

2012年度 修士論文

μ -PIC を用いた Active Target 開発
および動作特性の研究

渡邊 英知

京都大学大学院 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
物理学第二教室 原子核ハドロン研究室

目次

1	Motivation	1
1.1	クラスター構造	1
1.2	逆運動学	3
1.3	μ -PIC を用いた新型アクティブ標的	3
2	Gas detector	5
2.1	荷電粒子の検出	5
2.2	ドリフト	5
2.3	拡散	5
2.4	ガス増幅	6
2.5	クエンチングガス	6
2.6	Time Projection Chamber	7
2.7	μ -PIC の構造	8
2.8	μ -PIC の利点	8
3	Active Target	10
3.1	アクティブ標的の構造	10
3.2	読み出し回路	12
3.3	エンコーダでの処理	13
3.4	データフォーマット	13
4	Experiment	16
4.1	実験の目的	16
4.2	要求性能	16
4.3	線源による実験	17
4.4	ガスハンドリング装置	17
4.5	測定の流れ	22
4.6	シミュレーション	23
4.7	ドリフト速度と拡散係数	23
4.8	ガスゲイン	23
5	Analysis	26
5.1	直線の処理	26
5.1.1	飛跡の検出	26
5.1.2	ノイズカット	26
5.1.3	直線フィッティング	27
5.1.4	取りこぼしの補正と通過イベントの処理	29
5.1.5	有感領域の通過	31

5.1.6	xy 座標への変換	31
5.2	線源と μ -PIC の距離	31
5.3	ドリフト速度	32
5.4	ガスゲイン	33
5.5	イソブタン 50 %での解析結果	33
5.5.1	イソブタン 50 %における位置分解能	34
5.5.2	イソブタン 50 %におけるドリフト速度	34
5.5.3	イソブタン 50 %におけるガスゲイン	34
5.5.4	アノード電圧に対する変化	37
5.5.5	ドリフト電圧に対する変化	37
5.6	その他混合比での解析結果	41
5.6.1	イソブタン 50 %と 100 %	41
5.6.2	イソブタン 10 %	41
5.7	イソブタン 20 %での解析結果	41
6	Discussion	47
6.1	イソブタン 100 %でドリフト速度が解析不可能な理由	47
6.2	ドリフト速度のシミュレーションとの比較	48
6.3	ガスゲインのシミュレーションとの比較	48
6.4	要求性能との比較	52
7	まとめと今後の展望	54

Abstract

原子核物理学において α クラスタ構造は重要な研究対象の一つであり、その発現機構を明らかにするには、安定核から不安定核に向けた系統的研究が必要である。近年、原子核と α 粒子の非弾性散乱を測定することでクラスタ構造を研究する実験手法が確立されているが、不安定核ビームをヘリウム標的に入射する逆運動学を行う必要がある。逆運動学条件下における前方散乱では反跳した α 粒子のエネルギーが低く測定が困難であるので、不安定核における実験データは非常に少ない。

そこで、様々な不安定原子核の α 非弾性散乱の測定を可能とすることを目的として、京都大学宇宙線研究室が開発した高性能粒子線イメージング装置 μ -PIC を用いた Time Projection Chamber、新型アクティブ標的を開発している。これは検出器内部にヘリウムを密封して、そこに不安定核ビームを入射することで不安定核と α 粒子の非弾性散乱を測定しようとするものである。検出器内部で散乱が起こるため全立体角について低エネルギーの粒子を検出することが可能である。粒子線による電離で発生した電子が、印可された電圧により μ -PIC に向かってドリフトして、 μ -PIC 表面で増幅されて検出される。 α 粒子と不安定核の散乱を測定するにあたってヘリウム 100 % の検出器ガスを用いることが望ましいが、検出器内部での放電を防ぐためにクエンチングガスとしてイソブタンを混入させる必要がある。

本研究では、アクティブ標的内部に α 線源 ^{241}Am を入れて検出器の性能評価を行った。まず、 α 線が直線軌道を描くことを用いて、アクティブ標的内部の位置分解能を評価した。また、検出器内部のガス混合比と全圧から計算できる α 線の飛程を用いてドリフト速度を評価する手法を確立した。さらに、ADC モジュールにより μ -PIC で検出される電荷量を測定し、ガスゲインを決定した。印可電圧、ヘリウムとイソブタンの混合比、全圧を変化させて位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインを測定することで、アクティブ標的の動作特性を研究し性能評価を行った。

1 Motivation

1.1 クラスタ構造

原子核物理学において、多くの核の基底状態では核子が平均ポテンシャル中を独立に運動すると考える平均場模型が有効である。しかし、ある種の励起状態において陽子2個と中性子2個からなる α クラスターが原子核の特徴を表す要素となり、核構造を劇的に変化させることが知られている。

α クラスターを基本単位とする構造の系統図は図1のIkedaダイアグラム [1] として知られている。この図は、原子核内部のクラスター粒子同士の相互作用が弱く、クラスター粒子内での相互作用は強いというクラスター描像から導かれる。Ikedaダイアグラムの対角線上に配置されている ^8Be 以外の原子核の基底状態は、すべて殻模型の状態であると考えられている。従って、Ikedaダイアグラムは、安定な基底状態では殻模型的描像が成り立つ原子核においても、エネルギーが高くなるにしたがってクラスター構造へ変化することを意味している。

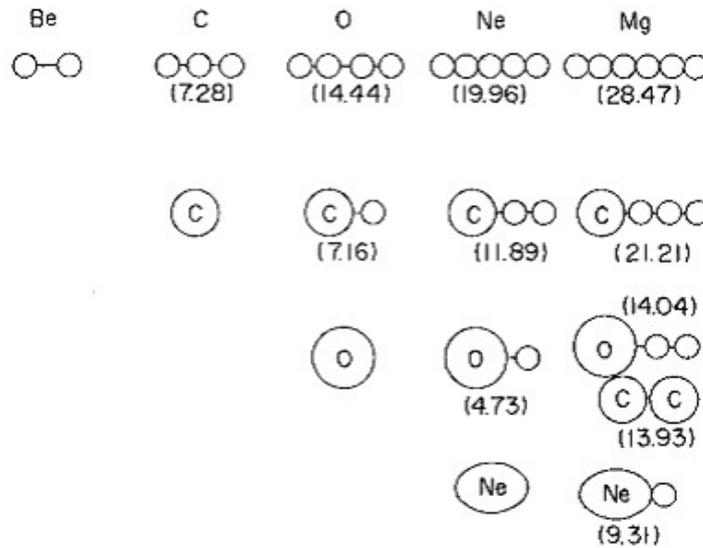


図 1: Ikeda ダイアグラム

たとえば ^{12}C の 3α 崩壊閾値から400 keV高い励起エネルギーを持つ 0_2^+ 状態は、発達した 3α クラスター構造を持つことが知られており、Hoyle Stateと呼ばれている [2]。宇宙での元素合成において、 ^{12}C は2つの α 粒子が結合した短寿命の ^8Be に3つ目の α 粒子が融合することで合成される。したがって、Hoyle Stateは宇宙での元素合成において重要な役割を果たす。一般的に、原

原子核におけるクラスター相関は数 MeV 程度の励起によって容易に発現と消失を繰り返し、その発現機構を明らかにすることは有限量子多体系である原子核を理解する上でとても重要である。

^{12}C や ^{16}O といった陽子数と中性子数の等しい $A = 4n$ 核については、国内外のグループによって精力的な研究がなされており、 n 個の α 粒子が互いに弱く相互作用しながら比較的自由に運動している $n\alpha$ クラスター状態の構造が明らかになりつつある。しかし、 $A = 4n$ 核に核子を付加した場合に生じる $n\alpha$ クラスター構造の変化についての研究はまだまだ緒についたばかりであり、現在のクラスター核物理における重要な課題である。

反対称化動力学計算から予言される Be 同位体のクラスター構造を図 2 に示す [3]。延與らの計算によると 2α 状態に中性子を 2 個付加した ^{10}Be では、余剰中性子が α クラスター間に形成された分子軌道を占有して α クラスター間の共有粒子として振る舞い、励起状態として α クラスター分子状態が発現する。一方、基底状態はコンパクトな殻模型的構造を保っているが、中性子数が増加するにつれて分子的状态は結合エネルギーを得て安定化するため、より中性子過剰な ^{12}Be に至ると基底状態がクラスター分子的状态を持つようになる。さらに中性子を付加していけば、 α クラスター間の結合エネルギーがさらに増加し、ついには各 α クラスターの波動関数の空間的な重なりが増大することで α クラスター構造を消失して、平均場的な状態へ回帰することも予想される。ゆえに、原子核におけるクラスター相関の発現と消失の機構を理解するには、 $A=4N$ 近傍の安定核から、 $A=4N$ から遠く離れた不安定核へと至る系統的研究が重要である。

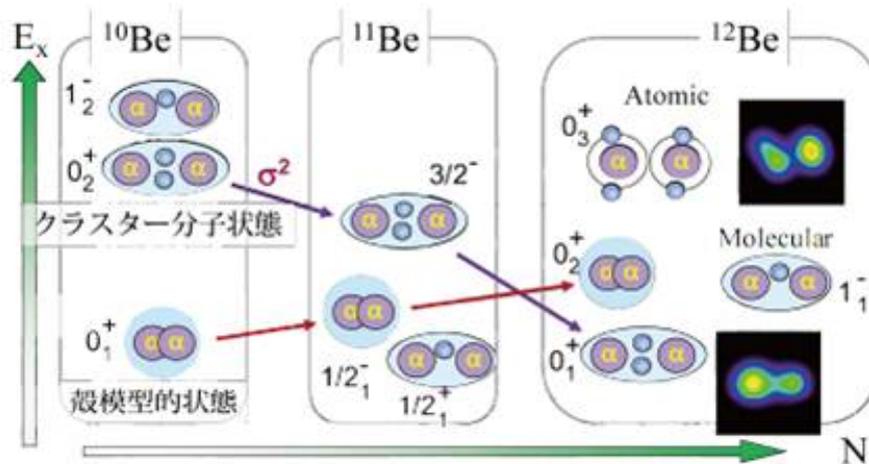


図 2: Be 同位体のクラスター構造 [3]

今までの研究において、空間的に発達したクラスター状態が単極子励起によって強く励起されることがわかっており、 α 非弾性散乱を用いた単極子遷移の測定が原子核におけるクラスター相関の研究に有効な手法であることが確立している [4]。このため、中性子過剰不安定核からの α 非弾性散乱を系統的に測定して、そのクラスター構造を明らかにするのが必要となる。

1.2 逆運動学

α 非弾性散乱の測定において図3に示される順運動学、つまり α 粒子を不安定原子核にぶつける実験をまず考える。非弾性散乱した α 粒子を検出することで、散乱前後のエネルギー変化から不安定核の励起エネルギーを知ることができる。これを欠損質量分光法 (missing mass spectroscopy) という。しかし、不安定原子核の標的を作るのは困難であるので、不安定核実験の場合、不安定核ビームをヘリウム標的に入射する逆運動学条件下において測定を行わなければならない。(図4)

順運動学のときと同様に散乱された入射粒子の欠損質量を検出する手法を行うと不安定核の励起エネルギーを直接検出することになるので、不変質量分光法 (invariant mass spectroscopy) が必要となる。非弾性散乱によって励起した不安定核は直ちに粒子や γ 線を放出して脱励起するので、不変質量分光法では全ての崩壊粒子と γ 線のエネルギーと運動量を測定して全体の不変質量を決定する必要がある。しかし、崩壊粒子の多重度が大きくなると測定が極めて難しくなる。

そこで、逆運動学において欠損質量分光法を用いて反跳した α 粒子を検出すればよい。しかし、反跳した α 粒子のエネルギーが小さく、標的から出てこないという新たな問題が発生する。

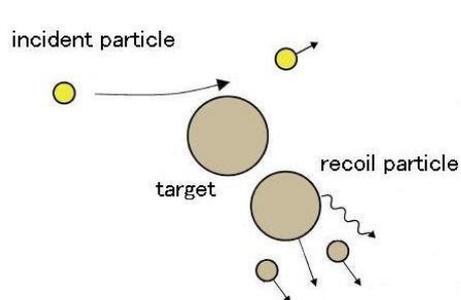


図 3: 順運動学

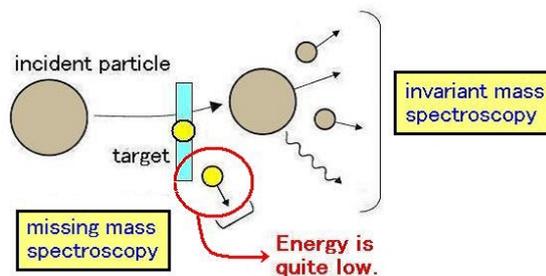


図 4: 逆運動学

1.3 μ -PIC を用いた新型アクティブ標的

逆運動学における問題を解決するために、アクティブ標的の導入は極めて有効である。アクティブ標的は図5に示すような装置であり、標的粒子を密封した標的そのものを検出器として用いる。

不安定核をアクティブ標的に入射すると検出器内部で散乱が起こるため、反跳粒子のエネルギーが小さく標的外での検出ができないという問題が解決される。近年、アクティブ標的は不安定核実験の新しい可能性を拓く装置として注目を集め、国内外で開発が進められているが、位置とエネルギーに関しての高い分解能と不安定核ビームの直接入射に耐えうる高いレート耐性が要求されるため、ブレイクスルーとなり得る高性能なアクティブ標的の開発に成功した例はない。そこで、アクティブ標的のガス増幅・信号検出部に、京都大学宇宙線研究室が開発した μ -PIC を用い

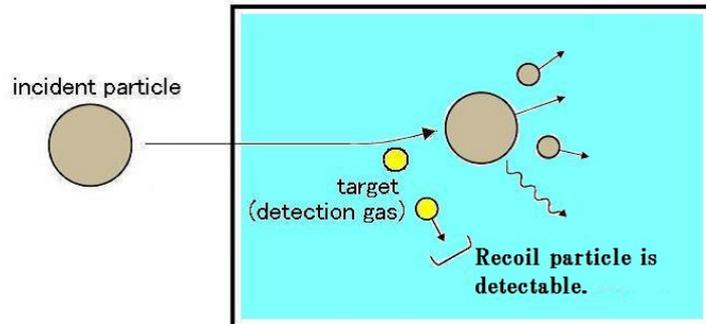


図 5: アクティブ標的の概念図

ることで高性能の新型アクティブ標的を開発する。 μ -PICは高い位置分解能($\sim 100 \mu\text{m}$)、高い時間分解能($\sim 100 \text{ ns}$)、高いレート耐性(最大 10^7 cps/mm^2)を有する粒子線イメージング装置 [9] であり、アクティブ標的に求められる厳しい要求を満たすことができる。

さらに粒子の飛跡を3次元に解析するためにTime Projection Chamber(TPC)として開発を行う。Time Projection Chamberについては次章で説明する。

不安定核の α 非弾性散乱については、 ^{12}Be [5]や ^{14}O [6]についてごく少数の実験の報告がなされているものの、まだほとんどデータが存在していない状態である。アクティブ標的を用いた α 非弾性散乱の系統的な測定によって中性子過剰核におけるクラスター相関についての知見が得られれば、原子核構造についての理解が大きく進展すると期待される。

本研究では、アクティブ標的のためのデータ収集系およびガスハンドリング装置を開発した上でデータ解析手法を確立し、ガス組成、ガス圧、印可電圧などのパラメータを変化させつつ、ガス中における電子のドリフト速度、 μ -PICにおけるガスゲイン、TPCとしての位置分解能などアクティブ標的の動作特性を研究する。

2 Gas detector

アクティブ標的はガス検出器であるため、この章では一般的なガス検出器について述べる。

2.1 荷電粒子の検出

荷電粒子は電荷を運んでいるので媒質中を通過すると、媒質中の電子とクーロン力によって相互作用する。このとき媒質中の電子は荷電粒子のクーロン力によって衝撃を受けて、より高いエネルギー準位に励起または電離する。荷電粒子は電子に与えた分だけエネルギーを失うので、荷電粒子の速度は減少する。この衝突により、励起原子またはイオン対が作られる。イオン対は再結合により中性原子に戻る傾向を持っているが、再結合を抑制しイオン対を収集することで荷電粒子を検出できる。

媒質中で入射荷電粒子が単位長さあたりに失うエネルギー (エネルギー損失) は式 (2.1) で表される (ベーテ・ブロッホの式)。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 \rho}{m_0 v^2} N Z \left(\ln \left[\frac{2m_0 v^2}{I(1 - \frac{v^2}{c^2})} \right] - \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (2.1)$$

ここで v : 1 次粒子の速度、 z : 1 次粒子の電荷、 N : 単位体積あたりの物質の原子の個数、 Z : 物質原子の原子番号、 ρ : 物質原子の密度、 m_0 : 電子の静止質量、 e : 電子の電荷である。

2.2 ドリフト

ガス中の電子やイオンに対してドリフト電圧を印加すると、電子やイオンはガス中で電場に沿ってドリフトする。イオンのドリフト速度 ω^+ は電場 E に比例し圧力 P に反比例する。イオンにおける比例定数 μ^+ は移動度と呼ばれ、

$$\mu^+ = \frac{\omega^+ P}{E P_0} \quad (2.2)$$

で定義される。 P_0 は標準圧力 (760 torr) である。一方、電子におけるドリフト速度 ω^- は

$$\omega^- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (2.3)$$

であり、 τ は衝突間隔である。 ω^- はガス圧や混合比にも依存しており、また衝突間隔は E/P に依存するので、イオンと比べると電場や圧力との関係がより複雑になっている。

2.3 拡散

電子やイオンはガス分子との多重散乱によって拡散する。時刻 0 で電子が原点にあるとして、時刻 t における $x + dx$ の位置での電子の数 dN はガウス分布に従う。

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (2.4)$$

D は拡散係数である。式 (2.4) より、1 座標における拡散の標準偏差は $\sqrt{2Dt}$ である。拡散係数は印加電圧、ガスの種類、混合比などの影響を受ける。検出器の位置分解能を良くするためには拡散係数を小さくしなければならない。

2.4 ガス増幅

印加電場を大きくすると、ガス中でドリフトしている自由電子は加速され大きな運動エネルギーを持つ。電子の運動エネルギーがガス分子の電離エネルギーより大きい場合、ガス分子に衝突するとガス分子を電離させ、イオン対が生成される。衝突間に得られる電子のエネルギーは電場と共に増加する。この2次電離が起こる電場の大きさにはしきい値が存在し、1気圧の通常ガスでは 10^6 V/m 程度である。2次電離で生成した電子も電場によって加速されるため、ガス分子に衝突するとさらに電離を起し連鎖していく。

この過程はタウンゼント型電子雪崩 (Townsend avalanche) と呼ばれる。単位長さ当りに電子の数が増加する割合は式 (2.5) で表され、 α はガスに対する第1タウンゼント係数 (first Townsend coefficient) と言われている。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (2.5)$$

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.6)$$

n_0 ははじめに生成された電子の数である。

電子雪崩は図6のような水滴状の空間分布を持つ。これは電子のドリフト速度がイオンよりも速いためである。

2.5 クエンチングガス

ガス増幅によりはじめに n_i 個だった電子が n 個に増加したとき、ガスゲイン (増幅率) は n/n_i となる。また、はじめの電子数は荷電粒子がガス中で失ったエネルギーに比例する。このエネルギー損失は2.1で与えられる。陰極・陽極間に適切な電圧を印加すると印加電圧とガスゲインははじめに生じた電子の数に依らずに比例関係になる。このような電圧をかけた領域を比例領域と呼ぶ。

