

修 士 学 位 論 文

高速多チャンネル読み出しシステム APV25/VMM3a を
用いた DLC μ -PIC の性能評価

2022 年 2 月 4 日

専 攻 名 物理学専攻
学籍番号 201s117s
氏 名 長崎大智

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

序論

欧州原子核研究機構 (CERN) の世界最大の陽子・陽子円形加速器 LHC(Large Hadron Collider) で行われている ATLAS 実験をはじめとする高エネルギー実験において、高い位置分解能・時間分解能・入射許容量を持つ検出器が要求されている。上記を満たす検出器として我々は Micro Pattern Gaseous Detector(MPGD) の一種である Micro Pixel Chamber(μ -PIC) の開発を行なっている。 μ -PIC および MPGD 全体の問題として、陽極陰極間の距離が短く、電極間に高電圧を印加した際に、電極間で放電が発生して検出器の故障の原因となるという点が挙げられる。この問題を解決するために陰極に用いる素材を金属から抵抗体 Diamond Like Carbon(DLC) に変更した DLC μ -PIC の開発を行なっている。電極に抵抗体を用いることで、放電が発生するような高い電流が電極間に流れる時に、オームの法則に従って印加電圧を放電が起こらない電圧まで下げることが可能となる。これにより放電耐性を得ることができる。一方で、DLC μ -PIC には従来の金属電極 μ -PIC では見られていなかった検出位置によって得られるガス増幅率が異なるというガス増幅率の位置依存性が見られる。そこで検出器のストリップ一本一本の信号について測定を行うことができる多チャンネル読み出しによる DLC μ -PIC の詳細な調査が要求される。本論文では多チャンネル読み出しとして MPGD 開発グループである RD51 グループで開発された Scalable Readout System(SRS) を用い、読み出しチップとしてシリコン検出器用に開発されたものをガス検出器用に改良した APV25、および APV25 の後継の ATLAS の Resistive Micromegas 用に開発された新型読み出しチップ VMM3a のデータ収集システム (DAQ) 環境を構築し、2種類の読み出しチップを用いて行なった DLC μ -PIC の性能評価および多チャンネル読み出しにおける正確な信号取得のための議論について報告する。

目次

| | | |
|--------------|------------------------------------------|-----------|
| 第 1 章 | ガス放射線検出器 | 7 |
| 1.1 | 物体と粒子の相互作用 | 7 |
| 1.1.1 | 荷電粒子線と物質の相互作用 | 7 |
| 1.1.2 | 光子と物質の相互作用 | 8 |
| 1.1.3 | Ar ガスと ^{55}Fe 特性 X 線の相互作用 | 10 |
| 1.2 | ガス検出器の検出原理 | 12 |
| 1.2.1 | ガス分子の電離 | 12 |
| 1.2.2 | イオン対の移動 | 13 |
| 1.2.3 | ガス増幅 | 14 |
| 1.3 | 様々なガス検出器 | 15 |
| 1.3.1 | 比例計数管 | 15 |
| 1.3.2 | Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) | 16 |
| 1.3.3 | Micro Strip Gas Chamber(MSGC) | 16 |
| 1.3.4 | Gas Electron Multiplier(GEM) | 18 |
| 1.3.5 | Micro-mesh-gaseous structure(Micromegas) | 19 |
| 1.4 | Micro Pixel Chamber(μ -PIC) | 21 |
| 1.4.1 | μ -PIC の構造 | 21 |
| 1.4.2 | μ -PIC の動作 | 21 |
| 1.4.3 | μ -PIC の問題点 | 22 |
| 1.5 | DLC μ -PIC | 23 |
| 1.5.1 | Diamond Like Carbon (DLC) | 23 |
| 1.5.2 | 炭素スパッタリング | 24 |
| 1.5.3 | DLC μ -PIC の構造 | 26 |
| 1.5.4 | DLC μ -PIC の動作 | 26 |
| 1.5.5 | DLC μ -PIC の課題 | 28 |
| 第 2 章 | 多チャンネル読み出し | 31 |
| 2.1 | 多チャンネル読み出しの利点 | 31 |
| 2.2 | Scalable Readout System (SRS) | 31 |

| | | |
|--------------|--------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.3 | APV25 | 33 |
| 2.4 | mmdaq3 | 33 |
| 2.5 | VMM3a | 34 |
| 2.6 | VMMDAQ | 35 |
| 第 3 章 | APV25 を用いた測定 | 37 |
| 3.1 | 実験セットアップ | 37 |
| 3.2 | APV25 のキャリブレーション | 37 |
| 3.3 | SRS+APV25 で測定される信号 | 38 |
| 3.4 | クラスタリングとイベントセレクション | 39 |
| 3.5 | SRS+APV25 での信号測定の問題と解決 | 41 |
| 3.5.1 | SRS+APV25 での信号測定の問題 | 41 |
| 3.5.2 | SRS トリガーレートの上昇でデータ数が落ちる原因 | 42 |
| 3.5.3 | 異常イベントの解決のための新イベントナンバー作成法 | 43 |
| 3.6 | 測定結果 | 44 |
| 3.7 | APV25 の問題点 | 46 |
| 第 4 章 | VMM3a を用いた測定 | 49 |
| 4.1 | パルスジェネレータを用いた VMM チップの性能測定 | 49 |
| 4.1.1 | パルスジェネレータを用いた VMM チップの性能測定実験セットアップ | 49 |
| 4.1.2 | VMM3a のゲイン毎のキャリブレーション | 49 |
| 4.1.3 | VMM3a のデータ収集効率 | 50 |
| 4.1.4 | VMM3a の時間分解能 | 52 |
| 4.2 | VMM3a+DLC μ -PIC を用いた ^{55}Fe の信号測定実験 | 53 |
| 4.2.1 | 実験セットアップ | 53 |
| 4.2.2 | VMM3a の信号とクラスタリング | 54 |
| 4.3 | 陽極ストリップ 256 本分の信号測定 | 55 |
| 4.4 | VMM3a で測定した ^{55}Fe のスペクトル | 56 |
| 4.4.1 | VMM3a+DLC μ -PIC によるゲインカーブ測定結果 | 56 |
| 第 5 章 | VMM を用いた多チャンネル読み出しのより正確なエネルギースペクトル取得のための議論 | 59 |
| 5.1 | VMM を用いたチャンネル読み出しでのスペクトル測定時の問題点 | 59 |
| 5.2 | ^{55}Fe のメインピークスペクトル取得シミュレーション | 61 |
| 5.3 | シミュレーションによる 2 つのピーク構造の再現 | 62 |
| 5.4 | VMM Threshold による電荷情報の消失 | 65 |
| 5.5 | 電荷の広がり | 67 |
| 5.6 | Threshold Level の違いによるスペクトルの変化 | 69 |

| | | |
|--------------|---------------------------------------|-----------|
| 5.7 | Neighboring Logic | 73 |
| 第 6 章 | 神戸大学海事科学部タンDEM静電加速器での高速中性子照射実験 | 78 |
| 6.1 | 神戸大学海事科学部タンDEM静電加速器 | 78 |
| 6.2 | 高速中性子照射実験セットアップ | 79 |
| 6.3 | 位置再構成法 | 80 |
| | 6.3.1 質量重心法 (COG) | 81 |
| | 6.3.2 Last Hit 法 | 81 |
| 6.4 | ポリエチレンブロックの影の観測 | 81 |
| 6.5 | ナイフエッジ法による高速中性子に対する位置分解算出 | 83 |
| 6.6 | 中性子に対する位置分解能測定結果 | 83 |
| 第 7 章 | まとめと今後の展望 | 86 |
| 7.1 | まとめ | 86 |
| 7.2 | 課題と今後の展望 | 87 |
| | 参考文献 | 92 |

第 1 章

ガス放射線検出器

素粒子はとても小さく目には見えない。このような小さい粒子を見るための検出器が必要となる。今章では本研究で用いる検出器の 1 種、ガス検出器について、測定原理や代表的なガス検出器に触れながら説明する。

1.1 物体と粒子の相互作用

ガス検出器はガス分子の電離を利用して、素粒子を検出する検出器である。ガス分子で満たされた空間内を粒子が通過すると、ガス分子と通過粒子の間に相互作用が起こり、その通路に沿って励起された分子と電離された分子 (イオン対) の両方を作る。ここで作られた電子は、そのままだと再結合して中性粒子に戻ってしまうため、空間内に電場をかける。電場をかけることによって、陽イオンは電場の方向に、電子は電場と逆の方向に動くため再結合で中性粒子に戻るのを防ぐことができる。また、強電場領域では電子はガス分子との衝突で加速されて、電子のエネルギーがガス特有のエネルギー閾値 (W 値) を超えると、周りのガス分子を電離し始める。これら電離によって生じた電子が電場によって加速され、また電離を繰り返すことによって雪崩的に電子数が増加される。このようにして生成された多くの電荷が移動することによって電極に誘起された電気信号を検出することによって粒子線の検出が可能となる。

1.1.1 荷電粒子線と物質の相互作用

荷電粒子線と物質との相互作用の一つとして原子中の電子とのクーロン相互作用が挙げられる。この相互作用によってスピン 0、電荷 q 、入射速度 v の荷電粒子が物質内で単位長さあたり失う平均エネルギー損失は式 1.1 のような Bethe-Bloch の式に従う [1]。ただし β は光速に対する速度の比 $\frac{v}{c}$ 、 γ はローレンツファクターであり $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Dq^2n_e}{\beta^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (1.1)$$

m_e は電子の質量、 n_e は電子の密度、 I は原子の平均イオン化ポテンシャルを表し、係数 D は以

下の式 1.2 で表される。

$$D = \frac{4\pi\alpha^2 h^2}{m_e} = 5.1 \times 10^{-25} \text{ MeVcm}^2 \quad (1.2)$$

また、典型的な荷電粒子であるミュオンの運動量とエネルギー損失の関係を表したグラフを図 1.1 に示す。図の縦軸はエネルギー損失の平均値 (阻止能)、横軸はミュオンの運動量である。

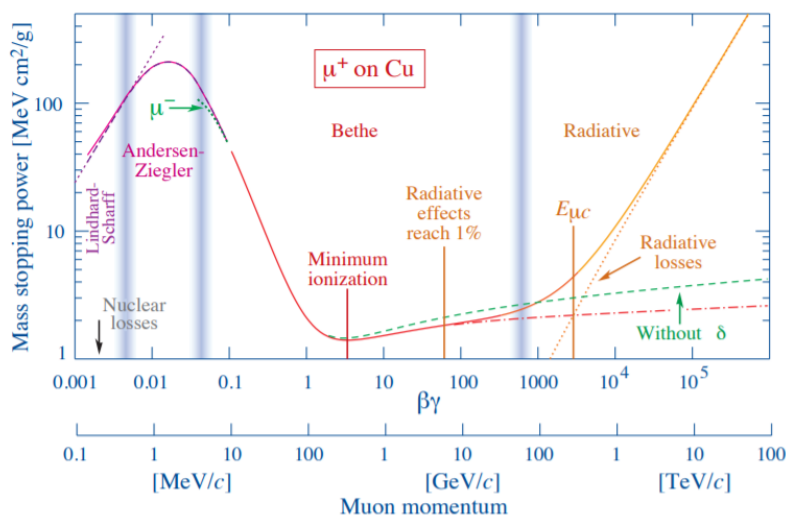


図 1.1 銅中のミュオンのエネルギー損失 [1]。 $\beta\gamma \approx 3$ から $\beta\gamma \approx 1000$ の領域はエネルギー損失がほぼ一定で MIP (Minimum Ionization Particle) と呼ばれる。

エネルギー損失は $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1.0$ の範囲では β の二乗にほぼ反比例し、 $1.0 \leq \beta\gamma \leq 1000$ の領域では非常に小さくなっており、特に $\beta\gamma \approx 3 \sim 4$ の時に最小となる。このようなエネルギー損失が最小になる領域のことを最小イオン化領域と呼び、この領域のエネルギーを持つ粒子は Minimum Ionizing Particle (MIP) 粒子と呼ぶ。 $\beta\gamma \approx 3 \sim 4$ の最小のエネルギー損失の値を以下の式 (1.3) に示す。

$$\frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{min} \approx 3.5 \frac{Z}{A} \text{ MeVg/cm}^2 \quad (1.3)$$

ただしここで ρ は物質の密度、 Z は物質の原子番号、 A は物質の原子量を表す。様々な物質中でエネルギー損失を Bethe-Block の式で計算したものを図 1.2 に示す。

1.1.2 光子と物質の相互作用

X 線や γ 線などの光子と物質の相互作用は主に光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の三つがある。これら相互作用の散乱断面積は光子のエネルギー E と物質の原子番号 Z に依存し、エネルギーに対しては K 殻に対しての光電効果だと $1/E^{3.5}$ 、コンプトン散乱だと $1/E$ に比例し、光子のエネルギーが 10 MeV を超えると、対生成が支配的となる。物質の原子番号に対しては、光電効果

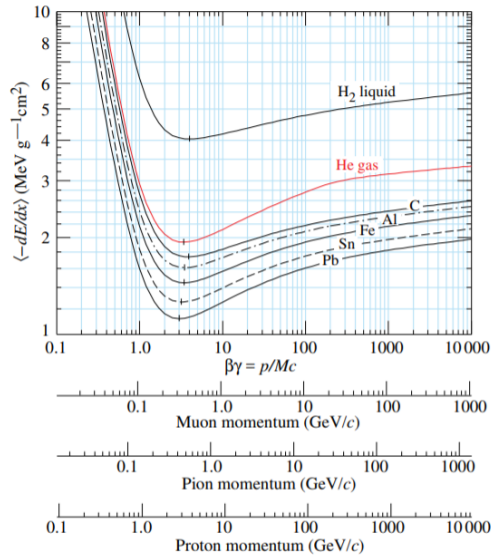


図 1.2 様々な物質中での粒子のエネルギー損失のグラフ [1] 横軸は打ち込んだ粒子の種類に対応する運動量である

だと Z^5 、コンプトン散乱だと Z 、対生成は Z^2 に比例する。構成物質が Ar:CO₂ = 93:7 の混合気体である時における光子のエネルギーと質量吸収係数の関係を図 (1.3) に示す。

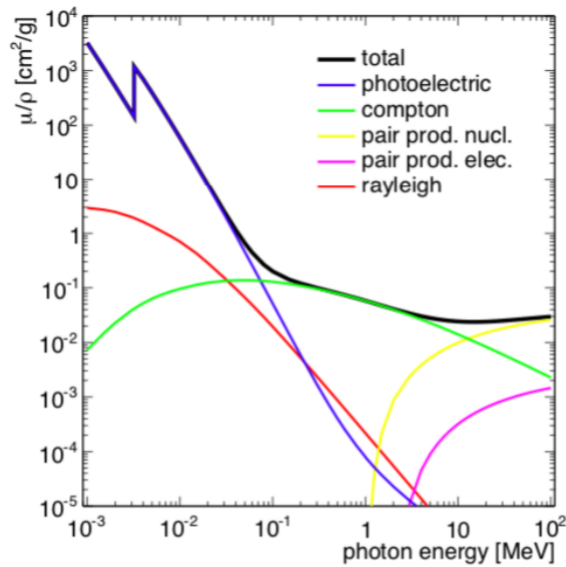


図 1.3 Ar:CO₂=93:7 中での光子のエネルギーと質量吸収係数の関係のグラフ [2]

- 光電効果 ($\gamma + \text{原子} \rightarrow \text{イオン} + e^-$)
光電効果は光子がすべてのエネルギーを原子の軌道電子に与え、その電子が原子から電離する反応である。光子のエネルギーが数 100 keV までの領域で支配的な相互作用で、

光電子の運動エネルギーは $E_e = h\nu - E_b$ (E_b は軌道電子の束縛エネルギー)。電子が飛び出して後、空になった準位より高いエネルギーの電子が落ちて基底状態に戻る時に、その準位間のエネルギーを持った蛍光 X 線もしくは、オージェ電子が放出される。

- コンプトン散乱 ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)

入射した光子が束縛エネルギーが無視できるほど小さい準自由状態にある電子と散乱する反応である。コンプトン散乱が支配的になるエネルギー領域は数 100 keV~10 MeV 程度である。電子が初期状態で静止しているとすると、(E_γ, E'_γ) と散乱角 (θ) の関係は以下の式で表される。

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

- 対生成 ($\gamma + \text{原子核} \rightarrow e^- + e^+ + \text{原子核}$)

対生成は γ 線が電子と陽電子の対となるものでそのエネルギーは電子陽電子対にすべて与えられる。エネルギー保存則より光子のエネルギーが電子の静止質量 (511 keV) の 2 倍よりも大きいときにだけ起きる現象である。物質の原子核によるクーロン場などの電磁場と電磁相互作用を起こすことによって運動量保存則が満たされる。電子と陽電子の運動エネルギーの関係は以下の式で表される。

$$E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e c^2 \quad (1.5)$$

1.1.3 Ar ガスと ^{55}Fe 特性 X 線の相互作用

前節で光子と物質の相互作用 3 種類について述べた。本節ではその中でもとくにガス検出器のガス増幅率測定によく用いられる Ar ガスと ^{55}Fe の特性 X 線の相互作用について述べる。 ^{55}Fe は鉄の放射性同位体の一つで原子核が軌道電子を捕獲し核内の陽子と反応し中性子に変わる。その際、残りの軌道電子の余剰エネルギー 5.9 keV を決まったエネルギーの X 線を放出する。この X 線のことを ^{55}Fe の特性 X 線という。

図 1.4 に光子のエネルギーごとの Ar 原子核との光電効果の散乱断面積のグラフを示す。図 1.4 より光子のエネルギーが高くなるほど原子核の内側の電子と相互作用しやすくなっていき ^{55}Fe の特性 X 線 (5.9 keV) は Ar の K 殻電子と光電効果を起こす。光電効果によって生成された光電子の運動エネルギーは Ar 原子核の K 殻の束縛エネルギーの値 (3.2 keV)[3] を用いて以下の式 1.6 で表される。

$$E_k = E_X(5.9 \text{ keV}) - E_{Kb}(3.2 \text{ keV}) = 2.7 \text{ keV} \quad (1.6)$$

光電効果によって K 殻の電子が弾き飛ばされた後、Ar 原子核 M 殻の電子によって光電効果によって開いた K 殻が埋められる。この K 殻を埋めるプロセスが 2 種類存在する。一つは M 殻から K

殻への電子の遷移の際のエネルギー準位の差から以下の式 1.7 で表されるエネルギーをもつ蛍光 X 線が出る反応である。

$$E_{\text{fluorescent}} = E_{Kb} - E_{Mb} \simeq E_{Kb} = 3.2 \text{ keV} \quad (1.7)$$

電子の遷移によって生じた蛍光 X 線は検出器内を進み吸収されるかもしくは検出器外へとでてしまう。よって発生した電子の総運動エネルギーは光電子の 2.7[keV] のみである。二つ目のプロセスは M 殻から K 殻への電子の遷移の際のエネルギー準位の差の運動エネルギーを持つ別の電子が Ar 原子核から放出される反応である。この新たに放出される電子をオージェ電子と呼び運動エネルギーは以下の式 1.8 で表される。

$$E_{\text{kAuger}} = E_{Kb} - E_{Mb} \simeq E_{Kb} = 3.2 \text{ keV} \quad (1.8)$$

電子の遷移によってオージェ電子が発生した場合電子の総運動エネルギーは光電子のものと合わせて 5.9 keV となる。これらの電子を次節で説明するガス検出器で検出する際、運動エネルギー 5.9 keV の電子の検出で見られるピークのことをメインピーク、運動エネルギー 2.7 keV の電子の検出で見られるピークのことをエスケープピークと呼ぶ。ガス検出器によって検出される典型的なメイン/エスケープを後の第 4 章の図 4.13 に示す。

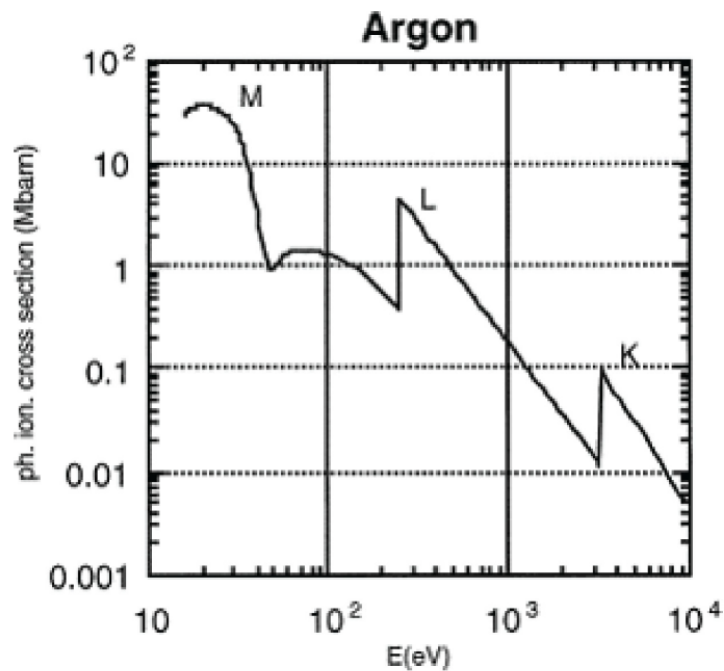


図 1.4 光子のエネルギーごとの Ar 原子核との光電効果の散乱断面積 [4]

1.2 ガス検出器の検出原理

荷電粒子や光子などの相互作用によってガス分子から電離された電子を増幅、収集するのがガス検出器である。今節ではガス分子から電離された電子の増幅の仕組みについて説明する。

1.2.1 ガス分子の電離

粒子線がガスで満たされた検出器内に入射するとき、その軌跡に沿ってガス分子が電離されることで電子が生じる。このように最初に粒子線によって生じる電子の数を初期電子数と呼び、その数 N_T は粒子線の検出器内でのエネルギー損失 ΔE とガス分子が電離するときの平均エネルギー W 値 (W_I) を用いて以下の式 1.9 で表される。

$$N_T = \frac{\Delta E}{W_I} \quad (1.9)$$

粒子がガス中で電離を引き起こすためには局所的なエネルギー損失が電子の束縛エネルギーより大きい必要があり、ガス原子の電子束縛エネルギーはガス種や混合ガスの種類によって異なる。また、混合ガスを用いた時には、励起状態の分子がより低いイオン化電位を持つ第二気体分子に衝突し、電子イオン対を生成するペニング効果という過程が存在する。励起した希ガス分子は炭化水素などの多原子分子によるクエンチガスと反応して電子を生じさせる。そのため、 W 値の値は第一イオン化エネルギーよりも大きくなる。様々なガスでの W 値などのパラメータを図 1.5 に示す。ここで E_x は第 1 励起エネルギー、 E_I はイオン化エネルギー、 N_P は一回の衝突で生じるイオン対の数、密度は標準状態のときの値である。

| Gas | Density mg cm ⁻³ | E_x eV | E_I eV | W_I eV | $dE/dx _{\min}$ keV cm ⁻¹ | N_P cm ⁻¹ | N_T cm ⁻¹ |
|---------------------------------|--------------------------------|-------------|-------------|-------------|-----------------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| He | 0.179 | 19.8 | 24.6 | 41.3 | 0.32 | 3.5 | 8 |
| Ne | 0.839 | 16.7 | 21.6 | 37 | 1.45 | 13 | 40 |
| Ar | 1.66 | 11.6 | 15.7 | 26 | 2.53 | 25 | 97 |
| Xe | 5.495 | 8.4 | 12.1 | 22 | 6.87 | 41 | 312 |
| CH ₄ | 0.667 | 8.8 | 12.6 | 30 | 1.61 | 28 | 54 |
| C ₂ H ₆ | 1.26 | 8.2 | 11.5 | 26 | 2.91 | 48 | 112 |
| iC ₄ H ₁₀ | 2.49 | 6.5 | 10.6 | 26 | 5.67 | 90 | 220 |
| CO ₂ | 1.84 | 7.0 | 13.8 | 34 | 3.35 | 35 | 100 |
| CF ₄ | 3.78 | 10.0 | 16.0 | 54 | 6.38 | 63 | 120 |

図 1.5 様々なガス中での W 値 [5]

1.2.2 イオン対の移動

入射粒子によって作られたイオン電子対は、陽イオンは陰イオンまたは電子と再結合によって中性化、電子は電気陰性度の高い気体に捕獲される可能性がある。そのため入射粒子によって作られたイオン電子対を検出するためには、電場をかけることによって電子、イオンをそれぞれ逆向きに加速させて上記の減少を抑える必要がある。しかし電子とイオンとでは質量が大きく異なるのでその移動速度は大きく異なる。ここでは電子およびイオンの移動速度について述べる。

- イオンの移動速度

気体中で出来たイオン雲に対して電場 E を印加すると、イオンは電場によって加速され、気体分子と衝突して止まるという事を繰り返し移動する。このときイオン雲の重心は一定速度 v_D^+ で移動する。この時の速度 v_D^+ をドリフト速度と呼ぶ。平均ドリフト速度は以下の式 1.10 で表される。

$$v_D^+ = \mu^+ E \frac{p_0}{p} \quad (1.10)$$

この時 μ^+ はイオンの移動度、 p_0 は標準圧力 (1.0×10^5 Pa) であり、イオンの移動度はイオンと気体の組み合わせで決まっている。各種気体のイオン移動度を表 1.1 にまとめる。

| ガス | イオン | 移動度 μ [$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$] |
|--------------------|------------------------------|----------------------------------------------------------|
| He | He ⁺ | 10.4 |
| Ne | Ne ⁺ | 4.7 |
| Ar | Ar ⁺ | 1.54 |
| Ar/CH ₄ | CH ₄ ⁺ | 1.87 |
| Ar/CO ₂ | CO ₂ ⁺ | 1.72 |
| CH ₄ | CH ₄ ⁺ | 2.26 |

表 1.1 各種気体のイオンの移動度 [6]

- 電子のドリフト速度

電子もイオンと同様に電場によって加速されるがイオンに比べて平均自由行程が長いいため衝突の間に得られるエネルギーはイオンよりも多い。以下にアルゴンと電子の散乱断面積と電子のエネルギーの関係 (図 1.6) および各種気体中での電子ドリフト速度の実測値 (図 1.7) を示す。

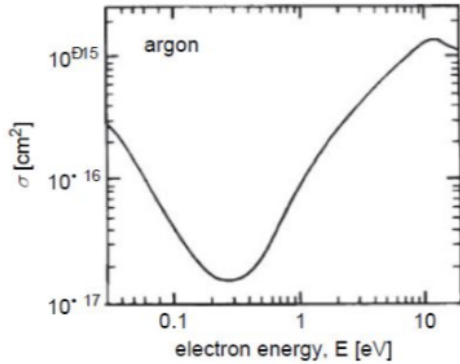


図 1.6 Ar と電子の散乱断面積と電子のエネルギーの関係 [1]

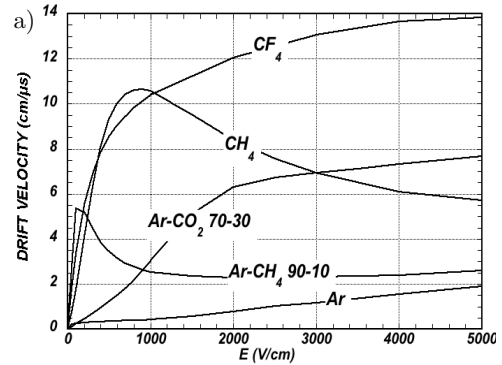


図 1.7 各種気体中でのドリフト速度 [5]

1.2.3 ガス増幅

電場の強さが 10^6 [V/m] の領域において、電離された一次電子は平均自由行程が長くガス分子との衝突の間にガス分子を励起、電離するのに十分なエネルギーを得ることができる。このようにして電離された電子が電場によって加速されまたガス分子を励起、電離させるという行程を経て発生電子数が雪崩式に増えていく。これを雪崩増幅という。電子の平均自由行程の逆数をタウンゼントの第一係数 α と呼び、単位ドリフト距離当たりの生成されるイオン電子対の数を表す。この α を用いて雪崩増幅の過程を説明する。 α が電子の位置に依らないと仮定して、初期電子数 n の電子が距離 dx 進んだときの電子増分は以下のように書ける。

$$dn = n\alpha dx \quad (1.11)$$

この式を用いて距離 x だけ進んだときの電子の増幅率 M は初期電子数を n とすると

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (1.12)$$

しかし式 1.12 の α は位置によって変わらないと仮定した場合であり、電場が一樣ではない場合、 α も位置に依る。この場合の増幅率 M は以下のように書ける。

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right] \quad (1.13)$$

増幅されたイオン電子対は水滴のような形をしている (図 1.8)。これは電子とイオンのドリフト速度の間に大きな差があることとガス中での拡散によるためである。進行方向前方に電子が集中しており、後方にはイオンが取り残されている。取り残されているイオンがある一方で電子同様に前方に位置しているイオンも見て取れる。これは最後の自由行程で生成される電子イオン対のものである。

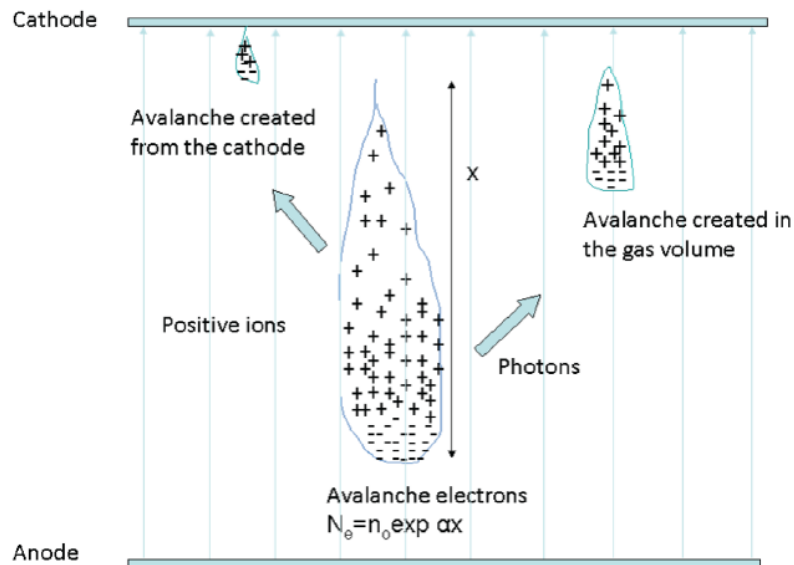


図 1.8 増幅過程のイオン電子対 [4]

電子数が増えすぎると、ガス領域全体で増幅過程を引き起こす引き金となる光子放出過程や電場を乱すスペースチャージなどが生じる可能性がある。これらの現象が起きると電子の増加に歯止めが効かなくなり、最終的に検出器の放電破壊を招く。これを防ぐため上記の減少が起きる閾値を知ることが大事であり、その閾値は Raether Limit[7] と呼ばれる (式 1.14)。

$$M \approx 10^8 \tag{1.14}$$

1.3 様々なガス検出器

ガス検出器は上記の増幅原理を利用して、粒子線の信号を観測する検出器である。ガス検出器の中にも様々な構造を持つものが存在しており、この節では様々なガス検出器の紹介をする。

1.3.1 比例計数管

比例計数管は最も基本的なガス検出器であり、プロポーションナルチェンバー (proportional chamber) とも呼ばれる。比例計数管は図 1.9 に示すような円筒形をしており、円筒の中心に数百マイクロメートルの陽極線があり、それを取り囲むように陰極が位置している。円筒内はガスで満たされており、陽極線の半径を a 、中心から陰極の内半径を b 、陽極陰極間の電圧をとしたとき、中心から距離 r のところに式 1.15 で表す通りの電場がかかっている。入射粒子によってガス分子から電離された電子は陽極線の方へとドリフトされ、陽極線近辺の強い電場の領域に到達すると電子の雪崩増幅を引き起こす。粒子の入射から電子の増幅までの過程を図 1.10 に示す。増幅された大量の電子による電荷の移動によって陽極に信号が誘起され、電気信号として観測することが可

能となる。平行平板型の検出器と比べて、低い動作電圧で高い電場を発生させること、入射粒子による電離の位置に関わらず同様の増幅過程となることがメリットとして挙げられる一方で、距離が大きくなると平行平板型よりも電場が急激に弱まり、イオンの回収が遅れるというデメリットがある。

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (1.15)$$

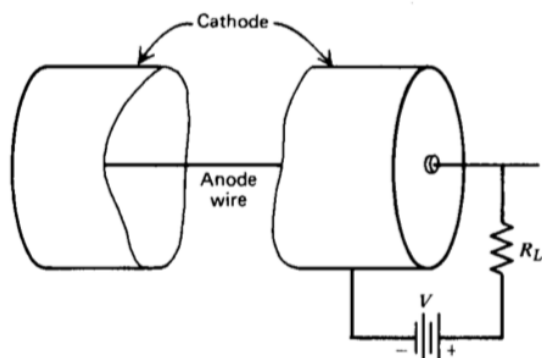


図 1.9 比例計数管の概観 [8]

