

2017 年度 修士論文

^{24}Mg におけるアルファ凝縮状態探索実験のための
TPCの開発と性能評価



京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
原子核ハドロン物理学研究室

稲葉 健斗

概要

超新星爆発や中性子星といった天体現象の理解のためには、原子核物質の広範囲な密度領域における振る舞いについての理解が欠かせない。しかし、通常の原子核においては密度が標準核子密度付近 ($\rho_0 \sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$) で飽和しているため、実験的に得られてきた核物質に関する知見は、標準核子密度近傍に限定されている。

近年の理論計算によれば、原子核の励起状態には α 凝縮状態と呼ばれる特異な低密度状態が発現するとの指摘があり、 α 凝縮状態の性質を明らかにすることで低密度核物質の物性への洞察が得られると期待されている。本研究では、 ^{24}Mg 原子核の α 凝縮状態に着目して、これを探索する実験に必要な Time Projection Chamber (TPC) の開発と性能評価を行った。 ^{24}Mg 原子核の α 凝縮状態は、その特異な構造を反映して複数の低エネルギーの α 粒子を放出して崩壊すると理論的に示唆されている。TPC は荷電粒子の飛跡を 3 次元的に構築できるガス検出器であり、TPC を用いることによって ^{24}Mg からの崩壊粒子を広い角度範囲にわたって測定することが可能となる。また、 α 凝縮状態の同定のために、TPC による崩壊粒子測定と同時に、RCNP の高分解能スペクトロメータ Grand Raiden を用いて ^{24}Mg の励起エネルギーの測定を行う。

凝縮状態を精度よく同定するためには、着目する事象を十分な統計で測定し、それ以外のバックグラウンドをできるだけ低減する開発が必要となる。本研究では以下の 2 つに注目して TPC の開発を行った。

- バックグラウンド削減のための水素ガスで運用可能な条件の探索
- 高レートビーム耐性獲得のためのビームマスクの開発

水素には励起状態が存在せず崩壊することがないため、 ^{24}Mg の α 凝縮状態を探索する実験においては理想的な検出ガスとなる。しかし、水素ガスはガス増幅率が小さいため、今まで我々が使用してきた TPC では α 線源からの信号を確認することができなかった。そこで、我々は増幅機構として用いている Gas Electron Multiplier (GEM) を多段に重ねて使用することで増幅率の向上を図り、純粋な水素ガスを用いて線源から放出される α 線の飛跡を測定することに成功した。

α 凝縮状態を十分な統計に基づいて探索するためには、 10^{10} cps 程度の高レートビームを使って実験を行う必要がある。通常 TPC を安定に運用することのできるビームレートは 10^6 cps 程度であるため、ビームによる電離電子を不感にするマスクを導入して、TPC 内に入射できるビームレートを向上させる必要がある。そこで有感領域内にマスクを導入した新しい TPC のドリフトケージを開発し、 α 線源からの信号を不感とできるか否かの試験を行った。

本修士論文では測定の詳細と開発結果及び今後の展望に関して述べる。

目次

第 1 章	イントロダクション	5
1.1	実験的動機	5
1.2	原子核の α 凝縮状態	5
1.3	α 凝縮状態同定のための実験的戦略	6
1.4	^{24}Mg における α 凝縮状態	9
1.5	α 凝縮状態探索の新手法開発	10
第 2 章	α 凝縮状態探索のための TPC の設計	13
2.1	TPC の動作原理	13
2.2	MAIKo TPC の構造	16
2.3	TPC の要求性能	20
2.4	TPC に用いる検出ガスの検討	20
2.5	レート耐性獲得のためのビームマスクの開発	21
2.6	TPC 実機の作成	26
第 3 章	α 線源を用いた TPC の基本特性の試験	33
3.1	TPC における α 線源からの信号の読み出し	33
3.2	多段 GEM による信号の増幅	35
3.3	GEM のガス増幅率の測定	38
3.4	μ -PIC の増幅率の測定	43
3.5	FADC のチャンネル毎の増幅率の測定	43
3.6	ドリフト速度の測定	45
3.7	粒子識別能の評価	47
第 4 章	α 線源を用いたマスクの性能評価	53
4.1	マスクの電圧による不感領域の変化	53
4.2	トリガーレートの位置依存性	58
4.3	トリガーレートのマスク電圧依存性	58
4.4	線源以外からのバックグラウンド事象によるトリガーレートの評価	61
第 5 章	まとめと今後の展望	63
	参考文献	65

第 1 章

イントロダクション

1.1 実験的動機

原子核が初めて発見された頃、宇宙における多くの巨大な天体現象の謎を紐解く鍵が、世界の微小な構成要素である原子核にあると一体誰が想像できたであろうか。未だに多くの謎に包まれている超新星爆発や中性子星といった天体現象の理解のためには、原子核物質が広範囲な密度領域にわたってどのように振る舞うかという核物質の状態方程式の理解が欠かせない。しかし、原子核には中心部の密度が原子核の種類によらず標準核子密度 $\rho \sim 0.17 \text{ 核子/fm}^3 = 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ 付近で飽和する「密度の飽和性」という性質があり、これまで実験的に得られてきた核物質についての知見は、標準核子密度近傍に限られている。そのため、高密度・低密度での核物質の振る舞いはほとんど知られていない。

一方、近年の理論計算によると、低密度核物質において、核物質中の 2 個の陽子と 2 個の中性子が集合して、 α クラスタ構造を形成し、主要な構成要素になるとの指摘がある。 α 粒子はボソンであるため、低温・低密度領域では最低エネルギー状態に凝縮し、 α 凝縮相を作り出す。 α 凝縮相は核物質におけるボーズ・アインシュタイン凝縮相であり、核物質の全く新しい存在形態である。そこで、理論的側面だけでなく、実験的側面からも α 凝縮状態の性質を明らかにして低密度核物質の物性への洞察を得ることは非常に重要なテーマとなっている。

1.2 原子核の α 凝縮状態

過去にいくつか行われた軽重イオン原子核反応の実験では、特に軽い核において α 凝縮状態の候補が発見されている。低密度核物質は通常の原子核内部では安定に存在することができないが、原子核の特異な励起状態には、短寿命の準安定状態として出現する可能性がある。例えば、 ^{12}C における $E_x = 7.65 \text{ MeV}$ (0_2^+) 状態は、3 つの α 粒子からなる α 凝縮状態であると指摘されている。図 1.1 にクラスター模型計算による ^{12}C における基底状態 (0_1^+) 状態と 0_2^+ 状態の運動量分布と密度分布 [1] を示す。 0_2^+ 状態においては α クラスタが最低エネルギー軌道に凝縮している性質を反映して、 α クラスタの運動量分布が $k < 1 \text{ fm}^{-1}$ の領域に δ 関数のような構造を持つ。運動量分布のフーリエ変換が密度分布となるので、 δ 関数型の運動量分布をもつ 0_2^+ 状態は 0_1^+ 状態と比較して空間的に大きく広がった密度分布を持つようになる。このため、 0_2^+ 状態では標準核子密度の 20–25 % という低密度 α 凝縮状態が実現されている。

低密度 α 凝縮状態は、 ^{12}C 以外の陽子と中性子の数が等しい核子数 $4N$ の核においても存在が予言されており、 N がいくつの原子核まで凝縮状態が存在するのかは興味深い問題である。 α 粒子は原子核中において、短距離相互作用である核力と遠距離相互作用であるクーロン力の

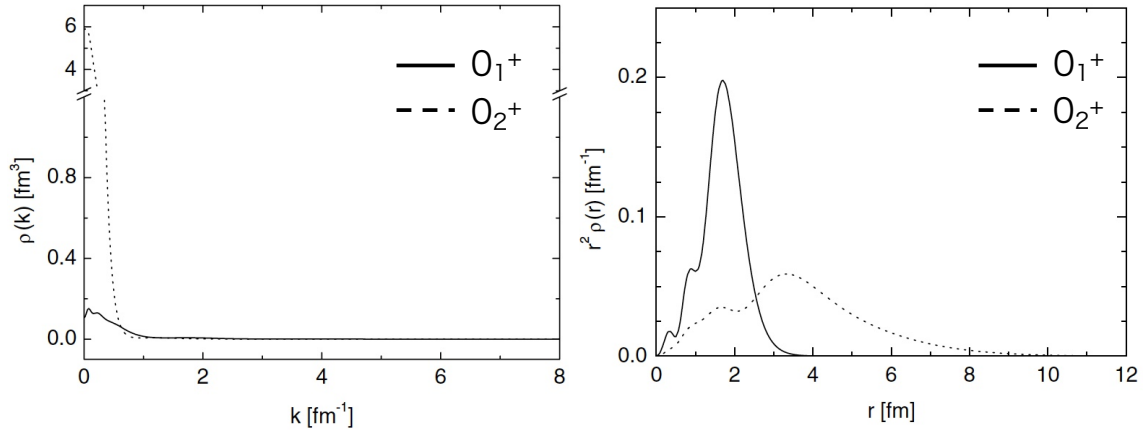


図 1.1 クラスター模型によって計算された ^{12}C の基底状態 (0_1^+) と 0_2^+ 状態における α クラスターの運動量分布 (左図) と密度分布 (右図) を示す [1]。実線は基底状態を表し、点線は 0_2^+ 状態を表す。

作るポテンシャルによって緩く閉じ込められている。低密度凝縮状態では、 N が大きくなるにつれて α クラスター間の距離は次第に大きくなり、 α クラスター間に引力的にはたらく核力の影響よりも斥力的にはたらくクーロン力の影響が大きくなっていく。クーロン力の影響が大きくなっていくことで、核内で α 粒子が感じるポテンシャルは浅くなっていき、ある N_{cr} で $N\alpha$ 凝縮状態として束縛しなくなると予想される。山田らの計算によると、 $4N$ 核における低密度 $N\alpha$ 状態はおおよそ $N_{cr} \sim 10$ 、つまり ^{40}Ca までの原子核で準安定的に存在し得ると指摘されている [2]。

一方で、実験的には、 ^8Be , ^{12}C , ^{16}O といった比較的軽い核においては $N\alpha$ 凝縮状態の候補が確認されている [3, 4] が、それよりも重い核 (^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si ...) になると実験的に α 凝縮状態を同定するのが難しくなり、未だに十分な実験的示唆がないのが現状である。図 1.2 に山田らによって計算された $N\alpha$ 凝縮状態が出現する励起エネルギーを $N\alpha$ 崩壊閾値を基準として示す [2]。 $N\alpha$ 崩壊閾値とは $4N$ 核が N 個の α 粒子に崩壊するエネルギーの閾値のことであり、 N が大きくなるにつれて崩壊閾値は大きくなる。例えば ^{20}Ne や ^{24}Mg の $N\alpha$ 崩壊閾値はそれぞれ、19.17 MeV と 28.48 MeV であり、重い核では $N\alpha$ 凝縮状態は高い励起エネルギー領域に出現する。高いエネルギー領域では原子核の準位密度が大きくなり、多数の状態の中から凝縮状態を実験的に分離することは容易ではない。

1.3 α 凝縮状態同定のための実験的戦略

α 凝縮状態を同定するためには、大きく分けて 2 つのことが重要である。

1. α 凝縮状態の候補となる状態への選択的な励起
2. α 凝縮状態からの崩壊粒子測定

よって、これらを十分に満足する実験計画を立てることが必要になる。

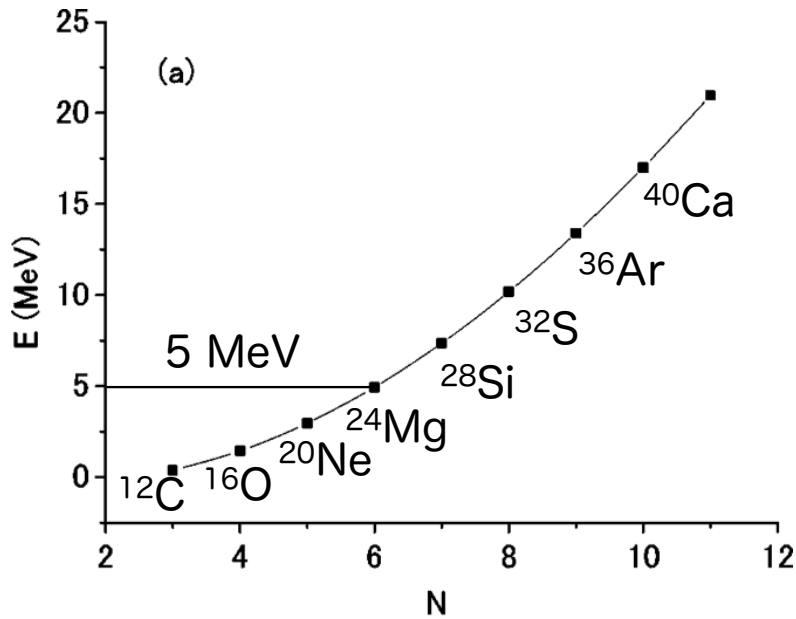


図 1.2 $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギーを $N\alpha$ 崩壊閾値を基準にして示す [2]。例えば ^{24}Mg では、 6α 崩壊閾値 (28.48 MeV) よりも約 5 MeV 高いエネルギーに 6α 凝縮状態が出現すると予想されている。

1.3.1 α 凝縮状態の候補となる状態への選択的な励起

前節で述べたように重い原子核において α 凝縮状態を実験的に抽出するのは容易ではない。しかし近年では、基底状態とクラスター構造を持つ励起状態の間においてはアイソスカラー単極子遷移強度が大きくなり、クラスター状態を同定するための重要な観測量となりうるということが実験的に示唆され [5] 理論的にも根拠を得ている [6]。

アイソスカラー単極子遷移を選択的に抽出するためには、0 度を含む超前方角度における α 非弾性散乱が非常に効果的である。 α 凝縮状態は、すべての α 粒子が最低エネルギー軌道である $0s$ 軌道に凝縮しているためスピン・パリティは 0^+ となる。 $4N$ 核の基底状態のスピン・パリティも 0^+ であるため、基底状態と励起状態の間で角運動量とスピンの変化しないアイソスカラー単極子遷移によって α 凝縮状態を励起することができる。アイソスカラー単極子遷移においては、プローブとしてスピンが 0 でアイソスカラーである α 粒子を使うことが望ましい。また、運動量移行の小さい領域では角運動量移行の小さい遷移が優勢となる。運動量移行 q は、 $q \sim 2p \sin \frac{\theta}{2}$ (p は α 粒子の運動量で θ は散乱角) と表すことができるため、0 度を含むような超前方角度に反応を制限することで選択的にアイソスカラー単極子遷移を励起することができる。

1.3.2 α 凝縮状態からの崩壊粒子測定

励起した状態が α 凝縮状態の候補であるかどうかは、その状態からの崩壊粒子を測定することによって確認される。Tz. Kokalova らによると α 凝縮状態の特徴として次の 2 つが指摘されている [7]。

凝縮状態の半径が大きいことによるクーロン障壁の低下

原子核が α 粒子などの荷電粒子を放出して崩壊するためには、崩壊粒子が原子核の作るクーロン障壁を乗り越える必要がある。 α 凝縮状態は半径が大きく電荷密度が小さいため、荷電粒子の放出を妨げるクーロン障壁が抑制されると指摘されている。一例として、図 1.3 に ^{52}Fe の複合核状態が ^{12}C を放出して崩壊する際のポテンシャル障壁を示す [7]。3 種類の線は ^{12}C が放出される際の状態をそれぞれ示しており、実線は凝縮状態、破線はクラスター状態、点線は基底状態をそれぞれ表している。凝縮状態は他の状態と比較して崩壊の際のポテンシャル障壁が小さくなっており放出されやすいことがわかる。これは凝縮状態が半径が大きく電荷密度が小さいために、クーロン障壁が抑制されるためだと考えられる。

複合核状態からの凝縮状態の放出と同様に α 凝縮状態が崩壊する際にも α 粒子が感じるクーロン障壁が抑制され低エネルギーの α 粒子が放出されやすくなると考えられる。

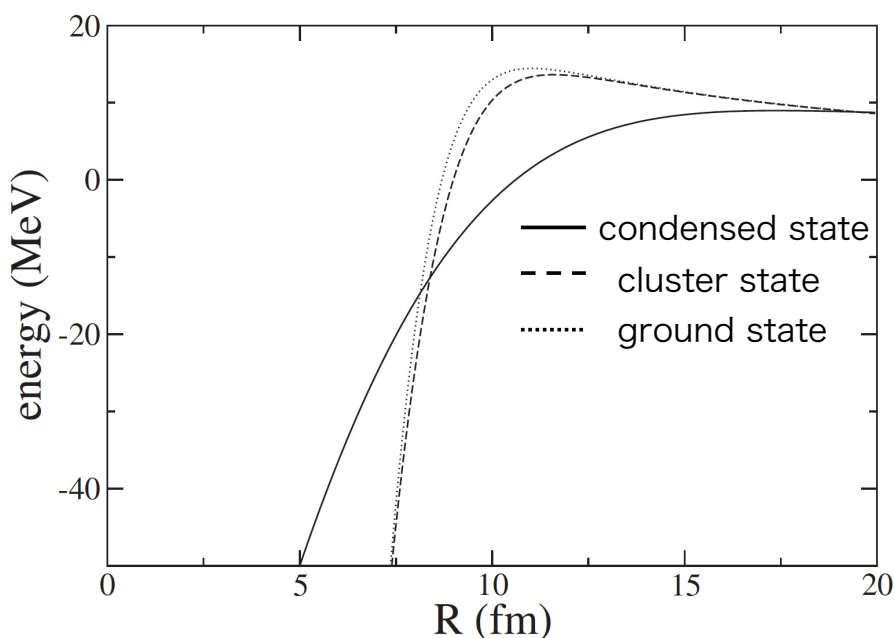


図 1.3 ^{52}Fe の複合核状態から ^{12}C が崩壊する際のポテンシャル障壁を ^{12}C の状態ごとに示す [7]。R はコア核である ^{40}Ca からの距離を表している。実線、破線、点線はそれぞれ ^{12}C が凝縮状態、クラスター状態、基底状態であることを示す。

様々な凝縮状態への崩壊

$N\alpha$ 凝縮状態では全ての α 粒子が同じ最低エネルギー軌道に凝縮しているため、軽い原子核における α 凝縮状態は重い原子核の α 凝縮状態の部分系であると考えられる。例えば $N = 10$ の ^{40}Ca の $N\alpha$ 凝縮状態は、 $5\ ^8\text{Be}$, $2\ ^8\text{Be} + 2\ ^{12}\text{C}(0_2^+)$, $^8\text{Be} + 2\ ^{16}\text{O}^*$ といったように様々な凝縮状態の組み合わせとして捉えることができる。凝縮状態ではすべての α 粒子が同一の状態を持つため、上記の凝縮状態の組み合わせそれぞれに対する波動関数は等価なものとなり、 ^{40}Ca の $N\alpha$ 凝縮状態が崩壊する際には、透過率の影響を除けばすべての凝縮状態の組み合わせに対して偏りなく崩壊すると考えられる。崩壊して新たにできた ^8Be , $^{12}\text{C}(0_2^+)$, ^{16}O ・・・に対しても部分系からなる凝縮状態に崩壊するので、最終的に $N\alpha$ 凝縮状態からは多

数の低エネルギー α 粒子が放出されると期待される。

ゆえに、低エネルギーの α 粒子を多数検出することによって着目する励起状態が α 凝縮状態の候補であるかどうかを確認することができる。

1.4 ^{24}Mg における α 凝縮状態

上記で述べたように、 α 凝縮状態の同定のためには「超前方角度への α 非弾性散乱の測定」と「励起状態からの崩壊粒子測定」の2つを同時に実施することが鍵となる。我々のグループでは、これらの測定を利用した $N\alpha$ 凝縮状態を系統的に探索するための実験を計画してきた。2010年には大阪大学核物理研究センター（RCNP）において、 ^{24}Mg における α 凝縮状態の探索のため、 ^{24}Mg からの α 非弾性散乱の高分解能測定と崩壊粒子の同時測定を行なった [8]。400 MeV の α ビームを ^{24}Mg の標的に入射し、散乱された α 粒子を高分解能スペクトロメータ Grand Raiden で運動量解析をした。それと同時に Si 検出器を用いて、標的からの崩壊粒子の測定を行なった。

測定で得られた 0 度における $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')$ 反応の励起エネルギースペクトルを図 1.4 に示す。得られたスペクトルから単極子遷移に関する準位を抽出するために多重極分解解析 (Multipole Decomposition Analysis, MDA) を行なった。各多重極遷移の断面積の角度分布はそれぞれの移行角運動量に依存しているため、着目する準位の断面積の角度分布は次式のようにしてそれぞれの移行角運動量ごとの寄与に分離することができる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} = \sum_{\Delta L} A(\Delta L) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta L) \quad (1.1)$$

ここで、 $(d\sigma/d\Omega)^{\text{exp}}$ は実験によって得られた着目する準位の微分断面積である。また、 $A(\Delta L)$ は移行角運動量ごとの寄与の大きさを表す係数である。MDA では実験で得られた微分断面積の角度分布を、理論計算で得られた移行角運動量ごとの断面積でフィッティングすることによって $A(\Delta L)$ を求める。図 1.5 は MDA を行なった結果を $\Delta L = 0-3$ について示したものである [8]。MDA によって得られた $\Delta L = 0$ 遷移の強度分布で注目すべきは、 2α および 3α 崩壊閾値近傍にピークのような構造が認められることであり、それらは単極子遷移によって励起されているので α 凝縮状態の候補となりうる。

さらに、観測された α 凝縮状態の候補からの崩壊粒子を検出し、それらの状態がクラスター粒子を放出して崩壊するかどうかを確かめた。 2α クラスター状態と考えられる ^8Be 放出が起こった事象のみを抽出して得られた励起エネルギースペクトルを図 1.6 に示す [8]。図 1.6 は 3α 崩壊閾値近傍の 20.5, 22.2, 24.3 MeV に構造がある可能性を示しており、MDA の結果と合わせて 3α 崩壊閾値近傍に α 凝縮状態の候補が存在する可能性を示唆する結果となっている。しかし、 6α 崩壊閾値近傍にはそのような明確な構造が確認できるほどの統計がなく、凝縮状態について議論するのは難しい。

この実験では、凝縮状態についての議論をするための崩壊粒子測定が十分な統計で行われなかった。標的である ^{24}Mg から Si 検出器までの崩壊粒子の飛行時間とエネルギーの相関から崩壊粒子の識別を行なった (TOF 測定法) が、飛行時間測定の分解能を向上させるために Si 検出器は標的から 200 mm 離れた位置に設置した。そのため、標的から見込む Si 検出器の立体角は全立体角 4π のうち 375 mSr とわずか 3 % 程度であり、 2α 崩壊事象については十分な統計を貯めることができなかった。もし ^{24}Mg の 6α 凝縮状態からの 6α 放出事象を捉えようとするのであれば、検出効率 $\epsilon = (0.03)^6 = 7.29 \times 10^{-10}$ と非常に小さくなってしまい、 α 凝縮状態

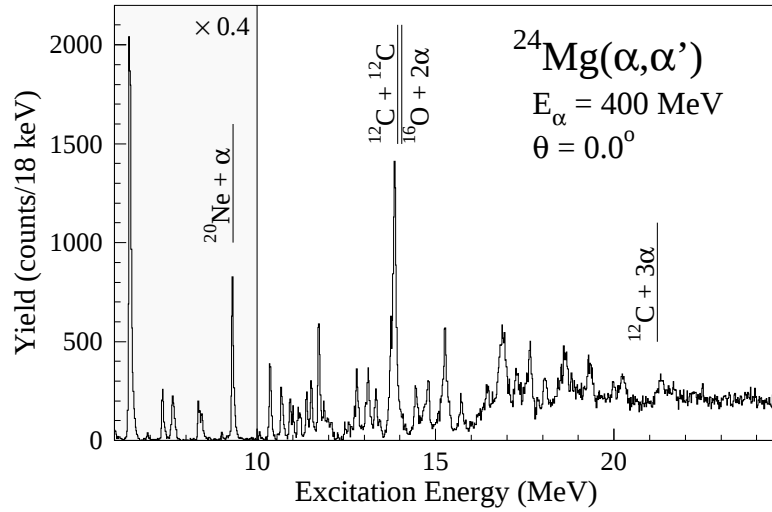


図 1.4 0 度で測定された $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')$ 反応の励起エネルギースペクトルを示す。励起エネルギーが 10 MeV 以下の領域では yield を 0.4 倍にして表示している。また、図にクラスター崩壊の閾値も示してある [8]。

