

修士論文

人工衛星搭載用
ガンマ線偏光検出器の開発

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

青山 有加

学籍番号 0613011002

2008年1月31日

概要

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–数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。この現象は 1 日に約 1 回等方的に検出されており、1 回の総エネルギーは 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 程度であることと比べても桁違いに大きく、ビッグバンを除けば宇宙で最大の爆発現象であると考えられている。

現在、GRB を記述する理論モデルとしては、相対論的火の玉モデル (Fireball Model) がある。このモデルでは、大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に高速なジェットを形成し、ローレンツ因子にして $\gamma \sim 100$ のような相対論的速度を持つ物質流が生成される。その後、物質流同士、または物質流と星間物質との衝突によって作られた衝撃波中でフェルミ加速された電子が、衝突によって生成された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射で明るく輝くというものである。しかし、これは理論モデルであり、観測的には検証されていない。シンクロトロン放射による電磁波は、磁場に対して垂直に偏光しているため、磁場が揃っていれば偏光観測により Fireball Model が検証される可能性がある。また、短時間に生成された、衝撃波に巻きつく磁場が存在し、逆コンプトン散乱によって放射されていると考える場合でも、ジェットの軸に対する観測角度の非対称性によってランダムな磁場中でも強い偏光が観測される可能性がある。我々の研究目的は、GRB の偏光観測を行うことによって、GRB の磁場構造、放射機構を解明することである。

GRB の偏光観測を行う場合、ガンマ線は大気の影響で地上には届かないため、宇宙空間での観測が必要になる。そこで、人工衛星に搭載するための偏光検出器の開発を行う。我々が開発を行っている偏光検出器は 2010 年 5 月に打ち上げ予定のソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決定した。

昨年度試作した偏光検出器の軽量化と性能向上を目標とし、新しく偏光検出器の設計、試作を行った。新しいモデルでは GRB が 50% 偏光していれば、1 年間に 2 個の GRB に対して偏光観測が期待される。また、X 線発生装置を使用した偏光測定実験により、実際に正しく偏光検出を行うことができた。

衛星搭載モデルでは、打ち上げ時の振動に耐えられる検出器設計と、衛星が確実に運用される 6 ヶ月間に偏光観測が可能な検出器の性能が求められる。ソーラー電力セイル実証機搭載用のプリフライトモデルとして耐震化に主眼を置き、重量制限の 3.2 kg で検出器の再考を行った。GRB が 40% 偏光していれば 1 年間に 2 個、70% で 4 個の偏光観測が期待される検出器について示す。

目次

概要	i
第 1 章 はじめに	1
第 2 章 ガンマ線バースト	3
2.1 ガンマ線バースト	3
2.2 起源	3
2.3 時間変動と継続時間	4
2.4 スペクトル	4
2.5 残光	6
2.6 相対論的火の玉モデル (Fireball Model)	8
2.7 偏光	9
2.7.1 強磁場による偏光	10
2.7.2 幾何学的な偏光	11
2.8 研究目的	13
第 3 章 偏光	15
3.1 偏光	15
3.2 偏光基礎過程	15
3.2.1 制動放射	15
3.2.2 シンクロトロン放射	16
3.2.3 コンプトン散乱	19
3.2.4 逆コンプトン散乱	22
3.2.5 光電効果	22
3.2.6 ブラッグ反射	23
3.3 宇宙における偏光光源	23
3.3.1 パルサー星雲型超新星残骸 (SNR)	23
3.3.2 活動銀河核 (AGN)	24
3.3.3 X 線パルサー	24
3.3.4 低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤	25
3.3.5 ブラックホール候補天体 (BHC)	25

3.4	過去の偏光観測	26
3.5	偏光観測計画	27
3.6	偏光検出方法	28
3.6.1	反射型検出器	28
3.6.2	光電子追跡型検出器	28
3.6.3	散乱型検出器	28
3.6.4	GRB の偏光検出方法	30
3.7	偏光検出器の性能	30
3.7.1	モジュレーションファクタ M	30
3.7.2	検出効率 η	32
3.7.3	最小偏光度 (MDP)	32
3.8	シンチレーション検出器	34
3.8.1	シンチレータ	34
3.8.2	光電子増倍管 (PMT)	35
3.8.3	応答関数	36
第4章	偏光検出器の改良	39
4.1	これまでの偏光検出器	39
4.1.1	旧偏光検出器モデル	39
4.1.2	R1840-15 の検出限界エネルギー	39
4.1.3	CsI(Tl) のエネルギー分解能	40
4.1.4	X線発生装置を使った偏光測定	41
4.1.5	課題	43
4.2	検出器モデルの見直し	43
4.3	EGS シミュレーション	44
4.4	プラスチックシンチレータの形状評価	44
4.4.1	平均自由行程	45
4.4.2	シミュレーションによる η	45
4.4.3	シミュレーションによる M	45
4.4.4	$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$	46
4.4.5	集光効率と検出限界エネルギー	46
4.4.6	まとめ	47
4.5	ライトガイドの効果	49
4.5.1	CsI(Tl) とライトガイド	49
4.5.2	セットアップ	49
4.5.3	結果	49
4.5.4	ライトガイドの必要性	50
4.6	回路基板とケースの改良	51
4.6.1	表面実装部品を使用した回路基板	51
4.6.2	アルミケース	52

4.7	軽量化	53
4.8	VA-TA	53
4.8.1	信号処理システム	55
4.9	コインシデンス	55
4.10	プラスチック用 PMT R1840-12s の検出限界エネルギー	57
4.10.1	セットアップ	57
4.10.2	結果	59
4.11	CsI(Tl) 用 PMT R7400p の検出限界エネルギー	59
4.11.1	セットアップ	59
4.11.2	結果	59
4.12	エネルギー較正	61
4.12.1	リニアリティ	61
4.12.2	問題点と改善方法	61
4.13	GRB 検出可能性	63
4.13.1	バックグラウンドの見積り	63
4.13.2	MDP	64
第 5 章	偏光検出性能の評価	67
5.1	無偏光測定実験	67
5.1.1	セットアップ	67
5.1.2	結果	67
5.1.3	比較	69
5.2	X 線発生装置とビームライン	69
5.2.1	X 線発生装置	69
5.2.2	ビームライン	70
5.2.3	スペクトル	70
5.2.4	偏光度	70
5.3	正面入射の偏光測定実験	73
5.3.1	セットアップ	73
5.3.2	結果	73
5.3.3	比較	74
5.4	斜め入射での偏光測定実験	75
5.4.1	セットアップ	75
5.4.2	結果	75
5.4.3	シミュレーションによる考察	76
第 6 章	小型衛星搭載用偏光検出器の設計検討	81
6.1	小型ソーラー電力セイル実証機	81
6.2	GAP の概略	83
6.2.1	検出器本体	83

6.2.2	回路部	84
6.3	GAP の性能	85
6.3.1	シミュレーションによる性能比較	85
6.3.2	GRB の検出可能性	86
6.4	プラスチックシンチレータ用 PMT	86
6.4.1	R1840-12s と R6041 のカタログ性能	86
6.4.2	検出限界エネルギー	88
6.5	信号処理	89
6.5.1	信号処理システム	89
6.5.2	トリガーレートの見積り	90
6.5.3	VA-TA システムと NIM システムの性能比較	94
6.6	PMT とシンチレータの接着	95
6.6.1	接着剤	95
6.6.2	プラスチックの接着	96
6.6.3	CsI(Tl) の接着	97
6.6.4	まとめ	98
6.7	高圧電源	98
第 7 章	まとめと今後の課題	99
7.1	プラスチックシンチレータの改良について	99
7.2	軽量化について	99
7.3	CsI(Tl) シンチレータのエネルギー分解能	100
7.4	斜め入射の補正	100
7.5	鉛シールド	100
7.6	ソーラー電力セイル実証機搭載に向けて	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
付録 B	フェルミ加速	107
付録 C	有効面積と検出器の性能	111
C.1	シミュレーションによる検証	111
付録 D	検出効率	113
D.1	質量吸収係数	113
D.2	CsI(Tl) とプラスチックの検出効率	114
付録 E	散乱位置検出型検出器による M	115
付録 F	CsI(Tl) のスペクトル補正	117

F.1	補正しない場合	118
F.2	補正した場合	119
	謝辞	121

第 1 章

はじめに

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–数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。この現象は 1 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 程度であることと比べても桁違いに大きく、ビッグバンを除けば宇宙で最大の爆発現象であると考えられている。GRB は宇宙の遠方、つまり初期宇宙で起きていること、エネルギーが非常に大きいことから遠方の観測が可能で、初期宇宙の探索に用いることができる。すばる望遠鏡による 133 億年前 ($z=6.3$) の GRB の発見は、GRB を用いた初期宇宙の探査という新たな領域を作り上げた。

これまでの研究により、GRB は星の死とブラックホールの誕生に関わる重要な現象であることが明らかになり、その研究は、超新星爆発、高エネルギー天文学、初代天体、ダークエネルギーなど様々なテーマにまたがる巨大な分野に成長している。

現在、GRB を記述する理論モデルとして、相対論的火の玉モデル (Fireball Model) がある。このモデルでは、大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に物質をジェット状に放出し、ローレンツ因子にして $\gamma \sim 100$ のような相対論的速度を持つ物質流が生成される。その後、物質流同士、または物質流と星間物質との衝突によって衝撃波が作られ、衝撃波中でフェルミ加速された電子が、衝突によって圧縮された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射で明るく輝くというものである。一般的に、シンクロトロン放射による電磁波は、磁場に対して垂直に偏光しているため、磁場が揃っていれば偏光が観測される可能性がある。

また、シンクロトロン放射よりも高い偏光度が期待される放射機構として、逆コンプトン散乱によるモデルがある。このモデルでは、短時間に生成されて衝撃波に巻きつく磁場が存在し、ジェットの軸に対する観測角度の非対称性によって偏光が作られるモデルである。ランダムな磁場中でも強い偏光が得られる可能性がある。特に、ジェットの開き角が狭い GRB について、ジェットの端付近で高い偏光度が観測される可能性がある。

偏光観測が期待される理論モデルとして、強磁場によるものと、幾何学的配置によるものが存在する。実際に偏光観測を行うことによって、GRB の磁場構造、放射機構を解明することができると考えられる。我々の研究目的は、偏光観測を行うことによって、GRB の磁場構造、放射機構を解明することである。

GRBの偏光観測を行う場合、ガンマ線は大気の影響で地上には届かないため、宇宙空間での観測が必要になる。そこで、人工衛星に搭載するための偏光検出器の開発を行う。我々が開発を行っている偏光検出器は2010年5月に打ち上げ予定のソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決定した。

ソーラー電力セイルは、光子の運動量を利用した推進と、電気推進機関を組み合わせ、航行する宇宙船である。小型ソーラー電力セイル実証機は、2010年5月にH2AによってPlanet-Cとの相乗りで打ち上げられ、約200日をかけて金星に近づく予定である。世界初の「深宇宙空間での直径20mのソーラー電力セイルの展開」、「電力セイル機能の実証」、「光子セイルの航行実証」を行う、重量300kgの探査機である。

計画されているミッションは、「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」、「理学観測」の5項目であり、GRBの偏光検出器(Gamma-ray burst Polarimeter : GAP)は、理学観測機器として搭載される予定である。

我々は昨年度、目標重量1.5kgの偏光検出器を試作し、実験室に設置したX線発生装置の偏光度を測定することができた。しかし、このモデルでは、1.5kgという重量を達成できず、軽量化が課題となった。

衛星搭載モデルでは打ち上げ時の振動に耐えられる検出器設計を行う必要があり、許された3.2kgの重量制限内で、ソーラー電力セイル実証機搭載用のプリフライトモデルとして耐震化に主眼を置いた、検出器設計の再考を行う。また、この衛星が確実に運用されるのは6ヶ月間であるため、6ヶ月間で1個以上のGRBに対して偏光検出が可能な性能が求められる。

第1章以降では、第2章でガンマ線バースト、第3章では偏光について述べる。第4章では、はじめに旧検出器の性能と昨年度の実験結果と課題を示す。その後、旧検出器からの性能向上と軽量化を目標とした偏光検出器の改良について示す。第5章では実際に作成した新しい検出器を使った偏光検出性能の評価について示す。第6章ではソーラー電力セイル実証機に搭載するためのプリフライトモデルの設計検討を行う。第7章では、まとめと今後の課題について述べる。

第 2 章

ガンマ線バースト

2.1 ガンマ線バースト

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–数 100 sec の短時間に突発的に飛来する天体現象である。この現象は 1 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 程度であることと比べても桁違いに大きく、ビッグバンを除けば宇宙で最大の爆発現象であると考えられている。

GRB は 1967 年にアメリカの核実験監視衛星 Vela によって偶然発見された。当初は原因不明であったため、軍事機密として扱われ発表されなかった。しかし、3 年間で 16 例もの現象が、地球からではなく宇宙から検出されたこともあり、1973 年には GRB として公式に発表された。その後の観測から GRB は宇宙の遠方、つまり初期宇宙で発生していること、等方的な爆発ではなくジェット状に放出されていることなどが分かってきた。また、GRB の理論モデルとして Fireball Model が提唱され、支持を得ている [1]。

2.2 起源

1991 年に打ち上げられた CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) 衛星には BATSE (Burst And Transient Source Experiment) と呼ばれる検出器が 8 台搭載されている。BATSE は NaI シンチレータを光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube : PMT) で読み出す検出器で、50–2000 keV に感度を持ち、8 台で全天の約 50% を覆う視野を確保し、9 年間で 2704 個の GRB を観測した。その結果、GRB の発生方向は図 2.1 に示すように等方的であることが分かった。もし、GRB が銀河系を起源とする現象であるなら、銀河面や銀河中心の方向に偏った分布になるはずであるので、この結果は GRB の起源が宇宙の非常に遠方もしくは銀河系ハローにあることを示唆している。実際に、この後の残光観測により、GRB は遠方宇宙の銀河内で起こっていることが示された [1]。

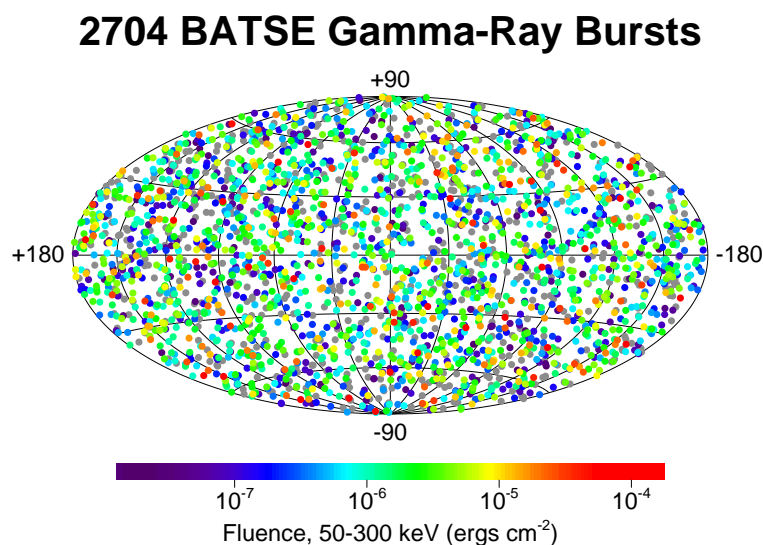


図 2.1 点は BATSE によって検出された全 2704 個の GRB 分布を示している。GRB が我々の銀河で起こっている現象ならば、銀河面に集中した分布になるはずであるが、検出された GRB は全天に等方的に分布している。つまり GRB は銀河系ハローか、遠方宇宙を起源とするものであることが分かる。

2.3 時間変動と継続時間

GRB(プロンプト放射)のライトカーブ(フラックスの時間変動)を図 2.2 に示す。早い立ち上がりと緩やかな立ち下りは共通して見られるが、継続時間も時間変動も多種多様であることが分かる。

GRB の継続時間と発生数の関係を図 2.3 に示す。BATSE の観測では、継続時間を T_{90} で定義する。これは、GRB の 50–300 keV の光子について、全カウントの 90% が集まる時間である。継続時間に対する GRB の発生数は 2 sec を境に 2 つの分布があることが分かる。継続時間が 2 sec より短いものはショートバースト、2 sec より長いものはロングバーストと呼ばれている [1]。

2.4 スペクトル

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

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

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

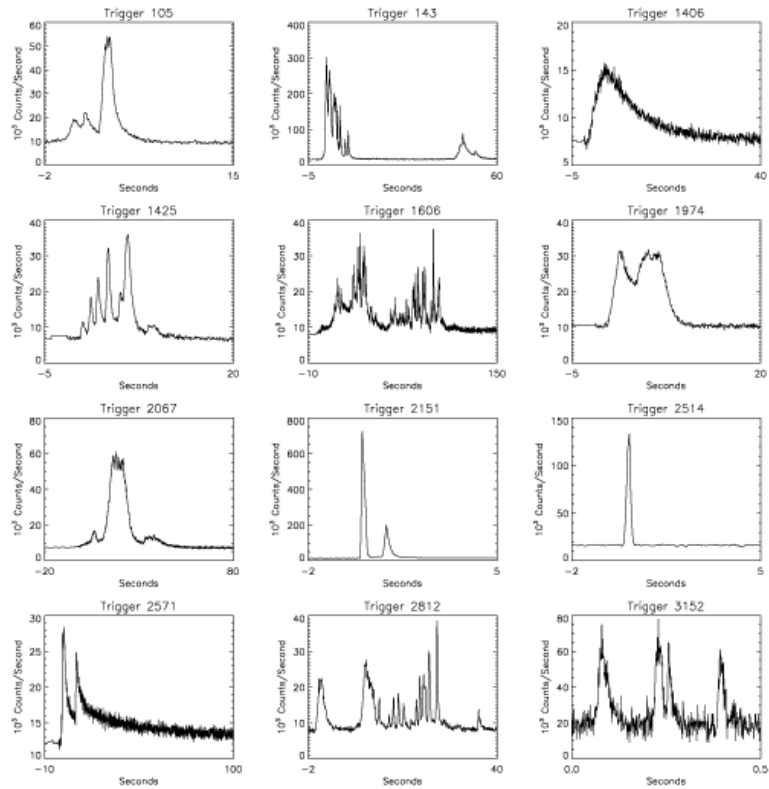


図 2.2 GRB ライトカーブの例。横軸に時間、縦軸に GRB のフラックスを取っている。様々な時間変動、継続時間の GRB が存在する。共通して見られるのは早い立ち上がり、緩やかな立ち下がりである。

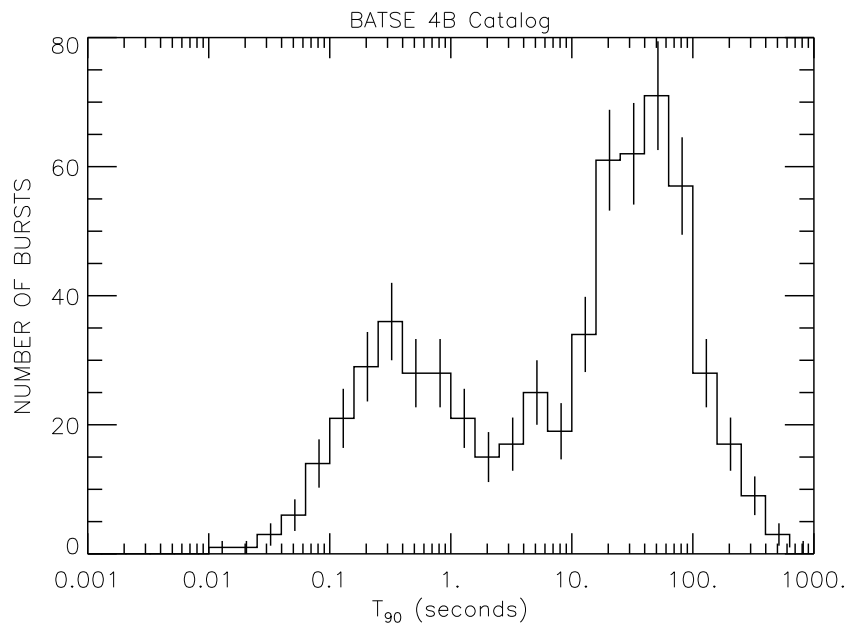


図 2.3 GRB の継続時間と発生数の関係。GRB は継続時間によって 2 つの種類に分けられる。継続時間が 2 sec より短いものはショートバースト、2 sec より長いものはロングバーストと呼ばれている。

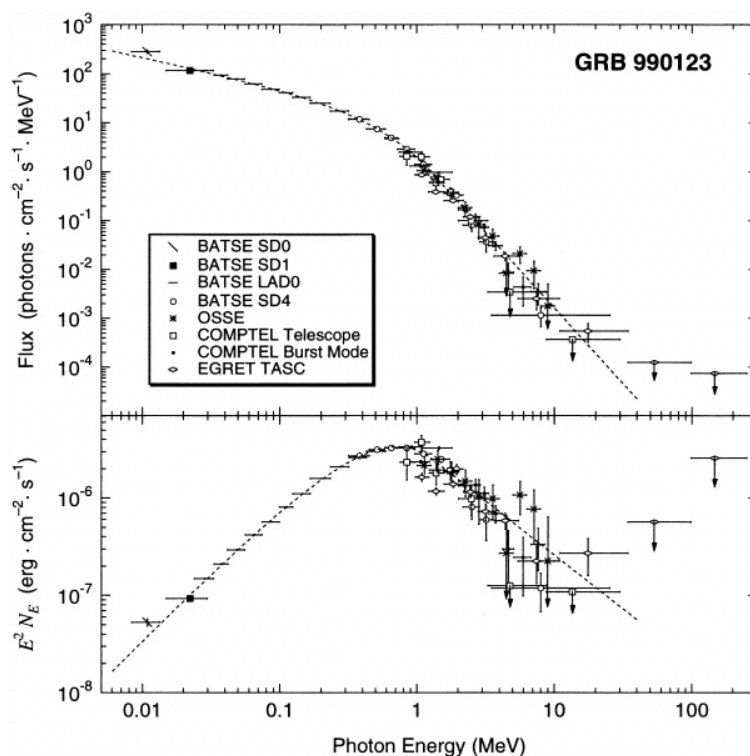


図 2.4 GRB990123 のエネルギースペクトル。非熱的放射の特徴であるベキ関数で説明できるため、GRB の放射機構はシンクロトロン放射であると考えられる。

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、ベキ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 [1]。

2.5 残光

1973 年に打ち上げられた BeppoSAX 衛星は、どこで発生するか分からない GRB を、Wide Field Camera (WFC : 広視野カメラ) により数分角の精度で決め、GRB970228 に対しては、発生から 8 時間後と 3.5 日後に X 線望遠鏡 (MECS、LECS) による観測を行った。それまで GRB は、発生後数十秒間だけ明るく輝く現象と考えられていたが、BeppoSAX は図 2.5 に示すように GRB 発生後数日に渡って X 線で減光しながら輝き続ける X 線残光が存在することを発見した。さらに、この GRB の X 線残光は可視光でも対応天体が観測され、地上の大型可視光望遠鏡でも残光が観測された。

残光の発見以前は、継続時間が短いために GRB の研究は難しいものであった。しかし、残光の発見により得られるデータが飛躍的に増え、GRB の発生機構の解明に大きな役割を果たした。

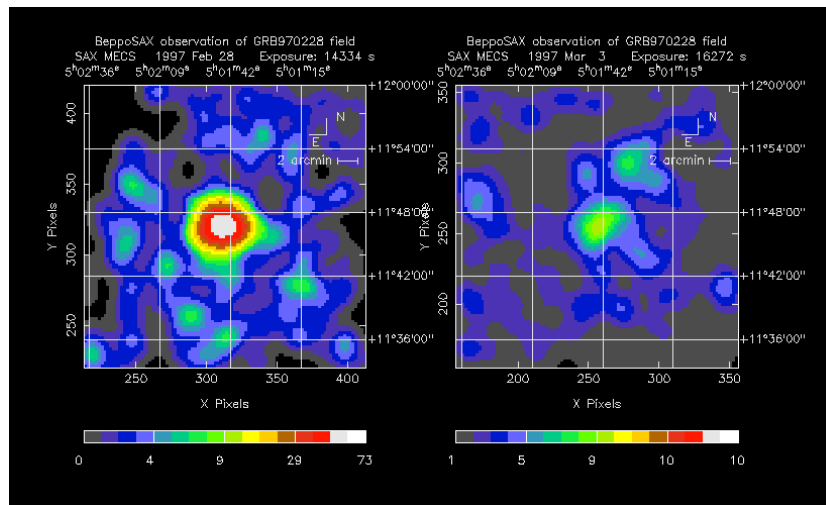


図 2.5 BeppoSAX 衛星により観測された GRB970228 の X 線残光。左は GRB 発生 8 時間後、右は 3.5 日後の観測である。時間とともに減光していることが分かる。

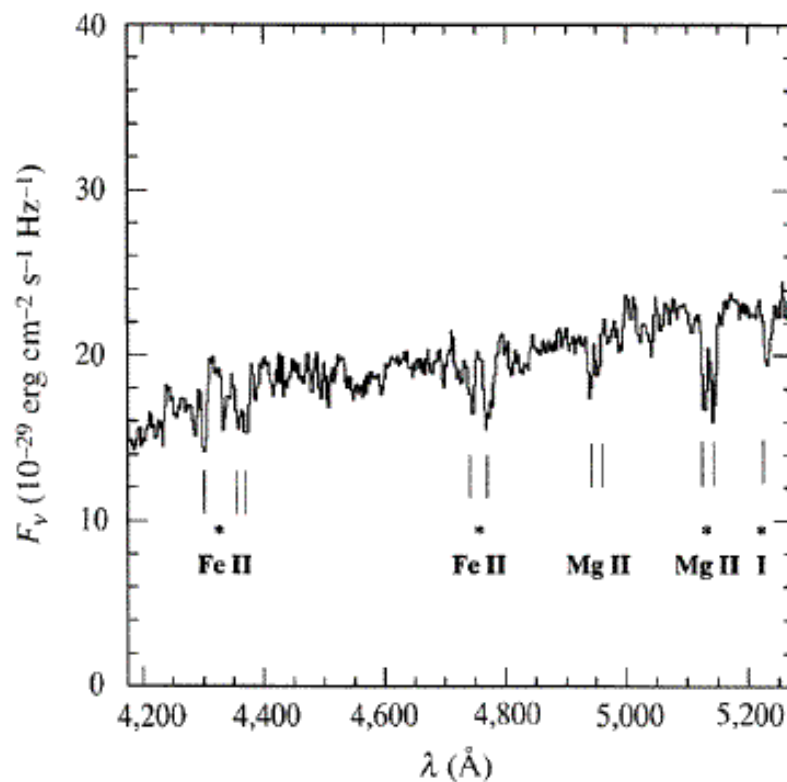


図 2.6 Keck-2 望遠鏡により観測された GRB970508 の可視光スペクトル。赤方偏移したマグネシウムと鉄の吸収線が 2 組見える。この結果から GRB の発生源が宇宙論的遠方であることが分かった。

残光の発見により、GRB の発生場所を特定できるようになった。地上の Keck-2 望遠鏡による GRB970508 の可視残光の観測では、図 2.6 に示すように赤方偏移したマグネシウムと鉄の吸収線が検出され、その赤方偏移からこの GRB が宇宙の始まりから約 7 億光年の距離にあることが分かった。これにより GRB の起源が宇宙論的遠方であることが示され、遠方宇宙起源か銀河系ハロー起源かという論争に決着がつけられた。その後、距離が特定された全ての GRB は、我々の銀河系外で起こっていることが分かっている。また、いくつかの GRB では母銀河が観測され、GRB は宇宙論的遠方の銀河内で起こっていることが分かっている [1]。

2.6 相対論的火の玉モデル (Fireball Model)

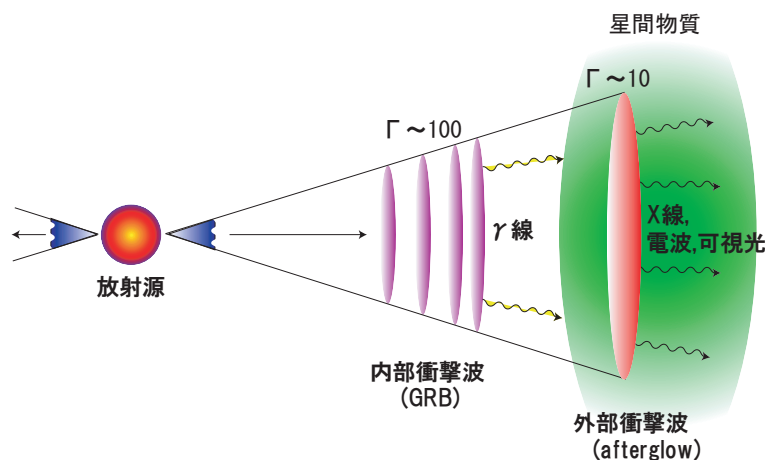


図 2.7 Fireball Model の概念図。 $\gamma \sim 100$ の相対論的 shell 同士の衝突により内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が、衝突によって圧縮された磁場に巻きついてシンクロトロン放射を起こし、GRB を発生する。その後合体したことにより速度が $\gamma \sim 10$ 程度に遅くなった shell が、星間物質 (ISM) をかき集めることで外部衝撃波を作り、同じくシンクロトロン放射で残光現象 (afterglow) を発生している。

短い時間変動を伴う GRB(プロンプト放射) とそれに続いて減光する残光現象の過程を記述する理論モデルとして、相対論的火の玉モデル (Fireball Model) がある。これはローレンツ因子にして $\gamma \gg 1$ のような相対論的な速度を持つ物質流がつくり出す衝撃波によって、一連の過程を説明するものである。

GRB の時間変動はとても短く、ミリ秒程度の GRB も観測されている。一般に発生源は、 $c\Delta t$ のスケールよりも小さいと考えるのが普通だが、これをそのまま当てはめると 300 km の領域に 10^{52} erg のガンマ線光子を押し込める必要がある。GRB のスペクトルでは MeV 以上の光子も観測されているが、コンパクトな領域に大量のガンマ線が閉じ込められると $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の対生成反応でガンマ線は抜けられなくなってしまう。つまり、観測される GRB の非熱的放射を作ることではできなくなる。この問題をコンパクトネス問題と言う。ここで相対論的衝撃波を仮定すると、放射された光子の放射源は相対論的速度で運動しているため、観測される時間変動は相対論の効果で短く見えていることになる。放射源の大きさについても、

ローレンツ収縮によって見かけ上は小さな領域であるが、実際は大きくても構わないことになる。さらに、ガンマ線光子は青方偏移の効果で高いエネルギーに見えていることを考慮すれば、コンパクトネス問題は解決される。

図 2.7 に Fireball Model の概念図を示す。大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に、相対論的速度のジェットを形成する。その中を伝搬する物質 (shell) 同士が衝突して内部衝撃波を作り、衝撃波によってフェルミ加速された電子が、衝突により圧縮された磁場に巻きつきシンクロトロン放射で輝くのが GRB(プロンプト放射) である。続いて 1 つに合体した shell が星間物質 (ISM) をかき集めて外部衝撃波を作り、同様にシンクロトロン放射で輝くのが残光現象であると解釈されている [3]。

2.7 偏光



図 2.8 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成り、0.003–17 MeV のエネルギー範囲に感度を持っている。GRB021206 の偏光観測では 80 ± 20 [%] の偏光を検出したが、検出器の配置が幾何学的に対称ではなく、得られたデータが衛星の回転周期と同期していることなどから、有意な観測ではないと考えられている。

Fireball Model では、相対論的衝撃波の衝突によって加速された電子が、衝突によって圧縮された磁場に巻きつき、シンクロトロン放射で明るく輝くと考えられている。GRB の偏光を観測することができれば、ライトカーブからは得られない GRB の磁場構造や放射機構の解明につながるはずである。

これまでに、太陽観測衛星である RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) によって GRB の偏光観測が行われている。RHESSI に搭載されているゲルマニウム検出器 9 個から成るスペクトロメーターを図 2.8 に示す。GRB021206 のプロンプト放射について、光子散乱幾何学の解析によって、0.15–2 MeV のエネルギー範囲で 80 ± 20 [%] という強い偏光が検出された。しかし、RHESSI は太陽観測衛星であるために検出器の配置が幾何学的に対称ではなく、得られたデータが衛星の回転周期と同期していることなどから、別

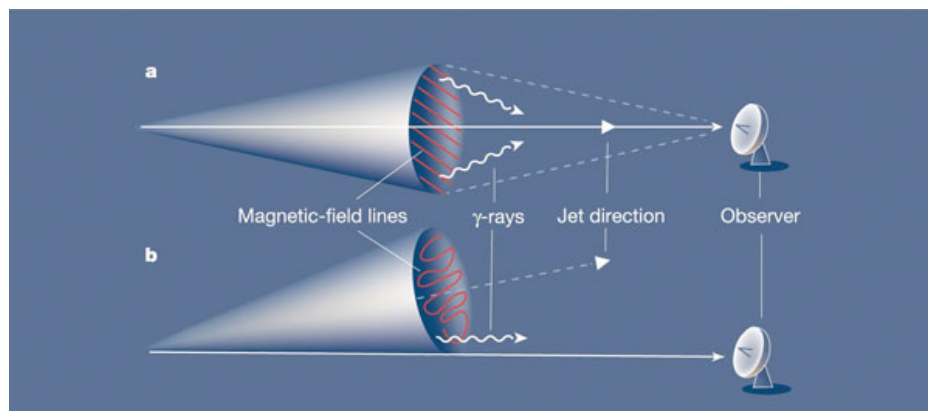


図 2.9 磁場と偏光。重力崩壊した天体から放出された物質ジェット中の強磁場でジャイロ運動をしている電子は偏光した γ 線を放射する。(a) は GRB に対する観測者の視線がほぼジェットの円錐の中心軸であり、磁場が揃っている場合であり、強い偏光が観測される。(b) はジェットの円錐の端に沿って視線であり、もし磁場がランダムな方向を向いていたとしても、(a) と同程度の偏光度が得られる [5]。

の解析によって強く批判された。そのため、この観測は GRB の偏光度に対する上限値を決めずに過ぎない [4]。GRB の偏光を検出するためには、幾何学的対称性を持つ形状で、同期イベントを処理できる回路系を持つ、偏光検出に特化した検出器が求められる。

RHESSI により検出された GRB021206 の 80 ± 20 [%] という偏光の上限値について、そのような強い偏光が得られるモデルの理論的解釈がなされている。代表的なモデルについて以下に示す。

2.7.1 強磁場による偏光

放射源からもたらされる、揃った強磁場の存在による偏光モデルである。このモデルの概念図を図 2.9(a) に示す。我々の観測では、GRB からのガンマ線が衝撃波のどこで生成されたかということは分からない。つまり、観測される放射は衝撃波中のいろいろな領域で放出された放射が重ね合わされたものである。衝撃波中の場所により偏光方向が違う場合には、お互いに打ち消し合って無偏光が観測されることになる。しかし、衝撃波中のどこでも偏光方向が同じであれば、強い偏光が観測される。シンクロトロン放射では、ガンマ線生成領域での磁場がどこでも同じ方向に揃っていれば、偏光が観測されることになる。実際、我々に身近な超新星残骸の衝撃波内では磁場が良く揃っているため、電波での高い偏光が観測されている。

ガンマ線フラックスは基本的に変化するため、ガンマ線生成領域でそのような強い、一定に揃った磁場は生成されないと考えられる。放射源に起源を持つ強磁場がジェットによって運ばれた可能性が考えられている [5]。

2.7.2 幾何学的な偏光

短時間に生成され衝撃波に巻きつく磁場が存在し、ジェットの本軸に対する観測角度による非対称性で偏光をつくり出すモデルである。このモデルの概念図を図 2.9(b) に示す。GRB に対する観測者の視線がジェットの端に近い場合、ランダムな磁場中でも強い偏光が観測される可能性がある。この場合、視線よりジェットの中心方向からの放射のみを観測することになるため、偏光情報が打ち消し合うことはない。ジェットの開き角が狭い GRB では、この幾何学的配置が起こりやすく、偏光が期待される [5]。

幾何学的な配置による偏光は、強磁場による偏光の場合にも当てはまる。幾何学的配置によってさらに強い偏光をつくり出すことができるものとして、逆コンプトン散乱による放射理論がある。逆コンプトン散乱による放射メカニズムを以下に示す。

コンプトンドラッグ

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

一様な光子場中を相対論的な速度で運動する 1 電子に対して、観測角度の関数としての偏光を図 2.11 に示す。電子の静止系において、電子の速度ベクトルに対して 90° 方向で観測した場合に最も強く偏光が検出されることが分かる。電子の静止系では、入射光子がコンプトン散乱すると考えることができる。コンプトン散乱 (トムソン散乱) による散乱光子は、散乱角度 θ に依存して強く偏光していることが知られている。散乱角度による偏光度は、

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (2.3)$$

となる。式 2.3 から、 $\theta = 90^\circ$ のとき $\Pi = 1$ となり、最大の偏光度が得られる。

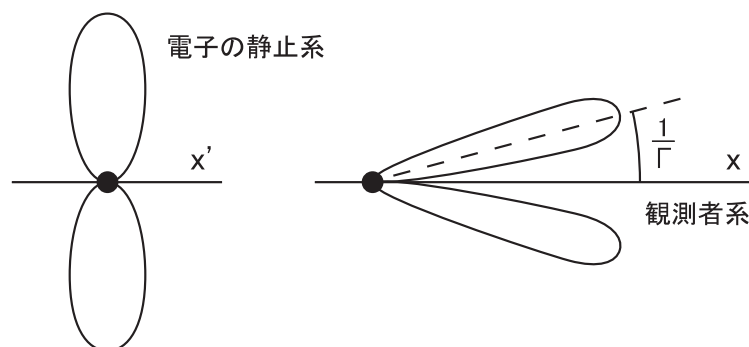


図 2.10 逆コンプトン散乱

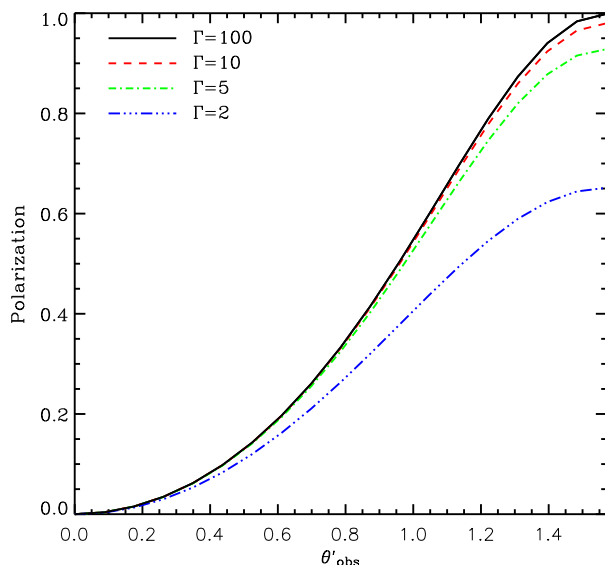


図 2.11 一様な光子場を相対論的な速度で動く電子による放射の偏光。 θ'_{obs} [rad] は電子の静止系での視線角度である。ローレンツファクターが大きい電子による放射は強く偏光している [6]。

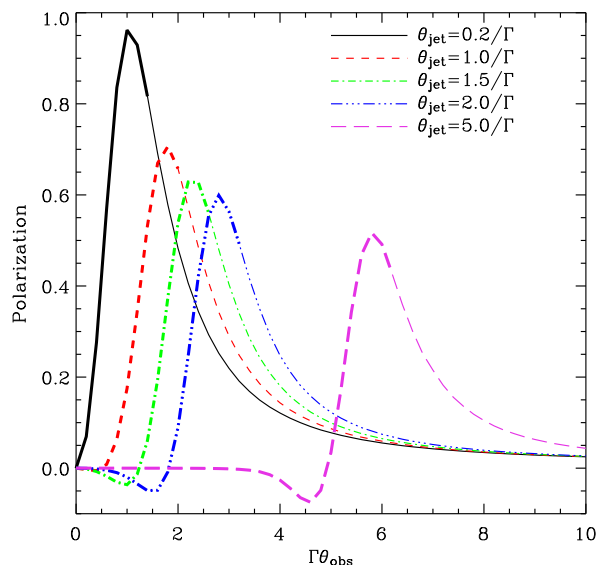


図 2.12 視線角度の関数としての偏光。最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側であり、開き角が狭いジェットの方が高い偏光度が期待される [6]。

また図 2.11 から、電子のローレンツファクターが大きい場合の放射は強く偏光していることが分かる。これは、相対論的な効果によって非等方的な放射場を観測することになるためである。つまり、電子の静止系では、光子の入射方向がほぼ一方向に揃い、散乱光子の電場が揃うためである [6]。

コンプトンドラッグによる Fireball Model からの偏光

電子の静止系では $\theta = 90^\circ$ 方向で強く偏光している。観測者系で見ると、相対論的ビーミングの効果によって、電子の速度ベクトルに対してハーフアングル $\sim 1/\Gamma$ の円錐内に放射されることになる。つまり、電子の速度ベクトルに対して $\sim 1/\Gamma$ の方向から観測する場合に最も強い偏光が得られる。

相対論的速度で放射状に拡大するジェットの開き角を θ_{jet} 、観測者の視線角度を θ_{obs} とする。シンクロトロン放射モデルのように、コンプトンドラッグによって観測される偏光は、電子のローレンツファクター Γ に対するジェットの開き角 θ_{jet} とジェットの軸からの観測者の視線角度 θ_{obs} に依存する。図 2.12 に、視線角度の関数として、いくつかのジェット幾何学についての偏光を示す。負の偏光度は、ジェットの軸と視線を含む平面の偏光成分に相当するものであり、正の偏光度はその面に垂直な偏光成分に相当するものである。

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

光度が得られる観測者の配置では、放射強度が非常に弱くなるため、実際の観測では弱い偏光として検出される可能性がある。

Fireball Model でジェットの開き角が狭ければ、コンプトンドラッグによって高い偏光度を得ることができる。シンクロトロン放射の場合に観測される偏光は、非相対論的な場合に得られる最大の偏光 ($\sim 75\%$) よりも小さくなる。しかし、コンプトンドラッグの場合に観測される最大の偏光は、電子の静止系で 100% である [6]。

