

気球搭載硬X線偏光計の試作と性能評価

金井 義和

卒業論文

東京工業大学 理学部 物理学科

2005 年 2 月

要旨

硬 X 線の偏光観測は、高エネルギー天体の放射機構や、天体周囲のプラズマについて知るための全く新しいプローブであるが、観測例は皆無である。

本研究では、気球による硬 X 線偏光観測プロジェクト”PoGO” のフライト用光電子増倍管 (PMT) 単体および、フライト用のプラスチックシンチレータと PMT をあわせた性能試験を行った。まずシンチレータを PMT に載せたときの光電子数を測定し、PoGO の観測シミュレーションが前提としている 0.5 光電子/keV を達成していることを確認した。次に、プラスチックシンチレータと PMT を用いて実際の検出器デザインに近い 7 ユニットのプロトタイプ偏光計を製作し、高エネルギー加速器研究機構のシンクロトロン放射光施設 Photon Factory において偏光ビーム試験を行った。そのデータ解析方法について議論し、偏光検出の性能を示す値のひとつである Q 値は 28.5% (30 keV), 27.9% (50 keV), 29.4% (70 keV) と求まった。同時に検出効率も求め、検出効率を低下させる要因を調べた。最後に、真空放電の対策を施した PMT の熱真空試験を行った。真空槽による電気ノイズのために良いデータは得られなかったが、確認できる範囲では真空放電が起きていないことがわかった。

目 次

第 1 章	はじめに	6
1.1	高エネルギー天文学における偏光観測の重要性と歴史	6
1.2	PoGO プロジェクト	7
第 2 章	硬 X 線偏光計	8
2.1	直線偏光の偏光度	8
2.2	散乱型偏光計の偏光検出原理	8
2.3	PoGO の検出器デザイン	10
第 3 章	シンチレータの光量の測定	13
3.1	目的	13
3.2	セットアップ	13
3.3	光量の測定	14
3.4	透過率の測定	16
第 4 章	PoGO プロトタイプの偏光ビーム照射試験	17
4.1	目的	17
4.2	実験施設：KEK Photon Factory BL14A	18
4.3	セットアップ	18
4.4	結果と考察	22
4.4.1	Q 値を求める方法	22
4.4.2	イベント選択での閾値による Q 値の違い	27
4.4.3	バックグラウンドの評価と Q 値のまとめ	31
4.4.4	散乱・吸収イベントの検出効率	36
4.4.5	熱暴走について	39
第 5 章	ポッティング PMT の熱真空試験	41
5.1	目的	41

5.2	セットアップ	41
5.3	結果と考察	44
5.3.1	スペクトルについて	44
5.3.2	PMT の温度について	46
5.3.3	リップルノイズについて	46
第 6 章	まとめ	48
付 録 A	散乱イベント検出効率の評価のためのプログラム	50
参考文献		54

図 目 次

2.1	モジュレーションファクタの θ 依存性	10
2.2	PoGO 検出器 1 ユニットの構成	11
2.3	PoGO 検出器の top view	11
3.1	アクリルライトガイド	14
3.2	^{55}Fe のスペクトル	15
3.3	^{241}Am のスペクトル	16
4.1	プロトタイプ 1 ユニットの構成	18
4.2	7 ユニットプロトタイプ偏光計	19
4.3	チャンネル番号の定義	19
4.4	実験ハッチ内に治具を設置した様子	20
4.5	ビーム試験での回路のセットアップ	20
4.6	30 keV での 2 次元ヒストグラム	23
4.7	50 keV での 2 次元ヒストグラム	23
4.8	70 keV での 2 次元ヒストグラム	24
4.9	プラスチックシンチレータの 10 ~ 100 keV での減衰長	25
4.10	30 keV での、カウント数のモジュレーション	26
4.11	30 keV での、全散乱・吸収イベントに対する比のモジュレーション	26
4.12	E_1 の分布 (30 keV)	29
4.13	E_1 の分布 (50 keV)	30
4.14	E_1 の分布 (70 keV)	30
4.15	30 keV のモジュレーション	33
4.16	50 keV のモジュレーション	34
4.17	70 keV のモジュレーション	35
4.18	コンプトン散乱の微分断面積の仰角による変化	37
4.19	コンプトン散乱の検出効率の仰角による変化	38

5.1	熱真空試験におけるセットアップの模式図	42
5.2	温度の設定	43
5.3	圧力の設定	43
5.4	スペクトルの変化	44
5.5	PMT の温度変化	46
5.6	-20°C, 10 mmHg のときの波形	47
5.7	+20°C, 760 mmHg のときの波形	47

表 目 次

2.1 PoGO の性能諸元	12
4.1 閾値による Q 値の変化 (30 keV)	27
4.2 閾値による Q 値の変化 (50 keV)	27
4.3 閾値による Q 値の変化 (70 keV)	27
4.4 閾値によるカウント数の変化 (30 keV)	28
4.5 閾値によるカウント数の変化 (50 keV)	28
4.6 閾値によるカウント数の変化 (70 keV)	28
4.7 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (30 keV)	32
4.8 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (50 keV)	32
4.9 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (70 keV)	32
4.10 30 keV のフィッティング結果	33
4.11 50 keV のフィッティング結果	34
4.12 70 keV のフィッティング結果	35
4.13 各エネルギーでの検出効率	36
4.14 検出効率の実験と数値計算での比較	38
4.15 各条件を満たす確率	38
4.16 光子の散乱位置と散乱方向の分布	39

第1章 はじめに

1.1 高エネルギー天文学における偏光観測の重要性と歴史

天体の放射を観測する方法には、天体の像を得る (撮像)、天体の光度を測る (測光)、波長を細かく分けてスペクトルをとる (分光)、光の偏りと方向を調べる (偏光)、という4つが挙げられる。電波域や可視光域の観測は、このすべての方法を用いて行われている。一方でX線・ガンマ線の高エネルギー領域では偏光観測が難しく、現在まで高エネルギー天文学は測光・分光・撮像の3つだけで主要な成果を得てきた。偏光観測はこれら3つの手段とは独立した新しいプローブを提供する [1] [2]。

偏光によりわかることは、まず放射機構である。例えば超新星残骸の非熱的放射には、 ~ 100 TeV の電子によるシンクロトロン放射という説と、非熱的電子の制動放射という説がある。制動放射はほとんど偏光しないが、シンクロトロン放射は強く偏光するため、偏光観測により両者を区別できる。これ以外にも、パルサー、活動銀河、ガンマ線バーストなどの放射機構が解明できると期待されている。

天体の周囲にあるプラズマについても、偏光観測で知ることができる。中性子星やブラックホールの周囲には、伴星などから降着する物質により円盤が形成される。近年の観測から、この降着円盤を上下からはさむようにして高温のガスの「コロナ」が存在すると考えられているが、その分布はほとんどわかっていない。コロナでコンプトン散乱が起きていれば、その散乱光は偏光しているため、偏光観測によりコロナについての手がかりが得られると考えられている。

X線での偏光観測は1つだけ成功例がある。1975～76年に太陽観測衛星OSO-8が2.6 keV と 5.2 keV という軟X線領域で、パルサーを中心に持つ超新星残骸「かに星雲」からの偏光を捉えた。電波と可視光の偏光との類似性から、軟X線の放射はシンクロトロン放射によるものであることがわかった [3] [4]。それ以来30年にわたり、COS-B衛星、CGRO衛星搭載のCOMPTEL検出器とEGRET検出器 (以上 [1]) など多くの挑戦が様々な高エネルギー天体についてなされてきたが、 3σ 以上の有意度で偏光を観測した例はひとつもない。また近年では、RHESSI衛星により2002年12月6日に起きたガンマ線バー

ストから $80 \pm 20\%$ の偏光が観測されたという報告がなされたが [5]、別グループによる再解析では偏光は検出されなかったという結論が得られた [6] [7]。こうしたことが、いかに偏光観測が困難であるか示している。

1.2 PoGO プロジェクト

宇宙 X 線・ガンマ線は地球大気による吸収や散乱により、地上まで到達することができない。そのため、観測は飛翔体と総称される人工衛星や気球に検出器を搭載して行う。人工衛星は気球に比べて観測時間を長くとることができるので、技術的に確立している検出器であれば人工衛星に搭載されることが多い。天体観測用の偏光計は良いアイディアと実験室レベルの技術が蓄積されてきているが、観測史を鑑みるに、開発に長い期間と莫大な費用が必要とされる衛星に搭載するにはリスクが高いと考えられており、近年は偏光観測のための衛星は実現されていない。気球はこうした条件が衛星とは全く逆で、観測の条件は厳しいが開発は比較的容易である。ただし気球高度では軟 X 線 (~ 1 keV) は観測できない。こうした状況から、硬 X 線 (~ 10 keV) 以上のエネルギーの偏光観測を実際に行うには、検出器に工夫を施して気球に搭載する方が現実的であり、現在いくつかの気球による偏光観測計画が進行している。

PoGO (Polarized Gamma-ray Observer) はこうした計画のひとつで、 $30 \sim 200$ keV という硬 X 線領域の偏光観測プロジェクトである。2003 年 10 月に NASA の理学重点プロジェクトへの提案が受理され、米日欧の 10 機関が協力して 2008 年頃の打ち上げを目指し、開発を進めている。その検出器は超低バックグラウンド化と大有効面積という特徴を持ち、かに星雲の 10 分の 1 以上の明るさの天体が 10% 以上偏光しているならば、6 時間という観測時間でも 10σ 以上の有意度で偏光を検出できる。

PoGO の最初の観測対象は、かに星雲の中心にある「かにパルサー」である。かにパルサーからは広帯域の電磁波が放射されているが、そのガンマ線の放射機構は未だに謎に包まれており、今までの観測をもとに主に 3 つの理論モデルが提案されている。モデルごとに予想される偏光パターンは異なり、いずれも PoGO の性能で検出可能であるため、PoGO によってどの理論が正しいのか決着をつけることができる。

本研究では、今年度が開発が終了した PoGO のフライト用光電子増倍管 (PMT) 単体およびフライト PMT とシンチレータの組合せの性能評価を行った。本論文では、シンチレータの光量の評価、7 ユニットプロトタイプ検出器の偏光ビーム試験、真空対策を施した PMT の熱真空試験について述べる。

第2章 硬X線偏光計

2.1 直線偏光の偏光度

光源から来る電磁波の電場ベクトルの重ね合わせが最大の振幅を持つ方向を、光の偏光の向きと言う。光の偏光方向の強度を $I_{\parallel}$ 、それに垂直な方向の強度を $I_{\perp}$ とすると、

$$P \equiv \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$$

で定義される量 P は光の直線偏光の度合を示し、直線偏光度 (あるいは単に偏光度) と呼ばれる。 $P = 1$ のときを完全偏光、 $P = 0$ のときを無偏光と呼ぶ。

X線は粒子性が強いために、電波や可視光のように偏極板などを用いて I を直接測定することができない。X線の偏光度をはかるにはいくつかの方法があるが、ここでは散乱型偏光計を用いた方法を述べる。

2.2 散乱型偏光計の偏光検出原理

PoGO 検出器は散乱型と呼ばれる、コンプトン散乱の異方性を用いた偏光計である。コンプトン散乱を用いるために、このタイプは原子番号が小さい物質においてコンプトン散乱の断面積が支配的になる、硬X線領域で用いられる。偏光に対するコンプトン散乱の微分断面積は、以下の式で表わされる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \varepsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right)$$

ここで、 r_0 は古典電子半径、 θ は光子の入射方向に対する散乱方向の仰角、 φ は入射光の電場ベクトルの向きからはかった散乱方向の方位角である。また、入射光子と散乱光子のエネルギーをそれぞれ $h\nu$ 、 $h\nu'$ 、電子の静止質量エネルギーを $m_e c^2$ とすると、 ε は

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

と表わされる。偏光した光子のコンプトン散乱は方位角について異方性があり、偏光方向に対して垂直 ($\varphi = 90$ 度) に最も散乱しやすいといえる。したがって偏光を検出するには、

最も単純には、原子番号が小さくコンプトン散乱をおこしやすい物質 (散乱体と呼ぶ) で散乱された光子をそのまわりに配した検出器で検出し、カウント数の異方性をはかればよい。

微小体積の散乱体で光子が散乱され、微小体積の検出器で検出するという、理想的な偏光計を考える。検出器を光子の入射ベクトルに対して軸対称に動かし、カウント数の方位角 φ についての変調をはかる。このとき θ と ε は固定されるので、微分断面積の式は A , B を正の定数として

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A - B \cos 2\varphi \quad (A > B) \quad (2.1)$$

と書ける。したがって検出される散乱光子の数は φ について周期 π の正弦曲線に変調する。この変調は散乱体や検出器が有限の大きさを持っていても同様である。

偏光計の応答を示すパラメータのひとつに、「モジュレーションファクタ」がある。それは、100% 偏光した入射光子について、散乱光子のカウントレート N で

$$M \equiv \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}}$$

と定義される。ここで $\max$ と $\min$ は、カウントレートの変調での最大と最小を意味する。このパラメータは、完全偏光に対して偏光がなまされていない度合を示すもので、 $N_{\min}/N_{\max}$ が小さいほど M は1に近くなり、偏光の情報がよく保たれていることになる。また前述の理想的な偏光計については、

$$M = \frac{B}{A}$$

となる。

入射光子の散乱位置と吸収位置を知る精度が悪いとモジュレーションが小さくなり、 M は小さくなる。これは偏光がなまされていることに対応する。それ以外にも、 M は検出器の位置によって変わる。 M の定義式を微分散乱断面積を用いて書き換えると、

$$\begin{aligned} M &= \frac{d\sigma(\varphi = \pi/2) - d\sigma(\varphi = 0)}{d\sigma(\varphi = \pi/2) + d\sigma(\varphi = 0)} \\ &= \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon^{-1} + \varepsilon - \sin^2 \theta} \end{aligned}$$

となる。グラフを描くと図 2.1 のようになり、理想的な偏光計の場合でも、硬 X 線領域では $\theta = 90$ 度から外れた散乱を用いるとモジュレーションファクタを小さくしてしまうことがわかる。

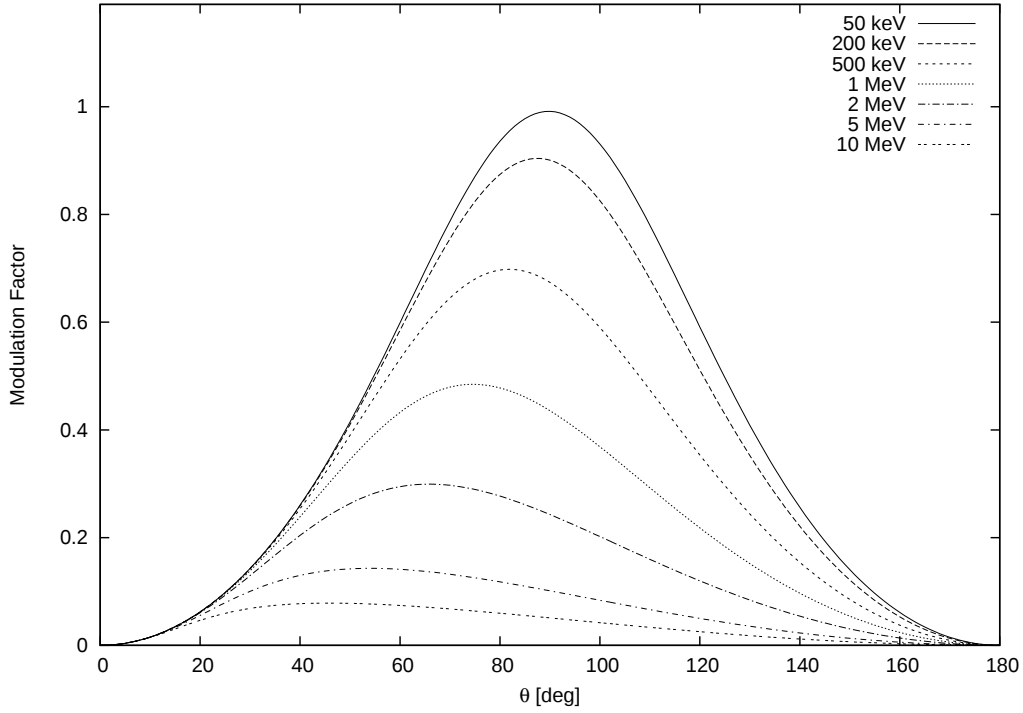


図 2.1: モジュレーションファクタの θ 依存性

ある偏光度 P の光子を入射したときの偏光計の応答を示す「 Q 値」を、 M と同じ式

$$Q \equiv \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} \quad (2.2)$$

で定義すると、 P は式

$$P = \frac{Q}{M} \quad (2.3)$$

で知ることができる。逆に Q と P から M を求めることもできる。 Q が小さくなると、偏光による変調が統計誤差の範囲に入ってしまうため、偏光しているのかどうか判別がつかないが、 M が大きい偏光計ならば P が小さくとも Q が大きくなり、偏光を検出することができる。したがって M が大きい偏光計は性能が良いと言える。なお M と Q の定義は論文によって異なるが、本論文では以上のような定義を用いることにする。

