

# 宇宙硬 X 線偏光検出器 PoGO Lite 気球の 放球中の中性子バックグラウンド評価

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

M104260

米谷 光生

主査：深沢 泰司

副査：志垣 賢太

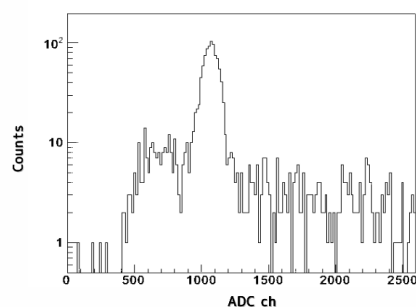
2012年2月10日

## 概要

天体を観測する方法には、撮像観測、測光観測、分光観測、偏光観測の4つの観測方法がある。これまでに電波や可視光の波長領域では、上記の4つの観測方法が確立しているが、X線やγ線の帯域での偏光観測の事例数は少なく、まだまだ未開拓な分野である。こうした波長でも偏光観測を行えば、高エネルギー天体の磁場や降着円盤の構造が解明できると期待されている。

我々PoGO Liteチームでは、2011年7月にPoGO Lite(Polarized Gamma-ray Observer -Light version) 気球実験のパスファインダーフライトをスウェーデンのEsrang実験場で行なった。PoGO Liteは、偏光に起因したコンプトン散乱の異方性を検出し、25-80 keVの硬X線帯域を観測する偏光計である。この帯域で偏光観測を行うには高感度観測を行う必要があり、検出器バックグラウンドを低減することが重要になる。「すざく」衛星搭載の硬X線検出器HXD(Hard X-ray Detector)で使用された井戸型フォスウィッチカウンターのデザインを採用し、波形弁別によって効率よく荷電粒子や視野外からのX線やγ線のバックグラウンドの除去を行っている。その結果、従来では無視することのできた大気中性子由来の信号が主要なバックグラウンドと予想されている。そこで私は大気中性子のフラックスをモニタすることでバックグラウンドの評価を行うことを目指し、熱中性子シンチレータ(LiCaAlF<sub>6</sub>)を使用した中性子カウントモニターを開発し、PoGO Liteに搭載した。

今回のPoGO Lite気球実験のパスファインダーフライトでは気球からヘリウムがリークするという不測の事態により、フライト時間が約5時間と限られ、十分な観測時間が得られなかったが、35 km上空において全検出器を動作させたデータを取得できている。私は取得された実際のフライトデータを解析し、PoGO Liteのフライト中の検出器の詳細な動作検証を行うとともに、中性子バックグラウンドの寄与を算出した。



(左図) 放球直前のPoGO Lite気球の写真 (右図) 上空で実際に観測した中性子カウントモニターのエネルギースペクトル。1050 ch程度に見えるピークが熱中性子を検出したイベントである。

# 目次

第1章 序章	8
1.1 研究背景	8
1.2 研究目的	8
第2章 硬 X 線偏光観測	10
2.1 偏光とは	10
2.2 偏光観測の意義	10
2.2.1 ブラックホール周囲の降着円盤の幾何学構造における意義	10
2.2.2 回転駆動型パルサーの放射機構	11
2.3 物質との相互作用	12
2.3.1 荷電粒子と物質との相互作用	12
2.3.2 光子 ( 線等) と物質の相互作用	14
2.3.3 中性子と物質の相互作用	17
2.4 X 線偏光計の原理	19
2.4.1 プラッグ反射を用いた偏光計	20
2.4.2 光電効果を用いた偏光計	20
2.4.3 コンプトン散乱型偏光計	20
2.4.4 モジュレーションファクタ	21
第3章 PoGOLite 気球実験	22
3.1 PoGOLite 気球実験の概要	22
3.2 PoGOLite 検出器	22
3.2.1 PoGO Lite 検出器	23
3.2.2 中性子カウントモニター	25
3.2.3 光電子増倍管 (PMT)	26
3.2.4 シンチレータ	26
3.3 PoGOLite 検出器のデータ読み出し系	27
3.3.1 SpaceWire Gigabit Ethernet 変換器 (SpW-GbE)	27
3.3.2 Flash ADC ボード、Digital I/O ボード	28
3.3.3 波形保存プロセス	29
3.3.4 波形弁別方法	31

<b>第4章</b>	<b>中性子カウントモニターの特性試験と気球フライトでの予想レート</b>	<b>33</b>
4.1	中性子シンチレータの概要	33
4.2	中性子シンチレータの放射線耐性試験	34
4.2.1	$^{60}\text{Co}$ 照射実験	34
4.2.2	陽子照射実験	40
4.3	気球実験でのカウントレートの予想	43
4.3.1	GEANT4 の概要	44
4.3.2	Li と中性子の反応	44
4.3.3	ポリエチレンでシールドされた LiCAF の中性子との反応確率	46
4.3.4	上空における中性子シンチレータのカウント予想	49
<b>第5章</b>	<b>2011年 PoGOLite 実験</b>	<b>52</b>
5.1	取得データの解析	52
5.1.1	時刻付け	53
5.1.2	カウントマップ	54
5.1.3	二次元セレクションの有効性	54
5.1.4	二次元ヒストグラムにおける疑問点とその疑問点の解消	57
5.1.5	Flight 中の検出器内の温度変化	63
5.2	スペクトル解析	65
5.2.1	1hit・2hit イベントのスペクトル	66
5.2.2	PDC の ring ごとのスペクトル	67
5.3	中性子カウントモニターのデータ解析	68
<b>第6章</b>	<b>まとめ</b>	<b>70</b>
<b>第7章</b>	<b>付録</b>	<b>72</b>
7.1	PoGOLite の PMT の配置	72
7.2	中性子シンチレータの特性のその他の図	74
7.3	PoGOLite のその他の解析図	77
7.3.1	時刻付け	77

# 表 目 次

2.1	中性子の速度による分類 . . . . .	17
3.1	FADC ボードと DIO ボード間で通信する信号 . . . . .	29
4.1	実験に用いた LiCAF(Ce)、LiCAF(Eu)、LiYF(Ce) の特性 [22] . . . . .	33
4.2	$^{60}\text{Co}$ 照射に使用したシンチレータ . . . . .	35
4.3	power-low の形で近似した大気中性子スペクトル [20] . . . . .	50
5.1	PSD 計算用の Trigger Threshold を変更することによって生じる効果 . . . . .	63

# 目 次

2.1	降着円盤を見る角度によって変化する偏光度の模式図 . . . . .	11
2.2	回転駆動パルサーの放射理論モデル (Kaspi et al.,2006):放射領域の違う三つのモデルがある。polar cap モデルでは極近傍より、outer gap モデルでは Light Cylinder 外側から、caustic モデルは極から Light Cylinder にかけての領域で放射される [24]。 . . . .	12
2.3	かにパルサーに対するそれぞれのモデルの各位相での予期される偏光度と偏光方位角 [4] . . . . .	13
2.4	光子の相互作用の支配的な領域について [15] . . . . .	14
2.5	コンプトン散乱の様子 [15] . . . . .	15
2.6	エネルギーごとのコンプトン散乱の散乱方向分布 [15] . . . . .	16
2.7	高速中性子領域における ${}^3\text{He}[n,p]$ と ${}^6\text{Li}[n, \ ]$ の反応断面積の図。横軸に中性子のエネルギー [eV]、縦軸は反応断面積である。[24] . . . . .	19
2.8	偏光した光子の散乱時の概念図 [15] . . . . .	21
3.1	2011 年 7 月の放球直前の PoGOLite 気球。 . . . .	23
3.2	2012 年 7 月 PoGOLite の軌道予定。スウェーデンから放球され、カナダ、ロシア上空を通過して、また、スウェーデンに戻ってくる北極を周回する軌道。 . . . .	23
3.3	PoGOLite 検出器の模式図 . . . . .	23
3.4	PDC の 1 ユニットの模式図 . . . . .	23
3.5	上方から見たパス・ファインダーフライトにおける 61 本の PDC . . . . .	24
3.6	上方から見たパスファインダーフライトにおける SAS . . . . .	25
3.7	中性子カウントモニターに使用されるシンチレータ . . . . .	25
3.8	中性子カウントモニターの構成 (BGO で挟まれるように LiCAF(Eu 2%) 設置するホスウィッチ構成である) . . . . .	25
3.9	光電子増倍管 (PMT) の構造の概念図 . . . . .	26
3.10	SpaceWire GigabitEthernet の写真 . . . . .	28
3.11	Flash ADC ボード . . . . .	28
3.12	Digital I/O ボード . . . . .	28
3.13	PoGOLite 波形保存システムのブロック図 [6] . . . . .	30
3.14	波形による <i>PeakFast</i> と <i>PeakSlow</i> の違い [6] . . . . .	32

4.1	左図:広島大学大学院工学研究科放射線総合研究棟内の $^{60}\text{Co}$ 照射時の配置 図。右図:照射時に結晶を保持するための照射台。 . . . . .	34
4.2	測定の設定アップ . . . . .	35
4.3	$^{60}\text{Co}$ 照射後の LiCAF の写真 (左:LiCAF(Eu 2%)、右:LiCAF(Ce 2%) . . . . .	36
4.4	$^{60}\text{Co}$ 照射後の LiCAF(Ce 2%) を設置した時のバックグラウンド信号をオシ ロスコープで測定した波形 . . . . .	36
4.5	$^{60}\text{Co}$ 照射後の LiCAF に線源を当てずにバックグラウンド測定をしたスペ クトル . . . . .	37
4.6	東北大学で行なわれた LiCAF(Ce 2%) の測定。左図:波長に対する透過性 右図:自己発光の光量。 . . . . .	37
4.7	LiCAF の時間経過によるスペクトルの変化 . . . . .	38
4.8	$^{60}\text{Co}$ 照射後 434 時間の LiCAF(Ce 2%) の温度ごとのスペクトル . . . . .	39
4.9	$^{60}\text{Co}$ 照射後 434 時間の LiCAF(Ce 2%) からの自己発光の温度変化 . . . . .	39
4.10	照射時の台の写真。LiCAF(Ce 2%) と LiCAF(Eu 2%) を前後に並べ、両者 に 150 MeV の陽子を同時に照射した。 . . . . .	40
4.11	ゲルマニウム検出器 (GEM40190-P-S) の写真 . . . . .	41
4.12	陽子を照射後の LiCAF の写真。左:LiCAF(Ce 2%)、右:LiCAF(Eu 2%)。 . . . . .	41
4.13	陽子照射後の LiCAF シンチレータのスペクトルの時間変動。(左:LiCAF(Ce 2%)、右:LiCAF(Eu 2%)) . . . . .	42
4.14	Ge 検出器で測定した陽子照射後の LiCAF(Eu 2%) スペクトル (:上から陽 子照射から 100 分、120 分、300 分後のスペクトル)。 . . . . .	43
4.15	設定したジオメトリ . . . . .	44
4.16	$^6\text{Li}$ の中性子の反応断面積 . . . . .	45
4.17	$^7\text{Li}$ の中性子の反応断面積 . . . . .	45
4.18	Li( $^6\text{Li} : ^7\text{Li} = 50 : 50$ ) の中性子の反応確率。厚さ 0.06 mm と仮定 . . . . .	45
4.19	シミュレーションしたポリエチレン単体のジオメトリ . . . . .	46
4.20	ポリエチレン (10 cm) の反応確率 . . . . .	46
4.21	あるエネルギーをもった中性子がポリエチレンを通過した後のエネルギー 分布。左図は 100 keV、右図は 1 MeV。 . . . . .	47
4.22	LiCAF 単体のジオメトリ . . . . .	47
4.23	LiCAF(5 mm) の反応確率 . . . . .	47
4.24	ポリエチレン+LiCAF のジオメトリ . . . . .	48
4.25	ポリエチレン (10 cm) が前にある時の LiCAF での中性子の反応確率 . . . . .	49
4.26	Neutron Spectra [21](上空における中性子の存在) . . . . .	50
4.27	表 4.3 のパラメータで近似した大気中性子のモデルスペクトル . . . . .	50

4.28	上空の中性子カウントモニタで検出される中性子のモデルフラックス。赤のラインは図 4.27 と同一の大気中性子フラックスで、このフラックスで中性子がポリエチレンでシールドされた LiCAF に入射した際に LiCAF で核捕獲反応を起こす中性子のフラックスが緑である。 . . . . .	51
5.1	時刻付けが成功した図。 (2011 年 7 月 7 日 1 時 26 分 19 秒 (UTC) に観測開始のデータ) . . . . .	53
5.2	時刻付けがうまく行われていない図。 (2011 年 7 月 7 日 0 時 25 分 56 秒 (UTC) に観測開始のデータ) . . . . .	53
5.3	PDC(1~) での PMT ユニットごとで検出されたイベント数 . . . . .	54
5.4	PDC の PMT ユニットで検出されたイベントの二次元カウントマップ . . . . .	54
5.5	PSD の on/off の違い (右図:2011 年 07 月 07 日の 00 時 28 分 06 秒 (UTC) のデータで PSD が off の時。左図:2011 年 07 月 07 日の 03 時 49 分 03 秒 (UTC) のデータで PSD が on の時) . . . . .	55
5.6	2011 年 07 月 07 日の 03 時 49 分 03 秒 (UTC) のデータにおける二次元有効性	56
5.7	中性子カウントモニターでの二次元有効性 (左図:二次元ヒストグラム。右図; スペクトル。)	56
5.8	二次元ヒストグラムにおける疑問点 . . . . .	57
5.9	図 5.8 における黄緑のライン内 ( $PeakFast > PeakSlow$ の時) の波形の一例	58
5.10	取得時に解析される模式図 . . . . .	58
5.11	本来なら PSD が生成され削除されるはずの一つの波形 . . . . .	59
5.12	SAS の PSD が正常に動作した時の効果 . . . . .	60
5.13	PDC の PSD が正常に動作した時の効果 . . . . .	61
5.14	SAS と PDC の PSD が正常に動作した時の効果 . . . . .	62
5.15	すべての SAS のイベントを PSD として、正常に動作させた時の効果 . . . . .	62
5.16	PSD 計算用の Trigger Threshold を 300 とした時に PSD が正常に動作した時の二次元 . . . . .	64
5.17	PDC のある PMT のスペクトルの 1p.e ピークをガウシアンで Fitting した図	65
5.18	ある PMT における上昇に伴う 1p.e ピークの変動 (左:Zelda、右:Wily) . . . . .	65
5.19	35 km data の PDC のスペクトル (セレクションをかける前後の図) . . . . .	66
5.20	35 km data の PDC の各 hit のイベントのスペクトル . . . . .	67
5.21	PoGOLite でのそれぞれ ring の配置 . . . . .	67
5.22	リング毎の PMT 一つあたりスペクトル . . . . .	68
5.23	中性子カウントモニターで観測したスペクトル (ただし、10 bin まとめをしている) . . . . .	69
7.1	PoGOLite での PDC に使用されている PMT の ID . . . . .	72



7.2	PoGOLite でのそれぞれ PMT の配置	73
7.3	$^{60}\text{Co}$ 照射後のシンチレータの時間変動	74
7.4	$^{60}\text{Co}$ 照射後のシンチレータの写真	74
7.5	LiCAF(Eu 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	75
7.6	LiCAF(Ce 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	75
7.7	LiCAF(Ce 3%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	75
7.8	LiCAF(Ce 4%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	75
7.9	LiCAF(Ce,Na 1%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	76
7.10	LiCAF(CeNa 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	76
7.11	LiCAF(CeNa 3%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	76
7.12	Li glass の照射後の時間経過によるスペクトルの変化	76
7.13	放射化前後の Ce を共ドープしたシンチレータの波長依存性。	76
7.14	時刻付けの解析。(2011 年 7 月 7 日の 00 時 22 分 03 秒から測定開始したデータから 00 時 44 分 15 秒に開始したデータまでの 4 つ)	77
7.15	時刻付けの解析。(2011 年 7 月 7 日 00 時 47 分 06 秒から測定開始したデータから 02 時 22 分 06 秒に開始したデータまでの 8 つ)	78
7.16	時刻付けの解析。(2011 年 7 月 7 日 02 時 23 分 13 秒から測定開始したデータから 02 時 54 分 47 秒に開始したデータまでの 3 つ)	79

# 第1章 序章

この章では、本研究における背景と目的について述べる。

## 1.1 研究背景

天体を観測する方法には、撮像、測光、分光、そして偏光観測の四つの方法があり、これまで電波や可視光の波長領域では、この四つの観測が行なわれてきた。しかし、X線や線の波長領域では撮像、測光、分光の三つの方法が主な手段であった。偏光の観測事例は、「かに星雲」への太陽観測衛星OSO-8(1975-76)によるブラック反射を利用した2.6 keVと5.2 keVでの観測と2008年に報告された線天文衛星INTEGRALによる100 keV以上の観測、及び2011年に報告された同じくINTEGRALによるはくちょう座X-1の偏光観測の二例のみである。他にもいくつか偏光の観測事例の報告はあるが、データ解析において大きな不定性があるため有為な検出にはいたっていない。このように、X線線偏光はまだ未開拓な分野であり、偏光観測を行うことによって、撮像、測光、分光の三つの方法では特定が難しいシンクロトン放射やコンプトン散乱などに関連する磁場の構造や降着円盤の構造を解明することができると期待されている。

そこで我々は、これまでに観測の進んでいない硬X線波長領域での偏光観測を発展させるべく2011年7月にPoGOLite(Polarized Gamma-ray Observer -Light version)気球実験のパスファインダーフライトを行なった。PoGOLiteは、コンプトン散乱の異方性を利用し、25-80 keVの硬X線帯域を観測する偏光計である。デザインは「すざく」衛星搭載の硬X線検出器HXD(Hard X-ray Detector)で使用された井戸型フォスウィッチカウンターを採用し、波形弁別によって効率よくバックグラウンド除去を行う。より高感度に硬X線シグナルを検出できるように、波形弁別では落とすことができない大気中性子に起因したバックグラウンドをモニターするための中性子カウントモニター検出器も搭載している。

## 1.2 研究目的

硬X線帯域で高感度観測を行うにはバックグラウンドを評価することが非常に重要である。本研究では、中性子シンチレータを使用した中性子カウントモニター検出器を開発した。また、2011年7月のPoGOLite気球実験のパスファインダーフライトでは気球からヘリウムがリークするという不測の事態により、フライト時間が約5時間と限られ、偏光

観測には十分な観測データが得られなかったが、35 km 上空で装置の動作を確認した。そこで、次年度のフライトに向けて取得できた実際のフライトデータを解析し、PoGO Lite のパスマインダーフライト中の検出器の詳細な動作検証とバックグラウンドに起因する大気中性子の振る舞いについて調べた。

## 第2章 硬 X 線偏光観測

この章では、硬 X 線偏光観測について述べる。

### 2.1 偏光とは

偏光とは電磁波の電場および磁場が特定の方向に偏って振動していることで、その電場ベクトルの軌跡によって、直線偏光と円偏光、楕円偏光に分類される。特に直線偏光は振動面の分布が直線になっており、直線偏光の偏光度  $P$  は

$$P \equiv \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \quad (2.1)$$

と定義される。ここで、 $N_{\parallel}$  と  $N_{\perp}$  はそれぞれ光の偏光方向の強度と偏光方向に垂直な方向の強度を表している。 $P=1$  ならば完全偏光で、 $P=0$  ならば無偏光である。

### 2.2 偏光観測の意義

天体から偏光した放射が観測されるということは、シンクロトロン放射のようにもともと天体から放射された時点で放射が偏光しているか、もともとの放射は無偏光であったが観測者に伝わるまでの過程で磁場や物質により散乱され、偏光成分をもったことを示す。偏光の物理量を観測することができれば、こうした放射機構や構造を解明することができ、天体現象の理解への一つと繋がる。以下では PoGO Lite 気球実験の主要なターゲットであるブラックホール連星系と回転駆動型パルサーについて、偏光観測からどのような物理が調べられるか述べる。

#### 2.2.1 ブラックホール周囲の降着円盤の幾何学構造における意義

X 線連星系に存在するブラックホールや中性子星、セファート銀河の中心に位置する超巨大ブラックホール周辺には降着円盤があると考えられている。降着円盤とは、大量のガスや塵などがコンパクト星の重力によって落下する際に、コンパクト星を中心に形成する円盤状の構造のことである。降着円盤では落下時に重力エネルギーが解放されることによって、内側から主に X 線の波長で輝いている。ただし、降着円盤の角度スケールはマイ

クロ秒角よりも小さいため、現在の世界最高の空間分解能を持つ X 線天文衛星 Chandra を持ってしてもブラックホールの降着円盤の幾何学構造は撮像観測できない。偏光観測を行うことによって、間接的にブラックホールの降着円盤の幾何学構造を解明できる可能性がある。

コンパクト星がブラックホールの X 線連星系を考えると、降着円盤のコンパクト星付近の領域から X 線が放射される。この放射の一部は降着円盤で反射していると考えられている。その場合、この反射によって生じる偏光は角度に依存することになる (詳しい計算は Poutanen et al. 1996, MNRAS283892などを参照)。

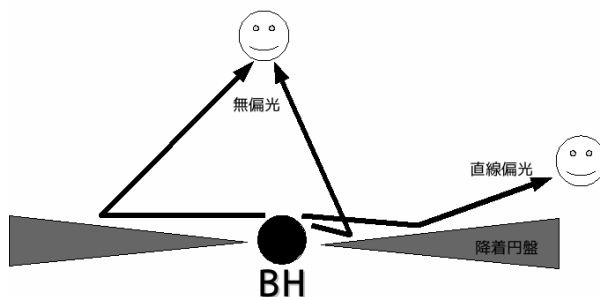


図 2.1: 降着円盤を見る角度によって変化する偏光度の模式図

図 2.1 のように真上から降着円盤を観測している場合には降着円盤から様々な角度で散乱された光子を観測することになり、総和として無偏光の放射を観測することになる。それに対し、真横から降着円盤を観測している場合には散乱角度が制限されるため、偏光度が 1 に近づく。このことから偏光観測によって光子が散乱している物体として降着円盤の存在が明らかとなり、間接的に幾何学構造を理解することができる。

## 2.2.2 回転駆動型パルサーの放射機構

回転駆動型パルサーとは放射エネルギーが回転エネルギーによって賄われている中性子星のことで、周期が時間とともに増加している (長くなっている) パルサーのことである。図 2.2 は回転駆動パルサーのモデルで、中心に中性子星があり、ラインは磁力線を表している。磁極の近傍は polar cap 領域とよばれる。パルサーが高速回転しているため外側の磁力線は光速に達し磁場が切れ、電荷のない領域 (Outer gap) ができる。その円柱状の筒を Light Cylinder と呼ぶ。パルスは電波から X 線までの幅広いエネルギー帯域で輝いており、パルサーの磁気圏中で中性子星の磁力線に沿って運動する相対論的な粒子が強くビーミングすると考えられている。しかし、どの領域から放射が出ているのかはよく理解されておらず、これまでに三つの理論モデルが考えられてきた。

一つ目のモデルは、polar cap 付近で磁力線に平行に磁場が生じ、そこで加速されながら磁場に巻きつき放射する polar cap モデルである。二つ目のモデルは、Outer gap 領域

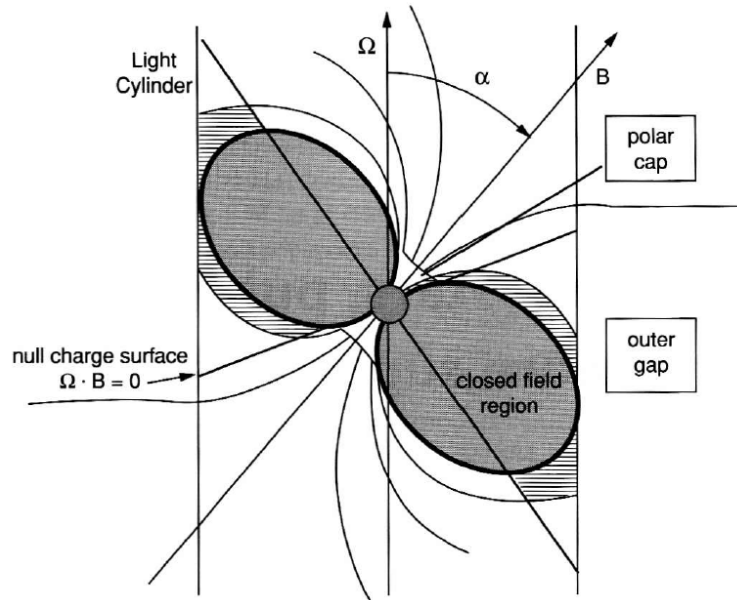


図 2.2: 回転駆動パルサーの放射理論モデル (Kaspi et al.,2006):放射領域の違う三つのモデルがある。polar cap モデルでは極近傍より、outer gap モデルでは Light Cylinder 外側から、caustic モデルは極から Light Cylinder にかけての領域で放射される [24]。

から放射される Outer gap モデルである。三つ目のモデルは極から Light Cylinder にかけての領域で放射される caustic モデルである (Dyks & Rudak 2003[23])。こうした回転駆動型パルサーの放射理論モデルはこれまでの測光観測、分光観測、撮像観測では決着がついていない。これに対し、図 2.3 のように三種類のモデルでは偏光情報に大きな差が見られると理論予想がされていることから、偏光観測によって放射領域を特定することができる可能性がある。

## 2.3 物質との相互作用

放射線が物質に照射されると、物質を構成する原子核や電子と様々な反応を起こし、エネルギーを失う。この反応を相互作用という。相互作用を通して、放射線は検出器で検出することができる。放射線は主に、荷電粒子、光子、中性子と大きくわけることができる。この3つの放射線と物質との相互作用についてまとめる。

### 2.3.1 荷電粒子と物質との相互作用

荷電粒子とは電荷を帯びた粒子のことで、電子、陽電子、陽子、 $\alpha$ 線などがある。荷電粒子と物質の間では、電離、励起、制動放射、弾性散乱などの相互作用が起こる。荷電

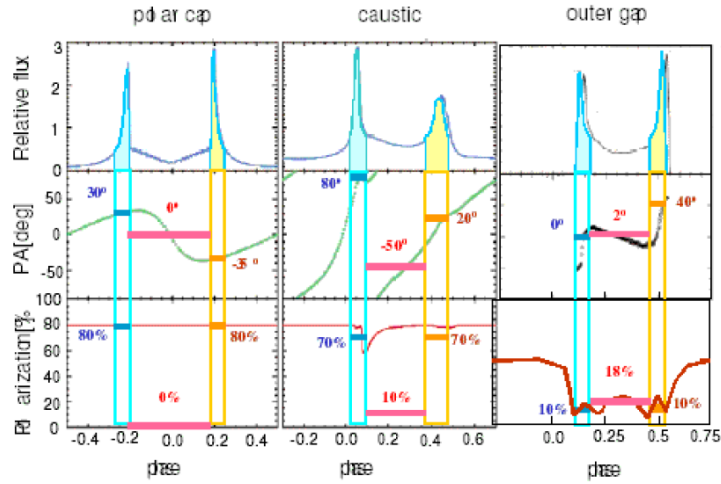


図 2.3: かにパルサーに対するそれぞれのモデルの各位相での予期される偏光度と偏光方位角 [4]

粒子によって束縛されていた軌道電子が原子の束縛から解放されて自由になる現象が電離であり、軌道電子がエネルギーを得て外側の軌道に移ることが励起である。励起状態は多くの場合で不安定であるため、励起された電子はエネルギーを光子として放出し、安定な状態に遷移する。この光子を蛍光もしくはシンチレーション光と呼ぶ。荷電粒子が電場中を進むとき、電場によって進行方向が曲げられる。この時に電磁波が放射される現象が制動放射である。制動放射の強度は物質の原子番号に比例し、入射する荷電粒子の質量の二乗に反比例する。弾性散乱は原子核とのクーロン力によって起こり、その反応率は原子番号の二乗に比例する。ほとんどの粒子で弾性散乱によるエネルギー損失は、他に比べて極めて小さい。しかし、複数回の弾性散乱を起こして最終的に照射方向とは逆向きに出ることもある。陽電子は物質内の電子と結合して消滅する。この反応が電子陽電子対消滅である。

荷電粒子が物質を通過する際のエネルギーの損失過程において、単位距離あたりに失われるエネルギーは阻止能  $S$  を使って表される。阻止能は、放射によってエネルギーを失う制動阻止能  $S_{\text{rad}}$  と衝突によって失う衝突阻止能  $S_{\text{col}}$  の二つにわけることができる。

$$S = S_{\text{rad}} + S_{\text{col}} \quad (2.2)$$

電子の物質との相互作用を考えると、物質の阻止能  $S$  はベーテの式 [24] より

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4}{mv^2} e^4 NB \quad (2.3)$$

ここで、

$$B = Z \left[ \ln \left( \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \right] \quad (2.4)$$

である。これらの式において、 $e$ ：電子の電荷、 $m$ ：電子の質量、 $v$ ：電子の速度、 $Z$ ：標的物質の原子番号、 $N$ ：標的物質の単位体積あたりの原子数、 $E$ ：照射時のエネルギー、 $I$ ：電子の平均励起ポテンシャルである。 $c$ を光速とし、 $\beta = v/c$ である。

