

修士論文 2025年度（令和7年度）

電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡の
有効面積拡大に向けたガス飛跡検出器の改良

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

出口 颯馬

deguchi.soma.44m@st.kyoto-u.jp

2026年1月

Abstract

銀河中心領域で観測される電子陽電子対消滅線を生じさせる陽電子の起源については、天体から暗黒物質まで多様な起源が提唱されているが、いまだ特定には至っていない。その要因の一つは、観測における空間分布の不定性が大きいことである。MeVガンマ線は光子の透過力が高いため遮蔽が難しく、コンプトン散乱優位なため筐体自体が雑音源となるため観測が難しい。従来のMeVガンマ線観測手法では入射ガンマ線の到来方向を一意に決定できないため、観測領域外からの大量の雑音ガンマ線の漏れ込みの除去が十分でないことが問題であった。

我々が開発する電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡 (electron-tracking Compton camera: ETCC) は、コンプトン散乱時の電子の反跳方向を測定することで入射ガンマ線の到来方向を一意に決定できる望遠鏡である。これにより到来方向を用いた雑音ガンマ線の除去が可能になる。我々はETCCを用いたMeVガンマ線観測実験SMILE (Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on balloon Experiments) を実施しており、次期科学観測実験SMILE-3に向け装置開発を進めている。SMILE-3の科学目標は長期間気球観測による電子陽電子対消滅線の空間分布取得及び系内拡散ガンマ線、系外拡散ガンマ線観測による暗黒物質探査である。電子陽電子対消滅線や系内拡散ガンマ線の空間分布は天体起源では他波長での天の川銀河の観測と同様銀緯数度、暗黒物質起源では質量分布に従い天の川銀河で銀緯数十度に広がることが想定され、一か月の飛翔で空間分布モデルを区別するために角度分解能は前回実験に対して2~3倍、有効面積は5~10倍向上させることを目指している。

本研究では有効面積の拡大を目指し、散乱体ガスの調査を行った。コンプトン散乱確率向上や比例計数管での使用実績といった観点から軽元素で構成された分子である CF_4 を主成分としたガスの使用が望ましいが、 CF_4 はガスゲインが小さく測定が難しいといった欠点があった。そこでエネルギー損失の大きい α 線を用いたガスゲイン評価手法を構築した。 CF_4 混合ガスのガスゲインを測定し、ETCCへの適用可能性を議論するための混合率とガスゲインの関係を評価した。

一方で、ETCCの運用においては、ガス検出器の長期安定性も重要な課題となる。 CF_4 運用中にGEMと μ -PICが白く変色していることを確認した。X線光電子分光(XPS)による表面分析を行った結果、 SiO_2 や炭素化合物の付着が示唆された。一方で運用時に顕著なガスゲインの劣化は見られなかったため、ガス探索実験の運用時間スケールではその影響はないことが分かった

目次

第1章	電子陽電子対消滅線の観測	1
1.1	天の川銀河中心領域の電子陽電子対消滅線	1
1.2	従来の検出方法と課題	10
1.2.1	コリメータ法	10
1.2.2	コーデッドマスク法	12
1.2.3	従来型コンプトン法	15
1.2.4	MeVガンマ線帯域での雑音環境	19
1.3	電子陽電子対消滅線観測の展望	21
第2章	電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡	25
2.1	電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡	25
2.1.1	検出器の構成	27
2.1.2	散乱体検出器の構成	29
2.1.3	ETCCの雑音除去性能	34
2.2	MeVガンマ線観測気球実験SMILE	35
2.2.1	SMILE-3に向けた改良	36
第3章	ガス飛跡検出器充填ガスの改良	39
3.1	ガス検出器の物理	39
3.1.1	光と物質の相互作用	39
3.1.2	電子の拡散	41
3.1.3	ガス増幅率	43
3.2	ETCC候補ガスの選定	46
3.2.1	飛跡検出に必要なガスゲイン	47
3.2.2	μ -PICとGEM	48
3.2.3	ガスの最適化	49
第4章	TPCガスの最適化	53
4.1	従来のガス探索実験の課題	53
4.2	α 線を用いたガス探索実験	55

4.2.1	セットアップ	55
4.2.2	ガスゲインの算出	56
4.2.3	α 線を用いたガスゲイン測定結果	64
4.3	まとめ	66
第5章	XPSによるGEM付着物の解析	71
5.1	XPS	71
5.1.1	実験セットアップ	73
5.2	測定スペクトル	76
5.3	得られたスペクトルの考察	79
5.4	まとめ	80
第6章	まとめ	93
6.1	まとめ	93
6.2	今後の展望	94
	謝辞	95
	参考文献	96

第 1 章 電子陽電子対消滅線の観測

0.1 MeV から 100 MeV のエネルギーを持つ MeV ガンマ線は、元素合成や元素の拡散、低エネルギー宇宙線の起源等に迫ることができる重要な帯域である。しかしながら、その観測は X 線や GeV/TeV ガンマ線などの他波長と比べて進んでいない。これはガンマ線のエネルギーが高く集光が難しいことや、コンプトン散乱優位であるため大量の雑音が存在し、かつ画像化手法が確立していないことが原因である。本章では MeV ガンマ線天文学の中でも天の川銀河中心領域で観測されている電子陽電子対消滅線について述べる。電子陽電子対消滅線は 1970 年の Johnson らの観測 [1] 以後、複数の実験で観測が行われた、天の川銀河中心領域に広がる電子とその反物質である陽電子の対消滅による放射である [2, 3]。しかし、陽電子の起源は未だ解明されておらず、その起源は重要な未解決問題である。

1.1 天の川銀河中心領域の電子陽電子対消滅線

電子とその反物質である陽電子は衝突の際、対消滅を起こし複数の光子を放出する。対消滅の経路には衝突時に直接消滅する direct annihilation と一度ポジトロニウムと呼ばれる電子と陽電子の束縛状態を作ってから対消滅する経路の二つが存在する。前者は対消滅時に 2 つの光子が back-to-back に放射されるが、後者の場合は電子と陽電子のスピンの方向によって放出する光子数が変化する。電子と陽電子のスピンの方向が反対方向 (スピンの量子数 $S=0$) のパラポジトロニウムは 1.2×10^{-10} s の寿命を持ち、角運動量保存則から消滅時に光子を back-to-back に 2 つ放出する。一方でスピンの同方向 (スピンの量子数 $S=1$) であるオルソポジトロニウムは 1.4×10^{-7} s の寿命を持ち消滅時に 3 つの光子を連続スペクトルとして放出する [4]。オルソポジトロニウムとパラポジトロニウムのエネルギー準位はほぼ同じであるためこれらの形成確率は状態数に比例し 3 : 1 となる。Direct annihilation の対消滅とポジトロニウムを経由した消滅の割合 (f_{Ps}) は、観測によって得られた放射強度を元に計算することができる。3 光子放出の放射強度を $I_{3\gamma}$ 、2 光子放出の放射強度を $I_{2\gamma}$ とすると、3 光子放出の放射強度はポジトロニウムから放出される光子数にオルソポ

表 1.1: 過去の実験で測定された対消滅がポジトロニウムを経由する割合

	Leventhalら の気球実験 [2]	OSSE[6]	SPI (合計)[7]	SPI (バルジ)[7]	SPI (ディスク)[7]
f_{Ps}	92%	$97\pm 3\%$	$99\pm 7\%$	$108\pm 3\%$	$90\pm 19\%$

ジトロニウムの割合をかけて

$$I_{3\gamma} \propto \frac{3}{4} \cdot 3f_{Ps} \quad (1.1)$$

と表される。2光子放出は direct annihilation の対消滅 ($1 - f_{Ps}$) も含まれるため、その放射強度はポジトロニウムから放出される光子数にパラポジトロニウムの割合をかけたものに、direct annihilation の対消滅光子数を加えて

$$I_{2\gamma} \propto 2(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4} \cdot 2f_{Ps} = 2 - 1.5f_{Ps} \quad (1.2)$$

と表される。これより、ポジトロニウムを経由する割合は

$$f_{Ps} = \frac{8 \cdot I_{3\gamma}/I_{2\gamma}}{9 + 6 \cdot I_{3\gamma}/I_{2\gamma}} \quad (1.3)$$

となる [4]。これについて、Leventhalらの気球実験 [2] によって実際に f_{Ps} が見積もられた。この実験ではエネルギー分解能が 511 keV で 3.1 keV(FWHM) と良い Ge(Li) 検出器が用いられ、大気深度 3.6 g/cm^2 で 17.3 時間観測を行い、図 1.1 に示すようなスペクトルが得られた。この結果から $f_{Ps} = 92\%$ と見積もられた。表 1.1 に以降の実験で測定された f_{Ps} の値を示す。

電子陽電子対消滅線の空間分布は Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) 衛星に搭載された Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE) によって取得された [8]。図 1.2 は OSSE で取得された 511 keV の電子陽電子対消滅線のマップであり、天の川銀河中心領域のバルジ構造、天の川銀河面に広がるディスク構造が確認された。ここで、511 keV のラインは 0.05 – 4.0 MeV の範囲のスペクトルフィットで得られている。また、Positive Latitude Enhancement (PLE) と呼ばれる天の川銀河中心領域から正緯度方向に伸びる構造が報告されたが [8]、露光時間の不均一性による影響が否定できず、後の検証における連続成分のマップでは PLE は見つからなかった [9]。

その後、International Gamma Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) 衛星に搭載された SPectrometer for INTEGRAL (SPI) での観測が行われた。SPI でも天の川銀河中心領域のバルジ状の放射と天の川銀河面に沿ったディスク状の放射が確認され [10]、2002 年から 2025 年の 20 年以上にわたる観測の結果、図 1.3 に示す空間分布が得られた [11]。図 1.4 で示す天の川銀河中心から 20° 以内 ($|l| < 20^\circ, |b| < 20^\circ$) のバルジ部分と、銀河面を加えた ($|l| < 180^\circ, |b| < 20^\circ$) の領域でのフラックスを比較すると、バルジ部分

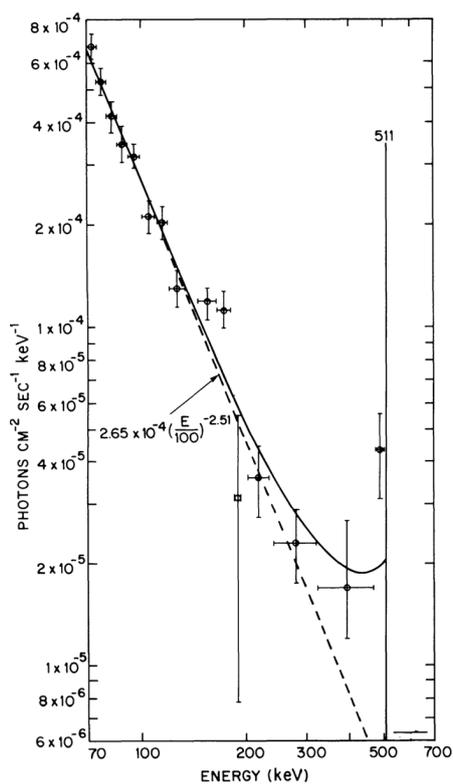


図 1.1: 1987 年の気球実験における、天の川銀河中心方向の光子の微分フラックス。実線は 511 keV に対するガウシアン、ポジトロニウムからの 3 光子放出連続スペクトルのモデル [5] と連続成分のべき乗側で最小二乗フィットしたものである。これより、ポジトロニウムの寄与が 92% と見積もられた [2]。

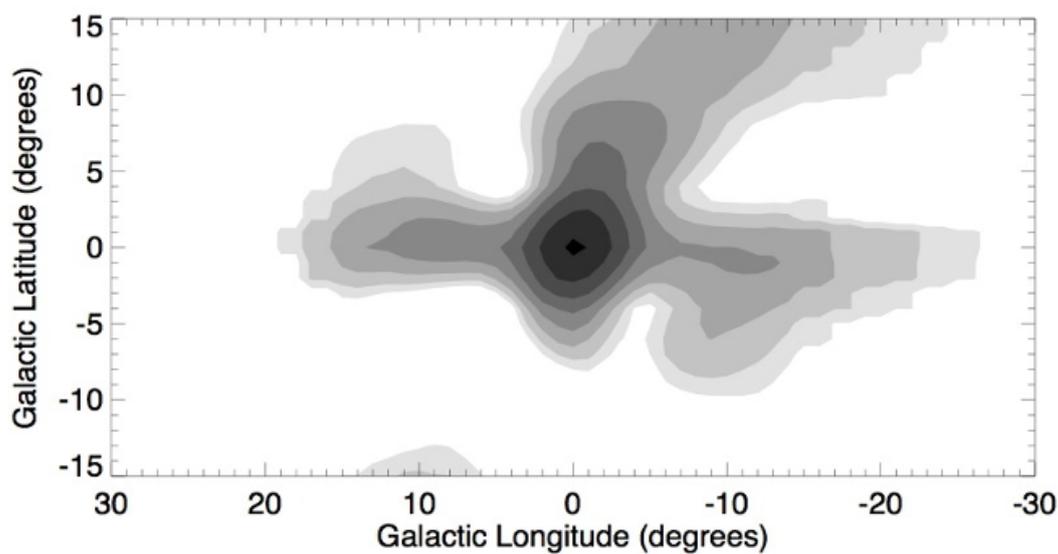


図 1.2: OSSE による 511 keV の電子陽電子対消滅線のマップ [8]

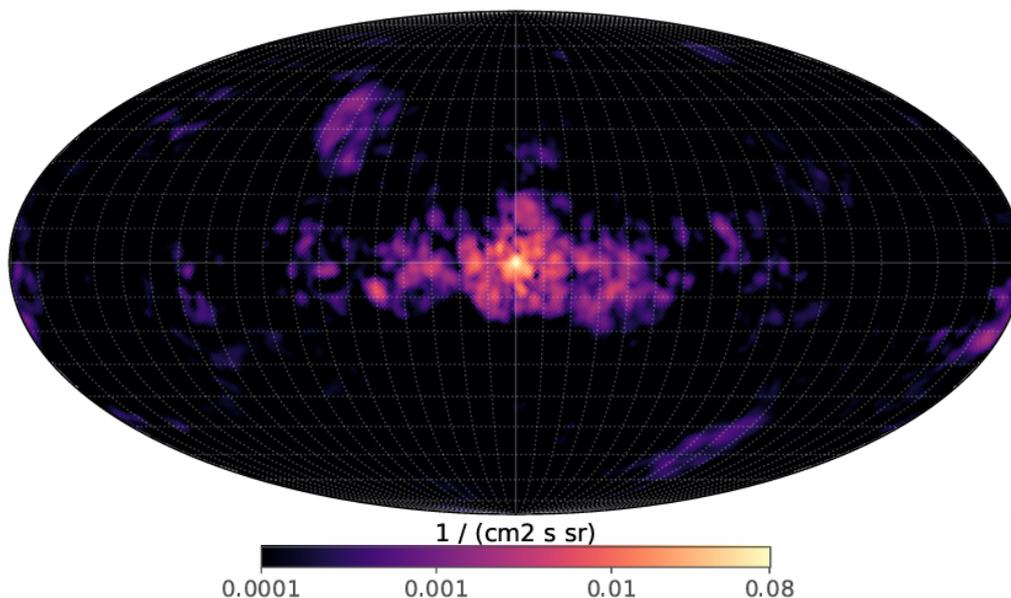


図 1.3: *INTEGRAL*/SPIによる 511keV のラインガンマ線の 20 年間の観測結果のマップ [11]. 銀河座標系で表示されている.

は $F = (1.36 \pm_{stat} 0.04 \pm_{sys} 0.05) \times 10^{-3} \times 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, バルジ+ディスク領域では $F = (2.09 \pm_{stat} 0.08 \pm_{sys} 0.23) \times 10^{-3} \times 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった [11]. また, 図 1.5 に示すように, 南北方向での放射の非対称性も示唆されている.

陽電子起源についてはこれまで複数の候補が考えられている [4]. 最も直観的な候補としては β^+ 崩壊であり, 原子番号 A , 電荷数 Z を持つ原子核 X は寿命 $\tau_{A,X}$, X の間に陽電子と電子ニュートリノを放出することで別の原子核 Y に変化する.



この崩壊を起こす原子核の内主要なものは表 1.2 の通りである. また, 粒子加速によるパイ中間子や K 中間子の生成, 崩壊による陽電子や, 高エネルギー光子と電場や磁場との相互作用による電子陽電子対生成も陽電子起源候補として考えられている [12]. 表 1.3 は天体起源候補のバルジ/ディスク比, 陽電子の供給量を示しており, 複数の候補を組み合わせることで陽電子の存在量を説明できる可能性があることが分かる. 一方でバルジ/ディスク比は説明できていない. また, これら天体起源陽電子はいずれも MeV スケール以上のエネルギーを持つ. 図 1.6 は陽電子と H の反応断面積でありポジトロニウム形成には 10 ~ 100 eV の陽電子が必要であることが分かる. 一方で図 1.7 は陽電子の星間物質中のエネルギー損失について示しているが, 星間物質の密度を $1/\text{cm}^3$ とすると 1 MeV 以下の陽電子のエネルギー損失率は $10^{-4\sim 6} \text{ eV/s}$ 程度であり, 100 eV までエネルギーを失うには約 $10^{5\sim 6}$ 年かかる. この時, 陽電子は星間空間の磁場に沿って伝搬し, 最大数 10 kpc 程度進む可能性があると考えられている. なお, 伝搬モデルは不定性が大きく, 起源の特定には至っていない.

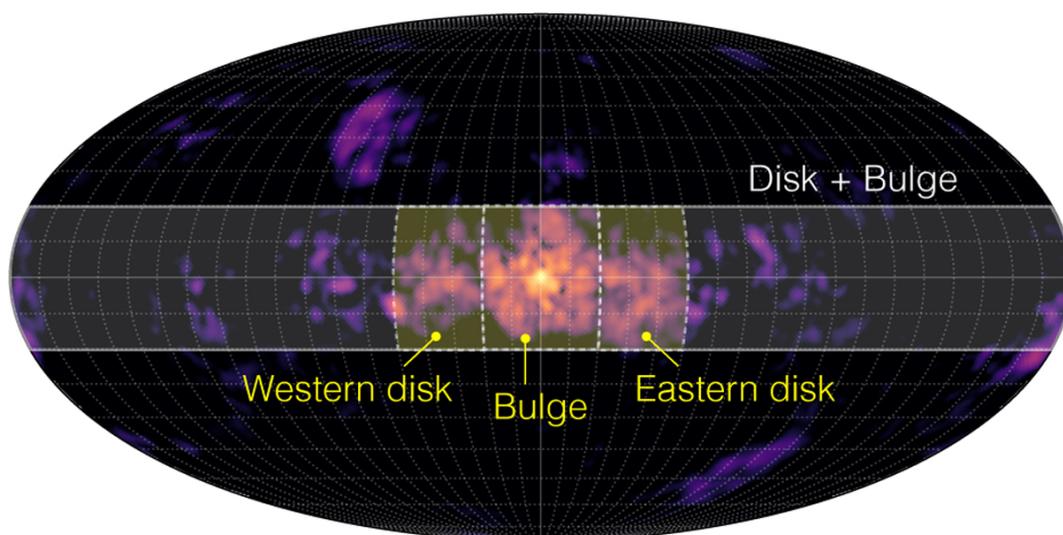


図 1.4: *INTEGRAL*/SPI の結果におけるバルジ領域とディスク領域の定義 [11].

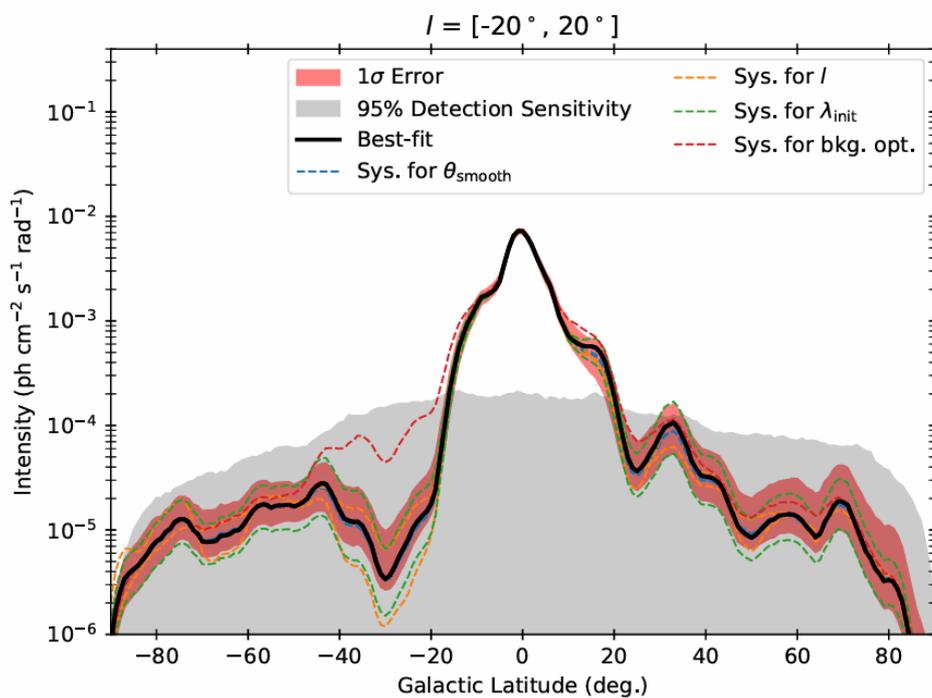


図 1.5: *INTEGRAL*/SPI による 511keV のラインガンマ線の銀緯プロファイル [11]. 銀経-20° から 20° までを積分し、銀緯を 4° ごとにビン分けして表示している。

表 1.2: 天体物理学的に重要な陽電子放出核のリスト. 列は左から核種, 寿命, 崩壊中に陽電子を放出する確率, 娘核からの関連するガンマ線放射 (MeV), Q value (MeV), 放出源と考えられている天体 [12, 13, 14]

Nucleus	τ	p_{β^+}	E_{γ}	Q value	Sources
^{26}Al	1.03 Myr	0.82	1.809	2.98	Massive stars, AGB stars, Supernovae
^{44}Sc	81 yr ^a	0.94	1.157	2.63	Supernovae
$^{48}\text{V}^d$	23.1 yr	0.50	0.983, 1.312	2.99	Supernovae
^{22}Na	3.75 yr	0.90	1.275	1.82	Novae
^{56}Co	111.4 d ^b	0.20	0.847, 1.238	3.54	Supernovae
$^{57}\text{Ni}^d$	2.14 d	0.43	0.127, 1.378, 1.920, 0.122 ^c , 0.136 ^c	2.24	Supernovae
^{18}F	2.64 h	0.97	-	0.634	Novae, Solar flares
$^{52}\text{Mn}^d$	30.4 min	0.29	0.744, 0.936	3.69	Supernovae
$^{11}\text{C}^d$	29.3 min	> 0.99	-	2.24	Cosmogenic (cosmic-ray interactions, spallation), Solar flares
^{13}N	14.4 min	> 0.99	-	1.20	Novae, Earth atmosphere / lightning, Solar flares
^{15}O	2.94 min	> 0.99	-	1.73	Novae, Earth atmosphere / lightning, Solar flares

表 1.3: 陽電子候補と供給可能な陽電子の割合と, ディスク, バルジ比 [4]

Source	Process	E(e^+) (MeV)	e^+ rate $\dot{N}_e(10^{43} \text{ s}^{-1})$	Bulge/Disk B/D
Massive stars: ^{26}Al	β^+ -decay	~ 1	0.4	< 0.2
Supernovae: ^{24}Ti	β^+ -decay	~ 1	0.3	< 0.2
SNIa: ^{56}Ni	β^+ -decay	~ 1	2	< 0.5
Novae	β^+ -decay	~ 1	0.02	< 0.5
Hypernovae/GRB: ^{56}Ni	β^+ -decay	~ 1	?	< 0.2
Cosmic rays	p-p	~ 30	0.5	< 0.2
LMXRBs	γ - γ	~ 1	2	< 0.5
Microquasars	γ - γ	~ 1	1	< 0.5
Pulsars	γ - γ/γ - γ_B	~ 30	0.5	< 0.2
ms pulsars	γ - γ/γ - γ_B	~ 30	0.15	< 0.5
Magnetars	γ - γ/γ - γ_B	~ 30	0.16	< 0.2

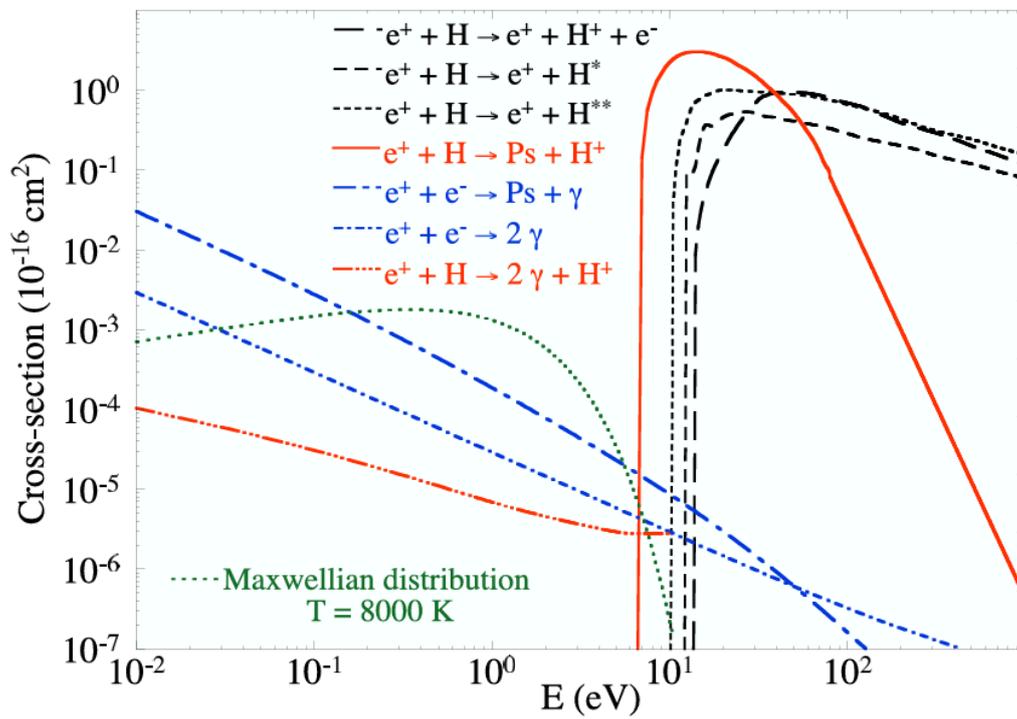


図 1.6: 陽電子の反応断面積 [4].

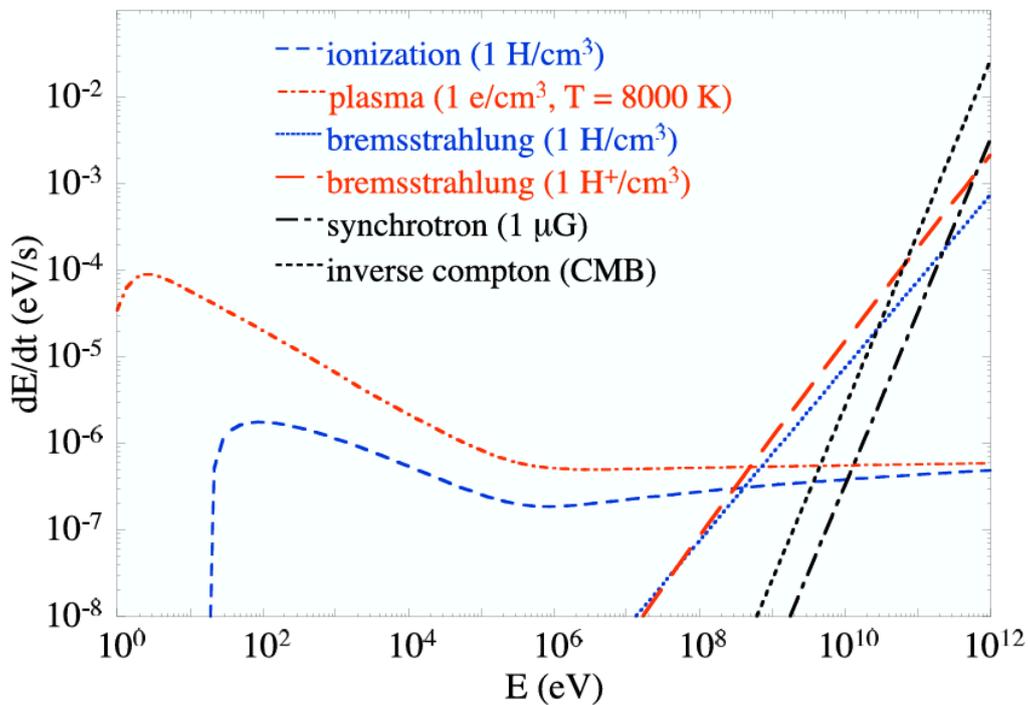


図 1.7: 星間物質中での陽電子のエネルギー損失 [4].

そこで、銀河中心領域に集中した放射が期待される軽い Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs) の対消滅や $10^{16\sim 17}$ g 程度の質量を持つ原始ブラックホールからのホーキング放射もエキゾチックな候補として考えられている。WIMP は暗黒物質候補粒子の一つであり、数 10 MeV の質量を持つ WIMP からは MeV ガンマ線の放射とポジトロニウム放射が期待されている [15]。GeV/TeV 帯域の WIMP はすでに原子核反跳を用いた直接探索が進んでいる [16]。一方、MeV 帯域の WIMP は軽く原子核反跳での測定は困難であり電子反跳とガンマ線の見分けがつかないため、間接探索も重要である。また $10^{16\sim 17}$ g 程度の質量を持つ原始ブラックホールはホーキング放射の観測が期待できる唯一の天体であるが、未だ発見には至っていない [17]。ホーキング放射による原始ブラックホールの寿命 $\tau(M)$ は

$$\tau(M) = \frac{G^2 M^3}{\hbar c^4} \sim 10^{64} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^3 \sim 10^{10} \left(\frac{M}{10^{15} \text{ (g)}} \right)^3 \text{ (year)} \quad (1.5)$$

で表されており 10^{15} g よりも小さい原始ブラックホールはすでに消滅したと考えられている。原始ブラックホールの温度 T_{BH} は

$$T_{\text{BH}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi G M k_B} \sim 10^{-7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \text{ (K)} \sim 10^7 \left(\frac{10^{15} \text{ (g)}}{M} \right) \text{ (eV)} \quad (1.6)$$

と与えられるため、現在生き残っている原始ブラックホールは MeV スケール以下の温度である。また質量損失率は $M = M_{10} \times 10^{10}$ g を用いて

$$\frac{dM_{10}}{dt} = -5.34 \times 10^{-5} f(M) M_{10}^{-2} \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (1.7)$$

で与えられるため、原始ブラックホールは質量が大きい (温度が低い) ほど質量損失率が小さくなる。ここで、 $f(M)$ は放出される粒子種の数 の尺度である。そのため、 10^{16} g 程度の質量を持ち MeV 程度の温度を持つ原始ブラックホールの観測が期待されている。また、 $10^{16\sim 17}$ g の質量を持つ原始ブラックホールは光子だけでなく陽電子も放出すると考えられている [17]。

仮に陽電子起源が暗黒物質の対消滅であれば、単位体積当たりの終状態粒子 f の数は

$$\Gamma_f^A = c \frac{\rho_{\text{DM}}^2}{m_{\text{DM}}^2} \langle \sigma v \rangle N_f^A \quad (1.8)$$

と表され [18]、陽電子生成量は密度分布の二乗に比例すると期待される。ここで、 ρ_{DM} は暗黒物質の密度、 m_{DM} は暗黒物質の質量、 N_f^A は一度の対消滅で生じる終状態粒子の数である。また、暗黒物質の崩壊の場合は暗黒物質の寿命 τ_{DM} を用いて

$$\Gamma_f^D = c \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_{\text{DM}}^2} \frac{1}{\tau_{\text{DM}}} N_f^D \quad (1.9)$$

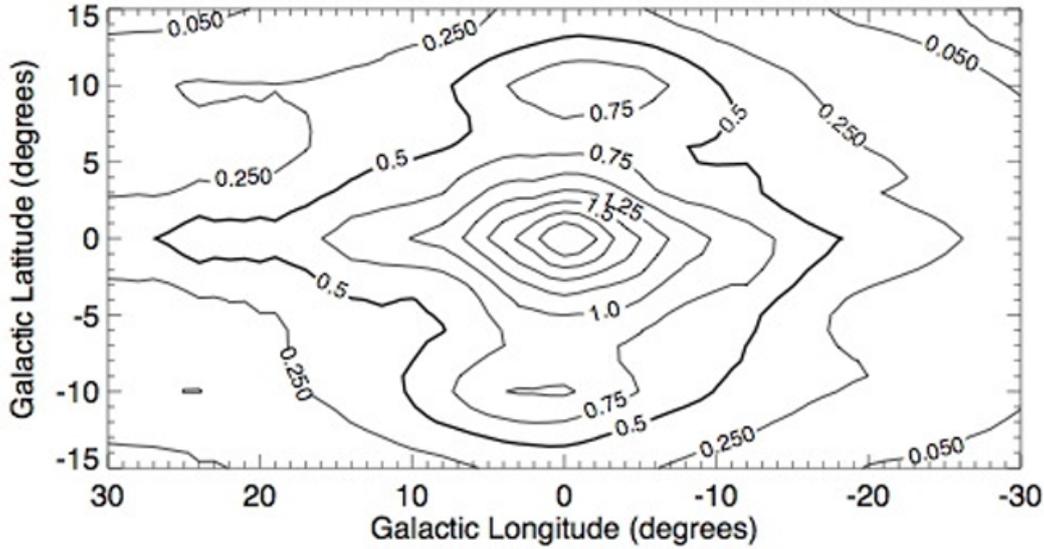


図 1.8: OSSE の露光時間マップ。等高線の数字の単位は $10^9 \text{ cm}^2\text{s}$

となり [18], 陽電子生成量は密度分布に比例すると期待される。陽電子が原始ブラックホール起源であれば, 単位時間, エネルギー, 体積当たりの電子陽電子対生成割合は

$$Q(E, r) = \frac{\rho_{\text{DM}}(r)}{M_{\text{PBH}}} \frac{d^2 N_e}{dE dt} \quad (1.10)$$

と表され [19], 生成される陽電子量や MeV ガンマ線の連続放射は密度分布に比例すると期待される。

電子陽電子対消滅線の起源は, 天体起源に加え, 暗黒物質や原始ブラックホールといったエキゾチックな候補まで多岐にわたり, これらは天の川銀河内で異なる放射分布を持つことが期待される。また, 天の川銀河中における陽電子の伝搬過程も十分には理解されていない。したがって, 詳細な放射分布を得て, 他波長での観測結果と比較し分布モデルとの相関を見ることが陽電子起源, 伝搬について調べるために有用である。一方でその空間分布に関しては観測による不定性が大きい。OSSE や SPI により空間分布の撮像が行われたが, 図 1.8, 1.9 のようにこれらの観測は露光時間が不均一である。これは画像の再構成時に系統的な不確実性を生み出す可能性があり, 特に SPI では露光時間が少ない高緯度地域においてこの問題は顕著になると考えられている [11]。これを解消するには広い視野を持ち均一な露光時間で全天観測できる望遠鏡が必要である。

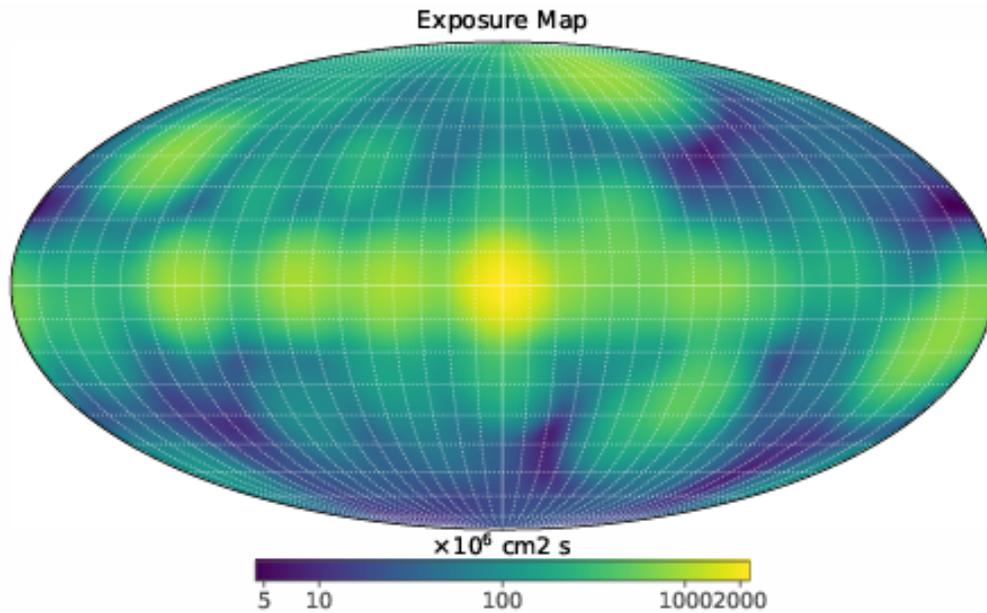


図 1.9: SPI の露光時間マップ [11]

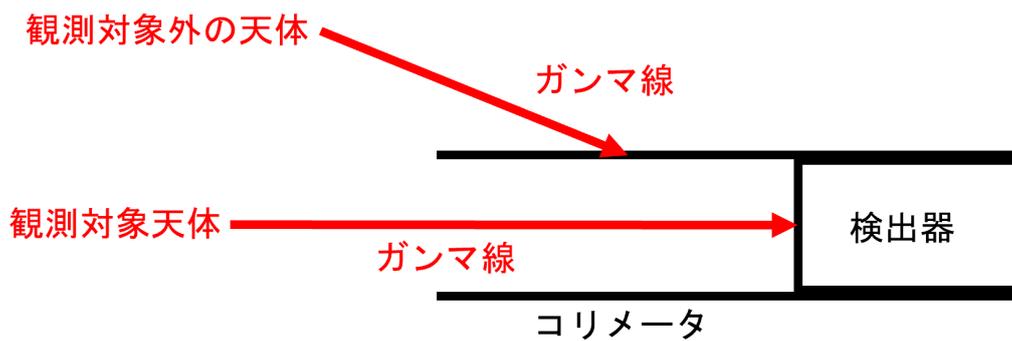


図 1.10: コリメータ検出器の概念図

1.2 従来の検出方法と課題

1.2.1 コリメータ法

コリメータ法とは図 1.10 のようにコリメータを用いて検出器の開口部に制限を与えることで特定の方向以外からの光子の流入を妨げることによって光子の到来方向を制限する方法である。

コリメータ法を用いた MeV ガンマ線望遠鏡として *CGRO* 衛星に搭載された OSSE がある。OSSE はタングステンの板を格子状に組み合わせたスラットコリメータ方式を採用している。各開口部は $1.4 \times 4.0 \text{ cm}^2$ であり、短辺、長辺方向それぞれに厚さ 0.2 cm, 0.3 cm のタングステン板が取り付けられている。図 1.11(左) は OSSE の全体構成を、図 1.11(右)

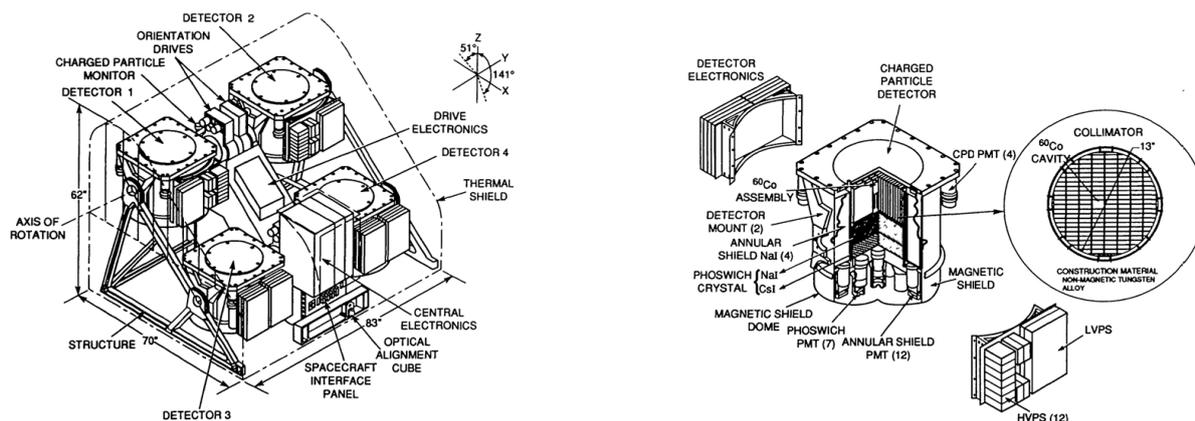


図 1.11: (左) OSSE の概要, (右) OSSE に搭載された検出器の構成 [8]. 4つのコリメータ付きホスウィッチ検出器が搭載されており, 視野を制限することによって入射ガンマ線の到来方向を得る.