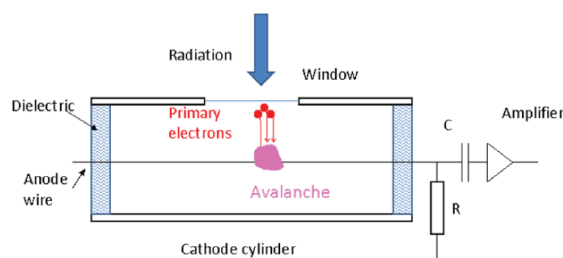


図 1.10 比例計数管の信号増幅の様子 [4]

1.3.2 Multi Wire Proportional Chamber(MWPC)

Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) は図 1.11 に示す通り平行平板型の陰極板の間に多数の陽極線が位置している構造をしている。Georges Charpak 氏によって開発された [9]。粒子線によって生成された初期電子は初めは均一な電場によって陽極線の方にドリフトされ、陽極線近傍に到達すると雪崩増幅を引き起こす。増幅した電子が陽極線に捕獲されると負のパルスが発生し、その隣の陽極線には正のパルスが発生する。これを用いることで粒子の位置の特定が可能となる。陰極板を平行平板型に設置したことによって、イオンの回収が可能である。また、陰極板を平板から陰極ワイヤーに置き換えることで、陽極陰極による二次元読み出しが可能になる (図 1.13)。しかし、陽極線の電气的影響により陽極線間のピッチは最小でも 1 ~ 2 mm に制限され位置分解能も 0.3 mm 以下を望むことはできない。

1.3.3 Micro Strip Gas Chamber(MSGC)

MWPC では上述の通り陽極線間の距離に制限があり、位置分解能に限界があった。そこでこれを克服するために A.Oed 氏によって開発されたのが、Micro Strip Gas Chamber(MSGC) である [10]。MSGC の構造を図 1.14 に示す。フォトリソグラフィック技術を活用して、絶縁層上に陽極、陰極を形成することで、陽極の微細構造 (~ 10 μm) を実現することが可能になった。これに

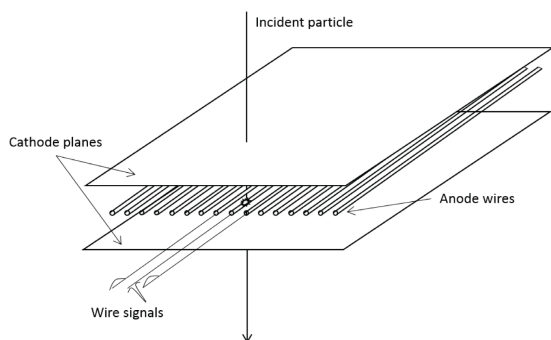


図 1.11 MWPC 概観 [4]

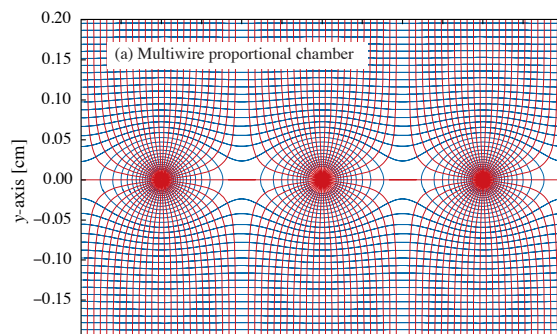


図 1.12 MWPC の電場構造 [5]

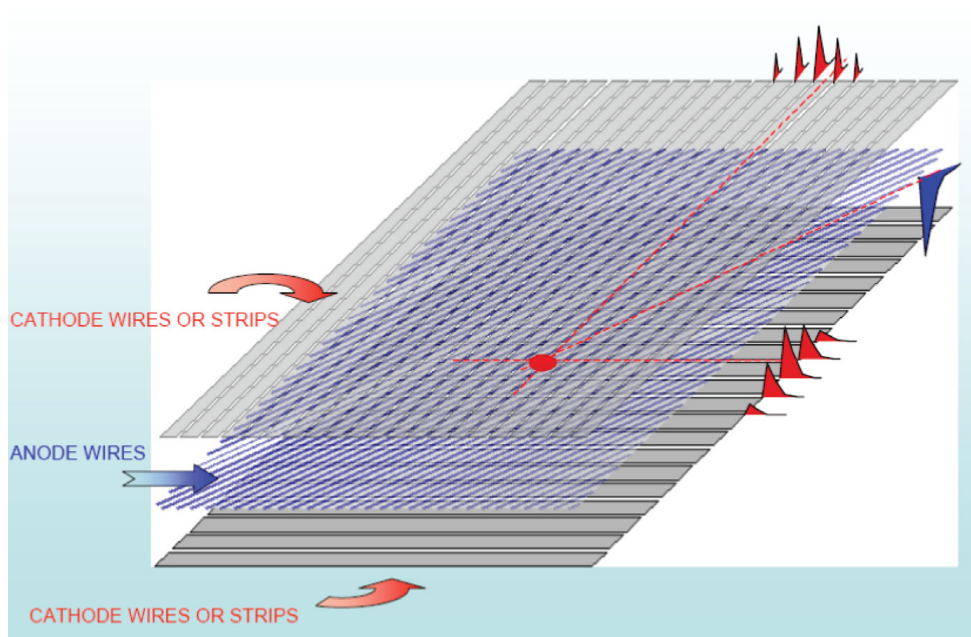


図 1.13 2次元読み出し MWPC[4]

より MWPC の陽極線近傍と同程度の電場強度を陽極ストリップ表面に実現することが可能になった。陽極陰極線間の距離が $250 \mu\text{m}$ の時の陽極周辺の電場構造を図 1.15 に示す。フォトリソグラフィック技術により電極構造を微細化したことにより、位置分解能が向上しただけでなく、同一平面上に陽極と陰極が短い距離で位置していることで電離によって発生した陽イオンが素早く陰極に吸い寄せられ、空間中の正電荷が素早く消える。これにより MWPC に比べて係数率が高くなる。MSGC と MWPC の増幅率と係数率の関係を図 1.16 に示す。図 1.16 に示す通り MWPC の 100 倍近くの計数率になってガス増幅率が減少し始めている。

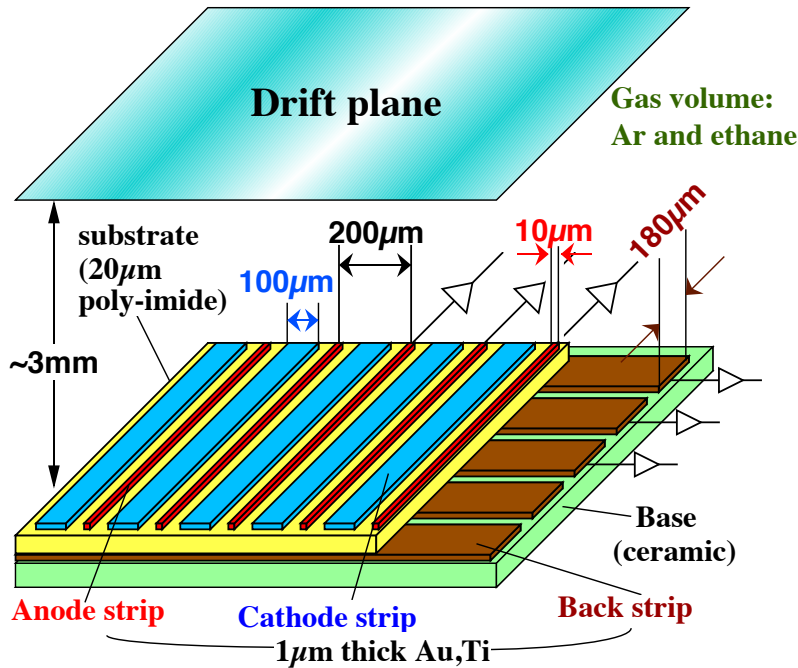


図 1.14 MSGC 概観 [11]

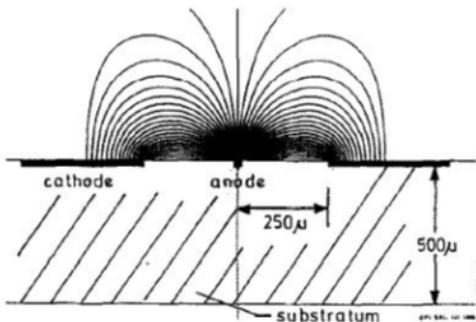


図 1.15 MSGC の電場構造 [10]

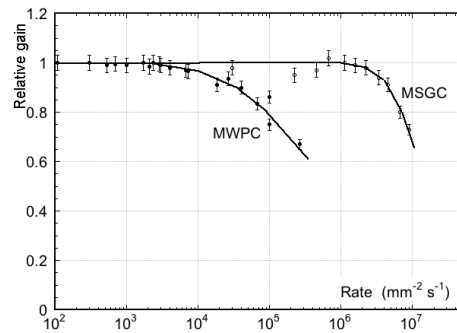


図 1.16 MWPC と MSGC の増幅率と係数率の関係 [5]

1.3.4 Gas Electron Multiplier(GEM)

Gas Electron Multiplier(GEM) は F.Sauli らによって開発されたガス検出器であり [12]、両面に金属層が被膜された薄い絶縁体に格子状の直径 $70 \mu\text{m}$ 、ピッチ $140 \mu\text{m}$ の穴をフォトリソグラフィ技術で開けた検出器である。図 1.17 に電子顕微鏡による GEM の拡大写真を示す。両面の金属層に電圧をかけることによって穴の内部に高電場を形成し、穴の内部に入射した電子はこの電場によって雪崩増幅を起こす。GEM の電場構造と電子増幅の様子を図 1.18 に示す。

GEM は単体の検出器として用いることも可能であるが、他の検出器の前段増幅機構として用い

ることも可能である。図 1.19 は triple-GEM という GEM を三段重ねて動作させる検出器の構造図である [13]。GEM を複数用いることでガス増幅率は用いた GEM の数の乗算となり高いガス増幅率を実現することができる。図 1.20 に GEM の使用枚数を変更したときのガス増幅率の変化のグラフを示す。図 1.20 より GEM の枚数を増やすほど高いガス増幅率を記録し、triple-GEM の時にはガス増幅率 1 万以上を達成している。

European Spallation Source(ESS) の NMX 高分子回折装置の中性子検出器としてガドリニウムを用いた triple-GEM が用いられている [14] 他、LHC の CMS 実験や ALICE 実験など多くの高エネルギー実験で GEM は用いられている。

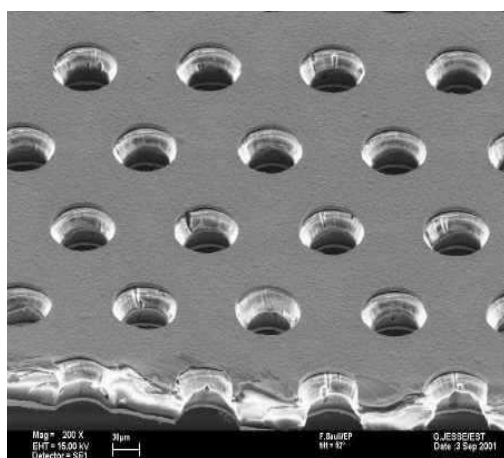


図 1.17 電子顕微鏡による GEM の拡大写真 [12]

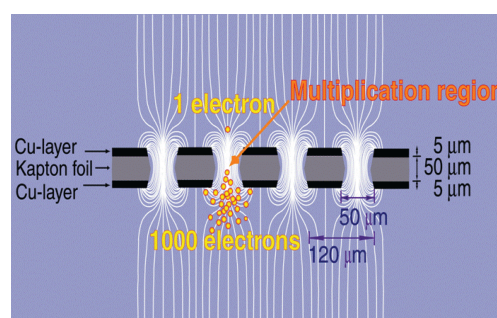


図 1.18 GEM の電場構造と電子増幅の様子 [4]

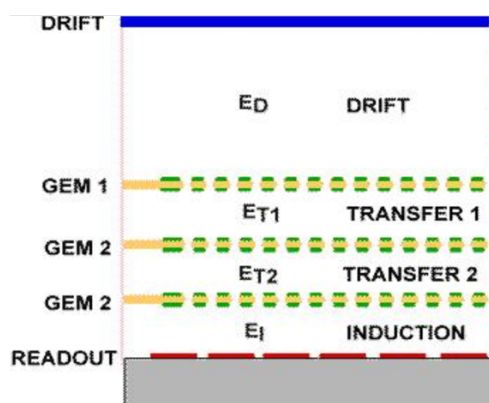


図 1.19 triple-GEM の構造図 [13]

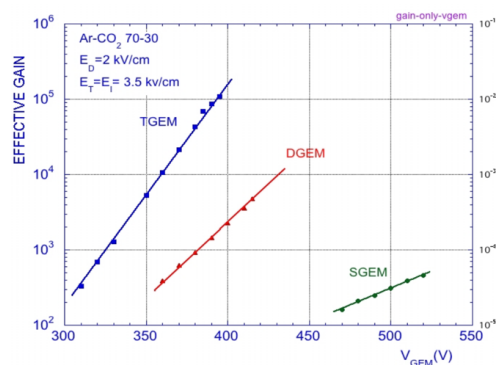


図 1.20 使用枚数を変えたときの MultiGEM のガス増幅率の変化 [13]

1.3.5 Micro-mesh-gaseous structure(Micromegas)

MSGC には電極間の放電という問題があった。この問題を解決するために Y.Giomataris 氏によって開発されたのが Micro-mesh-gaseous structure(Micromegas) である [15]。Micromegas の

外観と電子増幅の様子を図 1.21 に示す。MSGC の陰極を金属メッシュに置き換え、絶縁層から 50 ~ 100 μm のところで絶縁体のピラーを用いてメッシュを支えている。絶縁層表面には陽極ストリップがあり、信号読み出しを行う。粒子線による電離電子は金属メッシュから 3mm 上方にあるドリフト陰極とメッシュ陰極間のドリフト電場によって読み出し方向へドリフトされ、メッシュ陰極と陽極間の高電場によってガス増幅される。狭い増幅領域に高電場を発生させることによって、電離で残された陽イオンは電極付近から 100 ns 程度で素早く除去されるようになり、 10^5 程度の高いガス増幅率を実現することができる (図 1.22)。現在 ATLAS 検出器のミュオンスペクトロメーター New Small Wheel(NSW)(図 1.23) の一部に放電対策のために resistive strip を用いた Micromegas が用いられている [16]。

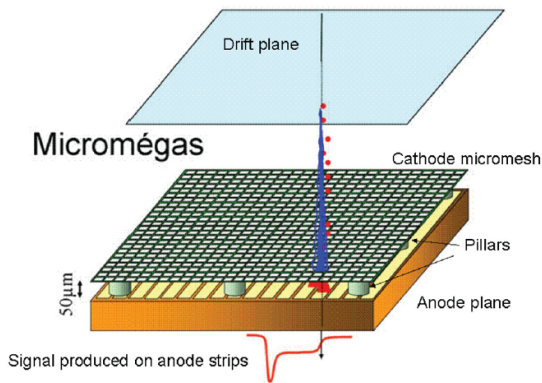


図 1.21 Micromegas の外観と電子増幅の様子 [4]

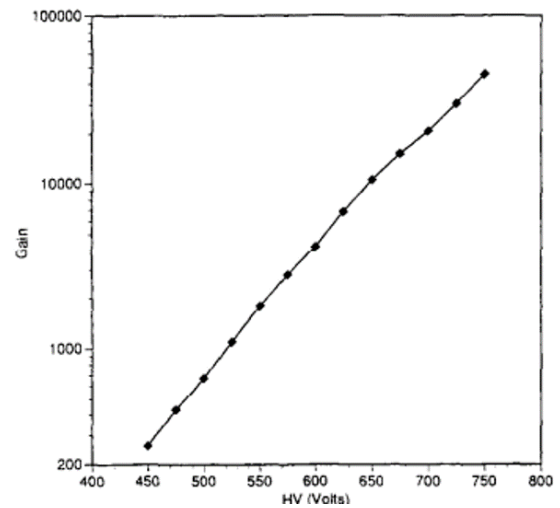


図 1.22 Micromegas の陽極印加電圧に対するガス増幅率 (使用ガスは $\text{Ar}:\text{CH}_4 = 90:10$) [15]

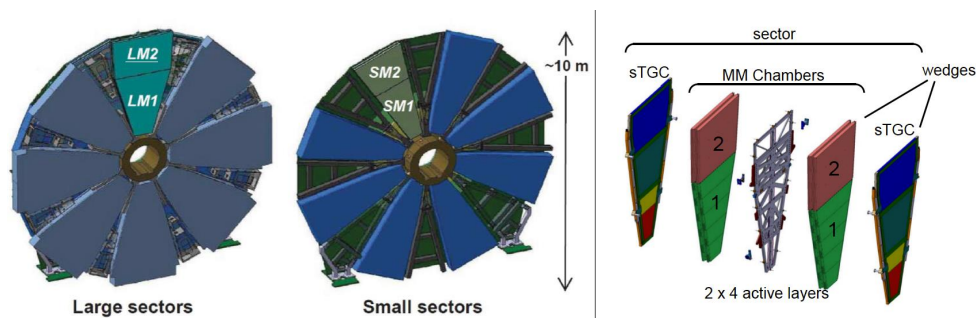


図 1.23 ATLAS New Small Wheel(NSW) 概観 [16]

NSW は Large Sector Modules(LM) と Small Sector Modules(SM) で構成されており右図は Large Sector Module の分解図。Micromegas(MM) が用いられている

1.4 Micro Pixel Chamber(μ -PIC)

Micro pixel Chamber(μ -PIC) は MSGC の利点を活かしつつ、陽極付近に強電場が集中し、陰極付近では電場が弱くなる構造をとることによって MSGC で問題となっていた電極間の放電の解決を目指し、2001 年に越智敦彦、谷森達によって開発された検出器である [17]。本節では μ -PIC の構造、動作原理、問題点について説明する。

1.4.1 μ -PIC の構造

図 1.24 に μ -PIC の構造を示す。厚さ $100\ \mu\text{m}$ の絶縁体 (ポリイミド) 基板両面に $400\ \mu\text{m}$ 間隔で配置された陰極、陽極ストリップからなり、プリント基板技術 (PCB) を用いて作成されている。陰極ストリップはストリップ方向 $400\ \mu\text{m}$ 毎に直径 $200\ \mu\text{m}$ の円形の穴が開いており、その中に直径 $50\ \mu\text{m}$ の同心円の穴が開いており、陽極ピクセルを形成している。陽極、陰極が直交していることにより各ストリップで信号を読みだすことで粒子位置の二次元読み出しが可能になる。

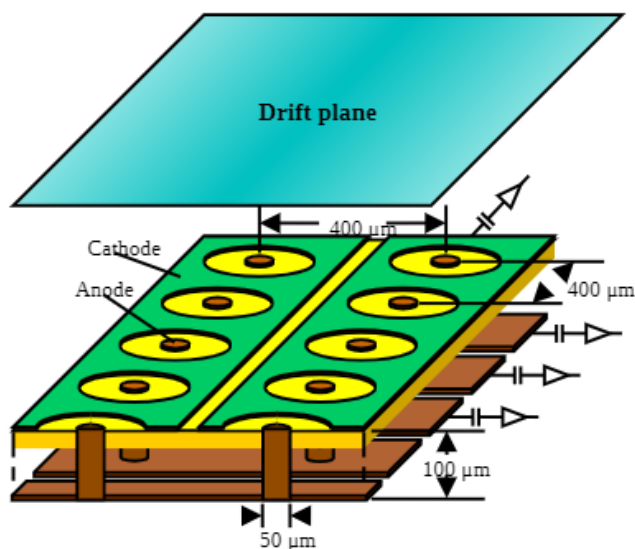


図 1.24 μ -PIC の構造

1.4.2 μ -PIC の動作

図 1.25 を用いて μ -PIC の動作について説明する。 μ -PIC を動作させる際には、ガスを密閉した容器内に μ -PIC を設置し、その上方 $5\sim 10\ \text{mm}$ にドリフト電場を形成するためのドリフト電極検出器に平行になるように位置している。ドリフト電極に数 $100\ \text{V}$ から数 kV の電圧を印加し、陽極、陰極間に数百 V の電圧を印加する。検出器上方から入射した荷電粒子は、検出器内のガスを

電離させ、電離によって生じた電子をドリフト電場によって検出器の方向へドリフトする。ドリフトされた電子が陽極付近に到達すると、電子は雪崩増幅し多数の陽イオン電子対を生成する。生成された電子は陽極陰極間の電場によって陽極に、陽イオンは陰極に移動する。 μ -PICはこの電荷の移動による誘起電荷を信号として読み取っているまた、検出器に用いるガスとして Ar+CO₂ や Ar+C₂H₆ 混合ガスが用いられており、Ar+C₂H₆ 混合ガスの構成比を変えて測定された μ -PIC の印加電圧ごとの増幅率を図 1.26 に示す。

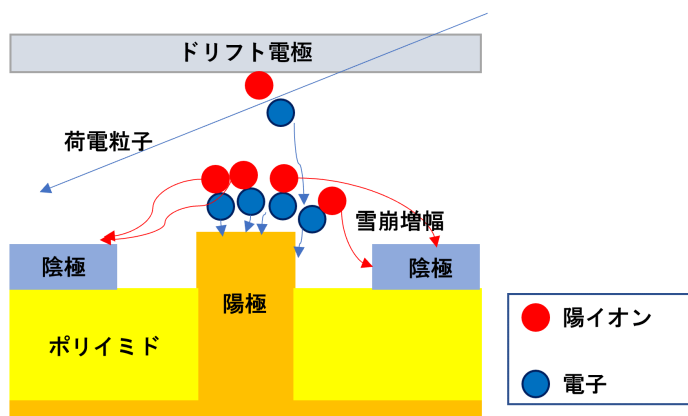


図 1.25 μ -PIC の信号増幅の様子
電子は陽極、陽イオンは陰極へと移動する

1.4.3 μ -PIC の問題点

μ -PIC に限らず MPGD 全体の問題として陽極陰極間での放電が発生し検出器の故障の原因となる問題が挙げられる。 μ -PIC は陽極陰極間の距離が短く、局所的に Raether Limit が 10^8 か $10^{6\sim7}$ 程度まで低下する。つまりより低い動作ガス増幅率で引き起こすという事である。MPGD は陽極と陰極が絶縁体基盤を上で繋がっており、電極間で放電が繰り返されると、絶縁体基板上に陽極陰極の導通路が形成されることがある。図 1.27 は μ -PIC の 1 ピクセルで放電が繰り返されることによって陽極陰極間に導通路が形成される様子を電子顕微鏡で撮影した様子ある [19]。この導通路は基板上で炭化されたガス分子由来の炭素などの導電性物質であると考えられ、電極間に電氣的導通路が形成されると、電極間に電圧を印加できなくなり、このピクセルは検出器としてつかえない不感領域となってしまふ。上述の通り電極間で放電がおきる原因は局所的な電子数が Raether Limit を超える事である。つまり μ -PIC を高ガス増幅率で稼働させたときやエネルギー損失が高い粒子を検出するときに放電が起きる可能性が高い。ガス中で MeV 程度の大きなエネルギーを落とす粒子として陽子や α 線が挙げられる。これらの粒子が入射する際は、高いエネルギー損失によってチェンバーの蓋などで止まり、検出器内に入射する数は少なくなる。しかしハドロン衝突実験など

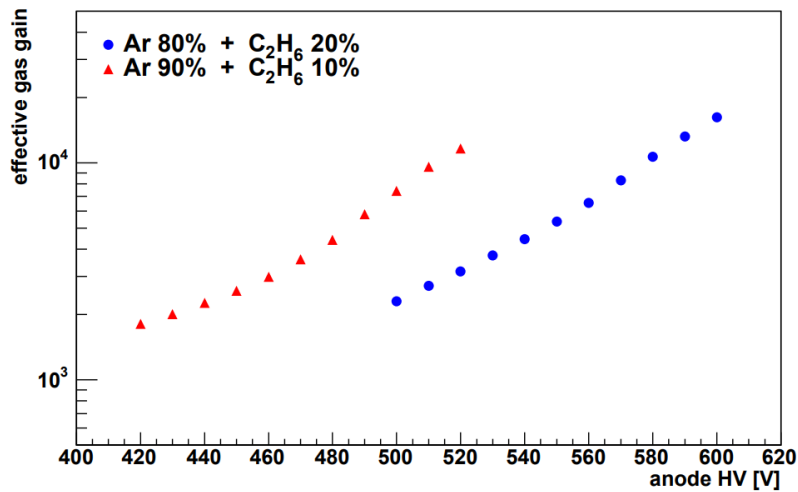


図 1.26 印加電圧ごとの μ -PIC のガス増幅率 (青のプロットは Ar+C₂H₆ 構成比 80:20, 赤のプロットは 90:10)[18]

の高速中性子が発生する環境下では、透過率の高い中性子がチェンバーの蓋を超えたあとガス分子の原子核と反応し検出器内で MeV 程度の大きなエネルギーを持つ反跳原子核を発生させ、反跳原子核は短い距離で大きなエネルギーを落とすことにより μ -PIC のピクセルでの放電の問題が顕著になる。

1.5 DLC μ -PIC

μ -PIC の電極間の放電と問題の対策として陰極に抵抗体を用いた抵抗電極 μ -PIC の開発を進めている。陰極に抵抗体を用いる利点として μ -PIC のピクセル間で放電が起きるような高い電流が流れるときにオームの法則に従って、電極間の電圧を自発的に落とし、発生電子数が Raether Limit を超えないようなガス増幅率まで下げることにより放電の発生そのものを抑えることが期待される。我々のグループでは用いる抵抗体として Diamond Like Carbon(DLC) を用いた μ -PIC の開発を行っている。本節では陰極に用いる抵抗体として DLC を用いた DLC μ -PIC の説明と現状の問題点を述べる。

1.5.1 Diamond Like Carbon (DLC)

本節では抵抗電極 μ -PIC の陰極の素材として用いている Diamond Like Carbon(DLC) について説明する。DLC は炭素の同素体からなる非晶質 (アモルファス) の硬質膜である。DLC はグラファイト構造の sp² 結合とダイヤモンド構造の sp³ 結合が混在するアモルファス構造をしている。グラファイト構造は炭素同士の結合に π 電子が含まれ、この電子がキャリアの役割を果たすことで抵抗値が低くなる。一方でダイヤモンド構造は自由電子が存在しないため抵抗値は高くなる。これら構造を併せ持つ DLC は成膜時にそれらの割合や物理量を調整することによって任意の抵抗

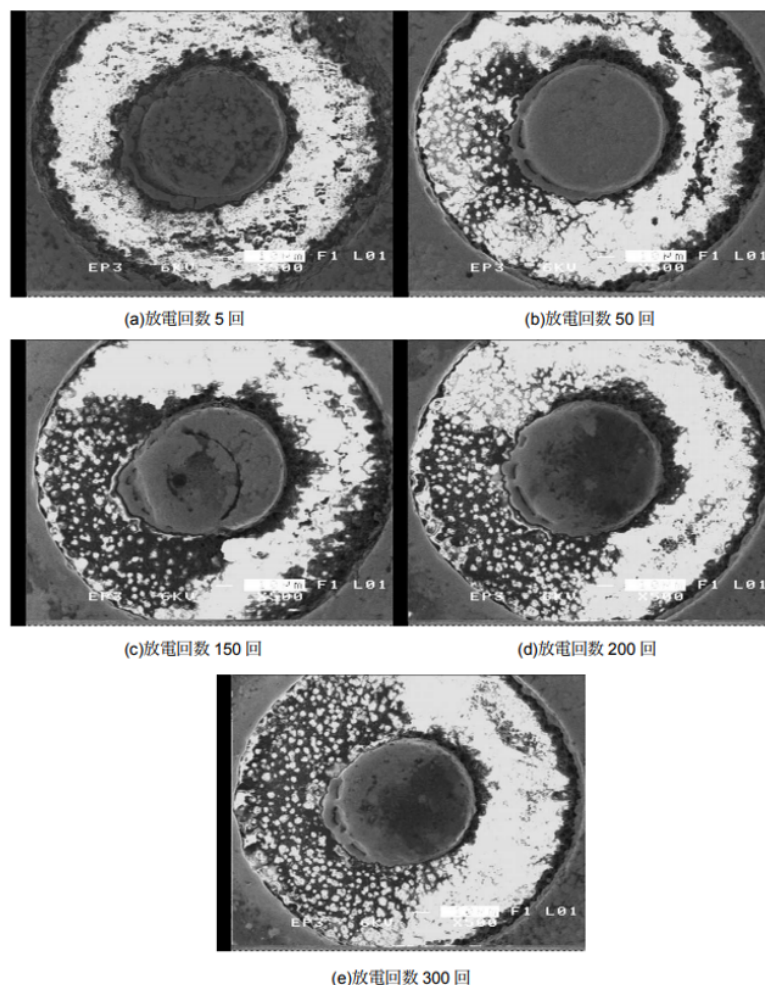


図 1.27 電子顕微鏡による放電回数と μ -PIC の導通経路形成の様子 [19]

値をもつ薄膜抵抗体を製造することができる。グラファイト、ダイヤモンド、DLC の模式図を図 1.28、図 1.29、図 1.30 に示す。

1.5.2 炭素スパッタリング

DLC μ -PIC に用いられる DLC はドライスパッタリング技術を用いて製造した。高抵抗体電極形成のための炭素スパッタリングする技術は、2013 年に神戸大学で開発された [21]。図 1.31 にスパッタリングの模式図、図 1.32 に本研究で用いる検出器を作成したスパッタリングチェンバーの模式図を示す。スパッタリングチェンバー内にアルゴンなどの不活性ガスを導入して、成膜材料であるプレート上のターゲット (炭素) に負の電圧を印加する。グロー放電によりアルゴンがイオン化され、電場によって加速されて高速でターゲットに衝突する。衝突のさいにターゲットの粒子が叩き出され、その粒子がターゲット基盤の反対側にセットしてある基盤やフォイル上に付着、堆積することによって炭素薄膜が形成される。スパッタリング法を使う利点を以下に挙げる。

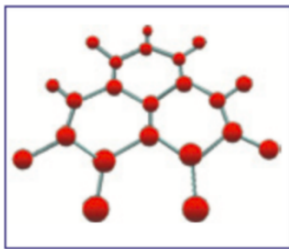


図 1.28 グラファイト構造の模式図 [20]

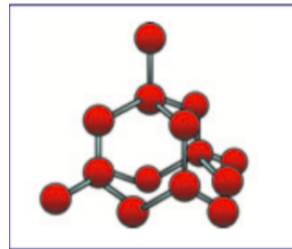


図 1.29 ダイヤモンド構造の模式図 [20]

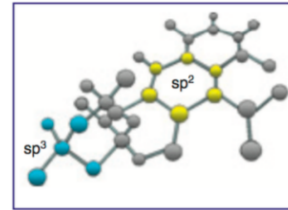


図 1.30 DLC 構造の模式図 [20]

- 高融点金属や合金など様々な物質の薄膜形成が可能であること
- 10 nm オーダーの厚さで薄膜を作成できること
- 成膜粒子のエネルギーが高いため物理的、化学的に薄膜が安定していること
- スパッタの時間を調整することで薄膜の厚さの調整ができ、抵抗値の制御が可能であること
- 大面積の薄膜の製造が可能であること
- ターゲットの寿命が長いこと連続生産に適していること

短所は作成時間が長いことおよび作成コストが高いことである。

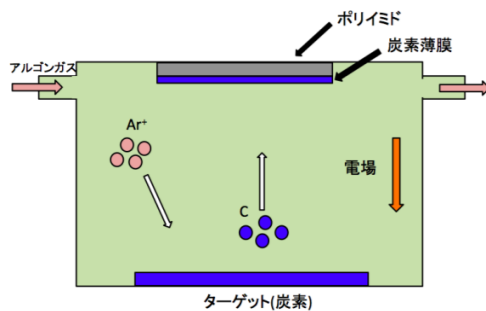


図 1.31 スパッタリングの模式図 [22]

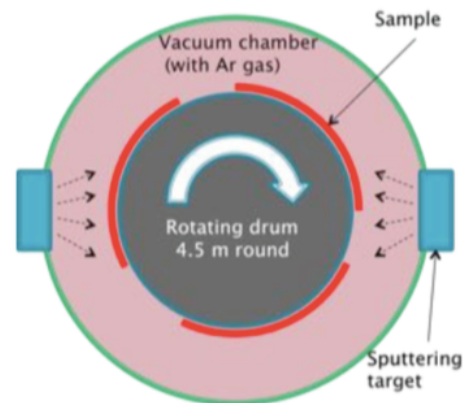


図 1.32 スパッタリングチェンバー [23]

図 1.33 に炭素薄膜の厚さと薄膜の抵抗値の関係のグラフを示す。グラフの青線は炭素のみをスパッタした場合で、赤線はチェンバー内のアルゴンガスに 3.2 % の窒素を混合した場合である。スパッタリングに炭素のみを用いた結果より、薄膜の厚さが熱くなるほど形成される薄膜の面抵抗値が下がるという結果が得られた。1M Ω の面抵抗値を持つ DLC 薄膜を生成しようとした場合、必要な厚さは 3000 Å 程度必要になる。炭素のみでスパッタリングを行う場合この薄膜を形成するた