態を議論できるような統計を貯めるには現実的でないことがわかる。

1.5 α 凝縮状態探索の新手法開発

前節で述べたように以前に行われた実験では、崩壊粒子測定の検出器の立体角が非常に小さかったために、凝縮状態を議論できるような統計を貯めることができなかった。そこで反応点から見込む全立体角を有感領域にできる Time Projection Chamber (TPC) を用いることにより、 10^9 倍の検出効率を達成することを目指す。さらに、TPC を Grand Raiden と組み合わせることにより、

1. Grand Raiden を用いた 0° を含む超前方角度への散乱 α 粒子の高分解能測定
2. TPC を用いた崩壊 α 粒子の大立体角検出

の 2 つを両立する画期的な実験手法を提案することができる (図 1.7)。また、この手法は ^{24}Mg だけでなく、他の $4N$ 核の凝縮状態を系統的に探索する実験を可能にするという点で極めて革新的である。

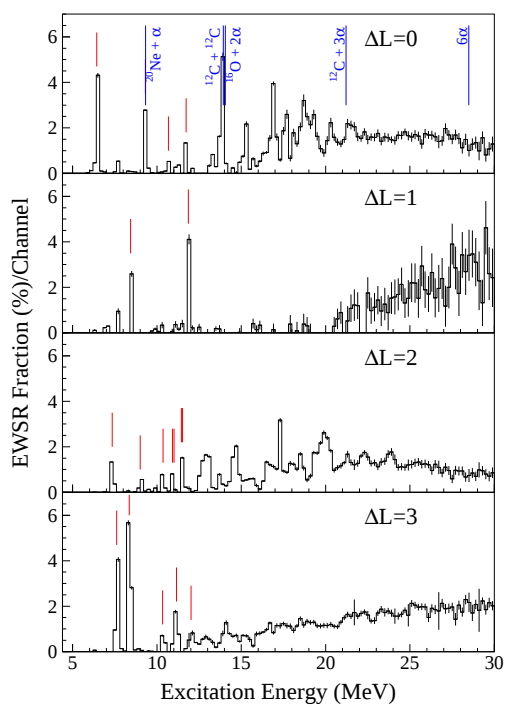


図 1.5 MDA を行なって各移行角運動量ごとの遷移強度を $\Delta L = 0-3$ までについて示す [8]。

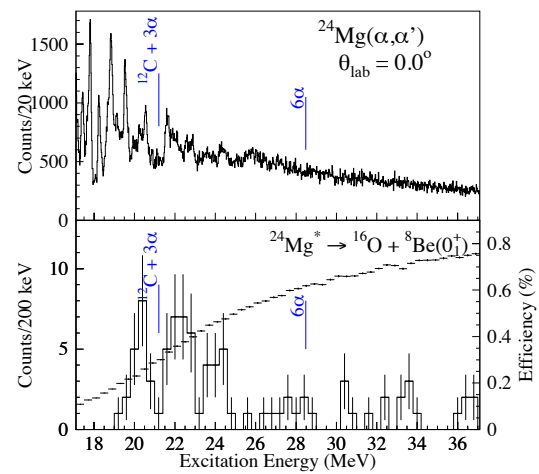


図 1.6 $E_x = 17.1-37.1$ MeV の領域における $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')$ 反応の励起エネルギースペクトル (上図) と 2α 凝縮状態と考えられる ^8Be 放出を検出した事象に限定した励起エネルギースペクトル (下図) [8]。

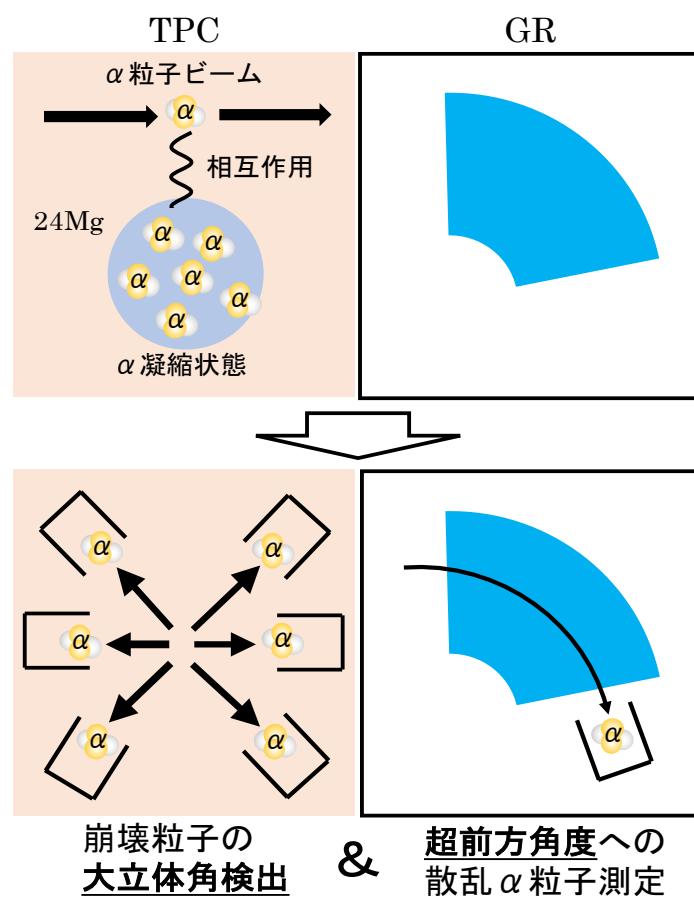


図 1.7 Grand Raiden と TPC を組み合わせた実験手法の概要を示す。超前方角度での $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')$ を測定することで、選択的にアイソスカラーモノポール遷移を起こして α 凝縮状態を励起させ、崩壊 α 粒子を TPC によって捉えることで凝縮状態の同定を可能にする。

第 2 章

α 凝縮状態探索のための TPC の設計

2.1 TPC の動作原理

TPC とは Time Projection Chamber のことで、内部を通過する荷電粒子の飛跡を 3 次元的に構築することのできるガス検出器である。TPC の動作過程は 3 つに大きく分けることができる。

1. 荷電粒子によるガス中の電子のイオン化
2. ドリフト領域における電子の輸送
3. 増幅領域における電子の雪崩増幅

増幅した電子を読み出し部で 2 次元的に読み出し、読み出した 2 次元情報から水平方向の位置を抽出する (図 2.1)。垂直方向の位置は、イオン化によって生成された一次電子が読み出し部に到達するまでのドリフト時間を使って再構成される。以下では、上記 3 つのそれぞれの過程について簡単に説明していく。

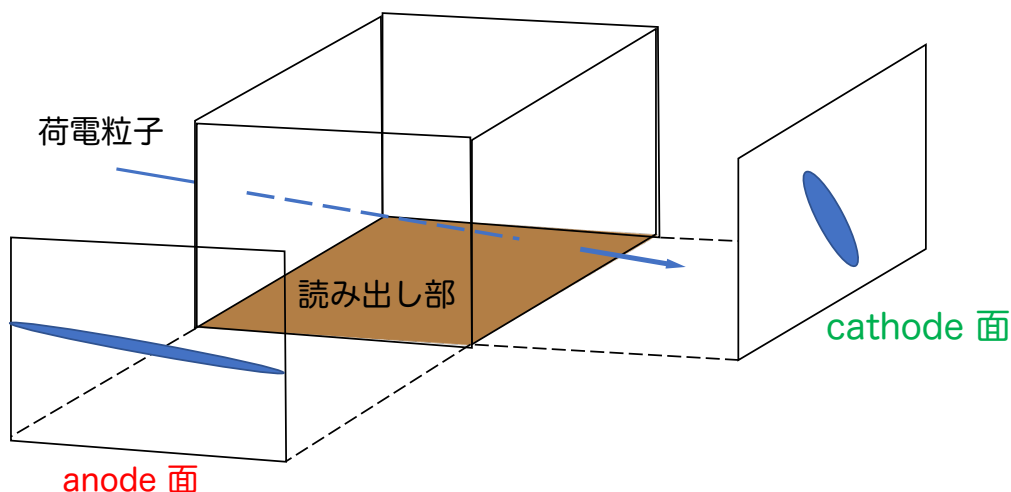


図 2.1 有感領域内部に入った荷電粒子による信号の読み出し概念図。粒子の飛跡の 2 次元情報がアノード面とカソード面にそれぞれ抽出されている。垂直方向の位置は、読み出し部までのドリフト時間を使って再構成される。

表 2.1 Bethe-Bloch の公式におけるパラメーター

記号	意味
r_e	古典電子半径: $2.817 \times 10^{-13}\text{cm}$
m_e	電子質量
N_a	アボガドロ数: $6.022 \times 10^{23}\text{mol}^{-1}$
I	平均イオン化エネルギー
Z	物質の原子番号
A	物質の質量数
ρ	物質の密度
z	入射粒子の電荷
β	入射粒子の $\frac{v}{c}$
γ	入射粒子のローレンツ因子: $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
W_{max}	一回の散乱における最大エネルギー移行

2.1.1 荷電粒子によるガス中の電子のイオン化

荷電粒子がガス中を通過すると、ガス中の物質と相互作用を起こしてエネルギー損失が生じる。物質の単位長さあたりのエネルギー損失は、Bethe-Bloch の公式 (2.1) によって与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.1)$$

ここで、各パラメータの意味は表 2.1 のとおりである。

最大エネルギー移行は、入射粒子の静止質量を M として、運動学により次のように与えられる。

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.2)$$

ここで、 $s = \frac{m_e}{M}$, $\eta = \beta\gamma$ である。 m_e に比べて M が十分に大きい時 ($M \gg m_e$) には、 W_{max} は次のように近似できる。

$$W_{max} \simeq 2m_e c^2 \eta^2 \quad (2.3)$$

入射粒子が失ったエネルギーはガス中の原子を電離するのに使われる。ガス中に正イオンと自由電子対を 1 つ生じさせるのに必要な平均エネルギーを W 値と呼び、通常 eV 単位で表現する。表 2.2 に複数の気体についてそれぞれ α 線と β 線を使用した際に得られている W 値をまとめる [9]。

ガス中で単位長さあたりに発生した電子数は、Bethe-Bloch の公式 (2.1) によって求められるエネルギー損失の値を、 W 値で割ることによって得ることができる。

2.1.2 ドリフト領域における電子の輸送

入射した荷電粒子の軌跡に沿って生成された電子は、TPC 内のドリフト電場によって読み出し部まで輸送される。電子はドリフトする際、ガス中の粒子と衝突を繰り返しながら運動す

表 2.2 様々なガスに対する 1 電子正イオン対を生じさせるために必要な平均エネルギー (W 値)[9]。入射粒子を α 線と β 線と変えて、それぞれに対する値も掲載する。また、参考のために、平均イオン化エネルギー I も掲載する。

気体	W_α (eV)	W_β (eV)	I (eV)
H ₂	36.4	36.3	15.43
He	46.0	42.3	24.58
Ne	36.6	36.4	21.56
Ar	26.4	26.3	15.76
CO ₂	34.3	32.8	13.81
CH ₄	29.1	27.1	12.99
H ₂ O	30.5	29.9	12.60

る。この時の電子の運動方程式は古典的には Langevin 方程式 (2.4) によって表される。

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = e\mathbf{E} - K\mathbf{u} \quad (2.4)$$

ここで、 m, e はそれぞれ電子の質量と電荷を表し、 $\mathbf{u}$ は電子の速度ベクトル、 K は速度に比例する電子とガス中の粒子との間に働く摩擦力を表す。電子の平均自由行程がドリフト距離に比べて十分小さいときには、 $d\mathbf{u}/dt = 0$ となる定常状態と考えることができ、速度 $\mathbf{u}$ は式 (2.5) のように求めることができる。

$$\mathbf{u} = \frac{e}{K} \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$\tau = m/K$ は時間の次元を持ち、これを用いると式 (2.6) のように書き換えることができる。

$$\mathbf{u} = \frac{e}{m} \tau \mathbf{E} \quad (2.6)$$

上式より電子のドリフト速度は電場に比例することがわかる。

2.1.3 増幅領域における電子の雪崩増幅

増幅領域までドリフトした電子は、強い電場によってさらに加速され雪崩増幅を起こす。もし、加速された電子のエネルギーが周囲のガス粒子のイオン化エネルギーを超えていた場合はガス粒子がイオン化し、電子が放出される。さらにその電子が加速され周囲のガス粒子をイオン化させるというプロセスが繰り返されることによって、雪崩増幅が発生する。雪崩増幅を議論する際に重要な量である Townsend 係数 α は、電子がガス粒子と衝突する平均自由行程を λ とすると、 $\alpha = \lambda^{-1}$ と表される。つまり α は、電子が単位長さだけドリフトする間にいくつの正イオン・電子対を生じさせるかという量を表す。ある位置における電子の数を n とすると、 n 個の電子が微小距離 dx ドリフトする間に生じさせる電子の数 dn は、

$$dn = n\alpha dx \quad (2.7)$$

と書ける。これをドリフト距離 x にわたって積分すると、

$$n = n_0 e^{\alpha x}, G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.8)$$

表 2.3 Korff の式で与えられるパラメーター [10]

気体	$A(\text{cm}^{-1}\text{torr})$	$B(\text{Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1})$
He	3	34
Ne	4	100
Ar	14	180
Xe	26	350
CO ₂	20	466

となる。ここで、 G は増幅率あるいはゲインと呼ばれる量でドリフト距離の指数関数に比例して電子が増幅することがわかる。

また Korff によると、Townsend 係数 α は簡単な近似で次のように書ける [10]。

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-\frac{BE}{P}} \quad (2.9)$$

ここで、 E は増幅領域における電場で P はガス圧である。 A, B はガスの種類ごとに定まっている現象論的なパラメーターであり表 2.3 にその値を示す。

2.2 MAIKo TPC の構造

我々のグループでは MAIKo (“M”-PIC based “A”ctive target for “T”nverse “K”inematics “.”) と呼ばれる TPC の開発を続けてきた。図 2.2 と図 2.3 [11] に MAIKo の全体図と構造をそれぞれ示す。以下では、MAIKo の構造とそれぞれの部分が果たす役割について簡単に説明する。

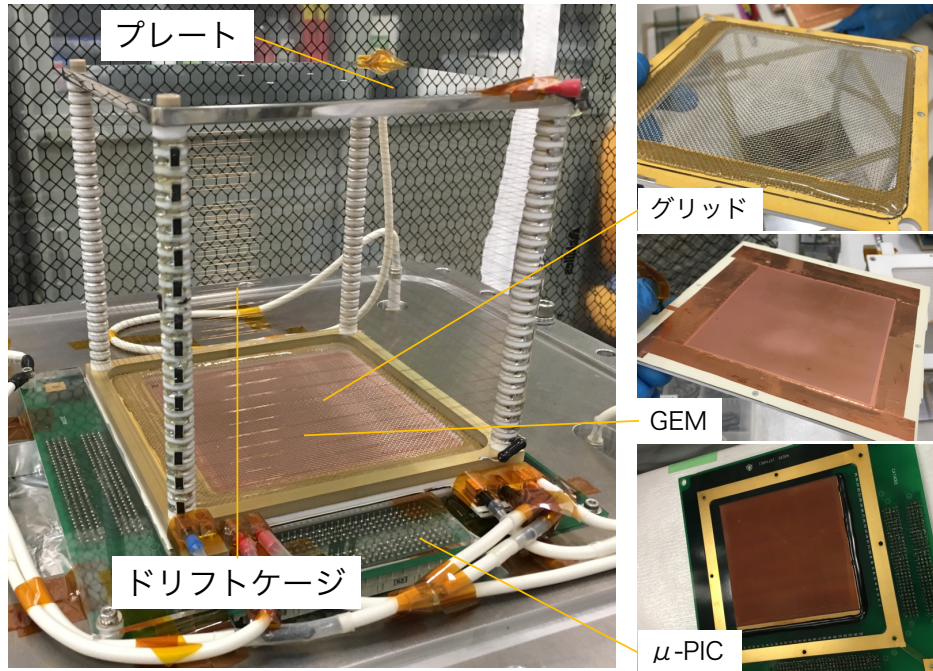


図 2.2 MAIKo TPC の全体写真と主要な部品の拡大写真。

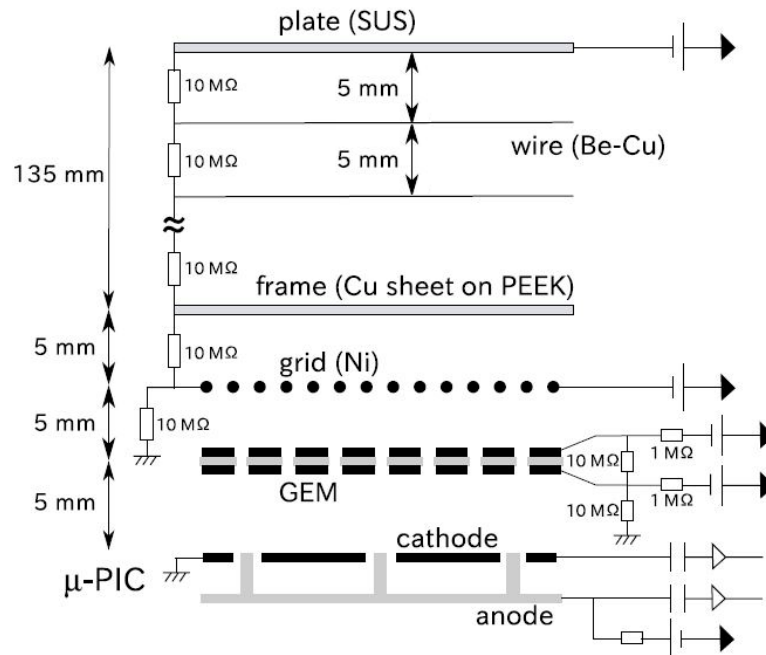


図 2.3 MAIKo の構造 [11]。plate - frame 間で荷電粒子により発生した電子は下方に向かってドリフトしていき、GEM と μ -PIC の増幅機構によって雪崩増幅を起こし検出される。

2.2.1 ドリフトケージ

前節で述べたように、荷電粒子によって TPC 内で発生した電子を増幅領域まで輸送するためにドリフト電場を作る必要がある。プレートとグリッドの電位差により有感領域内に一様なドリフト電場は形成されるが、特に有感領域の境界での電場の乱れを抑える目的で、有感領域外周部に Be-Cu 製のワイヤーを二重に巻き、プレートとグリッド間の電場勾配が一定となるようにワイヤーに電圧を印可している。

2.2.2 グリッドメッシュ

グリッドには二つの役割がある。まず一つは、ドリフト領域の電場と増幅領域の電場を仕切る役割である。ドリフト領域の電場と増幅領域の電場とでは必要になる電場の大きさが異なるため、それぞれの領域に境界を作る必要がある。もう一つの役割は、イオンバックフローを避けることである。雪崩増幅の際など、ガス粒子がイオン化するときは必ず正イオンと電子がペアになって生成される。増幅領域で電子とともに発生した多量の正イオンはその場所での電場に沿って電子とは逆方向に輸送され、読み出し部である μ -PIC の陰極に吸収されることになる。しかし、一部の正イオンは陰極に吸収されることなく、ドリフト領域に向かって輸送されていく。このようなイオンバックフローが起こると、正イオンの電荷によってドリフト領域の電場の歪みが生じたり、増幅領域に向かってドリフトしてきた電子と再結合を起こして電子の輸送を妨げる原因にもなる。グリッドに適切な電圧を印可すると、ドリフト電子は透過させるが逆流してきた正イオンは吸収させることができる。

2.2.3 GEM

Gas Electron Multiplier(GEM) は、ポリマーのフィルム表面を銅で被覆したものであり、両面にエッチング処理をすることによって、直径 $70\ \mu\text{m}$ の穴を $140\ \mu\text{m}$ 間隔で $1\ \text{mm}^2$ あたり 100 個にも及ぶ高密度で配置したものである。図 2.4 に GEM の構造を示す [12]。GEM の表面と裏面にそれぞれ適切な電圧を印可することで、穴に高電場が形成されて電子増幅の役割を担うことができる (図 2.5 [13])。

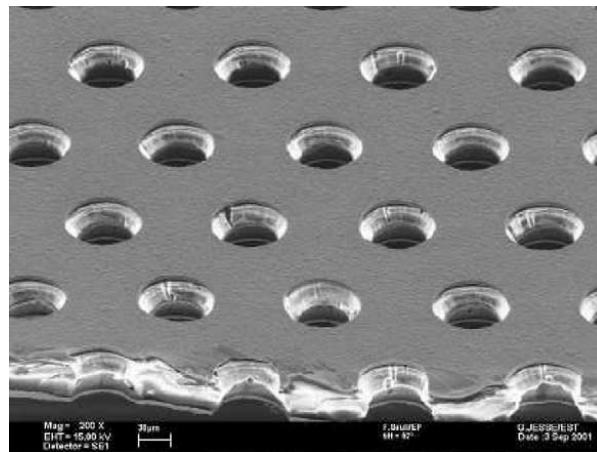


図 2.4 CERN の COMPASS 実験にて使われた GEM の微細構造 [12]。 $140\ \mu\text{m}$ 間隔で直径 $70\ \mu\text{m}$ の貫通穴が加工されている。

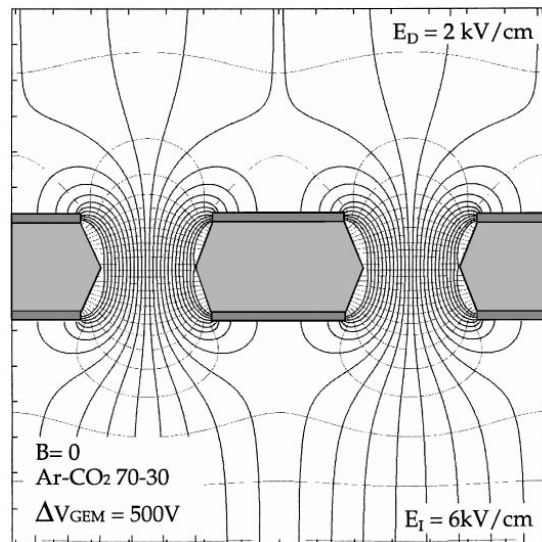


図 2.5 GEM の穴付近に形成される電場 [13]。穴近傍に非常に強い電場が形成されていることがわかる。

2.2.4 μ -PIC

Micro Pixel Chamber (μ -PIC) は、京都大学宇宙線研究室で開発された Micro Pattern Gas Detector の一種であり、ピクセル型のアノードがカソードの穴に囲まれた構造を持つ。アノード付近の強い電場により、電子の雪崩増幅をアノード近傍で発生させることで、電子の増幅と信号の読み出しを同時に行うことができる。 μ -PIC の構造を図 2.6 および 2.7 [14] に示す。基板の片面にはアノード電極がストリップ状にプリントされており、もう片方の面にはカソードストリップがプリントされている。カソードストリップには $250\text{ }\mu\text{m}$ 径の穴が $400\text{ }\mu\text{m}$ ピッチで開けられており、穴の中心部には直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ のアノードが取り付けられている。それぞれのアノードは基板裏面のアノードストリップと接続されている。アノードとカソードそれぞれのストリップが直交するように配置されていて、信号の 2 次元的な読み出しが可能となっている。MAIKo に用いられている μ -PIC はアノードとカソードがそれぞれ 256 ch で合計 512 ch の読み出しになっており、有感領域は $100 \times 100\text{ mm}^2$ となっている。

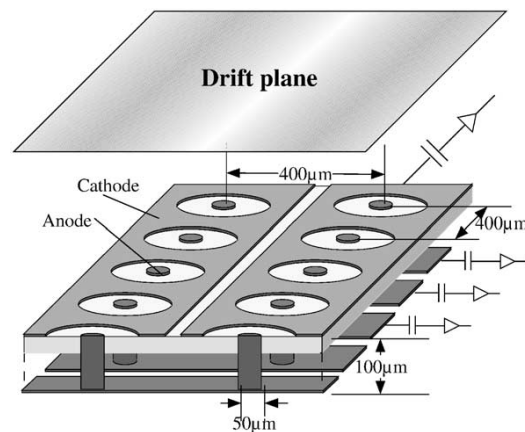


図 2.6 μ -PIC の構造概念図 [14]。 $250\text{ }\mu\text{m}$ の穴が $400\text{ }\mu\text{m}$ ピッチで開けられており、穴の中心部にはアノードが位置している。

