

X線天文衛星 ASTRO-H 搭載 アクティブシールドの 基礎特性評価とデジタル信号処理の検討

花畑 義隆

広島大学 理学研究科 物理科学専攻

M082952

高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

主査:深沢 泰司 副査:志垣 賢太

2010年2月10日

概要

2014年打ち上げ予定のX線天文衛星ASTRO-Hに搭載される軟ガンマ線検出器(SGD)と硬X線撮像検出器(HXI)は、従来よりも1桁以上良い感度を目指す。これにより、今まで検出感度が足りず、ほぼ未知であった硬X線から軟ガンマ線帯域での銀河団、ブラックホール天体、超新星残骸などからの非熱的放射を明らかにすることができ、粒子加速などの解明につながると期待されている。このためには徹底したバックグラウンド除去が必要であり、HXI/SGDではSuzaku衛星搭載硬X線検出器(HXD)などで高い実績がある、BGOシンチレータのアクティブシールドを用いる。

アクティブシールドは、バックグラウンドとなるガンマ線や荷電粒子がBGOで反応し、同時に内側の主検出部でも反応した場合、反同時計数をとることでそのイベントを除去する。反同時計数を取るためには、ノイズの影響を受けずに、どのBGOブロックが反応したかというヒットパターン情報を取得する必要がある。HXI/SGDでは実績のあるHXDでのエネルギー閾値50 keV程度を目標とする。

従来、シンチレーション光の読み出しには光電子増倍管が用いられていたが、省電力、省スペースのためにASTRO-Hでは400 V程度の低電圧で動作し、サイズが小さい、アバランシェフォトダイオード(APD)を採用する。しかし、APDは量子効率が高く増幅率も大きいと共に暗電流などに起因するノイズが発生し、BGOは阻止能は高いが発光量が少ないという問題点がある。そのため、ノイズに対していかに効率よく信号を読み出すかが鍵となる。実際に使用されるBGOは巨大で切り欠きのある複雑な形状のため、ガンマ線の入射位置によって光量に差が生じる可能性がある。そこで、原寸大のBGOを用いて測定を行ったところ、光量は入射位置に依存性しないことが分かった。また、 ^{241}Am :59.5 keVのスペクトルも取得でき、目標とするエネルギー閾値50 keVを達成できるという見込みが得られ、開発の指針を得ることができた。

次に、BGOは検出器の総重量の約7割を占めるため熱容量が大きく、理想的な動作温度である-20度以下まで冷却すると消費電力が大きくなってしまいう問題がある。これを解決するには高い温度での動作が必要になるが、暗電流によるノイズが大きくなってしまふ。そこで、原寸大に近いBGOを用いて温度を変化させて閾値を測定したところ、-10度以下では50 keV前後を達成できることが分かった。これにより動作温度の指標を得ることができた。

また、ノイズを削減するには信号のフィルター処理が必要だが、衛星上では電力量の制限が厳しく、加えて回路設計に柔軟性を持たせる必要がある。そのため、ノイズフィルターとしてデジタルフィルターで処理することが検討されている。そこで、FPGAにデジタルフィルターを実装し、実際に使用されるサンプリングレート、ADCの分解能でBGO+APD信号を取得し、その結果、目標である50 keVを上回る閾値を達成することができた。

目次

第1章 序章	7
1.1 ASTRO-H 衛星	7
1.1.1 硬 X 線撮像検出器 HXI	9
1.1.2 軟ガンマ線検出器 SGD	10
1.1.3 HXI と SGD で狙うサイエンス	11
1.2 Anti 検出器を用いた全天モニター観測	12
1.2.1 ASTRO-H における Anti 検出器の構造	13
1.2.2 Anti 検出器で狙うサイエンス	14
1.3 本研究の目的	20
第2章 BGO 結晶シンチレータと APD による信号の読み出し	22
2.1 ASTRO-H における BGO 信号の読み出し	22
2.1.1 HXI/SGD の設計スケジュール	22
2.1.2 信号読み出しにおける APD の採用	23
2.1.3 BGO+APD 信号の処理回路	24
2.2 BGO 結晶シンチレータ	27
2.2.1 結晶シンチレータ	27
2.2.2 BGO シンチレータ	27
2.3 光検出器 Avalanche Photo-diode:APD	28
2.3.1 半導体検出器	28
2.3.2 アバランシェフォトダイオード:APD	30
2.3.3 APD の特性	32
2.3.4 APD の信号処理におけるノイズ	35
2.3.5 本研究で用いた信号処理回路	35
2.3.6 半導体検出器におけるノイズ	39
2.3.7 半導体検出器と結晶シンチレータの組合せにおけるエネルギー閾値 とエネルギー分解能	40
第3章 BGO の基礎特性評価	43
3.1 原寸大 BGO を用いた光量の位置依存性とエネルギー閾値の評価	43
3.1.1 実験の目的	43
3.1.2 APD の基礎特性評価とプリアンプ増幅率の較正	45
3.1.3 実験のセットアップ	47
3.1.4 結果と考察	50
3.1.5 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^2$ BGO を用いた光量の位置依存性の測定	52
3.2 APD 2 個同時読み出しにおけるエネルギー閾値の考察	55
3.2.1 実験の目的	55
3.2.2 $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD の基礎特性評価	55

3.2.3	結果	56
3.2.4	考察と結論	57
3.3	エネルギー閾値の温度依存性	59
3.3.1	実験の目的	59
3.3.2	実験のセットアップと結果	59
3.3.3	考察	60
3.4	今後の検討課題	64
第4章	デジタル方式での読み出し信号の処理	65
4.1	デジタル信号処理	65
4.1.1	デジタル信号処理の利点	65
4.1.2	デジタル信号処理システム	66
4.2	本研究でデジタル信号処理に用いる機器	67
4.2.1	SpaceWire	67
4.2.2	SpaceCube	68
4.2.3	SpaceWire Board : PoGO FADC Board	69
4.2.4	UserFPGA と VHDL	69
4.3	PoGO FADC Board を用いた波形の取得	70
4.3.1	実験のセットアップとデータ解析方法	70
4.3.2	サンプル周波数と ADC 分解能を落とすことによる影響	72
4.3.3	まとめと今後の課題	76
第5章	デジタルフィルタを用いた信号処理	77
5.1	デジタルフィルタと標本化定理	77
5.1.1	差分方程式と伝達関数	78
5.1.2	簡易なデジタルフィルタ	80
5.2	デジタルフィルターの性能評価と選定	81
5.2.1	デジタルフィルターの特性評価	82
5.2.2	衛星搭載条件を想定した場合のデジタルフィルターの性能評価	85
5.3	UserFPGA に実装した場合の性能評価	87
5.3.1	Filter Module の UserFPGA への実装	87
5.3.2	結果と考察	88
5.4	大信号による閾値への影響の見積り	92
5.4.1	実験の目的	92
5.4.2	結果と考察	92
5.5	まとめと今後の課題	95
第6章	まとめと今後の課題	96

目 次

1.1	ASTRO-H 衛星の完成予想図	8
1.2	HXI と SGD の要求感度	8
1.3	HXI の概念図	9
1.4	DSSD と CdTe の検出効率	9
1.5	SGD の概念図	10
1.6	最も単純なコンプトンカメラの概念図	10
1.7	<i>leptonic</i> モデルのスペクトル。磁場の強さは 0.12mG。	12
1.8	<i>hadronic</i> モデルのスペクトル。磁場の強さは 0.3mG。	12
1.9	アクティブシールドの模式図。	13
1.10	左:SGD における BGO アクティブシールドの構造。右:HXI におけるアクティブシールドの構造。	14
1.11	CFRP に包まれた BGO 結晶。	15
1.12	ねじ止めされたアクティブシールドモジュールの概念図	15
1.13	Suzaku/WAM の構造。	15
1.14	WAM と他の GRB 検出器との有効面積の比較。	16
1.15	WAM と SGD の Anti 検出器の有効面積の比較。	16
1.16	BATSE で観測された GRB の継続時間分布。	17
1.17	BATSE で観測された様々な GRB の光度曲線 (縦軸は光子数、横軸は時間)。	17
1.18	バンド関数の模式図	17
1.19	WAM で観測された GRB の米徳関係。	18
1.20	WAM で観測された GRB のピークエネルギーの分布。横軸:ピークエネルギー、縦軸:GRB の個数。	18
1.21	BATSE で観測された TGF の光度曲線	19
2.1	SGD の開発スケジュール	23
2.2	HXI(上) と SGD(下) における信号の読み出し回路の模式図。水色の部分が BGO シンチレータ。	24
2.3	CSA ボックスの模式図。	25
2.4	CSA の概略図	25
2.5	開発中の CSA の容量勾配。A は正帰還法回路、B、C、D はそれぞれ内部パラメータの異なるブートストラップ法回路を表す。フィードバック回路には 2 pF のコンデンサと 300 M Ω の抵抗。	25
2.6	検討されている APD ボードの回路図。	26
2.7	活性化された結晶シンチレータのエネルギー帯構造 [14]	28
2.8	各シンチレータの光出力の温度依存性 (*PMT での測定値)[15]	29
2.9	半導体検出器による放射線検出の原理)[15]	30
2.10	シンチレーション光の波長と APD の量子効率の関係 (本研究では S8664-55/-1010 を使用した。)[20]	31

2.11	陽子照射によるスペクトルの変化 (左) とゲインの変化 (左)。[19]	31
2.12	左:ゲインピーキング時の周波数特性。高周波数で出力電圧が高くなっているのがわかる。右:入射光に対する出力電圧波形のリングング。	32
2.13	APD の構造の模式図。	33
2.14	APD の内部増幅率に対する過剰雑音係数 F の関係。それぞれの曲線は入射光の波長の違いによる。(受光面積が 5mm^2 の APD を使用 (S:8664-55))	35
2.15	(a)+20 と -20 での APD の内部増幅率に対する F 、(b) 測定温度に対する F 。	35
2.16	本研究で用いる BGO+APD の信号処理回路の概略図。	36
2.17	内部増幅が無い場合の半導体検出器の等価雑音回路	39
2.18	内部増幅がある場合の半導体検出器 (APD) の等価雑音回路。	40
2.19	^{137}Cs を照射した場合のスペクトルの模式図 [5]	41
2.20	APD と BGO を組合せて測定した場合のバックグラウンドのスペクトル	42
3.1	SGD のサイド部に用いられるのとほぼ同じサイズの BGO ブロック。	44
3.2	$50\times 50\times 150\text{mm}^3$ の BGO ブロック	44
3.3	20 度 (青)、-15 度 (赤)、-20 度 (黒) における APD No.32 の電圧と暗電流の関係。-20 度ではノイズフィルターを使用していないため-20 度での低電圧での暗電流にばらつきが見られる。	45
3.4	20 度 (青)、-15 度 (赤)、-20 度 (黒) における APD No.32 の増幅率と電圧の関係。	46
3.5	No.32 の容量勾配	46
3.6	No.32 の容量勾配。黒:Shaping time $0.5\mu\text{s}$ 、赤: $1.0\mu\text{s}$	47
3.7	$184\times 106\times 40\text{mm}^3$ BGO に APD を取り付ける位置。	48
3.8	反射材を巻いた $184\times 106\times 40\text{mm}^3$ BGO	48
3.9	アルミ製の治具に入った $184\times 106\times 40\text{mm}^3$ BGO。	49
3.10	20 度と-20 度における shaping time とエネルギー閾値の関係。右縦軸は 20 度での閾値 (keV)、左縦軸は-20 度での閾値 [37]。	50
3.11	20 度と-20 度での印加電圧とエネルギー閾値の関係 [37]。	50
3.12	$^{241}\text{Am}(59.5\text{keV})$ の照射位置。	51
3.13	-20 度における、Position 2 に APD を取り付けた場合の ^{137}Cs のスペクトル。	51
3.14	$^{241}\text{Am}(59.5\text{keV})$ の照射位置。	51
3.15	-20 度における、type-B に ^{137}Cs を全面照射した場合のスペクトル。	51
3.16	$50\times 50\times 150\text{mm}^3$ BGO に ^{137}Cs を全面照射した場合のスペクトル。	52
3.17	$50\times 50\times 150\text{mm}^3$ BGO に ^{137}Cs を全面照射した場合のスペクトル。	53
3.18	増幅率 100 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。	54
3.19	増幅率 50 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。	54
3.20	増幅率 30 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。	54
3.21	No.32 に 398V を印加した際の ^{57}Co のピークチャンネルの不定性。線源の位置を固定し、それぞれの測定では一度電源を落としてから入れ直している。	55
3.22	-20 度における $5\times 5\text{mm}^2$ APD の増幅率	56

3.23	-20 度における $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD の暗電流	56
3.24	No.5 と No.8 の端子間容量	56
3.25	No.5 と No.8 の端子間容量	57
3.26	-15 度における各印加電圧での波形整形時定数とエネルギー閾値の関係。	60
3.27	波形整形時定数が $1.0 \mu\text{s}$ の場合のバックグラウンドのスペクトル。	61
3.28	波形整形時定数が $2.0 \mu\text{s}$ の場合のバックグラウンドのスペクトル。	61
3.29	波形整形時定数が $1.0 \mu\text{s}$ の場合の ^{241}Am :59.5keV のスペクトル。	61
3.30	波形整形時定数が $2.0 \mu\text{s}$ の場合の ^{241}Am :59.5keV のスペクトル。	61
3.31	波形整形時定数が $1.0 \mu\text{s}$ の場合の ^{137}Cs :662keV のスペクトル。	61
3.32	波形整形時定数が $2.0 \mu\text{s}$ の場合の ^{137}Cs :662keV のスペクトル。	61
3.33	波形整形時定数 $1.0 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (青)におけるエネルギー閾値と温度の関係。	62
3.34	波形整形時定数 $1.0 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (青)におけるテストパルスの幅と温度の関係。	62
3.35	各波形整形時定数での ^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能と温度の関係。	62
3.36	各波形整形時定数での ^{137}Cs :662keV のピークチャンネルと温度の関係	62
4.1	一般的なデジタル信号処理の流れと信号の状態	66
4.2	パケットのフォーマット	68
4.3	SpaceCube の仕様 [41]	68
4.4	SpaceCube の外観	68
4.5	PoGO FADC Board の仕様	69
4.6	PoGO FADC Board	69
4.7	UserFPGA Internal Bus と SpaceWire FPGA、SpaceCube の関係 [42]	70
4.8	PoGO FADC Board と SpaceCube を用いた波形取得システムの模式図。	70
4.9	使用した User Module のブロック図。データの流れを点線で示している。	71
4.10	PoGO FADC Board で取得した ^{137}Cs の波形例。横軸は時間で μs 単位、縦軸は ADC チャンネル。	72
4.11	波形データのダウンサンプリングの方法	73
4.12	各差分の時間幅 T に対する、各サンプル周波数 (横軸) での ^{137}Cs のピークチャンネルの値 (縦軸)。T= $1.5 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (赤)、 $2.5 \mu\text{s}$ (青)。	73
4.13	各差分の時間幅 T に対する、各サンプル周波数 (横軸) での ^{137}Cs のエネルギー分解能の値 (縦軸)。T= $1.5 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (赤)、 $2.5 \mu\text{s}$ (青)。	73
4.14	各 ADC の分解能における、各サンプル周波数での ^{137}Cs のピークチャンネルの値。	75
4.15	各 ADC の分解能における、各サンプル周波数での ^{137}Cs のエネルギー分解能の値。	75
4.16	各 ADC の分解能における、各サンプル周波数でのエネルギー閾値の値。	75
5.1	アナログ信号と標本化の適、不適 [44]	78
5.2	差分方程式 $y[n] = ay[n-1] + (1-a)x[n]$ に対する処理	78
5.3	移動平均を用いた低帯域通過フィルタの振幅特性。10MHz サンプリング時。	81
5.4	共振器を用いた帯域通過フィルタの周波数特性。10MHz サンプリング時で $F_0=2\text{MHz}$ のとき。	81
5.5	DSP を用いた場合の線形性。横軸:スケール因子、縦軸:波高値。赤: $\sigma=2$ 、緑: $\sigma=3$ 、青: $\sigma=4$ 。	82

5.6	同じ ^{137}Cs 照射時に得られた波形を DSP で処理した結果。縦軸:波高値、横軸:クロック数。赤:フィルターなし、緑: $\sigma=2$ 、青: $\sigma=3$ 、桃: $\sigma=4$ 。	83
5.7	低帯域通過フィルターを用いた場合の線形性。赤:M=4、青:M=6、赤: M=8、桃:M=11	84
5.8	同じ ^{137}Cs 照射時に得られた波形を LPF で処理した結果。縦軸:波高値、横軸:クロック数。赤:フィルターなし、緑:M=4、青:M=6、桃:M=8、水色:M=11	85
5.9	$F_0=0.1\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/12$ の場合の波形。	86
5.10	$F_0=0.2\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/20$ の場合の波形。赤:入力、緑: 出力	86
5.11	$F_0=0.05\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/50$ の場合の波形。	86
5.12	共振器を用いた帯域通過フィルターの線形性。横軸:スケール因子、縦軸:波高値。 $B_0=f_0/12$ に固定したときの F_0 の値を 0.05Hz(赤)、0.1Hz(緑)、0.2Hz(青) に変えたもの。	86
5.13	デジタルフィルタを実装した User Module のブロック図。データの流を点線で示す。	88
5.14	サンプル周波数が 6MHz の場合の Filter Module 内の VHDL の記述	88
5.15	サンプル周波数 6MHz で取得した APD+BGO 信号の波形(赤)とテストパルスの波形(緑)の比較。横軸はクロック数、縦軸は ADC チャンネル。 . .	89
5.16	フィルタを使用していない場合のサンプル周波数 2MHz、ADC の分解能が 9bit での ^{241}Am のスペクトル。5ch 以下はプロットしていない。	90
5.17	Filter Module を使用した場合のサンプル周波数 2MHz、ADC の分解能が 9bit での ^{241}Am のスペクトル。5ch 以下はプロットしていない。	90
5.18	バックグラウンドの成分とフィルター後の波形の模式図。短時間変動する成分はフィルタでなまされるため、トリガされなくなる。	91
5.19	オシロスコープで取得した APD+BGO 信号における大信号の波形。横軸の 1 目盛は 4 ms。	92
5.20	テストパルスで模擬した大信号の波形。横軸の 1 目盛は $400\mu\text{s}$ 。	93
5.21	サンプル周波数 6MHz、ADC 分解能 11bit で取得したアンダーシュートからの立上り波形。横軸:クロック数、縦軸:ADC チャンネル	95

第1章 序章

1.1 ASTRO-H衛星

宇宙空間では電波からガンマ線に至るまであらゆる波長で輝く天体が数多く存在する。その中でも X 線やガンマ線で輝いている高エネルギー天体の多くはブラックホール天体、中性子星、超新星残骸やガンマ線バーストなどの爆発や粒子加速を伴った現象であり、これらでは物質の解放された重力エネルギーや、運動エネルギーや磁場のエネルギーが放射エネルギーへ非常に効率よく転換されていると考えられる。これらの現象を地上実験で実現することは現代の技術では不可能なため、その理解には高エネルギー天体の放射機構を解明することが非常に重要となる。

X 線やガンマ線などの光子は電磁相互作用を起こさないため曲げられにくく、また透過力が大変強いため星間物質などの吸収を受けにくい。さらに、遠くまで見通すことができるため、直接観測は現象を明らかにするための強力なツールとなる。しかし、X 線、ガンマ線は大気によって吸収されてしまうため地上観測が難しく、宇宙空間での観測が必要である。1962年にジャコビーニらによって初めて X 線天体 Sco X-1 が発見 [1] されて以来、人工衛星や気球などを用いた飛翔体観測による高エネルギー天文学は目覚ましい発展を遂げ、高エネルギー天体の正体が少しずつ明らかになってきた。これらの進展には、日本の X 線天文衛星による観測も大きな影響を与えており、ASCA に搭載された X 線 CCD カメラを用いた SIS/GIS 検出器によって 10keV 以下での非熱的放射の観測が確立されたといえる。また、チェレンコフ光による TeV ガンマ線の観測技術が発展し、1989年にかに星雲から TeV ガンマ線が検出 [2] されて以来、H.E.S.S などのチェレンコフ望遠鏡によって数多くの天体が発見されてきた。さらに、2008年に打ち上げられた Fermi 衛星搭載 LAT 検出器による GeV 帯域の観測が開始され、多くの現象が明らかになりつつある。

一方で、10keV 以上から MeV に至る帯域では X 線、ガンマ線と物質との相互作用はコンプトン散乱が支配的になるため検出が困難で、感度は 10keV 以下と比較して 1/100 程度と低く、この帯域での現象は未だ多くの謎が残っていたり、他波長と合わせてスペクトルを議論するのに不足があった。この状況を打開すると期待されるのが日本第 6 番目の X 線天文衛星 ASTRO-H(図 1.1) であり、これに搭載される硬 X 線撮像検出器 (Hard X-ray Imager: HXI) 5–80 keV と軟ガンマ線検出器 (Soft Gamma-ray Detector: SGD) 10–600 keV によって図 1.2 に示すように、1 桁以上の感度の向上を見込むことができる。感度向上にはバックグラウンドを徹底的に排除することが必要であり、HXI/SGD では BGO シンチレータのアクティブシールドを用いる。また、アクティブシールドを検出器としても採用し、数百 keV-数 MeV において打ち上げ時に最高感度を持つ全天モニターによるガンマ線バーストなどの突発現象の観測も行う予定である。本論文の主題は、このアクティブシールドに用いる BGO シンチレータの基礎特性評価とその信号処理である。

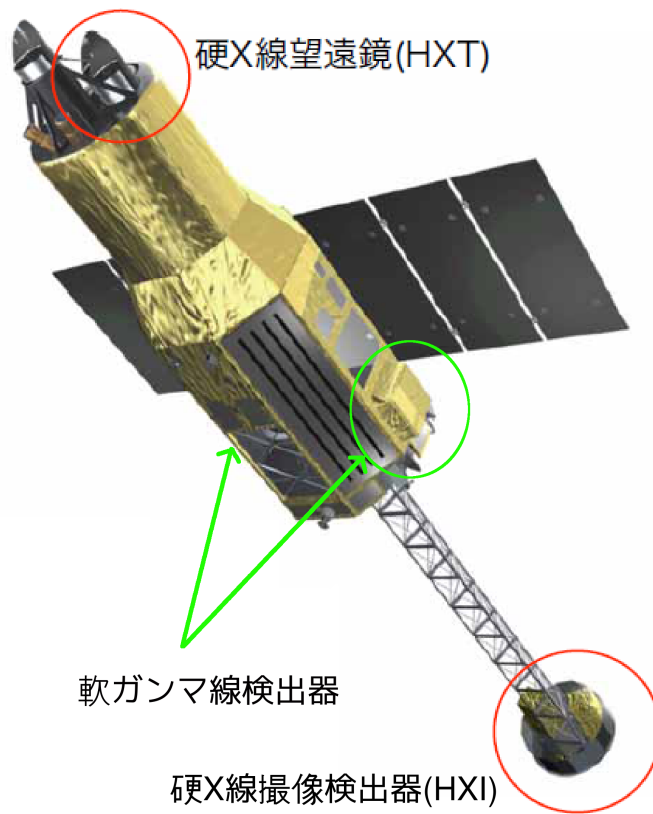


図 1.1: ASTRO-H 衛星の完成予想図

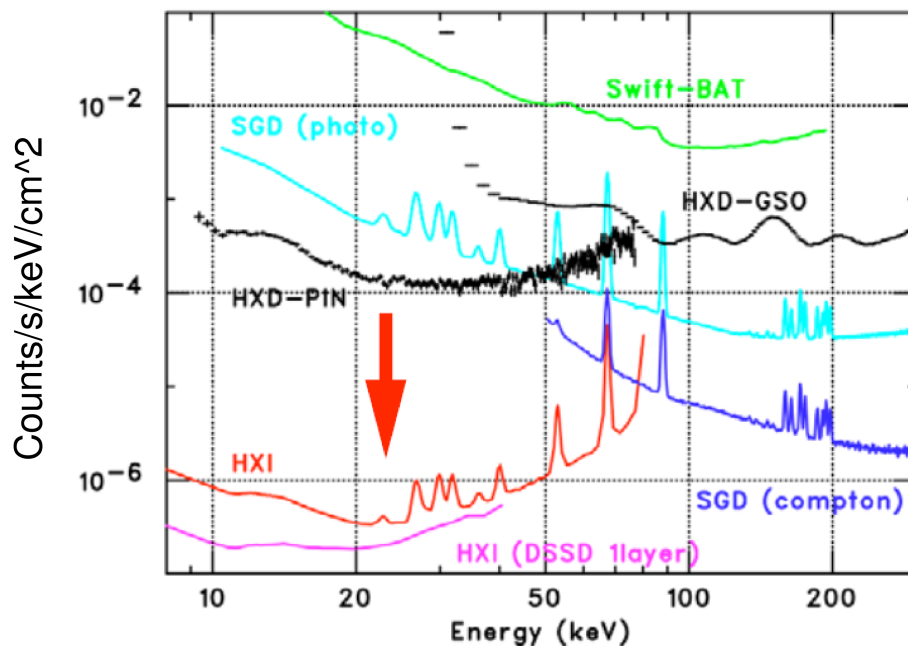


図 1.2: HXI と SGD の要求感度

1.1.1 硬 X 線撮像検出器 HXI

HXI(Hard X-ray Imager) は 5 - 80 keV の帯域をカバーし、この帯域で初めてのイメージングを行う検出器であり、HXI は 12m の焦点距離をもつ硬 X 線望遠鏡 (Hard X-ray Telescope:HXT) の焦点面に置かれている。HXI の概念図を図 1.3 に示す。

HXI は個々に光子を検出し、そのエネルギー分解能と到来方向を決定する。主検出部は 0.5mm 厚の両面シリコンストリップセンサー (DSSD)4 層とテルル化カドミウム半導体 (CdTe)1 層で構成されている。図 1.4 に Si と CdTe の検出効率を示す。DSSD は 250 μ m ピッチの直行するストリップが表裏に設けられており、これにより 5 - 40keV の光子の到来方向とエネルギーを決定できる。また、20–80 keV の光子は、CdTe により光電吸収を起こしエネルギーが測定される。さらに BGO シンチレータによるアクティブシールド (後述) を用いることで周囲からのバックグラウンドを除去でき、図 1.2 に示すように従来よりも約 2 桁感度を向上させることが可能となる。要求性能を表 1.1.1 に示す。

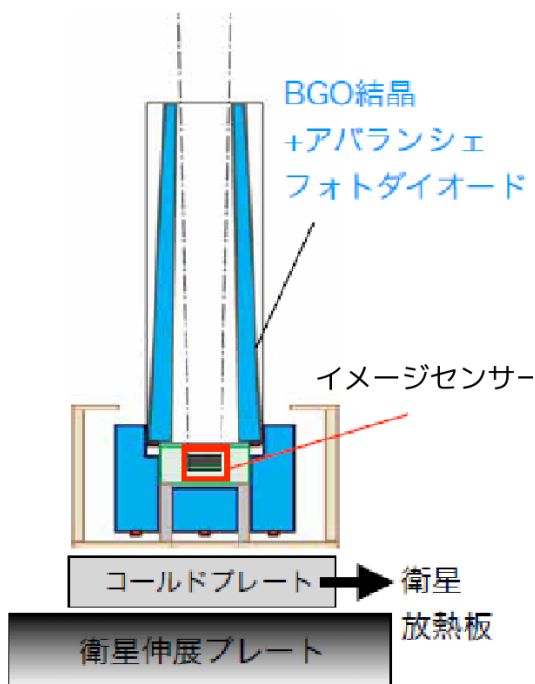


図 1.3: HXI の概念図

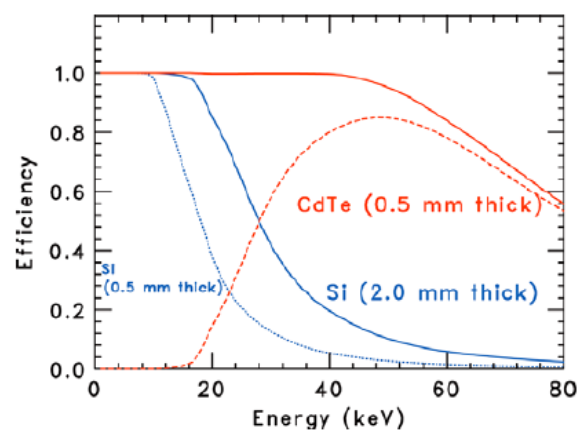


図 1.4: DSSD と CdTe の検出効率

エネルギー領域	5 - 80 keV
エネルギー分解能	1 - 2 keV (FWHM)@60keV
有効面積	300 cm ² @30 keV
視野	9 x 9 度
角分解能	250 μ m (4 秒角)
検出効率	80 % @60keV

表 1.1: HXI の要求性能

1.1.2 軟ガンマ線検出器 SGD

軟ガンマ線検出器 (Soft Gamma-ray Detector:SGD) は、10 - 600 keV の帯域をカバーし、望遠鏡による集光系を用いない検出器である。図 1.5 に示すように SGD1 台はコンプトンカメラを 4 台 1 列に並べた構造で、図 1.1 のように衛星構体の両側に 1 台ずつ、計 2 台配置される。SGD は BGO の井戸型アクティブシールドと、リン青銅と金を用いたファインコリメータにより 110keV 以下において視野を 0.5×0.5 度以内に絞ってバックグラウンドを排除し、天体からの光子を個々に直接検出する。これにより感度を従来よりも 1 桁以上向上させることができる。表 1.2 に SGD の要求性能を示す。

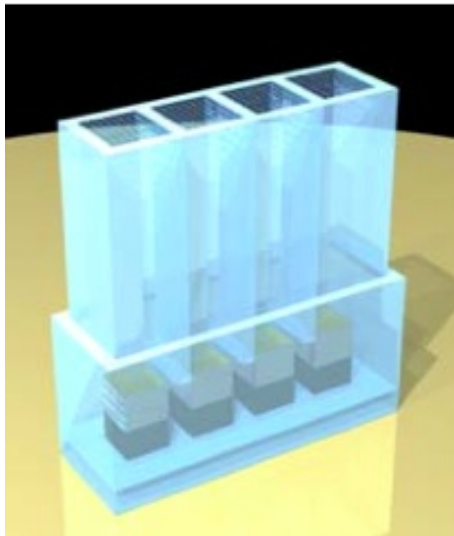


図 1.5: SGD の概念図

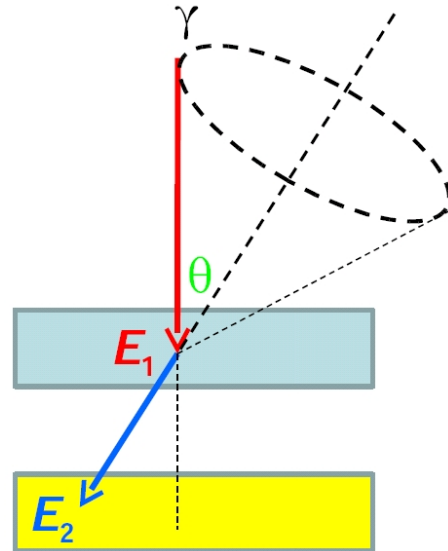


図 1.6: 最も単純なコンプトンカメラの概念図

エネルギー領域	10 - 600 keV
エネルギー分解能	<2 keV @40keV
有効面積	100 cm ² @100 keV
視野	0.5 × 0.5 度 (< 110 keV) 20 × 20 度 (@ 600 keV)
hline 角分解能	<4 度 (E<600 keV)

表 1.2: SGD の要求性能

主検出部には逆コンプトン散乱を利用したコンプトンカメラを使用している。図 1.6 にコンプトンカメラの概念図を示す。コンプトンカメラは、散乱体と吸収体によって構成され、コンプトン動力学を用いた再構成により、光子の到来方向を決定する。その基本原理は、まず入射光子が散乱体によってコンプトン散乱され、反跳電子は散乱体内で泊まりエネルギー E_1 を失う。散乱前の電子の運動量をゼロとすると、運動量保存則とエネルギー保存則より、

$$E_1 = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.1)$$

となる。ここで E_γ は入射光子のエネルギー θ は光子の入射方向に体する散乱角である。一方で、散乱光子は吸収体で光電吸収されエネルギー E_2 を失う。式 1.1 より、

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (1.2)$$

となる。これより $E_\gamma = E_1 + E_2$ として入射光子のエネルギーを求めることができる。散乱体におけるコンプトン散乱と吸収体における光電吸収の反応位置と式 1.2 より散乱角を用いて光子の到来方向を円環内に制限できる。より高エネルギーのイベントは、光電吸収確率が下がるため多重コンプトン散乱によって位置とエネルギーを決定する。複数のイベントに対する円状の領域の重なり部分を取ることで天体のイメージを取得することが可能となる。さらに、コンプトン散乱は偏光に依存するため、光子の偏光を測定することもできる。

1.1.3 HXI と SGD で狙うサイエンス

HXI と SGD がカバーする 5 - 600keV の帯域では、天体からの信号は非熱的な成分が卓越する。この帯域で我々が狙うサイエンスとしては、銀河系内での宇宙線の加速過程、ラインガンマ線による超新星の構造の解明や中性子星のジェット組成、巨大ブラックホールの探査とそれを用いた宇宙進化の過程の解明、ブラックホールや中性子星などからの偏光の検出などが挙げられる。以下に例を示す。

宇宙線の加速機構解明

宇宙線はその発見以来 100 年経つが、どのような天体がどのようなプロセスでどの程度のエネルギーをつぎ込んで加速しているかは不明である。銀河系内の宇宙線加速の有力候補として超新星残骸 (Supernova remnant:SNR) が挙げられる。

これまでにいくつかの SNR から GeV-TeV ガンマ線が検出されており、TeV 以上まで粒子が加速されていることは確かであるが、この帯域のみのスペクトルだけではこれらのガンマ線は電子の逆コンプトン散乱や制動放射によるとする *leptonic* モデルや宇宙線と物質との相互作用で生じる中性パイオンの崩壊に伴うものであるとする *hadronic* モデルの両方で説明でき、区別が困難である。どちらの放射プロセスが働いているかを明らかにする 1 つの手段は電子制動放射のスペクトルを捉え、電子成分の寄与を見積もることである。例として SGD で検出が予想される Cas A のスペクトルを図 1.8 に示す。

その他の手段として、シンクロトロン放射の冷却による電子のカットオフエネルギーの測定がある。主に若い SNR では高いエネルギーまで粒子加速されているため、高エネルギーにカットオフが存在すると考えられるが、これまでは感度不足で検出できなかった。カットオフが検出できれば、電子の最高エネルギーが分かり、磁場の増幅による粒子加速の証拠が得られる。また、他波長のスペクトルと合わせて議論することで陽子からの放射の寄与が分かる。

ラインガンマ線

ラインガンマ線は、核ガンマ線、電子・陽電子対消滅などによって生じる。核ガンマ線は、放射性元素の崩壊によって生じるガンマ線である。非対称な超新星爆発で多く生成される ^{44}Ti の崩壊にともなう 68keV と 78keV のラインを検出することで、超新星爆発の理

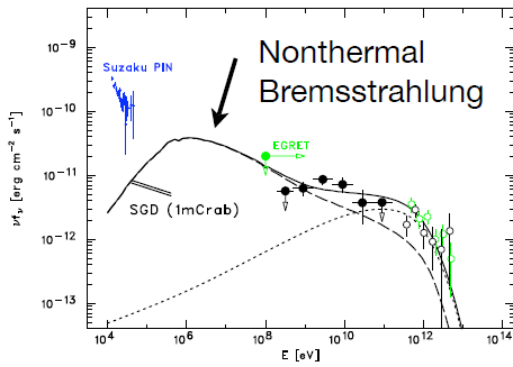


図 1.7: *leptonic* モデルのスペクトル。磁場の強さは 0.12mG。

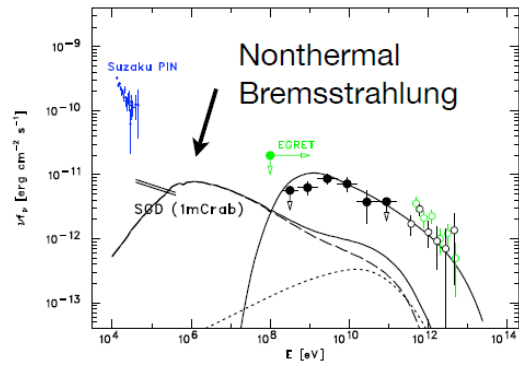


図 1.8: *hadronic* モデルのスペクトル。磁場の強さは 0.3mG。

論を制限することができ、HETE-2 や Swift 衛星による観測でガンマ線バーストが極超新星起源であるという可能性が示唆されているため、両者の関係に迫ることができる。

電子・陽電子対消滅では 511keV ラインが放出される。例えばブラックホール連星ではエディントン限界の約 7 分の 1 で光度が飽和することが知られており、電子・陽電子プラズマ生成によりエネルギーが持ち去られてエディントン光度が実効的に下がっていることが期待されており、511keV ラインの検出により実証することができる。また、パルサーから吹き出すパルサー風や活動銀河核からのジェットが、電子・陽電子プラズマなのか電子・イオンであるかは未だ不明であるが、511keV ラインが検出できれば決着をつけることができる。[22]

巨大ブラックホールの進化と銀河形成に果たす役割の解明

全ての銀河は中心に巨大ブラックホールをもち、いくつかは周囲の物質の降着により、ジェットとしてエネルギー放出を行っている (活動銀河核:AGN)。これまでの X 線撮像観測では、1 度角内に数千個の AGN が発見されて点源として分離されており、それらの足し合わせによって X 線背景放射をほぼ説明できることが分かっている。しかし、硬 X 線領域においてはその数%しか点源として分離できていない。ここで点源として考えられているのは厚い周辺物質に隠されたブラックホールであり、ブラックホールが銀河の中で誕生する頃に対応していると言われている。[26]

HXI ではこの帯域での感度が従来の 2 桁以上向上するので、厚い周辺物質を透過する硬 X 線の観測を遠方宇宙まで行うことができ、隠された巨大ブラックホールの観測を行うことができる。宇宙の全ブラックホールの放出エネルギーは 10 - 100keV 帯域に集中していることが、宇宙 X 線背景放射の観測から示唆されており、この X 線は硬 X 線背景放射の 40 - 50 % を占めると見積もられている。隠されたブラックホールを探し出すことで、宇宙におけるブラックホールの総数を推定し、それらが硬 X 線背景放射を説明できるのかを検証することができる。また多くの銀河におけるブラックホールの系統的な探査は、巨大ブラックホールと銀河の進化の関係を明らかにするのに役立つ。[26]

1.2 Anti 検出器を用いた全天モニター観測

HXI と SGD に使用される BGO アクティブシールドは Anti 検出器と呼ばれ、最も重要な役割は外部からのバックグラウンドとなるガンマ線や荷電粒子の入射を遮り、反同時計

数用の信号によってバックグラウンドを除去することである。一方で主検出部(センサー部)の周囲を囲うため視野が広く、ガンマ線の阻止能力が非常に高いので、ガンマ線バースト(Gamma-ray Burst:GRB)などの突発現象を検出する全天モニター検出器として利用することも検討されている。

1.2.1 ASTRO-HにおけるAnti検出器の構造

ASTRO-HではHXIとSGDにおいてバックグラウンド軽減のためにAnti検出器としてBGOのアクティブシールドが用いられる。BGOは無機シンチレータで、有効原子番号や比重が他の無機シンチレータより大きく、阻止能が高いことが特徴である。

以下に、アクティブシールドの原理を述べる。図1.9に示すように、各BGOブロックで反応したイベントと主検出部で反応したイベントの反同時計数を取ることでセンサー部のみでは落とすきれないバックグラウンドとなるガンマ線や宇宙線陽子などの除去を行う。HXIとSGDにおけるAnti検出器の設計図を図1.10に示す。HXIでは、Anti