イオン化したガスは、電子を捕獲して定常状態に戻るときに紫外線の光子を放出する。この光子が計数管内の壁にあたると光電効果により電子を放出し、この電子が再びガス増幅されて雪崩を起こす。元の電子以上の光電子が発生する場合、反応が無限に生じるため出力信号は元の電子数に比例しない。印加電圧が比例領域よりも高いためにガスゲインと印加電圧の比例関係が崩壊している領域をガイガー・ミュラー領域と呼び、GM計数管で用いられる。印加電圧と比例領域、ガイガーミュラー領域の関係を図7に示す。二次光電子による雪崩を防ぐにはメタンやエタンなどの紫外領域の光子を吸収するガスを混合する。

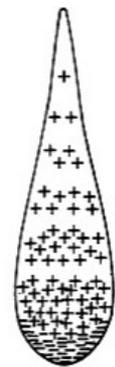


図6: 電子雪崩 [7]

これをクエンチングガスという。特にアルゴンとメタンを 9:1 で混合したガスは P10 ガスと呼ばれて、広く用いられている。希ガスにクエンチングガスを混合することで 10^6 程度のガスゲインを得ることができる。

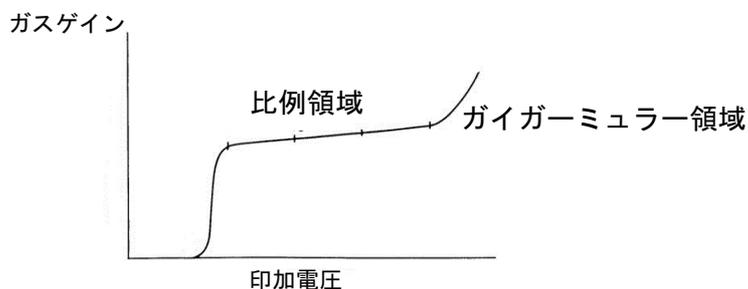


図 7: 比例領域とガイガーミュラー領域

2.6 Time Projection Chamber

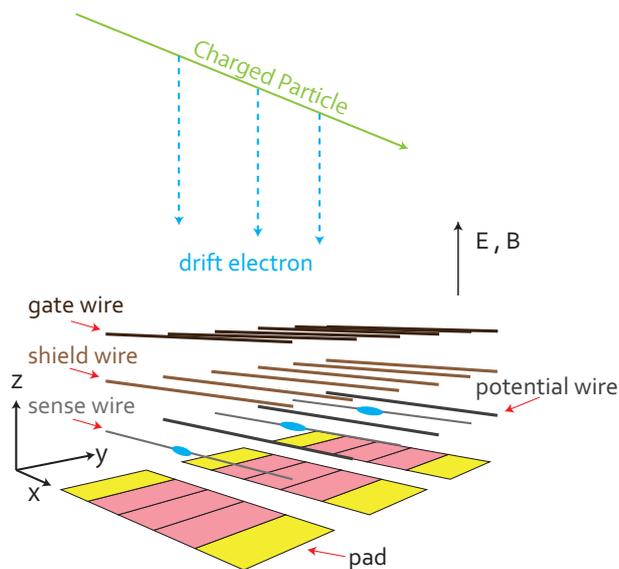


図 8: TPC の構造

Time Projection Chamber (TPC) の構造を図 8 に示す。荷電粒子が検出器ガス中を通過するとき、ガスを電離してできた電子が、ストリップやピクセルなどの電極を配した 2 次元平面に向けて印加されたドリフト電場によって、飛跡の形を保持したままドリフトする。そして、電極付近でガス増幅された後に検出される。電極から得た 2 次元の位置情報に加えて電子がドリフトした時

間を測定することで、高さについての情報を得ることができ、結果として荷電粒子の飛跡を3次元的に決定することができる [8]。

1.3 で述べたように、本研究におけるアクティブ標的は TPC でありガス増幅には μ -PIC を用いる。

2.7 μ -PIC の構造

μ -PIC は微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の一種であり、その構造を図 9 に示す。表面部分は、直径 $50 \mu\text{m}$ のピクセル状のアノードの周囲をカソードが取り囲む構造を持つ。アノードは下部の絶縁層 (ポリイミド) 部分を貫き、裏面でストリップ状の導体に接続されている。ドリフト電場は μ -PIC に対して垂直に印加する。ストリップはアノード、カソード共に $400 \mu\text{m}$ 間隔で 256Ch 配置されており、有感領域は約 $100 \text{mm} \times 100 \text{mm}$ である。カソードは絶縁層の上に置かれていて、裏面のアノードストリップとは垂直方向に配置されており、アノード・カソード両方から読み出しをすることで、2次元情報を得ることができる。アノードには正の電圧を印加し、カソードは接地する。

図 10 のように μ -PIC に向かって電子がドリフトすると、アノード近傍の高電圧でガス増幅される。そのとき発生する+イオンがカソードに向かい、アノードとカソードでそれぞれ負と正の信号が検出される。

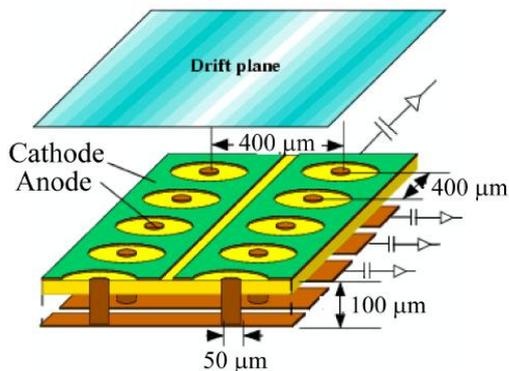


図 9: μ -PIC の構造 [9]

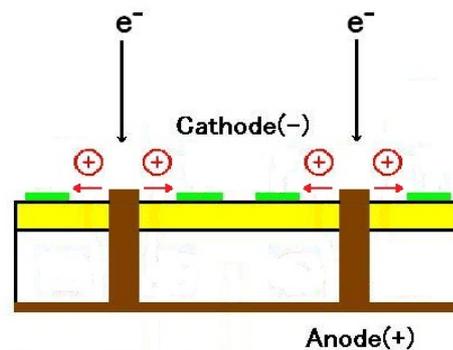


図 10: アノードとカソード

2.8 μ -PIC の利点

ガス増幅器としての μ -PIC には大別すると 4 つの利点がある。

- 高いレート耐性
アノードとカソードの距離が $100 \mu\text{m}$ と狭いため、アノードでのガス増幅で発生したイオン

の収集にかかる時間が短く、レートに対する耐性が高い。

- 大面積化、及び量産が容易である

μ -PIC はプリント基板を作成する技術 (PCB 技術) で作られている。したがって比較的容易に製造でき、大面積化・大量生産が可能である。

- 高いガスゲイン

μ -PIC はアノードが円形のピクセル状で基板表面に出ている。そのため、ピクセル付近は非常に強い電場になり、高い増幅率を得ることができる。また、カソードがリング状にアノードを取り囲んでいるため、放電に影響のあるカソード近傍の電場を弱くすることができ、アノードに対してより高い電圧を印加することができる。すなわち、アノード近傍の電場をより強くすることができ、増幅率を高くすることができる。

- 低いノイズ

μ -PIC のカソードは接地されており、更にリング状にアノードを取り囲んでいる。そのため、プリント基板におけるガードリングの役目をする事になり、ノイズが低く抑えられる。

3 Active Target

3.1 アクティブ標的の構造

本研究におけるアクティブ標的は上面に μ -PIC を設置した TPC であり、標的内で反応、電離を起こすことで全方位の低エネルギー粒子を検出可能な検出器となっている。図 11 に示す構造を持ち、図 12 に示すように真空容器に格納されている。図 11 では見やすいように μ -PIC を底面に設置しているが、実際には上面に設置している。

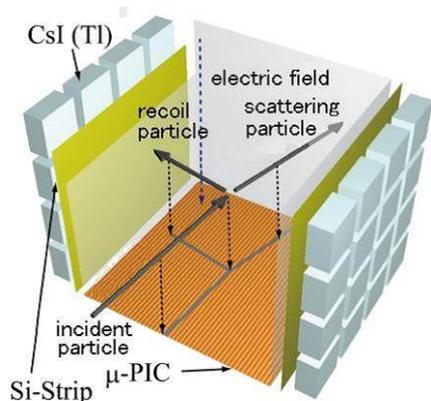


図 11: アクティブ標的の構造

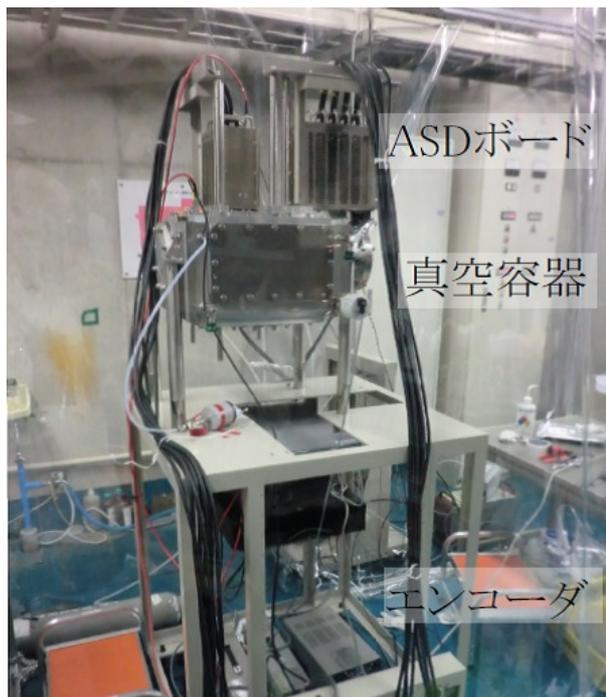


図 12: アクティブ標的の外観図

真空容器内部には TPC と共に Si 検出器と CsI 検出器を設置する予定であるが、現段階ではまだ設置されていない。 α 非弾性散乱の測定を行う際には、アクティブ標的に封入する検出ガスとしてヘリウムを用いる。さらに、放電を防ぐためにクエンチングガスとしてイソブタンを混合する。

μ -PIC からの信号は、真空容器上に設置した Amp-Shaper-Discrimination(ASD) ボードで増幅、整形した後にエンコーダへ送られ、エンコーダ内部の FPGA で処理されて VME モジュール上のメモリに書き込まれる。

図 13 に TPC のドリフト領域の構造を模式的に示す。

上面の μ -PIC へ向かって電子をドリフトさせるために、負の電圧を印加した 150 mm \times 150 mm のドリフト電極から μ -PIC に向かってベリリウム銅線を 10 mm 間隔で平行に設置する。ベリリウ

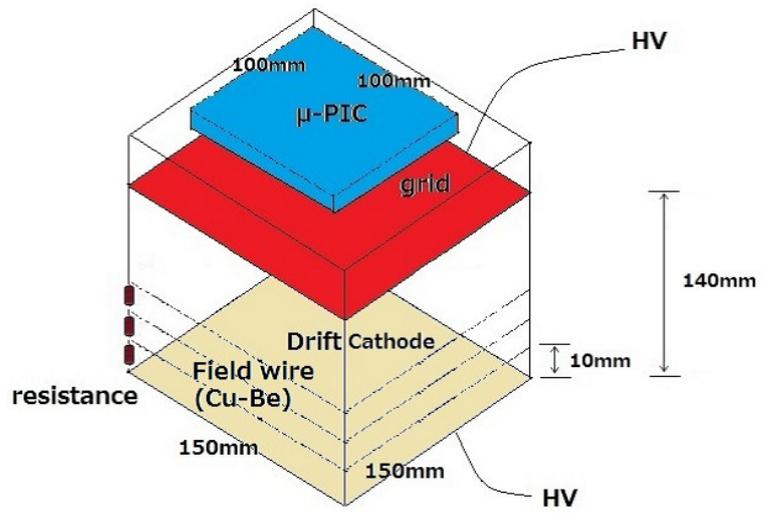


図 13: ドリフト領域の模式図

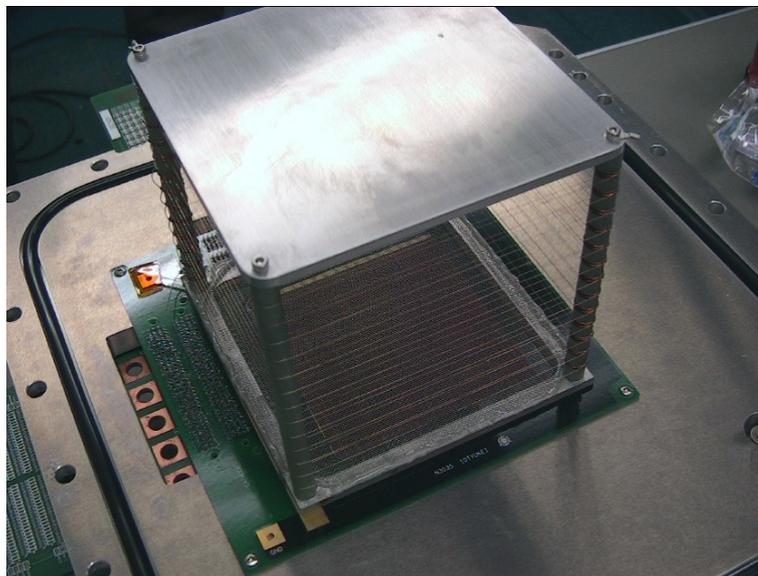


図 14: ドリフト領域の外観図

ム銅線間には 10 M Ω の抵抗をとりつけて、抵抗分割により一様なドリフト電場を形成する (図 13 では数個のみ記載)。図 14 に実際の写真を示す。 μ -PIC に向かって電子がドリフトするとアノード近傍でガス増幅され、アノードとカソードでそれぞれ負と正の信号が検出される。このとき、カソード付近の正イオンがドリフト電場に影響を及ぼす。そこで μ -PIC とドリフト領域の間にメッシュ状のグリッド電極を設けてイオンのフィードバックを防いでいる。

3.2 読み出し回路

読み出し回路の模式図を図 15 に示す。

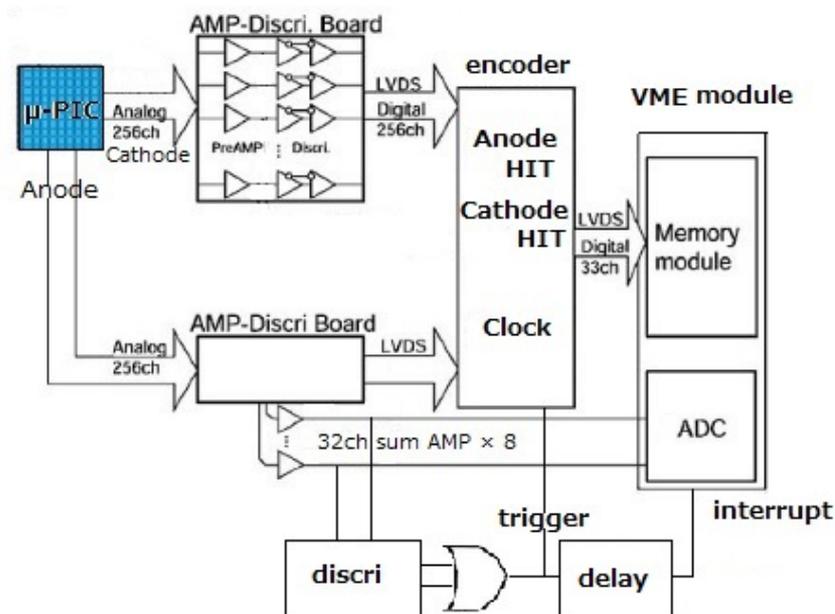


図 15: 読み出し回路の模式図 [10]

μ -PIC のストリップは全て ASD ボードに接続されている。 μ -PIC からの信号は増幅された後にディスクリミネータにより論理信号に変換され、エンコーダへ出力される。論理信号はエンコーダで 100 MHz のクロックと同期される (図 16)。また、増幅器において分岐した信号は 32Ch ごとに足し合わされてアナログ信号として出力される。論理信号はエンコーダ内部の FPGA で処理されて VME のメモリーボード (TMB-2) にデータとして書き込まれる。アノードの ASD ボードから出力されたアナログ信号からは ADC モジュール (CAEN の V792) を用いて波高情報を得る。また、アノードのアナログ信号はディスクリミネータを用いて論理信号に変換し、ADC のゲート信号やデータ収集系の割り込み信号としても用いられる。一方、カソードのアナログシグナルはオシロスコープによる信号のモニターのみに用い、データとして収集しなかった。

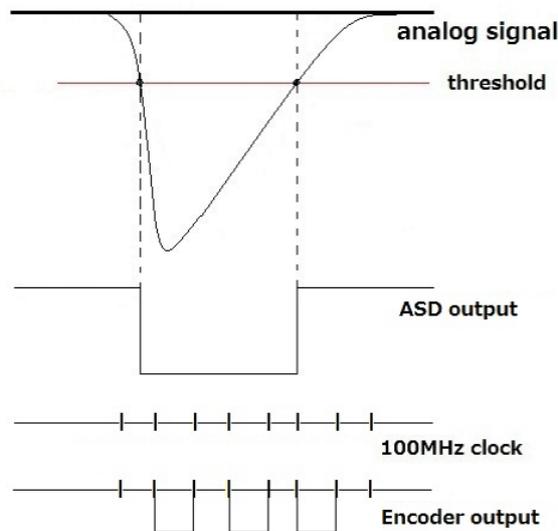


図 16: ASD とエンコーダにおけるアナログ信号の処理

3.3 エンコーダでの処理

図 17 にエンコーダの写真を示す。エンコーダには FPGA が 8 つ実装されており、FPGA1～6 がアノードとカソードのデータを受け取り FPGA7 と 8 がデータの処理を行う。本研究では FPGA1 と 4 をそれぞれカソードとアノードのデータ収集に使い FPGA2、3、5、6 は使用しなかった。

図 18 にエンコーダにおけるデータ処理の流れを示す。FPGA1 と 4 で受け取った信号は 100 MHz クロックに同期された後にリングバッファに格納される。

FPGA1 と 4 のリングバッファには常に 800 クロック分 ($8\mu\text{s}$) の $\mu\text{-PIC}$ のヒット情報が記録されており、エンコーダにトリガー信号が入力されると、FIFO への書き出しが行われる。この際、ヒット情報の有無が確認されて、ヒットのあるクロックにおける 256Ch 分のヒットパターン情報が書き出される。その後、FPGA1 と 4 の FIFO に記録されたデータは FPGA7 の FIFO に集約されて、VME モジュール上のメモリに書き込まれる。書き込まれる情報はアノード、カソードの各ストリップのヒットの有無とクロック番号である。クロック情報は TPC の説明にあったように z 座標の情報に相当する。

3.4 データフォーマット

$\mu\text{-PIC}$ ではアナログ信号が ASD ボードのスレッシュホールドを超えていると、ストリップがヒットしているとみなしてロジック信号を出力し、エンコーダによる 100 MHz クロックと同期される (図 16)。メモリーボードに書き込まれる情報はヒットのあるクロックの番号と、そのクロックにおけるアノード、カソードの各ストリップのヒットパターンである。信号がスレッシュホールドを超えてい