2.3 PoGO の検出器デザイン

PoGO の 1 ユニットの構成は図 2.2 のようになっている。図中の slow シンチレータと BGO シンチレータはバックグラウンド除去のためのものであり、発光の減衰時定数の違

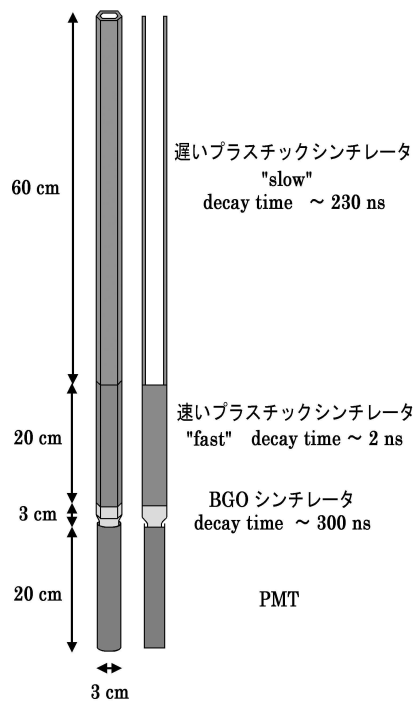


図 2.2: PoGO 検出器 1 ユニットの構成。(左：概観図 右：断面図)

いを利用して、fast シンチレータとともに 1 本の PMT で読み出す。1 ユニットの長さは約 100 cm、口径は約 3 cm であり、重さは約 650 g である。シンチレータはいずれも六角形をしており、すき間なく蜂の巣状に 217 ユニット並べたものが偏光計になる (図 2.3)。主検出部は fast シンチレータで、あるユニットの fast シンチレータで散乱された光子が、別のユニットの fast シンチレータで光電吸収されるようなイベントだけを取り出し、その数の異方性をはかれば入射光の偏光度と偏光方向がわかる。PoGO では検出器全体を回転させ、回転角による各ユニットでのカウント数のモジュレーションを測定する。

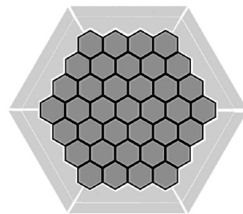


図 2.3: PoGO 検出器の top view。偏光計の周囲を BGO シンチレータでシールドする。

slow シンチレータはコリメータとして働き、開口角以外から入ってくるイベントを反同時計数によって落とす。気球高度でのバックグラウンドは大気による散乱ガンマ線が最も多く、最下部と側面の BGO シンチレータによってこのようなイベントを落とすことが

エネルギー範囲	30 ～ 200 keV
検出器面積	938 cm ²
散乱有効面積	～ 230 cm ²
視野	～ 5 deg ²
バックグラウンド	< 10 mCrab
モジュレーション係数	23 %
検出限界偏光度	7 %

表 2.1: PoGO の性能諸元

できる。こうした徹底的な低バックグラウンド化が、PoGO の最たる特徴である。

一般に散乱型偏光計は、散乱体と吸収体を区別することが多いのだが、この場合は散乱体の面積を大きくするとバックグラウンドが大きくなってしまい、あまり検出器の充填率を大きくできない。PoGO はプラスチックシンチレータを散乱体と吸収体とに兼用し、多くのユニットを並べることで約 1000 cm² という大面積を得ることに成功している。

PoGO の緒性能を表 2.1 にまとめる。

第3章 シンチレータの光量の測定

3.1 目的

PoGO フライト用のプラスチックシンチレータは、単体での性能評価は行われていた。しかしフライト用 PMT が開発中であったため、両者を組み合わせた試験は行われていなかった。今年度に PMT の開発が終了したため、この試験を行うことにした。

シンチレータが 1 keV のエネルギーに対して出す光子数を光量といい、その個数分布の中央値を " N 光電子/keV" のように表す。PoGO の観測シミュレーションはこの値を 0.5 光電子/keV として行っており、フライト用の fast シンチレータと PMT を組み合わせたときに、この光量が達成されるか確認することが、本実験の目的である。

3.2 セットアップ

PMT は浜松ホトニクス社と PoGO チームが共同で開発した。高圧ケーブルからの放電をなくすために DC-DC コンバータを内蔵し、外部電源から高圧用に DC +5 V、DC-DC コンバータ動作用に DC +12 V を供給することで +1250 V の高圧をかける。+ の高圧では電源によるノイズが大きくなってしまいが、これを低減させることに成功した。また高エネルギー荷電粒子による不感時間を短縮することができている。読み出しはアノードと最終段のダイノードの 2 つでおこなう。PMT アセンブリ全体は長さ 20 cm、直径 2.5 cm の磁気シールドケース内に収められている。

fast プラスチックシンチレータは、底面の一边が 1.61 cm、長さ 20 cm の正六角柱である。これを PMT に接続するためのライトガイドは図 のような形状をしている。シンチレータとの接続面は一边が 1.65 cm の六角形、PMT との接続面は直径 2.20 cm の円形をしており、アクリル製である。このライトガイドの位置には、実際の PoGO 検出器では BGO シンチレータがあり、偏光検出のための信号にとっては BGO がライトガイドとみなされる。この BGO は現在試作品しかなく、アクリルライトガイドとは形状は同じだが大きさが少し異なる。PMT との接続面の直径は 2.23 cm、シンチレータとの接続面の一边は

1.55 cm と、fast シンチレータよりも小さい。これらすべてにゴアテックスという反射材を巻いて使用する。とくにアクリルと BGO については、PMT との接続面の直径が PMT の磁気シールドの内径よりも 3 mm ほど小さいため、反射材を何重にも巻いて磁気シールドにちょうど収まるようにした。図は反射材を巻いたアクリルライトガイドである。



図 3.1: アクリルライトガイド。右は反射材を巻いたもの。

以上のものを組み合わせて、光量を測定する。信号処理の回路は、PMT アノード - プリアンプ - フィルターアンプ (整形アンプ) - ADC - 波高分析器 (PHA) となっている。プリアンプは Clear Pulse 製 506E を用いた。フィルターアンプは ORTEC 製 570 で、整形時定数は $0.5 \mu\text{sec}$ で固定した。ADC は Clear Pulse 製 1125 で、出力は Windows 上でリアルタイムにモニタすることができる。PMT への電力供給には安定化電源を用いる。この電源は 4 章と 5 章の実験でも用いている。

3.3 光量の測定

まず、fast シンチレータにアクリルライトガイドをつけて PMT に接続し、fast シンチレータの端面に ^{55}Fe (5.9 keV) を照射し、200 秒間スペクトルをとった。次に、アクリルを BGO シンチレータに換えて同様にスペクトルをとった。なお測定は、5 cm 厚の鉛ブロックで空洞をつくり、その中にシンチレータを入れて行った。またフィルターアンプのゲインは 500×0.9 とした。

得られたスペクトルを図 3.2 に示す。左側のピークが一光電子ノイズである。5.9 keV の光電ピークは、アクリルの場合は見えているが、BGO の場合はわからない。BGO の場

合で一光電子のピークのカウンtr数が著しく多いのは、BGO が環境放射線や鉛の特性 X 線、あるいは BGO 自身が出す放射線を吸収しているためである。BGO は光量が小さいため、放出される光電子はほとんど 1 個である。そのため一光電子ノイズのピークにこうしたイベントが重なり、カウンtr数が著しく多くなる。

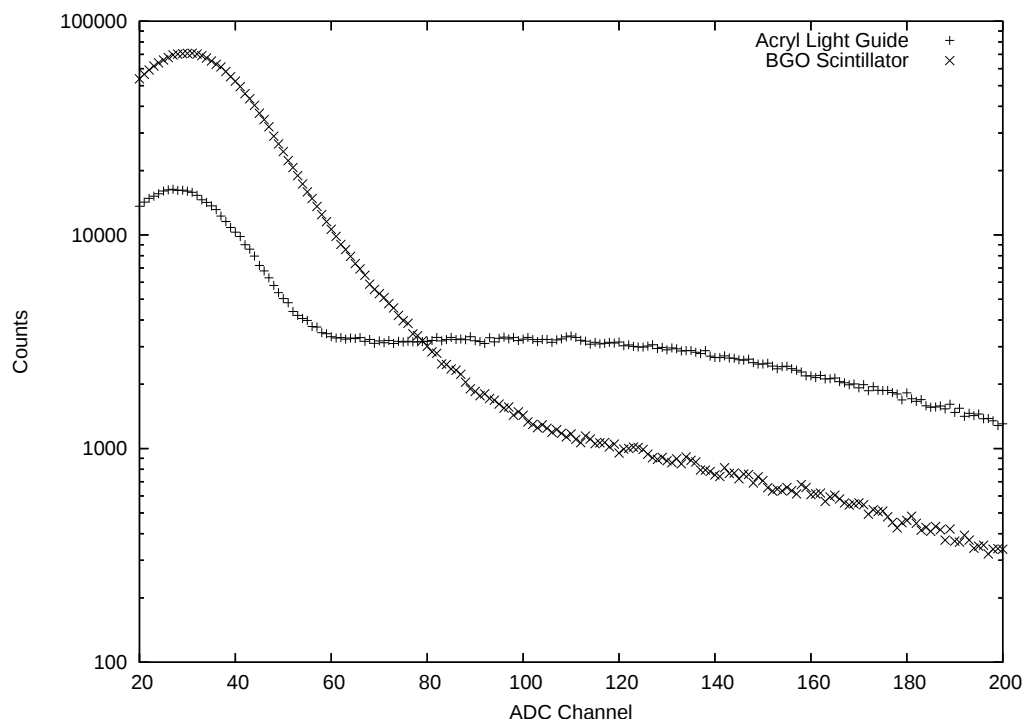


図 3.2: ^{55}Fe のスペクトル

このスペクトルを、2つのガウシアンに直線を足した関数

$$f(x) = C_1 \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) + ax + b$$

でフィッティングし、一光電子ノイズと ^{55}Fe の光電ピークのチャンネル数を求めた。アクリルライトガイドについては、一光電子が 27.5 ch、 ^{55}Fe が 117.0 ch と求まった。BGO シンチレータについてはフィッティングすることができなかった。ADC のオフセットチャンネル -9.7 ch を含めて計算すると、アクリルライトガイドをつけた場合の光量は、0.57 光電子/keV と求まった。

この実験では BGO シンチレータをつけた場合の光量を測定できなかったため、線源を変えて同様の実験を行ってシンチレーション光の透過率の比を求めることで、BGO シンチレータの場合の光量を推定する。

3.4 透過率の測定

線源を ^{241}Am (59.5 keV) に変え、計測時間を 2000 秒にして、アクリルの場合と BGO の場合のスペクトルをとった。得られたスペクトルを図 3.3 に示す。

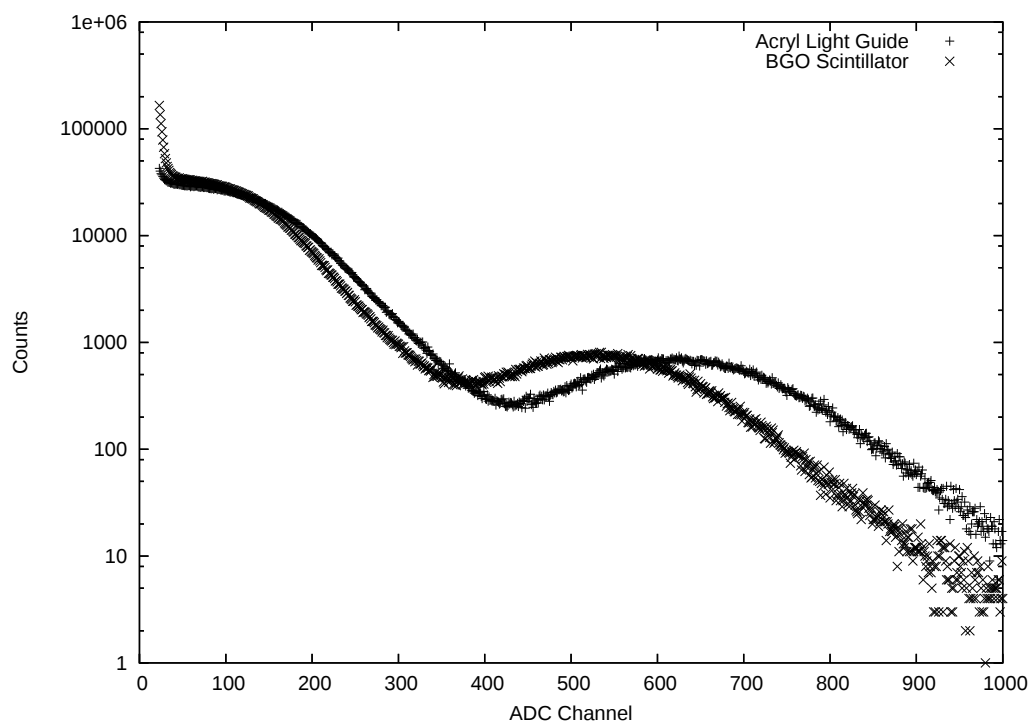


図 3.3: ^{241}Am のスペクトル

光電ピークの位置をガウシアンに直線を加えた関数でフィッティングすることにより求めた。アクリルの場合は 624.6 ch、BGO の場合は 530.2 ch となった。ADC のオフセットチャンネルも考慮すると、BGO の透過率はアクリルに対して 0.85 と求まった。つまり BGO のほうが透過率が低い。この透過率を、前節で求めたアクリルをつけた場合の光量に乗じると、BGO をつけた場合の光量は 0.49 光電子/keV と求まり、条件とされる 0.5 光電子/keV をおおよそ達成しているといえる。

第4章 PoGO プロトタイプの偏光ビーム 照射試験

4.1 目的

この実験の目的は、30 ～ 70 keV という低エネルギーのビームに対する、実際のデザインに近い検出器の応答の測定である。

PoGO プロトタイプ偏光計のビーム試験は、2003 年 11 月に米国のアルゴンヌ国立研究所において行われているが、このときには使用した PMT の径がプラスチックシンチレータよりも大きかったために、シンチレータの間を空けた構成になり、PoGO のデザインとは大きく異なっていた。また、ビームのエネルギーは 60 ～ 83 keV であった [8]。

高エネルギー天体の放射のフラックス密度は、一般にエネルギーが低くなるにしたがって高くなる。したがって観測において統計に最も効くのは低エネルギー領域である。これは PoGO の観測対象である かにパルサーにもあてはまるため、アルゴンヌでの試験よりも低いエネルギーでの検出器応答を調べることは、開発において不可欠である。

2.2 節で述べたように、偏光を検出するためには光子のコンプトン散乱と光電吸収を検出しなければならない。PoGO が目標とする下限の 30 keV については、入射光子が $\theta = 90$ 度のコンプトン散乱をするときに落とすエネルギーが 1.7 keV と小さい。このとき光電子数は 0.5 光電子/keV であるので (3 章)、1 光電子レベルの信号を読み出すことになる。そのため特に 30 keV のビームに対して本当に偏光を検出できるのか実証する必要がある。

このような状況で、2004 年 8 月に PoGO のフライト用 PMT の試作開発が終了し、実際の検出器に近い構成で試験が行えるようになった。そこで最も基本的な構成である 7 ユニットのプロトタイプ偏光計を製作し、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施設 Photon Factory にて偏光ビームの照射試験を行った。

4.2 実験施設： KEK Photon Factory BL14A

KEK Photon Factory は、電子がシンクロトロン運動をするときに放射されるシンクロトロン光を用いて大強度のビームをつくる「放射光施設」のひとつである。こうした施設は1つのシンクロトロンリングから何本ものビームを引き出しており、Photon Factoryにも多くのビームラインと、その各々から枝分かれをするようにしていくつかの実験ステーションが設置されている。