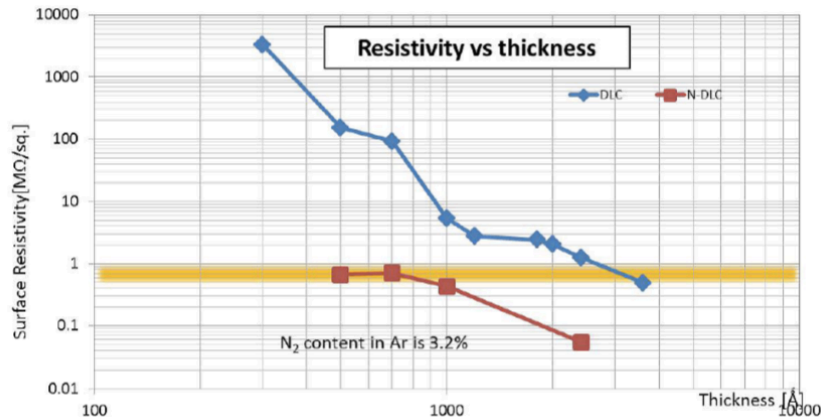


図 1.33 炭素薄膜の厚さと抵抗値の関係 [23]

めに長い時間のスパッタリングが必要となり、コストの面で問題がある。この問題を解決するためにチェンバー内のアルゴンガスに 3.2 % の窒素をドーピングする手法が考えられた。図 1.33 に示す通り、窒素ドーピングを行いスパッタリングを行った結果膜厚 500 Å 程度で同じ抵抗値の薄膜の形成が可能になった。これはスパッタリングで作成した薄膜は半導体のような温度依存性を示し、炭素より価数がひとつ大きい窒素をドーピングしたことによって抵抗値が下がったからだと考えられる。図 1.32 に示したチェンバーの両端にスパッタのようなターゲット、中心のドラムに基盤を置き薄膜を付着させる。ドラムを回転させることによって厚さの均一化をしている。

1.5.3 DLC μ -PIC の構造

図 1.34 に DLC μ -PIC の外観を示す。図 1.24 の μ -PIC の外観と比べて陰極に DLC が使われているのが見て取れる。1.35 に DLC μ -PIC の断面図を示す。従来型の μ -PIC と異なる点として陰極に抵抗体を用いているため陰極からの信号の読み出しができない点が挙げられる。そのため DLC μ -PIC では陰極の真下に陰極読み出し電極が存在し、陰極に近づいたイオンなどの電荷の誘起電荷を信号として読みだしている。また、陽極の読み出しには 35 μm のポリイミド接着シートを挟みコンデンサーの代わりにして下層の読み出し電極から読み出している。陽極は DLC でできたレジスタを通して電圧を印加できる仕組みになっている。従来型の μ -PIC では信号の読み出しのための各ストリップ毎にコンデンサ、抵抗を積んだ RC ボードが必要であったが、DLC μ -PIC では各電極で絶縁層をコンデンサ代わりに用いているので、RC ボードが必要なく実験設備の小型化に成功している。

1.5.4 DLC μ -PIC の動作

本節では DLC μ -PIC の基本動作について述べる。図 1.36 は使用ガスとして様々な混成比の $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6$ を用いて DLC μ -PIC を動作させたときのガス増幅率と印加電圧の関係である [25]。ガ

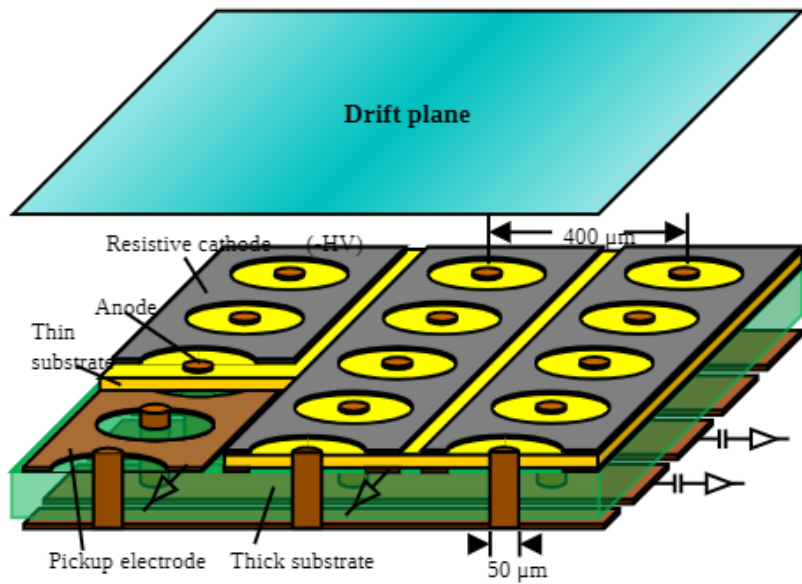


図 1.34 DLC μ -PIC の外観

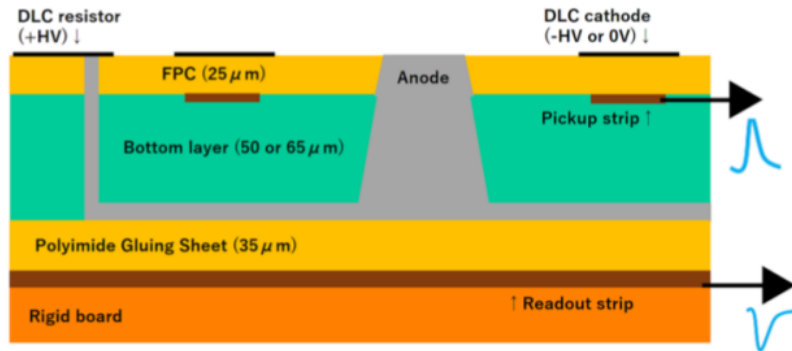


図 1.35 DLC μ -PIC の断面図 [24]

ス増幅率の算出には放射線源として ^{55}Fe による 5.9 keV の X 線のスペクトルを用いて測定を行った。動作は陰極に電圧を印加し陽極は 0 V となるように測定を行った。どの混成比でも 1000 以上のガス増幅率を達成し、最大 7000 程度のガス増幅率が得られている。

また、図 1.37 は同じガス増幅率で従来型の μ -PIC と高抵抗陰極 μ -PIC に高速中性子下で動作させたときの電流モニターである。従来型の μ -PIC では大きな電流つまり放電が頻繁に発生しているが、高抵抗陰極 μ -PIC では $1 \mu\text{A}$ 以上の放電は見られない。図 1.38 は放電の定義に 2 種類の閾値を用いて従来型 μ -PIC と高抵抗陰極 μ -PIC の放電レートをガス増幅率毎に評価したグラフである [26]。高抵抗陰極 μ -PIC では放電の閾値を $2 \mu\text{A}$ とした場合、閾値を $0.5 \mu\text{A}$ にした時に比べて 10 倍近く放電レートが低くなっているのに対して、従来型では閾値による差はない。このことより陰極に抵抗体を用いたことで従来型に比べて $10^3 \sim 10^5$ 高い放電抑制能力があると考えられる。

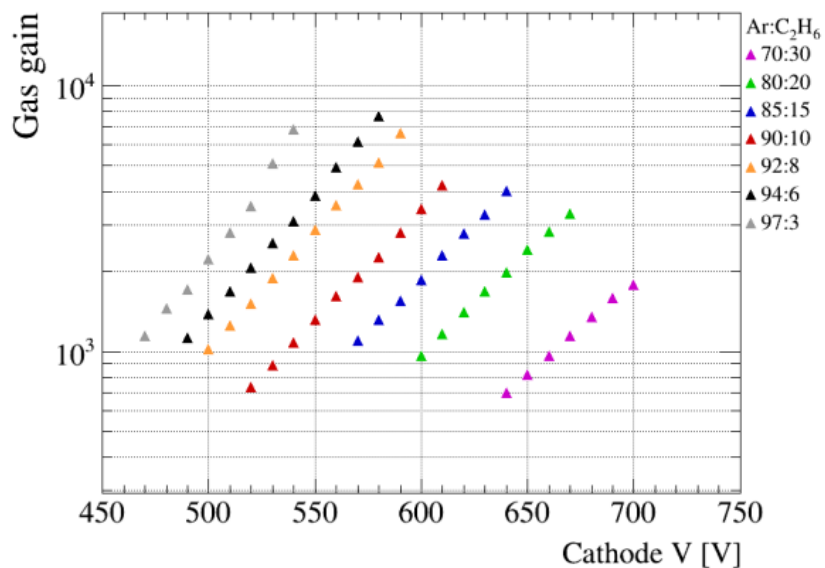


図 1.36 ArC₂H₆ の異なる混成比での印加電圧とガス増幅率の関係 [25]

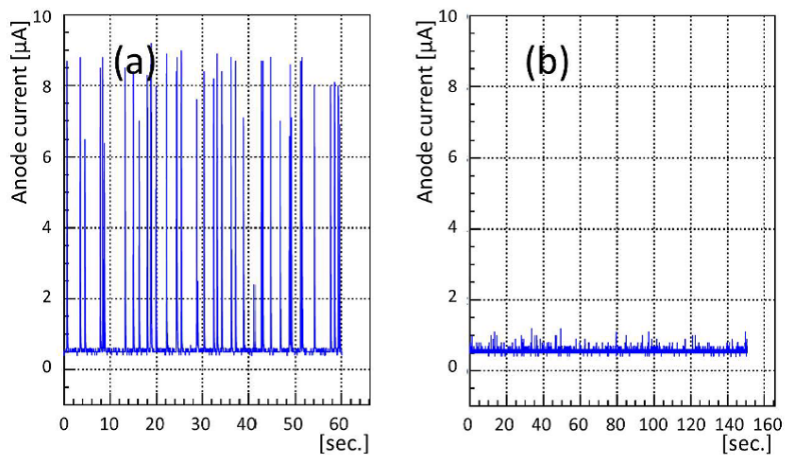


図 1.37 高速中性子下で同ガス増幅率で動作させたときの従来型 (a)、高抵抗陰極 (b) μ -PIC の電流モニター [26]

1.5.5 DLC μ -PIC の課題

図 1.39 に抵抗値異なる 2 種類の DLC μ -PIC のガス増幅率の検出位置依存性のグラフを示す。図 1.39 より陽極の読み出しのうち検出器中央の領域のガス増幅率が検出器端の領域のガス増幅率に比べて低くなるという結果が現れる [27]。しかし、図 1.39 のゲインマップを測定方法は MCA

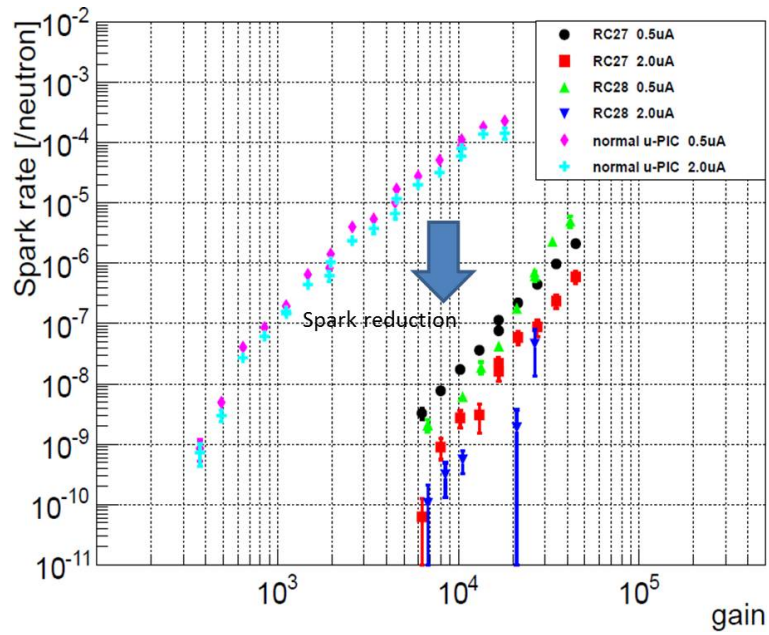


図 1.38 2 種類の放電閾値に対する検出器動作ガス増幅率と放電レートの関係 [26]

による単チャンネル読み出しの読み出し位置を変えながら X 線源を動かしてその領域のガス増幅率を測定をするという測定方法であり、測定箇所によって検出器稼働時間が大きく異なる。検出器稼働時間が異なると図 1.40 に示すようなガス増幅率に放射線源照射時間依存性を持つパラメータ、チャージアップ [27] の影響が排除できないと考えられる。したがってこのガス増幅率の測定位置依存性を厳密に測定するためには、検出面に対して X 線源を一樣照射し検出器全領域でチャージアップ状況を整えたうえで、多チャンネル読み出しによる同時の信号取得が必要になる。

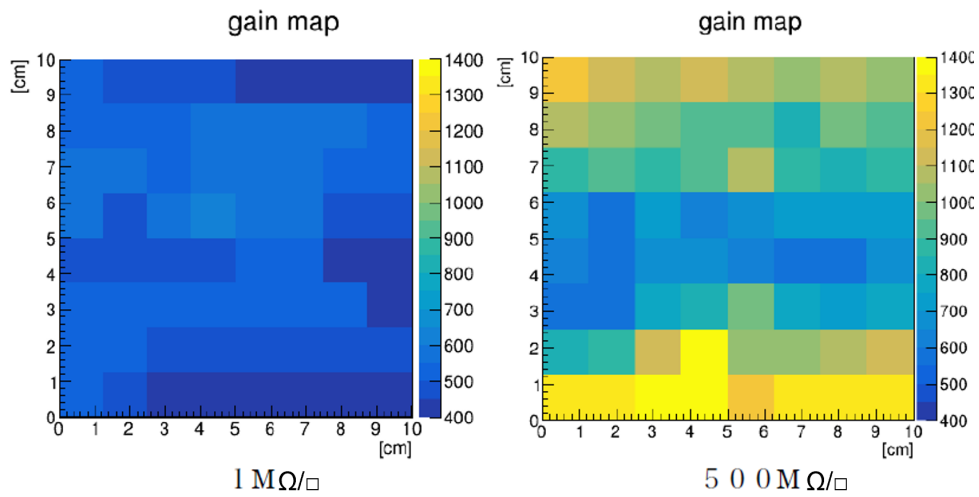


図 1.39 単チャンネル読み出し読み出しで測定したガス増幅率の位置依存性 [27]。左図が陰極抵抗率 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ の $\text{DLC}\mu\text{-PIC}$ で、右図が陰極抵抗率 $500 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ の $\text{DLC}\mu\text{-PIC}$

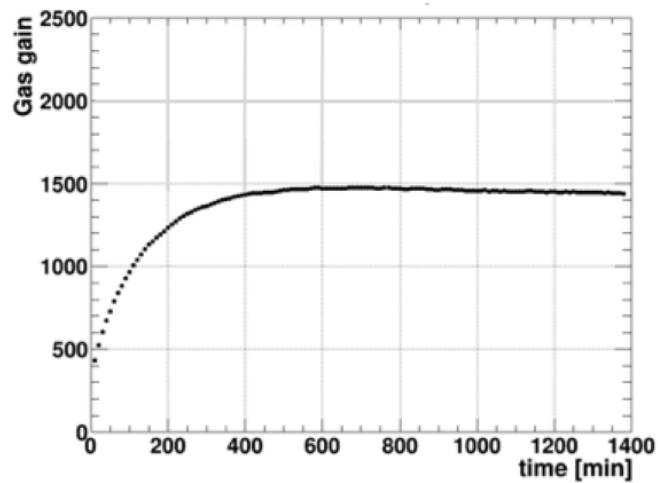


図 1.40 チャージアップによるガス増幅率の時間変化 [27]

第 2 章

多チャンネル読み出し

DLC μ -PIC のガス増幅率の位置依存性を正しく評価するためには強い X 線源による一様照射を行ったうえで、多チャンネル読み出しによる同時測定が必要であると述べた。本節では多チャンネル読み出しを用いる利点と本研究で DLC μ -PIC からの信号を読みだすために用いた多チャンネル読み出しシステム Scalable Readout System(SRS)、SRS に接続するフロントエンド読み出しチップ APV25 および VMM3a、それらの DAQ ソフトウェアについて説明する。

2.1 多チャンネル読み出しの利点

図 2.1 に MCA などの単チャンネル読み出しの概略図を示す。DLC μ -PIC の複数ストリップで信号取得が行われた際、単チャンネル読み出しによる信号取得では図 2.1 に示す通り、信号取得が行われたストリップの信号の合計としてスペクトルが記録される。単チャンネル読み出しの欠点として、信号をまとめて読み出すチャンネルに限度があり、 μ -PIC の全チャンネル同時に信号取得を行うことが不可能であること、信号取得のプロセスにおいて各チャンネルごとの信号の大きさ、信号を取得した位置、時間の情報が失われることが挙げられる。したがって DLC μ -PIC のガス増幅率の位置依存性の測定のような全チャンネル同時かつ信号取得位置の情報が重要である測定に用いることはできない。一方で多チャンネル読み出しの概略図を図 2.2 に示す。多チャンネル読み出しによる信号取得では図 2.2 に示す通り、信号取得が行われた各ストリップの信号の大きさ、ストリップの場所、信号を取得した時間の全てを全ストリップ同時に取得可能である。単チャンネル読み出しでは測定できなかった場所、時間の情報が加わることで場所の情報を使ってガス増幅率の位置依存性の測定や時間の情報を使って、DLC μ -PIC の陽極陰極の信号取得時間のマッチングでイベントセレクションを行うことが可能になる。

2.2 Scalable Readout System (SRS)

Scalable Readout System(SRS) は CERN の MPGD 開発グループである RD51 で開発された汎用読み出しシステムである [28]。検出器からの信号に応じて異なる読み出しフロントエンドチッ

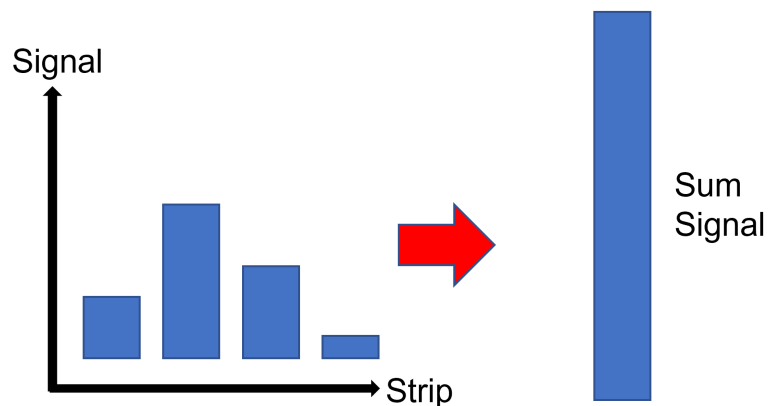


図 2.1 単チャンネル読み出し概略図

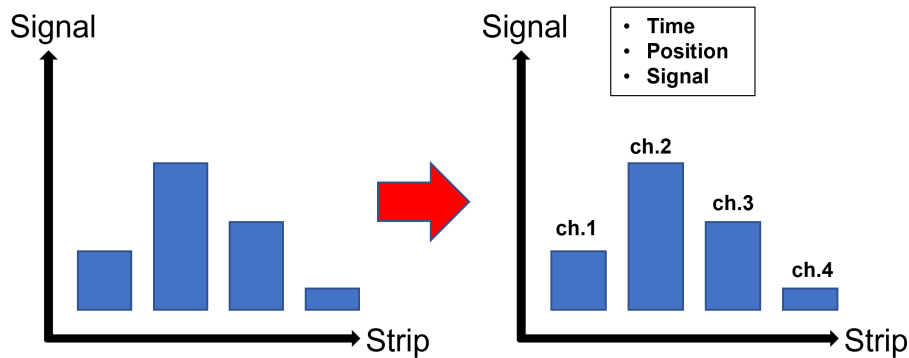


図 2.2 多チャンネル読み出し概略図

プを用いたときでも同じ信号処理を行えるように開発されたシステムであり、本研究では読み出しフロントエンドチップとして APV25 と VMM3a を用いた。SRS システムは Analog Digital Converter(ADC) ボードおよび DVMM ボードと Front-End Concentrator Carc(FEC) からなる。ADC ボードはフロントエンドチップに APV25 を用いたとき、DVMM ボードはフロントエンドチップに VMM を用いたときにそれぞれ FEC ボードに接続した。ADC ボード、DVMM ボード、FEC ボードをそれぞれ図 2.3、図 2.4、図 2.5 に示す。後述するフロントエンドチップから HDMI ケーブルを通じて送られてくる信号を ADC、DVMM ボードで受けとり ADC ボードではアナログ信号からデジタル信号へと変換する。FEC ボードはトリガー信号に応じて ADC、DVMM ボードからの信号を受け取り、ギガビット Ethernet ケーブルを通じて UDP データとして PC へ送信する。トリガー信号は FEC ボードの内部トリガーおよび、NIM 規格の外部トリガーを発生させることが可能である。ADC ボードには 8 つの HDMI ポートがあり、1 つのボードで 256 チャンネル全ポート合計 2048 チャンネルの読み出しが可能である。同様に DVMM ボードも 8 つの HDMI ポートを有しておりそれぞれ 128 チャンネル合計 1024 チャンネルの信号処理が可能で



図 2.3 ADC ボードの写真



図 2.4 DVMM ボードの写真



図 2.5 FEC ボードの写真

ある。

2.3 APV25

APV25 は元々 CMS のシリコン検出器の読み出し用に開発された読み出しフロントエンドチップである [29]。シリコン用に開発された APV25 をガス検出器でも使用可能にするために保護ダイオードを装着し、HDMI で多重化した信号を送ることができるカード状のモジュールが MPGD 用に開発された。APV25 の写真を図 2.6 に、構造図を図 2.7 に示す。APV25 は一つのチップに 128 チャンネル分のプリアンプ、シェイパーを有しており、これにより APV25 は 1 枚のチップで検出器のストリップ 128 チャンネル分の信号をそれぞれ増幅、整形することが可能になる。APV25 は検出器からの電荷信号がプリアンプによって積分され、CR-RC 回路によって波形がピーク時間 50 ns で整形されてパイプラインで 40 MHz のサンプリングレートで吸い出され、トリガースレッシュホールドを超えた信号がサンプリングホールドされた後、128 チャンネルまとめて読みだされる。信号取得は 25 ns 毎に行われ、インバータのスイッチ切り替えによって信号の正負両極の信号の読み出しが可能になる。

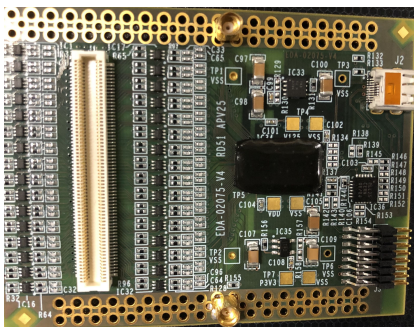


図 2.6 APV25 チップ一枚の写真

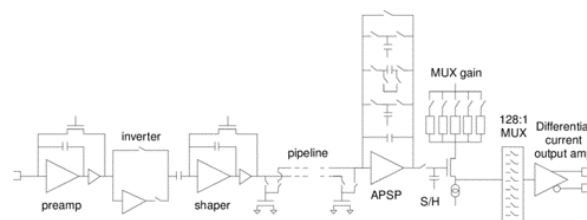


図 2.7 APV25 の構造図 [30]

2.4 mmdaq3

SRS+APV25 によって PC に送られた UDP データは Muon ATLAS Micromegas Activity(MAMMA) グループが開発した mmdaq3 というソフトウェアで処理する [31]。SRS+APV25 での測定は 2 種類の手順で行われる。まず pedestal run という線源/ビームを用いずに内部トリガーによる数千イベント分の APV の各ストリップでの pedestal の ADC 値の平均値と標準偏差

を記録する run を行う。次に physics run という pedestal run で測定した平均値と標準偏差を用いて測定の閾値を各ストリップごとに設定し、線源/ビームを用いて閾値を超える ADC 値を記録し、解析用の root ファイルに書き込む run を行う。mmdaq3 で取得したデータの一部は Event Browser という GUI ソフトウェアを用いて測定中に確認が可能である。

2.5 VMM3a

VMM3a は ATLAS の New Small Wheel(NSW) のアップグレードに際して、主にガス検出器のための読み出しエレクトロニクスとしてブルックヘブン国立研究所で開発された [32]。VMM3a は 64 チャンネルの信号入力を持つ ASIC であり、それぞれのチャンネルにチャージアンプ、シェイパー、ディスクリミネーター、ピークディテクターを有しており、各チャンネルごとに信号の増幅、整形、ピークの検出、デジタル化が可能である。また、図 2.8 に示す通り一つの VMM カードリッジに VMM チップ 2 つ及び Spartan-6 という FPGA を積んでいる。このカードリッジのことを VMM ハイブリッドと呼び、VMM ハイブリッド一枚で計 128 チャンネル分の信号読み出しが可能である。構造図を 2.9 に示す。VMM チャンネルのディスクリミネーターの閾値を超える信号が入ってきたときにピークディテクター (PDO) によってその信号のピークが検出され、その後信号のピークは 10bit-ADC、時間は 12bit-ADC と 8bit-ADC によってデジタル化され FPGA を通して SRS へと送られる。ピークの 1ADC 値の電荷量は VMM のゲイン毎に異なり例えば VMM ゲイン 3 mv/fC に設定したとき ADC1 カウントでおよそ 0.3 fC の電荷量になる。これらのデジタル化に 250 ns 要するため、VMM3a のチャンネルあたりの最大レートは 4 Mhits/s である。VMM3a は APV25 の後継のフロントエンド読み出しチップとしての活用が見込まれており、APV25 に比べて以下の利点が挙げられる。

- VMM1 チャンネルあたり最大 4 MHz での測定が可能
- セルフトリガーでの信号が読み出しが可能
- テストパルスジェネレータを有しており、内部でテストパルスを発生させることが可能
- ns オーダーの時間分解能
- Neighboring Logic を有する
- チップ自体で threshold によるゼロサプレッションが可能
- 0.5 mv/fC~16 mv/fC の 8 つの異なるゲインが選択可能
- クラスタリングロジックを持つ
- 4 つの信号整形時間を選択可能

欠点としては APV が信号波形を読み出しているのに対し VMM は最大値のみを読み出すため波形情報を得られないことと電力消費量が APV の 2 倍であること、チップの発熱対策が必須であることが挙げられる。

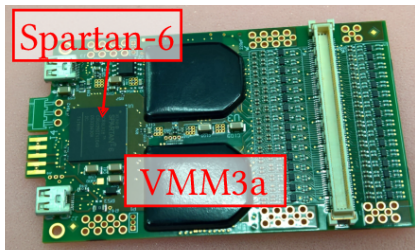


図 2.8 VMM3a ハイブリッド一枚の写真 [33]

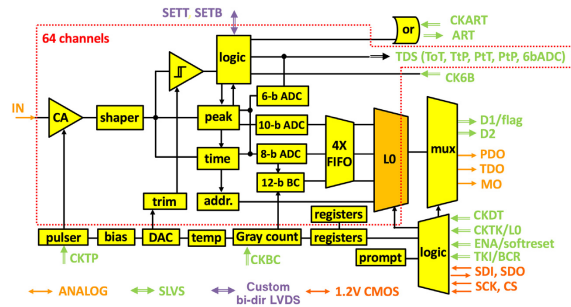


図 2.9 VMM3a の構造図 [34]

2.6 VMMDAQ

VMM3a から送られてくるデータを処理する方法は 2 種類ある。一つ目は European Spallation Source(ESS) で開発されたソフトウェア ESSDAQ[35] を用いる方法である。ESSDAQ の概観を図 2.10 に示す。ESSDAQ を用いる利点として図 2.10 に示した Event-Formation-Unit(EFU) で VMM のヒットデータからイベントリコンストラクションを行い、図中の Daquiri というソフトウェアでリアルタイムモニタリングが可能になる。ESSDAQ を用いる利点として測定しながら信号を観測できる点がある一方で図 2.10 に示す通り多数のソフトウェアで構成されており、測定ができる環境を構築する難易度が高いことや再構成されていない単純なヒットデータを書き込むときにディスクに書き込む速度が落ちる可能性があるという欠点が挙げられる。二つ目の方法は Linux で標準的に搭載されている tcpdump コマンドを用いる方法である。tcpdump とはネットワーク上のパケットを全て書き出すコマンドであり、ネットワークアダプターから送られてくる情報(ここでは SRS から送られてくる UDP データ)を直接記録するため、ESSDAQ を用いるよりも書き込む速度は早くなる。一方で測定しながら信号の確認はできない。SRS+VMM3a での測定において最も効率のいい信号測定は ESSDAQ を用いて信号のモニタリングをしつつ、tcpdump で測定データの書き込みを行うことであり [33]、本実験も ESSDAQ+tcpdump で信号の測定を行った。測定で作成した PCAP ファイルはそのままでは解析できず、オフライン解析ソフト VMM-SDAT[36] を用いて Root ファイルにコンバートし解析を行った。

Interfaces

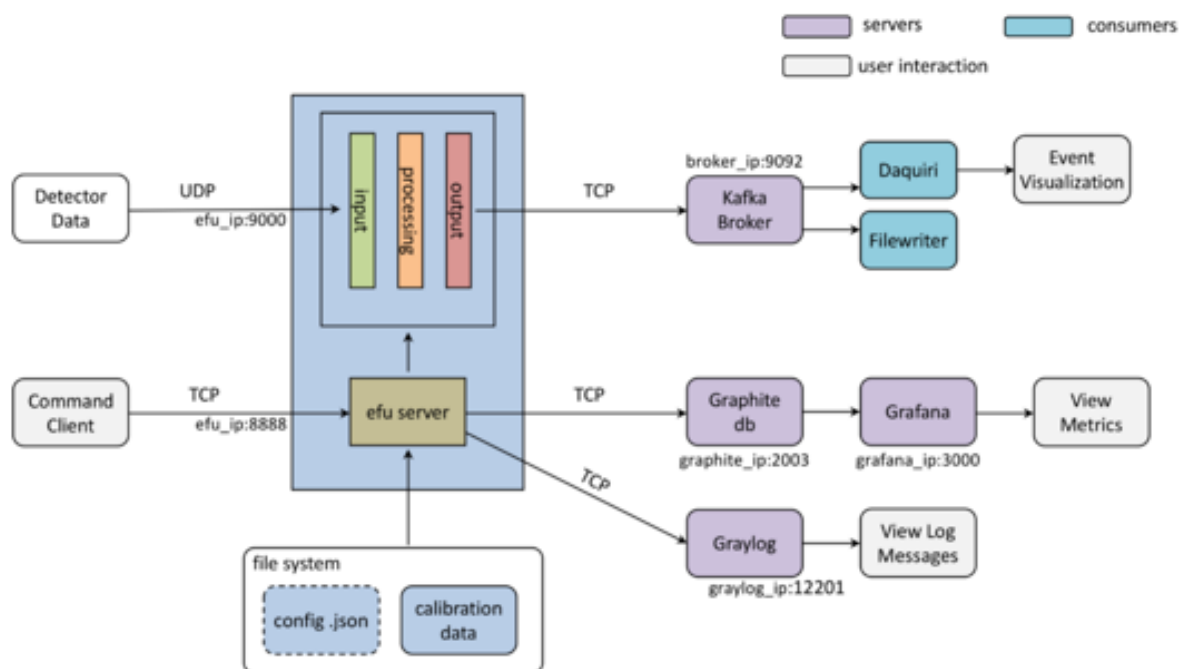


図 2.10 ESDAQ 概観 [35]

第 3 章

APV25 を用いた測定

DLC μ -PIC の詳細な性能評価を行うために SRS+APV25 を用いた多チャンネル読み出しによる DLC μ -PIC の ^{55}Fe の信号測定を行った。また ^{55}Fe の信号測定に当たってのイベント取得の問題とその解決についても述べる。

3.1 実験セットアップ

本実験の実験セットアップブロック図を図 3.1 に、実際の測定の様子を図 3.2 に示す。ガス増幅率測定を行うにあたって X 線のエネルギースペクトルが既知である ^{55}Fe を用いた。ガス増幅率は以下の式 3.1 で計算される。

$$\text{ガス増幅率} = \frac{\text{測定された電荷量 pC}}{^{55}\text{Fe} \text{ によって生じた初期電子の総電荷量 pC}} \quad (3.1)$$

^{55}Fe の初期電子の電荷量は Ar の W 値 26 eV と ^{55}Fe の X 線のエネルギー 5.9 keV を用いて計算される。

$$1.6 \times 10^{-7} \text{ pC} \times \frac{5.9 \text{ keV}}{26 \text{ eV}} = 3.6 \times 10^{-5} \text{ pC} \quad (3.2)$$

使用する DLC μ -PIC として試作器番号 RC42(表面抵抗率 11 M Ω) を使用し電極に印加する電圧は陽極、陰極間に 520~580 V の電圧をかけ、ドリフト電極には陰極の電圧値-300 V となるように電圧を印加した。本実験は APV25 のチップ 2 枚 1 組を 2 セット用いて DLC μ -PIC の陽極、陰極の信号読み出しを行った。

