高感度 MeV ガンマ線観測実験 SMILE-3 に向けた μ-PIC 読み出し基板の開発と 放射性廃棄物の放射能濃度測定

2025年1月24日

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 宇宙線研究室

塚本 博丈

概 要

銀河中心領域における電子陽電子対消滅線の空間分布は INTEGRAL/SPI で観測され、銀河中 心に集中するバルジ成分と銀河面に広がるディスク成分が見られるが、未だ陽電子起源は不明で ある。陽電子起源の解明には詳細な空間分布画像が必要だが、従来の MeV ガンマ線望遠鏡では 光子の到来方向を一意に定めることができず、統計的推論方法に結果が大きく依存してしまう上 に、MeV 帯域で発生する大量のバックグラウンドを除去できないため、現状の観測結果では議 論を進めることができない。この現状を打破するため、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCC (Electron-Tracking Compton Camera)を開発している。ETCC は従来コンプトンカメラ ETCC (Electron-Tracking Compton Camera)を開発している。ETCC は従来コンプトンカメラ ETCC (Electron-Tracking Compton Camera)を開発している。ETCC は従来コンプトン法に加 えて電子飛跡を検出することで、光子の入射方向を一意に決定し、かつ強力なバックグラウンド除 去能力を持っている。次期気球実験計画 SMILE-3 (Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loadedon balloon Experiments)では電子陽電子対消滅線の詳細な空間分布から軽い WIMP (Weakly Interacting Massive Particles)・原子ブラックホールの存在に迫るため、前回実験 SMILE-2+から 空間分解能を 2~3 倍、有効面積を 5~10 倍向上させ、エネルギー分解能を FWHM 8~9 % at 511 keV に改善する必要がある。

本研究では ETCC で使用しているガス TPC (Time Projection Chamber)運用性向上を目指 し、SMILE-3 に向けて新たに信号読み出し基板の開発を行なった。開発した基板で取得した電子 飛跡にノイズが発生したが、原因がクロストークだと突き止め、配線を修正した基板で問題なく TPC のデータを取得できることを確認した。更に新機能であるクロック同期機能と ASIC ラッチ アップ自動復旧機能も実装し、TPC 全体の運用性を向上させた。

また ETCC を用いた天体解析手法のノウハウを獲得できることや ETCC の応用利用として放射 能濃度測定の効率化が図れることから、新型転換炉原型炉ふげんで放射性廃棄物のモニター測定を 行った。環境放射能濃度 ~0.1 μSv/h の場所で、ETCC から約 3.8 m 離れた位置にある ~1 μSv/h の放射が見られた領域を視野に収めて測定した。領域ごとのエネルギースペクトルとエネルギーバ ンドごとのガンマ線画像から放射が強い領域の線源は ⁶⁰Co である可能性が高く、ETCC の応用利 用性を示すことができた。

目 次

第1章	MeV ガンマ線天文学の現状と要求	2
1.1	銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線	2
1.2	光と物質の相互作用	12
1.3	従来の観測手法と次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要求	14
第2章	電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCC と SMILE 計画	23
2.1	ETCC の検出原理	23
2.2	ETCC の雑音除去能力	25
2.3	検出器の構成	28
	2.3.1 ガス飛跡検出器	28
	2.3.2 位置感度型シンチレータ	31
2.4	データ収集システム	32
2.5	SMILE-3 計画	37
第3章	$\mu ext{-PIC}$ 信号読み出し基板 $\operatorname{Encoder}$ の開発	41
3.1	従来の μ-PIC 信号読み出し基板	41
3.2	新基板の開発	45
	3.2.1 開発の概要	45
	3.2.2 ASIC ペデスタル補正	47
	3.2.3 配線間クロストークによるノイズの発生	51
	3.2.4 アナログ波形の低雑音化とデータ削減	57
	3.2.5 新基板の修正と動作確認	62
3.3	新機能実装	67
	3.3.1 クロック同期機能	67
	3.3.2 ASIC ラッチアップ自動復旧機能	67
第4章	ふげん廃炉モニター用 ETCC の開発	69
4.1	実験目的	69
4.2	モニター用 ETCC 概要	72
4.3	イベント抽出条件の最適化................................	74
4.4	性能評価	78
4.5	放射性廃棄物の測定結果と考察	87
第5章	まとめと今後の課題	93
5.1	まとめ	93
5.2	今後の課題	93

第1章 MeVガンマ線天文学の現状と要求

光子のエネルギーが 0.1~100 MeV である MeV ガンマ線の宇宙観測では、放射性同位体の崩壊 に伴う核ガンマ線から超新星爆発中の元素合成プロセスを解明すること [1] や、10⁶ 年程度の寿命 を持つ放射性同位体の銀河系内分布から元素が拡散する様子が観測できる [2]。また銀河系内の電子 陽電子対消滅線放射を観測し陽電子起源から軽い WIMP(Weakly Interacting Massive Particles) の存在制限をかけること [3] ができる。さらに高エネルギー陽子が分子雲に衝突した時に生成する 中性パイ中間子の崩壊ガンマ線や原子核の脱励起線から、それぞれ 300 MeV 以上, 100 MeV 以下 のエネルギーを持つ宇宙線の相互作用を確認できると期待されている [4]。しかし MeV ガンマ線 領域は観測自体が困難で、他波長に比べて研究が大きく遅れている分野である。なぜなら、波長 が 10⁻¹² m と短いため X 線のように鏡で集光することができず、広い有効面積の確保が難しい上、 MeV ガンマ線と物質との相互作用で優位なコンプトン散乱を検出器以外の場所で起こし入射光子 のエネルギー・到来方向の情報を一部失うこと、更に宇宙線と観測筐体自体との相互作用によっ て雑音ガンマ線が大量に発生してしまい SN 比が悪くなる [5] からである。本章では我々の研究グ ループが次の科学目標の 1 つとしている銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線について述べた 後、従来の MeV ガンマ線検出器では観測が進まなかった理由と、今後 MeV ガンマ線天文学を進 展するために必要な要求について述べる。

1.1 銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線

陽電子とは、Dirac が 1931 年に予測し [6]1932 年に Anderson によって発見された [7]、電子と同 質量で正の電荷を持つ粒子である。電子と陽電子が対消滅する際、直接衝突して対消滅する場合と ポジトロニウムという束縛状態を形成してから崩壊する場合がある。前者の場合、運動量保存則か ら重心系で 511 keV の光子 2 つが正反対の方向に放射される。一方後者は、電子と陽電子のスピ ンの方向が反対向き(スピン S = 0)で寿命が 1.2×10^{-10} s のパラポジトロニウム(以下 p-Ps) と、電子と陽電子のスピンの方向が同じ向き(スピン S = 1)で寿命が 1.4×10^{-7} s のオルソポジ トロニウム(以下 o-Ps)とで放射する光子数が変化する。スピン保存則と運動量保存則から、p-Ps の場合は重心系で 511 keV の光子 2 つが正反対の方向に放射され、o-Ps の場合は 511 keV 以下の 光子 3 つが連続スペクトルとして放射される。この性質を用いて、511 keV の輝線成分の強度 $I_{2\gamma}$ と 511 keV 以下の連続成分の強度 $I_{3\gamma}$ の比から、観測された電子陽電子対消滅線がポジトロニウ ム由来である割合 f_{Ps} を求めることが出来る。電子と陽電子が直接衝突して対消滅し 511 keV の 光子を 2 つ放射する成分が $2 \cdot (1 - f_{Ps})$ 、スピンの合成則から p-Ps と o-Ps の生成割合が 1:3 であ ることを踏まえると、p-Ps の崩壊により 511 keV の光子を 2 つ放射する成分が $(1/4) \cdot 2f_{Ps}$ 、o-Ps の崩壊により連続成分の光子を 3 つ放射する成分が $(3/4) \cdot 3f_{Ps}$ であるため、 $I_{2\gamma}, I_{3\gamma}, f_{Ps}$ は次の



図 1.1.1: Johnson らによる 1970 年の気球実験で得られた気球高度下での銀河中心領域のスペクトル [9]。530 keV 以上での upper limit は 2 σ である。図中の直線は power law fitting の結果で $N(e) = (10.5 \pm 2.2)E^{-(2.37\pm0.05)}$ photons cm⁻² s⁻¹ keV⁻¹ である。473 ± 30 keV にフラックス 過剰が見られる。

式で与えられる [8]。

$$I_{2\gamma} \propto 2(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4} \cdot 2f_{Ps} = 2 - \frac{3}{2}f_{Ps}$$
(1.1.1)

$$I_{3\gamma} \propto \frac{3}{4} \cdot 3f_{Ps} \tag{1.1.2}$$

$$f_{Ps} = \frac{\frac{8I_{3\gamma}/I_{2\gamma}}{9+6I_{3\gamma}/I_{2\gamma}}}{9+6I_{3\gamma}/I_{2\gamma}}$$
(1.1.3)

ただし式 (1.1.3) はポジトロニウムにピックオフ反応やスピン交換反応が起きない環境で起きていることを仮定した。太陽フレア中の太陽大気や新星のエンブロープのようにガス密度が大きいと、ポジトロニウムが媒質中の原子・電子・光子と衝突するまでの時間スケールが o-Ps の寿命以下になり、o-Ps が破壊されたり(3Ps + X \rightarrow X + Ps)スピンフリップによって p-Ps に変換される(3Ps + X \rightarrow X + Ps)反応が発生し、o-Ps の崩壊による連続成分の寄与が減少する [8]。

最初に銀河中心領域の電子陽電子対消滅線を観測したのは Johnson らによる 1970 年の気球実験 である [9]。NaI(Tl) シンチレーターで 473 ± 30 keV に $(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ photons cm⁻² s⁻¹ の フラックスで過剰なスペクトル放射を観測した(図 1.1.1)。しかし当時はエネルギーが 511 keV から大きくずれていることから、対消滅線ではなく放射性同位体による放射だと結論付けていた。 後にこれは検出器のエネルギー分解能が FWHM 75 keV at 511 keV と悪く、511 keV の輝線と連



図 1.1.2: Leventhal らによる 1977 年の気球実験で得られた気球高度下での銀河中心領域の微分ス ペクトル [10]。黒線は 511 keV のガウシアン、o-Ps による連続成分 [11]、power-law の連続成分で フィッティングした時の結果で、ポジトロニウムの生成割合が *f_{Ps}* = 0.92 となった。

続成分が分離できていないために、ピークのエネルギーがずれていたことが判明した [15]。次に Leventhal らによるエネルギー分解能の良いゲルマニウム(FWHM 3.2 keV at 511 keV)を用いた 1977 年の気球実験によって、511 keV の輝線と連続成分を分離して観測することに成功した [10]。 図 1.1.2 が得られた微分スペクトルで、フィッティング結果から銀河中心領域の対消滅線における ポジトロニウムの生成割合は f_{Ps} = 0.92 と非常に大きいことが分かった。その後、Leventhal らの 気球実験 [16, 17] や HEAO-3 の観測 [18] によって時間変動する対消滅線のフラックスが得られた が、1980~1988 年の SMM の観測 [19] や HEAO-3 による追観測 [20] によって、時間変動は見られ ないという結論に至った [21, 22, 23]。ここで述べた実験における検出器の視野と得られた対消滅 線のフラックスをまとめたのが図 1.1.3 になる。フラックスと検出器の視野の間に正の相関がある ことから、銀河中心領域の電子陽電子対消滅線の空間分布はある程度広がった形を取ることが予想 される。

対消滅線の空間分布が初めて作成されたのは、1997年の CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) /OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) である [12]。図 1.1.4 は OSSE で観測した銀河中心領域の電子陽電子対消滅線のスペクトルと空間分布画像である。図左のスペク



図 1.1.3: 過去の対消滅線観測で得られたフラックスと検出器の視野([12] を改変)。赤点線は対消 滅線が点源1個から放射されている時、青実線は SPI の観測結果を表す放射モデル [13]、赤実線は 銀河面に一様に放射している時の視野とフラックスの関係を示す。

トルフィッティングからは対消滅線におけるポジトロニウム生成割合が $f_{Ps} = 0.98 \pm 0.04$ とやは り大きいことが示されている。また図右の 511 keV 空間分布画像からは、銀河中心に放射が集中 するバルジ成分と、銀河面に広がって放射するディスク成分が観測されている。更に OSSE は銀河 中心から正の銀緯方向に向かって広がった放射を観測しており、Positive Latitude Enhancement (PLE) として注目を集めたものの、観測露光時間が一様でないために空間分布画像に偏りが出るこ とが指摘され [24]、後の追観測から否定された [25, 8]。その後 2010 年にも、*INTEGRAL* (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) /SPI (SPectromete for INTEGRAL) によって 対消滅線の空間分布画像が得られた(図 1.1.5[14, 13])。SPI の観測結果からもバルジ成分の放射 が強いことが示され、ディスク成分とのフラックス比は約 1.7 倍である。図 1.1.6 の SPI による バルジ・ディスクのスペクトルを見ると、対消滅線におけるポジトロニウム生成割合がそれぞれ 1.080 \pm 0.029, 0.902 \pm 0.192 と非常に大きいことが分かる。この観測結果を説明する 511 keV の空 間分布モデルが図 1.1.7 になる [13]。このモデルではバルジ領域が銀河中心から数十度、ディスク 領域が約 60 度ほど広がっているとされており、他波長で観測されている銀河面に張り付くような 天体由来の放射強度分布と大きく異なっている。

観測スペクトルから、銀河中心領域の電子陽電子対消滅線は陽電子がポジトロニウムを介して放 射する寄与が非常に大きいことが分かる。陽電子が物質と相互作用する時の反応断面積を図 1.1.8 に示すが、ポジトロニウムを形成する寄与が大きいのは陽電子 10~100 eV で原子や分子から電子



図 1.1.4: *CGRO*/OSSE による銀河中心領域のスペクトル(図左)と、511 keV の空間分布画像 (図右)([12] に加筆)。図左の黒線は 511 keV, 2.5 keV のガウシアン、o-Ps による連続成分 [11] (赤実線枠)、power-law の連続成分でフィッティングした時の結果で、ポジトロニウムの生成割合 は $f_{Ps} = 0.98 \pm 0.04$ である。図右の空間分布では、銀河中心から正の銀緯方向に向かって広がっ た放射がみられる。これは後に観測露光時間が一様でない影響が強いことが指摘される [8]。

Process	Threshold [eV]
$\mathrm{e^{+}} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{Ps} + \mathrm{H^{+}}$	6.8
$\mathrm{e^+} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{e^-} + \mathrm{H^+}$	13.6
$\mathrm{e^+} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{H^*}$	10.2
$\mathrm{e^+} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{H^{**}}$	12.1
$e^+ + He \rightarrow Ps + He^+$	17.8
$\mathrm{e^+} + \mathrm{He} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{e^-} + \mathrm{He^+}$	24.6
$\mathrm{e^+} + \mathrm{He} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{He^*}$	21.2
$e^+ + H_2 \rightarrow Ps + H_2^+$	8.6
$e^+ + H_2 \rightarrow e^+ + e + H_2^+$	15.4
$\mathrm{e^+} + \mathrm{H_2} \rightarrow \mathrm{e^+} + \mathrm{H_2}^*$	12.0

表 1.1.1: 陽電子と H, He, H₂ との反応における閾値 [8]。

を取り込む反応 (e⁺ + X → Ps + X⁺) である [8]。ただし、その反応の閾値は表 1.1.1[8] より H: 6.8 eV, He: 17.8 eV, H₂: 8.6 eV であるため、数千 K 程度の高温環境下でしか発生しない。実際 SPI のスペクトルは温度 8000 K, 電離度 0.1 の環境下で陽電子がポジトロニウムを形成した場合 と一致する (図 1.1.9、[26])。仮に陽電子が天体から生成された場合、表 1.1.2[8] より対消滅線観 測結果から推定される陽電子の量には足りるが、生成された陽電子は MeV 以上のエネルギーを持 つ。そのため陽電子のエネルギー損失 (図 1.1.10, [8]) から、エネルギーを 100 eV 程度まで冷や すのに 10^{4-5} 年もかかってしまうが、1 MeV の陽電子 ~ 0.6c (c は光速) だと銀河系スケールで ある数+ kpc も移動することになり、バルジ成分の放射を説明するのは難しい。以上のことから、 スペクトルと空間分布を統一的に説明できる陽電子起源は未だ明確になっていない。一方で、仮に 軽い WIMP の対消滅 [3] や原始ブラックホールからのホーキング放射 [27] が陽電子の起源であれ



101 0.0015 0.002 0.0025 0.003				
)01 0.0015 0.002 0.0025 0.003	1 1	1	1	1
	01 0.0015	0.002	0.0025	0.003

図 1.1.5: *INTEGRAL*/SPI による銀河中心領域の 511 keV 空間分布 [14]。エネルギーバンドは 508.25~513.75 keV で、カラーバンドの単位は photons cm⁻² s⁻¹、1 ピクセルのサイズは 5°×5° である。

ば、質量分布に依存した空間分布になる。節 1.3 で述べるように、従来の MeV ガンマ線望遠鏡で は光子の到来方向を一意に決定できず、統計的推論に頼った解析しかできないが、OSSE のように 手法や露光時間によって結果が大きく異なってしまうため [12]、過去の観測結果で得られた空間分 布(図 1.1.4, 1.1.5)では対消滅線の詳細な議論を進めることができない。そのため陽電子起源の 解明の為には、露光時間を一様にできる大きな視野を持ち、角度分解能が優れた全単射の MeV ガ ンマ線望遠鏡による詳細な空間分布画像が必要である。



図 1.1.6: *INTEGRAL*/SPI による (a) バルジ領域、(b) ディスク領域の対消滅線のスペクトル [13]。 赤点線が 511 keV のガウシアン、緑点線が o-Ps 連続成分、青点線が系内拡散ガンマ線連続成分で、 フィッティング結果が黒線になる。ポジトロニウムの生成割合はバルジ領域が $f_{Ps} = 1.080 \pm 0.029$ 、 ディスク領域が $f_{Ps} = 0.902 \pm 0.192$ で、共に対消滅線がポジトロニウム由来であることを示して いる。



図 1.1.7: *INTEGRAL*/SPI による観測結果(図 1.1.5)を説明する 511 keV の空間分布モデル [13]。 他波長で観測される放射分布と大きく異なっている。



図 1.1.8: 陽電子が水素原子や自由電子と相互作用する時の反応断面積 [8]。陽電子が水素原子から 電子を奪ってポジトロニウムを形成する(赤実線)には、陽電子のエネルギーが 10~100 eV であ る必要がある。

表 1.1.2: 陽電子の主な系内生成源 [8]。天体から陽電子が放射された場合、対消滅線の観測結果から得られる陽電子の量には足りるが、生成時のエネルギーが MeV 以上なため、ポジトロニウムを 形成するために約 100 eV まで冷やされる必要がある。

Source	Process	$E(e^+)^a$	e^+ rate ^b	Bulge/Disk ^c	Comments
		(MeV)	$\dot{N}_{e^+}(10^{43}~{\rm s}^{-1})$	\widetilde{B}/D	
Massive stars: ²⁶ Al	β^+ -decay	~ 1	0.4	< 0.2	$\dot{N}, B/D$: Observationally inferred
Supernovae: ²⁴ Ti	β^+ -decay	~ 1	0.3	< 0.2	N: Robust estimate
SNIa: ⁵⁶ Ni	β^+ -decay	~ 1	2	< 0.5	Assuming $f_{e^+,esc} = 0.04$
Novae	β^+ -decay	~ 1	0.02	< 0.5	Insufficent e ⁺ production
Hypernovae/GRB: ⁵⁶ Ni	β^+ -decay	~ 1	?	< 0.2	Improbable in inner MW
Cosmic rays	p-p	~ 30	0.1	< 0.2	Too high e^+ energy
LMXRBs	$\gamma-\gamma$	~ 1	2	< 0.5	Assuming $L_{e^+} \sim 0.01 \ L_{obs,X}$
Microquasars (μQs)	$\gamma - \gamma$	~ 1	1	< 0.5	e^+ load of jets uncertain
Pulsars	$\gamma - \gamma / \gamma - \gamma_B$	>30	0.5	< 0.2	Too high e^+ energy
ms pulsars	$\gamma - \gamma / \gamma - \gamma_B$	>30	0.15	$<\!0.5$	Too high e^+ energy
Magnetars	$\gamma - \gamma / \gamma - \gamma_B$	>30	0.16	< 0.2	Too high e^+ energy
Central black hole	p-p	High	?		Too high e^+ energy, unless $B > 0.4 \text{ mG}$
	$\gamma - \gamma$	1	?		Requires e^+ diffusion to $\sim 1 \text{ kpc}$
Dark matter	Annihilation	1(?)	?		Requires light scalar particle, cuspy DM profile
	Deexcitation	1	?		Only cuspy DM profiles allowed
	Decay	1	?		Ruled out for all DM profiles
Observational constraints	8	<7	2	>1.4	