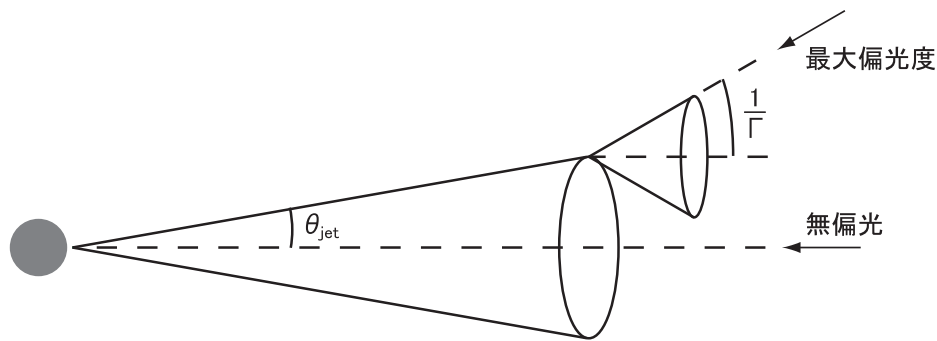


図 2.13 コンプトンドラッグの幾何学的配置。ジェットの軸方向から観測した場合は配置が対称になるため、無偏光となる。最も強く偏光が観測できるのはジェットの端より少し外側である。

2.8 研究目的

最近の観測により、Fireball Model では説明できないフラックスの時間変化を伴う GRB や、フレアを持つ GRB が見つかっている。GRB の偏光観測を行い、偏光度を決定することができれば、ライトカーブからは得られない磁場構造や放射機構を解明することができると思われる。しかし、これまで GRB についての有意な偏光観測は行われていない。ガンマ線は大気の影響で地上には届かないため、検出器を人工衛星に搭載し、宇宙空間での観測を行う必要がある。

現在開発を行っている偏光検出器は、2010 年 5 月打ち上げ予定のソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決まっている。我々の研究目的は、偏光検出に特化した検出器を人工衛星に搭載し、偏光観測によって GRB の磁場機構、放射機構を明らかにすることである。

第 3 章

偏光

3.1 偏光

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

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

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

3.2 偏光基礎過程

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

3.2.1 制動放射

高速で動く電子が物質に衝突すると物質中の原子核の電場によってクーロン力を受ける。このとき電子がクーロン力で進路を曲げられ加速度を受け、電磁波が放射される。これを制動放射という。電子の進行方向、クーロン力による加速度ベクトルがランダムな熱的放射では、放射される電磁波は無偏光で観測される。一方、電子ビームなどの場合は一定方向から電子を飛ばし物質と衝突させるため、電子が受ける加速度ベクトルは比較的揃っており、直線偏光した X 線が観測される。本論文で使用する X 線発生装置は制動放射を利用しており、加速電圧 100 kV の場合に 100 keV で約 20% 程度の偏光度であることが分かっている [3]。

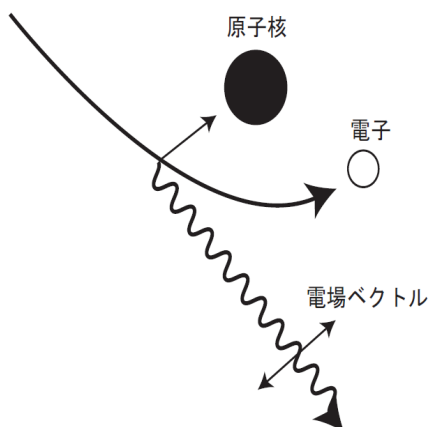


図 3.1 制動放射の概念図。放射される電磁波の電場ベクトルは、電子が受ける加速度ベクトルと放射される X 線との平面内にある。

3.2.2 シンクロトロン放射

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

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

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

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

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

となる。また、エネルギー保存則は

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

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

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

ここで、相対論的な粒子からの放射のパワーは、

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

と書ける。いま、それぞれの加速度成分は $a_{\parallel} = 0$ 、 $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ であるので、式 3.5、式 3.6 から、放射のパワーは

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

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

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

であるので、式 3.7 は

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

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

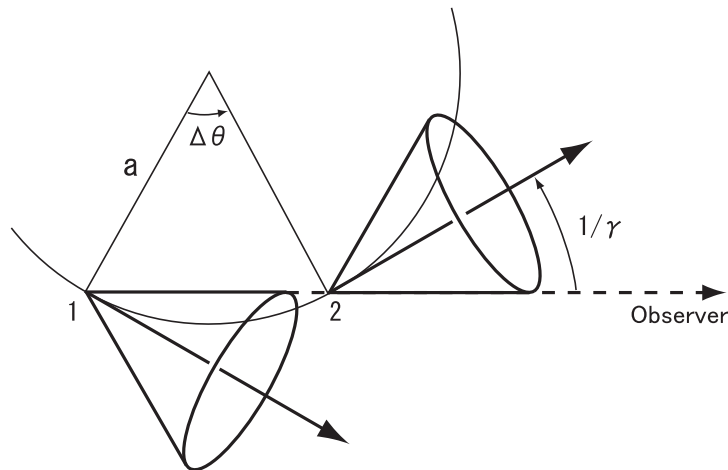


図 3.2 粒子のジャイロ運動を上から見た図。相対論的粒子からの放射は相対論的ビーミングにより接線方向を中心に半角 $1/\gamma$ の方向に絞られるため、1 の点から 2 の点の間で放射される光子だけが観測者に届く。

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

となり、実際に放射が観測される時間は、

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

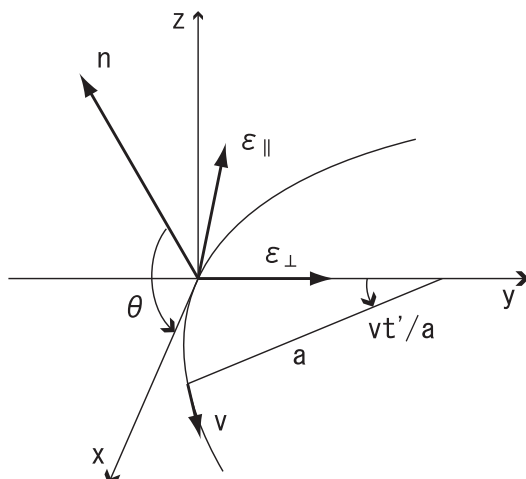


図 3.3 シンクロトロン放射の偏光のための図。時刻 $t' = 0$ で x 軸に沿った速度 v をもつ粒子が、半径 a の曲線軌道を動くとする。

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

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

となる。相対論的電子のエネルギー分布は、

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

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

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

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

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

3.2.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱は入射光子と吸収物質中の 1 個の電子との間で起こる相互作用である。図 3.4 に示すように、入射光子が原点で電子と衝突して進路を曲げられ、光子はエネルギーの一部を電子 (反跳電子) に与える。この相互作用をコンプトン散乱と言い、入射光子の偏光方向によって図 3.6 のような散乱の異方性が見られる。3.6.3 項に示す散乱型検出器では、この散

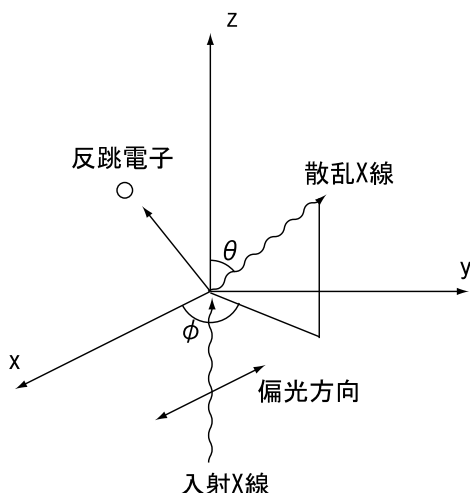


図 3.4 コンプトン散乱の模式図。x 軸方向の電場ベクトルを持って z 軸の負の方向から入射した光子が、原点で静止している電子と衝突する場合を考える。

乱異方性を検出することで偏光を検出している。

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

となる。入射光子のエネルギーのみで書くと、

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

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

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

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

のトムソン散乱の角度分布となる。

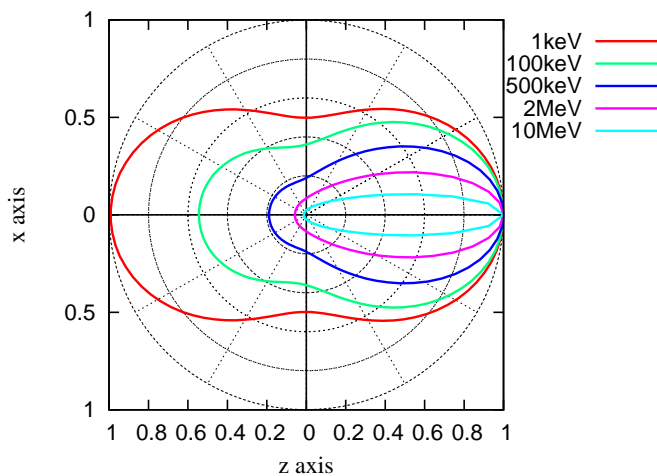


図 3.5 極角 θ についての微分断面積の角度分布。入射光子のエネルギーが高くなると、前方散乱が支配的になっていくことが分かる。

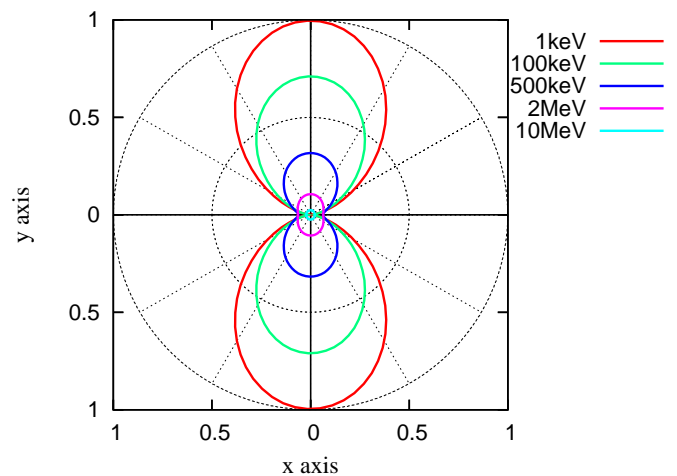


図 3.6 $\theta = 90^\circ$ のときの方角 ϕ についての角度分布。入射光子の電場ベクトルと垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

図 3.5 に無偏光の場合の入射光子のエネルギーごとの θ についての微分断面積の角度分布を示す。トムソン散乱の場合、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。また、図 3.6 に $\theta = 90^\circ$ の場合の ϕ についての角度分布を示す。コンプトン散乱では入射光子の電場ベクトル方向 (x 軸) と垂直な方向に散乱されやすいことが分かる。

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

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

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

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

ここまでは自由電子による散乱を扱ってきたが、実際の物質中で行われるのは原子に束縛された電子による散乱である。しかし、入射光子のエネルギーが十分に大きい場合には電子の束縛エネルギーの効果は相対的に小さい。よって、束縛エネルギーによる効果を見捨てると、一原子あたりのコンプトン散乱の散乱断面積 σ_{atom} は原子内の電子の総数である原子番号 Z によって次のように書ける [1]。

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

3.2.4 逆コンプトン散乱

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

3.2.5 光電効果

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

いた電子殻の結合エネルギーを吸収した 1 個、または 1 個以上の低エネルギー電子が放出される。検出器外への飛散が起こらない場合には、放出された電子の運動エネルギーの和は入射光子のエネルギーに等しいはずなので、X 線のエネルギーを測定する目的では光電効果は理想的な過程である [8]。

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

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

と表され、光電子は入射光子の偏光方向に放出されやすい [10]。

3.2.6 ブラッグ反射

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

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

であり、 d は結晶の格子定数、 θ_B は光子の結晶への入射角、 λ は光子の波長、 n は正の整数である。反射率は電場ベクトルの方向に依存する。入射光子の電場ベクトルの結晶面に平行なものを σ 偏光成分、結晶面に垂直なものを π 偏光成分として、それぞれの成分の反射率を R_σ 、 R_π とする。完全結晶では、 $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos 2\theta_B$ となる。また、グラファイトのようなモザイク結晶では $R_\sigma = 1$ 、 $R_\pi = \cos^2 2\theta_B$ となり、 $\theta_B = 45^\circ$ で入射したときは σ 偏光成分のみが反射されることになる [3]。

3.3 宇宙における偏光光源

3.3.1 パルサー星雲型超新星残骸 (SNR)

超新星爆発によって周囲にまき散らされた星の残骸が超新星残骸 (Supernova Remnant : SNR) であり、パルサー星雲型とシェル型がある。パルサー星雲型 SNR は中心に中性子星があり、その周囲を電波からガンマ線まで全ての波長領域で明るく輝く星雲が取り巻いている。放射機構は、中心の中性子星とともに高速回転する磁場によってまわりの電子が相対論的速度まで加速され、周囲の星雲の磁場との相互作用によるシンクロトロン放射であると考えられている。3.2.2 節に示したようにシンクロトロン放射では磁場が揃っていれば偏光が期待できる。実際、パルサー星雲型 SNR のかに星雲では X 線、可視光で偏光が観測されている。一方、シェル型 SNR からの放射の大部分は、衝撃波によりかき集められた星間物質や超新星残骸そのものが高温に加熱されることによる熱的放射であると考えられている [3]。

3.3.2 活動銀河核 (AGN)

大質量ブラックホールを含む銀河の中心領域で、活動性を示すものを活動銀河核 (Active Galactic Nucleus : AGN) という。AGN は電波からガンマ線まですべての波長領域で明るく輝いている。その放射機構として、降着円盤からの熱的放射とジェットからのシンクロトロン放射などの非熱的放射を統一的に理解するモデルが考えられている。降着円盤での散乱による幾何学的偏光や、シンクロトロン放射による偏光が期待される。ジェットが観測者の方向を向いている AGN は特にブレイザーと呼ばれ、可視光や電波の領域で強い偏光が観測されている [1]。

3.3.3 X線パルサー

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

図 3.7 に示すように、降着柱の形状によりペンシルビームモデルとファンビームモデルの 2 種類が考えられている。ペンシルビームモデルは降着率が低い場合で降着柱の高さが比較的 low、主に降着柱上面から放射される。このため、観測者はパルサーの磁極を正面から見ていることになり、磁場の向きは等方的になるため偏光は期待できない。一方、ファンビームモデルは降着率が高い場合であり、降着柱の側面から放射される。このとき観測者から見ると磁場の向きはよく揃っているため、放射は強く偏光していることになる。つまり、パルス位相ごとの偏光観測によりパルサーの磁場構造を知ることができると考えられる [3][9]。

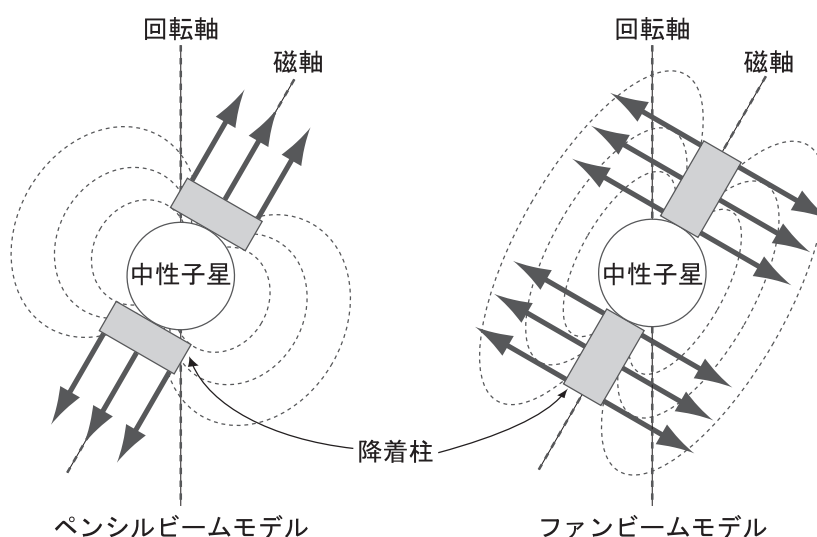


図 3.7 ペンシルビームモデルとファンビームモデル

3.3.4 低質量 X 線連星系 (LMXB) 降着円盤

降着円盤とは、連星系をつくる比較的コンパクトだが重い天体が、強い重力によって伴星からガスを奪うことによってつくられるガス雲である。X 線星の多くは中性子星との連星であると考えられており、中心の星が中性子星の場合は、伴星の質量によって大質量連星系と低質量連星系に分けられる。連星系は公転しているため引き寄せられたガスは角運動量を持っている。このため、すぐには中性子星の表面には落ち込まず、円盤状になりながら公転軌道に流れ込む。低質量連星系はその形成過程が原因となり、磁場が弱く、円盤は中性子星表面付近まで達し、中性子星表面の広い範囲に渡るガスの降着に伴って硬 X 線が放射される。また、円盤内から熱制動放射によって軟 X 線が放射される。これらの X 線は無偏光であるが、円盤内からの X 線がガスとトムソン散乱を起こし、円盤に平行に放射された場合に偏光が観測される。つまり、円盤に対して真横から観測した場合は強い偏光が観測され、真上から観測した場合は無偏光となる。偏光観測によって降着円盤の傾きを推定することができる [3][9]。

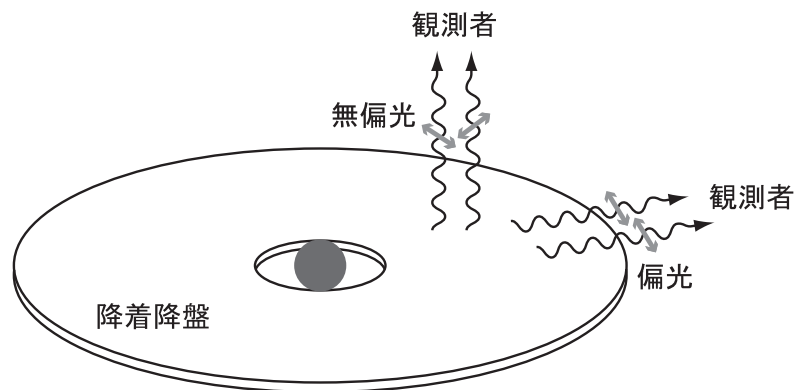


図 3.8 降着円盤からの偏光

3.3.5 ブラックホール候補天体 (BHC)

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

降着円盤から放射される X 線は、円盤内でトムソン散乱されながら放出され、LMXB の場合と同様に円盤に対して真横から観測した場合は偏光が観測される。またブラックホールが回転しているカーブラックホールの場合には、周りの空間を引きずるように歪めているため、降着円盤から放出される X 線の偏光ベクトルも回転する。とくに、ブラックホールのより近傍から放射される硬 X 線は歪んだ空間を通過する期間が長いので、偏光ベクトルの回転も著しい。つまり、エネルギーごとに X 線の偏光方向を観測すると、エネルギーと共に変化する X 線の偏光ベクトルを観測できるだろう [3]。

3.4 過去の偏光観測

現在までに観測された X 線による偏光天体を表 3.1 に示す。偏光観測を行った衛星は ArielV、OSO-8、RHESSI の 3 つである。ArielV は定常天体の偏光観測を行ったが偏光度の上限値を決めたに過ぎない。OSO-8 はかに星雲、Sco X-1、Cyg X-1、Cyg X-2、Cyg X-3 の 5 つの天体について実際に偏光度を決める観測を行った。GRB については、RHESSI により偶然観測された、 80 ± 20 [%] という非常に高い偏光度が報告されている。しかし、RHESSI は太陽観測衛星であり、検出器の幾何学的配置が軸対称ではなく、得られたデータが衛星の回転周期と同期していることなどから有意な観測ではないと考えられている。

表 3.1 過去の X 線による偏光観測結果

「 <80 」は偏光度の上限値が 80% であることを意味する。太陽観測衛星 RHESSI は GRB 観測で 80 ± 20 % の高い偏光度を観測したが、データの振幅が衛星の回転周期と同期していることなどから有意な観測ではないと考えられている。

天体	種類	OSO-8	OSO-8	ArielV
		@2.6 keV [%]	@5.2 keV [%]	@2.6 keV [%]
Crab Nebula	SNR	19.2 ± 1.0	19.2 ± 2.8	-
Sco X-1	LMXB	0.39 ± 0.20	1.3 ± 0.40	<7.7
A0620-00	BHC	-	-	<2
Cyg X-1	BHC	2.44 ± 1.07	5.3 ± 2.5	-
Cyg X-2	LMXB	1.00 ± 0.88	3.1 ± 2.2	-
Cyg X-3		10.2 ± 7.4	-	-
Per Cluster	銀河団	<12.6	-	-
Cen X-3	パルサー	<18.2	<27	-
Her X-1	パルサー	<62.1	-	-
GX339-4	BHC	<10.4	-	-
GX349+2	LMXB	<9.2	<22.0	-
NGC6624	LXMB	<4.7	<10.8	-
Ser X-1	LMXB	<17.9	<64.8	-
4U1636-53	LMXB	<15.3	<60.1	-
Cas A	SNR	<26.4	-	-
天体	種類	RHESSI [%]		
GRB021206	GRB	$80 \pm 20 ?$	-	-
GRB030329	GRB	<80	-	-

3.5 偏光観測計画

偏光観測を行うことによって、超新星残骸やパルサーの磁場構造、ブラックホール周辺の降着円盤の構造、活動銀河核中心の物質分布、GRBの放射機構や磁場機構を明らかにすることができると考えられる。現在進行中の偏光観測計画の一部を紹介する。

「PHENEX (Polarimetry for High ENergy X-rays)」

山形大学、大阪大学、理化学研究所が行っている気球実験である。かに星雲からの偏光を100 keV程度の硬X線で観測する気球実験を行っている。既に何度か気球実験を行っているが、まだ偏光は検出できていない。

「PoGO (Polarized Gamma-ray Observer)」

アメリカ、日本、スウェーデン、フランスが参加している硬X線偏光検出器であり、PoGO Liteは2009年に気球によるかにパルサーの偏光観測を行う予定である。

「GAP (GAmma-ray burst Polarimeter)」

金沢大学、山形大学、理化学研究所が開発を行っているGRB偏光検出器で、2010年に打ち上げ予定のソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決まっている。衛星に搭載される偏光検出器としては、最も早く実現する予定である。

「POET」

アメリカ、NASA/GSFCが計画しているGRB偏光観測衛星である。

「Polaris」

日本の小型衛星計画であり、X線望遠鏡+検出器で定常X線源を測定するものである。GRB偏光計を搭載することを提案している。

3.6 偏光検出方法

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

3.6.1 反射型検出器

反射型検出器は、ブラッグ反射の反射特性を用いて偏光を検出する。図3.9に示すように、結晶と検出器を 45° をなすように配置し、そのままセットで回転させることによって、入射X線の σ 偏光成分のみを検出することで反射光強度の角度分布を得ることができる。これによって、入射光子の偏光度を測定する。しかし、検出できる光子は式3.36のブラッグ条件を満たす単色光のみであり、入射光子の σ 成分のみを検出するため検出効率が悪い[10]。

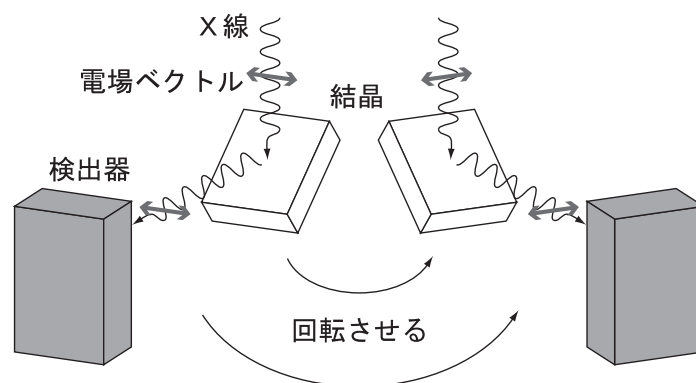


図3.9 反射型検出器の模式図。結晶と検出器を 45° をなすように配置し、セットで回転させることによって強度分布を測定し、偏光度を得る。

3.6.2 光電子追跡型検出器

光電子追跡型検出器は、光電効果によって放出される光電子の異方性を用いて偏光を検出する。光子が光電効果を起こすと、光電子は入射光子の電場ベクトル方向に放出されやすい。放出された光電子がガス、または半導体を電離して多数の電子(電子雲)を作るため、この広がった電子雲の形状を検出することで、光電子の放出方向が分かり、偏光度を得ることができる。検出器はガス比例計数管や半導体検出器(X線CCD)を用いる[10]。

3.6.3 散乱型検出器

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

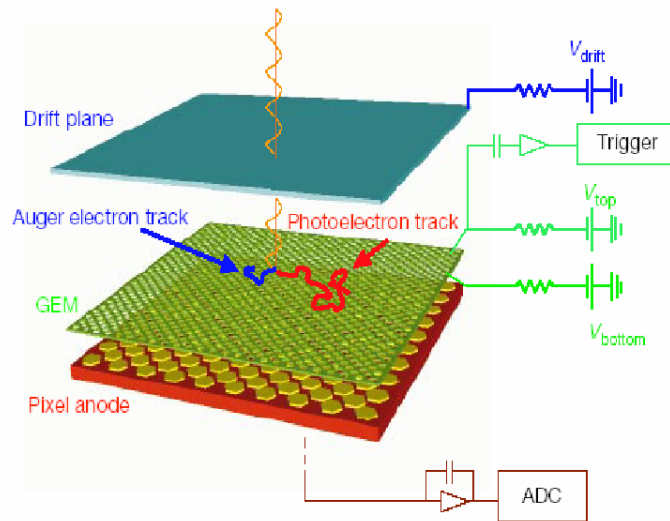


図 3.10 光電子追跡型検出器の模式図 (X 線 CCD)。1 枚目のパネルで光電効果を起こし、放出された光電子を 2 枚目のパネルで受けて光電子の放出方向を検出する。

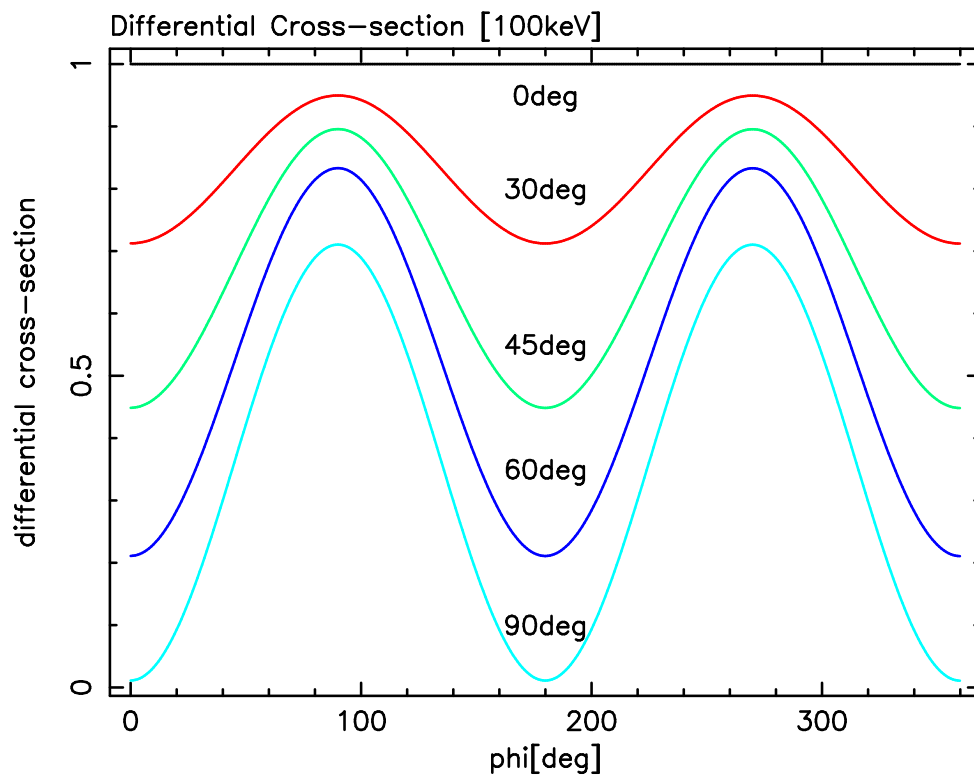


図 3.11 100 keV 入射における $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での方位角 ϕ 方向の散乱角度分布。90° で最も振幅が強く観測される。

ると、式 3.31 から、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad (3.37)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\theta d\phi} = r_0^2 \frac{\sin^2 \phi}{1 + \gamma} \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{2 \sin^2 \phi (1 + \gamma)} \right\} \quad (3.38)$$

となり、 ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2 \phi$ のサインカーブを描く。また、 γ を変えても反射型検出器のように検出効率が 0 にはならないので、連続光を扱うことができる。図 3.11 に入射光子のエネルギー E を 100 keV としたときの $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$ での散乱角度分布を示す。 $\theta = 90^\circ$ 方向で最も強く偏光が観測されることが分かる [1]。

3.6.4 GRB の偏光検出方法

3 つの偏光検出方法の特徴を表 3.2 に示す。GRB の継続時間は短く連続光を放射する。また、GRB の光子は、平均的エネルギー 100 keV 付近を中心に、主なエネルギー帯は数 10–数 100 keV である。まず、反射型検出器は単色光しか扱うことができず、検出効率が悪い。継続時間が短く、連続光を放射している GRB の偏光観測には向かない。また、光電子追跡型検出器は検出効率が高く、連続光を扱うことができるが、光電子の飛跡を追跡することができるエネルギー範囲が数 10 keV 程度であり、GRB の偏光観測には不利である。

図 3.12 は入射光子のエネルギーと原子番号 Z によってガンマ線の主な相互作用である光電効果、コンプトン散乱、電子対生成のどれが支配的であるかを示したものである。GRB の主なエネルギー帯である数 10–数 100 keV では、 Z が 10 程度の軽元素に対してはコンプトン散乱が支配的であり、 Z が 50 以上の重元素に対しては光電効果が支配的であることが分かる。つまり、GRB の偏光観測においては軽元素の散乱体と重元素の吸収体で構成された散乱型検出器が適している [1]。

3.7 偏光検出器の性能

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

3.7.1 モジュレーションファクタ M

式 3.37 より、 ϕ 方向の散乱角度分布は $\sin^2 \phi$ のサインカーブを描く。これをモジュレーションカーブといい、強度の最大値を N_{\max} 、最小値を N_{\min} とすると、

$$\text{モジュレーション} = \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} = \frac{\sin \text{の振幅}}{\text{強度分布の平均}} \quad (3.39)$$

表 3.2 代表的な偏光検出方法の利点と欠点

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

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

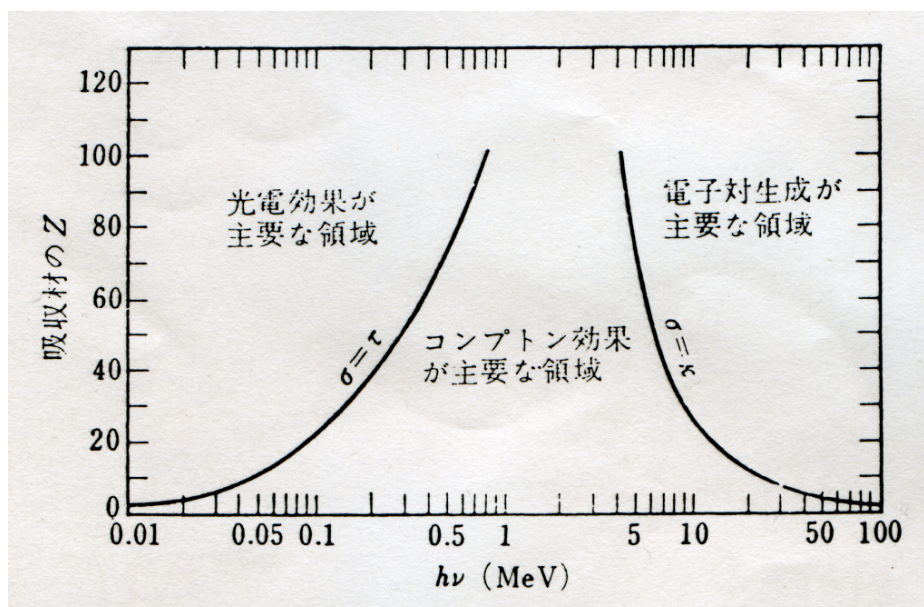


図 3.12 入射エネルギーと原子番号 Z による主な光子と物質の相互作用。50–300 keV の範囲では軽元素ではコンプトン散乱、重元素では光電効果が支配的である。

と定義する。モジュレーションファクタ M は検出器に 100 % 偏光が入射するときのモジュレーションであり、0 から 1 までの値をとる。 M はそれぞれの検出器で決まった値をとり、その検出器の偏光に対する感度を表すものである。図 3.13 に散乱型検出器の θ による M の変化を示す。これは図 3.11 で得られたモジュレーションカーブからそれぞれの極角 θ での M を見積り、プロットしたものである。 M は $\theta = 90^\circ$ で最大となり、偏光に対する感度が最も高いことが分かる。また、入射光子の偏光度を Π は、実際に観測されるモジュレーションを M' とすると、検出器のモジュレーションファクタ M を用いて次式で表される [1]。

$$\Pi = \frac{M'}{M} \quad (3.40)$$

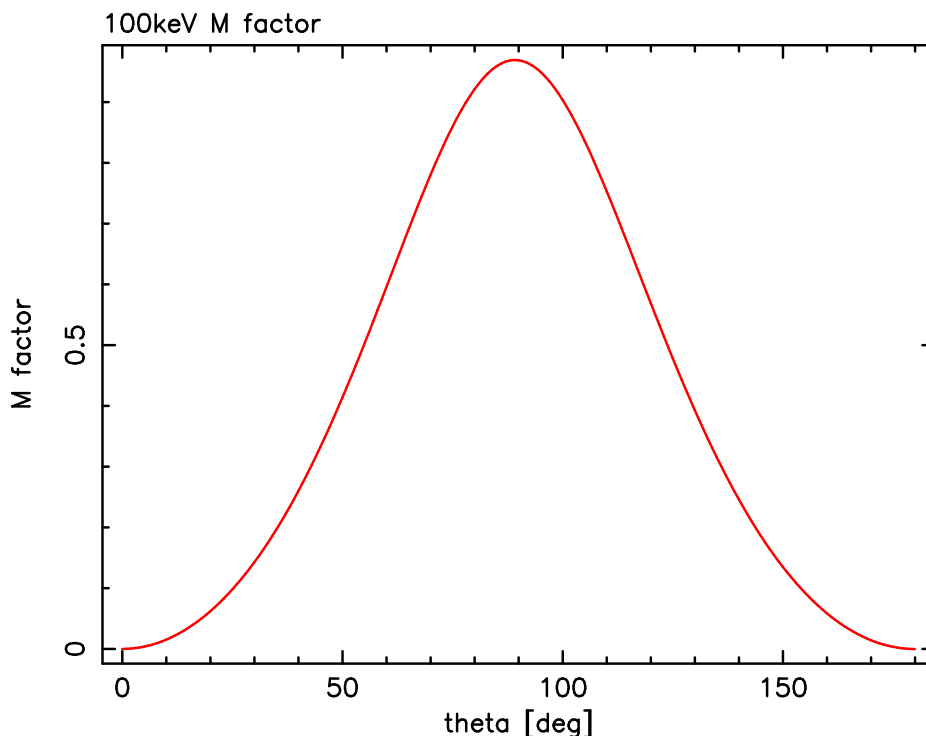


図 3.13 100 keV の入射光子に対する M の θ 依存性。90° で最も高いモジュレーションファクタが得られる。

3.7.2 検出効率 η

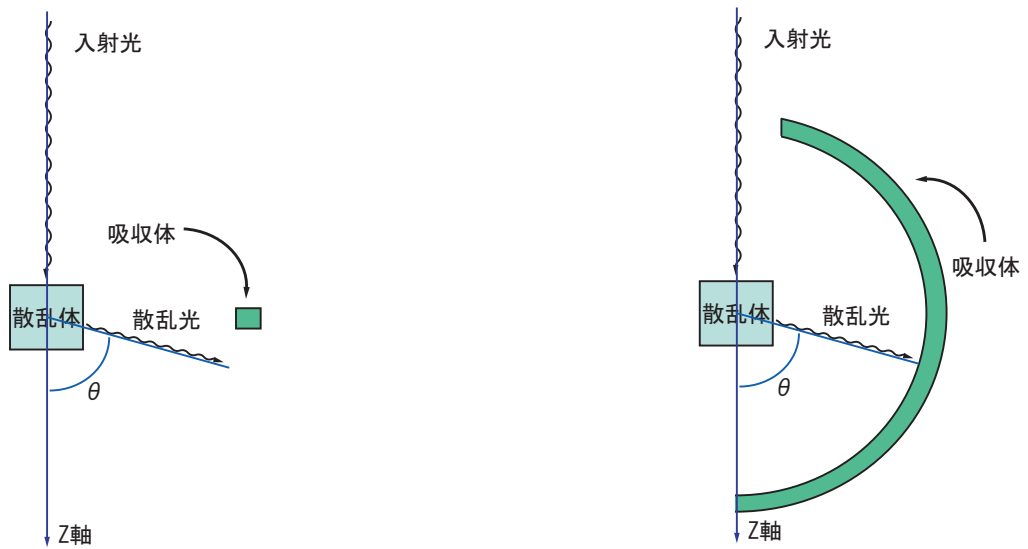
検出効率 η とは、検出器に入射する光子のうち散乱体で散乱され吸収体で検出される光子の割合である。 η が小さいと光子数の統計誤差が大きくなり、モジュレーションカーブが見えなくなってしまうため、モジュレーションファクタ M とともに η も大きい検出器が望まれる。

図 3.14 には M 、 η をそれぞれ最大にした場合の検出器の模式図を示す。 M を大きくすれば、散乱光が見込む吸収体が小さくなるため η が小さくなってしまふ。 η を大きくすれば θ 方向に積分範囲を広げることになり、 M が小さくなってしまふ [1]。

3.7.3 最小偏光度 (MDP)

最小偏光度 (Minimum Detectable Polarization : MDP) とは、観測対象の明るさ、観測時間、バックグラウンドレベル、検出器の性能 (M 、 η) を総合的に評価したもので、ある条件下における検出可能な最小の偏光度のことである。MDP が小さいほど優れた偏光検出器であることを意味する。3 σ の有意度で

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta SFM} \sqrt{\frac{\eta FS + B}{T}} \quad (3.41)$$



(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 3.14 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。

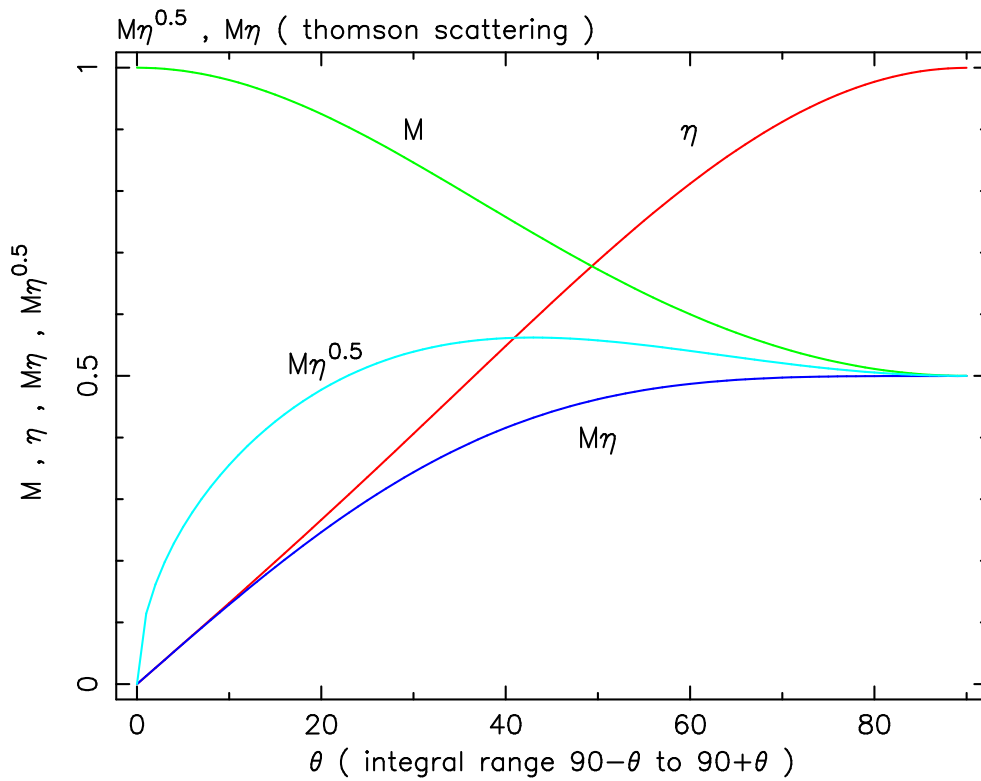


図 3.15 トムソン散乱の場合における M, η の θ 方向の積分範囲依存性。 $\theta = 0^\circ$ の場合は図 3.14 の (b) に、 $\theta = 90^\circ$ の場合は (a) に対応する。検出器の性能は $\theta = 40^\circ$ の時に最大となり、 $\theta = 90^\circ$ でも 0.5 程度を示す。

S : 有効面積 [cm^2]	η : 検出効率
F : 観測対象の明るさ [$\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	M : モジュレーションファクタ
B : バックグラウンド [photon s^{-1}]	T : 観測時間 [s]

と表すことができる。バックグラウンド B が十分小さいとすると、式 3.41 は、

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{M\sqrt{\eta S}} \sqrt{\frac{1}{FT}} \quad (3.42)$$

と書き直すことができる。 F 、 T は検出器にはよらないので、検出器の性能を決めるのは $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ (B が支配的な場合は $M\eta S$) である。 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ が大きくなれば MDP は小さくなり、より偏光度の低い、より暗い観測対象を検出できることになる。

図 3.15 にトムソン散乱の場合における、 θ 方向の積分範囲による $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ と $M\eta$ の変化を示す。積分範囲は M が最も大きくなる 90° を中心としている。この図から、 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ は 90° を中心として $\pm 40^\circ$ 付近が最大となっているが、それ以上積分してもそれほど悪い値にはならない [1]。

