

気球硬X線偏光計 PoGO のシミュレーションによる
性能評価

有元 誠

修士論文

東京工業大学大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

2006年 3月

Abstract

X-ray polarimetry is strong probe to clarify physical properties of astronomical objects, such as magnetic field structure or radiation mechanism of rotation-powered pulsars. X-ray polarimetry is awaited to be realized. However technical difficulty has been preventing it. In order to make a breakthrough, we have been developing a Polarized Gamma-ray Observer (PoGO), aiming at a balloon experiment in 2007/2008. PoGO utilizes anisotropy of Compton scattering against polarized X-rays. PoGO is a well-type phoswich detector and will realize very low background. We have conducted a test-beam experiment with a PoGO prototype at the KEK on Dec. 2004.

In this thesis, I simulated the experiment at KEK using the Geant4 toolkit and estimated the experimental result compared to simulated result quantitatively. As a result, the experimental result was consistent with the simulation within an error of 10%. We found that it is important to consider the non-linearity of light emissivity of fast scintillators, and that the dependency of the modulation factor on the incident position of X-rays is not negligible.

In a balloon-borne experiment, we must estimate that CXB and atmospheric gamma-ray background quantitatively. Therefore, I simulated real PoGO observations on several objects quantitatively. Since we plan to observe the Crab pulsar, Cyg X-1, Mrk 501, I simulated observations on them. As a result we can expect a detection of phase dependency of X-ray polarization from the Crab pulsar with 3σ confidence level. The simulation showed that we can detect X-ray polarization from Cyg X-1 and Mrk 501 with confidence levels of 3σ and 4σ , if we assume 10% and 20% polarization, respectively.

目次

第1章	はじめに	4
第2章	X線偏光で探る高エネルギー天体现象	6
2.1	偏光の生成過程	6
2.1.1	シンクロトロン放射	6
2.1.2	制動放射 (Bremsstrahlung)	7
2.1.3	コンプトン散乱	8
2.2	偏光計の原理	11
2.2.1	ブラッグ反射を利用した偏光計	11
2.2.2	光電効果を利用した偏光計	11
2.2.3	対生成を利用した偏光計	12
2.2.4	コンプトン散乱を利用した偏光計	13
2.3	偏光で探る高エネルギー天体の物理	15
2.3.1	天体の磁場構造からの放射過程の解明	15
2.3.2	ガンマ線バースト (GRB)	16
2.3.3	降着円盤の幾何学的構造の解明	16
2.3.4	回転駆動型パルサーの放射メカニズムの解明	17
第3章	PoGO プロジェクトと本研究の目的	21
3.1	気球実験の意義	21
3.2	PoGO プロジェクトとは	22
3.2.1	PoGO の偏光検出原理	22
3.2.2	PoGO の検出器構成	24
3.2.3	フォスウィッチによる波形弁別法	24
3.3	光電子増倍管アセンブリ (PMT-ASSY) の開発	26
3.4	シミュレーションの意義と、これまでの状況	29
3.4.1	目的	29

3.4.2	これまでのシミュレーションの結果	29
3.4.3	今後のシミュレーションの課題	32
第4章	偏光ビームを用いた、プロトモデル検出器の性能評価	33
4.1	目的	33
4.1.1	セットアップ	33
4.1.2	実験結果	37
4.2	シミュレーションによる性能評価	41
4.2.1	目的	41
4.2.2	統計揺らぎの取り扱い	41
4.2.3	セットアップ	42
4.2.4	シミュレーション結果	44
4.2.5	実験とシミュレーションの比較	44
第5章	217ユニットで構成した気球搭載モデルのシミュレーション	55
5.1	目的	55
5.2	セットアップ	55
5.3	偏光検出の評価方法	57
5.4	バックグラウンドの評価	59
5.4.1	宇宙 X 線背景放射	59
5.4.2	大気からの散乱線	60
5.5	単色 X 線に対する偏光検出感度	65
5.5.1	有効面積	65
5.5.2	変調因子 (MF)	66
5.6	かにパルサーの観測	68
5.6.1	かにパルサーのモデル	68
5.6.2	観測シミュレーション	69
5.6.3	限界検出偏光度 (MPD)	69
5.6.4	位相毎の観測シミュレーション	71
5.6.5	様々な分解能での評価	76
5.7	様々な天体での観測	79
5.7.1	白鳥座 X-1	79
5.7.2	Mrk 501	80

5.7.3	ガンマ線バースト (GRB)	84
5.8	Active Shield を主検出部とした偏光検出	87
第 6 章	まとめと今後の課題	91

第1章 はじめに

これまで天文学では様々な波長で天体の観測が行われており、可視光や電波の領域では天体からの放射強度を測定する測光や、スペクトルを得る分光、天体の空間構造を映し出す撮像、放射の電場の偏りを観測する偏光という4つの手法で数多くの観測がなされてきた。また1962年にロケットが打ち上げられて非常に明るいX線源 Sco X-1 が観測されてからは (Giacconi et al.1962)、X線を用いた観測が盛んに行われるようになった。特にX線はその透過力の強さから、天体の放射機構や組成およびその周辺環境を直接映し出す強力なプローブであり、これにより多くのX線天文衛星が打ち上げられ、測光、分光、撮像を用いた数多くの観測がなされるようになった。

例えば1993年に打ち上げられた ASCA 衛星はX線天文衛星では初めてX線 CCD を搭載し、高いエネルギー分解能 (5.9keV で 2%) と撮像を両立させることに初めて成功した。1999年に打ち上げられた Chandra 衛星は世界最高の空間分解能 (0.5[arcsec]) を持ち、天体の構造をX線領域でこれまでにない精度で詳細に映し出すことに成功した。また同年に打ち上げられた XMM-Newton 衛星は大口径のX線望遠鏡を搭載しており、これにより大有効面積 (1keV で約 1,500cm²) を実現し、非常に感度の高い観測を行うことが可能となった。また2005年に打ち上げられた Suzaku 衛星は幅広いエネルギー帯域 (0.2-600keV) を持ち、特に高エネルギー (数十 keV 以上) でのエネルギー分解能はこれまでのX線天文衛星の中で最も優れている。

一方で、X線領域での偏光観測はその技術的な困難さからほとんど行われてこなかった。可視光では偏光板などを用いて容易に偏光観測を行うことができるが、X線では波長が短いため波として捉えることが難しく、可視光や電波で用いられている偏光観測の技術を用いることができない。またX線は大気に吸収されるため衛星や気球などで大気圏外に検出器を打ち上げる必要があり、更に光電吸収やコンプトン散乱を用いた偏光計ではその物理過程を検出器内で詳しく把握しなければならず、技術的に難しい。そのような状況の中でX線領域での偏光観測例は、OSO-8 衛星によるかに星雲の観測 (Weisskopf et al.1976) や RHESSI 衛星などによる太陽フレアの観測 (McConnell et al.2004) にとどまり、測光、分光、撮像と比較するとその観測の成果はごくわずかと言える。特にOSO-8 衛星ではそ

の観測はブラッグ反射を利用していたために、2.6keV と 5.2keV のエネルギーにとどまっております。軟 X 線での非常に狭い領域でしか観測が行われていない。さらに硬 X 線に至っては偏光の観測例はほとんど皆無であり、RHESSI 衛星が偶然ガンマ線バーストの偏光を捉えたという報告例 (Coburn et al.2003) があるものの、データ解析に大きな不定性があり (Rutledge et al.2004)、信頼度のある結果とは言えない。

以上のように X 線偏光観測は未だに未開拓の分野であり、その観測は非常に困難であるといえる。にも関わらず偏光観測が期待されるのは、その偏光観測を用いてのみ解明できる物理があるためである。例えば、天体の磁場構造はこれまでの測光、分光、撮像では解明することができなかったが、偏光観測ではそれを初めて解明することができる。また天体が行っている放射の素過程もこれまでは分光と測光の手法を用いて、スペクトルの形と放射時間の変動から推測してきたが、偏光という全く独立な手法を用いることによってその素過程を決定できる。また降着円盤や分子雲トーラスなどの非常にスケールの小さい天体の構造やジオメトリは、これまでの撮像観測ではまったく分解できなかった。しかし降着円盤などで散乱された光子が持つ偏光情報を捉えることで初めてその構造やジオメトリに関する情報を得ることができる。

このように X 線領域での偏光観測は近年発展してきた X 線天文学において、最も期待されるテーマの一つでありながらその観測例はごくわずかであり、今後の X 線天文学の発展のためには偏光観測は非常に重要である。また 2010 年以降に打ち上げを予定している NeXT 衛星は、非常にエネルギーの高い X 線 ($\sim 300\text{keV}$) まで観測可能な検出器の搭載が計画されている。この検出器はコンプトン散乱を利用することによって偏光を検出することも計画されており、これが実現すれば高エネルギー天体物理学を大きく切り開く可能性がある。しかしながら、このような大型衛星で偏光観測を実現するのは技術的な難易度が高く、まずは気球実験などで確実な成果を挙げ、確かな経験を積み上げることが成功への近道といえる。

第2章 X線偏光で探る高エネルギー天体現象

2.1 偏光の生成過程

この章では、まず偏光を作りだす物理素過程に着目する。次に硬 X 線で偏光を「実測」する手法について概観し、観測対象となる様々な高エネルギー天体現象について概観する。

2.1.1 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射は、相対論的荷電粒子が磁場 B 中で螺旋運動を行うことによって生じる放射である。粒子の速度が非相対論的な場合、良く知られたサイクロトロン放射に帰着される (図 2.1)。しかし相対論的粒子においては、その放射が運動方向に強く集中する「ビーミング」と呼ばれる効果が起こる (図 2.2)。

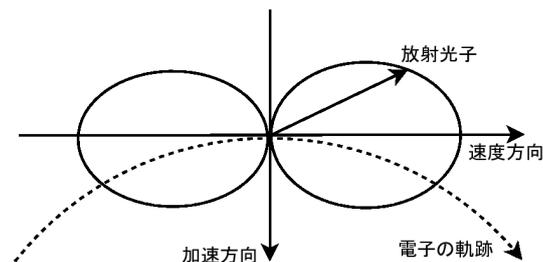


図 2.1: サイクロトロン放射: 非相対論的 (古典的) な場合の双極子放射

このとき観測者から見て、ある単一の電子が角振動数 ω で磁場の向きに沿って平行に放射する単位時間あたりのエネルギーを $P_{\parallel}(\omega)$ 、垂直放射する単位時間あたりのエネルギーを $P_{\perp}(\omega)$ とすると、

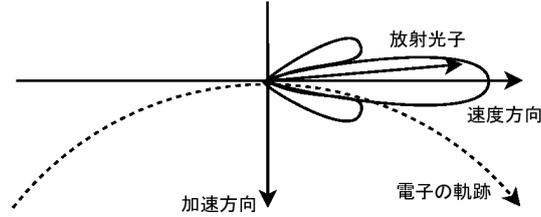


図 2.2: シンクロトロン放射: 相対論的ビーミングの効果により接線方向に放射が集中する

$$P_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} [F(x) - G(x)] \quad (2.1)$$

$$P_{\perp}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} [F(x) + G(x)] \quad (2.2)$$

ここで、 $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z) dz$ 、 $G(x) = x K_{2/3}$ であり、 $K_{5/3}$ 、 $K_{2/3}$ は変形ベッセル関数、 $x = \omega/\omega_c$ 、 e は素電荷、 m_e は電子の質量、 α はピッチアングルである。

単一の電子が出すシンクロトロン放射は楕円偏光しているが、連続的に磁場に巻き付いている電子を我々が見る場合は、視線方向よりずれている電子同士が楕円成分を打ち消しあうので結局直線偏光として観測する。

このとき、単一のエネルギーの場合の偏光度 $\Pi(\omega)$ は

$$\Pi(\omega) = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)} \quad (2.3)$$

となる。また電子が幕状の分布 ($N(E)dE \propto E^{-p}dE$) を示す場合、偏光度 Π は以下のよ

うに表され (Rybicki & Lightman)、

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \sim 0.7 \quad (p=2) \quad (2.4)$$

ここで標準的なフェルミの一次加速を想定した場合、 $p=2$ となるのでこの場合の偏光度は $\Pi = 0.7$ である。またさらに磁場が不均一である場合は式 (2.4) は、その不均一の方だけ偏光度が減少するため、磁場の均一さを表す指標になる。

2.1.2 制動放射 (Bremsstrahlung)

制動放射 (Bremsstrahlung, free-free emission) は原子核やイオンの電場中で荷電粒子が加速度を受けることにより生じる放射である。このとき光子は電子の軌道に対して垂直に放

射されやすく、そのときの光子の偏光面は加速方向に対して平行となる (図 2.3)。特に静止している陽子に対して電子があるエネルギー E_e (静止質量+運動エネルギー) を持って、入射したときに制動放射によって生じる偏光度は以下のように与えられる (Gluckstern et al. 1953)。

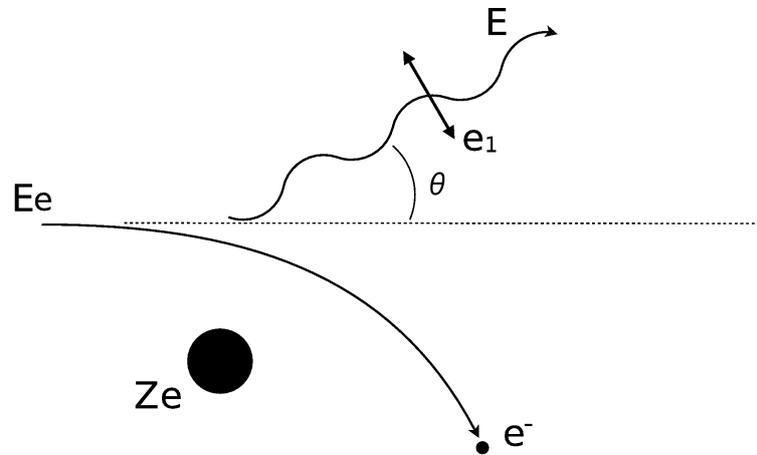


図 2.3: 制動放射の過程。電子が原子核のクーロン場で加速度を受けることにより、光子を放射する。その光子の偏光面は加速方向に対して平行となる。

$$\Pi = \frac{m_e c^2 E \Delta_0 - 2m_e^3 c^6}{E^2 \Delta_0 - m_e c^2 E \Delta_0 + 2m_e^3 c^6}$$

ここで E は放射光子のエネルギー、 m_e は電子の静止質量、 c は光速であり、

$$\Delta_0 = E_e - p_0 \cos \theta$$

ここで p_0 は始状態の電子の運動量であり、 θ は入射した電子から測った放射光子の角度である。放射された光子のエネルギーと散乱角、入射した電子のエネルギーが適当な値 (例えば $E_e = 6m_e c^2$ 、 $\theta = 10$ [deg]、 $E =$ 数 keV) をとると 80% 近くの偏光度が得られる場合がある (Gluckstern et al. 1953)。しかし、密度の高い物質に電子が入射する場合は、制動放射は 1 回ではなく複数回起きるため、このように整った偏光が観測されることは滅多にない。

2.1.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱は光子と電子が衝突を起こすことによって、光子と電子間でエネルギーと運動量をやりとりする過程である (図 2.4)。

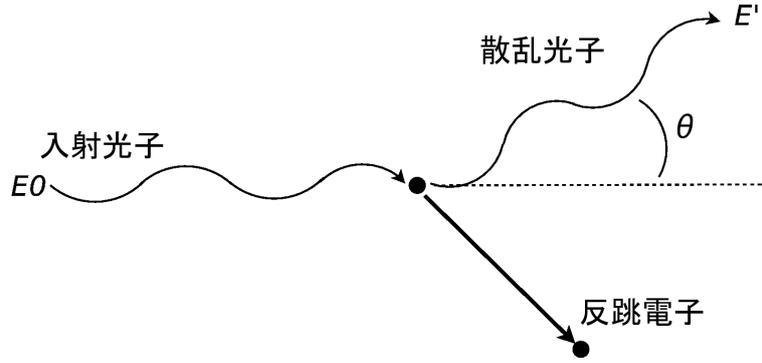


図 2.4: コンプトン散乱

無偏光の光子の場合

無偏光の光子が電子に衝突する場合、微分散乱断面積は Klein-Nishina の式として以下のように与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 [\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta] \quad (2.5)$$

ここで r_0 は電子の古典半径、 ϵ は光子の入射エネルギー E_0 、光子の散乱後のエネルギー E' 、 θ は散乱角であり、

$$\epsilon = \frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + \left(\frac{E_0}{m_e c^2}\right) (1 - \cos \theta)} \quad (2.6)$$

と表される。また散乱後の光子の偏光度は以下のように与えられる (Lei et al.1997)。

$$\Pi = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta} \quad (2.7)$$

それぞれのエネルギーと散乱角に応じた偏光度を図 2.5 に示す。これからわかるとおり、散乱された光子は散乱角に依存した偏光度を持っており、例えば光源に照らし出されている散乱体を我々がある角度から見込む場合、その角度に依存した偏光度を我々は観測することになる。

偏光した光子の場合

次に偏光した光子についてのコンプトン散乱について述べる。偏光した光子がコンプトン散乱をした場合 (図 2.6)、その微分散乱断面積は以下のような Klein-Nishina の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 [\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta] \quad (2.8)$$

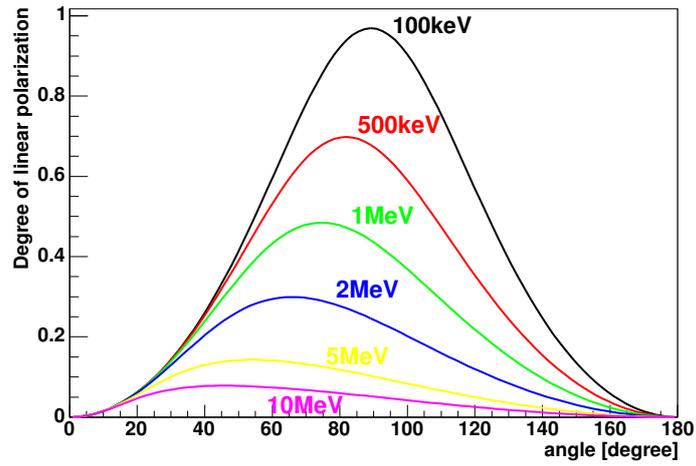


図 2.5: 無偏光光子が散乱されたときの直線偏光度。横軸:散乱角、縦軸:偏光度

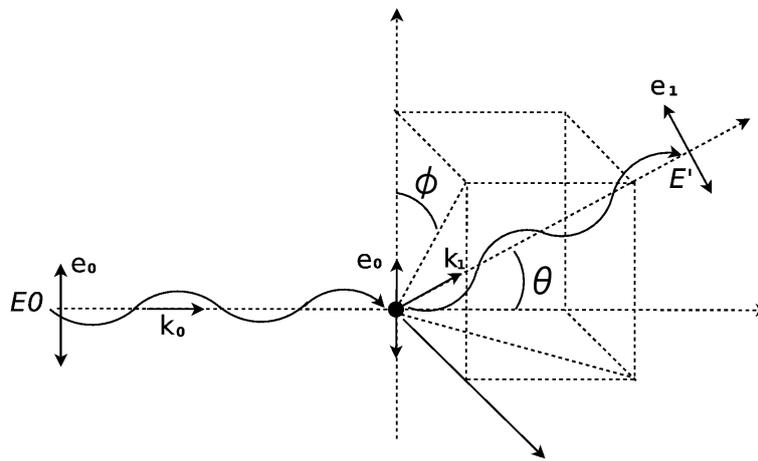


図 2.6: 偏光した光子が散乱されたときの模式図。 e_0 は入射光子の偏光面、 e_1 は散乱光子の偏光面、 k_0 は入射光子の進行方向、 k_1 は散乱光子の運動方向。クライン仁科の式から $\eta=90$ 度的时候が散乱断面積が最大になるため、方位角に異方性が現れる。また散乱後の偏光面 e_1 は e_0 と k_1 で張られる面に平行になる。

で与えられる。ここで η は散乱方位角であり偏光面に対してなす角度である。式 (2.8) から、微分散乱断面積は $\eta=90$ 度の時が最大になることがわかる。つまり、偏光した光子がコンプトン散乱する場合、その偏光面に対して直角に散乱しやすい。また、 $\theta=0$ 、 180 度の時では、 η はどのような値を取っても $\sin^2 \theta \cos^2 \eta$ の項が 0 となるため、散乱の異方性は生じない。ここで散乱角 $\theta=90$ 度ととると、最も異方性を顕著に見ることができる。

2.2 偏光計の原理

硬 X 線領域では波長が大変短いため、偏光板のようなものを用いて偏光を観測することはできない。そこで X 線領域での偏光観測には光電効果、コンプトン散乱、ブラッグ反射などを利用する。ここではそれぞれの素過程を利用した偏光計の原理について述べる。

2.2.1 ブラッグ反射を利用した偏光計

入射した X 線の波長を λ 、結晶の格子定数を d 、結晶面に対しての角度 θ とすると、任意の整数 n に対して以下の回折条件が与えられる。

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

この条件が満たされて起こる反射をブラッグ反射と呼ぶ。この時入射した X 線は、その偏光面 (電場ベクトル) が結晶の面に対して平行な場合は反射率が最大となり、面に対して垂直な場合は反射率はゼロとなる。よってある偏光した X 線を結晶に入射させた場合はある一定方向にのみ散乱されるため、結晶面を固定したまま回転させることによって、モジュレーションファクターが 100% に近いモジュレーションを得ることができる (モジュレーションファクターについては 2.7 で述べる。)。

しかし、このブラッグ反射が起きるのは特定の波長のみであり、さらに 3 次以上の反射の場合はその強度が急激に落ちてしまう。例えば OSO-8 衛星では、結晶はグラファイトを用いており、1 次と 2 次の反射、つまり単色の 2.6keV と 5.2keV という非常に狭いエネルギー領域でしか偏光を検出できない。

2.2.2 光電効果を利用した偏光計

偏光した X 線が光電吸収されるとき、K 殻から放出される電子の角度分布を含んだ微分散乱断面積は次のように与えられる (Ramsey et al.1994)。

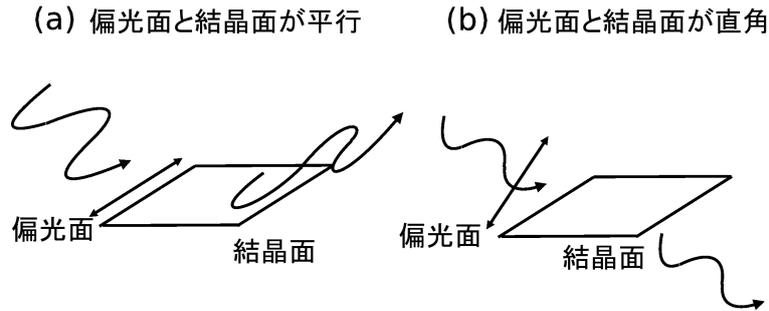


図 2.7: 偏光光のブラッグ反射の原理。(a) のように偏光面と結晶面が平行な場合には 100%に近い反射を起こし、(b) のように偏光面と結晶面が直角ならばその反射率は 0 である。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \eta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (2.9)$$

ここで θ は入射光子の方向と放出された光電子の方が成す角、 η は入射光子の偏光方向と放出された光電子の方向が成す方位角、 β は電子の速度を v 、光速を c としたとき、 $\beta=v/c$ である。この上式から、 $\eta=0[\text{deg}]$ のとき、つまり入射光子の偏光方向に沿って、光電子は放出されやすいことがわかる (図 2.8)。

この性質を利用して偏光を検出することができる。例えばガス比例係数管の中に偏光した光子を入射させる。その比例計数管中で光電吸収された光子は偏光面に沿って光電子を放出し、偏光方向に偏った電子雲が形成される。その電子雲を GEM(Enrico Costa et al. 2001) などで増幅し、更に読み出しとなる電極をピクセル化することで電子雲の広がりの方角を捉え、偏光を観測するといった研究が現在盛んに行われている。

また光電吸収は数 keV~数十 keV で支配的な相互作用であり、ブラッグ反射と異なり軟 X 線領域で「連続的に」偏光を捉えることができる。さらにコンプトン散乱の式と比較すると、コンプトン散乱の反応断面積は方位角がどのような値をとってもゼロになり得ないが、光電吸収の場合ではその反応断面積は $\eta=90[\text{deg}]$ のときはゼロになる。よって方位角ごとの変調を考えた場合、コンプトン散乱では原理的にその変調は MF=100%(MF については 2.2.4 節参照) にはなりえないが、光電吸収では MF=100%を達成できる。

2.2.3 対生成を利用した偏光計

MeV 領域のエネルギーでは電子陽電子の対生成が支配的になってくる。この対生成の断面積は以下のように与えられる (Mattox et al.1990)。

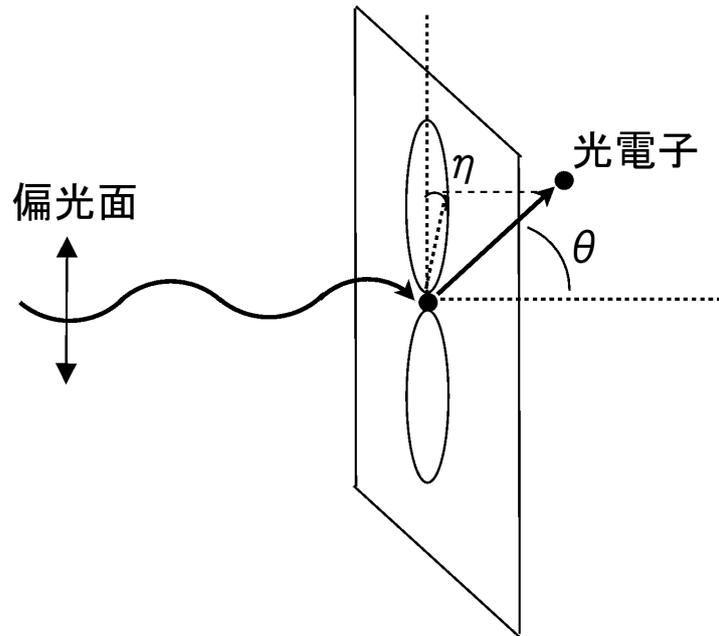


図 2.8: 光電効果の異方性。偏光面に対して $\eta=0[\text{deg}]$ 、つまり偏光方向に光電子が放出されやすい。

$$\sigma(\eta) = \frac{\sigma_0}{2\pi} [1 + \Pi R \cos(2\eta)]$$

ここで η は入射光子の偏光面と電子陽電子が放出される面が成す角、 σ_0 は対生成の全断面積、 Π は入射光子の偏光度、 R は対生成の非対称性の比であり、典型的には ~ 0.1 である。この式から電子陽電子は偏光面に対して $\eta=0[\text{deg}]$ 、つまり偏光面に沿って放出されやすいことがわかる。よって対生成された電子の飛跡を捉えることによって偏光観測可能になる。しかし、ここで注意しなければならないのは、検出器内で電子がクーロン散乱を起こすことによって自らの偏光情報が損なわれ、 R の値が下がってしまうことである。

しかし実際この対生成の異方性を用いた偏光観測は COS-B や CGRO 衛星で試みられた (Mitrofanov 1985) が、全て失敗に終わってきた。これは生成された電子が検出器内でクーロン散乱を起こすことで実効的に R が低下してしまい、自らが持つ偏光度が損なわれてしまったためである。

2.2.4 コンプトン散乱を利用した偏光計

偏光した光子が起こすコンプトン散乱の異方性については 2.1.3 節で述べた。ここでは、それを利用した散乱偏光計について述べる。まず図 2.9 のような微小な検出器 A,B で構成

される理想的な散乱偏光計を考える。この時、入射光子は検出器 A でコンプトン散乱され、散乱された光子は検出器 B で捉えられる。 η は入射光子の偏光面との角度であり、コンプトン散乱の異方性から、角度 η に応じて検出器 B でのカウント数は変調する。 $\eta=90$ 度のときそのカウント数は最大となり (N_{\perp})、 $\eta=0$ 度の時はそのカウント数は最小 (N_{\parallel}) となる。ここで、変調の度合いを示す値 Q を次のように定義する。

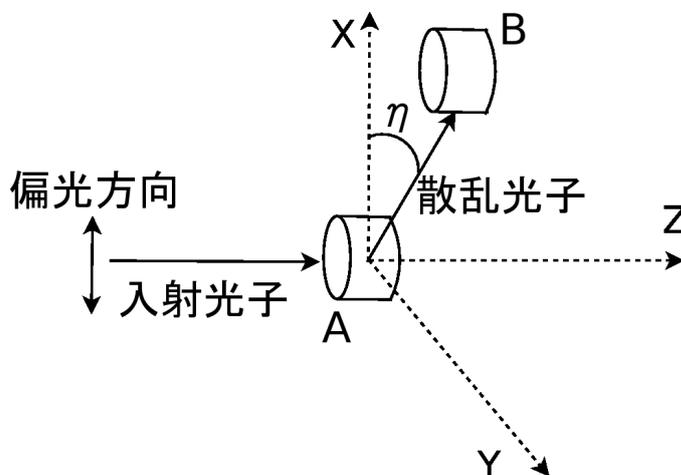


図 2.9: コンプトン散乱計の原理。微小な検出器 A,B を考える。入射光子が A でコンプトン散乱し、B で光電吸収を起こすイベントは角度 η に依存し変調する。

$$Q = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}$$

N_{\perp} と N_{\parallel} の値は微分散乱断面積を反映しているので、

$$Q = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 90) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 90) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\eta = 0)}$$