### 2.3.2 光子 (線等) と物質の相互作用

光子と物質の相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成、レーリー散乱、光核反応の5つがある。

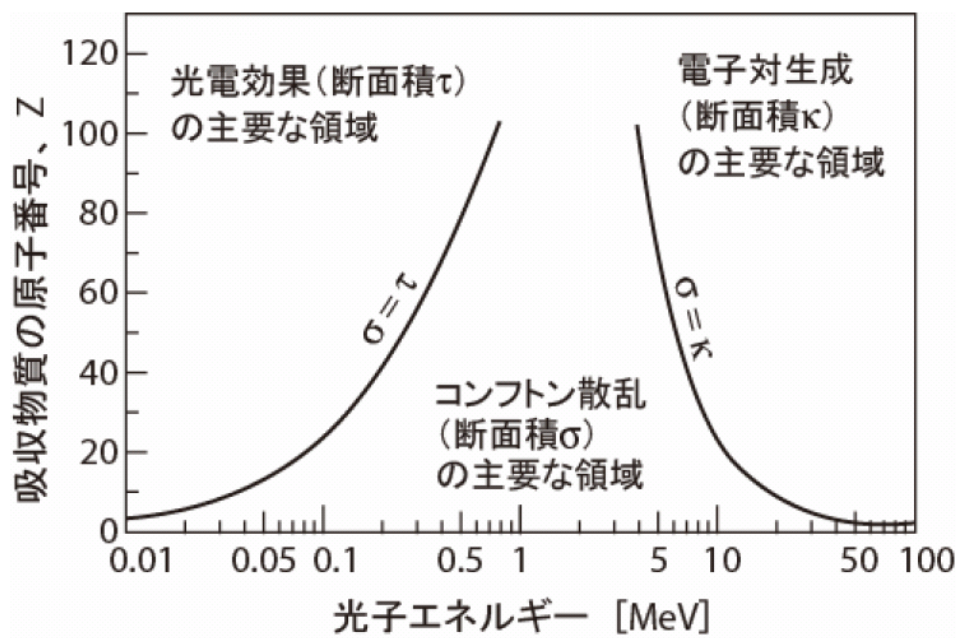


図 2.4: 光子の相互作用の支配的な領域について [15]

図 2.4 のように約 0.5 MeV までの時は光電効果、0.5 ~ 5 MeV まではコンプトン散乱、5 MeV 以上は電子対生成が支配的になっている。レーリー散乱は軌道電子との弾性散乱によるもので、レーザーのような光線を使用する以外、あまり問題にならない。光核反応とは、光子のエネルギーが数 MeV 以上になった時に重要になる反応で、光子が直接原子核と ( $\gamma, n$ ) 反応などの反応を引き起こし、原子核より中性子などが放出されることである。

#### 光電効果

光電効果とは、軌道電子が光子のエネルギーを吸収する現象で、このことにより、軌道電子は運動エネルギー  $T = E_{\text{光子}} - I > 0$  ( $E_{\text{光子}}$ : 光子のエネルギー、 $I$ : 軌道電子の束縛



エネルギー)をもって原子外に放出される。光子のエネルギーが束縛エネルギーを下回る時、光電効果は起こらない。吸収物質の原子番号が大きくなるにつれ電子の束縛エネルギーが大きくなるため、光電効果が主要なエネルギー領域が高くなっている。図2.4のように吸収物質の原子番号が大きくなるにつれ、光電効果の主要なエネルギー領域が高くなっている。

## コンプトン散乱

コンプトン散乱とは光が粒子性を示す現象で、入射光子が電子に散乱され、エネルギーの一部を電子に与え、違う方向に散乱される現象である。図2.5の様に、入射した光子の

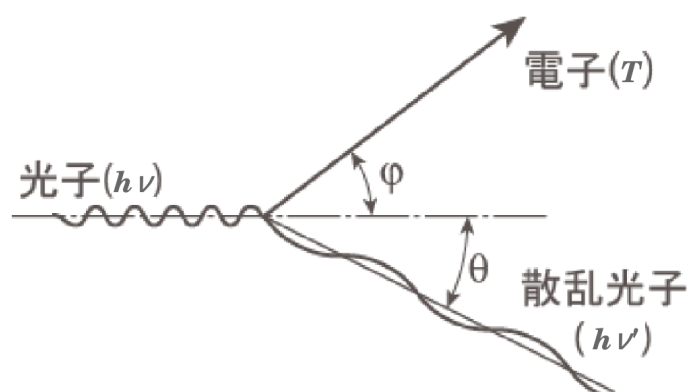


図 2.5: コンプトン散乱の様子 [15]

エネルギーを  $h\nu$ 、散乱された電子の運動エネルギーを  $T$ 、散乱角度を  $\varphi$ 、散乱光子のエネルギーを  $h\nu'$ 、入射方向と光子の散乱方向となす角を  $\theta$ 、入射方向と電子の方向となす角を  $\varphi$  とすると、 $h\nu'$  と  $T$  の値と  $\varphi$  の関係式は

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)(1 - \cos \theta)} \quad (2.5)$$

$$T = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{mc^2}{h\nu(1 - \cos \theta)}\right)} \quad (2.6)$$

$$\tan \varphi = \frac{1}{1 + \left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)} \cot \frac{\theta}{2} \quad (2.7)$$

と計算できる。ここで、 $mc^2$  は電子の静止質量で 0.511 MeV である。散乱光子の最大エネルギーは  $\theta = 0^\circ$  のときであるので、 $h\nu = h\nu'$  となる。また、最小になる時は  $\theta = 180^\circ$

のときである。散乱後の光子の最小エネルギーを  $h\nu'_{\min}$  とすると、

$$h\nu'_{\min} = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{2h\nu}{mc^2}\right)} \quad (2.8)$$

この時、 $T$  の最大値は、

$$T_{\text{MAX}} = h\nu \frac{\frac{2h\nu}{mc^2}}{1 + \left(\frac{2h\nu}{mc^2}\right)} \quad (2.9)$$

例えば、 $^{137}\text{Cs}$  の 662 keV の 線が入射したときは、

$$T_{\text{MAX}} = 662 \frac{\frac{2 \times 662}{511}}{1 + \left(\frac{2 \times 662}{511}\right)} \sim 478 [\text{keV}] \quad (2.10)$$

となる。エネルギースペクトルを取得する際に、このエネルギーに対応した構造をコンプトンエッジという。

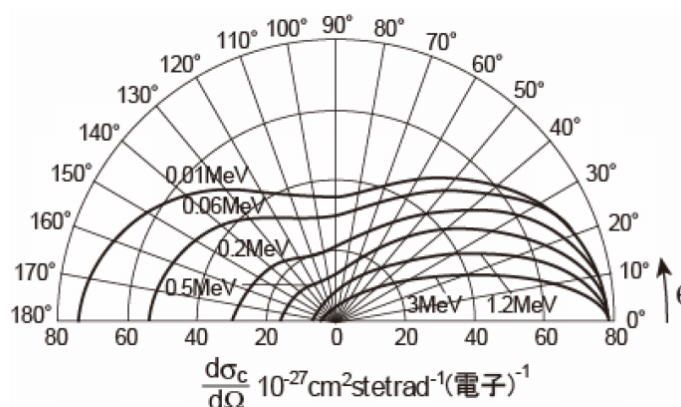


図 2.6: エネルギーごとのコンプトン散乱の散乱方向分布 [15]

図 2.6 は入射光子のエネルギーごとのコンプトン散乱の散乱方向の分布である。高エネルギーになると前方散乱が非常に著しくなることがわかる。

### 電子陽電子対生成

光子のエネルギーが 1.02 MeV より大きい場合、それらが原子核の電場と相互作用して消滅し、その場から一対の電子-陽電子が生まれる現象である。確率は原子番号  $Z$  の二乗に比例する。

## 2.3.3 中性子と物質の相互作用

### 中性子の特性

中性子の大きな特徴は非荷電粒子であることである。つまり、電磁気的な作用に影響を受けることがない粒子である。そのことで、物質の透過度は他の放射線に比べ比較的が高い。

約 0.025 eV	熱中性子
0 ~ 1000 eV	低速中性子
1 ~ 500 keV	中速中性子
500 keV 以上	高速中性子

表 2.1: 中性子の速度による分類

また、速度によって表 2.1 のように分類されている。質量は  $1.6749 \times 10^{-24} \text{ g}$  ( $939.573 \text{ MeV}/c^2$ ) で、ほぼ陽子と同質量である。直径は約 1 fm。中性子はバリオン的一种であり、2 個のダウクォークと 1 個のアップクォークで構成されている。原子核の外ではわずかな例外を除いて中性子は不安定であり、陽子と電子および反電子ニュートリノに崩壊する。平均寿命は  $886.7 \pm 1.9 \text{ 秒}$  (約 15 分)。



これは、原子核におけるベータ崩壊に相当する。

### 中性子と物質との相互作用

中性子は非荷電粒子であるため、電磁気的な作用を受けず、原子核と直接に相互作用する。この相互作用は、散乱と吸収に分けられ、散乱は弾性散乱と非弾性散乱に、吸収は捕獲と核変換に分類される。

#### • 散乱

弾性散乱は原子核の内部エネルギーの変化はなく、中性子と原子核の弾性的な衝突がおこる散乱である。衝突の前後の中性子のエネルギーを  $E_1$  と  $E_2$  とすると、

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{V^2}{U^2} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (2.12)$$

と書くことができ、原子核の質量数を  $A$ 、重心系における散乱角を  $\theta$ 、実験室系での衝突の前後における速度を  $U$ 、 $V$  とすると、衝突時の中性子の取りうるエネルギーの範囲は

$$E_1 \leq E_2 \leq E_1 \quad \left( * \quad = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 \right) \quad (2.13)$$

原子核の反跳エネルギー:  $E_R$  (反動による運動エネルギー) の取りうる範囲は、

$$0 \leq E_R \leq (1 - \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2) E_1 \quad (2.14)$$

である。質量数 1 である水素の場合、

$$= \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 = 0 \quad (2.15)$$

であるので、中性子からもっともエネルギーを受け取りやすく

$$E_2 = \frac{1}{2} E_1 \quad (2.16)$$

が衝突後の中性子の平均としてのエネルギーとなる。

中性子と原子核の散乱のとき、原子核の内部エネルギーを変化させるものが非弾性散乱である。内部エネルギーの変化は、原子核の第一励起エネルギーを越えるエネルギーが原子核を励起することによって起こる。この時、原子核は不安定な状態になるため、線を放出することによって安定状態へ戻る。一般に原子核の励起準位は軽い核では高く、重い核では準位自体も低くそして密であるため、非弾性散乱は重い原子核の方が起こりやすいとされている。

#### • 吸収反応

散乱はエネルギーのみの交換であったが、捕獲と吸収は原子核が中性子を吸収して複合核が形成される反応である。複合核は形成すると励起状態にあり、極めて不安定であるためにすぐに線を放出して安定状態になる。この現象を中性子捕獲 (n, ) 反応という。低速中性子のエネルギー帯域で支配的な反応であり、特に熱中性子が大きな反応断面積を持つ。中性子を吸収して複合核を生成し、粒子を放出して新たな原子核に変換する反応を核変換反応といい、(n,p)、(n, ), (n,d)、(n,t) 等の反応がある。この反応は、荷電粒子が原子核のクーロン障壁を越えて放出される吸熱反応であるために、ある閾エネルギーよりも高いエネルギーを持った高速中性子のみが起こしうる。また、軽核ではクーロン障壁が低いために、低エネルギーの発熱反応 (反応の Q 値が正) として起こる場合がある。たとえば、 ${}^3\text{He}(n,p)$ 、 ${}^6\text{Li}(n, )$ 、 ${}^{10}\text{B}(n, )$  反応がある。これらは、中性子検出に利用される反応として重要である。特に本実験では  ${}^6\text{Li}(n, )$  反応を使用する。 ${}^6\text{Li}(n, )$  反応は



となり、約 4.8 MeV 程度のエネルギーが放出される。

#### 中性子の検出方法

従来、中性子検出器は原子力発電所の発電用原子炉などからの中性子を検出するとき用いられてきた。代表的な例は比例計数管と呼ばれるものである。低速中性子を検出する  ${}^3\text{He}$  比例計数管が有名である。ガス検出器であるため、高い気圧 (~ 数気圧) で使用した方が単位体積あたりの検出効率をある程度は高められるが、それでもシンチレータなどの個

体検出器に比べると検出効率は低い。また、高い気圧にする場合は高い電圧(～数kV)をかける必要がある。真空中で放電の危険性が高まる宇宙空間での利用には不都合である。

もう1つの代表的な例は結晶シンチレータを用いた ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応による検出器である。本PoGOLite気球実験はこちらを使用した。反応過程は式2.17である。図2.7により、中

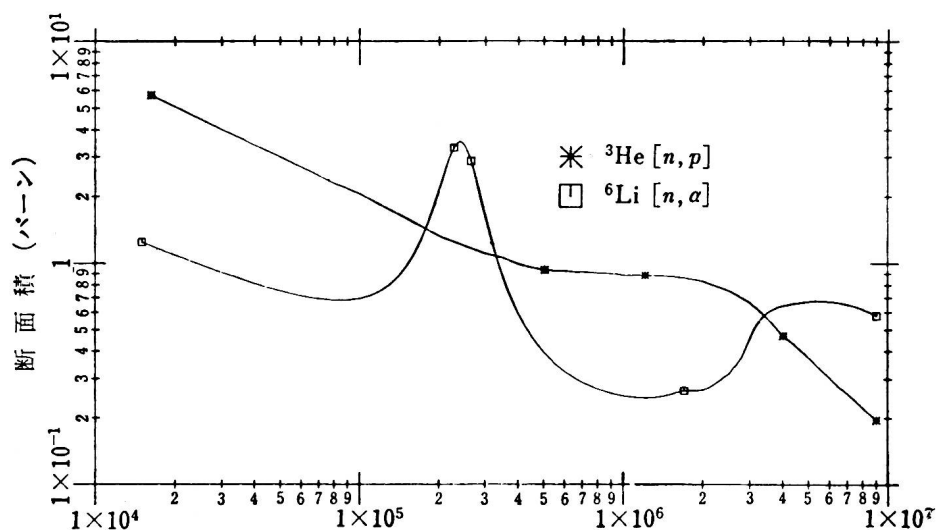


図 2.7: 高速中性子領域における ${}^3\text{He}[n,p]$ と ${}^6\text{Li}[n, \alpha]$ の反応断面積の図。横軸に中性子のエネルギー[eV]、縦軸は反応断面積である。[24]

性子のエネルギーが大きくなるにつれ反応断面積は低下していき、約250 keV近傍で大きな共鳴がある。また、 ${}^6\text{Li}$ で熱中性子を捕獲した場合は4.78 MeVという大きな反応エネルギーを持つ荷電粒子( $\alpha$ と $t$ )が生成されるため、 $\alpha$ 線などとしてエネルギーが持ち出されず、検出器で検出する反応として利用しやすい。中性子のエネルギーが2.5 MeVを越えると競合反応の $\text{Li}(n, n', d)$ 反応(-1.47 MeVの反応エネルギーを持つ)が支配的になる。このことにより、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応による高速中性子の検出は2.5 MeVまでの領域で観測することが望ましい。

## 2.4 X線偏光計の原理

X線は粒子性が強いため、電波や可視光のように偏光レンズなどを利用して偏光観測することができない。X線の波長領域では光電効果、ブラッグ反射、コンプトン散乱の三つを利用する偏光計が存在する。PoGOLite気球実験では、硬X線帯域で反応が起こりやすいコンプトン散乱を利用している。

### 2.4.1 ブラッグ反射を用いた偏光計

入射した X 線が結晶面にある角度をもって回折する時、

$$m\lambda = 2d\sin\theta \quad (2.18)$$

の条件を満たす場合に反射が起こりやすく、この反射をブラッグ反射という。ここで、 $m$  は自然数で、 $\lambda$  は入射光の波長、 $d$  は結晶の格子定数、 $\theta$  は結晶面に対する角度である。結晶面に対して偏光面が平行である時に反射率が最大となり、面に対して直角である時に反射率はゼロになる。偏光した X 線は一定方向のみに散乱されるため、入射する X 線の方角を変えることで検出される反射光の強度が変わることから偏光を検出することができる。しかし、特定の波長のみを反射する上、三次 ( $m=3$ ) 以上の反射光の強度は極端に減少するため、限られた条件下でしか偏光観測ができない。

### 2.4.2 光電効果を用いた偏光計

偏光した X 線が光電吸収する際、K 殻から放出される電子の散乱断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2\theta\cos^2\phi}{(1 - \beta\cos\theta)^4} \quad (2.19)$$

で与えられる。ここで、 $\theta$  は入射光子の方向と放出された光電子の方向がなす角で、 $\phi$  は入射光子の偏光面と放出された光電子の方向がなす角を示す。 $\beta$  は入射光子の速度  $v$  と光速  $c$  との比 ( $\beta = v/c$ ) である。式 2.19 より  $\phi=0$  の場合、つまり入射光子の偏光方向に沿って光電子が放出されやすいことが理解できる。

### 2.4.3 コンプトン散乱型偏光計

コンプトン散乱の反応断面積は クライン・仁科の公式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{k_0}{k}\right)^2\left(\frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi\right) \quad (2.20)$$

ここで、 $r_0$  は古典半径であり、 $r_0 = \frac{e^2}{4\pi m_e c^2}$  である。 $k_0$ 、 $k$  はそれぞれ入射光、散乱光の運動量で、 $\theta$ 、 $\phi$  は入射方向に対する散乱角及び偏光ベクトルに対する散乱方位角である (図 2.8)。 $k_0$ 、 $k$  はそれぞれの光子エネルギー  $h\nu$ 、 $h\nu'$  を用いると  $k_0 = \frac{h\nu}{c}$ 、 $k = \frac{h\nu'}{c}$  であるので、その比を  $\epsilon = k_0/k$  とすると、式 (2.20) は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2\epsilon^2}{2}\left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2\sin^2\theta\cos^2\phi\right) \quad (2.21)$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.22)$$

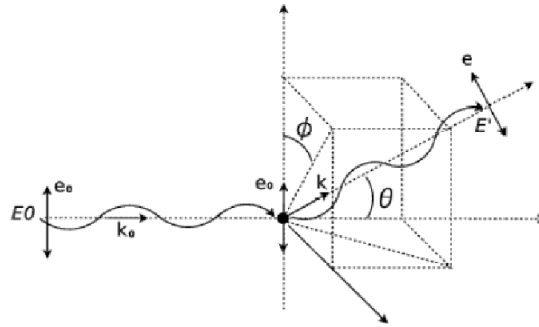


図 2.8: 偏光した光子の散乱時の概念図 [15]

ここで、偏光ベクトルに対する散乱方位角の依存性を調べるため、 $h\nu$  と  $\theta$  は一定とすると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A - B\cos^2\phi \quad (2.23)$$

と表せる。A,B は正の定数で  $A > B$  の関係を持つ。式 (2.23) より、 $\phi = 90^\circ$ 、 $270^\circ$  の時最大となる。つまり、コンプトン散乱は偏光ベクトルと直角方向に起こりやすいと言え、散乱方向の分布を測定することによって偏光測定が可能となる。

#### 2.4.4 モジュレーションファクタ

偏光計の能力の指標としてモジュレーションファクタ  $MF$  がある。これは、完全偏光の入射光子について、偏光ベクトルに対する散乱方位角ごとに検出器で計測を行い、検出された散乱光子のカウントレートを  $N$  として

$$MF = \frac{N_{MAX} - N_{MIN}}{N_{MAX} + N_{MIN}} \quad (2.24)$$

と表現される。ここで  $N_{MAX}$ 、 $N_{MIN}$  はそれぞれカウントレートの変調の最大値、最小値である。 $N_{MIN}/N_{MAX}$  の比が小さいほど  $MF$  は 1 に近くなり、偏光の情報がなまされていない。逆に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、 $MF$  は小さくなる。このパラメータは偏光情報がなまされて検出していることに対応する。 $MF$  は検出器の位置 (散乱角) にも依存する物理量である。

## 第3章 PoGOLite 気球実験

本章では、PoGOLite 気球実験について述べる。

### 3.1 PoGOLite 気球実験の概要

宇宙からの X 線や  $\gamma$  線は地球大気によって吸収、散乱され地上まで到達することができない。そのため、X 線や  $\gamma$  線観測において、衛星や気球に検出器を搭載して上空で観測することが必要である。気球観測は衛星に比べ、コストが安く、開発期間が短く抑えられるという利点がある。その反面、観測時間に制限が付き、高感度の検出器を必要とする。

PoGOLite 計画は気球による天体からの硬 X 線の偏光検出器を狙ったミッションである。このミッションは 2004 年に PoGO 計画として発足し、検出器の重量を半減することによって到達高度を上げ、大気による硬 X 線の吸収を減らすことで同程度の感度を実現させる PoGOLite 計画として 2006 年に再編成された。2011 年やそれに続くフライトに向けて日欧米の国際協力で行われているプロジェクトである。PoGOLite 計画内では日本グループは検出器等の開発や校正を担当し、中心的な役割を担っている。最初のターゲットは硬 X 線で明るいブラックホール連星 (Cyg X-1) やパルサー (かにパルサー) からの偏光検出である。このことによって、2 章で述べた降着円盤の構造や放射機構などの解析を行う。

PoGOLite 気球実験自身では、2010 年までに放球の準備は終了していたが、2010 年 4 月にオーストラリアであった NASA の放球失敗の事故を受け、2010 年のフライトは延期された。翌年 2011 年 7 月にスウェーデンのキルナにある Esrange 気球実験場からパスマインダーフライトが行われたが、この時には気球から He がリークするという不測の事態により、約 5 時間で地上へ戻ってきた。そこで 2012 年 7 月に北極を周回する約 2 週間の長期フライトを再チャレンジする予定である。

### 3.2 PoGOLite 検出器

PoGOLite 気球実験には偏光観測を行う PoGOLite 検出器の他に、ゴンドラの姿勢制御系や観測領域を可視光でトラッキングする 2 台のスタートラッカなどが搭載されている。この節では日本チームが深く携わっている PoGOLite 検出器の詳細と検出原理についてや中性子バックグラウンドを評価するために開発された中性子カウントモニターについて述べる。





図 3.1: 2011 年 7 月の放球直前の PoGO Lite 気球。

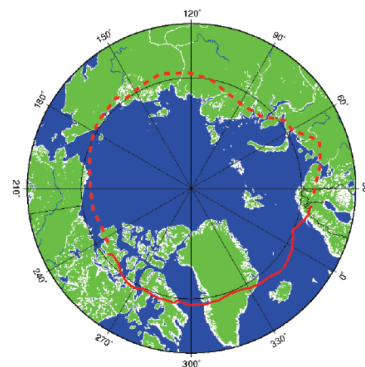


図 3.2: 2012 年 7 月 PoGO Lite の軌道予定。スウェーデンから放球され、カナダ、ロシア上空を通過して、また、スウェーデンに戻ってくる北極を周回する軌道。

### 3.2.1 PoGO Lite 検出器

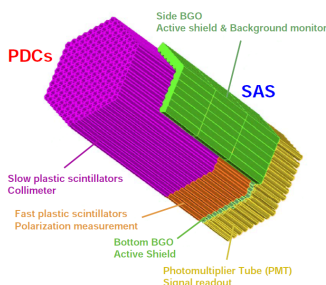


図 3.3: PoGO Lite 検出器の模式図

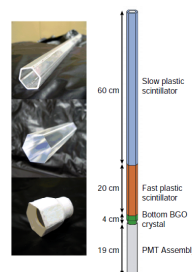


図 3.4: PDC の 1 ユニットの模式図

PoGO Lite 検出器は前述の通り硬 X 線の偏光を検出する。気球の高度では宇宙線や大気線によるバックグラウンドイベントが非常に多い。それに比べ、天体からの信号は微弱であるため、バックグラウンド除去が必要となる。そこで PoGO Lite 検出器では、井戸型フォスウィッチカウンタと BGO アクティブシールドのデザインを採用している。偏光を検出するためにユニット化した主検出部 PDC (Phoswich Detector Cell ; 本フライトでは 217 本、パスファインダーフライトでは 61 本) とそれを取り囲むようにデザインされたアクティブシールド SAS (Side Anti-coincidence Shield; 本フライトでは 60 本、パスファインダーフライトでは 30 本) で構成されている (図 3.3 と図 3.4)。

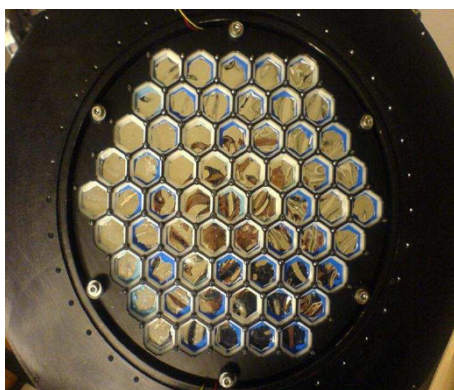


図 3.5: 上方から見たパス・ファインダーフライトにおける 61 本の PDC

### PDC(Phoswich Detector Cell)

PDC は全体で 217 本のユニットで構成される。各ユニットは、減衰時定数の短いプラスチックシンチレータ (  $\sim 2$  nsec、これを Fast プラスチックシンチレータと呼ぶ) の上部に筒型の形状をした減衰時定数の遅いプラスチックシンチレータ (  $\sim 300$  nsec、これを Slow プラスチックシンチレータと呼ぶ) と下部に BGO (  $\sim 300$  nsec、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  ビスマスゲルマニウムオキサイド) の二種類のシンチレータで挟んでいる。(図 3.4)。Fast プラスチックシンチレータはコンプトン散乱偏光計の散乱、吸収体として、Slow プラスチックシンチレータは斜めから飛来したバックグラウンド源に対してアクティブコリメータの役割を果たしている。そして下部では、阻止能の高い BGO をアクティブシールドとして採用し、下方から来たバックグラウンドを除去している。PDC ユニットの断面は六角で八ニカム構造 (6 方向) をとり、この構造は四角のユニット構造 (4 方向) に比べ散乱角をより正確に検出することができる。プラスチックシンチレータの特性に関して、詳しくは先行研究 (2009 年広島大学吉田修論、2007 年広島大学山本修論) を参照。

本研究の 2011 年のパスファインダーフライトでは、PDC ユニットの構成は 61 本構成である (図 3.5)。

### SAS(Side Anti-coincidence Shield) と中性子用ポリエチレンシールド

SAS は本観測では 54 ユニットの、パスファインダーフライトでは 30 ユニットの BGO で構成されている (図 3.6)。高さは 60 cm で PDC ユニットの  $2/3$  程度の高さがあり、反射材として、各ユニットに  $\text{BaSO}_4$  をコーティングしている。SAS により、横方向から来た線や荷電粒子バックグラウンドを効率よく除去することができる。BGO シンチレータは中性子に対する反応断面積が小さいため、中性子バックグラウンドを減少させるため、SAS ユニットの周囲はさらに、厚さ 10  $\sim$  15 cm のポリエチレンで覆われている。ポ

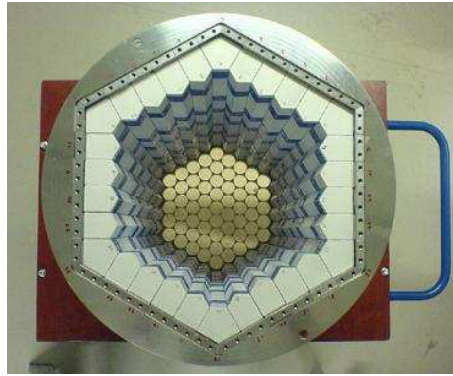


図 3.6: 上方から見たパスマインダーフライトにおける SAS

リエチレンの内部に中性子カウントモニターも内蔵されている (中性子カウントモニターについては次に述べる)。

### 3.2.2 中性子カウントモニター

硬 X 線帯域の観測にとってバックグラウンドの除去は重要な課題である。技術の革新により、視野外から来る 線や荷電粒子は効率的に除去することができるようになった。しかし、このことで従来は無視されてきた大気中性子に起因する信号がバックグラウンドにおいて支配的となってきた。中性子に対して反応断面積が小さいシールド部を反応させ除去することは難しい。そこで我々は中性子の飛来数をモニターすることで間接的に大気中性子のバックグラウンドを見積もれると考え、中性子カウントモニターを開発した。図 3.7 や図 3.8 に示すように PoGOLite 実験では中性子カウントモニターは 5 mm 厚の中



図 3.7: 中性子カウントモニターに使用されるシンチレータ



図 3.8: 中性子カウントモニターの構成 (BGO で挟まれるように LiCAF (Eu 2%) 設置するホスウィッチ構成である)

光子シンチレータ LiCAF(Eu 2%) を二つの BGO で挟み、後段に PMT(浜松ホトニクス R7899) を設置するフォスウィッチ検出器としてデザインされている。BGO と PMT は PDC で使用しているものと同一の型である。 ${}^6\text{Li}(n, \gamma)$  反応の確率をあげるため、LiCAF シンチレータ中の  ${}^6\text{Li}$  は  ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50\% : 50\%$  まで濃縮してある。