3.8 シンチレーション検出器

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

3.8.1 シンチレータ

シンチレータとは、入射した荷電粒子がシンチレータ中で相互作用を起こして失った運動エネルギーを、可視光のシンチレーションに転換して放出する物質のことである。シンチレーションによる光子数は、シンチレータ中で荷電粒子が失った運動エネルギーに比例する。表 3.3 に主なシンチレータの特性を示す。

??節で示したように、GRB のエネルギー帯域 (数 10 keV ~ 数 100 keV) で偏光を観測するためには、軽元素の散乱体と重元素の吸収体を用いる。

散乱体はコンプトン散乱が支配的で、原子番号 Z が小さい物質が適している。単純な散乱体としては Be や Li のような金属が用いられることもあるが、入射光子の散乱情報を得るために、プラスチックシンチレータ ($Z=3.6$) を用いる。プラスチックシンチレータは有機シンチレータであり、製作・成形加工が簡単であるため、大体積の固体シンチレータとして使いやすい。

また、吸収体は光電効果が支配的で、 Z が大きい CsI(Tl) シンチレータ ($Z=54$) を用いる。CsI(Tl) シンチレータは無機シンチレータである。放射線計測でよく使われる無機シンチレータの NaI(Tl) と比較すると、単位長さあたりのガンマ線吸収がかなり大きいため、重量が問題となる場合には有利である。また、潮解性が少なく、比較的剛性が高いため、衝撃や振動のあ

る厳しい条件下でも使用できるという利点がある [8]。

表 3.3 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

3.8.2 光電子増倍管 (PMT)

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。

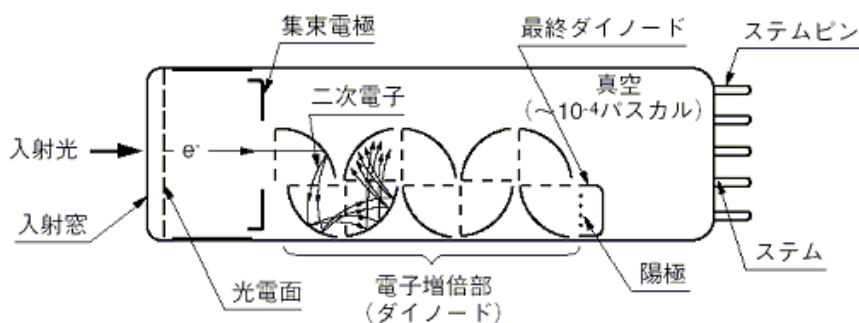


図 3.16 光電子増倍管の構造

電圧分割回路 (ブリーダー回路)

PMT のダイノード間電圧は、抵抗を直列につないだ電圧分割回路 (ブリーダー回路) で印加される。入射光がパルスの場合には、陽極電流が大きなピーク電流になる。このとき、ブリー

ダー回路の電圧を一定に保ち、高いピーク電流値が得られるように、後段の抵抗に並列にコンデンサを入れる。また、安定した出力を得るために、プリーダー回路には平均陽極電流の20倍以上の電流を流す必要がある。

増倍率 (GAIN)

平均二次電子放出率が δ で n 段のダイノードをもつ PMT の理想的な増倍率 (GAIN) は、 δ^n である。二次電子放出率 δ は、

$$\delta = A \cdot E^\alpha \quad (3.43)$$

と表せる。ここで、 A は定数、 E はダイノード間電圧、 α はダイノードの形や材質によって決まる値で、 $0.7 \sim 0.8$ である。 n 段のダイノードをもつ PMT の陽極-陰極間に電圧 V を印加した場合、ダイノード間電圧は $E = V/n + 1$ であり、式 3.43 から PMT の GAIN μ は次のように書ける。

$$\mu = \delta^n = \left\{ \frac{A}{(n+1)^\alpha} \right\}^n \cdot V^{\alpha n} = K \cdot V^{\alpha n} \quad (K = \text{一定}) \quad (3.44)$$

陽極暗電流

PMT は完全な暗中にはあるときでも微小な陽極暗電流を出力する。これに起因するノイズが PMT の検出能力に大きく関わるものである。陽極暗電流の原因として、熱電子放出、残留ガスのイオン化、ガラスの発光、漏洩電流、電界放出が挙げられる。その中でもほとんどを占めるのは、光電面からの熱電子放出によるものである。光電面やダイノードの物質は仕事関数が非常に低いため、室温でも熱電子を放出する。この熱電子がダイノードで増倍され、暗電流 (熱電子ノイズ) として出力される。熱電子放出は光電面の温度とともに指数関数的に上昇するため、光電面を冷却して熱電子放出を減らすことで暗電流を低く抑えることができる。

PMT を最大定格電圧に近い電圧で動作させると電界放出が起こる。これは、強い電界に引かれて電極から電子が放出され、ノイズパルスが発生するものである。このため、PMT は最大定格電圧の 70 % ~ 80 % で使用するべきである。

3.8.3 応答関数

スペクトル測定における検出器の応答を図 3.17 に示す。コンプトン散乱電子に対応する連続エネルギーをコンプトン連続部、光電子に対応する狭いピークを光電ピークという。

入射光子がコンプトン散乱を起こすと、反跳電子と散乱光子が作られる。式 3.28 から、入射光子のエネルギーを $h\nu$ 、散乱光子のエネルギーを $h\nu'$ とすると、散乱角 θ について、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.45)$$

となる。 $\theta \sim 0$ の前方散乱の場合、 $h\nu' \sim h\nu$ となるため、反跳電子のエネルギーはほぼゼロである。 $\theta = \pi$ の後方散乱の場合、反跳電子は入射方向へ飛び出し、電子に最大のエネルギー

が付与される。入射光子はあらゆる角度に散乱されるので、 $\theta = 0$ から $\theta = \pi$ の場合までの連続したエネルギーが得られる。 $\theta = \pi$ に相当する部分をコンプトンエッジという [8]。

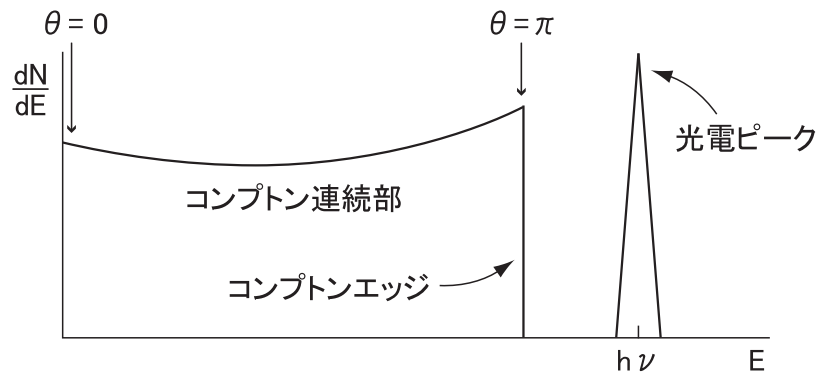


図 3.17 スペクトル測定における検出器の応答

第 4 章

偏光検出器の改良

GRB の平均的なエネルギーである 100 keV 領域で偏光観測に適した検出器は、散乱型検出器である。これまでに開発した旧検出器を用いて、実験室レベルの偏光検出には成功している。まずはじめに旧検出器モデルと、実験結果から得られた課題を示す。その後、旧検出器からの性能向上と軽量化を目標とした偏光検出器の改良について、シミュレーション、実験結果、重量の優位性を示す。

4.1 これまでの偏光検出器

昨年度試作した旧偏光検出器モデルの概形を示し、実験室で行った検出器に関連する基礎実験の結果を示す。また、実験から得られた課題をまとめる。

4.1.1 旧偏光検出器モデル

旧偏光検出器モデルの概形図を図 4.1 に示す。プラスチックシンチレータは直径 100 mm の 12 角柱で、その周りを 12 枚の CsI(Tl) シンチレータ (50 mm×25.5 mm×3 mm) が囲んでいる。プラスチックと CsI(Tl) の間は M が大きくなる効果があるため、5 mm の間隔が空けてある。プラスチック用の PMT はダイノード 10 段、光電面 $\phi 46$ mm の R1840-15 であり、CsI(Tl) 用の PMT は光電面が $\phi 8$ mm の R7400p である。

このモデルでは、シミュレーションに基づいた試作モデルを実際に作成すること、VA-TA を用いて 13 系統同時の信号処理を行うこと、これらを使用した基礎実験を行い偏光検出器の妥当性を示すことが目標であった。シンチレータの重量は良く考慮されていたが、検出器を収納するアルミケースや信号処理回路に必要な重量はほとんど考慮されていない。重量を 1500 g 以下にすることを目標としていたが、このモデルの検出器全体の重量は 1814 g であった [3]。

4.1.2 R1840-15 の検出限界エネルギー

直径 100 mm で 12 角柱のプラスチックシンチレータをダイノード 10 段の R1840-15 で読み出す場合、4.8 節に示す VA-TA を使った信号処理を行うと検出限界エネルギーが 12.0 keV である。100 keV の光子がコンプトン散乱を起こすと、プラスチックには 16.4 keV のエネル

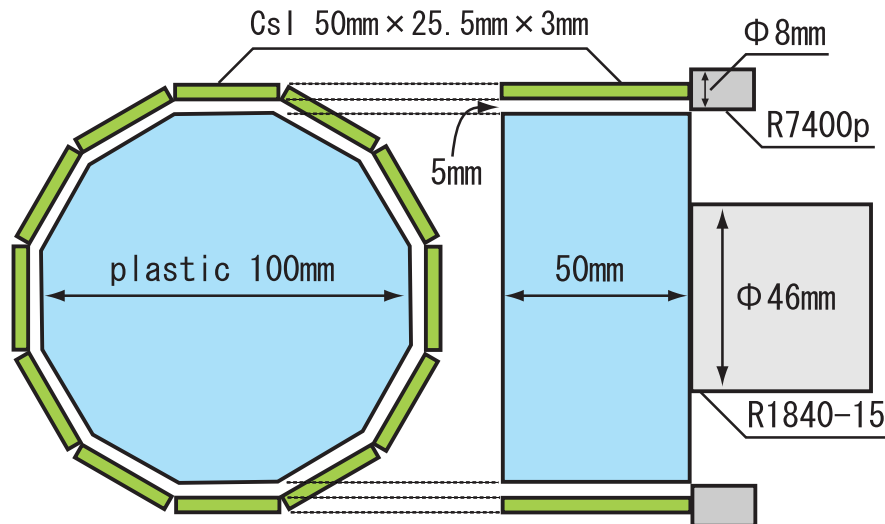


図 4.1 旧偏光検出器モデル。プラスチックシンチレータは直径 100 mm の 12 角柱で、その周りを 12 枚の CsI(Tl) シンチレータが囲んでいる。プラスチック用の PMT はダイノード 10 段、光電面 $\phi 46$ mm の R1840-15 であり、CsI(Tl) 用の PMT は光電面が $\phi 8$ mm の R7400p である。

ギーを落とすため、実験室レベルの基礎実験を行う上では十分な性能である。しかし、実際に GRB の偏光観測を行う場合には検出限界エネルギーの改善が求められる [3]。

4.1.3 CsI(Tl) のエネルギー分解能

CsI(Tl) と R7400p の 12 系統で ^{241}Am 、 ^{57}Co 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル測定を行い、LD レベルとエネルギー分解能を評価した結果を表 4.1 に示す。それぞれの CsI(Tl) でエネルギー分解能がそれぞれ異なるため、偏光測定で得られる CsI(Tl) のスペクトルからエネルギーと偏光度の関係を正しく評価することができない。CsI(Tl) のエネルギー分解能を改善し、12 枚の CsI(Tl) のエネルギー分解能を揃える補正を行うことが求められる [3]。

表 4.1 旧モデルの CsI(Tl)12 系統の LD レベルとエネルギー分解能@59.5keV

CsI(Tl) channel	LD レベル [keV]	エネルギー分解能 @59.5 keV [%]	CsI(Tl) channel	LD レベル [keV]	エネルギー分解能 @59.5 keV [%]
1	2.8	51.9±1.8	7	11.8	49.6±1.4
2	4.6	47.5±1.1	8	4.3	45.9±1.4
3	8.0	53.9±1.6	9	11.7	48.3±1.1
4	4.7	54.1±1.8	10	4.1	54.4±1.8
5	7.6	41.2±1.5	11	6.6	54.4±1.5
6	3.7	40.6±0.8	12	12.5	52.7±2.1

4.1.4 X線発生装置を使った偏光測定

5.2 節に示す X 線発生装置とビームラインを使った偏光測定について、検出器の正面から入射した場合と、斜め方向から入射した場合の測定結果を以下に示す。

正面入射

正面から入射した場合の偏光測定結果を図 4.2 に示す。測定結果から得られたモジュレーションは $M' = 0.03899 \pm 0.00324$ である。シミュレーションから得られる 100% 偏光が入射した場合の検出器のモジュレーションファクタ M は $M = 0.360 \pm 0.001$ であるので、この実験から求められる X 線発生装置の偏光度は 9.32 ± 1.06 となる。X 線発生装置とビームラインを用いた場合の偏光度を平均すると $10.8 \pm 0.5\%$ であることが分かっているので、誤差の範囲内で正しく測定できていると言える [3]。

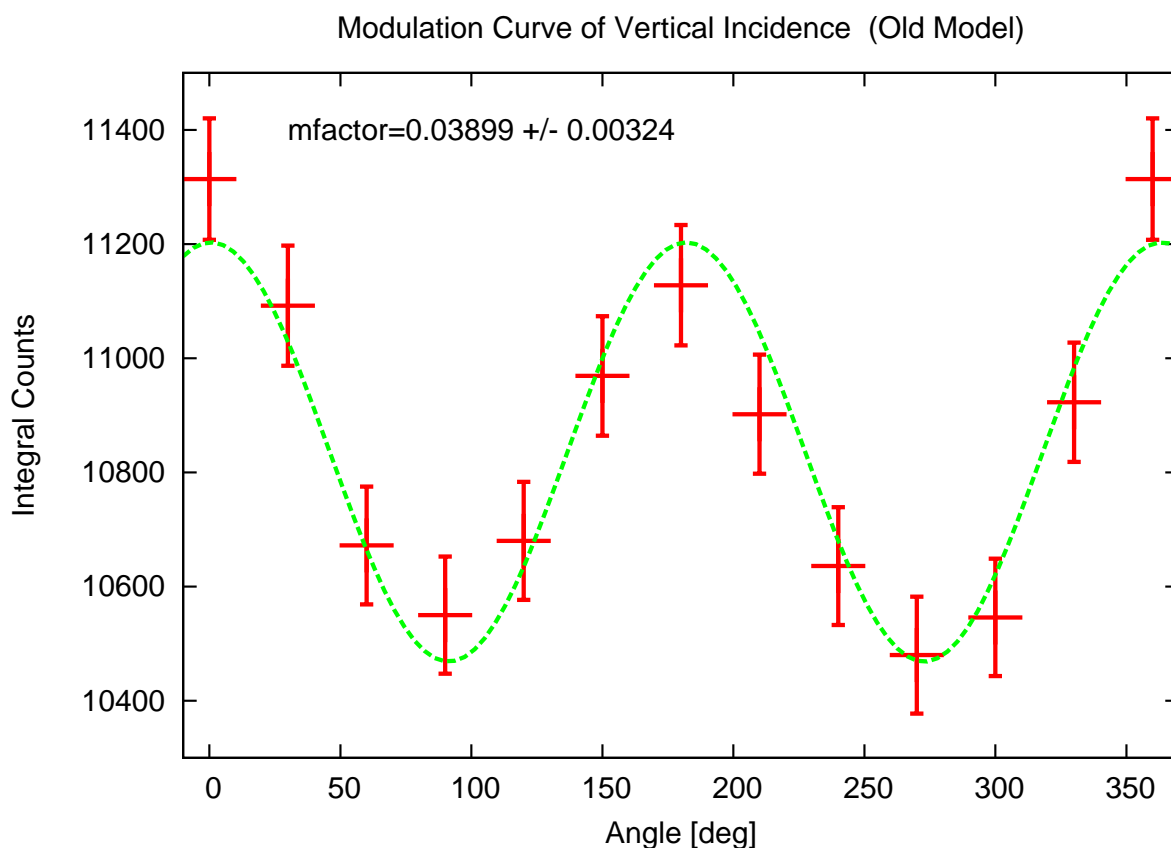


図 4.2 旧モデルのモジュレーションカーブ。サインカーブをフィットして得られるモジュレーションは $M' = 0.03899 \pm 0.00324$ である。シミュレーションから得られる検出器のモジュレーションファクタ $M = 0.360 \pm 0.001$ を使って求められる偏光度は、 9.32 ± 1.06 である。

斜め入射

斜め方向から入射した場合の偏光測定結果を図 4.3 に示す。X 線発生装置の電場ベクトル面に垂直な軸について検出器傾けて測定を行った。図 4.3 は正面入射の場合を 0° とし、 5° ずつ 30° まで傾けた場合のモジュレーションカーブである。入射角度がきつくなるにつれて、本来のモジュレーションよりも斜めの効果が支配的になることが分かる。この斜めの効果を補正し、正しく偏光度を評価することが求められる。

この実験では、散乱体と吸収体の同期測定を行うコインシデンスモードと鉛シートによる遮蔽で、CsI(Tl) に直接入射する光子を除外している。しかし、衛星搭載時には、複数の衛星によってガンマ線が検出されるときに発生する時間差を用いて GRB の到来方向を決定する IPN (InterPlanetary Network) に参加することを考えている。このため、鉛を使った遮蔽を行いたくない。そこで、鉛を含めたシールドの必要性を検討する必要がある [3]。

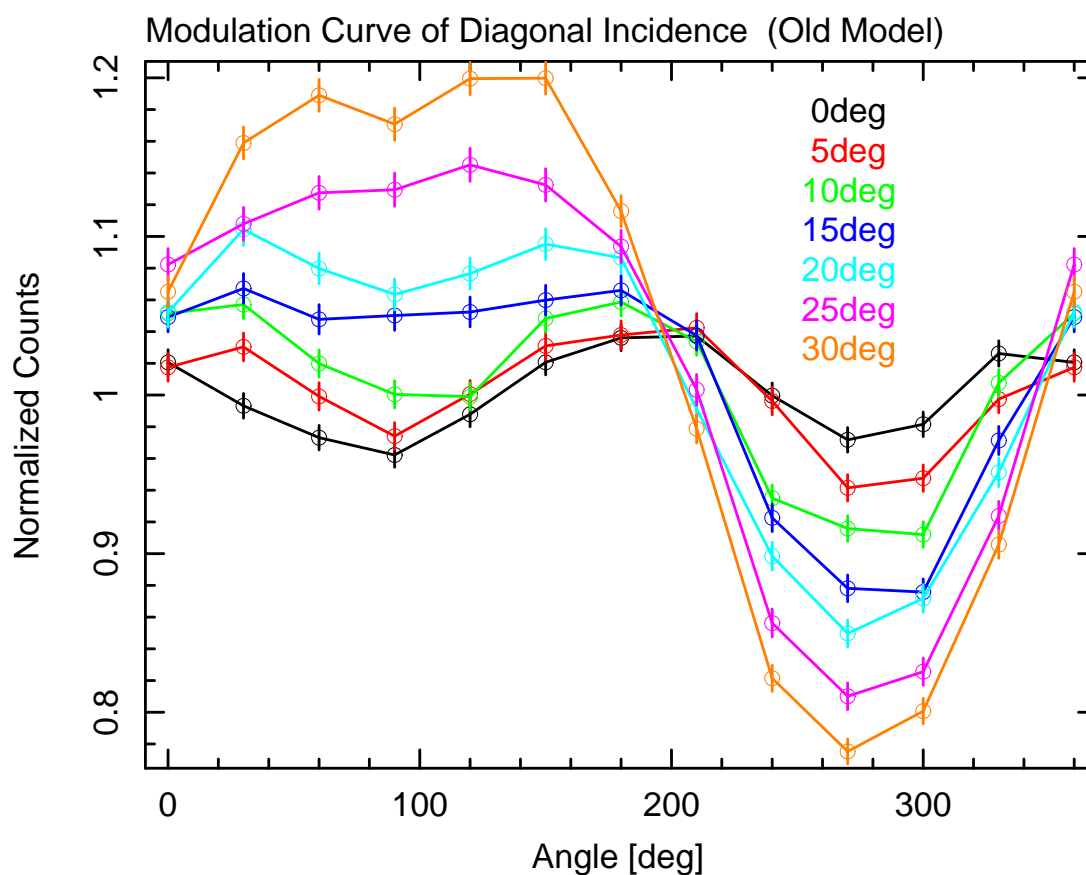


図 4.3 旧モデルの斜め入射モジュレーションカーブ。入射角度がきつくなるにつれて、本来のモジュレーションよりも斜めの効果が支配的になる。

4.1.5 課題

これまでのモデルで行った基礎実験を通して明確になった課題を挙げる。検出器全体の重量を 1500 g 以下にすること。プラスチックシンチレータと R1840-15 を VA-TA システムで信号処理を行う場合の検出限界エネルギーを改善すること。CsI(Tl)12 系統のエネルギー分解能を揃える補正を行うこと。斜め入射から得られるモジュレーションカーブの補正を行うこと。鉛を含めたシールドの必要性を検討することが挙げられる。

4.2 検出器モデルの見直し

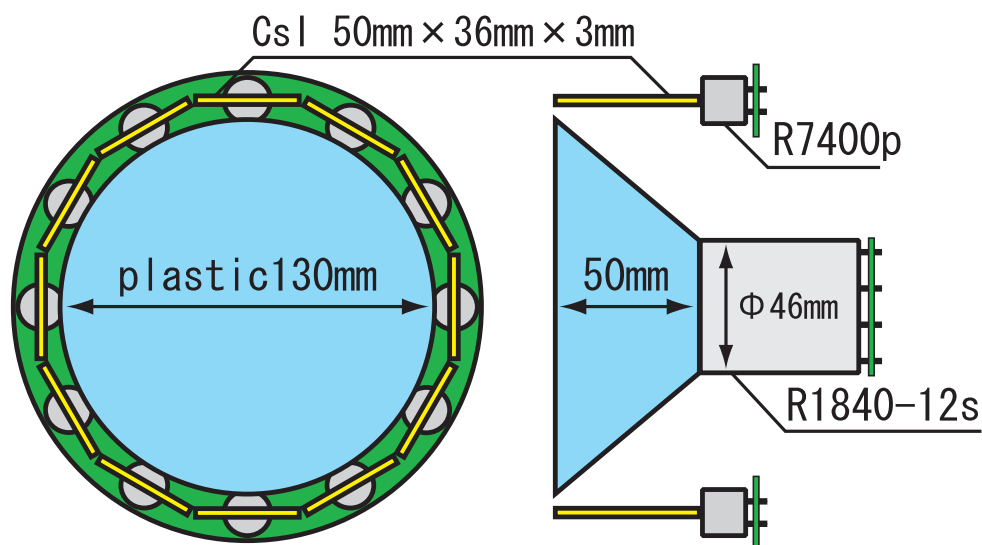


図 4.4 新しいモデル

新しい検出器モデルを図 4.4 に示す。プラスチックシンチレータは直径 130 mm、高さ 50 mm で、PMT の光電面の大きさの直径 46 mm に向かってテーパ加工を施した形状である。その周りを囲むように、12 枚の CsI(Tl) シンチレータ (高さ 50 mm × 幅 36 mm × 厚さ 3 mm) を配置している。プラスチックと CsI(Tl) の間は 5 mm の間隔を空けてある。プラスチックを読み出す PMT として R1840-12s、CsI(Tl) を読み出す PMT として R7400p を使用する。

R1840-12s のプリーダー回路は表面実装部品を使用して設計した。また、CsI(Tl)12 枚それぞれを読み出す 12 個の R7400p は、表面実装部品を使用し、全てのプリーダーをドーナツ型の基板に配置した設計になっている。

散乱型検出器で重要になるのは、プラスチックと R1840-12s での検出限界エネルギーである。検出限界エネルギーを改善することができれば、観測に利用できる光子数が増えるため、偏光観測に有利になる。

4.3 EGS シミュレーション

EGS (Electron Gamma Shower) は任意の物質中での光子、電子、陽電子の輸送計算をモンテカルロ法によって行う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用いて行う計算手法であり、EGS では物質中での放射線の動きを追跡するとき、光子や電子の反応位置、反応の種類、反応後の粒子のエネルギーや方向などを乱数を用いて決定する。EGS で扱う物理現象は、光電効果、コンプトン散乱、対生成、レイリー散乱、モラー散乱、制動放射、バーバー散乱などである。EGS は放射線検出器シミュレーション、放射線診断、治療シミュレーション、高エネルギー物理などの分野で幅広く使われている [1]。

4.4 プラスチックシンチレータの形状評価

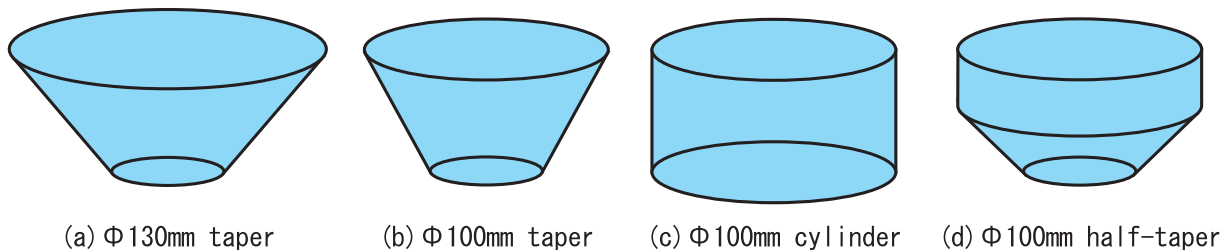


図 4.5 4 種類のプラスチックシンチレータの形状。シンチレータの高さはいずれも 50 mm であり、テーパ加工は直径 46 mm に収束するように施されている。(a) は直径 130 mm のテーパあり、(b) は直径 100 mm のテーパあり、(c) は直径 100 mm のテーパなし、(d) は直径 100 mm で高さ 25 mm にテーパあり。

プラスチックシンチレータの形状を工夫することにより、重量を増やさずに有効面積 S を大きくすること、中心付近からの光子を効率良く検出することでモジュレーションファクタ M を大きくすることができる。また、プラスチックシンチレータにテーパ加工を施すことで PMT への集光効率を上げることができれば、検出限界エネルギーを改善することができると思われる。

ここでは、図 4.5 に示す 4 種類のプラスチックシンチレータを用意し、EGS シミュレーションと実験を通して行った性能比較について示す。図 4.5 のプラスチックシンチレータの高さは 4 種類とも 50 mm であり、テーパ加工が施された (a)、(b)、(d) については、読み出す PMT の光電面の大きさが直径 46 mm の円形であるため、直径 46 mm に収束するように設計されている。(a) は直径 130 mm のテーパあり、(b) は直径 100 mm のテーパあり、(c) は直径 100 mm の円柱、(d) は直径 100 mm で高さ 25 mm の部分にテーパ加工が施されたプラスチックシンチレータである。

4.4.1 平均自由行程

光子が物質に入射すると相互作用を行う。このとき、物質に対する光子の透過率は、入射放射線強度 I_0 、透過放射線強度 I 、物質の密度 ρ [g cm^{-3}]、質量吸収係数 σ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$]、厚さ l [cm] とすると、

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho\sigma l} \quad (4.1)$$

となる [8]。ここで、 $\tau = \rho\sigma l$ とすると、 $\tau = 1$ となる l が平均自由行程であり、光子が物質と相互作用する平均的な距離である。入射光子のエネルギーが 100 keV の場合のプラスチックシンチレータの平均自由行程は、 $l = 6.07$ [cm] である ($\rho = 1.03$ [g cm^{-3}]、 $\sigma = 0.164$ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$])。

4.4.2 シミュレーションによる η

プラスチックシンチレータの形状による η の効果として、次のことが考えられる。プラスチックシンチレータの厚さが平均自由行程よりも薄いと、入射光子が相互作用を行わずにプラスチックを抜けてしまい、 η が小さくなること。また、3.7.2 項で示したように、 η は入射光子に対する散乱光子の極角 θ の積分範囲に依存するため、直径が大きなプラスチックでは η が小さくなることが考えられる。

入射エネルギーごとの η を図 4.6 に示す。我々の検出器では、重量制限や性能から最適化を行った結果、プラスチックの厚さが 50 mm になっている。図 4.6 から、テーパ加工を施した部分は厚さが薄くなるため、厚さが薄い部分の面積が大きいモデルほど、 η が小さくなることが分かる。また、他のモデルが直径 100 mm のところ、(a) のモデルは直径が 130 mm と大きいことによって、 η が小さくなると考えられる (付録 C 参照)。

4.4.3 シミュレーションによる M

プラスチックシンチレータの形状による M の効果として、次のことが考えられる。3.7.1 項で示したように、 M は $\theta=90^\circ$ で最大となるため、プラスチックの直径が大きいほうが M は大きくなるはずである。一方で、直径が大きすぎると、1 回散乱した光子がプラスチックを抜けるまでに自己吸収や多重散乱を起こすことで偏光情報が失われ、 M が小さくなる可能性がある。

入射エネルギーごとの M を図 4.7 に示す。(a) は直径が 130 mm と大きいため、(b)、(c)、(d) の直径 100 mm の場合よりも M が大きくなると考えられる。(a)、(b)、(d) はテーパ加工により、自己吸収や多重散乱の確率が低く抑えられ、 M が大きくなると考えられる。ここで、(a) と (b) の M はほとんど変わらない。これは、直径の大きい (a) で、散乱光子が自己吸収や多重散乱を起こす確率が大きくなり、 M が大きくなる効果が打ち消されているためであると考えられる (付録 C 参照)。

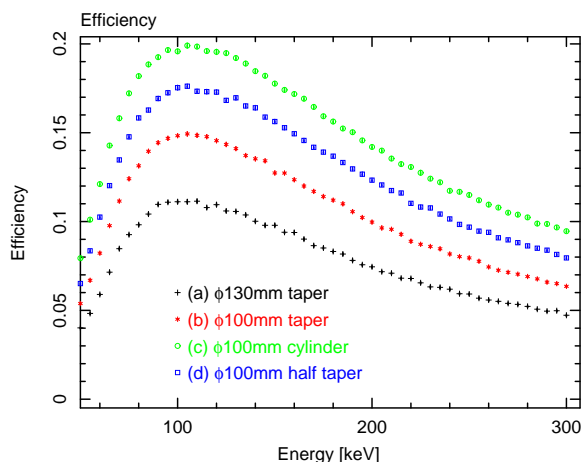


図 4.6 4 種類のプラスチックシンチレータの η 。テーパ加工を施すことによって、入射光子が相互作用する確率が小さくなり、 η が小さくなっていると考えられる。(a) では特に、プラスチックの直径を大きくすることによって、CsI(Tl) での散乱光子の検出確率が小さくなり、 η が小さくなると考えられる。

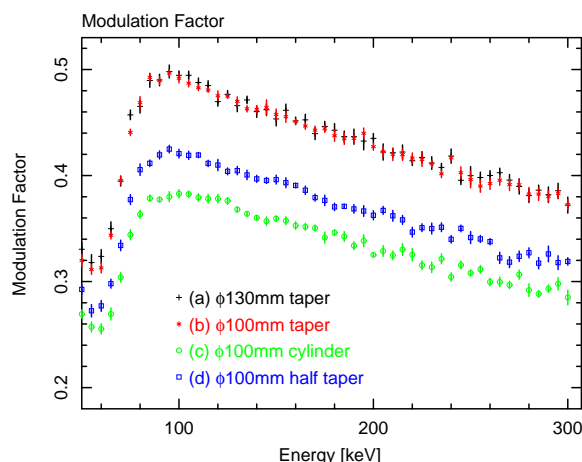


図 4.7 4 種類のプラスチックシンチレータの M 。直径が大きくなることによって M が大きくなる効果が表れていると考えられる。また、テーパ加工を施すことによってプラスチック内での自己吸収や多重散乱の確率を低く抑えられるために、 M が大きくなると考えられる。

4.4.4 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$

3.7.3 項で示した MDP を用いて、総合的に偏光検出器の性能を評価するために $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を導入する。図 4.8 にエネルギーごとの $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を示す。(a) の直径 130 mm のモデルの $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ が最大となっている。(a) の η は小さいが、(b)、(c)、(d) の有効面積が $S = 78.5 [\text{cm}^2]$ であるのに対して、(a) は $S = 133 [\text{cm}^2]$ と約 1.7 倍大きい効果が最も効いていると考えられる。また、 η 、 S は $1/2$ 乗で作用するのに対して、 M は 1 乗で作用するため、 M が大きい効果も効いていると考えられる (付録 C 参照)。

4.4.5 集光効率と検出限界エネルギー

プラスチックシンチレータの検出限界エネルギー (LD レベル) は、散乱型検出器の性能を決めるものであり、より低いエネルギーを検出することが求められる。集光効率が良くなると、シンチレータ中で発生したシンチレーション光を効率良く PMT に導くことができるため、PMT からの出力信号が大きくなる。シンチレータに入射した光子のエネルギーが同じでも、集光効率が良いと高いチャンネルに出力されることになる。また、LD レベルは PMT の光陰極から放出される熱電子に起因するランダムノイズレベルであり、集光効率が良くなれば相対的に LD レベルが改善されるはずである。

プラスチックの形状による、集光効率と検出限界エネルギーの変化を調べる。PMT とプラスチックを使って測定した ^{241}Am のスペクトルを図 4.9 に示す。(a)、(b)、(d) のテーパモデルは、(c) の単純な円柱モデルよりも明らかに集光効率が良いことが分かる。直径が同じ

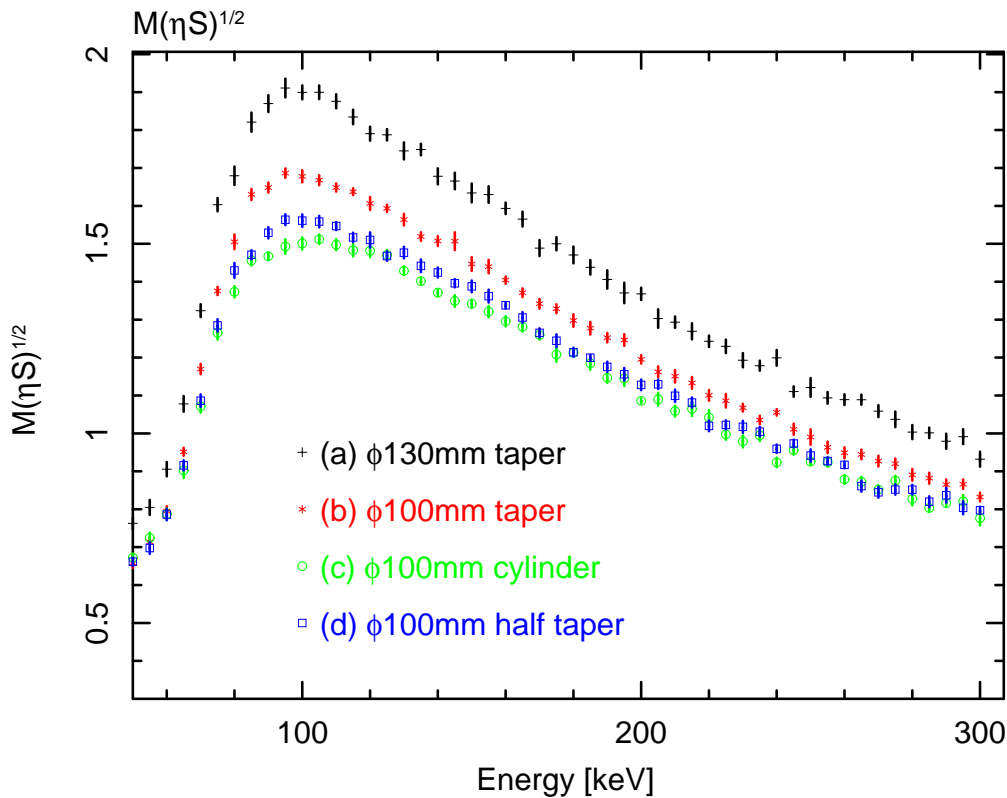


図 4.8 4 種類のプラスチックシンチレータの $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ 。 M 、 η 、 S を総合的に評価すると、(a) の直径 130 mm でテーパ付きのモデルが最適であると言える。(a) の η は小さいが、(b)、(c)、(d) よりも有効面積が約 1.7 倍大きいこと、 M が大きいことが効いていると考えられる。

100 mm で、異なるテーパ加工を施した (b) と (d) のモデルを比較すると、(b) のピークチャンネルは (d) の約 1.05 倍であり、(b) のほうが多少集光効率が良いと言える。また、図 4.9 中に示すように、ピークチャンネルが高いモデルは、相対的に LD レベルが良いということが分かった。

シンチレーション光はすべての方向に放出されるので、一部の光子は直接 PMT に入射するが、残りの光子は PMT に入射するまでにシンチレータの表面で数回反射される。しかし、反射を繰り返せば光の損失が避けられず、PMT に入射する光子の割合が小さくなってしまふ。テーパ加工によって、シンチレータ表面で反射する光子を効率良く PMT に導くことができると考えられる。プラスチックにはテーパ加工を施したほうが有利であり、かつ、深いテーパ加工が有効であるという結果が得られた。

4.4.6 まとめ

プラスチックシンチレータの形状による性能の違いについて表 4.2 にまとめる。シミュレーションの結果について $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を比較すると、(a) のモデルが最も有利であった。また、LD レベルと GAIN を比較した結果、プラスチックに大きくテーパ加工を施すことで集光効率

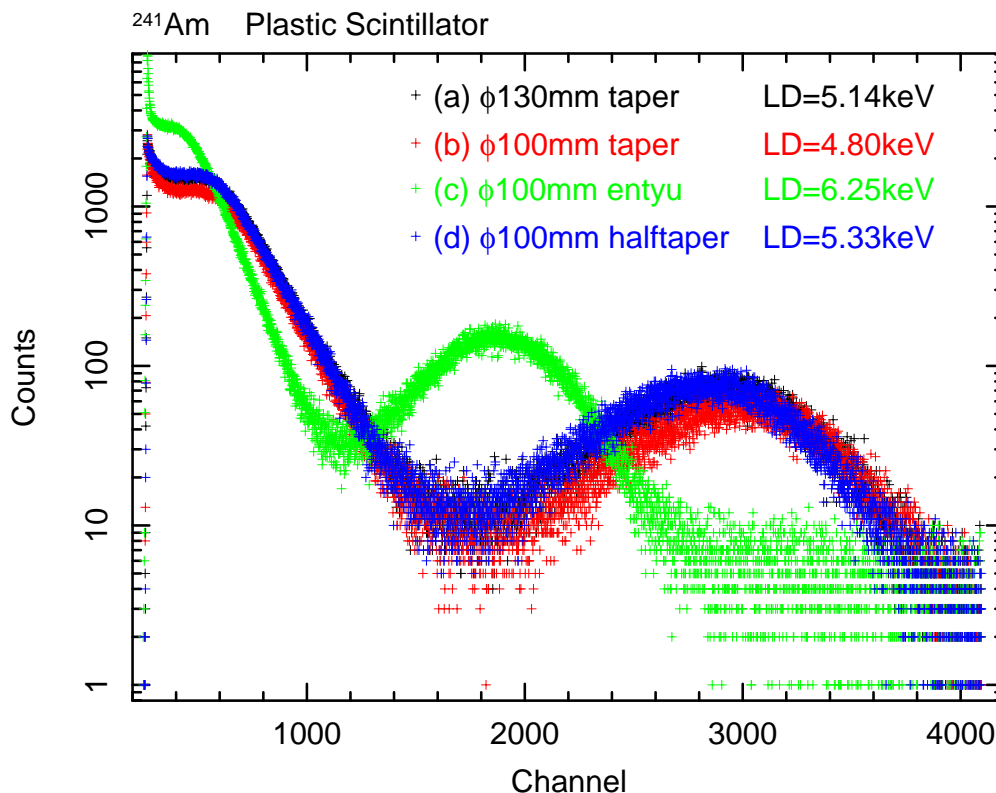


図 4.9 4 種類のプラスチックシンチレータの ²⁴¹Am のスペクトル。単純な円柱モデルより、テーパ加工を施したほうが集光効率が良くなることが分かる。また、厚さ 50 mm に渡る深いテーパのほうが、集光効率が良くなることが分かる。

が良くなることが分かった。4 種類のプラスチックシンチレータで最も有利な形状は、(a) の直径 130 mm テーパーモデルであると言える。

表 4.2 プラスチックシンチレータの形状による性能

シミュレーションから得られた 100 keV における η 、 M 、 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ の値、実験から得られた LD レベル、GAIN を示す。GAIN は (a) の ²⁴¹Am のピークチャンネルを 1.00 としたときのピークチャンネルの割合である。

	η @100 keV	M @100 keV	$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ @100 keV	LD レベル [keV]	GAIN @59.5 keV
(a) ϕ 130 mm テーパー	0.111	0.492	1.89	5.14	1.00
(b) ϕ 100 mm テーパー	0.148	0.499	1.70	4.80	1.02
(c) ϕ 100 mm 円柱	0.196	0.375	1.47	6.25	0.642
(d) ϕ 100 mm 半テーパ	0.175	0.425	1.58	5.33	0.973

4.5 ライトガイドの効果

4.4 節で述べたように、プラスチックシンチレータの形状は、単純な円柱型よりもテーパ加工を施したもののほうが集光効率が良いことが分かった。そこで、吸収体の CsI(Tl) シンチレータについても同様の効果があると考えられる。

CsI(Tl) は吸収体であるため、プラスチックを覆う面積を減らしてテーパ加工を施すと、検出効率が下がってしまうため不利である。また、板状の CsI(Tl) を円形の光電面に収束するように加工するにはコストがかかりすぎる。そこで、板状の CsI(Tl) を円形の光電面に収束するようなライトガイドを作成し、その効果を検証する。

これまでに板状の CsI(Tl) について、PMT の接触面以外を反射率の高いテフロンテープで覆った場合と、両側に 45° のテーパ加工を施した場合について GAIN 比較の実験を行っている。²⁴¹Am 59.5 keV のピークチャンネルについて、後者が前者の 135% という結果が得られている。

