

修士論文

ガンマ線バースト偏光検出器の モンテカルロシミュレーターによる 応答の把握

金沢大学大学院 自然科学研究科 数物科学専攻 III コース
宇宙物理学研究室 博士前期課程

指導教官 村上 敏夫

江村 尚美

学籍番号 0713011005

2009年3月23日

概要

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) とは非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数 10 msec から数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。GRB の総エネルギーは 10^{52} erg にもなり、超新星爆発で放出される電磁波のエネルギー 10^{48} erg と比較してもとても大きいことが分かる。それゆえ GRB はビッグバンに次ぐ宇宙最大の爆発現象であると考えられている。

GRB の放射機構は未だに解明されていないが、有力な理論モデルとして相対論的火の玉モデルがある。相対論的火の玉モデルによると、衝撃波によって電子の加速と強磁場の形成が行われ、高速の電子は強磁場に巻きつきシンクロトロン放射を行うことでエネルギーを放出する、という理論である。しかし、この理論の裏付けとなる観測的な証拠は未だに報告されておらず、GRB の偏光が観測されれば、強磁場の存在が証明され GRB の放射機構の解明することが出来るのである。

我々金沢大学宇宙物理研究室では、予めから人工衛星搭載用のガンマ線バースト偏光検出器を開発してきた。そして、2007 年に小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros (Interplanetary Kite craft Accelerated by Radiation Of the Sun) に我々のガンマ線バースト偏光検出器 (Gamma-ray burst Polarimeter : GAP) が理学観測機器として搭載されることが決定した。現在は 2010 年 5 月の打ち上げに向けてプリフライトモデル (Pre-flight Model : PM) の性能評価とフライトモデル (Flight Model : FM) の開発を行っている。

検出器の開発では実際の検出器による性能評価を行う一方で、シミュレーションによる性能評価を行ってきた。シミュレーションでは実際に実験を行い検証することが難しい条件での検出器の応答や、外乱による影響を無視した理想的な応答を得ることで、性能を評価することが出来るため、有効な検証の仕方である。

7 章では宇宙空間で想定されるバックグラウンドについてシミュレーションを用いた議論を行い、想定されるバックグラウンドカウントの見積りを行った。バックグラウンドとしては X 線背景放射、銀河や太陽からの宇宙線、衛星本体からの散乱光子などを想定した。

8 章ではいままで議論されていなかった放射化によるバックグラウンドについて実験と解析を行った。衛星の打ち上げ後、検出器や衛星本体に宇宙線が入射し核反応を起こした場合に安定物質が放射性同位体に変化し X 線を放射すると考えられる。このような状況を想定して、200 MeV の陽子を宇宙空間の陽子のフラックスの 10 年分にあたる $\sim 10^9$ proton/cm²/s を照射した。

これらの実験とシミュレーションにより得られた検出器のバックグラウンドに対する応答の結果から、偏光観測にどれだけの影響を及ぼすかを議論する。また、バックグラウンドのカウントを元にシミュレーションを用いて我々の検出器の偏光に対する感度や GRB の検出可能性について議論を行った。衛星の活動期間であるおよそ一年間に、GRB が 40% 偏光しているならば 2 件、75% 偏光しているならば 5 件の GRB について偏光度を決めることが出来る性能を持っていると結論付けた。

目次

概要	i
第 1 章 はじめに	1
第 2 章 GRB	3
2.1 GRB とは	3
2.2 GRB 理論	7
2.3 GRB の偏光	9
2.3.1 過去の偏光観測	9
2.3.2 GRB の偏光理論	11
第 3 章 小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros	13
第 4 章 基礎的な物理過程について	15
4.1 偏光とは	15
4.2 X 線、ガンマ線と物質との相互作用	16
4.2.1 光電吸収	16
4.2.2 コンプトン散乱	16
4.2.3 電子対生成	19
4.2.4 X 線の減衰	19
4.3 荷電粒子と物質の相互作用	20
4.3.1 陽子の飛程	20
4.3.2 陽子による核反応	20
4.4 放射線線源	22
4.4.1 ベータ崩壊とそれに伴うガンマ線	22
4.4.2 内部転換	22
4.4.3 消滅放射線	23
4.4.4 特性 X 線	23
4.4.5 動く電荷からの放射	23
4.4.6 制動放射	25
4.4.7 シンクロトロン放射	26

4.5	核崩壊の種類	29
4.5.1	β^- 崩壊	29
4.5.2	β^+ 崩壊	29
4.5.3	電子捕獲	29
第5章	ガンマ線検出器	31
5.1	半導体検出器	33
5.2	ゲルマニウムガンマ線検出器	33
5.3	シンチレーション検出器	34
5.3.1	シンチレータ	34
5.3.2	光電子増倍管	34
5.4	GAP の偏光検出方法	35
5.5	偏光検出器の性能とは	36
5.5.1	モジュレーションファクタ (M)	36
5.5.2	検出効率 (η)	37
5.5.3	最小検出可能偏光度 (MDP)	37
第6章	シミュレータ	39
6.1	EGS5	39
6.1.1	EGS5 の概要	39
6.1.2	構造モデル (ジオメトリ)	39
6.1.2.1	立体の定義	40
6.1.2.2	リージョンの定義	40
6.1.2.3	物質の定義	41
6.2	GEANT4 MEGALib	41
6.2.1	MEGALib の概要	41
6.2.2	ジオメトリー	42
6.2.2.1	Body の定義	42
6.2.2.2	リージョンの定義	43
6.2.2.3	物質の定義	43
6.3	二つのシミュレータの比較 1	43
6.3.1	ジオメトリーとシミュレーションの条件	43
6.3.2	結果と考察	44
6.4	二つのシミュレータの比較 2	48
6.4.1	ジオメトリー	48
6.4.1.1	EGS5 でのジオメトリー	48
6.4.1.2	MEGALib でのジオメトリー	49
6.4.2	入射ガンマ線の条件	49
6.4.3	コインシデンスのロジック	49
6.4.3.1	GAP でのコインシデンスロジック	49

	6.4.3.2	EGS5 でのコインシデンスロジック	49
	6.4.3.3	MEGALib でのコインシデンスロジック	49
	6.4.4	結果	50
第 7 章		宇宙空間での GAP のバックグラウンド	53
7.1		GAP 検出器が直接的に受けるバックグラウンド	53
7.1.1		X 線背景放射	53
7.1.2		宇宙線	56
	7.1.2.1	銀河に由来する宇宙線	56
	7.1.2.2	太陽に由来する宇宙線	57
	7.1.2.3	宇宙線によるバックグラウンドのカウントレート	59
7.2		GAP 検出器が間接的に受けるバックグラウンド	59
7.2.1		衛星本体からの散乱成分	59
	7.2.1.1	GRB からの光子の散乱成分	59
	7.2.1.2	CXB からの散乱成分	62
7.2.2		放射化した物質からの成分	63
第 8 章		プロトン照射実験	65
8.1		物質の放射化とは	65
8.2		プロトン照射実験による CsI シンチレータの放射化	69
	8.2.1	実験目的	69
	8.2.2	実験の条件とセットアップ	69
	8.2.3	較正線源と Ge 検出器のバックグラウンドの測定	69
	8.2.4	放射化した CsI のスペクトル	72
	8.2.5	シミュレーションによるゲルマニウム検出器の応答の再現	72
	8.2.6	放射性同位体の生成	75
	8.2.6.1	一般的な放射平衡の過程	75
	8.2.6.2	$^{123}_{54}\text{Xe}$ の放射平衡について	75
	8.2.6.3	その他の放射性核種について	79
	8.2.7	放射化によるバックグラウンドカウントレート	80
第 9 章		シミュレーションと実験の比較	83
9.1		GAP のジオメトリ	83
9.2		高エネルギー加速器研究機構でのガンマ線照射実験	83
	9.2.1	実験のセットアップ	84
	9.2.2	偏光度の測定	84
	9.2.3	実験の条件	85
	9.2.4	シミュレーションの条件	86
	9.2.5	実験結果、シミュレーション結果とその比較	88
第 10 章		偏光観測の可能性	91

10.1	GAP の性能	91
10.2	偏光観測におけるバックグラウンド	92
10.3	GRB の偏光検出可能性	93
10.4	期待されるヒットパターン	95
10.5	ななめから入射した場合の偏光度	96
第 11 章	まとめ	101
付録 A	相対論的ビーミング	103
A.1	速度のローレンツ変換	103
A.2	相対論的ビーミング	105
謝辞		107

第 1 章

はじめに

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) とは非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数 10 msec から数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。GRB の総エネルギーは 10^{52} erg にもなり、超新星爆発で放出される電磁波のエネルギー 10^{48} erg と比較してもとても大きいことが分かる。それゆえ GRB はビッグバンに次ぐ宇宙最大の爆発現象であると考えられている。

GRB は数 100 sec という短い現象のため、1967 年の GRB の発見から長い間その起源は謎に包まれていた。しかし、30 年後の 1997 年には GRB に続いて起こる X 線や可視光の放射が発見され、可視光の大型望遠鏡での分光観測により GRB の発生した場所が数十億光年も遠方である事が分かった。この発見により GRB が初期の宇宙で起きていることと、エネルギーが非常に大きいことから初期の宇宙の環境を知る手がかりとなると考えられ現在研究が活発に行われている。

GRB の放射機構は未だに解明されていないが、有力な理論モデルとして相対論的火の玉モデルがある。大質量星が崩壊しブラックホールを形成するときに莫大なエネルギーを開放する。相対論的な速度で放出された物質 (shell) 同士がぶつかり衝撃波を形成する。衝撃波によって電子の加速と強磁場の形成が行われ、高速の電子は強磁場に巻きつきシンクロトロン放射を行うことでエネルギーを放出する、というシナリオが相対論的火の玉モデルである。しかし、この理論の裏付けとなる観測的な証拠は未だに報告されておらず、シンクロトロン放射に伴う GRB の偏光が観測されれば、強磁場の存在が証明され GRB の放射機構の解明することが出来るのである。

GRB から放射されるガンマ線は地球の大気で吸収されるため、観測は人工衛星を用いて宇宙空間で行う必要がある。我々金沢大学宇宙物理研究室では、予てから人工衛星搭載用のガンマ線バースト偏光検出器を開発してきた。そして、2007 年 11 月に小型ソーラー電力セル実証機 Ikaros (Interplanetary Kite craft Accelerated by Radiation Of the Sun) に我々のガンマ線バースト偏光検出器 (Gamma-ray burst Polarimeter : GAP) が理学観測機器として搭載されることが決定した。現在は 2010 年 5 月の打ち上げに向けてプリフライトモデル (Pre-flight Model : PM) の性能評価とフライトモデル (Flight Model : FM) の開発を行っている。

本研究ではモンテカルロシミュレーションを用いた検出器の応答の把握をすることを目的と

している。完全偏光に対する検出器の応答は偏光検出器の性能を決めるもっとも大きな要素であるし、宇宙空間に存在する X 線バックグラウンドなどの影響を事前に知る上でモンテカルロシミュレーションが必要となる。

過去の開発段階では議論されていなかった宇宙線陽子による物質の放射化や、X 線背景放射によるバックグラウンドについてシミュレーションにより、予想されるカウントレートの見積りを行った。

また打ち上げ後の得られる観測結果は、そのままでは光源の偏光度を決定することが出来ず、モンテカルロシミュレーションの結果と比較することで偏光度を知ることになる。そのため、シミュレーションでいかに実際の検出器の応答を再現することが出来るかはとても重要である。

検出器の応答を再現できているか確認するために、高エネルギー加速器研究機構で行った X 線照射実験とシミュレーションの比較を行い、偏光度を測定した。高エネルギー加速器研究機構で用いた光源は 80% 偏光光源であり、また指向性の強いペンシルビームとして得ることができるため検出器の応答を細かに知ることができる。

宇宙空間での実際の観測は検出器に対してあらゆる方向からやってくる GRB の光子に対して偏光を観測することになる。そのように幾何学的に対称でない場合の偏光度の求め方についても議論を行う。

第 2 章

GRB

2.1 GRB とは

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst :GRB) は非常に短い時間変動を伴うガンマ線が、宇宙の遠方から数 10 msec から数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。GRB は一日に約 1 回等方的に検出されており、その総エネルギーは 10^{52} erg にも達する。これは超新星爆発時における電磁波の総エネルギーが 10^{48} erg 程度である事と比べてもとても大きく、ビッグバンに次ぐ宇宙最大の爆発現象であると考えられている。GRB の最初の発見は 1967 年アメリカの核実験探知衛星 VELA による偶然の観測である。VELA は 3 年間で 16 例のガンマ線バーストを観測していたが、当時宇宙から大量のガンマ線が飛来することなど、まったく予想されていなかったために軍事機密として扱われた。その後 GRB として正式に発表されたのは 1973 年のことである。

現在では少なくともある種の GRB が、Ic 型超新星爆発と関連していることは確実視されるようになった。

GRB の継続時間や光度曲線は千差万別で、継続時間が約 10 ミリ秒の非常に短いバーストから、1000 秒以上に及ぶものまでである。GRB の光度曲線の例を図 2.1 に示した。これは CGRO 衛星に搭載された BATSE (Burst And Transient Source Experiment) による観測である。これらの継続時間の短いバーストと長いバーストの分布は一樣ではなく、図 2.2 に示すようにおよそ 2 秒という継続時間を境にして二つのピークが見られる。これは BATSE の観測データの固有の性質ではなく、一般的に GRB には継続時間が約 2 秒以下の短い GRB と約 2 秒以上の長い GRB の 2 種類があることが分かっている。現在詳細な観測が進んでいるのは長い GRB で、これは短い GRB が全 GRB の 25% 程度しかないことと、典型的な継続時間が約 0.3 秒と短く検出される光子数の統計もよくないからである。

また BATSE は GRB の空間分布をもっとも系統的に求めた検出器であると言える。図 2.3 に BATSE が観測した 2704 個の GRB の方向分布を銀河座標にプロットした。統計的な解析からも GRB は天球上に一樣に分布することが示されてる。このことから、GRB は銀河内の現象では無く、さらに遠方の宇宙で起こっていることが分かる。

1973 年に打ち上げられた X 線天文衛星 BeppoSAX に搭載された光子や X 線カメラは 1997 年 2 月 28 に発生したガンマ線バースト GRB970228 の位置を特定し、BeppoSAX の主要観

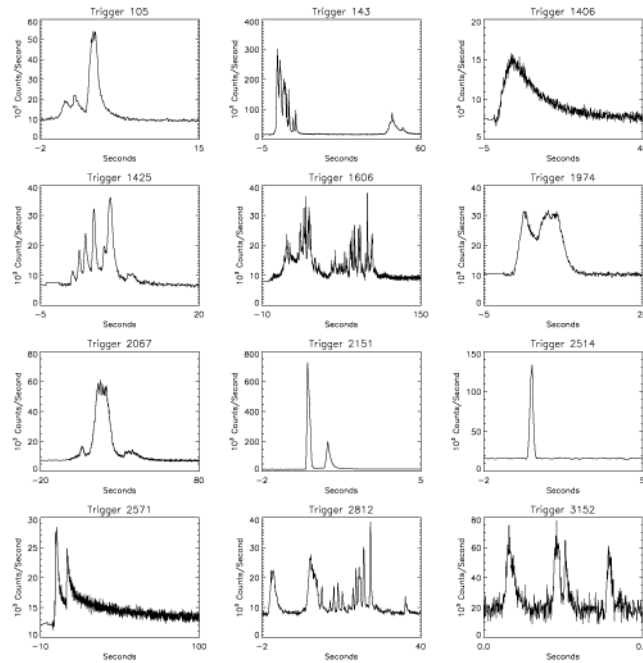


図 2.1 CGRO 衛星に搭載された BATSE 検出器が観測した GRB の時間変化。

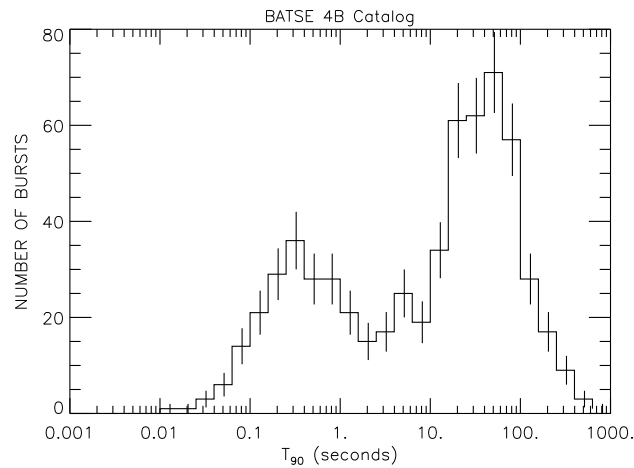


図 2.2 「CGRO」衛星に搭載された BATSE 検出器が観測した 1234 例の GRB の継続時間の分布。

測装置である X 線望遠鏡ををこの位置に向け未知の X 線天体を発見した。その後 X 線天体の位置に可視光でも輝く天体が発見された。衛星と地上の観測装置により、X 線・可視光天体から時間とともにべき関数的に減光する要すが観測され、GRB に付随する残光であることが確認された。図 2.4 は GRB970228 のバーストから 8 時間後と 3 日後の X 線残光を示している。

可視光での GRB の残光の発見によって、GRB の位置が正確に分かるようになり、GRB の対応天体を同定できるようになった。その後多くの GRB について母天体と思われる銀河が発見され、その可視光分光観測から母銀河の赤方偏移、すなわち距離が決定できるようになった。距離が分かるようになった結果、GRB は我々の銀河系外の数十億光年以上遠方で発生す

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

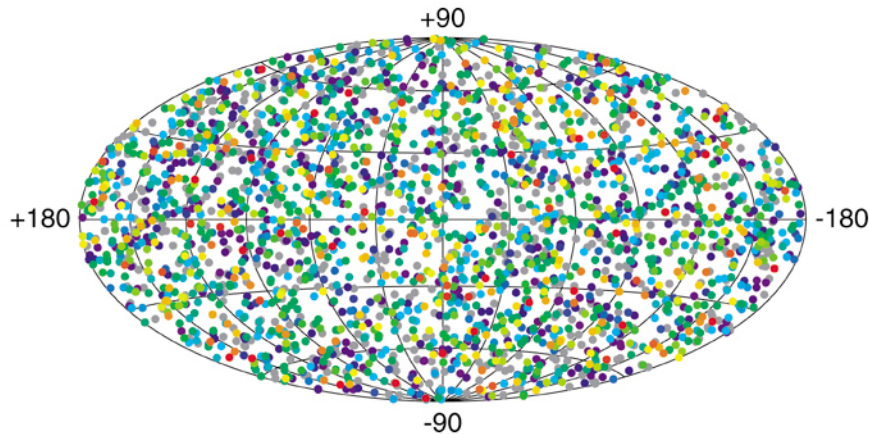


図 2.3 CGRO 衛星に搭載された BATSE 検出器が観測した 2704 例の GRB の到来方向分布を銀河座標で表示した。

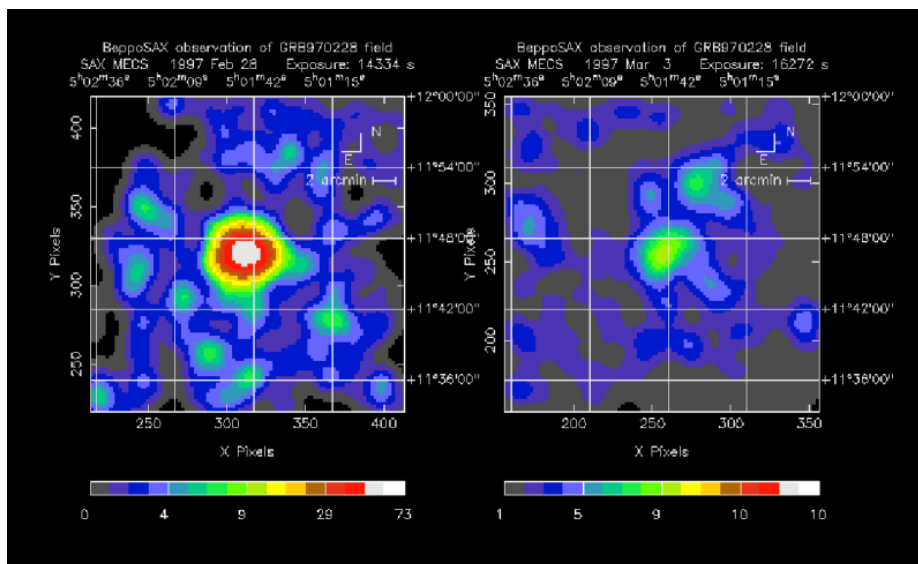


図 2.4 BeppoSAX が観測した GRB970228 の X 線写真。左はバーストから 8 時間後、右はバーストから 3 日後の残光である。

る爆発であることが明らかになった。

突発天体探査衛星 HETE-2 が発見した GRB030329 の可視光残光は明るく、長期にわたる観測が可能であったため、すばる等の大望遠鏡を含む多数の天文台で詳細な観測が行われた。この結果、この GRB の赤方偏移は $Z=0.169$ (約 20 億光年) と比較的近傍で発生したことが分かり、さらに可視光残光が時間に対してべき関数で減光するにつれて、その光源に重なる明るい超新星成分 (SN 2003dh) が発見された。図 2.5 に GRB030329 の残光と SN 2003dh の可視光スペクトルのバースト後 33 日までの時間発展を表示した。

GRB030329 によって、ある種の GRB とある種の超新星爆発は関連する現象であることが

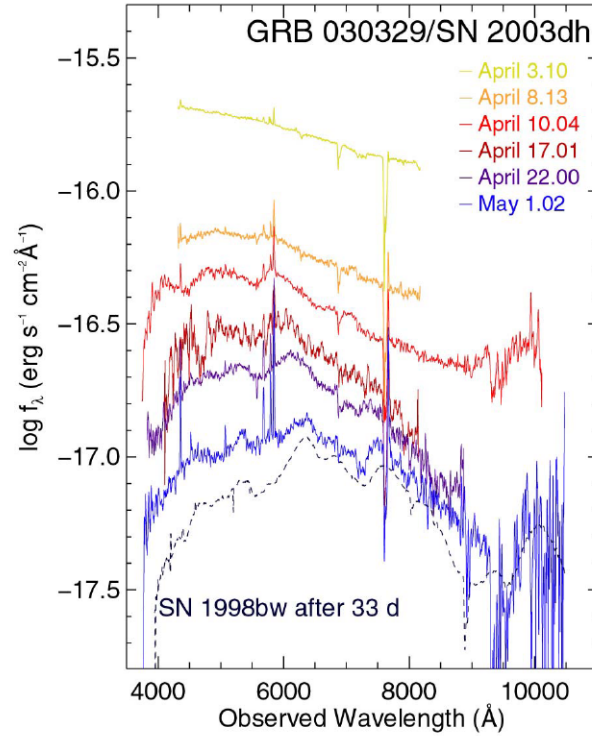


図 2.5 GRB030329/SN 2003dh の可視光スペクトル。GRB030329 の可視光残光が減光していくにつれて、付随する SN 2003dh の成分が顕著に見えてきた。

証明された。したがって、GRB は大質量星の崩壊によってブラックホールが誕生する瞬間に生じる大爆発であると考えられる。

GRB のエネルギースペクトルは BATSE の観測から、2.1 の様な折れ曲がったべき関数で表される。[2]。

$$N(\nu) = N_0 \times (h\nu)^\alpha \exp\left(\frac{-h\nu}{E_0}\right), \quad h\nu < (\alpha - \beta)E_0 \quad (2.1)$$

$$= N_0 \times \{(\alpha - \beta)E_0\}^{(\alpha - \beta)} (h\nu)^\beta \exp(\beta - \alpha), \quad h\nu > (\alpha - \beta)E_0 \quad (2.2)$$

ここで E_0 はブレイクエネルギー、 α (β) は低エネルギー (高エネルギー) のエネルギー光子指数である。熱平衡にある物体からの放射はマクスウェル分布 $\propto \exp(-h\nu/kT)$ に従う黒体放射となるが、GRB のスペクトルは式 2.1 で示されるように、べき関数の形をしている。つまり、GRB はシンクロトロン放射のような非熱的な放射であると考えられる。観測から、式 2.1 の係数は $\alpha \sim -1$ 、 $\beta \sim -2$ であることが分かっている。特に β はどの GRB でもよく揃っている。GRB のエネルギースペクトルの例として GRB990123 を図 2.6 に示す。[1]

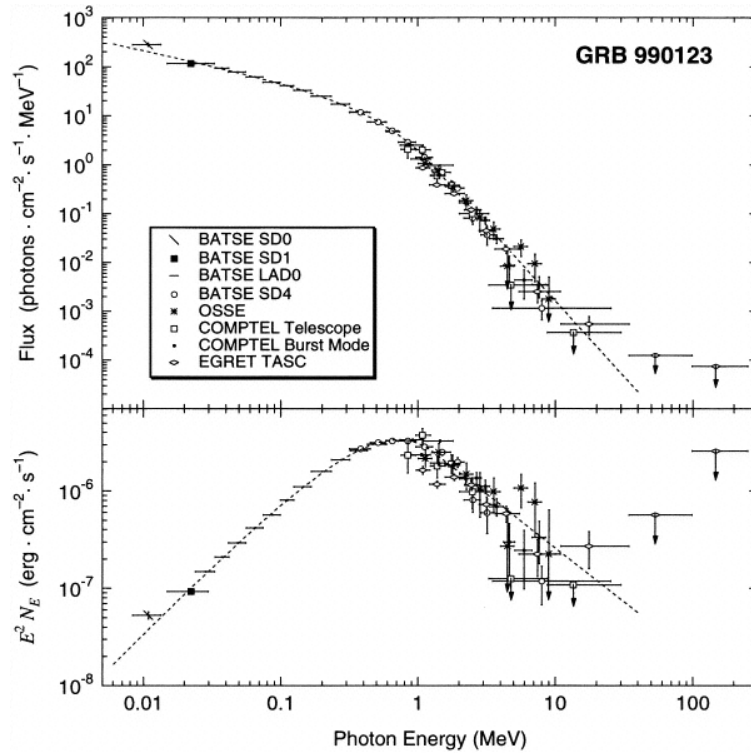


図 2.6 GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるべき関数で説明できるため、GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

2.2 GRB 理論

GRB の記述する標準的な理論モデルとして「火の玉モデル」がある。ローレンツ因子で $\gamma \gg 1$ の相対論的な速度をもつ物質同士がぶつかり合うことで衝撃波を発生し、短い時間変動をとともなう GRB とそれに続いて起こる残光現象までを記述するものである。火の玉モデルは

- 小さな領域で $E = 10^{52}$ erg にもおよぶエネルギーの質量が小さな質量の物質 (shell) の運動エネルギーに変換される。
- shell の速度はローレンツ因子で $\gamma \sim 100$ ほどの相対論的速度に加速される。
- ローレンツ因子の大きい速い shell は速度の遅い shell とぶつかり、内部衝撃波が発生する。内部衝撃波により加速された電子は圧縮された磁場に巻きつきシンクロトロン放射により、運動エネルギーを放射のエネルギーに変えて開放する。
- 内部衝撃波を繰り返し、shell はひとつにまとまりローレンツ因子は小さくなる。まとまった shell は星間物質の中を通過し星間物質とぶつかることで外部衝撃波が発生する。外部衝撃波により加速された電子は磁場に巻きつきシンクロトロン放射を行い、これが残光として観測される。これを簡単な図で表すと図 2.7 のようになる。

GRB のガンマ線フラックスはおよそ $f \sim 10^2$ erg/cm²/s である。宇宙論的な距離 $d \sim 10^{30}$ cm からやってくるので、GRB が等方的な放射をしていると考えると、GRB の光度は

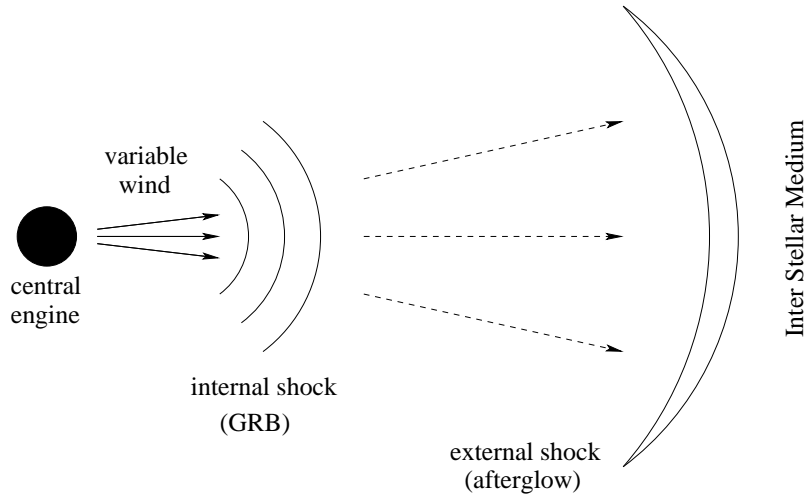


図 2.7 GRB とそれに続く残光を記述する火の玉モデルを示した図。相対論的速度に加速された物質同士がぶつかり合い GRB が発生する。その後一つにまとまった物質は星間物質とぶつかり残光を発生させる。

$L_\gamma \sim 4\pi d^2 f \sim 10^{51}$ erg/s となる。銀河一つの光度は大体 $L_g \sim 10^{43}$ erg/s なので、GRB の光度は瞬間的には宇宙にある全銀河の光度に匹敵する。この点から GRB は宇宙でビッグバンの次に大きく明るい爆発と言えるだろう。

観測されている GRB のフラックスの変動時間はおおよそ $\Delta t \sim 10$ ミリ秒なので、単純には放射領域のサイズは $R \sim c\Delta t \sim 3 \times 10^8$ cm と見積もることができる。その間に放射されるガンマ線のエネルギーは $E \sim L_\gamma \Delta t \sim 10^{49}$ erg である。ガンマ線のエネルギーが十分に高いとき、電子・陽電子を生成する ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) ことが出来る。この反応ができる割合を f_p とする。

一対の e^+e^- を生成する断面積はトムソン断面積 σ_T くらいなので、対生成の全断面積は $\sigma_T f_p E/m_e c^2$ になる。

この式に対して上で仮定し求めたガンマ線エネルギー E 、トムソン断面積 $\sigma_T = 0.665 \times 10^{-24}$ cm²、電子の静止エネルギー 511 keV を代入すると、 $\sim 8.1 \times 10^{30}$ cm² となる。この値に対して、最初に求めた放射領域のサイズは $R \sim 3 \times 10^8$ cm なので比較しても 10^{14} も対生成の全断面積が大きいことがわかる。そのため、GRB の観測から分かっている光度、放射領域の大きさでは e^+e^- の生成が支配的になり、ガンマ線は領域から出ることが出来ないという問題が起こる。この問題をコンパクトネス問題という。

現在考えられている GRB のモデルは GRB やそれに伴う残光が光速に近い相対論的な運動をする物体から放射されているというと考えている。相対論的な運動を仮定することにより、コンパクトネス問題を次の二つの効果で解消している。

- 放射体が観測者に向かうと、光子のエネルギーがローレンツ因子 γ 倍だけ青方偏移する。
- 放射領域のサイズ R が γ^2 倍ほど大きくてもよい。

放射体の共動系ではエネルギーの低い X 線が放射されていたが、青方偏移により観測者の系ではガンマ線として観測されたと考える。よって、スペクトルが E^{-b} に比例する場合、ガンマ線領域のエネルギーを持つ光子の数は γ^{-b} 倍少ない。

二つ目の効果について考える。また放射体のサイズは $R \sim c\Delta t$ ではなく $R \sim c\gamma^2\Delta t$ とするのが正しい。これは図 2.8 のような中心からローレンツ因子 γ で放射体動いているとき右側にいる観測者に向かって、点 A から点 B までの間電磁派を放射したとする。

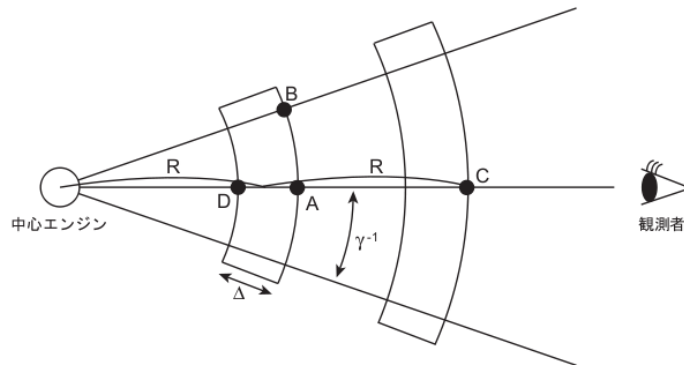


図 2.8 観測者と相対論的な放射体と中心エンジンの幾何学的な関係。放射体が相対論的な速度で運動している場合、変動時間は $\Delta t \sim R/c\gamma^2 \ll R/c$ となる。

放射体が相対論的速度で観測者に向かって移動しているとき、相対論的ビーミングという効果により放射は放射体の進む方向にすなわち観測者にとって $\sim \gamma^{-1}$ 程度の角度に絞られる。(付録? 参照) よって観測者は放射体の前面 $\sim \gamma^{-1}$ の領域しか見えない。すると、距離 R で出た光も到着時間の散らばりは $\Delta t \sim R/c$ ではなく、点 A と点 B の行路差による $\Delta t \sim R/c\gamma^2$ 程度にしかならない。また点 A から出た光と点 C から出た光の到着時間の差も $\Delta t \sim R/c\gamma^2$ くらいにしかならない。放射体がほぼ光速 $v = c(1 - \gamma^{-2})^{1/2} \sim c(1 - \gamma^{-2}/2)$ で動くので、放射体が点 A から点 C まで動く間に、点 A から出た光と放射体との距離が $cR/v - R \sim R/\gamma^2$ にしかならないからである。このような相対論的な運動を考えることで対生成の全断面積は $\gamma^{2(\beta_B+1)}$ 倍になり、放射体の大きさは γ^{-4} 倍になるので、 $\gamma > 100$ 程度ならばガンマ線は放射体を抜けて外に出ることが出来る。