### 3.2.3 光電子増倍管 (PMT)

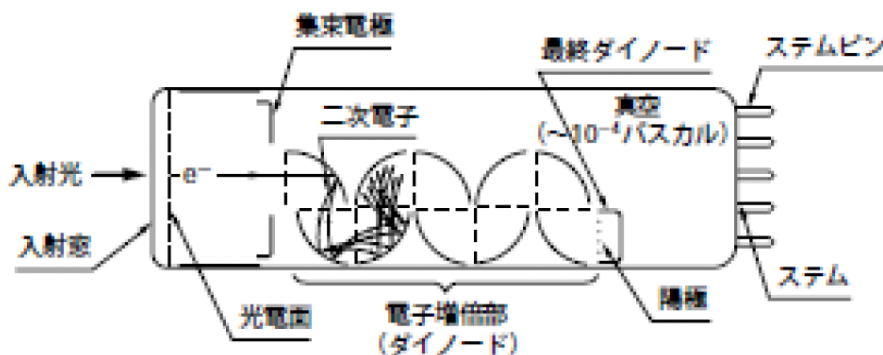


図 3.9: 光電子増倍管 (PMT) の構造の概念図

光電子増倍管 (PMT) は光を読み出す検出器のひとつであり、その中でも極めて高感度で高速応答な検出器である。PoGOLite 検出器の PDC と SAS の各ユニットも、PMT(浜松ホトニクス R7899) でシンチレータの信号を読み出している。図 3.9 のように、PMT は光電面、集束電極、ダイノードと呼ばれる 10 段前後の電子増倍電極、アノードとよばれる電子を集める陽極で構成されている。検出したい光が光電面に入射させると、光電効果により、光電面より光電子が放出される。この光電子は、集束電極によって第一ダイノードに集束され、電子増倍部によって、衝突を起こす。第一ダイノードに衝突後、ひとつの光電子が複数の二次電子を放出し、引き続く後段のダイノードでも増倍される。典型的な光電子増倍管は  $10^6 \sim 10^7$  倍に達する。PMT は紫外線、赤外線、可視光領域で他の検出器より高感度で低ノイズである。

### 3.2.4 シンチレータ

シンチレータとは、放射線と反応したときに出るシンチレーション光を用いて放射線を検出できる物質のことで、古くから放射線測定の手法として使用されてきた。理想的なシンチレータの性質として以下の項目があげられる。

- 荷電粒子の運動エネルギーに対してシンチレーション効率が良く、発光量が高いこと。

- 変換効率ができるだけ広いエネルギー範囲で一定に行われること。
- 良い集光特性を得るため、シンチレーション光に対して透明であること。
- シンチレーション光の蛍光時間応答性がよいこと。
- 光学的性質がよく、サイズの大きいものが生成できること
- シンチレーション光を光電子増倍管(前述)やその他の光検出器に効率よく導くため、シンチレーション光がガラスと同じ屈折率を持つこと。

これらの条件をすべて満足するシンチレータは存在しないので、妥協点を探りより良いシンチレータを探す必要がある。シンチレータの種類には有機シンチレータと無機シンチレータがある。有機シンチレータは、プラスチックのものが多く有機シンチレータの蛍光時定数は2~3 nsec程度で、時間応答が極めて速い。

### 3.3 PoGOLite 検出器のデータ読み出し系

この節では、PoGOLite 検出器のデータ読み出し系の概略を述べる。詳しくは2010年広島大学松岡修士論文を参照。

PoGOLite 計画ではSpaceWire データ通信システムの実証実験も兼ねられている。そのデータ読み出し系にはFlash ADC(FADC) ボード、Digital I/O (DIO) ボード、SpaceWire Gigabit Ethernet 変換機 (SpW-GbE) が使用されている。SpaceWire データ通信システムとは衛星上での装置間通信を統一化した規格として、日米欧で開発が進められている。科学衛星には観測装置や姿勢制御装置、通信装置、データ処理装置など、様々なハードウェアがあり、開発は各装置ごとに行われることが多い。こうした装置間の統一した通信規格としてSpaceWire が用いられている。PoGOLite 検出器でもFADC ボード、DIO ボード、SpW-GbE の間がSpaceWire 通信で結ばれている。

PoGOLite 実験のパスファインダーフライトではPDCユニットが61本、SASユニットが30本、中性子カウントモニターが1本の計92本のPMT信号が出力されるPoGOLite 検出器のデータ読みだし系ではPMTからの信号がまずFADC ボードに入力され、即時にデジタル化される。このデジタル化された波形データはUserFPGAに送られ、デジタル回路で処理される。その際、DIO ボードにトリガーを出力し、DIO ボードがその信号が有効なイベントであると判断した場合のみ、保存命令のトリガーをFADC ボードに返し波形が保存される。

#### 3.3.1 SpaceWire Gigabit Ethernet 変換器 (SpW-GbE)

SpaceWire 規格は2~400 bpsのデータ通信速度に対応している。従来SpaceWire 通信とTCP/IP 通信を繋ぐために使用されていたSpaceCube はCPUクロックが200~300 MHz



図 3.10: SpaceWire GigabitEthernet の写真

しかなく、その通信速度を最大限まで利用することができなかった。これは SpaceCube 内で SpaceWire-To-TCP/IP 変換を行う際、最高転送速度が CPU クロックによって制限されるためである。SpaceWire の通信速度が 100 MHz であったとしても、SpaceCube 内での処理を含めると 4 Mbps 程度しか達成できなかった。大容量のデータを処理する際は、この転送速度では不十分である。これを解決するために東京大学の湯浅氏とシマフジ電機が共同開発したものが SpaceWire GigabitEthernet 変換器である (通信速度 100 MHz 時、~ 70 Mbps)。

### 3.3.2 Flash ADC ボード、Digital I/O ボード

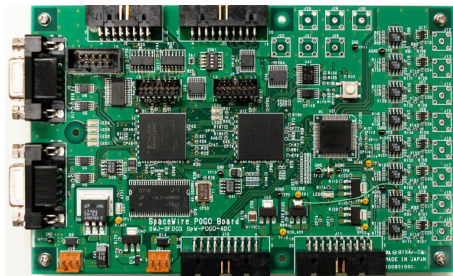


図 3.11: Flash ADC ボード

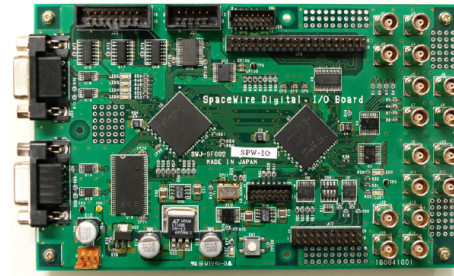


図 3.12: Digital I/O ボード

Flash ADC(FADC) ボードは図 3.11 のことである。1 枚のボードで 8 チャンネルの PMT 信号を処理することができるため、PoGOLite パスファインダーフライトで使用するために 12 枚の FADC ボードを利用している。PMT のダイノード信号が FADC ボード上のプリアンプに入力され、その出力が FADC に入力されデジタル化される。デジタル化された

波形データは User FPGA に送られ、FPGA 内に構築されたデジタル回路によって処理される。このボードには「ADC の設定レジスタに値を書き込むシリアルインターフェース回路」「ADC から送られてくるシリアルデータをパラレルに変換するための Deserializer」などの機能が備わっている。詳細は 2008 年広島大学田中修論参照。

Digital I/O ボード (DIO ボード) は汎用デジタルボードとして CMOS デジタルポートが In/Out それぞれ 8 ポート。LVDS デジタルポートが In/Out それぞれ 12 ポート搭載されている。

### 3.3.3 波形保存プロセス

PoGOLite では波形サンプリングを 37.5 MHz で行っている。1 回に保存する波形データは 12 bit のエネルギー分解能で 50 クロック分である。(中性子シンチレータの波形取得のみ、6.25 MHz サンプリングを行っている。これは中性子シンチレータの減衰時定数が ~1600 nsec と長いためである。詳しくは、2010 年広島大学松岡修論を参照)

表 3.1 は FADC ボードと DIO ボード間で通信する Trigger 信号や波形弁別信号を示している。PoGOLite 検出器における波形保存プロセスについて図 3.13 を使用して説明す

表 3.1: FADC ボードと DIO ボード間で通信する信号

Trigger	波高値が Trigger 信号用のスレッシュホールドを上回ったら出力 (FADC ボードから DIO ボードへ) $ADC[t+3] \quad ADC[t] \geq \text{Trigger Threshold}$
Pulse Shape Discri (PSD) Waveform Discri(WD) とも	波形の立ち上がり速度から Fast シンチレータか Slow-BGO シンチレータの信号かを区別する。立ち上がりが遅い場合に出力 (FADC ボードから DIO ボードへ) $ADC[t+3] > ADC[t] + 100$
Upper Discri(UD)	波高値が上限値を上回ったら出力 (FADC ボードから DIO ボードへ) $ADC[t+3] \quad ADC[t] \geq \text{UD Threshold}$
Hit Pattern	波高値が Hit pattern 用のスレッシュホールドを越えると生成 (波形を保存するために FADC ボード内でのみ保持) $ADC[t+3] \quad ADC[t] \geq \text{Hit Threshold}$
DoWrite	保存命令 (DIO ボードから FADC ボードへ出力)

t:クロック数で、ADC[t] は t における波高値を示す。

る。FADC ボードで計測されたプリアンプの波高値が設定したスレッシュホールドを越える

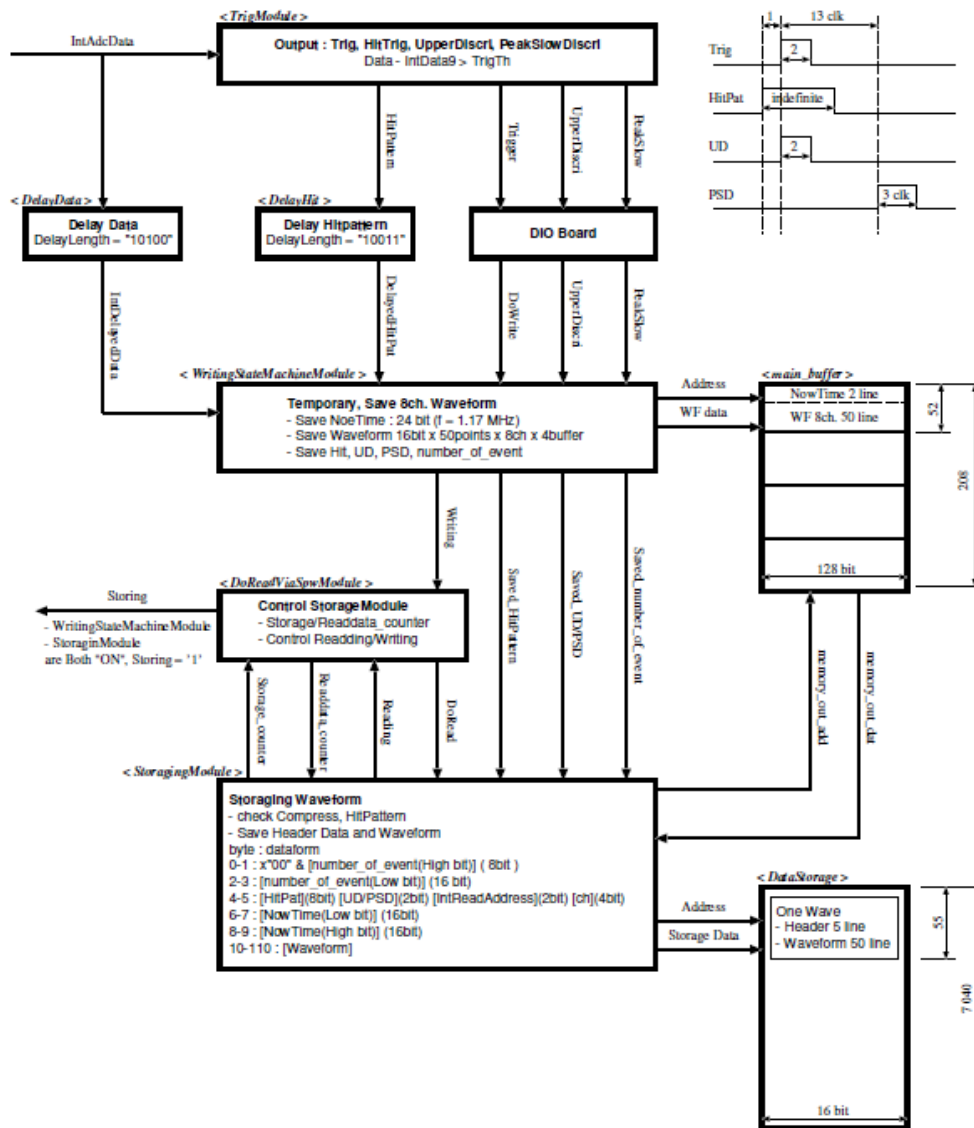


図 3.13: PoGOLite 波形保存システムのブロック図 [6]

と、FADC ボードは DIO ボードへ Trigger 信号を出力する。各シンチレータは減衰時定数が異なるため、プリアンプ信号の立ち上がり時間が異なる。立ち上がりが遅い、つまり BGO や Slow シンチレータからの信号である時には、FADC ボードは Trigger 信号と合わせて PSD 信号を DIO ボードへ出力する。どのように波形弁別しているのかについては後述する。また、Fast シンチレータの信号は硬 X 線として 120 keV 以下の帯域をカバーしており、これよりエネルギーが高い信号は荷電粒子によるバックグラウンド信号とみなし、UD 信号を DIO ボードへ出力する。

こうして出力された Trigger 信号や PSD、UD 信号をもとに DIO ボードは波形取得を



判断する。取得すべき信号の時、DIO ボードから 'DoWrite' 信号を全 12 枚の FADC ボードへ出力し、FADC ボードは波形を保存する。Trigger 信号を検出した時にはすでに波形の立ち上がりは過ぎているため、FADC ボードは遅延した波形を生成しており、その結果 Trigger 信号から  $0.4 \mu\text{sec}$  前からの波形データ 50 クロックを取得できる。1 回どこかのチャンネルで Trigger 信号が立つたびにそのつど全チャンネルの波形データを取得すると、全チャンネル分のデータを転送するために大きな dead time を生じる。それを解消するために、FADC ボードは Hit Pattern 信号をもちいて信号が検出された信号のみを保存する。このとき保存された波形データが含む情報は、波形データは 50 クロック自身と時刻、ボードやチャンネルの ID、イベントナンバー、その時のその FADC ボード内のヒットパターンである。波形データは一定時間 FADC ボードのメモリにバッファされ、その後 Flash Memory がセットされている後段の Linux PC(PC-104) へ転送され保存される。

全 12 枚ある FADC ボードはそれぞれのボードがそれぞれのボード内にあるクロックで波形データの時刻付けしている。そのため時間が経過するに連れて互いにクロックのずれによって FADC ボード間で時刻のずれが生じる。このずれを補正するため、DIO ボードから一定時間ごとに pseudo 信号 (偽信号) を出力し保存する。この信号を受信した時刻は全ボードで共通であるため、このタイミングを利用することで解析時にボード間の時刻の補正をすることが可能となる。

### 3.3.4 波形弁別方法

ここでは波形弁別方法について述べる。PoGOLite 検出器では天体からの硬 X 線を検出する Fast シンチレータとシールドである Slow-BGO シンチレータのどちらかが反応した信号であるかを区別するために波形弁別法を用いている。PDC で使用されている Fast シンチレータは波形の立ち上がりが BGO や Slow シンチレータに比べて速い。波形弁別を行う時、波形の立ち上がりの時間を考える。例えば、立ち上がり開始から 4 クロック目までの Peak 値  $PeakFast$  と 15 クロック目までの Peak 値  $PeakSlow$  を比べると Fast シンチレータの信号では立ち上がり時間が短いため、 $PeakFast = PeakSlow$  となり、Slow-BGO シンチレータの信号では  $PeakFast < PeakSlow$  となる。この違いを利用し、波形弁別を行う。プログラム内ではこの作業は時間を図 3.14 のように行っている。数クロック遅延させた波形と十数クロック遅延させた波形を用意し、それぞれの波形を遅延させる前の波形と差し引きした結果を  $PeakFast$  と  $PeakSlow$  とする。 $PeakFast = PeakSlow$  である時、Fast シンチレータの信号と、 $PeakFast < PeakSlow$  である時、Slow-BGO シンチレータの信号と判定している。こうして波形弁別することによって、BGO や Slow シンチレータで反応したバックグラウンド信号を除去しつつ、Fast シンチレータのみで反応した観測したい天体方向から入射した信号のみを抜き出すことができる。

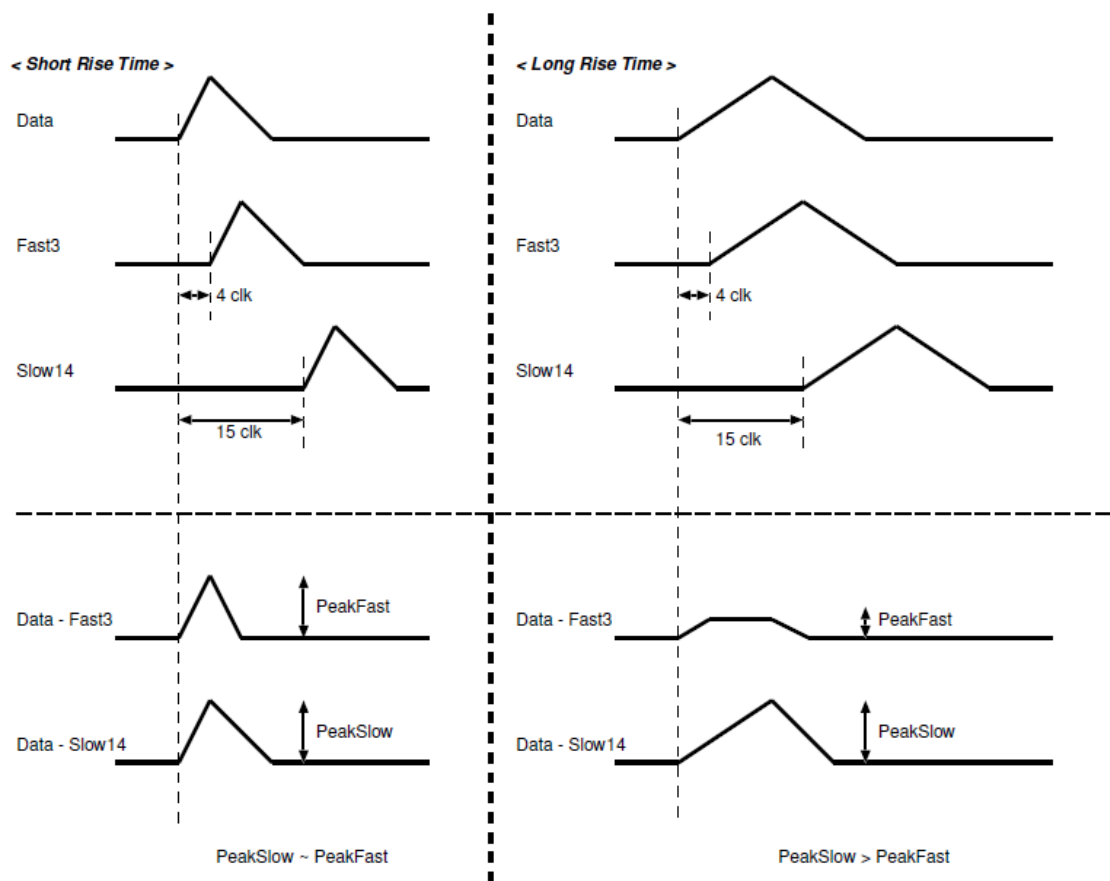


図 3.14: 波形による *PeakFast* と *PeakSlow* の違い [6]

## 第4章 中性子カウントモニターの特徴試験と気球フライトでの予想レート

本章では、中性子カウントモニターに用いられる中性子シンチレータの放射線耐性を試験し、また GEANT4 ツールキットを利用して気球フライトにおけるカウントレートを見積もる。なお中性子の性質については §2.3.3 を参照すること。

### 4.1 中性子シンチレータの概要

中性子検出器には §2.3.3 で先述した通り、大別して比例係数管と結晶シンチレータを使用した検出器の二種類がある。比例係数管は著しい経年劣化を示すため、宇宙での長期間の自立した運用に適さない。そのため我々 PoGOLite チームでは、結晶シンチレータを用いた中性子検出器を開発し、中性子カウントモニターとして PoGOLite に搭載している。

中性子カウントモニターとして使用されるシンチレータ (中性子シンチレータ) の候補として、現在までに大型 (~ cm サイズ) の結晶の育成の技術が確立されている LiCAF(LiCaAlF<sub>6</sub>) と LiYF(LiYF<sub>4</sub>) を選んだ。これらのシンチレータは潮解性がなく、透明性が高い結晶で有効原子番号が小さいという特徴がある。シンチレータの吸収と蛍光の波長をずらすための活性化物質として、LiCAF にはセリウム (Cerium : Ce) が含まれる結晶とユウロピウム (Europium : Eu) を含む結晶、LiYF にはセリウムが含まれる結晶がある。それぞれの特徴を以下の表にまとめる。

表 4.1: 実験に用いた LiCAF(Ce)、LiCAF(Eu)、LiYF(Ce) の特性 [22]

name	活性化物質	潮解性	透明性	発光量	発光波長	蛍光寿命
LiCAF	Ce(1、2、3%)	なし		4200 [photons/n]	310 [nm]	38 [nsec]
LiCAF	Eu(1、2%)	なし		9000 [photons/n]	370 [nm]	1600 [nsec]
LiYF	Ce(0.1、0.5、1%)	なし		4000 [photons/n]	310 [nm]	40 [nsec]

2009 年の米谷卒業論文 (広島大学) に詳細があるように、LiYF は LiCAF(Eu) に比べ光量が小さく、LiCAF(Ce) に比べ蛍光寿命が長いので、PoGOLite 用の中性子シンチレータとして LiCAF を使用することに決定した。

## 4.2 中性子シンチレータの放射線耐性試験

本節では将来、宇宙空間で長期に渡り運用することを想定し、中性子シンチレータ単体の放射線耐性試験を行なった。放射線耐性が弱い場合、レンズなどの透過光学系では透過率が減少し、有色化することがある。有色化はシンチレータとしても光量の減少につながる。そのため、放射線の多い宇宙空間で使用する際に前もって放射線耐性を調べておくことが必要である。本研究では $^{60}\text{Co}$ (線)照射実験と陽子照射実験を行なった。 $^{60}\text{Co}$ 照射実験では原子間の結合への影響を調べ、陽子照射実験では原子核への影響を調べる。

軌道上の放射量はSAA(South Atlantic Anomaly, 南大西洋異常帯)における荷電粒子(主に陽子)による照射量が支配的である。1年あたりのSAAでの照射量は0.5 krad程度[5]であるため、安全ファクター2をかけ、運用期間が10年とすると10 kradの照射となる。また衛星の軌道が地磁気圏(近地球軌道より)外側ではそれ以上の放射線を浴びることとなるため、今研究では照射時間が長く確保できた $^{60}\text{Co}$ 照射実験については90~100 kradに相当するように照射した。(陽子照射は10 krad程度である。)

### 4.2.1 $^{60}\text{Co}$ 照射実験

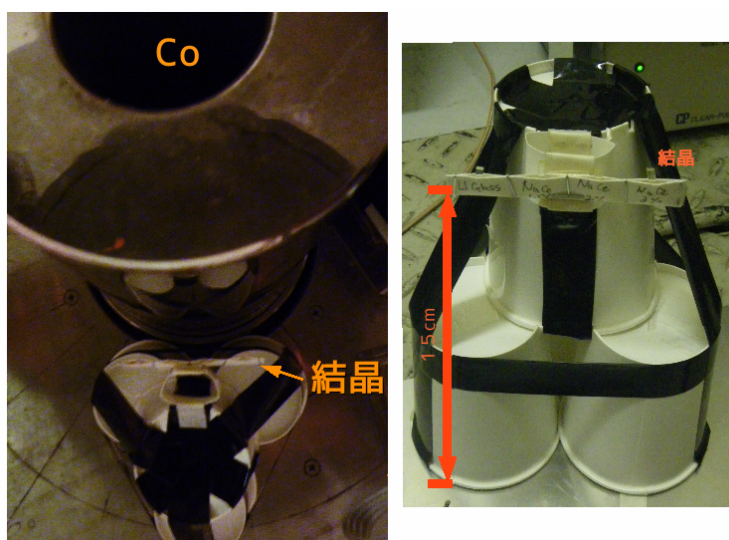


図 4.1: 左図:広島大学大学院工学研究科放射線総合研究棟内の $^{60}\text{Co}$ 照射時の配置図。右図:照射時に結晶を保持するための照射台。

$^{60}\text{Co}$ 照射は2010年5月27日、2010年6月24日、2010年7月13日、2011年11月17日に広島大学大学院工学研究科放射線総合研究棟で行った。図4.1の左図のように $^{60}\text{Co}$ から距離10 cmの地点に、図4.1の右図のように結晶を紙コップで作成した照射台で高さ

表 4.2:  $^{60}\text{Co}$  照射に使用したシンチレータ

No	name	dope(name)	dope [%]	size [mm]	Date	照射量
1	LiCAF	Ce	2 [%]	10 × 10 × 2	2010.05.27	100 krad
2	LiCAF	Eu	2 [%]	10 × 10 × 2	2010.05.27	100 krad
3	LiCAF	-	-	10 × 10 × 2	2010.06.24	100 krad
4	LiCAF	Ce	2 [%]	10 × 10 × 2	2010.06.24	100 krad
5	LiCAF	Ce	3 [%]	10 × 10 × 2	2010.06.24	100 krad
6	LiCAF	Ce	4 [%]	10 × 10 × 2	2010.06.24	100 krad
7	LiCAF	Ce,Na	1.5 [%]	10 × 2 × 2	2010.07.13	100 krad
8	LiCAF	Ce,Na	1.5 [%]	10 × 2 × 2	2010.07.13	100 krad
9	LiCAF	Ce,Na	2 [%]	10 × 2 × 2	2010.07.13	100 krad
10	LiCAF	Ce,Na	3 [%]	10 × 2 × 2	2010.07.13	100 krad
11	LiCAF	Eu,Na	2 [%]	10 × 2 × 2	2011.11.17	90 krad
12	Li glass	-	-	10 × 10 × 2	2010.07.13	100 krad
13	GSO	Ce	0.5 [%]	10 × 10 × 2	2011.11.17	90 krad
14	YAP	Ce	不明	10 × 10 × 2	2011.11.17	90 krad

2010.5.27 と 2010.06.24 の  $^{60}\text{Co}$  照射実験では  $^{60}\text{Co}$  から距離 30 cm の地点で 300 sec 照射 (2 krad 相当を照射) 後、 $^{60}\text{Co}$  から距離 10 cm の地点で 1615 sec 照射 (98 krad 相当を照射) し、積算 100 krad 照射している。

2010.07.13 の  $^{60}\text{Co}$  照射実験は距離 10 cm の地点で 27 分 30 秒照射し、100 krad 照射している。

2011.11.17 の  $^{60}\text{Co}$  照射実験は距離 10 cm の地点で 30 分間照射し、90 krad 照射している。

15cm の位置 (照射時に  $^{60}\text{Co}$  がせり出している高さに合わせた) に固定し設置した。それぞれの照射したシンチレータについて表にまとめる。

#### $^{60}\text{Co}$ 照射後の光量測定の実験セットアップ

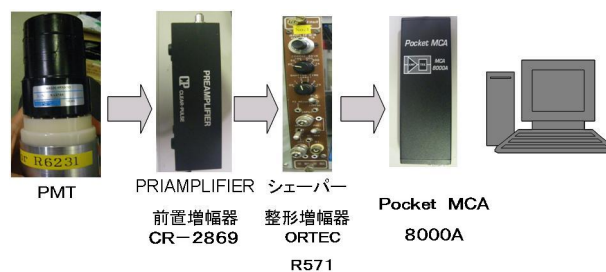


図 4.2: 測定の実験セットアップ

図 4.2 はシンチレータの光量測定のセットアップである。シンチレータからの光を光電子増倍管 (PMT:R6231) で受け取り、PMT で増幅した上で、電荷信号に変換する。その後、前置増幅器により電圧信号に変換、増幅し、さらに整形増幅器でガウス分布型の波形に整形される。アナログデジタル変換器 (ここではポケット MCA) で波高値をデジタル化し、PC で各イベントを積分することによって、エネルギースペクトルを取得する。詳しくは、広島大学米谷卒業論文の 3 章を参照。

#### $^{60}\text{Co}$ 照射実験の測定結果

ここで代表例であり、PoGOLite 実験の中性子カウントモニターに使用する候補として検討した LiCAF(Eu 2%) と LiCAF(Ce 2%) の結果について述べる。照射後の写真、時間経過によるスペクトル、照射後のシンチレータの温度依存性などを述べる。

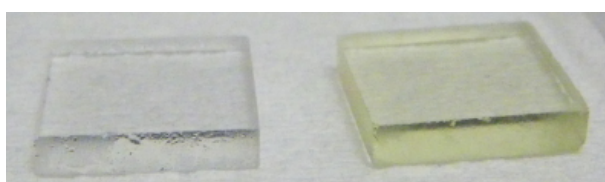


図 4.3:  $^{60}\text{Co}$  照射後の LiCAF の写真 (左:LiCAF(Eu 2%)、右:LiCAF(Ce 2%))

$^{60}\text{Co}$  照射後の変化として結晶自身が黄化するという現象が見られた。図 4.3 の左は LiCAF(Eu 2%) で、右は LiCAF(Ce 2%) であり、LiCAF(Ce 2%) の黄化を見ることができる。(その他の Ce 添加シンチレータの照射後の写真は付録の図 7.4 に掲載)