図 1.1.9: 温度 8000 K, 電離度 0.1 の環境で陽電子が中性原子対消滅線を放射したモデル(実線)と SPI の観測結果 [26]。



図 1.1.10: 星間物質中での陽電子のエネルギー損失 [8]。MeV オーダーの陽電子がポジトロニウム を形成する約 100 eV まで冷やされるには 10⁴⁻⁵ 年ほど時間がかかってしまう。



図 1.2.1: Ar に対する光子の反応断面積 [28]。赤実線が光電吸収、黄色点線がレイリー散乱、黒点 線がコンプトン散乱、水色が原子核場による対生成、水色点線が電子場による対生成である。光子 のエネルギーが数 keV では光電吸収、数百 keV ではコンプトン散乱、数十 MeV では対生成の寄 与が大きい。

1.2 光と物質の相互作用

光は電気的に中性なため、検出するには光子が物質と相互作用して生成された荷電粒子を検出す る必要がある。本節は光と物質の相互作用である光電吸収・コンプトン散乱・電子陽電子対生成に ついて説明する。

光電吸収とは、原子中の軌道電子の束縛エネルギーより大きいエネルギーを持った光子が原子に 吸収され、電子が原子外に放出される現象である。光電吸収の断面積は吸収される電子の軌道準位



図 1.2.2: コンプトン散乱角 ϕ の入射光子エネルギーに対する依存性 [29]。入射光子のエネルギー が高くなるほど前方散乱になる。

によって異なる。K 殻電子の場合は次の式で与えられる:

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_0^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2}$$
(1.2.1)

ここで Z は原子番号、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ は電磁気の微細構造定数、 $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ は古典電子半径、 m_e は電子の静止質量、c は光速、 E_{γ} は入射光子のエネルギーである。入射光子のエネルギーが大きくなるほど、束縛エネルギーの高い内側の軌道電子が放出されるようになる。そのため、各軌道の束縛エネルギーに対応した吸収端が光電吸収の断面積には現れる(図 1.2.1)。放出される電子軌道によって、断面積の原子番号 Z に対する依存性が変化し、およそ Z^{4-5} に比例する。光電吸収では原子核による電場が相互作用に影響するため、同じ電子数の分子であっても原子番号の小さい原子で構成されているほど光電吸収は発生しにくい。

次にコンプトン散乱とは、光子と電子の相対論的な散乱現象である。光子が自由電子と衝突した 場合、散乱光子のエネルギー E_{γ} と反跳電子のエネルギー K_e は、入射光子のエネルギー E_0 と散 乱角 ϕ を用いて、エネルギー保存則・運動量保存則より次の式で与えられる:

$$E_{\gamma} = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}$$
(1.2.2)
$$K_e = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}$$
(1.2.3)

また散乱光子の微分散乱断面積はクライン-仁科の式で与えられる:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{scat}}{\mathrm{d}\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1+k(1-\cos\phi)}\right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\phi}{2}\right) \left(1+\frac{k^2(1-\cos\phi)^2}{(1+\cos^2\phi)\{1+k(1-\cos\phi)\}}\right) \quad (1.2.4)$$

コンプトン散乱は電子との散乱であるため、断面積は物質中の電子数に比例する。入射光子のエネルギーに対するコンプトン散乱角 φ の確率分布を示したのが図 1.2.2 である。入射光子のエネル ギーが電子静止質量 511 keV 以上に大きくなると、相対論的効果により前方散乱の確率が増える。

最後に電子陽電子対生成とは、電子質量 511 keV の 2 倍である 1022 keV 以上のエネルギーを持 つ光子が、原子核のクーロン電場と相互作用し電子と陽電子が対生成される現象である。対生成の 反応断面積は次の式で与えられる:

$$\sigma_{pair} = \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right) \quad \left(E_{\gamma} \ll \frac{137}{Z^{1/3}} m_e c^2 \right) \tag{1.2.5}$$

$$= \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{27} \right) \quad \left(E_\gamma \gg \frac{137}{Z^{1/3}} m_e c^2 \right) \tag{1.2.6}$$

断面積は原子核の作るクーロン電場によって決まり、Z²に比例する。

これら3つの相互作用は図1.2.1 のAr に対する反応断面積のように、入射光子のエネルギーが 数 keV 程度では光電吸収が、数100 keV~数 MeV ではコンプトン散乱が、数十 MeV では電子陽 電子対生成が優勢になる。光電吸収と電子陽電子対生成は原子核のクーロン電場が相互作用してい るので物質を構成する原子の原子番号で断面積の大きさが決まる一方、コンプトン散乱は電子との 相互作用なので、物質中の電子数で断面積が決まる。そのため MeV ガンマ線をコンプトン散乱を 用いて観測する場合、原子番号が小さい原子で構成され、かつ電子数が多くなる多原子分子を標的 とした検出器が最適となる。

1.3 従来の観測手法と次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要求

CGRO に搭載された OSSE はタングステンのコリメーターを用いたガンマ線検出器である [30] (図 1.3.1)。遮蔽物であるコリメーターによって視野を絞ることにより、入射光子の到来方向を制 限する仕組みである。検出部では NaI(Tl) と CsI(Na) シンチレーターを光学的に接合し、CsI 側か ら光電子増倍管 PMT で信号を読み出すことでガンマ線を検出している。このように減衰時間の異 なる 2 つのシンチレーターを接続した検出器をホスウィッチ検出器と呼び、読み出された信号の立 ち上がり時間から前段・後段のどちらでガンマ線が吸収されたイベントなのかを判別することがで きる。そのため前方からガンマ線が入射した場合に相当する NaI で吸収されたイベントを抽出す ることで、後方からガンマ線が入射した雑音イベントを除去することができる。検出部の NaI と CsI の周囲をアクティブシールドである NaI(Tl) シンチレーターで取り囲んで反同時計数をとって おり、また開口部にプラスチックシンチレーターを取り付け荷電粒子によるバックグラウンドを除 去している。

コリメーター法の問題点としては、視野外からのガンマ線が吸収されるようにコリメーターを厚 くする必要があり、開口率が小さくなって有効面積が稼げない点がある。また MeV ガンマ線の場 合、コリメーターを透過したりコリメーターでコンプトン散乱してから検出部に入射することがあ り、視野方向から入射したガンマ線と区別ができない点もある。更には宇宙線とコリメーター自身 が相互作用してガンマ線を放出してしまい雑音源となる問題点も存在する。



図 1.3.1: *CGRO*/OSSE の検出器全体像(左)と、検出器 1 つあたりの構成(右)[30]。NaI(Tl) と CsI(Na) シンチレータを並べたホスウィッチ検出器で、コリメーターによって視野を絞り入射ガ ンマ線の到来方向を得る。またアクティブシールドとしてシンチレーターを囲む NaI(Tl) による反 同時係数をとっており、さらにコリメーター開口部に荷電粒子バックグラウンドを取り除くプラス チックシンチレータがある。

INTEGRALに搭載された SPI はコーデッドマスクを用いたガンマ線望遠鏡である [31] (図 1.3.2)。 パターン化されたマスクを用いることで、検出器に投影されたマスクの影の情報から入射ガンマ線 の到来方向を得る仕組みである。SPI では六角形の Ge 半導体検出器を低温環境で動作させること でエネルギー分解能 FWHM 2.5 keV at 1.33 MeV を達成しており [31]、ラインガンマ線の観測に 限れば MeV ガンマ線望遠鏡の中で感度が最も良い検出器である。コーデッドマスクは厚み 3 cm のタングステンで作られている。また SPI の周囲を取り囲むように 790 cm² の BGO を 90 個配置 して反同時係数をとっており、マスクの直下にプラスチックシンチレータを置くことでも荷電粒子 によるバックグラウンドを除去している。

コーデッドマスク法の問題点は、厳密に入射ガンマ線画像を解いていない点にある。添字 *i* を検 出器でガンマ線が吸収された位置、添字 *j* をガンマ線の到来方向とした時、コーデッドマスクはガ ンマ線を透過するピクセルを 1、透過しないピクセルを 0 とするマスクパターン行列 *M_{ij}* で定義さ れる。この時、検出器位置 *i* でのガンマ線イベント数 *d_i* は、*j* 方向から到来したガンマ線の数を *s_i*、位置 *i* でのバックグラウンドイベント数を *b_i* とすると、次の式で与えられる:

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \tag{1.3.1}$$

入射ガンマ線のイメージングは s_i について解くことで得られるが、未知数 s_i, b_i に対して方程式の 数が少ないため厳密に解くことはできない。そこでコーデッドマスク法では s_i ≫ b_i ~ 0 を仮定し て、統計的推論を用いてガンマ線画像を得ている。そのためバックグラウンド除去が非常に大事に なる。しかしコーデッドマスク法では透過しないピクセルでガンマ線を透過しないように厚みを大 きくする必要があり、分厚いほどマスク自体でコンプトン散乱確率が高くなるため、マスクで散乱 されて到来方向とエネルギー情報を失ったガンマ線がバックグラウンドとなってしまう。実際に超 新星爆発 SN2014J を観測した際、バックグラウンドは天体信号の約 10³⁻⁴ 倍も検出していた(図 1.3.3, [1])。また入射ガンマ線の影で到来方向を決定するため、検出器にマスクパターンが映るほ



図 1.3.2: INTEGRAL/SPIの検出器全体像(右)とコーデッドマスク法の検出イメージ(左)[31]。

ど多数のイベントを取得する必要があり、1イベントごとに到来方向を一意に決定できない。また 視野以上に広がった天体は一様にガンマ線が到来するため、コーデッドマスク法では観測できな い。明るい点源や狭い領域の観測には適するが、大きな構造を持った天体現象の観測には不向きで ある。

CGRO に OSSE と同じく搭載された COMPTEL (Imaging Compton Telescope) は MeV ガン マ線帯域で現在最高の感度を持つ望遠鏡である (図 1.3.4, [32])。COMPTEL ではコンプトン法を 用いて入射ガンマ線のエネルギー・到来方向を再構成している。前段に原子番号の小さい検出器を 置いてコンプトン散乱を起こし、後段に原子番号の大きい検出器を置いて散乱ガンマ線を吸収させ ることによって、前段でコンプトン散乱の散乱点と反跳電子のエネルギー K_e 、後段で散乱ガンマ 線の吸収点とエネルギー E_{γ} を得て、次の式から入射ガンマ線のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ を求め ている:

$$E_0 = E_\gamma + E_e \tag{1.3.2}$$

$$\cos\phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{K_e + E_\gamma}\right) \tag{1.3.3}$$

COMPTEL の場合、前段の散乱体に液体シンチレーター、後段の吸収体に NaI シンチレーターを 用いており、それぞれの周囲をプラスチックシンチレーターで取り囲み反同時係数をとっている。 液体シンチレーターでは PSD (Pulse-Shape Discrimination)によってガンマ線イベントと中性子 イベントを区別している。取得したデータは散乱角 $\phi < 30^\circ$ に絞り、視野方向から到来した光子を 抽出できるようにしている。また散乱体と吸収体の距離を離して、それぞれの検出器で信号が発生



図 1.3.3: SPI 検出器で超新星爆発 SN2014J を観測した際のエネルギースペクトル(赤線)とバッ クグラウンド(黒線)[1]。バックグラウンドは天体信号の約 10³⁻⁴ 倍も検出している。

するタイミング差である ToF (Time of Flight)を測定することで、どちらの検出器で先にイベントが発生したかを判別してガンマ線到来方向の前後判定を行うことができる。

従来コンプトン法の問題点は、コンプトン散乱における電子の反跳方向を取得していないことで ある。検出器の情報から式 (1.3.3) で与えられる散乱角しか決定できず、入射ガンマ線の到来方向 は円環状の領域 (event circle) にしか制限できない。そのためこの手法で到来ガンマ線のイメー ジングをする場合、少なくとも3イベント以上の event circle を重ね合わせした上で統計的推論が 必要になる。event circle が最も密に重なった領域が入射ガンマ線源の位置だが、図 1.3.5 のように 線源位置以外にも多数の交点が存在してしまい、偽の像が現れて真の線源位置を特定できない。更 に、衛星筐体自身から発生してしまう大量のガンマ線と真の信号を区別できない問題点もある [5]。 図 1.3.6 は COMPTEL で検出してしまう衛星筐体で発生する主なバックグラウンドを表した図だ。 図の D1 は散乱体、D2 は吸収体の検出器で、図中 A~F の矢印は次の反応によるバックグラウン ドを表している。

- A D1 の内部から入射するガンマ線 1 個のイベント。ToF や散乱角からこのバックグラウンドを区 別できない。
- B D1の周囲から入射するガンマ線1個のイベント。散乱角からある程度除去可能である。
- C D1内で発生した、宇宙線の陽子・中性子と物質との相互作用で励起した原子核が、シャワーや 制動放射、陽電子の対消滅によって複数のガンマ線を放出するイベント。ToF は天体由来の 値以下になり区別できない。



図 1.3.4: CGRO/COMPTEL の検出器全体像 [32]。前段の散乱体である液体シンチレーターで入 射ガンマ線をコンプトン散乱し、後段の吸収体である NaI シンチレーターで散乱ガンマ線を吸収 する。入射ガンマ線の散乱位置・反跳電子のエネルギー・散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーか ら、入射ガンマ線の散乱角(式 (1.3.3))を決定するコンプトン法を用いている。

- **D** D1 と D2 の周囲で発生した、複数のガンマ線が放出するイベント。発生位置に依存して ToF は 0 を中心に広がった分布となる。
- E 全く関係のない反応で放出された2個のガンマ線で同時が取れたイベント(偶発事象)。ToFは 非一様に広がった分布となる。
- F 高エネルギー宇宙線が衛星筐体と複数の位置で相互作用をして生じた複数のガンマ線で同時が 取れたイベント。ToF は広がった分布となる。

COMPTEL で得た信号の ToF 分布をシミュレーションしたのが図 1.3.7 になる。なおここでは反応 B のバックグラウンドを散乱角から除去した場合を考えている。入射ガンマ線が前方 D1 から後方 D2 に入射した場合は ToF $\simeq 5$ ns となり (Foward Peak)、逆に後方 D2 から前方 D1 に入射した場合は ToF $\simeq -5$ ns となる (Backward Peak)。天体からのガンマ線に相当する ToF $\simeq 5$ ns の信号を抽出することである程度バックグラウンドを除去できるものの、信号より雑音が多いこと



図 1.3.5: コンプトン散乱における電子の反跳方向を取得しない、従来コンプトン法でのガンマ線 再構成画像のイメージ。入射ガンマ線の到来方向を散乱角(式 (1.3.3))に対応する円環状(event circle)にしか制限できず、円環の重ね合わせでガンマ線画像を得るため、真の線源位置以外にも 偽の像が現れる。

が分かる。実際に COMPTEL で取得した衛星軌道上での ToF の分布を見ても(図 1.3.8, [33])、 ToF によるイベント抽出ではバックグラウンドを抑えられない。

天文学において入射光子の到来方向とエネルギーの情報を取得することは極めて重要である。ま た MeV ガンマ線は雑音が多い帯域なので、有効面積を大きくできたとしてもバックグラウンドを 除去して SN 比を向上することも重要である。しかし、コーデッドマスク法も従来コンプトン法 も、入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を一意に定めることができない。また宇宙線と衛星筐 体との相互作用で生成される放射性同位体や荷電粒子によるバックグラウンドも非常に多く、従 来の望遠鏡では天体由来の真の信号と区別することができない。そのため MeV ガンマ線は観測自 体が進んでいない。実際、MeV ガンマ線領域で一番成果を上げたとされる CGRO/COMPTEL が 検出できた MeV ガンマ線天体は 32 個と少なく [35]、INTEGRAL/SPI に至っては 6 天体しか検 出していない [36]。これは他波長の X 線・GeV ガンマ線望遠鏡の成果と比べると、図 1.3.9 のよ うに明らかに観測数が少ない。そのため節 1.1 で述べた電子陽電子対消滅線の過去の観測結果(図 1.1.4、1.1.5)では、空間分布の詳細な議論を進めることができない。この現状を打破するために は、COMPTEL の結果を踏まえた次世代の検出器に必要な要求 [37] で述べられているように、1 イベントごとに到来方向を決定でき、角度分解能とバックグラウンド除去に優れた MeV ガンマ線 検出器が必要になる。



図 1.3.6: COMPTEL でコンプトン散乱イベントとして有効になってしまう衛星筐体由来の主なな バックグラウンド [5]。D1 が散乱体、D2 が吸収体の検出器を表している。A~F の反応は本文を 参照。



図 1.3.7: COMPTEL における ToF 分布シミュレーション [5]。A~F の反応は図 1.3.6 と本文を参 照。前方からガンマ線が入射したイベントが Forward Peak、後方から入射したイベントが backward Peak に相当する。天体からの信号に対応する Forward Peak を抽出しても、バックグラウンドの 量が非常に多いことが分かる。



図 1.3.8: COMPTEL の実際の ToF 分布 [33]。左が地上、右が衛星軌道上での分布である。地上に 比べて衛星軌道上では、ToF によるイベント抽出をしても雑音が多くなってしまうことが分かる。



図 1.3.9: X 線・ガンマ線定常天体観測数の推移 [34]。MeV ガンマ線望遠鏡は他波長の X 線・GeV ガンマ線と比べると明らかに観測が進んでいないことが分かる。

第2章 電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCCとSMILE計画

節1.3 で述べたように、従来の MeV ガンマ線望遠鏡では入射ガンマ線1光子ごとに到来方向を 一意に決定できなかった。また検出器に内在する放射性同位体や宇宙線と衛星筐体との相互作用に よるガンマ線など、大量に発生するバックグラウンドを除去できていなかった。MeV ガンマ線観測 を切り開くためには、バックグラウンドを極力排除して、1 光子ごとに入射方向を一意に決定する 必要がある。そのためには、従来コンプトン法では取得していない反跳電子の方向を検出すること が必要不可欠になる。よって我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCC(Electron-Tracking Compton Camera)を開発し、MeV ガンマ線科学観測を行う気球実験 SMILE 計画(Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on balloon Experiments)を進めている。本節では ETCC の概要及 び SMILE 計画について述べる。

2.1 ETCC の検出原理

従来コンプトン法では取得していない反跳電子の方向を検出することで、運動量保存則から入射 ガンマ線の到来方向を一意に定めることができるのが、我々が開発している ETCC である。ETCC は入射ガンマ線とコンプトン散乱を起こさせる散乱体と、散乱ガンマ線を吸収する吸収体から構成 される。散乱体ではコンプトン散乱点・反跳電子の方向・反跳電子のエネルギーを、吸収体では散 乱ガンマ線の吸収位置・散乱ガンマ線のエネルギーを検出する。ETCC で測定された物理量から 再構成される入射ガンマ線のエネルギー *E*₀、入射方向の単位ベクトル *srcs*、コンプトン散乱角 *φ* は、次の式で与えられる:

$$E_0 = E_\gamma + K_e \tag{2.1.1}$$

$$\overrightarrow{s_{rcs}} = \left(\cos\phi - \frac{\sin\phi}{\tan\alpha}\right)\overrightarrow{g} + \frac{\sin\phi}{\sin\alpha}\overrightarrow{e} = \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma} + K_e}\overrightarrow{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_ec^2)}}{E_{\gamma} + K_e}\overrightarrow{e}$$
(2.1.2)

$$\cos\phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \tag{2.1.3}$$

ここで、 K_e , \vec{e} は反跳電子のエネルギーと反跳方向の単位ベクトル、 E_{γ} , \vec{g} は散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向の単位ベクトル、 ϕ はコンプトン散乱の散乱角、 α は \vec{g} と \vec{e} のなす角である (図 2.1.1 左)。 $\overrightarrow{s_{rcs}}$ の1イベントに対する決定精度は、散乱角の決定精度である ARM (Angular Resolution Measure)と散乱平面の決定精度である SPD (Scatter Plane Deviation)の2つの指



図 2.1.1: コンプトン散乱における各変数の定義図(左)と、入射ガンマ線の到来方向の決定精度 である ARM(式 (2.1.4))・SPD(式 (2.1.5))の概念図(右)。ETCC では従来コンプトン法に加 えて反跳電子の方向 *を*取得することにより、入射ガンマ線の到来方向 *srcs* を一意に求めること ができる(式 (2.1.1), (2.1.2), (2.1.3))。従来コンプトン法では SPD は定義できない。