2.3 GRB の偏光

2.3.1 過去の偏光観測

これまでの GRB の偏光観測について示す。過去に GRB の偏光を観測したと報告されたのは太陽観測衛星 RHESSI による GRB021206 の観測である。RHESSI は図 2.10 のような 9 個のゲルマニウム検出器からなり 3 keV – 20 MeV のエネルギー範囲に感度を持つ。GRB021206 では偏光度 $80 \pm 20 \%$ と報告されたが、その後の報告では検出器の配置が幾何学

的に対象でないこと、得られたデータは衛星の回転周期と同期していたことから、有意な偏光観測ではないとされている。

また INTEGRAL 衛星の SPI 検出器によって GRB041219a の偏光観測が行われた。図 2.3.1 に示される SPI 検出器は 19 個のゲルマニウム検出器が搭載されており、 $20\text{ keV} - 10\text{ MeV}$ のエネルギー範囲に感度を持っている。しかしこの偏光観測は系統誤差が大きいために有意な結論を得ることが出来なかった。

GRB の偏光を有意に観測するためには幾何学的に対称な形状と二つの検出器間で同期したイベントのみを処理できる回路系をもつ、GRB の偏光検出に特化した検出器が求められている。我々の検出器 GAP は GRB の偏光検出を目的とした検出器のなかで、世界で最初に宇宙空間での観測が予定されている検出器である。



図 2.9 RHESSI に搭載されているスペクトロメーター。9 個のゲルマニウム検出器からなり $3\text{ keV} - 20\text{ MeV}$ のエネルギーに感度を持つ。

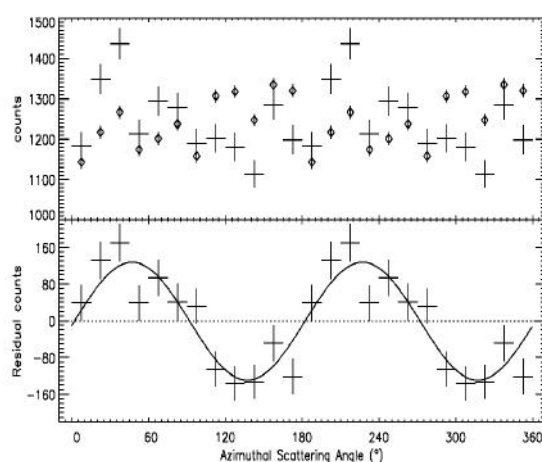


図 2.10 RHESSI による観測結果。解析の結果偏光度 $80 \pm 20\%$ と報告されたが後に解析に問題があったと報告されている。

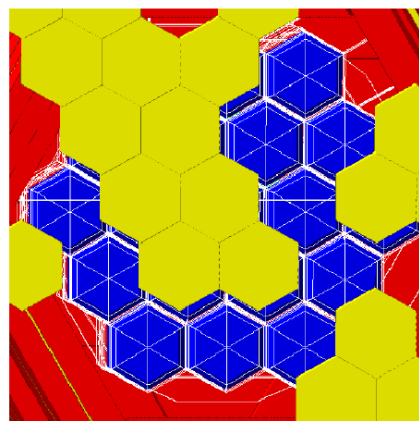
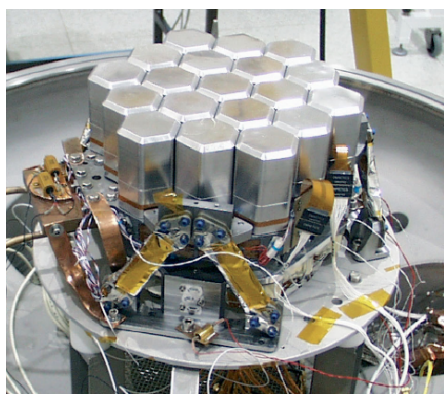


図 2.11 INTEGRAL 衛星に搭載されている SPI 検出器。

2.3.2 GRB の偏光理論

GRB は相対論的速度で移動する shell がぶつかり合い衝撃波が発生し、衝撃波により加速された電子と圧縮された磁場によりシンクロトロン放射をされると考えられている。

衝撃波に出来る磁場構造が一様に揃っていると仮定すると、観測者はどのように偏光したシンクロトロン放射光を観測することになるか考える。

GRB の放射光は放射体である shell が相対論的速度で動いているために角度 $1/\gamma$ でビーミングしてしまう。よって観測者は shell の進行方向からしかシンクロトロン放射光を見ることが出来ない。

GRB の磁場構造は分かっていないが仮に図 2.12 を考える。

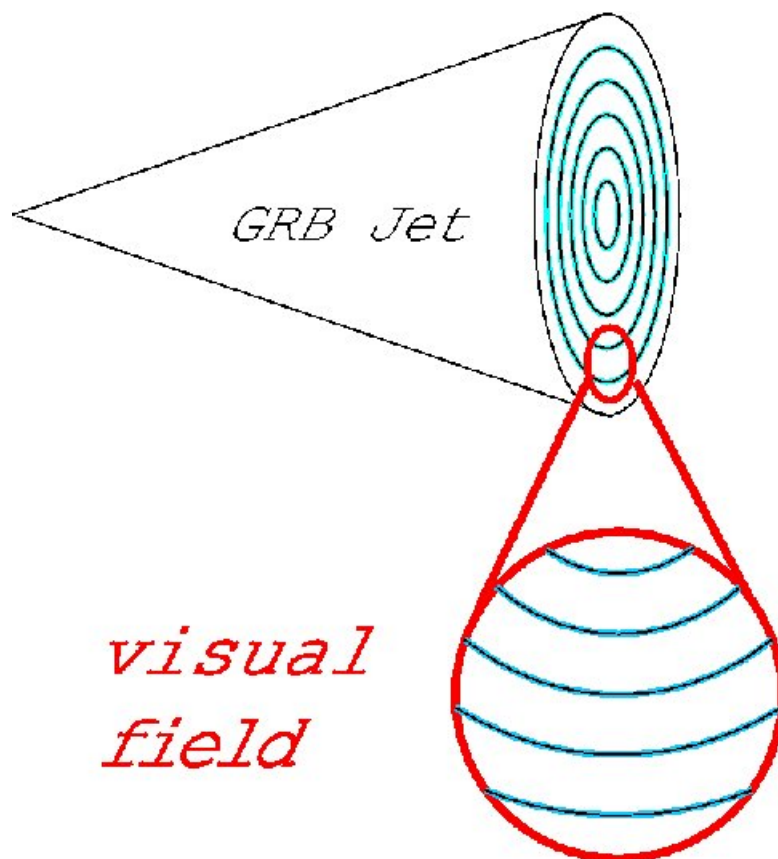


図 2.12 一様な磁場が存在する場合、観測者が見ることが出来るのは赤で囲まれた $1/\gamma$ の限られた視野である。この時、磁場は横方向に揃っており、観測されるシンクロトロン放射光は磁場と垂直な方向に偏光する。

この場合、観測者が見ることが出来るのは $1/\gamma$ の限られた視野であり、そこで磁場はある一方向に揃っている。よって観測者に届くシンクロトロン放射光もある方向に直線偏光している。

次に図 2.3.2 の様な磁場の構造がランダムな場合を考える。

ある点から観測者に届く放射光を衝撃波の共同系にローレンツ変換すると、放射の方向はあ

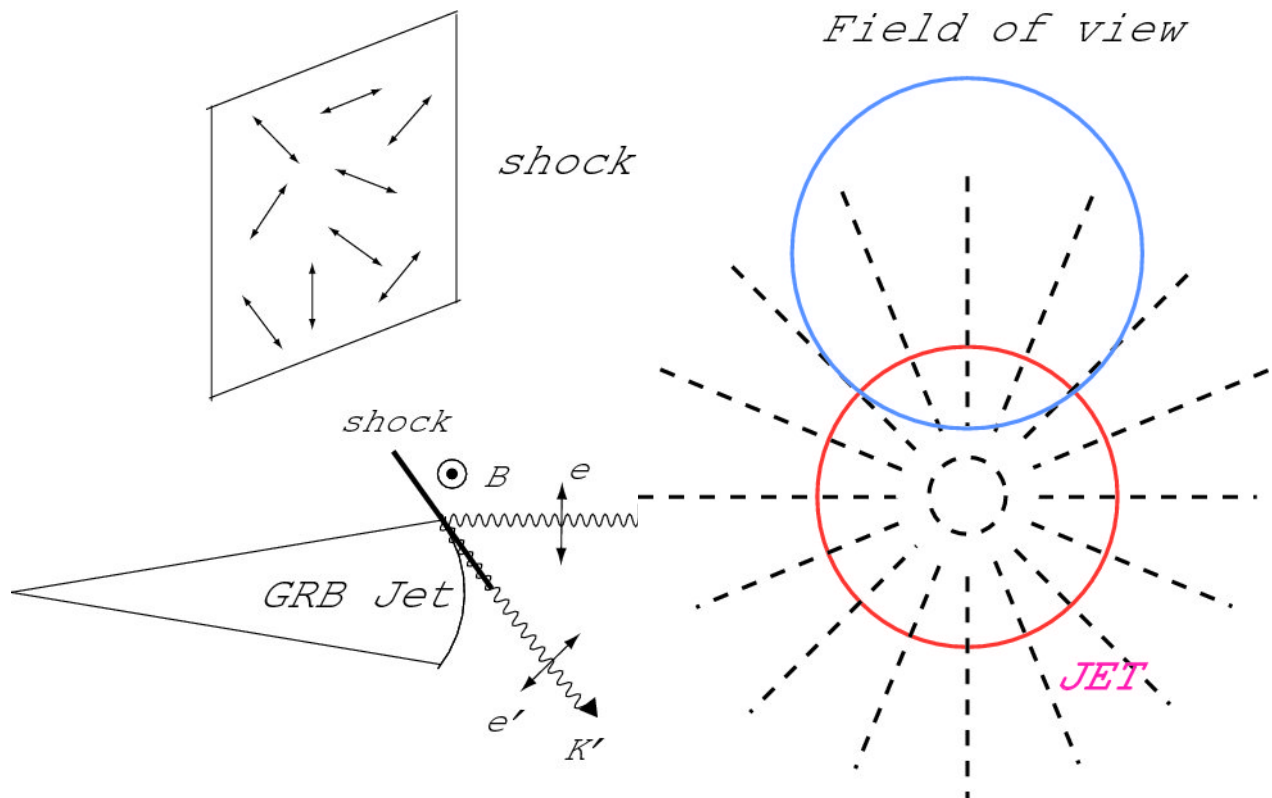


図 2.13 ランダムな磁場からの放射光を観測した場合の偏光。

る一方向に決まる。共同系での放射の方向が磁場と垂直な向きであるので、偏光の方向も磁場と視線方向に垂直な向きに決定する。

ローレンツ変換で観測者系に変換しても、視線方向と偏光方向の関係は崩れないので、観測者はある一方向に揃った偏光を見ることになる。

ある点からの放射光が偏光していることが分かったので、これを衝撃波全体からの放射として考えると図 2.3.2 右図の様になる。衝撃波全面を観測すると、無偏光として観測されるが、視野が図の青の範囲の様になれば偏光光が観測される。

第3章

小型ソーラー電力セイル実証機 Ikaros

ソーラー電力セイル計画では、直径 50 cm の超薄膜の太陽帆を軌道上で展開する技術を用いて、光子および高性能イオンエンジンを併用した推進機構による軌道操作と、太陽光エネルギーによる動力の確保などの工学実験が行われる予定である。低温動作可能な 2 液推進機関や燃料電池を利用した、総合型推進・電力システム、超高比推力イオンエンジンなど、世界初の試みが多数実施される。

ソーラー電力セイル計画の一環として、小型ソーラー電力セイル実証機 (INterplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun:Ikaros) が計画されている。Ikaros は主に以下の項目についての技術実証を行う予定となっている。

- 大型薄膜の展開・展張
- 電力セイルからの集電
- 光子セイルによる加速実証
- 光子セイルによる航行技術の獲得

図 3.1 が衛星の全体像である。Ikaros は太陽からの輻射圧を受けるため常に太陽の方向を向いており、Ikaros への GAP の取り付け位置は、太陽と反対面である。

さらに、GAP の取り付け位置は図 3.2 に示す状況になっており、近くには衛星の姿勢制御のスラスタ用タンクが存在する事が分かっている。

Ikaros は金星まで約 200 日かけて到達し、その後通信が途絶えるまでの運用が予定されている。よって、GAP は約 1 年間の運用期間で GRB の偏光観測が行える性能を持たなければならない。

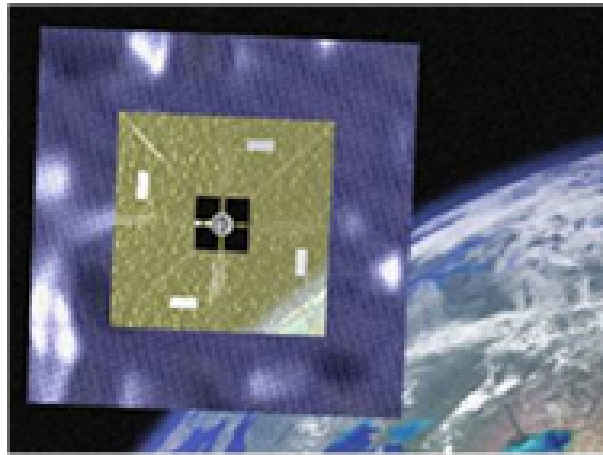


図 3.1 Ikaros 衛星の全体図。衛星の中心に本体部分があり、GAP は本体部の反太陽面に取り付けられる。

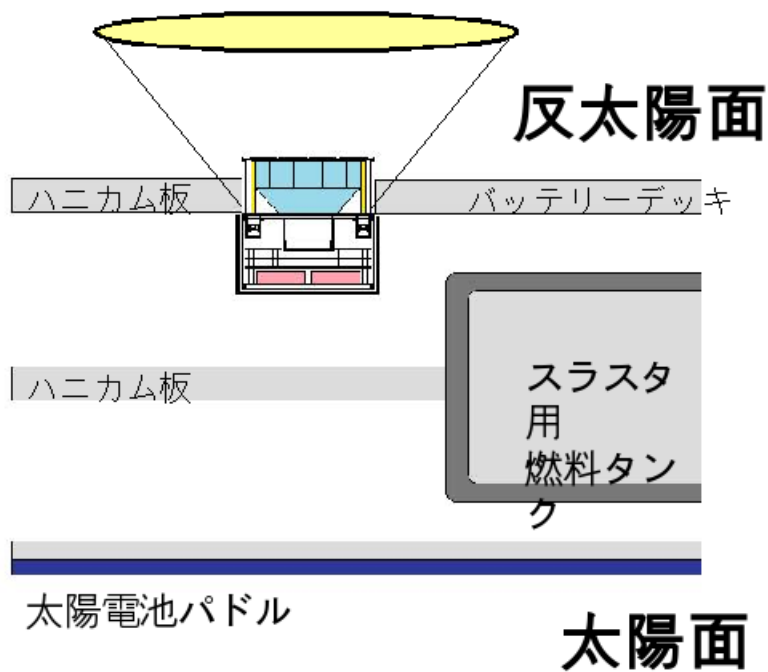


図 3.2 GAP の取り付け位置を模した図。太陽と反対面のバッテリーデッキに取り付けられる。

第 4 章

基礎的な物理過程について

4.1 偏光とは

光は電磁波であり、進行方向に対して垂直に電場ベクトルと磁場ベクトルを持っている。電場ベクトルの方向が一定の方向に揃っているとき、その電磁波は「偏光している」と言い偏光方向は電場ベクトルの方向で定義している。電場ベクトルの方向が時間によらず一定である直線偏や光、電場ベクトルの方向大きさが時間変化し進行方向に垂直な面で円や楕円機動を描く円偏光、楕円偏光がある。偏光度 Π は式 4.1 のように定義される。

$$\Pi \equiv \frac{I_{pol}}{I} \quad (4.1)$$

I_{pol} : 偏光している成分の強度
 I : 全体の強度

無偏光の場合について考える。無偏光の電磁波の電場方向は完全にランダムになっている。

特別に直線偏光の場合を考える。電磁波の進行方向 Z 方向と垂直な面 X - Y 面で、 X 軸に電場の振動方向をもつ電磁波が多く存在し、 Y 軸方向に電場の振動方向をもつ電磁波も混じっていると想定する。 X 軸方向に電場の振動方向をもつ電磁波の強度と、 Y 軸方向に電場の振動をもつ電磁波の強度を測定する。それぞれの強度が I_X 、 I_Y とする。また、偏光方向を X 軸方向とし、偏光成分と無偏光成分を I_{pol} 、 I_{unpol} と書く。 Y 軸方向に電場の振動方向をもつ電磁波と同じ強度の X 軸方向に電場の振動方向をもつ電磁波は無偏光となる。 X 軸方向に電場の振動をもつ残りの電磁波は、 X 軸方向に揃った偏光成分となる。 X 軸に偏光を持つ電磁波の強度と Y 軸に偏光を持つ電磁波の強度は等しいので式 4.2 となる。

$$I_{X\ unpol} = I_{Y\ unpol} = \frac{1}{2}I_{unpol} \quad (4.2)$$

偏光している電磁波の強度は式 4.3

$$I_{X\ pol} = I_{pol} \quad (4.3)$$

$$I_{Y\ pol} = 0$$

X-Y 面で一番強度が強いのは X 軸方向で、一番一番強度が弱いのは Y 軸方向である。それぞれの大きさは

$$I_{max} = I_X = \frac{1}{2}I_{unpol} + I_{pol} \quad (4.4)$$

$$I_{min} = I_Y = \frac{1}{2}I_{unpol}$$

これを用いて偏光度の定義を書き直すと

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.5)$$

となる。 $\Pi = 1$ の時は完全偏光、 $\Pi = 0$ の時は無偏光の電磁波である。

4.2 X線、ガンマ線と物質との相互作用

4.2.1 光電吸収

光電吸収過程では、光子は吸収物質原子との相互作用で完全に消失する。光子の持っていたエネルギーにより、原子の中の束縛された電子が殻から放出される。この相互作用は原子全体との間で起こるものであり、自由電子との間では起こらない。十分なエネルギーを持ったガンマ線は原子の中でもっとも強く結合している電子である、K 殻電子を光電子として放出する確率がもっとも大きい。この光電子は次のようなエネルギーをもつ。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (4.6)$$

ここで E_b は光電子が最初に存在した殻の結合エネルギーを表す。

光電子を放出するために、この相互作用は光電子に加えて束縛殻の一つに空孔を持つ吸収物質のイオンを作り出す。この空孔は物質中の自由電子の捕獲や原子内の他の殻の電子の再配列によって直ちに満たされる。したがって、1 個あるいはそれ以上の特性 X 線光子も生成される。その他にも特性 X 線の代わりにオージェ電子を放出して原子の冷気エネルギーが失われる事がある。[8]

4.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱の相互作用過程は入射ガンマ線光子と物質中の 1 個の電子との間で起こる。入射ガンマ線はコンプトン散乱によって最初の方向から角度 θ の方向へ曲げられる。このとき光子はそのエネルギーの一部を、最初静止していた電子へ伝達し電子はエネルギーを得る。この電子は反跳電子と呼ばれる。すべての角度に散乱することが可能なので、電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射ガンマ線のエネルギーに近い値までとることが出来る。図 4.1 に示すような散乱を考える。X 軸方向に電場ベクトルを持った (偏光した) 光子を Z 方向へ入射したとき、原点で制止している電子と衝突した。この時、入射光子の振動数を ν 、散乱光子の振動数を ν' 、衝突後の電子のエネルギーを E_e 、運動エネルギーを p_e 、入射光子に対する散乱角を極角 θ 、方位角 ϕ 、衝突後の電子の反跳角を極角 θ_c 、方位角 ϕ_c とする。散乱ガンマ線エネ

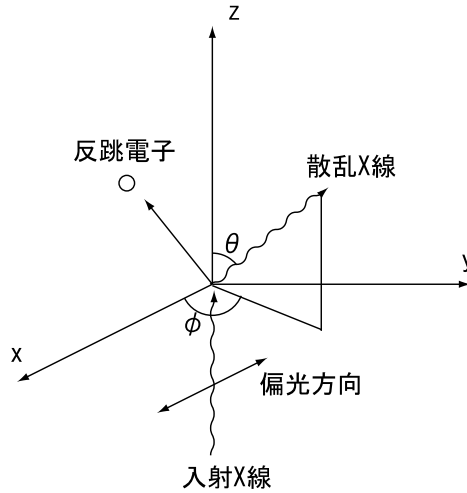


図 4.1 コンプトン散乱の模式図。x 軸方向の電場ベクトルを持って z 軸の負の方向から入射した光子が、原点で静止している電子と衝突する場合。散乱光子は極角 θ 、方位角 ϕ の方向へ散乱する。

ルギーと散乱角の関係を、エネルギーと運動量の保存則から導く。

$$h\nu = E_e + h\nu' \quad (4.7)$$

$$\frac{h\nu}{c} = p_e \cos \theta_e + \frac{h\nu'}{c} \cos \theta \quad (4.8)$$

$$p_e \sin \theta_e \cos \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \cos \phi = 0 \quad (4.9)$$

$$p_e \sin \theta_e \sin \phi_e + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \sin \phi = 0 \quad (4.10)$$

となる。相対論での p_e と E_e の関係 $(p_e c)^2 = E_e(E_e + 2m_e c^2)$ を使うと、式 4.7 ~ 4.10 から散乱光子、反跳電子のエネルギーは、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (4.11)$$

$$E_e = h(\nu - \nu') = m_e c^2 \frac{2\nu^2 \cos^2 \theta_e}{(h\nu + m_e c^2)^2 - (h\nu)^2 \cos^2 \theta_e} \quad (4.12)$$

となる。散乱ガンマ線の角度分布は微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ に対するクライン・仁科の式で与えられる。クライン・仁科の式は式 4.14 となる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{E'^2}{E^2} \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (4.13)$$

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

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

入射光子のエネルギーのみで書くと、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (4.14)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi), \quad E \ll m_e c^2 \quad (4.15)$$

のトムソン散乱の角度分布となる。

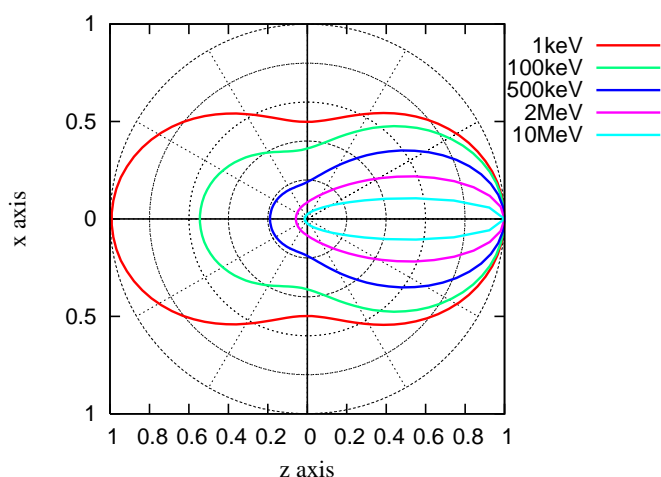


図 4.2 極角 θ についての微分断面積の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると、前方散乱が支配的になっていくことが分かる。

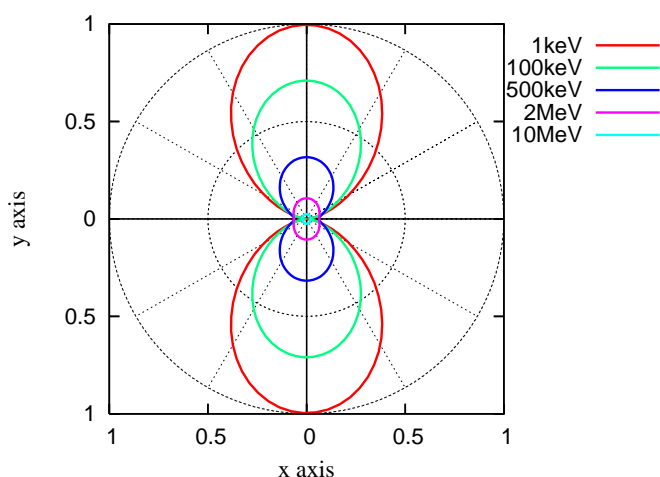


図 4.3 $\theta = 90^\circ$ のときの方位角 ϕ についての角度分布。入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

図 4.2 に無偏光の場合の入射光子のエネルギーごとの θ についての微分断面積の角度分布を示す。トムソン散乱の場合、1keV(赤)の分布を見ると、 θ については $\theta = 0, 180^\circ$ である z 軸で最大となり、 $\theta = 90, 270^\circ$ である x 軸に対して対称な分布となる。入射光子のエネルギーが高くなるにつれて γ は大きくなり、トムソン散乱からのずれが大きくなる。つまり、 $\gamma > 1$ の相対論的領域では前方散乱が支配的になることがわかる。図 4.3 に $\theta = 90^\circ$ の場合の ϕ についての角度分布を示す。散乱断面積の散乱角の方位角 ϕ に対する分布に注目する。式 10.9 から、 $\theta = 90^\circ$ の場合の ϕ についての角度分布を図 4.3 に示す。極角 $\theta = 90^\circ$ に限って見た場合、方位角に対する分布は $1 - \cos^2 \phi$ となり、すなわち角度 ϕ に対して \sin の分布となる。コンプトン散乱では入射光子の電場ベクトル方向 (x 軸) と垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

コンプトン散乱の散乱断面積 σ は式 4.14 を $d\Omega$ で積分して、

$$\sigma = \frac{3}{8\gamma} \sigma_0 \left[\left\{ 1 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2} \right\} \log(2\gamma+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(2\gamma+1)^2} \right] \quad (4.16)$$

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

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

4.2.3 電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の2倍 1.022 MeV を超えると、電子対生成過程がエネルギー的に可能となる。実際この反応確率は主に高エネルギーのガンマ線に限られる。この相互作用は原子核のクーロン場の中で起こり、ガンマ線光子は消失して電子と陽電子対に置き換えられる。電子対を生成するのに必要な 1.022 MeV 以上の光子が持っていた余剰エネルギーはすべて電子と陽電子に分配される。発生した陽電子は物質の中で減速した後、電子と出会い消滅するので、電子対生成の2次産物として2個の消滅光子が生み出される。原子核あたりの電子対生成の確率を記述する簡単な表現式はないが、その大きさは近似的に物質の原子番号の2乗にしたがって変化する。

4.2.4 X線の減衰

ガンマ線光子が物質に入射した場合に、上で記述したような相互作用が起こる。しかし、入射した光子の全てが相互作用するわけではなく、相互作用せずに透過する光子ももちろん存在する。光子の物質に対する透過率は式 4.17 のように書くことができる。

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.17)$$

I : 透過したガンマ線強度 I_0 : 入射したガンマ線強度
 μ : 線減衰係数 1/cm x : 物質中を進んだ距離 cm

ここで物質が種類が同じで密度が異なる場合を考えると、線減衰関数もそれぞれの場合で異なる。そこで質量減衰係数 σ を次のように定義し、ガンマ線透過の式を書き直すと以下のようになる。

$$\sigma = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.18)$$

$$I = I_0 e^{-\sigma \rho x} \quad (4.19)$$

I : 透過したガンマ線強度 I_0 : 入射したガンマ線強度
 ρ : 密度 g/cm³ σ : 全質量減衰係数 cm²/g
 x : 物質中を進んだ距離 cm

与えられたガンマ線のエネルギーに対して、質量減衰係数が物質の物理状態によって変化しない。式 4.19 の ρx は物質の質量厚さとして知られており、減衰の度合いを決める上で重要なパラメータとなる。また $\sigma \rho x$ を光学的厚さと呼び、光学的厚さが 1 より大きいとき光学的に厚い、不透明であると言い、光学的厚さが 1 より小さいとき光学的に薄い、透明であると言う。

4.3 荷電粒子と物質の相互作用

4.3.1 陽子の飛程

荷電粒子は主にその正電荷と吸収物質原子内の軌道電子の負電荷の間のクーロン力によって物質との相互作用をする。荷電粒子は吸収物質に入射すると直ちに多数の電子と相互作用を起こす。このような荷電粒子が接近した場合、電子は荷電粒子のクーロン力によって衝撃を受ける。荷電粒子との接近の度合いに依存して、この衝撃力は吸収物質原子内の電子をより高いエネルギー準位に励起したり電子を原子から完全に取り去って電離したりする。荷電粒子は電子へ伝達された分のエネルギーを失うので、その結果荷電粒子の速度は減少する。一回の電子との相互作用で失うエネルギーは荷電粒子のもつ全エネルギーに比べてごくわずかなので、入射した荷電粒子がエネルギーを失うまでにはこうした相互作用を多数回繰り返すことになる。どの瞬間をとっても粒子は数多くの電子と相互作用しており、その結果粒子は連続的に減速して最後には停止する。

またある方向に入射した荷電粒子線の飛跡は直線状である。このことは粒子はどの衝突においても大きくは曲げられず、また相互作用がすべての方向に同時に起こっていることを示している。したがって、荷電粒子は吸収物質中で一定の飛程を示すことになる。

飛程とは粒子が吸収物質内をそれ以上は透過しない距離を表している。吸収物質の深さが浅い時には、荷電粒子は吸収物質を透過する際にエネルギーを失うだけである。吸収物質の深さが飛程の長さにならないうまで荷電粒子の数の減衰は見られない。しかし吸収物質が深くなり飛程の距離になると、吸収物質中に停止する荷電粒子の数は増大し、透過する粒子の強度は急速に落ちてゼロになる。深さに対する物質に付与するエネルギーの関係を表した図 4.4 の様な曲線をブラッグカーブと呼ぶ。

飛程は、荷電粒子の透過強度が入射強度の半分に減少する吸収体の厚さで定義される。あるエネルギーの荷電粒子の飛程はある一つの吸収物質については固有の量である。また、飛程に吸収物質の密度をかけた単位で表されることもある。

主な吸収物質のエネルギーごとの飛程について表 4.1 に示す。飛程の単位は g/cm^2 で与えられており、飛程を密度で割ったものである [24]。

4.3.2 陽子による核反応

核反応とは原子核と他の粒子（核子、その他の素粒子、または他の原子核）との衝突によって起こる現象の総称である。反応の書き表し方は原子核 A に粒子 x が衝突し、その結果原子核 B と粒子 y_1, y_2, \dots, y_n が出来るといった反応を表すには次の様に書く。

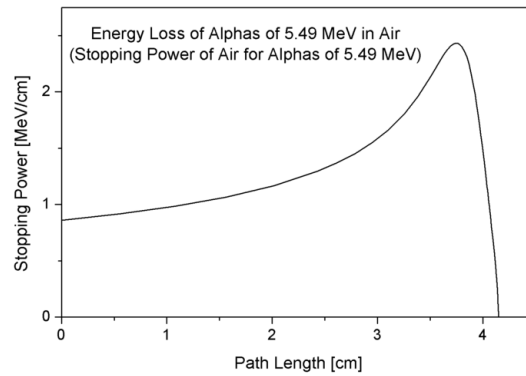


図 4.4 物質に付与するエネルギーは荷電粒子のエネルギーに比べると大きくない。しかし、物質の厚さが飛程ほどの深さになると荷電粒子は急速にエネルギーを失う。そのため物質に付与するエネルギーは飛程の深さの付近で大きくなる。この曲線をブラッグカーブと呼ぶ。[8]

表 4.1 陽子に対する各吸収体の飛程。飛程は g cm^{-2} で与えられている。

エネルギー (MeV)	Be	C	Al	Cu	Pb	Air
2	0.00091	0.0084	0.0115	0.0190	0.0410	0.0087
4	0.0296	0.0275	0.0355	0.0513	0.0988	0.0287
6	0.0601	0.0558	0.0704	0.0967	0.1746	0.0581
8	0.0999	0.0926	0.1155	0.1542	0.2674	0.0963
10	0.1487	0.1376	0.1700	0.2234	0.3761	0.1428
12	0.2061	0.1904	0.2337	0.3035	0.5000	0.1974
14	0.2719	0.2508	0.3062	0.3943	0.6385	0.2598
16	0.3459	0.3187	0.3872	0.4954	0.7912	0.3999
18	0.4278	0.3937	0.4766	0.6066	0.9576	0.4073
20	0.5175	0.4759	0.5742	0.7276	1.138	0.4920
25	0.7750	0.7116	0.8526	1.071	1.644	0.7346
30	1.079	0.9891	1.179	1.472	2.229	1.020

$$A + x \rightarrow B + y_1 + y_2 + \cdots + y_n \quad (4.20)$$

または

$$A(x, y_1 y_2 \cdots y_n) B \quad (4.21)$$

と書き、A を標的核、x を入射粒子、B を生成核、y を放出粒子とよぶ。

核反応の分類としては、入射粒子がエネルギーを失わずそのまま散乱される $A(x, x)A$ の弾性散乱、入射粒子がエネルギーの一部を殻に与えて励起し散乱される $A(x, x')A$ の非弾性散乱、入射粒子と放出粒子の数や種類が異なったり $A(x, y)B$ 、二つ以上に分裂する $A(x, f)$ 核変換がある。核変換では反応の前後で核の種類が変化する。

陽子が入射粒子の場合に起こりうる反応としては、 $(p, p), (p, n), (p, p'), (p, \alpha), (p, \gamma), (p, 2n), (p, pn)$ などがある。

我々が検出器のバックグラウンドとして気にしているのは、 $(p, n), (p, pn)$ の反応である。これらは核変換の反応であるため、標的核と異なる核種の生成核が出来る。この様な場合、生成核は不安定であることが多くその後に核崩壊を伴い放射線を放射線を発する。