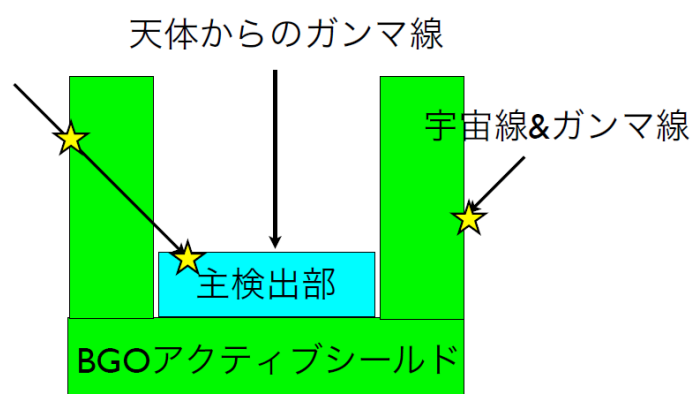


図 1.9: アクティブシールドの模式図。

検出器はトップ部、サイド部、ボトム部より構成される。トップ部は4個の厚さ20mm程度のBGOブロックから成り、サイド部とボトム部は厚さ40mm程度の5個で主検出部を取り囲む構造となっているため、HXI1台につき合計9個のBGOブロックで構成される。このようにトップ部とボトム、サイド部でBGOブロックの厚さが違うのは、衛星では重量が限られるため、どの方向においても同程度の厚さを見込まれるように設計されているためである。SGDも同様の形状をしたBGOでトップ部、サイド部とボトム部が構成され、SGD1台はセンサー部であるコンプトンカメラを4台1列に並べた構造をしているため数量が異なり、SGD1台当たり30個のBGOで構成される。シンチレーション光の集光効率を向上させるために、現在Geant4を用いたモンテカルトシミュレーションによりBGOの最適な形状や反射材の素材の選定を行っている段階である[30]。また打ち上げ時に発生する機械振動などで破損しないように炭素繊維強化プラスチック(Carbon Fiber Reinforced Plastics:CFRP)で周囲を覆う(図1.11)ことが検討されている。HXI/SGDではBGOブロックをそれぞれ独立させて共振周波数を高くすることも共振対策を行っているため、図1.12に示すように、個々のBGOブロックに対してCFRPで覆い、検出器ハウジングに外部からねじ止めで固定することが予定されている。BGO結晶自体は、反射材 $BaSO_4$ で覆った上から接着材を付加することでCFRPと結合させる。現在は、CFRP

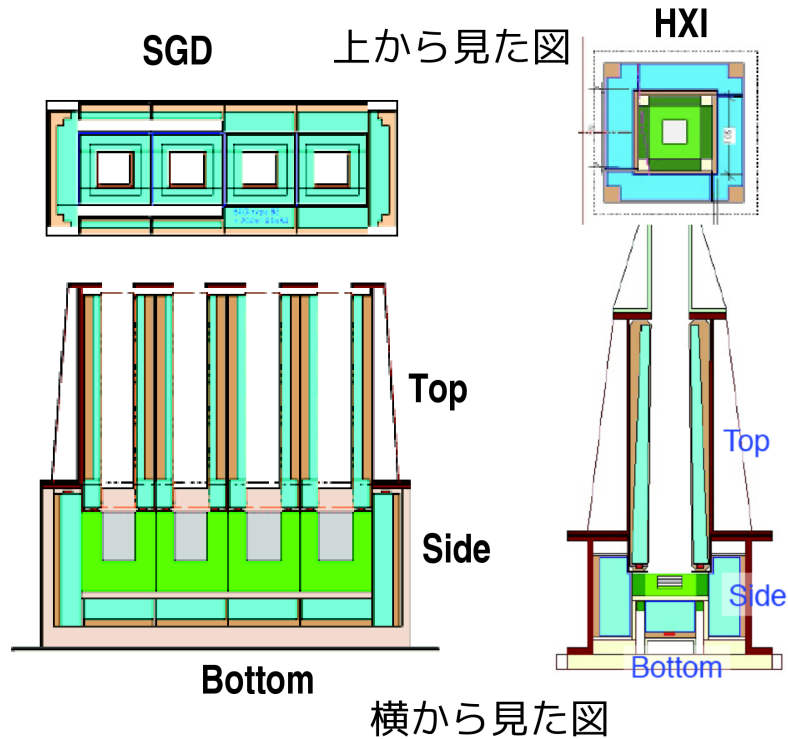


図 1.10: 左:SGD における BGO アクティブシールドの構造。右:HXI におけるアクティブシールドの構造。

と BGO の熱膨張率を考慮して振動を加えた場合のシミュレーションや実際に振動試験を行って強度をテストしている段階である。

1.2.2 Anti 検出器で狙うサイエンス

Anti 検出器を用いた全天モニター検出器として代表的なものは、Suzaku 衛星搭載 WAM (Wide-band All-sky Monitor) である。WAM は図 1.13 に示すように、主検出器である硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector:HXD) を厚さ約 4cm 程度の BGO で囲っている。これにより 50 keV–5 MeV という幅広い帯域で大きな有効面積を確保することができ、図 1.15 に示すように 300 keV 以上の帯域では世界最大を誇る。また 2π の視野を持つため、GRB の検出率が年間約 140 個と世界トップクラスを誇っている。

HXI/SGD においても Anti 検出器を利用した GRB などの突発現象の観測などを行うことが検討されている。SGD の Anti 検出器 (以下、SGD-BGO) は、WAM と BGO ブロックの厚さは変わらないが幾何学的な面積が増加するため、WAM と比較して有効面積が約 2 倍に増加し、打ち上げ時には世界最大の GRB 検出器となる。このため、10MeV 程度でも有効面積が大きいので、これまで WAM で観測できなかった帯域を高い光子統計で観測できるようになる。このため後で述べるように、放射エネルギーのピークが MeV を越える Short GRB などのスペクトルを精度よく決定できるようになる。観測帯域は ~ 100 keV–10 MeV 程度にすることが検討されている。さらに、図 1.1 に示すように SGD-BGO は衛星の両側に搭載されるため、観測可能な視野が 4π となって GRB の検出率が向上し、年間約 200 個程度検出できると予想されている。

SGD-BGO では、Short GRB など非常に短時間の変動を示し、高エネルギーの放射を伴う天体を主に狙う。また、衛星の姿勢のため常に 1 つの面が太陽方向を向いているため、

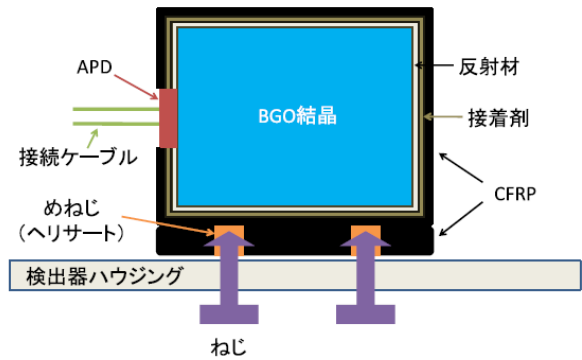
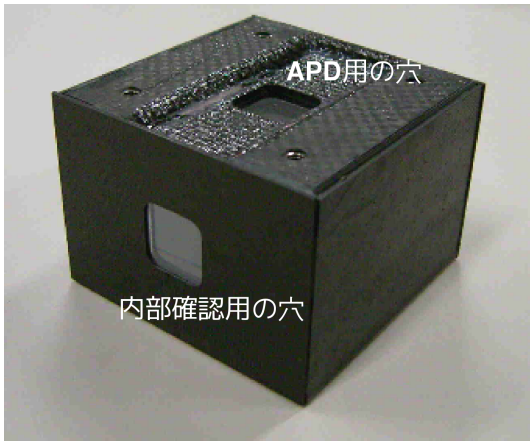


図 1.11: CFRP に包まれた BGO 結晶。

図 1.12: ねじ止めされたアクティブシールドモジュールの概念図

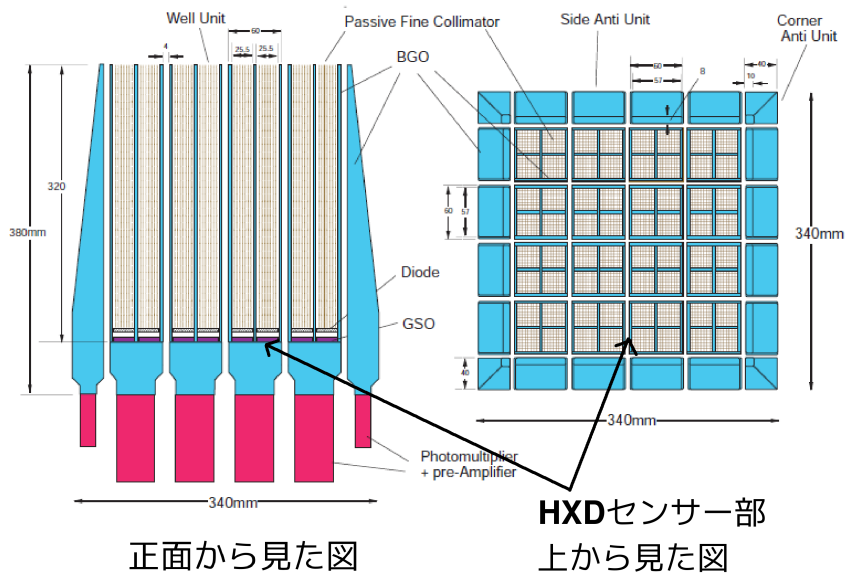


図 1.13: Suzaku/WAM の構造。
青色の部分が BGO アクティブシールド。

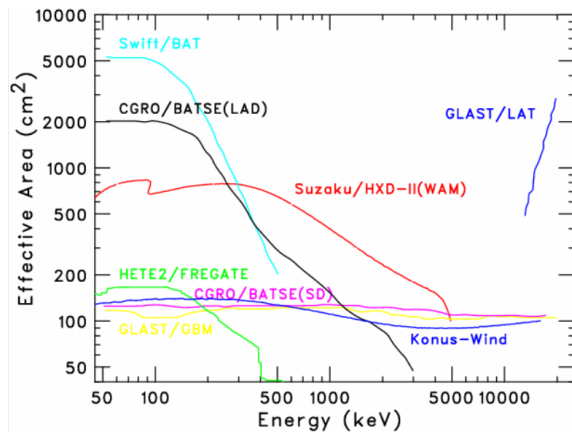


図 1.14: WAM と他の GRB 検出器との有効面積の比較。

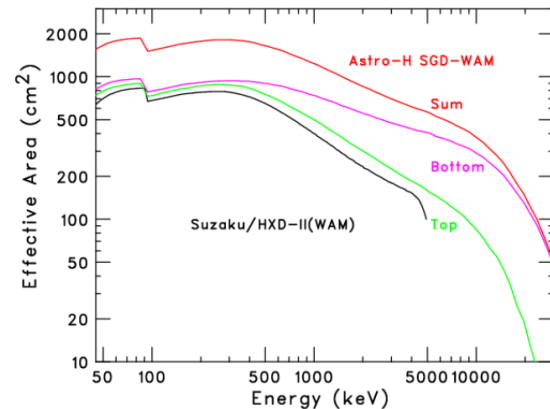


図 1.15: WAM と SGD の Anti 検出器の有効面積の比較。

黒が Suzaku/WAM、緑が SGD トップ部、ピンクが SGD ボトム部、赤がトップとボトム合計。BGO の形状は設計段階なので、有効面積は変化することがある。

太陽フレアでの加速された非熱的電子の制動放射や 2.2 MeV の中性子捕獲ラインの検出ができ、その他に超新星爆発に伴うガンマ線放射の検出など粒子加速を伴う突発現象の観測などが行える。加えて、既知の天体が地球に隠れる前後でのカウントレートの差を比較してフラックスを求める手法 (Earth Occultation) を用いたブラックホール連星の長期間の変動観測などが検討されている。

以下に、HXI/SGD の Anti 検出器が主に狙うサイエンスの例を述べる。

Short GRB

ガンマ線バースト (Gamma-ray burst: GRB) は、非常に短時間にガンマ線を放出する宇宙最大の爆発現象である。1967 年にアメリカの軍事衛星 VELA によって発見され、1991 年に打ち上げられた CGRO 衛星に搭載された BATSE 検出器によって一日に数個程度発生し、その発生方向は全天一様であることが分かった。また継続時間が 2 秒を境にして二山の分布を持ち (図 1.16)、2 秒より長いものを Long GRB、Short GRB と分類されている。GRB の光度曲線は典型的なものが存在せず、多種多様で激しい (図 1.17)。1990 年代の後半になって BeppoSAX 衛星によって X 線での残光観測が可能になり、発生位置を詳細に決定できるようになったため、可視光や電波などでの追観測が可能になった。これにより可視光で得られたスペクトルから赤方偏移が決定され、宇宙論的な距離で発生していることが明らかになった。求めた距離と観測された明るさから爆発エネルギーを計算すると数秒間で $\sim 10^{53}$ erg となり、瞬間的には銀河の 1 億倍以上の明るさであることが分かった。

GRB が放出する莫大なエネルギーを説明するための代表的なモデルが火の玉モデルである。これは、正体不明の中心エンジンから相対論的ジェットによってシェル状に物質が

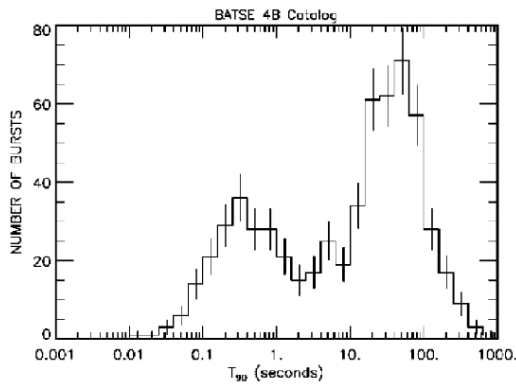


図 1.16: BATSE で観測された GRB の継続時間分布。

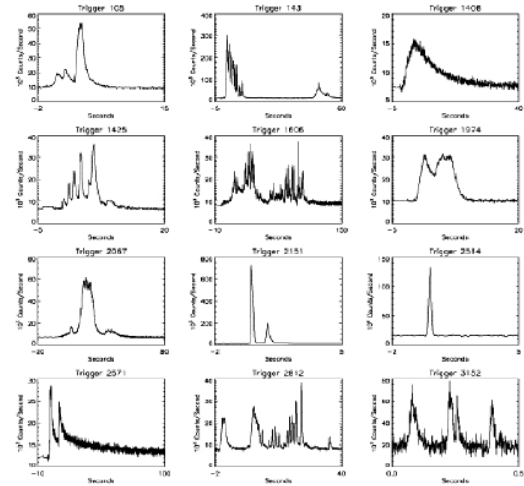


図 1.17: BATSE で観測された様々な GRB の光度曲線 (縦軸は光子数、横軸は時間)。

複数放出され、それらがぶつかり合って衝撃波を形成し、そこで加速された電子がシンクロトロン放射を起こしてガンマ線を放出するというものである。最近になって Fermi 衛星 LAT 検出器による GeV ガンマ線観測によりジェットのパラメータが ~ 1000 程度と非常に大きいことが分かっている [31]。これまでの残光観測により、Long GRB は極超新星が付随しているものが見つかっているため、中心エンジンは重力崩壊型の超新星爆発であると考えられており、short GRB は年老いた銀河である楕円銀河で発見されるものが多いため、連星中性子星などが候補として考えられているが、明らかではない。

GRB のガンマ線放射のスペクトルは経験的にバンド関数で表され、2つのべきと1つのピークを持つことが知られている (図 1.18)。最近になって、GRB について統計的な解析

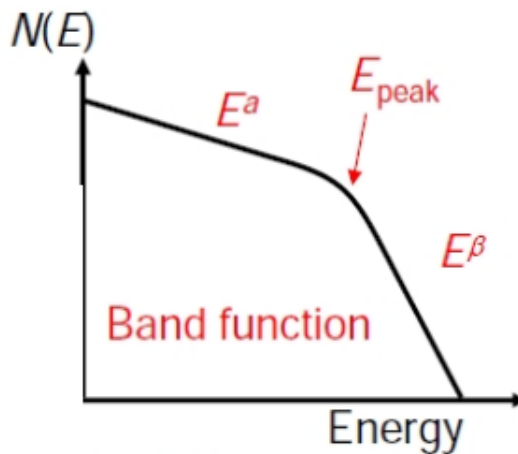


図 1.18: バンド関数の模式図

を行った結果、ガンマ線放射の最大の明るさと放射エネルギーのピーク E_p には相関があるということが分かり、発見者の名前にちなんで米徳関係と呼ばれている ([32])。図 (1.19) は WAM が観測した GRB によるもので、Long GRB は正の相関を示すのに対し、Short GRB では負の相関を示しているように見えるがサンプル数が少ないため定量的な議論はできない。これは図 1.20 から分かるように、Short GRB の E_p は高エネルギー側に分布

していて MeV を越えるものもあり、5MeV までしか観測帯域を持たない WAM では高い E_p を持つ決定することができないためである。このため得られるサンプル数が少なく、定量的な議論をするには不足している。しかし、SGD-BGO では観測帯域が 10 MeV まで確保できるため、高い E_p を決定することができ、サンプル数を増やして議論を行うことが可能となる。これにより、Short GRB における米徳関係を確立することができるので、中心エンジンとなる母天体の違いを反映していると考えられる Short と Long の違いを議論することができるようになる。

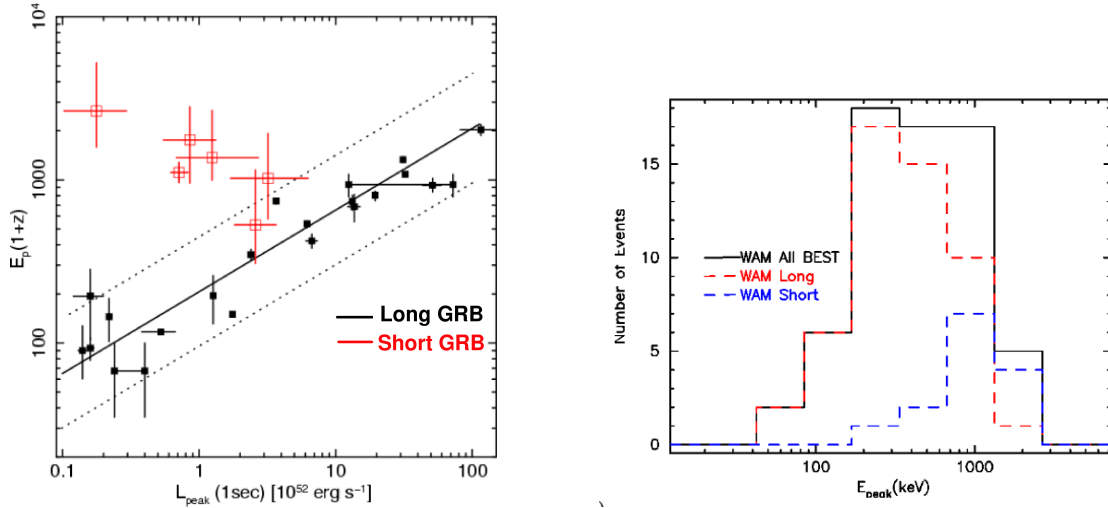


図 1.19: WAM で観測された GRB の米徳関係。横軸:光度曲線のピーク 1 秒間の明るさ、縦軸:GRB の中心エンジンの系でのピークのエネルギー。
 図 1.20: WAM で観測された GRB のピークエネルギーの分布。横軸:ピークエネルギー、縦軸:GRB の個数。

近傍銀河からの軟ガンマ線リピータ (SGR) のフレア検出

最近、比較的近傍銀河で発生した GRB のいくつかで、光度と放射エネルギーが低いものが見付かっており [33][34]、強磁場の中性子星であるマグネターと考えられている軟ガンマ線リピータ (Soft Gamma-ray Repeater: SGR) の巨大フレア時と同程度である。マグネターは自身が持つ磁場のエネルギーを解放して X 線放射を起こすと考えられており、散発的に数十ミリ秒の間にエディントン光度を越える X 線・軟ガンマ線を放出し、これが SGR であると考えられている。表 1.3 にパラメータを示す。

	SGR0525-66	SGR1900+14	SGR1806-20	GRB051103	GRB070201
距離 (kpc)	50	~15	~15	3600	780
光度 (erg/s)	6.5×10^{45}	2.3×10^{46}	3.5×10^{47}	4.3×10^{48}	1.2×10^{47}
全エネルギー (erg)	7×10^{44}	4.3×10^{44}	2.3×10^{46}	7×10^{46}	1.5×10^{45}

表 1.3: 巨大フレア時の SGR と近傍で検出された GRB の距離、光度及び全エネルギーの比較。

以上のことから、Short GRB の起源の一つは SGR の巨大フレアであるということが示唆される。このことを決定するためには、Short GRB の光度曲線からパルス成分を検出することが重要となる。しかし、WAM でさえも高エネルギーの有効面積が十分でないため、ハードで早い時間変動を示す Short GRB において光子統計の高い光度曲線を得ることができなかった。SGD-BGO では、高いエネルギーにおいても有効面積が大きく、数百 μs 以下の時間分解能を持たせることが予定されているので、パルス成分が存在すれば検出できる可能性があると期待される。

Terrestrial Gamma-ray Flashes (TGFs)

Terrestrial Gamma-ray Flashes (TGFs) は、BATSE によって発見された地球方向から到来する非常に短時間のガンマ線のバースト現象である [35]。発生位置は雷雲と同期しており、平均的な継続時間は 10ms 以下であり (図 1.21)、1MeV 以上のガンマ線は雷雲電場によって加速された電子による制動放射であると考えられている。これは地球上で起こる粒子加速現象として最も高エネルギーのものである。その後太陽観測衛星 RHESSI によって 1ヶ月に 10–20 イベント程度と高頻度で発生していることが明らかになり、スペクトルも 10–20 MeV 程度まで伸びていることが分かった。

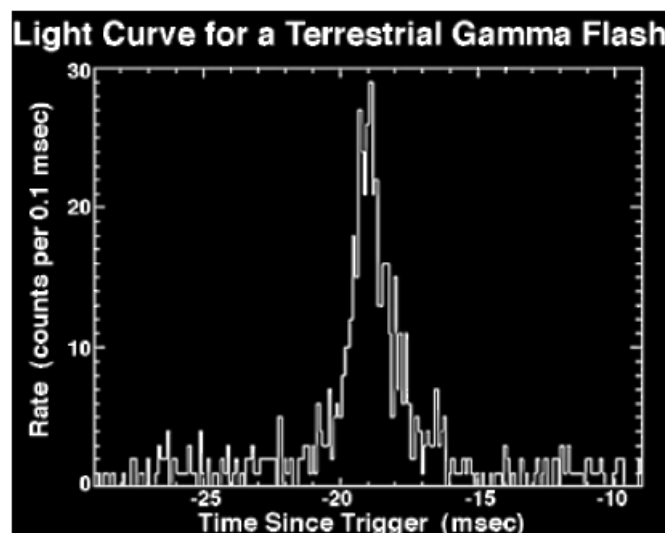


図 1.21: BATSE で観測された TGF の光度曲線

WAM では TGF らしき現象が検出されてはいるものの、時間分解能が約 16ms と低いいため断定することはできず、スペクトル解析が行えなかった。SGD-BGO では、時間分解能を数百 μs 程度まで向上させることを検討しており、加えて有効面積が増えるので、統計の良いスペクトルを取得できるようになる。これによって放射のビーム構造の系統的な探査が可能となり、粒子加速機構の解明に大きく貢献できると期待できる。

最後に、上記のサイエンスを狙うために必要な WAM から SGD-BGO への変更点について述べる。

10 MeV 以上までの観測エネルギー帯域の確保や効率的なエネルギービンの配分

図 1.15 に示すように、SGD-BGO は 10 MeV 以上まで大きな有効面積を持っているので、Short GRB などハードなスペクトルを持つ天体に対して有効である。検出器としてできるだけ幅広い観測帯域を持つことが望ましいが、検出器の観測可能なエネルギー帯域を決定するダイナミックレンジは最大で約 100 程度なので、上限値を 10 MeV に設定すると下限値は数百 keV 程度となる。このため、観測帯域を決定するためには狙うサイエンスを考慮して最適解を探したり、エネルギー帯域拡大の努力が必要である。

また、エネルギー帯域に応じてエネルギービンの効率的な配置が必要となる。以下で述べる常時観測用のエネルギービンと時間ビンを粗くして容量を削減したモニターデータによって、SAA を通過した際の放射化による 511 keV ラインを用いた取得スペクトルの健康診断を行う。モニターデータのエネルギービンを 100 keV–10 MeV で 32 チャンネル程度の等間隔に対数で分割すると分解能を考慮しても 1、2 ビン程度でしか捉えられず、分解能の詳細な診断を行うことができないので、今後エネルギー帯域とも合わせて今後検討が必要である。

トリガーデータの時間分解能の向上とデータ容量の最適化

WAM や HXI/SGD-BGO のデータの種類には、エネルギービンやチャンネルビンを粗くしてデータ容量を落としたモニターデータと、GRB などをトリガーした場合に時間分解能やエネルギービンを詳細に取得するトリガーデータの 2 つのモードに分けられる。さらにデータ形式はとして、例えば 1 秒ごとにイベントの波高値をヒストグラムとして取得する Pulse Height (PH) データとエネルギー帯域を数個のエネルギーバンドに分けて取得したイベント数のヒストグラムの時間ヒストリデータである TH (Time History) データに分けられるに分けられる。表 1.4 に WAM と HXI/SGD-BGO で予定されている取得データのスペックを示す。表から分かるように、WAM ではトリガーデータの TH データの時間分解能は $1/64$ s (≈ 16 ms) と TGFs などを観測するには不足しており、PH データでは 0.5 s と非常に粗くしかスペクトルを取得できない。そのため、HXI/SGD-BGO では、トリガーデータの時間分解能を向上させる予定である。TH データは取得時間を長くして、Long GRB や太陽フレアなど継続時間の長いものの光度曲線を取得することを目的としている。また、PH データは 2 種類に分け、低時間分解能の方はエネルギービンを上げて Long GRB や太陽フレアのスペクトル詳細に取得し、高時間分解能の方では、 $244 \mu\text{s}$ 程度まで向上させ、Short GRB や TGFs などのスペクトルを取得することを目的としている。後者は、それぞれのイベントに対し時間タグと波高値を持たせるイベントデータにすることも考えられている。HXI/SGD-BGO は WAM よりも検出器の数が多いため全体のデータ容量が WAM に比べて大きくなってしまいうので、モニターデータのエネルギービンや時間分解能を落とすことで容量を削減することが検討している。

1.3 本研究の目的

これまでに述べたように、SGD と HXI にはアクティブシールドとして BGO が用いられ、またガンマ線バースト検出器としても利用される。従来はシンチレーション光の読み出しには光電子増倍管が用いられていたが、省電力、省スペースのため ASTRO-H では APD が採用される。BGO は阻止能力が高いが発光量が少なく、APD は増幅率が高いがそれに伴い暗電流などに起因する超過ノイズが発生するため、ノイズに対していかに

WAM					
モード	データ形式	エネルギービン数	時間分解能 (s)	取得時間 (s)	データ容量 (Mbyte)
モニター	PH	55	1	常時	50/日
トリガー	TH	4	1/64	64	0.256/1 トリガー
	PH	55	0.5	64	
HXI/SGD-BGO (検討中)					
モード	データ形式	エネルギービン数	時間分解能 (s)	取得時間 (s)	データ容量 (Mbyte)
モニター	PH	32	4	常時	26/日
トリガー	TH	4	1/128	512	1.0/1 トリガー
	PH	256	0.5	512	1.0/1 トリガー
	PH	64	1/4096	2	1.0/1 トリガー

表 1.4: WAM の取得データのスペックと HXI/SGD-BGO で予定されている取得データのスペック。

WAM のトリガーデータは TH と PH の合計。HXI/SGD-BGO でのデータ容量は 2 台 1 組で取得した場合。

効率よく集光して信号の SN 比を良くして読み出すかが鍵となる。そのために、原寸大の BGO を用いて読み出し実験を行い基礎特性を評価する。また、衛星上では電力量が厳しく制限されることや回路設計の柔軟性からノイズフィルターとして波形整形にはデジタル回路で処理することが検討されている。そこで BGO+APD からの信号に対してデジタルフィルター処理を行い、エネルギー閾値を 50keV 以下にできるかを調べる。

第2章 BGO結晶シンチレータとAPD による信号の読み出し

ASTRO-Hではバックグラウンド削減のために阻止能が高いBGO結晶シンチレータをアクティブシールドとして用いる。衛星上ではリソースが限られるために省電力、省スペースが要求され、また検出器の構成に柔軟性を持たせるためにシンチレーション光の読み出しには従来用いられてきた光電子増倍管(PMT)の代わりに半導体検出器APDを採用する。

ここでは、シンチレーション光の読み出し回路の概要を説明し、BGO結晶シンチレータの特性やAPDの特性について述べる。

2.1 ASTRO-HにおけるBGO信号の読み出し

ここでは、まずSGDの開発スケジュールについて説明し、次にASTRO-HにおけるAPDの採用理由、そしてHXI/SGDの信号処理回路について述べる。

2.1.1 HXI/SGDの設計スケジュール

衛星に搭載する検出器の開発段階は3つの段階に分けられ、FM(Flight Model)の作成にむけて試作品を作り、性能評価や試験などを行う必要がある。以下にSGDの開発スケジュールとモデルの種類について説明する。

- EM(エンジニアリング・モデル):基本設計に基づいて製作し、機能・性能・環境試験を行うことで設計の妥当性を確認し、次の詳細設計段階に移行するための設計を固めるためのデータを取得するためのモデル。試験の内容によっていくつかのモデルを製作することもある。
電気モデル/構造モデル/熱モデルなど
- PM(プロトタイプ・モデル):詳細設計に基づき基本的には次に述べるFMと同一使用の部品、材料、加工で製作されるモデル。このモデルに実際の宇宙環境よりも厳しい環境の負荷をかけ、試験を行うことで宇宙で使用するための設計要求が満たされているかを確認するためのモデル。
- FM(フライト・モデル):試験に合格したPMと同一の設計及び製造方法で作成されたモデルで、実際に宇宙に打ち上げるモデル。このモデルに対しては、打ち上げ用の品質を備えていることを確認するための受入試験を行う。これは軌道上の環境を模擬したもので、製造工程に起因する欠陥が潜んでいないことを確認する。

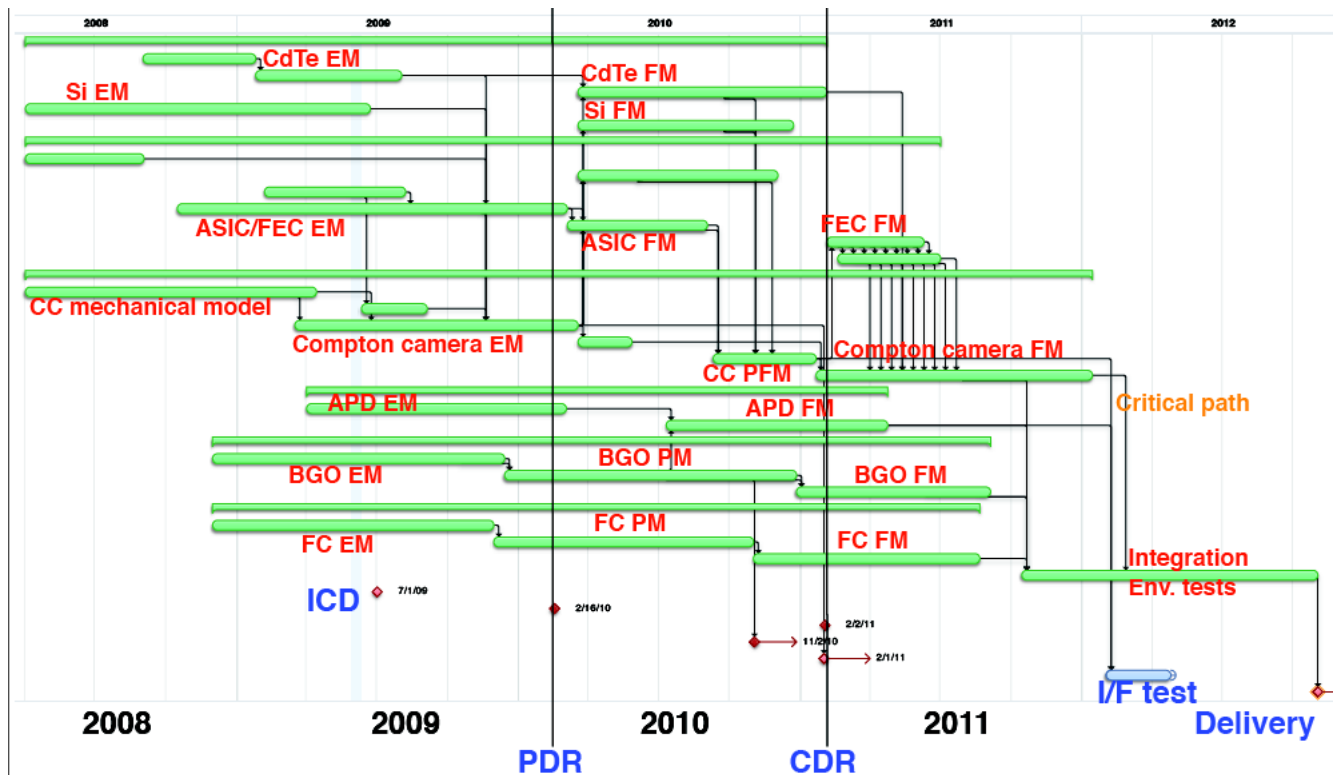


図 2.1: SGD の開発スケジュール

図 2.1 より、2008–2009 年は SGD におけるアクティブシールドの開発は、APD や BGO の用いて設計を固める時期に相当する。HXI も同様である。本研究では、原寸大の BGO 結晶と APD を用いて読み出し実験を行い、基礎特性評価や信号処理の検討を行う。これで得られた結果を基にして、FM 品が作成されることになる。

2.1.2 信号読み出しにおける APD の採用

SGD や HXI ではガンマ線や宇宙線などのバックグラウンドを除去し、視野を絞って天体からの信号のみを検出するために主検出部の回りを図 2.2 のように BGO シンチレータのアクティブシールドで取り囲み、そのシンチレーション光の読み出しには APD が採用される。

APD が採用された主な理由は次の 2 つである。1 つ目は空間的制限である。図 2.2 から分かるように BGO ブロックは複雑に組み合わされた構造となっており、また SGD2 台と HXI2 台で BGO ブロックが合計 78 個あるため、全てに対して PMT を取り付けるスペースを確保することは衛星上では困難である。2 つ目は、衛星上で確保できる電力量による制限である。PMT の動作には約 1000V 程度の高電圧が必要であり、多くの電力を供給しなければならないが、これは衛星上で使用できる電力量を大きく超えてしまう。これらのことから、ASTRO-H ではサイズが 10x10mm 程度と比較的小さく、400V 程度の電圧で稼働することができる APD がシンチレーション光の読み出しに適している。

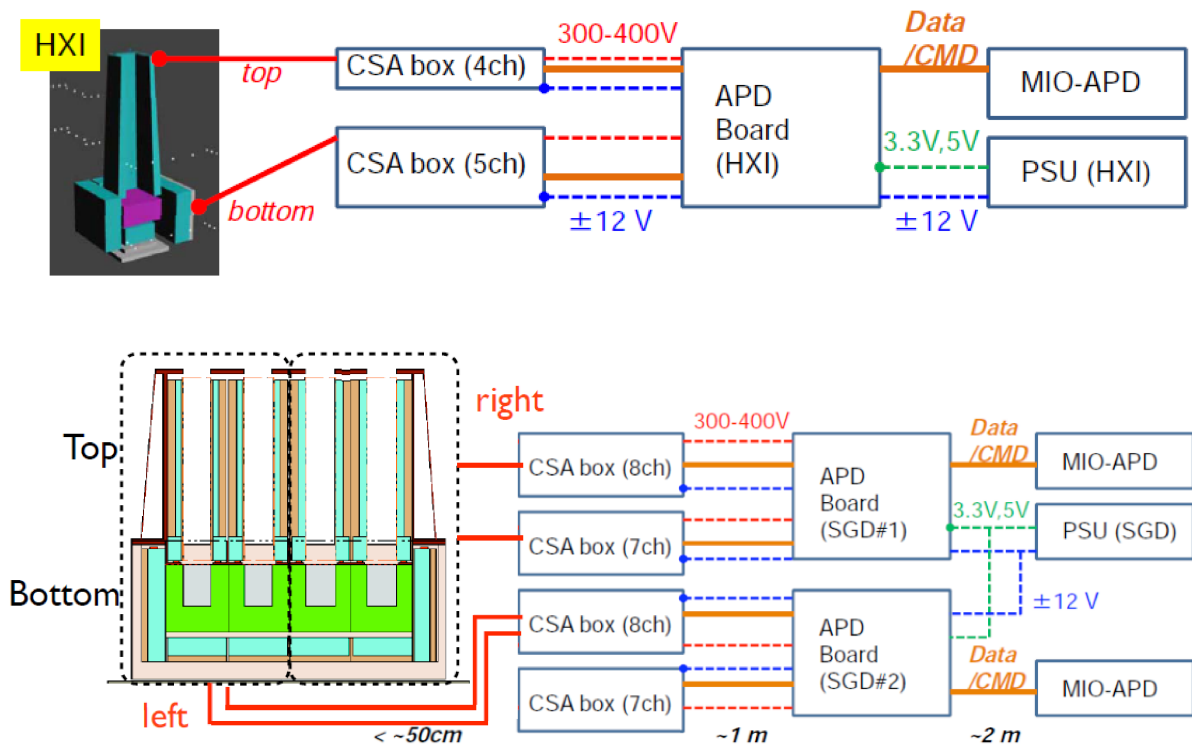


図 2.2: HXI(上) と SGD(下) における信号の読み出し回路の模式図。水色の部分が BGO シンチレータ。

2.1.3 BGO+APD 信号の処理回路

ここでは HXI/SGD における BGO+APD の信号の処理回路について説明する。BGO で発生したシンチレーション光は APD によって集光された後、電荷から電圧波形へと変換されて波形整形がなされ、波高値やイベント数が取得される。以下では信号処理を行う CSA ボックスと APD ボードについて詳細に述べる。

CSA ボックス

HXI/SGD のアクティブシールドは、トップ、サイド、ボトムの 3 部より構成されると述べたが、信号読み出しではサイド部とボトム部を合わせ、全体としてトップ部とボトム部の 2 つに分けて処理を行う。

HXI では、図 2.2 に示すようにトップ部の BGO からの信号 4ch とボトム部 5ch からの信号をそれぞれ 1 台の CSA ボックス (8ch 入力まで対応。SGD も同様) で処理し、1 台の APD ボード (16ch 入力まで対応。SGD も同様) で処理する。SGD では BGO ブロックは読み出しの際には図 2.2 に点線で示すように *right* と *left* に分け、さらにトップ部 8ch とボトム部 7ch をそれぞれ 1 個の CSA ボックスで処理することが検討されている。図 2.3 に CSA ボックスの模式図を示す。

CSA ボックスは 2 枚の基板で構成され、APD ボードの高圧電源 HV から APD へ電圧を供給するとともに、1 枚で 4ch 分の APD からの入力信号を処理する。入力信号である電荷は電荷有感型前置増幅器 (Charge Sensitive Amplifier: CSA) で増幅されて電圧波形へと変換され、その後で軽度の波形整形を行い APD ボードへ出力される。従来の CSA の

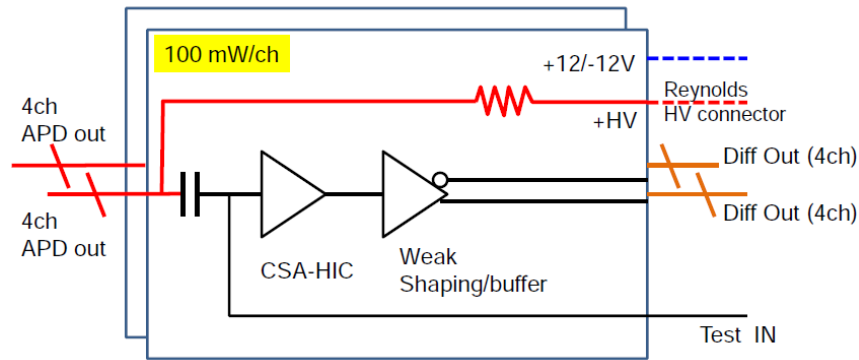


図 2.3: CSA ボックスの模式図。

回路様式では APD の容量が約 250 pF と大きく、容量に比例するノイズの勾配が大きくなってしまいます。そこで現在チームでは CSA についてパラメータの最適化を行い、容量勾配の小さいプリアンプの開発を行っている [8]。図 2.4 概略図を示す。