となり、よって

$$Q = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta}$$

と与えられる。これは式 (2.7) と全く同じ式をしている。よって図 2.5 を見ると、前方散乱 ($\theta \sim 0$ 度) や後方散乱 ($\theta \sim 180$ 度) のようなイベントを選ぶ検出器を製作した場合偏光検出能力の低い検出器となってしまふ。逆にもっとも偏光検出能力の高い検出器を製作する場合は $\theta=90$ 度のイベントを選ぶようにしてやれば良い。

ある検出器に、偏光度 P の光子を入射したときに得られる変調の振幅を Q とすると、同じ検出器が 100 % 偏光に対して示す変調は $M = Q/P$ で与えられる。通常、偏光検出

器の性能として記される モジュレーションファクター (MF:変調因子) は、100 % 偏光に対する M のことである。本論文ではこの定義を採用する。

2.3 偏光で探る高エネルギー天体の物理

これまで X 線やガンマ線を放射する高エネルギー天体観測の方法としては、天体の放射強度を測定する測光、放射のエネルギー分布を求める分光、空間的構造を知るための撮像という3つの手法があった。これら3つの観測により高エネルギー宇宙物理学は大きな発展を遂げたものの、まだ多くの未開拓の分がを残っている。例えばパルサー天体の放射機構は様々な理論モデルが提唱されているものの、従来の測光、分光、撮像という観測手法ではこれを決定付けることができない。ここで新たに「偏光」という観測手法が登場する。偏光は上記した3つの手法とは全く独立なプローブであり、新しい物理を我々に提供してくれる。以下では高エネルギー天体の偏光観測を行うことで、どのような新しい知見を得ることができるかについて述べる。

2.3.1 天体の磁場構造からの放射過程の解明

超新星残骸

超新星が爆発した後の超新星残骸では、膨張しているシェルの部分で衝撃波加速が起き、そこでシンクロトロン放射が起きていると考えられている。これは多波長スペクトルの思索からのことであり、偏光観測を行うことによってそれを検証する必要がある。またそれが実際にシンクロトロン放射であるならば、イメージと合わせて衝撃波近傍の磁場構造を探ることができる。特に、SN1006 で見られたフィラメントは異常に細く、その衝撃波面で磁場が平行か垂直か決着がついておらず (Bamba et al.2003、天文月報 (2004))、はたまた通常の統計加速とは別な加速機構 (サーフィン加速など (Hoshino & Shimada 2002)) が支配しているのかもしれない。また一方で γ Cyg のような超新星残骸はシンクロトロン放射では説明できない硬い X 線スペクトルを示しており、「非熱的制動放射」と考えられている (Uchiyama et al.2002)。このように分光観測のみでは磁場の構造や放射モデルを決定付けることはできない。しかし、磁場の構造に応じて光子の偏光面、それぞれの放射の素過程に応じて偏光度が異なるため、これらの問題に決着をつけることができる。

2.3.2 ガンマ線バースト (GRB)

ガンマ線バーストは宇宙のある一点から非常に短い時間 (数秒から数十秒) に X 線 ~ ガンマ線領域で爆発的に放射を起こす現象であり、全天で最も大きな爆発現象である。現在、世界で最も有力な GRB の放射を説明するモデルとしてファイヤーボールモデル (Piran 1999) がある。ファイヤーボールモデルによれば、太陽質量の数十倍以上の巨大な星が重力崩壊、または中性星同士の連星が融合することにより、 10^{52} erg 程度のエネルギーが生成され、その膨大なエネルギーが相対論的ジェットへ転換される。そして $\Gamma \geq 100$ の相対論的ジェットが放出され、そのジェットの方向が我々の視線方向と一致している場合にジェットによって作られた衝撃波で発生したシンクロトロン放射がガンマ線バーストとして観測される。

2002 年 12 月 6 日に太陽観測衛星 RHESSI が X 線領域で GRB を偶然に観測し、強い偏光 ($80 \pm 20\%$) を検出したという報告がなされた (Coburn et al.2003)。これが事実ならば、恐らく大局的に整った磁場があらかじめ用意されている必要があるが、GRB のような突発現象においてそのような整頓された状況が起きているとは直感的に考えにくい。そもそも、GRB の線放射はシンクロトロン放射でなく jitter 放射であるとする説もあげられている (Medvedev 2000)。jitter 放射は磁場の曲率によって生まれるのだが、その場合磁場の方向がそろっているとは考えにくいいため、シンクロトロンに比べて偏光度は著しく下がるはずである。このように GRB の偏光度から、GRB のプロンプト放射の起源に決着をつけることができる。

2.3.3 降着円盤の幾何学的構造の解明

ブラックホール連星系やセイファート銀河で中心のブラックホール周辺には降着円盤が存在する。降着円盤とは伴星の大気や周辺の物質が中心のブラックホールへ角運動量を持ちつつ落ち込んでいくときに形成される円盤である。 $10M_{\odot}$ 程度のブラックホールを持つ降着円盤のサイズ (嶺重 2005) は $\sim 10^{11}$ cm $\sim 10^{-7}$ pc で、我々の銀河系内近傍にあるとして距離を ~ 1 kpc とおくと 10^{-10} [rad] $\sim 10^{-5}$ [arcsec] である。現在の世界最高の分解能を持つ X 線天文衛星 Chandra の空間分解能は高々 0.5 [arcsec] 程度であり、撮像という手法を用いて降着円盤の幾何学的構造を知ること不可能である。

しかし、偏光観測を行うことで我々は降着円盤の幾何学的構造 (傾き角) を知ることができる。ここで降着円盤で散乱される光子に注目してみる。図 2.10 のように中心のブラックホール周辺からは X 線が放射されており、式 (2.7) でも示したように散乱角によって光

子の偏光度は異なる。そのため、我々は降着円盤で様々な角度で散乱された光子の重ね合わせの偏光度を観測する。例えば我々が降着円盤を真横から見る場合はある一定角の散乱した光子しか観測できないため、偏光した光子が観測される。それに対して真上から降着円盤を見る場合は、様々な方向に散乱された光子を観測することになり無偏光の光子を観測する。

このように見込む角度に応じて光子の偏光度が異なることが期待されるため、偏光観測から間接的に降着円盤の幾何学的構造(傾き角)を知ることができる。またジェットの場合はイメージから知ることができるため、「降着円盤とジェットのなす角度」が分かる。一般的に90度だと思われているが降着円盤とジェットの軸がずれて歳差運動を行っている可能性もある。

また降着円盤の中心にあるブラックホールがシュバルツシルト半径($3r_g$)を持つブラックホールか、それともさらに内縁まで降着円盤が伸びている Kerr ブラックホールか、が偏光観測を行うことで分かるとする考えもある(Connors & Stark 1977)。これは一般相対性理論の重力レンズ効果によって、ブラックホール近傍で光路が歪み、降着円盤に散乱された一部の光子の偏光面が強調されるためだと考えられている。シュバルツシルト半径より内側まで伸びている降着円盤ならばその重力レンズ効果は強く、シュバルツシルト半径程度の降着円盤ならばその効果は抑えられて観測されるはずである。

また降着円盤だけに限らず、セイファート銀河などで形成されている分子トラスの構造も偏光観測によって知ることができる。例えばセイファート1型と2型の銀河では、我々が分子トラスを見込む角度が異なるため偏光度は明らかに異なるはずである。これによりトラスの配置などに関する情報を偏光観測を用いて得ることができる。

2.3.4 回転駆動型パルサーの放射メカニズムの解明

中性子星が高速回転するパルサーからの周期的なガンマ線が放射されている。この放射はパルサー磁気圏の中で中性星の磁力線に沿って運動する相対論的粒子から放出され、その放射は強くビーミングしており、磁力線を含む面内に強く偏光していると考えられている。しかしながら粒子加速が磁気圏のどの場所で起きているのかは全くわかっておらず、パルサーの放射機構の解明は天文学における大きなテーマの一つである。このパルサーの放射領域を予想する理論モデルとしては、3つのモデルが提唱されている。

一つめのモデルは回転している中性子星の極の表面付近で磁力線に平行な電場が生じ、そこで粒子が加速されながら磁場に巻き付いて表面付近で放射がおきる Polar Cap モデル

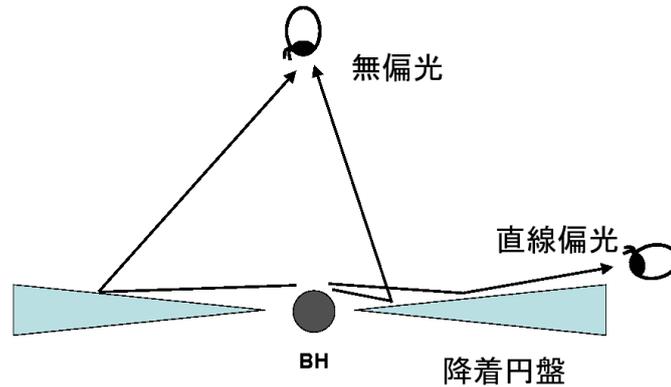


図 2.10: 降着円盤を見込む角度に応じて光子の散乱角は異なる。

(天文月報 2005) と呼ばれるものである (図 2.11)。

2 つめのモデルとして Outer Gap モデル (Cheng et al. 1986) がある。中性子星からは磁力線が出ており中性子星が回転していなければその磁力線は無限遠まで閉じたままの状態をとることができる。しかし実際は中性子星が回転しているために、ある半径 r_L (ライトシリンダー) で磁力線の速度が光速になってしまい、その r_L を越えると磁力線が切れて開いた状態になり (Outer Gap 領域と呼ぶ)、電荷のない領域ができる。その時の r_L は中性子星の角速度 ω を用いて $r_L = c/\omega$ と表される。閉じた磁力線の上では、電荷の分離によってパルサーの回転起電力 ($\sim 10^{15} \text{V}$) が打ち消されるために、電荷は加速されず効率的な放射を起こすことができない。しかし、磁場が開いている Outer Gap 領域では 10^{15}V というポテンシャルによって、電子陽電子の対生成および加速が行われてガンマ線が放射される (図 2.11)。

しかし Outer Gap モデルでは、かにパルサーのようなパルスが放射されていない位相での放射 (off-pulse 放射) をうまく説明することができない。そこで 3 つめのモデルとして polar cap からライトシリンダーにかけての領域で放射が行われる caustic モデル (Dyks & Rudak 2003) が考え出された (図 2.11)。このモデルは加速領域を polar cap からライトシリンダーまで拡張することで、光速が有限なために、異なる領域から放射が起きることによって生じる時間差と光行差の効果が生じ、かにパルサーのようなパルサー天体のライトカーブをうまく説明できる。

このようにかにパルサーの放射機構を説明するモデルとして、polar cap モデル、outer

gap モデル、caustic モデルという3つの有力なモデルがあるものの、これまでの分光や測光観測ではどれが正しいのか決着をつけることができない。しかし、それぞれのモデルは図 2.12 のように位相毎に異なる偏光度、偏光面を予言するため、偏光観測を行うことによって初めてかにパルサーの放射機構を決定することができる。

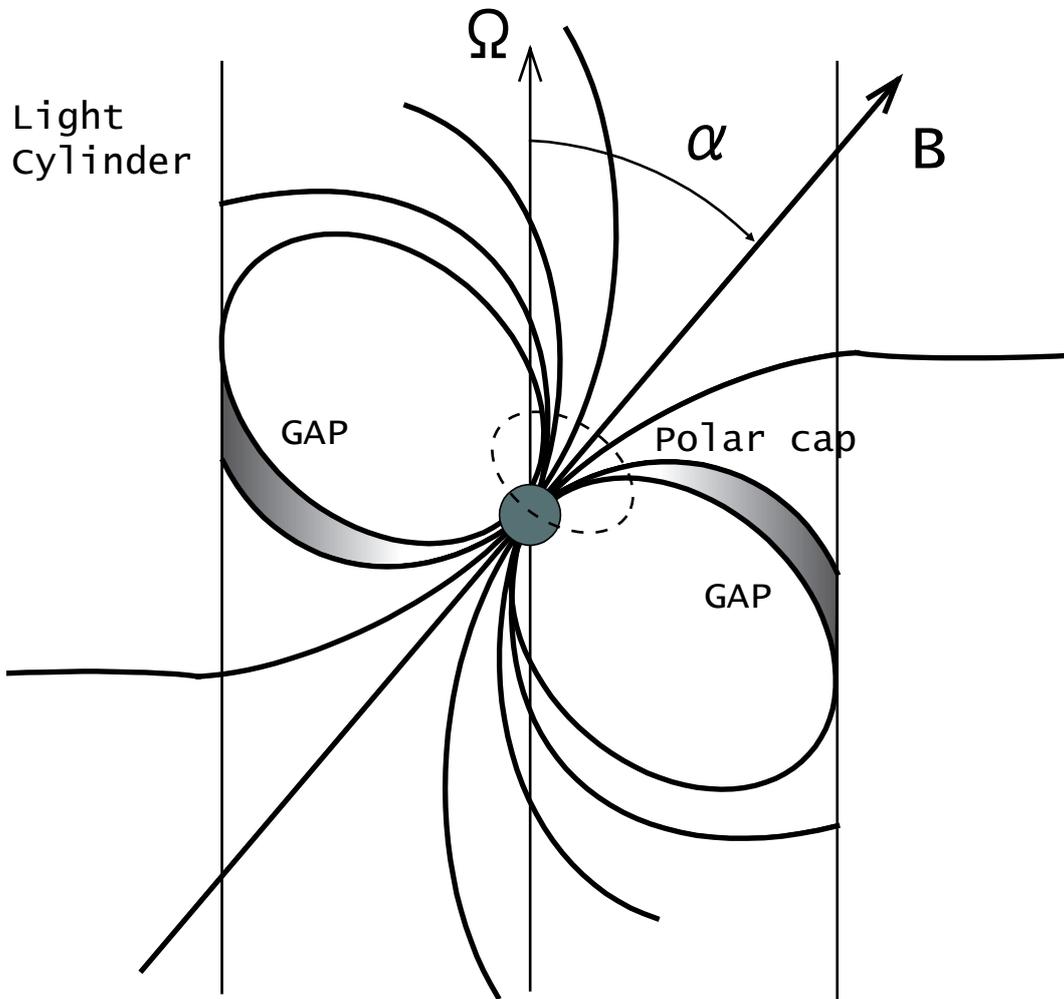
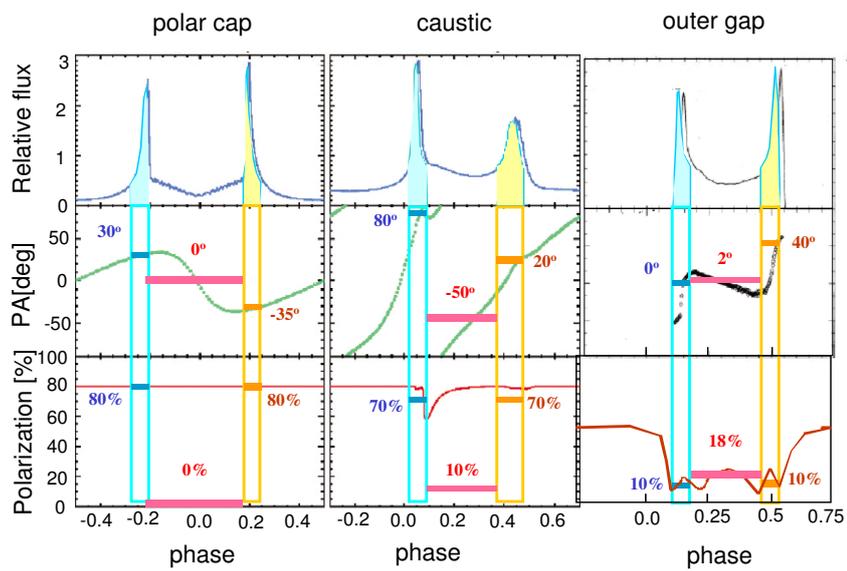


図 2.11: 回転駆動型パルサーの放射理論モデル。それぞれのモデルで異なる領域の磁気圏からガンマ線が放射される。polar cap モデルは極近傍から、outer gap モデルはライトシリンダー近傍からガンマ線が放射される。caustic モデルは極からライトシリンダーにかけての領域でガンマ線が放射される。



i

図 2.12: かにパルサーに対して、それぞれのモデルで予想される各位相での偏光度 (Polarization) と偏光面 (PA: Polarization Angle)。偏光度、偏光面ともに各モデルで異なるため、偏光観測を行うことで放射機構を決定することができる。

第3章 PoGOプロジェクトと本研究の 目的

3.1 気球実験の意義

天体からの放射を観測する場合、可視光や赤外線領域では光子は大気を貫いて地上までやってくるため、望遠鏡などを用いて地上観測が可能である。しかし、X線、ガンマ線は大気に吸収されるため地上では我々は観測を行うことができない。そこでX線、ガンマ線検出器を衛星に搭載し、大気の吸収を受けない宇宙空間まで持っていくことで観測を行ってきた。しかし衛星の制作は大きなマンパワーとコスト、長い開発期間(10年単位)を必要とする。

特に新たな分野を切り開くプロジェクトの場合、得られる成果が未知数にもかかわらず、いきなり衛星を作って打ち上げるアプローチは予算的にも技術的にも多大なリスクをはらんでおり、現実的には不可能といえる。そこであらかじめ先駆け的に実験を行って実現性を実証し、衛星でも同様に成果をあげることができるという確証のもとでプロジェクトが行われる必要がある。そこで先駆けとして行う実験として適しているが気球実験である。気球実験は、コスト、マンパワーを衛星開発よりも少なくすることができ、開発期間も数年単位と大型衛星に比べて短く、更に新しい技術も反映させやすい。また高度40kmまで検出器を打ち上げるので、30keV以上の硬X線領域の天体観測は可能である。

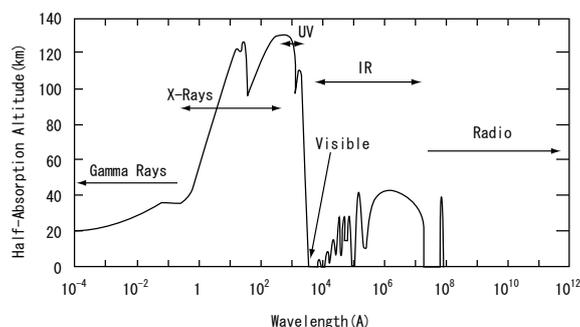


図 3.1: 高度に応じた様々な波長の透過率

3.2 PoGO プロジェクトとは

これまで、硬 X 線領域での偏光観測は太陽観測を除いてほとんど行われていない。これは X 線背景放射 (CXB) や大気からの散乱ガンマ線といったバックグラウンドの放射強度が、観測対象となる天体の放射強度に比べて圧倒的に大きいことが原因である。例えば硬 X 線領域で明るい天体の一つであるかにパルサーの放射強度ですら $\sim 0.3 \text{ photons/cm}^2/\text{s}$ (20-200keV) であり、それに対して CXB や大気からの散乱ガンマ線といったバックグラウンドとなる放射強度は単位体積単位時間当たり 100 倍近くになる。このような環境で、天体からの微弱なシグナルを捉えるために大面積を有しながらも低バックグラウンドを実現できるような検出器を作ることは今まで技術的に困難であった。さらに気球実験のような観測の場合、衛星と比べて観測時間に制限がつくため (~ 6 時間)、衛星よりもさらに高い S/N 比が要求される。

このような状況の中で新たに "超低バックグラウンド" を実現する硬 X 線偏光観測装置 (Polarized Gamma-ray Observer: PoGO) が考案された (Mitchell et al.2003)。PoGO は近年発展してきた気球実験及び衛星の技術をフィードバックさせて、過去のブラジル気球実験 (Kamae et al.1992) や Astro-E2 衛星で実績のある硬 X 線検出器 (Makishima et al.2001) を最適化したものである。PoGO は 217 ユニットの井戸型フォスウィッチカウンターからなる散乱型偏光計で、30keV-200keV の帯域での観測を目標とする。過去に実績のある井戸型フォスウィッチカウンターを採用し視野を 5 平方度にまで絞ることによって、超低バックグラウンドを実現し、 $\sim 1000 \text{ cm}^2$ という大面積を有しつつも、目標天体 (かにパルサーなど) に対するバックグラウンドを $\sim 1/100$ にまで低減させることが可能となる。これにより従来の検出器ならばバックグラウンドに埋もれてしまって見ることのできなかった天体からの放射をかつてない感度で検出し、偏光観測を行うことができる。

3.2.1 PoGO の偏光検出原理

PoGO の偏光検出原理について述べる。図 3.2 は PoGO 偏光計の断面図である。偏光計は目標天体からのシグナルを検出する主検出部と、バックグラウンドを排除するコリメータおよび側面と底面を覆うシールドで構成されている。目標天体からの光子は主検出部のある 1 ユニットでコンプトン散乱され、はじき出された電子がその主検出部にエネルギーを付与する。そして、散乱された光子は別のユニットの主検出部に光電吸収され、エネルギーを付与する。そして付与されたエネルギーを比べることによって、コンプトン散乱したユニットと光電吸収されたユニットを決定する。また図 3.4 のように 217 ユニットは蜂

の巣状に並べられているため、散乱したユニットと吸収したユニットを決めることで、光子の散乱方向を決定することができる。そして光子の散乱方向は偏光ベクトルに対して垂直方向に偏るので、光子の散乱方向から偏光方向を決めることができる。

しかし、シグナルは目標天体だけではなく前節で述べたように CXB や大気からの散乱線、高エネルギー荷電粒子 (電子、ミューオン等) が存在する。しかし、それらのバックグラウンドイベントはコリメータ及び側面と底面のシールドにエネルギーを付与するため、そのようなイベントを排除することでバックグラウンドを除去することができる。例えば、高エネルギー荷電粒子は偏光計を容易に貫くため、主検出部だけでなくコリメータおよびシールドに大きなエネルギーを付与する。また CXB や大気からの散乱ガンマ線はコリメータでコンプトン散乱され主検出部で光電吸収されたり、シールドでコンプトン散乱されて主検出部で光電吸収されることがあるが、どちらもコリメータまたはシールドにエネルギーを付与する。このように、コリメータおよび側面と底面のシールドをアクティブシールドとして用いることで、バックグラウンドの低減を PoGO は実現する。

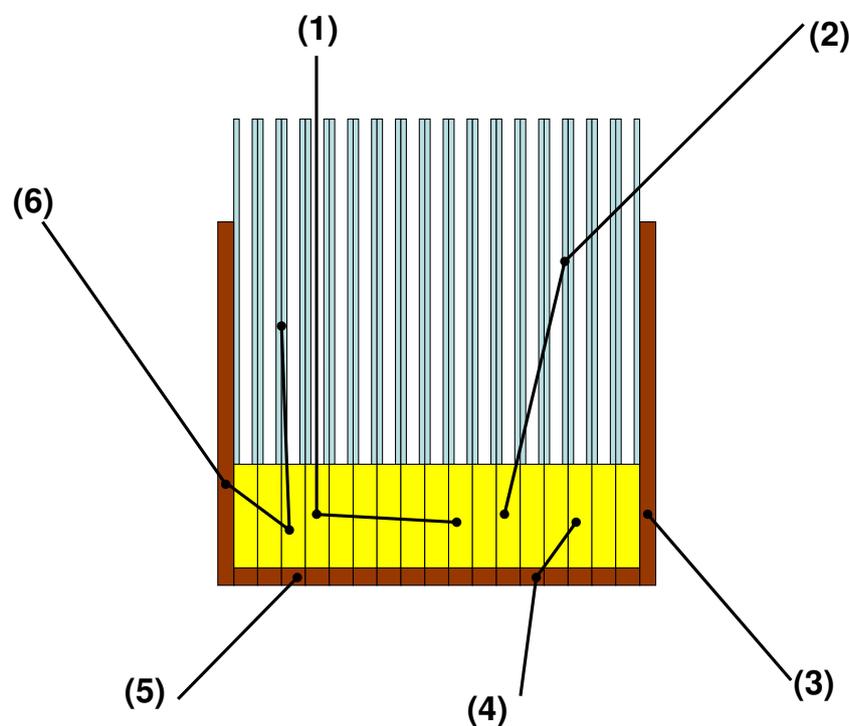


図 3.2: PoGO が取得するシグナル。(1) のように目標天体からの光子が Fast シンチレータ (図の黄色の部分) でコンプトン散乱され、別の Fast シンチレータで光電吸収されたイベントのみを取得する。(2)-(6) のような Fast シンチレータ以外にエネルギーを付与したイベントは排除する。

3.2.2 PoGOの検出器構成

PoGOは217ユニットのセンサーからなり、それぞれのセンサーはFastシンチレータ(減衰時定数 $\sim 2\text{ns}$)、Slowシンチレータ(減衰時定数 $\sim 230\text{ns}$)、BGO(減衰時定数 $\sim 300\text{ns}$)のそれぞれ異なる減衰時定数をもつシンチレータで構成されており、読み出しは同じ光電子増倍管で行う(図3.3)。主検出部となるFastシンチレータは光子の散乱体かつ吸収体として用いるため、原子番号 Z の小さいプラスチックを用いる。コリメータは中空の六角形であるため加工の容易なプラスチックを用いる。Bottomシンチレータおよび側面のシールドには阻止能が高い(原子番号の大きい)BGOを用いる。

しかしコリメータはプラスチックである(原子番号が小さい)ため、X線線に対して阻止能が小さい。このまま用いた場合、CXB、大気散乱線がコリメータと相互作用せずに主検出部となるFastシンチレータにコンプトン散乱され光電吸収されるイベントが多くなる。これは疑似偏光イベントとして扱われるため、本来の天体からの偏光情報を下げる要因となる。このようなイベントを減らすためにコリメータの外周にスズおよび鉛をパッシブシールドとして巻く。鉛を巻くことでバックグラウンドとなるガンマ線を光電吸収しバックグラウンドを低減させる。また鉛は光電吸収をするときに $K_{\alpha}(74\text{keV})$ を放出するため、それを吸収するために内側にスズを巻く。スズの K_{α} は 20keV であるため、PoGOの観測するエネルギーバンドではほとんど検出されないため影響を与えない。鉛、スズともに $50\mu\text{m}$ と厚さは薄いですが、Fastシンチレータに混入するような光子の場合、鉛およびスズを通る距離が実効的に長くなるため $50\mu\text{m}$ という厚みでもパッシブシールドとして大きな役割を果たす。

3.2.3 フォスウィッチによる波形弁別法

読み出しはそれぞれのユニットで1つの光電子増倍管で行うため、Fastシンチレータのシグナル($\sim 2\text{ns}$)とSlowシンチレータ($\sim 230\text{ns}$)およびBGO($\sim 300\text{ns}$)のシグナルを弁別する必要がある。そこでシグナルを弁別する方法として二重積分法(double integration method)を用いる。これは一つのシグナルを2系統に分けて異なる時定数(50ns と $1\mu\text{s}$)で積分して計測する方法である(図3.5)。BGOやSlowシンチレータからの信号の場合、減衰時間が長い($300\text{ns}, 230\text{ns}$)ため 50ns では十分積分できず、 $1\mu\text{s}$ の積分時間でなければ光電子増倍管の電荷を集めることができない。一方Fastシンチレータの場合では減衰時間が短い($\sim 2\text{ns}$)ため、 50ns でも $1\mu\text{s}$ でも十分に電荷を集めることができる(図3.6)。これにより、BGO、Slowシンチレータからのシグナルでは 50ns のアンプの出力と $1\mu\text{s}$ のア



図 3.3: PoGO 検出器の 1 ユニットの構成

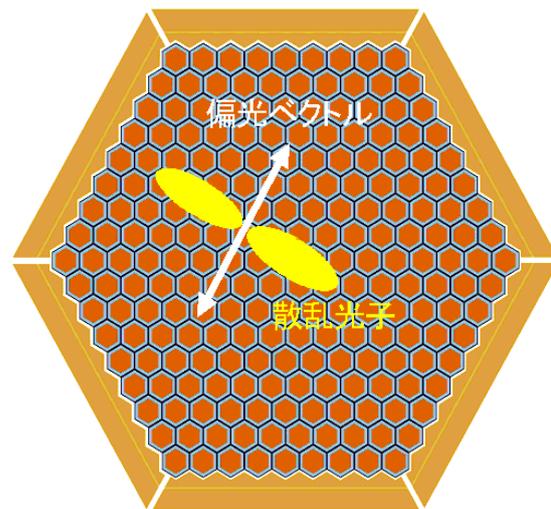


図 3.4: 217 ユニットからなる PoGO 検出器を上部から見た図。偏光光は上部から入射し、偏光面に対して直角に散乱されやすい。PoGO ではこのようなイベントの取得を目的とする。

ンプの出力は $1\mu\text{s}$ の方が大きく、Fast シンチレータではどちらのアンプの出力も同じ大きさである。これらを 2 次元散布図にプロットしたものが図 3.7 である。そしてこの 2 次元散布図の中から Fast シンチレータの成分を取り出すことで、目標天体からの光子のみを取得することができる。