4.4 放射線線源

4.4.1 ベータ崩壊とそれに伴うガンマ線

ベータ崩壊の過程は次の式で表される。

ここで X および Y は最初と最後の核種であり、 $\bar{\nu}$ は反ニュートリノである。反ニュートリノおよびニュートリノは物質に対してほとんど相互作用をしないので、普通は検出できない。生成核 Y は通常電離の閾値よりも低いエネルギーしか持っていないので検出できない。ベータ崩壊で生成する電離性放射線は高速電子すなわちベータ線しかない。大半のベータ崩壊では生成核は励起準位に入るので、生成核がこの励起準位から遷移してガンマ線を放出する。

ベータ崩壊の遷移は、一定の崩壊エネルギー Q 値によって定められる。

4.4.2 内部転換

内部転換過程は、親核のベータ崩壊のような先行過程によって形成された生成核の励起した状態から引き起こされることが多い。通常この励起準位はガンマ線光子の放出で遷移するが、ある特別の励起状態ではガンマ線放出が禁止され、その代わりに内部転換が重要になってくる。この場合生成核の励起エネルギー E_{er} は原子の軌道電子の一つに直接伝達され、その軌道電子は放出される。そこでこの電子の持つエネルギーは次の式で与えられる。

$$E_{e^-} = E_{er} - E_b \quad (4.22)$$

ここで E_b は転換電子が最初に存在した電子殻の結合エネルギーである。転換電子は原子内の K 殻、 L 殻、 M 殻などの電子殻からでも放出されうるので、一つの原子核の励起準位について何本かの異なるエネルギーを持つ電子が放出されるのが普通である。原子核の中で1個以上の励起状態が転換するような場合にはスペクトルはいっそう複雑となる。さらに電子エネルギースペクトルに、励起核を生成した親核の連続ベータスペクトルが重なることもある。図に内部転換の例を示す。

4.4.3 消滅放射線

β^+ や電子対生成などにより、陽電子が出来た場合、その陽電子は制動放射をおこしながらエネルギーを失い、最終的には制止している電子と接触し電子の静止エネルギー 511 keV と等しいガンマ線を 2 方向に放射する。この反応においてガンマ線は必ずそれぞれ逆方向に 2 本放射するので、検出器で測定される確率がとても高い。また大きな立体角を網羅できる検出器では 2 本の消滅放射線のエネルギーが足し合わされた 1.021 MeV のエネルギーを検出することもある。

4.4.4 特性 X 線

原子の軌道原子が何らかの励起過程によって正規の配列から外されると、この原子は短時間の間、励起状態になる。通常固体内では、1 ns 程度の時間内に電子は原子の基底状態に戻って際配列する性質を持っている。このように励起状態化から基底状態への遷移時に溶出されるエネルギーは特性 X 線の形をとり、そのエネルギーは初期状態と最終状態のエネルギーの差になる。

もし原子の K 殻に 1 個の空孔が一時的に出来たとすると、その後子の空孔が埋められる際に K 系列の特性 X 線が放出される。空孔を埋める電子が L 殻からくる場合は K 殻と L 殻の結合エネルギーの差に等しいエネルギーをもつ K_α 光子が放出される。K 系列 X 線はそのエネルギーが最大なので、通常これがもっとも需要である。

特性 X 線を発生する励起状態に原子を励起する方法は、主に放射性崩壊による励起や外部放射線による励起がある。電子捕獲の核崩壊過程では軌道電子を捕獲して、原子核の電荷が 1 単位減少する。電子捕獲過程で生じる 1 個の空孔を埋める際に特性 X 線を放出する。外部放射線、例えば X 線が物質に入射したし光電吸収を起こした場合 X 線の持っていたエネルギーはすべて電子に渡され、原子は励起状態になる。

4.4.5 動く電荷からの放射

図 4.5 の様に電子が運動するとき出来る電場と磁場は

$$\beta \equiv \frac{\mathbf{u}}{c} \quad \kappa \equiv 1 - \mathbf{n} \cdot \beta$$

とすると式 4.23、4.24 と書ける。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = q \left[\frac{(\mathbf{n} - \beta)(1 - \beta^2)}{\kappa^3 R^2} \right] + \frac{q}{c} \left[\frac{\mathbf{n}}{\kappa^3 R} \times (\mathbf{n} - \beta) \times \dot{\beta} \right] \quad (4.23)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] \quad (4.24)$$

式中の \square の表記は遅延ポテンシャルの表記の仕方である。式 4.23、4.24 の第一項目は速度場で、第二項目は放射場である。速度場と放射場を比較すると、速度場は距離 R について二乗で減少していくのに対して、放射場は一乗で減少する。

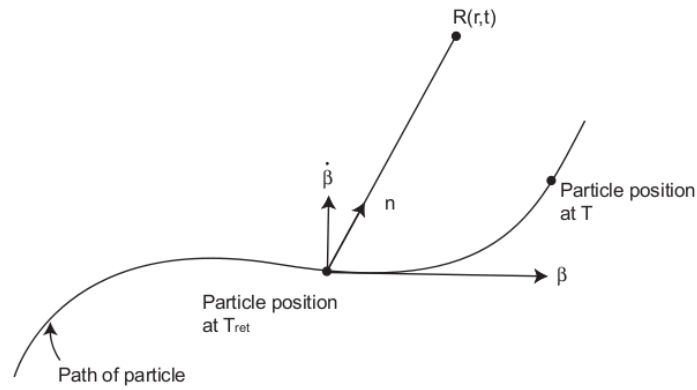


図 4.5 遅延時間に放射している電子から R 離れた場所での電場の計算のための図。

非相対論的な運動を考えると、 $\beta \ll 1$ なので、

$$\mathbf{E}_{rad} = \left[\frac{q}{Rc^2} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \dot{\mathbf{u}}) \right] \quad (4.25)$$

$$\mathbf{B}_{rad} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}_{rad}] \quad (4.26)$$

図 4.6 の様な場合を考えると、電場と磁場の大きさは

$$|\mathbf{E}_{rad}| = |\mathbf{B}_{rad}| = \frac{q\dot{u}}{Rc^2} \sin \Theta \quad (4.27)$$

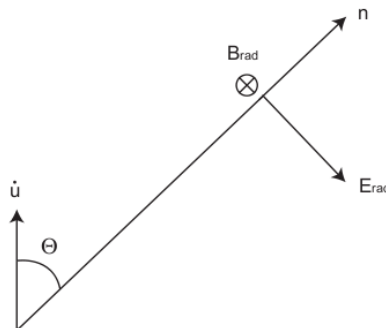


図 4.6 非相対論的粒子の作る電場と磁場。

視線方向のポインティングベクトルは

$$S = \frac{c}{4\pi} E_{rad}^2 = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 \dot{u}^2}{R^2 c^4} \sin^2 \Theta \quad (4.28)$$

となる。

単位時間単位立体角あたりのエネルギーはポインティングベクトルより

$$\frac{dW}{dt d\Omega} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \Theta \quad (4.29)$$

となる。

全立体角に放射される全パワーは

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^2} \int \sin^2 \Theta d\Omega \quad (4.30)$$

$$(4.31)$$

$$= \frac{q^2 \dot{u}^2}{4\pi c^3} \int_{-1}^1 (1 - \mu^2) d\mu$$

$$P = \frac{2q^2 \dot{u}^2}{3c^3}$$

となる。

4.4.6 制動放射

高速電子が物質と相互作用すると、そのエネルギーの一部は制動放射の形で電磁放射線に変換される。これは電子が物質の原子核の電場によってクーロン力を受け、進路が曲げられる際に加速度運動を行うことによって電磁波が放射されるからである。電子の進行方向や、クーロン力による加速度ベクトルがランダムな熱的放射では、放射される電磁波の電場方向は揃っていないため無偏光である。一方電子ビームなど一定の方向から電子を飛ばし物資に衝突させた場合、電子の受ける加速度ベクトルは比較的揃っており、直線偏光した X 線は観測される。

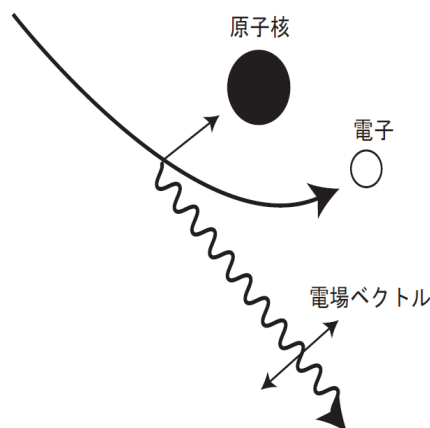


図 4.7 制動放射の概念図。放射される電磁波の電場ベクトルは、電子が受ける加速度ベクトルと放射される X 線との平面内にある。

4.4.7 シンクロトロン放射

磁場 B によって加速される電荷は放射を行う。比相対論的な速度の電荷の場合はサイクロトロン放射と呼ばれ、放射の周波数は磁場内でのらせん回転の周波数となる。

相対論的な速度で動く粒子の場合周波数スペクトルはより複雑でらせん回転の周波数の数倍に達することが出来る。

図 4.8 の様に

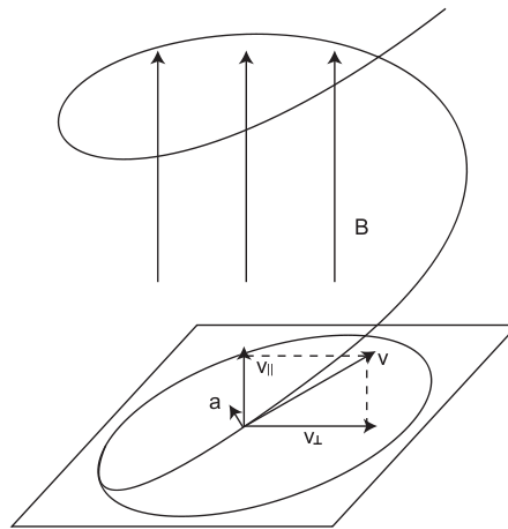


図 4.8 上向きの一様磁場での電子の運動。

質量 m 、電荷 q の粒子が磁場の中を相対論的な速度で運動する時、運動方程式は

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4.32)$$

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

と書ける。2式目から $\gamma = const$ もしくは $|\mathbf{v}| = const$ であり、これを1式に代入する。ここで $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{||} + \mathbf{v}_{\perp}$ とすると、

$$\frac{d\mathbf{v}_{||}}{dt} = 0 \quad (4.33)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B} \quad (4.34)$$

磁場と平行な方向は等速運動であり、磁場と垂直方向は等速円運動をしている。ここで円運動の周波数は

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (4.35)$$

となる。相対論的速度の運動と垂直方向に働く加速度は観測者系から見ると、 $\mathbf{v}'_{\perp} = \gamma^2 \mathbf{v}_{\perp}$ となり、共同系での垂直方向の加速度は $\dot{\mathbf{v}}_{\perp} = \mathbf{v}_{\perp} \omega_B$ であるので、放射のパワーは

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} \mathbf{v}_{\perp}^2 \quad (4.36)$$

図 4.9 の様に観測者がある方向からシンクロトロン放射を観測した場合を考える。

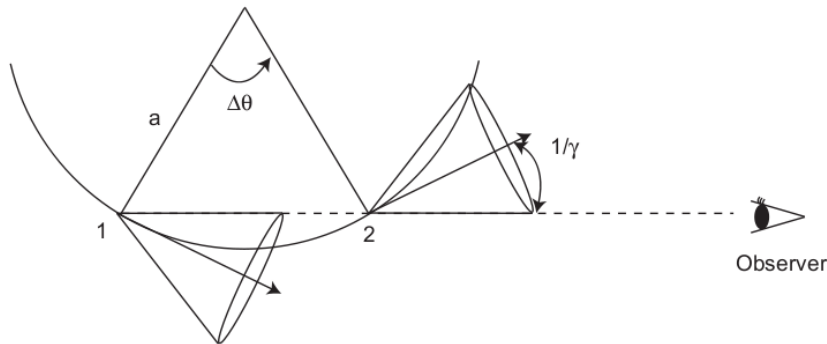


図 4.9 シンクロトロン放射をする粒子の運動を上から見た図。相対論的な速度で運動する粒子からの放射は粒子の進行方向に角度 $1/\gamma$ でビーミングされる。

相対論的な速度で運動する粒子からの放射はビーミング効果によって、運動方向に角度 $\frac{1}{\gamma}$ に絞られる。そのため、観測者は粒子からの放射のうち、1点から2点の間の放射しか観測できない。

点1と点2の間の長さは $\Delta S = a\Delta\theta = \frac{2a}{\gamma}$ で、 \mathbf{v} と \mathbf{B} のなす角を α とすると

$$\gamma m \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4.37)$$

ここで $|\Delta \mathbf{v}| = v\Delta\theta$ 、 $\Delta s = \mathbf{v}\Delta t$ なので

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{qB \sin \alpha}{\gamma m c v} \quad (4.38)$$

$$a = \frac{v}{\omega_B \sin \alpha} \quad (4.39)$$

を得る。点1と点2の弧の長さは

$$\Delta s \approx \frac{2v}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \quad (4.40)$$

となる。

観測される光の長さは点1で出た放射が観測者に届いてから、点2で出た放射が観測者に届くまでである。点1での放射の時刻を t_1 、点2での放射の時刻を t_2 とし、 t_1^A を点1から出た放射が観測者に届いた時刻、 t_2^A を点2から出た放射が観測者に届いた時刻とする。放射の継続時間は $t_1^A - t_2^A$ となる。放射体から観測者までの距離を R とすると、

$$t_1^A = \frac{R}{c} \quad (4.41)$$

$$t_2^A = (t_2 - t_1) + \frac{R}{c} - \frac{(t_2 - t_1)v}{c} \quad (4.42)$$

$$(4.43)$$

$$\Delta t^A = t_2^A - t_1^A = (t_2 - t_1) - \frac{(t_2 - t_1)v}{c} \quad (4.44)$$

$$(4.45)$$

$\Delta s = v(t_2 - t_1)$ より、 $t_2 - t_1 = \frac{2}{\omega_B \sin \alpha \gamma} \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ なので、

$$\Delta t^A = t_2^A - t_1^A = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha \left(1 - \frac{v}{c}\right)} \quad (4.46)$$

$v \ll 1$ の時 $\frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ なので、

$$\Delta t^A \approx \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \frac{1}{2\gamma^2} \quad (4.47)$$

$$= \frac{1}{\gamma^3 \omega_B \sin \alpha}$$

となり、実際に観測される周波数 $\omega_c \sim \frac{1}{\Delta t}$ は

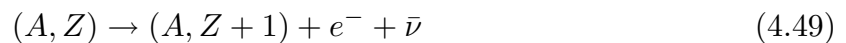
$$\omega_c \sim \gamma^3 \omega_B \sin \alpha \quad (4.48)$$

となる。

4.5 核崩壊の種類

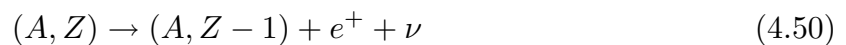
4.5.1 β^- 崩壊

原子核内の中性子が陽子に変換される過程である。その際に反ニュートリノ ($\bar{\nu}$) を放出するために、電子線のエネルギーは連続的になる。



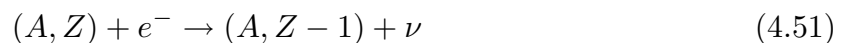
4.5.2 β^+ 崩壊

原子核内の陽子が中性子に変換される過程である。その際にニュートリノ (ν) をを放出するために、陽電子線のエネルギーは連続的になる。



4.5.3 電子捕獲

原子核内の陽子の数が過剰になった場合に、陽子が軌道電子 (通常は K 殻電子) を核内に捕獲して、中性子に変わりニュートリノを放出する過程である。その際に K 殻に空孔ができ上の軌道電子がその空孔を埋めるため特性 X 線が発生する。



第 5 章

ガンマ線検出器

ガンマ線検出器にみられる振る舞いの極端な例として、入射ガンマ線との相互作用で生まれる 2 次ガンマ線の平均自由行程よりも小型の検出器、中型の検出器、大型の検出器をそれぞれの検出器の応答を予想する。ここでの 2 次放射線としては、コンプトン散乱の散乱光子、光電吸収による特性 X 線、電子対生成で生まれた陽電子による消滅放射線などがある。

- 小型の検出器の場合

小型の検出器での反応の様子を図 5.1 に、小型の検出器の場合に検出器に付与されるエネルギーの予想を図 5.2 に示す。入射ガンマ線のエネルギーが電子対生成が可能となるエネルギー 1.022 MeV よりも小さい場合、検出器で得られるエネルギースペクトルは、コンプトン散乱と光電吸収が混合したものとなる。コンプトン散乱の反跳電子に対応する連続エネルギーはコンプトン連続部と呼ぶ。検出器内で光電吸収をした場合、検出器に付与するエネルギーは入射光子のエネルギーと等しい。小型の検出器の場合、検出器内で多重反応することは少ないため光電吸収以外で入射光子のエネルギーと等しいエネルギーを検出器に付与することは少ない。

入射ガンマ線のエネルギーが十分に高い場合は、電子対生成の結果も検出器で得られるスペクトルに現れる。検出器が小型の場合、電子と陽電子の運動エネルギーのみが検出器に付与されて、陽電子の消滅放射線は検出器外へ逃げる。その結果、入射エネルギーから $2m_e c^2$ のエネルギーだけ低いところにダブルエスケープピークが現れる。

- 大型の検出器の場合

極端に大型の検出器での反応の様子と得られるエネルギースペクトルを図 5.3、図 5.4 に示す。図 5.4 に示すようにすべての 2 次放射線の平均自由行程よりも大きい検出器の場合、2 次放射線は検出器内で必ず相互作用する。2 次放射線の平均移動距離が 10 cm 程度であるとすると、出発点から寿命を終える点までに要する時間は 1 ns よりも短い。この時間はガンマ線測定用の実用的な検出器の固有応答時間よりはるかに短いので、検出器の中の反応が複数回あったとしても一つのイベントとして検出される。そのため得られるエネルギースペクトルは全エネルギーピークのみとなる。この時得られた全エネルギーピークのカウント数は単純に検出器に入射したガンマ線光子の数に比例する。

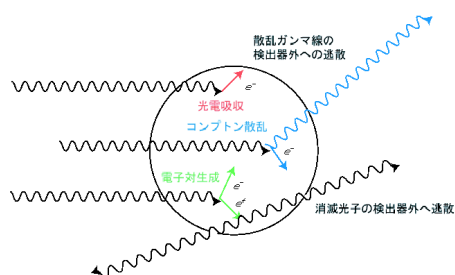


図 5.1 小型の検出器での反応。コンプトン散乱した散乱光子は外に逃散しやすく、電子対生成に伴って放射される消滅光子はエネルギーもまた飛散しやすい。

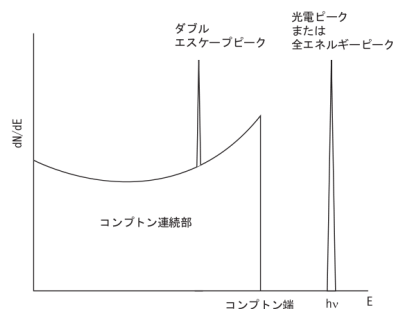


図 5.2 検出器にはコンプトン散乱の反跳電子のエネルギー、光电吸収のエネルギーが付与される。検出器内で多重反応することは少ないため光电吸収以外で入射光子のエネルギーと等しいエネルギーを検出器に付与することは少ない。

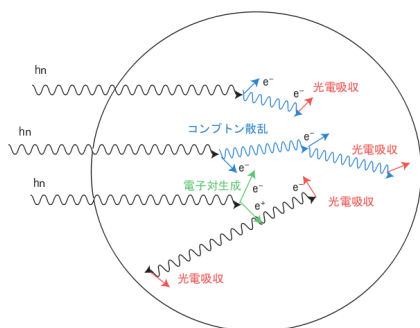


図 5.3 大型の検出器での反応。平均自由行程よりも大きい検出器では複数回の反応のうちに入射光子エネルギーは全て検出器へエネルギーを付与する。

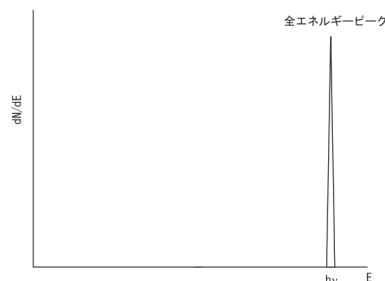


図 5.4 入射光子のエネルギーが全て付与され、得られるスペクトルは全エネルギーピークのみとなる。

● 中型の検出器の場合

中型の検出器の場合は上で述べた小型、大型の検出器の特性に2次ガンマ線が一部だけしか検出されない場合が付け加わる。図 5.6、図 5.5 に予想される検出器の応答を示した。小型検出器に比べるとコンプトン連続部のカウントは少なくなるが、さらに高エネルギーまで多重コンプトン散乱の連続部が続くことになる。また、小型検出器のときにはダブルエスケープピークのみであったものが、2本の内1本が検出されるシングルエスケープピークも現れるようになる。このように、小型、大型の場合よりも複雑なエネルギースペクトルとなることが予想できる。

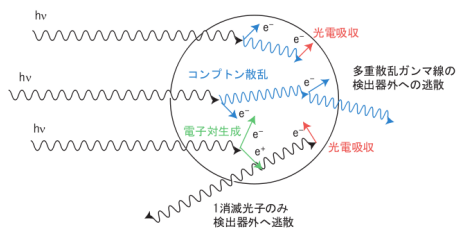


図 5.5 中型の検出器での反応。小型の検出器と大型の検出器の特徴が出てくる。

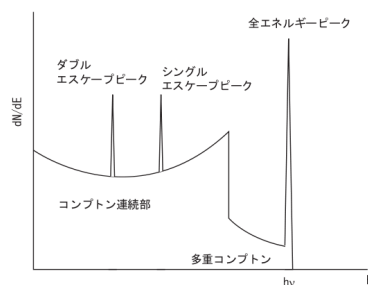


図 5.6 中型の検出器で得られるスペクトル。小型の検出器と大型の検出器の特徴が出てくる。そのため得られるスペクトルは複雑である。小型の検出器に比べ全エネルギーピークのカウントは多くなり、多重コンプトンによるコンプトン連続部が続く。

5.1 半導体検出器

半導体検出器の最大の特徴はエネルギー分解能が良いことである。入射ガンマ線に対して情報キャリアである光電子をつくるのに必要なエネルギーはシンチレーション検出器で約 100 eV なのに対して、半導体検出器は約 1 eV である。キャリアの数が 100 倍多いということは、光子の統計揺らぎは 10 分の 1 に抑えられることになる。

PN 型検出器の原理について説明する。PN 型検出器では $p-n$ 接合に逆バイアスをかけ、接合面近傍にキャリアの存在しない領域 (空乏層) をつくる。このとき外部からかけている電場のほとんどはこの空乏層にかかっている。半導体の空乏層にガンマ線が入射した場合に、発生した電子・ホール対が電極に集まり検出される。PN 型検出器は空乏層があまり厚くならないので、X 線やガンマ線などの高いエネルギーの光子に対しては検出効率が低い。

5.2 ゲルマニウムガンマ線検出器

上で述べたように、空乏層が厚くないと高エネルギーの光子に対して検出効率が低い。この問題を克服するためにはなるべく厚い空乏層を実現しなければならない。ゲルマニウムでは精製技術の発達により、不純物を 10^{10} 原子/cm³ にまで低減できるようになった。この超高純度ゲルマニウムから作られる検出器は通常真性ゲルマニウム検出器 (high purity germanium detector:HPGe 検出器) と呼ばれ、厚さ数 cm の空乏層のものまで入手できるようになった。

ゲルマニウム検出器の形状はプレナ型検出器と同軸型検出器がある。プレナ型検出器は円盤状のゲルマニウム結晶により作られており、低エネルギー光子の測定に適している。同軸型検出器は、結晶を縦方向に長く作ることが出るので、プレナ型よりも有感体積の大きなものが製作可能である。

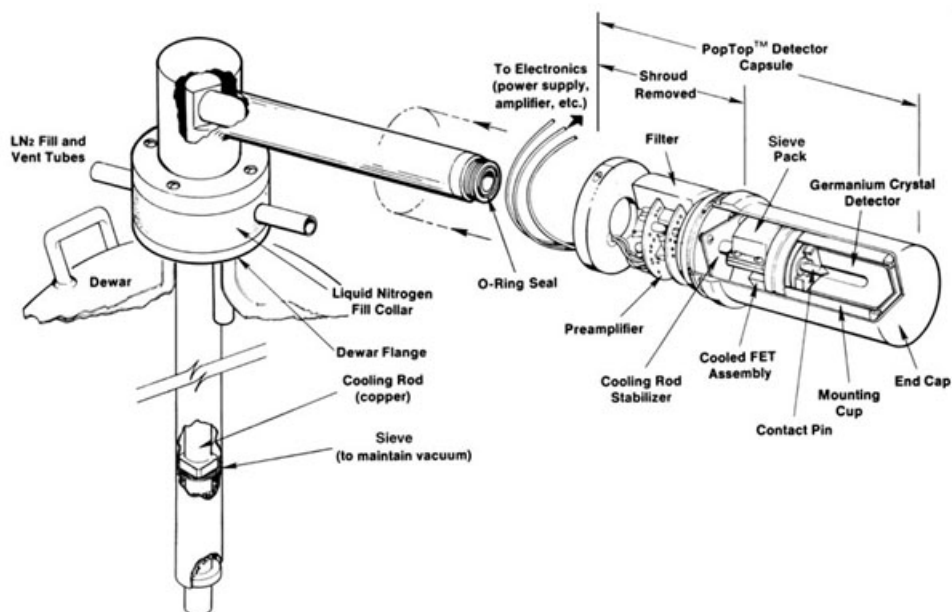


図 5.7 ORTEC 製 GEM20 ゲルマニウム検出器の全体像。

5.3 シンチレーション検出器

5.3.1 シンチレータ

古くから放射線測定方法の一つに物質の中で発生するシンチレーション光を光電子増倍管で読み出すという方法が用いられてきた。シンチレーション過程は各種放射線の検出とスペクトル測定を行うためのもっとも有用な方法の一つとして今日でも使用されている。シンチレータの種類としてはヨウ化ナトリウム (NaI)、ヨウ化セシウム (CsI) などの無機シンチレータと、有機液体やプラスチックなどの有機シンチレータがある。無機シンチレータは成分中の原子番号 (Z) が大きく、密度も高いことからガンマ線の吸収体として使われることが多い。逆にプラスチックシンチレータなどの有機シンチレータは Z が小さく、ガンマ線の散乱体として用いられることが多い。有機シンチレータの代表のプラスチックシンチレータは製作・成形加工が簡単なため、大体积の個体シンチレータとして使いやすい。無機シンチレータの NaI や CsI シンチレータは潮解性を持っているため、性能の劣化に気をつけなければいけない。CsI シンチレータは NaI シンチレータと比較して、単位長さあたりのガンマ線吸収量が大きいため、重量が問題となる場合には有利である。また潮解性は NaI シンチレータに比べ少なく、比較的剛性が高いため衝撃や振動にも強い。表 5.1 に主なシンチレータの特性を示す [8]。

5.3.2 光電子増倍管

光電子増倍管は、入射光を低エネルギーの電子に変換する光電陰極 (光電面)、集束電極、電子増倍部 (ダイノード)、陽極で構成される真空管であり、高感度、高速応答の光センサーの一

表 5.1 主なシンチレータの特性

	比重 [g/cm ³]	蛍光波長 [nm]	屈折率	減衰時間 [μs]	蛍光効率 [光子/MeV]
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	38000
CsI(Tl)	4.51	540	1.80	0.68 (64 %) 3.34 (36 %)	65000
BGO	7.13	480	2.15	0.30	8200
GSO	6.71	440	1.85	0.056 (90 %) 0.4 (10 %)	9000
プラスチック (NE102A)	1.03	423	1.58	0.002	10000

種である。光が光電面に入射すると、光電面から真空中に光電子が放出され、その光電子は集束電極によってダイノードに導かれる。光電子は電界で加速され、1 段目のダイノードに入射して二次電子を放出し、二次電子はさらに加速されて 2 段目のダイノードで新たな二次電子を放出する。この過程を繰り返すことによって電子が増倍され、増倍された電子は出力信号として陽極に収集される。

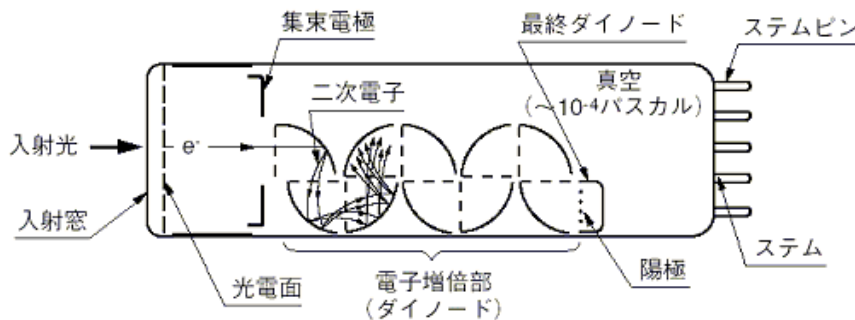


図 5.8 光電子増倍管の構造

5.4 GAP の偏光検出方法

第 4 章のコンプトン散乱、クライン・仁科の式で述べたとおり、コンプトン散乱は偏光方向と垂直な方向にコンプトン散乱しやすい性質を持っている。我々はこの性質を用いた散乱型の検出器を作成した。検出器はシンチレーション検出器を用いて、我々が観測のターゲットとしている GRB の典型的エネルギー数 100 keV であるので、そのエネルギー範囲で散乱が支配的な有機シンチレータのプラスチックを中心に置き、そのまわりを光電吸収が支配的な無機シンチレータの CsI (Tl) シンチレータで 1 2 枚で囲んだ。図 5.9 の様な検出器の形状により、入射光子は散乱体でコンプトン散乱したのち、極角 $\theta = 90^\circ$ の光子を吸収体で検出する事が

できる。入射光子が直線偏光していたならば吸収体の 12 枚のシンチレータは方位角 ϕ に応じて、検出した光子の個数が正弦関数の分布を持つことになる。

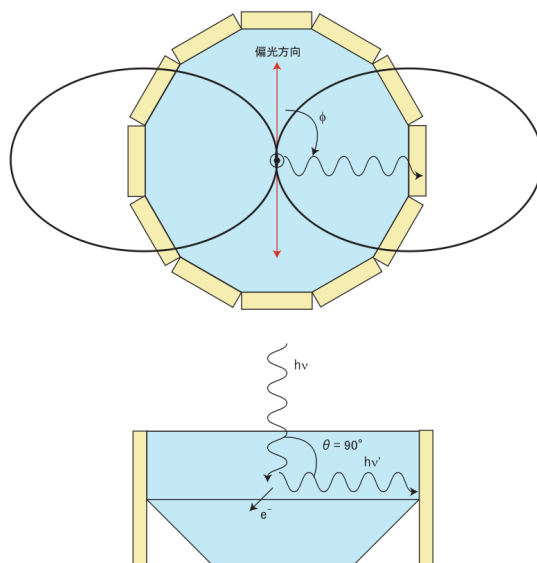


図 5.9 GAP の形状と偏光検出の仕組み。クライン・仁科の式より偏光した電磁波は偏光方向と垂直な方向に散乱しやすい。極角 $\theta = 90^\circ$ について注目すると、散乱断面積は方位角 ϕ に対して正弦関数で表せる。

5.5 偏光検出器の性能とは

5.5.1 モジュレーションファクタ (M)

図 5.9 に示したように、我々の検出器はコンプトン散乱の散乱異方性をもちいて偏光度を測定する。CsI シンチレータの検出光子数を方位角 ϕ でプロットしたものを、モジュレーションと呼ぶ。モジュレーションは図 5.10 の様に方位角 ϕ に対して正弦関数で分布することが？章のクライン・仁科の式からわかっている。

モジュレーションファクタ $M_{100\%}$ は完全偏光を入射させた場合の検出器の応答を表す値で検出光子数の最大値を N_{max} 、最小値を N_{min} とし、式 10.2 と定義している。モジュレーションファクタは検出器の偏光に対する感度を表しているので、この値が大きい方がより低い偏光度のターゲットでも検出できる性能の良い検出器と言える。

$$M \equiv \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} = \frac{\text{モジュレーション分布の振幅}}{\text{モジュレーション分布の平均値}} \quad (5.1)$$

実際の実験では完全偏光を入射させることは出来ないので、モジュレーションファクタ $M_{100\%}$ はシミュレーションにより求めることになる。また偏光度の分からない光源の観測が

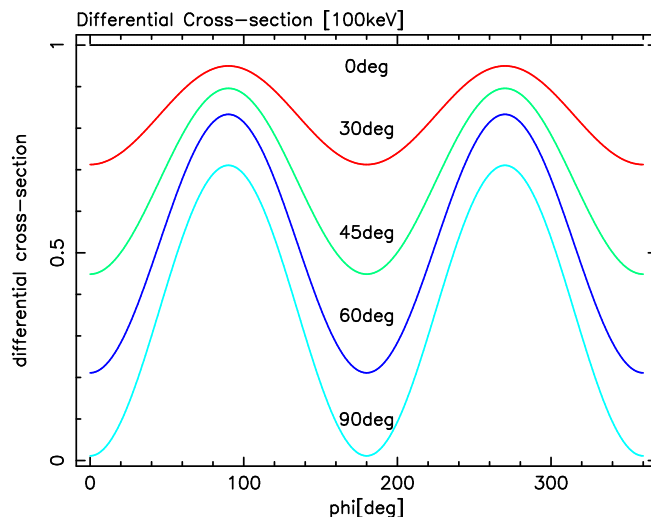


図 5.10 様々な極角 θ についての散乱断面積。方位角 ϕ に対して正弦関数で表せる。

ら得られたモジュレーションの値 M' から偏光度を求めるには式 5.3 を用いる。

$$\Pi = \frac{M'}{M_1 100\%} \quad (5.2)$$

5.5.2 検出効率 (η)