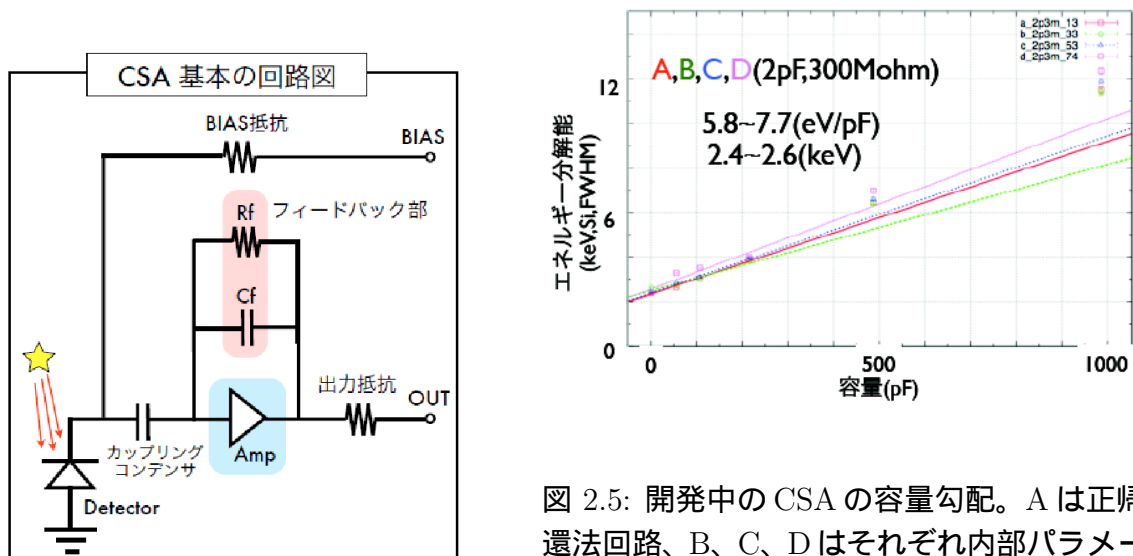


図 2.4: CSA の概略図

図 2.5: 開発中の CSA の容量勾配。A は正帰還回路、B、C、D はそれぞれ内部パラメータの異なるブートストラップ法回路を表す。フィードバック回路には 2 pF のコンデンサと 300 M Ω の抵抗。

Amp 部は入力電気信号の低周波数成分 (パルス信号) の大きさを判定し、コンパレータが参照電圧と比較して増幅を行う正帰還回路と、高インピーダンス入力によって増幅を行うブートストラップ法回路を用いている。フィードバック部ではコンデンサーと抵抗の値を調節し、Amp 部と組み合わせることで最適な回路を模索している。図 2.5 に実験結果の例を示す。これより、容量勾配が 7 eV/pF 程度であることがわかり、本研究で用いているクリアパルス社 PreAmp CP 580K の 20 eV/pF よりも格段に改善されている。しかし、0pF でのエネルギー分解能が ~ 2.5 keV と 580K の ~ 1.0 keV よりも悪いため、今後改善を行っていく。

APD ボード

APD ボードは CSA ボックスより出力された波形のゲイン調節、整形、波高値取得やヒットパターンや VETO 信号などの信号処理回路と、高圧電源や温度のモニター (House

Keeping:HK) を行う回路で構成され、現在はまだ設計段階である。図 2.6 に検討されている回路図を示す。

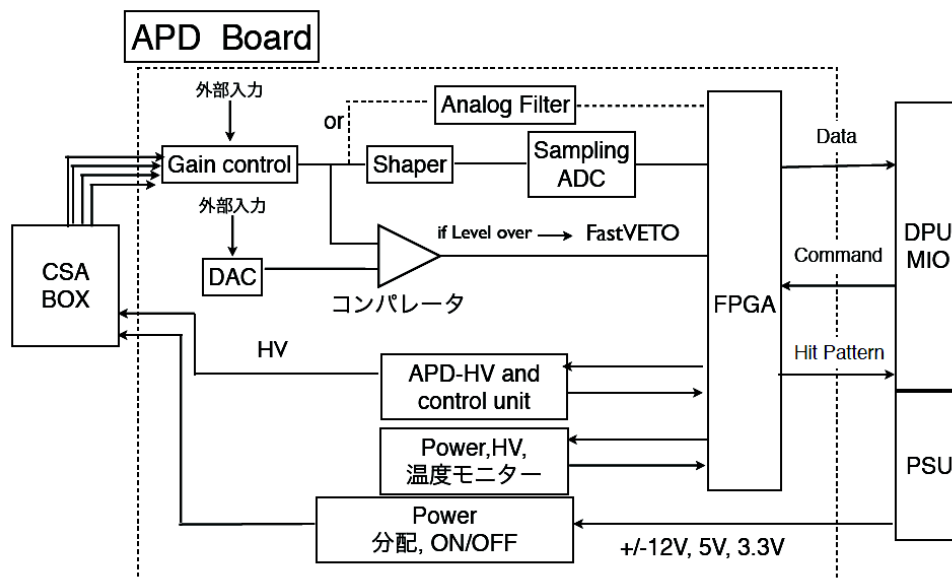


図 2.6: 検討されている APD ボードの回路図。

以下、信号処理について説明する。CSA ボックスより出力された信号はそれぞれゲインにばらつきがあるため、Gain control 部で調整が行われる。次に信号は、Shaper とコンパレータへ分岐して送られる。Shaper では軽い波形整形やベースラインの補正が行われ、波形のデジタル信号処理を行う Sampling ADC へと送られる。Sampling ADC では数 MHz で波形がサンプリングされて FPGA(Field Programmable Gate Array) へと送られてデジタルフィルター処理が施され、スペクトル情報である波高値がバッファへと書き込まれる。この波形整形部は代替案としてアナログフィルターで処理することも検討されている。

バックグラウンドの除去には、どの ch でトリガーしているかというヒットパターン情報とセンサー部でのトリガー情報を照合して同時にトリガーした信号を除去する必要がある。10 μ s 程度で出す必要がある。また、荷電粒子などが入射した場合は大信号が発生し、回路動作が不安定になるので、回路動作が不安定な間にトリガーをかけないようにする VETO 信号を 2 μ s 以内に出す必要がある。この作成のために、アナログ信号は ADC とは別にコンパレータへと送られ、外部から与えられる参照電圧と比較される。しきい値を越えた場合にはディスクリ信号が生成され、回路処理の既定値より大きな信号の場合にはトリガーを禁止する信号が出される。これらの信号は FPGA によりデータフォーマット化され、DPU(Data Processing Unit) から発せられるデータ取得コマンドによって MIO(Multifunctional I/O) へ転送される。

HK 部分では MIO より送られたコマンドによって HV の供給、レベルの調整や、電流、HV、温度のモニターが行われる。また、PSU(Power Supply Unit) により供給される電源を必要な電圧値に変換して CSA ボックスなどへ分配し、必要に応じて電源の ON/OFF 動作を行う。

2.2 BGO 結晶シンチレータ

これまで述べたように、SGD や HXI ではアクティブシールドに BGO 結晶シンチレータが用いられる。ここではまず、結晶シンチレータの原理と特徴について述べ、次に BGO シンチレータの特徴について述べる。

2.2.1 結晶シンチレータ

ある種の物質中で発生するシンチレーション光を検出し、電気信号に変換することで電離放射線を検出する手法は古くから行われてきた放射線測定法の 1 つである。今日でも、シンチレーション過程は各放射線の検出とスペクトル測定を行うための最も有効な方法として広く利用されている。アクティブシールドとガンマ線検出器として要求されるシンチレータの特徴は、(1) 阻止能が高いこと、(2) 放射エネルギーの蛍光への変換効率が高いこと、(3) 蛍光に対して反応しにくいこと (透明度が高い)、(4) 蛍光の減衰時間が短いこと、(5) 蛍光の波長分布が光検出器の感度に適していること、などが挙げられる。また衛星の軌道上へ運ぶためコンパクト性も要求される。

現在用いられているシンチレータは有機と無機シンチレータに分けられる。有機シンチレータの特徴は、平均原子番号が低いので線スペクトル測定や中性子を捕獲した際に放出される α 線の検出を用いた中性子測定に有用なことである。そのため、X 線やガンマ線との相互作用はコンプトン散乱が支配的になるため、X 線、ガンマ線の測定には用いられない。

一方、無機シンチレータはアルカリ金属の結晶であり、密度、原子番号が大きいためガンマ線スペクトル測定に非常に有用である。また、入射光子のエネルギーと蛍光の光量に良い比例関係を持つという優れた特徴がある。

無機物質中のシンチレーション機構は材料の結晶格子で決定されるエネルギー状態に依存する。図 2.7 に示すように電子は絶縁体あるいは半導体材料中では離散的なエネルギー状態しか取りえない。下方は価電子帯と呼ばれ、電子が格子上の位置に束縛されていて、一方伝導帯は電子が結晶内部を自由に動きまわれるエネルギーを持っていることを表している。これらの間には禁制帯と呼ばれるエネルギーギャップが存在し、純粋な結晶では電子は存在できない。ガンマ線が入射するとエネルギーを吸収して価電子帯の電子が励起され伝導帯へ移動する。純結晶中ではエネルギーを失って価電子帯に戻る際に光子を放出する過程は能率が悪い。その上、このとき放出される光子はエネルギーが大き過ぎて可視光にはならない。そこで、この過程での可視光放出率を高めるために、多くの場合は無機シンチレータに活性化物質と呼ばれる少量の不純物を添加する。これにより結晶格子内に特別な位置を形成し、純結晶のエネルギー帯構造を変形させる。このため禁制帯中に価電子帯への電子遷移が可能な中間順位を形成される。自由な電子は活性化物質に出会うまで動き、そこで活性化物質の励起状態へ落ち込んでから基底状態へと遷移するので、可視光の発生確率が高められている。

2.2.2 BGO シンチレータ

前項で挙げたシンチレータの中で、SGD と HXI では無機結晶シンチレータであるビスマスジャーマナイト ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}:\text{BGO}$) が使用される。比較のために表 2.1 に代表的な無機シンチレータの特性を示す。BGO は、特徴として大きな比重 ($7.3\text{gm}/\text{cm}^3$) とビスマスの大きな原子番号 (83) を持ち、市販されているどのシンチレータのどれよりも単位体積

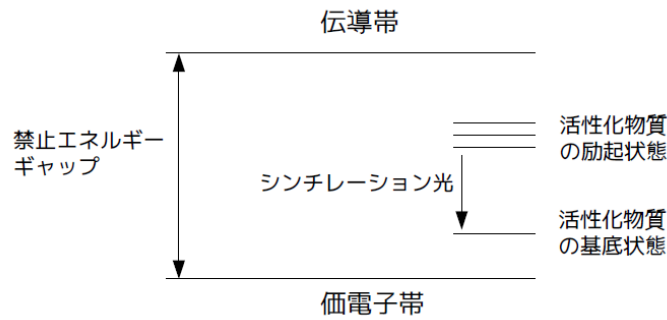


図 2.7: 活性化された結晶シンチレータのエネルギー帯構造 [14]

表 2.1: 放射線検出のためのシンチレータの特性比較

特性	NaI:Tl	CsI:Tl	BGO	GSO
実行原子番号	50	54	74	59
密度 (g/cm ³)	3.67	4.51	7.13	6.71
最大発光波長 (nm)	410	565	480	430
蛍光出力 (相対値)	100	45	12	20
蛍光減衰時間 (ns)	230	680(64%), 3340(36%)	300	56(90%), 400(10%)
吸収係数 (51keV : cm ⁻¹)	0.34	0.41	0.955	0.674

あたりのガンマ線光電効果が大きいことである。このことはサイズが厳しく制限される宇宙用検出器には大きな利点である。さらに、その機械的性質と化学的性質は取扱いと使用を容易にし、壊れやすく吸湿性の高いNaI(Tl)よりも頑丈に出来る。またBGOはシンチレーション過程を促進するための活性化物質を添加する必要がない純粋な無機シンチレータである。この場合蛍光は活性化物質の代わりに結晶の主成分であるBi³⁺イオンの光学的遷移を伴っており、Bi³⁺の光吸収スペクトルと放出スペクトルには大きなシフトがあるため、シンチレーション光の自己吸収が起こらない。さらに、BGO以外にも比重の大きなシンチレータは存在するが、BGOはSuzaku/HXD、INTEGRAL衛星/IBIS検出器、Fermi衛星/GBM検出器などで使用され実績がある。加えて図2.8に示すように低温ほど光量が増加し、BGOより光量が多いが低温で下がってしまうCsIやNaIに比べてAPDやコンプトンカメラと同時に動作させるのに好都合である。

2.3 光検出器 Avalanche Photo-diode:APD

シンチレーション光を集光し電気信号へと変換する装置を光検出器と呼び、本論文では半導体を利用したAvalanche Photo-diode (APD)を用いる。ここでは半導体検出器の原理について述べ、次にAPDの性質やノイズについて記述する。

2.3.1 半導体検出器

半導体検出器は、光電子増倍管のように色々な素子が組み合わさった複雑構造になっておらず、1つの小型素子である。そのため半導体ダイオード開発の進歩もあって、最近で

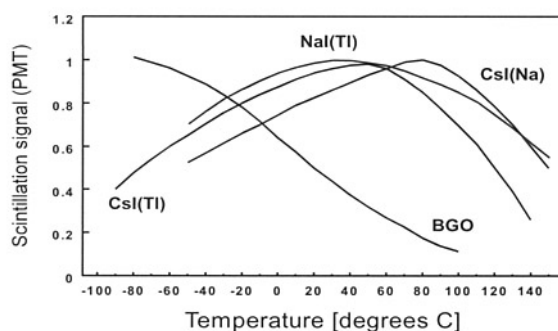


図 2.8: 各シンチレータの光出力の温度依存性 (*PMT での測定値)[15]

は PMT に代わって検出器の光検出部として用いられるようになってきた。

半導体の結晶物質には格子に周期性があり、その固体内の電子に許容されるエネルギーギャップ (禁止エネルギーギャップ) は帯状になる。半導体の特徴は禁止エネルギーギャップが小さいことで、このギャップは結晶中の特定の格子位置に束縛されている外殻電子に対応する価電子帯と結晶中を自由に移動できる電子に対応する伝導帯を分離し、この大きさによってその物質が導体、半導体、絶縁体であるかが決定される。導体はギャップが存在しないのでわずかなエネルギーの付加で自由電子が発生する。このため高い電気伝導度を示す。一方で、半導体や絶縁体は束縛電子が自由電子になるためにはギャップを越える必要があり、電気伝導度が低くなる。絶縁体では 5eV 以上であるのに対し、半導体では約 1eV 程度と小さいため、電子が伝導帯に到達するのに必要なエネルギーが小さくなる。半導体には、単体の IV 族 Si, Ge などを用いた真性半導体があり、CdTe, GaAs など複数の元素からなる化合物半導体や真性半導体に不純物として別の元素を混ぜてギャップを小さくしている不純物半導体がある。

半導体検出器の大きな特徴はシンチレーション検出器に比べて得られる電荷キャリア数が多く、入射エネルギーを効率よく電気信号へ変換できることである。真性半導体では材質そのものからキャリア密度が決定されるため、不純物半導体のキャリア密度よりも非常に低い値になり、Si の場合では室温での密度比:不純物添加/真性は 10^5 [14] にもなる。よって通常では不純物半導体がいられ、p 型半導体 (価電子が 1 つ少ない元素を添加) や n 型半導体 (価電子が 1 つ多い元素を添加) がある。p 型、n 型にドーピングされた不純物をそれぞれアクセプタ不純物、ドナー不純物とよび、ギャップ内にアクセプタ準位、ドナー準位という新たな準位を形成する。その結果、それぞれの半導体で正孔 (ホール)、自由電子が多数の電荷キャリアとなる。

放射線検出器に使用されるのは p 型半導体と n 型半導体を接合させた PN 接合を用いたものである。これは p 型と n 型領域が熱力学的接触をしている場合、接合部付近で伝導電子密度が不連続になり、密度の高い n 型領域から低い p 型領域へ電子キャリアが流入して拡散し正孔と打ち消しあう。その結果 n 型には正の空間電荷が形成される。p 型に関しても同様のことがおき、負の空間電荷が形成される (図 2.9 左上)。これにより電界が形成され、それ以上キャリアの拡散が出来なくなる。したがって空乏層と呼ばれる電荷キャリアが存在しない領域が形成される (図 2.9 右上)。しかし、このままでは空乏層が薄いため入射光子を検出することは難しく、内部電場も生成されたキャリア収集するためには弱い。そこで、逆バイアスの電圧を外部から印加することによって電位差を作って接合部の電場を強め、空乏層を広くする (図 2.9 左下)。この広がった空乏層に可視光や放射線が入射す

ると光電効果によって価電子帯に存在している電子が励起し伝導帯へ移動し、価電子帯にホールを形成する。このとき生成される電子-ホール対の数は入射エネルギーに比例し、逆バイアスによって両端に導かれるキャリアの役割を果たす(図 2.9 右下)。この出力パルスの電荷量から入射した放射線のエネルギーを算出できる。これが半導体検出器の原理である。半導体は1組の電子-ホール対を生成するための電離エネルギーが小さく、Si や Ge では約 3eV と非常に小さいため、放射線が入射した際に生成されるキャリア数が多くなる。このた数十 eV が必要なガス検出器やシンチレータ検出器よりもキャリア数の統計的な揺らぎが小さくなり、5.9keV で約 120eV 程度 [17] のエネルギー分解能が得られる。理想的な半導体検出器ではその性能はキャリア数のポアソン揺らぎとファノ因子と呼ばれる他の物理的揺らぎで決定される。しかし、実際の観測値は生成キャリア数がポアソン分布であると仮定した場合よりも小さくなる。このため、ファノ因子はキャリア数の揺らぎを理論値にあわせるための係数とされており、内部増幅が無い PD の場合は約 0.1 になる。しかし実際には上記だけで性能は決まらず、検出器の暗電流や容量に起因する回路系雑音加わる。

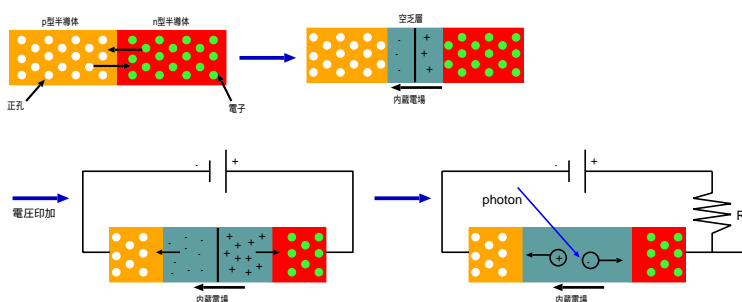


図 2.9: 半導体検出器による放射線検出の原理)[15]

2.3.2 アバランシェフォトダイオード:APD

微弱な信号を検出してエネルギー閾値を下げたり、エネルギー分解能を向上させるには、検出器内部での増幅が必要となる。アバランシェフォトダイオード (APD) では、なだれ (アバランシェ) 増幅によって電子の増幅を行っている。なだれ増幅とは、PN 接合に逆バイアスがかかることで、図 2.9 のように空乏層内部で発生した電子-正孔がそれぞれ N^+ 、 P^- へとドリフトされる。キャリアの速度は電界の強さに依存するが、電界が強いと結晶格子と散乱し、平均的にある一定速度になる。それ以上に電圧を印加すると、衝突を免れたキャリアは非常に大きなエネルギーを持つになり、格子と衝突して新たに電子-正孔対を生成する (イオン化)。さら発生したキャリアが連鎖的に発生する。キャリアが単位距離走行する間に起こすイオン化率は増幅機構を決める重要なパラメータであり、Si を用いた場合、生成される電子の方が正孔よりも大きくなるという性質がある。これにより増幅率が、測定温度や印加電圧にも依存するが、約数十倍から数百倍になり、増幅のないフォトダイオード (PD) よりも低い閾値や高いエネルギー分解能が得られる。また、BGO が放出するシンチレーション光は 480nm であり、この波長では Si APD では感度が 80% と高く (図 2.10) (PMT では 20% 程度)、BGO と組み合わせることで効率のよい信号の読み出しを行うことが出来き、ガンマ線の検出には適している。その他 APD の利点として、内部電場が非常に強いため磁場による影響を受けにくいことが挙げられる。さらに PMT に比べて構造が単純でコンパクトで頑丈ある。

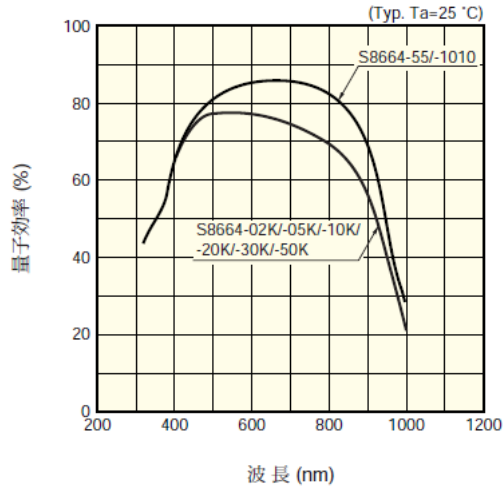


図 2.10: シンチレーション光の波長と APD の量子効率の関係 (本研究では S8664-55/-1010 を使用した。)[20]

APD にいくつかの種類が存在するが、本研究ではリバー型 APD を用いる。リバー型はシンチレーション光の検出用に開発されたもので、表面から数 μm 程度の深さに増幅領域が存在する。一般的なシンチレーション光を表面から $1\text{-}3\mu\text{m}$ 程度で完全にキャリアに変換できるので、ドリフト領域で生じる熱励起による電子の影響を受けずにすむ。このため、暗電流を抑えることができるという利点がある。また空乏層が 40μ と薄いので数百 V 程度の低電圧で十分な増幅率が得られ、電力消費が少なくてすむ。

放射線耐性は、東京工業大学の古徳らの実験によって 53.5MeV の陽子を 12krad 照射しても、ゲインはほぼ変化せずエネルギー分解能や閾値の顕著な悪化は見られておらず (図 2.11)[19]、APD を搭載した小型衛星 CUTE-1.7 は順調に稼働している [21]。また、我がチームで行った重イオンである鉄を 500MeV/u で 12Mrad 照射する実験では破壊が起こらないことが確かめられている。

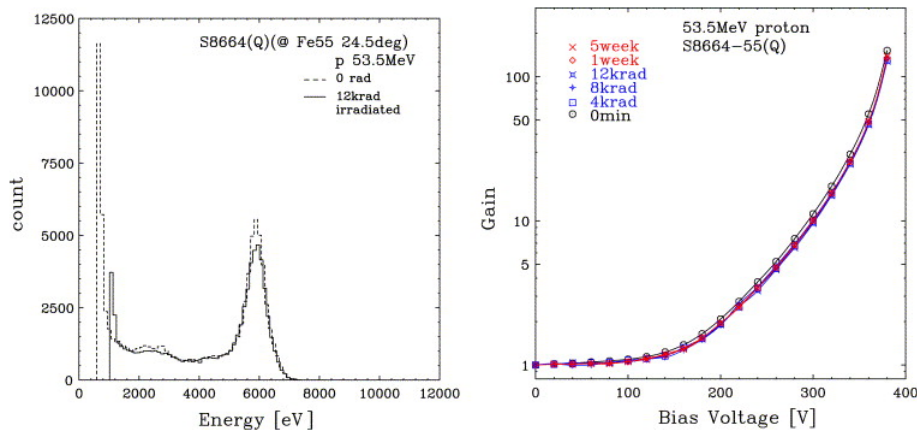


図 2.11: 陽子照射によるスペクトルの変化 (左) とゲインの変化 (左)。[19]

2.3.3 APD の特性

APD を特徴づけるパラメータとして、(1) 暗電流、(2) 端子間容量、(3) 増幅率、(4) 増幅率の揺らぎがあり、1,2,4 はノイズに直接関係する。ここではそれぞれの性質とそれに起因するノイズについて述べる。

暗電流

暗電流とは常に検出器内部で流れ出している電流のことで、回路系ノイズの主な原因となり、閾値やエネルギー分解能に大きく影響する。暗電流の主たる原因は、熱励起によって生成される電子-正孔対であり、APD の表面近くで発生する表面暗電流と、半導体内部で発生するバルク電流に分けられる。表面暗電流は増幅領域を通らないため増幅されないが、印加電圧に依存して大きくなる。一方バルク電流は APD 内部で発生するため、その大きさは増幅率に依存する。暗電流は熱に起因するので、温度を下げることでその影響を小さくすることができる。以下に電子-正孔対の発生率と温度の関係式を示す。

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (2.1)$$

端子間容量

APD は電圧は端子間容量をもつためコンデンサとしてみなせ、その測定温度に依存せず、高圧を印加するほど空乏層が広がり小さくなり、容量性ノイズを小さくすることができる。また、端子間容量が大きいとプリアンプへの入力容量が大きくなり APD とプリアンプ (オペアンプ回路) の高周波数特性に影響を与え、出力電圧が異常に大きくなるゲインピーキング現象が起こる図 (2.12)[9]。これにともなって、パルス光に対する出力電圧波形に激しいリングングが生じ、オペアンプ入力ノイズに対しても同様のゲインが作用するため、異常に大きなノイズが発生する。以上の理由から、容量性ノイズを削減するためには高圧で動作させることが望ましい。

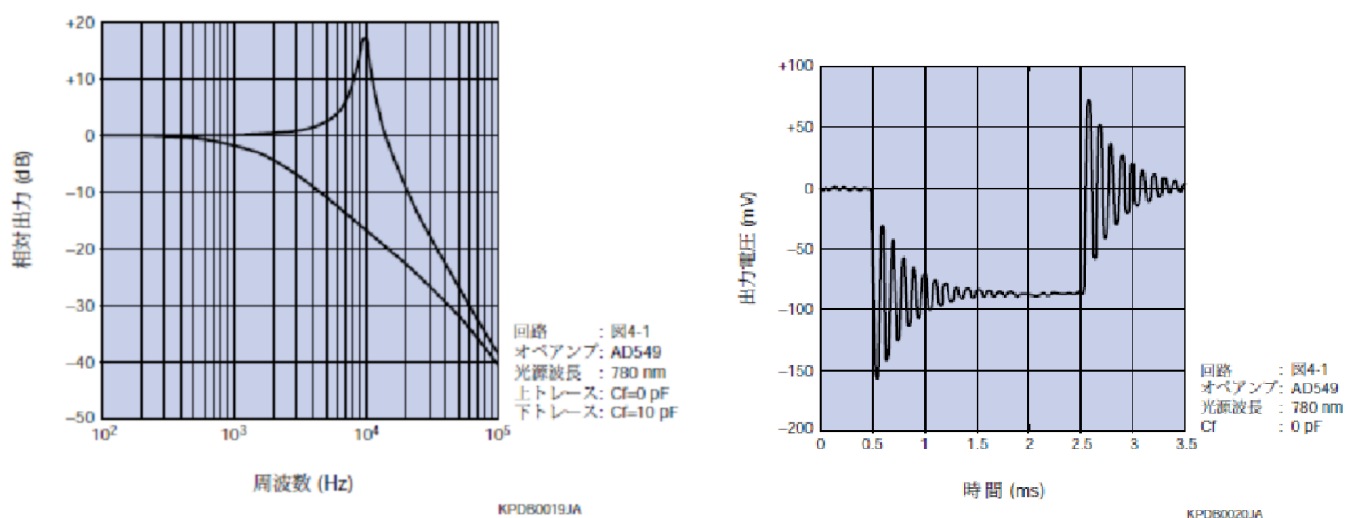


図 2.12: 左:ゲインピーキング時の周波数特性。高周波数で出力電圧が高くなっているのがわかる。右:入射光に対する出力電圧波形のリングング。

増幅率

APD の最も大きな特徴は、自身で検出信号を増幅できることである。電圧を印加すると、APD 内部に電場が生じ、それによって発生した電子・正孔がそれぞれ加速される。そのため、これらが反応して増幅した電子を足し合わせたものが、検出信号となる。ここで電子、正孔キャリアそれぞれが空乏層を単位距離ドリフトする間に電離衝突して新たに電子-正孔対を発生させる確率を α 、 β とし、これらを衝突電離係数と呼ぶ。

本研究では電子キャリアの方が増幅されやすい ($\alpha \gg \beta$) Si-APD を用いるため、ここでは電子キャリアの増幅過程について説明する。図 (2.13) に APD の構造の模式図を示す。

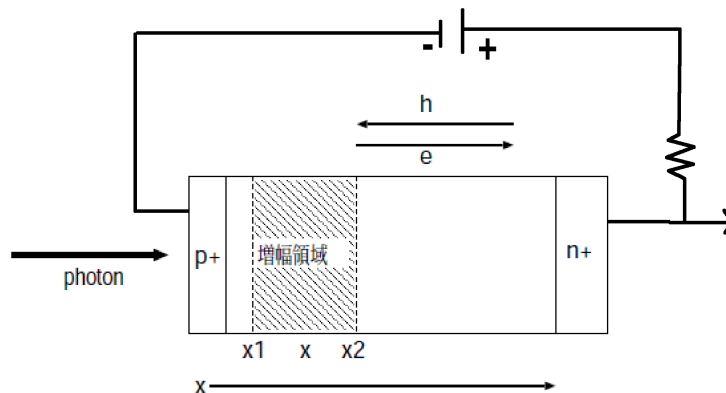


図 2.13: APD の構造の模式図。

図 2.13 より、電子キャリア e が増幅領域をドリフトする際に電子電流 J_n が発生し、APD の受光面からの深さ x に比例する。その微分方程式を以下に示す [23]。

$$-\frac{dJ_n}{dx} = \alpha J_n \quad (2.2)$$

ここで、増幅領域の範囲を $x_1 \sim x_2$ とし、 n 側に近い増幅領域の境界を x_1 、 p 側に近いそれを x_2 とすると、式 2.2 より

$$J_n(x) = J_n(x_2) \exp\left[\int_x^{x_2} \alpha dx\right] \quad (2.3)$$

となる電子増幅率 M_e は x_1 における電子電流 $J_n(x_1)$ と x_2 における $J_n(x_2)$ の比率であるので、以下が成り立つ。

$$M_e = e^{\delta(x_1)} (\beta \ll \alpha) \quad (2.4)$$

ここで δ は以下のように定義される。

$$\delta = \int_x^{x_2} \alpha dx \quad (2.5)$$

δ は $x \sim x_2$ 間で電離衝突を起こす平均回数であり、 $\delta(x_1)$ は電子が生成したキャリアが増幅領域をドリフトする間に起こす電離衝突の平均回数である。もし、電子のみが加速されるのであれば、ゲインは M_e となり、過電圧をかけた場合に電流が流れ続けてしまうブレイクダウンは起こらない。

しかし、半導体検出器において、正孔 h の増幅を考慮しないとアバランシェ増幅を説明することはできず、実際には $\beta > 0$ となり、正孔の衝突で発生した電子が信号として検出されてしまう。そのため、以下では正孔が電子を増幅する効果を考慮する。式 2.3 は、

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\alpha J_n - \beta J_p - g(x) = -dJ_p/dx \quad (2.6)$$

となる。ここで $g(x)$ は深さ x で新たに生成された電子-正孔対による電流である。増幅率を考える場合には、 $g(x)=0$, $-J_n(x)=J_p(x)=M(x)J_0$ となり、式 2.6 より、深さ x でのゲイン $M(x)$ は以下のように表すことができる。

$$\frac{dM(x)}{dx} = -\alpha M(x) + \beta M(x) \quad (2.7)$$

ここで、 J_0 は増幅される前の電流値である。さらに $M(x)$ について解くと、

$$M(x) = 1 + \int_x^{x_2} \alpha M(x) dx + \int_{x_1}^x \beta M(x) dx \quad (2.8)$$

となり、第 2 項は生成された電子キャリアが $x \sim x_2$ 間での電離衝突を表し、第 3 項は正孔の $x \sim x_1$ での電離衝突の過程を表している。また、第 1 項の定数 1 は増幅過程がない場合 $M=1$ になるという境界条件より決定されている。式 2.7 より、

$$M(x) = M(x_1) \exp\left[-\int_{x_1}^x (\alpha - \beta) dx'\right] M(x) = M(x_2) \exp\left[\int_x^{x_2} (\alpha - \beta) dx'\right] \quad (2.9)$$

と表せ、式 2.8 において $x=x_1$ として式 2.9 に代入すると、

$$\frac{1}{M(x_1)} = 1 - \int_{x_1}^{x_2} \alpha \cdot \left[-\int_{x_1}^x (\alpha - \beta) dx'\right] dx \quad (2.10)$$

となる。式 2.9 と式 2.10 より、

$$M(x) = \frac{G(x)}{1 - \int_{x_1}^{x_2} \alpha G(x) dx'} G(x) = \exp\left[-\int_{x_1}^x (\alpha - \beta) dx'\right] \quad (2.11)$$

となる。

電子と正孔の電離確率は印加電圧の上昇とともに増加する。測定温度にも敏感で、低温であるほど電離されやすい性質がある。これは半導体中の原子の熱運動が抑制され、電子が途中で散乱されにくくなり、効率よく加速できるためである。よって低温では低印加電圧で読み出すことが可能になるが、ブレークダウンする電圧が下がるという性質も持ち合わせている。

増幅率のゆらぎ

なだれ増幅は確率過程であるため、実際には増幅率は一定ではなく、ある程度揺らぎが生じてしまう。そのため、過剰雑音係数 F (excess noise factor 又は、ファノ因子) という概念を用いて、ゆらぎの補正を行い、

$$F = \frac{\langle m^2 \rangle}{\langle m \rangle^2} = \frac{\langle m^2 \rangle}{M^2} \quad (2.12)$$

で表される。 m は各電子の増幅率であり、 M は出力される電気信号の増幅率である。フォトダイオードなど増幅がない検出器では $F < 1$ 、光電子増倍管では $F \sim 1.2$ である。APD の場合は内部増幅、入射光の波長や測定温度に依存することが分かっている [24][20]。本研究では、BGO のシンチレーション光波長が 480nm であることと測定温度が -20 付近であるので図 2.15 から分かるように、 $F=2$ を用いる。

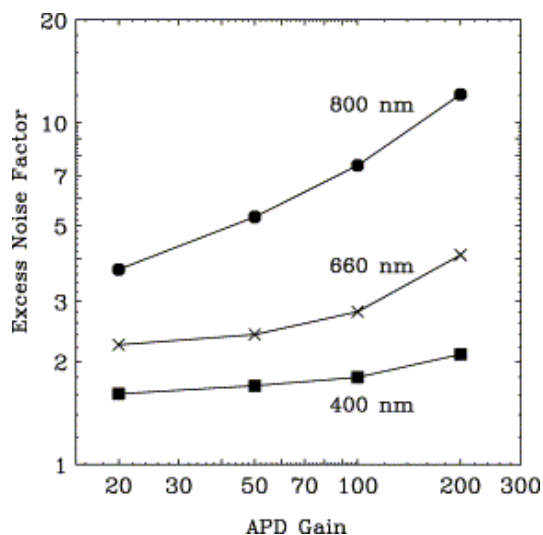


図 2.14: APD の内部増幅率に対する過剰雑音係数 F の関係。それぞれの曲線は入射光の波長の違いによる。(受光面積が 5mm^2 の APD を使用 (S:8664-55))

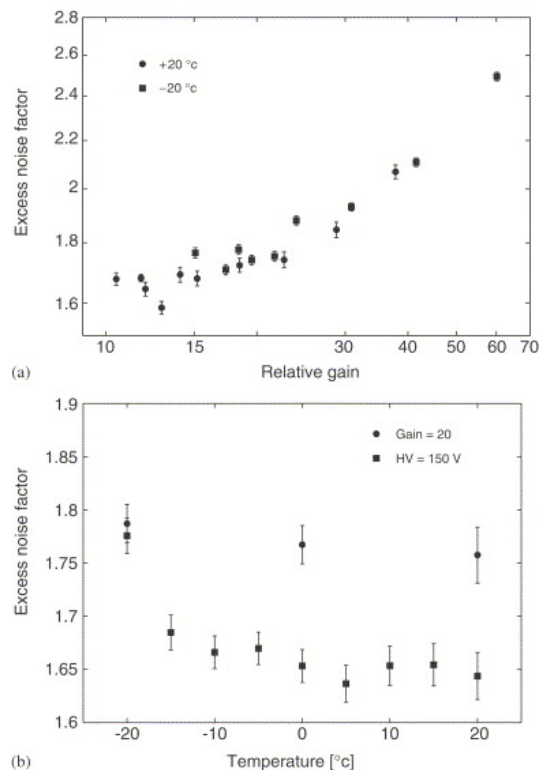


図 2.15: (a) $+20$ と -20 での APD の内部増幅率に対する F 、(b) 測定温度に対する F 。

2.3.4 APD の信号処理におけるノイズ

本研究において BGO+APD での信号処理を行うが、信号処理回路に起因するノイズが発生する。以下に、信号処理の流れを説明し、その次にノイズについて述べる。

2.3.5 本研究で用いた信号処理回路

まず、本研究で用いた信号処理回路は、図 2.16 のように表される。

1. シンチレータ

入射したガンマ線とシンチレータが相互作用してエネルギーに比例したシンチレーション光が発生する。

2. APD でのシンチレーション光の読み出し

APD に入射したシンチレーション光は、APD 内部で電子・正孔対を発生させ、それらがアバランシェ増幅されることで、電気信号として読み出される。

3. CSA による波形処理

APD で読み出された信号は CSA に送られる。CSA の直前には直接大きな電圧がかからないようにでカップリングコンデンサが配置されている。CSA では APD からの電流信号を増幅し、インピーダンス変換によって電圧波形へと変換する。また、積分回路を用いたポールゼロキャンセルを行い、波形のアンダーシュート補正も行う。

4. ShapingAmp

ShapingAmp では、ノイズの除去を行う。本研究では、以降で述べるアナログ方式

では波形の積分によって波形整形を行い、デジタル方式ではデジタルフィルターを用いておこうなう。

5. ADC (Analog to Digital Converters) にデジタル信号への変換

アナログ方式では、これまでアナログ信号として処理されてきた信号を pocket MCA によって波高値をデジタル信号へと変換し、スペクトルを得る。デジタル方式ではデジタルフィルターで得た波高値を FADC(Flash ADC) でデジタル信号へと変換する。