3.2 APV25 のキャリブレーション

SRS+APV25 によって測定した ADC 値から検出器のガス増幅率を計算するために、パルスジェネレータと容量が既知のコンデンサを用いて一定の電荷量を APV25 に与え信号を取得した。これによって電荷量と ADC 値のリニアリティテストを行い、実験によって測定した ADC 値から電荷量およびガス増幅率を算出した。図 3.3 に APV25 のキャリブレーション実験のセットアップを示す。パルスジェネレータからテストパルスを 1 pC のコンデンサーに与えて電荷を APV に入

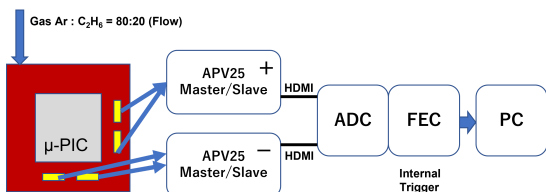


図 3.1 Fe 線源を用いたガス増幅率測定実験
セットアップのブロック図
一つの ADC に対して 2 種類の極性の信号を入力している

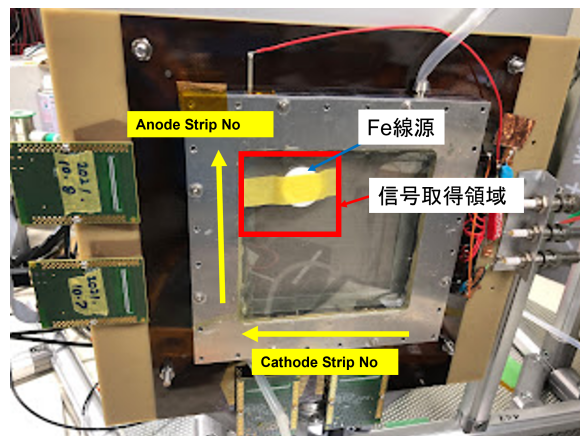


図 3.2 Fe 線源を用いたガス増幅率測定実験の
実際の様子

力、それと同時にパルスジェネレータからゲートジェネレータを通じて NIM 信号を FEC の外部トリガーとして測定を行った。結果を図 3.5 に示す。キャリブレーションの結果より以下の式で APV の ADC を電荷量に変換できる。

$$Q [\text{fC}] = 0.030 \times [\text{ADC}] - 0.8525 \quad (3.3)$$

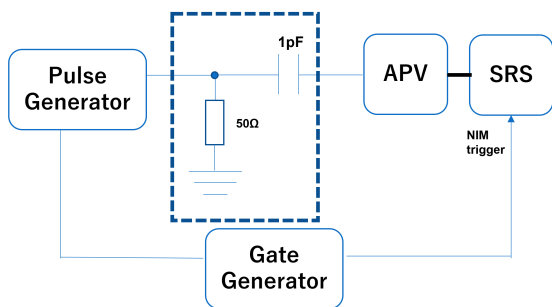


図 3.3 APV キャリブレーションセットアップ図

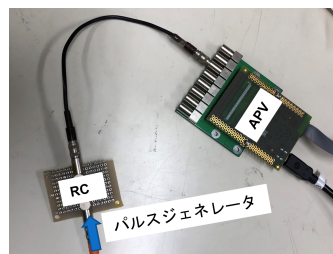


図 3.4 実際の測定の様子 Lemo から APV1 チャンネルに繋がっているコネクタを用いている

3.3 SRS+APV25 で測定される信号

SRS+APV25 で測定されるイベントの例を図 3.6 に示す。SRS+APV25 で測定されるイベントは 3 軸で構成されており、図 3.6 の赤軸はストリップナンバーを表しており μ -PIC の陽極陰極各軸のストリップ 256 本に対してストリップナンバーを振り分け、このナンバーを用いて解析時に信号の取得位置を特定している。図 3.6 の黄軸は 1 イベント中の時間を表している。APV25 は 25 ns ごとに Timebin の数だけ ADC 値を記録している (最大 27 bin まで)。図の例では Timebin を

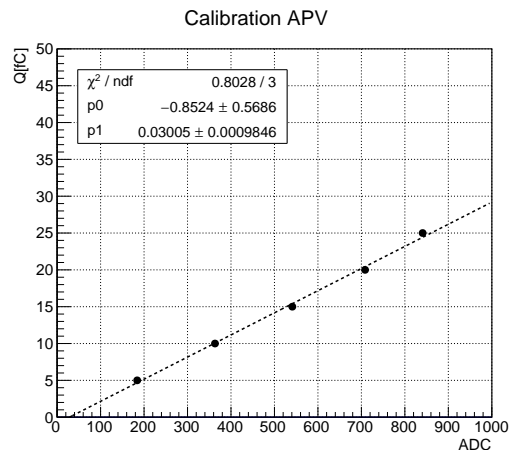


図 3.5 APV25 のキャリブレーション結果

27 に設定し測定を行ったため、1 イベントで 25 ns ごとに 675 ns まで信号の取得が行われている。図 3.6 の緑軸は各ストリップ、各時間ごとの測定した信号の ADC 値を表している。図 3.6 の図中矢印 1 の方向から投影した 2 次元グラフを図 3.7、図中矢印 2 の方向から投影した 2 次元グラフを 3.8 に示す。図 3.7 よりあるストリップに対しての 1 イベント中の波形情報を取得できる。図 3.8 より 1 イベント中で各ストリップで取得された波形情報の中から最大の ADC 値を取得できる。また解析のために以下のパラメータを定義する。

- qmax
図 3.8 の投影した図より、各軸の波形情報の中の最大の ADC 値を qmax と定義した。
- centralstrip
各ストリップの qmax の中で最大の ADC 値をもつストリップを centralstrip と定義した。
- qtime
各ストリップの qmax を記録した時間を qtime と定義した。

3.4 クラスタリングとイベントセレクション

図 3.9 に μ -PIC に対して X 線を照射し、検出器のドリフト領域内で光電効果を起こし発生した電子が増幅されドリフト領域内の電子拡散などにより何本分のストリップに広がるかをシミュレーションしたグラフを示す。図 3.9 の信号の広がりや X 線によって生成されるおよそ 3 keV の初期電子 (光電子 2.7 keV、オージェ電子 3.2 keV) が 1 気圧のアルゴン中での飛程 (0.5~1 mm) およびドリフト領域での電子拡散を加味した信号の広がりである。図 3.9 より X 線の信号は 2 本以上のストリップにかけて広がることを確認され、SRS+APV25 のような多チャンネル読み出しを用いて信号の取得を正しく行うためには 1 つのイベントに対して複数ストリップの信号のクラスタ

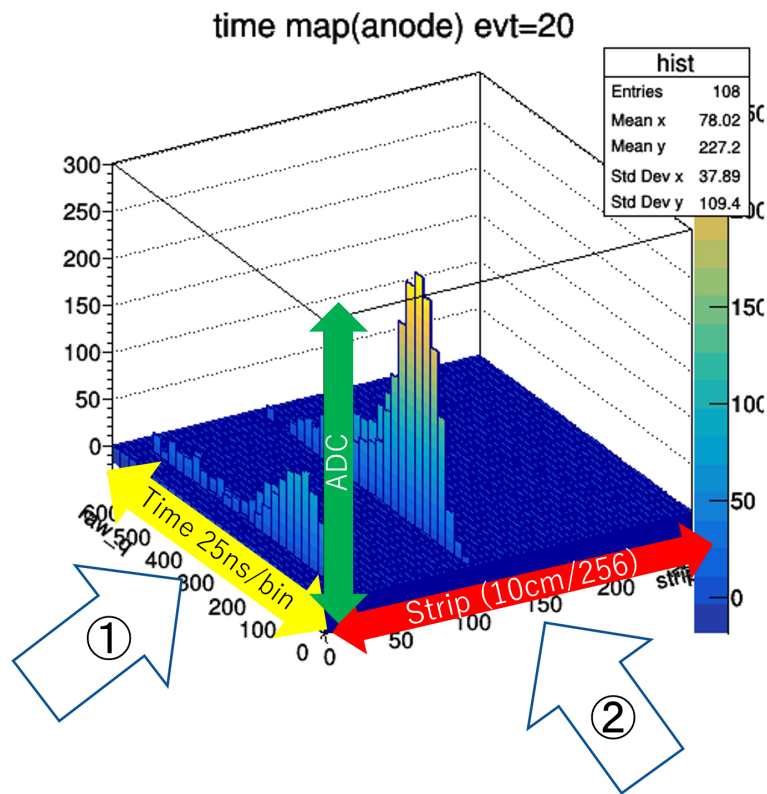


図 3.6 SRS+APV25 で測定されるイベントの 3 次元グラフ 赤軸は検出器のストリップ (256 本)、黄軸は 25 ns ごとの時間、緑軸は測定された ADC 値を表す。図中 1 の方向から投影したものを図 3.7、2 の方向から投影したものを図 3.8 に示す。

リングを行う必要がある。本実験のクラスタリングおよびイベントセレクションは以下の手順で行った。

1. 陽極、陰極各軸の centralstrip の ± 5 本のストリップの内 qtime が centralstrip と 75 ns 以内のものを各軸のクラスターと定義
2. 陽極、陰極の centralstrip の qtime 時間差が 50 ns 以内であるものをイベントとして定義

各軸のクラスターの信号強度 (ADC) はクラスターを構成する各ストリップの ADC 値の合計で算出した。

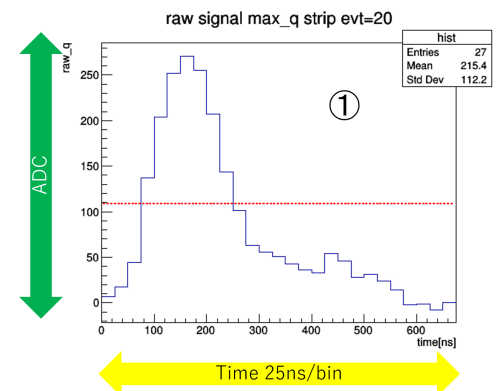


図 3.7 図 3.6 の 3 次元グラフを図中 1 の方向から投影した図。図中赤点線は最大の ADC 値の 40%

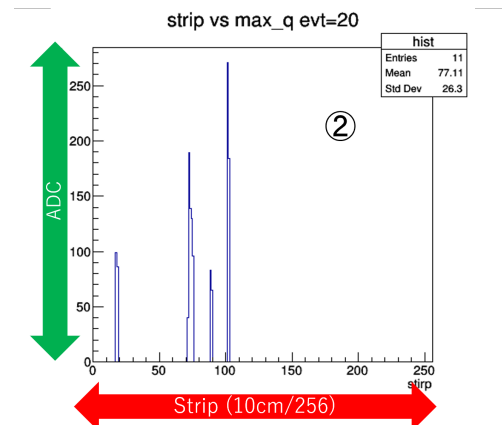


図 3.8 図 3.6 の 3 次元グラフを図中 1 の方向から投影した図

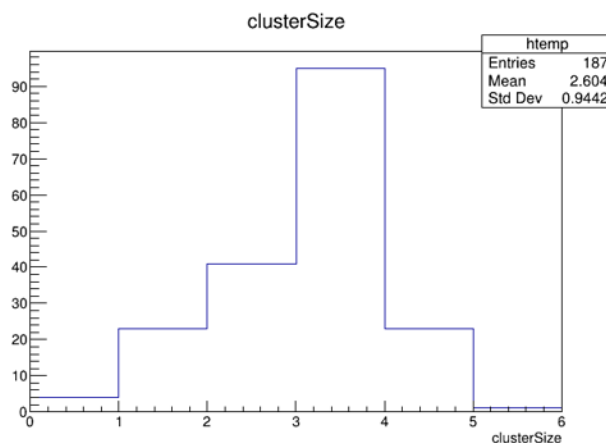


図 3.9 μ -PIC に対して X 線を照射したときの陽極の信号広がりの本数のシミュレーション

3.5 SRS+APV25 での信号測定の問題と解決

3.5.1 SRS+APV25 での信号測定の問題

図 3.10 に SRS+APV25 の問題を解決する前の今実験と同様に ^{55}Fe を用いて信号測定を行った結果を示す。APV25 ではセルフトリガーによる読み出しができず、ランダムに生成したトリガー信号が生じる時間窓の中で捉えられた信号のみがイベントとして記録される。図 3.10 に示した測定は SRS のランダムトリガーレートを 15 Hz、測定時間 44 時間で測定したものであるが、得られた総イベント数が 4167 イベントであり、100 events/h と Fe 線源を用いて μ -PIC のガス増幅率を測定するには時間あたりのイベント数を増やす必要があった。図 3.11 に SRS ランダムトリガーによる信号取得の構造図を示す。SRS ランダムトリガーで 1 イベントの信号取得時間は以下の式 3.4

で表される。

$$25 \text{ ns} \times \text{Timebins}(\text{今測定では } 15) = 375 \text{ ns} \quad (3.4)$$

SRS ランダムトリガーによる 1 秒間の信号測定時間は 1 イベントの測定時間にトリガーレートをかけ合わせたものであるから

$$25 \text{ ns} \times 15(\text{Timebins}) \times \text{トリガーレート} (15 \text{ Hz}). \quad (3.5)$$

SRS+APV25 で信号測定を行うためには、この信号測定時間の中に Fe 線源の X 線が検出器内でガスを電離させ、信号の増幅が行われなければならない。そのため、より多くのイベント収集を行うためには SRS のトリガーレートを上げればよいと考えられる。そこで SRS トリガーレートを 15~625 Hz の間で変化させながら、Fe 線源より放射線レートの高い ^{90}Sr を用いて測定を行った(図 3.12)。図 3.12 の横軸は SRS トリガーレート、縦軸は同時間 (1 時間) の測定で mmdaq3 でスレッシュホールドを超え、保存されたデータの数である。図 3.12 よりトリガーレートを上げたにも関わらず、得られるデータの数は一貫して減少するという傾向が見て取れる。またトリガーレート 300 Hz の測定においてはデータ数が上昇しているがこれは偶然データが多く取れただけで再現性はないものと考えられ、全体としてトリガーレートの上昇で得られるデータ数が少なくなる問題が発生しているといえる。この問題の原因を特定、解決方法について簡潔に述べる。

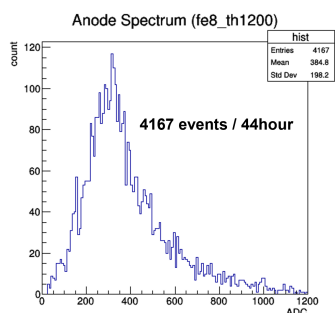


図 3.10 3.1 節と同様に Fe 線源を用いて取得したエネルギースペクトル
44 時間の測定で 4167 イベントとイベント数が不十分

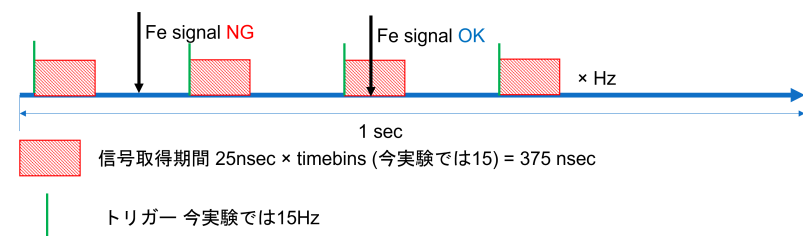


図 3.11 SRS ランダムトリガーによる Fe 線源の信号取得の様子。
ランダムトリガーによる信号取得を行うためには図中赤で示した信号取得時間内で Fe の信号を取得する必要がある。

3.5.2 SRS トリガーレートの上昇でデータ数が落ちる原因

mmdaq3 のソースコード解析の中で発見した前述の問題の原因、異常イベントについて今節で述べる。図 3.13 に SRS+APV25 の正常なイベントと解析の中で発見した異常イベントの模式図を示す。SRS+APV25 の測定では陽極、陰極それぞれ Master/Slave の 2 つのチップを用いているので SRS+APV25 の 1 イベントの中には両極合わせて 4 つのチップの情報を持っているはずである。図中で示したイベント 1 では 1 イベントの中に正しく 4 つ分のチップの情報を持っている

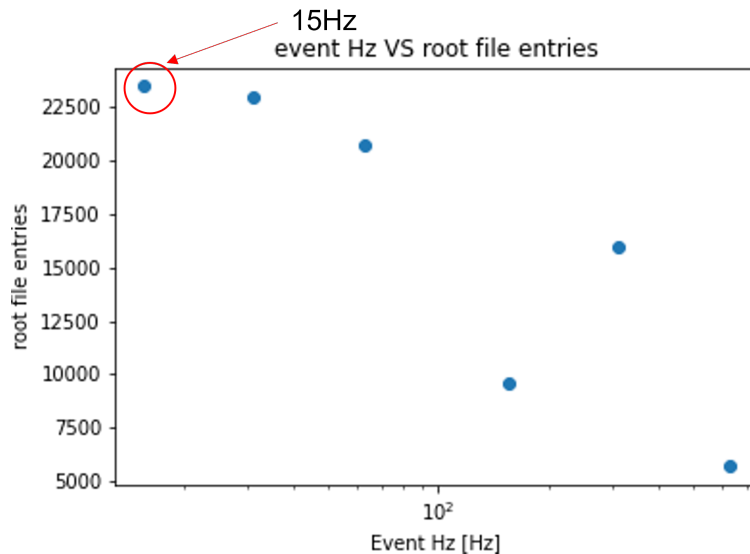


図 3.12 SRS トリガーレートを変化させながら同時時間で測定されたデータの数。横軸は SRS トリガーレート、縦軸は保存されたデータ数を表す。トリガーレートを上げたにもかかわらずデータ数が落ちているのが確認できる。

ので、Threshold の判定が行われ超えたらデータとして保存される。一方で図中で示したイベント 2 およびイベント 3 は 1 イベント中で含まれるチップの情報数が 6 個分、2 個分と実際に使用しているチップの数とあっていない。これはイベント 2 の赤丸で示した 2 つ分のチップの情報が本来はイベント 3 のものであるにもかかわらず、イベント 2 のものとしてカウントしてしまったためだと考えられる。これら 1 イベント中のチップの情報数が 4 つではないイベントを異常イベントと定義した。異常イベントは正常イベントと異なり、チップの情報の中身の判定は一切行われず、データとして保存されない。さらに SRS トリガーレートを上昇させると全イベントにおける異常イベントの割合が上昇することが確認された。前述のデータ数が落ちる原因は異常イベント数の上昇が原因だと考えられる。

3.5.3 異常イベントの解決のための新イベントナンバー作成法

前節で異常イベントがデータ数減少の原因と考えられると述べた。異常イベントは別のイベントのチップの情報を横取りしてしまった結果、チップの情報数が多いイベントと少ないイベントが発生した、つまりイベント間の区切りがソフトウェア上でうまくいっていないと考えられる。図 3.14 に SRS から送られてくる UDP データから SRS イベントへの変換の様子を示す。送られてくる UDPFrame は主に二つの要素で構成されており、一つ目はチップの情報 (ADC 値、時間、場所) である。二つ目は Event Trailer という 4 バイトのデータである。1 イベントの UDP データはチップの数 (陽極、陰極の Master/Slave の計 4 つ) だけのチップの情報のあとに Event Trailer の計 5 つの UDPFrame で形成されている。従来のイベントナンバー管理は Event Trailer を受け取ったときにイベントナンバーを切り替えるという処理をしていた。異常イベントはこの Event

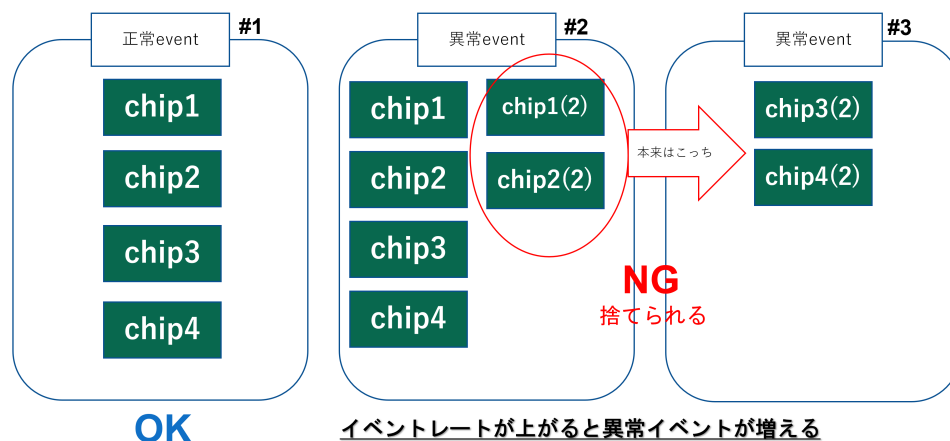


図 3.13 SRS+APV25 の正常イベント (1) と異常イベント (2,3)

Trailer によるイベントナンバーの切り替えの前に次のイベントのチップの情報が来てしまい結果として4つ以上のチップ情報が発生したことが原因だと考えられる。

Event Trailer によって切り替えていたイベントナンバーの管理を図 3.15 のように変更した。新しいイベントナンバーの管理は送られてくるチップの情報の中の UDP 中の Header Info という情報を用いた。Header Info に DAQ ソフトウェア側から操作を加えると UDP が送られるたびに 1,2,3, と昇順に数字をカウントすることができるトリガーカウンターになり、この数字を新しいイベントナンバーとした。

この新しいイベントナンバー作成法で図 3.12 と同様に SRS トリガーを 15~625Hz で変化させながら、同時間の測定での保存されるデータ数のグラフを図 3.16 に示す。図 3.16 に示す通り、新しいイベント作成法ではトリガーレートを上げてても異常イベントの発生を抑えることができ、トリガーレート上昇とともに得られるデータ数も上昇するようになった。その結果として図 3.12 に比べる 200 倍に増やすことができた (625 Hz での測定比較)。この新しいイベントナンバー作成法では最大 1.5 kHz でのデータ取得が可能になった。

3.6 測定結果

図 3.17 と図 3.18 にそれぞれ読み出しに単チャンネル読み出し MCA と多チャンネル読み出し SRS+APV25 を用いて測定した鉄のスペクトルを示す。SRS+APV25 の測定時間は 1 時間で 6000 イベント以上観測している。どちらの測定方法でも ^{55}Fe のメインピーク (5.9 keV) とエスケープピーク (2.7keV) が取得されているのが確認できる。ガス増幅率の算出はこのメインピーク (5.9 keV) にガウスフィッティングをかけ、それぞれの ADC 値とキャリブレーションの式から行った。図 3.19 に陽極陰極間の電圧を 520~570 V に変化させたときのガス増幅率の変化のグラフを、図 3.20 に APV25/MCA のガス増幅率の比を示す。

図 3.19 及び図 3.20 より MCA で測定したガス増幅率よりも APV25 で測定したガス増幅率の方

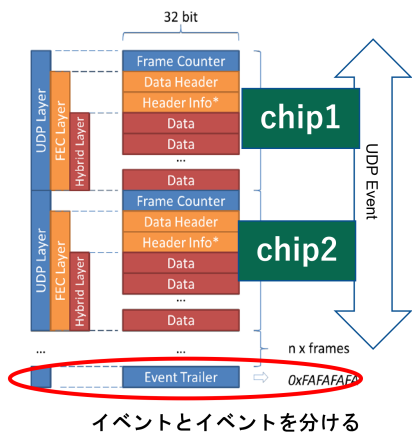


図 3.14 UDP データから SRS イベントへの変換の様子 [37]
各チップのデータが送られた後、EventTrailer というデータを受け取ったときにイベントナンバーの切り替えを行っている

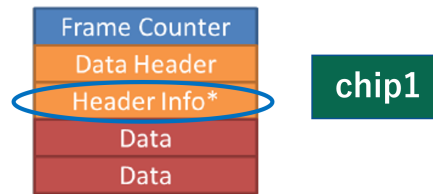


図 3.15 新しいイベントナンバー作成法
チップの情報のなかの Header Info とデータに DAQ ソフトウェア側から操作を加えるとデータが送られてくるたびに 0,1,2, と数が増えていくトリガーカウンターになる

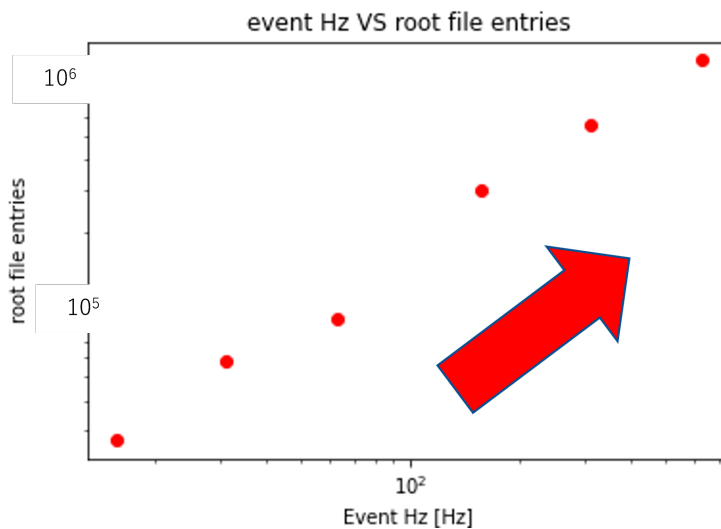


図 3.16 新イベントナンバー作成法での SRS トリガーレートを変化させながら同時間で測定されたデータの数。横軸は SRS トリガーレート、縦軸は保存されたデータ数を表す。
図 3.12 とは異なり、トリガーレートの上昇とともにデータ数を上昇しているのが見て取れる。

が全ての動作電圧において小さく出ている。この原因やその他の APV25 を用いた測定の問題点について 3.7 節で述べる。

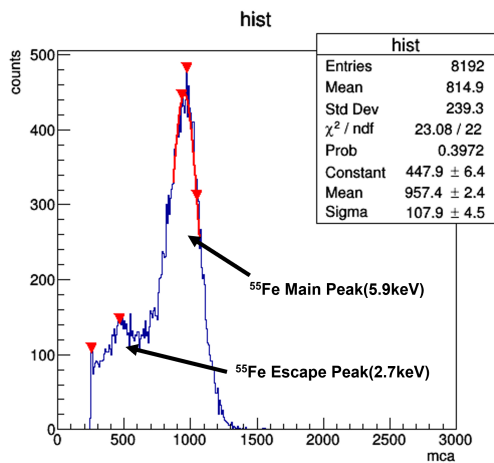


図 3.17 MCA を用いて測定した ^{55}Fe のスペクトル

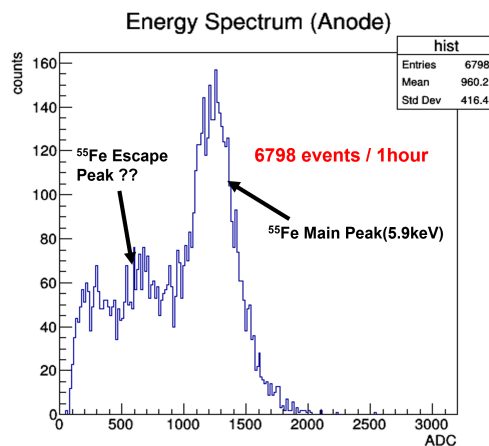


図 3.18 SRS+APV25 を用いて測定した ^{55}Fe のスペクトル
1 時間の測定で 6798 イベント記録している

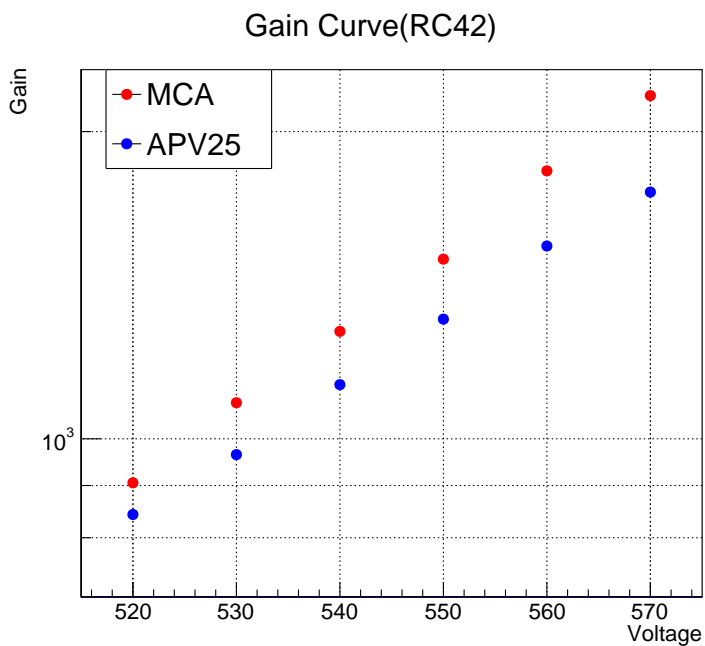


図 3.19 電極間印加電圧を変化させたときのガス増幅率の変化

3.7 APV25 の問題点

図 3.21、図 3.22、図 3.23 にそれぞれ電極間電圧 530 V、550 V、570 V の時のストリップ 1 本分 (central strip) の ADC スペクトルを示す。図より電極間電圧が上がるにつれ APV1 チャンネルの ADC の最大読出値 (1200) に近いイベントが増えており、信号がサチレーションしてしまっ

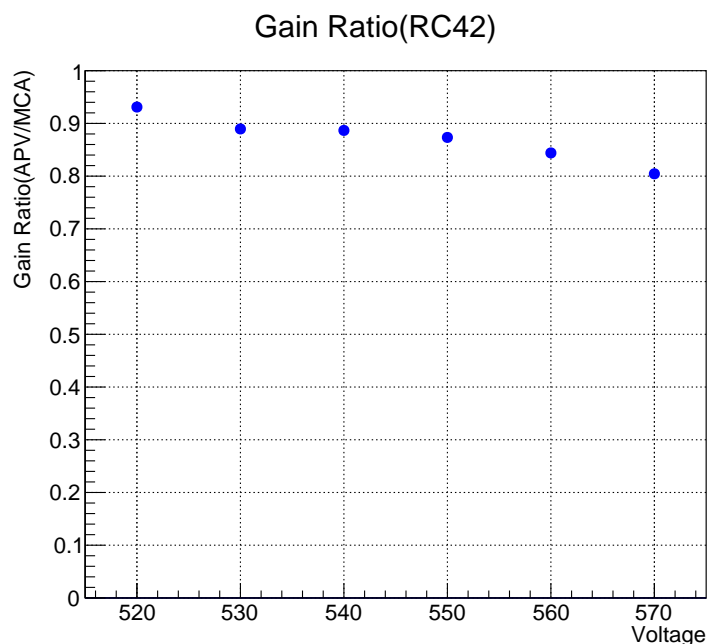


図 3.20 APV25 と MCA による測定のスガス増幅率比

ている。これにより検出器のストリップ 1 本に対しては ADC 値 1200 以上の電荷が誘起されていたとしても、APV25 では ADC1200 として評価してしまう。そのため電極間電圧の上昇でガス増幅率が上昇すると MCA を用いた測定よりも低いゲインになってしまったと考えられる。より幅広いガス増幅率の測定を行いたい場合、測定可能電荷領域が広い読み出しエレクトロニクスを使う必要がある。

APV25 を用いたガス増幅率の測定は 1 点の測定に 1 時間要しており、増幅率に時間依存を持つ要素の影響を大きく受けていると考えられる。ランダムトリガーのレートを 1.5 kHz に設定し、1 時間の測定を行った場合、イベントセレクションをクリアしたイベントは 6000~7000 程度であった。図 1.39 のような場所ごとのガス増幅率依存性を同時測定する場合は検出面を 8×8 の領域に分割して評価すると仮定した場合、今回の測定の 400 倍のデータ数が必要となり、より早い読み出しが必要になる。以上のことより X 線一様照射実験による DLC μ -PIC のガス増幅率の位置依存性測定実験に多チャンネル読み出しとして SRS+APV25 を用いるのはあまり適当でないと考えられる。

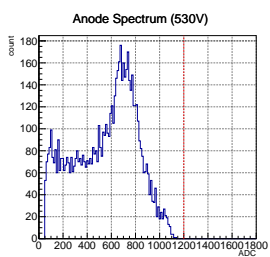


図 3.21 印加電圧 530 V 時の Center Strip のスペクトル

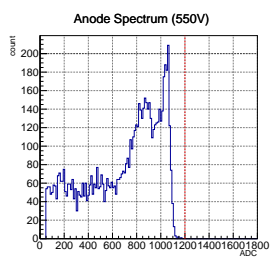


図 3.22 印加電圧 550 V 時の Center Strip のスペクトル

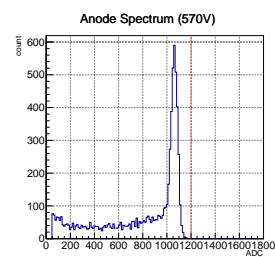


図 3.23 印加電圧 570 V 時の Center Strip のスペクトル

第 4 章

VMM3a を用いた測定

前章で SRS+APV25 を用いた多チャンネルでの ^{55}Fe のスペクトルを取得することでの多チャンネル読み出しを用いた DLC μ -PIC のガス増幅率測定を行った。APV25 を用いたガス増幅率測定の問題点として APV25 はセルフトリガーを持たないため取得できるイベント数が足りないことや、DLC μ -PIC のガス増幅率がある程度高くなると 1 ストリップで測定される信号がサチレーションしてしまい、正確なガス増幅率の測定ができなくなるという点が挙げられる。本章では APV25 の後継読み出しチップとして活用が見込まれる VMM3a を用い、パルスジェネレータを用いた VMM チップ自体の性能測定を行った後、実際に VMM3a と検出器実機を接続し、信号の取得を行った。

