

2022年度 修士論文

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

2023年2月17日

京都大学
理学研究科物理学・宇宙物理学専攻物理学第二分野宇宙線研究室

小林 滉一郎

要旨

銀河中心領域における電子・陽電子対消滅線は1970年代に気球実験により発見されて以降 [1]、現在も陽電子の起源は不明なままである。SPI/INTEGRAL の観測から推された空間分布モデルでは、バルジ領域に数十度と大きく丸く分布するとされており [2]、他波長で観測される放射強度分布とは大きく異なる。陽電子起源が天体活動にあれば銀河面に沿った強度分布が期待される一方、暗黒物質 (DM: Dark Matter) の対消滅や原始ブラックホール (PBH: Primordial Black holes) の Hawking 放射が起源であれば質量分布に依存する強度分布となるため、電子・陽電子対消滅線の空間分布は陽電子の起源探索に大きく影響する。しかしながら、subMeV における観測は雑音優位でかつ光子の到来方向も決まらないため、大きな空間広がりをもつ放射を精度よく測定できていない。我々はこの状況を打開するため電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC: Electron-Tracking Compton Camera) を開発している。ETCC は MeV で優位なコンプトン散乱を捉える検出器であり、散乱体としてガス飛跡検出器 (TPC: Time Projection Chamber) を、散乱ガンマ線の吸収体としてシンチレーション検出器 (PSA: Pixel Scintillator Arrays) を使用しており、2度の気球実験で雑音を強力に排除でき、広い視野で天体観測できることを実証した。現在 ETCC による気球実験 (SMILE 計画) の次期計画 SMILE-3 に向け検出器開発を行っており、前回の SMILE-2+ から有効面積 5~10 倍、空間分解能 (PSF) 2~3 倍を目標にしており、達成できれば SMILE-3 では約 1 カ月の観測で対消滅線の分布から陽電子起源が解明できると期待されている。有効面積向上のためには ETCC の TPC 充填ガスの選択が重要であり、雑音事象となる光電吸収を低減かつコンプトン散乱確率を上げる、軽元素分子ガスが望ましいため CF_4 ガスが 1 つの候補となっている。一方 CF_4 は非弾性散乱断面積が大きく電子吸着が起きやすいというデメリットがありゲインが出にくい。今回は軽元素で高利得が狙える Ne- CF_4 (50:50) 2 気圧で動作条件を洗い出し、初の信号取得に成功し、ゲイン測定では最小電離粒子 (MIP: Minimum ionization Particle) の飛跡が見えるという要求値以上のゲインが確認できた。また、ETCC の測定を行ったところ、Ne- CF_4 2 気圧で初めてのガンマ線イメージングに成功した。PSF を定義する指標の 1 つである散乱角の決定精度 (ARM) は 7.6° を達成し、SMILE-2+ よりも約 1.5 倍良くなったが、もう 1 つの指標である散乱平面の決定精度 (SPD) はあまり良くない結果となった。これは、本実験で用いた μ -PIC の検出面積が小さく反跳方向の決定が難しい短い飛跡しか検出できなかったためと考えている。今後、大面積の μ -PIC を使用することで、ARM に加え SPD と PSF についても SMILE-2+ と比較・評価を行う。

目次

第1章 MeVガンマ線天文学	3
1.1 電子・陽電子対消滅線	3
1.2 光子と物質の相互作用	7
1.3 従来のMeVガンマ線検出器	8
1.3.1 コーデッドマスク法	9
1.3.2 従来型コンプトン法	10
1.3.3 多重コンプトン法	14
第2章 電子飛跡検出型コンプトンカメラとSMILE計画	17
2.1 ETCCの測定原理	18
2.1.1 入射ガンマ線の再構成と角度分解能	18
2.1.2 ETCCの雑音除去能力	19
2.1.3 ETCCのPSF(空間分解能)	21
2.2 ETCCの検出器に求められること	21
2.2.1 散乱体	21
2.2.2 吸収体	23
2.3 SMILE計画	26
第3章 ETCC用ガス飛跡検出器の開発	30
3.1 ガス検出器の動作原理	30
3.1.1 ガス検出器の信号取得	30
3.1.2 電子のドリフト速度と拡散	33
3.1.3 比例計数領域の電子雪崩による電子増幅	34
3.1.4 充填ガス	36
3.2 位置感度のあるガス検出器	37
3.2.1 様々なMPGD	37
3.2.2 TPC(3次元位置感度検出器)への応用	46
3.3 μ -PICを使ったTPCの開発	48
3.3.1 TPCの動作原理	48
3.3.2 TPCの読み出しシステム	50
3.4 ETCCに適したTPC充填ガスの条件	54
3.5 CF_4 を用いた散乱体ガスの調査	56
3.5.1 3気圧耐性容器	56
3.5.2 TPCのデータ収集システム	59
3.5.3 ガス利得	60

第4章 ETCCモードでの測定	72
4.1 セットアップ	72
4.2 ETCCモードのデータ収集	73
4.3 TPCのガスゲインとドリフト速度の決定方法	75
4.4 イベント選択方法とイメージング	77
4.5 考察	80
第5章 まとめと今後	84
5.1 まとめ	84
5.2 今後	84
謝辞	86
参考文献	86

第1章 MeVガンマ線天文学

MeVガンマ線のサイエンスとして、超新星爆発時に生成される重い元素の合成現場の解明や元素合成の際に作られる放射性同位体の核ガンマ線の観測、銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線の分布、活動銀河核やガンマ線バーストなど多くの観測対象がある。一方で多波長での観測が進んでいる中、MeVガンマ線の観測が進んでいないのが現状である。原因としては、非常にバックグラウンドが多いことや、散乱優位のエネルギー帯域のため入射光子の情報を失いがちであることが挙げられる。本章では、MeVガンマ線のサイエンスの1つである電子・陽電子対消滅線について詳細を述べた後、光子と物質の相互作用を説明し、MeVガンマ線観測を進展させるために、これまで用いられてきた観測手法とその検出器について述べる。

1.1 電子・陽電子対消滅線

電子とその反物質である陽電子が衝突した際、数本の光子を放出する。電子と陽電子が結合したとき、ポジトロニウムと呼ばれる準安定状態を形成する場合があるが、最終的には対消滅して光子を放出する。ポジトロニウムには、電子と陽電子のスピンの向きによってパラポジトロニウム (p -Ps) とオルソポジトロニウム (o -Ps) の2種類の状態が存在し、異なる性質がある。 p -Psは電子と陽電子のスピンの向きが逆向きの状態 (スピン量子数 $s=0$) であり、 o -Psは電子と陽電子のスピンの向きが揃っている状態 (スピン量子数 $s=1$) である。角運動量保存則に従って崩壊するため2つのPsの崩壊モードには違いがあり、 p -Psは偶数本のガンマ線 (主に2本) に崩壊し、 o -Psは奇数本のガンマ線 (主に3本) に崩壊する。そのため、 p -Psの崩壊ではほぼすべてが back-to-back の511 keVのガンマ線を、 o -Psの崩壊によるガンマ線は連続スペクトルになる。銀河系内511 keVの放射の最初の観測は、1970年代初頭に気球飛行により得られた [1]。ヨウ化ナトリウムシンチレーション検出器を用いて、 473 ± 30 keVのエネルギーで 1.8×10^{-3} ph cm⁻²s⁻¹のフラックスでスペクトル過剰を観測し、Johnsonらはこの信号の起源を電子陽電子対消滅と挙げたが、観測されたエネルギーが511 keVと大きくずれていることから、放射性崩壊によるものと結論づけたため、陽電子起源には迫れなかった [1]。のちにこのエネルギーのずれは検出器のエネルギー分解能が悪いことによる、511 keVの輝線と511 keV以下の連続成分の分離ができていなかったためと分かったため、エネルギー分解能が良いゲルマニウム検出器を使った気球実験によって、511 keVの輝線と連続成分の分離に成功した [3]。その後、HEAO-3によって銀河系の対消滅線が時間変動しているというフラックスが得られたが [4]、SMMの観測 [5] やHEAO-3による追観測 [6] では時間変動が見られなかったことから、それぞれ別の視野で観測したことによる放射強度の違いと断定され、時間変動は見られないという結果になった [7]。1991年にはCGROが打ち上げられ、OSSE平行分光器が搭載されるまで511 keVの空間分布は全く把握されていなかったが、1997年になりようやく初めての511 keVの空間分布が作成された (図1.1)。図1.1には、経度1~2°、緯度6~12°に位置する上に伸びる成分があり、Positive Latitude Enhancement (PLE) として注目を浴びたが、観測の非一様性による全天マップの偏りであると示唆され、のちの対消滅線による連続放射の観測から否定された [9]。OSSEの観測によってかなりの進展が見られたものの、陽電

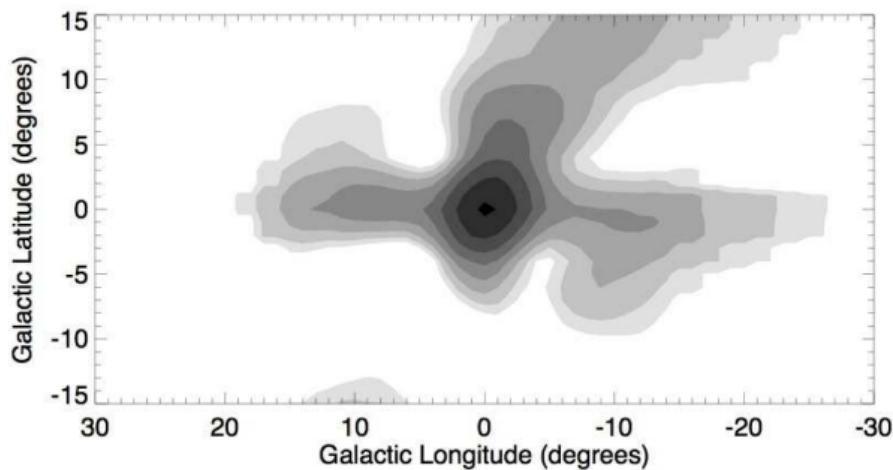


図 1.1: OSSE の観測により得られた 511 keV の空間分布 [8]

子の起源は依然として不明なままだった。511 keV の放射がバルジに強く集中していることから、Ia 型超新星爆発で生成された放射性 ^{56}Co の β^+ 崩壊が陽電子の主な発生源であると考えた人もいた [10] [11]。銀河系ディスクからの放射は、一般に様々な星によって生成された ^{26}Al , ^{56}Co , ^{44}Ti の β^+ 崩壊に起因すると考えられていた [12] [13]。実際、 ^{26}Al は 1979/1980 年の HEAO-C データで 1809 keV の γ 線により銀河系内部から既に検出されており [14]、銀河系内の陽電子生成への寄与が確立されていた。

SPI/INTEGRAL によって対消滅線の空間分布が作成された (図 1.2) [15]。バルジ領域からの放

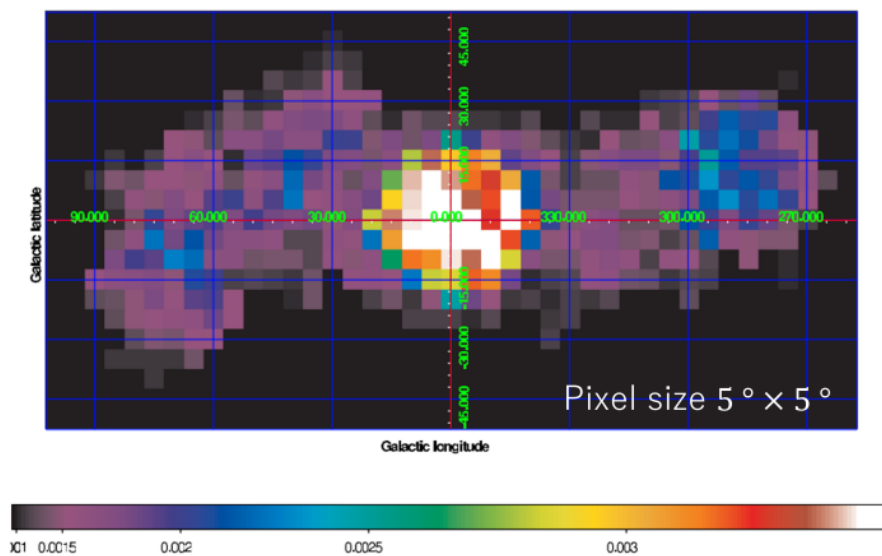


図 1.2: SPI による電子・陽電子対消滅線強度の空間分布 [15]

射強度が強く、銀河面での放射強度の比はおおよそ 1.4 倍と見積もられた。図 1.3 は SPI の観測から推察された対消滅線の空間分布モデルであり、バルジ領域に数十度と大きく丸く分布するとされている。これは他波長で観測される天体由来の放射強度分布と大きく異なっている。

^{26}Al の β^+ 崩壊は陽電子起源の候補の 1 つである [16]。銀河中心領域で観測されたエネルギースペクトルから対消滅の際、ポジトロニウムを形成していると判明しているため、中性水素から

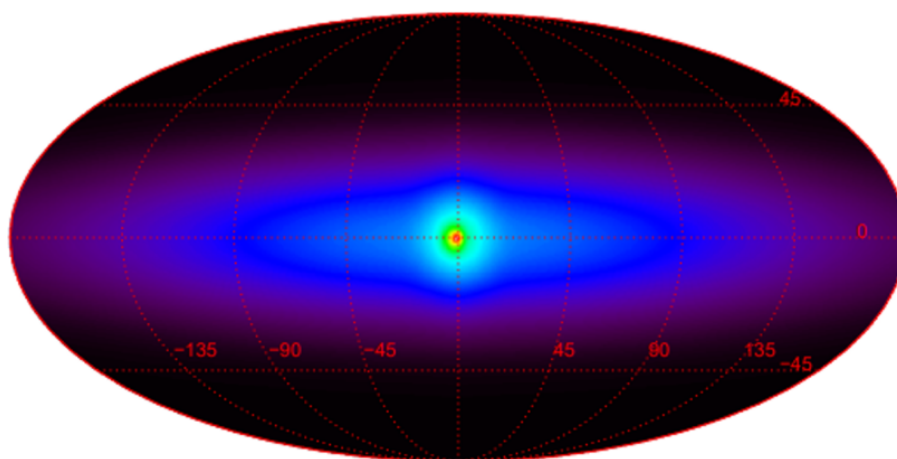


図 1.3: SPI の観測データを説明する電子陽電子対消滅線の空間分布モデル [2]

電子を奪うためには陽電子の運動エネルギーは $10\sim 100$ eV になっている必要がある。 ^{26}Al の β^+ 崩壊の Q 値は 1 MeV 程であるため、冷却する必要があるが、MeV の陽電子は冷却時間が長いから、比較的陽電子を冷却できるダスト中に ^{26}Al があって陽電子が生成されていれば、対消滅線の分布は ^{26}Al からの 1.809 MeV のガンマ線分布とほとんど変わらないことが予想される。 ^{26}Al からの 1.809 MeV の最初のマップは COMPTEL/CGRO によって得られた (図 1.4) [17]。 ^{26}Al の分布

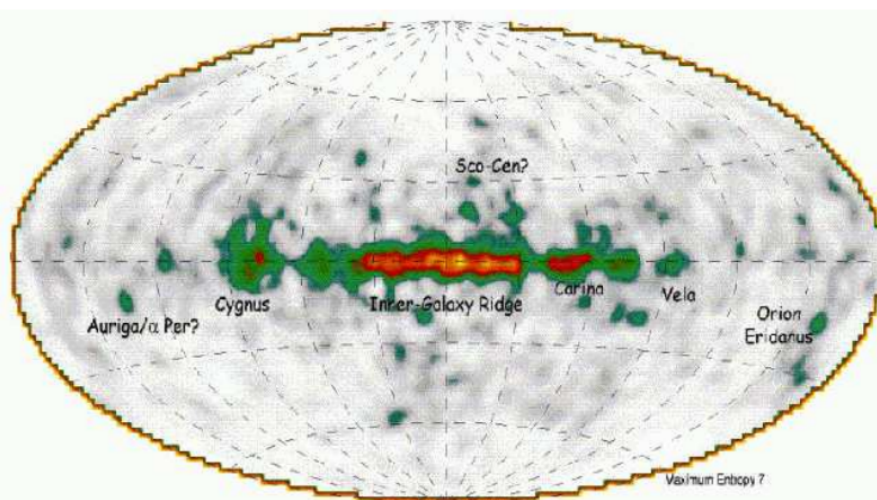


図 1.4: COMPTEL(9 年間) で観測された ^{26}Al の 1.809 MeV の全天マップ [17]

は銀河面に集中した分布と局所的に強度が強くなっている領域がある。COMPTEL の ^{26}Al の全天マップをもとに、SPI は銀河系内の ^{26}Al からのガンマ線を観測し、COMPTEL と矛盾しない観測となった [18]。

このように陽電子起源がいくつか考えられているが、いまだに起源は明確になっていない。陽電子起源が天体活動である場合、銀河面に沿った領域で強い放射が見られると期待されており、ダークマターの対消滅線や原始ブラックホールのホーキング放射が起源だとすれば、質量分布に依存した放射強度になると考えられている。陽電子起源の解明には、電子陽電子対消滅線の空間分布の観測が重要である。そのためには、空間分解能がよく、イベント数が必要である。従来のコン

プトン法を用いた MeV ガンマ線検出器では、入射ガンマ線の到来方向を 1 体 1 に決定できず、他波長の検出器に比べ、角度分解能が非常に悪かった。対消滅線の詳細な空間分布を知るためには、角度分解能の優れた高感度な検出器を開発する必要がある。

1.2 光子と物質の相互作用

光子と物質の相互作用は大きく 3 つあり、光電吸収・コンプトン散乱・電子-陽電子対生成である。本節ではこれらの相互作用の基本的な性質について確認する。

光電吸収とは、入射光子が原子に吸収され軌道電子が放出される反応である。その光電吸収断面積は放出される電子の軌道によって異なり、K 殻電子の場合の光電吸収断面積 σ_K は、

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_0^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 $Z, r_0, \alpha, m_e, c, E_\gamma$ はそれぞれ原子番号、古典電子半径、電磁気の結合定数、電子の静止質量、光速、入射光子のエネルギーである。相対論的效果を考慮すると

$$\sigma_K = 4\pi\alpha^4 Z^5 r_0^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^5 \left[\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2-1}} \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2-1}} \right) \right] \quad (1.2)$$

となる。ここで、 γ はローレンツ因子である。光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーより小さい場合、電子を電離することができないため、各軌道の束縛エネルギーに対応した断面積のエネルギー依存性にはエッジが存在する (図 1.5)。放出される電子の軌道によって Z 依存性が変化し、一般的に原子番号の 4~5 乗に比例する。原子核の作る電場が重要となるため、同じ電子数のガス分子であっても核電荷の小さな原子で構成されているほど光電吸収は起きにくい。

次にコンプトン散乱とは、光子と電子の弾性散乱のことを指す。散乱光子のエネルギー E_γ と反跳された電子のエネルギー K_e は、入射光子のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ を用いて、エネルギー・運動量保存則から、

$$E_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (1.3)$$

$$K_e = E_0 - E_\gamma = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0 \quad (1.4)$$

と求まる。散乱光子の角度分布は微分散乱断面積に対するクライン-仁科の式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (1.5)$$

で与えられる。ここで $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$ である。コンプトン散乱は電子との散乱のため、断面積は物質中の電子数 Z に比例する。図 1.6 は様々なエネルギーの入射光子に対するコンプトン散乱角度の相対確率分布を示しており、入射光子のエネルギーが電子静止質量 (= 511 keV) 程度以上に高くなると相対論的效果によって、前方散乱の確率が増えていく。

最後に電子・陽電子対生成とは、エネルギーが電子質量 511 keV の 2 倍である 1022 keV を超えるガンマ線が原子核の電場と相互作用するとき起きる反応である。原子核の作るクーロンポテンシャルの深さにより断面積が決まり、 $\sigma \propto Z^2$ となる。

光電吸収や電子-陽電子対生成は、原子核によるクーロンポテンシャルとの相互作用であるため物質を構成する原子の原子番号によって断面積の大きさが決まる。一方、コンプトン散乱は電子との相互作用であるため単純に、物質中の電子数によって決まる。気体の場合は体積当たりの分子数が一定となるため、気体分子ひとつ当たりの電子数にコンプトン散乱断面積が比例する。コンプトン散乱を利用するガス検出器の有効面積は気体分子あたりの電子数に依存する。よって、軽元素によって構成される多原子分子ガスが最適となる。

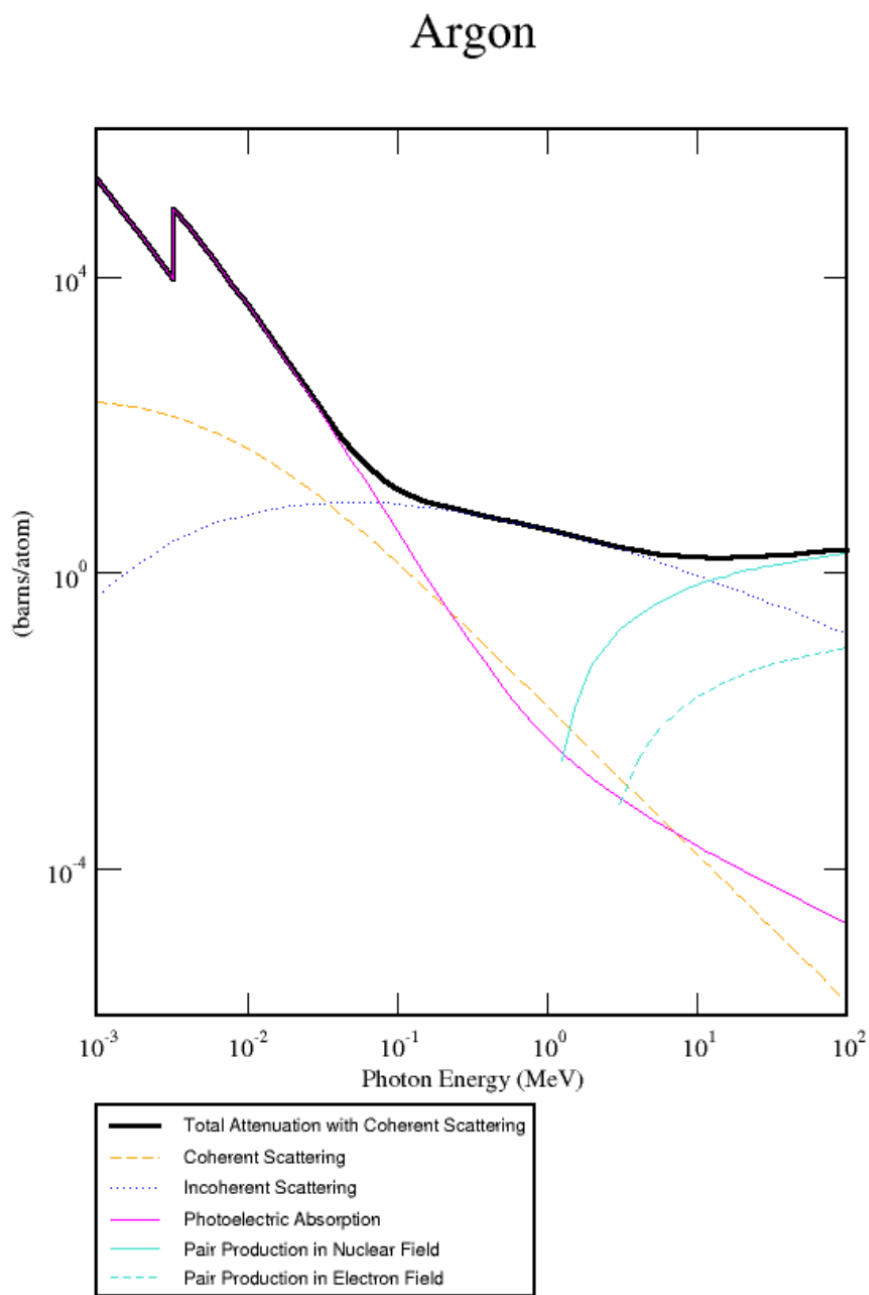


図 1.5: Ar に対する光子の反応断面積 [19]

1.3 従来の MeV ガンマ線検出器

天文学において、入射光子の到来方向とエネルギーの情報を取得することは極めて重要である。光学的なイメージングは、鏡による集光によって光子の到来方向を 1 対 1 に決定することができる。それに対して、MeV ガンマ線は波長が $\sim 10^{-12}\text{m}$ と短く、鏡による集光ができず、イメージングが難しい。さらに、MeV 帯域のガンマ線はコンプトン散乱優位なエネルギーであるため、散乱後のガンマ線と反跳電子のエネルギーと方向をそれぞれ捉えなければ入射ガンマ線の到来方向を 1 対 1 に決定することはできない。また宇宙線と衛星筐体の相互作用によるバックグラウンドも多く、MeV ガンマ線観測が進んでいない。本節では、多量なバックグラウンドが存在する MeV

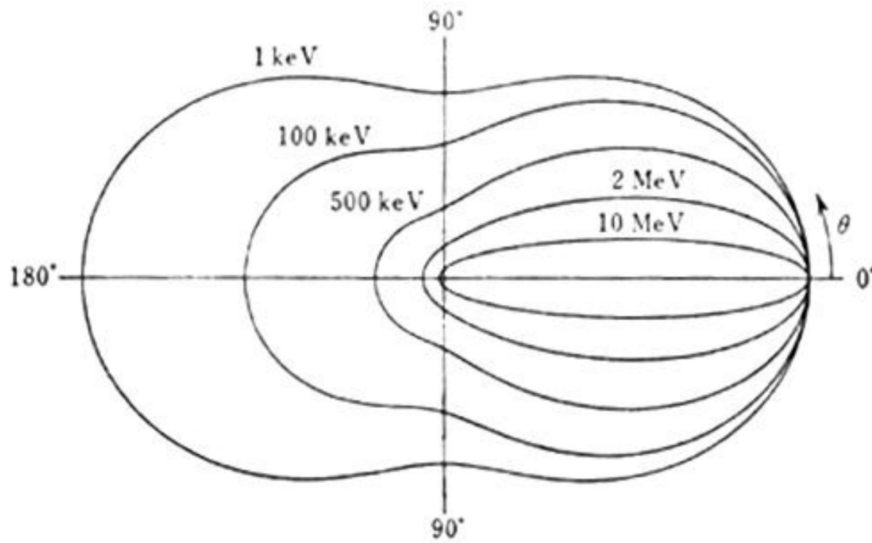


図 1.6: コンプトン散乱確率の散乱角 ϕ に対する依存性 [20]

ガンマ線観測の従来の手法とその検出器について述べる。

1.3.1 コーデッドマスク法

ガンマ線イメージング手法の 1 つにピンホールカメラというものがあり、これはごく小さな口径のコリメータと位置感度型検出器を使うことで入射光子の到来方向が得られるものであるが、空間分解能をよくするためには口径を小さくする必要があるため、有効面積が稼げないというデメリットがあった。そこでピンホールカメラの応用として、ピンホールの代わりに図 1.7 の上部のようなマスクパターンを用いることで多孔式ピンホールカメラを実現し有効面積の問題を解決する手法、コーデッドマスク法が用いられるようになった。図 1.8 のように、検出層にできるパターン化されたマスクによってガンマ線の到来方向を推定できる。 i を検出層でガンマ線が吸収された位置を表す添え字、 j をガンマ線の到来方向を表す添え字としたとき、符号化されたマスクの開口は、ガンマ線の透過 (=1)、不透過 (=0) を成分とするマスクパターン行列 (M_{ij}) で定義される。検出層での位置 i での計数は、 j 方向から到来したガンマ線の個数を s_j 、位置 i におけるバックグラウンド計数を b_i としたとき、

$$d_i = M_{ij}s_j + b_i \quad (1.6)$$

となる。ガンマ線イメージは (1.6) 式を s_i について解くことで得られるが s_j と b_i が未知数であり方程式の数より多いため一般には解けない。解くには $s_j \gg b_i \approx 0$ でなくてはならないのでバックグラウンド除去が特に重要となる。MeV ガンマ線観測で使用するためには、光電吸収断面積がガンマ線のエネルギーの $-7/2$ 乗に比例することから非常に分厚いマスクが必要となる。しかし、分厚いマスクはガンマ線のコンプトン散乱も引き起こすため、到来方向とエネルギーの情報を失ったガンマ線がバックグラウンドとなるのが欠点である。

INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) 衛星 (図 1.9) に搭載された SPectrometer for INTEGRAL (SPI) はこのコーデッドマスク法を使った検出器である (図 1.7) [21]。3 cm 厚のタングステン製コリメータを使用し、Ge 半導体検出器が 19 個設置されている (図 1.10)。また、バックグラウンド除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが周囲に配置されている。Ge 半導体検出器を用いているため、1.33 MeV のガンマ線に対して 2.5

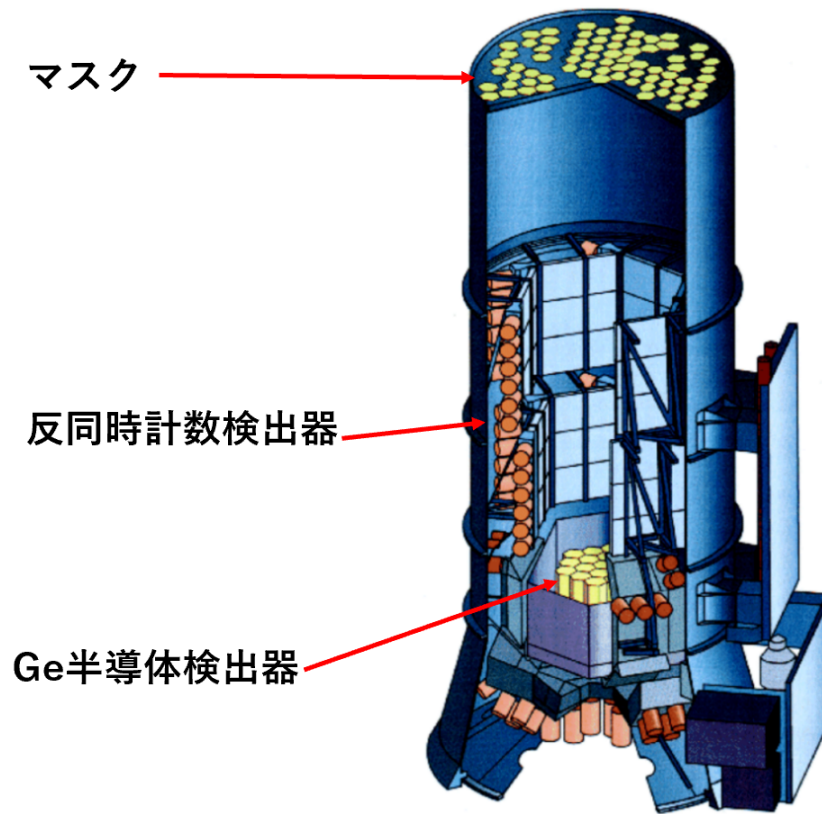


図 1.7: SPI 全体図 [21]

keV(FWHM) の非常に良いエネルギー分解能を持っており、ラインガンマ線の観測に限れば衛星に搭載された MeV 帯域のガンマ線望遠鏡の中で最も高い感度を持つ [21]。一方で、SPI はマスクの重量が 150 kg、反同時計数検出器が 500 kg、Ge 半導体検出器が 20 kg 全体としては 1309 kg と非常に重い検出器である [21]。これほど多量の反同時計数検出器を備えていながら、600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例しか報告されていない [22]。その理由として符号化開口部でコンプトン散乱してエネルギーと到来方向の情報を失ったガンマ線が雑音として観測されてしまうということ [23] と、反同時計数用の BGO シンチレータに含まれる Bi などからの崩壊ガンマ線が雑音になってしまうということが挙げられる [23]。

1.3.2 従来型コンプトン法

コンプトン法とは入射ガンマ線が検出器内で起こしたコンプトン散乱の散乱点・反跳電子の運動エネルギー・散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを測定することにより入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を円環状に再構成する手法である。この手法は、電子の反跳方向は取得しない。散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、反跳電子のエネルギーを K_e とすると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 とガンマ線の散乱角 ϕ は、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (1.7)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{K_e + E_\gamma} \right) \quad (1.8)$$

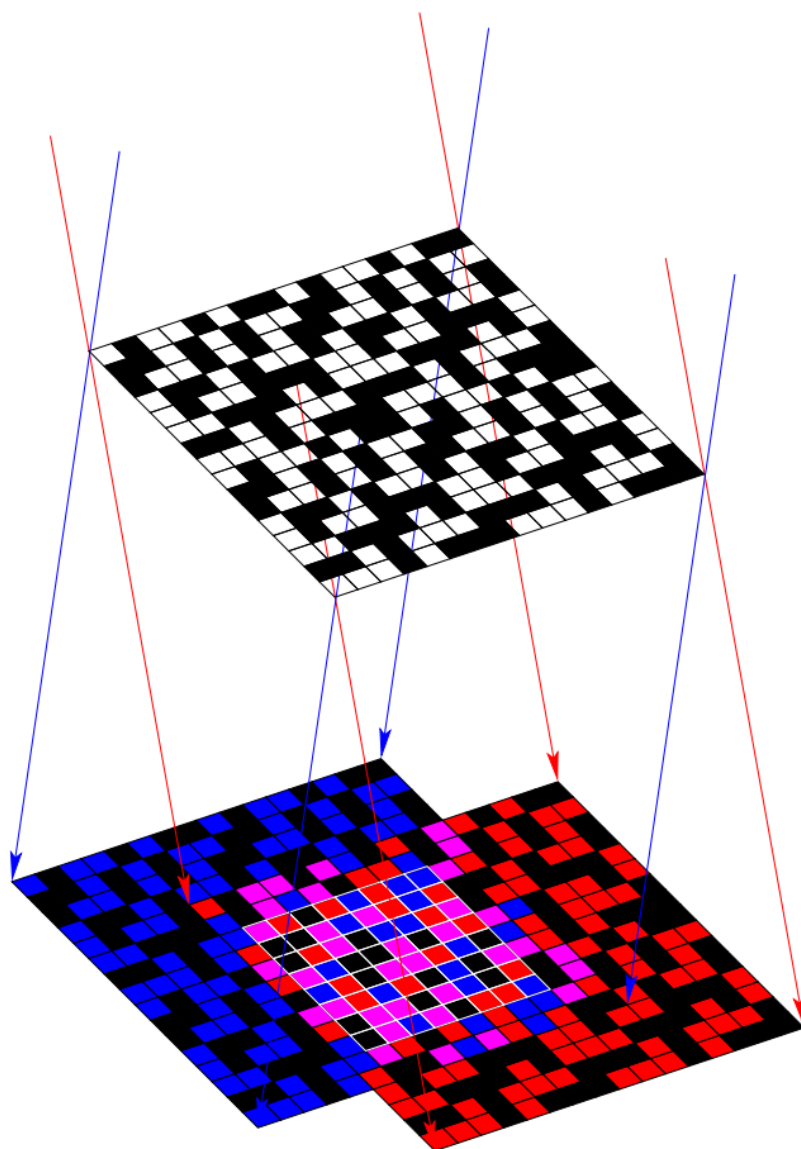


図 1.8: コーデッドマスク法の概念図 [21]

と求まる。しかし、この手法では入射・散乱ガンマ線の運動方向ベクトルが張る散乱平面を決定することができないため、到来方向は円環状の領域 (event circle) にしか制限できない。そのため、コンプトン法による到来ガンマ線のイメージングでは少なくとも 3 イベントの event circle の重ね書きによる統計的手法が必要となる。event circle の最も密に重なる領域がガンマ線源の位置と推定できるが線源位置以外にも多数の交点が存在し、偽の像 (ghost) が現れるという問題もある (図 1.11)。

MeV 帯域で最高の感度を持っている Imaging Compton Telescope (COMPTEL) がコンプトン法を使った検出器である (図 1.12) [24]。COMPTEL は Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) 衛星 (1991-2000) に搭載された 0.75 MeV から 30 MeV までの帯域に感度を持つガンマ線望遠鏡である [24]。COMPTEL の構成は散乱体として液体シンチレータ、散乱ガンマ線の吸収体として NaI シンチレータが使われており、反同時計数用のプラスチックシンチレータが全体の周りにある [24]。低軌道衛星である CGRO に搭載されているため、地磁気によって宇宙線由来の雑音

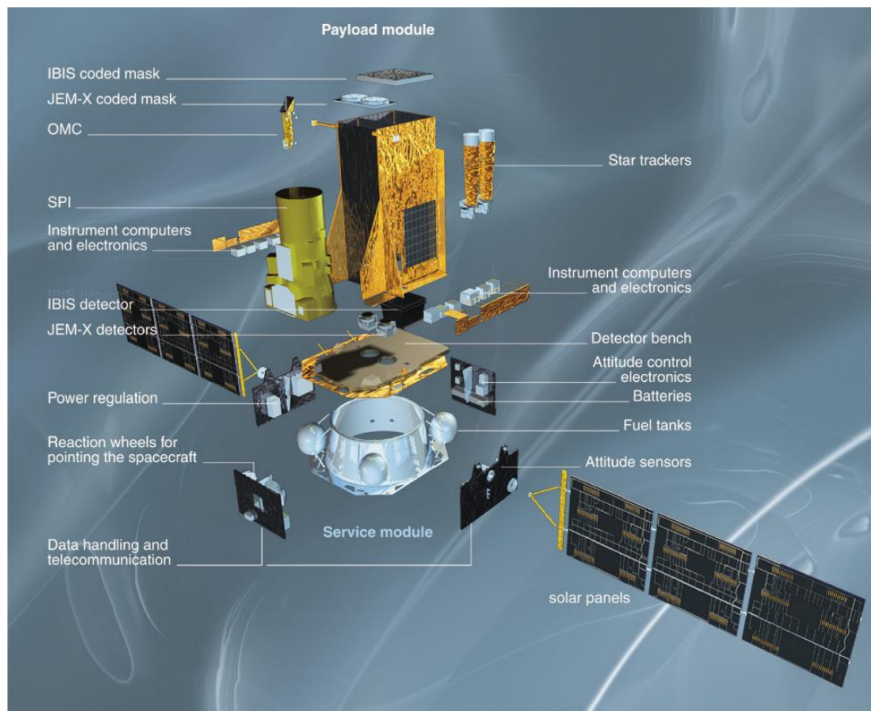


図 1.9: INTEGRAL 衛星 [21]

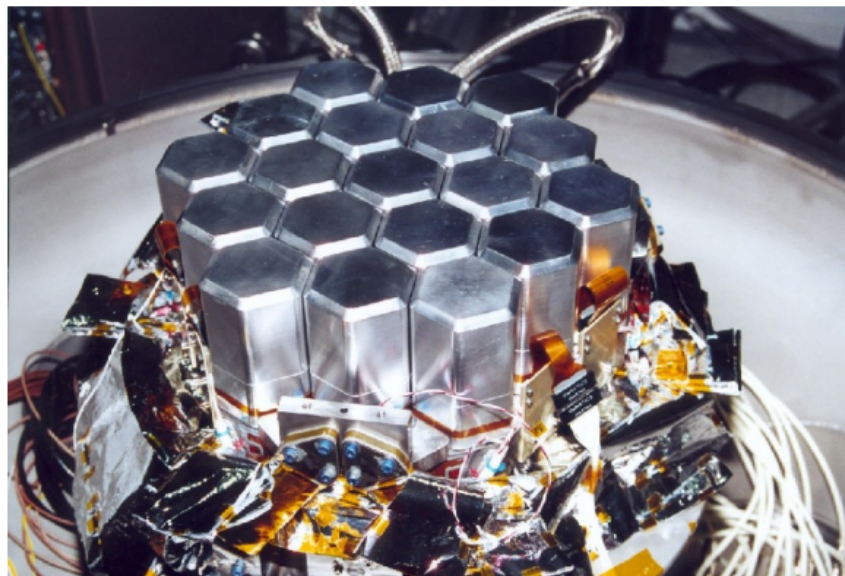


図 1.10: SPI の半導体検出器部分 [21]

低減する一方、宇宙線と地球大気の影響によって発生するガンマ線がバックグラウンドの一つとなる。そのため、COMPTEL では散乱体と吸収体を 1.58 m 離すことで信号発生のタイミング差 (Time of Flight: TOF) を発生させている。TOF を用いることで大気ガンマ線バックグラウンドを軽減している [25]。TOF や反同時計数検出器により、ある程度のバックグラウンドの除去が可能であったが衛星搭載時の COMPTEL の検出感度は地上試験よりも一桁悪い結果となってしまう

