伴ってどの程度バックグラウンドとして寄与するのかを正確に見積もる必要がある。SGD シミュレータでは物理過程を取り扱うライブラリとして Geant4 を用いたが、衛星軌道上の放射化シミュレーションに関しては MGGPOD の方が実績があり信頼性が高い(5.4.1 節)。そのため、次節で説明するような 3 段階に分け、それぞれの段階で適切なツールを用いてシミュレーションを実行することにした。次節で放射化シミュレーションの手順について説明する。この放射化シミュレーションの枠組みは ISAS 高橋研究室の小高氏を中心に開発された。

5.4.1 放射化シミュレーションの手順

放射化シミュレーションは次の 3 Step に分けて行う。

Step 1 : 放射性同位体の生成

Step 2 : 生成された放射性同位体の崩壊レートの計算

Step 3 : 放射性同位体の崩壊後

Step 1, 2 はこれまでの SGD シミュレータではなく MGGPOD を用いてシミュレートする。MGGPOD とは、GEANT3 ベースの衛星軌道上シミュレーション専用のツールである。これまでに Wind 衛星 (1994-) 搭載 TGRS^{*2} 検出器や INTEGRAL 衛星 (2002-) 搭載 SPI^{*3} 検出器の放射化バックグラウンドの評価に成功している [27] ため、現時点で最も信頼できるツールと言える。**Step 3** はこれまでの SGD シミュレータを改良し、**Step 2** までの出力を取り込み **Step 3** を実行できるようにしたもの (SGD シミュレータ改) を用いてシミュレーションを行う。こうすることで最終的な出力形式をこれまでの SGD シミュレータと揃えることができる。これらの枠組みは ISAS 高橋研究室の小高氏を中心に開発されたが、結果のクロスチェックを兼ねて、**Step 3** について自分でシミュレーションを実行した。以下、各ステップの内容と **Step 3** のシミュレーション結果について述べる。

Step 1

Step 1 ではどの放射性同位体がどのような割合で生成されるかを計算する。衛星軌道上における宇宙線環境を仮定し、宇宙線粒子と検出器との相互作用により生成される放射

^{*2}Transient Gamma-Ray Spectrometer

^{*3}The Spectrometer aboard INTEGRAL

性同位体を MGGPOD を用いたシミュレーションにより調べる。

入射粒子は SAA 中の陽子とし、これまでと同様、平均化されたモデルスペクトルを使用する。モデルスペクトルは SPENVIS^{*4}[28] を使い、ASTRO-H 衛星の軌道上 (高度 550 km、軌道傾斜角 31°) を仮定して作成されている。また、SGD のマスモデルは r8_4 (図 5.4) を使用した。

Step 2

Step 2 では生成された放射性同位体の崩壊レートを計算する。崩壊レートは、宇宙線粒子の照射時間 (irradiation time) 及び照射を止めた後の経過時間 (cooling time) に応じた計算により求める。求めたレートをマスモデルの各パーツ (Volume) ごと及び放射性同位体ごとにリスト化する。崩壊レートリストは数通りのパターンのもので作成する。例えば、Volume = CdTe-Bottom、irradiation time = SAA 通過 1 回分、cooling time = 6000 秒後の場合、崩壊レートリストのファイル名は CDT1_saa_6000s.radi とし、その中身は放射性同位体と崩壊レートが並んだテキストファイルである。

Step 3

図 5.17 に放射化シミュレーション Step 3 の大まかな流れを示す。Step 3 では放射性同位体の崩壊からシミュレートし始め、Step 1, 2 の結果も利用して放射化由来バックグラウンドレベルを求める。Step 1, 2 では MGGPOD を使用するのに対して、Step 3 ではこれまでの SGD シミュレータを改変したもの (SGD シミュレータ改) を使用する。変更点は、入射粒子である放射性同位体を Volume 内のランダムな位置で発生させるようにしたことや時間分解してイベント検出できるようにしたことなどである。時間分解能が必要な理由は、放射性崩壊が時間依存するからであり、例えば、検出イベントデータの読み出し中 (デッドタイム) にはトリガーを出さない、というような処理を取り込んだ。

入射粒子は Step 1 で求めた放射性同位体である。そのため、各 Volume で生成された放射性同位体ごとにモンテカルロシミュレーションを試行する必要がある。例えば CdTe-Bottom の場合、CdTe パッドの枚数は $4 \times 8 \times 4 = 128$ 枚、生成される放射性同位体は 114 種あるため、各 CdTe パッド、各同位体について $128 \times 114 = 14592$ 回シミュレーションを試行しなければならない。マスモデルは Step 1 と同じく r8_4 を使用する。