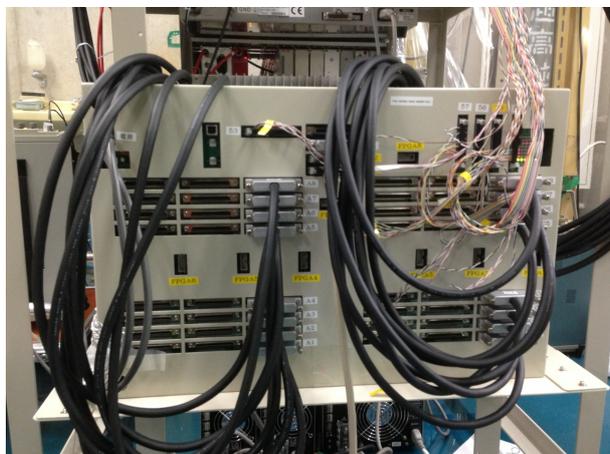


図 17: エンコーダ外観図

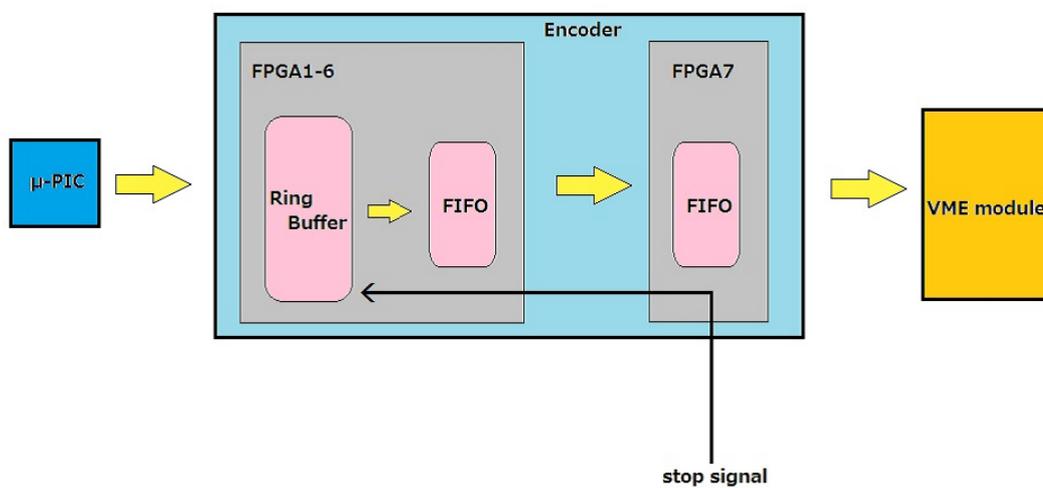
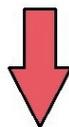


図 18: エンコーダにおけるデータ処理

る間の時間を Time Over Threshold (TOT) と定義すると、ストリップはTOTの間、常にヒットしている。よって、メモリーボードの情報をPCに転送する際にデータ容量が大きくなりすぎるのを防ぐために、クロックに関してはヒットの始めと終わりのみを情報として扱うことでデータの圧縮を行う。例を図19に示す。図19の上がメモリーボードに書き込まれるデータフォーマットであり、下に示すように変換されたデータフォーマットを本研究では採用する。ここでヒットの始めを leading clock、終わりを trailing clock と定義する。

Strip \ Clock	0	1	2	3	4	5	6	7	8
101	0	0	0	0	0	0	0	0	0
102	1	1	1	1	1	1	0	0	0
103	1	1	1	1	1	0	0	0	0
104	1	1	0	0	0	0	0	0	0
105	0	0	0	0	0	0	0	0	0

0: no hit
1: hit



Strip \ Clock	0	1	2	3	4	5
Leading clock	102	102	102	102	102	102
Trailing clock	104	104	103	103	103	102

図 19: データフォーマットの変換

4 Experiment

4.1 実験の目的

アクティブ標的は α 非弾性散乱を測定するのが最終目標であるから、検出器ガスとしてはヘリウム100%が理想である。しかし、クエンチングガスを混入しないと放電しやすくなってしまうため、実際の実験ではクエンチングガスをできるだけ少なくすることを考える。本研究ではクエンチングガスとしてイソブタンを用いる。そこで実験の目的を、ヘリウムとイソブタンの混合比が1:9と2:8のガス組成についてガス圧を変化させて α 線源 ^{241}Am から放出される α 線の測定を行うことで、アクティブ標的の性能評価を行うこととする。実験では飛跡をフィッティングしたときの位置分解能、ガスゲイン、ドリフト領域での電子のドリフト速度を評価の対象とし、それらの解析手法を確立する。

4.2 要求性能

運動学を用いて ^{14}Be と α 粒子の非弾性散乱の微分断面積と散乱により反跳した α 粒子がもつエネルギーを計算した結果を示す。(図20と図21、核子あたり100 MeVを仮定)

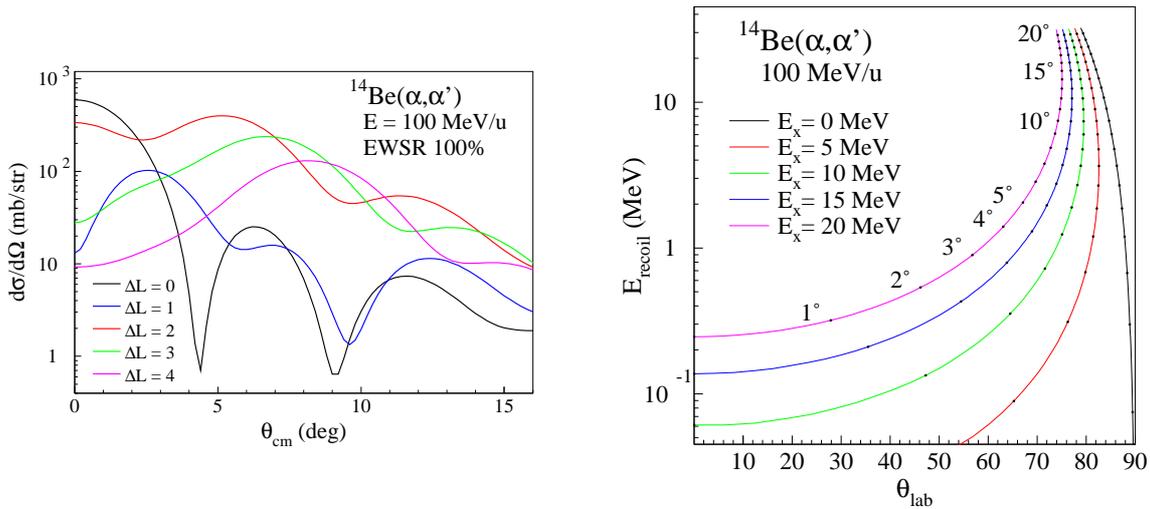


図 20: ^{14}Be と α の非弾性散乱における微分断面積

図 21: 反跳粒子のエネルギー

単極子励起 ($\Delta L = 0$) の微分断面積の大きい領域で測定を実施するためにはせいぜい $\theta_{cm} \sim 10^\circ$ までの前方角度で測定を行う必要がある。 θ_{cm} が 1° から 10° までに対応する実験室系の角度 θ_{lab} はおよそ 20° から 70° までであり、そのときの反跳粒子のエネルギーは 6 MeV 以下と低いため、大立体角を覆うことのでき、かつ標的内部で検出可能なアクティブ標的が適している。

次に分解能についておおまかに見積もる。300 keV の励起エネルギー分解能を得るのに必要な反跳粒子のエネルギー分解能を図 22 に、角度分解能に対するエネルギー分解能を図 23 に示す。

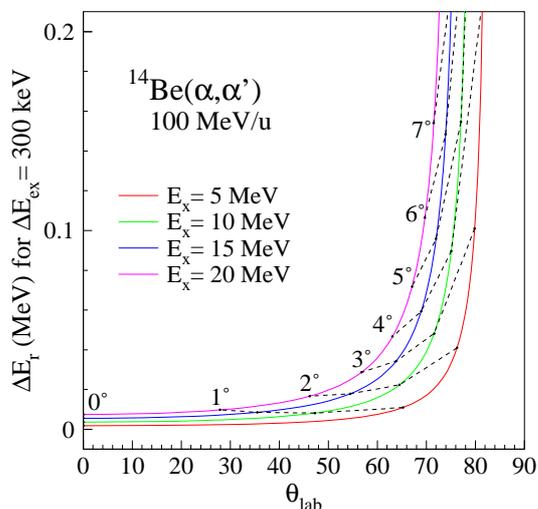


図 22: 反跳粒子のエネルギーに対する励起エネルギーの分解能

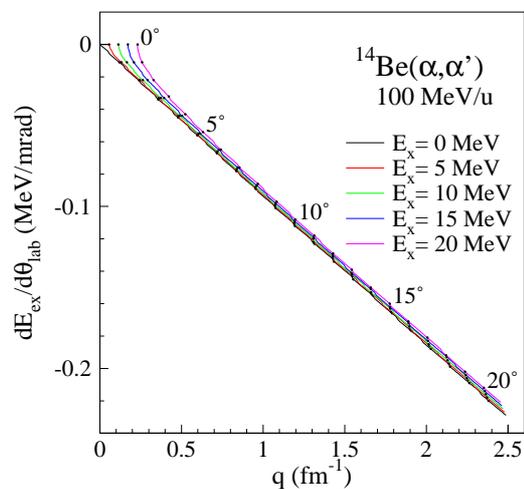


図 23: 反跳粒子の角度に対する励起エネルギーの分解能

励起エネルギーについて 300 keV の分解能を達成するためには、 $\theta_{cm} \sim 5^\circ$ までの前方角度において、反跳粒子のエネルギーを 2 MeV に対して $\Delta E_{recoil} \sim 80$ keV の精度で測定する必要がある。また、 $\theta_{cm} \sim 5^\circ$ において $\frac{dE_{ex}}{d\theta_{lab}} \sim 60$ keV/mrad であるから、反跳粒子の放出角度を $\Delta\theta_{lab} \sim 5$ mrad の精度で測定する必要がある。

4.3 線源による実験

本研究では大阪大学核物理研究センター RCNP において α 線源 ^{241}Am による実験を行った。線源から放出される 5.4 MeV の α 線を用いてアクティブ標的の性能を評価する。線源は図 24 に示す架台を用いて真空容器内に固定した。真空容器内の座標を図 25 のように定義する。

アノードとカソードのストリップの配置を図 26 に示す。x-z 平面の位置情報がアノードから得られ、y-z 平面の位置情報がカソードから得られる。

4.4 ガスハンドリング装置

アクティブ標的内のヘリウムとイソブタンの混合比をコントロールするために、ガスハンドリング装置を導入する。ガスハンドリング装置の図面と写真を図 27 と図 28(長さの単位は mm) に示す。図面において 1 から 6 は

1. ストップバルブ: 気体を遮断する。

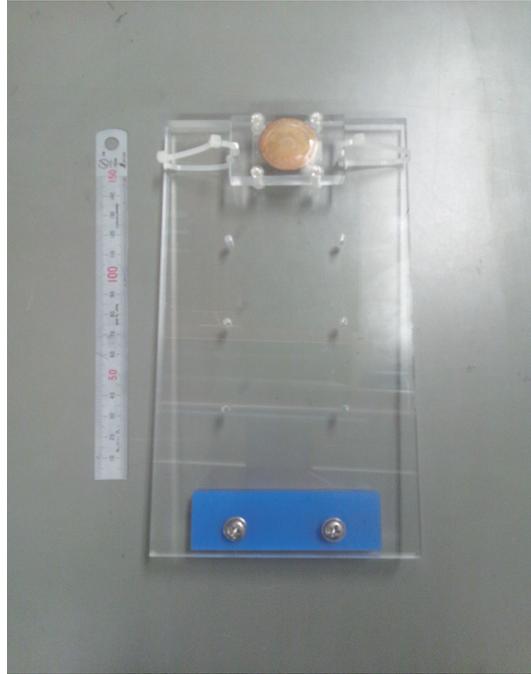


図 24: 線源の架台

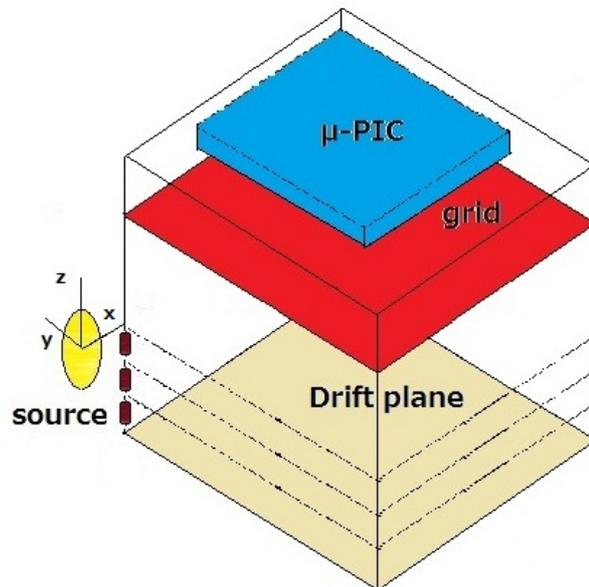


図 25: xyz 座標の定義

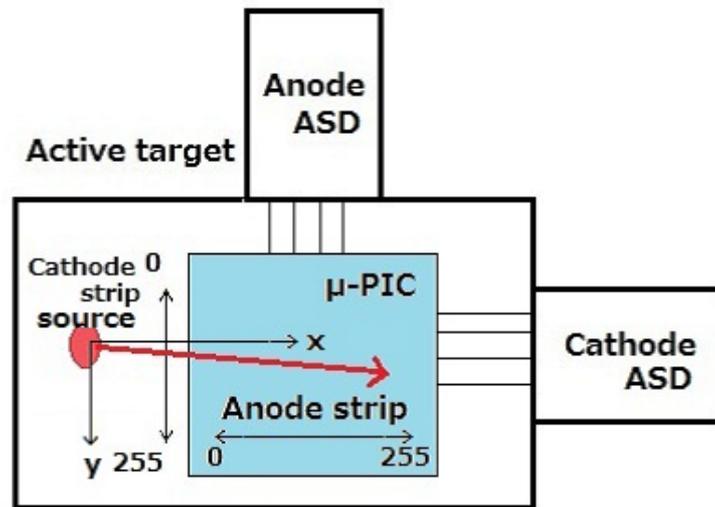


図 26: ストリップ配置

2. 流量調節バルブ: ポンプで排気する気体の量を微調節する。
3. マスフローコントローラ: 最大 100 cc/min までの流量を調整することが可能で、ヘリウムとイソブタン用に 2 つ備える。
4. マスフローコントローラの表示器
5. マスフローコントローラの指示器
6. 気圧計: 真空容器内の気圧を表示する。

である。

図 28 の上側の IN と OUT はそれぞれアクティブ標的を納める真空容器へのガス流入口と排出口を示す。下側の PUMP は真空ポンプに接続し、Isobutane と Helium はそれぞれイソブタンとヘリウムのガスボンベに接続している。OUT 側の配管には流量調節バルブが設置してあり、排気量を調節できる。IN 側の配管にはガス流入量を正確に制御するためにマスフローコントローラを導入した。実験時の最大流量は 100 cc/min であるから、流量調節バルブは流量係数 C_v 値が最大 0.004 である S シリーズを選択した。図 29 は swagelok 社のデータシートから引用した。真空ポンプ内側の気圧が十分低く、流量調節バルブの下流の気圧が上流の気圧の半分より小さいとき、流量は

$$q = 0.471NC_vP\sqrt{\frac{1}{GT}} \quad (4.1)$$

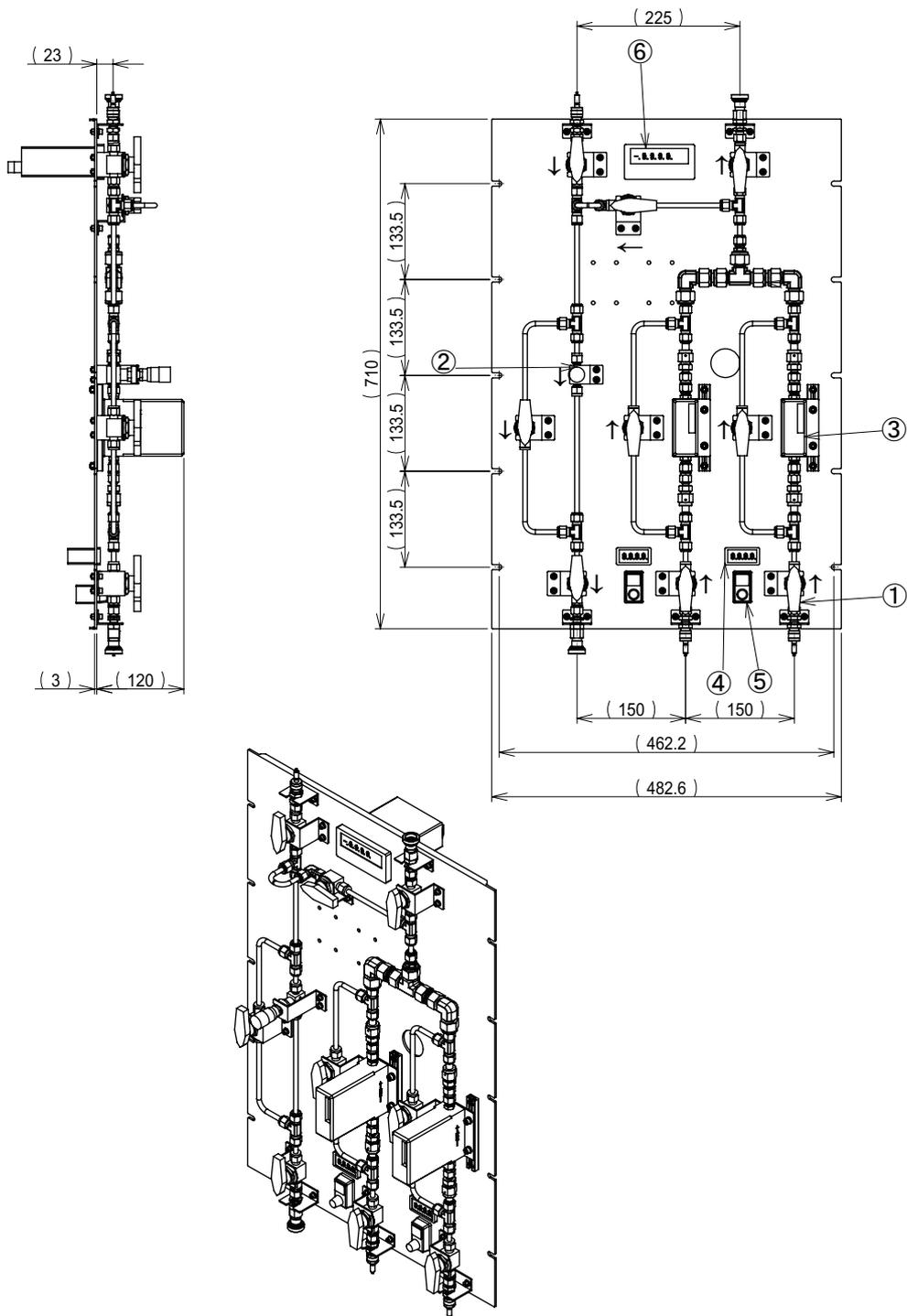


図 27: ガスハンドリング装置の図面

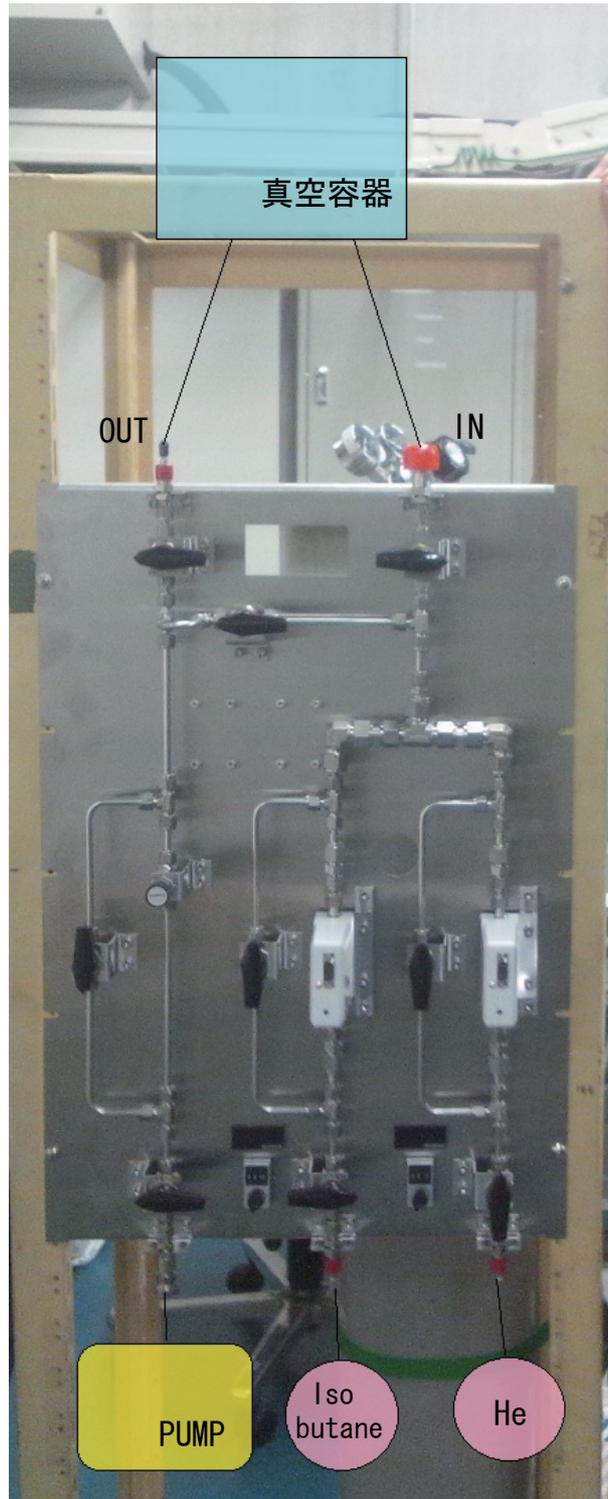


図 28: ガスハンドリング装置の写真

である。ここで、 N は定数、 C_v は流量係数、 P は圧力、 G は気体の比重、 T は温度である。流量、圧力、温度の単位をL/min、bar、Kで定義する場合、 N は6950である。Sシリーズの流量調節バルブの場合、ハンドル0から10回転の間で C_v は0から0.004まで変化し、300 K、イソブタン500 hPaにおいてはおよそ0から270 cc/min、ヘリウム500 hPaの場合は0から1000 cc/minの範囲で排気量を調節することができる。流量調節バルブを調節して排気量と流入量を同じにすることで、アクティブ標的内のガス圧が一定になるように調節することが可能である。