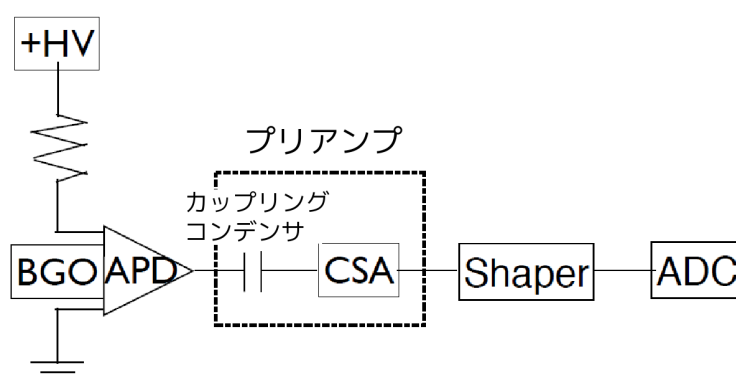


図 2.16: 本研究で用いる BGO+APD の信号処理回路の概略図。

上で述べた信号処理回路では、次に述べる主に 3 種類の回路系ノイズが発生する。

- johnson noise

johnson noise とは電子が熱エネルギーによりそれぞれ異なる運動 (異なる速度を持つ) をするブラウン運動によって半導体素子の両端に現れる不規則な電位差のことである。そのため、このノイズは抵抗の実数部のような外部との熱的な相互作用を起こす場所で発生し、揺らぎに相当する電位差を生じる。したがって理想的なコンデンサーやコイルでは発生しない。

johnson noise のパワースペクトルを求めるために、LCR 共鳴回路を考える。抵抗内のキャリアの熱的揺らぎは L、C で静電ポテンシャルとして蓄積され、そのエネルギー E は電流揺らぎを i、電圧揺らぎを v とすると、

$$E = \frac{Li^2}{2} + \frac{Cv^2}{2} \quad (2.13)$$

となる。これは一次元調和振動子と等価なので、エネルギー等分配則により第一項と第二項の平均エネルギーは

$$\frac{1}{2}Li^2 = \frac{1}{2}Cv^2 = \frac{1}{2}kT \quad (2.14)$$

となる。k はボルツマン定数、T は温度である。これとは別に、抵抗で発生する熱雑音電圧と雑音の結果としてコンデンサー両端に表れる電圧との関係は、

$$\bar{v}^2 = \int_0^{\text{inf}} \frac{N_v(f)df}{1 + (\omega C - \frac{1}{\omega L})} \quad (2.15)$$

$$\simeq \frac{N_v(f_0)}{4CR} \quad (2.16)$$

となる。ここで $\omega \equiv 2\pi f$ であり、共鳴周波数 $f_0 (\simeq \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}})$ と仮定し、回路は f_0 で同調されているものとする。L と C の値よりパワースペクトル $N_v(f)$ は式 2.13、式 2.14、式 2.16 を用いると、

$$N_v(f) = 4kTR \quad (2.17)$$

となり、周波数に依存しないことが分かる。ただし、キャリアの衝突時間を τ_c として、キャリア速度の相関関係が $\exp(-\frac{|\tau|}{\tau_c})$ のように有限時間の減衰を示す場合、 $\frac{1}{1+\omega^2\tau_c^2}$ で示される周波数依存性が表れる。しかし、多くの場合では τ_c は無視できるほど短い（典型的な金属では $\sim 10^{-14}$ ）、johnson noise は white noise¹ とみなせる。また 2.17 は抵抗に直列に存在する電圧パワーノイズであるが、並列な場合は次式のようになる。

$$N_i(f) = \frac{N_v(f)}{R^2} = \frac{4kT}{R} \quad (2.18)$$

● shot noise

shot noise は、キャリアの数の揺らぎに起因するもので、主に半導体素子や真空管で問題となる電流性ノイズのことである。キャリア数の揺らぎはキャリアに正味の流れが起こる場合に生じ、その原因として外部電界、キャリア密度勾配、温度勾配のいずれかが存在する場合のみ、shot noise として表れ、必然的に生じる johnson noise とは対照的である。

代表的な例として、半導体の両端に電界をかけた場合を考える。電流 $I(t)$ はキャリアの数 $N(t)$ に比例するはずなので、電流揺らぎ $i(t) = I(t) - I$ (I は任意の時間における電流値、 t はその時刻からの経過時間) の自己相関関数を計算すると

$$\overline{i(t) \cdot i(t + \tau)} = \frac{I^2}{N^2} \cdot \overline{N(t) \cdot N(t + \tau)} \quad (2.19)$$

ここで、相関 $R_n(\tau) \equiv \overline{N(t) \cdot N(t + \tau)}$ を考えると、これは時刻 t に存在したキャリアが時刻 $t + \tau$ における電流揺らぎに与える影響を示すものとなる。キャリアの平均寿命を τ_l 、電極間の平均ドリフト時間を τ_d とすると、 $R_n(\tau)$ は τ_l によって指数関数的に、 τ_d によって直線的に減少すると考えられる。したがって $R_N(\tau)$ は以下のように書ける。

$$R_n(\tau) = \overline{N^2(t)} \cdot \left(1 - \frac{|\tau|}{\tau_d}\right) \cdot \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_l}\right) (|\tau| \leq \tau_d) \quad (2.20)$$

$$= 0 (|\tau| > \tau_d) \quad (2.21)$$

$\overline{N^2(t)} = \alpha N$ (α : 任意定数) とおくと、 $I = \frac{eN}{\tau_d}$ と、Wiener-Khinchine の項式より、電流揺らぎ $i(t)$ のパワースペクトル $N_i(f)$ は以下のように導かれる。

$$N_i(f) = 2 \cdot \frac{I^2}{N^2} \int_{\text{inf}}^{\text{sup}} R_N(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau [A^2/H_z] \quad (2.22)$$

$$= 2eI \cdot \frac{\alpha}{\tau_d} \cdot \int_{-\tau_d}^{\tau_d} \left(1 - \frac{|\tau|}{\tau_d}\right) \cdot \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_l}\right) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (2.23)$$

¹全ての周波数について、単位周波数当たりのエネルギーが一定であるような無秩序な雑音

理想的な金属の場合 $\alpha=0$ となるので、電流を流しても shot noise は発生しない。次に以下の二つの場合について考える。

$$N_1(f) \simeq 2\alpha eI \cdot \frac{2\tau_l/\tau_d}{1 + \omega^2\tau_l^2} \quad (\tau_l \ll \tau_d) \quad (2.24)$$

$$N_1(f) \simeq 2\alpha eI \cdot \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{(\omega\tau_d/2)^2} \quad (\tau_l \gg \tau_d) \quad (2.25)$$

典型的な半導体 p-n 接合で逆バイアスをかけた場合、 $(\tau_l \gg \tau_d)$ なので式 (2.25) が適用できる。このとき高周波数領域でない限り、ノイズパワーは $N_1(f) \simeq 2\alpha eI$ と近似できるので、shot noise は周波数に依存しなくなり、white noise としてみなせる。

- 1/f noise

1/f ノイズは周波数に反比例するノイズのことで、電気伝導率が緩やかに揺らぐことに起因する電流性ノイズであり、キャリアの寿命の分散が原因であると考えられている。半導体内部を流れる電流キャリアと表面酸化層内 trap 準位との相互作用を考えると、半導体表面を流れるキャリアはトンネル効果により酸化層内で trap されるが、支配的な trap 準位が表面からどの程度の深さに存在するかによってキャリアの寿命が大きく変わる。そこで trap 準位は深さ方向 z に一様に分布していると考えると、その分布関数は

$$f(z)dz = dz/z_{\max}(0 < z < z_{\max}) \quad (2.26)$$

とおける。またトンネル効果の確率は距離と共に指数関数的に減少するのでキャリアの寿命 τ_l は指数関数的に増大し、次のように表される。

$$\tau_l = \tau_{\min} \exp \beta z \quad (2.27)$$

よってこのときの τ_l の分布の式 (2.26) より、 $\tau_{\max} \equiv \tau_{\min} \exp(\beta z_{\max})$ とおくと、

$$f(\tau_l)d\tau_l = \frac{d\tau_l/\tau_l}{\ln\tau_{\max}/\tau_{\min}} (\tau_{\min} < \tau < \tau_{\max}) \quad (2.28)$$

となる。これより式 (2.25) における $N_1(f)$ の τ_l について平均を計算すると、

$$N_1(f) = 4 \frac{\alpha I^2}{N} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{\tau_l}{1 + \omega^2\tau_l^2} \cdot \frac{d\tau_l/\tau_l}{\ln\tau_{\max}/\tau_{\min}} \quad (2.29)$$

$$= \frac{4\alpha I^2}{\omega N \ln\tau_{\max}/\tau_{\min}} (\tan^{-1} \omega\tau_{\max} - \tan^{-1} \omega\tau_{\min}) \quad (2.30)$$

となる。また、 $1/\tau_{\max} < \omega < 1/\tau_{\min}$ の周波数領域におけるノイズのパワーは

$$N_1(f) \simeq \frac{\alpha I^2}{fN \ln\tau_{\max}/\tau_{\min}} \propto \frac{1}{f} \quad (2.31)$$

となり、1/f の周波数依存性を持つことがわかる。

2.3.6 半導体検出器におけるノイズ

半導体検出器におけるノイズは、先に述べた APD によるノイズと信号処理回路におけるノイズを足しあわせたものになる。エネルギー閾値には両者による影響が大きいが、エネルギー分解能の場合は前者よりもキャリアのポアソン揺らぎとシンチレータ自体の特性によるエネルギー分解能の方が大きく寄与する。ここでは APD と信号処理回路を組み合わせた場合のノイズについて考える。

ノイズは、APD から CSA に至るまでの初段電気回路系の雑音が大きく影響する。これらは先に述べた、電子の熱雑音 johnson noise、電子の熱揺らぎが原因である暗電流の変動によって発生する shot noise、半導体に固有に存在し、不純物のランダム運動や構造に由来する $1/f$ noise の和になる。[27]

まず簡単のため、増幅が無い Photo-diode(PD) の等価雑音回路を考える。

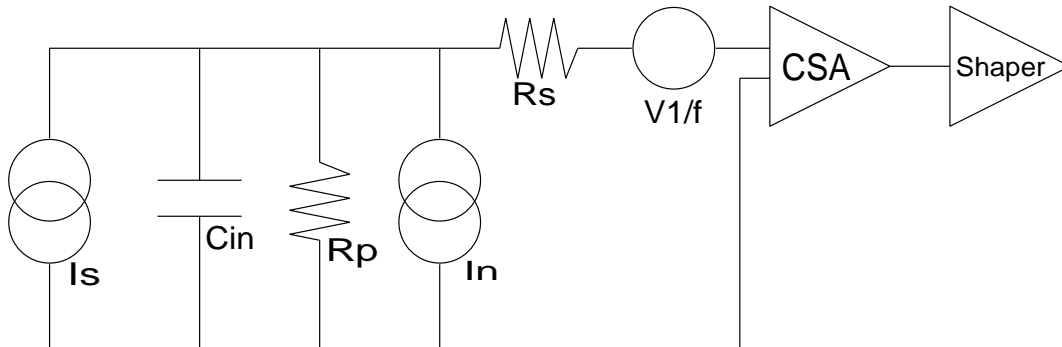


図 2.17: 内部増幅が無い場合の半導体検出器の等価雑音回路

図 (2.17) において、 I_s :入射放射線による信号電流、 C_{in} :等価入力容量 (PIN 検出器の接合容量、ケーブル、初段 FET(電界効果トランジスタ) の入力容量)、 R_p :等価並列抵抗 (帰還抵抗、高圧負荷抵抗)、 R_s :等価直列抵抗 ($\equiv A/g$ 、 $A:0.5\sim 0.7$ の定数、 g_m :初段 FET の相互コンダクタンス)、 I_n :暗電流、 $V_{1/f}$: $1/f$ ノイズである [27]。

全雑音電圧のパワースペクトルは、

$$\frac{\overline{V_{noise}^2}}{df} = \frac{4k_B T}{\omega^2 C_{in}^2 R_p} + \frac{2qI_n}{\omega^2 C_{in}^2} + 4k_B T R_s + \frac{V_{1/f}}{d} \quad [V^2/Hz] \quad (2.32)$$

となる。この式は、第一項と第三項がそれぞれ R_p 、 R_s による Johnson noise、第二項が I_n による shot noise、第 4 項が $1/f$ noise の和であることを表している。エネルギーは電荷量で測定するため、等価雑音電荷 $\overline{\Delta E_{RMS}^2}$ (Equivalent Noise Charge: ENC) で表すと、

$$\overline{\Delta_{RMS}^2} = \frac{4k_B T}{\omega^2 R_p} + \frac{2qI_n}{\omega^2} + 4k_B T R_s C_{in}^2 + \frac{C_{1/f} C_{in}^2}{f} \quad [C^2/Hz] \quad (2.33)$$

となる。ここで、 $V_{1/f}$ は周波数に反比例するので、 $1/f$ noise の大きさを表す比例係数 $C_{1/f}$ によって置き換えている。この式からわかるように、初段回路の雑音強度は周波数依存性を持つので、フィルターをかけることにより S/N 比を最適化できる。

ここで簡単のために、 $\omega/2\pi \sim f \sim \Delta f \sim 1/\tau$ (τ は波形整形の時定数) とすると、

$$\overline{\Delta_{RMS}^2} \sim \frac{k_B T \tau}{\pi^2 R_p} + \frac{qI_n \tau}{2\pi^2} + 4k_B T R_s C_{in}^2 \cdot \frac{1}{\tau} + C_{1/f} C_{in}^2 \quad [C^2] \quad (2.34)$$

となる。

この式 (2.34) に対して、APD を用いた場合では放射線信号とバルク暗電流によるノイズが内部増幅領域を通過する。このため、等価雑音回路は図 2.18 で表される。

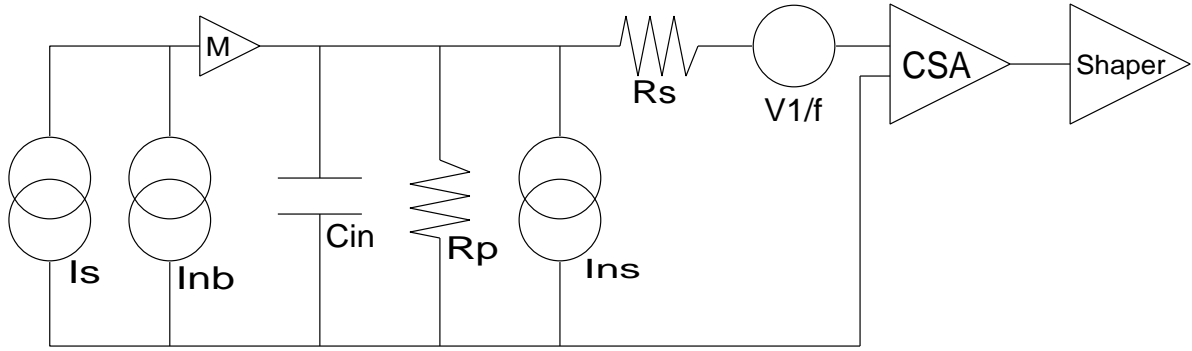


図 2.18: 内部増幅がある場合の半導体検出器 (APD) の等価雑音回路。

I_{nb} はバルク暗電流、 I_{ns} は表面暗電流、 M は内部増幅率である。APD の等価雑音電荷は式の I_n と I_s がそれぞれ $I_{ns} + I_{nb}FM^2$ と変換される。これを (式 2.34) に適用すると以下になる。 F は过剩雑音係数である。

$$\overline{\Delta_{RMS}^2} \sim \frac{k_b T \tau}{\pi^2 R_p} + \frac{(qI_{ns} + I_{nb}FM^2)\tau}{2\pi^2} + 4k_B TR_s C_{in}^2 \cdot \frac{1}{\tau} + C_{1/f} C_{in}^2 \quad [C^2] \quad (2.35)$$

この式において、第三項は測定に使用するプリアンプの容量特性と APD の端子間容量に関係し、更に雑音の単位を等価雑音電荷ではなく Si 半導体検出器のエネルギー分解能 [Si-keV] に換算した場合には、 $T=270[K]$ において、

$$\overline{\Delta_{FWHM}^2} \sim 2.355^2 \left[\frac{1.965 \times 10^{-4}}{R_p} + 4.218 \times 10^{-3} (I_{nb} + I_{nb}FM^2) \right] \tau + \{f(C_{in})\}^2 \quad [keV^2(Si)] \quad (2.36)$$

となる。本研究では原因が分かり難い $1/f$ noise を考慮せずにノイズ計算を行う。それぞれのパラメータの単位は $R_p(G\Omega)$ 、 $I_{ns}(nA)$ 、 $C_{in}(pF)$ 、 $\tau(\mu s)$ である。本研究で用いた CSA (クリアパルス社製 580K) の R_p は $\sim 1G\Omega$ であり、 I_{ns} は内部増幅の影響を受けないため、[] 内において I_{nb} の項が支配的であると考えられている。これを考慮した場合、APD のノイズは

$$\overline{\Delta_{FWHM}^2} \sim (\delta_{noise})^2 \sim (\delta_{noise,I}^2) + (\delta_{noise,C}^2) \sim [0.02339 \times 4\pi^2 I_{nb} FM^2 \tau + \{f(C_{in})\}^2] \quad [keV^2(Si)] \quad (2.37)$$

と表すことができる。この式の第一項を電流性ノイズ、第二項を容量性ノイズと呼ぶ。

2.3.7 半導体検出器と結晶シンチレータの組合せにおけるエネルギー閾値とエネルギー分解能

放射線検出器を用いる主たる目的は、入射放射線のエネルギー分布の測定である。放射線スペクトル測定検出器の重要な特性として、単色の放射線エネルギー線源に対する応答が挙げられる。異なる分解能を持つ検出器により取得された単色エネルギー線源のスペクトルでは、両方のスペクトル分布の中心値は同じであるが、分解能が悪い検出器では、分布が広がってしまう。このことは付与されるエネルギーが同じであってもノイズなどの影響でパルスの波高値に大きなばらつきが生じるためであると考えられる。このようなばら

つきを小さくし、分解能を向上させることができれば、より詳細に入射放射線エネルギーを測定し、解析を行うことができるようになる。まずエネルギー分解能の定義について述べる。エネルギー分解能は、図 2.19 に示すように、半値全幅 FWHM と呼ばれる測定されたスペクトルのピークの最高値の半分の高さにおける分布の幅 ΔE をピークのエネルギー E でわったもの $\Delta E/E$ である。なお半値幅はその標準偏差 σ を用いて (2.355σ) で置換が可能である。

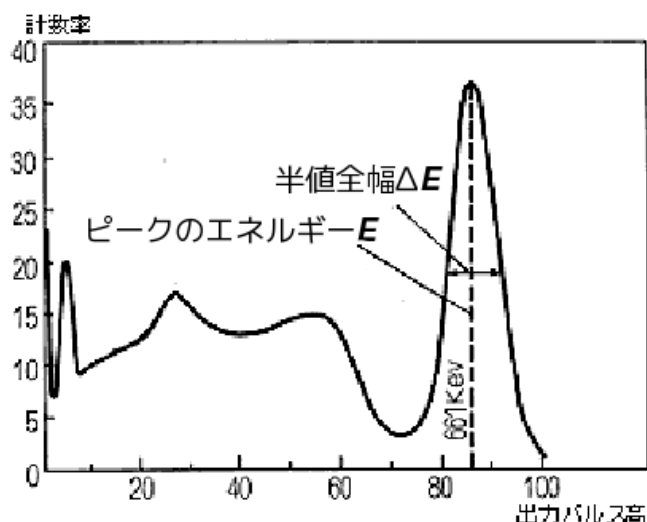


図 2.19: ^{137}Cs を照射した場合のスペクトルの模式図 [5]

$\Delta E/E$ は無次元量であり、通常は百分率で表される。APD とシンチレータ (BGO) を組み合わせた場合、それぞれの特性を用いて次のように表されると考えられている [5][28]。

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = (\delta_{sc})^2 + 2.355^2 \frac{F}{N_{ph} Q Y} \cdot \frac{1}{E} + \left(\delta_{noise} \cdot \frac{1}{E_g} \cdot \frac{1}{N_{ph} Q M Y} \cdot \frac{1}{E}\right)^2 [\%^2] \quad (2.38)$$

ここで、 $E(\text{keV})$ は入射放射線のエネルギー、 δ_{sc} はシンチレータ自体に依存するエネルギー分解能、 F はファノ因子 (过剩雑音係数)、 N_{ph} は 1keV あたりの BGO 結晶シンチレータの光子数、 Y はシンチレーション光の読み出し効率、 Q は APD の量子効率、 $\delta_{noise}(\text{keV})$ は式 (2.37) で求めた電気雑音、 M は APD の増幅率である。式 (2.38) の第一項である δ_{sc} は、結晶シンチレータ固有の特性による成分であり、ガンマ線の結晶への入射位置に依存するシンチレーション効率や発生したシンチレーション光の結晶表面での反射条件の付近一性やシンチレーション応答の非線型性などにより値が悪くなる。次に第二項はシンチレーション光から発生する電荷が離散的な電荷キャリア数となる現象のため発生する統計的雑音に起因する成分である。この雑音は検出器信号中に常に存在し、除去することができない最小量の雑音となるため、検出器性能にとって非常に重要なファクターの一つである。それぞれの電荷キャリア形成がポアソン過程であると仮定すると、固有の変動量を見積もることが可能である。平均として総数 N 個の一次電子のキャリアが生成されたとすると、ポアソン分布より電荷キャリア数の統計的変動にのみ起因する分解能の限界値 $(\Delta E/E)_{\text{ポアソン限界}}$ は次のようになる。

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{ポアソン限界}} = \frac{2.355}{\sqrt{N}} \quad (2.39)$$

しかし、§2.3.3で述べたように、キャリア数は式(2.39)で予想される値よりもある定数分だけ小さいことがわかっている。このずれを補正するためにファノ因子 F が導入され、次のように定義される [15]。

$$F \equiv \frac{\text{観測された } N \text{ の分散}}{\text{ポアソン統計で予想された分散 (= } N)} \quad (2.40)$$

これを式(2.39)に用いると、

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{統計限界}} = 2.355\sqrt{\frac{F}{N}} = 2.355\sqrt{\frac{F}{N_{ph}QYE}} \quad (2.41)$$

最後に、第三項は電気回路系雑音に起因する成分である。分母に存在する $N_{ph}QYE$ は入射放射線エネルギーによるAPDの一次出力電子数であり、式(2.37)からの増幅率 M を考慮すると出力した全電子数となる。また、 δ_{noise}/E_g はノイズによる信号電子揺らぎの数になる。よって第三項は(ノイズによる信号電子揺らぎの数)/(出力した電子数)となる。

次にエネルギー閾値について述べる。エネルギー閾値は低エネルギーのノイズが測定スペクトルに現れる上限の値である。図2.20に示す。

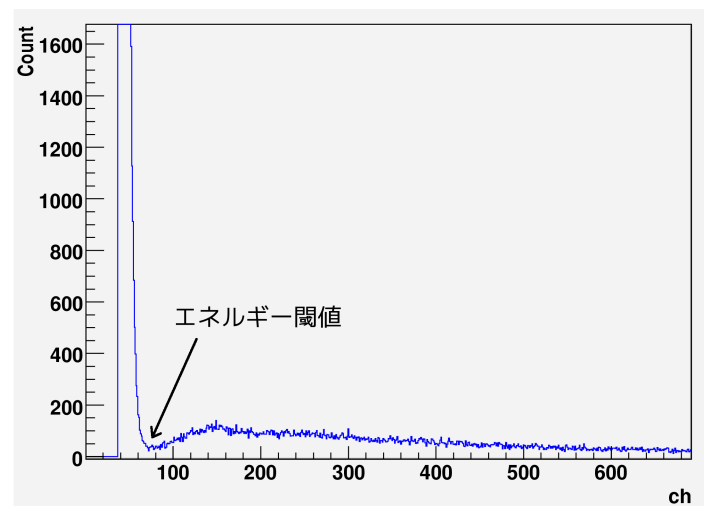


図 2.20: APD と BGO を組合せて測定した場合のバックグラウンドのスペクトル (-15 で測定)。横軸はエネルギーに対応するチャンネル、縦軸はカウント数。

閾値は経験的に

$$E_{th} = t\delta_{noise} \text{ [keV(Si)]} \quad (2.42)$$

と表され、 $t \sim 3$ 程度である。本研究では、閾値を線源のエネルギーに対応させるため、式(2.42)を以下のように変換して用いる。

$$E_{th} = \frac{3\delta_{noise}}{E_g N_{ph} QMY} \text{ [keV]} \quad (2.43)$$

$$= \frac{3\sqrt{[0.02339 \times 4\pi^2 I_{nb} FM^2 \tau + \{f(C_{in})\}^2]}}{E_g N_{ph} QMY} \text{ [keV]} \quad (2.44)$$

このエネルギー閾値は電気回路系雑音とシンチレーション光量に依存しており、入射放射線エネルギーには依らない。つまり、同じ条件でスペクトル測定をする場合は、いつも同じチャンネルに現れる。本研究では、低エネルギーノイズのスペクトルと環境放射線などのバックグラウンドのスペクトルが交わる箇所、つまり、スペクトルの傾きが変化するところをエネルギー閾値として用いる。

第3章 BGOの基礎特性評価

§2.1.1 で述べたように、2008–2009 年はSGD やHXI における開発の初期段階に相当する。そのため、EM 品を用いて基礎特性評価などを行う必要があり、本論文で得られた結果に基づいてEM 品が作成されたり、構造や熱モデルなどの見直しに用いられるため、非常に重要である。

アクティブシールドは反同時計数を取ることでバックグラウンドの除去を行うが、そのためにはノイズに埋もれずヒットパターン情報を取得する必要がある。Suzaku/HXD では閾値約 50 keV を達成しており、HXI/SGD でもこれを目標にしている。アクティブシールドに使用される BGO は巨大で複雑な形状をしており、また受光面の小さな APD で読み出すため、エネルギー閾値を抑えて信号をいかに効率良く読み出すかが鍵となる。

ここではSGD のアクティブシールドに使用される形状とほぼ同じ大きさの BGO を用いて光読み出し実験を行い、APD の取り付け位置による光量の依存性、エネルギー分解能や閾値などの基礎特性を評価する。また、信号の読み出し効率を考えサイズの小さな複数の APD で読み出した場合や温度を変化させて測定した場合のエネルギー閾値の変化についても評価する。

3.1 原寸大 BGO を用いた光量の位置依存性とエネルギー閾値の評価

3.1.1 実験の目的

HXI/SGD のアクティブシールドに用いられる BGO ブロックは、図 1.10 に示すように巨大で複雑な形状をしている。BGO は屈折率が 2.15 と大きいため BGO の内部で発生したシンチレーション光が伝搬する際に多数回散乱されるが、結晶表面での反射率の不均一性により完全に反射されなかったり、結晶の自己吸収などの影響で APD で検出されるシンチレーション光子数は発生時よりも減少すると予想される。このため、放射線が入射する位置と APD との距離が離れるにつれ、光量が減少すると考えられる。さらに、片側が切り欠き構造であるため、放射線の入射位置によってもシンチレーション光の反射や伝搬に影響が出て、光量が変化すると予想される。2.3.7 項で述べたように、エネルギー閾値はいつも同じチャンネルに現れ、光量が減少すると相対的に閾値が上がってしまい、低エネルギーのスペクトルをノイズに埋もれ取得することができない。そのため、ここでは図 3.1 に示す $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ のほぼ原寸大の BGO (現在はまだ形状の最適化を行っており、サイズが変更される可能性がある) と図 3.2 に示す $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ の BGO を用いて、線源の照射位置やエネルギーを変えて測定を行い、光量の位置依存性やエネルギー閾値、分解能などの基礎特性評価を行うことを目的とする。後者は、原寸大よりも小さいものの同様の形状をしているので、光量の位置依存性などを調べるのに十分である。

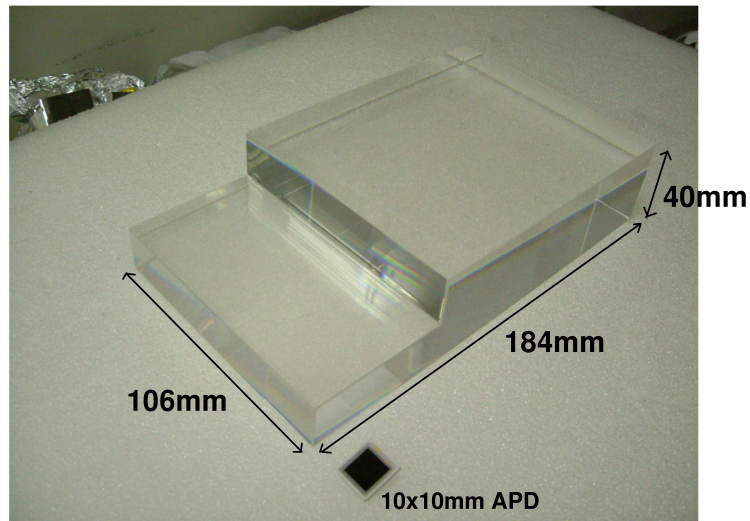


図 3.1: SGD のサイド部に用いられるのとほぼ同じサイズの BGO ブロック。

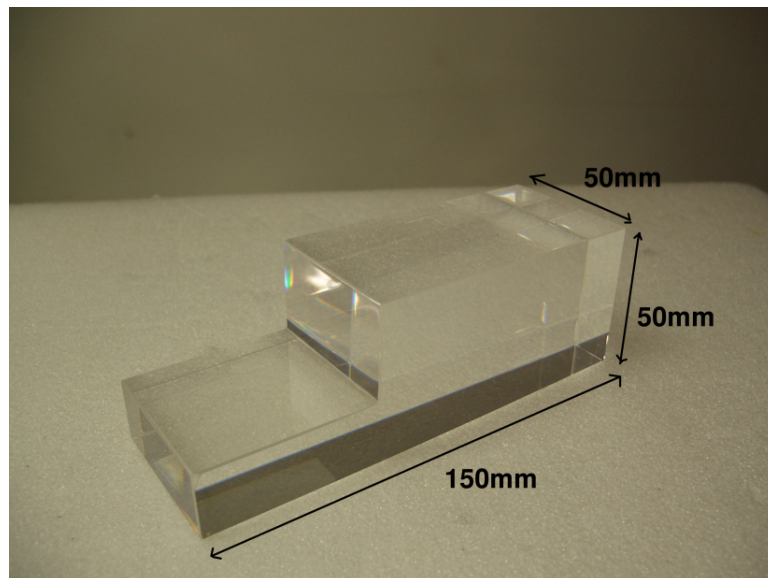


図 3.2: $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ の BGO ブロック

3.1.2 APDの基礎特性評価とプリアンプ増幅率の較正

まず、BGOの基礎特性評価を行うために用いるAPDの基礎特性評価を行った。APDの基礎特性として必要なのは増幅率やノイズの原因となる暗電流、端子間容量である。この実験では、APDは $10 \times 10 \text{mm}^2$ サイズの浜松ホトニクス社製S8664-1010を用い、以降これをNo.32と呼ぶ。

暗電流

暗電流は電流性ノイズの原因となるが、個々のAPDによって値が異なるため、使用する印加電圧での測定値が重要となる。そこで電圧に対する暗電流の測定を行った。電流電圧計にはKeithley237を用いた。20度、-15度と-20度での結果を図3.3に示す。

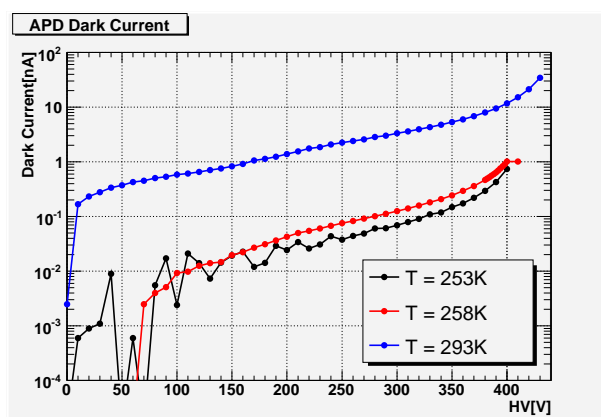


図 3.3: 20度 (青)、-15度 (赤)、-20度 (黒) における APD No.32 の電圧と暗電流の関係。-20度ではノイズフィルターを使用していないため-20度での低電圧での暗電流にばらつきが見られる。

ノイズフィルターを用いていないため、-20度の低電圧側では電流値に対するばらつきが大きくなっている。

増幅率

APDの増幅率は、APDに連続した光を照射したときに、APDから出力される電流値の電圧変化によって求めることができる。長い波長の光を照射するとエネルギーが低いために平均自由行程が大きくなり、増幅領域の内部付近で光電吸収されてしまう。このため、増幅率が小さくなってしまふ。しかし、シンチレーション光(400nm-550nm程度)はエネルギーが高いため増幅領域手前で完全に光電変換され増幅される。五十川修論[36]では、468nmと525nmの波長を持った光を照射した場合、増幅率に差はないことが報告されており、525nmの緑色の光を発光するLEDを使用して増幅率の測定を行っている。このため、本論文でも緑色を発行するLEDを使用する。

LEDを照射した場合、No.32では100V以下で電流値の増幅が見られないので、100Vでの電流値を増幅率を1とし、100V以上での電流値との比で増幅率を求めた。図3.4にNo.32の20度、-15度と-20度での増幅率を示す。

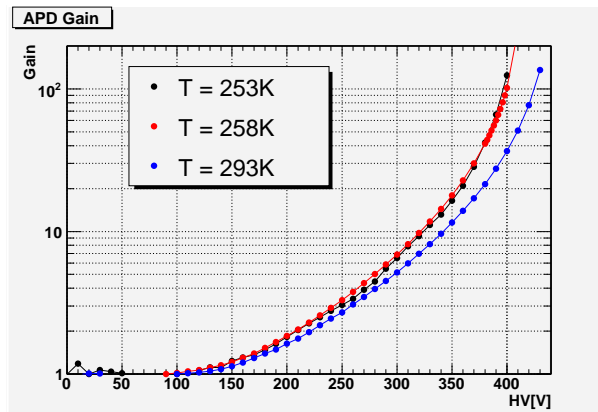


図 3.4: 20 度 (青)、-15 度 (赤)、-20 度 (黒) における APD No.32 の増幅率と電圧の関係。

端子間容量

APD に電圧を印加していくと空乏層が広がり、ある電圧以上で空乏層が広がりきって端子間容量が一定値になる、完全空乏化が起きる。端子間容量は容量性ノイズの原因となるため、ノイズレベルを把握するために、完全空乏化した際の値を求める。図 3.5 に測定値を示す。350V 付近で完全空乏化し、400V での値は 268.6 pF であった。

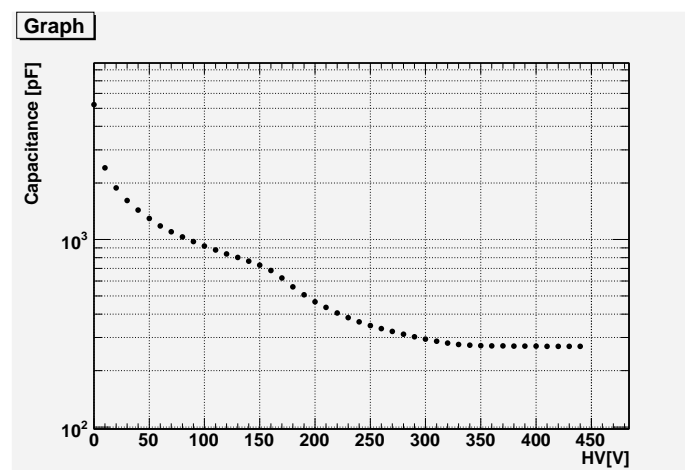


図 3.5: No.32 の容量勾配

エネルギーとチャンネルの対応

プリアンプの増幅率を求めることによって、Si 半導体検出器である APD とプリアンプを組み合わせた場合のノイズの大きさを知ることができる。単一のエネルギーを持つテストパルス信号として入れた場合に得られるスペクトルのエネルギー分解能はノイズによる信号電子の揺らぎとなるため、これを求めることでノイズの大きさを知ることができる。アナログデジタル変換し、pocket MCA でスペクトルを取得すると波高値に応じたチャンネル値 (ch) が得られるが、プリアンプの増幅率によって 1ch に相当する Si 半導体検出器が検出したエネルギーが異なる。このため、電荷の増幅を行わない PD とプリアンプを組合せ、 ^{241}Am の 59.5keV の線源を照射することによって、1ch が何 keV に相当するかを求めた。値を表 3.1 に示す。

表 3.1: プリアンプ 580K を用いた各測定条件での ch とエネルギー (keV) の比

測定条件	keV/ch
shaper gain:12、整形時定数:1.0 μ s	0.39145

容量性ノイズの勾配

本実験はノイズについて理論的考察を行わないが、次節でノイズについて定量的に議論する。そこで容量性ノイズの入力容量依存性(容量勾配)を測定した。方法は、PreAmp 580K にコンデンサーをつけ、テストパルスを入れてその分解能を求めた。図 3.6 に shaping time が 0.5 μ s と 1 μ s の場合を示す。それぞれで直線フィットを行って、傾きと切片を求めてお

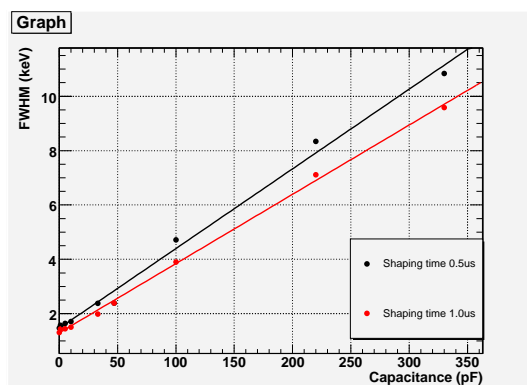


図 3.6: No.32 の容量勾配。黒:Shaping time 0.5 μ s、赤:1.0 μ s

り、

$$Y(\text{keV}) = 0.0293 X(\text{pF}) + 1.46 @ 0.5\mu\text{s} \quad (3.1)$$

$$Y(\text{keV}) = 0.0255 X(\text{pF}) + 1.29 @ 1.0\mu\text{s} \quad (3.2)$$

となった。

3.1.3 実験のセットアップ

実際に衛星上での APD の取り付け位置は、模式図 3.7 に示すように切り欠いている側 (Position 1) か、その反対側 (Position 2) が候補となっている。本実験では Position 2 に APD を取り付けを行う。まず、BGO ブロックと APD との装着や BGO ブロックの固定方法について述べる。BGO に巻く反射材に ESR (Enhanced Specular Reflector) フィルムを用いた。ESR はポリエステル系樹脂を用いた多層膜構造の可視光範囲に高い反射率を持っている。さらにこの上からゴアテックス社製の反射材を巻き、シンチレーション光の洩れがないようにしている。BGO と APD の装着には応用光研社製のオプティカルグリスを用いた。図 3.8 に反射材を巻き、APD を装着した 184 \times 106 \times 40mm³BGO ブロックを示す。

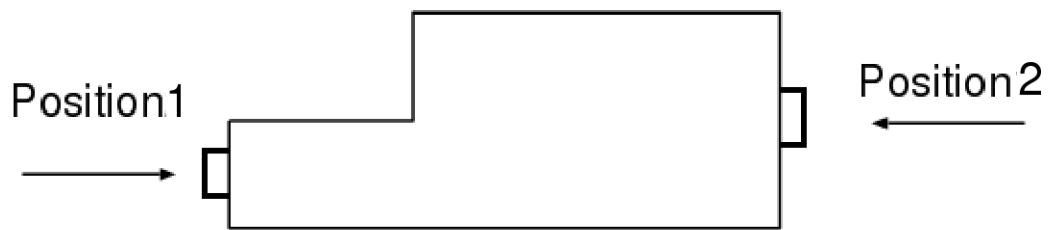


図 3.7: た $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO に APD を取り付ける位置。

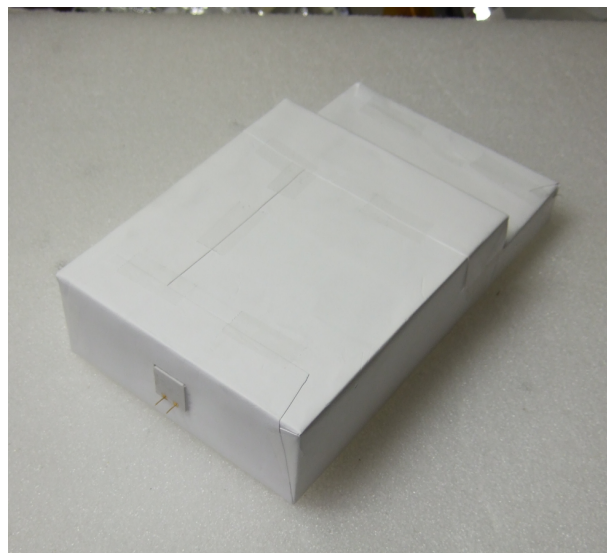


図 3.8: 反射材を巻いた $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO 切り欠きをしていない側に APD を装着している。