標で評価できる:

$$\Delta\phi_{ARM} = \arccos(\overrightarrow{s} \cdot \overrightarrow{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_{\gamma} + K_e} \frac{K_e}{E_{\gamma}}\right)$$
(2.1.4)

$$\Delta\nu_{SPD} = \operatorname{sgn}\left(\overrightarrow{g} \cdot \left(\frac{\overrightarrow{s} \times \overrightarrow{g}}{|\overrightarrow{s} \times \overrightarrow{g}|} \cdot \frac{\overrightarrow{s_{rcs}} \times \overrightarrow{g}}{|\overrightarrow{s_{rcs}} \times \overrightarrow{g}|}\right)\right) \operatorname{arccos}\left(\frac{\overrightarrow{s} \times \overrightarrow{g}}{|\overrightarrow{s} \times \overrightarrow{g}|}\right)$$
(2.1.5)

ここで、*E*₀, *i* は元のガンマ線のエネルギーと到来方向の単位ベクトルである。図 2.1.1 のように、 ARM は円環の幅、SPD は円弧の角度の決定精度となっている。このように ETCC では、反跳電 子の方向を捉えてコンプトン散乱を再構成することで、1 光子の到来方向の誤差領域を扇形に制限 できる。なお反跳電子方向を取得していない従来コンプトン法では、SPD は定義できない。

角度分解能を定義する際、光学系に基づいてイメージングをしている可視光や X 線の検出器で は、角度分解能を点源広がり関数 (PSF, Point Spread Function)を用いて評価する。SPD を定 義できない従来コンプトン法では ARM を角度分解能と呼んでいるため、直接測定した画像の広が りによる定義とは全く異なっている。しかし我々の開発する ETCC では反跳電子の方向を取得し て1イベントごとに入射光子の到来方向を決められるため、可視光や X 線と同じ手法で PSF を定 義できる。ETCC では PSF の評価として点源からの入射ガンマ線の累積光子が 50 %となる円の 半径 (HPR, Half Power Radius)で比較している。実際に ETCC で得られたガンマ線画像の広が りが図 2.1.2 で、天空上での像の広がり (図左)と散乱空間での像の広がり (図右)を示している。 この時 ARM ~ 6°、SPD ~ 100° に対して、PSF ~ 15° であることから、ARM、SPD が画像の広 がりとしての角度分解能を直接的には表していないことが分かる。PSF の ARM と SPD に対する 依存性を確認すると (図 2.1.3)、SPD が無限大の従来コンプトン法 (実線)では ARM を改善し ても PSF がほとんど向上しない。一方、SPD を改善していくと PSF は大きく改善する上、ARM の改善による寄与も大きくなる。このように、PSF を改善してイメージング精度を向上するには、 ARM と SPD の両者をバランスよく改善することが必要になる [39]。



図 2.1.2: 地上実験による再構成された天空上での像の広がり(左)と、散乱面が中心線(緑)に揃うように座標変換した散乱空間での像の広がり(右)[38]。線源位置は中心(0,0)。ARM~6°, SPD~100° に対して PSF~15°であり、ARM と SPD が角度分解能を直接的には表していないことが分かる。

2.2 ETCC の雑音除去能力

ETCC の散乱体で反跳電子の飛跡を検出することを利用して、エネルギー損失率による粒子識別と、散乱ガンマ線と反跳電子のなす α 角によるイベント抽出によって、ガンマ線以外のバックグラウンドを除去する能力を持つ。これは電子飛跡を検出しない従来コンプトンでは実現不可能な、 ETCC 独自の能力である。

物質中を運動する荷電粒子は、自身の電荷と物質中の原子の電子とのクーロン相互作用によって エネルギーを落とすが、この時のエネルギー損失率は Bethe-Bloch の式より

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{x^2}{\beta^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right)$$
(2.2.1)

で与えられる (N_a : アボガドロ数、 r_e : 古典電子半径、 m_e : 電子質量、c: 光速、 ρ : 物質の密度、Z: 物質の 原子番号、A: 物質の原子質量、z: 荷電粒子の電荷、 $\beta = v/c$: 荷電粒子の速度/光速、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$: ローレンツ因子、 W_{max} : 荷電粒子が 1 回の衝突で物質に与えることのできる最大エネルギー、I: 物質の平均励起エネルギー)。式より、荷電粒子の電荷・質量・エネルギーによってエネルギー損 失率が異なるため、散乱体中で取得した飛跡長と散乱体中で落としたエネルギーの分布から粒子識 別が可能になる。例えば Ar ガス 1 気圧中で取得した荷電粒子のエネルギー損失と飛跡長の関係が 図 2.2.1 になり、以下の 3 成分に大きく分類することができる [40]。

- (1) 電子の飛程に沿った成分。電子が散乱体検出器の有感領域内部でエネルギーを完全に落とし て止まったイベントに対応。
- (2) 最小電離粒子(MIP, Minimum Ionizing Particle)の dE/dxの傾きに沿う成分。ミューオン などの高エネルギー荷電粒子が散乱体検出器の有感領域を突き抜けた事象や、有感領域内部 で生成された電子が有感領域外へ逃げ出したイベントに対応。
- (3) 検出器の大きさ程度の飛跡長で MIP の *dE/dx* にピークを持つ成分。高エネルギー荷電粒子 が散乱体検出器の有感領域を横切ったイベントに対応。



図 2.1.3: PSF の ARM・SPD に対する依存性 [39]。横軸が半径の角度、縦軸がその半径以内に 入っている累積光子の割合で中心の点線が ETCC での PSF の定義(HPR)に相当する。赤色が ARM = 2°、黒色が ARM = 5°で、実線が従来コンプトン法、点線が ETCC で入射方向を一意に 決定できる場合の SPD である。従来コンプトン法では ARM を改善しても PSF は改善しないが、 ETCC で SPD を改善すると PSF は大きく改善することが分かる。

特に (1) は飛跡長を R mm、電子のエネルギーを K_e MeV、物質の密度を ρ g/cm³ とすると次の 式から近似的に求めることができる [41]:

$$R = \frac{7.1}{\rho} (E_e)^{1.72} \tag{2.2.2}$$

よって式 (2.2.2) に沿ったイベントを抽出することで、検出器外に飛び出した電子や、電子以外の 粒子や宇宙線由来の高エネルギー荷電粒子によるイベントを除去し、検出器内で止まった電子のイ ベントのみを取得することができる。

また散乱ガンマ線の散乱方向ベクトル *す* と反跳電子の反跳方向ベクトル *τ* とのなす角 α (図 2.1.1) は、幾何学的情報とコンプトン運動学的情報の互いに独立な二通りの方法で求められる。幾



図 2.2.1: Ar ガス 1 気圧中のガス飛跡検出器における荷電粒子のエネルギー損失と飛跡長 [40]。(1) 電子の飛程式 (2.2.2) に沿った成分、(2) 最小電離粒子 MIP の dE/dx の傾きに沿う成分、(3) 検出 器の大きさ ~ 30 cm の大きさ程度の飛跡長で MIP の dE/dx にピークを持つ成分。(1) の電子の 飛程に沿う成分を抽出することで、電子以外の粒子や宇宙線由来の高エネルギー荷電粒子による バックグラウンドイベントを除去し、検出器内で止まった電子のイベントのみを取得することがで きる。

何学的に求めた角 α_{geo} と運動学的に求めた角 α_{kin} は次の式から計算できる:

$$\cos \alpha_{geo} = \overrightarrow{g} \cdot \overrightarrow{e} \tag{2.2.3}$$

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}$$
(2.2.4)

これら両者の角 α がほぼ一致しているイベント $|\cos \alpha_{kin} - \cos \alpha_{geo}| \leq \delta$ のみを抽出することで、 偶然同時計数イベントを抑制してコンプトン散乱イベントを取得することができる。



図 2.3.1: 固体 Si(青)、Ar ガス 1 気圧(黒)、CF₄ ガス 3 気圧(赤)中での多重散乱による散乱 角 [42]。電子のエネルギーが高くでも、固体 Si 中の散乱角はガス中よりも非常に大きく、コンプ トン散乱時の反跳電子方向を捉えにくい。

2.3 検出器の構成

2.3.1 ガス飛跡検出器

ETCC の散乱体検出器に必要な要求は、(1) 多重散乱を極力抑えて反跳電子の方向を精度良く取 得すること (2) 検出体積を大きくすること (3) 反跳電子のエネルギーを取得できること (4) 光電 吸収を抑えてコンプトン散乱を優位にすること である。特に反跳電子の方向を取得することが非 常に重要である。荷電粒子が物質中を通過する際、原子核の電場によって散乱されるが、この散乱 が多数回起きると電子の進行方向が大きく曲げられ、コンプトン散乱時の反跳方向を検出できなく なってしまう。多重散乱による電子の散乱角の広がりは、次のように近似できる [43]:

$$\theta_0 \operatorname{rad} = \frac{14.1 \operatorname{MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{X}{X_0} \right) \right)$$
(2.3.1)

ここで、 $\beta = v/c$ は電子の速度/光速、pは電子の運動量、Xは電子が通過する厚さ、 X_0 は物質の 放射長、Zはである。式 (2.3.1) に従って、固体 Si、Ar ガス 1 気圧、CF₄ ガス 3 気圧中での電子の 散乱角を計算したのが図 2.3.1[42] になる。電子のエネルギーが高い場合でも、固体 Si 中の電子の



図 2.3.2: TPC 中の μ-PIC[44] と GEM[45] の概念図。μ-PIC は比例計数管を輪切りにしたピクセ ル構造を持ち、アノード近傍に強い電場が形成されて電子増幅を起こす。

散乱角はガス中より非常に大きいことが分かる。もし散乱体に積層 Si ストリップ検出器を使う場 合、電子の方向を得るには最低 2 点以上のヒット点が必要なので、電子は固体 Si 検出器を最低 1 層分 ~ 0.5 mm は突き抜けなければならない。この時電子のエネルギーが 500 keV であっても約 60°の散乱角になるため、コンプトン散乱時の反跳方向を捉えることは難しい。一方 Ar ガス 1 気 圧なら、50 keV の電子であっても散乱点から 1 mm の飛跡で反跳電子を測ることができれば、散 乱角は約 20° に抑えることができる。そのため数百 μm の飛跡決定精度が必要になるが、これは MPGD (Micro Pattern Gas Detector)の技術で可能である。以上より、散乱体で反跳電子の反跳 方向を取得したい ETCC にとっては、Si 検出器のような固体よりもガスを使用することが好まし い。ガスを用いることで検出体積の大型化も容易な上、ガス中での電離電子数が取得できれば反跳 電子のエネルギーも取得可能である。ただし散乱優位なガスは選定する必要がある。

上記の要求を満すものとして、ETCC の散乱体では μ-PIC (Micro Pixel Chamber) [44] と GEM (Gas Electron Multiplier) [45, 47] を用いた TPC (Time Projection Chamber) を用いている (図 2.3.2)。μ-PIC は MPGD の一種で、一つ一つのピクセルが比例計数管を輪切りにしたような構造を 持つ。アノードとカソードに電位差 300~500 V を印加することで、ピクセル型構造によりアノー



図 2.3.3: GEM の顕微鏡写真(左)と電気力線(右)[46]。図左は厚さ 50 µm、穴同士の間隔は 140 µm、穴の直径は 70 µm である。図右のように穴付近に電気力線が集中しており、電離電子が 穴を通過する際に増幅する。

ド近傍に強い電場が形成され電子増幅を起こす。アノード直径が 60 µm、ピクセル間隔は 400 µm で、読み出し数を減らすためにアノード・カソードがそれぞれ直行する方向にストリップ状で繋 がっており、それぞれの信号から位置情報を読み解くことで電子飛跡の二次元位置を特定できる。 μ-PIC はガス利得 ~ 6000 で長期安定動作する [48]。ここで TPC 内で生じた最小電離粒子を信号 として読み出すのに必要な最低ガス利得を計算する。SMILE-2+で用いた Ar ガス 2 気圧の最小電 離粒子のエネルギー損失は 4.88 keV/cm で電離電子を 1 個生じるのに必要なエネルギーは 26 eV であるため [49]、最小電離粒子が µ-PIC 1 ch (= 800 µm) に落とす電離電子は約 15 個になる。現 行の μ-PIC 信号読み出しにおける閾値が ~ 20 fC であるため、μ-PIC 1 ch に必要な入力電子数は $\sim 10^5$ 個になることから、必要なガス利得は $\sim 10^4$ となる。つまり μ -PIC 単体ではガス利得が不 足していることになるため、これを補うために GEM を利得 ~ 10 で動作させる。GEM はポリイ ミドや液晶ポリマーの両面に銅箔が張られた構造をしており、無数の穴を持っている(図 2.3.3)。 二枚の銅電極間に電位差をかけることで、電離電子が穴を通過する際に増幅する。これらの μ-PIC と GEM を用いることによって、安定動作しつつ必要なガス利得を稼ぐことができる。TPC のガ スは、使用実績があり電離電子を1個生じるのに必要なエネルギー(W値)が低く、かつ利得が 高い Ar をメインにした Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(分圧比 95:3:2)を用いている。これはペニング効果 を利用している。メインガスの Ar よりイオン化エネルギーの小さい少量の添加ガスを注入するこ とにより、本来メインガスの励起に使用されていたエネルギーを用いてイオン化が行われるように なり $(A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-)$ 、ガス利得を大きく稼ぐことができるためである。

これら GEM と μ-PIC の上部に十分厚いガス層を設け、一様な電場をかけると、荷電粒子の飛跡に沿って形成される電子雲は一定の速度でドリフトし、GEM・μ-PIC によって増幅され信号となる。この時 μ-PIC からの二次元位置に加えて、ドリフトにかかる時間も測定することで電子雲の GEM・μ-PIC からの距離も決定できるため、荷電粒子の三次元飛跡を検出できる。このような検出器を一般に TPC と呼ぶ。

密度 [g/cm ³]	6.71
放射長(511 keV 光子の 90 %が吸収される長さ) [cm]	1.38
減衰時間 [ns]	56
放射ピーク波長 [nm]	430
潮解性	無し
エネルギー分解能 [FWHM % at 662 keV]	7.8

表 2.3.1: GSO(Ce) シンチレーターの性質 [50]



図 2.3.4: GSO によるアレイと PMT の実物写真(図左)と、PMT の信号読み出しにおける抵抗 チェーン(図右)[51]。図左の GSO の 1 ピクセルの大きさは 6 mm × 6 mm × 13 mm である。図 右の赤点はピクセル位置で、抵抗チェーンの 1 個あたりの抵抗値は 100 Ω である。四端の電荷量 Q_i からガンマ線入射位置が式 (2.3.2), (2.3.3) から導出できる。

2.3.2 位置感度型シンチレータ

ETCC の吸収体に必要な要求は、(1) 原子番号が大きく光電吸収断面積が高いこと (2) 高い阻止 能で高エネルギーまで検出可能であること (3) 大体積のガス飛跡検出器を覆うため安価で大面積 化が容易であること (4) エネルギー分解能が良く ARM (式 (2.1.4)) が向上すること である。そ こで SMILE 計画では無機シンチレーターの GSO (Gd₂SiO₅:Ce) を使用している。表 2.3.1 にあ るように、GSO は 511 keV のガンマ線に対して 90 %を吸収する放射長が 1.38 cm で阻止能が高 く、減衰時間が 56 ns で早く、中庸なエネルギー分解能 FWHM 7.8 % at 662 keV を持ち潮解性が ない特徴を持つ [50]。半導体検出器の方が GSO よりもエネルギー分解能に優れているが、GSO の 方が安価なため、大面積化し厚くして高い阻止能を生み出すことが容易である。ETCC では 1 ピ クセルが 6 mm × 6 mm で厚みが 13 mm もしくは 26 mm の GSO を 8 × 8 ピクセルのアレイ上 に並べた PSA (Pixel Scintillator Array) を使用している (図 2.3.4 左)。PSA からの光検出器は 浜松ホトニクス社製のマルチアノード光電子増倍管 H8500C (PMT, Photomultiplier) を使用し ている (図 2.3.4 左)。PMT からの信号読み出しは、信号数の削減のために抵抗チェーンによって 64 ch の信号を四端から読み出している (図 2.3.4 右)。信号位置の特定には四端信号の電荷の重心



図 2.3.5: PMT からの四端信号から式 (2.3.2), (2.3.3) を用いて出力したガンマ線入射位置画像(左) と、N 次元多項式 (2.3.4), (2.3.5) を用いて位置補正を行った画像(右)。補正により各ピクセルの どの位置でイベントが発生したか容易に特定できるようになる。

から求めている。図 2.3.4 右のように軸を取り、四端からの電荷量を *Q*₁, *Q*₂, *Q*₃, *Q*₄ とした時のガ ンマ線入射位置 (*X*, *Y*) は次の式で与えられる:

$$X = \frac{Q_2 + Q_4 - Q_1 - Q_3}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}$$
(2.3.2)

$$Y = \frac{Q_1 + Q_2 - Q_3 - Q_4}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}$$
(2.3.3)

ただし抵抗チェーンで四端読み出しにしているため、式 (2.3.2), (2.3.3) から導出したガンマ線画 像は図 2.3.5 左のように歪んで見える。そこで本来の位置に補正するように N 次元多項式による フィッティングを行っている:

$$X'_{i} = \sum_{j}^{N} \left(a_{j} X_{j} + b_{j} Y_{j} \right)$$
(2.3.4)

$$Y'_{i} = \sum_{j}^{N} \left(c_{j} X_{j} + d_{j} Y_{j} \right)$$
(2.3.5)

ここで (X_i, Y_i) は電荷重心式 (2.3.2), (2.3.3) から求めた各ピクセルの位置、 (X'_i, Y'_i) は本来の位置 に補正するように変換された各ピクセルの位置である。補正すると図 2.3.5 右のように正方形状に 8 × 8 ピクセルが並ぶようになり、64 ピクセル分の位置特定を容易にできる。

2.4 データ収集システム

ETCC でのデータ収集 (DAQ, Data Acquisition) における信号タイミングチャートは図 2.4.1 の ようになっている。DAQ のためのトリガーコントロールは図 2.4.2 の回路 (TCU, Trigger Control

表 2.4.1: 図 2.4.1 の信号名の説明

信号名	方向	説明
Hit_PSA	出力	PSA で閾値以上の信号が発生
$\mathrm{Trigger}_\mathrm{PSA}$	入力	PSA のデータをデジタル化する
Veto_PSA	入力	TCU が Hit_PSA で新たにトリガーを生成しないようにする
Process	出力	PSA でデータ保持中
Valid	入力	PSA のデータを PC に送信するフラグ
Hit_TPC	出力	TPC で閾値以上の信号が発生
Data_exist	出力	Hit_TPC が High になった後 10.24 μs 間 High
$\mathrm{Trigger}_{-}\mathrm{TPC}$	入力	TPC のデータを PC に送信するフラグ
DAQ Run	出力	TPC のデータを PC に送信中

Unit)で行っている。DAQ の時間分解能 10 ns の間に光は ~3 m 進むが、これは ETCC の大きさ 数十 cm に比べて無視できることから、TPC 領域内でコンプトン散乱が発生したのと同時に、散 乱光子を PSA が検出する。PSA から TCU に送られる検出信号(Hit_PSA 信号)を合図に、TCU でトリガーを生成し、PSA に Veto をかけ(Veto_PSA 信号)、PSA ヘデータをデジタル化する Trigger_PSA 信号を送る。PSA がデータを保持している間は Process 信号が High になる。一方 TPC では、電子の信号が存在すれば(Hit_TPC 信号)10.24 μ s 間 Data_exist 信号を TCU に送信 する。TCU は Hit_PSA 信号を受信後、反跳電子の作る電子雲がドリフトして μ -PIC に到達する時 間に相当する ~9 μ s だけ待機する間に TPC に信号が存在すれば(Data_exist 信号)、PSA と TPC にデータ転送のフラグ信号を送信し(Valid, Trigger_TPC 信号)PC にデータが送られる。その後 PSA と TPC のデータ送信処理(Process, DAQ Run 信号)が終了すれば、PSA への Veto を解除 し(Veto_PSA 信号)データ収集プロセスを終了する。もし PSA の検出後 TPC に信号が存在しな い場合は、TCU から PSA にデータ破棄のフラグ信号を送信する。

PSA でのデータ処理には、クリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256(図 2.4.3、HA) とクリアパルス社製ヘッドアンプデータプロセッサー 80339(図 2.4.4、DP Board)を用いている。 1 つの HA に対し 6 つの PMT が接続可能で、各 PMT から四端で読み出された信号の増幅整形を して、ピークホールドした波高値を 12 bit ADC(Analog-to-Digital Converter)でデジタル変換 し、DP Board ヘデータを送信する。DP Board では最大 4 台の HA を同時にデータ整形すること が可能で、イーサーネットで PC にデータを送信する。TPC でのデータ処理については後述の節 3.1 で説明する。



