

2013 年度 修士論文

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

古野 達也

不安定核実験において、前方角度での質量欠損分光法を行うことは、反跳粒子のエネルギーが非常に低いためこれまで困難とされてきた。我々は低エネルギー粒子の検出を可能とするためにアクティブ標的の開発を行なっている。我々のアクティブ標的では、粒子の飛跡を 3 次元的に記録できる Time Projection Chamber (TPC) の検出ガスを標的ガスとして用いる。散乱は TPC 内部で起こるので、例え反跳粒子のエネルギーが低くても測定が可能となる。

不安定核実験でアクティブ標的を用いるには、高い位置分解能やビーム強度耐性が求められる。我々はこれらの厳しい条件を満たすために Micro-PIXel Chamber (μ -PIC) をドリフト電子の増幅・検出に採用した。 μ -PIC は Micro Pattern Gas Detector (MPGD) の一種で、京都大学宇宙線研究室で開発が進められている。

本研究では TPC の設計・製作を行い、その性能を評価した。検出器の設計では、TPC において重要となる電場の一様性を確保するために 3 次元的な電場計算を行った。設計の後に実際に TPC を組み立てを自分たちの手で行った。また、大阪大学核物理研究センター (RCNP) において実験を行うために、データ収集システムの開発を行った。

我々の TPC では α 非弾性散乱を行うために He ガスを検出ガスの主成分とする。検出器の放電を抑えるためにはクエンチガスを混合しなければならない。クエンチガスとして iso-C₄H₁₀, CO₂, CF₄ に対して混合比を変化させながら波高について系統的な測定を行った。iso-C₄H₁₀, CO₂ については α 線源を用いて、TPC の基本性能であるガス増幅率、ドリフト速度の評価を行った。測定結果は Garfield を用いたシミュレーションと比較し、考察を行った。

さらに詳細な試験を行うために 2013 年 11 月に RCNP において 56 MeV の α ビームを用いた実験を行った。実験の目的は検出器性能のビーム強度依存性を調べること、及び実際の不安定核実験に近い状況で散乱イベントを取得し、解析アルゴリズムを開発することである。実験の結果、CO₂ をクエンチガスとして用いた場合は不安定核実験での典型的なビーム強度である 100 kcps で安定に動作させることが出来なかったが、iso-C₄H₁₀ を用いた時は 1 Mcps でも動作させることに成功した。

検出器の分解能を評価するために、ビーム粒子の飛跡を構築するアルゴリズム開発を行った。解析の結果、iso-C₄H₁₀ をクエンチガスに用いると、ビーム強度が 300 kcps の時に角度分解能は 6 mrad を達成した。これは質量欠損分光を精度よく行うために求められる分解能を実現している。また、検出器内部でビーム粒子と標的ガスが反応を起こしたイベントの取得にも成功した。

今後は取得した散乱イベントを解析し、既存の微分断面積データと比較を行うことで、検出器の飛跡構築の効率やアクセプタンスの評価を行う予定である。

目次

第 1 章	アクティブ標的を用いた実験	1
1.1	原子核のクラスター構造	1
1.2	不安定原子核のクラスター構造	2
1.3	クラスター構造の研究手法	3
1.4	RI ビームを用いた実験	5
1.5	アクティブ標的の原理	8
第 2 章	アクティブ標的の設計	11
2.1	要求性能	11
2.2	アクティブ標的の概要	13
2.3	TPC の動作原理	14
2.4	Micro-PIXel Chamber	16
2.5	検出器の構造	17
2.6	Garfield について	19
2.7	グリッドの役割	19
2.8	電場の一様性の確保	24
2.9	TPC ケージ製作	33
2.10	TPC 信号の読み出し	34
2.11	データ収集システム	37
第 3 章	アクティブ標的に用いるガスの候補の選定	41
3.1	クエンチガス	41
3.2	ガスに対する要求	42
3.3	α 線源を用いたガス性能の評価	43
第 4 章	α 線源を用いた詳細な試験	47
4.1	実験のセットアップ	47

4.2	ガス増幅率の算出	48
4.3	ドリフト速度の算出	54
第 5 章	ビームを用いた動作試験	61
5.1	実験の目的	61
5.2	実験施設	62
5.3	ビームの選択	62
5.4	測定の概要	66
5.5	ガス増幅率のビーム強度依存性	67
5.6	ビーム粒子の飛跡構築	73
5.7	散乱イベント	79
第 6 章	ガス増幅率についての考察	85
6.1	手法	85
6.2	モンテカルロのステップ幅依存性	86
6.3	ガス増幅率のアノード電圧依存性	87
6.4	ガス増幅率のグリッド電圧依存性	87
第 7 章	まとめと今後の展望	91
	参考文献	95
	付録	97
付録 A	飛跡の直線フィッティングの方法	97

第 1 章

アクティブ標的を用いた実験

1.1 原子核のクラスター構造

原子核の「形」は原子核の性質を表す上で最も重要な側面である。原子核の形は有限個の核子間に働く相互作用によって現れる。したがって、原子核の形を測ることで、その原子核における量子多体系のダイナミクスを理解する手掛かりを得ることが出来る。

原子核における特徴的な「形」の例として α クラスター構造が挙げられる。 α クラスター構造を持つ原子核では、2 つの陽子と 2 つの中性子が強く相関し、 α 粒子として局在した「形」を形成している。この α クラスター構造は ^{12}C や ^{24}Mg といった、 $Z = N = 2n$ (自己共役) の安定原子核で精力的な研究が行われてきた。各原子核の基底状態では、核子がそれぞれ独立に運動する独立粒子モデルが成り立つ。しかし、核子当たり数百 keV の励起エネルギーを与えると、励起状態に α クラスター構造が現れる。これらの原子核の構造を系統的に示したものが図 1.1 の池田ダイアグラムである [1]。この図では軽い自己共役核において、より軽い自己共役核に崩壊する閾値エネルギーがそれぞれの原子核に記述されている。クラスター構造を示す状態はこれらの閾値付近に現れると期待される。