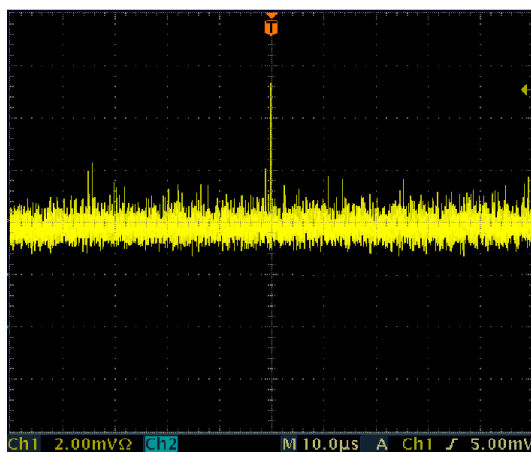


図 4.4:  $^{60}\text{Co}$  照射後の LiCAF(Ce 2%) を設置した時のバックグラウンド信号をオシロスコープで測定した波形

図 4.4 は  $^{60}\text{Co}$  照射後の LiCAF(Ce 2%) をオシロスコープでバックグラウンド測定した波形で、黄色のラインが LiCAF(Ce 2%) から信号を表し、縦軸の目盛りが 2 mV、横軸の目盛りが  $10\ \mu\text{sec}$  である。ピークを持つノイズのような信号が見られる。この信号を評価するためにバックグラウンドのスペクトルを作成した。図 4.5 は  $^{60}\text{Co}$  照射後の LiCAF(左

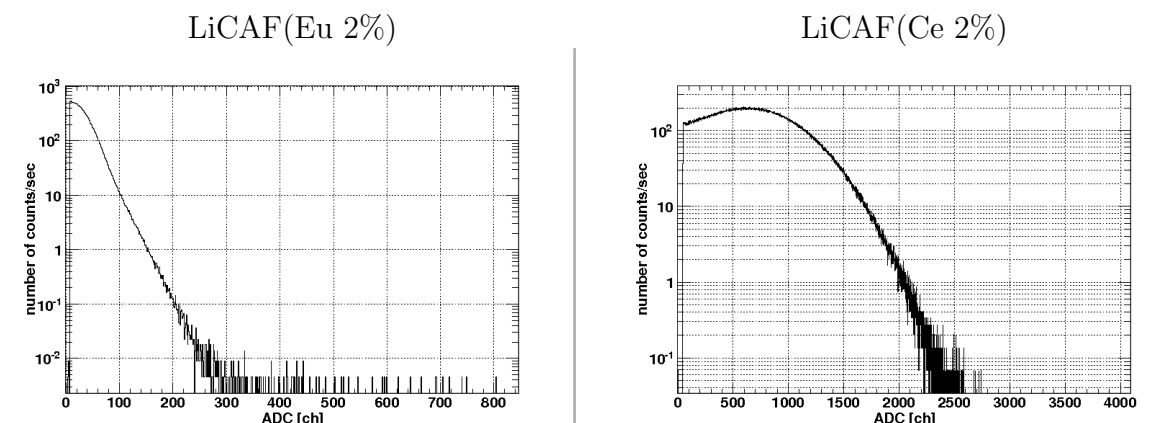


図 4.5:  $^{60}\text{Co}$  照射後の LiCAF に線源を当てずにバックグラウンド測定をしたスペクトル

図: LiCAF(Eu 2%) 右図: LiCAF(Ce 2%) に線源を当てずにバックグラウンドを測定したスペクトルで、ほぼ同時刻で統一したゲインで表記している。 $^{60}\text{Co}$  照射前のシンチレータのバックグラウンド測定では、スペクトル上にホワイトノイズ以外のイベントは現れないが、照射後のシンチレータのスペクトルでは、かなりのイベントが存在している。

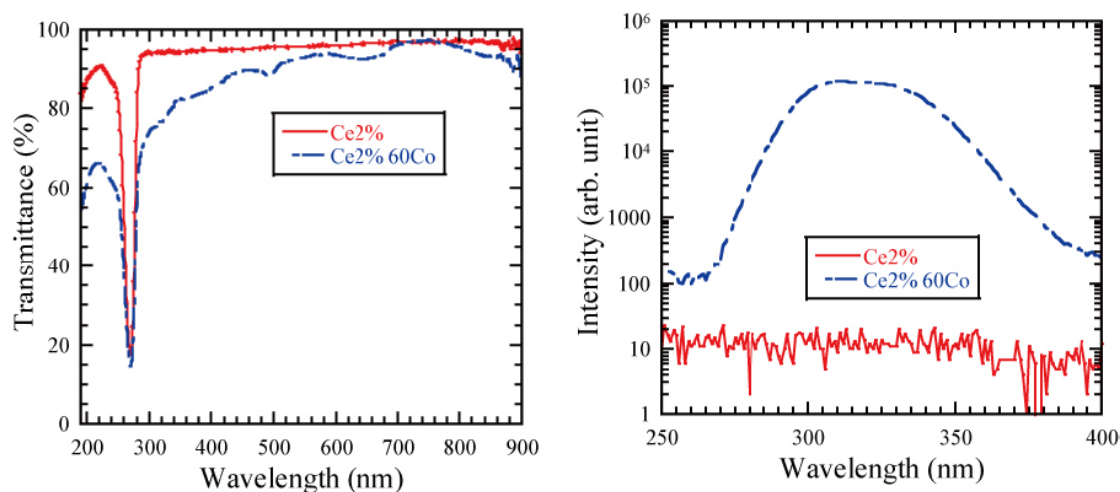


図 4.6: 東北大学で行なわれた LiCAF(Ce 2%) の測定。左図:波長に対する透過性 右図:自己発光の光量。

より詳細に探るため、東北大学先端結晶工学研究部吉川研究室に  $^{60}\text{Co}$  照射後のシンチレータを送り、柳田氏や藤本氏、横田氏によって測定が行われた。LiCAF(Ce 2%) の結

果が図 4.6 である。図 4.6 の左図は波長ごとの透過率 [%] を表し、また図 4.6 の右図は自己発光の波長分布を示している。赤のラインは  $^{60}\text{Co}$  照射前、青のラインは  $^{60}\text{Co}$  照射後の分布である。左図において 260 nm から 400 nm の透過率が減少している。この結果、LiCAF(Ce 2%) は相対的に黄色く見えていると考えられる。右図において、照射後では 260 nm から 400 nm までに発光ピークが生じており、線源などで外部から励起せずに発光している。この信号を自己発光と呼ぶ。

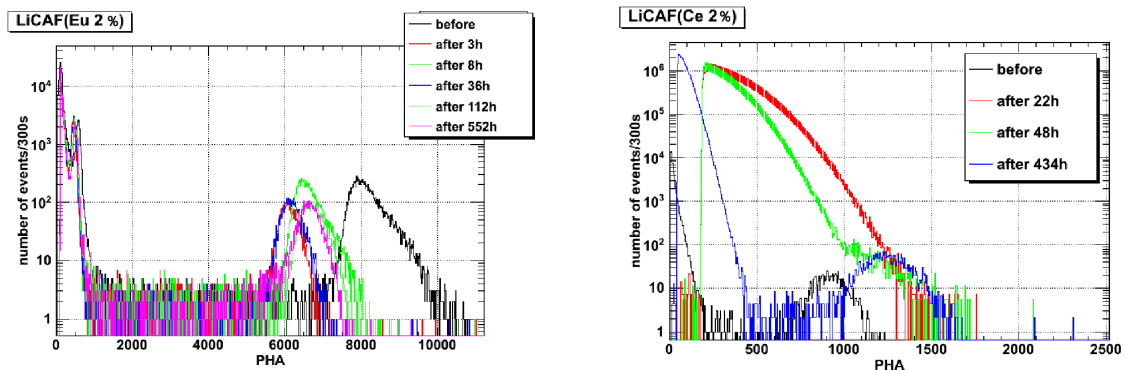


図 4.7: LiCAF の時間経過によるスペクトルの変化

自己発光が及ぼす影響について調べるために、各々の結晶に  $^{241}\text{Am}$  からの線を照射した結果を図 4.7 にまとめる。ここで、それぞれのシンチレータに Am(線) を照射したスペクトルで、縦軸がカウント数、横軸が ADC チャンネル(エネルギー)を表している。図 4.7 の左図で、黒のラインが照射前のスペクトル(8000 ch にある線のイベントの形がガウシアンから歪んでいるのは結晶の均一性が原因と考えられで今回の  $^{60}\text{Co}$  照射実験には関係ない)、赤のラインが  $^{60}\text{Co}$  照射時から 3 時間後のスペクトル、薄い黄緑のラインが 8 時間後のスペクトル、青のラインが 36 時間後のスペクトル、濃い黄緑のラインが 112 時間後のスペクトル、紫のラインが 552 時間後のスペクトルである。図 4.7 の右図は、黒のラインが照射前のスペクトル(900 ch 程度にあるピークは線のイベントである)で、赤のラインが 22 時間後、黄緑のラインが 48 時間後、青のラインが 434 時間後のスペクトルである。

100 krad 照射直後の LiCAF(Eu 2%) では低エネルギー側に多少の自己発光があり、照射前に 8000 ch に見られていた線の光量は約 75 % に下がったものの、自己発光と区別できる。しかし、100 krad 照射直後の LiCAF(Ce 2%) では低エネルギー側の自己発光によって線のイベントは全く識別することができない。

照射後に現れた自己発光を評価するために温度依存性について調べた。LiCAF(Ce 2%) でスペクトルの変動が落ち着いた後(照射 434 時間以降)、温度が 20、10、0、-10、-20 度ごとのスペクトルを測定した。図 4.8 は Am(線) を照射したスペクトルで、縦軸がカウント数、横軸が ADC チャンネル(エネルギー)を表している。黒、赤、黄緑、青、緑、それぞれのラインは 20、10、0、-10、-20 のスペクトルである。Am の線のピーク、低エネルギー側の自己発光のピーク、0 から 800 ch まで(ほとんどが自



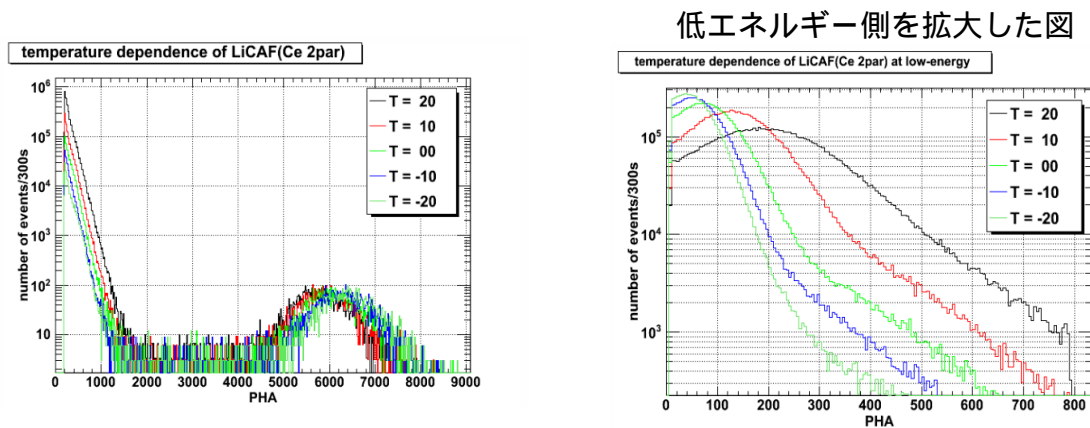


図 4.8:  $^{60}\text{Co}$  照射後 434 時間の LiCAF(Ce 2%) の温度ごとのスペクトル

自己発光のイベントであると考えられる範囲)の積分したイベント数を 20 のそれぞれの値で規格化した値で図 4.9 にプロットする。ここで黒は 線のピーク位置、青は自己発光の光量、赤が 0 ch から 800 ch までの積分値の変化を示す。

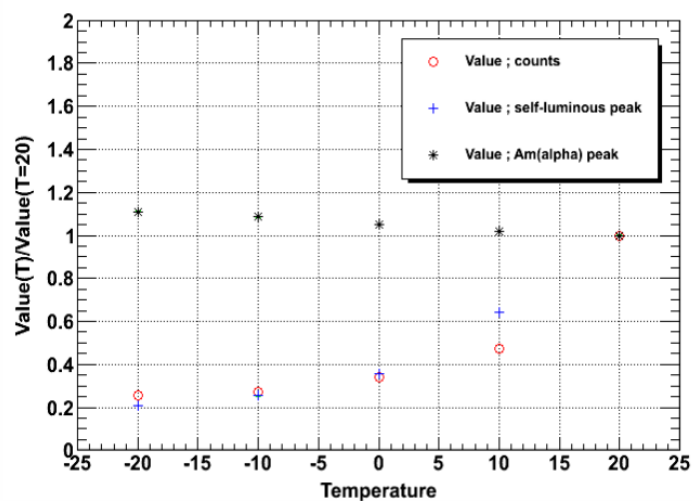


図 4.9:  $^{60}\text{Co}$  照射後 434 時間の LiCAF(Ce 2%) からの自己発光の温度変化

温度が下がるにつれ、LiCAF(Ce 2%) の 線による光量は増加し、自己発光の光量が減少していることがわかる。

シンチレーション光には蛍光と燐光という二種類の光がある。光の吸収により励起状態へ上げられた電子が元の基底状態に戻る時に生じる光を蛍光と呼ぶ。蛍光のエネルギーは振動エネルギーにも変換される。低温時には振動エネルギーに変換が行なわれにくいため高温に比べ光量が増える。また、光の吸収により励起された電子が基底状態への遷移が禁止されている励起配位となることがある。この場合基底状態への遷移が可能となる高

い状態になる必要があるため、追加のエネルギーが必要となる。このエネルギー源の一つは熱による励起であり、その結果として放出される光を燐光と呼ぶ[24]。燐光は温度が下がることで熱による励起が少なくなるため、逆に光量がさがると思われる。Amの線によるシンチレーション光を蛍光とすると、低温では光量が上昇することが理解できる。一方自己発光を燐光とすると、低温では自己発光の光量は減少することが理解できる。つまり、Amの線のイベントは蛍光で、自己発光は燐光と考えることができる。

#### 4.2.2 陽子照射実験

2011年11月7日に放射線医学総合研究所で中性子シンチレータに陽子を照射する実験を行った。この実験は広島大学の高橋 弘充および林 数馬によって行なわれた。図4.10のように1 cm×1 cm×2 mmの中性子シンチレータ (LiCAF(Ce 2%)、LiCAF(Eu 2%)) を固定し、陽子を10 krad程度照射した。

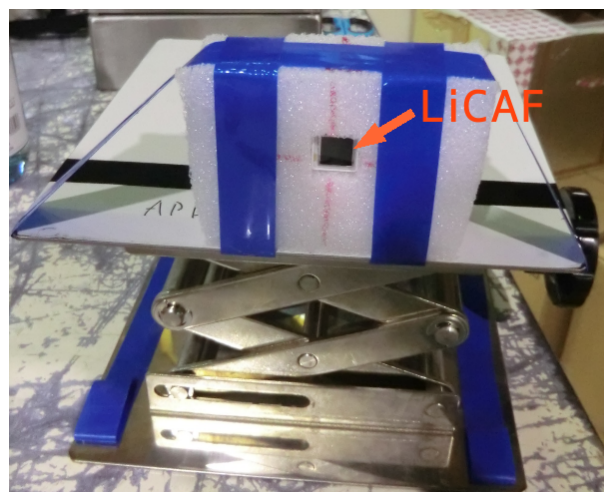


図 4.10: 照射時の台の写真。LiCAF(Ce 2%) と LiCAF(Eu 2%) を前後に並べ、両者に150 MeVの陽子を同時に照射した。

LiCAFに照射された陽子によって、 $(p, xn)$  反応や  $(p, xpyn)$  反応が起こると不安定核が生成され、これらが崩壊する際に線が放出される。この線を放射線検出器で測定する。測定セットアップは事故はっこうのセットアップ(図4.2)と同様である。ただし、PMTではエネルギー分解能が悪いため、LiCAFから外部へ放射される線を計測するのにゲルマニウム検出器 (GEM40190-P-S) を使用した。その時セットアップを図4.11に示す。ここでは鉛ブロックで外部からの放射線を遮蔽し、さらに錫の板によって鉛からの特性X線を遮蔽する。そうすることによってLiCAFから出てくる線のみを感度よく測定する(測定時には上部にも鉛ブロックと錫の板を側面同様に設置している)。

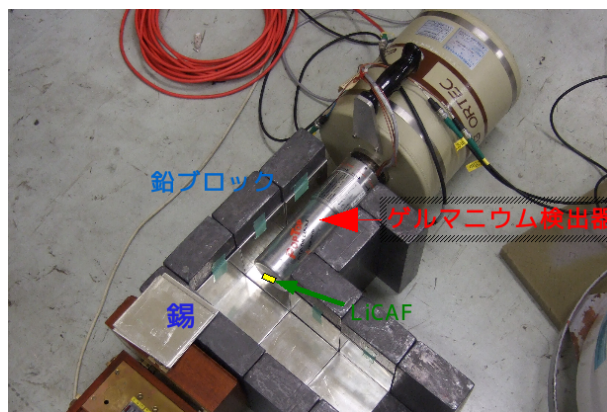


図 4.11: ゲルマニウム検出器 (GEM40190-P-S) の写真

#### 陽子照射実験結果

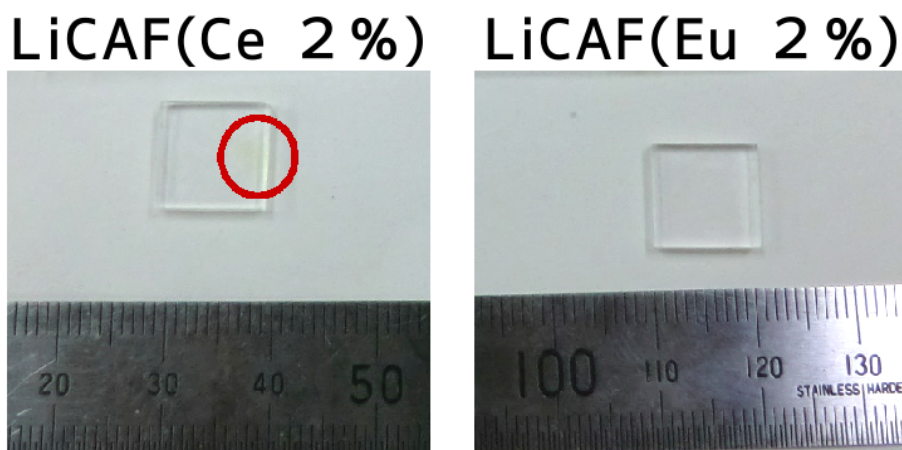


図 4.12: 陽子を照射後の LiCAF の写真。左:LiCAF(Ce 2%)、右:LiCAF(Eu 2%)。

図 4.12 に 10 krad の陽子を照射した後の LiCAF シンチレータの写真を示す。LiCAF(Eu 2%) は  $^{60}\text{Co}$  照射の時と同様に何も変化が見られず、LiCAF(Ce 2%) は左端の赤で囲った部分で黄化している。今回の照射した陽子ビームのサイズが数 mm なので、黄色くなった部分はビームサイズと一致している。

図 4.13(左図) に LiCAF(Ce 2%) について照射から各時間後ごとに PMT で取得したスペクトルを表している。黒のラインは陽子照射前、赤のラインは陽子照射終了から 1 時間後、黄緑のラインは 24 時間後、青のラインは 41 時間後、紫のラインは 157 時間後、緑のラインは 1844 時間後のスペクトルである。1 時間後のスペクトルでは Am の線のイベントは生成された不安定核から放射線や自己発光イベントに埋もれ、区別がつかない

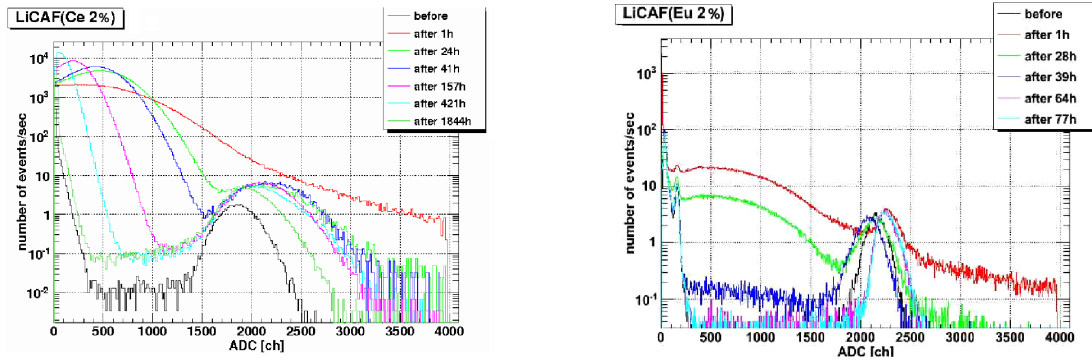


図 4.13: 陽子照射後の LiCAF シンチレータのスペクトルの時間変動。(左:LiCAF(Ce 2%)、右:LiCAF(Eu 2%))

が、24 時間を越えると自己発光が減少し徐々に Am の線のイベントが区別でき、157 時間以降ははっきりと識別ができるようになった。1844 時間 (76 日) 後では、照射前とスペクトルの形は異なるが、線のイベントのピークの位置はほぼ照射前と同じになっている。図 4.13(右図) は照射から各時間後ごとの LiCAF(Eu 2%) のスペクトルを表しており、黒のラインは陽子照射前、赤のラインは陽子照射終了から 1 時間後、黄緑のラインは 28 時間後、青のラインは 39 時間後、紫のラインは 64 時間後、灰色のラインは 77 時間後のスペクトルである。1 時間後のスペクトルでは Am の線のイベントは不安定核から放射線や自己発光イベントに埋もれているものの区別がつく。28 時間を越えるとはっきりと Am の線イベントが現れ、64 時間以降のスペクトルは光量も形もほぼ照射前と同じに戻っている。

この自己発光に加え、放射化の影響を調べるため、ゲルマニウム検出器を使用し測定を行なった。図 4.14 はゲルマニウム検出器を使用して LiCAF(Eu 2%) を測定したスペクトルで、縦軸がカウント数、横軸がエネルギーで、上から照射から 100 分後、120 分後、300 分後のスペクトルを表している。PoGOLite での観測範囲の 100 keV 以下では、特に 511 keV(陽電子対消滅) が中性子シンチレータ中でコンプトン散乱をおこし連続成分を作ると考えられ、これらがバックグラウンドになりうる。しかし、この影響は図 4.13(右図) に見られるように照射後 2 日たつとほとんど無視できる。

以上のことから線や陽子を大量に照射することで低エネルギー側に自己発光 (や放射線由来) のイベントが生じた。その状況で LiCAF(Ce 2%) では、低エネルギー側の自己発光のイベントによって線イベントを区別して測定ができず、放射線耐性はあまり高くないことが分かった。一方で LiCAF(Eu 2%) においては線イベントが問題なく検出できることを確認し、放射線に強いことが示された。

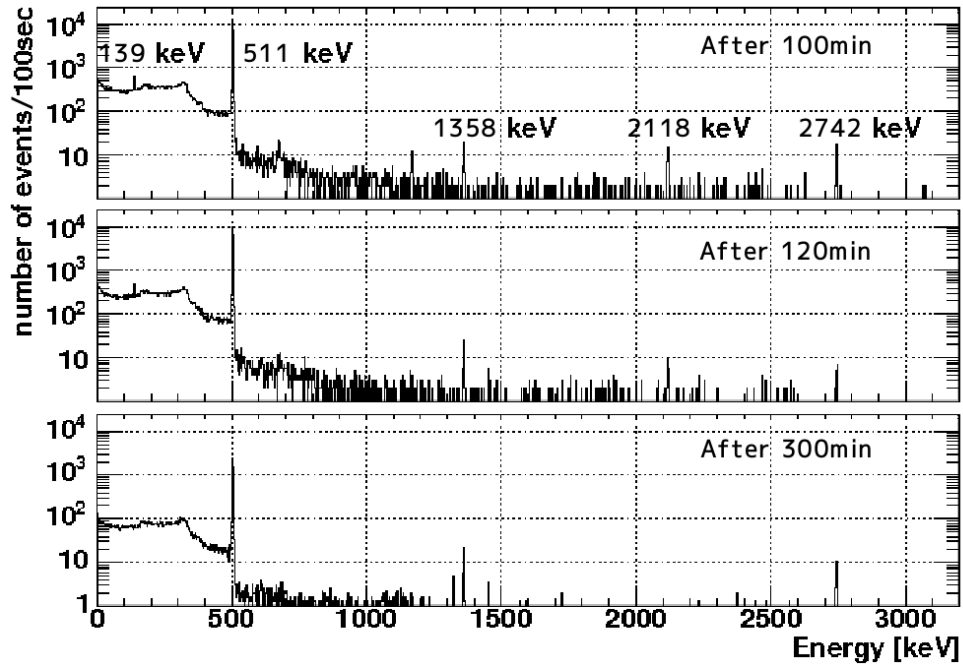


図 4.14: Ge 検出器で測定した陽子照射後の LiCAF(Eu 2%) スペクトル (:上から陽子照射から 100 分、120 分、300 分後のスペクトル)。

### 4.3 気球実験でのカウントレートの予想

本節では GEANT4 ツールキットをもちいて、高速中性子に対するポリエチレンシールドおよび中性子シンチレータ (LiCAF) の反応確率をモンテカルロシミュレーションで調べ、5 章で述べる気球のフライト中に上空で中性子シンチレータと反応する中性子のレートの評価した。LiCAF シンチレータでは捕獲した中性子の数は計測できるが、そのエネルギーを測定することはできない。そこで、大気中性子のエネルギー分布を仮定することによって、PoGOLite 気球実験における上空でのカウントレートを予想し、実験データと比較することにより、中性子のフラックスを評価する。

物質との反応確率  $P$  と反応断面積の関係は

$$P = 1 - \exp(-\rho\sigma d) \quad (4.1)$$

と表される。ここで  $\rho$ 、 $\sigma$ 、 $d$  はそれぞれターゲットの密度、反応断面積、厚みである。ターゲットは実際に PoGOLite 気球実験の中性子カウントモニター検出器を想定し、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 、Li( ${}^6\text{Li}$  が 50%、 ${}^7\text{Li}$  が 50%)、ポリエチレン、LiCAF、ポリエチレンでシールドされた LiCAF の場合を調べた。 ${}^6\text{Li}$  や  ${}^7\text{Li}$  を調べるのは物理プロセスの検証のためである。

### 4.3.1 GEANT4の概要

GEANT4は、電子・陽子などの荷電粒子、線などの光子、中性子などの粒子と物質との相互作用をモンテカルロシミュレートするために開発されたシミュレーターである。高エネルギー粒子加速器の開発に使用されていたが、現在では高エネルギー宇宙観測や医療など様々な分野で使用されている。

使用した物理プロセスは”QGSP\_BERT\_HP.hh[18]”というパッケージを使用した。このプロセスはBertini Intranuclear Cascade Model[19]を利用している。(詳しくは Physics Reference Manual[17]を参照。)

### 4.3.2 Liと中性子の反応

#### GEANT4の物理プロセスの検証

LiCAFシンチレータは ${}^6\text{Li}$ の(n,  $\alpha$ )反応を利用して中性子を検出する。そのため、Liと中性子の物理プロセスをGEANT4で正確にシミュレートできているかを検証しておく必要がある。そこでまず、Li( ${}^6\text{Li}$ のみ)とLi( ${}^7\text{Li}$ のみ)によって、物理プロセスを評価し、またPoGOLiteの中性子カウントモニターで使用しているLiCAFにおけるLiの元素組成比 ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50$ と同じLi( ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50$ )についても評価する。

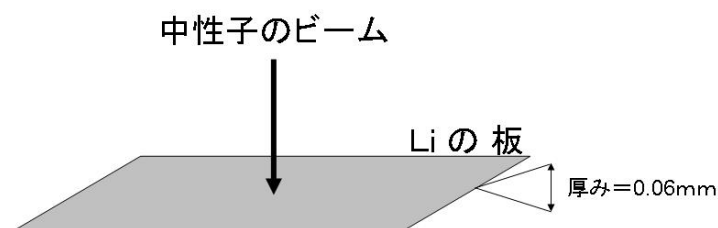


図 4.15: 設定したジオメトリ

0.01 eVの中性子が ${}^6\text{Li}$ と反応する反応断面積は1513 barnであるので、密度を $1 \text{ g/cm}^3$ とすると60%の確率で中性子と反応する ${}^6\text{Li}$ の厚みは0.0614 mmとなる。GEANT4において、0.0614 mmの厚みをもつLi( ${}^6\text{Li}$ のみ)とLi( ${}^7\text{Li}$ のみ)、Li( ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50$ )の板をそれぞれ用意し(図 4.15)、様々なエネルギーの中性子をフラットに打ち込んだ評価結果が図 4.16、図 4.16、図 4.18 である。

図 4.16、図 4.17 は ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の中性子の反応断面積を示し、横軸がEnergy [MeV]、縦軸がCross Section [barns]である。図 4.16 は ${}^6\text{Li}$ の場合で反応した全イベントのシミュレーションの値を赤の点で、中性子核捕獲反応( ${}^6\text{Li}(n,t)$ 反応)のイベントを緑の点で表し、線は文献値[12]を表している。図 4.17 は ${}^7\text{Li}$ の場合を示す。ともに、GEANT4のシミュレーション値(点)は実データ(線)とシミュレーションの統計誤差の範囲で一致する。そのため、GEANT4に組み込まれている中性子の物理プロセスは正しいことが確認された。