本実験で使用的是、ビームライン 14 のステーション A (BL14A) である。Photon Factory のステーションの多くは、結晶回折など物質科学の研究を想定しているが、このステーションは引き出せるビームのエネルギーが硬 X 線に及ぶため、検出器開発にも利用されている。BL14 は電子を鉛直方向に何回も蛇行させる垂直ウィグラーを光源とし、4つのステーションに分配している。BL14A では、単色光を得るために結晶で2回ブラッグ反射をさせており、鉛直方向に比較的強く偏光したビームが得られる。今回使用した結晶は、23.0 ~ 82.7 keV に用いられる Si(553) である。

Photon Factory は大規模な改修の最中であり、BL14 は本実験の直前に改修を終えたばかりであった。改修以前では、Si(553) を用いたときのビームの偏光度は 80 ~ 85% 程度であり、エネルギーに依存することがわかっていたのだが、改修後に偏光度の測定はなされていない。また本実験でもビームタイムの制限から、偏光度測定は行えなかった。

4.3 セットアップ

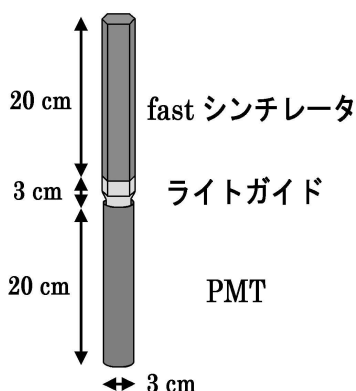


図 4.1: プロトタイプ 1 ユニットの構成

プロトタイプ 1 ユニットの構成は、fast シンチにアクリル製のライトガイドをつけてフ

ライト PMT で読み出す構成である (図 4.1)。シンチレータとライトガイドには、反射材を 3 章の実験と同様に巻き、その上からビニルテープを巻いて PMT に固定した。



図 4.2: 7 ユニットプロトタイプ偏光計

このセンサーを 7 本つくり、PMT を木製の治具にさして偏光計を組み上げた状態が図 4.2 である。この治具は正 24 角形に切った 2 枚の板を適当な長さの板で隔て、接着したものである。したがって全体を 15 度ずつ回転することができるようになっている。各シンチレータの間は、PMT との接着のために巻いてあるテープのために 3 mm ほど空いてしまっている。この点は PoGO のデザインとは異なる。各ユニットの番号を、ビームの入射方向を基準として図 4.3 の通りにつける。以後、各ユニットを「Ch.1」のように呼ぶことにする。

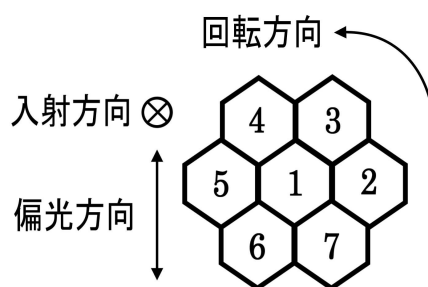


図 4.3: 角度が 0 度ときのチャンネル番号の定義

ビームの取り出し口正面に台を設置し、その上に治具を Ch.1 の中央にビームが当たるようにして置いた (図 4.4)。このときのアラインメントは目測で行った。治具の位置を保つために、治具の各辺と台に印をつけておき、回転させるごとに印を合わせるようにした。ビームの太さはコリメータで $1 \times 1 \text{ mm}^2$ にした。

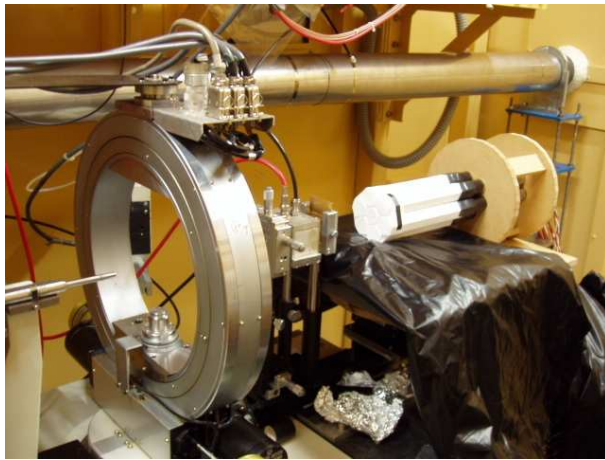


図 4.4: 実験ハッチ内に治具を設置した様子。左端の管がビーム取り出し口。

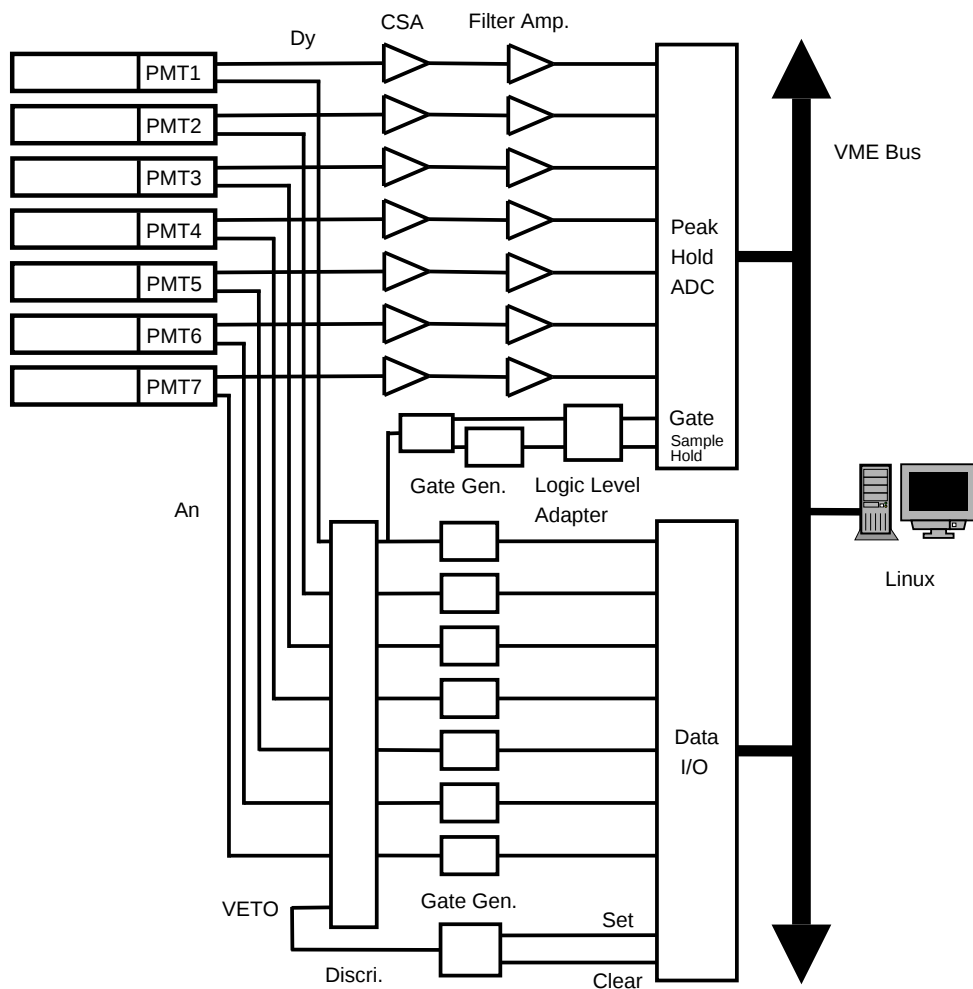


図 4.5: ビーム試験での回路のセットアップ

回路のセットアップは図 4.5 のとおりである。ADC には Clear Pulse 製 VME ADC 1113A を使用した。PMT のダイノード出力を波高分析に用い、ゲート信号とサンプルホールド

信号は Ch.1 のアノード出力のみで作った。ゲート信号の幅は $10\ \mu\text{sec}$ に設定した。サンプルホールド信号はゲートの立ち上がりから約 $8\ \mu\text{sec}$ 遅らせて、幅を約 $2\ \mu\text{sec}$ に設定した。DIO ボード (Clear Pulse 製 2610) には各チャンネルから幅 $10\ \mu\text{sec}$ の NIM 信号を作って入力し、プログラムにより VETO 信号用のセット信号とクリア信号を出力した。これからゲートジェネレータで VETO 信号を生成してディスクリミネータに入力した。プリアンプは Clear Pulse 製 557 を用いた。フィルターアンプには Clear Pulse 製 4066 を用い、整形時定数は $1\ \mu\text{sec}$ に設定した。さらに図には載せていないが、安定化電源から PMT の HV +5 V と DC-DC コンバータの動作電力 +12 V を供給している。

なお、その場で簡単なデータ解析をするためのプログラムを組んでおいた。このプログラムは各チャンネルのスペクトルを描き、ADC で処理したイベントの数とそのレートを表示する。

まず、フィルターアンプのゲインを調整した。 ^{241}Am 線源を検出器の前に置き、適当な時間でスペクトルを取った。59.5 keV の光電ピークのチャンネルが 2200 ch 前後になるようにアンプのゲインを調整した。この操作は後に解析をしやすくするために行ったもので、厳密に調整する必要はない。

次に、ディスクリミネータの閾値レベルを調整した。本実験で必要とされるイベントは Ch.1 で数 keV のエネルギーを落とし、Ch.2 ~ 7 で数十 keV のエネルギーを落とすようなものである。特に 30 keV のビームに対しては、 $\theta = 90$ 度の散乱で Ch.1 に落とすエネルギーは 1.7 keV と小さい。したがって Ch.1 の閾値だけはできるだけ低く設定する必要がある。しかし下げすぎると一光電子ノイズを多く取ってしまう。Ch.1 については ^{241}Am 線源のスペクトルを用いて、エネルギーにして 1 keV になるように設定した。Ch.2 ~ 7 については、何も照射していない状態をスケーラでカウントし、レートが同程度になるように調整した。そのレベルは、エネルギーにして 1 keV 前後であった。

以上の調整の後、バックグラウンドのデータを取った。治具の角度を 0 度にして 4000 秒間取り、次に 90 度にして 2000 秒間取った。

次に、ビームの取り出し口に置く減衰フィルタの厚さを最適化した。これはビームのレートを VME の処理速度の範囲に収めるためである。ビームを照射してデータを取り、カウントレートが 1000 cts/sec 程度になるようにフィルタの厚さを変えた。使用したフィルタは 70 keV は鉛、50, 30 keV はタングステンで、いずれも BL14A に備えつけのものである。

最後に、ビームを照射してデータを取得した。まず治具の角度を 0 度にしてビームを照射し、300 秒間データを取った。その後、ビームの入射方向に対して左ねじの方向に 15 度

ずつ回転させて 345 度まで、同様にデータを取っていった。Photon Factory は 1 日 1 回だけリングに新しく電子を打ち込む「単バンチ運転」であったため、時間が経つにつれてビームの強度は減衰していった。そのため実験中にカウントレートが小さくなってきたら、フィルタを適宜薄いものに変えた。

4.4 結果と考察

4.4.1 Q 値を求める方法

モジュレーションの大きさを示す Q 値を求める。

最初に、Ch.1 で落としたエネルギー (E_1 とする) を横軸に、その他のどれか 1 つのチャンネルで落としたエネルギーと E_1 の和 (E_{tot} とする) を縦軸にとった 2 次元のヒストグラムを、1 つの角度で Ch.2 ~ 7 について 6 つ作る。このとき、 $E_1 > 1$ keV で、かつ Ch.2 ~ 7 のうちで注目しているチャンネルに落としたエネルギーがある値 E_s 以上であり、かつそれ以外のチャンネルで落としたエネルギーが E_s 以下であるようなイベントのみをプロットする。 E_s の値による Q の違いは後に議論する。

^{241}Am のスペクトルを用いてエネルギーのキャリブレーションをしてヒストグラムを描くと、回転角によって各チャンネルの光電ピークの位置がずれていることがわかった。これはシンチレータの接着が完全でなく、回転させるごとにシンチレーション光の透過率が異なったためである。そのため、キャリブレーションは各チャンネルの光電ピークを用いて、Ch.1 については入射ビームのエネルギーにあわせるように、その他のチャンネルについては $\theta = 90$ 度のコンプトン散乱をした光子のエネルギーにあわせるように、各々の角度について逐一行った。後者については、エネルギー分布のピークがそのようなエネルギーであるとは限らないだろうが、目安としては良い値であると考えた。なお、ADC のオフセットチャンネルは既知の値を用いた。

このようにして描いた 2 次元ヒストグラムは図 4.6, 4.7, 4.8 のようになる。いずれも $E_s = 1$ keV とし、Ch.2 について描いたものである。

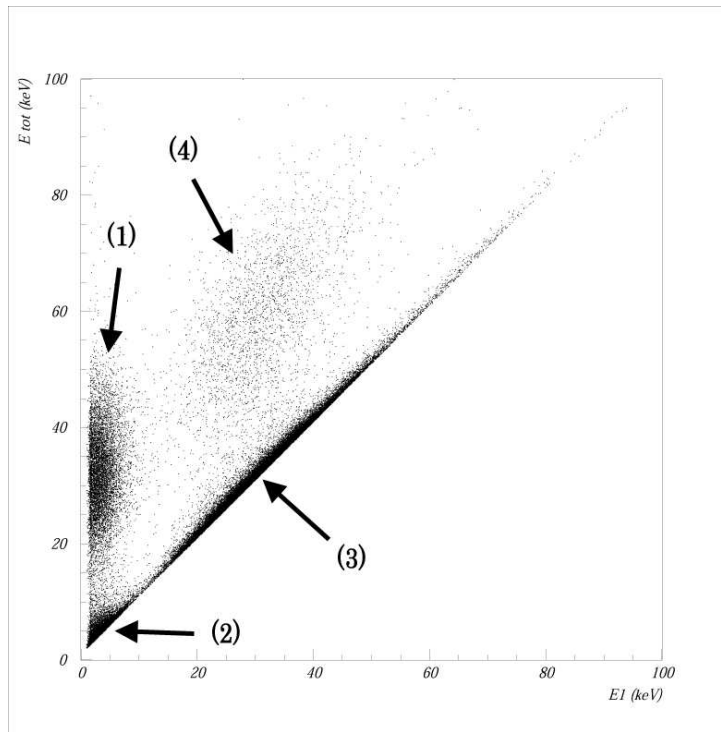


図 4.6: 30 keV での 2 次元ヒストグラム

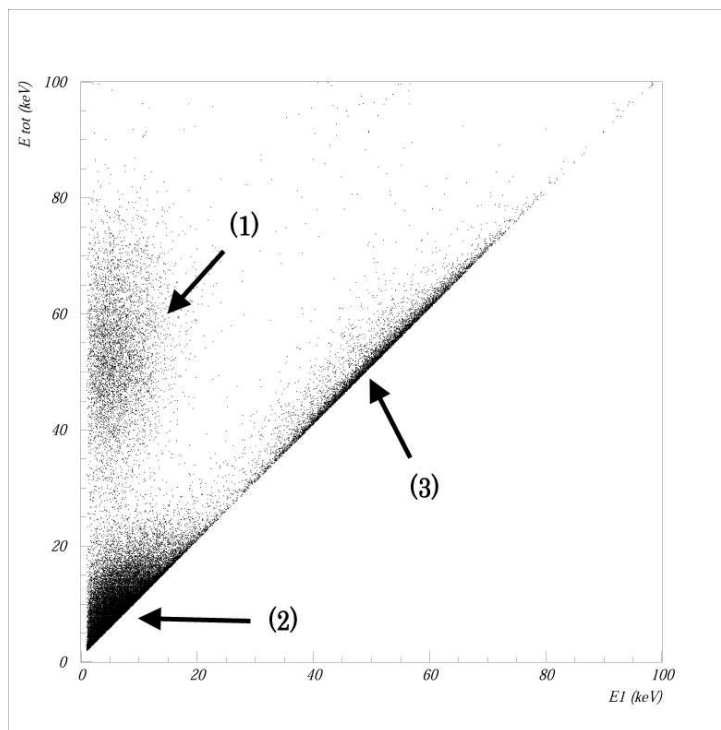


図 4.7: 50 keV での 2 次元ヒストグラム

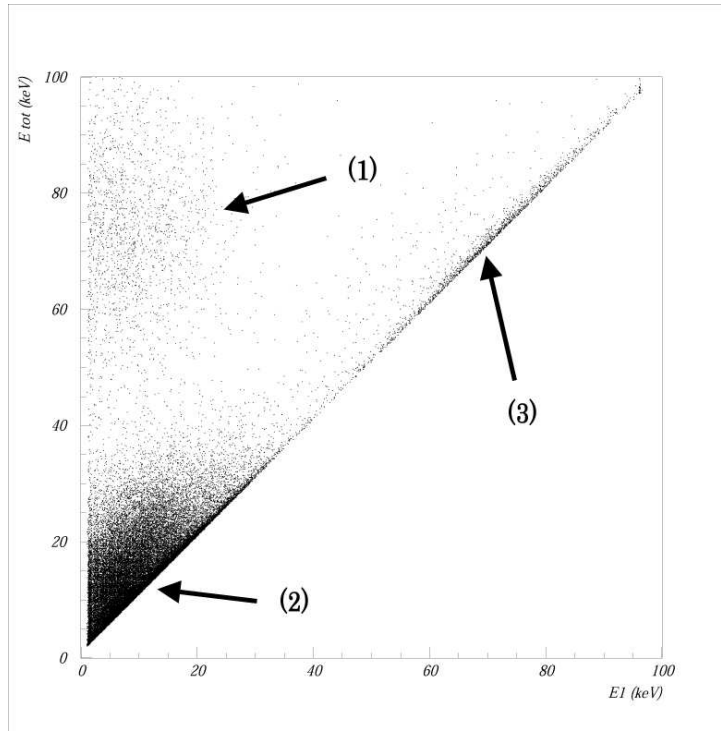


図 4.8: 70 keV での 2 次元ヒストグラム

図中の集合 (1) が、Ch.1 でコンプトン散乱をした後に Ch.2 で光電吸収されたイベントで、これが解析の対象となる真に欲しいイベントである。便宜上、以後これを「散乱・吸収イベント」と呼ぶことにする。