またクラスター相関は自然界の様々な階層において観測される普遍的な現象である。各階層に現れるクラスター構造の起源を理解することは、その階層におけるダイナミクスを理解する上で非常に重要である。例えば宇宙における最も大きなクラスターは銀河同士が織り成す大規模構造である。この構造は宇宙初期での物質分布の僅かなゆらぎが成長して形成されたと考えられており、銀河の大規模構造の起源を知ることは初期宇宙のダイナミクスを理解する上で非常に重要である。

一方、原子核では核子当たりの結合エネルギーはおよそ 9 MeV であるのに対して、核子当たりわずか数百 keV の励起エネルギーでクラスター構造が発現・消失するという特徴を持つ。

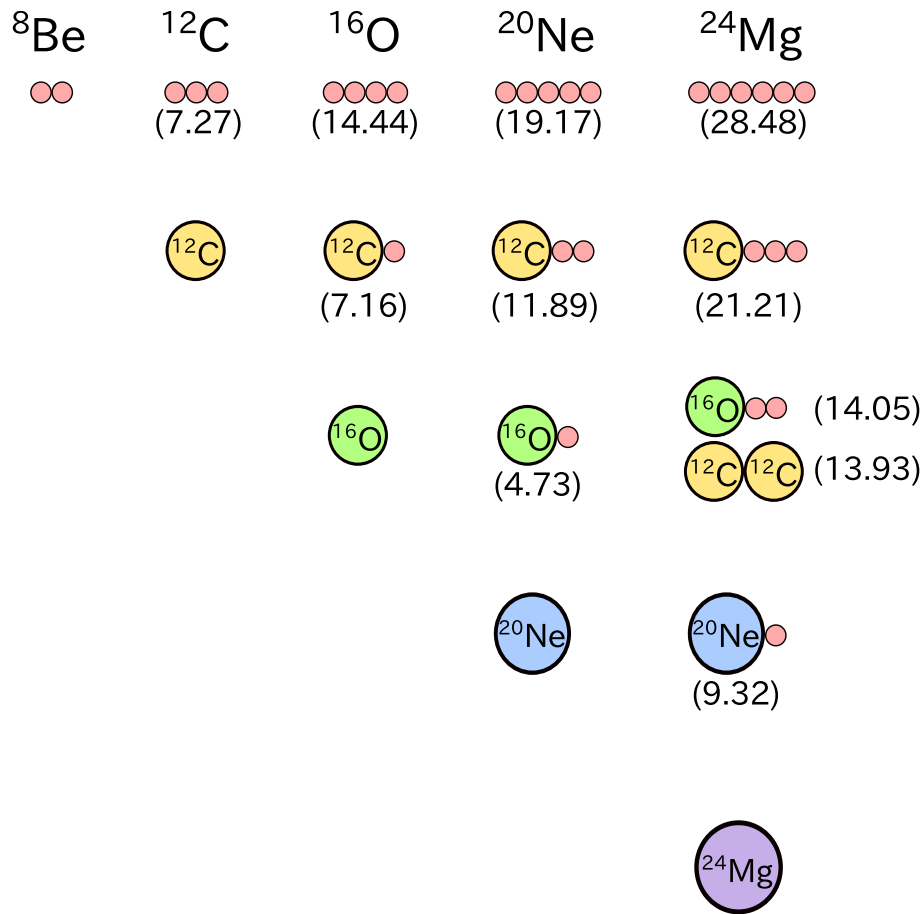


図 1.1 池田ダイアグラム。

更に、原子核におけるクラスター構造は、宇宙での元素合成においても重要な役割を果たす。例えば、 ${}^{12}\text{C}$ の 3α 崩壊閾値よりも 400 keV エネルギーが高い 0_2^+ 状態 (Hoyle 状態) は、3 つの α 粒子が局在したクラスター構造と考えられている。恒星内での ${}^{12}\text{C}$ の合成は、3 つの α 粒子が融合して Hoyle 状態を形成した後に、基底状態へ γ 崩壊することで行われている (トリプル α 反応)。

以上に述べたように原子核におけるクラスター構造は、核子の量子多体問題や元素の起源を理解する上で非常に重要である。

1.2 不安定原子核のクラスター構造

理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) に代表される次世代加速器の発達により、原子核物理学は研究の対象を安定原子核から不安定原子核まで広げつつある。自然界には存在しない不安定核ビームを得ることが出来るようになったことで、安定線から離れた原子核を系統的に研究することが可能となった。これに伴って、クラスター構造の研究

は $Z = N = 2n$ の原子核に中性子を付加した不安定原子核でも行われつつある。

反対称化分子動力学 (AMD) 計算によって近年予言された、Be 同位体の α クラスタ構造を図 1.2 に示す [4]。この図では、右に行く程中性子数が多く、上に行く程励起エネルギーが大きい。比較的中性子が少ない ^{10}Be では励起状態に、2 つの α 粒子のコアの上に 2 個の余剰中性子がコアによって形成される分子軌道に配位した α クラスタ分子構造が現れる。その一方で基底状態は安定原子核と同様にコンパクトな殻模型的な構造を保っている。しかし、より中性子過剰な ^{12}Be では 4 つの余剰中性子が分子軌道に入ることにより大きな結合エネルギーを得るために、 α クラスタ分子構造は励起状態ではなく基底状態に現れるという、安定核では見られなかった特徴を持つ。したがって、安定線から離れて Be 同位体の α クラスタ構造を系統的に調べることで、原子核のクラスタ構造の発現と消失のダイナミクスに迫ることができ、その起源を明らかにすることが出来ると期待される。