図 2.4.1: ETCC におけるデータ収集のための信号タイミングチャート。信号名の説明は表 2.4.1 を 参照。PSA の Hit 信号発生は TPC でコンプトン散乱が発生して散乱ガンマ線が PSA で吸収され たことに相当し、TPC の Hit 信号発生は反跳電子が TPC でドリフトして μ-PIC に到達したこと に相当する。これら両者の時間差がドリフト時間に相当する 10.24 μs 以内であれば、PSA と TPC のデータを PC に送信する。


図 2.4.2: トリガーコントロールユニット (TCU) の写真 [51]。



図 2.4.3: クリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256 の写真 [51]。各 PMT から四端で読 み出された信号のピークホールドした波高値を ADC でデジタル変換している。データは図 2.4.4 のヘッドアンプデータプロセッサー 80339 に送信される。



図 2.4.4: クリアパルス社製ヘッドアンプデータプロセッサー 80339 の写真 [52]。図 2.4.3 のヘッド アンプから送られたデータの整形をして、イーサーネットで PC にデータを送信する。

SMILE-2+[53] SMILE-3 (目標値) 30 $^{\circ}$ at 662 keV $5{\sim}10$ ° at 662 keV 角度分解能(HPR, PSF) $1~{\rm cm^2}$ at 300 keV $5\sim 10 \text{ cm}^2$ at 300 keV 有効面積 エネルギー分解能(FWHM) 13 % at 662 keV $7\sim 8$ % at 662 keV, $8\sim 9$ % at 511 keV sensitivity [erg/s/cm²] ____0 T_{obs} = 10⁶ s ∆E = E SMILE-SMILE-2

表 2.5.1: SMILE-2+での ETCC の性能と SMILE-3 での目標値



図 2.5.1: 観測時間 10⁶ 秒での 3 σ 検出感度。SMILE-2+について赤線が予測値、青線が実測値であ る。SMILE-3 で一ヶ月の気球飛翔による予想感度は COMPTEL の到達感度を超える。[53] に加筆

SMILE-3計画 2.5

我々は ETCC を用いて、宇宙環境下でも高感度な MeV ガンマ線観測が可能であることを実証 し科学観測を行う気球実験 SMILE 計画を進めている。

第一回気球実験 SMILE-I は、ETCC の気球高度における動作確認と雑音除去能力の実証を目的 として、2006年9月に三陸大気球観測所で実施した [54]。宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線の観 測に成功し、過去の観測と矛盾ない結果が得られ、宇宙環境下でも ETCC はガンマ線以外の粒子 による雑音を除去し、コンプトン散乱を起こしたガンマ線を正しく選び出せることを立証した。第 二回気球実験 SMILE-2+は、ETCC の天体イメージング能力を実証するため、2018 年 4 月にオー ストラリアのアリススプリングスにて実施した [53]。1日飛翔によってかに星雲を~4.0 σ、銀河 中心領域を ~ 8.0 σ で有意に検出することができ、ETCC の天体撮像能力が実証された。

以上の SMILE-I・SMILE-2+実験によって ETCC の MeV ガンマ線検出能力が実証されたため、 次期計画 SMILE-3 では科学観測を目標にする。SMILE-3 では 2029 年にスーパープレッシャー気



図 2.5.2: 電子陽電子対消滅線のシミュレーション画像。対消滅線の分布として、左側は β + 崩壊で 陽電子を放出する ²⁶Al の COMPTEL・SPI による分布と相関があるとされる *COBE*/DIRBE によ る 240 μ m の銀河面放射 [55, 56, 57]、右側は *INTEGRAL*/SPI の全天マップを説明するモデル [13] で銀河中心領域にバルジ状かつハロー状に広がった場合を仮定している。上図は仮定した対消滅線 の放射モデル、下図は角度分解能 9°、有効面積 10 cm²、エネルギー分解能 FWHM 8 % at 511 keV の ETCC を用いて高度 40 km で一日間・三十日間観測した時のシミュレーション結果を表す。た だし大気ガンマ線の影響は考慮していない。SMILE-3 で目標とする性能では、電子陽電子対消滅 線の空間分布に制限をつけることが可能である。

球(SPB)による約一ヶ月の長期間飛翔観測を目指している。しかし SPB の飛翔成功率は約 50 % で、失敗すれば海上に落下し回収できないため、まずは 2027 年にオーストラリアで一日飛翔を行 い最低限の観測成果を得ることを目指す。主な科学目標は、銀河中心領域の電子陽電子対消滅線空 間分布の観測と、系内拡散 MeV ガンマ線放射の観測から数十 MeV 程度の軽い WIMP や原始ブ ラックホール [27] の存在に迫ることである [3]。これらの観測を行うために SMILE-3 では ETCC の改良を行い、表 2.5.1 のように、SMILE-2+に対して角度分解能を 2~3 倍、有効面積を約 5~10 倍向上させ、エネルギー分解能を FWHM 8~9 % at 511 keV にすることで、ETCC 全体として感 度を約 10 倍改善することを目指す。図 2.5.1 に示した SMILE-3 の 3 σ 検出感度では、現在 MeV ガンマ線観測で最も成果を上げた COMPTEL 衛星の到達感度を約一ヶ月の気球飛翔で到達可能で ある。

SMILE-3 でこれらの性能目標値を達成できれば、銀河中心から放射される電子陽電子対消滅線の 分布が銀河面に広がっているか、銀河中心領域にバルジ状かつハロー状に広がっているかの区別が 可能になる。前者だと陽電子起源は天体活動で、後者だと軽い WIMP の対消滅線や原始ブラック



図 2.5.3: μ-PIC の配置と信号読み出し方向のイメージ図。左側が SMILE-2+で 30 cm 四方の PCB μ-PIC 1 枚で信号読み出しを行っていた。右側が SMILE-3 で 15 cm 四方の TGV μ-PIC 4 枚を貼 り合せ、それぞれの方向から信号読み出しを行う。

ホールのホーキング放射など、質量分布に依存する放射が起源であると考えられる。そのため対消 滅線の空間分布観測を通して、軽い WIMP や原子ブラックホールの量に制限をかけることができ る。実際に角度分解能 9°、有効面積 10 cm²、エネルギー分解能 FWHM 8 % at 511 keV の ETCC で電子陽電子対消滅線の観測をエミュレートした結果を図 2.5.2 に示す。対消滅線の放射分布モデ ルとして、β+ 崩壊で陽電子を放出する ²⁶ Al の COMPTEL・SPI による分布と相関があるとされる *COBE*/DIRBE による 240 µm の銀河面放射(図 2.5.2 左, [55, 56, 57])と、*INTEGRAL*/SPI で の対消滅線観測結果を説明するモデル [13] である銀河中心領域にバルジ状かつハロー状に広がった 分布(図 2.5.2 右)を仮定し、一日間・三十日間飛翔した場合を示している。このように SMILE-3 の ETCC は、電子陽電子対消滅線の空間分布構造を切り分けることが可能になる。

SMILE-3 での性能目標達成するために、TPC 部での具体的な改良点は次の通りである。

- (1) TPC 充填ガスを Ar ベース 2 気圧から CF₄ ベース 3 気圧へ変更し、コンプトン散乱確率を 向上して光電吸収確率を抑える。
- (2) Common-Start トリガー方式から Common-Stop トリガー方式へ変更し、不感時間を削減する [58]。
- (3) ポリイミド基板による PCB (Printed Circit Board) µ-PIC からガラス基板による TGV (Through Glass Via) µ-PIC へ変更し、放電に強く安定動作した上で高ゲイン化し、高気 圧下でも安定動作する [59]。
- (4) μ-PIC の読み出しピッチ間隔を 0.8 mm から 0.4 mm へ変更し、飛跡決定精度を向上する。

図 2.5.3 のように、SMILE-2+では 30 cm 四方の PCB μ-PIC を使用していたのに対し、TGV μ-PIC は材料基板であるウエハーを大きく出来ないため、SMILE-3 では 15 cm 四方の TGV μ-PIC を 4 枚 貼り合せる。また μ-PIC の素子間の接続技術が未確立なため、それぞれの TGV μ-PIC ごとに信号 を読み出すことになる。これらに加えて読み出しピッチ間隔が 2 倍細かくなることから、SMILE-3 では μ-PIC 読み出しチャンネルが SMILE-2+の 4 倍に増加する。その結果 SMILE-2+では μ-PIC 信号読み出し基板を 6 枚使用していたのが、SMILE-3 では 24 枚分必要になる。

しかし SMILE-2+で使用していた読み出し基板(以下、旧基板と呼ぶ)は設計されたのが 10 年 前であり量産が困難である。旧基板では FPGA に Xilinx 社(現 AMD 社)の Spartan-6 を使用し ていたが、既にサポートが終了してしまった上、Spartan-6 対応の Xilinx 社製 PROM が製造中止 になっている。PROM の代わりに SPI メモリなどを使用すれば Spartan-6 を利用できるものの、 旧基板の基板配線を変更しなければならない。また旧基板に搭載されている水晶発振器などの部品 も既に製造中止になっている。さらに旧基板の課題点として、基板ごとのクロック同期を取ってお らずイベント同期がやりづらい点や、基板上の ASIC がラッチアップを起こした時に個別に電源リ セットをかけられない点もある。

そこで本研究では、TPC 全体の運用性向上を目指すため、SMILE-3 に向けて μ-PIC 信号読み 出し基板の開発を行った。これらの開発について第3章で述べる。

また ETCC の応用利用として原子力廃棄物の放射線濃度測定を効率的に行え、かつ SMILE-3 に 向けて ETCC を用いた天体解析のノウハウを獲得できることから、新型転換炉原型炉ふげんにお いて廃棄物モニター測定の試験を行った。第4章では用いた ETCC の性能評価及び、ふげんでの 測定結果について述べる。

第3章 µ-PIC信号読み出し基板 Encoder の 開発

第2章で説明したように、SMILE-3では TGV μ-PIC の採用と読み出しピッチ間隔を2倍細かく するため、μ-PIC 信号読み出し ch が増大する。既存の基板は設計されたのが 10 年前であり、既存 の基板には運用上の課題点もあった。そこで TPC 全体の運用性向上を目指すため、新たに μ-PIC 信号読み出し基板を開発した。以下、SMILE-2+で使用された μ-PIC 信号読み出し基板を旧基板、 本研究で改版を行った基板を新基板と呼ぶ。節 3.1 では旧基板の概要について、節 3.2 では新基板 の動作確認、節 3.3 では運用性向上を目指した新機能の実装について述べる。

3.1 従来の *µ*-PIC 信号読み出し基板

SMILE-2+では µ-PIC 信号の読み出しは、図 3.1.1 の読み出し基板を使用した [51]。基板の動 作電源はデジタル+3.3 V とアナログ ±2.5 V である。基板には 4 個の flash-ADC (Analog-to-Digital Converter)、イーサーネットポート、Xilinx 社(現 AMD 社) 製の FPGA Spartan-6、8枚 の FE2009bal ASIC (Application Specific Integrated Circuit)が搭載されている。基板1枚につき アナログ入力が 128 ch で、これらは FE2009bal ASIC(図 3.1.2, [51])に入力される。ASIC はチッ プ 1 枚につきアナログ入力が 16 ch、出力がデジタル Hit 信号 16 ch とアナログサム信号 1 ch を持 つ。ASIC に入力されたアナログ信号は前置増幅器と波形整形回路を経た後、コンパレータ内で閾 値(図 3.1.2 中 Vth)と比較することによって、各 μ-PIC のチャンネルごと信号をデジタル化して Hit 情報とする同時に、サムアンプによって 16 ch のアナログ波形を合計している。なお本 ASIC は各チャンネルごとの前置増幅器のペデスタルの電圧値が異なっているため、DAC を各チャンネ ル個別に搭載し補正している。8 枚の ASIC から出力される 128 ch のデジタル Hit 信号は FPGA で 100 MHz のクロックでサンプリングし、8 ch のアナログ信号は 2 ch ごとに足し合わされた後、 10 bit の flash-ADC で 50 MHz でサンプリングし波形情報として FPGA で読み出す。μ-PIC 信号 読み出し基板のブロック図は図 3.1.3[58]、タイミングチャートは図 3.1.4 となっている。FPGA 内 で常に Hit 情報と波形情報をリングバッファに書き込んでおり、同時に 3 ch 以上で Hit 点が存在 すれば Hit_TPC 信号から 10.24 μs だけ Data exist 信号を出力する。これは 1 ch だけで Hit 点が あっても電子飛跡の解析ができないため、3 ch 以上としている。Data exist 信号は TCU に送信さ れ、PSA と TPC のそれぞれの Hit 信号が電子の最大ドリフト時間に対応する ~9 μs 以内かどう か判定するのに使用される(節 2.4)。基板に TCU から Trigger_TPC 信号が入ると FPGA はリン グバッファへの書き込みを停止し、10.24 μs 分遡ってリングバッファの情報を読み出し、データを 整形する。その間基板に Trigger_TPC 信号が入らないように、Veto として使用できる DAQ Run 信号を出力している。データ整形後 FIFO(First-In First-Out)を通じて SiTCP[60] によってイー サーネットで PC にデータ送信する。データ整形が終われば DAQ Run 信号の出力を止め、リング バッファをリセットした後、Hit 情報と波形情報のリングバッファへの書き込みを再開する。



図 3.1.1: SMILE-2+で使用された μ -PIC 信号読み出し基板の写真。1 枚の基板に対し 4 個の flash-ADC、イーサーネットポート、Xilinx 社(現 AMD 社)製 FPGA Spartan-6 XC6SLX100-2FGG676C、8 枚の FE2009bal ASIC(図 3.1.2)が搭載されている。基板 1 枚に対し μ -PIC から のアナログ入力が 128 ch で、SiTCP によって 128 ch 分のデジタル Hit 信号と 4 ch のアナログサ ム信号がイーサーネットで PC にデータ転送される。動作電圧はデジタル電源 +3.3 V とアナログ 電源 ±2.5 V である。LVDS 入出力で TCU と信号を送受信する。

信号名	信号の方向	説明
Analog	入力	μ-PIC からのアナログ波形信号
Hit_TPC	出力	入力 128 ch で OR を取ったデジタル Hit 信号
Data exist	出力	3 ch 以上で Hit 信号が存在すれば High
		Hit_TPC 信号の終了時から 10.24 µs 分 High のまま
$\mathrm{Trigger}_{-}\mathrm{TPC}$	入力	High でリングバッファのデータを読み出し PC へ転送
DAQ Run	出力	Trigger 信号が入ってからデータ整形が終了するまで High
		この間リングバッファヘデータを記録しない

表 3.1.1: タイミングチャート (図 3.1.4) の信号名の説明



図 3.1.2: µ-PIC 信号読み出し基板で用いる ASIC FE2009bal の写真とブロック図 [51]。入力が 16 ch で、それぞれの ch に対して閾値(Vth)との比較器を通したデジタル Hit 信号 16 ch と、入 力の合計値であるアナログサム信号 1 ch が出力される。本 ASIC では各チャンネルの前置増幅器 のペデスタルが揃っていないため、補正するための DAC が各チャンネルごとに個別に搭載されて いる。



図 3.1.3: SMILE-2+で使用された旧基板(図 3.1.1)のブロック図 [58]。ASIC から出力された Hit 情報とアナログ波形情報は FPGA 内のリングバッファに常に書き込まれる。TCU からトリガー信号 が入力されると、リングバッファの情報を読み出し、データ整形した後、FIFO を通じて SiTCP[60] によってイーサーネットで PC に送信される。また SiTCP を利用して ASIC のペデスタル補正用 DAC(図 3.1.2)の操作をしている。



図 3.1.4: μ-PIC 読み出し基板のタイミングチャート。信号の説明は表 3.1.1 と本文参照。



図 3.2.1: 開発を行った µ-PIC 信号読み出し基板(新基板)の写真。入出力は SMILE-2+で使用さ れた旧基板(図 3.1.1)と同様。動作電圧はデジタル電源 +3.3 V とアナログ電源 ±3.3 V である。



図 3.2.2: 開発を行った μ-PIC 信号読み出し基板(新基板)のブロック図。ASIC については図 3.1.2 参照。旧基板(図 3.1.3)から追加された点として(赤枠内)、新基板からは ASIC のアナログ電源 と flash-ADC の基準電圧調整用 DAC を SiTCP で操作可能になり、基板外部から Clock を導入で きる。

3.2 新基板の開発

3.2.1 開発の概要

図 3.2.1 が実際に改版をおこなった新基板の写真、図 3.2.2 が新基板のブロック図になる。旧基板(節 3.1)からの主な変更点は次の通りである。

(1) FPGA をサポートが終了している Spartan-6 (XC6SLX100)から、2035 年まで Xilinx 社(現



図 3.2.3: 旧基板(図左)と新基板(図右)の ASIC(図 3.1.2)周辺のパタン図。図中水色の長方 形が ASIC の位置である。旧基板に対し新基板では ASIC のデジタル Hit 出力信号同士の配線に間 隔を開けて、これらの配線同士が互いに干渉し合わないように変更している。ASIC の 1, 3, 5, 7 番目は μ-PIC 側、2, 4, 6, 8 番目は FPGA 側に配置している。

AMD 社)の供給が明言されている Spartan-7 (XC7S100) へ変更する。

- (2) 2.5 V の DC/DC コンバータの供給が少ないため、アナログ電源を ±2.5 V から ±3.3 V に 変更し、基板上の LDO (Low DropOut) レギュレータで ±2.5 V を生成する。また LDO レ ギュレータの On/Off を FPGA で制御し、基板ごとにアナログ電源の On/Off が出来るよう にする。
- (3) flash-ADC の基準電圧調整を、可変抵抗から DAC に変更し、FPGA で操作する。基板表面 へのアクセスに依存せず調節可能にし、また基板同士がぶつかって可変抵抗が剥れる危険性 を無くすためである。
- (4) ディップスイッチを4 ch から8 ch に変更する。SMILE-3 では読み出し基板を24 枚使用する ので、基板ごとに独立した IP アドレスを振るためにチャンネル数を増加した。
- (5) ASIC から出力されるデジタル Hit 信号の配線を変更し、信号同士のクロストークが発生し ないように間隔を開けた(図 3.2.3)。
- (6) 基板上の水晶発振器や DAC などを、入手性の良い部品に置き換える。

既存のセットアップのまま、μ-PIC 信号読み出し基板だけを旧基板から新基板に交換して ETCC を運用することが可能となるように、新基板(図 3.2.1)と旧基板(図 3.1.1)はどちらも大きさが 118 × 220 mm で等しく、入力アナログ信号の処理方法やデータ転送手順は節 3.1 と変更ない。

さらに新基板のファームウェアには旧基板にはなかった新機能を二点実装して、TPC 全体の運 用性向上を図る。一点目は基板ごとのクロック同期機能である。従来は基板ごとに搭載されている 水晶発振器を用いてクロックを動作させていたので、基板ごとに取得したイベントの同期をオフラ

インで行う際、クロックによる時間情報を利用することが難しかったので、シンチレーターの Hit 回数を利用するようにしていた。新基板の水晶発振器 CWX813-050.0M の場合 [61]、周波数許容 偏差が ±25 ppm (parts per million) であることから 50 ± (1.25 × 10⁻³) MHz で動作する。その ため、一日飛翔で最大 1.25 kHz × 86400 s = 1.08 × 10⁸ clock も異なることになり、基板間でイ ベント同期が取りにくい。そこでクロック同期を取るために LVDS 入力から基板全体に共通のク ロックを導入する可能性を想定して、ディップスイッチで内部・外部クロックどちらで動作するか 切り換えられるようにする。二点目は ASIC のラッチアップを検知して自動的に復旧する機能で ある。基板で使用している ASIC FE2009bal (図 3.1.2, [51]) は入力電荷量が極端に大きい場合に 原因不明のラッチアップを起こすことがある。SMILE-2+では PC システムがスケーラー情報から 判断して、±2.5 V の DC/DC コンバーター全体の電源リセットを行っていた。スケーラー情報は 10 秒に1回更新していたので、ラッチアップが発生してから復旧するまで数10 秒かかってしま う。また機器全体の ±2.5 V DC/DC コンバーターの電源を落とすため、ラッチアップが起きてい ない基板や基板と関係の無い機器に対しても電源リセットがかかるため運用性が悪い。そこで新基 板では FPGA がラッチアップを検出して、アナログ電源 ±2.5 V を生成する LDO レギュレータの On/Off を介して ASIC の電源リセットを行い自動復旧できるようにする。これによって ASIC で ラッチアップが発生した時に、基板個別に電源リセットが行える上短い時間で復旧可能になり、不 感時間が減ることを目指した。