集合 (2) は Ch.1 でコンプトン散乱をした後に Ch.2 で再度コンプトン散乱をしたイベントである。光電吸収の断面積はエネルギーが高くなると小さくなるが、コンプトン散乱の断面積は 30 ~ 70 keV ではほぼ一定であるので、エネルギーが高くなると相対的にコンプトン散乱をおこしやすくなる (図 4.9)。エネルギーが高くなるほど、(2) のイベントが (1) と比べて多くなっていることは、これと矛盾しない。

集合 (3) は Ch.1 での光電吸収イベントと Ch.2 の 1 光電子イベントが偶然一致したものである。図 4.6 のみに見られる集合 (4) は、Ch.2 で光電吸収されたイベントと Ch.1 での光電吸収イベントが偶然一致したものである。これはビームの高い入射レートのために現れるものである。

次に、散乱・吸収イベントを積分してカウント数を求める。本実験では単色のビームに対する応答を見ることが目的であるが、Ch.1 での散乱で落とすエネルギーには分布があり、またプラスチックシンチレータのエネルギー分解能も悪いため、この積分はなるべく集合 (1) のできるだけ広い範囲をカバーする領域について行うべきである。この範囲について、 E_1 の下限 (E_c とする) をどこに設定するかについては、一光電子ノイズとの区別と

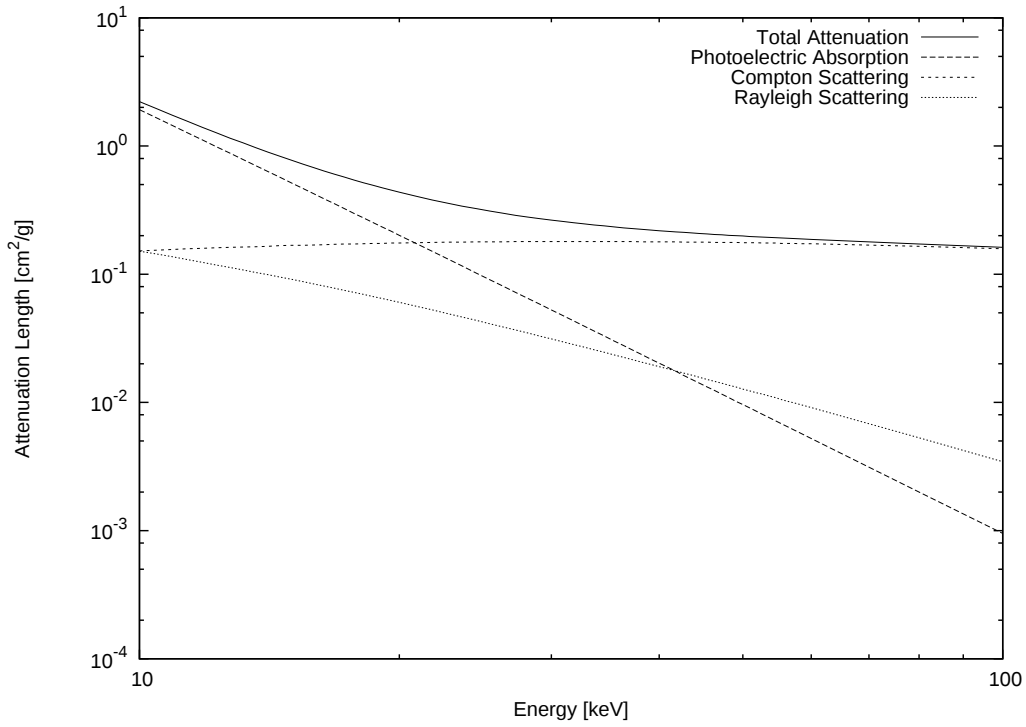


図 4.9: プラスチックシンチレータの 10 ～ 100 keV での減衰長

いう点で議論する余地がある。この条件を満たす領域を、

$$30 \text{ keV: } E_c < E_1 < 10 \text{ [keV]}, \quad 15 < E_{tot} < 50 \text{ [keV]}$$

$$50 \text{ keV: } E_c < E_1 < 20 \text{ [keV]}, \quad 30 < E_{tot} < 80 \text{ [keV]}$$

$$70 \text{ keV: } E_c < E_1 < 30 \text{ [keV]}, \quad 50 < E_{tot} < 100 \text{ [keV]}$$

と設定して解析を行う。

この積分値の、角度についての変調をグラフにする。一例として 30 keV で $E_s = 1 \text{ keV}$ 、 $E_c = 1 \text{ keV}$ とした場合についてグラフにしたものを図 4.10 に示す。

データ点は本来は正弦曲線によく合うはずであるが、どのチャンネルもそうではない。これはアラインメントを正確に行わなかったせいで、ビームが Ch.1 の中心からずれているためと、ビームがシンチレータの長さ方向に平行でないためであると考えられる。前者については、幾何学的な考察として、Ch.1 をはさんで対面する 2 つのチャンネル (Ch.2 と Ch.5、Ch.3 と Ch.6、Ch.4 と Ch.7) のカウント数を足し合わせることによって打ち消すことができると考えられるが、後者については補正方法が考えられない。今後試験をする際には、レーザーを用いて精密なアラインメントをすべきである。

さらにこのほかに、前節で述べた通り入射ビームのレートは時間変化をするため、カウント数のモジュレーションを調べるのは妥当ではない。正しく評価するには、それぞれの組にしたチャンネルのカウント数を 3 組のカウント数の合計で割った比 (つまり一つの

チャンネルの組で検出した散乱・吸収イベントの、全散乱・吸収イベントに占める割合) を求め、そのモジュレーションを調べると良い。このようにして図 4.10 を描き直すと図 4.11 のようになる。

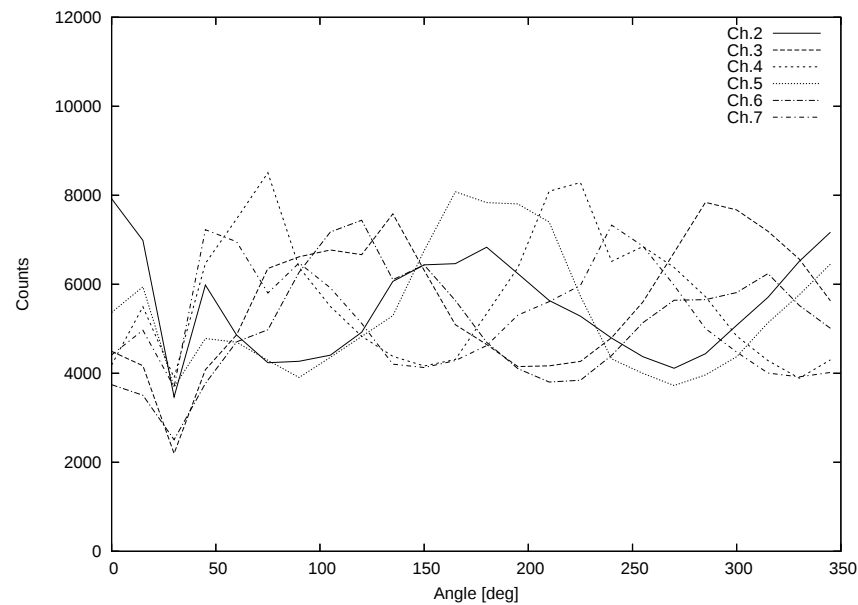


図 4.10: 30 keV での、カウント数のモジュレーション

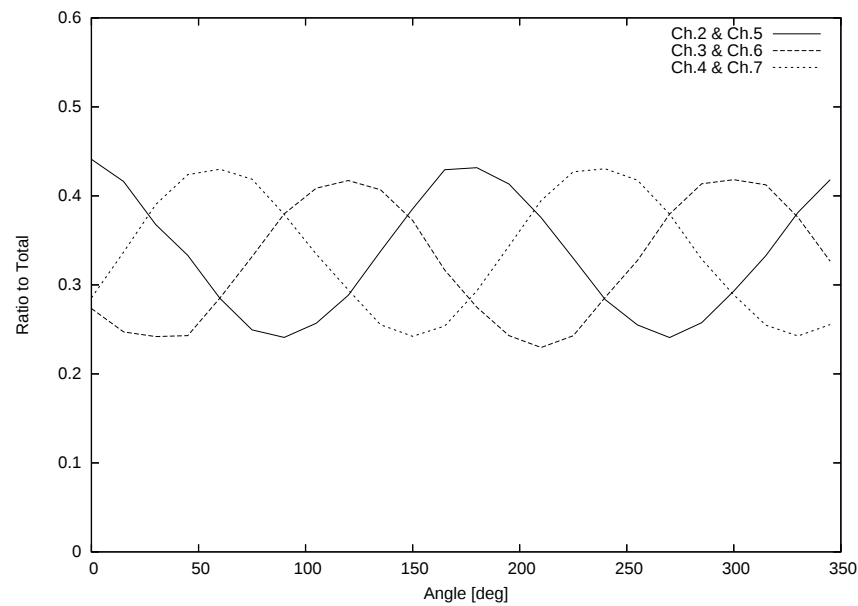


図 4.11: 30 keV での、全散乱・吸収イベントに対する比のモジュレーション

最後にこれを式 (2.1) でフィッティングし、式 (2.2) から Q 値を求める。

4.4.2 イベント選択での閾値による Q 値の違い

まず、 E_s と E_c による Q 値の違いを議論し、PoGO の実機での解析を前提として本実験の解析方法を検討する。表に、 $E_s = 1, 2, 4$ keV、 $E_c = 1, 2, 4$ keV とした場合の Q 値を示す。

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	28.5 ± 0.2	27.2 ± 0.2	26.1 ± 0.2
2	28.3 ± 0.2	27.0 ± 0.2	25.9 ± 0.2
4	26.2 ± 0.3	25.0 ± 0.2	24.0 ± 0.2

表 4.1: 閾値による Q 値の変化 (30 keV, 単位: %)

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	27.9 ± 0.3	26.7 ± 0.3	24.3 ± 0.2
2	28.3 ± 0.3	27.1 ± 0.3	24.7 ± 0.2
4	27.1 ± 0.3	25.9 ± 0.3	23.6 ± 0.2

表 4.2: 閾値による Q 値の変化 (50 keV, 単位: %)

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	29.4 ± 0.4	28.9 ± 0.3	27.6 ± 0.2
2	31.2 ± 0.4	30.3 ± 0.3	28.8 ± 0.3
4	31.8 ± 0.4	30.9 ± 0.3	29.3 ± 0.3

表 4.3: 閾値による Q 値の変化 (70 keV, 単位: %)

まず、 E_s による違いについて考える。どのエネルギーでも E_s が小さくなるほど Q 値は大きくなっている。Q が小さいほど、偏光がなまされていることになる。したがって E_s を大きく取ったときに、偏光情報はなまされていることになる。

この原因は多重コンプトン散乱にあると考えられる。入射エネルギーが 30 keV のときに、 $E_c = 1$ keV とし、簡単のために Ch.1 ~ 3 の 3 つのみを考える。Ch.1 と Ch.2 についてのヒストグラムを作るときに、Ch.1 でコンプトン散乱をして 2 keV のエネルギーを落とし、Ch.3 で再度コンプトン散乱をして 3 keV のエネルギーを落とし、Ch.2 で光電吸収

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	30129	40996	44958
2	25544	34897	38271
4	11169	15297	16783

表 4.4: 閾値によるカウント数の変化 (30 keV)

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	17807	36009	45815
2	16832	34125	43519
4	13338	27461	35188

表 4.5: 閾値によるカウント数の変化 (50 keV)

	E_s [keV]		
E_c [keV]	1	2	4
1	6557	11364	13693
2	5876	10321	12496
4	4989	8938	10901

表 4.6: 閾値によるカウント数の変化 (70 keV)

されて 25 keV のエネルギーを落とすようなイベントは、 $E_s = 1$ keV の場合はヒストグラムにはプロットされないが、 $E_s = 4$ keV の場合はヒストグラムの積分すべき領域内にプロットされる。

したがって、 E_s を小さくすることは、より純粋なイベントを拾い出していることに対応づけられる。各エネルギーで 0 度のときの積分したイベントの合計を調べると表 4.4, 4.5, 4.6 のようになり、確かに E_s を小さくしたときには、偏光をなます余分なイベントを排除していると言える。

しかし一方で、Ch.1 で散乱し、Ch.2 で吸収されるイベントと、Ch.3 での一光電子ノイズが同時に起きることも考えられる。ここで例えばノイズがエネルギーにして 3 keV であると、多重散乱イベントと状況が等しくなる。こうしたものは必要であるイベントであるが、多重散乱イベントと区別をつけられない。したがって E_s を小さくすると、本来必要

である散乱・吸収イベントまで除去してしまい、検出効率を低下させてしまうことになる。

このようにしてモジュレーションファクタと検出効率のトレードオフが発生するが、どのように最適化すべきかは本実験の結果からは言及できない。本実験においては $E_s = 1$ keV としてもどのエネルギーでもカウント数は大きく、統計誤差が小さいため、 $E_s = 1$ keV を最良と結論する。

次に E_c による違いについて考える。こちらはエネルギーによって異なっており、30 keV では $E_c = 1$ keV、50 keV では $E_c = 2$ keV、70 keV では $E_c = 4$ keV で Q 値が最大になる。ただし 30 keV と 50 keV では、 $E_c = 1, 2$ keV の違いは有意ではない。この説明のために、まず前節で示した 2 次元ヒストグラム上の積分領域における、Ch.1 に落としたエネルギー E_1 の分布を図 4.12, 4.13, 4.14 に示す。いずれも $E_s = 1$ keV で、0 度のときの Ch.2 についてのデータである。

