

電子飛跡決定精度の向上を目指し た新電極構造を持つガス飛跡検出 器の開発

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

0530-32-9476

吉田有良

2022年3月4日

論文要旨

MeV ガンマ線領域では例えば電子・陽電子対消滅線の観測による陽電子起源の解明が期待される一方、CGRO 衛星に搭載された COMPTEL の 9 年間に渡る観測によって検出できた MeV ガンマ線領域における定常天体は 30 天体にとどまっております [1]、必要とされる検出感度には及んでいない。この状況を打破するため、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を開発している。ETCC は 1 光子に対してエネルギーと到来方向を一意に決定することができ、コンプトン散乱によって生じる反跳電子の飛跡を用いた、強力なバックグラウンド除去能力を持つコンプトンカメラである。我々は反跳電子飛跡の検出に micro pixel chamber (μ -PIC) を用いている。 μ -PIC は micro pattern gas detector の一つであり、 μ -PIC を用いた Time projection chamber によって得られる 2 方向からの投影画像をもって、荷電粒子の 3 次元の飛跡を検出することができる。しかしこの手法では、特定の条件を満たした飛跡に対して不定性が残り、時間同時計数法により 3 次元飛跡を再構成すると虚像が生成される問題がある。このことは MWPC でも right-left ambiguity としてよく知られた問題点となっている [56]。この問題の解決手法として MWPC では読み出し電極を 2 軸読み出しから 3 軸読み出しにする手法が用いられてきた。そこで我々はこのことに着想を得て、1 つの飛跡に対し 3 方向からの投影画像を得ることができる、3 つの電極を持つ μ -PIC (3 軸 μ -PIC) を開発した。この 3 軸 μ -PIC は 1 つのアノードと 2 つのカソードから成り、1 つのピクセルに着目すると従来の μ -PIC の上に更にもう一つの電極が重なっているような構造を持つ。3 枚の投影画像を得るには 3 つの電極の波高値の比が数倍以内に収まるような信号が検出でき、約 15000 倍のガス利得を達成する必要がある。3 軸 μ -PIC のシミュレーションを行うと、2 つのカソードの電圧が 0V の場合、アノード、上カソード、下カソードで検出される信号の波高値は 2:1:1 であることが予想された。そして実際に 3 軸の μ -PIC を製作し、その動作を確認した。実験では、製作した 3 軸 μ -PIC の動作に成功し、最大利得約 30000、5.9keV においてエネルギー分解能 21% (FWHM) を達成した。また、全ての電極の信号の取得に成功し、アノード、上カソード、下カソードの信号の大きさの比率は 2:1:1 となった。さらに飛跡の不定性削減の評価を行うため、2 クラスターイベントの飛跡の再構成を試みた。その結果、3 軸 μ -PIC は 2 軸 μ -PIC と比較したときに期待される、飛跡の不定性削減に 99.96% 成功し、シミュレーションと振る舞いが一致した。

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	1
1.1	電子・陽電子対消滅線	1
1.2	光子と物質との相互作用	2
1.3	他波長と MeV ガンマ線領域における角度分解能	5
1.4	従来の MeV ガンマ線観測	6
第 2 章	電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC)	15
2.1	検出原理と 2 つの角度分解能	15
2.2	ETCC における角度分解能の定義	16
2.3	ETCC の PSF の ARM と SPD 依存性	17
2.4	電子の多重散乱	17
2.5	ETCC の構成	18
第 3 章	ガス検出器	23
3.1	ガス検出器の基礎	23
3.2	Micro Pattern Gas Detector(MPGD)	28
第 4 章	Micro Pixel Chamber(μ -PIC)	38
4.1	μ -PIC の構造と検出原理	38
4.2	様々な μ -PIC の基本性能	39
4.3	μ -TPC	42
第 5 章	3 軸 μ -PIC のデザインとシミュレーション	49
5.1	μ -PIC の 3 軸化に向けた先行研究	49
5.2	3 軸 μ -PIC のデザイン	49
5.3	3 軸 μ -PIC のシミュレーション手法	55
5.4	3 軸 μ -PIC のシミュレーション結果	60
第 6 章	3 軸 μ -PIC のガス利得測定と飛跡の不定性削減の評価	62
6.1	3 軸 μ -PIC の開発	62
6.2	3 軸 μ -PIC のガスゲイン測定	62
6.3	3 軸 μ -PIC を用いた TPC によって取得した様々な飛跡	65
6.4	飛跡の不定性削減の評価	66

第7章	3軸 μ -PIC の高利得モードでの動作	72
7.1	電場シミュレーション	72
7.2	実験結果	72
第8章	まとめと今後の展望	76
8.1	まとめ	76
8.2	今後の展望	76
参考文献		78

第 1 章

MeV ガンマ線天文学

MeV ガンマ線領域では銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線の分布や超新星爆発など様々な天体の観測が期待されている一方、非常にバックグラウンド優位なことから観測が進んでいない。この章では銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線の分布、MeV ガンマ線望遠鏡の開発において重要な物理過程および MeV ガンマ線観測の現状について述べる。

1.1 電子・陽電子対消滅線

電子陽電子対消滅とは電子と陽電子が衝突して消滅し、合計エネルギーが電子と陽電子の合計質量エネルギーである 1.022 MeV となるように光子を 2 個もしくは 3 個放出する現象である。電子・陽電子はクーロン力によって互いに束縛状態であるポジトロニウム (Ps) を形成することがある。定常状態のポジトロニウムは電子・陽電子のスピンの状態によって 2 種類の状態をつくり、スピンの反平行のシングレットの状態ではパラポジトロニウム (p-Ps) を、スピンの平行のトリプレットの状態ではオルソポジトロニウム (o-Ps) をつくる。対消滅の際に放出される光子は角運動量保存則に従い、パラポジトロニウムの場合は 511 keV の光子を 2 つ反対方向に放出し、オルソポジトロニウムの場合は合計で 1022 keV の光子を 3 つ放出する。また、パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムはエネルギー状態がほとんど一致しているため、生成比は状態数に比例して 1:3 となる。電子・陽電子対消滅によって得られるスペクトルは 511 keV にピークを持った成分と 511 keV 以下のエネルギーの連続成分から成る。

宇宙からの電子・陽電子対消滅線の強度マップを得ることで陽電子起源の解明が期待できる。電子・陽電子対消滅線による 511 keV のガンマ線の放射は 1970 年代に気球実験によって初めて観測され、陽電子起源の候補として、放射性同位体の β^+ 崩壊、Ia 型超新星、マイクロクェーサー、X 線連星などの天体、ダークマターなどが挙げられた [2]。図 1.1 は SPI/*INTEGRAL* によって観測された電子・陽電子消滅線の優位度マップである。銀河面からの放射に比べてバルジ領域からの放射が優勢になっており、その強度比は 1.4 程度と見積もられた [3]。バルジ領域からの放射が優勢となる分布は他波長の領域では見られない特異な分布である。

陽電子起源の候補の 1 つに ^{26}Al の β^+ 崩壊によって放出される陽電子が挙げられる [58]。 ^{26}Al は β^+ 崩壊をする際に陽電子と 1.809 MeV のガンマ線を放出する。そこで 1.809 MeV のガンマ線強度マップを得ることで ^{26}Al の β^+ 崩壊由来の消滅線強度を得ることができる。CGRO 衛星に搭載された COMPTEL の 9 年間に渡る観測によって初めて ^{26}Al からの 1.809 MeV のガンマ線のマップが作成された (図 1.2) [4]。さらに、2015 年には SPI が ^{26}Al の全天マップを公開した (図 1.3) [57]。電子・陽電子消滅線の優位度マップである図 1.1 と比較すると、電子・陽電子消滅線は銀経銀緯ともに $\pm 15^\circ$ に広がるバルジ状の構造を持っているのに対

して、 ^{26}Al からの 1.809 MeV のガンマ線は銀緯 $\pm 5^\circ$ 、銀経 $\pm 30^\circ$ に広がった構造を持っているように見える。しかしながらこれらの分布は次に述べることに注意して見る必要がある。コンプトン散乱を利用した、従来型コンプトン法による検出を行った COMPTEL は 1.25° の角度分解能を有しているが、これはコンプトン散乱角決定精度という意味での角度分解能であり、他波長でよく用いられる、点源広がり関数を用いて定義した角度分解能とは異なる。これは従来型コンプトン法では 1 光子の検出対し、到来方向を 1 方向ではなく円環状にしか制限できず、全単射でないことが原因である。そのため、従来型コンプトン法では未知の複数点源や広がった光源に対してはコンプトン散乱角決定精度に比べて角度分解能は悪くなり、平均散乱角程度である数十度となる。実際、従来型コンプトン法は到来方向を一意に決定できる場合と比較して角度分解能が悪化することが報告されており [5]、COMPTEL が検出できた MeV ガンマ線領域における定常天体は 30 天体にとどまっている [1]。一方で、SPI はコーデッドマスク法を用いた検出を行ったが、この方法は 1 方向からの光子の到来方向を知るにはピンホールの数と同程度の光子数を検出することが必要であり全単射でない。また、マスクや衛星筐体で大量のバックグラウンド事象が生成されることもあって 600 keV 以上の定常天体は COMPTEL よりも少ない 4 天体にとどまっている [6]。このように、現状の観測では電子・陽電子対消滅線の優位度分布に基づいた陽電子起源の議論を行うことは難しい。陽電子起源の解明には、他波長での観測器のように 1 光子の検出に対し方向を一意に決定する全単射な検出が可能で、バックグラウンド除去能力に優れ、角度分解能が数度以下の優れた検出器での観測が必要である。

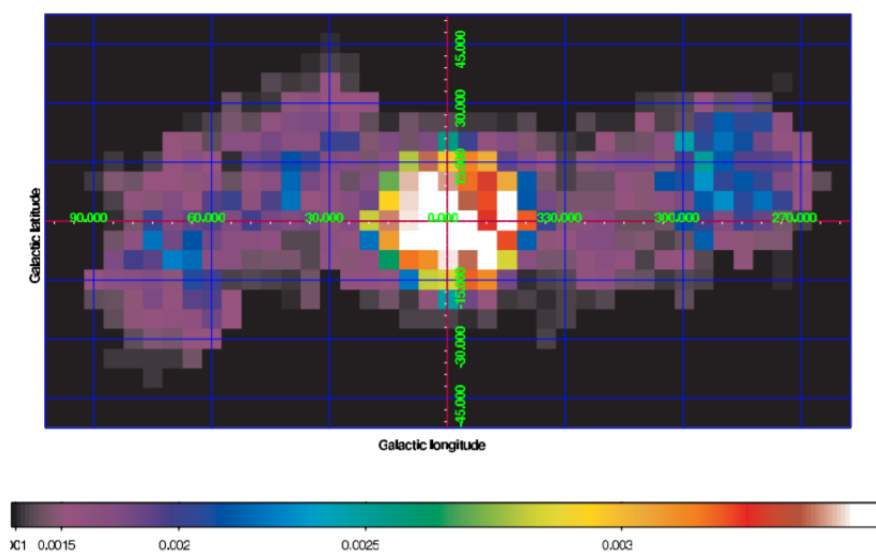


図1.1 SPI/INTEGRAL によって得られた電子・陽電子対消滅線の光度分布 [3]

1.2 光子と物質との相互作用

X 線やガンマ線は電気的に中性な光子であり、検出するためには光子が物質と相互作用して生成された荷電粒子を捉える必要がある。X 線・ガンマ線と物質との相互作用は主に光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成である。図 1.4 にて、Ar を標的としたときの各相互作用の反応断面積をエネルギーの関数として示した。図 1.4 からわかるように、低エネルギー帯では光電効果が支配的だが、100 keV を越えてくるとコンプトン散乱が優位になる。更に高エネルギー側では、光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の合計 1.022 MeV

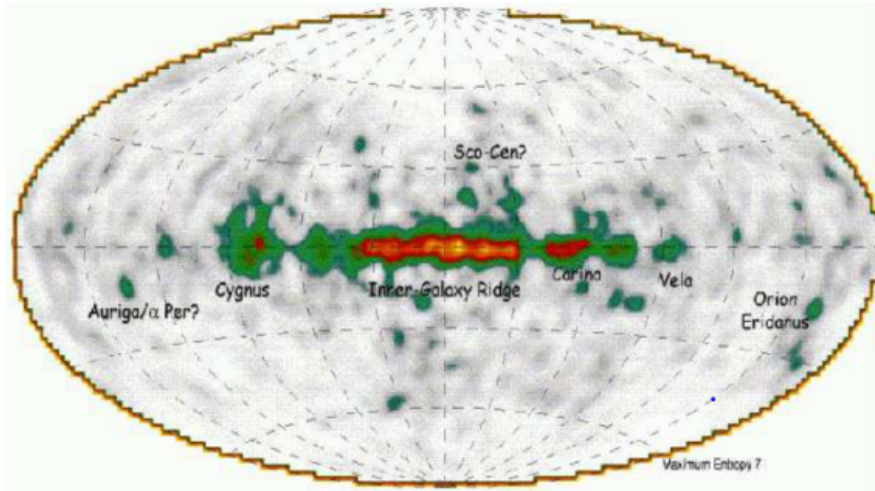


図1.2 COMPTEL/CGRO によって得られた ^{26}Ar が放出する 1.089 MeV の分布 [7]

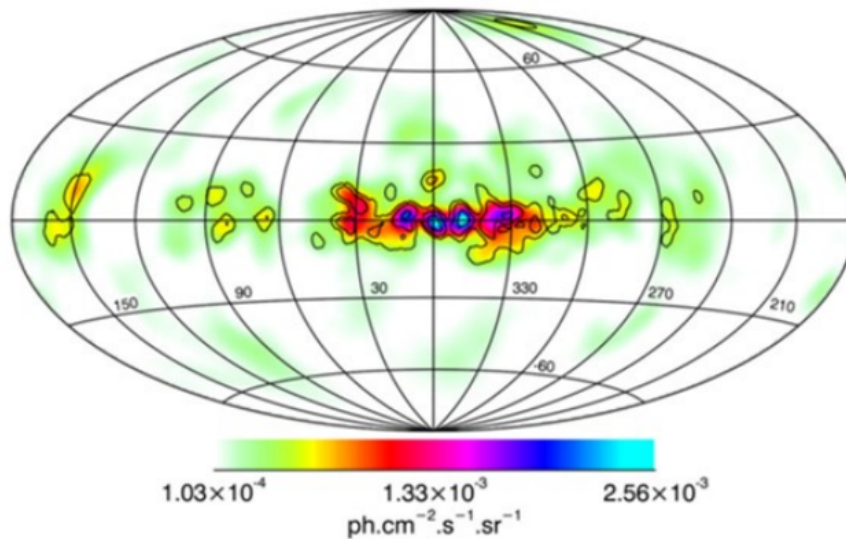


図1.3 SPI による ^{26}Al の全天マップ (1.805 ~ 1.813 MeV)[57]

を超えると電子陽電子対生成が起り始め、10 MeV ではコンプトン散乱を抑えて優勢になる。以下ではこれら 3 つの相互作用について簡単に説明する。

1.2.1 光電効果

原子に束縛された電子に対し、束縛エネルギーよりも大きいエネルギーを持った光子が入射して吸収されると、電子が原子外に放出される。この物理過程を光電効果と呼び、放出された電子を光電子と呼ぶ。光電子の運動エネルギー K_e は、光子の入射エネルギーを E_γ 、原子による束縛エネルギーを E_{bind} とおくと、次の関

係が成り立つ。

$$K_e = E_\gamma - E_{\text{bind}} \quad (1.1)$$

一般に、光電子が占めていた軌道に外殻電子が落ち込むことにより、エネルギー準位の差の分のエネルギーを持った特性 X 線が放出される。特性 X 線が更に周りの物質と相互作用することで、光電子の持っていたエネルギーと合わせて、元の入射光子のエネルギーを完全に再構成することが可能になる。一方で、もし特性 X 線が検出器外へ逃げ出してしまった場合、再構成されるエネルギーは特性 X 線の決まったエネルギー分小さくなる。これにより、検出したエネルギーを再構成する際に全吸収ピークの他にエスケープピークと呼ばれる別のピークを生むことがある。入射した光子のエネルギー E_γ が K 殻の束縛エネルギーより大きい場合、最も反応が起こりやすい K 殻電子と光電効果を起こす断面積 σ_K は、 Z, r_0, α, m_e をそれぞれ原子番号、古典電子半径、電磁気の結合定数、電子の静止質量として

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_0^2\right) \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2} \quad (1.2)$$

で計算される。 σ_K は原子番号 Z の 5 乗に比例し、入射エネルギー E_γ の $7/2$ 乗に反比例する。また、 E_γ が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L 殻の光電効果が主となる為、図 1.4 のように K 殻束縛エネルギー付近で断面積が不連続に変化する。

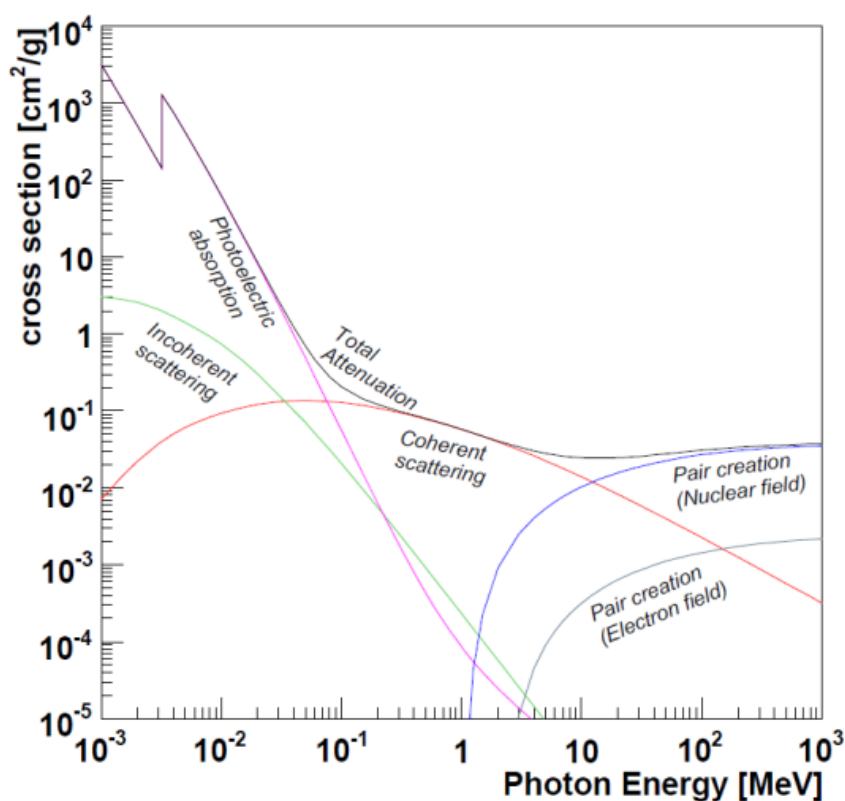


図1.4 Arにおけるガンマ線相互作用のエネルギー依存性 [8]

1.2.2 コンプトン散乱

光子と電子の弾性衝突をコンプトン散乱と呼ぶ。散乱前後の光子のエネルギー E_γ, E'_γ は散乱角 φ に依存し、エネルギー・運動量保存則から

$$E'_\gamma = \frac{m_e c^2 E_\gamma}{E_\gamma (1 - \cos \varphi) + m_e c^2} \quad (1.3)$$

$$K_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma (1 - \cos \varphi)}{m_e c^2 + E_\gamma (1 - \cos \varphi)} E_\gamma \quad (1.4)$$

と求まる。微分散乱断面積は有名なクライン-仁科の式で与えられる。

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

ここで $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$ である。式 (1.5) を図示したのが図 1.5 である。入射エネルギーが大きくなる程、前方散乱が卓越することが分かる。また、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。

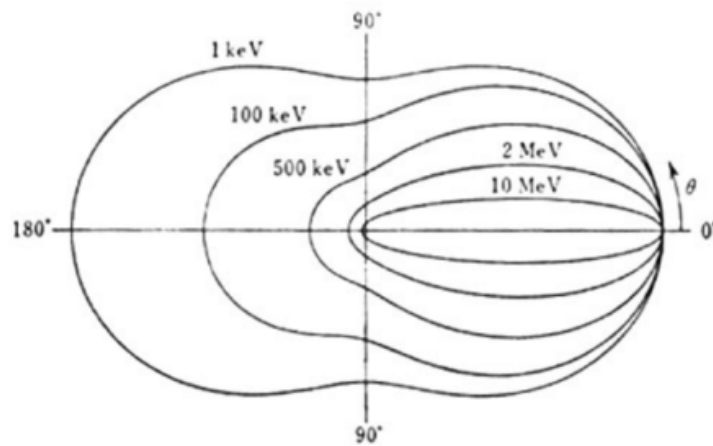


図1.5 コンプトン散乱確率の散乱角 φ に対する依存性 [9]

1.2.3 電子陽電子対生成

電子の静止質量エネルギー 511 keV の 2 倍以上のエネルギーを持ったガンマ線が原子核近傍のクーロン電場と相互作用することで、電子と陽電子が対になって生成されることがあり、これを電子陽電子対生成という。断面積は原子番号の二乗に比例する。

1.3 他波長と MeV ガンマ線領域における角度分解能

一般的な光学系の角度分解能は点源広がり関数 (Point Spread Function : PSF) を用いて評価される。例えば、GeV ガンマ線、TeV ガンマ線では点源からの光子の 68% が含まれる円の半径を角度分解能としている

[10]。他波長における検出器では1光子を検出するとその光子の到来方向とエネルギーを一意に決定できるため、 n 光子それぞれに対して到来方向を決定し、 n 事象の方向分布を得て点源広がり関数を用いて角度分解能を得ることとなる。他波長での観測ではこの過程を経ているからこそ未知の分布を持つ光源に対しても予測通りの性能を出すことができ、到来方向毎の光度を事象数に比例する形で表すことができる。一方で、従来のMeVガンマ線観測では1光子の検出に対して方向を一意に決定できない検出器が用いられている。そのため点源広がり関数を用いた角度分解能は定義できない。このことは未知の光源に対する性能を予測できないこと、得られる分布が光度情報を欠くことにつながる。

1.4 従来の MeV ガンマ線観測

天体からのスペクトルを得るには、検出器を用いて入射光子のエネルギーと到来方向の2つの情報を得る必要がある。ガンマ線は地球大気を地上までは透過できない為、宇宙からの信号を得る為に、検出器を気球や衛星に搭載しての観測が行われてきた。ガンマ線(~ 1 MeV)の観測においては、入射光子の波長は $\sim 10^{-12}$ m程度で、典型的な原子間隔 $\sim 10^{-10}$ mと比べて非常に小さく透過力が高いため、X線(~ 1 keV)以下の帯域で広く用いられている鏡による集光ができず、2次元の焦点面検出器による撮像が難しい。そこで、

- コーデッドマスク法 (ピンホールカメラを応用した統計的手法)
- 従来コンプトン法 (コンプトン散乱運動学による再構成)

といった手法が用いられてきた。以下ではコーデッドマスク法、従来コンプトン法について述べる。

1.4.1 コーデッドマスク法

コーデッドマスク法はピンホールカメラ/コリメータを発展させた方法である。ピンホールカメラは阻止能の高い物質で検出器の周りを取り囲み、入射できる方向を絞ることで、到来角度情報を二次元の位置情報に変換して撮像することができる。角度分解能 $\Delta\theta$ は、開口径を r 、開口から検出器までの距離を D として

$$\Delta\theta \sim \frac{r}{D} \quad (1.6)$$

で与えられ、 r を小さくすれば角度分解能は向上するが、有効面積はその分小さくなってしまふ。ピンホールカメラは1光子に対して到来方向を一意に決定することができるため他波長と同様の角度分解能が定義できる。一方で、コーデッドマスク法はピンホールの代わりに図1.6のようにパターン化された多数の穴を持ったマスクを開口部に配置し、位置に感度を持つ検出器にできたマスクの影の強度分布を得ることで、開口面積を増やしなが到来方向を再構成できるようにする方法である。

すなわち、 $i = 1, \dots, I$ を検出器での位置を表す添字、 $j = 1, \dots, J$ を到来方向を表す添字として、符号化開口は

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & (\text{透明}) \\ 0 & (\text{不透明}) \end{cases} \quad (1.7)$$

という行列で定義される。到来方向 j から s_j の強度で光子がやってきたとき、位置 i で観測される計数 d_i は、雑音数を b_i として

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i \quad (1.8)$$

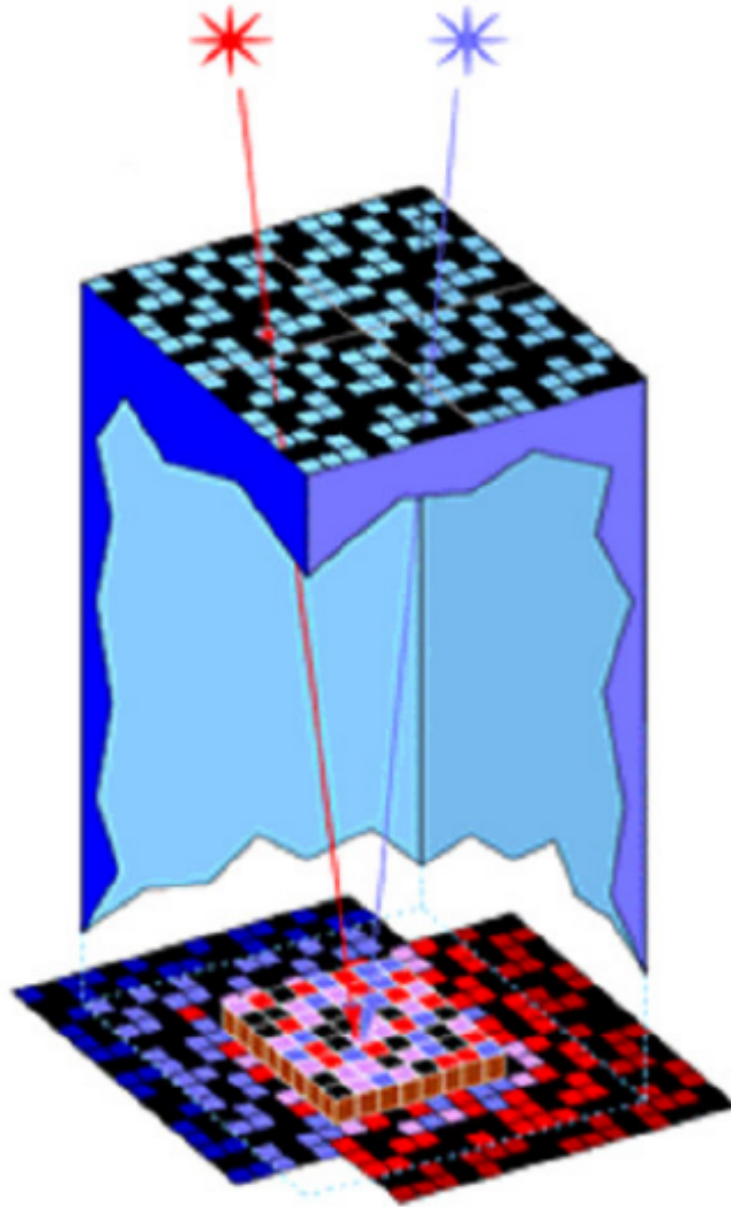


図1.6 コーデッドマスク概念図 [11]

と表される。未知パラメータは s_i と b_i の合計 $2I$ 個存在するのに対し、方程式 (1.8) は I 個しか無い為、式 (1.8) を統計的推定方法を用いて s_i を推定してイメージを得ている。SN 比が良ければ角度分解能は式 (1.6) 程度で決まり、視野も検出器と符号化開口の位置で決まる為、広い視野と高い角度分解能が実現できる。しかし、その解析方法から光子毎の到来方向は知り得ず、実際の宇宙での MeV ガンマ線観測環境は $s_i \ll b_i$ であるため、ピンホールカメラとは違い、他波長のような角度分解能は定義できない。

コーデッドマスク法を利用したガンマ線望遠鏡として、INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory(INTEGRAL) 衛星に積まれた SPectrometer for INTEGRAL(SPI) が挙げられる。SPI の概略図を図 1.7 に示す [12]。SPI ではマスクが 127 要素のうち 63 要素が不透明で 1 MeV のガンマ線吸収効率 95 % 以上の 3 cm 厚のタングステンで、残り 64 要素が透明で 20 keV のガンマ線を 60 %、50 keV のガンマ線を 80 % 透過するものを用い、検出器が 19 個のゲルマニウム半導体検出器で構成されている (図 1.8)。また、周囲には衛星筐体からの雑音除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが取り付けられている。ゲルマニウム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検出器全体で 3 keV の非常に良いエネルギー分解能を持っており [12]、ラインガンマ線の観測に限れば最も高い感度を持つ。しかしながら、実際には SPI で 600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例に留まった [6]。原因としては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問題と [13]、周囲には衛星筐体からの雑音除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが取り付けられているが、これに含まれる Bi 等からの崩壊ガンマ線が雑音になるという問題があったためである [13]。

1.4.2 従来コンプトン法

従来コンプトン法は MeV 帯域で優勢なコンプトン散乱を利用して撮像する。従来コンプトン法は位置検出可能な検出器を図 1.9 のように 2 段に組み合わせて行う。検出器に入射したガンマ線は前段の比較的 Z の小さい検出器でコンプトン散乱した後、後段の Z の大きい検出器で光電吸収される。1 段目の検出器でコンプトン散乱点と反跳電子のエネルギーを、2 段目の検出器で散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを測定する。このとき、反跳電子は前段の検出器でエネルギーを落とし切る。1 段目、2 段目で検出されるエネルギーをそれぞれ E_1, E_2 とおくと、 E_1 は反跳電子のエネルギーに等しく、 E_2 は散乱ガンマ線に等しいので

$$E_\gamma = E_1 + E_2 \quad (1.9)$$

により入射ガンマ線のエネルギーを再構成できる。また、コンプトン散乱におけるエネルギー・運動量保存則より

$$\cos \varphi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (1.10)$$

からガンマ線の散乱角 φ が求められる。更に、前段、後段の検出器でのヒット点の位置ベクトルの差分を取ることでガンマ線の散乱方向 \vec{g} が求められるので、式 (1.10) で求めた散乱角と合わせて、図 1.9 に示されるように円環状に入射ガンマ線の到来方向を制限する一方で、一意には特定できない。そのため得られる分布は、他波長での分布のように 1 事象ごとに到来方向をプロットした分布ではなく、図 1.10 に示すように円環を重ね合わせた分布である。この手法では広がった光源に対する撮像能力は様々は方向からの光子がつくる円環の漏れ込みにより、点光源で評価した撮像能力よりも劣ったものになる。従来コンプトン法を利用したガンマ線望遠鏡として、Compton Gamma Ray Observatory(CGRO) 衛星に積まれた Imaging Compton Telescope(COMPTTEL) が挙げられる [15]。COMPTTEL は衛星で軌道に投入され全天探査を行った最初のコンプトンカメラで、観測を終了してから 20 年経った現在でも MeV 領域で世界最高の感度を有している [15]。図 1.11 は COMPTTEL の概観で [15]、1 段目が液体シンチレータで、2 段目が NaI シンチレータで構成されており、それぞれが反同時計数用のプラスチックシンチレータで覆われている。1 段目と 2 段目は 1.5 m 離れており、信号を検出するタイミングの差 (Time of Flight : TOF) によってバックグラウンド除去を行っている [16]。図 1.12 はシミュレーションから得られた、COMPTTEL における信号と雑音ごとの計数率の TOF 依存性を表している。図中の A~F は異なる発生メカニズムの雑音であり、それぞれ

- A: 内部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊
- B: 外部からの単発ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊、ガンマ線散乱
- C: 内部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊 (複数ガンマ線過程)
- D: 外部からの複数ガンマ線 中性子捕獲、放射性同位体の崩壊 (複数ガンマ線過程)
- E: 偶然同時計数
- F: 宇宙線由来の事象