容器内を真空にするには流量調節バルブの横にあるバイパスラインを用いて排気する。同様に、ガスを大量に流入する際にはそれぞれのマスフローコントローラの横にあるバイパスラインを用いて流入する。ただし、ヘリウムとイソブタンの混合比を一定にする際は、マスフローコントローラでそれぞれの流入量を設定したい割合に調節してバイパスラインを用いずにガスを流入させる必要がある。

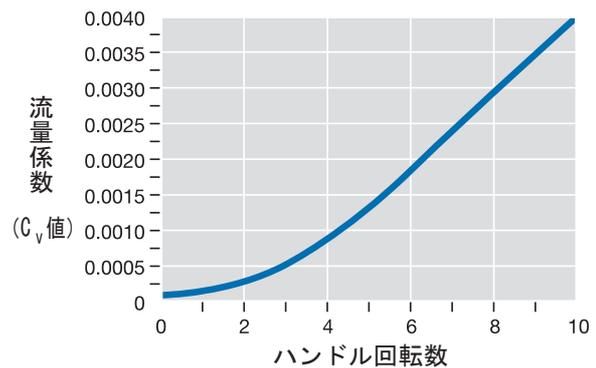


図 29: Sシリーズ流量調節バルブの流量係数 [11]

4.5 測定の流れ

まずイソブタン100%と50%において測定を行う。5.4 MeVの α 線の飛程を R とする。 μ -PICの有感領域はおよそ100 mm×100 mmであるから、線源と μ -PICの距離を考慮しておおよそ R が50 mmから150 mm程度であれば測定できると考える。測定条件一覧を図30に示す。

イソブタン混合比(%)	ガス圧(hPa)	5.4MeVの α 線の飛程(mm)	アノード電圧(V)	ドリフト電圧(kV)
100	200	72	360 to 500	-1.5 to -3.5
50	350	77	340 to 480	-1.5 to -3.0
20	600	96	360 to 420	-2.0 to -3.0
	700	131	340 to 460	-2.0 to -3.0
	800	115	340 to 480	-2.0 to -3.5
10	900	64	360 to 480	-1.5 to -3.5
	700	131	360 to 440	-2.5
	800	115	380 to 440	-2.5
	900	102	380 to 460	-2.5
	1000	92	340 to 460	-1.5 to -3.0

図 30: 測定条件一覧

4.6 シミュレーション

4.7 ドリフト速度と拡散係数

Magboltz を用いて、ガス圧 300 hPa においてイソブタンの混合比を変えた時の電子のドリフト速度と拡散係数の変化を計算した。計算結果を図 31 に示す。この計算には検出器の構造は反映されておらず、単にガスの性質を表している。

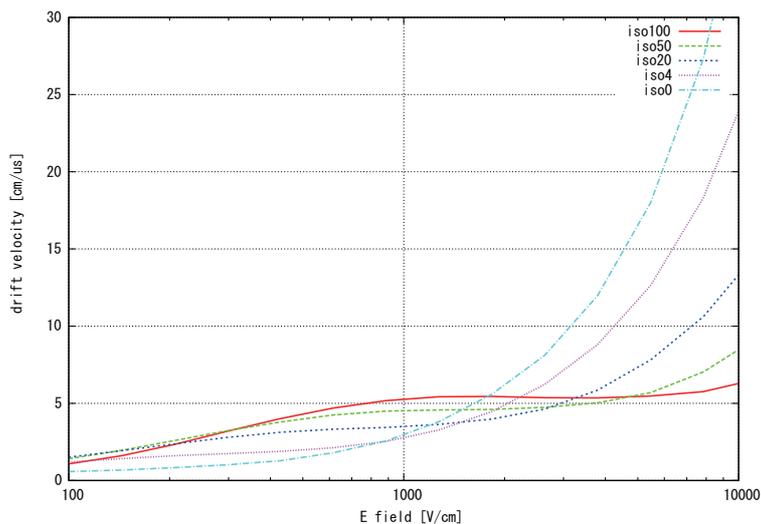


図 31: ガス圧 300 hPa におけるイソブタンの各混合比に対するドリフト速度

測定において印加したドリフト電圧は -3 kV 程度、グリッド電圧は -700 V でありドリフト領域は 140 mm なので、 1 cm あたりの印加電圧はおおよそ 164 V/cm である。イソブタン 100 %、50 %、20 % において対応するドリフト速度はおおよそ 2.5 cm/ μ s である。

4.8 ガスゲイン

ガス組成を固定して μ -PIC 電圧を変化したときのガスゲインの値を garfield の microscopic avalanche 関数を用いて計算した。このシミュレーションでは μ -PIC の構造を作成して、その近傍から電子を 1 個発生させた場合の時間発展を計算し、電子雪崩で増幅された後の電子の個数を出力させている。電子の初期エネルギーはドリフト速度 3 cm/ μ s と同程度の速度を仮定して 0.0025 eV とした。イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa、 μ -PIC に印加するアノード電圧が 420 V の条件における増幅後の個数の分布を図 34 に示す。

以後は分布の最頻値をガスゲインの値として採用することにする。イソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa とイソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa においてアノード電圧を変化させてガスゲインを計算した結果を図 35 に示す。

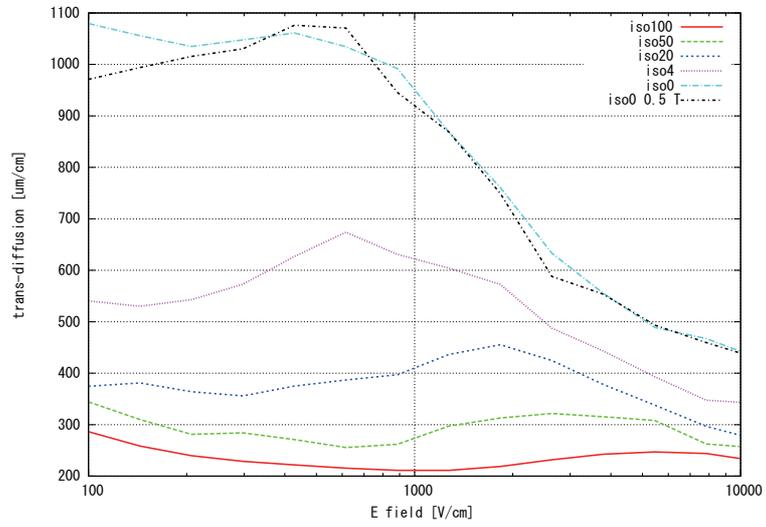


図 32: ガス圧 300 hPa におけるイソブタンの各混合比に対する trans diffusion

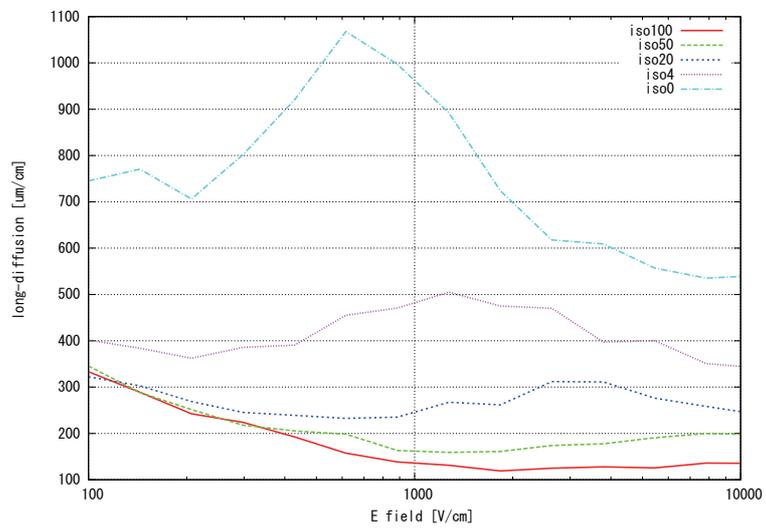


図 33: ガス圧 300 hPa におけるイソブタンの各混合比に対する long diffusion

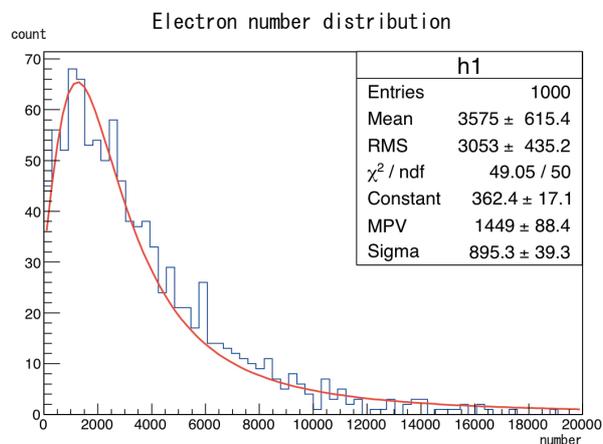


図 34: シミュレーションによる増幅後の電子の個数

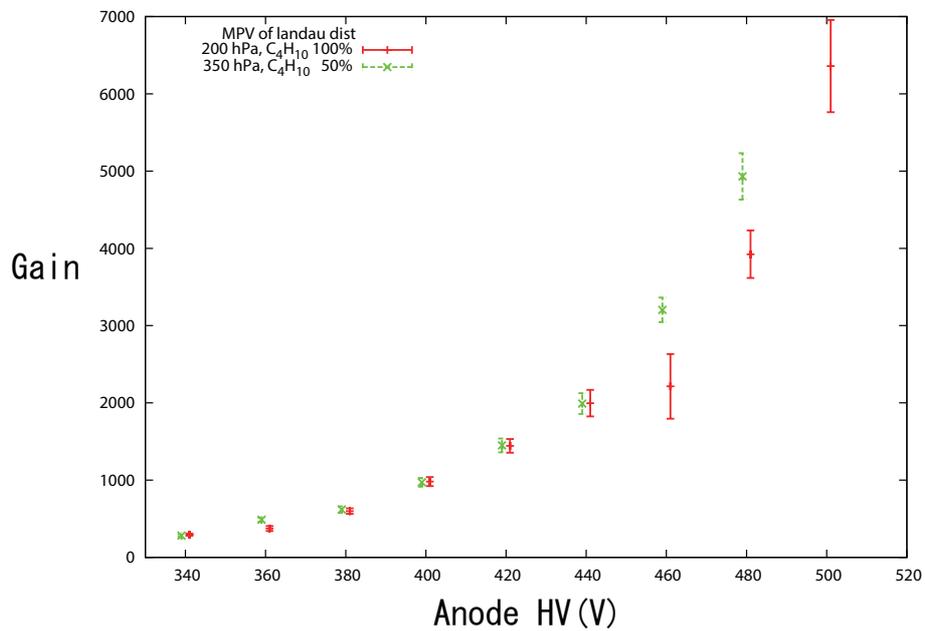


図 35: シミュレーションによるガスゲイン

5 Analysis

5.1 直線の処理

5.1.1 飛跡の検出

3.4 で述べたように、得られる生データは、 μ -PIC からアノード、カソードにおいてヒットしたストリップ番号とそれに対応する leading clock と trailing clock、ADC モジュールからシグナルの電荷から得られる出力である。このデータから、各イベントごとにアノードとカソードにおいて横軸をストリップ、縦軸をクロックとして信号のヒット情報をグラフに示すことができる。一例を図 36 に示す。

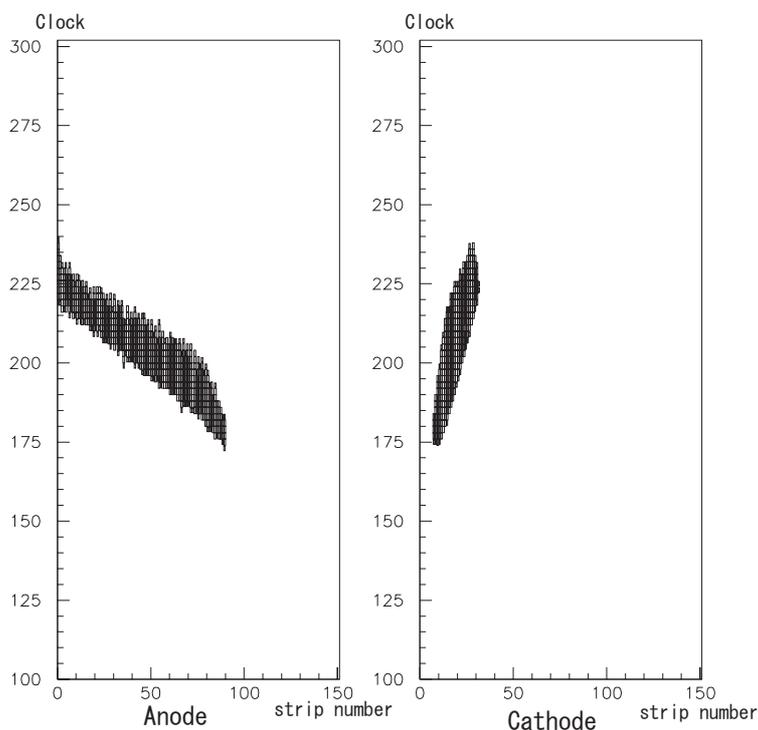


図 36: トラックの重ね合わせ

信号の波高が大きいとき、Time Over Threshold が長くなり、それに伴い leading clock と trailing clock のクロック差も大きくなる。また、波高が小さくなるとクロック差が狭くなると同時に、スルーの効果により leading clock も遅くなる。図 36 のアノードの右端は α 線が止まる場所なので波高が小さくなり、見かけの飛跡がカーブを描くようになる。

5.1.2 ノイズカット

図 37 のように飛跡から離れたところにノイズが生じることがある。これらについては正しいと思われる飛跡から一定以上のストリップやクロック離れているため、容易に処理できる。すなわち、ストリップとクロックそれぞれについて値が小さいものから順に並び替えて、隣の値との差分を見ればよい。その差分がある一定以上を超えたとき、その点以降のデータを無視することにする。ここでは、ストリップに関して 20、クロックに関して 40 離れたものはカットしている。

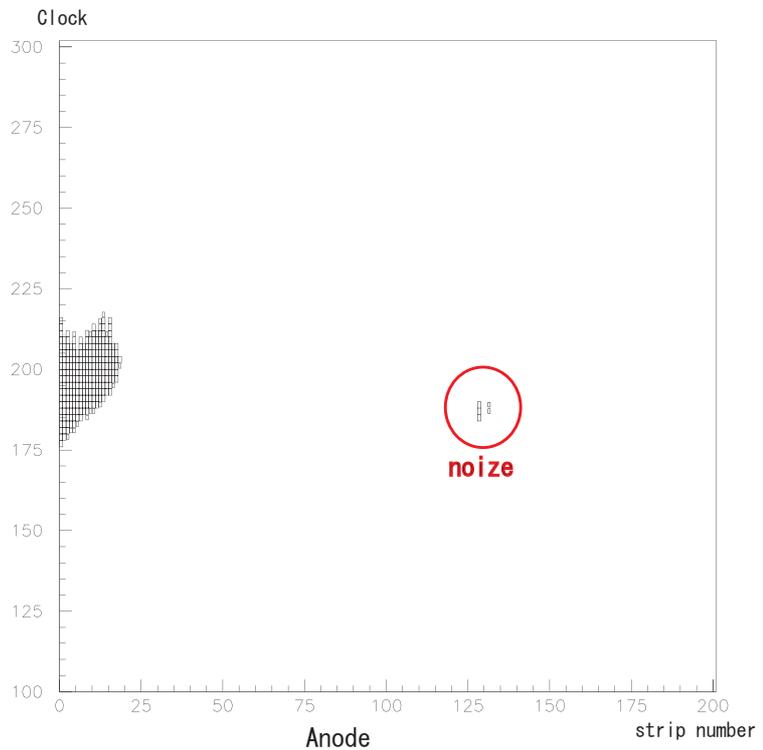


図 37: ノイズカット

5.1.3 直線フィッティング

本研究では α 線源を用いているので飛跡は 1 本の直線になるはずである。カソードとアノードそれぞれで飛跡が引けるので、それぞれで直線フィッティングを行う。 μ -PIC にシグナルが到達した時間である leading clock のみ抜き出して最小二乗法フィッティングを行う。ここで、直線フィッティングの結果を

$$clock_{fit} = a + b \times strip \quad (5.1)$$

として χ^2 を

$$\chi^2 = \frac{\sum (leading\ clock - clock_{fit})^2}{N - 2} \quad (5.2)$$

で定義する。 N はフィッティングするストリップの数である。

フィッティングを単純に行うだけでは誤差が大きくなるので、以下のような方法で再フィッティングを行う。

- フィッティングを行って χ^2 の値が 1 より小さいときは再フィッティングは行わない
- χ^2 が 1 より大きいとき、直線との差が 3 クロック以上の点を除外して再フィッティングを行う