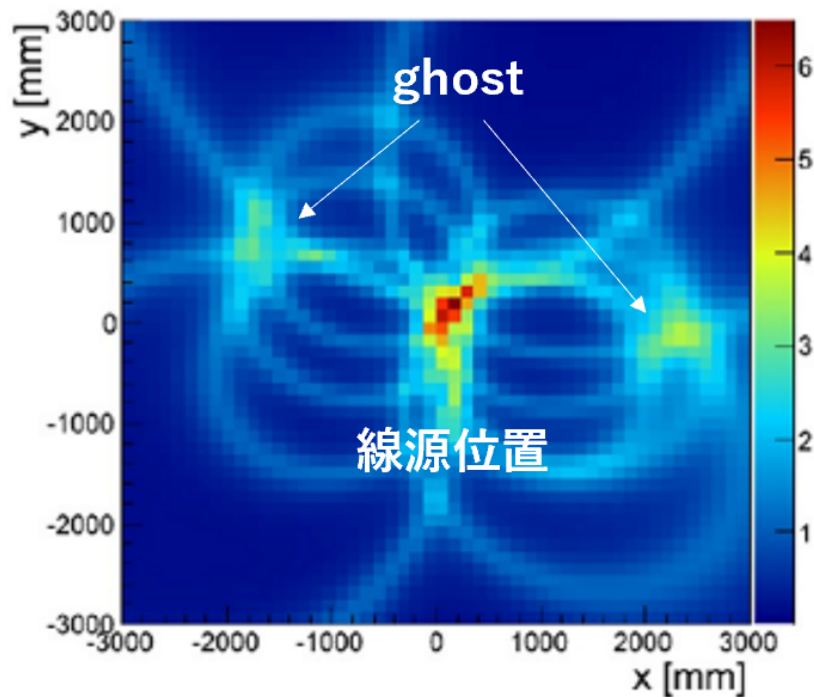


図 1.11: 線源位置と統計的手法により現れる偽の像 (ghost)

た [26]。そのため、定常天体の検出も 32 天体にとどまっている [27]。その原因としては衛星筐体から発生する多量のガンマ線が上げられる。筐体由来のバックグラウンドの詳細を示したのが図 1.13 である。図 1.13 中の A~F は異なる反応でのバックグラウンドであり、それぞれ

- A 検出器中の物質が中性子捕獲や放射性同位体の崩壊によって放出するガンマ線であり、散乱体より上方からの入射であるため、天体からのガンマ線と区別がつかない。
- B 検出器の周囲の物質が中性子捕獲や放射性同位体の崩壊によって放出するガンマ線だが、散乱体より下方からの入射であるため、散乱角で制限をかけることである程度落とすことができる。
- C 散乱体付近で 2 つ以上の光子が生成されることで生じるバックグラウンドであり、一方が D1 から D2 まで走るので TOF 分布の 5 ns あたりにピークをつくるため、天体からのガンマ線と区別つかない。
- D COMPTEL 以外の衛星で 2 つ以上の光子が生成されることで生じるバックグラウンドであり、TOF は広がった分布となる。
- E 生成源が完全に異なる 2 つの光子が散乱体と吸収体にランダムに入射することで生じるバックグラウンドで、広がった TOF 分布となる。
- F 高エネルギー宇宙線が衛星を通過するときに複数回相互作用することで生成される光子によるバックグラウンドであり、広がった TOF 分布となる。

その他のイベント。中性子が散乱体で光子を生成したり電子をはじいた後、吸収体と相互作用するイベントなど。

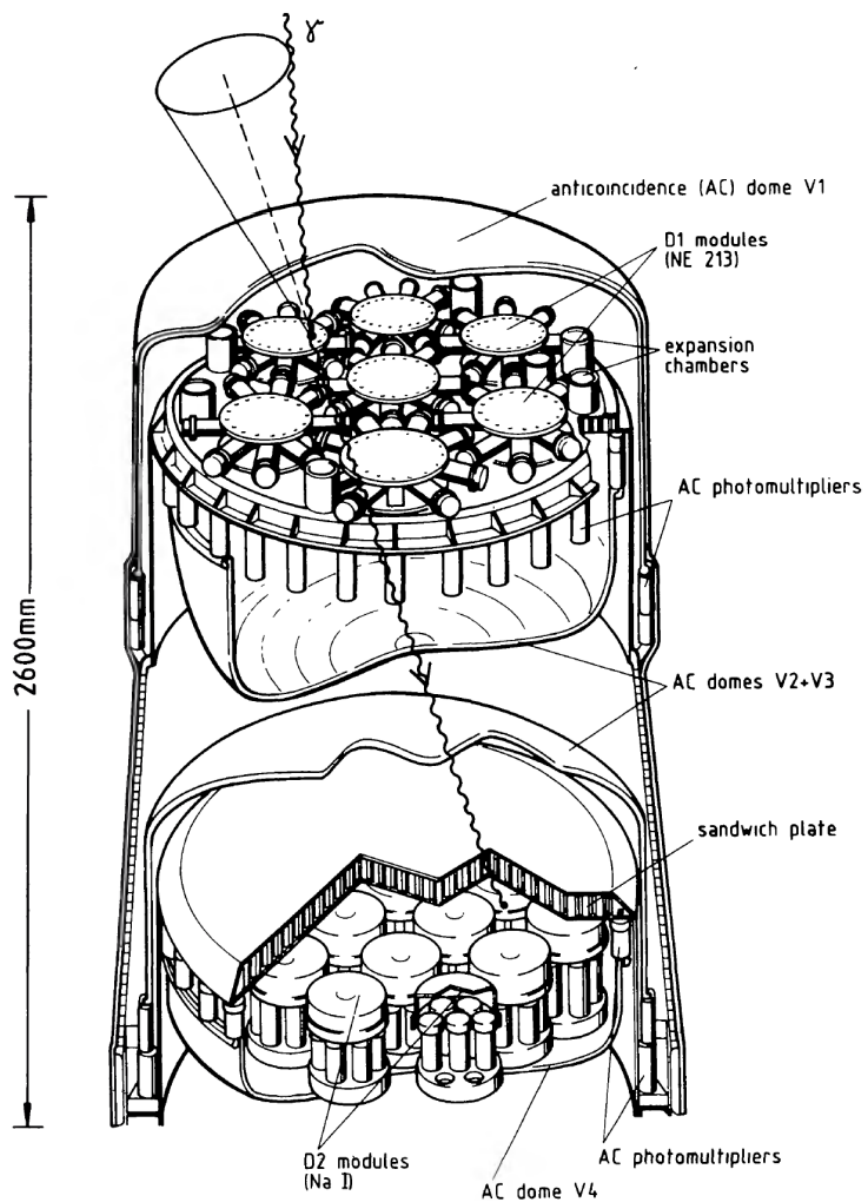


図 1.12: COMPTEL の構成図とコンプトン法によるガンマ線の検出 [24]

である。これらのバックグラウンドにおける TOF のシミュレーション結果を図 1.14 に示す [25]。真の信号である TOF が 5 ns 付近を選び出すことで多くの雑音低減にはつながるが、まだ多くの雑音が残ってしまい、雑音優位な状態であることが分かる。

1.3.3 多重コンプトン法

多重コンプトン法とは 検出器中で多数回コンプトン散乱した事象を検出する手法である。この手法では 3 回以上コンプトン散乱 (もしくは 2 回コンプトン散乱後に光電吸収) を起こした事象について、連続する 3 回の反応点 (1 回目: 散乱点、2 回目: 散乱点、3 回目: 散乱点もしくは光電吸収点) の位置関係から 2 回目の散乱における散乱角が決定できるため、散乱ガンマ線が検出器内部で光電吸収を起こさなかったとしても入射ガンマ線のエネルギーが完全に決まる [28]。3 回コンプ

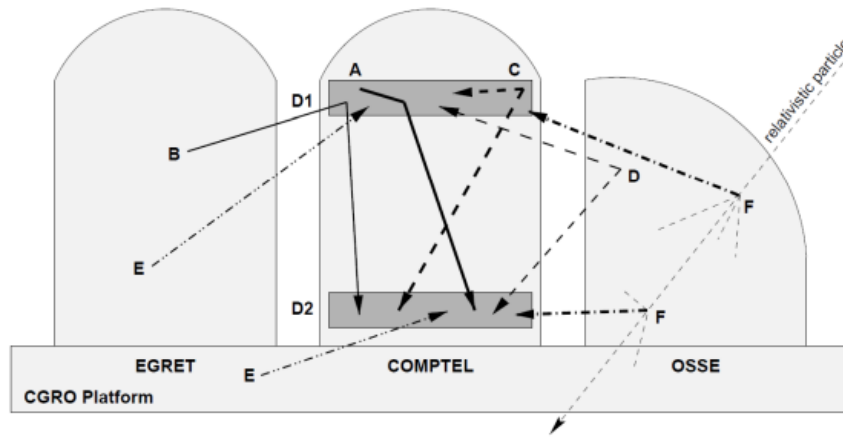


図 1.13: COMPTEL におけるバックグラウンドの概念図 [25]

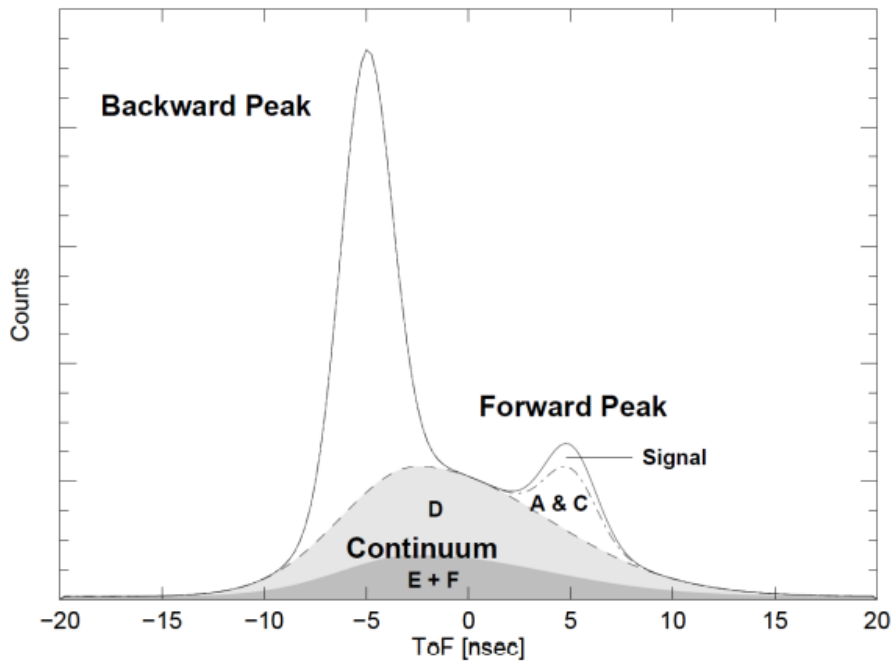


図 1.14: COMPTEL における TOF 分布 (シミュレーション) [25]

トン散乱を起こし、検出器外部へとガンマ線が抜け出た事象についての再構成は

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (1.9)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_0 - E_1} - \frac{1}{E_0} \right) \quad (1.10)$$

となる。また、 $\cos \phi_2$ は連続する 3 つの反応点から幾何的に求められる。ここで E は反跳電子のエネルギー、 ϕ はガンマ線散乱角であり、添え字は何回目のコンプトン散乱における物理量である

かを表している。しかし、1 回目のコンプトン散乱についてはコンプトン法同様に散乱平面を決定できないため、再構成された入射ガンマ線の到来方向は円環状になってしまう。また、コンプトン散乱点が増えるにつれ、その反応が起きた順番を決定することが難しくなるため、解析上実現可能なものは、散乱が 3 回以下のものがほとんどで、雑音が少ない場合しか顕著な検出はできない。

多重コンプトン法は Compton Spectrometer and Imager(COSI) [29] の検出器に使用された。COSI は核ガンマ線放射天体とガンマ線偏光の観測を目的とした検出器である。図 1.15 のように Ge 半導体検出器によるコンプトンカメラと CsI を用いた反同時計数用検出器から構成されており、検出器ひとつ当たりの寸法は非常にコンパクトである。2009 年には、かに星雲を 4σ の有意

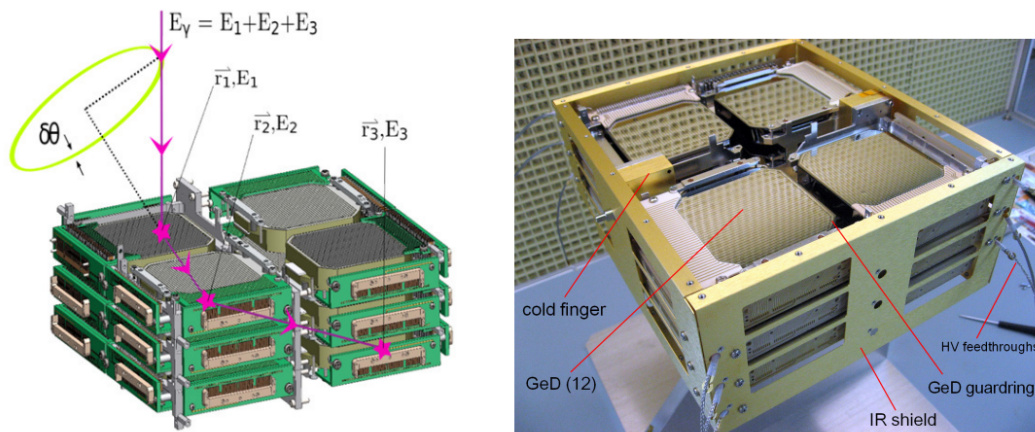


図 1.15: COSI の構成図 [30]

度で検出し [31]、2016 年には、南極域周回長期観測によりガンマ線バーストの観測にも成功している [32]。図 1.16 はその時の飛行航路である [32]。

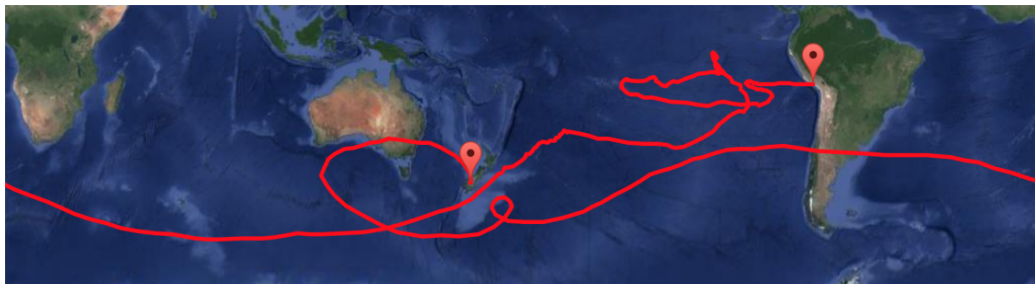


図 1.16: COSI による 2016 年観測時の飛行航路 [32]

第2章 電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画

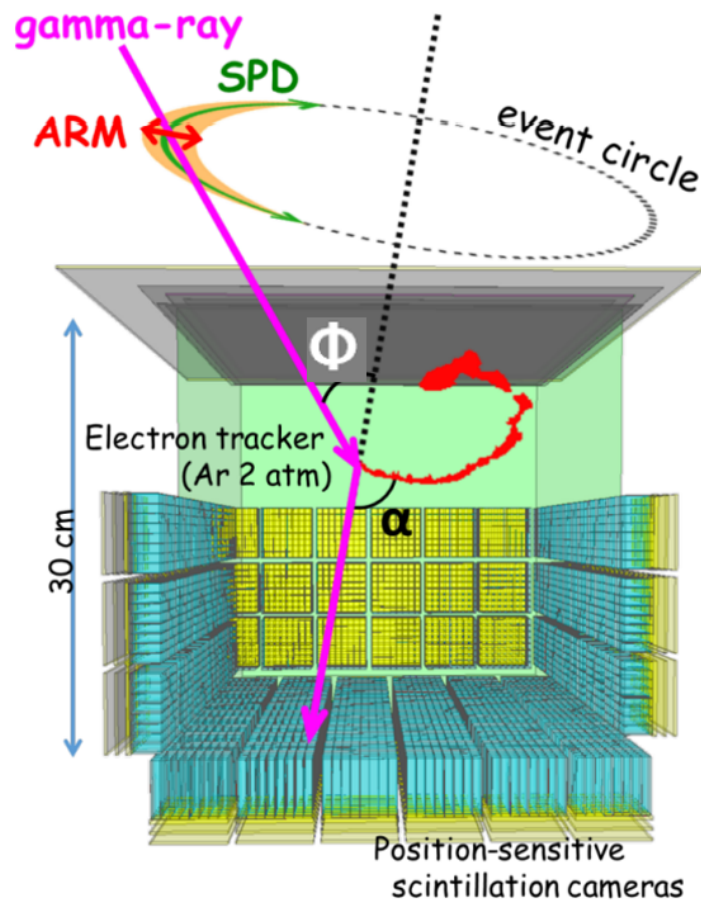


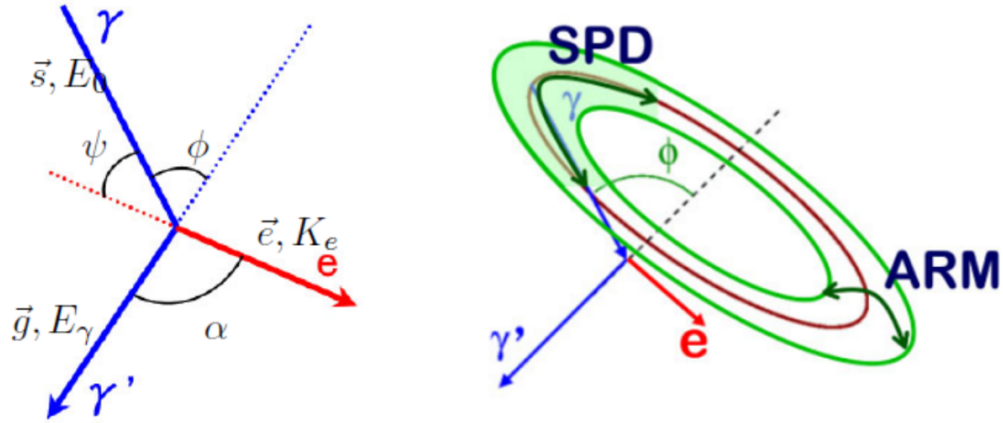
図 2.1: ETCC の概念図 [33]

MeV ガンマ線の観測では多数のバックグラウンドが存在する。主なバックグラウンドとして、系外拡散ガンマ線・大気ガンマ線・検出器からの内在 RI・宇宙線と検出器管体の相互作用によるガンマ線といった雑音ガンマ線や、中性子・宇宙線由来の電子・偶然同時計数などのガンマ線以外の雑音が存在する。MeV ガンマ線天文学を切り拓くためには、これらのバックグラウンドを極力排除し、ガンマ線ごとに方向を決定する必要がある。S/N の良い検出器を開発するには COMPTEL で検出できなかった反跳電子の方向が不可欠である。よって、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (electron-tracking Compton Camera : ETCC) を開発している。

2.1 ETCC の測定原理

2.1.1 入射ガンマ線の再構成と角度分解能

従来のコンプトンカメラでは、反跳電子の方向が分からず、入射光子の到来方向が円環になってしまい 1 対 1 に決められなかったため、電子の反跳方向の測定が必要である。これを可能にするのが我々が開発している ETCC である。ETCC は、入射ガンマ線とコンプトン散乱を起こさせる散乱体検出器と、散乱ガンマ線を吸収する吸収体検出器からなる。散乱体では散乱位置、電子反跳方向と反跳電子のエネルギーを測り、吸収体では、吸収位置と散乱ガンマ線のエネルギーを測り、散乱位置と吸収位置からガンマ線散乱方向を測る。コンプトン散乱において、真の入射ガンマ線のエネルギーと到来方向単位ベクトルを E_0 と \vec{s} 、散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向単位ベクトルを E_γ と \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーと反跳方向単位ベクトルを K_e と \vec{e} とし、ガンマ線の散乱角を ϕ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α と定義する (図 2.2(左))。このとき、ETCC の測定物理



1

図 2.2: 各変数の定義 (左) と ARM、SPD の概念図 (右)。

量から再構成される入射ガンマ線のエネルギー \tilde{E}_0 、ガンマ線到来方向の単位ベクトル \vec{s}_{rcs} 、コンプトン散乱角 ϕ はそれぞれ

$$\tilde{E}_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.1)$$

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

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

で一意に求めることができる。 \vec{s}_{rcs} の決定精度は、ARM (Angular Resolution Measure : 散乱角の決定精度) と SPD (Scatter Plane Deviation : 散乱平面の決定精度) の二つの指標で評価することができる。ARM と SPD は、それぞれ

$$\Delta \phi_{ARM} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \right) \quad (2.4)$$

$$\Delta \nu_{SPD} = \text{sgn} \left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \right) \arccos \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|} \right) \quad (2.5)$$

と定義できる。図 2.2(右) のように、ARM は円環の幅、SPD は扇を狭める角度に関する精度指標となっており、1 つの光子の到来方向の誤差領域を扇形に制限することができる。従来のコンプトン法では、電子飛跡を取得できなかつたため、SPD は定義できず無限大である。

2.1.2 ETCC の雑音除去能力

ETCC は、(1) エネルギー損失率による粒子識別や (2) α 角によるカット、といった雑音除去能力を持っている。これらの雑音除去能力は、反跳電子の飛跡を取得できる ETCC 独自の能力であり、電子飛跡を取得しない従来のコンプトン法では実現できないものである。以下にそれぞれ、カットの方法とカットできる雑音を示す。

(1) エネルギー損失率による粒子識別

物質中を走る荷電粒子は、持っている電荷と物質中の原子の電子殻とのクーロン相互作用によって、エネルギーを落とす。荷電粒子が走る際のエネルギー損失率は、

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.6)$$

r_e : 古典電子半径

m_e : 電子質量

N_a : アボガドロ数

I : 物質の平均励起エネルギー

Z : 物質の原子番号

A : 物質の原子質量

ρ : 物質の密度

z : 荷電粒子の電荷 [Q_0]

$\beta = \frac{v}{c}$: 荷電粒子の速度/光速

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$: ローレンツ因子

W_{max} : 荷電粒子が 1 回の衝突でガス物質に与えることのできる最大エネルギー

と表される (Bethe-Bloch の式)。荷電粒子の電荷と質量によってエネルギー損失率が異なるため、取得された飛跡と検出器中で落としたエネルギーの相関を見ることで粒子の判別ができる。図 2.3 は横軸に落としたエネルギー、縦軸に飛跡長を表したものである。図 2.3 の分布は大きく分けて 3 成分に分類される。

1. 図の右上から真ん中下へ直線的に分布する電子の飛程に沿った成分。これは電子が検出器有感領域内部でエネルギーを完全に落として止まった事象である。

2. 図の右上から左下へ直線的に分布する最小電離粒子 (MIP : Minimum Ionization Particle) の dE/dx の傾きにあう成分。これはミューオンなどの高エネルギー荷電粒子が検出器有感領域を突き抜けた事象、もしくは、有感領域内部で生成された電子が有感領域外へ逃げ出した事象である。

3. 検出器の大きさ程度の飛跡長で MIP の dE/dx を持つ部分にピークをもつ成分。これは高エネルギー荷電粒子が検出器有感領域を横切った事象である。

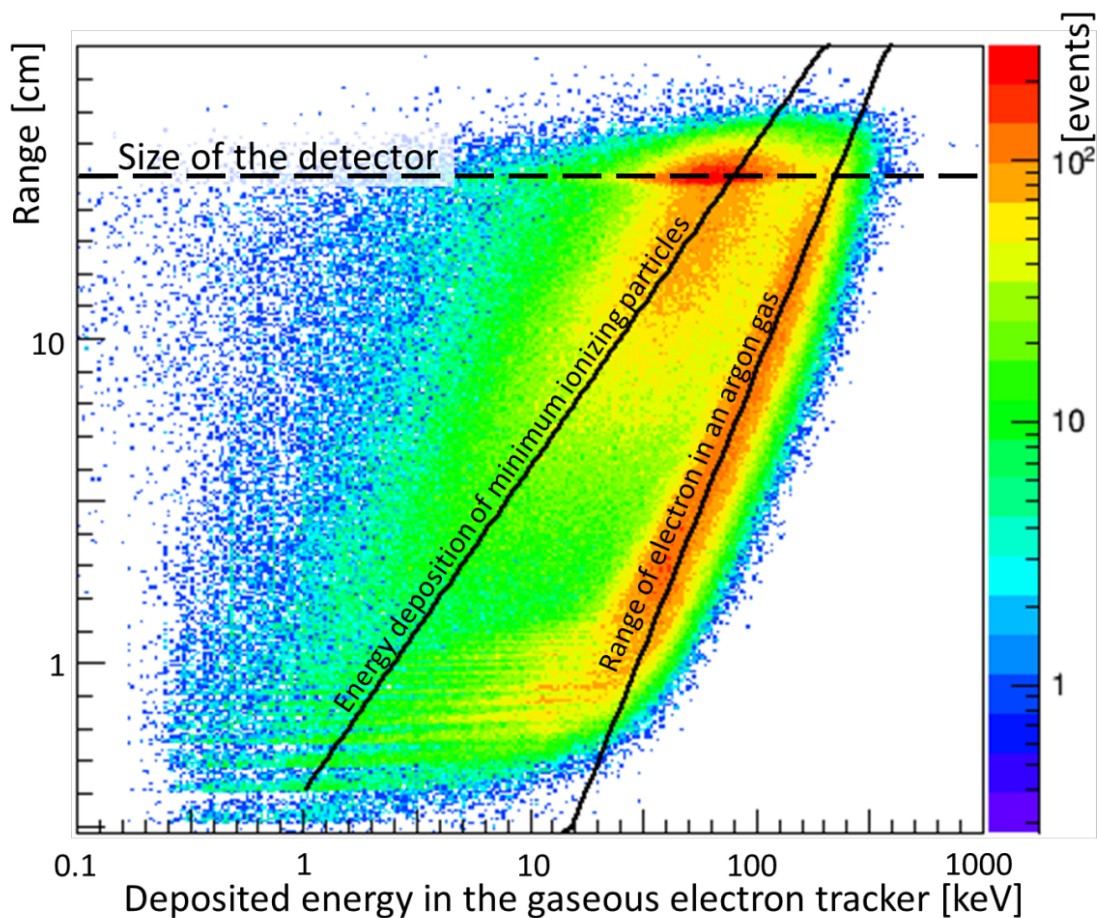


図 2.3: Ar ガス 1 気圧中での粒子のエネルギー損失と飛跡長の関係 [34]

また、1. 2. 3. 以外に分布するものとして、中性子と原子核の散乱などで電子以外の粒子が生成される事象があり、これは 1. の直線より右側に分布する。1. の成分に沿ったイベントを選択することで、電子以外の粒子や高エネルギー荷電粒子の事象を落とすことができる。つまり、検出器内で止まった電子イベントのみを取り出すことができる。

(2) α 角によるカット

散乱ガンマ線の散乱方向ベクトル \vec{g} と反跳電子の反跳方向ベクトル \vec{e} とのなす角 α は、互いに独立な 2 通りの方法で求まる。1 つは幾何的情報から得られる α_{geo} 、もう 1 つはコンプトン運動学的に求まる α_{kin} である。 α_{geo} 、 α_{kin} はそれぞれ次のように計算できる。

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.7)$$

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.8)$$

2 つの α がほぼ一致しているイベント、すなわち、

$$\alpha_{geo} \simeq \alpha_{kin} \quad (2.9)$$

というイベントを選択することで、散乱体内でコンプトン散乱し吸収体で散乱ガンマ線を光電吸収したイベントのみを選択することができる。これによって、偶然同時計数イベントを抑制できる。

2.1.3 ETCC の PSF(空間分解能)

光学系に基づいてイメージングをしている可視光や X 線の検出器では、角度分解能を点源広がり関数 (PSF : Point Spread Function) を用いて評価する。SPD を定義できない従来のコンプトン法では、ARM を角度分解能と呼び、検出器応答と統計的推論によりほどいた後の画像の広がり定義しており、可視光や X 線で用いる PSF のような直接測定した画像の広がりとは明らかに異なる。

我々が開発している ETCC では反跳電子の飛跡が取得可能で反跳方向を捉えることができるため、1 イベントごとに入射光子の到来方向を決められ、可視光や X 線と同じ手法で PSF を定義できる。ETCC の PSF は、点源からの入射光子の累積比率が 50% となる円の半径 (HPR : Half Power Radius) で定義する。図 2.4 は実際に ETCC で得られた像の広がりであり、左は天空上での像の広がり、右は散乱空間での像の広がりを示したものである。図 2.4 から、ARM は $\sim 6^\circ$ 、SPD は \sim

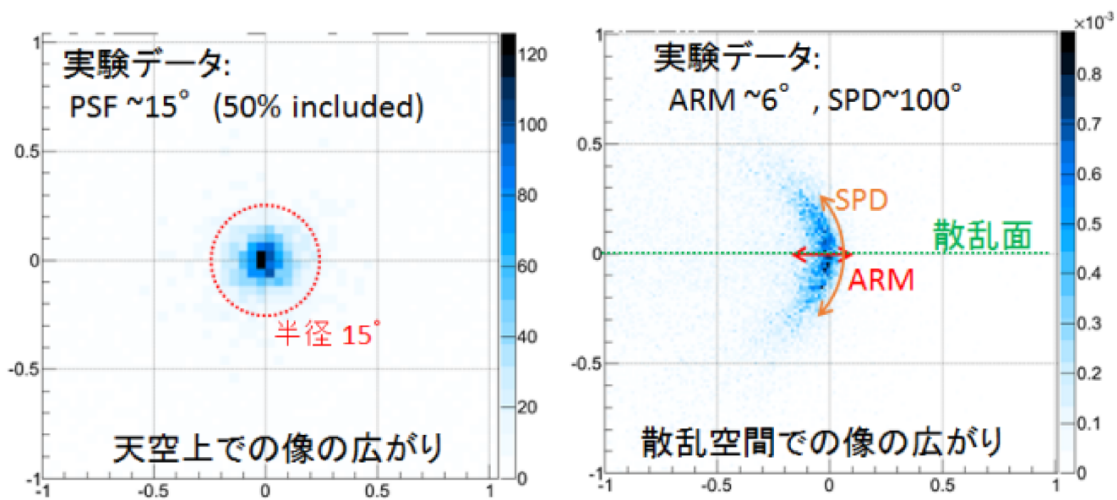


図 2.4: 線源を使って再構成された天空上でのイメージの広がり (左) と散乱空間でのイメージの広がり (右) [35]

100° であるのに対し、PSF は $\sim 15^\circ$ であり、ARM や SPD が S/N を決める空間的広がりを直接的には表していないことが分かる。PSF は ARM と SPD の双方に依存し、その関係を図 2.5 に示す。SPD が無限大の従来のコンプトン法では、ARM が 5° から 2° に向上しても PSF はほとんど変わっていない。その一方、SPD を改善させると PSF は大きく改善されている。イメージングをよくするためには、ARM と SPD の双方が同程度の精度である必要があり、SPD の改善が重要であることが分かる。

2.2 ETCC の検出器に求められること

ここまで説明してきた ETCC を実現すべく、散乱体と吸収体の検出器を選定する。

2.2.1 散乱体

ETCC の散乱体で求められることは、次の 4 点である。

1. 光電吸収を抑えて、コンプトン散乱を優位にすること

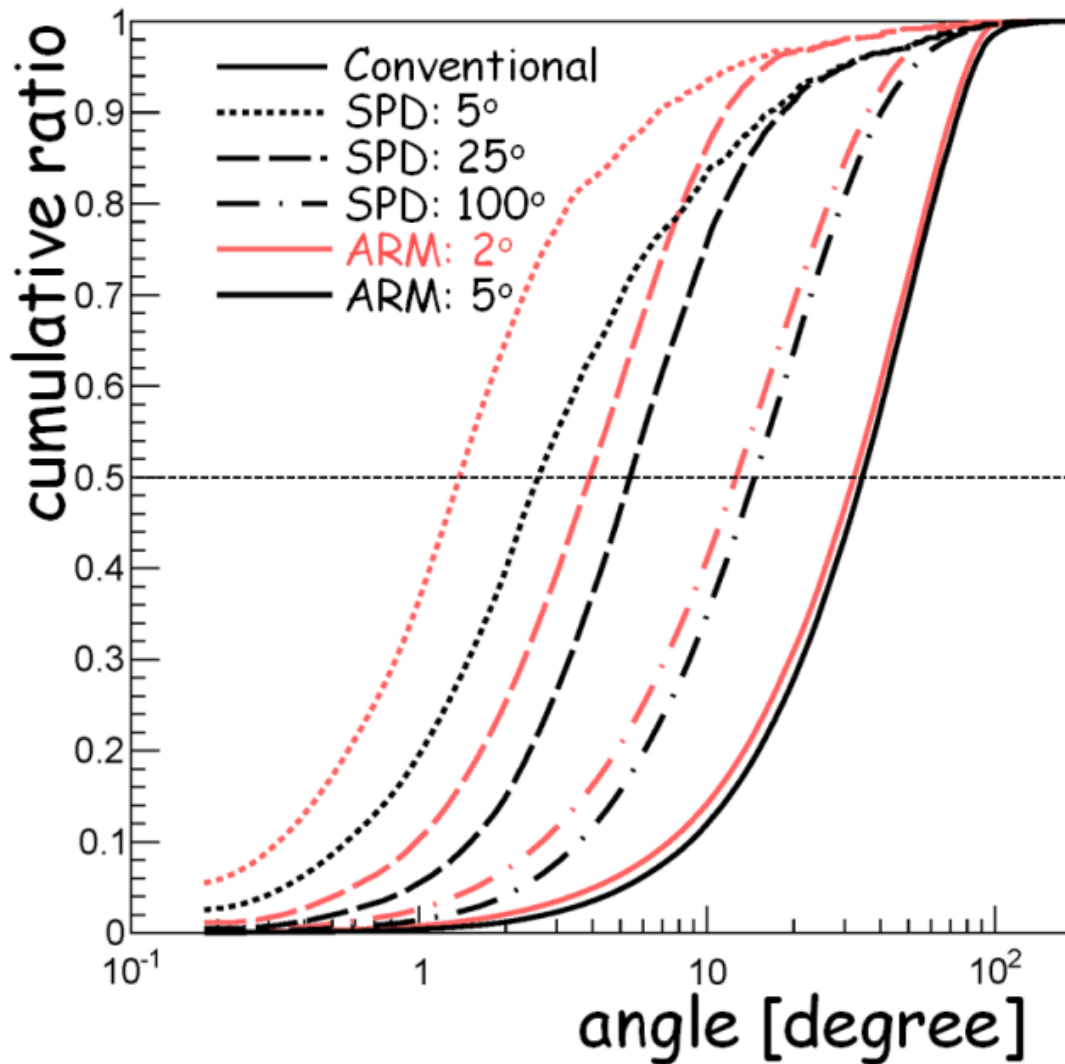


図 2.5: PSF の ARM・SPD 依存性 [35]

2. 反跳電子のエネルギーを取得する
3. 多重散乱を極力抑えて、反跳電子の反跳方向を精度よく取得すること
4. 検出体積を大きくすること

この中でも最も重要なポイントは従来のコンプトン法では取得していなかった 3. の反跳方向を取得することである。電子などの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。この散乱が多数回起きることで電子の進行方向が大きく曲げられる。この多重散乱による電子の進行方向の変化は厳密に計算することは難しいが、よく用いられる近似は Moliere による小角近似であり、散乱角の分布はガウス分布に近似できる [36]。電子の散乱角の広がり θ_{rms} は、

$$\theta_{rms} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) [\text{rad}] \quad (2.10)$$

と近似される。ここで、 βc 、 p 、 x 、 X_0 はそれぞれ電子の速度、電子の運動量、電子が通過する厚さ、物質の放射長である。(2.10) 式をもとに、固体 Si、Ar ガス 1 atm、CF₄ ガス 3 atm において、

電子のエネルギーが 50 keV、200 keV、500 keV のときの電子の散乱角を計算したものが図 2.6 である。図 2.5 のように、固体の Si 中での電子の散乱角は、Ar や CF₄ のようなガス中での電子の散

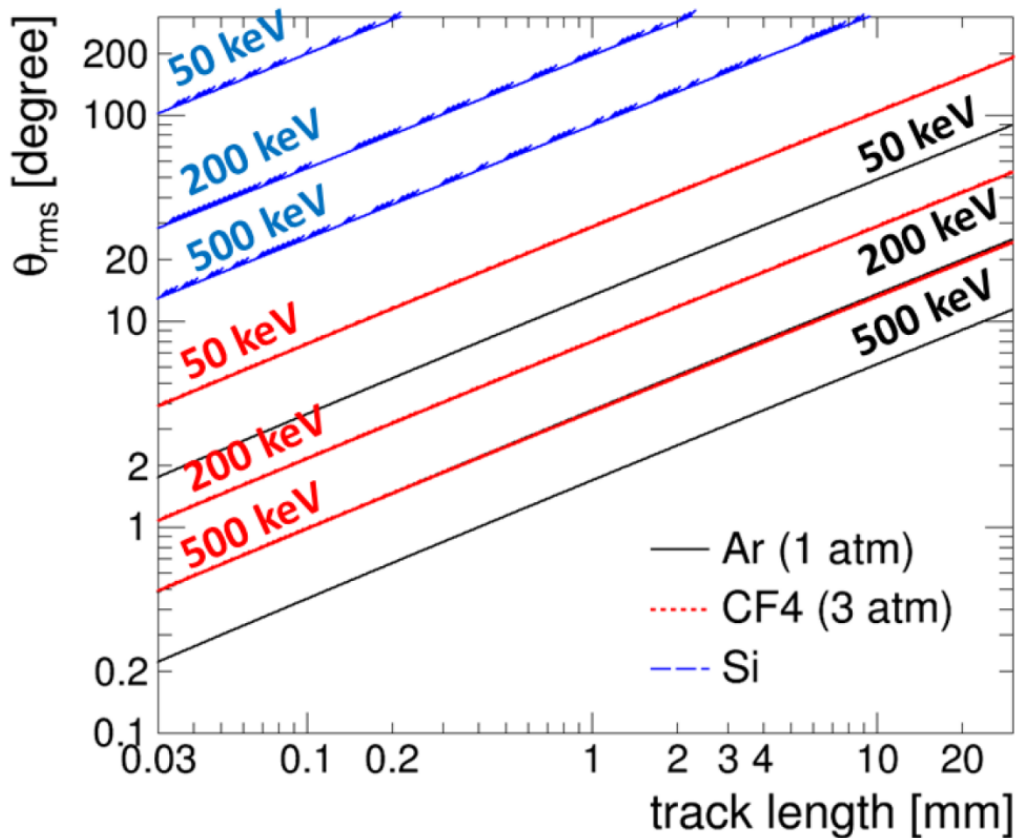


図 2.6: エネルギー 50 keV、200 keV、500 keV における電子の散乱角 [37]

乱角と比較して非常に大きい。実際、散乱体として積層 Si strip 検出器を使う場合、電子の反跳方向を得るためには少なくとも 2 点のヒットが必要となる。そのため、Si 検出器の 2 層分の厚みを考量すると 300~500 μm 電子が走らないといけませんが、反跳電子のエネルギーが 500 keV でも ~60° の多重散乱が起きるため、真の反跳方向を取得するのは困難である。その一方で Ar1 気圧のガス中であれば、反跳電子のエネルギーが 50 keV でも反跳方向を ~1 mm でとらえられれば散乱角は ~20° に抑えられる。そのため、反跳電子の反跳方向を取得したい ETCC にとっては、Si 検出器のような固体を使用したものは散乱体には適さず、ガスを使うことが好ましい。ガスは 4. の検出体積の大型化についても容易である。また、2. の反跳電子のエネルギー取得についてもガス中での電離電子数が取得できれば十分可能である。以上の理由により、我々は散乱体として微細な電極を持つ MPGD によるガス飛跡検出器を採用した。ただし、1. についてはガスの構成元素などを考える必要がある。これらの詳細な議論は第 3 章で述べる。

2.2.2 吸収体

ETCC の吸収体では、ガス飛跡検出器で散乱した散乱ガンマ線を光电吸収させる必要がある。光电吸収断面積は原子番号 Z の 4~5 乗に比例するため、 Z が大きいものが好ましい。また、大体積のガス飛跡検出器を覆うために安価で大面積化が容易であること、ARM に依存するエネルギー分解能がよいこと、高阻止能で高いエネルギーまで検出可能であることが求められる。これらの

観点から、ETCC の吸収体として、無機シンチレータ GSO($\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$) を使用している。無機シンチレータは、安価・大面積化が容易・高阻止能という点で優れている。エネルギー分解能だけで見ると、半導体検出器の方が優れているが、半導体検出器は高価であり大面積化されにくい上、厚くしにくく高い阻止能を生み出すことが難しい。また、他の案として、近年新たに開発された無機シンチレータ GAGG($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$) [38] が存在する。GAGG の特長として、GSO 同様高密度・高阻止能であること、GSO よりも光子量が非常に大きく、エネルギー分解能が良いことが挙げられる。

吸収体の読み出し

ETCC では、6 mm 角、長さ 13 mm のピクセルを 8×8 のアレイ状に並べたものを使用している (PSA : Pixel Scintillator Array)(図 2.7)。光検出器としては浜松ホトニクス社製のマルチアノード