検出器に入射した光子の内、偏光観測に使用できる光子の割合を検出効率 η と定義する。すなわち、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータに入射した光子の内、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータでコインシデンスをした光子の割合を指す。コインシデンスはプラスチックシンチレータでコンプトン散乱し CsI シンチレータで散乱光子を検出した場合と、CsI シンチレータでコンプトン散乱しプラスチックシンチレータで散乱光子を検出した場合が考えられる。GRB は継続時間が短い現象であるため、光子数を稼ぐために有効面積を大きくすることもさることながら検出効率を上げることも重要である。しかし、図 5.11 で示すように、検出効率とモジュレーションファクタを同時に良くする検出器は存在しない。モジュレーションファクタを良くするためには、角度に対して分解能を良くする必要があるため散乱体から見た吸収体の立体角は小さくなる。立体角は小さければ検出効率は悪くなる。逆に検出効率を上げるためには、より多くの散乱光が吸収体に入るように散乱体から吸収体を見込む立体角を大きくする必要がある。この場合、角度の情報は鈍ってしまい、モジュレーションファクタは悪くなる。

5.5.3 最小検出可能偏光度 (MDP)

最小検出可能偏光度 (Minimum Detectable Polarization:MDP) とは、観測対象の明るさや、観測時間、バックグラウンドレベル、検出器の性能 (M , η) を総合的に判断した検出器の性能で、ある条件下における検出可能な最小の偏光度のことである。MDP が小さいほど偏光

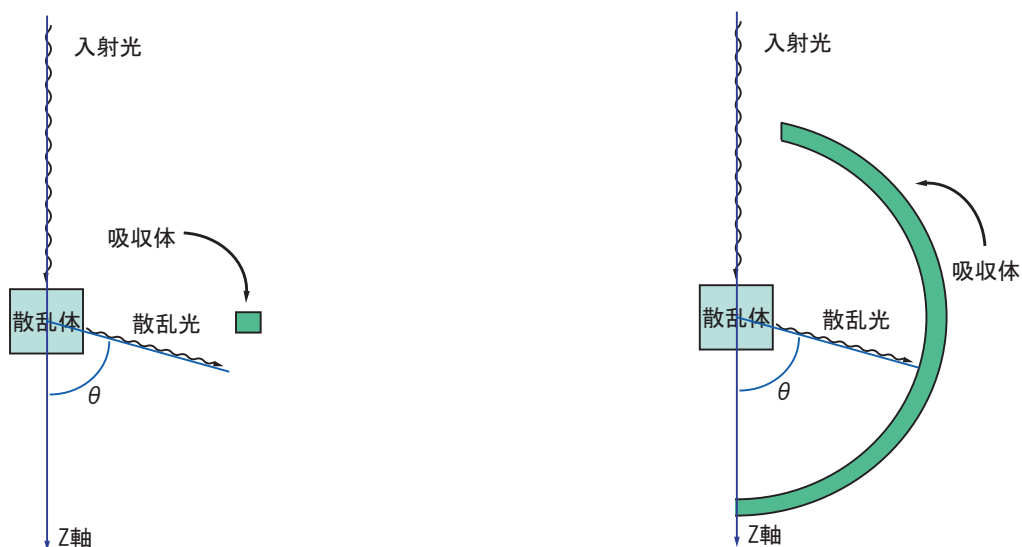
(a) M を最大にした検出器の断面図(b) η を最大にした検出器の断面図

図 5.11 極端な検出器デザインの例。 η を最大にするデザインと M を最大にするデザインは全く逆になる。

度の低い入射光の観測ができるので、性能が良い検出器であると言える。MDP は式 10.3 のように表される。[23]

$$MDP(\%) = \frac{n_\sigma}{M_{100\%} S} \sqrt{\frac{2(S+B)}{T}} \quad (5.3)$$

n_σ : 観測結果に求める優位性

$M_{100\%}$: 完全偏光に対する検出器のモジュレーションファクタ

S : 入射光のカウントレート [photon/sec]

B : バックグラウンドのレート [count/sec]

T : 観測時間 [sec]

3σ の有意度での MDP を GRB のフラックス F [photon/cm²/sec]、検出器の有効面積 A [cm²]、検出効率 η を用いて書き直すと、

$$MDP(\%) = \frac{3\sqrt{2}}{M_{100\%}\eta AF} \sqrt{\frac{\eta AF + B}{T}} \quad (5.4)$$

となる。

第 6 章

シミュレータ

6.1 EGS5

6.1.1 EGS5 の概要

EGS5 (Electron Gamma Shower Version 5) は、任意の元素、化合物および混合物中での電子・陽電子および光子の輸送をモンテカルロ法によってシミュレーションすることが出来るコンピュータプログラムである。モンテカルロ法とは乱数を使用して解を求める計算手法である。反応断面積などの物質のデータは EGS5 システムの一部である pgs5 (Preprocessor for EGS) により計算し、EGS5 で使用する。光子と電子・陽電子とも、決められた離散的なステップではなく、ランダムにサンプリングしたステップにより移動する。電子・陽電子の適用エネルギー範囲は原子数の小さい物質では 1 keV から原子数の大きな物質では数十 keV から数千 GeV である。また光子の適用エネルギー範囲は、1 keV から数千 GeV である。

EGS 5 で扱う電子・陽電子反応として、制動放射、電子・電子散乱、陽電子・電子散乱、陽電子消滅と消滅 γ 線、電子衝突電離、多重散乱がある。光子の反応として、電子対生成、コンプトン散乱、レイリー散乱、光電吸収がある。

EGS5 シミュレーションで光子と電子をどのエネルギーまで追跡するかはユーザーが決めることができ、現在は 1 keV に設定してある。

6.1.2 構造モデル (ジオメトリ)

EGS5 においてジオメトリの作成は CGVIEW という粒子の軌跡とジオメトリ表示のプログラムを用いる。CGVIEW は電子・光子・陽電子の 3 次元軌跡と計算ジオメトリをパソコン上で表示するためのシステムである。粒子の軌跡は EGS コードシステムで計算される。複雑はジオメトリを比較的少ない労力で記述できる Combinational Geometry (CG) と呼ばれるジオメトリパッケージを用いてシミュレーションに使用するジオメトリを書くことが出来る。CG を用いるとユーザーが意図した通りのジオメトリが入力されているか 3 次元表示で確認する事が出来き、ジオメトリに空間的な間違いが無いかをチェックする機能も用意されているので、計算の準備段階の効率が良い。

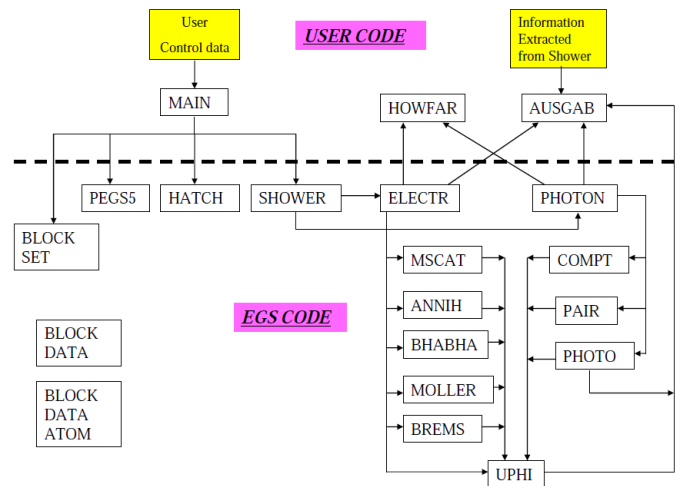


図 6.1 EGS5 の概要

6.1.2.1 立体の定義

EGS 用 CG では以下のような立体 (Body) を使用することが出来る (図 6.2)。

1. 立方体 (RPP)

x, y, z 方向の最小値及び最大値で定義する。各面はいずれかの軸と平行である。

2. 球 (SPH)

球の中心を示すベクトルとその半径で定義する。

3. 円筒 (RCC)

円筒の底面の中心を示すベクトルと、中心からの高さベクトル及び円筒の半径で定義する。

4. 円錐台 (TRC)

円錐の底面の中心を示すベクトル、底面中心から上面中心への高さベクトル、及び底面と上面のそれぞれの半径で定義する。

5. トーラス (TOR)

いずれかの軸に平行なトーラスの中心を示すベクトル、トーラス中心からチューブの中心までの距離、チューブの半径及びトーラスの方向を示す番号 ($n : x/y/z = 1/2/3$) で定義する。さらにトーラスの始まりの角度と終わりの角度を指定する。

6.1.2.2 リージョンの定義

各リージョンは、Body の組み合わせにより定義する。組み合わせには特別な記号 +、- 及び OR が使われる。+ 記号の後に Body 番号が書かれた場合には、Body の内側の領

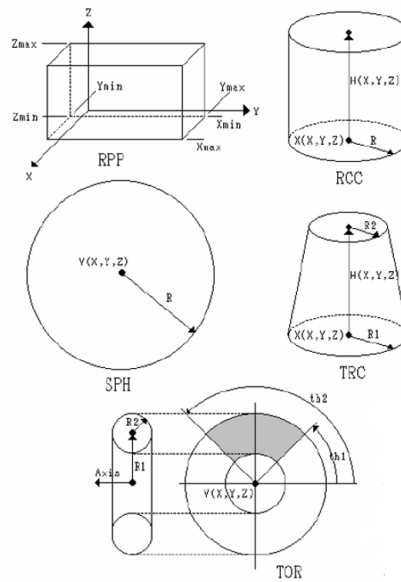


図 6.2 EGS5 で使用できる立体。

域がリージョンとなる。一方、 $-$ 記号の後に Body 番号が書かれた場合には、Body の外側の領域がリージョンとなる。Body 番号の後に $+$ または $-$ の記号と Body 番号が続く場合には、間に AND 記号があるのと同じで、両方の Body に属する領域を定義する。Body 番号が OR 記号の後に書かれた場合は、どちらかの Body に属する領域を定義する。

6.1.2.3 物質の定義

EGS 5 での物質の定義は pegas5 で行う。単体、化合物及び混合物、また個体・液体及び気体の物質を扱うことが出来る。密度効果表の中に定義されている物質を組み合わせ、化合物や混合物の定義を行う。CsI シンチレータは EGS5 の密度効果表に既に定義されているが、プラスチックシンチレータは定義されていない。そのため、 $(C_5H_8O_2)_n$ をプラスチックシンチレータとして、新しく定義した。ユーザーが用意するファイルは、メインコード、ジオメトリデータファイル、物質データファイルの 3 つのファイルである。

6.2 GEANT4 MEGAlib

6.2.1 MEGAlib の概要

MEGAlib (MEdium Energy Gamma-ray Astronomy library) は当初は次世代のコンプトン望遠鏡のデータを解析するために作られたソフトウェアツールである。MEGAlib はジオメトリや検出器を記述するツールを含んでおり、異なる検出器の種類や物質を細かくモデリングすることが出来る。また、シミュレーションツール Geant3、MGeant/MGGPOD、Geant4

へのインターフェースを備えている。高機能なデータ解析ツールは応答行列の算出、画像の再構築、検出器の分解能や検出感度の決定、スペクトルの読み出し、偏光モジュレーションの決定をすることが出来る。高度なモジュラーと完全にオブジェクト指向のライブラリーは C++ で書かれており、ROOT システムを利用している。MEGAlib は ACT、NCT、NuSTAR、GRI など様々な高 X 線、ガンマ線望遠鏡に活用されている。

6.2.2 ジオメトリー

MEGAlib 用の重要なツールに Geomega (Geometry for MEGAlib) がある。Geomega はジオメトリー、検出器の描写のためのツールで、体積、物質、検出器とそのトリガーの情報 filename.setup というファイルで用意すると、ファイルで定義したジオメトリー情報をそれぞれの MEGAlib のプログラムに与えてくれる。また、Geomega は検出器と検出や再構築されたイベントの視覚可を用意している。また、シミュレーションデータに対しての機器効果機関と MEGAlib のほかの全てのツールに対してジオメトリーの土台を提供している。

6.2.2.1 Body の定義

Geomega では以下のような立体を使用することができる。

1. 立方体 (BRIK)
xyz 方向の大きさの半値で定義する。
2. 球 (SPHERE)
半径の最小値および最大値、 θ の最小値および最大値、 ϕ の最小値および最大値で定義する。
3. 円筒 (TUBE)
半径の最小値および最大値、高さの半値、 ϕ の最小値および最大値で定義する。
4. 円錐台 (CONE)
高さの半値、底面の半径の最小値および最大値、上面の半径の最小値および最大値で定義する。
5. 台形柱 (TRD1)
上面および底面での x の大きさの半値、y の大きさの半値、z の大きさの半値で定義する。
6. 台形柱 (TRD2)
上面および底面での x の大きさの半値、上面および底面での y の大きさの半値、x の大きな半値で定義する。
7. z 軸に対して垂直でない台形柱 (TRAP)
z の大きさ、z 軸から見た θ および ϕ 、上面および底面での xy の大きさの半値で定義する。
8. z 軸に対して垂直でなく、ねじれている台形柱 (GTRA)
TRAP にねじれの角度を追加したもの
9. z 軸上で接続した円柱と円錐台 (PCON)

半径の最小値および最大値、Z 軸での接続面の数、それぞれの面に対して z 軸の座標、半径の最小値と最大値を面の数だけ定義する。

6.2.2.2 リージョンの定義

ユーザーが決めたリージョン名の宣言を行ったあと、物質名、Geomega で見える際の可視化の有無、Geomega で見える際の色の指定、Body 名とそのパラメータ、位置、xyz 軸に対する回転などを指定する。MEGAlib では EGS5 と違い、Body の定義とリージョンの位置、回転を別々に定義する事が出来る点でより実際に近いジオメトリーを描くことが出来る。

6.2.2.3 物質の定義

MEGAlib 中の物質一覧の中にあるものを組み合わせて定義する。用意されている物質を使う場合はそのまま物質名を指定できるが、ユーザーが物質を新しく定義する場合はユーザーが決めた物質名を宣言し、物質の密度、元素の質量数と原子数とその存在比を構成成分の数だけ定義する。

ユーザーが定義した物質を検出器として扱いたい場合は、ユーザーが決めた検出器名の宣言を行いリージョン名を指定する。検出器として指定しなかった場合は、吸収したエネルギーなどの情報を得ることは出来ない。

6.3 二つのシミュレータの比較 1

6.3.1 ジオメトリーとシミュレーションの条件

EGS5 と MEGAlib それぞれのシミュレータで同じ計算をさせて、結果を比較した。特に光電吸収とコンプトン散乱の確率に着目し、それぞれの結果が等しくなるか比較する。ジオメトリーは一辺が 5 cm の立方体をプラスチックシンチレータとし、そのまわりを 5 cm × 5 cm × 0.5 cm の CsI シンチレータ 4 枚で囲む。

シミュレーションの条件は、

- 入射ガンマ線の全光子数は 10^5 個
- 入射ガンマ線のエネルギーは 100 keV の単色光
- 入射ガンマ線は無偏光
- 入射ガンマ線は検出器の上からの Z 方向の平行光線
- 入射ガンマ線は 5.0 cm × 5.0 cm (プラスチックシンチレータ) の面積に一様に降らせる
- それぞれのリージョンで吸収したエネルギーを抜き出し、スペクトルを描く
- コインシデンスを考慮していないのでシンチレータが 2 つ以上反応していても、イベントとしてセレクトされる

6.3.2 結果と考察

シミュレーションの結果得られたプラスチックシンチレータと CsI シンチレータのスペクトルを図 6.3 と図 6.4 に、それぞれ反応について表 6.1 と表 6.2 に示す。CsI のスペクトルについては1つ1つのセンサーではカウントが少ないため、4つのセンサーのカウントを足したものである。

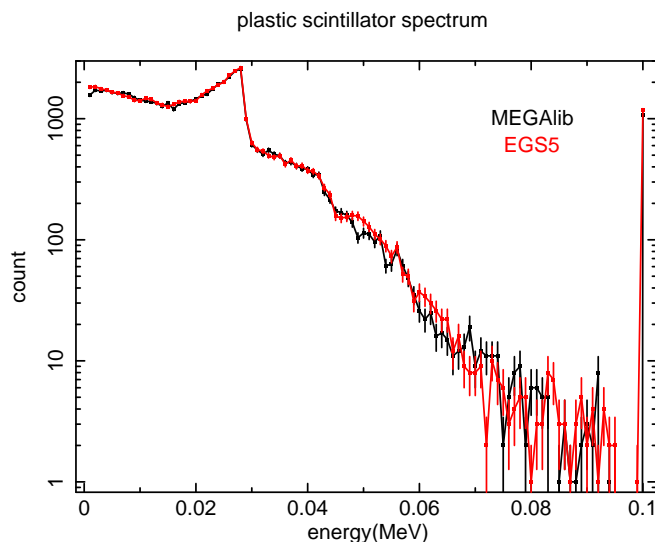


図 6.3 シミュレーション結果の比較。黒が MEGAlib、赤が EGS5 によるプラスチックシンチレータに対する計算結果である。100 keV 以下はコンプトン散乱の反跳電子のエネルギー、100 keV は光電吸収および入射光子の全エネルギー吸収である。

表 6.1 それぞれのシミュレーションでのプラスチックシンチレータの検出イベント数。計算した全光子は 10^5 個。プラスチックシンチレータは $E = 100$ keV の場合は光電吸収ピークおよび全エネルギーピーク、 $E < 100$ keV の場合はコンプトン散乱のイベントである。

物質	MEGAlib での検出数	EGS5 での検出数
プラスチックシンチレータ ($E = 100$ keV)	1065	1176
プラスチックシンチレータ ($E < 100$ keV)	54940	55878
プラスチックシンチレータの反応数	56005	57054
プラスチックシンチレータの反応率	56.00%	57.05%

スペクトルの形はプラスチックシンチレータ CsI シンチレータ共にとても良く合っていることが分かる。二つのシミュレータの結果を比較するために、MEGAlib で得られたスペクトルを EGS5 で得られたスペクトルで割った。なお、カウント数の少ないエネルギーでは統計誤差が大きいため、カウント数が 100 カウント以上のビンについてのみ行った。CsI については4つのセンサーを足し合わせたスペクトルに対して同様の処理を行った。結果を図 6.5 と図

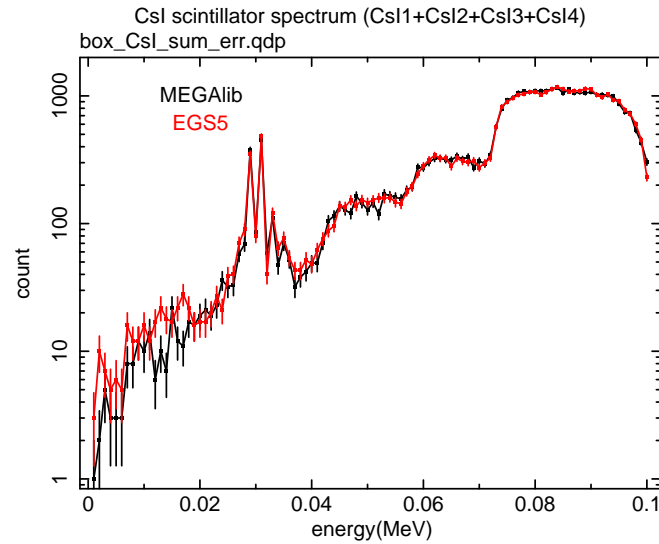


図 6.4 シミュレーション結果の比較。黒が MEGAlib、赤が EGS5 による CsI シンチレータに対する計算結果である。100 keV 以下はプラスチックでコンプトン散乱した散乱光子を CsI が光電吸収したエネルギー吸収である。

表 6.2 それぞれのシミュレーションでの CsI シンチレータの検出イベント数。計算した全光子は 10^5 個。CsI シンチレータは $E = 100 \text{ keV}$ の場合は CsI に直接入射したガンマ線の光電吸収で、 $E < 100 \text{ keV}$ の場合はプラスチックシンチレータで散乱し CsI シンチレータでその散乱光子を光電吸収した結果である。光子を入射された領域 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ は CsI との境にあたり、CsI に直接入射した光子があったと思われる。

エネルギー	物質	MEGAlib での検出数	EGS5 での検出数
$E = 100 \text{ keV}$	CsI1	71	43
	CsI2	66	74
	CsI3	97	48
	CsI4	70	66
$E < 100 \text{ keV}$	CsI1	8569	8559
	CsI2	8660	8689
	CsI3	8621	8687
	CsI4	8687	8690

6.6 に示す。

1 からのずれは、プラスチックシンチレータでは $\chi^2_\nu = 1.77$ 、CsI シンチレータでは $\chi^2_\nu = 1.06$ となり、 3σ の信頼度で一致していることが分かった。

よって、EGE5 と MEGAlib での結果は統計誤差の範囲内で等しいと言える。

(統計誤差の範囲内で MEGAlib と EGS5 の結果は等しいと言える。)

シミュレーションの結果と NIST が公開している XCOM (Photon Cross Sections Database) の減衰係数から計算されるプラスチックシンチレータの反応確率を比較する。

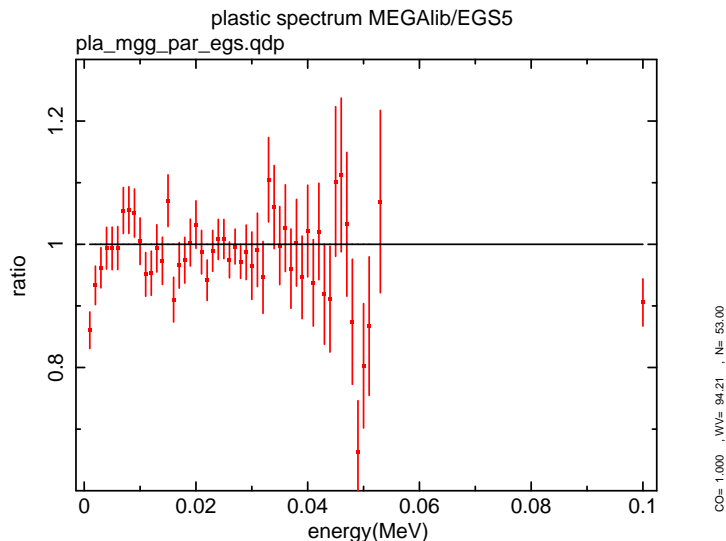


図 6.5 プラスチックシンチレータの EGS5 の結果に対する MEGAlib の結果。

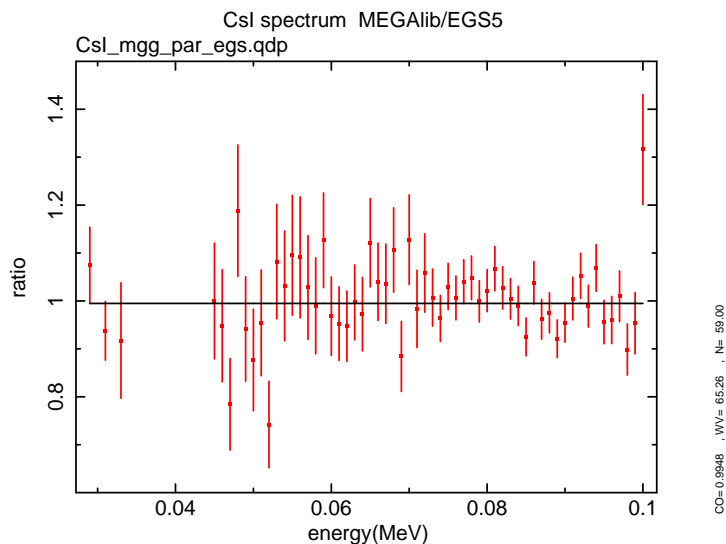


図 6.6 CsI シンチレータの EGS5 の結果に対する MEGAlib の結果。

光子が物質に入射し相互作用を起こすとき、光子の物質に対する透過率は式 6.1 のように書くことができる。

$$I = I_0 e^{-\sigma \rho x} \quad (6.1)$$

I : 透過したガンマ線強度	I_0 : 入射したガンマ線強度
ρ : 密度 g/cm^3	σ : 全質量減衰係数 cm^2/g
x : 物質中を進んだ距離 cm	

シミュレーションで使用した物質定義 ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$)_n について、XCOM で公開されている減衰係数を図 6.7 に示す。XCOM の減衰係数のデータによると 100 keV において、プラスチック

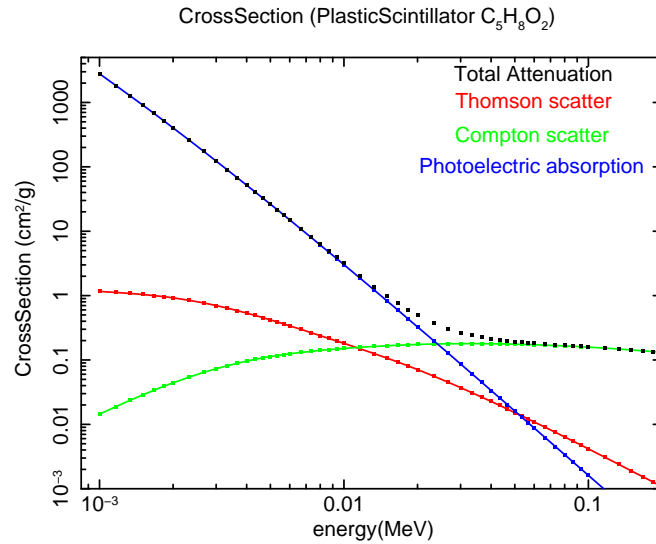


図 6.7 XCOM の減衰係数のデータ。黒は全減衰係数、赤はトムソン散乱、緑はコンプトン散乱、青は光電吸収を表す。

シンチレータの全減衰係数は $1.60 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{g}$ である。また ρ は $1.032 \text{ g}/\text{cm}^3$ 、 x は 5 cm で計算すると、透過率は 43.80% で相互作用を起こす確率は 56.20% である。

相互作用を起こす確率は MEGALib では 56.12% 、EGS5 では 57.00% となった。

またプラスチックシンチレータの光学的厚さが 1 となる長さは 6.06 cm であるので長さ 5 cm の立方体のプラスチックシンチレータでの多重散乱は無いと考えられる。そのためシミュレーションの結果と、質量減衰係数から求めた反応確率は物質内で一回反応をする確率として比較することができ、それぞれのシミュレータでの反応数の統計誤差は MEGALib、EGS5 とともに 1σ エラーで 0.42% であり、したがってどちらのシミュレータの結果も統計誤差の範囲内で実際の相互作用を正しく再現できていると言える。

6.4 二つのシミュレータの比較 2

実際の GAP 検出器のジオメトリー、シミュレーション条件のもとで二つのシミュレータの計算結果を比較した。

6.4.1 ジオメトリー

実際の GAP 検出器の形状は図 6.8 に示す通りである。この形を二つのシミュレータで再現する。

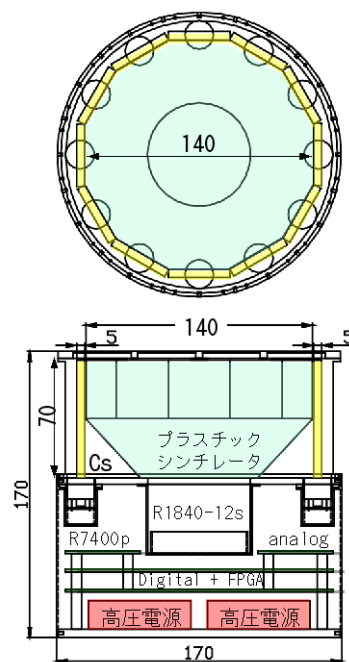


図 6.8 実際の GAP の形状。

6.4.1.1 EGS5 でのジオメトリー

EGS5 では多角形を再現することが出来ない。したがって、本来は 12 角形のプラスチックシンチレータは円柱で表現することになる。高さ 3.5 cm からのテーパ加工は円錐台と円柱を組み合わせて再現する。まわりを取り囲む 12 枚の CsI についても立方体で再現することは出来ない。これは EGS5 での立方体の定義は各面がいずれかの軸に対して平行でなければならないからである。したがって、CsI については円柱を組み合わせて再現する。検出器のまわりは H_2 ガスで満たしている。一番外側の領域は真空中で、EGS5 では粒子の追跡は真空の領域に入った時点で終了される。EGS 5 でのジオメトリーは以下の様になる。

6.4.1.2 MEGAlib でのジオメトリー

MEGAlib では多角形を再現することが出来ない。したがって、12角形のプラスチックシンチレータは Z 平面で接続した円柱と円錐台 (PCON) で表現する。まわりを取り囲む 12 枚の CsI は立方体を 15 度ずつ回転させながら配置する。MEGAlib でのジオメトリーは以下の様になる。

6.4.2 入射ガンマ線の条件

GAP 上面から 100 keV の無偏光のガンマ線を Z 方向に一様に入射させる。入射させる範囲は x、y 共に原点を中心に 14cm × 14cm の範囲である。したがって、CsI シンチレータにも直接光子は入りうる。光子数は 10^5 個である。

6.4.3 コインシデンスのロジック

実際の検出器では電子回路でコインシデンスを取るが、シミュレーションに於いても同じ条件で入射光子に対する計算を行わなくてはならない。

二つのシミュレータで、正しいデータセレクトが出来ているかを確認する。

6.4.3.1 GAP でのコインシデンスロジック

6.4.3.2 EGS5 でのコインシデンスロジック

GAP 検出器のジオメトリーは 1 つのプラスチックシンチレータと 12 個の CsI シンチレータの 13 個のリージョンで構成されている。そのすべてのリージョンについて、フラグを用意した。それぞれのリージョンでエネルギーが吸収された場合にフラグが立ち、プラスチックシンチレータのフラグと、その他 12 個の CsI のフラグのどれか、の 2 つのフラグが立った場合にコインシデンスデータとする。コインシデンスデータと判断された場合は、それぞれのリージョンで吸収された 13 個のエネルギー情報を蓄積し、12 個の CsI のヒットパターンやスペクトルデータを作る。ただし、今回のシミュレーションではデータに対して閾値を設けていないので、実際には GAP の LD 値に合わせて閾値を設定する。

6.4.3.3 MEGAlib でのコインシデンスロジック

root に格納されたデータから、条件を付けてコインシデンスデータを抜き出さなければならない。まず、エネルギーを落としたリージョンが 2 つである (`totalhit == 2`) という条件でそれぞれのリージョン番号と吸収したエネルギーの情報データを抜き出す。さらに、そのどちらかのリージョンがプラスチックであるという条件でデータを抜き出す。EGS5 同様にデータに対して閾値は設定していない。

6.4.4 結果

コインシデンスを取ったときのプラスチックシンチレータ、CsI シンチレータのスペクトルを図 6.9、図 6.10 に、それぞれのカウント数について表 6.3 に示す。ただし、CsI の結果については 12 個のセンサーの結果を足したものを示す。

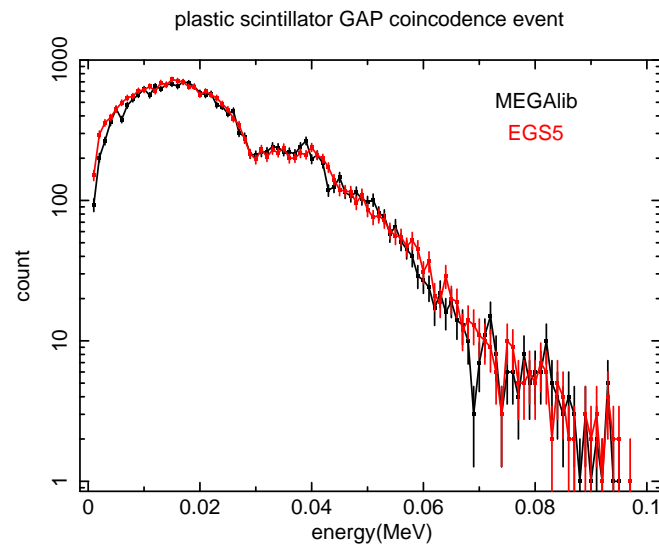


図 6.9 シミュレーション結果の比較。黒が MEGAlib、赤が EGS5 によるプラスチックシンチレータに対する計算結果である。プラスチックシンチレータでコンプトン散乱し、反跳電子のエネルギーが検出されている。

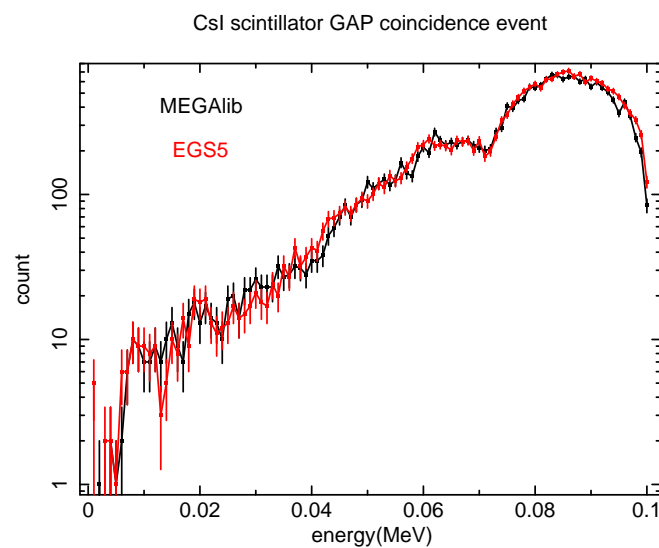


図 6.10 シミュレーション結果の比較。黒が MEGAlib、赤が EGS5 による CsI シンチレータに対する計算結果である。プラスチックシンチレータでコンプトン散乱した散乱光子を CsI が検出している。

表 6.3 それぞれのシミュレーションでのプラスチックシンチレータと CsI シンチレータ 1
2 センサー合計の検出イベント数。

物質	MEGAlib での検出数	EGS5 での検出数
プラスチックシンチレータ ($E = 100$ keV)	0	0
プラスチックシンチレータ ($E < 100$ keV)	18783	19520
CsI12 センサー合計 ($E = 100$ keV)	0	0
CsI12 センサー合計 ($E < 100$ keV)	18784	19520