3.2.2 ASIC ペデスタル補正

改版した μ-PIC 信号読み出し基板の動作の為に、まずは ASIC (図 3.1.2) のペデスタルを補正 する必要がある。ASIC は入力信号 16 ch それぞれの前置増幅器のペデスタルが異なっているため、 入力信号が無い時のベース電圧が揃っていない。そこで基板全体で共通の閾値を設定できるよう に、チャンネルごとに個別に用意されている 6 bit の DAC (以降、チャンネル個別 DAC と呼ぶ) を利用して、ペデスタルを揃える必要がある(以降、揃えたい電圧値を参照電圧と呼ぶ)。

まず基板全体の閾値を参照電圧に設定して、基板に何も接続せずにデータ測定を行い、単位時間 当たりにペデスタルが閾値を越える割合である信号 Hit 率をチャンネル個別 DAC の値ごとに計算 する。実際に基板のある 1 ch に対して測定した結果が図 3.2.4 になる。チャンネル個別 DAC 値が 小さいとペデスタルよりも閾値の参照電圧が高いので信号 Hit 率はほぼ 0 だが、チャンネル個別 DAC 値を増加させていくとペデスタルが閾値の参照電圧を上回るため信号 Hit 率がほぼ 1 になる。 閾値を参照電圧に設定していることから、Hit 率 = 0.5 となるチャンネル個別 DAC 値で、ペデス タルが参照電圧とほぼ同じ値になる。そこで Hit 率 = 0.5 となるチャンネル個別 DAC 値を補正値 と定義し、図 3.2.4 に対し誤差関数を用いた式 (3.2.1):

$$f(x) = C \int_0^{\frac{x-x_0}{a}} e^{-t^2} dt + \frac{1}{2}$$
(3.2.1)

によって Fitting する (図 3.2.4 中赤線)。ここで、x はチャンネル個別 DAC 値、C,a は定数、x₀ はチャンネル個別 DAC 補正値である。このようにして各チャンネルごとにチャンネル個別 DAC 補正値を求めた後、基板全体の閾値に対して各チャンネルごとの信号 Hit 率を計測してペデスタル が補正されているか確認する。実際に基板 1 枚 128 ch に対して測定したのが図 3.2.5 になる。図中 赤十字はペデスタルと閾値が重なり合う状態が Hit 率 = 0.5 の時である。ペデスタルの補正前に比 べて補正後では、各チャンネルのペデスタルが一定の値(基板全体閾値 = 9500 ch)に揃えられて いる。



図 3.2.4: 基板上 ASIC のある 1 ch に対して閾値を参照電圧(青色)に固定した上で、単位時間当 たりにペデスタルが閾値を越える割合である信号 Hit 率をチャンネル個別 DAC の値ごとに計測し たグラフ。式 (3.2.1) で Fitting を行ったのが赤線になる。ペデスタルが閾値の参照電圧より低いと Hit 率はほぼ 0 になり、チャンネル個別 DAC 値を増加して閾値よりペデスタルが上回ると Hit 率 がほぼ 1 になる。ペデスタルと閾値の参照電圧が重なり合う状態で Hit 率が 0.5 になり、この点を 補正値とする。

表 3.2.1: ペデスタル補正値測定(図 3.2.7)の信号名。Trigger、DAQ Run 信号の詳しい説明は図 3.1.4 を参照。

信号名	方向	説明
Clock Generator	出力	NIM モジュール Clock Generator からのクロック信号
Gate Generator	出力	NIM モジュール Gate Generator から基板へのトリガー信号
Veto	入力	NIM モジュール Gate Generator への禁止信号
Trigger_TPC	入力	基板に入力するデータ収集を行うトリガー信号
DAQ Run	出力	基板でデータ読み出し・データ整形中

図 3.2.6 にペデスタル補正値測定のセットアップ、図 3.2.7 にタイミングチャートを示す。NIM モジュールの Clock Generator を用いて周期的にトリガー信号を基板に入力することで、基板が 常にデータ取得できるようにした。ただし図 3.1.4 のように、リングバッファ読み出し中・データ 整形中はトリガー信号が入力されてはいけない。そこで NIM モジュールの Gate Generator を用 いて、上記の時間に相当する DAQ Run が High の時(図 3.1.4) は、Clock Generator からの信



図 3.2.5: ペデスタルの補正前(左)と補正後(右)で、基板全体の閾値ごとの各チャンネルの信号 Hit 率を計測したグラフ。ペデスタルと閾値が重なりあっている Hit 率 = 0.5 の位置を赤十字で印 している。補正前は各チャンネルのペデスタルがばらばらだったのに対し、補正後はペデスタルが 基板全体で閾値 9500 ch 付近に揃っていることが分かる。



図 3.2.6: 基板のペデスタル補正値を決定する時の配線図(左)と実際に測定を行った時の写真(右)。 NIM モジュールの Clock Generator をトリガーに見立てて読み出し基板に入力する。ただし DAQ Run が High の時は基板内のリングバッファにデータ保存していないため、Gate Generator によっ て Veto をかける。信号名は図 3.1.1 参照。

号に Veto をかけてトリガー信号が入力されないようにする。Gate Generator の Delay はかけず、Width は 1 μ s に設定している。



図 3.2.7: ペデスタル補正値測定のタイミングチャート。信号名の説明は表 3.2.1 参照。



図 3.2.8: 旧基板 (図上段)・新基板 (図下段) でペデスタル補正 (節 3.2.2 参照) を行った時の比較 図。旧基板はペデスタルの参照電圧を DAC 値 9000 ch に調節しているのに対し、新基板ではペデ スタルの参照電圧を DAC 値 9500 ch に調節している。両者を比較すると、新基板には縞模様のノ イズ (図左下、赤点線枠)が出現しており、ペデスタル補正後に信号 Hit 率が 1 から 0 へ切り替わ る幅が旧基板に比べて広がっている (図右下、赤矢印) ことが分かる。また補正後にも一部のチャ ンネルで縞模様のノイズが見られる (図右下、赤点線枠) ことから、補正後にも縞模様のノイズが 存在するが信号 Hit 率が 1 から 0 へ切り替わる領域内に埋もれていると予想される。ノイズが出現 しているチャンネルがオレンジ色囲み部分に限定されており、これは FPGA 側の ASIC (図 3.2.3 の 2, 4, 6, 8 番目) に相当する。

3.2.3 配線間クロストークによるノイズの発生

新基板の動作確認テストにおいて、旧基板にはみられないノイズが新基板に発生していた。図 3.2.8 は、旧基板(図上段)と新基板(図下段)で節 3.2.2 のペデスタル補正を行った結果である。 両者のペデスタル補正前(図左側)を比較すると、新基板には図の赤点線で囲んだ部分に縞模様の ノイズが出現していることが分かる。またペデスタル補正後(図右側)を比較すると、図の赤矢印 に示したように信号 Hit 率が 1 から 0 へと切り替わる幅が新基板では広がっていることが分かる。 さらに読み出し基板を μ-PIC に接続してガンマ線によるコンプトン散乱の反跳電子飛跡を検出し たのが図 3.2.9 になる。新基板では同時刻に一定幅のチャンネルが同時に Hit するような不自然な 信号(図中青点線丸枠)が検出されており、これは実際の電子飛跡ではなくノイズによるものだと 推測される。

以後、図 3.2.3 の 1, 3, 5, 7 番目を µ-PIC 側 ASIC、図 3.2.3 の 2, 4, 6, 8 番目を FPGA 側 ASIC



図 3.2.9: 旧基板(図左側)・新基板(図右側)での電子飛跡検出例。基板を ETCC に接続してガ ンマ線によるコンプトン散乱の反跳電子による TPC 信号を取得した。横軸がチャンネル数、縦軸 が 100 MHz クロックでの読み出し時間で TPC 領域の z 軸高さ方向に相当、図内部のピンク色の 4 本線が 32 ch ごとの ADC 波形である。新基板では図中青点線枠に示したように、電子飛跡に付 随してノイズが検出されていることが分かる。ノイズが出現するチャンネルがオレンジ色囲み部分 に現れており、図のイベントだと FPGA 側の ASIC(図 3.2.3 の 4, 6 番目)に相当する。

表 3.2.2: ペデスタル補正前(図 3.2.8 左下)で、ASIC ごとの縞模様のノイズが発生した回数(基 板 6 枚分、目測)。FPGA 側 ASIC でしかノイズが発生していない。

ASIC の番号(図 3.2.3)	1	2	3	4	5	6	7	8
縞模様のノイズの回数		11	0	12	0	11	0	11

と呼ぶ。ノイズの原因について調査するため、ペデスタル補正の結果(図 3.2.8)や電子飛跡画像 から発生するノイズに傾向が見られないか目測で確認した。すると、ペデスタル調整で発生するノ イズ(図 3.2.8)と電子飛跡で発生するノイズ(図 3.2.9)の箇所が、FPGA 側の ASIC だけに集中 していることが分かった(表 3.2.2, 3.2.3)。さらに μ-PIC 側の ASIC で真の電子飛跡が存在する時 に、すぐ右側に対応する FPGA 側の ASIC でノイズが発生しやすい傾向が分かった(図 3.2.9、表 3.2.3)。またペデスタル調整で発生するノイズ(図 3.2.8)を詳細に分析すると、図 3.2.10 のよう に、μ-PIC 側の ASIC の特定のチャンネルで Hit 信号が激しく On/Off している時(ペデスタルと 閾値が重なり合う Hit 率 = 0.5 に相当)に、それぞれの隣の FPGA 側の ASIC で編模様のノイズ が発生していることが判明した(表 3.2.4)。

新基板では図 3.2.3 のように ASIC 周辺の配線パタンを変更しており、図 3.2.11 のように µ-PIC 側 ASIC のデジタル Hit 出力信号の一部が FPGA 側の ASIC のアナログ信号入力線と被り、かつ ASIC の真下を通っている。そのため、µ-PIC 側の ASIC でデジタル Hit 信号の変動が大きい時 に、それに対応する FPGA 側 ASIC のアナログ入力や ASIC 全体とクロストークしているために ノイズが発生している可能性が高いと予測した。特にパタン図から µ-PIC 側 ASIC の 7~15 ch が FPGA 側 ASIC に強くクロストークの影響を与えるため、クロストークの影響が強いチャンネル と強くないチャンネルでペデスタルを意図的に変えて測定を行い、新基板のノイズとクロストーク 表 3.2.3: 電子飛跡画像で ASIC ごとのノイズが発生した回数と、その左に真の飛跡と思われる Hit 点が存在した回数(50 イベント分、目測)。FPGA 側 ASIC でしかノイズが発生しておらず、その 殆どは 1 つ左の μ-PIC 側 ASIC で真の飛跡が存在する時である。



図 3.2.10: 新基板のペデスタル調整結果(図 3.2.8 左下)を拡大した図。それぞれの図の下に振られ ている番号は図 3.2.3 の ASIC の配置に対応している。赤矢印で示した *µ*-PIC 側の ASIC(1, 3, 5, 7 番目)の 10 ch, 11 ch 目に呼応して、一つ隣の FPGA 側の ASIC(2, 4, 6, 8 番目)でノイズが出 現していることが読み取れる。

に関係性があるか試験を行った。図 3.2.12 左側はクロストークの影響が強いチャンネル(オレンジ 枠囲み)だけペデスタルを高く設定した時、右側は逆にクロストークの影響が強いチャンネルだけ ペデスタルを低く設定した時の、閾値に対する Hit 率計測結果である。図左上の赤点線で囲んだ部 分を見ると、ASIC の 2,4 番目ではペデスタルを低く設定しているにも関わらず、クロストークの 影響が強いチャンネルで Hit 信号が激しく On/Off しているのに呼応して、Hit 率が上昇しクロス トークを起こしていることが分かる。また図中 A~D の閾値に設定してアナログサム信号をオシロ スコープで確認したのが図 3.2.12 下側の写真になる。この測定は新基板に何も入力せずに実施し ている(図 3.2.6 参照)ため、本来ならアナログサム信号には何も波形が現れないはずだが、クロ ストークの影響が強いチャンネルで、Hit 信号の On/Off が激しくなる閾値に対応する図 3.2.12-A, Dではアナログサム信号が発振しており、これもクロストークによる影響だと考えられる。これら の結果から、新基板で ASIC のパタンを図 3.2.3 のように変更したことが原因で、μ-PIC 側 ASIC のデジタル Hit 信号が FPGA 側 ASIC のアナログ入力とクロストークの影響が見られない旧基板のよう 表 3.2.4: ペデスタル補正前 (図 3.2.10) で FPGA 側 ASIC のノイズと呼応している μ-PIC 側 ASIC のチャンネル (基板 3 枚分、目測)。μ-PIC 側 ASIC 10, 11 ch に呼応して FPGA 側 ASIC でノイ ズが発生しやすいことが分かる。

μ -PIC 側 ASIC [ch]	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
ノイズと呼応する回数	0	2	1	4	3	2	4	5	2	4	12	12	3	2	1	2

に修正し、基板を再製作することにした。



図 3.2.11: ASIC の配線パタン図 3.2.3 の詳細。図左側が旧基板、図右側が新基板である。μ-PIC 側 ASIC(図中奇数番目)からのデジタル Hit 信号が FPGA 側 ASIC(図中偶数番目)のアナログ信 号入力や ASIC 全体と被っており、ここでクロストークが起きたためノイズが発生していると予測 した。



図 3.2.12: クロストークの影響が強い μ-PIC 側 ASIC 7~15 ch(図中オレンジ枠囲み)だけペデス タルを高くした場合(図左)、ペデスタルを低くした場合(図右)における、閾値ごとの信号 Hit 率の測定結果。図上の番号は ASIC の配置(図 3.2.3 参照)を示す。図中 A~D の閾値に設定した 時のアナログサム信号をオシロスコープで確認した写真を図下側に掲載している。図左上の赤点線 で囲まれた部分をみると、クロストークの影響が強いチャンネルで、ペデスタルと閾値が重なり合 う Hit 率 = 0.5 の時に Hit 信号が激しく On/Off するのに呼応して、ASIC の 2,4 番目でノイズが 発生していることが分かる。またオシロスコープの写真から、クロストークの影響の強いチャンネ ルで、Hit 信号が激しく On/Off する状態に対応する閾値 A, D の時にアナログサム信号が発振し ていることが分かる。これらは μ-PIC 側 ASIC と FPGA 側 ASIC との間でクロストークが発生し ている証拠である。



図 3.2.13: ASIC ごとのアナログサム信号 8 ch (図中 AOUT)の加算回路。2 ch ごとにサムアン プ(U7)を通して合計されるが、コンデンサー(C277)が実装されることによってローパスフィ ルタにできる。



図 3.2.14: (1) コンデンサーを実装した旧基板、(2) コンデンサーが無い旧基板同じ TPC に接続し ¹³³Ba の ADC 波形をオシロスコープで確認した写真。コンデンサーを実装していると高周波ノイ ズが低減されているように見える。実装したコンデンサーの回路図は図 3.2.13 を参照。

3.2.4 アナログ波形の低雑音化とデータ削減

TPC ではアナログ波形の積分からエネルギーを求めるため、これを低雑音化するとエネルギー 分解能を向上することができる。ASIC からのアナログサム信号 8 ch は 2 ch ごとに合計される加 算回路を通るが、この加算回路(図 3.2.13)はコンデンサーをドライブすることでローパスフィル タとして動作し、アナログ波形の高周波ノイズが低減されるように見える(図 3.2.14)。そこで旧 基板を TPC に接続して、デジタル Hit 信号が存在しない時のアナログサム信号の ADC 値、つま りペデスタルについてチャンネルごとにヒストグラムを作成し、コンデンサーの有無で実際にノイ ズが減少しているか検証した結果を図 3.2.15に示す。コンデンサーが無い旧基板は FWHM ~ 10 [ch] に対し、コンデンサーを実装した旧基板は FWHM ~ 3 [ch]と大幅に小さくなっており、コン デンサーを実装するとペデスタルの揺らぎが明らかに小さくなる。

そこで TPC で線源¹³³Ba からの X 線を測定して、ADC 値から電荷量を計算する手法をデータ



図 3.2.15: Hit 信号が存在しない時のアナログサム信号の ADC 値に関するヒストグラム。色ごと にチャンネルが異なっている。コンデンサーが実装されている時の方が、実装されていない時に対 してピークの幅が狭く、ローパスフィルタにより高周波ノイズが抑えられていることが分かる。

量が少なくなるように変更した時に、エネルギー分解能にコンデンサーの効果が現れるか検証し た。従来は図 3.2.16(1) のように、信号が入っていない時間帯で ADC 値の平均を1 イベントごと に計算することでペデスタルの値を決め、ADC 値がペデスタル + 閾値を超えた時間帯で ADC 値 - ペデスタルの値を積分することで、オフラインで電荷量計算をしていた。これは過去に、測 定中に ADC のペデスタルが安定していなかったことを考慮した計算方法であり、1 イベントごと に 512 clock × 4 ch × 2 byte = 4096 byte ものデータ量が必要になる。コンデンサーを実装でペデ スタルの安定度が増したので、新しい電荷量計算方法として図 3.2.16(2) のように、ペデスタルの 値は既知として閾値を設けずに、全時間帯で ADC 値を積分して電荷量計算を行うことを試してみ た。この方法では FPGA のファームウェアで ADC 値の積分処理をすれば良く、1 イベントごとに 4 ch × bit だけで済むため、TPC の転送するベきデータ量を大幅に削減することができ、気球飛 翔中の ETCC から無線でデータ受信することが可能になる。以上から、コンデンサーを実装した 時としなかった時で、解析手法によってエネルギー分解能に違いがあるか検証した。

¹³³Ba のエネルギー分解能 FWHM % at 30.9 keV を従来解析手法(図 3.2.16(1))を用いて算出 したのが図 3.2.17、新解析手法(図 3.2.16(2))を用いて算出したのが図 3.2.18 だ。どちらも μ-PIC 信号読み出し基板には旧基板を使用しており、図中赤枠のアノード 1 枚分にコンデンサーを実装し ている。図 3.2.17 から分かるように、従来解析手法ではコンデンサーの有無でエネルギー分解能 はあまり変化しなかった。一方新解析手法では図 3.2.18 から分かるように、コンデンサーが実装し ている領域の方が実装していない領域よりも分解能に改善が見られるが、図 3.2.17 の従来解析手 法の結果と比較すると、そもそも新方式で分解能が悪くなることが分かった。この原因は、コンデ ンサーで高周波ノイズを低減されていても、新解析手法では積分時間が長くなるため、ペデスタル の揺らぎの分だけエネルギー分解能が悪化するからだと思われる。よって、10 μs 分の flash-ADC 値を積分することでデータ量を削減する電荷量計算方法にすること自体が、エネルギー分解能を悪 くすることが分かったため、μ-PIC 信号読み出し基板には図 3.2.13 のコンデンサーは実装しない 方針に至った。



図 3.2.16: (1) 従来の電荷量計算方法と (2) 今回新たに試した計算方法。従来は信号が入っていな い時間帯で ADC 値の平均でもってペデスタルの値とし、ADC 値が閾値とペデスタルの値以上の 時間帯だけで値を積分して電荷量計算していた。ここでは新たに、ペデスタルの値を既知として 全時間帯で ADC 値を積分する方法を取る。この方法は ADC 波形情報を全て出力せずに、FPGA ファームウェア内で積分処理したものを出力することに対応しており、データ量の大幅な削減が期 待できる。



コンデンサー無し

図 3.2.17: 線源 ¹³³Ba によるエネルギー分解能 FWHM [%] at 30.9 keV。解析方法は図 3.2.16(1) の従来方法である。μ-PIC 32 × 32 ch ごとの区画で分解能を計算しており、横軸がアノード、縦 軸がカソードである。図上は全ての基板でコンデンサー無し、図下はアノード1枚分の旧基板にコ ンデンサーを実装しており、図中の赤枠の領域に相当する。コンデンサーを実装してもエネルギー 分解能はそれほど変化しないことが分かる。



図 3.2.18: 線源 ¹³³Ba によるエネルギー分解能 FWHM [%] at 30.9 keV。解析方法は図 3.2.16(2) の新しい方法である。µ-PIC 32 × 32 ch ごとの区画で分解能を計算しており、横軸がアノード、縦 軸がカソードである。図上は全ての基板でコンデンサー無し、図下はアノード 1 枚分の旧基板にコ ンデンサーを実装しており、図中の赤枠の領域に相当する。コンデンサーが有る時の方が無い時よ りも分解能が改善する傾向があるが、従来方式(図 3.2.17)と比較すると、新方式で電荷量計算す るとコンデンサーの寄与以上にエネルギー分解能が悪くなる傾向がある。