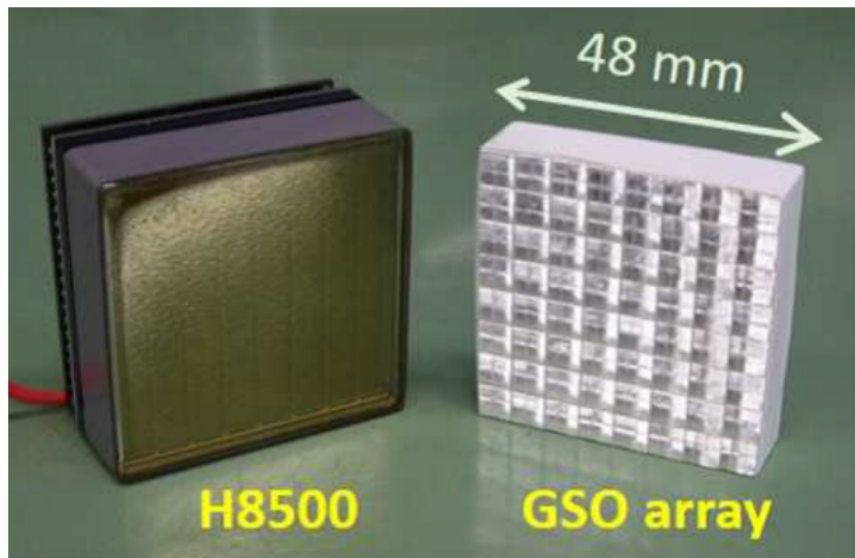


図 2.7: PMT(H8500) と GSO シンチレータアレイの写真

PMT(H8500) を使用している (図 2.7)。信号の読み出しは、抵抗チェーンによって 64ch の信号を 4 端から読み出している (図 2.8)。位置特定は、4 端信号の電荷の重心演算から求めている。4 端それぞれの電荷を Q_1 、 Q_2 、 Q_3 、 Q_4 として、シンチレータでのエネルギー損失 E とピクセル位置 (X 、 Y) は、

$$E \propto Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \quad (2.11)$$

$$X = \frac{Q_1 + Q_2 - Q_3 - Q_4}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4} \quad (2.12)$$

$$Y = \frac{Q_1 - Q_2 + Q_3 - Q_4}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4} \quad (2.13)$$

と書ける。読み出し回路にはクリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256(図 2.9) とクリアパルス社製ヘッドアップデータプロセッサ 80339(図 2.10) を使用している。ヘッドアンプユニット 80256 には 6 つの PMT が接続可能であり、波形の増幅整形およびその波形の波高値をサンプリング ADC で 12 bit にデジタル変換後、波形の最大値を得ている。データ処理には $20 \mu\text{s}$ 要

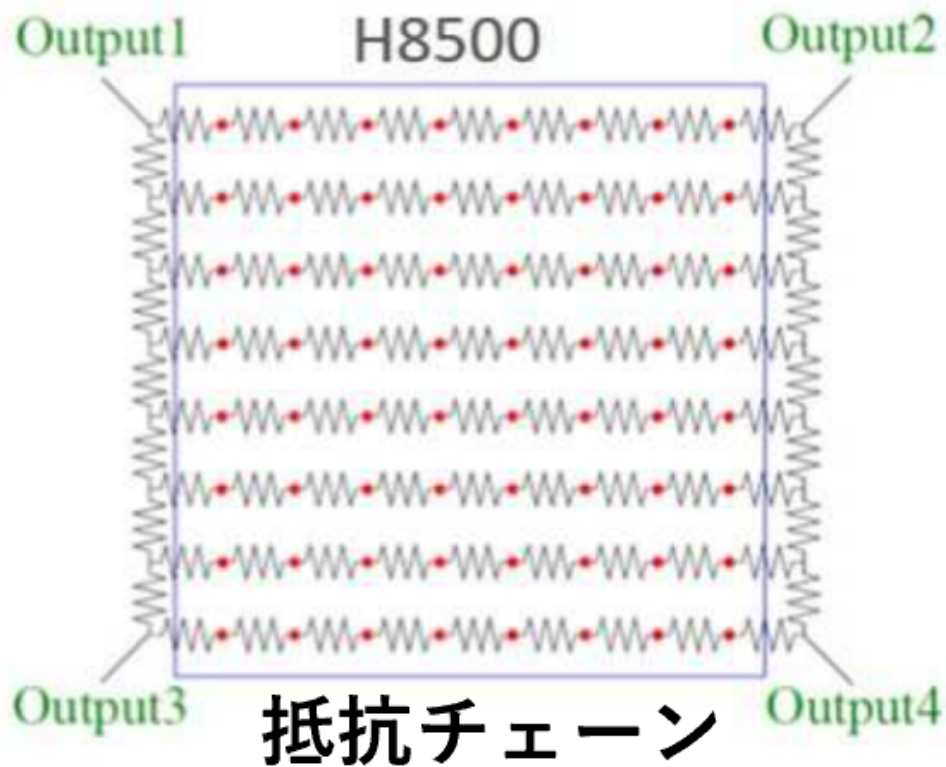


図 2.8: PMT の読み出し抵抗チェーン [39]

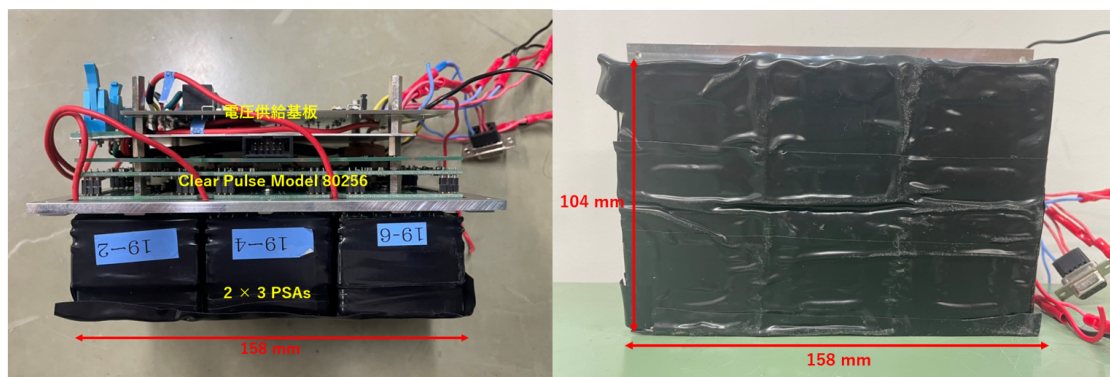


図 2.9: PMT(6 個) と電圧供給基板と読み出し用クリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256

する。取得したデータは 80339 へ送信する。モデル 80339 は最大 4 台の 80256 を同時に処理することができ、TCP/IP 通信で PC にデータを転送する。PMT への電圧供給は図 2.11 の基板を用いている。電圧供給モジュール 3 つからそれぞれ 2 つずつ PMT へ供給しているため、1 つの基板で PMT6 つへ電圧供給できる。PC から RS-232C でシリアル通信を行い、電圧供給用 DAC 値の送信、電圧値のモニターを行っている。PMT の印加電圧はおよそ 1 kV である。

図 2.12(左) は重心演算により得られたピクセル位置であり、抵抗チェーンで 4 端読み出しにし

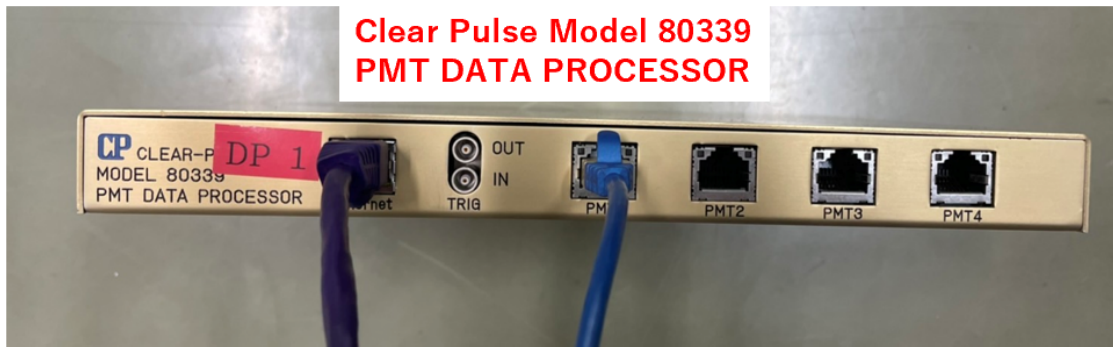


図 2.10: クリアパルス社製ヘッドアップデータプロセッサ 80339

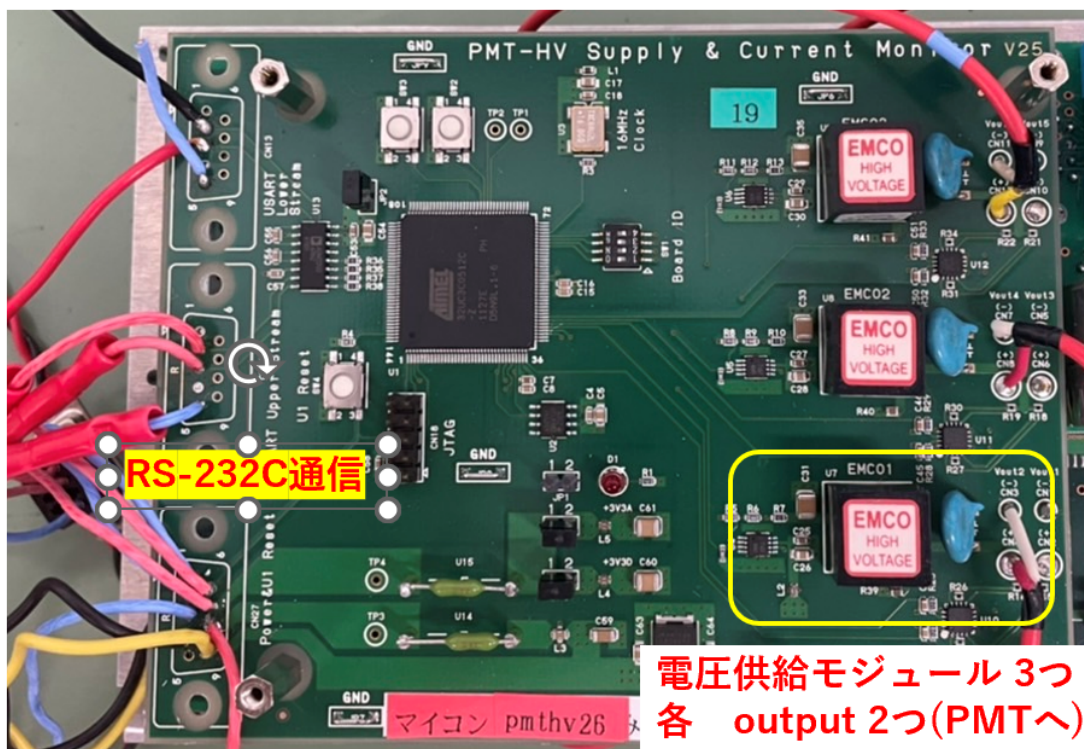


図 2.11: HV 供給基板

ているため、イメージが歪んでしまう。このイメージを多次元フィットによって格子状に補正したものを図 2.12(右) 示す。これにより 64 ピクセルの位置情報の特定を容易にしている。またエネルギー較正は ^{137}Cs (662 keV)、 ^{22}Na (511 keV)、 ^{154}Eu (344 keV) の線源を用いて行った。エネルギー較正後の各線源のスペクトルを図 2.13 に示す。 ^{137}Cs の 662 keV における分解能は FWHM で ~12% である。

2.3 SMILE 計画

SMILE(Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on balloon Experiments) 計画は ETCC を使った MeV ガンマ線観測の実証と科学観測を目的とした気球実験であり、最終的には衛星搭載で全天観測を目指す実験である。

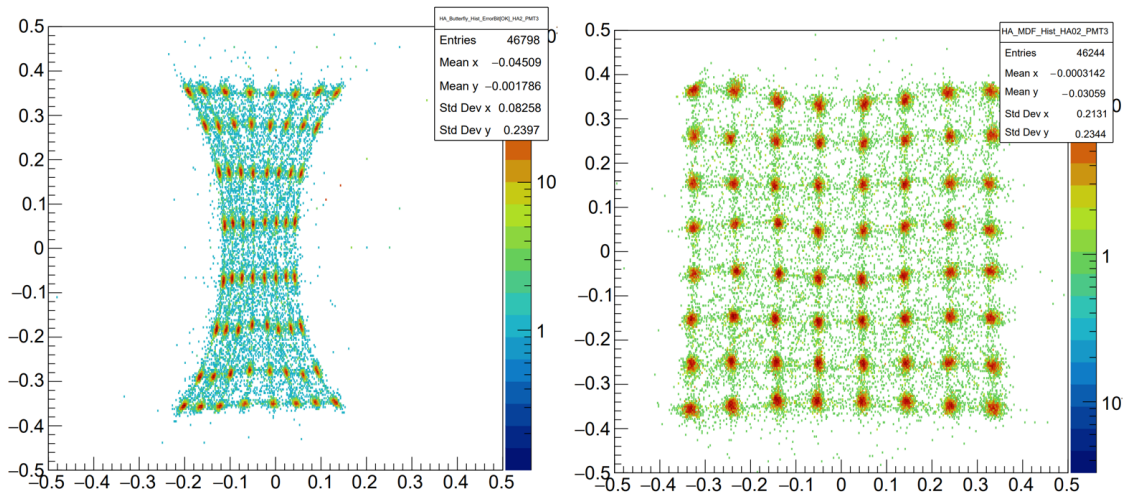


図 2.12: 重心演算によるピクセル位置 (左) と多次元フィットによる得られた 64 ピクセルの補正後位置。

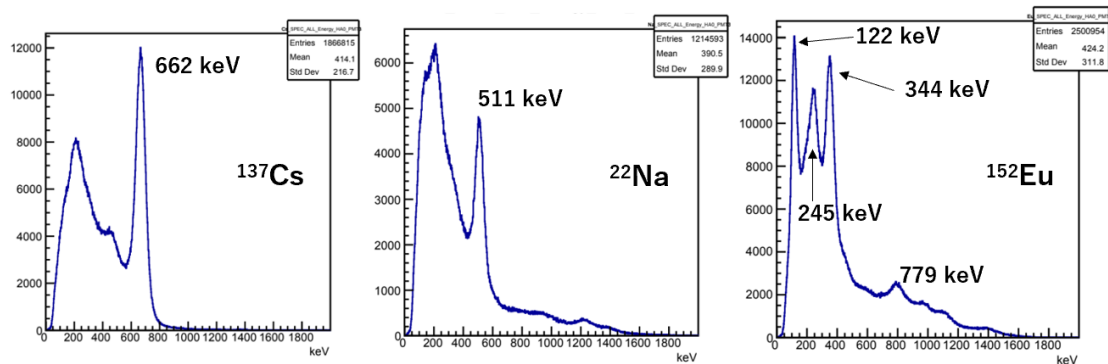


図 2.13: 各線源のエネルギー較正されたスペクトル。

2006 年 9 月に三陸沖で最初の気球実験 SMILE-I が行われた [40]。SMILE-I 実験は ETCC の気球高度での動作確認および ETCC の雑音除去能力の実証を目的とした実験であった。過去他観測の結果と矛盾のない宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を検出し、宇宙環境下でも雑音除去できることが示された。

第二段階として 2018 年 4 月に、ETCC の天体撮像能力の実証のために SMILE-2+ 実験が行われた。オーストラリアのアリススプリングスから放球され、銀河中心領域とかに星雲の観測を行い、観測結果は過去のかに星雲観測で得られた結果と無矛盾であることが分かり、ETCC の天体撮像能力が実証された [33]。

過去の SMILE 実験から、ETCC の原理実証が示されたため、現在科学観測を目的とした次期計画 SMILE-3 (約 1 カ月の長期間観測) を計画している。主な観測対象は、銀河面の ^{26}Al , ^{60}Fe の分布、銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線、Centaurus A などである。SMILE-3 に向けて、ETCC の改良を行っており、SMILE-2+ と比べ、有効面積を約 5~10 倍、角度分解能を約 2~3 倍改善し、感度を最大約 10 倍にすることを目指している。図 2.14 に SMILE-3 で期待される感度曲線を示す。COMPTEL は MeV ガンマ線観測で 1 番成果を上げている衛星だが、SMILE-3 ではその感度をわずか 1 カ月の観測で超えることを予想している。これらの改良が実現できれば、例えば今まで明らかになっていない電子・陽電子対消滅線の分布から陽電子の起源が解明できると期待している。

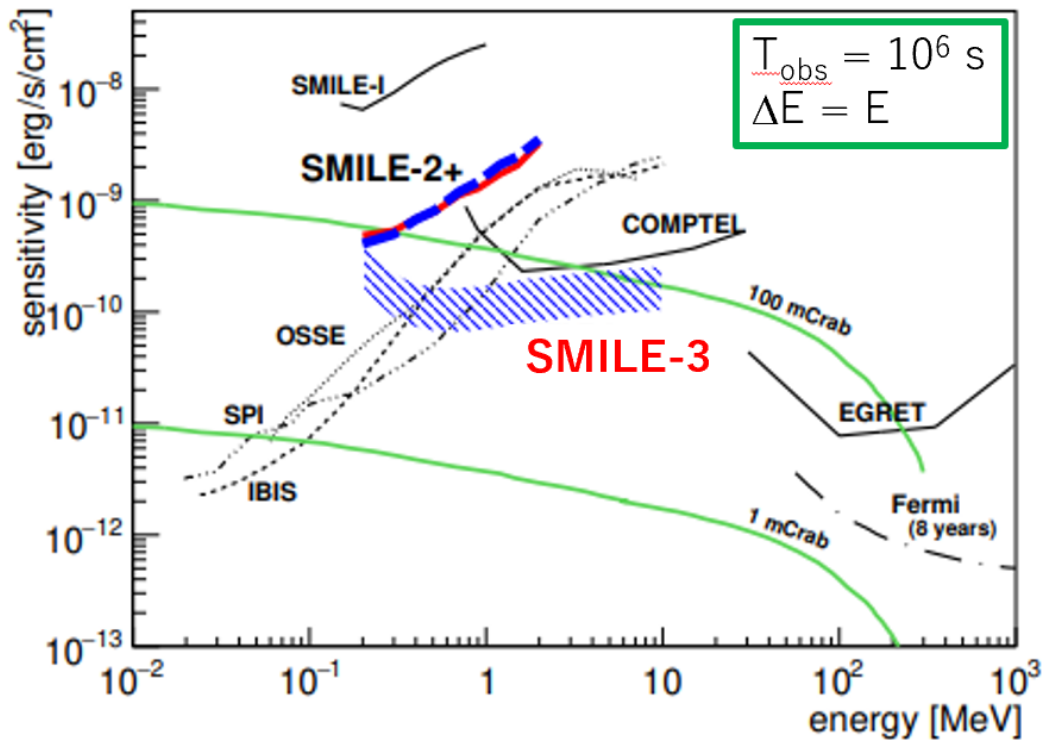


図 2.14: 感度曲線。SMILE-3 では COMPTEL 超えの感度を期待している。

陽電子起源として、対消滅線が銀河面に広く分布している場合は天体起源が考えられ、銀河中心領域にハロー状に広がっている場合は暗黒物質 (DM: Dark Matter) の対消滅や原始ブラックホール (PBH: Primordial Black Holes) の Hawking 放射が考えられるため、対消滅線の空間分布の広がりを知ることは重要である。図 2.15 は SMILE-3 で観測期待される電子・陽電子対消滅線の分布 (シミュレーション) である。ETCC の有効面積 10 cm^2 、空間分解能 9° 、気球高度 40 km 、観測時間 30 日間としたときの観測予想であり、図 2.15(左) は電子・陽電子対消滅線の分布が銀河面に広く分布していると仮定したもの、図 2.15(右) は電子・陽電子対消滅線の分布がハロー状に分布していると仮定したものである。シミュレーションでは観測によって対消滅線の分布の切り分けができるとされているため、陽電子起源の解明のためには、ETCC の改良が非常に重要である。

ETCC の具体的な改良点としては、ガス飛跡検出器で用いる散乱体のガスを Ar メインから CF_4 メインへ変更、電子飛跡の読み出しを 2 軸読み出しから 3 軸読み出しへ変更、PSA の光検出器を光電子増倍管から MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) へ変更、トリガー回路の変更、などがある。本研究では、有効面積の向上・雑音事象の低減 (光電吸収の低減) を目的とした、散乱体として用いる充填ガスの変更について議論する。ETCC のガス飛跡検出器の散乱体ガスとして適しているガスの特徴や条件などをガス飛跡検出器の基礎も含めて次章から説明する。

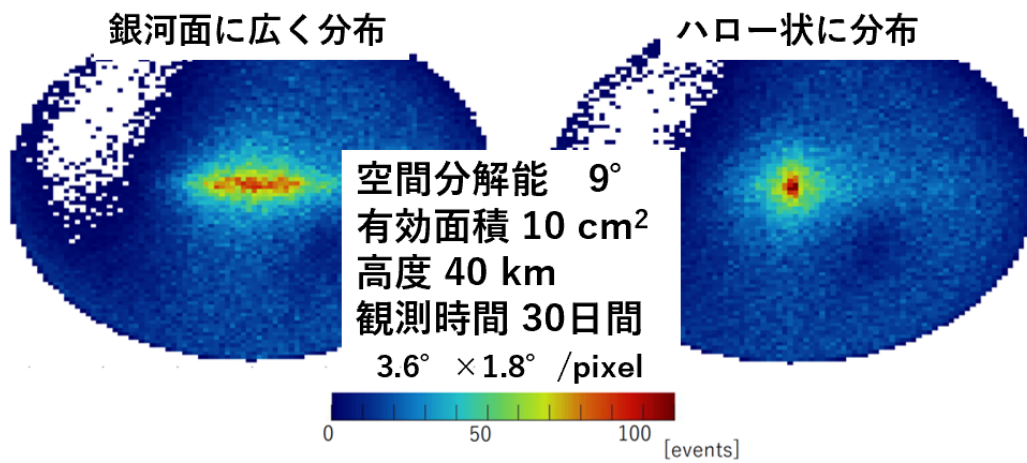


図 2.15: 電子・陽電子対消滅線の分布 (シミュレーション)。対消滅線の分布の仮定には、左は他波長で見られる銀河面に張り付いた分布、右は SPI の全天マップを説明するモデル [41] を仮定している。

第3章 ETCC用ガス飛跡検出器の開発

MeVガンマ線観測を進展させるためには、イメージング能力を改善することが重要であり、そのためには反跳電子のエネルギーはもちろん飛跡も取得できる検出器が必要となる。このために精細な飛跡を測定できる位置感度型ガス検出器が必要であり、今までよく使われているものにMPGD(Micro Pattern Gas Detector)がある。我々が使っている μ -PICもMPGDの1種であり、 μ -PICを使ってTPCに応用している。

本章では、ガス検出器の動作原理を説明した後、位置感度のあるガス検出器を紹介し、我々が開発しているTPCについて述べる。またETCCのTPCに適したガスの条件は何なのか、さらにはそのガスを使ってTPCとして動作するのか検証を行った。

3.1 ガス検出器の動作原理

3.1.1 ガス検出器の信号取得

荷電粒子がガス内を通過する際、ガス原子とのクーロン相互作用によって自身のエネルギーを失いながらガス内の電子を励起または電離し、荷電粒子の軌跡に沿って電子・イオン対を生成する。電子・イオン対の生成数は入射粒子が電子イオン対を生成するのに必要な平均エネルギー W 値に依存する。 W 値はガスの種類に依存し、多くは20-30 eVである[42]。荷電粒子が W 値 W eV のガスでエネルギー ΔE eV を失ったとき、生成される電子・イオン対 n_T は

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (3.1)$$

となる。光子と物質の相互作用である光電効果、コンプトン散乱、対電子生成によって発生した電子についても同様に、式(3.1)から計算される分だけ電子・イオン対を生成する。生成された電子イオン対は電場をかけることにより、電子とイオンを引き離し信号として読み出すことができる。このようにして信号を読み出す検出器を電離箱と呼ぶ。また電場が弱く電子とイオンを十分に引き離せず、再結合してしまう電場領域を再結合領域と呼ぶ(図3.2)。多くの場合、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く信号として読み出せない。そのため、次に述べる電子雪崩を利用して電荷量を急激に増やすことで信号として読み出している。ガス中に電場をかけることで、電子は中性ガス分子に衝突を繰り返しながら移動するが、この電場が十分に強い場合は、電子が衝突間にエネルギーを得ることがあり、中性ガス分子の電離エネルギーより大きな運動エネルギーを得ることがある。この電子がガスを電離させることで電子イオン対が追加で生成される。さらに追加で生成された電子も同様に加速され、電離により電子イオン対を生成する。このように雪崩式に電子イオン対を増幅させる現象を電子雪崩と呼ぶ(図3.1)。ただし、イオンは移動度が小さいため衝突間に得るエネルギーは少なく、このような雪崩現象は起きない。単位長さ dx あたりに増幅される電子の割合 $\frac{dn}{n}$ は初期電子数 n として次のタウンゼント式に従う。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (3.2)$$

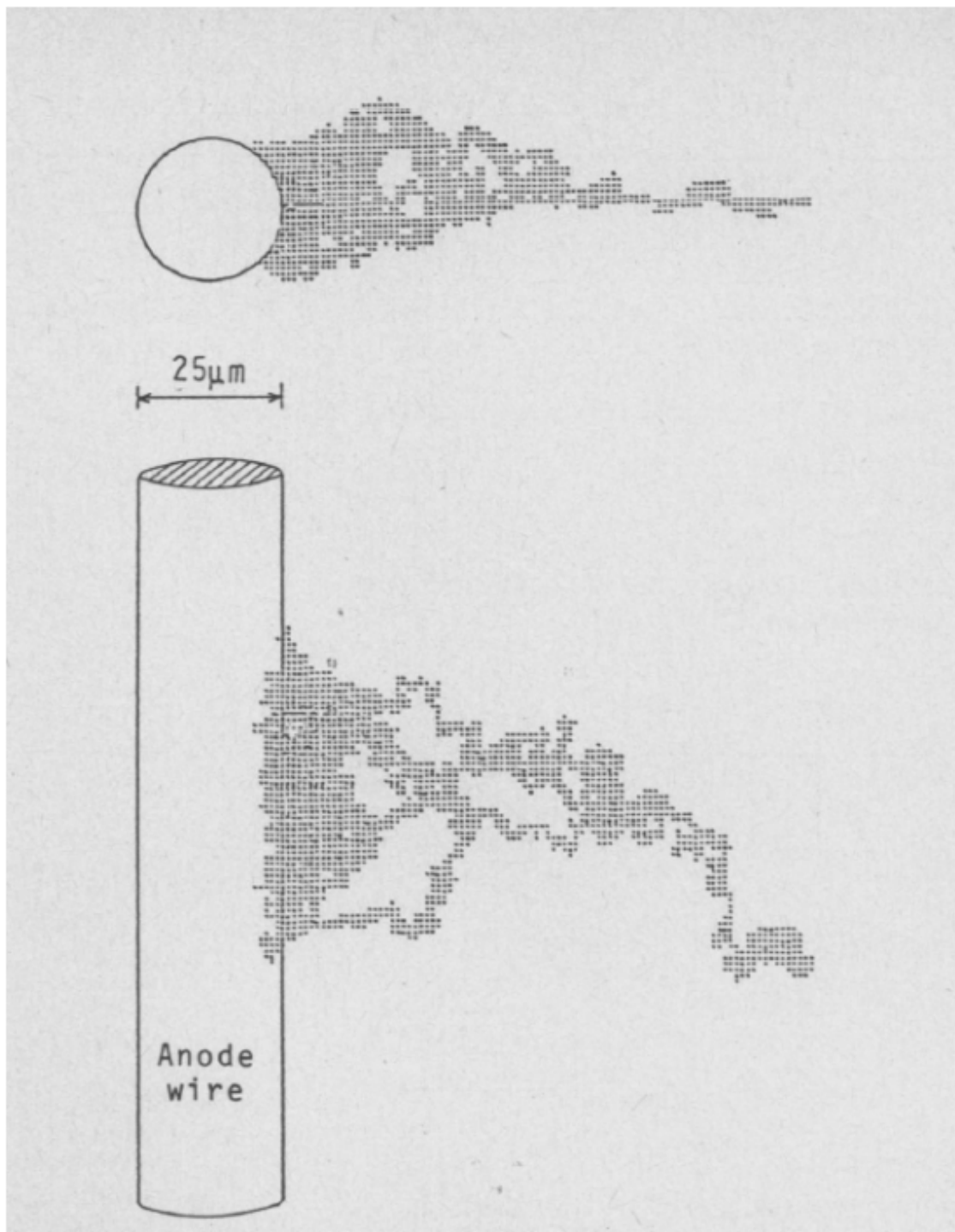


図 3.1: モンテカルロ計算により再現された電子雪崩 [43]

ここで α は第 1 タウンゼント係数と呼ばれている。式 (3.2) は次のように変形できる。

$$n(x) = n_0 \exp \int \alpha dx \quad (3.3)$$

α は電場強度に依存し、しきい値以下の電界に対しては $\alpha = 0$ となる。また一様電場では、タウンゼント係数 α は一定となり、電離電子数 n_0 、移動距離を x おくと、増幅後の総電子数 $n(x)$ は

$$n(x) = n_0 \exp \alpha x \quad (3.4)$$

となる。式 (3.4) のように適切な状況下で電子雪崩を起こしたとき、増幅後の総電子数は電離電子に比例するため、入射粒子のエネルギー情報を失うことなく放射線を測定できる。この電場領域で放射線を検出する場合、比例領域と呼び、後述する比例係数管や MPGD など用いられている。

さらに印加電圧を上げると、増幅過程で生じる紫外線によりイオンが生じ再度増幅が発生し、この反応が検出器全体に広がるため、最終的な総電子数が入射放射線のエネルギーに比例しなくなる。この領域をガイガーミュラー領域と呼び、GM(ガイガーミュラー) 計数管にて使用されている。そしてさらに、印加電圧を上げると、最後にはアノードとカソード間で放電が生じるようになる(放電領域)。以上で述べたガス検出器における印加電圧と増幅領域の関係を図 3.2 に示す。

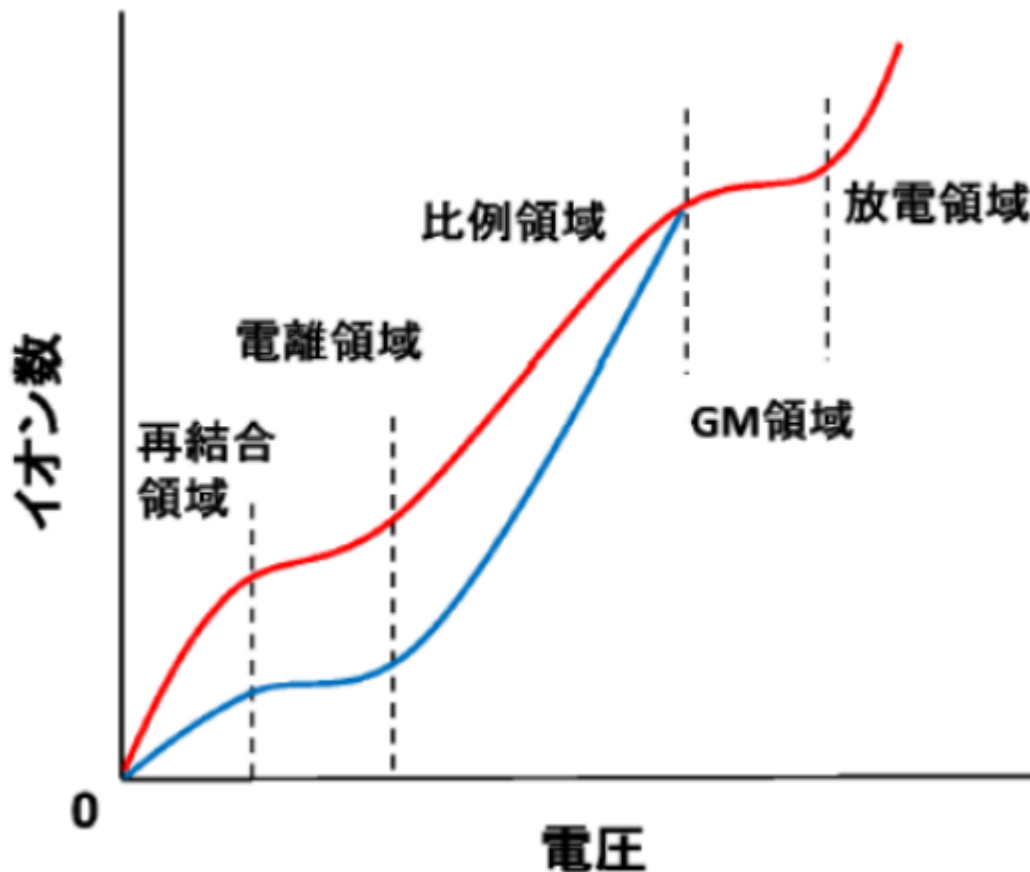


図 3.2: ガス検出器における印加電圧と増幅領域の関係

3.1.2 電子のドリフト速度と拡散

一様電場をかけることでガス中に電離された電子とイオンは、一定の速度 v でドリフトする。イオンのドリフト速度 v_+ は電場 E とガス圧 P としたとき

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

と書ける。ここで μ_+ はイオンの移動度であり、ガスの種類に依存する定数である。一般的なガスでは μ_+ は $\sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ atm}/(\text{V} \cdot \text{s})$ であるため、 $E \sim 10^4 \text{ V/cm}$ のとき $v_+ \sim 1 \text{ cm/ms}$ となる。それに対し、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_- は電場 E のとき、

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

と書ける。ここで τ はガス分子との衝突平均時間間隔である。式 (3.6) から電子のドリフト速度は電場 $E \sim 10^4 \text{ V/cm}$ のとき、 $v_- \sim 1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ である。そのため、電子の移動度はイオンに比べて約 1000 倍大きいことになる。Magboltz [44] を用いたシミュレーションによる各ガス種での電子のドリフト速度を図 3.3 に示す。

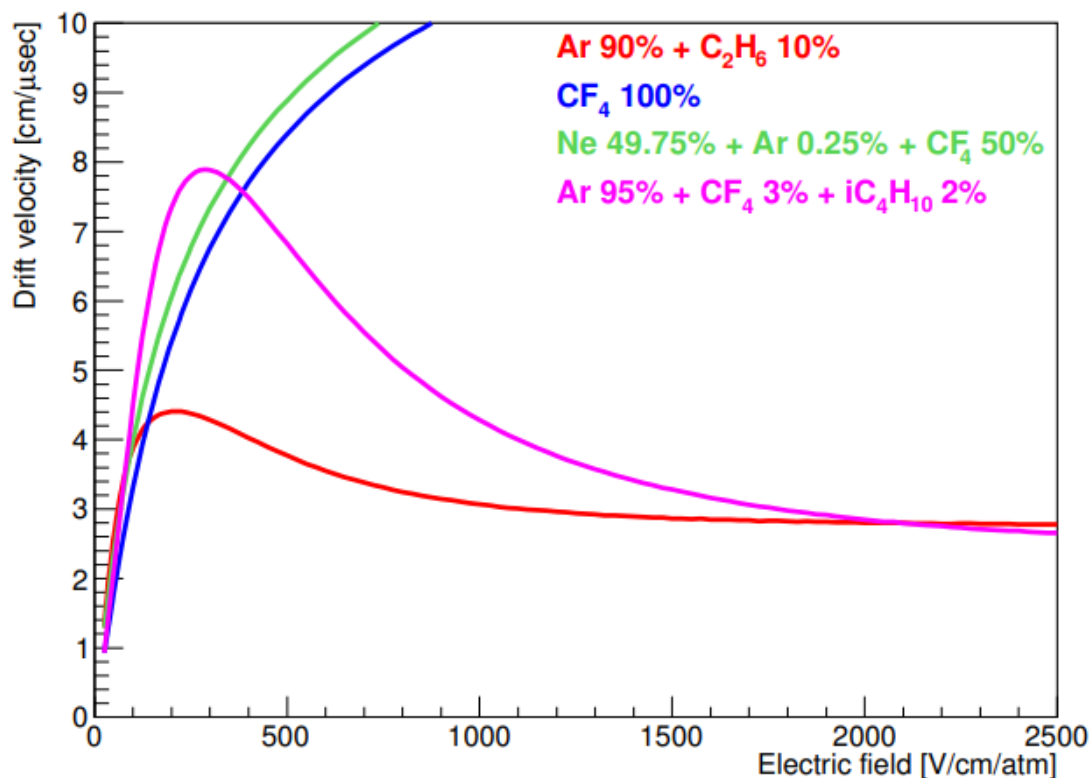


図 3.3: 電子のドリフト速度 [45]

ドリフトされる電子は一様電場中であっても、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は、時刻 t 、位置 x における幅 dx 中に拡散される電子数 dN は全電子数を N とすると、

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

となる。ここで D は拡散係数であり、ガス種や電場強度に依存する。磁場がない状況下で 1 cm ドリフトさせたときの電子の拡散を図 3.4 に示す。図 3.4 より CF_4 の割合が多いガス中では電子

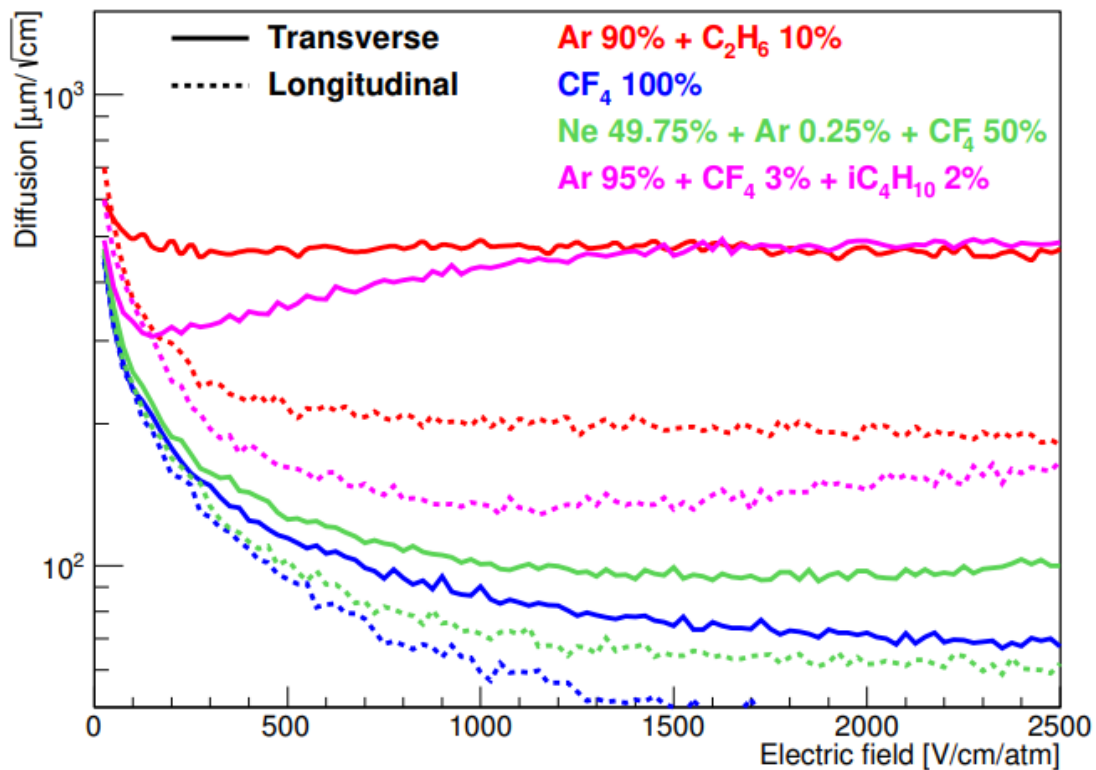


図 3.4: 磁場がない状況下における電子の拡散 [45]

の拡散が小さいことが分かる。電子の拡散が大きいほど位置分解能は悪くなるため、位置分解能が重要になる検出器を使う場合は拡散の小さいガスを選択するのが推奨される。後述する我々が使用している TPC についても精度よく電子飛跡を取得する必要があるため、拡散の小さいガスが望まれる。

3.1.3 比例計数領域の電子雪崩による電子増幅

ガス増幅率

比例計数領域のガス検出器の 1 つである、比例計数管の概念図を図 3.5 に示す。比例計数管の陽極線の半径を a 、陰極内部の半径を b 、陽極と陰極間の印加電圧を V とする。このとき半径 r における電場強度は