となっている。TOF が 5 ns 前後の事象を選び出すことで多くの雑音を落とすことができるが、それでもなお S/N 比が 1/10 程度となっていることがわかる。COMPTEL では、広がった天体による漏れ込みとこの雑音により発見された定常天体は 30 天体にとどまっている [1]。

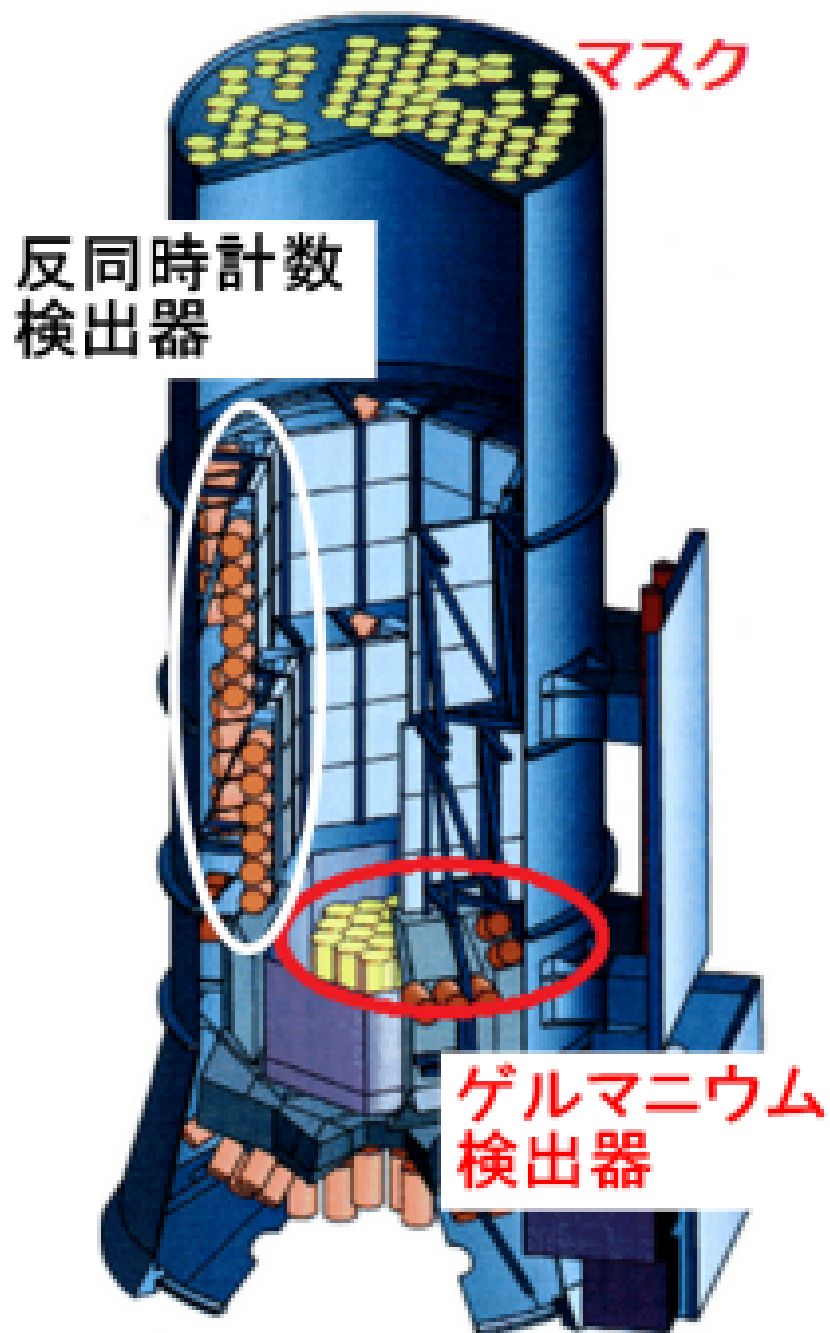


図1.7 SPI 概略図 [12]

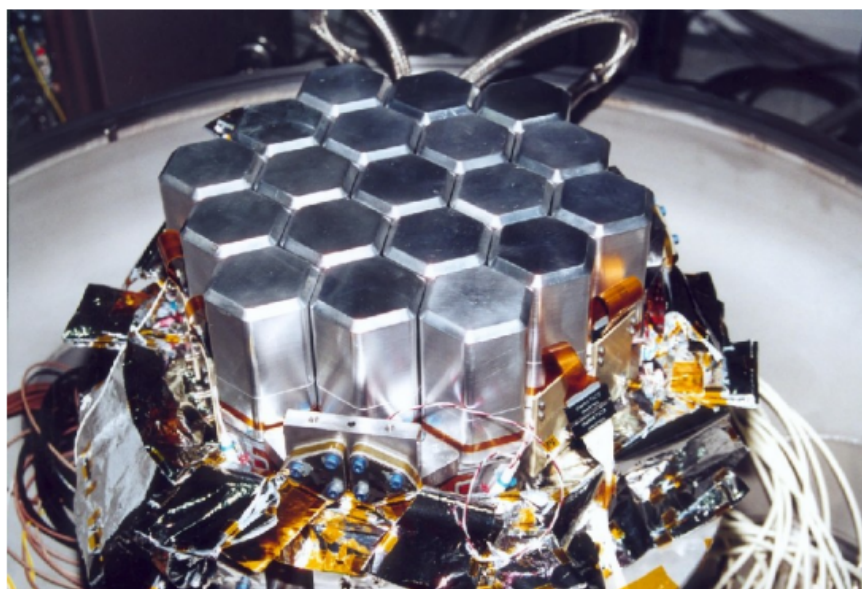


図1.8 SPI内ゲルマニウム半導体検出器の写真 [12]

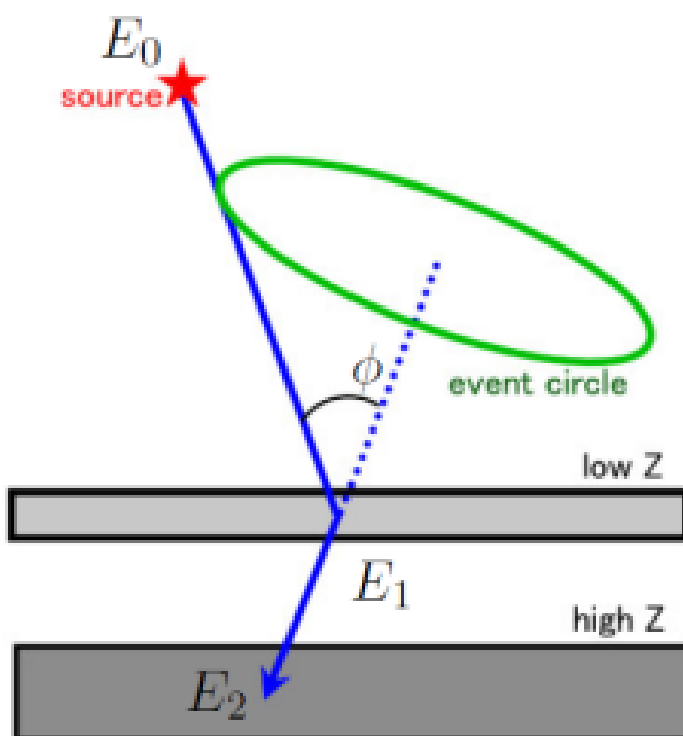


図1.9 コンプトンカメラ概念図

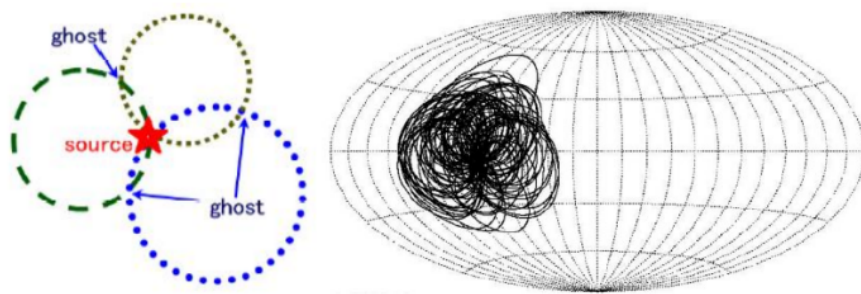


図1.10 コンプトンイメージングの手法と COMPTEL によるガンマ線バーストの観測 (GRB910505[14])

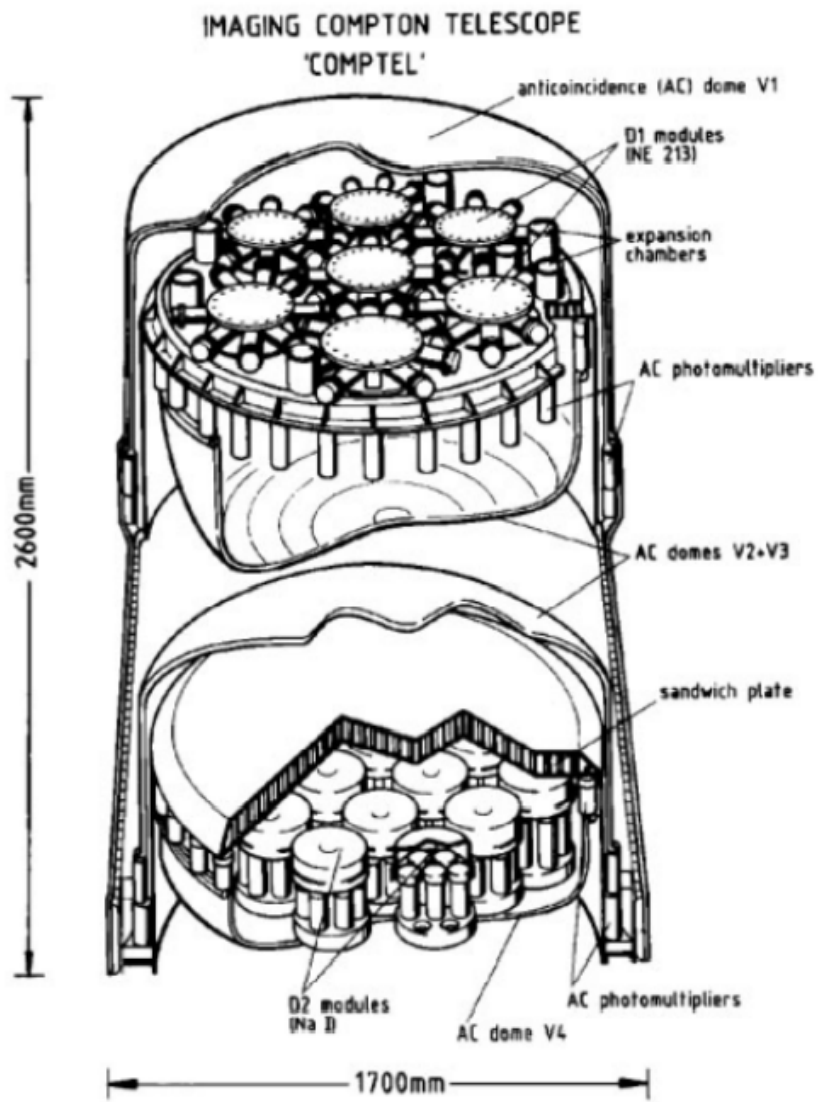


图1.11 COMPTEL 概観 [15]

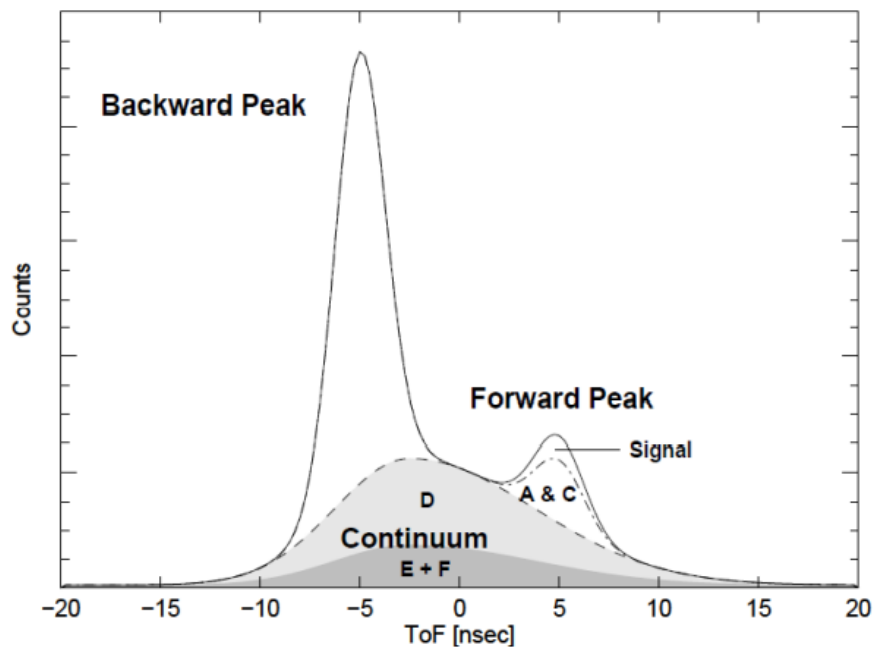


図1.12 COMPTEL バックグラウンド内訳 [16]

第 2 章

電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC)

性能が光源の広がり方によって変化せず、低雑音な MeV ガンマ線の観測を行うには、光子の到来方向を一意に決定するため、電子の反跳方向をも得られる新しいコンプトン法を用いた検出器が必要である。そこで我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera) を開発している。この章では ETCC の検出原理と電子飛跡検出器に求められる性能、そして我々が開発している ETCC の構成について述べる。

2.1 検出原理と 2 つの角度分解能

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構成される。散乱体検出器ではコンプトン散乱位置ベクトル r_{scat} 、電子反跳方向 \vec{e} 及び電子の運動エネルギー K_e を測り、吸収体検出器では、散乱ガンマ線の吸収位置ベクトル r_{abs} と散乱ガンマ線エネルギー E'_γ を測る。この時、散乱ガンマ線の散乱方向は $\vec{g} = \frac{r_{abs} - r_{scat}}{|r_{abs} - r_{scat}|}$ と計算され、入射ガンマ線のエネルギー E_γ と到来方向 \vec{s} 、コンプトン散乱角 φ は次のように再構成される。

$$E_\gamma = E'_\gamma + K_e \quad (2.1)$$

$$\vec{s} = \frac{E'_\gamma}{E'_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E'_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (2.2)$$

$$\cos \varphi = 1 - \frac{m_e c^2}{E'_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E'_\gamma} \quad (2.3)$$

コンプトンカメラとして求められるのは上 2 つの式によって決定される、ガンマ線のエネルギー決定精度と到来方向決定精度の 2 つである。ここでは特に入射ガンマ線の到来方向決定精度について考える。入射ガンマ線の到来方向決定精度は 2 つの角度分解能に分けて考えることができる。1 つ目はコンプトン散乱角 ψ の決定精度 $\Delta\psi_{ARM}$ 、2 つ目は散乱ガンマ線方向 \hat{v}'_γ と入射ガンマ線方向 \hat{v}_γ の張る平面の決定精度 Δv_{SPD} であり、それぞれ ARM(Angular Resolution Measure)、SPD(Scatter Plane Deviation) と呼ばれている。ARM と SPD は真の到来方向 s_{true} を用いて次の式で決定される。

$$\Delta\varphi_{ARM} = \arccos(s_{true} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E'_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E'_\gamma}\right) \quad (2.4)$$

$$\Delta v_{SPD} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{s_{true} \times \vec{g}}{|s_{true} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{s_{true} \times \vec{g}}{|s_{true} \times \vec{g}|}\right) \quad (2.5)$$

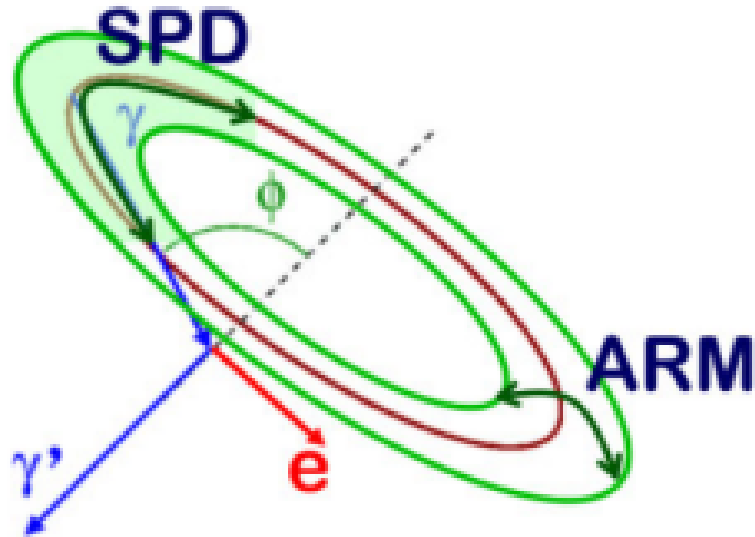


図2.1 ARM と SPD

方向決定精度の概念図である図 2.1や実験データである図 2.2に示すように、ARM は円環の幅、SPD は扇の角度の幅に関する精度指標となっている。ここで、図 2.2は撮像した結果得られる分布ではなく、散乱パラメータ空間における分布であることを注意されたい。また、電子の反跳方向を取得しない従来型コンプトンカメラでは SPD は無限大となっている。

2.2 ETCC における角度分解能の定義

ETCC は光子を検出すると、到来方向を 1 方向に制限する。そのため ETCC は、コンプトン法から得られる非線形な像と異なる、線形で定量解析可能なイメージングを実現している。到来方向の決定精度は検出物理量の決定精度に依存するため、十分多くの光子を検出したとき到来方向分布は点光源方向に対して広がりを持つ。その分布を点源広がり関数 (Point Spread Function : PSF) として定義し角度分解能を得れば、他波長でのイメージングと同様に、未知の広がった光源に対しても期待通りの性能を得ることができる。そこで、点源由来の光子の 50% が含まれる円の半径を ETCC の到来方向決定精度としての角度分解能と定義する。実際に ETCC で取得された点源照射時の測定点の広がりを図 2.3に示す。この実験結果のように、検出された到来方向は点源方向に対しても広がりを持っている。円の中心を点源方向としたとき、光子が 50% 含まれる円の半径は 15 度程度であるため、この場合角度分解能は広がり (PSF) 約 15 度程度となる。

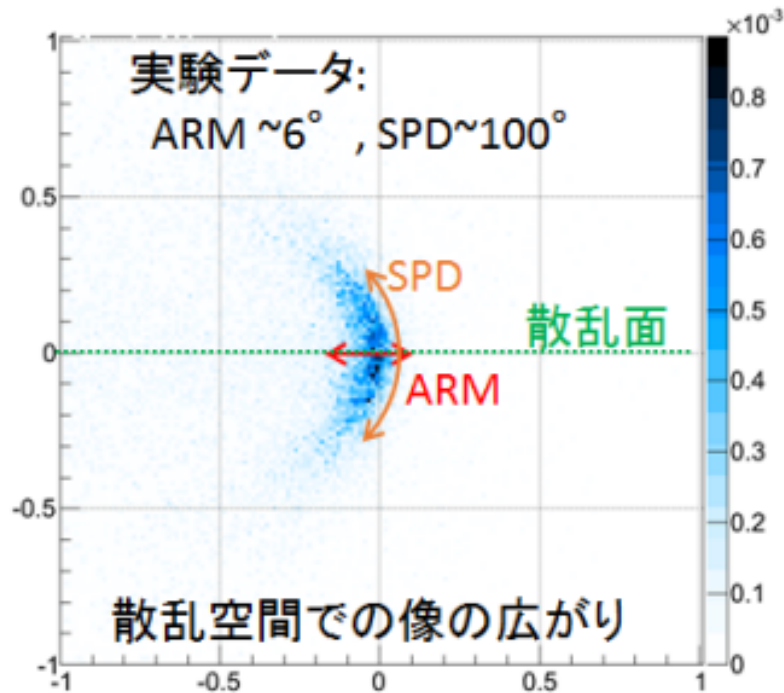


図2.2 ETCC の散乱パラメータ空間での広がり

2.3 ETCC の PSF の ARM と SPD 依存性

ETCC の PSF の ARM と SPD 依存性を図 2.4 と図 2.5 に示す。図 2.4 はシミュレーションで上空での実際の SN 比として考えられる 1 対 1000 の条件の下でガンマ線 662 keV を入射させ、反跳した 3-200 keV の電子をとらえた場合の ARM 5 度固定での SPD (左: 無限大、中: 50 度、右: 10 度) の違いによる、再構成方向の広がり の違いを表している。図 2.5 は様々な ARM や SPD の値における、累積比率の点源からの半径角依存性を表しており、累積比率が 0.5 の半径角が今回定義した角度分解能である。SPD が無限大である従来型コンプトンカメラでは ARM を改善 (黒実線から赤実線) しても角度分解能は散乱角の平均値程度の広がりにとどまり、改善は限定的である。一方で SPD を改善していくと角度分解能が大きく改善し、SPD の改善が重要であることがわかる。

2.4 電子の多重散乱

式 2.2 と式 2.5 からわかるように、SPD は電子の反跳方向決定精度を示すものであり、PSF の改善には電子の反跳方向決定精度を改善することが不可欠である。そこで、SPD の原理限界を決定する電子の多重散乱について考える。散乱体中で生じた反跳電子は散乱体物質とクーロン多重散乱を繰り返し、コンプトン散乱した瞬間の反跳方向情報を徐々に失っていく。そのため、電子の反跳方向情報を精度良く得るためには散乱体を選ぶ物質が重要になる。多重散乱による電子の進行方向の変化はモーリエ理論 [17] に修正を加えた形で記述され、小さい散乱角においては散乱角の分布はガウス分布に近似できる [17]。多重散乱によって電子が初期位置

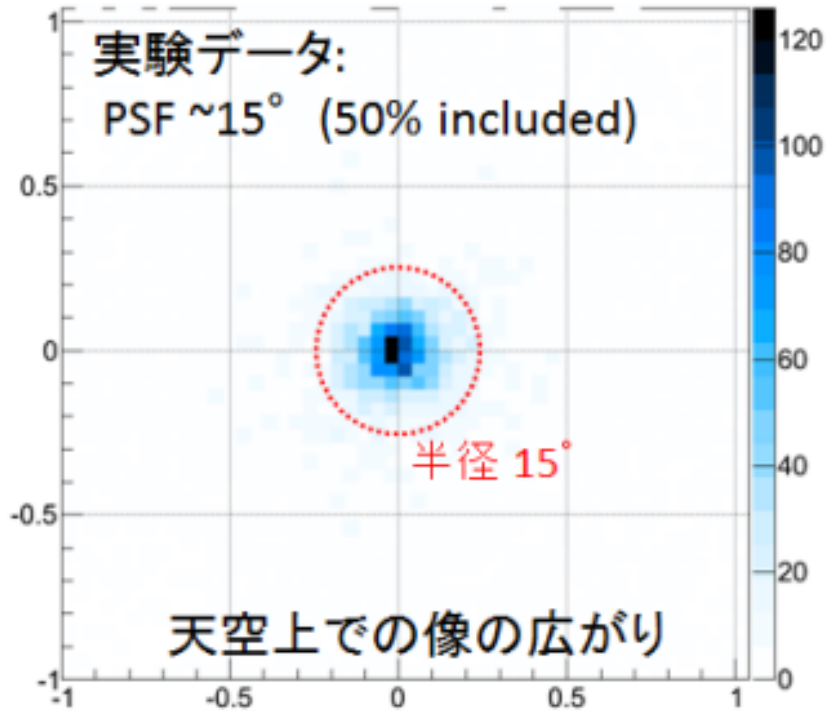


図2.3 天空上での広がり

から x 移動したとき初期反跳方向から曲げられる角度 θ_{rms} は

$$\theta_{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} z \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) [\text{rad}] \quad (2.6)$$

と表せる。ここで X_0 は物質の放射長、 βc 、 p はそれぞれ電子の速度と運動量である。式 2.6 から放射長が長い物質を散乱体として用いることが望ましいことがわかる。図 2.6 は各エネルギーの電子の個体の Si、Ar 1 atm、CF₄ 3 atm における、曲げられる角度の移動距離依存性を示したものである。電子の飛跡を捉える検出器として Strip 間隔が 100 μm の Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、50 keV の電子の場合 1 strip 移動する間に電子が $\sim 200^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えることは難しい。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50 keV の電子の場合 1 mm 移動したとしても散乱角は $\sim 10^\circ$ に抑えることができ、固体の Si の場合よりもはるかに精度よく反跳方向が決定できる。SPD の原理限界は多重散乱に支配されるため、 θ_{rms} と SPD の関係は以下の式で表される。

$$SPD \sim \theta_{rms} \quad (2.7)$$

2.5 ETCC の構成

図 2.7 に我々が開発している ETCC の構成の概念図を示す。この ETCC では前節に述べた理由から散乱体に放射長の長いガスを用いている。散乱体は光電吸収を抑えてコンプトン散乱させ、吸収体はコンプトン散乱を抑えて光電吸収をさせることが望ましい。コンプトン散乱断面積は散乱体の電子数に比例する一方、光電吸

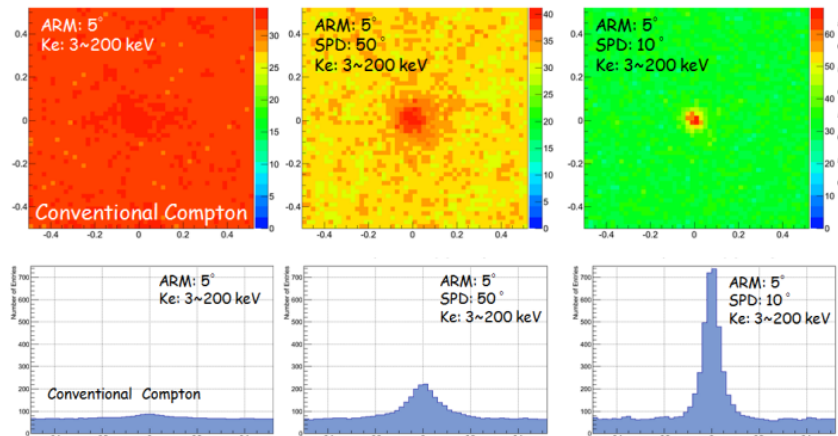


図2.4 従来のコンプトン法および ETCC における再構成ガンマ線マップと射影図 (シミュレーション)。バックグラウンドは一様と仮定。

取断面積は散乱体の原子番号の 5 乗に比例する。そのため、吸収体には原子番号が大きく阻止能が高い無機シンチレータを採用し、Pixel Scintirator Array (PSA) と位置感度型 PMT (浜松ホトニクス H8500) を組み合わせて用いている。また、散乱体に例えば原子番号が 54 である Xe ガスを用いると、原子番号が 18 である Ar ガスに比べてコンプトン散乱断面積が 3 倍大きくなる一方、光電吸収断面積は約 240 倍大きくなる。このことは散乱体で光子が光電吸収を起こし、吸収体で無関係のガンマ線が吸収されるような偶発事象を 240 倍増やすことになってしまう。そのため散乱体には電子数が 1 分子あたり 42 個と多く、原子番号が 9 または 12 と小さい CF_4 ガスを採用したい。しかし、 CF_4 は 1 対の電子陽イオン対を生成する平均エネルギーである W 値が 34.3eV と大きく、電子吸着がおこるためガス増幅率も小さいことから Minimum Ionizing particle (MIP) が見える大きさの信号を得ることは難しい。そこで現時点では Ar ベースのガスを採用しており、読み出しには 4 章で詳しく述べる μ -TPC を用いている。シンチレータはガス飛跡検出器の周り 5 面を囲むように配置しており、ガス飛跡検出器にてコンプトン散乱によって生成された反跳電子のエネルギー、反跳方向と散乱点を、シンチレーション検出器にて散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを検出し、式 2.1 と式 2.2 を用いて入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を 1 事象ごとに再構成する。このシステムは既に完成しており [5][18]、ETCC の鋭い PSF や高いバックグラウンド除去能力が実証された。図 4.9 は実験室において ^{137}Cs 3 線源を ETCC から約 2 m 離して測定したデータを、電子飛跡の反跳方向情報を利用しない従来コンプトン法による解析と、加えて電子の反跳方向情報を用いた解析による有意度マップである。電子飛跡を用いることにより有意度が 4 倍程度上昇している。これは、ある方向における有意度を考えると、従来コンプトン法では当該方向に対して散乱角決定精度以上に大きく外れた方向からのバックグラウンドや他光源からの漏れ込みが有意度を下げる一方で、電子飛跡検出型コンプトン法ではそういった漏れ込みが PSF 程度に抑えられているからである。現在の ETCC の性能は 662keV のガンマ線に対して ARM が 6 度、SPD が 100 度、PSF が 15 度が実証されているが、陽電子の起源を探ることができる分布を得るためには 5 度以下の PSF が必要であると考えられている。ETCC において 5 度以下の PSF を満たすには SPD を数倍改善する必要がある。

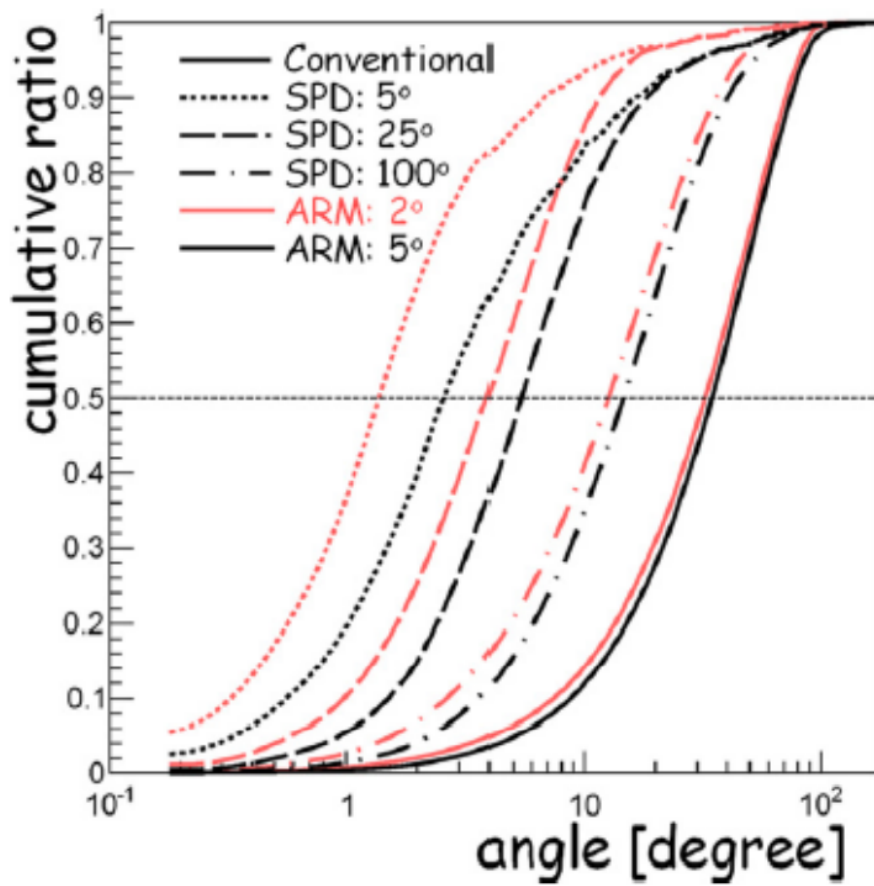


図2.5 各 ARM、SPD に対する点源の累積比率 [5]