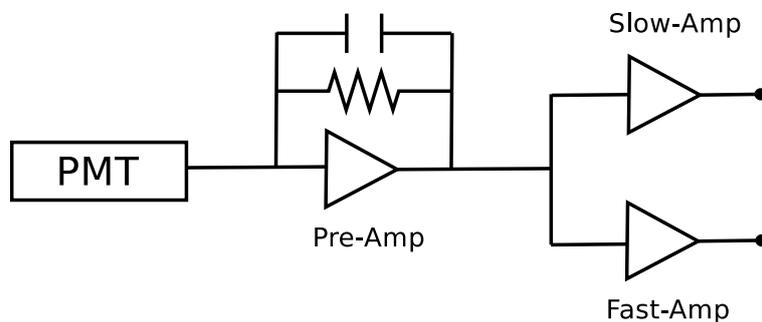


図 3.5: 二重積分法。光電子増倍管 (PMT) からのシグナルを一度プリアンプを用いて積分し、それぞれを Fast アンプ (50ns)、Slow アンプ ($1\mu\text{s}$) の異なる時定数で積分する。

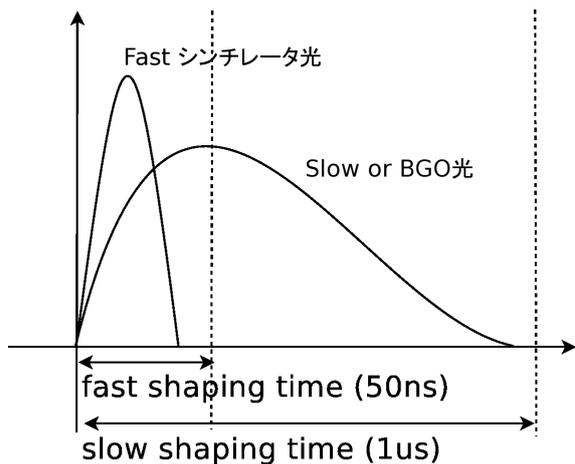


図 3.6: 異なる時定数での積分。Fast 光は減衰時間が数 ns であるため、50ns でも $1\mu s$ でも積分値は変わらない。Slow または BGO 光は減衰時間が数百 ns なので、 $1\mu s$ は十分積分できるが 50ns では十分できないために、それぞれの時定数で積分値が異なる。

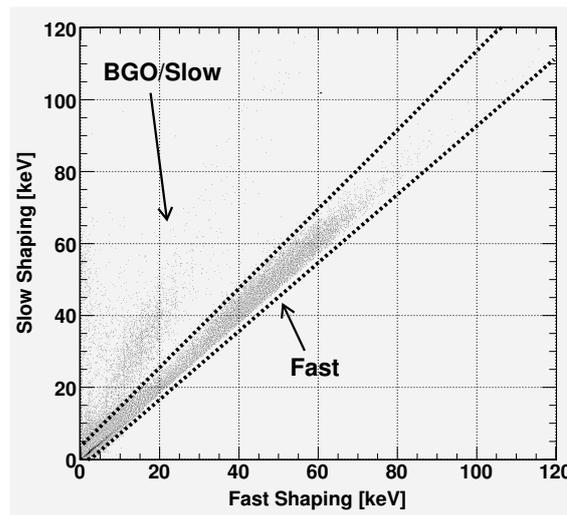


図 3.7: 速い積分時間 (50ns) と遅い積分時間 ($1\mu s$) での 2 次元ヒストグラム。Slow シンチレータと BGO は各積分時間で積分値が異なり、一方で Fast シンチレータは積分値が同じなので、点線内を選択することで Fast シンチレータ成分のみを得ることができる。

3.3 光電子増倍管アセンブリ (PMT-ASSY) の開発

PoGO の検出器では、天体からの硬 X 線をシンチレータで検出し、そこで生ずるシンチレーション光を光電子増倍管 (PMT) と呼ばれる光検出器で読み出す。光電子増倍管は放射線計測に多く使用される検出器であり、入射光子を光電陰極で光電子に変換し、後段のダイノードで光電子を増幅する。その増幅率が $10^6 \sim 10^7$ に達し、1 光電子レベルの微弱な信号でも増幅して読み出すことができる。

光電子増倍管は様々な長所と短所を併せ持つ検出器である。例えば長所として (1) 増幅率が 10^6 程度と大きく、微弱な信号に対する感度が高い、(2) 異なる温度環境下でも、長時間安定に動作する、ことが挙げられる。一方で、改善すべき点として (1) 量子効率が 20% ~ 30% と低い、(2) サイズが大きく磁場の影響を受けやすい、(3) 1000V に近い高圧を必要とし、常に電流を流すため非常に電力消費が大きい、ことが挙げられる。

PoGO プロジェクトは気球実験であるので、気球高度で放電することなく正常に動作し、消費電力の少ない光電子増倍管を使用することが鍵になる。特に、光電子増倍管は高電圧が印加されるため、光電子増倍管と高圧電源のケーブルの引き回しとそのポッティングで難しい作業が必要となる。そこで我々はこの問題を回避するために高圧電源と光電子

増倍管を一体化したアセンブリの開発を行った。

また PoGO プロジェクトでは 30-200keV の光子の観測を目的にしており、光子はべき乗の分布 ($N(E) \propto E^{-2}$) をしているのだから低エネルギーの光子を観測するかが重要となる。もっとも大きな偏光による変調が期待されるのは偏光計の原理の章でも述べたように、散乱角が 90 度のときであり、30keV がプラスチックシンチレータで 90 度のコンプトン散乱を受けると $\sim 2\text{keV}$ に相当する光子 (4-6 個) を放出する。これを読み出すためには、量子効率 (~ 0.3) を考慮すると、およそ 1 光電子相当の信号を読み出すことのできる低ノイズの光電子増倍管が必要となる。

さらに気球高度では高エネルギー荷電粒子 (数百 GeV) が存在し、この荷電粒子は主検出部となる fast プラスチックシンチレータに大きなエネルギーを付与する。それによって大信号が生じると、光電子増倍管とそれ以降の回路に大きなデッドタイムが生じる。観測時間の限られた気球実験を成功させるためには、そのような大信号を光電子増倍管の内部で低減させる工夫が必要である。

以上のことをふまえて我々は PoGO フライト用の光電子増倍管を製作した。図 3.8 が光電子増倍管の回路図であり、図 3.9 が実際に製作された高圧電源を内蔵した光電子増倍管の試作品である。高圧電源、divider および光電子増倍管を一体してコンパクトにすることで、センサーの取り扱いが容易になるほか、高圧が印加されているケーブルの傷等が引き起こす放電を防ぐことができる。また光電子増倍管の外周に直接反射材を巻くことで実質的な量子効率を 6 割向上させることに成功し、より微弱な信号 (低エネルギー) まで検出することが可能となった。そして更にこの反射材の外周に μ メタルを巻くことで磁場の影響を極力抑える。大信号イベントに関しては素早いリカバリを実現するためにクランプダイオードを設け (D1-D4、図 3.8)、ある閾値を越える電流 (荷電粒子イベント) では、その電流を GND へ流すような設計にした。また低ノイズを達成するために、リップルノイズの小さい DC-DC コンバータ (C4900-51) を用い、さらに積分回路 (R19,C6) を設けてフィルタリングすることによりリップルノイズを極限まで低減させる。DC-DC コンバータは高圧用に DC +5V (V_{con} 、図 3.8) を、DC-DC コンバータの動作用に DC +12V (V_{cc} 、図 3.8) を外部電源から供給することで +1250V までの高圧を光電子増倍管に印加することができる。省電力に関しては、C4900-51 が従来の DC-DC コンバータに比べて省電力を達成しており、さらにプリーダー回路の段間抵抗を大きくすることによって、プリーダー回路に定常的に流れる電流を低減させ省電力を実現する。しかし気球高度では目標の天体に加えてバックグラウンドとなる高エネルギー荷電粒子や大気からの散乱ガンマ線などがあり、高カウントレート ($\sim 1\text{kHz}$) が予想される。このような状況では、増幅を行うための

電荷が供給しきれずに、後段の電流が変動してしまい、段階電圧 (増幅率) を一定に保つことができない可能性がある。特に段間抵抗を大きくすると段間を流れる定常電流が小さくなるため、増幅のための電荷を供給できなくなりやすい。そこで後段の回路にツェナーダイオードを設ける (ZD1、図 3.8)。これにより回路の後段で電流が変動した場合でも、ツェナーダイオードが自身の抵抗値を変え、段階電圧を一定に保つことが可能となる。

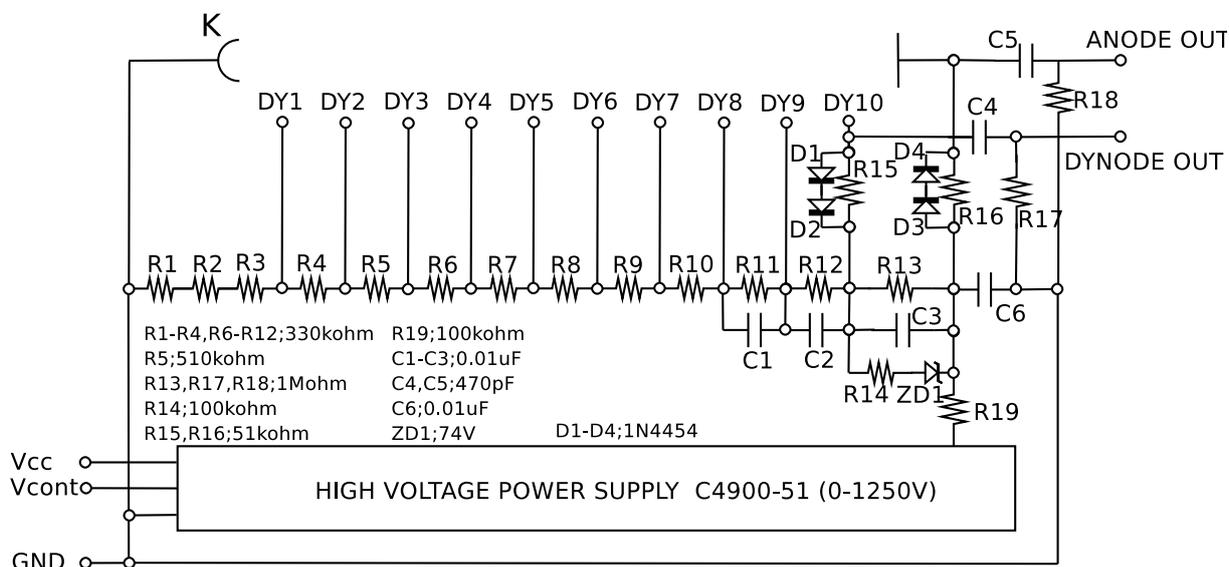


図 3.8: PoGO 用に製作された光電子増倍管の回路図。荷電粒子イベントなどの大信号によるデッドタイムを低減させるためにクランプダイオード (D1-D4) を設ける。また安定した増幅率を実現するためにツェナーダイオードを設ける。(ZD1)



図 3.9: 実際に製作された光電子増倍管の試作品。高圧電源が内蔵されている。長さはおよそ 20cm。

3.4 シミュレーションの意義と、これまでの状況

3.4.1 目的

PoGOのような散乱偏光計に限らず、複雑な検出器の性能を評価するためには検出器の内部で入射光子がどのような反応を起こすか(コンプトン散乱、光電効果、レイリー散乱など)を反応確率に従ってシミュレーションしなければならない。さらにコンプトン散乱などのような反応の場合、多重散乱を検出器内で起こすために確率連鎖を含むような計算を行う必要がある。このような場合、解析的な手法は困難であり、統計的な計算方法であるモンテカルロシミュレーションが適切である。

そこで今回のシミュレータ開発では、Geant4(Amako et al.1994)を用いる。Geant4は粒子と物質の相互作用シミュレーションを行うためのシミュレータであり、高エネルギー・原子核実験だけでなく宇宙科学、放射線医学などの分野でも用いられている開発ツールである。

また気球実験の場合、目的の天体からの放射だけでなくバックグラウンド(宇宙X線背景放射, 大気散乱線など)の寄与も考える必要がある。それらを全て含めたシミュレーションを行い、PoGO偏光計が実際に天体を観測を行った際にどの程度の偏光をどの程度の有意性で検出できるかを推定することは非常に重要である。

3.4.2 これまでのシミュレーションの結果

現在のPoGOの検出器構成はGeant4およびEGS4を用いたシミュレーションにより決定された(Mitchell et al.2003)。ここではそのシミュレーション結果(主検出部のサイズの決定)について述べる。シミュレーションを行うにあたって、Geant4コードの偏光反応過程の扱いに致命的な誤りがあったため、これを修正したコードを用いてシミュレーションが行われた。偏光反応過程の致命的な誤りとは、レイリー散乱およびコンプトン散乱において1回の散乱後、光子がその偏光情報を保存しないというものであった。これに関してはそれぞれのコードの修正をGeant4チームに報告した(Mizuno et.al 2004)。

Fastシンチレータのサイズの最適化

Fastシンチレータの長さを最適化するシミュレーションは以下の方法で行われた(Mizuno 2004)。光子はかに星雲の1/10の強度($\text{flux} \propto E^{-2.1}$)の天体を6時間観測した場合を想定

して検出器に入射させた (100%偏光)。検出器構成は217ユニットを蜂の巣状にならべ、Fastシンチレータの径のサイズは2.6cm、長さを5、10、15、20cm、25cm、30cmの6種類で試した。そして6種類のモデルに対して有効面積と変調因子 (MF:モジュレーションファクター) を求め、最適な長さを決定する。有効面積およびMFの導出方法は第5章で詳しく述べる。

得られた結果を図3.10、3.11に示す。図3.10は横軸がシンチレータの長さ [cm]、縦軸は感度 [sigma] である。感度は $(MF)/(MF \text{ の標準偏差})$ で定義される。これから、長さが20cmで感度が頭打ちになっていることがわかる。また図3.11の横軸はシンチレータの長さ [cm]、縦軸は得られたイベント数 (検出効率) である。ここでも長さが20cm付近でイベント数は頭打ちになっており、20cmより長い場合ではほとんど性能は向上しないことがわかる。気球実験では重量制限があるため、もっとも短い長さでほぼ最大の性能を発揮できる20cmをFastシンチレータの長さとして採用する。

またFastシンチレータの径のサイズに関しては、サイズが薄いものほどMFの精度は向上する (図3.12)。これは検出器が有限な面積を持つために光子の散乱角に不定性が存在するが、その面積を小さくすることによって散乱角の不定性を低下させることができるからである。しかし、Fastシンチレータの径のサイズを小さくしすぎた場合、光電子増倍管のシンチレーション光の集光効率や有効面積が低下してしまう。光電子増倍管では直径1インチ程度が読み出す径のサイズの下限值であり、それ以下の径のサイズでは有効面積も減少する。これらのことを考慮に入れシンチレータの径のサイズは2.6cmと決定された。

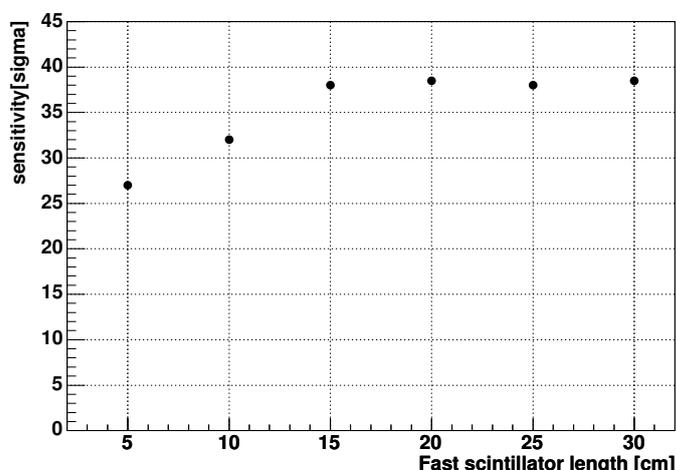


図 3.10: 横軸:Fastシンチレータの長さ [cm]、縦軸:感度 [sigma]。感度は $(MF)/(MF \text{ のエラー})$ で定義される。この図から20cmで感度が頭打ちになっていることが分かる。

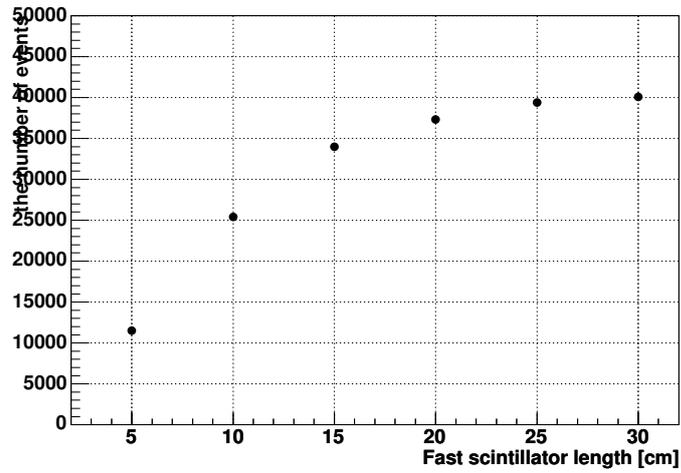


図 3.11: 横軸:Fast シンチレータの長さ [cm]、縦軸:検出したイベント数。イベント数も感度の場合と同様に 20cm 付近で頭打ちになっていることが分かる。

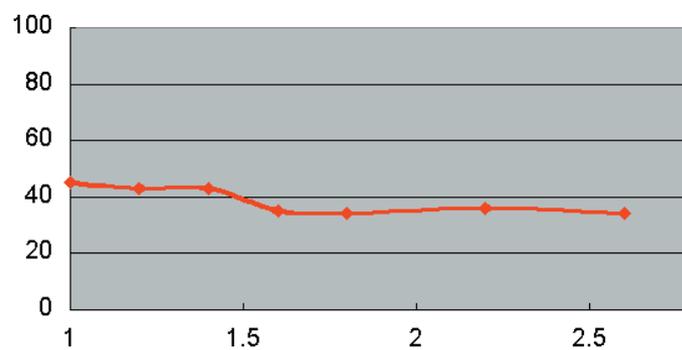


図 3.12: 横軸:Fast シンチレータの径のサイズ [cm]、縦軸:MF。径のサイズが小さいほど MF はよいが、MF の値は大きくは変わらない。

3.4.3 今後のシミュレーションの課題

これまでのシミュレーションにより検出器の構成はほとんど決定された。しかし、検出器構成は決定されたものの、その構成での様々なエネルギーに対する有効面積および MF は詳細には調べられていない。また最も高い有意性で偏光を検出するイベントセレクション (217 本のシンチレータのうち、何本ヒットした光子のイベントを採用するか等) についても定量的な調査が行われていない。更にこれまでは天体はかにパルサーに対してのみシミュレーションが行われており、その他の明るい X 線天体 (白鳥座 X-1、Mrk501、GRB) に対してはシミュレーションが行われてこなかった。また 2004 年に KEK の Photon Factory で PoGO のコンフィギュレーションをの一部を模した 7 ユニット試作検出器での偏光ビーム試験が行われた。しかしそのビーム実験を再現したシミュレーションは行われておらず、7 ユニットの偏光計で本来得られるべき性能が発揮されているかについては定量的な評価がなされていない。本論文では新たにこれらのシミュレーションを行った。

第4章 偏光ビームを用いた、プロトモデル検出器の性能評価

4.1 目的

過去に PoGO での偏光ビーム実験は 2003 年にアメリカのアルゴンヌ国立研究所において行われた (Mizuno et al. 2004)。この実験では主検出部となる 20cm の Fast シンチレータを用いて偏光検出を実証することが目的であった。しかしながら、用いた光電子増倍管は Fast シンチレータよりも大口径の既製品であったため、Fast シンチレータ同士の間隔が空いた 7 ユニットでのビーム実験となった。しかしながら、実機では Fast シンチレータの配置はお互いに接しており、アルゴンヌ国立研究所でのビーム実験は、実機のコンフィギュレーションを反映した実験ではなかった。

またアルゴンヌでの入射ビームのエネルギーは 60keV、73keV、83keV と高エネルギーであった。しかし実際の高エネルギー天体からの放射はベキ乗の分布をしており、例えば photon index が -2 程度の場合、10keV と 100keV では 100 倍も強度が違う。PoGO では 30~200keV のバンドでの偏光観測を目指しており、多くの光子を検出しようとするならば、低エネルギー側での光子の検出が鍵である。よって低エネルギーでのビーム実験を行って、偏光計の性能を評価することは非常に重要であると言える。

そこで 2004 年 12 月に 7 ユニットを実機に近いコンフィギュレーションで、かつ PoGO が目指すエネルギー下限値 30keV および 50keV、70keV でビーム実験を行った (Kataoka et al.2005、金井卒業論文 2005)。

4.1.1 セットアップ

2004 年 12 月に茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のシンクロトロン放射光研究施設 (Photon Factory) においてビーム照射試験を行った。ビームラインは BL-14A を使用し、垂直ウィグラーを光源とした 5-80keV の垂直に偏光した X 線を得ることができる。この時は結晶 Si(553) を用いて、 $1 \times 1 \text{mm}^2$ にビームをコリメートして

30keV、50keV、70keV で照射した。ビームの偏光度は 80~85%と報告されているが (宮本修士論文 2003) と報告されているが、詳細にビーム偏光度を測定したという報告はなされていない。

1 ユニットは Fast シンチレータと Bottom ライトガイド (アクリル) で構成されており (図 4.1)、Slow シンチレータはないものの 7 ユニットの密着させているため、実機に近いコンフィギュレーションを実現した偏光計であると言える。

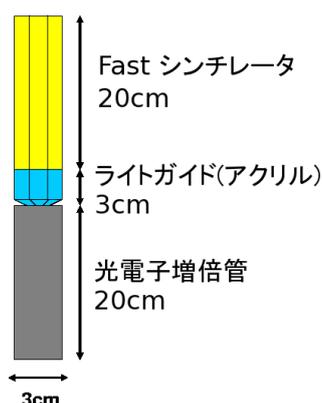


図 4.1: 1 ユニットの構成

実験は Fast シンチレータ+Bottom(アクリル)+光電子増倍管の 1 ユニットの 7 つ並べ、中心センサーにビームを照射して、それを 15 度づつ回転させていくという方法で行った。

DAQ システムとしては図 4.4 のようなセットアップでデータを取得した。ADC には Clear Pulse 製 VME ADC 1113A を用い、アノード出力をトリガーとして、ダイノード出力を波高分析として用いた。ゲート信号およびサンプルホールド信号はチャンネル 1 のアノード出力のみで生成し、チャンネル 1 のみでトリガーが生成されるように設定する。ゲート信号の幅は $10\mu\text{s}$ 、サンプルホールド信号の幅は $2\mu\text{sec}$ とし、ゲート信号の立ち上がりから $8\mu\text{sec}$ 後に立ち上がるように設定する。また DIO ボードには Clear Pulse 製 2610 を用い、各チャンネルからの波高値がディスクリミネータの設定した閾値を越える場合に NIM 信号 (幅 $10\mu\text{sec}$) が DIO ボードに入力される。DIO ボード内のプログラムに VETO 信号を出力するタイミングを組み込み、各チャンネルの ADC の値が PC に読み込まれているときに、重複してデータを読み込むことが起こらないよう VETO の SET 信号と Clear 信号を DIO ボードから生成する。出力された SET 信号と Clear 信号はゲートジェ

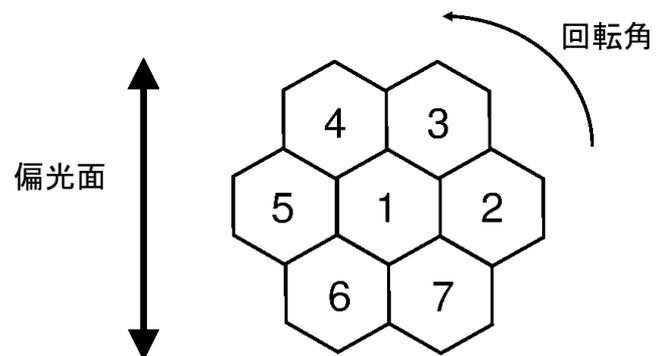


図 4.2: 0 度でのチャンネルの配置、偏光面は常に同じ方向であり、偏光計だけが 15 度刻みに回転する。光子の入射方向は紙面に対して手前から奥の方向に入射した。



図 4.3: 7 ユニットでのビーム実験

ネレータに入力され、VETO 信号を生成し、ディスクリミネータに入力される。プリアンプには Clear Pulse 製 557 を用い、フィルターアンプには Clear Pulse 製 4066 を用い、整形時定数を $1\mu\text{sec}$ とした。

本実験では 30keV のビームの場合を例にとると、光子がチャンネル 1 に数 keV のエネルギーを付与し、残りのエネルギー (数十 keV) を周辺チャンネル (チャンネル 2 ~ 7) に付与するイベントの検出を目的とする。そこでディスクリミネータの閾値は、全てのチャンネルで 1keV 相当に設定した。

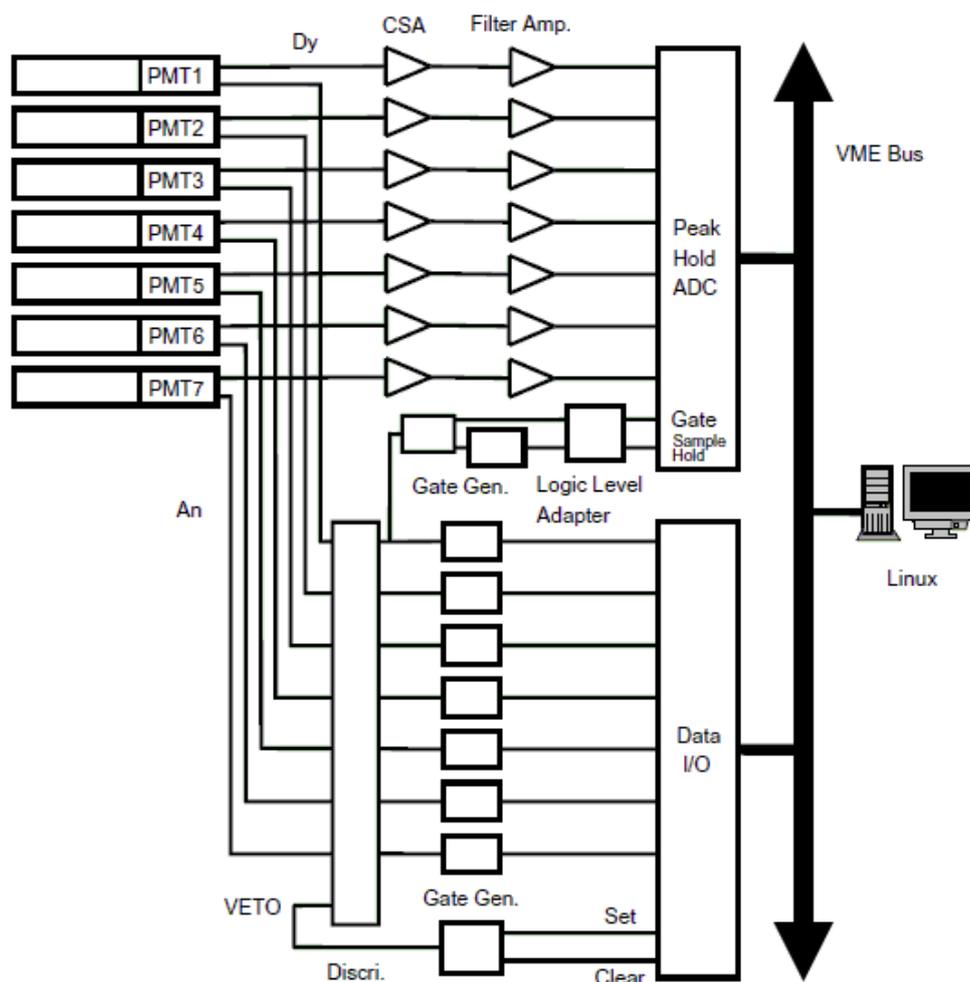


図 4.4: 信号処理系統図。Dy はダイノードからの信号、An はアノードからの信号、Discr. はディスクリミネータ、Gate Gen. はゲートジェネレータである。全ての信号処理の流れは右向きであるが、DIO ボードからの Set 信号、Clear 信号、VETO 信号は左向きである。

4.1.2 実験結果

実験結果について述べる。まずビームを照射する直前にそれぞれのセンサーの分解能 (FWHM) を ^{241}Am の線源から放射される X 線 (59.5keV) を用いて測定した。測定した結果が表 4.1 である。ここで分解能 ($R(E)$) は FWHM に相当するように、以下のように定義した。ここで σ はエネルギーの分散、 E はエネルギーの値である。

$$R(E) = \frac{2.354\sigma}{E}$$

チャンネル	分解能 [FWHM] @ 59.5keV
ch.1	0.357
ch.2	0.402
ch.3	0.446
ch.4	0.468
ch.5	0.351
ch.6	0.486
ch.7	0.401