さらに、バルカーテープで APD がずれないように固定をした。この状態で静電遮蔽を行うためにアルミ製の治具に入れ、恒温槽の振動の影響を受けないようにするためにスポンジとスポンジ付きのステンレス製の板を用いて、図 3.9 に示すようにねじで固定した。この治具をプリアンプと接続し、信号の読み出しを行う。

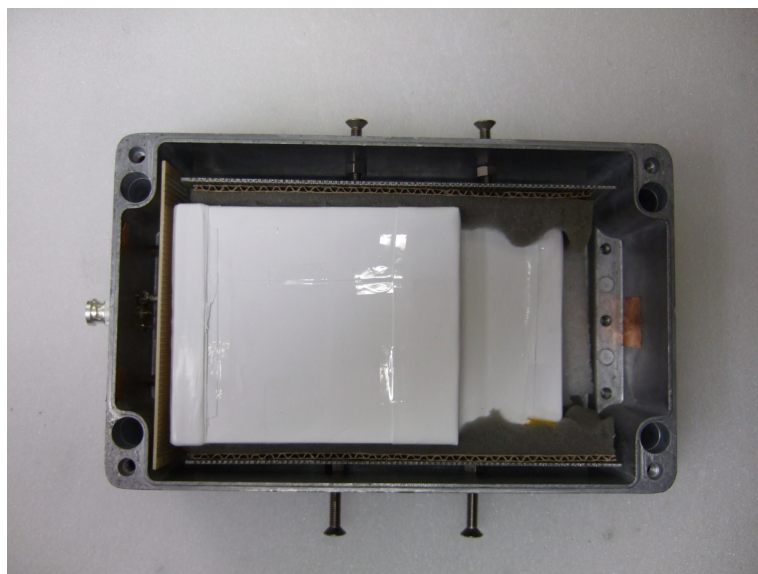


図 3.9: アルミ製の治具に入った $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO。

次に、本実験で使用した信号読み出しの回路と機器について述べる。信号処理回路は、模式図 2.13 に示す。用いた機器を表 3.2 に示す。

表 3.2: 本実験で使用した機器

PreAmp	CLEAR-PULSE MODEL 580K
Shaper	ORTEC MODEL 571
高圧電源	CLEAR-PULSE MODEL 6671P
Pulser	CLEAR-PULSE MODEL PULSER 9028

最後に本実験での測定条件を表 3.3 にまとめる。

表 3.3: 本実験の測定条件

温度	-20 度
線源	^{132}Cs :662 keV、 ^{57}Co :122 keV、 ^{241}Am :59.5 keV
印加電圧	400V
APD の増幅率	122
Shaping time	1.0 μs
Shaper gain	12

No.32 の印加電圧と Shaping time の最適値は同期の池尻君によって調べられている。[37]。20 度と-20 度における Shaping time とエネルギー閾値の関係を図 3.10 に示す。これ

より、-20度では $1.0\mu\text{s}$ が最小になることが分かる。また、-20度における印加電圧とエネルギー閾値の関係(図3.11)より、-20度で400Vが閾値を最も抑えられることが分かる。そのため、本実験では、これらの値を用いた。

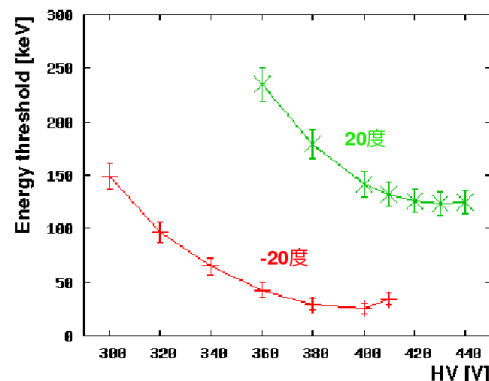
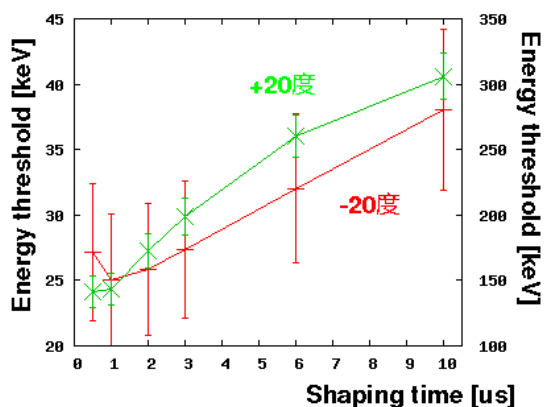


図 3.10: 20度と-20度における shaping time とエネルギー閾値の関係。右縦軸は20度での閾値 (keV)、左縦軸は-20度での閾値 [37]。

図 3.11: 20度と-20度での印加電圧とエネルギー閾値の関係 [37]。

3.1.4 結果と考察

まず、 $50\times 50\times 150\text{mm}^3$ と $184\times 106\times 40\text{mm}^3$ それぞれにおいて、 ^{137}Cs を部分照射した際、5–10%の実験の再現性の範囲内で光量依存性は無いということが深水卒論[8]で報告されている。実験の再現性とは反射材の巻き方やAPDの装着などの影響により、測定ごとに差が出てしまうことである。この実験では、線源をコリメートせずに照射しており、また ^{137}Cs :662keVを用いていた。高エネルギーのガンマ線が入射した場合はBGOのより内部までシンチレーション光が発生し、一方低エネルギーの線源を照射した場合は比較的BGOの表面付近でシンチレーション光が発生し、APDで検出されるまでに反射回数が多いになるので、外への洩れ出しが多くなり、照射位置とAPDの距離が離れていると検出される光量が少なくなると考えられる。よって、光量の位置依存性をより詳細に調べるために、線源をコリメートしやすく、ガンマ線の入射位置とBGOとの反応位置を決定しやすい、低エネルギーの ^{241}Am (59.5keV)を用いて照射位置を変えて測定を行った。図3.12のように、 $184\times 106\times 40\text{mm}^3$ のPosition 2にNo.32を取り付け、AmをPosition A、Bそれぞれの位置でコリメートして照射した。図3.13に得られたスペクトルを示す。

これより、エネルギー閾値付近の低エネルギーのガンマ線であっても照射位置による光量の位置依存性がないことが分かる。

次に、軌道上におけるガンマ線の入射状況を想定し、図3.14のようにコリメートせず ^{137}Cs をtype-Bの真上から全面照射した。取得したスペクトルを図3.15に示す。また、スペクトルピークの位置や閾値などを表3.4に示す。これらから、全面照射を行ってもスペクトルにおかしな構造が見られず、深水卒論[8]で報告されている部分照射した場合とほぼ同じ性能が得られることが分かる。

以上より、 $184\times 106\times 40\text{mm}^3$ のBGOブロックでは、照射位置によって光量、エネルギー閾値や分解能が変化しないことが分かり、閾値付近の低エネルギーのガンマ線を照射しても光量に差は無いことが分かった。また、エネルギー閾値も約50keV程度と宇宙空間に

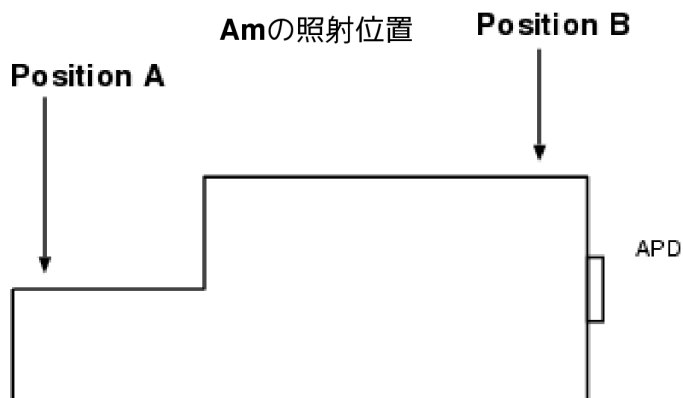


図 3.12: ^{241}Am (59.5keV) の照射位置。

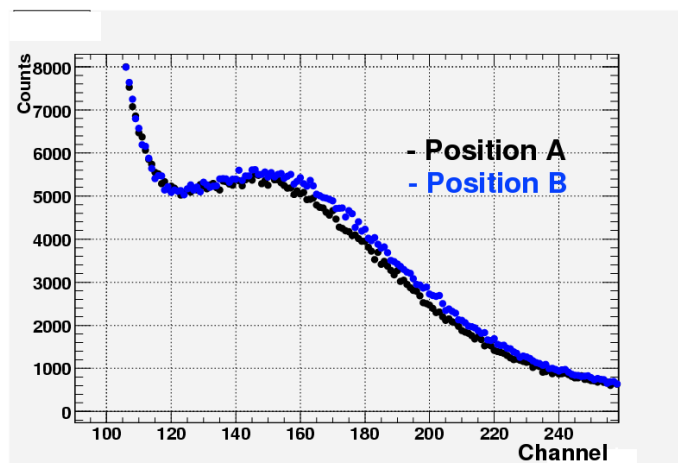


図 3.13: -20 度における、Position 2 に APD を取り付けた場合の ^{137}Cs のスペクトル。

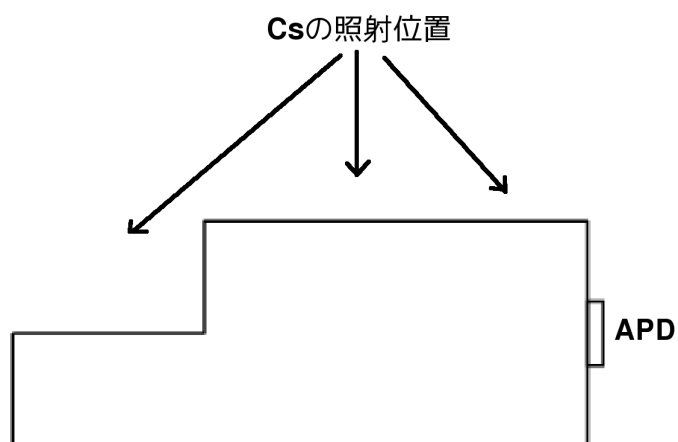


図 3.14: ^{241}Am (59.5keV) の照射位置。

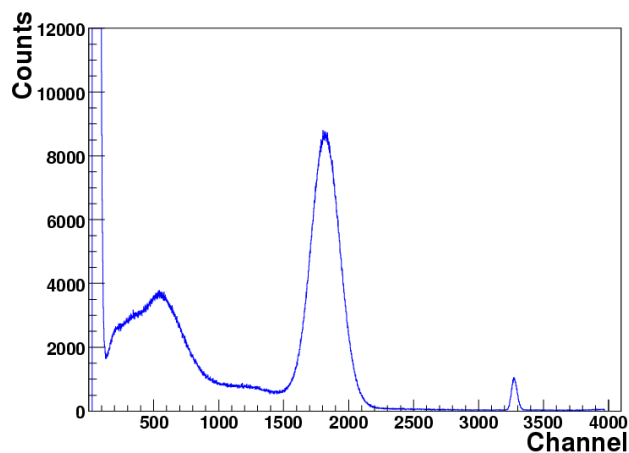


図 3.15: -20 度における、type-B に ^{137}Cs を全面照射した場合のスペクトル。

表 3.4: type-B に全面照射した場合の性能

^{137}Cs (662keV) のピークの位置 (ch)	1823
エネルギー分解能 (%)	14.0
エネルギー閾値 (keV)	52.7 keV
テストパルスの幅 (Si-keV)	19.0

おける SGD のバックグラウンド除去に要求される性能を達成していることが分かり、実際に機上で要求される性能を満たすという大まかな指標を得ることができた。ただし、本実験は性能を最大に引き出す条件で実験を行っているため、実際に APD を作動させる温度や電圧で再度エネルギー閾値などの評価を行う必要がある。

次に-20度において、 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ の BGO をブロックを用いて同様に照射位置による光量の依存性を調べた。これも深水卒論 [8] により部分照射では光量の位置依存性は無いことが報告されている。まず、 ^{137}Cs の全面照射を行った。測定条件は表 3.3 と同じである。結果を図 3.16 と表 3.5 に示す。

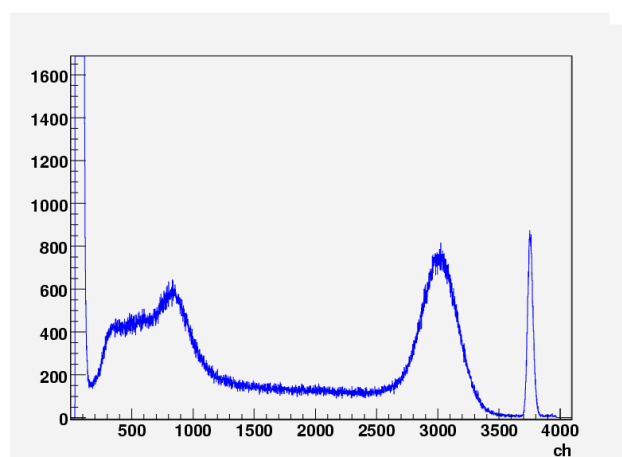


図 3.16: $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ BGO に ^{137}Cs を全面照射した場合のスペクトル。

表 3.5: $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ に ^{137}Cs を全面照射した場合の性能

$^{137}\text{Cs}(662\text{keV})$ のピークの位置 (ch)	3020
エネルギー分解能 (%)	11.1
エネルギー閾値 (keV)	33.7
テストパルスの幅 (Si-keV)	19.3

これより、全体照射においても深水卒論 [8] とほぼ同じ光量やエネルギー閾値であることが分かる。

3.1.5 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^2$ BGO を用いた光量の位置依存性の測定

$184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO では光量の位置依存性は見られなかったが、形状が異なると光量の位置依存性が顕著に現れる可能性がある。そこで $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ より一回り小さい、 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^2$ BGO を用いて光量の位置依存性とエネルギー閾値を調べた。

実験方法として、-20度において No.32 の増幅率を 30、50、100 と変化させ、 $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ をコリメートして照射し、図 3.17 のように照射位置を変えて、表 3.6 に示す測定条件で測定した。

得られたスペクトルを図 3.18、3.19、3.20 に示し、それぞれでの暗電流値と光量とエネルギー閾値を表 3.7 に示す。ピークチャンネルが一番低かったものを求め、エネルギー閾値は各増幅率での測定で、ピークチャンネルが一番低かったチャンネルの値とバックグラ

ウンドのスペクトルより求めている。このため、それぞれのスペクトルに増幅率の不定性が約 10%(後述) ずつ含まれ、2 乗和より約 14%の不定性が閾値に含まれる。

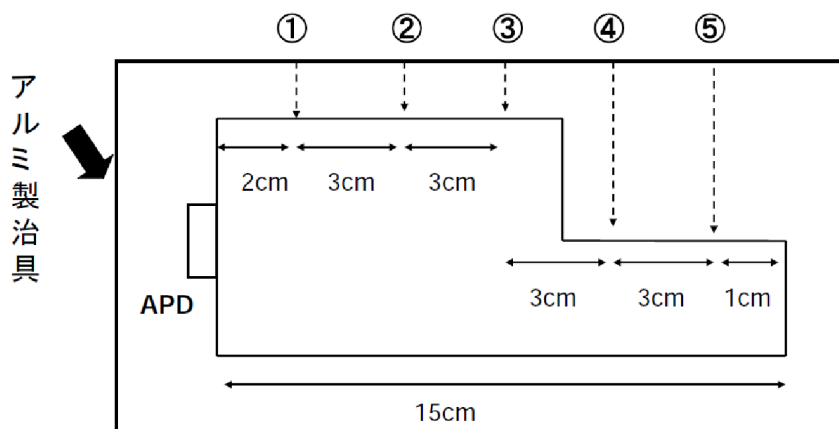


図 3.17: 50×50×150mm³BGO に ¹³⁷Cs を全面照射した場合のスペクトル。

表 3.6: -20 度における各電圧での No.32 の増幅率と測定条件

印加電圧 (V)	398	384	370
増幅率	100	50	30
Shaping time (μ s)	1.0		
Shaper gain	12		

表 3.7: 各増幅率における暗電流の値と ¹²²Co のピークチャンネルとエネルギー閾値の値。

印加電圧 (V)	398	384	370
暗電流 (nA)	0.638	0.329	0.222
APD の増幅率	100	50	30
ピークチャンネル	420	205	125
エネルギー閾値 (keV)	43.98	45.4	51.7

図 3.18 から分かるように、線源の照射位置によって光量が 10%程度しか変化せず、再現性の範囲内で一致するということが分かる。この実験では、線源の照射位置を変える際に、安全のため高圧を一度切ってから移動させていたため、再び同じ電圧値に戻したときに、機器の表示限界である 1 V 以内で不定性が出てしまう。350–400 V 付近では、APD の増幅率は 1 V 程度の差であっても変化が大きい。図 3.21 に示すように線源の位置を固定し、測定のために電圧を入れ直した場合、印加電圧が 398 V では 50ch 程度のばらつきが生じていることが分かる。ピークチャンネルは 500ch 程度であり、これより増幅率に最大約 10%程度の不定性があると分かる。これが実験の再現性となる。

また、エネルギー閾値は増幅率が下がるにつれて悪くなっている。これは次の理由によるものである。本実験では端子間容量はどの電圧でも一定とみなすことができ、式 3.2 より容量性ノイズは $66.4 (\text{keV}(\text{Si})^2)$ と求まる。式 2.44 より、増幅率が高く電流性ノイズが

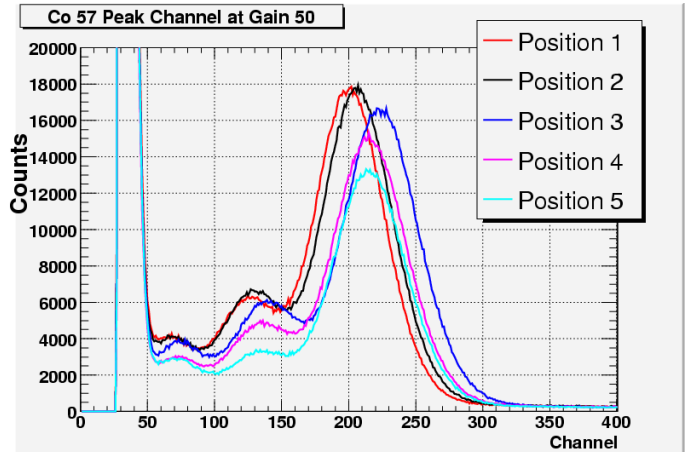
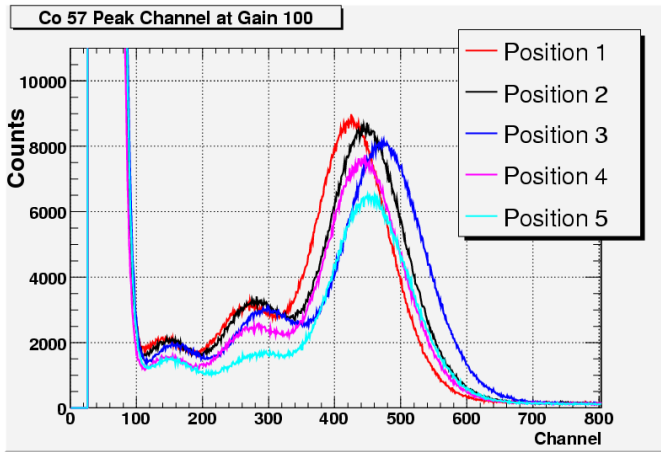


図 3.18: 増幅率 100 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。 図 3.19: 増幅率 50 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。

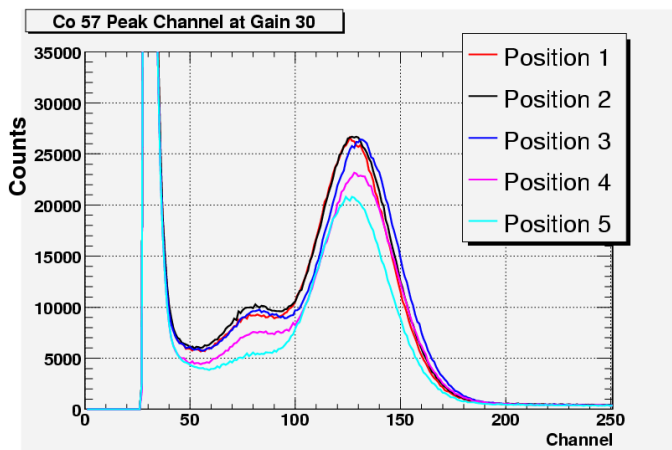


図 3.20: 増幅率 30 における $^{57}\text{Co}(122\text{keV})$ の照射位置を変えた場合のスペクトル比較。

容量性ノイズよりも大きい場合と、増幅率が低く電流性ノイズより容量性ノイズが大きい場合を比較すると、後者の方が閾値が高くなる。表 3.7 より増幅率が 100 のとき電流性ノイズは $118 (\text{keV}(\text{Si})^2)$ 、増幅率が 30 のとき $12.3(\text{keV}(\text{Si})^2)$ となっており、式 2.44 より、たしかに後者は閾値が高くなることが分かる。

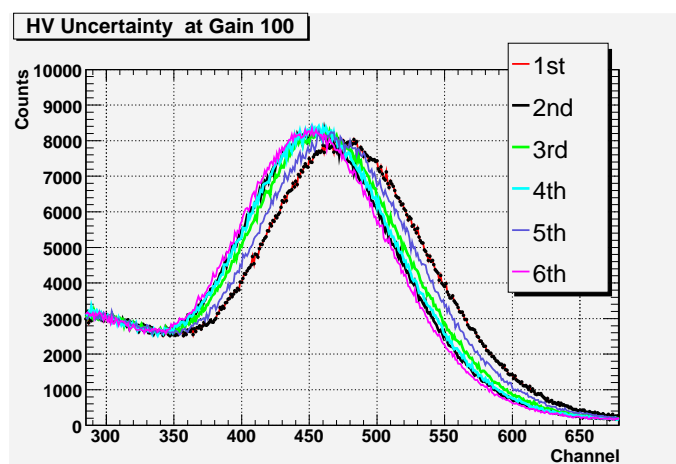


図 3.21: No.32 に 398V を印加した際の ^{57}Co のピークチャンネルの不定性。線源の位置を固定し、それぞれの測定では一度電源を落としてから入れ直している。

以上より、 $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ と同様に、全面照射であっても部分照射と同じスペクトルを得ることができ、エネルギーの低い線源で照射位置を変えても、得られる光量や閾値に差はないことが分かる。さらに、同じ温度で APD の増幅率を変えて測定を行っても、エネルギー閾値が極端に悪くはないということが分かった。

3.2 APD2 個同時読み出しにおけるエネルギー閾値の考察

3.2.1 実験の目的

HXI/SGD の設計温度は、主に BGO シールドの温度によって決まっている。SGD の総重量は約 150kg で、その約 7 割が BGO である。そのため熱容量が大きくなってしまい、理想である -20 度で安定させるにはラジエーターの負荷が高くなり電力消費が大きくなってしまいうので困難である。これを解決するためには、高い温度で小さな APD を使って電流性ノイズを抑えて読み出す方法が考えられる。これは APD の暗電流は面積に比例して小さくなるからである。しかし、受光面積が小さくなってしまいうために光量が減少するので、逆に閾値が高くなってしまいう可能性がある。そこで、実際に $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD を用いて読み出した場合に光量やエネルギー閾値が $10 \times 10 \text{mm}^2$ APD と比較してどの程度になるか調べることを本実験の目的とする。そのため、-20 度において $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO ブロックを用いて実験を行い、実測値と理論値を比較して議論する。

3.2.2 $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD の基礎特性評価

本実験では、増幅率が同じ 2 個の $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD (浜松ホトニクス社製 S8664-55) を用いて実験を行う。そのためには、増幅率が同じ APD の組合せを見つける必要がある。そこで、-20 度で 6 個の APD の増幅率を測定した。増幅率を図 3.22 に示す。図より No.5 と

No.8の増幅率は、378Vではそれぞれ97、104と10%以内で一致していることがわかる。これより、本実験ではNo.5とNo.8の組み合わせを用いる。

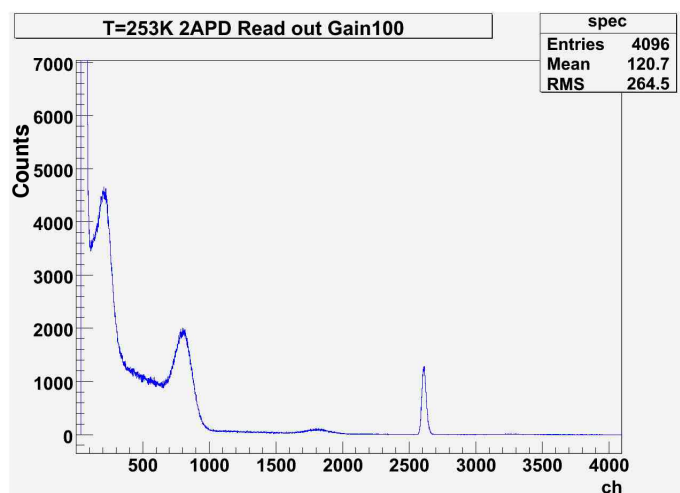


図 3.22: -20 度における $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD の増幅率

次に、実際に得られたエネルギー分解能や閾値などを理論値と比較するために必要な暗電流と端子間容量をそれぞれの APD について測定した。暗電流を図 3.23 に示す。また、No.5 と No.8 の端子容量を図 3.24 に示す。

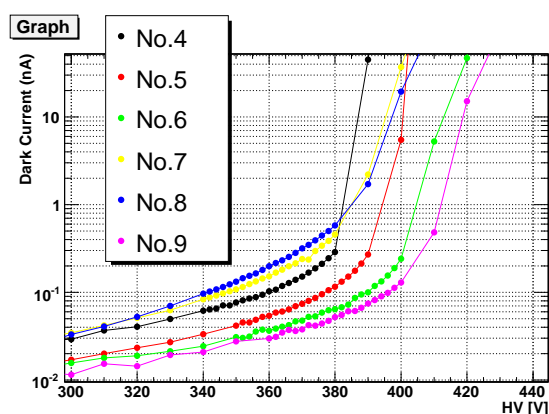


図 3.23: -20 度における $5 \times 5 \text{mm}^2$ APD の暗電流

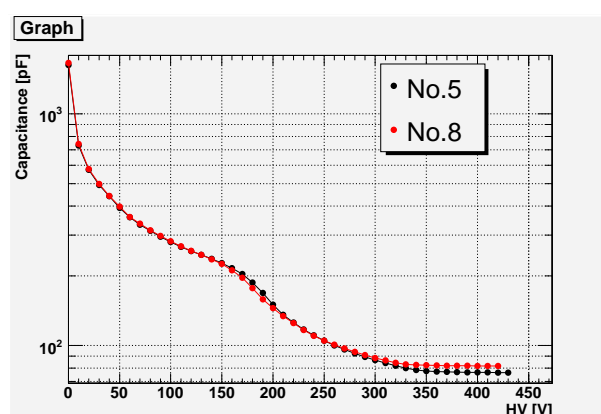


図 3.24: No.5 と No.8 の端子間容量

図 3.23 より-20 度、378V では約 5 倍違っていることが分かる。表 3.8 に No.5 と No.8 の特性をまとめる。本実験では比較のために $10 \times 10 \text{mm}^2$ の No.32 も用いるため、合わせて示す。

3.2.3 結果

-20 度において 2 個同時読み出しを行った。APD は Position 2(図 3.7) に取り付けて並列に配置し、1 つの高圧電源で電圧を印加した。測定機器は表 3.2 を用い、測定条件は表 3.9

表 3.8: -20 度における No.5、 No.8 と No.32 の特性

番号	5	8	32(10×10mm ²)
印加電圧 (V)	378		398
APD の増幅率	100		
暗電流 (nA)	0.106	0.503	0.6376
端子間容量 (pF)	76.5	81.6	268.6

表 3.9: 本実験の測定条件

温度	-20 度
線源	¹³² Cs:662 keV
印加電圧 (V)	378
APD の増幅率	100
Shaping time (μs)	1.0
Shaper gain	12

を用いた。得られた ¹³⁷Cs のスペクトルを図 3.25 に示し、得られたエネルギー分解能と閾値などの値を表 3.10 に示す。比較のために 10×10mm² APD での結果を合わせて表 3.10 に示す。

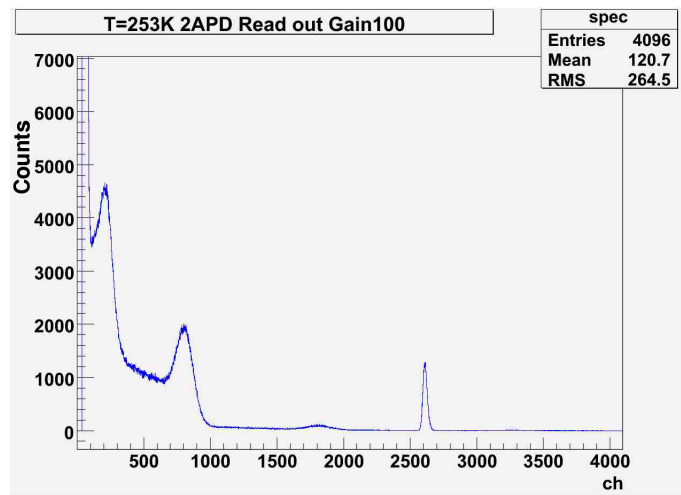


図 3.25: No.5 と No.8 の端子間容量

表 3.10 より、光量は No.32 に比べて 53.4% とほぼ面積に比例していることが分かる。また、No.32 より閾値が 100keV 程度と約 2.5 倍悪いが、表 3.8 より暗電流が多いためだと考えられる。分解能は 6.1% 落ちているが、表 3.8 より光量が少ないためだと考えられる。

3.2.4 考察と結論

ここでは、5×5mm² APD 2 個と 10×10mm² で読み出した場合のエネルギー分解能や閾値、テストパルスの幅などのノイズについて理論値と比較し定量的に議論する。テスト

表 3.10: -20 度で APD1 個と 2 個同時読み出し、 $10 \times 10 \text{mm}^2$ で得られたエネルギー分解能、閾値などの値

使用した APD	No.5 と No.8	No.32 ($10 \times 10 \text{mm}^2$)
$^{137}\text{Cs}(662 \text{keV})$ のピークの位置 (ch)	800	1499
エネルギー分解能 (%)	19.8	13.5
エネルギー閾値 (keV)	107.5	44.1
テストパルスの幅 (Si-keV)	15.3	17.0

表 3.11: 2 個 (No.5&No.8) 同時読み出しと No.32 での光量 $N_{\text{ph}} \cdot Y$ とノイズの比較。テストパルスの幅は各成分は理論値、合計は実測値。エネルギー閾値は、理論値と実測値。エネルギー分解能は実測値。

使用した APD	$N_{\text{ph}} \cdot Y$ (個/keV)	テストパルスの幅 (Si-keV) 電流性 : 容量性	エネルギー 閾値 (keV)	$^{137}\text{Cs}:662 \text{keV}$ の エネルギー分解能 (keV)
No.5&No.8	2.06	10.6 : 5.33 (理論値) 合計:15.3 (実測値)	73.8 (理論値) 107.5 (実測値)	19.8 (実測値)
No.32	4.12	10.9 : 8.14 (理論値) 合計:17.0 (実測値)	39.1(理論値) 44.1 (実測値)	13.5 (実測値)

パルスの幅は式 2.37 で δ_{noise} に相当し、電 APD と信号処理回路に起因するノイズを表す。これらを議論するためには、-20 度における $5 \times 5 \text{mm}^2$ 2 個で検出した光量と No.32 で検出した光量が必要であり、以下のようにして求めた。

- 増幅率が 1 の $10 \times 10 \text{mm}^2$ PD に ^{241}Am を照射し、プリアンプの出力電圧を測定した。電圧は 30mV であった。これより PD が発する光電子数は $\frac{59.5 \times 10^3 \text{eV}}{3.65 \text{eV}} = 1.63 \times 10^4$ 個と求まる。
- 20 度における $184 \times 106 \times 40 \text{mm}^3$ BGO と APD2 個の組合せで、 ^{137}Cs を照射し、プリアンプの出力電圧を求めた。電圧は 200mV であった。APD の増幅率は 100 なので、増幅無しでは 2mV となる。
1. と 2. の出力電圧の比より、2. の光電子数は $\frac{2}{30}$ なので、 $1.63 \times 10^4 \times \frac{2}{30} = 1086$ 個となる。これは 662keV を照射したときのものなので、1keV 当たりでは $1086 \div 662 = 1.64$ 個となる。
3. で求めたのは APD に入射して発生した光子なので、APD が受け取る光子数 $N_{\text{ph}} \cdot Y$ (式 2.38 参照) を求めるには量子効率 80% を考慮しなければいけない。よって $N_{\text{ph}} \cdot Y$ は $1.64 \div 0.80 = 2.06$ 個/keV と求まる。

以上で求めた N_{ph} と式 2.37 を用いてテストパルスの電流性ノイズと容量性ノイズの理論値をそれぞれ求め、式 2.44 を用いてエネルギー閾値の理論値を求めた。表 3.11 にそれぞれでの光量、エネルギー閾値と $^{137}\text{Cs}:662 \text{keV}$ のノエネルギー分解能を示す。

表 3.11 より、テストパルスの幅の電流性ノイズの値は 2 個同時読み出しと No.32 で変わらないが、これは表 3.8 より、両方で暗電流の値がほとんど同じためである。また容量性

ノイズは2個同時読み出しの方が小さいのは、APDのサイズが小さく端子間容量が小さいためである。このため、テストパルスの幅は2個同時読み出しの方が小さくなるのが分かり、実測値とほぼ一致する。しかし、エネルギー閾値の理論値が2個同時読み出しの方が悪いのは、No.32に比べて受光面積が小さいため光量が落ち、これにより相対的にエネルギー閾値が上がったためであると考えられる。これは、実測値とも大まかには合っている。理論値と実測値の差が大きいのは、式2.44が経験的な式であることと、光量の測定の際にバックグラウンドレベルの揺らぎにより、得られる電圧値に20%程度の不定性が生じるためである。今回実験に用いたNo.8は暗電流の値がNo.5に比べて大きかったので、もしNo.8の暗電流が0.100 nAであれば、テストパルスの分解能は8.00 keVとなり、エネルギー閾値は41.1 keVとなる。よって、暗電流の小さいAPDを選んで使用すればNo.32と同等の閾値を達成できる。最後に、 ^{137}Cs :662keVのエネルギー分解能 (keV) で2個同時読み出しの方が劣っている。これは式2.38より、テストパルスの幅やAPDの増幅率が同程度である場合は、主に光量に依存するためである。

以上より、 $5\times 5\text{mm}^2$ APD2個で同時に読み出した場合、暗電流と端子間容量が減るため $10\times 10\text{mm}^2$ APDと同等のエネルギー閾値が達成できるが、光量が小さくなってエネルギー分解能がやや劣ってしまうといえる。

3.3 エネルギー閾値の温度依存性

3.3.1 実験の目的

前節でも述べたように、検出器の総重量の大半をBGOが占めているために熱容量が大きく、光読み出しに最適な-20度以下まで冷却するにはラジエターの消費電力が大きくなってしまふ。消費電力を抑えるには検出器自体の動作温度を高く設定しなければならないが、これによりAPDの暗電流が増加しエネルギー閾値が上がってしまうという問題がある。したがって、BGOのエネルギー閾値がどの程度の温度まで許容されるかを把握し、それに応じた熱構造設計をする必要がある。そこで、 $50\times 50\times 150\text{mm}^3$ BGOを用いて、温度を変化させてエネルギー閾値を測定し、関係を求めることを本実験の目的とする。なお、 $106\times 184\times 40\text{mm}^3$ BGOを使用しなかったのは、振動試験準備のため本実験を行った2009年8月時点で広島大学にはなかったためである。しかし、 $50\times 50\times 150\text{mm}^3$ BGOでも傾向を掴むためには十分な大きさであると考え、実験に使用した。

3.3.2 実験のセットアップと結果

本実験では-15度から-5度までの範囲で、温度を2.5度ずつ変えてバックグラウンドのスペクトルと ^{241}Am :59.5keV、 ^{137}Cs :662keVのスペクトルを測定を行った。 ^{241}Am はエネルギー閾値の比較を容易にするために、 ^{137}Cs はエネルギー分解能と光量の変化の比較のために用いていた。同時にテストパルスも入力した。APDの増幅率を50に固定している。用いたAPDは $10\times 10\text{mm}^2$ No.32で、各温度での増幅率50のときの印加電圧と暗電流を表3.12に示す。

また、使用した機器は3.2で、Shpaper gainは12で測定した。次に波形整形時定数は、図3.26[8]に示すように、印加電圧が380Vのとき $2.0\mu\text{s}$ が最適であるが、400Vでは $1.0\mu\text{s}$ が最適である。本実験では表3.12に示すように印加電圧は380-400Vなので、それぞれの時定数でスペクトルを取得した。測定したバックグラウンド、Am、Csのスペクトルをそれ

温度 []	印加電圧 [V]	暗電流 [nA]
-5.0	394	1.619
-7.5	392	1.272
-10.0	390	0.963
-12.5	388	0.739
-15.0	386	0.558

表 3.12: 各温度における No.32 の増幅率 50 のときの、印加電圧と暗電流の値

ぞれ図 3.27、図 3.29、図 3.31 に示す。図 3.29 より、-10 度以下の温度では ^{241}Am :59.5keV のピークを取得できていることが分かる。又、図 3.29、図 3.31 で-15 度でピークが大きくずれているのは、測定時に参照電圧を用いなかったため、表示精度の限界である 1V 以内の範囲で APD の印加電圧に不定性が生じ、光量の温度依存性以上に APD の増幅率が大きくなってしまったためだと考えられる。

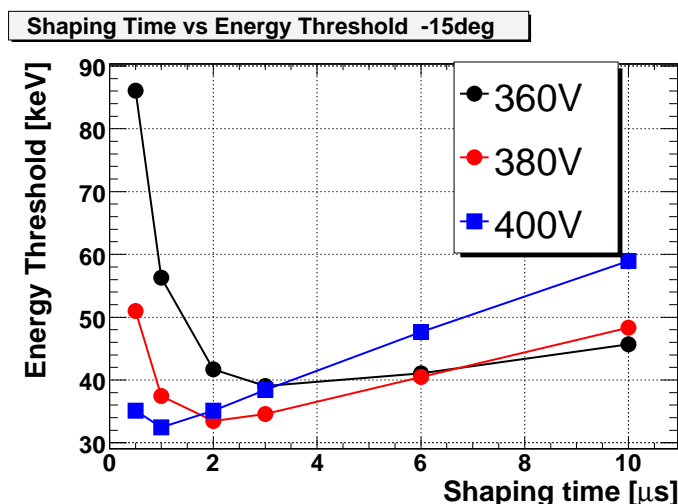


図 3.26: -15 度における各印加電圧での波形整形時定数とエネルギー閾値の関係。

図 3.33 に図 3.27 より求めたエネルギー閾値を示す。これより、-10 度以下ではエネルギー閾値は 50keV 前後を達成できることが分かり、-5 度であっても閾値が極端に悪くはないことが分かる。

図 3.34 に各波形整形時定数でのテストパルスの幅を示し、図 3.35 に ^{137}Cs :662keV の分解能、図 3.36 に各温度での光量比較のために ^{137}Cs :662keV のピークチャンネルの値を示す。図 3.34 より温度上昇によってテストパルスの分解能が劣化していることが分かる。また、図 3.35 よりエネルギー分解能は約 1.5%しか悪くならず、温度に対してほとんど変化しないことが分かる。図 3.36 より光量の変化は約 10%程度であることが分かる。次節では、理論値との比較を行って測定結果を議論し、考察する。

3.3.3 考察

ノイズの影響を定量的に評価するために、まずテストパルスの幅の温度変化が妥当かを理論値との比較によって検証する。表 3.12 と式 2.37 を用いて、それぞれの波形整形時定