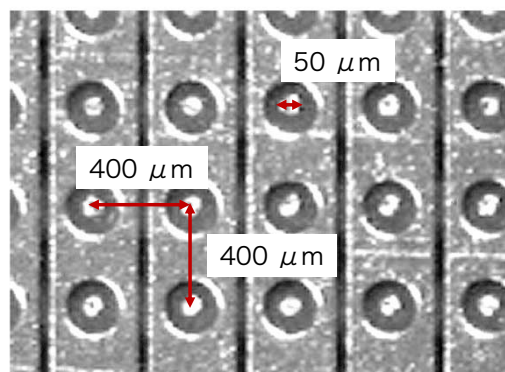


図 2.7 μ -PIC の顕微鏡写真 [14]。図にアノードの大きさと間隔をそれぞれ示す。

2.3 TPC の要求性能

第 1 章でも論じたように、Grand Raiden を用いた超前方角度への α 非弾性散乱の精密測定と TPC を用いた ^{24}Mg からの崩壊粒子の大立体角検出を組み合わせることによって、 ^{24}Mg の α 凝縮状態を探索する実験が可能になると期待される。しかし、凝縮状態を精度よく同定するためには、着目する事象を十分な統計で測定し、それ以外のバックグラウンドをできるだけ低減する開発が必要となる。本研究では、高統計でかつ少ないバックグラウンドでの実験を達成するために既存の MAIKo に次の 2 つの要請を課して新たな TPC の開発を行った。

1. 崩壊 α 粒子測定に対してバックグラウンドの少ないガスで運用できること
2. 高レート的一次ビームに対してもレート耐性があること

これら 2 つの要請を満たす TPC の開発に当たっては既存の MAIKo よりも一回り小さい有感領域となるよう設計した。MAIKo のケージの大きさは約 $14 \times 14 \times 14 \text{ cm}^3$ であったが、 μ -PIC の有感領域の大きさが $10 \times 10 \text{ cm}^2$ であり、ドリフト方向に長いケージを作成するとドリフト電場を形成するために高い電圧を印可しなければならないため、今回作成するケージの大きさは $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ のものとした。次節以降では、それぞれの要請を満たす条件について検討していく。

2.4 TPC に用いる検出ガスの検討

TPC の持つ大立体角を損なわずに実験を行うためには、 ^{24}Mg からの崩壊 α 粒子を TPC の有感領域内部で止めることのできる検出ガスを用いることが望ましい。崩壊 α 粒子は 1–3 MeV の低エネルギーで放出されると考えられるので、 ^{24}Mg 標的を TPC の有感領域中心部に配置するとすれば、3 MeV の α 粒子が 5 cm で止まる物質量のガスを選択すれば良い。

通常、TPC などのガス検出器には希ガスを主体として炭化水素などのクエンチガスを混合したガスを用いるが、今回の実験ではそのようなガスは測定の際のバックグラウンドとなりうる。例えば、検出ガスとして全圧が 1.4 気圧の He (90%) + CH_4 (10%) の混合ガスを用いることを考える。このガスを用いると 3 MeV の α 粒子を 5 cm で止めることができる。標的である ^{24}Mg の厚さは崩壊粒子を標的内部で止めることのないようにできるだけ薄くすることが望ましく、実験では $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ の薄膜標的を用いる。このとき、ビームは ^{24}Mg だけでなくビームが通過する経路上 5 cm にわたる検出ガスとも散乱をおこしてしまい、ガス中に含まれる炭素原子に関しては厚さが約 $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ と ^{24}Mg の 3.5 倍の物質量にもなってしまう。

崩壊粒子を TPC 内部で止めるという要請を満たすためには検出ガスの物質量を減らすことはできないため、ガスとビームの散乱が着目する崩壊事象に対してバックグラウンドにならないようなガスの組成を考える必要がある。考えうるバックグラウンドとして、TPC での ^{24}Mg からの崩壊粒子測定に対してのものと、Grand Raiden で測定する ^{24}Mg の励起エネルギースペクトルに対してのものが想定される。

TPC の測定に関するバックグラウンド

着目したい事象は ^{24}Mg が低エネルギーの α 粒子を放出して崩壊する事象であるが、例えば混合ガス中の ^{12}C が Hoyle 状態に励起して α 粒子を放出して崩壊するなど、ガス中の重い原子核が崩壊することによって生じる荷電粒子がバックグラウンドとなる。

Grand Raiden の測定に関するバックグラウンド

標的から散乱された α 粒子を Grand Raiden で測定することで ^{24}Mg の励起エネルギースペクトルを得るが、ガス中の粒子がビームとの散乱を起こすことにより、 ^{24}Mg の励起エネルギースペクトルの測定にガスに含まれる元素スペクトルが重畳してしまいバックグラウンドとなる。

上記 2 つのバックグラウンドに対策するため、本研究では純水素ガスを用いた TPC の開発を行なった。水素には本研究が対象とする励起エネルギー領域に励起準位が存在せず崩壊することもないため、純水素ガスを用いることができれば TPC と Grand Raiden の両方の測定に関してバックグラウンドを原理的にはなくすることができる。純水素ガスを用いる場合は、1.5 気圧のガス圧にすることで α 凝縮状態からの崩壊 α 粒子を TPC 内部で止めることができる。

2.5 レート耐性獲得のためのビームマスクの開発

測定を十分な統計で行うためには、およそ 10^{10} cps 程度の高レートビームを用いて実験を行う必要がある。しかし、そのような高レートビームを TPC に入射させると、ビームによって電離された正イオンと電子により空間電荷が生じ、有感領域の電場構造をゆがめたり、増幅領域での放電が起こりやすくなったりするという問題が生じる。

実際に MAIKo を用いた過去の実験では、ビームレートが 10^6 cps 程度までは TPC を安定に運用することができたが、それを超えるビームレートでは増幅機構である μ -PIC が放電を起こすようになり、TPC を運用することができなかった [15]。

この問題を解決するために、本研究では先行研究 [16] にアイデアを得て、ビームが通過する領域にビーム由来の電子を不感にするマスクを導入し、TPC に入射させるビームレートを向上させるための開発を行った。図 2.8 は開発したビームマスクの概念図である。この図では図 2.2 とは異なり、 μ -PIC が上になるように配置されている。GEM や μ -PIC がある増幅領域直前にビーム通過領域程度の大きさのマスクを配置することで、ビーム由来の電子を吸収し、ビームに対しては不感となるが、 α 粒子を放出する着目したい事象に対しては読み出しが行われる。またマスク領域の中心部においては、ビームによる空間電荷やマスクに与える電圧がドリフト電場の勾配に影響を与える可能性があるため、ドリフトケージを左右に分割し、それぞれのケージに 2 重にワイヤーを巻くことで電場の歪みを抑える設計とした。次の節ではマスクの幅をどのようにして決定したのかについて述べていく。

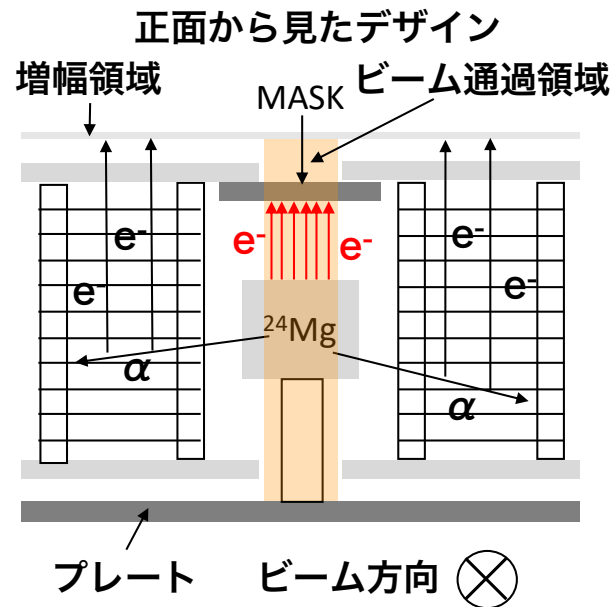


図 2.8 ビームマスクの概念図。ビームは紙面手前から奥に向かって通過する。ビーム通過領域からは多量の電子が増幅領域にドリフトし、増幅領域での電荷密度が上昇することによって放電を招いてしまう。電子が増幅領域に侵入するのを防ぐために、ビームの飛跡に沿ったマスクを設置し TPC 内に導けるビームレートを向上させる。

2.5.1 G4beamline を用いたマスクのシミュレーション

マスクのサイズは単純にビームスポットの大きさにすれば良いとは限らない。ビームは TPC の有感領域を通過する間に検出ガスである水素と散乱を起こしたり、標的である ^{24}Mg と散乱を起こす。水素ガスとの散乱によって反跳された陽子がガス中でエネルギー損失をして、ガスを電離させ電子を生じさせる。また、標的と有限の角度を持って散乱を起こした α 粒子はビームスポットよりも広がって分布する可能性がある。

ビームスポットの大きさに比べて十分に幅の広いマスクを設計することで、これらの散乱による電離電子に対しても不感領域を作ることが可能になるが、マスクによって TPC の有感領域が遮られることになり立体角が減少してしまう。そこで、マスク設計の際には、マスクの領域外に電子が漏れ出す量を許容できる範囲で、できるだけ立体角を損なわないようにマスクの幅を小さくすることが必要となる。

マスクの幅を変化させたときに、マスク以外の領域を通過する陽子や α 粒子の数、電離電子の数がどのように変化するかを見積もるためにシミュレーションコード G4beamline [17] を使用し、その結果を用いてマスクの幅の決定を行った。

G4beamline は Tom Robert 氏によって開発されたビームライン上の粒子の振る舞いをシミュレートできる計算コードで CERN によって開発された Geant4 [18] に基づいている。このコードを用いることで、荷電粒子の物質中でのエネルギー損失や多重散乱、ハドロン生成などを計算することができる。

図 2.9 はシミュレーションの結果を 3 次元的に示したものである。G4beamline ではシミュレートされる粒子の飛跡は粒子の持つ電荷によって色分けされており、正電荷、負電荷、中性の粒子はそれぞれ青色、赤色、緑色として示されている。図 2.9 では、 α 粒子 (青色の線) が

ビームとして TPC に入射した時にどのような反応が起こるのが示されており、 $z = 0$ で生成され z 軸方向に沿って進んでいくビームが TPC 中の物質と相互作用を起こして多数の電子(赤色の線)を発生させていることがわかる。シミュレーションではビームと相互作用を起こす物質として、図 2.10 に示すとおりビームラインと検出ガスを仕切るための Aramid 膜、水素ガス、 ^{24}Mg 標的を配置している。ビーム粒子には 400 MeV の α 粒子を想定しており、ビームの大きさは $\sigma = 1 \text{ mm}$ で角度広がり $\sigma = 1 \text{ mrad}$ としている(図 2.11 および図 2.12)。

興味があるのは 10^{10} cps のビームを出した場合にマスクによって不感となる領域以外に生成される電子の数であるが、シミュレーションでは計算時間やデータ解析時間の削減のために 10^6 のビーム粒子を用いたシミュレーションを行い、これを 10^{-4} 秒間の事象とみなすことで、 10^{10} cps のビームを出した時の振る舞いを議論した。

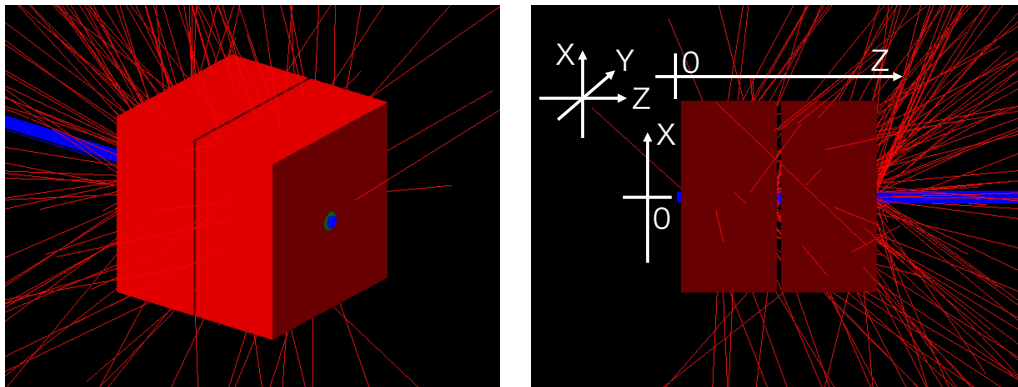


図 2.9 G4beamline による 3 次元シミュレーション。図で青色の線は正電荷を持つ粒子を示し、赤色の線は負電荷を持つ粒子を示している。赤色の箱は水素ガスであり、ビームの入口と出口には Aramid の膜(左図緑色の円形部分)が配置され、箱と箱の間には ^{24}Mg が配置されている。右図にはシミュレーションでの座標系の定義も示している。

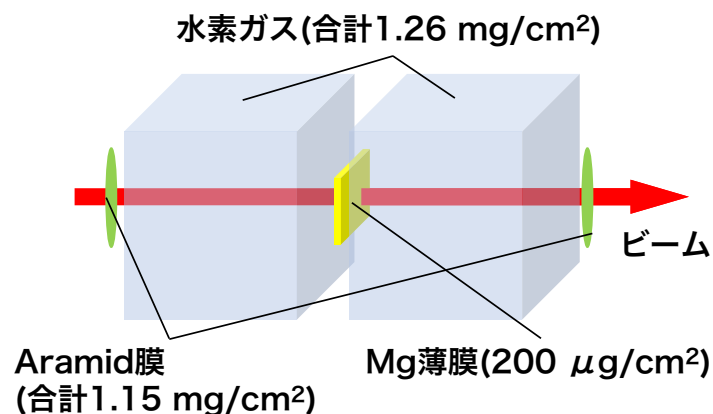


図 2.10 シミュレーションに使用している TPC 内の物質。図にはそれぞれの物質の厚さも合わせて表示している。

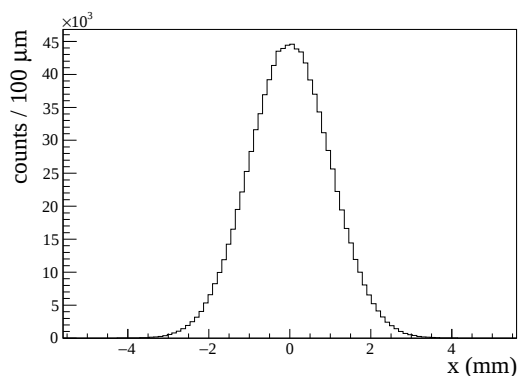


図 2.11 シミュレーションに用いたビームの x 分布。図では $z = 1 \text{ mm}$ の時のビームの x 分布を示す。

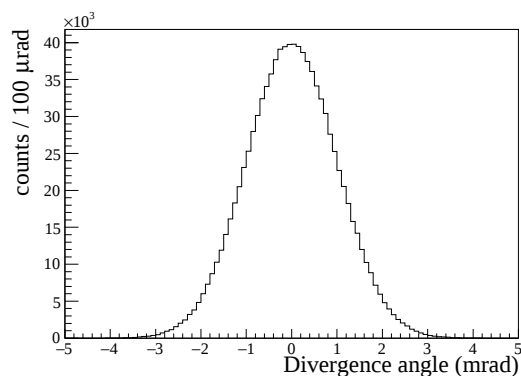


図 2.12 シミュレーションに用いたビームの角度拡がりの分布。

α 粒子と陽子の数の分布

ビームである α 粒子と反跳陽子がマスクの領域以外を通過する数が、マスクの幅によってどのように変化するかをシミュレーションによって調べた。TPC を運用した過去の実績から有感領域に侵入する α 粒子と陽子を 10^6 cps までなら許容することとする。

TPC 内の水素ガスをビーム軸と平行な平面で図 2.13 のように 1 mm 間隔で分割し、それぞれ分割された領域を通過した α 粒子と陽子を計数した。

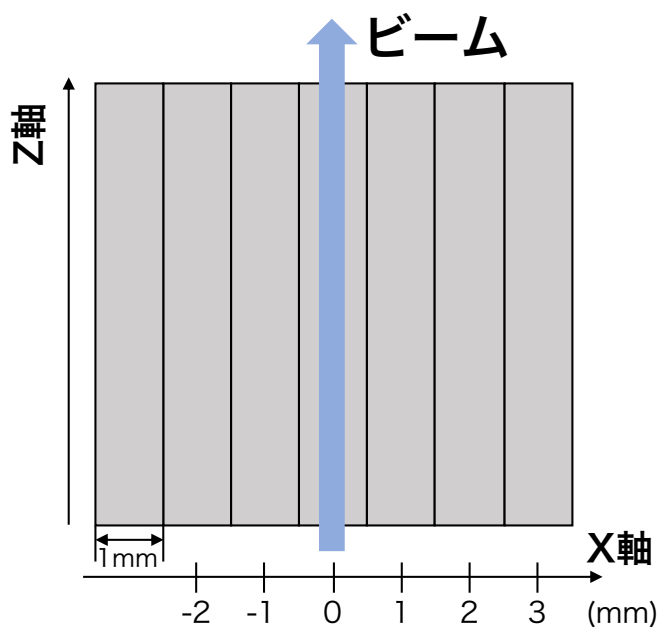


図 2.13 粒子計数の概念図。TPC の有感領域を 1 mm 間隔で分割し、分割されたそれぞれの領域を通過した α 粒子と陽子の数を計数した。

1 秒間あたりに有感領域に侵入する α 粒子と陽子の数をビーム軸中心からの距離の関数とし

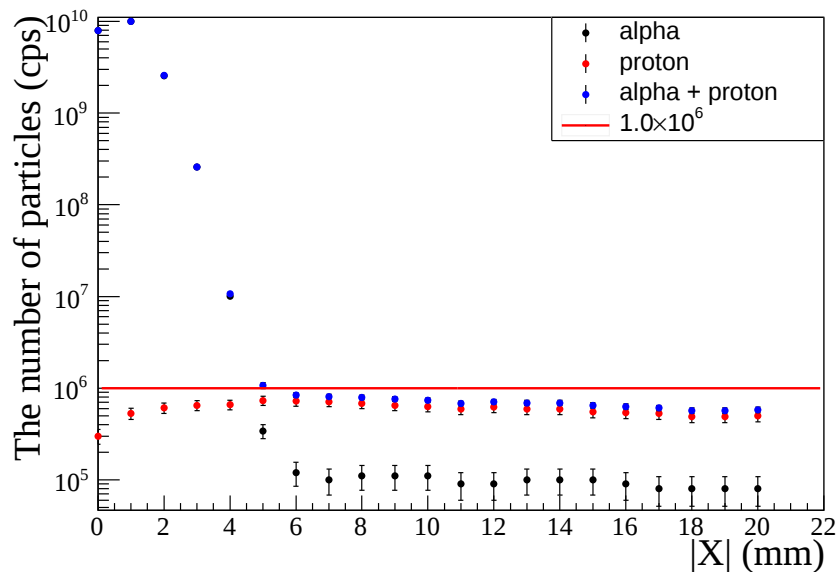


図 2.14 1 秒あたりに有感領域を通過した α 粒子と陽子の数をビーム中心からの距離の関数として示す。黒点、赤点、青点は α 粒子、陽子、 α 粒子と陽子を合計した数をそれぞれ示している。また赤線は、 1.0×10^6 cps を示す。

て図 2.14 に示す。ビーム軸から対称に存在する領域を通過した粒子数を合計して示しているため、ビーム中心からの距離は絶対値記号をつけて表現している。ビーム軸から距離が大きくなるにしたがって領域を通過する粒子の数が少なくなっていることがわかる。

図 2.14 からビーム軸に対して 5 mm 以上離れた領域においては侵入する α 粒子と陽子の数を 10^6 cps 以下とできることを示している。この結果からは、最低でもマスクはビーム軸中心に対して ± 5 mm の領域を覆っていないといけないことがわかる。6 mm 以上中心から離れた領域においても α 粒子が通過する数が 0 にならないのは、 ^{24}Mg からの大角度散乱の効果があらわれているためと考えられる。

電離電子による電荷密度の分布

TPC を放電させることなく安定に運用できるか否かは、増幅領域での電荷密度に依存する。ここでは、散乱された陽子や α 粒子がガス中でエネルギー損失を起こすことによって電離される電子の密度分布を求め、TPC を 10^6 cps で安定に運用することができたときの電子の密度分布と比較した。

10^6 cps のビームレートで安定に TPC を運用できたときは、ビーム粒子として 56 MeV の α 粒子を使用し、検出ガスとして He (400 hPa) + iso- C_4H_{10} (30 hPa) を使用していた。まず、上記のビーム粒子と検出ガスの組み合わせでの電子密度の分布を求めた。図 2.13 のように TPC の有感領域を 1 mm ごとの領域に分割し、 α 粒子と陽子がそれぞれの領域中に落とすエネルギーをシミュレーションによって計算した。落としたエネルギーをガスの W 値で割った値をその領域中で発生した電子の数とした。

ビームによって有感領域内に生成された電子はドリフトして検出領域に達することで有感領域から消失する。単位時間あたりに電子が有感領域から消失する数は電子のドリフト速度に依存するため、今回の実験条件とのドリフト速度の違いを考慮して電子数密度の計算を行なっ

た。図 2.15 に電子密度をビーム軸中心からの距離の関数として示す。ビーム中心での電子密

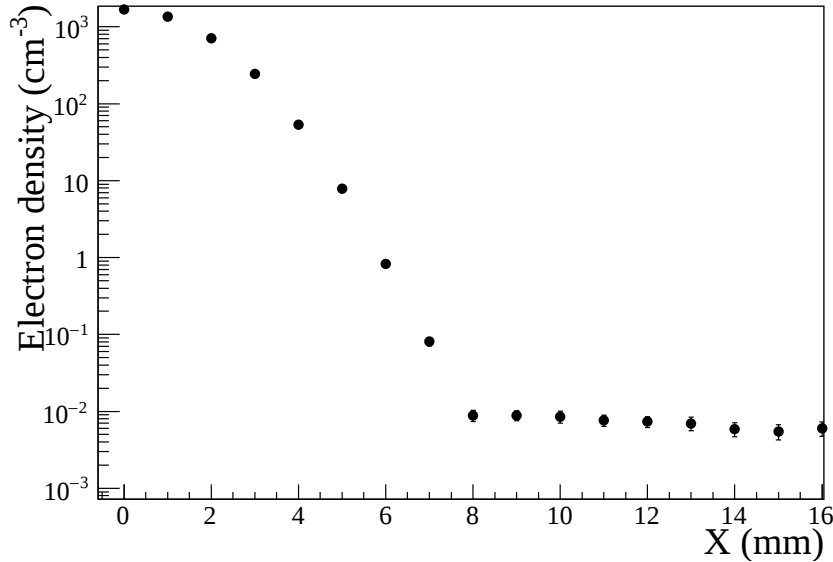


図 2.15 ビーム粒子が 56 MeV の α 粒子、検出ガスが He (400 hPa)+iso-C₄H₁₀ (30 hPa) である場合の電子の密度分布を示す。

度が最も高く $1.68 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ となっている。

増幅領域での放電は電荷密度が一番高い場所で発生すると考えられるため、電子密度が $1.68 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 以下であれば TPC を安定に運用することができると考えられる。²⁴Mg の α 凝縮状態の探索実験ではビーム粒子に 400 MeV の α 粒子を使用し、検出ガスに H₂ (1500 hPa) を使用する。この条件で目標である 10^{10} cps のビームを用いた場合に、マスクの領域以外での電子密度が $1.68 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 以下になるかどうかを確認した。計算時間の都合上、シミュレーションでは 10^6 のビームを使って電子密度を求めて、その結果を 10^{-4} 秒間の事象とみなすことで 10^{10} cps ビームを出した場合の電子密度を議論した。図 2.16 に求めた電子密度を示す。ビーム中心から 5 mm 以上離れた領域では電子密度が $1.68 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 以下になることがわかる。

α 粒子と陽子の数の分布の議論と電子密度の議論により、ビームマスクの幅は左右に 5 mm ずつ、合計 10 mm 以上あれば TPC のレート耐性に対する要請を満たすことが分かった。