4.1 パルスジェネレータを用いた VMM チップの性能測定

4.1.1 パルスジェネレータを用いた VMM チップの性能測定実験セットアップ

本節の実験セットアップを図 4.1 に示す。APV25 のキャリブレーションを行ったときと同様に容量が既知のコンデンサを用いて一定量の電荷量を VMM3a に与えて信号を取得した。APV25 のキャリブレーションテストと異なる点として VMM3a チップ内部で生じるパルス信号を用い、セルフトリガーを信号取得のトリガーとしている点である。本節では VMM3a の異なるゲインのキャリブレーションを行いそれぞれの測定可能電荷の見積もり、外部から与えるテストパルスの周波数を変化させた時の VMM のセルフトリガーでのデータを取得する効率、および一定間隔でテストパルスを打ち込む時間差から生じる VMM3a チップの時間分解能を測定した。

4.1.2 VMM3a のゲイン毎のキャリブレーション

VMM3a チップに対して異なる電荷量を与え、ADC 値と電荷量のキャリブレーションを行った。VMM3a の $1.0 \text{ mV/fC} \sim 12 \text{ mV/fC}$ の異なるゲインおよび APV25 で測定したキャリブレーション結果を図 4.2、図 4.3 に示す。

キャリブレーション結果より ADC 値が 1000 以下を示す電荷量を測定可能電荷と定義し、

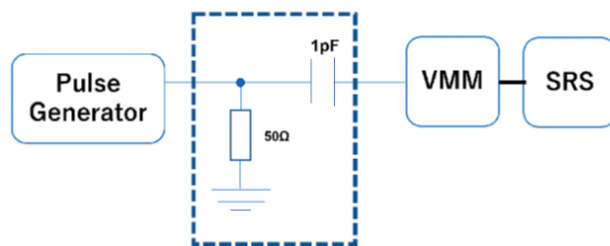


図 4.1 パルスジェネレータを用いた VMM3a の性能測定実験セットアップブロック図
VMM のセルフトリガーでの信号取得を行っている

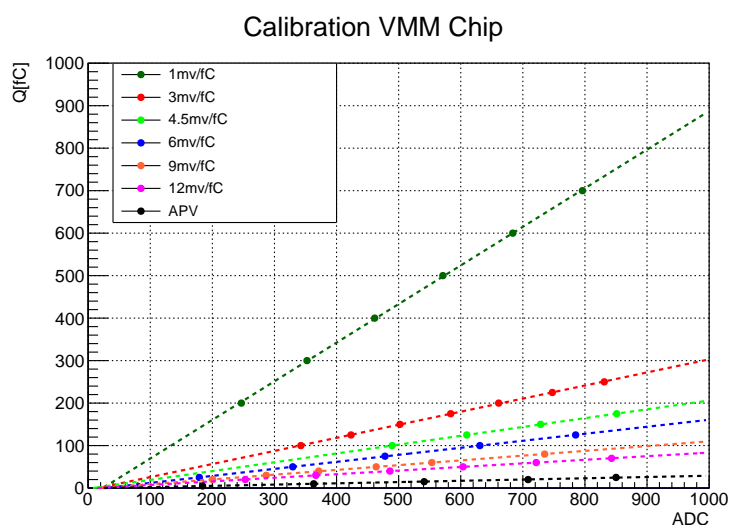


図 4.2 VMM チップのキャリブレーションテスト結果

VMM3a のゲインそれぞれおよび APV25 の測定可能電荷を表 4.1 にまとめる。以上の結果より SRS+APV25 の測定で問題となっていたガス増幅率の上昇により信号がサチレーションしてしまうという問題は解決できると考えられる。

4.1.3 VMM3a のデータ収集効率

パルスジェネレータから出力するテストパルスの周波数を変えながら測定 VMM3a で信号の測定を行い、VMM3a チップのセルフトリガーでデータ収集効率を測定した。VMM3a に入力するテストパルスに電圧 0.3V、Duty 比 50 %、周波数 10 kHz ~ 3.5 MHz のものを使用、ネットワークケーブルはカテゴリー 7 の Ethernet ケーブル (帯域 600MHz)、測定 PC の LAN ポートは 2.5 Gbps のものを使用した。測定は timeout, tcpdump コマンドで 10 秒データ取得を行った。データ

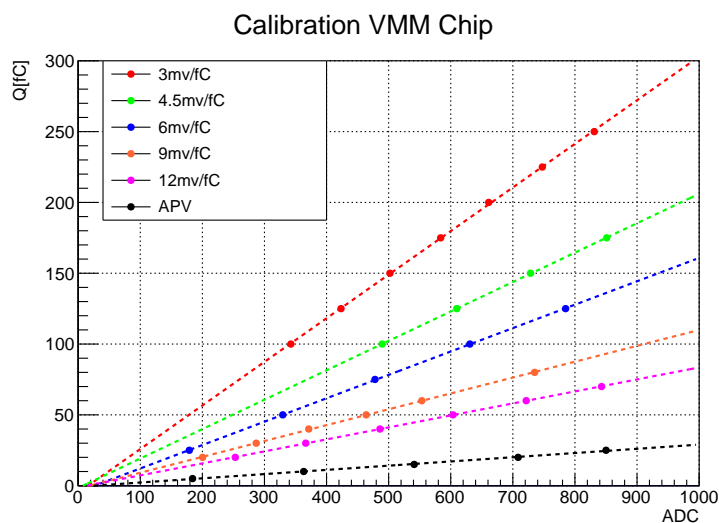


図 4.3 VMM チップのキャリブレーションテスト結果拡大図

| Chip Gain | Dynamic Range [- fC] |
|-----------|----------------------|
| 1.0 mV/fC | 900 |
| 3.0 mV/fC | 300 |
| 4.5 mV/fC | 200 |
| 6.0 mV/fC | 150 |
| 9.0 mV/fC | 120 |
| 12 mV/fC | 85 |
| APV | 30 |

表 4.1 VMM 各ゲインおよび APV25 の測定可能電荷

収集効率 (efficiency) は以下の式 4.1 で算出した。

$$\text{データ収集効率} = \frac{(\text{測定したデータ数})}{(\text{テストパルス周波数} \times 10 \text{ s})} \quad (4.1)$$

結果を図 4.4 に示す。図 4.4 よりテストパルス周波数 2.5 MHz まで 90 %以上の効率でセルフトリガーでデータ取得ができることを確認した。しかし、周期的パルスの入力にも関わらず、10 kHz やその他の測定において測定効率が 100 %になっていない。この理由として UDP データの書き込みがうまくおこなえていない PC ソフトウェア側の問題の可能性が考えられる。それでも、APV25 のランダムトリガーで得られていた測定最大レート 1.6 kHz より大幅にデータ収集効率が改善されており、⁵⁵Fe を用いた測定、その他の測定において大幅な実験効率の向上が期待される。

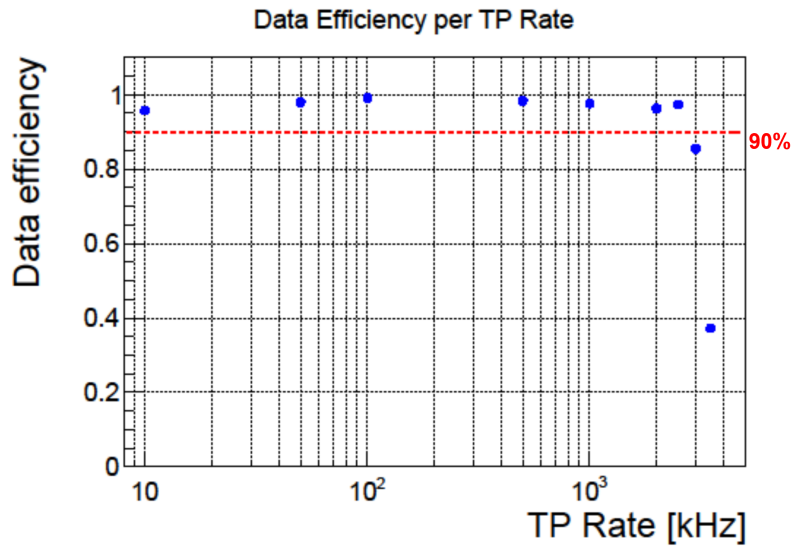


図 4.4 テストパルス周波数ごとの VMM データ収集効率

4.1.4 VMM3a の時間分解能

APV25 では 25 ns ごとに各チャンネルの ADC 値を取得していたのでタイムスタンプは 25 ns 単位である。一方で VMM3a の時間の情報は 12bit の ADC を用いて大まかな時間 (25 ns 単位) と 8bit の ADC 値を用いて細かい時間 ($\frac{60}{255}$ ns 単位) で記録される [33]。そのため VMM で記録できる時間の最小単位は $\frac{60}{255}$ ns であり、ナノ秒オーダーの時間分解能を有する。そこで実際の時間分解能を確かめるために図 4.5 に示すとおり、一定間隔でテストパルスを VMM3a に入力して信号間の時間差を求めることによって時間分解能を求めた。テストパルスは周波数 1MHz、電圧 0.3V、Duty 比 50 % の信号を入力した。横軸 1MHz (今実験で使用したパルスジェネレータでは 1 MHz の設定で周波数精度 ± 5 Hz) のテストパルス間の時間差を最小単位 1 ナノ秒でヒストグラムを作成した。結果を図 4.6 に示す。図 4.6 より、VMM3a の時間分解能は 5.738 ナノ秒と求められ、ナノ秒の時間分解能が確認された。

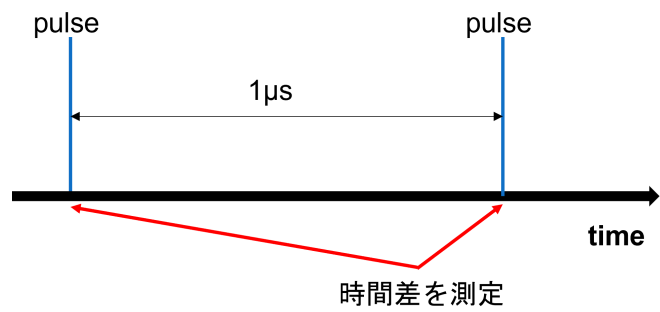


図 4.5 VMM3a の時間分解能測定方法

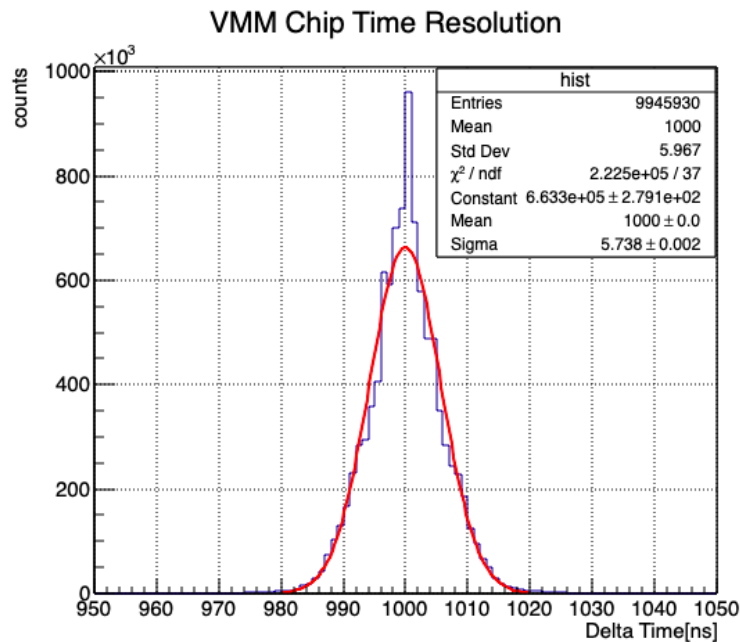


図 4.6 VMM3a 時間分解能測定結果

4.2 VMM3a+DLC μ -PIC を用いた ^{55}Fe の信号測定実験

^{55}Fe の DLC μ -PIC のガス増幅率依存性の調査のために、VMM3a を用いたより正確なエネルギースペクトルの測定が要求される。そこで本章では ^{55}Fe 線源を用い、VMM3a でそのスペクトルの測定を行い、その結果と将来の X 線一様照射実験のためのより多チャンネル読み出し正確な測定のための議論を行う。

4.2.1 実験セットアップ

本節の実験セットアップブロック図を図 4.7 に、実際の測定の様子を図 4.8 に示す。図 4.7、図 4.8 に示したとおり今実験では VMM3a ハイブリッド二つを DLC μ -PIC 陽極に接続し、信号の取得を行った。使用する DLC μ -PIC として表面抵抗率 $11 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ の試作機 RC42(以降 RC42 と表記する) を使用し、陽極陰極間に電圧をかけ、ドリフト電極には陰極の電圧値-300 V となるように電圧を印加した。本実験で用いた DLC μ -PIC の電極コネクタは Panasonic 製コネクタを使用したものである一方で VMM3a のコネクタは HRS 製のコネクタが使用されているため、そのままでは接続できない。そこで Panasonic-HRS 変換コネクタ (図 4.9) を用いて VMM3a を DLC μ -PIC に接続し、図 4.10 に示すような短いワニ口ケーブルを作成し、検出器とのグラウンドをとった。

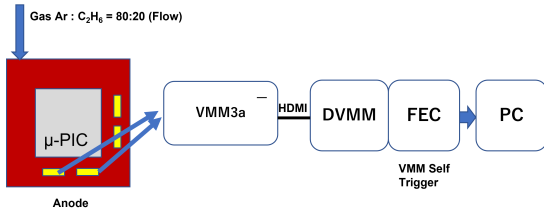


図 4.7 VMM3a を用いた ^{55}Fe の信号測定実験のセットアップブロック図

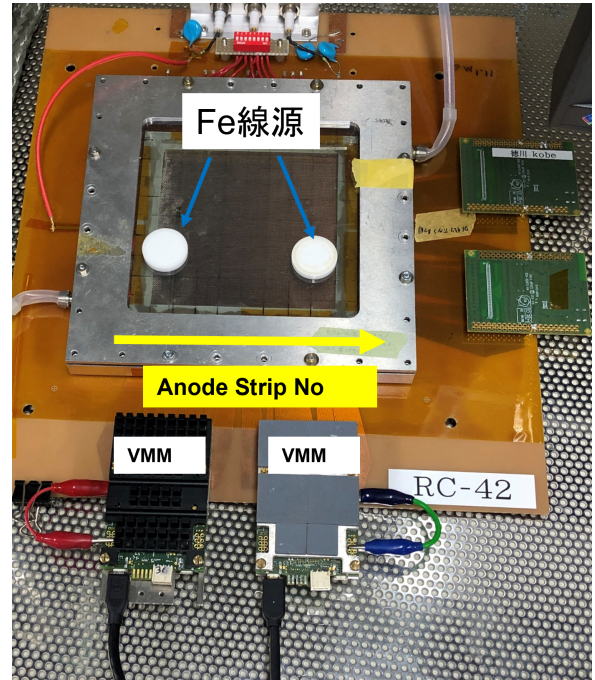


図 4.8 VMM3a を用いた ^{55}Fe 線源の信号測定実験の実際の様子

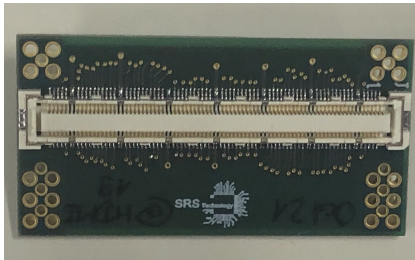


図 4.9 Panasonic-HRS 変換コネクタの写真

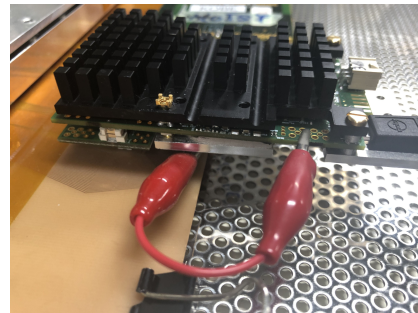


図 4.10 ワニ口ケーブルで VMM と検出器のグラウンドをとる様子

4.2.2 VMM3a の信号とクラスタリング

SRS+VMM3a で ^{55}Fe の信号測定時の 1 イベントのグラフを図 4.11 に示す。図 4.11 の左図は VMM3a の threshold を超え信号を観測したストリップと 1 イベント中最初に観測されたストリップからの相対時間を表し、右図は信号を観測したストリップとその ADC 値を表す (APV25 の q_{max} に相当する)。今実験では VMM の 1 イベントの定義として図 4.11 左図に示した信号観測の相対時間を用い、最初に信号が観測された時間から相対時間 100 ns 以内に信号が観測されたストリップをまとめてクラスタと定義し、これを 1 イベントとした。APV25 とクラスタリング時間

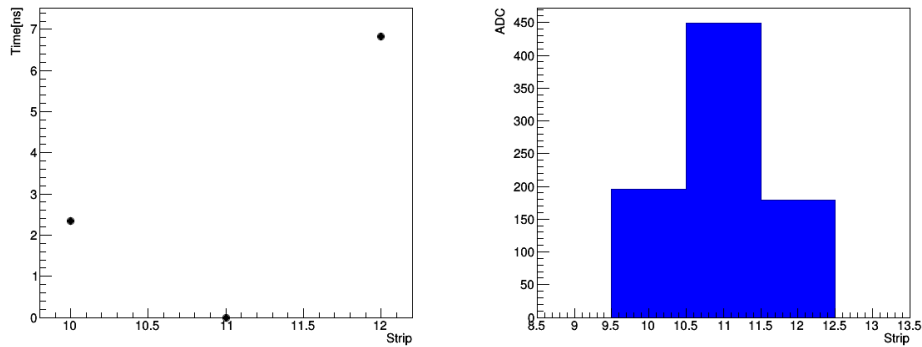


図 4.11 SRS+VMM3a で測定される 1 イベントのグラフ
左図は信号を観測したストリップとその相対時間を表し、右図は信号を観測したストリップとその ADC 値を表す

が異なる理由は APV25 のように 25 ns ごとに必ずデータを取得するという形ではなくトリガーからの相対時間という形で時間の情報が得られるので APV25 よりもわずかに幅を持たせたためである。今回の実験では陽極に VMM3a ハイブリッド 2 枚を用い測定を行った。現状 VMM を用いて positive 信号の読み出しを行うことができていないため陽極と逆極性の信号を出す陰極で読み出しは行っていない。そのため、APV25 を用いた測定のとおり 2 軸でイベントセレクションを行うということはいできない。そこで、1 イベント中にクラスターから 5 つ以上離れたストリップで信号が観測された場合ノイズとイベントの判別ができないため排除するという処理を加えた。

4.3 陽極ストリップ 256 本分の信号測定

前章でも述べたように APV25 を用いた ^{55}Fe の信号測定では全測定領域で 6000~7000 イベントしか測定できず、検出領域ごとにスペクトルを測定することができなかった。今節の実験では VMM3a ハイブリッド 2 枚を DLC μ -PIC に接続することで DLC μ -PIC のストリップ 256 本分の信号を同時に測定し各領域にてスペクトルを測定することが可能になった。 ^{55}Fe を用いて DLC μ -PIC の陽極全ストリップ同時測定を行い、式 4.2 に示す質量重心法で位置を再構成し、再構成した位置ごとに陽極ストリップ 256 本を 8 分割し位置ごとにスペクトルを書いた結果を図 4.12 に示す。

$$x = \frac{\sum_{i=0}^n Q_i \times x_i}{\sum_{i=0}^n O_i} \quad (4.2)$$

ただし、 Q_i は各ストリップで取得された ADC 値、 x_i は各ストリップ番号を表す。

本測定においては陽極ストリップでチャージアップ状況をそろえるために検出器稼働後すぐ測定時以外は鉄線源を当てずに測定を行った。それにも関わらず図 4.12 より 8 分割した陽極のうち中心に近い領域においてスペクトルがパルス高が高いほうへとテールを引くような形をしておりこの領域内の μ -PIC のピクセルに異常が発生していると考えられる。そのため以降の測定において

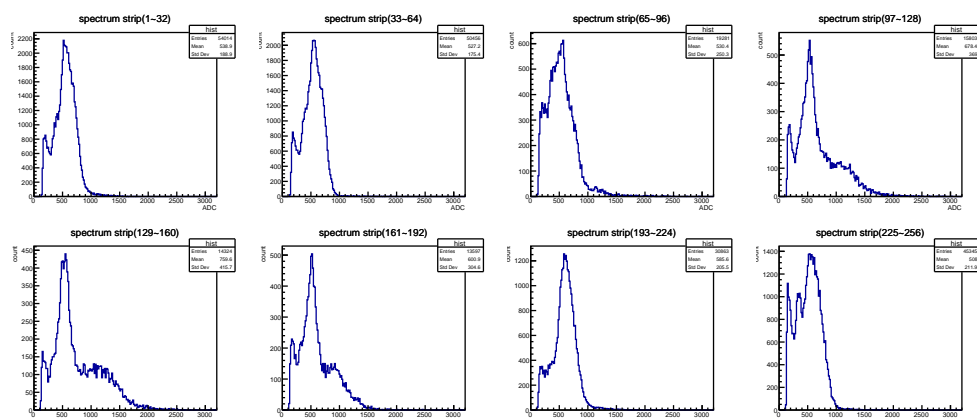


図 4.12 8 分割した陽極ストリップ 256 本分のスペクトル

はなるべく検出器中心から鉄線源を離して測定を行うために信号取得領域を Strip1~32 に限定し、ガス増幅率測定の前に ^{55}Fe 線源を一定時間測定前に信号取得領域に照射しておきチャージアップしきらせた上で信号取得を行った。

4.4 VMM3a で測定した ^{55}Fe のスペクトル

VMM3a を用いて 1 分間の測定時間で測定した ^{55}Fe のスペクトルを図 4.13 に示す。図 3.18 に示した APV25 を用いて測定した ^{55}Fe のスペクトルは 1 時間の測定時間に対して 7000 イベント弱であるのに対して、VMM で測定したスペクトルは 1 分間の測定で 60000 イベント以上記録しており、単純な比較でおよそ 600 倍のデータ取得効率が得られた。

4.4.1 VMM3a+DLC μ -PIC によるゲインカーブ測定結果

陽極陰極間電圧を変化させながら、DLC μ -PIC のガス増幅率電極間電圧依存性 (ゲインカーブ) を測定した。結果を図 4.14 に示す。APV25 を用いた測定と異なる点として、読み出しチップのゲインを変えながら測定を行った点が挙げられる。今実験では VMM3a の 3 mV/fC ~ 12 mV/fC の異なるゲインの間で変化させながら、それぞれのゲインに対してストリップ 1 本の信号のサチレーションが優位になる電圧まで測定を行った。印加電圧 (ガス増幅率) に合わせて適切な VMM3a のゲインを選択し測定を行うことで、より幅広い印加電圧 (520 V ~ 640 V) での多チャンネル読み出しでの信号取得が成功し、最大測定点として約 7500 のガス増幅率を記録した。

もう一つ APV25 を用いた測定と異なる点として、今回の異なる 5 つの VMM3a のゲインで検出器のゲインカーブを測定する全測定時間が 1 時間未満であるという点である。APV25 を用いた測定ではデータ取得の速さに限界があり、ゲインカーブの 1 点の測定を行うために 1 時間の時間を要した。一方で VMM3a を用いた測定では 1 分の測定でガス増幅率計算のための十分なデータが得られた。そのため、全体の測定時間、検出器稼働時間短縮につながり、チャージアップなどの

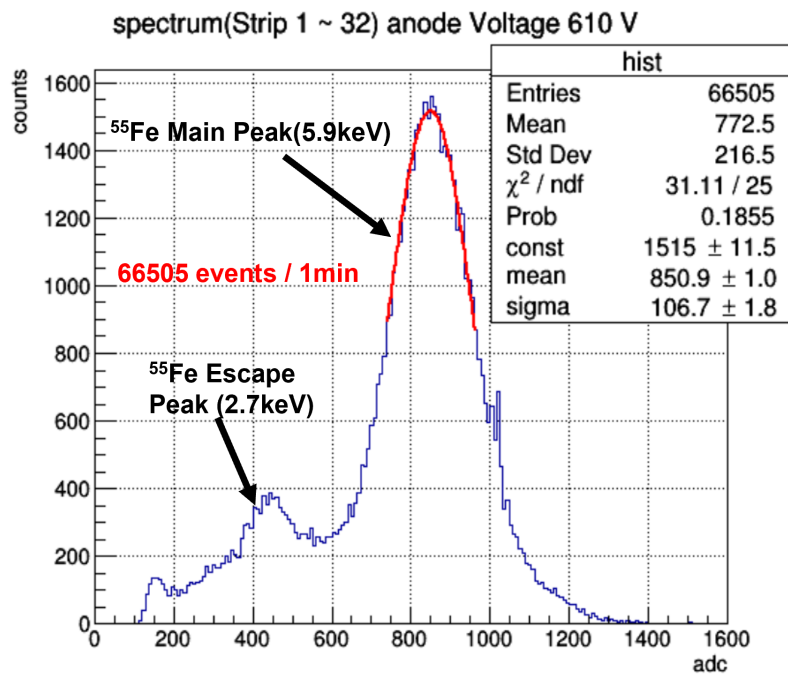


図 4.13 VMM3a+DLC μ -PIC を用いて測定した ^{55}Fe のスペクトル

検出器のガス増幅率に時間依存性をもつ要素の影響を APV25 での測定よりも排除できたと考えられる。

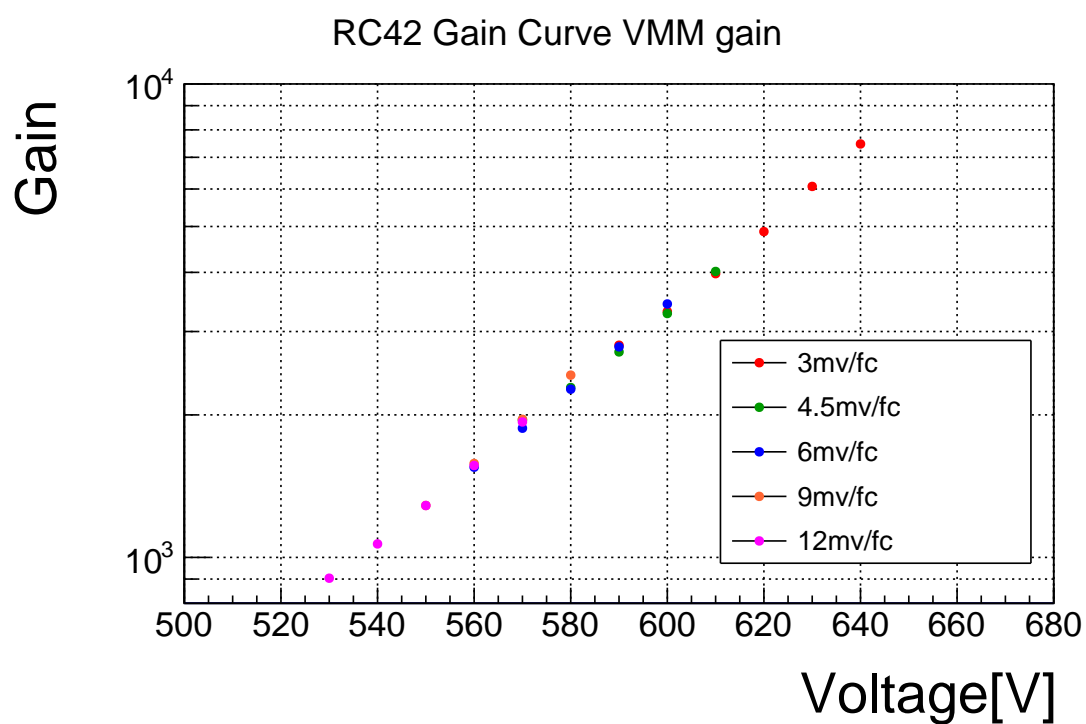


図 4.14 VMM3a のゲイン毎に測定した RC42 の電極間ガス増幅率依存性 (ゲインカーブ)

第 5 章

VMM を用いた多チャンネル読み出しの より正確なエネルギースペクトル取得 のための議論

DLC μ -PIC のガス増幅率依存性の測定のためには、強い X 線源を用い検出器全体への一様照射を行い、多チャンネル読み出しを用いたエネルギースペクトルの同時測定が必要になる。本章では前章で測定した検出器のゲインカーブ測定時に発生した多チャンネル読み出しによるエネルギースペクトル取得の問題点と原因およびシミュレーションを用いた測定の正確性の向上に向けた議論を行う。

5.1 VMM を用いたチャンネル読み出しでのスペクトル測定時の問題点

図 5.1 に図 4.14 に示したゲインカーブのうち VMM ゲインとして 6 mv/fC の測定で電極間印加電圧 550 V ~ 580 V の範囲の一部を拡大した図を示す。図 5.1 内の赤丸で示す通り、電極間電圧 550 V 時の測定結果はゲインカーブ測定の結果に含めておらず、電極間電圧 560V 時の測定結果はゲインカーブ測定の結果に含めている。これらの違いをそれぞれの電極間電圧で取得したスペクトルの違いを用いて説明する。

図 5.2、図 5.3 にそれぞれ電極間電圧 550 V、560 V での VMM3a による多チャンネル読み出しを用いて取得したスペクトルを示す。図 5.3 に示した電極間電圧 560 V で取得したスペクトルは ^{55}Fe のメインピーク見えているのに対して、電極間電圧 550V で取得したエネルギースペクトルは ^{55}Fe のメイン/エスケープピークとは異なる 2つのピークが出現しておりメインピークに対してガウスフィットを正しくかけることができずにガス増幅率の算出ができない。この現象の原因を解明するために電場計算のための有限要素法におけるメッシュ作成ソフトウェア Gmsh と偏微分方程式を解くための有限要素法 (FEM) ソフトウェア Elmer を使用して作成した μ -PIC のモデルに対

して電子のドリフト、増幅、拡散の過程の計算が行えるソフトウェア Garfield++[38] を用いたシミュレーションによる議論を行う。

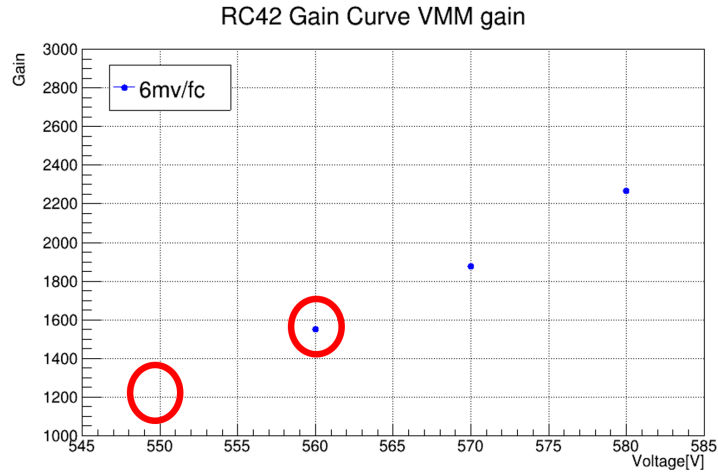


図 5.1 図 4.14 のゲインカーブの内 VMM ゲイン 6[mv/fC] 電極間電圧 550~580 V の範囲を拡大した図。図中赤丸で示した 2 点のうち電極間電圧 550V での測定はゲインカーブの測定結果に含めていない。