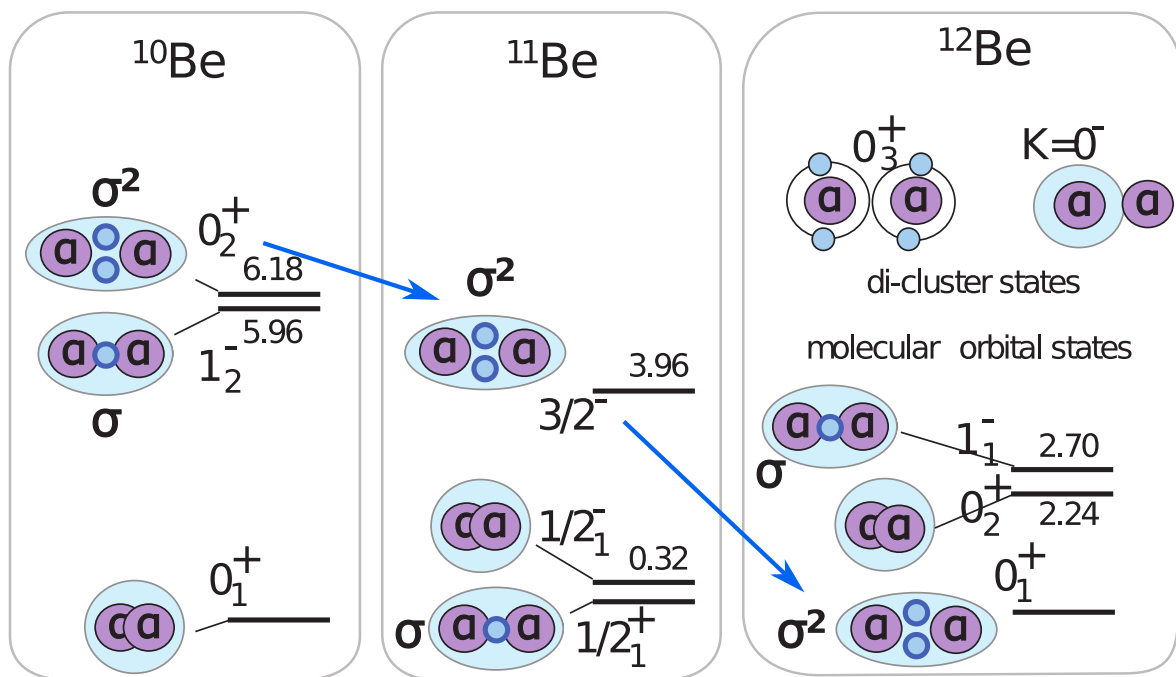


図 1.2 AMD 計算による Be 同位体の α クラスタ構造 [4]。

1.3 クラスタ構造の研究手法

山田らの研究によると、殻模型で記述される基底状態の波動関数はクラスタ模型で記述される波動関数と同値である [2]。クラスタが空間的に発達した励起状態は、この基底状態に r^2 の演算子を作用させ、クラスタ間の相対運動を励起することによって発現

する。したがって基底状態からクラスター構造に励起する場合は、他の励起に比べて単極子遷移強度が強くなる [3]。単極子遷移とは、始状態と終状態の移行角運動量 ΔL が 0 の遷移であり、基底状態 0_1^+ と励起状態 0_ν^+ の間の単極子励起強度は以下で定義される量である。

$$M(IS) \equiv \langle 0_\nu^+ | \sum_{i=1}^A r_i^2 | 0_1^+ \rangle \quad (1.1)$$

r_i は重心から各核子への距離、 A は核子数である。単極子遷移強度が強くなる性質を利用して、単極子遷移強度を系統的に分析することで、クラスター構造を明らかにする手法が安定核では確立している [3]。

したがって Be 同位体のクラスター構造を調べるには、Be 同位体の単極子遷移強度を系統的に測定しなければならない。図 1.3 に Generalized Two-center Cluster Model (GTCM 模型) によって計算された ^{12}Be の単極子遷移強度の理論予想を示す [5]。 ^{12}Be では基底状態以外にも様々なクラスター構造を持つと予言されている。基底状態のクラスター自由度を励起する遷移 ($0_1^+ \rightarrow 0_3^+$) では励起強度が大きくなる一方で、分子軌道に配位された中性子のみを励起する遷移 ($0_2^+, 0_4^+$ 以上への遷移) では励起強度が小さくなる。つまり ^{12}Be の基底状態が α クラスター分子的構造を持つために、励起強度分布に特徴的な構造が現れると予測されている。よって各励起状態への励起強度を系統的に測定し、比較することで α クラスター構造を明らかにすることが出来る。