2.6 TPC 実機の作成

2.6.1 ドリフトケージの作成

前節のシミュレーションの結果をふまえて新たな TPC のドリフトケージの作成を行った。まず、G10 素材でできた柱と柱を固定するフレームをネジで取り付けた(図 2.17)。取り付けが終わった後に、ドリフト電場を形成するためのワイヤーを巻きつける。ワイヤーには直径 $125 \mu\text{m}$ の Be-Cu 銅線を使用した。このとき、図 2.18 に示すように 200 g の重りを用いて約 2 N の張力を印可しながらワイヤーの巻きつけを行なった。

柱には 5 mm ピッチで表面に金メッキを施した溝が加工されており、ワイヤーを溝に巻きつ

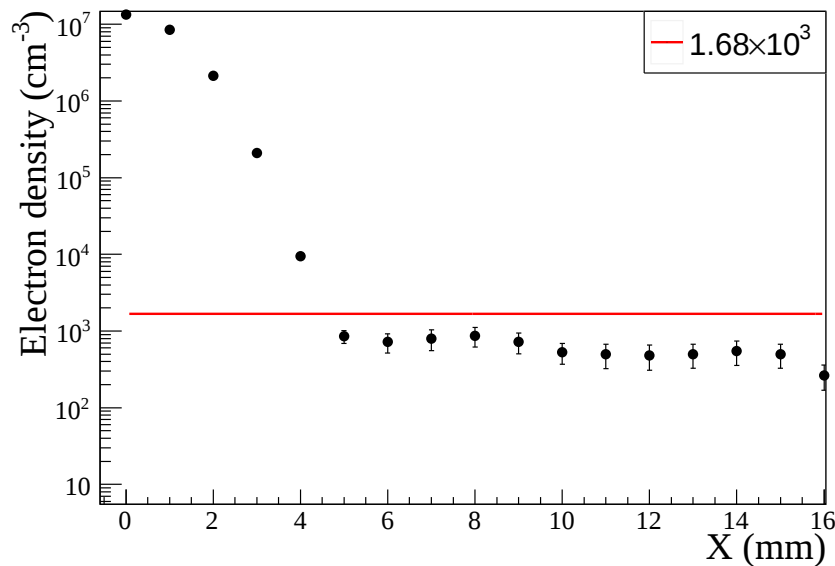


図 2.16 ビーム粒子が 400 MeV の α 粒子、検出ガスが H_2 (1500 hPa) である場合の電子の密度分布。 10^6 のビームを使って得られた値を 10^{-4} 秒間の事象とみなして示している。赤線は電子密度が $1.68 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であることを示す。

けることで、ワイヤーの間隔を固定した。有感領域内部の電場の歪みを抑えるため、ワイヤーを柱の内側と外側に二重となるように巻きつけた後で終端をはんだで固定した。

ワイヤーを巻き終えた後は、抵抗分割のために $10 \text{ M}\Omega$ のチップ抵抗を用いて 5 mm 間隔のワイヤーを接続した。チップ抵抗をはんだで取り付ける際には、既にはんだ付けがされているワイヤーのはんだが溶けてしまうことのないように、2 種類の融点が違うはんだを用いてはんだ付けを行った。この作業には、温度調整の可能なはんだごてを使用した。

ケージが完成した後にケージの部品に不純物などが付着していると、その不純物から生じるアウトガスが検出ガスの組成を変える原因となる。そこで、チップ抵抗やワイヤーのはんだ付けが終わった後には、はんだ付けを行った際に飛び散った松ヤニをエタノールと綿棒でできる限り除去した。左右のケージが完成すると、マスクをネジでケージに取り付け、ドリフト電場を形成するために必要なアルミプレートを底面に取り付けて TPC のドリフトケージを完成させた (図 2.20)。ここで作成した新たな TPC ケージは第 4 章のマスクの性能評価を行うときに使用した。

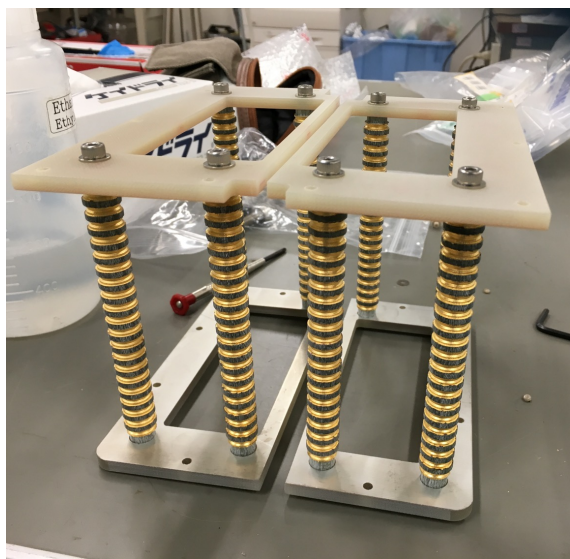


図 2.17 金メッキが施された G10 の柱を錫でメッキしたフレームに取り付けた。

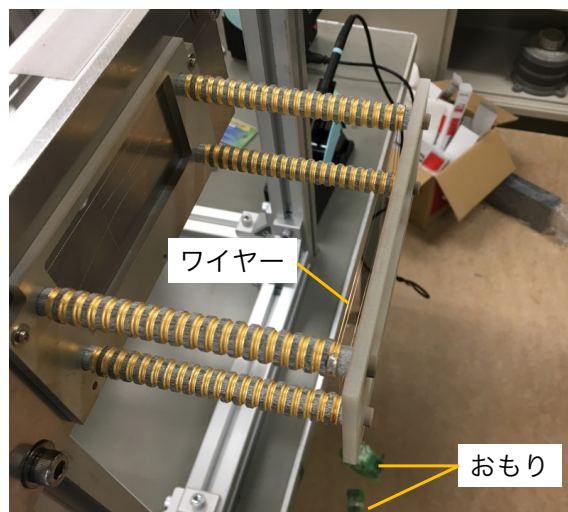


図 2.18 ケージを寝かせ、ワイヤーに 200 g のおもりを取り付けて約 2 N の張力をかけながらワイヤーを巻いていった。ワイヤーには直径 $125\ \mu\text{m}$ の Be-Cu 銅線を使用した。

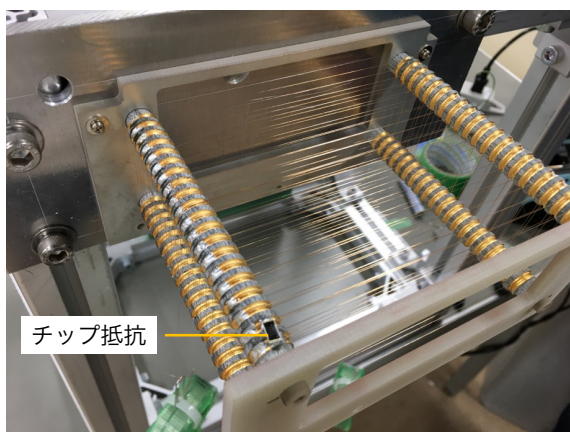


図 2.19 ワイヤー巻きが終わると、それぞれのワイヤーを $10\ \text{M}\Omega$ のチップ抵抗を用いて接続した。

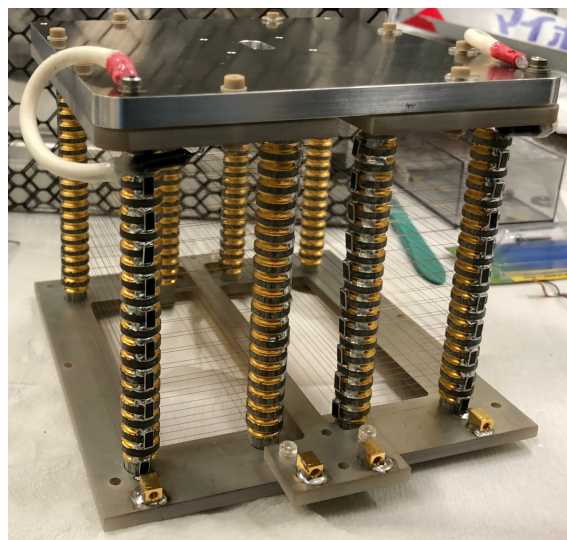


図 2.20 ドリフト電場を形成するためのアルミ製のプレートを取り付けて完成したドリフトケージ。

2.6.2 多段 GEM の導入

今回の実験で使用する予定の水素ガスは、今までの MAIKo を用いた測定で使用してきた $\text{He}+\text{CO}_2$ のような検出ガスに比べて増幅率が小さく、1 枚の GEM だけでは α 線源からの信号を測定するのに十分な増幅率を達成できなかった。他の増幅器と異なる GEM の大きな特徴は、一つの検出器の中に数枚の GEM を積層することで、全体としての増幅率を増大することができる点である。また、一般には一つの増幅器の増幅率が Raether limit ($\sim 10^8$) 程度になると放電を起こしてしまいことで安定に運用することができなくなるが、GEM を多段にすることで一つ一つの GEM の増幅率を抑制して放電を防ぎつつも、全体としての増幅率を高めることが可能となる。そこで、本研究では GEM を複数枚積層することで増幅率を向上させる開発を行った。

以下に GEM の取り付け過程を記す。本研究では SciEnergy 社 GEM を採用した。表 2.4 に本研究で採用した GEM の特性を示す。

表 2.4 本研究で採用した GEM の特性

有感領域面積	$99.975 \times 99.89 \text{ mm}^2$
厚さ	$100 \mu\text{m}$
穴ピッチ	$140 \mu\text{m}$
穴直径	$70 \mu\text{m}$

GEM を取り付けるためのフレーム表面にアラルダイトを塗布し、その上に GEM を貼り付けた。GEM の貼り付けの際には、すでに存在する他の GEM と重ねたときに GEM の位置がずれないように注意しながら貼り付けを行なった。図 2.22、2.23、2.24 は GEM の取り付けの様子である。

最終的には以前から使用していた GEM と合わせて合計 3 枚の GEM を使用した。ドリフトケージとグリッド、GEM、 μ -PIC の増幅機構を全て組み立てた写真を図 2.25 に示す。図 2.26 は、TPC の作成の前に TPC の大きさを等確認する目的で作成した模型と実物を比較したものである。



図 2.21 MAIKo ですでに使用されている GEM。GEM 表面には数多くの穴が空いており、反対側が透けて見える。写真の人物は著者本人である。

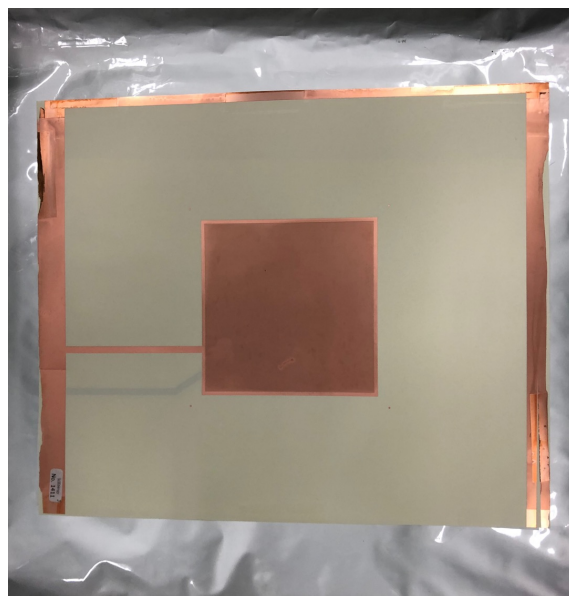


図 2.22 新しく作成する GEM 今までのものと同じ SciEnergy 社のものを使用した。



図 2.23 GEM を貼り付けるために G10 のフレームにアラルダイトを塗布した。

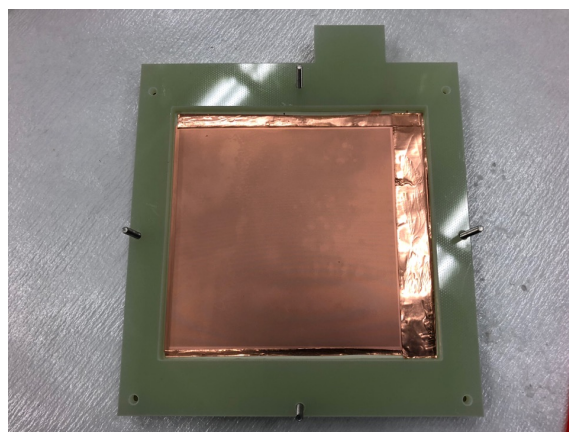


図 2.24 他の GEM と位置がずれないように注意しながら GEM を貼り付けた。GEM の絶縁部分 (図 2.22 の白い部分) に電荷が溜まってしまふことを防ぐために、フレームから見えている GEM の絶縁部分がなくなるように両面導通型の銅テープで覆った。

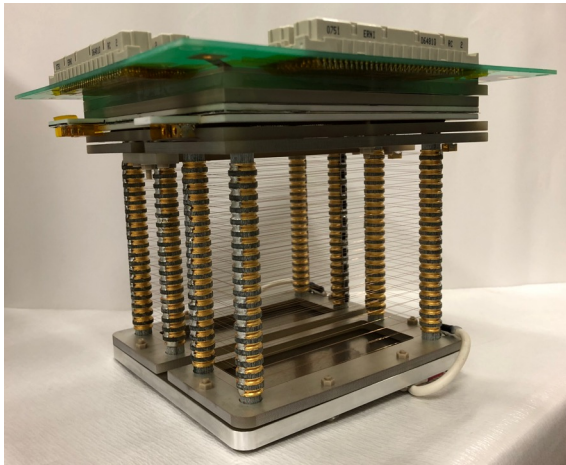


図 2.25 グリッド、GEM、 μ -PIC を取り付け
けた TPC の完成した図。この図では GEM
は 3 段重ねられている。

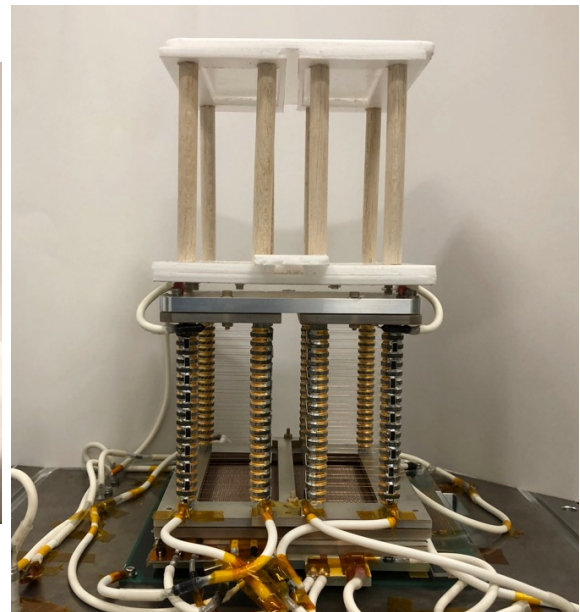


図 2.26 実際に作成した TPC と実機製作前
に作成した模型。上が模型で下が実機である。

第 3 章

α 線源を用いた TPC の基本特性の試験

TPC の基本特性を調べるために、ドリフト速度やガス増幅率について α 線源を用いて試験を行った。この章で行われた測定は既存の MAIKo を使用して行なったものである。

3.1 TPC における α 線源からの信号の読み出し

この節では TPC を用いた線源からの信号の読み出しについて説明する。有感領域に侵入した α 線の 3 次元的な飛跡はアノードとカソードにそれぞれ 256 ch ずつあるストリップによって読み出されて、図 3.1 のようにそれぞれの面に射影されて記録される。

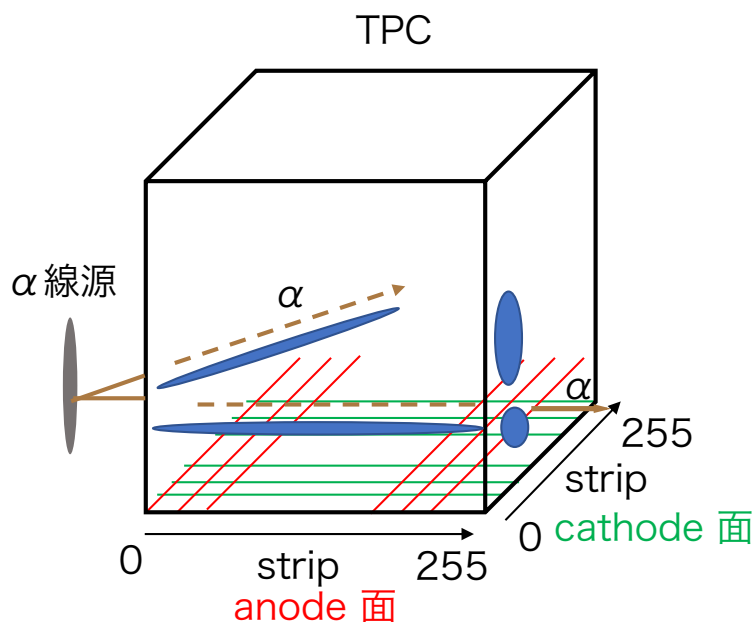


図 3.1 α 線源を用いた測定の概念図。

図 3.2 に示すコリメーターを用いて線源からの放出角度を 0 度と 30 度に制限した α 線を MAIKo に入射させて取得した飛跡のイメージを図 3.3 に示す。

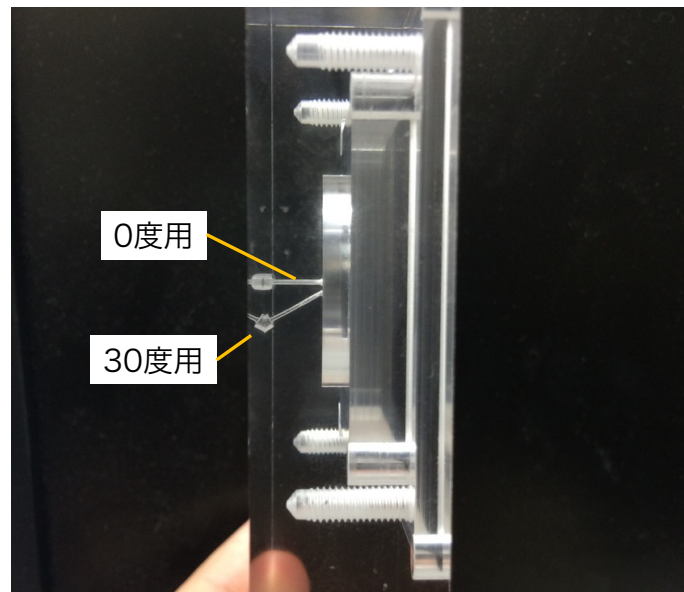


図 3.2 α 線をコリメートするために本研究で使用したコリメーター。

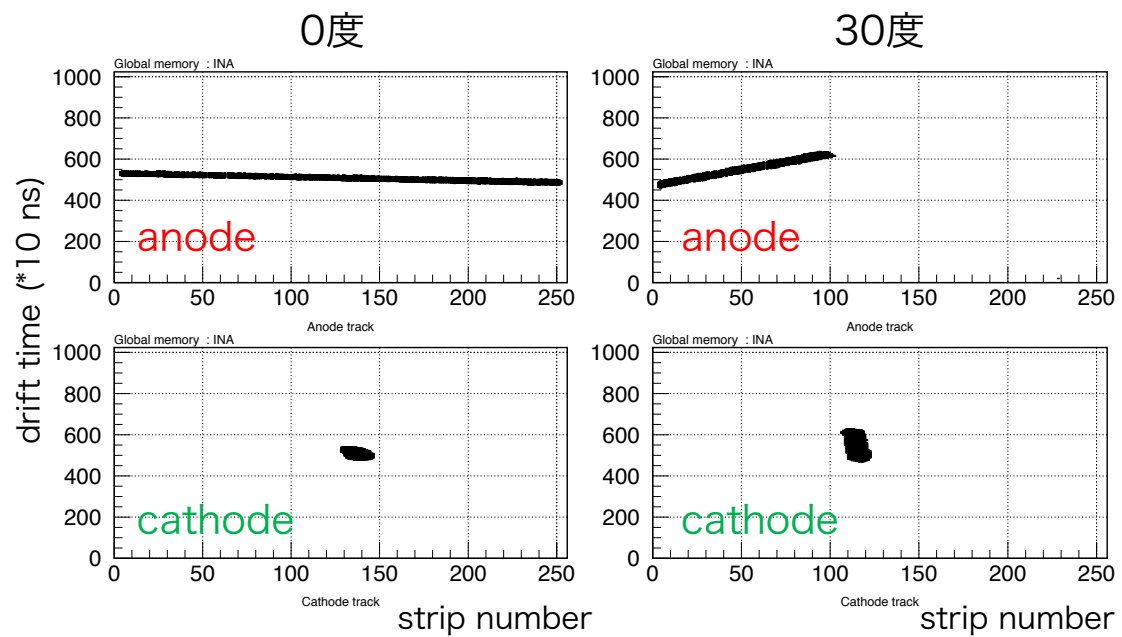


図 3.3 TPC で測定される α 線からの飛跡のイメージ画像。左図は 0 度方向に放出された α 線の飛跡のイメージを示しており、右図は 30 度方向に放出された α 線の飛跡のイメージを示す。

横軸はアノード、カソードそれぞれのストリップ番号であり、0–255 ch の全 256 ch である (図 3.1 参照)。縦軸は相対的なドリフト時間を示しており、10 ns/channel となっている。記録されたデータには、信号が誘起されたストリップの位置情報とドリフト時間の情報が含まれるため、これらの情報を使って 3 次元的な飛跡の長さや角度、ドリフト速度などの情報を抽出

することができる。

また、アノードとカソードそれぞれに 256 ch ずつ存在するストリップに誘起された電荷量の情報は 32 ch ごとに一つにまとめられ、アノードとカソードでそれぞれ 8 ch ずつ (A0–A7, C0–C7) FADC の入力インピーダンス (50Ω) に対する電圧値として読み出される。一例として、アノードの FADC からの電荷情報の読み出しの概念図と FADC を用いて取得した信号波形を図 3.4 に示す。左図は TPC のアノード面に射影された α 線の飛跡のイメージであり、32 ch のストリップごとに一つにまとめて電荷情報が読み出される。A0–A7 は各ストリップと対応するアノードの FADC のチャンネル番号である。読み出された信号の波形を右図に示す。FADC の読み出し周波数は 25 MHz であり、横軸の 1 ピンが 40 ns に対応している。縦軸は波高 (mV) であり、分解能は 8 mV/channel である。左図で飛跡が確認できる領域の FADC のチャンネルにおいてのみ信号を確認することができる。

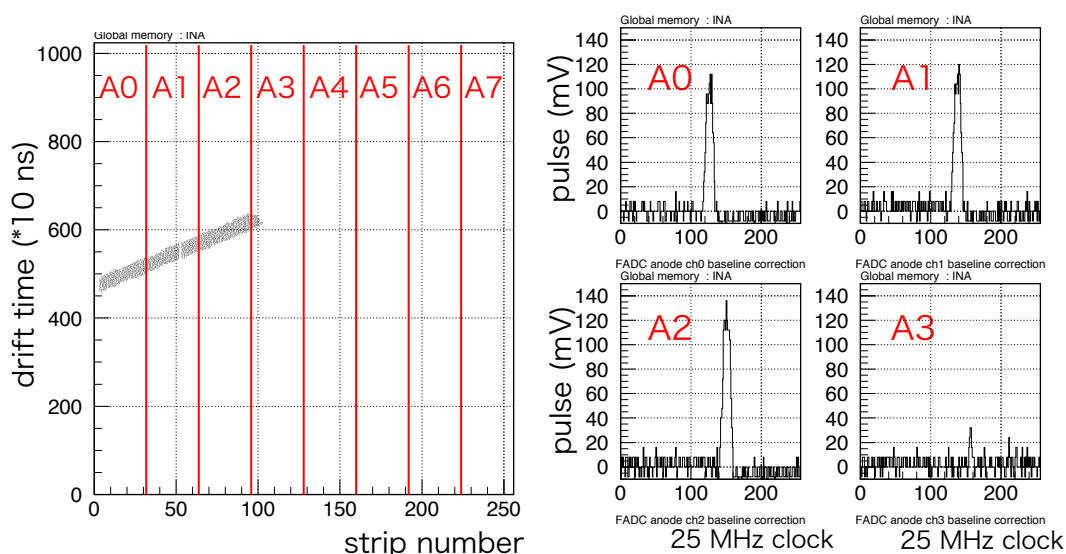


図 3.4 μ -PIC による電荷情報の読み出しの概念図と FADC を用いて取得した信号波形を示す。左図はアノード面で取得された α 線の飛跡のイメージ図であり、右図は信号波形を示している。A0–A7 は FADC のチャンネル番号であり、256 ch のストリップのどの領域に対応しているかを左図に示す。