- 再フィッティングは最大 2 回まで行い、点を除外して 3 点以上残る場合のみ再フィッティングを行う

再フィッティングを行った一例を図 38 に示す。

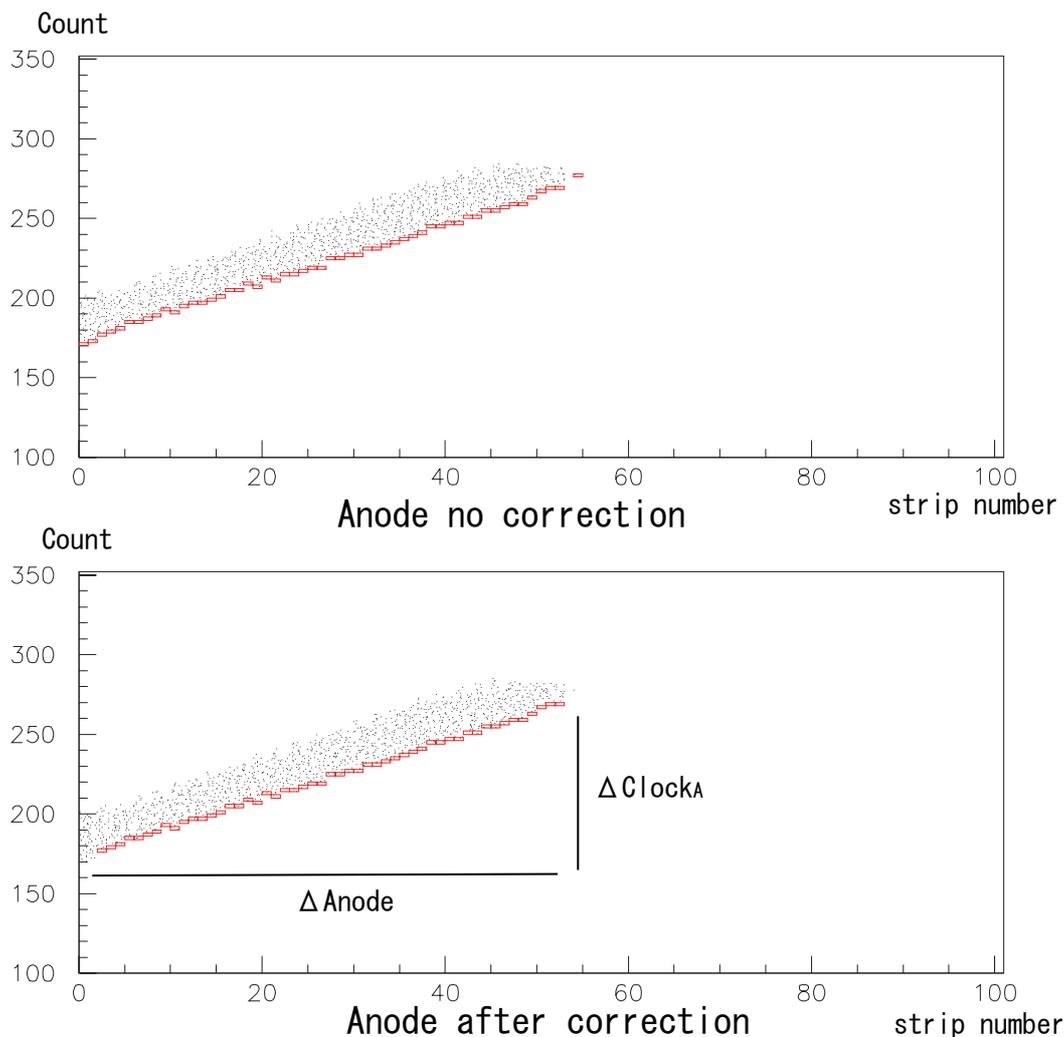


図 38: 再フィッティング例 (補正)

図 38 の左が補正前のフィッティングである。赤い線が leading clock を示す。右端の点が連続的でなく、図 38 の右では補正によりその点が除外されている。補正の結果、 χ^2 は 1.02 から 0.56 に減少した。

このフィッティングによりアノードとカソードの直線におけるストリップ、クロックの最大値と最小値の差がわかる。アノード、カソードのストリップ幅をそれぞれ Δ Anode、 Δ Cathode と定

義し、クロック幅をそれぞれ ΔClock_A 、 ΔClock_C と定義する。図 38 に ΔAnode と ΔClock_A を示す。 ΔAnode と $\Delta\text{Cathode}$ はそれぞれ x 方向、y 方向のトラックの長さに相当し、 ΔClock_A と ΔClock_C はそれぞれアノードカソードの z 方向の長さに相当する。 ΔClock_A と ΔClock_C は理想的には一致するはずである。

しかし、図 26 のように α 線の進行方向の飛跡はアノードにより検出される。よって、カソードのトラックはアノードに比べて短くトラックの直線部分が短いために、カーブが直線フィッティングに与える影響が大きい。したがって ΔClock_C が正確に解析できずに、 ΔClock_A と ΔClock_C は一致しない。よって ΔClock_A をクロック幅 ΔClock として採用する。

以上により ΔAnode 、 $\Delta\text{Cathode}$ 、 ΔClock が決定する。また、 $\sqrt{\chi^2}$ の値を誤差と定義する。 $\sqrt{\chi^2}$ の単位はクロック (10 ns) であるから、 $\sqrt{\chi^2} \times 10$ により直線フィッティングにおける誤差が ns (ナノ秒) を単位として求まる。これは位置分解能に相当する。

5.1.4 取りこぼしの補正と通過イベントの処理

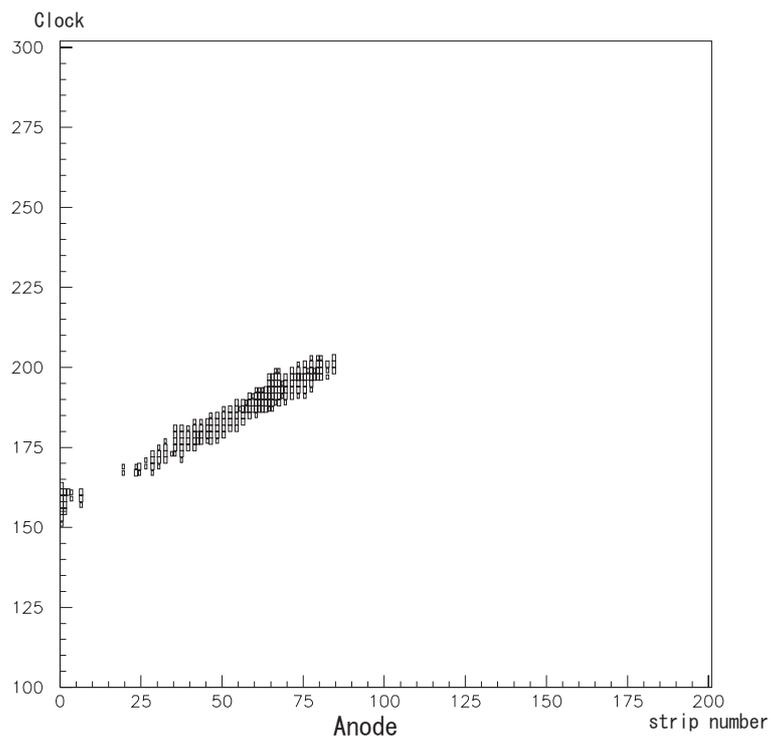


図 39: 取りこぼしの補正

アノード電圧が低いとガスゲインが小さく、図 39 のようにトラックが不完全であることがたび

たび起こる。線源の配置を考えると、得られるトラックはアノードに関して必ずストリップ0から始まるはずである。カソードに関してはこのような制限はない。そこで、アノードトラックにおいてストリップ0がヒットしていれば、アノード直線をストリップ番号0まで延長する。ストリップ番号0がヒットしていなければ、それはノイズであるとみなす。ここでアノードを延長する際、カソードのトラックは補正しない。なぜなら、アノードの取りこぼしとカソードの取りこぼしは独立であり、カソードにおいて取りこぼしが起きているとは限らないからである。図40は図39に対応するアノードとカソードのトラックを並べた図である。アノードとカソードのクロックの最大値と最小値の差はほぼ同じであることから、カソードにおいて取りこぼしは起きていないと判断できる。

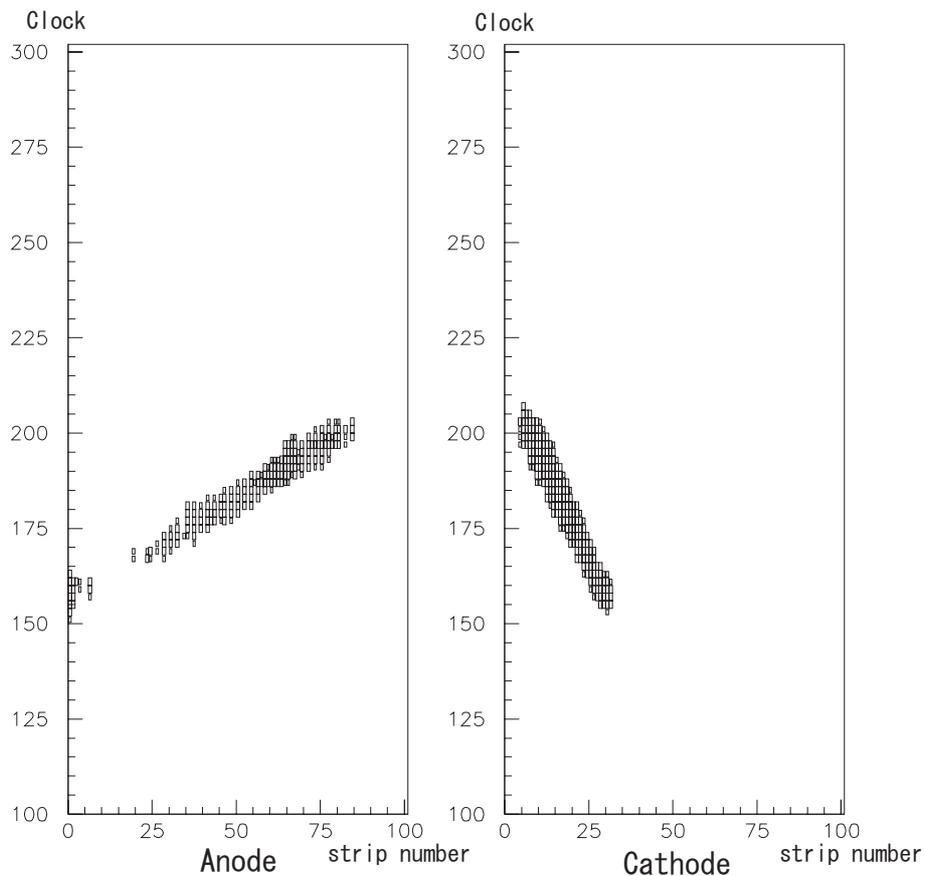


図 40: 取りこぼしの補正 アノードとカソードの比較

5.1.5 有感領域の通過

本実験では α 線が有感領域内部で失ったエネルギー E を測定された飛程から求める。 α 粒子の持つエネルギーと測定条件における飛程をプロットし、有感領域内での飛程の長さ r から E を求める曲線を近似した。イソブタン 50 %、全圧 350 hPa での r と E の関係を図 41 に示す。

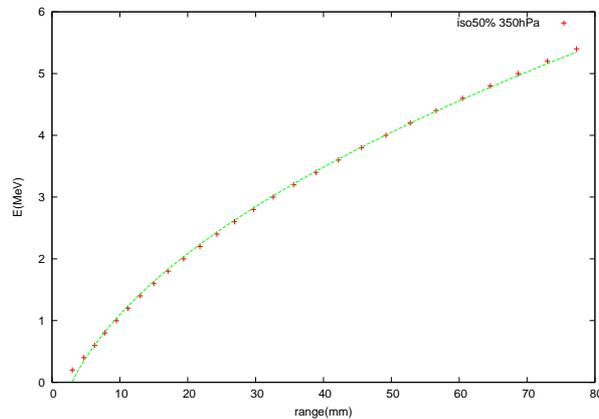


図 41: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa における α 粒子のエネルギーと飛程の関係

アノードにおいてストリップ番号 255 をヒットしているとき、またはカソードがストリップ番号 0 か 255 をヒットしているとき、飛跡は μ -PIC の有感領域を通過していると考えられる。そのようなイベントにおいてはエネルギーが求められないと判断し解析から除外する。

5.1.6 xy 座標への変換

μ -PIC のストリップ間隔は $400 \mu\text{m}$ であるから、得られた直線の横幅 ΔAnode 、 $\Delta\text{Cathode}$ はアノードとカソードのストリップ幅を実際の長さに容易に変換することができる。一方、直線の縦幅であるクロック幅 ΔClock は実際の長さに変換することができないが、1 クロックは 10 ns であるから、実際の時間幅に変換することができる。今後、 Δx と Δy を μ -PIC で測定されたトラックから得られた x 座標と y 座標の幅、 Δt をクロック幅を変換した時間幅と定義する。また、 Δz を Δt に対応する実際の長さとして定義する。

5.2 線源と μ -PIC の距離

測定データから μ -PIC と線源の距離を評価する。 ΔClock が 2 クロック以下、すなわち、 α 線の飛跡がほぼ水平面内に留まっているイベントのみを選択して、図 42 において式 (5.3) で線源と μ -PIC の距離 D を定義する。

$$D = (R - \sqrt{x^2 + y^2}) \times \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (5.3)$$

ここで R は 5.4 MeV の α 線の測定条件における飛程である。 ΔClock が 2 クロック以内のイベントを選択すると Δt は 20 ns 以下であり、仮にドリフト速度を $2.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ と見積もると Δz は 0.05 mm 以下となる。したがってトラックの Δz はほぼ 0 であると考えてよい。

イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa において得られた結果を図 43 示す。図 43 より半値半幅を誤差として $D = 37 \pm 1 \text{ mm}$ であるとした。

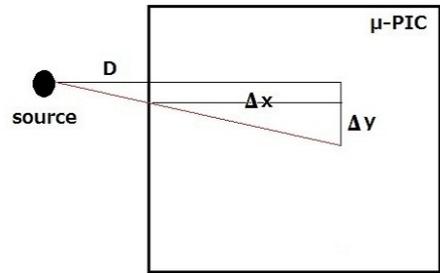


図 42: 線源と μ -PIC の距離の算出

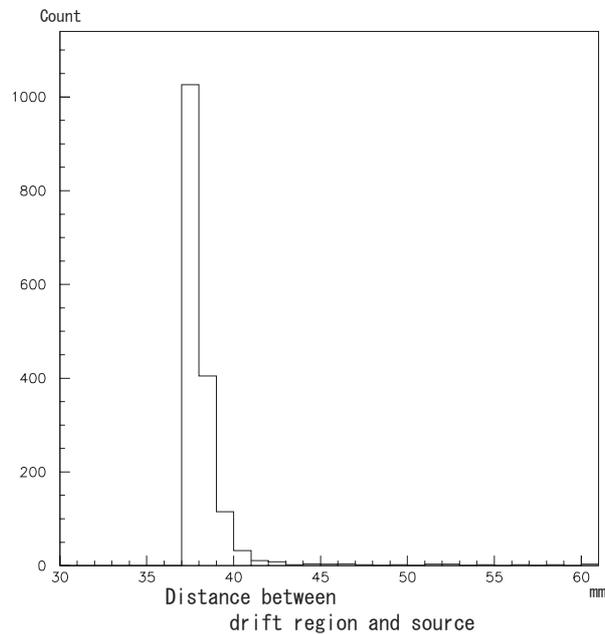


図 43: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa における線源と有感領域の距離の分布

5.3 ドリフト速度

5.1.6 で述べたように、直線の情報から Δx 、 Δy と Δt が求まる。そこで、 Δx 、 Δy 、 R 、 D から Δz を求め、 Δt と比較することで電子のドリフト速度を知ることができる。

図 44 において、 r_{xy} は μ -PIC で測定された xy 平面における飛程である。すなわち、 $r_{xy} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ 。有感領域の外側に線源があるため、測定される飛程は 5.4 MeV の α 線の測定条件

における飛程 R とは異なる。また、 D_2 は

$$D_2 = D \times \frac{r_{xy}}{\Delta x} \quad (5.4)$$

である。ここで、 Δz は

$$\Delta z = \sqrt{R^2 - (D_2 + r_{xy})^2} \times \frac{r_{xy}}{D_2 + r_{xy}} \quad (5.5)$$

である。

これよりドリフト速度が $\Delta z / \Delta t$ で求まる。

5.4 ガスゲイン

ASD のアナログ信号の波高からガスゲインを求める。ASD では全 256Ch のアノードのアナログ信号を 32Ch の合計 $\times 8$ Ch として出力する。この信号を電荷積分型 ADC (CAEN V792) でデジタル変換した。ヒットしたアノードのストリップに対応するアナログ信号について、ADC のデータを足しあげて μ -PIC において増幅収集された全電荷量を求める。また、5.3 で求めた Δx 、 Δy 、 Δz から有感領域内での飛程 r ($= \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$) がわかる。5.1.5 で述べたように r は有感領域内での粒子の移動距離であるから、有感領域内で失ったエネルギー E と対応している。すなわち、 r から E が求まる。

ここで、ガスゲインを G 、ADC でのチャンネルあたりの電荷量を A_1 、ASD ボードにおける増幅率を A_2 、測定条件におけるイオン化エネルギーを W 、ADC の出力を Q 、有感領域内で α 粒子が失ったエネルギーを E と定義すると、

$$\frac{Q}{E} = \frac{GA_2e}{A_1W} \equiv X \quad (5.6)$$

である。よって、本実験では X を求めてプロットする。

5.5 イソブタン 50 % での解析結果

まず、イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa という比較的安定であると考えられる領域での解析結果を示す。ドリフト電圧 -3 kV、アノード電圧 420 V の測定条件を例にして位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインの解析手順を示した後、アノード電圧とドリフト電圧に対するそれぞれの値の変化を示す。

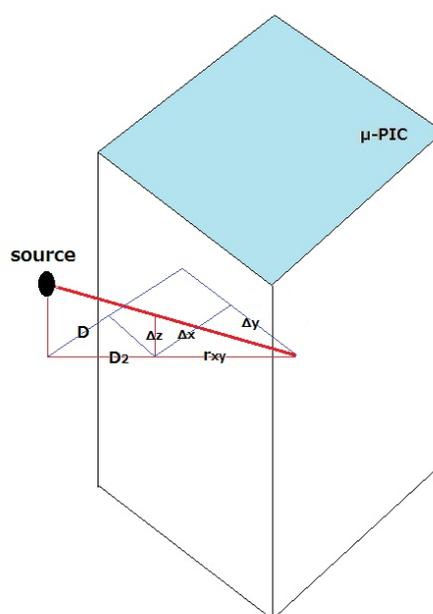


図 44: ドリフト速度の算出

5.5.1 イソブタン 50%における位置分解能

直線フィッティングにおける χ^2 は Δt の分解能であり、z 方向の位置分解能に相当する。これを図 45 と図 46 に示す。ピーク位置と半値半幅 (HWHM) によって位置分解能とその誤差を定義すると、カソードとアノードにおける位置分解能はそれぞれ 9.2 ± 2.5 ns と 11.1 ± 2.3 ns である。