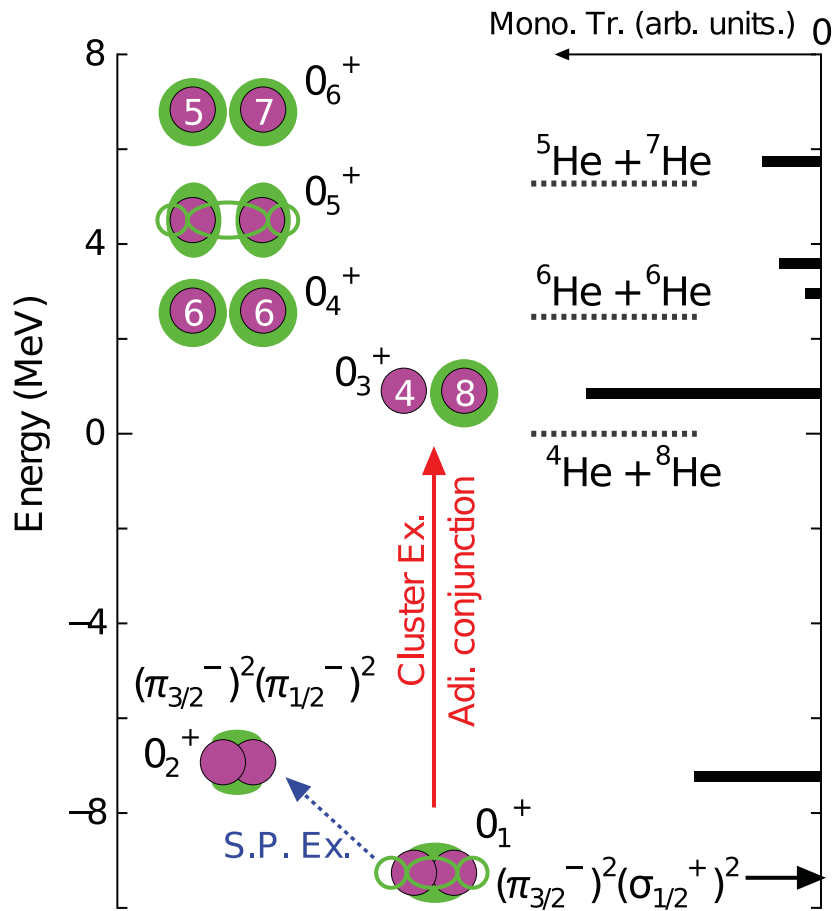


図 1.3 GTCM 模型によって得られた ^{12}Be の単極子遷移強度 [5]。

1.4 RI ビームを用いた実験

安定核に対して単極子励起強度を測定する実験は、スピン・アイソスピンが 0 の α 粒子をビーム、調べたい原子核を標的として用いる順運動学条件下における α 非弾性散乱を用いて行われてきた [6][7]。これに対して不安定な ^{12}Be の単極子励起強度を測定するには、不安定核を標的にすることは出来ないので、 ^{12}Be をビーム、 α 粒子を標的とする逆運動学条件下で非弾性散乱実験を行わなければならない。

散乱実験において、励起エネルギーを求める方法は不変質量分光法と質量欠損分光法の 2 つが存在する。図 1.4 にその概略図を示す。上で述べたように、不安定核実験では調べたい原子核をビームとして用いる。散乱で励起された不安定核は、より軽い原子核や γ 線を放出して崩壊する。不変質量分光法ではこの崩壊した全ての粒子のエネルギーと運動量を測定し、反応前後の不変質量の差分から励起エネルギーを算出する。しかしこの場合、

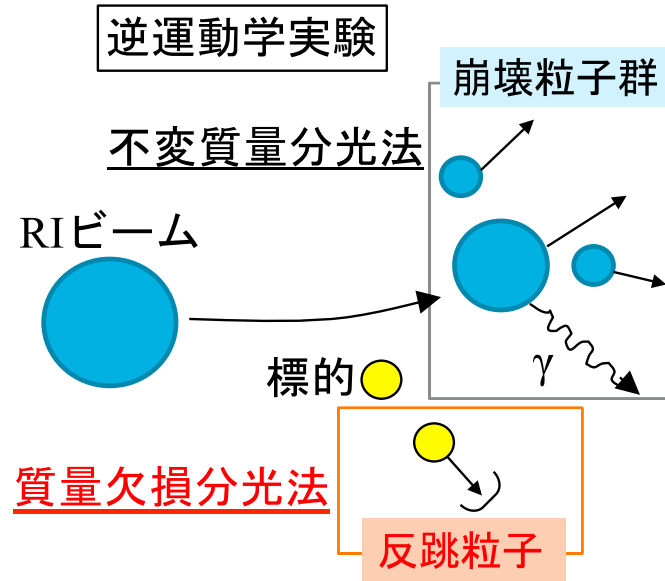


図 1.4 不変質量分光法と質量欠損分光法。

粒子の多重度が増すと全てを検出することが困難になる。粒子崩壊の閾値を超えるエネルギー領域では、これまでに ^{12}Be 等のごく限られた核種において少数の実験結果が報告されているのみである [8]。しかもこれらの励起スペクトルは、多重度が小さい崩壊チャネルのみを選択的に測定して得たものでバイアスがかかっており、全ての励起状態を網羅したスペクトルではない。

一方、質量欠損分光法では標的から反跳された粒子のエネルギー、反跳角度から励起エネルギーを求める。入射粒子、標的粒子の質量をそれぞれ M, m 、ビームのエネルギーを E_0 、反跳粒子のエネルギー、角度をそれぞれ e, θ とすると、非相対論的な運動学では励起エネルギー E_x は以下の式で表される。

$$E_x = 2\sqrt{\tau E_0 e \cos \theta} - (1 + \tau)e \quad (1.2)$$

$$\tau \equiv \frac{m}{M}$$

単極子励起強度を測定する場合、標的は α 粒子を用いる。 α 粒子は崩壊の閾値が 20 MeV 程度と非常に高く、崩壊の頻度は低い。したがって質量欠損分光法では、検出しなければならない粒子が α 粒子 1 つのみであるという利点を持つ。

しかし、逆運動学条件下での質量欠損分光法にも欠点が存在する。それは、重心系の前方角度において反跳エネルギーが非常に小さくなってしまいう点である。図 1.5 に歪曲波ボロン近似 (DWBA) 計算による、62 MeV/u の ^{12}Be ビームを用いた α 非弾性散乱の微分断面積の理論予想値を示す。 ^{12}Be の励起エネルギーは 5 MeV に固定してある。単極子