3.2 多段 GEM による信号の増幅

前節で示したデータは、TPC の検出ガスに He (480 hPa) + CO_2 (20 hPa) を使用して、プレーとグリッド間のドリフト電場及び増幅電圧を $E_D = 264 \text{ V/cm}$, $\Delta V_{\text{GEM}} = 302 \text{ V}$, $V_{\mu\text{-PIC}} = 370 \text{ V}$ として行なった測定の結果である。増幅領域での電圧の定義を図 3.5 に示した。図 3.3 からは 0 度と 30 度のコリメートされた α 線の飛跡がはっきりと確認できている。次に検出ガスを H_2 (1000 hPa) に変えて、ドリフト電場及び増幅電圧を $E_D = 429 \text{ V/cm}$, $\Delta V_{\text{GEM}} = 399 \text{ V}$, $V_{\mu\text{-PIC}} = 500 \text{ V}$ として測定を行なった。測定の結果得られた線源からの飛跡のイメージを図 3.6 に示す。 He (480 hPa) + CO_2 (20 hPa) のときに比べて増幅領域では高い電圧を与えているのにも関わらず、アノード、カソードともに線源からのものと思われる飛跡は確認できなかった。また、この電圧での測定中に μ -PIC に流れる電流の値が突然大きくなるといった放電現象が頻発するようになり TPC の動作が不安定であった。そこで、水素ガス

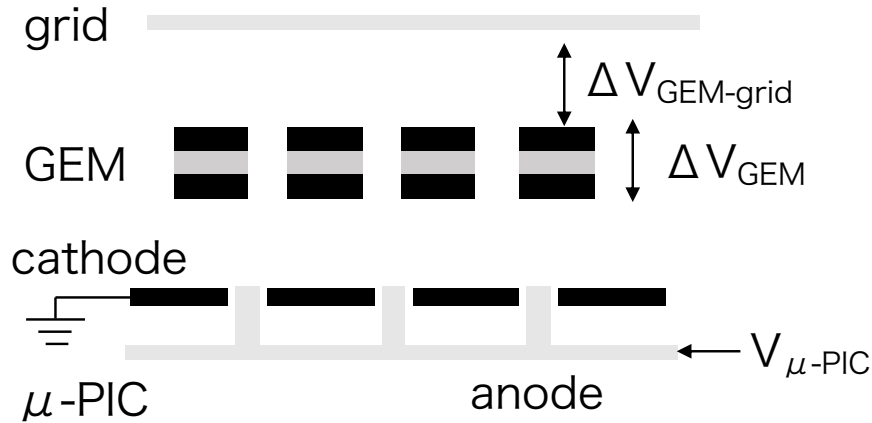


図 3.5 増幅領域での電圧の定義を示す。 ΔV_{GEM} は GEM の両面にかかっている電圧であり、 $V_{\mu\text{-PIC}}$ は $\mu\text{-PIC}$ のアノードに印可している電圧である。

を用いて測定を行うには GEM1 枚だけでは増幅機構が不足していると判断し GEM を 1 段増設する作業を行なった。具体的な作業に関しては第 2.6.2 節に述べている。GEM の増設作業が完了したのち、再び H_2 (1000 hPa) を TPC に封入し線源からの飛跡が確認できるかの試験を行なった。図 3.7 は GEM を 2 枚使用し、増幅電圧を $\Delta V_{\text{GEM}} = 522 \text{ V}$, $V_{\mu\text{-PIC}} = 430 \text{ V}$ とした時の線源からの飛跡のイメージ図である。

GEM を 2 段にして使用することで、確認することができなかった H_2 (1000 hPa) の条件での線源からの信号を確認することに成功し、GEM を重ねて使用したことによる増幅率の向上を確認することができた。実際の実験の条件である H_2 (1500 hPa) での線源からの信号の確認は、GEM2 段だけでは十分な増幅率に達しなかったため、さらに GEM を 1 枚追加し最終的に 3 枚の GEM を使用することで実現した。

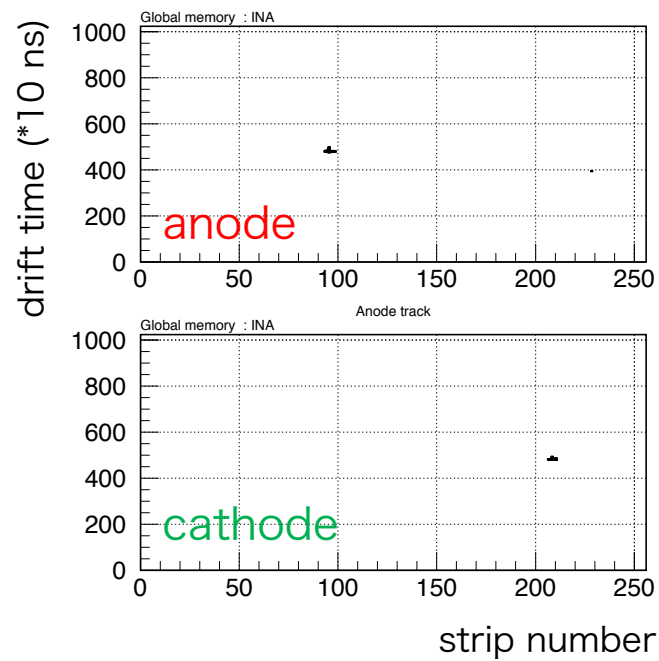


図 3.6 H_2 (1000 hPa) の条件でのアノードとカソードそれぞれの飛跡のイメージを示す。
図 3.3 とは異なりしみのような点しか確認することができない。

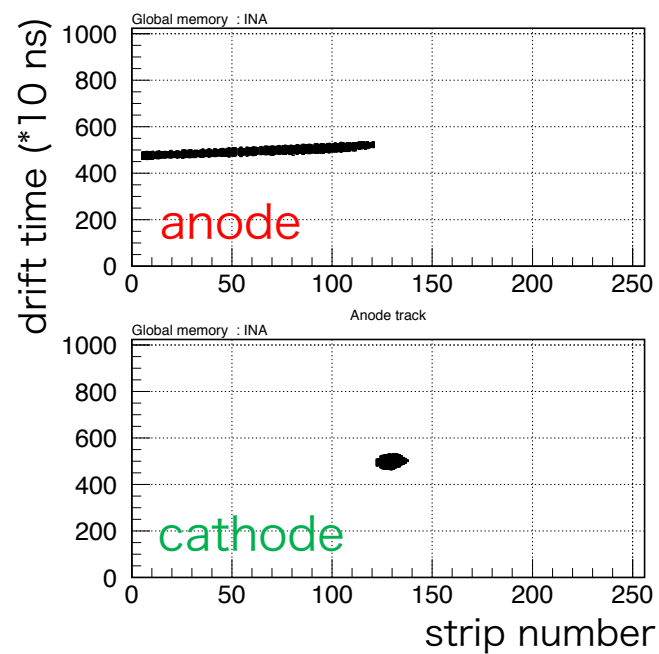


図 3.7 GEM を 2 段使用した時の H_2 (1000 hPa) の条件下での線源からの α 線の飛跡を示す。図 3.6 と異なり飛跡のイメージがはっきり確認することができる。

表 3.1 気体の種類毎のエネルギー損失と合計で生じる一次電子の数。

ガス	$\Delta E (\text{H}_2) (\text{keV})$	$\Delta E (\text{CH}_4) (\text{keV})$	N_e
H_2 (1000 hPa)	491	-	1.35×10^4
H_2 (1500 hPa)	760	-	2.09×10^4
H_2 (1430 hPa)+ CH_4 (20 hPa)	706	34.3	2.06×10^4

表 3.2 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa) であるときの α 線源の位置の違いによる生じる一次電子の数の違い。GEM の枚数が 1 枚のときと 2 枚及び 3 枚のときとで線源の設置位置が異なる。

α 線源の配置	$\Delta E (\text{He}) (\text{keV})$	$\Delta E (\text{CO}_2) (\text{keV})$	N_e
GEM1 枚使用時	136	46.1	4.30×10^3
GEM2 枚, 3 枚使用時	126	43.2	4.00×10^3

3.3 GEM のガス増幅率の測定

3.3.1 ガス増幅率の算出方法

GEM を増設したことによる増幅率の向上、および各種電圧パラメータを変化させたときの増幅率の変化を調べるため、 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa)、 H_2 (1000 hPa)、 H_2 (1500 hPa)、 H_2 (1430 hPa)+ CH_4 (20 hPa) の 4 種類のガスについて増幅率の測定を行なった。

増幅率を計算するためには、 α 粒子が有感領域内でエネルギー損失することによって生じる一次電子の数 (N_e) と、検出領域で検出される増幅後の電子の数 (N'_e) を知る必要がある。一次電子については、 α 粒子が検出ガス中で落とすエネルギーの値を各種ガスの W 値で割れば求めることができ、混合ガスについてはそれぞれの構成ガス毎に一次電子の数を独立に計算し合計することで求めることができる。

エネルギー損失を計算する際には、コリメートされている飛跡のうち 0 度の飛跡だけを抽出して解析を行うことにした。また、線源から有感領域に達するまでの間でのエネルギー損失を考慮して、できるだけ α 線のエネルギー広がりの影響を抑えるために、線源から一番近い FADC の 1 ch 分 (12.8 mm) でのエネルギー損失とそこで生じる一次電子のみを計算した。表 3.1、表 3.2 に線源からの α 粒子が検出ガス中で落とすエネルギー損失の値と生じる一次電子の数をまとめる。 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa) を用いた測定のうち、GEM の枚数が 1 枚のときの測定と 2 枚および 3 枚のときの測定とでは線源の設置位置が異なっているため、それぞれの線源の位置に対応する値を記した。各種気体の W 値は表 2.2 に示してある。使用した α 線源は ^{241}Am であり、主に 5.48 MeV の α 粒子を放出して崩壊するが、 α 粒子が線源表面から放出されるまでに線源中でエネルギーを損失することによって、 α 粒子のエネルギーの中心値は 4.2 MeV であることを別の測定によって確認している。

検出領域で検出される増幅後の電子の数 N'_e は FADC の波高情報を使って計算することができる。FADC の波高 ($V(t)$) を時間で積分することで FADC で検出されている全電荷量を計算することができ、その値を電子の電荷量 e で割れば増幅後の電子の数が計算される (式 3.1)。

$$N'_e = \frac{\int V(t)dt (V \cdot s)}{50 (\Omega) \times 700 \times e} \quad (3.1)$$

50 Ω は FADC の入力インピーダンスの値で電圧を電流値に換算するとき使用し、読み出し回路内部で電圧信号が 700 倍になることを考慮して計算した。このとき、ガス増幅率 G は $G = N'_e/N_e$ と求められる。

取得したデータの解析は次のようにして行なった。まず、0 度と 30 度の飛跡のうち 0 度の飛跡だけを抽出するために飛跡のフィッティングを行い飛跡の角度を求めた。図 3.8 の左図はフィッティングによって求められた飛跡の傾きのパラメータで、右図は求められた傾きから電子のドリフト速度などの情報を使って計算された飛跡の角度である。右図ではそれぞれ 0 度と 30 度にピークが立っていることがわかり、フィッティングの方法が正しいことを示している。測定した飛跡のうち 0 度方向の飛跡のみを選択的に解析して、FADC で取得した波形の積分値 (図 3.9) を求めた。得られた積分値の分布をガウス関数でフィッティングして中心値を決め、積分値の中心値を用いて増幅後の電子の数 N'_e を求めた。

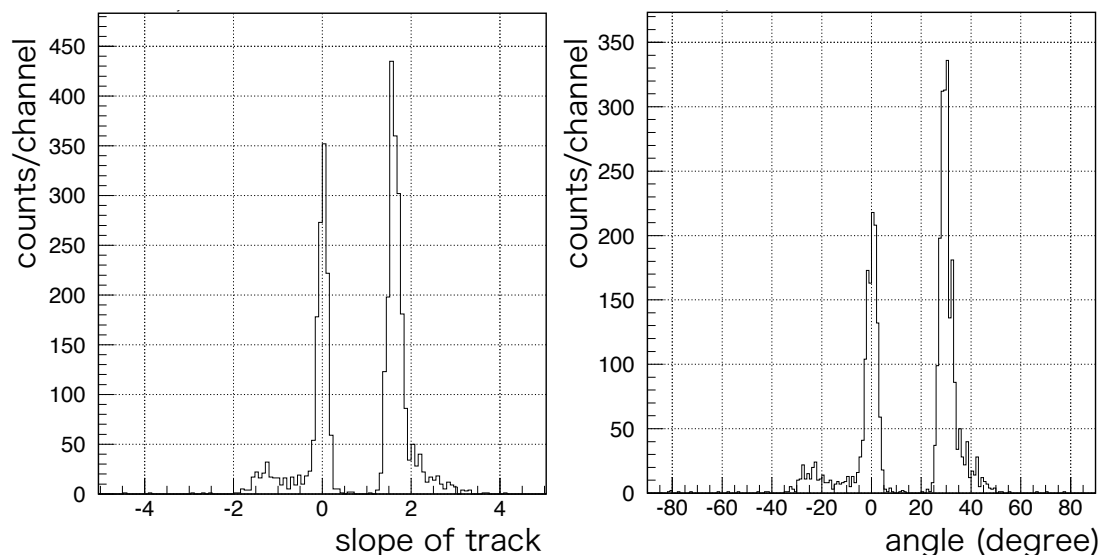


図 3.8 左図はフィッティングによって求められた飛跡の傾きを示す。右図は求められた傾きから計算される飛跡の角度を示す。右図では 0 度と 30 度にピークが立っていることがわかりフィッティングの方法が正しいことを示している。

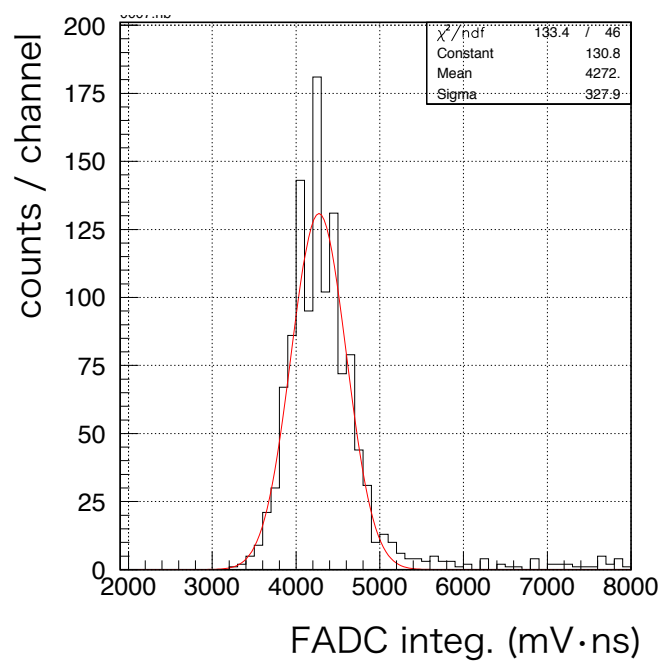


図 3.9 0 度方向の飛跡について求められた FADC の積分値の分布を示す。

3.3.2 測定結果

図 3.10 に、 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa) を使用した時の GEM の増幅電圧に対する増幅率の変化を示す。また、図 3.11 に純粋な水素および水素と CH_4 の混合ガスでの増幅率の測定結果を示す。

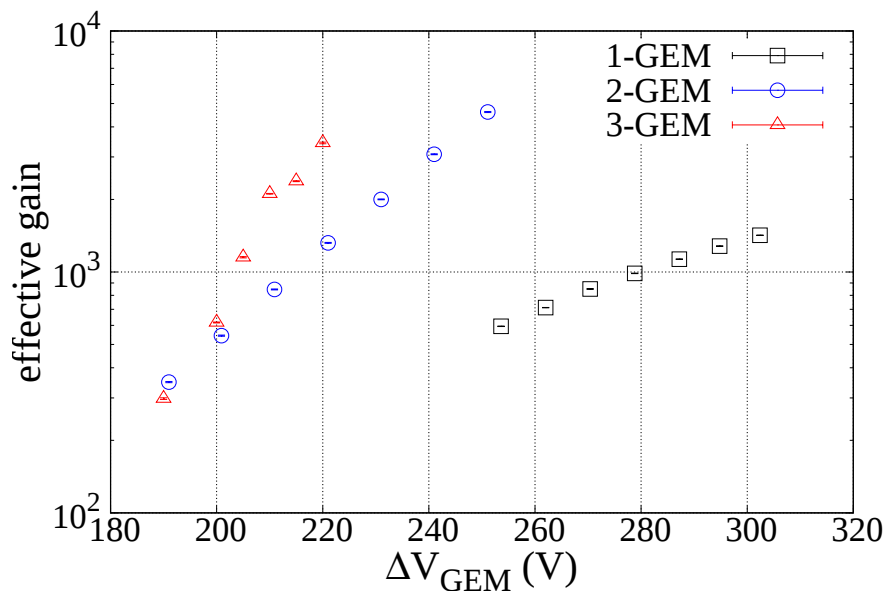


図 3.10 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa) の条件でのガス増幅率の測定結果を示す。

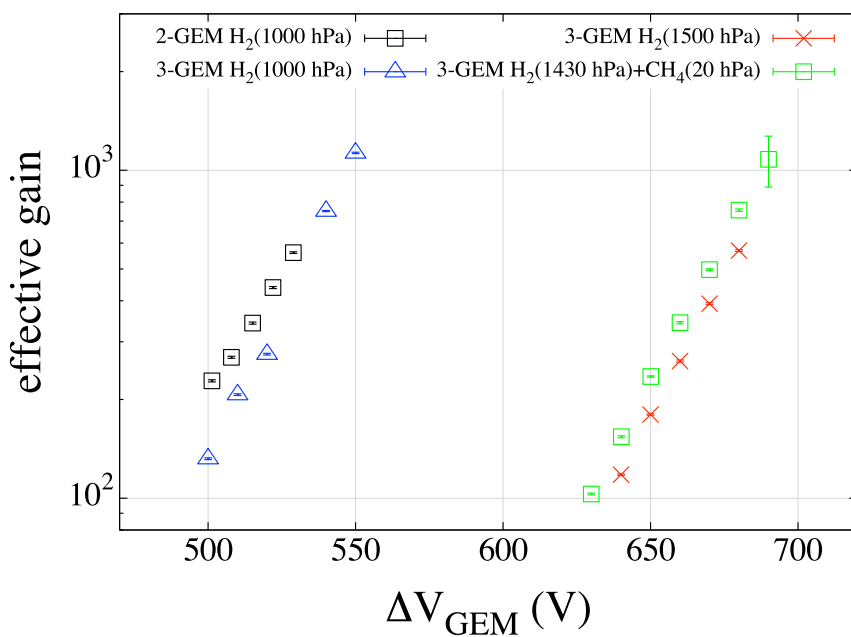


図 3.11 純粋な水素及び水素と CH_4 の混合ガスでの増幅率の測定結果を示す。

横軸は1枚のGEMの表面と裏面との間の電位差を示しており、GEMを複数枚用いた測定では全てのGEMには等しい電圧を印可した。また縦軸は増幅率を示している。GEMの枚数が増えるにしたがってより低い電圧でもより高いガス増幅率を達成できていることが分かる。理想的にはGEMを積層した状態での全体の増幅率はそれぞれのGEMの増幅率を掛け合わせたものになるべきであるが、実際の測定ではGEM間の電子の輸送効率などといった因子によって増幅率は抑制される。今回の測定では、GEMを2枚から3枚に増やしたときの増幅率の変化が、1枚から2枚に増やしたときに比べて小さくなっている。GEM同士の穴の相対位置がずれていることによって、GEMを積層するに従い電子の輸送効率が低下している可能性がある。

クエンチャーとしてメタンガスを混ぜたときの増幅率は H_2 (1500 hPa) のときの条件と大差はなかった。しかし、純粋な水素だけで測定したときより高い電圧をGEMにかけても放電現象が発生しにくくなり、クエンチャーを加えることでより安定に運用できることを示唆する結果が得られた。

3.3.3 グリッド電圧による増幅率の変化

グリッドとGEMの表面との電位差による増幅率の変化について調べるためにグリッドの電圧のみを変化させて増幅率の測定を行なった。その測定結果を図3.12に示す。

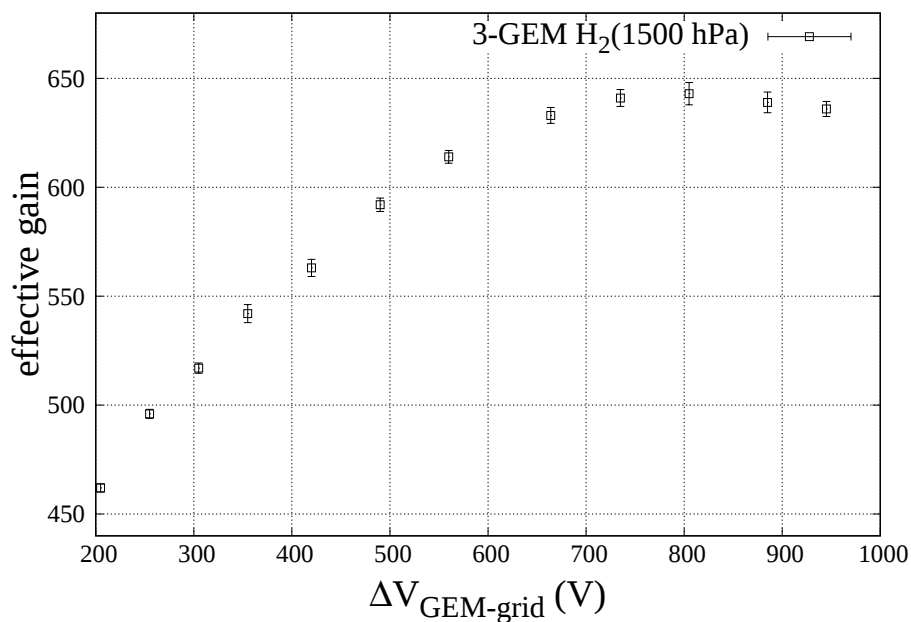


図 3.12 グリッドと最もグリッドに近いGEMの表面の電位差を変化させたときのガス増幅率の変化

横軸はグリッドとグリッドに一番近いGEMの表面の電圧差である。GEMの電場を変化させるときに比べて大きくはないが、電位差とともに増幅率が変化していることが分かる。グリッドは本来ドリフト領域と増幅領域を仕切る役割を果たしているが、以前のMAIKoの性能試験で得られた結果によると、グリッド電圧が変化することによって増幅領域での電場構造が変化しガス増幅率に影響を与えると報告されている [15]。

3.4 μ -PIC の増幅率の測定

GEM の増幅電圧を固定して μ -PIC の電圧を変化させたときの増幅率の変化を調べた。図 3.13 に測定した結果を示す。GEM での測定結果と同様に、増幅率は μ -PIC の増幅電圧が増えると増大するが、GEM の電圧を変化させたときの方が増幅率の変化は大きくなっている。