シミュレーションで得られたスペクトルを、Step 2 で作成したリスト *.radi の崩壊レートに従った重み付けをして足し上げる。これにより、目的とするバックグラウンドスペクトルが得られる。

5.4.2 放射化シミュレーション用 SGD シミュレータ改の検証

SGD シミュレータ改の動作確認と物理的に正しい結果が得られるかの検証を兼ねて、放射化実験の再現を行った。再現したのは、Murakami *et al.* (2003)[29] による CdTe の陽

^{*4}SPace ENVironment Information System

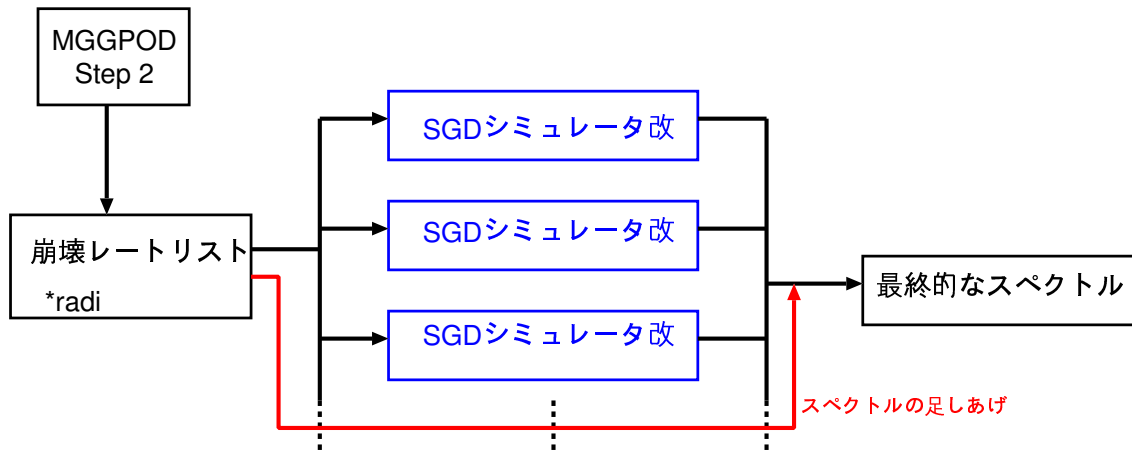


図 5.17: 放射化シミュレーション Step 3 の流れ。Volume ごと放射性同位体ごとに SGD シミュレータ改を走らせる。Step 2 で作成した放射化レートにしたがってスペクトルを足しあげると最終的なスペクトルが得られる。

子照射実験である。実験条件を表 5.10 に示す。実験は 10 mm×10 mm×0.5 mm の CdTe 1 枚に対して、150 MeV の単色陽子を照射することで放射化させ、ある一定時間後、CdTe で検出されるイベントの flux を測定するというものである。実験条件に合うような条件を設定してシミュレーションを行った。

ジオメトリ	10 mm × 10 mm × 0.5 mm
エネルギー分解能	2 keV
入射エネルギー	150 MeV 単色陽子
入射個数	1.7×10^{10} (シミュレーションは約 1/1000)
cooling time	1.2 時間後

表 5.10: CdTe の陽子照射実験の条件

図 5.18 にシミュレーション結果 (赤) を示す。図には実験結果 (青) も併せて示している。両方でライン成分は一致していないが、連続成分についてはほぼ一致している。この結果から、シミュレーションでは CdTe 放射化における連続成分の flux をよく再現することが確認できた。