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (3.8)$$

と表される。電場は r に反比例するため、陽極線付近でのみ強電場となる。そのため、電子雪崩は陽極線近傍の限られた領域だけで起き、不感時間が少ないというメリットをもつ。一般に平均のガス増幅率 M は、ガス増幅を行えない臨界半径 r_c を用いて、

$$\ln M = \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \quad (3.9)$$

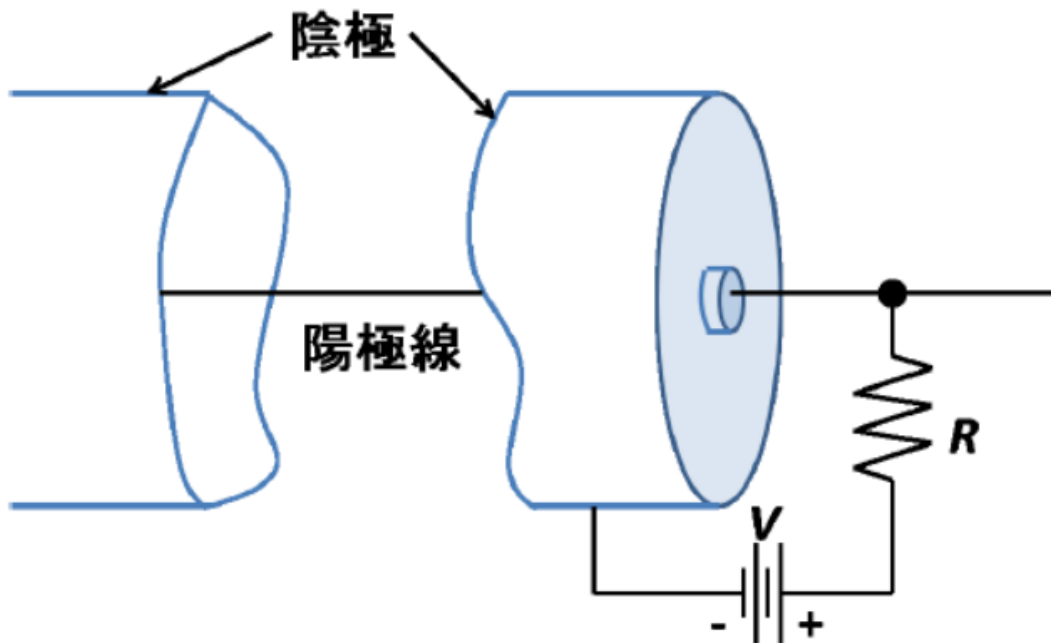


図 3.5: 比例計数管の概念図

と表される。タウンゼント係数 α はガスの種類と電場の強さの関数であるため、式 (3.9) は、

$$\ln M = \int_{E(\alpha)}^{E(r_c)} \alpha(E) \frac{\partial r}{\partial E} dE \quad (3.10)$$

と書ける。さらに式 (3.8) を用いると、

$$\ln M = \frac{V}{\ln(b/a)} \int_{E(a)}^{E(r_c)} \frac{\alpha(E) dE}{E} \quad (3.11)$$

となる。ここで、 α が E に比例すると仮定すると、 M は

$$\ln M = \frac{V}{\ln(b/a)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left(\ln \frac{V}{pa \ln(b/a)} - \ln K \right) \quad (3.12)$$

となる。ここで p はガス圧、 ΔV は引き続いておこる雪崩事象間に増幅中に電子が移動する距離にかかっている電圧差、 K は増幅が起こる E/p の最低値である。 ΔV と K は任意のガスについて定数である。

電子増幅率の分布

平均増幅率 M は入射荷電粒子による電離によって生成された (1 次) 電子の数 n_0 、各 1 次電子の増幅率を $A_i (i = 1 \sim n_0)$ としたとき、

$$M = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} A_i \equiv \bar{A} \quad (3.13)$$

と表される。

比例係数管の陽極近傍の高い電場における、単一電子に対する電子増幅率の確率分布 $P(A)$ を表すモデルが Byrne [46] により提案され、

$$P(A) = \frac{C_0}{\Gamma(1+\theta)} \left(\frac{A(1+\theta)}{A} \right)^\theta \left(\exp \left(-\frac{A(1+\theta)}{A} \right) \right) \quad (3.14)$$

と表される (ポリア分布)。ここで θ は $0 < \theta < 1$ の値をとる電離のしきいエネルギーを超えるエネルギーを持つ電子の割合に関係したパラメータ [47]、 Γ はガンマ関数、 C_0 は規格化定数である。また、ポリア分布の相対分散は次のようになる。

$$\left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 = \frac{1}{A} + b \simeq b \quad (3.15)$$

ここで $b \equiv (1+\theta)^{-1}$ であり比例係数管においては 0.5 の値が観測されている [48]。また取得電荷量の分散 σ_Q を得るには電離電子数の分散 σ_{n_0} も考える必要がある。電離電子の分散はファノ因子 F を用いて、

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)^2 = \frac{F}{n_0} \quad (3.16)$$

と表される。式 (3.15) と式 (3.16) から

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left(\frac{F+b}{n_0} \right) = \left(\frac{W(F+b)}{E} \right) \quad (3.17)$$

が得られる。この式は比例係数管のエネルギー分解能の原理限界を示している。Ar ガスにおいて 5.9 keV X 線のエネルギー分解能は、Ar でのファノ因子 0.17 [49]、W 値 26.2 eV から 12.8% (FWHM) と算出される。

3.1.4 充填ガス

比例係数管などの比例領域ガス検出器で用いられるガスの特性について述べる。

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、可視光もしくは紫外光を放出して基底状態に戻る。適当な条件下では、この放出された光子が緩く束縛されている電子殻と光電相互作用、もしくは、検出器の壁と相互作用して電子を 1 個生成することができる。このような 2 次電子が生成されることは、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ったり、擬似パルスを作ったりするので、一般的には望ましくない。この現象を抑制するためによく用いられるガスとして CH_4 のような多原子ガスがあり、少量添加することで放出された光子を吸収し電離を起こさないようにすることができる。この添加ガスはクエンチャーと呼ばれる。価格の点から主成分の希ガスとしては Ar ガスがもっとも広く使用され、クエンチャーとして CH_4 を混合した Ar/ CH_4 (90:10) ガス、通称 P10 ガスがもっとも汎用的なプロポーショナルガスとなっている。

ペニング効果

充填ガスの基本特性は、主成分ガスより低い電離エネルギーを有する第二のガスを少量加えた場合、大きく変化する。この効果はペニング効果 (Penning effect) として知られ、主要ガス中の長寿命のあるいは準安定の励起状態の存在に関係している。その励起エネルギーが添加したガス

の電離エネルギーよりも大きい場合、準安定励起原子と中性添加原子の衝突は添加原子を電離する。この励起エネルギーは添加原子が無ければ失われてしまうので、入射放射線が失う単位エネルギーあたりに多数このイオン対が形成される。例えば Ar の W 値は少量の C_2H_6 を加える事により、26.2 eV から 20.3 eV に下がる。さらに、入射放射線の大半はイオンに与えられるので、イオン全数の相対的ゆらぎは 1/2 まで減少する。ペニング効果に付随してエネルギー分解能が向上するため、比例計数管を放射線スペクトル測定に応用する際には、ペニング混合ガスを選ぶ事が多い。

3.2 位置感度のあるガス検出器

Micro Pattern Gas Detector(MPGD) は sub-mm 単位の位置分解能と局所的な雪崩増幅により良い計数率を兼ね備えた比例計数領域のガス検出器であり、エッチングや PCB 技術、IC 技術等の微細加工技術を用いて製造されている。本節では MPGD の前型となった MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) と MPGD としてよく使われる 3 種について説明する。

3.2.1 様々な MPGD

MWPC

Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) は G.Charpak らにより開発されたガス検出器である [50]。図 3.6 に MWPC の概要図を示す。陽極線を一定の間隔で平行に複数並べることでワイヤが並ぶ平面上のワイヤに垂直な成分の方向の位置情報が取得できる。陰極については平面

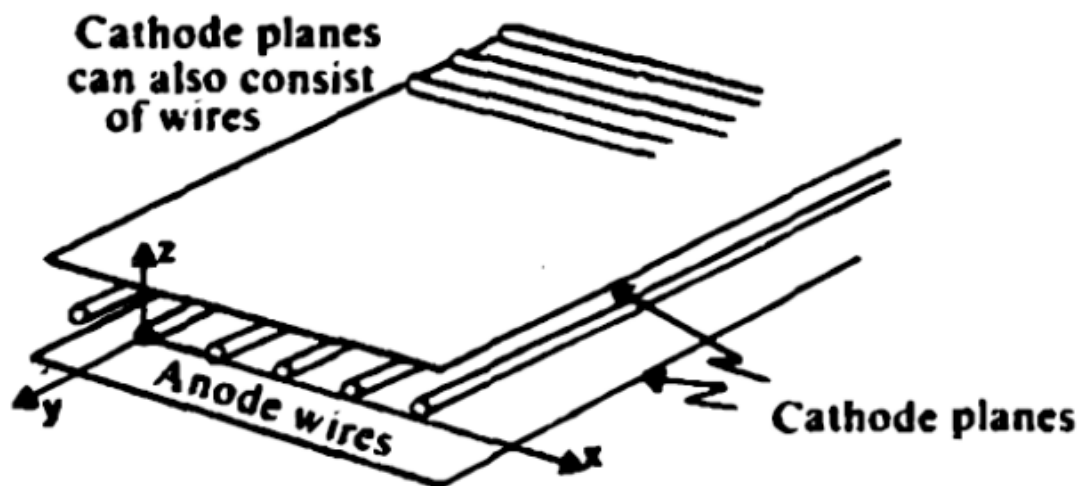


図 3.6: MWPC の概念図 [51]

状の電極を用意する、もしくは、陽極と同様に多数のワイヤを並べることもできる。陽極線と陰極間に電圧差を与えることで、図 3.7 のような電場が形成される。電離電子は電場により陽極線に向かい、陽極線近傍の強電場領域で電子雪崩増幅が起こり、信号として読み出される。しかしこの MWPC には問題点もあり、陽極線の並び方から、陽極線同士が静電気力により強く反発す

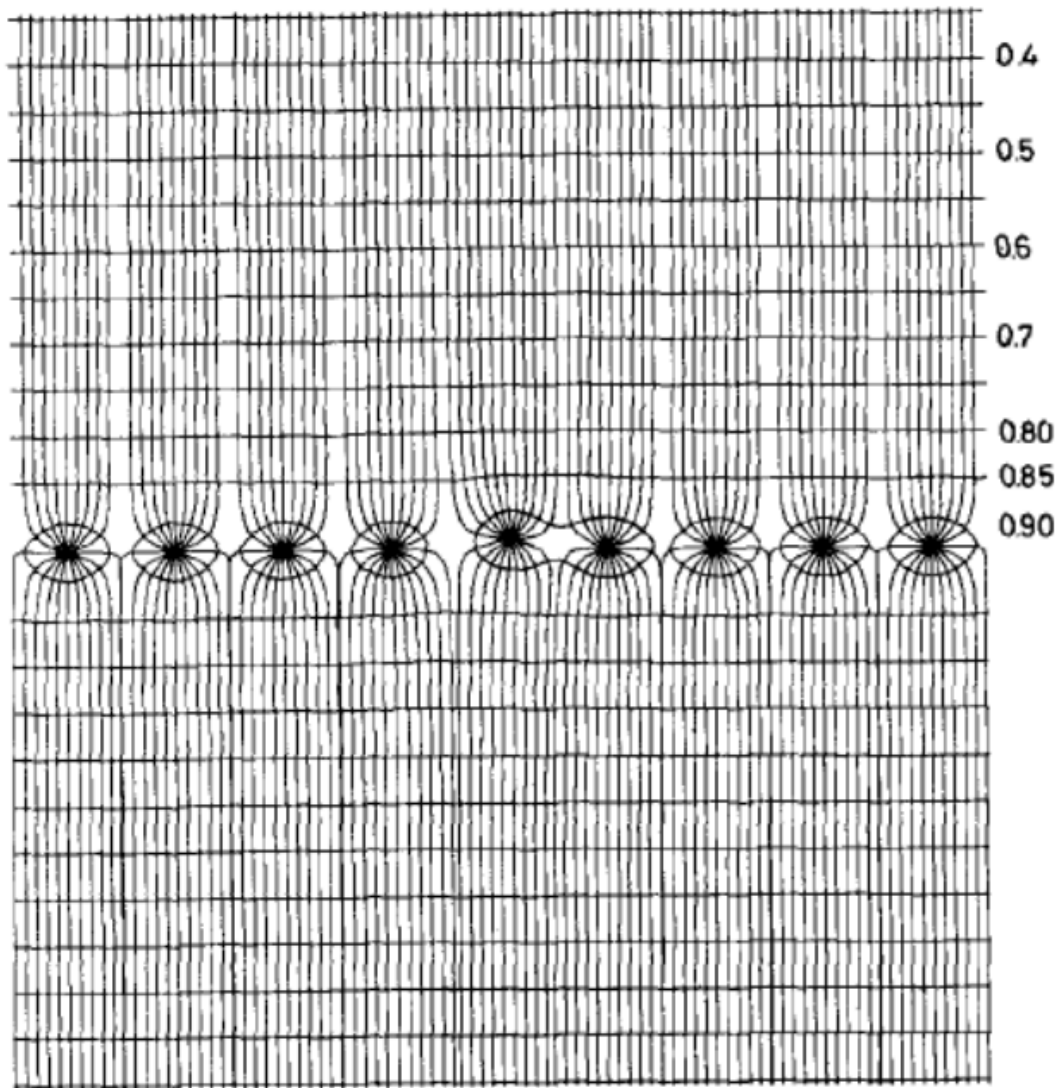


図 3.7: MWPC において形成される電場と等電位線 [51]

ることにより陽極線の間隔が 1 mm 程度に制限されてしまう。このように位置分解能に制限がかかってしまうため、MWPC は多重散乱を起こして複雑な軌道を残す低エネルギーの電子飛跡検出には向いていない。

MSGC

Micro Strip Gas Chamber(MSGC) は A.Oed によって考案された検出器である [52]。図 3.8 に MSGC の概念図を示す。MSGC の大きな特徴は電極の並び方である。MSGC は基板上に陽極と陰極が固定されて交互に並べられており、電極同士が静電気力によって強く反発することがないため非常に短い間隔で電極を並べることができ、高い位置分解能を持つという特徴がある。MSGC は原理的には基板と並行な平面上でストリップと垂直な方向に $30 \mu\text{m}$ の位置分解能が実現できる。MSGC はこのままでは 1 次元の位置情報しか得ることができない。そこで 2 次元の位置情報を得るために基板の裏側に読み出し電極を形成したものがある (図 3.8) [53]。このタイプの MSGC ではアノード近傍での電子雪崩増幅によって生じた電子・陽イオンが電場に沿って運動することに

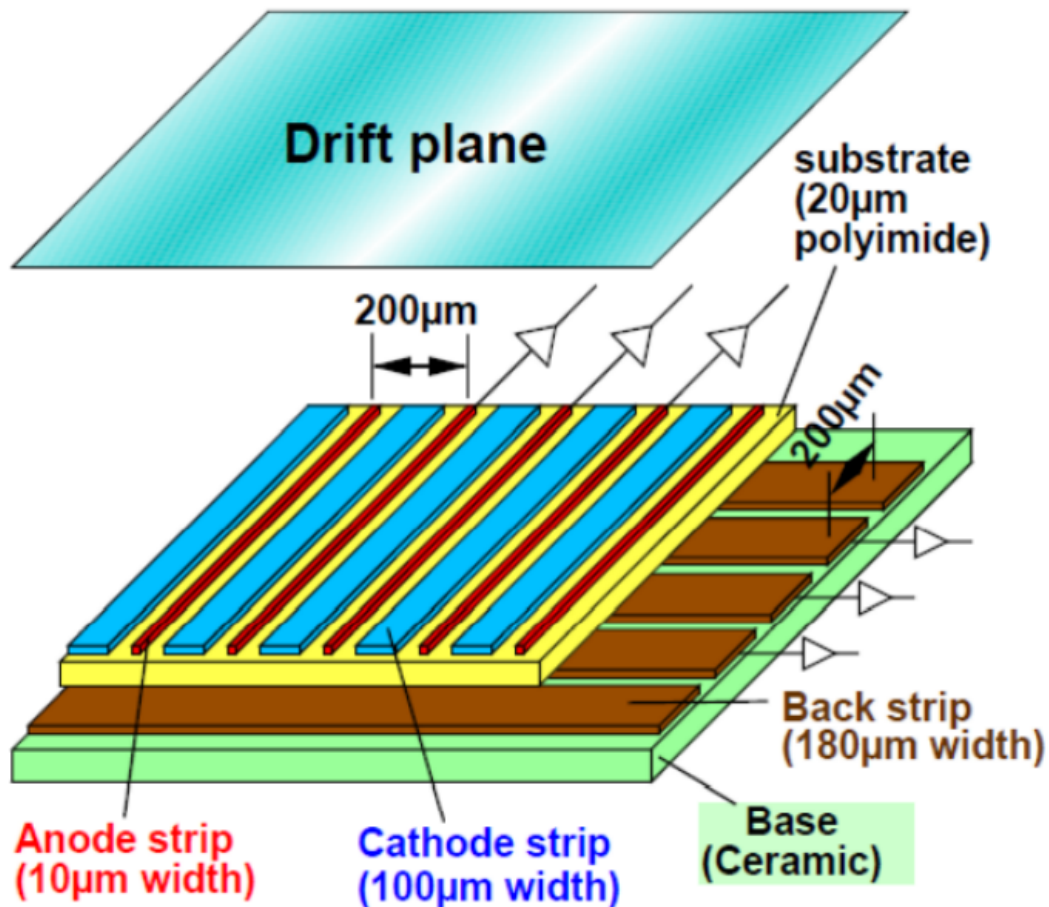


図 3.8: MSGC の概念図 [53]

より裏面の電極に誘起電荷が生じる。この誘起電荷を信号として読み出すことにより、2次元位置情報を取得できる。しかし陽極と陰極が非常に近いため放電により電極が破壊されやすいことが問題である。

MICROME GAS

Micro mesh gaseous structure(Micromegas) は Y.Giomataris により開発されたガス検出器である [54]。図 3.9 に動作原理の概念図を示す。メッシュによって電子雲をドリフトさせるだけのドリフト領域と強電場をかけ電子雪崩増幅を起こす増幅領域に分けている。増幅領域では一様に $\sim 50 \text{ kV/cm}$ の強電場をかけることで、増幅領域全体で電子雪崩増幅を起こし、その下の電極で信号を読み出している。また、メッシュは電子雪崩増幅によって発生した陽イオンを捉えることによって陽イオンがドリフト空間に逃げ出すことを防ぐ役割も担っている。

GEM

GEM(Gas Electron Multiplier) は F.Sauli らによって開発されたガス電子増幅器である [56]。100 μm 程度の厚さのポリイミドや液晶ポリマーのフィルムの両面が2枚の電極で覆われ、直径

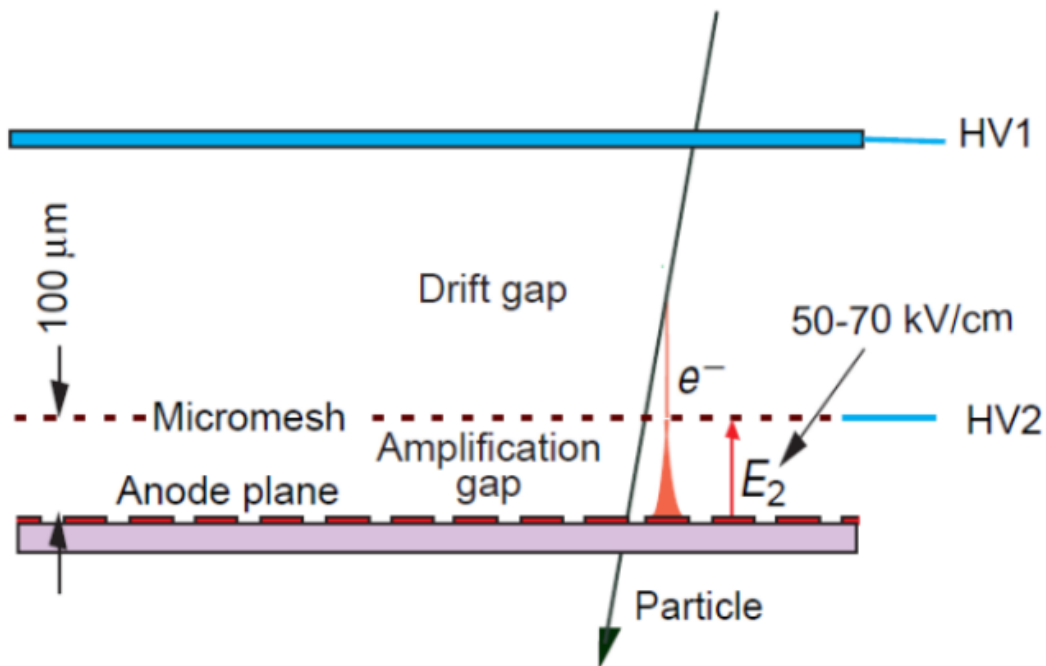


図 3.9: Micromegas の概念図 [55]

70 μm 程度の穴を無数に開けた構造をしている。穴の間隔は 140 μm 程度であり、2 枚の電極間に電圧を印加することで穴に強い電場が生まれ、その電場によって電子雪崩増幅を起し、電離電子数を増やす役割として使われる。図 3.10 に GEM の電子顕微鏡の写真を示す。また、図 3.11 は GEM の上下の電極に電圧を印加した際の電場構造である。

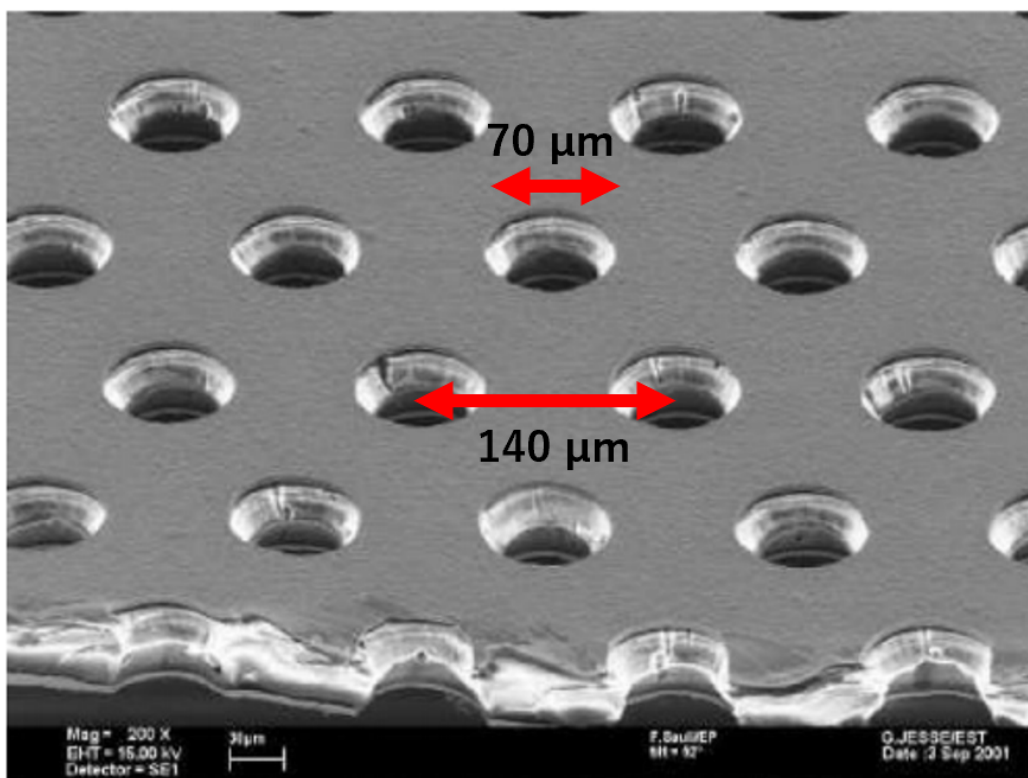


図 3.10: CERN GEM の顕微鏡写真 [56]

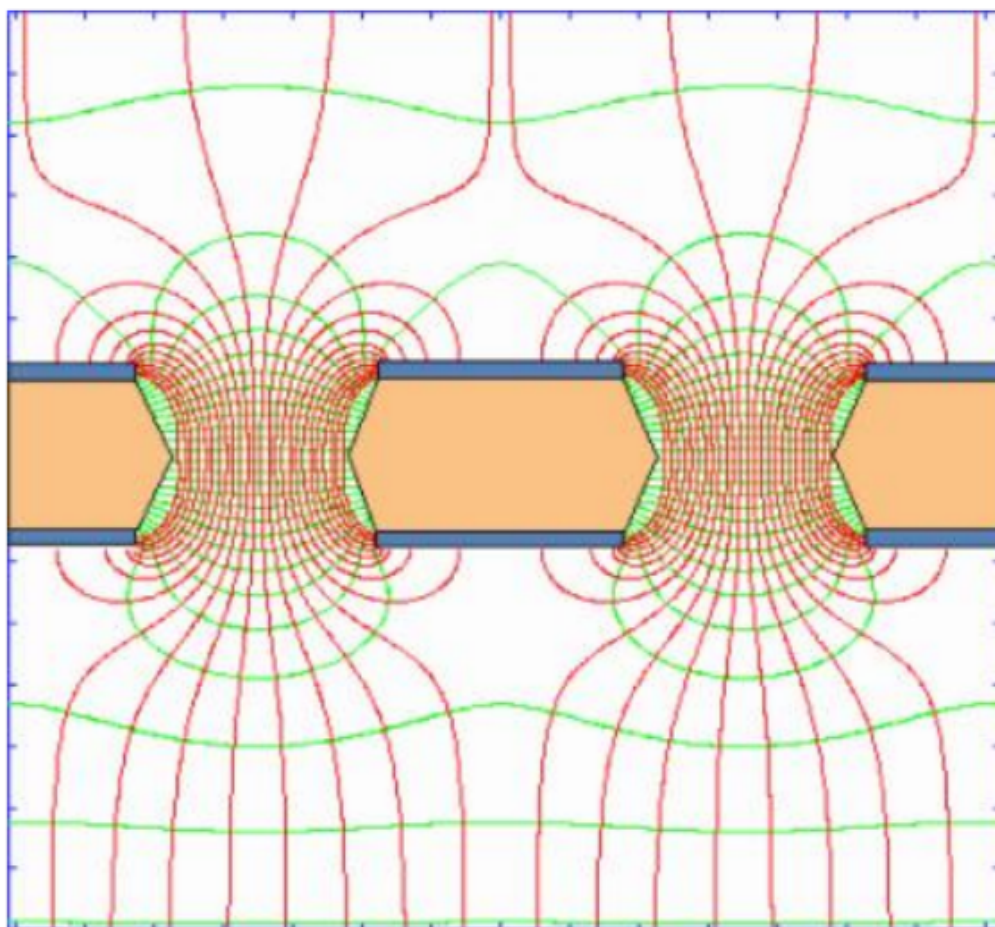


図 3.11: GEM 付近の電気力線 [57]

μ -PIC

MSGC は優れた位置分解能を持っているが、安定した動作をするのはガスゲイン 10^3 程が限界で放電により MSGC の電極が破壊される問題があった [58]。この問題を解決するために開発されたのが μ -PIC(Micro Pixel Chamber) [59] である。 μ -PIC は比例計数管を輪切りにしたようなピク

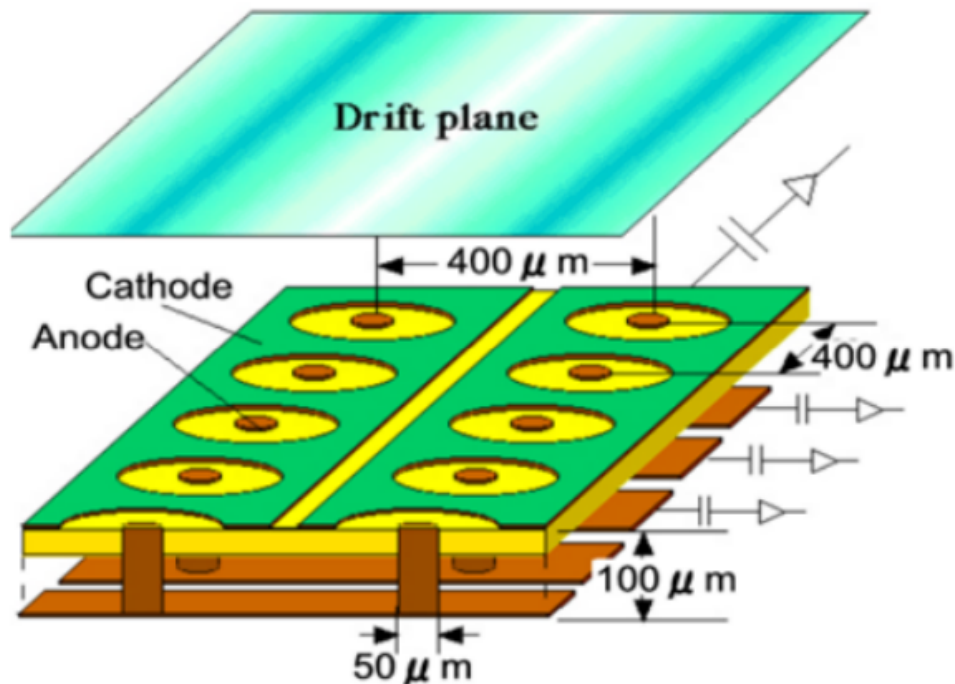


図 3.12: μ -PIC の概念図 [59]

セル状の電極を持つ (図 3.12)。 μ -PIC は直径 $60 \mu\text{m}$ のアノード柱と直径約 $250 \mu\text{m}$ の穴があいたカソード電極が $400 \mu\text{m}$ ピッチで並んでいる。位置分解能は $\sim 120 \mu\text{m}$ [60] で、均一な応答 (RMS $\sim 5\%$ $10 \times 10 \text{ cm}^2$) であり、1 カ月以上の連続安定動作 (@ゲイン ~ 6000) [61] である。アノード・カソード間に電圧差を与えてやることで、電極間に電場が生まれる。特にアノード付近は強い電場が生成され、各ピクセルで電子雪崩が起き、電離電子と陽イオンによる誘起電荷を信号として読み取っている。アノードとカソードの電極はそれぞれストリップ状に繋がっており、垂直に走っている。そのため、アノードとカソード両方の信号の位置情報を読み取ることで 2 次元位置を得ることができる。低電力化のためにピクセル読み出しではなく、ストリップ読み出しにしている。

本研究では、PCB(Printed Circuit Board) μ -PIC と TGV(through glass via) μ -PIC [62] の 2 種類の μ -PIC を使用している。図 3.13 に PCB μ -PIC と TGV μ -PIC の断面図を示す。PCB μ -PIC は開発された初めての μ -PIC であり、銅電極と厚さ $100 \mu\text{m}$ のポリイミド基板で構成されている。プリント基板 (PCB) 技術で製造されており、大面積 ($30 \times 30 \text{ cm}^2$) のものを安価に作製することができる。 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の PCB μ -PIC の読み出しにはアノードとカソードそれぞれ 784 ストリップ使われており、ピクセル数は $589824 \text{ pixels}(=768 \times 768)$ もある。作製の過程でピクセル構造にばらつきが生じるときがあり、これはゲインの一様性に影響を与える。 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の PCB μ -PIC のゲインとエネルギー分解能の場所依存性を図 3.14 に示す。図 3.14(左) からゲインのばらつき Root Mean Square(RMS) $\sim 15.9\%$ を示している。また図 3.14(右) は ^{133}Ba の Cs K α 31 keV における各領域でのエネルギー分解能である。エネルギー分解能は FWHM で領域全体では 24.8% 、

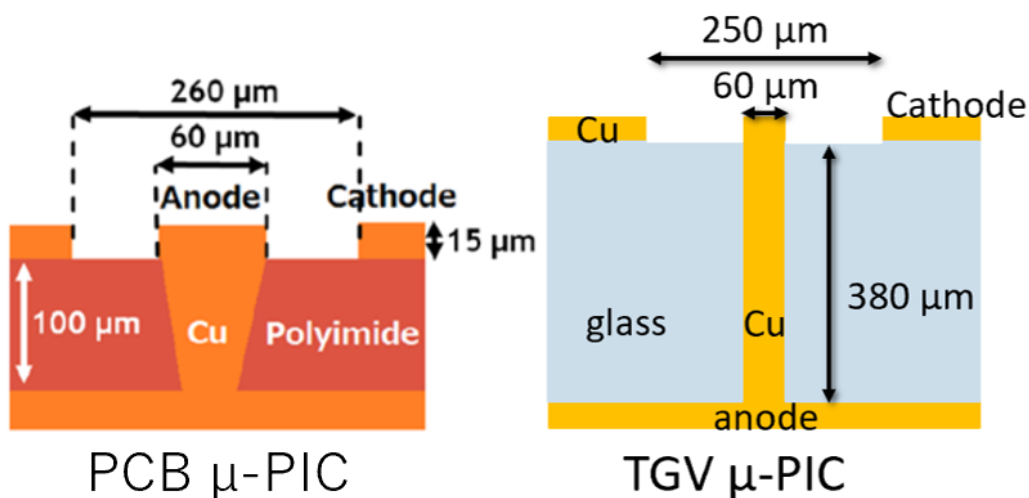


図 3.13: PCB μ -PIC と TGV μ -PIC の基板の構造 [62]

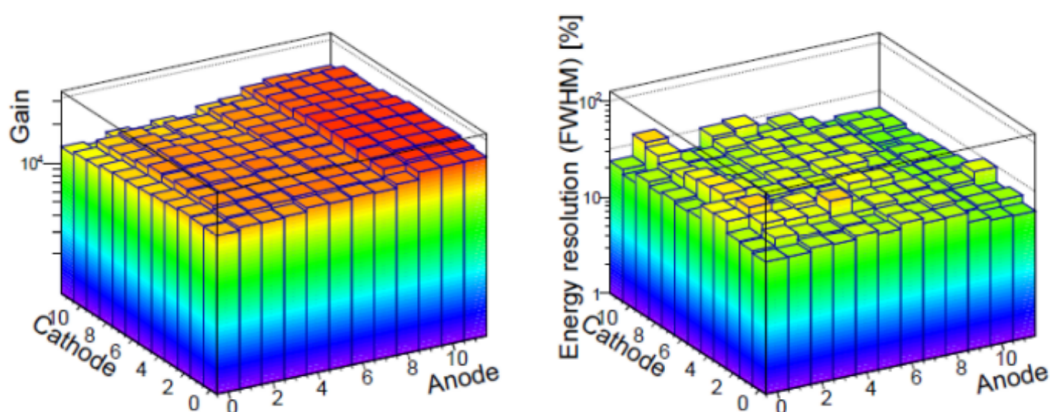
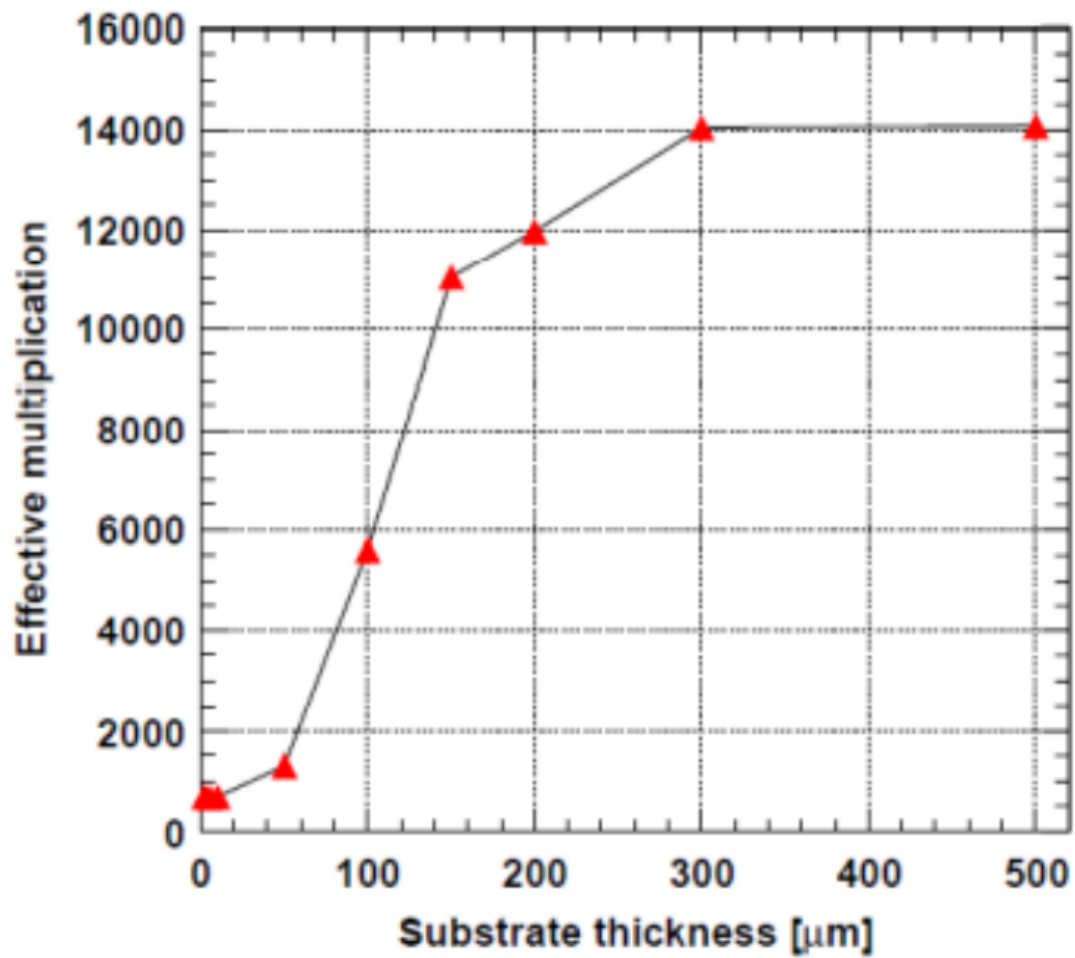


図 3.14: 30 cm 角 μ -PIC のガスゲインの場所依存性 (左) とエネルギー分解能 ($\text{CsK}\alpha$) (右) [63]

各領域ごとでは 18-40% となっている [63]。

低電圧高利得を目的に新たに作製されたのが TGV μ -PIC である [62]。TGV 技術によって作製され、アノード、カソード電極の構造は PCB と同じであるが、基板の厚みが PCB の約 4 倍の $380 \mu\text{m}$ に厚くなっている。基板がうすいとアノードストリップの電位が基板を通してガス層にまで影響し、アノードへの電気力線の集中を粗密にするが、十分厚いとアノードストリップの電位の影響がなくなり電気力線の集中度が増し、結果ガス利得が大きくなる。図 3.15 は Garfield(シミュレーション) [64] により計算された μ -PIC 基板の厚みを変化させたときのガスゲインである [65]。基板の厚さが $300 \mu\text{m}$ ほどまで、ゲインが大きくなっていることが分かる。これによって、TGV μ -PIC は PCB μ -PIC よりも同印加電圧で約 1.5 倍のゲインを達成している [64]。また、PCB では μ -PIC のアノード・カソード間がポリイミドであり放電が起きたとき、ポリイミドが変質して放電しやすくなるデメリットがあったが、TGV では放電により強いガラスが使用されているため、放電のリスクも軽減することができる。SMILE-3 では、長期間の安定動作が求められるため、TGV の利用が適している。

図 3.15: μ -PIC のゲインの基板厚さ依存性 [65]

3.2.2 TPC (3次元位置感度検出器) への応用

ここまで 2次元位置を検出できるガス検出器として MWPC や MPGD について述べた。しかし、これだけでは荷電粒子が生成した電子・陽電子イオン対雲の 3次元情報は得られない。電子雲の 3次元情報を得るために D.Nygren によって開発された TPC(Time Projection Chamber) [66] について説明する。TPC は 2次元ガス検出器においてドリフト領域を長く設定し、荷電粒子が生成した電子雲がドリフトして信号として検出される時間を測定することにより検出器から垂直な方向の距離情報を得る手法である。TPC の概念図を図 3.16 に示す。MWPC や MPGD を TPC

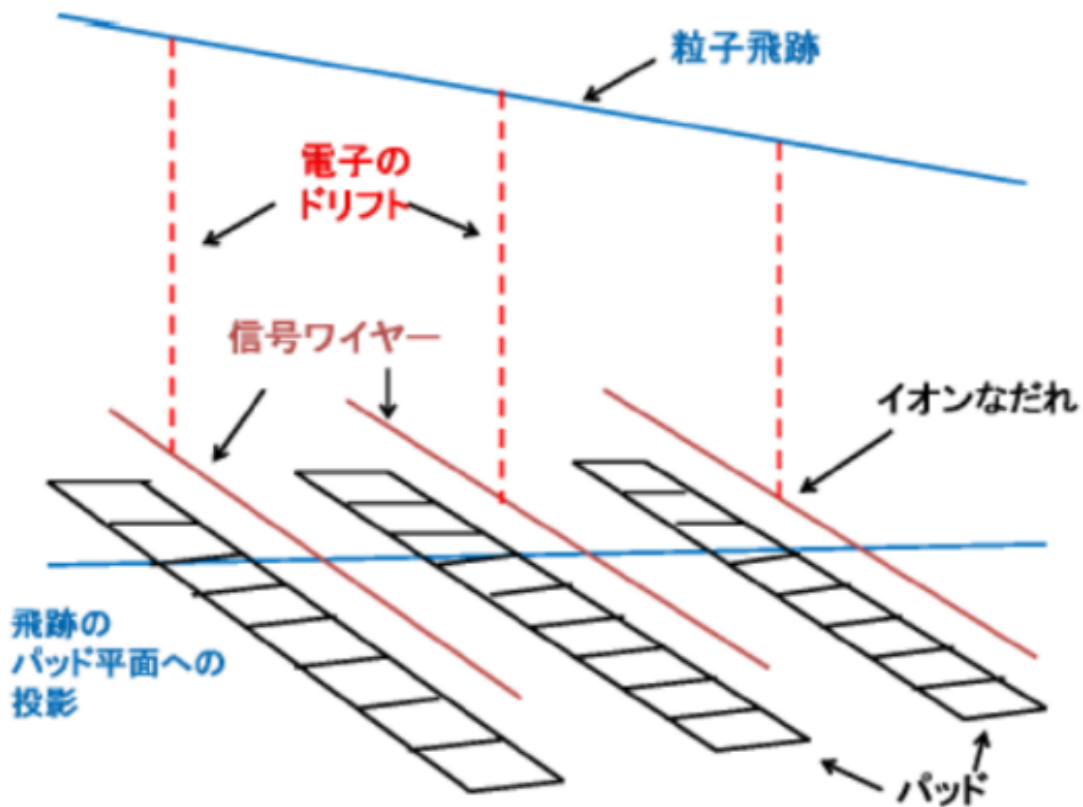


図 3.16: TPC の概念図 [67]