表 4.1: 各ユニットの分解能

図 4.5,4.6,4.7 は 0deg で得られたチャンネル 1 とチャンネル 2 で得られた 2 次元散布図である。横軸は中心チャンネル 1 に付与されたエネルギー、縦軸は中心チャンネル 1 とチャンネル 2 に付与されたエネルギーの和をとる。

領域 1 は中心チャンネル 1 に数 keV から十数 keV の小さなエネルギーを付与し、チャンネル 2 に大きなエネルギーを付与したイベントである。つまりこれは中心チャンネル 1 でコンプトン散乱しチャンネル 2 で光電吸収されたイベントである。

領域 2 は中心チャンネル 1 でのエネルギー付与とチャンネル 1 と 2 のエネルギー付与の和が等しく、またそのエネルギーが数十 keV と大きいイベントである。これは中心チャンネル 1 で大きなエネルギーを付与し、チャンネル 2 にはエネルギー付与をしなかったイベント、つまりチャンネル 1 で光電吸収されたイベントである。

領域 3 は中心チャンネル 1 でのエネルギー付与もチャンネル 2 でのエネルギー付与もともに小さいイベントである。2 つのシンチレータに小さなエネルギーしか付与していないことから、中心チャンネルでコンプトン散乱し、チャンネル 2 でもコンプトン散乱したイベント、つまり偏光計からエスケープしたイベントである。

領域4は領域1と領域2が高レートのビームのために重複(パイルアップ)したためにできた領域である。

この2次元散布図は各角度のランでチャンネル1と2～7の6通り得られる。また例えばあるイベントがチャンネル1と2で得られた2次元ヒストグラム内では領域3のエスケープイベントであるのに、同じイベントをチャンネル1と3の2次元散布図では領域1のコンプトン散乱して光電吸収されたイベントとして見えることがある。これはチャンネル1および2でコンプトン散乱し、チャンネル3で光電吸収されたイベントである。このような多重散乱イベントはこの実験では排除し、今後7ユニットの実験結果を扱う場合は全て2ヒットのイベント(チャンネル1でコンプトン散乱して、周辺チャンネルで光電吸収されるイベント)を用いる。

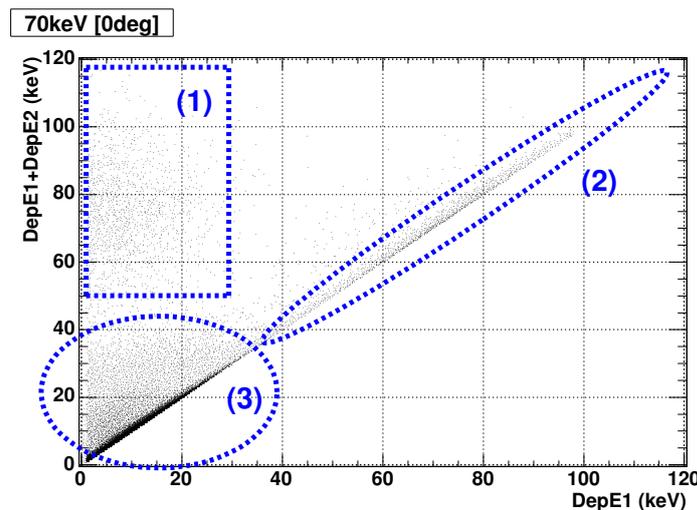


図 4.5: 70keV の 2 次元散布図 (実験結果)。横軸は中心チャンネル 1 に付与されたエネルギー。縦軸は中心チャンネル 1 とチャンネル 2 に付与されたエネルギーの和。(0deg)

各角度で得られる 6 つの 2 次元散布図から領域 1 に含まれるイベント数を求めると、偏光面に対するコンプトン散乱の異方性から角度に応じてそのイベント数が変調することが期待される。しかしこのまま実験結果を横軸角度、縦軸イベント数でそれぞれプロットしても、各角度でビームの入射光子数が異なっているため、期待するモジュレーションカーブは得ることはできない。また今回、実験装置自体の位置精度からチャンネル 1 のシンチレータの中心にビームを当てることができず、各角度で入射位置にばらつきが生じていた。このために例え各角度で入射粒子数が一定であったとしても、各チャンネルでのイベント数は期待するモジュレーションカーブからばらつくと思われる。

よってこれらのことを考慮してモジュレーションカーブを求める方法として、次のような

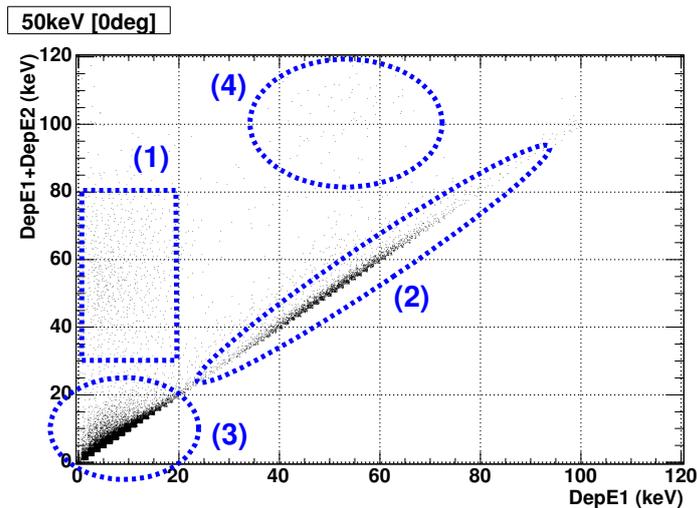


図 4.6: 50keV の 2次元散布図 (実験結果)。横軸は中心チャンネル 1 に付与されたエネルギー。縦軸は中心チャンネル 1 とチャンネル 2 に付与されたエネルギーの和。(0deg)

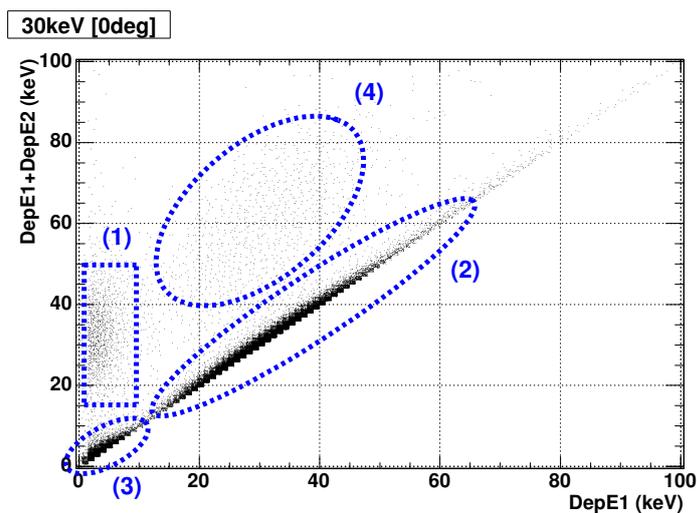


図 4.7: 30keV の 2次元散布図 (実験結果)。横軸は中心チャンネル 1 に付与されたエネルギー。縦軸は中心チャンネル 1 とチャンネル 2 に付与されたエネルギーの和。(0deg)

方法を採用する。それぞれのチャンネルで領域(1)に含まれるイベント数をもとめ、各チャンネル毎のイベント数を、 N_2 、 N_3 、 N_4 、 N_5 、 N_6 、 N_7 とする。そして向かい合う2チャンネルの和を求め($N_{25}=N_2+N_5$ 、 $N_{36}=N_3+N_6$ 、 $N_{47}=N_4+N_7$)、さらに全チャンネルのイベント数の和で割ることにより($N_{25}/(N_{25}+N_{36}+N_{47})$ 、 $N_{36}/(N_{25}+N_{36}+N_{47})$ 、 $N_{47}/(N_{25}+N_{36}+N_{47})$)、3つの角度に散乱されたイベントの割合を規格化する。このようにすることでビームの入射位置のばらつきによるモジュレーションカーブの歪みを打ち消し、ビームの入射光子数を規格化することができる。

得られたモジュレーションカーブは図4.8(30keV)であり、それらのパラメータは表4.2に示す。この結果から、PoGOで観測を行う際に鍵となる30keVでもモジュレーションカーブを得ることに成功していることがわかる。それぞれのエネルギーでのQ値(ビームの偏光度で割っていない値)は28.5%(30keV)、27.9%(50keV)、29.4%(70keV)であり、これらが本来の得られるべき性能に達しているかどうかは次のシミュレーションの章で議論する。

次に検出器の性能を評価する上で重要になるのが検出効率(=各チャンネルで得られた領域1のイベント数の和/入射光子数)であるが、今回は入射光子をカウントすることができなかったので次の節のシミュレーションとの比較の中で議論する。

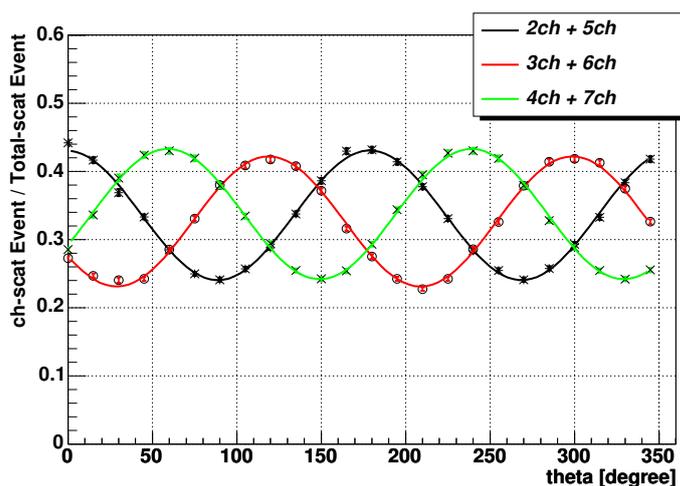


図 4.8: ビーム実験で得られたモジュレーションカーブ、縦軸: 各対角チャンネルのイベント数の和/全チャンネルのイベント数の和、横軸:回転角 [30keV] (金井卒業論文 2005)

channel	Q[%] (70keV)	Q[%] (50keV)	Q[%] (30keV)
ch2 & ch5	26.9±0.7	27.9±0.6	28.3±0.3
ch3 & ch6	27.5±0.7	28.0±0.5	29.2±0.3
ch4 & ch7	26.4±0.7	27.9±0.6	28.3±0.3
平均	26.9±0.4	27.9±0.3	28.6±0.2

表 4.2: ビーム実験で得られたモジュレーションファクターの結果

4.2 シミュレーションによる性能評価

4.2.1 目的

Geant4 を用いて KEK での 7 ユニット偏光計の実験のシミュレーションを行う。このシミュレーションによって、検出器で本来得られるべき性能を知り、実験結果を評価することができる。ここでは変調因子 (MF:モジュレーションファクター) および、検出効率について実験値とシミュレーションを比較して評価を行う。

4.2.2 統計揺らぎの取り扱い

Geant4 は、どのシンチレータにどれだけエネルギーが付与されたかを厳密にシミュレーションする。しかし我々が観測するエネルギーはこの値そのものではない。シンチレータにエネルギーが付与されるとそのエネルギーに応じたシンチレーション光が生成されるが、その生成される光子数は Poisson 統計に従うため揺らぎが生じる。更に、光電子増倍管の量子効率や光電子増倍管の増幅率の揺らぎなどがある。これらの揺らぎを考慮したシミュレーションを行う。

揺らぎを施す方法は以下の方法で行う。まずあるエネルギー $E[\text{keV}]$ での分解能 $R(E)$ を以下のように定義する。

$$R(E) = \frac{2.354}{\sqrt{N_{pe}}} = \frac{2.354\sigma}{E}$$

ここで N_{pe} は光電子増倍管の光電面における光電子数であり、 σ は E での分散である。また $N_{pe} \propto E$ であるので

$$R(E) = \frac{\text{Constant}}{\sqrt{E}}$$

と書くことができる。またビーム実験の際に ^{241}Am (59.5keV) であらかじめ分解能 (R_{Am}) を測定しているため、 $E_{Am} = 59.5$ とすると、

$$Constant = R_{Am} \sqrt{E_{Am}}$$

となり E での分解能は以下のようになる。

$$R(E) = R_{Am} \sqrt{\frac{E_{Am}}{E}}$$

これに上記の式を代入すると、

$$\frac{2.35}{\sqrt{N_{pe}}} = R_{Am} \sqrt{\frac{E_{Am}}{E}}$$

となり、整理した式が以下である。

$$N_{pe} = 2.35^2 \frac{E}{R_{Am}^2 E_{Am}}$$

この式から分かるとおり、あるエネルギー E を与えると一意に光電子数の期待値 N_{pe} が決まる。この光電子数の期待値 N_{pe} を Poisson 分布の平均値として揺らぎを施し、離散的な光電子数 $N_{pe}=1,2,3\dots$ を得る。さらに光電子増倍管の増幅率の揺らぎ ($\sigma_{PMT}=0.5$ 光電子) を施し、これを我々が観測する信号波高値とする。

4.2.3 セットアップ

検出器は、厚み 2.89cm のプラスチックシンチレータ、各シンチレータに巻かれている厚さ 0.5mm の反射材 (ゴアテックス) で構成される。また治具の精度により、各シンチレータ間に 0.5~1.0mm の隙間があるため、0.5mm と 1.0mm の場合でそれぞれシミュレーションを行った (図 4.9、図 4.10)。

先に述べたようレイリー散乱およびコンプトン散乱の物理過程において 2 回目以降の散乱で偏光情報が保存されないという Geant4 のバグは修正したものをを用いた (Mizuno et al. 2004)。

また各ユニットの分解能はビーム実験直前に ^{241}Am (59.5keV) で測定した値を用いた (表 4.1)。

シミュレーションで、100%偏光した光子を実験と同様にチャンネル 1 のシンチレータの中心に入射させ、検出器を 15 度刻みで回転させて 24 回のランを行った。その際各ランで 100 万個ずつ光子を入射する。またそれらを 30keV、50keV、70keV のエネルギーで行う。

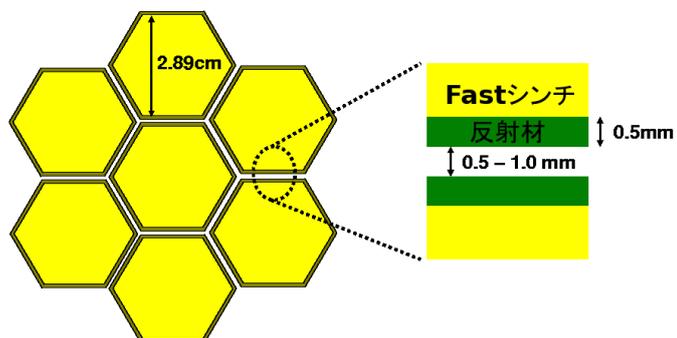


図 4.9: ビーム実験での7ユニットのシンチレータの配置。治具の精度により各シンチレータ間の距離が0.5~1.0mm となる

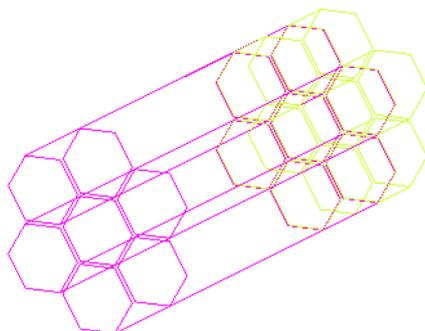


図 4.10: Geant4 で構築した7ユニット偏光計。Fast シンチレータとアクリルのライトガイドで構成されており、KEK ビーム実験を再現している。

4.2.4 シミュレーション結果

隙間が0.5mmの場合の各エネルギーでの2次元散布図を図4.11、図4.12、図4.13に示す。そして実験のときと同じ領域でイベントセレクションを行い、各エネルギーでモジュレーションカーブを得た(図4.14、図4.15、図4.16)。モジュレーションファクターの値を表4.3にまとめる。

また同様にシンチレータの間隔が1.0mmの場合でもシミュレーションを行った。表4.4に得られたMFの値を示す。これらの結果からわかるように隙間が0.5mmでも1mmでもほとんどMFの結果は変わらない。

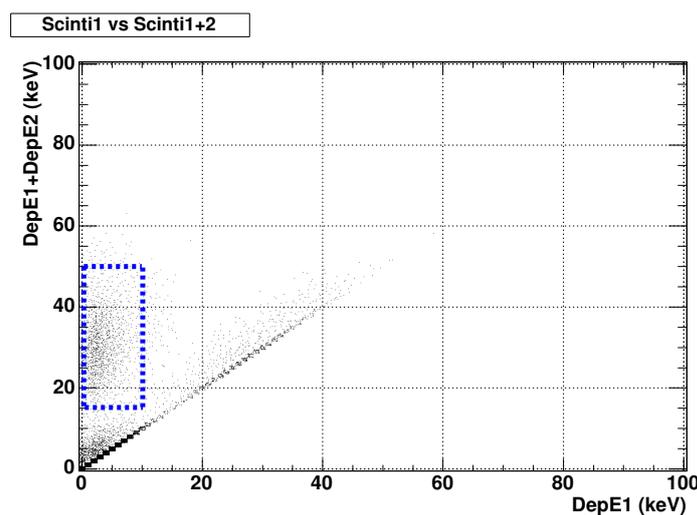


図 4.11: Ch.1 と Ch.2 の 2 次元散布図 (シミュレーション、30keV)

4.2.5 実験とシミュレーションの比較

MF の比較

実験値(表4.2)とシミュレーション値(表4.3,4.4)を比較する。シミュレーションは100%偏光のビームを入射したのに対して、KEKでのビーム実験ではビーム自体の偏光度を測定する実験が行うことができなかったため、正確な偏光度は不明である。しかし、BL-14Aでは以前に偏光度が75~85%程度であると報告されているため(宮本修士論文2003)、ここではKEKのビームの偏光度は80%として議論を行う。

実験で得られたMFとシミュレーションで得られたMFの結果を表4.5にまとめる。このときのシミュレーションの結果は表4.5の「中心」にあたる。ここで先ほど述べたよう

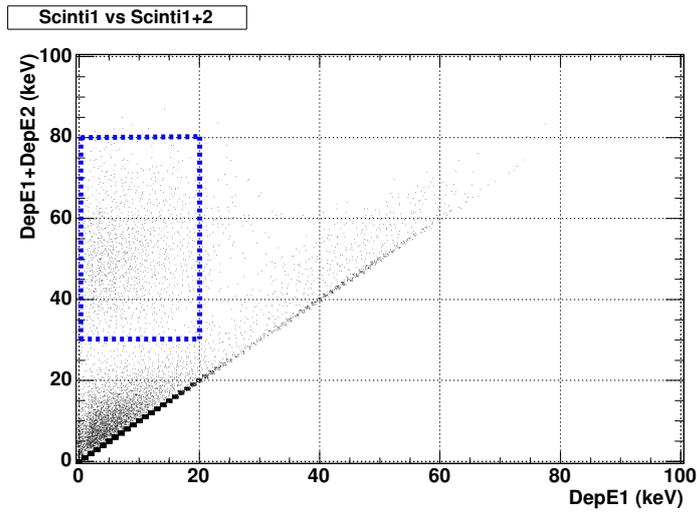


図 4.12: Ch.1 と Ch.2 の 2 次元散布図 (シミュレーション、50keV)

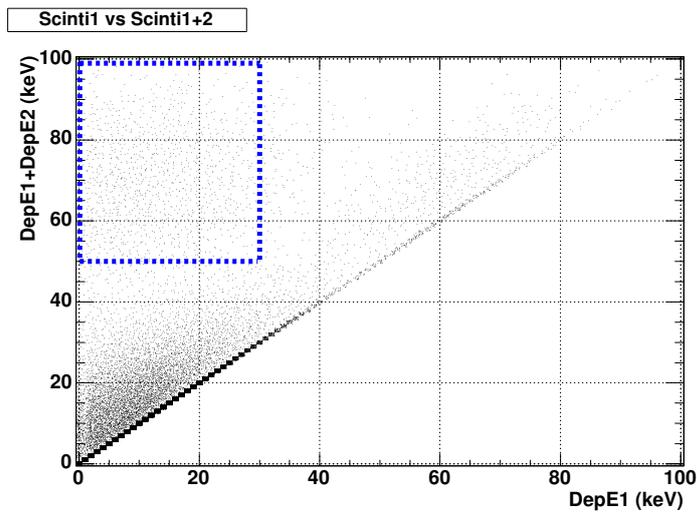


図 4.13: Ch.1 と Ch.2 の 2 次元散布図 (シミュレーション、70keV)

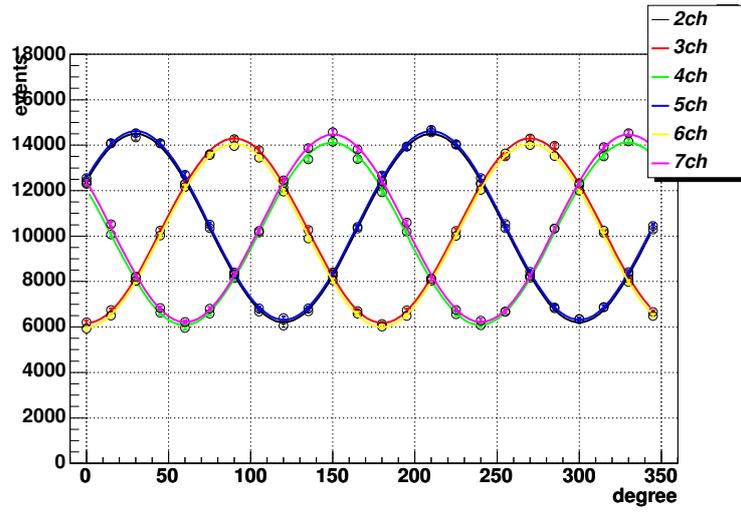


図 4.14: 30keV のモジュレーションカーブ (Simulation)

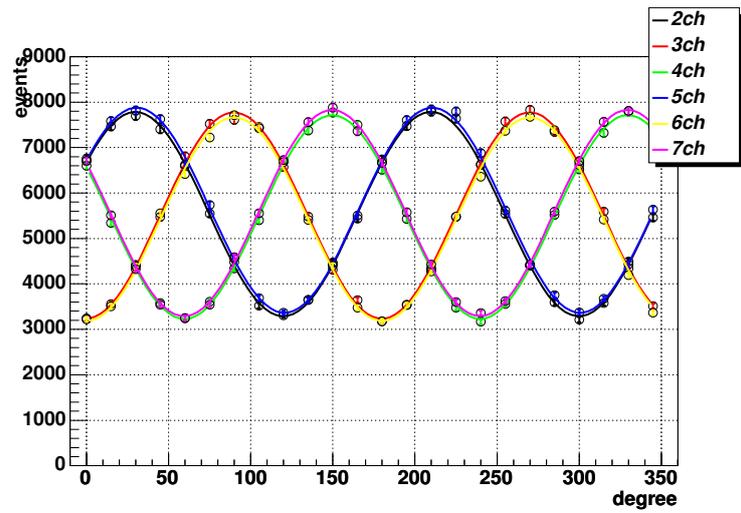


図 4.15: 50keV のモジュレーションカーブ (Simulation)

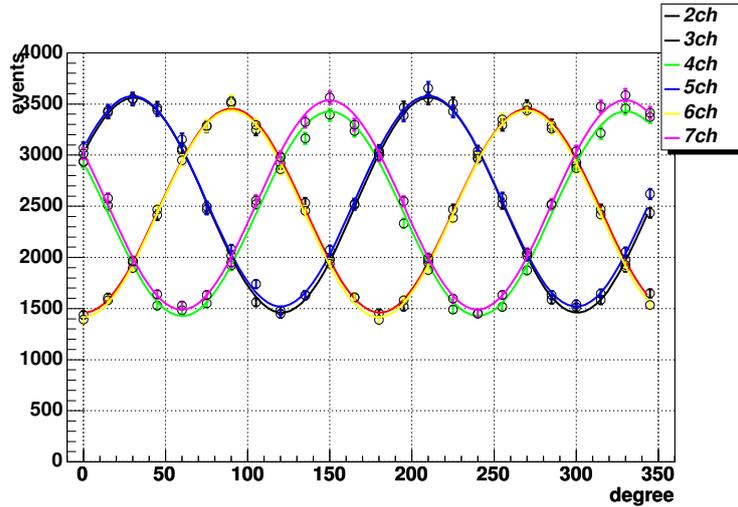


図 4.16: 70keV でのモジュレーションカーブ (Simulation)

	30keV	50keV	70keV
channel	MF[%]	MF[%]	MF[%]
<i>ch2</i>	40.1 ± 0.3	40.6 ± 0.4	41.8 ± 0.6
<i>ch3</i>	39.7 ± 0.3	41.2 ± 0.4	40.6 ± 0.6
<i>ch4</i>	39.8 ± 0.3	41.0 ± 0.4	41.2 ± 0.6
<i>ch5</i>	39.7 ± 0.3	40.2 ± 0.4	40.4 ± 0.6
<i>ch6</i>	40.3 ± 0.3	41.2 ± 0.4	41.6 ± 0.6
<i>ch7</i>	39.9 ± 0.3	40.8 ± 0.4	40.7 ± 0.6
平均	39.9 ± 0.1	40.8 ± 0.2	41.1 ± 0.2

表 4.3: 隙間、反射材 とともに 0.5mm としたときの MF (Simulation, 100% 偏光)

に KEK でのビームの偏光度は 80% と仮定する。表 4.5 で入射ビームの偏光度を 80% に規格化して比較すると、シミュレーションの方が実験よりも 1~2 割 MF が大きく出ている。この原因としては主に 3 つあると思われる。

1 つはそもそもビームの偏光度 80% が間違っており、実際はもっと低い値 (~70%) である可能性である。

2 つめは、ビームの入射位置が各角度のランで本来ならシンチレータの中心に来るべきところが、実際にはビームの入射位置が各角度で異なっているという可能性である。シミュレーションのように正確に中心に照射できている場合は散乱点をそこに特定できるが、各角度で入射位置が異なると散乱点が一点に特定することができない。そのために

	30keV	50keV	70keV
channel	MF[%]	MF[%]	MF[%]
<i>ch2</i>	40.0 ± 0.3	41.3 ± 0.4	41.1 ± 0.6
<i>ch3</i>	40.2 ± 0.3	41.3 ± 0.4	41.8 ± 0.6
<i>ch4</i>	40.4 ± 0.3	41.0 ± 0.4	41.0 ± 0.6
<i>ch5</i>	39.9 ± 0.3	40.5 ± 0.4	42.1 ± 0.6
<i>ch6</i>	39.9 ± 0.3	41.3 ± 0.4	41.3 ± 0.6
<i>ch7</i>	40.2 ± 0.3	40.7 ± 0.4	41.1 ± 0.6
平均	40.1 ± 0.1	41.0 ± 0.2	41.4 ± 0.2

表 4.4: 隙間 1.0mm、反射材 0.5mm としたときの MF(Simulation,100%偏光)

散乱角の不確定性が生じ、中心に入射した場合と比べて MF は小さい値になると考えられる。

3つめは本シミュレーションでは Fast シンチレータの光量がエネルギーに正比例すると考えているが、実際は非線型の関係になっている可能性がある。そこで中心チャンネルでエネルギースペクトルを実験とシミュレーションで比べてみた(図 4.18、4.19、4.20)。この図を見ると全てのエネルギー(30keV、50keV、70keV)で実験値のコンプトン成分(ピークの左にある肩の成分)がシミュレーションに比べて少ない。これはつまり、低エネルギーになるほどシンチレータの光量が下がるということを意味している。低エネルギーで光量が低下すると、実効的に閾値となるエネルギーが引き上げられるため、コンプトン散乱ならば後方散乱がイベントとして多くなり、偏光情報を一番よく反映する 90 度散乱がイベントとして得られにくくなる。そのために MF が低下することが考えられる。

ビームの偏光度についてはこれ以上考察を行うことは不可能であるが、ビーム入射点が分散する効果についてはシミュレーションによって定量的に評価を行うことができる。そこで図 4.21 のように中心に 5mm の半径の円を考え、各角度のランで入射位置がその円内でランダムになるようにシミュレーションを行った。治具の精度から見て、5mm という値は入射位置の分散を多少大きめに見積もった値であり、入射位置のばらつきによる効果を定量的に見積もるには十分な値であると思われる。イベントセレクションはこれまでと同様に行い、30keV、50keV、70keV のそれぞれで MF を求めた。ただし、MF は実験の時と同様に各チャンネルの対角成分を足し合わせて導出した。

得られた結果が表 4.5(5mm 半径)である。この結果を見ると入射位置がずれていたとし

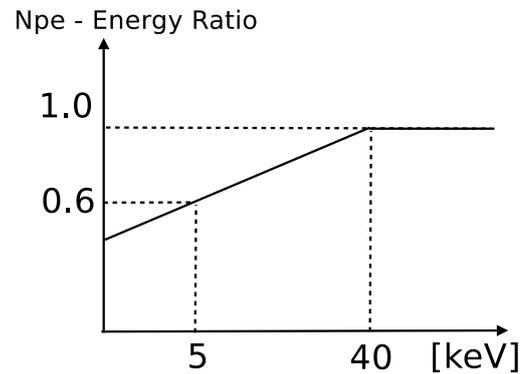


図 4.17: 光量とエネルギーの非線型性のモデル。光量とエネルギーが正比例の関係にあるならばどのエネルギーでも 1.0 の値を取る。

モジュレーションファクター (MF) [%]				
エネルギー	実験値 ¹	中心 (Sim)	5mm 半径 (Sim)	5mm 半径 + 非線型 (Sim)
70keV	33.6±0.5	41.1±0.2	40.3 ± 0.3	39.0 ± 0.3
50keV	34.9±0.4	40.8±0.2	40.2 ± 0.2	37.4 ± 0.2
30keV	35.8±0.3	39.9±0.1	39.2 ± 0.1	36.6 ± 0.1