表 1.4: 厚さ 0.3 cm のタングステンの板に 0.1, 1, 10 MeV のガンマ線を入射した時の透過率 [21]

ガンマ線エネルギー	0.1 MeV	1 MeV	10 MeV
透過率	7.44×10^{-12}	0.682	0.760

は OSSE に搭載されている検出器の構成を示している. 検出器は NaI(Tl) のシンチレーション結晶 ($33\phi \times 10 \text{ cm}^3$) と CsI(Na) のシンチレーション結晶 ($33\phi \times 7.6 \text{ cm}^3$) が光学的に接着されたホスウィッチ構造をとっている. ホスウィッチ検出器は信号に対して異なる減衰時間を持つ検出器を組み合わせることで, 波形, 波高弁別を用いてどの検出器で取得された信号であるかを判断できる検出器である (図 1.12)(主な減衰時間は NaI(Tl): 230 ns, CsI(Na): 460 ns, 4180 ns[20]). また, OSSE では検出器後段の CsI シンチレータを反同時計数として利用することで, 後方から入射したガンマ線雑音を除去している. また, 反同時計数検出器として NaI シンチレータをホスウィッチ検出器を囲むように配置しており, 開口部にはプラスチックシンチレータによる荷電粒子検出器を搭載することで雑音を除去している.

コリメータを用いた検出器の課題は, コリメータを透過あるいはコリメータ部分で散乱を起こしたガンマ線が入射する可能性があり, これらを信号として取得したいガンマ線と区別できないといった点である. また, 宇宙線とコリメータとの相互作用でもガンマ線が発生, 入射する可能性があり, これも信号と区別できない. 表 1.4 は厚さ 0.3 cm のタングステン板に 0.1, 1, 10 MeV のガンマ線が入射した時の透過率であり, 高エネルギーのガンマ線はコリメータを透過することが分かる. さらに, 宇宙線がコリメータと相互作用して生じたガンマ線も雑音として検出される.

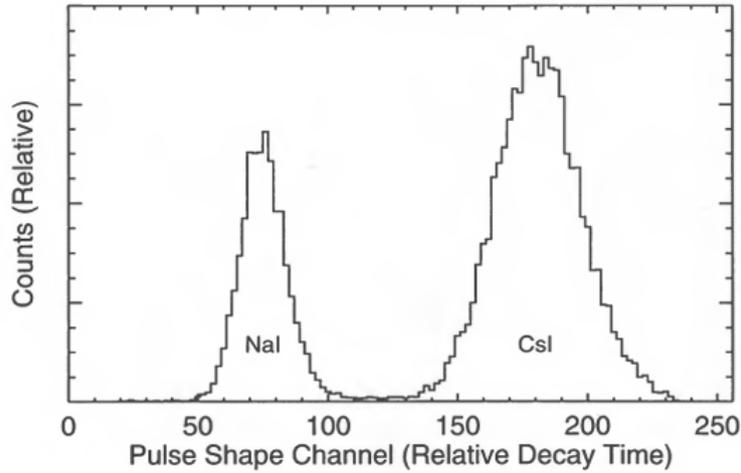


図 1.12: OSSE での波形弁別 [8]. 200 から 250 keV のイベントにおける波形を示している.

1.2.2 コーデッドマスク法

最も単純な撮像系の一つにピンホールカメラがある. これは, 遮蔽体に設けられた単一の小開口を通過したガンマ線を位置感度型検出器面に投影することで, 入射方向を位置情報として記録する手法である. しかしながら, 開口部の狭さから到来光子数に対して検出する光子数が限られることが欠点である. この欠点を補うために開口を1つではなく多数にし, 得られた信号分布から像を数値的に再構成する方法をコーデッドマスク法という. コーデッドマスク法を用いた検出器では, 図 1.13 のようにマスクの開口パターンの自己相関係数が δ 関数的になるようなパターンがよく用いられる [22]. 検出器でガンマ線吸収されたピクセルを i , ガンマ線の到来方向を j とすると, コーデッドマスクはガンマ線が透過するピクセルを 1, 透過しないピクセルを 0 としたマスクパターン行列 M_{ij} で定義される. この時, 検出器のピクセル i で検出されるガンマ線イベントは

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \quad (1.11)$$

と書ける. ここで, s_j は j 方向から到来したガンマ線, b_i はピクセル i でのバックグラウンドイベントである. 未知パラメータである s_j と b_i の数は方程式の数よりも多いため, 原理的には式 1.11 を解くことはできない. そのため, 統計的推論を用いて s_i を推定し, イメージングを行う. また, b_i は [11] のようにバックグラウンドモデルを用いて与えることが多い. この時, バックグラウンドの除去が重要となるが, MeV のエネルギーを持つ光子を止めるためには非常に厚いマスクが必要となる. 例として 1 MeV のガンマ線の透過率を 1% にするにはタングステンの厚みは 3.61 cm 必要となる [21]. 一方で, マスクで発生したコンプトン散乱によってエネルギーと方向の情報を失ったガンマ線が雑音となる.

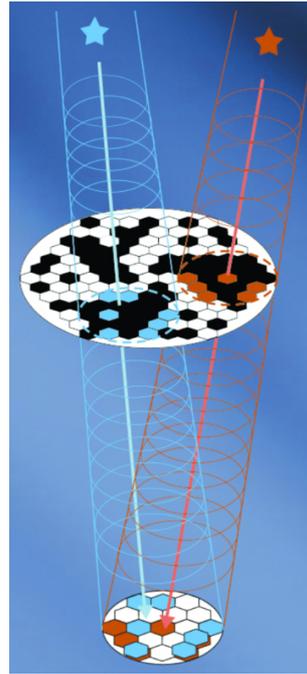


図 1.13: コーデッドマスク法の概念図 [22]

INTEGRAL 衛星に搭載された SPI はコーデッドマスクを用いた検出器であり，検出器の構成を図 1.14 に示す [23]．SPI では図 1.15(左) に示すタングステン製の厚さ 3 cm のマスクを使用している [23]．検出器として図 1.15(右) に示す六角形状で 508 cm^2 のゲルマニウム検出器 19 個を用いており MeV ガンマ線望遠鏡の中で最も良いエネルギー分解能 (2.5 keV at 1.33 MeV (FWHM)) を持つ．雑音低減のために反同時計数検出器として BGO シンチレータが SPI を取り囲むように 91 個配置されており，マスク直下に荷電粒子雑音を除去するためのプラスチックシンチレータが配置されている [23]．

コーデッドマスクを用いた検出器の課題は，入射光子を 1 イベントごとに再構成することができないといった点である．一般的にマスクの開口部の数はマスクの全ピクセルに対して半数程度である．コーデッドマスク法で入射光子の到来方向を決定するにはマスクパターンが識別できる必要があるため，検出器の全ピクセル数の半数程度の光子の入射が到来方向の決定には必要となる．また，視野以上に広がった放射は原理的にできないといった問題もある．検出器の視野程度に広がった放射の成分は雑音の増加と区別できない．

加えて，SPI では雑音除去も課題であった [24]．SPI 筐体の質量は 1228 kg であり，これはゲルマニウム検出器の質量 18 kg と比較して約 70 倍大きい．宇宙線と物質の相互作用はターゲットとなる物質の質量に依存するため，筐体部分の質量が大きいと雑音成分も増加する．図 1.16 は *INTEGRAL*/SPI において，地球から 3.5 Mpc の距離で発生した超新星爆発 SN 2014J を観測した際の期待される信号量と測定で得た雑音の量を示している．SN 2014J は MeV ガンマ線において全天で最も明るやかに星雲と $\sim 1 \text{ MeV}$ では同等の明るさを持っていたが，期待される信号成分と比較して雑音成分が 3 桁以上多かった [24]．

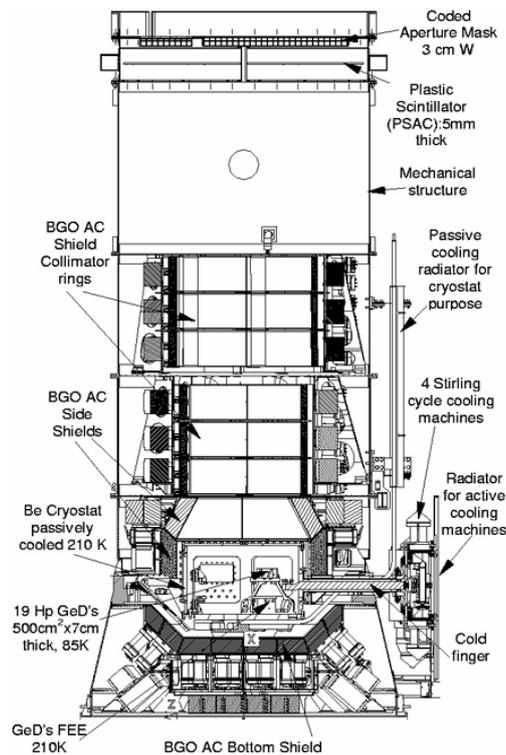


図 1.14: *INTEGRAL*/SPIの検出器の概要. 先端に厚さ 3 cm のタングステン製マスクが取り付けられており、エネルギー分解能の良いゲルマニウム検出器が下方に取り付けられている。また、反同時計数用検出器としてSPI取り囲むようにBGOが91個設置されている [23].

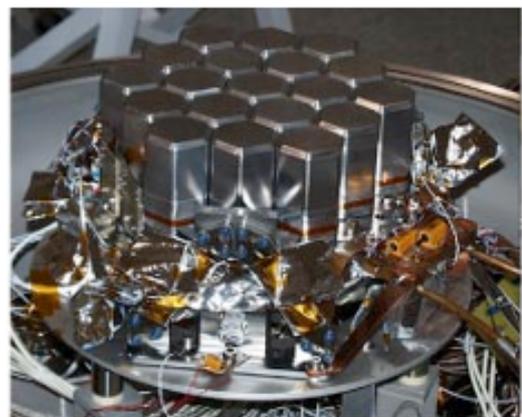
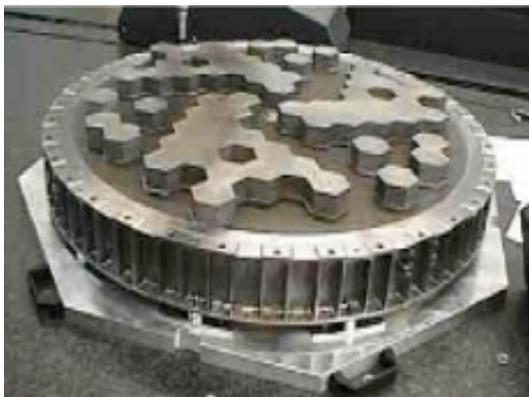


図 1.15: (左) SPIで用いられているタングステン製マスク, (右) SPIで用いられているGe検出器のレイアウト [23].

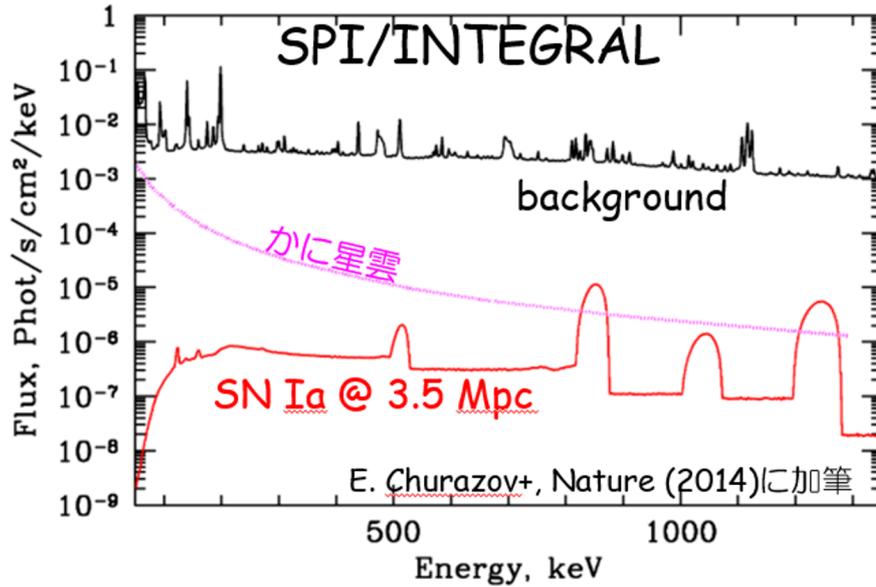


図 1.16: SPI で超新星爆発 SN 2014J を観測した際のバックグラウンドと、期待される放射 [24] にかに星雲を追記.

1.2.3 従来型コンプトン法

従来型コンプトン法とは前段に原子番号の小さい検出器を置くことでコンプトン散乱を起こし、後段の原子番号の大きい検出器で散乱ガンマ線を全吸収するといったものである。図 1.17 に従来型コンプトン法の概要を示す。前段検出器ではコンプトン散乱発生点と反跳電子のエネルギー K_e を取得し、後段検出器では散乱ガンマ線のエネルギー E_γ と吸収位置を得る。エネルギー保存側から

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (1.12)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma + K_e} \right) \quad (1.13)$$

を得て、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ を知ることができる。従来型コンプトン法の散乱角の決定精度は散乱角決定精度 (Angular Resolution Measure (ARM)) で評価される。これは、本来の入射ガンマ線の到来方向の単位ベクトルを \vec{s} 、コンプトン散乱発生点と散乱ガンマ線吸収点の幾何情報から得られる散乱ガンマ線の散乱方向の単位ベクトルを \vec{g} として

$$\Delta \phi_{ARM} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \right) \quad (1.14)$$

と表される量であり、図 1.17 に概念図を示す。

CGRO 衛星に搭載された COMPTEL は従来型コンプトン法を用いた検出器である [25]。COMPTEL では前段に液体シンチレータ、後段に NaI(Tl) シンチレータを使用しており、

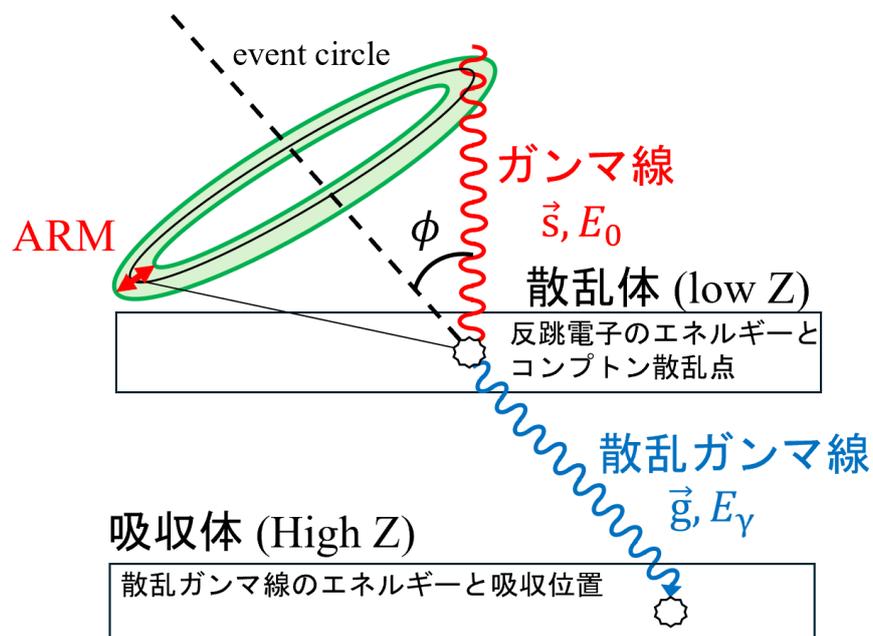


図 1.17: 従来型コンプトン法の概念図及び ARM の定義. 前段に Z の小さい検出器を設置することでコンプトン散乱を起こし, 後段の Z の大きい検出器で散乱ガンマ線を全吸収する. コンプトン散乱時の反跳電子のエネルギー, 散乱ガンマ線のエネルギーと吸収位置から, 入射ガンマ線の散乱角 ϕ を推定する.

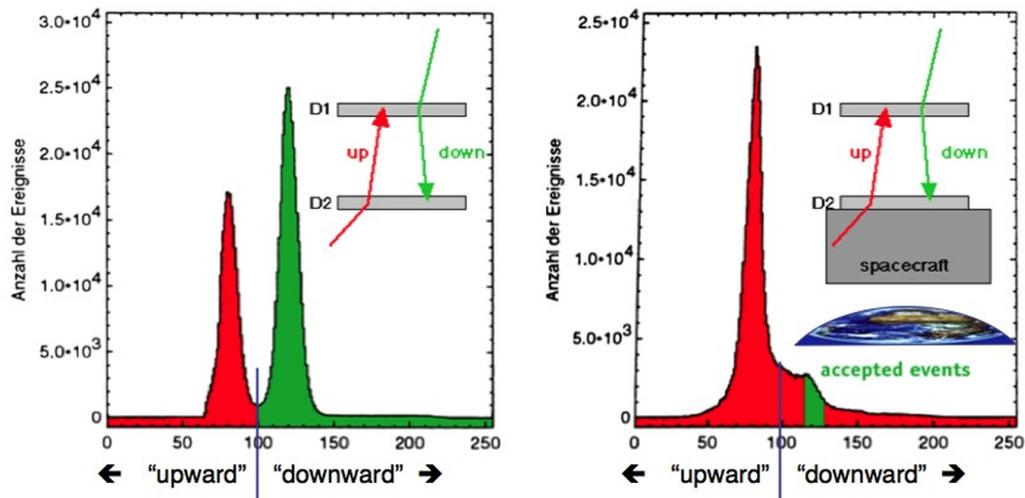


図 1.18: COMPTTEL における ToF とイベントの種類の関係と地上 (左) と上空 (右) での ToF 分布の違い [27].

ダイナミックレンジは 0.75-30 MeV, エネルギー分解能は 1.27 MeV で 8.8%(FWHM) である [25]. また, 1 sr の広い視野を持ち ARM は 1-2 度である [25]. COMPTTEL では二段の検出器を 1.5 m 離して設置することで信号発生 の時間差 (Time of Flight (ToF)) を用いたイベント選別を可能にしている (図 1.18)[26]. また前段のシンチレータにおける信号波形を用いてイベント選別を行うことで中性子由来の雑音を除去していることに加えて (図 1.19), この二種類の検出器を反同時計数用のプラスチックシンチレータで完全に覆うことで荷電粒子によるトリガーを防止する [26].

従来型コンプトン法の欠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により, 入射ガンマ線に対して散乱角 ϕ しか決まらないといった点である. これにより, 再構成された入射ガンマ線は円環状になり, 到来方向を決定するには少なくとも 3 つの入射ガンマ線が必要になる (図 1.20). 再構成画像は円環の重ね合わせとなるため, 図 1.21 のように本来の線源の位置以外に偽の像 (Ghost) が現れる. 加えて再構成画像の広がり は散乱角の平均値に依存し (図 1.22), 再構成画像の広がり は ARM の FWHM が 7.0° の時でも点像分布関数 (Point Spread Function(PSF)) で 50% の光子が含まれる半径の値 (half-power radius (HPR)) は 42° に達することが報告されている [28]. PSF とは点光源に対し到来方向を再構成した像の広がり の指標であり一般的に角度分解能の指標として用いられる. 散乱角自体は ARM に依存しないため, 従来型コンプトン法で画像再構成時の像の広がりを抑えるには散乱角自体に制限をかける必要がある.

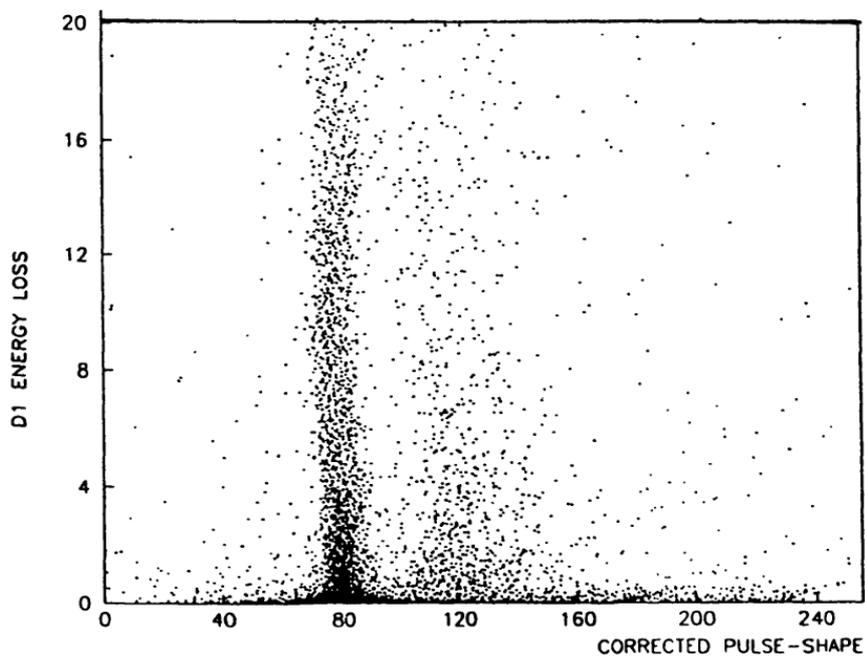


図 1.19: COMPTEL の散乱体における波形弁別 [25]. ガンマ線由来イベントは横軸 80 付近に集まるのに対し, 中性子由来イベントは 120 付近に集まっている.

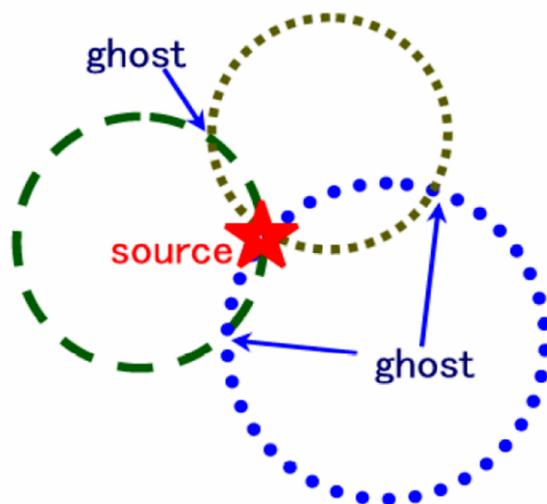


図 1.20: 従来型コンプトン法によるイメージング方法 [29]. ガンマ線の入射方向を決定するには少なくとも 3 つのイベントが必要である.

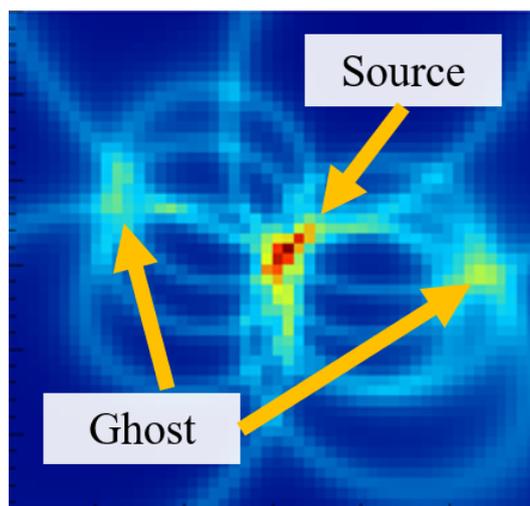


図 1.21: 従来型コンプトン法によるガンマ線再構成のイメージ。再構成画像は円環の重ね合わせとなり Ghost が発生する可能性がある [30]

1.2.4 MeV ガンマ線帯域での雑音環境

MeV ガンマ線は大気を透過しないため、地球大気外や気球高度で観測が行われる。しかし、上空では、宇宙線、宇宙線と検出器筐体の相互作用によるガンマ線や二次粒子、および大気と宇宙線の相互作用で生じる大気ガンマ線が大量の雑音として MeV ガンマ線帯域に存在している。実際、COMPTEL における典型的な信号対雑音比は数パーセントに過ぎず、雑音が支配的であった [26]。また、図 1.18 左は地上校正実験時の ToF 分布で、ガンマ線の到来方向を明確に区別できている一方、図 1.18 右は地球低軌道環境での ToF 分布であり、地上実験時に比べて雑音が顕著であることがわかる。COMPTEL では、機器由来の雑音が大部分を占めており、図 1.23 にはその発生経路の概略を示す。図中の A と B は単一光子の散乱イベントで、A は散乱体内部、散乱体周囲で散乱体よりも上部で発生したイベント、B は散乱体よりも下方で発生したイベントである。B は散乱角に制限を与えることで除去することが可能であるが、A は天体信号と区別できない。C と D は複数光子によるイベントであり、光子の生じた位置によって ToF の値が異なる。C のように散乱体に近い箇所で生じれば天体起源と区別することはできないが、D のように筐体起源で、発生点が高さ方向で散乱体と吸収体の間に位置していれば ToF は広い分布を持つ。また、吸収体付近で発生したイベントは後方散乱ピークに寄与する。E は2つの光子による偶然同時事象であり、光子の発生は互いに時間的に独立であるため、ToF の分布は均一なものになる。F は高エネルギー宇宙線や大気中性子との相互作用で発生するイベントで、ToF 分布は元の入射粒子の相対論的な速度と相互作用位置に依存する。これらの内 A から D のものは一次宇宙線陽子や大気中性子のような二次粒子によって引き起こされる。機器での相互作用から雑音イベントを生じるまでの時間幅は相互作用によって生成された放射性同位体の寿命に依存し、即発成分と遅発成分に分けられる。即発成分は散乱体と

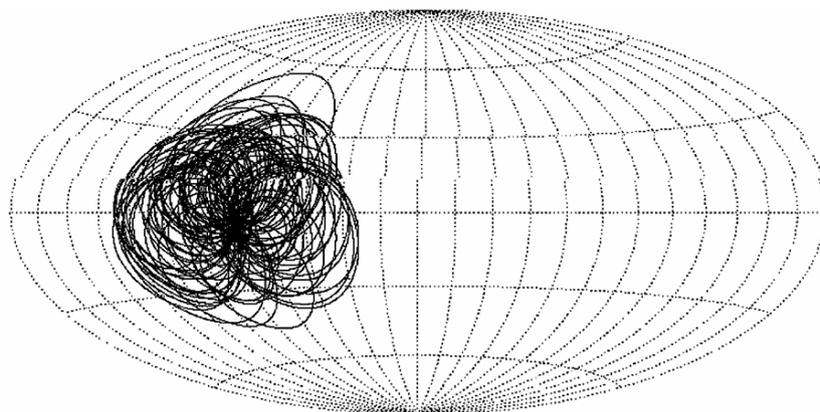


図 1.22: 1991 年 5 月に COMPTEL によって観測されたガンマ線バースト．雑音に対して信号が強く，全ての円環がバースト領域を通過している．円環の重ね合わせにより再構成時の分布が広がっていることが分かる [31].

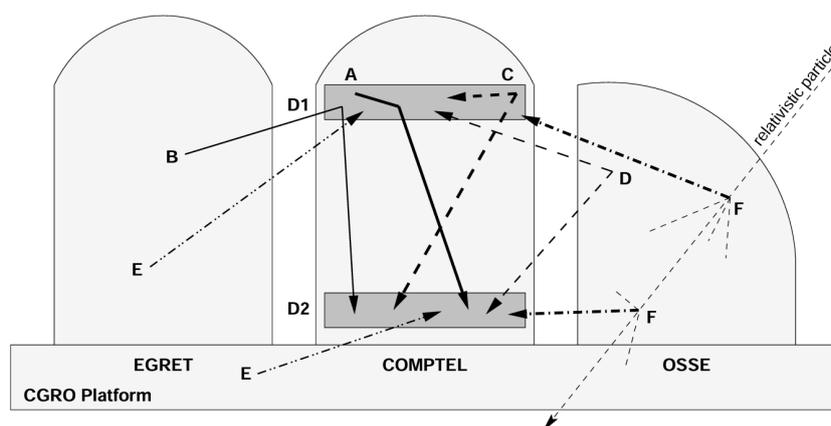


図 1.23: COMPTEL における機器由来雑音の起源 [26].

吸収体のコインシデンスに対する veto シグナルの最大長さ 200 ns [25] と比較して短いため，中性子以外の荷電粒子イベントは半同時計数検出器で除去可能であるが，遅発成分は veto シグナルと比較して長いため，反同時計数による除去ができない [26].

COMPTEL での経験から，次世代 MeV ガンマ線望遠鏡に対する提言がされた [32].

1. 点源検出性能向上のために角度分解能を向上させること
2. COMPTEL の ToF による雑音除去に代わる雑音除去能力を有すること
3. コンプトン散乱時の電子の飛跡を計測することで到来方向を円環状から局所化すること
4. 検出器周囲の物質を減らし，二次ガンマ線の発生を抑えること

5. 散乱角の制限を最適化すること
6. 全体の雑音を低減するように衛星軌道を選択すること

これらは主に雑音の除去が重要であることを述べており、次世代 MeV ガンマ線望遠鏡では優れた雑音除去性能を持つ検出器が期待されている。提言 3 はコンプトン散乱時の電子の反跳方向の取得について述べられており、2.1 節で後述するが、電子の反跳方向が特定できれば、電子の運動量を用いて運動量保存則とエネルギー保存則からコンプトン散乱が完全に再構成できる。これは同時に提言された角度分解能向上による点源の検出確率の向上と強力な雑音除去能力の保持を達成することにつながる。したがって、次世代 MeV ガンマ線望遠鏡では電子飛跡の取得による反跳方向決定が重要である。

1.3 電子陽電子対消滅線観測の展望

天の川銀河中心領域で観測されている電子陽電子対消滅線が、暗黒物質や原始ブラックホールに由来するものであれば、他の銀河においても暗黒物質質量に応じた強度の電子陽電子対消滅線が観測されなければならない。しかし、現状では天の川銀河以外の銀河において電子陽電子対消滅線が有意に検出された例はない。よって、近傍かつ重い銀河を対象として、他銀河においても電子陽電子対消滅線が観測可能であるか、かつ質量との相関があるかを確かめることが重要である。表 1.5 は電子陽電子対消滅線が銀河質量及び銀河質量の二乗に比例した放射強度を持つと仮定した場合に、近傍銀河から地球に到達すると想定されるフラックスである。ここでは、各銀河における放射光度が天の川銀河の質量を基準としてスケールすると仮定し、距離減衰を考慮することでフラックスをオーダーで評価した。表 1.5 から分かるように、他の銀河からの電子陽電子対消滅線フラックスは天の川銀河のものと比較して約 3 桁低い。そのため、他の銀河の観測には天の川銀河の観測と比較して 3 桁高い感度が必要となる。

同様に、陽電子起源が暗黒物質や原始ブラックホールであれば天の川銀河での電子陽電子対消滅線の空間分布は質量分布に沿った放射強度を持ち、天の川銀緯数十度に広がることが期待される。これは天体起源であるときに考えられる他波長で見られるような銀緯数度の広がりとは異なる。さらに、暗黒物質や原始ブラックホールは陽電子の他にガンマ線の放射も期待されるため、系内拡散 MeV ガンマ線のスペクトルと空間分布との相関を用いることで暗黒物質や原始ブラックホールの存在に迫ることができる。そのためには露光時間の偏りによる不定性を防止するために銀緯数十度の範囲が収まる 30° 程度の広い視野、銀緯数度と数十度の広がりを見分けるための 5° 程度の角度分解能を持った検出器が必要である。

将来的にこのような性能を持った望遠鏡が開発できれば、天の川銀河及び他銀河での電子陽電子対消滅線の観測からその起源に対する理解を深めることができる。電子陽電子対消

表 1.5: 電子陽電子対消滅線の強度が質量に比例あるいは質量の二乗に比例する場合に近傍銀河の観測で想定されるフラックス. 天の川銀河の数値は [11] での値を用いており, その他の銀河の数値は天の川銀河の質量と距離, 放射強度からオーダーで推定している.

銀河名	質量 (\odot)	距離 (kpc)	フラックス (質量に比例) (ph/cm ² /s)	フラックス (質量の二乗に比例) (ph/cm ² /s)
天の川銀河	1.1×10^{12} [33]	8.23[34]	2.6×10^{-3}	2.6×10^{-3}
M31	1.5×10^{12} [33]	765[35]	4.1×10^{-7}	5.7×10^{-7}
LMC	1.8×10^{11} [36]	49.6[37]	1.2×10^{-5}	1.9×10^{-6}
Cen A	4.4×10^{12} [38]	3.8×10^3 [39]	4.9×10^{-8}	2.0×10^{-7}

滅線を含む MeV ガンマ線帯域の未解決課題の解明を目的として, 現在, 同エネルギー帯に特化した次世代観測計画が国際的に複数提案されている. 例として表 1.6 に COSI (Compton Spectrometer and Imager)[40], SMILE (Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiments)[41], GRAMS (Gamma-Ray and AntiMatter Survey)[42], AMEGO-X (All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory eXplorer)[43] 実験の検出器と性能についてまとめる.

表 1.6: 電子陽電子対消滅線観測を含む MeV ガンマ線観測を目的とした将来計画.

実験名	検出方法	角度分解能	視野	その他
COSI	ゲルマニウム半導体 検出器による多重 コンプトン散乱を 用いた従来型 コンプトンカメラ. [40]	ARM: 4.1° (FWHM) (511 keV) [40]	25%-sky [40]	高いエネルギー分解能 (6.0 keV(FWHM), at 511keV)[40]. 2027年に衛星として 打ち上げ予定.
SMILE	ガス飛跡検出器で 電子飛跡取得を行う 電子飛跡検出型の コンプトンカメラ (2章で後述). [44]	PSF: ~5° (HPR)	3.1 sr [41]	気球実験で検出器 性能は実証済み. [41] 2028年に科学観測 気球実験が実施予定.
GRAMS	液体 Ar を用いた TPC(2.1節で後述) 検出器で, 多重 コンプトン散乱を 用いた従来型 コンプトンカメラ. [42]	ARM: ~3.5° (FWHM) (511 keV) [42]	-	比較的低コストでの 大体積化が可能. [42] 2026年に液体 ArTPCの 実証気球実験を 実施予定.
AMEGO-X	積層 Si トラッカー と CsI カロリメータ を併用し, 従来型 コンプトン法に加え 光電吸収, 対生成, イベントを取得. 一部のコンプトン イベントでは 電子飛跡も利用. [43]	PSF: 4° (FWHM) (1 MeV) [43]	2 π sr [43]	広いダイナミックレンジ (100 keV-1 GeV) を持つ. [43] 次回の NASA 中型 探査機計画への採択 へ向けた開発が進行中.

第 2 章 電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡

2.1 電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡

前章で述べたように、コンプトンカメラの欠点である円環状の再構成は電子の反跳方向を取得していないことに起因する。そこで、電子の反跳方向を取得する電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡 (electron-tracking Compton camera: ETCC) としたときの変化について述べる。電子の反跳方向 \vec{e} が存在する場合、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と再構成された入射方向 \vec{s}_{rcs} 、散乱角 ϕ は、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.1)$$

$$\vec{s}_{rcs} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (2.2)$$

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \frac{K_e}{E_\gamma + K_e} \quad (2.3)$$

と表される。ここで各パラメータは図 2.1 に従って定義した。コンプトン散乱を完全に解いているため、一つの光子の到来方向を一点に決定することができる。1 光子に対する到来方向の誤差は ARM と散乱平面決定精度 (Scatter Plane Deviation (SPD)) で表される (式 2.4)。

$$\Delta \nu_{SPD} = \text{sgn} \left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \times \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \right) \right) \arccos \left(\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \right) \cdot \left(\frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \right) \quad (2.4)$$

ここで、 \vec{s} はガンマ線の本来の到来方向である。SPD については図 2.1 のようにあらわすことができ、SPD は扇の開き角方向の誤差の指標である。なお、コンプトンカメラでは電子の反跳方向 \vec{e} を取得できないため、SPD が無限大である。ETCC の場合、従来型コンプトン法と比較して散乱角の影響を大きく抑えられる。そのため図 2.2 のように SPD を変化させることで PSF を改善することができる。SPD は電子の反跳方向を決定しなければ得られないため、PSF の向上には電子飛跡の取得が必要となる。

また、電子の反跳方向と散乱ガンマ線のなす角である α を定義することができる。 α は幾何学的な情報より定義から

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.5)$$

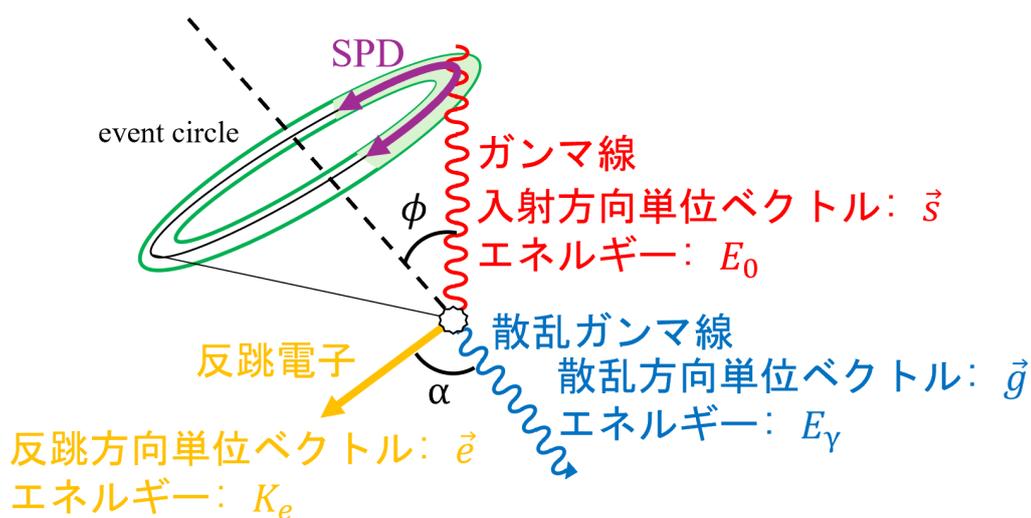


図 2.1: 電子飛跡取得時のコンプトン散乱の各種パラメータと SPD の定義. SPD は扇の開き角に関する誤差の指標である.

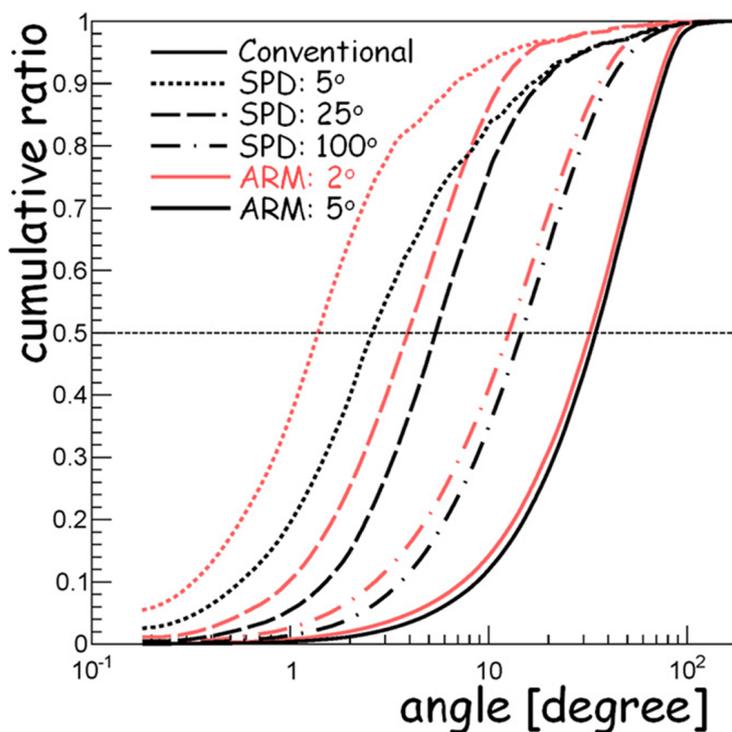


図 2.2: PSF の ARM と SPD の依存性 [45]. 横軸が半径, 縦軸がその半径以内に入っている光子の数. Conventional はコンプトンカメラに対応し, ARM をどれだけ改善しても PSF はほとんど改善しないことが分かる. 一方で SPD を改善すると PSF は大幅に向上する.