4.5.1 CsI(Tl) とライトガイド

図 4.11 に示すように、CsI(Tl) 1 枚の大きさは 50 mm×36 mm×3 mm の板状で、有効光電面 $\phi 8$ mm の小型 PMT (R7400p) で読み出すため、集光効率が悪いことが予想される。そこで、集光効率を良くするため、図 4.12 のように CsI(Tl) の底面 36 mm×3 mm を PMT の光電面 $\phi 8$ mm に収束させるライトガイドを作成する。CsI(Tl) とライトガイドの接合部分は、CsI(Tl) の厚さが 3 mm と薄いため、ライトガイドに深さ 2 mm の溝を掘り、その溝に CsI(Tl) を埋め込む構造になっている。接合の際には、溝にシリコングリースを使用し、接合部分に空気が入らないよう接着している。

ライトガイドを使用した場合と、使用しない場合について ²⁴¹Am、¹⁰⁹Cd、バックグラウンドのスペクトル測定を行い、GAIN と LD レベルの変化を調べることで、ライトガイドの効果を検証する。

4.5.2 セットアップ

ライトガイドを使用した場合のセットアップを図 4.10 に示す。CsI(Tl) とライトガイドを接合し、その周り全体を反射率の高いテフロンテープで巻いた状態になっている。ライトガイドの下に R7400p が接着されている。ライトガイドを使用しない場合について、図 4.11 に示す。CsI(Tl) はテフロンテープで巻いている。また、CsI(Tl) の底面で、PMT と接触していない部分にも反射率の高いテフロンテープを巻き、光が逃げないようにしている。

4.5.3 結果

測定した ²⁴¹Am のスペクトルを図 4.13 に示す。ライトガイドありの場合、59.5 keV のピークチャンネルは 1327 ch であり、LD レベルは 7.0 keV である。ライトガイドなしの場合、



図 4.10 ライトガイドを使用した場合。CsI(Tl) とライトガイドを接合し、ライトガイドと PMT の光電面を接着した状態。CsI(Tl) とライトガイド全体にテフロンテープを巻いている。



図 4.11 ライトガイドを使用しない場合。板状の CsI(Tl) と PMT の光電面を接着した状態。CsI(Tl) の底面で PMT と接触していない部分はテフロンテープを巻いている。

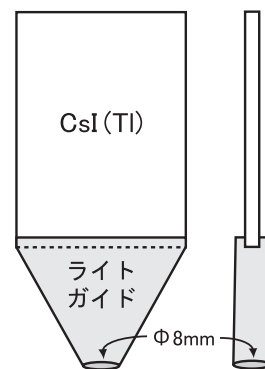


図 4.12 ライトガイドと CsI(Tl) の接合。ライトガイドに深さ 2 mm の溝を掘り、その溝に CsI(Tl) を埋め込む構造になっている。

ピークチャンネルは 1784 ch であり、LD レベルは 6.0 keV である。ライトガイドありの場合のピークチャンネルは、ライトガイドなしの場合の約 74 % に落ちている。また、LD レベルも約 1 keV 悪くなっている。

4.5.4 ライトガイドの必要性

測定結果から、ライトガイドを使用することによって、集光効率が悪くなることが分かった。この原因として、以下の可能性が考えられる。まず、ライトガイドを使用したことによって、CsI(Tl) から PMT までの距離が長くなっているため、光子がライトガイドで自己吸収している可能性が考えられる。しかし、ライトガイドはプラスチックの平均自由行程よりもよりもかなり小さいため、この効果は少ないと考えられる。

次に、CsI(Tl) とライトガイドの屈折率の違いによる境界面での全反射が考えられる。シンチレーション光がシンチレータの表面に到達した場合、入射角 θ が臨界角 θ_c よりも大きければ全反射が起こり、 θ が θ_c よりも小さいと一部は反射し、一部は透過する。臨界角 θ_c は、シンチレータの屈折率を n_0 、周囲の物質の屈折率を n_1 とすると、

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_1}{n_0} \quad (4.2)$$

と表すことができる。今回作成したライトガイドの素材はプラスチックであり、一般的なプラスチックの屈折率は約 1.6、CsI(Tl) の屈折率は 1.8 である。式 4.2 から臨界角は $\theta_c = 62.7^\circ$ となる。CsI(Tl) の方が屈折率が大きいと臨界角が小さくなり、境界面では全反射しやすくなってしまふ。

原因究明は今後の課題であるが、いずれにしても、ライトガイドを使用する必要はないこと

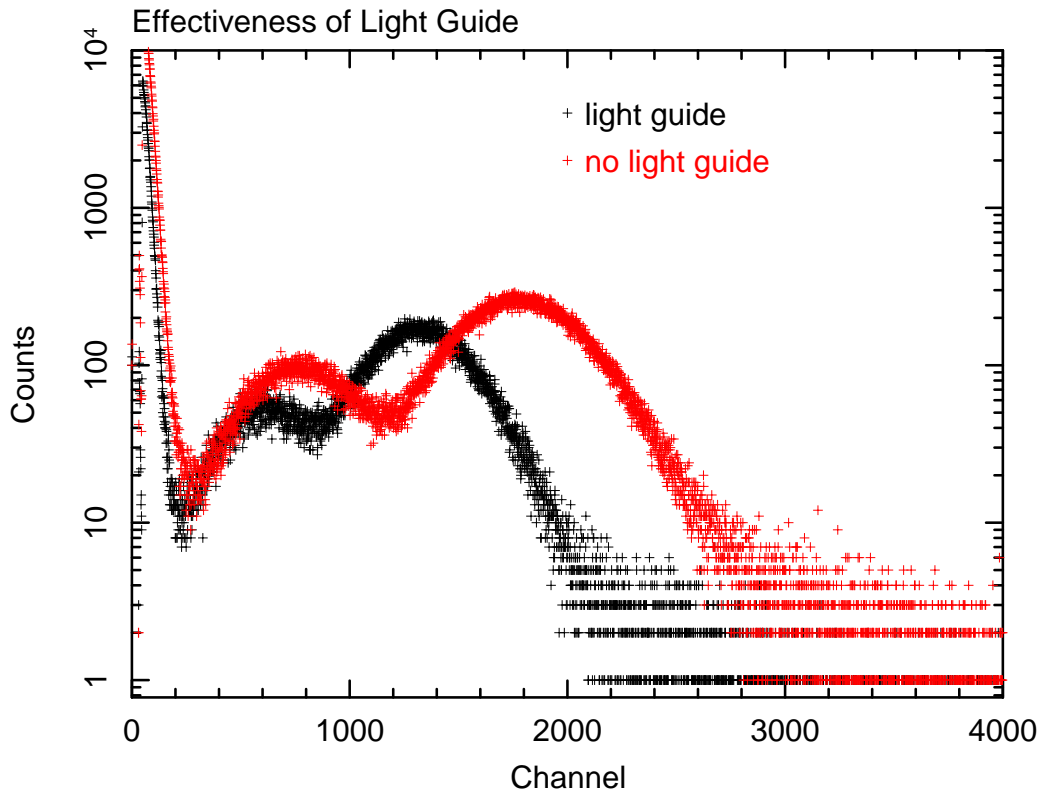


図 4.13 ライトガイドがあるときとないときの ^{241}Am のスペクトル。ライトガイドありの場合 (黒)、 ^{241}Am 59.5 keV のピークチャンネルは 1327 ch である。ライトガイドなしの場合 (赤)、ピークチャンネルは 1784 ch である。ライトガイドを使用することによって、集光効率が悪くなっていることがわかる。

になる。また、ライトガイド 1 つの重さは 5.7 g であり、12 個では 68.4 g にもなる。衛星搭載の際には重量制限があるため、ライトガイドを使用する利点はないと考えられる。

4.6 回路基板とケースの改良

検出器の軽量化を行うため、回路基板とアルミケースの改良について述べる。

4.6.1 表面実装部品を使用した回路基板

これまでのモデルでは PMT のプリーダー回路は既製品を使用していた。また、高圧分岐回路などの PMT 周辺の回路については、通常の電子部品を装着したプリント基板を作成していた。このため、基板自体が大きくなり、部品も多いため、重量が重くなっていた。そこで、新しいモデルでは基板の表面に部品を実装する設計に改良し、小型化、高密度化、軽量化が実現している。

表面実装部品とはプリント基板の表面にはんだ付けのみによって実装することができるように製造された電子部品である。図 4.14 に示すように、今回使用した表面実装部品は、全て数 mm 単位の部品で、最も大きいもので 4.5 mm×2.0 mm×1.5 mm である。

新しいモデルの回路内で使用されている部品は全て表面実装部品である。設計したプリント基板を図 4.15 に示す。R7400p のプリーダー回路を含む高圧分岐回路、VA-TA 前の信号処理回路などをまとめた円盤状の回路基板には 12 個の R7400p が取り付けられている。中心の PMT が R1840-12s であり、プリーダー回路基板は PMT の奥に取り付けられている。



図 4.14 通常の部品と表面実装部品



図 4.15 新しく設計したプリント基板と PMT

4.6.2 アルミケース

回路基板や PMT、シンチレータをシンプルに固定する設計にしたため、ケースに特殊な加工を施さずに、アルミを 1 mm の厚さまで薄くすることができた。その結果、434 g の軽量化に成功した。実際の衛星搭載時には、検出器の耐震化を行う必要があり、PMT やシンチレータの固定を慎重に行うべきである。このモデルの固定方法では不十分である可能性があり、さらなる工夫が必要であると考えられる。

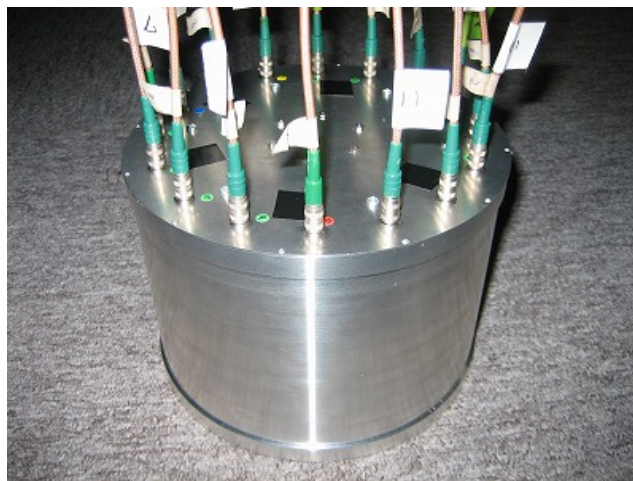


図 4.16 検出器の外観

4.7 軽量化

衛星搭載時の重量制限を想定し、検出器全体で 1500 g のモデルを作成したい。これまでのモデルは、プラスチックシンチレータが直径 100 mm の 12 角柱で、その周りを囲むように 12 枚の CsI(Tl) シンチレータが配置されたモデルであった。これまでのモデルと新しく作成したモデルの重量比較を表 4.3 に示す。

これまでの $\phi 100$ mm 12 角柱モデルの性能は、表 4.2 (c) の $\phi 100$ mm 円柱モデルの性能に近似する。プラスチックシンチレータの形状を変えたことによって、 $\phi 100$ mm 12 角柱モデルから性能向上を行うことができたが、直径が 100 mm から 130 mm に大きくなったことによって、プラスチックを囲む CsI(Tl) の重量が重くなってしまい、シンチレータの重量は 46 g 増加した。R1840 のプリーダー回路基板と円盤回路基板について、表面実装部品を使ったプリント基板を設計したことによって、合わせて 126 g の軽量化に成功した。アルミボックスは、耐久性に問題がない程度に、最も薄い部分で 1 mm の厚さで設計し、434 g の軽量化を行った。検出器全体として 449 g の軽量化を行うことができ、1365 g で作成することができた。

表 4.3 重量比較

新しく作成した $\phi 130$ mm テーパーモデルと、これまでの $\phi 100$ mm 12 角柱モデルについての重量比較を示す。プラスチックシンチレータの形状を変えたこと、高圧回路、読み出し回路に表面実装部品を使ったこと、アルミボックスの改良によって、検出器全体として 499 g の軽量化を行うことができた。

項目	$\phi 130$ mm テーパー [g]	$\phi 100$ mm 12 角柱 [g]
プラスチック	346	405
CsI(Tl)	312	207
R1840	107	126
R7400p	63.6	63.6
回路基板と部品	59.6	167
アルミボックス	411	845
ねじ・コネクタ等	66.0	
合計	1365	1814

4.8 VA-TA

偏光検出器からの信号処理には、クリアパルス製の 80154 型マルチアノード光電子増倍管ヘッドアンプユニット、80057 型 PMT Data Processor (DP) を使用する。これは、ヘッドアンプユニットに搭載された VA-TA と呼ばれるアナログ LSI を使用した信号処理システムである。

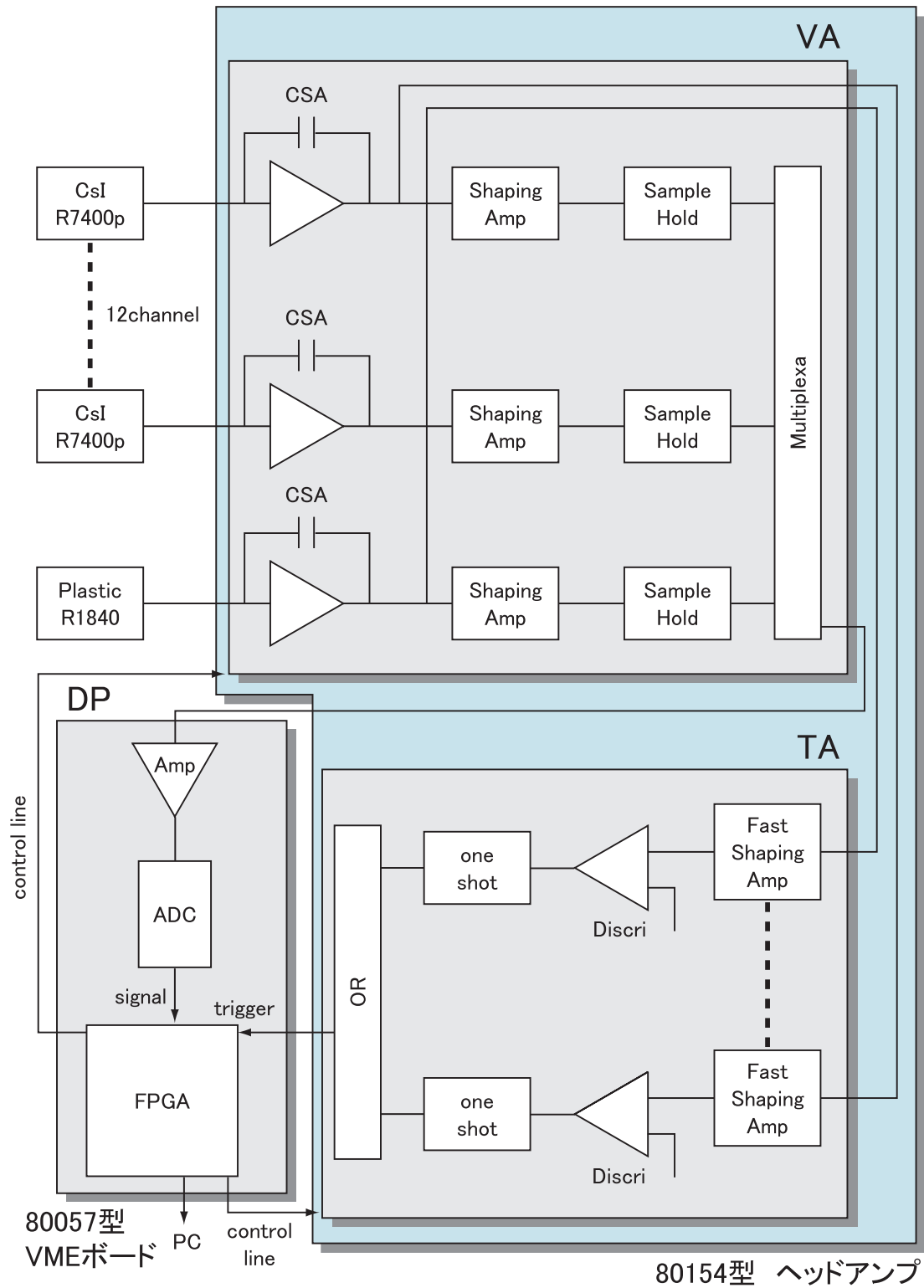


図 4.17 ヘッドアンプ内の概念図

4.8.1 信号処理システム

ヘッドアップには VA-TA と呼ばれるアナログ LSI が搭載されている。VA チップは、電荷増幅器 (CSA)、時定数 $2 \mu\text{sec}$ の波形整形増幅器 (Shaping Amp)、サンプルホールド、マルチプレクサから構成される。TA チップは、時定数 75 nsec のトリガー用高速波形整形増幅器 (Fast Shaping Amp)、ディスクミネータで構成される。

検出器からの信号は、CsI(Tl) 12 チャンネルとプラスチック 1 チャンネルの合計 13 チャンネルである。全チャンネルの信号は VA チップに入力され、CSA で増幅されて Shaping Amp へと送られる。Shaping Amp からの出力はサンプルホールド回路に入力される。この一方で、CSA の出力が分岐されて TA チップに入力される。TA チップに入力された信号は Fast Shaping Amp により整形され、ディスクリミネータに入力される。ディスクリミネータの出力は OR 回路に入力され、いずれかのチャンネルの信号がディスクリミネータで設定したエネルギー閾値を越えると、トリガー信号が出力される。このとき、トリガー信号に寄与するチャンネルは制御ソフト上で設定することができる。TA チップから DP にトリガー信号が出力されると、DP は VA チップにサンプルホールド ON の命令を行う。DP からの命令によって、サンプルホールドされた各チャンネルの信号がマルチプレクサによって読み込まれる。読み込まれたデータは DP に送られ、A/D 変換を行った後 PC に送られる [3]。

サンプルホールド

トリガーからサンプルホールドまでの時間は t_{HOLD} によって設定することができる。しかし、現在のシステムでは $1.4\text{--}2.5 \mu\text{sec}$ 程度の調節しか行うことができないため、PMT からの出力波形のピーク値をホールドしていないと考えられる。このため、VA-TA による信号処理では、PMT の性能を十分引き出せない可能性がある [3]。

4.9 コインシデンス

プラスチックに入射してエネルギーを落とすものには、観測対象からのフラックス、バックグラウンドが考えられる。また、CsI(Tl) ではプラスチックからの散乱成分、観測対象からの直接フラックス、バックグラウンドが考えられる。

プラスチックシンチレータでのコンプトン散乱イベントと、CsI(Tl) での光電効果イベントの同期 (コインシデンス) を取ることによって S/N 比が良くなり、偏光検出に有利になる。

観測対象のフラックスが強すぎると、プラスチックでの散乱イベントに同期して CsI(Tl) に直接入射したイベントが、コインシデンスイベントとしてカウントされてしまう可能性が高くなる。X 線発生装置とビームラインを用いた場合にはフラックスが強すぎるため、このような疑似コインシデンスが起こりやすくなる。確実にコインシデンスを取るために、エネルギー範囲を指定したコインシデンスを行う。

コインシデンス方法はトリガーを立てるチャンネルの選びかたによって 2 通り考えられる。プラスチックでコンプトン散乱したイベントでトリガーを立て、CsI(Tl) のシグナルを読み込

むというものと、CsI(Tl) で検出されたイベントでトリガーを立て、プラスチックに同期したイベントがある場合はそのシグナルを読み込むというものである。

ここでは、プラスチックのイベントにトリガーを立てる方法について述べる。プラスチックと R1840-12s のシステムで ^{57}Co を測定したときのスペクトルを図 4.18 に示す。コインシデンスを取らずに測定したスペクトル (黒) では 122 keV に光電ピーク、40 keV 付近にコンプトンエッジを確認することができる。赤のスペクトルは、以下に示すコインシデンスモードで測定したものである。

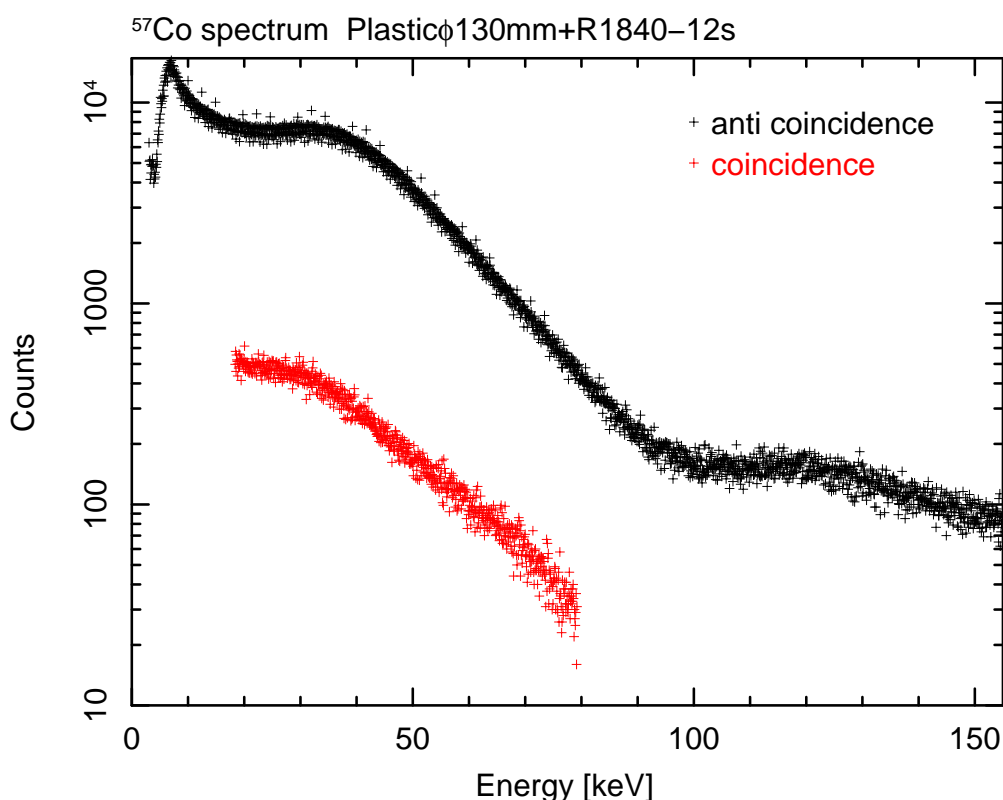


図 4.18 プラスチックと R1840-12s で測定した ^{57}Co のスペクトル。コインシデンスを取らない場合のスペクトル (黒) と、コインシデンスを取った場合のスペクトル (赤)。

コンプトン散乱イベントのみを取り出すために、トリガーに寄与するエネルギー範囲を決める。 ^{57}Co の放射の 85.6% を占める 122 keV が 90° 方向にコンプトン散乱したときにプラスチックに落とすエネルギーは 23.5 keV である。偏光観測について言えば、3.6.3 節で示したように $\theta = 90^\circ$ 方向で最も強く偏光が観測されるため、低エネルギー側は 23.5 keV 以下にしたい。図 4.18 のスペクトル (黒) から、ノイズによるトリガーを落とすため、20 keV とする。高エネルギー側は光電効果によるトリガーを落とすために、スペクトル (黒) から 80 keV とする。

同時に、CsI(Tl) を使ったイベントセレクションを行う。CsI(Tl) では 20 keV 以上のエネルギーを扱うこととする。図 4.19 に示すように、疑似コインシデンスの可能性として、プラスチックでのトリガーと同時に CsI(Tl) に直接入射する場合が考えられる。この場合、1 つの

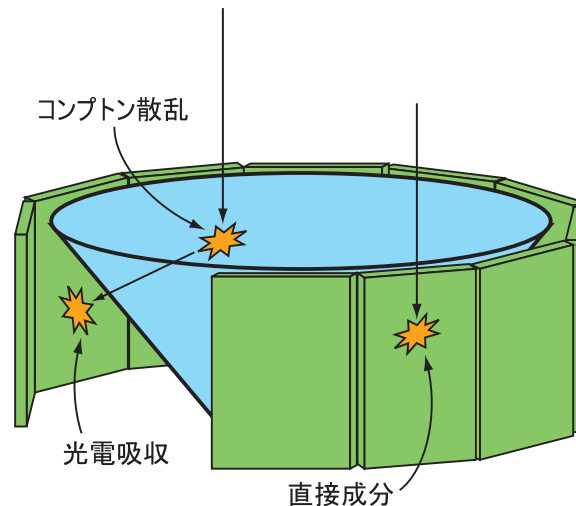


図 4.19 コインシデンスイベントと CsI(Tl) への直接成分

トリガーに対して CsI(Tl) の 2 チャンネルにシグナルがあることになるため、このようなイベントを除外し、プラスチックと CsI(Tl) が 1 対 1 のイベントのみを扱う。

図 4.18 の赤のプロットはコインシデンスモードで測定した ^{57}Co のスペクトルである。コインシデンスを取らずに測定したスペクトル (黒) で見えていた 40 keV のコンプトンエッジがほとんど見えなくなっている。図 4.4 に示した検出器では、プラスチックの正面から入射して 180° 方向に散乱した場合、CsI(Tl) での検出は幾何学的に困難である。つまり、プラスチックでのトリガーに対応する CsI(Tl) のシグナルがないため、このイベントは除外されることになる。コンプトンエッジが消えたことはコインシデンスが取れている証拠であると言える。

4.10 プラスチック用 PMT R1840-12s の検出限界エネルギー

これまでの検出器ではダイノード 10 段の PMT (R1840-15) を使用していたが、十分な GAIN が得られず、LD レベルは 12.0 keV であった。100 keV の入射光子が 90° 方向にコンプトン散乱を起こすと、プラスチックには 16.37 keV のエネルギーを落とすため、実験室レベルでは十分な性能である。しかし、実際に GRB の偏光観測を行うためには LD レベル 7 keV を達成し、入射エネルギーにして 60 keV 程度の光子を偏光観測に利用することが理想である。

新しいモデルでは、プラスチックを読み出す PMT として、ダイノード 12 段の R1840-12s を使用する。ここで、直径 130 mm テーパー加工のプラスチックと R1840-12s についての性能評価を行う。

4.10.1 セットアップ

図 4.20 に示すようなセットアップで、図 4.5 (a) のプラスチックシンチレータと R1840-12s で ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル測定を行った。このとき信号処理には VA-TA

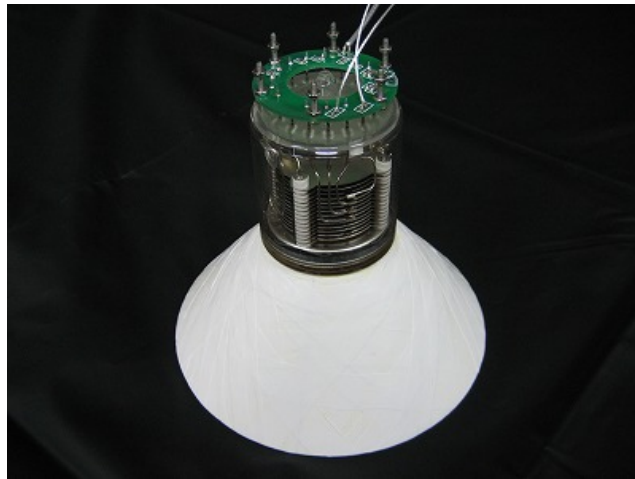


図 4.20 プラスチック φ130 mm テーパーモデルと R1840-12s

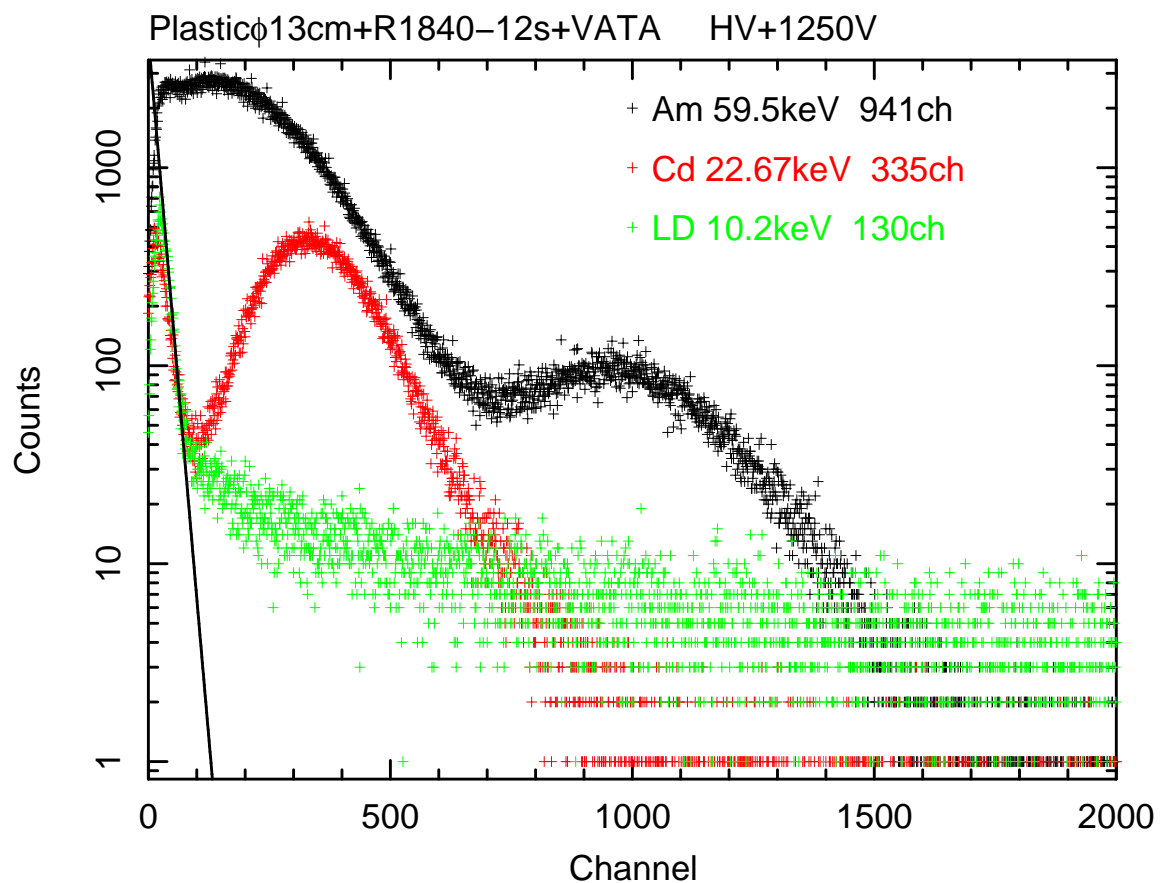


図 4.21 プラスチック φ130 mm テーパーモデルと R1840-12s の性能評価。このシステムでの検出限界エネルギーは 10.2 keV である。これにより、77.5 keV 以上のエネルギーを持った光子が観測対象となる。

を用いた。

4.10.2 結果

測定したスペクトルを図 4.21 に示す。LD レベルは 10.2 keV という結果が得られた。これは、77.5 keV の入射光子が 90° 散乱したときに落とすエネルギーであり、偏光観測対象となる光子のエネルギーは 77.5 keV 以上となる。

GRB の偏光観測を行うためには不十分である。この理由として信号処理に用いた VA-TA の問題が挙げられる。我々のシステムでは、VA-TA を使用して波高のピーク値を出力することが困難であり、PMT からの出力が VA-TA の処理によって低く出力されていると考えられる。

4.11 CsI(Tl) 用 PMT R7400p の検出限界エネルギー

プラスチックシンチレータの周りを囲む 12 枚の CsI(Tl) シンチレータを読み出すのは光電面 $\phi 8$ mm の R7400p である。CsI(Tl) で検出するのは、プラスチックでコンプトン散乱を起こした散乱光子である。我々が目指す 60 keV の光子が 90° 方向に散乱した場合でも 50 keV を検出する性能があれば十分である。CsI(Tl) と R7400p 12 系統の性能評価を行う。

4.11.1 セットアップ

4.5.2 節で示した、図 4.11 のようにセットアップした 12 系統それぞれについて、 ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル測定を行う。このときの信号処理には、プラスチックの場合と同様に VA-TA を用いる。

4.11.2 結果

測定した 12 系統の ^{241}Am のスペクトルを図 4.22、それぞれの LD レベルとエネルギー分解能を表 4.4 に示す。CsI(Tl) 12 系統の LD レベルは全てが 10 keV 以下であり、GRB 観測にも十分な性能であると言える。表 4.1 に示したように、以前のモデルのエネルギー分解能は平均して 49.5 % であったが、新しいモデルでは平均で 35.1 % になっている。この原因として、プラスチックの直径が 100 mm から 130 mm に大きくなったことで、その周りを囲む CsI(Tl) の幅が 25.5 mm から 36 mm に広がったことが考えられる。エネルギー分解能が悪くなると、CsI(Tl) で検出されたスペクトルを使って特定のエネルギー領域の偏光度を求めることが難しくなる。つまり、これまでのモデルで課題となっていたエネルギー分解能を揃える補正はさらに困難になったと言える。

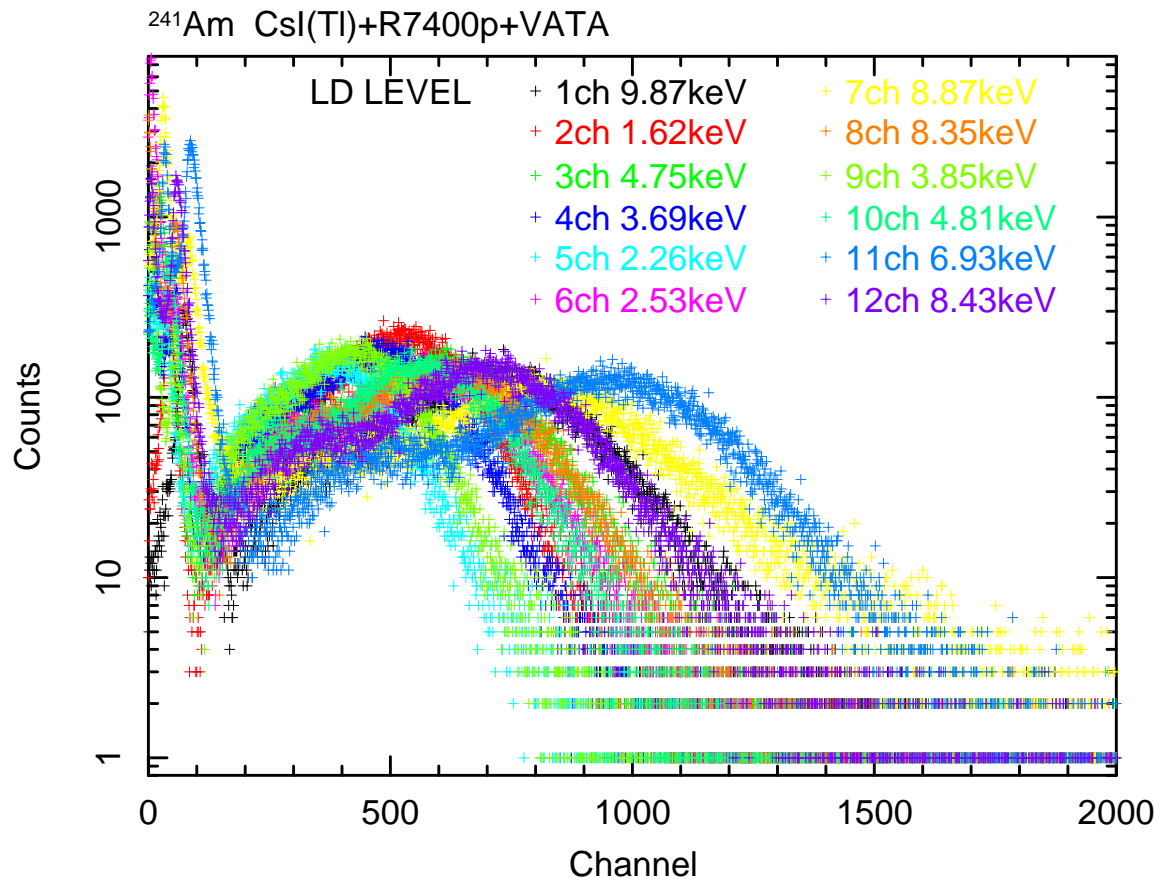


図 4.22 CsI(Tl) と R7400p 12 系統の ^{241}Am のスペクトル

表 4.4 CsI(Tl) 12 系統の LD レベルとエネルギー分解能@59.5 keV

CsI(Tl) channel	LD レベル [keV]	エネルギー分解能 @59.5keV [%]	CsI(Tl) channel	LD レベル [keV]	エネルギー分解能 @59.5keV [%]
1	9.87	34.3±1.6	7	8.87	31.0±1.9
2	1.62	33.0±1.7	8	8.35	38.2±4.0
3	4.75	32.9±1.5	9	3.85	40.9±1.5
4	3.69	38.1±2.0	10	4.81	33.6±1.5
5	2.26	44.2±1.8	11	6.93	27.8±1.3
6	2.53	34.3±1.3	12	8.43	32.4±1.2

4.12 エネルギー較正

モジュレーションカーブを描くため、それぞれの CsI(Tl) で得られるスペクトルから散乱光子強度を計算する。CsI(Tl) と R7400p の 12 系統はそれぞれ GAIN が異なるため、エネルギー較正を行い、任意のエネルギー範囲で積分することによってモジュレーションカーブを描く。

4.12.1 リニアリティ

エネルギー較正用の放射線源として、 ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、 ^{57}Co のスペクトルを測定する。 ^{241}Am 59.5 keV、 ^{109}Cd 22.67 keV、 ^{57}Co 122 keV のピークについてガウスフィットを行い、得られるピークチャンネルから CsI(Tl) 12 系統のリニアリティを求める。エネルギー較正前後の ^{241}Am のスペクトル図 4.23、図 4.24 に示す。図 4.23 の横軸はチャンネル領域であり、図 4.24 の横軸はエネルギー領域である。チャンネル領域のスペクトルではピークがばらばらであるが、エネルギー領域のスペクトルではある程度ピークが揃っていることがわかる。

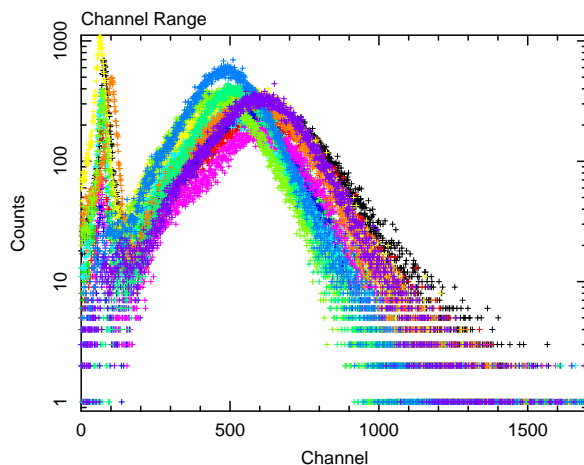


図 4.23 エネルギー較正前の ^{241}Am のスペクトル。横軸はチャンネル。

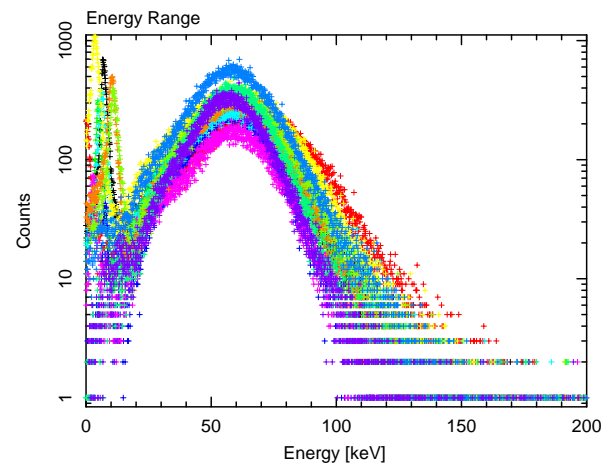


図 4.24 エネルギー較正後の ^{241}Am のスペクトル。横軸はエネルギー。

4.12.2 問題点と改善方法

CsI(Tl) 12 系統のリニアリティを図 4.25 に示す。スペクトルのフィットから得られるピークチャンネルをプロットすると、リニアリティの直線に乗らない場合がある。図 4.25 の 12ch では、プロットが直線上になく、とくに ^{57}Co 122 keV は大きくずれている。

この原因について次のことが考えられる。4.11 節で示したように、CsI(Tl) のエネルギー分解能が低いため、スペクトルの最適なフィットがうまくできていない可能性が考えられる。また、CsI(Tl) の面積が大きくなったことによって、CsI(Tl) と放射線源の位置関係によってシンチレーション光の集まり方に違いが生まれ、GAIN が微妙に変化している可能性が考えられる。さらに、放射線源の強度が強すぎると、シンチレーション光が重なること、PMT 後の信