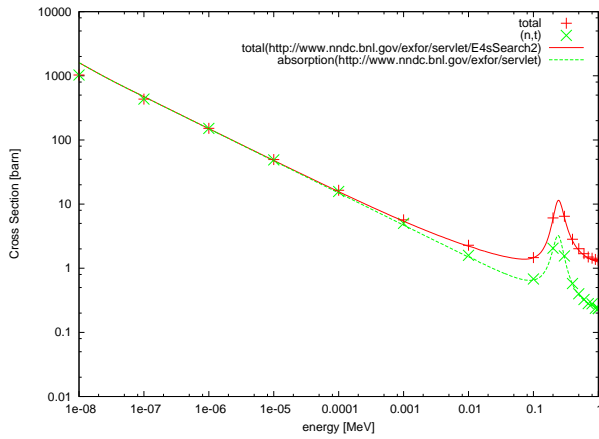


図 4.16:  ${}^6\text{Li}$  の中性子の反応断面積

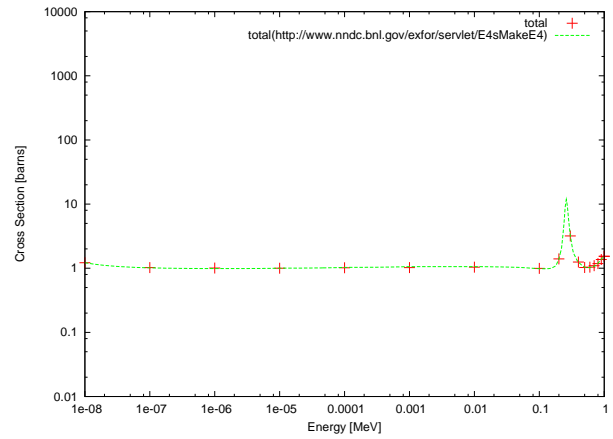


図 4.17:  ${}^7\text{Li}$  の中性子の反応断面積

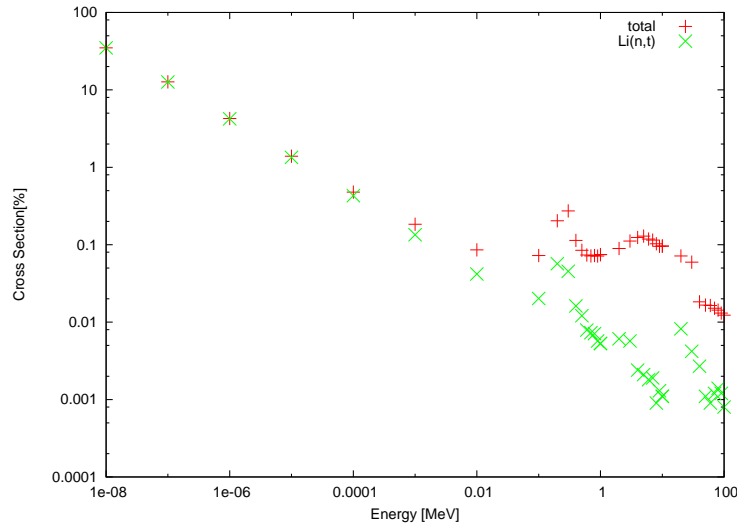


図 4.18:  $\text{Li}({}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50)$  の中性子の反応確率。厚さ 0.06 mm と仮定

前述の通り、PoGOLite で利用している LiCAF シンチレータの Li 元素組成比は  ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50$  と  ${}^6\text{Li}$  を天然比より高めている。図 4.18 に  $\text{Li}({}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 50 : 50)$  と中性子の反応確率をシミュレーションした結果を示す。横軸が Energy [MeV] で、縦軸が反応確率 [%] で、反応した全イベントのシミュレーションの値を赤の点で、中性子核捕獲反応 (n,t) の反応したイベントを緑の点で表している。0.01 eV の熱中性子に対し、100 %  ${}^6\text{Li}$  であれば、60 % の反応確率であるものが、 ${}^6\text{Li}$  の密度が 1/2 となっているため、反応確率が  $(1 - \exp(-1/2))$  と小さくなり 24 % と下がっている。

### 4.3.3 ポリエチレンでシールドされたLiCAFの中性子との反応確率

PoGOLiteでは大気中性子の影響を抑えるために、ポリエチレンを周りに設置している。従って中性子シンチレータが核捕獲反応したイベント(観測されたレート)を用いて飛来してきた大気中性子のフラックスを評価するためには中性子シンチレータの反応だけでなく、ポリエチレンでシールドされる効果も取り込んで評価しなくてはならない。PoGOLiteの主検出部PDCで25~50 keVの硬X線のコンプトンイベントを検出するのに~1 MeVの中性子がバックグラウンドとして大きく寄与する。また、ポリエチレンで熱化された中性子は、 ${}^6\text{Li}(50\%)\text{LiCAF}$ が5 mm厚であれば、約90%が核捕獲反応を起こす。そこで、PoGOLiteでは、1 MeV程度のエネルギーを持つ中性子を十分に減速させるため10cm厚のポリエチレンを置き、その内側に5 mm厚の ${}^6\text{Li}(50\%)\text{LiCAF}$ を使った中性子カウントモニターを置いている。そこで、本シミュレーションでもポリエチレンの厚みは10 cm、 ${}^6\text{Li}(50\%)\text{LiCAF}$ の厚みは5 mmとする。

#### ポリエチレン、LiCAF 単体での評価

ポリエチレンでシールドした中性子シンチレータを評価する前に、それぞれ単体に中性子のペンシルビームを打ち込み反応確率を調べた。

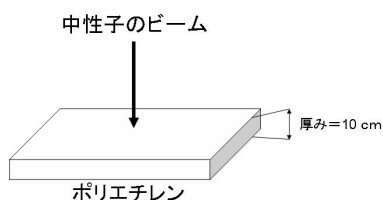


図 4.19: シミュレーションしたポリエチレン単体のジオメトリ

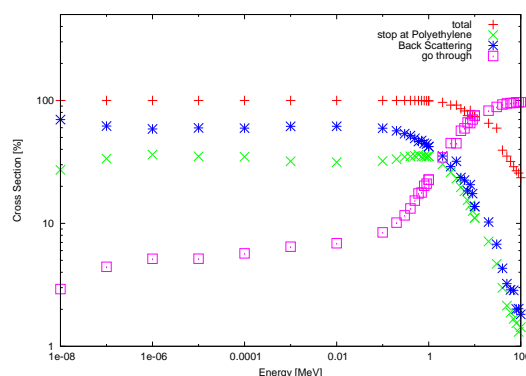


図 4.20: ポリエチレン (10 cm) の反応確率

図 4.19 のように厚さ 10 cm のポリエチレンに 0.01 eV から 100 MeV までの様々なエネルギーの中性子を照射した。そのシミュレーション結果が図 4.20 である。図 4.20 は横軸が Energy [MeV]、縦軸が反応確率 [%] で、ポリエチレンで何らかし(散乱や中性子捕獲)の反応した割合を赤の点で、その中で中性子捕獲を受けた割合を緑の点、後方に散乱した(下方入射し上方に散乱し戻った)割合を青の点、何も反応せずにポリエチレンを通過した割合を紫の点で示す。この結果よりポリエチレンにより 1 MeV の中性子に対しては ~30% が止まり、約 70% が後方に散乱されるとわかる。その他の(前方へ通り抜けた)中性子がポリエチレンを通過したものであり、これらは図 4.21 のようなエネルギー分布を示す。



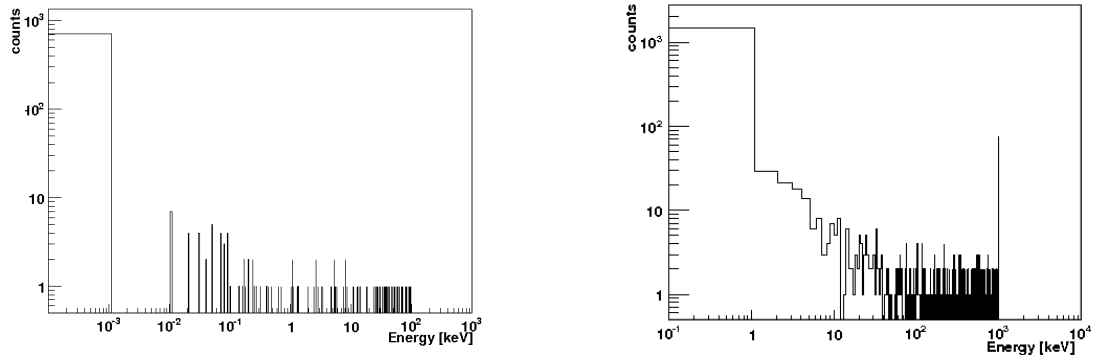


図 4.21: あるエネルギーをもった中性子がポリエチレンを通過した後のエネルギー分布。左図は 100 keV、右図は 1 MeV。

図 4.21 の左図、右図はそれぞれ 100 keV、1 MeV のエネルギーを持つ  $10^4$  個の中性子を照射し、ポリエチレンを通過した後のエネルギー分布で、縦軸がカウント数、横軸が Energy [keV] である。ポリエチレンと何も反応を起こさなければ、入射したままのエネルギーが計測され、ポリエチレンと散乱などを起こしエネルギーを失えば、その分だけ入射時よりも低いエネルギーとなる。100 keV の中性子を  $10^4$  個照射した場合には、中性子は 3213 個が核捕獲され、5942 個が後方に散乱され、845 個がポリエチレンを通過する。通過した中性子の中で、760 個が 1 keV 以下のエネルギーとなる。100keV 以下のエネルギーの中性子を打ち込む時、ほぼすべての中性子がポリエチレンと何かしらの反応を示している。1 MeV の中性子を  $10^4$  個照射した場合には、中性子は 3519 個が核捕獲され、4214 個が後方に散乱され、2267 個がポリエチレンを通過する。通過した中性子の中で 1500 個が 1 keV 以下のエネルギーとなり、74 個の中性子は何も反応せず通過している。よって通過した中性子のうち 66 %が低速・熱中性子となっている。

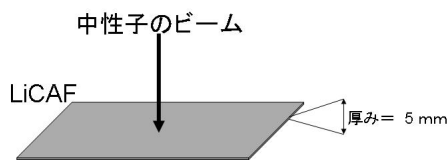


図 4.22: LiCAF 単体のジオメトリ

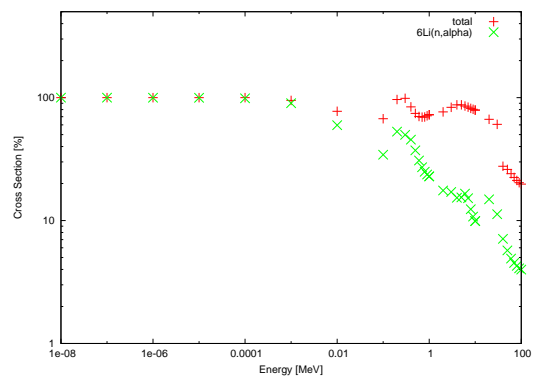


図 4.23: LiCAF(5 mm) の反応確率

続いて図 4.22 のように、5 mm 厚の LiCAF( ${}^6\text{Li}$ (50 %)) の板に様々なエネルギーの中性子フラットに  $10^6$  個ずつ照射した。その結果が図 4.23 である。図 4.23 は横軸が Energy

[MeV]，縦軸が反応確率 [%] で、LiCAF で何らかの反応をしたイベントの割合を赤の点で、その中で中性子カウントモニターで検出される中性子核捕獲反応 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ を起こしたイベントの割合が緑の点で表している。この結果は、図 4.18 より理解することができる。低エネルギー側では中性子との反応は核捕獲反応が支配的である。例えば、1 keV の場合では図 4.18 より反応確率が 0.2 % であるため、厚さ 5 mm の LiCAF を考えると 93 % が反応する。つまり、1 keV 以下のエネルギーを持つ中性子が LiCAF に入射した時、ほぼ 100 % の確率で反応が起きる。

#### ポリエチレン+LiCAF の時の反応確率

上述のように、PoGOLite に搭載した中性子カウントモニター (中性子シンチレータ及びポリエチレン) の反応を検証することができたので、最後に中性子カウントモニターを模した「ポリエチレンでシールドした中性子シンチレータ」の応答を評価する。この時、シンプルなシミュレーションを行うために図 4.24 のようなジオメトリを考える。5 mm 厚

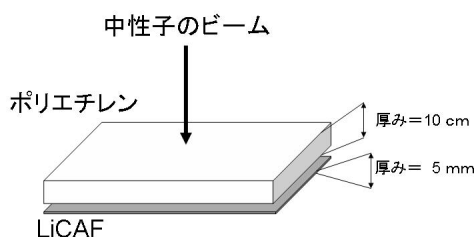


図 4.24: ポリエチレン+LiCAF のジオメトリ

の LiCAF の板を考え、その前方に 10 cm 厚のポリエチレンのブロックを設置している。入射した中性子ははじめにポリエチレンと反応し通過すれば、その後に LiCAF と反応するというジオメトリである。このジオメトリで各エネルギーごとに  $10^5$  個の中性子を照射し評価した。結果が図 4.25 である。横軸が Energy [MeV]，縦軸が反応確率 [%] で、ポリエチレンか LiCAF のどちらかで何らかの反応を起こした中性子の割合が赤、その中で LiCAF で ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応を起こしたイベントの割合が緑、ポリエチレンで核捕獲された中性子の割合が青、ポリエチレンで後方に散乱したイベントの割合が紫である。この図から LiCAF で ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応をもっとも起こしやすい中性子のエネルギーは  $\sim 1$  MeV であることがわかる。これは 100 keV よりも低いエネルギーの中性子は LiCAF に到達する前にポリエチレンで反応を起こすためである。一方で、10MeV 以上の中性子はポリエチレンを通過しやすくなっているが、その分だけ中性子が熱化されておらず、LiCAF での核捕獲反応確率を下がっている原因である。したがって、この中性子モニターは PoGOLite のバックグラウンドに寄与する 1MeV 程度の中性子に高い感度を持つことがわかる。

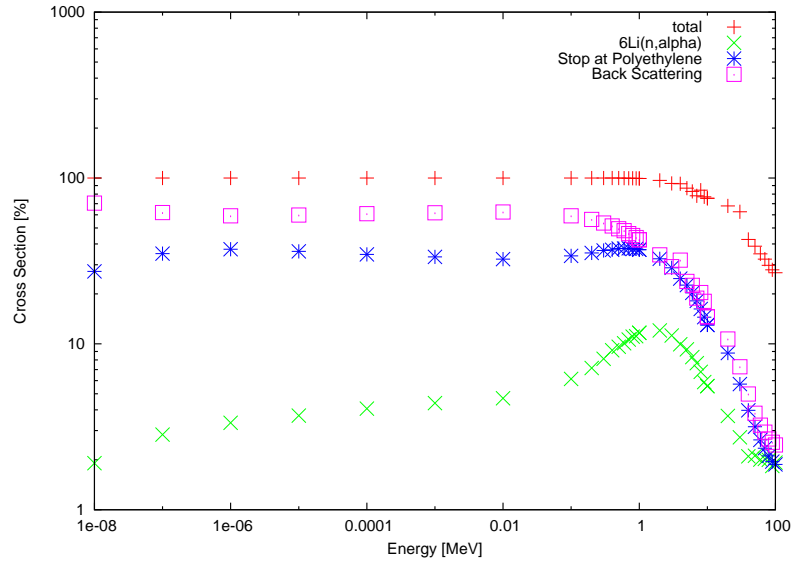


図 4.25: ポリエチレン (10 cm) が前にある時の LiCAF での中性子の反応確率

#### 4.3.4 上空における中性子シンチレータのカウント予想

§4.3.3 で中性子カウントモニターの中性子反応確率を求めることができたので、実際に大気中性子のエネルギースペクトルを想定して上空でのカウントレートを予想する。大気中性子のフラックスは 1973 年に Armstrong によってモンテカルロシミュレーションを用いた理論計算を引用する (図 4.26)。この図における縦軸は、アメリカの気球サイトであるバレスティンを想定した地磁気緯度 42 ° の上空において 4 方向で積分した中性子フラックスである。線のバックグラウンドと同様、このスペクトルの形は

$$f_i(E) = A_i \left( \frac{E}{\text{MeV}} \right)^{a_i} \quad [\text{n/s/cm}^2/\text{MeV}] \quad (4.2)$$

のような power-law 形で近似することができる。Armstrong(1973) では様々な大気圧で理論計算が行われているが 2011 年の PoGO Lite パス・ファインダーフライトに合わせて、空気の厚みは 5 g/cm<sup>2</sup> のものをまとめる。パラメータの一覧を表 4.2.1 に示す。

表 4.3 のパラメータによる大気中性子のモデルスペクトルが図 4.27 である。前節より得られたポリエチレンによって保護された中性子シンチレータで中性子が核捕獲反応を起こす確率 (図 4.25) とで、図 4.27 のモデルスペクトルの積をとると LiCAF で核捕獲される大気中性子のエネルギースペクトルは図 4.28 (緑) のようになる。図 4.28 でポリエチレンでシールドされた LiCAF に入射した際に LiCAF で核捕獲反応を起こす中性子のフラックスが緑の点である。これを 10<sup>-8</sup> MeV から 100 MeV まで積分すると

$$\sim 7.46 \times 10^{-2} \quad [\text{neutrons}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)] \quad (4.3)$$

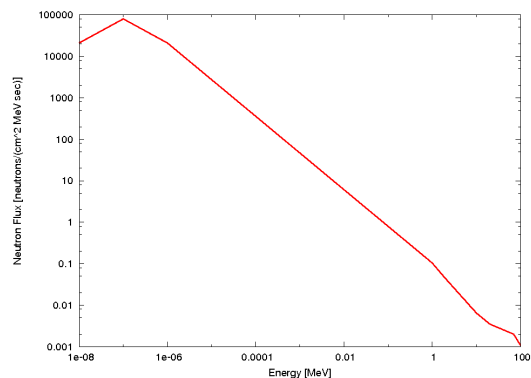
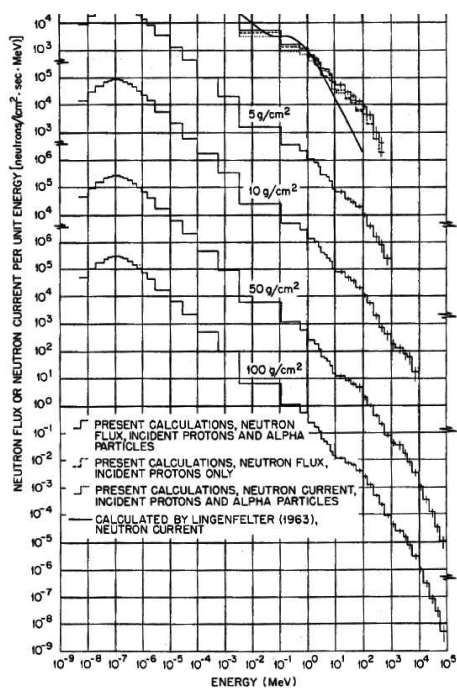


図 4.27: 表 4.3 のパラメータで近似した大気中性子のモデルスペクトル

図 4.26: Neutron Spectra [21](上空における中性子の存在)

表 4.3: power-law の形で近似した大気中性子スペクトル [20]

sub-interval	from	to	flux from this region [neutron/(sec·cm <sup>2</sup> )]	$A_i$	$a_i$
1	0.01eV	0.1eV	0.004925	$9.488 \times 10^8$	0.582
2	0.1eV	1eV	0.03088	6.728	-0.582
3	1eV	1MeV	0.7160	0.104	-0.884
4	1MeV	15MeV	0.2120	0.100	-1.189
5	15MeV	70MeV	0.1457	0.0135	-0.450
6	70MeV	1GeV	0.1638	3.135	-1.732
1-6	0.01eV	1GeV	1.27		

となる。ただし、実際には中性子シンチレータから見ると、全方向からほぼ一様に中性子が降ってくると考えられるのに対し、シミュレーションではシンチレータの円板の面に

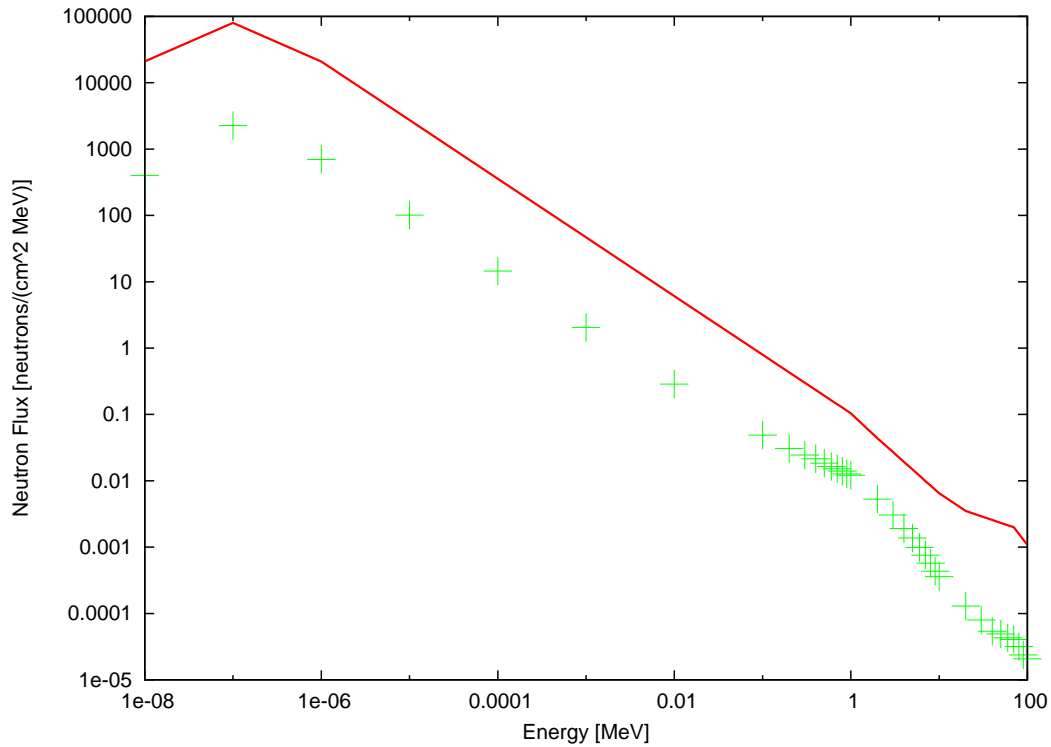


図 4.28: 上空の中性子カウントモニタで検出される中性子のモデルフラックス。赤のラインは図 4.27 と同一の大気中性子フラックスで、このフラックスで中性子がポリエチレンでシールドされた LiCAF に入射した際に LiCAF で核捕獲反応を起こす中性子のフラックスが緑である。

垂直にフラットビームを打ち込んでいるため補正が必要である。断面積  $S = r^2$  の円盤に単位立体角あたりのフラックス  $F$  でビームを一様に照射した時のレート  $R$  は

$$R = \int (S \cdot |\cos\theta|) \cdot F \sin\theta d\theta d\phi = \frac{1}{2}(4\pi SF) \quad (4.4)$$

である。一方、このシミュレーションのように  $S = r^2$  の面積をもつ円盤に垂直に  $4\pi F$  のフラックスでビームを打ち込んだ時のレート  $R'$  は

$$R' = 4\pi SF = 2R \quad (4.5)$$

となる。つまり、一様に中性子を照射した場合に比べ 2 倍のレートを過大評価していることとなる。これを考慮すると地磁気緯度 42 度の中性子フラックス ( $5 \text{ g/cm}^2$ ) における単位面積あたりの予想中性子のカウントレートは

$$\sim 3.73 \times 10^{-2} \quad [\text{neutrons}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)] \quad (4.6)$$

となる。

## 第5章 2011年PoGOLite実験

我々PoGOLiteチームは、2011年7月にスウェーデンのEsrange実験場でPoGOLite実験のパスファインダーフライトを行った。気球からヘリウムがリークするという不測の事態により、フライト時間が約5時間と限られ、十分な観測時間が得られなかったが、35 km上空において全検出器を動作させたデータを取得できている。本章では取得された実際のフライトデータを解析し、PoGOLiteのフライト中の検出器の詳細な動作検証を行うとともに、中性子バックグラウンドの寄与を算出する。

### 5.1 取得データの解析

本節では実際に取得されたフライトデータを解析し、検出器の詳細な動作検証を行う。データには、上空の35 kmで取得された2011年07月07日の03時11分05秒(UTC)、03時49分03秒(UTC)、03時12分19秒(UTC)、03時33分22秒(UTC)から取得した4つのデータセットを主に使用する。統計的な有意度を上げるため、4つのデータをあわせて使用し、合わせたデータを35 kmデータ(合計のLive Timeは913 secのデータ)と呼ぶ。

データは信号ごとにイベントID、時刻クロック、FADCボードのID、FADCボードのチャンネルID、波高値(50クロック分)などが保存されている。(詳しくは、図3.13を参照。)保存されたデータにはPMTからのX線信号だけでなく、DIOボードから時刻付けするために出力されたpseudo信号(擬似信号)も保存されている。

データを解析するにはイベントID毎にデータを並べ替える必要があるため、その手順について記述する。まず、データをFADCボードごとに分割し、§3.3.4で述べたように波高値から*PeakFast*と*PeakSlow*を算出し、イベントIDとクロック、FADCボードのID、チャンネルID、*PeakFast*、*PeakSlow*、波高値(50クロック分)というデータを作成する。次に、時刻クロック数から各FADCボード毎の時刻を計算し、pseudo信号で全FADCボードのタイミングを合わせる。最後に、イベントID順に全イベントを1つのファイルに組み上げる。これらにより、1イベントによって生じた複数のシグナルを一つ一つの波形を確認しながら解析が可能となる。このデータから本当に時刻付けが正しく行われているかなどを評価し、詳細な動作検証を行う。

### 5.1.1 時刻付け

§3.3.3 で述べたの通り、波形が保存されたデータにはイベント ID や FADC ボードの時刻クロックも保存されている。各ボードの時刻付けは FADC ボード内部のクロックに依存している。時間が経過するとボード間でクロックの周期の微妙なずれから時間のずれが生じ、これを補正するために DIO ボードから一定時間ごとの pseudo 信号を出力している。この信号により解析時に FADC ボード間の時刻を補正する。pseudo 信号に同期した時刻付けが正しく行えていれば、同じイベント ID 内で、補正後の時刻が各ボードで同じになるはずである。これを確認する方法として、同じイベント ID 内で複数シグナルの時刻差をとることによって評価する。

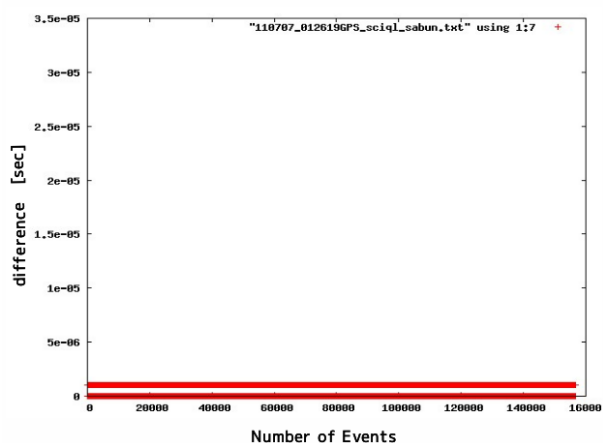


図 5.1: 時刻付けが成功した図。  
(2011年7月7日1時26分19秒(UTC)に  
観測開始のデータ)

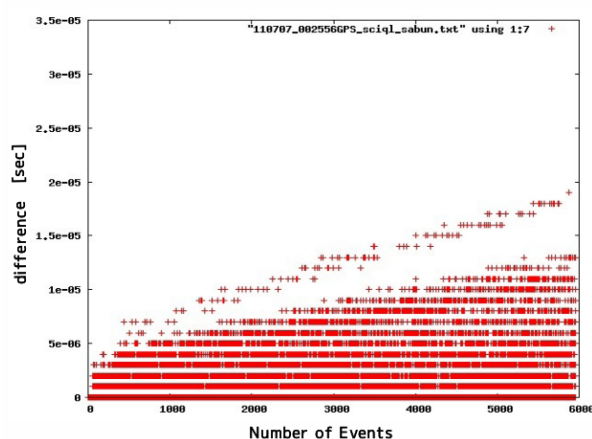


図 5.2: 時刻付けがうまく行われていない図。  
(2011年7月7日0時25分56秒(UTC)に  
観測開始のデータ)

図 5.1 と図 5.2 は同じイベント ID 内での時刻補正後の時刻の差をとった図で、横軸がイベント ID、縦軸が同じイベント内での差の絶対値をとった図である。クロックを保存する最小単位が  $1 \mu\text{sec}$  であるため、どちらの図も離散的に見える。時刻付けが正常に行われていれば、すべての観測データが図 5.1 のように差が  $1 \mu\text{sec}$  以下となるはずである。図 5.2 は観測開始から 2011 年 7 月 0 時 48 分 6 秒 (UTC) までの観測データに見られ、それより後の観測データでは図 5.1 のような時刻付けとなっている (他の観測データの時刻付けは付録を参照)。

これらの観測データの違いは、検出器の設定が Pulse Shape Discr(:PSD) と Upper Discr(:UD) の出力によって DIO ボードがイベント保存の選別を行うか行わないかである。観測開始から 2011 年 7 月 0 時 48 分 6 秒 (UTC) 開始のデータまでは PSD と UD を出力せず、すべてのデータ信号の取得を試みていた (そのため Dead Time が多い)。このため、この観測データには pseudo 信号が Dead Time により保存されていない。一方で、2011 年 7 月 0 時 48 分 6 秒 (UTC) より後の観測データでは PSD と UD 信号によりバックグラウンドを