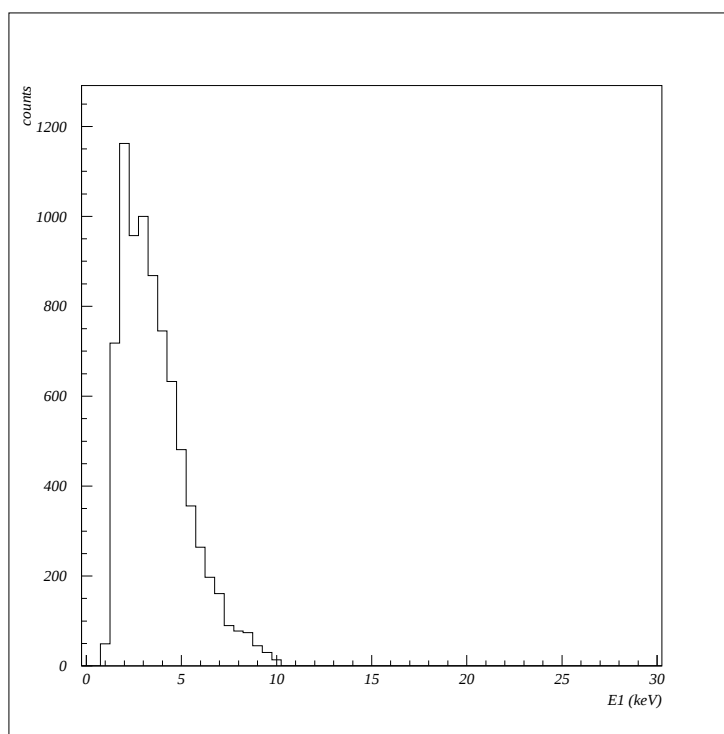


図 4.12: E_1 の分布 (30 keV)

入射ビームのエネルギーが高いほど、 E_1 は広く分布していることがわかる。30 keV ではほとんどのイベントが 5 keV 以下に含まれ、 $E_c = 4$ keV としたときには大半のイベントを切り捨てていることになる。このことが Q 値に関係すると考えられる。

まず 30 keV について考えることにする。Q 値が小さいことは偏光がなまされていることである、という前提に立つと、 E_c を上げることで、真に欲しい「Ch.1 でコンプトン散乱し、他のチャンネルで光電吸収される」というイベントに対して、偏光情報をなますよ

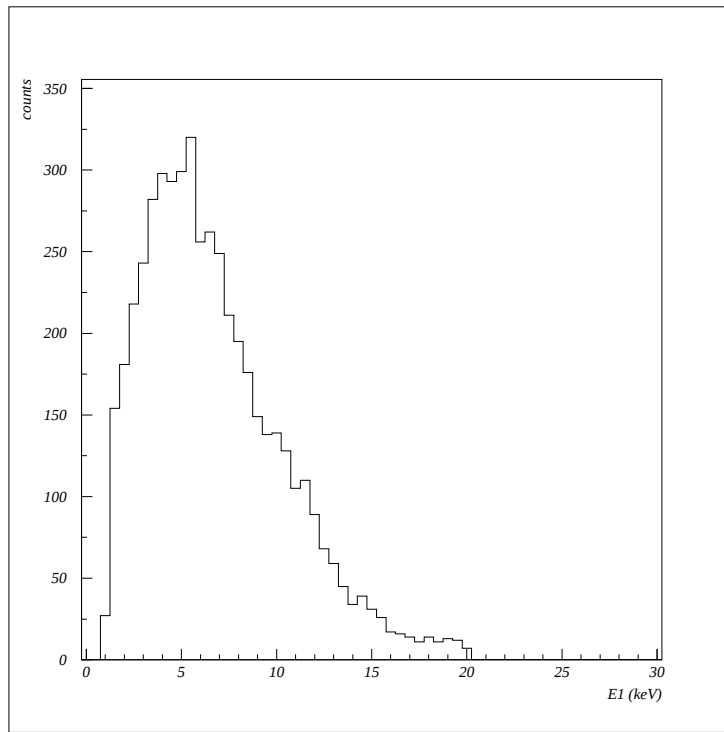


図 4.13: E_1 の分布 (50 keV)

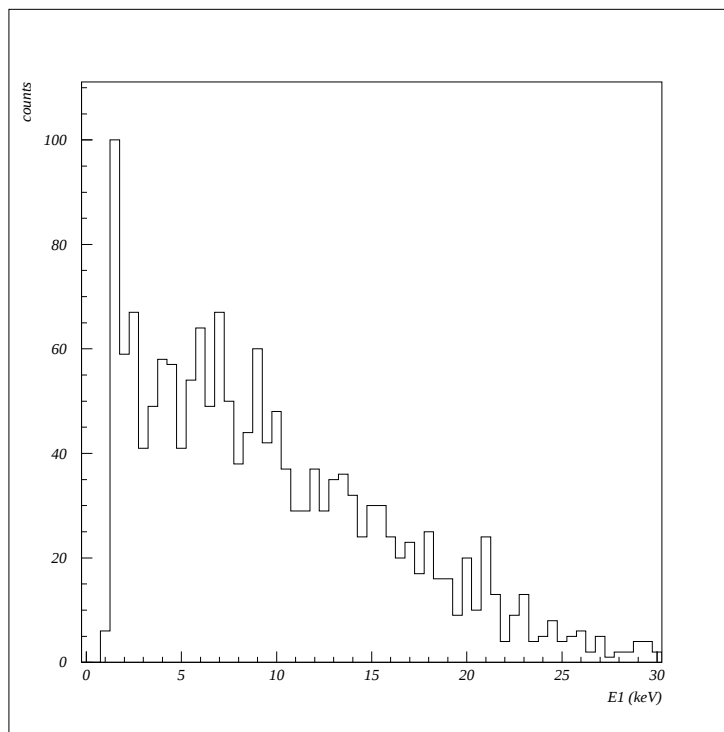


図 4.14: E_1 の分布 (70 keV)

うに働く余分なイベントが相対的に多くなるのではないかと考えるのが妥当である。このようなイベントで、Ch.2～7の閾値 E_s を下げても除去されないイベントは、「Ch.1の中

で複数回コンプトン散乱し、他のチャンネルで光電吸収される」ものである。こうしたイベントは、Ch.1 での2度目以降の散乱で方向が変わることにより、最初に持っていた偏光情報を損失してしまう。また、複数回のコンプトン散乱で Ch.1 に多くのエネルギーを落とすため、 E_1 の大きい領域により多く含まれていると考えることができる。この領域では、逆に真に欲しいイベントが少数になるため、Ch.1 で多重コンプトン散乱するイベントは相対的に多くなり、結果として Q 値を下げる。50 keV についても、 $E_c = 2, 4$ keV の違いについて同様に説明でき、その差 1.2% が 30 keV の場合の 2.1% に比べて小さいことは、 E_1 の分布を比較すれば明らかである。

70 keV については、30 keV のような説明は当てはまらない。しかし Q 値には 1 keV と 2 keV の間に、有意に差がある。70 keV のスペクトルでは、1 ビンあたりのカウント数が 30, 50 keV に比べて小さいなかで、1.5 keV に突出したビンが見られる。このようなものは 30, 50 keV では見られない。 E_c を 2 keV に上げると Q 値が大きくなることから、この付近に入っているイベントが偏光情報をなますものであると考えられる。それがどのようなイベントであるのか明確な説明を与えることはできないが、エネルギーから考えて一光電子ノイズが大きく関与しているのではないかなと言える。

E_c による Q 値の違いは、 E_1 の分布のしかたと密接な関係があることがわかった。 E_c の設定については、 E_s と等しくするべきである。本実験では散乱体と吸収体が区別されているが、実機では 1 ユニットが散乱体と吸収体を兼ねるため、閾値の設定をユニットごとに等しくしなければ、特別なユニットをつくってしまうことになるからである。本実験では E_s はエネルギーによらず 1 keV に設定したので、 E_c もそれに従う。

以上の議論をまとめると、 $E_s = 1$ keV として 2 次元ヒストグラムを作り、

$$30 \text{ keV: } 1 < E_1 < 10 \text{ [keV]}, \quad 15 < E_{tot} < 50 \text{ [keV]}$$

$$50 \text{ keV: } 1 < E_1 < 20 \text{ [keV]}, \quad 30 < E_{tot} < 80 \text{ [keV]}$$

$$70 \text{ keV: } 1 < E_1 < 30 \text{ [keV]}, \quad 50 < E_{tot} < 100 \text{ [keV]}$$

の領域で積分すればよい。

4.4.3 バックグラウンドの評価と Q 値のまとめ

ここでバックグラウンドの評価をする。各チャンネルでの、回転角が 0 度のときのカウント数と、0 度と 90 度のときのバックグラウンドの 5 分間相当のカウント数を表 4.7, 4.8, 4.9 に示す。バックグラウンドの計測は 50 keV の測定の前に行ったため、50 keV の 0 度と同じキャリブレーションを行ってヒストグラムを描いた。

	Ch.2	Ch.3	Ch.4	Ch.5	Ch.6	Ch.7	合計
散乱・吸収イベント	7925	4493	4187	5367	3744	4413	30129
0度のバックグラウンド	4.4	6.9	6.2	5.0	5.9	4.5	32.9
90度のバックグラウンド	4.8	7.1	5.1	4.8	6.6	4.5	32.9

表 4.7: 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (30 keV)

	Ch.2	Ch.3	Ch.4	Ch.5	Ch.6	Ch.7	合計
散乱・吸収イベント	4944	2807	2164	2878	2411	2603	17807
0度のバックグラウンド	4.9	6.7	7.0	5.0	5.3	5.5	34.2
90度のバックグラウンド	5.9	5.4	4.5	5.1	4.5	5.6	30.9

表 4.8: 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (50 keV)

	Ch.2	Ch.3	Ch.4	Ch.5	Ch.6	Ch.7	合計
散乱・吸収イベント	1643	947	943	1185	833	1006	6557
0度のバックグラウンド	4.5	4.7	5.6	5.3	4.5	4.7	29.1
90度のバックグラウンド	5.7	5.0	4.7	4.5	3.6	5.1	28.5

表 4.9: 散乱・吸収イベントとバックグラウンドの比較 (70 keV)

表からわかるように、バックグラウンドは散乱・吸収イベントより 2 桁以上少なく統計誤差の範囲内であるため、無視することにする。

以上で議論してきた条件で解析をし、以下に示す結果が得られた。なお、フィッティング関数は

$$f(\varphi) = a \cos 2(\varphi - \varphi_0) + c$$

であり、自由度はすべて 21 である。

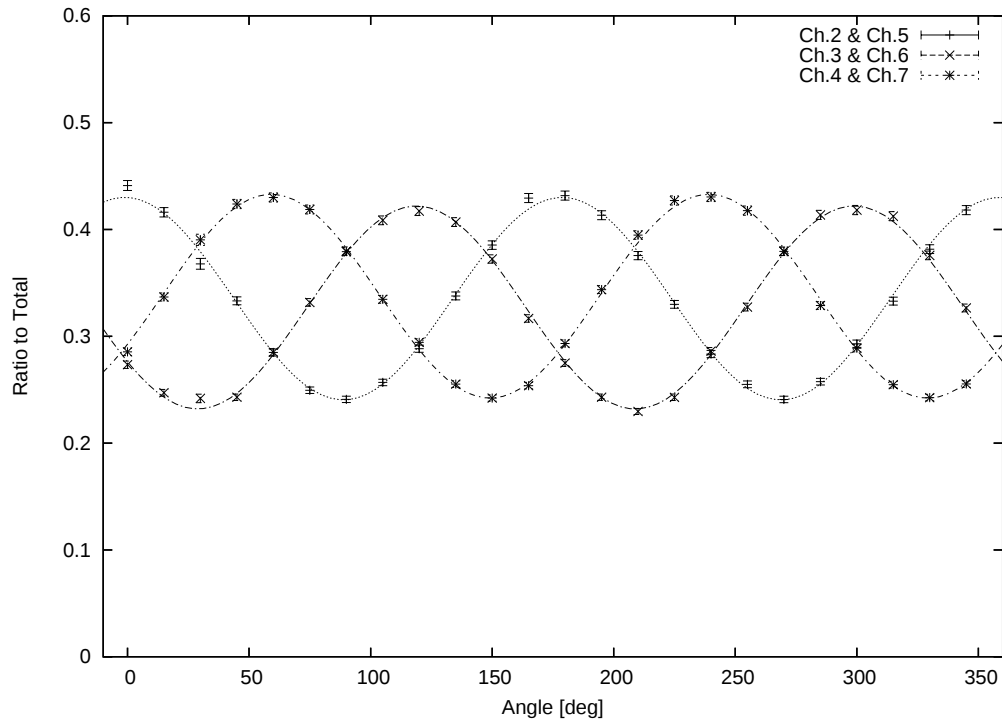


図 4.15: 30 keV のモジュレーション

	a	c	φ_0 [deg]	Q [%]	reduced χ^2
Ch.2 & 5	0.0948 ± 0.0012	0.3353 ± 0.0009	-1.2 ± 0.4	28.3 ± 0.4	1.26
Ch.3 & 6	0.0950 ± 0.0012	0.3270 ± 0.0008	-61.1 ± 0.3	29.1 ± 0.4	1.21
Ch.4 & 7	0.0954 ± 0.0011	0.3375 ± 0.0008	59.1 ± 0.3	28.3 ± 0.3	1.04
平均				28.5 ± 0.2	

表 4.10: 30 keV のフィッティング結果

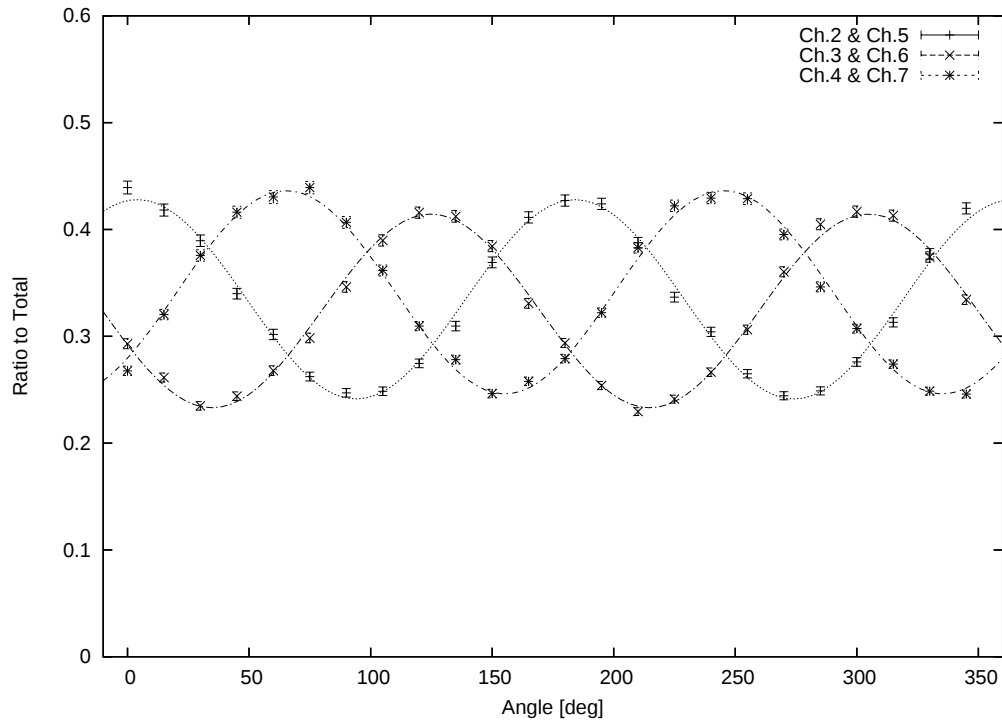


図 4.16: 50 keV のモジュレーション

	a	c	φ_0 [deg]	Q [%]	reduced χ^2
Ch.2 & 5	0.0933 ± 0.0018	0.3346 ± 0.0013	4.0 ± 0.5	27.9 ± 0.6	1.78
Ch.3 & 6	0.0906 ± 0.0016	0.3238 ± 0.0011	-55.2 ± 0.5	28.0 ± 0.5	1.49
Ch.4 & 7	0.0951 ± 0.0019	0.3412 ± 0.0014	65.2 ± 0.6	27.9 ± 0.6	1.93
平均				27.9 ± 0.3	