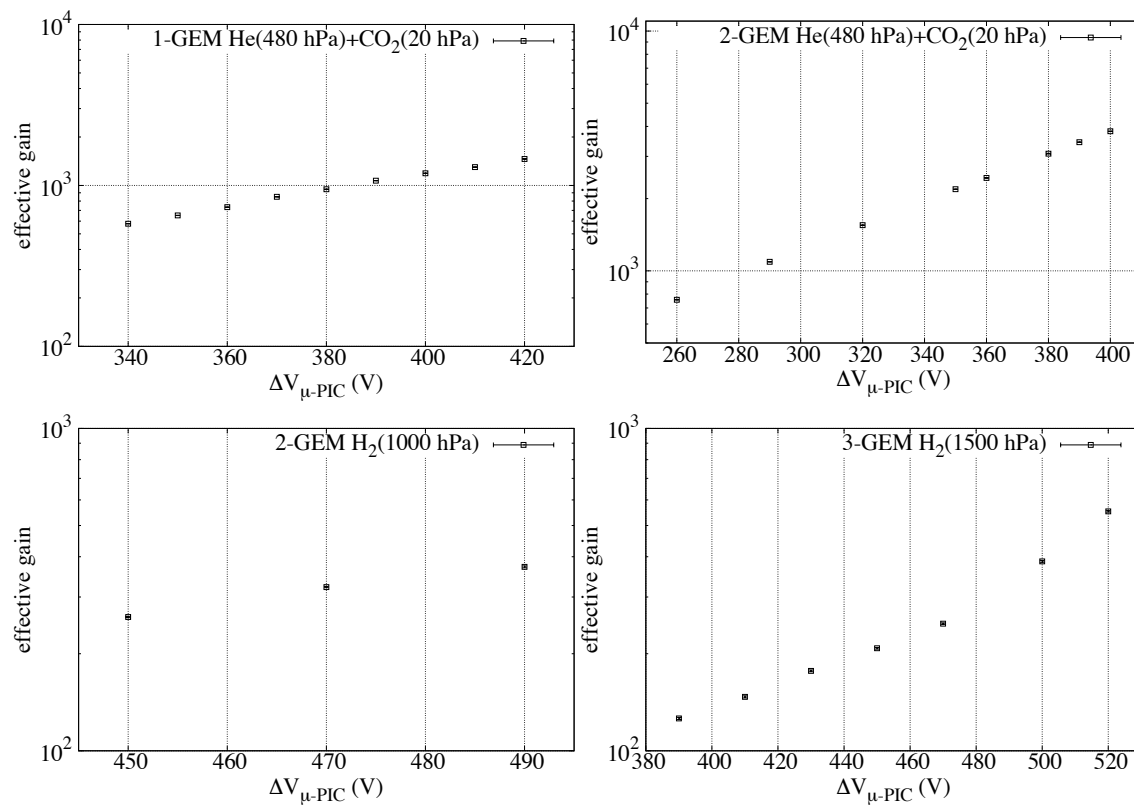


図 3.13 GEM の増幅電圧を固定して μ -PIC の電圧を変化させたときの増幅率の変化を示す。

3.5 FADC のチャンネル毎の増幅率の測定

FADC のチャンネル毎に増幅率が異なっていた場合、荷電粒子が通過した場所によってエネルギー損失が異なって見えてしまい、 ^{24}Mg からの崩壊 α 粒子を正しく同定できない可能性がある。ここでは FADC のチャンネル毎の増幅率について調べた結果を報告する。測定は He (480 hPa)+CO₂ (20 hPa) のガスを用いて行なった。まず GEM を 1 枚使用した条件でアノードの FADC のチャンネル毎の増幅率を 0 番目のチャンネルの増幅率を基準にして図 3.14 に示す。この図からはチャンネル間で増幅率が最大 5% 程度ばらつくことがわかる。

次に GEM を 2 枚使用した条件での測定結果を図 3.15 に示す。

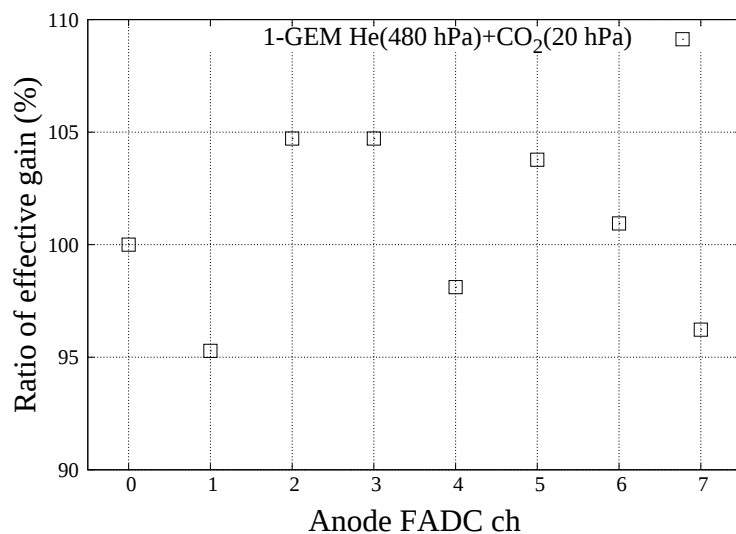


図 3.14 GEM1 段のときのアノードの FADC のチャンネル毎の増幅率を 0 番目のチャンネルを基準にして示す。

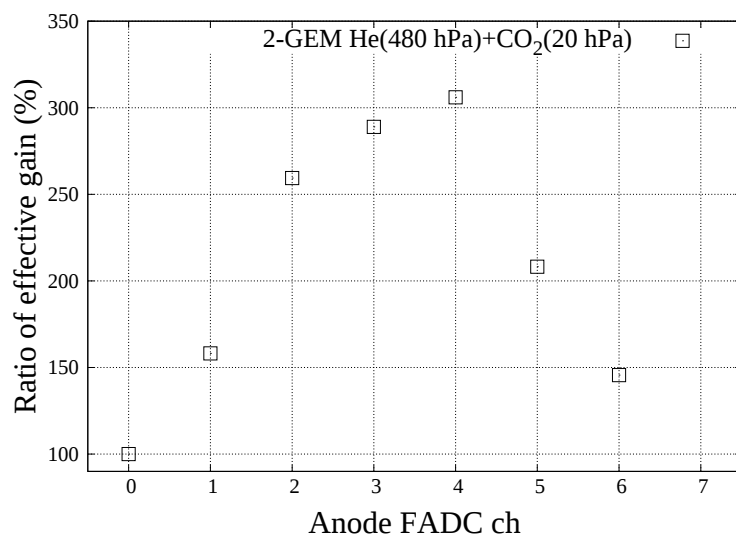


図 3.15 GEM を 2 枚にしたときのアノードのチャンネル毎の増幅率の変化を示す。

GEM が 1 枚のときの結果と比較すると、明らかにチャンネルによって増幅率が異なっており、増幅率は中央付近のチャンネルで高く端のチャンネルでは低くなっている。GEM を重ねたことにより、特に端のチャンネルでの増幅率が他のチャンネルと比較して大きく変わっている。次にカソードでのチャンネル毎の増幅率を GEM が 2 枚のときと 3 枚のときに関してそれぞれ図 3.16, 図 3.17 に示す。

カソードでもアノードと同じようにチャンネル毎に増幅率が大きく異なっていることがわかる。

GEM が 3 枚のときのアノードでの測定結果と GEM が 1 枚のときのカソードでの測定結果は測定時間の都合により取得することができなかった。

^{24}Mg からの崩壊 α 粒子を正しく同定するために、FADC の増幅率のチャンネル依存性の補

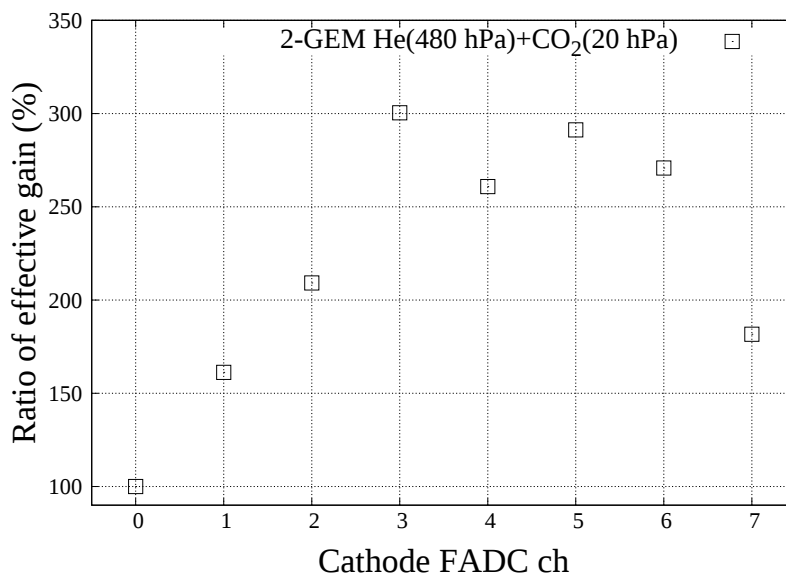


図 3.16 GEM を 2 枚にしたときのカソードのチャンネル毎の増幅率の変化を示す。

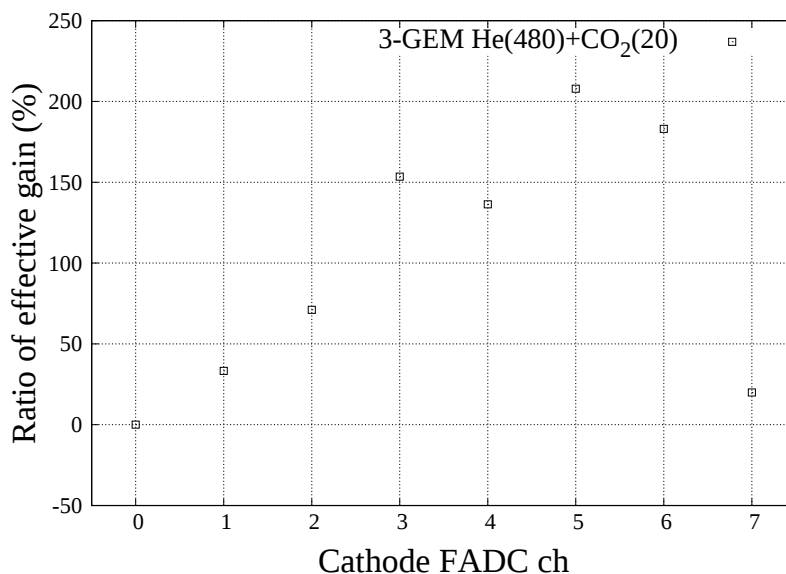


図 3.17 GEM を 3 枚にしたときのカソードのチャンネル毎の増幅率の変化を示す。

正を行うためには、 H_2 (1500 hPa) の条件での増幅率のチャンネル依存性や、増幅電圧によってチャンネル依存性が変化するのかなど、もっと詳細な試験を行う必要があるが測定時間の都合上、本修士論文では詳細を調べることはできなかった。

3.6 ドリフト速度の測定

この節では検出ガスの基本特性としてドリフト速度の測定を行なった結果について述べる。まず、測定されたデータからドリフト速度を求める方法について述べる。アノード面に垂直に入射した α 線源の飛跡からドリフト速度を求めることを考える。コリメートされた線源からの

30 度の飛跡は TPC 内を図 3.18 の左図のように通過する。入射した飛跡の有感領域内での始点と終点をそれぞれ点 P と点 Q とする。飛跡が z 軸に沿って進んだ距離を Δz (μm)、 y 軸に沿って進んだ距離を Δy (μm) とする。粒子はカソード面に平行に進むので、 Δz はカソードのストリップ番号を用いて表すことができる。ストリップ間の間隔は $400 \mu\text{m}$ であるので、

$$\Delta z = 400 \times (S_P - S_Q) \quad (3.2)$$

と表すことができる。ここで、 S_P 、 S_Q はそれぞれ点 P および点 Q でのカソードのストリップ番号である。また、 Δy は飛跡の傾きである 30 度を用いて、

$$\Delta y = \tan(30^\circ) \times \Delta z \quad (3.3)$$

と表すことができる。一方、 Δy は TPC の 1 クロックが 10 ns であるということを用いて、

$$\Delta y = 100 \times (C_P - C_Q) \times v_{\text{drift}} \quad (3.4)$$

と表すことができる。ここで、 C_P 、 C_Q はそれぞれ点 P および点 Q でのクロック番号であり v_{drift} ($\text{cm}/\mu\text{s}$) は電子のドリフト速度である。上記 3 式より、

$$v_{\text{drift}} = \frac{4 \times \tan(30^\circ)}{\frac{C_P - C_Q}{S_P - S_Q}} \quad (3.5)$$

とカソード面で飛跡のフィッティングをすることによって決まる傾き $(C_P - C_Q)/(S_P - S_Q)$ を用いてドリフト速度を求めることができる。

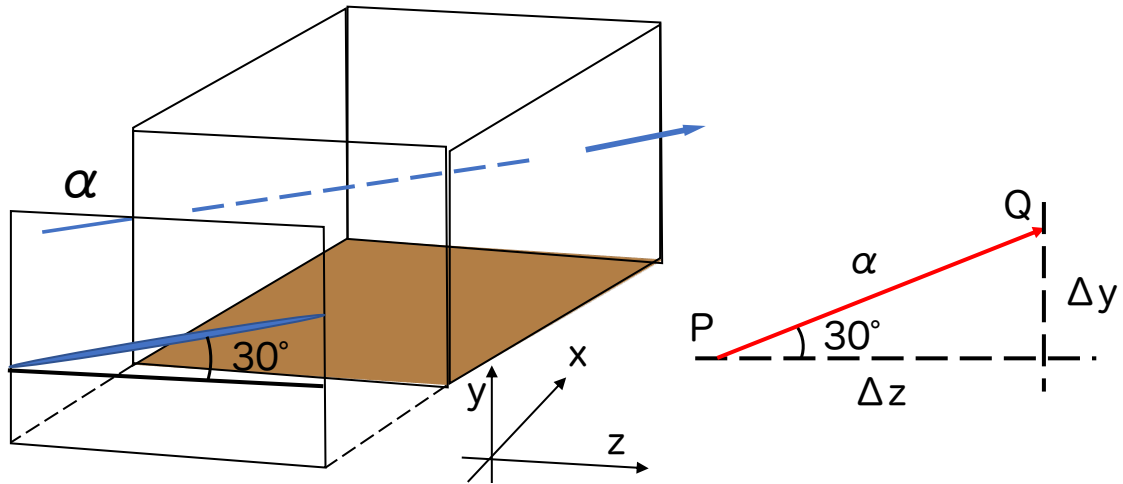


図 3.18 ドリフト速度の測定概念図を示す。左図は有感領域に 30 度のコリメートされた線源からの α 線が入射していることを示し、右図は飛跡を 2 次的に示したものである。

図 3.19 に検出ガスが H_2 (1000 hPa) の条件でドリフト電場を変化させた場合のドリフト速度の測定結果を示す。実線は Garfield++ に組み込まれている計算コード Magboltz によるドリフト速度の計算結果であり、黒点が今回の測定で測ったドリフト速度である。測定で得られた結果は Magboltz との計算結果と比べて最大で約 9% 程度ドリフト速度が小さいという結果になった。

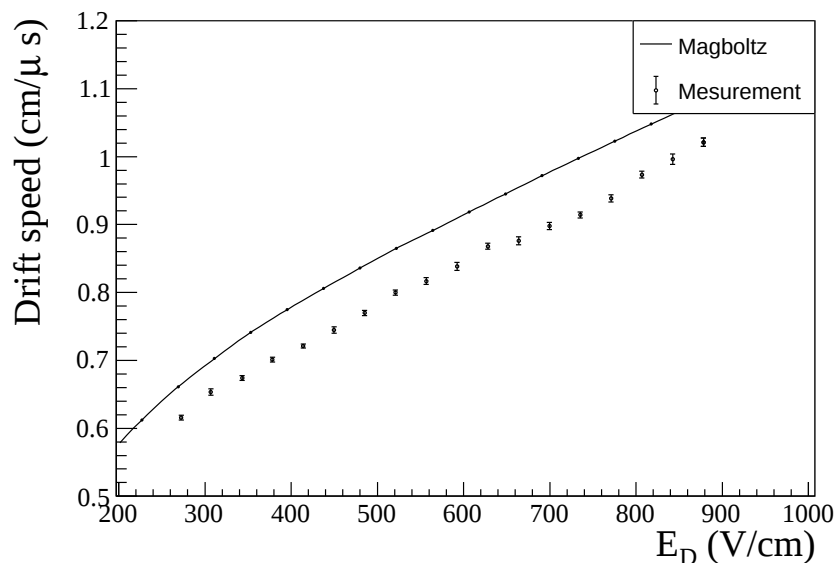


図 3.19 既存の MAIKo のケージで測定したドリフト速度の結果。実線は Magboltz によるシミュレーションの結果を表し、黒点は測定の結果を示す。

3.7 粒子識別能の評価

^{24}Mg の α 凝縮状態を精度良く同定するためには、 ^{24}Mg からの崩壊粒子の種類を同定する必要がある。荷電粒子の物質中での飛程はエネルギー損失を表す Bethe-Bloch の式 (2.1) を積分することによって求めることができる。

$$R(T) = \int_0^T \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.6)$$

ここで T は粒子の持つ全運動エネルギーである。エネルギー損失の式は荷電粒子の電荷及び質量に依存するので、粒子が検出器内部で落とす全エネルギーと粒子の飛程を測定することによって粒子識別を行うことができる。

今までの MAIKo の開発からエネルギー分解能は約 10% で飛程分解能は約 2 mm であるということがわかっているため、式 (2.1) より計算されるエネルギーと飛程の係数にそれぞれの分解能を考慮したモンテカルロシミュレーションを行い、TPC を用いて粒子識別を行なった場合の結果を予想した。図 3.20 に p, d, t, ^3He , α , Li に対して予想される粒子識別の結果を示す。なお、検出ガスとしては H_2 (1500 hPa) を用いることを想定した。10% のエネルギー分解能と 2 mm の飛程分解能が実現されれば、同位体を区別することはできないが、原子番号の異なる粒子は識別可能であることが期待される。

この節では、上記の粒子識別を行うのに必要なエネルギー及び飛程の分解能 ($\Delta E = 10\%$, $\Delta L = 2\text{ mm}$) が H_2 (1500 hPa) のガスを使用した条件下で達成できているか否かについて議論する。

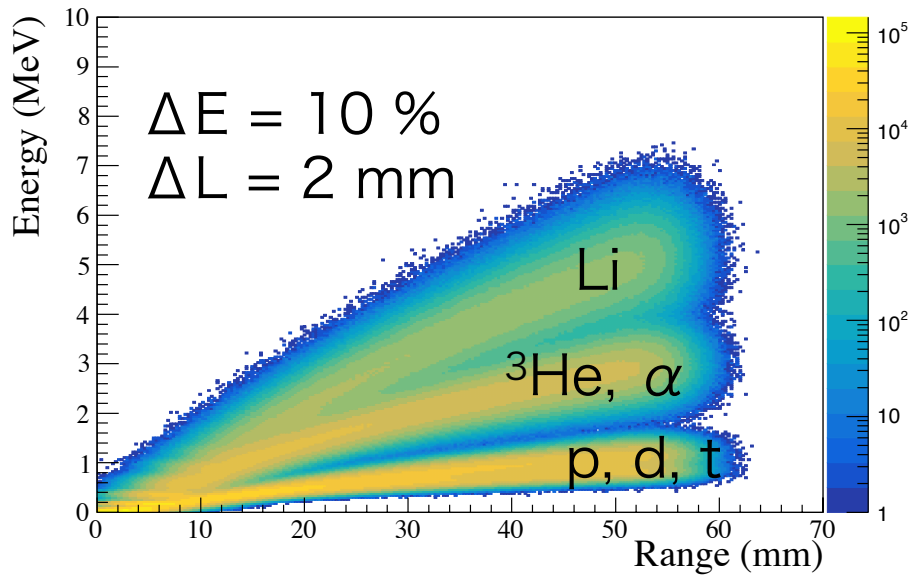


図 3.20 TPC を用いて粒子識別を行なったときに予想される結果を示す。

3.7.1 飛程分解能の評価

まず、飛程の分解能について議論する。表 3.3 に示す ^{148}Gd , ^{241}Am , ^{244}Cm の 3 種類の核種を含む 3 種混合線源からの α 線を図 3.21 のように TPC の有感領域へ入射させ測定を行なった。飛程の分布の標準偏差を飛程の分解能として評価した。

表 3.3 使用した 3 種混合線源から放出される α 粒子のエネルギー。

核種	E_α (MeV)
^{241}Am	5.486
^{244}Cm	5.805
^{148}Gd	3.182

MAIKo を用いて決定した α 粒子の飛跡を有感領域の外に置かれた線源の位置まで外挿することで線源からの飛程を評価した。図 3.22 に線源からの飛程の分布を示す。飛程が 120, 140 mm 付近に 2 つのピークを確認することができる。この 2 つのピークはそれぞれ、5.48 MeV と 5.81 MeV の α 粒子によるものであり、3.18 MeV の α 粒子は飛程が短いために TPC の有感領域には入ってこない。線源から放出される α 線のエネルギーは離散的であるため、飛程はそれぞれの α 粒子のエネルギーに対応するピーク構造を持つはずであるが、80–120 mm にかけて連続的に分布する事象が観測された。飛程が連続的に分布している理由は、有感領域を貫通して外に飛び出したり、途中でプレートやグリッドにぶつかっている α 線に対して正しい飛程を評価できていないためである。

飛程やエネルギーの分解能を正しく評価するためには、有感領域内で止まったという飛跡のみを抽出して解析する必要がある。そこで、有感領域内で止まった事象を選択するために 2 つの条件を課してそれらの事象を抽出した。図 3.23 に 2 つの条件の概念図をそれぞれ示す。1

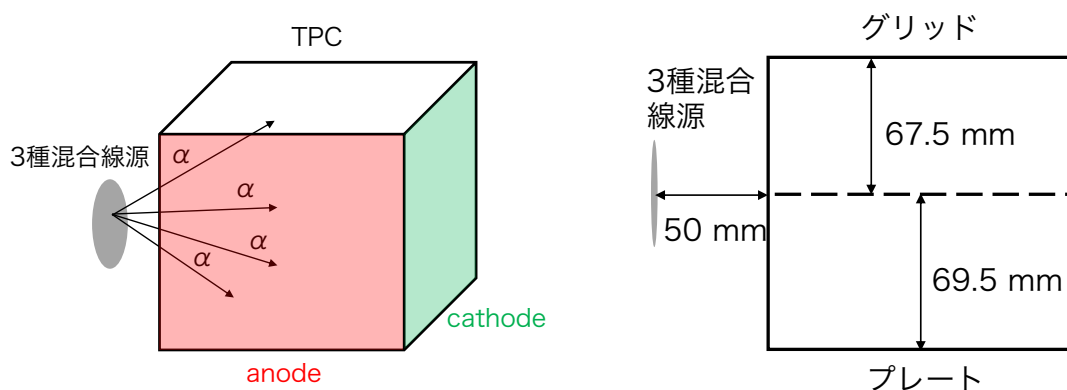


図 3.21 3 種混合線源を用いた測定の概念図を示す。線源はアノード面に対して垂直に配置されており、カソード面の中心付近に設置されている。線源から有感領域までの距離は 50 mm となっており、線源のある高さからグリッドまでの垂直方向の距離は 63.5 mm でプレートまでの距離は 76.5 mm となっている。

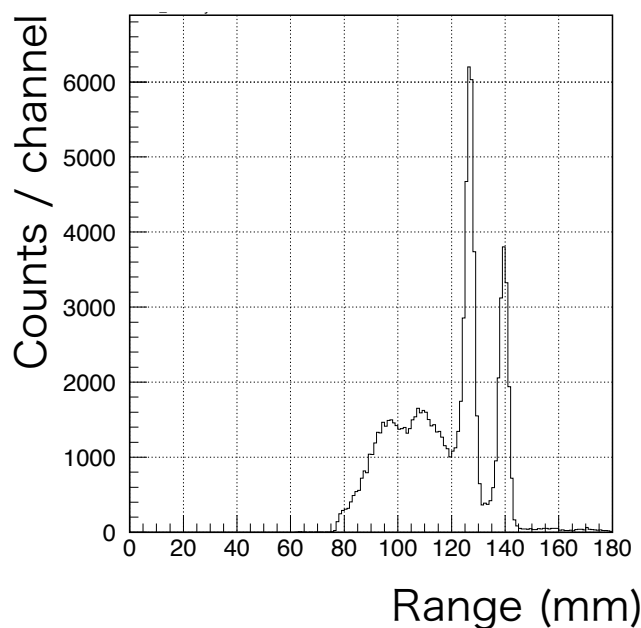


図 3.22 線源からの飛程の分布

つ目の条件として、飛跡が有感領域を貫通していないことを確認するために、線源からの α 線が入射する場所以外の有感領域の端の FADC のチャンネルに閾値を超える信号を誘起していないことを要求した。2 つ目は、 α 線が途中でグリッドやプレートに衝突していないという条件である。飛跡のフィッティングによって決まる線源からのアノード平面上での飛程を R, R' (mm) とし、水平面に対する角度を θ, θ' とする。飛跡が途中でグリッドに衝突していない事象を抽出するために $R \sin \theta \leq 58$ mm という条件を課し、またプレートに衝突していないという条件は同様に、 $R' \sin \theta' \leq 71$ mm という条件を課した。これらの FADC の信号と飛程と角度による制限をかけて、有感領域内で止まった飛跡にのみ飛程の解析を行ったのが図 3.24