表 4.5: 実験値とシミュレーションの MF の比較。中心はチャンネル 1 のシンチレータの中心に光子を打ち込んだシミュレーション、5mm 半径とは各角度のランで中心 5mm の半径内にランダムに光子を入射したシミュレーション、非線型とはシミュレーション上で図 4.17 のようなモデルで光量を補正したことを示す。(¹: ビームの偏光度を 80% として MF を求めた)

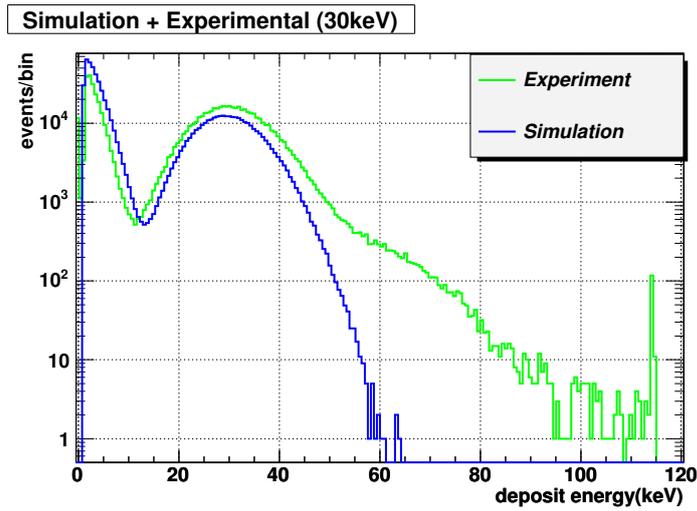


図 4.18: ch.1 のスペクトル (30keV)。シミュレーション値に比べて実験値は 10keV 以下にある低エネルギー側に分布するコンプトン散乱の成分が少ない。また実験値の 50keV 以上の成分はパイルアップによって生じたものである。

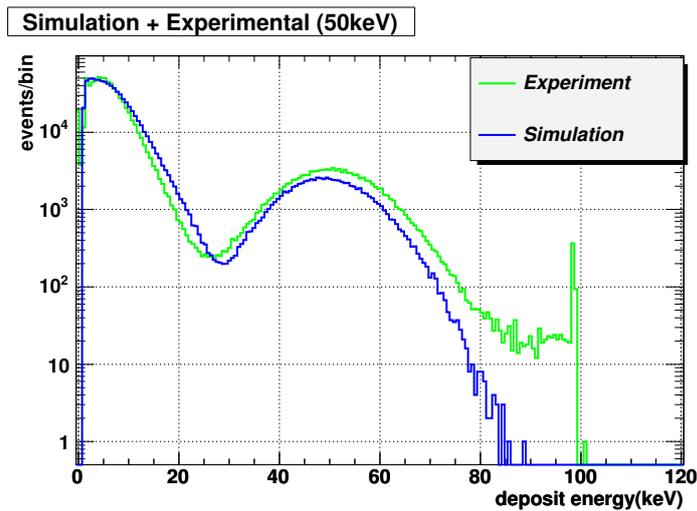


図 4.19: ch.1 のスペクトル (50keV)。シミュレーション値に比べて実験値は 30keV 以下にある低エネルギー側に分布するコンプトン散乱の成分が少ない。また実験値の 50keV 以上の成分はパイルアップによって生じたものである。

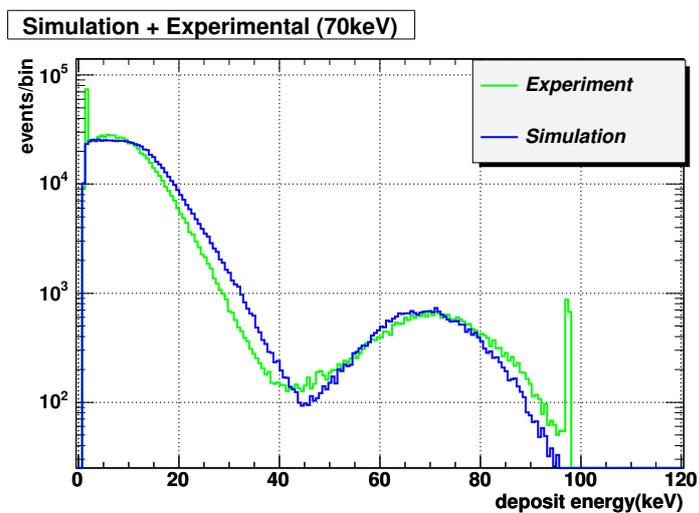


図 4.20: ch.1 のスペクトル (70keV)。シミュレーション値に比べて実験値は 40keV 以下にある低エネルギー側に分布するコンプトン散乱の成分が少ない

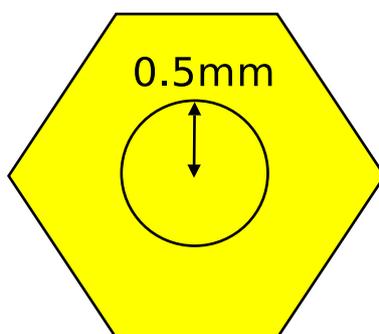


図 4.21: 各角度のランでランダムに 0.5mm の円内にビームを入射する。

ても～1%程度下がるだけであり、これだけでは実験とシミュレーションのMFの値の食い違いを説明できない。

そこでさらに3つ目のシンチレータの発光量の非線型性を考慮に入れたシミュレーションを行う。実際に ^{55}Fe (5.9keV)と ^{241}Am (59.5keV)でシンチレータの光量を比較したところ、エネルギーの比 $E_{Fe}/E_{Am} \sim 0.1$ に対して、実際の発光量 $N_{Fe}/N_{Am} \sim 0.06$ になることが報告されている。2点しか参考にできないが、ここでは適当な非線型性のモデル(図4.17)を仮定して、非線型の効果を評価した。得られた結果が表4.5である(非線型)。これを見ると低エネルギーになればなるほど、実効的に閾値が上昇して90度のコンプトン散乱が検出されづらくなり、MFが低下していることがわかる。またこの効果は低エネルギー領域になるに従って大きくなっており、シミュレーション値に近づいている。

結論として入射位置および発光量の非線型性を考慮すると、実験とシミュレーションのMFの値の食い違いを多少補正できることがわかった。これ以上の詳細な議論は実験でのビーム自体の偏光度が正確にわかっていないために行うことはできない。よって、次回ビーム実験を行う際はビーム自体の偏光度をそれぞれのエネルギーで詳細に測定しておくことが、必要不可欠であると言える。

検出効率

次に検出効率について述べる。検出効率は、 $\text{検出効率} = \text{各チャンネルでの領域1の和} / \text{全入射光子数}$ と定義する。この時KEKのビーム実験では入射粒子の個数が分からないため次の方法を用いて、実験での入射光子の数を外挿する。まずシミュレーションは入射個数が分かっているため、そこから全入射光子数と光電ピークに含まれるイベント数の比を求める。ここで光電ピークに含まれるイベント数は、光電ピークをGaussian Fittingを行うことで求める。そして全入射光子数と光電ピークに含まれるイベント数の比を仮定して、実験で得た光電ピークから実際の入射光子数を推定する。その値を用いて実験での検出効率を決めることとする。

まずシミュレーションでの検出効率を求める。シミュレーションでは入射個数は 1 M (10^6)と分かっている。そして、各チャンネルでの領域1(コンプトン散乱した後、光電吸収されたイベント)のイベント数の和を求め、それを 1 M で割った値が検出効率となる(表4.6の中段)。ここでシンチレータ間の隙間は 0.5 mm と 1.0 mm の場合があるが、どちらも検出効率は同じであったため、今後は 1.0 mm の場合のみで検出効率を評価する。

次にKEKのビーム実験での検出効率を求める。上記したようにシミュレーションでの光電ピークに含まれる個数を N_{simAbs} 、シミュレーションの全入射個数 $N_{simTotal}$ 、実験で

の光電ピークに含まれる個数を N_{exAbs} 、実験値の全入射個数を $N_{exTotal}$ とすると、

$$N_{exTotal} = \frac{N_{simTotal}}{N_{simAbs}} \times N_{exAbs}$$

と書くことができる。

この方法を用いて、実験値の検出効率およびシミュレーションの検出効率を表 4.6(上段) に示す。この表 4.6 を見て分かることはエネルギーが低くなっていくほど、シミュレーションと実験値の検出効率の値のずれが大きくなっているということである。そこで MF の比較を行った場合と同様に、シンチレータの光量の非線型性 (図 4.17) を考慮に入れて検出効率を求めた (表 4.6 の下段)。また入射位置のばらつきが検出効率に与える影響に関しては、入射位置が中心を外れている場合と外れていない場合でほとんど同じであり、統計誤差の範囲を超えない結果であったため、ここでは無視できる。

表 4.6(光量非線型) の結果を見ると 70keV では非線型の効果がほとんど現れず変化は見られないが、低エネルギーでは非線型性の影響が現れている。これは光量が非線型性 (低エネルギーになるほど光量が減少) であるために低エネルギーで実効的に閾値が上がってしまい、その結果検出できる光子が減少してしまうためである。

しかし、まだ実験とシミュレーションの間にはファクター 2 程度の違いがある。この原因としてはまだ現段階で Fast シンチレータの光量の非線型性は仮定したモデルを用いており、実際の非線型性を詳細に再現したものではないためだと思われる。よって今後、検出効率を詳細に議論するためには、今後の実験で連続的に光量の線形性 (非線型性) を測定する必要がある。特に実際のフライトでは低エネルギー側の光子の検出が支配的になるため、低エネルギーでのレスポンスを知ることは重要であると言える。また高エネルギーの 70keV に関しては非線型性の効果は小さいと思われ、実験値とのずれは別の影響を考える必要がある。その一つとしてパイルアップの影響が考えられる。30keV、50keV と比べて図 4.20 を見ると 70keV の光電吸収のピークはシミュレーションと実験値で形が異なっており、パイルアップからこのようなことが起きていることが予想される。パイルアップを起こすことにより、光電吸収のイベントを正しく見積もることができず過剰に評価してしまい、その結果入射光子の数を過剰に多く見積もってしまう可能性がある。よって、今後はパイルアップを起こさないようなレートでビームを入射させることが必要である。

このようなことを考慮に入れ、2005 年 12 月に KEK の PF(BL-14A) において再びビーム実験を行った。この時は 7 ユニット偏光計のビーム試験だけでなく、Fast シンチレータの低エネルギーのレスポンス (非線型性) とビーム自体の偏光度をエネルギーごとに詳細

に測定を行った。これらの結果はまだ解析中であるが、MF と検出効率は大幅に改善しており、シミュレーションと実験値がより近づいていることが確認されている。

検出効率 [%]			
-----	30keV	50keV	70keV
実験値	1.9±0.01	1.3±0.01	0.67±0.01
シミュレーション (光量線形)	6.0 ±0.03	3.2±0.02	1.4±0.01
シミュレーション (光量非線型)	4.4±0.02	2.9±0.02	1.4±0.01

表 4.6: 実験値とシミュレーションの検出効率の比較。光量線形は光量に補正をかけないことを、光量非線型とは図 4.17 のモデルで補正をかけたことを示す。

第5章 217ユニットで構成した気球搭載 モデルのシミュレーション

5.1 目的

実際のフライトでは PoGO 偏光計は気球高度 (30~40km) まで打ち上げられるため、本来の天体のシグナルに加えて、大気からの散乱ガンマ線や X 線背景放射 (CXB) などのバックグラウンドイベントがある。しかもこれらのバックグラウンドのシグナル強度は目標の天体のシグナルに比べて圧倒的に大きいため、バックグラウンドのシグナルに埋もれることなく目標の天体のシグナルを有意に検出し、偏光を観測できるかどうかを定量的に見積もることは非常に重要である。

5.2 セットアップ

前章のシミュレーションで用いた 7 ユニット偏光計のセットアップを拡張して、フライトを想定した 217 ユニット偏光計のジオメトリを構築した。この 217 ユニット偏光計は、主検出部となる Fast プラスチックシンチレータに加えて、コリメータとして Slow プラスチックシンチレータ、下と横からのガンマ線と荷電粒子をシールドするための BGO で構成される。また、コリメータの外周には鉛およびスズを passive shield として巻いて、バックグラウンドとなるガンマ線を吸収するようにした。図 5.1 に 1 ユニットの構成を、図 5.2 に 217 ユニット構造の断面図を示す。passive shield の鉛が 50cm と短いのは、短くすることで鉛の K_{α} ($\sim 90\text{keV}$) がスズを通る距離を実効的に長くし、Fast シンチレータへと混入するイベントを減らすためである。Geant4 を用いてそれらの要素を全て含めて構築したジオメトリを図 5.3、5.4 に示す。

前章の 7 ユニットの実験から、センサーの分解能は ^{241}Am (59.5keV) でおよそ 40% 程度である。よって $N_{pe} = 2.35^2 \frac{E}{R_{Am}^2 E_{Am}}$ の式から ~ 0.5 光電子/keV と計算できる。よって 217 ユニット偏光計のセンサーの分解能は、0.5 光電子/keV という値を採用する。今後特に断りのない場合は全て分解能 0.5 光電子/keV でシミュレーションを行う。

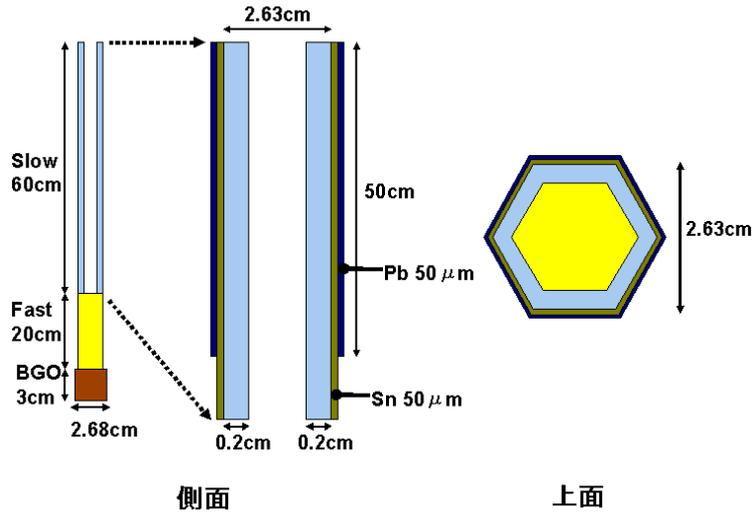


図 5.1: 1 ユニットの構造の断面図、および上部から見た図。Slow シンチレータは中空になっており、コリメータの役割をする。またガンマ線イベントを低減させるためにパッシブシールドとして周囲にスズと鉛を巻く。BGO は下部から到来するガンマ線イベントを排除する。主検出部は Fast シンチレータであり、ここで天体からの偏光を捉える。

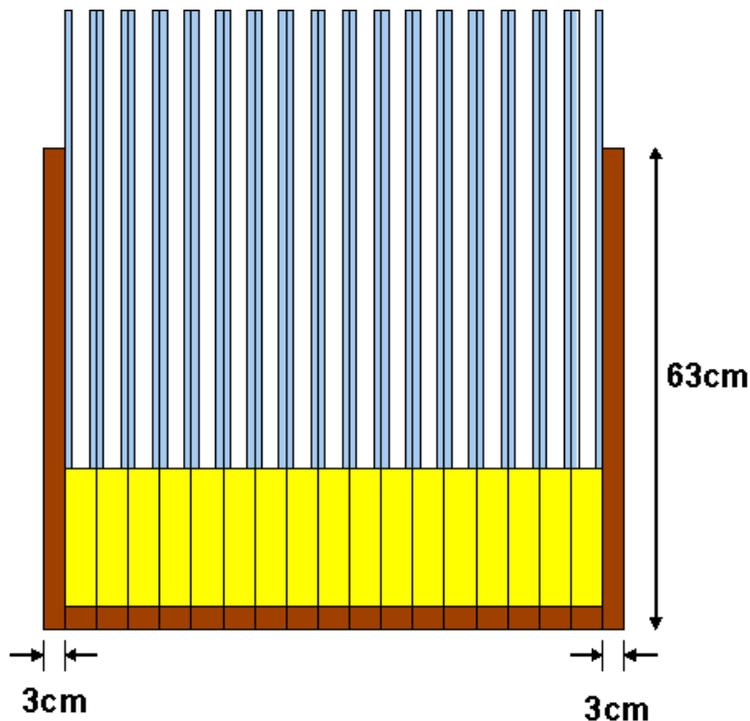


図 5.2: 217 ユニットの構成 (断面)。217 個のセンサーを蜂の巣状にならべ、それを厚さ 3cm、高さ ~60cm の BGO シールドで囲う。これをアクティブシールドとして用いることにより、バックグラウンドとなるガンマ線と荷電粒子を排除する。

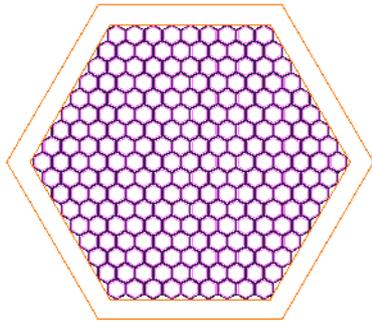


図 5.3: Geant4 で構築した 217 ユニット偏光計のジオメトリ (上面)

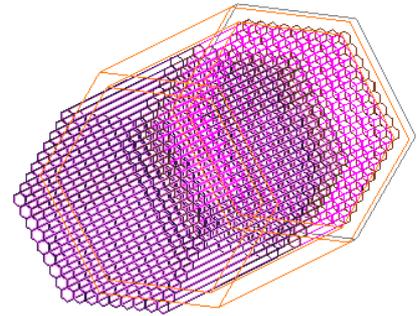


図 5.4: Geant4 で構築した 217 ユニット偏光計のジオメトリ (斜め)

5.3 偏光検出の評価方法

これまで7ユニット偏光計では偏光検出能力の評価を行う方法として、回転角毎にコンプトン散乱した後、光電吸収されたイベントをセレクションして変調因子 (MF) を求めてきた。しかし、217ユニットでは偏光計を回転させずにシミュレーションを行うため、7ユニット偏光計で用いたような手法はとらない。その代わりに次のような方法によってMFを求める。

各入射イベント毎にどのシンチレータにヒットしたかを見て、そのヒットしたシンチレータの位置から光子の散乱角を求め、それを全イベントに対して行うことでMFを求める。ここで注意すべきなのは散乱角の見積もり方である。図5.5を見ればわかるように、ヒットしたシンチレータが分かったとしても、シンチレータのどこで反応が起きたかわからないために散乱角に不定性がある。そして更にその不定性はヒットしたシンチレータ同士の間隔にも依存している。近い間隔のシンチレータをヒットした場合は散乱角の不定性が大きく、多くのシンチレータをまたぐ大きな間隔のイベントでは散乱角の不定性は小さい。

よって各光子の散乱角を求めるとき、ヒットしたシンチレータの中心同士を結び、それを更にシンチレータの間隔に依存した不定性の分だけを考慮して散乱角を求める。このシンチレータの間隔に依存した散乱角の不定性 (分散) は、シンチレータを2次元平面上で均等に分割し、それぞれの分割したセグメントの組み合わせから角度の分布を求めること

で導出できる。そして、それをシンチレータの各距離で行うことで図 5.6 のような距離と分散の関係が得られる。図 5.6 の横軸は距離 (距離は隣り合ったシンチレータの中心同士を結んだ距離が 1 となるようにとってある)、縦軸は角度分散 [degree] である。

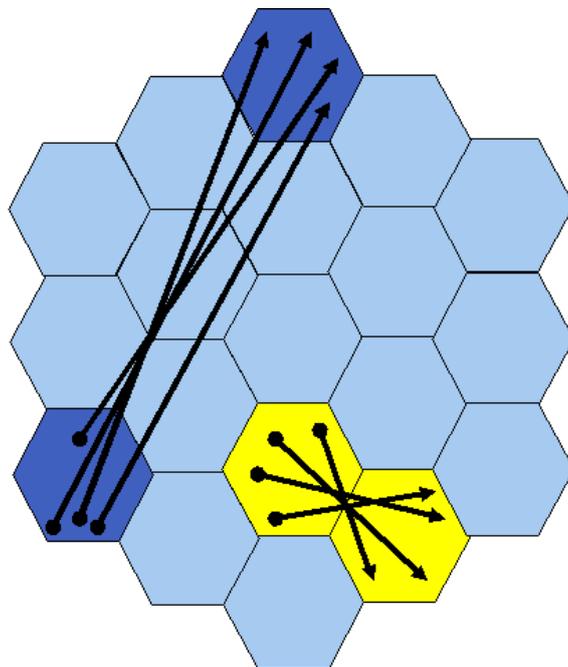


図 5.5: シンチレータの間隔に依った散乱角の不定性。近いシンチレータ同士のイベントは散乱角の不定性が大きく、遠いシンチレータ同士では散乱角の不定性は小さい。

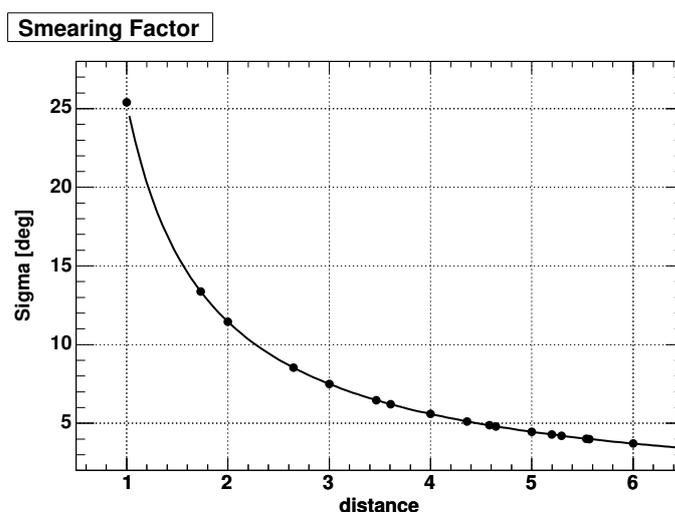


図 5.6: 横軸:シンチレータ間の距離、縦軸:散乱角の分散 (実際のシンチレータ間の距離が 1 となるように規格化している)

5.4 バックグラウンドの評価

上空 (40-50km) の気球高度では本来の天体のシグナルに加えて、宇宙 X 線背景放射 (CXB) や大気からの散乱線、高エネルギー荷電粒子 (陽子、電子、中性子、 μ) のバックグラウンドが存在する。しかし実際のフライトでは、荷電粒子イベントはコリメータの Slow シンチレータ及び BGO シールドに大きなエネルギーを付与するため、十分排除することができると思なしシミュレーションではガンマ線のみをバックグラウンドとして扱う。

バックグラウンドとなる CXB と大気からの散乱 (上向き、下向き) は過去の衛星や気球実験の結果からモデル化されており (Mizuno et al.2004)、それを機上でのバックグラウンドとしてシミュレーションを行った。以下ではモデル化したバックグラウンドについて述べる。

5.4.1 宇宙 X 線背景放射

宇宙 X 線背景放射 (CXB) は天球の至るところから等方的に到来する X 線であり、その強度は大変大きく全天からの放射を全て積分すると、銀河系内の天体を起源とする X 線強度の総和のおよそ 10 倍に達する。この X 線の起源はこれまでの観測から、その大部分は我々の銀河系外に存在する赤方偏位 $z=5$ の辺りまでのセイファート銀河のような活動銀河核からの放射であると考えられている (Leiter & Boldt 1992, Comastri et al. 1995)。

CXB は多くの衛星によって観測されており、ASCA (Kushino et al. 2002), HEAO (Gruber 1992, Kinzer et al. 1996), SMM (Watanabe et al. 1997), APOLLO (Trombka 1997), COMPTEL (Kappadath et al. 1996), SAS-2 (Thompson & Fichtel 1982), EGRET (Sreekumar et al. 1998) によって数 keV ~ 数百 GeV までの幅広いバンドでそのスペクトルが測定されている。Mizuno et al. (2004) にならい、以下の式で表現する。関数化したスペクトルを図 5.7 に示す。

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dE} &= 570.8 \times E_{MeV}^{-1.86} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (30 - 50\text{keV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 40.0 \times E_{MeV}^{-2.75} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (50\text{keV} - 1\text{MeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 40.0 \times E_{MeV}^{-2.15} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (1\text{MeV} - 100\text{GeV})\end{aligned}$$

また CXB は等方的に放射しているため、放射の角度分布は一定であるとした。

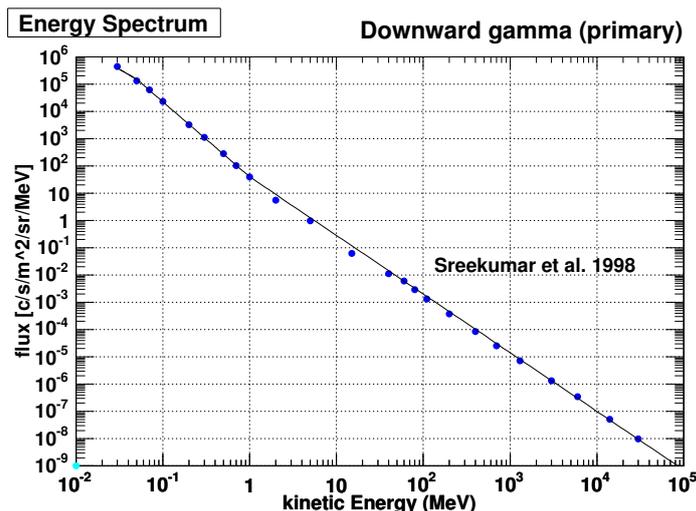


図 5.7: 宇宙 X 線背景放射 (CXB) のスペクトル。スペクトルは今までの X 線衛星により幅広いバンド (数 keV ~ 数百 GeV) まで観測されている。ここでは Sreekumar et al.1998 を参照して関数化した (Mizuno et al.2004)。

ただし、PoGO は 40-50km 上空の気球実験であるため、偏光計の上空には大気が存在する。天体からの放射の一部はその大気に放射されるが、CXB もその大気の吸収を受ける。よって PoGO でのシミュレーションでは CXB をバックグラウンドとして用いる場合、大気の吸収も考慮にいれてシミュレーションを行う。

5.4.2 大気からの散乱 線

高い気球高度では気球の上空の大気からガンマ線が放射される。このガンマ線は一次宇宙線が大気中の原子核と相互作用、または電子が大気中の物質と相互作用して、制動放射を起こすことにより生じると考えられている。この電子の起源は大気の中に最初から存在する電子、一次宇宙線が大気中の窒素や酸素などの原子核に衝突することで生成される電子 ($p + N \rightarrow p + N^+ + e^-$, $p + O \rightarrow p + O^+ + e^-$)、もとは大気中にいたものの一度エスケープし再び大気に戻って来た電子などである。

この大気からの散乱ガンマ線のスペクトルは気球実験や衛星によって、これまで数多く観測されてきた (Thompson 1974, Imhof et al.1976, Ryan et al. 1979, Kur'yan et al.1979, Shoenfelder et al.1980, Daniel & Stephens 1974)。また気球上空の大気の厚みが 100g/cm^2 よりも小さい高度では、上空から下向きへ放射される大気散乱 線のフラックスの強度は大気の厚みに比例し、地球から上向きに放射される 線の強度は大気の厚みには依存せ

ず、一定値を取ることが知られている (Thompson 1974)。よってこれらの観測例を元に散乱線を関数化した (Mizuno et al.2004)。

下向きの大気散乱線

過去の Texas の Palestine での気球実験から、大気の厚み $2.5\text{g}/\text{cm}^2$ に相当する高度での下向きの大気散乱線のスペクトルが観測されている (Shoenfelder et al. 1980, Danien & Stephens 1974)。これらの観測結果を $3.8\text{g}/\text{cm}^2$ の高度に換算したモデルが図 5.8 である (Mizuno et al.2004)。この高度は PoGO の気球高度と同じであるため、しかしこれらの観測は $1\text{MeV}\sim 100\text{GeV}$ のバンドであり、 1MeV 以下の観測はなされていない。そこで 1MeV 以下の領域では上向きのフラックスモデルと同じ形 (同じべき) をとると仮定して関数化した (図 5.8)。関数化した式を以下に書き下す。また 1MeV 以下の領域で外挿した下向きのフラックス強度に対して CXB の方がフラックス強度が卓越しているため、この 1MeV 以下の下向きのフラックスがバックグラウンドとして大きな影響を与えることはない。また 70MeV 付近にあるバンプは、 $\pi^0(135\text{MeV})$ 起源のものであり、一次宇宙線が大気中の核子とハドロン相互作用することによって、 $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ のような過程を経て観測される。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= 250.0 \times E_{MeV}^{-1.34} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] (30\text{keV} - 1\text{MeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 250.0 \times E_{MeV}^{-1.70} + 1.14 \times 10^5 E_{MeV}^{-2.5} \times \exp\left(-\left(\frac{E_{MeV}}{120}\right)^{-1.5}\right) \\ &\quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (1 - 1000\text{MeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 2.15 \times 10^4 \times E_{MeV}^{-2.20} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (1 - 100\text{GeV}) \\ N &= 78.33 \quad [\text{photons}/\text{sec}/\text{m}^2/\text{str}] \quad (511\text{keV}) \end{aligned}$$