除去し、保存するイベント数を選別しているため、Dead Time が減少し、pseudo 信号が保存されていた。以上のことから、PSD と UD 信号を利用しバックグラウンドを削除し Dead Time を抑えることが時刻付けを行う際にも重要であることが分かった。

### 5.1.2 カウントマップ

35 km data において、PDC と SAS の合計 91 本の PMT ユニットで検出されたイベントのカウントマップについて考える。PoGOLite ではそれぞれの PMT ユニットに名前とナンバーが ID され、ハニカム状に配置されている。その配置やナンバーは付録の図 7.1 と図 7.2 でまとめている。

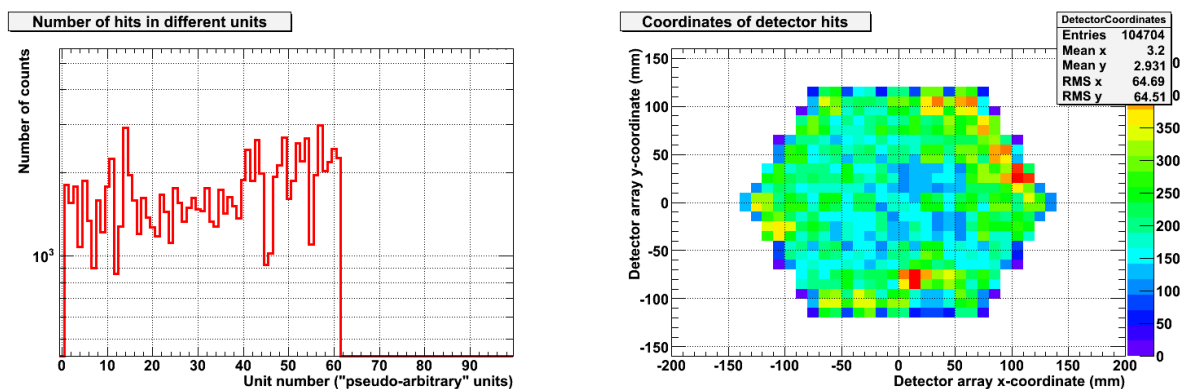


図 5.3: PDC(1~) での PMT ユニットごとで検出されたイベント数  
 図 5.4: PDC の PMT ユニットで検出されたイベントの二次元カウントマップ

図 5.3 は横軸に PMT ユニットの ID ナンバー、縦軸にそれぞれのユニットで検出されたイベントの数としたヒストグラムである。図 5.4 は PoGOLite の上方からみたカウントマップである。縦軸、横軸によって検出された位置を示し、色がカウント数を示す。図 5.3 と図 5.4 より多少のばらつきがあるものの、イベントは均一に検出されていることが理解される。図 5.4 で PDC の中心部より外層部の方がヒットカウントが多いことが確認できる。より詳細な解析は後述する。

### 5.1.3 二次元セレクションの有効性

ここでは波形弁別の二次元セレクションの有効性について検証する。二次元セレクションは、時定数の速いシンチレータの信号と時定数が遅いシンチレータの信号を弁別する方法の一つである。§3.3.4 のように *PeakFast* と *PeakSlow* を算出し、二次元ヒストグラムとして分布をとり、その分布にセレクションをかけることで、時定数の速いシンチレータの信号と時定数が遅いシンチレータの信号を区別する。



## PDCにおいて

ここでは、2011年07月07日の00時28分06秒(UTC)と2011年07月07日の03時49分03秒(UTC)から開始のデータを使用した。図5.5は二次元のヒストグラムである。

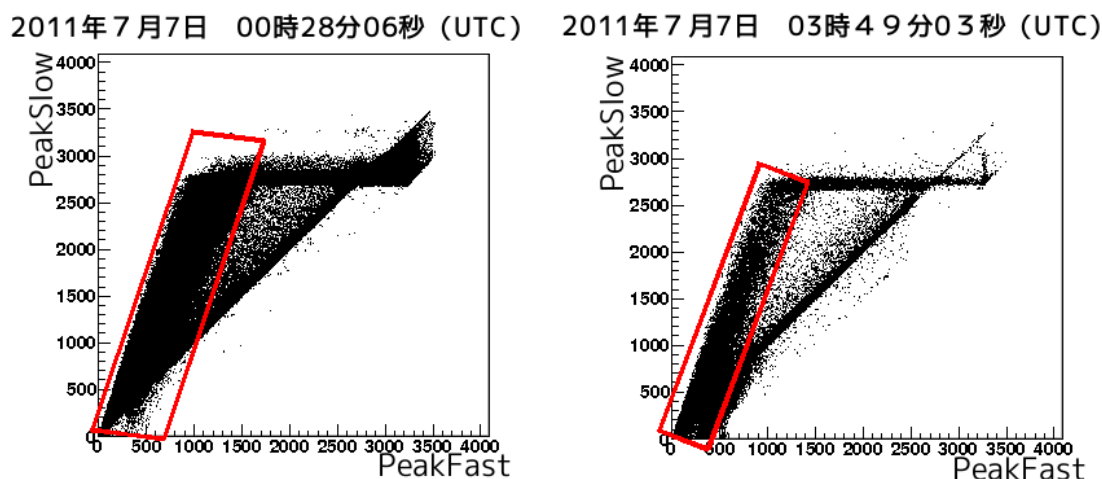


図 5.5: PSD の on/off の違い (右図:2011 年 07 月 07 日の 00 時 28 分 06 秒 (UTC) のデータで PSD が off の時。左図:2011 年 07 月 07 日の 03 時 49 分 03 秒 (UTC) のデータで PSD が on の時)

右図は 2011 年 07 月 07 日の 00 時 28 分 06 秒 (UTC) から取得開始した PDC のデータで、PSD を生成しておらず、左図は 2011 年 07 月 07 日の 03 時 49 分 03 秒 (UTC) から取得開始した PDC のデータで、PSD を生成している。赤で囲んだ領域では、イベントが減少していることがわかる。また、二次元ヒストグラム上で二つの集団に分かれていることも確認される。図 5.6 は 2011 年 07 月 07 日の 03 時 49 分 03 秒 (UTC) の PDC のデータを使用しており、左図が二次元ヒストグラムで横軸に *PeakFast*、縦軸に *PeakSlow* であり、右図がスペクトルで横軸に *PeakSlow*、縦軸に Counts で表している。左図において橙色のライン ( $1.5 \times PeakFast = PeakSlow$ ) でセレクションをかけ、*PeakSlow* に投影したものが右図のスペクトルである。黒のラインが全イベントでのスペクトルで、その内 BGO・Slow シンチレータの信号 ( $1.5 \times PeakFast < PeakSlow$  のイベント) を青色のラインで、Fast シンチレータの信号 ( $1.5 \times PeakFast > PeakSlow$  のイベント) を赤のラインで示している。

## 中性子カウントモニターにおいて

図 5.23 は 35 km data での中性子カウントモニターの信号を表示している。左図は二次元ヒストグラムで横軸に *PeakFast*、縦軸に *PeakSlow* を表している。( *PeakFast*,

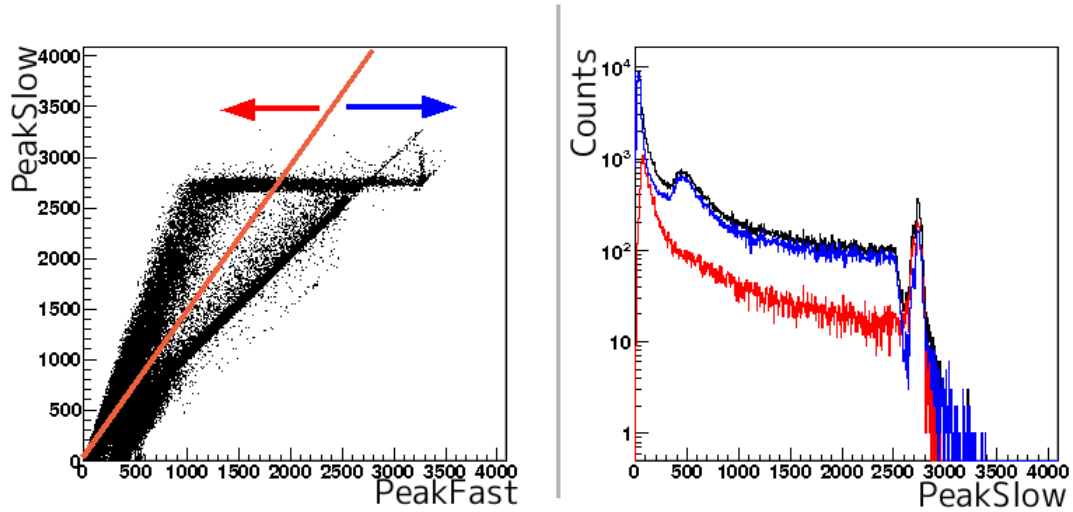


図 5.6: 2011年07月07日の03時49分03秒(UTC)のデータにおける二次元有効性

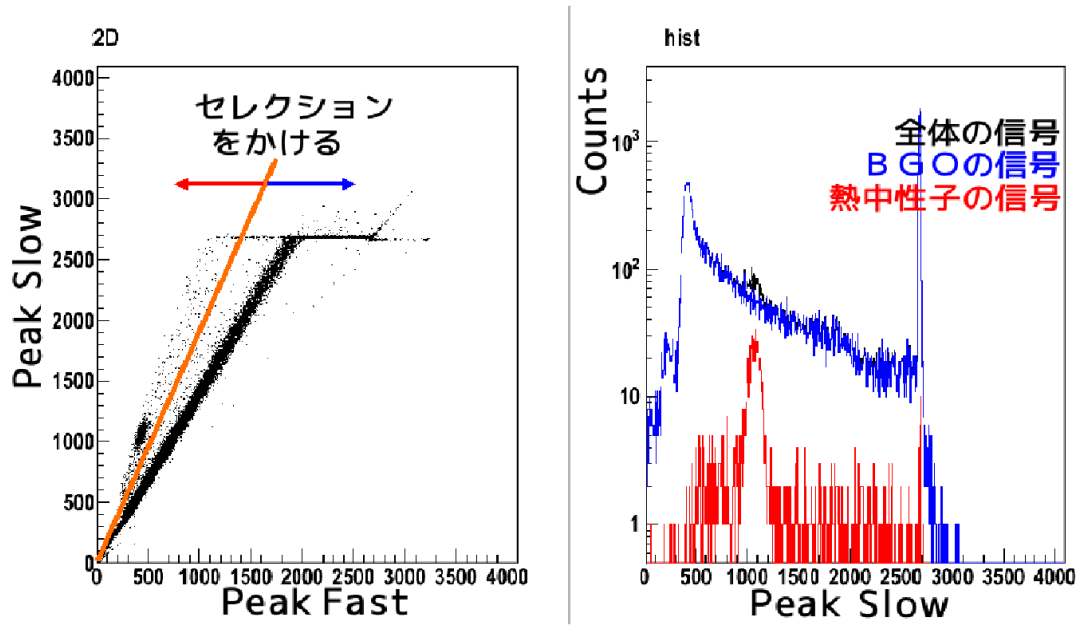


図 5.7: 中性子カウントモニターでの二次元有効性 (左図:二次元ヒストグラム。右図; スペクトル。)

$PeakSlow) = (450, 1050)$  の周辺に集まっている信号が LiCAF で検出した中性子の捕獲イベントで、 $1.5 \times PeakFast = PeakSlow$  の付近のイベントは BGO のイベントである。この二次元を  $PeakSlow$  に投射すると図 5.7 の右図となる。右図は一次元スペクトルで、

横軸に *PeakSlow*、縦軸にカウント数を示し、黒のラインは中性子カウントモニターで検出した全信号のスペクトル、青のラインが BGO で検出した信号 (図 5.7 の二次元ヒストグラムで  $PeakSlow < 1.9 \times PeakFast$  というセレクションをかけたイベント) のスペクトル、赤のラインが中性子シンチレータ (LiCAF) で検出した信号 (図 5.7 の二次元ヒストグラムで  $PeakSlow > 1.9 \times PeakFast$  というセレクションをかけたイベント) のスペクトルである。図 5.7 の右図で、全体の信号 (セレクションをかける前) では中性子のイベントがその他の信号に埋まるため区別が付きづらいが、セレクションをかけた上でスペクトル化すると中性子の信号がピークとしてはっきりと判別できる。

#### 5.1.4 二次元ヒストグラムにおける疑問点とその疑問点の解消

ここでは二次元ヒストグラムにおける疑問点とその原因について考察する。

PDC において

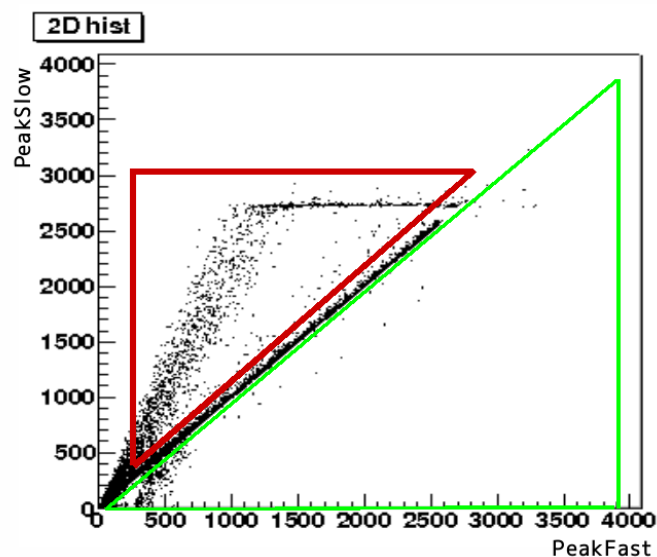


図 5.8: 二次元ヒストグラムにおける疑問点

図 5.8 は 35 km data の Zelda (PDC 中心の PMT のユニット名) のデータを *PeakFast* と *PeakSlow* で二次元にプロットしたヒストグラムである。疑問点 1 は、本来ならイベントのすべてが  $PeakFast \leq PeakSlow$  であるが、図 5.8 の黄緑のラインで囲まれた領域では  $PeakFast > PeakSlow$  となるイベントが存在することである。疑問点 2 は、図 5.8 の赤色で囲んだ領域にイベントが存在することである。本来なら PSD 信号が生成される場合、DIO ボードによってイベント選別が行われ保存され、イベントであるにもかかわらず

ず、ここでは保存されてしまっている。

### 疑問点1についての考察

$PeakFast > PeakSlow$  となっているイベントの波形を一つ抜きだしたのが図 5.9 である。この波形では、 $>250$  nsec より前に前の信号によるテイルが残り、そこに重なったイ

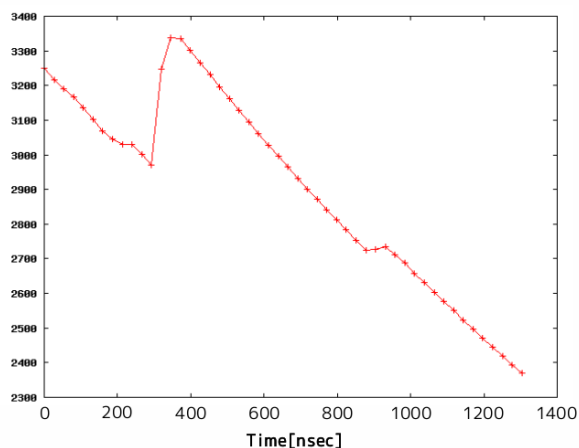


図 5.9: 図 5.8 における黄緑のライン内 ( $PeakFast > PeakSlow$  の時) の波形の一例

イベントが保存されている。このイベントを §3.3.4 の波形弁別方法のように解析を行うと図 5.10 のようになる。図 5.10 は横軸がそれぞれ時間で、① のグラフ、② のグラフは図 5.9

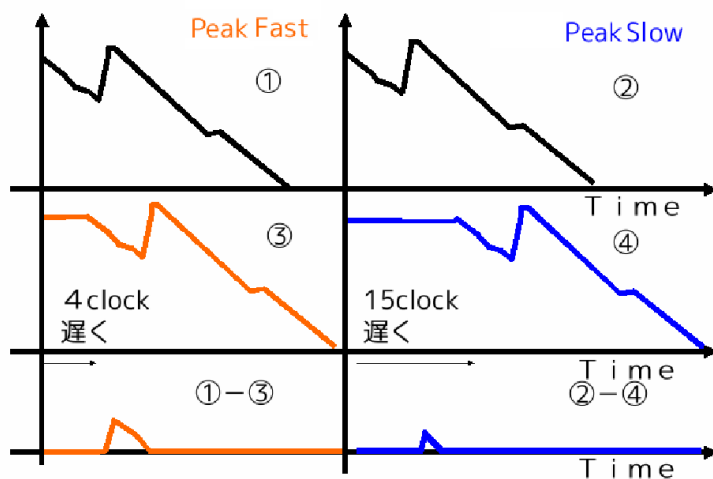


図 5.10: 取得時に解析される模式図

を表している。③ のグラフ、④ のグラフはそれぞれ ① のグラフを 4 clock 分、② のグラ

フを 15 clock 分だけ遅延させたグラフで、最終段は (① のグラフ ③ のグラフ) と (② のグラフ ④ のグラフ) を表している。このことにより (① のグラフ ③ のグラフ) のから導いた  $PeakFast$  と (② のグラフ ④ のグラフ) から導いた  $PeakSlow$  を比べると  $PeakFast > PeakSlow$  が成り立つ。つまり、疑問点 1 の少なくとも一部は、こうした前のイベントと重なったイベントによって構成されていると理解される。

### 疑問点 2 についての考察

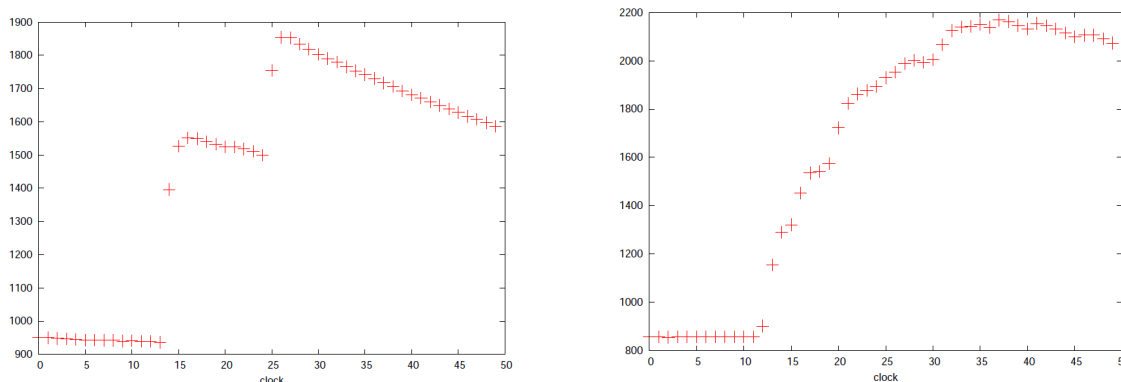


図 5.11: 本来なら PSD が生成され削除されるはずの一つの波形

疑問点 2 の領域に保存されたイベントの波形の一例が図 5.11 である。図 5.11 の左図のような波形は、全体を通して考えると  $PeakSlow > PeakFast$  なイベントとして判断されるが、25 clock までで評価すると  $PeakSlow \simeq PeakFast$  なイベントとして判断され、DIO ボードで捨てられずに保存されてしまったと考えられる。そのため、二次元上では立ち上がりが遅い信号として疑問点 2 の領域に存在する。疑問点 1 と違い、疑問点 2 の領域では図 5.11 の左図のような波形のみではなく、右図のように明らかに立ち上がりが遅い信号が存在する。右図に関して DIO ボードが選別を正しく行えず、データが保存されているかは理解できていない。

### SAS において

PDC と違い BGO シンチレータのみで構成されている SAS では、すべてのイベントが PSD 信号によって削除されなくてはならないが、今観測では削除を受けずに保存されている。この原因は入力していた Trigger threshold にあった。Trigger threshold を越えることによって FADC ボードが動き、条件に当てはまると PSD 信号が生成される。2011 年 7 月のフライトでは Trigger threshold の設定が高すぎた (Trigger を出さないように設定していた) ため、その結果、SAS から PSD 信号が生成されず、多くの波形データが保存されてしまった。

## バグ解消による効果

PoGO Lite では、SAS や下部 BGO、Slow シンチレータによって視野外からくる荷電粒子や線などのイベントを効率よく選別し、余計なバックグラウンドイベントは極力データとして保存しないようにしている。ただし、上記のように、本観測では SAS からの PSD 信号が正常に作用していないなどの問題点が出てきた。こうしたデータは、地上での解析では後から問題なく削除できるが、Dead Time を大きくしてしまう。ここでは SAS や下部 BGO、Slow シンチレータによって視野外からくる線や荷電粒子などのイベントを正常に削除することができた時に、さらにどの程度のバックグラウンドを保存せずに削除できるかを評価する。評価に使用するデータ PSD や UD を DIO ボードが選別に利用していない 2011 年 7 月 0 時 48 分 6 秒 (UTC) から取得開始したデータである。

- SAS の PSD が正常に動作し、その PSD に同期したイベントを削除した場合

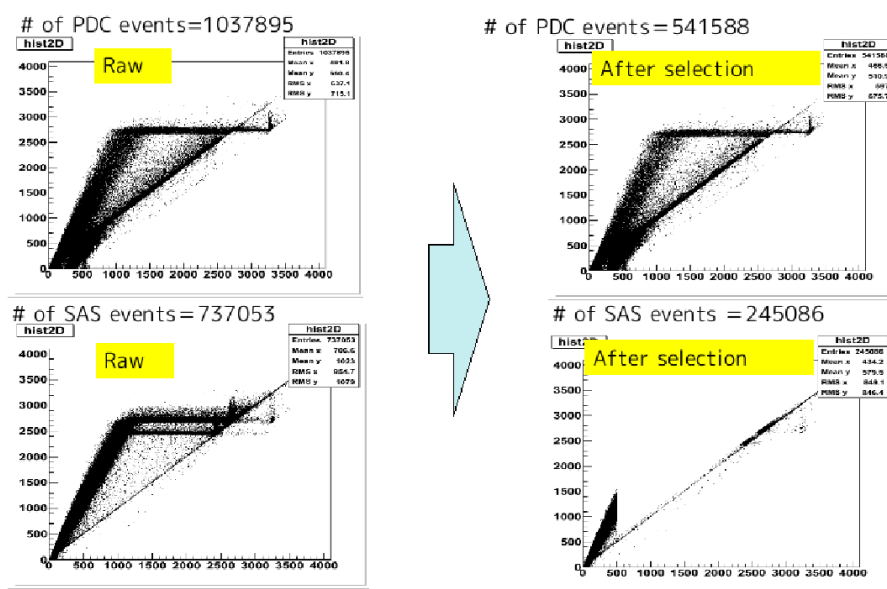


図 5.12: SAS の PSD が正常に動作した時の効果

まず、SAS の PSD が正常に動作した時の効果について考察する。図 5.12 は左上、左下の図は PDC61 本、SAS30 での取得された元のスペクトルで、右上、右下は PDC、SAS において PSD が正常に動作した時に予想される図である。SAS の  $PeakSlow > PeakFast$  となるイベントとそれに同期したイベントが消えている。この結果、PDC のイベントは  $\sim 66.8\%$ 、SAS のイベントは  $\sim 47.8\%$ 、PDC と SAS を合わせたイベントは  $\sim 55.7\%$  減少させることができる。これらは SAS で反応したイベントであるのでバックグラウンドに起因したものである。

- PDC の PSD が正常に動作し、その PSD に同期したイベントを削除した場合

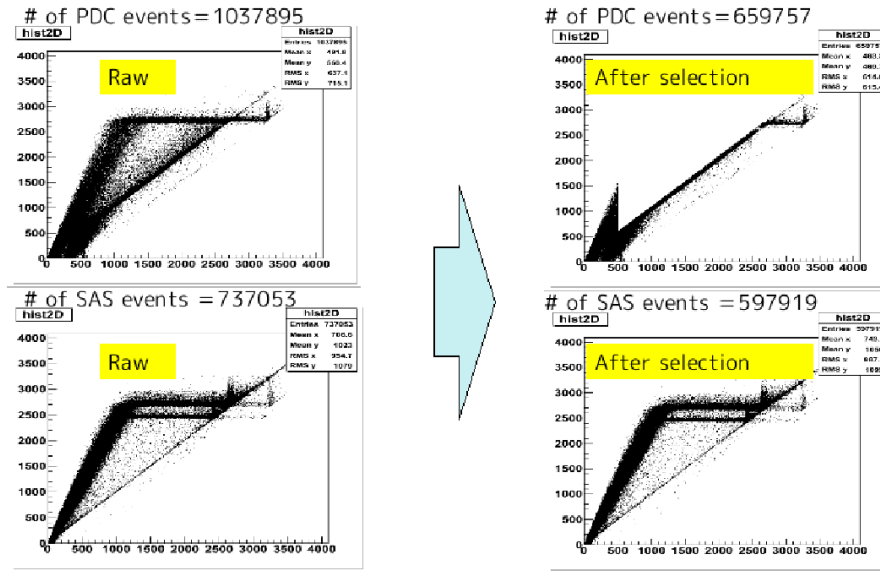


図 5.13: PDC の PSD が正常に動作した時の効果

ここでは、PDC の PSD が正常に動作した時の効果について考察する。図 5.12 と同様に図 5.13 は左右でセレクションをかける前の元データとセレクションをかけた後のスペクトルを示し、上下では PDC と SAS のスペクトルを示している。現時点では、PDC の PSD 信号が出力されない一部の原因は不明のままであるが、仮に全イベントについて正常に PDC の PSD が動作すると、PDC のイベントを  $\sim 36.4\%$ 、SAS のイベントを  $\sim 18.9\%$ 、PDC と SAS を含めたイベントを  $\sim 29.1\%$  減少させることができる。なお、ここで削除されているイベントは、PDC で検出されているが、PSD 信号が出た (つまり、BGO や Slow のシンチレータが反応した) バックグラウンド信号である。

- PDC と SAS の両方の PSD が正常に動作し、PSD に同期したイベントを削除した場合

ここでは、PDC と SAS の PSD が正常に動作した時の効果について考察する。図 5.12 と同様に図 5.14 は左右でセレクションをかける前の元データとセレクションをかけた後のスペクトルを示し、上下では PDC と SAS のスペクトルを示している。このことによつて PDC のイベントを  $\sim 58.4\%$ 、SAS のイベントを  $\sim 71.4\%$ 、PDC と SAS を含めたイベントを  $\sim 63.8\%$  減少させることができている。

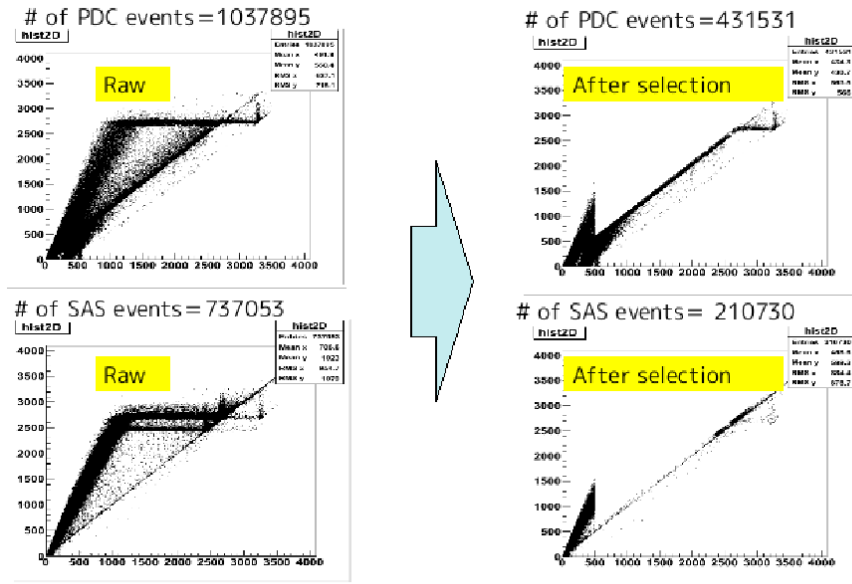


図 5.14: SAS と PDC の PSD が正常に動作した時の効果

- すべての SAS のイベントで同期したイベントを削除した場合

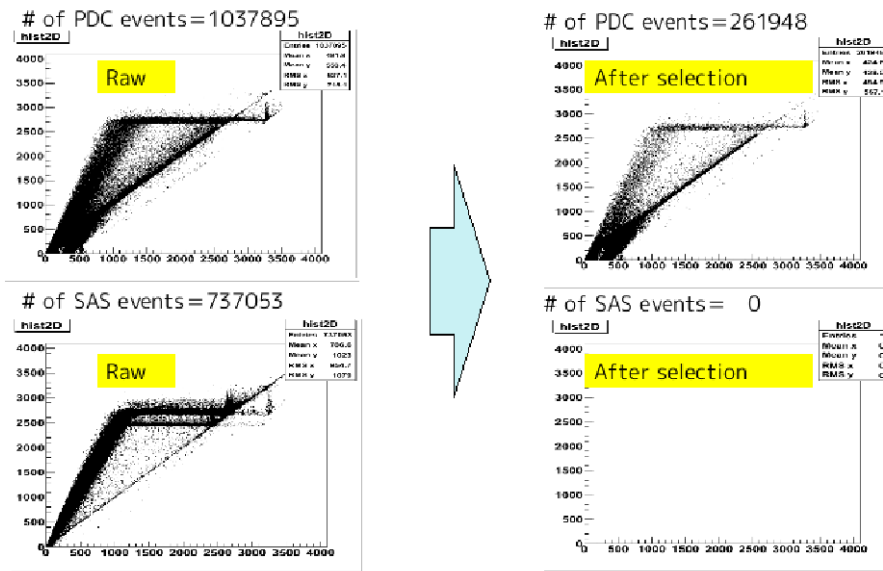


図 5.15: すべての SAS のイベントを PSD として、正常に動作させた時の効果

2011年のパスファインダーフライトでは、PDCとSASのFADCボードで共通のFPGAコードが使えるように、SAS用のFADCボードでも、PDCと同様にPSD信号の計算を