励起は図の黒線であり、重心系で 8° 付近に断面積は極大となる。また、図 1.6 にこの散乱実験における反跳角度と反跳エネルギーの関係を示す。図中には重心系の角度も示されている。断面積の極大を取る 8° では反跳エネルギーは 3 MeV 程度である。このような低いエネルギーの α 粒子を通常の実験で検出するのは難しい。

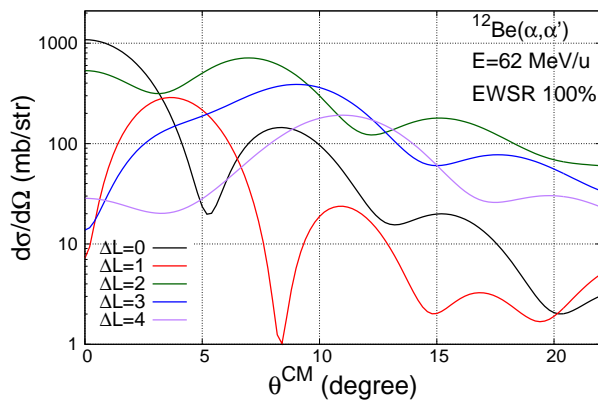


図 1.5 DWBA 計算による ^{12}Be 散乱の断面積。

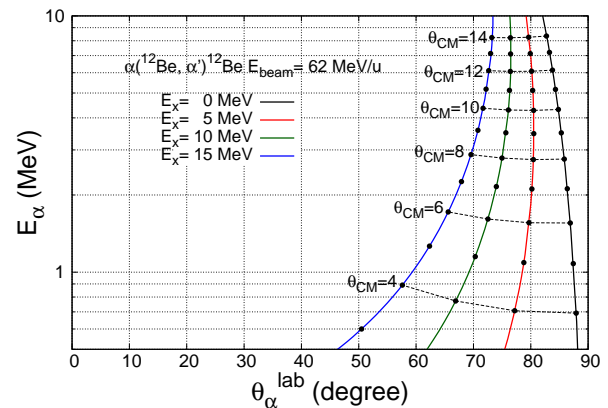


図 1.6 ^{12}Be 散乱における反跳エネルギー。

図 1.7 に通常の標的、検出器を用いた実験の概念図を示す。 α 粒子、つまり ^4He ガスを標的に用いる場合、ガスはアラミド等薄膜を用いたガスセルに封入しなければならない。検出器はこのガスセルの外部に設置して、セルを貫通した反跳粒子を検出する。膜は $10\ \mu\text{m}$ 程度のものが広く使用されるが、 α 粒子がこの膜を貫通するには $5\ \text{MeV}$ 以上のエネルギーが必要である。つまり、断面積の大きい角度領域では反跳粒子が検出器まで届かないために計測を行うのは不可能である。重心系の角度が大きくなれば反跳エネルギーは大きくなるが、図 1.5 より、単極子遷移の断面積は小さくなってしまふ。不安定核実験はビーム強度が $10^5\ \text{pps}$ 程度と安定核に比べておよそ 5 桁も小さいため、反応断面積が大きな角度で計測を行わないと十分な統計量を得ることが出来ないという矛盾を抱えてしまっている。

さらに上記の標的システムでは、ガスを封止している薄膜が大きなバックグラウンド源となる。 $10\ \mu\text{m}$ の膜の粒子数は約 9.6×10^{19} 個/ cm^2 である。一方、He 標的を厚さ $1\ \text{cm}$ 、 1 気圧で用意したとすると、粒子数は 2.4×10^{19} 個/ cm^2 となる。つまり検出される反跳粒子の 80% は膜に含まれる水素、陽子、炭素となってしまふ。検出された粒子種の識別は検出器で得られたエネルギー情報と標的から検出器までの飛行時間から行うことが出来る。しかし、飛行時間を精度良く測るには検出器を標的から離して設置しなければならない。そうすると大立体角を覆うためには大面積の検出器を用意する必要があり、コストが増加する。

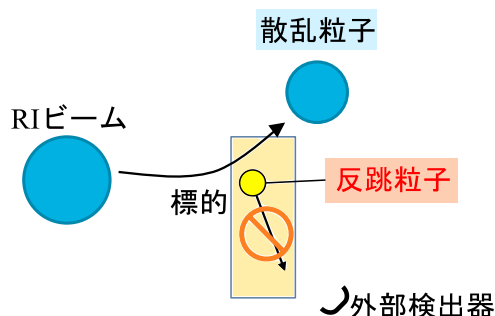


図 1.7 通常のセットアップでの実験。

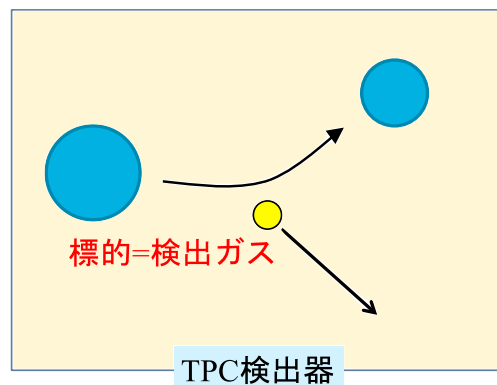


図 1.8 アクティブ標的を用いた実験。

以上のように、薄膜を用いたガス標的システムには断面積の小さい後方角度しか計測出来ない、大立体角を覆うことが出来ないというビーム強度の低い不安定核実験にとって致命的な欠点が存在している。近年、ドイツ重イオン研究所では膜を用いないガスジェット標的を用いた実験を提唱されている [9]。膜を用いないためにバックグラウンドはなくなる。しかし、標的厚さは ng/cm^2 以下と非常に薄いので、ビームサイズを小さくしてルミノシティを維持するために冷却蓄積リングといった大規模設備を必要とする。