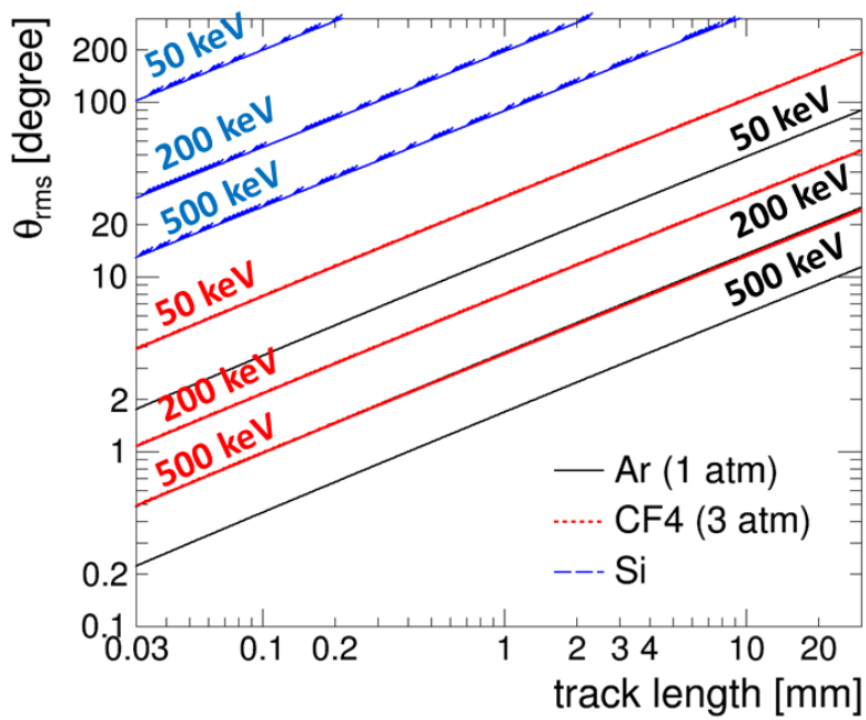


図2.6 各物質内、電子の各エネルギーにおける電子の散乱角の、散乱点から進んだ距離依存性

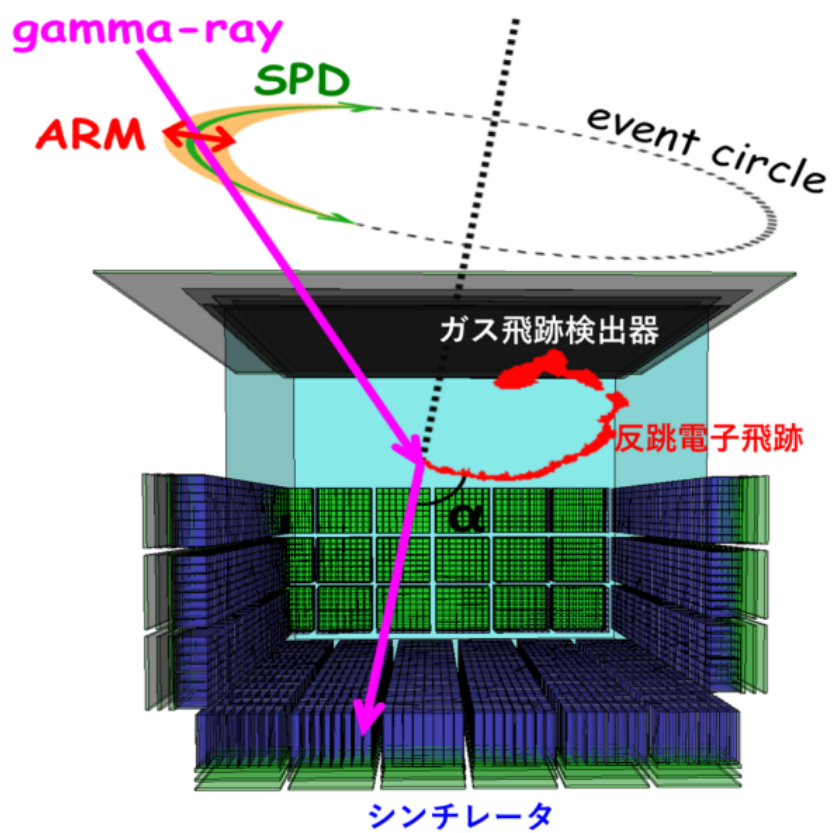


図2.7 ETCC の構成

第 3 章

ガス検出器

反跳電子の詳細な飛跡とエネルギーを検出するには空間分解能に優れたガス飛跡検出器が必要であり、比例計数管の一種である Micro Pattern Gas Detector(MPGD) が最適であると考えている。この章ではガス検出器の一般的な性質や、比例計数管や MPGD について述べる。

3.1 ガス検出器の基礎

3.1.1 荷電粒子と物質の相互作用

検出器と光子の相互作用によって発生する電子等の、運動エネルギーを持った荷電粒子が物質内を通過する際、荷電粒子は物質とクーロン相互作用を起こしてエネルギーを失う。物質中での荷電粒子のエネルギー損失率はベーテ・ブロッホの式で

$$\frac{dE}{dX} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right] \quad (3.1)$$

$$K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (3.2)$$

と表される [19]。ここで、 N はアボガドロ定数、 m と e は電子の質量と電荷量、 Z 、 A 、 ρ は物質の原子番号、物質質量、密度、 I は物質の実効イオン化ポテンシャルである。 z は荷電粒子の電荷量、 β は荷電粒子の速度を光速で割ったものである。放射線検出の際は、光子と物質の相互作用によって発生した荷電粒子がこの式に従って検出器内で落としたエネルギーを検出することによって放射線のエネルギーを知ることとなる。図 3.1 に荷電粒子のエネルギー損失率のエネルギー依存性を示す。このように、エネルギー損失率は荷電粒子の種類やエネルギーによって異なるので、荷電粒子の損失したエネルギーと飛跡を検出できるガス飛跡検出器では荷電粒子の種類をある程度特定することができる。

3.1.2 ガス検出器の動作原理

ガス検出器は検出器内を走った荷電粒子を検出する。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エネルギーを損失しながらガス原子を励起または電離させ、粒子の軌跡に沿って電子・陽イオン対を生成する。生成される電子・陽イオン対の平均数は一対の電子・陽イオン対あたりに荷電粒子が失う平均エネルギーである W 値によって決定される。 W 値はガスの種類に依存し、多くの場合 20-30 eV である [20]。入射粒子が W 値 W のガス中で失ったエネルギーを E とすると、生成される電子・陽イオン対の平

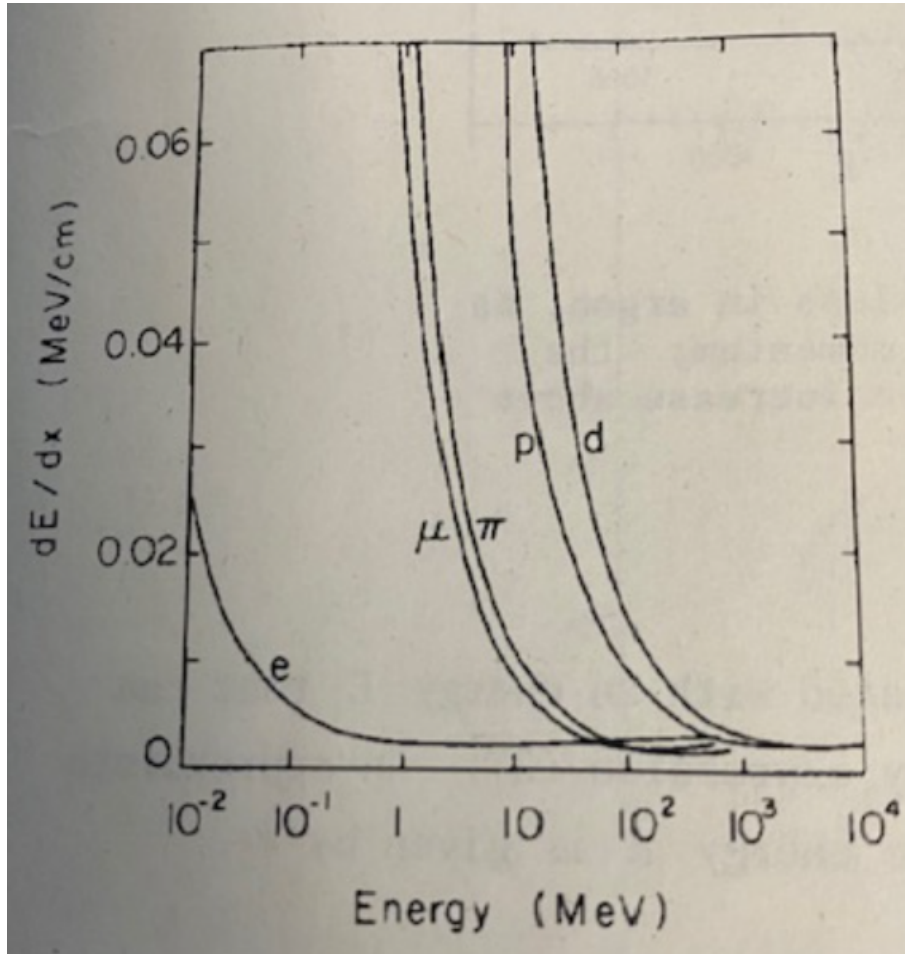


図3.1 式 3.1により計算された各粒子のエネルギー損失率のエネルギー依存性 [19]

均数 n と分散 σ は

$$n = \frac{E}{W} \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\sigma}{n}\right)^2 = \frac{F}{n} \quad (3.4)$$

のように与えられ、生成電子・陽イオン対の数の分布はポアソン分布のようになる。発生した電子・陽イオン対を電場をかけることによって電子と陽イオンを引き離すと、電子は陽極方向に、陽イオンは陰極方向に運動する。この時、運動する電子や陽イオンによって電極に誘起電荷が生成され、電流信号として検出できる。位置 \mathbf{r} において速度 \mathbf{v} で運動している電荷量 q の荷電粒子によって、電極で検出される電流値は Shockley-Remo 定理によって与えられ、

$$i(t) = -q\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_w(\mathbf{r}) \quad (3.5)$$

と表せる。ここで $\mathbf{E}_w(\mathbf{r})$ は重み付け電場と呼ばれ、当該電極の周りの物質とジオメトリによって決まる値である。電子と陽イオンと十分に引き離すことができず再結合が起こる電場強度の領域を再結合領域、再結合が起こらず次章で述べる電子雪崩増幅が起こらない電場強度領域を電離箱領域と呼ぶ。

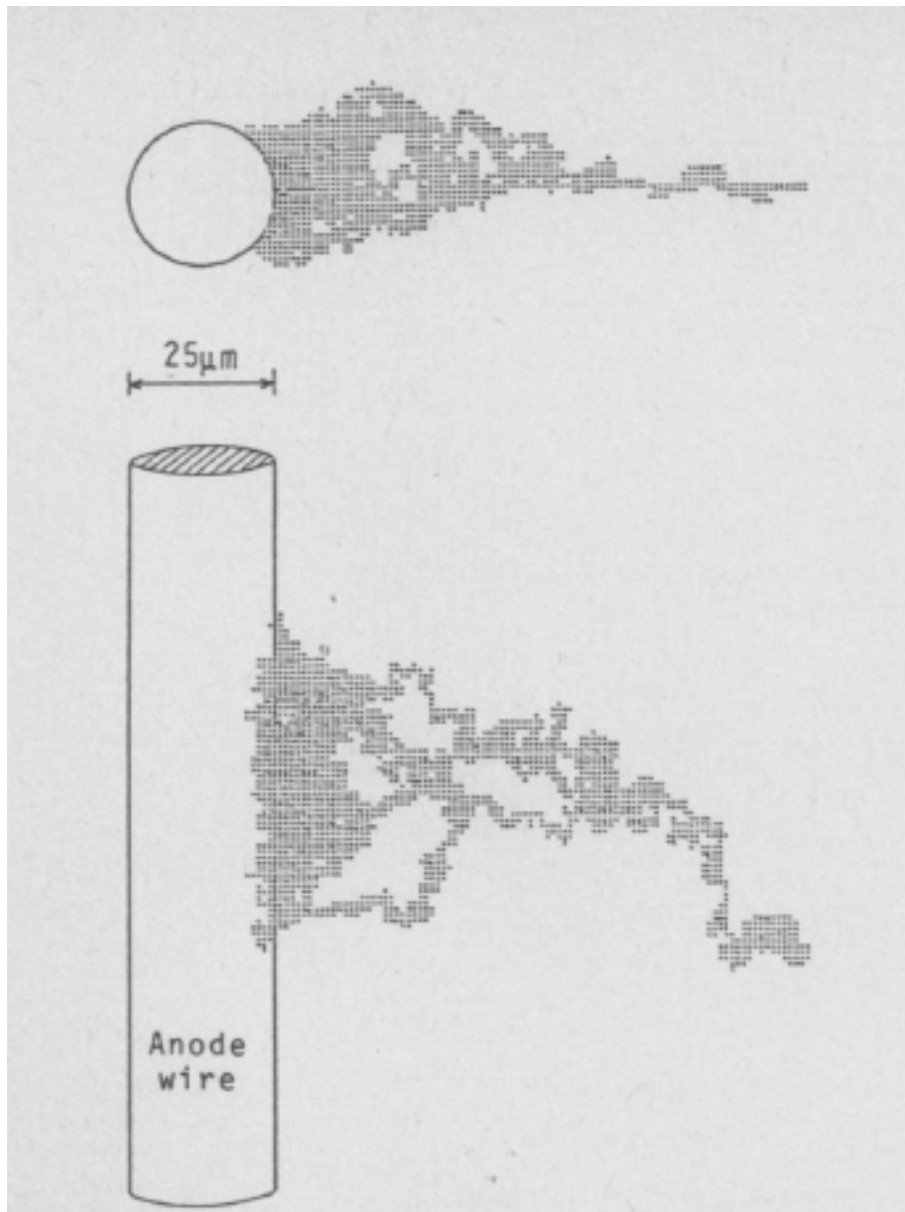


図3.2 モンテカルロ計算により再現された電子雪崩 [21]

3.1.3 電子雪崩による電子増幅

これまでガス検出器では荷電粒子によって生成された電子・陽イオン対は電場をかけることで信号として読み出すことができると説明してきた。しかし、一般的に荷電粒子によって生成される電子・陽イオン対では電荷量が非常に小さく、信号として読み出すことが困難である。そのため、以下に説明する電子雪崩を起こして電子を増幅することで電荷量を大幅に増やすことによって信号を読み出すことが一般的である。荷電粒子によって電離された1次電子は電場に沿って中性ガス分子に衝突を繰り返しながら移動する。与えられる電場が十分大きいと、衝突間に電子は中性ガス分子の電離エネルギーより大きなエネルギーを持つことがある。この電

子が中性ガス分子に衝突することで、2次電子・陽イオン対が生成されることがある。この過程を繰り返すことで雪崩的に電子・陽イオン対を大幅に増やすことが出来、この現象を電子雪崩と呼ぶ(図 3.2)。ただし、イオンは電子に比べて大きいいため平均自由行程が短く衝突間に電子ほどのエネルギーを得ないのでこのような現象は起こらない。今電子が n 個あるとして、単位長さあたりに増幅される電子の割合 $\frac{dn}{n}$ は

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (3.6)$$

と表される。ここで α は第 1 タウンSEND 係数と呼ばれる。第 1 タウンSEND 係数は増幅率を表す特徴的なパラメータであり、電場強度依存性を持つ。そのため

$$\begin{cases} \alpha = 1 & (\text{電離箱領域}) \\ \alpha > 1 & (\text{比例係数領域またはガイガーミュラー領域}) \end{cases} \quad (3.7)$$

と表すことができる。最終的な平均増幅率 $\frac{n}{n_0}$ は式 3.6 を積分することによって

$$\ln \frac{n}{n_0} = \int_{x_0}^x \alpha(x) dx \quad (3.8)$$

と表すことができ、第一タウンSEND 係数 $\alpha(x)$ が位置 x に依らない定数 $\alpha(x) = \alpha_0$ の時、最終的に期待できる平均電子数は

$$n = n_0 \exp \alpha_0 (x - x_0) \quad (3.9)$$

となり、第一タウンSEND 係数 α_0 に対して指数関数的に増加する。そのため第一タウンSEND 係数が電場強度に比例関係にある時、電子増幅率は陽極と陰極間の印加電圧 V に対して指数関数的な増加を見せるという特徴を持つ。このように電子雪崩増幅が起こり、最終的な電荷量が 1 次電子の電荷量に比例するような電場強度の領域を比例係数領域と呼び、比例計数管や MPGD に用いられている。

比例係数領域を超えて電圧をかけると最終的な電荷量が 1 次電子の電荷量と相関を持たなくなる。このような電場強度の領域をガイガーミュラー領域と呼ぶ。これまでに述べたガス検出器の電場強度と各モードの関係について図 3.3 に示す。

3.1.4 比例計数領域における電子増幅率の分布

前節で比例計数領域については平均電子増幅率について述べた。本節では電子増幅率の分布について説明する。

比例係数領域において検出器で取得する信号は、入射粒子によって生じた 1 次電子・陽イオン対の数を n 、各 1 次単一電子に対する増幅率を $A_i (i = 1, \dots, n)$ とすると平均増幅率 M は

$$M = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i = \bar{A} \quad (3.10)$$

と表せる。比例計数管の陽極近傍の高電場領域において、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[22] によって提案された。このモデルはポリア分布と呼ばれ、 $P(A)$ は次のように表される。

$$P(A) = \frac{C_0}{\Gamma(1+\theta)} \left(\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left(-\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right) \quad (3.11)$$

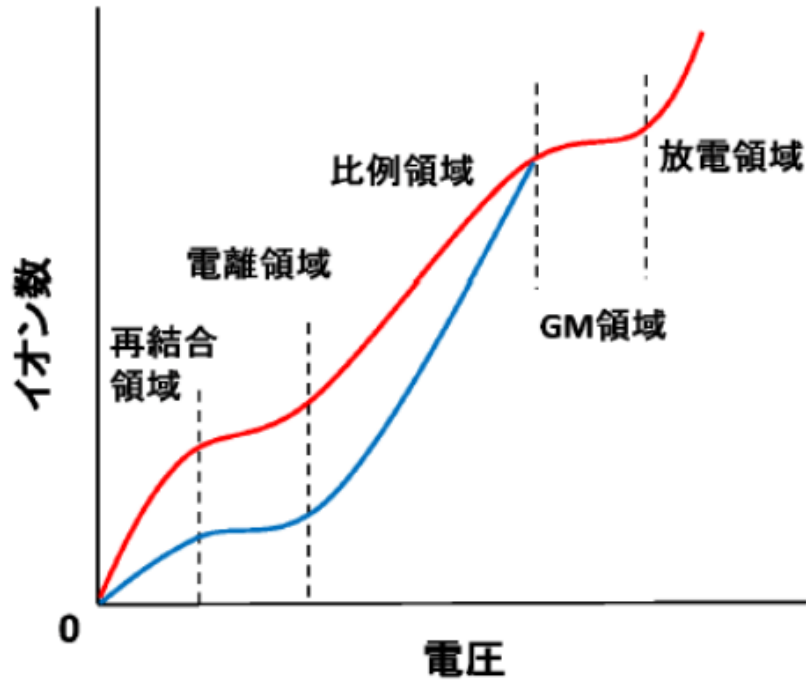


図3.3 ガス検出器における印加電圧と増幅領域の関係

ここで θ は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であり $0 < \theta < 1$ である。また、 Γ はガンマ関数であり、 C_0 は規格化定数である。ポリア分布の相対分散は

$$\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 = \frac{1}{A} + b \simeq b \quad (3.12)$$

である。 $b = \frac{1}{1+\theta}$ であり、比例計数管では 0.5 の値が観測されている [24]。一次電子がそれぞれ独立に電子増幅を受けるので、一次電子数 n 個が十分大きいとき電子雪崩増幅後の電子数は中心極限定理により平均値が $n\bar{A}$ 、相対分散が $\frac{1}{n} \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2$ の正規分布となる。一次電子数の分散と電子雪崩増幅後の電子数の分散を知ることにより、最終的な取得電荷量 Q の分散 σ_Q は

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 + \frac{1}{\bar{n}} \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 = \frac{F+b}{\bar{n}} = \frac{W(F+b)}{E} \quad (3.13)$$

となる。(90% Ar + 10% C₂H₆) ガスにおいて 5.9 keV の X 線の比例計数管における電子雪崩増幅後のエネルギー分解能は、Ar でのファノ因子 0.17[25]、W 値 23.6 eV から 12.2%(FWHM) と算出される。

3.1.5 比例計数管

図 3.4 に比例計数管の概念図を示す。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 とすると電場強度は

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (3.14)$$

と表せて半径 r に反比例する。そのため陽極付近の電場強度が非常に強くなっており、電子雪崩増幅は陽極付近の領域で起こることになり、パルスの時定数が小さく分解時間が $0.2 \sim 0.5 \mu s$ となっており不感時間が短

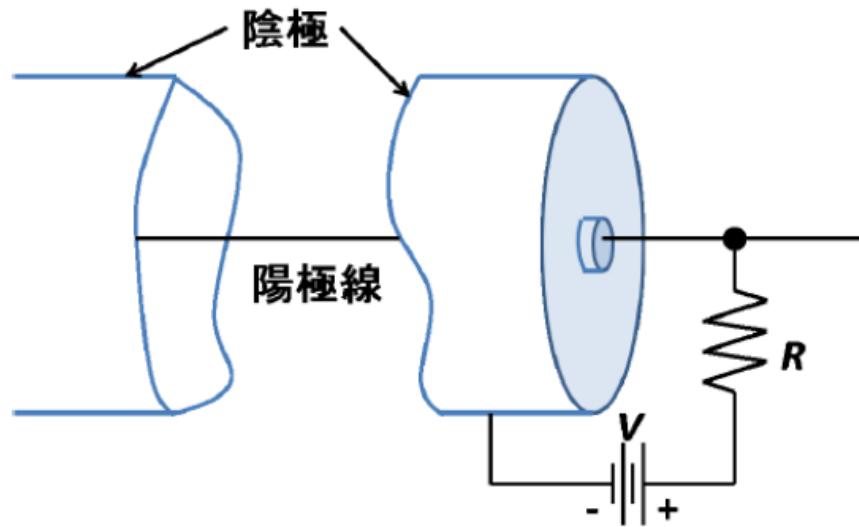


図3.4 比例計数管概念図

いという特徴がある。

3.2 Micro Pattern Gas Detector(MPGD)

Micro Pattern Gas Detector(MPGD) はマイクロ単位の位置分解能と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 種について説明した後、MPGD の Time Projection Chamber(TPC) としての利用と、MPGD の電子増幅率の上限値を決める放電について述べる。

3.2.1 Multi Wire Proportional Chamber(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 [27]。MWPC の概要図は図 3.5 のようになっており、複数の陽極線を一定間隔で平行に並べることでワイヤーの並んでいる平面上のワイヤーに垂直な成分の方向の位置情報が取得できるようになっている。陰極については平面状の電極を用意するか、陽極と同様に多数のワイヤーを並べることもできる。陽極線と陰極間に電圧をかけることで、図 3.6 のような電場が形成される。電離電子は電場の影響を受けて陽極線に向かい、陽極線近傍の強電場によって電子雪崩増幅が起こり、信号として読み出される。しかしながら、この MWPC には問題点がある。1 つ目は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とである。このことは位置分解能に制限をつけてしまう要因の 1 つとなっている。そのため、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電子のような飛跡を検出するには向いていない。

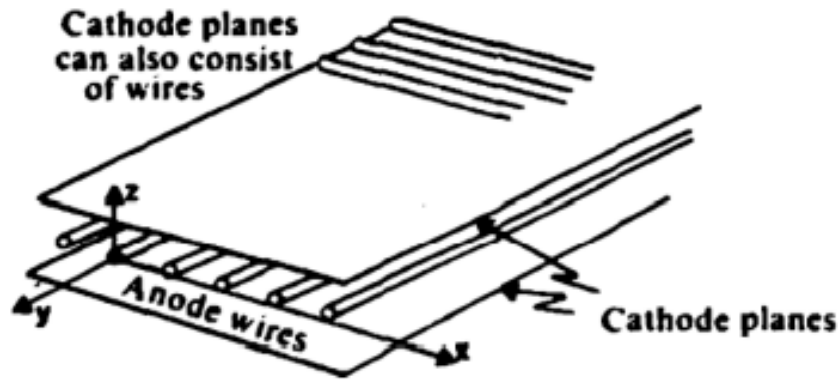


図3.5 MWPC 概略図 [26]

3.2.2 Micro Strip Gas Chamber(MSGC)

Micro Strip Gas Chamber(MSGC) は A.Oed によって提案された検出器である [29]。図 3.7 に MSGC の概念図を示す。MWPC と比較した時の 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 は原理的には基盤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 (図 3.7)[28]。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。アノード、カソード、バックストリップの信号は図 3.8 のようになり、信号の波高値の比はおおよそ 2:4:1 となっている [28]。

ところで、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。放電現象の節で後述するように、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。

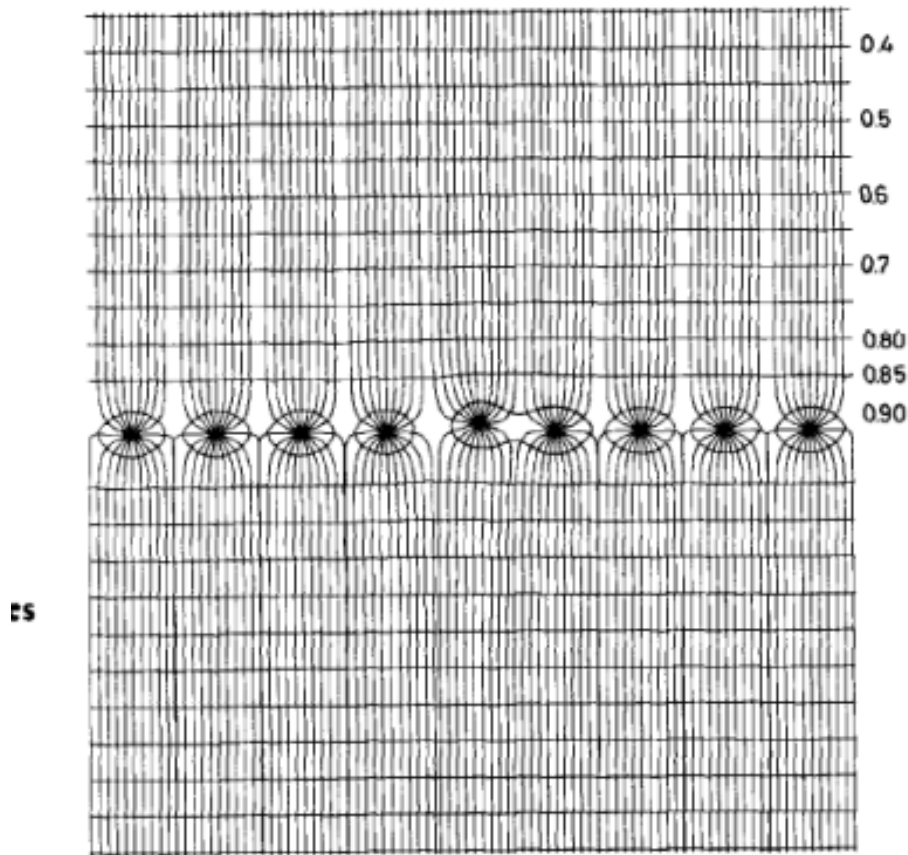


図3.6 MWPC において形成される電場と等電位線 [26]

3.2.3 Gas Electron Multiplier(GEM)

Gas Electron Multiplier(GEM) は F.Sauli らによって開発されたガス電子増幅器である [32]。GEM を電子顕微鏡による写真を図 3.9 に示す。絶縁体の薄膜が 2 枚の電極によって両側から覆われ、直径 $70 \mu\text{m}$ 程度の無数の穴が空いた構造をしている。GEM の 2 枚の電極に電圧を印加した時の電場構造を図 3.10 に示す。2 枚の電極に電圧を印加することによって穴に強い電場が生じ、電子が穴を通り抜ける際に電子雪崩増幅が行われる。また、GEM の穴の間隔は $140 \mu\text{m}$ 程度と非常に細かいため、電子雲の 2 次元位置情報を失わずに電子増幅が出来る。一般的に GEM の電極を用いた信号読み出しは行わないので、信号を読み出す時は他の電極基板と組み合わせて動作を行う。GEM 単体の安定動作下での電子増幅率は数十倍程度であるため、初期電子数が少ないと単体では増幅率が足りず信号取得が行えない。そのため、電極基板で電子増幅を行わない場合、図 3.11 のように GEM を多段式に配置することによって十分な増幅率を得ることがよく行われている。3 段の GEM を重ねることで 10000 以上のゲインでの安定動作が報告されている [33]。その一方で、GEM は 2 枚の電極によって構成されておりどこか 1 箇所でも導通すると GEM 全体が導通してしまい、信号が読み出せなくなってしまう。そのため十年以上の上空での安定動作を求められる環境では適していない。

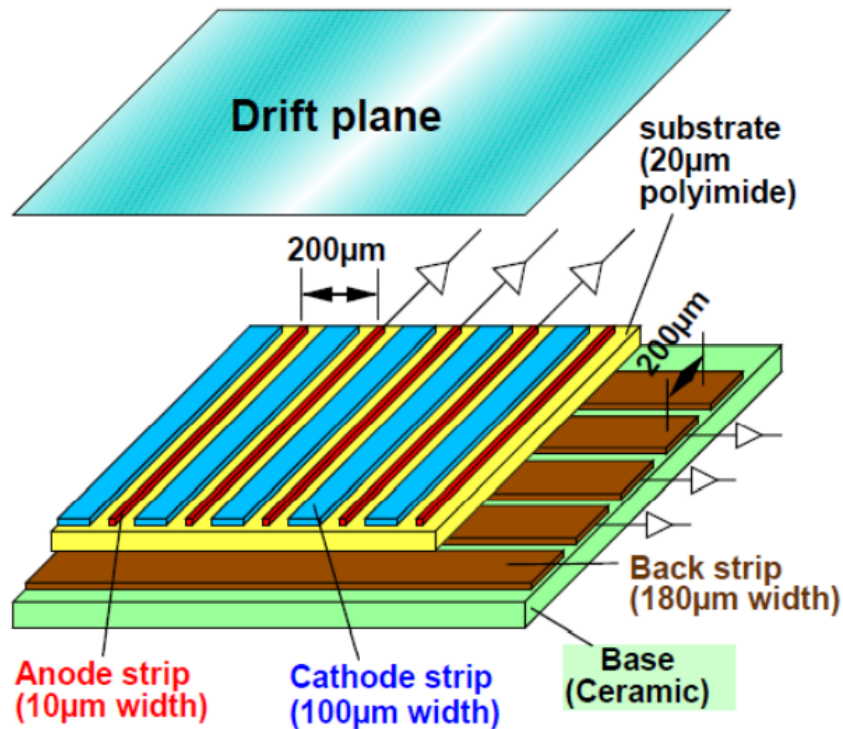


図3.7 MSGC 概念図 [28]

3.2.4 Micro mesh gaseous structure(Micromegas)

Micro mesh gaseous structure(Micromegas) は Y.Giomataris により開発されたガス検出器である [35]。図 3.12に動作原理の概念図を示す。メッシュによって電子雲を増幅せずに移動だけさせるためのドリフト領域と電子雪崩増幅を起こすための強電場領域である増幅領域に分けている。増幅領域では一様に 50 kV/cm 程度の強電場がかかっており、増幅領域全体で電子雪崩増幅を起こし、その下にある電極で信号を読み出している。この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。

3.2.5 Time Projection Chamber(TPC) を用いた 3 次元位置検出器としての MPGD の利用

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 Time Projection Chamber[37] 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 3.13に示す。MWPC や MPGD を TPC 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 [59] や暗黒物質直接