の 2次元位置検出器として用いることによって荷電粒子の 3次元飛跡情報が得ることができる。TPC は電子飛跡検出型コンプトンカメラの他にも、中性子イメージング [68] や暗黒物質直接探査実験 [69] でも用いられている。

ETCC の TPC の選択

MSGC は放電が起りやすく電極破壊を起こしてしまうという重大な問題点がある。MSGC では陰極と陽極が並んでストリップ上に形成されるため、陰極近傍と陽極近傍の電場強度が同程度に強い。放電の起りやすさは陽極近傍の電場強度ではなく陰極近傍の電場強度に強く依存するため、放電を抑えるには陰極近傍の電場強度を小さく抑え、陽極近傍の電場強度を大きくして電子増幅率を稼ぐのが理想的である。MSGC の電子増幅率は放電による電極破壊によって制限がか

かり、1000 倍以上の電子増幅率における安定動作は困難である。MIP や高エネルギー電子等の単位長さあたりの損失エネルギーが小さい荷電粒子の飛跡を安定して取得するには 10000 倍以上の電子増幅率での安定動作が求められ、また、光リソグラフィ技術 (IC 技術) により大面積化も $10 \times 10 \text{ cm}^2$ が限界であるため、MSGC はコンプトン散乱電子の飛跡を取得するという目的には適していない。また、そのため ETCC では、電子飛跡を取得するために、 μ -PIC と GEM を使用し、 μ -PIC 単体の電子増幅では電子信号を読み出すための電子数を補完するために GEM を使用する。電子信号を読み出すための必要最低ガスゲインは、MIP が信号として読み出すことができるゲインであり、ガスの W 値と MIP のエネルギー損失率から計算できる。1 ストリップ読み出し ($400 \mu\text{m}$) で読み出す場合、MIP が 1 ch に落とす 1 次電離電子の数は、 W 値と MIP のエネルギー損失、ガス圧をそれぞれ W [eV]、 dE/dx [keV/cm/atm]、 P [atm] として、

$$400 \times 10^{-4}[\text{cm}] \times dE/dx[\text{keV/cm/atm}] \times \frac{P[\text{atm}]}{W[\text{eV}]} = 40 \times dE/dx \times \frac{P}{W}[\text{個}] \quad (3.18)$$

と書ける。現行の μ -PIC の信号読み出しに使っている ASIC(次節で説明) の閾値が $\sim 23 \text{ fC}$ 、電子の電荷の大きさが $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ であることから、1 ch に必要な入力電子数は

$$23 \times 10^{-15}[\text{C}] \div 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}] \approx 1.46 \times 10^5[\text{個}] \quad (3.19)$$

となる。よって、必要最低ゲイン G_{min} は式 (3.19) を式 (3.18) で割ることで、

$$G_{min} = 1.46 \times 10^5[\text{個}] \div (40 \times dE/dx \times \frac{P}{W}[\text{個}]) = 3.65 \times 10^3 \times \frac{W}{P \times dE/dx}[\text{atm}] \quad (3.20)$$

と計算できる。つまり、

$$G_{min} = \frac{\eta}{P} \quad \left(\eta = 3.65 \times 10^3 \times \frac{W}{dE/dx} \right) \quad (3.21)$$

と書ける。ここで η をゲイン係数と呼ぶことにする。表 3.1 に各種ガスの W 値、MIP のエネルギー損失率 (dE/dx)、ゲイン係数を示す。

表 3.1: 各種ガスの W 値と dE/dx の値

ガス種	W [eV]	dE/dx [keV/cm/atm]	η [atm]
Ar	26	2.44	3.9×10^4
CF ₄	34.3	7	1.8×10^4
Ar-CF ₄ -isoC ₄ H ₁₀	26.4	2.65	3.6×10^4
Ne-Ar-CF ₄	35.6	3.74	3.5×10^4

μ -PIC の安定動作ゲインは ~ 6000 くらいであるので GEM の電子増幅率は約 10 倍くらいで使用される。しかし GEM を使用する面でも欠点があり、GEM の電極のどこかで導通してしまうと GEM 全体が導通してしまい、信号を読み出せなくなってしまうため、長時間の高利得安定動作が求められる環境ではあまり適していない。次節で μ -PIC を使った TPC の詳細を説明する。

3.3 μ -PIC を使った TPC の開発

3.3.1 TPC の動作原理

前述したように μ -PIC を用いることにより詳細な 2 次元情報を得ることができる。さらに、電子が電場に沿って μ -PIC に到達するまでの時間であるドリフト時間を測定することにより TPC として動作させることで詳細な 3 次元飛跡を取得することができる。この μ -PIC を用いた TPC の概念図を図 3.17 に示す。この μ -PIC により取得した電子とミュオン軌跡の 1 例を図 3.18

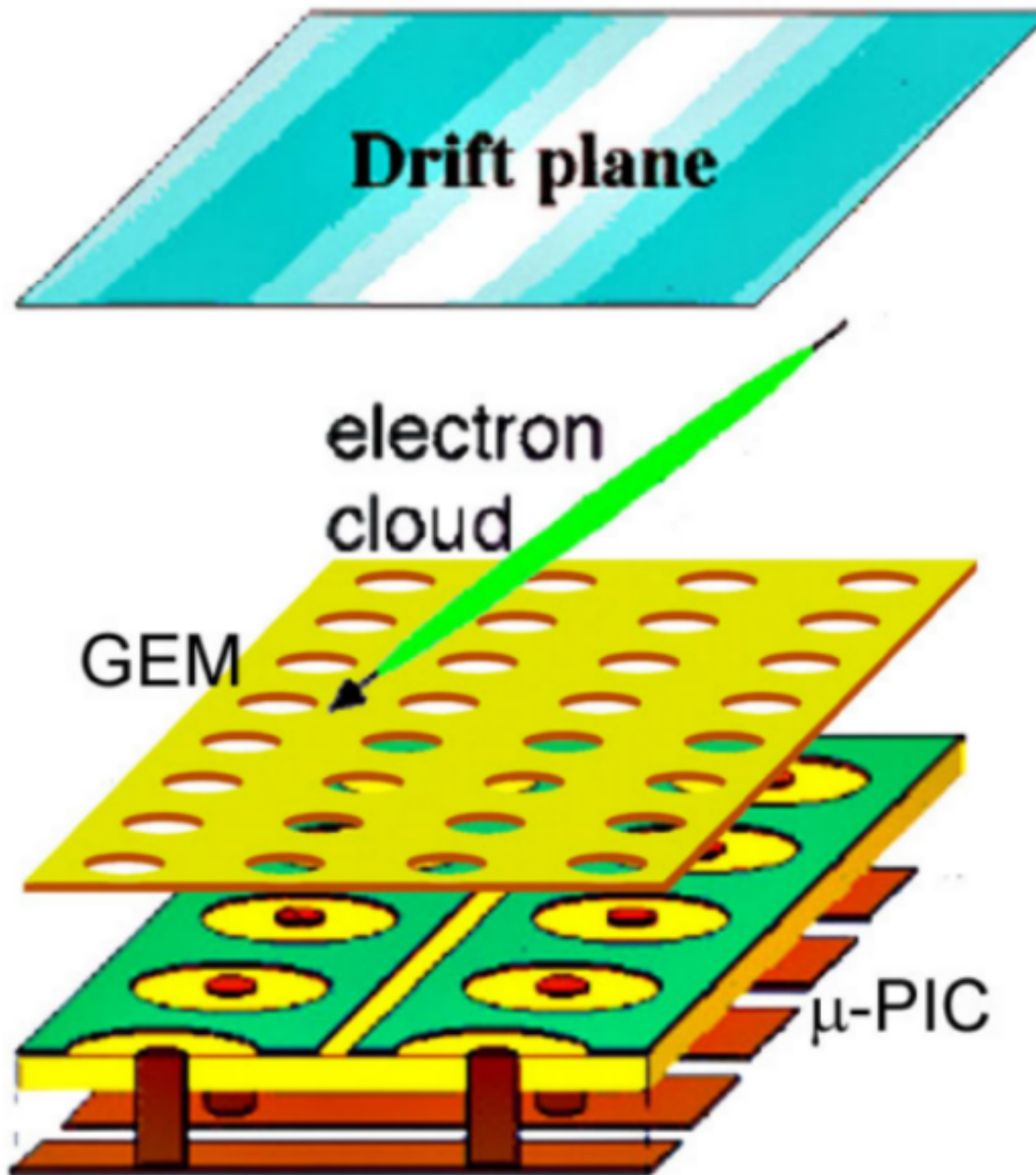


図 3.17: μ -PIC を用いた TPC の概念図

に示す。横軸は陽極と陰極のチャンネルを示し、1 チャンネルあたり 800 μm で、縦軸は clock を

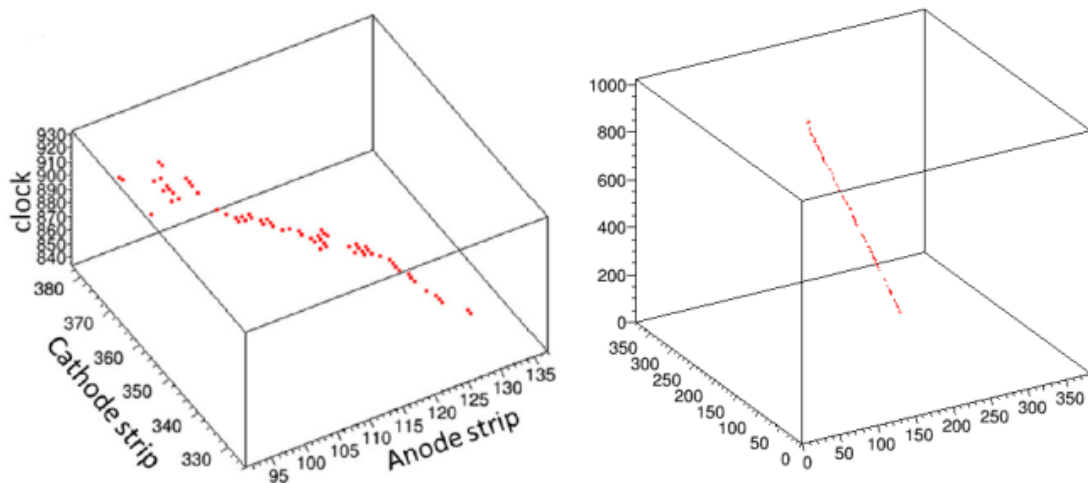


図 3.18: μ -TPC にて得られた電子飛跡 (左) とミューオン飛跡 (右) [45]

示し、1 clock あたり 10 nsec、ドリフト速度から距離を算出すると 1 clock あたりおよそ 500 μm となる。

TPC は荷電粒子の飛跡とエネルギーを測定できるため、飛跡長に対するエネルギー損失を得ることができる。各粒子のエネルギー損失率は粒子の質量とエネルギーの違いにより異なる値を取るため、粒子識別が可能となる。図 3.19 は実験室内にて 3 MBq の ^{137}Cs 線源を TPC から 1 m 離して照射した時に得られたエネルギー損失率と、140 MeV 陽子ビームを水に照射することにより生成した高放射線下で得られた飛程を表している。図中の赤点線は Ar 1 atm 下での電子のエネ

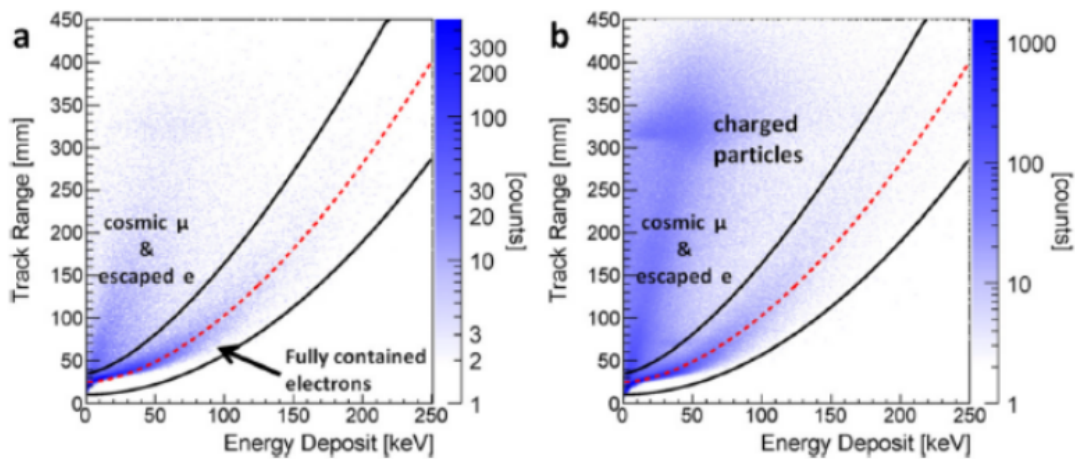


図 3.19: TPC により得られた入射粒子のエネルギー損失率分布 (a) 実験室にて 3 MBq ^{137}Cs 線源を 1 m 離れた状況下 (b) 140 MeV 陽子ビームにより生成された強放射線下 [35]

ルギー損失率を示している。ETCC として使用する場合、赤線付近の飛跡長 $R = E^{1.72 \pm 0.22}$ の領域を選ぶことによりコンプトン散乱イベントの 95% を得ることができる [35]。この粒子識別は MIP が見えない、つまり、ゲインが足りず MIP の飛跡がとぎれとぎれになってしまうと飛跡長を短く判断してしまうため、MIP 事象の低減が困難になる。

3.3.2 TPC の読み出しシステム

TPC の読み出しシステムには、電圧供給基板、COMS ASIC Chip、データ読み出しボードが使われている。

電圧供給基板は μ -PIC のアノード、カソードに電圧を与えるために使用される。図 3.20 に電圧供給基板の写真と回路図を示す。16 チャンネルごとに $1\text{ G}\Omega$ の抵抗によって分割されているが、大

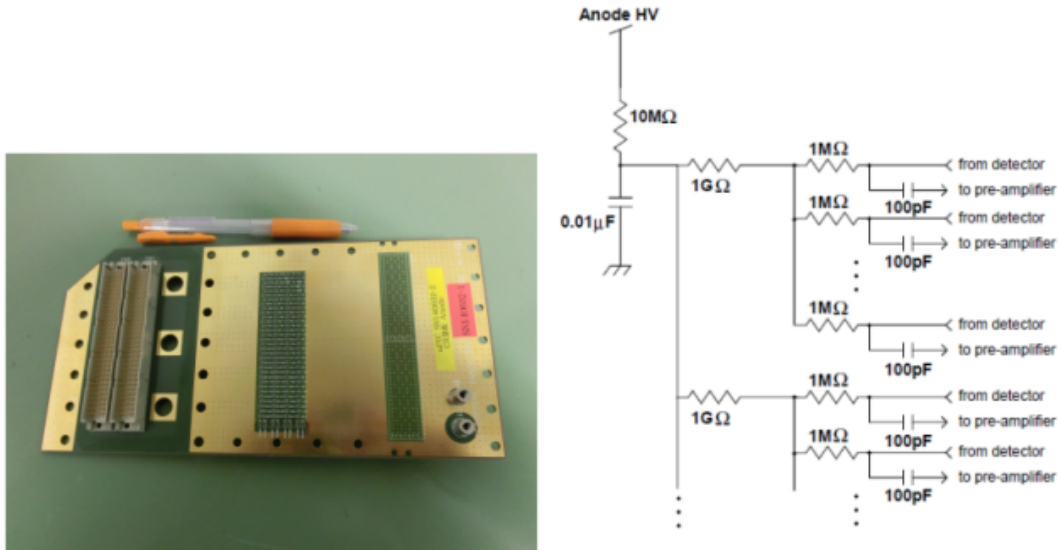


図 3.20: 電圧供給基板とその回路図。

きい抵抗を付けている理由は放電が起きた際、大きな電流が流れて周囲に放電が伝播してしまうことを防ぐためである。さらに各チャンネルに $1\text{ M}\Omega$ の抵抗がついている。あるピクセルで導通が起きた場合、そのピクセルを含む 16 ストリップ全ての電圧がかからなくなってしまうが、導通したピクセルに対応したストリップについている $1\text{ M}\Omega$ の抵抗を外すことで他の 15 チャンネルには電圧をかけ続けることができるようになっている。

μ -PIC の読み出しには CMOS ASIC Chip [70] が組み込まれた読み出しボードを使用している (図 3.21)。CMOS ASIC Chip は ETCC の気球実験のために開発された低消費電力の ASIC であ

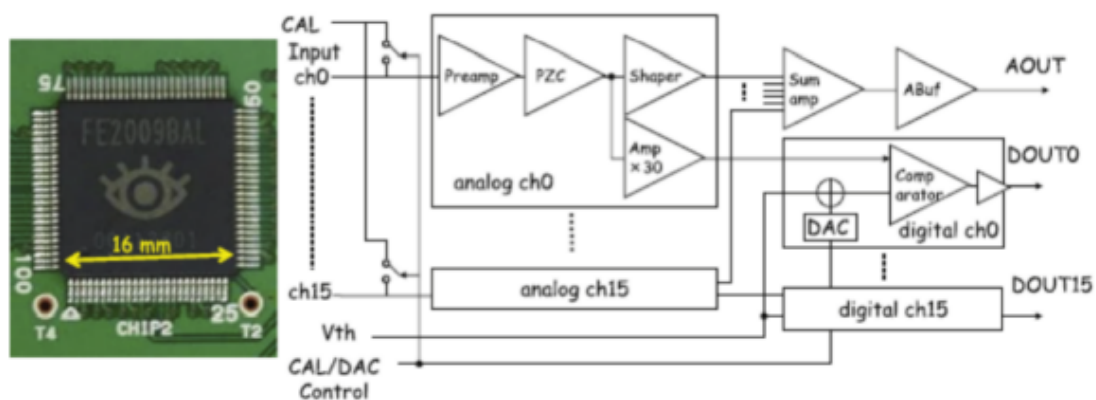


図 3.21: FE2009bal CMOS ASIC chip

る。ASIC の詳細な情報を表 3.2 に示す。入力は 16 ch のアナログ入力を、出力は 16 ch のデジタ

表 3.2: FE2009bal の性能

プロセス	0.5 μm CMOS
入力数	16 ch
プレアンプゲイン	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 \sim +1 pC
クロストーク	<0.5%
タイムウォーク	\sim 6 ns(10 fC to 1 pC)
ENC($C_d = 100\text{pF}$)	\sim 6000 e^-
消費電力	18 mW/ch

ルコンパレータ出力と1つのアナログサム出力を持っている。コンパレータではアンプの信号の大きさとスレッシュホールドを比較することで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 (hit 信号) し、この情報が電子飛跡の情報に使われる。図 3.22 は-0.5 pC のデルタパルスが入力されたときの出力アナログサム信号であり、図 3.23 はアナログサム信号の入力電荷量と出力

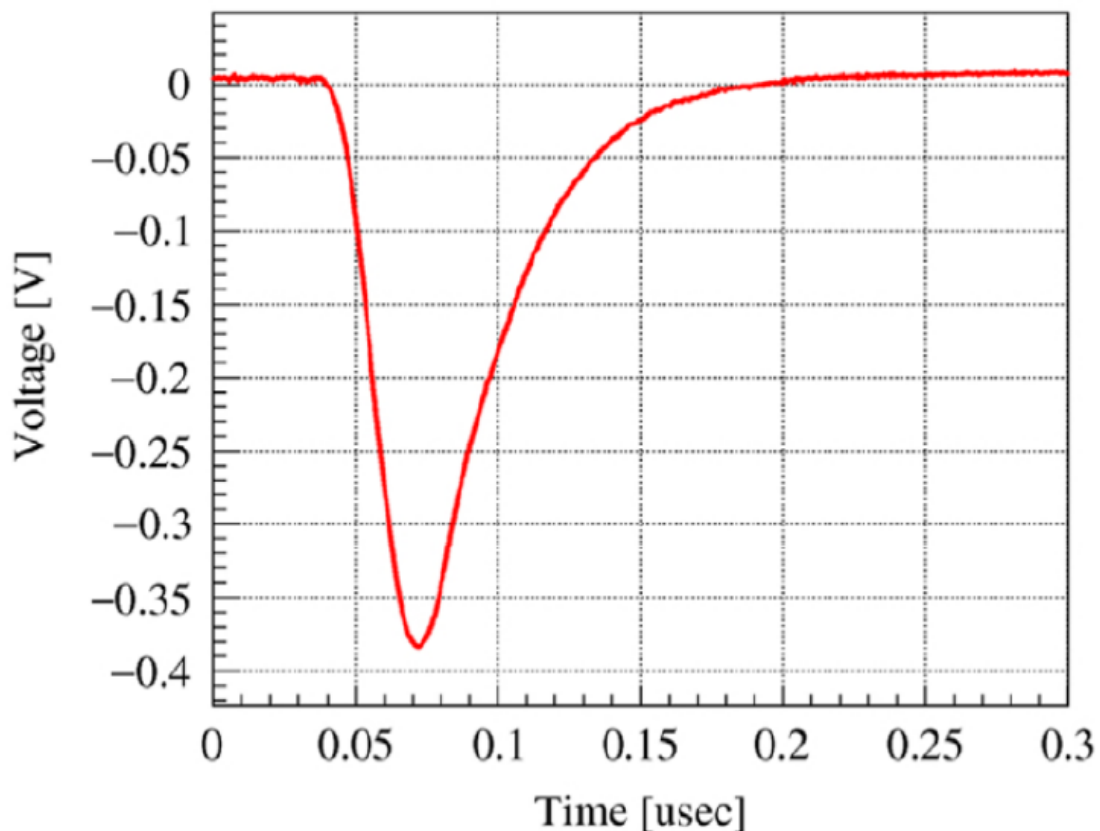


図 3.22: FE2009bal のアナログサム出力波形

された測定電圧を表しており、入力電荷量が-0.6 \sim +0.8 pC の時良い線形関係になっていることが

分かる。図 3.24 は TPC データ読み出しボードの写真とブロックダイアグラムである。 μ -PIC か

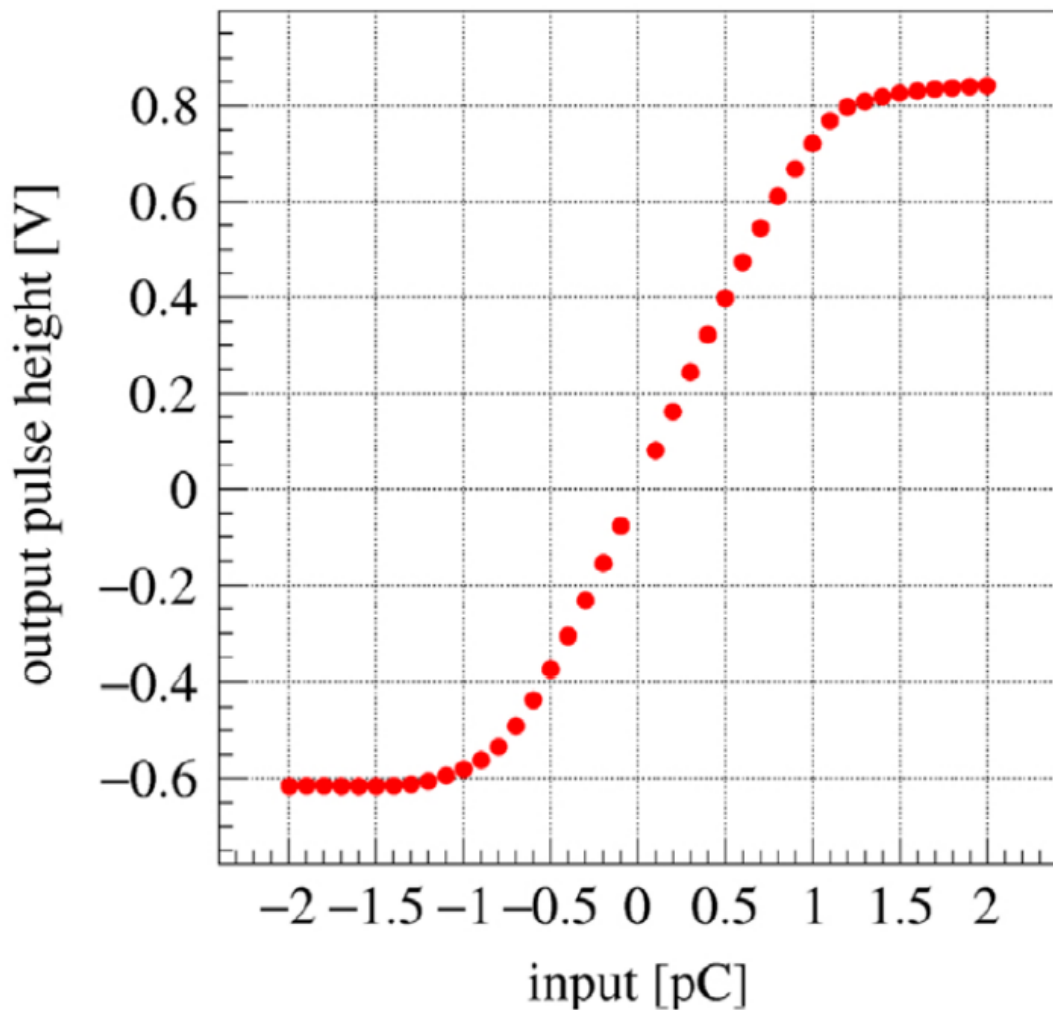


図 3.23: FE2009bal のアナログサム出力のピーク値と入力電荷の対応

ら 8 つの ASIC に信号が入ると、128 ch のデジタル信号と 8 つのアナログサム信号が出力され、このデジタル信号は 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 つ分をサムして 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リングバッファに逐次保持され、トリガー信号により、リングバッファのデータを 10.24 μ s 分遡って読み出した整形後のデータを PC に送り、TPC 情報を取得している。

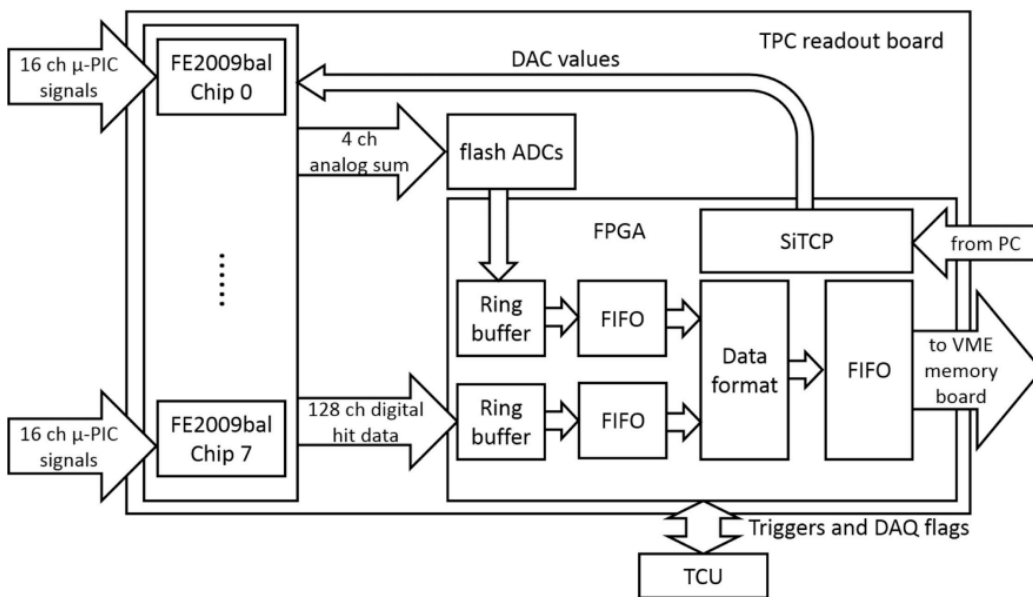
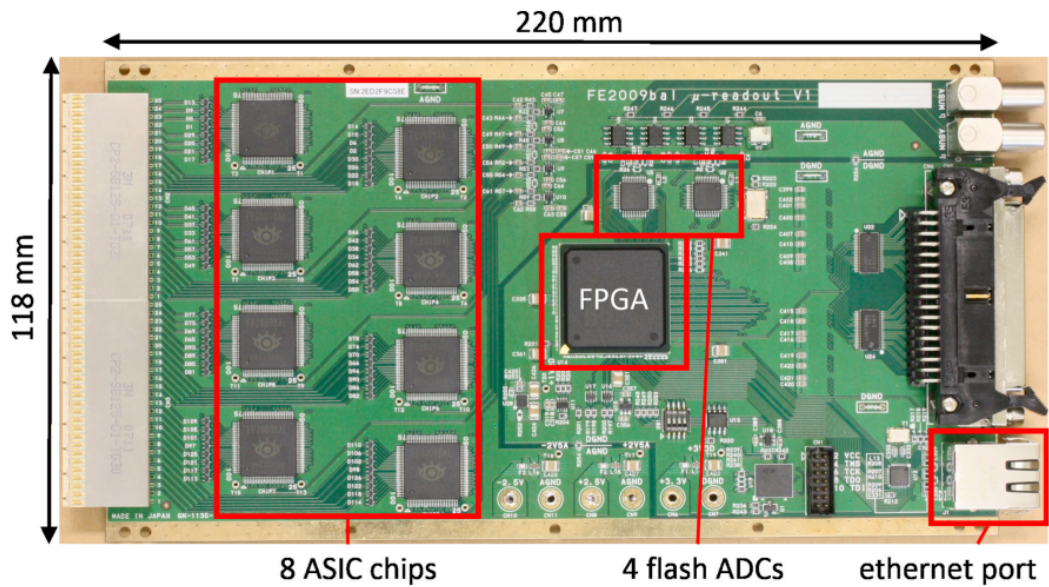


図 3.24: TPC 読み出しボード

3.4 ETCC に適した TPC 充填ガスの条件

SMILE-3 では有効面積の向上を図るため、TPC 充填ガスの変更を考えている。ETCC はコンプトン散乱を利用して入射光子のエネルギーと到来方向を再構成する検出器であるため、TPC 内では信号であるコンプトン散乱確率を上げ、雑音事象となる光電吸収確率を抑える必要がある。第 1 章で述べたように、コンプトン散乱確率は電子数 (原子番号 Z) に比例し、光電吸収確率は原子番号 Z^5 に比例することを考慮すると、軽元素で構成された分子ガスが望ましい。また、有効面積の観点以外にも TPC 充填ガスを考える上で重要なガスの特徴 (パラメータ) として、ガスゲイン・気圧・エネルギー分解能・TPC の空間分解能などがあげられる。TPC の空間分解能は、コンプトン散乱点の決定精度と反跳電子の反跳方向の決定精度に大きく依存する。これらの決定精度は 3.1.2 節で述べた電子のドリフト際の拡散の大きさに依存するため、拡散の小さいガスが望まれる。これらを満たす分子ガスとして、 CF_4 ガスが考えられる。 CF_4 ガスは 1 分子あたり 42 個の電子があり、構成元素の C、F の原子番号はそれぞれ 6、9 であり従来の Ar の原子番号 18 に比べても小さい。実際光電吸収確率はおよそ $9^5/18^5 \approx 1/32$ と一桁以上抑えることができ、コンプトン散乱確率は $42/18$ と 2 倍以上あげることができる。また、図 3.4 で示すように、 CF_4 ガスは電子のドリフトに平行な方向、垂直な方向どちらについても Ar より拡散が小さいことがわかる。

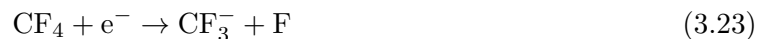
一方で CF_4 ガスには良くない特性もあり、特に以下の 2 つがある。

(1) 非弾性散乱断面積が大きい

CF_4 は分子ガスであるため、ドリフト電子と分子の衝突の際、ドリフト電子のエネルギーが分子中の電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、ドリフト電子のエネルギーが低下してしまう。そのため、ガス分子の電離が起きにくくなりガスゲインの低下につながる。

(2) 電子吸着 (捕獲) が起きやすい

電子吸着反応として、次の反応がある。

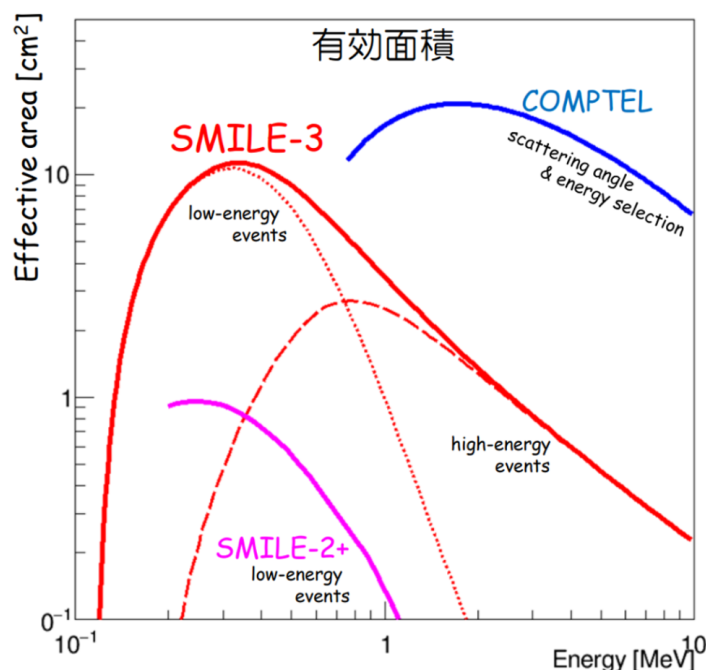


電離による電子増幅とは逆に電子数が低下する反応であり、負のタウンゼント係数 $-\eta$ として考えることができる。この時、タウンゼント係数 $\tilde{\alpha}$ は

$$\tilde{\alpha} = \alpha - \eta \quad (3.25)$$

と書ける。式 (3.22)、式 (3.23)、式 (3.24) の反応にはいずれも電子のエネルギーに閾値が存在し、それぞれ 4.65 eV、5.4 eV、5.4 eV である。ドリフト領域の電子のエネルギーは数 eV 程度であるためこれらの反応は起きないが、電子増幅が起きる領域では電子のエネルギーが閾値を超えるため、これらの反応が起き、ガスゲインとエネルギー分解能の低下につながる。これらの特性はいずれもガスゲインの低下につながるため、 CF_4 ガスはガスゲインが出にくいガスとして知られている。

上で述べたように、 CF_4 ガスはゲインが出にくくエネルギー分解能が悪いという問題もあるが、有効面積の向上と空間分解能の改善の点で非常に有効なガスであり、利用価値としては十分である。そのため、次期計画 SMILE-3 では CF_4 3 気圧の使用を予定している。図 3.25 は CF_4 3 気圧で期待される有効面積である。SMILE-3 では、SMILE-2+ の最大 10 倍である 10 cm^2 の有効面積を要求している。充填ガスの気圧は上げるほど、ガス密度が上がるためコンプトン散乱確率も上

図 3.25: CF_4 3 気圧で期待している有効面積

がり有効面積向上につながる。ただし、気圧を上げるほど必要最低ガスゲインは下がるものの、その下がる影響よりもガスゲインが出にくくなる影響のほうが大きくなる傾向があるため、実際に利用可能なガスなのか検証する必要がある。そこで、 CF_4 ガスを使ったガスゲイン調査を行った。 CF_4 単体ガスでは上で述べた理由からゲイン不足が考えられたため、本研究では CF_4 を 50% とし、ゲインの高い希ガスである Ne(+少量 Ar 添加) を 50% 混ぜた混合ガスを使ってゲイン調査を行った。Ne は原子番号 10 であるため、 CF_4 100% ガスと比較するとコンプトン散乱確率は減るものの、光電吸収確率は同じくらい低減され、SN 比は Ar メインガスと比べても 1 桁ほど良いガスである。Ne- CF_4 ガスも SMILE-3 の候補ガスである。表 3.3 に Ar、Ne-Ar- CF_4 、 CF_4 ガスの光電吸収確率、コンプトン散乱確率、SN 比 (コンプトン散乱確率/光電吸収確率) を示す。ただし Ar ガスの光電吸収確率、コンプトン散乱確率を 1 とした。また過去、比例計数管での使用では Ne に

表 3.3: Ar、Ne-Ar- CF_4 、 CF_4 ガスの光電吸収、コンプトン散乱確率、SN 比

ガス	Ar	Ne- CF_4	CF_4
光電吸収確率	1	0.15	0.13
コンプトン散乱確率	1	1.4	2.3
S/N	1	9	18

Ar を少量添加することでゲイン・エネルギー分解能が向上することが知られていたため、 CF_4 を混ぜた μ -PIC でも同様に向上するか調査した。次節でその結果を述べる。

3.5 CF₄ を用いた散乱体ガスの調査

前章で述べたように、ETCC の充填ガスを CF₄ メインに変更すれば、有効面積の向上が見込まれる。本章では、実際に CF₄ ガスを ETCC の充填ガスとして使用できるのか議論していく。最低限要求されることは、電子飛跡取得可能なガスゲインを出すことができるかどうかという点である。CF₄ は前章で述べた通りガスゲインが出にくいガスであり、CF₄ 100%のガスでガスゲインを出すのは困難だと考え、CF₄ を 50%、Ne を 50%混ぜたガスでガスゲインの測定を行った。本研究のガスゲイン測定では、全測定について X 線源 ⁵⁵Fe の 5.9 keV(MnK α) を使用している。

3.5.1 3 気圧耐性容器

SMILE-3 の候補ガスは CF₄ の 3 気圧ガスである。SMILE-3 で使用可能ガスか確認するためには、ガスゲイン調査は必須である。ゲイン測定をするために、3 気圧耐性容器が作成された。図 3.26、図 3.27 にベッセルの外観と内観の写真を示す。ベッセルの素材は SUS(Steel Use Stainless)

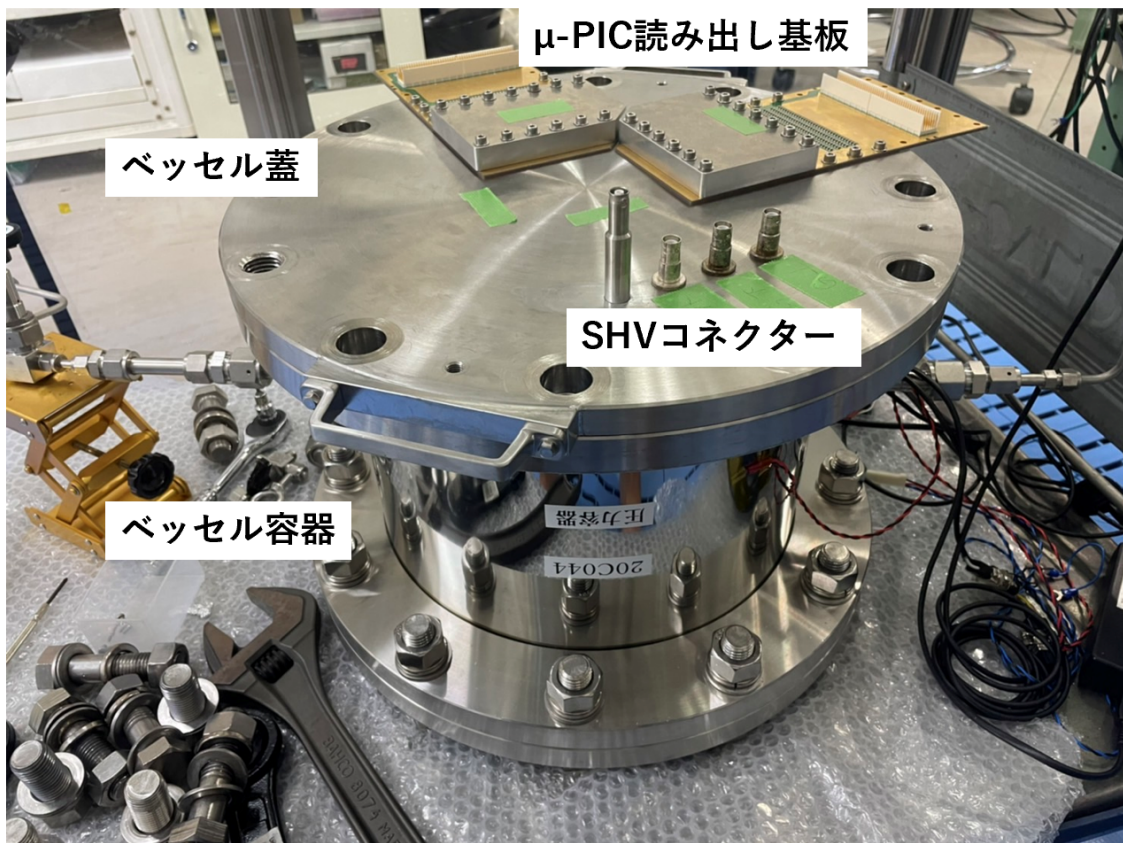


図 3.26: ベッセル容器のの全容

であり、SHV コネクターはベッセル内部の TPC のドリフトプレーンや GEM への電圧印加用コネクターである。 μ -PIC への電圧印加は読み出し基盤から供給している。各部品の固定はボルトやねじを用いて、接触面は気体を密封するために O リングを用いている。