図 3.2.19: 修正した基板(修正新基板)の ASIC 周辺のパタン図。旧基板のパタン図(図 3.2.3)と 同様に、μ-PIC 側 ASIC(図中 1, 3, 5, 7 番目)のデジタル Hit 出力信号が FPGA 側 ASIC(図中 2, 4, 6, 8 番目)のアナログ信号入力や ASIC 自体の下を通らないようにし、クロストークの影響 が旧基板と同程度になるように設計した。

3.2.5 新基板の修正と動作確認

クロストークによるノイズの問題を解決するため、修正した基板を開発し、旧基板と同様に動作 可能か検証を行った。以後、新基板から修正した基板を修正新基板と呼ぶ。修正新基板では ASIC 周辺の配線パタンを旧基板と同様(図 3.2.19)にし、特に μ-PIC 側 ASIC のデジタル Hit 出力信号 が FPGA 側 ASIC と干渉し合わないようにする。実際に修正を行った基板が図 3.2.20 になる。こ の修正新基板についてペデスタル補正(節 3.2.2 参照)を行った結果が図 3.2.21 になる。新基板・ 旧基板でペデスタル補正を行った結果(図 3.2.8)と比較すると、ペデスタル補正前の修正新基板 の結果(図 3.2.21 左)には縞模様のノイズが出現しておらず、旧基板と同様の結果が得られている ことが分かる。この修正新基板を TPC に接続し、ガンマ線によるコンプトン散乱の反跳電子飛跡 を検出したのが図 3.2.22 になる。修正新基板で取得した電子飛跡画像には新基板で発生した不自 然なノイズ(図 3.2.9 右)は見当たらず、旧基板(図 3.2.9 左)と同様に正しく電子飛跡を検出で きることが分かる。以上の結果から、修正新基板では ASIC 周辺のパタンを変更してクロストーク の影響を抑えたことにより、新基板で発生したノイズ問題を解決することができた。

修正新基板と新基板で性能差がないことを確認するため、¹³³Ba からの X 線を測定してエネル ギー分解能を評価した。使用した TPC は節 4.2 に後述する。解析手法は従来方法(図 3.2.16(1))



図 3.2.20: 修正新基板の写真。新基板(図 3.2.1)とサイズや部品の配置など基本的な仕様は変わらない。



図 3.2.21: 修正新基板に対してペデスタル補正(節 3.2.2)を行う前(図左)と行った後(図右)の、 閾値ごとの信号 Hit 率。図左の補正前の結果には、新基板のペデスタル補正で出現した縞模様のノ イズ(図 3.2.8 左下)が消えている。

と同じである。修正新基板を用いて¹³³Ba を TPC で測定したセットアップの写真が図 3.2.23 にな る。使用した ETCC は TPC 領域が 256 × 256 ch でアノード、カソードそれぞれで信号読み出し 基板を 2 枚使用するが、(1) その内のアノード 1 枚分に相当する 0~127 ch 目を修正新基板、それ 以外は旧基板を使用したセットアップと、(2) 全て旧基板を使用したセットアップ との間で比較を 行う。µ-PIC 32 × 32 ch の区画ごとのエネルギー分解能(FWHM [%] at 30.9 keV)が図 3.2.24 である。図の左側がアノード、カソード全て旧基板を接続した時、右側がアノード 1 枚分だけ修正 新基板で他は旧基板を接続した時の結果で、修正新基板に対応する領域を赤枠で示している。これ らの図から、同じ TPC の条件に対し修正新基板・旧基板での結果は共に差がないことが分かるた め、修正新基板は旧基板と性能差が無く従来と同様に TPC の信号を読み出せることが確認できた。



図 3.2.22: 修正新基板の電子飛跡検出例。TPC に接続し、ガンマ線によるコンプトン散乱の電子飛跡を検出した。横軸が µ-PIC の ch に対し、縦軸は 10 MHz クロックでの読み出し時間で、ETCC の高さ方向に相当する。左右の飛跡は異なる 2 つのイベントである。修正新基板には新基板で発生 していたノイズ (図 3.2.9 右)が出現しておらず、旧基板と同様に正しく電子飛跡信号を検出できることが分かる。



図 3.2.23: 使用した ETCC の写真と線源 ¹³³Ba 測定の様子。アノードの 1 枚分を修正新基板を、 それ以外の部分に旧基板を接続して測定した。修正新基板のデジタル電源+3.3 V, アナログ電源 ±3.3 V は直流安定化電源から直接供給したのに対し、旧基板の電源は+24 V の直流安定化電源か ら+3.3 V, ±2.5 V の DC/DC コンバータを介して供給している。



全て旧基板

図 3.2.24: 線源 ¹³³Ba による基板のエネルギー分解能 FWHM [%] at 30.9 keV。µ-PIC 32 × 32 ch ごとの区画ごとに分解能を算出している。四隅の区画は µ-PIC が実装されていないためデータが 存在しない。図左が全て旧基板を接続した場合、図右がアノード 1 枚分だけ修正新基板を接続した 場合で赤色枠に相当する。アノード 0~3 の区画を比較すると修正新基板・新基板共に値に大きな 差はない。



図 3.3.1: 基板内部の水晶発振器でペデスタル測定を行った結果(左)と、外部からクロックを導入して測定を行った結果(右)。どちらも結果は変わらず、外部クロックによって正しく動作していることが分かる。

3.3 新機能実装

3.3.1 クロック同期機能

基板上の DIP スイッチを切り換えることによって、クロックの動作を基板内部の水晶発振器か 外部から LVDS 入力を介して導入するかを制御できるように実装した。これにより複数の基板に 対してトリガーユニットから共通のクロックを導入でき、クロックによる時間情報が共通化するこ とが可能になる。現行のトリガーユニットだと LVDS 入力にクロック信号を送る機能がないため、 NIM モジュールの Clock Generator から 50 MHz クロックを導入した。この状態でペデスタル測 定を行った結果が図 3.3.1 になる。どちらも Hit 率が 1 から 0 へ切り替わる閾値は変わらず、外部 クロックによって正しく動作できている。現在 SMILE-3 に向けて新しいトリガーユニットを開発 しており、今後は本機能を用いた ETCC の動作確認をする必要がある。

3.3.2 ASIC ラッチアップ自動復旧機能

図 3.3.2 が本機能のシミュレーターによるタイミングチャートになる。まず (1)ASIC 全体でデ ジタル Hit 信号の OR をとった信号が 40 us 分連続で High になっている場合にラッチアップが発 生したとみなす。ここでの値は 1 イベントあたり 10.24 us 分信号を読み出すことを踏まえて設定 している。その後、(2)Busy 信号(図 3.1.4 中 DAQ Run 信号)を High にし、トリガーユニット からトリガー信号が送られないようにした後、(3)FPGA からアナログ電源 ±2.5 V を供給する降 圧レギュレータのフラグのリセットをかける。アナログ電源 ±2.5 V の立ち上がり時間・立ち下が り時間がそれぞれ ~ 1 ms, ~ 3 ms であることを踏まえて、電源を落としてから 10.24 ms 待機し た後に電源を入れて更に 10.24 ms 待機する。ここでアナログ電源が一度オフになったことによっ て、ペデスタル補正をするチャンネル個別 DAC もリセットがかかっているため、(4) 再度 ASIC の個別 DAC に値を書き込みペデスタル補正を行う。これが終了した後に、Busy 信号を Low にし、 データ収集が再開されるようにする。ラッチアップが発生した際、復旧するのにおよそ 20 ms の 不感時間が必要になるが、SMILE-2+では 10 秒ごとのスケーラー情報から判断して復旧している ため、この機能によって大幅な復旧時間の削減が見込まれる。ただし、TPC に基板を接続して人 為的に ASIC にラッチアップを発生することが出来ないため、実機での復旧確認はしておらず、シ



図 3.3.2: ASIC ラッチアップ自動復旧のタイミングチャート。図中 ASIC Hit は ASIC 全体のデジ タル Hit 信号の OR をとった信号、Busy は図 3.1.4 中 DAQ Run 信号と同一信号でラッチアップ から復旧中に High に、ASIC Power はアナログ電源 ±2.5 V の生成フラグ、ASIC DAC Flag は ASIC の個別 DAC 値を書き込むフラグである。実装したファームウェアではラッチアップが起き ると ~ 20 ms で復旧する。

ミュレーション上でのみ動作確認している。そのため今後 ETCC に本機能を実装した修正新基板 を接続して長期間運用し、安定的にラッチアップ復旧機能が動作するか確認する必要がある。また 現在の判定方法だと ASIC がラッチアップを起こしている場合と、µ-PIC が導通している時に連続 して Hit 信号が High になっている場合とを区別出来ない。そのため今後本自動復旧システムを用 いた ETCC 運用を通じて、実装方法を改善していく必要がある。

第4章 ふげん廃炉モニター用ETCCの開発

4.1 実験目的

新型転換炉原型炉ふげん(以下ふげん)とは福井県敦賀市にある現在廃止措置中の原子力発電所 である [62] (図 4.1.1 上)。1979 年 3 月に運転が開始され、2003 年 3 月に運転が終了し、2008 年 2 月に廃止措置計画が認可されている。通常の原子炉である軽水炉と異なる点として、核燃料から放 出された中性子を減速させる減速材に軽水よりも中性子吸収効果が低い重水を用いて、核反応の効 率を上げているのが特徴である(図 4.1.1 下)。廃止措置計画では既に重水系・ヘリウム系等の汚染 除去が済んでおり、2018 年から現在は原子炉周辺設備の解体撤去を行っている。今後 2030 年から 原子炉本体の解体撤去、2039~2040年には建屋の解体撤去を行う予定であり、原子力発電所が廃 止された後の安全で合理的な廃炉技術の実証を目指している [64, 65]。原子力施設の解体に伴い大 量の放射性廃棄物が発生するが、これらを放射線管理区域外に搬出して処分するために、除染を終 えた廃棄物が放射能濃度基準値以内か測定しクリアランスを満たしているか確認する必要がある。 現在ふげんでは図 4.1.2 のようなトレイ型専用測定装置を用いて廃棄物の放射能濃度を測定してい る [66]。これはトレイに載せた原子炉廃棄物を遮蔽された測定部に移動させた後、60 秒間の走査 測定を行うもので、測定重量範囲は 30~100 kg、トレイ上の測定領域は 78 cm × 78 cm × 40 cm である。しかしこの装置を使う場合、廃棄物をトレイに載せられる大きさと重量に前加工してから 測定しなければならず、作業量が増えてしまう。また過去に約四ヶ月にわたって 762 回測定を行っ て合計約 48.7 t 分しか測定ができなかったため [63]、今後発生する約 500 t の廃棄物の測定には非 常に時間がかかる。さらには人の手で原子炉廃棄物をトレイ上に載せる必要があり、作業員が被爆 する危険性もある。放射性廃棄物のクリアランス測定を被爆の危険性を抑えて効率的に行うには、 複数の原子炉廃棄物から放射するガンマ線を離れた位置から測定し、得られたガンマ線画像から放 射能濃度の定量分析を一括して行えればよい。これは入射ガンマ線の到来方向を一意に定めること ができる ETCC であれば実現可能である。

以上より、本研究ではふげんの原子炉廃棄物測定用の ETCC を開発し、実際にふげんの原子炉 施設内部の測定を通して放射能定量分析の原理実証を目的とした。また実験室外部で測定できるよ うに持ち運び可能な ETCC を開発し、空間的に広がった放射分布をしている可能性がある原子炉 施設内部のガンマ線測定を行うことは、SMILE-3 計画で気球飛翔して未知の天体を観測するのと 本質的には変わらない。そこで本測定を通して、SMILE-3 に向けた ETCC 開発と天体解析手法の ノウハウを獲得することも目的としている。使用したモニター用 ETCC の概要や性能、測定結果 について次節から説明する。





図 4.1.1: 新型転換炉原型炉ふげんの写真(上)と原子炉の仕組み(下)[62]。通常の原子炉である 軽水炉と違って減速材に重水を用いて核反応効率を上げているのが特徴である。現在は廃炉措置計 画が進行しており、原子力施設の解体撤去が進んでいる。


図 4.1.2: 放射能濃度測定の様子 [62]。トレイの大きさは 78 cm × 78 cm × 40 cm で、測定重量範 囲は 30~100 kg である。原子炉廃棄物をトレイに載せられるように前加工した上で測定し、放射 能濃度基準値以内かどうか判定した上で放射性管理区域外に搬出する。約四ヶ月にわたって 762 回 測定を行って約 48.7 t しか測定ができず [63]、今後約 500 t の廃棄物を測定するのには非効率的で ある。

GSOシンチレーター



図 4.2.1: ふげんモニター用 ETCC の写真。TPC(図 4.2.2)のガスには Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(分 圧比 95:3:2)2 気圧を封入しており PCB(Print Circuit Board) μ -PIC を使用した。 μ -PIC 読 み出し基板は SMILE-2+時の基板を使用している。シンチレーター(図 4.2.4)は 1 ピクセルが 6 mm × 6 mm × 26 mm の GSO を用いている。実験室外部に持ち運んで測定ができるように、 図右のように ETCC を動作するのに必要な周辺機器を治具で固定しバッテリーで駆動するような セットアップになっている。



図 4.2.2: ふげんモニター用 ETCC のドリフトケージの写真(左)とドリフト領域の概念図(右)。 リング状の電極 21 個を 10 mm 間隔で配置し、それぞれを 20 MΩ 抵抗で接続している。右図中黄 色の線が GEM で赤色の線が μ-PIC に対応する。

4.2 モニター用 ETCC 概要

図 4.2.1 はふげんモニター用 ETCC の写真である。ふげん原子炉施設内部での動作を想定してリ チウムイオンバッテリー+24 V で運用できるようになっており、DC/DC コンバーターやトリガー コントロールユニットなどの周辺機器を治具で固定し、持ち運び可能な状態にしている。TPC 内部



図 4.2.3: ふげんモニター用 ETCC の PCB µ-PIC の写真(左)とその構造図(右)。アノード・カ ソード共に 512 ch 分実装されており、これを 2 ch ごとにまとめて 0.8 mm ピッチ間隔で読み出し ている。ドリフトケージが円柱であることに対応して、µ-PIC の有感領域は八角形状になってお り、四隅で発生したイベントは取得できない。

表 4.2.1: TPC 領域に関するパラメーター

ガスの種類	Ar/CF ₄ /iso-C ₄ H ₁₀ (分圧比 95:3:2)
ガス圧	絶対圧2気圧
μ-PIC の印加電場	$+425 \mathrm{~V}$
ドリフト領域・GEM 電場の導入口	-5.50 kV
ドリフト電場	$214 \mathrm{~V/cm}$
GEM 上下の電位差	$439 \mathrm{V}$

のドリフト領域は図 4.2.2 のようになっており、直径 252.5 mm の領域で GEM と PCB μ-PIC に よってガス増幅している。ガスには Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(分圧比 95:3:2) 2 気圧を封入した。PCB μ-PIC は図 4.2.3 のように、ドリフトケージが円柱であることから八角形状になっている。アノー ド・カソードで 512 ch 分実装されており、これを 2 ch ごとにまとめて 0.8 mm ピッチ間隔で 256 ch 分読み出している。μ-PIC 信号読み出し基板には、SMILE-2+時の旧基板を使用した(節 3.1)。 以上の TPC に関するパラメーターは表 4.2.1 にまとめている。一方、吸収体は図 2.3.4 の GSO シ ンチレーター(1 ピクセル 6 mm × 6 mm × 26 mm)と PMT を使用し、節 2.4 と同様の信号読 み出し方法を行っている。ヘッドアンプの配置は図 4.2.4 のように 2 つのヘッドアンプで 9 個の PSA・PMT を使用しているが、原子炉での本測定直前の不具合により図中の HA01 に対応する 6 個の PSA で測定を行っている。PMT の動作電圧について、不具合により測定日当日に予定して いた約-1000 V をかけることが出来ず、本測定の PMT 動作電圧は約-800 V に下げた。これによ り PSA で検出可能なガンマ線エネルギーは約 300~2800 keV になり、PSA のエネルギー分解能 は悪くなっている(節 4.4)。なおこのモニター用 ETCC では x 軸をアノード方向、v 軸をカソー ド方向、z 軸を ETCC の視野方向で、µ-PIC (図 4.2.3)の中心を座標原点にとっており、図 4.2.4 の HA01-PMT3 の中心に対応する。またシンチレーターのヒット点はピクセル中心である μ-PIC よりも 40.3 mm 下方で発生したものとしている。データ収集システムは節 2.4 と同じである。



図 4.2.4: ふげんモニター用 ETCC のヘッドアンプの配置。赤点は座標原点の位置で、HA01-PMT3 の中心に対応する。ヘッドアンプ(図 2.4.3)2 個で9 個の PSA・PMT を使用しており、1 つの PSA の大きさは 52 mm × 52 mm で、1 ピクセル 6 mm × 6 mm × 26 mm の GSO シンチレー ターが8×8ピクセル並んでいる。PMT 同士の間隔は2 mm であり、2 つのヘッドアンプは 18.5 mm 離れている。不具合により、本測定は図中 HA01 の PSA・PMT6 個を用いて行った。

4.3 イベント抽出条件の最適化

節 2.2 で述べたように、ETCC は電子飛跡を検出できることを利用して独自の雑音除去能力を 持っている。ふげんモニター用 ETCC では雑音除去のために、以下のイベント抽出条件を課して いる。

電子飛跡が TPC 有感領域内部に完全に収まったイベント

ガンマ線が TPC の有感領域外でコンプトン散乱した後、反跳電子が有感領域内に入る事象は、 電子のエネルギーを完全に TPC 有感領域内で落とし切っておらず正しく入射ガンマ線を再構成で きないため、除去する必要がある。このようなイベントは TPC 有感領域の端や領域外に飛跡を 作っているので、実際の TPC よりも少し狭い領域内で飛跡が収まっているイベントを抽出すれば 良い。そこで TPC の端から 5 mm 内側に飛跡が収まっているイベントのみを抽出している。つま りアノード、カソードの長さが共に 204.8 mm、GEM が μ-PIC から 6 mm 上、ドリフト領域の上



図 4.3.1: ふげんモニター用 ETCC で測定したコンプトン散乱点の積算マップ。横軸がアノードで 縦軸がドリフト領域の高さである。µ-PIC の一部のチャンネルは導通しているため読み出しを行っ ておらずイベントが無い。赤枠が実際の TPC 領域に対応する部分で、領域外からコンプトン散乱 して反跳電子が領域内に入るイベントを除去するため、実際の TPC 領域よりも少し狭い領域内で 飛跡が収まっているイベントを抽出している(式 (4.3.1))。

面が µ-PIC から 211.5 mm であることから、飛跡 (X,Y,Z) [mm] が

$$-102.4 + 5 \le X \le 102.4 - 5$$

-102.4 + 5 \le Y \le 102.4 - 5
6 + 5 \le Z \le 211.5 - 5
(4.3.1)

を満すイベントを抽出した(図 4.3.1)。

エネルギー損失率が電子の飛程に沿うイベント

節 2.2 のエネルギー損失率によるイベント抽出について、本モニター用 ETCC では、TPC での 飛跡の長さを *Range* [mm]、電子のエネルギーを *K_e* [keV] とすると、図 4.3.2 の電子の飛程成分に



図 4.3.2: ふげんモニター用 ETCC で取得したイベントのエネルギー損失率。横軸は電子のエネル ギー、縦軸は飛跡の長さで、それぞれ底 10 の対数をとっている。黒線がカット条件の式 (4.3.2), (4.3.3) を表しており、赤線は理論式 (2.2.2) を表す。またピンクの横線は TPC 領域の大きさ 200 mm (式 (4.3.4)) を示している。エネルギー損失が黒線の内側でかつ飛跡長が TPC 領域以内のイ ベントを抽出している。

沿う以下の条件を満すイベントを抽出している:

$$Range < \frac{7.1}{3.48 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.72-0.2} + 5 \tag{4.3.2}$$

$$Range > \frac{7.1}{3.48 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.72 \pm 0.33} + 3 \tag{4.3.3}$$

$$Range < 200$$
 (4.3.4)

ここで Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(混合比 95:3:2)2 気圧の密度が $\rho = 3.48 \times 10^{-3} \text{ [g/cm^3]}$ であることを 利用している。