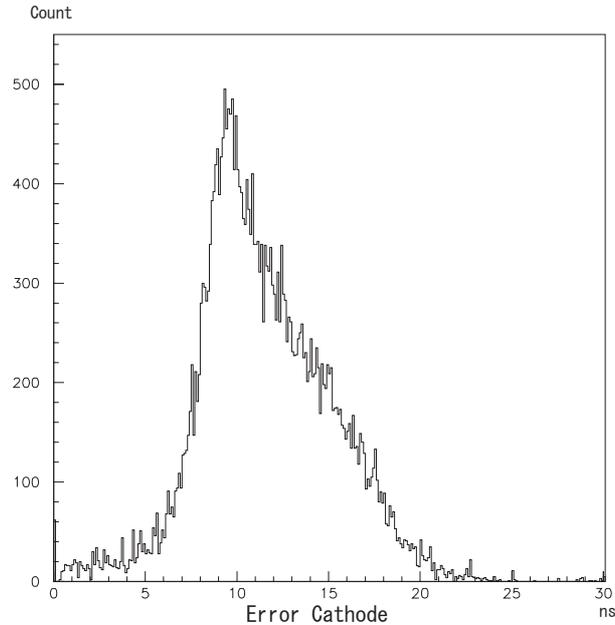


図 45: イソブタン 50%、ガス圧 350 hPa、アノード電圧 420 V におけるカソードでのフィッティングの平均残差

5.5.2 イソブタン 50%におけるドリフト速度

図 47 に ΔClock と Δz の相関を示す。2 つの量の間の比例関係を示す直線分布を見ることができ、ドリフト速度が一定であることを示唆している。このときドリフト速度の分布は図 48 のようになっており、ピーク位置と HWHM をドリフト速度とその誤差とすると 2.1 ± 0.3 cm/ μs となる。

5.5.3 イソブタン 50%におけるガスゲイン

図 49 が得られたガスゲインの分布である。

さらに、5.5.2 で得られたドリフト速度の値を用いて 5.3 の式 5.5 を用いて R を再構築する。図 50 に再構築した R の分布を示す。

イソブタン 50%、ガス圧 350 hPa においては R は 77 mm であり、図 50 においてピーク位置は 77 mm である。 α 線が有感領域内で停止すれば正しく R を再構築できるが、 μ -PIC を通過した

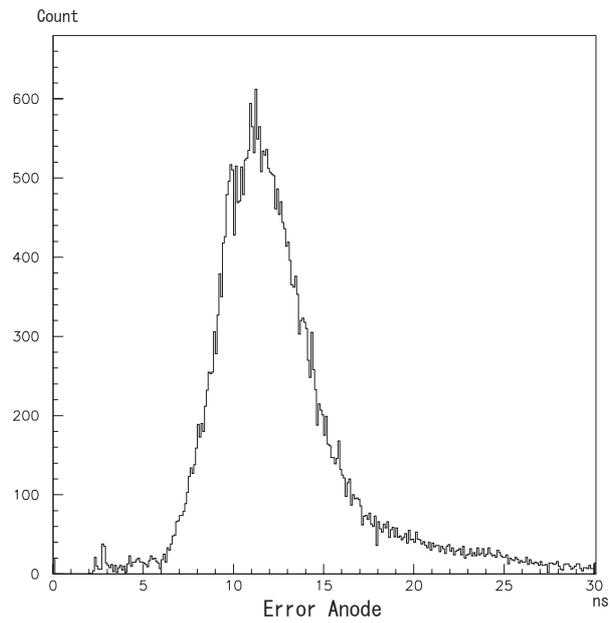


図 46: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa、アノード電圧 420 V におけるアノードでのフィッティングの平均残差

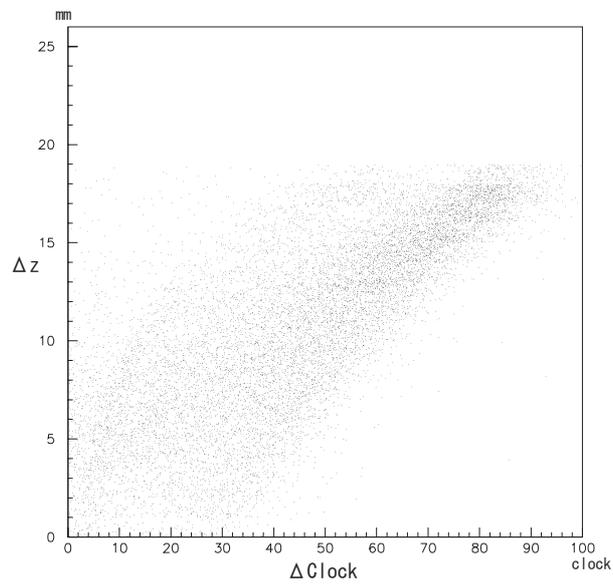


図 47: ΔClock と Δz の相関

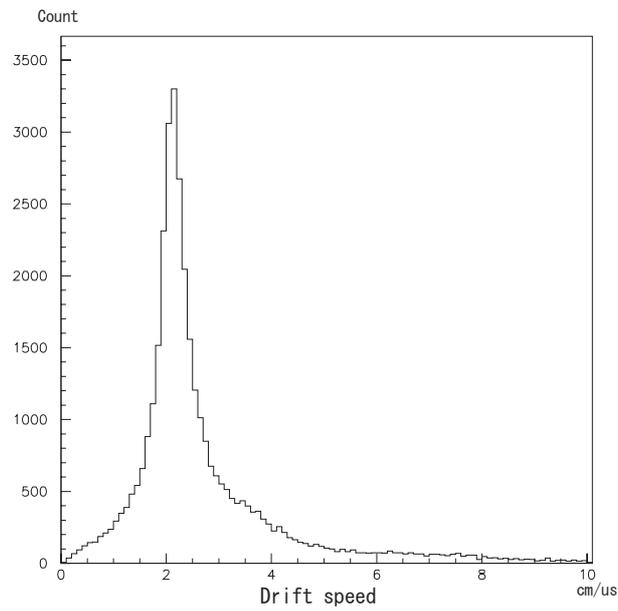


図 48: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa、アノード電圧 420 V におけるドリフト速度分布

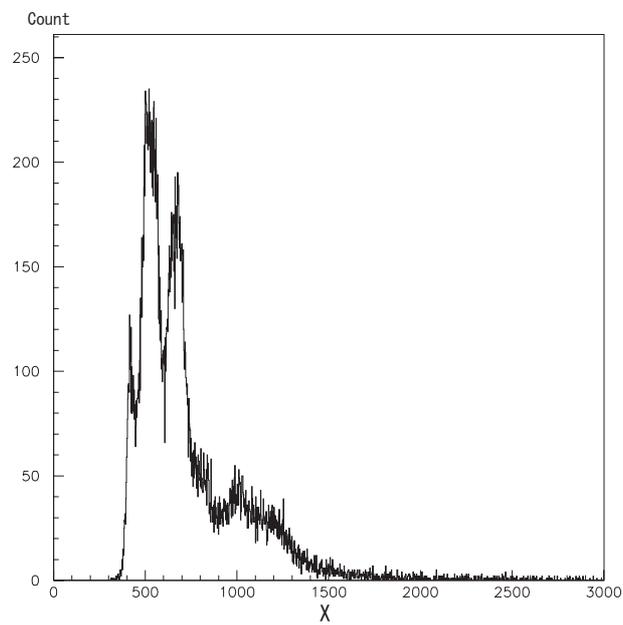


図 49: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa、アノード電圧 420 V におけるガスゲインの分布

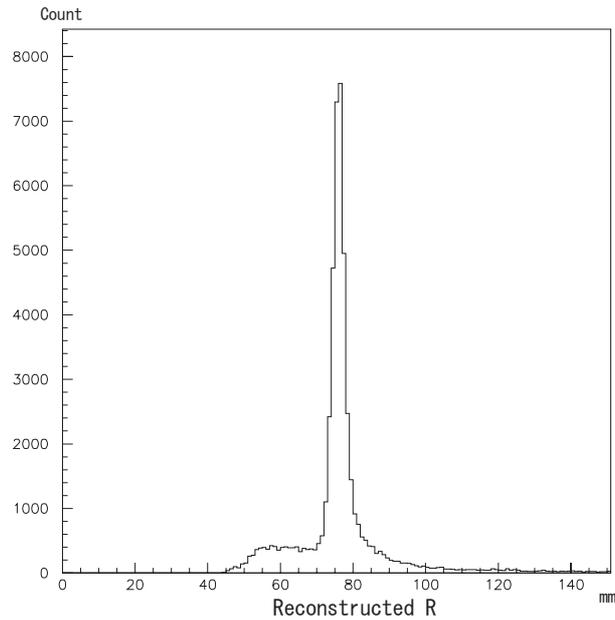


図 50: 再構築された R

場合には仮定している R よりも短く R を再構築してしまう。 $R = 77 \pm 5$ mm でイベントカットを行って得られたガスゲインの分布を図 51 に示す。

図 51 より、ピーク位置と HWHM をガスゲインとその誤差とすると 1028 ± 160 Ch/MeV となる。

5.5.4 アノード電圧に対する変化

アノード電圧を変化させて位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインをプロットした結果を図 52、図 53、図 54 に示す。位置分解能とドリフト速度はアノード電圧による有意な変化は見られない。アノード電圧の増加に伴い、ガスゲインは単調増加を示す。

5.5.5 ドリフト電圧に対する変化

アノード電圧 420 V においてドリフト電圧を変化させて位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインをプロットした結果を図 55、図 56、図 57 に示す。ガスゲインに有意な変化は見られないが、ドリフト電圧の増加に伴いドリフト速度と位置分解能の値は単調増加している。

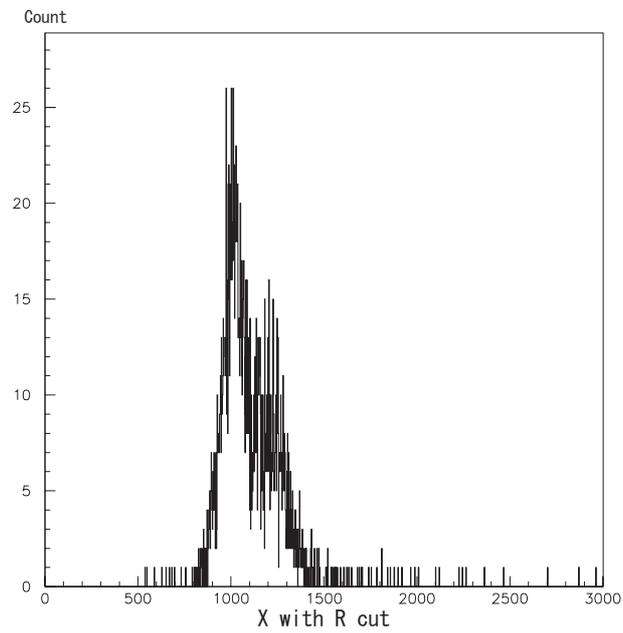


図 51: イソブタン 50%における R カットしたガスゲインの分布

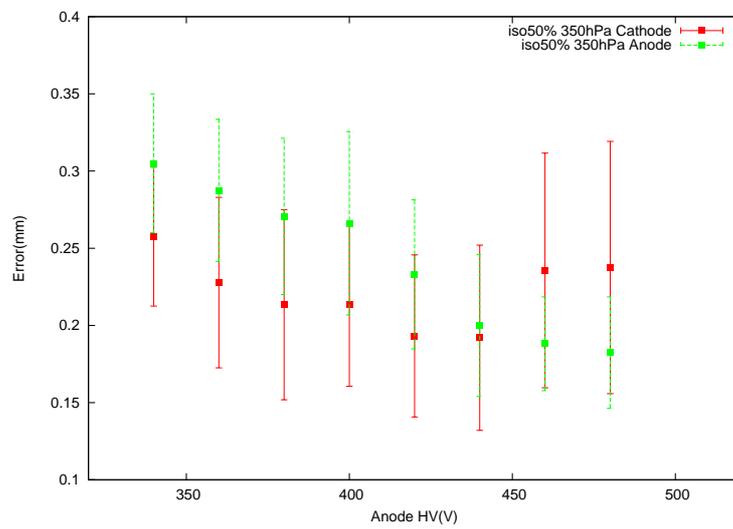


図 52: イソブタン 50%、ガス圧 350 hPa におけるアノード電圧に対する位置分解能の変化

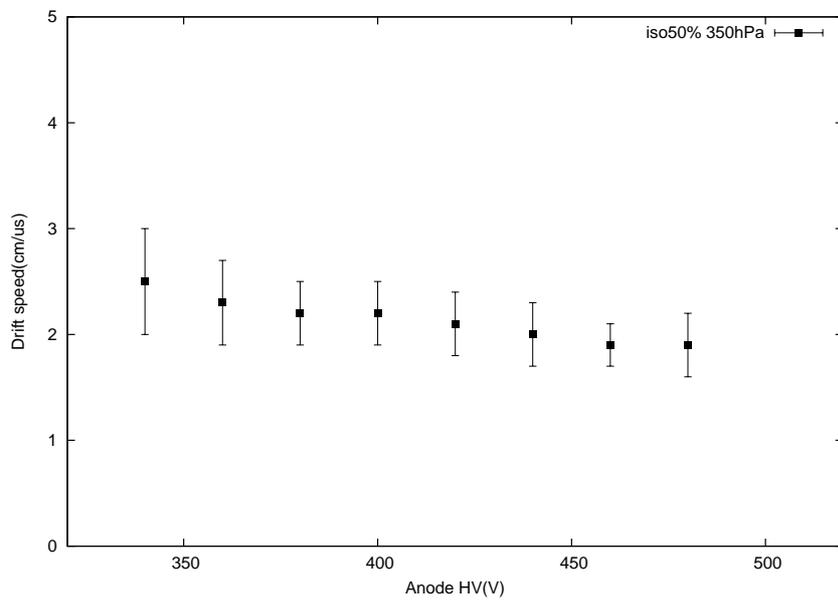


図 53: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるアノード電圧に対するドリフト速度の変化

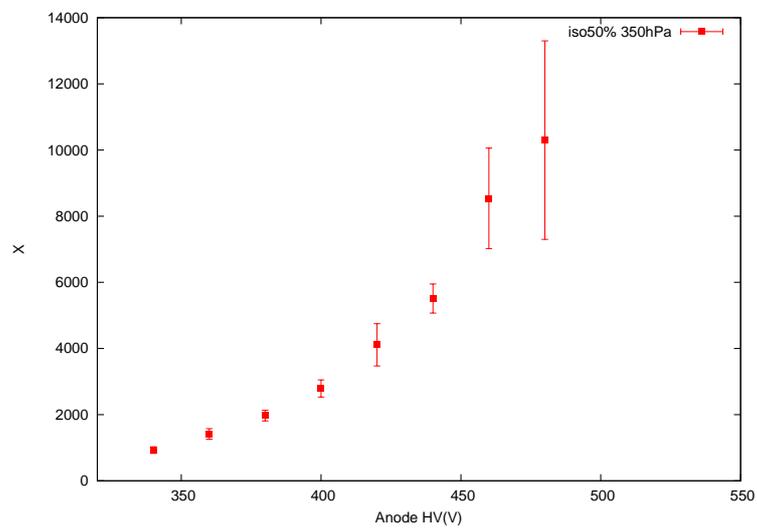


図 54: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるアノード電圧に対するガスゲインの変化

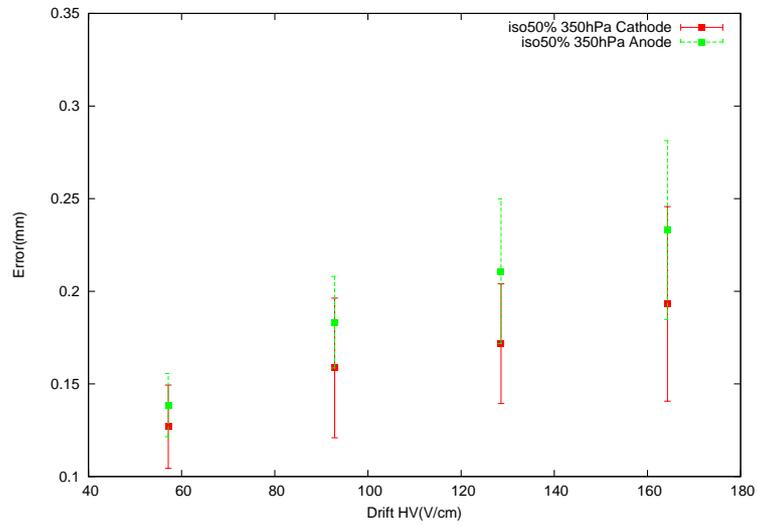


図 55: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるドリフト電圧に対する位置分解能の変化

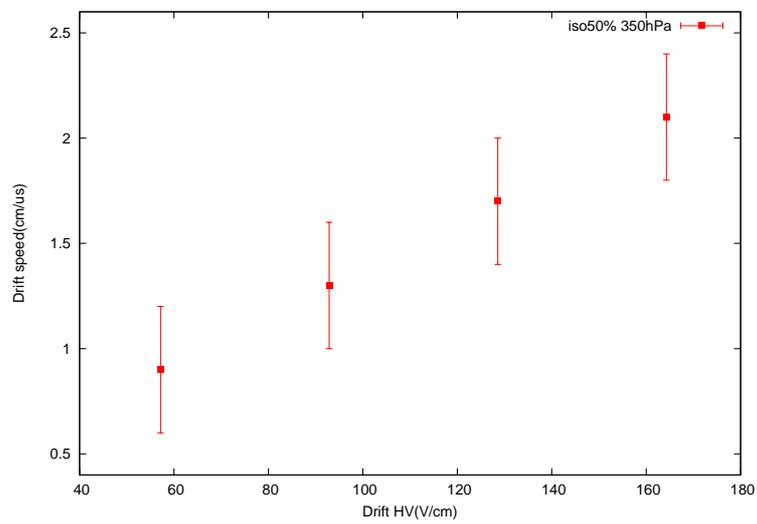


図 56: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるドリフト電圧に対するドリフト速度の変化

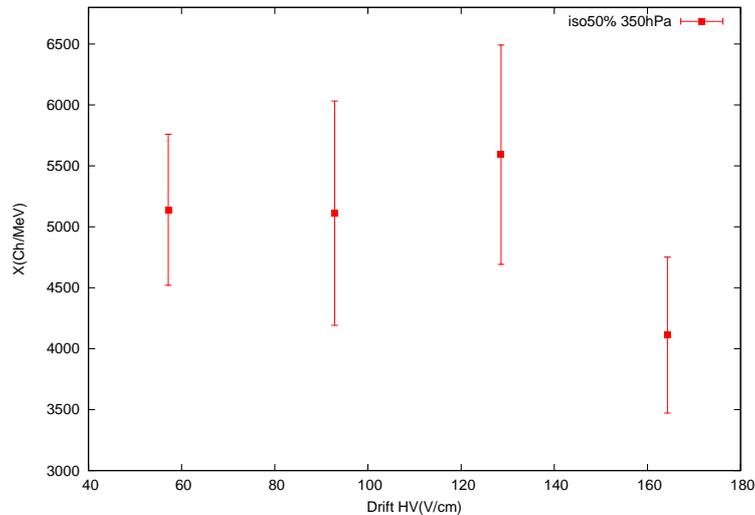


図 57: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるドリフト電圧に対するガスゲインの変化

5.6 その他混合比での解析結果

5.6.1 イソブタン 50 % と 100 %

イソブタン 50 % での解析と同様に他の混合比でも解析を行う。イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa とイソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa のドリフト電圧に対する位置分解能、アノード電圧に対するガスゲインの分布を図 58、図 59 に示す。飛程が短すぎるため、イソブタン 100 % においてドリフト速度は解析できないと判断した。

5.6.2 イソブタン 10 %

イソブタン 10 % においてガス圧を 700 hPa から 1000 hPa まで変化させたデータの解析結果を示す。アノード電圧をそれぞれのガス圧において変化させて得た位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインの変化を図 60、図 61、図 62、図 63 に示す。