圧力計：GC61 - 174(長野計器社製)

ベッセル内の気圧をモニタリングする (図 3.28a)。1~5 VDC のアナログ出力で出力精度は $\pm 1.0\%$ F.S.、分解能は 12 mVDC 以下である。使用温度範囲は-10~50°C(結露、凍結なきこと)、

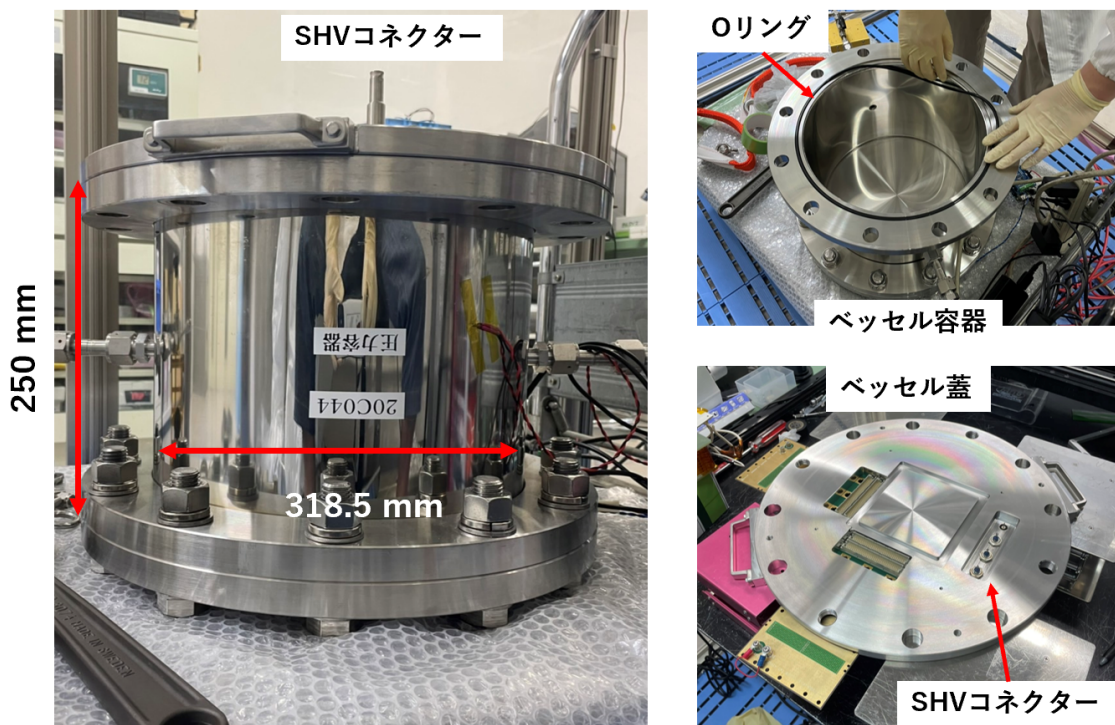


図 3.27: ベッセルの蓋やベッセルの中の様子

使用湿度範囲は 35～85%RH(結露なきこと)、保存温度範囲は-20～60°C(結露、凍結なきこと)、保存湿度範囲は 35～85%RH(結露なきこと)である。

温度計 (2 端子 IC、温度トランスデューサ): AD590(ANALOGDEVICES 社製)

ベッセルの温度をモニタリングする。直線性の良い電流出力: $1 \mu\text{A}/\text{K}$ 、ワイドレンジ: $-55^\circ\text{C} \sim +150^\circ\text{C}$ 、広い電源電圧範囲: $+4 \sim +30 \text{ V}$ 、優れた直線性: フルスケールで $\pm 0.3^\circ\text{C}$ が特長である。

湿度計: BME280(BOSHC 社製)

I2C/SPI 制御で、温湿度をモニタリングする (図 3.28b)。プログラムを書き込み、シリアル通信を開くとベッセル外の温度、湿度、気圧が 5 秒ごとに出力される。湿度計の情報は、直接 Raspberry

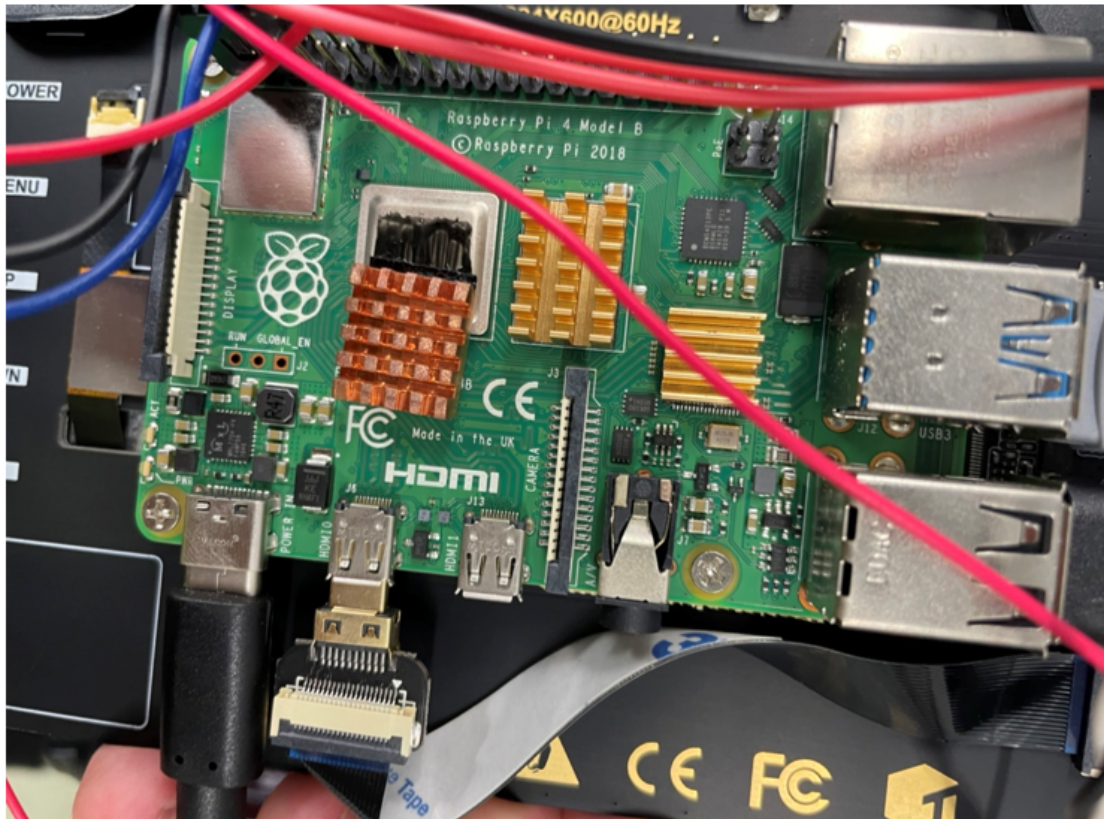


(a) 気圧計: ベッセル内の気圧をモニタリングする。



(b) 湿度計: ベッセル容器周りの湿度をモニタリングする。

Pi(図 3.29a) へ送信し、圧力計と温度計の情報は Arduino を通じて Raspberry Pi(図 3.29a) へ送信



(a) ベッセル内の気圧、ベッセルの温度、ベッセル外の温度・湿度・気圧をモニタリング用の Raspberry Pi している。

3.5.2 TPC のデータ収集システム

読み出し回路には ETCC の TPC 用のデータ収集システム [39] を採用した。トリガーコントロールは図 3.30 の回路 (TCU : trigger control unit) が行っている。TCU で TPC からヒット信号を受

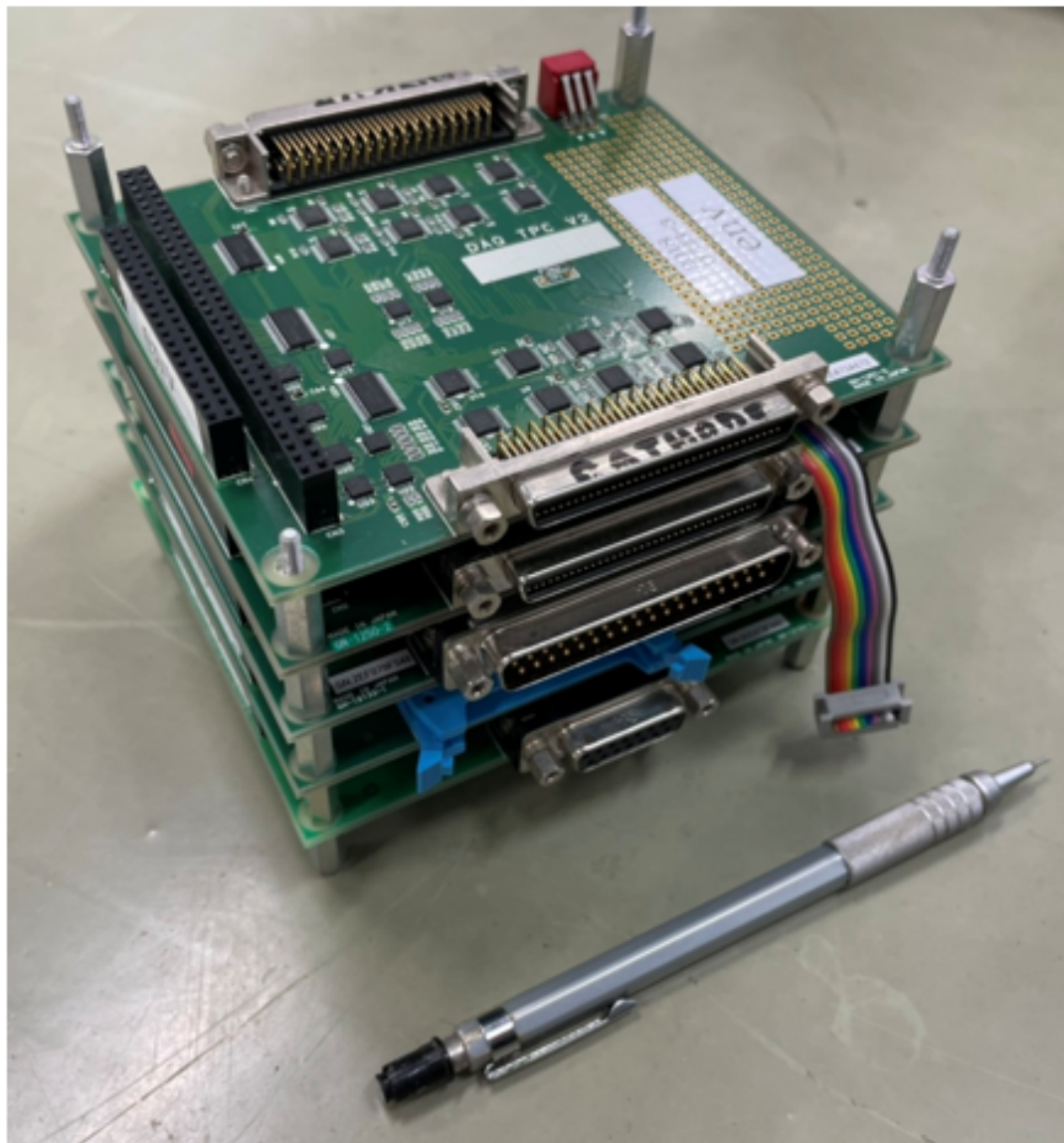


図 3.30: TPC のトリガーコントローラー

信し、8 μ s の遅延させた信号をトリガー信号とし、データを PC へ送信する。図 3.31 はデータ収集時の信号の模式図である。図 3.31 中の SiTCP は FPGA をネットワークに接続する技術である。TPC に送受信される信号を表 3.4 にまとめた。Data exist は、ノイズとの区別をするため連続する 3 ストリップ以上のストリップがヒットしている場合に信号を出すようにしている。

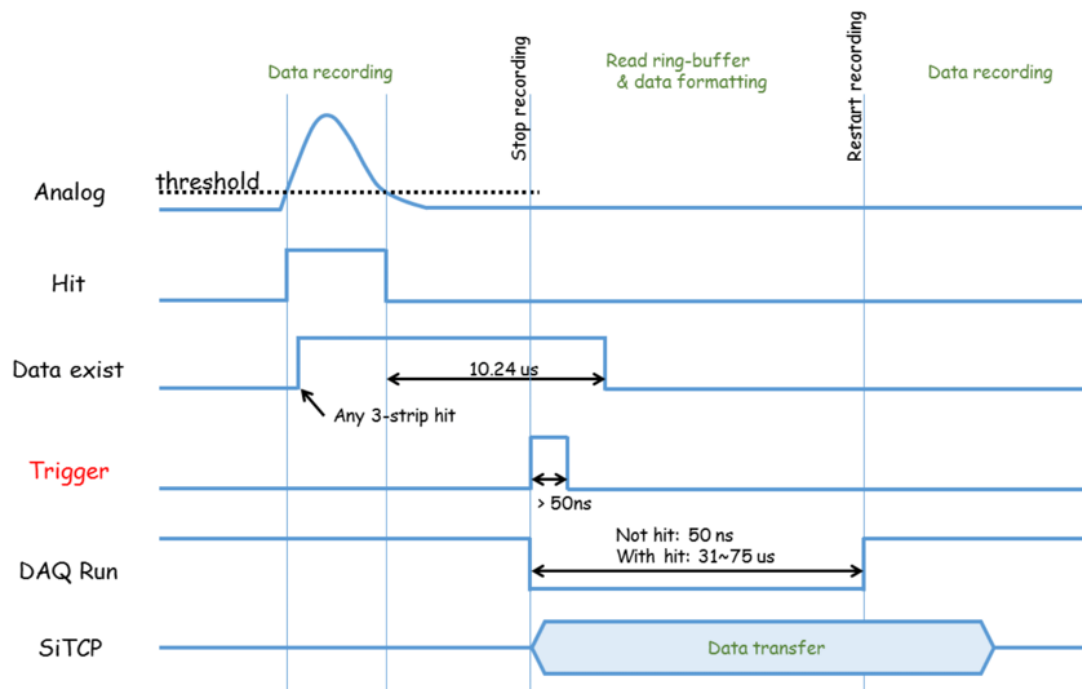


図 3.31: TPC データ収集の模式図

表 3.4: TPC で送受信される信号

信号名	in/out	説明
trigger	in	トリガーをかける。リングバッファから前段 FIFO にデータを送信する。
reset	in	イベント番号をリセットする。
hit	out	ヒットしたタイミングで信号を出す。
Data exist	out	前段バッファ以降にデータが存在している (any 3-strip hit)。
DAQ Run	out	リングバッファから前段 FIFO にデータ送信中である。

3.5.3 ガス利得

この節では、CF₄ ガスを用いてどのくらいガス利得が得られるかを調べた。X 線の光電吸収により生成された電子を取得するためには、 μ -PIC で数万のゲインが必要である。 μ -PIC のみで数 10000 のゲインでの安定動作は難しいため、増幅を補完するために GEM を使用している。使用した GEM の基板材質は液晶ポリマーであり、厚み 100 μ m、穴のサイズとピッチはそれぞれ 70 μ m、140 μ m である。本実験での得られたガスゲインの値は、いずれも μ -PIC と GEM を合わせた値を示す。まず Ne-Ar-CF₄ (Ne-Ar 50% : CF₄ 50%) の 1 気圧で 10 cm 角の μ -PIC (PCB) を用いてゲイン測定を行った。図 3.32 はガス容器内部の写真、図 3.33 はそのジオメトリーである。

ドリフトメッシュと GEM の間の領域をドリフト領域、 μ -PIC と GEM の間の領域をインダクション領域と呼ぶことにする。ドリフト領域は 11 mm、インダクション領域は 6 mm とし、ドリフト電場とインダクション電場はそれぞれ 300 V/cm、1200 V/cm となるように電圧を印加した。

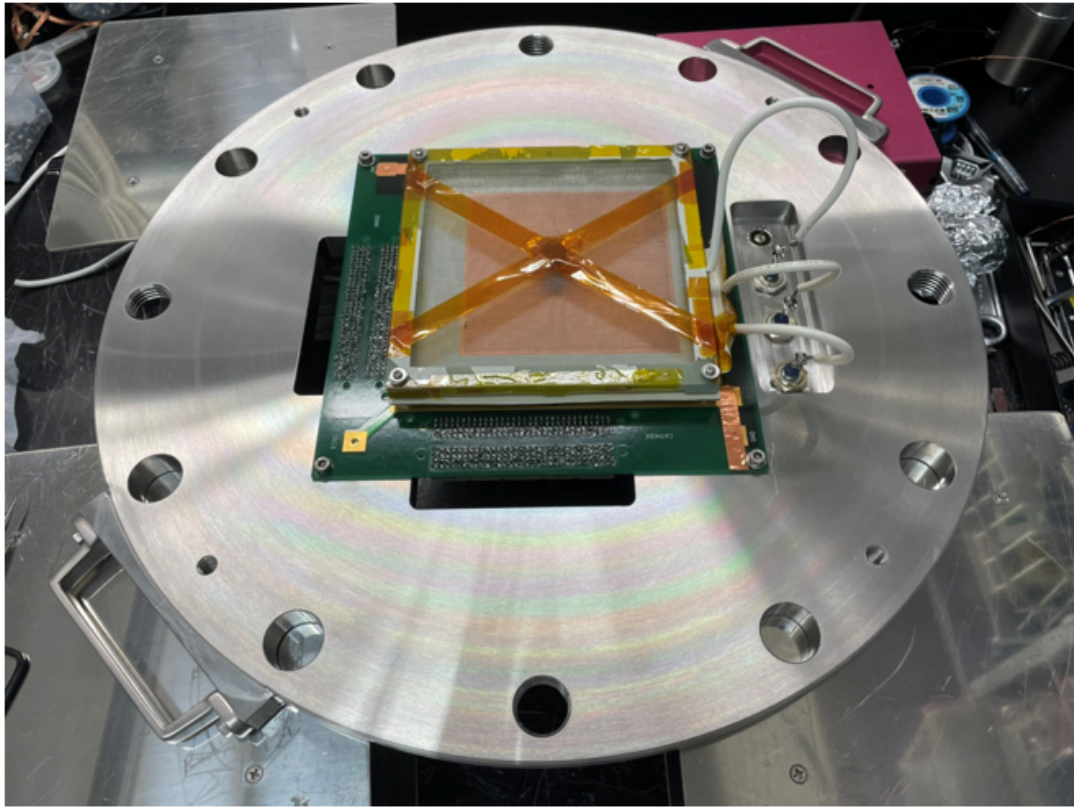


図 3.32: TPC 内部の写真

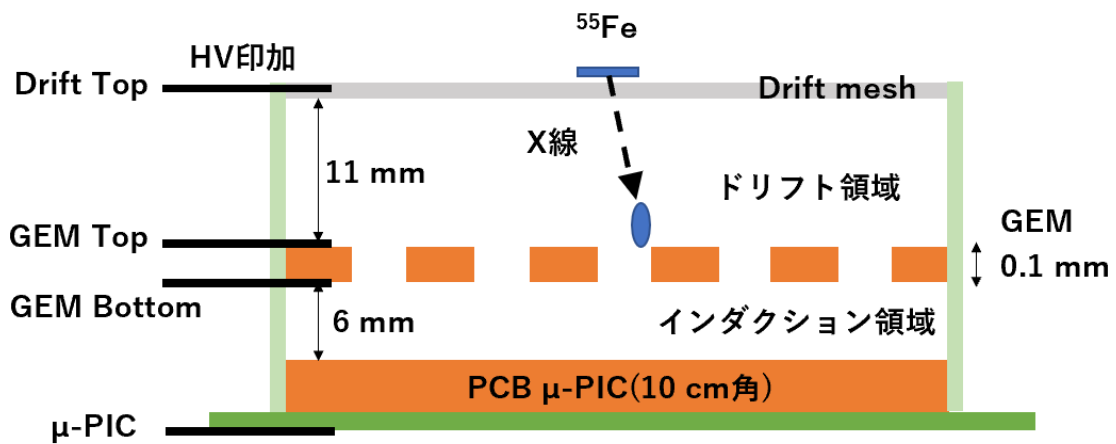


図 3.33: 実験セットアップ

ゲイン算出方法

ゲインの計算はアノードもしくはカソードで取得された電荷量から計算できる。アノード・カソードで得られる電荷量の比はほぼ 1 : 1 であるため、本実験ではアノードの電荷量から算出している。図 3.34 は実際に記録された 10000 イベント分の FADC 波形である。横軸は ADC の clock、縦軸が ADC 値を表している。0 clock から 80 clock までの ADC 値 (ch) の平均をベースライン (基準電圧) とし、ベースラインから 10 ch 上の値を閾値に設定している。80 clock から 200 clock ま

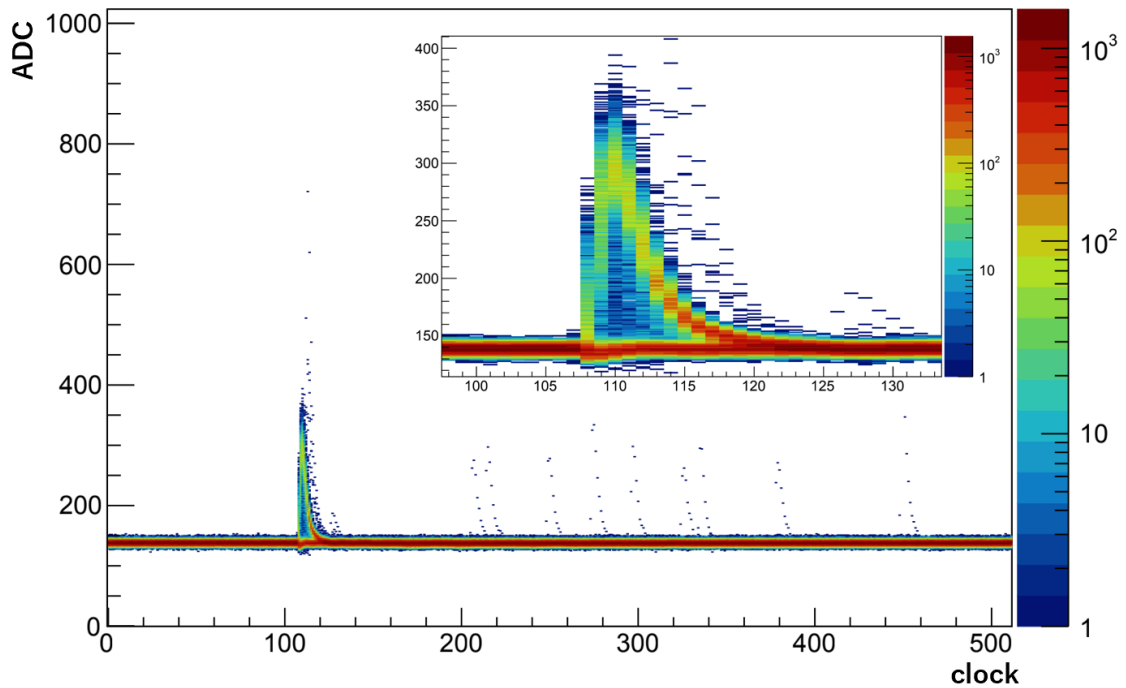
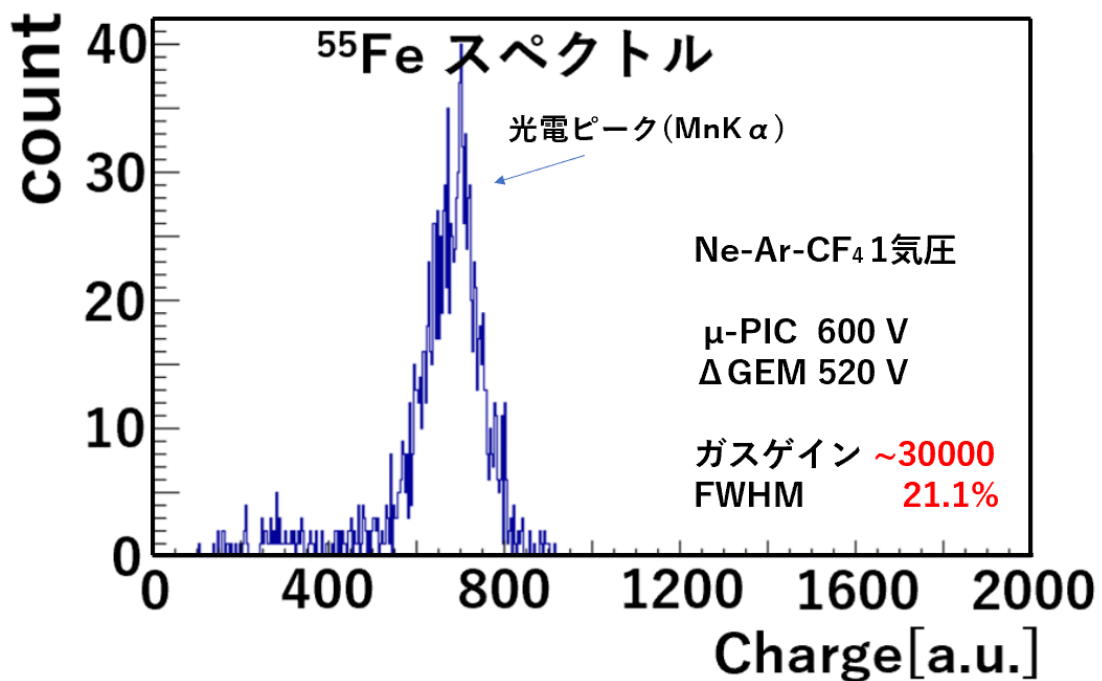


図 3.34: 10000 イベント分の FADC 波形

を積分区間とし、閾値を超えた clock の ADC 値とベースラインとの差を積分したものを電荷量 Q として計算している。1 ADC 値と 1 clock はそれぞれ 2 mV、20 ns に対応している。図 3.35 は μ -PIC に 600 V、 Δ GEM に 520 V 印加したときに得られたスペクトルであり、 ^{55}Fe の 5.9 keV の光電ピークが見えている。電荷量はこの光電ピークをガウシアンでフィッティングしたときの平均

図 3.35: ^{55}Fe のアノードで取得されたスペクトル

値としている。ガスゲイン G は次のようにして求めることができる。

$$G = Q \times \frac{W}{E} \times \frac{1}{e} \times \frac{1}{G_{board}} \quad (3.26)$$

ここで、 G_{board} は読み出し基板 ASIC の増幅率であり、700 である [70]。図 3.35 の式 (3.26) によって得られたゲインは約 30000、エネルギー分解能は FWHM で 21.1% である。

Ne-Ar の Ar 比率の調整

過去、比例計数管での使用では、Ne に Ar を少量添加 (最適値 0.5%) することでゲインとエネルギー分解能が向上することが確認されている [71](ペニング効果)。CF₄ ガスを混合させ、かつ μ -PIC 使用時でも同様に向上するのか調査した。

ゲインの比較

図 3.36 は Ne-Ar の Ar 比を変化させたときのガスゲインの比較である。 μ -PIC には 600 V、

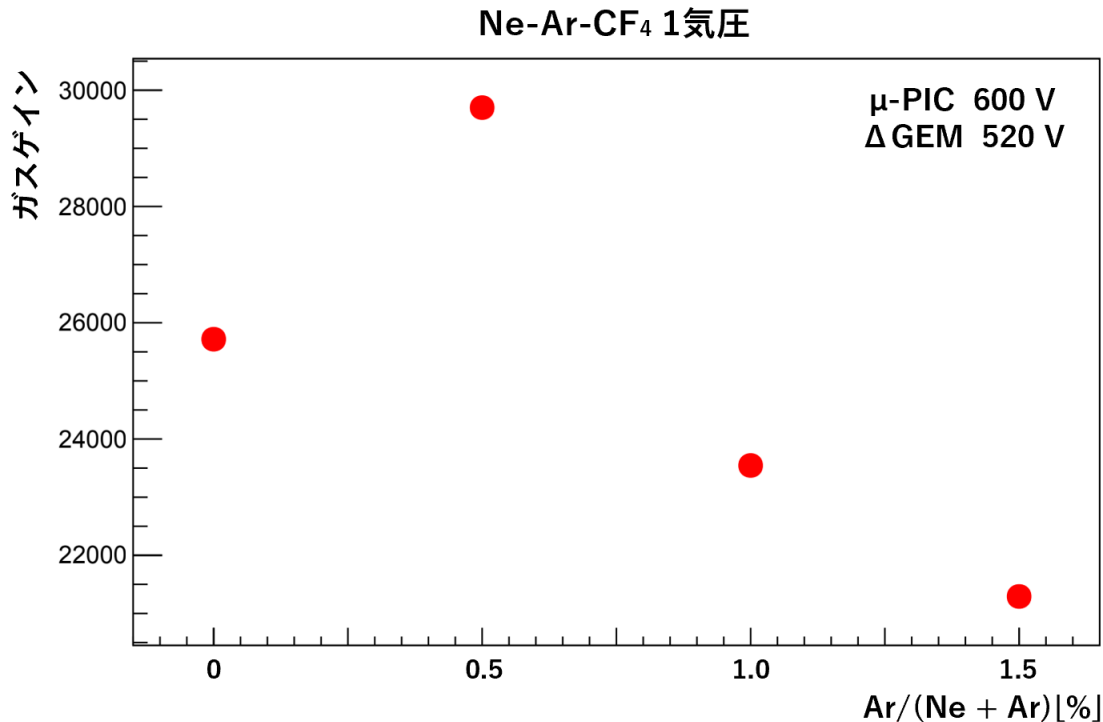


図 3.36: Ne-Ar に対する Ar 比を変化させたときの電子増幅率の変化

Δ GEM(GEM 上下間の電圧差)には 520 V 印加した。図 3.36 から、Ar を混ぜない Ar 比率 0% ではガスゲイン 26000 だったのに対し、Ar 比率 0.5% ではガスゲイン \sim 30000 となり、約 1.2 倍のガスゲインの増加を確認できた。さらに Ar を増やして Ar 比率 1.0%、1.5% と増やしたところ、ガスゲインはそれぞれ \sim 23000、 \sim 21000 となり Ar 比を上げるほどガスゲインの低下が見られた。前節で述べたように励起分子 (Ne) の励起エネルギーが添加ガス (Ar) の電離エネルギーへ変換されることで追加の電離が起きる。しかし、添加量の割合が多すぎると、添加ガスによってドリフト電子の散乱によるエネルギー損失の方が効果が大きくなり、電離が起きにくくなるため、ゲインが下がってしまう。そのため、図 3.36 のように最適な添加割合が存在する。

エネルギー分解能の比較

図 3.37 は Ne-Ar の Ar 比を変化させたときのエネルギー分解能の比較であり、同じくらいのガスゲイン (\sim 25000) が得られた時の測定をもとに算出した。図 3.37 から分かるように、Ar 比率 0% ではエネルギー分解能が \sim 26% だったのに対し、Ar 比率 0.5% では \sim 24% となり、約 1.1 倍のエネルギー分解能の向上が確認できた。さらに Ar を増やして比率 1.0%、1.5% と増やしたところ、エネルギー分解能はそれぞれ \sim 26%、 \sim 28% となり Ar 比を上げるほどエネルギー分解能の悪化が見られた。

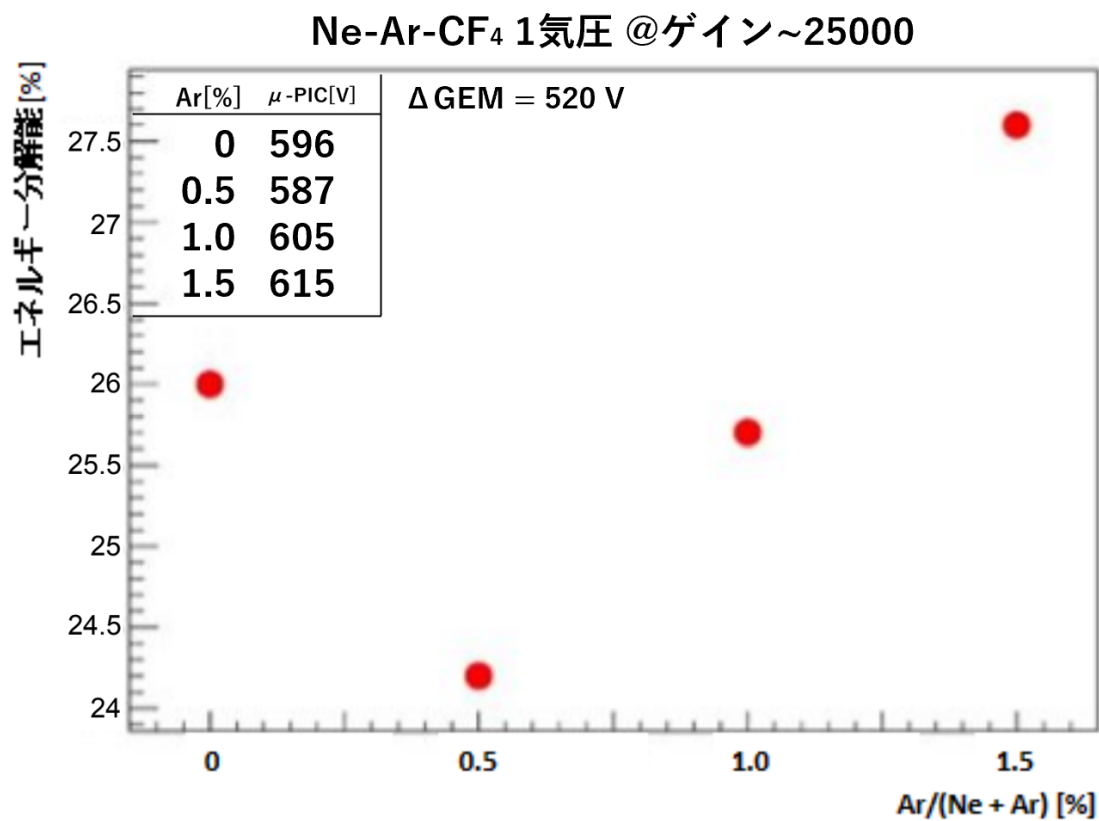


図 3.37: Ne-Ar に対する Ar 比を変化させたときのエネルギー分解能の変化

ゲイン・エネルギー分解能ともに Ne-Ar の Ar 比率は 0.5% がベストであることが分かったため、以下の測定では、Ne-Ar-CF₄ (49.75% : 0.25% : 50.00%) ガスを使った。

Ne-Ar-CF₄(49.75% : 0.25% : 50.00%) ガスを用いたガスゲイン測定

Ne-Ar-CF₄(49.75% : 0.25% : 50.00%) ガス 1 気圧、2 気圧でのガスゲイン測定を行った。ドリフト電場とインダクション電場の大きさはそれぞれ、1 気圧では 300 V/cm、1200 V/cm、2 気圧では 500 V/cm、2000 V/cm とした。図 3.38 に測定で得られたゲインカーブを示す。横軸は Δ GEM の

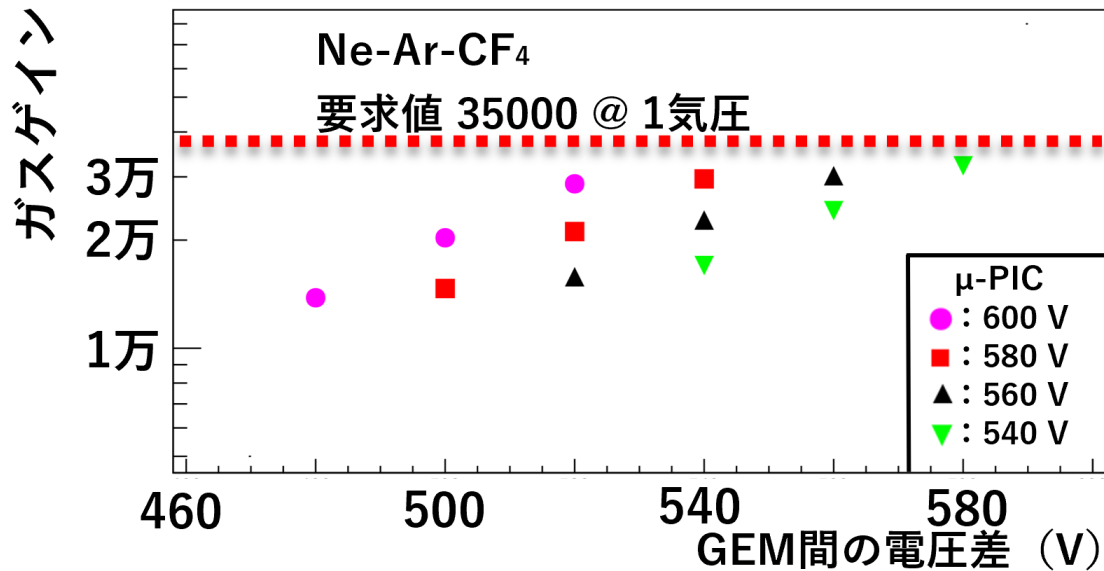


図 3.38: Ne-Ar-CF₄(49.75% : 0.25% : 50.00%) ガス中での μ -PIC、 Δ GEM の電圧を変化させたときのゲインカーブ (1 気圧と 2 気圧)

電圧、縦軸はガスゲインであり、色は μ -PIC に印加した HV を示す。1 気圧については、 μ -PIC に \sim 600 V、 Δ GEM に \sim 560 V の HV を印加することでガスゲインの要求値の 35000 まで出ることが確認でき、安定動作であった。図 3.39 は図 3.38 の各プロットのエネルギー分解能である。一方で 2 気圧については、 μ -PIC に 720 V、 Δ GEM に 620 V の HV を印加したが、ガスゲインが足りず信号を取得することはできなかった。 μ -PIC に 720 V 以上の HV を印加したとき、PCB μ -PIC で放電が起き始めてしまい、安定動作できなかった。

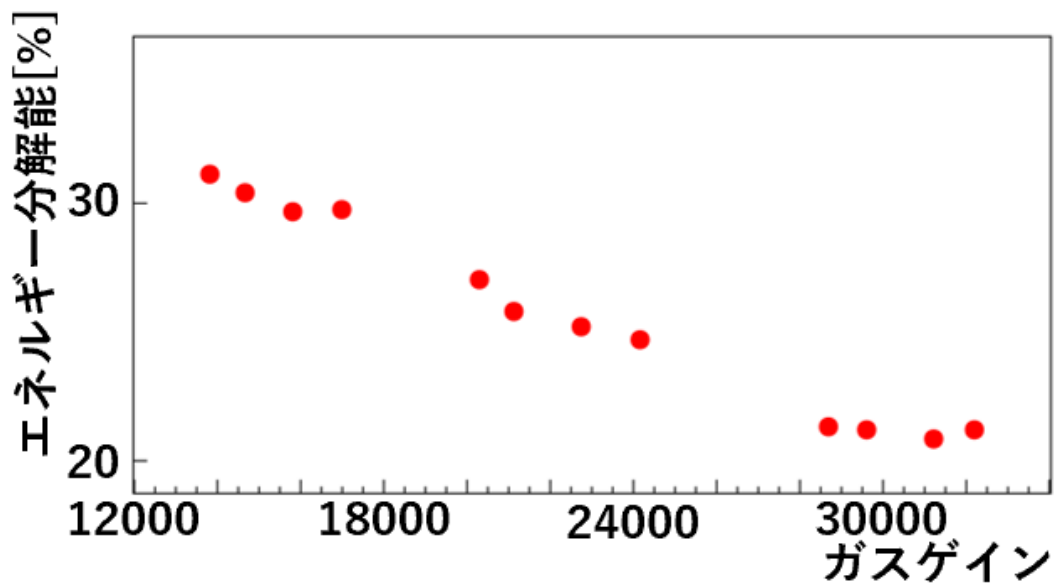


図 3.39: Ne-Ar- CF_4 (49.75% : 0.25% : 50.00%) ガス 1 気圧でのガスゲインに対するエネルギー分解能

TGV μ -PIC を用いたガスゲイン調査

TGV は PCB よりも放電に強く基板が厚いため利得が大きくなる。よって、TGV を使用して再度 Ne-Ar- CF_4 ガスの試験を行った。図 3.40 は本実験で使用した TGV μ -PIC の写真である。PCB