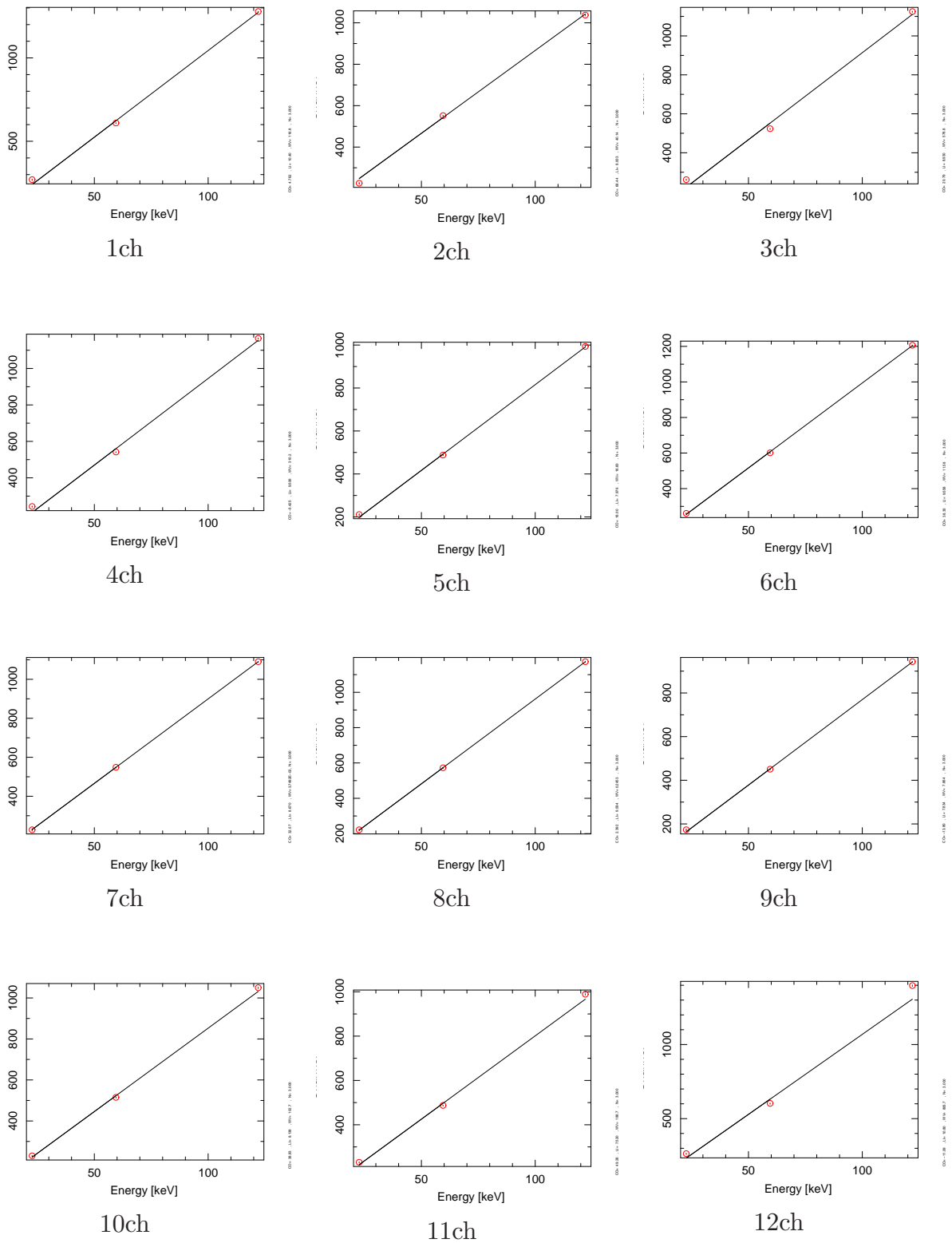


図 4.25 CsI(Tl) 12 系統のリニアリティ。それぞれ、横軸がエネルギー [keV] で縦軸がチャンネルである。

号処理回路においてパルスが互いに重畳することによってスペクトルが崩れ、分解能を悪くする可能性がある。

エネルギー分解能を改善することは困難であるが、エネルギー較正のスペクトル測定を行う場合に、CsI(Tl) と放射線源の距離をなるべく離し、CsI(Tl) の全面に一様に照射するようなセットアップが必要であると考えられる。

4.13 GRB 検出可能性

新しい検出器の性能で観測が期待される GRB 数とその偏光度を見積もる。ここでは、BATSE の 4B カタログの 1972 個の GRB の明るさ F と継続時間 T を利用し、一般的な CXB (Cosmic X-ray Background) スペクトル、宇宙線スペクトルからバックグラウンド B を求め、MDP に対する年間観測可能な GRB 数を示す。

4.13.1 バックグラウンドの見積り

偏光観測を行う場合には、プラスチックで散乱して CsI(Tl) で吸収される、1 対 1 のコインシデンスイベントのみを検出する。我々の検出器では 50–300 keV のガンマ線を主な観測対象としているため、それ以外のガンマ線を落とすための閾値を設定している。低エネルギー側の閾値 (Lower Discriminator : LD) はプラスチックシンチレータの検出限界エネルギーで決まる。また、高エネルギー側の閾値 (Upper Discriminator : UD) を設定することにより、バックグラウンドを落とすために使用することができる。非常に高エネルギーの粒子が検出器を突き抜ける際に検出される信号は 300 keV よりも高いため、UD により区別することができる。

我々の検出器で主なバックグラウンドとなるのは、プラスチックで散乱して CsI(Tl) で吸収される、コインシデンスと UD で落とせないイベントである [1]。

CXB

宇宙空間には等方的な X 線の放射 (CXB) が存在する。~3–300 keV 領域のバックグラウンドは活動銀河核 (AGN) 起源、低エネルギーガンマ線領域 (~300 keV < E < 10 MeV) のバックグラウンドは 1a 型超新星起源であると考えられている。CXB の光子スペクトル $N(E)$ [photon keV⁻¹ cm⁻² sec str] は以下のように書くことができる [11]。

$$N(E) = 7.877E^{-1.29} \exp\left(-\frac{E}{41.13}\right), \quad 3 - 60 \text{ keV} \quad (4.3)$$

$$= \left(\frac{0.0259}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-6.5} + \left(\frac{0.504}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.58} + \left(\frac{0.0288}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.05}, \quad > 60 \text{ keV} \quad (4.4)$$

検出器前面の立体角 2π [str] から一様な放射が入射するとして、単位面積、単位時間あたりに入射する 10–300 keV の光子のうち、プラスチックで散乱され、CsI(Tl) で吸収される確率

を $\epsilon(E)$ 、極角を θ 、方位角を ϕ とすると、コインシデンスで落とせないバックグラウンド H は、

$$H = \int_{10}^{300} N(E)\epsilon(E) dE \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos\theta d\theta \quad [\text{photon cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}] \quad (4.5)$$

となる。このとき、プラスチックの検出限界エネルギーである 10 keV 以上の一様な放射のバックグラウンドを考慮するため、10–300 keV について計算を行う。

実効的なバックグラウンドは検出器の前面、背面、側面から入射し、コインシデンスで落とせないイベントである。検出器の前面、背面、側面に立体角 2π 方向から一様な放射が入射した場合の検出効率のシミュレーション結果を使ってバックグラウンドを求める。

$$\begin{aligned} B &= HS \\ &= H_f \times 7^2\pi + H_b \times 7^2\pi + H_s \times 14.6\pi \times 5 \\ &= 23.86 + 20.71 + 0.002548 \\ &= 45 \quad [\text{photon sec}^{-1}] \end{aligned}$$

宇宙線

宇宙空間には宇宙線 (Cosmic ray) と呼ばれる高エネルギーの放射線が存在する。そのほとんどが陽子であり、若干のヘリウム原子核を含む。宇宙線は起源により、太陽宇宙線と銀河宇宙線に分類される。太陽宇宙線は太陽表面の爆発により生成され、11 年周期の太陽活動の活発な時期に合わせて多くなる。銀河宇宙線は銀河系内に起源を持ち、超新星残骸の衝撃波加速によって非常に高エネルギーの粒子が生成されると考えられている。

これらの粒子は平均数 100 MeV と高エネルギーであるため、検出器全体を突き抜ける。これらの高エネルギー粒子が検出器に作る信号は非常に大きいため、UD により落とすことができると考えられる。UD で落とせない少数の宇宙線のうち、プラスチックと CsI(Tl) 2 箇所以上で検出されたイベントはコインシデンスによって落とすことができる [1]。

4.13.2 MDP

MDP はある条件下 (検出器の性能、観測対象の明るさ、観測時間、バックグラウンド) で偏光観測を行ったときに観測可能な最小の偏光度である。式 3.41 から、 3σ での MDP は、

$$MDP = \frac{3\sqrt{2}}{\eta S F M} \sqrt{\frac{\eta F S + B}{T}} \quad (4.6)$$

S : 有効面積 [cm^2]

η : 検出効率

F : 観測対象の明るさ [$\text{photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]

M : モジュレーションファクタ

B : バックグラウンド [photon s^{-1}]

T : 観測時間 [s]

となる。バックグラウンドは CXB のスペクトルから計算した値を使用し、GRB のフラックス

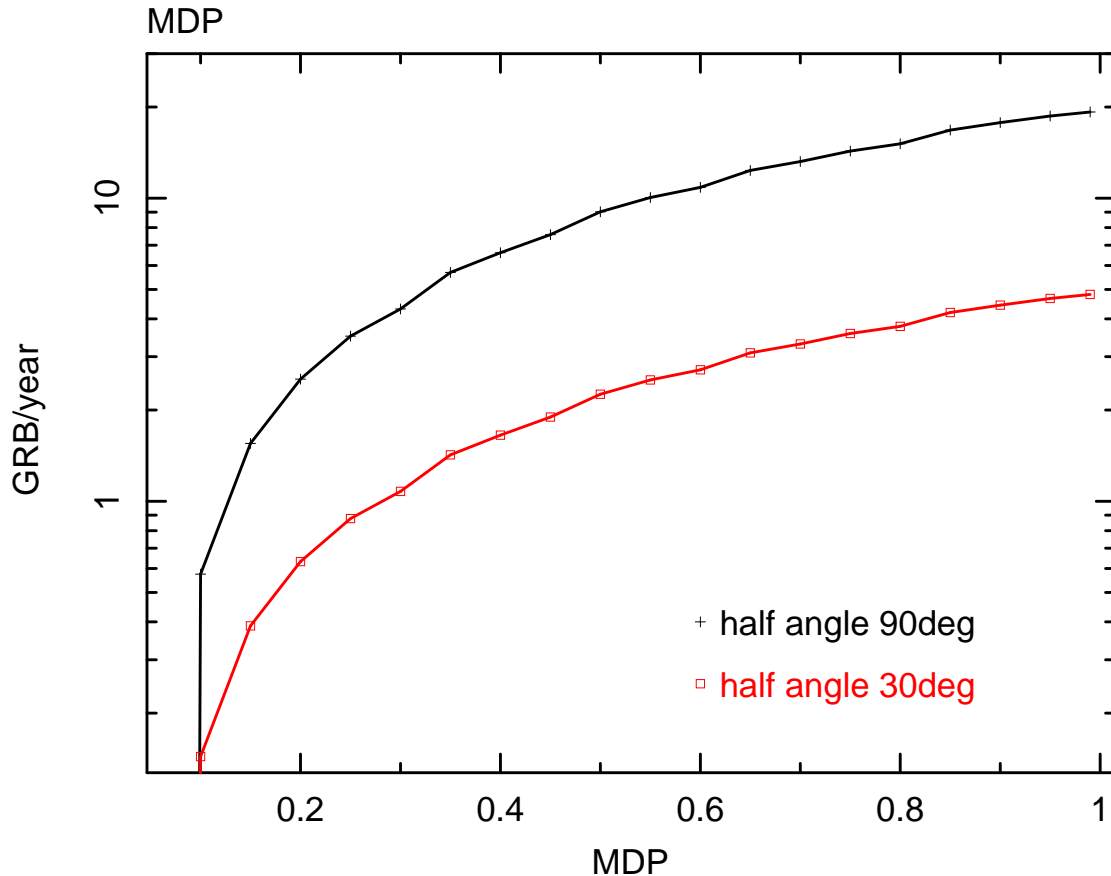


図 4.26 ある MDP で年間観測可能な GRB 数。黒は検出器の見込む全視野 ($\pm 90^\circ$) について、赤は視野を $\pm 30^\circ$ に限定した場合である。実際に有意な観測を行うことができる視野は $\pm 30^\circ$ 程度であり、GRB が 50% 偏光していれば、1 年間に観測が期待される GRB は約 2 個である。

と継続時間は BATSE の 4B カタログの 1972 個の GRB データを使用する。我々の検出器が偏光観測を行うことができる視野は中心から片側 30° 程度の領域であるので、有効立体角は、

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi/3}^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{\pi}{4} \text{ [str]} \quad (4.7)$$

となる。また、BATSE は全天の 48.3% を 9 年間観測していたので、ある MDP に対して 1 年間に視野内で起こる GRB 数は、以下ようになる。

$$\text{ある MDP での GRB 数} = \frac{\pi/4}{4\pi \times 0.483 \times 9} \text{ [個 year}^{-1}\text{]} \quad (4.8)$$

新しい検出器で年間観測可能な GRB 数を MDP ごとにプロットしたものを図 4.26 に示す。MDP の値が 1 に近づくということは、偏光度が非常に高い GRB を期待することになり、暗い GRB でも偏光観測を行うことができるようになるため、観測可能な GRB 数が増える。逆に MDP が小さくなると偏光観測を行うことができるのは明るい GRB に限られ、観測可能な

GRB 数は減ってしまう。黒のプロットは検出器の見込む全視野 ($\pm 90^\circ$) について観測可能な GRB 数であり、赤のプロットは視野を $\pm 30^\circ$ に限定した場合である。実際に有意な観測を行うことができる視野は $\pm 30^\circ$ 程度であり、GRB が 50% 偏光していれば 1 年間で観測が期待される GRB は約 2 個である。

第 5 章

偏光検出性能の評価

新しい検出器で無偏光、偏光を測定したときの実験状況と結果を示し、以前のモデルでの実験結果と比較する。さらに、宇宙空間で偏光を検出する場合に想定される斜めからの入射についての実験を行い、シミュレーションによる補正について考察する。

5.1 無偏光測定実験

無偏光放射線源である ^{57}Co の偏光測定を行う。無偏光な放射には散乱強度分布がないため、測定結果からモジュレーションカーブは、フラットになるはずである。偏光光源を使った測定の準備として無偏光光源の測定を行い、偏光検出器の重要な要素である幾何学的対称性を調べる。

5.1.1 セットアップ

幾何学的対称性を調べるためには、検出器に入射する放射が一様な平行光線である必要がある。平行光線にするために ^{57}Co を検出器から離し、一様な入射にするために ^{57}Co と検出器の中心を合わせて配置する。プラスチックのみに入射させるため、CsI(Tl) は 4 mm の鉛で覆っている。セットアップの様子を図 5.1 に示す。また、散乱イベントのみを取り出すためにコインシデンスモードで測定を行い、測定時間は 2000 sec である。長時間測定によるバックグラウンドの影響を取り去るため、同じセットアップでバックグラウンドの測定を行った。

5.1.2 結果

測定から得られた CsI(Tl) のスペクトルを 20–600 keV のエネルギー範囲で積分し、散乱角度による強度分布を計算する。横軸を散乱角度、縦軸を強度として、プロットしたモジュレーションカーブを図 5.2 に示す。このモジュレーションカーブは最大で $\pm 0.802\%$ の揺らぎがある。ここで、得られたデータについて $y = a$ のコンスタントフィットを行うと、 $\chi^2_\nu = 0.717$ (自由度 12) となった。この結果から、モジュレーションカーブは約 70% の確率でコンスタントであると言える。つまり、偏光検出器は幾何学的対称性があると考えられる。

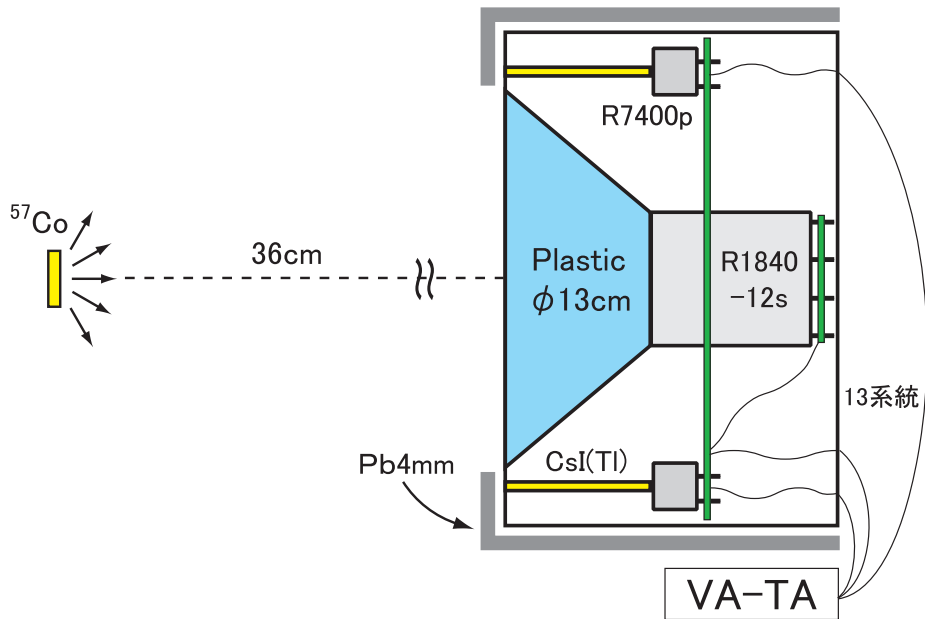


図 5.1 無偏光測定実験のセットアップ。一様な平行光線を入射するため、 ^{57}Co を検出器から離し、中心を合わせて配置している。また、プラスチックのみに入射するため、CsI(Tl) を 4 mm の鉛で覆っている。

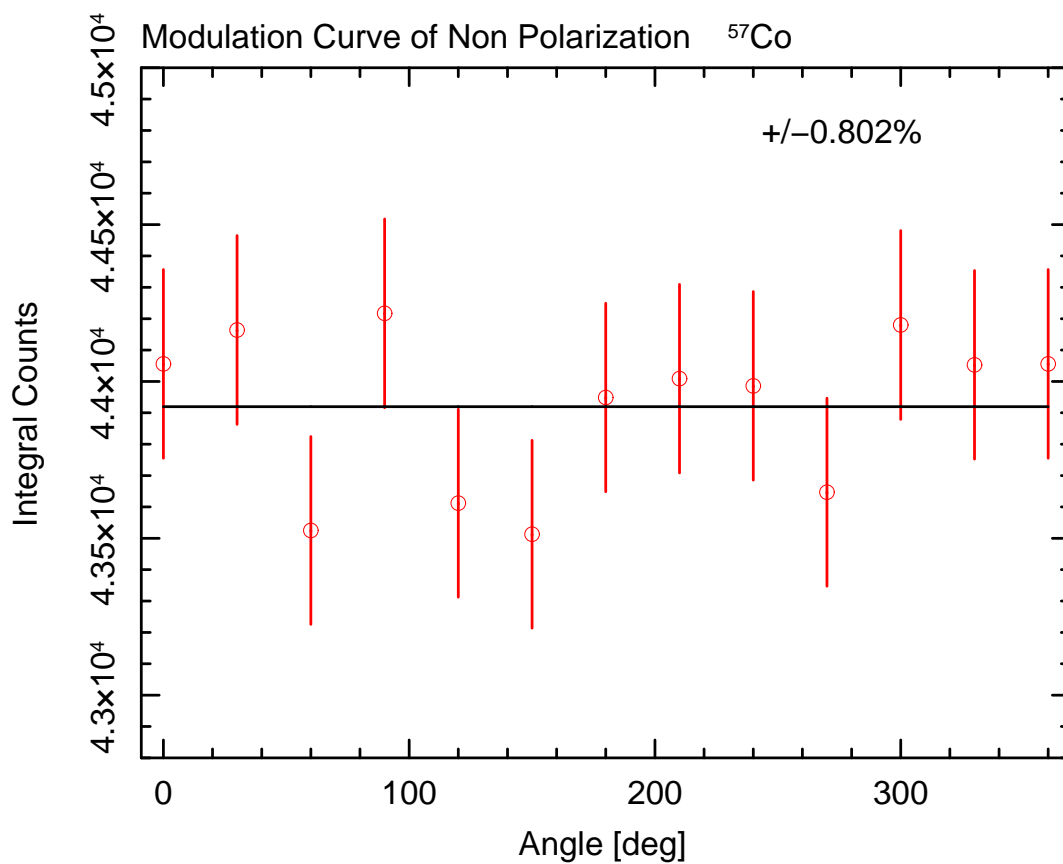


図 5.2 ^{57}Co のモジュレーションカーブ

5.1.3 比較

以前のモデルで行った ^{57}Co の測定では、モジュレーションカーブは最大で $\pm 0.895\%$ の揺らぎがあり、今回と同様にコンスタントフィットを行った結果、 $\chi^2_\nu = 1.36$ (自由度 11) という結果が得られている。

無偏光の測定では、検出器の対称性と放射線源の配置が大きく影響する。仮りに、放射線源によるモジュレーションカーブの揺らぎを無視すれば、実験結果から、新しいモデルのほうが幾何学的対称性を持った検出器であると言える。実際、新しいモデルでは、プラスチックに大きくテーパ加工が施されているため、プラスチックと CsI(Tl) 12 枚の距離の違いによる幾何学的対称性の崩れは以前のモデルよりも小さいと考えられる。

5.2 X線発生装置とビームライン



図 5.3 X線発生装置とビームライン。手前に X線発生装置があり、5 m のビームラインを通して奥に検出器のマウント部分がある。ビームラインの内部は鉛が巻かれており、安全に実験を行うことができる。

5.2.1 X線発生装置

フィラメントに電流を流し、そこで放出された熱電子を高電圧で加速し、ターゲットに衝突させる。ターゲットに衝突すると電子は減速し、制動放射によって X線を放射する。一定方向から電子を飛ばしてターゲットと衝突させる制動放射では、電子が受ける加速度ベクトルと X線の進行方向がなす面に直線偏光した連続 X線が放射される。

今回の実験に使用した X 線発生装置は、東芝製のミニフォーカス X 線発生装置 EXM-101A5B である。電子の加速電圧に相当する管電圧は 1 kV ごとに 40–100 kV 範囲で設定することができる。電子ビームの強度に相当する管電流はフィラメントの電流制御によって行われており、100–500 μA 、10–50 μA 、1–5 μA の範囲で設定することができる。X 線の照射範囲はハーフアングル 7.5° の円錐である。

5.2.2 ビームライン

X 線発生装置を使った偏光測定において、照射範囲がハーフアングル 7.5° の円錐状であること、X 線発生強度が非常に強いことが問題となっていた。そこで、強度を落とした平行光線をつくり出すため、実験室に 5 m のビームラインを作成した。

ビームラインの真空管は内径 20.3 cm、全長 500 cm である。検出器マウント部分に届く X 線は、ハーフアングル 1.15° の円錐内に照射されたものであり、ほぼ平行光線で入射しているといえる。

ハーフアングル 7.5° の立体角を 1 とすると、ハーフアングル 1.15° の立体角は 2.4×10^{-2} である。また、 20°C 、760 torr の空気中で、100 keV の X 線が 5 m 進むと、10% の X 線が散乱されることが分かっている。X 線発生装置の放射がハーフアングル 7.5° の円錐内に一樣であると仮定すると、ビームラインによって、X 線発生強度を 2.1×10^{-3} 倍に落とすことができることになる [3]。

5.2.3 スペクトル

非常に分解能が良い CdTe 検出器で測定した X 線発生装置のスペクトルを図 5.4 に示す。また、X 線発生装置の強度を落とすために厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を挿入した場合のスペクトルを図 5.5 に示す。

ビームラインによって検出器マウント部分の X 線強度を落とすことができたが、それでも強度が強く実験が困難であった。そのため、X 線発生装置の照射窓に厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を取り付けて、低エネルギー側の成分を落としている [3]。以後、X 線発生装置の偏光測定は Sn 板と Cu 板を取り付けた、図 5.5 のスペクトルについて行うこととする。

5.2.4 偏光度

X 線発生装置とビームラインを用いた場合に検出器マウント部分で得られる偏光度について示す。検出器マウント部分のビームラインの中心に、散乱体として $2\text{ cm} \times 2\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ のプラスチックシンチレータを置き、中心から 5 cm の円周上に吸収体として $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の CsI(Tl) シンチレータを置く。中心から 5 cm の円周上を 0° から 360° まで 30° 刻みで CsI(Tl) を回転させ、その角度ごとにスペクトルを測定する。このとき X 線発生装置の加速電圧は 100 kV に設定している。

エネルギー帯ごとの角度によるスペクトル強度分布から得られたモジュレーションカーブを図 5.7 に示す。このモジュレーションカーブをフィットすることで、振幅と強度分布の平均が

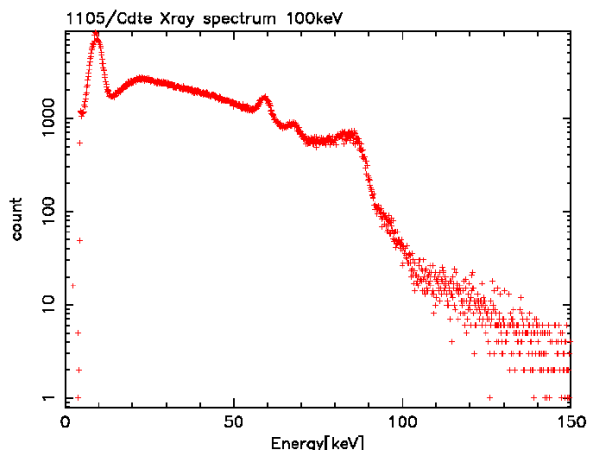


図 5.4 CdTe 検出器で測定した加速電圧 100 kV の X 線発生装置のスペクトル。制動放射による連続成分と光電ピークが見られる。

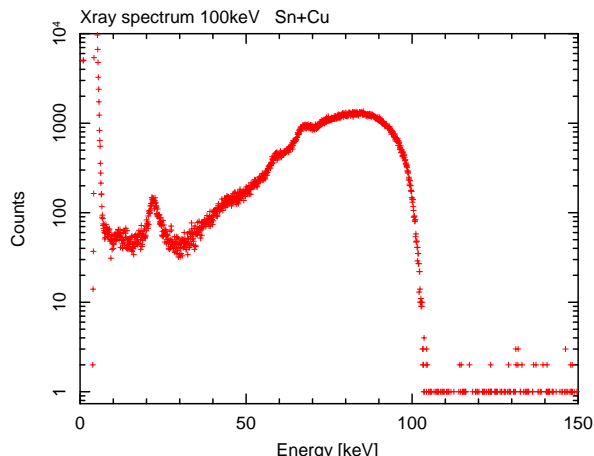


図 5.5 厚さ 2 mm の Sn 板と Cu 板を通過した後の X 線発生装置のスペクトル。低エネルギー側の成分が落ちていることが分かる。

得られ、式 3.39 からこのときのモジュレーションを計算することができる。それぞれのエネルギー帯でのモジュレーションを図 5.8 に示す。このシステムで、プラスチックに 100% 偏光が入射した場合のモジュレーションファクタ M をシミュレーションから計算し、式 3.40 から偏光度を計算することができる。それぞれのエネルギー帯での偏光度を図 5.9 に示す。

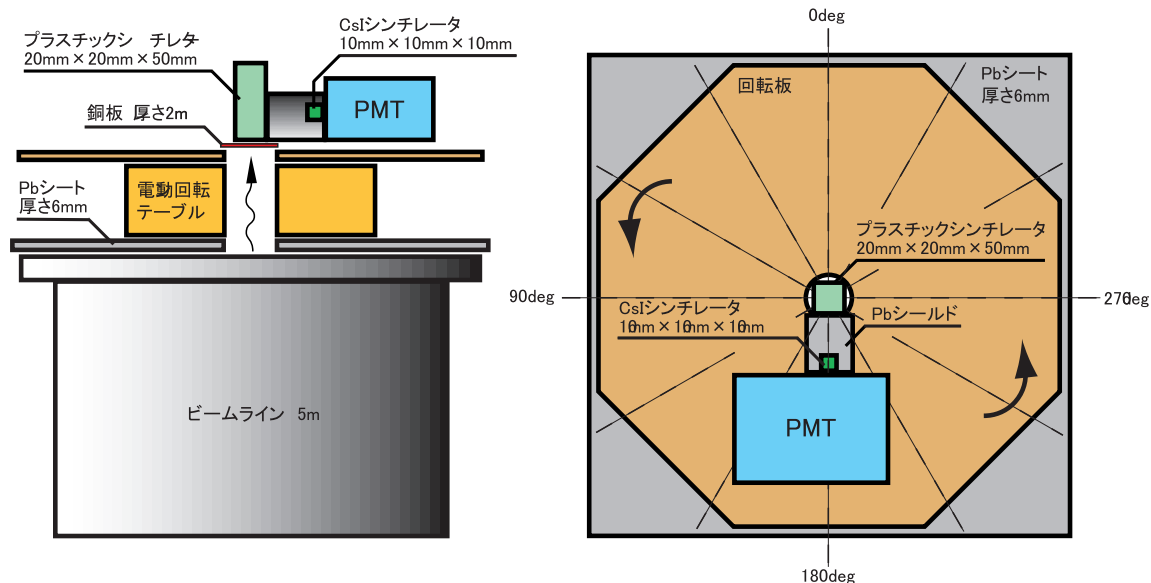


図 5.6 X 線発生装置モジュレーション測定のセットアップ。プラスチックと CsI(Tl) は回転板に固定されている。回転板を 30° ずつ回転させながら X 線発生装置のスペクトルを測定する。

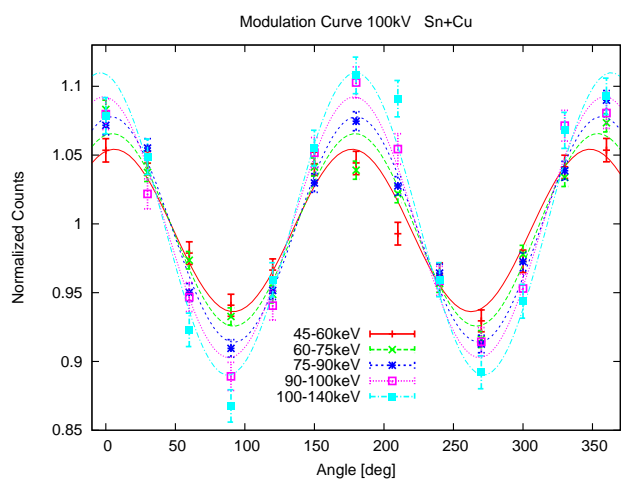


図 5.7 エネルギー帯ごとのモジュレーションカーブ。角度ごとに CsI(Tl) で得られたスペクトルをそれぞれのエネルギー帯で積分することによって散乱強度分布を得る。

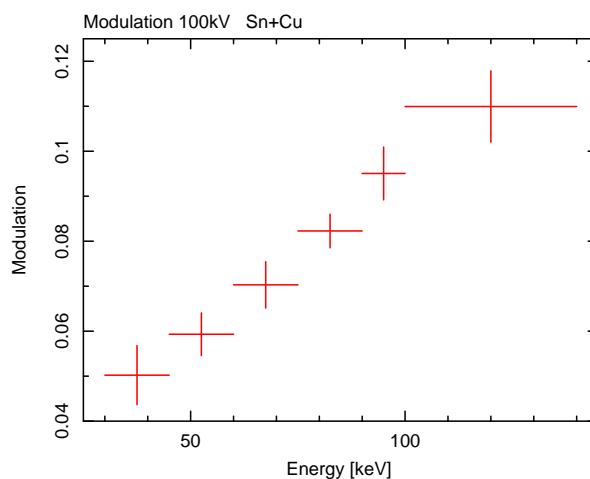


図 5.8 実験から得られるモジュレーション。図 5.7 のモジュレーションカーブから得られる振幅と強度分布の平均を使って、式 3.39 から計算できる。

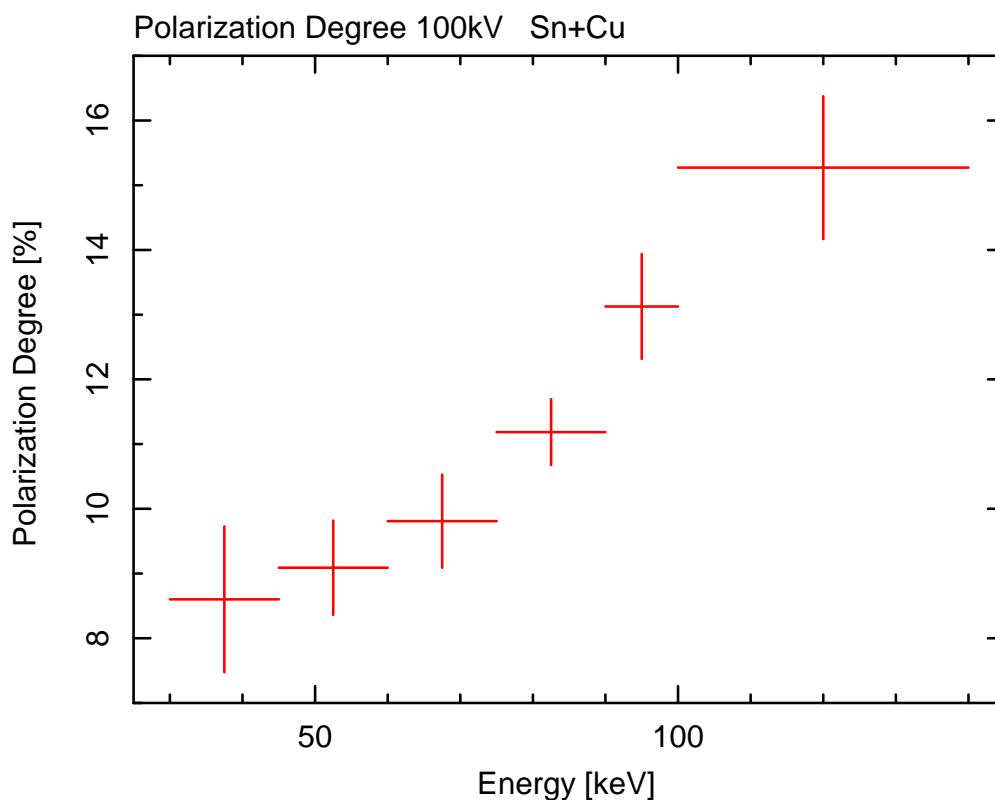


図 5.9 X 線発生装置とビームラインを用いた場合の偏光度。シミュレーションから得られるこのシステムのモジュレーションファクタ M と実験から得られるモジュレーション M' を使って、式 3.40 から計算できる。

5.3 正面入射の偏光測定実験

X線発生装置とビームラインを用いた偏光測定を行う。測定によるモジュレーションから求められる偏光度が、X線発生装置の偏光度を正しく見積もっているかを検討する。

5.3.1 セットアップ

ビームラインで作られた平行光線が検出器の真正面から入射するように、検出器の正面がビームラインのフランジ面と平行になるように配置する。X線発生装置の強度が非常に強いため、コインシデンスを取っていても疑似コインシデンスの確率が高くなってしまふ。そこで、図 5.10 のようにプラスチックシンチレータ以外の検出器部分を 4 mm の鉛で覆い、プラスチックの全面だけに一様に光子が入射する状況を作り、コインシデンスイベントのみを取り出す。

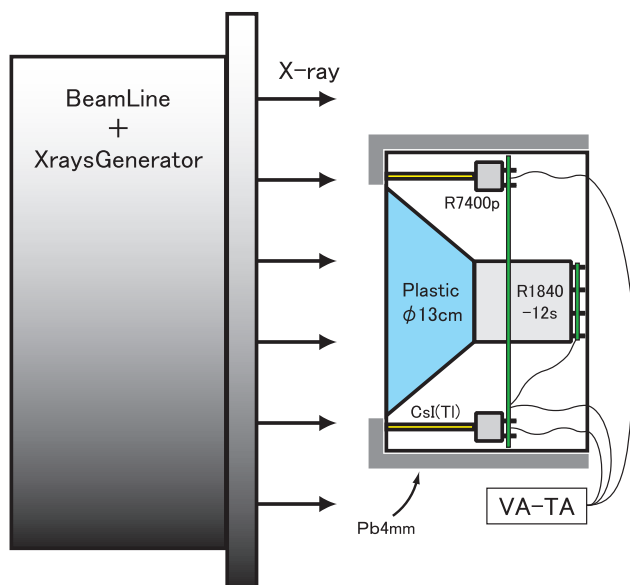


図 5.10 偏光測定実験のセットアップ。検出器の正面がビームラインのフランジ面と平行になるように配置する。プラスチック以外の部分は 4 mm の鉛で覆う。

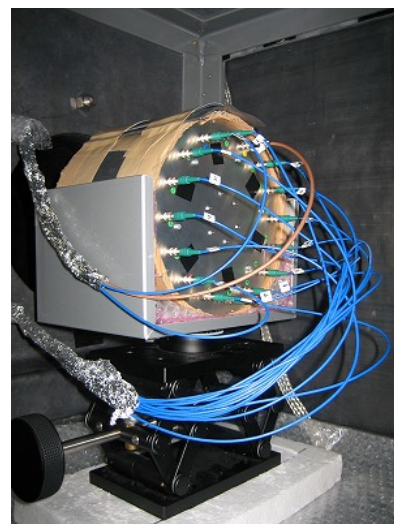


図 5.11 検出器マウント部分

5.3.2 結果

図 5.7 に、測定から得られた CsI(Tl) のスペクトルを 20–200 keV のエネルギー範囲で積分し、横軸に散乱角度、縦軸に強度をとったモジュレーションカーブを示す。モジュレーションカーブをフィットすることによって得られた平均・振幅から、測定によるモジュレーション M' は、式 3.39 により、

$$\text{モジュレーション } M' = \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} = \frac{\text{sin の振幅}}{\text{強度分布の平均}} = 0.0449 \pm 0.0038 \quad (5.1)$$

となる。シミュレーションから得られる 100% 偏光が入射した場合の検出器のモジュレーションファクタ M は、 $M = 0.447 \pm 0.038$ であるので、X 線発生装置の偏光度は式 3.40 から、

$$\Pi = \frac{M'}{M} = 10.05 \pm 1.21\% \quad (5.2)$$

となる。図 5.9 から、X 線発生装置とビームラインを用いた場合の偏光度を平均すると、 $10.8 \pm 0.5\%$ であるので、誤差の範囲内で正しく測定できていると言える。

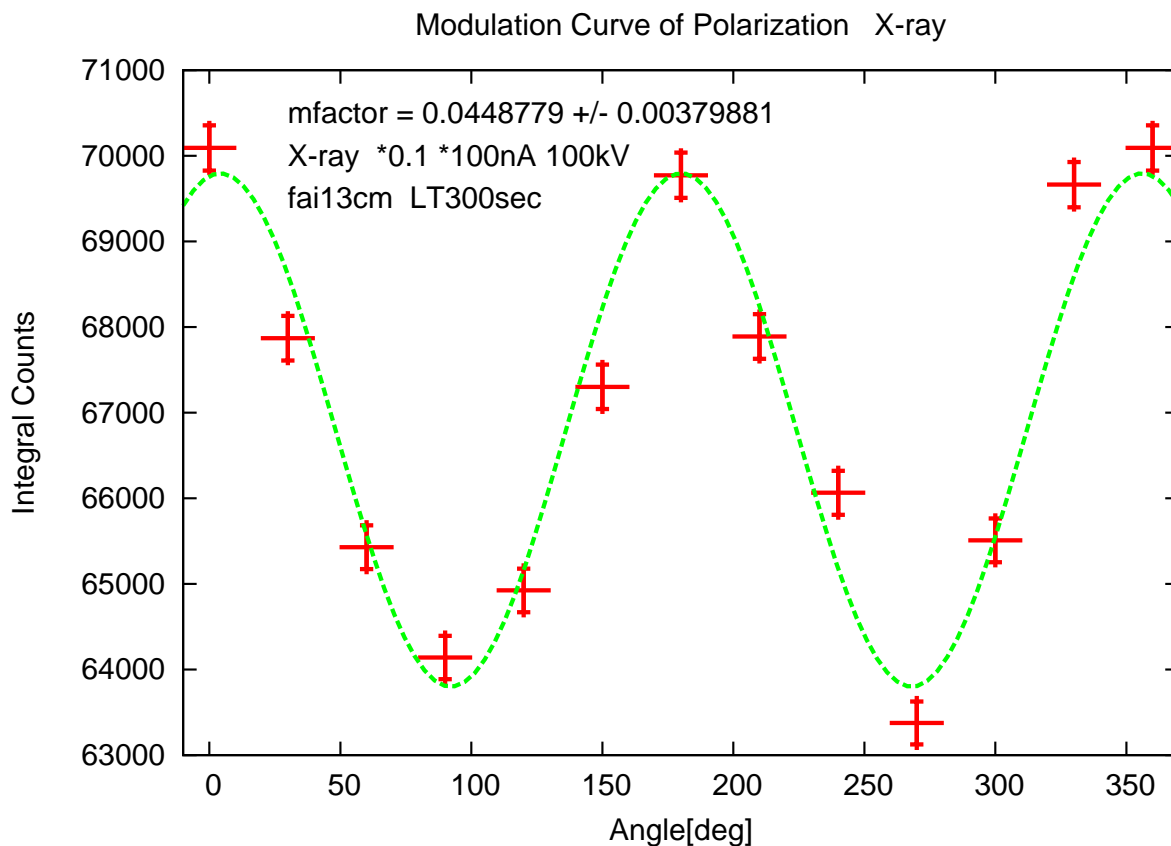


図 5.12 X 線発生装置のモジュレーションカーブ

5.3.3 比較

同じ偏光度を測定した場合、モジュレーションファクタが大きい検出器では、大きなモジュレーションが検出されることになる。

4.1 節で示したように、これまでのモデルは、直径 100 mm の 12 角柱のプラスチックシンチレータの周りに CsI(Tl) を配置したモデルであり、20–200 keV のモジュレーションファクタは $M_{\text{old}} = 0.360 \pm 0.001$ である。以前のモデルで X 線発生装置とビームラインの偏光度を測定した場合、モジュレーションは $M'_{\text{old}} = 0.0390 \pm 0.0032$ という結果が得られている。

新しいモデルのほうがシミュレーションによるモジュレーションファクタが大きく、実際の実験からもモジュレーションが大きく検出されたことにより、確かに性能が向上したと言える。

5.4 斜め入射での偏光測定実験

GRB は宇宙のあらゆる方向で発生する。検出器を衛星に搭載し、宇宙空間での観測を想定した場合、GRB は常に正面から入射してくるとは限らない。そこで、X線発生装置とビームラインを使用して検出器の斜め方向から入射した場合について、測定を行う。

5.4.1 セットアップ

図 5.13 に示すように、正面入射の偏光測定実験の場合を $\theta = 0^\circ$ として、 $\theta = 30^\circ$ まで 5° ずつ傾けた場合について測定を行う。