である。

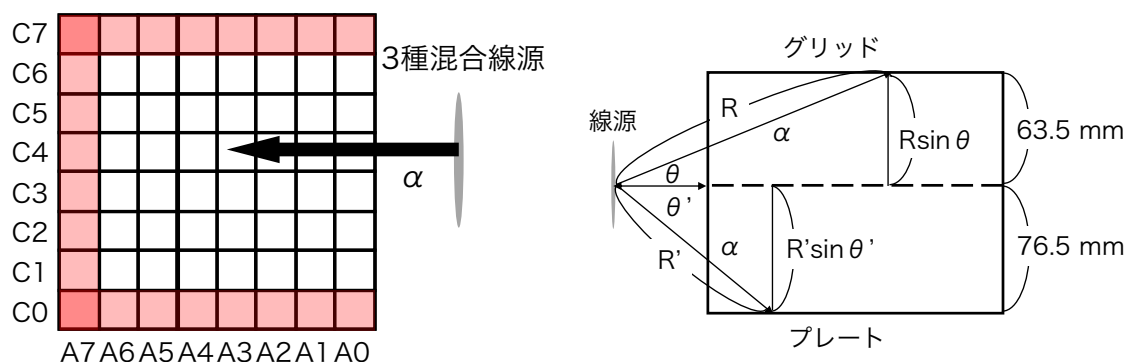


図 3.23 有感領域内で止まった事象を選択するために使用した 2 つの条件の概念図。(左図) 飛跡が有感領域を貫通していないことを確認するために、 α 線が入射する場所以外の有感領域の端の FADC のチャンネル (図中赤い部分) に閾値を越える信号がないことを要求した。(右図) アノード平面内のは飛程と角度を用いて、 α 粒子がプレートとグリッドに衝突していないことを判定した。

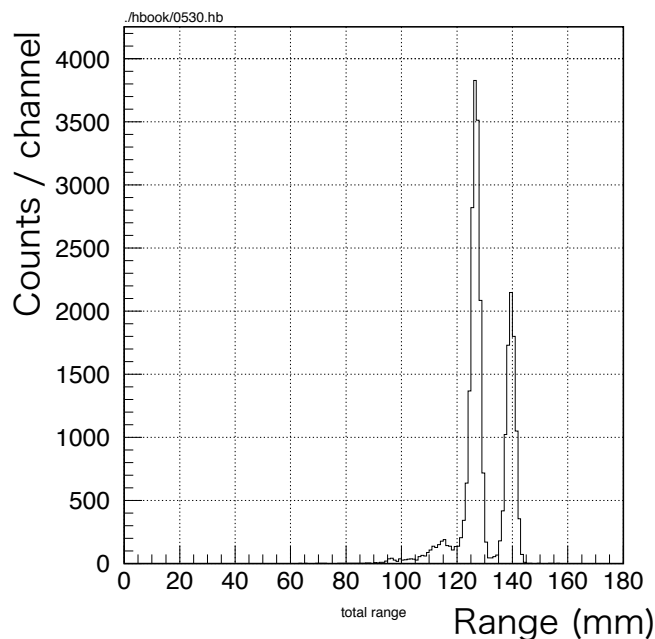


図 3.24 有感領域の内部で止まった α 線に対してのみ飛程の評価を行なった結果を示す。

図 3.22 と比較すると連続的に分布している数の割合が減っているが、完全にはそのような事象を排除できていない。この原因はまだ特定できていないが、5.48 MeV と 5.81 MeV のピークに対応する飛程の分解能を評価する上では影響はない。ガウシアンで 2 つのピークをフィッティングすることにより得られたそれぞれの中心値と標準偏差の値に加え、5.48 MeV と 5.81 MeV の α 粒子の H_2 (1500 hPa) 中における飛程を Bethe-Bloch の式 (2.1) から計算して得た値を表 3.4 に示す。

表 3.4 測定で得られた飛程と計算によって得られた飛程の比較。

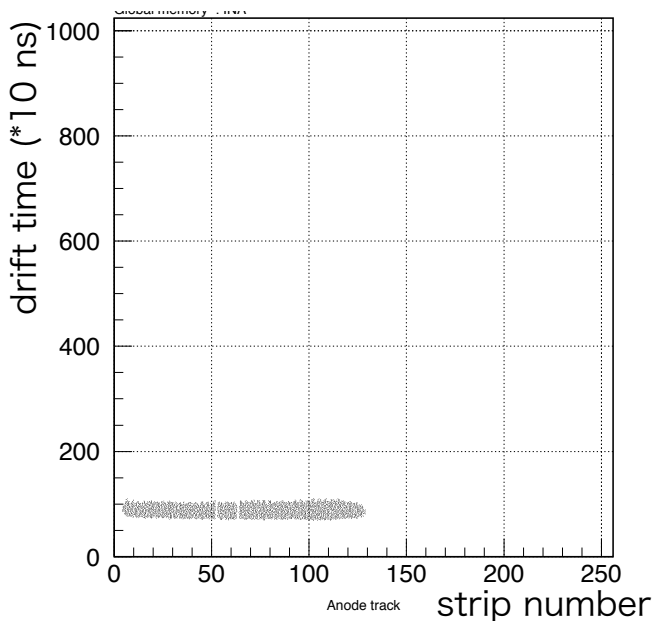
エネルギー (MeV)	中心値 (mm)	標準偏差 (mm)	計算値 (mm)
5.81	139	1.64	140
5.48	127	1.63	127

どちらのエネルギーの α 粒子に対しても飛程の分解能は 1.6 mm 程度であり、図 3.20 に示した粒子識別を行うために必要な分解能 2 mm を達成した。また、測定によって求めた飛程の値は計算によって得られた値と非常に良い一致を示している。

3.7.2 エネルギー分解能の評価

次にエネルギー分解能について議論する。測定はコリメートさせた α 線源 (^{241}Am) を使用して行なった。水平面に対して 0 度に飛んだ α 線だけを選択して FADC の積分値の分布をガウシアンでフィッティングし、標準偏差を中心値で割って値をエネルギー分解能として評価した。

図 3.25 に H_2 (1500 hPa) を使用した場合の線源からの α 線の飛跡のイメージを示す。

図 3.25 H_2 (1500 hPa) を使用した場合の線源からの α 線の飛跡を示す。

H_2 (1500 hPa) を使用する場合には、 α 線は有感領域中ほどまでしか届かない。飛跡の終端部ではストラグリングの効果によって α 線のエネルギーが広がり、FADC のストリップ上でのエネルギー損失が広がった分布を持つ。エネルギー分解能の評価をする上でのエネルギー損失の広がり効果を避けるために、今回はアノードの一番線源に近い 0 番目のチャンネルのエネルギー分解能のみを評価することとした。測定で得られた結果は $\Delta E = 9.4\%$ であり、このチャンネルに関しては図 3.20 の粒子識別を行うために必要なエネルギー分解能を満たしてい

ることが確認できた。しかし、この測定で確認したのは、水平面内をカソードに対してほぼ垂直に入射するようコリメートされた α 粒子に対するエネルギー分解能である。実際の凝縮状態探索実験において粒子識別を行うためには様々な角度で有感領域内を通過する事象に対してもエネルギー分解能が 10% であることが要求される。加えて FADC の他のチャンネルにおいても分解能の要求を満たしている必要がある。本研究では、測定時間の制限により詳細な測定を行うことができなかったため、今後の測定により、粒子識別に必要なエネルギー分解能を満たしているかの確認を行う必要がある。

第 4 章

α 線源を用いたマスクの性能評価

第 2.6 節で作成したドリフトケージを用いて、TPC 内に高レートビームを導くことを可能とするために開発したビームマスクの性能評価を行なった。 10^{10} cps 程度のビームを TPC に導けるかどうかを実際に確認するためにはビームを用いたテストを行って判断する必要があるが、ここでは、 α 線源を用いて可能な範囲でマスクの性能を評価する。

4.1 マスクの電圧による不感領域の変化

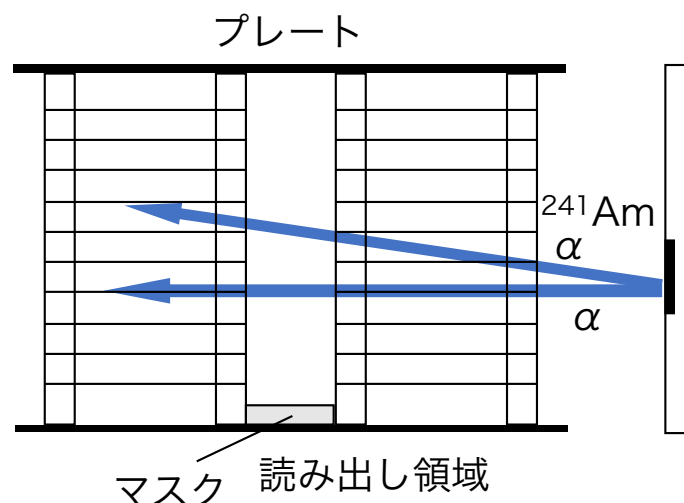


図 4.1 マスクの電圧を変化させながら行なった測定概念図。コリメートした α 線をマスクの長手方向に対して垂直に入射させている。

まず、マスクに与える電圧を変化させたときに、マスクによって作られる不感領域の変化を調べる試験を行なった。図 4.1 に実験のセットアップの概要を示す。検出ガスには He (480 hPa) + CO₂ (20 hPa) を使用し、 $E_D = 271$ V/cm、 $\Delta V_{\text{GEM}} = 200$ V、 $V_{\mu\text{-PIC}} = 370$ V という条件でマスクの電圧を変化させながら測定を行なった。

まず、マスクの電圧をドリフト電場の勾配を崩さないように周りの空間の電位と等電位に設定した。マスクとグリッド間の距離は 15 mm であるためマスク電圧 V_{MASK} を、

$$V_{\text{MASK}} = V_0 = V_g - E_D \times 1.5 = -2236 \text{ V} \quad (4.1)$$

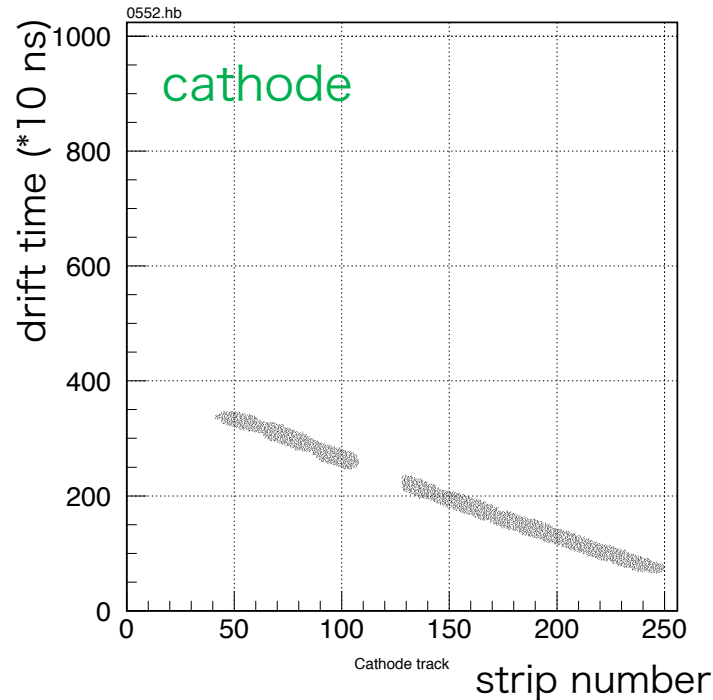


図 4.2 マスクを導入したときの α 線源からの飛跡。マスクによって有感領域内部に不感領域が形成されている。

とすれば等電位になるように値に設定することができる。このときに取得した飛跡のイメージの一例が図 4.2 である。 α 線源からの飛跡がマスクの位置で寸断されており、マスクによる不感領域が形成されていることが分かる。

マスクによる不感領域を評価する指標として、カソード面での FADC の信号の大きさを用いることとし、マスクに与える電圧を様々な値に変化させたときの FADC の信号の大きさの変化を確かめた。周りの空間電位と等電位になるように設定したマスクの電圧 V_0 に対して、マスクの電圧を 0, 3.6, 9.7, -3.7 , -7.3% と変化させたときのカソードの FADC の信号の積分値の変化を図 4.3 に示した。横軸にカソードの FADC のチャンネル番号、縦軸に信号の積分値を示す。電圧変化の割合が正の場合は、マスクの電圧が V_0 と比較してよりプレート電圧に近いことを示している。マスクの電圧が V_0 のときに完全に不感にすることはできていないものの、マスクが存在する領域の FADC のチャンネルで積分値が小さくなっていることが全ての電圧において確認することができる。電圧を V_0 に対して増加させていくにつれて、あるいは減少させていくにつれて中心付近のチャンネルの積分値は減少していき、電圧を -7.3 , 9.7% としたときには、3 番目のチャンネルで積分値がほぼ 0 になっている。電圧を V_0 より大きくするよりも、小さくした方がマスクに近い領域 (2–5 番目のチャンネル) で全体的に積分値が小さくなる傾向にある。また、電圧を 9.7% としているときは 5 番目のチャンネルの積分値が他の電圧の条件、特に V_0 の時と比較して増えているということが特徴的である。

これらの結果は、マスク近傍での電場を考えることによって理解することができる。図 4.4 にマスクの電圧が V_0 の場合と V_0 に対して、 8% , -8% 変化させた場合のマスク近傍領域での電気力線を示す。電気力線の計算は Garfield [22] を用いて行った。図の中央付近にマスクが配置されており、マスク近傍に存在するドリフトケージのワイヤーも考慮して電場計算を

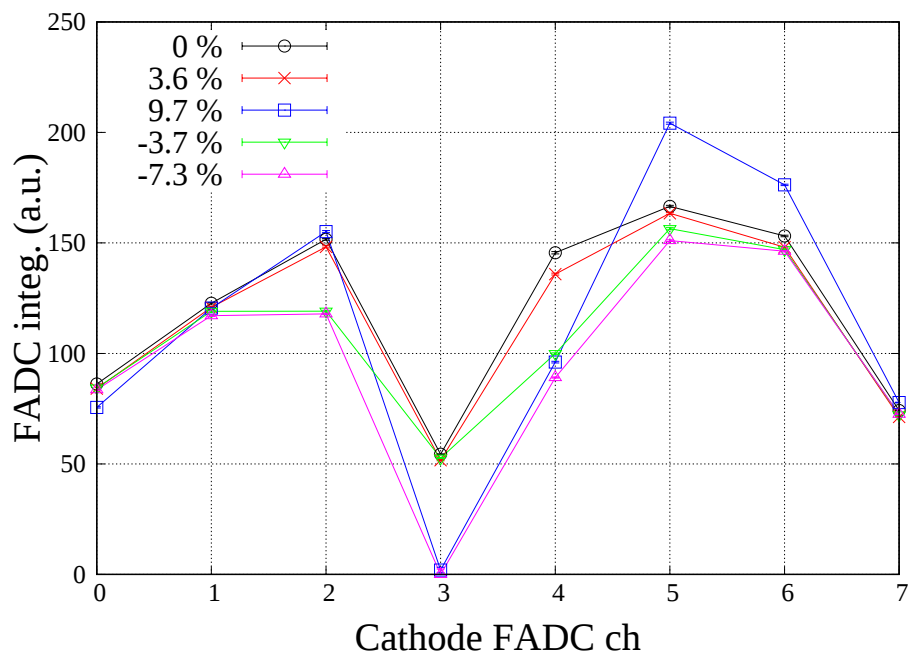


図 4.3 マスクの電圧を V_0 に対して変化させたときの FADC の信号の積分値の変化を示す。

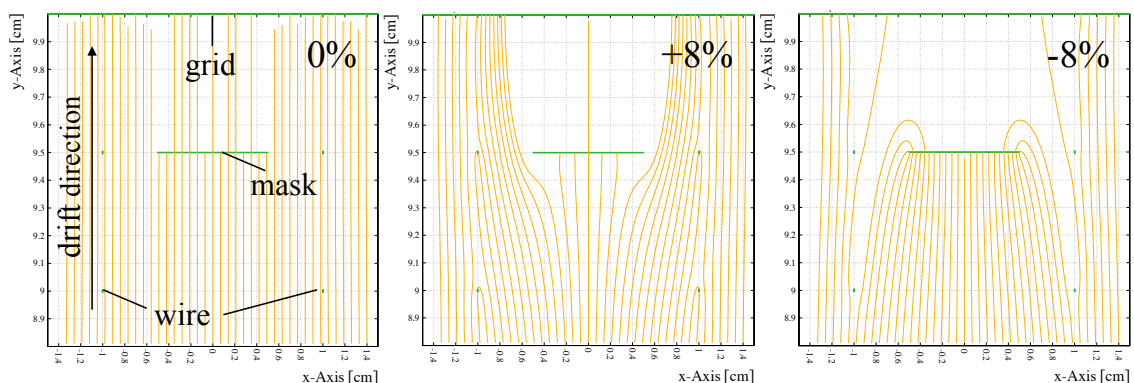


図 4.4 Garfield を用いて計算したマスク近傍での電気力線を示す。左から順にマスクの電圧が V_0 の場合、 V_0 に対して 8%, -8% の場合を示す。図の中央付近にマスクは配置されている。マスク近傍に存在するドリフトケージのワイヤーも考慮して電場計算を行った。

行った。

マスクの電圧が V_0 よりもプレート側に近いとき (図 4.4 中) は、マスクの電位が周囲に比べて低いためマスクの付近では電気力線はマスクに吸い込まれるように描かれる。電子はマスクに対して斥力を感じるようになるため、もともとマスク直上の領域をドリフトしてきた電子はより外側へと追い出される。その結果、マスクの領域では電子が検出されず、マスクの外側の領域に通常よりも多くの電子が検出される。一方、マスクの電圧が V_0 よりもグリッド側に近いとき (図 4.4 右) は上記とは逆で、電子はマスクに対して引力を感じて、マスクの領域に吸い込まれるように移動する。その結果、マスクの領域では同じように電子は検出されず、加えて周囲の領域でも V_0 の時と比較して積分値が全体的に小さくなる。

また、0 番目のチャンネルや 7 番目のチャンネルはマスクの存在する領域でないにもかかわ

らず FADC の積分値が小さくなっているが、これは第 3.2 節に述べた通り FADC のチャンネル毎に増幅率が変化してしまっており、有感領域の端のチャンネルでは増幅率が下がってしまっているためである。

図 4.6 にカソードの FADC の各チャンネルの積分値のマスク電圧依存性を示す。横軸はマスクの電圧の V_0 に対する変化の割合を表しており、割合が正の領域 (図 4.4 中参照) ではよりプレート側に近い電圧になっていることを示す。縦軸は各 FADC のチャンネルの積分値である。マスクから比較的離れている 0, 1, 7 番目のチャンネルではマスクの電圧によらず積分値が一定であるが、3, 4 番目のチャンネルでは電圧を変化させたことによって積分値が減少していることが確認できる。5, 6 番目のチャンネルではマスクの電圧を V_0 に対して 9.7% 増加させたときに、電子の漏れの効果によって積分値が通常よりも多くなっていることがわかる。

さらにマスクに与える電圧を変化させたときの α 線源からの飛跡の変化を確認した。マスク電圧を V_0 に対して -7.3, 9.7% 変化させた場合と V_0 の場合とで比較した図が図 4.5 である。飛跡のイメージからはマスクの電圧を V_0 に対してある程度の割合で増減させると不感領域が広がることが分かる。この事実は、マスク領域近傍での FADC の信号の積分値がマスク電圧を V_0 に対して変化させると減少することを示す図 4.3 や図 4.6 の結果と一致する。図 4.6 によると、マスクの電圧が V_0 に対して -7.3, 9.7% のどちらであっても 3 番目のチャンネルの積分値をほぼ 0 に抑えることができているが、電圧を 9.7% にしたときは飛跡の形が大きく歪んでしまっている。

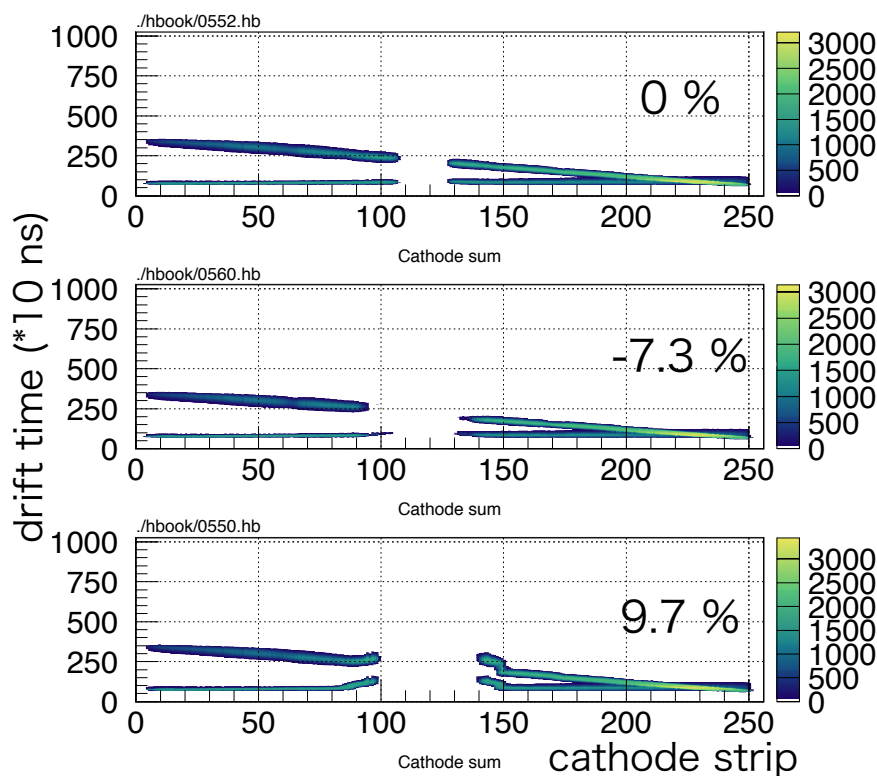


図 4.5 マスクの電圧を変化させたときの α 線源からの飛跡のイメージの変化を示す。

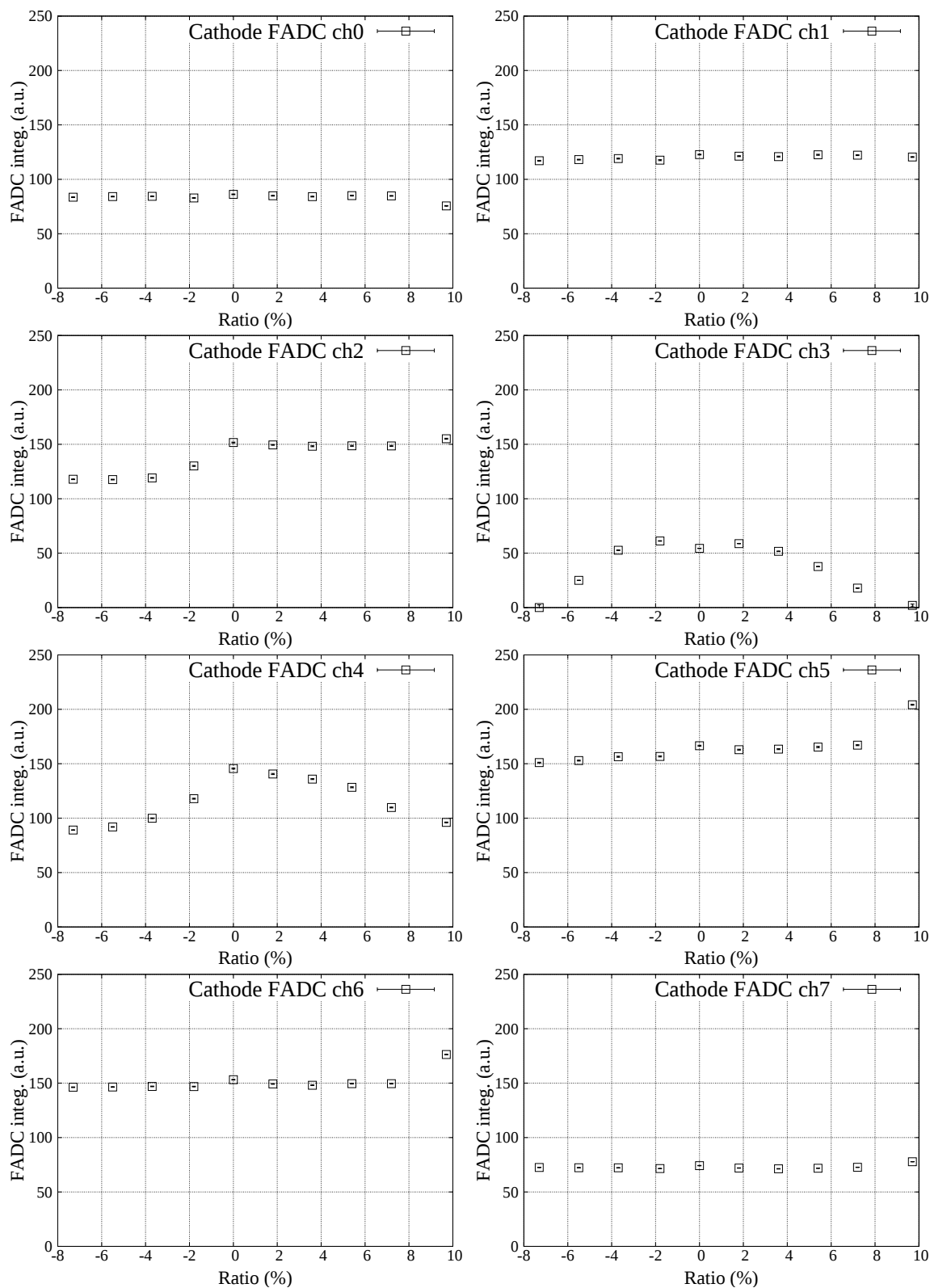


図 4.6 FADC の各チャンネルごとに積分値がマスクの電圧によってどのように変化するかを示した図。

4.2 トリガーレートの位置依存性

前節でマスクを導入することにより有感領域内に意図的に不感領域を導入できることが分かった。ここからは、不感領域とそれ以外の領域とで α 線源からの信号によるトリガーレートがどのように異なっているかを議論する。実験のセットアップを図 4.7 に示す。図 4.7 の x 軸