と与えられ、またエネルギー情報を元にして

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.6)$$

と独立した2つの方法で求めることができる。仮に中性子の散乱の場合、散乱前に二つ目の粒子が静止していると仮定し、一つ目の粒子の散乱前の質量とエネルギーを m_1, K_1 , 散乱後の質量とエネルギーを m'_1, K'_1 , 二つ目の粒子の散乱前の質量を m_2 , 散乱後の質量とエネルギーを m'_2, K'_2 とすると

$$\cos \alpha = \frac{K'_1(K'_1 - K_1) + m_1 c^2 K_1 + m_2 c^2 (K'_1 - K_1)}{\sqrt{K'_1(K'_1 + 2m_1 c^2)} \sqrt{K'_2(K'_2 + 2m_2 c^2)}} \quad (2.7)$$

と表され、 m_1 を含む項が存在するため $\cos \alpha_{geo}$ と $\cos \alpha_{kin}$ が一致しない。したがって α が近いイベント、即ち $\alpha_{geo} \sim \alpha_{kin}$ を抽出することで、コンプトン散乱事象を保証し、偶然同時事象や、吸収体での光電吸収時に特性 X 線が散乱体で吸収された事象、中性子の散乱事象を抑制することができる。

2.1.1 検出器の構成

1) 散乱体

ETCC を実現するためには、散乱体には以下の4つが要求される。

1. 信号とならない光電吸収の確率を下げ、コンプトン散乱を優位にすること
2. 反跳電子のエネルギーが取得できること
3. 検出体積を大きくできること
4. 多重散乱を抑え、反跳方向を精度よく取得すること

特に、電子の反跳方向取得が重要である。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。これが多数回起きると電子の進行方向は大きく曲げられ、コンプトン散乱時の方向の情報を失う。多重散乱による電子の散乱角の二乗平均平方根は

$$\theta = \frac{13.6 \text{ [MeV]}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0} \left(1 + 0.088 \ln \frac{x}{X_0}\right)} \quad (2.8)$$

で近似できる [46]。ここで、 p は電子の運動量、 x は電子が通過する物質の厚さ、 X_0 は物質の放射長である。式 2.8 に従って固体 Si, Ar ガス 1 気圧, CF_4 ガス 3 気圧中での電子の散乱角を計算したのが図 2.3 である [47]。図 2.3 より、電子のエネルギーによらず、固体 Si 中ではガス中よりも多重散乱の寄与が大きいたことが分かる。散乱体に積層 Si ストリッ

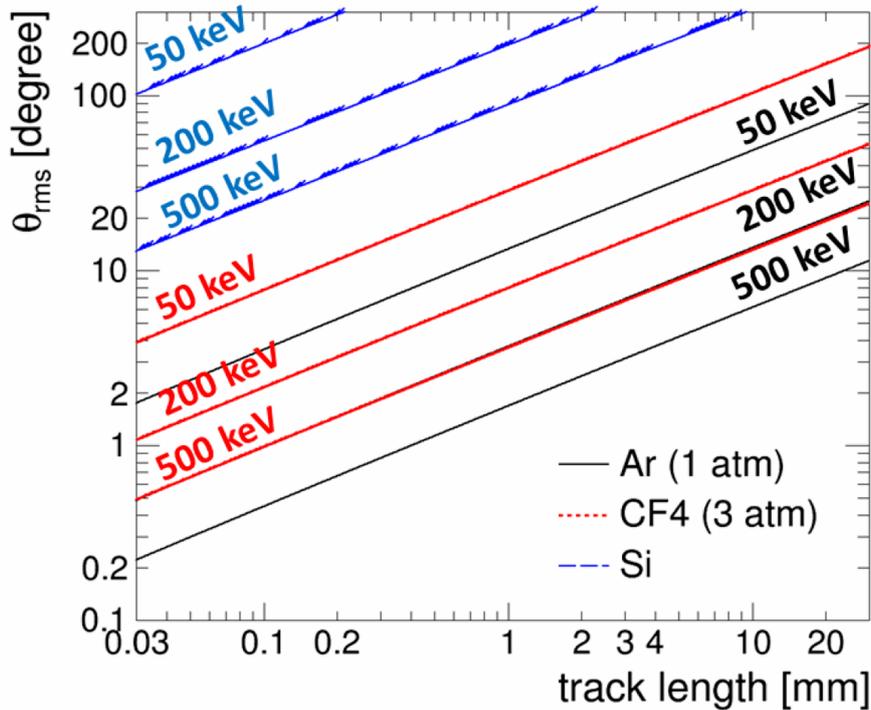


図 2.3: 電子が物質中を通過する際の散乱角 [47]

プ検出器を使用する場合、電子の反跳方向を得るには最低2点のヒット点が必要である。1層の厚さが0.5 mmだと仮定すると、500 keVの電子で散乱角は60°となってしまい、反跳方向の推定は難しい。一方でArガス1気圧であれば50 keVの電子であっても散乱点から1 mm分の飛跡が得られれば、散乱角は20°程度に抑えられる。Micro Pattern Gas Detector(MPGD)の技術であれば数百 μm の飛跡決定精度を実現できるため、電子飛跡を精度よく取得したいETCCでは固体よりもガスのほうが散乱体としてふさわしい。ガスであれば検出体積の大型化も容易な上、ガス中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。そのため、ETCCではガス検出器を散乱体として利用する。

なお、有効面積の観点から固体検出器が優位ではないかといった議論もあるが、ガス検出器はガスが占める部分そのまま断面に反映されるが、積層固体検出器の場合、必ず検出器層の間に隙間が生じるため検出器全体の断面は大きくは変わらない。例としてすでに稼働実績があるSMILE-2+実験と、ひとみSGDを用いて比較を行う[41, 16]。SMILE-2+の散乱体は $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ サイズの2気圧Arガス検出器であり、ひとみSGDは $(5 \times 5) \text{ cm}^2 \times 0.06 \text{ cm} \times 32$ 層の積層型Si半導体検出器が散乱体として用いられている。ガスの密度は $O(10^{-3} \text{ g/cm}^3)$ 、固体の密度は $O(1 \text{ g/cm}^3)$ である。これに検出器の厚みをかけると、ガスは $O(10^{-2} \text{ g/cm}^2)$ 、固体は $O(10^{-1} \text{ g/cm}^2)$ となる。有効面積は検出器の幾何面積 A_{geo} 、密度 ρ 、厚み d 、反応断面積 μ を用いて $A = A_{geo} \times (1 - e^{-\rho\mu d})$ で与えられるので、コンプトン散乱断面は原子番号の近いArとSiでは大きく変わらないと仮

定し、幾何面積をかけるとどちらも $O(1 \text{ cm}^2)$ となる。したがって、有効面積はガス検出器と固体検出器で大きく変わらない。ガス検出器ではガス種と気圧、Si 半導体検出器では積層数を増やすことで検出効率を向上させられるため、天体検出においては散乱体の化学状態ではなく検出器設計によって有効面積が決まる。

また、散乱体を液体にすることも考えられる。液体であればガスと同様に検出器を大型化できる上、密度は $O(1 \text{ g/cm}^3)$ であるため有効面積が非常に大きい。一方で密度が大きいことから多重散乱により反跳方向の情報を失いやすい。例として気体 Ar と液体 Ar の放射長はそれぞれ $1.2 \times 10^4 \text{ cm}$ と $1.4 \times 10 \text{ cm}$ であるため [48]、液体の散乱体で電子の反跳方向決定精度をガスと同等にするにはピクセルサイズを三桁小さくし、数百 nm にする必要がある。現状ではこのピクセルサイズを実現することは困難である。

2) 吸収体検出器

ETCC を実現するために、吸収体検出器には以下の 4 つが要求される。

1. 光電吸収断面積が大きいこと
2. 散乱ガンマ線の吸収位置が特定できること
3. 大体積のガス飛跡検出器を覆うため安価であること
4. エネルギー分解能が良いこと

これを満たすために、ETCC ではピクセル状のシンチレータをアレイ状に並べた Pixel Scintillator Array (PSA) を使用する。

2.1.2 散乱体検出器の構成

ETCC では、上記の要求を満たすために読み出しに Micro Pixel Chamber (μ -PIC)[49] を用いたガス Time Projection Chamber (TPC) を散乱体用の検出器とした。3.2 節で後述するが、 μ -PIC はピクセル状の電極が二次元平面に並んだ二次元検出器であり、前段増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) を使用している [50, 51]。ガス TPC は、図 2.4 に示すように構成されており、コンプトン散乱時の電子飛跡の全長の取得と有効面積拡大のために読み出し平面上部に十分厚いガス層を設けている。荷電粒子がガス中を通過するとガス分子が電離され電子雲を形成する。電子雲はガス層に一様にかけられた電場によって読み出し平面方向に移動し、前段増幅器である GEM と μ -PIC で増幅され信号となる。 μ -PIC からの 2 次元情報に加え、電子雲のドリフト時間の差から電子の 3 次元飛跡を取得する。このような方式を一般に TPC と呼ぶ。

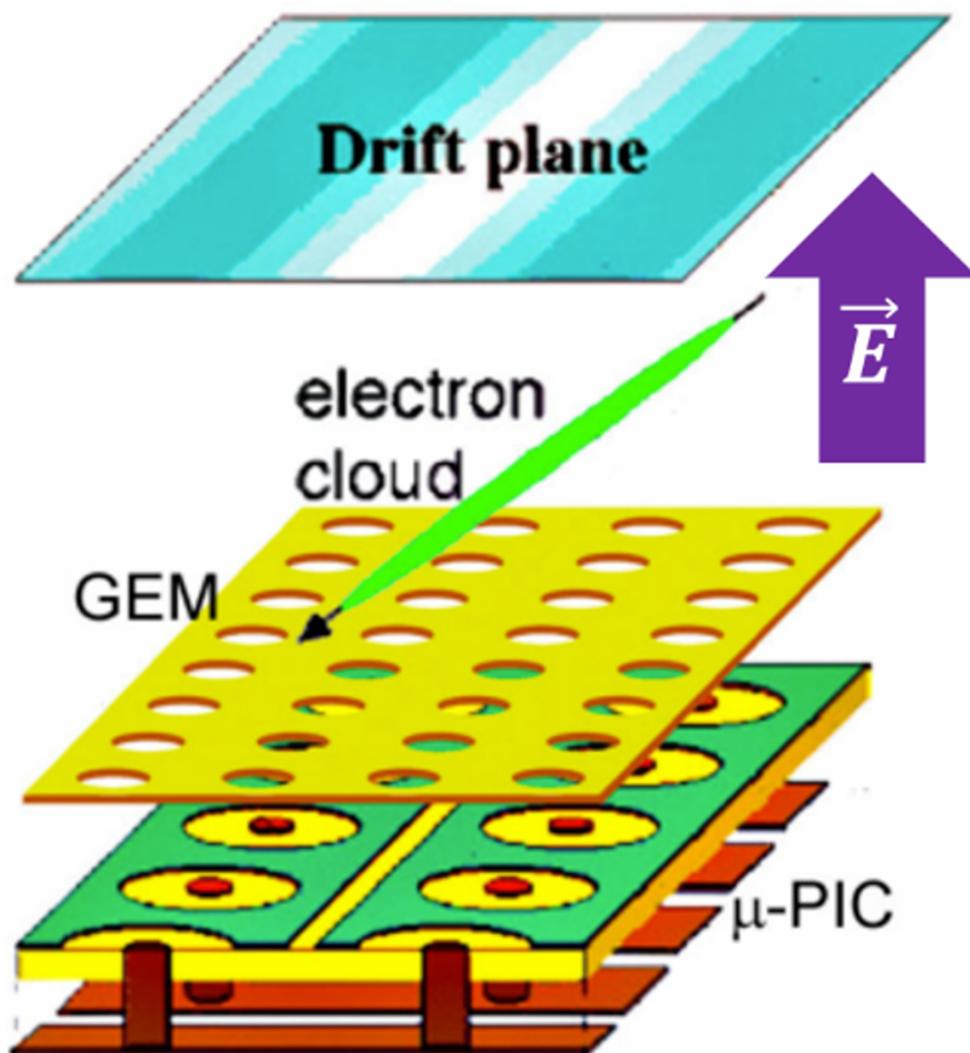


図 2.4: μ -PIC+GEMTPC の概要 [49]. 2次元の読み出し部の上に十分厚いガス層を設け、荷電粒子がガス中を通過するとガス分子が電離され電子雲を形成する．電子雲はガス層に一様にかけられた電場によって読み出し平面方向に移動，前段増幅器である GEM で増幅されたのち 2次元読み出しされる．電子雲の到着時刻の違いによって高さ方向の座標を経て 3次元の飛跡情報を得る．

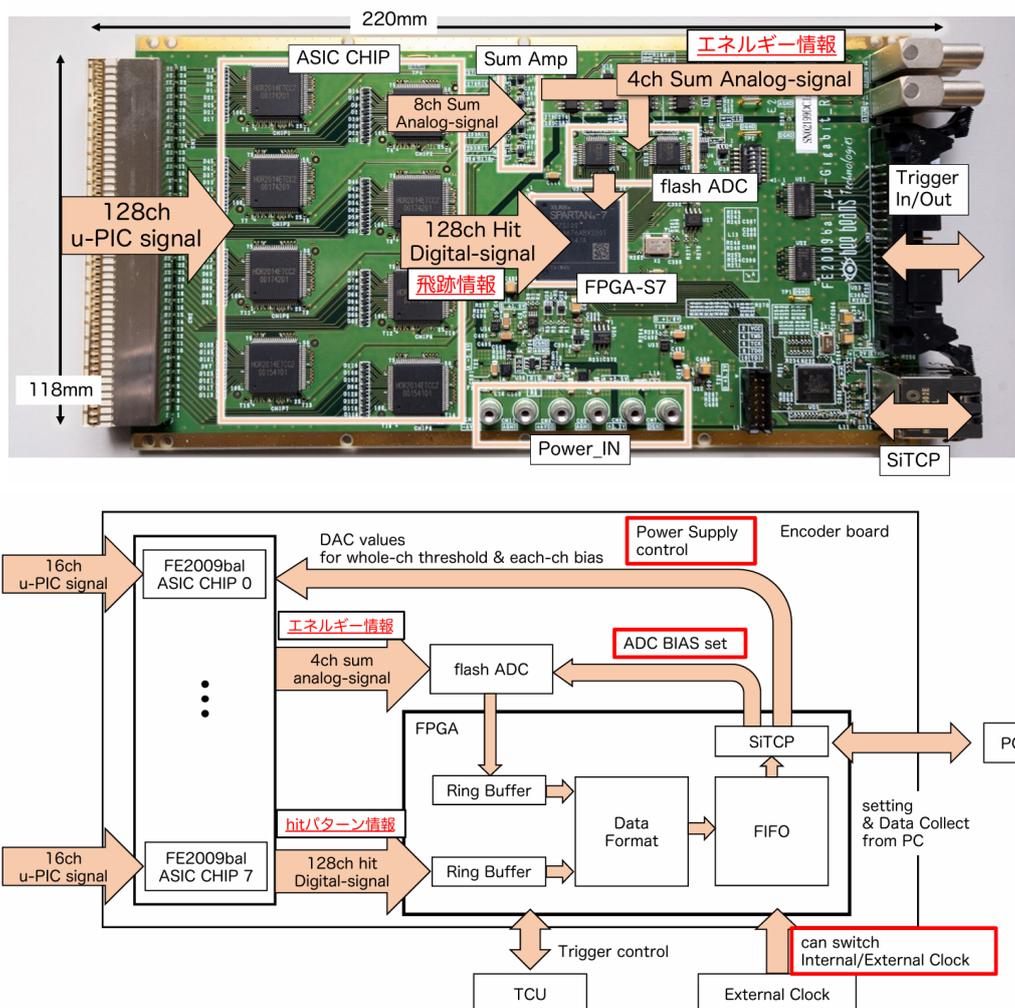


図 2.5: μ -PIC 信号読み出し用 Encoder とブロックダイアグラム [53]

ガス TPC の読み出しシステムには、 μ -PIC 信号読み出し基板 Encoder[52] を用いている。基板とブロックダイアグラムは図 2.5 に示すとおりであり、動作電源はデジタル用 3.3 V とアナログ用 ± 3.3 V である。基板には 4 個の flash-ADC (Analog-to-Digital Converter), Xilinx 社製 FPGA Spartan-7, 8 枚の ASIC FE2009bal (Application Specific Integrated Circuit)[52], イーサネットポートを搭載している。図 2.6 に示す ASIC は ETCC 気球実験のために開発された低消費電力のものである。ASIC の詳細な情報は表 2.1 に示す。

基板 1 枚に対しアナログ入力が 128 ch で、これらは ASIC 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 であり、出力としてデジタルヒット信号 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 ASIC 内で前置増幅、波形成形を受けた後コンパレータによってしきい値と比較することによって各チャンネルのヒット情報を 0 か 1 のデジタル信号として出力される。この情報が電子飛跡の情報となり、図 2.7 に例を示す。1 枚の Encoder には 8 つの ASIC が搭載されているため、128 ch

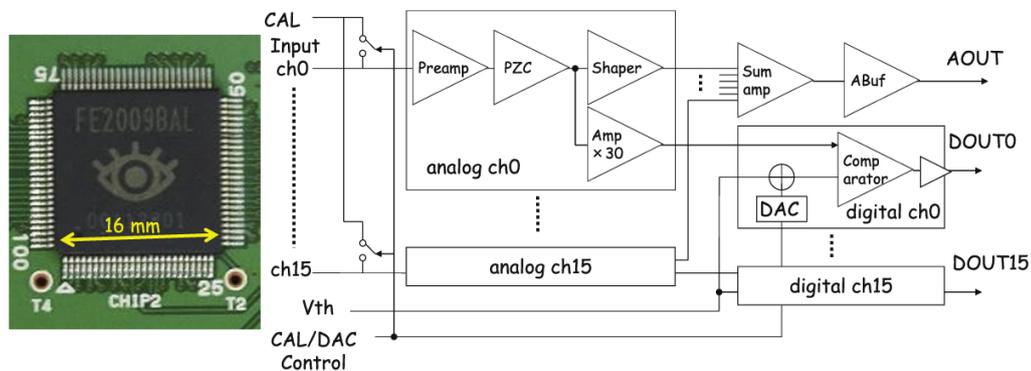


図 2.6: Encoder に搭載している ASIC FE2009bal[52]

表 2.1: ASIC FE2009bal の詳細 [52]

プロセス	0.5 μm CMOS
入力数	16 ch
プリアンプゲイン	0.6 V/pC
ピーキングタイム	30 ns
サムアンプゲイン	0.8 V/pC
ダイナミックレンジ	-1 ~ 1 pC
クロストーク	< 0.5%
タイムウォーク	~ 6 ns (10 fC ~ 1 pC)
ENC ($C_d=100$ pF)	6000 e^-
消費電力	18 mW/ch

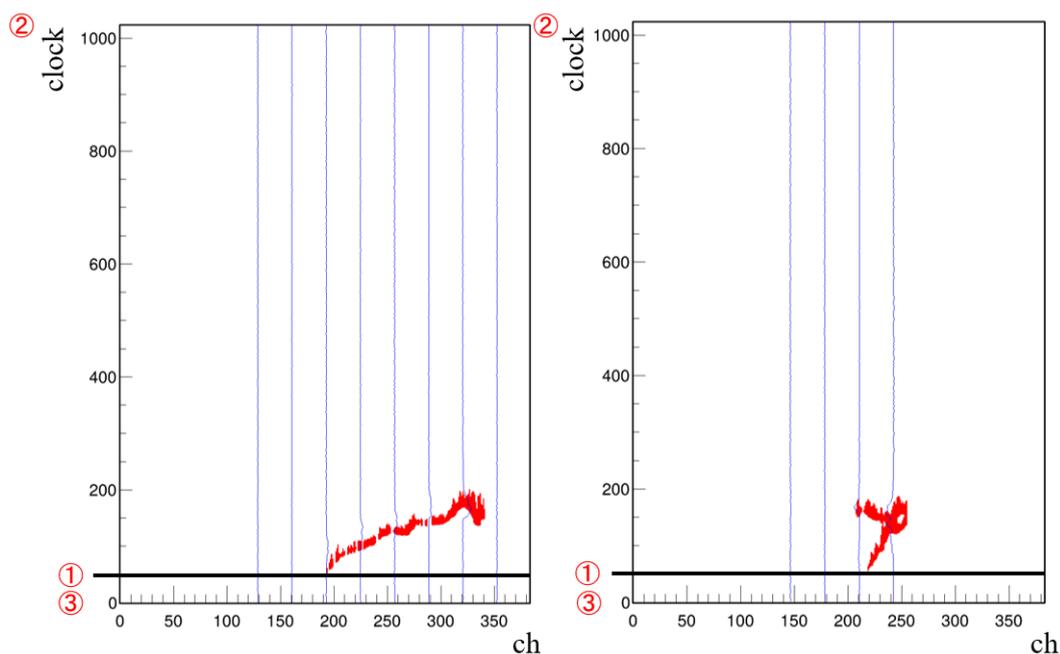


図 2.7: ガス TPC で取得した電子飛跡 (赤) とアナログサム信号 (青)(左: アノード, 右: カソード). 図中の①, ②, ③は図 2.8 の①, ②, ③と取得した飛跡の対応関係を表している.

のデジタルヒット信号と 8 つのアナログサム信号が出力される (図 2.7). この内, デジタル信号は FPGA に入力され, 100 MHz でサンプリングされる. アナログサム信号は 2 つ分を合計して 10 bit, 50 MHz の flash ADC に入力され, デジタル化して FPGA に転送する. これらの情報はそれぞれ FPGA のリングバッファに逐次保持される. なお, ASIC は各チャンネルごとに前置増幅器のペDESTAL の電圧値が異なるため, DAC を各チャンネルに搭載することで補正している [52].

ガス TPC では, 電子飛跡が検出器内をドリフトするため, 事象発生時刻と全信号の取得完了時刻との間にドリフト時間に相当する遅延が生じる. このため, 事象発生後にトリガーを生成し, 時間を遡って波形データを取得する Common-Stop のデータ収集方式を用いている. 以下にガス TPC でのデータ収集 (DAQ) 法について示す.

1. ガス TPC でヒット信号が生じると, トリガーコントロールユニット (TCU) にヒット信号を送信する.
2. TCU では飛跡の全長を取得するためにヒット信号を飛跡の最大ドリフト時間以上遅延させたものをトリガー信号とし Encoder に送信する.
3. Encoder にトリガー信号が入力されると, FPGA がリングバッファへの書き込みを停止し, 10.24 μ s 分遡ってデータを読み出し, データを整形する.

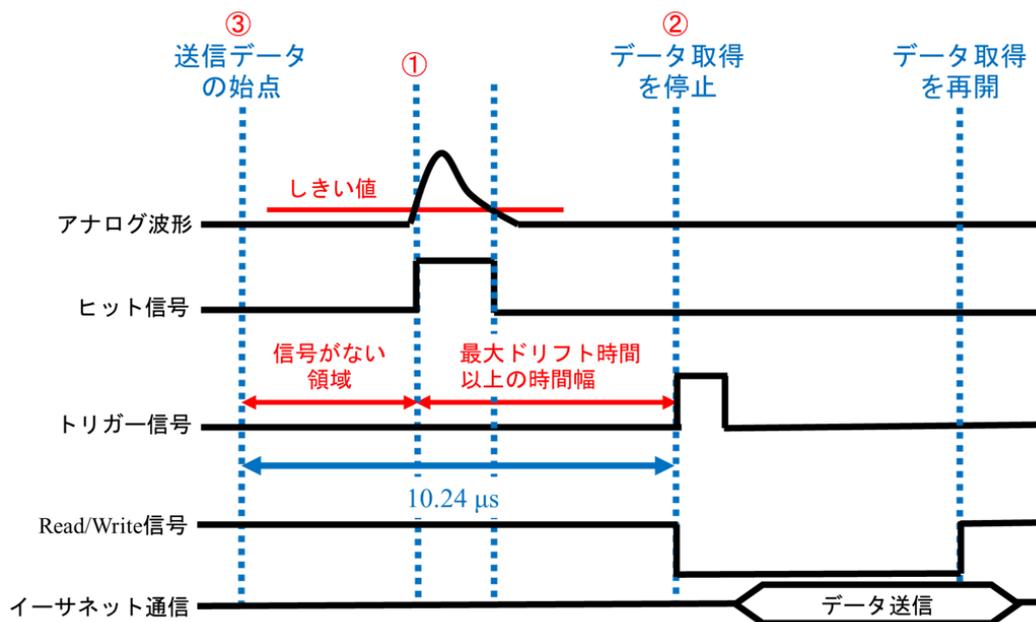


図 2.8: ガス TPC におけるデータ収集の模式図

4. リングバッファの読み出しを行っている間は次のトリガーを受け付けられないため、read 中の status 信号を TCU に送る
5. Encoder からの読み出しが終了するのを TCU が確認すると、次のトリガー発行に移る。Encoder はリングバッファ読み出し後、write mode に自動復帰する。
6. データは Encoder の FPGA 内の FIFO へおかれ、ネットワークの空きを見て DAQ とは非同期に PC へ送られる。

図 2.8 はガス TPC でのデータ収集の模式図である。

2.1.3 ETCC の雑音除去性能

図 2.9 に Ar の 1 気圧中で取得されたイベントにおけるガス飛跡検出器中の飛程とエネルギーの関係について示す。図 2.9 は大きく 3 つの成分で構成されており、1 つ目は電子の Ar ガス中の飛程に沿った成分、2 つ目は検出器の大きさ分の飛程を持つ成分、3 つ目は Ar ガス中での MIP の傾きに沿う成分である。1 つ目の成分は電子がガス飛跡検出器中で TPC 入射時のすべてのエネルギーを落としたイベントに相当し、ETCC での解析に通常用いられる。2 つ目の成分は宇宙線 μ 粒子等の高エネルギー荷電粒子が検出器を通過した事象に相当する。3 つ目の成分は高エネルギー荷電粒子が検出器をかすめた、あるいはガス飛跡検出器内部で発生した電子が検出器外部へ出て行った事象に相当する。また中性子等の電子以外の粒子は電子と比較してエネルギー損失が大きいため 1 つ目の成分に対して

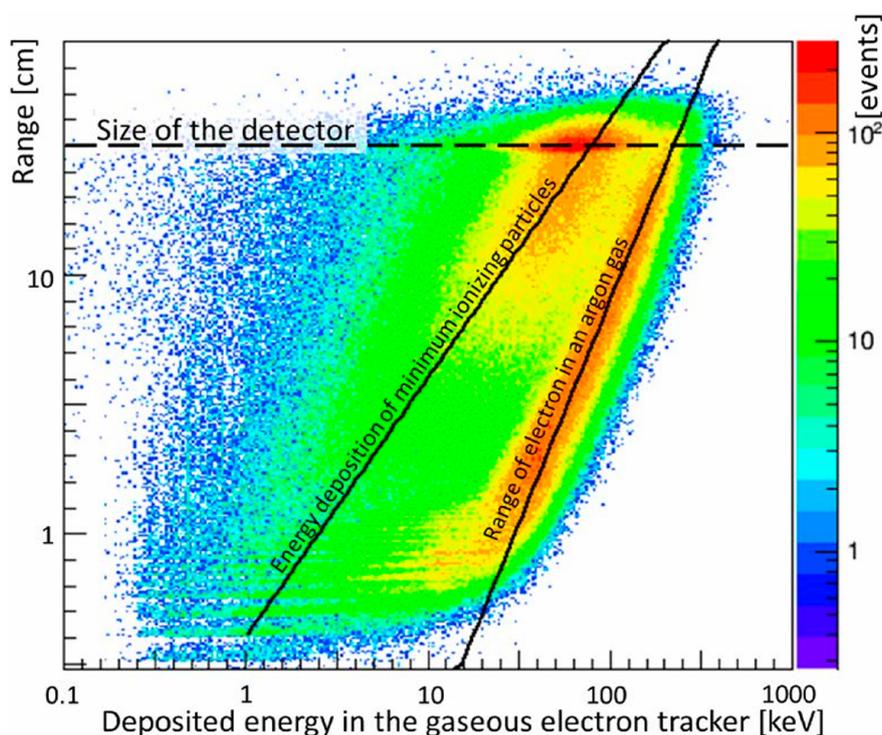


図 2.9: Ar の 1 気圧中で取得されたイベントにおけるガス飛跡検出器中の飛跡長とエネルギーの関係 [54]. 電子の Ar ガス中の飛跡長に相当する成分, 検出器の大きさ分の飛跡長を持つ成分, Ar ガス中での MIP の傾きに沿う成分の 3 つの成分で構成されており, 電子の Ar ガス中の飛跡長に相当する成分のみを抜き出すことで, 宇宙線粒子等の雑音成分を除去することができる.

高エネルギー側に分布を作る. そのため, 1 つ目の成分を抜き出すことによって, 宇宙線等の高エネルギー荷電粒子といった電子以外の粒子由来の雑音を除去することができる.

2.2 MeV ガンマ線観測気球実験 SMILE

ETCC を用いた MeV ガンマ線天体観測気球実験計画として, 我々は Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiments (SMILE) を実施している. SMILE では過去に 2 度気球実験を実施しており, 現在は科学観測に向けた準備が進んでいる.

最初の気球実験 SMILE-I は ETCC の気球高度での動作確認と雑音除去能力の実証を目的として 2006 年 9 月に三陸沖で行われた [44]. SMILE-I の ETCC は, エネルギー分解能が 662 keV で $14 \pm 1\%$ (FWHM), ARM が $18 \pm 1^\circ$ (FWHM), SPD が $183 \pm 13^\circ$ (FWHM) であり, 100 keV から 1 MeV のダイナミックレンジを持つ. 視野は 3.1 sr であり, 有効面積は点源に対して 662 keV で 0.01 cm^2 であった. また, ガス TPC 内のガスには Xe-Ar-C₂H₆ (分圧比 54:40:6) 1 気圧が用いられた. SMILE-I は 6.8 時間の飛翔で 2.2×10^5 イベントを取得

し、系外拡散ガンマ線、大気ガンマ線の検出に成功、過去の他観測と矛盾の無い結果を報告した [44]。また、宇宙環境下での ETCC の優れた雑音除去能力を実証した。

二回目の気球実験 SMILE-2+ は ETCC の天体観測性能実証を目的として 2018 年 4 月にオーストラリアのアリススプリングスで行われた [41]。SMILE-2+ の ETCC は 662 keV で ARM が 10.5° (FWHM), SPD が 148° (FWHM), PSF が 30° (HPR) であった。また、 3.1 sr の視野を持ち、ダイナミックレンジは 150 keV から 2 MeV, 有効面積は 356 keV で 1.1 cm^2 であった。また、ガス TPC 内のガスには Ar-CF₄-isoC₄H₁₀ (分圧比 95:3:2) 2 気圧が用いられた。SMILE-2+ は 26 時間飛行、かに星雲と銀河中心領域の観測を行い、かに星雲の観測では過去の他観測と矛盾の無い結果を [41], 銀河中心領域の観測では銀河中心領域におけるガンマ線フラックスの超過が確認された [55]。

2.2.1 SMILE-3 に向けた改良

2 つの気球実験によって、ETCC の天体観測性能は実証された。そのため、次回からは科学観測を計画している。SMILE-3 では複数回の気球実験を計画しており、初回のフライトは 2028 年の 4 月にアリススプリングスで行う予定である。また、NASA スーパープレッシャー気球による 1 か月程度の長期フライトによる観測も目指している。SMILE-3 の科学目的は銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線と系内拡散 MeV ガンマ線のエネルギースペクトルと空間分布の取得と系外拡散 MeV ガンマ線のエネルギースペクトルから軽い WIMP や原始ブラックホールの存在に迫ることである。電子陽電子対消滅線や系内拡散ガンマ線の空間分布は天体起源では他波長での天の川銀河の観測と同様銀緯数度、暗黒物質起源では質量分布に従い天の川銀河で銀緯数十度に広がるのが想定される。SMILE-2+ の角度分解能は 30° (662 keV), 有効面積は 1.1 cm^2 (356 keV) であったが、一か月の飛翔で空間分布モデルを区別するために SMILE-3 では SMILE-2+ と比較して角度分解能を 2 ~ 3 倍、有効面積を 5 ~ 10 倍向上させることを目指している。図 2.10 は SMILE-3 において、高銀緯の点源に対し、バックグラウンドとして系外拡散 MeV ガンマ線、大気ガンマ線を仮定し、半日間の観測を 1 か月 (10^6 s) 行ったときの感度の予測である。

要求性能に対する具体的なガス TPC の改良点は以下のとおりである。

1. 充填ガスを Ar メインの 2 気圧から、CF₄ メインの 3 気圧に変更し、コンプトン散乱確率を向上、光電吸収確率を低減する。
2. μ -PIC の読み出しピッチを $800 \mu\text{m}$ から $400 \mu\text{m}$ に変更することで飛跡の決定精度を向上させる
3. SMILE-2+ では別の圧力容器の中に封入されていたガス TPC 用の与圧容器を大気中に露出させることで、筐体での散乱を抑え、ガス TPC に直接入射するガンマ線を増加させる

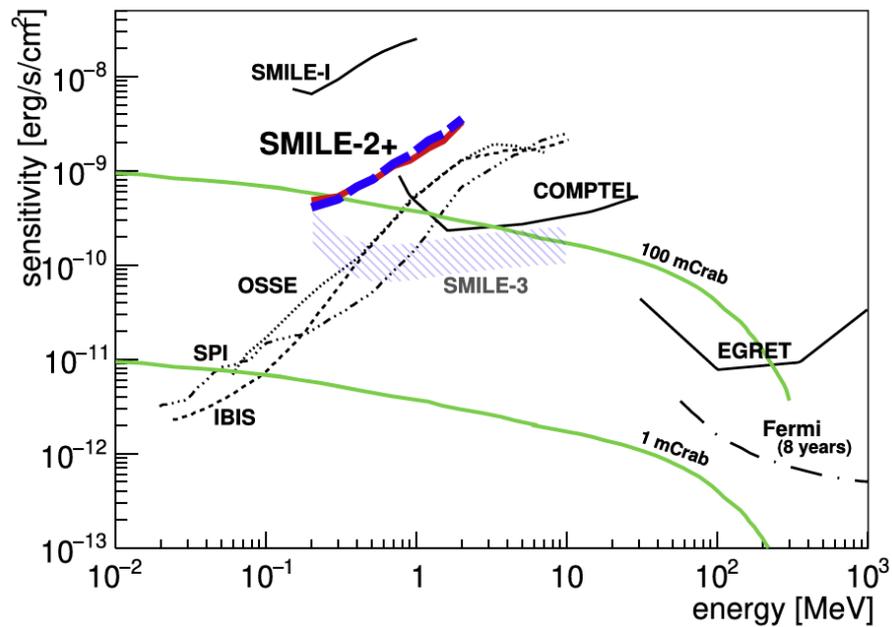


図 2.10: SMILE-3 の予想感度 [41]. 高銀緯の点源を仮定し, SMILE-2+ と同様の雑音除去能力を所有していた場合に, 10^6 s の観測で予想される感度. バックグラウンドとして系外拡散 MeV ガンマ線と大気ガンマ線を仮定し, 10% の誤差を想定している. 他の検出器の感度は長期観測時のものであり, SMILE-3 は 1 か月の飛翔で COMPTEL の到達感度を達成できる.

4. μ -PICの基板をポリイミドからガラスに変更することで絶縁体部を厚くすることが可能になり、GEMと μ -PICの間のインダクション領域への電気力線の漏れ込みを抑え、放電耐性の向上、高ゲイン化する。[56]

本研究はコンプトン散乱を起こす散乱体そのものであり、有効面積の拡大に直結するガスTPC内部に充填するガスの改良実験を行った。次章ではETCCに用いるガス検出器に関連するパラメータと、ガス種による違いについて示し、第4章で実際の実験について述べる。

第 3 章 ガス飛跡検出器充填ガスの改良

3.1 ガス検出器の物理

ETCC においてはガス TPC でのコンプトン散乱確率の向上が有効面積の拡大に重要である。また信号として取得しない光電吸収確率の低減も重要である。また、電子飛跡のドリフト時の拡散も電子飛跡の決定精度、即ち角度分解能に影響するため重要である。本節ではこれらのパラメータとガス種の関係について述べる。加えて、ガス TPC で信号取得に必要な電子の増幅過程についても説明する。

3.1.1 光と物質の相互作用

ETCC では光と物質の相互作用の内、主にコンプトン散乱過程を信号として取得する。そのため、有効面積の観点ではコンプトン散乱確率を向上することが重要である。ここでは光子と物質の相互作用の内、光電吸収、コンプトン散乱について断面積に注目し述べる。

光電吸収とは入射光子のエネルギーが原子中の軌道電子の束縛エネルギーよりも大きいときに、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。この相互作用の断面積は放出される電子の軌道によって異なり、K 殻電子の場合は

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_0^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで、 Z は原子番号、 r_0 は古典電子半径、 α は微細構造定数である。入射光子のエネルギーによって放出できる電子の軌道が制限されるため、図 3.1 に示すように各軌道の束縛エネルギーに対応したエッジ構造を持つ。断面積は放出される電子の軌道によって変化し、およそ Z^{4-5} に比例する。原子核が作る電場が相互作用に影響するため、同じ電子数を持つ分子であっても原子番号が小さい原子で構成されているものの方が光電吸収断面積は小さくなる。

次に、コンプトン散乱とは光子と電子の相対論的な弾性散乱現象である。光子が実験室系で静止した電子と衝突した場合の散乱光子のエネルギー E_γ と反跳電子のエネルギー

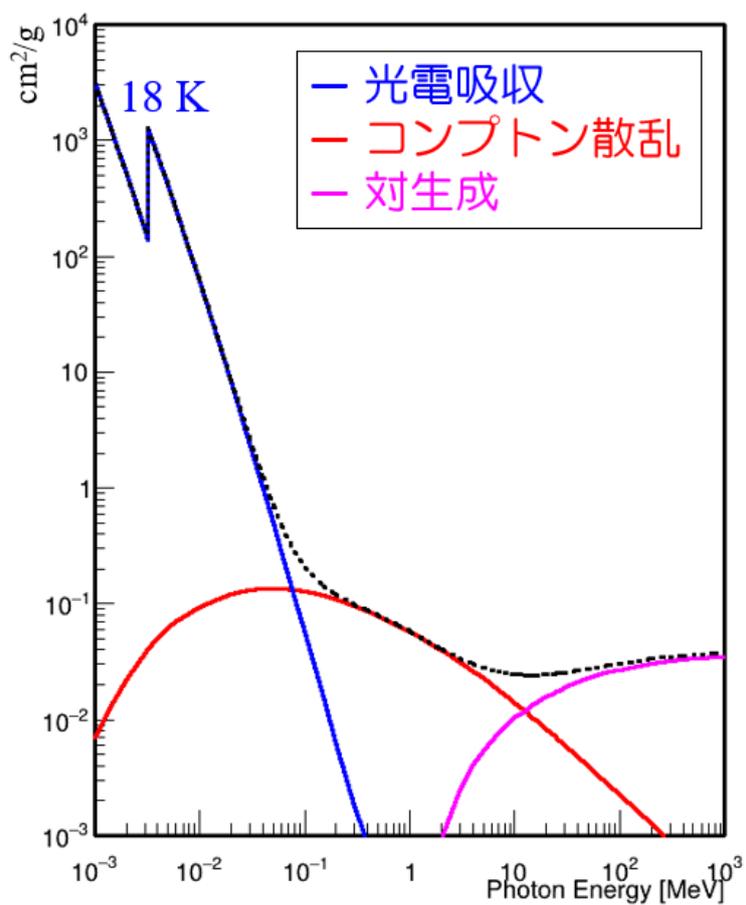


図 3.1: Ar における光と物質の相互作用の断面積 [21]. 青が光電吸収, 赤がコンプトン散乱, マゼンタが原子核の電場における断面積であり, 光電吸収の断面積にはエッジ構造が見える.