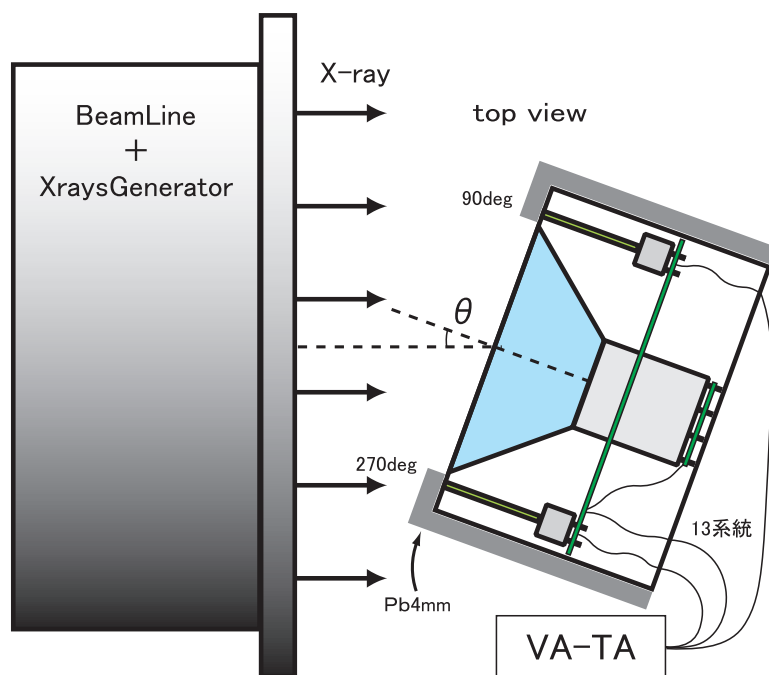


図 5.13 斜め入射の偏光測定実験のセットアップ。正面入射の偏光測定実験の場合を $\theta = 0^\circ$ として、 $\theta = 30^\circ$ まで 5° ずつ傾けて測定を行う。

5.4.2 結果

図 5.14 に、測定から得られた CsI(Tl) のスペクトルを 20–200 keV のエネルギー範囲で積分し、横軸に散乱角度、縦軸に強度をとったモジュレーションカーブを示す。斜めの角度がきつくなるにつれて、斜め入射の効果が大きくなり、モジュレーションカーブの形が崩れていることが分かる。

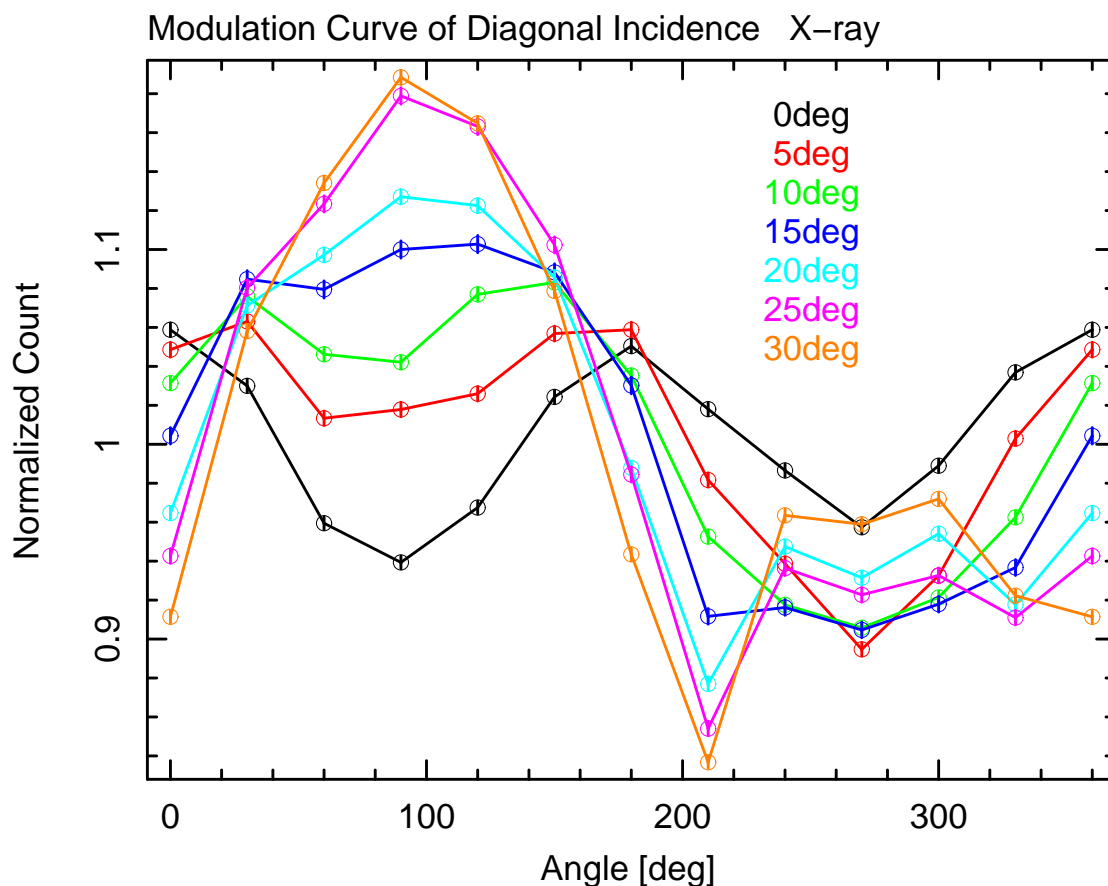


図 5.14 斜め入射実験のモジュレーションカーブ

5.4.3 シミュレーションによる考察

実験と同じように、 $\theta = 0^\circ\text{--}30^\circ$ まで 5° ずつ傾けた場合のシミュレーションから得られるモジュレーションカーブを図 5.15 に示す。このシミュレーションでは、完全なコインシデンスイベントのみを扱っている。光子は 90° 方向の CsI(Tl) に向かって入射しているが、 θ が大きくなるにつれて 90° 方向のカウントが少なくなり、 270° 方向のカウントが多くなっている。

図 5.16 に正面入射の場合と斜め入射の場合に入射光子が見込むプラスチックの厚さの違いを示す。斜め入射では、プラスチックにテーパ加工を施しているため、 90° 寄りに入射する場合と 270° 寄りに入射する場合は入射光子が見込むプラスチックの厚さが異なる。このため、 90° 寄りに入射する光子はプラスチックで相互作用を起こさずに抜けてしまう確率が高くなる。シミュレーションでは、直接成分はコインシデンスイベントとしてカウントされないため、図 5.15 では斜めの角度が大きくなるにつれて 90° 寄りの CsI(Tl) のカウントが少なくなると考えられる。一方、 270° 寄りに入射した光子が見込むプラスチックは厚くなるため、相互作用を起こす確率が高くなる。 270° 寄りの CsI(Tl) で検出される散乱イベントが増え、斜めの角度が大きくなるにつれてカウントが多くなると考えられる。

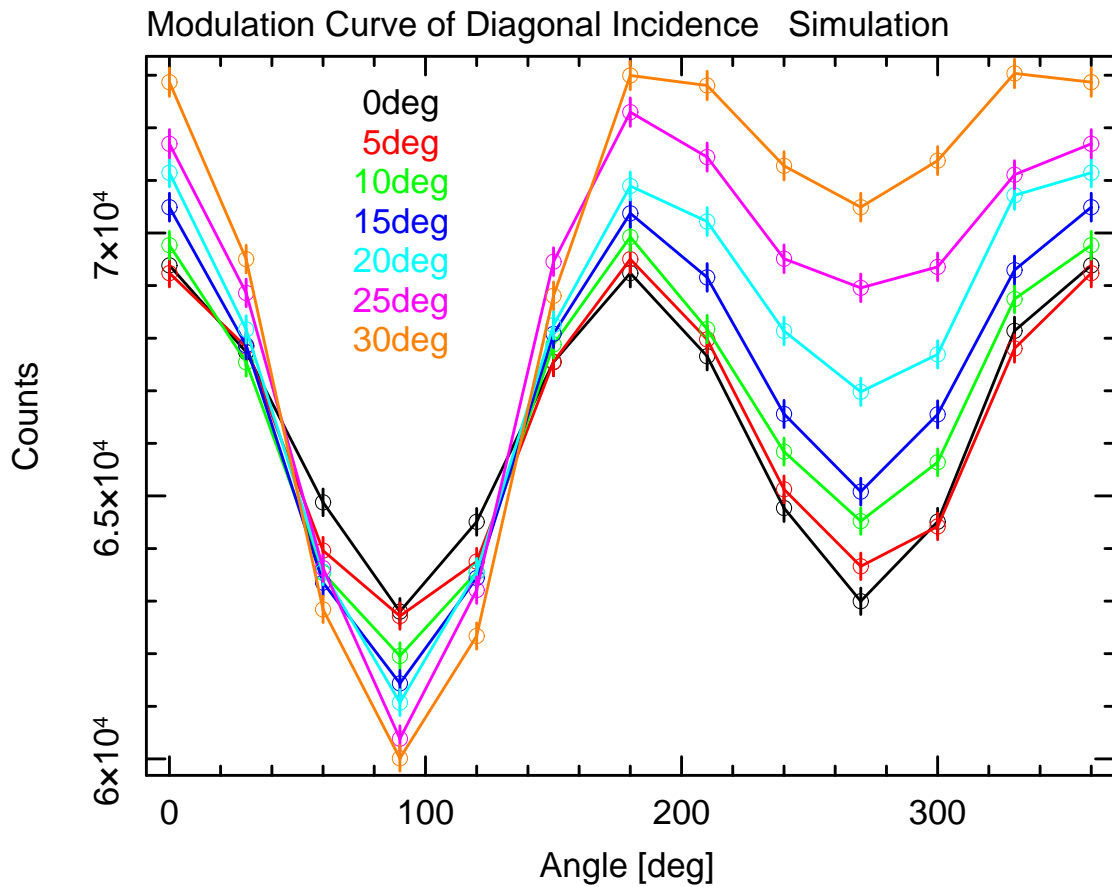


図 5.15 シミュレーションによる斜め入射のモジュレーションカーブ

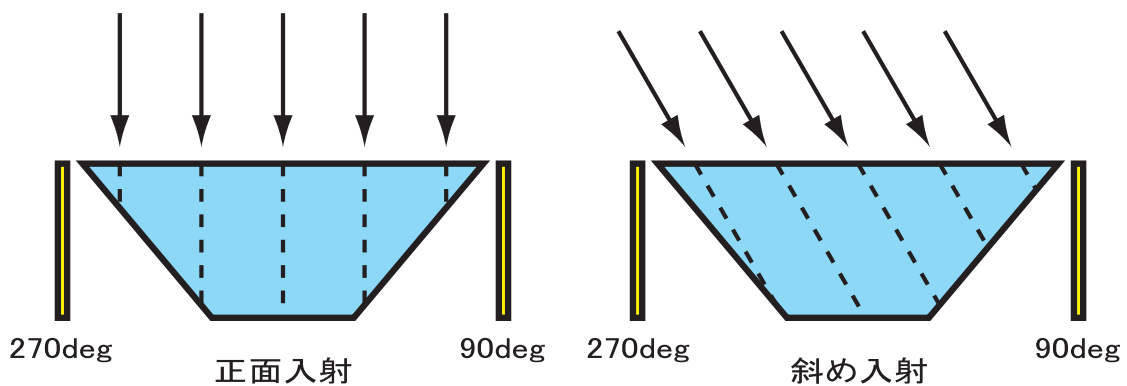


図 5.16 正面入射と斜め入射。正面入射の場合、入射光子が見込むプラスチックの厚さは、中心に対して点対称である。斜め入射の場合、 90° 寄りに入射する場合と 270° 寄りに入射する場合で、入射光子が見込むプラスチックの厚さが異なる。

90° 寄りの CsI(Tl) について

図 5.17 に、 $\theta = 30^\circ$ 入射について、完全なコインシデンスイベントのみを扱ったモジュレーションカーブ (赤) と、アンチコインシデンスイベントを含めて CsI(Tl) に入射した全光子によるモジュレーションカーブ (黒) を示す。90° 方向の CsI(Tl) に入射する光子のうち、プラスチックでエネルギーを落とさずに CsI(Tl) に入射する光子が約 87% を占めている。これにより、実験では偽のコインシデンスイベントをカウントしてしまう可能性が高いと考えられる。

90° 寄りの CsI(Tl) では、コインシデンスイベントとアンチコインシデンスイベントがある割合で混ざっていると考えることによって、図 5.14 の実験で得られたモジュレーションカーブを再現することができそうである。

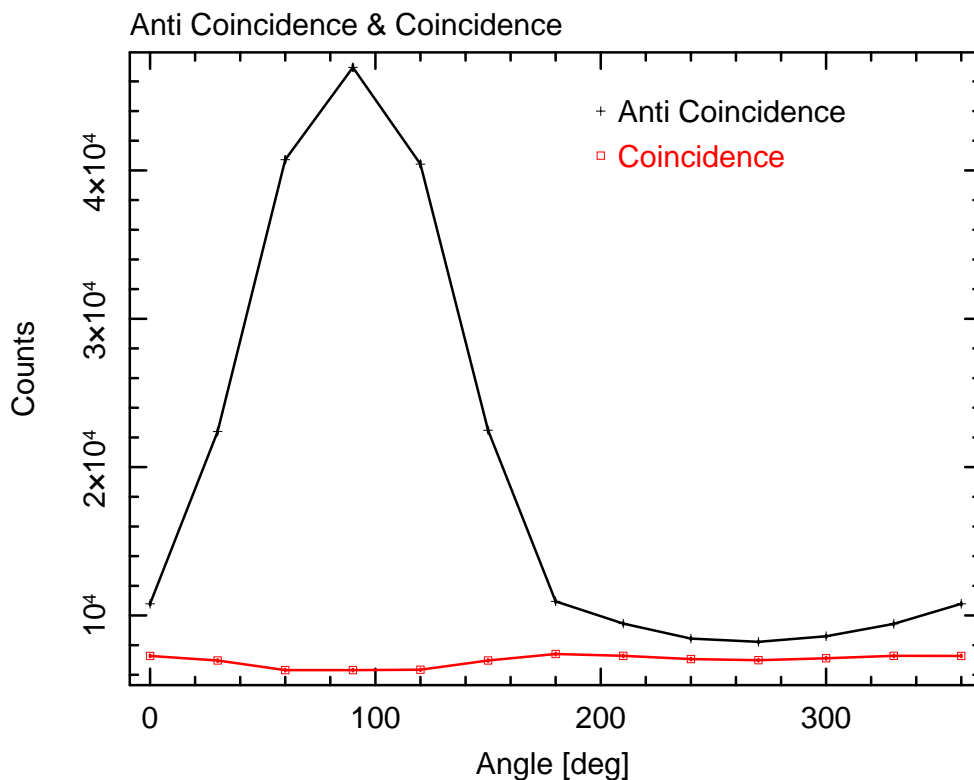


図 5.17 $\theta = 30^\circ$ 入射のコインシデンスイベントのモジュレーションカーブとアンチコインシデンスイベントのモジュレーションカーブ

270° 寄りの CsI(Tl) について

実験で得られたモジュレーションカーブでは、 θ が大きくなるにつれて、270° 寄りの CsI(Tl) のカウントが上がっている。検出器マウント部分の内側は、安全性を確保するために全体が鉛で覆われている。斜め入射実験では、検出器の前面と側面を鉛でシールドしていたが、背面には鉛を使用しなかった。図 5.18 に示すように、270° 寄りの CsI(Tl) には、検出器後部の鉛

で散乱した光子が検出器の背面から入射した可能性が考えられる。

$\theta = 30^\circ$ について、鉛で散乱した光子が検出器の背面から入射した場合のモジュレーションカーブを図 5.19 に示す。270° 寄りの CsI(Tl) のカウントが高くなっている。しかし、アンチコインシデンスイベントと比較するとレートが少なく、偽のコインシデンスイベントとしてカウントされる確率は低いと考えられる。

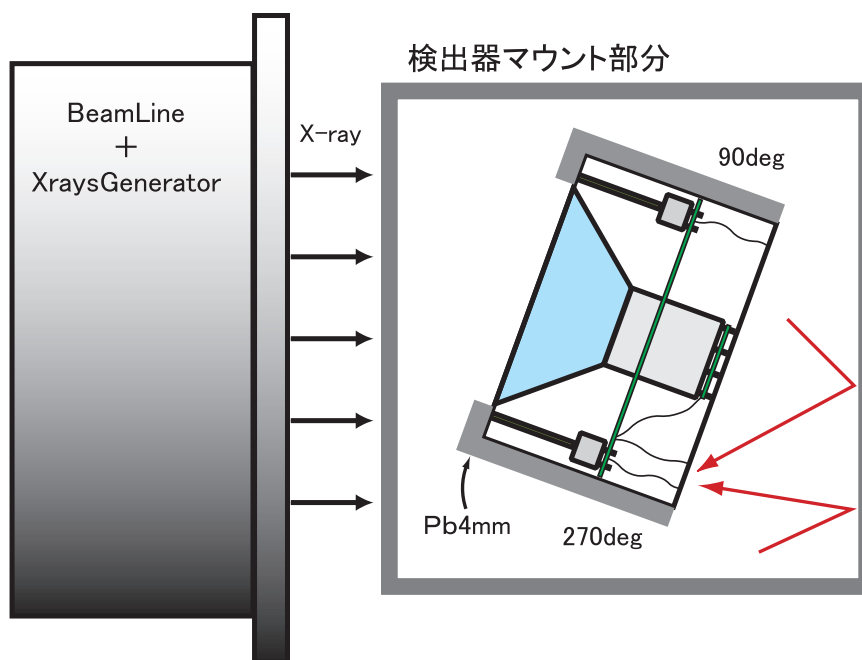


図 5.18 270° 寄りの CsI(Tl) に入射する可能性

実験モジュレーションの再現

アンチコインシデンスイベントと検出器背面からの入射の効果によって、実験で得られるモジュレーションカーブを再現するためには、背面入射がアンチコインシデンスの 20 倍以上の確率で起こり、偽のコインシデンスイベントが 20% 以上を占める必要がある。仮りに、この効果を考慮したときに得られるモジュレーションカーブを図 5.20 に示す。

90° で最大となり、270° で少しカウントが高くなるような、図 5.14 の実験のモジュレーションカーブ ($\theta = 30^\circ$) と同様の傾向が見られる。しかし、アンチコインシデンスイベントと背面入射の確率の仮定に無理がある。実験を完全に再現することはできなかった。旧モデルからの課題となっていた、斜めの効果は補正できていない。

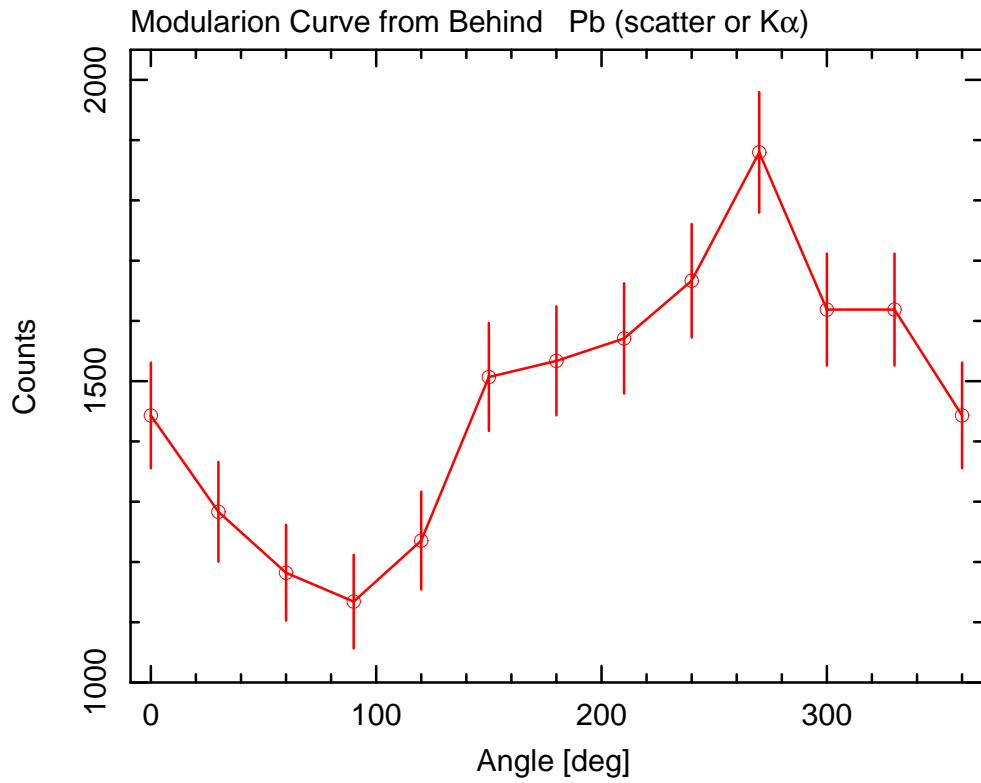


図 5.19 $\theta = 30^\circ$ 入射の場合に、鉛の散乱光が検出器背面から入射した場合のモジュレーションカーブ

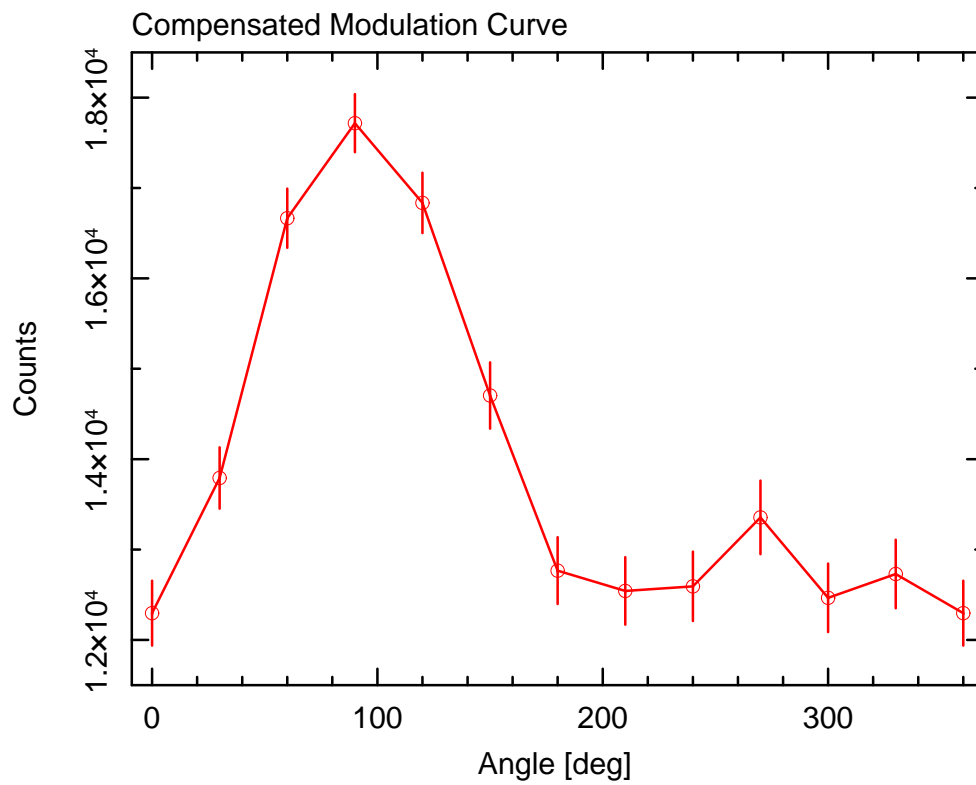


図 5.20 $\theta = 30^\circ$ 入射の場合に、アンチコインシデンスイベントと背面入射の効果を考慮して補正したモジュレーションカーブ

第6章

小型衛星搭載用偏光検出器の設計 検討

我々が開発を行っている偏光検出器は2010年5月に打ち上げ予定のソーラー電力セイル実証機に搭載されることが決定した。そこで衛星搭載用のプリフライトモデルの設計検討を行う。

これまでは、重量1.5 kg以下で偏光検出性能を向上させることを目標に検出器の設計を行ってきた。衛星搭載モデルではさらに、打ち上げ時の振動に耐えられる検出器設計であることが求められる。検出器の耐震化を行うために、設計を再考する必要がある。また、衛星が確実に運用される6ヶ月間に偏光検出が可能な性能が求められる。偏光検出器に許された重量は3.2 kgであり、この範囲内での改良について検討する。

6.1 小型ソーラー電力セイル実証機

ソーラー電力セイルは、光子の運動量を利用した推進と、電気推進機関を組み合わせる航行する宇宙船である。小型ソーラー電力セイル実証機は、2010年5月にH2AによってPlanet-Cとの相乗りで打ち上げられ、図6.1のような軌道をたどりながら約200日をかけて金星に近づく予定である。世界初の「深宇宙空間での直径20 mのソーラー電力セイルを展開」、「電力セイル機能の実証」、「光子セイルの航行実証」を行う、重量300 kgの探査機である。

計画されているミッションは、「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」、「理学観測」の5項目である。GRBの偏光検出器(Gamma-ray burst Polarimeter : GAP)は、理学観測機器として搭載される予定である。

GAPはソーラー電力セイル実証機の下部パネルに取り付けられる予定である。ソーラーセイルが基本的に太陽方向を向いていることから、GAPは太陽と反対方向を向くことになる。また、衛星が打ち上げられる2010年5月頃には、太陽の活動が極大期を迎えることを考慮する必要がある。

ソーラー電力セイル実証機は地球から非常に離れるため、通信回線は 16 bit s^{-1} に細くなる。さらに、Planet-Cとデータのダウンリンクが競合することを考慮すると、データは上空

でコンパクトにし、必要最小限にまとめる必要がある。また、打ち上げから約6ヶ月は取得データをある程度地上に降ろすことができるが、それ以降のデータを地上に降ろすことができるかどうかは保証されていない。

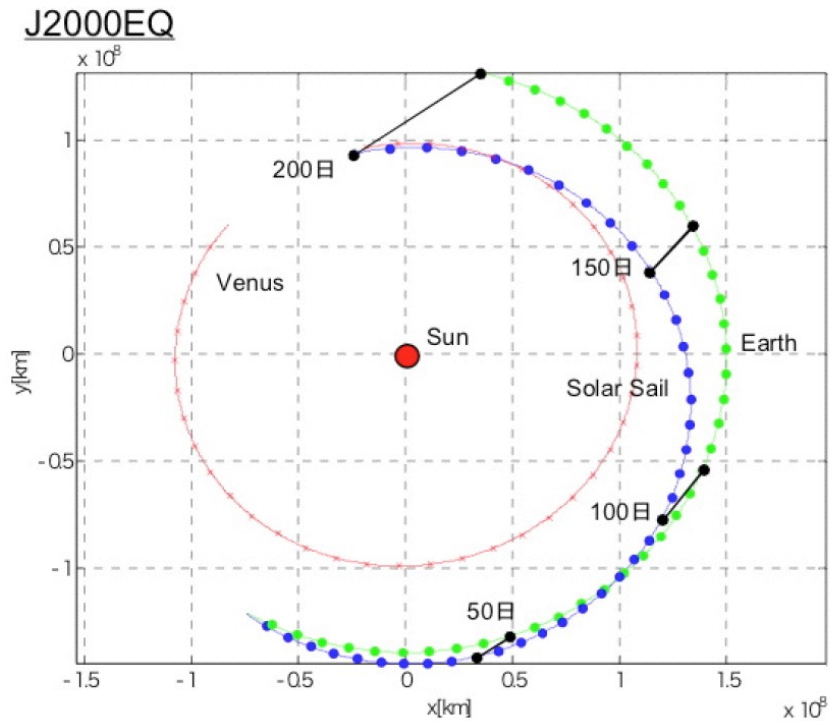


図 6.1 小型ソーラー電力セイル実証機の航行計画

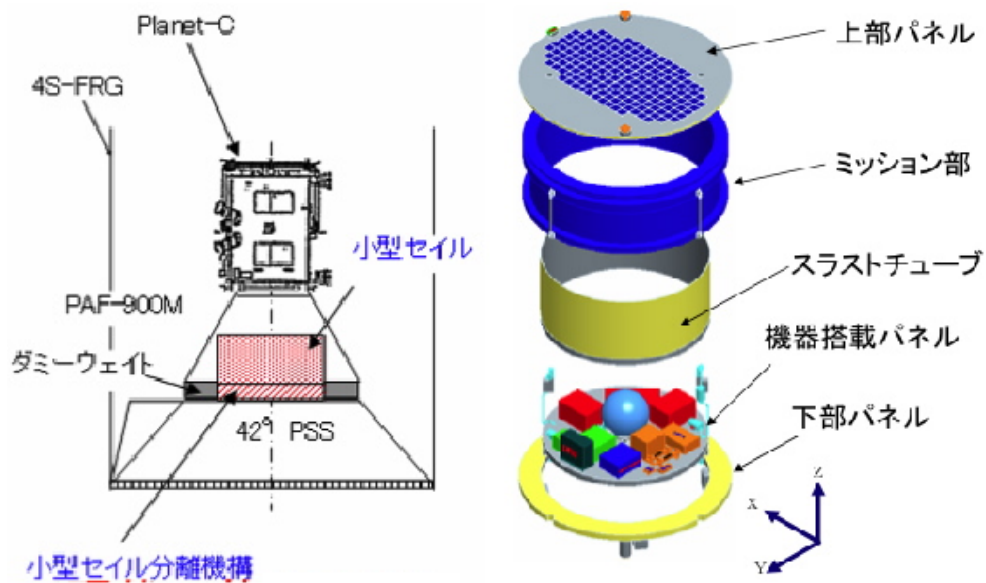


図 6.2 小型ソーラー電力セイル実証機

ソーラー電力セイル搭載目的

ソーラー電力セイルに GAP を搭載する目的は、「GRB の偏光観測」、「IPN (InterPlanetary Network) への参加」、「カニ星雲の偏光観測」である。主な目的は GRB の偏光観測であるので、データ取得が可能な 6 ヶ月間に、少なくとも 1 個の GRB について偏光観測が可能な検出器性能が求められる。IPN とは、複数の衛星でガンマ線が検出される時間差を用いて、GRB の到来方向を決定する方法であり、GLAST 衛星や KONUS 衛星と協力して行う予定である。航行計画から、約 6 ヶ月後にカニ星雲が視野に入ることが予想されるため、カニ星雲の偏光観測を行う予定である。

6.2 GAP の概略

図 6.3 に GAP の概略図を示す。GAP は大きく分けて検出器本体 (シンチレータと PMT) と回路部に分けることができる。全体は円筒形のケース入っており、円筒ケースの直径は 171.3 mm、高さは 210 mm 程度になる予定である。全重量は 3.2 kg 以下に抑える必要がある。

6.2.1 検出器本体

12 角形のプラスチックシンチレータ (直径 140 mm×高さ 70 mm) の周りを 12 枚の CsI(Tl) シンチレータ (厚さ 5 mm×高さ 70mm×幅 37 mm) で囲んだ、散乱型検出器である。プラスチックと CsI(Tl) はシュリンクチューブを使用して一体化する。また、エネルギー較正用として、CsI(Tl) の上部に弱い放射線源 (Am) を搭載する予定である。

プラスチックを読み出す PMT は、管長が短い R6041(浜松ホトニクス) であり、光電面がスーパーバイアルカリ (SBA) のものを使用する予定である。CsI(Tl) を読み出す PMT は R7400p-06(浜松ホトニクス) を使用する。R7400p-06 はガラス面がフラットであるため、CsI(Tl) との接着が良い。どちらの PMT も +HV を印加して使用する。R6041 用の HV モジュール 1 台と R7400p-06 (12 本) 用の HV モジュール 1 台を使用する。HV モジュール (明星電気) の重さは 1 台 70 g、大きさは 7.13 cm×6.12 cm×1.70 cm 程度である。

PMT とシンチレータの接着について、プラスチックは KE-108 とプライマー S(信越シリコン) を使用し、CsI(Tl) については最適の接着剤を検討中である。PMT とシンチレータを接着した状態での振動テストを行う必要がある。

検出器本体は回路部と一体になっており、円筒型のアルミケースに入る。太陽フレアの影響を極力小さくするために、検出器底部には鉛とスズのシールドを付ける予定である。全体を組み上げた状態での振動テストを行う必要がある。また、真空テスト、温度テスト、放射線テストを行う予定である。

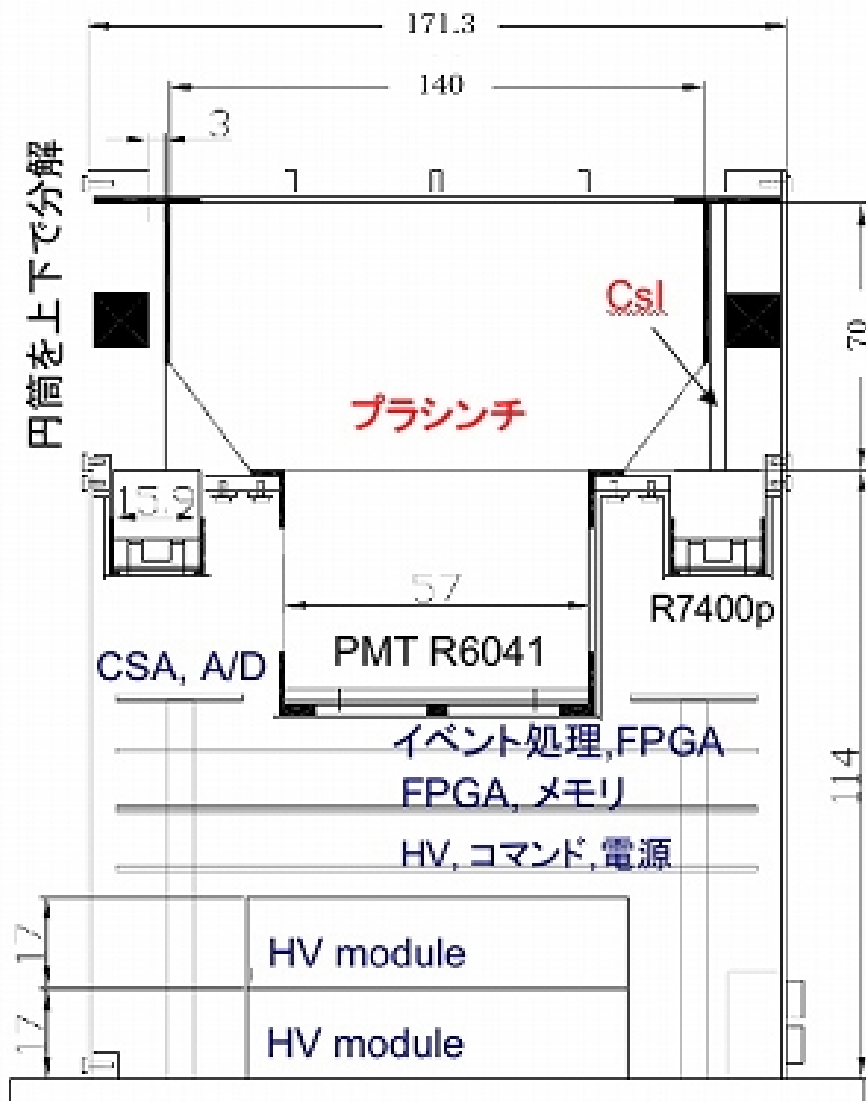


図 6.3 GAP

6.2.2 回路部

回路部は「アナログ回路部」、「デジタル回路部」、「コマンド部」、「インターフェース部」に分けられる。「アナログ回路部」はPMTのプリアンプ、高圧電源、回路電源部、プリアンプ + シェーピングアンプ + ディスクリミネータ + サンプルホールド + ADCまでの部分である。「デジタル回路部」はトリガー判定のFPGAやメモリーで構成されている。「コマンド部」は地上からのコマンドを受け付ける部分である。「インターフェース部」は衛星とのインターフェースを行う部分である。回路基板は全部で5枚であり、配線を含めて回路全体で650g程度になる。

「基板 1」： R7400-06 の CSA と高圧調整回路が入るドーナツ型の基板であり、HV ラインが随所に走る。PMT にはソケットを使わず、プリーダー回路と PMT は直接取り付ける。

「基板 2a」： プラスチック用 PMT のプリーダー回路が入る小さな基板である。

「基板 2b」： プラスチック用の CSA、Shaping Amp (SA)、ディスクリミネータ、サンプルホールド (SH)、ADC が乗る基板である。また、CsI(Tl) とプラスチックのスレッシュホールドを調整するための DAC 回路も乗る。

「基板 3」： ADC の動作を制御するための FPGA が乗る基板である。

「基板 4」： FPGA、メモリ、インターフェース回路が乗る基板である。

「基板 5」： 電源回路、コマンド回路、HV 関連の回路が乗る基板である。

6.3 GAP の性能

衛星からのデータ取得の問題から、全重量 3.2 kg 以下で、年間 2 個以上の GRB に対して偏光検出が可能な性能にすることを目標とする。衛星搭載モデルで使用するシンチレータは、直径 140 mm×高さ 70 mm の 12 角形でテーパ加工を施したプラスチックシンチレータと、厚さ 5 mm×高さ 70 mm×幅 37 mm の CsI(Tl) シンチレータ 12 枚である。

ここでは、直径 100 mm×高さ 50 mm で高さ 25 mm にテーパ加工を施したプラスチックを使用した $\phi 100$ mm モデルと、直径 140 mm×高さ 70 mm で高さ 35 mm にテーパ加工を施したプラスチックを使用した衛星搭載モデル ($\phi 140$ mm モデル) について、シミュレーションによる性能比較を行う。

6.3.1 シミュレーションによる性能比較

検出効率とモジュレーションファクター

図 6.4 にそれぞれのモデルの η 、 M を示す。高エネルギー側では $\phi 140$ mm モデルの η が高い。 $\phi 140$ mm モデルは厚さが 70 mm のため、高エネルギー光子の散乱確率が高くなり、 η が大きくなっていると考えられる。

全体として、 $\phi 100$ mm モデルの方が M の値が高い。 $\phi 140$ mm モデルでは高エネルギー側の η が高いが、 M は $\phi 100$ mm モデルと同程度である。このことから、 $\phi 140$ mm モデルの高エネルギー側の光子はプラスチック内で多重散乱を起こし、偏光情報を失っていると予想される。

$$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$$

3.7.3 項で示した MDP を用いて総合的に偏光検出器の性能を評価するために、 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を導入する。図 6.5 にそれぞれのモデルのエネルギーごとの $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を示す。 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ では、圧倒的に $\phi 140$ mm モデルが有利であることが分かる。検出効率では高エネルギー側では $\phi 140$ mm モデルが有利であった。モジュレーションファクターでは直径が大きくなると多重

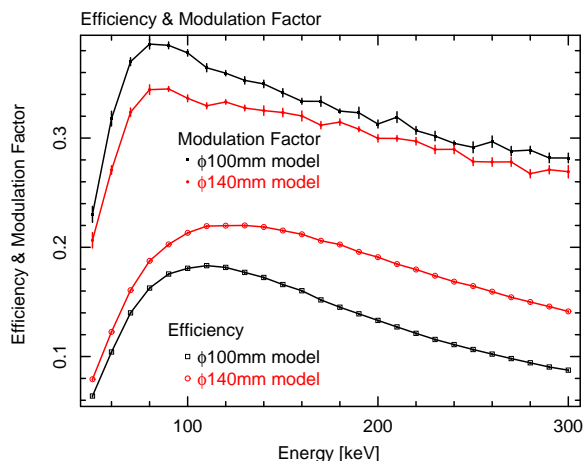


図 6.4 $\phi 100$ mm モデルと $\phi 140$ mm モデルの η と M

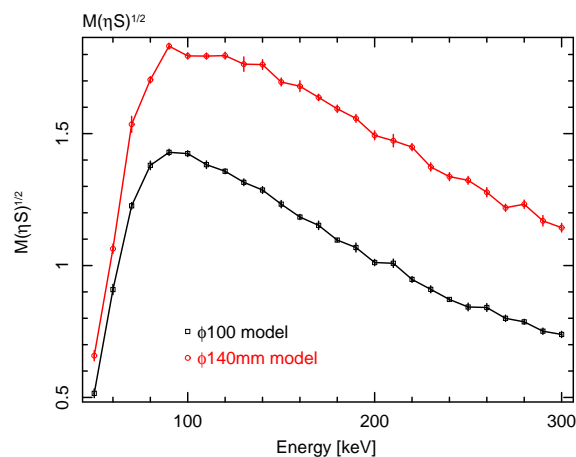


図 6.5 $\phi 100$ mm モデルと $\phi 140$ mm モデルの $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$

散乱の確率が高くなることから $\phi 100$ mm モデルが有利であった。 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ には、検出器の直径が大きく影響していることが分かる (付録 C 参照)。

$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ の結果から、直径が大きい効果によって $\phi 140$ mm モデルのほうが偏光検出性能が高いと言える。しかし、直径が大きくなり、テーパ加工が高さの半分であることから、集光効率が悪くなる可能性が考えられる。今後、衛星搭載モデルのプラスチックシンチレータを実際に作成し、検出限界エネルギーを評価する必要がある。

6.3.2 GRB の検出可能性

衛星搭載モデルで 1 年間に観測が期待される GRB 数を図 6.6 に示す。黒のプロットは検出器の見込む全視野 ($\pm 90^\circ$) について、赤のプロットは視野を $\pm 30^\circ$ に限定した場合である。実際に有意な観測を行うことができる視野は $\pm 30^\circ$ 程度である。6 ヶ月間では、GRB が 40% 偏光していれば 1 個、70% 偏光していれば 2 個の観測が期待される。

6.4 プラスチックシンチレータ用 PMT

これまで、プラスチックシンチレータを読み出す PMT として、過去に衛星に搭載された実績のある R1840-12s を使用してきた。しかし、検出器の小型化、高性能化を行うために、R6041 という PMT を使用したい。そこで、これまでに使用してきた R1840-12s と R6041 の性能を比較する。図 6.7 の左が R1840-12s、右が R1840 である。

6.4.1 R1840-12s と R6041 のカタログ性能

浜松ホトニクスのカatalogから、それぞれの PMT の性能を表 6.1 に示す。R1840-12s はダイノード 10 段の R1840 を 12 段にした特注品のため、表 6.1 には R1840 のカタログ値を示した。ダイノード段数と GAIN の括弧内の値は、10 段のカタログ値から 12 段の GAIN を計算した値である。