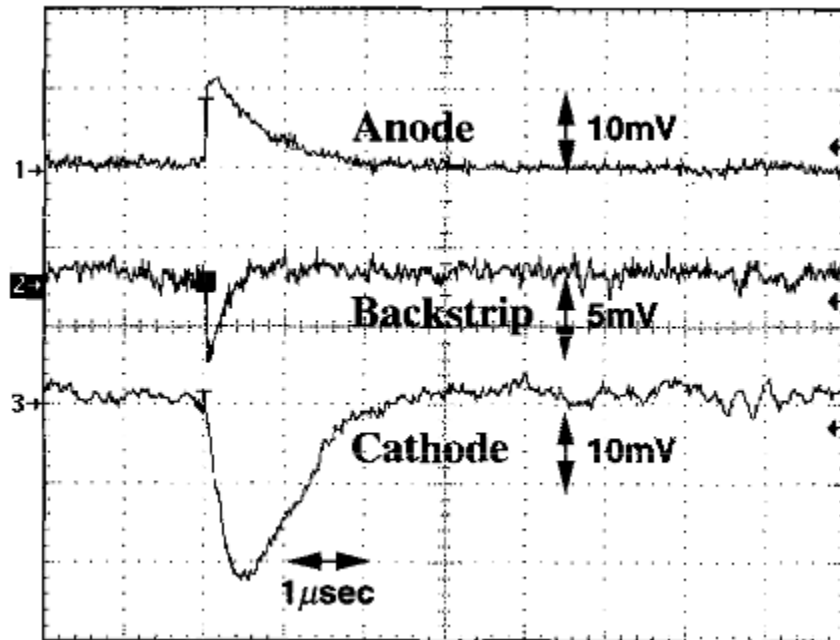


図3.8 基板の裏側に読み出し電極を形成した MSGC において得られた各電極のアナログ信号。ただしプリアンプの時定数は 500 ns である。[28]

探査実験 [54] でも用いられている。

3.2.6 放電現象

現状の MPGD では実現可能な電子増幅率に上限がある。その上限を決めているのが放電現象である。放電が繰り返されると電極破壊を引き起こし、破壊された電極では陽極と陰極が導通して信号を読み出すことができなくなる。また、小さな放電も雑音となる。図 3.14 に放電による電極破壊の様子を示す。放電回数が増えるとともに陽極陰極間の導通路が伸びていく様子が確認できる。

放電現象の原理について説明する。MPGD は絶縁体基板上に電極を形成するガス検出器であるため、陰極と絶縁体とガスの 3 つの異なる誘電率を持つ物質が接する 3 重点が存在する。この 3 重点では電場強度が非常に大きくなり、トンネル効果によって電子の放出が非常に起こりやすくなる。電子が放出されると絶縁体表面で電子雪崩増幅を繰り返しながら陽極に到達することで大きな電流が電極間に流れる。この現象は沿面放電と呼ばれており、放電・高電圧工学の分野で大きな問題となっているが詳細な過程については分かっていないことが多い。MSGC は陽極の 3 重点と陰極の 3 重点の電場強度が同程度であり沿面放電が起こりやすい。一方、次章で述べる μ -PIC は陰極が円環状であるという構造から、陰極の 3 重点の電場強度を抑えたまま電子雪崩増幅が起こる領域である陽極近傍に電場強度を集中させることができる。その結果、沿面放電リスクを抑えたまま高い電子増幅率を実現できる。

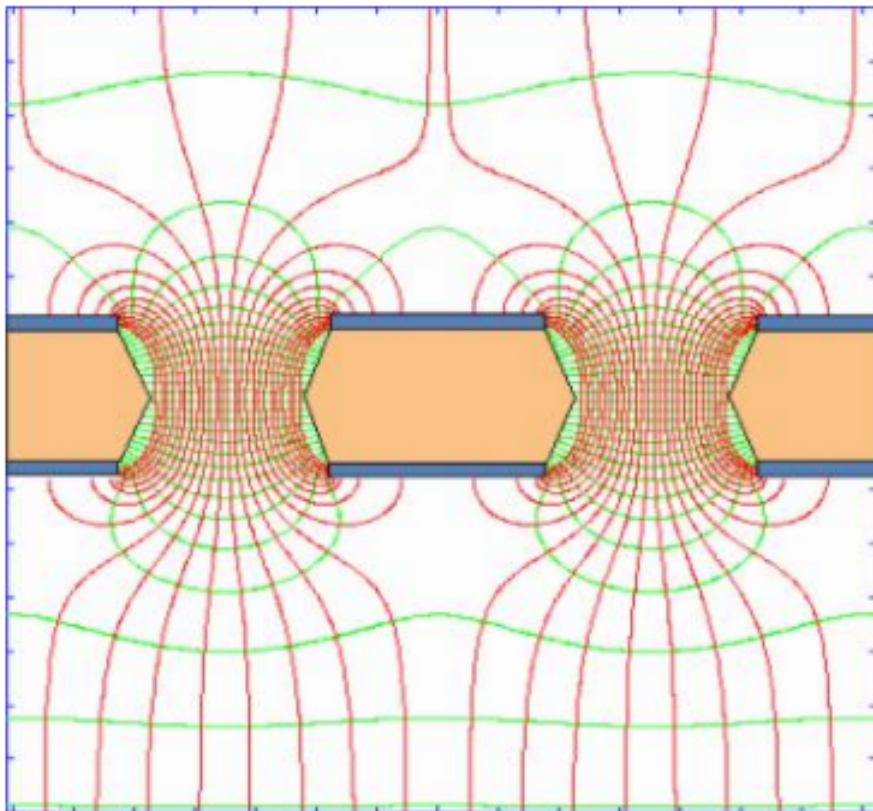


図3.10 GEMの電界・等電位線 [31]

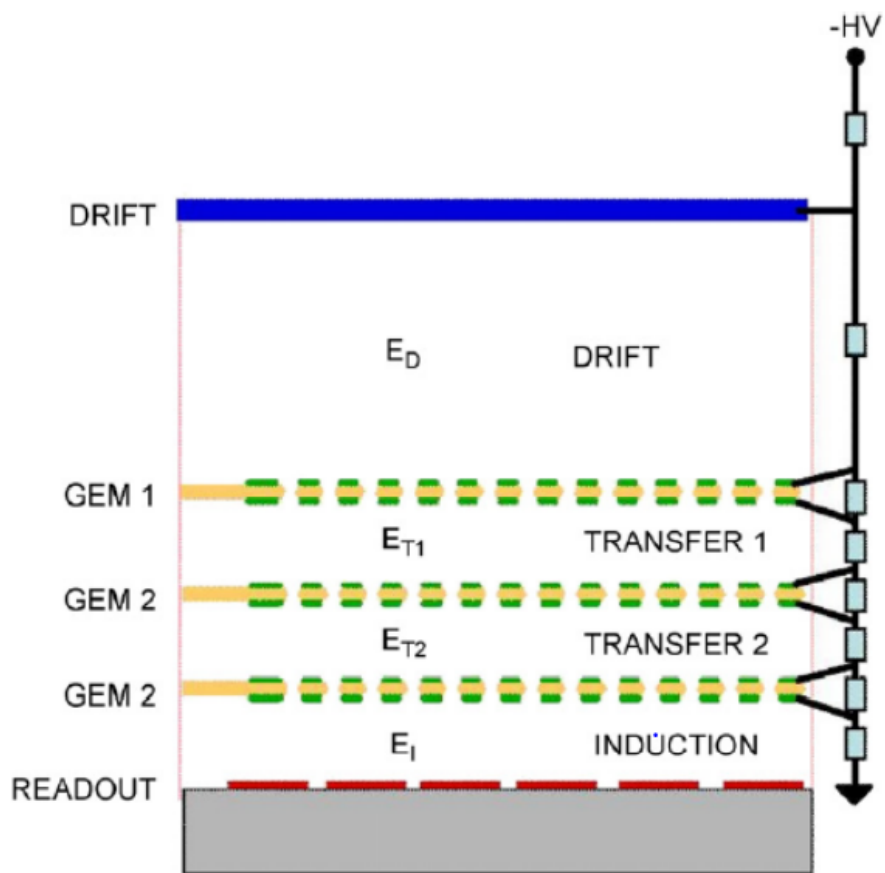


图3.11 多段式 GEM[33]

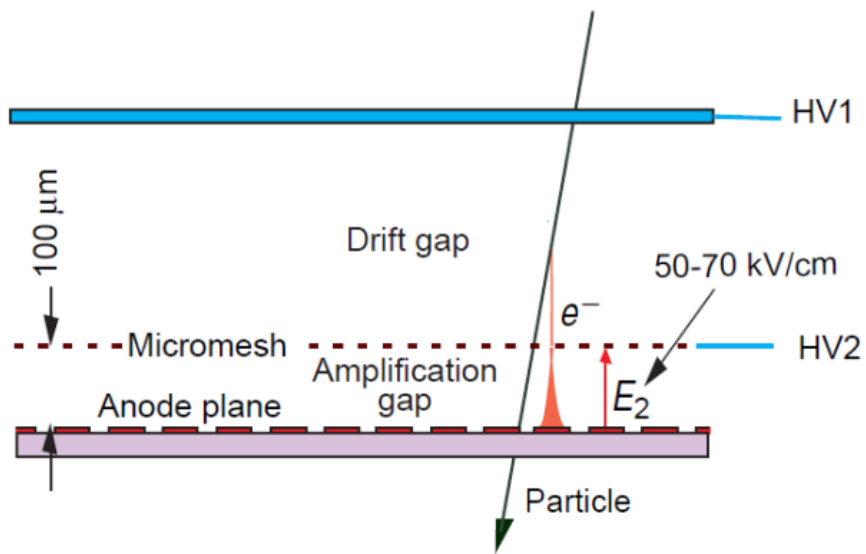


図3.12 Micromegas 原理図 [34]

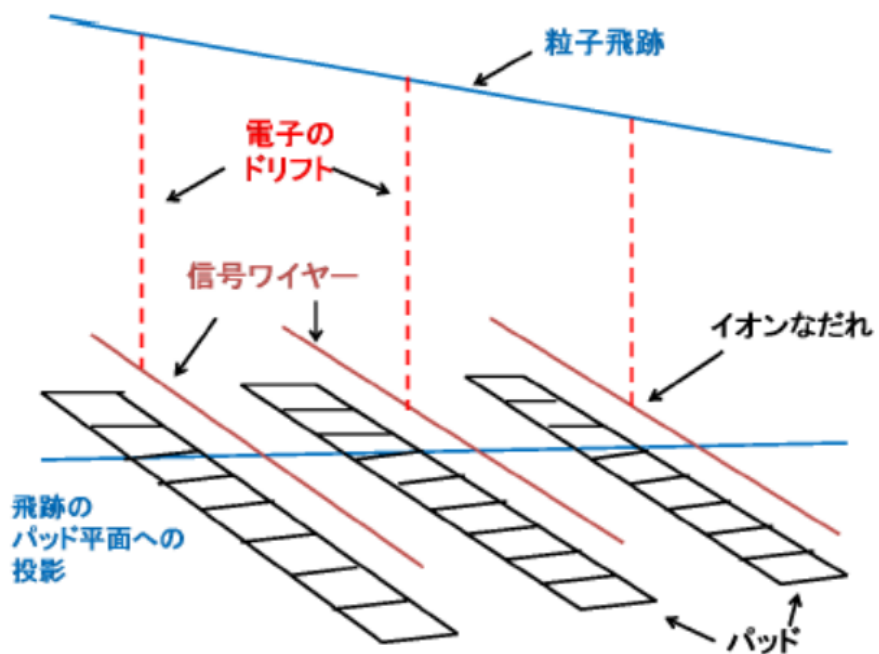


図3.13 TPC 概念図 [36]

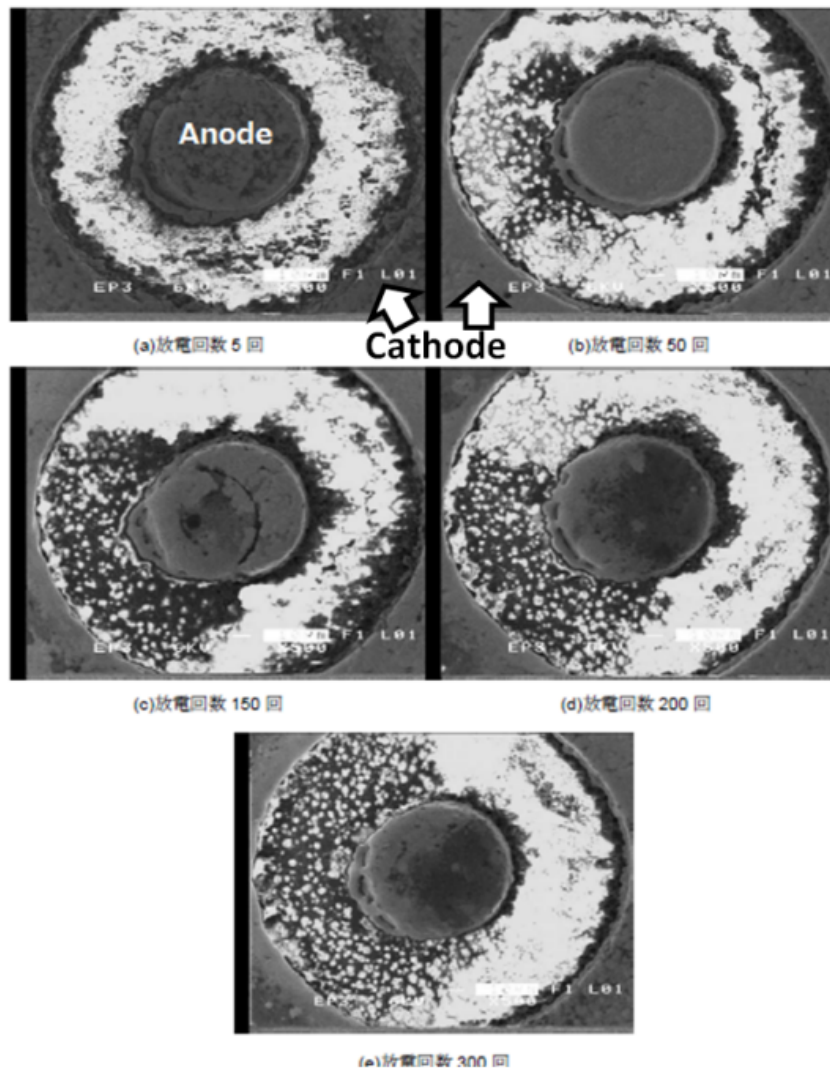


図3.14 放電の連続による導通路の形成 [38]

第 4 章

Micro Pixel Chamber(μ -PIC)

前章で述べた MSGC は位置分解能に優れているが、放電現象により十分な電子増幅率が得られないという問題点があった。この問題点を解決し、放電を抑えたまま十分な電子増幅率を達成できるよう開発されたのが Micro Pixel Chamber(μ -PIC) である [39]。

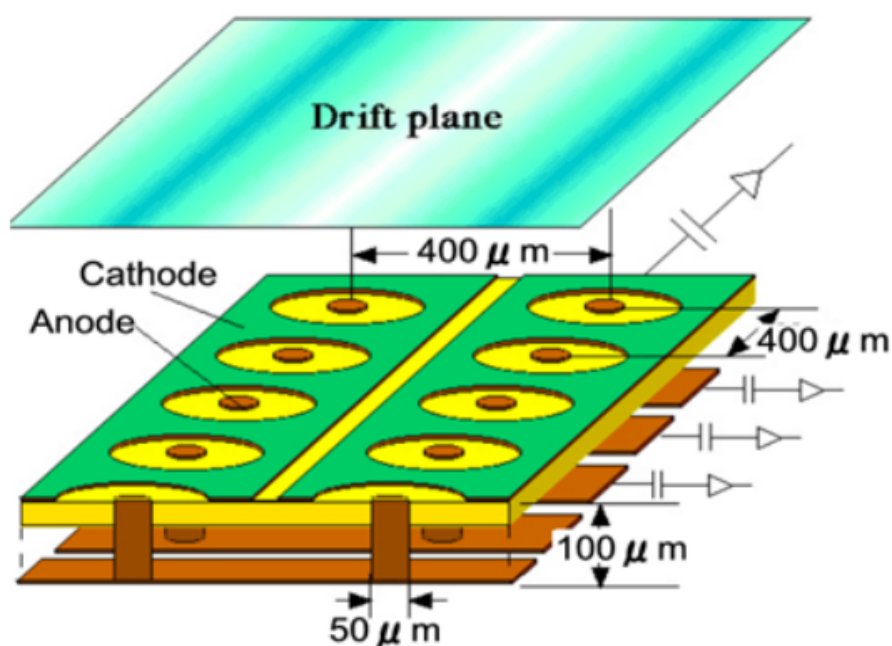


図4.1 μ -PIC 概念図 [39]

4.1 μ -PIC の構造と検出原理

μ -PIC は図 4.1 のように各ピクセルが比例計数管を輪切りにした様な構造をもっている。この構造を MSGC のストリップ状の構造と比較すると、図 4.2 に示すように陰極縁の 3 重点の電気力線を疎に、陽極近傍の電子増幅領域の電気力線をを密にできることがわかる。この構造によって Strip 状に電極が並んでいる MSGC と比べて 10 倍以上の電子増幅率を安定動作下で実現できる。 μ -PIC では陽極近傍の強電場によって電子雪崩増

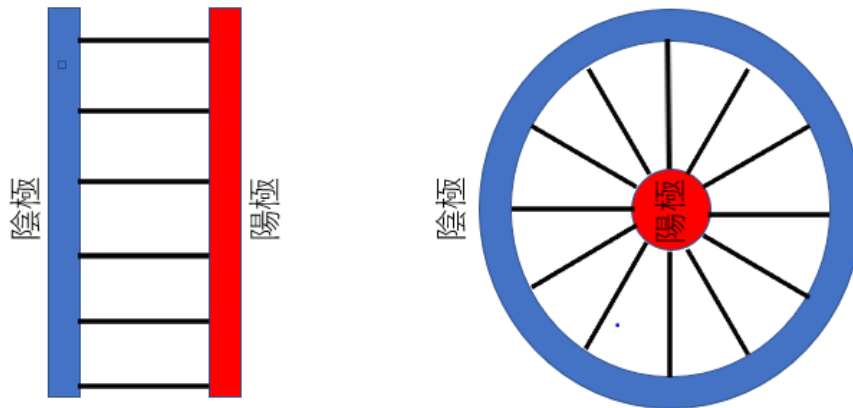


図4.2 MSGCの電気力線(左図)と μ -PICの電気力線(右図)。黒実線が電気力線を表している。

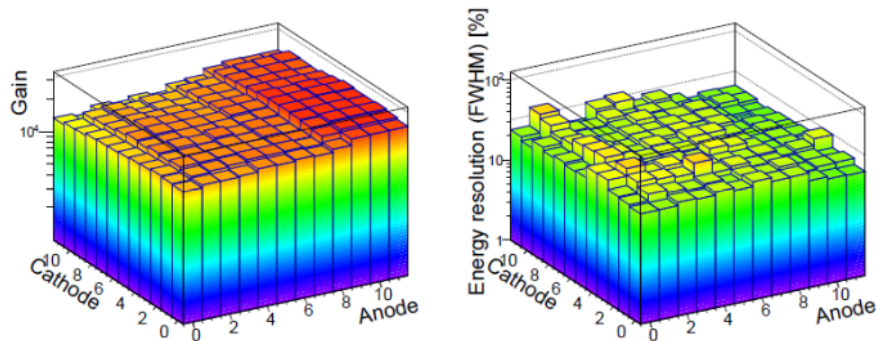


図4.3 30cm角PCB μ -PIC(左図) ガスゲインの場所依存性(右図) エネルギー分解能(CsK α)

幅が起き、大量の電子・陽イオン対が生成される。生成された電子や陽イオンは電場の影響を受けながら電子は陽極に、陽イオンは陰極または μ -PIC上部の方向に運動する。この時、運動する電子や陽イオンによって電極に誘起電荷が生成され、ガス検出器の章で説明した Shockley-Remo 定理に従って電流信号として検出される。 μ -PICの陽極は基盤の裏面に配置されているストリップにつながっており、陰極は基盤の表面にストリップ状に形成されている。陽極と陰極のそれぞれのストリップは互いに直行しているため、両位置情報を読み取ることによって2次元イメージングを検出できる。また、ピクセル読み出しではなくストリップ読み出しであるのは、後段のアンプの数や電力を考えると大型化の際ピクセル読み出しは現実的でないためである。

4.2 様々な μ -PICの基本性能

この節では次章で述べる3軸 μ -PICの元となったPCB- μ -PICやTGV- μ -PICの基本性能について述べる。

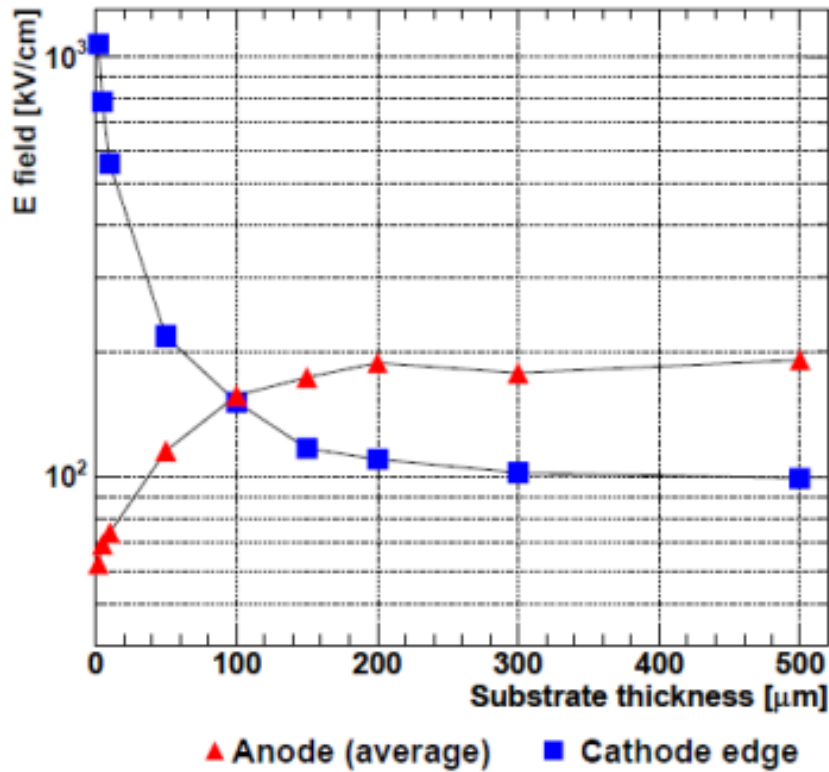


図4.4 μ -PIC のアノード周りとカソード線の電場強度の基盤の厚み依存性 [42]

4.2.1 PCB μ -PIC

μ -PIC を含めた MPGD は放電電圧によりゲインに制限がかかる。そのため MSGC の最大安定利得は ~ 1000 しか得ることができなかつた。この問題点を克服するために開発された最初期の μ -PIC は PCB μ -PIC であり、プリント基板 (Printed Circuit Board: PCB) 技術で製造されている。PCB μ -PIC は直径 $60 \mu\text{m}$ のアノード柱と直径 $250 \mu\text{m}$ の穴を有するカソード電極が $400 \mu\text{m}$ ピッチにて配置されており、RMS (Root Mean Square) $\sim 120 \mu\text{m}$ の高い位置分解能を有している。また、PCB μ -PIC は大面積化 ($30 \times 30 \text{ cm}^2$ [44]) も可能であり、安価に作る事ができる。この PCB μ -PIC は図 4.15 に示されるように Ar/C₂H₆ (分圧比 90:10) 1atm においてゲイン ~ 6000 での安定動作を実現しており [43]、最大ガスゲイン 15000 が確認されている。30 \times 30 cm² サイズの PCB μ -PIC はアノード、カソードがそれぞれ 784 ストリップを有しており、ピクセル数は 589824 個 (784 \times 784) にもなる。PCB μ -PIC は作成過程上、ピクセル構造にばらつきをもつことがありその場合、ゲインは検出器上で位置依存性を持つ。図 4.3 の左図は 30 \times 30 cm² サイズの PCB μ -PIC の 1 つにおけるゲインの分布図である。ゲインのばらつきは Root Mean Square (RMS) $\sim 15.9\%$ の値を示している。また、図 4.3 の右図は ¹³³Ba からの Cs K α 31 keV の X 線を用いて測定された各領域に対するエネルギー分解能を表している。エネルギー分解能は全領域で 24.8% (FWHM)、各領域では 18 – 40% (FWHM) となっている [44]。

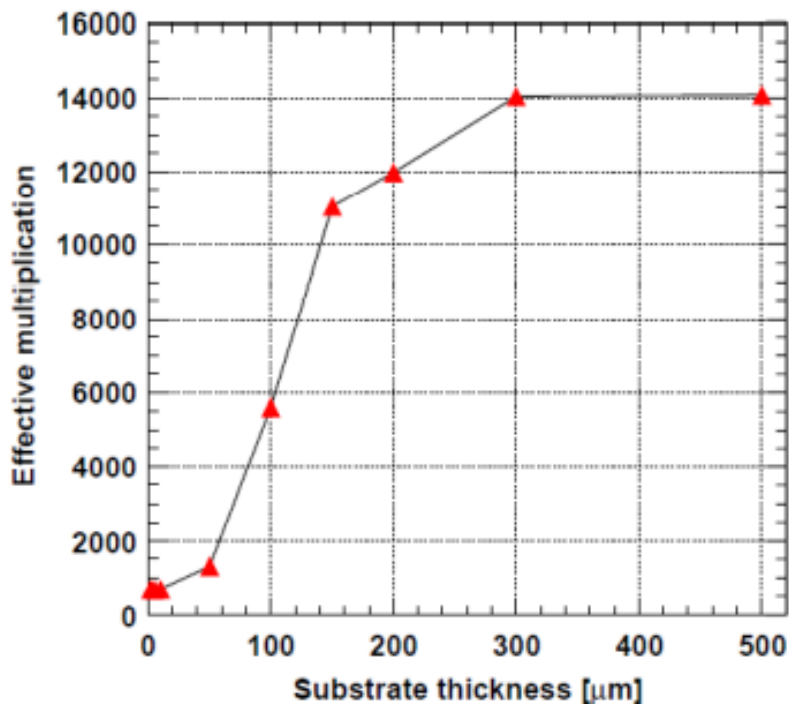


図4.5 Garfieldにより求められた μ -PIC のガスゲインの基板の厚み依存性 [42]

4.2.2 TGV μ -PIC

SMILE 計画は最終的には衛星での全天観測を目的としている。そのため、ガス飛跡検出器システムは十年以上に渡って安定して動作することが求められ、 μ -PIC の低電圧高利得化を目的とした研究が行われている。その1つが through glass via (TGV) 技術を使った TGV μ -PIC の開発である [45]。TGV- μ -PIC は第5章で述べる3軸 μ -PIC の基礎となっている μ -PIC である。TGV- μ -PIC は PCB- μ -PIC の基板の厚み 100 μm に比べて4倍厚い基板 (400 μm) を持っている。 μ -PIC の基板の厚みが電場強度やガス増幅率に与える影響は永吉らによって詳しく調べられており、図 4.4 は μ -PIC のアノード近傍の平均電場強度とカソード縁の3重点の基板の厚み依存性を示しており、図 4.5 は電子雪崩増幅シミュレータ Garfield[46] にて求められた μ -PIC 有効増幅率の基板の厚み依存性を示している [42]。図 4.4 からわかるように TGV μ -PIC は、基板を厚くすることによってカソードから基板に向かっていた電気力線をアノード先端に集中させて電子増幅率を増やし、カソード縁の3重点の電場強度を減らすことで放電耐性を強くしている [46]。TGV μ -PIC は PCB μ -PIC と比較して同印加電圧で約 1.5 倍の高利得化と、ガス利得約 20000 を達成している [46]。

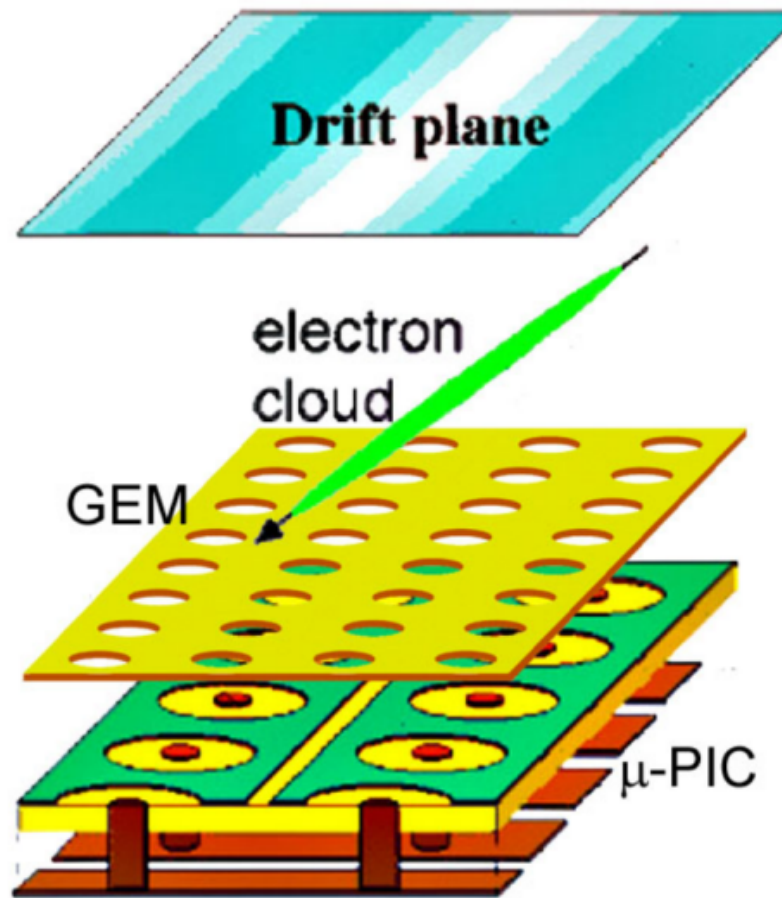


図4.6 μ -TPC 概念図

4.3 μ -TPC

4.3.1 μ -TPC の基本性能

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 を μ -TPC (図 4.6) と呼んでいる。図 4.7 と図 4.8 はそれぞれこの μ -PIC により取得した電子とミューオンの飛跡の 1 例である。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 $800 \mu\text{m}$ で、縦軸は clock を示し、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 $500 \mu\text{m}$ となる。この μ -PIC を用いた TPC を μ -TPC と呼んでいる。

μ -TPC は荷電粒子の飛跡とエネルギーを測定できるため、エネルギー損失率 dE/dx を得ることができる。第 3 章で説明した、各粒子の dE/dx を表した図 3.1 からわかるように dE/dx は粒子の質量の違いにより異なる値を取るため、 dE/dx を得ることによって粒子識別が可能となる。図 4.9 は実験室内にて $3 \text{ MBq } ^{137}\text{Cs}$ 線

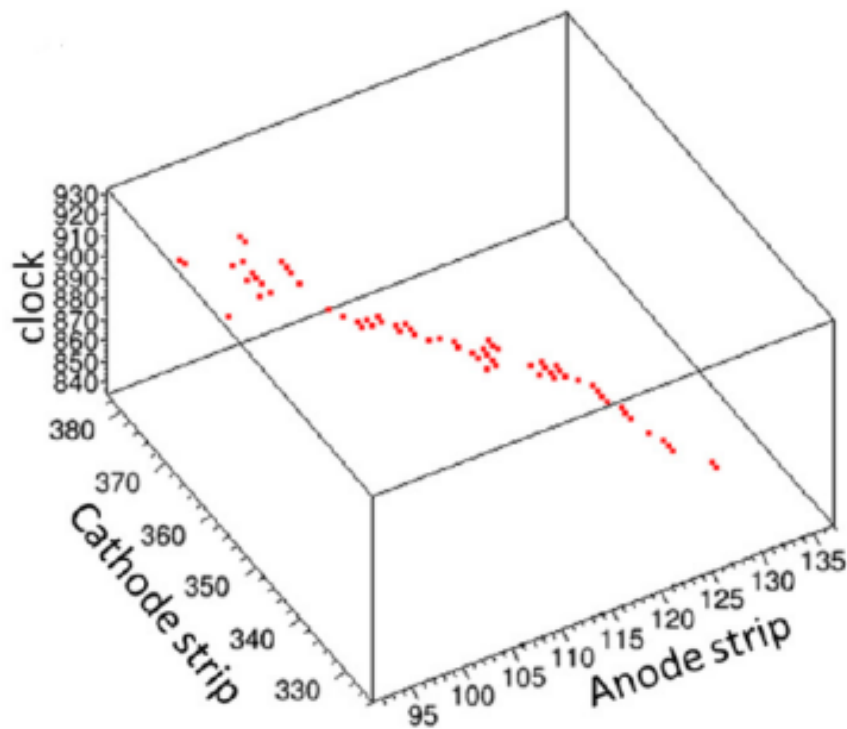


図4.7 μ -TPCにて得られた電子の飛跡

源を μ -TPC から 1 m 離して照射した時に得られた dE/dx 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 dE/dx を表している。図中の赤点線は Ar 1 atm 下での電子の dE/dx を示している。図 4.9 をみることにより、図中の赤点線近傍の事象のガス中でコンプトン散乱してできた反跳電子がエネルギーを落とし切った事象と、 dE/dx の小さい MIP や検出器外に逃げ出した高エネルギー電子の事象に切り分けることができる。ETCC として使用する場合、赤線付近の飛程 $R = E^{1.72 \pm 0.22}$ 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 [5]。