5.7 イソブタン 20 % での解析結果

イソブタン 20 % においてガス圧を 600 hPa から 900 hPa まで変化させたデータの解析結果を示す。ドリフト電圧は 900 hPa において -3.5 kV、600-800 hPa において -3 kV に設定した。アノード電圧をそれぞれのガス圧において変化させて得たガスゲインの変化を図 64 に示す。

次にアノード電圧を 420 V に固定してドリフト電圧を変化させて得た位置分解能、ドリフト速度の変化を図 65、図 66、図 67、に示す。イソブタン 600 hPa においては放電によりドリフト電圧の印加限界が低すぎるために測定は不可能であった。

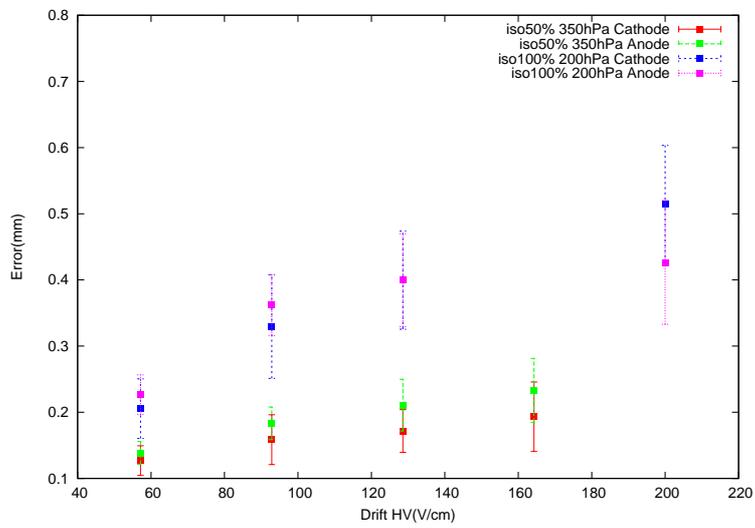


図 58: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa とイソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa におけるドリフト電圧に対する位置分解能

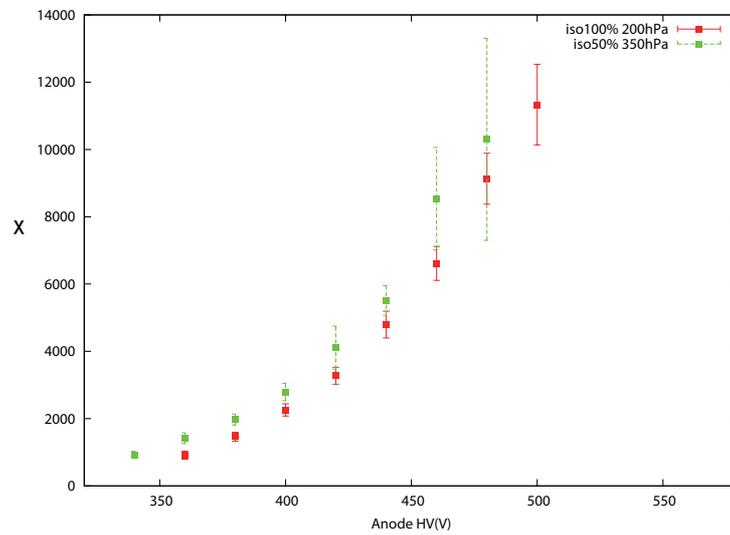


図 59: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa とイソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa におけるアノード電圧に対するガスゲイン

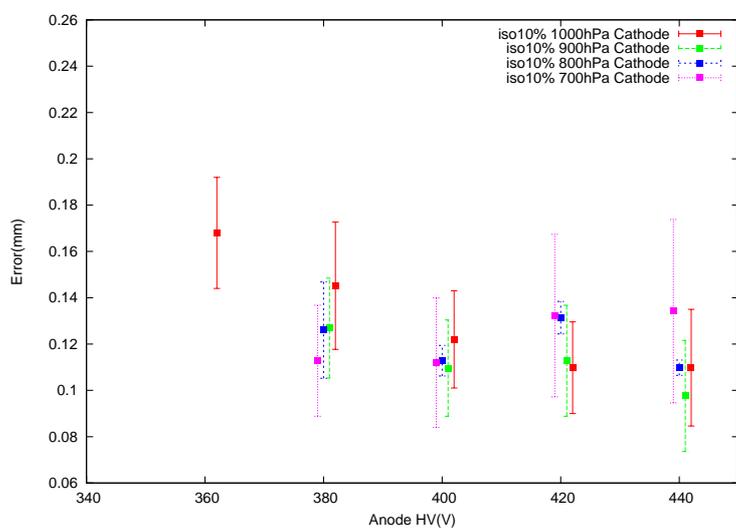


図 60: イソブタン 10 %、ガス圧 700-1000 hPa におけるアノード電圧に対するカソードの位置分解能

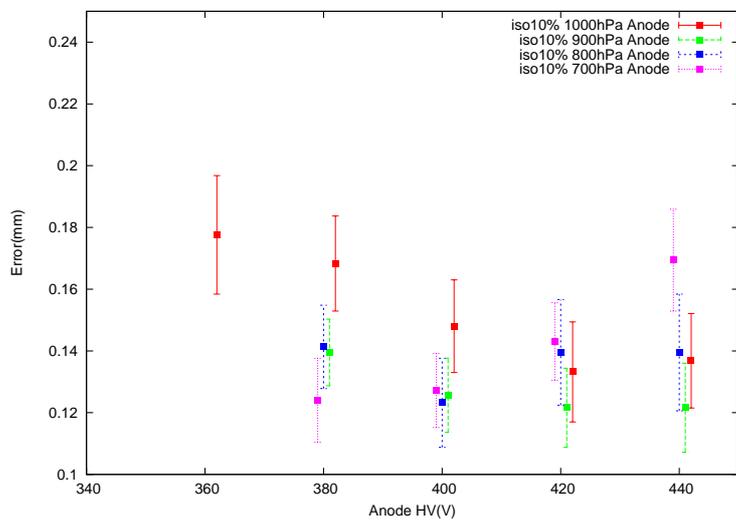


図 61: イソブタン 10 %、ガス圧 700-1000 hPa におけるアノード電圧に対するアノードの位置分解能

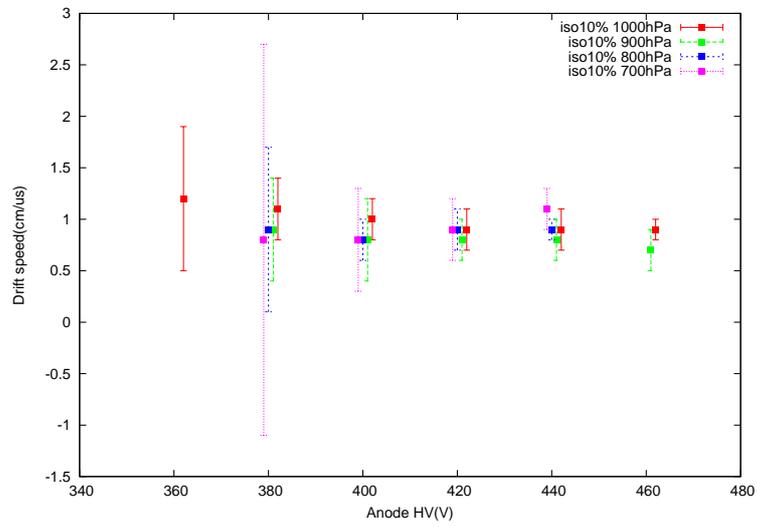


図 62: イソブタン 10 %、ガス圧 700-1000 hPa におけるアノード電圧に対するドリフト速度

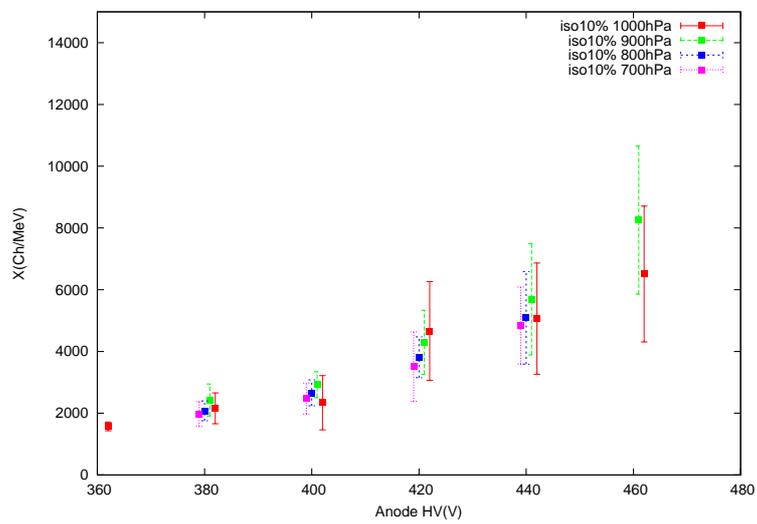


図 63: イソブタン 10 %、ガス圧 700-1000 hPa におけるアノード電圧に対するガスゲイン

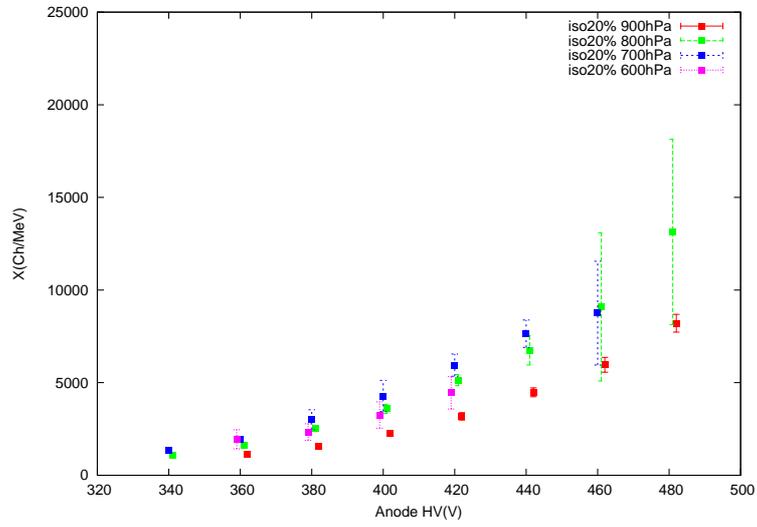


図 64: イソブタン 20 %、ガス圧 600-900 hPa におけるアノード電圧に対するガスゲイン

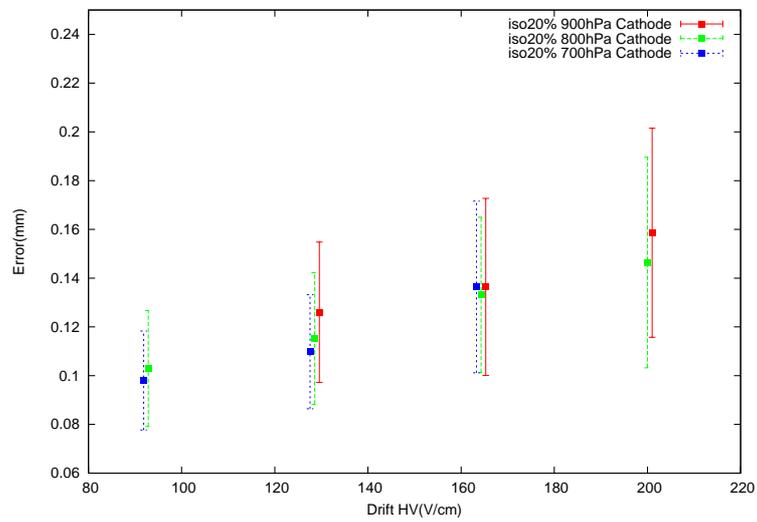


図 65: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa におけるドリフト電圧を変化させたときのカソードの位置分解能

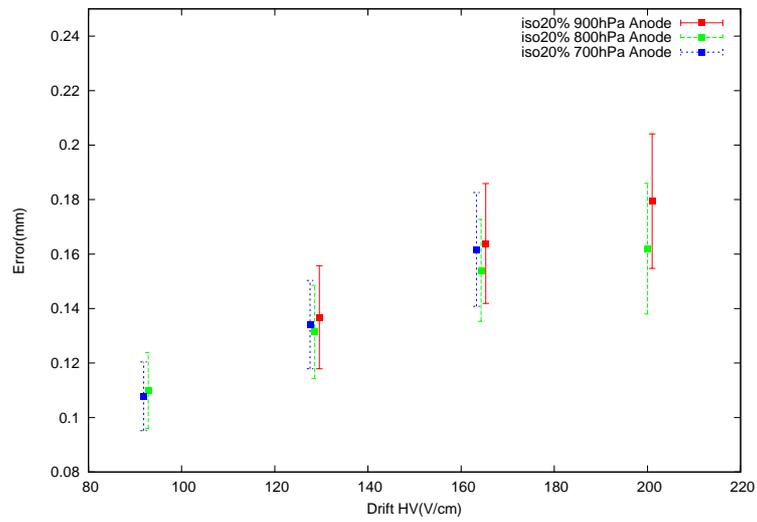


図 66: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa におけるドリフト電圧を変化させたときのアノードの位置分解能

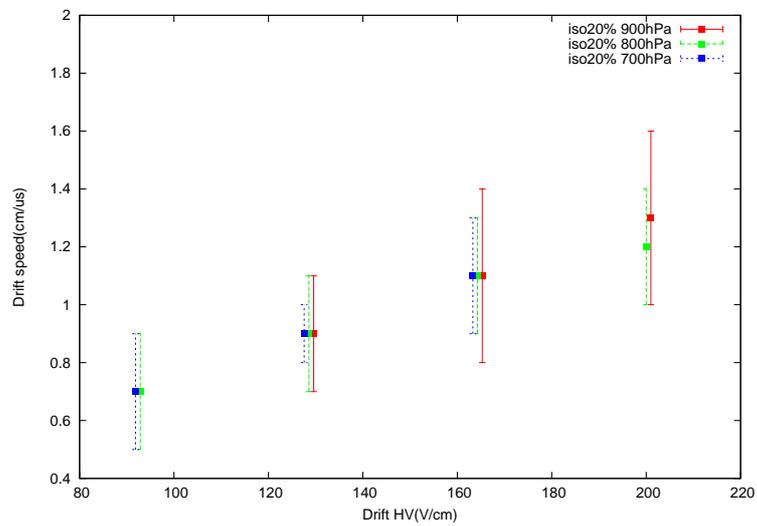


図 67: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa におけるドリフト電圧を変化させたときのドリフト速度

6 Discussion

6.1 イソブタン 100 %でドリフト速度が解析不可能な理由

イソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa、アノード電圧 420 V における ΔClock と Δz の相関を図 68 に示す。

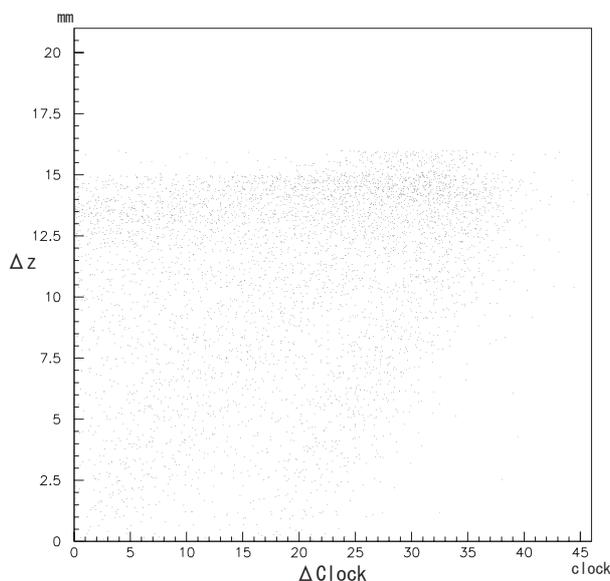


図 68: イソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa における ΔClock と Δz の相関

イソブタン 50 % のときには見えていた比例関係が消失している。図 32 と図 33 より、イソブタン 100 % ではその他の混合比に比べて拡散係数は小さく、位置分解能は良いはずであるが、図 58 によるとイソブタン 100 % がイソブタン 50 % よりも位置分解能の値が大きい。イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa に比べてイソブタン 100 % では飛程が 5 mm 短くなっており、飛程の短さによりヒットしたストリップ数が減ると、ノイズの影響や粒子が止まる際のトラックの曲がりの影響を強く受けてしまう可能性がある。本実験では線源から放射される粒子をアクティブ標的に検出しており、解析において $\mu\text{-PIC}$ で測定したデータから飛跡を再現することがすべての根幹となっているので、これ以上の定性的議論は困難である。したがって荷電粒子の入射位置を制御できるビーム実験によりイソブタン 100 % における物理現象を研究する必要がある。

一方、イソブタン 20 %、ガス圧 400 hPa での ΔClock と Δz の相関を図 69 に示す。比例関係は見えているが、それに加えてドリフト速度の大きな直線と小さな直線がつながった形をしている相関が存在している。これは粒子が有感領域を通過していることを示している。 Δz を計算するときに飛程 R を一定であると仮定しているが、 α 線が $\mu\text{-PIC}$ を通過すると R は仮定よりも小さくなりこの仮定は成り立たない。したがって計算において R を正しい値よりも大きく見積もってしまうためにドリフト速度の大きな相関が現れる。

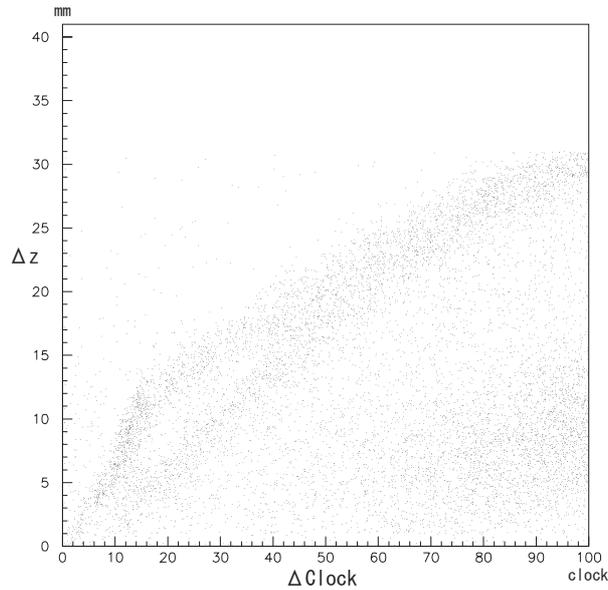


図 69: イソブタン 20 %、ガス圧 400 hPa における ΔClock と Δz の相関

6.2 ドリフト速度のシミュレーションとの比較

イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa、アノード電圧 420 V においてドリフト速度の実験値とシミュレーションを比較した結果を図 70 に示す。また、イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa、アノード電圧 420 V においてドリフト速度を比較した結果を図 71、図 72、図 73 に示す。非常に良い一致を示している。

さらに、図 55 と図 65、図 66 からドリフト速度の絶対値が大きいと、位置分解能が大きくなる。これはドリフト速度が増加するためであり、図 31 によるとガス圧 300 hPa においてドリフト速度はドリフト電圧 1000 V/cm 程度で飽和を示す。TPC の動作をドリフト電圧に対して安定させるためにはドリフト速度を飽和させることが一般的であるので、ドリフト電圧をより強く印加すべきであるが、測定で用いたドリフト電圧の値以上の電圧を印加すると、真空容器内で放電してしまう。真空容器の放電対策が必要である。

6.3 ガスゲインのシミュレーションとの比較

測定で得られたガスゲインは相対値であるので、シミュレーションとの比較は値を normalize して行う。アノード電圧 340 V における値を等しくするように実験値に補正をかける。イソブタン 50 % の結果と 100 % の結果を図 74 と図 75 に示す。