コインシデンスイベントに限定すると、プラスチックシンチレータではコンプトン散乱の反跳電子のエネルギーを、CsI シンチレータでは散乱光子のエネルギーを検出している。今回のコインシデンスイベントのロジックでは、CsI シンチレータでコンプトン散乱し、プラスチックシンチレータで散乱光子を吸収するという物理現象も観測可能である。しかし、結果は CsI シンチレータに直接入った光子は シンチレータで光電吸収されてしまい、そのようなイベントが観測されなかった。図 6.10 でエネルギー 100 keV のピンにカウントがあるのは、99 keV より大きく 100 keV より小さいエネルギーを検出したからであり、100 keV の入射光子の光電吸収のエネルギーではない。

二つのシミュレーターでカウント数は EGS5 の方がカウント数が多い結果となった。これはジオメトリーの問題で、EGS5 ではプラスチックシンチレータと CsI シンチレータの間には隙間は存在しないが、MEGAlib では隙間が存在するためカウント数に違いがでたと考えられる。

第7章

宇宙空間での GAP のバックグラウンド

実際に宇宙空間での観測を考えた場合に、検出器のバックグラウンドとして考えられるのは X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB)、宇宙線やそれらの衛星本体による散乱成分や放射化成分が上げられる。これらの光子、荷電粒子の特徴と検出器への寄与について以下で議論する。ここでのバックグラウンドのカウントとは GRB の偏光観測の際に重要となる、コインシデンスしたバックグラウンドのことを言うことにする。

7.1 GAP 検出器が直接的に受けるバックグラウンド

7.1.1 X 線背景放射

ジャコーニら (R.Giacconi) による 1962 年のロケット実験により宇宙が X 線で一様に明るく光っていることが発見された。これを X 線背景放射と呼ぶ。X 線背景放射の強度は非常に大きく、全天からの総放射強度は銀河系内天体からの X 線強度の総和の 10 倍にもなる。2 keV 以上で見ると X 線背景放射の強度分布は、銀河面付近を除けば一様で、この等方性は X 線背景放射が銀河系外起源であることを示している。当初は X 線背景放射は宇宙を一様に満たす高温プラズマであるという説が提案されたが、現在では個々の X 線源の重ね合わせをする説が有力である。~3 keV から 300 keV の X 線背景放射の起源は銀河中心のブラックホールへの降着現象である活動銀河核 (AGN) からの X 線放射であるとされている。また ~300 keV から 10 MeV の X 線背景放射は 1a 型超新星に依るのとも考えられている。[21]、[11]

図 7.1 に CXB の強度スペクトルを示す。3 keV < E < 500 keV では HEAO-1 の観測結果、0.8 MeV < E < 30 MeV は COMPTEL の結果、さらに高エネルギーのデータは SAS2 による観測である。これらの観測結果に対する、指数関数とべき関数式 7.3、7.2 でのフィッティングの結果が図 7.1 に実線で示されている。フィッティングの結果 χ^2 を自由度で割った値は 1.3 で 5 つの検出器の観測結果について、8 桁にも及ぶエネルギー範囲でとてもよくあっていることが分かる。強度スペクトルをエネルギーで割った、光子スペクトル $N(E)$ photon/cm²/sec/sr は 7.3、7.2 で書ける。

我々の検出器のエネルギー感度が ~ 300 keV であるので、3 keV から 300 keV まで積分するとフラックスは $7.74 \text{ photon/cm}^2/\text{sec}/\text{sr}$ である。

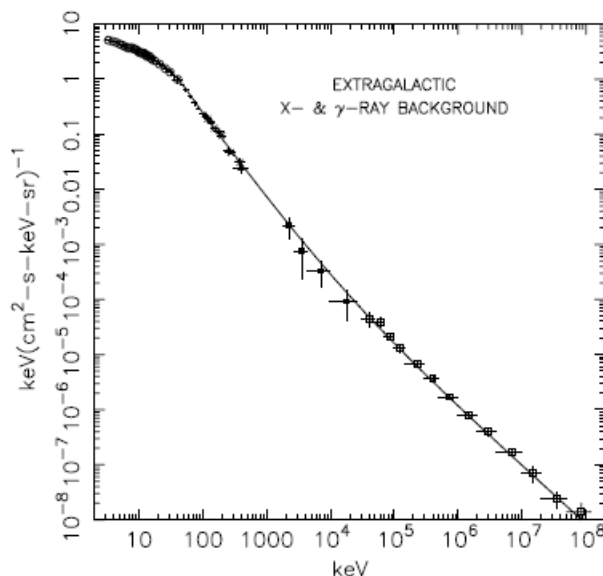


図 7.1 3 keV から 100 GeV までの広がった X 線背景放射の強度スペクトル。観測結果に対して指数関数とべき関数でフィッティングしてある。光子エネルギーで 8 桁にも及ぶエネルギー範囲でフィットの χ^2 を自由度で割った値は 1.3 でフィット関数はとてもよく合っている。[11]

$$N(E) = 7.877E^{-1.29} \exp\left(-\frac{E}{41.13}\right), \quad 3 - 60 \text{ keV} \quad (7.1)$$

$$= \left(\frac{0.0259}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-6.5} + \left(\frac{0.504}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.58} + \left(\frac{0.0288}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.05}, \quad > 60 \text{ keV} \quad (7.2)$$

EGS5 シミュレーションでこの光子スペクトルを持つ入射光を発生させ検出器 GAP の応答を見る。実際の検出器は検出器の上面以外は厚さ 0.5 mm の鉛で覆われる予定である。今回のシミュレーションでは鉛は配置せず、入射光子の数を厚さ 0.5 mm 鉛の透過率で補正した。

鉛のエネルギーに対する全室量減衰係数を図 7.2 に、厚さ 0.5 mm の鉛のエネルギーごとの透過率を図 7.3 に示す。

100 keV 程度まではほとんど透過しないが、200 keV を越えると透過率はほぼ 1 となる。厚さ 0.5 mm 鉛の透過率で補正を行った CXB のスペクトルは図 7.4 の様になった。

シミュレーションではコインシデンスした時の CsI シンチレータのカウント数を見た。コインシデンスをとっても残る CsI シンチレータのカウントは、偏光観測に影響を与える。コイ

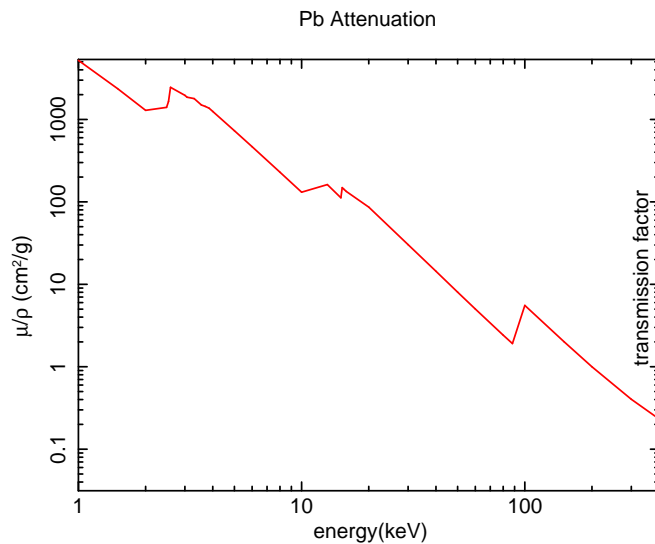


図 7.2 1 keV から 400 KeV までの鉛の全質量減衰定数。

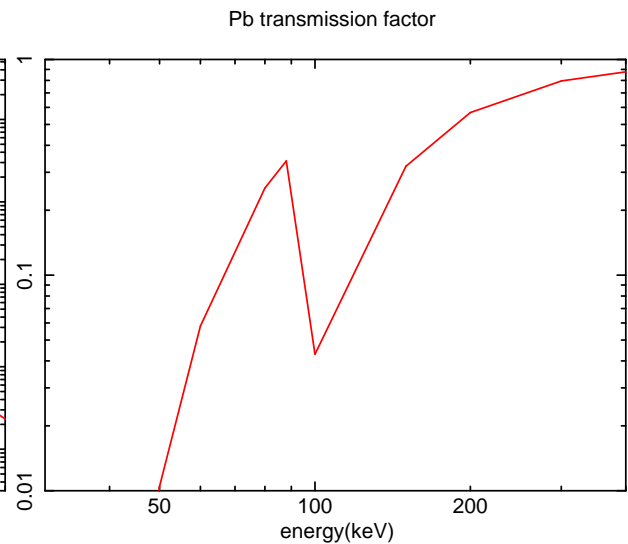


図 7.3 厚さ 0.5 mm の鉛の 30 keV から 400 keV に対する透過率。

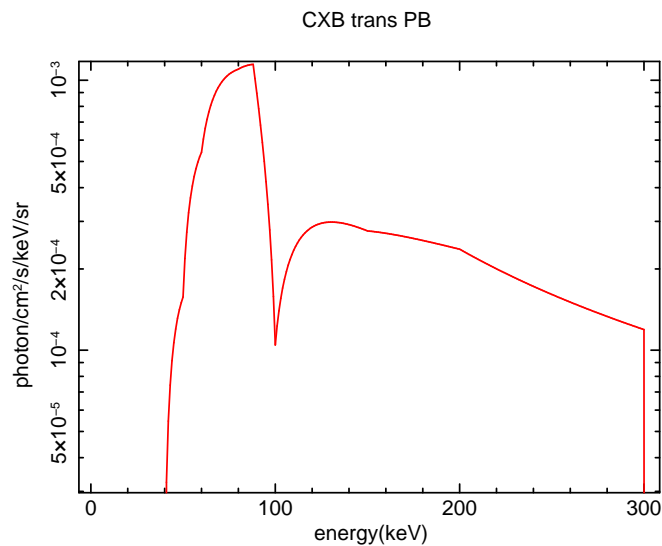


図 7.4 CXB に対して厚さ 0.5 mm の鉛の透過率を考慮した。

ンシデンスの条件は、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータ 1 つの合計二つにエネルギーを落とした場合とし、その順番はどちらが先でもコインシデンスイベントとして取り込まれる。

GAP に対して 4π 方向から CXB が入射してくる場合を考えた。入射光子のエネルギー範囲は 3 keV から 300 keV とし、入射方向は上面、側面、下面で分けて行った。上面と下面では半径 8.5 cm の円から 4π 方向に入射させた。光子数は 10^6 個である。側面では半径 8.5 cm、長さ 18 cm の円筒から 4π 方向に入射させた。光子数は 10^6 個である。上面に対しては鉛は存在しないので CXB のスペクトルを入射光子のスペクトルとするが、側面、下面は

鉛が存在するため鉛の透過率で補正を行った CXB のスペクトルを入射光子のスペクトルとした。

CXB の 3 keV から 300 keV の光子数は $7.74 \text{ photon/cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ であるので、面積 $8.5^2\pi$ の上面に 2π 方向から入ってくる光子のカウントレートは $1.10 \times 10^4 \text{ photon/s}$ となる。

厚さ 0.5 mm の鉛の透過率で補正を行った CXB の 3 keV から 300 keV の光子数は $8.15 \times 10^{-2} \text{ photon/cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ で側面、下面に 2π 方向から入っていく光子のカウントレートはそれぞれ $4.92/\text{times}10^2 \text{ photon/s}$ と $1.16 \times 10^2 \text{ photon/s}$ となる。

シミュレーションの結果を CXB の光子数で補正すると、コインシデンスをとったときのバックグラウンドカウントレートは、

$$B = B_{\text{上面}} + B_{\text{側面}} + B_{\text{下面}} \quad (7.3)$$

$$\begin{aligned} &= 47.1 + 18.3 + 0.732 \\ &= 66.13 \text{ count/sec}/12\text{CsI} \end{aligned}$$

となった。

鉛がない場合と比較すると表 7.1 のようになり、鉛によってバックグラウンドを抑えられる事が分かる。

表 7.1 CXB からのバックグラウンドカウントの比較。厚さ 0.5 mm の鉛がある場合とない場合を比較すると、鉛によってバックグラウンドが低くなっている事がわかる。

入射方向	鉛が無い場合 count/s	鉛がある場合 count/s
上面	47.1	(47.1)
側面	100	18.32
下面	3.35	0.731
合計	150.45	66.15

7.1.2 宇宙線

7.1.2.1 銀河に由来する宇宙線

宇宙線は宇宙空間を飛びまわる電荷を持った粒子で、高エネルギーの陽子、原子核、電子等である。図 7.5 に銀河に由来する宇宙線の主要成分である、水素、ヘリウム、炭素、鉄の原子核のエネルギースペクトルを示す。核子あたり 10^3 MeV 以下での高エネルギーから続くべき関数から大きく外れる。これは太陽風磁場による影響であり、太陽活動とともに変化する。

図 7.5 に示すエネルギースペクトルを参考に惑星間空間で検出器にどれだけのフラックスで陽子が入射するのか検討した。簡単のため、500 MeV のピークの値 $N_C(E) =$

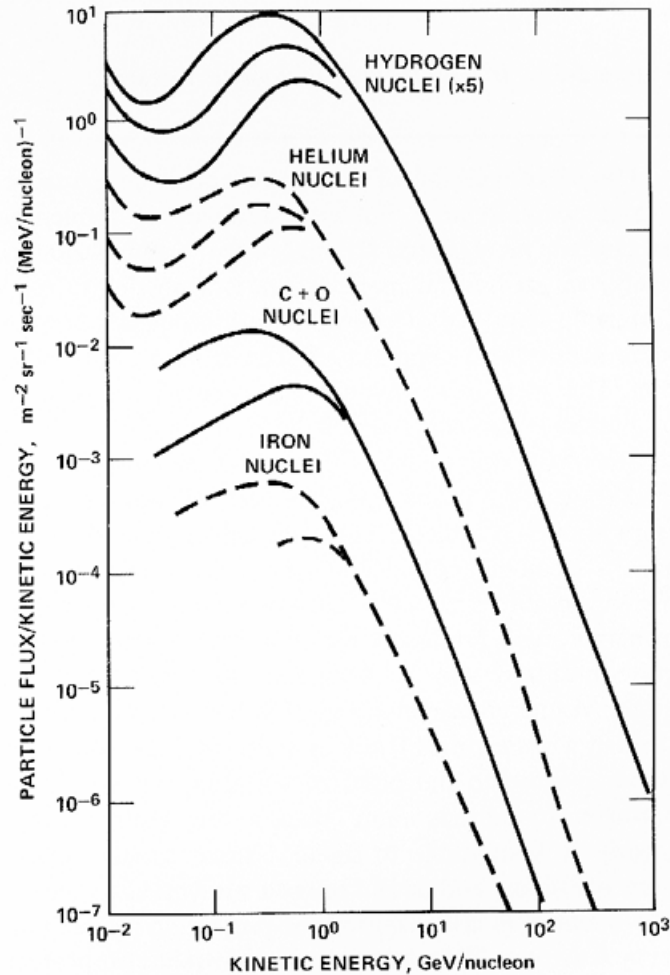


図 7.5 主要な宇宙線成分のエネルギースペクトル。核子当たりのエネルギーで示されている。

2 proton/m²/sr/sec/MeV を幅 1 GeV、立体角 2π で積分した。

$$\begin{aligned}
 P_C &= \int_{100}^{1000} N_C(E) dE \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad [\text{proton/m}^2/\text{sec}] \quad (7.4) \\
 &= 2.26 \quad \text{proton/cm}^2/\text{s} \\
 &= 7.13 \times 10^7 \quad \text{proton/cm}^2/\text{year}
 \end{aligned}$$

我々の観測機関がおおよそ一年であることを考えると、一年間で $\sim 10^8$ proton/cm² の陽子を浴びることになる。

7.1.2.2 太陽に由来する宇宙線

2-6 に示すのは太陽から地球までの距離離れた場所での太陽フレア粒子の積分フラックスと銀河からの粒子のフラックスを比較したものである。また、同じ図中には 1956 年 2 月 23 日におこった記録上でもっとも激しいフレアのフラックスも記述されている。このと同程度の巨大なフレアがおこるのは数十年に 1 度である。平均的なサイズの太陽フレアと銀河に

由来する宇宙線を比較した場合、100 MeV/nucleon 以下では太陽フレア由来の宇宙線が支配的で、それ以上になると銀河由来の宇宙線が支配的になる。[22]

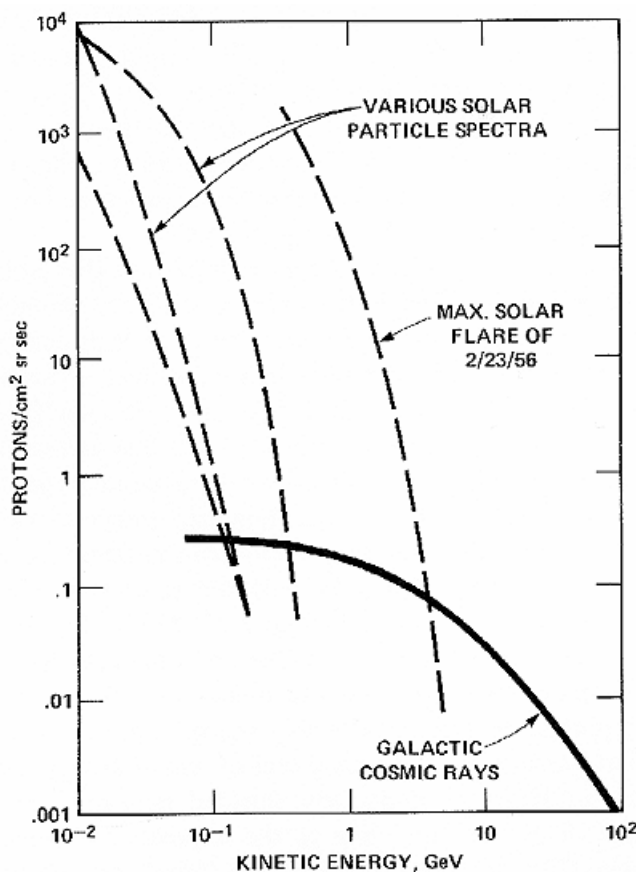


図 7.6 様々な大きさの太陽フレアのエネルギースペクトルと銀河由来の宇宙線のスペクトル。

太陽フレア由来の宇宙線のスペクトルを図 7.6 の典型的スペクトルから

$$N_S(E) = 10^{-4} \times E^{-4} \quad \text{proton/cm}^2/\text{sec/sr/GeV} \quad (7.5)$$

と仮定する。

太陽と金星の距離は 1.082×10^8 km で、太陽の赤道半径は 6.96×10^5 km である。図 7.7 の様に角度をとると θ は式 7.6 となり、

$$\theta \simeq \sin \theta \simeq \tan \theta = \frac{R}{r} \quad (7.6)$$

金星から太陽を見込む立体角は式 7.7 となる。

$$\begin{aligned} \Omega &= \int_0^\theta \sin \theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= \pi \left(\frac{R}{r} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.7)$$

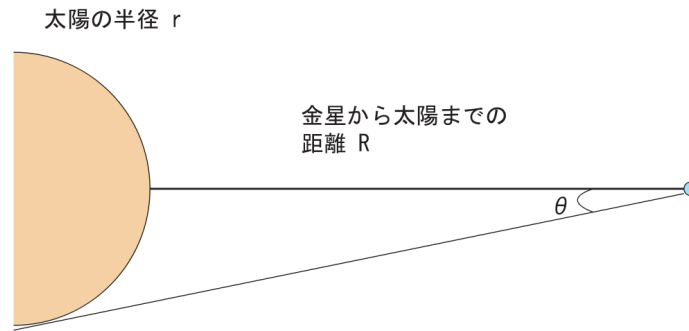


図 7.7 金星から太陽を見込む立体角。

金星での太陽に由来する宇宙線フラックスは式 7.8 となる。

$$\begin{aligned}
 P_S &= \int_{0.01}^{0.1} N_S(E) dE \int_0^\theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad \text{proton/cm}^2/\text{s} & (7.8) \\
 &= 4.33 \times 10^{-3} \quad \text{proton/cm}^2/\text{s} \\
 &= 1.366 \times 10^5 \quad \text{proton/cm}^2/\text{year}
 \end{aligned}$$

7.1.2.3 宇宙線によるバックグラウンドのカウントレート

第 4 章で陽子の飛程についてデータを示したが GAP では検出器全体を厚さ 2 mm のアルミニウムのケースに入れている。また、側面と下面は厚さ 0.5 mm の鉛で覆っている。そのため、上面では 2 mm のアルミニウムによって約 20 MeV 以下の陽子については透過出来ないし。側面、下面では 2 mm のアルミニウムと 0.5 mm の鉛によって約 25 MeV 以下の陽子は透過出来ない。

それ以上のエネルギーを持った陽子が入射した場合には、アルミニウムや鉛を透過して検出器に入射するが、プラスチックシンチレータ、CsI シンチレータに落とすエネルギーは数 MeV 以上であるため検出器の UD によって取り除かれる (付録? 参照)。

7.2 GAP 検出器が間接的に受けるバックグラウンド

7.2.1 衛星本体からの散乱成分

7.2.1.1 GRB からの光子の散乱成分

衛星での GAP の取り付け位置の周囲には衛星の姿勢制御用液化ガスタンクが配置されており、このアルミ製のタンクが光子を散乱させ GAP に入った場合に偏光観測に影響を及ぼす可能性を考えた。GAP に入った散乱光子がプラスチックシンチレータと CsI シンチレータでコインシデンスを取ると、偏光観測に直接影響するバックグラウンドとなる。MEGALib シミュレーションを用いて、図 7.8 の様な実際の状況を模した構造体を考えた。

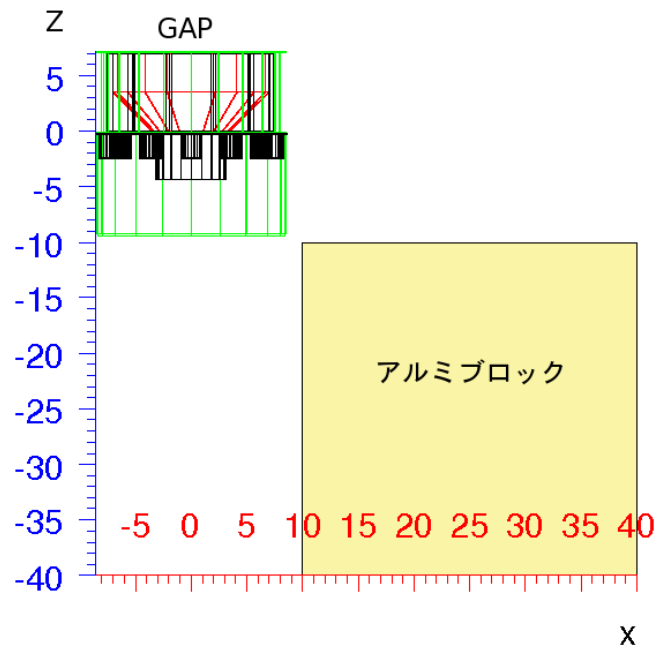


図 7.8 GAP とアルミブロックのジオメトリー。

アルミ製のタンクからの散乱成分の影響をみるため、以下の3つのシミュレーションを行った。

- GAP のみを配置し上面の面積 $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ から 100 keV 、 10^6 光子を平行に入射
- GAP とアルミブロックを配置し、アルミブロックの上面 $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ から 100 keV 、 10^6 光子を平行に入射
- GAP の側面に厚さ 0.5 mm の鉛を巻き、アルミブロックの上面 $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ から 100 keV 、 10^6 光子を平行に入射
- 同じシミュレーションを 300 keV 、 500 keV についても行った。

GRB のコインシデンスロジックと同じ様に、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータ 12 個の内のどれか一つが同時にヒットした場合のデータのみを使い、各 CsI シンチレータのヒットした回数を記録しヒットパターンとした。アルミブロックからの散乱光子を考える際は、GAP に厚さ 0.5 mm の鉛を巻いた場合を巻かなかった場合で比較をした。鉛は GAP の上面のみを残して、側面、下面を覆った。GAP の CsI のヒットパターンを図 7.2.1.1 に示す。図 7.2.1.1 を見て分かる通り、アルミブロックからの光子の検出は直接入射光を検出する割合に比べて極めて小さい。

それぞれのエネルギーでの、平均カウントを表 7.2 に示す。

100 keV 、 300 keV 、 500 keV のシミュレーション結果から、GRB の光子からのバックグラウンドカウントを見積もる。GRB のスペクトルが $\sim E^{-1}$ で表されることから、光子数の比は $5 : 5 : 3$ となる。 100 keV 、 300 keV 、 500 keV それぞれのエネルギーでのカウントを N_1 、

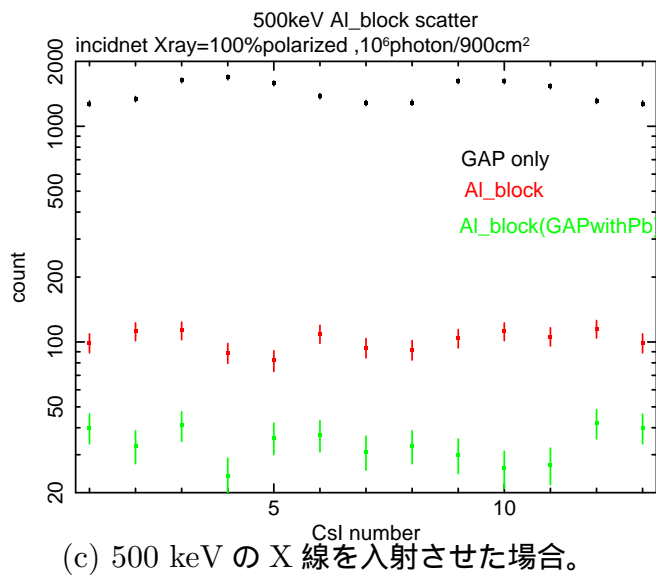
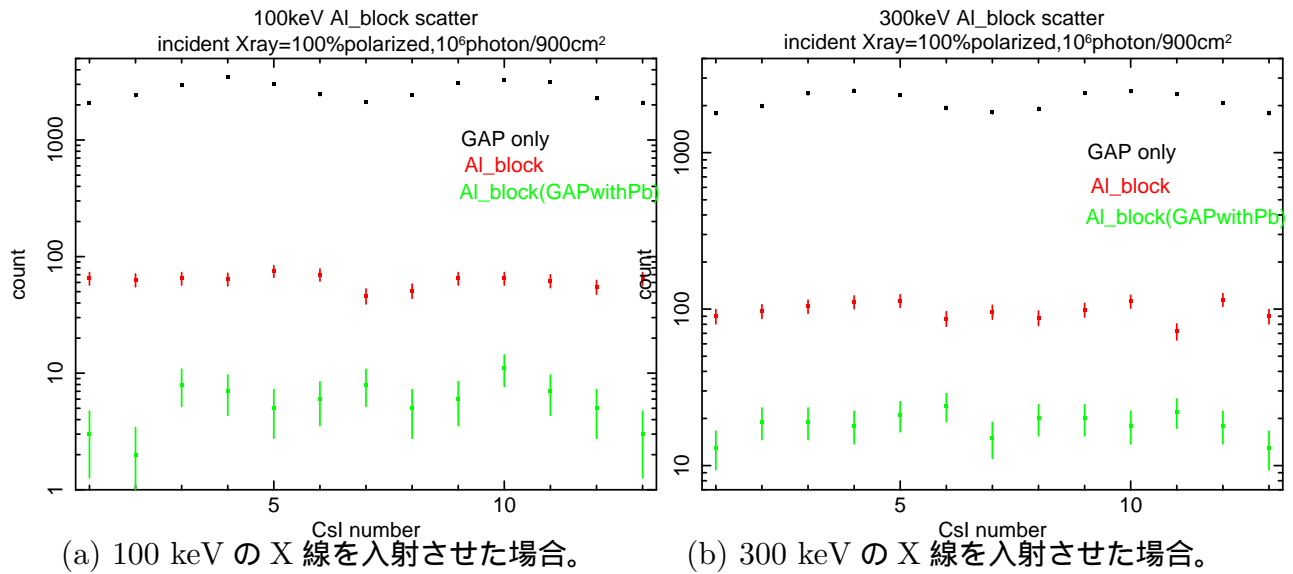


図 7.9 各エネルギーでのコインシデンスをとった場合の CsI のヒットパターン。黒は GAP のみに X 線を入射させた場合、赤は隣に置いたアルミブロックに X 線を入射させた場合、緑は GAP に厚さ 0.5 mm の鉛を巻き隣に置いたアルミブロックに X 線を入射させた場合。

N_2 、 N_3 とすると、GRB の光子からのバックグラウンドカウントは式 7.9 となる。

$$N = \frac{15N_1 + 5N_2 + 3N_3}{23} \quad (7.9)$$

$$(7.10)$$

表 7.2 衛星のスラスタ用アルミタンクを模したアルミブロックからの散乱成分。GAP のみに X 線が入射した場合とアルミブロックに X 線が入射した場合のコインシデンスカウントを比較した。鉛は厚さ 0.5 mm で GAP の側面と下面を覆っている。

	100 keV	300 keV	500 keV
GAP のみ	2591	2101	1431
GAP + アルミブロック	61.41	96.37	100.96
GAP のカウントに対する割合	2.37^{-2}	4.59×10^{-2}	7.06×10^{-2}
鉛を巻いた GAP + アルミブロック	4.768	17.88	32.80
GAP のカウントに対する割合	1.84×10^{-3}	8.51×10^{-3}	2.29×10^{-2}

したがってシミュレーションの結果 GRB の散乱光子のバックグラウンドは式 7.15 となる。

$$N = \frac{(15 \times 1.84 \times 10^{-3} + 5 \times 8.51 \times 10^{-3} + 3 \times 2.29 \times 10^{-2}) \times GRB}{23} \quad (7.11)$$

$$(7.12)$$

$$= 6.04 \times 10^{-3} \times GRB$$

7.2.1.2 CXB からの散乱成分

定常的に存在する CXB からの光子の散乱成分のカウントを見積もる。GRB からの散乱成分を考えたときと同様に MEGAlib シミュレーションを用いて、図 7.8 の様な実際の状況を模した構造体を考えた。シミュレーションの条件は GRB からの散乱成分の時と同じで、入射エネルギーは CXB 10 keV、30 keV、50 keV について追加した。

GRB のコインシデンスロジックと同じ様に、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータ 12 個の内のどれか一つが同時にヒットした場合のデータのみを使い、各 CsI シンチレータのヒットした回数を記録しヒットパターンとした。

結果を表 7.3 に示す。

この結果と GRB での 100 keV から 500 keV までのシミュレーション結果を用いて CXB からのバックグラウンドカウントを計算する。10 keV、30 keV は散乱の確率がゼロであったため、50 keV から 500 keV の計算結果を用いる。CXB のスペクトルから光子数の比は 300 : 340 : 30 : 8 であり、それぞれのエネルギーでのバックグラウンドを N_1 、 N_2 、 N_3 、 N_4 とすると、バックグラウンドの比は式 7.13 となる。

$$N = \frac{300N_1 + 340N_2 + 30N_3 + 8N_4}{678} \quad (7.13)$$

$$(7.14)$$

表 7.3 CXB を考え低エネルギーの 10 keV、30 keV、50 keV を新たにシミュレーションした、衛星のスラスタ用アルミタンクを模したアルミブロックからの散乱成分。GAP のみに X 線が入射した場合とアルミブロックに X 線が入射した場合のコインシデンスカウントを比較した。鉛は厚さ 0.5 mm で GAP の側面と下面を覆っている。

	10 keV	30 keV	50 keV
GAP のみ	0	1419	2904
GAP + アルミブロック	0	0	11.82
GAP のカウントに対する割合	0	0	4.070×10^{-3}
鉛を巻いた GAP + アルミブロック	0	0	0
GAP のカウントに対する割合	0	0	0

したがってシミュレーションの結果 CXB の散乱光子のバックグラウンドは式 7.15 となる。

$$N = \frac{(300 \times 4.07 \times 10^{-3} + 340 \times 1.84 \times 10^{-3} + 30 \times 8.51 \times 10^{-3} + 8 \times 2.29 \times 10^{-2}) \times \overset{GRB}{(7.15)}}{678} \quad (7.16)$$

$$= 3.37 \times 10^{-3} \times \text{CXB}$$

となることが分かった。

7.2.2 放射化した物質からの成分

物質に荷電粒子が入射すると核反応を起こす事は第 4 章で説明した。宇宙線が衛星や検出器に入射することで、核反応をおこし物質が放射化すると、崩壊に伴い X 線が発生する。それらの X 線が検出器に入りプラスチックシンチレータと CsI シンチレータでコインシデンスすると、偏光観測に影響するバックグラウンドとなる。

放射化の程度については 8 章で述べる。

第 8 章

プロトン照射実験

宇宙空間には高エネルギーの宇宙線（荷電粒子）が非常に多く飛び交っている。これらの宇宙線が物質に入射すると、ある確率で原子核と反応して放射性同位体を生成することが知られている。一般に、これを放射化と呼んでいる。我々が使用する CsI シンチレータやプラスチックシンチレータが放射化すると、自ら発する放射線でシンチレーションを起こすので、バックグラウンドレベルを上昇させることになる。特に重元素で構成される CsI は、半減期の長い放射性同位体を作り出すと考えられるため、観測に影響するかもしれない。本章では、陽子加速器で作出した疑似宇宙線を CsI に照射する実験結果と、EGS5 シミュレータによるモンテカルロシミュレーションとを比較することで、放射化バックグラウンドの寄与を定量的に見積もることとする。

8.1 物質の放射化とは

原子核 A に粒子 x を当てて、原子核 B と粒子 y に変換する核反応 $A + x \rightarrow B + y$ を $A(x,y)B$ という記号で表す。入射する粒子が陽子で、放出する粒子が中性子の場合反応は $A(p,n)B$ と表し、中性子の放出が x 個の場合 $A(p,xn)B$ と表す。さらに原子核の原子番号 Z と質量数 A について注目するならば、 ${}^A_Z A(p,xn){}^{A-x+1}_{Z+1} B$ と表すことができる。原子 A が (p,xn) 反応をする場合、反応後に出来る生成核 B は 1 つ原子番号の大きい原子であり、質量数は放出した中性子の分だけ小さくなる。これらの生成核は安定でない場合が多く、 β^+ 崩壊、 β^- 崩壊、電子捕獲などの反応を起こし、特有の半減期で元の原子核あるいは新たな放射性核種に壊変する。