表 4.11: 50 keV のフィッティング結果

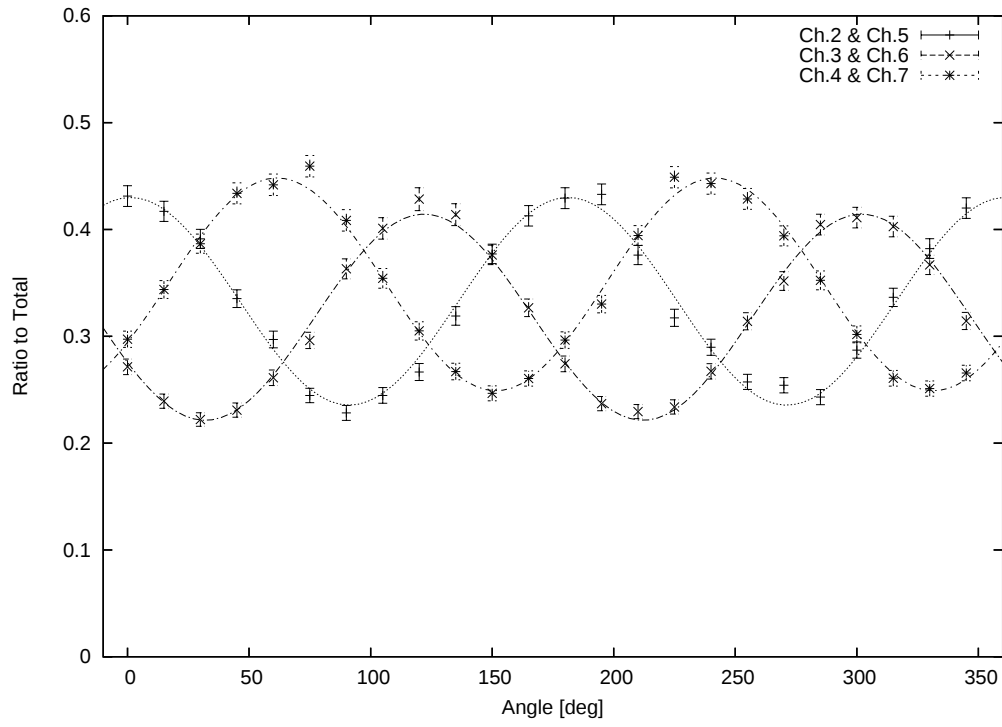


図 4.17: 70 keV のモジュレーション

	a	c	φ_0 [deg]	Q [%]	reduced χ^2
Ch.2 & 5	0.0972 ± 0.0027	0.3329 ± 0.0020	1.2 ± 0.8	29.2 ± 0.8	1.31
Ch.3 & 6	0.0965 ± 0.0019	0.3179 ± 0.0013	-58.0 ± 0.5	30.3 ± 0.6	0.62
Ch.4 & 7	0.0996 ± 0.0021	0.3486 ± 0.0015	61.5 ± 0.6	28.6 ± 0.6	0.72
平均				29.4 ± 0.4	

表 4.12: 70 keV のフィッティング結果

Q値がエネルギーによって異なるのは、前節で議論した閾値の依存性もあるうえに、ビームの偏光度がエネルギーに依存するためである可能性も考えられる。偏光度がわかれば式(2.3)からモジュレーションファクタが求められ、その閾値についての依存性をエネルギーによらず定量的に議論することができるようになる。したがって、偏光度の測定が今後の課題として残される。

4.4.4 散乱・吸収イベントの検出効率

散乱・吸収イベントの検出効率について議論する。検出効率を問題にするのは、偏光によるモジュレーションを測定することができても、検出効率が小さければ検出器として十分な性能が出せないためである。

本実験では、入射ビームのカウント数を測定していないため、Ch.1の光電吸収ピークのカウント数から入射光子数を推定する。そのためにC言語で簡単な数値計算プログラムを作成した。そのプログラムは、直径2.8 cm、長さ20 cmの円柱形をした密度1.03 g/cm³のプラスチックシンチレータをCh.1に見立て、その中心軸に光子を1個入射したときに、光電吸収ピークに入るイベントが起きる確率を計算するもので、コンプトン散乱は1回しか起こらないという仮定をしている。つまり、光電吸収ピークに入るイベントには、入射光子がすぐに光電吸収されるものだけでなく、1回コンプトン散乱を経てから光電吸収されるものも考えている。またレイリー散乱の後に光電吸収されるイベントは考えていない。プログラムのソースは付録を参照されたい。

プログラムから求めた、散乱なしに光電吸収される確率 p_1 、コンプトン散乱を経てから光電吸収される確率 p_2 、 p_1 と p_2 の合計 p 、および、回転角が0度ときの光電吸収ピークのカウント数 N_{abs} 、計算から求めた全入射光子数 N_0 、散乱・吸収イベント数の合計 N_{scat} 、これらから求まる検出効率 e をまとめて表4.13に示す。なお、 N_{abs} はCh.1のスペクトルの光電ピークをガウシアンでフィッティングし、平均値のまわり $\pm 1\sigma$ の区間を積分した数を0.683で割って求めた。また N_0 は $N_0 = N_{abs}/p$ で求める。

E [keV]	N_{abs}	p_1	p_2	p	N_0	N_{scat}	e [%]
30	560832	0.1986	0.0752	0.2737	2.049×10^6	30129	1.47 ± 0.01
50	142890	0.04751	0.02270	0.07021	2.035×10^6	17807	0.87 ± 0.01
70	29627	0.01704	0.00904	0.02608	1.136×10^6	6557	0.58 ± 0.01

表 4.13: 各エネルギーでの検出効率

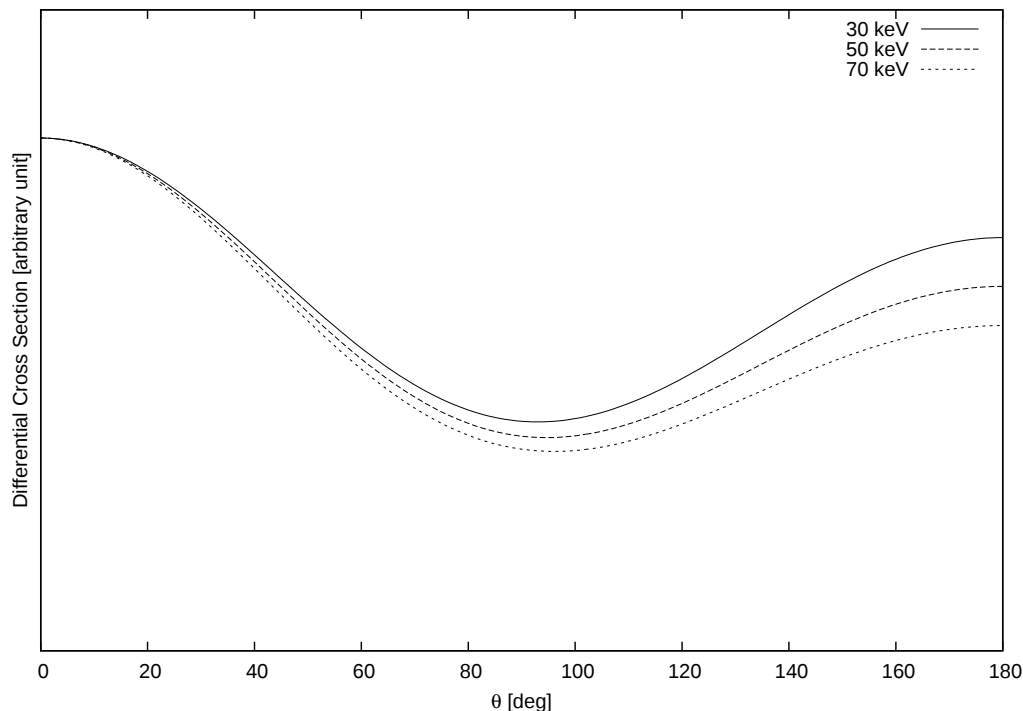


図 4.18: コンプトン散乱の微分断面積の仰角による変化 [9]

簡単な計算をしてこの結果を考えるのは難しい。なぜなら、コンプトン散乱の断面積はこのエネルギー領域では前方と後方で大きく (図 4.18)、シンチレータの形状を大いに考慮しなければならないためである。このため、先のプログラムを拡張することを試みた。

このプログラムは、内径 2.8 cm, 外径 8.4 cm, 長さ 20 cm の中空の円筒形をしたプラスチックシンチレータを Ch.2 ~ 7 に見立て、その中心の空洞に Ch.1 に見立てた直径 2.8 cm, 長さ 20 cm の円柱形のプラスチックシンチレータを入れたものについて、中心軸に光子を 1 個入射した場合に、中心ユニットでコンプトン散乱をして外側のユニットで光電吸収される確率を計算するものである。ただし、多重コンプトン散乱やレイリー散乱をしてから光電吸収されるイベントは無視している。

中心ユニットでコンプトン散乱を検出するにはいくつかの因子がかかる。シンチレータからの光子が PMT の量子効率の分だけ検出され、さらに PMT の光電面から放出される光電子数はポアソン分布をし、エネルギーが低い場合は光電子が出ない確率も無視できない。これを第 0 近似として、光電子数の中心値と PMT の量子効率の掛け合わせとする。中心ユニットでの検出効率を図 4.19 に示す。光量を 0.5 光電子/keV、PMT の量子効率を 30% とした場合の、数値計算の結果を表 4.14 に示す。

前述のとおり実験結果にも数値計算を用いているが、いずれもファクタ 2 以下で一致しているためこのプログラムが有効であるとみなし、このプログラムを用いて検出効率につ

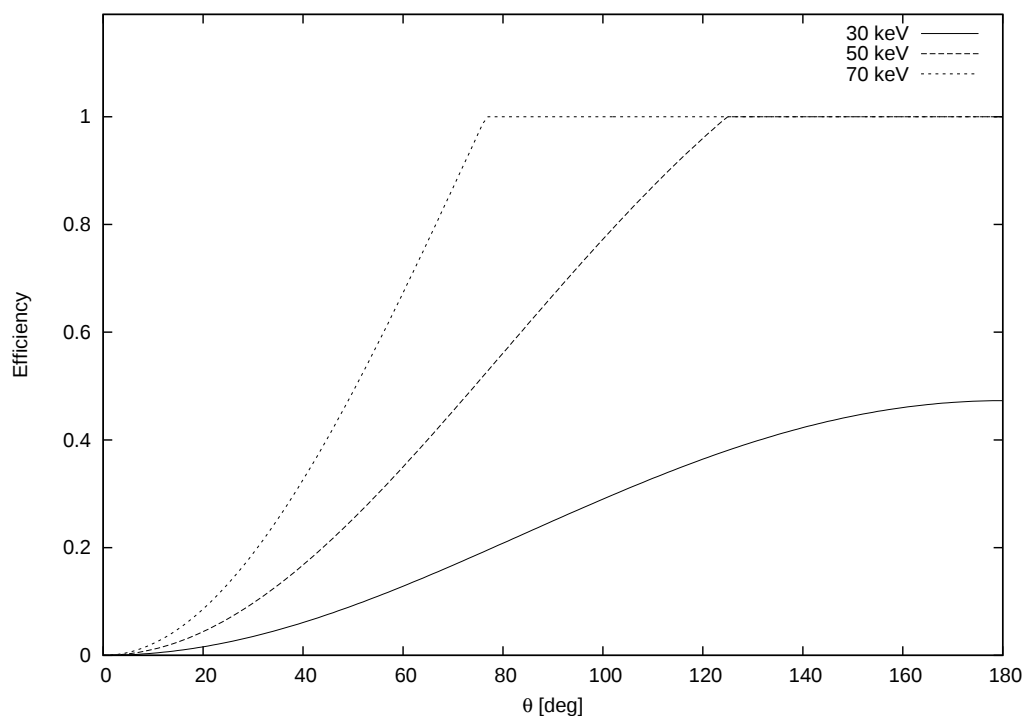


図 4.19: コンプトン散乱の検出効率の仰角による変化 (光量 0.5 光電子/keV, 量子効率 30% の場合) [9]

	30 keV	50 keV	70 keV
実験	1.47	0.87	0.58
数値計算	0.99	0.96	0.52

表 4.14: 検出効率の実験と数値計算での比較 (単位 : %)

いて考察する。

まず散乱・吸収イベントの検出に含まれる 3 つの条件について、それぞれを段階的に満たす確率を求めた。結果を表 4.15 に示す。すべての確率を掛け合わせると、表 4.14 で示した効率になる。

	30 keV	50 keV	70 keV
散乱した光子が中心で吸収されずに周囲に入る	0.506	0.674	0.721
周囲のシンチレータで光電吸収される	0.141	0.0324	0.0121
コンプトン散乱を中心シンチレータで検出する	0.139	0.439	0.593

表 4.15: 各条件を満たす確率

30 keV ではコンプトン散乱で落とすエネルギーが小さいために中心シンチレータでの検出効率の影響が大きく、50, 70 keV では光電吸収の断面積が小さくなるために周囲のシンチレータで光電吸収が起こりにくくなることが支配的になるといえる。後者については、偏光計のユニット数を増やすことで検出効率の向上が見込まれる。

次に、シンチレータの幾何形状による効果を考える。中心シンチレータでコンプトン散乱が起きる位置の深さ d と散乱方向に関して、検出される散乱・吸収イベントに占める割合をプログラムを用いて調べた (表 4.16)。

	30 keV		50 keV		70 keV	
	$d < 10$ cm	$d > 10$ cm	$d < 10$ cm	$d > 10$ cm	$d < 10$ cm	$d > 10$ cm
前方散乱	0.154	0.010	0.210	0.026	0.304	0.045
後方散乱	0.705	0.131	0.577	0.187	0.473	0.179

表 4.16: 光子の散乱位置と散乱方向の分布

いずれのエネルギーに対しても、中心シンチレータの $d < 10$ cm の範囲で後方散乱したものが検出されやすいことがわかる。散乱方向については、前方散乱では落とすエネルギーが小さく中心シンチレータでの検出効率が小さいために、後方散乱の成分が多いと説明することができる。エネルギーが高くなるに従って前方散乱の成分が多くなるのは、図 4.19 に示したように検出効率が高くなるためである。深さについては、エネルギーが高くなるほど光電吸収とレイリー散乱の断面積が小さくなるがコンプトン散乱の断面積はほとんど変わらず、光電吸収よりも常に大きいため、エネルギーによってあまり変化はないのだといえる。

以上、コンプトン散乱の検出効率と光電吸収の断面積が、散乱・吸収イベントの検出効率の低下に大きく寄与することがわかった。なお筆者が作成したプログラムはコンプトン散乱とレイリー散乱の扱いが正確ではないため、より正確な議論をするために、今後 Geant4 などによるモンテカルロシミュレーションを行いたい。また今後のビーム試験では、入射光子数のモニタをするべきである。

4.4.5 熱暴走について

50 keV の測定中に、あるチャンネルが突然信号を出し続けた状態になり、スペクトルではほとんどのイベントが 10 keV 以下に入っていた。PMT の温度が実験室で扱っていたときに比べて高いと感じられたため、しばらく電源を切り風を送って冷却した後測定す

ると、通常の状態に戻った。そのためこれは熱暴走であると考えられる。複数本のフライトPMTを密集させて長時間実験を行ったのは本実験が初めてで、今後の実験は大気圧下でも熱暴走が起きる可能性を考慮して行う必要があることを示した。

第5章 ポッティングPMTの熱真空試験

5.1 目的

人工衛星や気球といった飛翔体に搭載する検出器では、常に真空放電が問題になる。特に気球高度 (約 40 km) では、 ~ 1 mmHg という最も放電がおりやすい気圧になるため、PMT の回路を外気にさらさないように細心の注意が必要である。ポッティングはその対策のひとつで、高温で液体にした樹脂を流し込んで回路を密封する方法である。今回は、浜松ホトニクス社に依頼して PoGO フライト PMT に試験的に真空ポッティングを施した。本実験では、ポッティング PMT が気球高度に近い熱真空環境において、放電することなく正常に動作することを確認する。

また本実験では、減圧した状態で PMT の発熱がどの程度問題になるかを実測する。PoGO のフライト PMT が正常に動作する温度の上限は約 60°C であるが、電力消費で発生する熱でこの温度を越える可能性がある、設計の段階で指摘されている。常温常圧で動作させる場合には 60°C まで発熱することはないが、減圧した状態では気体分子数が小さくなるために冷却の時定数が大きくなり、 60°C 以上になることも考えられる。

5.2 セットアップ

真空槽は、宇宙科学研究本部の特殊実験棟気球実験室にあるものを使用した。圧力は大気圧以下で任意に設定できる (ただし下限は不明)。温度は $+100 \sim -20^{\circ}\text{C}$ 間を 0.1°C 単位で設定できる。どちらもプログラムで制御することも可能だが、本実験では使用しない。また、圧力と温度は真空槽の運転中は常に記録紙にプロットされる。外部との電氣的接続は、壁面にあるいくつかの端子を介して行われる。本実験では、そのうち D-sub 25pin 端子のみを用いた。