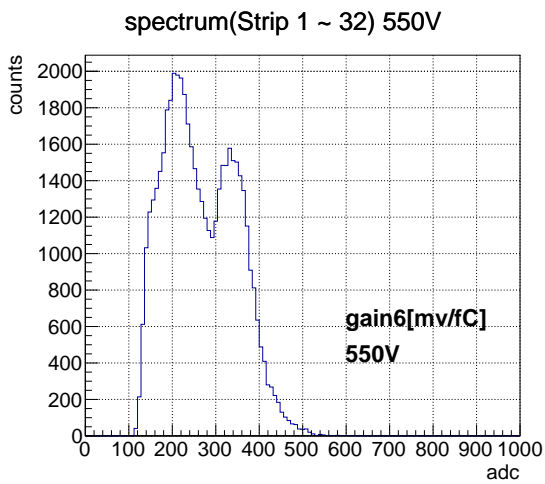


図 5.2 電極間電圧 550V 時に測定したスペクトル
 ^{55}Fe のメイン/エスケープピークではない 2 つのピーク構造が出現している

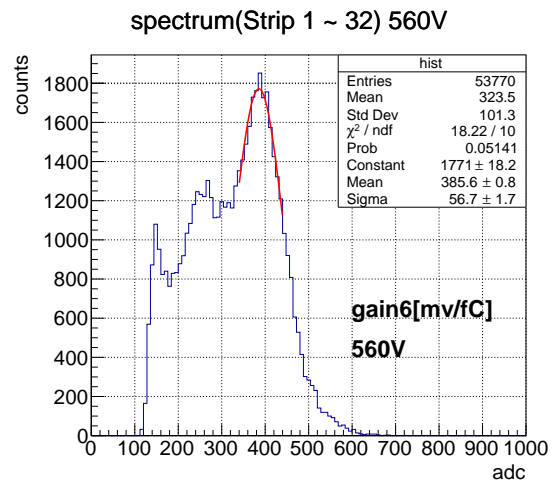


図 5.3 電極間電圧 560V 時に測定したスペクトル

5.2 ^{55}Fe のメインピークスペクトル取得シミュレーション

VMM3a を用いた多チャンネル読み出しによる ^{55}Fe のスペクトル取得において ^{55}Fe のメイン/エスケープではない 2 つのピーク構造が観測されるという問題が発生した。この 2 つのピーク構造の原因の特定、改善方法を議論するために Gmsh を用いて今回の測定に用いた検出器と同じ構造の $\mu\text{-PIC}$ のモデルを作成し、Elmer によって電場構造を計算し、Garfield++ を用いて信号増幅、取得を行うシミュレーションを行った。今回のシミュレーションで用いた $\mu\text{-PIC}$ の 1 ピクセルのモデルの断面図および上面図をそれぞれ図 5.4、図 5.5 に示す。図 5.4 に示す断面図は電極構造を見やすくするために絶縁層をくりぬいた形で図示している。 $\mu\text{-PIC}$ の構造として陽極径を $50\ \mu\text{m}$ 、ピクセル間のピッチを $400\ \mu\text{m}$ に設定した。gmsch によって作成した陽極電極に $600\ \text{V}$ 、陰極電極に $0\ \text{V}$ 、ドリフト電極に $-300\ \text{V}$ の電圧を印加し、Elmer によって電場を計算した。検出器中のガスとして今回のガス増幅率測定実験と同じ $\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6 = 80:20$ の混合ガスを用いた。

作成した $\mu\text{-PIC}$ のモデルと電場構造を用いて Garfield++ を用いて図 5.6 に示すように陽極表面から高さ $4.5\ \text{mm}$ の位置、図 5.5 に示した 1 ピクセルのランダムな点に電子を発生させ増幅させるという処理を ^{55}Fe の特性 X 線が Ar 中で発生させる平均の初期電子数 227 回行うことで ^{55}Fe のメインピークの 1 イベントを再現した。 $\mu\text{-PIC}$ での信号の取得は増幅させた電子の最終到達地点の高さが陽極表面付近かつ検出器平面の座標が陽極径内であるものをカウントし、図 5.7 中の赤線で示すように陽極方向の同列のピクセルで取得した全電子数から総電荷を計算し、その列の陽極ストリップで観測した総電荷とした。各陽極ストリップで算出した総電荷は前章で測定したキャリブレーションの結果を用いて VMM3a 各ゲインにおける電荷から ADC 値への変換を行った。

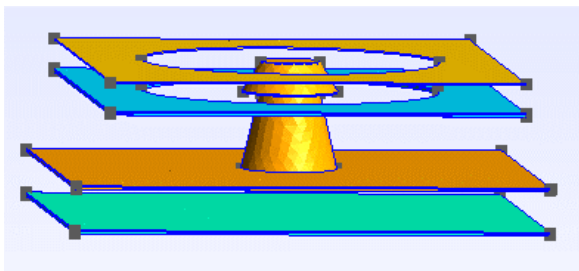


図 5.4 今回のシミュレーションで用いた $\mu\text{-PIC}$ のモデルの断面図
電極の構造を見やすくするために絶縁層をくりぬいて図示している

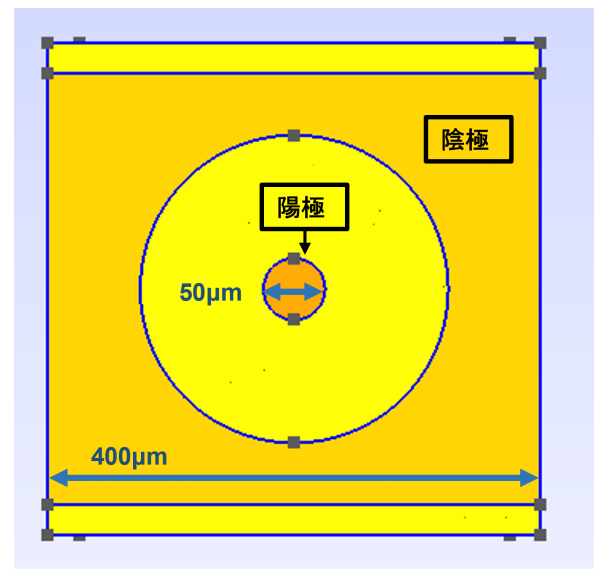


図 5.5 今回のシミュレーションで用いた $\mu\text{-PIC}$ のモデルの上面図

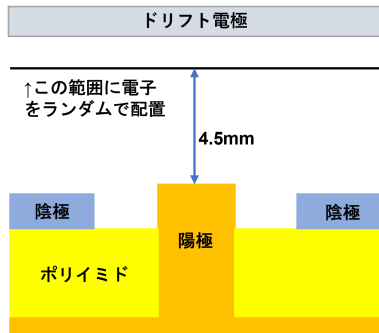


図 5.6 電子発生位置と電極の高さの関係

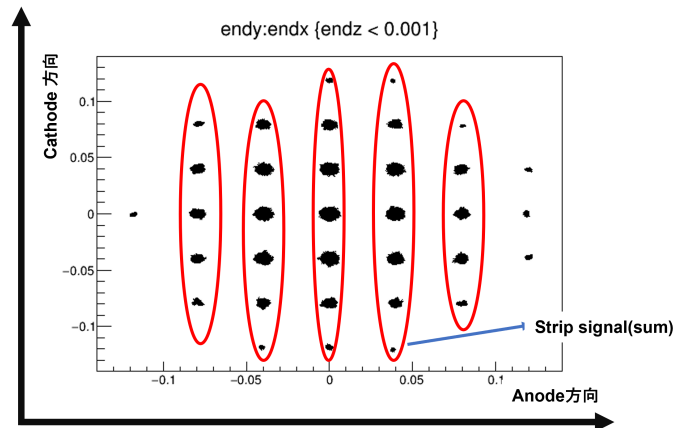


図 5.7 100 イベント分の陽極表面付近の増幅電子最終到達地点と陽極信号の取得の様子
陽極方向のピクセル径内の電子数を列ごとに合計し strip 電荷を算出する

5.3 シミュレーションによる 2 つのピーク構造の再現

前述したシミュレーション方法で初期電子数 227 の ^{55}Fe のメインピークの 1 イベントの信号取得を合計 1804 イベント分取得を行った。図 5.8、図 5.9、図 5.10 にそれぞれ VMM3a ゲインを 6 mV/fC、9 mV/fC、12 mV/fC に設定したときのシミュレーションによる ADC 値のスペクトルを示す。図 5.8 から図 5.10 に示したスペクトルは前述した方法でストリップごとの ADC 値を計算し、閾値を設けずに全ストリップの合計の ADC 値を用いてヒストグラムを作成したものである。閾値を設けずに計算したスペクトルは問題となっていた 2 つのピーク構造は見られていない。

そこでシミュレーションで取得した電荷を ADC 値に変換する際に各ストリップ一律の閾値 (ADC 値 100) を設けて閾値を超えなかったストリップの ADC 値は合計の ADC 値に含めないという処理を加えた。このストリップに与える閾値 Threshold Level (THL) 100ADC を設けて作成しなおしたスペクトルをゲイン 6 mV/fC、9 mV/fC、12 mV/fC それぞれ図 5.11、図 5.12、図 5.13 に示す。

図 5.11、図 5.12 より各ストリップでの信号取得に ADC 値の閾値を設けることで前述した VMM3a を用いた DLC μ -PIC の測定で発生していた ^{55}Fe のメイン/エスケープではない 2 つのピーク構造をシミュレーションにより再現することができた。特に図 5.11 に示した VMM のゲインを 6 mV/fC に設定し電荷を ADC 値に変換したシミュレーション結果は他の 2 つの VMM ゲイン設定時よりも 2 つのピークのイベント数比が小さく完全に ^{55}Fe メインピークのスペクトルが分離してしまっている。以降の節では VMM のゲイン 6 mV/fC に設定時のシミュレーションデータを用いこの原因と解決策について述べる。

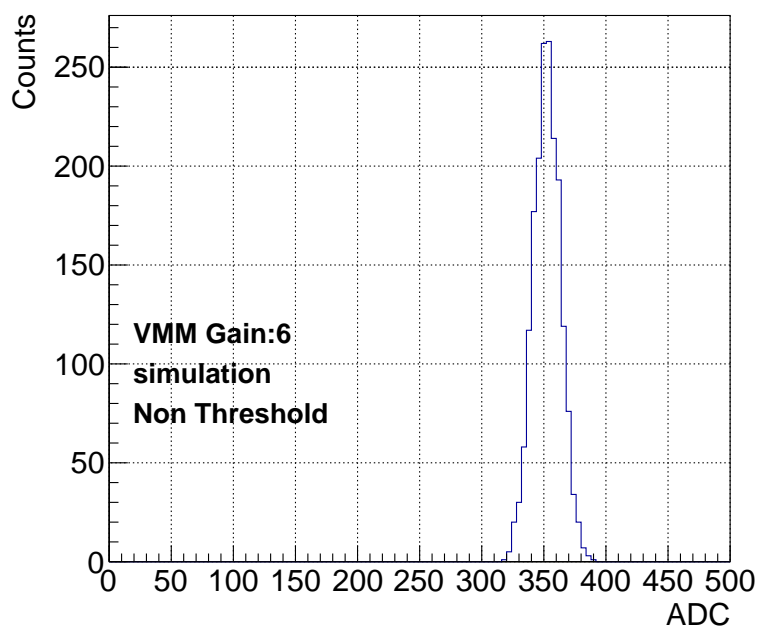


図 5.8 VMM ゲイン 6 mV/fC に設定し、各ストリップの ADC 値の合計で算出したスペクトル

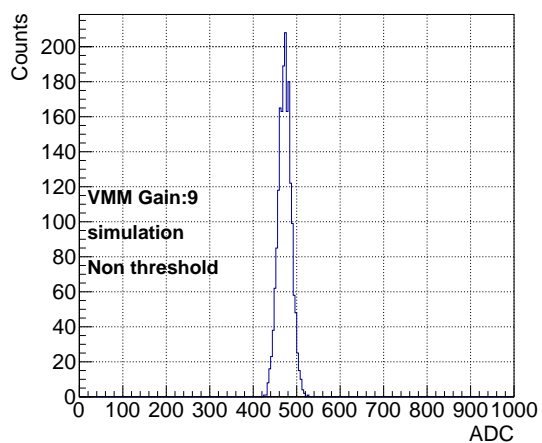


図 5.9 VMM ゲインを 9 mV/fC に設定し、各ストリップの ADC 値の合計で算出したスペクトル

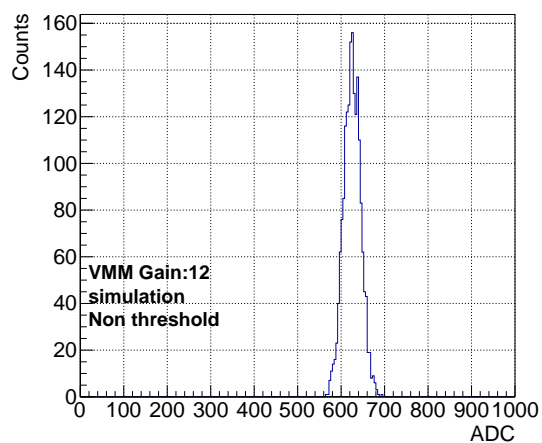


図 5.10 VMM ゲインを 12 mV/fC に設定し、各ストリップの ADC 値の合計で算出したスペクトル

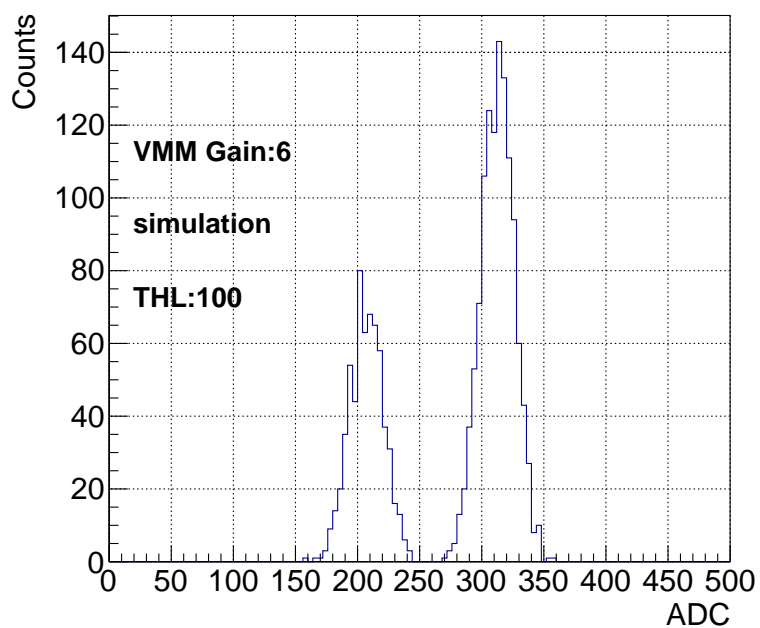


図 5.11 VMM ゲイン 6 mV/fC に設定し、各ストリップで ADC 閾値 (THL)100 を設け超えたストリップのみの ADC 値の合計で算出したスペクトル
 図 5.2 で見られたような 2 つのピーク構造が再現されている

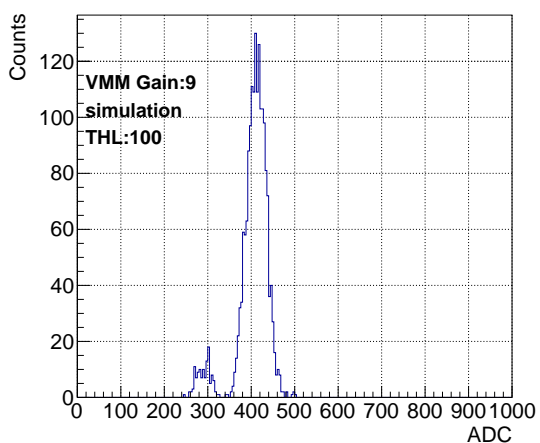


図 5.12 VMM ゲインを 9 mV/fC に設定し、各ストリップで ADC 閾値 100 を設け超えたストリップの ADC 値のみの合計で算出したスペクトル

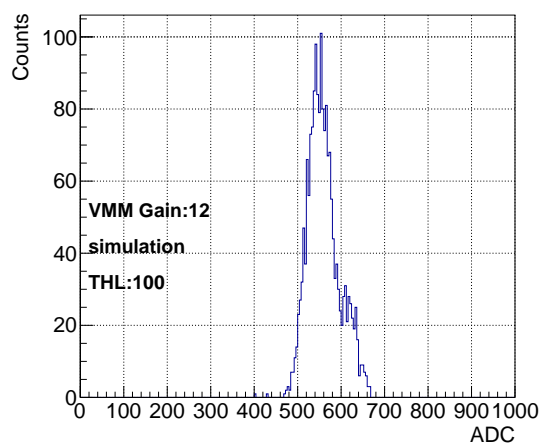


図 5.13 VMM ゲインを 12 mV/fC に設定し、各ストリップでの ADC 閾値 100 を設け超えたストリップの ADC 値のみの合計で算出したスペクトル

5.4 VMM Threshold による電荷情報の消失

シミュレーションによって ADC 値を取得する各ストリップに閾値を設けて閾値を超えない ADC 値のストリップはクラスターに加えないという処理を加えたところ、VMM ゲイン 6 mV/fC に設定したスペクトルで実機での測定と同様な 2 つのピーク構造が再現された。本節では閾値を設けた結果によって生じた 2 つのピーク構造の原因について述べる。

図 5.14、図 5.15 にそれぞれ VMM ゲインを 6 mV/fC に設定したときの閾値なし、信号に対してある程度高い閾値 ADC 値 100 を設けたときのクラスターを形成するストリップの数を図示したものである。以下ではこのクラスターを形成するストリップ数のことをクラスターサイズと呼ぶ。

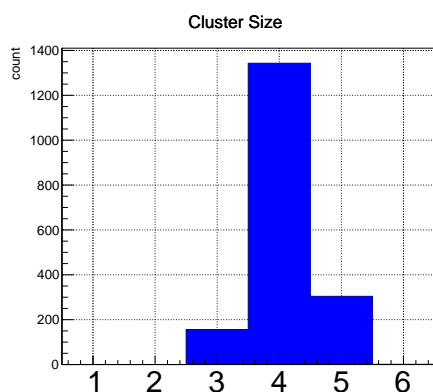


図 5.14 VMM ゲイン 6 mV/fC、閾値なしのシミュレーションにおけるクラスターサイズ

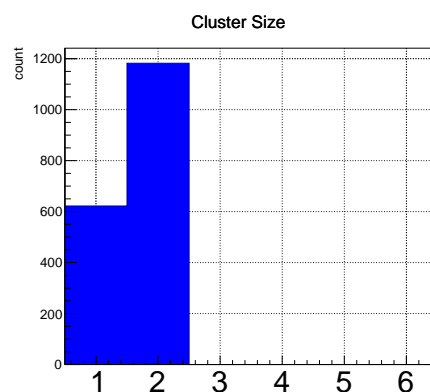


図 5.15 VMM ゲイン 6 mV/fC、閾値:100 のシミュレーションにおけるクラスターサイズ

図 5.14 より各ストリップに閾値を設けないときのクラスターサイズは 3~5strips 程度であるのに対して、図 5.15 に示した各ストリップに対して ADC 閾値 100 を設けたスペクトル測定のクラスターサイズは 1 か 2 のイベントしかない。図 5.16 を用いて VMMthreshold による電荷情報損失について説明する。図 5.14 の結果より典型的な ^{55}Fe のメインピークの信号は $\mu\text{-PIC}$ の 3~5 ストリップにかけて広がると考えられる。しかし、ストリップに対して閾値を設けると、図 5.16 で示した両端のストリップの電荷情報は測定されることなく捨てられてしまう。さらに図 5.16 の右から 2 番目のストリップの電荷情報のような設定した閾値付近の ADC 値を持つストリップは図中で示した半透明の部分のようなそのストリップ中の ADC 値に比べればわずかな量の ADC 値を持つかどうかで信号の取得の有無が決まってしまう。この threshold の閾値付近の ADC 値を持つストリップの情報の取捨が問題となっていた 2 つのピーク構造を引き起こしていたと考えられる。特に VMM を低いゲインで稼働させる時、同じ ADC 値差でも電荷量の差が高いゲイン時に比べ多くなる。そのため、他のゲインに比べて 6 mV/fC の設定のときに 2 つのピーク構造が優位に出たと考えられる。

図 5.17 に図 5.11 クラスターサイズ 1 と 2 で分けて算出したスペクトルを示す。2 つのピークがクラスターサイズごとに綺麗に分かれているのが見てとれる。同様に実機での実験によって測定さ

れた図 5.2 および図 5.3 のスペクトルをイベントのクラスターサイズ 2 以上のものを分けてスペクトルを書いた図をそれぞれ図 5.18、図 5.19 に示す。図 5.18 よりシミュレーションと同様に 2 つのピーク構造が Threshold によるクラスターサイズの違いに起因することが確かめられ、図 5.19 においてもメインピークの形としてはスペクトルに現れているものの threshold がスペクトル形成に影響している事が見て取れる。

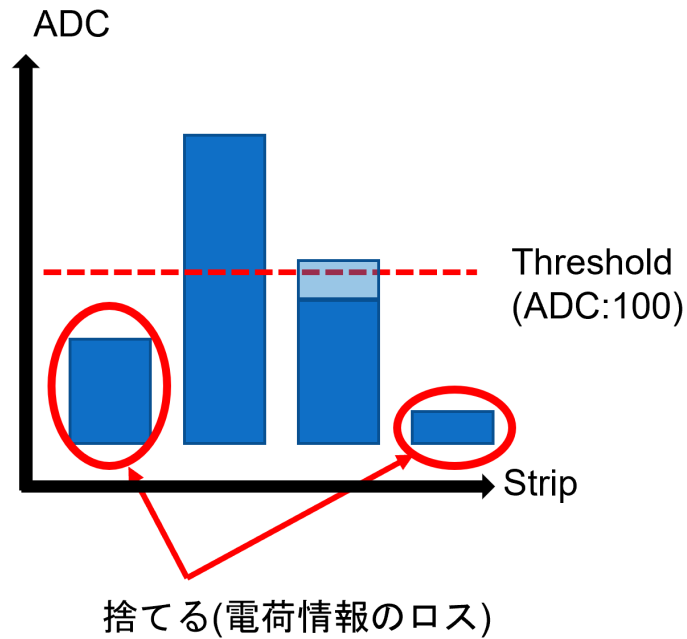


図 5.16 VMM threshold による電荷情報損失の様子
複数ストリップにかけてわたる信号に閾値を設けると捨てられるストリップ (両端) と ADC 値のわずかな差によって取捨両方発生するストリップ (右から 2 番目) が発生する

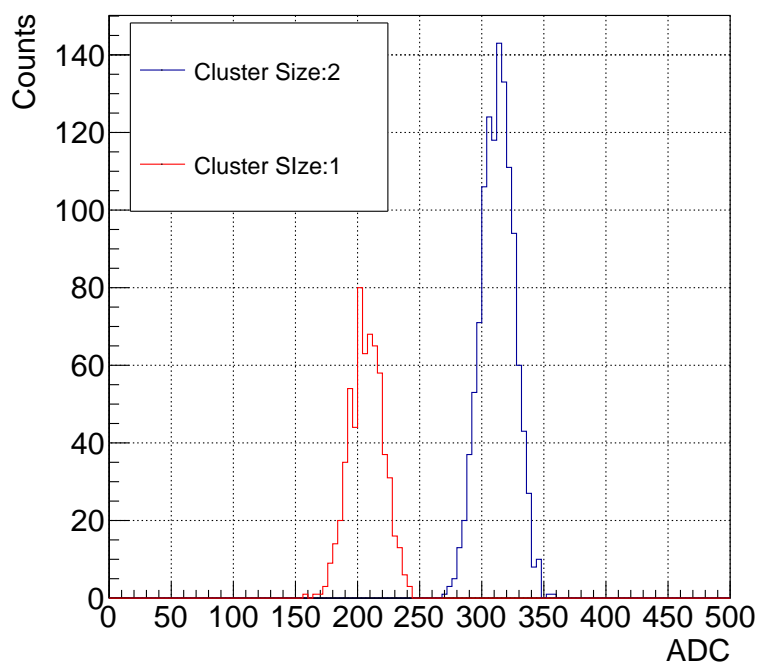


図 5.17 クラスタサイズ 1 と 2 で分けて算出した図 5.11 のスペクトル
2つのピークがクラスタサイズ毎に綺麗に分かれている

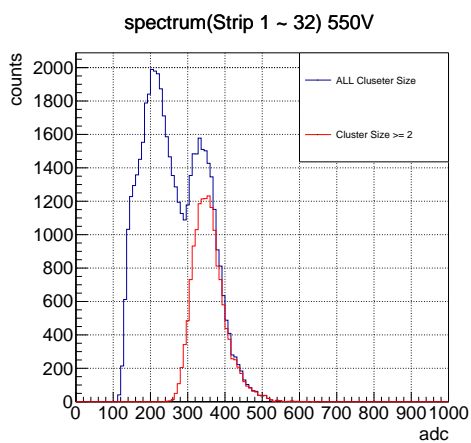


図 5.18 クラスタサイズで分類した図 5.2 の
スペクトル

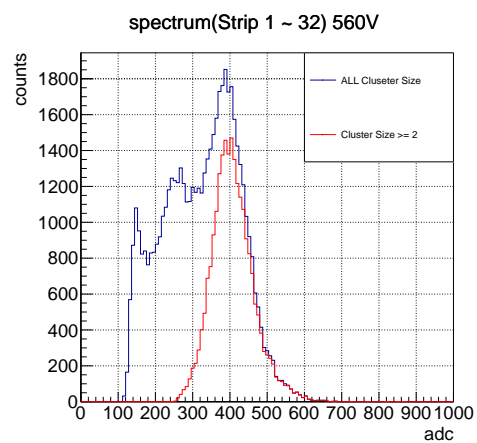


図 5.19 クラスタサイズで分類した図 5.3 の
スペクトル

5.5 電荷の広がり

VMM を用いた信号観測において各ストリップに threshold を設けたことによりクラスターを構成する電荷情報の内 2 番目以降の大きさを持つ電荷情報が threshold によって情報が落とされるか

どうかということが図 5.11 や図 5.2 で示した 2 つのピーク構造が現れた要因であると考えられる。

本節ではクラスターを構成する電荷情報の広がりを図 5.8 で作成した threshold を設けずにシミュレーションにより作成したスペクトルを用いて評価する。シミュレーションにおいて初期電子を発生させた中心のピクセルからの信号の広がり具合を式 5.1、式 5.2 を用いて評価した。ただし x_0 は初期電子を発生させたピクセルが属する中心のストリップ、 Q_i はそれぞれの ADC 値である。

$$M = \frac{\sum_{i=-3}^3 Q_i x_i}{\sum_{i=-3}^3 Q_i} \quad (5.1)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=-3}^3 Q_i (x_i - M)^2}{\sum_{i=-3}^3 Q_i}} \quad (5.2)$$

上記の式で計算した 1804 イベント分の σ の値を用いてヒストグラムを書いたものを図 5.20 に示す。図 5.20 より信号の広がり具合は平均値 0.67[strips] の正規分布を示した。この σ の値と図 5.8 のピークフィッティングによって得られる増幅率の ADC Mean 値 352 を用いてストリップに対して図 5.21 のように広がると考えられる。

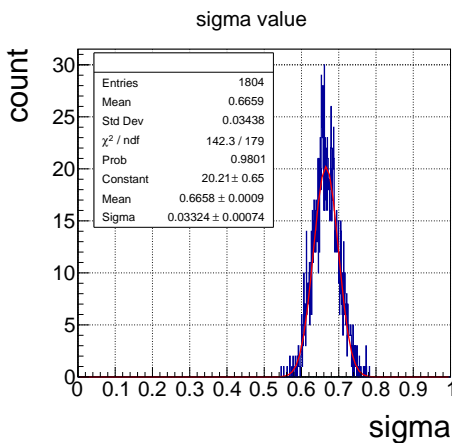


図 5.20 イベントごとの σ 値

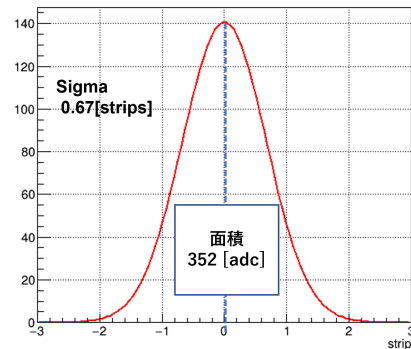


図 5.21 図 5.8 のスペクトルの信号の陽極ストリップでの広がり方のグラフ

図 5.21 に示したグラフでは中心のストリップを中心とした一定の σ の値をもつガウス分布と仮定した。しかし図 5.22 にイベントごとの M 値のヒストグラム、図 5.23 に M の値の正負ごとに書いた σ 値のヒストグラムを示す。図 5.22 より M 値はイベントごとに正負両方に偏り、図 5.23 より M 値の正負に対して同じような広がり方をすると考えられる。このガウス分布の中心値が中心のストリップに対して正負どちらかに偏ることが同じ増幅率の信号に対して THL100 の threshold を設けたときにクラスターを構成する電荷情報のうち 2 番目に値が高いストリップの情報の取捨の違いを生み出して、結果としてクラスターサイズ 1 または 2 のスペクトルになったと考えられる。

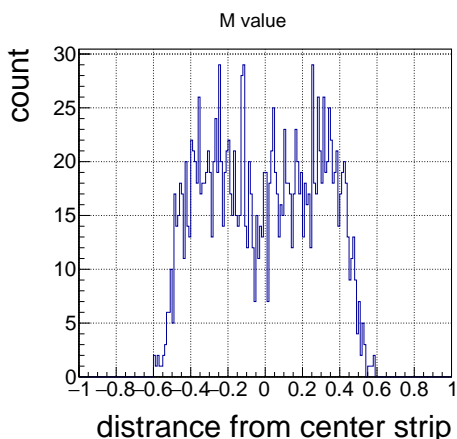


図 5.22 イベントごとの M 値

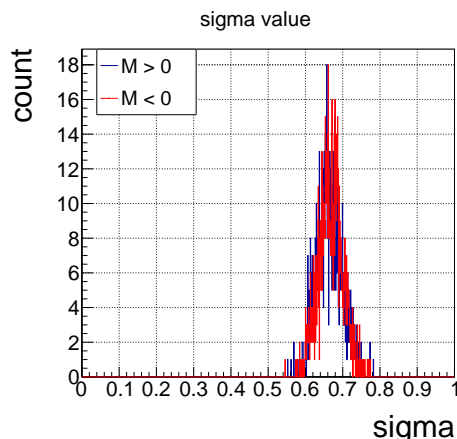


図 5.23 M 値の正負ごとの σ 値

5.6 Threshold Level の違いによるスペクトルの変化

前節まででクラスターを構成する電荷情報のうち 2 番目以降の電荷情報が threshold による信号の取捨が生じることが VMM3a を用いた多チャンネル読み出しによる測定において信号取得の問題であることを議論した。特に VMM3a を低いゲインで動作させる際により正確な測定を行いたい場合、クラスター内の 2 番目以降の電荷情報に目をむけ THL を定める事が重要になる。VMM は仕様上、5.7 節で述べる VMM の機能の一つである Neighboring Logic を除き threshold を超えたチャンネルの信号しか読み出すことはできない。そこで本節ではシミュレーションで算出したスペクトルに対して設ける Threshold Level を下げてスペクトルを算出する。

前節の議論より図 5.8 のスペクトルはイベントごとに中心から正負に偏ったガウス分布を形成すると考えられ、理想の THL の定め方はイベントごとに正負の偏りを考慮した THL を設けることである。しかし、イベントごとに THL を変えながら測定を行うことは不可能であるので図 5.21 で示した中心のストリップから $\sigma=0.67$ で広がる分布を用いて設ける THL を議論する。図 5.21 に示した密度関数を式 5.3 のように定義する。

$$f(x) = A \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \text{ ただし } \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 352 \quad (5.3)$$

式 5.3 のうち面積と σ の値は既に定まっているためガウス積分を用いて A の値を計算することができ、計算の結果 $A=141$ となった。計算によって求めた密度関数を用いて中心から 1 つ隣の信号の ADC 値を式 5.4 のように見積もった。

$$\int_{0.5}^{1.5} 141 \exp\left(\frac{-x^2}{2(0.67)^2}\right) dx \simeq 51 \quad (5.4)$$

計算結果より VMM ゲイン 6 mv/fC に設定し図 5.8 のスペクトルに対して各ストリップ THL を 50 まで下げてスペクトルの算出を行った。その結果を図 5.24 に示す。またスペクトル算出の際

の 1 イベントのクラスターサイズを図 5.25 に示す。図 5.24 より閾値を下げることで 2 つのピーク構造が解消されるのを確認し、図 5.25 より閾値を下げたことにより図 5.15 に示した THL を 100 に定めたときに比べてクラスターサイズ 1 のイベントがなくなりクラスターサイズ 3 のイベントが現れるようになった。クラスターサイズ 2 のイベントがいまだに優位であるのはガウス分布の正負方向への偏りの影響を受けていると考えられる。

図 5.26 に図 5.8 のスペクトルのクラスターを構成する電荷情報の各 ADC 値を比べ、順位づけしてクラスター内 1 位、クラスター内 2 位、クラスター内 3 位ごとにスペクトルを書いたグラフを示す。図 5.26 より THL を 50 に設定した際にクラスター内 2 位の電荷情報すべてとクラスター内 3 位の電荷情報の一部が取得されているのが見て取れる。