4.3.2 μ -PIC データ収集システム

μ -PIC データ収集システムは大きく、(1) 電圧供給基板、(2) 読み出し用 CMOS ASIC Chip、(3) データ読み出し基板、の 3 つに分けることができる。この節ではこの 3 つについて説明する。

電圧供給基板

μ -PIC には図 4.10 の電圧供給基板を通してアノードまたはカソードの 128 ストリップ全てに電圧をかけている。16 チャンネルごとに 1 G Ω の抵抗に分けられているがこれは導通が生じても、大きな電流が流れて放電が周囲に発展していくことを防ぐようにするためである。また、導通が起ってしまった場合そのピクセルを特定できれば各ストリップについている 1 M Ω の抵抗を取り外すことで他のピクセルを稼働させたまま導通ピクセルに電圧をかけないようにすることもできる。

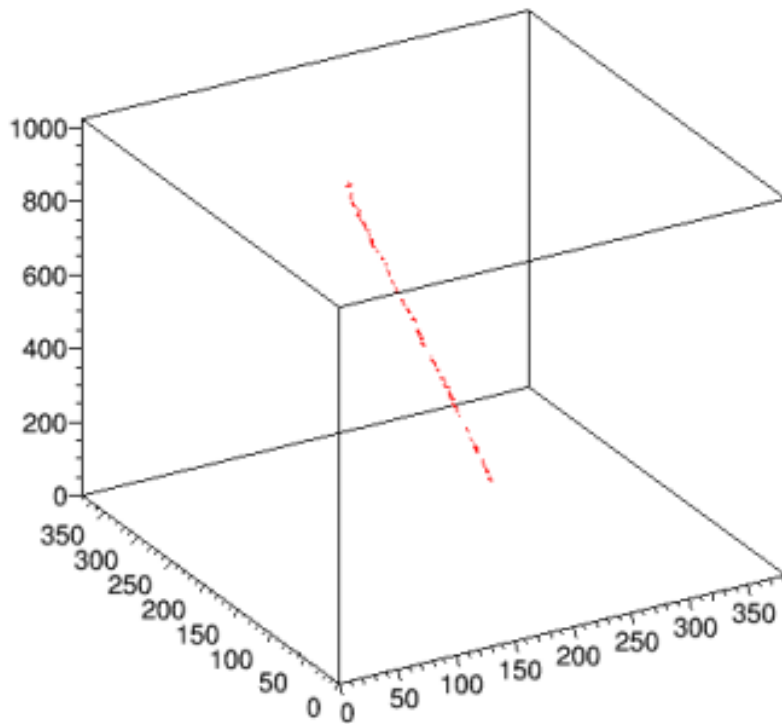


図4.8 μ -TPC にて得られたミューオンの飛跡

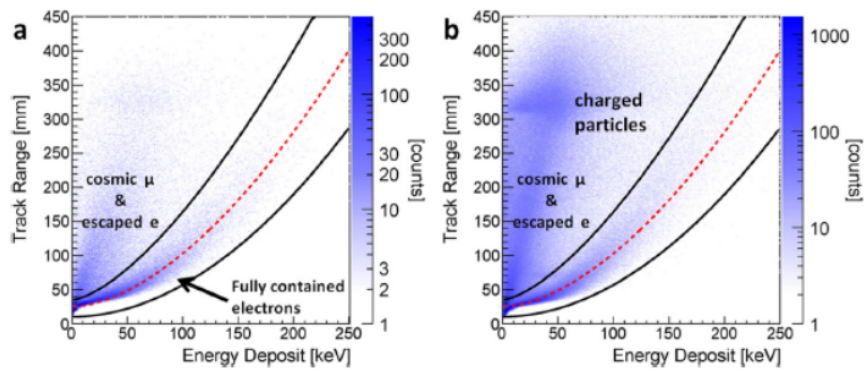


図4.9 μ -TPC により得られた入射粒子のエネルギー損失率分布 (a) 実験室にて 3 MBq¹³⁷Cs 線源を 1 m 離れた状況下 (b)140 MeV 陽子ビームにより生成された強放射線下 [5]

読み出し用 CMOS ASIC Chip

現在 μ -PIC の読み出しには図 4.11 に示す、CMOS ASIC chip を搭載した読み出し基板を用いている。搭載されている CMOS ASIC chip FE2009bal は ETCC の気球実験用に開発された低消費電力の chip である [40]。FE2009bal の詳細な情報を表 4.13 に示す。表からもわかるように、FE2009bal は低い消費電力

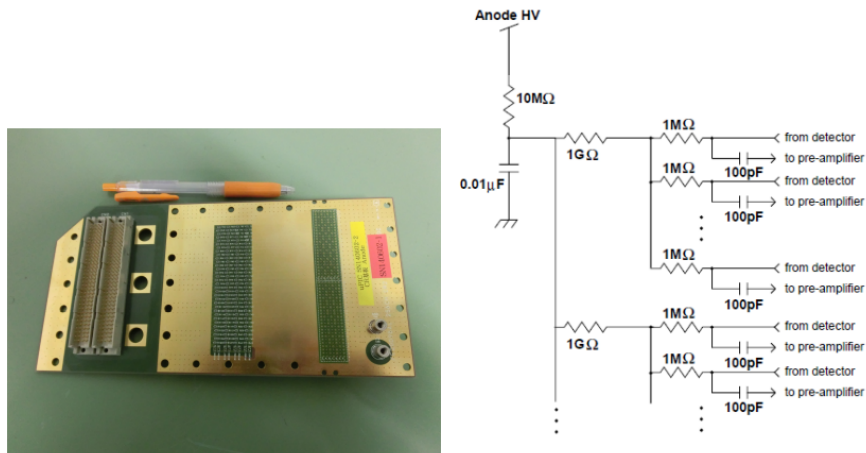


図4.10 電圧供給基板の写真(左図)と回路図(右図)

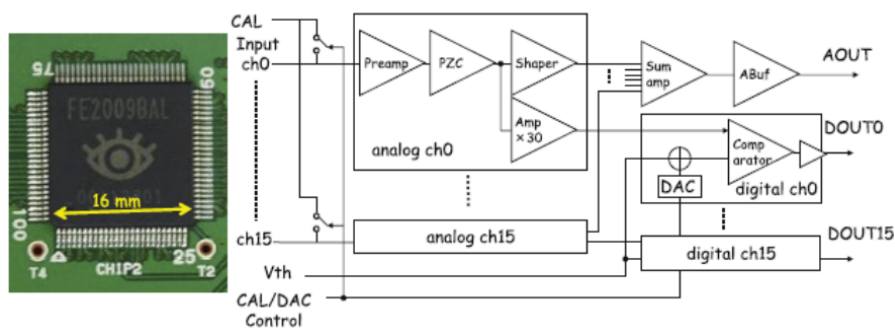


図4.11 FE2009bal CMOS ASIC chip チップ [40]

(18 mW/ch)、1 チップにつき 16ch の処理性能、正負ともに広いダイナミックレンジ (-1 ~ +1 pC)、低い電気ノイズ (等価雑音電荷 (ENC) < 6000 e^-) を有している。図 4.11 は FE2009bal チップの写真とブロックダイアグラムであり、入力は 16ch のアナログ入力を、出力は 16ch のデジタルコンパレータ出力とアナログサム出力を持つ。コンパレータでは各アンプの信号の大きさと共通スレッショルド V_{th} を比較することで各チャンネルのヒット情報を 0 または 1 のデジタル信号として出力する。また、FE2009bal チップにおいてそれぞれのチャンネルのアンプが異なったグラウンドを有することから、各チャンネルごとにベースラインが異なっている。そのため、各チャンネルのコンパレータにはベースライン調整用の 6 bit の digital-to-analog converter (DAC) が搭載されている。アナログサム信号に関する情報を図 4.12 に示す。図 4.12 の (a) は FE2009bal に -0.5 pC のデルタパルスが入った時に出力されたアナログサム信号、(b) はアナログサム信号の入力電荷量と出力された測定電圧の関係を表しており、-0.6 ~ +0.8 pC で特に良い線形性が得られていることが分かる。

データ読み出し基板

図 4.14 は μ -TPC データ読み出し基板の写真とブロックダイアグラムである。読み出し基板には 4 つの flash ADC、FPGA、8 つの FE2009bal チップが搭載されている。 μ -PIC から 8 つの FE2009bal チップに信

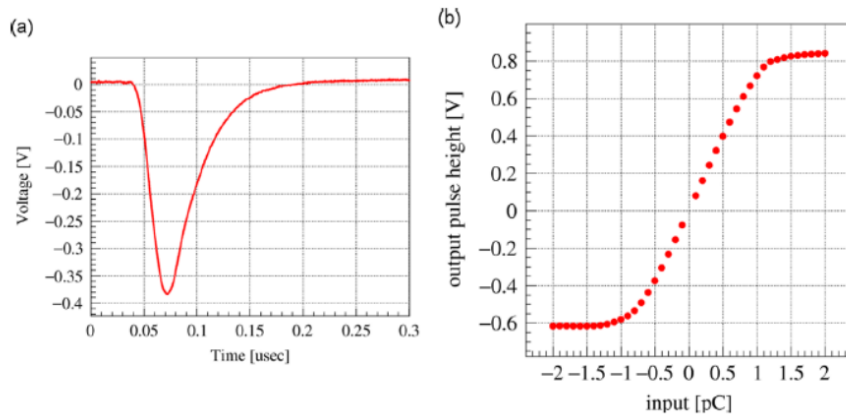


図4.12 FE2009bal チップの (a) アナログサム信号 (b) 入力電荷量と出力電圧の関係 [40]

プロセス	0.5 μm CMOS
インプット数	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%
Time Walk	~6 ns(10 fC - 1 pC)
ENC	~6000 e^-
消費電力	18 mW/ch

図4.13 FE2009bal チップの特性 [40]

号が入力されると、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る。128 ch のデジタル信号は FPGA に入力され 100 MHz と同期させる。8 つのアナログサム信号は 2 つの信号 32 ch 分を足し合せ flash ADC 内に入力する。この flash ADC は 10 bit、50 MHz であり、デジタル化した波形情報を FPGA に転送する。FPGA 内では 128 bit のヒット情報と 4 ch のデジタル波形情報をリングバッファに常に保存している。トリガー信号が FPGA に入り次第、リングバッファへの書き込みは停止され、取得情報を FIFO メモリに出力し、データ整形後に PC に送り μ -TPC データとして保存する。

4.3.3 ETCC における μ -PIC に求められる性能と現状の問題点

ETCC における μ -PIC にさらに求められる性能は大きく 2 つに分けることができる。1 つ目が数年間の長期フライトにおける安定動作、2 つ目がコンプトン散乱によって生成された反跳電子の飛跡決定精度の向上である。十年以上の長期フライトにおける安定動作については μ -PIC の更なる低電圧高利得化を目指していく必要がある。反跳電子の飛跡決定については、現状の μ -PIC には飛跡決定精度を落とす原因は大きく 2 つに

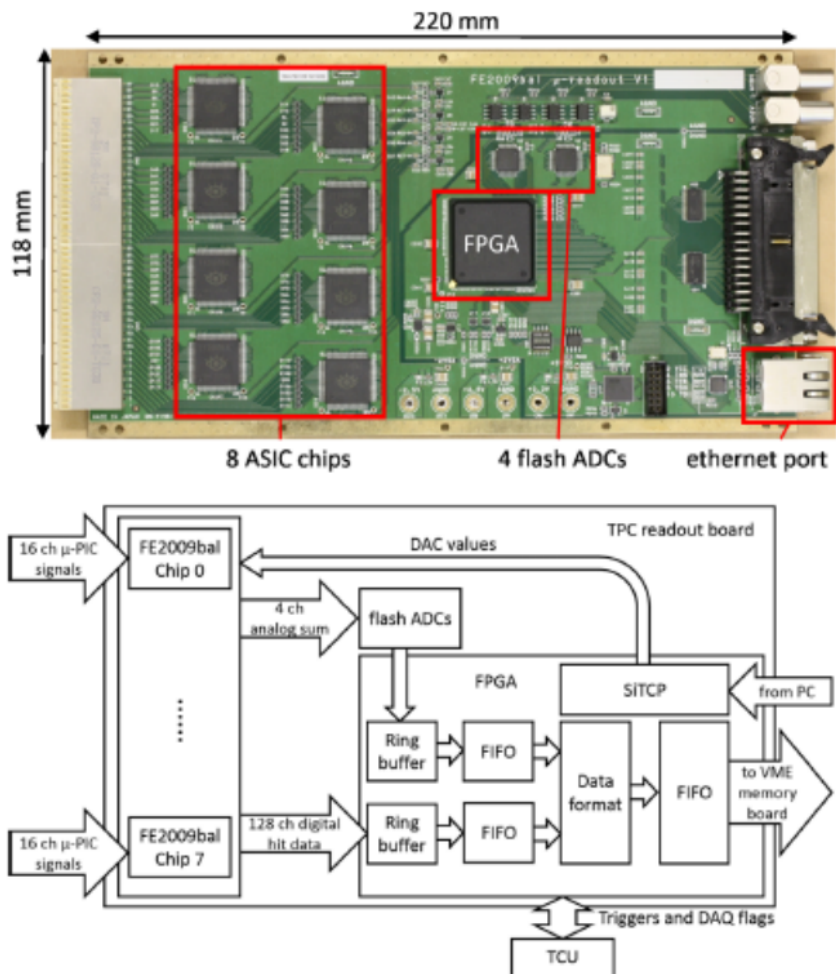


図4.14 μ -PIC 読み出し基板写真 (上図) とダイアグラム (下図)[40]

分けることができる。1つ目の原因は解析手法であり、電子は多重散乱を受けることにより、図 4.16に示すように飛跡は直線状にならず、曲がりくねることが多いため散乱点と反跳方向を単純なアルゴリズムで決めることが困難であることに起因する。2つ目は検出器で取得できる情報の少なさに起因する。具体的には、アノードとカソードの2軸でそれぞれ飛跡画像を取得するという信号読み出し方式である。この2軸読み出しでは検出器に垂直な2つの平面に飛跡を射影した画像しか得ることができない。最も簡潔な例で説明すると、同じタイミングで μ -PICの別の位置に2点ヒット点があるとき、アノードでのヒット座標を X_1 と X_2 、カソードでのヒット座標を Y_1 と Y_2 とすると、ヒット点の候補は (X_1, Y_1) 、 (X_1, Y_2) 、 (X_2, Y_1) 、 (X_2, Y_2) の4点となってしまう、真のヒット点の判別が付かなくなってしまう。このことはMWPCではright-left ambiguityとしてよく知られた問題点となっている。そのため、図 4.16の左に示すように μ -PICに平行に走った飛跡や、 μ -PICと平行な平面上を複数回通過したような飛跡に対して大きな不定性を残す。この解決手法としてMWPCでは読み出し電極を2軸読み出しから3軸読み出しにする手法が用いられたきた。3軸読み出しにすることによって、図 4.16に示すように2軸読み出しでは発生してしまう飛跡の不定性を大きく解消することができる。このことを μ -PICで実現することを目指し、大日本印刷との共同研究で3軸 μ -PICを開発した。5章では μ -PIC

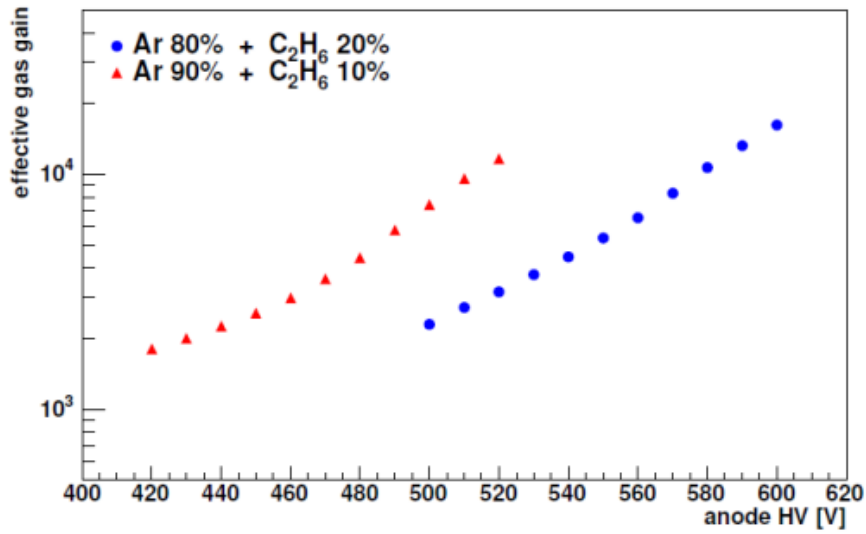


図4.15 アノード供給電圧に対する PCB μ -PIC のガスゲイン [41]

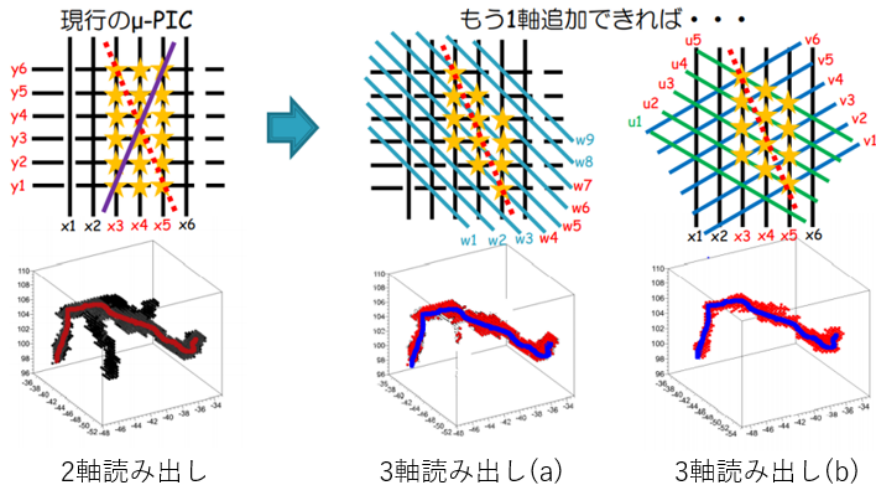


図4.16 荷電粒子が検出器に平行に走った場合 (上) と電子飛跡シミュレーション (下) における 2 軸読み出し、3 軸読み出しにおいて得られる位置情報

の 3 軸化に向けた先行研究と本研究で行った 3 軸 μ -PIC のデザインとシミュレーションについて述べる。6 章では 3 軸 μ -PIC の動作確認、ガスゲイン測定結果、飛跡の不定性削減の評価について述べる。7 章では更なる低電圧高利得化に成功した、3 軸 μ -PIC の高ゲインモードでの動作実験について述べる。

第 5 章

3 軸 μ -PIC のデザインとシミュレーション

3つの電極で信号を読み出すためには、3つの電極全てである程度の大きさの信号が取得できると同じ ASIC チップで読み出しできるのでメリットが大きい。1つの電極の信号が小さくなるのに反比例して必要ゲインが増加すること、同じ極性の電極で信号が分割されることを考えると、陽極が1つで陰極が2つの場合、信号の大きさの比は2:1:1であることが望ましいがそのような電極構造は簡単ではない。この章では μ -PIC の3軸化に向けた先行研究とその結果をふまえたデザイン候補、そして採用したデザインにおける3軸 μ -PIC の信号シミュレーションについて述べる。

5.1 μ -PIC の3軸化に向けた先行研究

3軸 μ -PIC の先行研究として図 5.1に示すように2軸 μ -PIC の絶縁体の下にもう一つの電極を埋め込んだものがある [55]。これは1次元の位置検出器である MSGC が絶縁体の下に直交したストリップ電極を埋め込むことで2次元位置検出器に発展したことから着想を得ている。しかし、この3軸 μ -PIC では図 5.2に示すように絶縁体の下に埋め込んだ電極からはアノードの信号の1/10程度の信号しか得ることができなかつた。信号比は10:10:1となっており理想比である2:1:1からは大きく外れている。

5.2 3軸 μ -PIC のデザイン

前節で述べたように、アノード基板の下の絶縁体の中に電極を埋め込む方法では埋め込んだ電極の信号が非常に小さくなってしまった。これはアノード基板の更に下に3つ目の電極を配置すると、電子や陽イオンのドリフト位置と3つ目の電極の間にアノード電極や基板が存在することにより、Shockley-Remo 定理における下カソードの重み付き電場 $\mathbf{E}_w(\mathbf{r})$ の大きさが電子や陽イオンのドリフト位置 \mathbf{r} において非常に小さい値になってしまうためである。このことから、電極は3つとも電子または陽イオンのドリフト位置の近傍に配置し、電極とドリフト位置の間に電極を配置しないことが望ましい事が分かる。そこでこの要請を満たした1ピクセルの構造候補を図 5.3に示す。電子雪崩増幅のサイズの観点からアノードに電場を集中させたいため、アノードを複雑な構造にするのは望ましくない。そのため、候補は全てアノードが1つ、カソードが2つとした。ここで3つの電極構造の候補についてそれぞれ予想できる信号の特徴について述べる。アノード近傍の局所的な領域で電子雪崩が起こると、電子・陽イオンは電気力線に沿って移動する。この際電子はアノードまでの短い距離しか動かないが、イオンはカソードやドリフト領域に向かって動く。このとき電子と比較して重たい陽イオンは比較的拡散しないので、ピクセルの円周方向には限られた部分にのみ陽イオンが存在することとなる。

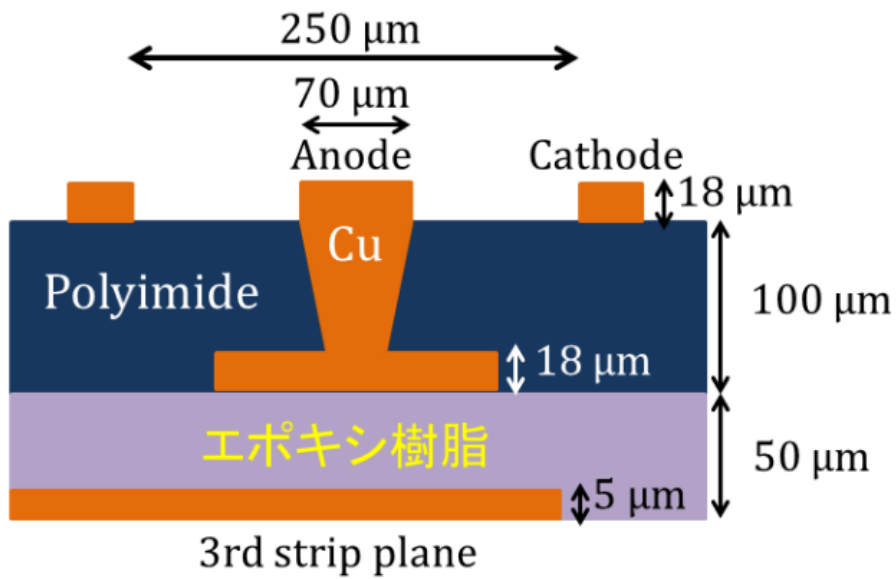


図5.1 先行研究で開発された3軸 μ -PICの構造。2次元位置感度型 MSGC と同様に3つ目の電極を絶縁体の下に埋め込んでいる [55]

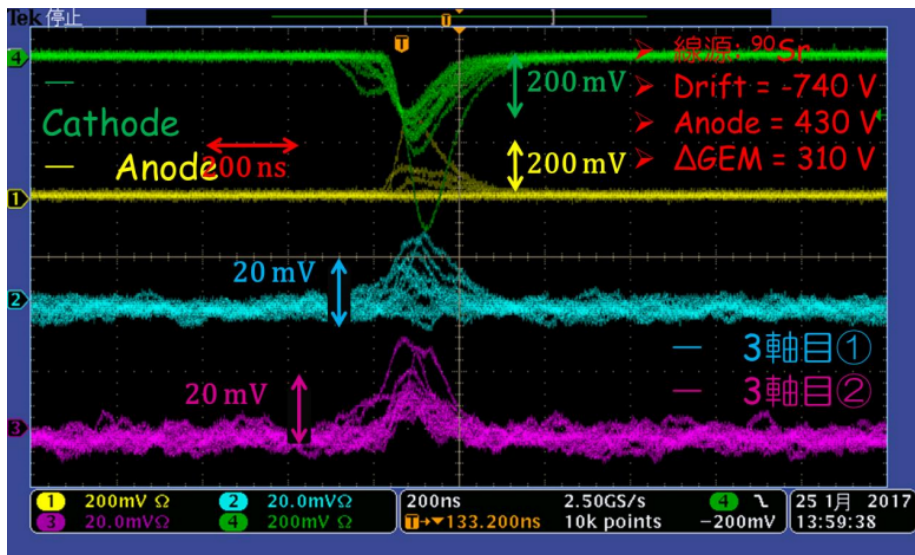


図5.2 先行研究で開発された3軸 μ -PIC を用いてオシロスコープで取得されたアナログ信号。アノード基板の下に埋め込んだ3軸目の信号の大きさがアノードの1/10程度と小さくなってしまった [55]

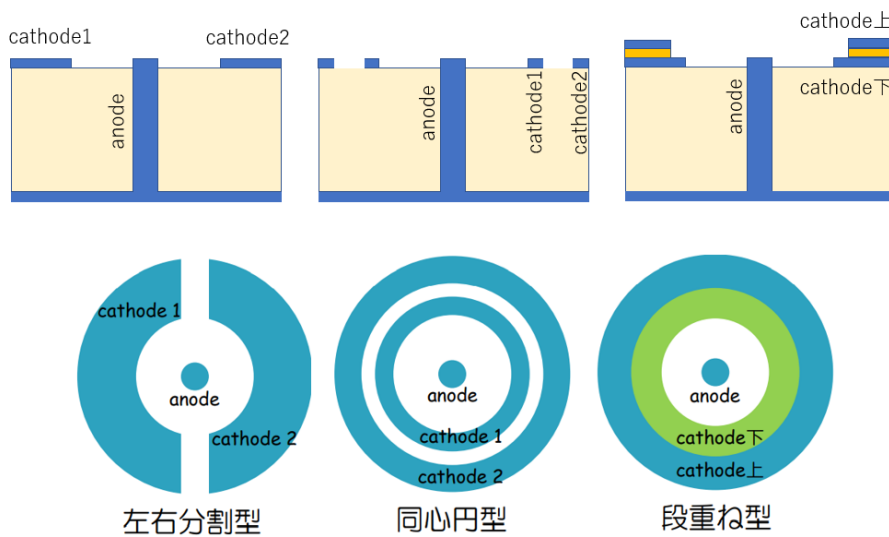


図5.3 3軸 μ -PIC のピクセル構造候補。上が1ピクセルの断面図、下が1ピクセルを上からみた図である。

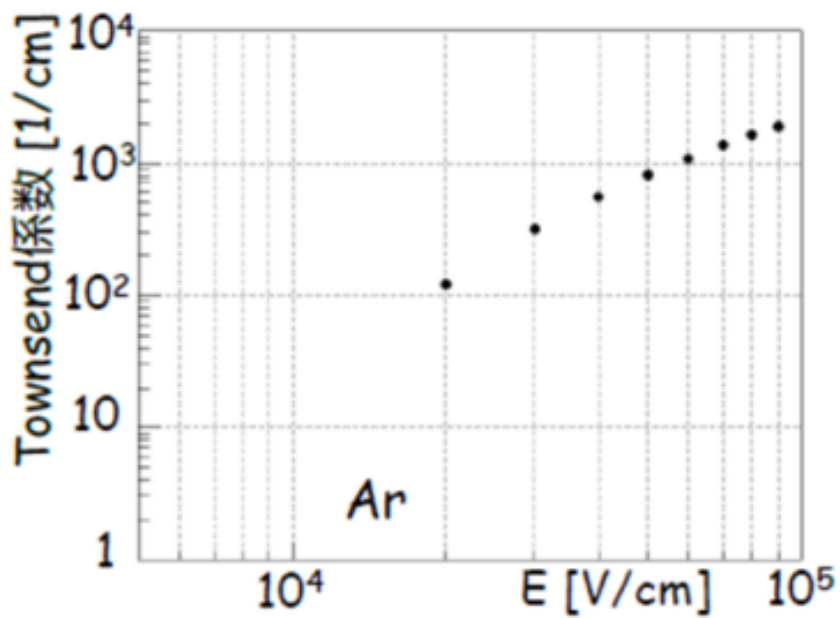


図5.4 Magboltz[47] で得た Ar ガス中におけるタウンゼント係数

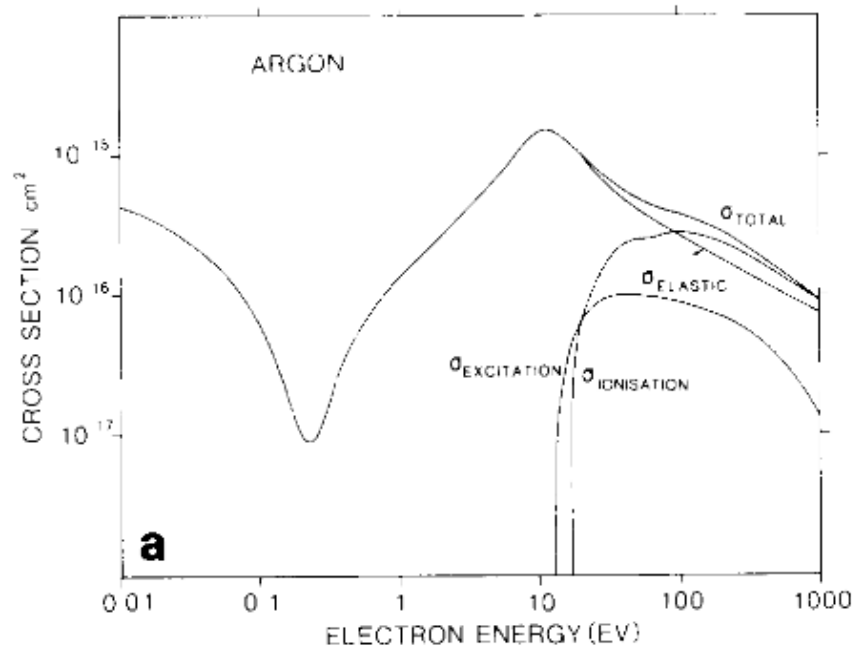


図5.5 電子の反応断面積 [48]