β^+ 崩壊、 β^- 崩壊、電子捕獲の壊変を起こし、生成された放射性核種の多くは励起状態にある。したがって生成核が励起準位から遷移する際にガンマ線を放出する。 β^- 崩壊をした場合には電子は物質の中のクーロン力を受け制動放射を、 β^+ 崩壊をした場合には対消滅放射線を、内部壊変をした場合には電子をそれぞれ放出する（4 章参照）。この様に (p,xn) 反応は放射性核種を生成するため、壊変と遷移に伴い放射されるガンマ線、 β 線、対消滅放射線はガンマ線検出器にとって取り除くことのできないバックグラウンドとなる。

我々が使用する CsI(Tl) の中に含まれる原子は ${}^{133}_{55}\text{Cs}$ 、 ${}^{127}_{53}\text{I}$ 、 ${}^{205}_{81}\text{Tl}$ であり、これらの (p,xn) 反応と壊変により生成される放射性核種と半減期、壊変形式を表 8.1、8.2、8.3 にまとめる。

図 8.1 Cs の周辺の放射性同位体の改変形式と半減期。

A/Z	⁵⁶ Ba	⁵⁵ Os	⁵⁴ Ye	⁵³ I	⁵² Te
123		1.64 S (IT) 5.94 M(EC)	2.08 H (EC)	13.27 H (EC)	119.7 D (IT) stable
124	11.9 M (EC)	6.3 S (IT) 30.8 S (B+)	stable		
125	3.5 M (B+)	45 M (B+)	57 S (IT) 16.9 H (EC)	59.402 D (EC)	57.4 D (IT) stable
126	1.67 H (B+)	1.63 M (B+)	stable		
127	12.7 M (B+)	6.25 H (EC) 55 μS (IT)	36.4 D (EC) 69.2 S (IT)	stable	
128	2.43 D (EC)	3.66 M (B+)	stable		
129	2.23 H + 2.17 H (B+)	1.3336 D 32.06 H (EC)	8.89 D (IT) stable		
130	9.54 MS (IT) stable	8.39 MS (IT) stable			
131	11.8 D (EC)	9.689 D (EC)	11.934 D (IT) stable		
132	stable	6.479 D (B+, EC)	stable		
133	38.9 H (IT) 10.52 Y (EC)	stable			

Greater than day

Hour

Minutes

Sec

less than sec

図 8.2 I の周辺の放射性同位体の改変形式と半減期。

A\Z	⁵⁴ Xe	⁵³ I	⁵² Te	⁵¹ Sb	⁵⁰ Sn
117		2.22 M (B+)	103 MS (IT) 62 M (B+)	355 μ S (IT) 2.8 H (EC)	13.6 D (IT) stable
118	3.8 M (B+)	13.7 M (B+) 8.5 M (B+)	6.00 D (EC)	3.6 M (EC) 5.0 H (EC)	stable
119	5.8 M (B+)	19.1 M (EC)	16.03 H (EC) 4.70 D (EC)	38.19 H (EC)	293.1 D (IT) stable
120	40 M (B+)	81 M (B+) 53 M (B+)	stable		
121	40.1 M (B+)	2.12 H (EC)	154 D (EC, IT) 16.78 D (EC)	stable	
122	20.1 H (EX)	3.63 M (B+)	stable		
123	2.08 H (EC)	13.27 H (EC)	119.7 D (IT) stable		
124	stable	4.18 D (EC)	stable		
125	57 S (IT) 16.9 H (EC)	59.40 D (EC)	57.4 D (IT) stable		
126	stable	13.02 D (B-) 13.11 D (EC)	stable		
127	36.4 D (EC) 69.2 S (IT)	stable			

Greater than day

Hour

Minutes

Sec

less than sec

図 8.3 Tl の周辺の放射性同位体の改変形式と半減期。

A/Z	⁸² Pb	⁸¹ Tl	⁸⁰ Hg	⁷⁹ Au	⁷⁸ Pt
195		1.16 H (EC) 3.6 S (IT)	41.6 H (EC, IT) 9.9 H (EC)	186.09 D (EC) 30.5 S (IT)	4.02 D (IT) stable
196	37 M (EC)	1.41 H (EC, IT) 1.84 H (EC)	stable		
197	43 M (EC, IT) 8 M (EC)	0.54 S (IT) 2.84 H (EC)	23.8 H (EC, IT) 64.14 H (EC)	7.73 S (IT) stable	
198	2.4 H (EC)	32.1 MS (IT) 1.87 H (IT, EC) 5.3 H (EC)	stable		
199	12.2 M (EC, IT) 90 M (IT)	28.4 MS (IT) 7.42 H (EC)	42.6 M (IT) stable		
200	21.5 H (EC)	26.1 H (EC)	stable		
201	9.33 H (EC)	34.3 MS (IT) 2.035 MS (IT)	94 US (IT) stable		
202	3.53 H (EC, IT)	72.91 H (EC) 12.23 D (EC) 572 US (IT)	stable		
203	0.48 S (IT) 6.3 S (IT)	stable			
204	51.87 H (EC) 67.2 M stable	3.78 Y (B-, IT) 63 US (IT)	stable		
205	5.54 MS (IT) 1.52 × 10 ⁷ Y (EC)	stable			

Greater than day

Hour

Minutes

Sec

less than sec

8.2 プロトン照射実験による CsI シンチレータの放射化

8.2.1 実験目的

すでに述べたように、ガンマ線検出器において (p, xn) 反応による放射性核種の生成はバックグラウンドを増加させる可能性がある。我々の衛星運用の期間は1年から2年が予定されており、表 8.1、8.1、8.1 をみると数時間から数日の半減期を持つ放射性核種も多く存在している。これらの放射性核種は、衛星打ち上げ後数時間から数日で (p, xn) 反応による放射性核種の生成と壊変とが釣り合う放射平衡になり一定の量の放射性同位体が存在する様になる。よって、検出器は (p, xn) 反応により常に一定量のバックグラウンドを受けつづけることになる。GAP 検出器の観測エネルギーである数 keV から数 100 keV での、定常的なバックグラウンドのカウントレートを見積もるために、実際に使用する CsI (Tl) シンチレータに陽子を照射しどのような放射性核種が生成されるのか測定した。

8.2.2 実験の条件とセットアップ

実験は 2008 年 6 月 24 日に若狭湾エネルギー研究センターにて行った。GAP が宇宙空間で 1 年間に受ける陽子の量 (7 章参照) の約 10 倍に当たる、合計 10^9 個/cm² の陽子を 100 回に分けて照射した。エネルギーは宇宙線の平均的なエネルギーである 200 MeV とした。

8.2.3 較正線源と Ge 検出器のバックグラウンドの測定

放射化した CsI (Tl) シンチレータからのガンマ線を測定するために若狭湾エネルギー研究センターのゲルマニウム検出器 (ORTEC EG&G シリーズ GEM20) を使用させていただいた。

実験に用いたゲルマニウム検出器の仕様について表 8.1 に、同軸型のゲルマニウム結晶を図 8.4 に示す。

表 8.1 今回使用した較正用放射線源の一覧

検出器モデル	GEM-20190-P
結晶構造	クロズドエンド同軸型
結晶材料	P 型ピュアゲルマニウム
結晶直径	56.1 mm
結晶長さ	57.5 mm
結晶 to エンドキャップ	3 mm
エンドキャップ材質	アルミニウム
エンドキャップ厚	1.27 mm
不感層厚	700 μ m

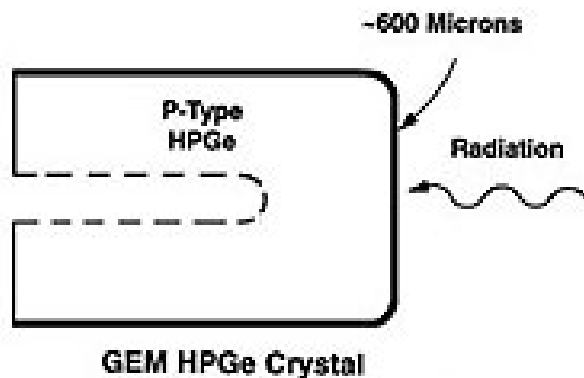


図 8.4 ORTEC 製 GEM20 ゲルマニウム検出器の検出器部分

Ge 検出器のエネルギー較正のための混合較正線源と放射化前の CsI シンチレータのバックグラウンド測定を行った。較正線源について得られたスペクトルを図 8.5、較正線源のエネルギーの一覧を表 8.2 に示す。放射化前の CsI シンチレータのバックグラウンドのスペクトルについては図 8.6 に示す。

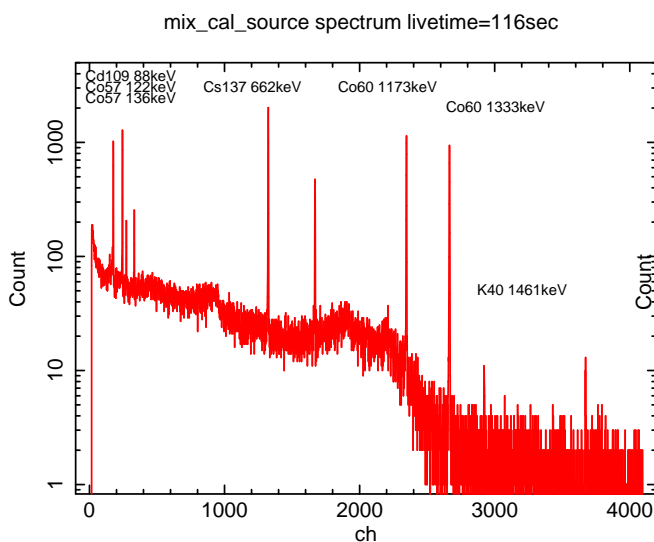


図 8.5 較正線源のスペクトル。

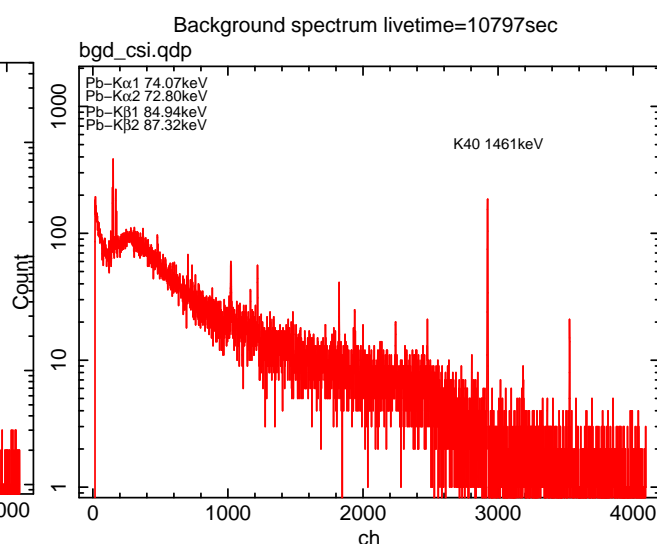


図 8.6 放射化する前の CsI シンチレータを測定したバックグラウンドスペクトル。

それぞれのスペクトルで特徴的な光電ピークがいくつか見られた。較正線源のエネルギーの他に見られたのは $^{40}_{19}\text{K}$ の全エネルギーピークである。 $^{40}_{19}\text{K}$ は典型的な自然放射線で、コンクリートや建設材料に含まれるカリウム中に 0.012% の割合で含まれており、ガンマ線検出器のバックグラウンドのスペクトルに現れることが多い。図 8.6 に示すような崩壊図式にしたがって崩壊する。放出される放射線は最大エネルギー 1.314 MeV のベータ線、1.460 MeV のガンマ線および電子捕獲に続いて出るアルゴンの特性 X 線である。全エネルギーピークチャンネルと放射線源のエネルギーから、エネルギーとチャンネルの関係を一次関数でフィットして求め

表 8.2 今回使用した較正用放射線源の一覧

放射性核種	エネルギー
109Cd	88.03keV
57Co	122.06keV
	136.47keV
137Cs	662keV
60Co	1173keV
	1333keV

た。フィットの結果は図 8.7 である。求められたエネルギーとチャンネルの関係は次式のようにになる。

$$\text{channel} = 2 \times \text{Energy} - 0.0263 \quad (8.1)$$

以後、測定したデータについてはこの関係を用いてエネルギー較正を行うことにする。

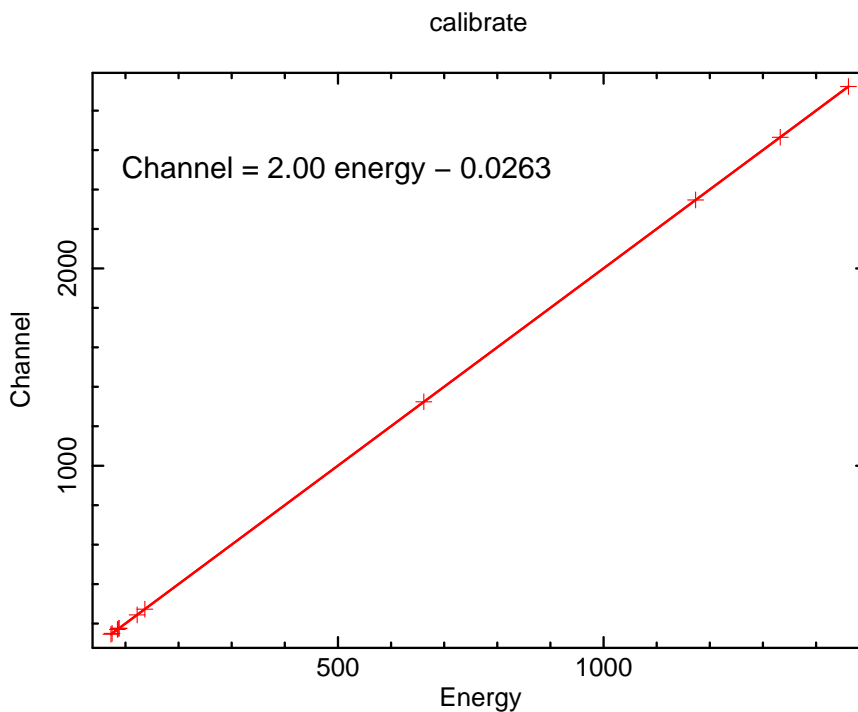


図 8.7 エネルギーとチャンネルの関係。一次関数でフィットした。

8.2.4 放射化した CsI のスペクトル

陽子の照射を行い放射化した CsI を、ビーム停止約 25 分後から Ge 検出器で測定を行った。測定は検出器の有感時間で 100 秒間を 740 回とした。測定の最初と最後では検出器の不感時間が異なったため、単位時間の崩壊数を正しく知るためにカウント数を実際の測定時間で割ったカウントレートで解析を進めることにした。測定を開始した時刻を $t=0$ とし 15000 秒ごとのスペクトルを図 8.8 に示す。

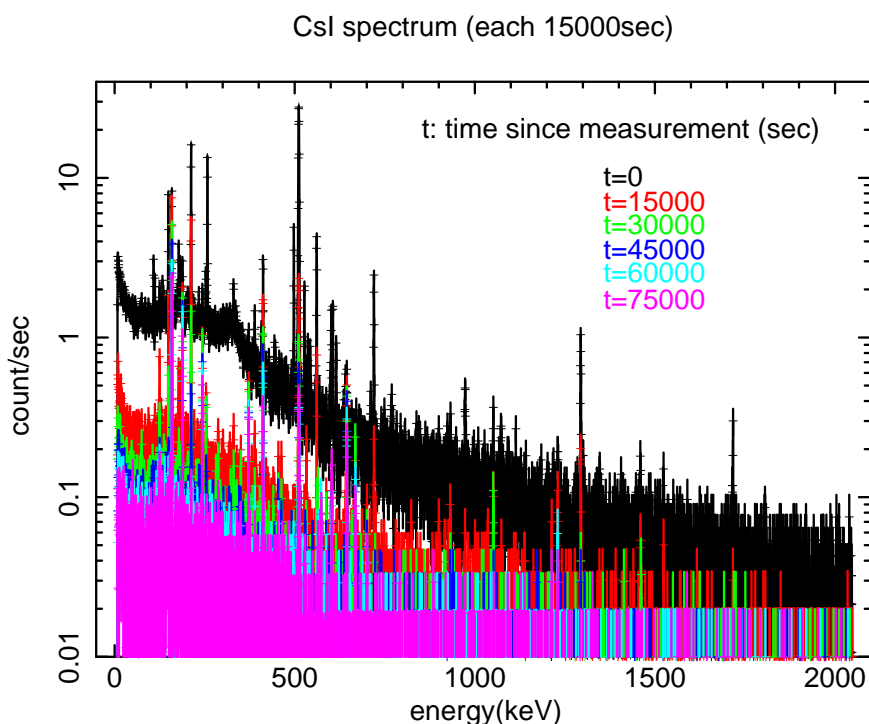


図 8.8 ビーム停止後約 25 分後の最初の測定時間を $t=0$ としたときの 15000 秒ごとのスペクトル。

バックグラウンドを引いても残る、特徴的なピークが何本もあることが分かる。またそれぞれのピークは半減期の様々で、多種の放射性核種が生成されていることが分かる。このピークについて、エネルギーと半減期からプロトンの照射によって CsI から出来た放射性核種を求める。

我々の検出器のエネルギー感度は 0-500 keV になる予定であるため、ここから先の解析については主に 0-500 keV について見ていくことにする。図 8.8 に 0 keV から 500 keV までの間で同定出来た放射性核種を図 8.9 に示す。また、511 keV に見られるピークは対消滅放射線である。

8.2.5 シミュレーションによるゲルマニウム検出器の応答の再現

ここからの解析では EGS5 シミュレーションを用いて求めた検出効率が必要となる。そのためにはゲルマニウム検出器の構造モデルをシミュレーションに取り入れなければならな

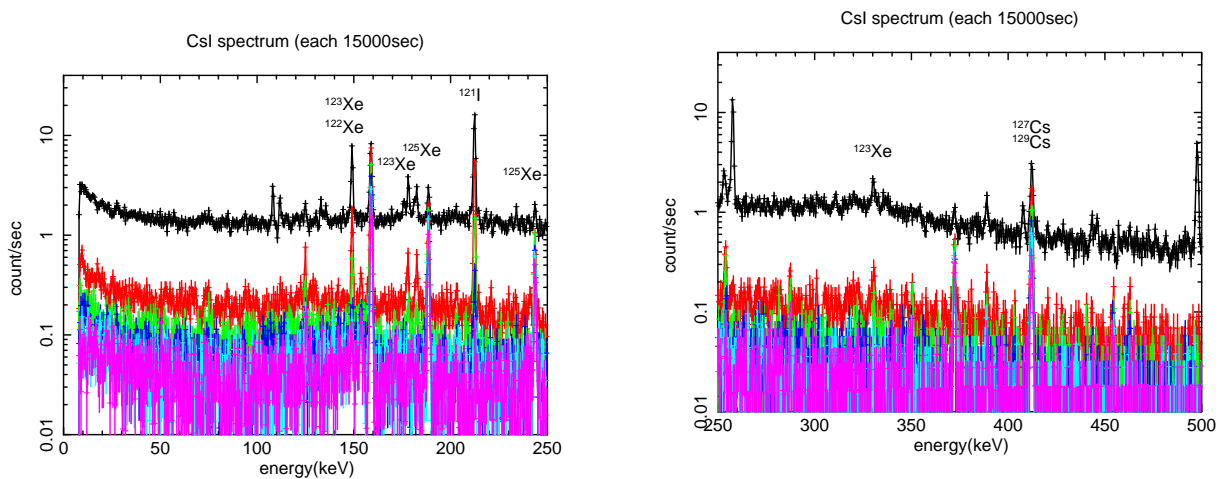


図 8.9 15000 秒ごとのスペクトルの 0 keV から 250 keV と 250 keV から 500 keV のスペクトルについて、エネルギーから同定された放射性核種。

表 8.3 0 keV から 500 keV までのエネルギーで同定できた放射性核種の一覧

放射性核種	エネルギー	ガンマ線強度	崩壊形式	半減期
$^{121}_{53}\text{I}$	212.2 keV	84.3 %	電子捕獲	2.12 時間
$^{122}_{54}\text{Xe}$	148.61 keV	2.69 %	電子捕獲	20.1 時間
$^{123}_{54}\text{Xe}$	148.9 keV	48.9 %	電子捕獲	2.08 時間
	178.1 keV	14.9 %		
	330.2 keV	8.56 %		
$^{125}_{54}\text{Xe}$	188.42 keV	54.0 %	電子捕獲	16.9 時間
	243.38 keV	30.1 %		
$^{127}_{55}\text{Cs}$	411.9 keV	58.4 %	電子捕獲	6.25 時間
$^{129}_{55}\text{Cs}$	411.49 keV	22.5 %	電子捕獲	32.06 時間

い。ゲルマニウム結晶と検出器の形状については表 8.1 に示した情報を元にジオメトリを作成した。

図 7.8 の様なジオメトリで、CsI シンチレータの全体積中から全方向に光子を発生させた。光子のエネルギーは放射化した CsI シンチレータの一番最初の時間に得られたスペクトルのピークのエネルギーとカウントを元にした。0 keV から 500 keV までのシミュレーションの結果を図 8.10 に示す。

実験データと比較しても、ファクター ~ 2 程度で再現出来ていることが分かった。また実験データのピーク以外の連続成分のほとんどは、ゲルマニウム検出器でのコンプトン散乱や CsI シンチレータでのコンプトン散乱によって出来ていることが分かった。

同定できた 7 つのエネルギーについて、全エネルギーピークの確率を求めるためにシミュレーションを行った。シミュレーションは

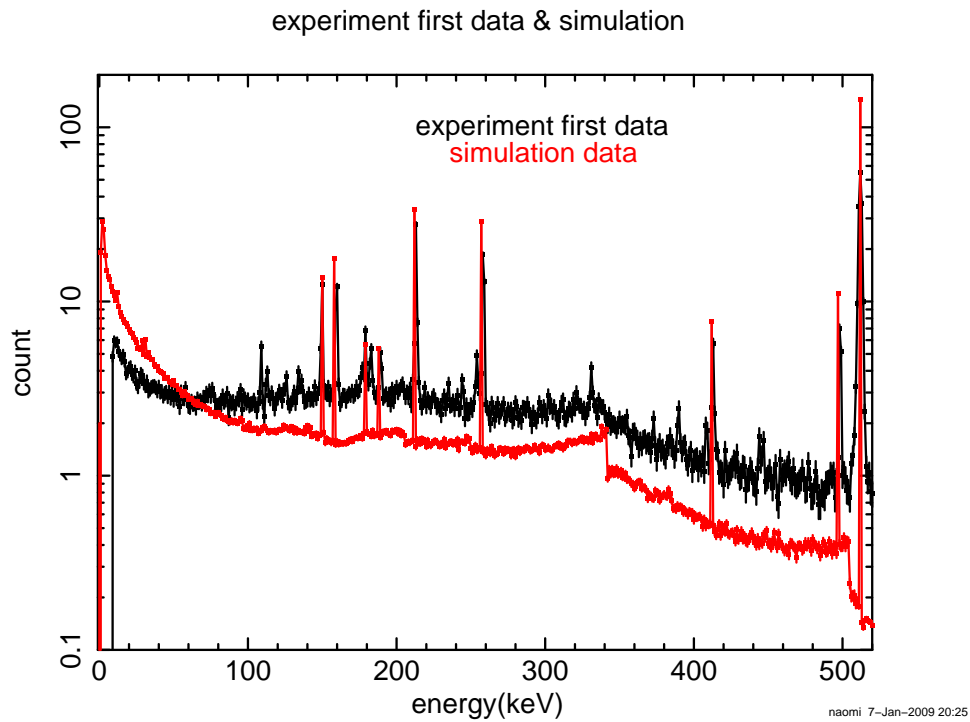


図 8.10 一番最初に得られた実験データのスペクトルの 28 本のピークを元にシミュレーションを行った結果。

表 8.4 同定できた放射性核種のエネルギーを持った光子を CsI シンチレータ内で全方向に発生させた。その時のゲルマニウムで検出された全エネルギーピークのカウントの割合。

エネルギー	全エネルギーピークの確率
149 keV	0.0945
178 keV	0.106
188.5 keV	0.106
212 keV	0.105
243.5 keV	0.0997
330 keV	0.0831
412 keV	0.0700

- 図 7.8 のジオメトリを用いた。
- エネルギーは表 8.3 に示した同定したエネルギーを用いる。
- 光子は CsI シンチレータの全体積中から全方向に放射した。
- 入射光子は 10^6 個とする。
- ゲルマニウムで検出された全エネルギーピークのカウントの入射光子数に対する割合を求める。

シミュレーションの結果を表 8.4 に示す。

8.2.6 放射性同位体の生成

8.2.6.1 一般的な放射平衡の過程

核反応による放射性核種の生成と、その放射性核種の壊変が釣り合う時、放射平衡であるという。放射性核種の生成と壊変を式に表すと式 8.2 となる。

$$\frac{dN_p}{dt} = N_t f \sigma - \lambda N_p \quad (8.2)$$

N_p : 時間 t の照射によって生成する放射性核種の原子数 個/cm³

N_t : 放射の標的となる物質中に存在する放射化対象核種の原子数 個/cm³

f : 粒子の照射フラックス proton/cm²/s

(σ) : 核反応断面積 b ($1b = 1 \times 10^{-24} \text{cm}^2$)

λ : 生成核種の改変定数 cm

T : 半減期 s ($T = \frac{\ln 2}{\lambda}$)

これを解くと以下の関係式を得ることが出来る。

$$N_p = \frac{N_t f \sigma (1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} \quad (8.3)$$

十分に時間が経ち放射平衡になると、生成される放射性核種の原子数は、

$$N_p = \frac{N_t f \sigma}{\lambda} \quad (8.4)$$

となる。

8.2.6.2 $^{123}_{54}\text{Xe}$ の放射平衡について

この実験の結果から、それぞれの放射性核種が惑星間空間の陽子フラックスに 1 年ないし 2 年の期間さらされたとき、どれだけの原子数が生成されるのかを求める。

まずは $^{123}_{54}\text{Xe}$ の 149 keV について詳しく考えることにする。放射平衡になったときの $^{123}_{54}\text{Xe}$ の原子数が分ければ、 $^{123}_{54}\text{Xe}$ の出す放射能を知る事ができる。149 keV の測定結果を使って、

- 陽子照射実験終了時に生成されていた 149 keV を放射する $^{123}_{54}\text{Xe}$ の原子数を求める。
- 陽子照射実験での照射のフラックスを求める。
- 生成された原子数とフラックスから、反応断面積を求める。
- 惑星間空間での陽子フラックスから、放射平衡に達したときの原子数を求める。

という流れで解析を行う。

- 陽子照射実験終了時に生成されていた $^{123}_{54}\text{Xe}$ の原子数を求める。

149 keV のラインのカウント数を求めるために、スペクトルを式 8.5 で表されるガウス関数でフィッティングし、得られた値で式 8.6 のガウス積分を行い正味のカウント数を求めた。一番

最初のデータに対するフィッティングの結果を図 8.11 と表 8.5 に示す。

$$F(E) = N \times \exp\left(\frac{-(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right) + \text{const} \quad (8.5)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(R) dx = \sqrt{2\pi} \cdot N \cdot \sigma \quad (8.6)$$

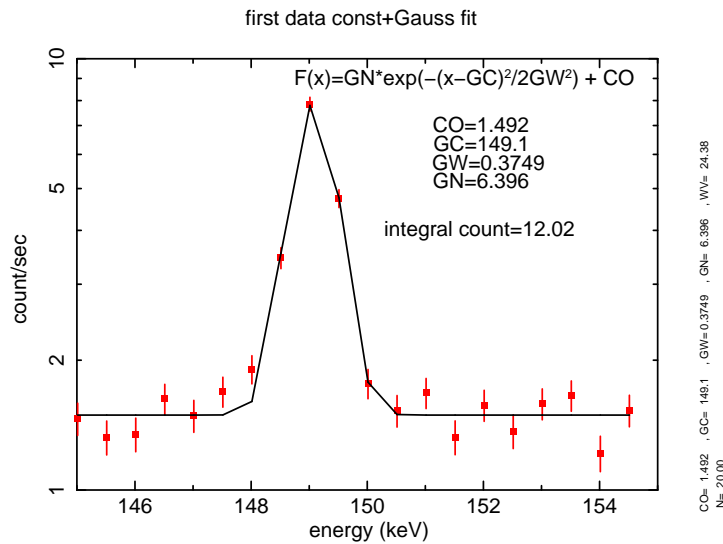


図 8.11 149 keV のラインについてガウス関数でフィッティングした結果。

表 8.5 ガウス関数でのフィッティング結果

パラメータ	フィット結果	誤差 (90% 誤差)
const	1.492	+5.197×10 ⁻² -5.304×10 ⁻²
E ₀	149.079	±2.133 × 10 ⁻²
σ	0.3749	+2.588 ⁻² -2.3516×10 ⁻²
N	6.396	+4.809×10 ⁻¹ -4.751×10 ⁻¹
χ _ν		1.283

放射能の減衰は式 8.7 で表せる。

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (8.7)$$

A : 時間 t の放射能 A₀ : 最初の時刻における放射能

ビーム停止から最初のデータを測定するまで約 25 分間の時間がかかったので、時刻の原点をビームの停止時とし、ゲルマニウム検出器での測定データの 149 keV のラインのカウン

数と時間の関係を求める。放射能の減衰に伴ってカウントも減少しているのので、二つは同じ関数で書ける。ただし、149 keV のラインを作っているのは $^{122}_{54}\text{Xe}$ と $^{123}_{54}\text{Xe}$ なので、149 keV のラインは式 8.7 の足し合わせとなる。したがって、カウント数と時間の関係を式 8.8 でフィッティングした。結果を図 8.12 と表 8.6 に示す。

$$F(t) = N_1 \cdot \exp\left(\frac{-(t-t_1)}{\tau_1}\right) + N_2 \cdot \exp\left(\frac{-(t-t_2)}{\tau_2}\right) \quad (8.8)$$

N_1 、 t_1 、 τ_1 は $^{122}_{54}\text{Xe}$ のパラメータ

N_2 、 t_2 、 τ_2 は $^{123}_{54}\text{Xe}$ のパラメータ

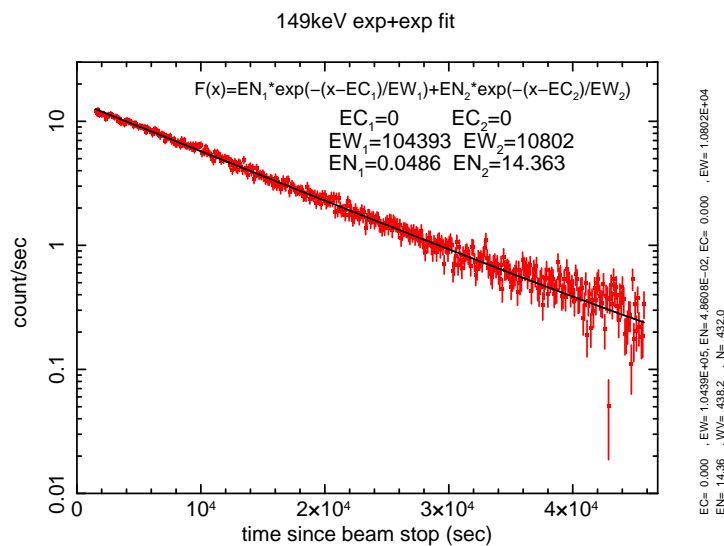


図 8.12 149 keV のラインについてガウス関数でフィッティングした結果。

表 8.6 ガウス関数でのフィッティング結果

パラメータ	フィット結果	誤差 (90% 誤差)
N_1	4.860×10^{-2}	$\pm 1.888 \times 10^{-2}$
t_1	0	fix
τ_1	104393	fix
N_2	14.36.	$\pm 1.19 \times 10^{-1}$
t_2	0	fix
τ_2	10802	fix
χ_ν		1.017

ゲルマニウム検出器で 149 keV を観測したカウントレートは $^{122}_{54}\text{Xe}$ と $^{123}_{54}\text{Xe}$ について、それぞれ $4.860 \times 10^{-2} \pm 1.888 \times 10^{-2}$ count/s、 $14.36 \pm 1.19 \times 10^{-1}$ count/s ということが

フィットから分かった。この値から、照射終了時に生成された $^{123}_{54}\text{Xe}$ が 149 keV のガンマ線を、どれだけの放射能で出していたかを求める。

ゲルマニウムの 149 keV の全エネルギーピークの確率は 0.0945 となることがシミュレーションから分かっているため、CsI シンチレータ内で発生している放射能は、

$$14.36 \div 0.0945 = 152.0 \text{ count/s/CsI} \quad (8.9)$$

放射能と放射性同位体の原子数の関係は

$$A = \lambda N_p \quad (8.10)$$

であるので、 $^{123}_{54}\text{Xe}$ 中の 149 keV のエネルギーを放射する原子数は照射終了時に

$$N_p = 152.0 \div (9.257 \times 10^{-5}) \quad (8.11)$$

$$\begin{aligned} &= 1.642 \times 10^6 \text{ 個/CsI} \\ &= 1.642 \times 10^6 \div 3.825 \\ &= 4.292 \times 10^5 \text{ 個/cm}^3 \end{aligned}$$

と求められる。

- 陽子照射実験での照射のフラックスを求める。

今回の実験では陽子は単位面積当たりで合計 $\sim 10^9$ 個を 100 回に分けて照射した。実験時間は約 24 分であったので、実験での陽子フラックスは

$$\begin{aligned} f_e &= \frac{10^9}{1440} \text{ proton/s/cm}^2 \\ &= 6.94 \times 10^5 \text{ proton/s/cm}^2 \end{aligned} \quad (8.12)$$