K_e は入射光子のエネルギー E_0 を用いて

$$E_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (3.2)$$

$$K_e = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0 \quad (3.3)$$

と書ける。また、散乱断面積はクライナー仁科の公式

$$\sigma_{scat} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1 + k(\cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)(1 + k(1 - \cos \phi))} \right) \quad (3.4)$$

で与えられる。ここで $k = E_0/m_e c^2$ である。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。光電吸収の断面積は Z の 4 から 5 乗に比例することを考えると、ETCC では Z が小さく電子数が多い軽元素で構成された分子ガスが望ましい。

3.1.2 電子の拡散

ガス TPC 内で作られた電子雲とイオンは、かけられた一様電場によって一定の速度 v でドリフトする。ここで、イオンのドリフト速度 v_+ は

$$v_+ = \mu \frac{E}{P} \quad (3.5)$$

で表される。ここで、 E は電場、 P はガス圧、 μ_+ はイオンの移動度である。 μ_+ はガス種に依存する定数であり、一般的なガスでは $\mu_+ \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ atm}/(\text{V} \cdot \text{s})$ であるため、 $E \sim 10^4 \text{ V/cm}$ の時 $v_+ \sim 1.0 \times 10^2 \text{ m/s}$ となる。一方で電子の移動度は一定ではないため、ドリフト速度は複雑になる。電子のドリフト速度 v_- は、

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (3.6)$$

となる。ここで τ はガス分子との平均衝突時間間隔である。図 3.2 にガス種ごとの電子のドリフト速度について示す。ドリフトされる電子は一様電場中においても多重散乱の影響で拡散する。一般的に時刻 $t = 0$ で原点に局在する電子が、時刻 t 、位置 x において、幅 dx 中に

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (3.7)$$

個拡散する。ここで、 N は全電子数、 D は拡散係数である。 D はガス種や電場強度に依存する定数であり、図 3.3 に磁場がない状況下での電子の拡散係数を示す。電子の拡散は、電子飛跡がぼやけることにつながるため、ETCC では電子の反跳方向決定精度が悪化する。これは角度分解能の悪化につながるため、ETCC では拡散の小さいガスを使用することが望ましい。

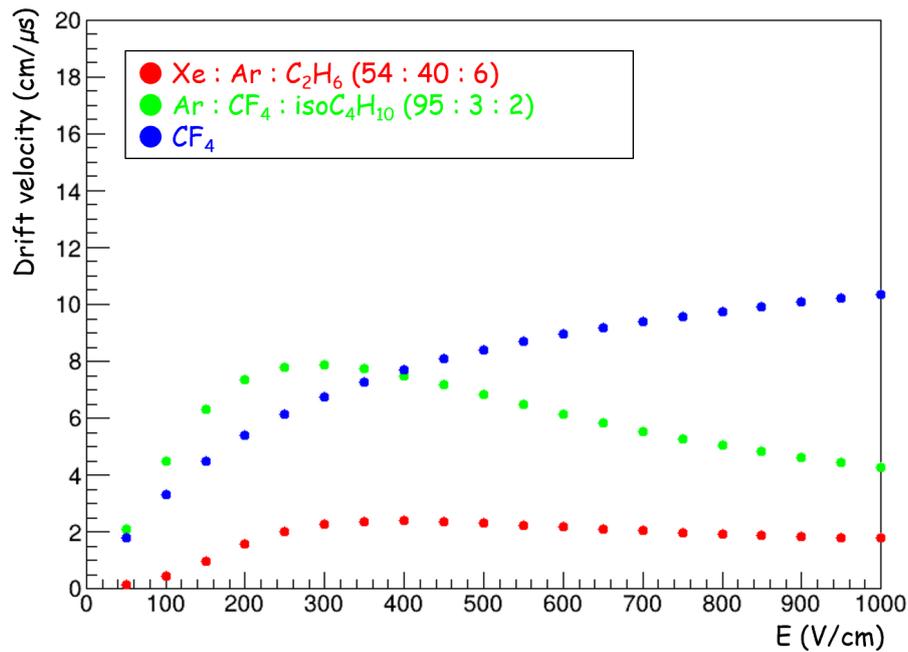


図 3.2: ガス種ごとのドリフト速度. Magboltz[57]を用いて, SMILE-Iでの使用ガスである Xe-Ar-C₂H₆(分圧比 54:40:6), SMILE-2+での使用ガス Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2), 今後利用を行いたい CF₄ におけるドリフト速度をシミュレーションした.

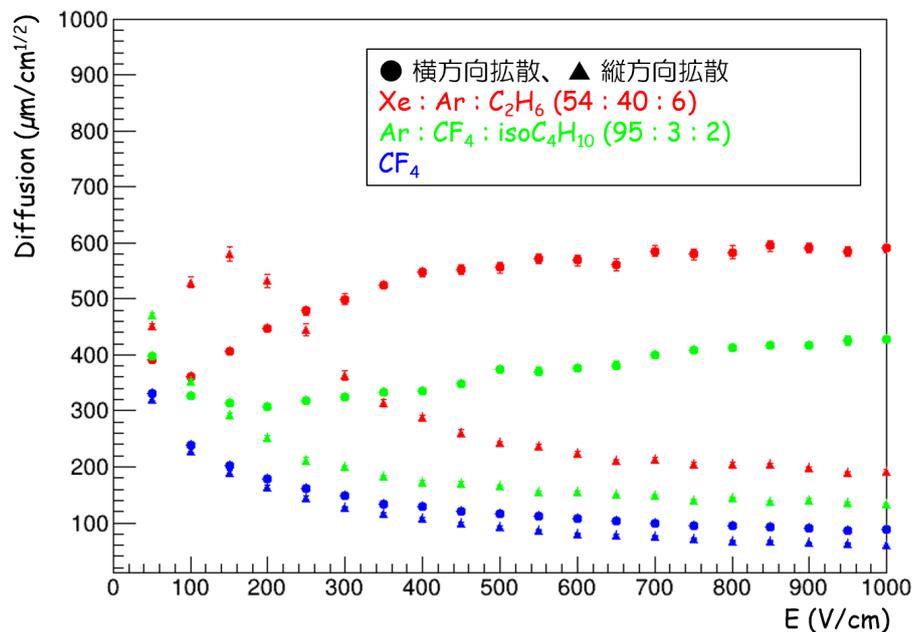


図 3.3: 1 気圧環境におけるガス種ごとの電子の拡散係数. Magboltz を用いて, SMILE-Iでの使用ガスである Xe-Ar-C₂H₆(分圧比 54:40:6), SMILE-2+での使用ガス Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2), 今後利用を行いたい CF₄ において磁場がない状況下の拡散係数をシミュレーションした [57].

表 3.1: 様々なガスにおける W 値

Gas	W (eV)
Ar	26[18]
Xe	22[18]
isoC ₄ H ₁₀	26[18]
CF ₄	34.3 [58]

3.1.3 ガス増幅率

ETCC に用いるガス TPC では電子雲を増幅して信号を取得する。ここでは電場強度による電子増幅過程の違いについて説明し、ETCC で用いるガス TPC での電子増幅過程について詳しく説明する。また、混合ガスにおいて電子増幅過程に影響を与えるクエンチャーとペニング効果についても説明する。

ガス検出器は一般的に、荷電粒子がガス中を通過する間にガス原子とのクーロン相互作用によって生じた電子及びイオンを信号として取得している。荷電粒子がガス中で生成する電子・イオン対の数は中性ガスを電離し電子・イオン対を生成するのに必要な平均エネルギーである W 値に依存する。W 値はガスの種類で決まり、表 3.8 に例を示す。なお混合ガスの W 値は構成するガスの W 値 W_1, W_2, \dots と分圧比 P_1, P_2, \dots を用いて

$$\frac{1}{W} = \frac{P_1}{W_1} + \frac{P_2}{W_2} \dots \quad (3.8)$$

で見積もることができる。

荷電粒子がガス中でエネルギー ΔE を失ったとき、生成される電子・イオン対 n_T は

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (3.9)$$

である。生じた電子・イオン対は電場をかけることによって分離することができ、これを信号として読み出している。このようにして信号を読み出す検出器を電離箱と呼ぶ。このとき、電場が弱いと電離した電子とイオンが十分引き離せず、再結合を起こす。こういった電場領域を再結合領域と呼ぶ。1 イベントごとに読み出しを行う場合、入射粒子により発生した電子のみでは電荷量が非常に少ないため信号として読み出すことが難しい。そのため、電子の雪崩増幅を利用し電子数を増やすことによって電荷量を増やし、信号として読み出せるようにしている。ガス中に電場をかけると電子はガス分子と衝突しながら移動する。この時電場が十分強いと電子が衝突間に加速し、中性ガスの電離に必要なエネルギーよりも大きなエネルギーを得る場合がある (一般的に 1 気圧のガスだと 10^6 V/m 程度 [20])。この時、電子は中性ガス分子を電離し、電子・イオン対を追加で生成する。追加で生成された電子も同様に加速されるため、この電子・イオン対生成は陽イオンの増加

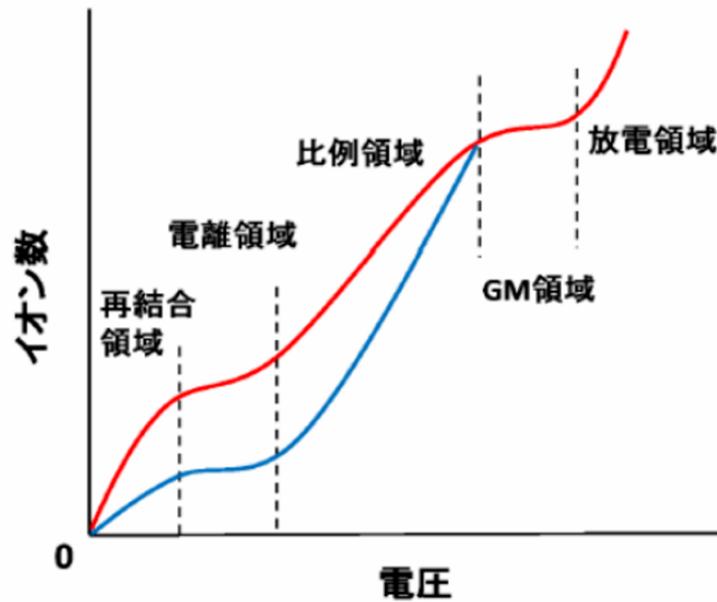


図 3.4: ガス検出器における印加電圧と電子の増幅領域の関係 [59].

による空間電荷効果発生まで雪崩的に繰り返される．これを電子の雪崩増幅といい，単位長さ dx あたりに増幅される電子の割合 dn/n は

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (3.10)$$

で表される．ここで， α は第1タウンゼント係数であり，電場強度に依存し，閾値以下の電場に関しては0となる．式 3.10 は

$$n(x) = n_0 \exp \int \alpha dx \quad (3.11)$$

と変形できる．式 3.11 が成り立つ状況下では総電子数は電離電子数に比例する．この領域を比例領域と呼び，入射粒子のエネルギーの情報を失わずに測定ができる．ETCC で用いるガス TPC でもこの領域を用いて測定を行っている．

電場強度をさらに強くすると，陽イオンによる空間電荷が支配的となり，雪崩増幅は空間電荷によって電場が増幅のしきい値以下になるまで続く．この時最初の入射電荷に対して検出器での出力は一定となる．この領域をガイガーミュラー領域と呼び，ガイガーミュラー計数管で使用される．さらに印加電圧を上昇すると放電が発生するようになる．この領域を放電領域と呼び，スパークチャンバーで用いられている．これまでのガス検出器の電場と増幅領域の関係を図 3.4 に示す．

1) クエンチャー

電子と中性ガス分子との衝突では電離と励起の両方が起きるが，励起された場合2次電子は生成されず，励起分子が生成することになる．励起分子は，再結合もしくは可視光や

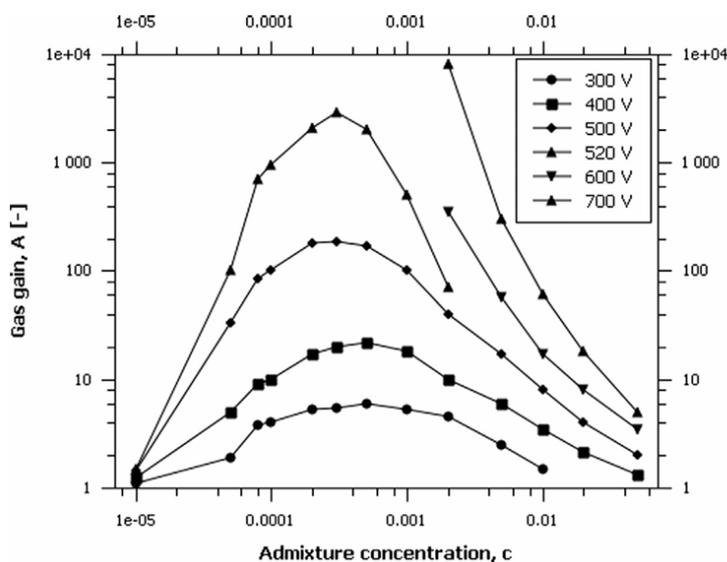


図 3.5: 比例計数管において, Ar-isoC₅H₁₂ 混合ガスにおける isoC₅H₁₂ の添加量に対するガスゲインの依存性 [60].

紫外光を放出して基底状態に戻る. この時, 放出された光子が再度ガス分子と相互作用を起こすことがある. これにより電子が生成され, 他の電子雲と同様に加速されて雪崩増幅を起こすと比例領域ガス検出器においてエネルギーと取得電荷の比例性を失う. また, 最悪の場合雪崩増幅と紫外光の放出が連鎖し検出器として動作できなくなる. そのため, この現象を抑制するために CH₄ 等の分子ガスを導入する. 分子ガスは分子構造の回転及び振動の自由度を持つため光子やイオンを生成することなくエネルギーを吸収できる. そのため放出された光子を吸収することができ電離を抑制する. この添加されるガスをクエンチャーと呼ぶ.

2) ペニング効果

混合ガスにおいて, 一方のガスの励起エネルギーよりも他方の電離エネルギーの方が小さいとき, 励起原子と中性原子の衝突は中性原子を電離することが可能になる. これをペニング効果と呼び, 励起によって本来失われてしまうエネルギーを電離に使用できるため, ガス中を通過する際に荷電粒子が失う単位エネルギーあたりの生成電子数が増加する. 例として, Ar の W 値は 26.2 eV であるが, これに少量の C₂H₆ を加えることによって 20.3 eV にまで下がる. なお, ある量までは添加するガスの量を増やすことで反応が促進されガスゲインが上昇するが, ある量を超えると添加ガスと電子の散乱による冷却の効果が大きくなりガスゲインが低下する. そのため, ペニング効果を起こす混合ガスは添加量に対して図 3.5 に示すようなガスゲインのゆるやかなピーク構造を持つ [60].

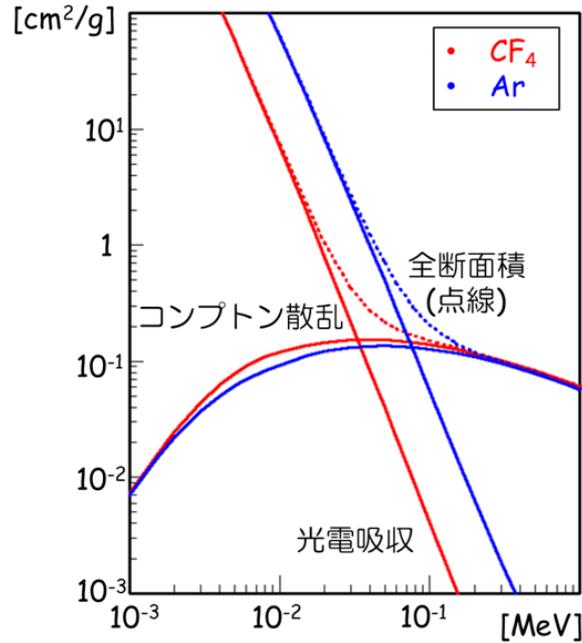


図 3.6: Ar と CF_4 における光と物質の相互作用の断面積の比較 [21]. CF_4 の方が光電吸収確率が小さく、コンプトン散乱確率が大きい。

3.2 ETCC 候補ガスの選定

SMILE-2+で使用していたガスである Ar- CF_4 -iso C_4H_{10} (分圧比 95:3:2) は Ar(原子番号 18) が含まれているため光電吸収断面積が小さくない。さらに、SMILE-2+で使用していた ETCC の角度分解能は PSF で 30° (HPR, 662 keV) であるが [41], 電子の反跳方向決定精度に多重散乱のみが寄与すると仮定した場合、理想的な PSF は 10° (HPR, 400 keV) となる。なお、ETCC の角度分解能はエネルギーの上昇により改善するため、400 keV での実際の角度分解能は 662 keV のものよりも悪化すると想定される。これは、電子飛跡の拡散やコンプトン散乱点の決定精度によって反跳方向の決定精度が悪化していることを示している。Ar- CF_4 -iso C_4H_{10} (分圧比 95:3:2) の 1 気圧環境下でのドリフト時の横方向拡散係数は 150 V で $314 \mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$ であり、(図 3.3), 電場や気圧にもよるが拡散係数の小さいガスへ変更することで、改善することが期待される。そのため、ガス TPC において充填するガスの最適化を実施し、これらの要素を改善することが重要である。

光電吸収確率を抑え、コンプトン散乱確率を増加させるには軽元素で構成された分子ガスが有力な候補である。比例係数管での使用実績から [61], CF_4 が原子番号が F の 9, C の 6 と小さく、1 分子あたりの電子数が 42 個あることから ETCC のガスとして望ましい。図 3.6 に Ar ガスとの光電吸収断面積、コンプトン散乱断面積の比較を示す。また、 CF_4 は図 3.2 に示すようにドリフトも 1 気圧環境下で 150 V で $4.49 \text{ cm}/\mu\text{s}$ と十分速く、図 3.3 のように他のガスと比較して拡散も横方向拡散係数が 1 気圧環境下において 150 V

で $202 \mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$ と抑えられる。一方で、 CF_4 には以下の二つの欠点がある。一つ目は、非弾性散乱断面積が大きいことである [62]。 CF_4 は分子ガスであるため、電子がガス中の分子に衝突した際、電子のエネルギーが分子の電離だけでなく分子の回転エネルギーや振動エネルギーに使われる。そのため、ガス分子の電離が起きにくく、ガスゲインが小さい。二つ目は電子吸着である。 CF_4 は



といった反応を起こす。これらはいずれも電子数が減少する反応であり、それぞれの反応が起こるエネルギーの域値はそれぞれ 4.65 eV, 5.4 eV, 5.4 eV である。ドリフト時の電子のエネルギーは数 eV であるためこの反応は起きないが、電子増幅が起きる領域ではこれらの反応によってガスゲインとエネルギー分解能の低下が起きる。一つ目の欠点と同様にこの欠点もガスゲインを小さくする方向に働く。

3.2.1 飛跡検出に必要なガスゲイン

ETCC では、信号読み出しに ASIC を使用しており、このしきい値は ~ 20 fC である [53]。ガス検出器中での電子は数百 keV になることが期待されるため、Minimum Ionizing Particle (MIP) の飛跡を捉える必要がある。そのため要求される最小のガスゲインは、MIP が信号として読み出せるゲインである。 μ -PIC の 1 ストリップ幅を $400 \mu\text{m}$ 、MIP のエネルギー損失を dE/dx とすると、MIP が 1 ch に落とす一次電離電子数は、

$$400 \times 10^{-4} (\text{cm}) \times dE/dx (\text{keV}/\text{cm}/\text{atm}) \times \frac{P (\text{atm})}{W (\text{eV})} (\text{個}) \quad (3.15)$$

である。1 ch に必要な入力電子数は

$$20 \times 10^{-15} (\text{C}) / 1.6 \times 10^{-19} (\text{C}) \sim 10^5 (\text{個}) \quad (3.16)$$

であるから、必要なガスゲインは、

$$10^5 / \left(400 \times 10^{-4} \times dE/dx \times \frac{P}{W} \right) \quad (3.17)$$

である。例として、 CF_4 の W 値は 34.3 eV、 CF_4 中での MIP の dE/dx は $6.38 \text{ keV}/\text{cm}/\text{atm}$ [18] であるから、 CF_4 1 気圧ガスの場合、必要となるガスゲインは $\sim 1.2 \times 10^4$ である。

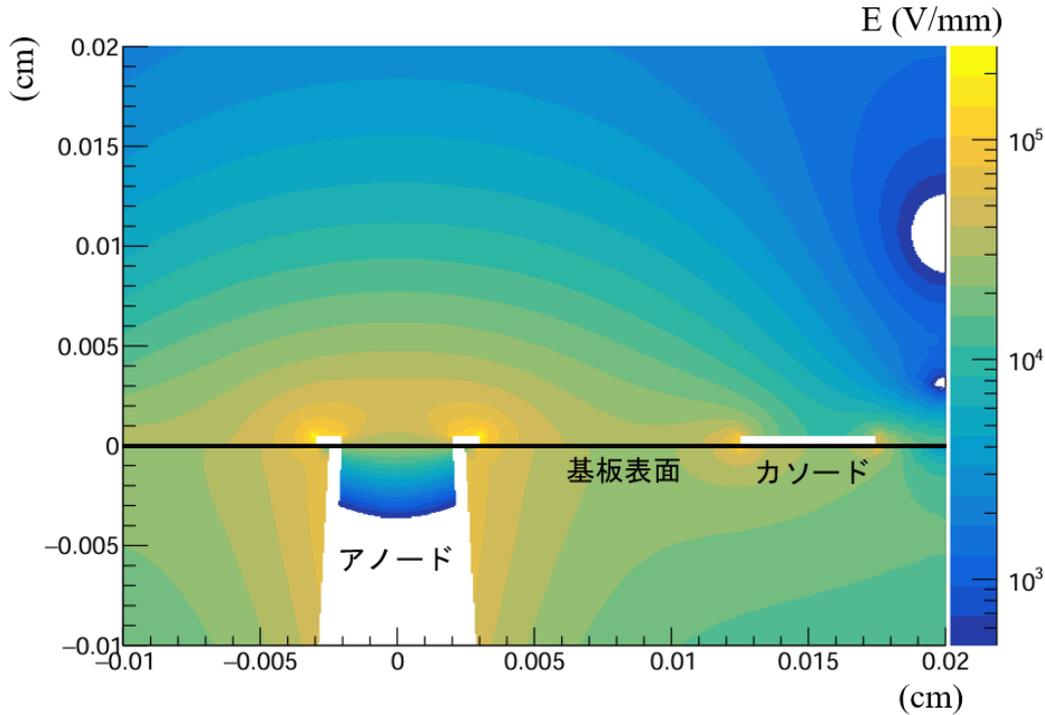


図 3.7: μ -PIC に生じる電場. アノードに 400 V, カソードに 0 V の電位を与えた際の電場を示している.

3.2.2 μ -PIC と GEM

ETCC では電子飛跡の 2 次元情報の取得とガスゲインの確保を行うために μ -PIC と前段増幅器として GEM を利用している [50, 51].

μ -PIC は図 2.4 に示すように一つ一つのピクセルは比例計数管を輪切りにしたような構造を持っている. アノードとカソード間に電位差を作り出すことによってピクセル構造により図 3.7 のようにアノード近傍に強い電場が作成される. この電場により電子がなだれ増幅され, 電子はアノード, イオンはカソードまたはドリフト領域へ移動する. μ -PIC では増幅後の電子とイオンのドリフトによってできる誘起電荷を信号として読み取っている. 図 3.8 に μ -PIC の写真を示す通り, アノードは直径 60 μm の円柱状であり, ピクセル間隔は 400 μm である. 読み出し数を減らすためにアノードとカソードはそれぞれ直行する方向にストリップ状につながっており, それぞれの信号から位置情報を読み解くことで 2 次元情報が取得できる. μ -PIC はガスゲイン ~ 6000 以上での 1 か月以上の安定動作が確認されている [63]. なお, SMILE-2+ では拡散が小さくない Ar メインのガスを用いていたため 2 ストリップをまとめて読みだしていた. SMILE-3 ではより拡散の小さいガスを利用し, 1 ストリップごとの読み出しを行いより精細な飛跡情報を取得したい.

GEM は厚さ 100 μm 程度の厚さのポリイミドや液晶ポリマーの両面が 2 枚の電極で覆

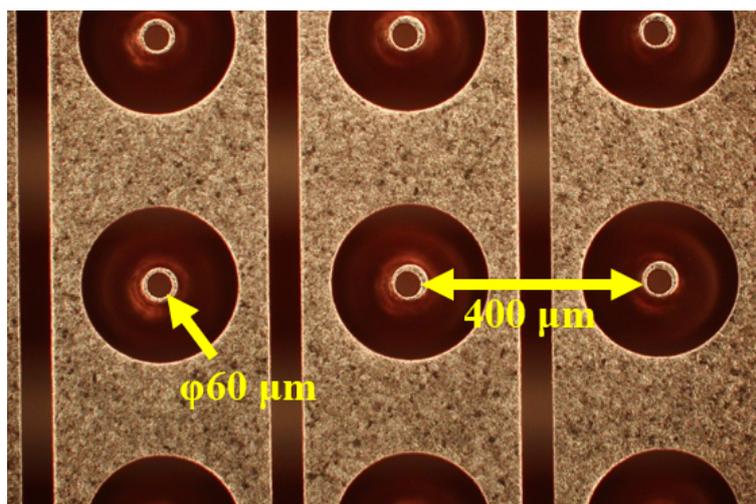


図 3.8: μ -PIC の顕微鏡写真. 基板の材質はガラスであり, アノードは直径 $60 \mu\text{m}$ の円柱状, ピクセル間隔は $400 \mu\text{m}$ である. 読み出し数を減らすためにアノードとカソードはそれぞれ直行する方向にストリップ状につながっている.

われ, 一般的には直径 $70 \mu\text{m}$ の穴が $140 \mu\text{m}$ 間隔であけられている [51]. 通常の GEM は化学エッチングによって穴が作成されるが, ETCC では絶縁体部でのチャージアップ防止のためにレーザーエッチングで作成された穴のものを使用している [51]. 二枚の電極間に電位差を作り出すことによって穴に強い電場が生まれ, その電場によって電子が雪崩増幅を起こす. 図 3.9 に通常の GEM の写真を, 図 3.10 に電圧印加時の通常の GEM の電場構造を, 図 3.11 にレーザーエッチングで作成された GEM とその断面図を示す.

3.2.3 ガスの最適化

CF_4 はガスゲインが小さいといった欠点があるが, 有効面積向上と角度分解能改善の観点で非常に有用なガスである. そのため, SMILE-3 では CF_4 をメインとし, 密度の増加によるコンプトン散乱確率向上のために気圧をできるだけ高くしたガスの利用を考えている. しかし, 気圧の上昇に伴いガスゲインは小さくなる. MIP のエネルギー損失は気圧に比例するため MIP 取得に必要なガスゲインは高圧化によって低下するが, 実際に利用可能であるかは検証する必要がある.

CF_4 単体ではガスゲインが小さいため, 他のガスと混合を行ってガスゲインを確保する方法を考える. ガスゲインの向上策としては二つの方法が考えられる. 一つは単体でガスゲインが高い希ガスを導入し, ガスゲインを確保する方法, もう一つは先述したペニング効果を用いてガスゲインを向上させる方法である. ガスゲインが高い希ガスの内, 原子番号が小さいものとして He や Ne, Ar が考えられる. しかし, He は電子数が少ない上高価であり, Ne も 2025 年 12 月現在非常に高価であり, 十分な量を確保できない.

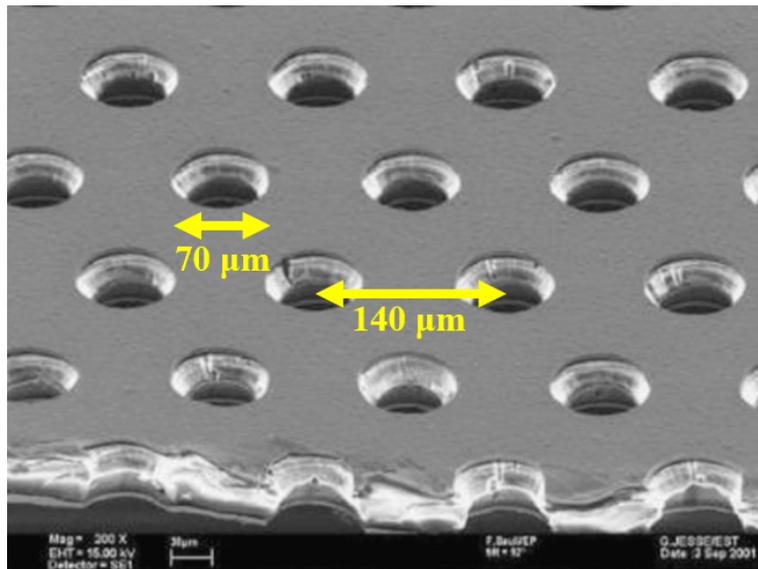


図 3.9: 化学エッチングで作成された通常の GEM の顕微鏡写真 [64]. 図中の GEM は厚さ $50 \mu\text{m}$, 穴同士の間隔が $140 \mu\text{m}$, 穴径が $70 \mu\text{m}$ のものである.

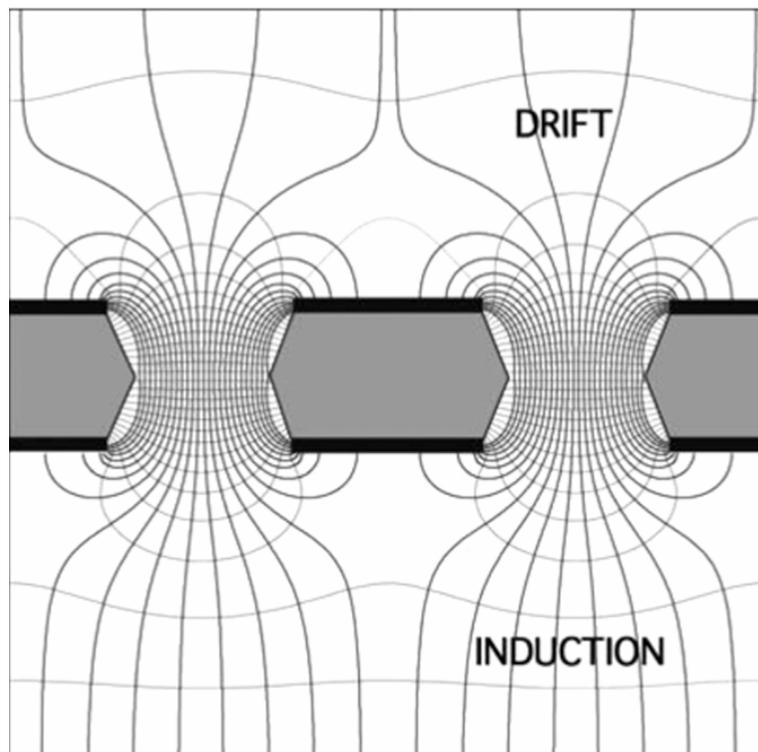


図 3.10: 化学エッチングで作成された通常の GEM における電場構造 [64]. 電極間の穴に電気力線が集中しており, 電子が通過時に加速, 増幅される.

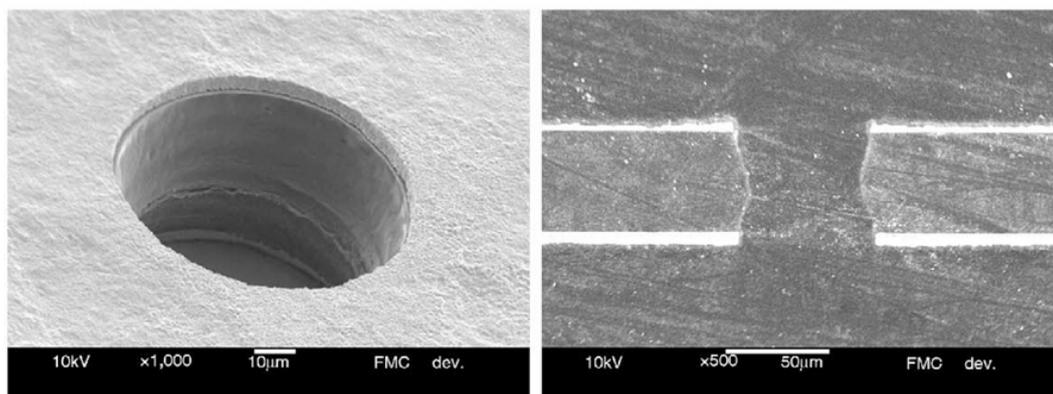


図 3.11: レーザーエッチングで作成された GEM とその断面図 [51].

そのため、Ar の混合を考える。一方で CF_4 とのペニング効果が期待できるガスとしては $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ とジメチルエーテル (DME) があり、これらはそれぞれ CF_4 の励起エネルギー 11.5 eV に対して少し低い電離エネルギー 10.67 eV, 11.1 eV を持つ [57]。しかしながら、DME は図 3.12 に示すようにドリフト速度が非常に遅い。ETCC としてはドリフト中の拡散を抑えつつ、飛跡の z 軸方向の分解能をアノードやカソード同等にするためにドリフト速度 $4 \sim 6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ で運用を行う。一方で、HV モジュールの運用上の最大印加電圧は $-10 \text{ kV}/\text{atm}$ である。これは ETCC の構成上ガス TPC のすぐ外側にグラウンドとみなせるシンチレーション検出器が存在するため、ガス TPC とシンチレーション検出器の間で放電することを防ぐためである。GEM への印加電圧やドリフトケージの高さ 30 cm を踏まえると印加するドリフト電場は $300 \text{ V}/\text{cm}/\text{atm}$ 程度に抑えたいため、DME 混合ガスは適さない。したがって、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ との混合ガスについて調べる。また、 CF_4 に Xe を数% 混ぜることでガスゲインが向上することが報告されている [61]。Xe も図 3.12 に示すようにドリフト速度が遅く、大量に混合することはできないが、混合ガスの候補として考える。これらの混合ガスについてガスゲインの測定実験を行い、ETCC での使用ガスを決定する。

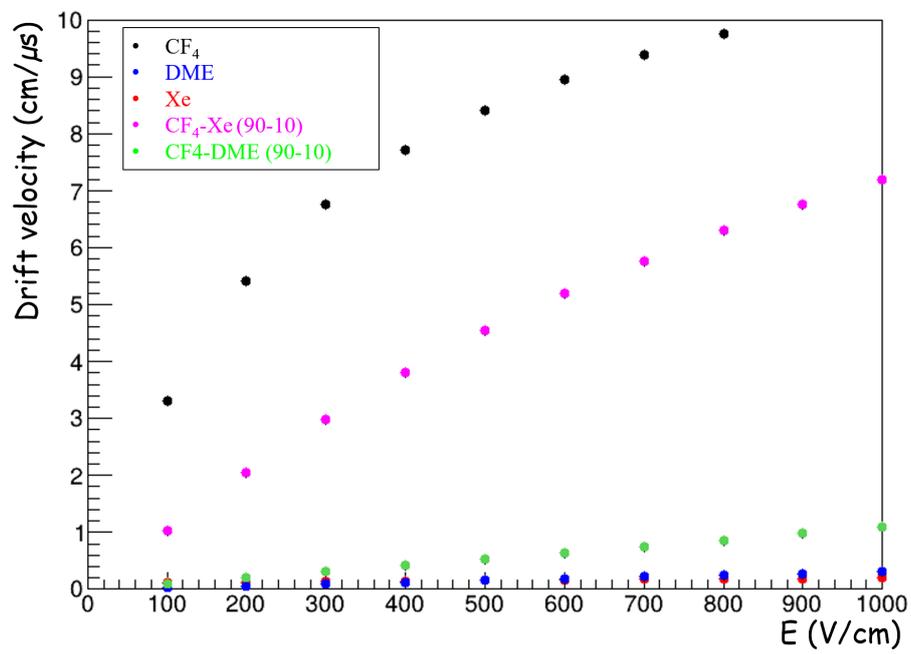


図 3.12: ジメチルエーテル, Xe 及びこれらと CF₄ 混合ガスのドリフト速度 [57]

第 4 章 TPCガスの最適化

4.1 従来のガス探索実験の課題

従来のガス探索実験では線源として ^{55}Fe からの $\text{MnK}\alpha$ の 5.9 keV を X 線源として用いてきた。これは ^{55}Fe がガス探索実験において標準的に用いられる線源であると同時に、 ^{133}Ba や ^{109}Cd と異なり、X 線のエネルギーが低く光電子の飛程が短いためガスゲインの位置依存性の調査が容易だからである。ガスゲインは特性 X 線がガス中で作る総電子数と $\mu\text{-PIC}$ で得られる電荷量の比から得ていた。電荷量の算出方法は以下の通りである。まず、アナログサム信号として得られる FADC の波形において、信号がない領域の ADC 値の平均をベースライン (基準電圧) とし、雑音除去のために ADC の積分結果を参照しながらベースラインから数～十数 ch 上の値をしきい値に設定する。信号が存在する領域を積分区間とし、しきい値を超えた clock の ADC 値とベースラインの差を積分したものを電荷量 Q として計算する (図 4.1)。なお、従来の実験では $\mu\text{-PIC}$ のアノードとカソードで得られる電荷量の比はおおよそ 1:1 であることからアノードの電荷を用いていた。例として、図 4.2 にこの方法で得られた ^{55}Fe のスペクトルを示す。電荷量 Q はこのスペクトルにおける光電ピークにガウシアンでフィットした時の平均値として求め、ガスゲインは、電荷量と ^{55}Fe からの X 線のエネルギー E から、

$$G = Q \times \frac{W}{E} \times \frac{1}{e} \times \frac{1}{G_{\text{Asic}}} \quad (4.1)$$

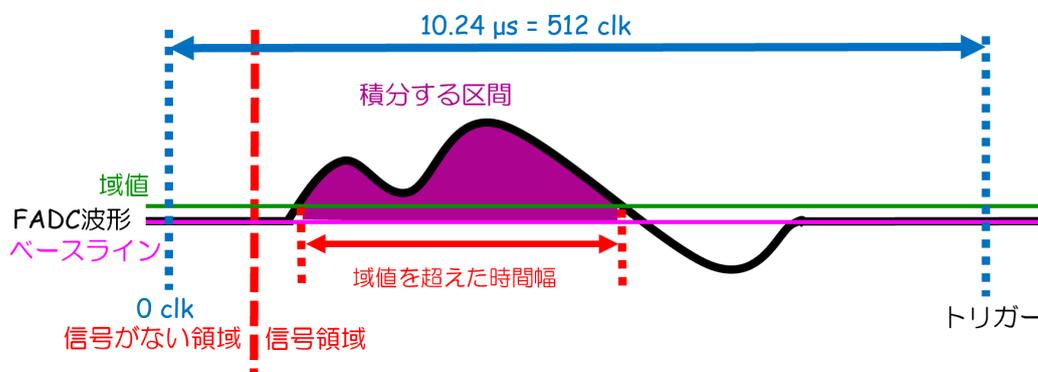


図 4.1: ADC 値の積分の概念図

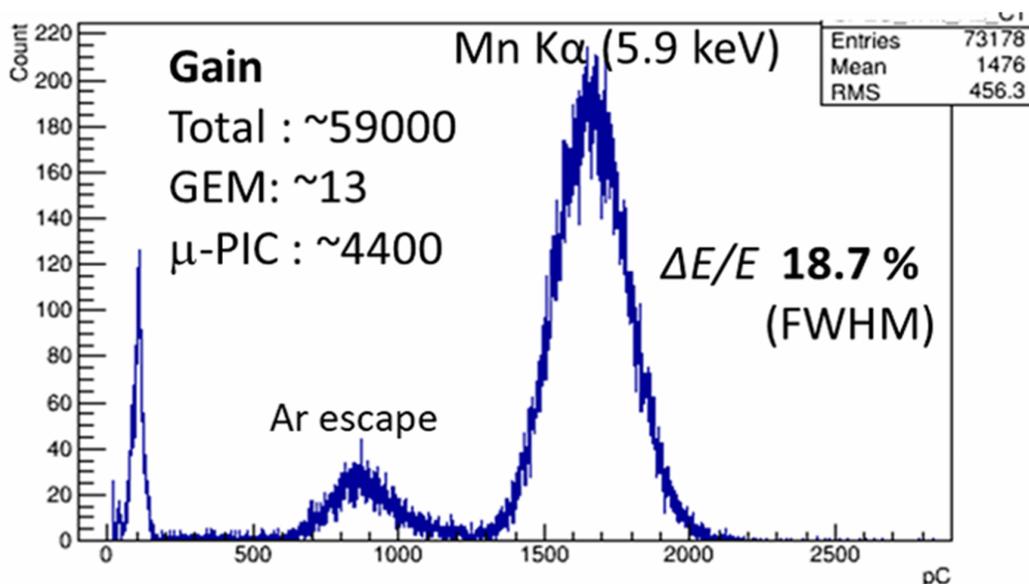


図 4.2: 従来の解析によって得られた ^{55}Fe のスペクトルとガスゲイン [65]. 使用ガスはガス検出器で一般に用いられる Ar- C_2H_6 (分圧比 90:10) の 1 気圧である.

と計算できる. ここで, W は W 値, e は電荷素量, G_{ASIC} は読み出し基板 ASIC の増幅率である.

$O(10^3)$ keV 程度の電子の飛跡を取得するために, ガス TPC に印加する電圧は MIP の飛跡の取得可能性で議論する必要がある. MIP 検出に必要なガスゲインは気圧に反比例する一方, ^{55}Fe は気圧によらず一定のガスゲインの要求する. 一般的に, ガスゲインは気圧を上げると小さくなるため, この方法では気圧を上げるにつれてより高い電圧の印加が必要になる. さらに, CF_4 はガスゲインが小さく高い電圧の印加が必要となるので, CF_4 の混合比を調査する前に μ -PIC や GEM が放電で故障し, ガス探索が進まなかった [66]. また, 軽元素ガスの量を増加させると光電吸収確率自体が小さくなるため, 測定そのものも難しくなる.