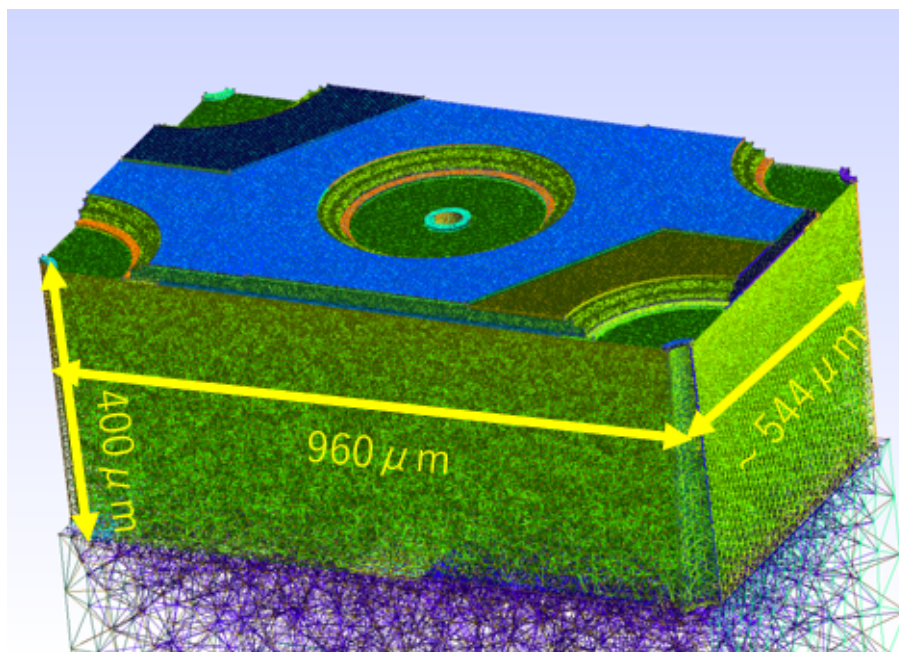


図5.6 Gmsh を用いて作成した 3 軸 μ -PIC 全体のメッシュ

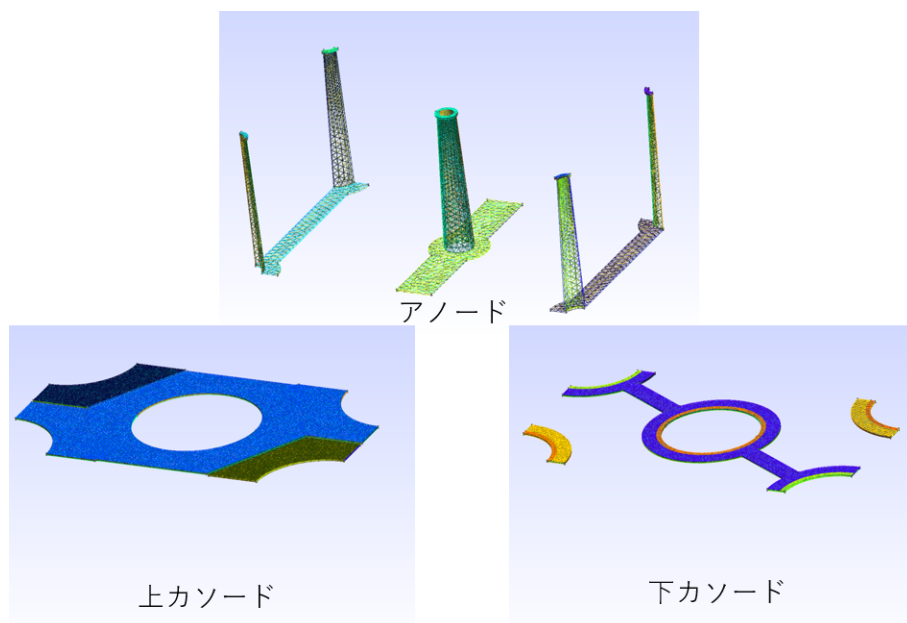


図5.7 3軸 μ -PIC の各電極のメッシュ

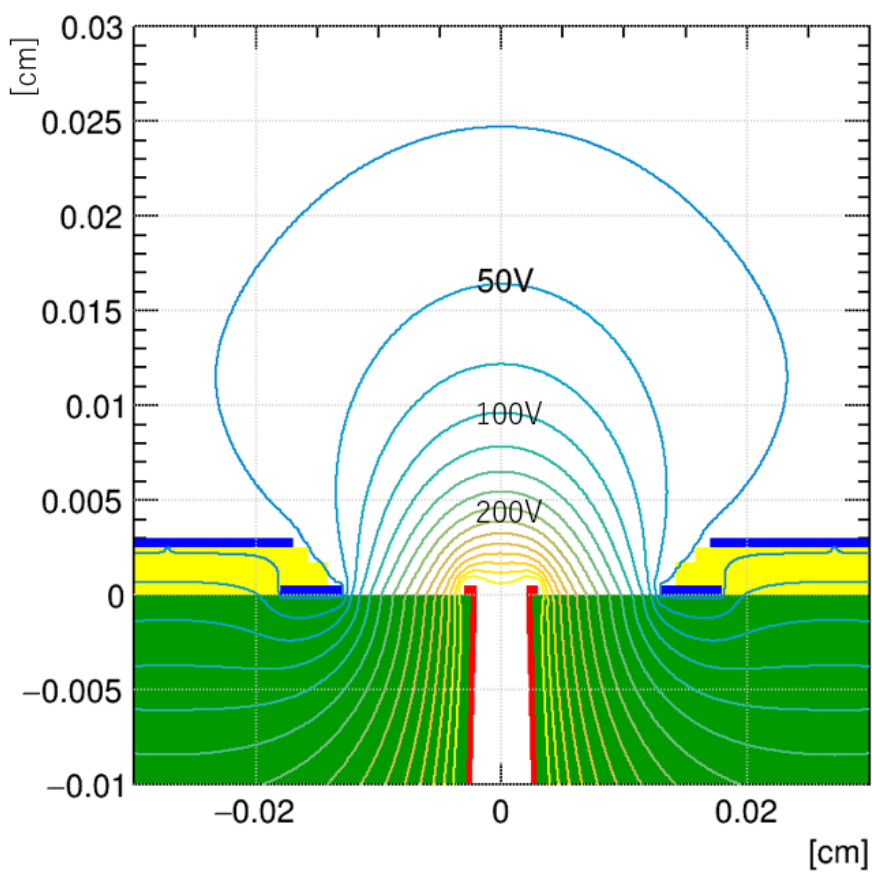


図5.8 Elmer によって計算された 3 軸 μ -PIC の電場構造

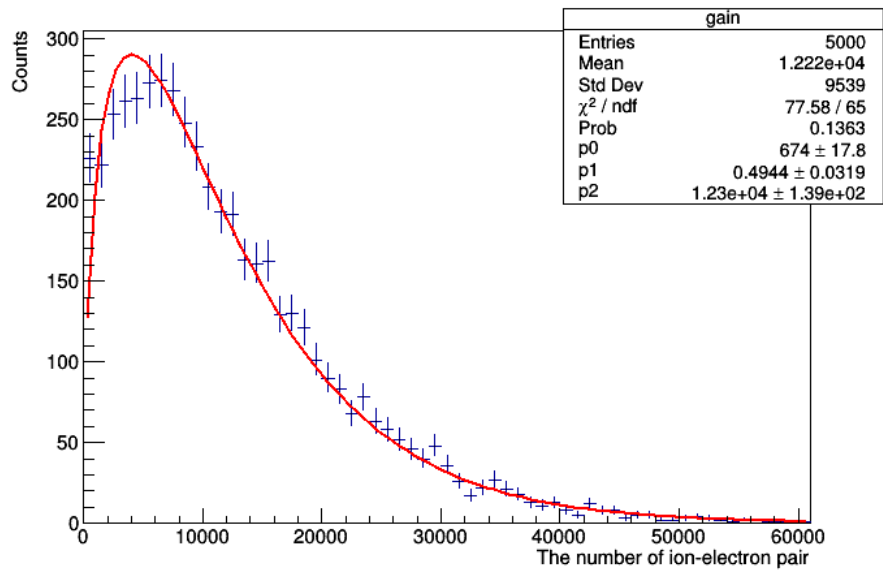


図5.9 電子雪崩シミュレーションによる電子・陽イオン対数分布

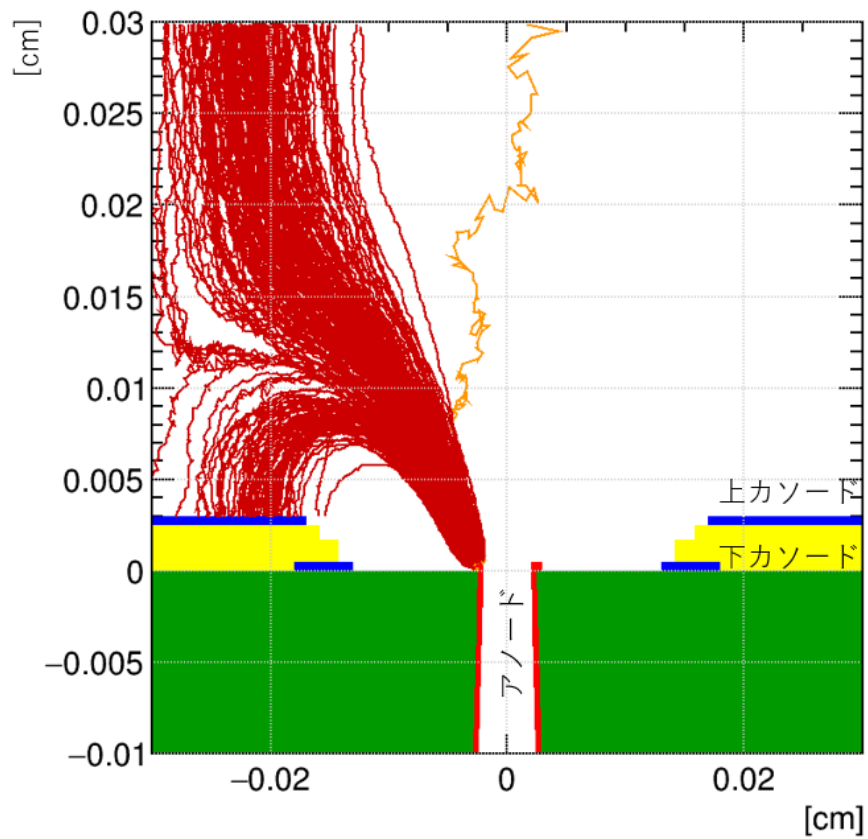


図5.10 3軸 μ -PIC での電子雪崩シミュレーションの様子。黄実線が電子を、赤実線が陽イオンの運動の様子を表している

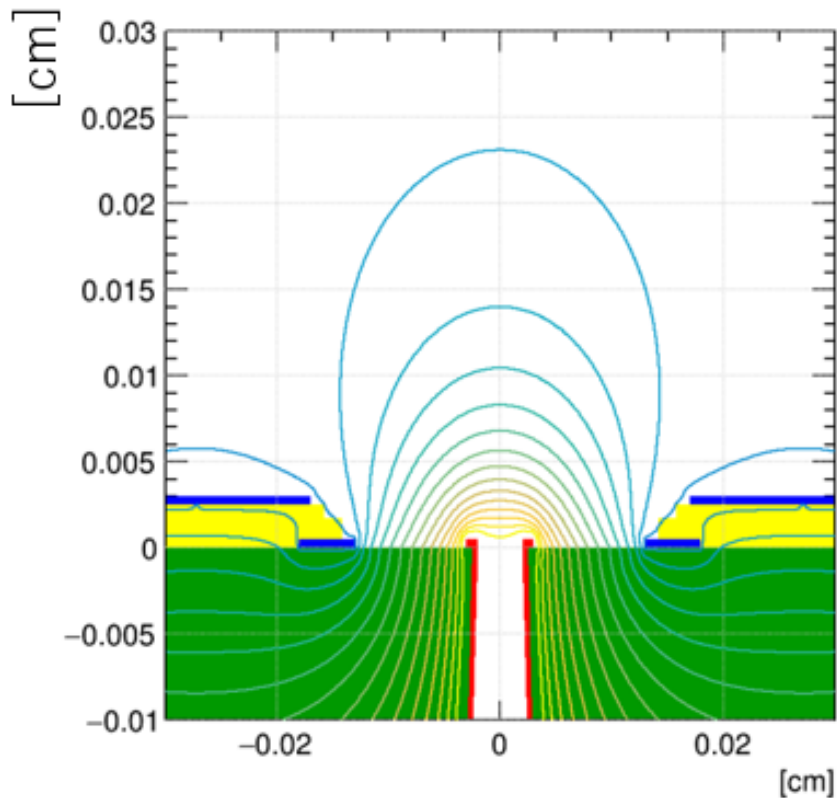


図5.11 3軸 μ -PIC のアノードの重み付き電場。

よって、左右分割型は電子雪崩増幅がカソード1側で起こるとするとカソード2の信号はカソード1の信号と比べて小さくなるのが予想でき、信号分割比という意味で望ましくない。また、2つのカソード間の導通の危険性もあるため不採用とした。同心円型は、信号分割比という意味では2つのカソードの面積や半径を調整することで2:1:1にすることは可能であると予想される。しかし、製作過程上の問題で2つのカソード間の距離がかなり開いてしまい、カソード間のギャップで陽イオンのチャージアップが起こる可能性があるということから不採用とした。段重ね型はカソードの上部に20 μm 程度の絶縁体を挟んでその上にもう一つのカソードを配置するという構造であり、信号分割比という意味では同心円型と同様に半径やカソードの面積を調整することで信号分割比を2:1:1にすることが可能であることが予想できる。またそれと同時に、同心円型の懸念点であったカソード間のギャップをほとんどなくすることができる。製作できるかが問題だったが、感光性ポリイミドを用いることで可能と判明したため、図5.2の段重ね型の構造を今回の3軸 μ -PICとして採用した。

5.3 3軸 μ -PIC のシミュレーション手法

Garfield++[49]はGarfield[46]のアップデートシミュレータである。Garfieldはタウンゼント係数(図5.4)を用いた巨視的な3次元電子雪崩増幅シミュレーションを行うことができるが、 μ -PIC等のMPGDの微視的な電子雪崩増幅が起こる検出器では増幅率を再現することができなかった。そのため、 μ -PIC等のMPGDの微視的な電子雪崩増幅を再現するには図5.5に示す、電子と分子の各反応の断面積を用いたシミュレータが必要となる。そこで、MPGDに対するこのような要求から開発されたシミュレータがGarfield++[49]である。

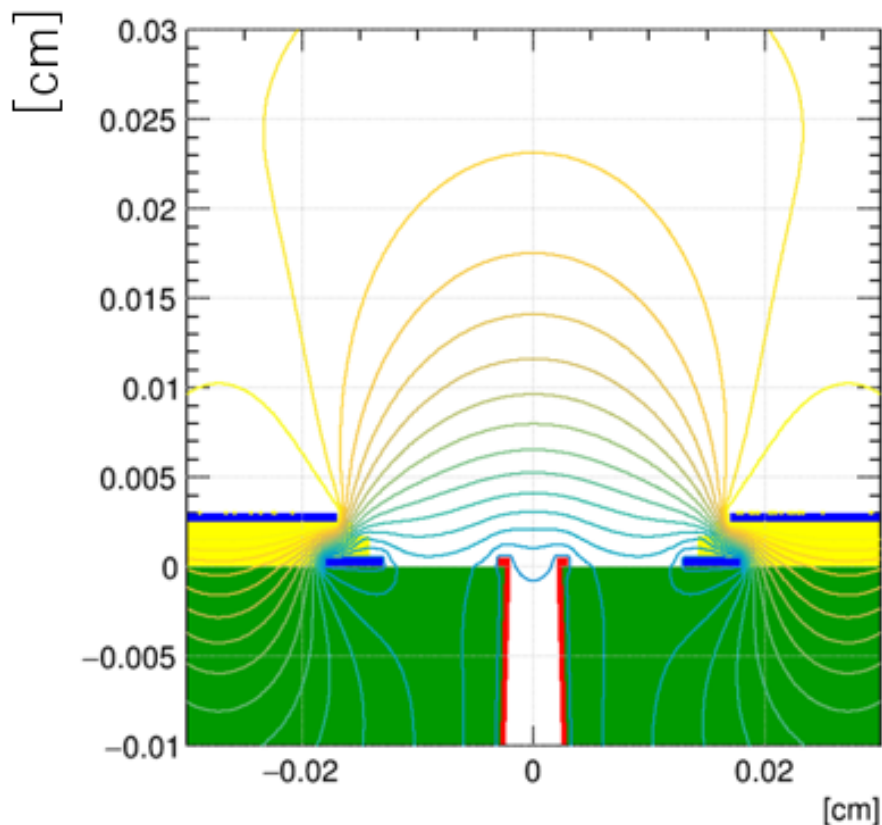


図5.12 3軸 μ -PIC の上カソードの重み付き電場。

Garfield++ では Magboltz[47] の持つ分子と電子の各反応の断面積を用いて個々の反応をシミュレートすることで微視的な電子雪崩増幅をシミュレートすることができる。更に、事前に Elmer で計算した、各電極の重み付き電場と、Garfield++ によるシミュレートで得た、電子や陽イオンのドリフト情報を Shockley-Remo 定理に適用することによって各電極に流れる電流を計算することも可能である。高田らの研究 [50] によって、Garfield++ が μ -PIC のガスゲインを再現するか調査された。その結果、Garfield++ は誤差 10% 以内で μ -PIC の実測ゲインを再現することが明らかとなった。これらのことから、3軸 μ -PIC の設計性能評価の目的で、3軸 μ -PIC の電子雪崩増幅と各電極の電流信号のシミュレータとして Garfield++ を使用した。Garfield++ を用いて電子雪崩増幅シミュレーションを行うためには検出器の構造と検出器周りの電場の情報が必要になる。そこで、3軸 μ -PIC の3次元構造の作成と静電場計算を目的としたメッシュ生成に Gmsh[51] を、有限要素法による静電場シミュレータに Elmer[52] を使用した。Gmsh、Elmer はともにフリーソフトである。Gmsh を用いて生成した3軸 μ -PIC のメッシュの全体図を図 5.6 に示す。また、図 5.7 は3軸 μ -PIC の各電極のメッシュである。この情報を Elmer に入力し、境界条件を課すことで3軸 μ -PIC の3次元静電場を計算し、Garfield++ の電子雪崩増幅シミュレーションに用いる。ただし、電場計算の際には下カソード 0 V、ドリフト電場 1 kV/cm を仮定した。また、電場計算、電子雪崩増幅シミュレーション共に X 面と-X 面、Y 面と-Y 面、を接続し、数万のピクセルを持つ実際の3軸 μ -PIC の電場構造と電子雪崩増幅を再現するようにした。こうして計算した静電場情報を Garfield++ に与え、seed 電子を3軸 μ -PIC の上部にて解放し、電子と陽イオンの運動の3次元モンテカルロシミュレーション (図 5.10) を行うことでガス利得 (図 5.9) や各電極で

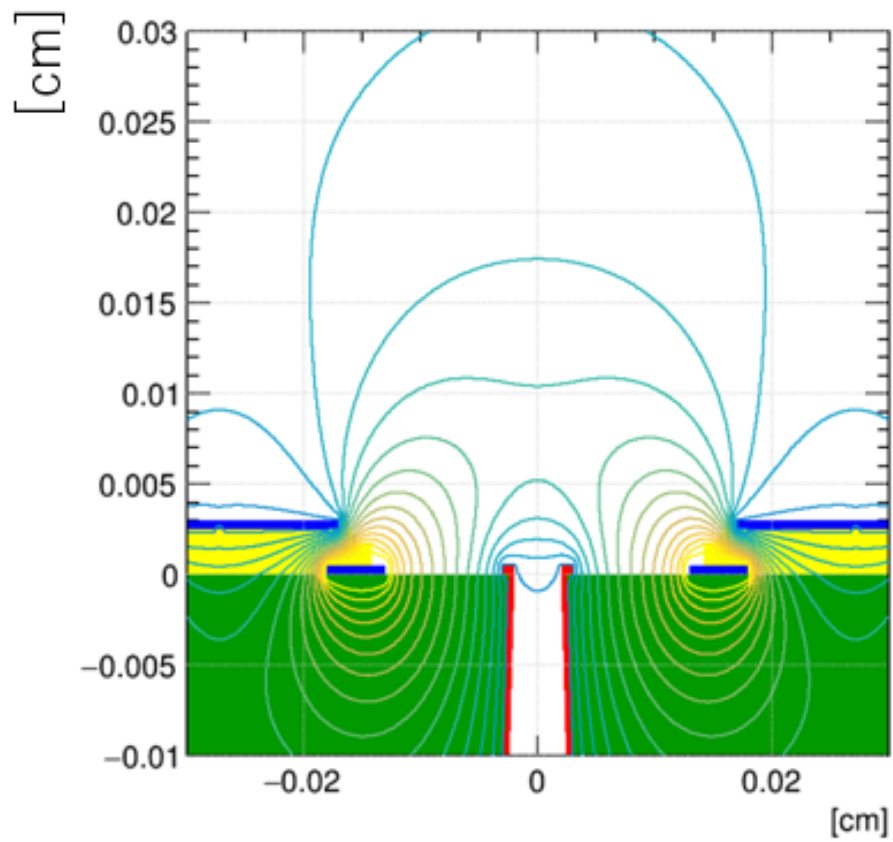


図5.13 3軸 μ -PIC の下カソードの重み付き電場。

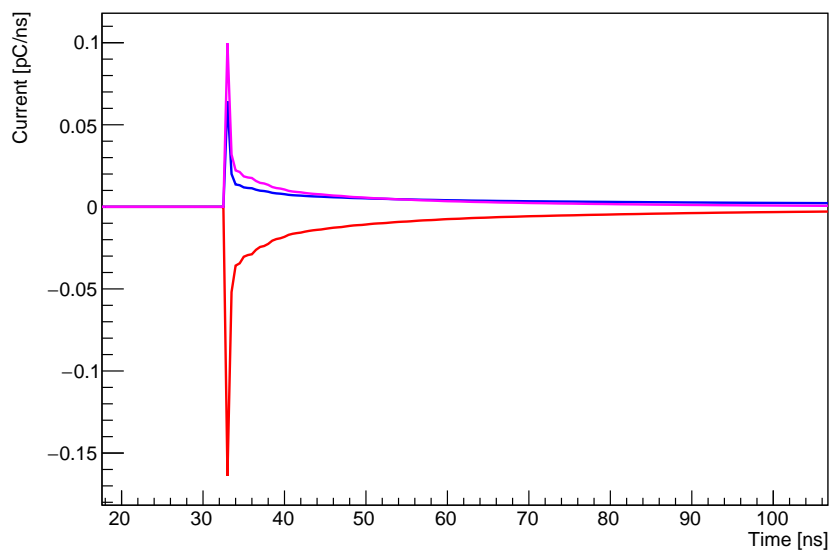


図5.14 3軸 μ -PIC の各電極に流れる電流のシミュレーション。赤、青、マゼンタはそれぞれアノード、上カソード、下カソードの信号を表している。

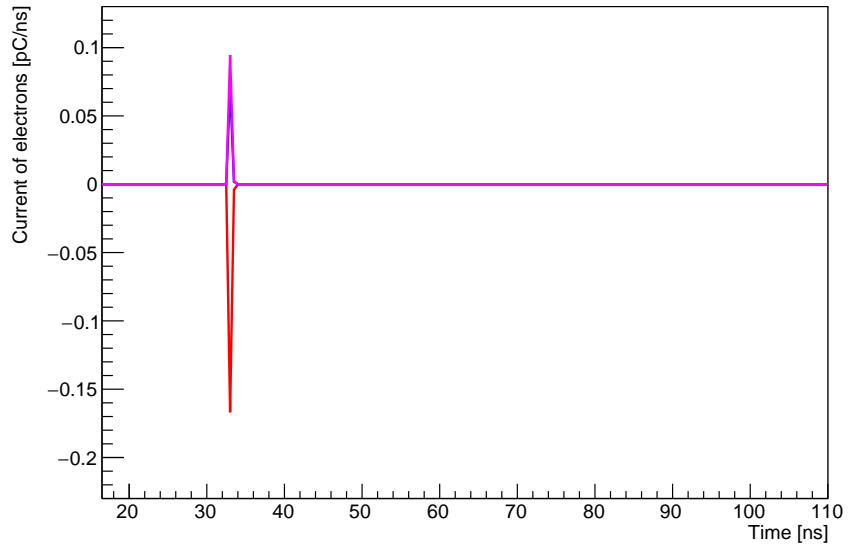


図5.15 3軸 μ -PIC の各電極に流れる、電子由来の電流成分のシミュレーション。赤、青、マゼンタはそれぞれアノード、上カソード、下カソードの信号を表している。

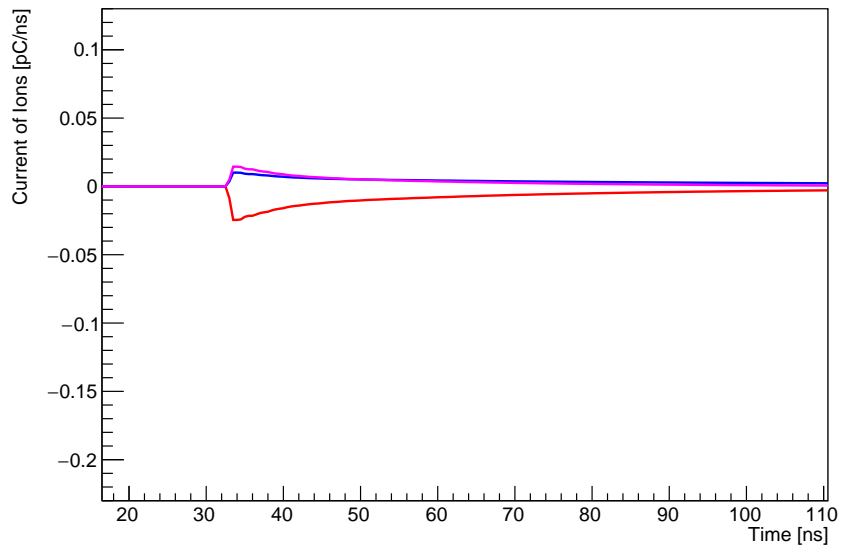


図5.16 3軸 μ -PIC の各電極に流れる、陽イオン由来の電流成分のシミュレーション。赤、青、マゼンタはそれぞれアノード、上カソード、下カソードの信号を表している。

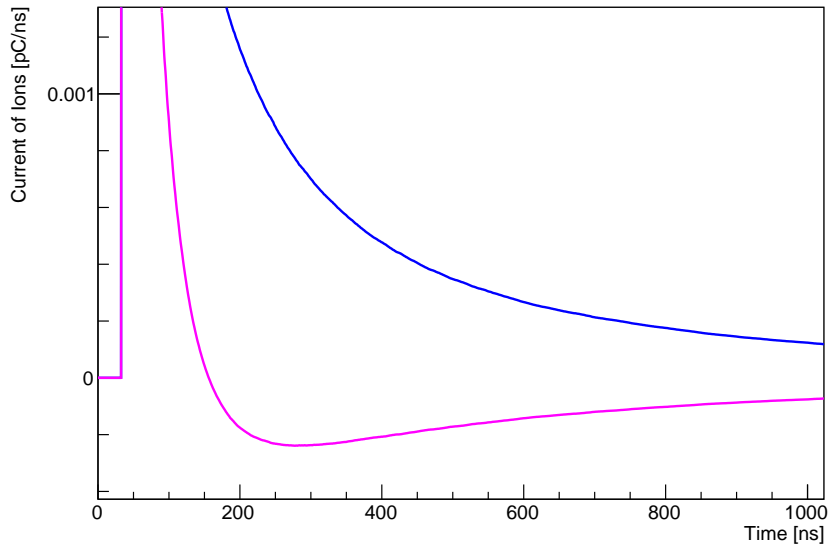


図5.17 3軸 μ -PIC の上カソードと下カソードに流れる、陽イオン由来の電流成分のシミュレーションの拡大図。青、マゼンタはそれぞれ上カソード、下カソードの信号を表している。

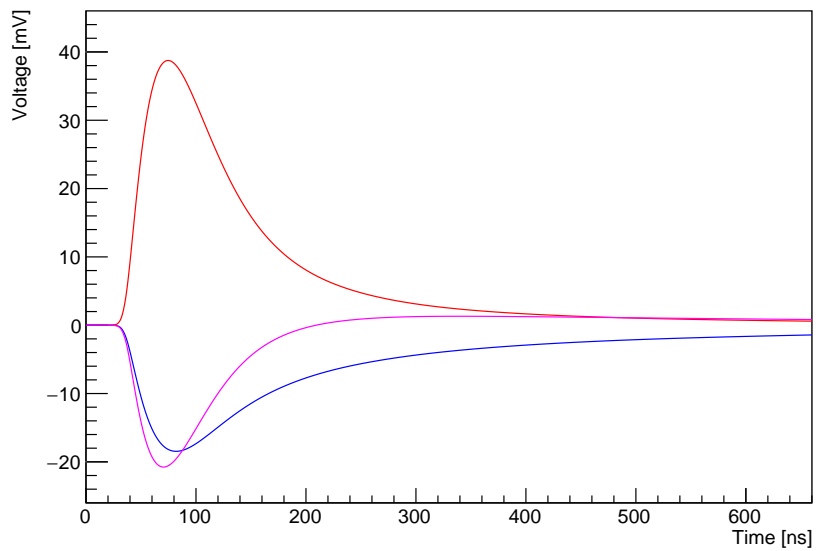


図5.18 $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ (圧力比 90:10)1 気圧を封入し、アノード印加電圧が 470 V、上下カソード印加電圧が 0 V の時の 3 軸 μ -TPC にて 5.9keV の X 線を全吸収したときに 3 軸 μ -PIC と FE2009bal chip の応答により得られる典型的な信号のシミュレーション。赤、青、マゼンタはそれぞれアノード、上カソード、下カソードの信号を表している。

得られる信号をシミュレーションする。

5.4 3軸 μ -PIC のシミュレーション結果

5.4.1 電子雪崩増幅シミュレーションによるガス利得の算出と各電極の重み付き電場

シミュレーションにおいてガスの条件は Ar/C₂H₆(90:10) で1気圧とした。アノード印加電圧 400 V、上下カソード印加電圧 0 V、インダクション電圧 1 kV/cm の条件のもとで Elmer によって計算された 3 軸 μ -PIC の電場構造を図 5.8 に示す。アノード近傍の電場強度が数百 kV/cm と非常に強くなっており、電場の影響を受けてアノードに接近した電子が電子雪崩増幅を起こすことが予想できる。図 5.9 はアノード印加電圧のみを 400 V から 530 V に変更して Elmer による電場計算から得られた電場構造を用いて、Garfield++ による電子雪崩増幅シミュレーションを行った際に得られた発生電子・陽イオン対の数の分布を表している。赤線は得られた分布をポリア分布でフィットしたものであり、3 章で述べたポリア分布でよく記述できることが分かる。この分布を得ることにより、ガス利得 \bar{A} と分散に関わるパラメータ θ のシミュレーション結果を得ることが出来、この条件ではガス利得 $\bar{A} = 12300 \pm 139$ 、 $\theta = 0.4944 \pm 0.0319$ という結果が得られた。

3 章で説明したように、誘起電荷によって各電極に流れる電流は Shockley-Remo 定理によって与えられ、電子雪崩増幅により生じた電子と陽イオンの運動情報および、各電極の重み付き電場の情報が必要となる。1 個の種電子を検出器上部にて解放する電子雪崩増幅シミュレーションにて得られた、種電子と電子雪崩増幅により生成した電子、陽イオンの運動の様子を 1 例を図 5.10 に示す。ただし、図 5.10 において $X = 0$ cm に対して対照な赤い部分はアノードを、青い部分はカソードを表しており、 $Y = 0$ cm に位置するのが下カソード、 $Y = 0.003$ cm に位置するのが上カソードである。検出器上部にて発生された種電子が電場の影響とガス分子による散乱を受けながらアノードに向かって運動し、アノード近傍での電子雪崩増幅が起こり電子・陽イオン対が生成される。生成された電子はアノードに瞬時に到達し、陽イオンはカソードに到達するものと μ -PIC の上部に向かって運動するものに分かれている。次に、各電極の重み付き電場は当該電極の印加電圧を 1 V、その他の電極の印加電圧を 0 V にしたときに形成される静電場を計算することによって得られる。Elmer を用いた計算によって得られた、アノード、上カソード、下カソードの重み付き電場はそれぞれ図 5.11、図 5.12、図 5.13 のようになった。ここで色付きの実線は等電位線を表している。図 5.10 に示す生成電子が運動するアノード近傍において、重み付き電場の大きさは上カソードよりも下カソードの方が大きい。このことから電流信号のうちアノード近傍を運動する電子や陽イオンによる成分は上カソードよりも下カソードの方が大きいことがわかる。一方で、図 5.10 に示す陽イオンがアノードから離れて運動する $Y > 0.005$ cm の領域において重み付き電場の大きさは下カソードに比べて上カソードの方が大きい。このことから電流信号のうちアノードから離れて運動している陽イオンによる成分は下カソードよりも上カソードの方が大きいことが推測される。電子は陽イオンに比べて非常に小さい質量を持つことにより電子の移動速度は陽イオンに比べて速く移動距離も短いことを考えると、遅い信号成分はアノードから離れて運動する陽イオンによる信号であることがわかる。このことから、下カソードの電流信号は上カソードの電流信号に比べて減衰が早いことが推測される。