PMT の温度を計るものには、デジタル温度計を用いた。この温度計のセンサーは、本体に内蔵されたものと、長さ 2 m のコードの先についたものの 2 つがあり、外気温と恒温槽の気温の両方を同時にモニターすることができる。この後者のコードを切ってセンサー

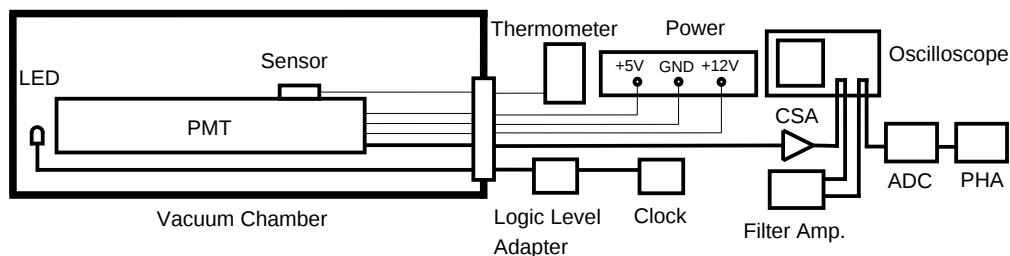


図 5.1: 熱真空試験におけるセットアップの模式図

を PMT につけ、温度を測定した。

当初は PMT にプラスチックシンチレータを載せて ^{55}Fe (5.9 keV) を照射しながら試験をする予定であったが、セットアップ時に真空槽の端子によると思われるノイズが乗ってしまうことが判明した。このノイズはエネルギーにして約 30 keV 以下の領域で著しく、オシロスコープでは ^{55}Fe の光電ピークが全く見えなかったため、波長約 590 nm の黄色 LED を照射して実験することにした。

PMT の光電面の上にブラックテープでスリットをつくり、その前から LED を当てた。LED の光量は $+20^{\circ}\text{C}$ のときに、エネルギーで 60 keV 相当であった。PMT につける温度センサーは、PMT で最も発熱する箇所とされている、後ろから 6 cm のところの μ メタルの上に取り付けた。PMT は真空槽の床に直に置くと発熱を正しく測定できないので、厚いスポンジの上に置いて槽内に設置した。

電気系統のセットアップを図に示す。PMT HV の +5 V、DC-DC コンバータ動作電圧の +12 V を安定化電源から供給した。LED へはクロックジェネレータからの NIM 信号を、ロジックレベルアダプタで TTL 信号に変換して入力した。そのパルスは、幅は 10 nsec、レートは 1 kHz で固定した。PMT の信号はアノード出力のみを読み出した。このほかに、温度センサーの信号線とグラウンド線がある。いずれの線も、D-sub 25pin 端子を介している。

信号は図の通り、プリアンプ - フィルターアンプ - ADC - 波高分析器 (PHA) の順に処理している。プリアンプとフィルターアンプの出力はオシロスコープを通してモニターできるようにしている。プリアンプは Clear Pulse 製 506E を用いた。フィルターアンプは ORTEC 製 570 で、整形時定数は $0.5 \mu\text{sec}$ で固定した。ゲインは温度によって LED の光量が変わるため、温度に応じて最適な値にセットした。ADC は Clear Pulse 製 1125 で、ノイズのレートが高いため一定の閾値を与えた。ADC の出力は、Windows 上でリアルタイムにモニターすることができる。

図 5.2, 5.3 のように温度・圧力を変化させた。おおまかに、次の 4 つの過程に分ける。

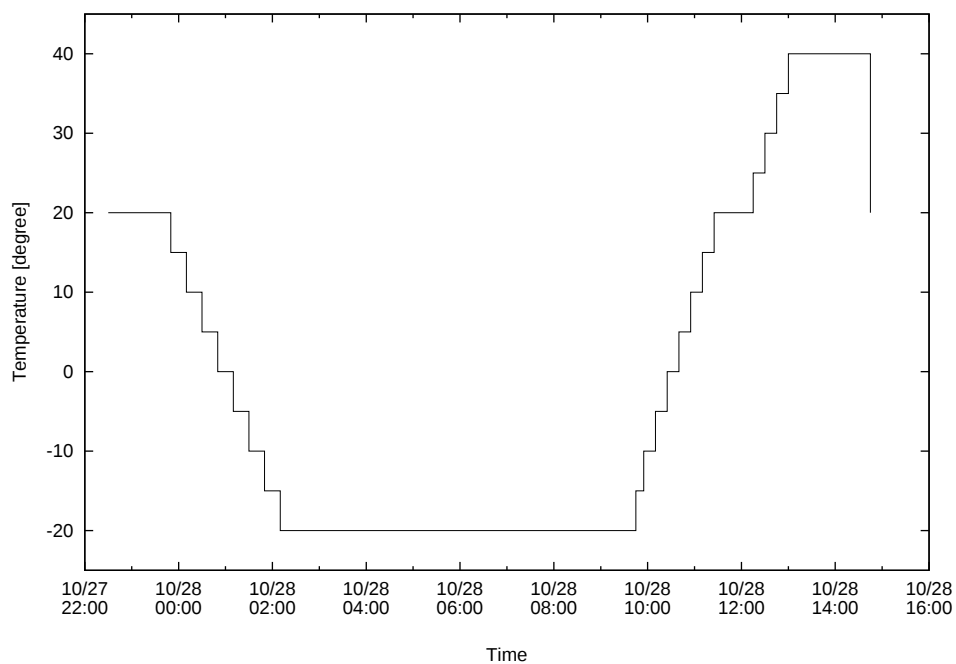


図 5.2: 温度の設定

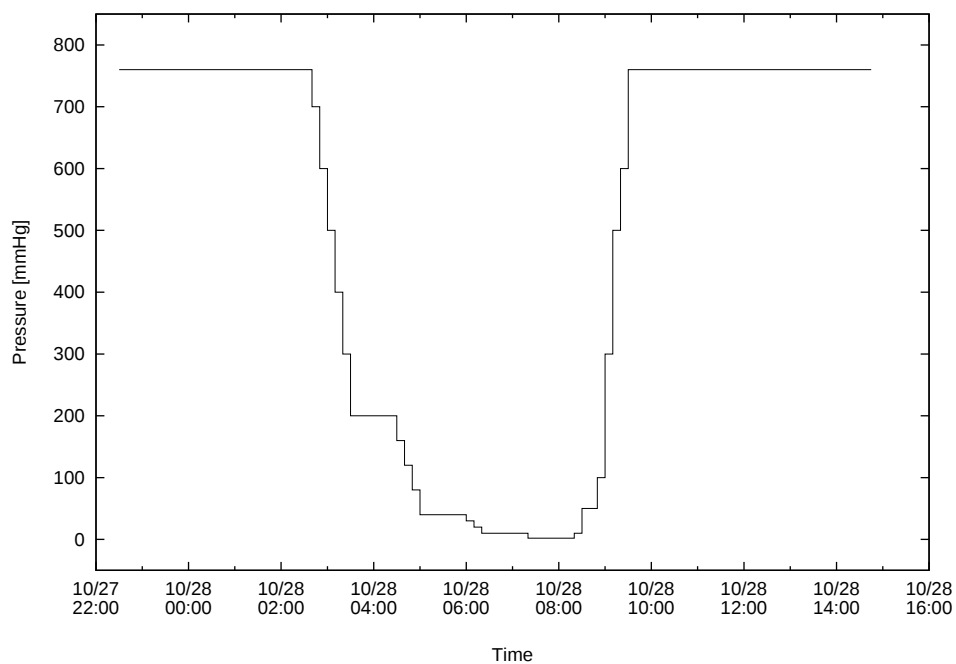


図 5.3: 圧力の設定

1. 常温・常圧から始め、まず常圧のまま温度を下げて -20°C にする。
2. そこから減圧を始めて、2 mmHg (高度 40 km を想定) まで下げていく。
3. しばらく放置した後、まず圧力を常圧に戻す。

4. 温度を+40°Cまで上げて、+20°Cに戻して終わる。

どの過程でも、図のように小刻みに変化させる。また、最後に温度を上げるのは、PMTの結露を防ぐためである。

各ステップでは、次のステップに移行する前に200秒間スペクトルを取り、オシロスコープでリップルノイズの波形を保存する。また、PMTの温度を記録する。PMTからの信号は常時モニタし、異変が起きていないかチェックする。

5.3 結果と考察

5.3.1 スペクトルについて

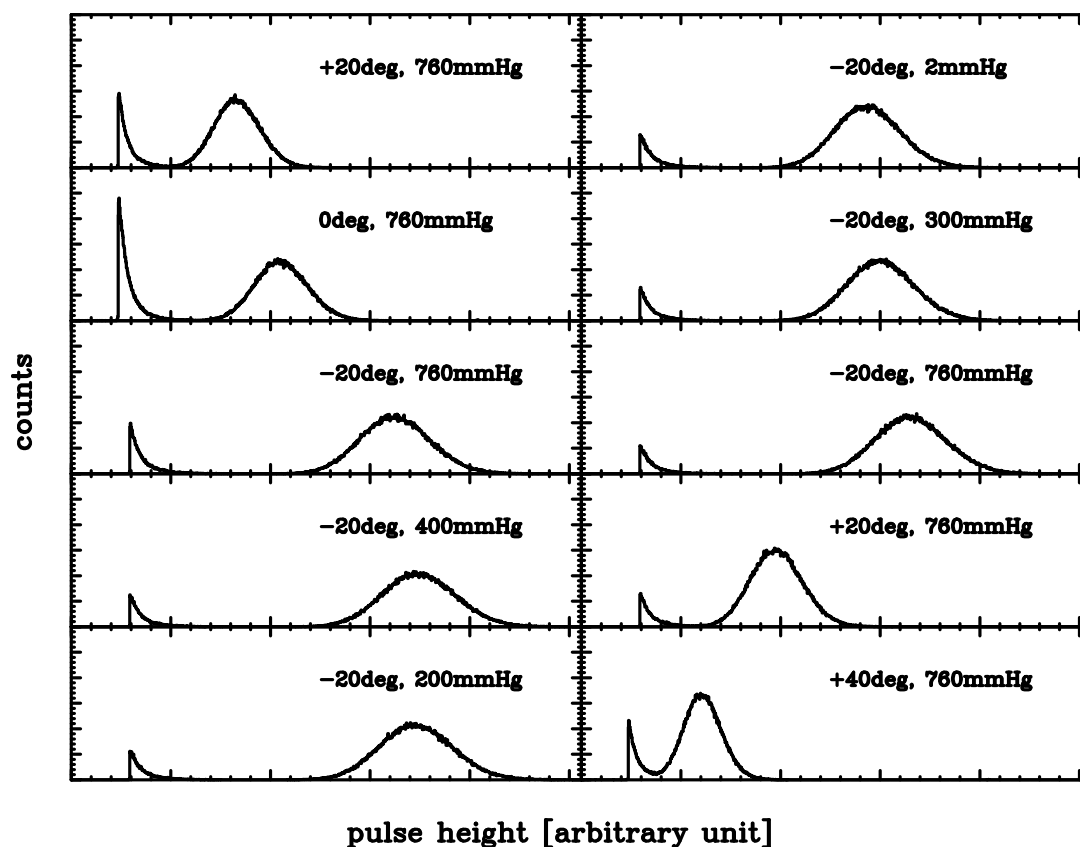


図 5.4: スペクトルの変化

図 5.4 が、いくつかの温度・気圧でのスペクトルである。+20°C, 760 mmHg でのピークが約 60 keV に相当する。前節で述べた 4 つの過程で真空槽は、圧力は設定した値を追従できていたが、温度についてはそうではなかった。値については記録紙を持ち帰ること

ができなかったので記録がないのだが、定性的には以下のように変化していった。番号は前節での番号に対応する。

1. ほぼ設定にしたがって変化し、 -20°C まで下がった。
2. 圧力を下げるにしたがって少しずつ上昇していった。
3. 2 mmHg では、最終的に -5°C まで上昇したが、昇圧を始めると再び徐々に冷えていった。
4. ほぼ設定にしたがって変化した。

LED の光量は、温度が低いほど大きくなり、光量が大きくなれば、PMT の出力は大きくなる。つまり、温度が低いほど図 5.4 でのピークの位置は右にシフトすることになる。スペクトルのピーク位置の変化は、この温度変化による LED の光量の変化と対応させると矛盾がないことがわかる。

宇宙科学研究本部気球グループの斎藤芳隆助教授によると、真空放電が起きた場合は低エネルギー領域にノイズが著しく増加するとのことである。得られたスペクトルを見る限りそのような現象は起きていないため、本実験の範囲では真空放電は起こっていないといえる。ただし本実験では一光電子レベルまで見ていないため、今後、別の真空槽でもう一度実験する必要がある。

5.3.2 PMT の温度について

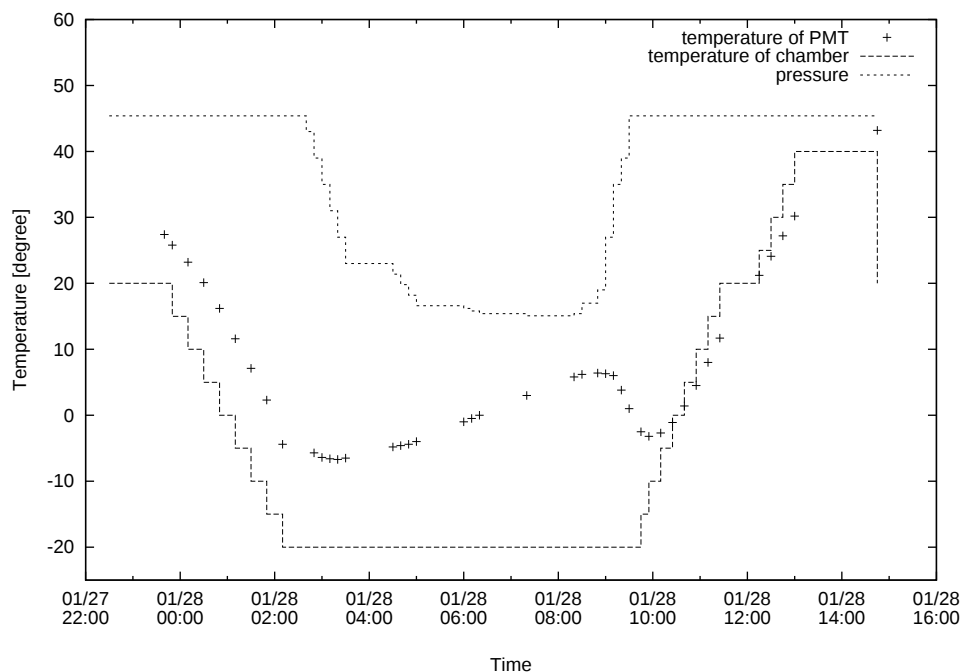


図 5.5: 各点での PMT の温度および真空槽の設定温度と圧力。圧力の値は図 5.3 を参照。

PMT の温度は図 5.5 のように変化した。真空槽自体の温度が上昇しつつあることを考慮に入れると、減圧された状態では、PMT は常圧のときと同程度に発熱し、温度は大きく見積もって周囲の温度 $+20^{\circ}\text{C}$ 程度に収まると結論できる。

ただし、この結論は PMT が 1 本だけの場合ということを忘れてはならない。複数本の場合は 4.4.5 節で述べた通り、常圧下ですら熱暴走して異常な挙動を示すという事実がある。このため、フライトモデルの偏光計は放熱対策をとったほうが安全であると言える。

5.3.3 リップルノイズについて

最後に、リップルノイズの波形を示す (図 5.6, 5.7)。図で Ch1 (上) はプリアンプの出力、Ch2 (下) はフィルターアンプの出力である。周波数はほぼ等しいが、波形は異なっている。しかし、実験中に真空槽が大きく振動をした際に波形が乱れるという現象が何度か起きていることと、また振幅の小ささから、波形の変化は真空放電によるものとは考えにくい。しかし、これについても追試験を行う必要がある。