図 4.3.3: ふげんモニター用 ETCC で線源¹³⁷Cs から取得したイベントのアルファ角の差 ($\Delta \cos \alpha = \cos \alpha_{geo} - \cos \alpha_{kin}$) と再構成された入射ガンマ線エネルギー。¹³⁷Cs から放射する 662 keV のガンマ線に対応する位置で $\Delta \cos \alpha \simeq 0$ にイベントが集中していることが分かる。この領域が収まるように式 (4.3.5) を満すイベントを抽出している。



図 4.4.1: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³³Ba を測定した時の TPC 領域全体のスペクトル。赤 線は 30.9 keV でガウシアンフィッティングした結果で、FWHM 27.6 ± 0.6 %である。

アルファ角運動学テスト

節 2.2 のアルファ角によるイベント抽出について、本モニター用 ETCC では、幾何学的・運動 学的に求めたアルファ角を α_{geo}, α_{kin} として

$$\left|\cos\alpha_{geo} - \cos\alpha_{kin}\right| \le 0.5 \tag{4.3.5}$$

のイベントを抽出している。

4.4 性能評価

TPC のエネルギー較正試験では、μ-PIC 信号読み出し基板のアナログサム信号が ASIC 32 ch ご との合計値を出力しているため、TPC 領域を 32 × 32 ch の 8 × 8 区画に分割し、それぞれの領域 で較正を行っている。較正には線源¹³³Ba が崩壊してできる Cs 原子からの特性 X 線 30.9 keV と GEM の素材である Cu 原子の特性 X 線 8.0 keV を用いている。これらの X 線が複数領域にわたっ てエネルギーを落としている場合、場所ごとにガスゲインに違いがあるため、その補正が必要であ る。領域ごとのゲインを正確に得るため、区画を跨がずに 1 つの区画内に飛跡が収まっているイ ベントのみを抽出してエネルギー較正を行った。各領域からピークをガウス関数でフィッティング し、その平均値をピークのエネルギー E_{peak} [keV] に対応する電荷量 Q [pC] とする。この時、読み 出し基板の増幅率 A_{board}、ガス中で 1 つのイオン対を作るのに必要な平均エネルギーを W [keV]、



th2_Fit_Reso_Ba133

図 4.4.2: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³³Ba によるエネルギー分解能(FWHM % at 30.9 keV)。それぞれの領域は μ -PIC 32 × 32 ch 分に対応している。領域の端 (Anode, Cathode) = (0, 0), (0, 7), (7, 0), (7, 7) は μ -PIC が実装されていない(図 4.2.3)ためデータが存在しない。TPC 領域全体でのエネルギー分解能は FWHM 27.6 ± 0.6 % at 30.9 keV である。

電荷素量を e [pC] とすると、ガスゲイン Ggas は次のように計算される。

$$\therefore \ G_{\text{gas}} = Q \cdot \frac{W}{E_{\text{peak}}} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{A_{\text{board}}}$$
(4.4.1)

なお、本実験では読み出し基板の増幅率は [51] より $A_{\text{board}} = 700$ 、Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(分圧比 95:3:2)について W = 23.4 eV としている。実際の TPC 領域全体のエネルギースペクトルが図 4.4.1、各領域でエネルギー較正を行なった時の区画ごとのエネルギー分解能が図 4.4.2、ガスゲイ ンは図 4.4.3 になる。エネルギー較正の結果、TPC 領域全体でのエネルギー分解能が FWHM 27.6 ± 0.6 % at 30.9 keV、ガスゲインの平均が 1.07 × 10⁴ となった。これは節 2.3.1 で述べた TPC に 必要な性能を満たしている。

また電子飛跡の高さ方向の情報を得るために TPC のドリフト速度を算出する。図 4.4.4(1) は ETCC で取得した電子飛跡の Hit 点を積算して描画した図で、横軸はカソードのチャンネル番号、 縦軸は読み出した時間のクロック数でドリフト方向に相当する。これを縦軸方向に射影したのが図 4.4.4(2) になる。Hit 点の立ち上がり位置(赤実線)はドリフト領域の μ-PIC に一番近い位置での 電子飛跡、Hit 点の立ち下がり位置(赤点線)はドリフト領域の μ-PIC から一番遠い最上面での電 子飛跡によるものだと考えられるため、これらの間がドリフト領域の大きさに対応する。そこで図 4.4.4(2) を微分し、傾きが一番大きい点(図 4.4.4(3) 逆三角印)とガウシアンフィッティング(図 4.4.4(3) 赤線)によってドリフト領域の大きさ 205.5 mm に相当するクロック数(100 MHz)を決

Gain Map



図 4.4.3: ふげんモニター用 ETCC のガスゲイン。それぞれの領域は µ-PIC 32 × 32 ch 分に対応 している。領域の端 (Anode, Cathode) = (0, 0), (0, 7), (7, 0), (7, 7) は µ-PIC が実装されていな い (図 4.2.3) ためデータが存在しない。領域全体の平均ガスゲインは 1.07 × 10⁴ である。

線源	エネルギー [keV]
133 Ba	356
$^{137}\mathrm{Cs}$	662
$^{60}\mathrm{Co}$	1172, 1332
$^{152}\mathrm{Eu}$	1408
$^{208}\mathrm{Tl}$	2615

表 4.4.1: PSA の Calibration で用いた線源と使用したエネルギー

め、ドリフト速度を算出している。ふげんモニター ETCC では、ドリフト速度は ~ 4.2 [cm/µs] となった。TPC のセットアップからシミュレーションで求まるドリフト速度は ~4.5 [cm/µs][42] であり、矛盾のない結果が得られた。

PSA のエネルギー較正では節 2.3.2 図 2.3.5 のように各ピクセル位置を特定した上で、それぞれ のピクセルごとのイベントを抽出して較正を行なっている。Calibration で使用した線源は表 4.4.1 にまとめている。1 個のヘッドアンプ全体で線源 ¹³⁷Cs を用いて得られたスペクトルが図 4.4.5 にな り、PSA 全体のエネルギー分解能は FWHM 17.7± 0.0 % at 662 keV だった。これは SMILE-2+ で用いた同じ厚みの GSO シンチレーターの分解能 FHWM 13.4 % at 662 keV[53] と比較すると分 解能が悪いが、PMT の動作電圧が低いためだと考えられる。



図 4.4.4: (1)ETCCで取得したカソードにおける電子飛跡の Hit 点の積算画像。横軸がチャンネル 番号、縦軸が読み出した時間のクロック数でドリフト方向に相当する。(2) 図 (1) を縦軸方向に射 影したヒストグラム。μ-PIC 側に相当する赤実線とドリフト領域の最上面に相当する赤点線の間で は Hit 数が多くなっており、これがドリフト領域に相当する。(3) 図 (2) の微分ヒストグラム。微 分値の最大値(逆三角形印)とガウシアンフィッティング(赤線)によってドリフト領域の大きさ を決め、ドリフト速度を算出している。



図 4.4.5: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³⁷Cs による PSA のエネルギースペクトル。1 個のヘッ ドアンプで読み出せる 6 個の PSA 全体で合計している。赤線は 662 keV でガウシアンフィッティ ングした結果で、エネルギー分解能が FWHM 17.7 ± 0.0 % at 662 keV となった。



図 4.4.6: ふげんモニター用 ETCC 性能評価のための線源 ¹³⁷Cs 測定の様子。線源の位置は ETCC の中心から 790 mm 離している。

TPC	エネルギー分解能(FWHM [%] at 30.9 keV)	27.6 ± 0.6
	ガスゲイン	10691
	ドリフト速度 $[m cm/\mu s]$	4.2
PSA	エネルギー分解能(FWHM [%] at 662 keV)	17.7 ± 0.0
ETCC	エネルギー分解能(FWHM [%] at 662 keV)	16.1 ± 0.4
	有効面積([cm ²] at 662 keV)	$(1.76\pm 0.06)\times 10^{-2}$
	ARM (FWHM [degree] at 662 keV)	$6.5\ \pm 0.2$
	SPD (FWHM [degree] at 662 keV)	144.0 ± 5.6

表 4.4.2: ふげんモニター用 ETCC の性能値

これらの TPC・PSA のエネルギー較正データを用いてモニター用 ETCC の性能評価を行った。 使用した線源¹³⁷Cs は (0, 0, 790) mm に置いた (図 4.4.6)。節 4.3 によるイベント抽出前・後のイ ベントに対するガンマ線画像が図 4.4.7 になる。イベント抽出後の画像の方が、線源がある位置か らの放射が集中していることが分かり、線源からのガンマ線事象を抽出できていることが分かる。 エネルギースペクトルは図 4.4.8 となっており、こちらもイベント抽出後の方が¹³⁷Cs からの放射 ピークが際立っていることが分かる。イベント抽出後ガウス関数でフィッティングした結果、エネ ルギー分解能は FWHM 16.1 ± 0.4 % at 662 keV である。有効面積は校正用線源のある基準日の 放射能を *A* [Bq]、基準日からの経過日数を *t* [year]、放射ピークの崩壊分岐比を *B*、線源の半減期



図 4.4.7: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³⁷Cs を測定した時のガンマ線画像。ETCC からの等立 体角は同面積で描画している。左がイベント抽出を行わなかった場合、右は節 4.3 によるイベント 抽出を行った場合である。最外周は 180 度後方に対応し、15 度ごとにグリッドを引いている。線 源の位置は赤十字で示している。イベント抽出後のガンマ線画像の方が線源のある中心からのイベ ントがより集中しており、線源からのガンマ線事象を抽出できている。

を T_{half} [year]、線源からの距離を d [cm]、測定時間を T_{DAQ} [s] とし、エネルギースペクトルによるガウシアンフィッティングの定数と標準偏差を C, σ とすると、次の式から求められる:

$$N_{peak} = C \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}$$

$$N_{RI} = A \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T_{half}} \cdot B \cdot T_{DAQ}$$

$$(4.4.2)$$

Effective Area
$$[\text{cm}^2] = \frac{N_{peak}}{N_{RI}} \cdot 4\pi d^2$$

ここで N_{peak} はエネルギースペクトルから算出した放射ピークの検出光子数、 N_{RI} は線源の放射 ピーク数に相当する。この式から ETCC の有効面積は $(1.76 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ cm² at 662 keV とな る。また ARM、SPD の分布は図 4.4.9, 4.4.10 となる。なお ARM と SPD の定義式 (2.1.4), (2.1.5) から、両者は真のガンマ線位置によって定義されているため、線源 ¹³⁷Cs から直接 ETCC に入射 してコンプトン散乱したイベントに対して評価を行う必要がある。そこで再構成されたガンマ線の エネルギーが放射ピーク周囲の 600~750 keV であるイベントを抽出している。ARM はコーシー 分布でフィッティングしており FWHM 6.5 ±0.2 degree at 662 keV、SPD はガウシアンでフィッ ティングして FWHM 144.0 ± 5.6 degree at 662 keV となった。以上のふげんモニター用 ETCC に関する性能値は表 4.4.2 にまとめている。



図 4.4.8: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³⁷Cs を測定した時のエネルギースペクトル。赤線が全 イベントで青線が節 4.3 のイベント抽出後。エネルギー分解能は FWHM 16.1 ± 0.4 % at 662 keV である。また 662 keV ピークに対応する有効面積は $(1.76 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ cm² である。



図 4.4.9: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³⁷Cs を測定した時の ARM 分布 (式 (2.1.4))。節 4.3 に 加えて再構成されたガンマ線エネルギーが 600~750 keV のイベントを抽出している。赤線はコー シー分布によるフィッティング結果で、FWHM 6.5 ±0.2 degree at 662 keV である。



図 4.4.10: ふげんモニター用 ETCC で線源 ¹³⁷Cs を測定した時の SPD (式 (2.1.5))。節 4.3 に加 えて再構成されたガンマ線エネルギーが 600~750 keV のイベントを抽出している。赤線はガウシ アンによるフィッティング結果で、FWHM 144.0 ± 5.6 degree at 662 keV である。



図 4.5.1: ふげん原子力施設内での測定場所の様子。(1)ETCC の右後ろから、(2)ETCC の真後ろ から、(3)~1 µSv/h の強い放射があったパイプのフランジ(赤枠)、(4)ETCC の視野中心(赤枠) からの写真。周囲の放射能は~0.1 µSv/h。(1)(2)(4) の矢印が(3) のパイプで ETCC のほぼ中心 から約 30 度上に位置する。

表 4.5.1: モニター測定測定時間と不感時間

測定方法	測定時間 [s]	Dead Time [s]	Live Time [s]	不感時間 [%]
PSAのみ	264	3	261	9.1
ETCC (TPC&PSA)	2910	23	2887	1.0

4.5 放射性廃棄物の測定結果と考察

2024年12月12日にふげんの原子力施設内で行った放射線廃棄物のモニター測定の様子が図4.5.1 になる。既に除染作業が済んでいる場所でベントフィルタが置いている場所の前で測定を行った。 サーベイメータによる放射線量は ~ 0.1 μ Sv/h と自然放射線程度に低いが、フィルタ上部にある パイプのフランジ部分で ~ 1 μ Sv/h の強い放射があったため、これが視野に収まるように ETCC を離して配置した。ETCC から見てフランジは上方向に存在し、ETCC との距離が約3.3 m、高 さが約1.8 m であることから、ETCC の視野中心から約30度上方向で放射がある。測定は PSA のみで約5分間スペクトルを取得した後、TPC と PSA を両方使用し ETCC として約50分間測定 を行った。測定時間と不感時間については表4.5.1 にまとめている。

PSA のみで取得したエネルギースペクトルが図 4.5.2 になる。スペクトルから顕著なピークに対 してガウス関数でフィッティングを行ったところ、表 4.5.2 のように 883 keV, 1430 keV, 2552 keV に放射ピークが見られることが分かった。これらは ⁴⁰K による 1461 keV と ²⁰⁸Tl による 860 keV, 2615 keV の放射だと考えられ、測定環境としては自然放射線しか見られないような場所である。



図 4.5.2: ふげんモニター測定における PSA のみで取得したエネルギースペクトル(縦軸が上:線 形、下:対数)。ピークが立っている部分を赤点線で記した。フィッティングの結果(表 4.5.2)、 ²⁰⁸Tl・⁴⁰K による放射ピークが確認でき、測定場所では自然放射線の影響が強いことが分かる。

表 4.5.2:]	PSA のみで取得	したスペクトノ	レ(図 4.5.2)	のガウス関数によ	りフィッティ	ング結果

中央值 [keV]	ピークの高さ [count]	標準偏差 [keV]	χ^2	自由度	同定した線源
883.3 ± 5.7	327.2 ± 5.3	128.3 ± 14.6	23.6	22	208 Tl 860 keV
1430.3 ± 3.7	201.3 ± 3.6	82.2 ± 3.2	28.0	30	$^{40}{ m K}$ 1461 keV
2551.9 ± 7.2	17.9 ± 1.0	94.3 ± 8.4	31.6	39	208 Tl 2615 keV

なお自然放射線由来以外の線源による放射ピークは PSA のみで取得したスペクトルからはほとん ど確認できない。

ETCC で取得したイベント 2596 個のうち節 4.3 の抽出条件を満たすイベントは 325 個であった。 これら全てのイベントに対するガンマ線画像が図 4.5.3 になる。本測定ではヘッドアンプを片方し か使用しておらず(図 4.2.4)、検出できるイベントが実際の分布よりも多少右側に偏ることが予想 される。ガンマ線画像から、イベント数は ETCC の視野中心と約 30 度上方に集中していることが



図 4.5.3: ふげんモニター測定における ETCC で取得したガンマ線画像。等立体角でビンまとめし ており、ビン中の数字はカウント数を示す。図のグリッドは 15 度ごとに引いており、最外周は 180 度後方に対応する。赤枠が放射能の強いフランジ(図 4.5.1(3))の位置に対応する。PSA のヘッド アンプを片方しか使用していないため(図 4.2.4)、検出できるイベントは図右に偏ると予想され る。中心からのイベントと約 30 度上方からの放射が強いことが分かる。マゼンタ点線は図 4.5.5 の スペクトルにおける領域分けを表しており、ETCC の視野中心方向となす角度が 15~60 度の上下 左右を upper, lower, left, right と呼称する。

分かる。また ETCC によるガンマ線エネルギースペクトルが図 4.5.4 になる。スペクトルからは 顕著なピークは見られない。領域ごとのスペクトルを比較するため、図 4.5.4 のマゼンタ点線のよ うに、ETCC の視野中心方向となす角度が 15~60 度の領域を四等分し、それぞれの領域内のイベ ントに対してスペクトルを描画したのが図 4.5.5 になる。ビン範囲は 300~700, 700~1100, 1100 ~1400, 1400~3000 keV である。上側(図赤線)からのスペクトルは 1100~1400 keV の放射が下 側(マゼンタ線)・左側(黒線)よりも強い。そこでそれぞれのエネルギービン範囲ごとにガンマ 線画像を作成した。図 4.5.6 は再構成されたガンマ線のエネルギーが 300~700, 700~1100, 1100~ 1400, 1400~3000 keV のイベントごとにまとめて画像化したものである。図中の赤枠はパイプのフ ランジ部分に対応している。各エネルギーバンドのガンマ線画像を比較すると、1100~1400 keV のエネルギーバンドにおいてフランジ方向から放射が強いことが分かる。以上より、周辺よりも放



図 4.5.4: ふげんモニター測定における ETCC で取得したエネルギースペクトル。顕著なピークは 見られない。

射能が強かったパイプのフランジ部分は、⁶⁰Co による汚染の可能性が高い。仮にフランジが点源 だと仮定すると、点源から ETCC までの距離は約 375 cm、ETCC での 1100~1400 keV での検出 数は約 3000 s で ~ 5 count、ETCC の有効面積は ~ 0.01 cm²、線源が ⁶⁰Co の場合崩壊分岐比が 200 %なので、観測結果から線源の崩壊レートは

$$\frac{5 \text{ count}}{3000 \text{ s}} \cdot \frac{4\pi \cdot 375^2 \text{ cm}^2}{0.01 \text{ cm}^2} \cdot \frac{1}{2} \simeq 10^5 \text{ Bq}$$
(4.5.1)

となる。線源が異なるが、例えば ¹³⁷Cs だと 1 m の距離に 1 MBq の線源がある場合 1.9 μ Sv/day の被爆を受けるため、フランジの半径が約 10 cm だとすると ~1 μ Sv/h は ~ 10⁵ Bq に相当する。 つまり線源が ⁶⁰Co とした時の測定結果とフランジの放射線量と測定結果はオーダー計算では無矛 盾である。一方、300~700 keV のバンドでもフランジ部分と同じ位置から放射が見られており、 これの原因推定は本測定で取得したデータで行うことが出来なかった。

ETCC によるふげん原子力施設内での放射線廃棄物モニター調査を通して、環境放射線の強さ が~0.1 µSv/h の場所から、ETCC から約 3.8 m 離れた位置の~1 µSv/h の放射線の線源推定を 行うことができた。本測定のようにふげんの廃止措置で発生する放射線廃棄物を ETCC で測定す れば、どの部分からの放射線が強いか画像化して測ることができ、廃棄物のクリアランス測定の効 率化を測ることができる。また本測定は天体観測における画像化・スペクトル抽出と本質的には変 わらず、ETCC を用いた解析方法のノウハウを獲得することができた。ただし本測定ではヘッド アンプを1個しか使用していないことや PMT の動作電圧が小さいこと、測定時間の短さからイベ ント統計が少く、確定的な結論には至れなかった。そのためヘッドアンプ・PMT の故障原因を特



図 4.5.5: 領域 (図 4.5.3 マゼンタ点線) ごとの微分スペクトル比較。横軸のビン範囲は 300~700, 700 ~1100, 1100~1400, 1400 3000 keV である。考察は本文参照。

定し ETCC の運用性の向上を測る必要や、測定時間を長くすること、また有効面積を向上するために SMILE-3 で予定されているような CF₄ による分子ガスを主要ガスにしたり TGV μ-PIC[59] によりゲインを稼ぐ必要がある。



図 4.5.6: エネルギーごとのガンマ線画像。赤枠は放射能が強いパイプのフランジ部分(図 4.5.1(3)) の位置である。1100~1400 keV のエネルギーバンドにおいて、フランジ部分周囲からのイベント 数が比較的多いことが分かるため、フランジ部分には ⁶⁰Co が存在していた可能性がある。