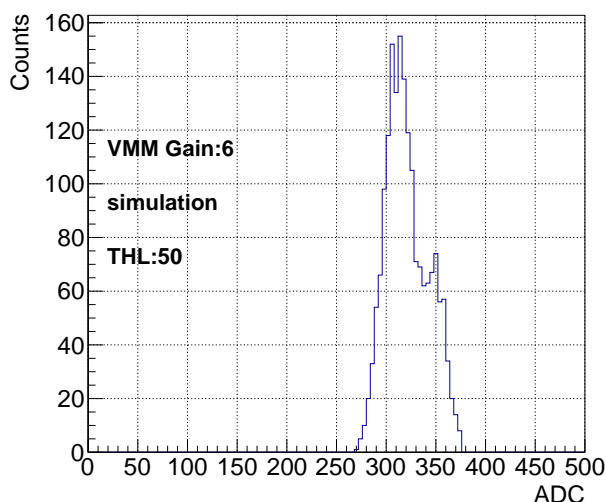


図 5.24 VMM ゲイン 6 mV/fC、THL:50 のシミュレーションで算出したスペクトル

シミュレーションにより閾値を下げるとピークを構成するイベントのクラスターサイズが上昇し、電荷情報のロスが減るといった結果が得られた。そこで実際に VMM3a の Threshold Level を 120、75 の二つの異なる値に設定して、DLC μ -PIC 実機での測定を行った。電極間電圧 550 V の時の THL それぞれ 120 と 75 の時の測定されたスペクトルを図 5.27、図 5.28 に示す。図 5.27 の THL120 での測定では、2 つのピーク構造が現れているのに対して、図 5.28 の THL50 での測定では ^{55}Fe のメインピークのスペクトルを取得することができている。

陽極を 500 V に固定し、陰極の電圧を変化させながら電極間電圧を 540~610 V まで変化させながら測定したゲインカーブを図 5.29 にエネルギー分解能を図 5.30 に示す。図 5.29 より閾値 (THL) を 75 まで下げて測定を行った方がゲインが高く出るといった結果が得られた。シミュレーションと同様に閾値を下げることで閾値を超えるストリップの数が増え電荷情報のロスが軽減されたためだと考えられる。

図 5.30 に示したエネルギー分解能のグラフより、THL75 で測定したエネルギー分解能は電極間

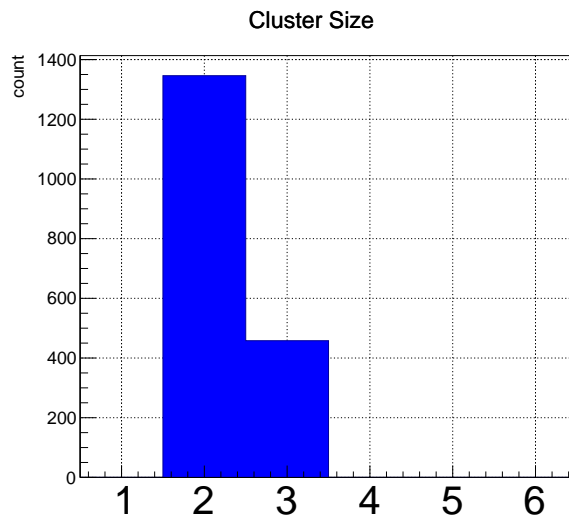


図 5.25 VMM ゲイン 6 mV/fC、THL:50 のシミュレーションにおけるクラスターサイズ分布

電圧を 560 V を境に電極間電圧の上昇とともに位置分解能が向上するという傾向が見え、THL120 で測定したエネルギー分解能は電極間電圧 600 V までゆるやかに位置分解能が低下していき、電極間電圧 610V でエネルギー分解能が向上するという結果が得られた。

図 5.31、図 5.32 に電極間電圧 570V 時のそれぞれの THL で測定したスペクトルを示し、図 5.33、図 5.34 にそれぞれの THL でのクラスターサイズの分布を示す。図 5.34 に示した電極間電圧 570V、THL75 時のクラスターサイズの分布は図 5.33 に示したクラスターサイズの分布に比べてイベント全体におけるクラスターサイズ 1 が占める割合が少ない点、クラスターサイズ 3 のイベントが出現している点で異なる。これは図 5.25 で示したシミュレーションでの結果と同様に threshold を下げたことによってクラスター内 2 位、クラスターのガウス分布の正負の偏りが少ないイベントではクラスター内 3 位の電荷情報を持つストリップが THL を超え実機での測定でも観測されるようになったと考えられる。一方で図 5.33 に示した電極間電圧 570 V、THL120 時の測定では threshold によってクラスター内 2 位のイベントの一部が切られてしまい、クラスターサイズ 1 と 2 のイベントの割合がおおよそ半々のスペクトルを形成したと考えられる。

threshold によって落とされる電荷情報の数が少なくなればエネルギー分解能は向上すると考えられる。そのため THL75 の測定においては電極間電圧 570V の段階で図 5.31 及び図 5.34 に示す通り、クラスター内 2 位、3 位の電荷情報が threshold を超えるために要求されるガス増幅率が低くなり、低い動作電圧から動作電圧の上昇に合わせてエネルギー分解能が向上するという傾向が見られたと考えられる。一方で THL120 での測定では図 5.31、図 5.33 に示す通り、電極間電圧 570V の測定で得られたスペクトルのイベントはクラスターサイズ 1 と 2 のものが混在する。図 5.31 のスペクトルのフィッティングに示すようにこのようなイベントのフィッティングをするときに本来のピークとは異なる位置でフィッティングを行ってしまっている可能性があり、そのため電極間電圧 570V での測定において THL75 時よりもエネルギー分解能の計算結果が実際の値より

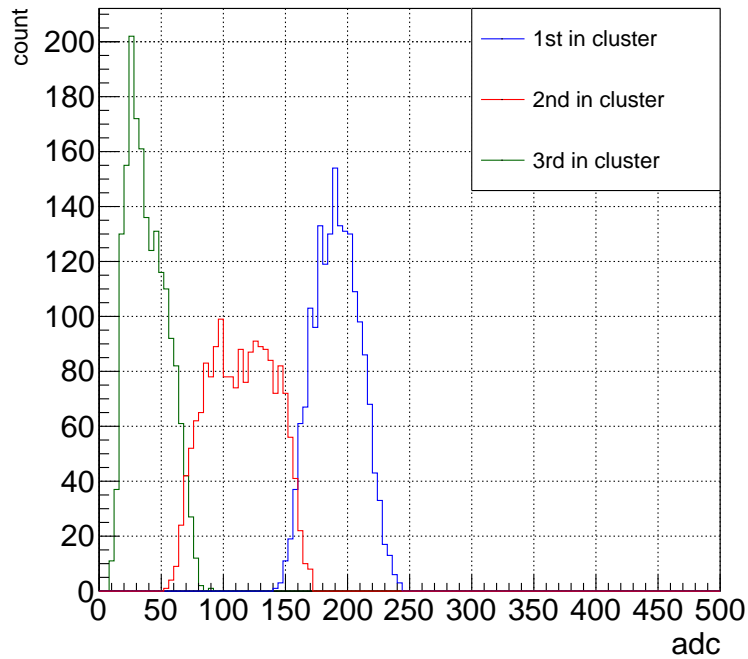


図 5.26 クラスタ内順位ごとに算出したスペクトル

も向上するという結果になったと考えられる。そのため図 5.29、図 5.30 の測定において threshold を変えることによって得られてガス増幅率、エネルギー分解能の差は動作電圧が低い領域においてはフィッティングエラーによって有意とはいえず、動作電圧が高い領域においては各フィッティングピークで 10000 イベント以上測定できていることを考慮すると系統、統計的に threshold を下げることによってガス増幅率、エネルギー分解能を精度よく測定できたと考えられる。

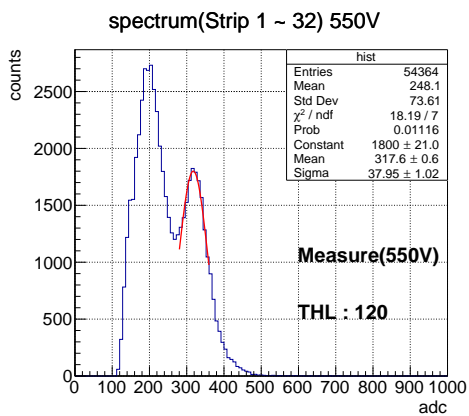


図 5.27 閾値 120、電極間電圧 550 V で測定したスペクトル

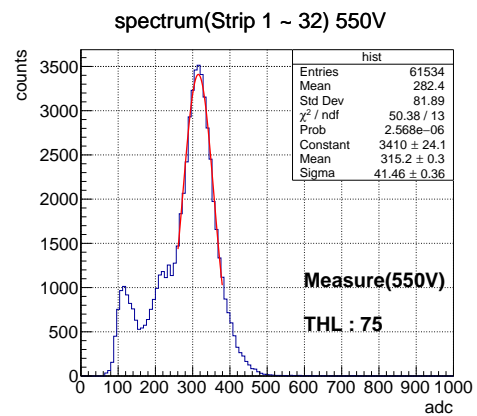


図 5.28 閾値 75、電極間電圧 550 V で測定したスペクトル

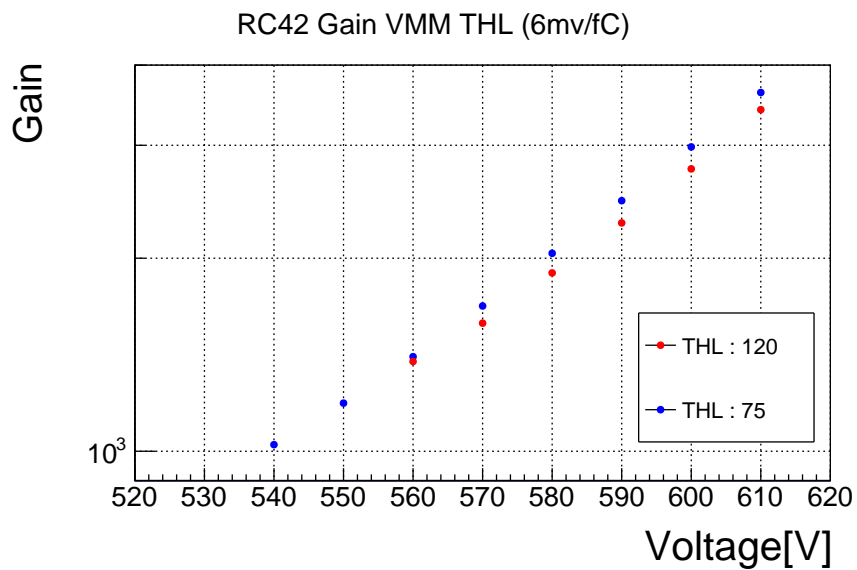


図 5.29 VMM3a threshold ごとに測定したゲインカーブ

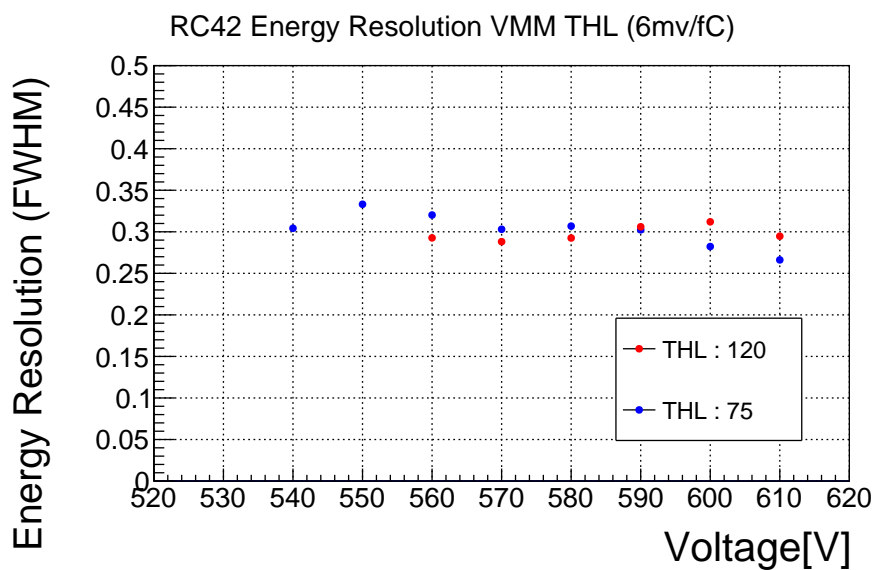


図 5.30 VMM3a threshold ごとに測定したエネルギー分解能

5.7 Neighboring Logic

前節で VMM3a の threshold を下げると threshold によって捨てられるストリップの数が減り、ガス増幅率及びエネルギー分解能が向上することをシミュレーションと実機での実験で確かめた。しかし、実機での測定において電磁ノイズの影響で落とせる Threshold Level には限度がある。そ

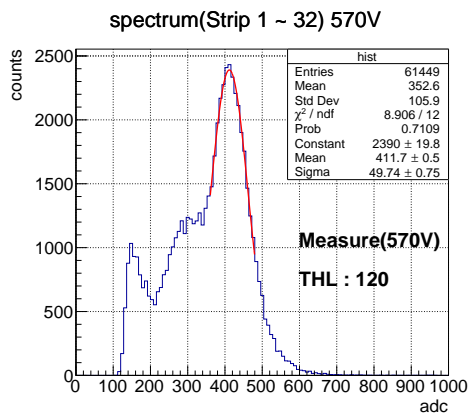


図 5.31 閾値 120、電極間電圧 570V で測定したスペクトル

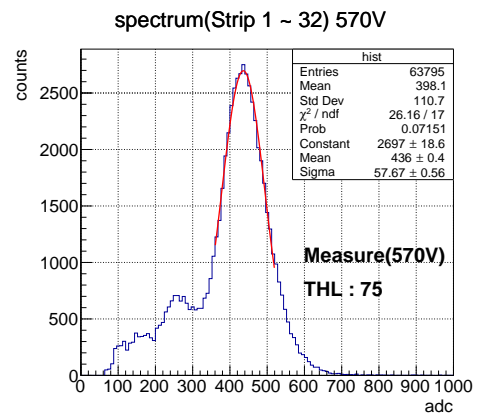


図 5.32 閾値 75、電極間電圧 570V で測定したスペクトル

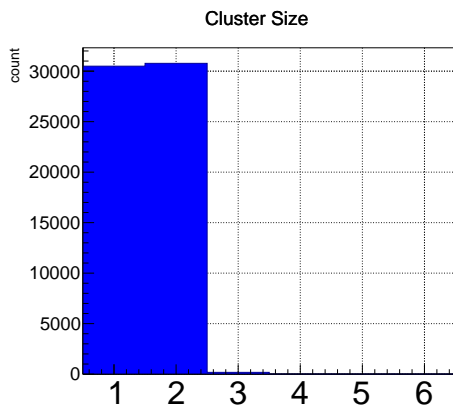


図 5.33 閾値 120、電極間電圧 570V で測定したスペクトルのクラスターサイズ分布

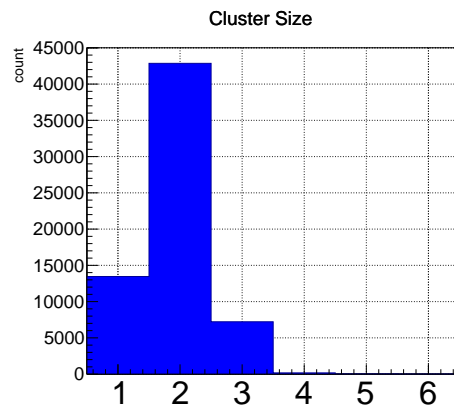


図 5.34 閾値 75、電極間電圧 570V で測定したスペクトルのクラスターサイズ分布

ここで本節では VMM3a の機能の一つである Neighboring Logic [42] の説明とシミュレーションで Neighboring Logic の有用性について評価する。

Neighboring Logic を図 5.35 を用いて説明する。複数ストリップにかけてわたる信号のうち前節までの議論においては VMM の Threshold を超えた信号のみを取得していた。Neighboring Logic は図 5.35 に示したように、Threshold を超えたストリップの隣の Threshold を超えていないストリップの情報も追加で取得することができるという VMM の機能である。これにより今まで Threshold によって発生していた電荷情報のロスが軽減され特に、1ADC 値の電荷量が多い低い VMM ゲインでの測定において測定されるガス増幅率、及びエネルギー分解能の向上が期待される。図 5.36 に VMM ゲイン 6 mV/fC、THL100 でのシミュレーションに Neighboring Logic を組込んで算出したスペクトルを示す。図 5.11 とで threshold によって発生していた 2 つのピーク構造が解消されているのが見て取れる。

現状 DLC μ -PIC に Neighboring Logic の有用性を評価するために 3 つの VMM ゲイン 6 mV/fC、9 mV/fC、12 mV/fC でスペクトルを算出した。その際に THL50、THL100 の 2 種類の VMM threshold を設け 3 つの VMM ゲイン、2 つの Threshold に対して Neighboring Logic の有無の計 12 パターンのスペクトル算出を行い、Threshold なしでの算出を加えた計 15 パターンのシミュレーションを行った。シミュレーションによって算出したスペクトルにガウスフィットをかけたその Mean、Sigma をそれぞれ表 5.1、表 5.2 にまとめる。算出したスペクトルにガウスフィットをかける例を図 5.37 および 5.38 に示す。図 5.39 に VMM ゲイン 6 mV/fC、THL:120 での VMM ハイブリッド 1 枚つまり 128 チャンネル分のペDESTAL ADC 値を示す。ペDESTAL の測定には VMM のパラメタリングおよびテストができるスローコントロールソフトウェア VMMDCS[39] を用いた。VMMDCS を用いて測定した各チャンネルのペDESTAL ADC 値はチャンネルごとに数千イベントの平均の値として算出されているが、各チャンネルごとにペDESTAL の分布を得ることができなかつた。そのため Neighboring Logic のシミュレーションに電磁ノイズの影響を加えていない。

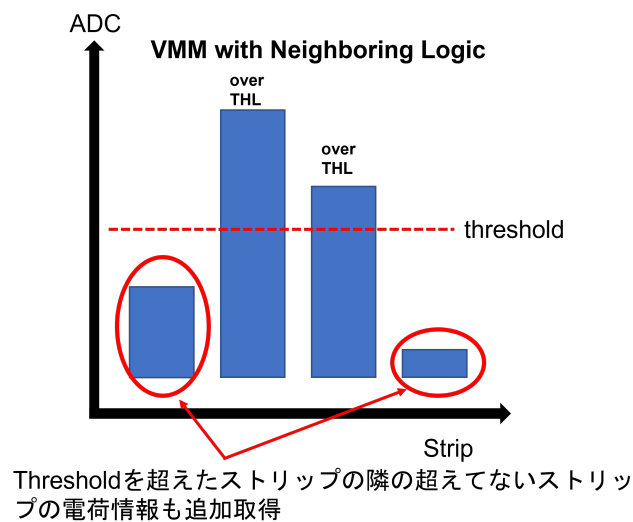


図 5.35 Neighboring Logic 模式図

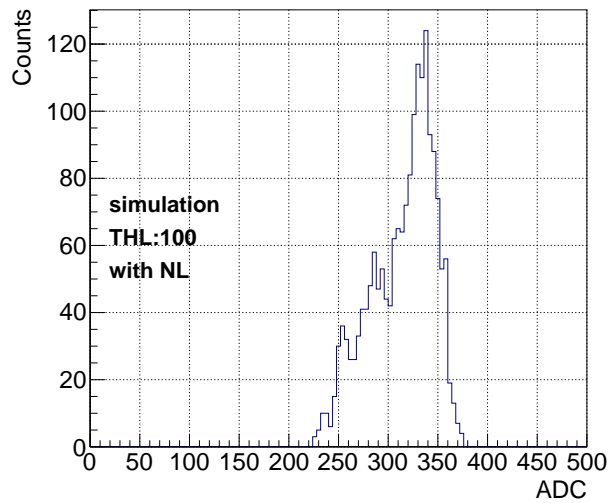


図 5.36 VMM ゲイン 6 mV/fC、THL100 でのシミュレーションに Neighboring Logic を適用し算出したスペクトル

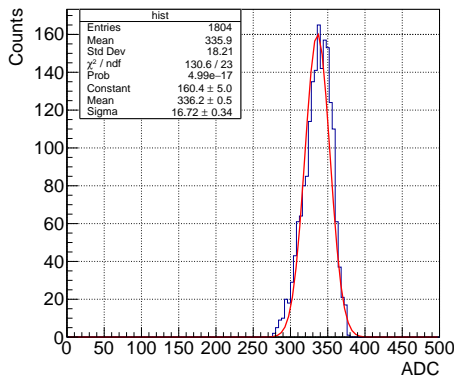


図 5.37 VMM ゲイン 6 mV/fC、THL50+Neighboring Logic で算出したスペクトルのガウスフィット

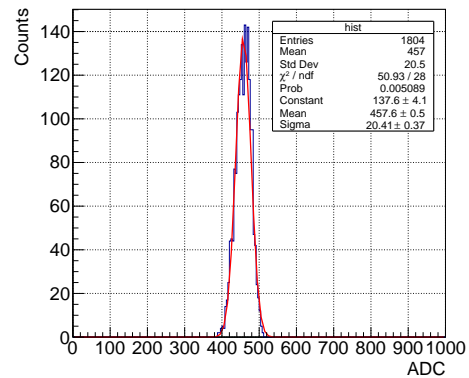


図 5.38 VMM ゲイン 9 mV/fC、THL50+Neighboring Logic で算出したスペクトルのガウスフィット

12 mV/fC、THL50 時の Neighboring Logic の有無で ADC Mean 値が 598.4→611.9 の +2.1 % のピークシフト 12.4 % →9.33 % のエネルギー分解能向上が見られた。9 mV/fC、THL50 時の Neighboring Logic の有無で ADC Mean 値 441.8→457.6 の +3.6 % のピークシフト 14.2 % →10.5 % のエネルギー分解能が向上が見られた。6 mV/fC、THL50 時の Neighboring の有無で ADC Mean 値 320.7→336.2 の +4.8 % のピークシフト、15.1 % →11.7 % のエネルギー分解能が向上という結果が得られた。

今回比較した 3 つのゲイン全てにおいてピークの正方向へのシフトが見られ、エネルギー分解

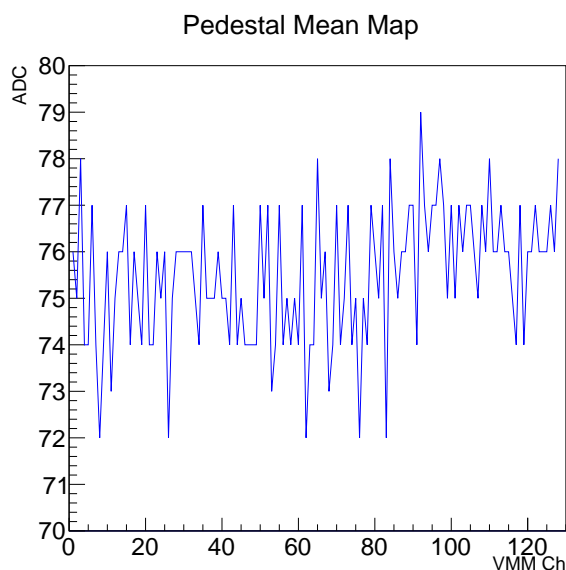


図 5.39 VMM ハイブリッド 1 枚 (128 チャンネル) 分のペDESTAL ADC 値

能の向上が得られた。特に VMM ゲインを低く設定しているときの Neighboring Logic による電荷情報のロス軽減は他の高い VMM ゲイン設定時よりも大きな寄与を示した。しかし、THL100 時の測定において Neighboring Logic の適用だけでは十分正しいガウスフィットがかけられない点もあり、実際に検出器で Neighboring Logic を用いて測定をおこなう際には適切な Threshold Level まで落とした後 Neighboring Logic を併用するという測定オペレーションが望ましいと考えられる。

| VMM Gain | Non THL | THL:50 | THL:50+NL | THL:100 | THL:100+NL |
|----------|---------|--------|-----------|---------|------------|
| 12 mV/fC | 625.4 | 598.8 | 611.9 | 555.2 | 592.2 |
| 9 mV/fC | 472.6 | 441.8 | 457.6 | 411.9 | 438.6 |
| 6 mV/fC | 352.5 | 320.7 | 336.2 | (312.7) | 313.3 |

表 5.1 ガウスフィットの結果 ADC mean

NL は Neighboring Logic を示す。() 内の値は 2 つのピーク構造が発生したスペクトルを表す

| VMM Gain | Non THL | THL:50 | THL:50+NL | THL:100 | THL:100+NL |
|----------|---------|--------|-----------|---------|------------|
| 12 mV/fC | 19.36 | 31.51 | 24.3 | 32.09 | 34.09 |
| 9 mV/fC | 14.67 | 26.65 | 20.41 | 21.55 | 30.41 |
| 6 mV/fC | 10.98 | 20.6 | 16.72 | (13.6) | 33.04 |

表 5.2 スペクトルのガウスフィット結果 Sigma

第 6 章

神戸大学海事科学部タンデム静電加速器での高速中性子照射実験

DLC μ -PIC のガス増幅率依存性を正しく測定するためには強い X 線源を検出器面に対して一様に照射し、チャージアップ状況を場所ごとの依存性を無くしたうえで多チャンネル読み出しによる同時測定が必要になる。また、VMM3a を用いた多チャンネル読み出しによる測定の利点として従来の MCA 波高分析器などを用いた単チャンネル読み出しによる測定で取得可能であった電荷の情報に加えて時間と位置の情報も得られることである。そこで本章では神戸大学海事科学部にあるタンデム静電加速器施設で高レートの中性子を発生させ、将来の強い X 線照射実験を行う前に高レート放射線下での VMM3a の動作確認を行うとともに多チャンネル読みだしによって得られる電荷、時間、位置の情報を用いて高速中性子のヒット位置を再構成し多チャンネル読み出しでの高速中性子に対する位置分解能を算出した。

6.1 神戸大学海事科学部タンデム静電加速器

本章で行った高速中性子照射実験は神戸大学海事科学部にあるタンデム静電加速器施設で行った。本節ではタンデム静電加速器施設についての説明を行う。タンデム静電加速器施設の概観を図 6.1 に示す。タンデム静電加速器はイオン源としてセシウムスパッタイオン源 (SNICSII) を用いる。イオン源からは放出された (D^-) は図 6.2 に示す加速器本体に到達する。加速器の両端はグラウンド (0 V) で中央の高電圧ターミナルは +1.5 MV に維持されており、加速器に到達した D^- は電場によって高電圧ターミナルまで加速される。ターミナル中には窒素ガスが少量流れており、加速された D^- が窒素分子と電荷ストリッピング反応により D^+ に変換される。電荷が正に変換されたことで加速器入射口からターミナルに加速された時とは逆方向の力を電場から受け、3 MeV まで加速されながら出口へと到達する。加速器を経て加速された D^+ は二連磁気四重極レンズで収束、分析振分電磁石を用いて目的のビームラインへと送られる。本研究で用いたビームラインの終端には Be ターゲットが取り付けられており、加速された D^+ が Be ターゲットに衝突することで

以下の反応 (式 6.1) が起き高速中性子をビームとして取り出している。



図 6.3 に 2.3 MeV の D^+ をターゲットに照射したときのビーム照射口からの角度 0° 、 45° 、 90° 、 150° での中性子のエネルギースペクトルを示す。今実験ではビーム照射口から 0° のところに検出器をセットしたので発生する高速中性子は図 6.3 より 2 MeV 付近にピークを持つと考えられる。また中性子最大発生量は 10^8 n/sec である。

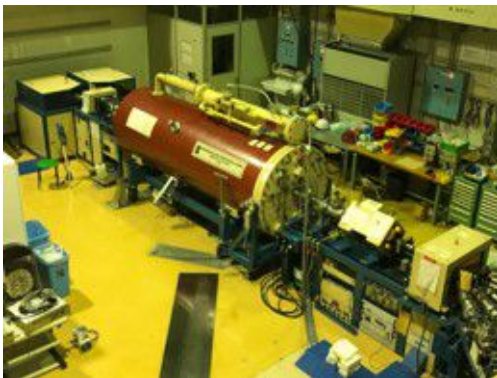


図 6.1 タンデム静電加速器施設の概観

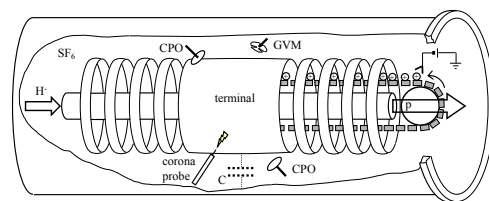


図 6.2 加速器本体の概略図 [40]

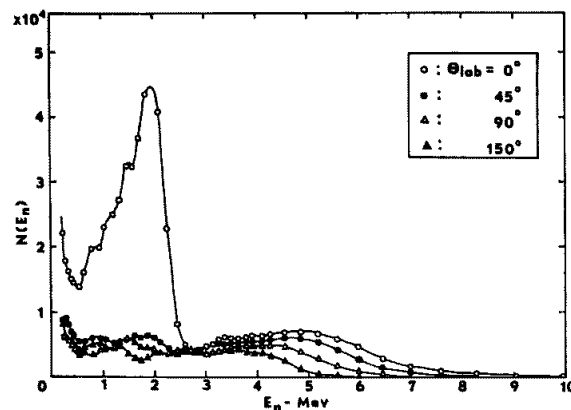


図 6.3 2.3[MeV] の D^+ 照射時のビームラインからの角度ごとの中性子エネルギースペクトル [41]

6.2 高速中性子照射実験セットアップ

図 6.4 に今実験の実験セットアップの図を示す。今実験で使用した $DLC\mu\text{-PIC}$ は試作器番号 RC47(DLC 抵抗率 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$) を用い、Be ターゲットから 30cm 離れた地点がドリフト領域となるように検出器を設置した。検出器設置後検出器表面の一部を図 6.4 に示すように $20 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ のポリエチレンブロック 2 枚を用いて遮蔽した。ポリエチレンブロックを用いて検出器面の一部を遮

蔽した理由としてポリエチレンは中性子に対する遮蔽能が高いという点が挙げられる。ポリエチレンは水素の含有量が多く軽い原子核を多く含むため、弾性散乱による中性子減速能が高く中性子遮蔽が期待される。中性子が遮蔽されると遮蔽部分の検出領域で中性子由来の信号の観測数が少なくなることが予想される。VMM3a ハイブリッド 2 枚を陽極に接続し、陽極ストリップ 256 本分の信号読み出しを行った。検出器陰極に-570 V、ドリフト電極に-870V の電圧を印加し、使用ガスは Ar:C₂H₆=80:20 の混合ガスを用いた。また VMM ゲイン 3 mV/fC , THL:120 に設定し測定を行った。タンデム加速器を用いて照射した検出器に対する最大中性子レート約 10⁵ Hz の中性子検出器全面照射において VMM のイベント高速中性子下測定レート実績 8946 ch/sec を記録した。

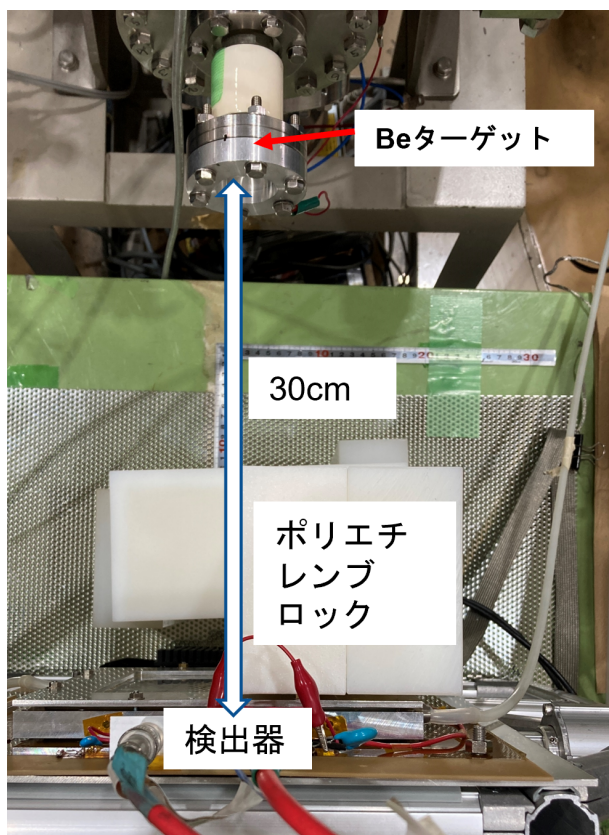


図 6.4 中性子照射実験セットアップ

6.3 位置再構成法

VMM3a を用いた多チャンネル読み出しによる信号測定の特長として、電荷の情報に加えて時間、ストリップ位置の情報も有するという事を述べた。本節ではこれらの情報を使い、中性子照射実験において用いた二つの位置再構成法について述べる。

6.3.1 質量重心法 (COG)