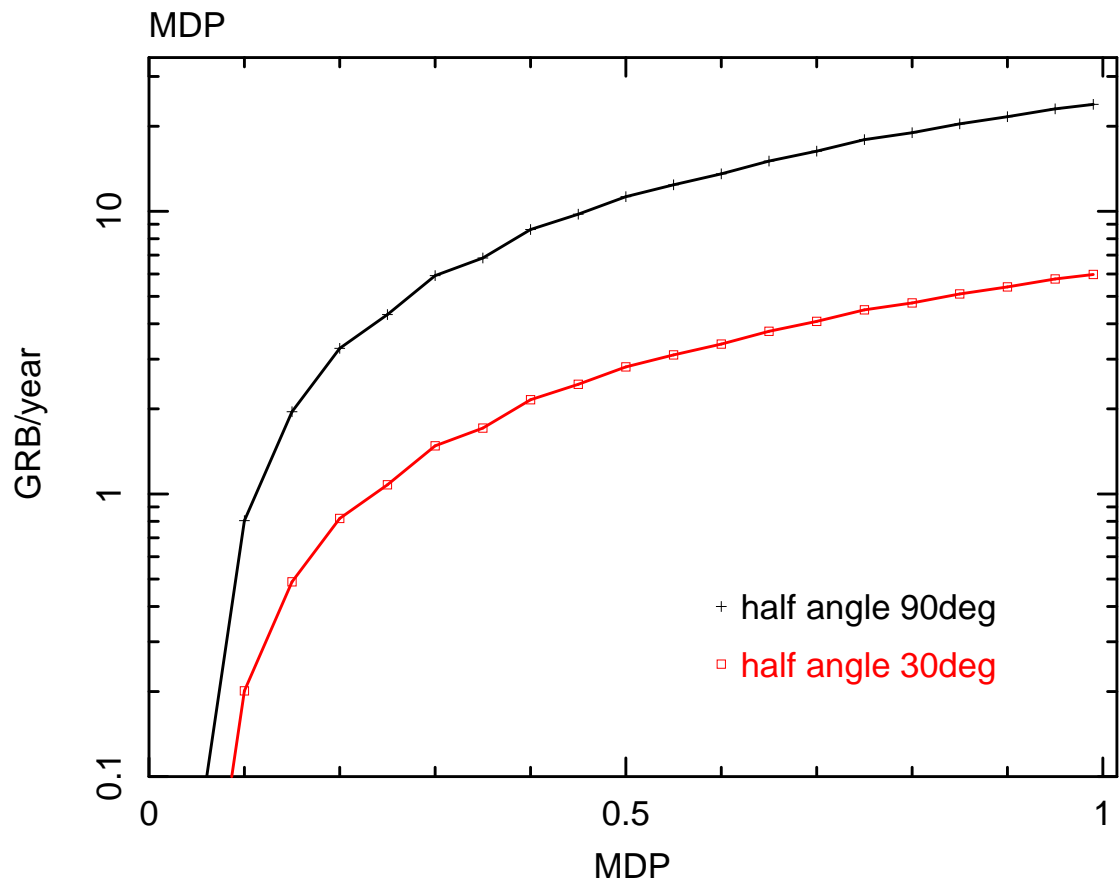


図 6.6 衛星搭載モデルで 1 年間に観測が期待される GRB 数。6 ヶ月間では、GRB が 40% 偏光していれば 1 個、70% 偏光していれば 2 個の観測が期待される。



図 6.7 R1840-12s(左) と R6041(右)

表 6.1 R1840 と R6041 のカタログ性能

R1840-12s は特注品のため、ダイノード 10 段の R1840 のカタログ値を示した。括弧内の GAIN は、10 段の R1840 のカタログ値から計算した 12 段の R1840-12s の GAIN である。

	R1840	R6041
外径 [mm]	51	51
有効光電面積 [mm]	46	45
感度波長範囲 [nm]	300–650	300–650
最高感度波長 [nm]	420	420
陰極放射感度 [mA/W]	65	74
窓材質	ホウケイ酸ガラス	ホウケイ酸ガラス
光電面種類	バイアルカリ	バイアルカリ
陰極ルーメン感度 [μ A/lm]	60	70
陽極ルーメン感度 [A/lm]	10	200
暗電流 [nA]	5	5
上昇時間 [ns]	5	2
走行時間 [ns]	15	12.5
走行時間幅 [ns]	0.69	0.75
ダイノード段数	10 (12)	12
ダイノード構造	コースメッシュ型	メタルチャンネル型
印加電圧 [V]	1250	1000
GAIN	1.7×10^5 ($\sim 1.2 \times 10^6$)	3.0×10^6

6.4.2 検出限界エネルギー

同じセットアップ ($\phi 100$ mm テーパープラスチック、CSA、波形整形回路) で PMT だけを入れ替え、 ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドの測定を行った。R1840-12s で測定したスペクトルを図 6.8、R6041 で測定したスペクトルを図 6.9 に示す。

^{241}Am の 59.5 keV のピークと ^{109}Cd の 22.67 keV のピークをフィットし、チャンネルとエネルギーの一次関数を求め、検出限界エネルギーを求めた。図 6.8 と図 6.9 を比較すると、R6041 のほうが GAIN は高いが、表 6.1 に示したように、2 つの PMT の GAIN のカタログ値はオーダーが等しいため大きな違いは見られない。検出限界エネルギーについては、R1840-12s は 10.0 keV、R6041 は 8.52keV であり、S/N では圧倒的に R6041 のほうが良い。表 6.1 に示すように、R1840-12s の印加電圧は 1250 V であり、R6041 の印加電圧は 1000 V であることから、電力消費の観点からも R6041 が使用しやすい。また、図 6.7 に示すように R6041 は R1840-12s よりも小型であり、検出器の小型化を行うことができる。以上の利点から、衛星搭載モデルとして R6041 を使用する。

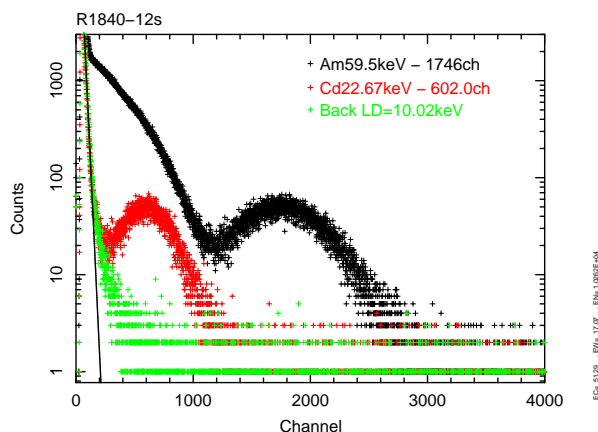


図 6.8 R1840-12s で測定した ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル

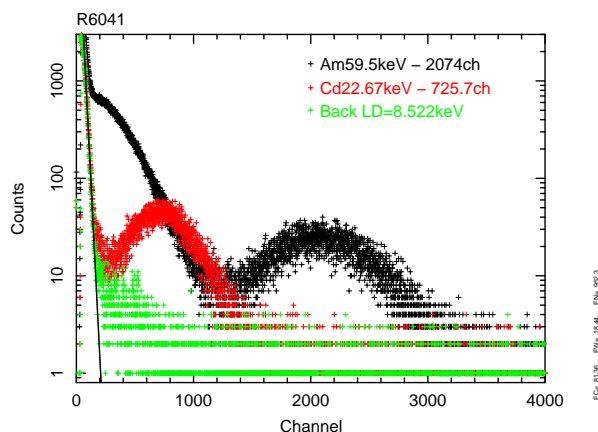


図 6.9 R6041 で測定した ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル

6.5 信号処理

これまでは VA-TA を用いた信号処理システムを使用していたが、VA-TA では波高のピーク値を出力することが困難であり、PMT からの信号がサンプルホールドによって低く出力されるという問題があった。また、VA-TA は高集積回路 (LSI) であり、宇宙空間での使用実績がなく、衛星搭載モデルで使用するには信頼性が低い。そこで、衛星搭載モデルでは、プラスチックと CsI(Tl) を合わせた 13 チャンネルの信号を、電荷増幅器 (CSA)、波形整形増幅器 (Shaping Amp)、ディスクリミネータをコンパクトにまとめたアナログ回路で独立に信号処理を行う予定である。

6.5.1 信号処理システム

アナログ回路部

CsI(Tl) 用の 12 本の PMT R7400-06 の HV は 1 台の HV で印加し、プラスチック用の PMT R6041 の HV はもう 1 台の HV で印加する。CsI(Tl) 12 チャンネルの信号はそれぞれ 12 個の CSA(時定数 $20 \mu\text{sec}$ 程度) に入力され、CSA の出力は 2 つに分岐される。一方は時定数 $3 \mu\text{sec}$ の Shaping Amp に入力され、もう一方はディスクリミネータに入力される。各チャンネルのディスクリミネータには、LD と UD が存在している。プラスチックからの信号も、基本的には CsI(Tl) と同じような処理がされる。

ディスクリミネータからの 13 チャンネルの信号は、デジタル回路部の FPGA に入力され、13 チャンネルの Shaping Amp 出力は ADC に入力される。FPGA からコンバージョンスタートの信号が ADC に入力されると、ADC は 13 チャンネル分の波高値をデジタル信号に変換する。

デジタル回路部

デジタル回路は、「待機モード」、「GRB/IPN モード」、「BGD モード」、「HK/PHA モード」、「Crab モード」の 5 つのモードで動作が可能である。

「待機モード」の役割は、最低限の検出器の様子をモニターすることと、GRB を待ち受けることである。GRB が起こると自動的に「GRB/IPN モード」に切り替わる。

「GRB/IPN モード」では、CsI(Tl) 1 チャンネルの信号だけが LD-UD 間に入る場合に ADC でデータが取得される。ADC のデータはヒストメーカーと呼ばれる FPGA 上のモジュールに読み込まれ、衛星からの時間情報と姿勢情報を使用してカウントレート情報、ヒットパターン情報、エネルギースペクトル情報のヒストグラムを絶えず作る。

「BGD モード」は地上からのコマンド操作によってデータの取得が開始される。取得するデータは GRB モードと同じである。

「HK/PHA モード」は、健康診断用 PHA モードである。

「Crab モード」はカニ星雲を観測するためのモードである。ヒットパターン情報とスペクトル情報が蓄えられる。

6.5.2 トリガーレートの見積り

回路の処理能力を検討するために、GRB のトリガーレート、CXB のトリガーレート、宇宙線のトリガーレートを見積もる。

GRB からのフラックス

我々が観測を行う明るい GRB に対して、フラックスを計算する。明るい GRB はエネルギー放出効率が最も高いエネルギー E_p が大きいので、 $E < 300$ keV の光子スペクトルを、

$$N(E) = E^{-\alpha} \quad [\text{photon cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}] \quad (6.1)$$

のようなべき関数で記述する。このとき、平均的に $\alpha \sim 1$ である。

BATSE の 4B カタログに掲載されている、50–300 keV のピークフラックスを F_{BATSE} [photon $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$] とする。また、CsI(Tl)、プラスチックの検出効率を $\eta(E)$ とする (付録 D 参照)。我々の検出器で検出される $E_1 < E < E_2$ のエネルギー範囲のフラックス $F_p(E_1, E_2)$ は、

$$F_p(E_1, E_2) = F_{\text{BATSE}} \times \frac{\int_{E_1}^{E_2} N(E)\eta(E) dE}{\int_{50}^{300} N(E) dE} \quad [\text{counts cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}] \quad (6.2)$$

となる。式 6.2 を用いて計算した結果を表 6.2 に示す。

表 6.2 CsI(Tl)・プラスチックで検出されるフラックス

CsI(Tl)			
	@厚さ 3 mm	@厚さ 5 mm	@厚さ 10 mm
$F_p(10,300)$	$1.08F_{\text{BATSE}}$	$1.19F_{\text{BATSE}}$	$1.26F_{\text{BATSE}}$
$F_p(30,300)$	$0.93F_{\text{BATSE}}$	$1.04F_{\text{BATSE}}$	$1.12F_{\text{BATSE}}$
$F_p(40,300)$	$0.84F_{\text{BATSE}}$	$0.94F_{\text{BATSE}}$	$1.03F_{\text{BATSE}}$
$F_p(50,300)$	$0.70F_{\text{BATSE}}$	$0.80F_{\text{BATSE}}$	$0.89F_{\text{BATSE}}$
プラスチック			
	@高さ 5 cm	@高さ 6 cm	@高さ 7 cm
$F_p(7,300)$	$0.90F_{\text{BATSE}}$	$1.01F_{\text{BATSE}}$	$1.03F_{\text{BATSE}}$

GRB のトリガーレート

GRB が検出器の側面から入射する場合には、CsI(Tl) のトリガーレート、検出器の正面から入射する場合にはプラスチックのトリガーレートが問題となる。検出器の側面の面積 S_s と検出器の正面の面積 S_f は、

$$S_s = 7 \times 15 = 105 \text{ [cm}^2\text{]} \quad (6.3)$$

$$S_f = 7 \times 7 \times \pi = 154 \text{ [cm}^2\text{]} \quad (6.4)$$

となる。表 6.2 に示したフラックスに検出器の面積をかけてトリガーレートを計算する。 $10 \text{ [photon cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{]}$ 、 $30 \text{ [photon cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{]}$ の非常に明るい GRB が発生した場合、CsI(Tl) とプラスチックのトリガーレートを計算した結果を表 6.3 に示す。

CXB のトリガーレート

CXB の光子スペクトル $N(E)$ [$\text{photon keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ str}^{-1}$] は式 4.3、4.4 から、

$$N(E) = 7.877E^{-1.29} \exp\left(-\frac{E}{41.13}\right), \quad 3 - 60 \text{ keV} \quad (6.5)$$

$$= \left(\frac{0.0259}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-6.5} + \left(\frac{0.504}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.58} + \left(\frac{0.0288}{60}\right) \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.05}, \quad > 60 \text{ keV} \quad (6.6)$$

表 6.3 GRB のトリガーレート

表中の「レート 10」は 10 [photon cm⁻² sec⁻¹] の GRB が検出器に入射した場合のトリガーレートであり、「レート 30」は 30 [photon cm⁻² sec⁻¹] の GRB に対してのトリガーレートである。

CsI(Tl)				
厚さ	LD [keV]	UD [keV]	レート 10 [kHz]	レート 30 [kHz]
3 mm	10	300	1.13	3.40
	30	300	0.977	2.93
	40	300	0.882	2.65
	50	300	0.735	2.21
5 mm	10	300	1.25	3.75
	30	300	1.09	3.28
	40	300	0.987	2.96
	50	300	0.840	2.52
10 mm	10	300	1.32	3.97
	30	300	1.18	3.53
	40	300	1.08	3.24
	50	300	0.935	2.80
プラスチック				
高さ	LD [keV]	UD [keV]	レート 10 [kHz]	レート 30 [kHz]
5 cm	7	300	1.39	4.16
6 cm	7	300	1.55	4.66
7 cm	7	300	1.59	2.76

と表された。また、CXB は検出器に等方的に入射するため、検出器の見込む立体角を 2π [str] として、CsI(Tl)、プラスチックの検出効率を $\eta(E)$ とすると、バックグラウンド H は、

$$H = \pi \int_{E_1}^{E_2} N(E)\eta(E) dE \int_0^\pi d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos\theta d\theta \quad [\text{photon cm}^{-2} \text{sec}^{-1}] \quad (6.7)$$

となる。CsI(Tl) とプラスチックにおける CXB のトリガーレートを表 6.4 に示す。

宇宙線のトリガーレート

図 6.10 に、宇宙線粒子のエネルギー分布を示す。宇宙線粒子のエネルギー分布から 500 MeV のピークに対して幅 500 MeV の範囲を考えると、粒子数は、

$$N(E) = 2 \times 10^{-4} \quad [\text{counts cm}^2 \text{MeV}^{-1} \text{n}^{-1}] \quad (6.8)$$

表 6.4 CXB のトリガーレート

表中の「レート@1枚」はCsI(Tl) 1枚についてのトリガーレートであり、「レート@12枚」はCsI(Tl) 12枚についてのトリガーレートである。

CsI(Tl)				
厚さ	LD [keV]	UD [keV]	レート@1枚 [Hz]	レート@12枚 [Hz]
3 mm	10	300	111	1332
	30	300	69.0	828
	40	300	36.4	437
	50	300	32.0	384
5 mm	10	300		
	30	300	70.8	850
	40	300	48.0	576
	50	300	33.6	403
10 mm	10	300		
	30	300	71.6	859
	40	300	48.8	586
	50	300	34.6	415
プラスチック				
高さ	LD [keV]	UD [keV]	レート [Hz]	
5 cm	7	300	521	
6 cm	7	300	560	
7 cm	7	300	570	

表 6.5 宇宙線のトリガーレート

	レート [Hz]
CsI(Tl) 1枚	32.5
CsI(Tl) 12枚	391
プラスチック	193

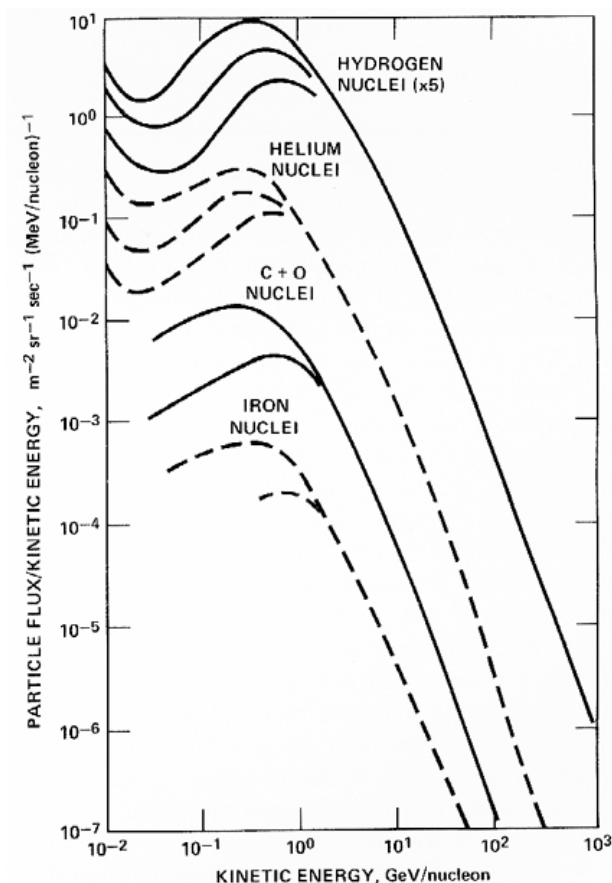


図 6.10 宇宙線粒子のエネルギー分布

となる。宇宙線のトリガーレートを表 6.5 に示す。

まとめ

LD の設定にもよるが、CXB バックグランドと宇宙線バックグランドによって、CsI(Tl) とプラスチックを合わせて約 2 kHz のトリガーレートとなる可能性がある。バックグランドレートを上げている一番の要因は CsI(Tl) の低エネルギー側であり、LD=30 keV と LD=50 keV では 450 Hz 程度変わる。今後、この結果をふまえて回路の処理能力を検討する必要がある。

6.5.3 VA-TA システムと NIM システムの性能比較

同じセットアップ ($\phi 130$ mm テーパープラスチック、R1840-12s) で VA-TA による信号処理を行った場合と、NIM システム (CSA、Shaping Amp、ADC) による信号処理を行った場合についての性能を比較する。

VA-TA による信号処理を行った場合のスペクトルは図 4.21 に示した。このときの検出限界エネルギーは 10.2 keV であった。同じセットアップで NIM システムによる信号処理を行った場合のスペクトルを図 6.11 に示す。LD レベルは 8.95 keV で、VA-TA を使用するよりも

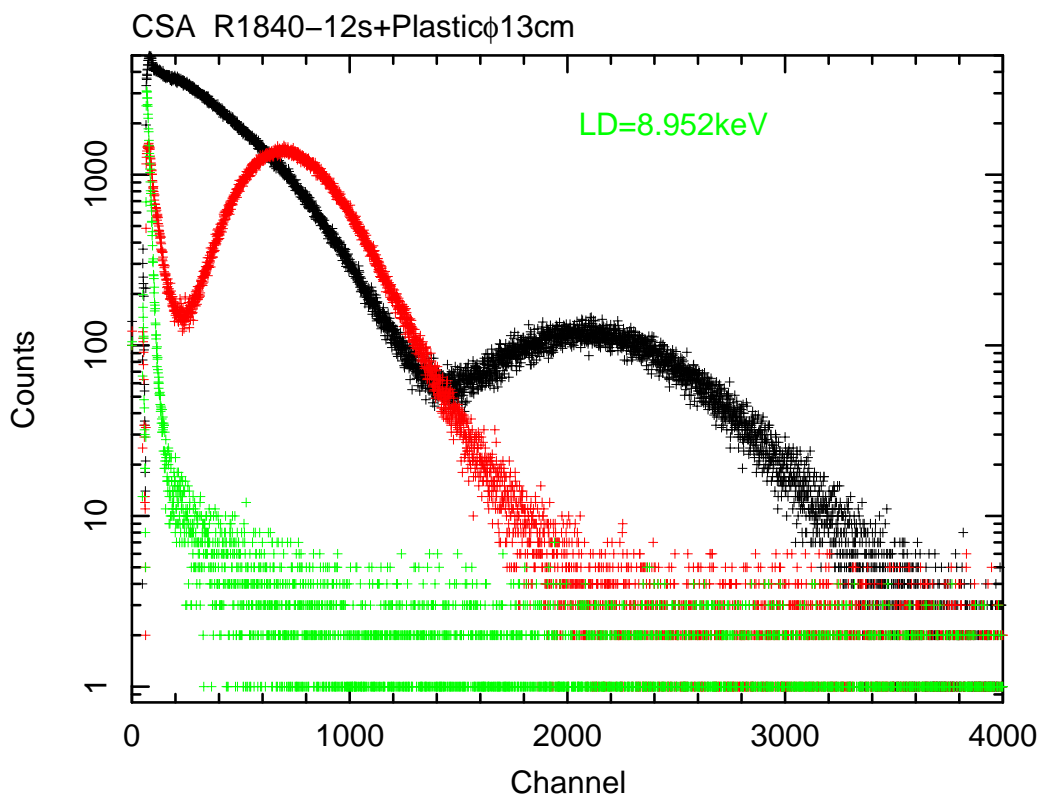


図 6.11 NIM システムによる ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、バックグラウンドのスペクトル

S/N が良くなっている。これは、VA-TA でのサンプルホールドが波形のピーク値ではなく、トリガーから一定時間後の波高値をホールドし、出力するためであると考えられる。

6.6 PMT とシンチレータの接着

衛星搭載のためには、打ち上げの際の振動や温度変化に耐えられる接着剤を使用して PMT とシンチレータを接着する必要がある。接着剤に求められる性能として、「打ち上げ時の振動に耐えられる接着強度を持つこと」、「 $-30^{\circ}\text{C}\sim+40^{\circ}\text{C}$ の急激な温度変化でも剥がれないこと」、「シンチレータに近い屈折率を持つこと」、「シンチレータの発光波長に対して透明であること」が挙げられる。ここでは、2 種類の接着剤について接着テストを行った結果を示す。

6.6.1 接着剤

KE-108 とプライマー S

KE-108 は Suzaku 衛星の HXD 検出器で GSO と BGO の接着に使用されているシリコンゴムの接着剤で、弾性がある。KE-108 を直接ガラスに接着しようとしても、ゴム状に固まった KE-108 はガラスからきれいに剥がれてしまう。このため、KE-108 を使用する場合には、接着強度を補うためにプライマー S と呼ばれる接着補助剤を付加する。

BC-600

BC-600 はアラルナイト系の接着剤で、弾性がないため温度変化に対して弱い。屈折率は 1.56 であり、プラスチックの屈折率 (1.59) に非常に近い値である。接着剤の厚さが $125\ \mu\text{m}$ の場合、波長に対する透過率は表 6.6 のように保証されている。今回の接着テストでは硬化剤の量を変化させたサンプルを作り、接着性能を比較する。

表 6.6 BC-600 厚さ $125\ \mu\text{m}$ の透過率

波長 [nm]	透過率
308–340	> 90%
340–400	> 95%
>400	> 98%

6.6.2 プラスチックの接着

プラスチックシンチレータと PMT の接着に使用する最適な接着剤を調べる。接着面が $20\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$ のプラスチックをガラスに接着し、接着強度と温度変化 ($-30^\circ\text{C} \sim +40^\circ\text{C}$) に対する耐性を調べる。BC-600 については、硬化剤の量が定格のもの (100%)、定格の 80%、50%、30%、10% の接着剤を使用する。それぞれの結果を表 6.7 に示す。

表 6.7 プラスチックとガラスの接着についての接着強度と温度変化後の様子

接着剤	温度変化前の接着強度	温度変化後
KE-108	剥せない	問題なし
BC-600(100%)	剥せない	ガラスが割れた (図 6.12)
BC-600(80%)	剥せない	ガラスが割れた
BC-600(50%)	剥せない	干渉縞が見える
BC-600(30%)	剥せない	干渉縞が見える
BC-600(10%)	剥せない	—

KE-108 は温度変化前後で問題は見られない。一方、BC-600 は弾性がないため、温度変化によるプラスチックの熱応力を吸収できないことが分かった。硬化剤 100%、80% のサンプルではガラスが割れてしまい、50% 以下ではプラスチックと BC-600 が剥がれ、空乏層によるニュートンリングができてしまった。BC-600 の硬化剤の量を減らすにつれ、硬化に時間がかかるようになる。しかし、十分に硬化させた場合には、温度変化後にニュートンリングができてしまう。

この結果から、プラスチックシンチレータと PMT との接着には KE-108 を使用する。

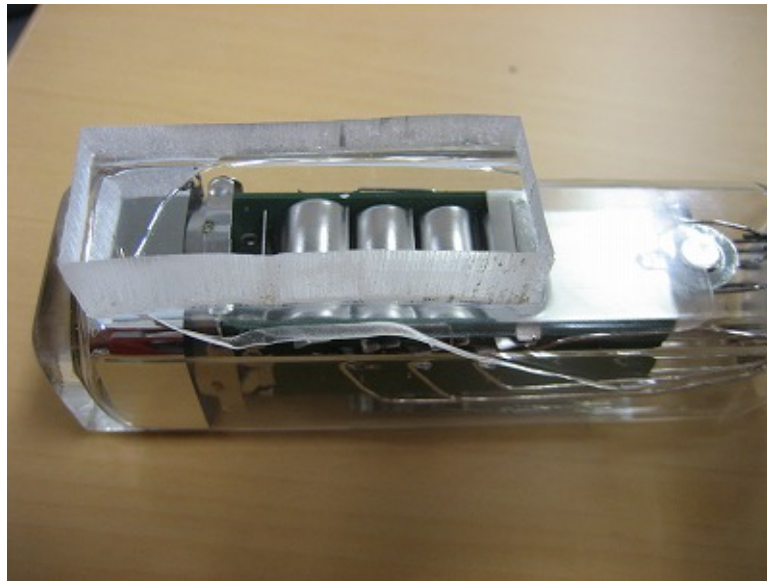


図 6.12 温度変化後の BC-600(100%) のサンプル。温度変化によるプラスチックの熱応力を吸収できず、ガラスが割れてしまった。

6.6.3 CsI(Tl) の接着

CsI(Tl) と PMT の接着に使用する最適な接着剤を調べる。接着面が幅 25 mm× 厚さ 3 mm の CsI(Tl) をガラスに接着し、プラスチックの場合と同様に、接着強度と温度変化 ($-30^{\circ}\text{C}\sim+40^{\circ}\text{C}$) に対する耐性を調べる。それぞれの結果を表 6.8 に示す。

表 6.8 CsI(Tl) とガラスの接着についての接着強度と温度変化後の様子

接着剤	温度変化前の接着強度	温度変化後
KE-108	簡単に剥がれる	—
BC-600(100%)	剥せない	空乏層ができた
BC-600(80%)	剥せない	空乏層ができた
BC-600(50%)	剥せない	空乏層ができた
BC-600(30%)	剥せない	空乏層ができた
BC-600(10%)	剥せない	空乏層ができた

KE-108 と CsI(Tl) は簡単に剥がれてしまうため、CsI(Tl) の接着剤としては使用できない。また、BC-600 については、温度変化による CsI(Tl) の熱応力によって BC-600 と CsI(Tl) の間に空乏層ができてしまう。

これまでは BC-600 の硬化剤の量を減らしたサンプルについて接着テストを行ったが、現在、硬化剤の量を増やしたサンプルについて同様に接着テストを行っている。

6.6.4 まとめ

接着強度、温度変化に対する耐性から、プラスチックとPMTの接着にはKE-108とプライマーSを使用する。CsI(Tl)とPMTの接着については現在調査中である。

今後、接着強度を調べるためにシンチレータとPMTを接着し、振動テストを行う予定である。また、シンチレータの発光波長に対する接着剤の透過率、シンチレータと接着剤の屈折率の違いによる全反射により、シンチレーション光の損失が起こる可能性がある。そこで、接着剤を使用することによるGAIN変化を調べる必要がある。

6.7 高圧電源

PMTにHVを印加する高圧電源について、Suzaku衛星のHXD検出器で使用されている高圧電源と同等のものを使用する予定である。HXD検出器で使用されている高圧電源の基本仕様を表6.9に示す。

レファレンス電圧 V_{ref} を0–5Vの範囲で変えることで、それに正確に比例した出力電圧が得られる。 $V_{\text{ref}} = 5\text{ V}$ のとき、出力 V_{out} は最大値 $V_{\text{max}} = 1250\text{ V}$ となる。高圧出力は温度係数の揃った抵抗により分割降圧され、モニター電圧 V_{mon} として外部に出力される。

表 6.9 Suzaku 衛星 HXD 検出器用高圧電源の基本仕様

項目	基本仕様
大きさ / 重さ	71 mm×61 mm×17 mm / 70 g
発振 / リップル	~140 kHz / <50 mV
温度環境	-30°C~+40°C
出力安定度	出力電圧、負荷、環境温度のフルレンジに対して 0.1%
最大電圧 / 最大電流	1250 V / 400 μ A
リファレンス電圧	1 : 250 (5 V \Leftrightarrow 1250 V)
モニター電圧	1 : 250 (5 V \Leftrightarrow 1250 V)

第7章

まとめと今後の課題

7.1 プラスチックシンチレータの改良について

昨年度作成した旧偏光検出器からの性能向上と軽量化を目標に新しく設計した偏光検出器の改良についてまとめる。

プラスチックシンチレータを直径 100 mm の 12 角柱から、直径 130 mm でテーパ加工を施したモデルに変更した。これによって、検出効率は 19.6% @100 keV から 11.1% @100 keV に下がったが、モジュレーションファクターは 0.375 @100 keV から 0.492 @100 keV に向上した。さらに、有効面積が 78.54 cm² から 132.7 cm² に大きくなったことによって、検出器全体としての偏光検出性能を向上させることができた。GRB が 50% 偏光していれば、1 年間に 2 個の GRB の偏光観測が期待される。

プラスチックにテーパ加工を施したことによって、PMT への集光効率が良くなった。さらに、プラスチック用の PMT をダイノード 10 段の R1840-15 からダイノード 12 段の R1840-12s に変更したことによって、散乱型検出器の性能を決める、プラスチックの検出限界エネルギーが改善した。VA-TA システムを使用した信号処理を行った場合、以前のモデルの 12.0 keV から新しいモデルでは 10.2 keV となった。これは、77.5 keV の入射光子が 90° 散乱した場合に落とすエネルギーであり、観測対象となるのは 77.5 keV 以上となる。

しかし、我々は検出限界エネルギー 7 keV を目標としており、入射光子にして 60 keV 程度の光子を偏光観測に利用することが理想であるため、現在の性能では不十分である。VA-TA システムを使用した信号処理では、PMT からの出力のピーク波高値を出力することが困難であると考えられる。衛星搭載モデルでは、VA-TA システムを使用せず、アナログ回路を使用した信号処理を行うことでさらなる改良を行う予定である。

7.2 軽量化について

衛星搭載時の重量制限を想定し、検出器全体で 1500 g 以下となるような設計を行った。以前のモデルで使用していた既製品の PMT プリリーダー回路、通常の電子部品を使用した高圧分岐回路などの PMT 周辺回路を見直した。表面実装部品を使用することで小型化、高密度化、計量化を行った。これにより、回路基板と部品で 126 g の計量化に成功した。また、検出器を

収納するアルミボックスについて、耐久性に問題がない程度にアルミを薄くした設計によって、434 g の計量化に成功した。検出器全体としては、1365 g で作成することができた。

衛星搭載のためには、打ち上げの時の振動に耐えられる検出器設計が求められる。衛星搭載モデルでは、検出器の耐震化に主眼を置いて、設計の再考を行う必要がある。

7.3 CsI(Tl) シンチレータのエネルギー分解能

以前のモデルでは、それぞれの CsI(Tl) でエネルギー分解能が異なり、偏光測定で得られる CsI(Tl) スペクトルからエネルギーと偏光度の関係を正しく評価することができなかった。

我々は、CsI(Tl) の底面 (36 mm×3 mm) を R7400p の光電面 $\phi 8$ mm に収束させるプラスチックのライトガイドを設計し、CsI(Tl) の集光効率が良くなることを期待した。しかし、CsI(Tl) とプラスチックの屈折率の違いから、集光効率を良くすることができず、ライトガイドを使用しないほうが集光効率が良いという結果が得られた。

そこで、CsI(Tl) の PMT と接していない部分に反射率の高いテフロンテープを巻き、使用している。しかし、CsI(Tl) の幅が 25.5 mm から 36 mm に広がったことによって、エネルギー分解能の平均が 49.5% @59.5 keV から 35.1% @59.5 keV に落ちてしまった。これによって、課題となっていたエネルギー分解能を揃えることがさらに困難になった (付録 F 参照)。

7.4 斜め入射の補正

GRB は宇宙のあらゆる方向で発生するため、常に正面から入射してくるわけではない。斜め入射の場合に得られるモジュレーションカーブを補正することで正しい偏光度を見積もる必要がある。新しい検出器ではプラスチックにテーパ加工を施したことで、光子の入射位置によって見込むプラスチックの厚さが異なる。このため、完全なコインシデンスのみを考えた場合には斜めの角度が大きくなるにつれて 90° 寄りの CsI(Tl) のカウントが少なくなり、270° 寄りの CsI(Tl) のカウントが多くなった。

実験では斜めに入射することによって、90° 寄りの CsI(Tl) に直接入射する光子の割合が増えるため、偽のコインシデンスイベントをカウントしてしまう可能性が高くなると考えられる。完全なコインシデンスイベントと、偽のコインシデンスイベントがある割合で混ざり合っていると仮定してシミュレーションから実験結果を再現することを行った。しかし、完全に再現することができず、斜め入射の補正を行うことができなかった。

ソーラー電力セイル実証機搭載に向けて、早急に斜め入射の補正方法を検討する必要がある。

7.5 鉛シールド

X 線発生装置を使用した偏光測定では、プラスチックシンチレータ以外の検出器部分を鉛でシールドした状態で測定を行う必要がある。鉛を巻かない場合には偽のコインシデンスイベントが支配的になり、有意な偏光測定を行うことができなかった。衛星搭載時には、IPN の観点から検出器全体に鉛などのシールドを行わない予定である。シールドの必要性について、X 線発生装置の強度を落として測定を行うことによって、コインシデンス処理のみでの偏光測定が

可能かどうか検証できると考えられる。

7.6 ソーラー電力セイル実証機搭載に向けて

衛星搭載モデルでは打ち上げ時の振動に耐えられる検出器設計が求められる。また、衛星からのデータ取得が可能な6ヶ月間に、少なくとも1個のGRBについて偏光観測が可能な検出器性能が求められる。現在設計を行っているプリフライトモデル(PM)では、GRBが40%偏光していれば6ヶ月間に1個、70%偏光していれば2個の偏光観測が期待される。

今後、設計したプラスチックシンチレータを、スーパーバイアルカリの光電面を持つR6041で読み出し、検出限界エネルギーを評価する必要がある。また、R7400-06、R6041のプリーダ回路の試作と部品の最適化を行う。さらに、PMTとシンチレータを接着した状態で振動テストによって接着強度の確認を行い、検出器全体の振動テストなども行う必要がある。打ち上げに向けて、表7.1に示した開発計画を予定している。

表 7.1 今後の開発計画

期日	計画
2008年4月末	プリフライトモデル(PM)完成
2008年8月末	プリフライトモデルテスト終了
2009年8月末	フライトモデル(FM)完成
2009年2月末	総合かみ合わせ終了
2010年5月末	打ち上げ

付録 A

相対論的ビーミング

A.1 速度のローレンツ変換

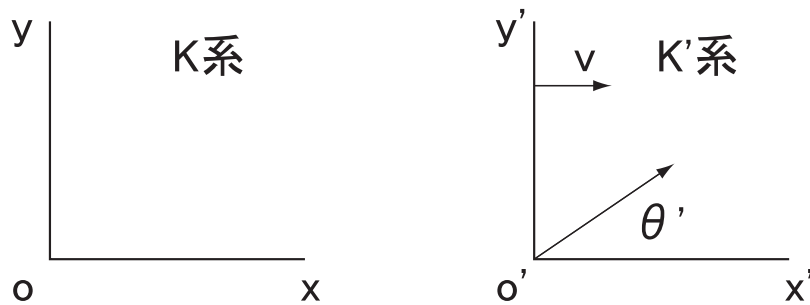


図 A.1 速度のローレンツ変換

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、速度は以下のようなになる。

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

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、 $\cos \theta$ は以下のようなになる。

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

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。

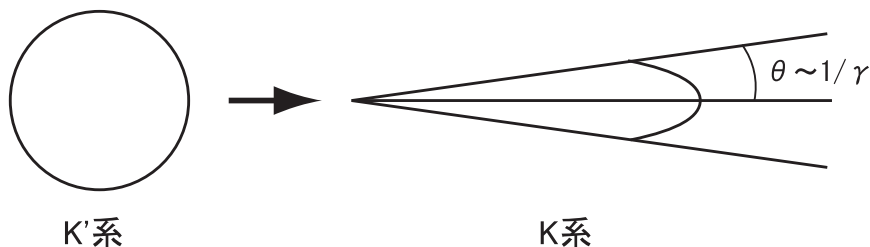


図 A.2 K' 系での等方的な放射と K 系での相対論的ビーミング

付録 B

フェルミ加速

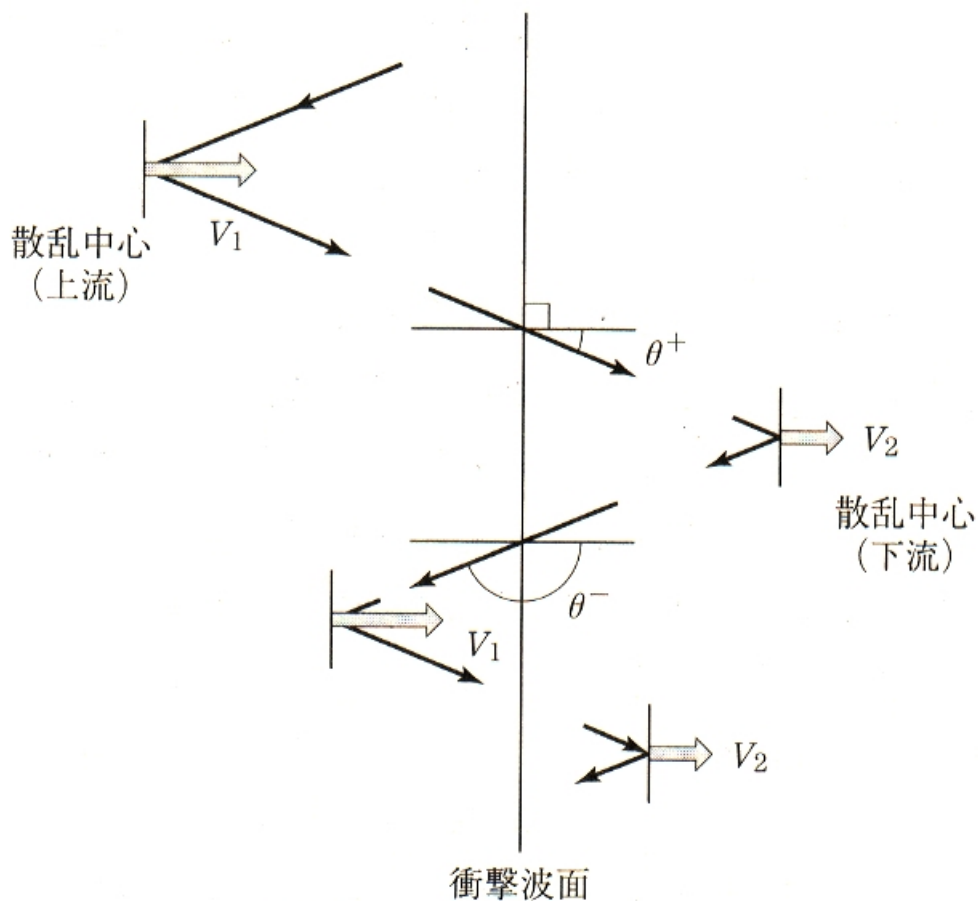


図 B.1 フェルミ加速の概念図。衝撃波面を何度も粒子が往復することにより加速されていく。

運動量の大きさ P 、エネルギー E 、速度 $v = pc^2/E$ の粒子が、衝撃波面上流と下流を往復する過程を考える。下流から上流へ戻るためには、粒子の速度は流体の速度よりも大きくなってはならない。流体の速度は光速に比べて小さいとし、 V/c の 1 次の範囲で考える。

図 B.1 のように粒子が衝撃波面を角度 θ^+ で上流から下流に横切るとする。粒子の物理量は

座標系によって異なるので、上流の流体と共に運動する系から見た場合には添え字 u 、下流の流体とともに運動する系から見た場合には添え字 d をつけ、衝撃波の静止系で見た場合には添え字をつけないとする。

衝撃波の静止系と上流との間のローレンツ変換は

$$\begin{pmatrix} \frac{E^u}{c^u} \\ p^u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \frac{V}{c} \\ -\gamma \frac{V}{c} & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{c} \\ P \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.1})$$

と書け、 $\gamma \sim 1$ と近似すると

$$E^u = E - V_1 p \cos \theta^+ \quad (\text{B.2})$$

$$E^d = E - V_2 p \cos \theta^+ \quad (\text{B.3})$$

である。

次に、下流で散乱されて上流に戻るときに衝撃波面を角度 θ^- で横切るとする。このとき、散乱は下流の流体の静止系でエネルギー保存が成り立つので、衝撃波の静止系で測ると p 、 E が p' 、 E' に変化する。よって、同様に、

$$E^d = E' - V_2 p' \cos \theta^- \quad (\text{B.4})$$

$$E'^u = E' - V_1 p' \cos \theta^- \quad (\text{B.5})$$

の関係が成り立つ。 E に対する散乱後のエネルギー E' は、粒子の速度 v を一定として、

$$\frac{E'^u}{E^u} = \frac{E'^d}{E^d} = \frac{(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^-)(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^+)}{(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^-)(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^+)} \quad (\text{B.6})$$