上向きの大気散乱線

上向きの大気による散乱線の観測は Thompson (1974), Imhof et al.(1976), Ryan et al.(1979), Kur'yan et al.(1979) で報告されている。上向きの大気散乱線の強度は地球の緯度に依存しており、その依存性は cutoff rigidity (R_{cut}) で表すことができる。cutoff rigidity とは、荷電粒子が地球の磁場を通過して地球の大気圏内まで到達できるかを定める電荷あたりの運動量の閾値のことである。一般に高緯度であるほど粒子は大気まで到

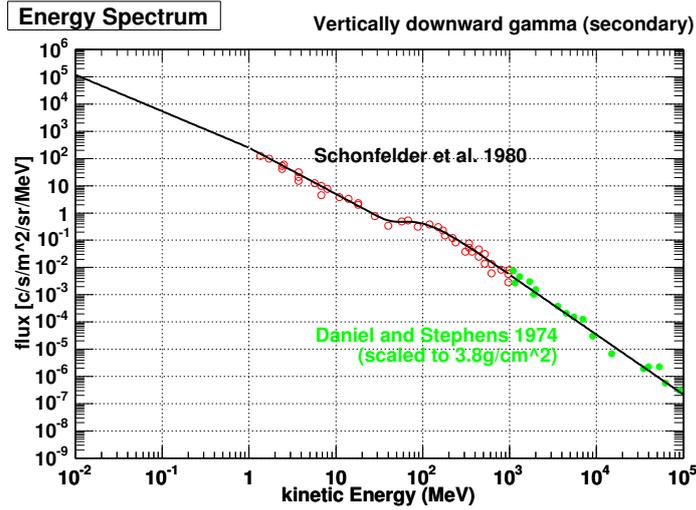


図 5.8: 下向きの大気散乱線のスペクトル。大気の厚み 2.5g/cm^2 に相当する高度の観測 (Shoenfelder et al. 1980, Danien & Stephens 1974) を 3.8g/cm^2 にスケールしている。

達しやすく、低緯度であるほど大気圏内まで到達しにくい。つまり高緯度であるほど R_{cut} は小さく、低緯度であるほど R_{cut} は大きいと言える。そして上向きの大気散乱線のフラックスの強度はその R_{cut} を用いて、 $R_{cut}^{-1.13}$ に比例することが知られている (Kur'yan et al.1979, Thompson et al.1981)。Imhof で報告された観測は $R_{cut}=3\text{GV}$ であり、それ以外の観測は Texas の Plestine で行われており $R_{cut}=4.5\text{GV}$ である。ここでは $R_{cut}=4.5\text{GV}$ に観測データを規格化した関数形を用いる (Mizuno et al.2004)。その場合 $R_{cut}=3\text{GV}$ のフラックスの強度は、 $R_{cut}=4.5\text{GV}$ では $(4.5/3.0)^{-1.13} \sim 0.63$ 倍となる。このようにして関数化したスペクトルが図 5.9 である。ここで 1GeV 以上の観測データがないため、 1GeV 以上の領域では下向きの散乱線のベキを仮定して次の関数形を得た。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= 1500 \times E_{MeV}^{-1.34} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (30\text{keV} - 10\text{MeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 4854 \times E_{MeV}^{-1.85} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (10 - 1000\text{MeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 5.29e4 \times E_{MeV}^{-2.20} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ MeV}^{-1}] \quad (1 - 100\text{GeV}) \\ \frac{dN}{dE} &= 470[\text{photons/sec/m}^2/\text{str}] \quad (511\text{keV}) \end{aligned}$$

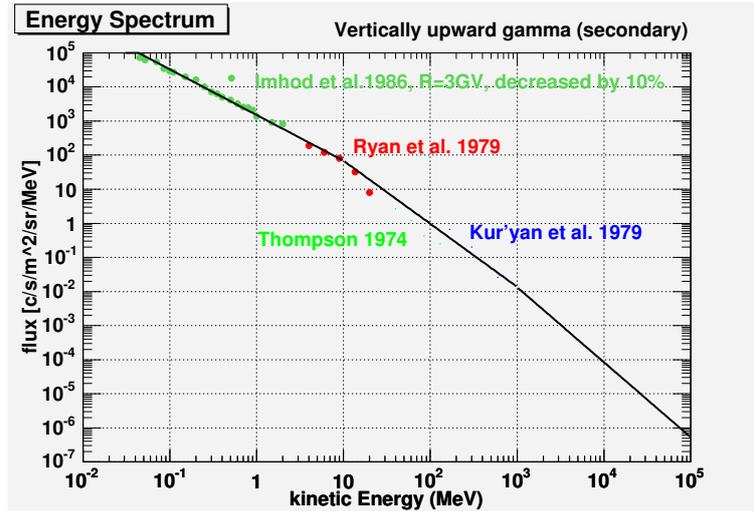


図 5.9: 上向きの大気散乱線のスペクトルモデル。Texas の Palestine の $R_{cut}=4.5\text{GV}$ にスケールしてモデル化している。

フラックスの天頂角依存性のモデル

図 5.10 のような座標系を考える。ここで上が上空であり、下が地球である。 $\theta=0$ は真上からの到来方向であり、 $\theta=\frac{\pi}{2}$ は真横、 $\theta=\pi$ は真下からの到来方向である。大気散乱線は方位角 ϕ 依存しないが、天頂角 θ には依存することが観測されている (Thompson 1974, Schoenfelder et al.1977)。ここでは Schoenfelder et al.(1977) のモデルを用いる (Mizuno et al.2004)(図 5.11)。ただし、Schoenfelder et al.(1977) は 2.5g/cm^2 の高度で観測を行っていたため、大気量 3.8g/cm^2 に補正するために $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ (下向き) のフラックス強度を $3.8/2.5$ 倍し、その関数形を書き下すと以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Omega} &= \frac{1}{\cos \theta} \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{3}) \\ \frac{dN}{d\Omega} &= 0.3673e^{1.6182\theta} \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (\frac{\pi}{3} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}) \\ \frac{dN}{d\Omega} &= 0.02752e^{3.268\theta} \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq 0.639\pi) \\ \frac{dN}{d\Omega} &= 4318.9 * e^{-2.693\theta} \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (0.639\pi \leq \theta \leq \frac{7}{9}\pi) \\ \frac{dN}{d\Omega} &= 6 \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (\frac{7}{9}\pi \leq \theta \leq \pi) \end{aligned}$$

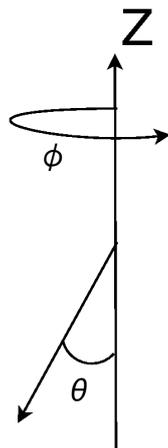


図 5.10: 大気散乱 線の到来方向を示す座標系。 θ は天頂角、 ϕ は方位角である。 $\theta=0$ は真上から、 $\theta=\frac{\pi}{2}$ は真横から、 $\theta=\pi$ は真下から到来することを示す。

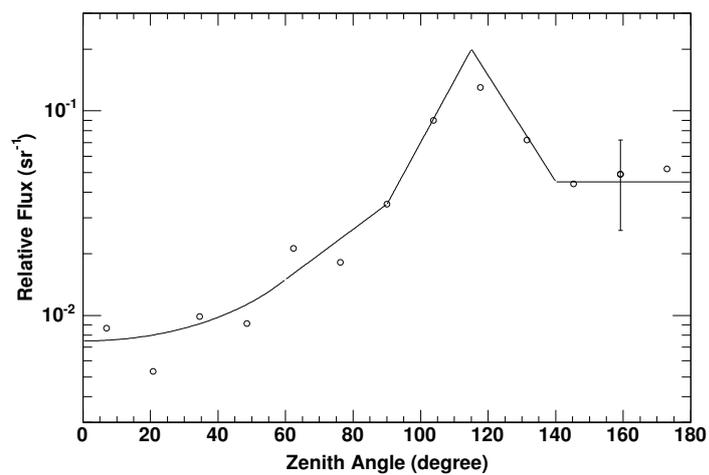


図 5.11: 大気散乱 線のフラックスの天頂角依存性。 $0 \leq \theta < 90$ は下向き、 $90 \leq \theta \leq 180$ は上向きである。

5.5 単色 X 線に対する偏光検出感度

5.5.1 有効面積

実際の天体のシミュレーションを行う前に単色光を入射させて、217 ユニットの偏光計の性能評価を行う。有効面積は以下のように定義する。

$$\text{有効面積} = \frac{(\text{偏光を計測するために有効な光子数})}{(\text{入射光子数})} \times (\text{入射した幾何面積})$$

ここでイベントとして認める条件および検出器のレスポンスを次のようにする。

1. シミュレーションから得られた Fast シンチレータへのエネルギー付与を 0.5 光電子/keV の割合で Poisson 統計に従って光電子数に換算した後、光電子増倍管の分解能として実測値 $\sigma = 0.4$ 光電子のガウシアンで揺らがせる。この値を Fast シンチレータに付与されたエネルギーとする。
2. Fast シンチレータのシグナルの閾値を 1 光電子とし、これを越えるようなエネルギーが付与された場合を 1 ヒットと見なす。(今、分解能として 0.5 光電子/keV を採用しているのでエネルギーに換算すると $1/0.5 = 2.0\text{keV}$ が閾値となる)
3. Slow シンチレータ、Bottom および Side の BGO は Poisson 統計で揺らがせずそれぞれ閾値を 30keV、3keV、3keV とする。(Slow シンチレータ、Bottom、Side の BGO の試作品の光量評価がまだなされていないため)
4. Slow シンチレータ、Bottom BGO、Side BGO へのエネルギー付与がそれぞれの閾値以下であり、かつ Fast シンチレータに 2 ヒット以上して、ヒットした Fast シンチレータへのエネルギー付与の合計が 20-200keV になるときをイベントとみなす。

以上の条件を課して単色光を PoGO 偏光計に一樣照射したときにそれぞれのヒット毎の有効面積を見積もった (図 5.12)。図を見れば分かるようにヒット数が大きくなると、有効面積は頭打ちになっている。また、実際の天体のスペクトルはベキ乗の形をしており、低エネルギーの光子の方が高エネルギーの光子の数に比べて圧倒的に多いため、結局 4 ヒットまでをイベントとして認めるのが妥当であると思われる。しかしながら次の節で述べるように 4 ヒット以上のイベントでは光子は自ら持っていた偏光情報を損なってしまっているため、2 ヒットや 3 ヒットに比べて偏光度は小さく、有効面積だけでは 4 ヒットの寄与が大きいとは言えない。

エネルギー毎のトレンドを見ると、40keV 当たりで有効面積は最大になっており、それ以下のエネルギーになると Fast シンチレータに付与されるエネルギーが小さすぎて検出できない、または光電吸収が卓越してコンプトン散乱が起きづらいために有効面積は減少する。40keV 以上では逆に光電吸収が起こりづらくなり、コンプトン散乱したイベントがそのままエスケープしてしまうことで有効面積が下がってしまう傾向にある。

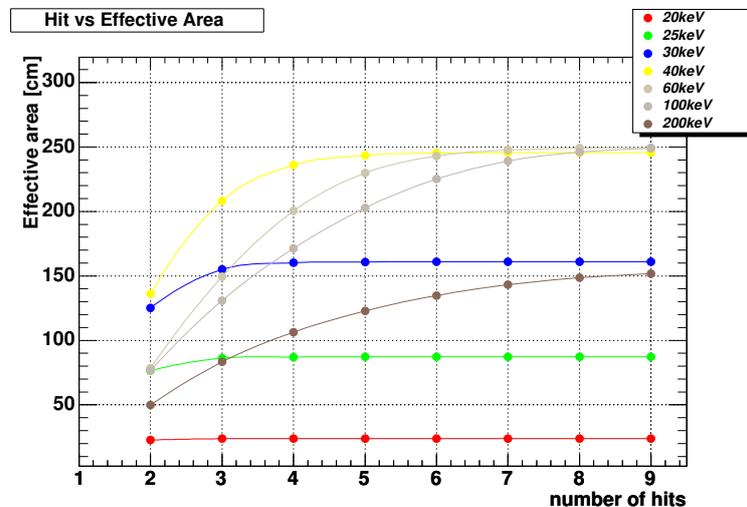


図 5.12: 様々なエネルギーで単色光を入射した場合の有効面積。ここで注意したいのはそれぞれのヒット数は上限値ということである。(例えば 4 ヒットという表記は、2 + 3 + 4 ヒットを含めた意味である)

5.5.2 変調因子 (MF)

前節ではそれぞれヒット数に応じた有効面積について評価を行ってきた。次に同様に単色光を用いてモジュレーションファクターについての評価を行う。ここでモジュレーションファクターを求めるときに用いる条件は前節と同じ条件を使用する。ただし 3 回以上のヒットの場合は、新たに次の条件を課す。

- 一番エネルギー付与が大きい Fast シンチレータを光電吸収したシンチレータ、二番目にエネルギー付与が大きい Fast シンチレータをコンプトン散乱したシンチレータとして散乱方向を求める。それ以外のヒットイベントはエネルギー付与が小さく前方散乱を起こしており、偏光情報を反映した散乱はしていないと仮定する。

この時イベントセレクションをして得られる 2 次元散布図は図 5.13 のようになる。この 2 次元散布図はある 1 つのシンチレータに注目したものであり、これのシンチレータを

散乱体として考え、吸収体となるシンチレータの間隔に関係なく全てプロットしたものである。

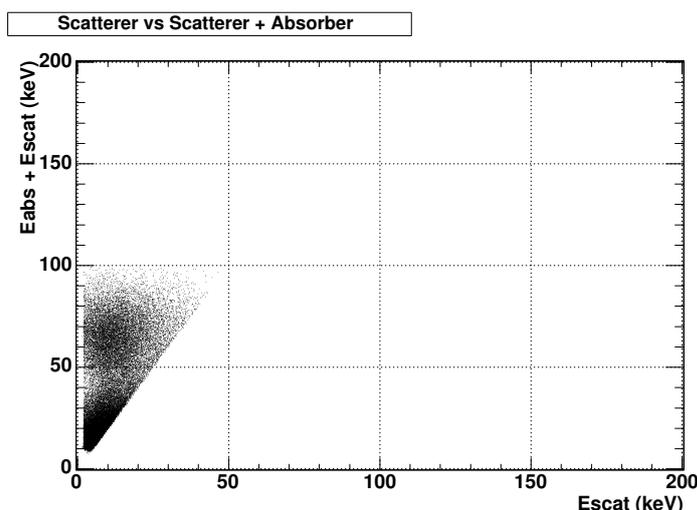


図 5.13: 217 ユニットでの 2 次元散布図。ある一つのシンチレータを散乱体にとり、それ以外の全てのシンチレータを吸収体とした。縦軸は吸収体と散乱体に付与されたエネルギーの和。横軸は散乱体に付与されたエネルギー。入射エネルギーは 70keV である。

図 5.14 を見ると、低エネルギーでは 3 ヒット付近で MF が一定値になっている。これは低エネルギーでは多重散乱するイベントが少ないために有効面積が小さくなり、その結果 MF に影響を与えないからである。逆に高エネルギーでは多重散乱するイベントが多いため、ヒット数が大きいところでも MF が変化していることわかる。しかし、多重散乱をするということはそれだけ偏光情報が保存されないことを意味しており、そのためにヒット数が大きい領域では MF は減少する傾向にある。また低エネルギーに比べて高エネルギーが全体的に MF が大きいのは、高エネルギー光子の方が多くのシンチレータをまたぐことができ、その分だけ光子の散乱角の不確かさが小さくなるからである (図 5.5 参照)。

高エネルギー天体からの放射を観測する場合、天体からの放射のスペクトルはエネルギーのベキ乗に比例するため、検出する光子は低エネルギーが圧倒的に多い。よって、有効面積を大きく保ちつつ、高い MF を得る最適なイベントセレクションは 2 ヒットと 3 ヒットを足し合わせたイベントであると言える。4 ヒット以上のイベントは光子のエネルギーが高いものが多く、ベキ乗の分布をしている場合はほとんど 4 ヒット以上のイベントは少なくなる。そのため、4 ヒット以上のイベントは有効面積が小さく、MF の値としても小さいためほとんど考慮に入れる必要はない。

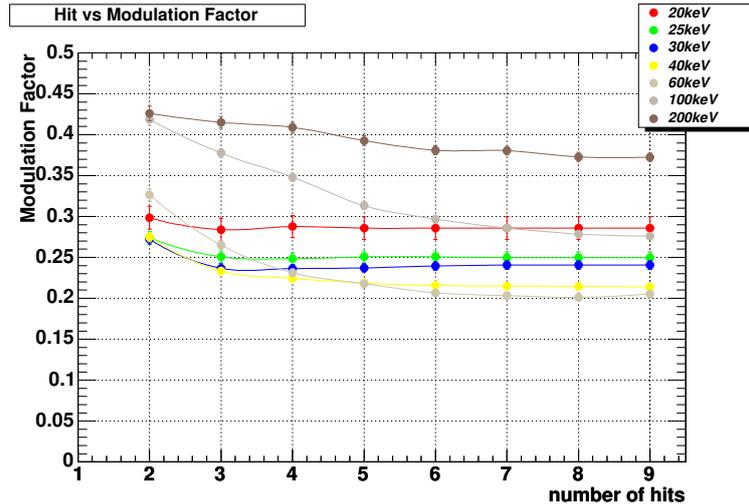


図 5.14: 様々なエネルギーで単色光を入射した場合の変調因子 (MF)。それぞれのヒット数は上限値ということである。(例えば 4 ヒットという表記は、2 + 3 + 4 ヒットを含めた意味である)

5.6 かにパルサーの観測

5.6.1 かにパルサーのモデル

次に実際の天体かにパルサーを想定したシミュレーションを行う。かにパルサーは直径 10km 程度の中性子星が 33ms の周期で電波を放射しており、定常高エネルギー天体の中でも強い X 線を放射する天体の一つである。かにパルサーはかに星雲の中に位置し、かに星雲のスペクトルは今までの観測からよくわかっており、かにパルサーとかに星雲を含むスペクトルは

$$\frac{dN}{dE} = 9.7 \times E^{-2.1} \text{ [photons/sec/cm}^2\text{/keV]} \quad (20 - 200\text{keV})$$

として観測されている (Toor and Seward 1974)。またかにパルサーのスペクトルは 50MeV から 4GeV まで COS-B によって観測されており (Bennett et al.1977)、また Pravdo&Serlemitsos(1981) では ~100keV から GeV 以上まで単一のベキ-2 で伸びているということが報告されている。よって COS-B の観測を 100keV 以下まで外挿することでかにパルサーのスペクトルは

$$\frac{dN}{dE} = 0.96 \times E^{-2.1} \text{ [photons s}^{-1}\text{ cm}^{-2}\text{ keV}^{-1}] \quad (20 - 200\text{keV})$$

となり、かにパルサーのフラックスはかに星雲のおよそ 10%程度になる。よってかにパルサーの観測シミュレーションを行うときは、かに星雲の強度 (以降はこれを 1Crab と呼

ぶ)の1/10の明るさ(以後これを100mCrabと呼ぶ)のスペクトルでシミュレーションを行う。

今回は気球実験であるので40-50km上空まで打ち上げたとしても、PoGO偏光計の上空にはまだ大気が存在するため、大気の吸収を考慮する必要がある。本シミュレーションではTexasのPalestineに相当する緯度で、高度40kmまで打ち上げ、かに星雲の方向の大気の厚さを $4g/cm^2$ として行った。また実際のフライトでは6時間の観測を行う予定であり、シミュレーションも同様に6時間の観測を想定して行う。またここではかにパルサーの偏光度は100%としてシミュレーションを行った。

5.6.2 観測シミュレーション

前節で述べたように6時間の100mCrabの観測を想定したシミュレーションを行う。得られたスペクトルは図5.15である。図5.15は2+3ヒットを採用してイベントセレクションを行った結果であり、100mCrabからのシグナル、バックグラウンドとなるCXB、大気からの散乱(上向き、下向き)、およびバックグラウンドの総和を同時に書いている。このスペクトルの図は本来の天体に対して、バックグラウンドがどれほど混入しているかを表したものであり、20-100keVではシグナルを検出できていることが分かる。

ここでこの図5.15の20-100keVの領域を選択して、変調因子(MF)を求めた。得られた結果は5.16である。これを見るとMFは $23.4 \pm 0.7\%$ を達成しており、 $23.4/0.7 \sim 33\sigma$ で有意に偏光を検出できている。

以上までは暫定的に3回までのヒットの和のイベントをセレクションしてきた。ここで実際は何回までヒットしたイベントをセレクションすれば、最も有意に偏光を検出できるかを見積もる。表5.1はそれを見積もった結果である。この表を見るとMFの値は2ヒットの場合が一番大きく、ヒット3回までの和ではMFは若干落ちるもののその分統計量が上昇して有意度としては最も高い。そして4ヒット以上を含めても統計量がさほど増加せずMFも低下しており、有意度はヒット3回までの和に比べてほとんど変わらないか若干低い程度である。結論としては偏光を検出するイベントセレクションとして一番最適なイベントセレクションは「ヒット3回までの和」であると言える。

5.6.3 限界検出偏光度(MPD)

次に限界検出偏光度を見積もる。限界検出偏光度とは偏光検出器を用いて目標の天体の偏光を検出するとき、最低でどれだけその天体が偏光していれば有意に偏光をできるかを

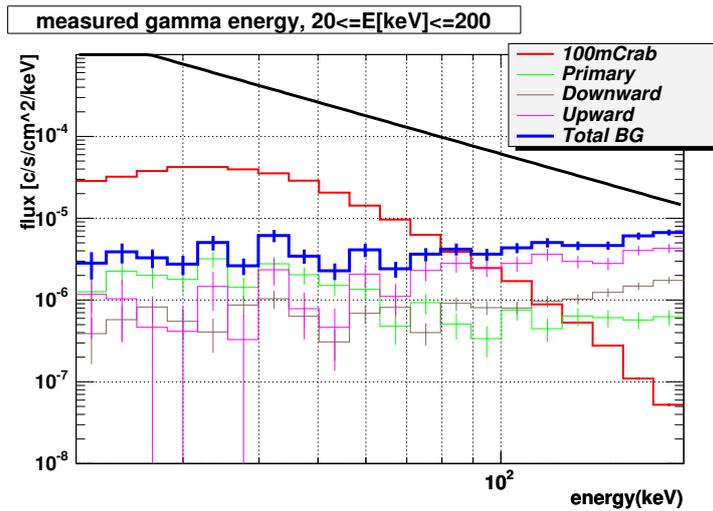


図 5.15: 100mCrab の観測を行ったときに期待されるスペクトル。バックグラウンドは混入した無偏光情報として扱う。黒色は実際の入射した 100mCrab のスペクトル、赤は実際のイベントとして認められた 100mCrab のスペクトル

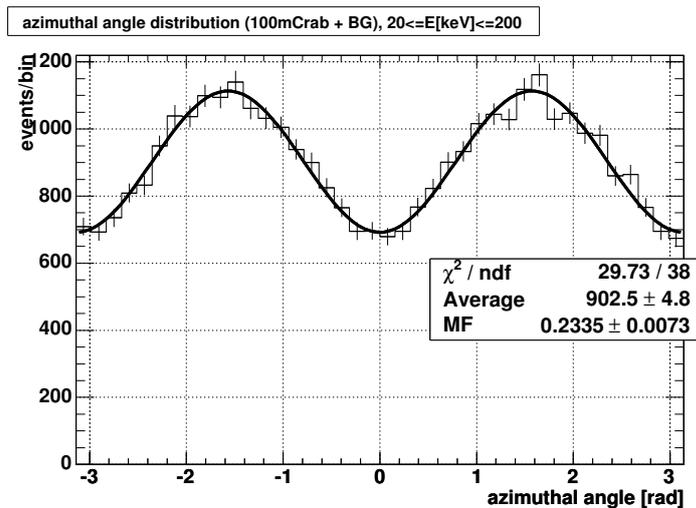


図 5.16: 100mCrab の観測を行ったときに期待される MF、20-100keV の間のエネルギーを切り出して求めた

ヒット	MF[%]	有意度
2 ヒット	24.2 ± 0.9	27 σ
2 + 3 ヒット	23.4 ± 0.7	33 σ
2 ~ 4 ヒット	22.6 ± 0.7	32 σ
2 ~ 5 ヒット	20.9 ± 0.7	30 σ

表 5.1: ヒット毎の 100mCrab の MF。ヒット 3 回までの和がもっとも有意度が高いのがわかる。

示す値である。ここで n_σ での限界偏光度 (MPD, Minimum Detectable Polarization) は以下のように定義される。

$$MPD = \frac{n_\sigma}{S_F Q_{100} \epsilon A} \sqrt{\frac{S_F \epsilon A + B}{T}}$$

ここで、 S_F [photons s⁻¹ cm²] は天体からのフラックス、 B [counts/s] はバックグラウンドの単位時間あたりのイベント数、 Q_{100} は 100%の偏光光を入射した場合のモジュレーションファクター、 A [cm²] は検出器の幾何面積、 ϵ は検出効率、 T [s] は観測時間である。

100mCrab での MPD はそれぞれ S_F [photons s⁻¹ cm²]=0.03、 B [counts s⁻¹]= 0.27、 Q_{100} =0.28、 $\epsilon = 0.16$ 、 A [cm²]=934.5、 T [s]=6×3600 を代入してやると、 $n_\sigma=3$ の有意度で、MPD=3.7%となる。つまり 100mCrab が 3.7%以上偏光していれば、我々は 3 σ 以上の有意度で偏光を検出できるということになる。

5.6.4 位相毎の観測シミュレーション

前節まではかにパルサーの位相毎の観測を考慮に入れずにシミュレーションを行ってきた。しかし実際に我々がかにパルサーを観測するときは 6 時間の積分した偏光観測を行うのではなく、パルスの位相毎に偏光観測を行って、polar cap、outer Gap、caustic モデルを区別することが目的である。よってここでは PoGO でそれぞれのモデルで観測した場合に、それぞれのモデルを区別することができるかを検証するためにシミュレーションを行った。

図 5.17 はかにパルサーのライトカーブである。最初のピークを P1、次のピークを P2、P1 と P2 の間の放射区間を IP と呼び、図 2.12 ではそれぞれの区間でモデル毎に偏光度および偏光面がどのようになるかが示されている。polar cap と caustic モデルは Dyks

& Rudak (2003) から計算された結果であり、outer gap モデルは Romani & Yadigaroglu (1995) からの理論的な結果である。outer gap モデルの偏光度に関しては可視光の観測の結果 (Smith et al.1988) を用いている。それぞれのモデルで予想される偏光のパラメータ、かに星雲の観測の結果 (Weisskopf et al.1978) および、各区間でのかに星雲とかにパルサーの放射強度の比を表 5.2 に示す。

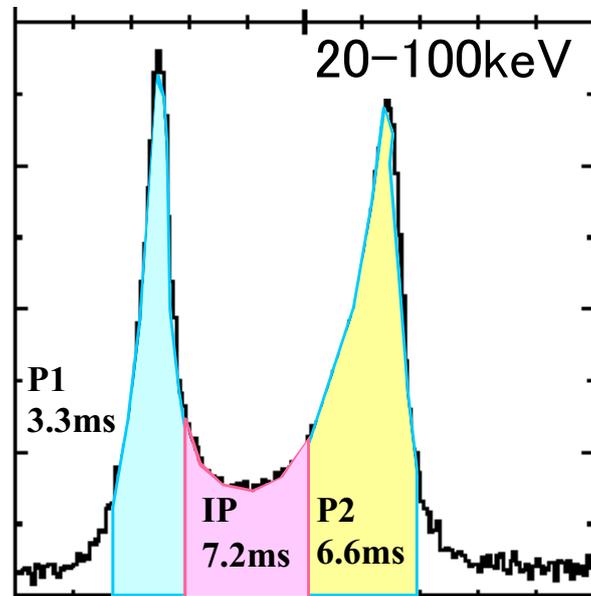


図 5.17: かにパルサーのライトカーブ。横軸は位相、縦軸は放射強度。最初のピークを P1、次のピークを P2、P1 と P2 の間の放射領域を IP と呼ぶ。

P1 の観測

P1 を観測した場合についてのシミュレーションを行う。P1 の位相は全位相に対して $1/10$ であり、各モデルの偏光度および偏光面は表 5.2 の値を、かにパルサーおよびかに星雲のスペクトルは 5.6.1 節の値を用いる。ここで注意することは我々が観測を行う場合は、かにパルサーだけではなくかに星雲も観測してしまうことである。我々が観測したい天体はかにパルサーであるが、かにパルサー自体がかに星雲の中心にあるためにどうしても、かに星雲の放射が混入してくる。このような状況でも PoGO 偏光計を用いて polar cap、outer gap、caustic モデルを区別できるかをシミュレーションを用いて示す。この時を用いるバックグラウンドはこれまでと同様である。