であった。

- 生成された原子数とフラックスから、反応断面積を求める。

$^{123}_{54}\text{Xe}$ は $^{127}_{53}\text{I}$ が放射化したものなのである。放射の標的となる $^{127}_{53}\text{I}$ の原子数は 5.2×10^{21} 個/cm³ で、標的となる原子数、生成された $^{123}_{54}\text{Xe}$ の原子数とフラックス、照射時間を式 8.13 に代入すると反応断面積 σ は

$$\sigma = \frac{\lambda N_p}{N_t f (1 - e^{-\lambda t})} \quad (8.13)$$

$$\begin{aligned} &= 88.16 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \\ &= 88.16 \text{ mb} \text{ となった。} \end{aligned}$$

- 惑星間空間での陽子フラックスから、放射平衡に達したときの原子数を求める。

惑星間空間での陽子フラックスは $2.26 \text{ proton/cm}^2/\text{s}$ である (7 章参照)。式 8.13 に、惑星間空間でのフラックス、反応断面積、標的となる原子数、崩壊係数を代入し、十分時間が経ったときの 149 keV を放射する生成原子数は

$$N_p = \frac{N_t f \sigma}{\lambda} = 11.19 \text{ 個/cm}^3 \quad (8.14)$$

となった。一つの CsI 当たりの量で考えると

$$N_p = \frac{N_t f \sigma}{\lambda} = 42.80 \text{ 個/CsI} \quad (8.15)$$

程度である。単位体積あたりの 149 keV のエネルギーの放射能は

$$A = \lambda N_p = 1.036 \times 10^{-3} \text{ Bq/cm}^3 \quad (8.16)$$

また一つの CsI 当たりの 149 keV のエネルギーの放射能は

$$A = \lambda N_p = 3.963 \times 10^{-3} \text{ Bq/CsI} \quad (8.17)$$

程度である。

時間と単位体積あたりに生成される原子数、時間と単位体積あたりの放射能を見てみると図 8.13 のようになり、放射平衡になるのは $\sim 10^4$ s 後である事が分かる。

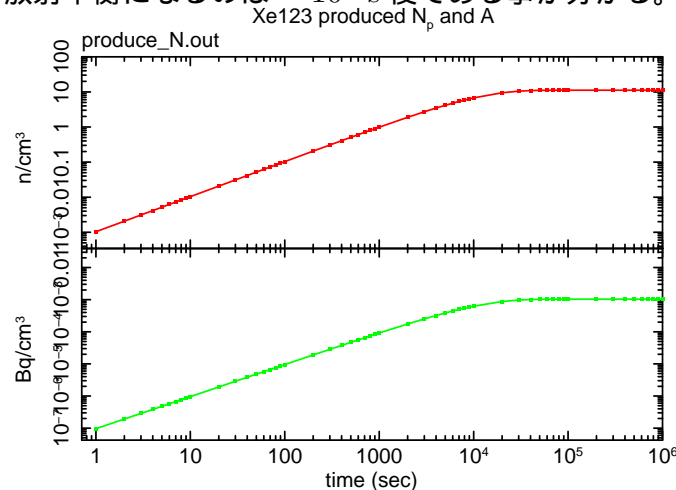


図 8.13 赤は惑星間空間の陽子フラックスで生成される $^{123}_{54}\text{Xe}$ の原子数と緑は放射能の量を表す。

8.2.6.3 その他の放射性核種について

表 8.3 に示した、核種とそのガンマ線エネルギーについて、同様の解析を行った、図 8.14 に各エネルギーでのゲルマニウム検出器で検出したカウントレートの時間変化を示す。それぞれのエネルギーについて式 8.7 もしくはその足し合わせでフィッティングを行った。

$^{125}_{54}\text{Xe}$ の 188.5 keV、243.5 keV、 $^{121}_{53}\text{I}$ の 212 keV については、カウントレートが一番多くなる時が陽子照射時よりも遅い事が分かる。これはこれらの放射性核種が他の核種の壊変により生成されたものであることを示しており、照射終了時の生成原子数を見積もる事が難しい。したがって、 $^{122}_{54}\text{Xe}$ の 149 keV、 $^{123}_{54}\text{Xe}$ の 149 keV、178 keV、330 keV、 $^{127}_{55}\text{Cs}$ と $^{129}_{55}\text{Cs}$ の 412 keV から惑星間空間で生成される原子数と放射能を見積もることにした。

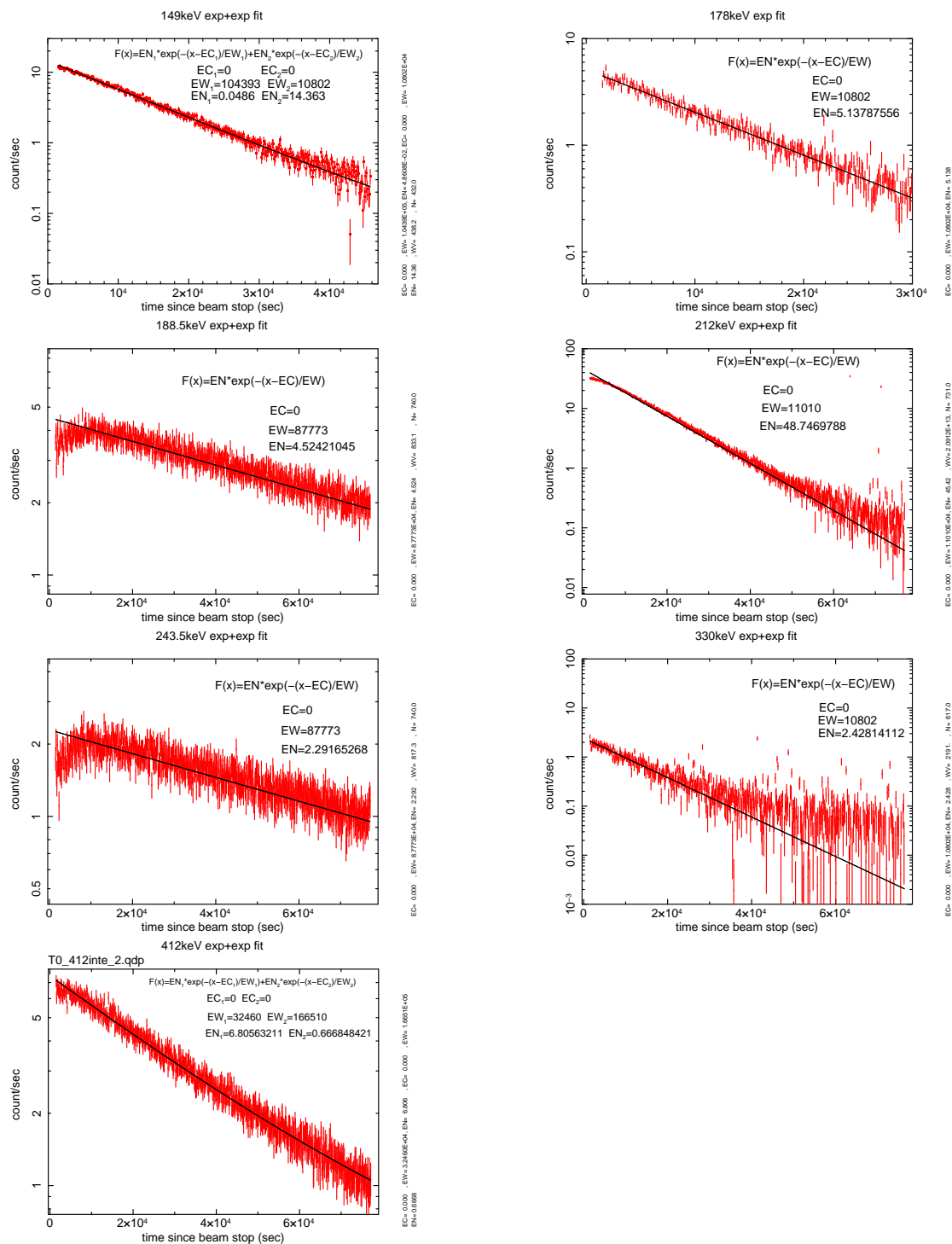


図 8.14 ゲルマニウム検出器で検出したカウントレートの時間変化

8.2.7 放射化によるバックグラウンドカウントレート

ここまでで特徴的なピークを持つエネルギーについて、それを作る放射性同位体原子数と放射能を求めた。

表 8.7 各エネルギーでのゲルマニウム検出器で検出したカウントレートから惑星間空間での生成原子の数の見積もった結果 1

	$^{123}_{54}\text{Xe}$ 149 keV	$^{123}_{54}\text{Xe}$ 178 keV	$^{123}_{54}\text{Xe}$ 330 keV
Ge 検出器でのカウント数	14.36	5.138	2.428
放射能	152.0	48.45	29.20
照射終了時の生成原子数 個/cm ³	4.293×10^5	1.368	8.248×10^4
反応断面積 σ	88.19 mb	28.10[mb]	16.94[mb]
惑星間空間での生成原子数 個/cm ³	11.19	3.57	2.151
惑星間空間での放射能 Bq/cm ³	1.036×10^{-3}	3.302×10^{-4}	1.991×10^{-4}

表 8.8 各エネルギーでのゲルマニウム検出器で検出したカウントレートから惑星間空間での生成原子の数の見積もった結果 2

	$^{122}_{54}\text{Xe}$ 149 keV	$^{127}_{55}\text{Cs}$ 412 keV	$^{129}_{55}\text{Cs}$ 412 keV
Ge 検出器でのカウント数	4.860×10^{-2}	6.806	6.668×10^{-1}
放射能	5.144×10^{-1}	97.22	9.526
照射終了時の生成原子数 個/cm ³	1.404×10^4	8.251×10^5	4.147×10^5
反応断面積 σ	2.718 mb	162.2[mb]	80.10[mb]
惑星間空間での生成原子数 個/cm ³	3.335	61.88	156.3
惑星間空間での放射能 Bq/cm ³	3.195×10^{-5}	1.906×10^{-3}	9.390×10^{-4}

それらの放射線は CsI シンチレータの内部で発生するため、CsI シンチレータ自身の中でコンプトン散乱や光電吸収を起こし、検出器のバックグラウンドとなる。ここでは EGS5 シミュレーションを用いて、CsI シンチレータの内部で発生した放射線がどれだけ内部で反応を起こすのかを計算した。ジオメトリーは図 7.8 を用いて、CsI の全体積内に一様に光子を発生させた。光子の入射方向は全方向とした。エネルギーは生成原子数の見積りが出来た、149 keV、178 keV、330 keV、412 keV とした。

入射光子 106 個に対して、CsI シンチレータ自身にエネルギーを落とすイベントの確率を表 8.9 に示す。

表 8.9 放射性同位体の生成原子数の見積りが出来たエネルギーについての CsI 自身での反応の確率。

エネルギー	全エネルギーピークの確率
149 keV	0.5022
178 keV	0.4224
330 keV	0.2344
412 keV	0.1976

放射化した CsI シンチレータからのそれぞれのエネルギーの放射能と CsI シンチレータでの反応確率から、GAP の CsI シンチレータが宇宙空間で検出する放射化成分のバックグラウンドカウントレートを求め、表 10.1 に示した。

表 8.10 放射性同位体の生成原子数の見積りが出来たエネルギーについての CsI シンチレータでのバックグラウンドカウントレート

エネルギー	バックグラウンドカウントレート
149 keV	2.05×10^{-3}
178 keV	5.33×10^{-4}
330 keV	1.79×10^{-4}
412 keV	2.15×10^{-3}

この結果から、宇宙空間の宇宙線のフラックス $2.26 \text{ proton/cm}^2/\text{s}$ では CsI シンチレータの放射化による X 線の放射能は $\sim 10^{-3} \text{ Bq/CsI}$ で、CsI 自身でバックグラウンドとなりうるカウントレートについても $\sim 10^{-3} \text{ counts/CsI/s}$ 程度しか存在しないことが分かった。

CsI シンチレータ自身でバックグラウンドとなる場合以外に、CsI シンチレータから放射された X 線がプラスチックシンチレータに入射しバックグラウンドとなる可能性があるが、CsI シンチレータで発生する放射能が $\sim 10^{-4} \text{ Bq/cm}^3$ であることを考えるとその数は非常に少ないことが分かる。

今回の実験の結果から、宇宙空間を想定した $2.26 \text{ proton/cm}^2/\text{s}$ のフラックスの陽子によって放射化された CsI シンチレータの放射能は非常に弱く、偏光観測に影響を与えるレベルでは無いと分かった。

しかし、今回放射性核種が同定でき、生成原子の数を見積もることが出来たのは 6 つエネルギーについてだけであった。そのため、実際にはこの数倍の強度の放射能が発生すると考えられるが、それでも $\sim 10^{-2} \text{ Bq/cm}^3$ のため観測に影響は与えないと考える。

第9章

シミュレーションと実験の比較

GAP の性能評価はシミュレーションと研究室で所有している東芝製ミニフォーカス X 線発生装置 (EXM-101A5B) を用いて行ってきた。しかし、この X 線発生装置は高い偏光を作り出すことが出来ない事や、ビームが広がりを持っていることから系統誤差が無視できず、GAP の詳細な性能評価や、シミュレーションとの比較に苦勞をしてきた。

そこで、高エネルギー加速器研究機構の高い偏光で指向性の高いペンシルビームの光源を用いた詳細な性能評価を行う事になった。

9.1 GAP のジオメトリ

GAP を用いた実験での性能とシミュレーションの性能を比較するために、GAP の PM モデルの構造をシミュレーションに取り入れた。PM モデルの形状と EGS5 シミュレーションでの形状は??で使用したジオメトリーと同じものである。

9.2 高エネルギー加速器研究機構でのガンマ線照射実験

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の放射光科学研究施設 (Photon Factory:PF)BL14A にて GAP の偏光観測の性能評価を行った。KEK-PF-BL14A は垂直ウィグラーを光源とし、垂直に偏光した 5keV から 80keV という広いエネルギー領域の X 線を取り出すことができる。我々は 80 keV の単色光源を用いて実験を行った。またビームの広がり極めて小さく、X 線感光フィルムに照射したところ直径は 1 mm 以下であった。

実験に用いた光源の偏光度については共同実験を行った山形大学の解析結果より、82.3% 偏光光源であると報告されている。我々はこの結果と同じ偏光度を検出することが出来るか確かめた。

9.2.1 実験のセットアップ

9.2.2 偏光度の測定

KEK での 80 keV 単色 X 線の偏光度を知るために、山形大学のプロペラ検出器を用いて偏光度の測定を行った。プロペラ検出器は図 9.2.2 に示すような構造をしており、散乱体から十分に離れた場所に小さな CdTe 検出器を配置することで 90° 方向の散乱光だけを集めることができる。そのためこの検出器はのモジュレーションはとても大きい。

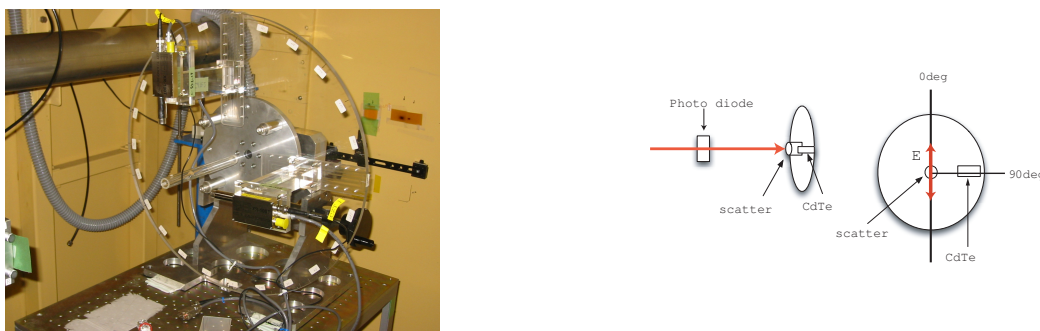


図 9.1 山形大学のプロペラ検出器。散乱体から十分離れたところに小さな検出器を置くことで 90^{circ} 方向の散乱光のみを観測し、モジュレーションファクタの高い検出器になっている。

この検出器のモジュレーションファクタは山形大学での EGS4 でのシミュレーション結果より 0.985 であると報告されている。実験でのモジュレーションカーブは図 9.2.2 となり、 $a + b * \sin(c * x + d)$ でフィットした結果モジュレーションファクタは 0.811 ± 1.57 となった。

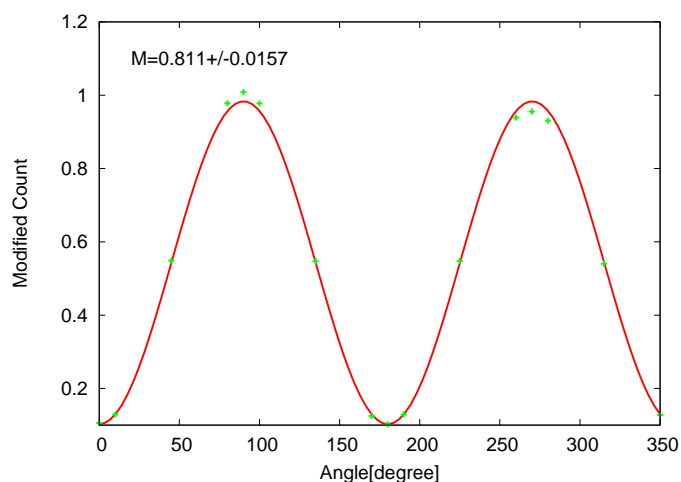


図 9.2 山形大学のプロペラ検出器によるモジュレーションカーブ。 $a + b \sin(cx + d)$ によりフィットした結果モジュレーションファクタは 0.811 ± 0.0157 となった。

よって KEK 実験における光源の偏光度は $\Pi = 82.3\% \pm 0.0159$ である。

9.2.3 実験の条件

X線を入射させる実験の前に、較正用放射線源の ^{109}Cd の22.67 keVを使ってプラスチックシンチレータとCsIシンチレータのエネルギーとチャンネルの関係を求めた。プラスチックシンチレータは ^{109}Cd の22.67 keVはGAPの30 Chに対応することが分かったが他に検出エネルギー範囲に合う較正用放射線源が無かったために、1点しかデータをとることが出来なかった。そのため、0 chを0 keVとしてエネルギーとチャンネルの関係を求めると式9.1となった。

$$E = \frac{22.67}{24} \times Ch \quad \text{keV} \quad (9.1)$$

CsIシンチレータは ^{109}Cd の22.67 keV、88.0 keV、 ^{241}Am の59.5 keVで較正した。それぞれ、4.15 Ch、14.55 Ch、10.71 Chであったので3点について1次関数でフィッティングし、エネルギーとチャンネルの関係式は式9.2と求められた。

$$E = 5.75 \times Ch - 1.69 \quad \text{keV} \quad (9.2)$$

実験では80 keVの単色X線を入射するが、得られたスペクトルを見ると低エネルギーにノイズが存在する。そのため、コインシデンスイベントを選択する際にはプラスチックシンチレータとCsIシンチレータの両方にエネルギーを落とした、という条件の他に落としたエネルギーに幅を決め確実にコンプトン散乱をしたイベントを選択する。

プラスチックシンチレータでは低エネルギー側のノイズを取り除き、CsIシンチレータでは80 keVからの散乱光に対応するエネルギー範囲を選択した。それぞれのシンチレータの低エネルギー側の識別レベル (Lower Discriminate level : LD) と高エネルギー側の識別レベル (Upper Discriminate level : UD) のチャンネルは表9.1の様に決定した。

表 9.1 実験でのコインシデンスイベントのエネルギー範囲をチャンネルで表したもの。得られたスペクトルからコインシデンスイベントだけを選択するために、このエネルギー範囲のイベントを選択する。

プラスチック (Ch)		CsI (Ch)	
LD	UD	LD	UD
6	60	2	30

GAPの偏光X線による応答を見るために行った実験は以下の3つである。

- GAPの正面から中心にX線ビームを入射させ、プラスチックシンチレータとCsIシンチレータがコインシデンスし、上で決めたエネルギー範囲のイベントの場合、CsIシンチレータのカウント数を測定する。

- 図 9.3 のように 2 cm 刻みで合計 37 点に入射させ、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスし、上で決めたエネルギー範囲のイベント場合、CsI シンチレータのカウント数の合計を測定する。
- 図 9.4 のように GAP を偏光方向と垂直な方向に 10° 刻みに 30° まで傾けた。検出器の中心に X 線ビームを入射させ、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスし上のエネルギー範囲のイベントの場合、CsI シンチレータのカウント数を測定する。

この実験結果に対してシミュレーションでの応答と結果を比較する。

9.2.4 シミュレーションの条件

実験でのコインシデンス条件と合わせるために、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータに識別レベルを設ける。実験で決定した LD と UD の値をエネルギーに換算すると、表 9.2 のようになる。これを、シミュレーションでの LD、UD とした。

表 9.2 実験で決めたエネルギー範囲を式 9.1、式 9.2 によってエネルギー keV に換算したもの。

プラスチック (keV)		CsI (keV)	
LD	UD	LD	UD
4.43	44.3	9.81	171

コインシデンスイベントの選択はプラスチックシンチレータと CsI シンチレータのうちの 1 つの両方に表 9.2 の範囲内のエネルギーを落とした場合とする。

KEK で行った 3 つの実験についてシミュレーションを行う。

- GAP の正面から中心にエネルギー 80 keV、完全偏光の光子を 10^6 個入射させた。プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスし、表 9.2 で決めたエネルギー範囲のイベント場合、CsI シンチレータのカウント数の合計を測定する。
- 図 9.3 のように 2 cm 刻みで $x \leq 0$ の範囲の合計 22 点に 80 keV、完全偏光の光子を 10^5 個入射させた。プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスし、表 9.2 で決めたエネルギー範囲のイベント場合、CsI シンチレータのカウント数の合計を測定する。結果は位相を 180° ずつずらして足し合わせ、実験と比較する。
- 図 9.4 のように GAP を偏光方向に対して垂直な方向に 10° 刻みに 30° まで傾けた。検出器の中心に X 線ビームを入射させ、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスし、表 9.2 で決めたのエネルギー範囲のイベントの場合、CsI シンチレータのカウント数を測定する。

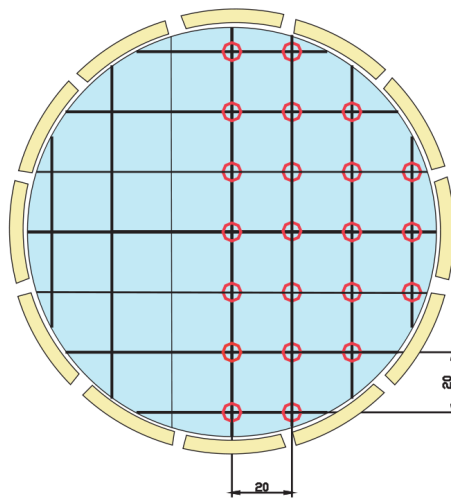


図 9.3 シミュレーションの条件。2 cm 刻みで $x \leq 0$ の範囲に X 線を入射させる。反対側半分はシミュレーション結果の位相を 180° ずらして足し合わせた。

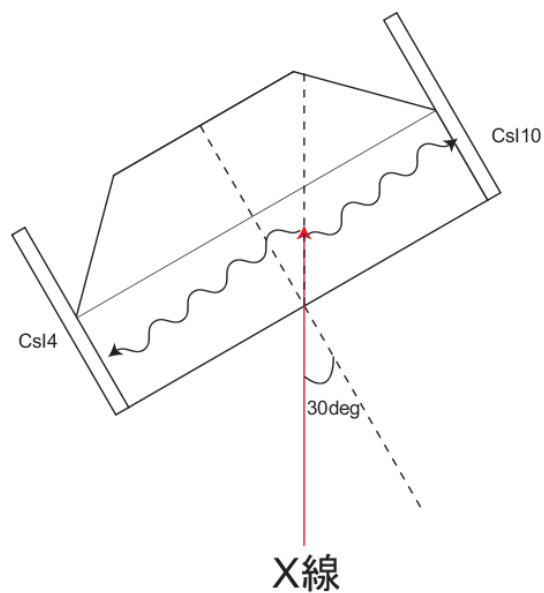


図 9.4 シミュレーションの条件。GAP を偏光方向に対して垂直な方向に 10° 刻みに 30° まで傾けた。

9.2.5 実験結果、シミュレーション結果とその比較

- GAP 正面から中心に X 線を入射させた場合

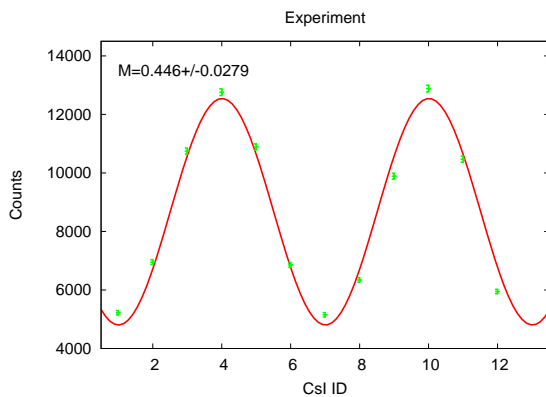


図 9.5 GAP 正面から中心に X 線を照射し、CsI シンチレータのモジュレーションの結果を足し合わせた。

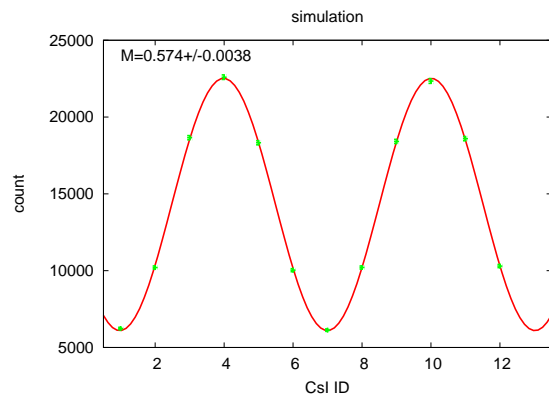


図 9.6 EGS5 シミュレーションで GAP 正面から

この結果から求められる偏光度は $\Pi = \frac{M_{\text{experiment}}}{M_{100\%}}$ から $77.7\% \pm 4.89\%$ である。この結果は山形大学のプロペラ検出器の結果と等しい。

- GAP 正面から 2 cm 刻みで X 線を入射させた場合

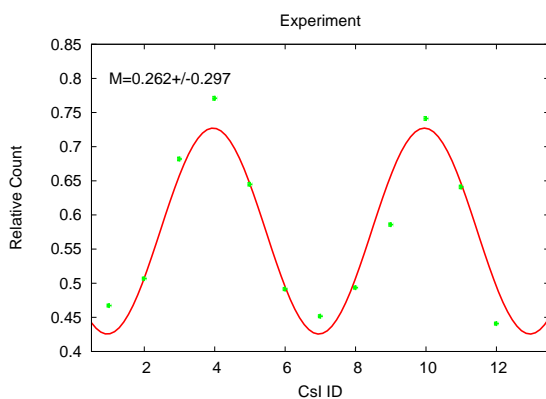


図 9.7 GAP 正面から 2 cm 刻みで合計 37 点に X 線を照射し、CsI シンチレータのモジュレーションの結果を足し合わせた。

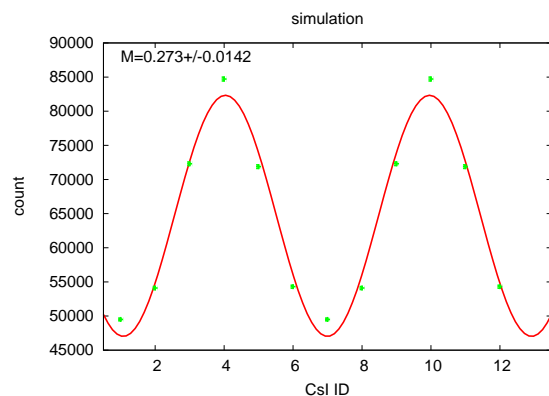


図 9.8 EGS5 シミュレーションで GAP 正面から 2 cm 刻みで $x \geq 0$ の範囲の合計 22 点に X 線を照射し、 $x \leq 0$ はシミュレーション結果の位相を反転させ結果を足し合わせた。

それぞれの結果から求められる偏光度は $96.0\% \pm 12.0\%$ となった。誤差を考慮しても実際の偏光度と一致しなかった。これはプラスチックシンチレータのエネルギー範囲が正しく較正

できておらず、シミュレーションのエネルギー範囲が実際と異なるためではないかと考えられる。しかし、明確な理由は分かっていない。

- GAP の斜め方向 (10° 、 20° 、 30° 、) 方向から照射した。

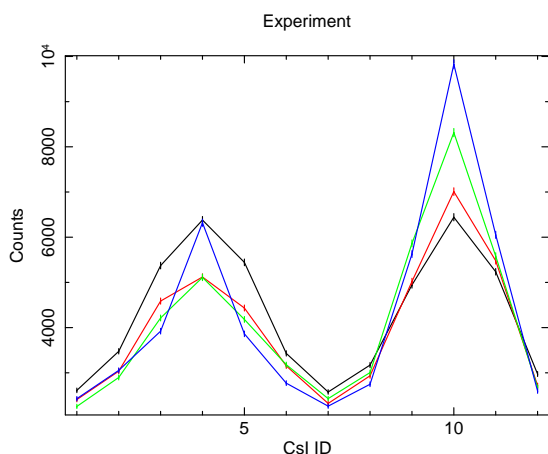


図 9.9 GAP 正面偏光方向と垂直な方向に 10 度、20 度、30 度傾けたときのモジュレーションカーブ。白が正面に垂直に、赤は 10 度、青は 20 度、緑は 30 度傾けた時の実験結果。

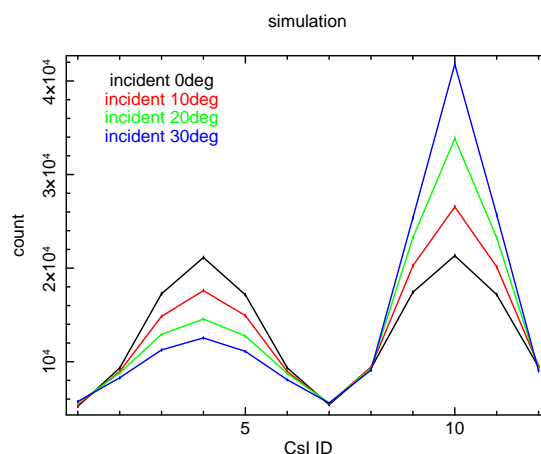


図 9.10 GAP 正面偏光方向と垂直な方向に 10 度、20 度、30 度傾けたときのモジュレーションカーブ。白が正面に垂直に、赤は 10 度、青は 20 度、緑は 30 度傾けた時のシミュレーション結果。

傾ける角度を大きくしていくと、シミュレーションと実験結果が合わなくなってくる。こちらも原因は分かっていない。

第 10 章

偏光観測の可能性

10.1 GAP の性能

5 章で述べたように偏光検出器の性能を評価するパラメータとしてモジュレーションファクタ M と検出効率 η がある。モジュレーションファクタは検出器の偏光に対する感度を表すパラメータであり、完全偏光のガンマ線が入射した場合のモジュレーションの大きさを表される。

GAP の偏光観測の性能について、各エネルギーごとの M と η を EGS5 シミュレーションにより求めた。光子のエネルギーは 50 keV から 300 keV について 10 keV 刻みで変化させ、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータがコインシデンスしたときの CsI シンチレータのカウントを数えた。GRB を想定した光子は、GAP の上面から GAP に対して垂直な平行光として入射したものとする。

CsI シンチレータのカウント数を方位角 ϕ に対して並べると正弦関数で分布するモジュレーションが得られる。モジュレーションファクタはモジュレーションに対して式 10.1 でフィッティングし、式 10.2 によって求められる。

$$f(\phi) = a + b \sin(c \phi + d) \quad (10.1)$$

$$M = \frac{\text{モジュレーションの振幅}}{\text{モジュレーションの平均値}} \quad (10.2)$$

$$= \frac{b}{a}$$

検出効率は 12 個の CsI シンチレータの検出光子数の合計を GAP 検出器 (プラスチックシンチレータと CsI シンチレータ) 上面に入射した光子数で割ったものである。

結果を図 10.1 と図 10.2 に示す。

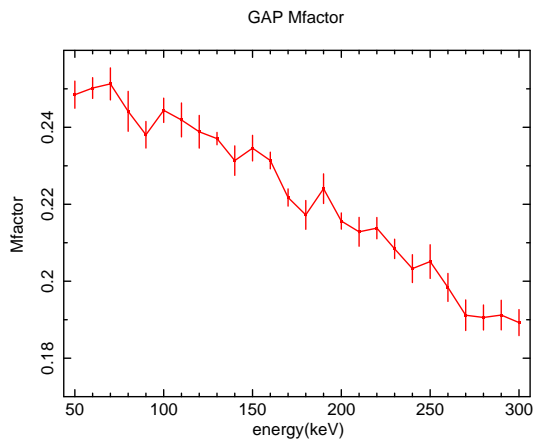


図 10.1 GAP の各エネルギーごとのモジュレーションファクタの値。

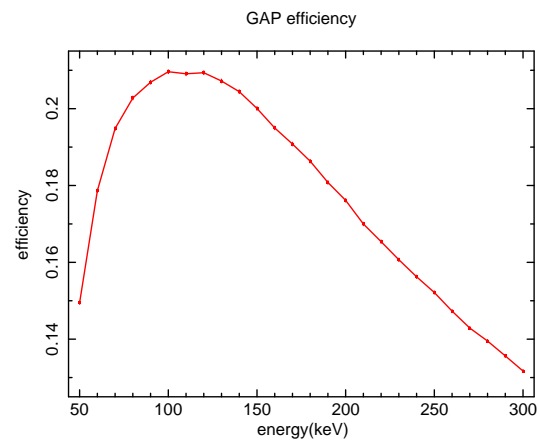


図 10.2 GAP の各エネルギーごとの検出効率の値。

10.2 偏光観測におけるバックグラウンド

第 4 章で考えた偏光観測のバックグラウンドについてまとめる。GAP に入射するバックグラウンドとしては X 線背景放射 (CXB)、宇宙線、GRB の衛星からの散乱成分、CXB の衛星からの散乱成分が挙げられた。これからが GAP に入射し、プラスチックシンチレータと CsI シンチレータでコインシデンスをとると GRB の偏光観測において取り除くことが出来ないバックグラウンドとなる。