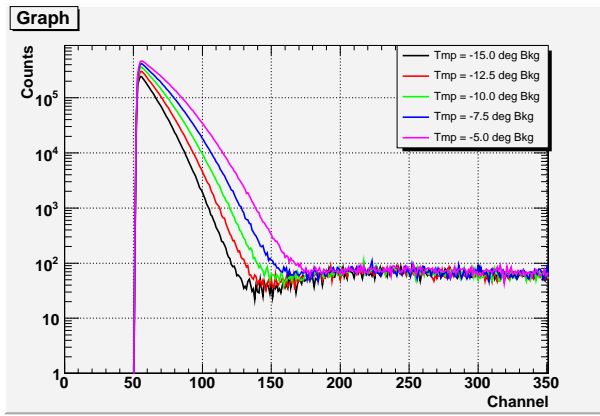


図 3.27: 波形整形時定数が $1.0\mu\text{s}$ の場合のバックグラウンドのスペクトル。

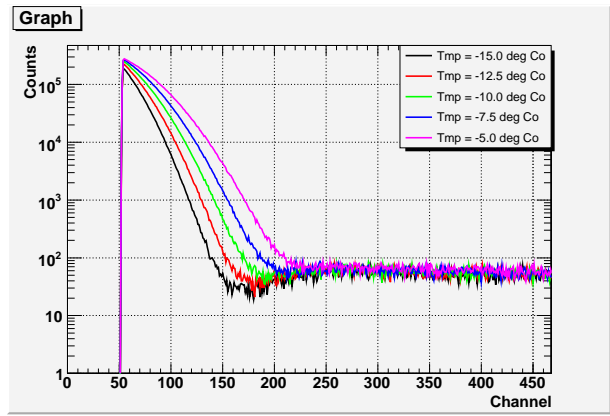


図 3.28: 波形整形時定数が $2.0\mu\text{s}$ の場合のバックグラウンドのスペクトル。

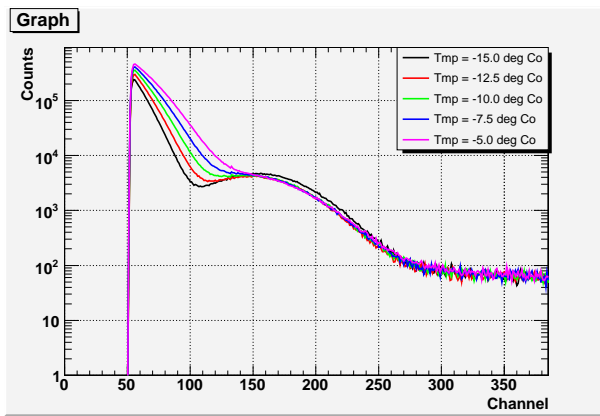


図 3.29: 波形整形時定数が $1.0\mu\text{s}$ の場合の $^{241}\text{Am}:59.5\text{keV}$ のスペクトル。

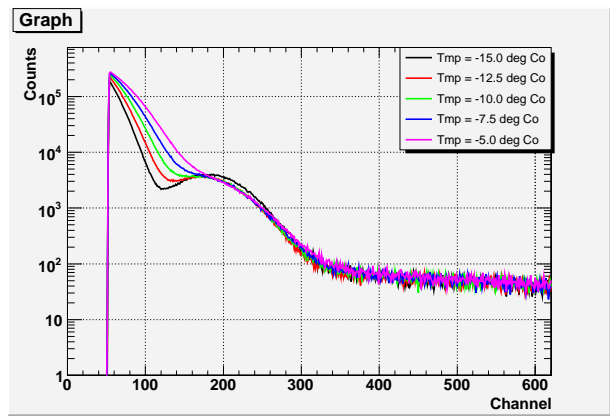


図 3.30: 波形整形時定数が $2.0\mu\text{s}$ の場合の $^{241}\text{Am}:59.5\text{keV}$ のスペクトル。

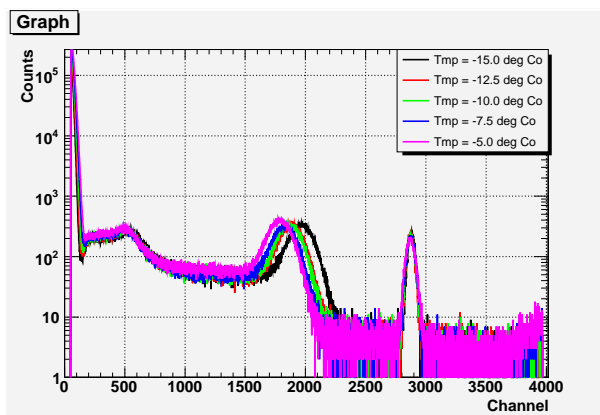


図 3.31: 波形整形時定数が $1.0\mu\text{s}$ の場合の $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のスペクトル。

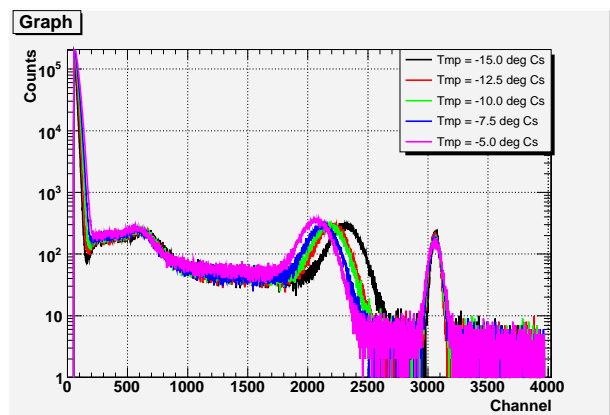


図 3.32: 波形整形時定数が $2.0\mu\text{s}$ の場合の $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のスペクトル。

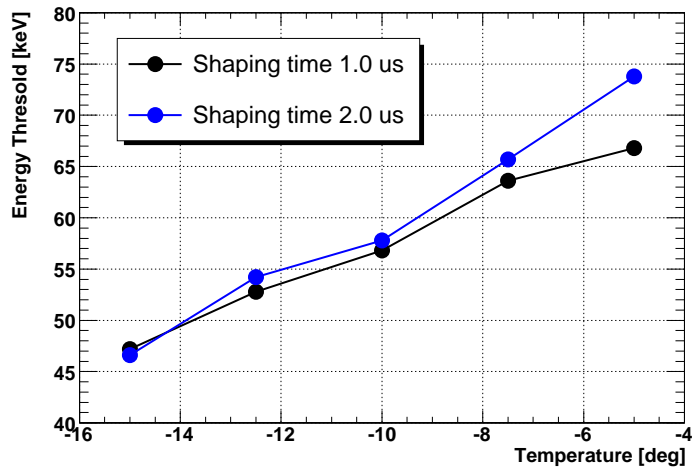


図 3.33: 波形整形時定数 $1.0\mu\text{s}$ (黒)、 $2.0\mu\text{s}$ (青) におけるエネルギー閾値と温度の関係。

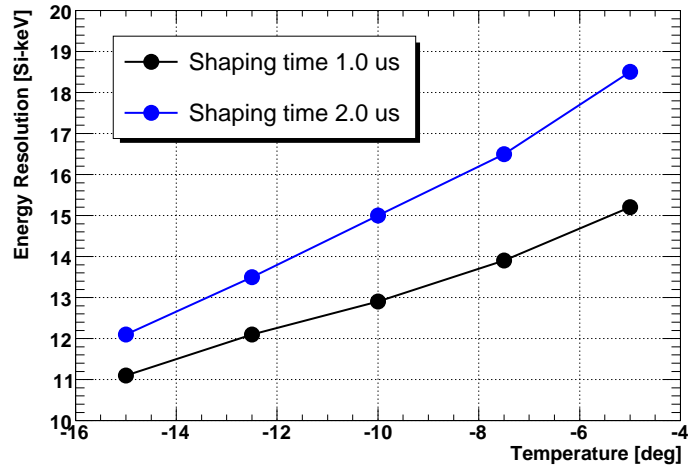


図 3.34: 波形整形時定数 $1.0\mu\text{s}$ (黒)、 $2.0\mu\text{s}$ (青) におけるテストパルスの幅と温度の関係。

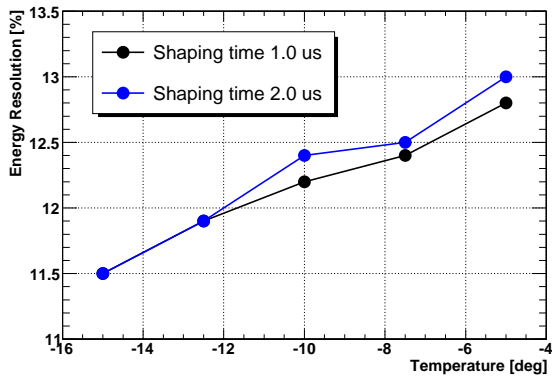


図 3.35: 各波形整形時定数での $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のエネルギー分解能と温度の関係。

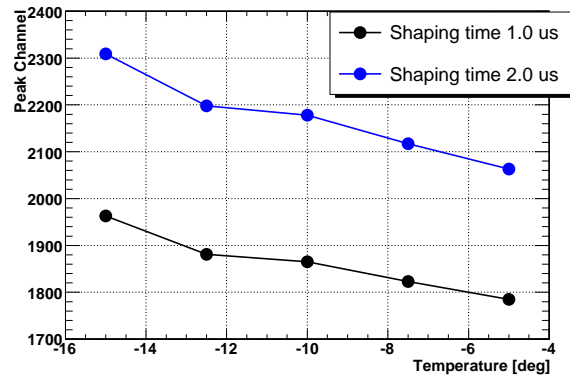


図 3.36: 各波形整形時定数での $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のピークチャンネルと温度の関係

温度 ()	-15		-5	
Shaping time (μs)	1.0	2.0	1.0	2.0
電流性ノイズ (Si-keV)	7.18	10.2	12.2	17.3
容量性ノイズ (Si-keV)	8.16	6.30	8.16	6.30
合計 (Si-keV)	10.9	11.9	14.7	18.4
テストパルスの幅:実測値 (Si-keV)	11.1	12.1	15.2	18.5

表 3.13: 各波形整形時定数における-15度と-5度での暗電流の値、端子間容量、電流性ノイズ、容量性ノイズの理論値と実測値の比較。

温度 ()	-15		-5	
Shaping time (μs)	1.0	2.0	1.0	2.0
エネルギー閾値:理論値 (keV)	41.4	45.5	62.3	78.0
エネルギー閾値:実測値 (keV)	47.2	46.6	66.8	73.8

表 3.14: 各整形時定数での-15度と-5度におけるエネルギー閾値の理論値と実測値の比較。

数での-15度と-5度の δ_{noise} を求めテストパルスの幅と比べた。表 3.13 に理論値と実測値を示す。表 3.13 より、テストパルスの幅は-15度と-5度を比較すると実測値は整形時定数が $1.0\mu\text{s}$ の場合は 1.37 倍、 $2.0\mu\text{s}$ では 1.53 倍に上がっており、理論値では $1.0\mu\text{s}$ の場合は 1.35 倍、 $2.0\mu\text{s}$ では 1.55 倍となっており、よく一致している。これよりテストパルス幅の温度変化の原因は暗電流の増加による電流性ノイズの増加が原因であることが分かる。これは、350V 以上では No.32 の端子間容量は一定であるとみなせるため、容量性ノイズが変化は無視できるためである。

次にエネルギー閾値の実測値と理論値を比較し、実測値が妥当であるかを検証する。パラメータとして APD が受け取る光量 $N_{ph} \cdot Y$ が必要になるが、これは、 $106 \times 184 \times 40 \text{mm}^3 \text{BGO}$ に $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ を照射したときのピークチャンネルの値と、 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3 \text{BGO}$ に $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ を照射したときのピークチャンネルの値の比より求めることができ、-15度で 5.39 個/keV と求めた。表 3.13 と式 2.44 より求めた閾値と実測値を表 3.14 に示す。式 2.44 より温度が-15度から-5度に変化すると光量が約 10%減少するので、エネルギー閾値が 1.1 倍になることが分かる。さらに、暗電流は約 2.9 倍に増加するため、閾値が 1.4 倍になることが分かり、それぞれの寄与をあわせると閾値が約 1.5 倍になることが分かる。表 3.14 より、理論値と実測値はほぼ一致しており、上記の考察より、閾値は主に暗電流に依存しているといえる。

以上の結果と考察をまとめると、エネルギー閾値は-10度以下であればエネルギー閾値は 50keV 前後を達成できることが分かり、-5度でも大きく上がらないことが分かる。さらにエネルギー閾値は暗電流に依存していることが分かる。これにより BGO 温度に対する閾値の許容範囲のおおまかな指標を得ることができた。しかし、実際に使用される BGO ブロックは $5 \times 5 \times 15 \text{mm}^3$ よりも大きいため、光量が少なくなり、閾値が上がると予想される。また、現在容量勾配が小さいプリアンプ (§2.1.3 参照) を開発中のため、これを使用することで閾値をより下げることができると予想される。したがって、これらを合わせた場合の閾値がどの程度になるかを調べるために、今後もう一度測定を行う必要がある。

3.4 今後の検討課題

本章では、サイド部に使用される原寸大のBGOを用いて基礎特性評価を行った。その光量の位置依存性がほぼ無いことが分かり、エネルギー閾値も目標値である50 keVを達成できそうであると分かった。しかし、今後衛星搭載時や運用開始からの経年変化などを考慮した測定を行う必要があり、以下の3つが主な課題である。

- 放射線劣化による暗電流の増加

APDは放射線を浴びることによって、暗電流が増加することが分かって[10]あり、上空での5年間に浴びる鉄イオンの量を照射した実験では暗電流が約6倍に増加することが分かっている[38]。これにより閾値が上昇すると予想される。-20度付近ではAPDのノイズは容量性ノイズの寄与が大きいいため閾値も6倍になるわけではないが、温度がもう少し高いと暗電流の影響が無視できなくなる。そこで実際に暗電流の大きなAPDを使って実験を行い、閾値が許容できる範囲であるかを確認する必要がある。

- 反射材の素材による光量の低下

Suzaku/HXDではBGOを覆う反射材としてBaSO₄が用いられており、さらに補強材であるCFRPと接着させるためにアラルダイト(AV138/HV998)が用いられていた。この組合せとゴアテックスを2重に巻いた場合の光量を比較すると、前者は約50%になることが分かっている[39]。これは反射材によって屈折率が変化し、シンチレーション光の洩れ出しに影響するためである。そのため、本節で使用したESRと上のBaSO₄+CFRPをいかに組み合わせてBGOを補強するかの検討が重要となる。

- トップ部BGOの測定

HXDで使用されている長くて先端ほど薄い形状のBGOでは、照射位置によって30%程度光量が変わることが確認されている[40]。そこで図1.10の薄くて長い形状のトップ部の光量を測定し、閾値が50 keVを満たすのか、また光量の位置依存性がどの程度であるか把握する必要がある。

第4章 デジタル方式での読み出し信号の処理

§2.1.3の図2.6で説明したように、HXI/SGDでのAPD+BGOの信号のノイズ除去にはアナログ信号処理とデジタル信号処理の両方が検討されているが、一般的にデジタル信号処理の方が消費電力量や回路設計などのコストを抑えられると考えられている。そこで本研究ではデジタル信号処理を用いてエネルギー閾値が目標とする50keVまで抑えられるかを調べる。デジタル方式でデータを取得するにはADC(Analog to Digital Converter)を用いるが、衛星搭載のため省電力にはサンプル周波数が2MHz程度と低く、ADCの分解能が8bitとbit長の短いものが要求される。そのため、本章ではデジタル信号処理を行う前段階として、ノイズフィルタを使用せずサンプル周波数やADCの分解能を落とした場合に、エネルギー分解能や閾値にどの程度影響を与えるかを定量的に調べることを目的とし、実験を行う。

4.1 デジタル信号処理

4.1.1 デジタル信号処理の利点

私達の身のまわりの多くの物理的現象から発生する情報は、ほとんどがアナログ信号の形で伝達される。これらの信号をデジタル信号に変換して処理を行うのがデジタル信号処理である。これは、アナログ回路で処理を行っている内容を算術演算、論理演算、条件判断などの操作によって実現するものである。現代社会において、デジタル信号処理は通信、音声信号や画像処理、医療用システムなど幅広い分野において使用されている。

デジタル信号処理がアナログ信号処理に代わって用いられているのは、以下の大きな長所を持つからである。一方で、短所もいくつか存在する。

<長所>

1. デジタル信号処理では、計算機プログラムで表現できる処理は原理的に何でも実現することができ、アナログ信号処理が得意でない、非線形の処理や適応的な処理を容易に実現することができる。
2. 温度や湿度などによる変化や経年変化がまったくないので、安定した品質を実現できる。
3. LSI化が可能なため、小型化、経済的、高い信頼性、低電力化を達成できる。
4. プロセッサのプログラムとして表現されるので、アナログ回路に比べて設計の変更が容易で、柔軟性を持たせられる。

<短所>

1. アナログ信号をリアルタイムで処理する場合、1つの入力サンプルに対する処理は次の入力までに終了しなければならないため、使用できる帯域が制限される。
2. 信号のデジタル化 (Analog to Digital: AD変換) や演算で生じる誤差は避けられないので、十分なビット長が確保できない場合には、対策が必要である。
3. 簡単な処理であっても、AD変換器、DA変換器やその他の周辺機器が必要になるので、小規模で単体のデジタル信号処理システムを考えた場合に、回路規模やコスト面で不利になることがある。

以上の短所は、1. については数 MHz 程度の帯域の信号を処理するには十分であり、2. については半導体技術の進歩によりビット長が十分に長い物を使用できるようになっており問題ではなくなりつつあり、3. についても半導体技術の進展により AD/DA 変換器や周辺回路をチップ化することが容易になっている。このため、これらの短所は問題ではなくなりつつある。

4.1.2 デジタル信号処理システム

一般的なデジタル信号処理システムの流れを図4.1に示す。時間に連続的なアナログ信号が入力されると、まず初段階において波形をサンプリングする。その際、波形が崩れてしまわないように高周波数の成分をカットする、低域通過フィルターを用いて軽い波形整形が行われる。その次に、波形はADCによって離散的な信号となり、量子化されてデジタル信号に変換される。その後デジタルフィルタによりノイズ成分が除去される。そして、再度アナログ信号へ変換 (DA変換) される。このときの信号は一定時間幅にわたって同じ振幅値が維持される階段状のアナログ信号となっている。階段状部分は、周波数的に高周波成分に相当するため、低域通過フィルターを用いて平滑化されたアナログ信号へと変換される。

本研究では、FADC(Flash Analog-to-Digital Converter) ボードを用いて APD+BGO のアナログ信号の波形データをサンプリングして量子化を行い、デジタルフィルタ処理を行ってフィルタ後の波形を保存し、波高値を取得するシステムを用いる。本章では、デジタルフィルタを用いずにデータ取得を行い、波形をデジタル化した場合のエネルギー閾値などに対する影響について調べる。

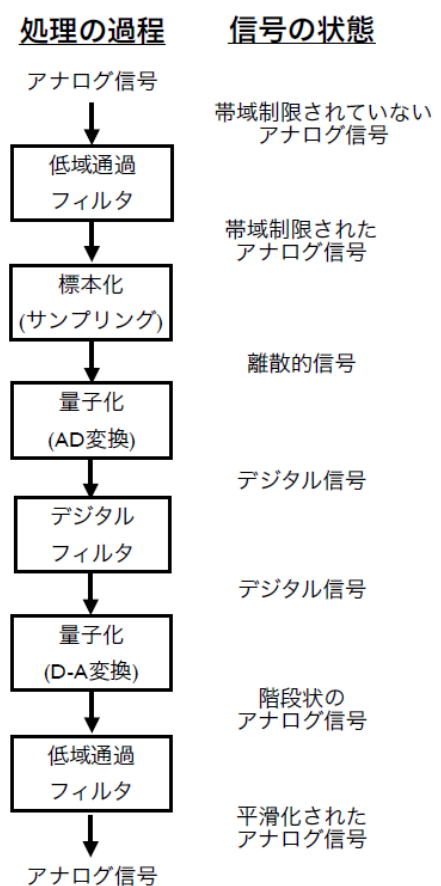


図 4.1: 一般的なデジタル信号処理の流れと信号の状態

4.2 本研究でデジタル信号処理に 用いる機器

本研究では、波形を取得してデジタル信号処理をするために SpaceWire ボードである PoGO FADC Board を用いる。これにより波形データの処理と保存を行い、SpaceCube を利用して SpaceWire によって波形データを取得するものである。以下それぞれについて説明する。

4.2.1 SpaceWire

科学衛星に搭載される機器には、正確かつ迅速に多量のデータを処理しなければならず、観測装置とデータ処理システムなどの通信が必要になる。従来、衛星ごと、機器ごとに通信インターフェイスの開発が行われており、それぞれ独自の規格が用いられていた。そのため、開発が長期化したり、高い信頼性の確保が困難であったり、構築された技術が継承されないなどの問題があり、開発を行う研究者の負担が大きかった。そこで、これらを解決するために衛星搭載機器間の通信インターフェイス規格が統一され始め、SpaceWire と呼ばれる世界統一規格が提唱された。SpaceWire は IEEE1355 をもとに宇宙用に改良されたもので、ESA、NASA、ISAS/JAXA や、大学や企業が開発に参加しており、ASTRO-H でも採用が決定している。SpaceWire を用いることで、装置開発と通信インターフェイス間との干渉がなくなり、高い信頼性を得ることができる。また通信規格が統一されているので、設計の自由度が増し、柔軟なシステムの構築が可能である。

SpaceWire は、全二重で双方向シリアルインターフェイス規格であり、以下の特徴を持つ。

1. 電氣的な接続には Low Voltage differential Signaling(LVDS) が用いており、高速通信でも消費電力が低い。
2. Data 信号と Strobe 信号を伝送することができるため受信機器側でクロック信号を再現することができ、クロック信号そのものを伝送する場合に比べて遅延を抑えられる。
3. ノイズの影響が小さい。ケーブルは LVDS 信号を伝送するために 2 本の導線をよりあわせたツイストペアになっており、それぞれはシールドされていて、さらにケーブルの外周もシールドされているため、クロストークや外部からのノイズの影響が少なく、ケーブルからのノイズ放射も抑えられている。このためケーブルを 10m 以上伸ばすことができ、柔軟な機器配置が可能である。
4. リンク速度が 2~400Mbps と可変である。これにより、様々な規模の装置に柔軟に対応できる。また、複数本の SpaceWire を束ねて高速な通信を行うこともできる。

SpaceWire のデータ転送の方式は、ある大きさのデータを分割して宛先などの情報を付加したパケットの単位で行われる。パケットは図 4.2 のような構造で、データサイズは可変長である。また、SpaceWire はネットワークに対応しているので、ルータを用いることで様々なトポロジのネットワークを構成することが可能である。そのため分散型のネットワークを構成でき、メッシュ状などにすることで、一部のケーブルや機器が故障していても迂回してデータ転送できるなど、冗長性を持たせることができる。

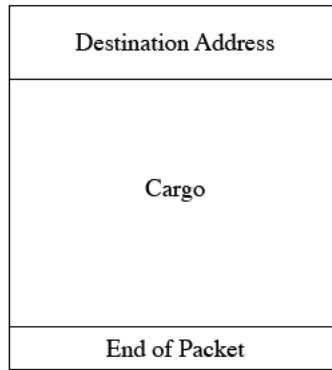


図 4.2: パケットのフォーマット

4.2.2 SpaceCube

SpaceCube は Space Wire の開発プラットフォームとされている超小型 PC のことで、ISAS/JAXA とシマフジ電機によって開発された。表 4.3 と図 4.4 に SpaceCube の仕様と外観を示す。SpaceCube は CPU は MIPS アーキテクチャを持った VR5701 を使用し、一般的な PC と同等の機能に加えて、3 つの SpaceWire ポートを備えている。OS は T-Engine と Linux が移植されているが、現在はリアルタイム OS である T-Engine での利用が主流となっている。

CPU	VR5701 200 MHz / 250 MHz / 300 MHz
Flash ROM	16 MB
DRAM	DDR SDRAM 64 MB
INPUT	IEEE1355(SpaceWire), RTC, CF(True
OUTPUT	IDE), XGA(1024×768), USB1.1, LAN(100BASE), Audio(Stereo), RS232C, JTAG I/F(Debug)
POWER	+5 V
SIZE	52 mm × 52 mm × 55 mm



図 4.3: SpaceCube の仕様 [41]

図 4.4: SpaceCube の外観

T-Engine 版 SpaceCube においては NEC、NEC 東芝スペースシステム (NTSpace)、NEC ソフトにより開発された SpaceWire IP および SpaceWire ドライバが提供されている。この SpaceWire の実装を用いて、東京大学牧島研究室の湯浅らによって RMAP(Remote Memory Access Protocol) の機能が実装されていて、SpaceWire RMAP Hongo Library とよばれるライブラリにて提供されている。RMAP は SpaceWire 規格の上位層の規格で、SpaceCube 側から見ると自身のメモリにアクセスするように SpaceWire でつながった機器が CPU を持たない場合でも制御通信ができるプロトコルのことである。

4.2.3 SpaceWire Board : PoGO FADC Board

SpaceWire Board は、SpaceWire と RMAP を Field Programmable Gate Array(FPGA) 上に実装したプロトコルチップを使った、様々な入出力機能を持ったボードである。プロトコルチップは主に NEC によって開発されており、本研究ではシマフジ電機により IP コアが FPGA 上に実装された、図 4.5、表 4.6 に示す PoGO FADC Board を用いる。

項目	仕様
SpW I/F	2ch を FPGA に搭載
外部 I/F	パラレル:LVCMOS IN/OUT 3bit LVDS IN/OUT シリアル:RS232C 1ch RS422 1ch ADC : ADS5271IPFP Input: 8ch, 分解能:12bit Sampling Rate:20–50MSPS DAC :AD5324ARM 分解能:12bit、誤差:±4LSB 出力電圧範囲:2.5~5.5V/200 μ A
その他	SDRAM:16M バイト ユーザロジック用 FPGA

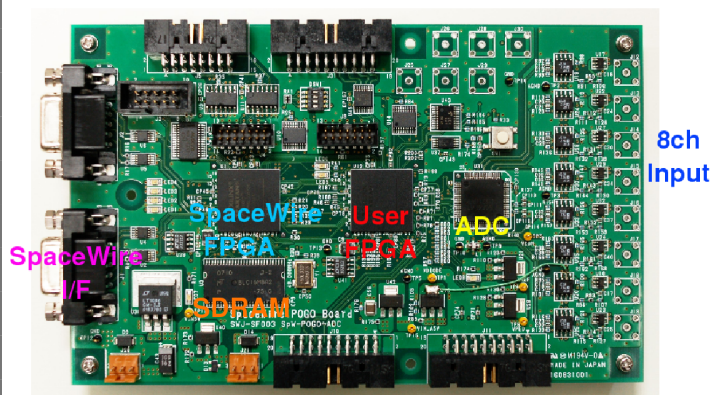


図 4.6: PoGO FADC Board

図 4.5: PoGO FADC Board の仕様

このボードは入力が 8ch で、ADC のサンプリングレートは 20–50MHz、分解能は 12bit である。ボード上には 2 つの FPGA が搭載されており、1 つ目は SpaceWire のプロトコルチップで、もう一方はユーザが作成した独自の回路を書き込むことができる、User FPGA と呼ばれるものである。図 4.7 に示すよう UserFPGA 内のモジュールと 2 つの FPGA を結ぶ External Bus との通信を制御する Internal Bus と呼ばれる User FPGA の回路設計が湯浅らによって開発されており、SpaceWire による通信部分が標準化されているため、ユーザーは個々の機能モジュールを実装するだけで SpaceWire を用いたシステムを手軽に構築することができる。また 2 つの FPGA は External Bus で接続されており、SpaceWire FPGA を通して User FPGA 内のレジスタやメモリにアクセスすることができる。さらに、SpaceWire FPGA には 16MB の SDRAM が接続されていて、SpaceWire から RMAP でアクセスできるほか、External Bus によって User FPGA 側からアクセスできるため、データを一時的に保管するバッファとして利用することができる。

4.2.4 UserFPGA と VHDL

通常のデジタルシステムを作成する場合は、ロジックゲートが入った IC や LSI を組み合わせ合わせて作成するが、実装面積が大きくなったり、高速動作を実現することが困難であった。そのため特定用途のシステムを 1 つの LSI に集積した Application Specific Intergrated Circuit(ASIC) やシステム LSI が作成される。しかし、ASIC は半導体プロセス技術を用いて工場で作成されるため開発から製造までに長時間かかり、また作成すると回路の変更が不可能である。そこで、ユーザが自由に回路情報を書き換えられるデバイスとして開発さ

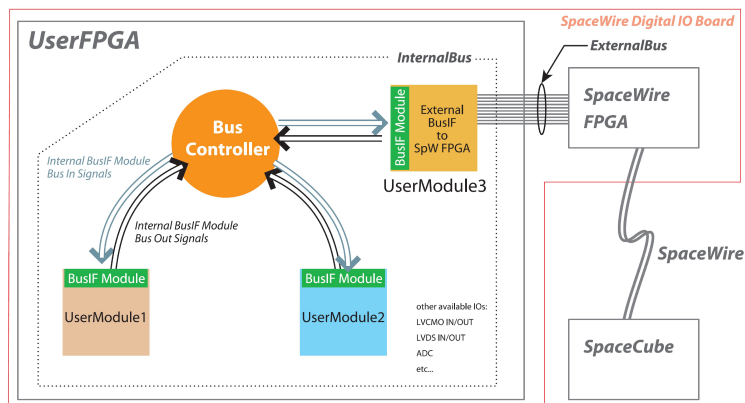


図 4.7: UserFPGA Internal Bus と SpaceWire FPGA、SpaceCube の関係 [42]

れたのが FPGA である。FPGA は汎用的な論理ブロックを多数並べ、それぞれを接続する配線を瞬時に繋ぎ換えることで回路を変更できる。最近では耐放射線耐性が向上し、宇宙空間での使用に耐えられる製品が開発されており、人工衛星でも使用され実績がある。

FPGA に書き込む回路情報の作成にはハードウェア記述言語 (HDL:Hardware Description Language) の改良版である VHDL を使用した。VHDL は IEEE によって世界標準化されており、その特徴はゲートレベルでの記述以上に高い記述を行うことができ、C 言語のように簡単に回路を記述できることである。これにより動作に合わせた回路を設計しやすくなり、他人でも動作内容が分かりやすくなるため、誤動作の対処や、回路変更が容易である。また、様々なレベルでの記述が可能で、抽象度の高いシステムの概要を記述したり、下位層の装置間信号の記述やモデル化を行ったモジュールの記述なども行える。

4.3 PoGO FADC Board を用いた波形の取得

4.3.1 実験のセットアップとデータ解析方法

実験のセットアップ

本実験では、 $50 \times 50 \times 150 \text{mm}^3$ BGO と APD:No.32 を用いて、 -15 度において No.32 の増幅率が 50 となる印加電圧 386V で実験を行った。線源には ^{137}Cs :662 keV、 ^{241}Am :59.5 keV を使用した。測定機器は表 3.2 に示すプリアンプと高圧電源を使用し、図 4.8 に示す PoGO FADC Board と SpaceCube を用いた回路システムで波形データの取得を行った。PoGO FADC Board の入力部分には PMT 用のプリアンプがあるためこれを外し、入力信号の反転を補うために自作の反転アンプを用いた。

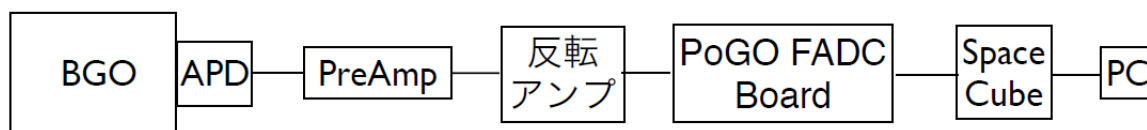


図 4.8: PoGO FADC Board と SpaceCube を用いた波形取得システムの模式図。

次に、PoGO FADC Board 内でデジタル化した波形データを取得するために使用した User Module について説明する。User Module はボードの UserFPGA に VHDL コードを使って書き込んでおり、広島大学の田中さんによって作成された [11] ものを改良した図 4.9 のような回路になっている。

まずはじめに、デジタル化された 12bit の波形データ信号 (Data) が ADC から出力されて 2 つに分岐し、トリガー判定を行う Trigger Module に入る。ここで一定の時間幅でデータ点の差分をとり、設定した閾値を越えているとトリガー信号 DoWrite を出し、同時にヒットパターン信号 Hitpattern を出す。DoWrite はデータ取得の中心的な役割をする Writing StateMachine へと入る。これにより Writing StateMachine では、データ取得の一連の動作が終了するまでトリガー信号を受け付けなくなる。

分岐したもう一方の Data は、データ取得時にトリガーよりも前から波形データを取得するために Delayed Module で遅延され、Writing StateMachine へと渡される。Writing StateMachine は、Data を Main Buffer へと渡して仮保存し、同時に Buffer に書き込み中であるという Writing 信号を DoReadViaSpWFlag Module へと送る。Buffer への書き込みが終了すると DoReadViaSpWFlag Module から DoRead 信号が Storing Module へと送られ、同時に SpaceCube に読み出しを要求する SpcReading='1' が SpaceWire FPGA へ送られる。次に Storing Module では遅延したヒットパターン情報を受け取り、Buffer からトリガーしているチャンネルのデータだけを読み出して SpaceWire FPGA へと送る。同時に SpaceCube へ読み出しを停止させる SpcReading='0' が SpaceWire FPGA へ送られ、データ取得の一連の動作が終了したという ReadDone 信号が Writing StateMachine へ送られ、トリガー信号の受け付けを可能になる。

PoGO FADC Board に搭載された ADC:ADS5271IPFP はサンプル周波数が 20–50MHz(表 4.5) の範囲で動作が保証されているため、本実験ではクロック周波数を 37.5MHz にし、クロックに同期して個々のモジュールが動作するので Writing StateMachine でデータを 3 回中 1 回取得するようにして波形データを間引くことにより、12.5MHz までサンプル周波数を落とした状態を模擬している。ちなみに、Main Buffer の性能により 1 波形につき 50 点を取得することができる。取得した ^{137}Cs の波形を図 4.10 に示す。

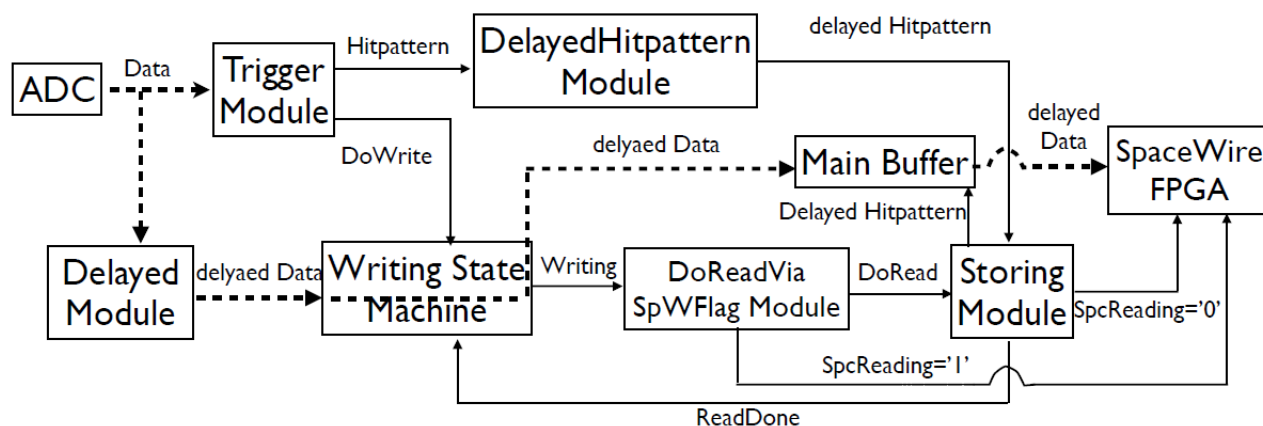


図 4.9: 使用した User Module のブロック図。データの流れを点線で示している。

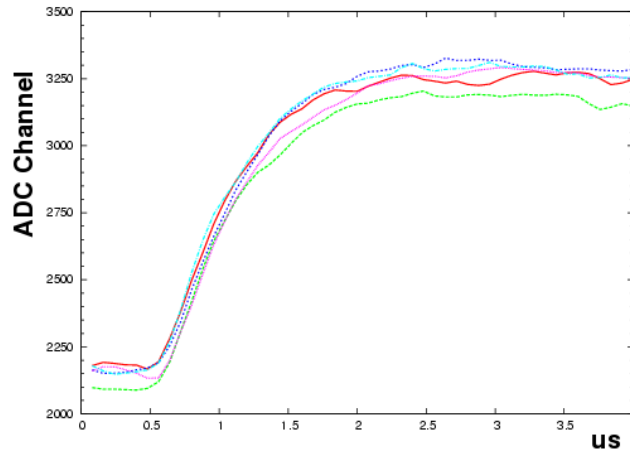


図 4.10: PoGO FADC Board で取得した ^{137}Cs の波形例。横軸は時間で μs 単位、縦軸は ADC チャンネル。

データの解析方法

本実験では、サンプル周波数を落とした場合のエネルギー閾値や分解能への影響を調べる。そこで、取得した波形データのサンプル周波数を落とすために、図 4.11 に示すように 12MHz サンプリングで取得した波形データを間引き、6MHz、3MHz、2MHz、1MHz で取得した場合のデータを模擬した。まず、バックグラウンドはどの波形でも一律 3 点取得しており、波形データを間引く際には最初の 1 点をバックグラウンドとして採用した。なお、3 点の平均を取った場合でも、後で述べる結果への影響は無視できる程度である。次に、波形が立上り始める最初の点として、バックグラウンドの次の第 2 点目はサンプリングする時間幅以内でランダムに 1 点を選び、第 3 点目以降はサンプル周波数の時間幅と一致するデータ点を選び決定した。これにより、波形の常に同じ位相でとらえてしまうというバイアスを排除している。なお、ここで用いた波形データはサンプル周波数が 12.5MHz で取得されたものであり、上記で述べた周波数のようにキリがよいように間引けないので、模擬した周波数は近似値である。

4.3.2 サンプル周波数と ADC 分解能を落とすことによる影響

波形の立上りのとらえ方とサンプル周波数を落とすことによる影響

スペクトルを描くために、波形の立上り時間の最適値を調べた。波高値は、あるデータ点と一定の時間幅 T だけ離れた後ろの点との ADC チャンネル値の差分をとり、 T を保ったままデータ点をずらしていったときに差分が最大となる値を採用した。ここでは、 T を 1.5、2.0、2.5、3.0 μs として、それぞれの値で各サンプル周波数の ^{137}Cs のデータに対して波高値を計算してスペクトルを描き、スペクトルのピークを求めた。図 4.12、4.13 に各 T に対する各サンプル周波数での ^{137}Cs のピークチャンネルの値とエネルギー分解能の比較を示す。サンプル周波数 1MHz で $T = 1.5\mu\text{s}$ の場合ではピークの値やエネルギー分解能を求めることができなかった。

図より、 $T = 2.5、3.0\mu\text{s}$ ではピークチャンネルの値やエネルギー分解能はどのサンプル周波数においてもほとんど変化せず、一定である。また、2.0 μs 以下であると波形の立上る途中をとらえてしまうのでピークチャンネルの値が小さくなり、サンプル周波数が低くなるとデータ点が粗くなるためにより低い点をとらえてしまうと考えられる。エネルギー