それぞれのモデルで得られたモジュレーションカーブとそのパラメータの結果を図 5.18、表 5.3 に示す。図 5.18 を見ると、それぞれのモデルでモジュレーションカーブの位相が異

モデル	かにパルサー			かに星雲		
	放射比	偏光面 [deg]	偏光度	放射比	偏光面 [deg]	偏光度
P1(polar cap)	0.346	30	0.80	0.654	156	0.192
P2(polar cap)	0.298	-35	0.80	0.702	156	0.192
IP(polar cap)	0.134	0	0.00	0.866	156	0.192
P1(outer gap)	0.346	0	0.10	0.654	156	0.192
P2(outer gap)	0.298	40	0.10	0.702	156	0.192
IP(outer gap)	0.134	2	0.18	0.866	156	0.192
P1(caustic)	0.346	80	0.70	0.654	156	0.192
P2(caustic)	0.298	20	0.70	0.702	156	0.192
IP(caustic)	0.134	-50	0.10	0.866	156	0.192

表 5.2: それぞれのモデルで予想される偏光のパラメータ、およびかにパルサーとかに星雲の強度比。

なり区別できることがわかる。表 5.3 中の Q 値を見ると全てのモデルで 5σ 以上で偏光を検出しており、位相もそれぞれのモデルで 3σ 以上で有意に区別することができている。よって PoGO 偏光計で P1 の放射を観測することにより、高い有意度でモデルの区別を行うことができる。

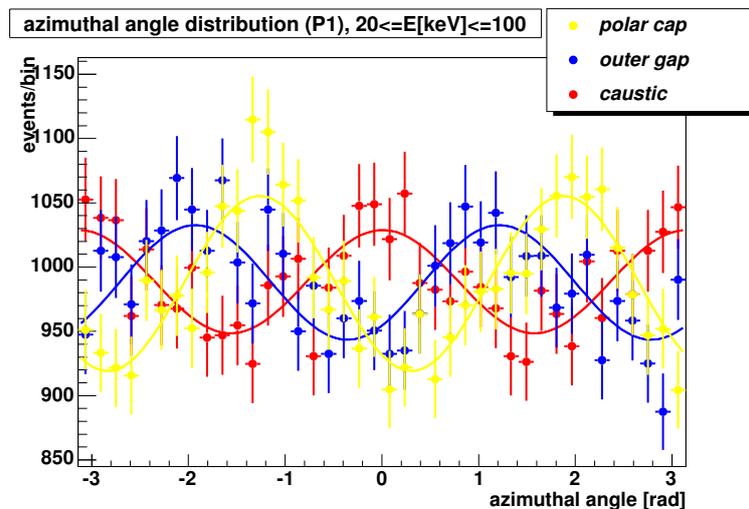


図 5.18: P1 でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブ

モデル	Q[%]	位相 [rad]	χ^2/ν
polar cap	6.90 ± 0.71	0.307 ± 0.051	24.56/37
outer gap	4.51 ± 0.71	-0.357 ± 0.079	30.14/37
caustic	4.06 ± 0.71	0.008 ± 0.087	23.29/37

表 5.3: P1 でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブのパラメータ

P2 の観測

次に P2 の観測シミュレーションを行う。P2 の放射位相は全位相に対して $2/10$ であり、偏光のパラメータは表 5.2 の値を用いる。その他の方法は P1 と同様にして行った。

得られたモジュレーションカーブとそのパラメータが図 5.19、表 5.4 である。ここでも P1 と同様にすべてのモデルでモジュレーションカーブが異なることが分かる。また表 5.4 から、polar cap モデルと caustic モデル、outer gap モデルと caustic モデルは位相観測から 6σ 以上で区別することができる。polar cap モデルと outer gap モデルは位相に関しては 2σ 弱でしか区別できないが、この場合は Q 値を用いることによって 12σ で区別することができる。

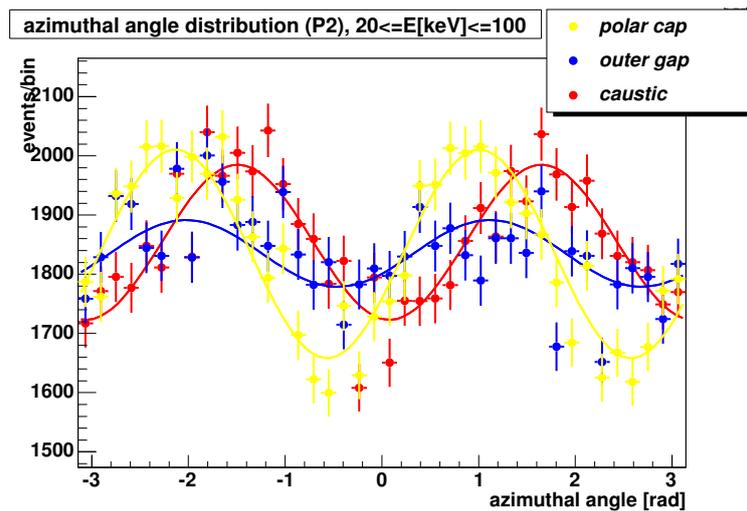


図 5.19: P2 でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブ

モデル	Q[%]	位相 [rad]	χ^2/ν
polar cap	9.60 ± 0.52	-0.565 ± 0.027	56.85/37
outer gap	3.07 ± 0.52	-0.456 ± 0.085	87.09/37
caustic	7.07 ± 0.52	0.079 ± 0.037	49.29/37

表 5.4: P2 でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブのパラメータ

IP の観測

次に IP のシミュレーションを行う。IP の放射位相は全位相に対して $2/10$ であり、各モデルでの偏光のパラメータは表 5.2 の値を用い、それ以外に関してはこれまでと同様に行う。

得られた結果が図 5.20、表 5.5 である。図 5.20 を見ると 3 つのモデルで大差があまり見られない。これは全てのモデルでかにパルサーの放射強度が弱くまたその偏光度も低いためであり、かにパルサーの偏光というよりはむしろ、かに星雲の偏光を観測していることになる。表 5.5 のパラメータを見ると、各モデルで位相は異なっているものの、 2σ 以内にあるため、P1 や P2 のように有意に各モデルを区別することはできない。

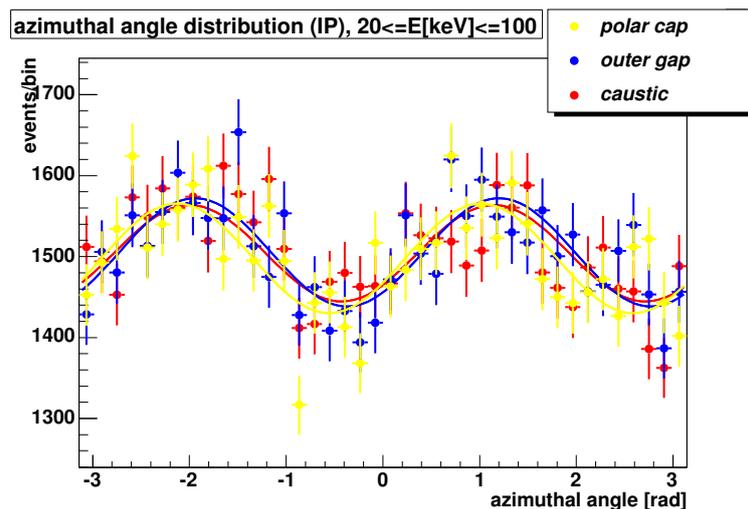


図 5.20: IP でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブ

モデル	Q[%]	位相 [rad]	χ^2/ν
polar cap	4.52 ± 0.56	-0.555 ± 0.062	58.10/37
outer gap	4.45 ± 0.58	-0.370 ± 0.065	41.93/37
caustic	3.96 ± 0.57	-0.427 ± 0.073	47.17/37

表 5.5: IP でのそれぞれのモデルのモジュレーションカーブのパラメータ

5.6.5 様々な分解能での評価

これまでのシミュレーションは217ユニットのそれぞれの1ユニットのセンサーの分解能は全て0.5光電子/keVとして行ってきた。しかし、0.5光電子/keVは試作品で得られた値であり、これより分解能が悪く、もしくは良くなる可能性も十分にある。よってここでは0.1光電子/keV、0.3光電子/keV、0.5光電子/keV、0.7光電子/keV、0.9光電子/keVのそれぞれの分解能で検出感度がどのように変化するかを調べる。

図 5.21 は 100mCrab でのそれぞれの分解能に応じたシミュレーションによって得られたスペクトルである。ここで問題となるのは 0.1 光電子/keV のときの場合である。閾値は 1 光電子に設定してあるので 0.1 光電子/keV では 10keV に相当する。10keV が閾値となると低エネルギー領域でのコンプトン散乱のイベントの検出効率はかなり落ちてしまい、図 5.21 を見るとその顕著な影響を見て取ることができる。また 0.3 光電子/keV を越えたと閾値は ~3keV を下回り、低エネルギー領域においてもコンプトンイベントを検出することができていることがわかる。

これに対して図 5.22、図 5.23、図 5.24 を見るとバックグラウンドのスペクトルは 100mCrab のスペクトルと異なり、ベキ乗の分布ではなくエネルギーに依らずにほとんど一定の値を取っている。または高エネルギーになるにつれて徐々にバックグラウンドが大きくなっていく。このために分解能が良い場合でも悪い場合でも、分解能がバックグラウンドの検出に与える影響は小さい。

得られた分解能ごとの MF を表 5.6 にまとめる。MF を求める際のイベントセレクションの条件はこれまでと同様である。この表 5.6 に示されるとおり、良い分解能を持つセンサーほど高い MF および高い有意度をを示していることがわかる。また実際は光電子増倍管の個体差などが生じるため、全てのセンサーが同じ分解能を持つという設定は現実的ではない。そこで 217 ユニットのセンサーがそれぞれ平均値 0.5 光電子/keV、分散 0.1 光電子/keV の正規分布のばらついた分解能を持つ場合についてシミュレーションを行った。その結果が表 5.6 の 0.5 ± 0.1 光電子/keV である。0.5 光電子/keV の場合と比べて MF が

~1%下がっているもののほとんど同程度の性能を発揮できていることがわかる。

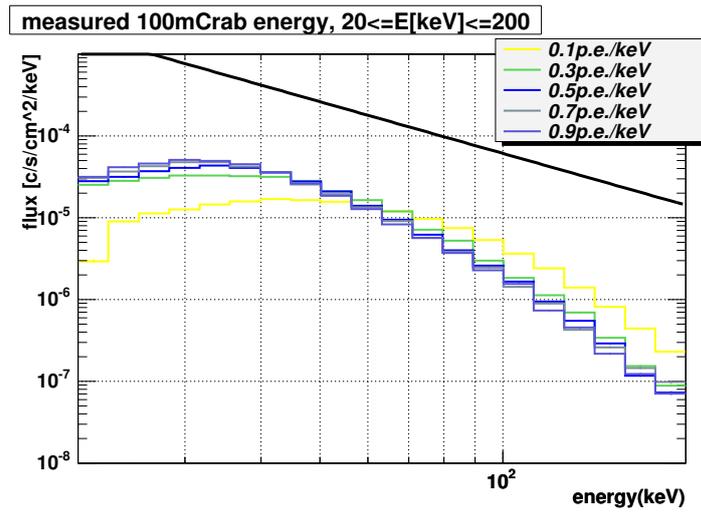


図 5.21: さまざま分解能での 100mCrab のスペクトル

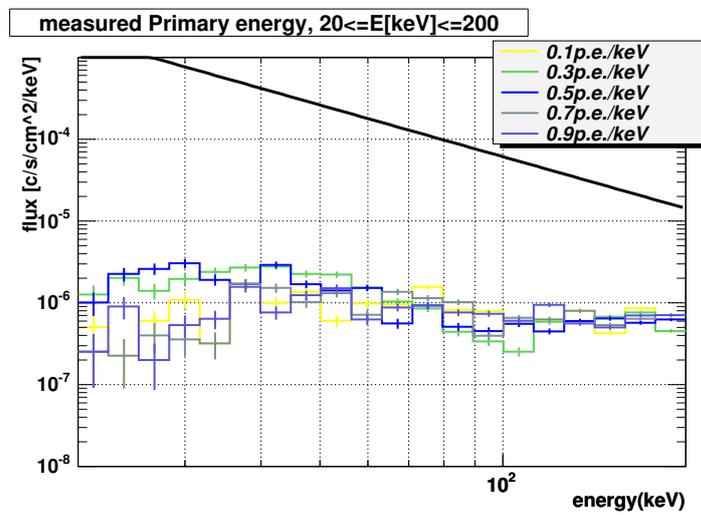


図 5.22: さまざま分解能での CXB のスペクトル

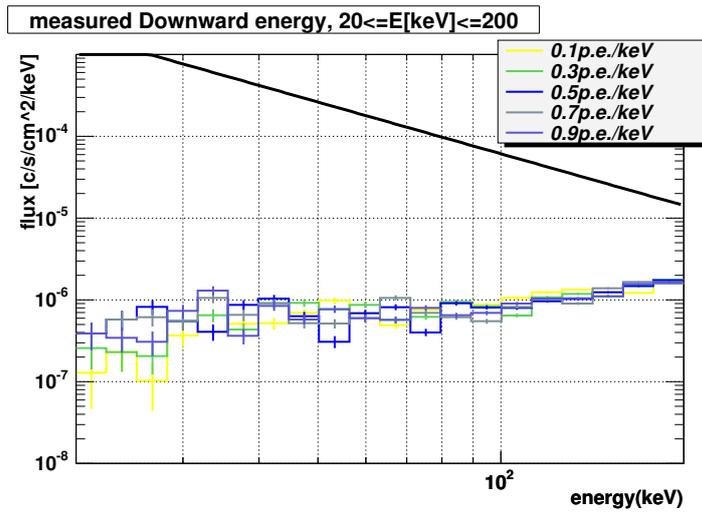


図 5.23: さまざまな分解能での大気散乱 (下向き) のスペクトル

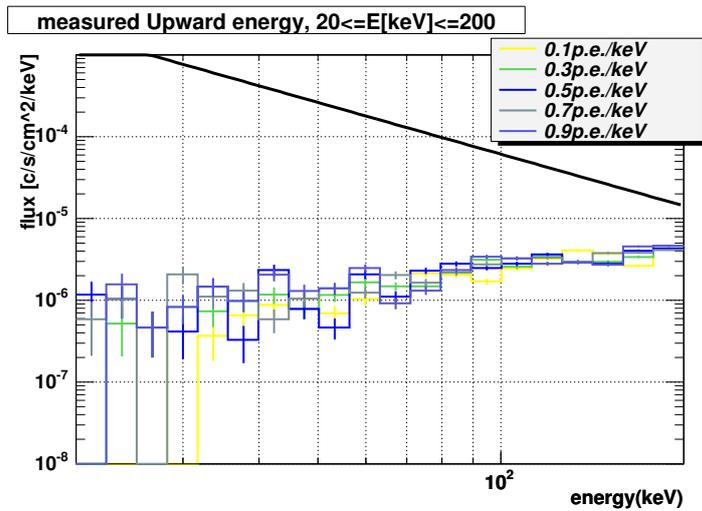


図 5.24: さまざまな分解能での大気散乱 (上向き) のスペクトル

分解能	MF[%](100mCrab)	MF[%](100mCrab+BG)
0.1 光電子/keV	23.6 ± 1.0	19.1 ± 0.9
0.3 光電子/keV	25.0 ± 0.8	20.6 ± 0.8
0.5 光電子/keV	27.9 ± 0.8	23.4 ± 0.7
0.7 光電子/keV	28.3 ± 0.8	24.3 ± 0.7
0.9 光電子/keV	30.7 ± 0.8	26.3 ± 0.7
0.5 ± 0.1 光電子/keV	27.4 ± 0.8	22.8 ± 0.7

表 5.6: 分解能毎の 100mCrab の MF。217 ユニットのセンサーが 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 光電子/keV の分解能およびセンサーそれぞれが平均値 0.5, 分散 0.1 光電子/keV のばらついた分解能を持っている場合

5.7 様々な天体での観測

5.7.1 白鳥座 X-1

白鳥座 X-1 のモデル

白鳥座 X-1 は我々の銀河の中に位置する X 線連星であり、ブラックホール候補天体の一つである。この天体は Soft state と Hard state の異なる状態が知られており、Soft state は比較的軟 X 線が強くスペクトルは黒体放射でよく表され、Hard state はこれと対照的でスペクトルはべき型をしており、数 100keV 程度まで伸びている。これまで CGRO、Ginga、BeppoSAX などの衛星で Hard state の状態が観測されており (図 5.25)、ここでは特に硬 X 線領域で放射が卓越する Hard state の観測を考える。広く受け入れられている描像 (Zdziarski et al.2002) によれば、(図 5.26)。中心にブラックホールが存在しており、その周囲に降着円盤とホットコロナが形成されている。Hard state では降着円盤からは軟 X 線が放射されており、その光子がホットコロナ内でコンプトン散乱される、またはそれが周りの降着円盤でコンプトン散乱されると考えられており、我々はその円盤部分からの放射をある見込み角で観測することになる。例えば、我々が観測している視線方向に対し降着円盤が水平に近い角度を持っている場合、ある一定の方向に散乱した光子しか我々には観測されないため偏光した光子を我々は見ることになる。また降着円盤を真上から見ている場合は様々な方向から散乱してくる光子を観測することになるため、無偏光の光子を観測することになる。よって白鳥座 X-1 からの光子の偏光度を観測することによって、我々はホットコロナや降着円盤の傾き角など幾何学的構造に関する情報を得ることができる。

今回はこれまでの Hard state の中で最も強度が大きかった 1991 年 6 月 6 日の GINGA、CGRO/OSSE で観測された (Marek et al.1997) フレアのモデルでシミュレーションを行うことにする。モデル化したスペクトルを以下に示す。また白鳥座 X-1 の偏光度は Rees(1975) によれば X 線領域では 10% と予言されており、今回のシミュレーションではその 10% の値を採用してシミュレーションを行った。

$$\frac{dN}{dE} = 1.79 \times E^{-1.65} \text{ [photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}] \text{ (20 - 200keV)}$$

また、白鳥座 X-1 は 10% 偏光していると仮定してシミュレーションを行った。図 5.27 より 20 - 200keV のバンドで有意に白鳥座 X-1 からシグナルを検出できていることがわかる。よって MF を求める際は 20 - 200keV の光子を MF の導出に用いた。その結果が図 5.27 である。偏光度が 10% にも関わらず、 $\sim 15\sigma$ の有意性で偏光を検出できている。またこの天体に対する 3σ 限界検出偏光度 (MDP) は 1.1% である。

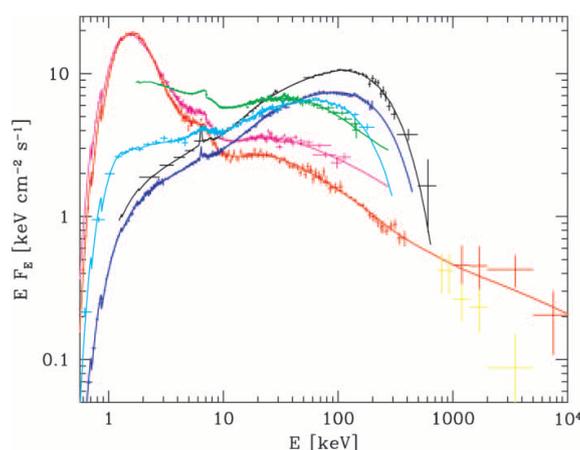


図 5.25: これまでの白鳥座 X-1 の観測。Hard state(黒、青、シアン、黄色)、Soft state(赤、赤紫色、緑)。(Zdziarski et al.2002)

5.7.2 Mrk 501

Mrk 501 を観測した場合のシミュレーションを行う。Mrk501 は活動銀河核の中心にある巨大なブラックホールから相対論的なジェットが我々の視線方向に沿って放出されているブレイザーと呼ばれる天体である。ブレイザーは電波から可視光までの波長域ではシンクロトロン放射をされると考えられており、実際に電波と可視光の偏光観測からシンクロトロン放射と思われる偏光が検出されている。Mrk 501 では図 5.29 のようなスペクトルが

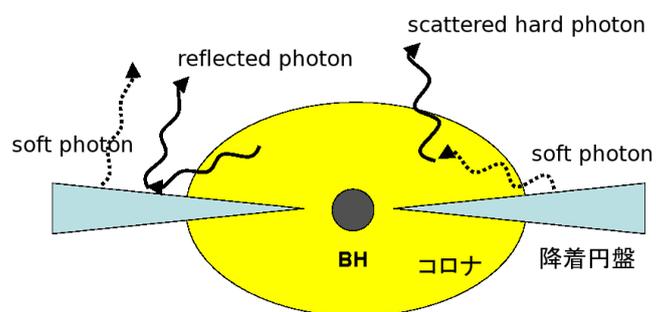


図 5.26: 白鳥座 X-1 の Hard state の描像

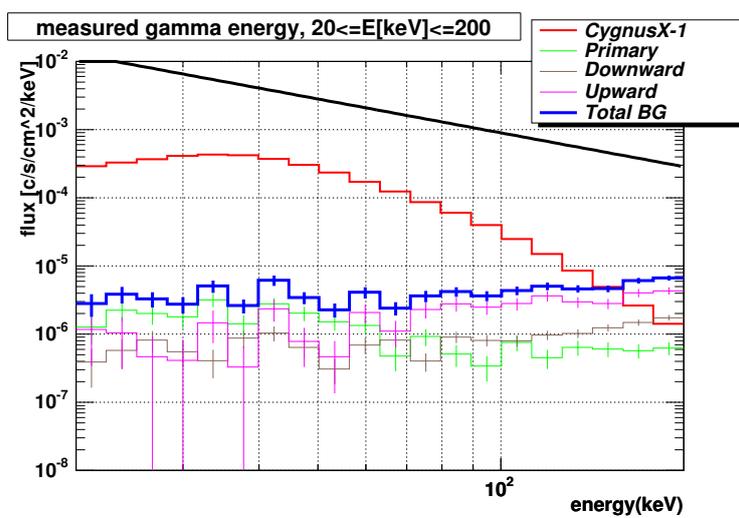


図 5.27: 白鳥座 X-1 で得られたスペクトル、黒色は実際の白鳥座 X-1 のスペクトル

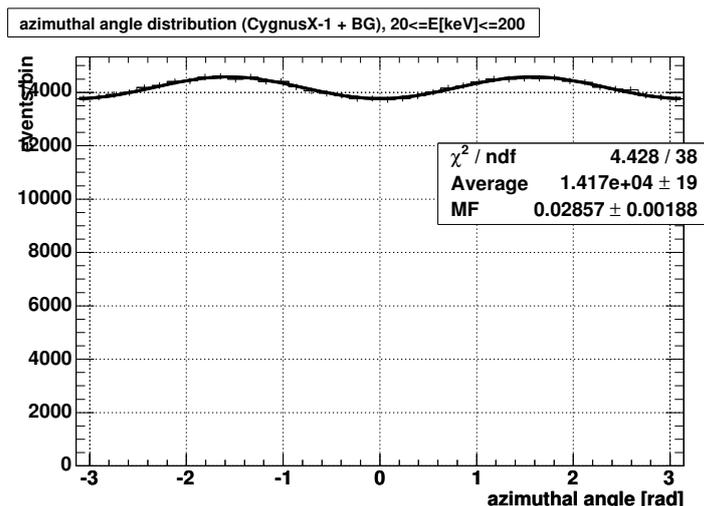


図 5.28: 白鳥座 X-1 で得られた MF。20-200keV の間の全ての光子を選択した

観測されており、フレアが起きることが確認されている。フレアが生じた場合、シンクロトロン放射の成分とその逆コンプトン散乱成分が大きく変動していることが分かる。また電波や可視光でもシンクロトロン放射の成分が確認されているが、フレアによる変動は見られない。このように Mrk 501 はふたつのシンクロトロン成分を持っており、1つはブレーザーの活動に直接関わっており、一つは活動銀河核に付随した放射であると考えられている。そしてこれらシンクロトロン放射の起源を探るためにはその磁場情報が必要であり、偏光観測を行うことによってその起源に決着をつけることができる。

今回は 1997 年 4 月 16 日に起きた最も明るいフレア (Pian et al.1998) を観測した場合のシミュレーションを行う。実際のフレアは 11 時間程度継続しており、今回は 6 時間の観測を行った場合を想定する。シミュレーションの際に用いたスペクトルのモデルは以下である。

$$\frac{dN}{dE} = 0.191 \times E^{-1.84} \text{ [photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}] \text{ (20 - 200keV)}$$

またブレーザーの可視光での偏光度は 5-40% であり (Fan 2002)、X 線でも同一のシンクロトロン放射起源であるとすれば可視光と同程度の偏光が期待できる。よって Mrk 501 の偏光度は 20% と仮定してシミュレーションを行った。

得られた結果が図 5.30、5.31 である。図 5.30 を見ると、20~70keV で有意にシグナルを検出できていることがわかる。よって 20~70keV の間の光子を選択して MF を導出した。得られた結果が図 5.31 である。これから 20% 偏光していても、 $\sim 4\sigma$ 有意性で偏光を検出できていることがわかる。また 3σ 限界検出偏光度は、6% となった。

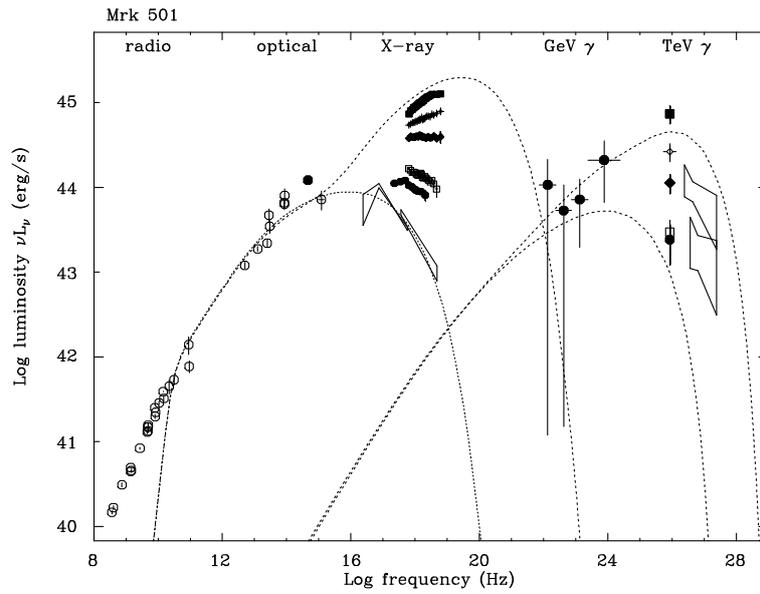


図 5.29: Mrk 501 の観測されたスペクトル。フレアが生じると X 線以上のバンドでは変動が見られるが、電波、可視光では変動は見られない (片岡、1999)

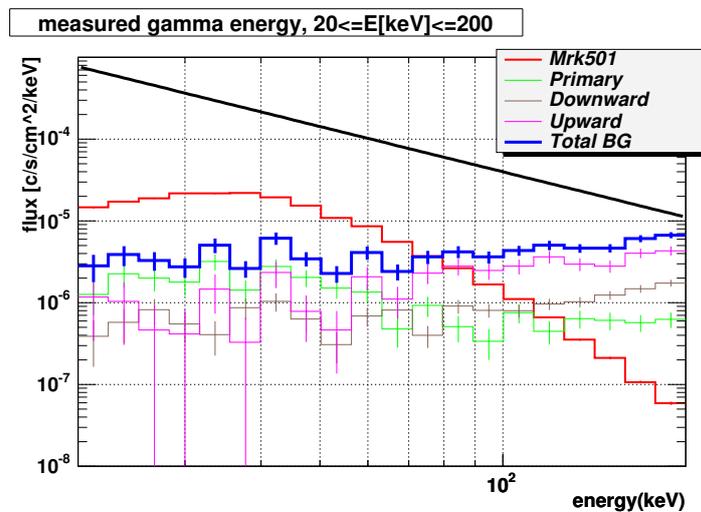


図 5.30: Mrk501 で得られたスペクトル、黒色は実際の Mrk501 のスペクトル

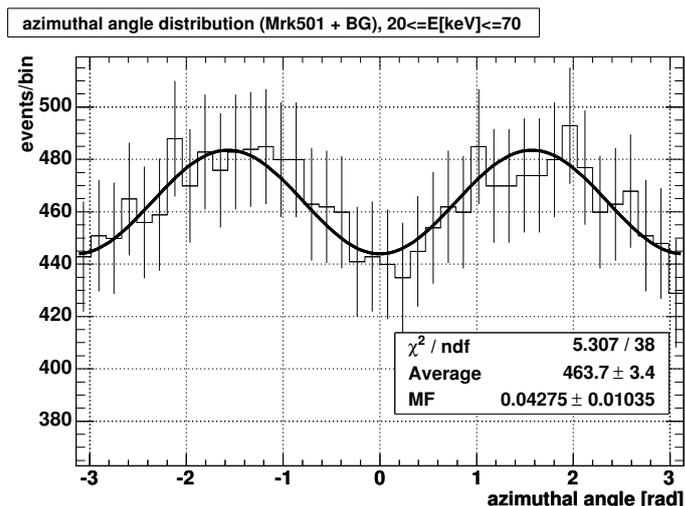


図 5.31: Mrk501 で得られたモジュレーション。20-70keV の光子を選択した。

5.7.3 ガンマ線バースト (GRB)