そこで, 本研究では 3 段階に分けてガス探索を行うことにした.

1. dE/dx が大きい α 線を用いて CF_4 メインの混合ガスの中で, 低電圧でガスゲインが高い混合ガス種と分圧比を選抜する.
2. 選抜された混合ガスに対して MIP を用いた測定を行い, MIP の取得可能性を議論し, さらに選抜する
3. 気圧を上げ, 高い気圧での MIP の取得可能性を議論し, SMILE-3 で使用する最適な混合比を決定する.

この方式をとる利点は高電圧印加による機器の故障のリスクを最小限にしなが, CF_4 メ

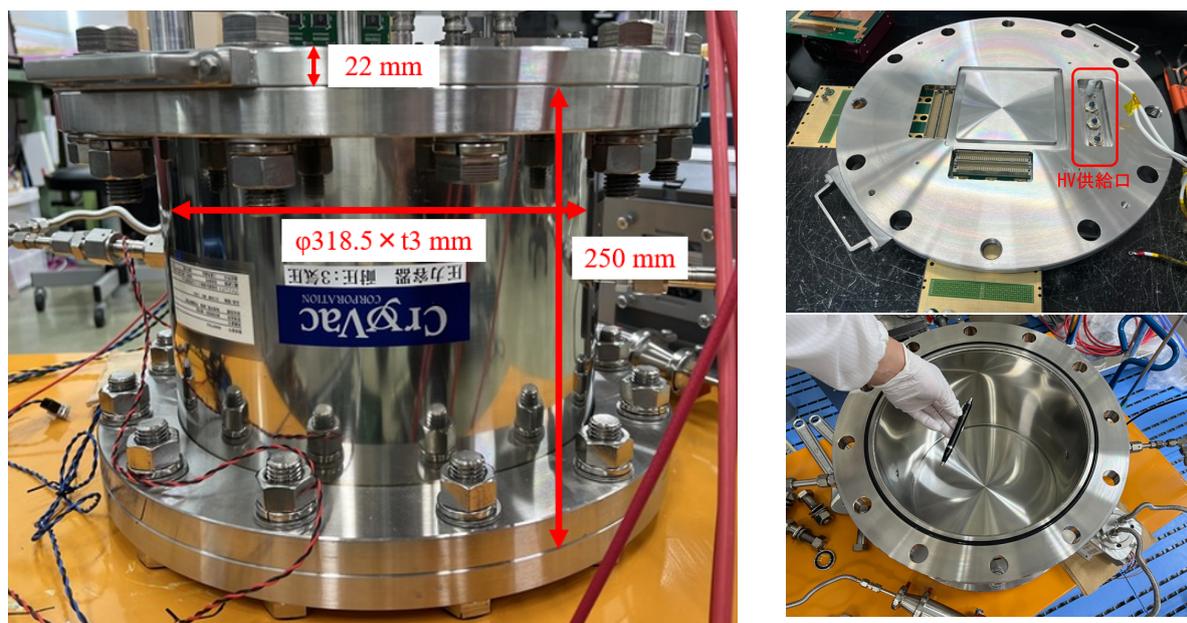


図 4.3: ガス探索に使用する3気圧対応圧力容器。SUS304を使用し、側面の厚みが3 mm、天板の厚みが16.7 mmとなっている。ドリフトケージとGEMへの電圧供給は天板に取り付けられたSHVコネクタ4つで行い、密閉用にOリングが使われている。

インガスのガス特性を調べられる点である。また、 α 線は低ゲインでの測定が可能のため、従来はできなかったガスゲインが小さいガスの測定、比較が可能となる。さらに、最初に混合ガスの特性を把握することで、MIPの取得可能性を α 線での結果を参考に議論することができる。これにより実際のMIP測定実験の回数を減らすことができるため効率的であると考えた。

4.2 α 線を用いたガス探索実験

4.2.1 セットアップ

最終的に3気圧までの試験を実施するため、3気圧耐性の容器を使用する。図4.3に圧力容器について示す。圧力容器の素材はSUS304であり、側面の厚みが3 mm、天板の厚みが16.7 mmで設計されている。天板には電圧供給用SHVコネクタが取り付けられており、ガスの排気、封入は側面に取り付けられた外形1/2"のSUS316製のパイプを経由して行う。また、天板と容器の固定はボルトとナットを用いて行っており、試験は封じ切りで行うためOリングを用いて密封をしている。なお、SUS304の密度は7.93 g/cm³であり、側面の厚みを元に、10 keV、30 keV、60 keVのX線に対して計算したX線の容器透過率、CF₄の光電吸収断面積、コンプトン散乱断面積を表4.1に示す。なお、SUS304内のNi、Cr、Feの原子番号はほぼ等しいためこの計算においてはFeで近似した。表4.1よ

表 4.1: X線のエネルギーごとの容器透過率と CF₄ との相互作用確率 [21]

X線のエネルギー	容器透過率 [21]	CF ₄ での断面積 (光電吸収 [21])	CF ₄ での断面積 (コンプトン散乱 [21])
10 keV	$4.3 \times 10^{-175}\%$	7.003 cm ² /g	1.207×10^{-1} cm ² /g
30 keV	$3.6 \times 10^{-7}\%$	2.124×10^{-1} cm ² /g	1.529×10^{-1} cm ² /g
60 keV	5.7%	2.204×10^{-2} cm ² /g	1.506×10^{-1} cm ² /g

り、低エネルギーの X 線の透過量が非常に小さいことがわかる。一方で高エネルギーの電子は光電吸収確率が小さく効率が悪い。その上、ガス中での飛程が長く Ar 1 気圧中で 60 keV の電子は 5 cm 程度の飛程を持つ [67]。光電吸収ピークを捉えるには検出領域内ですべてのエネルギーを落とす必要があるが、今回使用している μ -PIC は 5 cm 角とサイズが限られているため効率が悪く、高エネルギーの X 線を用いる方法は難しい。

図 4.4 は圧力容器内部のセットアップの概要である。ドリフトケージの天板にトリウムタングステン棒を設置し、 α 線源とした。トリウムタングステン棒には 2% の酸化トリウムが含まれており、図 4.6 に示すトリウム系列の α 線放射が期待される。ガスゲイン計算でエネルギーと ADC の積分値の線形関係を利用するため、様々なエネルギーを持つ α 線を放出するトリウム系列は有用である。トリウム系列の α 線の最大のエネルギーは ^{212}Po から、 ^{208}Pb への崩壊で生じる 8.78 MeV である。この時 α 線は SMILE-2+での使用ガスである Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) の 1 気圧ガス中で 8.3 cm の飛程を持つが、この飛跡の全長が収まるようにドリフトケージの高さは 105.5 mm とした。また、ドリフト速度は ETCC で用いる速度である 4 ~ 6 cm/ μ s となるようドリフト電場を調整した。この時ドリフトにかかる最大時間は 2.5 μ s であるから、ヒット信号からトリガー信号発生までの時間差を 6 μ s に設定した。 μ -PIC はガラス基板を用いた 5 cm 角の TGV μ -PIC[56] を用いた(図 4.7)。400 μ m のストリップ幅を持ち、アノード 128 ch, カソード 128 ch が直行するように構成されている。検出面積に対してドリフト電場領域の面積は 10 cm 角であるため、電場の歪みを防止するため、銅箔を用いてグラウンドを設置した。

4.2.2 ガスゲインの算出

トリウムはトリウムタングステン棒中に存在するため放射される α 線は線源表面に達するまでにエネルギーを失う。そのため、エネルギースペクトルはピーク構造を持たず、連続成分となることが期待される。したがって、ピークにフィットしてエネルギーと ADC の積分値の対応関係を得てガスゲインを計算するといった方法は難しい。そこで本研究では SRIM/TRIM[69] で計算した α 線の飛程とエネルギーの関係を用いて、測定した飛跡の長さから TPC 中で落としたエネルギーを推定し、FADC からの電荷量との相関からガスゲインを計算した。ガスゲインの算出過程について Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧

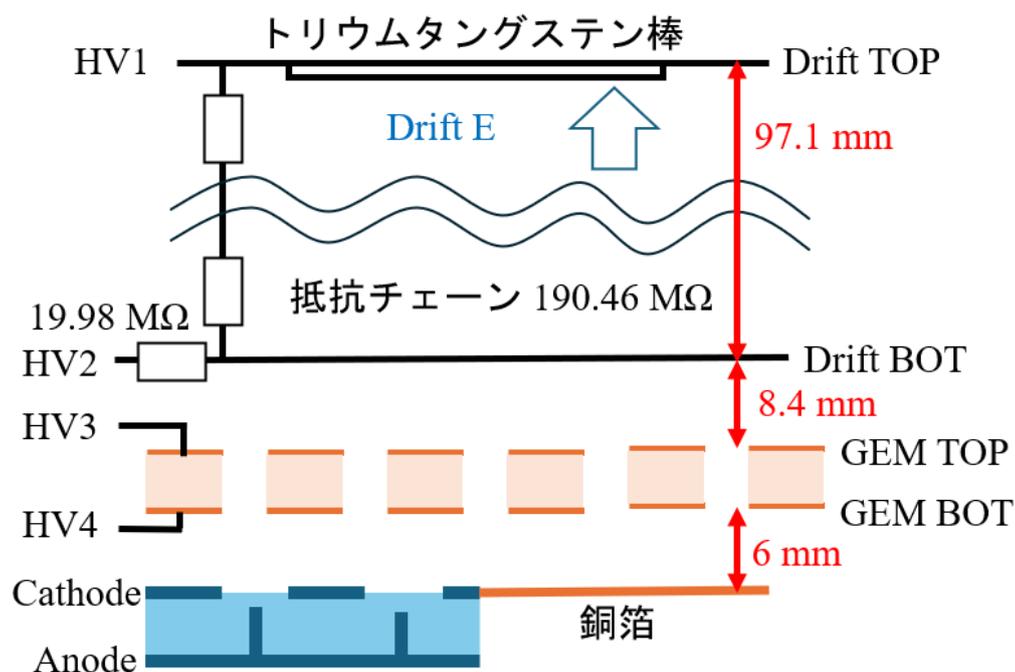


図 4.4: α 線ガス探索実験セットアップの概要。ドリフトケージ、GEMそれぞれにHVを印加している。ドリフトケージ天板に取り付けられたトリウムタングステン棒から α 線が放射される。使用した μ -PICは5 cm角であるため電場の歪みを抑制するためにグラウンドを設置した。

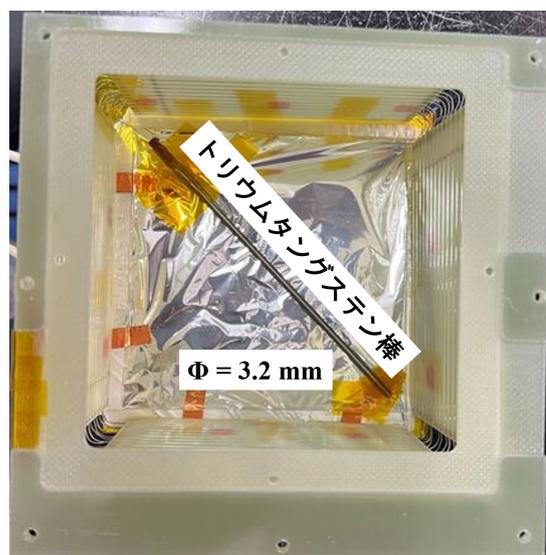
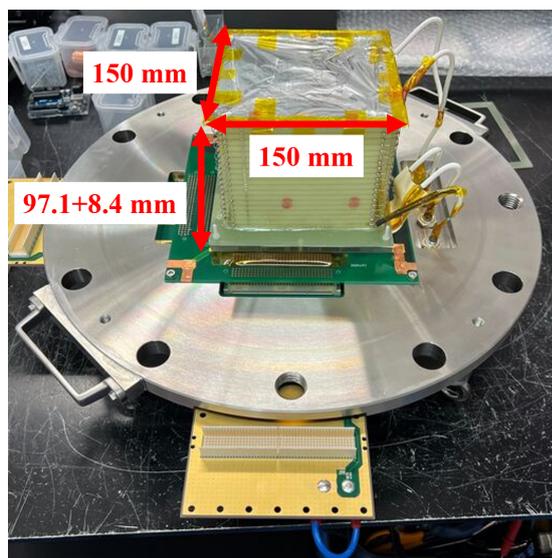


図 4.5: α 線ガス探索実験セットアップ(左)及び天板に取り付けられたトリウムタングステン棒(右)の写真。トリウムタングステン棒は直径3.2 mmのものを使用している。

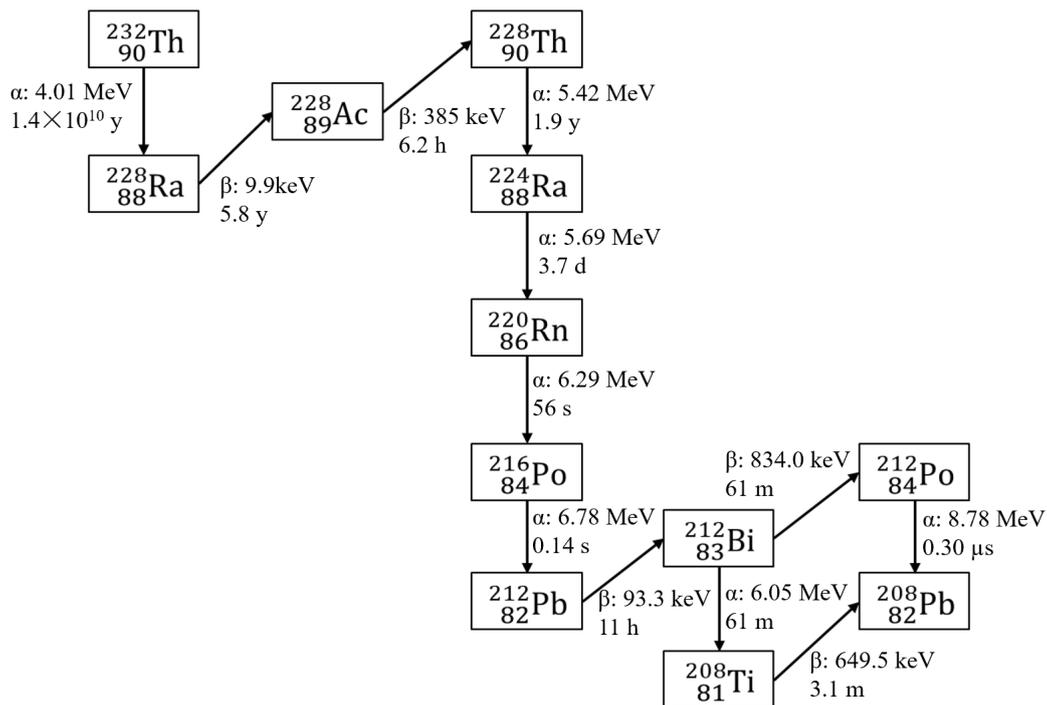


図 4.6: トリウム系列の崩壊図 [68]. 各 α 線, β 線のエネルギーはその崩壊経路において最も放射される可能性が高いものを記述している.

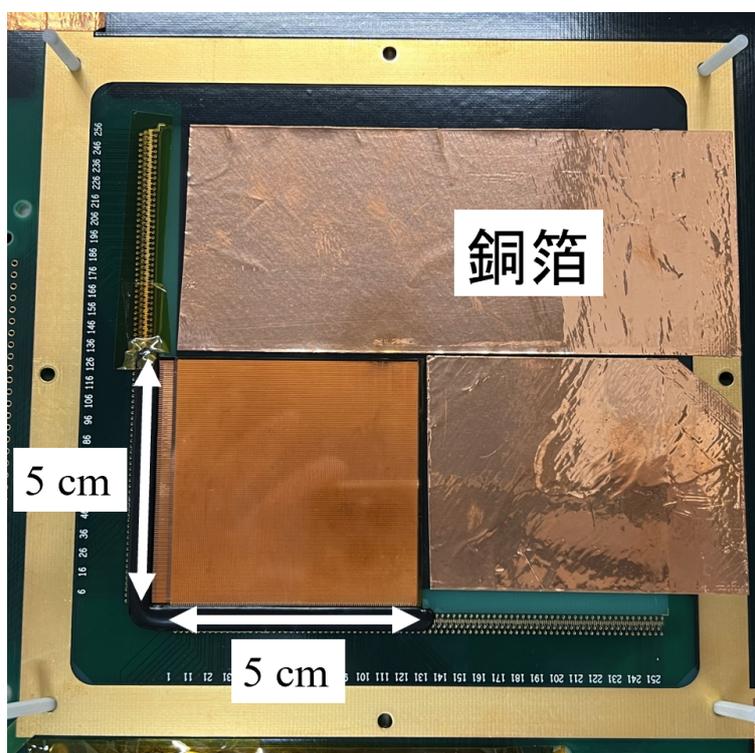


図 4.7: 5 cm 角の TGV μ -PIC. 電場の歪みを防止するために銅箔を用いてカソードを模擬している.

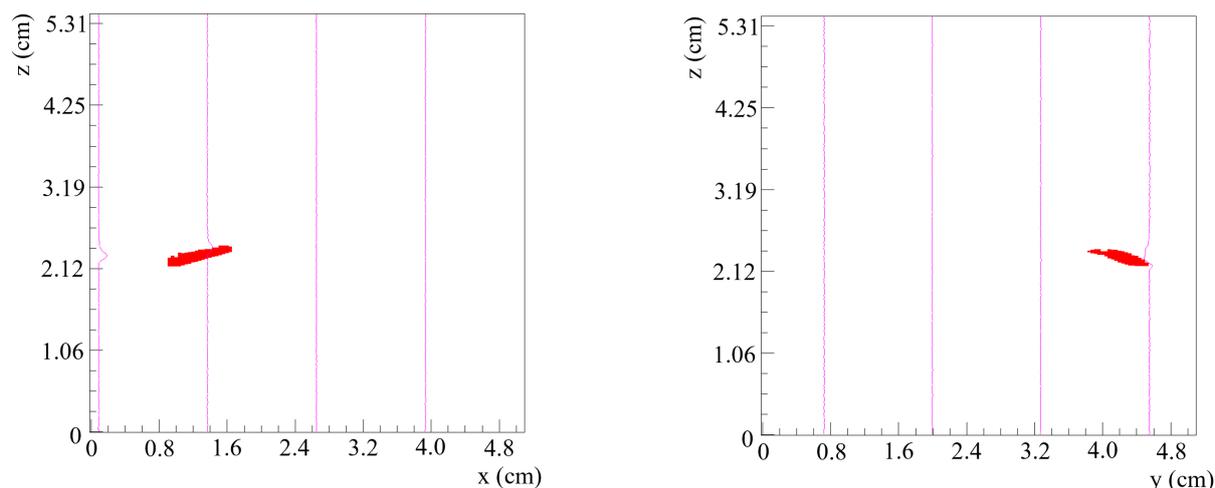


図 4.8: α 線の飛跡(左: アノード, 右: カソード). 飛跡の z 座標が 0 でないのはトリガーから $10.24 \mu\text{s}$ 遡って計測が開始されるため飛跡の開始地点よりも手前にデータ取得開始地点があるからである. また, 線源はアノード (cm) \sim 5.12 - カソード (cm) に近い配置をしており, 飛跡上端の開始地点が遠くない値であることが分かる.

を用い, GEM 間に 320 V, μ -PIC のアノードに 120 V 印加し, ドリフト電場を 120 V/cm, GEM と μ -PIC カソードの間のインダクション電場を 1000 V/cm とした際の結果を用いて説明する.

1) 飛程の算出

図 4.8 は測定で得られた α 線の飛跡である. ガス飛跡検出器で取得したヒット信号は, 本来の飛跡に対して ASIC の時定数分飛跡が伸びる. そこで, 飛程に対する Time over Threshold (TOT) から, 元の飛跡の推定を行った (TOT 補正, 図 4.9). TOT 補正は SMILE-2+実験で用いられたものを使用し [70], $\Delta_{\text{clock}} = [14 \times (1 - \exp(-0.0304546 \times \text{ToT}))]$ を TOT 補正点, $\Delta_{\text{clock}} - 1 \leq \text{clock} \leq \Delta_{\text{clock}} + 1$ と, $\Delta_{\text{clock}} - 1 \leq \text{clock} \leq \text{ToT}$ の終点 - 30 ($\text{ToT} > \Delta_{\text{clock}} + 30$ の時) をコインシデンス領域とした. 図 4.10 はこのようにして補正した飛跡である. α 線は質量が大きいため飛跡はほぼ直線となることが期待される. そのため, 本研究では飛跡のうちアノードおよびカソードで z 座標が一致する部分を三次元空間で包含する直方体を定義し, その対角線長を飛程とした. Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧の測定で得た飛程を図 4.11 に示す.

2) TRIM シミュレーションによる飛程とエネルギーの関係の算出

本研究では主に CF₄ を扱うため, 分子の結合情報を含めたシミュレーションを行う必要がある. そのため, 分子の結合情報が標準で含まれている TRIM を用いてシミュレ

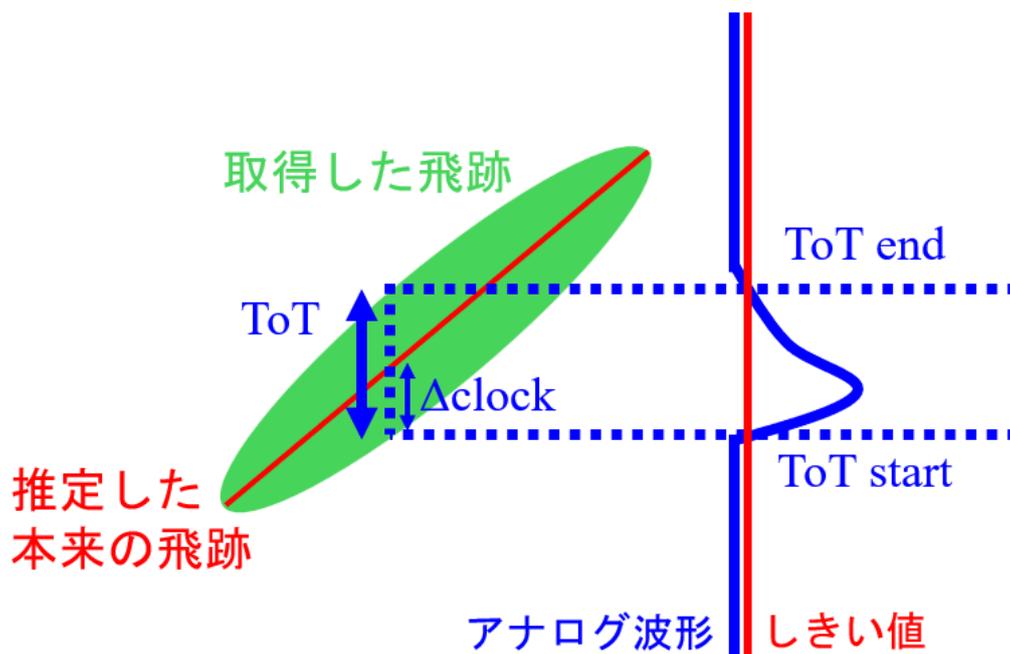


図 4.9: ToT 補正の概要. 飛跡情報から実際の飛跡を推定している.

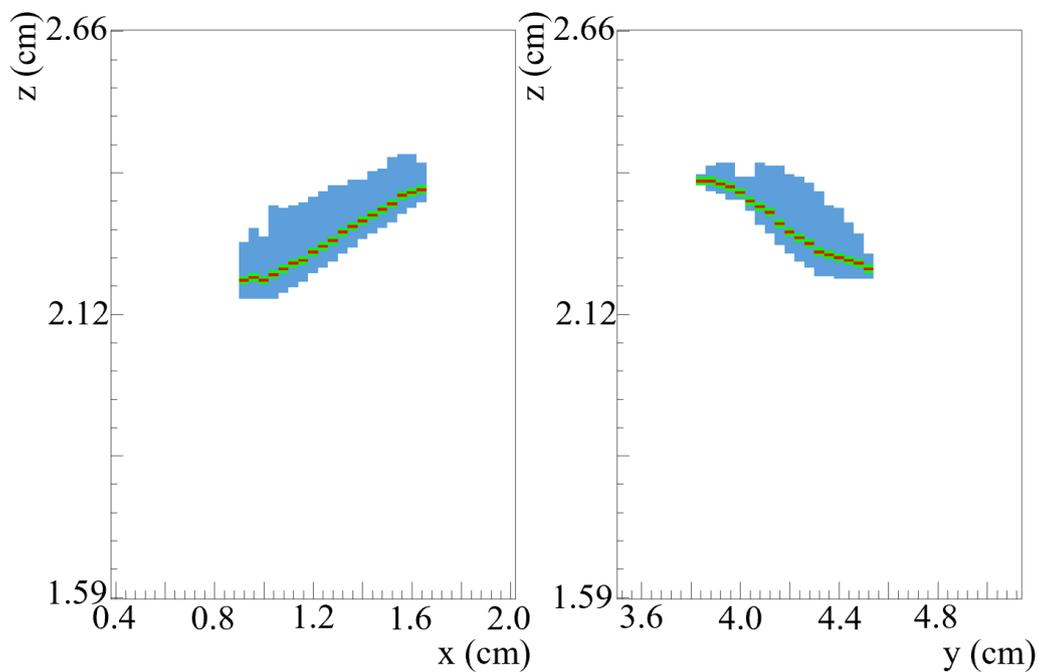


図 4.10: TOT 補正を実施した飛跡 (左: アノード, 右: カソード). 青が生の飛跡, 緑がコイシデンス領域, 赤が TOT 補正した点に対応する.

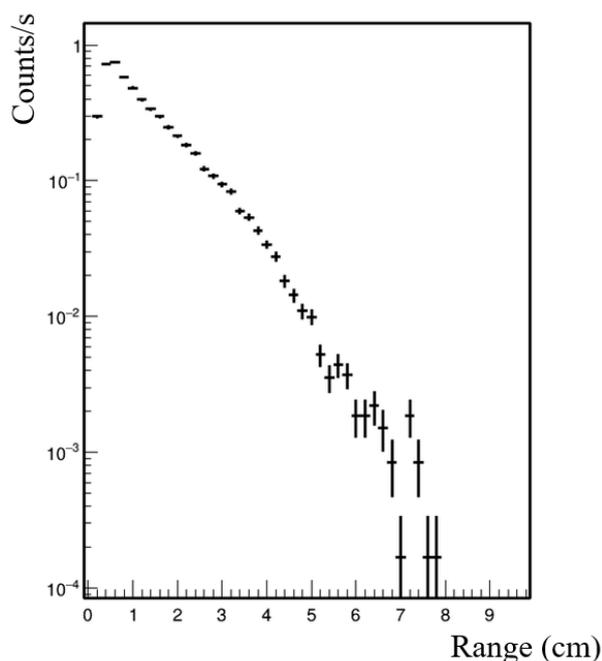


図 4.11: Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧において取得したトリウムタングステン棒からの α 線の飛跡の飛程

シミュレーションを行った。TRIM とは、2 体衝突によりイオンの物質中での阻止能と飛程を計算するモンテカルロシミュレーションである [69]。TRIM におけるエネルギー損失計算では実効電荷が用いられるため、 α 線のエネルギー損失過程を再現するために、100 keV から 20 MeV のエネルギーを持つ He イオンを入射した。各エネルギーに対して 3000 個の粒子を入射させシミュレーションを行い、得られた入射方向成分の飛程分布の平均値をそのエネルギーにおける飛程と定義した。飛程の不確かさは、入射方向成分の飛程分布の標準偏差で表される。この値はエネルギー損失過程に内在する物理的揺らぎを表すものであり、Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧では、飛程に対する標準偏差の割合は入射粒子のエネルギーが 1 MeV で 3.8%、5 MeV で 1.1%、9 MeV で 0.9% であった。シミュレーションに用いたエネルギーは離散的であるので、その間のエネルギーと飛程の関係は線形関係であるとした。Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) に対して見積もったエネルギーと飛程の関係を図 4.12 に示す。なお、TRIM は固体に対するイオン注入のシミュレーション用途で作られており、気体の計算は一部の元素にしか対応していない。今回のシミュレーションでは F が気体での計算に対応しておらず、固体として計算されている。固体でのシミュレーションでは分極の作用が計算されるためガス計算と比較して阻止能が小さい。これによる誤差は低エネルギーの α 線では顕著であるが、200 keV/amu を超えると 10% 以下になる。なので、ガスゲインの計算には 1 MeV 以上の α 線を用いた。

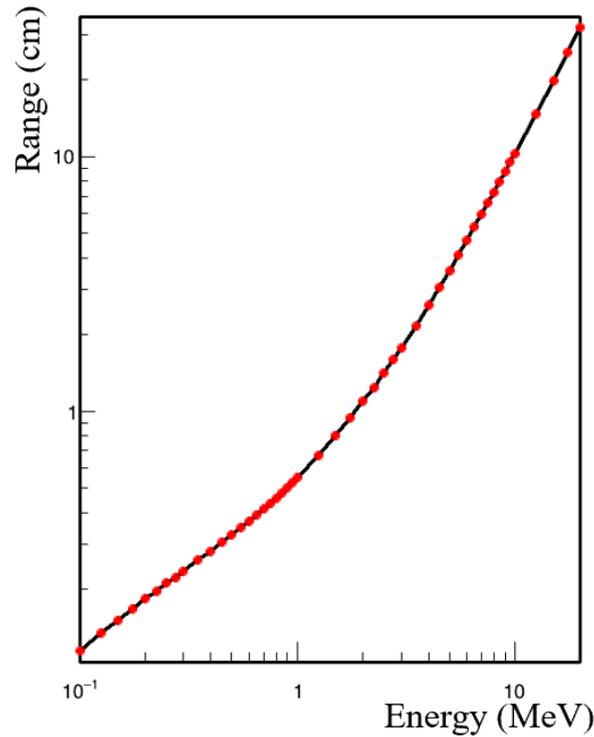


図 4.12: TRIM を用いて計算した Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) ガス 1 気圧における飛程とエネルギーの関係

3) ガスゲインの算出

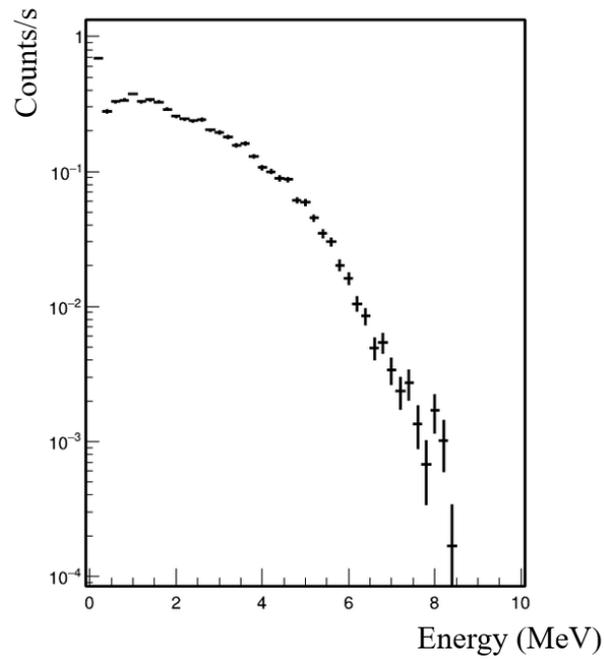
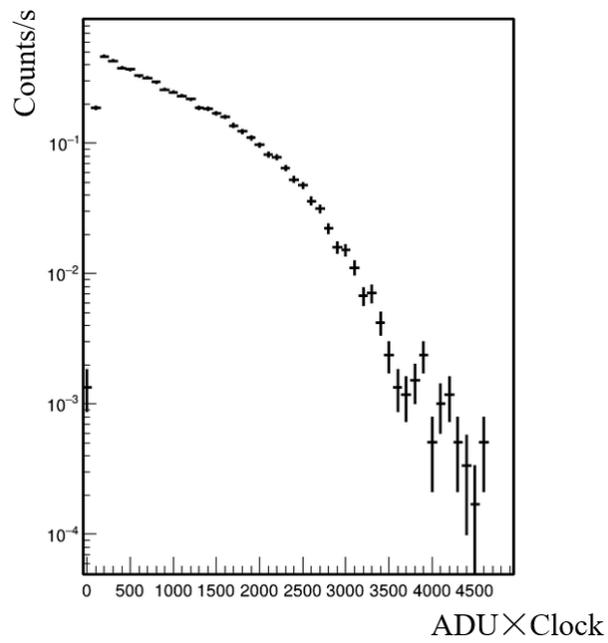
図 4.12 の関係を元に飛程をエネルギーに変換したものが図 4.13 である。また、ADC から得た電荷量を図 4.14 に示す。さらに、推定エネルギーと測定した電荷量の相関を図 4.15 に示す。⁵⁵Fe でのゲイン測定では 5.9 keV の光電吸収ピークと測定した電荷の関係を用いてガスゲインを算出していたが、今回の測定ではエネルギーは連続的である。そのため、図 4.15 の二次元プロットの傾き a から式 4.2 を用いてガスゲインを計算した。

$$G = Q \times \frac{W}{E} \times \frac{1}{e} \times \frac{1}{G_{Asic}} = \frac{aW}{eG_{Asic}} \quad (4.2)$$

図 4.15 のプロットには電荷方向の誤差とエネルギー方向誤差の双方が存在し、またそれぞれの誤差を独立に評価することは難しい。そのため、本研究では二次元プロットにおける点群の幾何学的な主成分方向で評価した。そのために、x 軸、y 軸の双方に平均 0、分散 1 になるように標準化処理を行った後に直行線形回帰フィットを用いて傾きを算出した。任意の点 (x_i, y_i) に対し標準化後の座標は

$$x'_i = \frac{x_i - \mu_x}{\sigma_x} \quad (4.3)$$

$$y'_i = \frac{y_i - \mu_y}{\sigma_y} \quad (4.4)$$

図 4.13: 図 4.12 の関係を用いて得た α 線のエネルギー図 4.14: Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧において取得したトリウムタングステン棒からの α 線の信号の ADC の積分値

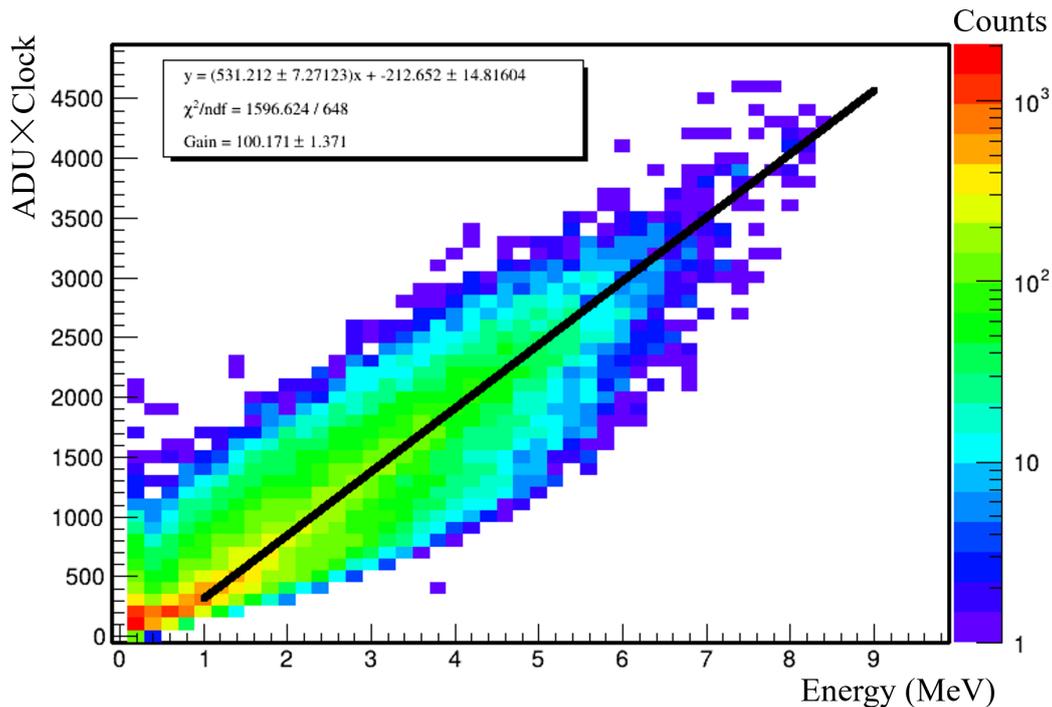


図 4.15: Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)1 気圧において取得したトリウムタングステン棒からの α 線における ADC の積分値とエネルギーの関係と直行化フィット結果

で与えられる. ここで $\sigma_x = \sqrt{\sum_i (x_i - \mu_x)^2 / N}$, $\sigma_y = \sqrt{\sum_i (y_i - \mu_y)^2 / N}$ であり, μ_x , μ_y は全ての点に対する x と y の平均値である. フィットは root の Minuit2 を用いて行った. 図 4.15 中の黒の直線はフィット結果であり, ガスゲインは 1.00×10^2 であった. ガスゲインの誤差はフィット時の傾きの誤差で決まり, 1 であった.

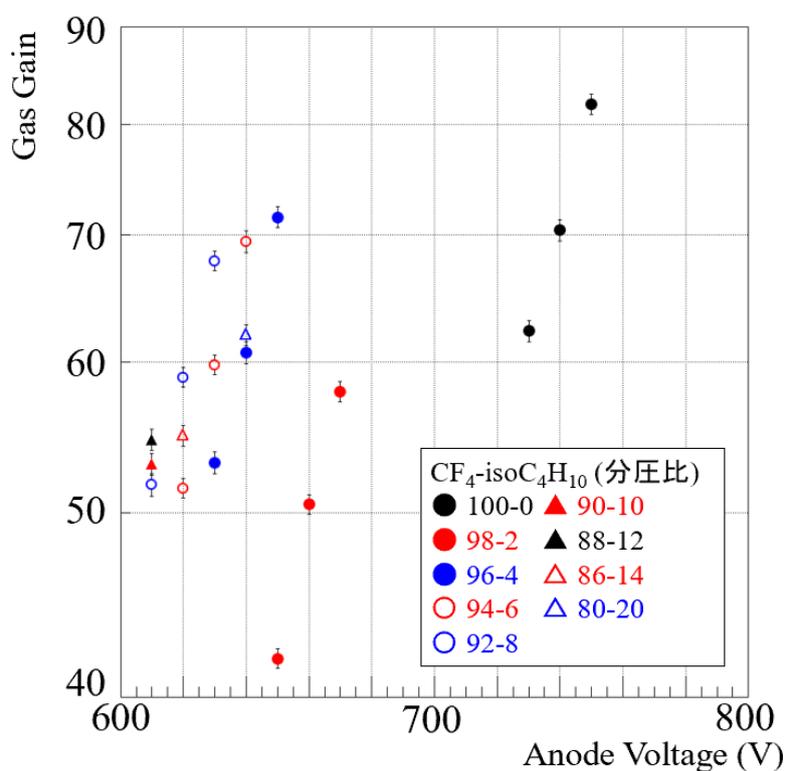
4.2.3 α 線を用いたガスゲイン測定結果

今回の実験条件の一覧を表 4.2 に示す. CF₄ とのペニング効果が期待できる isoC₄H₁₀[57], 他の実験で CF₄ との混合でガスゲインの向上が報告された Xe[61], SMILE-2+ で運用実績があり, ガスゲインが大きい Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2)[71] との混合を実施した. 図 4.16, 4.17, 4.18 にそれぞれ isoC₄H₁₀, Xe, Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) を CF₄ と混合した際のガスゲインについて示す.