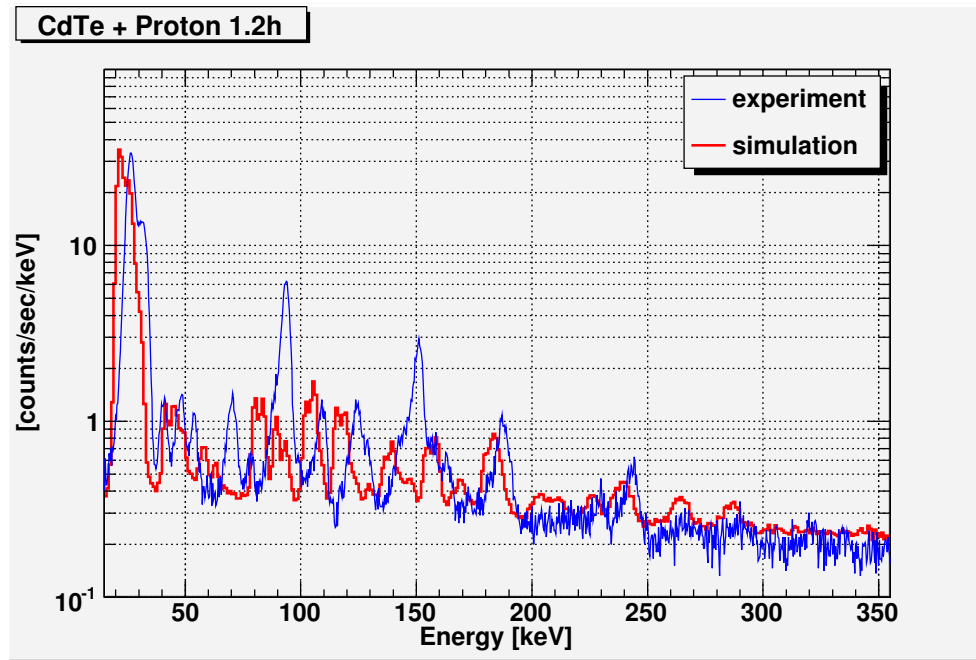


図 5.18: CdTe の陽子照射実験の結果 (青) 及びその再現シミュレーションの結果 (赤)

5.4.3 SGD シミュレータ改による放射化由来バックグラウンドの評価

この節では、SGDにおける放射化由来バックグラウンドの評価を行った。特に、原子番号の大きいCdTeの放射化によるバックグラウンドへの影響は大きいと考えられる。そのため、SGDに用いるCdTeパッド(CdTe-Bottom, CdTe-Side)について放射化シミュレーションを行うことにした。主なシミュレーション条件を表5.11に示す。

マスモデル	r8_4	
Volume	CdTe-Bottom	CdTe-Side
パッドの枚数	128 枚	192 枚
放射性同位体の数	114 種	115 種
試行回数	各 1×10^5	
物理プロセスモジュール	stdANLPhysicsList_DC_RD	
BGO シールドのスレッシュホールド	30 keV	
クエンチングファクター	0.5	
cut length	0.00001 cm	

表 5.11: 放射化由来バックグラウンド評価のためのシミュレーション条件

放射化により生成される放射性同位体には、安定核種になるまで1日以下の短寿命のものから、1年以上かかる長寿命のものまで様々な核種がある。そのため、観測開始からの経過時間によってバックグラウンドレベルは変動し続ける。つまり、irradiation time

と cooling time の組み合わせにより様々なバックグラウンドレベルを示す。本研究では、irradiation time と cooling time について、長期、短期、SAA 直後など色々なタイムスケールの中で代表的な組み合わせを用いてシミュレーションを行った。半減期が年オーダーの長期成分は irradiation time = 3 年 & cooling time = 1 年、日オーダーの中期成分は irradiation time = 1 年 & cooling time = 1 日、また、SAA の影響を評価するため、短期成分として irradiation time = 1 日 & cooling time = 100 分 (ASTRO-H 衛星が地球を 1 周する時間=90 分とほぼ同じ) 及び 600 分と、irradiation time = 1 SAA & cooling time = 1200 秒 (SAA 通過後、再び SAA に入るまでよりも短い時間) 及び 3000 秒について計算した (表 5.12)。

	irradiation time	cooling time
A. 長期	3 年	1 年
B. 中期	1 年	1 日
C ₁ . 短期	1 日	100 分
C ₂ . 短期	1 日	600 分
D ₁ . SAA 直後	1 SAA	1200 秒
D ₂ . non-SAA	1 SAA	30000 秒