位置再構成法の一つである質量重心法はストリップに落ちた電荷量で重みづけをしてヒット位置を再構成する方法である (図 6.5)。各ストリップ番号を x_i 、ストリップで測定された電荷 (ADC) を Q_i とすると質量重心法により再構成されるヒット位置は以下のように計算される (式 6.2)

$$x_{hit} = \frac{\sum_{i=0}^n Q_i \times x_i}{\sum_{i=0}^n Q_i} \quad (6.2)$$

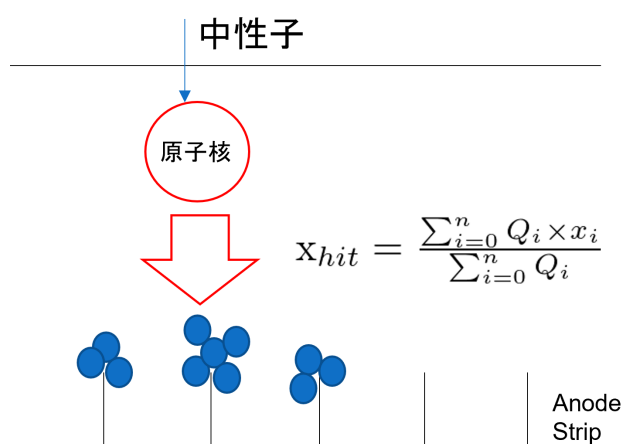


図 6.5 質量重心法 (COG) の概念図

6.3.2 Last Hit 法

図 6.6 に Last Hit 法の概念図を示す。ベリリウムターゲットから照射される中性子は検出器ガス中の原子核を反跳させ、その反跳陽子が検出器中のガスを電離させることによって生じた電荷を検出器で観測している。Last Hit 法はこの中性子が原子核を反跳させる反応が点の反応であることに着目し、検出器方向へ反跳した原子核のヒット位置は検出器で時間的に一番遅く観測される位置に最も近いと予想される。そのため Last Hit 法では VMM3a のストリップ位置情報と時間情報を用い、1 イベントのなかで信号観測時間が一番遅いストリップを Hit 位置と定義した。(式 6.3)

$$x_{hit} = x(\text{latest hittime}) \quad (6.3)$$

6.4 ポリエチレンブロックの影の観測

本実験では検出器表面の一部をポリエチレンブロックを用いて遮蔽して高速中性子の照射を行った。そのため陽極ストリップのうち、ポリエチレンブロックで遮蔽されている部分のイベント数が

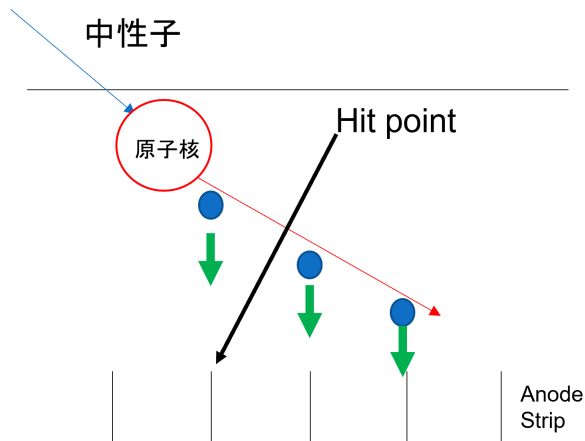


図 6.6 Last Hit 法概念図
信号観測時間が一番遅いストリップを Hit 点としている

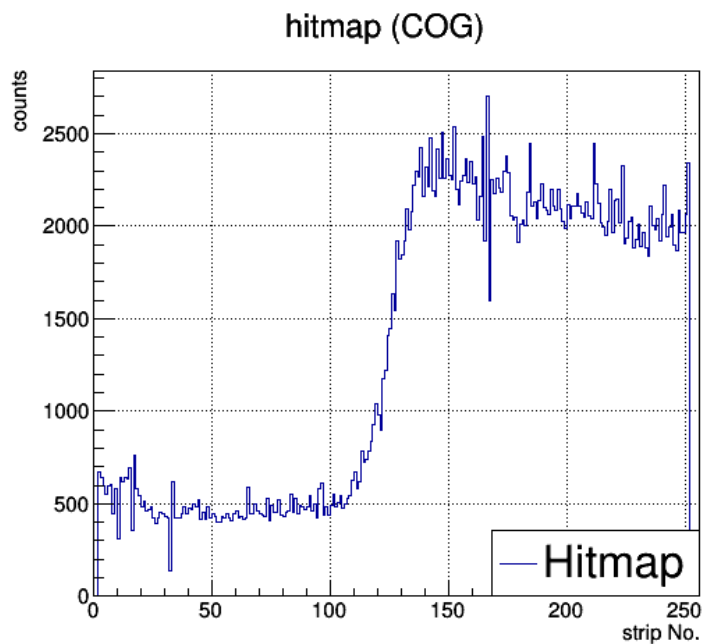


図 6.7 質量重心法で再構成したヒットマップ

遮蔽されていない部分に比べて低くなることが予想される。図 6.7 に質量重心法で再構成した一部が遮蔽された検出器に中性子を照射した際のヒットマップ、図 6.8 に Last Hit 法によるヒットマップを示す。両方のヒットマップでポリエチレンブロックで遮蔽した若いストリップナンバーのイベント数が減少しているのが見て取れる。高速中性子下での VMM3a の動作の確認および VMM3a で測定できる電荷、位置、時間の情報を用いてポリエチレンブロックの影を観測した。

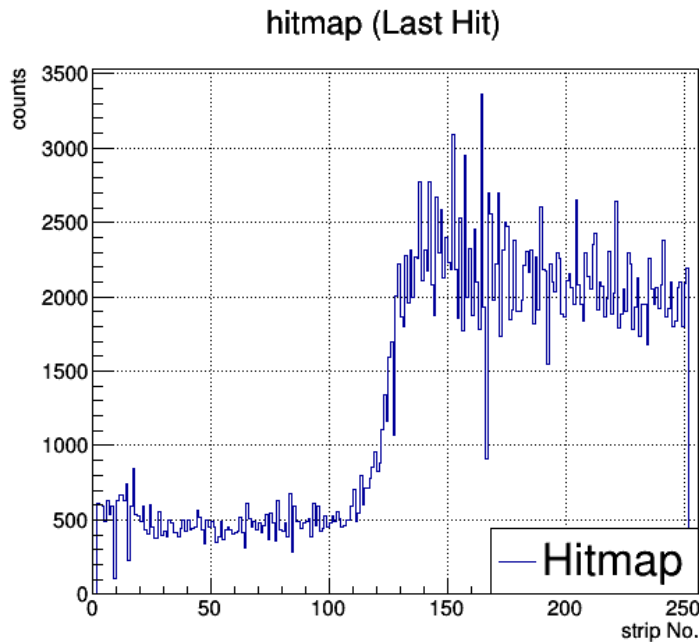


図 6.8 Last Hit 法で再構成したヒットマップ

6.5 ナイフエッジ法による高速中性子に対する位置分解算出

前節で検出器表面の一部をポリエチレンブロックで遮蔽することでイベント数の濃淡が出ることを確認された。本節ではイベント数の濃淡が切り替わる点つまりポリエチレンブロックでの遮蔽の有無が切り替わる点でのイベント数の切り替わりをナイフエッジ法で評価し位置分解能の算出を行う。ナイフエッジ法は以下の式 6.4 を用いてイベント数の濃淡が切り替わるストリップ周辺のヒットマップをフィッティングを行った ($a_0 \sim a_3$ はフィッティングパラメータ)。フィッティング結果の誤差関数の sigma(式 6.4 中では a_3) の値から高速中性子に対する位置分解能 (strip 数 : 1strip = 400 μ m) を見積もる。

$$a_0 + a_1 \operatorname{erf}\left(\frac{x - a_2}{\sqrt{2}a_3}\right) \quad (6.4)$$

このヒットマップの測定と式 6.4 の関数によるフィッティングをクラスターサイズ 3 以下のものとクラスターサイズ 4 以上のイベントで分けて行った。クラスターサイズ 3、クラスターサイズ 6 の反跳原子核による典型的な信号を図 6.9、図 6.10 に示す。重心法を用いてクラスターサイズ 3 以下のイベントでヒットマップおよびフィッティングを行った結果を図 6.11 に示す。

6.6 中性子に対する位置分解能測定結果

図 6.12 に質量重心法および Last Hit 法で 2 つのクラスターサイズ制限を加えた計 4 回のヒットマップフィッティング結果関数を微分したガウス分布を図示する。このガウス分布の標準偏差が検

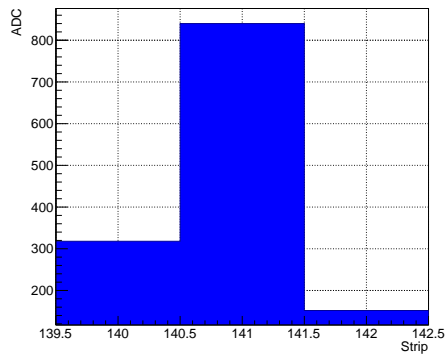


図 6.9 クラスタサイズ 3 の反跳原子核による信号

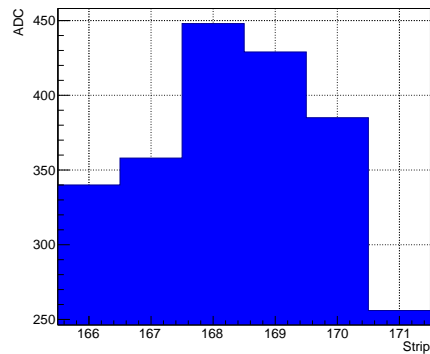


図 6.10 クラスタサイズ 6 の反跳原子核による信号

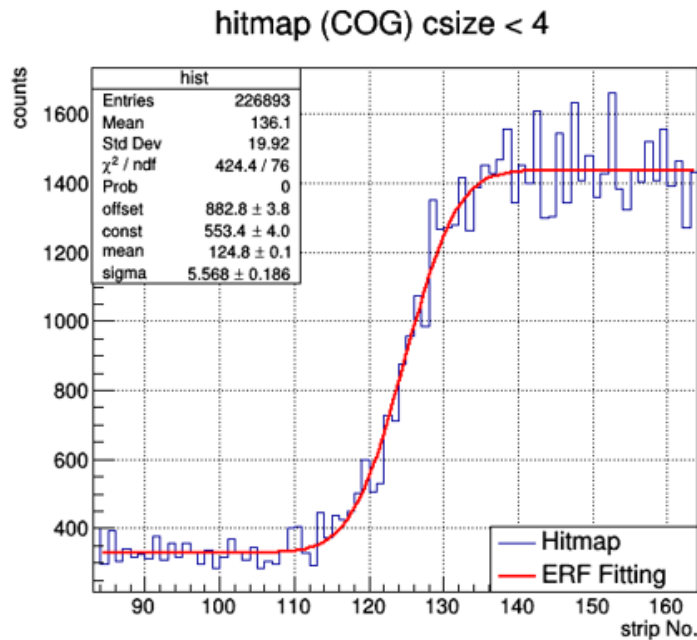


図 6.11 クラスタサイズ 3 以下のイベントでのヒットマップのフィッティング結果 (COG)

出器の位置分解能を示す。またそれぞれの再構成法、条件で得られた $\text{DLC}\mu\text{-PIC}$ の位置分解能を表 6.1 にまとめる。

クラスタサイズ 3 以下に制限をかけたイベントに対する位置分解能はどちらの再構成法でも約 5.5strips とほぼ同じ分解能を示した。これはクラスタサイズを制限したことで反跳原子核の反跳方向が検出器に対して垂直方向に反跳したイベントを取り出すことができたからだと考えられる。一方でクラスタサイズ 4 以上と制限を設けたイベントの位置分解能は重心法で 16.23strips、Last Hit 法で 10.82strips とクラスタサイズが小さいイベントに比べて悪くなっている。これはクラスタサイズを 3 以下に制限した時とは逆で中性子による反跳原子核が検出器、特に陽極で信号の読み出しを行っているため陽極方向に対して斜めに反跳したイベントを多く取り出したためだと

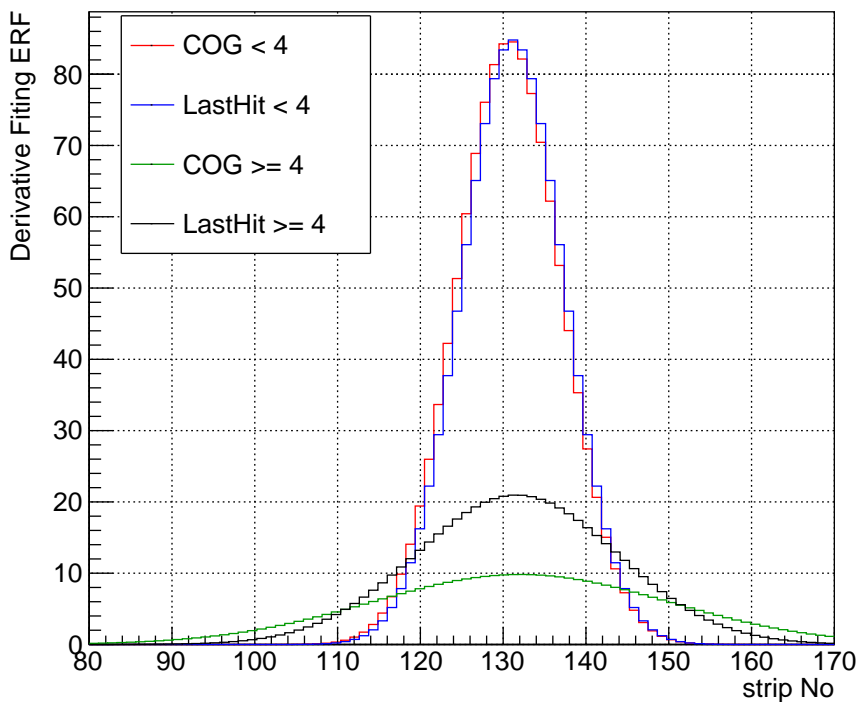


図 6.12 フィッティング結果を微分したガウス分布
このガウス分布の標準偏差が位置分解能を示す

| 測定条件 | 位置分解能 (strips) |
|-----------------------|----------------|
| COG(Cluster3 以下) | 5.57 |
| Last Hit(Cluster3 以下) | 5.50 |
| COG(Cluster4 以上) | 16.23 |
| Last Hit(Cluster4 以上) | 10.82 |

表 6.1 各再構成法、条件における位置分解能

考えられる。重心法による位置再構成は電荷によって重みづけられるので陽極方向に対して斜めに反跳した原子核の電荷の偏りによって Last Hit 法による再構成よりも悪い位置分解を出したと考える。

第 7 章

まとめと今後の展望

7.1 まとめ

近年の高エネルギー実験で要求される検出器には高い位置分解能・時間分解能・入射許容量を持つが要求される。これらの性能を満たす検出器として PCB 技術を用いて制作される MPGD の一種である μ -PIC が挙げられる。しかし μ -PIC は電極間の距離が近く電極間で放電が発生しやすい。放電によって電極間に導通路が形成され検出器の故障に繋がるのが問題となっていた。そこで我々のグループでは陰極に DLC を用いた $\text{DLC}\mu$ -PIC の開発を行っている。陰極に抵抗体を用いることで電極間に放電が起きるような強い電流が流れるときに抵抗体がオームの法則に従って電圧降下を起こし、放電が起きないようなガス増幅率まで検出器自体で落とすことが可能になり結果として放電の抑制が可能になった。しかし $\text{DLC}\mu$ -PIC には、使う抵抗体の抵抗率によっては検出する場所によってガス増幅率に違いが出るガス増幅率の位置依存性が単チャンネル読み出しによって見られた。このガス増幅率の位置依存性の測定は $\text{DLC}\mu$ -PIC の特性である Charge up のようなガス増幅率に時間で効いてくるパラメータを考慮した時に正しく測定できたものとは言えない。そこでこのガス増幅率位置依存性と陰極に用いる DLC の抵抗率の関係を正しく評価するために、強い X 線源を一樣に照射し全ての $\text{DLC}\mu$ -PIC の全てのピクセルで chargeup 状況を同じにしたうえで多チャンネル読み出しによる全チャンネル同時信号取得を行う必要がある。

本研究では将来の一樣照射実験にむけた多チャンネル読み出しでの信号取得を行った。多チャンネル読み出しシステムとして SRS を及びその読み出しエレクトロニクスとして APV25 と VMM3a を用いた。APV25 のデータ収集効率低下の原因となって DAQ ソフトウェアのデバッグを行い、新しいイベントの立て方に対応させ APV25 での最大トリガーレートを 1.5kHz まで上昇させた。しかし APV25 による鉄線源の信号取得においては 1.5kHz のランダムトリガーによる信号取得では測定効率が悪く 1 時間の測定で 7000 弱のイベントしか測定できないこと、固定のダイナミックレンジであり検出器のガス増幅率 1500 程度の測定で APV25 の 1 チャンネルの信号がサチレーションを引き起こしたことを考慮すると X 線一樣照射実験に用いる多チャンネル読み出しシステムとしてはあまり適当ではないと考えられる。

そこで新たな読み出しエレクトロニクスとして RD51 で開発が進められている VMM3a での信

号取得を行うため SRS+VMM3a での信号取得のための DAQ 環境を整え実際に VMM3a での信号の取得を行った。まずパルスジェネレータを用いて VMM3a の基本性能の確認を行い、その後検出器実機に接続して ^{55}Fe 線源のスペクトル取得を行った。VMM3a はセルフトリガーでの信号取得が可能であり、単純な比較で APV25 のおよそ 600 倍の検出効率で実験を進めることができること、可変ゲインを持ち検出器のガス増幅率上昇に合わせてゲインを変えながら測定を行うことでより幅広いガス増幅率の測定が可能であることを確認した。

VMM3a を用いて ^{55}Fe 線源のスペクトルの取得の際に発生していた 2 つのピーク構造をシミュレーションを通じて再現し、VMM3a での測定でより正確な測定を行うために VMM の threshold レベルを適切な値まで下げることがシミュレーションと実機での測定で確認した。また VMM の機能の一つである Neighboriglogic の有用性をシミュレーションを通じて確認した。

海事科学部タンデム静電加速器施設で中性子照射実験を行い、高レート放射線下での VMM3a の動作確認と検出器遮蔽によるヒットマップの影を確認した。

7.2 課題と今後の展望

VMM3a を用いた測定の今後の課題として VMM での長時間安定、positive pulse 信号の読み出しの 2 点が挙げられる。

図 7.1 に VMM3a を用いた DLC μ -PIC のチャージアップ特性測定試験の途中結果を示す。図 7.1 より測定開始 190 分までは正常に測定できていたがそれ以降に VMM の稼働が停止し、以降の時間測定ができていないという問題が発生している。この測定後何回か同じ測定を行ったが 20~30 分で VMM が停止してしまい、チャージアップ特性測定のような測定に長い時間を要する測定ができていない。この原因はいまだに不明であるが一つの可能性として VMM3a を長時間稼働させたことにより生じた発熱で VMM チップの温度が上昇し測定が止まってしまったのではないかと考えられる。

一様照射試験を行うにあたってチャージアップの特性理解が必要になると考える。特に検出器をチャージアップさせるために線源の強さを異なる強度の鉄線源を用い、チャージアップに要する時間の線源強度依存性の測定が長時間測定の問題解決により可能になる。

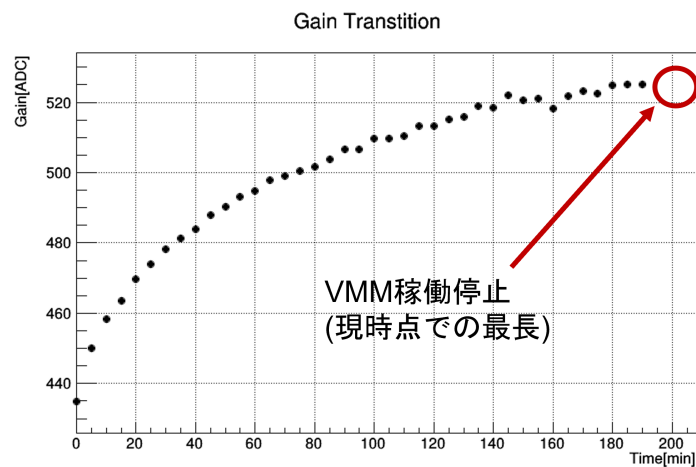


図 7.1 チャージアップ特性測定試験の途中経過
190 分以降 VMM が稼働停止し測定ができていない

本研究で VMM を用いた測定はすべて μ -PIC の陽極に繋いで信号の読み出しを行っていた。その理由として VMM で positive 信号の読み出しができなかったからである。接続する HDMI や DVMM を変える等いろいろ試してみたが原因がわからずじまいになってしまった。今後は CERN の RD51 のメンバーと相談しながらこの問題の解決が行われることに期待する。

Positive pulse 信号の読み出しが可能になることで DLC μ -PIC 両軸での読み出しによるイベントセレクションが可能になる点や高速の 2 次元のデータ収集を行うことで 10^6 程度の高入射頻度の粒子線のトラッキングやイメージングが可能になる点が期待される。

謝辞

本研究を行う上で沢山の方々からのご指導、ご協力頂きました。指導教員である越智敦彦先生にはこの2年間大変お世話になりました。検出器への理解が浅かった僕に検出器の基礎から詳しく教えて頂き研究活動の大きな支えになりました。また、本研究で用いた VMM3a を手に入れるため尽力下さったおかげで僕の研究活動期間中に実際に VMM に触ることができより豊かな研究になったこと感謝しています。中性子照射実験の移動や休憩の時間に研究以外の話をするのができて楽しかったです。謝辞を書きながら研究生活を振り返ったとき越智先生が指導教官だったからこそ、最後まで研究に取り組むことができたこと切に思います。これからも特にお体を大事にしてお過ごしください。

研究を行うにあたって粒子物理学研究室の先生方にも大変お世話になりました。藏重久弥先生には研究室ミーティング中のコロキウムやアナログ回路ゼミでご指導いただきました。コロキウムで論文紹介を行う際に時間をかけて論文を読んでいた僕よりも深い理解をされており、その知識の幅広さに驚されました。竹内康雄先生には修士の授業でお世話になりました。コロナ禍の影響でオンライン講義になってしまったもののわかりやすい説明と参加しやすい授業形態で物理への理解が深まりました。また、今となってはいつの時代の話やらとなっている2年前の物理学ソフトボール大会での好投ぶりは記憶に残っています。山崎祐司先生にはコロキウムや研究経過報告の発表の際にご指導いただきました。自分でも理解している気になっていたことを山崎先生の鋭い指摘で理解しきれていないということに気づけて良かったです。身内賢太郎先生には学部時代の卒業研究でお世話になりました。この修士の2年間の研究を続けることができたのは B4 実験で身内さんにご指導いただいて研究とはなんたるかを学ぶことができたからだと考えています。これからもおそらく20代の僕よりもエネルギーにあふれた身内先生であってください。前田順平先生には ROOT や C++ などの技術的な面でお世話になりました。また研究期間中に行くことはできなかった CERN の貴重な話を聞くことができてよかったです。鈴木州先生には B4 ゼミでご教授頂きました。学部時代に粒子物理学研究室に入るにも関わらず、取得単位状況の関係で素粒子物理学の授業を履修していなかったため、B4 ゼミで基礎から学べて助かりました。東野聡研究員には μ -PIC の動作の議論をしていただきました。東野さんに初めて会ったときの衝撃はまだ忘れられません。秘書の吉田さんには出張や出荷などの手続きでお世話になりました。ありがとうございました。

また、研究活動を行うにあたって他大学、他研究所の方々にもお世話になりました。岡山大学小汐由介先生には VMM3a の立ち上げに携わらせていただいただけでなく VMM3a と SRS システムをお貸しいただきました。神戸で VMM を使えるようになる前に VMM に触らせていただくという経験ができたことで神戸で μ -PIC+VMM を用いた測定を行うことができました。また、VMM 立ち上げで岡山大学にお邪魔させていただいた際、他大学の僕にも気をかけて下さり初めての一人での出張だったのでとても助かりました。岡山大学岡田様には VMM の立ち上げの際に大変お世話になりました。ファームウェアの書き換えの方法や立ち上げの際エラーが出たときの対処法など学ばせて頂きました。KEK 坂下様にも VMM 関連でお世話になりました。KEK での試験で

VMM を使うにもかかわらずギリギリまでスケジュールを調整頂き VMM をお貸しいただいたことで研究を進めることができました。Thank you for giving advise about VMM operation for me , Lucian and Eraldo. Without your help , I couldn't start measurement by using VMM3a. 研究室の先輩、同期、後輩の皆さんもありがとうございました。水越さんには研究のこと研究以外のこと色々教えて頂きました。水越さんがいたおかげで研究活動の助けになっただけでなく、水越さんがもつさまざまな知識と豊かな感性からくる面白い話を聞かせて頂きとても楽しい3年間でした。時々飲み連れて行ってもらえてとても楽しかったです。石浦さんには Garfield++ やその他研究のアドバイスを頂いて助かりました。研究に行き詰った際に石浦さんに相談させて頂きました。研究グループは別であるにも関わらず親身になって聞いてくれ意見を出してくださりその意見がブレイクスルーになりました。日比さんには素粒子物理について教えて頂きました。物理の他にも息抜きで学生部屋に来られた日比さんと色々話すことができ楽しかったです。また3人以上で飲みに行きましょう。

同じ μ -PIC グループの同期谷口君にはこの2年とてもお世話になりました。同じ DLC μ -PIC での信号測定を行う楽しさと難しさ苦しさを共有できる仲間がいることは研究活動の大きな支えになりました。ただ、鈍くさい僕と違って研究をスマートに進めていく谷口君のいつも横で見ている一方焦る自分もいました。 μ -PIC グループの後輩の高橋君、山下君にもお世話になりました。高橋君が M1 として入学してきた当初からシミュレーションやプログラミングの技術を持っており、先輩であるはずの僕が教わってばかりになってしまっていて申し訳ないです。高橋君の研究に対する熱意と素晴らしい技術があれば必ず良い研究者への道を進めると思うのでこれからも頑張ってください。山下君にも先輩らしいことがあまりできなかったように思えます、ごめんなさい。ただ時々たまたま僕がものを教えるときにはしっかりとメモをとり後で見返すことができるようにするという学ぶ姿勢には感心させられました。来年度 μ -PIC グループに新 M1 の方が入るかどうかわかりませんが、もし入ったら二人は先輩として後輩を導いてあげてください。

窪田君は大学入学当初から大学院修了までの長い間仲良くして頂きました。特に B4、M1 の時は隣席で研究の息抜きでいろいろ話したりしたことができてよかったです。研究室配属当初は大丈夫かと思っていたのですが、あっという間に研究者として成長していく窪田君をみて僕も負けられないと思うようになりました。卒業で会う頻度は減ると思いますが、僕は一生の友達だと思っています。野口君は研究や就活のことで相談にのってもらい助かりました。研究や就活などで常に先のことを考え計画的に物事を進めていく野口君に素直にすごいと思っていました。野口君に比べたら明らかに練度が足りなかった僕の相談にいやな顔一つせずにアドバイスをくれて本当に感謝しています。寺村君、安部君は M2 時の研究室の席が近くよくお話をさせてもらいました。二人とも恐ろしい集中力で遅くまで研究に従事しており見習わなければならないと常々思っていました。池森君、末田さん、前田君は別室になってしまったためあまり話す機会自体はあまり多くなかったのですが、話すとても楽しく、同期として一緒に研究出来てよかったです。尾崎君、Yurii は席は近かったけど学校で会う機会はあまりなかったような気がします。他グループの後輩の皆さん、B4 の皆さんもありがとうございました。皆様のこれからの研究活動を応援しています。

研究以外ではアルバイト先の皆様にお世話になりました。研究が後半に差し掛かるにつれてシフト

に入れる日数が減って迷惑をかけたにもかかわらず、シフトに入った際には、迷惑なんて素振りは全く見せず気さくに接して下さったこと感謝しています。皆様のおかげで研究活動だけでは得ることができなかった社会経験を積むことができてよかったです。

最後になりますが、18年に渡る長い学生生活を続けさせ支えてくれた両親、弟、祖父母、お世話になった皆様に感謝申し上げます。

長崎大智

参考文献

- [1] Particle Data Group, "Review of Particle Physics", Aug. 2020
- [2] J. Bortfeldt, "The Floating Strip Micromegas Detector", Springer, 2016
- [3] A. Thompson, I. Lindau, et al., X-RAY DATA BOOKLET, October 2009
- [4] Tom Francke, Vladimir Peskov, "Innovative Applications and Developments of Micro-Pattern Gaseous Detectors"
- [5] Maxim Titov, Gaseous Detectors: recent development and applications, arXiv: 1008.3736
- [6] Edward A. Mason Earl W. McDaniel. "The Mobility and Diffusion of Ions in Gases." Wiley, 1973
- [7] H. Raether, "Electron avalanches and breakdown in gases", Butterworths, 1964.
- [8] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", WILEY, 2010
- [9] G. Charpak, F. Sauli, "Multi wire proportional chambers and drift chamber", NIM A 162(1979), 405-428
- [10] A. Oed, "Properties of micro-strip gas chambers (MSGC) and recent developments", NIM A 367(1995)34-40
- [11] T. Tanimori, Y. Nishi et al., "Imaging Gaseous Detector based on Micro Processing Technology", NIM A 436 (1999) 185-195
- [12] F. Sauli, "GEM: A new concept for electron amplification in gas detector", NIM A 386(1997) 531-534
- [13] CERN Gas Detectors Development, <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [14] D. Pfeiffer, F. Resnati, et al., "First Measurements with New High-Resolution Gadolinium-GEM Neutron Detectors", JINST 11 P05011
- [15] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard et al., "MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments", NIM A 376 (1996) 29-35
- [16] I. Manthos, I. Maniatis et al., "The Micromegas Project for the ATLAS New Small Wheel", arXiv:1901.03160
- [17] Atsuhiko Ochi, et al., "A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber", NIM A 471 (2001) 264
- [18] A. Ochi, Y. Homma et al., "Development of a Micro Pixel Chamber for the ATLAS up-

- grade” ,Physics Procedia 37 (2012) 554-560,
- [19] 神戸大学修士論文駒井英俊. μ -pic の放電抑制に関する研究, 2012
 - [20] Kouya OOHIRA. ”Characteristics and Applications of DLC films”. 2009.
 - [21] Atsuhiko Ochi, et al ,” Carbon Sputtering Technology for MPGD detectors” ,PoS TIPP2014 (2014) 351
 - [22] 神戸大学修士論文 山内悟, 炭素スパッタを用いた Resistive GEM の開発,2016
 - [23] 神戸大学修士論文 竹本強志, Atlas アップグレードに向けた micromegas 抵抗電極の開発,2015
 - [24] F.Yamane, ”Development of the Micro Pixel Chamber with resistive electrodes.”, PhD thesis, Kobe.U, 2018.
 - [25] 高橋真斗 表面抵抗率が異なる DLC μ -PIC を用いた resistive μ -PIC の動作条件による増幅率の最適化 日本物理学会 2021 年度秋季物理学会,2021
 - [26] Atsuhiko Ochi, Yuki Edo, Yasuhiro Homma, Hidetoshi Komai, and Takahiro Yamaguchi. Micro Pixel Chamber with resistive electrodes for spark reduction. JINST, Vol. 9, No. 01, p. C01039, 2014.
 - [27] 神戸大学修士論文 谷口大悟,DLC を用いた resistive μ -PIC のガス増幅率向上のための研究,2022
 - [28] S. Martoiu, H. Muller,A. Tarazona,and J. Toledo,”Development of the scalable readout system for micro-pattern gas detectors and other applications” ,JINST 8 C03015(2013)
 - [29] Lawrence Jones,”APV25-S1 User GuideVersion 2.2” ,5th Septemeber”, 2001
 - [30] H.Muller, ”from APV to VMM frontends”
https://indico.cern.ch/event/676702/contributions/2818988/attachments/1575628/2488041/FromAPV_to_VMM_frontends.pdf ,2017
 - [31] MMDAQ Q&A,M.Byszewsk,
https://indico.cern.ch/event/218341/contributions/1519619/attachments/352429/491014/mmdaq_QA.pdf ,2012
 - [32] George Iakovidis , ”VMM3a, an ASIC for traking detectors” ,J. Phys.: Conf. Ser. 1498 012051, 2020
 - [33] D.Pfeiffer,L.Scharenberg,”Rate-capability of the VMM3a Front End in the RD51 Scalable Readout System” , arXiv:2109.10287
 - [34] T.Alexopoulos etal. ”The VMM Readout Sytstem” ,NIM A 955 (2020) 163306
 - [35] ESSDAQ , <https://github.com/ess-dmhc/essdaq>
 - [36] D.Pfeiffer , L.Scharenberg ,<https://github.com/ess-dmhc/vmm-sdat>
 - [37] SRS DATA FORMAT
 - [38] Garfield++ User Guide (Version 2014.1),H.Schindle
 - [39] <https://gitlab.cern.ch/rd51-slow-control/vmm3a/-/tree/main/>
 - [40] 神戸大学海事科学部 谷池晃, “ 荷電粒子ビーム実験” ,2017
 - [41] T..INADA et al,”Neutrons from Thick Target Beryllium (d,n) Reactions at 1.0 MeV to

- 3.0 MeV” Journal of Nuclear Science and Technology, 5:1, 22-29, January 1968
- [42] Gianluigi De Geronimo ,”VMM3a Front-end ASIC for ATLAS Muon Upgrade”,2018