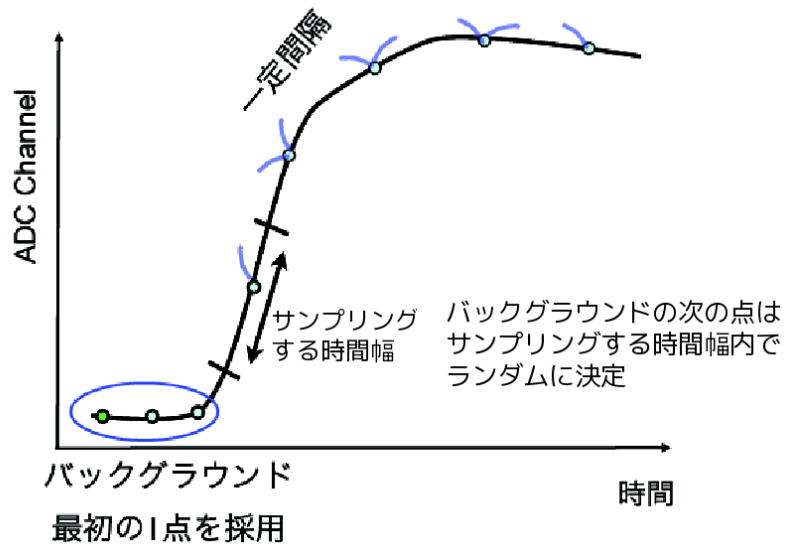


図 4.11: 波形データのダウンサンプリングの方法

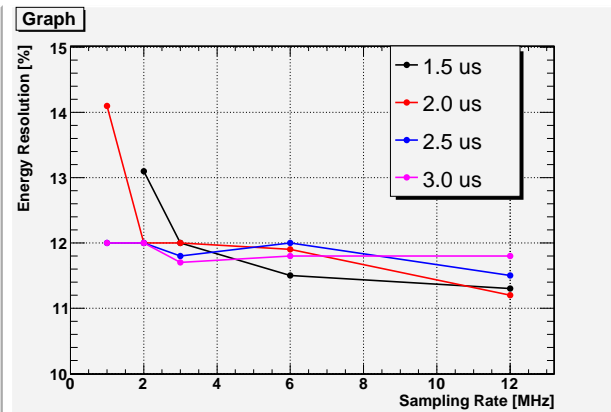
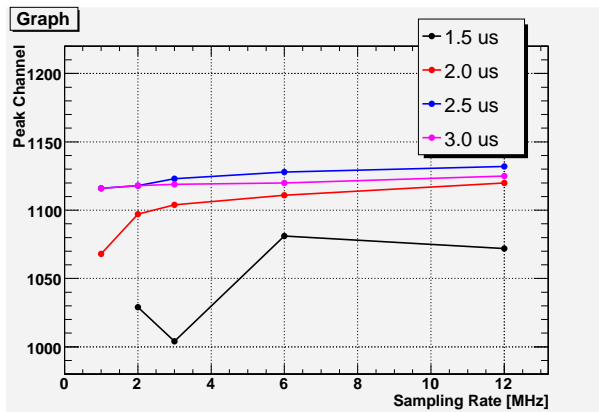


図 4.12: 各差分の時間幅 T に対する、各サンプル周波数 (横軸) での ^{137}Cs のピークチャンネルの値 (縦軸)。 $T=1.5 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (赤)、 $2.5 \mu\text{s}$ (青)。
 図 4.13: 各差分の時間幅 T に対する、各サンプル周波数 (横軸) での ^{137}Cs のエネルギー分解能の値 (縦軸)。 $T=1.5 \mu\text{s}$ (黒)、 $2.0 \mu\text{s}$ (赤)、 $2.5 \mu\text{s}$ (青)。

分解能もサンプル周波数が落ちるにつれて悪くなっており、波形の立上る途中の点をとらえることが多くなり、波高値のばらつきが大きくなっていると考えられる。一方で、 $2.5\mu\text{s}$ や $3.0\mu\text{s}$ であってもサンプル周波数が下がるにつれてピークチャンネルの値が小さくなっているのは、周波数を落とすことによってデータ点の間隔が粗くなり、ノイズ成分の小さなバラツキがなくなり低域通過フィルタの効果が出るためと考えられる。

以上の結果より、波形の立上りをきちんととらえていないとサンプル周波数が落ちるにつれて波高値が低くなり、ばらつきが大きくなってしまふことが分かる。 $T = 2.5\mu\text{s}$ と $3.0\mu\text{s}$ が波形の立上りをほぼ正確にとらえており、 $2.5\mu\text{s}$ の方がピークチャンネルの値が大きいので、より正確にピークをとらえていると考え、以降の解析では $2.5\mu\text{s}$ を採用する。

波高値を求めることができたので、ここで本実験における ADC のダイナミックレンジの算出を行う。 ^{137}Cs を照射した場合のピークチャンネルの値はサンプル周波数が 12MHz のときに 1120ch なので 1ch あたり約 1.69keV に相当し、12bit(4096ch) では 2421keV に相当する。本来は Suzaku/HXD のアクティブシールドと同程度のダイナミックレンジ (50 keV - 5 MeV) を想定して実験を行うべきであるが、本実験ではそのための取り掛かりとして行うため、以降は 0 - 2421 keV のダイナミックレンジを使用する。

次に、アナログフィルタ (Shaper:ORTEC MODEL 571) を使用した場合のエネルギー閾値および分解能と、 $T = 2.5\mu\text{s}$ での各サンプル周波数におけるエネルギー分解能と閾値の比較を行った。エネルギー分解能は表 4.1 より、アナログフィルタを使用した場合の分解能と比較して FADC で取得したデータは 1%程度しか悪くならないことが分かる。分解能の理論式 2.38 は第 3 項はアナログフィルタの波形整形時定数をパラメータに含むので、分解能に対する回路系ノイズの寄与を直接導くことはできないが、結果が示すように大きくは影響していないと考えられる。1%悪化するその他の原因として次の 3 つが上げられる。1 つ目はガウス関数で ^{137}Cs のスペクトルをフィットする際に、ピークのイベント数が約 2500 個程度であるためポアソン揺らぎによって約 2%程度エネルギー分解能へ影響すること、2 つ目はサンプル周波数を落とすことによってデータ点の間隔が疎になることによる波高値のばらつきが約 0.2%程度あること [43]、3 つ目は FADC で AD 変換されるまでの回路系ノイズなどがあげられる。2 つ目以降の寄与を調べることは今後の課題であり、2 つ目の効果は、APD+BGO 信号と同じ時定数を持ったテストパルスを入力して影響を調べて確認し、3 つ目の効果は FADC のバックグラウンドレベルを確認する必要がある。

一方、閾値は 12MHz と 2MHz を比較すると、どのサンプル周波数でもほとんど変化しておらず、サンプル周波数を落とすことによる影響はほとんどないと考えられる。またアナログフィルタと比べて 20keV 程度ノイズが除去できていないことが分かる。

表 4.1: アナログフィルタ使用時と FADC で波形を取得した場合のエネルギー閾値と ^{137}Cs のエネルギー分解能の比較

フィルタ or サンプル周波数	エネルギー 閾値 (keV)	^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能 (%)
ORTEC MODEL 571	55.7	10.8
12 MHz	69.0	11.5
6 MHz	70.4	12.0
3 MHz	71.3	11.8
2 MHz	70.4	12.0
1 MHz	75.3	12.0

ADCの分解能を落とすことによる影響

実際に衛星に搭載を検討しているADCは、消費電力を抑える必要があるためサンプル周波数が2MHz程度、分解能が8bit程度のものである。前節では、サンプル周波数を落とすことによる影響を調べたが、ここでは各サンプル周波数においてADCの分解能を落としたときの影響を調べる。ADCの分解能を落としたデータを模擬するために、それぞれの波形のデータ点を割り算して小数部分を切捨てたのち、波高値を求めた。各ADCの分解能における、各サンプル周波数での ^{137}Cs のピークチャンネルの値を図4.14、 ^{137}Cs のエネルギー分解能の値を図4.15、エネルギー閾値の値を図4.16に示す。

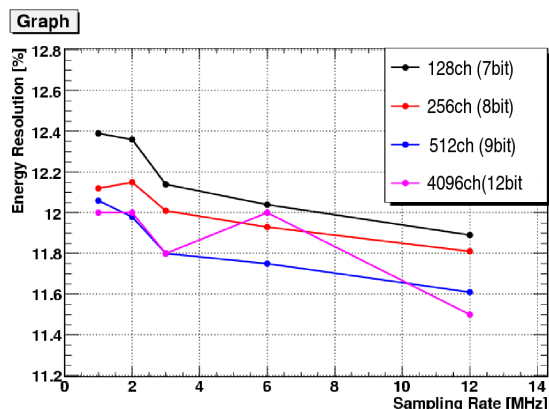
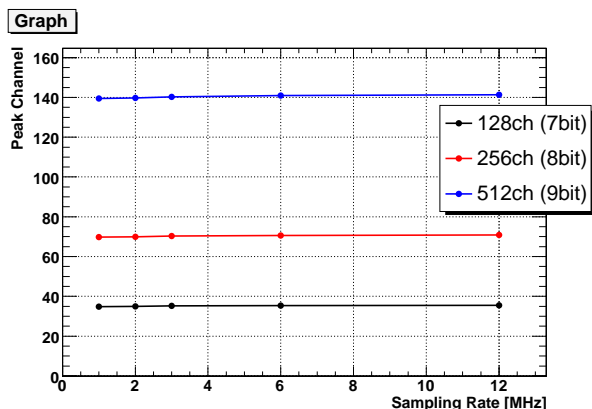


図 4.14: 各ADCの分解能における、各サンプル周波数での ^{137}Cs のピークチャンネルの値。図 4.15: 各ADCの分解能における、各サンプル周波数での ^{137}Cs のエネルギー分解能の値。

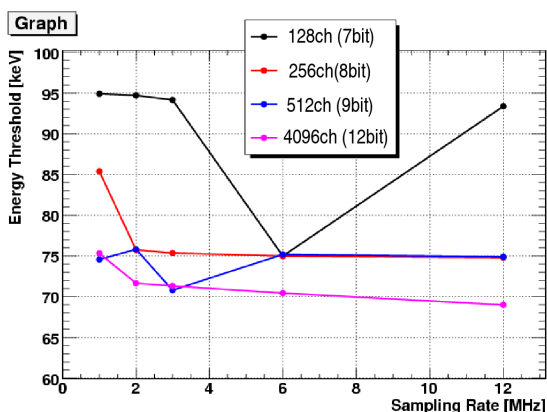


図 4.16: 各ADCの分解能における、各サンプル周波数でのエネルギー閾値の値。

図 4.14 より、ピークチャンネルの値は、ADCの分解能によってほぼ変化せず、一定であることが分かる。また図 4.15 よりエネルギー分解能は全体的にサンプル周波数を落とすと悪化し、ADCの分解能が落ちるほど悪くなることが分かる。しかし、7bitであってもアナログフィルタを使用した場合より2%程度しか悪くならず、大きく影響を受けないことが分かる。一方、エネルギー閾値は図 4.16 より、8bitまでは2MHzにおいて75keV程度である。8bitでは1binに相当するエネルギー幅が19keV程度なので、誤差の範囲内だとみなすと12bitの場合とほぼ同等だといえる。したがってADCの分解能が8bitであっても、12bitの場合とほぼ同じ性能を達成できると予想される。しかし、より定量的に閾

値の悪化の原因を調べるためには、テストパルスを用いて測定を行う必要があり、今後の課題である。

4.3.3 まとめと今後の課題

以上をまとめると、サンプル周波数を 12MHz から 2MHz に落とし、ADC の分解能を 12bit から 8bit に落としても、エネルギー分解能はほぼ変化せず、閾値も 70keV から 75keV となる程度で、大きくは悪化しないことが分かった。また、アナログフィルタと比較すると閾値は 30keV 程度悪化してしまうことが分かった。そこで、目標とする閾値 50keV 程度を達成するためにはデジタルフィルタでのノイズ削減が必要となり、次章ではその検討を行う。

また今後の課題として、今回はダイナミックレンジを 0 - 2500 keV 程度に設定していたが、Suzaku/HXD と同等の 0 - 5000 keV 程度に設定して実際に実験を行う必要があり、また光量に依存しない、テストパルスを用いてサンプル周波数を落としたときの波高値への影響をより正確に調べる必要がある。加えて、開発中のプリアンプを用いて、サンプル周波数や ADC の分解能を落とした場合のテストパルスの幅と閾値の関係を調べたり、機上でのカウントレートを想定してイベントがパイルアップした場合の閾値などへの影響を調べる必要がある。

第5章 デジタルフィルタを用いた信号処理

前章では、ノイズフィルタを使用せずに APD+BGO 信号の波形をデジタル方式で取得し、サンプル周波数や ADC の分解能を落としたときのエネルギー分解能やエネルギー閾値への影響について調べた。その結果、サンプル周波数や ADC 分解能を落とすと閾値が上がってしまい、目標とする 50keV 以下を達成できないことが分かった。そこで本章では衛星に搭載することを考慮した簡易なデジタルフィルタを用いて信号を処理し、どの程度まで閾値を下げるができるかを評価した。

5.1 デジタルフィルタと標本化定理

デジタルフィルタは、前章で述べたように AD 変換した離散的な信号に対してデジタル信号処理をすることで機能するフィルタ回路のことである。信号中の特定の周波数成分のみを取り出して除去する機能をフィルタとよび、その様な処理や操作をフィルタリングという。複雑な多段フィルターと専用のプロセッサを用いたのものは DSP(Digital Signal Processor) と呼ばれ、アナログフィルターよりも格段に良い S/N(Signal to Noise) 比を達成することができる。しかし、デジタルフィルタではまず信号を量子化しなければいけないため、それに伴う誤差が発生する。この誤差は ADC の bit 数 (分解能)、およびサンプリングレートを増やすことで小さくすることができる。

デジタルフィルタの最大の利点として、アナログフィルターでは作成が困難である複雑なフィルタ回路でも実現できることである。例えば、1001Hz 以上の周波数信号を遮断し、999Hz 以下の周波数成分のみをほぼ完全に通過させる 1000Hz の低域通過フィルタを作成することができる。

デジタル信号処理を行うにあたってアナログ信号をサンプリングするが、適切な周波数で行わなければ、図 5.1[44](b) のように高周波数成分が取り除かれてしまう。これを回避するために考えられているのが標本化定理である。

標本化定理は、対象となるアナログ信号が f_0 以上の周波数成分を持たない場合、つまり $0 \sim f_0$ に帯域制限されていると仮定する。このとき標本化された離散的信号が、もとのアナログ信号の全ての周波数成分を失わないようにするためには、サンプリング間隔 T が次の式を満足すればよい。

$$T \leq \frac{1}{2f_0} \quad (5.1)$$

なお、サンプリング間隔 T の逆数はサンプリング周波数と呼ばれる。このサンプリング周波数を f_s とすると、サンプリング間隔 T は以下で表される。

$$f_s \geq 2f_0 \quad (5.2)$$

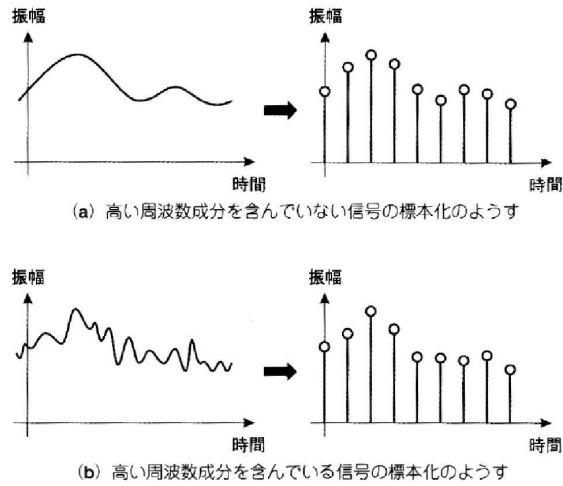


図 5.1: アナログ信号と標本化の適、不適 [44]

5.1.1 差分方程式と伝達関数

差分方程式

デジタルフィルタを用いたときの離散的信号の入出力信号の関係を時間領域で表現したものは差分方程式と呼ばれる。入力信号を $x[n]$ 、出力信号 $y[n]$ としたときの差分方程式の例を以下に示す。

$$y[n] = ay[n-1] + (1-a)x[n] \quad (5.3)$$

これは離散的システム (デジタル変換後) に行われる計算を表している。図 5.2 に計算の様子を示す。この計算処理は、 $n=k$ を現在の時刻として、現在の出力信号 $y[k]$ は、現在の入

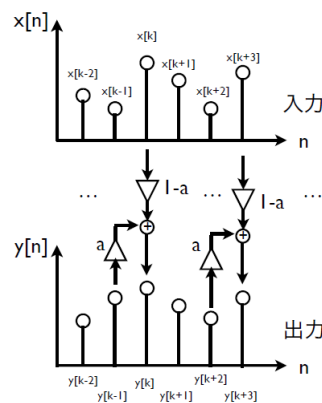


図 5.2: 差分方程式 $y[n] = ay[n-1] + (1-a)x[n]$ に対する処理

力信号 $x[n]$ を $(1-a)$ 倍したものと、1 サンプル前の出力信号 $y[k-1]$ を a 倍したものととの和としてして計算される。このような処理を順次行っていくことを表している。

デジタルフィルタの種類

デジタルフィルタの種類として、式 5.2 のように以前の出力信号を再帰的に使用するフィルタを IIR(infinite impulse response) フィルタといい、インパルスを入れると無限に応答が続き、一種のフィードバックフィルタであると考えることができる。IIR は後で述べる FIR に比べて低次数で急峻な周波数特性のフィルタを実現することができ、このため FPGA などのハードウェアに記述する量が少なく演算回数が少なくなるので消費電力を抑えられるという特徴がある。

IIR とは逆にインパルス応答が有限であるものを FIR(finite impulse response) フィルタと呼ぶ。これは、過去の出力信号を用いないため演算の誤差が少なく、常に安定しているという特徴があるが、高次数のフィルタが必要になるという短所がある。

伝達関数

デジタルフィルタにおいて周波数領域での信号の振舞いを調べるために伝達関数を用いる。これは入力に対する出力を求める関数である。これを求めるためには、信号の z 変換が必要である。 z 変換はラプラス変換の一種でフーリエ変換を拡張したものである。伝達関数を求めるために必要な z 変換の性質を以下に示す。

信号 $x[n]$ の z 変換が $X(z)$ であるとき、 $X(z)=Zx[n]$ と表すことにする。

- 線形性

$$Z\{a_1x_1[n]+a_2x_2[n]\} = a_1Z\{x_1[n]\}+a_2Z\{x_2[n]\}$$

ただし、 a_1 、 a_2 は定数

- 時間軸上のシフト

$$Z\{x[n-k]\}=z^{-k}Z\{x[n]\}$$

z 変換を用いて伝達関数は次のように定義される。ある離散時間システムにおいて、入力信号 $x[n]$ の z 変換 (後述) を $X(z)$ 、出力信号 $y[n]$ の z 変換 $Y(z)$ とすると、その離散時間システムでの伝達関数 $H(z)$ は、次の式で表される。

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} \quad (5.4)$$

ただし、 $n < 0$ に対して $x[n]=0$ 、 $y[n]=0$ とする。

例として、式 5.3 を z 変換すると次の式が得られる。

$$Y(z) = aY(z)z^{-1} + (1-a)X(z) \quad (5.5)$$

したがって伝達関数 $H(z)$ は次のようになる。

$$H(z) = \frac{1-a}{1-az^{-1}} \quad (5.6)$$

デジタルフィルタを用いた場合の周波数特性を表す関数である周波数応答は伝達関数から求めることが可能である。伝達関数では z についての関数であるが、次のように置き換えると周波数応答が求められる。

$$z = \exp(j\omega T) \quad (5.7)$$

j:虚数単位 ($j=\sqrt{-1}$)、T:標準化周波数、 ω :各周波数 ($\omega=2\pi f$ 、fは周波数)である。これを用いると式 5.6 は以下になる。

$$H(e^{j\omega T}) = \frac{1-a}{1-a \exp(-j\omega T)} \quad (5.8)$$

この式の値は複素数になる。システムの入出力の振幅比に関する周波数特性は $|H(\omega)|$ で表され以下になる。

$$|H(\omega)| = \left| \frac{1-a}{1-a \exp(-j\omega T)} \right| = \frac{|1-a|}{\sqrt{(1+a^2-2a \cos \omega T)}} \quad (5.9)$$

5.1.2 簡易なデジタルフィルタ

FPGA に実装することや、衛星搭載品には省電力が要求されることを考慮すると簡易なフィルタであることが重要である。本研究では以下の2種類のフィルタの特性を調べる。

1. 低帯域通過フィルタ (Low Pass Filter: LPF)

移動平均を取ることによって低帯域通過フィルタとすることができる。以下に対応する差分方程式を示す。

$$y[n] = \frac{1}{M+1} \sum_{m=0}^M x[n-m] \quad (5.10)$$

$x[n]$ は n 番目の入力信号、 $y[n]$ は n 番目の出力信号である。この差分方程式から z 変換された入出力信号の比を表す伝達関数を求めると、

$$H(z) = \frac{1}{M+1} \sum_{m=0}^M z^{-m} \quad (5.11)$$

となる。この伝達関数に対して $z = \exp(j\omega T)$ と置き換え、絶対値 $|H(\omega)|$ を求めると以下になる。

$$|H(\omega)| = \frac{1}{M+1} \cdot \left| \frac{\sin \frac{(M+1)\omega T}{2}}{\sin \frac{\omega T}{2}} \right| \quad (5.12)$$

M の値を変えた場合の振幅特性を図 5.3 に示す。

図 5.3 から分かるように、移動平均は低域通過フィルタになることがわかる。

2. 帯域通過フィルタ (共振器)

帯域通過フィルタは以下の差分方程式で表せる。

$$y[n] = a_1 y[n-1] + a_2 y[n-2] + (1-a_1-a_2)x[n] \quad (5.13)$$

伝達関数は以下となる。

$$H(z) = \frac{1-a_1-a_2}{1-a_1 z^{-1}-a_2 z^{-2}} \quad (5.14)$$

伝達関数の分母=0、つまり $1-a_1 z^{-1}-a_2 z^{-2}=0$ を z について解いたときの根が共役複素数になり、振幅が無限大に発散する場合に共振器となる。その条件は、以下であたえられる。

$$a_1^2 + 4a_2 < 0 \quad (5.15)$$

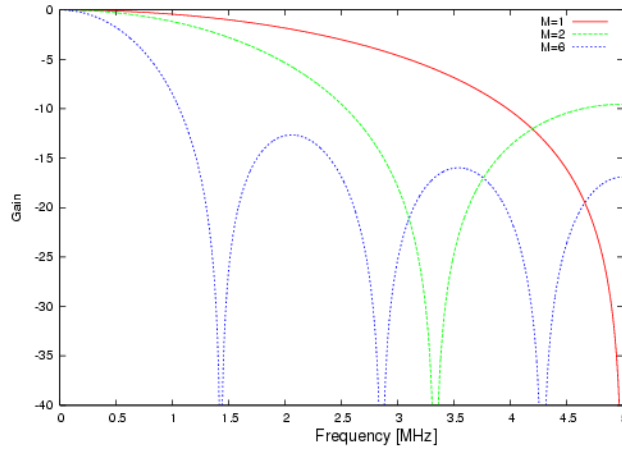


図 5.3: 移動平均を用いた低帯域通過フィルタの振幅特性。10MHz サンプリング時。

振幅特性を計算すると

$$|H(\omega)| = \frac{|1 - a_1 - a_2|}{\sqrt{1 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_1(a_2 - 1) \cos \omega T - 2a_2 \cos 2\omega T}} \quad (5.16)$$

となる。 a_2 が 1 よりわずかに小さい場合、共振器の共振周波数 F_0 、共振の帯域幅 B_0 を使うと、係数 a_1 、 a_2 は以下のように表せる。

$$a_1 = 2 \exp(-\pi B_0 T) \cos 2\pi F_0 T \quad (5.17)$$

$$a_2 = -\exp(2\pi B_0 T) \quad (5.18)$$

$B_0 = f_s / K$ K :定数である。 B_0 を変えたときの周波数特性を図 5.4 に示す。 B_0 が小さいと共振周波数成分がより強められることが分かる。

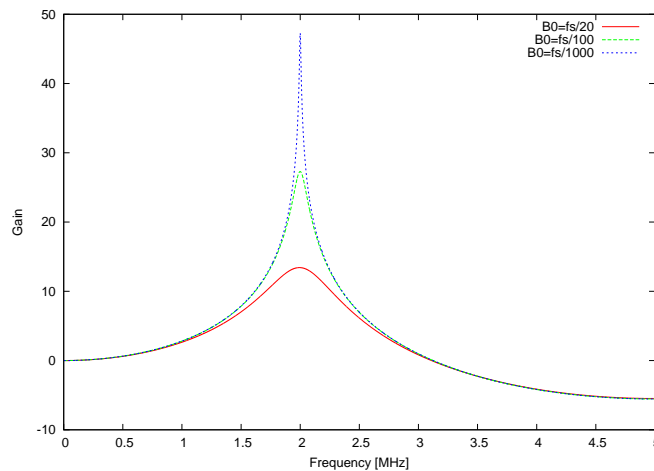


図 5.4: 共振器を用いた帯域通過フィルタの周波数特性。10MHz サンプリング時で $F_0=2\text{MHz}$ のとき。

5.2 デジタルフィルタの性能評価と選定

ここでは、実際に UserFPGA に実装する準備段階として、デジタルフィルタの特性や性能を調べる。

5.2.1 デジタルフィルターの特性評価

まず、デジタルフィルターを用いた場合に達成できる最も良いエネルギー閾値を調べるために、C言語でフーリエ変換して周波数空間でノイズをカットするフィルター(ここでは、Digital Signal Processing:DSPと呼ぶ)で処理を行った。これはプログラムの記述が複雑で処理が高度になるので、実際にはFPGAに実装しない。また閾値の評価をする際に重要な波高値の線形性も調べた。ここで使用する波形データは、 $50 \times 50 \times 150 \text{ mm}^3$ BGO+APD(No.32)を用いて、No.32の増幅率を50(印加電圧386V)にしたときに取得した、サンプル周波数6.25MHzで1波形につき50点サンプリングしたADCの分解能が12bit(4096ch)のデータを用いる。次に、実際にVHDL言語を用いてFPGAに実装するフィルターとして、本研究では比較的簡単に記述できる低帯域通過フィルター(Low Pass Filter;LPF)と帯域通過フィルター(Band Pass Filter; BPF)を検討しており、DSPと同様にC言語で処理を行い、波高値の線形性やエネルギー閾値を調べた。

DSP

DSPでは、DFT(離散フーリエ変換)を用いて波形のフーリエ変換を行い、周波数空間でガウス関数 $y = \exp(-x^2/\sigma^2)$ (x :フーリエ変換したときの周波数に相当)をかけてノイズをカットした。ガウス関数の σ は実際に値を振って、結果を比較した。まず、波高値の線形性をチェックした。方法として、 ^{137}Cs :662keV照射で得られたある波形を用い、その波形の高さを変化させることで低エネルギーの線源照射時の波形を模擬し、DSPでフィルタリングした場合の波高値を求めた。入力波形の高さを0.05倍から1.00倍まで0.05倍刻みで変えたときの波高値の出力を求め、それを入力が1.00倍の場合にスケールして比較した。それぞれ $\sigma=2$ 、3、4のときの波高値を図5.5に示す。

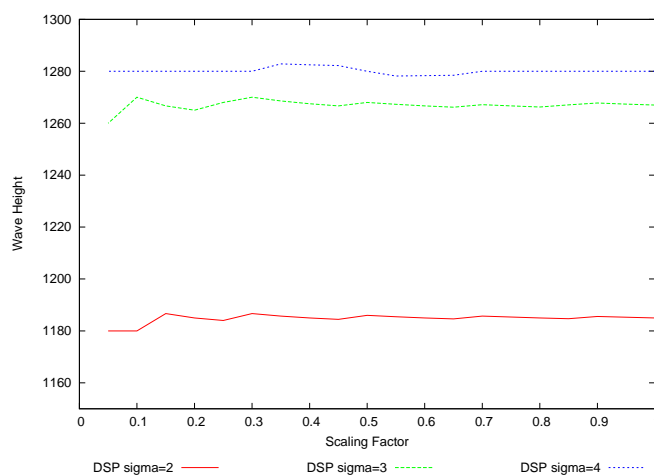


図 5.5: DSP を用いた場合の線形性。横軸:スケール因子、縦軸:波高値。赤: $\sigma=2$ 、緑: $\sigma=3$ 、青: $\sigma=4$ 。

図5.5より、波高値が ± 5 程度しかばらついておらず、線形性がよく保たれていることが分かる。これより、それぞれの σ の値で、 ^{241}Am :59.5 keVのピークチャンネルと ^{137}Cs :662 keVのピークチャンネルを使って一次直線でフィットできることがわかるのでこれを導出し、バックグラウンドのスペクトルを用いてエネルギー閾値を求めた。表5.1にシェーピングアンプ(ORTEC MODEL 571)を用いたアナログフィルターの場合と、デジタル方式で取得したデータにフィルター処理を施していない場合とDSPを用いた場合の結果を示す。

表 5.1: σ の値を変化させたときの $^{241}\text{Am}:59.5\text{keV}$ のピークとチャンネルと $^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のピークチャンネルと閾値の値。データのサンプリングレートは 6.25MHz 。

フィルター	$^{241}\text{Am}:59.5\text{keV}$ のピーク (ch)	$^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ のピーク (ch)	$^{137}\text{Cs}:662\text{keV}$ の エネルギー分解能 (%)	エネルギー閾値 (keV)
フィルターなし	136.4	1337	10.7	49.7
アナログフィルター	96.2	1234	10.2	46.0
DSP $\sigma = 2$	98.4	1231	10.8	49.6
DSP $\sigma = 3$	110.3	1317	10.7	45.0
DSP $\sigma = 4$	115.4	1332	10.7	45.9

表 5.1 より、 $\sigma=3$ (ガウス関数の半値幅が $2.67\mu\text{s}$ の積分回路に相当) のときが最も閾値が低くなっていて、アナログフィルターよりも良い結果が得られており、 $\sigma=4$ でもほぼ変わらない。しかし、 $\sigma=2$ では逆に閾値が大きく悪くなっている。図 5.6 にある ^{137}Cs の波形を各 σ の値で処理したときに得られる波形を示す。DSP で処理した場合にバックグラウンドの波形が跳ね上がっているのは、バックグラウンドを表すには高周波数成分が必要だが、カットされてしまっているためだと考えられる。閾値は σ の値が小さ

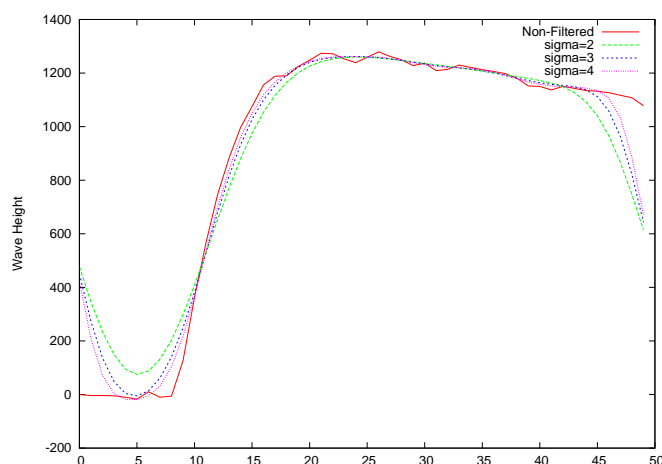


図 5.6: 同じ ^{137}Cs 照射時に得られた波形を DSP で処理した結果。縦軸:波高値、横軸:クロック数。赤:フィルターなし、緑: $\sigma=2$ 、青: $\sigma=3$ 、桃: $\sigma=4$ 。

ぎると APD+BGO 信号波形に固有の周波数成分までもがカットされてしまい波形の形が大きく変わったり、波形のベースラインは上がってしまうがピークのチャンネルはほぼ変化しないために ADC の分解能が落ちた状態になってしまうためであると考えられる。各線源のピークチャンネルの値も σ が小さくなるにつれて低くなっているのもこのためだと考えられる。また、 σ の値が大きいと、ノイズとなる高周波数成分がカットされないために閾値が高くなっていると考えられる。以上より、 $\sigma=3$ がノイズを最も良くカットできることが分かる。一方で、エネルギー分解能は全てでほぼ同じである。それぞれのフィルターで線形性が保たれているため、光量が相対的に変化していないためだと考えられる。

LPF

次に LPF を用いて M(式 5.10) の値を振ってフィルターの効果を調べた。まず、DSP と同様に線形性の確認を行った。図 5.7 に M=4、6、8、11 の場合を示す。これより波高値

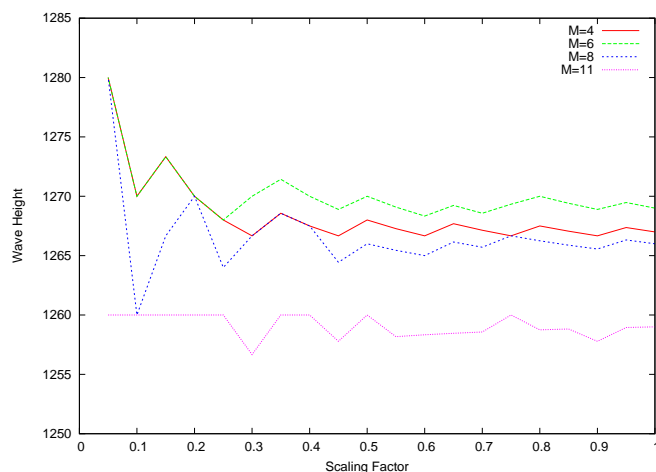


図 5.7: 低帯域通過フィルターを用いた場合の線形性。赤:M=4、青:M=6、赤: M=8、桃:M=11

は最大で $\pm 2\%$ 程度ばらついているが、これは 0.05 倍になった波形で波高値が 1 ずれるとスケーリングの際に波高値が 20 倍になるためだと考えられるので、良く線形性を保っているといえる。これより ^{241}Am のピークチャンネルと ^{137}Cs :662keV のピークチャンネルを使って校正直線を導出し、バックグラウンドのスペクトルより閾値を求めた。結果を表 5.2 示す。表 5.2 より、 $M = 8$ (周波数 0.69MHz 以上を遮断することに相当) の場合が

表 5.2: M の値を変化させたときの ^{241}Am :59.5keV のピークとチャンネルと ^{137}Cs :662keV のピークチャンネルと閾値の値。

M の値	^{241}Am :59.5 keV のピーク (ch)	^{137}Cs :662keV のピーク (ch)	^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能	エネルギー閾値 (keV)
6	241.0	1317	10.6	46.4
7	121.2	1314	10.6	45.8
8	120.1	1314	10.7	45.3
9	120.5	1311	10.8	47.1
11	119.4	1308	10.7	47.1

最も閾値を抑えられることが分かる。図 5.8 にそれぞれの M の値で処理した波形を示す。M が小さいとノイズとなる高周波数成分が残るため閾値が高くなり、M が大きすぎるとより低周波数の成分までカットされてしまうので、本来の波形を再現できず波高値が小さくなり、相対的に ADC の分解能が悪い状態になってしまうためだと考えられる。一方で、エネルギー分解能はほぼ同じであり、線形性が保たれているので相対的に光量に変化していないためだと考えられる。

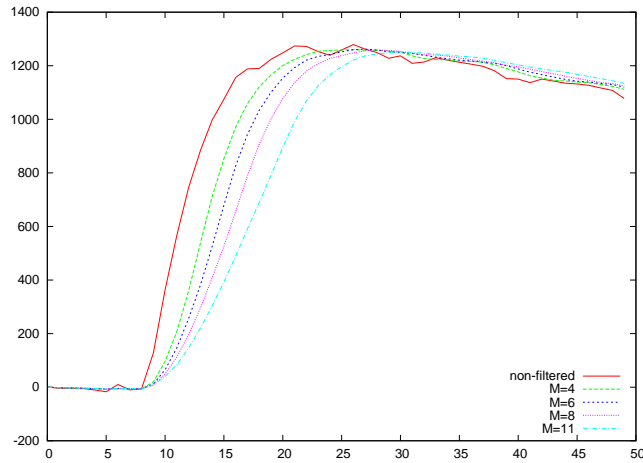


図 5.8: 同じ ^{137}Cs 照射時に得られた波形を LPF で処理した結果。縦軸:波高値、横軸:クロック数。赤:フィルターなし、緑:M=4、青:M=6、桃:M=8、水色:M=11

BPF

最後に BPF を用いた場合のフィルター効果について調べた。通過させる帯域に適度な幅を持たせる必要がある。そこでまず、フィルターの係数を定めるために、 F_0 と B_0 の値を振り、波形を見てパラメータを決定した。図 5.10 のように、 F_0 の値が大きいと高周波数成分が残ってしまうため、ノイズが除去できていないことが分かる。また、図 5.11 のように共振周波数 F_0 が低く、また帯域幅 B_0 が小さければ低周波数成分が共振し、ここでは 0.05MHz の周波数成分が主に強調されるため、フィルター後は高周波数成分が除かれてもとの波形より時間方向に引きのばされ過ぎてしまう。

そこで、大きくはノイズが除去できていて、波形があまり引きのばされていない、図 5.9 の $F_0=0.1$ MHz、 $B_0=f_s/12$ を基準にして、 F_0 の値を振り、波形の線形性を確認した。 B_0 を $f_s/12$ に固定し、 F_0 を 0.05、0.1、0.2MHz にした場合のスケール因子と波高値の関係を図 5.12 に示す。これより、全てにおいて入力波形が小さいほど波高値の出力を 1.00 倍にスケールした値が小さくなっており、線形性が保たれていないことがわかる。したがって波高値の補正が複雑になるため、これ以後では LPF を用いて解析を行う。

5.2.2 衛星搭載条件を想定した場合のデジタルフィルターの性能評価

前節では、フィルターの選定のために衛星搭載品の目標値である、2MHz サンプリング、ADC 分解能 8bit よりも詳細なデータを用いて評価を行っていた。ここでは、ソフトウェア上で実際の使用条件やそれよりも厳しい条件で取得したデータを模擬し、LPF を用いた場合に得られる性能を評価する。

データの取得条件を変更するために 6.25MHz サンプリング、ADC 分解能 12bit のデータ間引いて 2MHz(正確には 2.08MHz) サンプリングにし、波形を圧縮して ADC9bit(512ch)、7bit(128ch) で取得した場合を模擬した。このデータに対してフィルター処理を施さない場合と LPF で処理した場合での ^{241}Am :59.5keV のピークチャンネル、 ^{137}Cs :662keV のピークチャンネル、 ^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能、エネルギー閾値表 5.3 に結果を示す。ここでは M はそれぞれの条件で最も閾値が低くなる値の場合のみ示している。また 64ch の場合では、 ^{241}Am のピークチャンネルを求めることはできなかったため、較正直線を原点と ^{137}Cs のピークチャンネルを $y = x$ の直線で結んだものとして、バックグラウンド

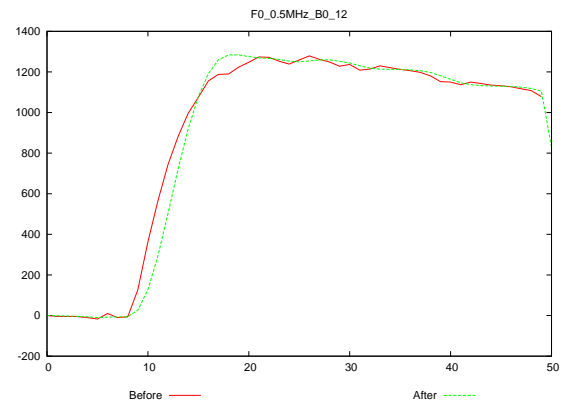
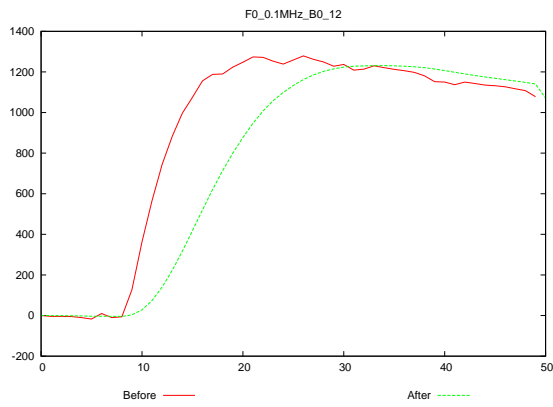


図 5.9: $F_0=0.1\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/12$ の場合の波形。 図 5.10: $F_0=0.2\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/20$ の場合の波形。赤:入力、緑:出力