第5章 まとめと今後の課題

5.1 まとめ

銀河中心領域の電子陽電子対消滅線の空間分布は INTEGRAL/SPI で観測された [14] が、観測 結果を説明する陽電子生成源は未だ不明である。陽電子起源の解明には空間分解能の良い MeV ガ ンマ線検出器で得る詳細な空間分布画像が必要である。そこで我々は ETCC を開発し、次期計画 SMILE-3 では対消滅線の観測から暗黒物質 [3] と原子ブラックホール [27] の存在に迫る。そのた めには前回実験 SMILE-2+から空間分解能を 2~3 倍、有効面積を 5~10 倍向上させ、エネルギー 分解能を FWHM 8~9 % at 511 keV に改善する必要がある。

本研究では TPC 全体の運用性向上のため、SMILE-3 に向けて µ-PIC 信号読み出し基板を開発した。開発した基板から得られたデータにはノイズが見られたが、ASIC の配線同士がクロストークを起こしたのが原因だと特定し、配線を修正した基板を再製作して既存の基板と性能差なく TPC に接続して運用できることを確認した。またエネルギー分解能が改善してデータ量を削減する新解析手法が利用できると考え、アナログ信号がローパスフィルタを通るようにコンデンサーを実装することを検討したが、反対に分解能が悪化することが判明したので、コンデンサーは実装しない方針を決めた。さらに以前の基板にはない新機能として、クロック情報でイベント同期がしやすくなるクロック同期機能と、基板内の FPGA が判断することにより不感時間を削減できる ASIC ラッチアップ自動復旧機能を実装した。本研究で開発した基板は既に 20 枚量産済みである。

ETCCの応用利用として原子力廃棄物の放射能濃度測定の効率化が図れることや、SMILE-3に 向けたETCC開発と天体解析のノウハウを獲得できることから、新型転換炉原型炉ふげんの原子 力施設内で放射性廃棄物のモニター測定を行った。測定場所の放射線量は~0.1 µSv/hの環境で、 3 m以上離れた位置にある~1 µSv/hの放射線源のフランジをETCCの視野に収めて測定した。 シンチレーター単体のスペクトルからは²⁰⁸Tl,⁴⁰Kと考えられる放射ピークが見られ、自然放射 線しか見られないような測定環境である。ETCCで取得したスペクトルとガンマ線画像から1100 ~1400 keVのバンドでフランジ領域からの放射が比較的強いことが分かった。そのためフランジ には⁶⁰Coによる汚染が存在した可能性があると考えた。

5.2 今後の課題

μ-PIC 信号読み出し基板の新機能であるクロック同期機能に対応できる TCU が開発途中である ため、実際に複数の基板を TPC に接続しクロック同期を取る試験は行えていない。そのため今後 クロック同期機能で ETCC を動作し、クロックによるイベント同期が可能か検証する必要がある。 また ASIC のラッチアップを人為的に起こせないため、今回実装した ASIC ラッチアップ自動復旧 機能はシミュレーション上でしか動作確認ができていない。今後本システムを実装した ETCC を 長期間運用することを通して、安定的にラッチアップを自動復旧するか確認する必要がある。 ふげんの放射性廃棄物モニター測定では測定時間が短かった上 PSA のヘッドアンプが1 個使用出 来ず、また PMT に従来の動作電圧を印加できなかったためイベント統計が少く、確定的な結論に 至ることが出来なかった。そのため今後は測定時間を長くし、かつヘッドアンプと PMT の故障原 因を特定して ETCC の運用性向上を図る必要がある。また有効面積を増加するために、SMILE-3 で予定されているように TPC ガスを CF₄ のような分子ガスに変更してコンプトン散乱確率を向上 させ、TGV μ-PIC[59] を使用してゲインを稼ぐ必要がある。また定量的な議論を行うために、測 定で用いた ETCC のシミュレーションを行い視野ごとに異なる感度を補正したガンマ線画像を作 成する必要がある。

謝辞

本論文の執筆にあたり、指導教員の高田敦史准教授には終始大変お世話になりました。日々の研 究や学会準備を進めるにあたって、どんな些細な質問にも親身にご対応頂き大変感謝しておりま す。また共通の趣味の話題で盛り上がることもありとても楽しかったです。佐藤太陽君には自分の 実験ではないのにも関わらず ETCC の開発を手伝って頂き、本当に感謝しております。出口颯馬 君は実験場所が同じだったので、研究の議論を活発に行うことができました。岡知彦さんには研 究に関するアドバイスを教えて頂くことが多く、大変参考にすることができました。阿部光さん との熱い議論によって、MeV ガンマ線に関する洞察を得ることができました。園田真也さんには ETCC のプログラムやセットアップについてサポートして頂き、大変感謝しております。前田涼 太君との会話では自分の思考を言語化することができてとても楽しかったです。斉藤裕次郎君とは 同部屋で、修論提出前にお互いに励まし合い元気が出ました。同部屋の小俣雄矢君には、研究が忙 しい時に下宿先でお世話になり大変助かりました。穴澤萌衣さんとはプライベートの相談も乗って 頂き、研究の励みになりました。またふげんの測定にあたって、谷森達名誉教授、日本原子力研究 開発機構の佐藤大樹さん、敦賀事業本部の皆様には大変感謝しております。タイトなスケジュール の中、モニター測定の準備を進めて頂きありがとうございました。最後に、宇宙線研究室の皆様に 深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Eugene Churazov, Rachid Sunyaev, Jordi Isern, I Bikmaev, E Bravo, Nikolai Chugai, Sergei Grebenev, Pierre Jean, Jürgen Knödlseder, François Lebrun, et al. Gamma rays from type ia supernova sn 2014j. *The Astrophysical Journal*, Vol. 812, No. 1, p. 62, 2015.
- [2] Nikos Prantzos and Roland Diehl. Radioactive 26al in the galaxy: observations versus theory. *Physics Reports*, Vol. 267, No. 1, pp. 1–69, 1996.
- [3] Kyungjin Ahn and Eiichiro Komatsu. Dark matter annihilation: the origin of cosmic gamma-ray background at 1–20 MeV. Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology, Vol. 72, No. 6, p. 061301, 2005.
- [4] 木舟正. 新物理学シリーズ 34 宇宙高エネルギー粒子の物理学 ~宇宙線・ガンマ線天文学~.
 培風館, 2004.
- [5] G Weidenspointner, M Varendorff, U Oberlack, D Morris, S Plüschke, R Diehl, SC Kappadath, M McConnell, J Ryan, V Schönfelder, et al. The comptel instrumental line background. Astronomy & Astrophysics, Vol. 368, No. 1, pp. 347–368, 2001.
- [6] Paul Adrien Maurice Dirac. Quantised singularities in the electromagnetic field. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Vol. 133, No. 821, pp. 60–72, 1931.
- [7] Carl D Anderson. The positive electron. *Physical review*, Vol. 43, No. 6, p. 491, 1933.
- [8] N Prantzos, C Boehm, AM Bykov, R Diehl, K Ferrière, N Guessoum, P Jean, J Knoedlseder, A Marcowith, IV Moskalenko, et al. The 511 kev emission from positron annihilation in the galaxy. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 83, No. 3, pp. 1001–1056, 2011.
- [9] WN Johnson III, FR Harnden Jr, and RC Haymes. The spectrum of low-energy gamma radiation from the galactic-center region. *Astrophysical Journal*, Vol. 172, p. L1, 1972.
- [10] M. Leventhal, C. J. MacCallum, and P. D. Stang. Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction. *Astrophysical Journal*, Vol. 225, pp. L11–L14, October 1978.
- [11] Aadne Ore and JL Powell. Three-photon annihilation of an electron-positron pair. *Physical Review*, Vol. 75, No. 11, p. 1696, 1949.
- [12] WR Purcell, L-X Cheng, DD Dixon, RL Kinzer, JD Kurfess, M Leventhal, MA Saunders, JG Skibo, DM Smith, and J Tueller. Osse mapping of galactic 511 kev positron annihilation line emission. *The Astrophysical Journal*, Vol. 491, No. 2, p. 725, 1997.

- [13] Thomas Siegert, Roland Diehl, Gerasim Khachatryan, Martin GH Krause, Fabrizia Guglielmetti, Jochen Greiner, Andrew W Strong, and Xiaoling Zhang. Gamma-ray spectroscopy of positron annihilation in the Milky Way. Astronomy & Astrophysics, Vol. 586, p. A84, 2016.
- [14] Laurent Bouchet, Jean-Pierre Roques, and Elisabeth Jourdain. On the morphology of the electron–positron annihilation emission as seen by spi/integral. *The Astrophysical Journal*, Vol. 720, No. 2, p. 1772, 2010.
- [15] M. Leventhal. Positronium-Formation Redshift of the 511-ke V Annihilation Line. Astrophysical Journal, Vol. 183, p. L147, August 1973.
- [16] M. Leventhal, C. J. MacCallum, A. F. Huters, and P. D. Stang. Time-variable positron annihilation radiation from the galactic center direction. *Astrophysical Journal*, Vol. 260, pp. L1–L5, September 1982.
- [17] M. Leventhal, C. J. MacCallum, A. F. Huters, and P. D. Stang. Current Status of the Galactic Center Positron-Annihilation Source. Astrophysical Journal, Vol. 302, p. 459, March 1986.
- [18] Guenter R Riegler, James C Ling, William A Mahoney, William A Wheaton, James B Willett, Allan S Jacobson, and Thomas A Prince. Variable positron annihilation radiation from the galactic center region. *Astrophysical Journal*, Vol. 248, pp. L13–L16, 1981.
- [19] Michael J. Harris, Gerald H. Share, and Mark D. Leising. SMM Observations of Gamma-Ray Transients. III. A Search for a Broadened, Redshifted Positron Annihilation Line from the Direction of the Galactic Center. Astrophysical Journal, Vol. 433, p. 87, September 1994.
- [20] WA Mahoney, JC Ling, and Wm A Wheaton. Heao 3 observations of the galactic center 511 kev line. The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 92, pp. 387–391, 1994.
- [21] W. R. Purcell, D. A. Grabelsky, M. P. Ulmer, W. N. Johnson, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, M. S. Strickman, and G. V. Jung. OSSE Observations of Galactic 511 keV Positron Annihilation Radiation: Initial Phase 1 Results. *Astrophysical Journal*, Vol. 413, p. L85, August 1993.
- [22] Gerald H. Share, Mark D. Leising, Daniel C. Messina, and William R. Purcell. Limits on a Variable Source of 511 keV Annihilation Radiation near the Galactic Center. Astrophysical Journal, Vol. 358, p. L45, August 1990.
- [23] Roland Diehl. Cosmic gamma-ray spectroscopy. Astronomical Review, Vol. 9, , 07 2013.
- [24] von Ballmoos, P., Guessoum, N., Jean, P., and Knödlseder, J. Models for the positive latitude e-e+ annihilation feature. A&A, Vol. 397, No. 2, pp. 635–643, 2003.
- [25] P. A. Milne, J. D. Kurfess, R. L. Kinzer, M. D. Leising, and D. D. Dixon. OSSE/SMM/TGRS observations of positron annihilation radiation. In A. Gimenez, V. Reglero, and C. Winkler, editors, *Exploring the Gamma-Ray Universe*, Vol. 459 of *ESA Special Publication*, pp. 145– 148, September 2001.

- [26] E. Churazov, R. Sunyaev, S. Sazonov, M. Revnivtsev, and D. Varshalovich. Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL. MNRAS, Vol. 357, No. 4, pp. 1377–1386, March 2005.
- [27] BJ Carr, Kazunori Kohri, Yuuiti Sendouda, and Jun'ichi Yokoyama. New cosmological constraints on primordial black holes. Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology, Vol. 81, No. 10, p. 104019, 2010.
- [28] Nist xcom. https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html, Accessed on January 8, 2025.
- [29] G.F.Knoll. Radiation Detection and Measurement 3rd edition. John Wiley & Sons Inc, 2001.
- [30] W. N. Johnson, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, M. S. Strickman, W. R. Purcell, D. A. Grabelsky, M. P. Ulmer, D. A. Hillis, G. V. Jung, and R. A. Cameron. The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment: Instrument Description. *ApJS*, Vol. 86, p. 693, June 1993.
- [31] Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseder, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, Ph., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., and André, Y. Spi: The spectrometer aboard integral. A&A, Vol. 411, No. 1, pp. L63–L70, 2003.
- [32] V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett, H. de Boer, J. Clear, W. Collmar, A. Connors, A. Deerenberg, R. Diehl, A. von Dordrecht, J. W. den Herder, W. Hermsen, M. Kippen, L. Kuiper, G. Lichti, J. Lockwood, J. Macri, M. McConnell, D. Morris, R. Much, J. Ryan, G. Simpson, M. Snelling, G. Stacy, H. Steinle, A. Strong, B. N. Swanenburg, B. Taylor, C. de Vries, and C. Winkler. Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *The Astrophysical Journal Supplement*, Vol. 86, p. 657, June 1993.
- [33] Peter von Ballmoos, Steven E. Boggs, Pierre Jean, and Andreas Zoglauer. All-sky Compton imager. In Tadayuki Takahashi, Jan-Willem A. den Herder, and Mark Bautz, editors, Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9144 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 91440H, July 2014.
- [34] 井上芳幸. 宇宙ガンマ線背景放射研究の進展と mev ガンマ線天文学への期待. 天文月報, Vol. 111, No. 11, pp. 740–749, 2018.
- [35] Schönfelder, V., Bennett, K., Blom, J. J., Bloemen, H., Collmar, W., Connors, A., Diehl, R., Hermsen, W., Iyudin, A., Kippen, R. M., Knödlseder, J., Kuiper, L., Lichti, G. G., McConnell, M., Morris, D., Much, R., Oberlack, U., Ryan, J., Stacy, G., Steinle, H., Strong, A., Suleiman, R., van Dijk, R., Varendorff, M., Winkler, C., and Williams, O. R. The first comptel source catalogue. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Vol. 143, No. 2, pp. 145–179, 2000.

- [36] L. Bouchet, E. Jourdain, J. P. Roques, A. Strong, R. Diehl, F. Lebrun, and R. Terrier. INTEGRAL SPI All-Sky View in Soft Gamma Rays: A Study of Point-Source and Galactic Diffuse Emission. *Astrophysical Journal*, Vol. 679, No. 2, pp. 1315–1326, June 2008.
- [37] Volker Schönfelder. Lessons learnt from COMPTEL for future telescopes. New Astronomy Reviews, Vol. 48, No. 1-4, pp. 193–198, February 2004.
- [38] 高田敦史. Smile-26: Etcc の散乱平面決定精度の効果と到達予想感度, 2015. 日本物理学会 2015 年秋季大会.
- [39] T. Tanimori, H. Kubo, A. Takada, S. Iwaki, S. Komura, S. Kurosawa, Y. Matsuoka, K. Miuchi, S. Miyamoto, T. Mizumoto, Y. Mizumura, K. Nakamura, S. Nakamura, M. Oda, J. D. Parker, T. Sawano, S. Sonoda, T. Takemura, D. Tomono, and K. Ueno. An electron-tracking compton telescope for a survey of the deep universe by mev gamma-rays. *The Astrophysical Journal*, Vol. 810, No. 1, p. 28, August 2015.
- [40] 谷森達高田淳史. Smile による mev ガンマ線天体探査 -mev ガンマ線天文学の夜明け-. RA-DIOISOTOPES, Vol. 68, No. 12, pp. 865–875, 2019.
- [41] Fabio Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. Technical report, Geneva, 1977. CERN, Geneva, 1975 - 1976.
- [42] 中村優太. 電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける充填ガスの改良とガス鈍化システムの開発, 2017.
- [43] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Vol. 58, No. 1, pp. 6–10, May 1991.
- [44] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamu. A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 471, No. 1-2, pp. 264–267, 2001.
- [45] Fabio Sauli. Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 386, No. 2-3, pp. 531–534, 1997.
- [46] Fabio Sauli. The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 805, pp. 2–24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.
- [47] T. Tamagawa, N. Tsunoda, A. Hayato, H. Hamagaki, M. Inuzuka, H. Miyasaka, I. Sakurai, F. Tokanai, and K. Makishima. Development of gas electron multiplier foils with a laser etching technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 560, No. 2, pp. 418–424, 2006.

- [48] Tsutomu Nagayoshi, Hidetoshi Kubo, Kentaro Miuchi, Reiko Orito, Atsushi Takada, A. Takeda, Toru Tanimori, Masaru Ueno, Oleg Bouianov, and Marina Bouianov. Development of μ-pic and its imaging properties. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, Vol. 525, pp. 20–27, 2004.
- [49] Archana Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. 7 1998.
- [50] VV Avdeichikov, L Bergholt, M Guttormsen, JE Taylor, L Westerberg, B Jakobsson, W Klamra, and Yu A Murin. Light output and energy resolution of csi, yag, gso, bgo and lso scintillators for light ions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 349, No. 1, pp. 216–224, 1994.
- [51] Tetsuya Mizumoto, Yoshihiro Matsuoka, Yoshitaka Mizumura, Toru Tanimori, Hidetoshi Kubo, Atsushi Takada, Satoru Iwaki, Tatsuya Sawano, Kiseki Nakamura, Shotaro Komura, et al. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking Compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 800, pp. 40–50, 2015.
- [52] 小林滉一郎. 銀河中心領域の陽電子探索に向けた mev ガンマ線コンプトンカメラの高感度化. Master's thesis, 京都大学大学院 理学研究科, 2023.
- [53] Atsushi Takada, Taito Takemura, Kei Yoshikawa, Yoshitaka Mizumura, Tomonori Ikeda, Yuta Nakamura, Ken Onozaka, Mitsuru Abe, Kenji Hamaguchi, Hidetoshi Kubo, et al. First observation of the MeV gamma-ray universe with bijective imaging spectroscopy using the electron-tracking compton telescope on board SMILE-2+. *The Astrophysical Journal*, Vol. 930, No. 1, p. 6, 2022.
- [54] Atsushi Takada, Hidetoshi Kubo, Hironobu Nishimura, Kazuki Ueno, Kaori Hattori, Shigeto Kabuki, Shunsuke Kurosawa, Kentaro Miuchi, Eiichi Mizuta, Tsutomu Nagayoshi, et al. Observation of diffuse cosmic and atmospheric gamma rays at balloon altitudes with an electron-tracking Compton camera. *The Astrophysical Journal*, Vol. 733, No. 1, p. 13, 2011.
- [55] J. Knödlseder, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, U. Oberlack, J. Ryan, V. Schönfelder, and P. von Ballmoos. A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV 26Al line data. A&A, Vol. 344, pp. 68–82, April 1999.
- [56] Laurent Bouchet, Elisabeth Jourdain, and Jean-Pierre Roques. The galactic26al emission map as revealed by integralspi. *The Astrophysical Journal*, Vol. 801, No. 2, p. 142, March 2015.
- [57] NASA. Legacy archive for microwave background data analysis, dirbe data products, web page. https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_products.html, Accessed on January 23, 2025.

- [58] 田原圭祐. 高感度宇宙 sub-mev ガンマ線観測に向けた CdZnTe 検出器による電子飛跡検出型 コンプトンカメラの開発. Master's thesis, 京都大学大学院 理学研究科, 2023.
- [59] Mitsuru Abe, T Tanimori, A Takada, Y Mizumura, S Komura, T Kishimoto, T Takemura, K Yoshikawa, Y Nakamura, Y Nakamasu, et al. Development of a μ-pic with glass substrate aiming at high gas gain. In *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1498, p. 012002. IOP Publishing, 2020.
- [60] 内田智久. Sitcp ホームページ. https://www.sitcp.net/, Accessed on January 20, 2025.
- [61] DigiKey. 水晶発振器 cwx813-050.0m. https://www.digikey.jp/ja/products/detail/connorwinfield/CWX813-050-0M/695535, Accessed on January 20, 2025.
- [62] 新型転換炉原型炉ふげん web サイト ホーム. https://www.jaea.go.jp/04/fugen/, Accessed on January 15, 2025.
- [63] 日本原子力研究開発機構、「クリアランス評価における放射化汚染の放射能濃度の減衰補正 に係る基準日の設定について」に伴う確認申請書への影響及び再発防止対策について (報告). https://www2.nra.go.jp/data/000306502.pdf, Accessed on January 22, 2025.
- [64] 新型転換炉原型炉ふげん web サイト, 廃止措置作業の状況. https://www.jaea.go.jp/04/fugen/haishi/activity/, Accessed on January 22, 2025.
- [65] 日本原子力研究開発機構, 新型転換炉原型炉ふげんの廃止措置計画変更(工程変更)に係る届 出について. https://www.jaea.go.jp/04/turuga/jturuga/press/posirase/2211/o221125.pdf, Accessed on January 22, 2025.
- [66] 新型転換炉原型炉ふげん web サイト, クリアランス制度の運用. https://www.jaea.go.jp/04/fugen/haishi/clearance/junbi/, Accessed on January 22, 2025.