表 5.12: 放射化シミュレーションで考慮したタイムスケール

放射化由来バックグラウンドの短期成分

放射化バックグラウンドの短期成分は「すざく」衛星搭載硬 X 線検出器 HXD の開発時期には見積もることが困難であったが、本研究によりシミュレーション環境が整ったので計算が可能となった。放射性同位体の寿命が 1 日以下の短期成分について考える場合、SGD が浴びる荷電粒子の量によってバックグラウンドレベルは変わるはずなので、「SAA 通過直後」と「SAA を通過しない時間帯」の 2 通りに分けられる。まず SAA 通過直後の短期成分は、表 5.12 の C_1+D_1 で予測することができる。ここで、SAA 通過後の cooling time = 1200 秒は、SAA を通過した後、再び SAA に入るまでの典型的な時間である。一方、SAA の影響が小さい時間帯(つまり、SAA 通過後しばらく経った後; non-SAA)の成分は、 C_2+D_2 で予測できる。ここでは、SAA 通過後の cooling time = 30000 秒とする。この条件による放射化バックグラウンドの短期成分のシミュレーション結果を図 5.19 に示す。コンプトンモードでは光電吸収モードと比べて 2 桁程度低減でき、さらに、 <100 keV では 2 桁以上低減できる。また、SAA 直後では non-SAA と比べて factor 2-4 程度バックグラウンドレベルが高くなることが分かった。また、これらの結果は、開発者の小高氏によるものとコンシステントであることを確認した。

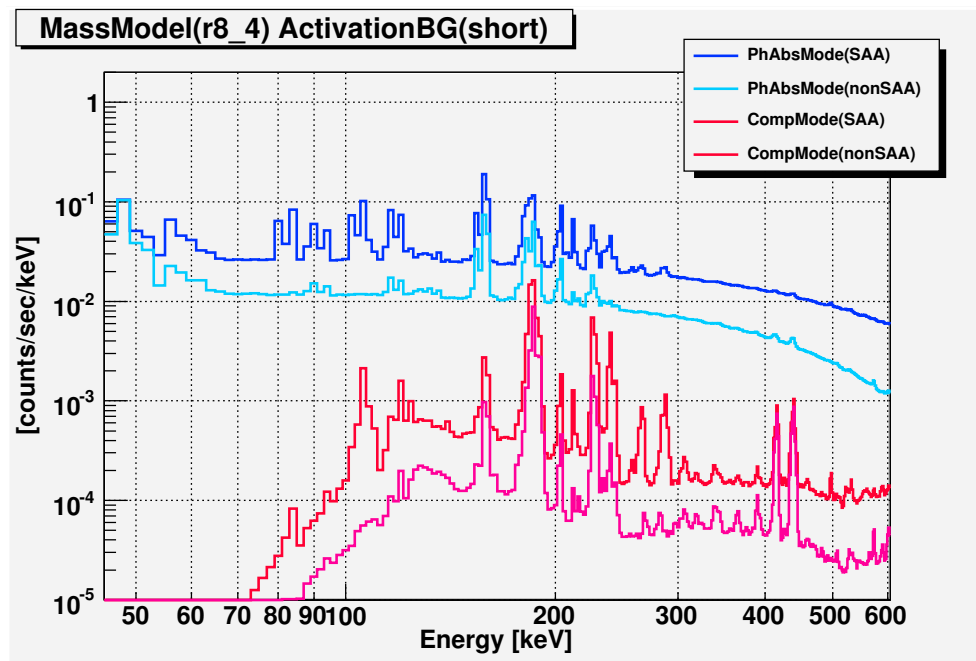


図 5.19: 放射化バックグラウンド短期成分のシミュレーション結果。それぞれ光電吸収モード(青)、コンプトンモード(赤)におけるバックグラウンドレベルを表し、濃い色が SAA 直後、淡い色が non-SAA である。

放射化由来バックグラウンドの長期成分

3年後のとある1日間の平均的なバックグラウンドを見積もることを考える。これは、寿命が年オーダー及び日オーダーの放射性同位体が生成された後、(それ以上放射化せずに)崩壊平衡に達した頃のバックグラウンドレベルを見積もれば良い。簡易的には、表5.12のA+Bで近似的に求められる。この条件による放射化バックグラウンドの長期成分のシミュレーション結果を図5.20に示す。バックグラウンドの連続成分について、コンプトンモードでは光電吸収モードと比べて2桁程度低減でき、さらに、 <100 keVでは2桁以上低減できることが分かった。ライン成分については、連続成分ほどは落とせないが1桁程度は低減できる。また、これらの結果は、開発者の小高氏によるものとコンシステントであることを確認した。