GRB021206

このガンマ線バーストはRHESSIによって捉えられたバーストであり (Coburn et al.2003)、実際に観測されたライトカーブを図 5.32 に示す。このバーストは多様な強度を持つガンマ線バーストの中でももっとも強い部類に属し、このスペクトルは低エネルギーのべきが $\alpha=-1.16$ 、高エネルギーのべきが $\beta=-2.53$ 、折れ曲がりのエネルギー $E_{break}=648\text{keV}$ の Band 関数 (Band et al.1993) で表される。また、25-100keV の積分エネルギーフラックスは $1.6 \times 10^{-4} \text{erg cm}^{-2}$ 、継続時間は 5.5sec である (Coburn et al.2003)。このパラメータに従って GRB021206 をモデル化し、PoGO で実際に観測した場合どのような結果が得られるかを示す。PoGO は気球実験のため、実際に GRB のような突発天体を観測することは不可能に近いが、将来 PoGO が衛星に搭載されて GRB が発生して直ちにその方向を向くといった状況を想定する。スペクトルは以下である。

$$\frac{dN}{dE} = 461.6 \times E^{-1.16} [\text{photons s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}] (20 - 200\text{keV})$$

ここでは GRB021206 は 100%偏光しているとして (Coburn et al.2003)、シミュレーションを行った。得られた結果は図 5.33、5.34 に示す。この結果から明らかのように 20-200keV のバンドにわたって大変有意にガンマ線バーストの放射を検出できている。またガンマ線バーストは放射時間が数秒と短いため、PoGO で観測した場合バックグラウンドとなるイベントはほとんどない。

このように RHESSI の観測ではこのバーストの偏光度の検出は疑問符がつくものであったが、もし PoGO で観測すれば MF が $31.2 \pm 0.3\%$ 、 $\sim 100\sigma$ という非常に高い有意性で偏光度を決定できることがわかる。またこの GRB を観測した場合の 3σ 限界検出偏光度は、1.5%である。

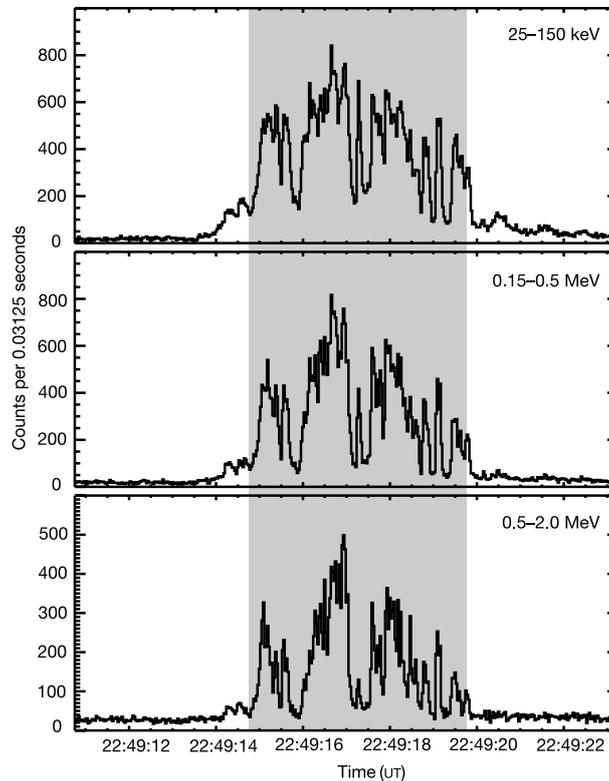


図 5.32: RHESSI で得られた GRB021206 のライトカーブ (Coburn et al.2003)

典型的な GRB

GRB021206 は非常に明るいバーストであり、このようなバーストは滅多に起こらない。そこで典型的な明るさを持つ GRB を PoGO で観測した場合のシミュレーションを行う。GRB の明るさは様々であるが、ここではおおよその平均的な値 ~ 2 [photons/cm²/sec] (20-200keV) を用いる。また GRB は classical GRB とよばれる E_{peak} (スペクトル・エネルギー分布 νF_ν のピーク) が数百 keV にあるものを観測するとし、継続時間は 10sec とした。GRB には long GRB と呼ばれる継続時間の長い GRB と short GRB と呼ばれる継続時間の短い GRB がある。short GRB の継続時間は数 m 秒 ~ 数百 m 秒であり、PoGO のような視野が狭い (5deg^2) 偏光計では例え衛星に載せていてもバーストの発生からそのような短い時間で偏光計を向けることは難しいと思われる。よってここでは継続時間の長い long GRB

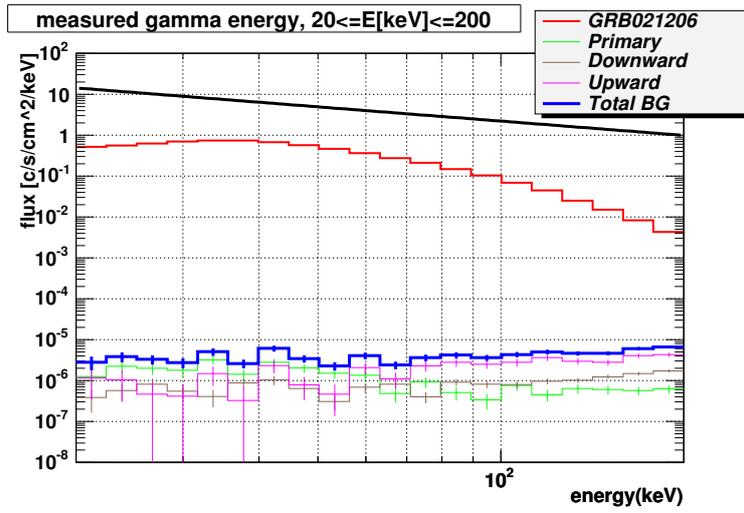


図 5.33: GRB021206 で得られるスペクトル、黒色は実際の GRB021206 のスペクトル

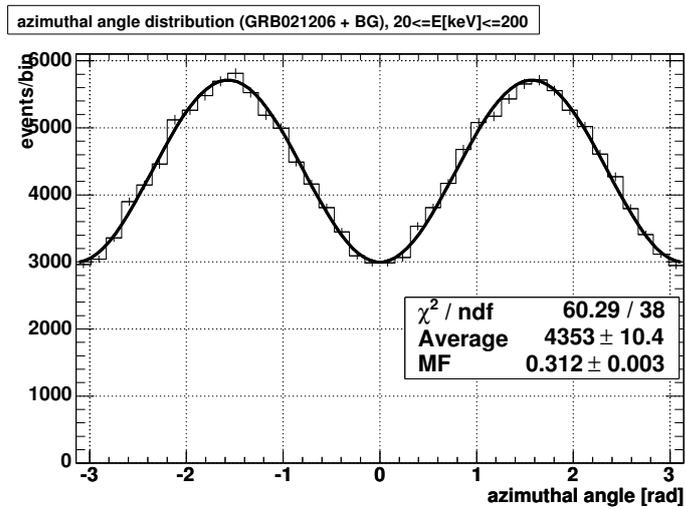


図 5.34: GRB021206 で得られたモジュレーション (20-200keV)

を観測したとし、典型的な時間スケール 10 秒のバーストを観測することにする。またガンマ線バーストのスペクトルは 2 つの傾きの異なるベキで構成されており、低エネルギー側のベキは -1 付近の値であることが良く知られている。これらをのこを考慮して用いた GRB スペクトルモデルは以下である。またバーストの偏光度は 100% とした。

$$\frac{dN}{dE} = 0.75 \times E^{-1.0} \text{ [photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}] \text{ (20 - 200keV)}$$

得られた結果が図 5.35、図 5.36 である。MF は $34.7 \pm 4.1\%$ であり、 $\sim 8\sigma$ の感度で検出することができている。これらの結果から例え GRB021206 のような非常に明るいバーストでなくとも、偏光を有意に観測できることがわかる。また 3σ 限界検出偏光度は、17.5% となった。

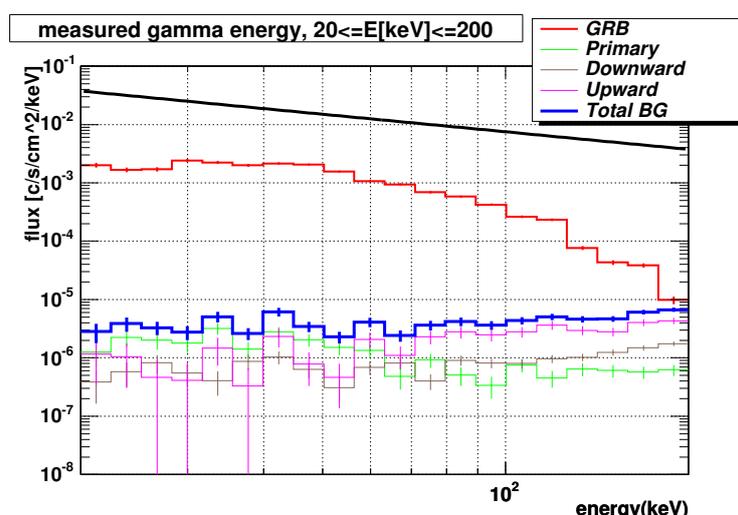


図 5.35: 典型的な明るさをもつ GRB で得られるスペクトル、黒色は実際の GRB のスペクトル

5.8 Active Shield を主検出部とした偏光検出

これまでは 217 ユニット偏光計の側面にある BGO シールドはバックグラウンドとなる線を排除するために用いていた。しかし、アクティブシールドとして用いる BGO シールドならば、Fast シンチレータとの同時計数をとることによって、主検出部として用いることが可能である。例えば 217 ユニットだけでなく周囲の BGO を吸収体として用いることで有効面積を少しでも大きくできる可能性がある。しかし、バックグラウンドとなる

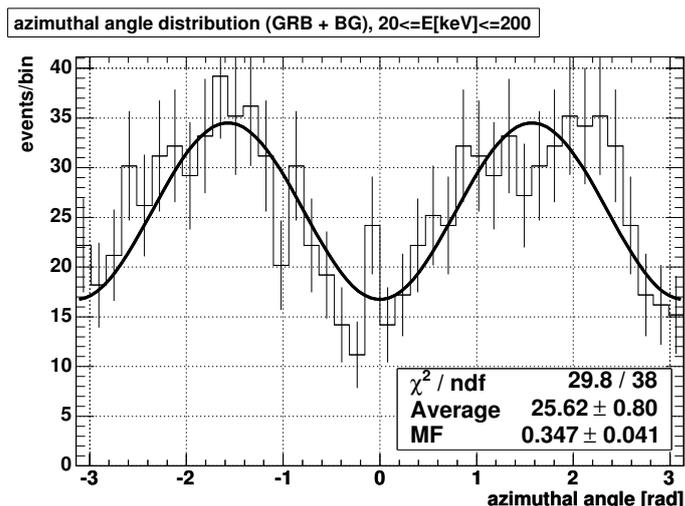


図 5.36: 典型的な明るさを持つ GRB で得られたモジュレーション (20-200keV)

線 (CXB、大気散乱線) が大量に存在するため実際の天体からではないシグナルが疑似コンプトンイベントとなり、逆に感度が下がる可能性も生じてくる。これを定量的に評価するために、側面部の BGO シールドも主検出部と同様に用いた場合のシミュレーションを行った。

図 5.37 のように、これまで一枚の BGO シールドとして用いていた側面のアクティブシールドを 54 分割する。また BGO とプラスチックシンチレータの光量は同程度であるため、分解能は 0.5 光電子/keV と仮定した。Bottom BGO、Slow シンチレータ、Fast シンチレータに関しては、イベントセレクションを行う条件はこれまでと同じ条件を用いる (20-100keV のイベントを用いる)。ただし、側面の BGO シールドに対しては Fast シンチレータと同じイベントセレクションを用いるが、BGO シールドに付与されたエネルギーが 200keV 以上の場合はそのイベントをバックグラウンドからのイベントと見なし排除する。ここでは 100mCrab の天体を 6 時間観測するとしてシミュレーションを行う。また、側面のアクティブシールドを主検出部として用いる際、吸収体のみ、散乱体のみ、吸収体かつ散乱体で用いた場合に分けてモジュレーションファクターを評価した。

結果を表 5.7 に示す。側面の BGO シールドを主検出部として用いない場合に比べて、吸収体として用いると MF の値そのものはあまり変わらないが有意度は向上している。これは次のように解釈できる。217 個の Fast シンチレータだけを主検出部にした場合、原子番号の小さいプラスチックシンチレータでは光電吸収を起こさずにエスケープしていくイベントが多く存在する。そこで一番外周にある原子番号の大きい BGO を吸収体として用いることによって、バックグラウンドからの疑似イベントも増えるものの、それ以上に今

までエスケープしていたイベントを検出することに成功し、その結果が MF の有意性の向上をもたらしたと考えることができる。また BGO シールドを散乱体として用いる場合はやはり BGO の原子番号が大きいため散乱体としての役割をあまり果たすことができず、しかも散乱体として用いてしまうことで余分なバックグラウンドイベントを検出してしまい、MF およびその有意度が損なわれる。

よって側面の BGO アクティブシールドを主検出部の吸収体として用いた場合、主検出部 217 ユニットのみの観測に比べてさらに深い観測を行うことができると結論できる。また具体的に 100mCrab の MPD を計算すると、2.5% となり、主検出部 217 ユニットの時の 3.7% に比べて深い観測ができることがわかる。よって、実際のフライトでは側面の BGO アクティブシールドは主検出部として用いることが望ましい。ただし、側面の BGO の光量の評価はまだ行われていないため、光量評価を実際に行い、その値をシミュレーションに組み込んだ後にアクティブシールドの主検出部化について吟味する必要がある。

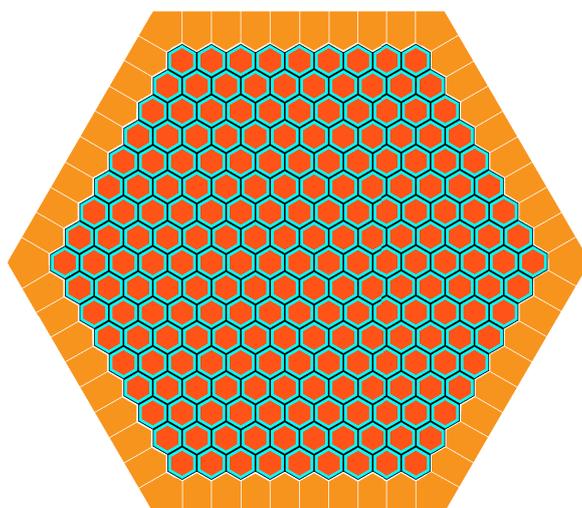


図 5.37: 側面の BGO シールドを 54 分割し、それを主検出部およびアクティブシールドとして用いる。

照射したモデル	100mCrab のみ	100mCrab+BG	
		MF[%]	MF[%] (有意性)
側面の BGO 用途			
シールドのみ	28.4 ± 0.8	22.1 ± 0.7	32σ
吸収体のみ	30.6 ± 0.6	22.3 ± 0.5	45σ
散乱体のみ	28.4 ± 0.8	20.6 ± 0.7	29σ
吸収体かつ散乱体	30.8 ± 0.6	21.7 ± 0.5	43σ

表 5.7: 側面の BGO シールドを主検出部として用いた場合のモジュレーションファクター。シールドのみはアクティブシールドを主検出部として用いず、バックグラウンド排除にのみ用いるという意味である。吸収体、散乱体というのはアクティブシールドを主検出部の吸収体、散乱体として用いるということを指す。

第6章 まとめと今後の課題

本論文ではシミュレーションツールキット Geant4 を用いて、ビーム実験を再現したシミュレーションを行い、実験とシミュレーションの比較による7ユニット偏光計の性能評価を行った。また、実機を想定した217ユニット偏光計が気球高度のフライトでどの程度の有意度で天体の偏光を検出できるかについてシミュレーションを行った。

KEKでの7ユニット偏光計のビーム実験とそのシミュレーションの結果については以下の通りである。変調因子(MF)に関しては、偏光計を回転させることによるビーム入射位置のばらつきと、Fastシンチレータの適当な非線型性のモデルを仮定することにより、30keVでのビームではMFがシミュレーション値と実験値が一致することがわかった。また50keV、70keVでビームのエネルギーが上がることによって、実験値とシミュレーションのMFのずれが大きくなっているがその理由は、入射ビーム自体の偏光度が精度よく測定されていないためだと思われる。このためMFに関するこれ以上の詳細な議論を行うためには、ビームの偏光度を精度良く測定する必要があり、次回以降のKEK実験では正確なビームの偏光度測定実験を行う必要がある。検出効率に関してはファクター2程度でシミュレーション値が実験値を上回っている。低エネルギーに関してはFastシンチレータの光量の非線形性を5keV以下の低エネルギー側でよく調査することで、一致させることができると期待される。70keVの高エネルギーではFastシンチレータの非線型性は低エネルギーほどの大きな影響を与えないため、70keVではその他の影響を考える必要がある。そのひとつとしてパイルアップが考えられる。パイルアップを起こすことにより、本来の光電吸収のイベントを過剰に多く見積もってしまい、その結果として検出効率を本来よりも過小評価している可能性がある。よって次回以降の実験ではパイルアップイベントを抑えることができるようなビームレートで実験を行うことが重要である。

またこれらのことを考慮して2005年12月にKEKのPFのBL-14Aにおいて、ビーム実験が行われた(Kanai et al. 2006, in prep)。この実験では7ユニット偏光計の実験に加えて、Fastシンチレータの低エネルギーでの光量のレスポンス、エネルギーごとにビーム自体の偏光度を詳細に測定した。これらの結果はまだ解析中であるが、MFと検出効率大幅に改善しており、シミュレーションと実験値がより近くなっていることが確認され

ている。

実機を想定した 217 ユニット偏光計が気球高度でフライトを行った場合のシミュレーションについては以下の通りである。まずシミュレーションで単色の X 線を一樣に 217 ユニット偏光計に入射させ、それぞれの単色光での有効面積および変調因子 (MF) を見積もり、実際の観測では低エネルギーの光子が多いということから 3 回ヒットしたイベントまでを用いることが最適であるとわかった。かにパルサーの位相毎に観測を行ったシミュレーションでは、polar cap モデル、outer gap モデル、caustic モデルの 3 つのモデルを P1、P2 の位相区間で明確に区別できることが分かった。また分解能はこれまで 0.5 光電子/keV の値を採用してきたが、実際の 217 ユニットのセンサーのそれぞれの分解能がばらついていても (標準偏差 0.1 光電子/keV)、ほとんど同様の偏光検出能力があることがわかった。また白鳥座 X-1、Mrk 501、ガンマ線バーストを観測した場合、低い偏光度でも有意に偏光を検出できることがわかった。またアクティブシールドを主検出部の吸収体として用いた場合、変調因子 (MF) の値は大きくは改善されなかったが、有意度が向上することがわかった。

今後の課題は 7 ユニット偏光計に関しては上記したように低エネルギー側の Fast シンチレータの非線形を詳細に測定しそれをシミュレーションに組み込む必要がある。またビーム実験を行うときはビーム自体の偏光度をエネルギー毎に詳細に測定し、パイルアップイベントがないようにイベントを行うことが重要である。または入射光子数をモニタリングできるのならば、シミュレーションからのフィードバックなしに実験値の検出効率を見積もることができるため、シミュレーションと実験との比較を独立に行うことができる。また 217 ユニット偏光計のシミュレーションに関しては、今は BGO や Slow シンチレータに付与された低エネルギーのバックグラウンド 線 (CXB、大気散乱 線) イベントは閾値を越えるものは、100%排除している。しかし実際の波形弁別では、数 keV 程度の低いエネルギー付与の場合、Fast シンチレータ成分と Slow シンチレータおよび BGO の成分は縮退してしまうため、うまく弁別することができない (図 3.7 を見るとそれぞれの成分の低エネルギー側は重複していることがわかる)。これらのイベントは偏光情報を損なうものとして存在するため、今後は実際の波形弁別を考慮にいれたシミュレータを開発しなければならない。またアクティブシールドの主検出部化に関しては、バックグラウンドの時間的な同時計数のタイミングは考慮に入れていないため、今後はこの影響も考慮した評価を行う必要がある。

参考文献

- [1] Giacconi,R., Gursky,H., Paolini,F.R., and Rossi,B.B.,*Phys. Rev. Lett.*, 9(1962),439.
- [2] M. C. Weisskopf et al.*Astrophysical Journal*, 220,L117-L121(1976).
- [3] M. L. McConnell et al. *Advances in Space Research*,35,462-466(2004).
- [4] W. Coburn et al. *Nature*, 423, 415-417(2003).
- [5] R. E. Rutledge et al. *M.N.R.A.S.*, 350,1288-1300(2004).
- [6] G. B. Rybicki, A. P. Lightman *Radiative Processes in Astrophysics*, Interscience Publishers, New York.
- [7] R. L. Gluckstern, M. H. Hull *Phys. Rev Lett.*90(6),1030(1953).
- [8] R. L. Gluckstern, et al *Phys. Rev Lett.*,90,(6),1026(1953).
- [9] F. Lei et al. *Space Science Reviews*, 82,309-388(1997).
- [10] B. D. Ramsey et al. *Space Science Reviews*,69,139 (1994).
- [11] E. Costa et al. *Nature*,411, 662-665 (2001).
- [12] J. R. Mattox et al. *Astrophysical Journal*,363,270 (1990).
- [13] A. Bamba et al. *Astrophysical Journal*,589,827 (2003).
- [14] 日本天文学会、天文月報 12月号 (2004).
- [15] M. Hoshino, N. Shimada, *Astrophysical Journal*,572,880 (2002).
- [16] Y. Uchiyama et al. *Astrophysical Journal*,571,866(2002).
- [17] T. Piran, *Physics Reports*,314,575 (1999).
- [18] M. V. Medvedev, *Astrophysical Journal*,540,704(2000).

- [19] 嶺重 慎、ブラックホール天文学入門, 裳華房 (2005).
- [20] 日本天文学会、天文月報 4月号 (2005).
- [21] K. S. Cheng et al. *Astrophysical Journal*,300,500-511(1986).
- [22] J. Dyks, B. Rudak, *Astrophysical Journal*,598,1201(2003).
- [23] J. W. Mitchess et al. *Large-Area Balloon-Borne Polarimeter for Gamma Ray Astronomy (PoGO proposal)* (2003).
- [24] T. Kamae et al. *SPIE*,1734,2(1992).
- [25] K. Makishima et al. *ASP Conf. Proc. 251*, eds. H.Inoue and H.Kunieda, *Astr. Soc. of the Pacific*,564(2001).
- [26] K. Amako et al. Proc. of CHEP94, LBL-35822 CONF-940492(1994).
- [27] T.Mizuno et al. *N.I.M. A*,540,158-168 (2004).
- [28] T.Mizuno, *Study of optimized fast scintillator length for the astronomical hardX-ray/soft gamma-ray polarimeter PoGO*(2004).
- [29] H. Tajima et al. *EGS4.4 MC studies of Phoswich Compton Polarimeter*(2002).
- [30] J. Kataoka et al. *Proc. SPIE*,5898,58980J(2005).
- [31] 金井 義和、卒業論文、「気球搭載硬 X 線偏光計の試作と性能評価」(東京工業大学、2005).
- [32] 宮本 八太郎、修士論文、「散乱型 八角シンチレータ偏光計の性能」(日本大学、2003).
- [33] 堀川 貴子、修士論文、「偏光 X 線ビームラインの較正とガス比例計数管の開発」(大阪大学、2002).
- [34] T. Mizuno, *Astrophysical Journal*,614,1113-1123(2004).
- [35] D. Leiter, E. Boldt *A.I.P.C.*,254,370(1992).
- [36] A. Comastri et al. *A&A*296,1(1995).
- [37] A. Kushino et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan*,54,327(2002).

- [38] D. E. Gruber, *The X-Ray Background*, ed. X. Barcons & A. C. Fabian, 44(1992).
- [39] R. L. Kinzer et al. *Astrophysics Journal*, 475, 361(1997).
- [40] K. Watanabe et al. *in AIP Conf. Proc. 410, Fourth Compton Symposium*, ed. C.D.Dermer, M.S.Streckman, & J.D.Kurfess
- [41] S. C. Kappadath et al. *A&AS*, 120, 615(1996).
- [42] D.J.Thompson & C. E. Fichtel *A&A*, 109, 352(1982).
- [43] P. Streekumar et al. *Astrophysics Journal*, 494, 523-534(1998).
- [44] D. J. Thompson *J. Geophys. Res.*, 79, 1309(1974).
- [45] W. L. Imhof et al. *J. Geophys. Res.*, 81, 2835(1976).
- [46] J. M. Ryan et al. *J. Geophys. Res.*, 84, 5279(1979).
- [47] Y.A. Kur'yan et al. *Geomagn. Aeron.*, 19, 6(1979).
- [48] V. Shonfelder et al. *Astrophysics Journal*, 240, 350(1980).
- [49] R. R. Daniel & S. A. Stephan, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 12, 233(1974).
- [50] D.J. Thompson et al. *J. Geophys. Res.*, 86, 1265(1981).
- [51] V. Shonfelder et al. *Astrophysics Journal*, 217, 306(1977).
- [52] A. Toor & F. D. Seward, *Astronomical Journal*, 79, 995(1974).
- [53] K. Bennet et al. *A&A*, 61, 279(1977).
- [54] S. H. Pravdo & P. J. Serlemitsos, *Astrophysical Journal*, 246, 484(1981).
- [55] R. W. Romani & I.-A. Yadigaroglu, *Astrophysical Journal*, 438, 314(1995).
- [56] F. G. Smith et al. *M.N.R.A.S.*, 233, 305(1988).
- [57] M. C. Weisskopf et al. *Astrophysical Journal*, 220, 117(1978).
- [58] A. A. Zdziarski et al. *Astrophysical Journal*, 578, 357(2002).
- [59] G. Marek et al. *M.N.R.A.S.*, 288, 958(1997).

- [60] M. J. Rees, *M.N.R.A.S.*,171,457(1975).
- [61] E. Pian et al. *Astrophysical Journal*,492,17(1998).
- [62] J. Fan, *PASJ*,54,55(2002).
- [63] D. Band et al. *Astrophysical Journal*,413,281(1993).
- [64] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics* Cambridge.
- [65] 横尾 武夫、新・宇宙を解く、恒星社.
- [66] P.R. Bevington *Data Reduction and Error Analysis*,McGraw-Hill Higher Education.
- [67] 片岡 淳、博士論文、*X-ray Study Rapid Variability in TeV Blazars and the Implications on Particle Acceleration in Jets*、(東京大学、1999)

謝辞

本研究を行うにあたり担当教官の河合誠之教授および片岡淳助手に大変感謝いたします。河合先生には HETE-2 衛星を通してガンマ線バーストに関する様々なサイエンスや興味深いトピックスを自分に提供してくださいました。片岡さんには実験の初歩から懇切丁寧に教えていただき、実験屋の心得というものを背中で語ってくれました。また広島大学助手の水野恒史助手、スタンフォード線形加速器センターの釜江常好教授、田島宏康 PD にはシミュレーションについてのアドバイスを数多くいただきました。特に Geant4 の初歩の初歩から PoGO のフライトシミュレーション、更には趣味にいたるまで、数多くの自分の質問に丁寧に答えてくださった水野さんには大変感謝しています。PD の植野さんには偏光に関する物理や超新星残骸などのサイエンスを丁寧に教えてもらい、また数多くの叱咤激励をいただきました。

また研究室の学生の皆様には生活面から研究面まで何回も支えられました。佐藤さんには Subaru に連れていってもらい可視光観測の素晴らしさを教えてもらいました。谷津さんには光学系の大変マニアックな話をしてもらい、ついていだけでも精一杯でした。同級生の倉本くん、斎藤くんは、自分の大学院生活の苦楽をともに分かち合った仲間であり、数多くの書類の締切前には倉本くんの助けをいつも借りていました。斎藤くんとは実験室でくだらないことばかりしていた記憶が蘇ります。また、金井くんは PoGO の同士であり後輩でありながら、しっかり先輩の自分をサポートしてくれる大変貫禄ある方でした。またこの修士論文の絵は下川辺くんの助けがあったからこそ完成したと言えます。下川辺くんのそのスキルは脱帽ものです。これからもその才能をどんどん伸ばしてってください。4年生の田中くん、津布久くんは、自分はあまり先輩としてできることは少なかったけれど生活面でいろんな話ができて楽しかったです。また同部屋の渡辺研究室の皆さんにも大変感謝しています。おなじ M2 の長南くん、小野くん、藤山くん、B4 の三枝くん、東ヶ崎くんとは公私を問わず幅広い話することができ、大変楽しい時間を過ごすことができました。また M1 の平川くんとは、本当にくだらない話ばかりしていましたが、自分のカンフル剤になってくれました。その他多くの方々が自分の大学院生活を支えてくれました。全ての方を挙げることはできませんが、その皆さんに感謝したいと思います。