1.5 アクティブ標的の原理

以上に述べた、不安定核実験における質量欠損分光法が抱える問題に対するブレークスルーとして、アクティブ標的は極めて有効である。

図 1.8 にアクティブ標的を用いた実験の概念図を示す。アクティブ標的とは、標的として用いる物質を検出器としても用いるシステムである。我々のアクティブ標的では Time Projection Chamber (TPC) を検出器に用いる。TPC とは粒子の飛跡を 3 次元的に捉えることが出来るガス検出器である。その動作原理は 2.3 節に記述されている。我々のアクティブ標的では逆運動学条件下で α 非弾性散乱を行うために検出・標的ガスには He を用いる。アクティブ標的では TPC 検出器の内部で散乱が起こるので、たとえ反跳粒子のエネルギーが小さくても検出が可能である。低エネルギーの反跳粒子は TPC 内で止まるので、その飛程からエネルギーを算出することが出来る。

図 1.9 に反跳粒子となりうる p , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ についてのエネルギーとガス中での飛程の関係を表す。TPC のガスは $\text{He}(400 \text{ hPa}) + \text{iso-C}_4\text{H}_{10}(30 \text{ hPa})$ (以後、ガス混合での hPa 単位を省略する) の混合ガスを想定した。このガスにおける 3 MeV の ${}^4\text{He}$ 粒子の飛程は 100 mm 程もあるので、十分に検出が可能である。同じ運動エネルギーでも粒子の電荷、質量の違いから飛程が異なる。この性質を利用して TPC 内でのエネルギー損失と飛程を

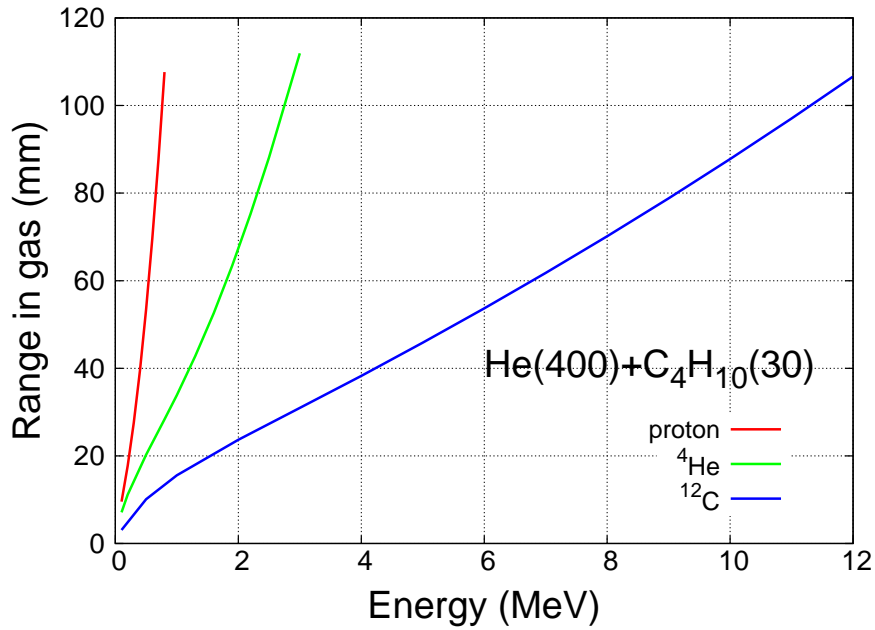


図 1.9 粒子のエネルギーとガス中での飛程の関係。

計測することで、低エネルギー粒子の種別を判別することが可能である。また TPC を貫通する高エネルギー粒子は TPC 外側に配置する Si+CsI 検出器で検出を行う。TPC 内でのエネルギー損失と、Si+CsI 検出器で測る全エネルギーの相関 ($E - \Delta E$ 相関) により、高エネルギー粒子に対しても粒子種を識別出来る。

また、散乱事象が検出器内部で起こるので、外部に検出器を設置する通常の実験に比べて広い角度領域を覆うことが出来る。

第 2 章

アクティブ標的の設計

2.1 要求性能

1.4 節でも述べたように、逆運動学条件下で質量欠損分光法を行うには様々な条件が要求される。以下ではそれらの要求性能について記述する。

- ・ 広い角度領域とエネルギー領域

図 1.5 より、単極子励起の 2 つの断面積ピークで計測するには、重心系で $8^\circ \sim 17^\circ$ を覆わなければならない。図 1.6 よりこれは実験室系でおおよそ $70^\circ \sim 85^\circ$ に対応する。また反跳 α 粒子についてはエネルギーが 3 MeV \sim 15 MeV に渡る領域で検出を行わなければならない。

- ・ 高い位置分解能

単極子励起強度を測定するには非弾性散乱において調べたい励起状態を他の励起状態と区別しなければならない。図 1.3 において大きな励起強度を持つと予想されている 0_3^+ 状態と 0_4^+ 状態などの周辺の励起状態はおおよそ 1 MeV 離れている。これらを 3σ で分離するには励起エネルギーの分解能は 300 keV 程度必要である。式 (1.2) より

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta e} = \frac{\partial E_x}{\partial e} = \sqrt{\tau E_0} \frac{1}{\sqrt{e}} \cos \theta - (1 + \tau)$$

これを变形すると、要求される反跳エネルギーの測定精度は

$$\left| \frac{\Delta e}{e} \right| = \left| \frac{\Delta E_x}{\cos \theta \sqrt{\tau E_0} e - (1 + \tau) e} \right| \quad (2.1)$$

で与えられる。また、式 (1.6) を角度について微分すると

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta \theta} = \frac{\partial E_x}{\partial \theta} = -2\sqrt{\tau E_0} e \sin \theta$$