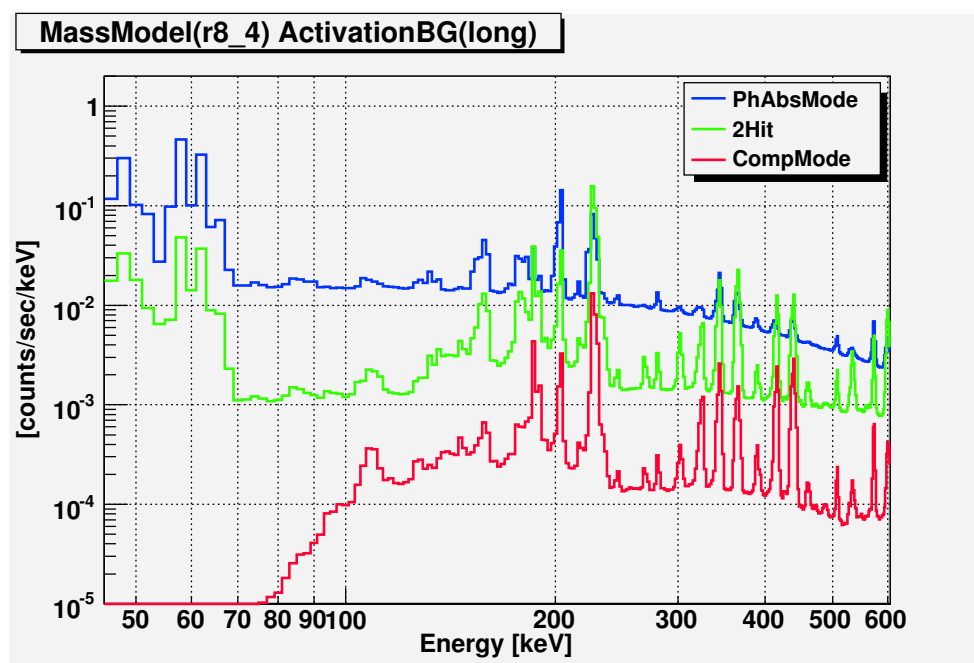


図 5.20: 放射化バックグラウンド長期成分のシミュレーション結果。それぞれ光電吸収モード(青)、2ヒットイベント(緑)、コンプトンモード(赤)におけるバックグラウンドレベルを示す。

放射化由来バックグラウンドの計算方針

ASTRO-Hに限らず人工衛星による科学観測では、観測は長期に渡って安定に行われなければならない。HXD-GSOの経験より、SGDの放射化バックグラウンドは時間とともに変動すると考えられるが、長期成分が蓄積されていくため基本的に低減することはない。SGDの長期に渡る性能を評価するためには、観測開始から数年後の放射化バックグラウンドを見積もらなければならない。前述のA+Bによるバックグラウンドの導出方法は、半減期や崩壊平衡などを考慮しない近似的なものであり、正確に放射化バックグラウンドを予測するにはこれらを考慮する必要がある。方針としては、図5.20, 5.19で求めたバックグラウンドについて、放射性核種の生成レートと崩壊平衡に達するまでの期間を考慮して重み付けをして足し合わせる。

寿命 $\tau \gg 1$ 日の核種について考える。平衡に達したときの数を N_0 とすると、 t 日経過した後での数は $N = N_0 \exp(-t/\tau)$ である。両辺を t で微分すると

$$\frac{dN}{dt} = N_0 \left(-\frac{1}{\tau}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.4.1)$$

つまり、 $-N_0/\tau$ のレートで崩壊していく(崩壊レート)。よって、1日の生成レートを V とすると、崩壊平衡に達したときの条件式は、

$$-\frac{N_0}{\tau} \Delta t + V \Delta t = 0 \quad (5.4.2)$$

となり、 $N_0 = V\tau$ のとき崩壊平衡に達することが分かる。よって、寿命 τ 日だけ照射すれば崩壊平衡に達するので、核種ごとに irradiation time を変えてやれば、平衡に達した後の放射化バックグラウンドを予測することができる。実際には、5.4.1節の**Step 2**で説明したように、検出器ごとに放射性同位体のリストを生成するので、**Step 3**に取り込む段階で核種ごとに重みを付ければよい。

T 日後に崩壊平衡に達するとき、1日前、2日前、3日前、…のSAA通過によって生成された放射性同位体が、それぞれ $V_0, V_0 \exp(-1/\tau), V_0 \exp(-2/\tau), \dots$ だけ残っているので、

$$V \left[1 + \exp\left(-\frac{1}{\tau}\right) + \exp\left(-\frac{2}{\tau}\right) + \dots + \exp\left(-\frac{T-1}{\tau}\right) \right] = V\tau \quad (5.4.3)$$