図 4.16 から isoC₄H₁₀ の混合量の増加につれてガスゲインが増加することが分かった. また添加量が 12% を超えるとガスゲインは減少に転じ, 20% の混合では 4% 混合と同等までガスゲインが減少することも分かった. また, 図 4.17 から Xe の混合量の増加につれてガスゲインが増加することも分かったが Xe 混合によるガスゲインの改善率は isoC₄H₁₀ と大きく変わらないことも分かった. Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) の混合に関しては

表 4.2: 今回の実験で測定したガスの混合比 (1 気圧)

Gas	分圧比	Gas	分圧比
CF ₄	100	CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ - Xe	96:5:1
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	98:2	CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ - Xe	95:3:2
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	96:4	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	80:20
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	94:6	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	70:30
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	92:8	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	60:40
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	90:10	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	50:50
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	88:12	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	40:60
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	86:14	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	30:70
CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	80:20	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	20:80
CF ₄ -Xe	99:1	CF ₄ -(Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀ (95:3:2))	10:90
CF ₄ -Xe	98:2	Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	95:3:2
CF ₄ -Xe	97:3		

図 4.16: CF₄ と isoC₄H₁₀ の混合ガスのゲイン

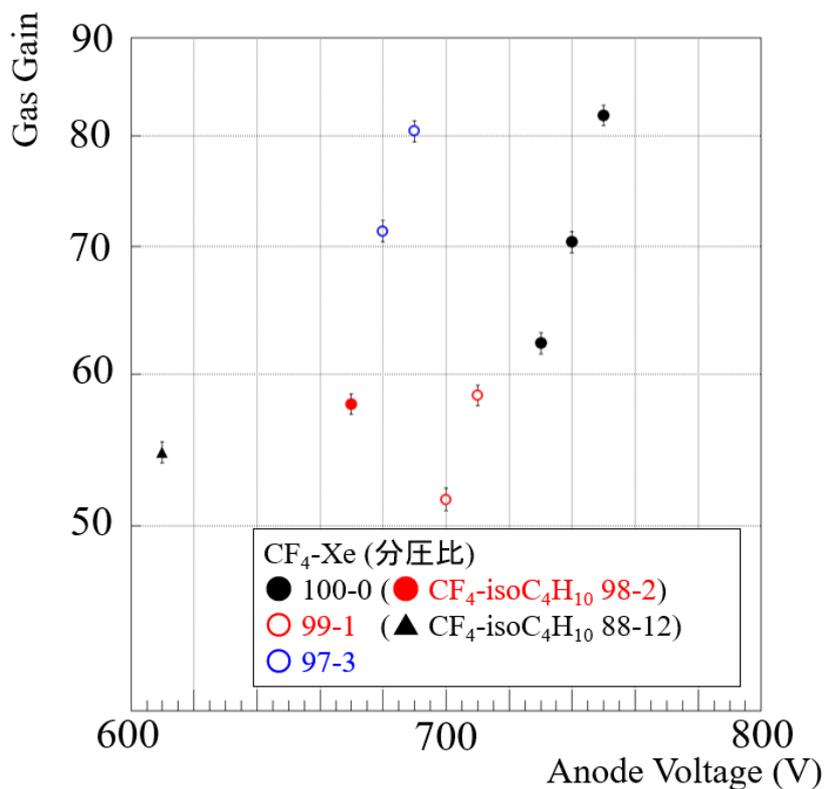


図 4.17: CF₄ と Xe の混合ガスのゲイン

混合量の増加によってガスゲインが単調増加することが分かった。

図 4.19 は図 4.16 において、ゲインカーブがアノードの印加電圧に対して指数関数的であることを仮定し、各混合比率のゲインカーブに対して exp フィットを行い、フィット結果をアノード電圧 700 V まで外挿したものである。図 4.19 より isoC₄H₁₀ の混合量とガスゲインはゆるやかなピーク構造を持っており、このガスゲインの増加はペニング効果によるものである可能性がある。一方で一般的なペニングガスでピーク構造が見られる混合率は 1% 以下の極微量なのに対し、今回ピーク構造が見られたのは 10% 付近である。そのため今回の結果をもとにペニング効果が生じていると断定することはできない。

また、Xe については原子番号が 54 と大きく光電吸収確率が高い。また、ドリフト速度も図 3.12 で示したように遅い。ガスゲインが isoC₄H₁₀ の混合と比較して大きく改善しないことを踏まえると、Xe を採用する理由はなく、この段階で採用を見送ることにした。

4.3 まとめ

本実験では CF₄ ガスに isoC₄H₁₀, Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2), Xe の混合を行い混合率とガスゲインの関係を評価した。いずれのガスでも混合によりガスゲインが改善し、CF₄ ガスの利用可能性を高めることが分かった。特に、isoC₄H₁₀ は原子番号が C の

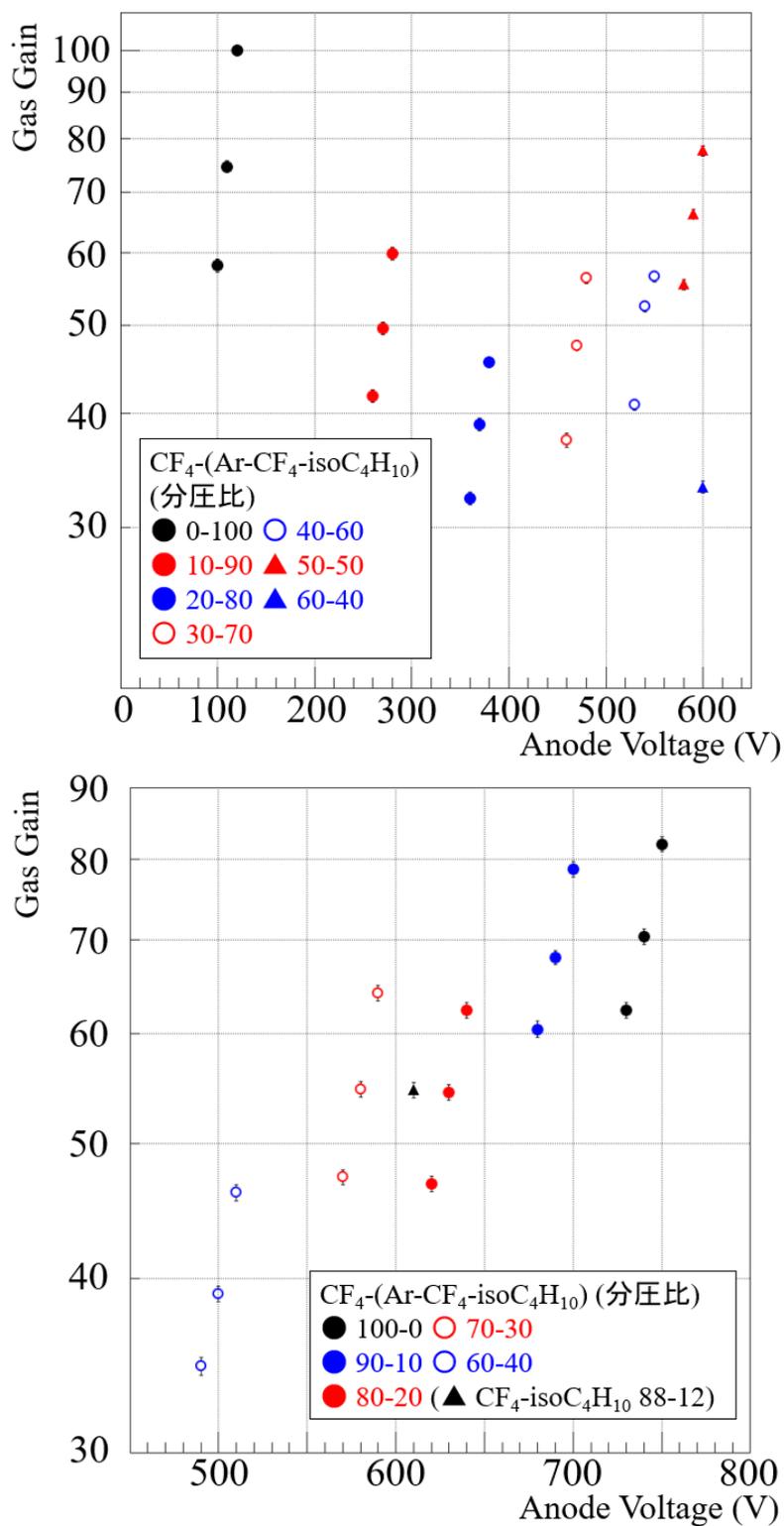


図 4.18: CF_4 と $\text{Ar-CF}_4\text{-isoC}_4\text{H}_{10}$ (分圧比 95:3:2) の混合ガスのゲイン (上: GEM 間電圧 320 V, 下: GEM 間電圧 440 V)

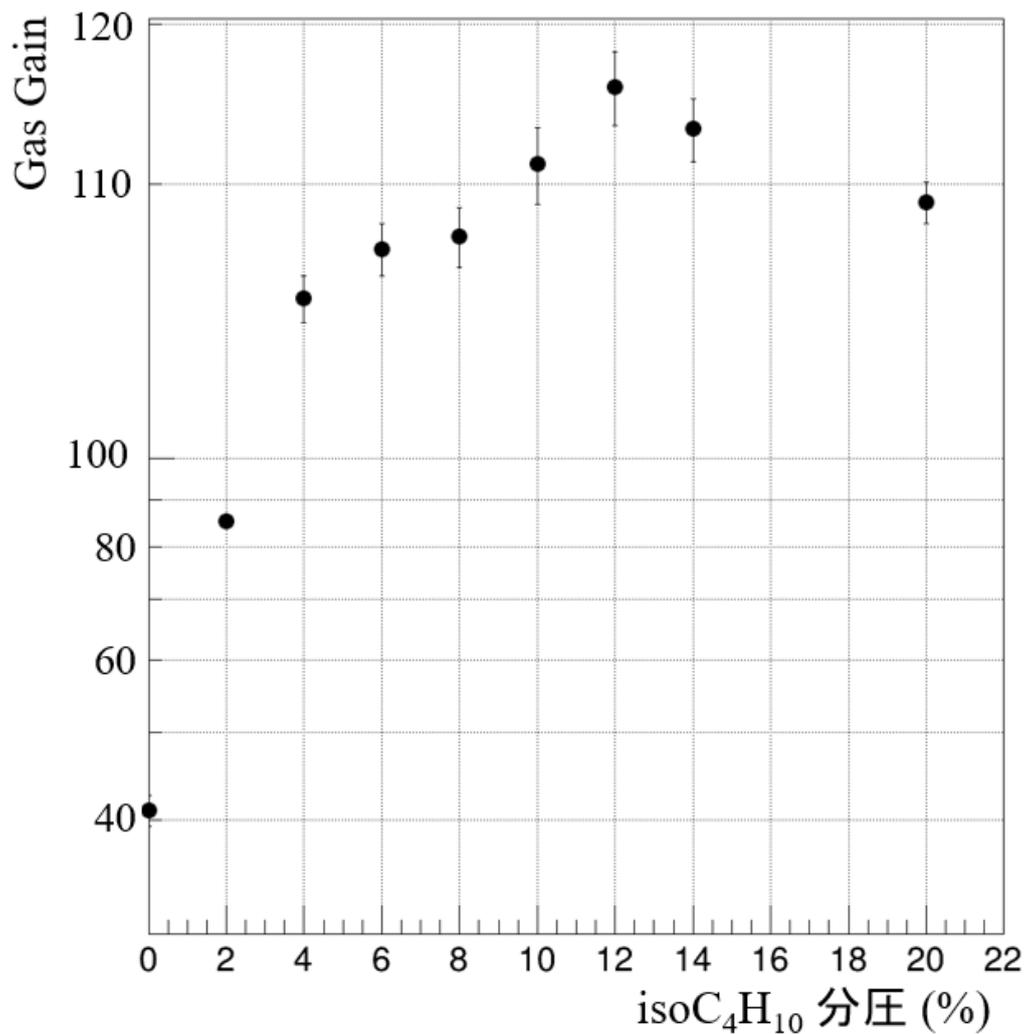


図 4.19: ゲインカーブがアノードの印加電圧に対して指数関数的であることを仮定し, CF₄ と isoC₄H₁₀ の混合ガスのゲインカーブに対して exp でフィットを行った結果を, アノード電圧 700 V に外挿した時のガスゲイン.

6, H の 1 と小さく, 混合による光電吸収確率の増大はないため, 非常に良い混合候補といえる. 今後 MIP 測定, 高気圧化と進めて isoC₄H₁₀ 混合ガスの利用可能性について評価を行う. 一方で isoC₄H₁₀ 混合ガスは混合比に対してガスゲインにピーク構造を持つことから, MIP 測定, 高気圧化と進む際に必要なガスゲインを確保できなくなる可能性がある. Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) の混合は混合比に対してガスゲインが単調増加するためそのような問題は起こりにくいと考えられる. そのため, Ar-CF₄-isoC₄H₁₀(分圧比 95:3:2) の混合ガスも同時に評価を行い, 実際の使用ガスを決定する.

第 5 章 XPS による GEM 付着物の解析

前章 α 線でのガス探索実験開始当初は線源として ^{241}Am を用いていた。しかし、 ^{241}Am は線源強度は約 2.5 MBq と強く、 μ -PIC のアノードで信号由来と思われる 100 nA 程度の電流が確認された。この電流は HV 印加部の抵抗を通じて入力電圧の低下を引き起こす。レートを下げするためにテープでの遮蔽を行ったが、遮蔽によるレートの変化等の扱いが難しかったため、線源をトリウムタングステン棒に変更した。 ^{241}Am を用いて複数回 CF_4 メインガスで測定を実施した後、線源の真下の GEM と μ -PIC が図 5.1, 5.2 のように白く変色していることを確認した。白い変色は GEM と μ -PIC の双方に見られ、GEM は主に線源側が変色、 μ -PIC では図 5.3 のようにカソードのピクセルごとに白く変色していた。また、変色箇所はアルコールで表面を拭いても取ることができなかった。

F が含まれるガスを利用した他の検出器では、 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_6$ メインガス環境下でダイヤモンドライクカーボン電極とした Resistive Plate Chamber に対して $\sim 5.7 \times 10^9$ counts/cm² の強度を持つ X 線で照射実験を行った際に、フッ素化合物の堆積によりガスゲインが低下することが報告されている [72]。また、Ar- CO_2 - CF_4 (45:15:40) 環境下において、ガスの流量が 350 cc/min と小さい状態で 20 MHz/cm² の MIP 相当量の電離が起きる強度でのガンマ線の照射試験を実施すると、F によってエッチングが起これ、F が GEM の穴の淵に Cu-F の化合物を作り堆積することも報告されている [73]。これらの堆積物は検出器にチャージアップを引き起こし、ガスゲインの低下につながる。また、SMILE-3 で使われるガラス基板の μ -PIC や O リングに含まれる Si の化合物は電子雪崩領域で乖離、重合を経て堆積する可能性があり [74]、チャージアップを引き起こす可能性がある。ETCC において、ガスゲインの時間による低下は運用における寿命を短くする可能性があり、特に SMILE-3 以降の実験では ETCC を長期間動作させる必要があるため、検出器への堆積物の理解は重要となる。このため、白く変色した GEM の表面物質について調査した。

5.1 XPS

今回の白い変色部は試料表面についた付着物であると考えている。そのため、資料内部にまで浸透する X 線そのものではなく資料の表面特性 ($O(10)$ nm) を計測するのに適した光電子を用いて測定を行った。装置は神戸大学の走査型光電子分光分析装置

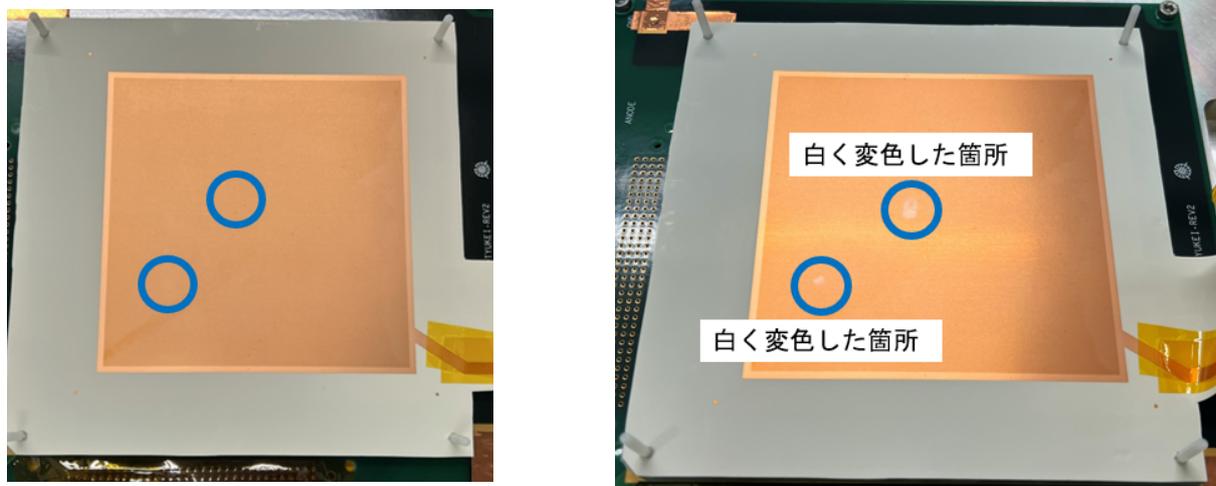


図 5.1: 未使用状態のGEM(左)と CF_4 環境下において、高計数で動作させた後のGEM(右). 写真は線源側のものであり、白く染まっている部分は取り付けられた線源の真下に対応する.

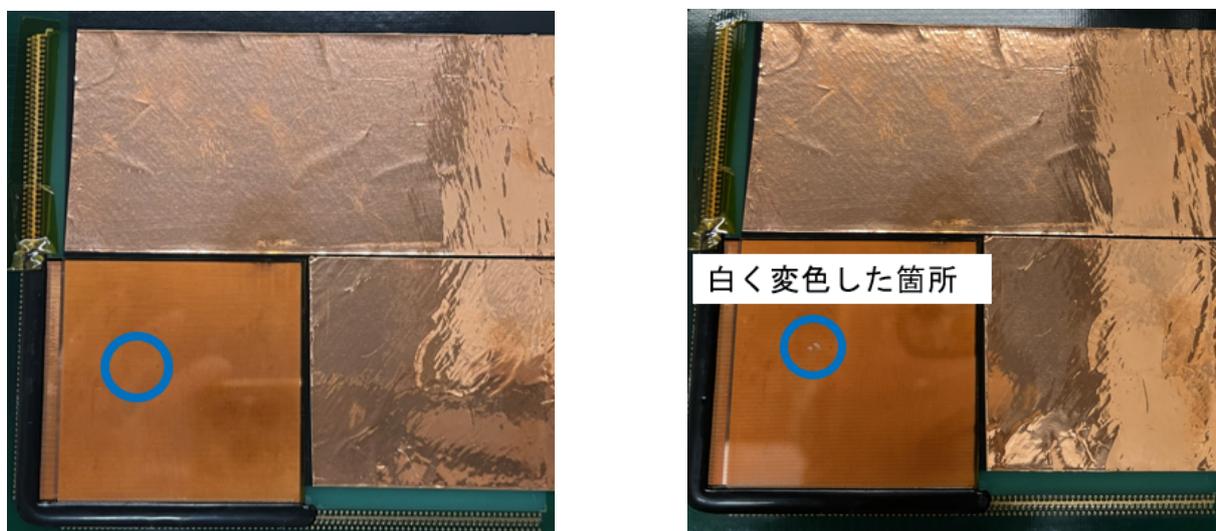


図 5.2: CF_4 環境下で実験を行う前の μ -PIC(左)と CF_4 環境下において、高計数で動作させた後の μ -PIC(右)

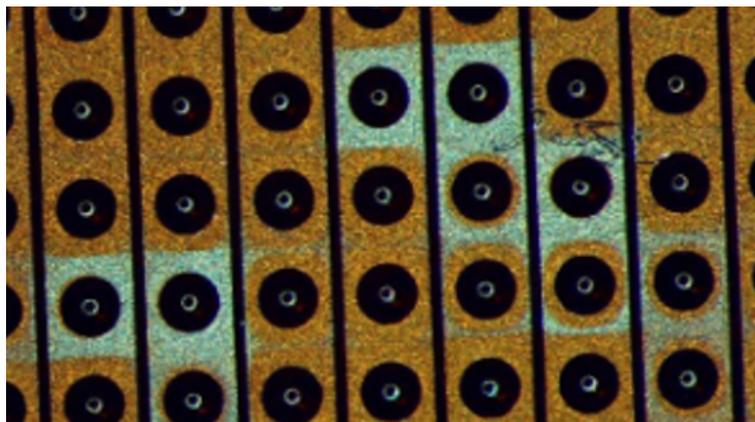


図 5.3: 白く染まった μ -PIC の拡大画像. ピクセル毎にカソードが外側から白く染まっていることが分かる.

(XPS/SPES)(ULVAC PHI X-tool)(図 5.4) を利用した [75]. 図 5.5 は XPS での表面分析の概念図である. XPS はアルミニウムの $K\alpha$ 線 ($E_i = 1500$ eV) を資料にあて, 光電効果で放出された電子の運動エネルギー K_e を測定する. 元素の種類及びそれに含まれる電子の軌道によって束縛エネルギーは決定され, また化学結合等が存在すると束縛エネルギーが変化するため,

$$E_b = E_i - K_e \quad (5.1)$$

から電子の束縛エネルギーを計算することで, 資料に含まれる元素及びその化学状態を推定することができる.

5.1.1 実験セットアップ

XPS ではクロムメッキされたアルミニウム合金製の資料ホルダーに測定したい資料を固定し, 測定を行う. 実際の実験セットアップは図 5.6 に示すように行った. 白く変色した領域と変色していない領域を比較するために, 白領域 2 つとバックグラウンド領域 4 つを設けた. さらに白く変色した領域の近くにも何らかの影響がある可能性を考え, バックグラウンド領域は白い領域の近傍と遠方の 2 種類を用意した. さらに, GEM 表面, 裏面による違いを調べるためにバックグラウンド領域に関しては表と裏で 2 種類の資料を用意した. 表は線源側, 裏は μ -PIC 側である. 白く変色した領域は表側のみを測定した. 図 5.6 左は GEM と測定用に切り出した位置を示しており, 右は切り出したそれぞれの資料が資料ホルダーのどこに取り付けられているかを示している. 以後, 表記の簡略化のために, 表 5.1 に示す名称を用いる. また, 一つの資料に対し, 照射点を図 5.7 のように複数用意し, 照射位置による測定結果の変化も確認した. なお, こちらも表記の簡略化のために一つの資料に対する測定点を a, b, c... とした.

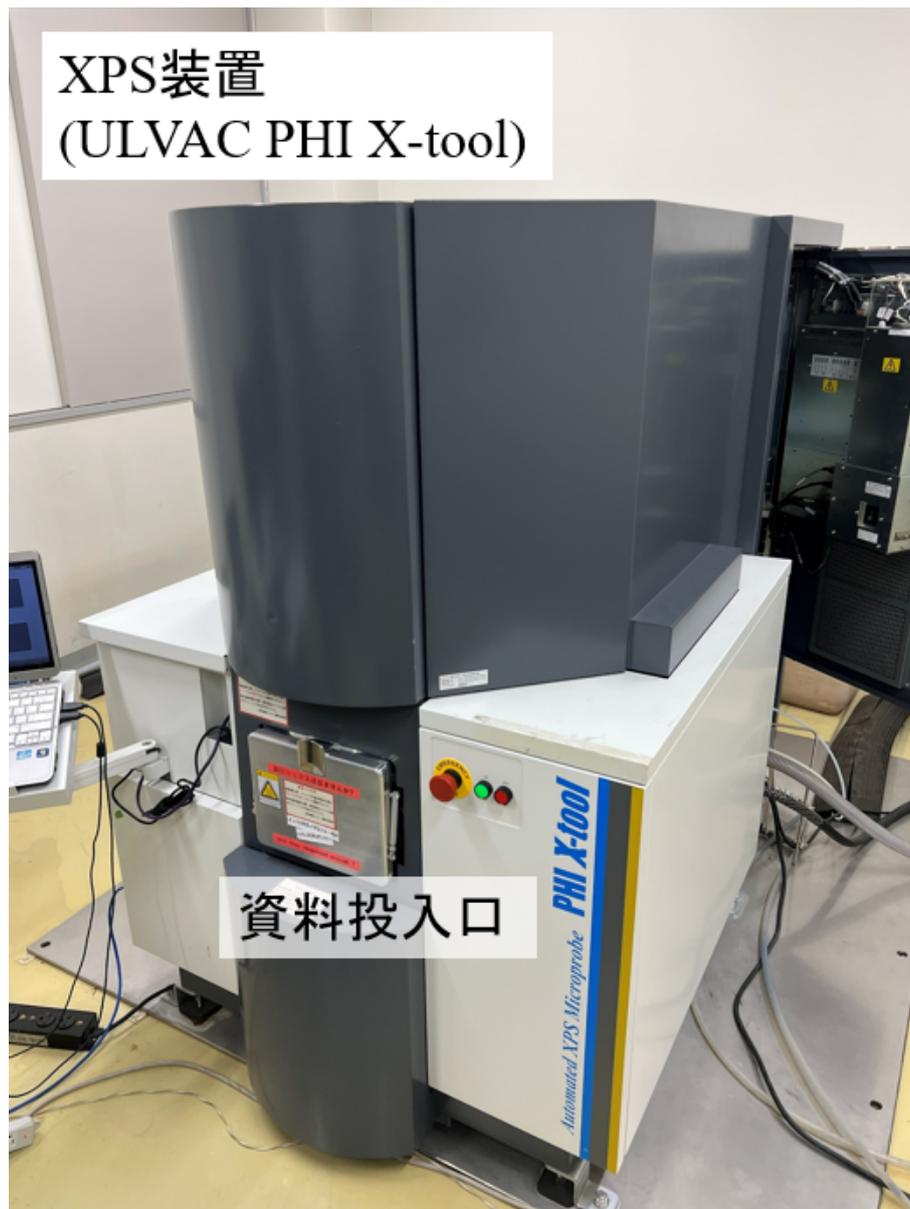


図 5.4: 走査型光電子分光分析装置 (XPS) の外観

表 5.1: 図 5.6 での GEM の切り出し領域と以降で使用する名称

図 5.6 での領域名称	以降で使用する名称
白領域 1	資料 1
白領域 2	資料 2
近傍表	資料 3
近傍裏	資料 4
遠方表	資料 5
遠方裏	資料 6

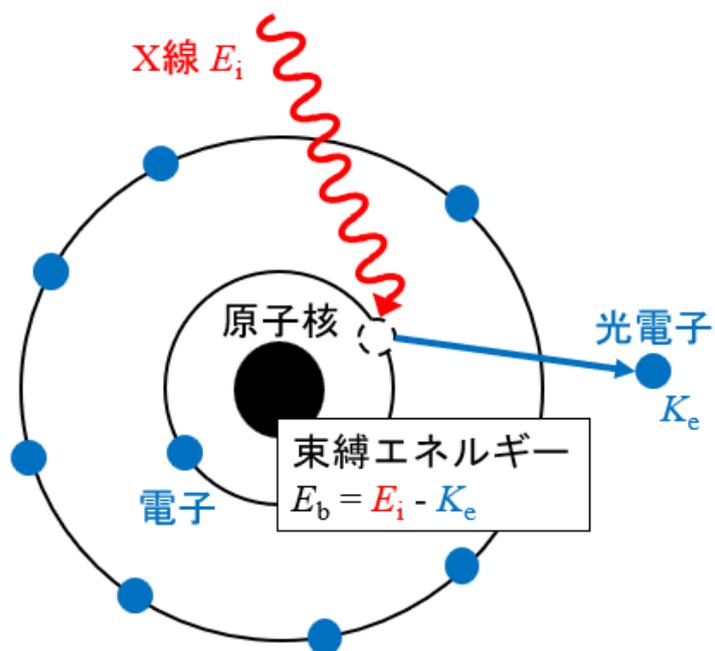


図 5.5: XPS の測定原理の概略. 入射光子と光電子の運動エネルギーから束縛エネルギーを推定している.

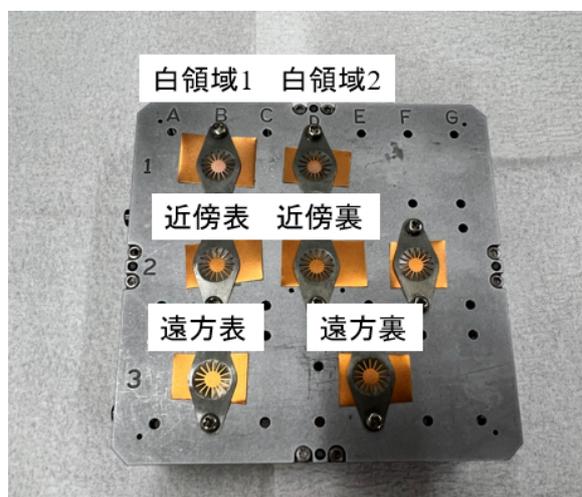
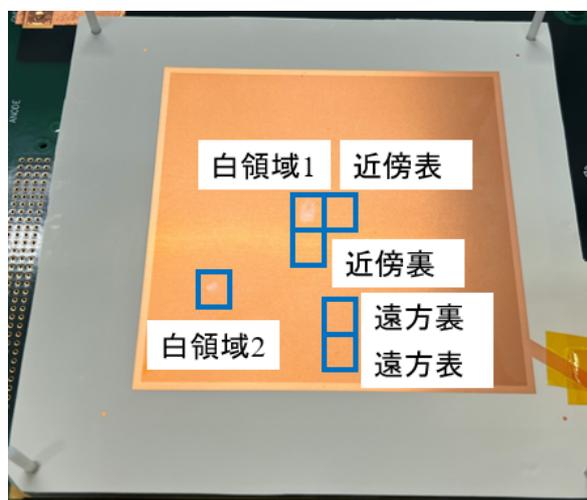


図 5.6: 使用のために切り出した GEM とその切り出し位置 (左) と切り出した GEM のセットアップと対応番号 (右). 切り出した領域とその名称は表 5.1 を参照. なお, 図中で名称がない領域は GEM から切り出した場所を紛失したものであり, 今回の測定では使用しない.

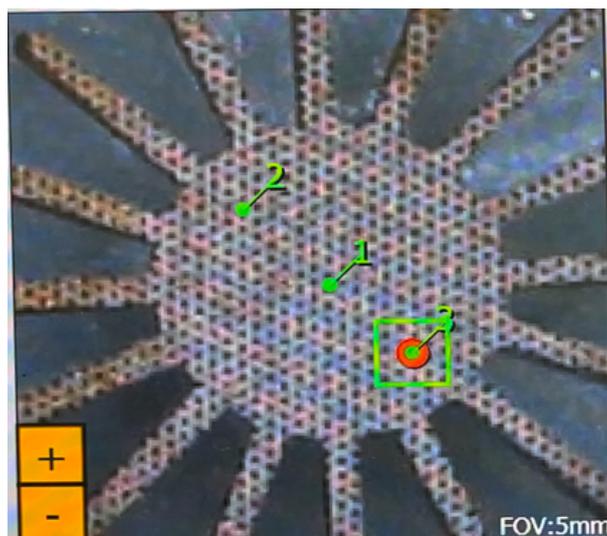


図 5.7: 資料へのアルミニウムの $K\alpha$ 線の照射位置. 図は固定された資料の拡大図であり, 緑の点が照射位置である. 図のように複数の照射点を資料ごとに設定した.

前節で作成した資料を XPS 装置で測定した. 測定に際し, 封入された資料は 4.0×10^{-4} Pa の環境中に置いた. ビーム径は $110 \mu\text{m}$ と $222 \mu\text{m}$ の二種類を用い, 全資料に対して 1 サイクル (20 s) の照射と, 資料 1, 2, 5, 6, に対して 10 サイクルの照射を行った. 測定条件のまとめを表 5.2 に示す.

5.2 測定スペクトル

図 5.8 はビーム径 $110 \mu\text{m}$, 1 サイクル照射時の結果であり, 図 5.9 はビーム径 $222 \mu\text{m}$, 10 サイクル照射時の結果である. それぞれの図中の複数のヒストグラムは同実験番号における異なる照射位置の結果を示している. また, 実験 3-2 に対応するヒストグラムを図 5.10 に示す.

次に, 各測定条件におけるスペクトルの変化について述べる. XPS では, ビーム径の違いによって生じる光電子の数が変わるためスペクトルの絶対値は変化する一方で, スペクトル形状は表面の元素の存在比で決定されるため表面組成が同じであればスペクトルの相対値は変化しない. そのため, スペクトル同士の比較については比を用いて行う.

図 5.11 は試料 5 の同一の測定点, 測定サイクルに対する, ビーム径 $222 \mu\text{m}$ (3-1), $110 \mu\text{m}$ (3-3) を照射した際のスペクトルの比である. 図 5.11 からは図 5.9 で存在したピーク部分に変化は見られず, 照射するビーム径の違いは測定にあまり影響しない. また, 同じ資料に対する照射位置によるスペクトルの違いを確認するために, 同一測定条件において, 各測定箇所のスペクトルについて比較を行った. 図 5.12 は 2-2 における各測定点の比をとったものであるが, ピーク部分に変化は見られなかった. よって, 以降は統計の向上のため

表 5.2: XPS での測定条件の一覧

実験番号	測定資料	ビーム径	サイクル数
1-1	資料 1	110 μm	1
1-2	資料 2	110 μm	1
1-3	資料 3	110 μm	1
1-4	資料 4	110 μm	1
1-5	資料 5	110 μm	1
1-6	資料 6	110 μm	1
2-1	資料 1	222 μm	10
2-2	資料 2	222 μm	10
3-1	資料 5	222 μm	10
3-2	資料 6	222 μm	10
3-3	資料 5	110 μm	10

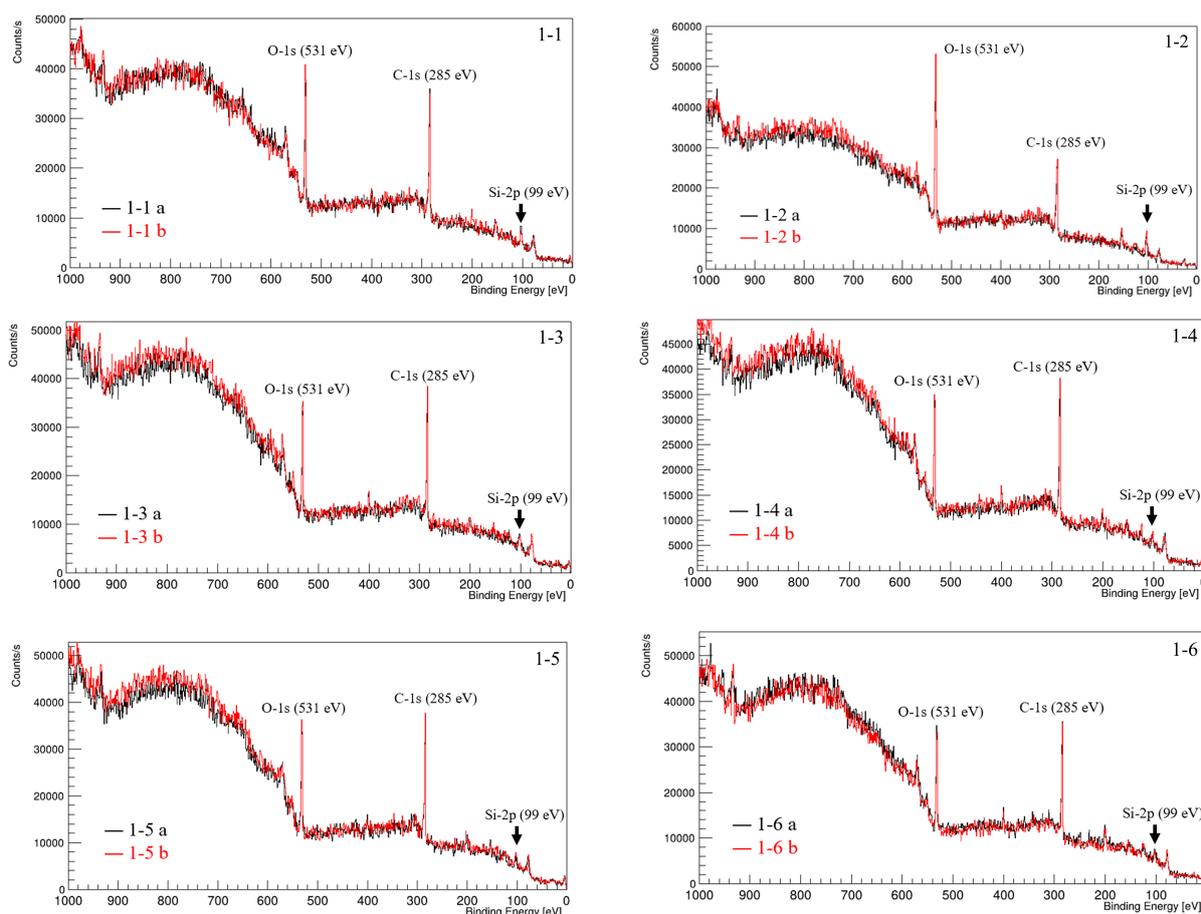


図 5.8: ビーム径 110 μm , 1 サイクル照射の測定結果. 横軸は束縛エネルギー, 縦軸は Counts/s である.

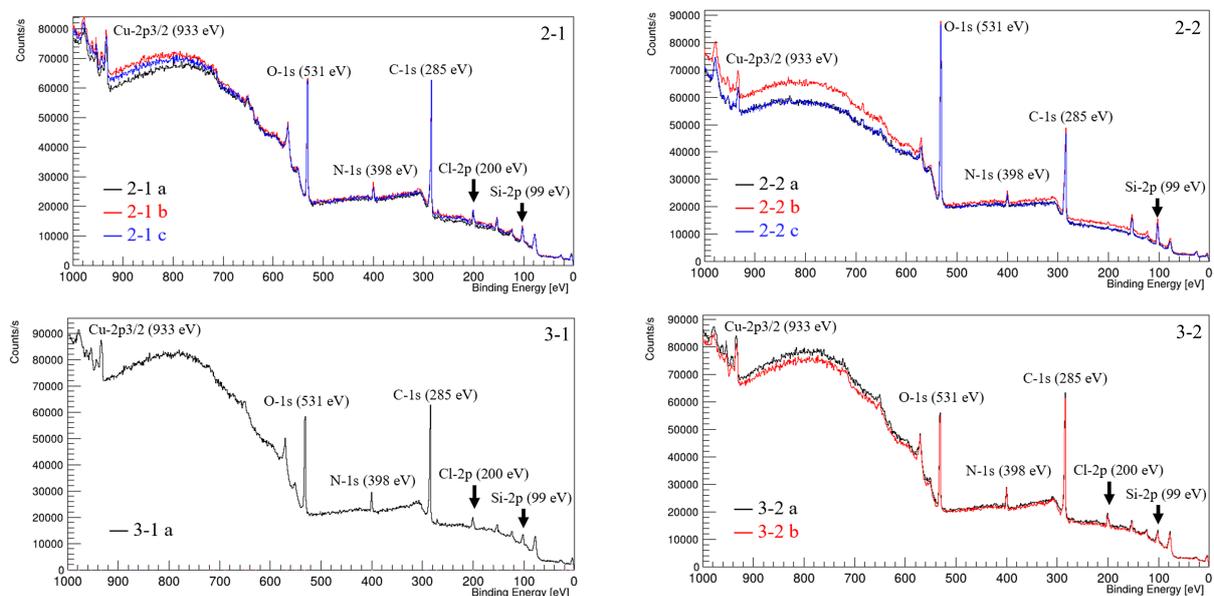


図 5.9: ビーム径 $222 \mu\text{m}$, 10 サイクル照射の測定結果. 横軸は束縛エネルギー, 縦軸は Counts/s である.

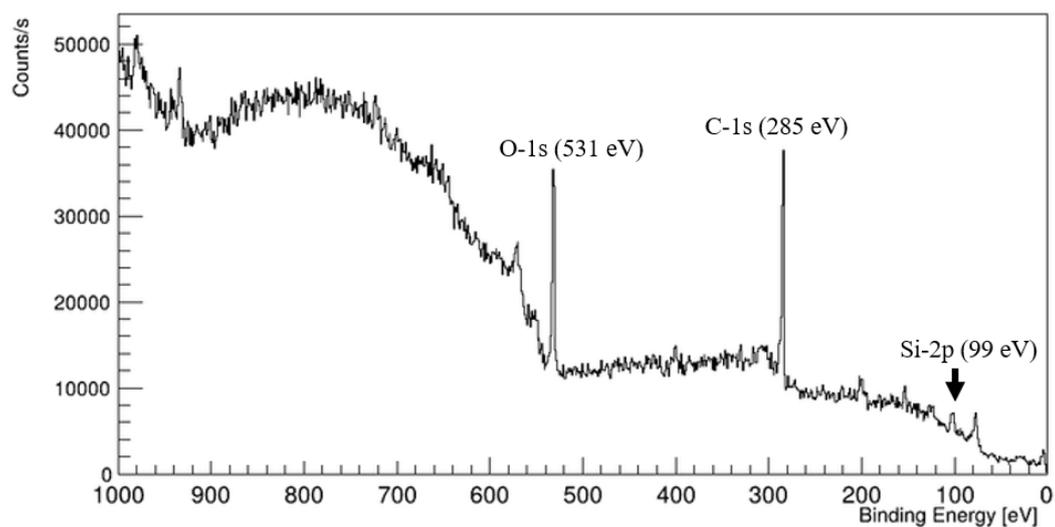


図 5.10: 資料 5 に $110 \mu\text{m}$ のビームを 10 サイクル照射した際のスペクトル.