より、要求される角度分解能は

$$|\Delta\theta| = \left| \frac{\Delta E_x}{2\sqrt{\tau E_0 e} \sin\theta} \right| \quad (2.2)$$

となる。 $\Delta E_x=300$ keV として式 (2.1), (2.2) を θ の関数としてプロットすると図 2.1, 2.2 のようになる。

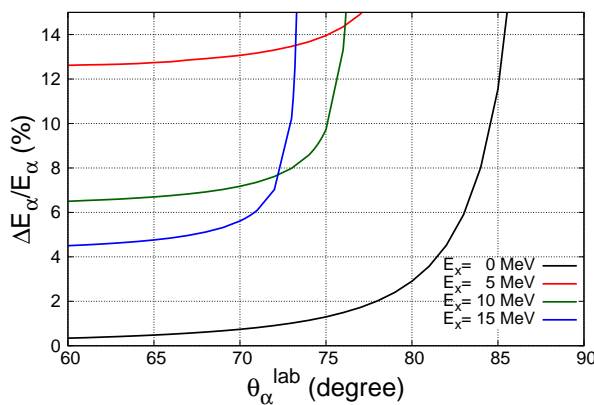


図 2.1 反跳エネルギーの分解能。

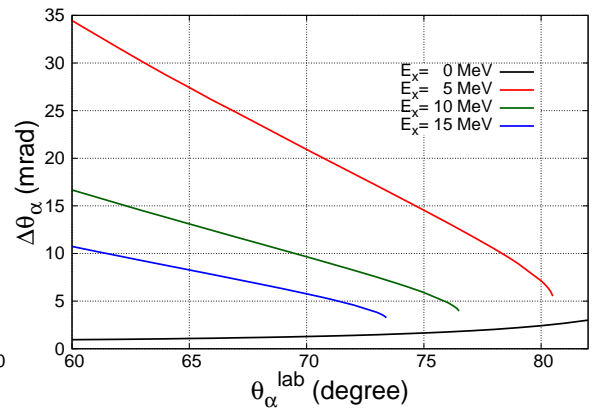


図 2.2 反跳角度の分解能。

例えば、励起エネルギー 10 MeV に対して、重心系の角度 8° は実験室系で 75° になるので、求められる分解能は反跳エネルギーに対して 10%, 角度分解能は 6 mrad である。

・高いビーム強度耐性

アクティブ標的はその性質上、ビームラインを検出器に直接入射しなければならない。TPC では電離電子を増幅する過程で陽イオンが生じる。このイオンが TPC 内に逆流する (イオンバックフロー) と検出器内の電場を乱して分解能が下がる恐れがある。アクティブ標的として TPC を用いるには、高レートでビームを入射してもイオンバックフローを低く抑えなければならない。不安定核実験における典型的なビーム強度は 100 kcps 程度である。

・長時間安定性

不安定核実験はビームタイムがおよそ 1 週間に渡る。この期間中にアクティブ標的が安定に動作することも求められる。

以上で述べたアクティブ標的に対する要求性能を表 2.1 にまとめる。

表 2.1 アクティブ標的に求められる性能

エネルギー領域	3 MeV ~ 15 MeV
エネルギー分解能	~ 10%
角度領域	70° ~ 85°
角度分解能	~ 6 mrad
ビーム強度耐性	~ 100 kcps
長時間安定性	~ 1 週間

2.2 アクティブ標的の概要

図 2.3 に我々のアクティブ標的の概略図を示す。散乱事象は TPC 検出器内部で起こる。質量欠損分光法は反跳粒子の角度、エネルギーから励起エネルギーを求める。TPC 検出器は入射粒子、反跳粒子、散乱粒子を 3 次元的に飛跡を構築することが出来るガス検出器で、3 つの粒子の飛跡から散乱角度を求めることが出来る。反跳エネルギーについては、低エネルギー粒子は TPC 内で止まるので飛跡からエネルギーを求めることが出来る。高エネルギー粒子は TPC を貫通するので、その側面とビーム下流側に設置する Si 検出器 (側面は 300 μm , 下流は 500 μm) で検出する。10 MeV 以上の α 粒子は Si 検出器も貫通するので、さらにその背後に CsI 検出器 (厚さ 30 mm) を設置して検出を行う。このように検出器を配置することで、 α 粒子に対しては 1 MeV ~ 390 MeV までの広いエネルギー領域で検出が可能である。また三方を Si 検出器で覆っているので、十分広い散乱角度を覆っている。