となる。等比級数の公式より、以下のように変形できる。

$$\frac{1 - \exp(-T/\tau)}{1 - \exp(-1/\tau)} = \tau \quad (5.4.4)$$

ここで、 $\tau \gg 1$ なので、崩壊平衡に達するまでの期間は $T \sim \tau \ln 2\tau$ と近似でき、任意の時点である核種が崩壊平衡に達しているかを判断することができる。ただし、親核種の寿命が娘核種の寿命よりも長い場合には注意が必要である。

上記のように崩壊平衡を考慮することで、任意の時点(例えば、観測開始から3年)での長期成分による放射化バックグラウンドレベルを見積もることができる。これが今後の課題である。

第6章 まとめと今後の目標

本研究では、次期 X 線天文衛星 ASTRO-H に搭載する予定の軟ガンマ線検出器 SGD における宇宙線バックグラウンドの評価を行った。まず、SGD シミュレータの立ち上げ・検証を行い、これを用いたシミュレーションから物理的に正しい結果が得られることを確認した。その上で、SGD のバックグラウンド源になると考えられる粒子種ごとに評価を行った。その結果について、以下にまとめる。

- 大気中性子

HXD-PIN の実績に基づき、Armstrong *et al.* (1973)[24] の理論計算による大気中性子スペクトルを2倍したものをを用いたシミュレーションにより、バックグラウンド評価を行った。その結果、HXD-PIN からのスケーリングによる予想値と同程度のバックグラウンドレベルとなり、正しくバックグラウンドを見積もることができていることを確認できた。さらに、コンプトン再構成によって低エネルギー側 (<100 keV) のバックグラウンドイベントを除去できることを確認でき、SGD の全バンドに渡って、より正確にバックグラウンドを見積もることが可能となった。

- 視野内物質からの即発粒子

SGD の視野内物質において生成された一次陽子の非弾性散乱による即発中性子及び一次電子の制動放射による即発ガンマ線が、バックグラウンドにどの程度影響するかについて調べた。理論計算とシミュレーションの両方で見積もった結果、コンシステントな値が得られ、かつバックグラウンドにはほとんど寄与しないことが分かった。

- BGO シールドを突き抜ける SAA 陽子

BGO 重量の削減によりシールドを突き抜ける SAA 陽子がどの程度変化するかを調べた。2.5, 5.0 mm 薄くした場合、SAA 陽子が SGD の検出部のどの部分にどの程度ヒットするかを元のデザインと比較することで評価を行った。SGD の検出部が浴びる陽子の増加は、削減した BGO の重量とほぼ同じ割合もしくは若干多いことが分かった。また、これにより BGO シールドの厚さを変えた場合に、放射化由来のバックグラウンドがどの程度変わるかをスケーリングのみで求めることが可能となった。

- 放射化

放射化由来のバックグラウンドを求めるには、放射性同位体の生成や崩壊について扱う必要がある。そのための放射化シミュレーションの枠組みを使用できるように

した。また、これを使用してある照射/冷却時間を仮定したバックグラウンドレベルを求めた。

本研究により、SGD の宇宙線バックグラウンドの評価方法を確立できた。特に、主要なバックグラウンドである大気中性子由来のバックグラウンドレベルと、放射化バックグラウンド源となる BGO を突き抜ける SAA 陽子の量を定量的に評価できたことが大きな成果である。今後は、衛星筐体からのバックグラウンドの見積もりや、崩壊平衡を考慮した放射化由来バックグラウンドの評価などを行い、より正確な SGD バックグラウンドの評価を行えるようにすることが目標である。