にスペクトルを測定点で平均化したものを用いる．図 5.13 は資料に対して測定点の平均をとったスペクトルである．

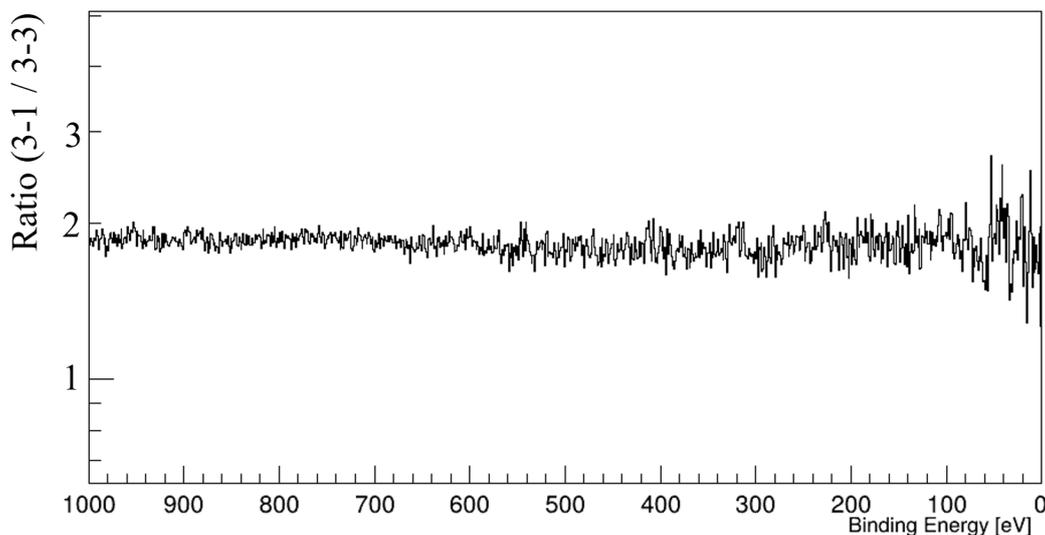


図 5.11: 3-1, 3-3 のスペクトルの比．ビーム径の増加によって統計量は増加しているが，ピーク構造に変化は見られない．

5.3 得られたスペクトルの考察

各スペクトルの値は [76] を参照した．図 5.13 より，全ての測定点において，O-1s, C-1s のピーク構造が確認できる．これは GEM に含まれる液晶ポリマーの成分が見えていると考えられる．また，同様に Si-2s のピークも確認し，電極のものと思われる Cu のピークも確認できた．一方で 50 eV 以下の低エネルギーのピークも確認できるが，そのエネルギー付近の束縛エネルギーを持つ元素が多く，このピークが何に由来するものかは判断できていない．なお，図中の 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d は電子の軌道を表しており，2p_{3/2} は 2p 軌道の内，全角運動量が 3/2 であるものを表している．また LMM や KLL はそれぞれ M 殻から L 殻，L 殻から K 殻へのオージェ電子放出過程を表している．

白く変色した領域とそれ以外の領域を比較するために，適切なバックグラウンド領域の取り方を考える．まず，GEM の表面と裏面による違いを調べた．図 5.14 は 3-1 と 3-2 の比をとったもので，ピーク部分に特に変化は見られなかった．次に，白く変色した領域からの距離依存性を調べるために資料 3, 4 のスペクトル (1-3, 1-4) と資料 5, 6 のスペクトル (1-5, 1-6) の比をとった．図 5.15 左は資料 3, 4 の平均スペクトル (1-3, 1-4)，図 5.15 右は資料 5, 6 の平均スペクトルである (1-5, 1-6)．これらの比をとったスペクトルは図 5.16 であり，こちらもピーク部分に構造は見られなかった．したがって，白く変色した領域以外の測定に関しては，白い領域からの距離，表と裏問わず同様のスペクトルであること

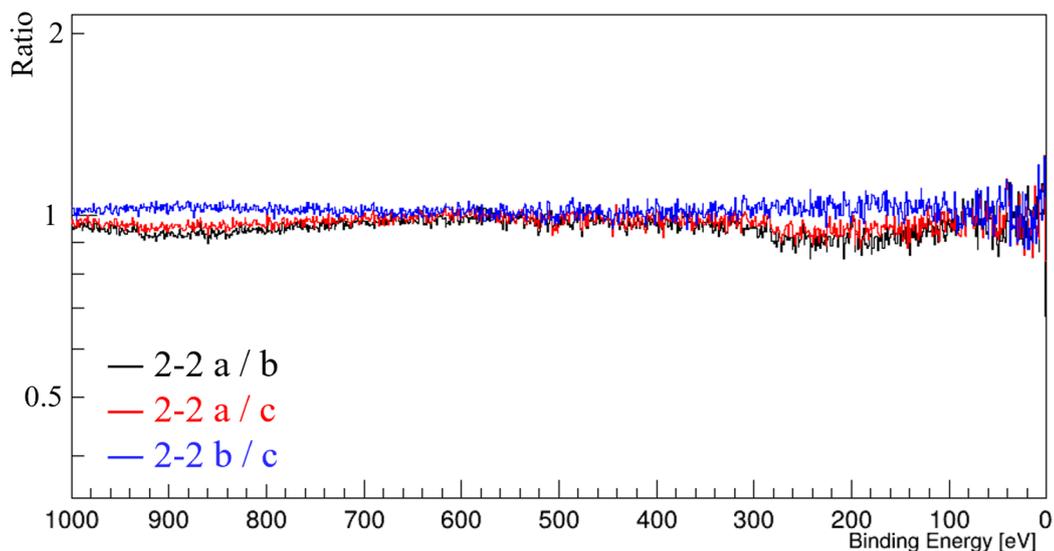


図 5.12: 2-2 の測定における, 測定点 a, b, c のスペクトルの比. 測定点の違いによるピーク構造の変化は見られない.

が分かった. そのため, 本解析においては統計を増やすために 3-1, 3-2 の平均スペクトルをバックグラウンドスペクトル (図 5.17) とした. バックグラウンドスペクトルでは Cu, Si, Cl, C, N, O のピーク構造が確認された. 図 5.18 は 2-1 のスペクトルとバックグラウンドスペクトルの比, 図 5.19 は 2-2 のスペクトルとバックグラウンドスペクトルの比である. 図 5.18, 図 5.19 の双方において O と Si の増加, N の減少が確認できる. また, 図 5.19 においては Cu と Cl の減少, F の増加も確認できた.

図 5.20, 5.21, 5.22 はそれぞれ, 図 5.19 において, C-1s, O-1s, Si-2p の輝線付近を拡大したものである. 図 5.20 右はピークが純粋な C-1s ではなく, Carboxyls や Kethones, Ethers 付近に存在し, 化学結合によるピークのシフトを示唆している. また, 図 5.21 右でもピークが O-1s ではなく Silicones や SiO₂ 付近に存在し化学結合によるピークのシフトを示唆している. さらに, 図 5.22 右より, Si-2p についても同様のシフトを示唆している. なお, F に関しては白い領域の内片方でしか増加が見られず, 図 5.20 右において CF₂ や CF₃ の増加も見られないため, C_nF_m の化合物が付着していることは考えにくい.

5.4 まとめ

白く変色した GEM は Cu の減少から, 電極上に何らかの付着物が存在して白く見えていることが示唆される. 特に, 2 か所の白く変色した部分の双方で O と Si の増加が確認されているので, SiO₂ 等の化合物が GEM 上に付着した可能性がある. また, C においても C-1s からのピークのシフトが見られており, その結果から C と O の結合が存在する可能性がある. 一方で期待された F の増加は白く染まった領域の内片方でしか見られて

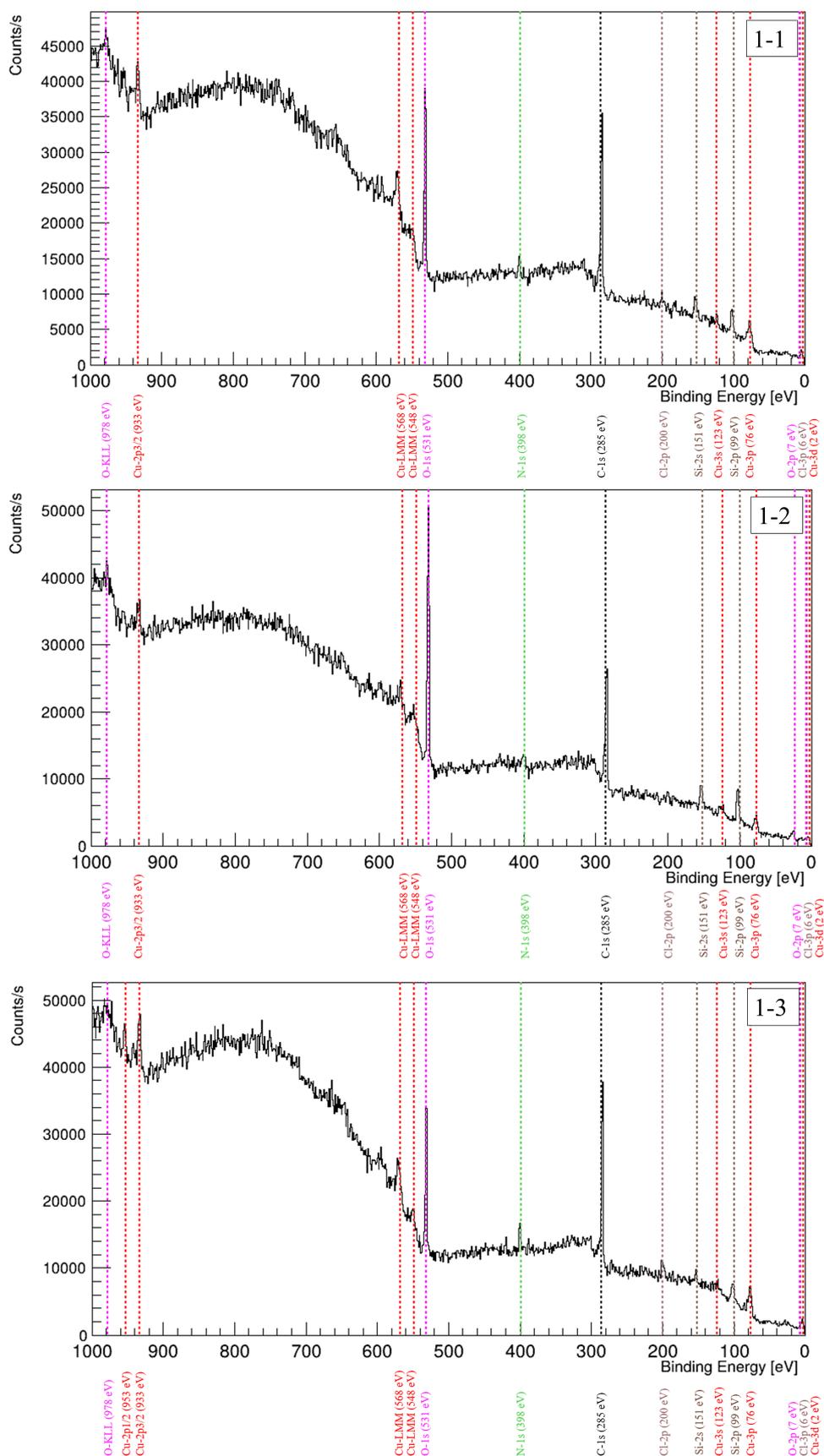


図 5.13: 全測定の平均化スペクトル。図中の縦線はピーク付近の束縛エネルギーを持つ元素を描画したものである。

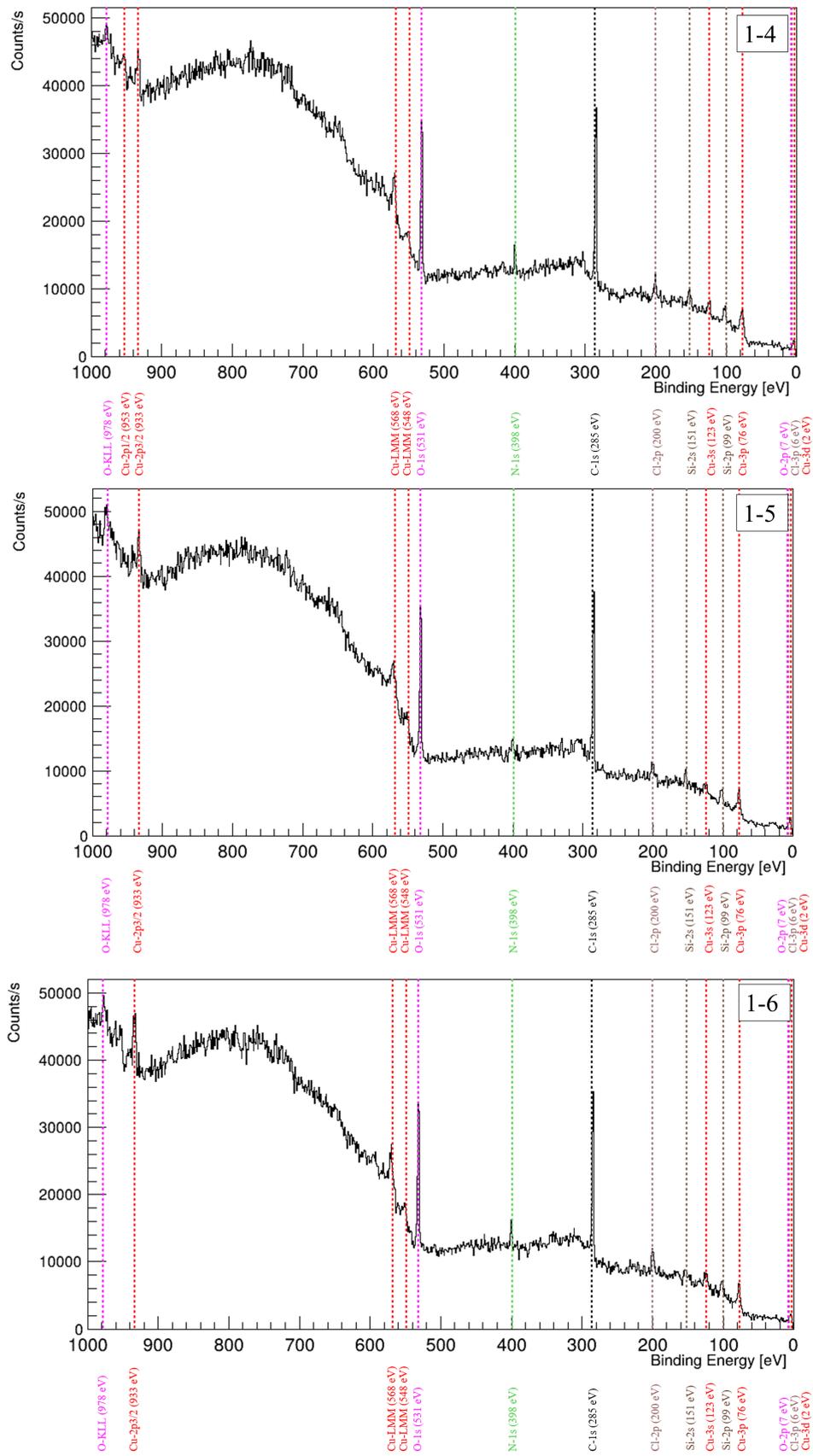


図 5.13: 全測定の前平均化スペクトル。図中の縦線はピーク付近の束縛エネルギーを持つ元素を描画したものである。

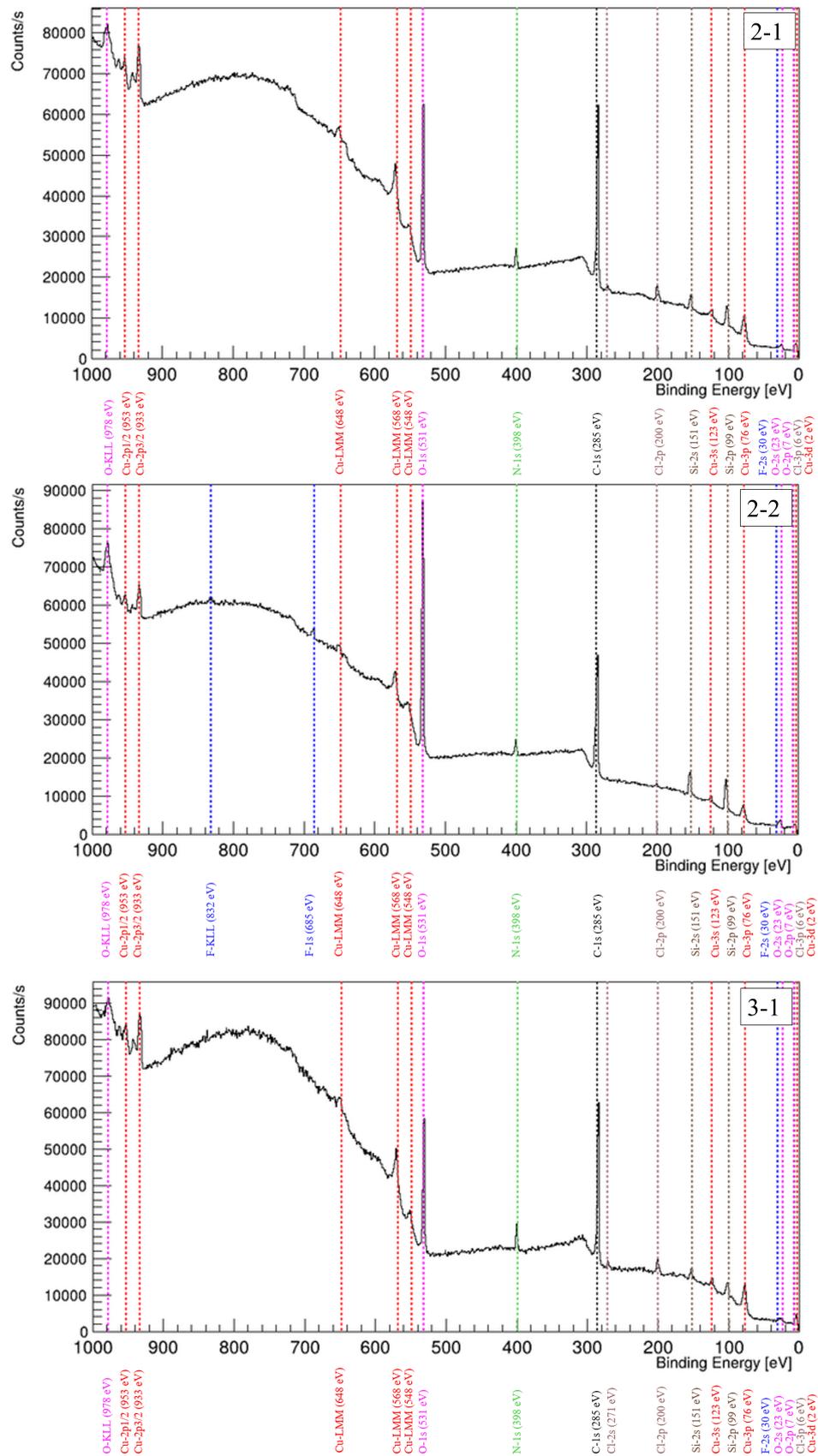


図 5.13: 全測定のアVERAGEスペクトル。図中の縦線はピーク付近の束縛エネルギーを持つ元素を描画したものである。

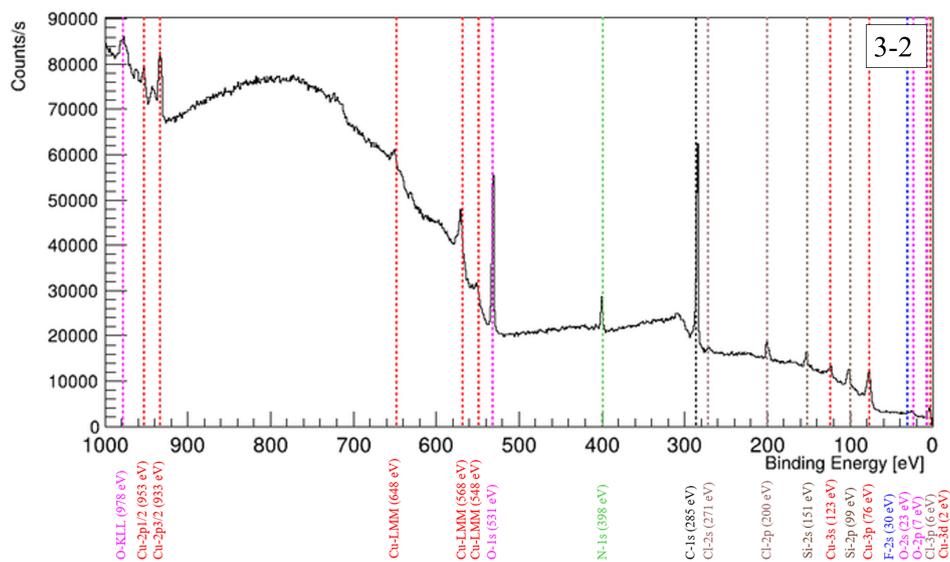


図 5.13: 全測定の平均化スペクトル。図中の縦線はピーク付近の束縛エネルギーを持つ元素を描画したものである。

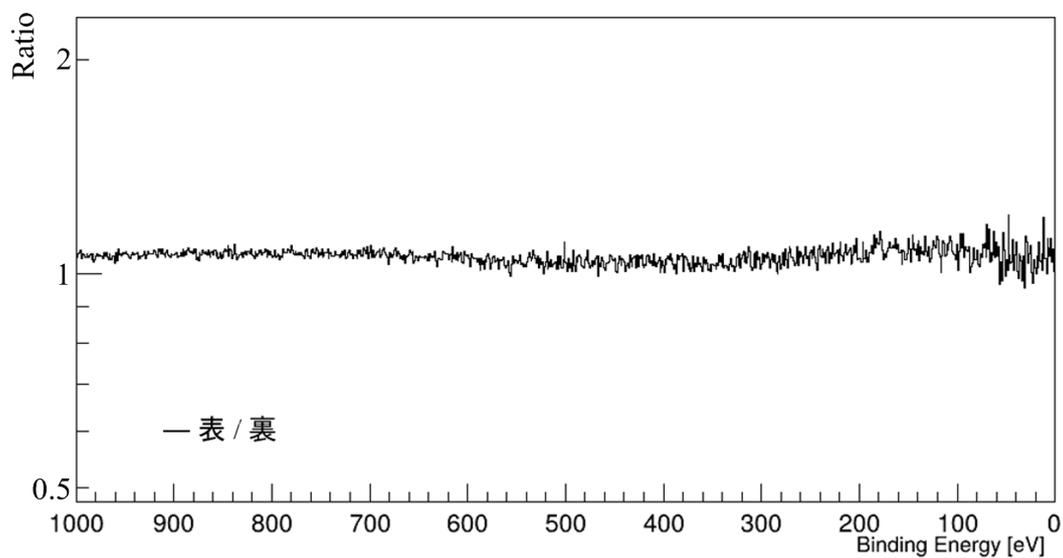


図 5.14: GEM の表面 (3-1 の平均スペクトル) と裏面のスペクトル (3-2 の平均スペクトル) の比。ピーク構造に変化は見られない。

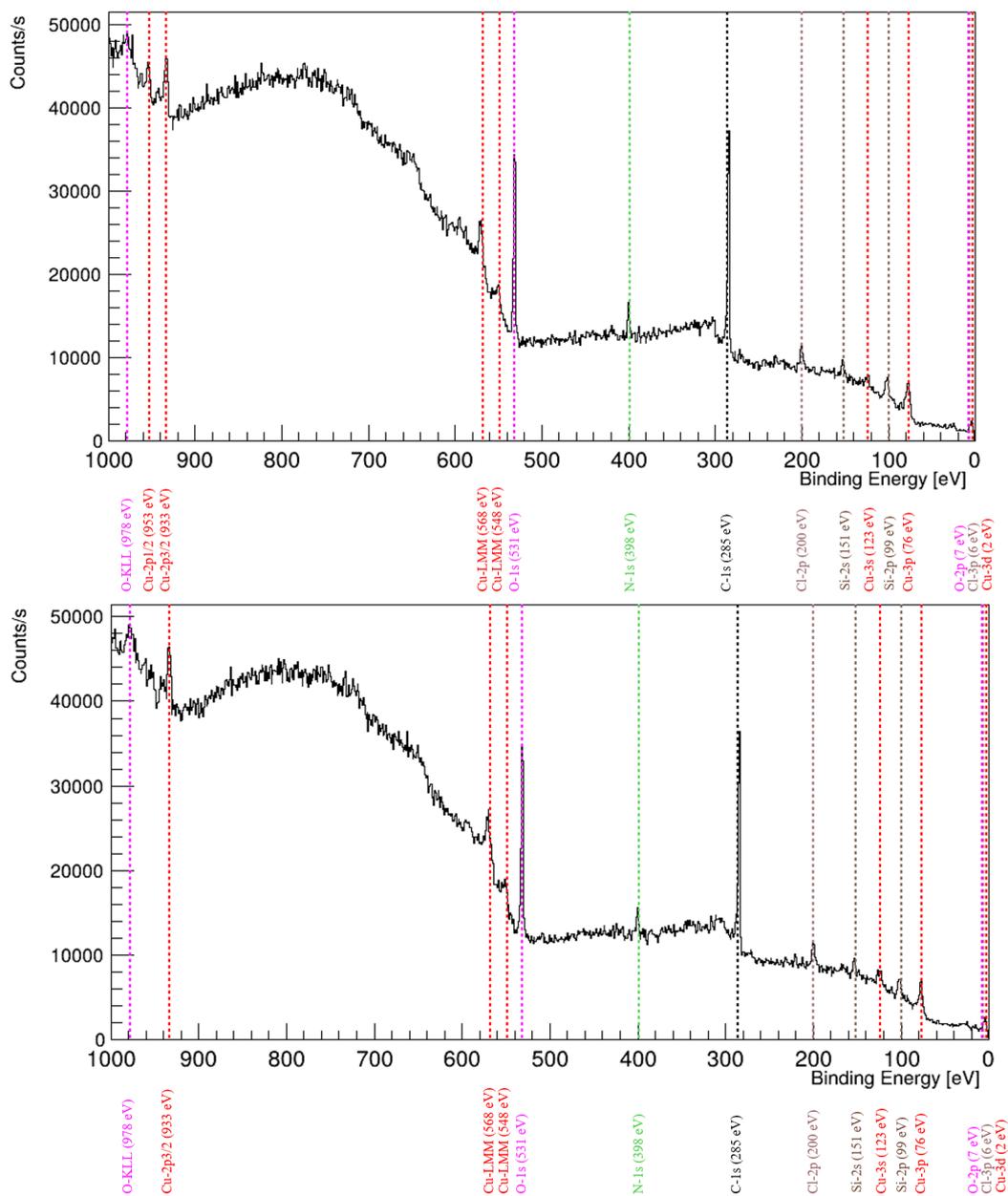


図 5.15: 近傍領域 (1-3, 1-4) の平均スペクトル (上) と遠方領域 (1-5, 1-6) の平均スペクトル (下)

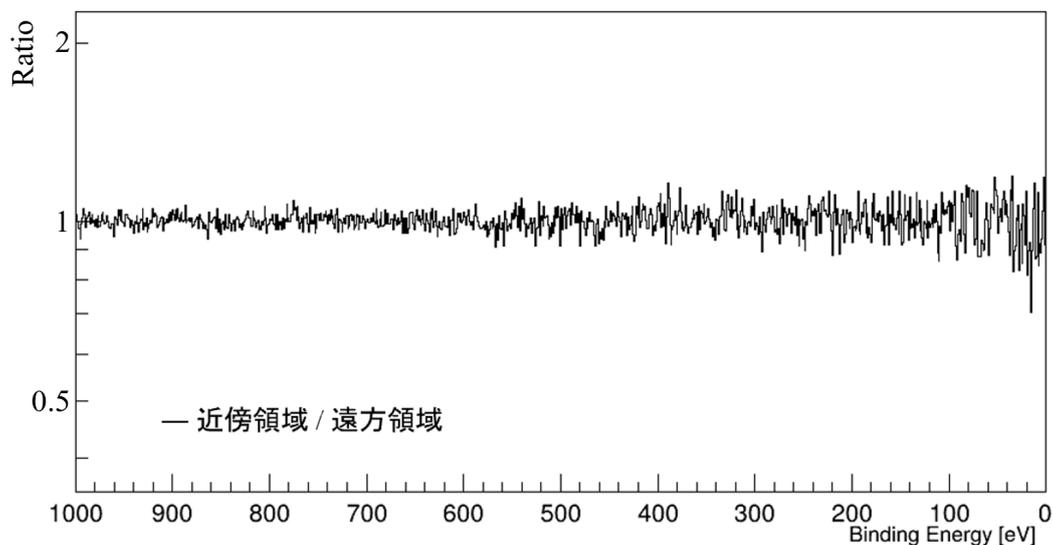


図 5.16: 近傍領域 (1-3, 1-4 の平均スペクトル) と遠方領域 (1-5, 1-6 の平均スペクトル) のスペクトルの比. ピーク構造に変化は見られない.

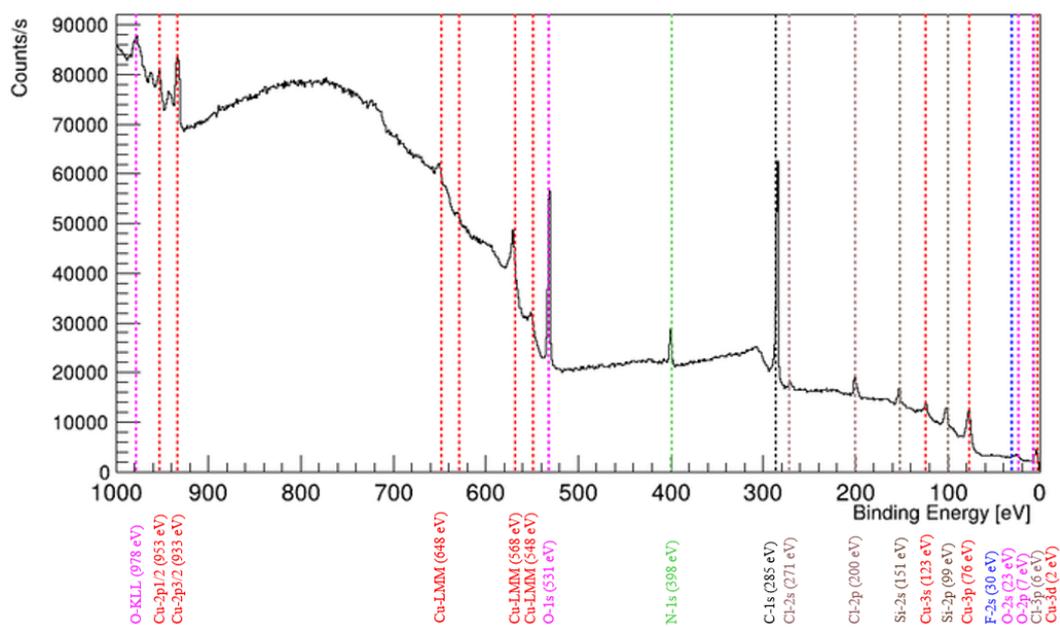


図 5.17: バックグラウンド領域のスペクトル (3-1, 3-2 の平均スペクトル).

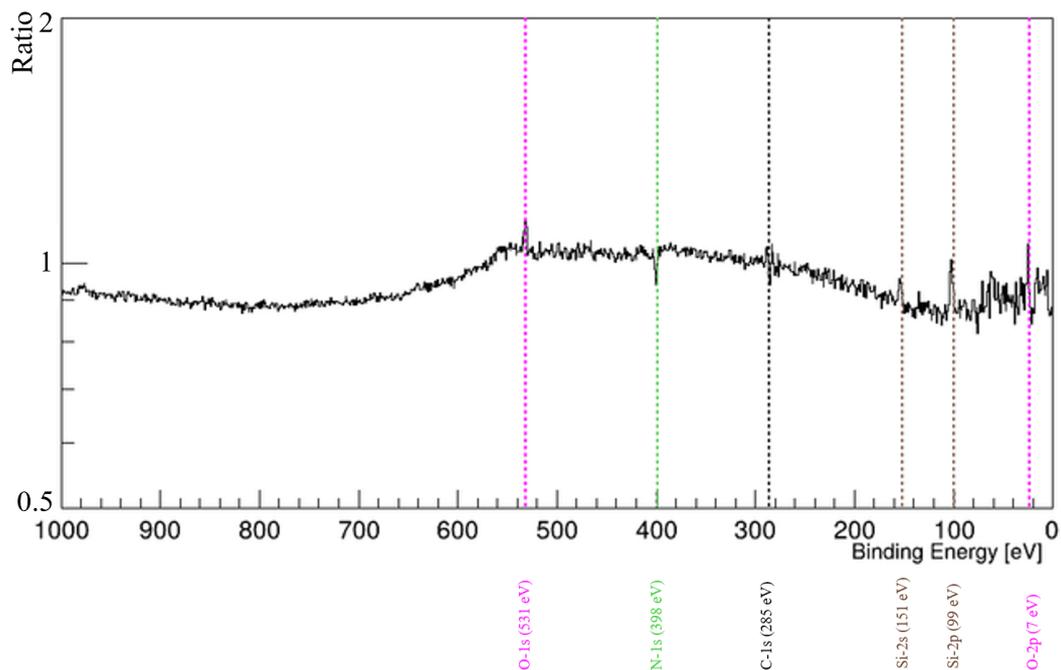


図 5.18: 資料 1(2-1) とバックグラウンド領域 (3-1, 3-2 の平均) のスペクトルの比. O と Si の増加, N の減少が確認できる.

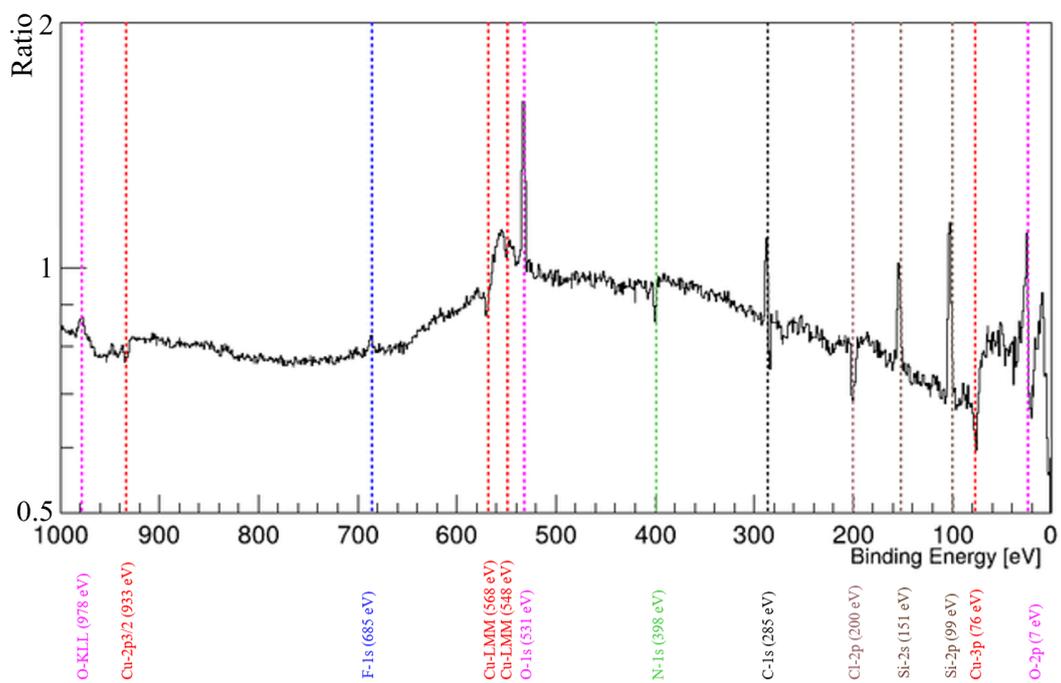


図 5.19: 資料 2(2-2) とバックグラウンド領域 (3-1, 3-2 の平均) のスペクトルの比. 資料 1 と同様, O と Si がバックグラウンドに対して増加, N が減少している. また, 資料 2 では Cu と Cl の減少と F の増加も確認できる.

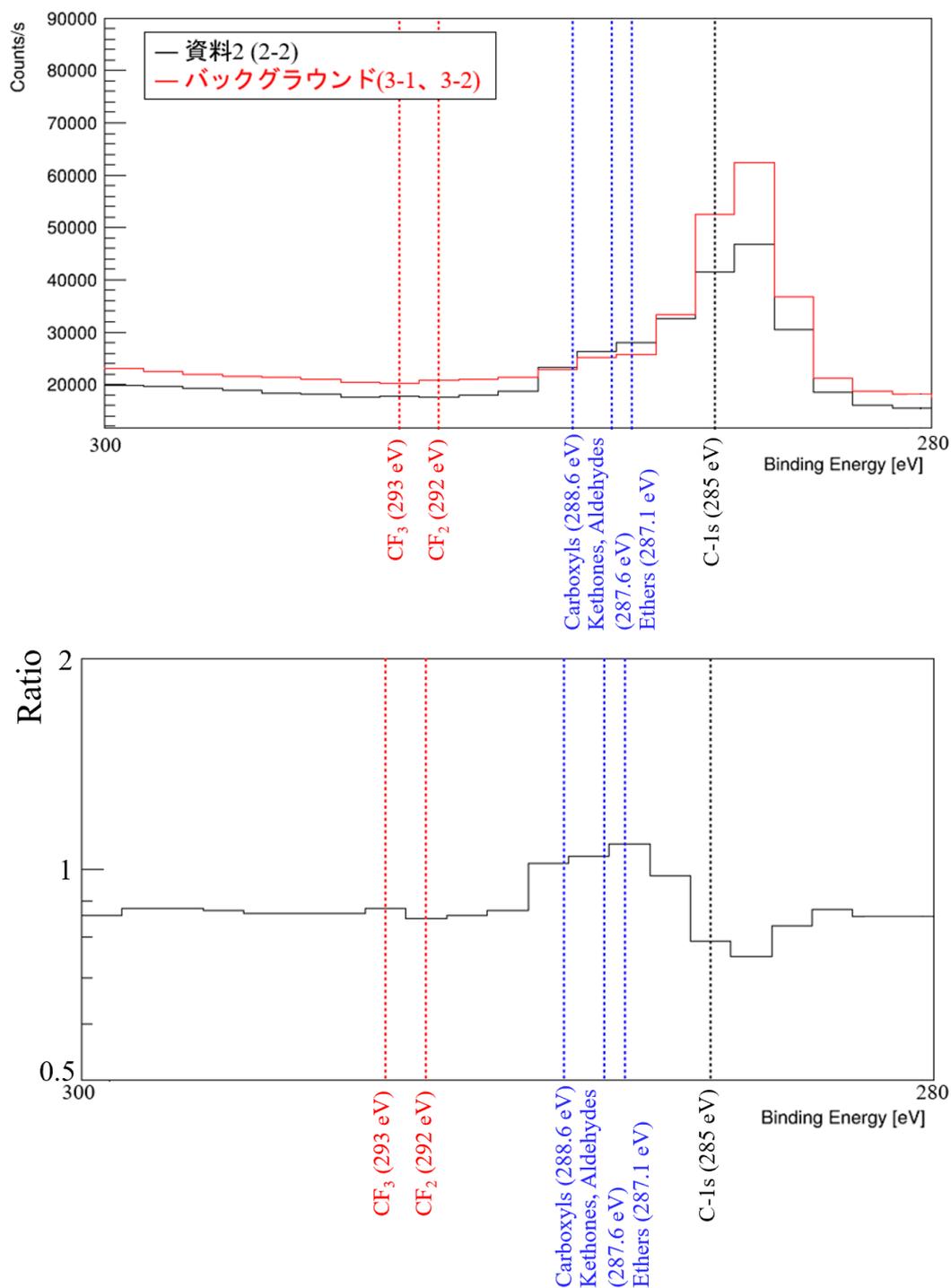


図 5.20: C-1s のピーク付近における資料 2 とバックグラウンド領域のスペクトルの比較 (上) とこれらの比 (下). 純粋な C-1s が減少し, 高エネルギーの領域が増加している.