行っていた。しかし、SASユニットが反応した信号はすべてバックグラウンドと見なすことができる。そのため、SASのイベントのすべてがPSD信号を出力した時の効果について考察する。図 5.12 と同様に図 5.16 は左右でセレクションをかける前の元データとセレクションをかけた後のデータを示し、上下ではPDCとSASの違いを示している。このことによってPDCのイベントが～74.8 %、SASのイベントが100 %、PDCとSASを含めたイベントが～85.2 %減少した。つまり、バックグラウンドイベントのみを削除しつつ、Dead Time やデータ保存量を今回よりも約 6 割も軽減することができる可能性があることが分かった。

### Trigger Threshold を変更した際の効果

上述の項目では現 FPGA コードからの改修が必要がある。そこで、ここでは、FPGA コードの大きな改修は行わずに、PSD 計算用の Trigger Threshold を変更することによって生じる効果について、Trigger Threshold を 50、100、200、300 とし、35 km データを使用し評価する。Trigger Threshold が 300 で PDC と SAS において PSD が正常に作動している時、図 5.16 のような二次元ヒストグラムが生成されると予想される。

正常に PSD が作動し、PSD に同期したイベントが削除されることによってイベント数が PDC では～59.0 %、SAS では 80.4 %、全体では 68.6 %減少した。同様の作業を他の Trigger Threshold でも行い、表 5.1 にまとめた。表 5.1 から、300 から 100 の時では

表 5.1: PSD 計算用の Trigger Threshold を変更することによって生じる効果

TT	# of PDC	# of SAS	DR of PDC	DR of SAS	DR of Total
300	606133	235916	59.0 [%]	80.4 [%]	68.6 [%]
200	541489	175597	63.3 [%]	85.4 [%]	73.2 [%]
100	479112	121401	67.6 [%]	90.0 [%]	77.6 [%]
50	467388	111155	68.3 [%]	90.8 [%]	78.4 [%]

\* TT : Trigger Threshold、DR : Decrease Ratio

Trigger Threshold が下がるにつれてイベント数が減少していることが理解でき、Trigger Threshold が 50 から 100 の時は他と比べイベントがほとんど減少していない。このことから、PoGOLite での PSD 計算用の Trigger Threshold は 300 と設定されているが、Threshold は 100 まで下げることで、63.1 % のイベントを有効に消すことができることが分かった。

### 5.1.5 Flight 中の検出器内の温度変化

検出器内の温度変化を調べるため、PMT が温度によってゲインが変化することを利用し、1p.e ピーク から温度変化を調べる。1 p.e(光電子 Photo electron : p.e) ピークの位

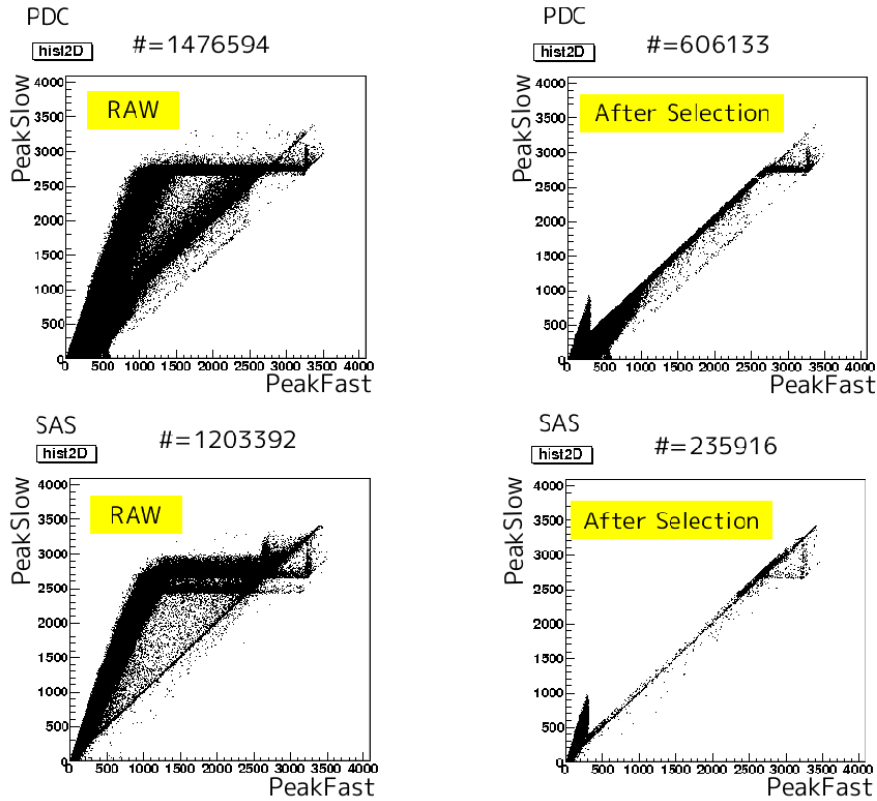


図 5.16: PSD 計算用の Trigger Threshold を 300 とした時に PSD が正常に動作した時の二次元

置とは 1 つの光電子イベントで形成されたスペクトル上でのピークのこと、PoGO Lite では PMT のゲイン測定に用いている。

図 5.17 はある PDC1 ユニットについて、横軸に ADC チャンネル、縦軸にカウント数を取り、黒のラインが保存された全イベントのスペクトル、Fast プラスチックシンチレータのイベントのスペクトルを赤、BGO・Slow シンチレータのスペクトルを黄緑で示している。低エネルギー側のピークが 1 p.e. ピークで、ここを拡大した図がオレンジで囲んだ図である。これをガウス関数でフィッティングしている。この時に求まる 1p.e. ピークのチャンネルによって PMT のゲインを評価する。

図 5.18 は気球の上昇に伴う 1p.e. ピーク値の変動を表し、横軸が上昇中に取得したデータのラベルで右に行くほど上昇しており (全部で全フライト時間 ~5 時間に対応する)、縦軸が PMT の 1p.e. ピークである。図 5.18 の左図は Zelda と呼ばれる中央の PMT の 1p.e. ピークの変動で、図 5.18 の右図は Wily と呼ばれる PMT の 1p.e. ピークの変動である。どちらも最大で 10 % 以内の変動に留まっているため、大きな温度変化がなかったことを示している。ただし、今回のフライトデータは 5 時間程度であるため、検出器が完全に平衡には至らなかった可能性もある。

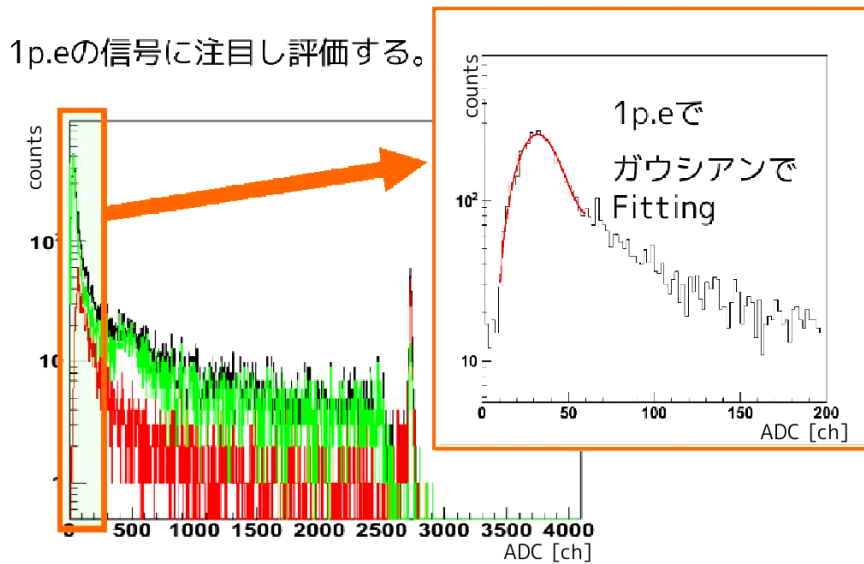


図 5.17: PDCのある PMT のスペクトルの 1p.e ピークをガウシアンで Fitting した図

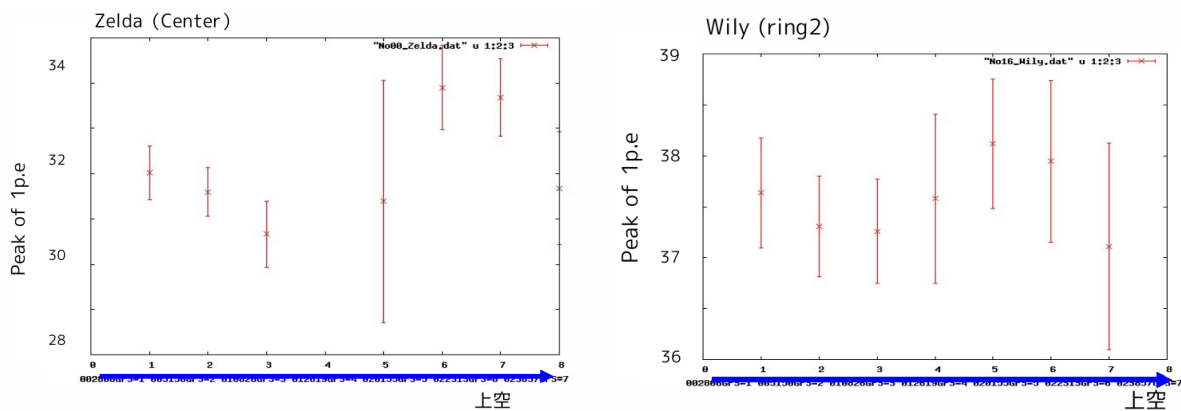


図 5.18: ある PMT における上昇に伴う 1p.e ピークの変動 (左:Zelda、右:Wily)

このことから以下では今回は温度変化がなかったとして、シンチレータや PMT でのゲインの変化もなかったものとして解析を行う。

## 5.2 スペクトル解析

ここでは 35 km データを使用し、上空で検出したイベントのスペクトル解析を行う。35 km データから SAS での信号と同期したイベントと、PDC において  $PeakFast > 300$  かつ  $PeakFast + 100 > PeakSlow$  であるイベントに同期したイベントはバックグラウンドと見なし削除したデータを使用する。このことによって、視野外から到来する線や

荷電粒子などの効果を減少させることができた。この時のスペクトルの違いを図 5.19 で示す。図 5.19 はスペクトルを表し、セレクションをかける前を赤のラインで、セレクシ

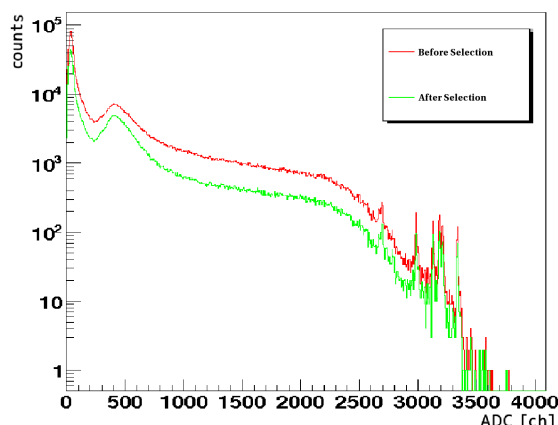


図 5.19: 35 km data の PDC のスペクトル (セレクションをかける前後の図)

ンをかけた後を緑のラインで示す。フライト前に取得した  $^{241}\text{Am}$  の 60 keV のラインがどの PDC ユニットでも 1261.1 ch の位置にくるように各 PMT のゲインを補正している。

### 5.2.1 1hit・2hit イベントのスペクトル

ここでは 1hit イベント (一つのイベントで 1 本の PDC のみが反応したイベント) と 2hit イベント (1 つのイベントで 2 本の PDC が反応したイベント) のスペクトルを確認する。1hit イベントのスペクトルは PDC 内で 線が光電効果したイベントであり、2hit イベントは 線のコンプトン散乱のため、コンプトン散乱した PDC とその後光電吸収した別の PDC が反応したイベントである。硬 X 線偏光検出器として PoGoLite ではコンプトン散乱を利用しているため、2hit イベントが重要である。図 5.20 は各 hit のスペクトルを表し、縦軸がカウントで、横軸が *PeakSlow* である。2hit イベントについては、2 本の PDC が出力した 2 つの *PeakSlow* の和を示している。Armstrong 氏らによって提唱されたモデルから導いた先行研究 [25] によりバックグラウンドレートが地磁気緯度  $42^\circ$  の地点より 2 倍と想定した時、30 keV、50 keV、80 keV における 2hit イベントのバックグラウンドレートは 0.032 /sec/keV、0.019 /sec/keV、0.017 /sec/keV である。また、観測天体のシグナルが  $\sim 1$  Crab 程度で、視野方向の空気の厚みを  $10 \text{ g/cm}^2$  とすると、30 keV、50 keV、80 keV における天体からのシグナルレートは 0.0132 /sec/keV、0.0146 /sec/keV、0.00420 /sec/keV と見積もられる [25]。30 keV から 80 keV の予想されるバックグラウンドのイベントレートは 1.025 /sec、天体からのイベントレートは 0.516 /sec となる。図 5.20 の右図の 2hit イベントより 30 keV から 80 keV までのカウントの積分値が 8836 イベントで、35 km データ が 913 秒の観測時間で、実質の Live Time は 873 sec であるため、検出された

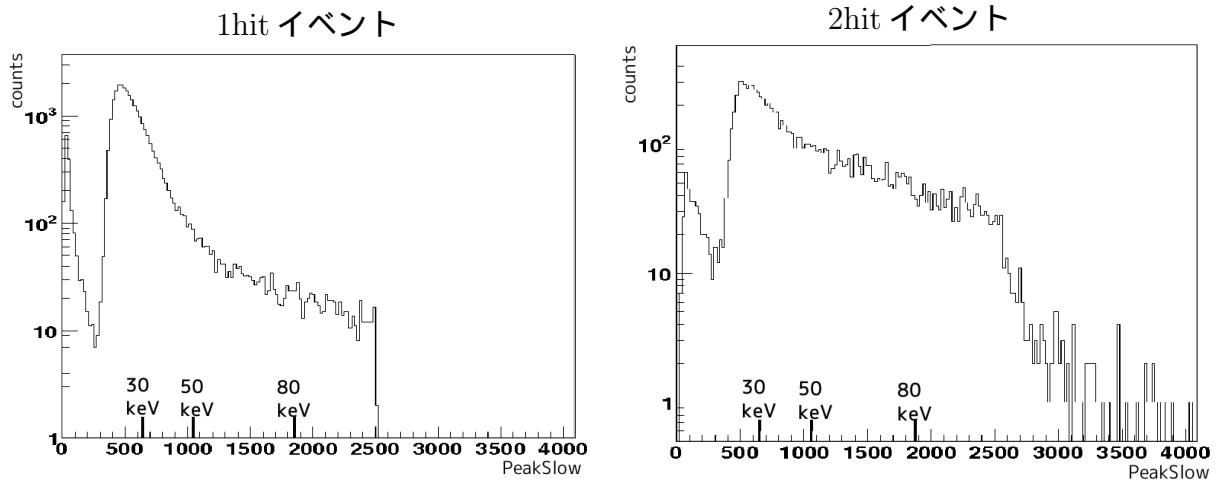


図 5.20: 35 km data の PDC の各 hit のイベントのスペクトル

イベントレートは  $10.12 / \text{sec}$  となる。つまり、予想されるバックグラウンドの約 9.3 倍程度のレートであると見積もることができる。また、50 keV から 80 keV の高エネルギー側のバンドにおいて予想されるバックグラウンドのイベントレートは  $0.5371 / \text{sec}$ 、天体からのイベントレートは  $0.2392 / \text{sec}$  であり、実際の 50 keV から 80 keV までのカウントの積分値は 3154 イベントである。50 keV から 80 keV のバンドで検出されたイベントレートは  $3.613 / \text{sec}$  となり、50 keV から 80 keV のバンドでの予想されるバックグラウンドの約 6.3 倍程度のレートであると見積もることができる。

## 5.2.2 PDC の ring ごとのスペクトル

PDC の位置によるスペクトルの変化を調べる。それぞれを図 5.21 のように ring ごとに分けて評価する。この時の ring ごとのスペクトルが図 5.22 である。図 5.22 は縦軸が

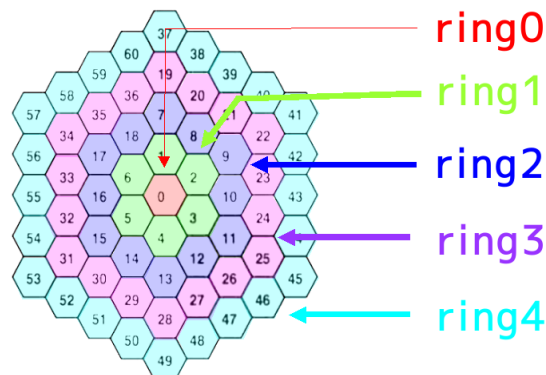


図 5.21: PoGOLite でのそれぞれ ring の配置

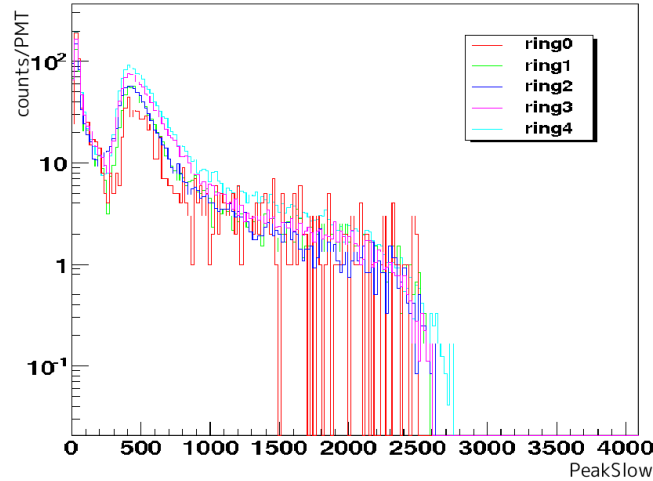


図 5.22: リング毎の PMT 一つあたりスペクトル

PDC1 本あたりのカウント数で、横軸が *PeakSlow* である。ring0 を赤、ring1 を黄緑、ring2 を青、ring3 を紫、ring4 を水色のラインで表している。25 keV 付近の低エネルギー側 (*PeakSlow* が 500 の付近) では一番外側の ring4 がバックグラウンドが高く、50 keV ~ 100 keV (*PeakSlow* が 1050 ~ 2100 の範囲) ではどの ring でもほとんどレートが変わらないことが分かった。

### 5.3 中性子カウントモニターのデータ解析

ここでは、実際に中性子カウントモニターで観測した中性子数からスウェーデンのキルナ上空での大気中性子のフラックスを推定する。手順として、中性子カウントモニターで実際に検出された中性子の数、及びカウントレートを求め、§4.3 でシミュレーションした地磁気緯度 42 °でのポリエチレンでシールドされた LiCAF シンチレータが核捕獲する中性子カウントレートと比較する。図 5.23 は 35 km データについて、中性子カウントモニターで検出した LiCAF シンチレータのスペクトル (BGO で反応したイベントは二次元セレクションした後) で、ガウス関数で中性子の核捕獲反応のイベントをフィットしている。この時のガウス関数の式は

$$F_{\text{Gaussian}} = 10.44 \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\text{PeakSlow} - 1067}{54.78}\right)^2\right) \quad (5.1)$$

であり、中性子カウントモニターで検出した中性子の数は

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\text{Gaussian}} dP = 10.44 \times 54.78 \times \sqrt{\pi} \quad \sim 1014 \quad (5.2)$$

となる。ここで  $P$  は ADC のチャンネル値である。また、式 4.6 より 10 cm 厚ポリエチレン+LiCAF シンチレータが地磁気緯度 42 °で大気中性子を核捕獲するイベントレ-

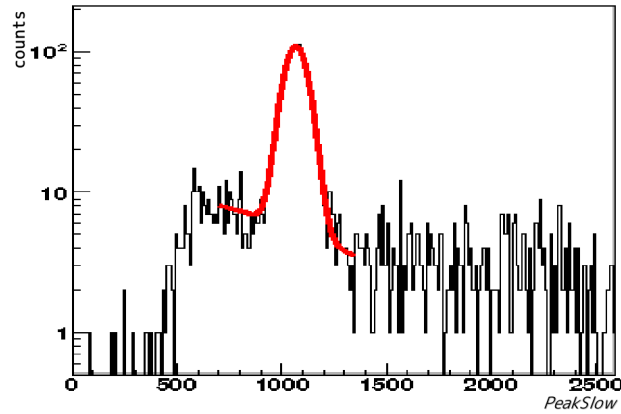


図 5.23: 中性子カウントモニターで観測したスペクトル (ただし、10 bin まとめをしている)。

トは単位面積あたり  $\sim 3.73 \times 10^{-2}$  [neutrons/(sec · cm<sup>2</sup>)] である。地磁気緯度の高いキルナでは一次宇宙線のフラックスが大きいいため大気中性子のフラックスも大きくなると考えられている。このフラックスを正確に予想することが難しいが、PoGOLite チームではこれまでの値として約二倍とすると、大気中性子を核捕獲する予想イベントレートは  $\sim 7.46 \times 10^{-2}$  [neutrons/(sec · cm<sup>2</sup>)] である。実際に PoGOLite の中性子カウントモニターで使用している LiCAF シンチレータの大きさは 1 辺が 1.48 cm の六角形であり、面積は  $\sim 5.86$  cm<sup>2</sup> である。従って、中性子モニターの予想カウントレートは  $7.46 \times 10^{-2} \times 5.86 = 0.44$  counts/sec となる。一方で中性子モニターで処理しているボード 12 は他と独立して動作しているため、DIO の Live Time (35 km データの Live Time は 913 sec で、ボード 1~11 の Live Time) より Live Time が小さくなることが予想される。今研究では PPS 信号が 47 counts/min であることを利用し、保存されている PPS 信号の数は 425 個であるため、 $(425 \times 60) / 47 \sim 542.55$  sec である。中性子カウントモニターの Live Time は 542.55 sec と計算できる。従って、実際のカウントレート  $1014 / 542 \sim 1.98$  counts/sec となる。

つまり、中性子カウントモニターで検出されたレートと予想の比は

$$\frac{N}{N_{\text{sim}}} = \frac{1.98}{0.44} \sim 4.5 \quad (5.3)$$

となる。つまり、Amstrog(1973) に基づき、地磁気緯度の違いを適当に二倍とおいて予想した値に比べ、実際の PoGOLite のフライト中のバックグラウンドは約 4.5 倍であった。

## 第6章 まとめ

我々PoGOLite チームでは、2011年7月にPoGOLite(Polarized Gamma-ray Observer-Light version) 気球実験のパスファインダーフライトをスウェーデンのEsrange 実験場で行なった。25-80 keV の帯域で偏光観測を行うには高感度観測を行う必要があり、検出器バックグラウンドを低減することが重要になる。「すざく」衛星搭載の硬 X 線検出器HXD(Hard X-ray Detector) で使用された井戸型フォスウィッチカウンターのデザインを採用し、波形弁別によって効率よく視野外からの荷電粒子や X 線、 $\gamma$  線のバックグラウンドの除去を行っている。その結果、従来では無視することのできた大気中性子由来の信号が主要なバックグラウンドであると予想されている。そこで大気中性子のフラックスをモニタし、中性子スペクトルを評価することによってバックグラウンドを見積もることを目指した。そこで、中性子シンチレータ ( $\text{LiCaAlF}_6$ ) を使用した中性子カウントモニターを開発し、PoGOLite に搭載した。

PoGOLite のフライト中の中性子バックグラウンドの寄与を算出するために、まず中性子シンチレータを使用した中性子カウントモニターを開発した。中性子シンチレータの選定のために  $^{60}\text{Co}$  の  $\gamma$  線照射実験や陽子照射実験を行い、放射線耐性を調べた。中性子シンチレータは燐光と考えられる自己発光が確認され、 $\text{LiCAF}(\text{Ce } 2\%)$  では変色が見られた。その上で、 $\text{LiCAF}(\text{Eu } 2\%)$  では照射後の早い段階で  $\gamma$  線のイベント ( $^6\text{Li}(n, \alpha)$  反応でエネルギーを落とす粒子) が自己発光のイベントと区別して検出することができた。今回のPoGOLite では放射線耐性があると確認された  $\text{LiCAF}(\text{Eu } 2\%)$  を採用し中性子カウントモニターを開発した。

次に“GEANT4” をもちいて、中性子シンチレータ ( $\text{LiCAF}$ ) の中性子との反応確率をモンテカルロシミュレーションで評価し、 $N_42^\circ$  での大気中性子のエネルギースペクトルを想定して中性子を入射した。その結果は 10 cm 厚のポリエチレンにシールドされた  $\text{LiCAF}$  において、中性子のフラックスが  $\sim 3.73 \times 10^{-2}$  [neutrons/(sec · cm<sup>2</sup>)] であると算出した。

2011年のPoGOLite 気球実験のパスファインダーフライトをおこなった。このフライトは気球からヘリウムがリークするという不測の事態により、観測時間が約5時間と限られ、十分な観測時間が得られなかったが、35 km 上空において全検出器を動作させたデータを取得することができている。その取得できたデータより、時刻付けが正しく行われているやカウントマップ、バックグラウンドのエネルギースペクトルを作成し、詳細な動作検証を行なった。北緯  $42^\circ$  の上空のバックグラウンドより導いた予想バックグラウンドのイベントレートに比べ、実際に測定されたバックグラウンドのイベントレートは 30 keV から 80 keV では約 9.3 倍、50keV から 80keV では約 6.3 倍程度レートが高い結果と



なった。

PoGOLite に中性子カウントモニターを実装し放球中に中性子を観測することができた。PoGOLite の放球中に中性子カウントモニターで検出した中性子のフラックスは 1.900 [neutron/sec] である。予想された中性子フラックスは 0.4372 であるため、北緯 42 ° の上空の中性子のバックグラウンドより導いた予想バックグラウンドのイベントレートに比べ、実際に測定された中性子のバックグラウンドのイベントレートは約 4.3 倍となった。

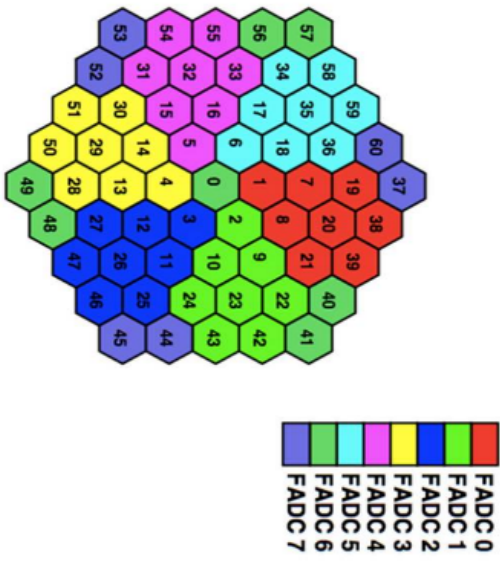
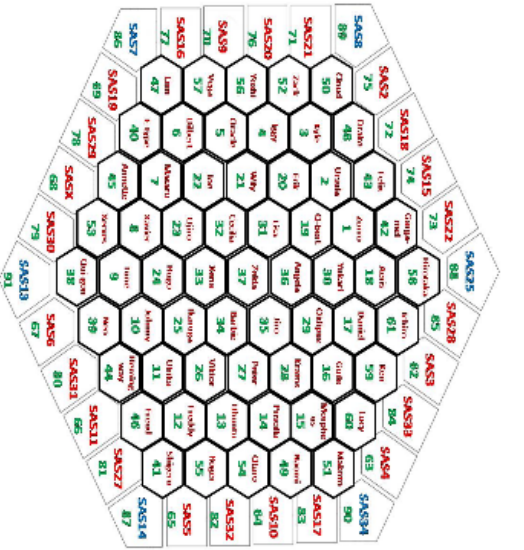
50 keV ~ 80 keV の高エネルギー側のバンドでの主検出部で検出されたイベントレートと中性子カウントモニターで検出された中性子のイベントレートは予想カウントレートの約 6.3 倍と約 4.3 倍となっている。アクティブシールドなどにより荷電粒子や線のバックグラウンドイベントは除去されている状況ではバックグラウンドは中性子が支配的であると考えられるため、主検出部で検出されたイベントレートでも中性子に起因するバックグラウンドが支配的であると考えられる。レートが多少高いものの概ね予想通りである。

# 第7章 付録

## 7.1 PoGOLiteのPMTの配置

No	FADC	Ch	Name	No	FADC	Ch	Name	No	FADC	Ch	Name
0	#7	#7	Zelda	24	#2	#8	Ubuntu	48	#7	#4	Neo
1	#1	#2	Angela	25	#3	#2	Freddy	49	#7	#5	Qui-gon
2	#2	#1	Jiro	26	#3	#7	Ulrika	50	#4	#8	Xerxes
3	#3	#1	Barbie	27	#3	#6	Johnny	51	#8	#7	Annette
4	#4	#7	Xena	28	#8	#8	Tune	52	#8	#1	E-type
5	#5	#1	Cecilia	29	#4	#6	Xavier	53	#8	#4	Linn
6	#6	#5	Lisa	30	#4	#3	Masaru	54	#5	#6	Vega
7	#1	#8	Yukari	31	#5	#2	Dilbert	55	#5	#8	Yoshi
8	#1	#7	Oidipus	32	#5	#5	Oracle	56	#7	#6	Zack
9	#2	#2	Kratos	33	#5	#3	Iggy	57	#7	#1	Cloud
10	#2	#5	Peter	34	#6	#4	Kyle	58	#6	#1	Drake
11	#3	#8	Viktor	35	#6	#7	Ursula	59	#6	#3	Felix
12	#3	#5	Ikaruga	36	#6	#8	Zorro	60	#8	#2	Gargamel
13	#4	#2	Hugo	37	#8	#3	Hirota				
14	#4	#4	Ojiro	38	#1	#5	Ichiro				
15	#5	#4	Joe	39	#1	#6	Ken				
16	#5	#7	Wily	40	#7	#2	Lucy				
17	#6	#2	Erik	41	#7	#3	Makoto				
18	#6	#6	Q-bert	42	#2	#4	Naomi				
19	#1	#1	Aeris	43	#2	#7	Qtaro				
20	#1	#3	Daniel	44	#8	#5	Roger				
21	#1	#4	Guile	45	#8	#6	Shigeru				
22	#2	#3	Morpheus	46	#3	#3	Freud				
23	#2	#6	Priscilla	47	#3	#4	Hemingway				

図 7.1: PoGOLite での PDC に使用されている PMT の ID



FADC #1	FADC #2	FADC #3	FADC #4	FADC #5	FADC #6	FADC #7	FADC #8	FADC #9	FADC #10	FADC #11	FADC #12
Aeris	Jiro	Barbie	Annette	Cecilia	Drake	Cloud	E-type	SAS3	SAS5	SAS7	SAS2
Angela	Kratos	Freddy	Hugo	Dilbert	Erik	Lucy	Gargamel	SAS4	SAS6	SAS9	SAS8
Daniel	Morpheu	Freud	Masaru	Iggy	Felix	Makoto	Hirohata	SAS10	SAS11	SAS13	SAS15
Guile	Naomi	Hemingwy	Ojiro	Joe	Kyle	Neo	Linn	SAS17	SAS14	SAS16	SAS18
Ichiro	Peter	Ikaruga	(Tune)	Oracle	Lisa	Qui-gon	Roger	SAS25	SAS27	SAS19	SAS20
Ken	Priscilla	Johnny	Xavier	Vega	Q-bert	Zack	Shigeru	SAS28	SAS31	SAS29	SAS21
Oridipus	Otaro	Ulrika	Xena	Wily	Ursula	Zelda	Annette	SAS33	SAS32	SAS30	SAS22
Yukari	Ubuntu	Viktor	Xerxes	Yoshi	Zorro	(Tune)	SAS34	SASX		Ntr. scint.	