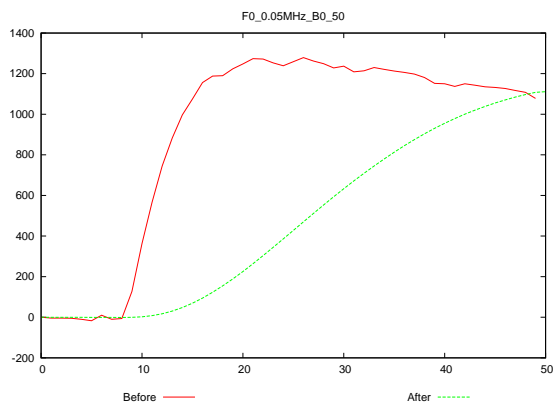


図 5.11: $F_0=0.05\text{MHz}$ 、 $B_0=f_s/50$ の場合の波形。

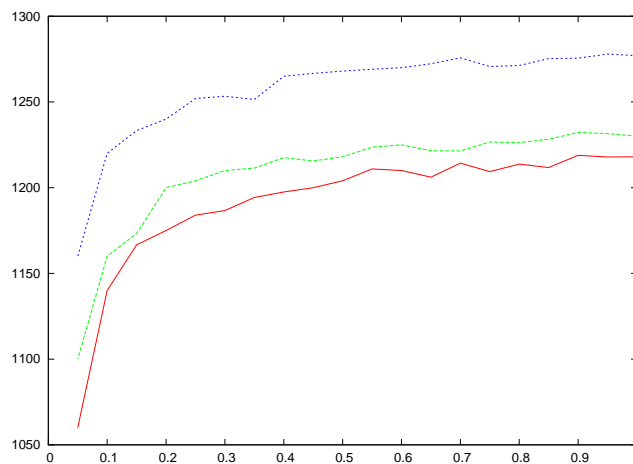


図 5.12: 共振器を用いた帯域通過フィルターの線形性。横軸:スケール因子、縦軸:波高値。 $B_0=f_0/12$ に固定したときの F_0 の値を 0.05Hz(赤)、0.1Hz(緑)、0.2Hz(青) に変えたもの。

のスペクトルより閾値を求めた。表 5.3 より、9bit の場合では 12bit の場合とほぼ同等の

ADC 分解能 (bit)	M の値	^{241}Am :59.5 keV の のピーク (ch)	^{137}Cs :662keV の のピーク (ch)	^{137}Cs :662keV の エネルギー分解能	エネルギー 閾値 (keV)
12	フィルターなし	124.2	1327	10.8	54.4
9	フィルターなし	16.3	165.6	11.0	54.4
7	フィルターなし	N/A	41.3	11.0	96.2
12	3	118.0	1313	10.6	45.0
9	4	14.77	163	11.1	44.6
7	2	N/A	40.8	11.0	64.9

表 5.3: サンプリングレート 2MHz において、ADC の分解能を落とした場合でフィルター処理を施さなかった場合と LPF を用いた場合の線源ピークチャンネルやエネルギー閾値などの値。

閾値が得られることが分かる。また、7bit の場合ではフィルターの有無によって閾値が 64.9keV と 96.2keV と大きく向上していることがわかる。しかし、ADC の分解能を落とすと 1bin に相当するエネルギーが大きくなるため、エネルギー閾値を求める際の誤差が大きくなってしまう。9bit の場合で 1ch 約 4keV、7bit の場合で 1ch 約 16keV の誤差が含まれる。エネルギー分解能は ADC の分解能が落ちてほとんど変化しないことがわかる。

5.3 UserFPGA に実装した場合の性能評価

§5.2.2 では、取得したそれぞれの波形に対してソフトウェア上で移動平均を用いた LPF で処理を行っていた。そこで次の段階として、FPGA 内で LPF で処理するためのモジュールを実装して波形データの取得を行い、モジュールの動作検証やエネルギー閾値がどの程度まで抑えられるか確認することを目的とし、実験を行う。

5.3.1 Filter Module の UserFPGA への実装

UserFPGA 内で LPF 処理を行うため、図 5.13 に示す Filter Module を作成し、実装を行った。本実験では、この Filter Module が正しく動作するかを検証することが目的なので、Filter Module を通過した信号を使ってトリガーをかけるシステムにはしておらず、Trigger Module とは分岐した箇所に実装している。Filter Module は図 5.14 で示すように Delayed Module で遅延させた Delayed Data 信号を足し合わせて sum 信号として出力し、Writing State Machine へ送る。ここで、使用している ADC(ADS5271IPFP) はクロック周波数が 20–50MHz の範囲でしか動作保証されていないので、クロック周波数を 25MHz にして Delayed Data を Filter Module へ入力し、そこでデータ点を間引くことによってダウンサンプリングを実現している。

以下に、6.25MHz サンプリングを模擬する場合について説明する。Filter Module では 4 回中 1 回だけ Delayed Data を取得して移動平均の式 5.10 の足し算を行い、Writing State Machine へ出力する際に式 5.10 の (M+1) の割り算を実行するためにシフト演算を行い 2 の乗数で割り算している (図 5.14 では M=7)。Filter Module からの出力信号は Writing State Machine へ 25MHz のクロック周波数で送られるため 4 回連続同じ信号を出し、Writing

State で 4 回中 1 回だけデータを取得する。これにより 6MHz でサンプリングしたデータを模擬している。なおシフト演算を行った際の演算誤差は 11bit で 1ch 以下になるため、本実験では無視している。

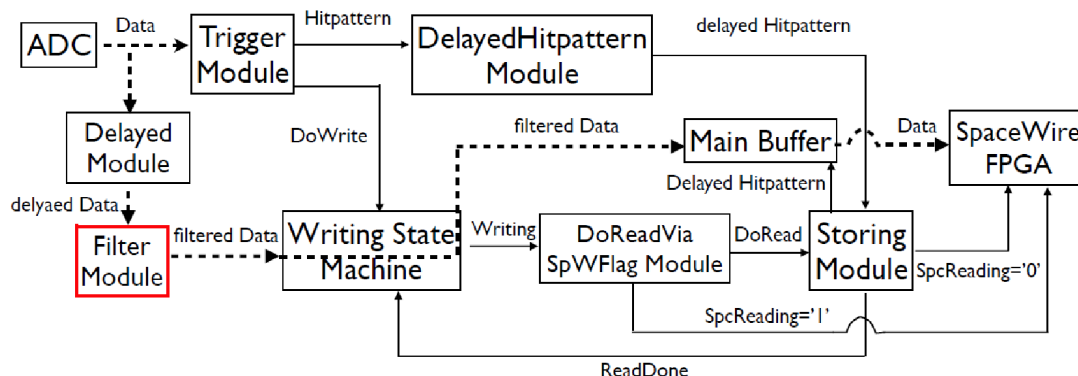


図 5.13: デジタルフィルタを実装した User Module のブロック図。データの流れを点線で示す。

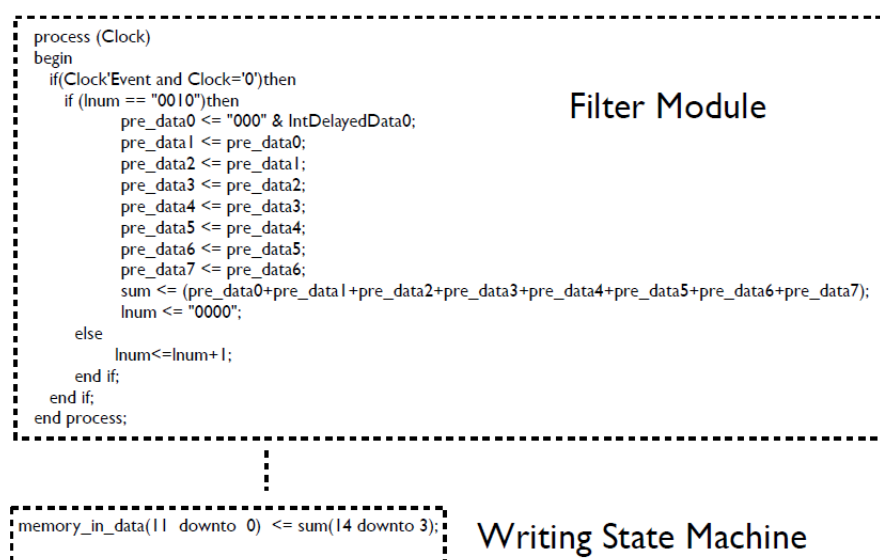


図 5.14: サンプル周波数が 6MHz の場合の Filter Module 内の VHDL の記述

さらに、ADC の分解能が 8bit を模擬する場合は、Filter Module で足し算を行う前にシフト演算を使って 12bit 長の Delayed Data を波高値を 9bit へ圧縮している。9bit の場合では、ADC の分解能を圧縮した後に LPF の演算を行っているので演算誤差が生じるが、その誤差は本実験では約 4keV 以下である。

5.3.2 結果と考察

本実験では測定は 5.2.1 と同様に -15 度において APD の増幅率を 50 にして行った。また、LPF の効果をより定量的に評価するため、パルスジェネレータ:BERKELRY NUCLEONICS CORP MODEL PB-4 と自作の積分回路を用いて APD+BGO 信号と同じ立上り

の時定数を持つ波形のテストパルスを作り、プリアンプ入力前の電圧値を 280mV にし、250Hz の周波数で同時に入力した。図 5.15 に APD+BGO 信号波形とテストパルスの波形の比較を示す。

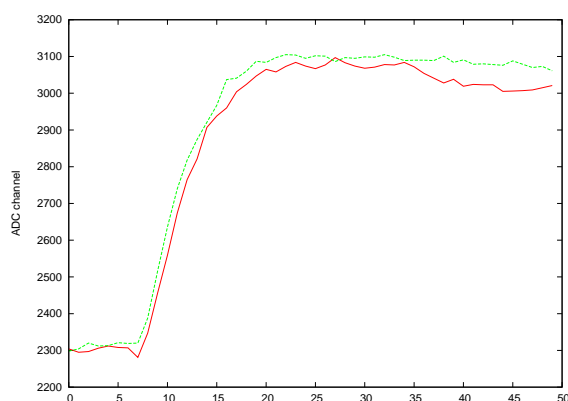


図 5.15: サンプル周波数 6MHz で取得した APD+BGO 信号の波形 (赤) とテストパルスの波形 (緑) の比較。横軸はクロック数、縦軸は ADC チャンネル。

本実験では、実測と §5.2.1、§5.2.2 との比較を行うために、サンプル周波数と ADC 分解能がそれぞれ i) 6MHz で 11bit、ii) 2MHz で 12bit、iii) 2MHz で 9bit の組合せで測定を行った。それぞれの場合で LPF の式 5.10 の M の値は i) M=7、ii) M=3、iii) M=3 を用いた。これはシフト演算で容易に実行できるためである。線源は ^{241}Am :59.5 keV と ^{137}Cs :662 keV を照射し、得られたピークチャンネルの値を使って較正直線を導出し、エネルギー閾値を求めた。i) ii) iii) それぞれで Filter Module を使用しない場合と使用した場合、およびアナログフィルタ (ORTEC 571) を使用した場合の ^{137}Cs :662 keV のエネルギー分解能とエネルギー閾値、テストパルスの半値幅を表 5.4 に示す。ただし、9bit の場合では 1bin が約 4.5keV に相当するため、閾値を決定する際にその程度の系統誤差が含まれる。テストパルスの半値幅はテストパルスを BGO で検出されたガンマ線による信号だと仮定し、半値幅を較正直線を用いてガンマ線のエネルギーに変換して求めた。このときのテストパルスのエネルギーは 420keV に相当する。

サンプル周波数 (MHz)	ADC の分解能 (bit)	M の値	^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能	エネルギー閾値 (keV)	テストパルスの幅 (keV)
6	12	フィルタなし	10.6	51.7	22.5
2	12	フィルタなし	10.7	56.2	23.8
2	9	フィルタなし	10.6	59.4	23.3
6	12	7	10.2	47.0	19.4
2	12	3	10.5	47.5	19.7
2	9	3	10.3	46.5	19.4
アナログフィルタ			10.2	48.2	15.9

表 5.4: 各サンプル周波数と ADC の分解能で Filter Module を使用しない場合と使用した場合、およびアナログフィルタを使用した場合 (Shaping time 1.0 μs) での ^{137}Cs :662keV のエネルギー分解能とエネルギー閾値、テストパルスの半値幅の比較。

表 5.4 より、エネルギー閾値はフィルタを使用しなかった場合ではサンプル周波数と ADC

の分解能が落ちるにつれて悪くなっており、一方で Filter Module を用いた場合には各条件で閾値が約 47 keV 程度とほとんど変化していないことが分かる。サンプル周波数 2MHz、ADC の分解能 9bit でのフィルタを使用していない場合と Filter Module を用いた場合それぞれの ^{241}Am のスペクトルを図 5.16、5.17 に示す。これより、Filter Module で処理した後のスペクトルにおかしな構造は見られずノイズ除去できており、閾値が改善していることが確認できる。

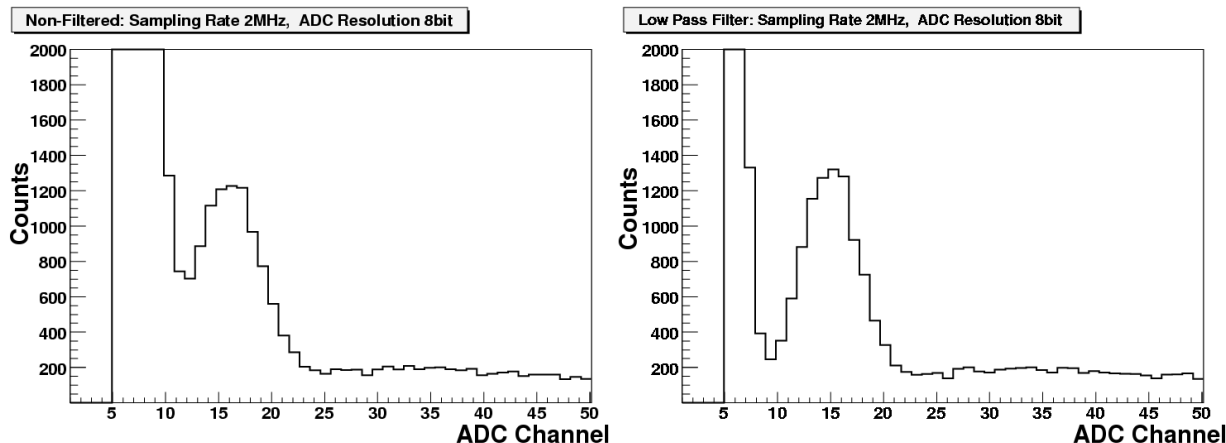


図 5.16: フィルタを使用していない場合の ^{241}Am のスペクトル。5ch 以下はプロットしていない。
 図 5.17: Filter Module を使用した場合の ^{241}Am のスペクトル。5ch 以下はプロットしていない。

また、テストパルスの幅はフィルタの有無によって幅に違いがあるものの、サンプル周波数や ADC の分解能が落ちてほぼ変化していないことが分かる。また、 ^{137}Cs のエネルギー分解能が条件を落とすことによって変化せず、フィルタを用いた方が改善される傾向にあることが分かる。このことから、フィルタを用いない場合で条件を悪くしていくと閾値が悪化する原因は、サンプル周波数や ADC の分解能を落としたことによる影響だといえる。

次に閾値が改善した理由について考察する。バックグラウンドとなるノイズの成分は図 5.18 に示すように 2 つに分類される。1 つ目は早い時間変動を示すような主に回路系ノイズで、2 つ目は環境放射線による BGO 信号や回路系ノイズなどの遅い時間変動を示す成分である。短時間変動成分は LPF で処理することで波形がなまされ波高値がトリガー閾値（ここではソフトウェア上でのトリガーを指す）を超えなくなるため排除される。そのため、閾値が下がったと考えられる。しかし後者は変動の時定数が長いため LPF では落とすことができず、ノイズとして残ってしまう。このため、テストパルスにおいてもこの成分が残るため幅がほぼゼロにならないと考えられる。また LPF を用いても図 5.8 から分かるように、短時間変動を完全に遮断できないため、これもいくらかはテストパルスの幅へ寄与していると考えられる。また、アナログフィルタの方がテストパルスの幅が細くなっているのは、フィルタ回路の特性の違いを反映しているためと考えられる。

以上より、移動平均を用いた低域通過フィルタを使用することで、短時間変動する回路系ノイズを大幅に削減することができ、衛星に搭載が検討されている ADC の性能である、サンプル周波数 2MHz、分解能 9bit の場合であっても、エネルギー閾値が 50 keV 以下を達成できることを確認でき、FPGA に実装した Filter Module の動作を検証できた。しかし、FPGA 内で波高値を取得する回路がまだ実装できていないので、この回路設計を行

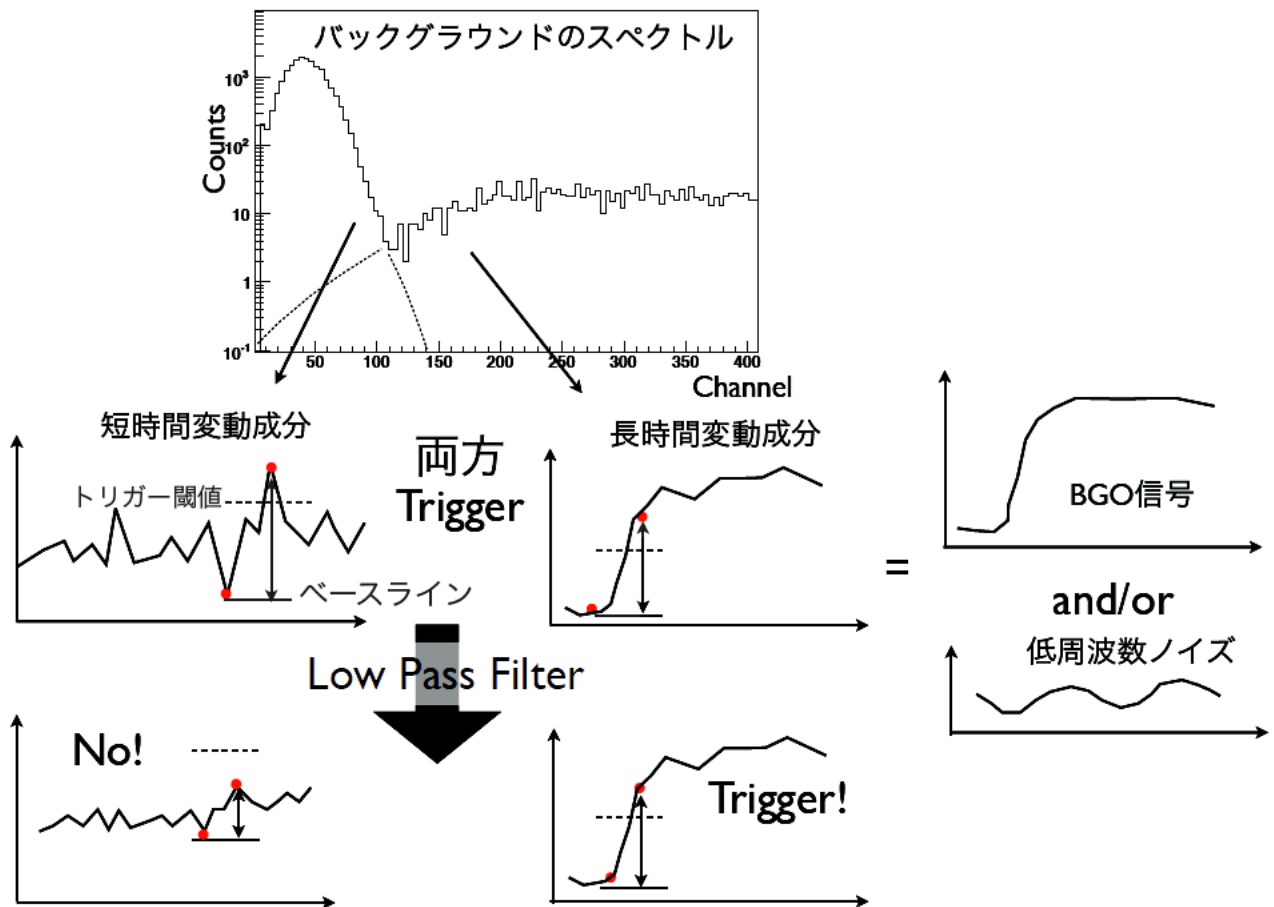


図 5.18: バックグラウンドの成分とフィルター後の波形の模式図。短時間変動する成分はフィルタでなまされるため、トリガされなくなる。

い、動作の検証をするのは今後の課題である。また、BGO の形状は最適化のスタディを行っている段階なので変更される可能性があり、プリアンプは現在開発中であるため、試作品の完成時に再度評価を行う必要がある。

5.4 大信号による閾値への影響の見積り

5.4.1 実験の目的

大信号とは§2.1.3 で述べたように、宇宙線などの高いエネルギーを持った荷電粒子が BGO や APD に入射することにより、大きな信号が生じるため回路動作が不安定になる。APD+BGO 信号での大信号の波形を図 5.19 に示す。

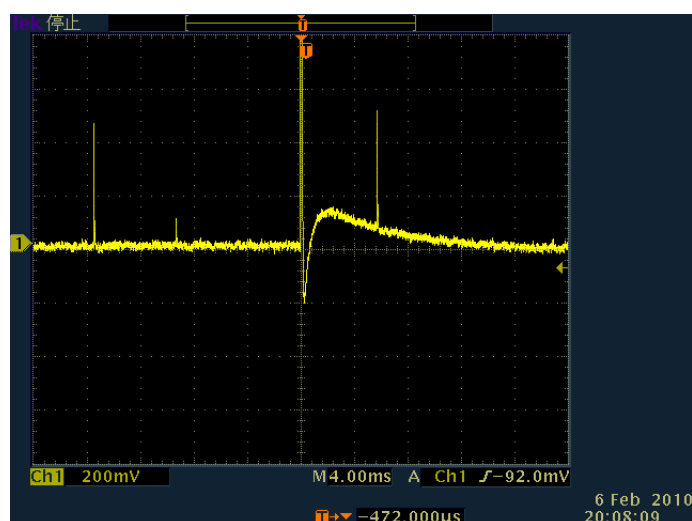


図 5.19: オシロスコープで取得した APD+BGO 信号における大信号の波形。横軸の 1 目盛は 4 ms。

図 5.19 より、プリアンプ: CLEAR PULSE MODEL 580K では大信号が発生すると波形に大きなアンダーシュートが発生し、その後ベースラインに戻るまでに 20 ms 程度信号が不安定であることが分かる。波形はプリアンプ回路などの抵抗やコンデンサなどのパラメータに依存するため、これらのパラメータを最適化して信号回路の回復を早めることが可能であるため、改良の余地がある。大信号により回路動作が不安定になるためエネルギー閾値へ影響すると考えられるので、ここではテストパルスを用いて大信号を模擬し、閾値への影響を見積もることを目的として実験を行う。

5.4.2 結果と考察

実験のセットアップとして、 $50 \times 50 \times 150 \text{ mm}^3$ BGO と APD: No.32 を用い、表 5.5 に示す測定機器を使用し、§5.3.2 と同様に APD の増幅率を 50 (印加電圧 386 mV) にして測定を行った。大信号の波形はテストパルスが通過する回路の時定数によって決定されるため、図 5.19 のようにアンダーシュートの後に立ち上がってベースラインを超過してベースラインに戻るような波形を再現することができないので、ここでは図 5.20 に示すように図 5.19 と同じく 2 ms 程度の立上り時間でベースラインへ回復する波形模擬した。アンダーシュートの大きさによる閾値への影響を調べるために、アンダーシュートの大きさを

200mV と 500mV に設定した。また HXD の Anti 検出器では BGO ブロック 1 個当たり数百 Hz で UD(Upper Discriminate) 信号が出ているので、これを模擬するために入力周波数を 100Hz と 1kHz にしてランダムに入力し、信号の大きさと入力周波数を合わせて合計 4 通りで測定を行った。また、データを取得は 5.3.2 と同じく i) サンプル周波数 6MHz、ADC 分解能 12bit、ii) 2MHz と 12bit、iii) 2MHz と 9bit の場合でフィルタを使用しない場合と LPF を用いた場合で行った。表 5.6 に結果を示す。

表 5.5: 本実験で使用した機器

PreAmp	CLEAR-PULSE MODEL 580K
高圧電源	CLEAR-PULSE MODEL 6671P
Pulser	BERKELRY NUCLEONICS CORP MODEL DB-2

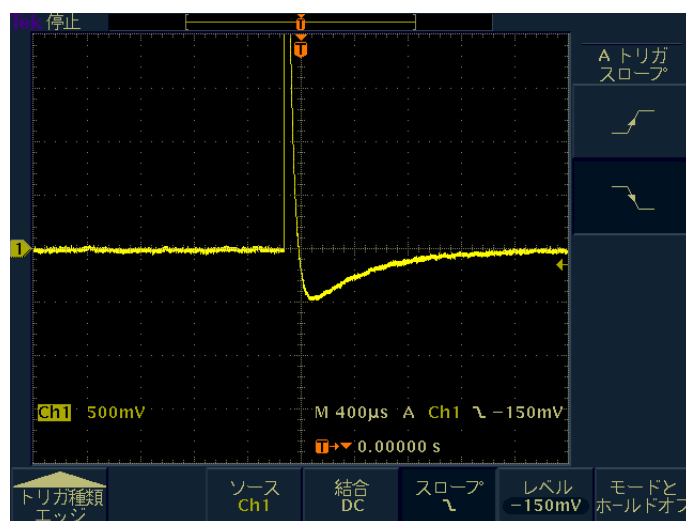


図 5.20: テストパルスで模擬した大信号の波形。横軸の 1 目盛は $400\mu\text{s}$ 。

表 5.6 より全体的に閾値が悪化し、大信号が大きいほど閾値が悪くなるのが分かる。また、フィルタの有無によって大きく改善されないことが分かり、アンダーシュートの大きさや入力周波数が同じであれば、サンプル周波数や ADC の分解能にほぼよらず、閾値がおよそ一定であることが分かる。

フィルタを用いても閾値が改善されない理由として、FPGA で波形を処理する際にガンマ線の信号と区別できず大信号によるアンダーシュートからの立上りの波形を捉えてしまうことがあげられる。取得した波形の中には図 5.21 に示すように、大信号によるアンダーシュートからの立上り波形と考えられる波形が含まれており、一定間隔をおいてデータ点の ADC チャンネルの差分をとり、設定した閾値を超えた場合にトリガーを出すロジックになっていることためである。また、アンダーシュートの大きい方が閾値が高くなるのは、波形の立上り時間が同じなので立上りの傾きが急になるためである。さらに、入力周波数が高いほど閾値が高くなるのは、大信号の波形が重なり合う頻度が高くなり、波形が足し合わされることでアンダーシュートからの立上りがより急になることが原因であると考えられる。そして、サンプル周波数が 2MHz の方が 6MHz よりも閾値が大きくなっているのは、差分を取る時間幅が 2MHz では若干長くなってしまったためである。これ

アンダーシュートの大きさ (mV)	フィルタの有無	1 00Hz での 閾値 (keV)	1 kHz での 閾値 (keV)
サンプル周波数 6 MHz、ADC 分解能 12 bit			
250 mV	無	52.8	63.7
	有	49.0	56.4
500 mV	無	65.8	79.9
	有	63.7	78.8
サンプル周波数 2 MHz、ADC 分解能 12 bit			
250 mV	無	60.3	66.6
	有	57.0	62.3
500 mV	無	69.1	88.4
	有	69.7	81.8
サンプル周波数 2 MHz、ADC 分解能 9 bit			
250 mV	無	59.4	76.1
	有	54.9	67.6
500 mV	無	72.0	80.3
	有	67.6	84.5

表 5.6: 各サンプル周波数、ADC 分解能に対する、大信号のアンダーシュートの大きさと入力周波数を変えたときのエネルギー閾値。

は、6MHz で差分を取る時間幅が 3 の倍数ではなく、2MHz にした場合は端数が生じ 1 点分長く取った方が波形のピークを正確に捉えられたためである。

また、LPF を用いても閾値が大きく改善しないのは、フィルタの有無で波高値を算出するための差分をとる時間幅を変えていたためで、LPF をかけた場合は通常の APD+BGO 信号は図 5.8 のように時間方向になまされてしまうためである。これにより、図 5.21 の波形でノイズ成分を落としても、ADC チャンネルの差分が大きくなる後ろの点を使って波高値を算出してしまうので、波高値が大きくなり閾値が上がってしまう。

以上より、大信号による閾値への影響は、信号の大きさや到来頻度に大きく依存し、サンプル周波数や ADC の分解能にはあまりよらないことが分かった。またフィルタを用いても大きく改善できないことが分かった。回路設計として大信号を受けた場合にできるだけ早く回復させることが望ましいが、その分信号の立上りが急になるため閾値が大きくなると予想される。したがって、アンダーシュートからの立上り時間をより早くした場合で実験を行い、閾値への影響を確認する必要がある。また大信号を受けたときにしばらく信号処理を行わないための VETO 信号や SGD のコンプトンカメラが BGO でコンプトン散乱したノイズイベントを読み出さないようにする VETO 信号を迅速に出すためのロジックを検討する必要がある。さらに、プリアンプや信号処理回路は現在設計段階なので、それらを用いて再度大信号に対する実験を行う必要があり、これらは今後の課題である。

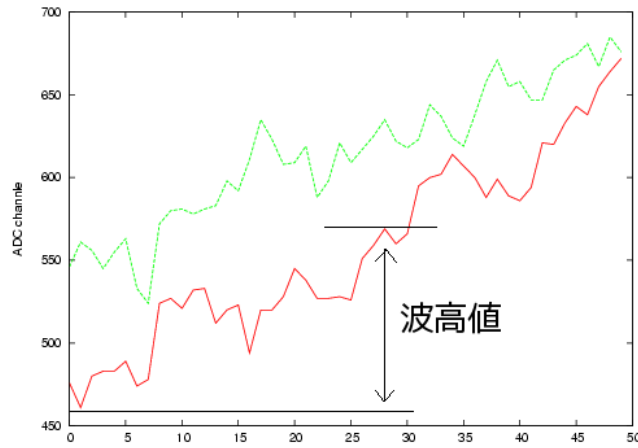


図 5.21: サンプル周波数 6MHz、ADC 分解能 11bit で取得したアンダーシュートからの立上り波形。横軸:クロック数、縦軸:ADC チャンネル

5.5 まとめと今後の課題

移動平均を用いた低域通過フィルタを使用することで回路系ノイズを削減でき、衛星搭載の ADC の目標値であるサンプル周波数 2MHz、ADC の分解能が 9bit であればエネルギー閾値が 50 keV 以下を達成できることが分かった。また FPGA に実装した Filter Module が正しく動作していることを検証できた。しかし、使用したダイナミックレンジが 0 - 2500 keV 程度と目標とする 0 - 5000 keV の半分だったことと、ADC の分解能を 8bit にして試験できていないため、これらの条件を設定して再度実験を行い評価することが必要である。また、BGO の形状やプリアンプは現在開発段階であるため、衛星搭載品を用いてもう一度試験を行い、達成できる閾値などを評価する必要がある。さらに、今回行うことができなかった演算誤差を最小限にとどめるための努力や、実際に衛星上で使用することを考えて演算をできるだけ早く実行できるようにすることや、低次数の演算で消費電力を抑えることができる IIR フィルタの検討もし、より閾値を改善できるようなフィルタを作成するとともに、FPGA 内で波高値を取得できる回路を設計することが今後の課題となる。

また、大信号時には低域通過フィルタを用いてもエネルギー閾値を大きく改善できないことがわかったので、これに対するトリガーロジックの変更や大信号の後に信号処理を禁止する VETO 信号を生成するロジック回路の検討が必要である。この他にも SGD のコンプトンカメラが BGO ブロックでコンプトン散乱したノイズイベントを読み出してしまうことで生じるデッドタイムを削減するため、SGD に対してそのようなイベントの取得を禁止する VETO 信号を迅速に生成するロジックや反同時係数を取るためのヒットパターンを生成する回路を実装することも今後の課題である。

第6章 まとめと今後の課題

本研究では、次期 X 線天文衛星 ASTRO-H 搭載の硬 X 線撮像検出器 HXI と軟ガンマ線検出器 SGD に使用される BGO アクティブシールドの基礎特性評価とその読み出し信号のデジタル信号処理について検討を行った。以下に、得られた結果と今後の課題をまとめる。

原寸大 BGO の基礎特性評価

巨大で切り欠き構造を持つ SGD の原寸大のボトム部 BGO と APD を用いて基礎特性評価を行った。その結果、ガンマ線の入射位置やエネルギーによらず光量がほぼ変化しないことがわかり、 ^{241}Am :59.5keV のスペクトルも取得できた。また、小型の $5\times 5\text{ mm}^2$ APD を用いた 2 個同時読み出しの検討では、APD の面積が小さくなるので暗電流が抑えられ、 $10\times 10\text{ mm}$ APD を用いた場合と同等の閾値を達成できることが分かったが、光量が減少するためにエネルギー分解能が 1.5 倍程度悪くなってしまうことが分かった。さらに、エネルギー閾値の温度依存性の評価を行い、 -10 度以下であれば、反同時係数を取るために目標としている閾値 50 keV 前後を達成できる見込みが得られ、開発の指針を得ることができた。今後の課題としては、放射線劣化を想定して暗電流の大きな APD を用いて閾値を評価することや、形状が異なるトップ部 BGO の基礎特性評価、反射材の素材による光量低下への対策があり、加えて形状が最適化された BGO と開発中の容量勾配が小さいプリアンプを用いて基礎特性を評価することがあげられる。

デジタル信号処理の検討

まず、デジタル信号処理への取り掛かりとして、PoGO FADC Board を用いて取得した波形に対してサンプル周波数や ADC の分解能を落とし、エネルギー分解能や閾値の評価を行った。その結果、ダウンサンプリングによって波形の位相がずれたり、ADC の bit 数を落とすために波形を圧縮しても、衛星搭載品の目標値であるサンプル周波数が 2MHz、ADC の分解能が 8bit では、12MHz で 12bit で取得したデータとほぼ変わらないエネルギー分解能を達成でき、閾値も大きく悪化しないことが分かった。

次に、デジタルフィルタの特性評価と低域通過フィルタの FPGA への実装を行った。その結果、サンプル周波数 2MHz、ADC 分解能が 9bit の場合では閾値が約 45keV 程度を達成できることが分かり、目標である 50keV をクリアすることができた。また実装した Filter Module が正常に動作していることを確認することができた。さらに、大信号を模擬した実験では、信号が大きいくほど、発生頻度が高いほどエネルギー閾値が悪化し、フィルタを用いても改善できないことが分かった。

今後の課題として、今回設定したダイナミックレンジが 0 - 2500 keV 程度と目標とする 0 - 5000 keV の半分であったため、実際に目標値に設定して実験を行い評価する必要がある。また、FPGA 内でデジタルフィルタを行ったあとに波高値を算出する回路の設計して実装し、動作を確認する必要がある。さらに、機上でのカウントレートを想定し信号がパ

イルアップした場合の閾値や分解能への影響を確認する必要がある。そして、大信号が発生した場合にトリガーを禁止する VETO 信号を迅速に生成するための回路設計や、SGD が BGO ブロックでコンプトン散乱したイベントを読み出さないようにするための VETO 信号やヒットパターンを生成する回路を設計して、動作試験を行う必要がある。

謝辞

本論文作成にあたり、このような重要なテーマを与えて下さり、丁寧に指導していただいた深沢先生に感謝します。また、大杉先生や水野さんをはじめとし、ステータス報告や中間発表でよい御指摘をして下さったスタッフみなさまに感謝します。そして、ひろたかさんには SpaceCube や FADC の扱い方など懇切丁寧に教えていただき、徹夜で実験につき合っ下さり、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Giacconi, Gursky, Paolini and Rossi, 1962, PRL 9, 431
- [2] T.C. Weekes et al., 1989, Astrophys. J. 342, 379
- [3] 大野雅功 2001 年度 卒業論文 (広島大学)
- [4] 大野雅功 2003 年度 修士論文 (広島大学)
- [5] 竹本健太 2007 年度 修士論文 (広島大学)
- [6] 上田剛、2008 年度、修士論文、東京大学
- [7] 池尻祐輝 2007 年度 卒業論文 (広島大学)
- [8] 深水浩司 2008 年度 卒業論文 (広島大学)
- [9] 光半導体素子ハンドブック 浜松ホトニクス株式会社
- [10] 浅野哲也 2004 年度 卒業論文 (広島大学)
- [11] 田中琢也 2007 年度 修士論文 (広島大学)
- [12] 松岡正之 2007 年度 卒業論文 (広島大学)
- [13] 佐々木智香子 2009 年 物理学会発表 (ISAS/JAXA)
- [14] 科学衛星 Astro-E2 実験計画書 (第 2 分冊) 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 宇宙科学研究本部 データセンター
- [15] GLENN F. KNOLL, 放射線計測ハンドブック第 3 版, 日刊工業新聞社 (2001)
- [16] http://www.johncaunt.com/pages/detectors/scint_properties.html
- [17] <http://andy.tagen.tohoku.ac.jp/yoshikawa/APD/apd-j.html>
- [18] 穴田貴康 2005 年度 修士論文 (ISAS/JAXA)
- [19] Kotoku, J et al., 2006, Nuclear Instruments and Method A, 565, 677
- [20] http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/s8664_series_kapd1012j03.pdf
- [21] Kataoka, J et al., 2010, JGR technical paper, in press
- [22] http://www-utheal.phys.s.u-tokyo.ac.jp/maxima/preprint/NeXT_WS_proc.doc
- [23] P. P. Webb et al., Properties of Avalanche Photodiodes, RCA. Rev., Vol. 35, p.234, June 1974

- [24] T. Ikagawa et al., Performance of large-area avalanche photodiode for low-energy X-rays and γ -rays scintillation detection, Nucl. Instr. and Meth. A 515(2003)
- [25] Y. Yatsu et al., Study of avalanche photodiodes for soft X-ray detection below 20 keV, Nucl. Instr. and Meth. A 564(2006)
- [26] 高橋忠幸, 宇宙開発委員会報告資料, 2008年,
http://astro-h.isas.jaxa.jp/doc/080901_NeXT_SAC1.pdf
- [27] 中本達也, 修士論文, 広島大学 (2003)
- [28] M. Moszyński et al., Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection, Nucl. Instr. and Meth. A 485(2002)
- [29] T. Nakamoto et al., BGO readout with photodiodes as a soft gamma-ray detector at $\sim 30^\circ$, Nucl. Instr. and Meth. A 536(2005)
- [30] 西岡博之、秋季天文学会発表、2009年 (東京大学)
- [31] Abdo et al, 2009, Science, 323, 1688
- [32] Yonetoku, D. et al, 2004, ApJ, 609, 935Y
- [33] Palmer, D. M., et al. 2005 Nature. 434, 1107P
- [34] Hurley, K., et al. 2009, arXiv0907.2462H, submitted to MNRAS
- [35] Fishman, G. J. et al., 1994, Science, 264, 1313
- [36] 五十川知子、修士論文、2005年、東京工業大学
- [37] 池尻祐輝、2008年秋季天文学会、広島大学
- [38] 三浦大陽、吉野将生、片岡淳、他 HXI/SGD チーム、HXI/SGD チーム内部レポート、2009年7月24日、早稲田大学
- [39] 西岡博之、他 HXI/SGD チーム、HXI/SGD チーム内部レポート、2010年1月21日、東京大学
- [40] 山岡和貴、修士論文、1998年、東京大学
- [41] <http://www.shimafuji.co.jp/product/spacecube01.html>
- [42] Hirokazu Odaka, Takayuki Yuasa, “ SpaceWire のつなげかた TRON 版 SpaceCube 編, ” 第 1.0 版, November 2006
- [43] 山岡和貴、HXI/SGD チーム内部レポート、2009年8月23日、青山学院大学
- [44] 三上直樹、初めて学ぶデジタル・フィルタと高速フーリエ変換、CQ 出版社