特にイソブタン 100 % においておおむね一致を示しているが、50 % 100 % 共にアノード電圧が高くなるにつれて実験値がシミュレーションよりも小さくなっている。アノード電圧が高くなる

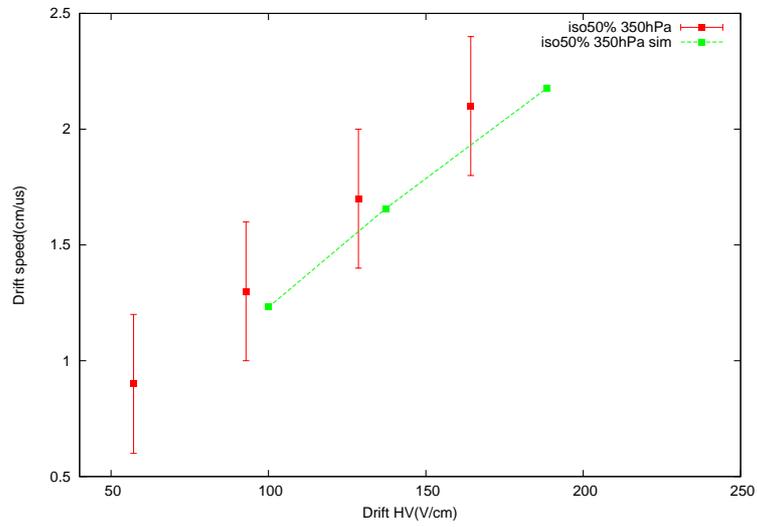


図 70: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるドリフト速度の比較

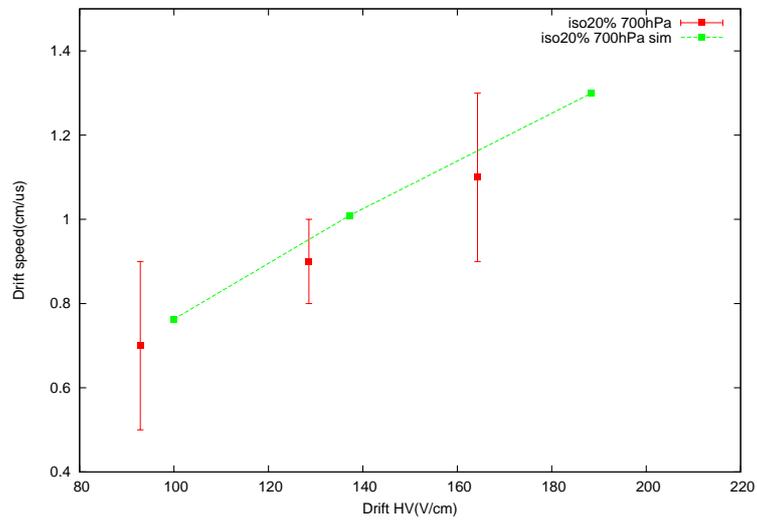


図 71: イソブタン 20 %、ガス圧 700 hPa におけるドリフト速度の比較

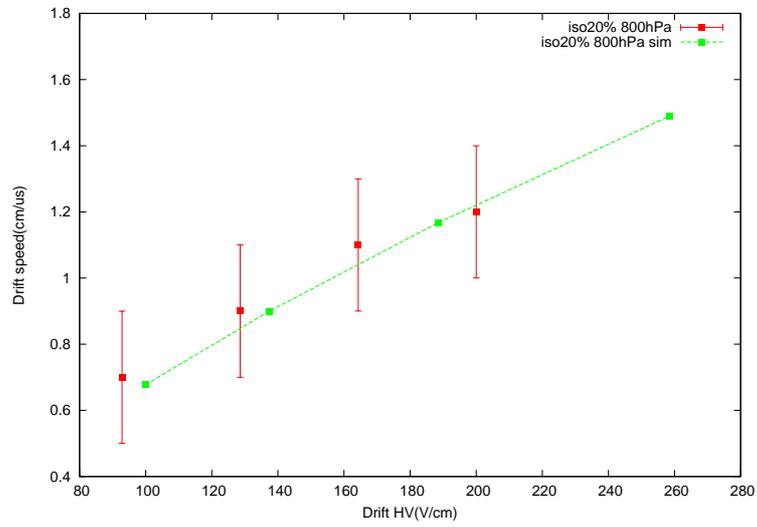


図 72: イソブタン 20 %、ガス圧 800 hPa におけるドリフト速度の比較

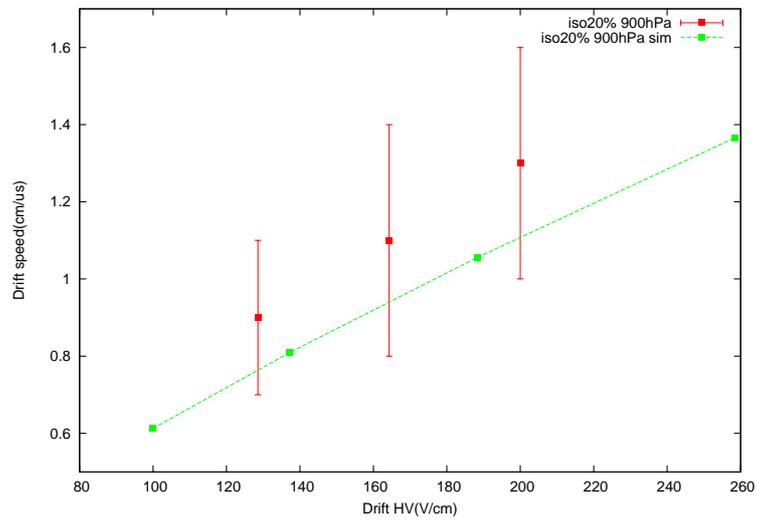


図 73: イソブタン 20 %、ガス圧 900 hPa におけるドリフト速度の比較

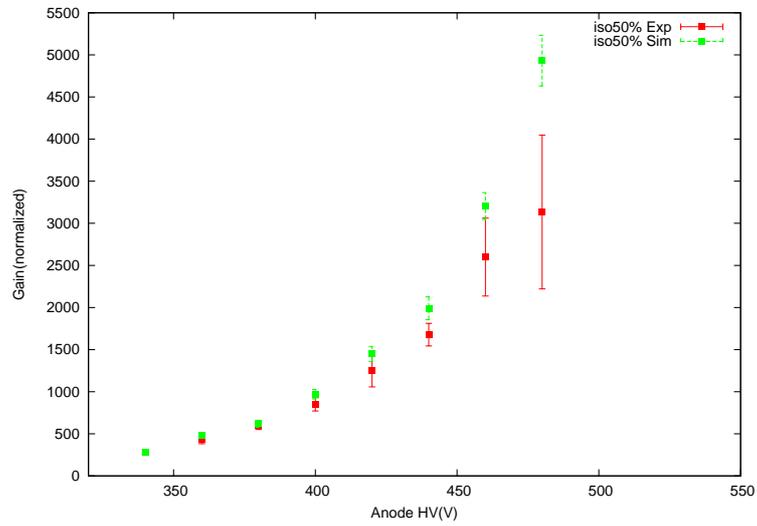


図 74: イソブタン 50 %、ガス圧 350 hPa におけるガスゲインの比較

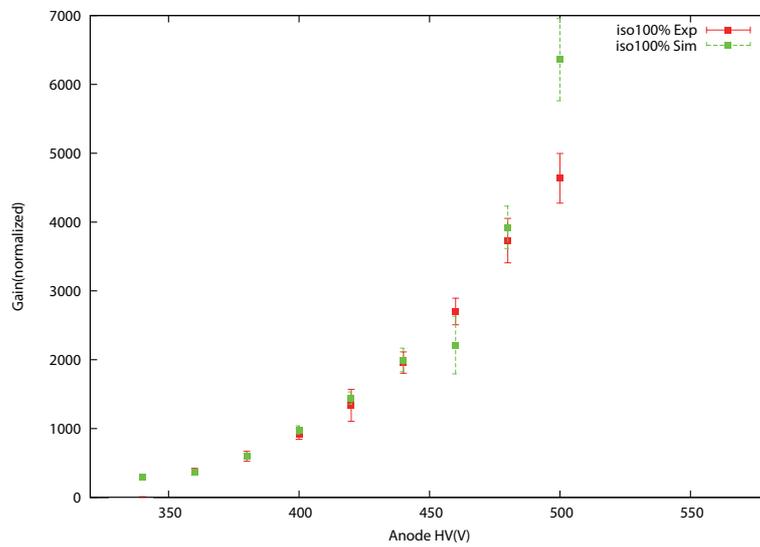


図 75: イソブタン 100 %、ガス圧 200 hPa におけるガスゲインの比較

とガスゲインの誤差が大きくなっていることから、 μ -PIC のガス増幅において電子の個数が飽和していると考えられる。

6.4 要求性能との比較

イソブタン 20 %における位置分解能の分布である図 65、図 66 から位置分解能を 0.2 mm と見積もり、 μ -PIC の有感領域 100 mm を考慮すると、2 mrad となる。したがって要求性能で見積もった 5 mrad は達成できた。

ドリフト電圧が増加するに伴い位置分解能が悪くなっているのはドリフト速度が増加することが原因であると考えられる。イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa におけるドリフト速度、long diffusion、trans diffusion のシミュレーション結果を図 76、図 77、図 78 に示す。long diffusion と trans diffusion がドリフト電圧 1000 V/cm 程度から一定になりはじめて、それに伴いドリフト速度は飽和しはじめて 3.0 cm/ μ s 程度の一定値に近づく。ドリフト速度が飽和した状態でアクティブ標的を動作させることを考える。ドリフト電圧 200 V/cm 程度においてはドリフト速度が 1.3 cm/ μ s 程度であるから、飽和状態においてドリフト速度はおよそ 2.3 倍になり位置分解能の値も同じ比率で増加すると仮定すると、位置分解能は 4.6 mrad 程度の一定値を示すと予想される。したがって依然として要求性能を達成しており、ドリフト電圧を飽和させた測定を行う必要がある。

また、エネルギー分解能は線源実験では測定できないため、ビーム実験で評価を行う。

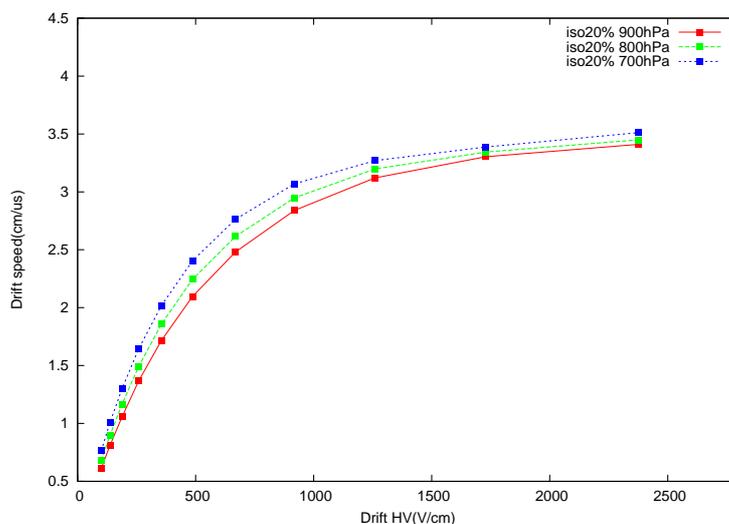


図 76: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa におけるドリフト速度のシミュレーション

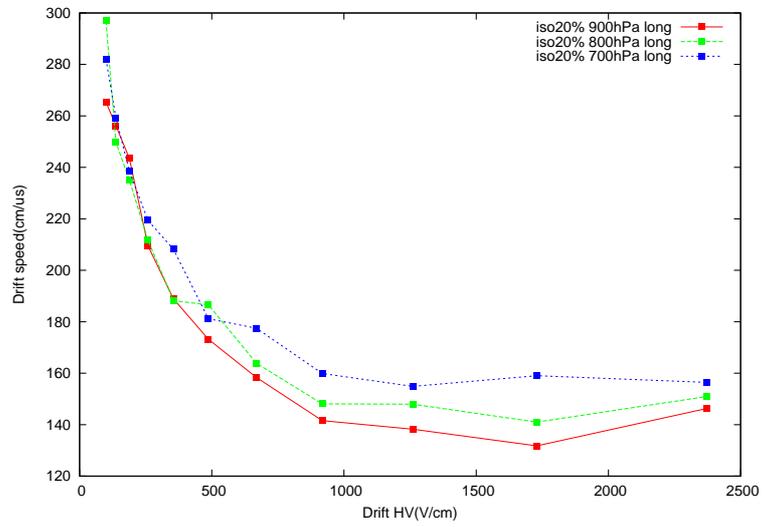


図 77: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa における long diffusion のシミュレーション

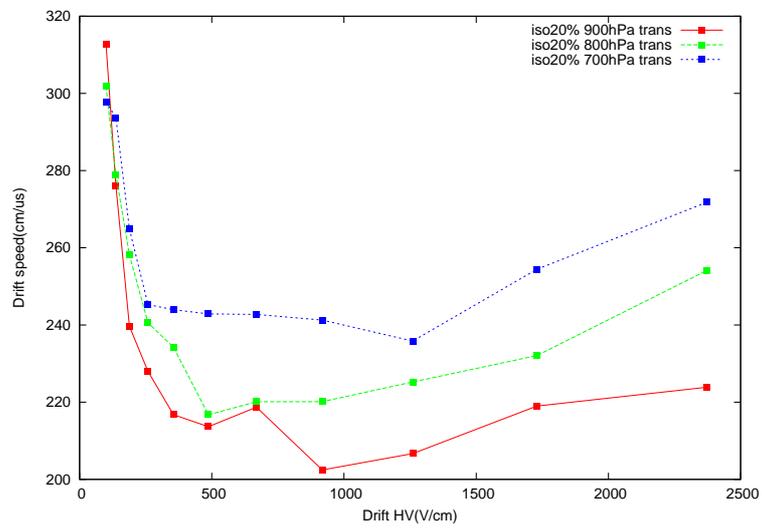


図 78: イソブタン 20 %、ガス圧 700-900 hPa における trans diffusion のシミュレーション

7 まとめと今後の展望

本研究では、京都大学宇宙線研究室が開発した高性能粒子線イメージング装置 μ -PIC を用いた新型アクティブ標的の開発における初期研究として、TPC の性能評価を行った。ヘリウムとイソブタンの混合比を正確に制御するためのガスハンドリング装置を開発し、 α 線源 ^{241}Am を用いた線源実験を行った結果、直線飛跡の解析において位置分解能、ドリフト速度、ガスゲインの解析手法を確立し、要求される位置分解能を達成した。

今後の展望として、本研究ではイソブタン 50 % と 100 % についてのみシミュレーションを行ったので、イソブタン 10 % と 20 % についてもシミュレーションを行う。また、線源での測定から判明した改善点として真空容器の放電対策を行う必要がある。真空容器に放電対策を施すことでより高いドリフト電圧を印加することが可能となり、ドリフト速度が一定値になることでより安定した動作を示すと期待される。

今年度、RCNP では施設の耐震工事を行っておりビームタイムの配分を受けることができなかった。来年度以降、加速器からのビームを用いたアクティブ標的の性能評価を行う。エネルギーや入射位置をコントロールできるビームテストを実施することで、位置分解能やガスゲイン、ドリフト速度についてより定性的な性能評価が可能になる。また、加速器を用いれば入射粒子数を容易に変更することができるので、検出器性能のレート依存性についても詳細に研究できる。レート依存性の研究においては、本研究で -700 V に固定したグリッド電圧の最適化を行う。

我々のアクティブ標的開発の最終目標は、不安定核ビームを用いた逆運動学条件下における実験を実施することにある。散乱実験では、本研究で扱ったような単純な一本の直線ではなく、少なくとも 3 本以上の直線からなる Y 字型の粒子の飛跡を 3 次元的に決定しなければならない。このためには、検出器の動作特性を調べるだけでなく本研究で確立した解析手法をさらに発展させ、より複雑な飛跡を決定できるソフトウェアの開発を進める必要がある。

さらに、FE2009bal ASIC とフラッシュ ADC を搭載した新しい読み出しボードを導入してデータ収集系の高度化を図るとともに、メモリ書き出しの高速化や理研での実験に向けた RIBF のデータ収集システムへの組み込みなど行う。

謝辞

本論文を作成するにあたり、非常に多くの方々のご支援をいただきました。心より深く感謝いたします。

指導教員である原子核ハドロン研究室の川畑貴裕准教授には何よりもお世話になり、研究のあらゆる面において指導をしていただきました。深夜にまで及ぶ実験、研究にも付き合ってください、生活を共に過ごしました。また、GCOE 研究員である松田洋平さんにはガスハンドリング装置の実装時期を含め様々な実験において指導をしていただきました。そのストイックな姿勢には頭が上がりません。M1 の古野達也くんには今後アクティブ標的を引き継ぐものとして他の実験への参加もしないとイケない中、RCNP にて共に実験をして熱い絆が生まれました。今後のアクティブ標的は彼の研究にかかっており、必ず素晴らしい成果をあげると思われます。皆、一日中を通して実験、研究に携わるタフな心身の持ち主です。

宇宙線研究室の澤野達哉様には μ -PIC の実装において、これ以上ない優しさで指導をしていただき μ -PIC による検出はおかげさまで無事に成功いたしました。同研究室の高田淳史様には μ -PIC のデータ収集について丁寧な指導をしていただきました。 μ -PIC について右も左もわからない状況でとても大きな支えでありました。

また、事務室の方々には多大なるご迷惑をおかけしており、多忙さにより書類を遅延した際には素晴らしい対応をしていただきました。その懐の広さに心より感謝いたします。

原子核ハドロン研究室の永江知文教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、新山雅之助教ら先生方々には広くあらゆることを指導していただき、2年間の研究室生活を終えることができました。私は民間企業に就職し原子核物理学と関係のない世界に羽ばたきますが、原子核ハドロン研究室での経験は一生を通して価値のあるものであり、今後いかなるときも私のアイデンティティー形成の一部であることは間違いありません。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] K. Ikeda, N. Talogawa, and H. Horiuchi, The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate $4n$ Nuclei, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number, 1968, pp. 464-475.
- [2] M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, Structure of the Hoyle State in ^{12}C , Phys. Rev. Lett. **98**, 032501 (2007).
- [3] Yoshiko Kanada-Enyo, Prog. Theor. Exp. Phys. 01A202 (2012).
- [4] T. Kawabata, Phys. Lett. B **646**, 1, (2007).
- [5] A. Saito, et al, Nucl. Phys. A **738**, 337 (2004).
- [6] H. Baba, et al, Nucl. Phys. A **788**, 188c, (2007).
- [7] F.Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers,1977. Lecture given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976.
- [8] D. Fancher, H.J. Hilke+, S. Loken, P. Martin, J.N. Marx, D.R. Nygren, P. Robrish, G. Shapiro, M. Urban, W. Wenzel, W. Gorn, J. Layter PERFORMANCE OF A TIME-PROJECTION CHAMBER. Nucl. Instrm. Meth., **161**, 1979, pp. 383-390.
- [9] Kentaro Miuchi, Hidetoshi Kubo, Tsutomu Nagayoshi, Okada Yoko, Orito Reiko, Atsushi Takada, Atsushi Takeda, Toru Tanimori, Masaru Ueno, Oleg Bouianov, Marina Bouianov, Performance and application of a μ TPC. Nucl. Inst. Meth., A **535**, 2004.
- [10] H. Kubo, et al, NIM, A **513** (2003) pp. 94-98.
- [11] swagelok manual, <http://www.swagelok.com/downloads/WebCatalogs/JP/MS-01-142.pdf>