7.2: PoGOLite でのそれぞれ PMT の配置

## 7.2 中性子シンチレータの特性のその他の図

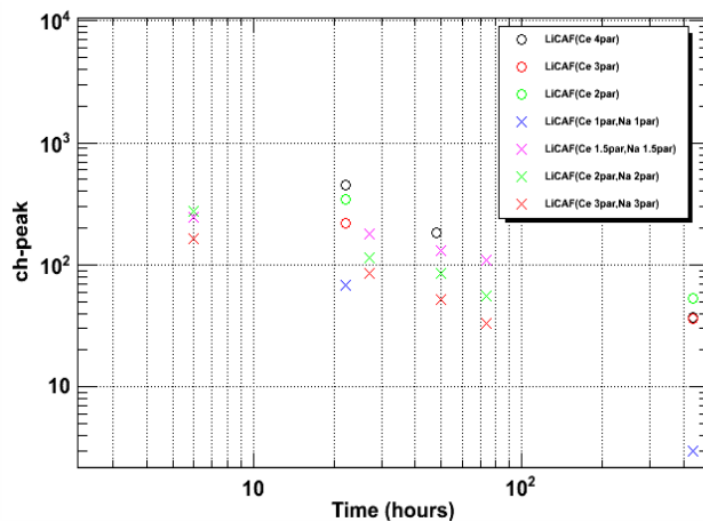


図 7.3: <sup>60</sup>Co 照射後のシンチレータの時間変動

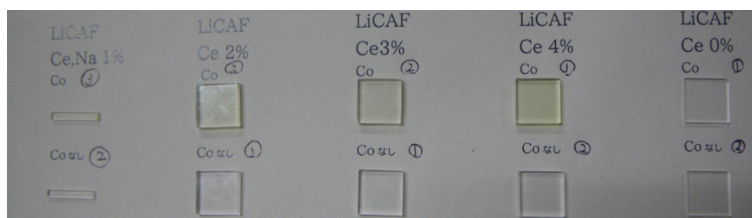


図 7.4: <sup>60</sup>Co 照射後のシンチレータの写真

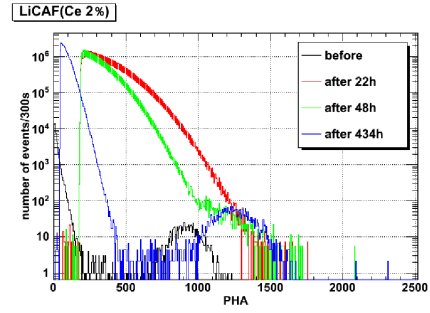
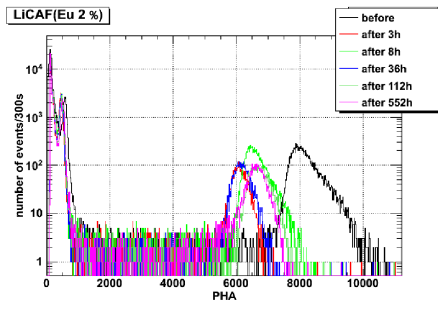


図 7.5: LiCAF(Eu 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

図 7.6: LiCAF(Ce 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

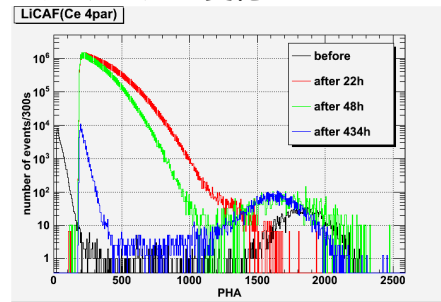
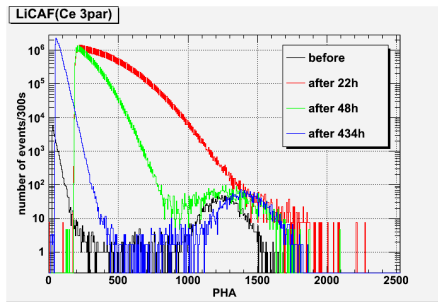


図 7.7: LiCAF(Ce 3%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

図 7.8: LiCAF(Ce 4%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

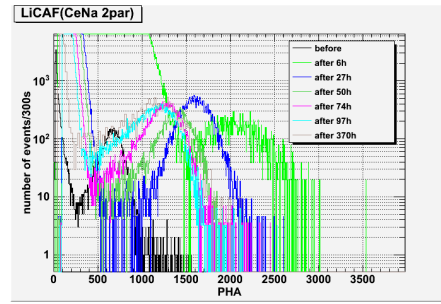
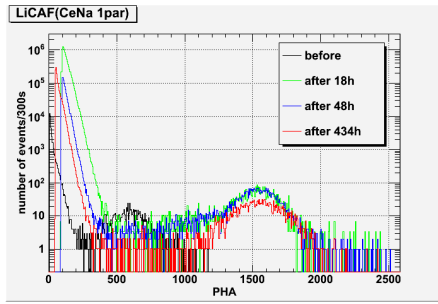


図 7.9: LiCAF(Ce,Na 1%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化 図 7.10: LiCAF(Ce,Na 2%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

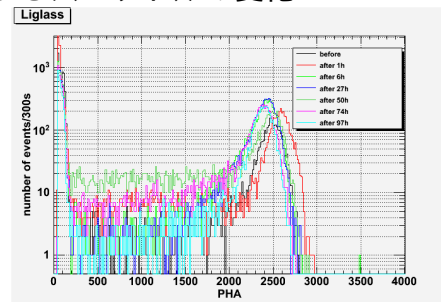
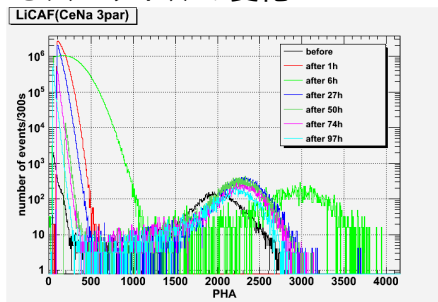


図 7.11: LiCAF(Ce,Na 3%) の照射後の時間経過によるスペクトルの変化 図 7.12: Li glass の照射後の時間経過によるスペクトルの変化

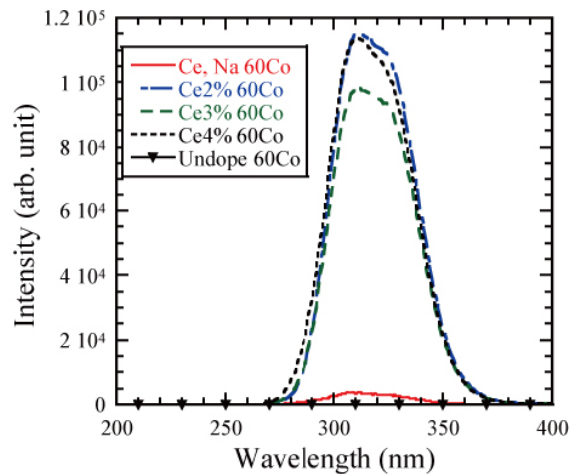
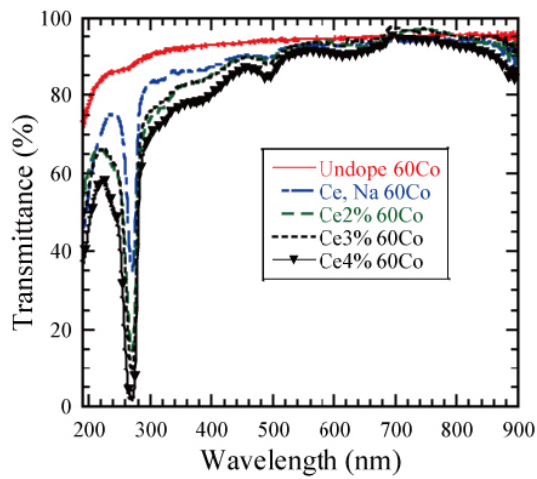


図 7.13: 放射化前後の Ce を共ドープしたシンチレータの波長依存性。

## 7.3 PoGOLiteのその他の解析図

### 7.3.1 時刻付け

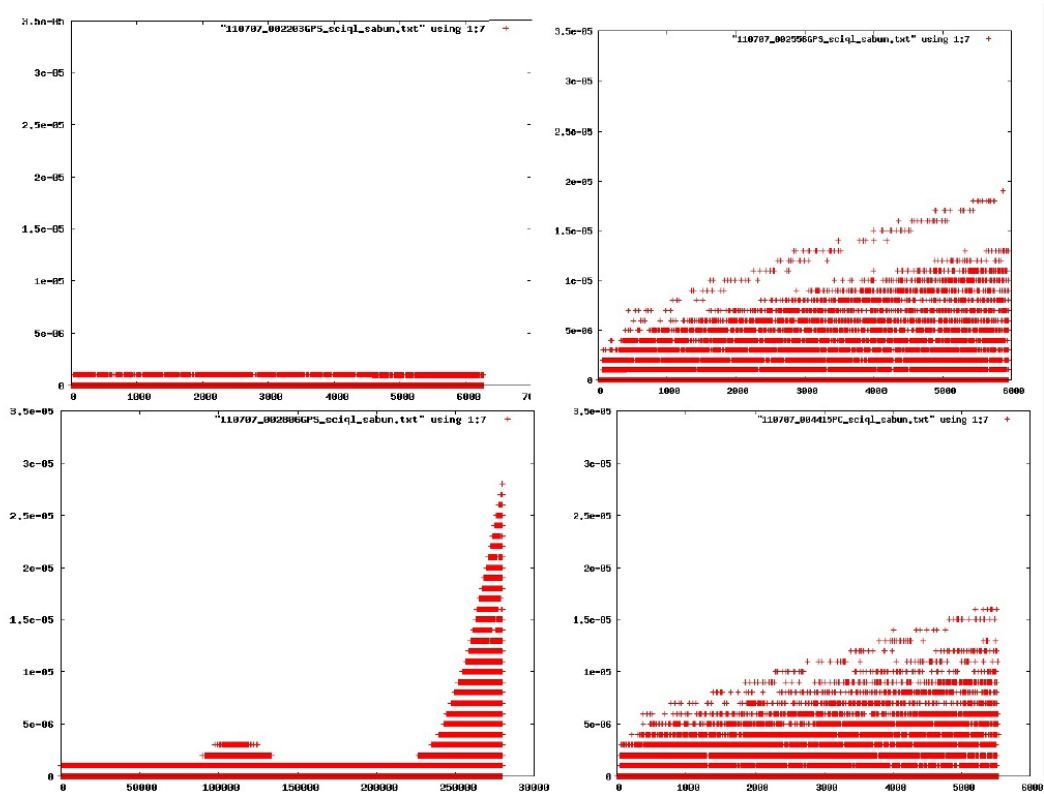


図 7.14: 時刻付けの解析。(2011年7月7日の00時22分03秒から測定開始したデータから00時44分15秒に開始したデータまでの4つ)

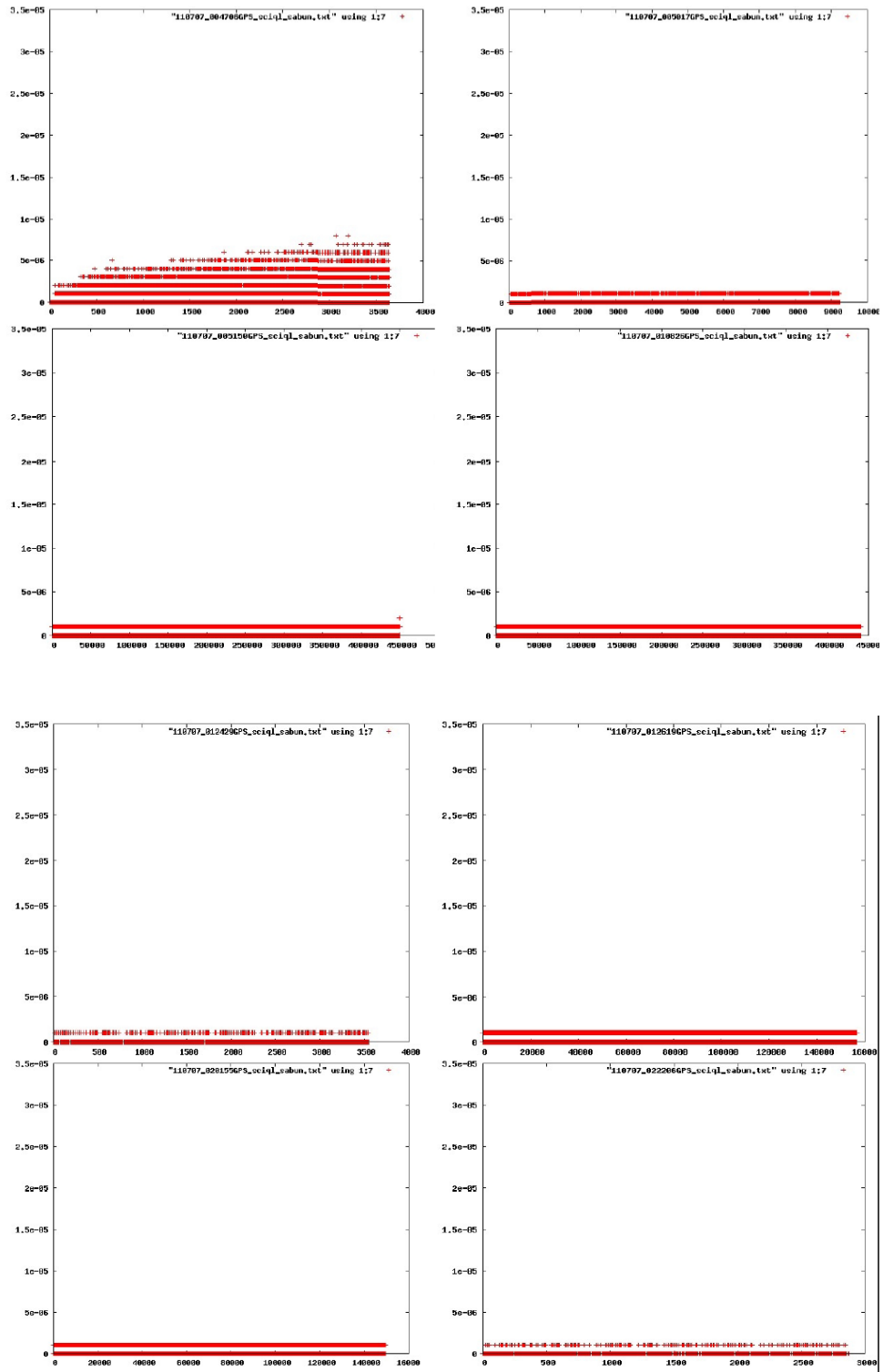


図 7.15: 時刻付けの解析。(2011年7月7日00時47分06秒から測定開始したデータから02時22分06秒に開始したデータまでの8つ)



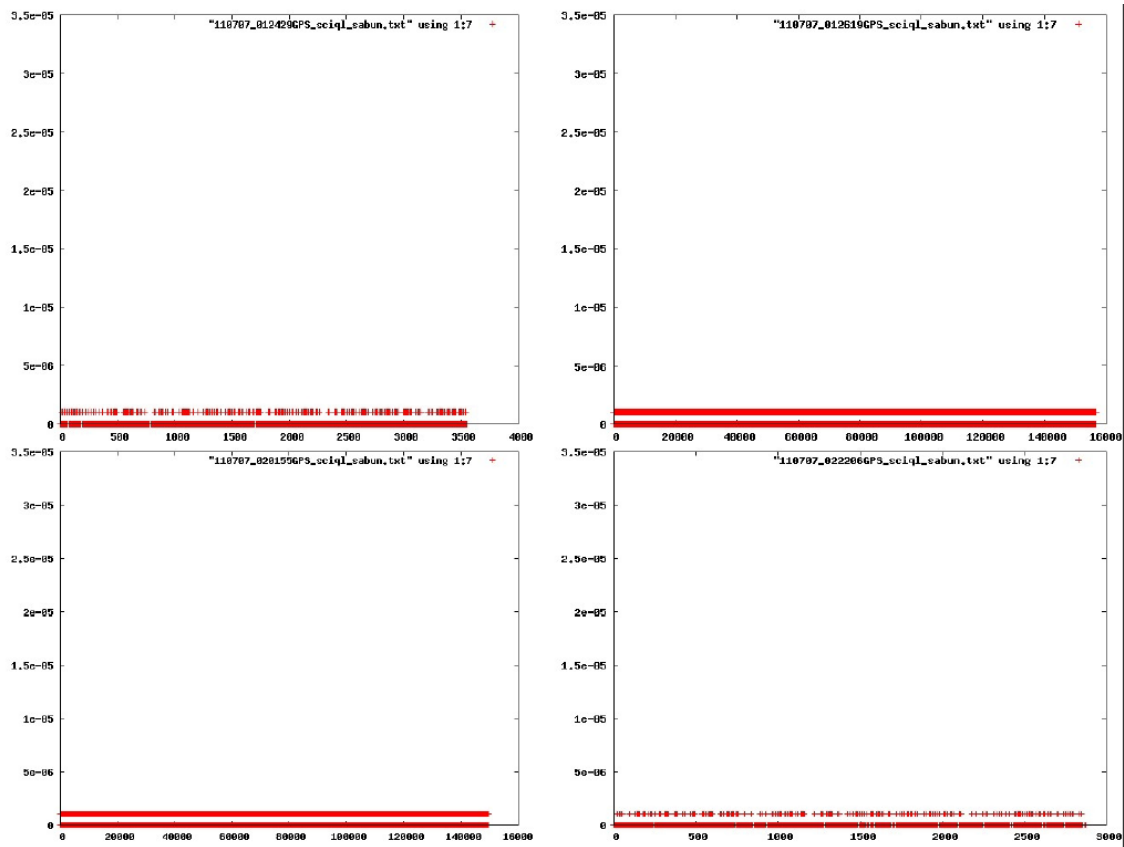


図 7.16: 時刻付けの解析。(2011年7月7日02時23分13秒から測定開始したデータから02時54分47秒に開始したデータまでの3つ)

# 謝辞

本論文を作成するにあたり、様々な方に御助力を頂きました。本論文を遂行するにあたり指導教官として様々な助言と指導をして頂いた深沢先生に深謝します。入試時の面接官や学部時のチューター、そして副査と様々な場所で私を助けて頂いた志垣先生に感謝したいと思います。

そして、何より本研究の基礎から教えていただいたひろたか先生と水野先生に甚大な感謝の意を表します。この出来の悪い私が本研究を遂行できたのもお二方の力と粘り強さの賜物であると確信しています。特に、ひろたかさんには日本語力の乏しい本論文を何度も何度も添削をしていただき、実験の背景から、手法、基礎に至るまで、一から懇切丁寧に教えていただきました。本当に感謝しても仕切れません。

コロキウムなどで質問や議論、助言などをして頂いた大杉先生、吉田先生、川端先生、植村先生、秋田谷先生、大野先生、片桐先生には感謝しています。先生方々には研究面のサポートではなく、企画した飲み会などに参加して頂き、本当に感謝しています。

実験でお世話になりました名古屋大学の渡辺先生には、中性子線源を貸していただき誠にありがとうございました。また、東北大学先端結晶工学研究部吉川研究室の柳田氏や藤本氏、横田氏にも中性子シンチレータの測定などしていただきありがとうございます。

研究室のメンバーに個人的に感謝したいと思います。

小部屋といえば、既に卒業されたおさむさん、未だに存在の大きさに感じています。本当に感謝しかありません。現在の小部屋のドンである山中さん。小部屋のメンバーになった時に「こんなにええ待遇でいいの!？」って言ったのを今でも覚えています。あと、酒に酔った時に急に走って帰ることはやめてください。いつも話を合わせ、朗らかな笑顔でいる安田さん。些細なことでも笑ってくれた笑顔に癒され、音楽の趣味の広さに感服しました。この研究室で一番面倒をみて頂いた上原さん。いろいろなイベントを面白そうといって賛同し、一緒に動いて頂きました。その行動力と研究に対する姿勢など様々な場所で尊敬し、私の理想の一人でした。大部屋のドンである西野さん。いたずら好きで、後輩の面倒見が良い後ろ姿をみるといつも感心させられました。そして、ちょっと不器用なところが密かにツボでした。お茶部屋のドンである笹田さん。D3の先輩の中で交流の回数は少なかったのですが、コロキウムなどで見せる発表者に理解を促すような質問に毎度感心していました。毎度、卓球に行こうと誘ってくれた先本さん。息抜きにつきあってもらったり、かなりの愚痴を聞いていただきました。いつも、研究室にいていつ帰っているのだろうと疑問に思った花畑さん、フックの聞いたツッコミが私の笑いを誘いました。飲みに誘った時に遅れてもきてくれるD林さん、笑顔に癒され、実験など質問した際にも快く

教えて頂きました。放射化実験の解析でかなりお世話になった平木さん、ぼそっと喋ってからのドヤ顔がもう見えなくなるのが少し残念です。唯一のD1で大部屋の陰のドンである伊藤さん。すこし暴走した時のトークが面白かったです。そして、飲み会のテンションと普段の違い…かなりいいですね！うん。卒業された松岡さんや佐田さん、本田さん、小松さんにも本当にご迷惑をおかけしました。(短くてすいません。)

六年間なんやかんやで、仲良くしてくれたおっくん。お酒を飲んでもテンションの高さと普段のまじめさに敬歎していました。研究室の中でひろたかさんの次に迷惑をかけました。電話のときに韓国人やったと気づかされるチュン。翻訳の仕事を頼み、行動に驚かされていました。本当にネタに欠かない人生を送っていて面白かったです。いつもだるそうにしていた原尾。ある意味一番近いニオイを感じつつ、あまり触れませんでした。まあ少し自由すぎるだろとは思いました。努力家という言葉が一番似合うもちお。小部屋の同期として小さなことから大きめのことまでかなり世話になりました。もちおの積み重ねる努力と飲み会などで見せる爆発力は尊敬しています。おっとりとした雰囲気醸し出し、その雰囲気と違い頑固者の一面を持つザキさん。暇つぶしにつき合って頂き本当にありがとうございました。かなり無駄話をしまくって邪魔をしたと思います。申し訳ないです。

頼りない私を先輩として使ってくれた後輩の方々(一部違うような気がしますが…)。まとめてしまって申し訳ないですが、本当にありがとうございます。ほかにも研究室外の先生、先輩方、同期、そして後輩の方々皆様のおかげで、大学・大学院の六年間を楽しく過ごすことができました。本当にありがとうございます。

末筆になりましたが、高エネルギー宇宙可視赤外線天文学研究室の一員になり三年間を過ごせたことを感謝しつつ、研究室のますますの発展を祈り、終わりとさせていただきます。

## 参考文献

- [1] 梅木 勇大 「モンテカルロシミュレーションによる次期X線衛星ASTRO-H搭載軟線検出黄のバックグラウンド評価」 広島大学 修士論文 2008 年度
- [2] 川添 哲志 「宇宙硬X線衛星用シンチレーション検出器の低バックグラウンド化の研究」 広島大学 卒業論文 2000 年度
- [3] 吉田 広明 「気球搭載宇宙硬X線偏光検出器 PoGOLite の主検出部の地上試験による性能実証」 広島大学 修士論文 2008 年度
- [4] 山本 和英 「気球搭載宇宙硬X線偏光検出器 PoGOLite の主検出部の開発と性能評価」 広島大学 修士論文 2007 年度
- [5] 浅野哲也 「BGO と APD を用いた宇宙 線検出器アクティブシールドの研究」 広島大学 卒業論文 2004 年度
- [6] 松岡正之 「宇宙ガンマ線の気球・衛星観測におけるシンチレータ信号のデジタル処理の実証」 広島大学 修士論文 2010 年度
- [7] 柳田 健之, et al. 「Ce<sup>3+</sup> および Pr<sup>3+</sup> 添加 YLiF<sub>4</sub>、BaLiF<sub>3</sub>、LiCaAlF<sub>6</sub> 結晶の放射線励起時における発光特性評価」 東北大学多元物質科学研究所
- [8] Noriaki Kawaguchi, et al. 「Study of crystal growth and scintillation properties as a neutron detector of 2-inch diameter Eu doped LiCaAlF<sub>6</sub> single crystal」 IEEE Nuclear Science Symposium Conferece Record 2009
- [9] Yuui Yokota, et al. 「Growth, Optical Properties and Neutron Responses of Ce<sup>3+</sup> Doped LiYF<sub>4</sub> single Crystals」 IEEE Nuclear Science Symposium Conferece Record 2008
- [10] H takahashi, et al. 「Study on a Phoswich Detector Consisting of Li-Compoed Crystal Scintillator and BGO for Neutron Measurement」 IEEE Nuclear Science Symposium Conferece Record 2009
- [11] M. Jackson, et al. 「PoGOLite: a balloon-borne soft gamma-ray polarimeter」 IEEE 2009

- [12] Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>)
- [13] GLENN F.KNOLL 木村逸郎/阪井英次訳「放射線計測ハンドブック第3版」日刊工業新聞社
- [14] PMT 特性 (<http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-etd/pd002/pd394/>)
- [15] 佐々木 慎一 「放射線と放射線計測の基礎」放射線科学センター
- [16] 軌道上実行線量 (<http://www.jaxa.jp/press/nasda/2002/>)
- [17] Physics Reference Manual(<http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/>)
- [18] Geant4 collaboration, Geant4 general paper (to be published), Nuclear Instruments and Methods A, (2003).
- [19] R. Serber, Nuclear Reactions at High Energies, Phys. Rev. 72, (1947),1114.
- [20] Jaroslav Kazejev, KTH, 'Neutron background studies for PoGOLite' (2007)
- [21] T. W. Armstrong, K. C. Chandler, and J. Barish. Calculations of neutron flux spectra induced in the earth's atmosphere by galactic cosmic rays. Journal of geophysical research, June 1973.
- [22] 米谷 光生 「宇宙 X 線観測における中性子バックグラウンドモニターのためのシンチレータの基礎特性実験」広島大学 卒業論文 2009 年度
- [23] J.Dyyks and Alice K. Haring, RELATIVISTIC EFFECTS AND POLARIZATION IN THREE HIGH-ENERGY PULSAR MODELS, 2003.
- [24] GLENN F.KNOLL.Radiation Detection and Measurement(Third Edition)
- [25] CECILIA MARINI BETTOLO, KTH, 'Performance Studies and Star Tracking for PoGOLite' (2010)