である。ここでは、 $V \ll v$ を考えているので、粒子の角度分布は等方であると考えることができる。 $\cos \theta^+$ の期待値は

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta^+ \rangle &= \frac{\int_0^\varphi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\varphi \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{\frac{1}{12} \int_0^\varphi \sin 3\theta d\theta}{\frac{1}{4} \int_0^\varphi \sin 2\theta d\theta} \\ &= \frac{\frac{1}{12} \lim_{\varphi \rightarrow 2\pi} (1 - \cos 3\varphi)}{\frac{1}{4} \lim_{\varphi \rightarrow 2\pi} (1 - \cos 2\varphi)} = \frac{2}{3} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

となり、 $\cos \theta^- = \cos(\pi - \theta^+) = -\cos \theta^+$ から、

$$\langle \cos \theta^- \rangle = -\frac{2}{3} \quad (\text{B.8})$$

である。往復によるエネルギー変化の期待値は、

$$\frac{E'^u}{E} = \frac{(1 + \frac{V_1 v}{c^2} \frac{2}{3})(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \frac{2}{3})}{(1 + \frac{V_2 v}{c^2} \frac{2}{3})(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \frac{2}{3})} \quad (\text{B.9})$$

となる。 V/c の 1 次の範囲で考えると、

$$\begin{aligned} \frac{E'^u}{E} &\sim \frac{1 + \frac{2}{3}(\frac{V_1 v}{c^2} - \frac{V_2 v}{c^2})}{1 - \frac{2}{3}(\frac{V_1 v}{c^2} - \frac{V_2 v}{c^2})} \sim \left\{ 1 + \frac{2v}{3c} \left(\frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{2v}{3c} \left(\frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) \right\} \\ &= 1 + \frac{4v}{3c} \left(\frac{V_1}{c} - \frac{V_2}{c} \right) + \partial(2) = 1 + \frac{4(V_1 - V_2)v}{3c^2} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

となり、エネルギーが増加することが分かる。

$\Delta E = E' - E = v\Delta p$ の関係を使うと運動量の大きさの増加量は $E = c^2 p/v$ 、 $E' = c^2 p'/v$ を代入して、 $v\Delta p = c^2(p' - p)/v$ であり、B.10 式より、

$$p' = p + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c^2} vp \quad (\text{B.11})$$

であるから、

$$\Delta p = \frac{c^2}{v^2} \left(\frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c^2} vp \right) = \frac{4(V_1 - V_2)}{3v} p = \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{v} p \quad (\text{B.12})$$

となる。粒子が相対論的なエネルギーを持つ場合は $v = c$ 、 $E = pc$ なので、運動量やエネルギーの増加量は元の運動量やエネルギーに比例する。1 回往復後の粒子の運動量は、

$$\Delta p = \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} p \quad (\text{B.13})$$

だけ増加するので、 n 回往復を考えると、

$$\begin{aligned} p_1 &= p_0 + \Delta p_0 = p_0 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} \\ p_2 &= p_1 + \Delta p_1 = p_1 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} = p_0 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\}^2 \\ &\vdots \\ p_n &= p_{n-1} + \Delta p_{n-1} = p_{n-1} \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\} = p_0 \left\{ \frac{(V_1 - V_2)}{c} \right\}^n \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

となる。 $\lim_{a \rightarrow \infty} \left\{ \left(1 + \frac{1}{a} \right)^a \right\}^{b/a} = e^{b/a}$ より、 $\frac{1}{a} = \frac{4(V_1 - V_2)}{3c}$ とおくと、

$$\begin{aligned} p_n &= \left\{ 1 + \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\}^n = \left[\left\{ 1 + \left(\frac{1}{a} \right) \right\}^a \right]^{a/n} \\ &= \exp \left(\frac{n}{a} \right) = \exp \left\{ \frac{4n(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

のように往復回数に対して指数関数的に増加する。粒子が非相対論的な場合には $E = mc^2$ 、 $p = mv$ となるため、運動量の増加は一定となり、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{4}{3} (V_1 - V_2) m = \text{const} \\ \rightarrow p_n &= p_0 + nmc \left\{ \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

実際には途中で逃げる粒子も存在する。下流の流体は速度 V_2 で衝撃波面から離れていくので、加速を受ける粒子も平均速度 V_2 で流れていく事になる。単位時間、単位面積あたりに上流から下流へ横切る粒子数は、数密度を N として $Vv/4$ であるが、逃げていく粒子は NV_2 と

なる。これは、粒子の逃げる割合が $P_{esc} = 4V_2/v$ ということの意味する。 $1 - P_{esc}$ は再び下流から衝撃波面を横切り上流へと戻る粒子の割合であるから、粒子が相対論的な場合に n 回往復する割合は、

$$P(> n) = \left(1 - \frac{4V_2}{c}\right)^n \approx \exp\left(-4n\frac{V_2}{c}\right) \quad (\text{B.17})$$

となる。運動量が p より大きい粒子数 $N(> p)$ は式 B.15、B.17 から、

$$\begin{aligned} P(> n) &\approx \exp\left(-4n\frac{V_2}{c}\right) = \exp\left\{-4nc\frac{V_2}{c} \cdot \frac{(V_1 - V_2)}{3V_2} \cdot \frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right\} \\ &= \exp\left\{-4nc\frac{(V_1 - V_2)}{3c} \cdot \frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right\} = \left\{\exp\left(4n\frac{(V_1 - V_2)}{3c}\right)\right\}^{-\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}} \\ &= \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\left(\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right)} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

となり、

$$P(> n) \propto p^{-\frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}} = p^{-\mu+1} \quad (\text{B.19})$$

のようなべき関数のスペクトルが得られる。つまり、ある一定以上の運動量を持つ粒子の分布 $N(p)$ は $p^{-\mu}$ に比例する。スペクトル指数は、

$$\mu = \frac{3V_2}{V_1 - V_2} + 1 = \frac{r+2}{r-1} \quad (\text{B.20})$$

となる。これは、衝撃波の圧縮比 r のみで決まる。極限まで圧縮された衝撃波では $r = 4$ となるので $\mu = 2$ となり、

$$N(> p) \propto p^{-2} \quad (\text{B.21})$$

である。

付録 C

有効面積と検出器の性能

4.4 節の結果から、プラスチックシンチレータには深くテーパー加工を施したほうが有利であることが分かっている。プラスチックを読み出す R1840-12s の光電面の大きさである直径 46 mm に収束するテーパー加工で、有効面積を変化させた場合の検出器の性能について調べる。

C.1 シミュレーションによる検証

プラスチック有効面積の直径を 5, 8, 10, 13, 15, 18, 20 cm と変化させた場合について、シミュレーションから得られる η 、 M 、 $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ の結果を図 C.1 に示す。

検出効率 η

プラスチックの有効面積が大きくなるにつれて、 η は小さくなる。これは、プラスチックが大きくなるにつれて、入射光子に対するプラスチックの厚さが薄くなる面積が大きくなるためにプラスチックで散乱せずにそのまま抜けてしまう光子の割合が増えること、プラスチックからの散乱光子が見込む CsI(Tl) が小さくなることによって説明できる。

モジュレーションファクタ M

M は、プラスチックが大きくなるにつれてほぼ一定値に収束している。プラスチックが大きくなると、90° 方向に散乱した光子の検出される割合が大きくなり、 M は大きくなると考えられる。しかし、ある程度の大きさ以上では、プラスチック内での多重散乱や自己吸収によって偏光情報が失われることによって、ほぼ一定になると考えられる。

$M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$

プラスチックの有効面積 S を考慮し、 S を含めた検出器の性能を比較するために $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ を計算する。 η が小さくなる効果よりも S が大きくなる効果によって、プラスチックが大きくなるにつれて $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ は大きくなる。

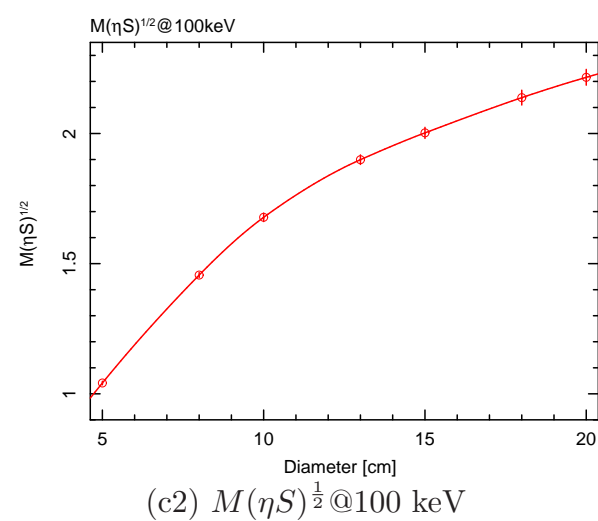
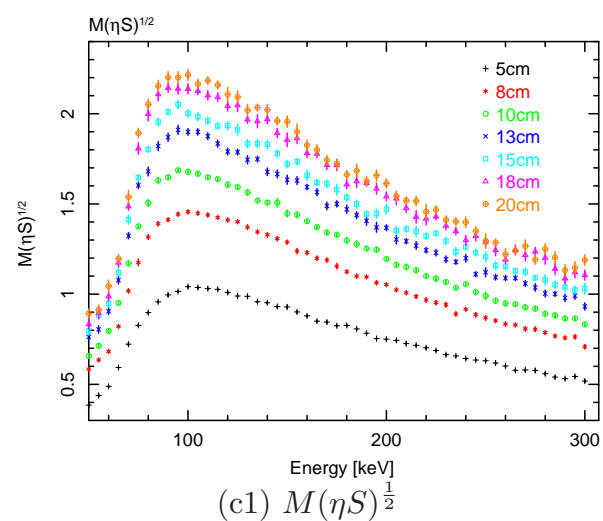
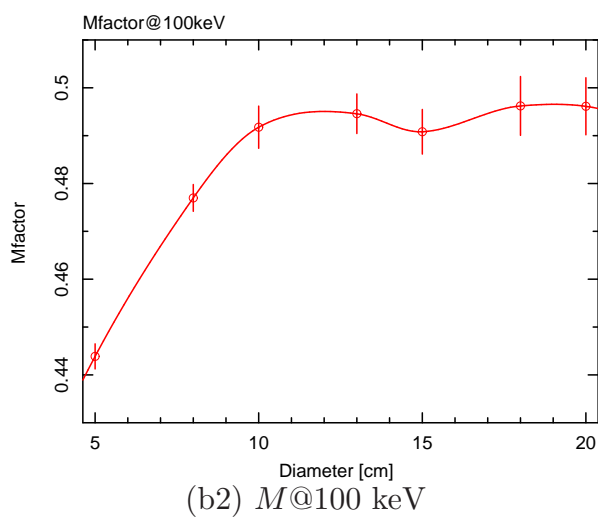
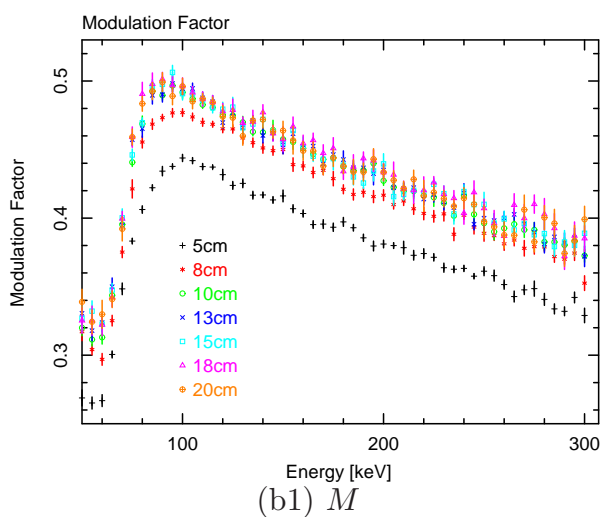
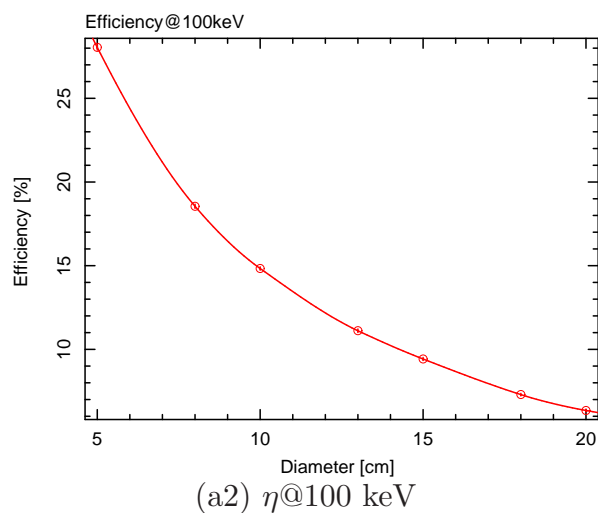
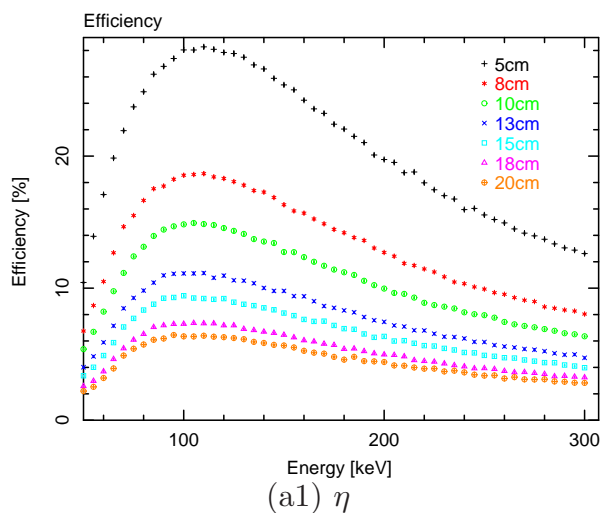


図 C.1 プラスチックの有効面積を変化させたときの入射エネルギーに対する (a1) η 、(b1) M 、(c1) $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ と、プラスチックの直径と 100 keV における (a2) η 、(b2) M 、(c2) $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ の関係である。プラスチックが大きくなるにつれて、 η は小さくなり、 M はほぼ一定値になる。有効面積 S を考慮すると、 S が大きくなる効果によって $M(\eta S)^{\frac{1}{2}}$ は大きくなる。

付録 D

検出効率

D.1 質量吸収係数

光子が物質に入射すると相互作用を行う。物質に対する光子の透過率は式 D.2 のように表され、質量吸収係数 σ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$] は以下のように書ける。

$$\sigma = \sigma (\text{光電効果}) + \sigma (\text{コンプトン散乱}) + \sigma (\text{電子対生成}) \quad (\text{D.1})$$

CsI(Tl) とプラスチックの質量吸収係数を図 D.1 に示す。図 D.1 左図が CsI(Tl)、図 D.1 右図がプラスチックの質量吸収係数である。図中の緑が光電効果、赤がコンプトン散乱、青は電子対生成、ピンクはその和である。

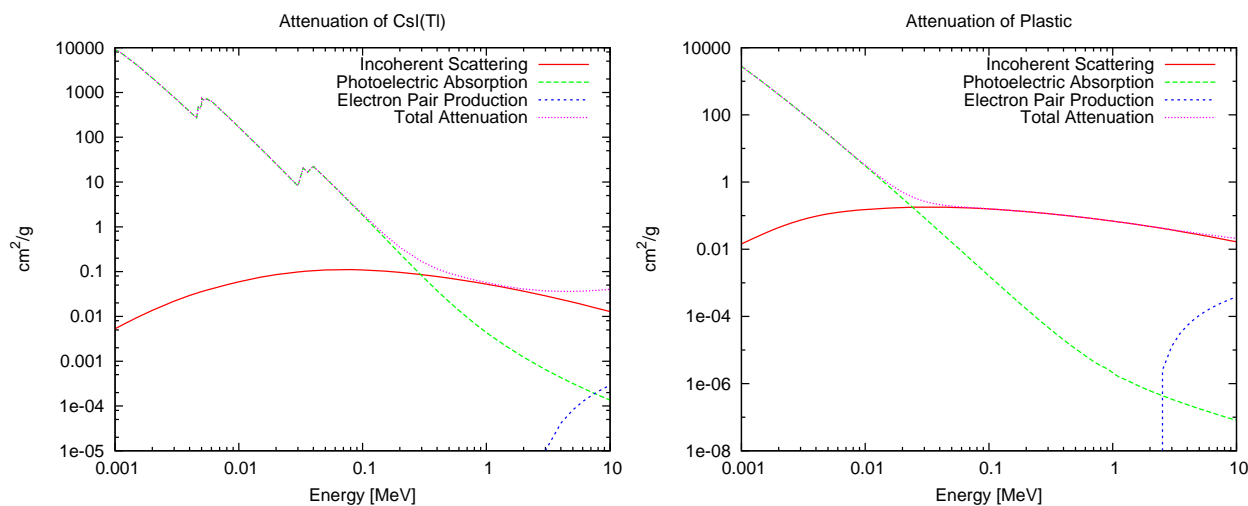


図 D.1 CsI(Tl) の質量吸収係数 (左図) とプラスチックの質量吸収係数 (右図) である。緑は光電効果、赤はコンプトン散乱、青は電子対生成、ピンクはその和である。

D.2 CsI(Tl) とプラスチックの検出効率

物質に対する光子の透過率は、入射放射線強度 I_0 、透過放射線強度 I 、物質の密度 ρ [g cm^{-3}]、質量吸収係数 σ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$]、厚さ l [cm] とすると、

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho\sigma l} \quad (\text{D.2})$$

となる。物質中で相互作用を起こす割合を検出効率とすると、

$$1 - e^{-\rho\sigma l} \quad (\text{D.3})$$

と書くことができる。CsI(Tl) の密度 4.51 [g cm^{-3}]、プラスチック (NE102A) の密度 1.03 [g cm^{-3}] から、質量吸収係数を使って計算した CsI(Tl) とプラスチックの検出効率を図 D.2 に示す。左図は CsI(Tl) の厚さが 3 mm(黒)、 5 mm(赤)、 10 mm(緑) の場合の検出効率である。右図はプラスチックの高さが 5 cm(黒)、 6 cm(赤)、 7 cm(緑) の場合の検出効率である。

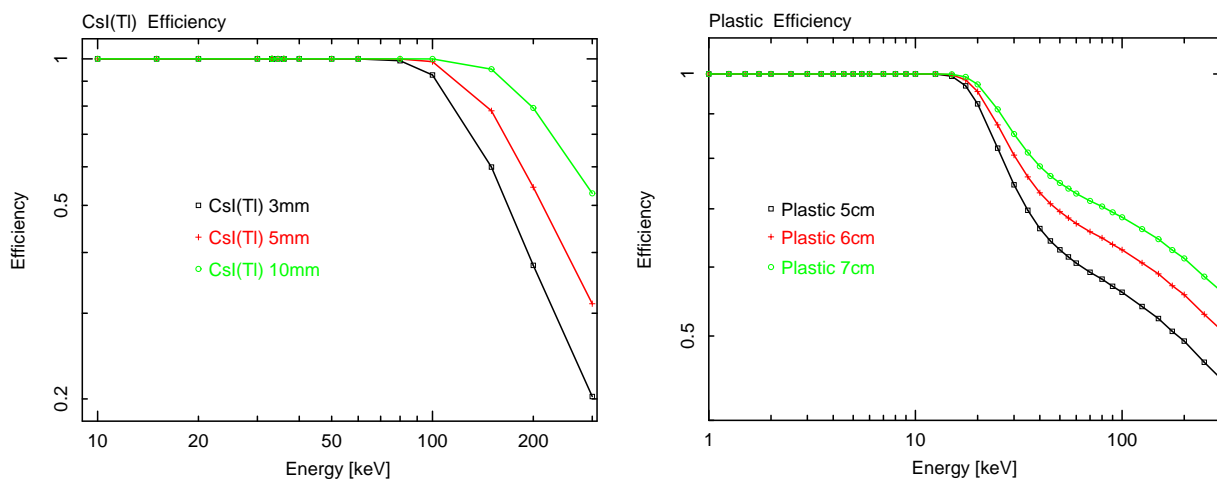


図 D.2 CsI(Tl) の検出効率 (左図) とプラスチックの検出効率 (右図) である。CsI(Tl) の検出効率は、厚さが 3 mm(黒)、 5 mm(赤)、 10 mm(緑) のプロットである。プラスチックは、高さが 5 cm(黒)、 6 cm(赤)、 7 cm(緑) のプロットである。

付録 E

散乱位置検出型検出器による M

ここでは、散乱体を分割して入射光子の散乱位置を検出する方法を用いた場合のモジュレーションファクタについて示す。入射光子の散乱位置情報が得られることで入射光子の散乱角度を正確に定義することができるため、 M が大きくなる。

60 分割した直径 100 mm の円柱型プラスチックの周囲を 12 枚の CsI(Tl) で囲むモデルでシミュレーションを行う。プラスチックで多重散乱するイベントは、コインシデンスにより落とすことができると考えられるため、多重散乱イベントは取り除く。シミュレーションに用いたモデルを図 E.1 に示す。100 keV、100% 偏光の光子をプラスチックの全面に入射したとき、プラスチックを 60 分割した場合に得られるモジュレーションカーブと、プラスチックを分割しない場合のモジュレーションカーブを図 E.2 に示す。それぞれのモジュレーションファクターは、プラスチック 60 分割モデル (黒) が $M_{60} = 0.586$ 、分割しないモデル (赤) が $M_1 = 0.393$ となった。この結果から明らかに散乱位置を検出できる方が偏光観測に有利である。

実際に散乱位置を検出するためには、分割したそれぞれの散乱体を読み出すことが必要となるため、PMT をたくさん使用するか、H8500(浜松ホトニクス製) のようなマルチアノード PMT を使用することになる。マルチアノード PMT は 1 台の PMT の受光面が分割されており、位置検出が可能な PMT である。しかし、H8500 は耐震設計ではないため衛星搭載目的で使用することができない。衛星搭載モデルでは、幾何学的対称性を持った単純なモデルで設計を行っている。

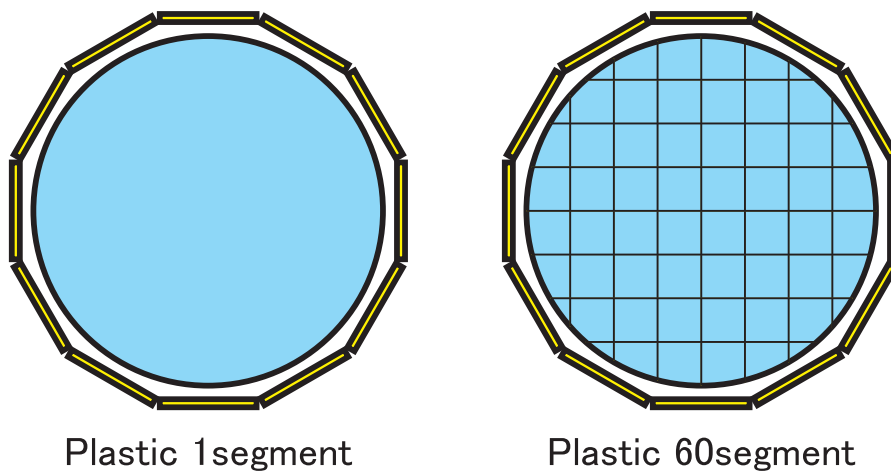


図 E.1 プラスチック分割のシミュレーションに用いたモデル

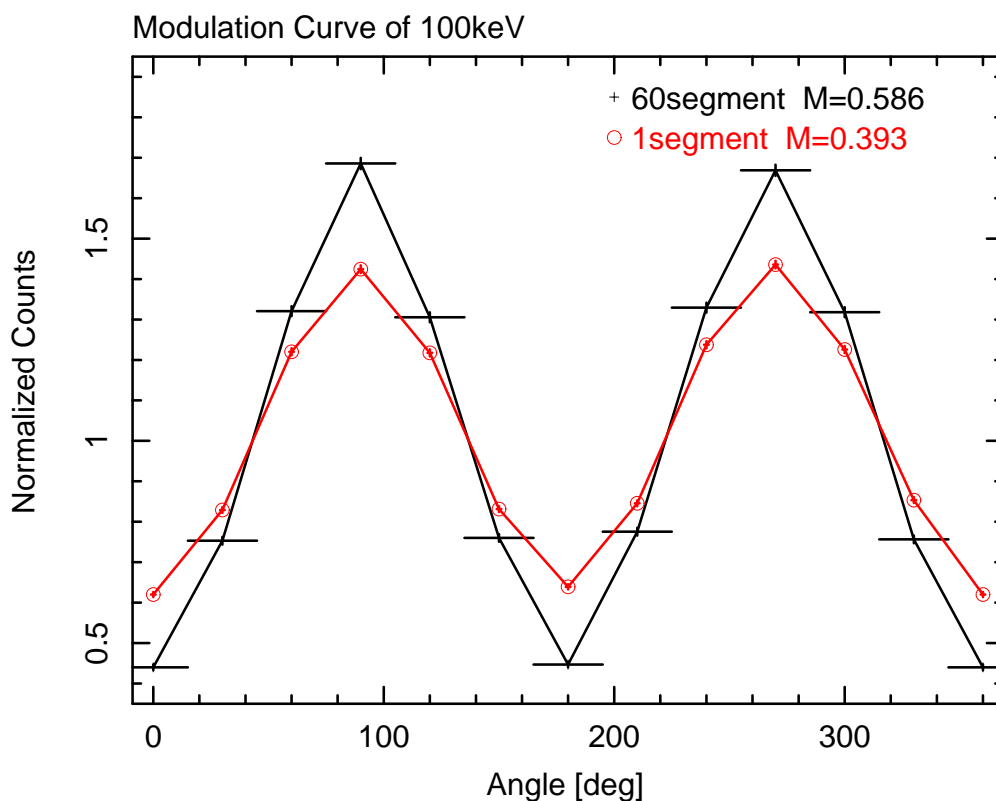


図 E.2 散乱位置検出方法によるモジュレーションカーブ。プラスチックを 60 分割した場合、コインシデンスによって多重散乱イベントを落とすことができると考えられるため、多重散乱イベントは取り除いている。

付録 F

CsI(Tl) のスペクトル補正

X 線発生装置の偏光度にはエネルギー依存性がある。したがって、偏光測定によって CsI(Tl) で得られるスペクトルをエネルギー毎に積分することによってエネルギー毎のモジュレーションを求めることができるはずである。しかし、CsI(Tl) 12 系統のエネルギー分解能が悪いこと、正確なエネルギー較正ができていないことによって、何らかの補正を行うことが必要である。

旧偏光検出器モデルにおいて、プラスチックの直径 4 cm に正面入射した場合の偏光測定について、CsI(Tl) で得られるスペクトルを補正することによってエネルギーごとのモジュレーションを求める方法を検討する。

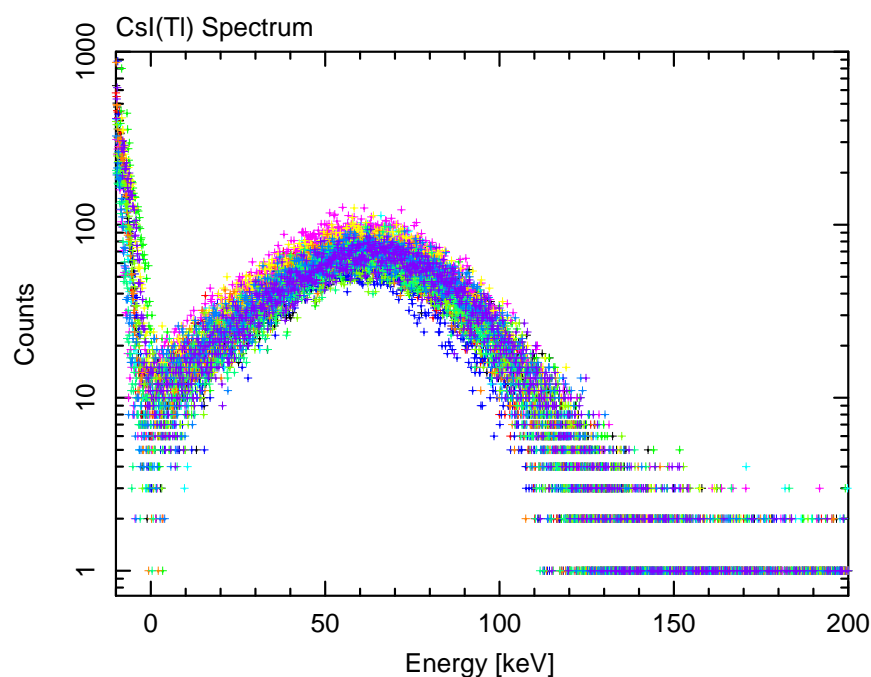


図 F.1 CsI(Tl) のスペクトル

F.1 補正しない場合

補正しない場合に、それぞれのエネルギー範囲で積分したときのモジュレーションカーブを図 F.2 に示す。スペクトル全体を積分した 0-200 keV ではきれいなモジュレーションカーブになっているが、エネルギー範囲を区切って 0-60 keV、60-200 keV で積分した場合にはモジュレーションカーブの形が崩れてしまう。しかし、強引にサインフィットを行いモジュレーションの値を求めると、0-60 keV よりも 60-200 keV の方が大きくなり、0-200 keV ではそれらの平均値になっていることから、傾向は正しいように思われる。

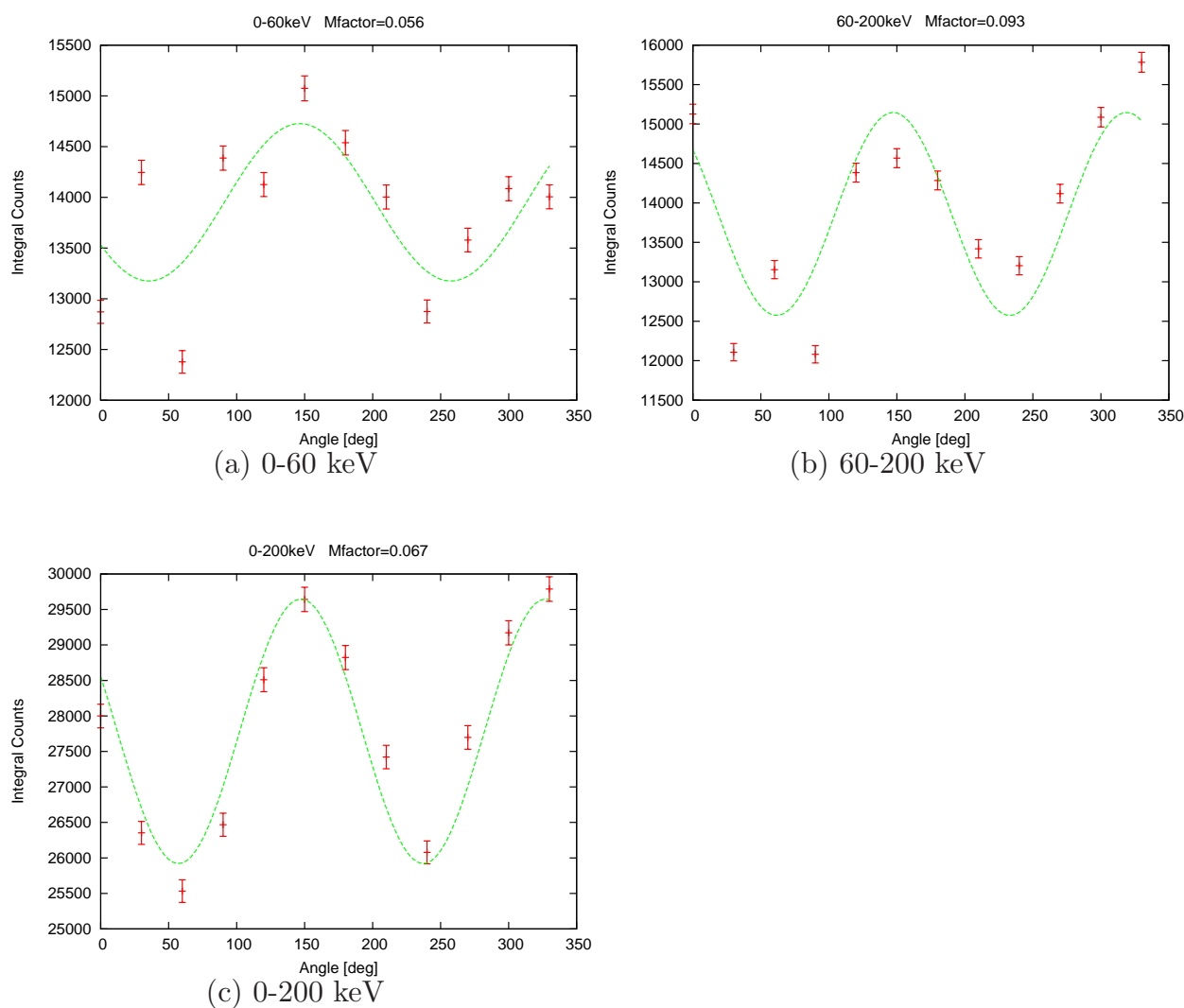


図 F.2 補正しない場合のエネルギーごとのモジュレーションカーブ

F.2 補正した場合

CsI(Tl) 12 系統のリニアリティを使用してチャンネルからエネルギーに変換すると、変換後のスペクトルのピークチャンネルが合わないことから、リニアリティに問題があるのではないかと考えた。そこで、チャンネルレンジのスペクトルのピークをフィットし、CsI(Tl) 1 系統のピークに合わせてからエネルギーに変換した。

基準となる CsI(Tl) 1 系統のピークチャンネルを p とする。他の CsI(Tl) のピークチャンネルを p_x とし、

$$ch'_x = ch_x \times \frac{p}{p_x} \quad (\text{F.1})$$

のように、それぞれのチャンネル ch_x を ch'_x に変換し、その後、基準となる 1 系統のリニアリティを使用してエネルギーに変換するという処理を行った。

補正を行った場合に得られるそれぞれのエネルギー範囲のモジュレーションを図 F.3 に示す。また、それぞれのエネルギー範囲で積分したときのモジュレーションカーブを図 F.4 に示す。補正をしない場合と比較すると、モジュレーションカーブの形が整っているように見える。0-30 keV、80-200 keV では光子統計が悪いため形が崩れていると考えられる。90keV 以下については、高エネルギー側の方がモジュレーションが大きくなっていることから、ある程度の傾向は見えるが、今後も補正方法を検討する必要がある。

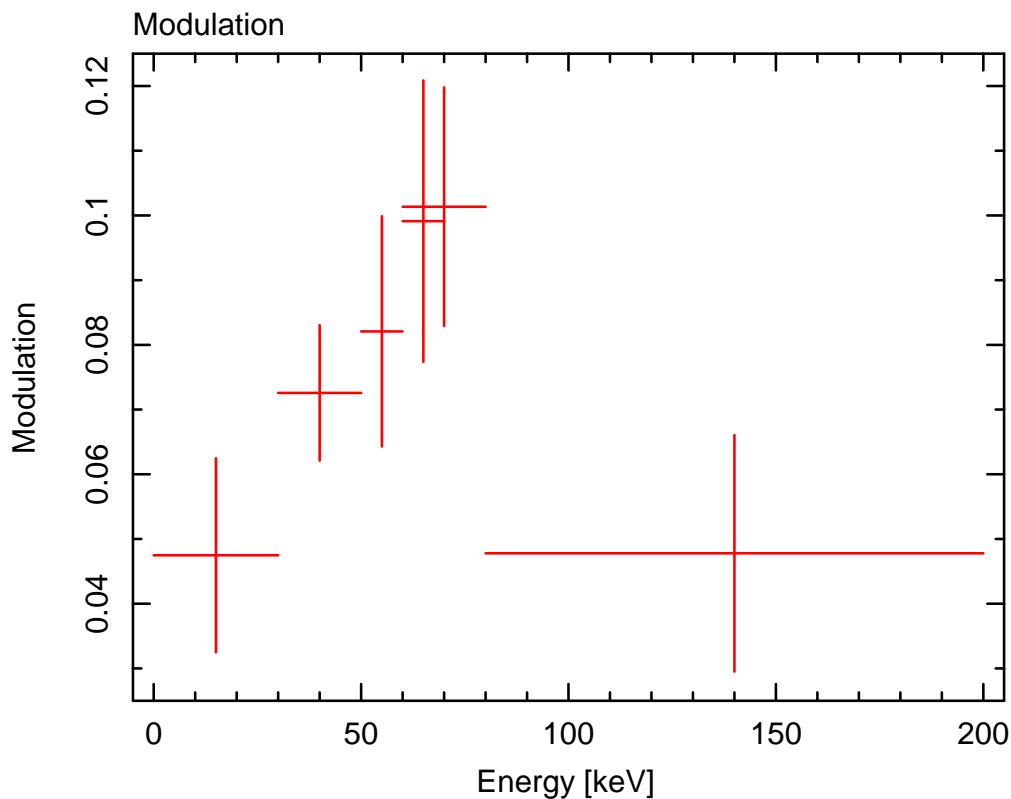


図 F.3 補正した場合のエネルギーごとのモジュレーション

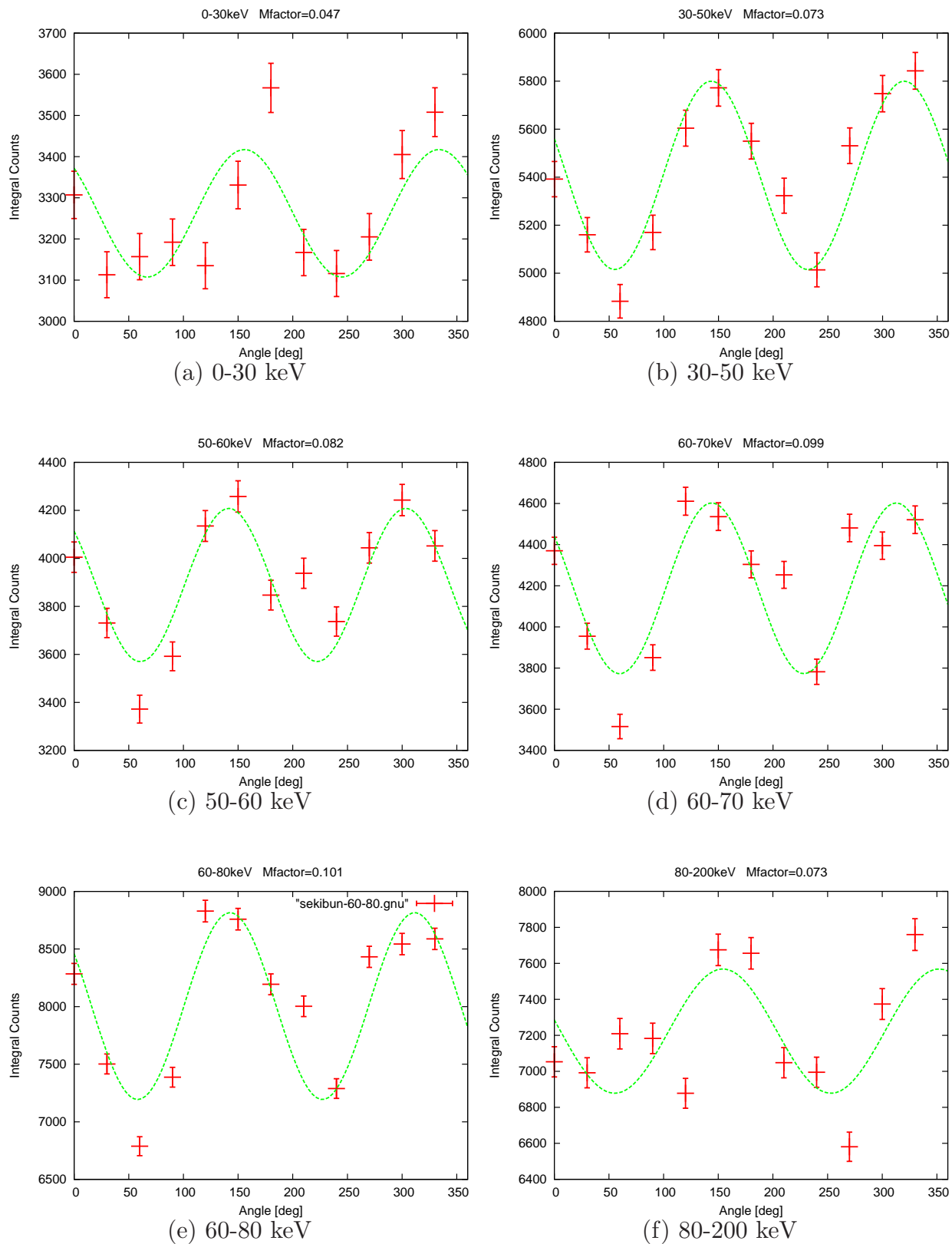


図 F.4 補正した場合のエネルギーごとのモジュレーションカーブ

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、物理を通して物事を理解するということを学ばせていただきました。また、物理以外のお話はとても興味深いものでした。3年間で経験したことはこれから先で役に立つと思います。ありがとうございました。

藤本龍一先生のライビキのゼミでは、理解できたときに物理がとても楽しくなりました。修士論文作成にあたり、的確な指摘をしていただき、ありがとうございました。

米徳大輔先生には実験の基本的なことから丁寧に教えていただきました。行き詰まったとき、分からないことがあるときには適切な指導をしていただきました。また、修士論文についての指導をしていただき、ありがとうございました。

同期の喜田村孝くん、田辺幸子さん、横田聡くん。喜田村くんの集中力にはいつも感心していました。私にとって、何かと頼りになる存在でした。田辺さんのおかげで、行事がたくさんあって、研究室生活を楽しく過ごすことができました。横田くんの面倒見の良さ、努力家なところを見習いたいと思います。生徒から頼られる先生になってください。みんなと3年間一緒に過ごすことができ良かったです。本当にありがとう。

M1のみなさん。江村尚美さんには実験とシミュレーションで助けてもらいました。仕事が早く、頼りになる存在でした。児玉芳樹くんにはたくさん実験をしてもらいました。面倒なことも手伝ってくれて、ありがとう。児嶋佑介くん、頼まれたら断れないやさしい性格で、これからもがんばってください。梨本拓郎くん、新しい装置を次々と完成させてすごいと思います。良い先生になってください。いろいろお世話になりました。ありがとう。

4年生の藤本大史くん、実験を手伝ってくれてありがとう。その他の4年生のみなさん、短い間でしたがいろいろお世話になりました。ありがとう。

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