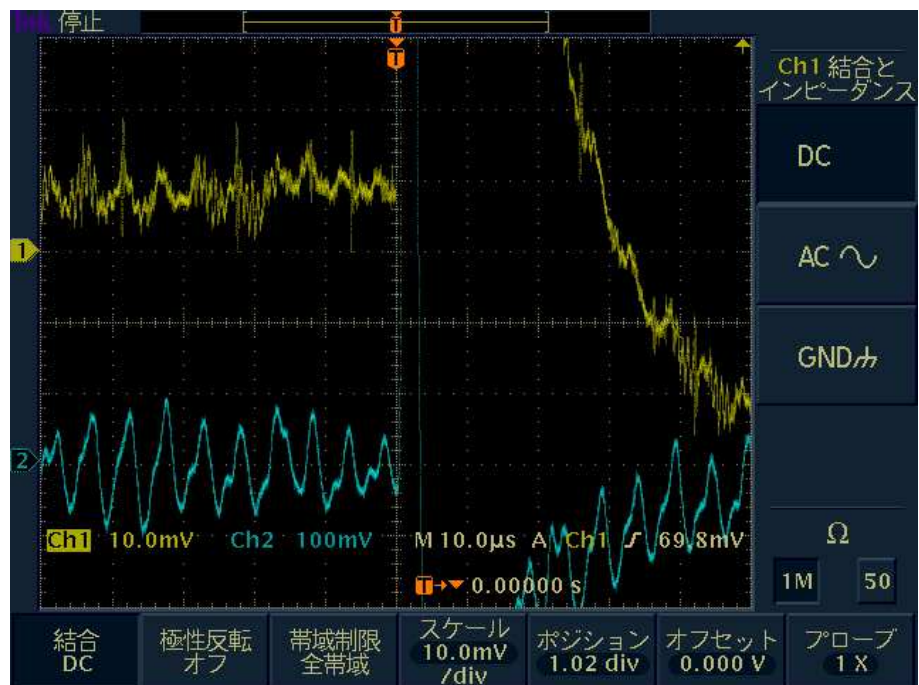


図 5.6: -20°C , 10 mmHg のときの波形

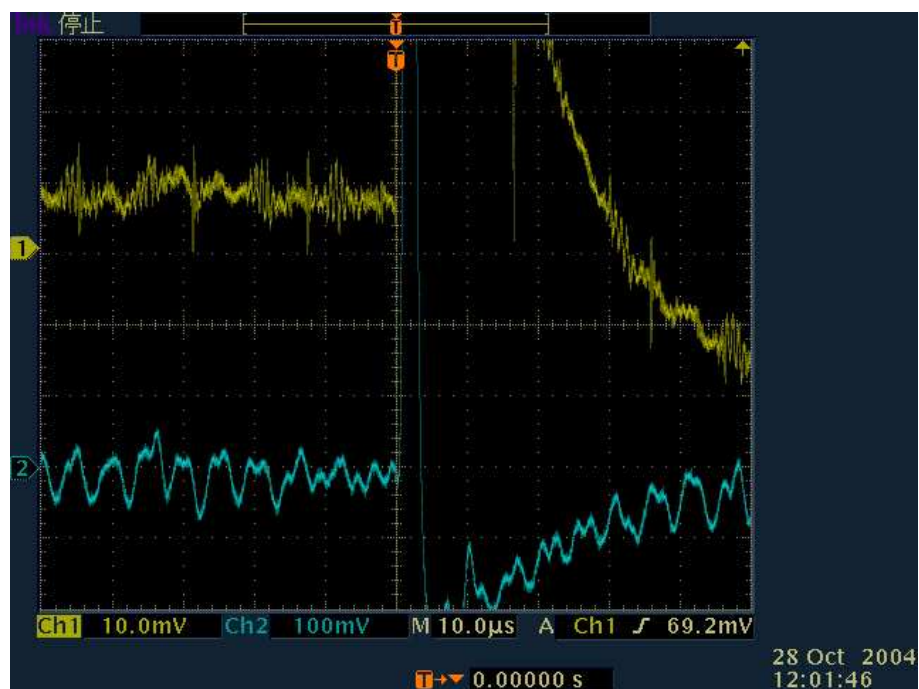


図 5.7: $+20^{\circ}\text{C}$, 760 mmHg のときの波形

第6章 まとめ

本研究では、気球による硬 X 線偏光観測プロジェクト”PoGO” のフライト用光電子増倍管 (PMT) 単体および、フライト用のプラスチックシンチレータと PMT をあわせた性能試験を行った。

まずプラスチックシンチレータに、アクリル製のライトガイドもしくは BGO シンチレータをつけて PMT に載せ、PMT の光電子数を測定した。 ^{55}Fe 線源を用いると、アクリルライトガイドの場合では 0.57 光電子/keV と求まったが、BGO シンチレータの場合では求められなかった。そのため ^{241}Am 線源を用いて、シンチレーション光の透過率の比を求め、BGO シンチレータの場合の光電子数を 0.49 光電子/keV と推定した。これより PoGO の観測シミュレーションの前提となっている 0.5 光電子/keV をおおよそ達成していることがわかった。

次に、プラスチックシンチレータ、アクリルライトガイド、PMT を用いてプロトタイプ of 偏光計を製作し、高エネルギー加速器研究機構のシンクロトロン放射光施設 Photon Factory にて偏光ビームの照射試験を行った。そのデータ解析方法を議論したうえで、偏光によるカウント数のモジュレーションの大きさを示す Q 値は、30 keV で 28.5%、50 keV で 27.9%、70 keV で 29.4% と求まった。

また入射光子数を数値計算により推定し、イベントの検出効率を計算した。その結果は、30 keV で 1.47%、50 keV で 0.87%、70 keV で 0.58% である。簡単なプログラムによりこの値を再現し、そのプログラムを用いることで、検出効率を低下させる主因を調べた。30 keV ではコンプトン散乱の検出効率が小さいこと、50, 70 keV では光電吸収が起きにくいことが主因であることがわかった。

本年 11 月以降に 3 度予定されている Photon Factory での試験では、アラインメント等実験の精密化、入射光子数のモニタ、偏光度の測定、およびユニット数の増加について取り組みたい。また本実験の結果については、Geant4 によるシミュレーションを行い、再現をする予定である。

最後に、真空ポッティングを施した PMT の熱真空試験を行った。真空槽による電気ノ

イズのため、低エネルギーについての良いデータは得られなかったが、確認できる範囲では、真空放電をおこさず正常に動作した。低エネルギーでのデータを得るためには、別の真空槽を用いて実験する必要がある。

また PMT の温度は、周囲の温度 +20°C 程度まで上昇する可能性があることがわかった。Photon Factory での実験において熱暴走が起きたこともあり、フライトモデルの偏光計は放熱対策をとったほうが安全であると言える。

付 録 A 散乱イベント検出効率の評価の ためのプログラム

4.4.4 節での議論に用いたプログラムのソースを載せる。相互作用の減衰長 μ [cm^2/g] は入射エネルギーごとに、散乱光子のエネルギー分布をカバーするエネルギー範囲について、[9] から値を得てフィッティングしたものを用いた。また、中心シンチレータでコンプトン散乱をした後に周囲のシンチレータに入る確率は、中心シンチレータで「光電吸収をしない」確率として扱っていることと、検出効率について 37 ページで述べた通りの近似をしていることに注意されたい。

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>

int i, ia, ib, ic, id;          /* 角度のインデックス */
double deg, angle;
double d, sum, p_scat;
double p_1, p_1_tot, p_abs_center_tot, p_2, p_2_tot, p;
double p_abs_surround, scatter;
double theta[20000];
double e[20000];               /* E_scat / E_in */
double dep_E[20000];          /* コンプトン散乱で Ch.1 に落とすエネルギー */
double sig[20000];            /* 微分散乱断面積 */
double mu_abs[20000];          /* 光電吸収の減衰長 */
double mu_rayleigh[20000];     /* レイリー散乱の減衰長 */
double mu_compton[20000];      /* コンプトン散乱の減衰長 */
double mu_tot[20000];          /* 減衰長の合計 */
double eff[20000];             /* 検出効率 */
double p_abs_surround_tot[20000]; /* 散乱イベントの角度分布 */
double p_abs_center[20000];     /* 中心シンチで吸収されるイベントの角度分布 */

/* for 30keV */
double E_in = 30;
double a = 4511.53;
double q = -3.34023;
double b = 0.17957;
double r = 0;
double c = 9.02552;
double s = -1.66535;

/* for 50keV
double E_in = 50;
double a = 4716;
```

```

double q = -3.34993;
double b = 0.190666;
double r = -0.000286781;
double c = 15.2181;
double s = -1.81145;
*/

/* for 70keV
double E_in = 70;
double a = 4531.88;
double q = -3.33916;
double b = 0.194866;
double r = -0.00037042;
double c = 17.5306;
double s = -1.84735;
*/

main()
{

/* 配列に詰める */
for(i=0;i<18000;i++){

/* 角度 */
deg = 0.005 + i * 0.01;
theta[i] = deg * M_PI / 180;

/* e_scatt / e_in の角度依存性 */
e[i] = 1 / ( 1 + E_in / 511 * ( 1 - cos(theta[i]) ) );
/* Ch.1 に落とすエネルギー */
dep_E[i] = E_in * ( 1 - e[i] );

/* 光電効果の減衰長 */
mu_abs[i] = a * pow(E_in * e[i] , q);
/* レイリー散乱の減衰長 */
mu_rayliegh[i] = c * pow(E_in * e[i] , s);
/* コンプトン散乱の減衰長 */
mu_compton[i] = b + r * E_in * e[i];
/* 減衰長の合計 */
mu_tot[i] = mu_abs[i] + mu_rayliegh[i] + mu_compton[i];

/* 検出効率 */
eff[i] = dep_E[i] * 0.5 * 0.3; /* 光量 0.5 p.e./keV, 量子効率 30% とする */
if(dep_E[i] < 1){
    eff[i] = 0; /* Ch.1 の閾値 1keV 以下は取り込まない */
}
if(eff[i] > 1){
    eff[i] = 1; /* 100%以上はあり得ない */
}

/* コンプトン散乱の微分断面積 */
sig[i] = pow(e[i],2) * ( 1 / e[i] + e[i] - pow(sin(theta[i]),2) );
sum = sum + sig[i];
}

```

```

/* 微分断面積を全断面積に対する割合として詰め直す */
for(i=0;i<18000;i++){
    sig[i] = sig[i] / sum;
}

/* 深さ d を厚さ 0.1cm のメッシュに分割する */
for(d=0.05;d<20;d=d+0.1){

    /* 設定した厚さの中で光電吸収される確率 */
    p_1 = exp(-mu_tot[0] * 1.03 * (d-0.05)) * (1 - exp(-mu_tot[0] *
    1.03 * 0.1)) * mu_abs[0] / mu_tot[0];
    p_1_tot = p_1_tot + p_1;

    /* 設定した厚さの中でコンプトン散乱する確率 */
    p_scatt = exp(-mu_tot[0] * 1.03 * (d-0.05)) * (1 - exp(-mu_tot[0] *
    1.03 * 0.1)) * mu_compton[0] / mu_tot[0];

    /* 境界の角度のインデックス i を求める */
    ia = rint( ( atan( 1.4 / ( 20 - d )) * 180 / M_PI - 0.005 ) / 0.01 );
    ib = rint( ( atan( 4.2 / ( 20 - d )) * 180 / M_PI - 0.005 ) / 0.01 );
    ic = rint( (( M_PI - atan( 4.2 / d )) * 180 / M_PI - 0.005 ) / 0.01 );
    id = rint( (( M_PI - atan( 1.4 / d )) * 180 / M_PI - 0.005 ) / 0.01 );

    /* コンプトン散乱後に中心シンチで光電吸収されるイベント */
    p_abs_center_tot = 0;
    for(i=0;i<ia+1;i++){
        p_abs_center[i] = sig[i] * (1 - exp(-mu_tot[i] * 1.03 * (20-d) /
        cos(theta[i]))) * mu_abs[i] / mu_tot[i];
        p_abs_center_tot = p_abs_center_tot + p_abs_center[i];
    }
    for(i=ia+1;i<id;i++){
        p_abs_center[i] = sig[i] * (1 - exp(-mu_tot[i] * 1.03 * 1.4 /
        sin(theta[i]))) * mu_abs[i] / mu_tot[i];
        p_abs_center_tot = p_abs_center_tot + p_abs_center[i];
    }
    for(i=id;i<18000;i++){
        p_abs_center[i] = sig[i] * (1 - exp(mu_tot[i] * 1.03 * d /
        cos(theta[i]))) * mu_abs[i] / mu_tot[i];
        p_abs_center_tot = p_abs_center_tot + p_abs_center[i];
    }
    p_2_tot = p_2_tot + p_abs_center_tot * p_scatt;

    /* 中心で吸収されず、周囲のシンチで吸収されるイベントの計算 */
    for(i=ia+1;i<ib+1;i++){
        p_abs_surround = sig[i] * eff[i] * (1 - p_abs_center[i]) *
        (1 - exp(-mu_tot[i] * 1.03 * ((20-d) / cos(theta[i]) - 1.4 /
        sin(theta[i])))) * mu_abs[i] / mu_tot[i];
        p_abs_surround_tot[i] = p_abs_surround_tot[i] + p_abs_surround * p_scatt;
    }

    for(i=ib+1;i<ic;i++){

```

```

    p_abs_surround = sig[i] * eff[i] * (1 - p_abs_center[i]) * (1 -
    exp(-mu_tot[i] * 1.03 * 2.8 / sin(theta[i]))) * mu_abs[i] / mu_tot[i];
    p_abs_surround_tot[i] = p_abs_surround_tot[i] + p_abs_surround * p_scatter;
}

for(i=ic;i<id;i++){
    p_abs_surround = sig[i] * eff[i] * (1 - p_abs_center[i]) *
    (1 - exp(mu_tot[i] * 1.03 * (d / cos(theta[i]) + 1.4 / sin(theta[i]))))
    * mu_abs[i] / mu_tot[i];
    p_abs_surround_tot[i] = p_abs_surround_tot[i] + p_abs_surround * p_scatter;
}
}

/* 光電吸収の合計 */
p = p_1_tot + p_2_tot;

/* 散乱イベントの合計 */
for(i=0;i<18000;i++){
    scatter = scatter + p_abs_surround_tot[i];
}

printf("Photoelectric Absorption  %f + %f = %f\n",p_1_tot,p_2_tot,p);
printf("Scatter Event  %f\n",scatter);
}

```

参考文献

- [1] F. Lei *et al.* (1997): “Compton Polarimetry in Gamma-ray Astronomy”, *Space Science Reviews*, 82, 309-388
- [2] T. Kallman (2004): “Astrophysical Motivation for X-ray Polarimetry”, *Advances in Space Research*, 34, 2673-2677
- [3] M. C. Weisskopf *et al.* (1976): “Measurement of the X-ray Polarization of the Crab Nebula”, *Astrophysical Journal*, 208, L125-L128
- [4] M. C. Weisskopf *et al.* (1978): “A Precision Measurement of the X-ray Polarization of the Crab Nebula without Pulsar Contamination”, *Astrophysical Journal*, 220, L117-L121
- [5] W. Coburn *et al.* (2003): “Polarization of the Prompt γ -ray Emission from the γ -ray Burst of 6 December 2002”, *Nature*, 423, 415-417
- [6] R. E. Rutledge *et al.* (2004): “Re-analysis of Polarization in the γ -ray Flux of GRB 021206”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 350, 1288-1300
- [7] C. Wigger *et al.* (2004): “Gamma-ray Burst Polarization: Limits from RHESSI Measurements”, *Astrophysical Journal*, 613, 1088-1100
- [8] T. Mizuno *et al.* (2004): “Beam Test of a Prototype Detector Array for the PoGO Astronomical Hard X-Ray/Soft Gamma-Ray Polarimeter”, *Nuclear Instruments and Methods A*, accepted
- [9] National Institute of Standards and Technology (1999):
XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.2),
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>

謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方の御世話になりました。まず、指導教官の河合誠之 教授、片岡 淳 助手に深謝致します。特に片岡 淳 助手には、実験や論文執筆において細かく指導して頂きました。また修士課程2年の五十川さん、同1年の有元さん、斉藤さん、倉本さんにはKEKでの実験だけでなく、普段の研究室生活においても御助言を頂きました。また、宇宙科学研究本部の斎藤芳隆 助教授には真空槽の使用方法和真空放電について、高エネルギー加速器研究機構の岸本俊二 助教授にはビームラインの調整方法を教えて頂きました。PoGO チームのメンバーである、スタンフォード線形加速器センターの釜江常好 教授、広島大学の水野恒史 助手には、実験結果について議論して頂きました。渡邊靖志 教授、石野宏和 助手をはじめ、研究室の皆様にも御世話になりました。この場を借りて感謝致します。