5.4.2 各電極で取得される信号のシミュレーション結果

1 つの種電子を 3 軸 μ -PIC の 5 mm 上部にて解放した時に各電極で取得される電流信号のシミュレーションを図 5.14 に示す。このとき電子雪崩増幅率は約 7000 であり、すべての電極において、数 ns でアノードに到達する電子の運動によるデルタ関数状の信号成分 (図 5.15) と、数 μ s で上カソードに到達もしくは検出器上部

にドリフトしていく陽イオンの運動によるテール状の信号成分 (図 5.16) を足し合わせた形になっている。上カソードと下カソードの陽イオン由来の電流信号成分を拡大したものを図 5.17 示す。下カソードの電流信号は上カソードに比べて減衰が早く、各電極の重み付き電場と電子雪崩増幅シミュレーションによる理解と一致する。また、下カソードの陽イオン由来の電流信号は立ち上がりから $\sim 130\text{ns}$ 経った時点で正電流から負電流に反転している。これは電子雪崩増幅シミュレーションの様子である図 5.10 と下カソードの重み付き電場である図 5.13 から、電子雪崩増幅により発生した陽イオンはアノード縁付近では重み付き電位が高い方向へドリフトする一方、アノードから $70\ \mu\text{m}$ 程度離れると上カソード方向もしくは検出器上方向の重み付き電位が低い方向へ移動するためであると考えられる。この生電流信号は非常に小さいため実験で確認することは難しい。一方で、後段のアンプである FE2009bal チップの応答をかけることで実験とシミュレーションの信号を比較することは可能である。そこで、Mn-K α の $5.9\ \text{keV}$ の信号をシミュレーションすることを目的として、250 個の種電子 ($5.9\ \text{keV}$ の電子が Ar+C₂H₆ (圧力比 90:10) 1 気圧ガスにおいて生成する電子・陽イオン対数の平均) を検出器の $5\ \text{mm}$ 上部にて発生させ、電子雪崩増幅によって各電極に流れる電流をシミュレーションした。さらにその電流に 4 章に述べた電圧供給基板のコンデンサーと FE2009bal チップの応答をかけあわせることによって、実験でも取得可能な各電極の信号をシミュレーションした。その結果得られたシミュレーション信号を図 5.18 に示す。アノード、上カソード、下カソードの信号の波高値の比はおおよそ 2:1:1、信号を積分することによって得られる信号の電荷比は 3:2:1 となっており、上カソードの信号が最も減衰が遅く下カソードの信号が最も減衰が早い結果となった。また、下カソードの信号は立ち上がりから約 130ns で極性が反転し、約 250ns で波高値の約 6% 程度の大きさの逆符号の最大電圧を取る波形となった。以上のシミュレーションの結果、図 5.6 の 3 軸 $\mu\text{-PIC}$ の構造は信号の大きさの理想比である 2:1:1 を実現することが期待できる。

第 6 章

3 軸 μ -PIC のガス利得測定と飛跡の不定性削減の評価

6.1 3 軸 μ -PIC の開発

2 軸 μ -PIC では μ -PIC に対して荷電粒子が平行に走った飛跡や、 μ -PIC と並行な平面上を複数回通過したような飛跡に対して不定性を残し、SPD を悪化させるという問題がある。そこで 3 軸 μ -PIC を大日本印刷と共同で開発し、ガス利得の測定と飛跡の不定性削減という 2 点に焦点を当てて性能評価を行った。製作した 3 軸 μ -PIC の 1 ピクセルの断面の概念図と上部から撮影した写真を図 6.1 に示す。ただし、X、U、V 軸はそれぞれアノード、上カソード、下カソードの strip の並ぶ方向によって形成される軸であり、x、y、z 軸は図 6.1 の 3 軸 μ -PIC を上部から撮影した全体像に示すように定義している。製作した 3 軸 μ -PIC はガラス基板に銅電極を直接形成する TGV μ -PIC を基礎構造として持っており、TGV μ -PIC の構造の上に被せた 20 μm の感光性ポリイミドにマスクをして光を照射することによって構造を形成している。1 ピクセルに着目すると TGV μ -PIC のカソードの上に絶縁体であるポリイミドを挟んでもう一つカソードを配置した構造をしている。ピクセルは最密充填な配置をしており、各電極はそれぞれ 128 strip を有し、strip 間隔は全て 480 μm 、ピクセル間隔は 554 μm である。また、特定の方向に虚像が生成されやすくなることを避けるため、strip 電極の方向は図 4.16 の案 (a) ではなく案 (b) を採用し、各軸の成す角度は 120° としている。

6.2 3 軸 μ -PIC のガスゲイン測定

実験セットアップを図 6.2 に示す。容器内の底部には 3 軸 μ -PIC が設置されている。GEM に電子が吸着するのを防ぐ目的で、3 軸 μ -PIC の上部に 3.3 mm のインダクション領域を持たせ、10 × 10 cm² のガス電子増倍管 (GEM [53]; SciEnergy 社) を配置し、初段の電子増幅器として使用した。GEM は 100 μm の液晶ポリマーからなり、ホールサイズとピッチはそれぞれ 70 μm と 140 μm である。ドリフトメッシュはステンレス製で、7.5mm のドリフト空間を成している。容器内はアルゴン系ガス (90% Ar + 10% C₂H₆) で 1 atm の圧力で満たされている。GEM 上下の印加電圧はそれぞれ -650 V と -330 V である。インダクション領域の電界は 1 kV/cm 程度とした。ドリフトメッシュの印加電圧は -835 V であった。従って、ドリフト空間の電場強度は約 250 V/cm となっている。3 軸 μ -PIC から出力されたアノード、上カソード、下カソードそれぞれの信号は第 4 章で述べた μ -PIC のデータ収集システムを用いて 4 つの波形情報と 128 チャンネルのヒット信号として PC に保存した。

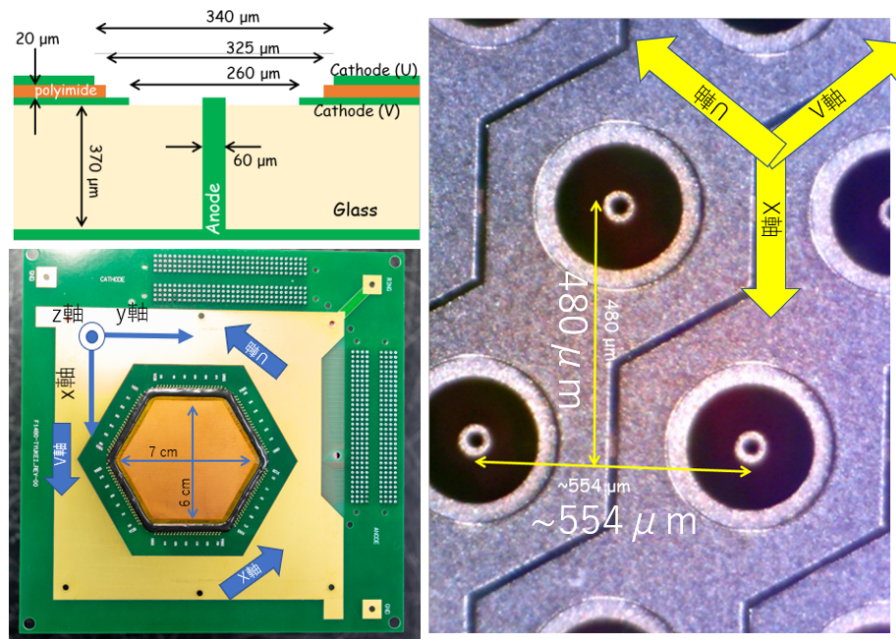


図6.1 3軸 μ -PIC の1ピクセルの断面の概念図(左上図)と上部からの撮影した全体像(左下図)とその拡大写真(右図)

5.9 keV の X 線を ^{55}Fe に照射し、3軸 μ -PIC のアノード、上カソード、下カソードの信号を見たところ、アノード、上カソード、下カソード全ての信号が確認できた。デジタルオシロスコープで得られたアノード、上カソード、下カソードの波形は図 6.3 に示す通りである。また、アノード、上カソード、下カソードの FADC 波形を図 6.4 に示す。ただしこのとき、 5.9 ± 1.0 keV でのイベントセレクションを行っており、使用している FADC は 50 MHz サンプリングであるため、1 clock あたり 20 ns であることに注意されたい。下カソード(青)と上カソード(マゼンタ)からの信号は、アノード信号(黄色)と同じタイミングで確認できた。アノードと上カソードと下カソードの波高値比はおおよそ 2:1:1 であることから、3軸 μ -PIC が期待通りの信号分割に成功していることがわかる。また、下カソードの波形はアノードや上カソードに比べ、パルスの減衰時間が短いことが確認され、信号の立ち上がりから ~ 140 ns で信号が 0V となって極性が反転し、 ~ 200 ns で波高値の 5～10% 程度の大きさの逆符号の最大電圧を取る波形となった。これを第 5 章の下カソードの信号波形シミュレーション結果と比較すると、波形の概観と信号が 0V となって極性が反転するタイミングは FADC の時間分解能の範囲で一致しているが、逆符号の最大電圧を取るタイミングがシミュレーションより 50 ns 程度早い結果となっている。

アノード電圧 490 V でエネルギースペクトルとエネルギー分解能を測定した。アノード、上カソード、下カソードの電荷量分布の測定結果を図 6.5 に示す。3つの電極全てにおいてエネルギースペクトルは2つの成分で構成されており、ドリフト領域で吸収されて GEM と μ -PIC の両方で増幅される事象とインダクション領域で吸収されて μ -PIC のみで増幅される事象から成っている。今回のセットアップではインダクション空間はドリフト領域の半分程度であり、 μ -PIC の増幅率が十分に大きいためインダクション領域で吸収された事象のピークがスペクトルにはっきりと現れる。ドリフト空間で吸収された事象については、全ての電極で 5.9 keV の完全吸収ピークと 2.9 keV のエスケープピークが観測された。次に、各電圧において μ -PIC の増幅率の導出方法について述べる。 μ -PIC におけるガス利得 $G_{\mu\text{-PIC}}$ は得られたスペクトルのドリフト領域で吸

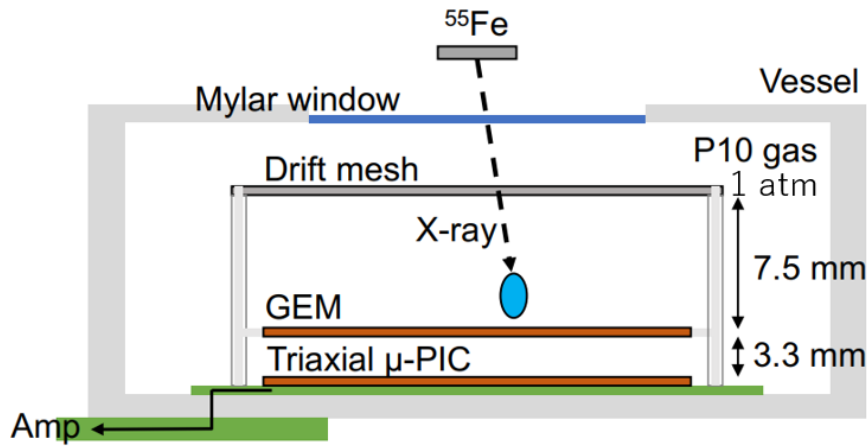


図6.2 実験セットアップの概要。3軸 μ -PIC は容器の底に設置されている。 ^{55}Fe から照射される X 線がマイラーウインドウを透過してガスで吸収されると光電効果により電子雲を生成する。電子雲は GEM によって初段増幅を受け、3軸 μ -PIC で更に増幅される。信号は3軸 μ -PIC のアノード、上カソード、下カソードそれぞれから読み出している。

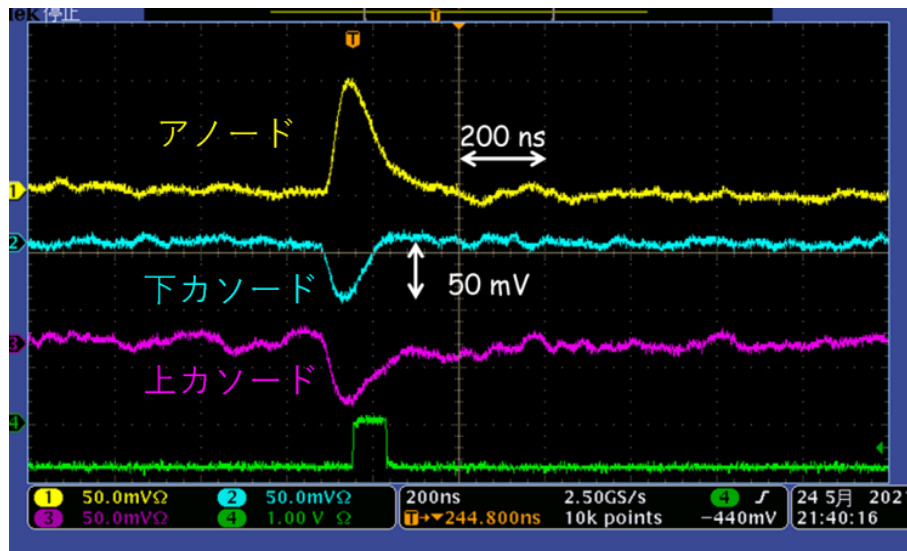


図6.3 ^{55}Fe を照射してアノード電圧が 490V の時にオシロスコープで取得したアナログ波形。黄、青、マゼンタの信号はそれぞれがアノード、下カソード、上カソードの信号である。緑の論理信号は3つの電極からの時間コインシデンス信号である。

取された事象がつくるピークの平均を Q pC としたとき以下の式で表される。

$$Q = \frac{E}{W} \times G \times e \quad (6.1)$$

$$G = G_{\mu\text{-PIC}} \times G_{\text{GEM}} \times G_{\text{board}} \quad (6.2)$$

ここで e は電子の電荷量、 E は線源から照射される X 線のエネルギー、 W は使用ガスの W 値を表している。ここで $G_{\text{board}} = 700$ [40] であり、 G_{GEM} は図 6.5 のインダクション領域で 5.9 keV の X 線が全吸収された事

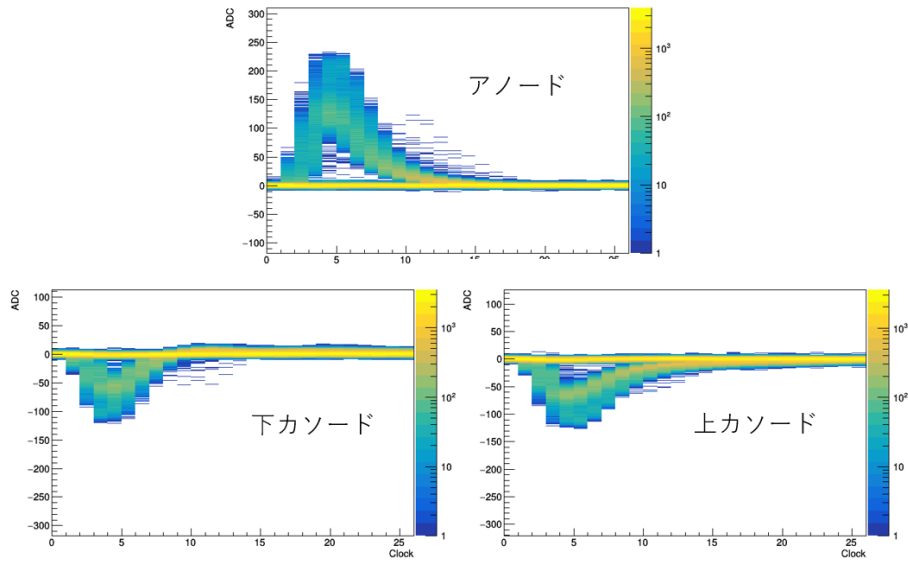


図6.4 ^{55}Fe を照射してアノード電圧が 490V の時に取得した各電極の FADC 波形積分。

象がつくるピークの平均値とドリフト領域で 5.9 keV の X 線が全吸収された事象がつくるピークの平均値の比から算出できる。また、インダクション領域で吸収された事象のピークを用いてガス利得を算出するときは $G_{GEM} = 1$ とすればよい。本実験では $G_{GEM} \sim 10$ となり、3 軸 $\mu\text{-PIC}$ のアノードでのガス利得は 3900 と算出された。アノード、上カソード、下カソードのエネルギー分解能は、それぞれ 21%、22%、23% であった。電荷比は 3:2:1 で、シミュレーションと一致している。したがって、期待通りの 3 軸 $\mu\text{-PIC}$ の動作が実現できている。

3 軸 $\mu\text{-PIC}$ いくつかのアノード電圧におけるガス利得を調査した。得られたゲインカーブを PCB $\mu\text{-PIC}$ と TGV $\mu\text{-PIC}$ のゲインカーブと並べてプロットしたのが図 6.6 である。3 軸 $\mu\text{-PIC}$ は、アノードと下カソードの間に 200 μm という厚い基板があるため、PCB $\mu\text{-PIC}$ よりも高く、TGV $\mu\text{-PIC}$ と同程度のガス利得が得られていることがわかる。この結果は、上カソードと下カソードが、TGV $\mu\text{-PIC}$ のガス利得を維持したまま増幅された電荷を共有できることを示している。また、すべてのアノード電圧において、放電レートは 0.002 Hz 以下であり、動作は非常に安定していた。

6.3 3 軸 $\mu\text{-PIC}$ を用いた TPC によって取得した様々な飛跡

環境ガンマ線由来のコンプトン散乱電子や電子対生成、そしてミューオンの飛跡を取得する目的で、図 6.2 のドリフト領域の長さを 7.5 mm から 108 mm に変更し、線源を照射せずに $\mu\text{-TPC}$ として環境バックグラウンドを測定する実験を行った。3 つの電極から得られる 3 方向からの射影画像に対して時間同時計数法を適用し、電子と思われる飛跡 (図 6.7) や電子対生成事象の飛跡 (図 6.8) やミューオンの飛跡 (図 6.9) の 3 次元画像を取得することに成功した。特に電子対生成事象は 2 軸読み出しでは 4 本に再構成されてしまうが、3 軸 $\mu\text{-PIC}$ では 2 本に再構成することに成功している。以上のことから、3 軸 $\mu\text{-PIC}$ は飛跡の 3 次元再構成と飛跡の不定性の削減が確認できた。

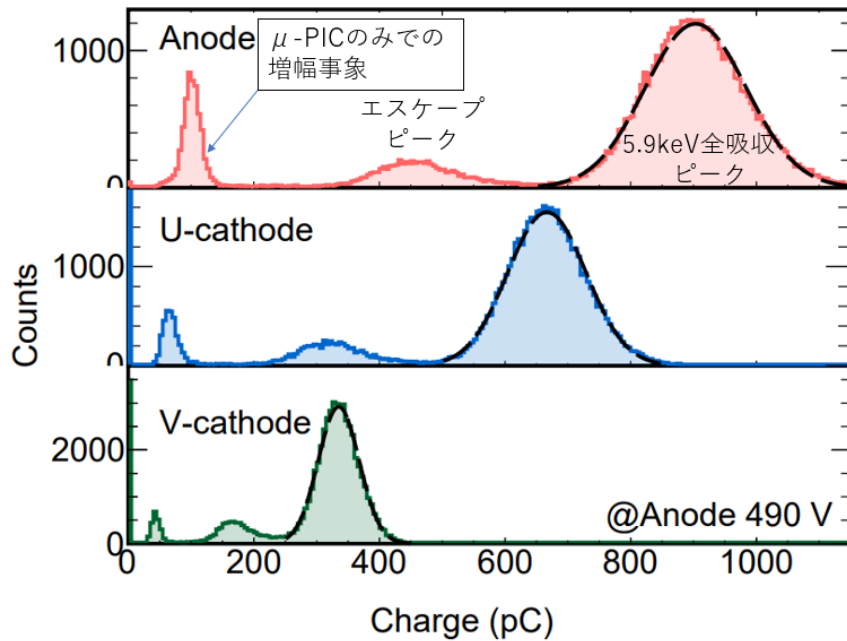


図6.5 アノード電圧 490 V で ^{55}Fe 照射時に各電極で取得されたスペクトル。上、真ん中、下はそれぞれアノード、上カソード、下カソードのスペクトルである。

6.4 飛跡の不定性削減の評価

2軸読み出しの μ -PIC は同時刻に複数ヒット点があると飛跡に不定性が残ることがあり、不定性削減を目的として製作したのが3軸 μ -PIC である。飛跡の3次元再構成と不定性削減に成功していることをこれまでに述べたが、このような、TPC 内を走る荷電粒子の制御ができていない環境下ではどの程度不定性削減に成功しているかを定量的に議論することは難しい。そこで、3軸 μ -PIC が2軸 μ -PIC と比べて時、期待通りの飛跡の不定性削減を実現できているかを以下に述べる実験方法で定量的に評価した。 ^{55}Fe の全吸収事象の一部は、図 6.10のように、光電効果による一次クラスターと脱励起 X 線の再吸収により発生した2次クラスターを作る。これらのクラスターは μ -PIC と平行な方向に X 線が飛ぶと、1cm のドリフト長中で同時に μ -PIC に到着する。その時に2軸読み出しの場合と3軸読み出しの場合に時間同時計数法によって再構成される飛跡の概念図を図 6.11に示す。図 6.11の左に示すように2軸読み出しでは2つの偽のクラスターを含む4つのクラスターが再構成されることがある。一方で、3軸 μ -PIC では図 6.11の右に示すように、2軸 μ -PIC では4クラスターに再構成される2クラスター事象をすべて2クラスターに解くことが期待できる。したがって、 ^{55}Fe を照射し、2軸のみの情報を用いた時間同時計数法では4クラスターに再構成される事象が、3軸全ての情報を用いるとどの程度2クラスター事象として再構成されるかを評価した。

アノード、上カソードの2つの電極の情報を用いた時間同時計数法(2軸法)では4クラスターに再構成される事象が、アノード、上カソード、下カソードの3つ情報を用いた時間同時計数法(3軸法)によって、2クラスターに再構成することに成功している事象例を図 6.12に示す。軸情報が追加されたことにより、2つの偽の雲を除去することに成功していることが分かる。

更に、 ^{55}Fe を照射した時の2軸法と3軸法による各事象におけるクラスター数の分布を図 6.14の青点線で

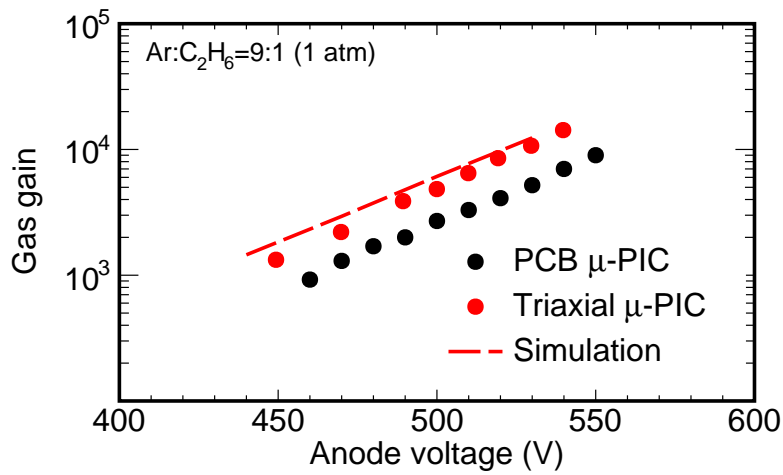


図6.6 3軸 μ -PIC のアノード供給電圧に対するガスゲイン。赤、青、黒の点はそれぞれが3軸 μ -PIC、PCB μ -PIC の測定結果である。赤点線は Garfield++ による3軸 μ -PIC のシミュレーション結果を表している。

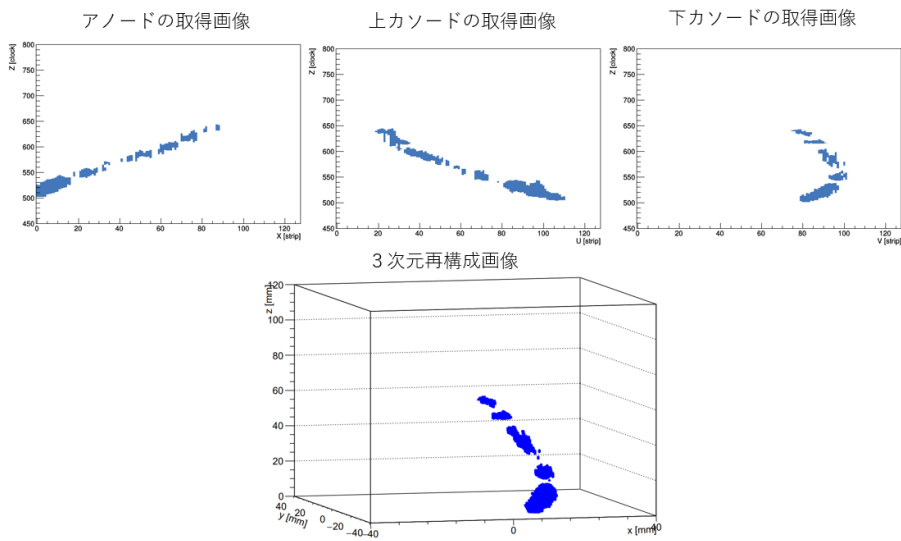


図6.7 3軸 μ -PIC を用いて取得した電子の3次元飛跡

示す。ただし、 5.9 ± 1.0 keV の範囲でのイベントセレクションを行っている。2軸法にも2クラスター事象が ~ 7000 事象存在する結果となった。これは別の位置に2点ヒット点があるとき、アノードでのヒット座標を X_1 と X_2 、カソードでのヒット座標を Y_1 と Y_2 とすると、例えば $X_1 = X_2$ のとき、ヒット点は (X_1, Y_1) 、 (X_1, Y_2) の2点に制限可能となるためである。また、2軸法では ~ 7000 事象あった4クラスター事象は3軸法では103 事象に減少する結果となった。ところで、この実験では ^{55}Fe 由来の X 線による事象だけではなく、ミューオン等のバックグラウンド事象が存在する。直線上に走るミューオンは1クラスター事象ではなく図 6.9のように複数クラスター事象に見えることがある。ここで本来ひと続きの飛跡が複数クラスター事象と

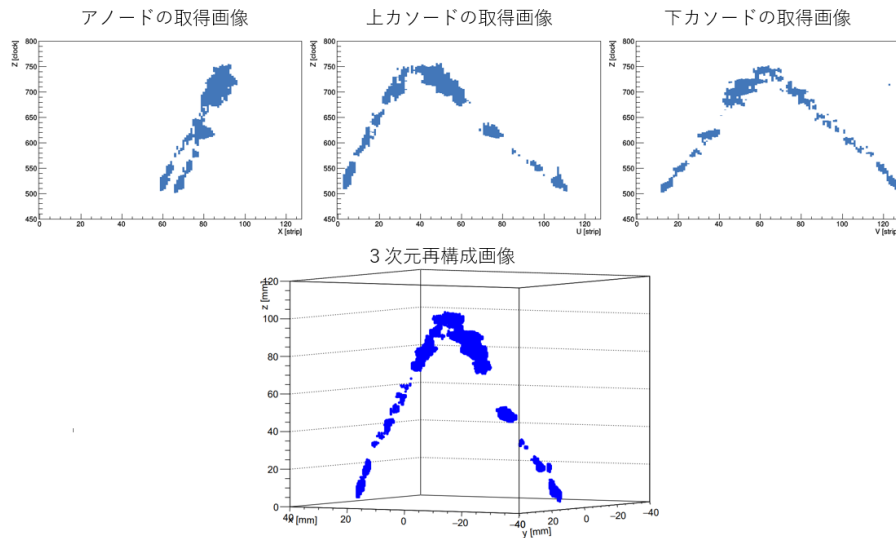


図6.8 3軸 μ -PIC を用いて取得した電子対生成事象の3次元飛跡

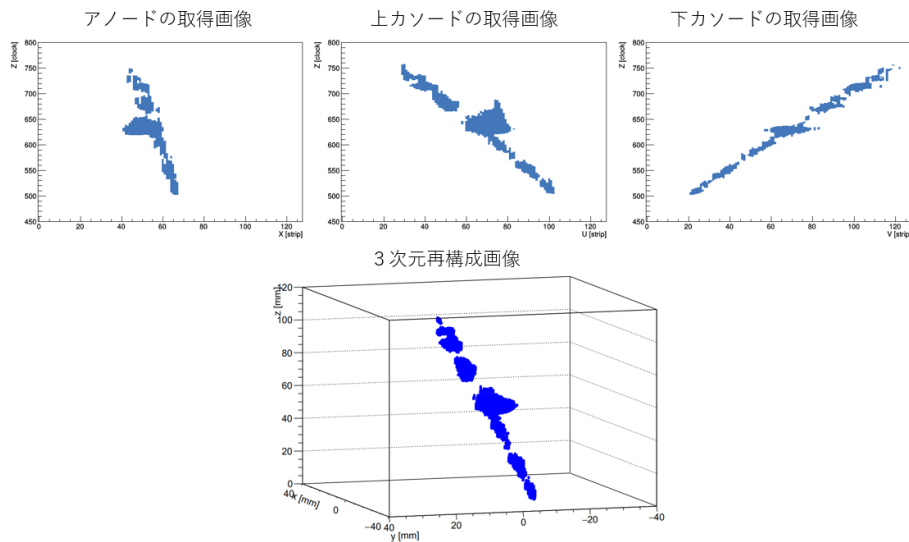


図6.9 3軸 μ -PIC を用いて取得したミューオンの3次元飛跡

して検出されることがある理由について説明する。式 3.1から計算される値は荷電粒子が単位距離あたりに損失するエネルギーの平均であり、単位距離進んだ時のエネルギー損失にはばらつきが存在する [19]。そのため荷電粒子が直線上に走ったとしても、エネルギー損失が小さい位置で信号が閾値を超えないということが起こると、ガス検出器で取得される飛跡は連続にならない。このことにより、本来ひと続きのミューオンの飛跡が2つ以上のクラスターとして検出されてしまい、バックグラウンドとして混入していることが考えられる。その一方で、ミューオンは5.9 keVの電子に比べて dE/dx が小さいため同じ値のエネルギー損失を起こした場合飛跡長が長くなる。そのため、飛跡長が長い事象のカットを行うことでこのようなバックグラウンド事象が除去されることが期待できる。飛跡長 L_{track} を各々の電極でのヒットがあった strip 数の最大値と定義したと