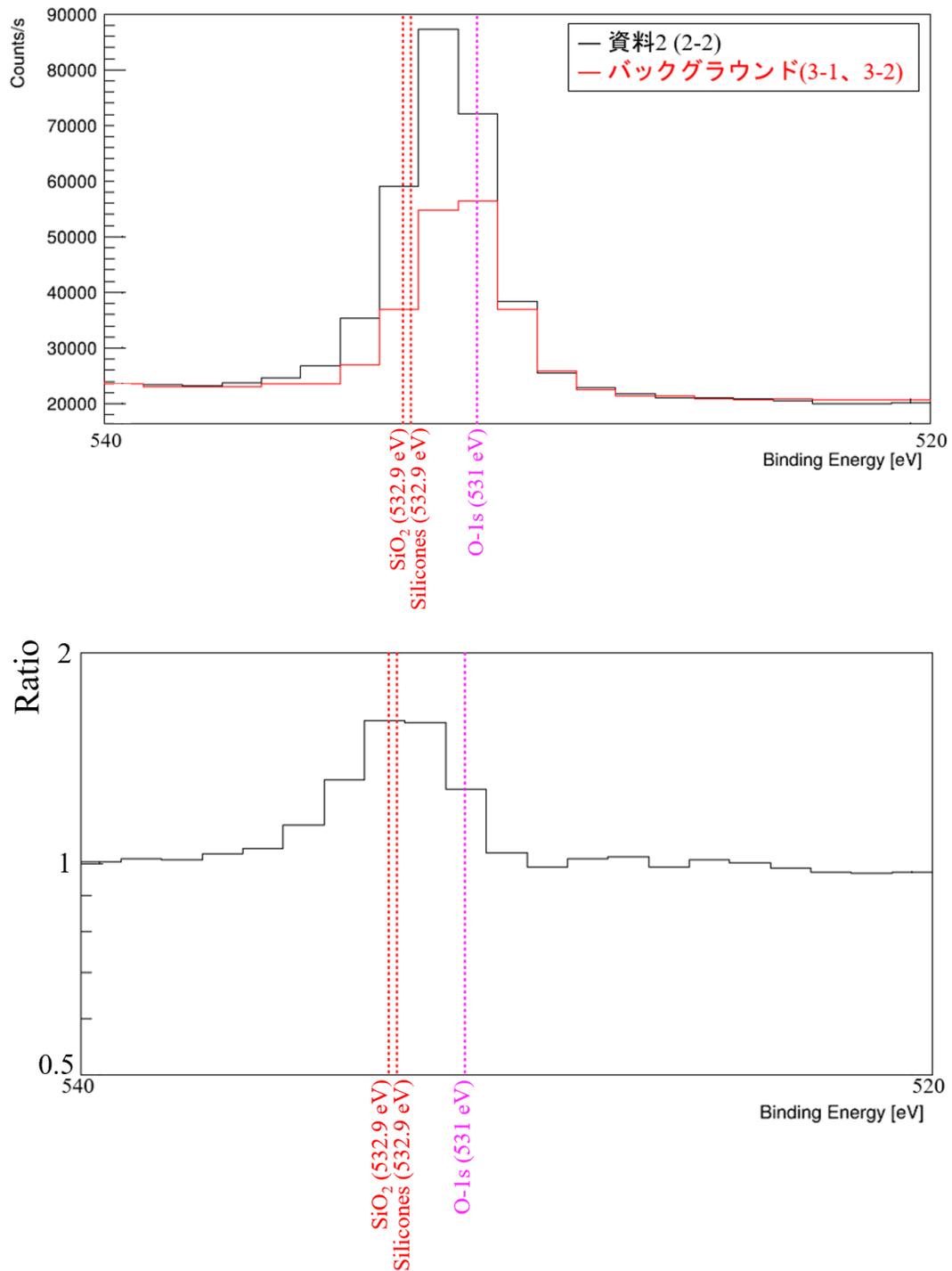


図 5.21: O-1s のピーク付近における資料 2 とバックグラウンド領域のスペクトルの比較 (上) とこれらの比 (下). 純粋な O-1s に対して高いエネルギーの領域が増加している.

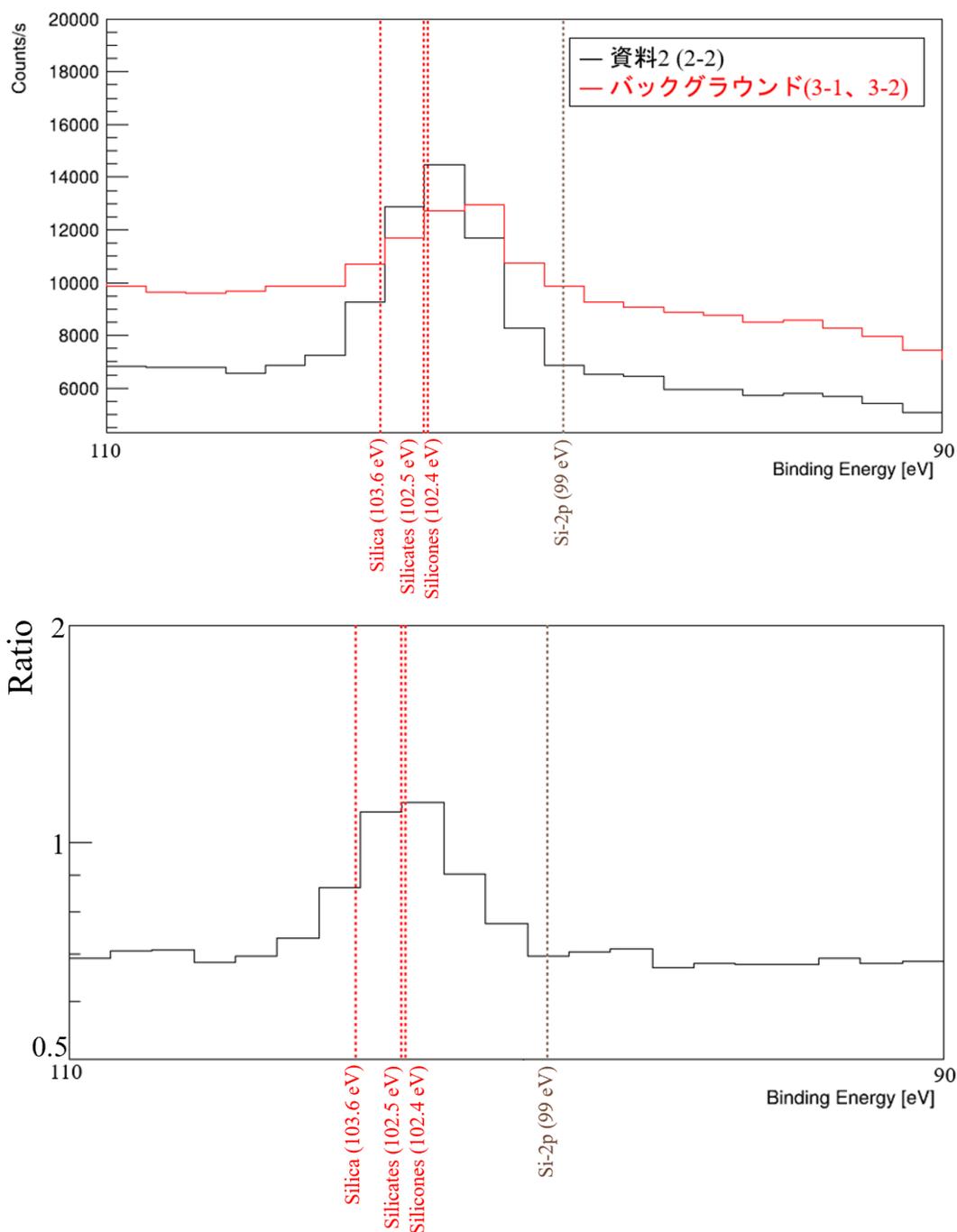


図 5.22: Si-2p のピーク付近における資料2とバックグラウンド領域のスペクトルの比較 (上) とこれらの比 (下). 純粋な Si-2p の領域に対し高エネルギーの領域が増加している.

おらず、今回の測定によって他実験と同様にフッ素化合物が付着しているといった結論を出すことはできない。CF₄はドライエッチングに使用されるガスであり、SiをC-F系のガスプラズマでエッチングをする際にC-F系プラズマ重合膜がSi表面に形成されることが知られている [77]。しかし、今回の測定ではC-F系の増加は見られなかったため、C-F化合物の膜形成は考えにくい。また、SiO₂が付着している場合チャージアップによりガスゲインの低下を引き起こすが、今回の測定で使用したGEMのガスゲインの顕著な劣化は確認していない。これは、付着物自体は存在しているが現状の利用条件の範囲内では影響がないことを示唆している。一方で、将来衛星等で長時間運用をする際にはこの付着物が運用に悪影響を与える可能性がある。そのため、今後長時間、高強度の運用試験やSMILE-3フライト後のGEMでの試験を行い、ガスゲインがCF₄環境下の長期間動作でどのように推移するか、Fの堆積は発生するか、エッチングはどの程度存在するのかといった調査を進めていく必要がある。

第 6 章 まとめ

6.1 まとめ

銀河中心領域で観測される電子陽電子対消滅線を生じさせる陽電子の起源については、天体から暗黒物質まで多様な起源が提唱されているが、いまだ特定には至っていない。天の川銀河での空間分布取得、他の銀河での電子陽電子対消滅線を観測することでその起源に迫ることができる。我々が開発する ETCC はガス TPC を用いて電子飛跡を取得することでガンマ線到来方向を一意に決定できる望遠鏡であり、広い視野、高い角度分解能、強力な雑音除去性能を備え、電子陽電子対消滅線のような広がった放射の観測に適している。現在、我々は科学観測気球実験 SMILE-3 を進めており、電子陽電子対消滅線と系内拡散ガンマ線の空間分布、系内拡散ガンマ線と系外拡散ガンマ線のエネルギースペクトルから暗黒物質と原始ブラックホールの存在に迫る。そのために前回気球実験 SMILE-2+ と比較して角度分解能を 2 ~ 3 倍、有効面積を 5 ~ 10 倍向上させ、感度を約 10 倍改善することを目指している。本研究では有効面積の拡大を目指し、散乱体ガスの調査を行った。単体ではガスゲインが小さく利用が困難な CF_4 を主成分としたガスの利用のために、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ 、 Xe 、 $\text{Ar-CF}_4\text{-isoC}_4\text{H}_{10}$ (分圧比 95:3:2) との混合を行い、混合比とガスゲインの関係を調査した。測定では GEM 及び $\mu\text{-PIC}$ の放電による故障を防ぐために、 α 線を用いたガスゲイン測定手法を新たに開発し、印加電圧を低く抑えた状態でのガス探索可能にした。測定の結果いずれのガスも混合によりガスゲインが向上することを確認した。 $\text{Ar-CF}_4\text{-isoC}_4\text{H}_{10}$ (分圧比 95:3:2) との混合ガスは混合比の増加に伴いガスゲインが単調増加した一方で $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ との混合ガスは $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ の混合比率が 10% 程度で緩やかなピーク構造を持つことが確認できた。 Xe も混合によりガスゲインは増加したが、その増加量は $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ と大きく変わらず、原子番号及びドリフト速度の観点から Xe は混合ガスの候補から除外した。また、 α 線ガス探索実験で発生した GEM 及び $\mu\text{-PIC}$ の白い変色の原因を調査するために XPS を用いた表面分析を実施した。ビーム径 222 μm のアルミニウムの $\text{K}\alpha$ 線を 200 s 照射し、変色部とそれ以外の部分でスペクトルを比較した。変色部では O と Si の増加、Cu と N の減少が確認され、そのピークシフトから C-O 化合物及び Si-O 化合物の表面への付着が示唆された。一方で 2 か所存在した変色部で F の増加が確認できたのは片方のみであった。そのため、 CF_4 を用いた Si のドライエッチングで見られる C-F 化合物膜の形成や、他の

実験で報告される F 化合物の付着は考えにくい。また SiO_2 が付着するとチャージアップによりガスゲインが劣化するが、顕著なガスゲインの劣化は見られなかったため、ガス探索実験の運用時間スケールではその影響はないことが分かった。

6.2 今後の展望

今回の実験によって CF_4 を主成分とした混合ガスの混合比とガスゲインの関係が明らかになったが、MIP 信号の取得はまだできていない。そのため、今回計測した混合ガスに対して MIP の測定実験を実施し MIP の取得可能性を検証する必要がある。また、有効面積拡大のためにガスの高圧化も考えており、1 気圧環境下で MIP 信号を取得できるガスに対し、気圧を変化させながら MIP の取得可能性について検証する必要がある。実際に使用するガスは、有効面積、飛程、飛跡の拡散を総合的に考慮し、混合比と気圧を決定する。

また、変色が確認された GEM や μ -PIC は今回の運用時間スケールではその影響はないが、将来衛星等で長時間運用をする際にはこの付着物が運用に悪影響を与える可能性がある。そのため、今後長時間、高強度の運用試験や SMILE-3 フライト後の GEM での試験を行い、ガスゲインが CF_4 環境下の長期間動作でどのように推移するか、F の堆積は発生するか、エッチングはどの程度存在するのかといった調査を進めていく必要がある。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、指導教員の高田淳史准教授には大変お世話になりました。物理のことを何も知らない私に対し、ゼロから暖かく、時には厳しく指導を頂き大変感謝しております。佐藤太陽君は実験機器等の機械にとっても詳しく、同期でありながらも目標となる存在でした。塚本博丈さんは同じ研究グループの後輩として、たくさんの実験のノウハウを教えてくださいました。米田浩基さんは MeV ガンマ線の知識だけでなく、同じ MeV ガンマ線実験を行っている他の実験グループとのつながりを作ってくださいました。大変感謝しております。阿部光さんとは実験の話や理論はもちろんのこと、私の趣味であるモータースポーツについて熱い議論を交わすことができ、とても楽しかったです。小野田晴樹君は研究に対する意欲がとても高く、モチベーションの高さを見習っています。奥村佐那さんは UVSOR 実験の際に不甲斐ない私と共に実験を行っていただきとても感謝しています。加藤寛之君は同部屋でいつも面白い話ができとても楽しかったです。上林暉君はいつも明るく研究に紳士的で、人間として見習うべき姿勢として励みになりました。小俣雄矢君は底なしに明るく、暗い気分になったときでも明るい気分させてくれました。上村悠介君は独特な雰囲気がとても興味深く、研究室に来るモチベーションの一つになっていました。中山和哉君は全ての仕事が早く正確で、墮落しがちな私にとって前から引っ張ってくれる貴重な存在でした。同部屋の内田敦也君には些細な話にも付き合ってくれてとても楽しかったです。辻直希さんは研究の話や雑談をするだけでなく、居室環境の整備を常に行っていたため、大変感謝しております。神戸大学の身内賢太郎教授、東野聡助教、生井凌太さん、高橋真斗さんには XPS での表面実験の実施を協力していただきました。ガス TPC の aging に関する知識についても共有していただき、大変感謝しております。最後に、宇宙線研究室の皆さんのおかげで毎日楽しく研究を行うことができ、大変感謝しております。

参考文献

- [1] W. N. Johnson, III, F. R. Harnden, Jr., and R. C. Haymes. The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region. *ApJL*, 172:L1, February 1972.
- [2] M. Leventhal, C. J. MacCallum, and P. D. Stang. Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction. *ApJL*, 225:L11–L14, October 1978.
- [3] G. H. Share, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, D. C. Massina, W. R. Purcell, E. L. Chupp, D. J. Forrest, and C. Reppin. SMM Detection of Diffuse Galactic 511 keV Annihilation Radiation: Erratum, August 1988.
- [4] N. Prantzos, C. Boehm, A. M. Bykov, R. Diehl, K. Ferrière, N. Guessoum, P. Jean, J. Knoedlseder, A. Marcowith, I. V. Moskalenko, A. Strong, and G. Weidenspointner. The 511 keV emission from positron annihilation in the Galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 83(3):1001–1056, July 2011.
- [5] A. Ore and J. L. Powell. Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair. *Physical Review*, 75(11):1696–1699, June 1949.
- [6] R. L. Kinzer, W. R. Purcell, W. N. Johnson, J. D. Kurfess, G. Jung, and J. Skibo. OSSE observations of positron annihilation in the Galactic plane. *A&AS*, 120:317–320, December 1996.
- [7] Thomas Siebert, Roland Diehl, Gerasim Khachatryan, Martin G. H. Krause, Fabrizia Guglielmetti, Jochen Greiner, Andrew W. Strong, and Xiaoling Zhang. Gamma-ray spectroscopy of positron annihilation in the Milky Way. *A&A*, 586:A84, February 2016.
- [8] W. R. Purcell, L.-X. Cheng, D. D. Dixon, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, M. Leventhal, M. A. Saunders, J. G. Skibo, D. M. Smith, and J. Tueller. OSSE Mapping of Galactic 511 keV Positron Annihilation Line Emission. *ApJ*, 491(2):725–748, December 1997.
- [9] P. A. Milne, J. D. Kurfess, R. L. Kinzer, and M. D. Leising. Comparative studies of line and continuum positron annihilation radiation. In Steven Ritz, Neil Gehrels, and Chris R. Shrader, editors, *Gamma 2001: Gamma-Ray Astrophysics*, volume 587 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 11–15. AIP, October 2001.
- [10] Georg Weidenspointner, Gerry Skinner, Pierre Jean, Jürgen Knödseder, Peter von Ballmoos, Giovanni Bignami, Roland Diehl, Andrew W. Strong, Bertrand Cordier, Stéphane Schanne, and Christoph Winkler. An asymmetric distribution of positrons in the Galactic disk revealed by γ -rays. *Nature*, 451(7175):159–162, January 2008.
- [11] Hiroki Yoneda, Thomas Siebert, and Saurabh Mittal. Imaging the positron annihilation line with 20 years of INTEGRAL/SPI observations. *A&A*, 702:A220, October 2025.
- [12] Thomas Siebert. The Positron Puzzle. *Ap&SS*, 368(4):27, April 2023.

- [13] NuDat 3.0, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>. (Accessed 15 January 2026).
- [14] Meng Wang, W.J. Huang, F.G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi. The ame 2020 atomic mass evaluation (ii). tables, graphs and references*. *Chinese Physics C*, 45(3):030003, mar 2021.
- [15] Kyungjin Ahn and Eiichiro Komatsu. Dark matter annihilation: The origin of cosmic gamma-ray background at 1-20MeV. *Phys. Rev. D*, 72(6):061301, September 2005.
- [16] Hiroyasu Tajima, Shin Watanabe, Yasushi Fukazawa, Roger Blandford, Teruaki Enoto, Andrea Goldwurm, Kouichi Hagino, Katsuhiro Hayashi, Yuto Ichinohe, Jun Kataoka, Jun'ichiro Katsuta, Takao Kitaguchi, Motohide Kokubun, Philippe Laurent, François Lebrun, Olivier Limousin, Grzegorz M. Madejski, Kazuo Makishima, Tsunefumi Mizuno, Kunishiro Mori, Takeshi Nakamori, Toshio Nakano, Kazuhiro Nakazawa, Hirofumi Noda, Hirokazu Odaka, Masanori Ohno, Masayuki Ohta, Shinya Saito, Goro Sato, Rie Sato, Shin'ichiro Takeda, Hiromitsu Takahashi, Tadayuki Takahashi, Takaaki Tanaka, Yasuyuki Tanaka, Yukikatsu Terada, Hideki Uchiyama, Yasunobu Uchiyama, Kazutaka Yamaoka, Yoichi Yatsu, Daisuke Yonetoku, and Takayuki Yuasa. Design and performance of Soft Gamma-ray Detector onboard the Hitomi (ASTRO-H) satellite. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4:021411, April 2018.
- [17] Bernard Carr, Kazunori Kohri, Yuuiti Sendouda, and Jun'ichi Yokoyama. Constraints on primordial black holes. *Reports on Progress in Physics*, 84(11):116902, November 2021.
- [18] S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J. J. Hernández-Rey, C. Lourenço, A. Masoni, M. Mikhasenko, R. E. Mitchell, C. Patrignani, C. Schwanda, S. Spanier, G. Venanzoni, C. Z. Yuan, K. Agashe, G. Aielli, B. C. Allanach, J. Alvarez-Muñiz, M. Antonelli, E. C. Aschenauer, D. M. Asner, K. Assamagan, H. Baer, Sw. Banerjee, R. M. Barnett, L. Baudis, C. W. Bauer, J. J. Beatty, J. Beringer, A. Bettini, O. Biebel, K. M. Black, E. Blucher, R. Bonventre, R. A. Briere, A. Buckley, V. D. Burkert, M. A. Bychkov, R. N. Cahn, Z. Cao, M. Carena, G. Casarosa, A. Cecucci, A. Cerri, R. S. Chivukula, G. Cowan, K. Cranmer, V. Crede, O. Cremonesi, G. D'Ambrosio, T. Damour, D. de Florian, A. de Gouvêa, T. DeGrand, S. Demers, Z. Demiragli, B. A. Dobrescu, M. D'Onofrio, M. Doser, H. K. Dreiner, P. Eerola, U. Egede, S. Eidelman, A. X. El-Khadra, J. Ellis, S. C. Eno, J. Erler, V. V. Ezhela, A. Fava, W. Fetscher, B. D. Fields, A. Freitas, H. Gallagher, T. Gershon, Y. Gershtein, T. Gherghetta, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Goodman, C. Grab, A. V. Gritsan, C. Grojean, D. E. Groom, M. Grünewald, A. Gurtu, H. E. Haber, M. Hamel, S. Hashimoto, Y. Hayato, A. Hebecker, S. Heinemeyer, K. Hikasa, J. Hisano, A. Höcker, J. Holder, L. Hsu, J. Huston, T. Hyodo, Al. Ianni, M. Kado, M. Karliner, U. F. Katz, M. Kenzie, V. A. Khoze, S. R. Klein, F. Krauss, M. Kreps, P. Križan, B. Krusche, Y. Kwon, O. Lahav, L. P. Lellouch, J. Lesgourgues, A. R. Liddle, Z. Ligeti, C.-J. Lin, C. Lippmann, T. M. Liss, A. Lister, L. Littenberg, K. S. Lugovsky, S. B. Lugovsky, A. Lusiani, Y. Makida, F. Maltoni, A. V. Manohar, W. J. Marciano, J. Matthews, U.-G. Meißner, I.-A. Melzer-Pellmann, P. Mertsch, D. J. Miller, D. Milstead, K. Mönig, P. Molaro, F. Moortgat, M. Moskvic, N. Nagata, K. Nakamura, M. Narain, P. Nason, A. Nelles, M. Neubert, Y. Nir, H. B. O'Connell, C. A. J. O'Hare, K. A. Olive, J. A. Peacock, E. Pianori, A. Pich, A. Piepke, F. Pietropaolo, A. Pomarol, S. Pordes, S. Profumo, A. Quadt, K. Rabbertz, J. Rademacker, G. Raffelt, M. Ramsey-Musolf, P. Richardson, A. Ringwald, D. J. Robinson, S. Roesler, S. Rolli, A. Romaniouk, L. J. Rosenberg, J. L. Rosner, G. Rybka, M. G. Ryskin, R. A. Ryutin, B. Safdi, Y. Sakai, S. Sarkar, F. Sauli, O. Schneider, S. Schönert, K. Scholberg, A. J. Schwartz, J. Schwiening, D. Scott, F. Sefkow, U. Seljak, V. Sharma, S. R. Sharpe, V. Shiltsev, G. Signorelli, M. Silari, F. Simon, T. Sjöstrand, P. Skands, T. Skwarnicki, G. F. Smoot, A. Soffer, M. S. Sozzi, C. Spiering, A. Stahl, Y. Sumino, F. Takahashi, M. Tanabashi, J. Tanaka, M. Taševský, K. Terao, K. Terashi, J. Terning, U. Thoma, R. S. Thorne, L. Tiator, M. Titov, D. R. Tovey, K. Trabelsi, P. Urquijo, G. Valencia, R. Van de Water, N. Varelas, L. Verde, I. Vivarelli, P. Vogel, W. Vogelsang, V. Vorobyev, S. P. Wakely, W. Walkowiak, C. W. Walter, D. Wands, D. H. Weinberg, E. J. Weinberg, N. Wermes,

- M. White, L. R. Wiencke, S. Willocq, C. L. Woody, R. L. Workman, W.-M. Yao, M. Yokoyama, R. Yoshida, G. Zanderighi, G. P. Zeller, R.-Y. Zhu, S.-L. Zhu, F. Zimmermann, P. A. Zyla, J. Anderson, M. Kramer, P. Schaffner, and W. Zheng. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 110:030001, Aug 2024.
- [19] Mathieu Boudaud and Marco Cirelli. Voyager 1 e^\pm Further Constrain Primordial Black Holes as Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 122(4):041104, February 2019.
- [20] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement 3rd edition*. John Wiley & Sons Inc, 2001.
- [21] NIST, XCOM, <https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>. (Accessed 2 January 2026).
- [22] ESA. Integral’s uses coded-mask techniques to study gamma rays, https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2003/04/Integral_s_uses_coded-mask_techniques_to_study_gamma-rays. (Accessed 31 December 2025).
- [23] G. Vedrenne, J.-P. Roques, V. Schönfelder, P. Mandrou, G. G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, J. Knödlseider, G. Skinner, P. Jean, F. Sanchez, P. Caraveo, B. Teegarden, P. von Ballmoos, L. Bouchet, P. Paul, J. Matteson, S. Boggs, C. Wunderer, P. Leleux, G. Weidenspointner, Ph. Durouchoux, R. Diehl, A. Strong, M. Cassé, M. A. Clair, and Y. André. SPI: The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 411:L63–L70, November 2003.
- [24] E. Churazov, R. Sunyaev, J. Isern, J. Knödlseider, P. Jean, F. Lebrun, N. Chugai, S. Grebenev, E. Bravo, S. Sazonov, and M. Renaud. Cobalt-56 γ -ray emission lines from the type Ia supernova 2014J. *Nature*, 512(7515):406–408, August 2014.
- [25] 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. *ApJS*, 86:657, June 1993.
- [26] G. Weidenspointner, M. Varendorff, U. Oberlack, D. Morris, S. Plüschke, R. Diehl, S. C. Kappadath, M. McConnell, J. Ryan, V. Schönfelder, and H. Steinle. The COMPTEL instrumental line background. *A&A*, 368:347–368, March 2001.
- [27] 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*, volume 9144 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 91440H, July 2014.
- [28] Tomonori Ikeda, Tatsuya Sawano, Naomi Tsuji, and Yoshitaka Mizumura. Systematic Biases from ARM-Based Sensitivity and Imaging in Compton Cameras. *arXiv e-prints*, page arXiv:2506.18659, June 2025.
- [29] 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, January 2023.
- [30] Toru Tanimori. MeV gamma-ray imaging spectroscopic observation for galactic center and cosmic background MeV gammas by smile-2+ balloon experiment, 2020.

- [31] J. M. Ryan. Astrophysics challenges of MeV-astronomy instrumentation. *New A Rev.*, 48(1-4):199–204, February 2004.
- [32] Volker Schönfelder. Lessons learnt from COMPTEL for future telescopes. *New A Rev.*, 48(1-4):193–198, February 2004.
- [33] Till Sawala, Meri Teeriaho, and Peter H Johansson. The local group’s mass: probably no more than the sum of its parts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 521(4):4863–4877, March 2023.
- [34] The GRAVITY Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., Bauböck, M., Berger, J. P., Bonnet, H., Brandner, W., Clénet, Y., Coudé du Foresto, V., de Zeeuw, P. T., Dexter, J., Duvert, G., Eckart, A., Eisenhauer, F., Förster Schreiber, N. M., Garcia, P., Gao, F., Gendron, E., Genzel, R., Gerhard, O., Gillessen, S., Habibi, M., Haubois, X., Henning, T., Hippler, S., Horrobin, M., Jiménez-Rosales, A., Jocou, L., Kervella, P., Lacour, S., Lapeyrère, V., Le Bouquin, J.-B., Léna, P., Ott, T., Paumard, T., Perraut, K., Perrin, G., Pfuhl, O., Rabien, S., Rodriguez Coira, G., Rousset, G., Scheithauer, S., Sternberg, A., Straub, O., Straubmeier, C., Sturm, E., Tacconi, L. J., Vincent, F., von Fellenberg, S., Waisberg, I., Widmann, F., Wieprecht, E., Wierzorrek, E., Woillez, J., and Yazici, S. A geometric distance measurement to the galactic center black hole with 0.3 *AA*, 625:L10, 2019.
- [35] Adam G. Riess, Jürgen Fliri, and David Valls-Gabaud. Cepheid period-luminosity relations in the near-infrared and the distance to m31 from thehubble space telescopewide field camera 3. *The Astrophysical Journal*, 745(2):156, January 2012.
- [36] Laura L. Watkins, Roeland P. van der Marel, and Paul Bennet. The mass of the large magellanic cloud from the three-dimensional kinematics of its globular clusters, 2024.
- [37] G. Pietrzyński, D. Graczyk, A. Gallenne, W. Gieren, I. B. Thompson, B. Pilecki, P. Karczmarek, M. Górski, K. Suchomska, M. Taormina, B. Zgirski, P. Wielgórski, Z. Kołaczowski, P. Konorski, S. Villanova, N. Nardetto, P. Kervella, F. Bresolin, R. P. Kudritzki, J. Storm, R. Smolec, and W. Narloch. A distance to the large magellanic cloud that is precise to one per cent. *Nature*, 567(7747):200–203, March 2019.
- [38] Antoine Dumont, Anil C. Seth, Jay Strader, David J. Sand, Karina Voggel, Allison K. Hughes, Denija Crnojević, Duncan A. Forbes, Mario Mateo, and Sarah Pearson. Investigating the dark matter halo of ngc 5128 using a discrete dynamical model. *Astronomy amp; Astrophysics*, 685:A132, May 2024.
- [39] Gretchen L. H. Harris, Marina Rejkuba, and William E. Harris. The distance to ngc 5128 (centaurus a). *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27(4):457–462, 2010.
- [40] J. Tomsick, S. Boggs, A. Zoglauer, D. H. Hartmann, M. Ajello, E. Burns, C. Fryer, C. Karwin, C. Kierans, A. Lowell, J. Malzac, J. Roberts, P. Saint-Hilaire, A. Shih, T. Siegert, C. Sleator, T. Takahashi, F. Tavecchio, E. Wulf, J. Beechert, H. Gulick, A. Joens, H. Lazar, E. Neights, J. C. Martinez Oliveros, S. Matsumoto, T. Melia, H. Yoneda, M. Amman, D. Bal, P. von Ballmoos, H. Bates, M. Böttcher, A. Bulgarelli, E. Cavazzuti, H. K. Chang, C. Chen, C. Y. Chu, A. Ciabattini, L. Costamante, L. Dreyer, V. Fioretti, F. Fenu, S. Gallego, G. Ghirlanda, E. Grove, C. Y. Huang, P. Jean, N. Khatiya, J. Knödseder, M. Kraus, M. Leising, T. Lewis, J. Lommler, L. Marcotulli, I. Martinez Castellanos, S. Mittal, M. Negro, S. Al Nussirat, K. Nakazawa, U. Oberlack, D. Palmore, G. Panebianco, N. Parmiggiani, S. Pike, F. Rogers, H. Schutte, Y. Sheng, A. Smale, J. R. Smith, A. Trigg, T. Venters, Y. Watanabe, and H. Zhang. The Compton Spectrometer and Imager. In *38th International Cosmic Ray Conference*, page 745, September 2024.

- [41] Atsushi Takada, Taito Takemura, Kei Yoshikawa, Yoshitaka Mizumura, Tomonori Ikeda, Yuta Nakamura, Ken Onozaka, Mitsuru Abe, Kenji Hamaguchi, Hidetoshi Kubo, Shunsuke Kurosawa, Kentaro Miuchi, Kaname Saito, Tatsuya Sawano, and Toru Tanimori. 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*, 930(1):6, apr 2022.
- [42] Tsuguo Aramaki, Per Ola Hansson Adrian, Georgia Karagiorgi, and Hirokazu Odaka. Dual mev gamma-ray and dark matter observatory - grams project. *Astroparticle Physics*, 114:107–114, 2020.
- [43] Regina Caputo, Marco Ajello, Carolyn A. Kierans, Jeremy S. Perkins, Judith L. Racusin, Luca Baldini, Matthew G. Baring, Elisabetta Bissaldi, Eric Burns, Nicholas Cannady, Eric Charles, Rui M. Curado da Silva, Ke Fang, Henrike Fleischhack, Chris Fryer, Yasushi Fukazawa, J. Eric Grove, Dieter Hartmann, Eric J. Howell, Manoj Jadhav, Christopher M. Karwin, Daniel Kocevski, Naoko Kurahashi, Luca Latronico, Tiffany R. Lewis, Richard Leys, Amy Lien, Lea Marcotulli, Israel Martinez-Castellanos, Mario Nicola Mazziotta, Julie McEnery, Jessica Metcalfe, Kohta Murase, Michela Negro, Lucas Parker, Bernard Philips, Chanda Prescod-Weinstein, Soebur Razzaque, Peter S. Shawhan, Yong Sheng, Tom A. Shutt, Daniel Shy, Clio Sleator, Amanda L. Steinhebel, Nicolas Striebig, Yusuke Suda, Donggeun Tak, Hiro Tajima, Janeth Valverde, Tonia M. Venters, Zorawar Wadiasingh, Richard S. Woolf, Eric A. Wulf, Haocheng Zhang, and Andreas Zoglauer. All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory eXplorer mission concept. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8:044003, October 2022.
- [44] Atsushi Takada, Hidetoshi Kubo, Hironobu Nishimura, Kazuki Ueno, Kaori Hattori, Shigeto Kabuki, Shunsuke Kurosawa, Kentaro Miuchi, Eiichi Mizuta, Tsutomu Nagayoshi, Naoki Nonaka, Yoko Okada, Reiko Orito, Hiroyuki Sekiya, Atsushi Takeda, and Toru Tanimori. Observation of diffuse cosmic and atmospheric gamma rays at balloon altitudes with an electron-tracking compton camera. *The Astrophysical Journal*, 733(1):13, apr 2011.
- [45] 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*, 810(1):28, aug 2015.
- [46] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl. Approximations to multiple coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1):6–10, 1991.
- [47] 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純化システムの開発. Master's thesis, 京都大学, January 2018.
- [48] PDG, Atomic and Nuclear Properties of Materials for more than 300 materials, <https://pdg.lbl.gov/2017/AtomicNuclearProperties/>. (Accessed 23 January 2026).
- [49] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura. 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*, 471(1):264–267, 2001. Imaging 2000.
- [50] F. 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*, 386(2):531–534, 1997.

- [51] 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*, 560(2):418–424, 2006.
- [52] T. Mizumoto, Y. Matsuoka, Y. Mizumura, T. Tanimori, H. Kubo, A. Takada, S. Iwaki, T. Sawano, K. Nakamura, S. Komura, S. Nakamura, T. Kishimoto, M. Oda, S. Miyamoto, T. Takemura, J. D. Parker, D. Tomono, S. Sonoda, K. Miuchi, and S. Kurosawa. 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 A*, 800:40–50, November 2015.
- [53] 塚本 博丈. 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. Master's thesis, 京都大学, January 2025.
- [54] Atsushi Takada and Toru Tanimori. 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—. *RADIOISOTOPES*, 68(12):865–875, 2019.
- [55] Tomonori Ikeda, Toru Tanimori, Atsushi Takada, Taito Takemura, Kei Yoshikawa, Yuta Nakamura, Ken Onozaka, Mitsuru Abe, and Yoshitaka Mizumura. Observation of the Galactic Center in the Sub-MeV Gamma-Ray Band with an Electron-Tracking Compton Camera. *arXiv e-prints*, page arXiv:2509.15851, September 2025.
- [56] M. Abe, T. Tanimori, A. Takada, Y. Mizumura, S. Komura, T. Kishimoto, T. Takemura, K. Yoshikawa, Y. Nakamura, Y. Nakamasu, T. Taniguchi, K. Onozaka, K. Saito, T. Mizumoto, S. Sonoda, J. D. Parker, K. Miuchi, and T. Sawano. Development of a μ -PIC with glass substrate aiming at high gas gain. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 1498 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012002. IOP, April 2020.
- [57] Cern. Magboltz, <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>. (Accessed 2 January 2026).
- [58] G. F. Reinking, L. G. Christophorou, and S. R. Hunter. Studies of total ionization in gases/mixtures of interest to pulsed power applications. *Journal of Applied Physics*, 60(2):499–508, 07 1986.
- [59] 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, January 2022.
- [60] Tadeusz Kowalski. Manifestation of the penning effect in gas proportional counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 735:528–531, 2014.
- [61] Ju. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kuzminov, N. Ya. Osetrova, S. I. Panasenko, and S. S. Ratkevich. Characteristics of proportional counter filled with CF_4 and Xe additions. *arXiv e-prints*, pages nucl-ex/0206007, June 2002.
- [62] L. G. Christophorou, J. K. Olthoff, and M. V. V. S. Rao. Electron interactions with cf_4 . *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 25(5):1341–1388, 09 1996.
- [63] Tsutomu Nagayoshi, Hidetoshi Kubo, Kentaro Miuchi, Reiko Orito, Atsushi Takada, Atsushi Takeda, Toru Tanimori, Masaru Ueno, Oleg Bouianov, and Marina Bouianov. Development of μ -pic and its imaging properties. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 525(1):20–27, 2004. Proceedings of the International Conference on Imaging Techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry.

- [64] 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*, 805:2–24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.
- [65] 阿部 光. 豪州気球実験 SMILE-2+によるかに星雲の観測とガラス基板を用いたガス飛跡検出器の開発. Master's thesis, 京都大学, February 2020.
- [66] 高橋 慶在. 電子飛跡検出型 MeV γ 線コンプトンカメラに用いるガスの組成最適化と高圧化. Master's thesis, 京都大学, February 2010.
- [67] NIST, ESTAR, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. (Accessed 21 January 2026).
- [68] Live Chart of Nuclides, <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>. (Accessed 21 January 2026).
- [69] James F.Ziegler. SRIM TRIM, <http://www.srim.org/>. (Accessed 2 January 2026).
- [70] 宮本 奨平. 電子飛跡検出型コンプトンカメラの飛跡解析方法の改良による角度分解能の向上. Master's thesis, 京都大学, February 2016.
- [71] N. Abgrall, B. Andrieu, P. Baron, P. Bene, V. Berardi, J. Beucher, P. Birney, F. Blaszczyk, A. Blondel, C. Bojecho, M. Boyer, F. Cadoux, D. Calvet, M.G. Catanesi, A. Cervera, P. Colas, X. De La Broise, E. Delagnes, A. Delbart, M. Di Marco, F. Druillolle, J. Dumarchez, S. Emery, L. Escudero, W. Faszer, D. Ferrere, A. Ferrero, K. Fransham, A. Gaudin, C. Giganti, I. Giomatari, J. Giraud, M. Goyette, K. Hamano, C. Hearty, R. Henderson, S. Herlant, M. Ieva, B. Jamieson, G. Jover-Mañas, D. Karlen, I. Kato, A. Konaka, K. Laihem, R. Langstaff, M. Laveder, A. Le Coguie, O. Le Dortz, M. Le Ross, M. Lenckowski, T. Lux, M. Macaire, K. Mahn, F. Masciocchi, E. Mazzucato, M. Mezzetto, A. Miller, J.-Ph. Mols, L. Monfregola, E. Monmarthe, J. Myslik, F. Nizery, R. Openshaw, E. Perrin, F. Pierre, D. Pierrepont, P. Poffenberger, B. Popov, E. Radicioni, M. Ravonel, J.-M. Raymond, J.-L. Ritou, M. Roney, S. Roth, F. Sánchez, A. Sarrat, R. Schroeter, A. Stahl, P. Stamoulis, J. Steinmann, D. Terhorst, D. Terront, V. Tvaskis, M. Usseglio, A. Vallereau, G. Vasseur, J. Wendland, G. Wikström, and M. Zito. Time projection chambers for the t2k near detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 637(1):25–46, 2011.
- [72] Masato Takahashi, Sei Ban, Weiyuan Li, Atsuhiko Ochi, Wataru Ootani, Atsushi Oya, Hiromu Suzuki, and Kensuke Yamamoto. Radiation hardness studies of RPC based on diamond-like carbon electrodes for MEG II experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1066:169509, September 2024.
- [73] M. Poli Lener, M. Alfonsi, G. Bencivenni, D. Brundu, A. Cardini, P. De Simone, M. Giovannetti, F. Murtas, G. Morello, D. Pinci, A. T. Perez, D. Raspino, and S. Sgobba. Irradiation effects on GEM detectors operated at RUN1 and RUN2 at the LHCb experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1066:169579, September 2024.
- [74] F Fallavollita, D Fiorina, and J A Merlin. Advanced aging study on triple-gem detectors. *Journal of Physics: Conference Series*, 1498(1):012038, apr 2020.
- [75] ULVAC-PHI. , INCORPORATED, ULVAC-PHI, INC. TOP, 2025, https://www.ulvac-phi.com/en/?lang=en_US. (Accessed 31 December 2025).
- [76] XPS (X線光電子分光) データベース, <http://xpsdb.s324.xrea.com/>. (Accessed 31 December 2025).

- [77] 三宅 潔 and 奥平 定之. ドライエッチング法による微細加工. 電気化学および工業物理化学, 50(7):592-597, 1982.