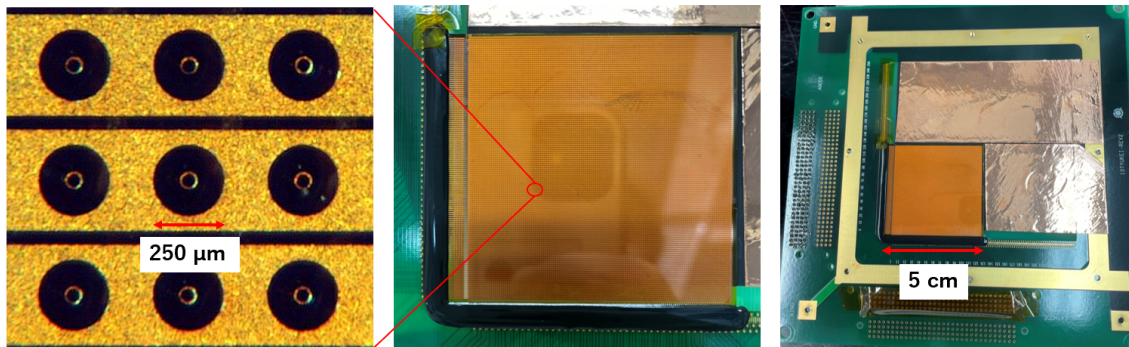


図 3.40: TGV μ -PIC(5 cm 角の写真)

の 10 cm 角と異なり、5 cm 角である。図 3.41 が TPC 内のセットアップである。 μ -PIC を PCB から TGV に変更した以外は、ジオメトリー (図 3.33) 含め PCB でのセットアップと同じである。ドリフト電場、インダクション電場はそれぞれ 300 V/cm/atm、1200 V/cm/atm とした。図 3.42 は Ne-Ar- CF_4 ガス 1 気圧での TGV μ -PIC に 600 V、 Δ GEM に 500 V 印加したときの取得された ^{55}Fe のスペクトルである。 ^{55}Fe の光電ピークのフィッティングから得られたガスゲインは約 31000、エネルギー分解能は FWHM で約 22.5% であった。また図 3.43 に μ -PIC に 600 V、 Δ GEM に 500 V 印加したときの PCB と TGV のスペクトルの比較を示す。TGV、PCB のゲインはそれぞれ、 \sim 31000、 \sim 20000 であり、TGV は PCB に比べ同印加 HV で約 1.5 倍のゲインが出ることを確認できた。Ar- C_2H_6 ガスの 1 気圧でも、TGV は PCB に比べ約 1.5 倍ゲインが出るということが分かって

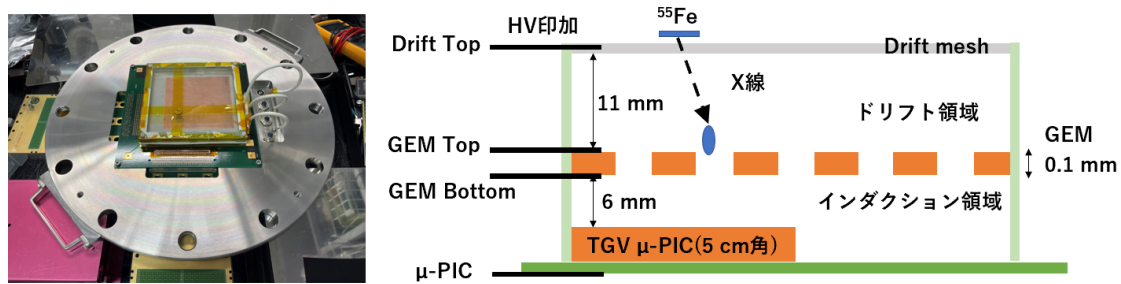
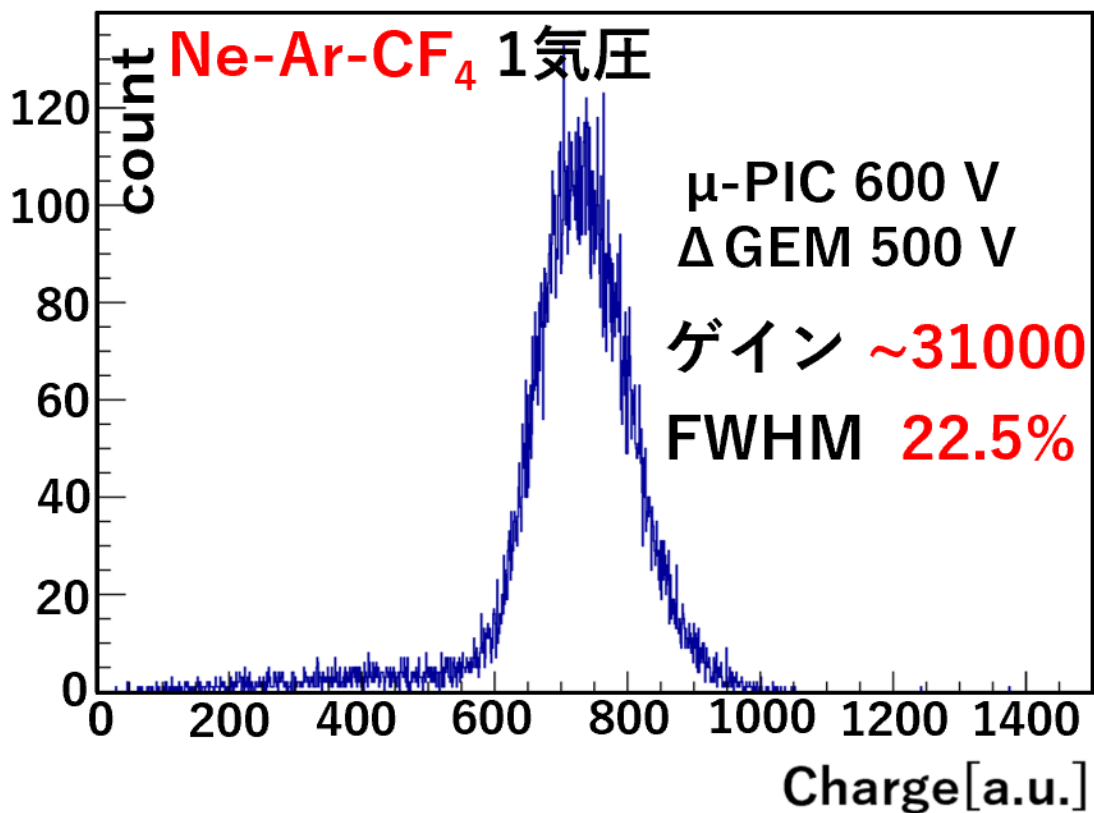


図 3.41: 実験セットアップ

^{55}Fe スペクトル

図 3.42: Ne-Ar- CF_4 ガス 1 気圧での TGV μ -PIC で取得された ^{55}Fe のスペクトル

おり [72]、充填ガスは違うものの過去の実験結果と矛盾しないことを確認した。Ne-Ar- CF_4 ガス 2 気圧では、TGV μ -PIC の使用により、TGV μ -PIC、 Δ GEM にそれぞれ 780 V、600 V という高い電圧をかけることで、初めてのスペクトル取得に成功した。そのときのスペクトルを図 3.44(左上)に示す。 ^{55}Fe の 5.9 keV の光電ピーク値から得られるガスゲインは ~ 11000 、エネルギー分解能は FWHM で 36.8% である。また、 Δ GEM を 620 V、640 V、660 V と変化させたときのスペクトルをそれぞれ図 3.44(右上)、(左下)、(右下)に示す。ガスゲイン-エネルギー分解能はそれぞれ ~ 16000 , 36.8%、 ~ 22000 , 34.5%、 ~ 30000 , 33.5% となった。図 3.45 に Ne-Ar- CF_4 ガス 1 気圧と 2 気圧でのエネルギー分解能の比較を示す。ガスゲイン ~ 30000 において、1 気圧ではエネルギー

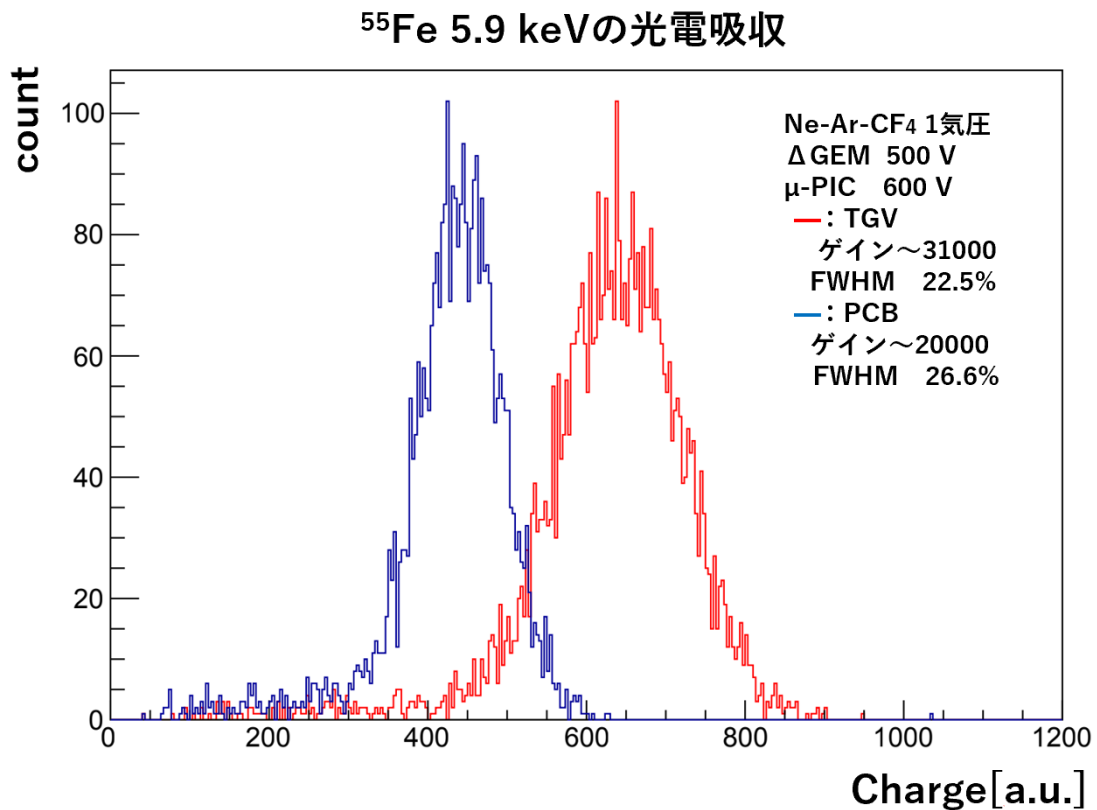
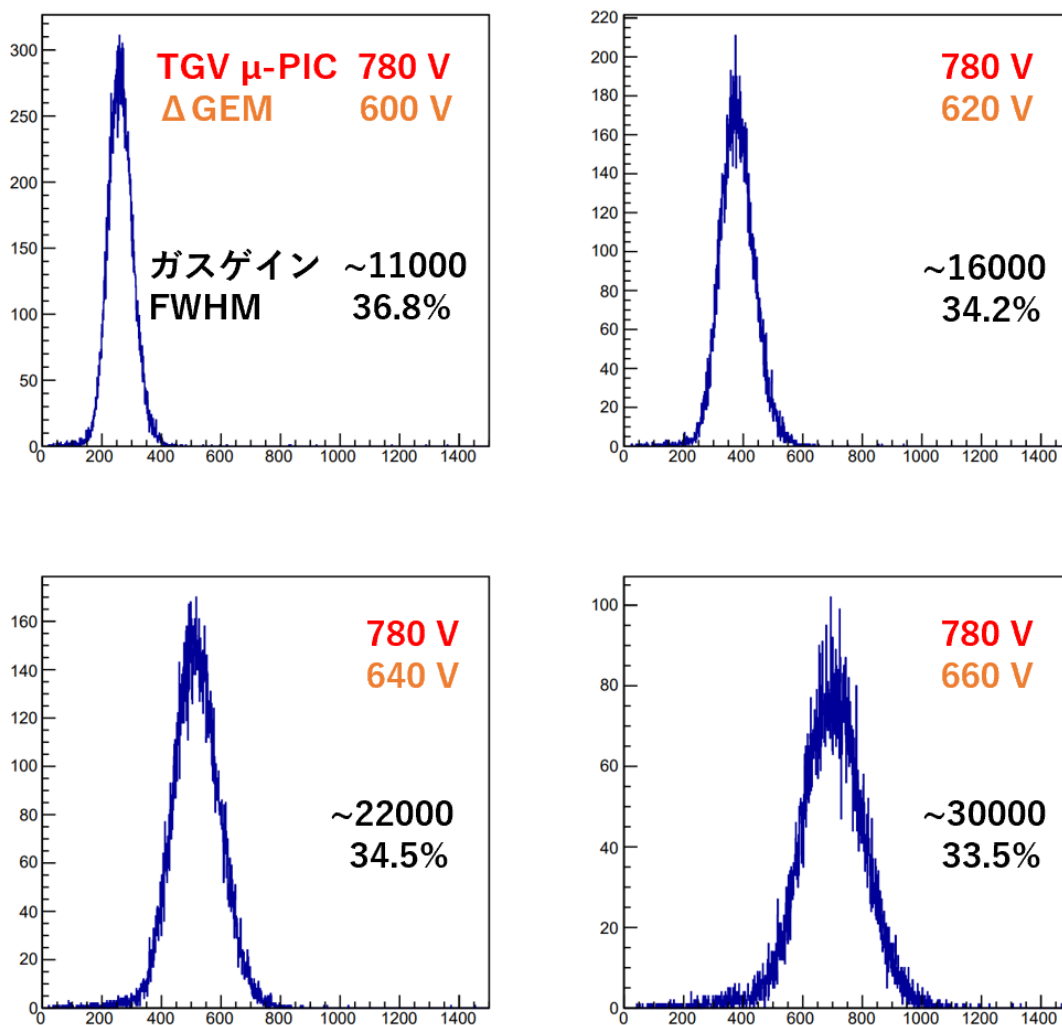


図 3.43: TGV と PCB のスペクトルの比較。青が PCB で得られたスペクトル、赤が TGV で得られたスペクトルである。

分解能は 22.5% であるのに対し、2 気圧では 33.5% とかなり悪くなっていることが分かる。 CF_4 は電子吸着が起きやすく、エネルギー分解能が悪くなる。2 気圧では、 CF_4 ガス分子の密度も 2 倍になるため、より電子吸着が起きエネルギー分解能が悪くなっていると考えているが、詳細な調査が必要である。Ne-Ar- CF_4 ガス 1 気圧・2 気圧での TGV μ -PIC、 Δ GEM の印加電圧を変化させたときのゲインカーブを図 3.46 に示す。Ne-Ar- CF_4 ガス 1 気圧、2 気圧ともに要求値以上のガスゲインが得られた。

本実験により、ETCC の充填ガスに要求されるポイントの 1 つである要求値以上のゲインが得られるかという点に関して、Ne-Ar- CF_4 (49.75% : 0.25% : 50.00%) ガス 2 気圧は要求を満たした。エネルギー分解能は Ar ガスより悪かったが ETCC モードでの測定を行い、ETCC の性能としてどうなのか検証した。次章でその検証結果を述べる。

Ne-Ar- CF_4 2気圧図 3.44: Ne-Ar- CF_4 ガス 2 気圧での TGV μ -PIC で取得された ^{55}Fe のスペクトル。

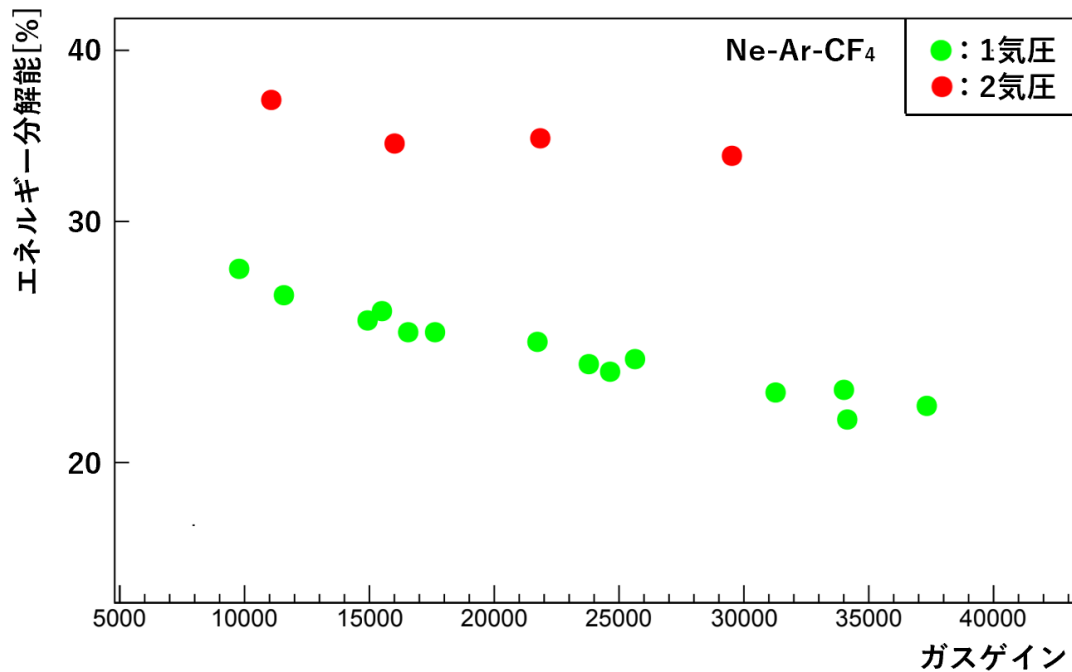


図 3.45: Ne-Ar-CF₄ ガス 2 気圧での TGV μ -PIC で取得された ⁵⁵Fe のスペクトル。

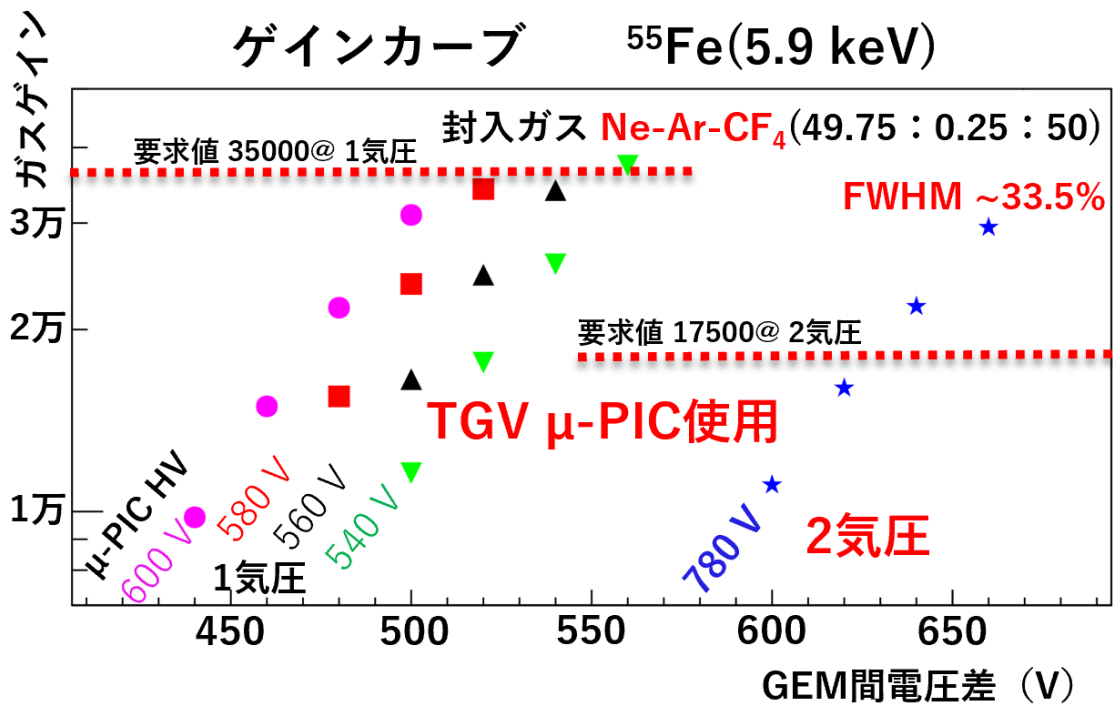


図 3.46: Ne-Ar-CF₄(49.75% : 0.25% : 50.00%) ガス中での μ -PIC、 Δ GEM の電圧を変化させたときのゲインカーブ (1 気圧と 2 気圧)。 μ -PIC を TGV に変えたことで 2 気圧でのゲイン測定に成功した。

第4章 ETCCモードでの測定

Ne-Ar-CF₄の2気圧での μ -PICとGEMの電子増幅率が要求値以上得られることが確認できたため、ETCCモードで測定を行い、ETCCの性能を調査した。線源は662 keVのガンマ線源¹³⁷Csを使用した。

4.1 セットアップ

散乱体として、TGV μ -PICを使ったTPCを、吸収体として、GSOの無機シンチレータ(PSA)、光検出器としてPMTを使用した。TPCとPSAの位置関係を図4.1に示す。座標系は直交座標系

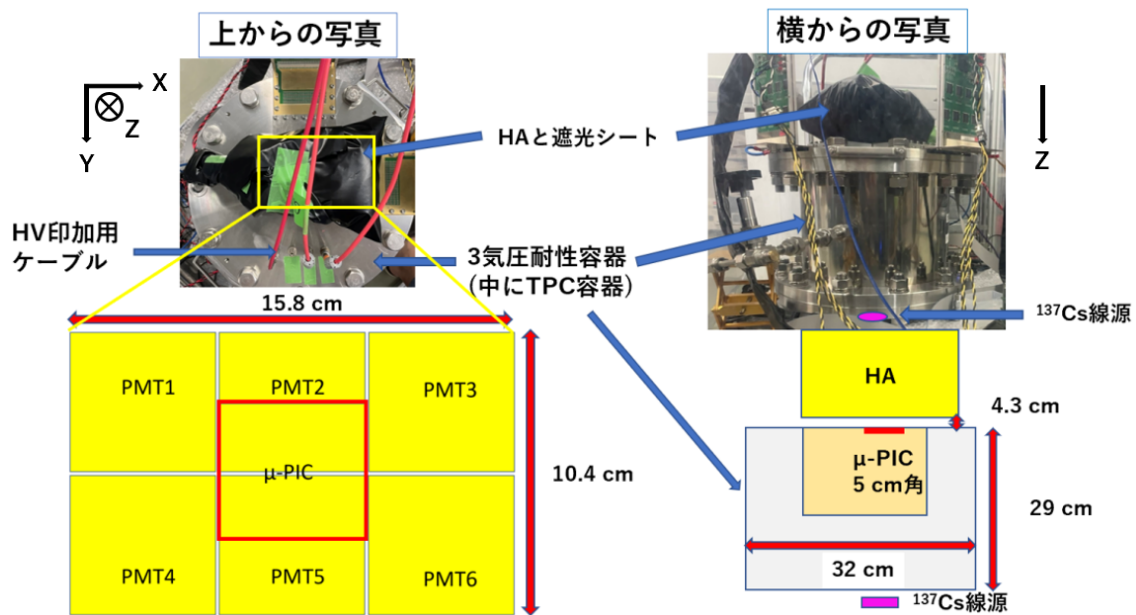


図 4.1: PSA と TPC の位置関係。直交座標系 (右手系) で μ -PIC 中心を (0 mm、0 mm、0 mm) とした。

(右手系) とし、 μ -PIC 中心を (0 mm、0 mm、0 mm)、PMT が3つ並ぶ方向を X 軸、PMT が2つ並ぶ方向を Y 軸、鉛直下向きを Z 軸正とする。PSA の検出面の中心座標は、(0 mm、0 mm、-39 mm) であり、¹³⁷Cs 線源位置は (-27 mm、39 mm、289 mm) に置いた。図 4.2 は TPC の内観である。また、そのジオメトリを図 4.3 に示す。TPC のドリフト領域は 105 mm、インダクション領域は 4 mm とした。ドリフト電場とインダクション電場はそれぞれ 600 V/cm、2400 V/cm とした。 μ -PIC が 5 cm 角であるため、TPC の有感領域は 5 × 5 × 105 mm である。GEM はガスゲイン測定の際に使っていたものが放電による導通の疑いがあったため、別の GEM に交換した。

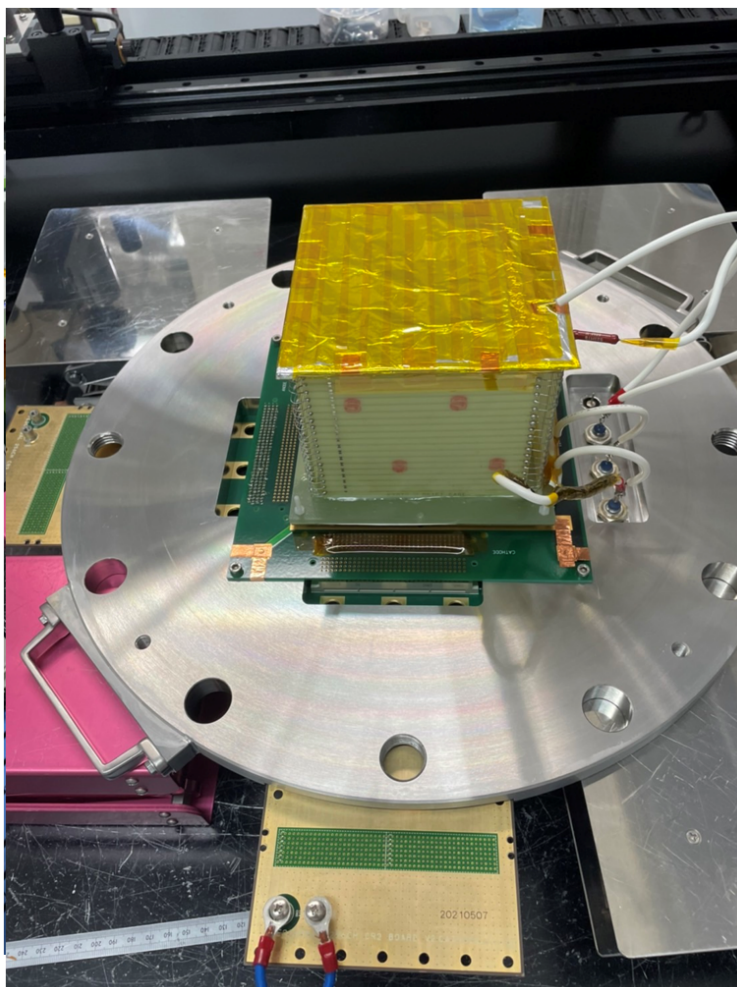


図 4.2: TPC の内観

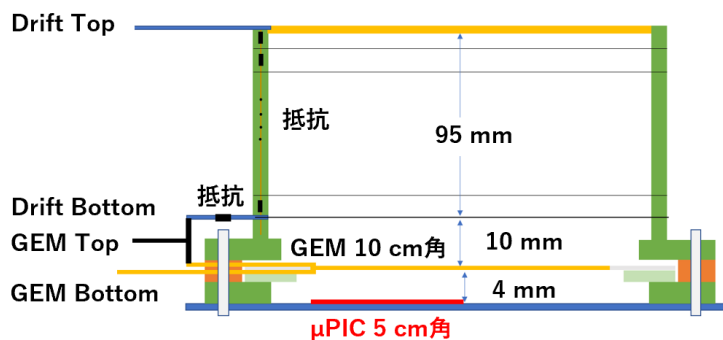


図 4.3: TPC のジオメトリー

4.2 ETCC モードのデータ収集

TPC と PSA のトリガーコントロールは図 3.30 の回路 (TCU : trigger control unit) を用いた。TPC、PSA それぞれの信号を受信し、回路状態を把握しデータ収集のための信号をそれぞれに送信している。トリガーはまず PSA のヒット信号から発生させ、PSA ヒット信号を $8 \mu\text{s}$ 遅延させ

たものをトリガー信号として使用している。トリガー信号を受信した TCU は TPC にデータがあるかどうかを判断する。TPC にデータが存在する場合、TPC と PSA のデータをイーサネットによって PC へ送信する。TPC にデータが存在しない場合、TPC と PSA のデータを破棄する。PSA で送受信される信号を、表 4.1 にまとめた。また、TPC で送受信される信号は TPC での測定同

表 4.1: PSA で送受信される信号

信号名	in/out	説明
process	out	リングバッファから前段 FIFO にデータ送信中である。
valid	in	trigger 入力時のみ受け付け可能。データを 80339 へ送信する。
clear	in	trigger 入力時のみ受け付け可能。データを破棄する。
veto	in	trigger 信号の入力を止める。
reset	in	イベント番号をリセットする。

様、表 3.4 に示すとおりである。図 4.4 に TPC のデータが有りの時の TPC、PSA のそれぞれ送受信する信号のタイミングチャートを示す。また、TPC のデータが存在しないときは、図 4.4 の

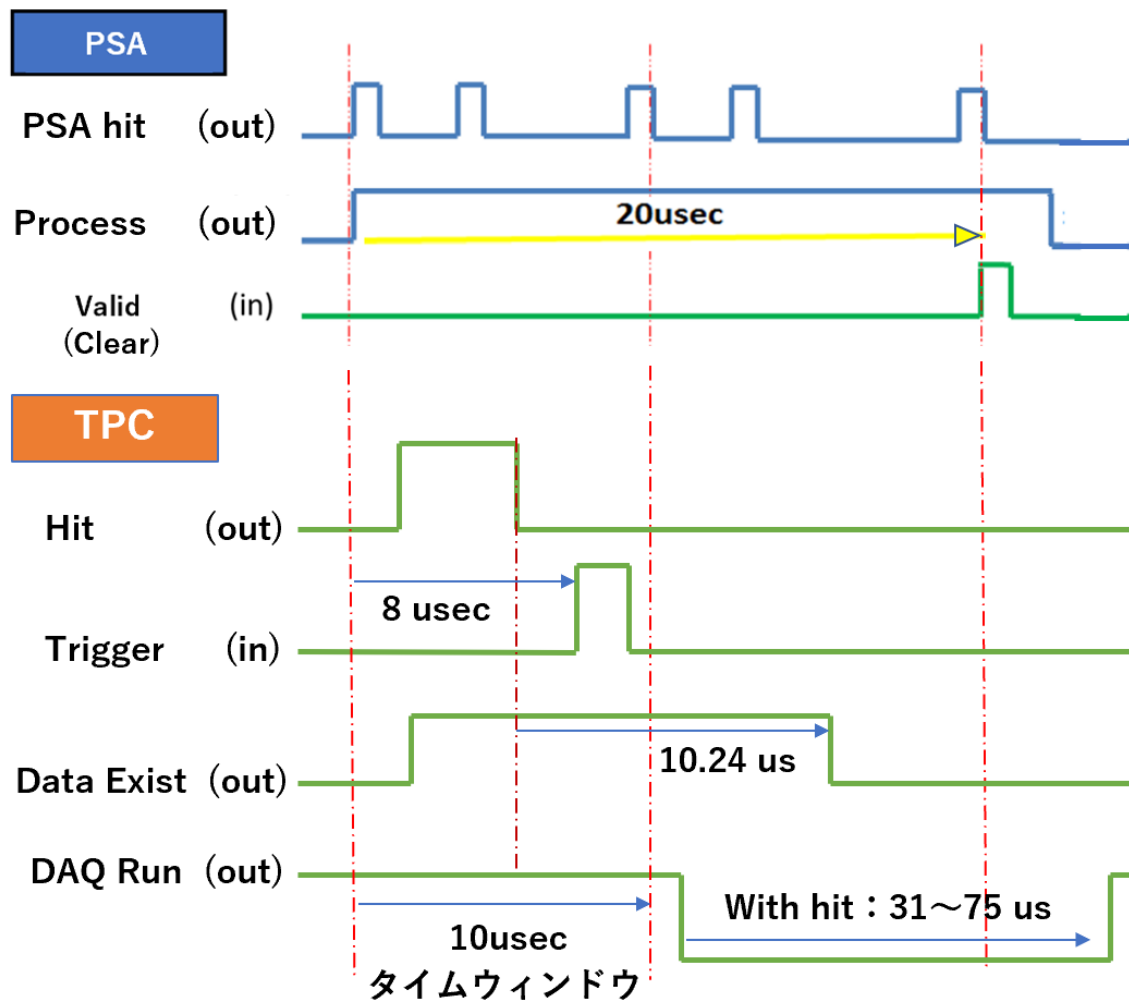


図 4.4: ETCC のデータ取得のタイミングチャート

TPC 側の信号が一切出されず、PSA には Valid の代わりに Clear 信号が送信される。TPC のデー

タの存在を受け付ける時間幅は、PSA でヒット信号を取得してから $10.24 \mu\text{s}$ 後までの時間としている。PSA でのヒットと TPC でのヒットの時間差はコンプトン散乱により生成された電子飛跡の位置から $\mu\text{-PIC}$ までのドリフト時間に対応している。電子のドリフト速度は $\sim 4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であることから、ドリフト方向に $\mu\text{-PIC}$ から $10 \times 4 = 40 \text{ cm}$ 離れた電子まで取得できる時間幅に設定している。本実験ではドリフト領域はドリフト方向に 10.5 cm しかないため、十分なタイムウィンドウである。

4.3 TPC のガスゲインとドリフト速度の決定方法

実験で使用しているベッセルは 3 気圧耐性にするために厚さが厚く、X 線をベッセルの外においてゲインを算出できない。そのためゲインは MIP の飛程から見積もった。今回、 $\mu\text{-PIC}$ に 860 V 、 ΔGEM に 600 V を印加して測定した。図 4.5 に横軸電荷量、縦軸に飛跡長をとったときの 2 次元ヒストグラムを示す。図中の直線が MIP の飛程を表しており、この傾きからゲイン見積もりができ、 ~ 6600 であった。このゲイン量は要求値以下となってしまうため、TPC のエネルギー

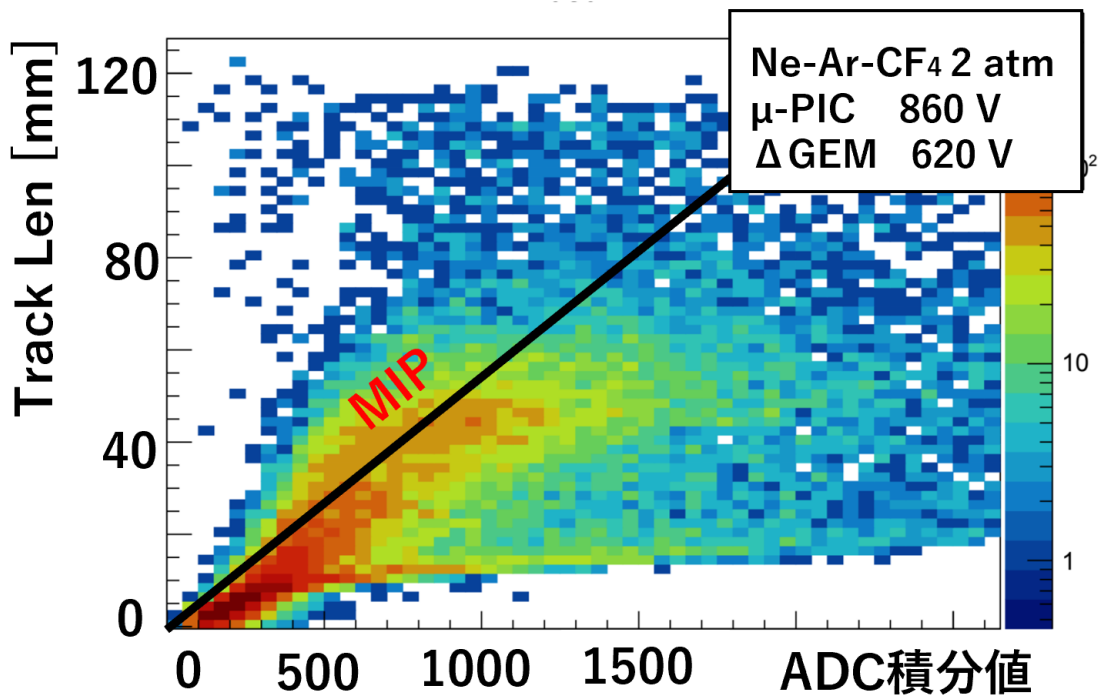


図 4.5: 電荷量と飛跡長の関係。

ギー較正に誤差が生じたり、エネルギー分解能が悪くなっていると考えられる。これ以上 $\mu\text{-PIC}$ に電圧を印加すると、放電が起きやすくなり安定動作できなかつたため、低ゲインではあるがそのまま ETCC での測定を行うことにした。

電子飛跡の Z 方向の位置は、TPC のヒット時間と PSA のヒット時間から決定される。その際、電子のドリフト速度を知ることが必要になる。図 4.6(左) はアノードで得られたヒット情報の積分画像であり、横軸はストリップ番号、縦軸は FADC の clock を示す。また図 4.6(左) を y 方向にプロジェクションしたものを図 4.6(右) に示す。図 4.6(右) の立ち上がり位置はドリフト領域の $\mu\text{-PIC}$ から一番近い電子飛跡によるヒット信号、立ち下がり位置はドリフト領域の $\mu\text{-PIC}$ から一番遠いドリフトトップでの電子飛跡によるヒット信号と考えることができるので、その差の 210 clock 分

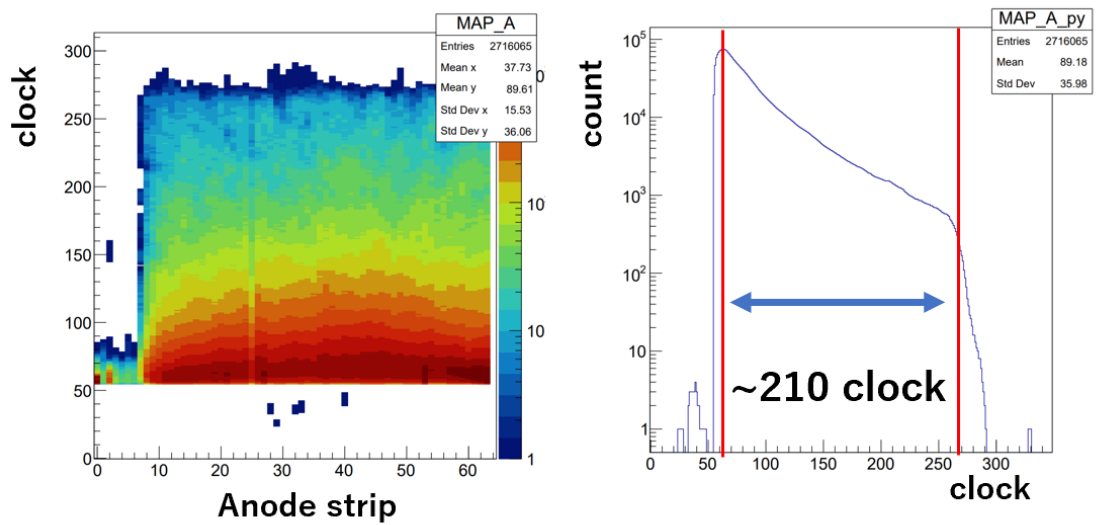


図 4.6: アノードのヒット情報の積分画像 (左) と y 方向にプロジェクションしたもの (右)

がドリフト距離 105 mm に対応する。1 clock は 10 ns であるため、ドリフト速度は $\sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる。図 4.7 に Ne-Ar-CF₄ ガス 2 気圧中の電子のドリフト速度のシミュレーションを示す。ドリ

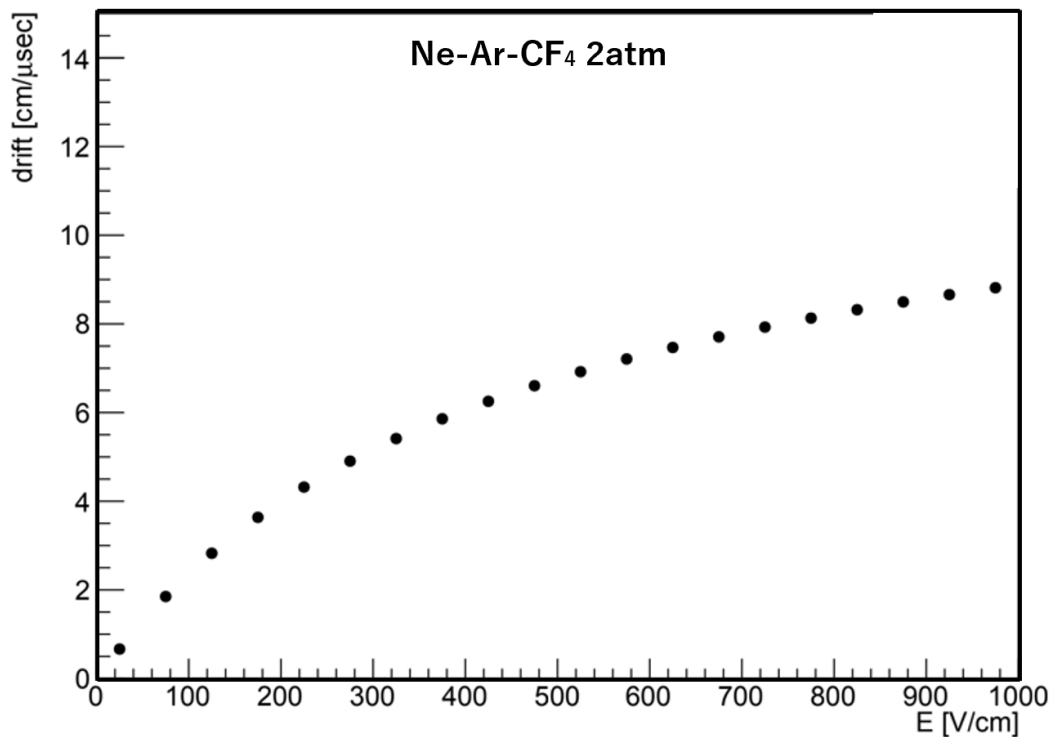


図 4.7: Ne-Ar-CF₄ ガス 2 気圧での電子のドリフト速度 (シミュレーション)