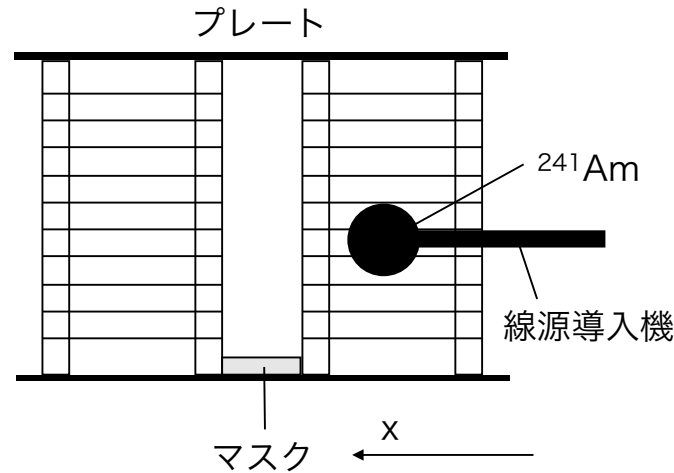


図 4.7 線源導入機を用いたトリガーレート測定概念図。 x 軸方向に沿って線源を動かしながらトリガーレートの位置依存性を測定する。

に沿って動かすことのできる線源導入機の先端部に 0 度と 30 度でコリメートされた α 線源を取り付け、TPC の有感領域に向かってカソード面と平行になるように α 粒子を入射させる。 x 軸に沿って導入機を動かしてトリガーレートの位置依存性を調べた。図 4.8 は測定を行なっている時の写真である。

まず、TPC の電圧を $E_D = 904 \text{ V/cm}$, $\Delta V_{\text{GEM}} = 650 \text{ V}$, $V_{\text{MASK}} = -5878 \text{ V}$, $V_{\mu\text{-PIC}} = 520 \text{ V}$ となるように設定し、検出ガスには H_2 (1500 hPa) を用いて測定を行なった。この時のマスクの電圧はマスク周囲の空間の電位と等電位になるように設定している。線源導入機が動かせる範囲で 5 mm ずつ線源の位置を変化させていながらトリガーレートを測定した結果が図 4.9 である。横軸はマスクの中心を 0 mm としたときの線源の位置を示しており、縦軸はトリガーレートを示している。図中の赤い領域はマスクによって不感になっている領域である。また、青い領域はケージの柱に遮られて α 粒子が有感領域内に到達しない領域、あるいは、 $\mu\text{-PIC}$ の有感領域外を示す。この図からは、マスクの存在する領域では確かにトリガーレートが低くなっていることが確認できる。

しかし、本来 α 線由来のトリガーが来ないはずである青い領域において、トリガーレートが誤差を考慮しても 0 でない測定点が存在する。宇宙線などの α 線源由来以外のトリガーとなる事象がバックグラウンドとして存在していると考えられる。

4.3 トリガーレートのマスク電圧依存性

第 4.1 節に述べた FADC の積分値の測定結果からは、マスクの電圧を変化させることで不感領域の大きさを変えることができると分かっている。マスクの電圧の変化がトリガーレート

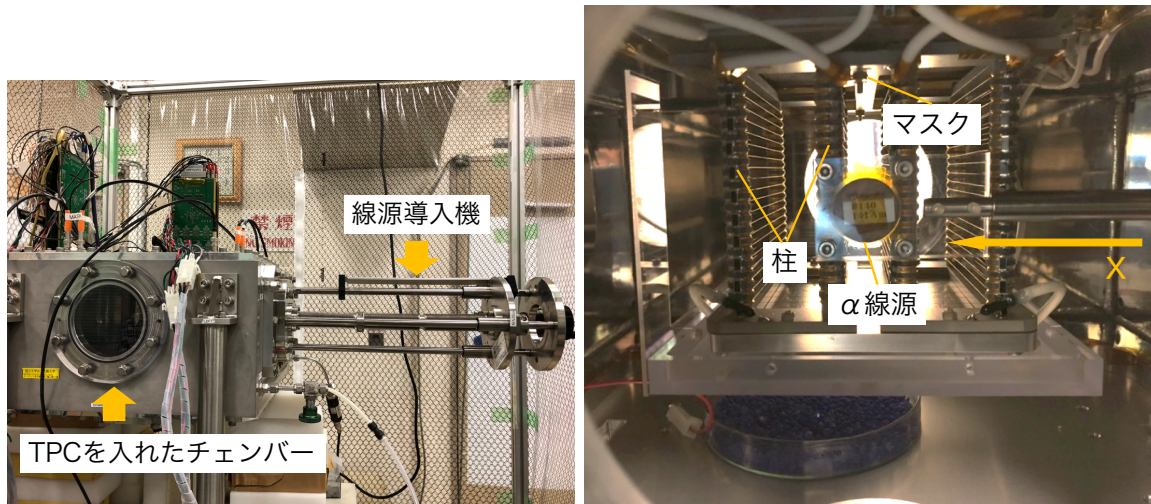


図 4.8 線源導入機を用いて測定を行なっている時の様子。左図で右に向かって突き出ているものが線源導入機である。導入機に付属しているハンドルを回すことによって導入機の先に取り付けられている α 線源の x 方向の位置を変えることができる。右図は、マスクの中心部に線源を配置した時の様子である。

に及ぼす影響についてここでは議論する。

線源をマスク領域の中心に設置してしまうと、電圧の変化によるトリガーレートの変化を正しく測定することが難しくなってしまうため、測定の際には α 線源をマスクの中心から 3 mm ずらしたところに設置した。周囲の空間と等電位になるような電圧 V_0 (-5726 V) に対して、マスクの電圧を増減させてトリガーレートを測定した結果を図 4.10 に示す。

横軸は V_0 に対するマスク電圧の変化の割合を示す。この図からは、マスクの電圧をよりグリッド電圧に近くしていくとトリガーレートは下がる傾向にあり、 V_0 に対しておおよそ -6% より小さい値に設定するとトリガーレートがプラトーな領域に達することがわかった。また、 V_0 よりも値を大きくするとトリガーレートは増えることもわかった。マスクに与える電位を周囲の空間電位より低く設定すると、電子はマスクに対して斥力を感じるようになる。この場合はマスクの領域をドリフトしてきた電子が外側の領域に漏れ出してしまうことでトリガーレートが増えると考えることができ、FADC の積分値に関して得られた知見と一致する。

この結果を受けて、マスクの電圧を V_0 に対して -8.3% にして α 線源からのトリガーレートの位置依存性を測定し、マスクの領域でトリガーレートをさらに低くすることができるかの試験を行った。測定した結果を図 4.11 に示す。マスクの電圧を適当な値に設定することでマスクの領域でのトリガーレートを低く抑えることに成功しているが、本来有感領域としたい領域までも電子がマスクに吸い寄せられるために不感となってしまうことがわかる。

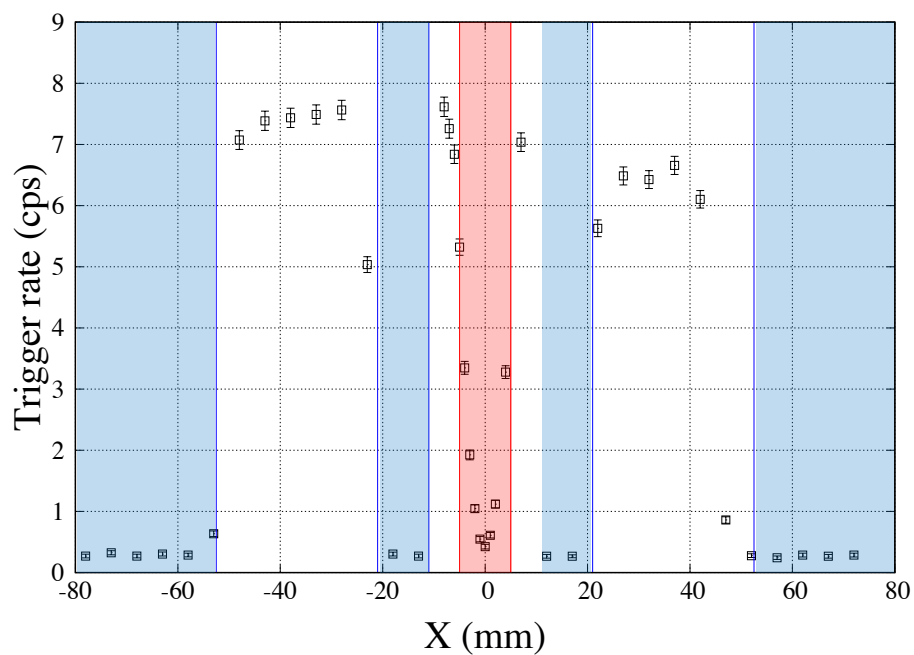


図 4.9 トリガーレートの線源の位置依存性を示した図。図中の赤い領域はマスクによる不感領域ができている部分であり、青い領域はケージの柱に遮られて α 粒子が有感領域内に到達しない領域、あるいは、 μ -PIC の有感領域外を示す。

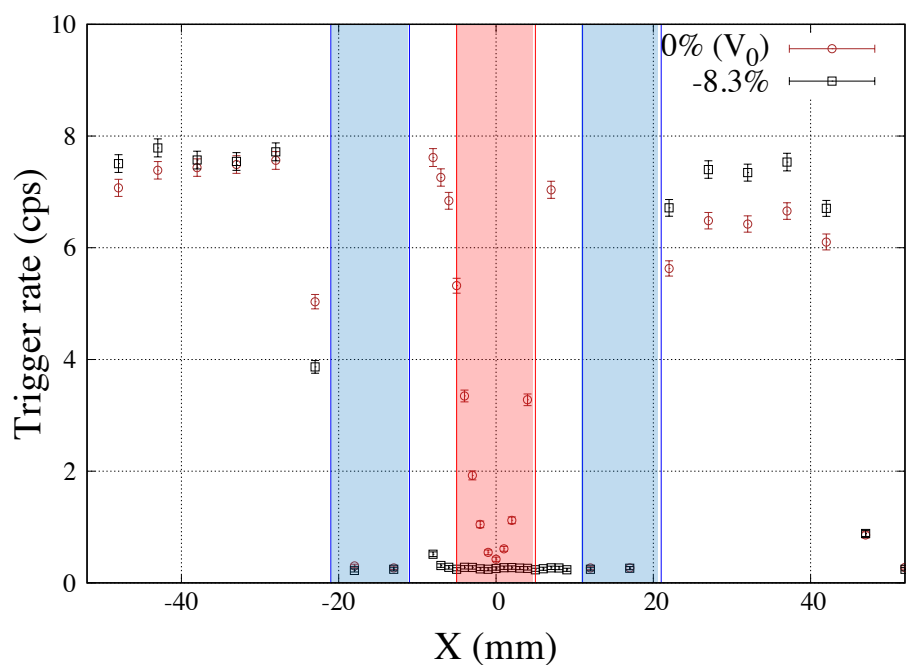


図 4.11 マスク電圧によるトリガーレートの変化を示す。マスク電圧が V_0 のデータは図 4.9 に示したデータと同一のものである。

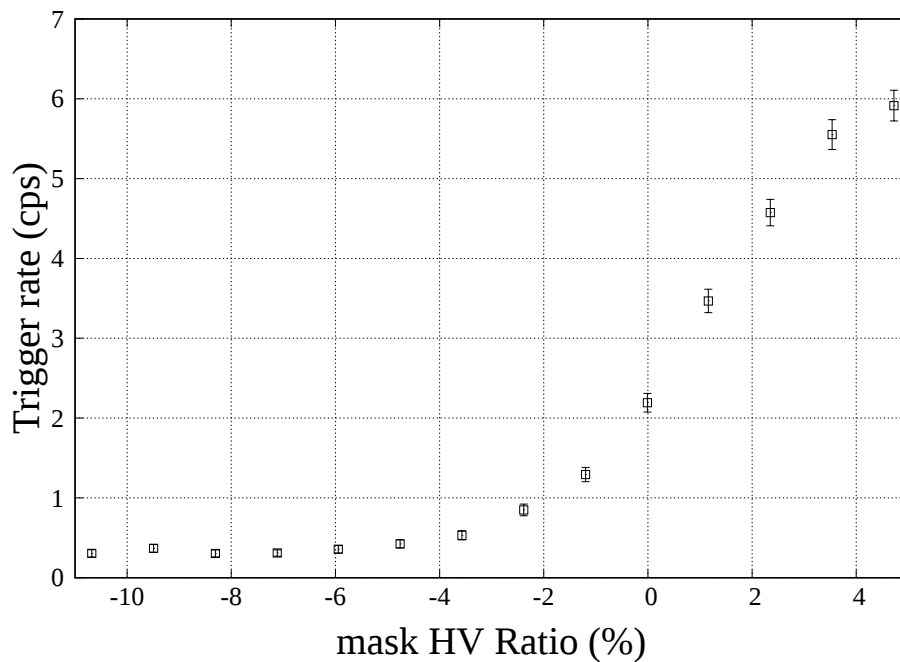


図 4.10 マスクに与える電圧を変化させながらトリガーレートを測定した結果を示す。

4.4 線源以外からのバックグラウンド事象によるトリガーレートの評価

最後に、バックグラウンド事象によるトリガーレートの計測を行った。この測定で注目したバックグラウンドとしては、

- 宇宙線由来のバックグラウンド
- α 線源由来の α 粒子以外のバックグラウンド

である。 α 線源由来のバックグラウンドとして、 ^{241}Am が α 崩壊した後の娘核である ^{237}Np が γ 崩壊することで生じた γ 線によるものの影響がないかを確認するために、線源のコリメータの上から α 線を十分に止めることのできる厚さのテープを貼って線源から α 線が出てこないようにして測定を行った。また、宇宙線による影響を確かめるために線源導入機から線源を外して十分に TPC 及び TPC が入っているチェンバーから遠ざけた状態で測定を行なった。マスク以外の電圧のパラメータは図 4.11 の測定と同じ条件に設定し、マスクの電圧を V_0 (-5701 V) とした場合と V_0 に対して -8.3% にした (-5225 V) 場合の両方について測定を行なった。図 4.11 に示されている測定結果とバックグラウンド測定を行なった結果を表 4.1, 4.2 にまとめる。

表 4.2 からはバックグラウンドのトリガーレートは α 線源の状態やマスクの電圧の違いによって有意な差は認められないことがわかり、表 4.1 の α 線源を用いて測定した結果と有意な差はない。つまり、 α 線源を用いた測定ではマスクの効果は十分に発揮されていると結論づけることができる。

今後実際のビームを用いた試験を行うことで、高レートビームで TPC を運用することができるか否かを評価する予定である。

表 4.1 図 4.11 の測定条件と結果

マスクの電圧 (V)	線源の位置 (mm)	トリガーレート (cps)
-5701	0	0.42 ± 0.04
-5701	-38 (有感領域内部)	7.4 ± 0.2
-5225	0	0.26 ± 0.03
-5225	-38	7.6 ± 0.2

表 4.2 バックグラウンド測定に用いた条件と結果

線源の状態	マスクの電圧 (V)	線源の位置 (mm)	トリガーレート (cps)
テープを貼った	-5701	0	0.25 ± 0.03
テープを貼った	-5701	-38	0.31 ± 0.03
テープを貼った	-5225	0	0.30 ± 0.03
テープを貼った	-5225	-38	0.28 ± 0.03
チェンバーの外	-5701	-	0.31 ± 0.03
チェンバーの外	-5225	-	0.28 ± 0.03

第 5 章

まとめと今後の展望

本研究では、 ^{24}Mg の α 凝縮状態の探索実験を行うための TPC の開発と性能評価を行なった。 α 凝縮状態からの崩壊 α 粒子測定を行なって精度よく凝縮状態を同定するためには、着目する事象を十分な統計で測定し、それ以外のバックグラウンドをできるだけ低減する開発が必要となる。

まず、バックグラウンドが少ないガスとして水素ガスに着目し、水素ガスで TPC を運用するための開発を行なった。ガス増幅率の低い水素ガスを用いた測定を行うために、GEM を積層することでガス増幅率を向上させる開発を行なった。開発の結果、GEM を 2 枚及び 3 枚積層した場合には、水素ガスを使用した場合でも α 線源からの信号を確認することに成功した。ガス増幅率と GEM や μ -PIC の増幅電圧との関係を詳細に調べるために、 He (480 hPa)+ CO_2 (20 hPa), H_2 (1000 hPa), H_2 (1500 hPa), H_2 (1430 hPa)+ CH_4 (20 hPa) の 4 種類の気体を用いて、ガス増幅率の測定を行なった。

また、 α 凝縮状態からの崩壊 α 粒子の識別を行うために必要な飛程及びエネルギー分解能の評価を行なった。モンテカルロシミュレーションによると、飛程の分解能が 2 mm でエネルギー分解能が 10% であれば原子番号の異なる粒子を識別することができると期待される。 α 線源を用いた測定の結果、飛程の分解能は 1.6 mm 程度であることが確認でき、期待される粒子識別を行うために十分な分解能を達成できていることが確認できた。エネルギー分解能については、今回の研究では十分な測定を行うことができなかったため、今後さらなる測定を行う必要がある。

十分な統計で α 凝縮状態の同定を行うためには、高レートビームを用いた実験が必須となる。本研究では TPC に 10^{10} cps の高レートビームを導くためのビーム粒子を不感とするマスクを開発し性能評価を行なった。過去に行われた TPC を用いた測定では 10^6 cps までなら有感領域内にビームを導けることが確認されている。有感領域内に導けるビームレートの限界は有感領域内での電荷密度によって決まるため、G4beamline や garfield++ を用いてビームによって発生する電離電子の電子数密度を評価し、その結果を用いてマスクのサイズを決定した。

作成したマスクの性能評価を行うために、 α 線源を用いた測定を行なった。測定の結果、有感領域内部に線源からの α 線の信号を一部不感とする領域を作することに成功した。またトリガーレートの位置依存性の試験では、マスクによって導入された不感領域でのトリガーレートが α 線源以外のバックグラウンドレベルと有意な差がなく、マスクの効果が発揮されているという結果を得ることができた。

今後実際のビームを用いた試験を行うことで、高レートビームで TPC を運用することができるか否かを評価する予定である。

謝辞

本研究で行なった TPC の開発は大変多くの方々のサポートを受けて成り立っています。指導教官である川畑貴裕准教授には、TPC の開発の段階から修論提出の最後の最後まで愛に満ち溢れた指導をいただきました。経験や知識が不足している私に対して、決して諦めることなく私に寄り添ってくださいました。川畑さん無くしては本研究どころか、この 2 年の研究生生活も無事には送れなかったことと思います。大変感謝しております。ありがとうございました。

古野達也さん、村田求基さんは TPC の開発を続けてきた先輩として私に対して非常に多くのアドバイスをくださいました。村田さんは研究室での部屋が同じということもあり、普段からデータ解析のアドバイスや研究の相談によく乗っていただきました。古野さんは、自分の仕事がある中で非常に多くの時間を私との TPC の開発に割いていただきました。本格的に TPC の開発を始めた頃から、毎日のように RCNP で共にデータの取得を行ったり開発を行ったりしてきました。古野さんの的確なアドバイスのおかげでなんとか研究開発を行うことができたと思っています。

津村美保さんは、私の研究に関してのアドバイスだけでなく、頼れるお姉さんとして私の研究生生活を支えてくださいました。

同期の渡邊憲くん、越川亜美さん、松本翔太くん、市川真也くん、足利沙希子さん、高橋祐羽くん、武田朋也くんには同期として普段からお互いの研究に関して遠慮なく意見を言い合ったり、食事などの楽しい時間を共有することで私の研究生生活を豊かなものとしてくれました。

原子核ハドロン物理学研究室の永江知文教授、成木恵准教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、新山雅之助教には私の研究に対してプロとしての意見をくださいました。

最後に、今までの生活を支えてくれた家族や友人に対して深く感謝の気持ちを表したいと思っています。

参考文献

- [1] T.Yamada and P.Schuck *Eur. Phys. J. A* **26** 185-199 (2005) .
- [2] T.Yamada, P.Schuck *Phys.Rev.C* **69** 024309(2004) .
- [3] M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel and A. Richter *Phys. Rev. Lett.* **98** 032501 (2007) .
- [4] T. Wakasa *et al.* **653** 173–177 (2007) . *Phys. Lett. B*
- [5] T.Kawabata *et al.* *Phys. Lett. B* **646** 6 (2007).
- [6] T.Yamada, Y.Funaki, H.Horiuchi, K.Ikeda and A.Tohsaki *Prog. Theor. Phys.* **120** 1139-1167 .
- [7] Tz.Kokalova, N.Itagaki, W.von Oertzen and C.Wheldon *Phys. Rev. Lett.* **96** 192502 (2006) .
- [8] T.Kawabata *et al.* 2013 *J. Phys.: Conf. Ser.* **436** 012009 .
- [9] W.Blum, W.Riegler and L.Rolandi “Particle Detection with Drift Chambers” Springer (2008).
- [10] S.A.Korff “Electron and Nuclear Counters” D.Van Nostrand (1946).
- [11] 村田孝基 “MAIKo アクティブ標的を用いた ^4He 光分解反応断面積の測定” 京都大学理学研究科 修士論文 (2014) (unpublished).
- [12] C.Altunbas *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A* **490** 177 (2002).
- [13] S.Bachmann *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A* **438** 376 (1999).
- [14] A.Ochi *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A* **478** 196 (2002).
- [15] 古野達也 “ μ -PIC を用いた不安定核実験のためのアクティブ標的の開発と性能評価” 京都大学理学研究科 修士論文 (2013) (unpublished).
- [16] C.Rodríguez-Tajes *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A* **768** 179 (2014)
- [17] <http://www.muonsinternal.com/muons3/G4beamline> .
- [18] <http://geant4.cern.ch> .
- [19] <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp> .
- [20] 森本貴博 “MAIKo アクティブ標的のアップグレードと性能評価” 京都大学理学研究科 修士論文 (2016) (unpublished).
- [21] F.Sauli “Gaseous Radiation Detectors” Cambridge University Press (2014).
- [22] <http://garfield.web.cern.ch/garfield> .