それぞれのカウントレートについてまとめると、表 10.1 となる。散乱成分については対象となる X 線源が直接 GAP に入射したときのコインシデンスカウント数に対する割合で表した。

表 10.1 GAP が受けるバックグラウンドとそのカウントレート。

バックグラウンドの種類	バックグラウンドのフラックス photon (or proton) /cm ² /sec	検出するカウントレート count/sec/12CsI
X 線背景放射 (CXB)	7.74	66.15 (3 keV - 300 keV)
宇宙線	2.27 (20 MeV - 1 GeV)	0
CXB の散乱成分		3.37×10^{-3} CXB
GRB の散乱成分		6.04×10^{-3} GRB
放射化した CsI からのガンマ線	2.48×10^{-3}	7.25×10^{-4}

10.3 GRB の偏光検出可能性

GRB の偏光観測の可能性について、議論する。具体的には GAP が宇宙空間での観測期間の 1 年ないし 2 年間の間にどれだけの GRB について偏光観測を行うことが出来ると期待できるかを考えた。

？章で偏光検出器の総合的な性能を表す指標として式 10.3 で MDP というものを定義した。この MDP の式に対して、GAP のモジュレーションファクタ M 、検出効率 η と過去に観測された GRB のフラックス F 、継続時間 T 、10.2 で求めたバックグラウンドカウントレート B を考え、MDP を求める。

明るく継続時間の長い GRB ならば偏光度が小さくても観測可能なので MDP は小さくなるが、そのような GRB の発生頻度は少ない。このように今までに BATSE により観測された 1972 個の GRB のデータを元に、それぞれの GRB についての MDP を求めた。

$$MDP(\%) = \frac{3\sqrt{2}}{M_{100\%}\eta AF} \sqrt{\frac{\eta AF + B}{T}} \quad (10.3)$$

- $M_{100\%}$: 完全偏光に対する検出器のモジュレーションファクタ
- F : GRB のフラックス photon/cm²/s
- A : 検出器の有効面積 cm²
- η : 検出効率
- B : バックグラウンドのレート count/s
- T : 観測時間 s

GRB の光子スペクトルは - 数 100 keV で

$$\frac{dN}{dE} = \alpha E^{-1} \quad \text{photon/cm}^2/\text{s}/\text{keV} \quad (10.4)$$

であることが観測的に分かっている。

BATSE の GRB 観測データはエネルギーのフルエンス erg/cm² で与えられているので、観測した GRB 光子の平均エネルギー erg/photon と観測時間 s で割ることで、光子フラックス photon/cm²/s を求める。BATSE の観測は 50 keV から 300 keV のエネルギー範囲で行われ、GRB の光子スペクトルが $\sim E^{-1}$ で表されることから、光子の平均エネルギーは式 10.5 で求められる。

$$\int_{50}^{<E>} E^{-1} dE = \int_{<E>}^{500} E^{-1} dE \quad (10.5)$$

$$<E> = 122.5 \text{ keV} = 1.96 \times 10^{-7} \text{ erg}$$

BATSE の観測したエネルギー範囲 50 keV から 300 keV での光子のフラックスは

$$\alpha = \frac{\text{GRB のフルエンス}}{1.96 \times 10^{-7} \times T} \quad \text{photon/cm}^2/\text{s} \quad (10.6)$$

となる。

MDP の式の中にある $M\eta F$ と ηF について 10.1 で求めたモジュレーションファクタと検出効率を用いて 10 keV 刻みの離散的な積分として計算する。それぞれ式 10.7、式 10.8 となる。

$$M\eta F = \int_{E_1}^{E_2} M(E)\eta(E) \frac{dN}{dE} dE = \alpha \sum M(E)\eta(E) \log\left(\frac{E+10}{E}\right) \quad (10.7)$$

$$\eta F = \int_{E_1}^{E_2} \eta(E) \frac{dN}{dE} dE = \alpha \sum \eta(E) \log\left(\frac{E+10}{E}\right) \quad (10.8)$$

1972 個の GRB に対して、観測されたフルエンスと観測時間を代入し MDP を求めた。

BATSE の 1972 個の観測結果は全天の 48.3% を 9 年間かけて観測した結果なので、GAP が一年間に 2π 方向、もしくはさらに視野を限定して正面の $\pm 30^\circ$ 方向とすると図 10.3 となる。この図は横軸が MDP で、縦軸 GAP の MDP がある値以下となる GRB の個数を表している。

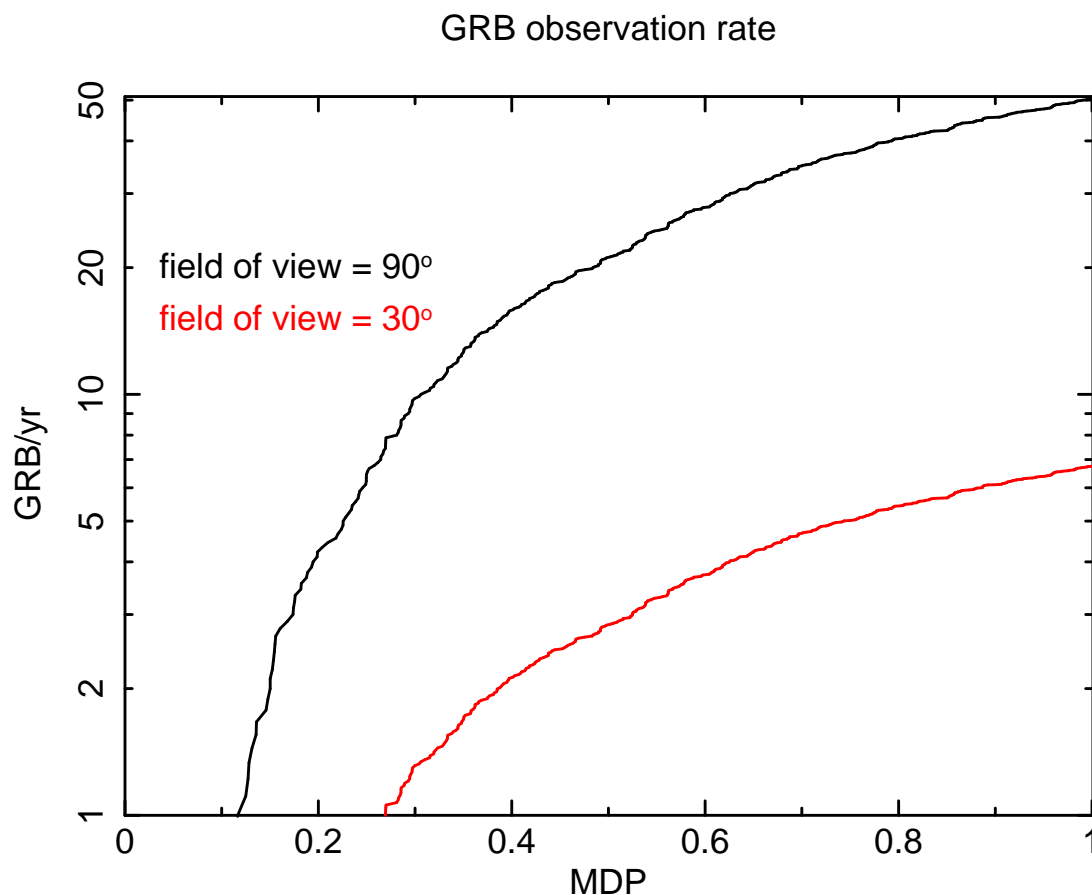


図 10.3 GAP が一年間に有意な偏光観測をすることが出来る GRB の個数。横軸は GRB に期待される偏光度、縦軸は偏光観測が可能な GRB の個数を表す。白は GAP が見る全視野に対する個数、赤は GAP の 30 度の視野での個数。

この図から前方 30° の GRB について偏光観測を行うと、GRB の偏光度が 40% ならば一年間に 1.5 個、GRB の偏光度は 70% ならば 4 個の GRB について偏光度を議論することができる。

10.4 期待されるヒットパターン

これまでの議論で分かった GAP が受けるバックグラウンドのカウント数を考慮し、典型的な大きさの GRB を観測した場合の GAP の応答を予測する。

BATSE の GRB カタログより分かることは以下の二つである。

- BATSE カタログより継続時間が 2 秒以上の長いガンマ線バーストの平均光子フラックスは 1 photon/cm²/s
- BATSE カタログより継続時間が 2 秒以上の長いガンマ線バーストの平均継続時間は 50 s

これを踏まえて、50 photon/cm² の光子を GRB のエネルギースペクトル E⁻¹ 分布させる。有効面積はプラスチックシンチレータと CsI シンチレータを含めた面積で $7.5^2\pi = 176.46$ とする。よって GRB の光子数は 8823 photon となった。

EGS5 シミュレーションを用いて偏光度が 40%、75% で光子数が GAP 全面で 8823 個、入射方向が GAP に対して垂直または斜め 30 度から入射した場合のモジュレーションを予想する。

また GRB からのカウント以外のバックグラウンドとして CXB のカウント 66.15 count/s/12CsI を加えた。今観測時間を 50 秒と考えているので、1 つの CsI あたり 227 count がバックグラウンドとして存在する。

以上より想定されるモジュレーションカーブは図 10.4、図 10.5 となった。

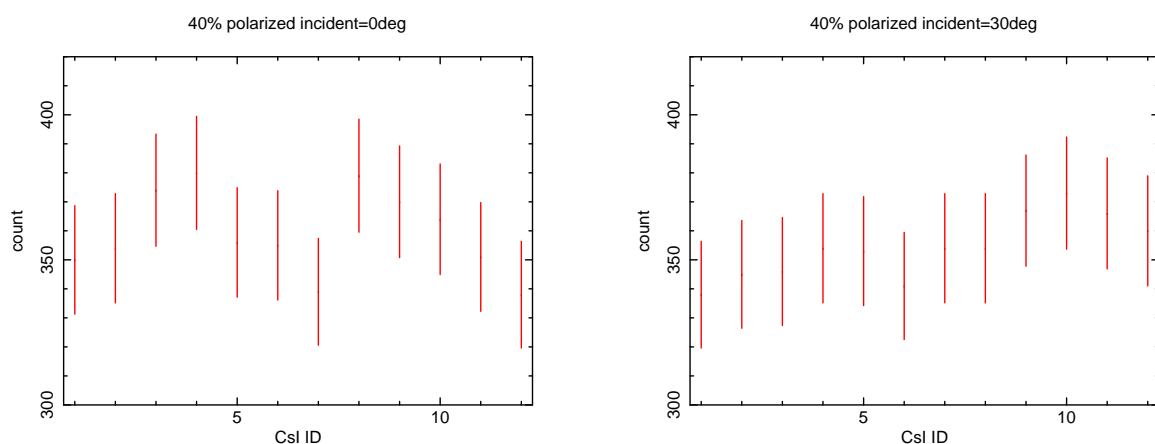


図 10.4 左図は 40% 偏光した GRB が正面から入射した場合に予想されるモジュレーションカーブ。右図は 40% 偏光した GRB が斜め 30 度から入射した場合に予想されるモジュレーションカーブ。それぞれ GRB からの光子の他に CXB のバックグラウンドのカウントを含んでいる。

平均的な GRB に対して偏光観測を行った場合、得られるモジュレーションカーブは CXB

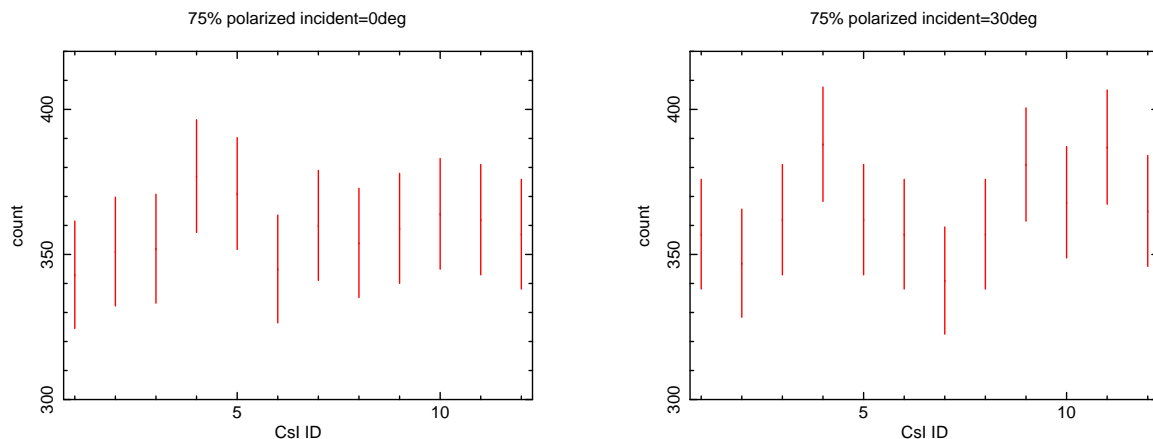


図 10.5 左図は 75% 偏光した GRB が正面から入射した場合に予想されるモジュレーションカーブ。右図は 75% 偏光した GRB が斜め 30 度から入射した場合に予想されるモジュレーションカーブ。それぞれ GRB からの光子の他に CXB のバックグラウンドのカウントを含んでいる。

のバックグラウンドカウントに対してとても小さい。そのため CXB のカウントを除去しなければ偏光度を定義することは難しい。

実際の観測では、バックグラウンドを定期的に測定し記録する。CXB のバックグラウンドの除去にはこれを使い、平均的な CXB のカウントを取り除くことが出来る。

偏光観測を有意に行う事が出来るのは 10.3 章にも書いた通り、明るい GRB や偏光度の高い GRB、継続時間が長い GRB に限られる。

BATSE の 1972 個の観測データの中で、1 回の GRB での単位面積あたりの光子数が 50 photon 以上のイベントが全天の 50% を一年間観測した場合 21 回、光子数が 100 photon 以上のイベントが 10 回、光子数が 500 photon 以上のイベントが 1 回の頻度で起こっていることが分かった。

観測中の CXB によるバックグラウンドは定常的な CXB のバックグラウンドカウントを用いて除去したとかていし、1 回の GRB に 100 photon/cm² の光子が入射するようなイベントを想定してシミュレーションを行った。

結果を図 10.6 に示す。

10.5 ななめから入射した場合の偏光度

偏光度を定義するモジュレーションは、光子の入射方向に対して 90° 方向に限定した場合に正弦関数で分布する。しかし、実際に観測する GRB は正面から入ってくるのではなく、GAP に対して 2 π 方向どこから入射するのか分からない。その時は 9 章の KEK での実験のように、斜め方向から光子が入射した場合には綺麗な正弦関数ではなくどちらかに偏った形となる事が分かっている。

偏光度の定義はモジュレーションファクタを用いて $\Pi = \frac{M_{\text{experiment}}}{M_{100\%}}$ としていたが、斜めからガンマ線が入射する場合はモジュレーションファクタ M が sin で定義できなくなる。

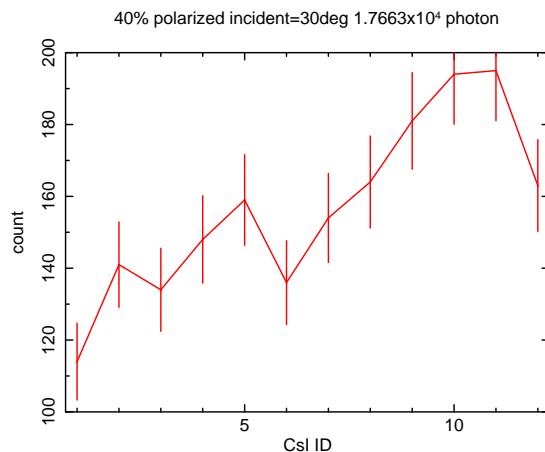


図 10.6 1 回の GRB での光子数が 100 photon/cm^2 のイベントを観測した場合に予想されるモジュレーションカーブ。CXB によるバックグラウンドは含まれていない。光子数が 100 photon/cm^2 以上の GRB は全天の 50% を一年間観測した場合に 10 回観測される可能性がある。

散乱断面積はもともと

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi), \quad E \ll m_e c^2 \tag{10.9}$$

と書かれ、GAP の場合は図 10.7 左の様に $\theta = 90^\circ$ 方向に散乱する光子を観測している。そのた散乱断面積は $1 - \cos^2 \phi$ となり \sin の分布をする。しかし斜めから入射する場合は図 10.7 右の様に散乱の方向が $\theta = 90^\circ$ に限られなくなる。そのため、 ϕ の角度によって、 θ の角度が異なるために散乱断面積は \sin の分布に従わない。

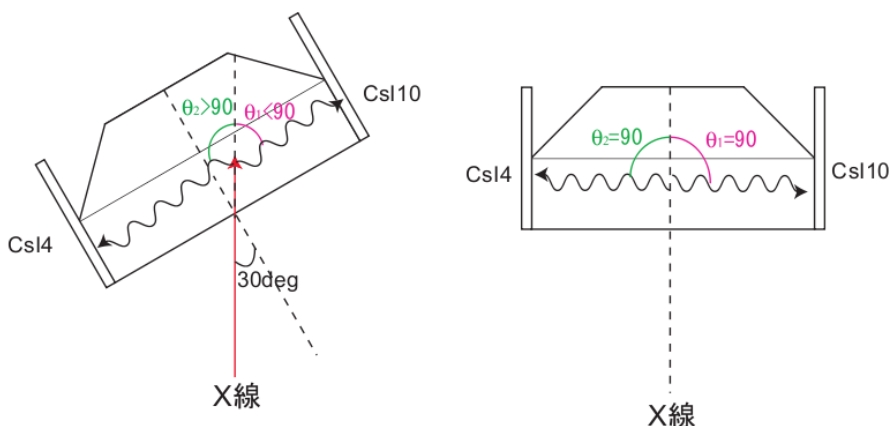


図 10.7 X 線が斜めに入射した場合、CsI シンチレータに入るコンプトン散乱の散乱光が方位角 $\theta = 90^\circ$ でなくなる。そのため、散乱断面積は正弦関数に従わない。

斜めからガンマ線が入射した場合、偏光度の決定にモジュレーションファクタを用いることが困難である事が分かった。観測により得られたモジュレーションに対して偏光度を決定するために、どのような解析を行ったら良いか考える。

GAP と GRB の発生した方向は他の GRB 観測衛星によって知ることが出来るので、シミュレーションでは方向を固定し、偏光度をパラメータとして変化させ、得られたモジュレーションを実験で得たモジュレーションと比較し、カイ二乗検定を行い最も誤差の小さいシミュレーション結果から偏光度を決定する。

40% 偏光で光子数が 100 photon/cm^2 の GRB を想定した場合と 10^6 個と十分に光子数のある場合のシミュレーション結果を元にどれだけの精度で偏光度が定義出来るか誤差を求めた。

それぞれのモジュレーションカーブは図 10.8 である。GRB の観測を想定したモジュレーションカーブに CXB の誤差は含まれていない。

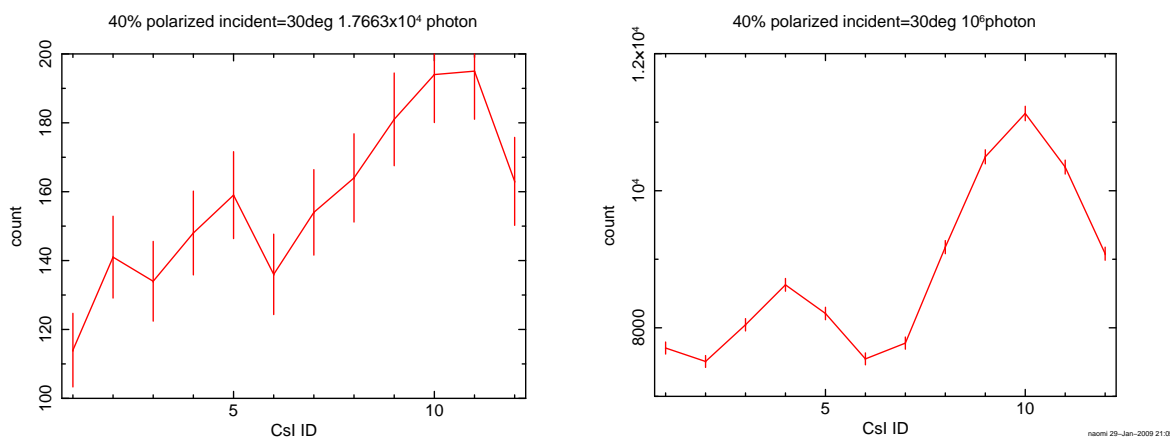


図 10.8 左図は 40% 偏光で光子数が 100 photon/cm^2 の GRB が GAP に対して斜め 30 度から入射した場合を想定したモジュレーションカーブ。CXB のバックグラウンドは含まれていない。右図は光子数 10^6 個で 40% 偏光を GAP に対して斜め 30 度から入射させた場合に得られるモジュレーションカーブ。

光子数が十分に多く、統計的揺らぎが少ない図 10.8 右図の結果をモデル関数とする。図 10.8 左図の結果を観測結果だと仮定し、偏光度がどの程度の誤差で決まるのかを考える。カイ二乗をデータ点の数で割ったものは式 10.10 と定義される。

$$\chi^2_{\nu} \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y(x_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (10.10)$$

今データ点 $N=12$ で、カイ二乗を最小にするモデル関数の係数を求めたい。よって、式 10.10 は式 10.11 となる。

$$\chi^2_{\nu} \equiv \frac{1}{12} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - ay(x_i))^2}{y_i} \quad (10.11)$$

a と χ_ν^2 の関係は図 10.9 のようになり、観測データに対して最適なモデル関数の係数 a は $a = 0.0177$ となった。

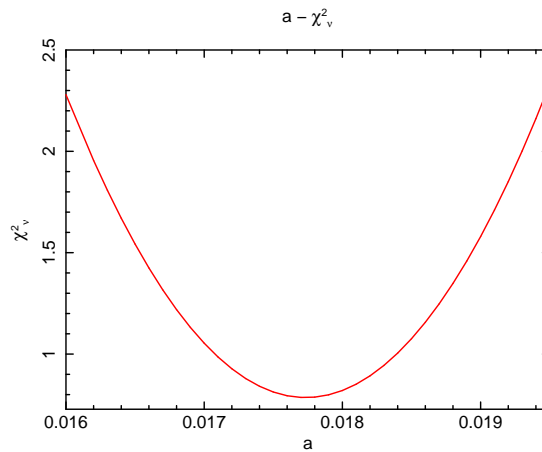


図 10.9 横軸にモデル関数の係数 a 、縦軸にカイ二乗の値をとり a に対するカイ二乗の分布を描いた。カイ二乗が最も小さくなる係数 a が観測データを最もよく表したモデル関数の係数。

モデル関数が 1σ の範囲でとりうる a の値を求める。自由度 11 のカイ二乗分布より、 $1\sigma = 0.68$ の範囲は $\chi_\nu^2 \leq 1.4$ である。図 10.9 より $\chi_\nu^2 \leq 1.4$ となる範囲は

$$0.166 \leq a \leq 0.188 \quad (10.12)$$

である。
よって

$$\frac{0.166}{0.177} \times 40\% = 37.5\% \quad (10.13)$$

$$(10.14)$$

$$\frac{0.188}{0.177} \times 40\% = 42.5\%$$

$$\Pi = 40\% \pm 2.5\%$$

で偏光度を求めることが出来た。

第 11 章

まとめ

シミュレータの比較として EGS5 と MEGAlib で同じ状況のシミュレーションを行った。その結果、二つのシミュレータの結果は誤差の範囲内で一致し、今後どちらのシミュレータの結果も同じように扱うことが出来ることが分かった。

GAP の偏光観測に影響を与えるバックグラウンドを特定し、そのカウントレートを見積もった。今まで議論されていなかった、陽子によって放射化した CsI シンチレータからの X 線の放射、GRB 光子の衛星による散乱成分、CXB によるバックグラウンドについてその影響を調べた。その結果 CXB が一番のバックグラウンドとなることが予想でき、今まで懸念されてきた衛星による散乱や放射化による X 線の放射は影響を与えない程度であることが分かった。

高エネルギー加速器機構の X 線照射実験とシミュレーションの結果から GAP 正面から中心のみに光子を入射させた場合正しく偏光度を測定できることが分かった。入射範囲が広い場合や、斜めから入射した場合は偏光度を正しく決定することが出来なかった。理由としては、エネルギー較正が正しく行われていないため、実験とシミュレーションのエネルギー範囲が異なっている可能性がある。

シミュレーションにより、GAP が実際に GRB を観測した場合のモジュレーションカーブを予想した。年間 10 個程度起こりうる 100 photon/cm^2 という光子数の GRB について GRB が 40% 偏光していると仮定すると 6% 程度の誤差の範囲内で偏光度 40% を定義することが出来ることが分かった。

また GRB の観測期間約一年の間に GAP の前方 30 度の視野内で、GRB が 40% 偏光しているならば 2 イベント、75% 偏光しているならば 5 イベントの偏光観測が可能であると予想される。

付録 A

相対論的ビーミング

A.1 速度のローレンツ変換

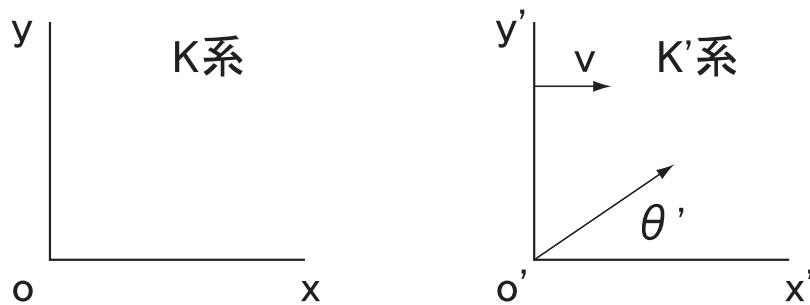


図 A.1 速度のローレンツ変換

観測者系 (K 系) に対して x 軸方向へ速度 v で動く静止系 (K' 系) がある。K' 系で速度 u' を持つ質点を K 系から見た場合の速度を求める。ローレンツ変換の式から、

$$\begin{aligned}
 dx &= \gamma(dx' + vdt') \\
 dy &= dy' \\
 dz &= dz' \\
 dt &= \gamma\left(dt' + \frac{v}{c^2}dx'\right)
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

と書けるので、速度は以下ようになる。

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \\ u_y &= \frac{u'_y}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_x}{c^2}\right)} \\ u_z &= \frac{u'_z}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_x}{c^2}\right)} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

K系に対する K'系の任意の速度 v に対して式を一般化する。 u の v に対する平行成分を u_{\parallel} 、垂直成分を u_{\perp} とすると、以下のように書ける。

$$\begin{aligned} u_{\parallel} &= \frac{u'_{\parallel} + v}{1 + \frac{vu'_{\parallel}}{c^2}} \\ u_{\perp} &= \frac{u'_{\perp}}{\gamma \left(1 + \frac{vu'_{\parallel}}{c^2}\right)} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

この式は特殊相対論での速度合成則である。

また、K系から観測した速度の方向 θ と K'系から観測した速度の方向 θ' は、以下に示す光行差の式で関係付けられている。 $u' \equiv |\mathbf{u}'|$ として、

$$\tan \theta = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} = \frac{u' \sin \theta'}{\gamma(u' \cos \theta' + v)} \quad (\text{A.4})$$

となる。また、 $u \equiv |\mathbf{u}|$ として、 $\cos \theta$ は以下のようになる。

$$\cos \theta = \frac{u_{\parallel}}{u} = \frac{1}{u} \cdot \frac{u' \cos \theta' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2} \cos \theta'} \quad (\text{A.5})$$

A.2 相対論的ビーミング

式 A.4、式 A.5 で $u = u' = c$ とすると、光の光行差の式を得る。

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma \left(\cos \theta' + \frac{v}{c} \right)} \quad (\text{A.6})$$

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta'} \quad (\text{A.7})$$

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta' \right)} \quad (\text{A.8})$$

K' 系で $\theta' = \pi/2$ に放射された光について考えると、

$$\tan \theta = \frac{c}{\gamma v} \quad (\text{A.9})$$

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \quad (\text{A.10})$$

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.11})$$

のようになる。放射源が相対論的速度で運動している場合を考えると、 $\gamma \gg 1$ となり θ は非常に小さくなるので、式 A.11 から、

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.12})$$

となる。つまり、 K 系で等方的に放出された放射を K 系で観測すると、全放射がハーフアングル $1/\gamma$ の円錐内に集められ、前方に集中して放射されているように見える。これが相対論的ビーミング効果である。

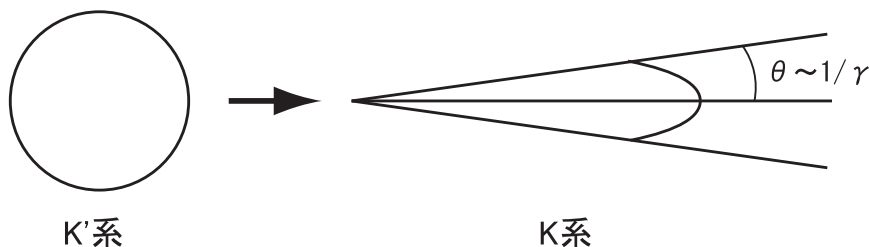


図 A.2 K' 系での等方的な放射と K 系での相対論的ビーミング

謝辞

修士論文作成にあたり、お世話になった先生方、友人に感謝の意を述べたいと思います。

指導教官の村上敏夫先生、物理はもちろんの事、物理以外でも考えることや興味を持つことの大切さを教えていただきました。ありがとうございました。

藤本龍一先生の励ましのおかげで、研究を続けることが出来たと思います。ライビキのゼミでも親身に指導してくださりありがとうございました。

米徳大輔先生には実験や研究室での活動時間、とても長い時間一緒に過ごしたと思います。基本的な研究の進め方、実験について丁寧に指導していただきました。ありがとうございました。

梨本くん。実験や研究の内容は違ったけれど、梨本くんには6年間の学生生活を支えてもらいました。教職や物理専門の授業も一緒に勉強できて、よかったです。将来は良い先生になれると思います。がんばってください。

児玉くん。児玉くんはいつも実験でお世話になりました。夜遅くまで実験を手伝ってくれたこと、一緒に議論したこととても充実した時間でした。

M1のみなさん。藤本くんはいつも研究熱心で私も見習わなければと励まされていました。これからまだまだ実験は忙しいと思いますが、頑張ってください。大熊さんと和田さんは研究室をいつも明るくしてくれました。いつも私の息抜きに付き合わせて、研究の邪魔をしてごめんなさい。大熊さんの仕事を丁寧に仕上げていくところ、見習いたいと思っていました。私は後輩の指導がうまく出来ないけれど、和田さんはとても指導力があって見習いたいと思っていました。3人でこれからの宇宙物理研究室を引っ張って行ってください。

4年生の坂下くん。実験からプログラムの開発、これからはシミュレーションもGAPの事は何でも坂下くんにご頼られると思います。これから藤本くんとGAPチームを引っ張って行ってください。

最後になりましたが、学生生活を支えてくれた家族に感謝の意を述べたいと思います。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 増井宏樹「衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の開発」金沢大学 2006 修士論文
- [2] Band, D.L. et al., 1993, ApJ 413 281
- [3] 小平裕宣「人工衛星搭載用ガンマ線バースト偏光検出器の基礎開発」金沢大学 2007 修士論文
- [4] Lazzati, D., 2003, astro-ph 0312331v1
- [5] Waxman, E., 2003, Nature 423 338
- [6] Lazzati, D., Rossi, E., Ghisellini, G. & Rees, M.J., 2003, astro-ph 0309038v3
- [7] Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1979, WILEY INTER SCIENCE, Radiative Processes in Astrophysics
- [8] KNOLL, F.C., 2001, 日刊工業新聞社, 放射線計測ハンドブック 第3版
- [9] 井上陽子「撮像型X線検出器の基礎開発実験研究」山形大学 2000 修士論文
- [10] 宮本八太郎「ガンマ線バースト偏光計 GAPOM 計画 散乱型硬 X 線偏光計 八角形シンチレータの性能」日本大学 2003 修士論文
- [11] Gruber, D.E. et al., 1999, ApJ 520, 124-129
- [12] Rees, M.J., Meszaros, P., 1992, MNRAS 258 L41
- [13] Piran, T., 1998, Phys.Rept. 314 575
- [14] 米徳大輔「ガンマ線バーストに伴う X 線残光と鉄輝線の観測」東京工業大学 2001 修士論文
- [15] 文部科学省 国立天文台「理科年表」
- [16] 日本アイソトープ協会「アイソト - プ手帳」
- [17] 三谷夏子「RHESSI 衛星による太陽フレアの硬 X 線撮像スペクトル解析」東京大学 2005 修士論文
- [18] 佐藤文人「気球搭載用硬 X 線偏光度検出器の基礎性能」山形大学 2003 修士論文
- [19] 浅村和美「MSGC からの多チャンネル読み出しシステムの構築」山形大学 2000 修士論文
- [20] R.Silberberg and C.H.Tsao The Astrophysical Journal Supplement Series(1977) 129-136
- [21] 小山勝二・嶺重慎 (編)「シリーズ現代の天文学 ブラックホールと高エネルギー現象」
- [22] NASA Ames/Stanford 1975 Summer Study
- [23] R.Novick Space Science Rev. 18(1975) pp389-408
Stellar and solar X-ray polarimetry

-
- [24] R.M.Sternheimer Physical Review, vol. 115, Issue 1, pp. 137-142
Range-Energy Relations for Protons in Be, C, Al, Cu, Pb, and Air