フト電場は 600 V/cm かけているため、シミュレーションでは $\sim 7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であるため、シミュレーションより遅くなっている。

4.4 イベント選択方法とイメージング

ETCC でデータ取得を行うと、以下のような事象が得られる。

事象 1: TPC 有感領域でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が PSA で光電吸収かつ反跳電子が TPC 有感領域内で止まる事象 (信号)

事象 2: TPC 有感領域でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が PSA で光電吸収かつ反跳電子が TPC 有感領域外へ突き抜ける事象

事象 3: PSA でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が TPC 有感領域で相互作用する事象、PSA で光電吸収し、特性 X 線が TPC で光電吸収した事象

事象 4: TPC、PSA それぞれ別のガンマ線によって、相互作用した事象

事象 5: その他 (1~4 以外の多重コンプトン散乱や偶然同時係数、宇宙線事象など)

そのイベント例のイメージ図を図 4.8 に示す。これらの事象が混在する中で信号選択 (雑音事象を抑制) するために、以下の 4 つのイベント選択条件を順番に課している。

A fiducial Volume による事象選択

データ取得されたイベントは TPC の有感領域内外に飛跡情報を残すが、これらすべてが期待するコンプトン散乱事象ではない。例えば TPC 内でコンプトン散乱が起きても反跳電子が TPC 有感領域外に出て行ってしまいう事象 (事象 2) は電子のエネルギーを正しく測定できないため排除する必要がある。また有感領域外から電子が入ってきたイベントも散乱点を取得できないため排除する必要がある。これらのイベントはいずれも、TPC の有感領域の端まで飛跡情報が得られるイベントである。そのため、TPC 有感領域の端から 5 mm までの内側に飛跡がある場合にそのイベントを排除することで粒子が TPC 有感領域の内外の境界をまたぐイベントを落とす。

B 粒子の TPC でのエネルギー損失率を用いた粒子識別

TPC 有感領域内でコンプトン散乱した電子が、有感領域内から外へ逃げていく場合、ガス中での電子の飛程に沿うイベントを選択することで電子が TPC の有感領域内で止まったことを保証できる。これによって、2. や高エネルギー宇宙線イベントなどの電子が有感領域外へ逃げ出すイベントを低減できる。そのため電子の飛程に合う事象を選択することで、TPC 有感領域内で止まった電子を選択できる。そのカットとして、式 (4.1) かつ式 (4.2) の条件を課している。

$$\text{range} < 2097 \times \left(\frac{Ke}{700} \right)^{2.0} + 4.0 \quad (4.1)$$

$$\text{range} > 997 \times \left(\frac{Ke}{750} \right)^{2.0} \quad (4.2)$$

図 4.9 に TPC に落としたエネルギーと飛跡の長さの相関を示す。左から、全イベント、fiducial Volume による事象選択後、エネルギー損失率による粒子識別後を表している。

C アルファ角によるコンプトン運動学テストを用いたイベント選択

散乱されたガンマ線の散乱方向ベクトルと反跳電子の反跳方向ベクトルのなす角 α は、幾何的情報とコンプトン運動学の 2 通りで計算でき、これらは ETCC の測定可能情報を使って、独立

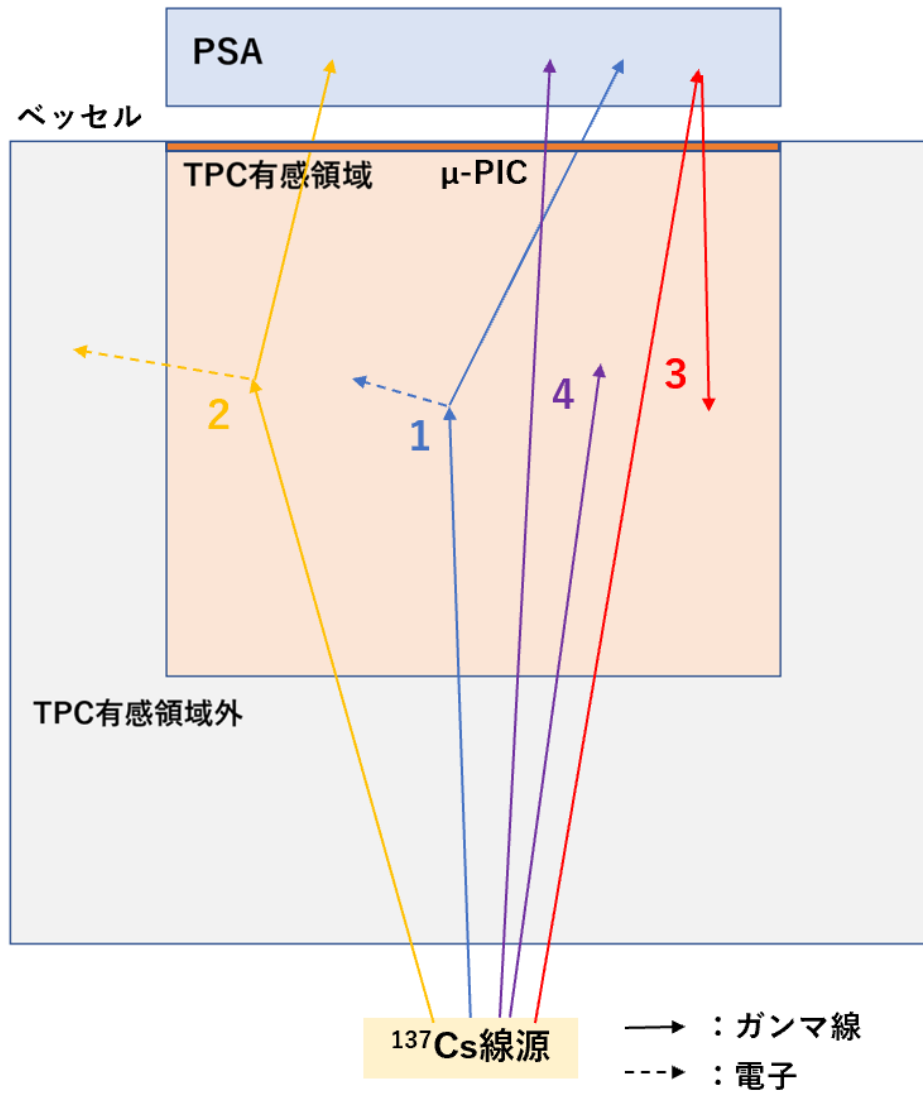


図 4.8: ETCC で取得されるイベントの例 (イメージ)

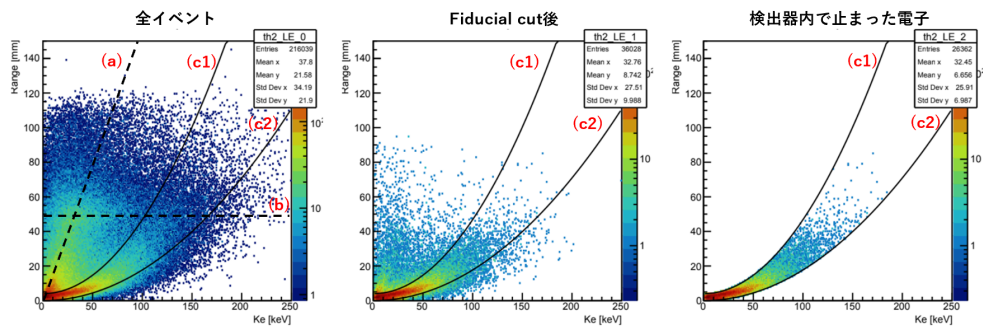


図 4.9: TPC 内で落としたエネルギーと飛跡長の相関。(a) は MIP 事象、(b) は μ -PIC の検出領域に対応した長さ (50 mm)、(c1) は式 (4.1) によるコンプトン電子の保証、(c2) は式 (4.2) によるコンプトン電子の保証を表した線である。

に計算できる。求められた α_{geo} と α_{kin} の値が大きく異なる場合は、コンプトン運動学を満たさないものとし排除する。このイベント選択によって、事象 3、4 などのコンプトン散乱以外のイベントを抑制できる。式 (4.3) の条件を課した。

$$-0.5 \leq \Delta \cos \alpha \leq 0.5 \quad (4.3)$$

ここで、 $\Delta \cos \alpha = \cos \alpha_{geo} - \cos \alpha_{kin}$ である。

D 再構成された入射光子のエネルギーによるイベント選択

線源を用いて ETCC 測定を行う場合、入射光子のエネルギーが分かっているため、再構成された入射光子のエネルギーに制限を課することで期待するコンプトン散乱事象を選択できる。このイベント選択により排除できるイベントとしてはベッセルや床でコンプトン散乱した散乱光子がさらに TPC 内でコンプトン散乱したイベントなどである。本実験では、662 keV の ^{137}Cs 線源を使用したため、式 (4.4) の条件を課した。

$$550 \text{ keV} < E < 700 \text{ keV} \quad (4.4)$$

図 4.10 に TPC で落としたエネルギーとシンチレータで落としたエネルギーの 2 次元分布を示す。図 4.10(左下) からエネルギーによる事象選択前には、PSA と TPC のエネルギーの和が 600 keV 付近の成分と、PSA が 200 keV 付近の 2 成分に分類できる。低エネルギーのイベントが多い原因として床との後方散乱やベッセルとの散乱が多いためだと考えている。このイベントセレクションによって TPC の有感領域と PSA 以外で反応したイベントを抑制し、信号の選択ができる。

図 4.11 は取得された全イベントと A~D のすべてを満たすイベント選択後のバックプロジェクションイメージである。図中の白十字は線源位置である。図 4.11 から、ガンマ線事象を選択することで ^{137}Cs 線源からのガンマ線の検出ができていると考えられる。今まで Ne-CF₄(50%:50%) ガス 2 気圧を使った ETCC のイメージング能力の実証はされていなかったため、本実験が初めてのガンマ線イメージングの成功である。図 4.12 はイベント選択 A~D で選択された後の ARM と SPD を示している。ARM は Cauchy 分布でフィッティングすることができ、ARM は $7.6^\circ \pm 0.2^\circ$ (FWHM) となり、SMILE-2+ の ETCC の ARM 10.5° [33] と比較して、1.5 倍ほど改善されている。一方で、SPD はガウス分布でフィッティングでき、SPD は $152.4^\circ \pm 49.8^\circ$ (FWHM) であり、SMILE-2+ の ETCC の SPD 148° [33] と比較して悪くなっており、誤差も大きい。SPD の決定精度は反跳電子の反跳方向の決定精度に大きく依存する。この実験では、シンチレータの検出領域、TPC の検出領域、線源位置がほぼ一直線上に並んでおり、検出領域も小さいため、散乱ガンマ線の散乱角が小さいイベントが多かった。この時、入射ガンマ線のエネルギーのほとんどは散乱ガンマ線に変換されるため、図 4.9 から反跳電子のエネルギーが小さいイベント (50 keV 以下のイベント) がほとんどであり飛跡長も 1 mm 以下であったため、反跳方向の決定が困難であったことが理由とされている。SPD が良くなることを期待して電子飛跡が長いイベント (電子のエネルギー $Ke > 30 \text{ keV}$) を選択した。そのときのイメージング画像が図 4.13 であり、ガンマ線のイメージングがきていることが分かる。図 4.14 が全イベント選択に加えて、電子のエネルギーが 30 keV 以上、つまり、電子飛跡が長いイベントを取り出したときの SPD の分布である。図 4.14 の SPD 分布はガウスフィッティングにより FWHM は $115.1^\circ \pm 26.3^\circ$ となった。電子のエネルギーによるイベントセレクションの前後の SPD 分布について電子のエネルギーが高いところを抜き出すことで多少の改善は見られたが、誤差範囲では一致しているため、SPD が良くなったとは断定できない結果となった。

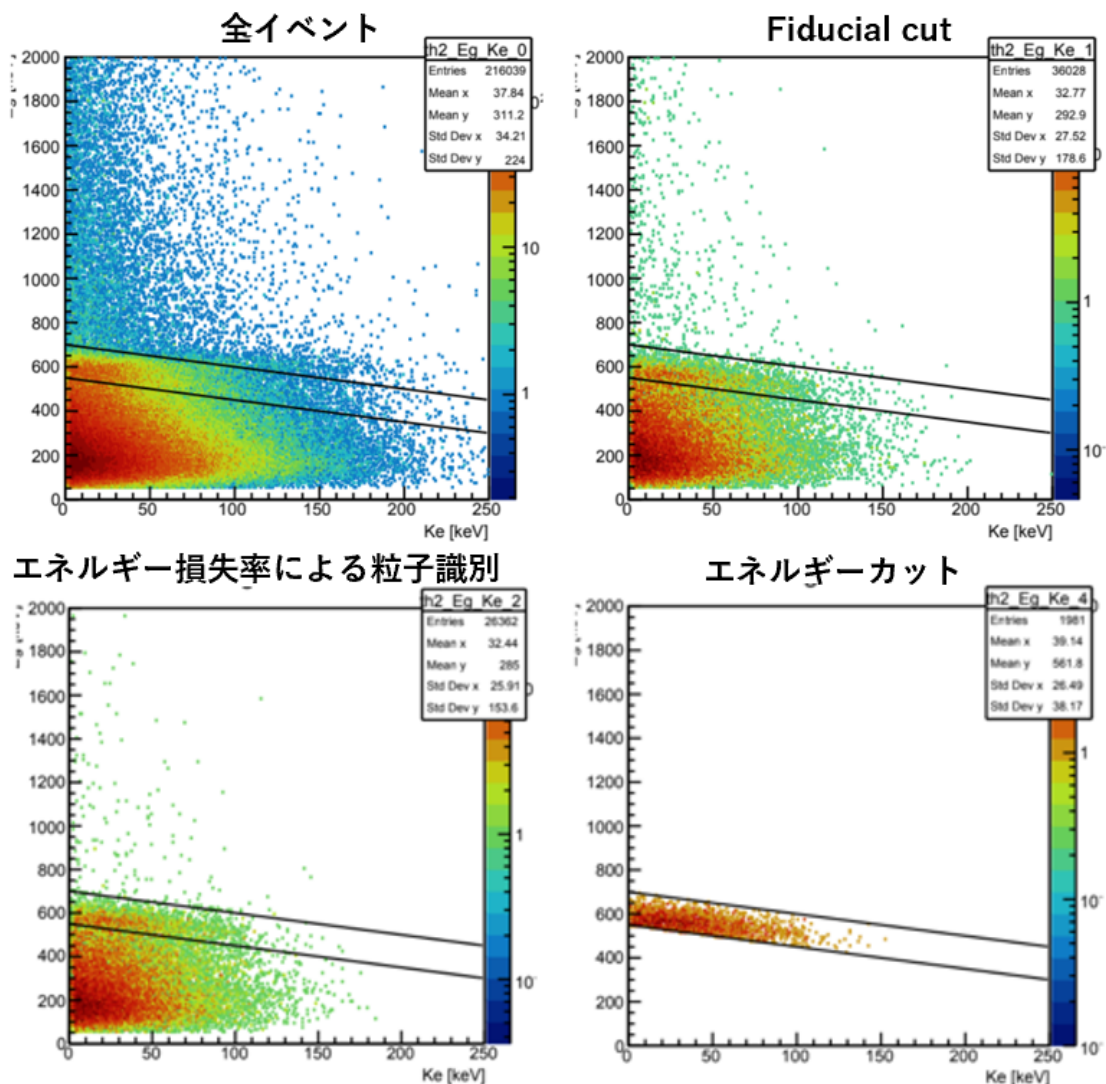


図 4.10: 各イベント選択における TPC と PSA のエネルギー。横軸に TPC のエネルギー、縦軸に PSA のエネルギーをとった。

4.5 考察

本実験の結果から、Ne-Ar-CF₄ の 2 気圧で ETCC の測定が可能であることが分かった。ETCC の ARM については、7.6 °(FWHM) と SMILE-2+ の約 1.5 倍良くなっていることが分かったが、SPD については SMILE-2+ と比べて少し悪い結果が得られた。この理由として、 μ -PIC が 5 cm 角と小さく電子飛跡が短いイベントが多く飛跡の解析が難しかったためと考えている。電子のエネルギーによるセレクション (電子飛跡の長いイベントの選択) をして、SPD が改善されるか確認したが SPD の値が良くなったとは断定できなかったため、この 5 cm 角の μ -PIC を使った狭い検出体積で SPD を議論するのは難しいと考えている。今回は角度分解能の改善は見られなかったが、検出体積を大きくし長い電子飛跡まで検出できるようになれば、SMILE-2+ のときより SPD の改善は実現できると考えている。また ETCC での測定では、 μ -PIC と GEM の合わせたゲインがゲイン測定の時よりも低かったため、TPC のエネルギー分解能も悪かったと考えられる。そのため、

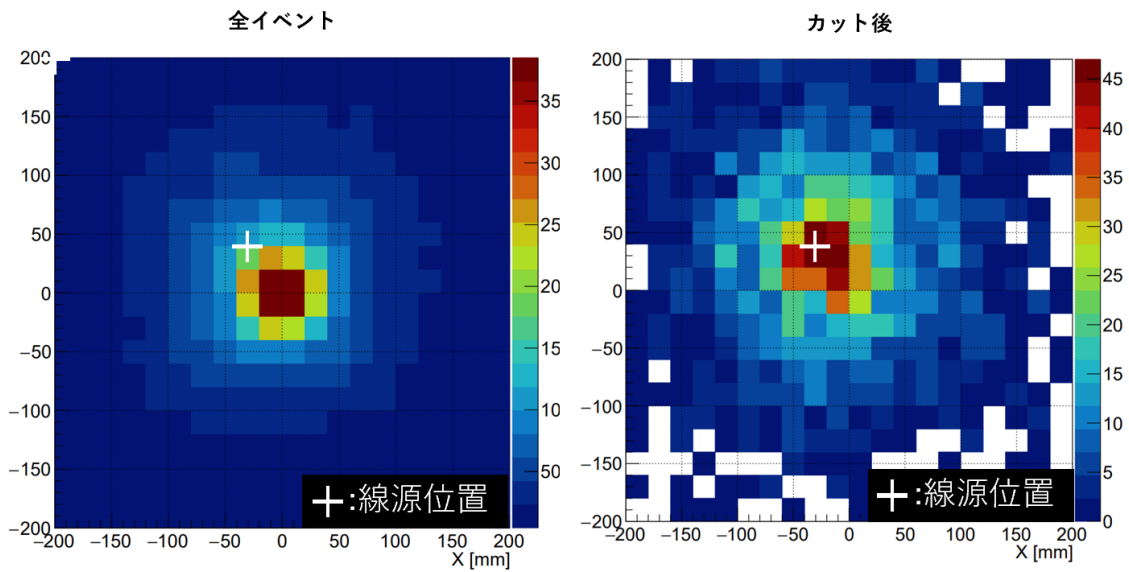


図 4.11: 全イベント (左) と A~D のすべてのイベント選択後 (右) のバックプロジェクションイメージ。図中の白十字は線源位置を示している。

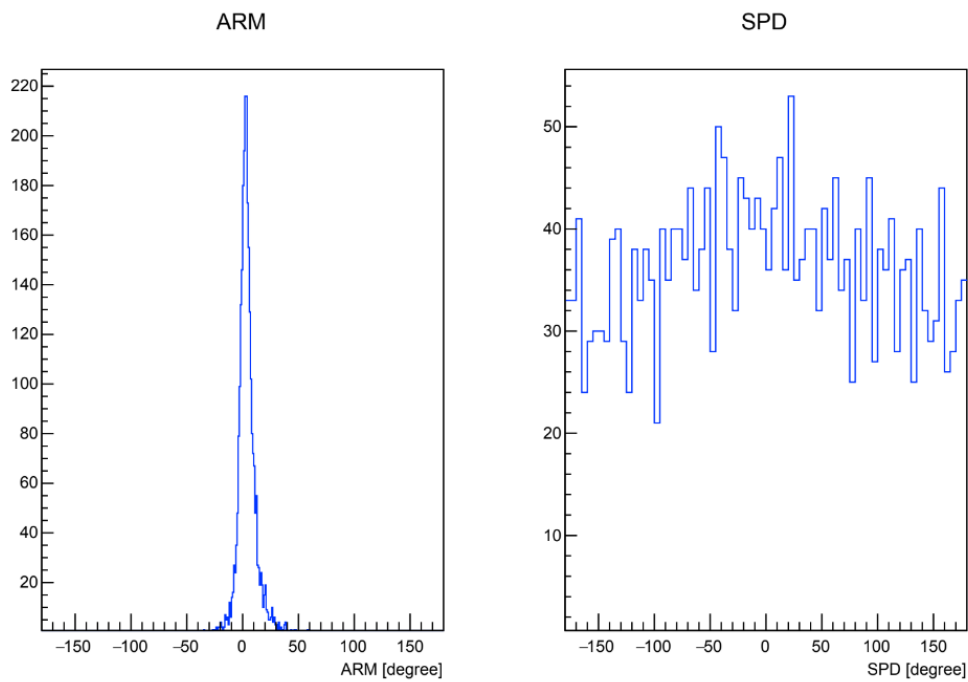


図 4.12: イベント選択 A~D を行った後の ARM(左) と SPD(右) の分布。ARM は $7.6^\circ \pm 0.2^\circ$ (FWHM)、SPD は $152.4^\circ \pm 49.8^\circ$ (FWHM) である。

角度分解能も悪化していることが予想されるため、ゲインをあげてエネルギー分解能を改善することでさらに角度分解能の改善ができると考えている。また、Ne-Ar-CF₄ 2気圧でのガスゲインが要求値以上出るとは確認できたものの、ETCCでの測定時、放電現象がしばしば起こることが分かり、TGV μ -PIC の放電耐性電圧が 850~900 くらいであり、長時間安定動作させる最大電圧は~800 V くらいであると考えている。

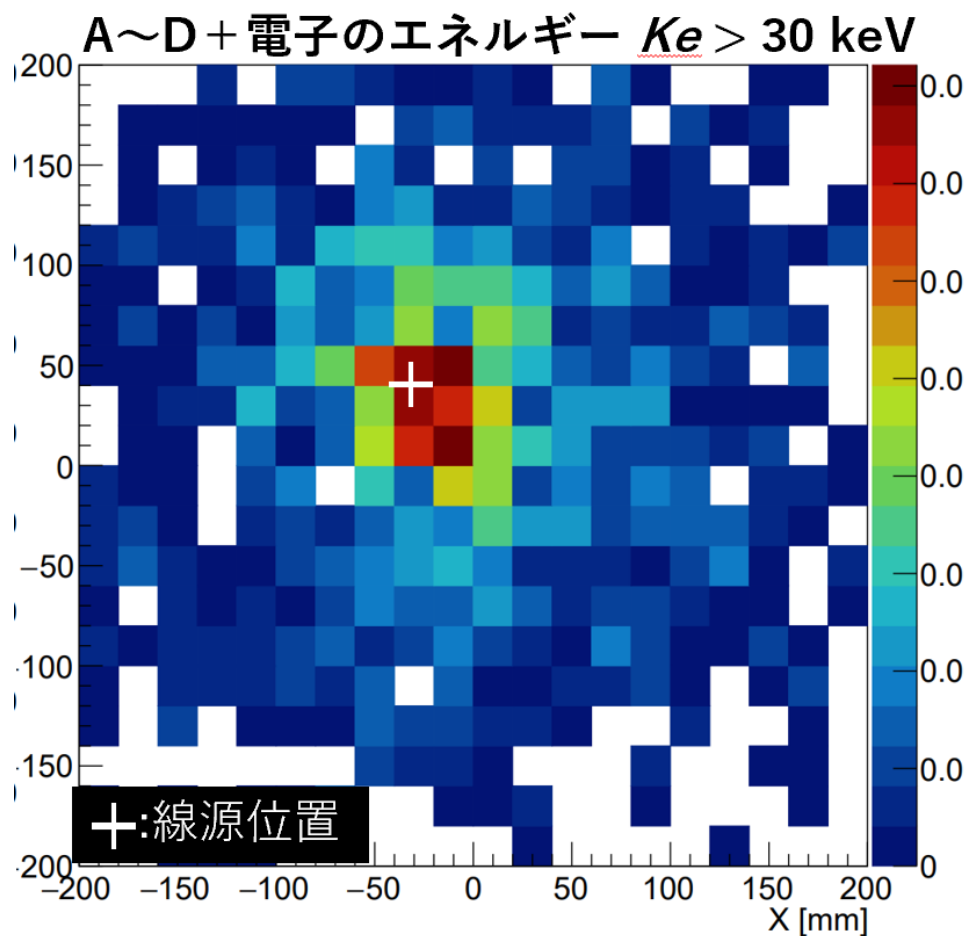


図 4.13: 電子のエネルギーが高いところのガンマ線イメージング。

そのような状況下でありながらも、Ne-CF₄(50% : 50%) ガス 2 気圧での ETCC のガンマ線イメージングに初めて成功したことは、今後の ETCC の開発においても非常に大きな成果であると考えている。

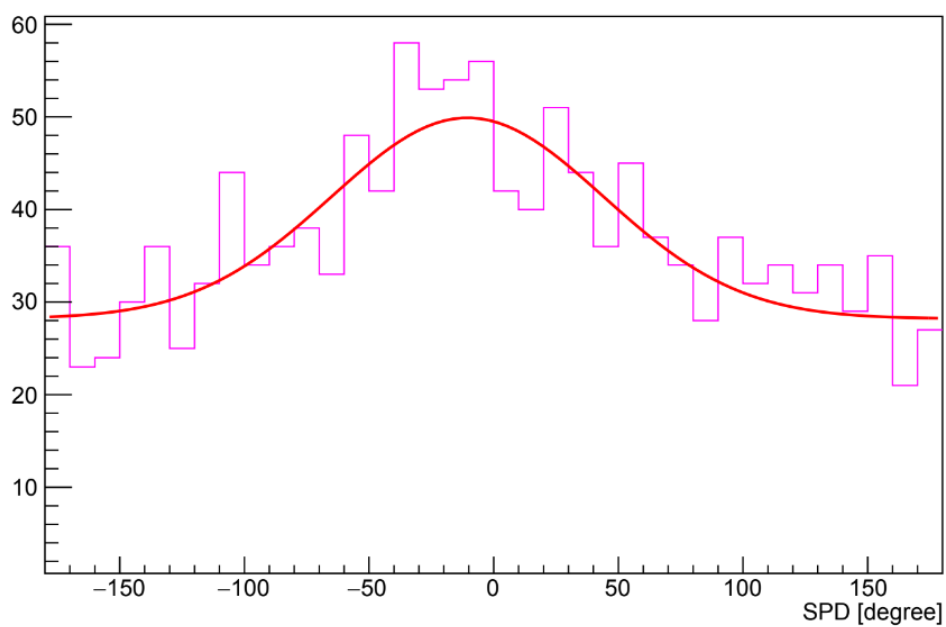


図 4.14: 今までのイベント選択に加えて、電子のエネルギーが 30 keV 以上のイベントを取り出したときの SPD の分布。SPD は $115.1^\circ \pm 26.3^\circ$ (FWHM) である。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

MeV ガンマ線で電子陽電子対消滅線の分布の観測は今まで明らかになっていない陽電子起源の解明に非常に重要であり、そのためには空間分解能と有効面積の改善が必須である。我々は現在次期計画 SMILE-3 に向け、ETCC の開発を行っており、SMILE-2+ から有効面積 5~10 倍、空間分解能 2~3 倍を目標にしている。これが達成できれば SMILE-3 で約 1 カ月の観測で電子・陽電子対消滅線の分布から陽電子起源の解明ができると期待されている。有効面積向上するために、TPC の充填ガスの改良を行った。雑音事象の光電吸収を抑えコンプトン散乱確率を上げるために、軽元素分子が有効であるため、SMILE-3 では CF_4 メインガス 3 気圧の利用を考えている。一方で CF_4 は非弾性散乱断面積が大きく、電子吸着も起きやすいため、ゲインが出にくいガスである。今回は軽元素で高ゲインである Ne を半分混ぜた Ne-Ar- CF_4 の 2 気圧で ETCC の動作条件を満たすか調査を行った。TGV μ -PIC の使用により Ne-Ar- CF_4 の 2 気圧で初の信号を確認し、MIP の飛跡をみるためのゲインの要求値を満たすことを確認した。一方でエネルギー分解能は ~33.5% とあまり良くなかった。この原因として CF_4 の電子吸着が考えられるが、詳細な原因究明が今後必要である。また、ETCC による測定では Ne-Ar- CF_4 の 2 気圧で線源からのガンマ線を再構成でき、イメージング能力を実証した。ARM は $7.6^\circ \pm 0.2^\circ$ を達成し、SMILE-2+ では 10.5° であったことから約 1.5 倍改善された。しかし SPD については、ほとんど決定できていない結果となってしまう ETCC の空間分解能の評価はできなかった。本実験では、検出面積が 5 cm 角しかなかったため、反跳電子の方向決定が困難な短い飛跡しか取得できなかったことが原因と考えている。そのため、大面積の μ -PIC を使用することで、空間分解能の評価を行い、SMILE-2+ に比べて空間分解能の向上が見られると考えている。

5.2 今後

Ne- CF_4 ガスの 2 気圧について、TPC のエネルギー分解能が 30% 台と非常に悪かったため、詳細な原因究明が必要である。さらなる高感度化のために、Ne- CF_4 ガスの CF_4 の比率をできるだけ上げること、気圧をあげた 3 気圧ガスでの検証も今後やるべきことである。そのためには、さらにゲインの出せる検出器開発が必要である。例えば μ -PIC の放電耐性の向上や GEM の多段化、3 軸 μ -PIC の高ゲインモード [73] などがある。3 軸 μ -PIC も TGV 技術で作られており、放電耐性が非常に高い。また今までの 2 軸 μ -PIC と電極構造も異なっており、TGV μ -PIC のカソードの上に絶縁体のポリイミドを挟んでさらにカソードを配置した構造になっている。そのためアノードに電圧印加するだけでなく、上カソードにも負の電圧を印加することでさらにゲインが大きくなることが確認されており、そのゲインは最大約 30000 で TGV μ -PIC の 2 倍以上であり、安定動作が確認されている [73]。また電子飛跡決定の不定性の削減にも成功しており [73]、空間分解能の改善にもつながる。3 軸の利用でさらに高圧化・ CF_4 割合を増やしたガスを使用できる可能性があるため、 CF_4 メインガスを使った 3 軸 μ -PIC でのゲイン測定が重要となる。また SMILE-3

で期待している観測を実現するためには、 CF_4 に対してどれだけの割合の Ne-Ar を混入するのが許容されるのかも詳細な調査が必要である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、高田淳史助教には丁寧なご指導いただき深く感謝いたします。また学会の資料作りや発表練習では的確なアドバイスや知識を下さり非常にお世話になりました。谷森達教授には、研究の話から MeV ガンマ線のサイエンスまで話題性のあるたくさんの情報を教えていただきました。また、研究室内や学会等での発言力の高さに驚き、積極的な意見・議論の重要性を教えていただきました。池田智法さんには、研究のアドバイスや検出器の取り扱いなど親身になって教えてくださり、非常に感謝しています。また実験で行き詰った時はいつでも対応してくださりありがとうございました。吉川慶さんには、修士なりたてでプログラミング言語が全くわからないときにたくさんのお話を教えていただきました。阿部光さんには、TPC の検出原理や ETCC の仕組みや MeV ガンマ線の面白いところを話してくださり、とても知識になりました。荻尾真吾さんには、研究の休憩の時に気軽に話せる方で、和やかな場をいつも提供してくださりました。津田雅弥さんには、研究への取り組み方や迅速な原因究明など、ストイックに研究に取り組む姿を見させていただきました。吉田有良さんには、席が隣だったため解析方法で躓いたときにわかりやすく教えていただきました。同期の田原圭祐くんには、M1 初期のガス検出器の理解を深める動作実験や MeV グループ紹介のスライド作りなどの共同作業や黙々と研究をこなす姿をみて、自分も頑張らなければと身が引き締まりました。最後に宇宙線研究室で過ごした 2 年間で関わった皆さんに深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] F.R.Harden W.N.Johnson and R.C.Haymes. The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from The Galactic-Center Region. *Astrophysical Journal*, Vol. 172, p. L1. 1972.
- [2] T. Siegert et al. Gamma-Ray spectroscopy of positron annihilation in the Milky Way. 2016.
- [3] M. Leventhal et al. Detection of 511 keV Positron Annihilation Radiation from The Galactic Center Direction. *The Astrophysical Journal*, Vol. 225, p. L11. 1978.
- [4] G. R. Riegler et al. Variable positron annihilation radiation from the galactic center region. *The Astrophysical Journal*, Vol. 248, pp. 13+. 1981.
- [5] M. J. Harris et al. Smm observations of gamma-ray transients. *The Astrophysical Journal*, Vol. 433, pp. 87+. 1994.
- [6] W. A. Mahoney et al. HEAO 3 observations of the galactic center 511 keV line. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 92, p. 387. 1993.
- [7] Roland Diehl. Cosmic Gamma-Ray Spectroscopy. *Astronomical Review*, Vol. 8, pp. 19 – 65. 2013.
- [8] W. R. Purcell et al. OSSE mapping of galactic 511 keV positron annihilation line emission. *The Astrophysical Journal*, Vol. 491, p. 725. 1997.
- [9] J.D.Kurfess R.L.Kinzer and M.D.Leising Milne, P.A. AIPC 587, 11+. 2001.
- [10] P. A. Milne Kinzer, R. L. and J. D. Kurfess. *ApJ* 559, 282+. 2001.
- [11] J. D. Kurfess R. L. Kinzer Milne, P. A. and M. D. Leising. *New Astronomy Reviews* 46, 553+. 2002.
- [12] W. R. Purcell W. N. Johnson J. D. Kurfess G. Jung Kinzer, R. L. and J. Skibo. *A&AS* 120, C317+. 1996.
- [13] D. A. Grabelsky Purcell, W. R. and M. P. Ulmer. AIPC 304, 403+. 1994.
- [14] J. C. Ling A. S. Jacobson Mahoney, W. A. and R. E. Lingenfelter. *Apj* 262, 742. 1982.
- [15] L. Bouchet et al. On the Morphology of the Electron-Positron Annihilation Emission as Seen by SPI/INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, Vol. 720. 2010.
- [16] Weidenspointner et al. *New Astronomy Review* 52, 454. 2008.

- [17] S. Plüschkeal. The COMPTEL 1.809 MeV Survey. In the 4th INTEGRAL Workshop. 2001.
- [18] W. Wang et al. Spectral and intensity variations of Galactic ^{26}Al emission. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 496, pp. 713–724. 2009.
- [19] XCOM. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [20] G.F.Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, WILEY (2001).
- [21] ISDC. <https://www.isdc.unige.ch/integral/>.
- [22] L. Bouchet, E. Jourdain, J. P. Roques, A. Strong, R. Diehl, F. Lebrun, and R. Terrier. INTEGRAL SPI All-Sky View in Soft Gamma Rays: Study of Point Source and Galactic Diffuse Emissions. *Astrophys. J.*
- [23] R.Diehl et al. *A&A* 611, A12. 2018.
- [24] V.Schönfelder et al. *Apjs* 86 657. 1993.
- [25] G.Weidenspointer and et al. The comptel instrumental line background. *A&A*, Vol. 368, pp. 347–368, 2001.
- [26] V.Schönfelder. *New astron. rev.*, 48, 193-198, 2004.
- [27] V.Schönfelder and et al. The first comptel source catalogue. *a&as*, vol. 143, pp. 145–179, 2000.
- [28] S. E. Boggs et al. Event reconstruct in high resolution Compton telescopes.
- [29] Super-COSI. <http://hea.ssl.berkeley.edu/research/cosi/>.
- [30] Jeng-Lun Chiu, et al. The Compton Spectrometer and Imager (COSI). *PoS*.
- [31] Bandstra et al. DETECTION AND IMAGING OF THE CRAB NEBULA WITH THE NUCLEAR COMPTON TELESCOPE.
- [32] Carolyn A. Kierans, et al. The 2016 Super Pressure Balloon flight of the Compton Spectrometer and Imager. *PoS*.
- [33] Atsushi Takada, et al. First Observation of the MeV Gamma-Ray Universe with Bijective Imaging Spectroscopy Using the Electron-tracking Compton Telescope on Board SMILE-2+. *Astrophys. J.*
- [34] A. Takada. *RADIOISOTOPES* 68(12): 865-875.
- [35] T. Tanimori, et al. An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV gamma-rays. *Astrophys. J.*
- [36] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. LBL-28165-REV, LBL-28165. *Nucl. Instrum. Meth. B*.

- [37] 中村優太. 修士論文 京都大学 (2017) .
- [38] C&A Corporation. https://c-and-a.jp/products_details/products_detail_jp_GAGG.html.
- [39] 吉川慶. 修士論文 京都大学 (2016) .
- [40] A. Takada et al. *Apj*. 733. 13 (2011).
- [41] Thomas Siegert, 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. *Astron. Astrophys.*, Vol. 586, p. A84, 2016.
- [42] ICRU Report 31. Average Energy Required to Produce an Ion Pair, International commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC. 1979.
- [43] M. Matoba et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-32(1), 541. 1985.
- [44] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures. <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>.
- [45] 竹村泰斗. 修士論文 京都大学 (2015) .
- [46] J. Byrne. *Proc. R. Soc. Edinburg Sect. A*66, 33. 1962.
- [47] J. Byrne. *Nucl. Instr. Meth.* 74, 291. 1969.
- [48] Glen F. Knoll, editor. 放射線計測ハンドブック第4版. 2013.
- [49] G. D. Alkhazov et al. *Nucl. Instr. Meth.* 48, 1. 1967.
- [50] G. Charpal et al. *Nucl. Instr. Meth.* 62, 262. 1968.
- [51] G. Charpak and F. Sauli. *Nucl. Instr. Meth.* 161, 405-428. 1979.
- [52] A. Oed. *Nucl. Instr. Meth. A* 263, 351. 1988.
- [53] T. Tanimori et al. *Nucl. Instr. Meth.* A381,280. 1996.
- [54] Y.Giomatarisa et al. *Nucl. Instr. Meth.*A376, 29-350. 1996.
- [55] rpp2011-rev-particle-detectors-accel. <http://pdg.web.cern.ch/pdg/>.
- [56] F. Sauli. *Nucl. Instr. Meth.* A386, 531-534. 1997.
- [57] F. Sauli. *Nucl. Instr. Meth.* A522, 93. 2004.
- [58] V. Peskov et al. *Nucl. Instr. Meth.* A392, 89. 1997.
- [59] A. Ochi et al. *Nucl. Instr. Meth.* A471, 264-276. 2001.
- [60] T. Nagayoshi et al. *Nucl. Instr. Meth.* A525, 20-27. 2004.

-
- [61] K. Miuchi et al. IEEE Transactions on Nuclear Science 50, 825-830. 2003.
- [62] M. Abe+. Development of a μ -PIC with glass substrate aiming at high gas gain, Journal of Physics: Conference Series, 1498, 012002.
- [63] Y. Matsuoka et al. JINST, 10 C01053. 2015.
- [64] Garfield - simulation of gaseous detectors. <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- [65] T. Nagayoshi et al. Nucl. Instr. Meth. A 546, 457-465. 2005.
- [66] D.R. Nygren. Proposal to Investigate the Feasibility of a Nobel Concept in Particle Detection. LBL Internal Report. February, 1996.
- [67] D. Fancher et al. Nucl. Instr. Meth. 161, 383. 1979.
- [68] J.D. Parker et al. Nucl. Instr. Meth. A 697, 23-31. 2013.
- [69] K. Nakamura et al. Progress of Theoretical and Experimental Physics , 043F01. 2015.
- [70] T. Mizumoto. Nucl. Instr. Meth. A 800, 40-50. 2015.
- [71] H. Sipila. Energy Resolution of the proportional counter. Nucl. Instr. Meth, Vol. 133, pp. 251-252. 2014.
- [72] 阿部光. 修士論文 京都大学 (2019) .
- [73] 吉田有良. 修士論文 京都大学 (2021) .