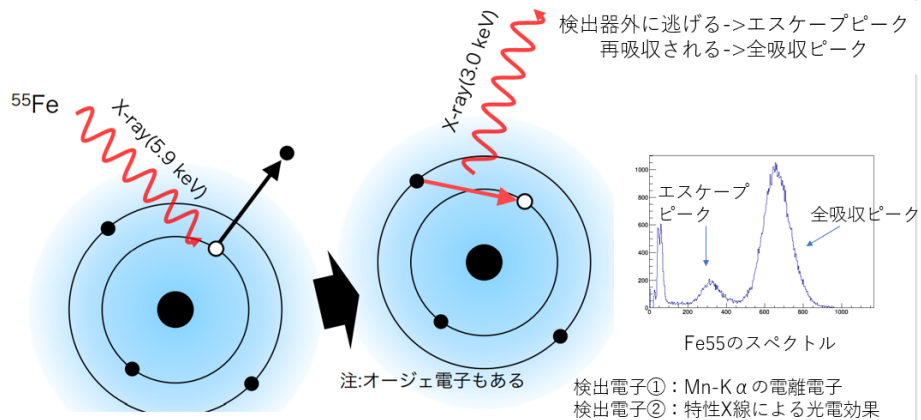


図6.10 光電効果によって発生した Ar の特性 X 線の概念図。検出器内で再吸収された事象が全吸収ピークを、外に逃げた事象がエスケープピークを作る。

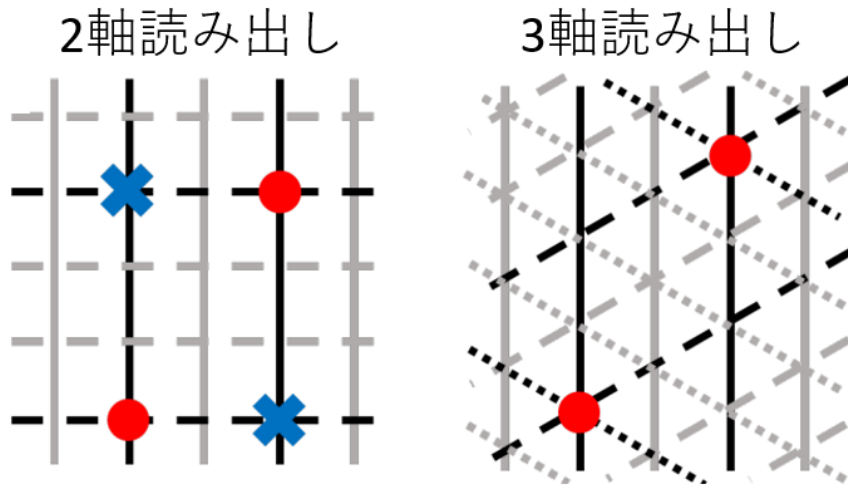


図6.11 時間同時計数法による 2 クラスター事象の、2 軸読み出しでの再構成結果 (左) と 3 軸読み出しでの再構成結果 (右) の概念図。丸印が真の像、× 印が虚像である。

き、2 クラスター以上かつ 5.9 ± 1.0 keV の範囲内の事象の L_{track} の分布を図 6.13 に示す。 $L_{track} = 10$ strip をピークに持つ飛跡長が短い成分と、 $L_{track} > 13$ strip に連続した分布を持つ飛跡長が長い成分から成ることがわかる。そこで、ミューオンによる複数クラスター事象をカットする目的で $L_{track} < 14$ strip の条件で飛跡長の長い事象を除くイベントセレクションを行った。その場合の 2 軸法と 3 軸法による各事象におけるクラスター数の分布を図 6.14 の赤実線で示す。2 軸法、3 軸法ともに複数クラスター事象が減少しているが、これは先に述べたような複数クラスターのバックグラウンド事象を取り除くことに成功しているためと考えられる。そして飛跡長によるイベントセレクション後も 2 軸法での 4 クラスター事象は 99 % 残る一方、3 軸法での 4 クラスター事象は 98 % 減少し、2 軸法では ~ 7000 事象ある 4 クラスター事象が 3 軸法では 2 事象に減少する結果となった。また、イベントセレクション後に残った 2 事象もミューオンの飛跡と思われる直線状の飛跡であった。このことから 3 軸 μ -PIC においても飛跡長による dE/dx カットはバックグラウンド除去方法として強く機能しており、3 軸 μ -PIC が期待通りの不定性削減に完全に成功していることも分かる。よって

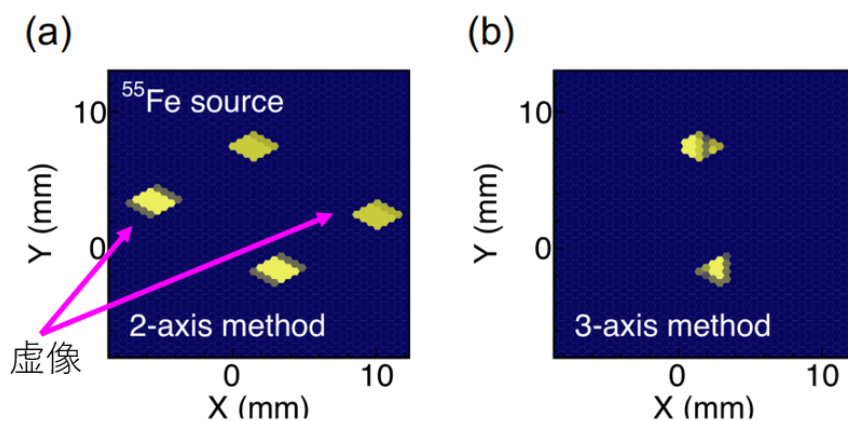


図6.12 実験によって得られた、(a)2軸法によって再構成された2クラスター事象。4つのクラスターのうち2つは偽の飛跡である。(b)3軸法によって再構成された同じ2クラスター事象。偽の飛跡を排除することに成功している。色の濃淡はピクセルがヒットとなっている時間の長さを表している

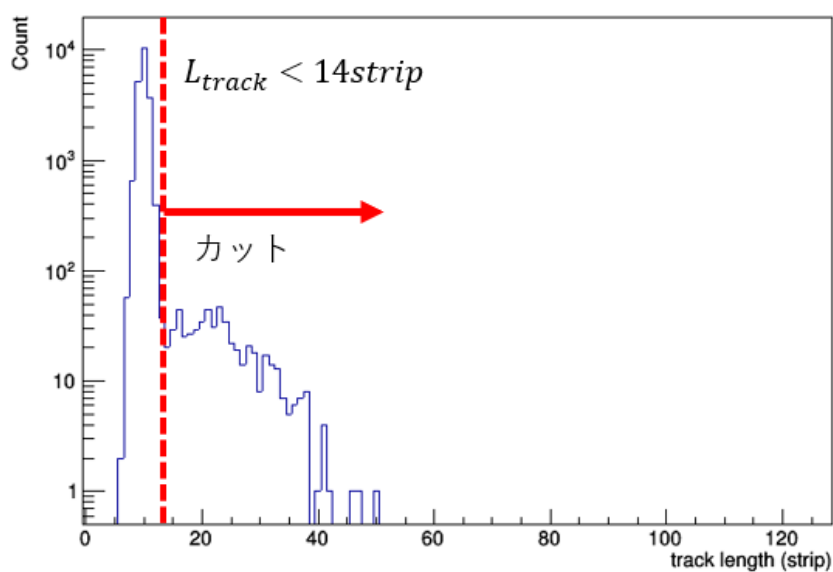


図6.13 2クラスター以上かつ 5.9 ± 1.0 keV の範囲内の事象における飛跡長分布

3軸 μ -PIC は、同時刻に複数箇所でヒットがある事象において強力な MPGD となることが期待される。

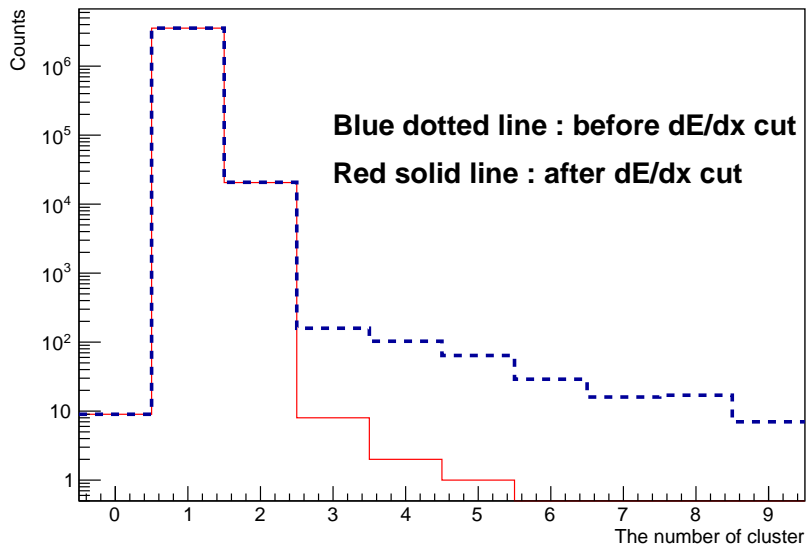
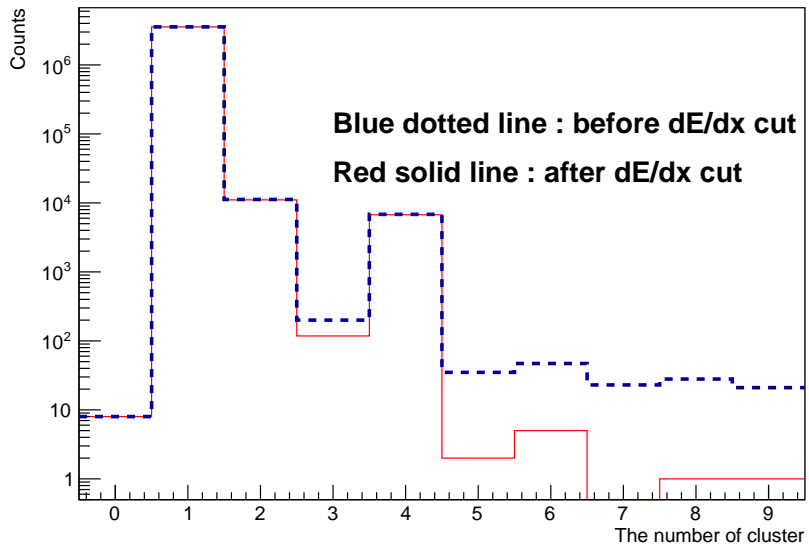


図6.14 2軸法で飛跡を再構成したとき(上図)と3軸法で飛跡を再構成したとき(下図)のクラスター数分布。

第 7 章

3 軸 μ -PIC の高利得モードでの動作

3 軸 μ -PIC は、2 軸 μ -PIC の電極構造の上にさらに電極を追加したものである。前節では、上下カソード共にグラウンドに接続した状態で運用し、上カソードは飛跡の不定性を削減するために、読み出しストリップとしてのみ使用した。しかし、3 軸 μ -PIC は上カソードに負の印加電圧を与えることにより、より強い電場を形成することが期待される。この章では、上カソードを用いた 3 軸 μ -PIC の高利得動作について述べる。

7.1 電場シミュレーション

Elmer を用いて、上カソードに 0 V と -50 V を印加したときのアノード近傍の電界を計算した。アノードと下カソードの電位はそれぞれ 400 V と 0 V で固定した。このとき得られた等電位線の 2 次元画像を図 7.1 に示す。50 V の等電位線を比較すれば、上カソードに -50V の電圧を印加すると 0V の電圧を印加するときと比べて等電位線がアノード近傍に集中していることが容易に分かる。そのため、上カソードに少しの負の電圧を印加することでより大きなガス増幅を誘起することが期待できる。また、3 章で述べたように下カソード近傍の 3 重点の電場強度は放電電圧の大きな指標となる。そこで 3 重点の電場強度と上カソードの電圧の関係を調べたものを図 7.2 に示す。上カソードの印加電圧が 0 V の時 PCB μ -PIC の半分の電場強度であり、なおかつ上カソードの電圧を 0 V から -50V に変えることで 3 重点の電場強度が約 5 % 下がる結果となっており、上カソードに負の電圧をかけても放電電圧は下がらないことが予想される。これらのことから上カソードに負の電圧をかけると、放電リスクを上げないままに、より大きなガス増幅という大きなリターンを得られることが期待できる。

7.2 実験結果

上カソードの電位を変えながら ^{55}Fe 源を照射し、上カソードの電位それぞれにおけるガス利得を測定した。上カソードの印加電圧を変化させた時のスペクトルの変化を図 7.3 に示す。予想通り、上カソードの負の電圧を印加するとより大きなガス利得を得ることができており、上カソードの電圧が 40 V、0 V、-60 V の時、それぞれエネルギー分解能は 32%、28%、24% となり、ガス利得の増加とともにエネルギー分解能も向上した。また、アノードと上カソードの電圧を変えた時に得られたゲインカーブを Garfield++ によるシミュレーション点とともに図 7.4 に示す。この実験では最大で 30000 のゲインでの安定動作を確認することができた。また、上下カソード間で放電が起こることはなかったが、上カソードにかけることができる電圧は上下カソード間の放電電圧によって制限がかかることが予想される。また、3 つの電極間の電荷比 3:2:1 と信号の波高値の比

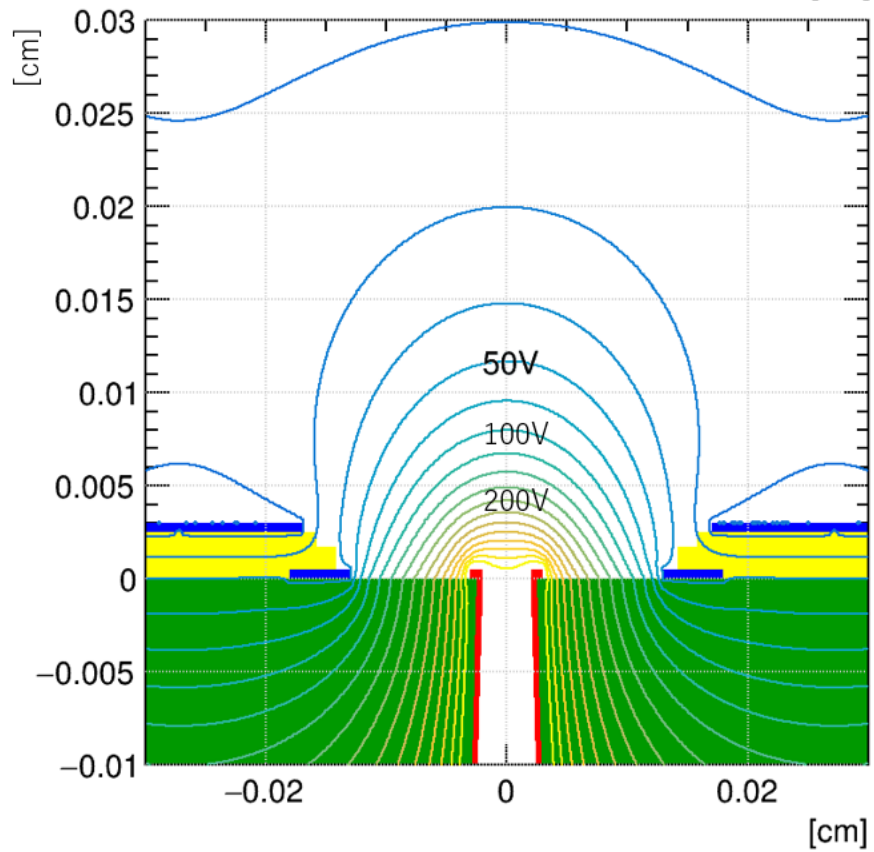
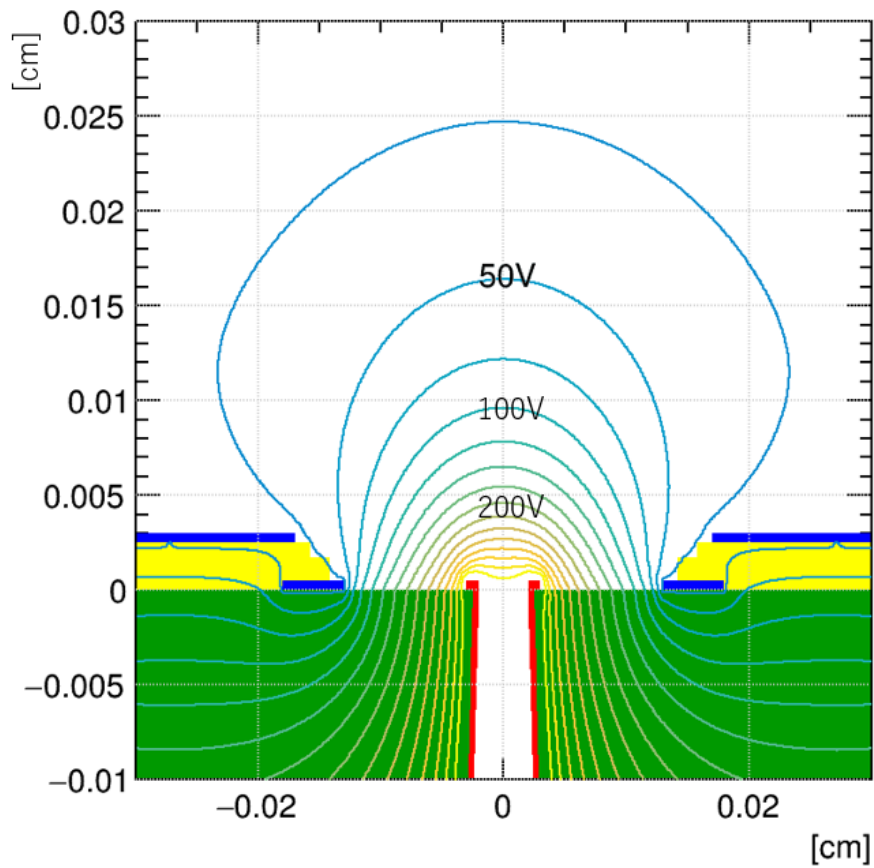


図7.1 3軸 μ -PIC の電場構造を表している。上図は上カソードの電圧が0Vの時、下図は上カソードの電圧が-50Vの時である。

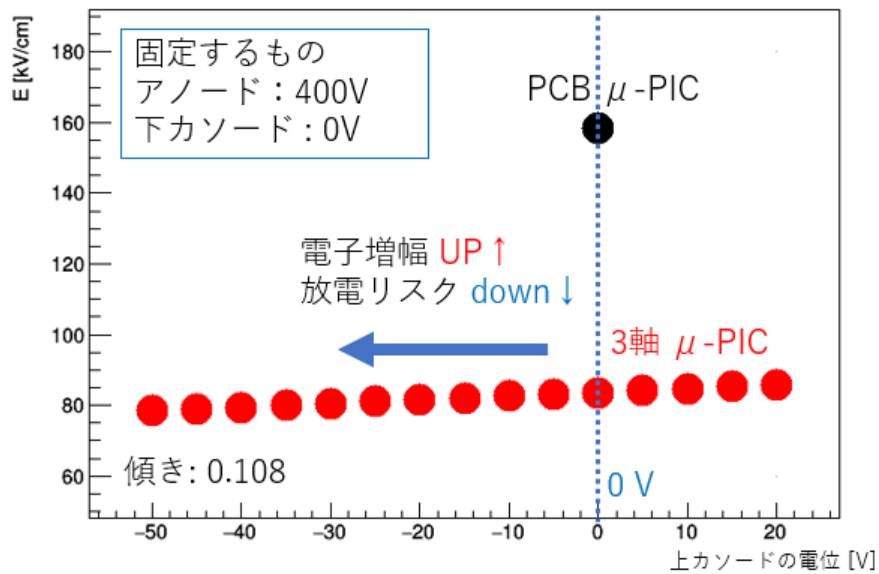


図7.2 カソード縁の3重点の電場強度の上カソード印加電圧依存性。

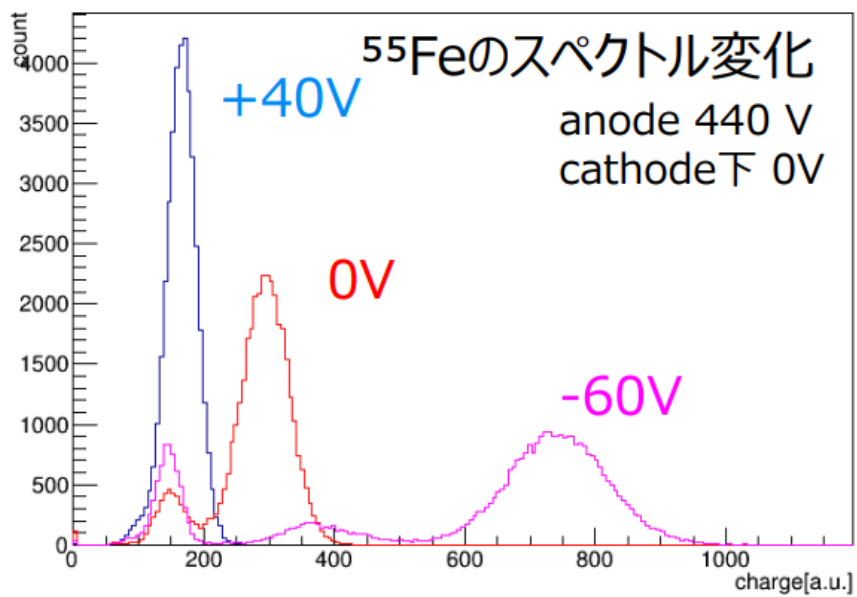


図7.3 上カソードの電圧を変化させたときのスペクトルの変化。

2:1:1 は、すべての電圧においてほぼ一定であった。以上のことから、3軸 μ -PIC は、飛跡の不定性を削減するだけでなく、ガス利得を大きく増加させることができることがわかった。

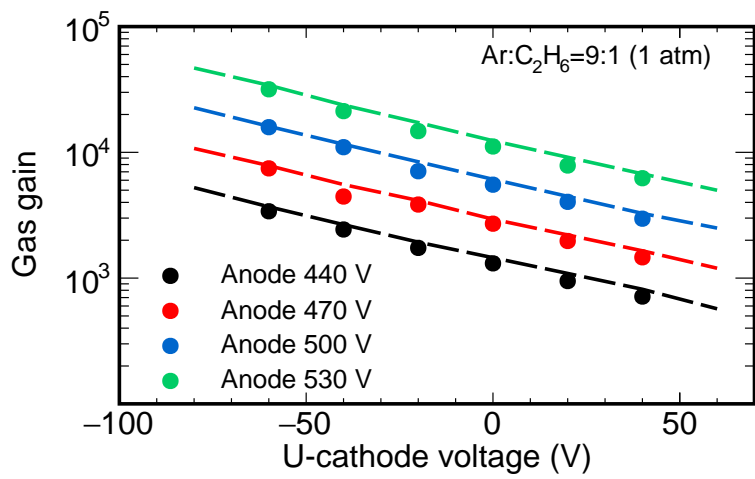


図7.4 ガスゲインの上カソード電圧依存性. 黒点、赤点、青点、緑点それぞれはアノードの電圧が 440 V、470 V、500 V、530 V、の時の結果である. 4 本の点線は各アノード電圧における Garfield++ によるシミュレーション結果を表している.

第 8 章

まとめと今後の展望

8.1 まとめ

SMILE 計画における ETCC からの μ -PIC への要求は衛星環境に向け宇宙空間での十年以上の上空安定動作を実現するための低電圧高利得化と Point Spread Function の改善と雑音分離のための電子飛跡決定精度の向上であった。2 軸 μ -PIC は 1 つの飛跡に対して 2 方向からの投影画像を得ることで 3 次元飛跡を再構成できる一方、同時刻に複数のヒット点があるとき x,y 座標の対応が取れず飛跡に大きく不定性を残し、電子飛跡決定精度を悪くしていることが推測された。そこで、1 つの飛跡に対し 3 方向からの投影画像を得ることができる、3 つの電極を持つ μ -PIC (3 軸 μ -PIC) を開発した。まず 3 軸 μ -PIC のシミュレーションを行い、アノード、上カソード、下カソードで検出される信号の性質とその原理を詳しく調べた。シミュレーションの結果、各電極の波高値の比は 2:1:1 となり、下カソード信号の減衰が早く、140 ns 程度で極性が反転することが予想された。そして実際に 3 軸の μ -PIC を製作し、その動作を確認した。この実験では上カソードを 0 V とする通常モードで最大利得約 14000 での動作に成功し、5.9 keV においてエネルギー分解能 21% (FWHM) を達成した。このとき各電極からの信号の波高値の比は 2:1:1 となり、下カソードの信号の振る舞いも含めてシミュレーションと一致していた。また、3 つの電極すべてにおいて、電子に比べてエネルギー損失率の小さいミュオン飛跡の取得に成功し、電子の飛跡を取得するという ETCC からの要求を満たすことに成功した。さらに飛跡の不定性削減の評価を行うため、2 クラスタ事象の飛跡の再構成を試みた。その結果、3 軸 μ -PIC は 2 軸 μ -PIC と比較したときに期待される、飛跡の不定性削減に 99.96% 成功していることが明らかになった。また、上カソードの印加電圧を下げる高利得モードでの動作試験を行い、最大利得約 30000 の低電圧高利得化に成功した。

8.2 今後の展望

新電極構造を持った 3 軸 μ -PIC は飛跡の不定性を大きく削減し、上下カソード間に電位差を加えることで低電圧高利得な TGV μ -PIC の 2 倍以上の利得が得ることに成功した。このことは ETCC にとって非常に大きなメリットであり、3 軸 μ -PIC は ETCC の可能性を大きく広げたこととなる。また、シミュレーションベースで電極構造を大きく変えて想定通りの動作をさせることに成功したことは、シミュレーションに基づいて異なる電極構造の μ -PIC が開発できることを示したという意味で大きな成果である。また、3 軸 μ -PIC は同時事象を解くことができるため中性子イメージングにおいて大強度な中性子ビームに耐えられることや、暗黒物質直接探査において原子核反跳方向の決定精度を向上させることが期待できる。今後は SMILE-3 計画に向

けて 3 軸 μ -PIC の大型化を行い、有効面積 $\sim 10 \text{ cm}^2$ 、PSF ~ 5 度以下の 3 軸 μ -PIC を組み込んだ ETCC を 1 か月間の長期間気球に搭載して科学観測 SMILE-3 を行う。観測対象の 1 つとして、過去の観測では詳細な分布を得ることができていなかった銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線の分布を明らかにし、陽電子起源の解明を進めていく。

参考文献

- [1] V. Schönfelder et al., *A&AS* 143, 145-179 (2000).
- [2] N. Prantzos et al. *Reviews of Modern Physics* **83** (2010) 1001-1056.
- [3] L. Bouchet et al., *ApJ* **720** (2010) 1772
- [4] Diehl et al., *A&A* **298** (1995) 445
- [5] T. Tanimori, et al., *ApJ* 810, 28 (2015).
- [6] L. Bouchet et al., *APJ* 679:1315Y1326, 2008 June 1
- [7] Plüschke et al. *ESA Special Publication* **459** (2001) 55-58
- [8] XCOM; Photon Cross Section Database (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [9] G.F.Knoll; "Radiation Detection and Measurement 3rd edition ", WILEY (2001)
- [10] V. Schönfelder, ED. *The Universe in Gamma Rays Springer* (2001)
- [11] C. Winkler et al., *A&A* 411, 1 (2003)
- [12] <http://www.isdc.unige.ch/integral/outreach/integral>.
- [13] R.Diehl et al., *A&A* 611, A12 (2018)
- [14] J. M. Ryan; (<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan.1.pdf>).
- [15] V. Schönfelder et al., *ApJS* 86 657 (1993).
- [16] G. Weidenspointner, et al., *A&A* 368 347 (2001).
- [17] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *Nucl. Instr. Meth. B* 58 6 (1991).
- [18] T. Mizumoto, et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 800, 40-50 (2015).
- [19] F. Sauli PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRED PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBERS
- [20] ICRU Report 31, Average Energy Required to Produce an Ion Pair, International commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC, 1979
- [21] M. Matoba et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-32**(1), 541(1985).
- [22] J. Byrne, *Proc. R. Soc. Edinburg Sect.* **A66**, 33 (1962).
- [23] J. Byrne, *Nucl. Instr. Meth.* **74**, 291 (1969).
- [24] G.F.Knoll 放射線計測ハンドブック第4版 (2013)
- [25] G. D. Alkharov et al., *Nucl. Instr. Meth.* **48**, 1 (1967).
- [26] G. Charpak and F. Sauli, *Nucl. Inst. and Meth.*, **162**, 405-428 (1979).
- [27] G. Charpal, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **62**, 262 (1968).
- [28] T. Tanimori, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A381**, 280 (1996).
- [29] A. Oed, *Nucl. Instr. Meth.* **A 263**, 351 (1988).

- [30] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A505**, 195 (2003).
- [31] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A522**, 93 (2004).
- [32] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A 386**, 531-534 (1997).
- [33] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A580**, 971 (2007).
- [34] rpp2011-rev-particle-detectors-accel, <http://pdg.web.cern.ch/pdg/2011/reviews/rpp2011-rev-particle-detectors-accel.pdf>
- [35] Y.Giomatarisa et al., Nucl. Instr. Meth. **A376**, 29-35 (1996).
- [36] D. Fancher, et al., Nucl. Instr. Meth. **161**, 383 (1979).
- [37] Nygren, D.R. (1974) Proposal to Investigate the Feasibility of a Nobel Concept in Particle Detection. LBL Internal Report, February 1974.
- [38] 守谷健司 修士論文神戸大学 (2007)
- [39] A. Ochi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **471**, 264-276 (2001)
- [40] T. Mizumoto, et al., Nucl. Instr. Meth. A **800**, 40-50 (2015).
- [41] A. Takada; Ph.D:T hesis, Kyoto Univ. (2007)
- [42] T. Nagayoshi, et al., Nucl. Instr. Meth. A **546**, 457-465 (2005).
- [43] K. Miuchi, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science 50, 825-830 (2003).
- [44] Y. Matsuoka et al., JINST, 10 C01053(2015).
- [45] M Abe et al. 2020 J. Phys.: Conf. Ser. **1498** 012002
- [46] <http://garfield.web.cern.ch/garfield>.
- [47] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
- [48] AN. ZARUBIN, Nucl. Instr. Meth. A **A283**, 409-422 (1989).
- [49] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>.
- [50] A. Takada, et al., Journal of Instrumentation 8, C10023 (2013).
- [51] <http://geuz.org/gmsh>.
- [52] <http://www.csc.fi/english/pages/elmer>.
- [53] T. Tamagawa, et al., Development of thick-foil and fine-pitch gemswith a laser etching technique, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment
- [54] K. Nakamura, et al., Progress of Theoretical and Experimental Physics , 043F01 (2015).
- [55] 谷口幹幸 修士論文京都大学 (2018)
- [56] A. H. Walenta, J. Heintze and B. Shtirlein, Nucl. Instr. and Meth. **92** (1971) 373.
- [57] L. Bouchet et al., The Galactic ^{26}Al Emission Map as Revealed by INTEGRAL SPI, *ApJ*, Vol. 801, No. 2, 2015.
- [58] Weidenspointner et al. *New Astronomy Review* **52** (2008b) 454
- [59] J.D. Parker et al., Nucl. Instr. Meth. A **697**, 23-31 (2013).

謝辞

本論文の執筆にあたり、谷森達教授には丁寧にご指導いただき大変感謝しております。2年間の指導を通して整形前の元データが大事という、単純ながらとても重要な考え方を教えていただきました。高田淳土助教には学部のP6の頃から面白いほど簡単なことで躓いても親身になって指導して下さり非常にお世話になりました。自分が昼夜逆転して夜にしか研究室に現れなくなってもお咎めなくのびのび研究させていただきモチベーション的にもとても有難かったです。池田智法さんには研究の方針を親身になって整理してくださったり、rootのインストールの際や論文執筆の際に助けていただきとても助かりました。吉川慶さんにはP6の頃から困ったときにはいつも頼らせていただき非常にお世話になりました。阿部光さんは研究もアウトリーチも手を付け始めると自ら主導して周りを巻き込んでいく姿が眩しかったです。同期の津田雅弥君はP6の頃から暇な時も切羽詰まっているの時も話し相手になってくれました。荻尾真吾君は研究室でも遊ぶ時もムードメーカーとして場を和ませてくれて心の支えになりました。後輩である田原圭祐君と小林滉一郎君は夏の学校や学会発表があっても同時並行で黙々と研究を進めていて身が引き締まりました。最後に、この2年で関わったすべての人に感謝を申し上げます。