謝辞

本論文は、多くの人々の協力をいただき完成させることができました。ありがとうございました。まず、30人を超える大所帯の研究室をまとめ、私にSGDのバックグラウンド評価という研究の機会を与えて下さった教授の深沢先生には感謝してもしきれません。また、本研究に関して直接指導していただいた助教の水野さんにも厚くお礼を述べたいと思います。水野さんから教えていただいた物事に取り組む手順や基本的な考え方はとても為になりましたので、社会に出てからも活かしたいと思います。計算機の整備等でお世話になった助教の片桐さんにも感謝いたします。また、この1年間、広島HXI/SGDチームの実験部隊であった松岡、林くん、池尻、花畑、まいける(深水)にも感謝します。みなさんの実験の様子を見聞きすることで、リアリティをもってシミュレーションを進めることができました。宇宙研や他大学のHXI/SGDチームの方々にも感謝いたします。毎週のTV会議や何度か出向いた出張で得たものには計り知れないものがあります。また、小部屋のみんなにも感謝したいと思います。小部屋貯金のおかげで朝早くから研究室に来て作業を進めることができ、さらに、半年に一度美味しいものを食べることができました。ごちそうさまでした。あと、しつこくキャッチボールとかに誘ってくれたにっしーにも一応感謝したいと思います。意外と楽しかったです。陰ながら応援してますので、西野派の代表としてこれからも頑張ってください。事務でお世話になった石井さん、横山さんもありがとうございました。最後に、研究室生活3年間を支えて下さった全ての方々に感謝したいと思います。

2009年2月 研究室小部屋にて
梅木 勇大

参考文献/URL

- [1] 永江知文・永宮正治 「原子核物理学」 裳華房
- [2] NIST XCOM: Photon Cross Sections Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>)
- [3] Leo., W., R., "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" Springer-Verlag
- [4] GLENN F. KNOLL 訳 木村逸郎・坂井英次 「放射線計測ハンドブック第3版」 日刊工業新聞社
- [5] Takahashi, T., 2006, *Experimental Astronomy*, 20, pp. 317-331
- [6] Odaka, H., 2008, Ph.M Thesis, The University of Tokyo
- [7] Nakamoto, T., 2004, Ph.M Thesis, Hiroshima University
- [8] Takahashi, T. *et al.*, 2007, *PASJ*, 59, pp. S35-S51
- [9] Takahashi, T. *et al.*, 2004, *Proc. SPIE*, 5488
- [10] 早川幸男・佐藤文隆・松本敏雄 「現代の宇宙論」(第9章 宇宙線) 名古屋大学出版会
- [11] 一次宇宙線 (<http://ja.wikipedia.org/wiki/%E5%AE%87%E5%AE%99%E7%B7%9A>)
- [12] 早川幸男 「原子核物理学と星の内部構造 新天文学講座 7」(V. 宇宙線) 恒星社
- [13] 伊藤謙哉・永田勝明 「宇宙の観測 II 現代天文学講座 12」(第6章 宇宙線観測) 恒星社
- [14] 小田稔・西村純・桜井邦朋 「宇宙線物理学」 朝倉書店
- [15] 二次宇宙線 (<http://www.gw.hep.osaka-cu.ac.jp/vuniv/2004-physics/lecture4.html>)
- [16] 軌道上実効線量 (http://www.jaxa.jp/press/nasda/2002/bbnd_20021211_j.html)
- [17] Mushotzky, R. F. *et al.*, 2000, *Nature*, 404, 459-464
- [18] Geant4 ホームページ (<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>)
- [19] ROOT ホームページ (<http://root.cern.ch>)

- [20] MEGALib ホームページ (<http://www.mpe.mpg.de/MEGA/megalib.html>)
- [21] Weidenspointer, G. *et al.*, 2005, ApJS, 156, 69
- [22] JENDL ホームページ (http://www.ndc.tokai-sc.jaea.go.jp/jendl/Jendl_J.html)
- [23] Shibata, K., and Kunieda, S., 2008, Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, 45, 2
- [24] Armstrong, T. W., Chandler, K. C., and Barish, J., 1973, J. Geophys. Res. 78, 2715
- [25] Letaw, J., Silberberg, R., and Tao, C. H., 1983, ApJS, 51, 271
- [26] Cugnon, J. *et al.* 1997, NIM A, 625, 729
- [27] Weidenspointer, G. *et al.*, 2004, New Astr. Rev., 48, 227
- [28] ESA's Space Environment Information System (SPENVIS)
(<http://www.spennis.oma.be/intro.html>)
- [29] Murakami, M. M. *et al.*, 2003, IEEE Trans. Nucl. Sci., 50, 4
- [30] Kokubun, M. *et al.*, 1999, IEEE Trans. Nucl. Sci., 46, 3
- [31] 早野龍五・高橋忠幸 「計算物理」 共立出版
- [32] JAXA/ISAS 「科学衛星 Astro-E2 中間報告書 第2分冊」 SES データセンター
- [33] 高橋麻奈 「やさしいC++第2版」 SoftBank Creative