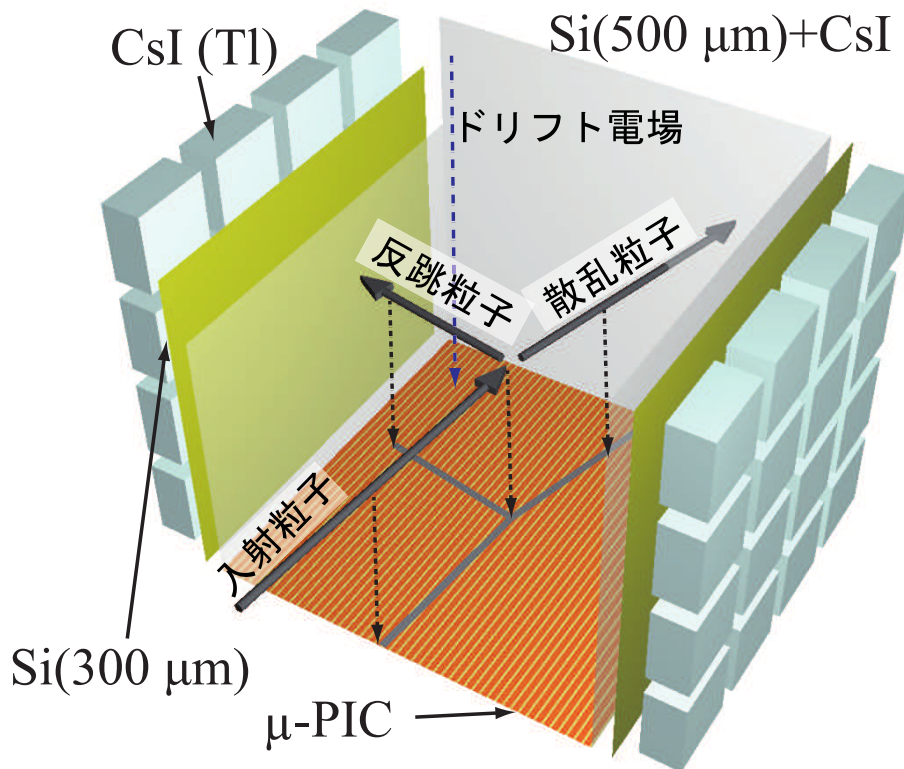


図 2.3 アクティブ標的の概略図。

2.3 TPC の動作原理

この節では TPC の動作原理について説明する。荷電粒子がガス中を通過すると、ガスを構成する粒子と相互作用を起こしてエネルギーを損失する。単位長さあたりのエネルギー損失は以下の Bethe-Bloch の公式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e^2 \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.3)$$

$$\beta \equiv \frac{v}{c}, \quad \gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

各パラメータは以下の表の通りである。

r_e	古典電子半径= 2.817×10^{-13} cm
m_e	電子質量
N_a	アボガドロ定数
Z	通過物質の原子番号
A	通過物質の質量数
ρ	通過物質の密度
z	入射イオンの電荷
c	光速
v	入射イオンの速さ

W_{\max} はイオンの単一衝突における、エネルギー移行量の最大値である。イオンの質量が電子質量に比べて十分大きい時、 W_{\max} は以下のように近似できる。

$$W_{\max} \simeq 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2$$

I は通過物質の平均励起エネルギーで、以下のように近似出来る。

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} \quad (Z < 13) \\ \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \text{ eV} \quad (Z \geq 13) \end{aligned} \quad (2.4)$$

荷電粒子が損失するエネルギーは物質中の電子の電離に使われる。電子は荷電粒子の軌跡に沿って生成される。TPC ではこの電離電子を電場によってガス中をドリフトさせる。図 2.3 では電子は下方にドリフトしている。このドリフト電子を TPC 下方で増幅し、2次元的に検出するのが TPC である。読み出した 2 次元情報から水平方向の位置を構成する。鉛直方向の距離は電子が生成した位置から下面まで移動するのに所要した時間から求める。電子はガス粒子と衝突しながら運動する。この時、電子の運動方程式は Langevin 方程式で与えられる。

$$m_e \dot{v} = eE - Kv \quad (2.5)$$

E は電場、 e は電子の電荷、 K は電子のガス中での摩擦係数を表す。電子の平均自由行程が十分に短い時、電子の速度は一定とみなせる。式 (2.5) で左辺を 0 にするとこの時の速度を求めることができ、

$$v = \frac{m_e}{K} E \quad (2.6)$$

となる。つまり電子のドリフト速度は電場に比例する。

また電子はガスと衝突を繰り返してドリフト距離に応じて拡散していく。ドリフト時間 t における、中心位置から距離 x の分布は以下のガウス関数で与えられる。

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (2.7)$$

D はガス毎に決まる定数で、拡散係数と呼ばれる。 λ を平均自由行程とすると、 D は以下のように書ける。

$$D = \frac{1}{3} v \lambda$$

気体の状態方程式よりガスの数密度は

$$\rho = \frac{kT}{p} \quad (p \text{ は気体の圧力})$$

と表せるので、 λ は

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma_0 \rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p}$$

となる。ここで σ_0 は電子とガスの衝突断面積である。したがって拡散係数は

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m_e}} \quad (2.8)$$

と表される。拡散が大きいと TPC の位置分解能が悪くなるので、拡散係数が小さなガスを用いることが望ましい。

2.4 Micro-Pixel Chamber

TPC ではドリフト電子は最終的に強い電場によって雪崩増幅を起こし、電気信号を誘起する。単位長さ中で電子が他の電子を電離する回数 α は第一タウンゼント係数と呼ばれる。 α を用いると、距離 d ドリフトする間の増幅度 G は

$$G = \exp(\alpha d) \quad (2.9)$$

と表される。 α は一般に電子のエネルギー、ガスの圧力、電場に依る。従来は電子の増幅はワイヤーを用いて行なってきた。近年、高い位置分解能を実現するために Micro Pattern Gas Detector (MPGD) が TPC に応用されつつある [10][11]。我々は数ある MPGD の中でも Micro-Pixel Chamber (μ -PIC) [12] を採用し、アクティブ標的の開発を行なっている。

μ -PIC は京都大学宇宙線研究室で開発が進められている MPGD であり、図 2.4 に概略図を示す。 μ -PIC はアノードピクセルの周りをカソードストリップが囲う構造を持つ。基盤はポリイミド製で、電極は Ni でコーティングされた Cu から成る。製造はプリント基板加工で行われ、大面積化が容易である。また、 μ -PIC は電子の増幅とその信号の読み出しを同じ電極で行われる特徴を持つ。アノードピクセル、カソードストリップの間隔は $400 \mu\text{m}$ であり、我々のアクティブ標的ではアノード 256 ch, カソード 256 ch のストリップを読み出す。アノード、カソードのストリップ方向は直交しており、合計で 512 ch で

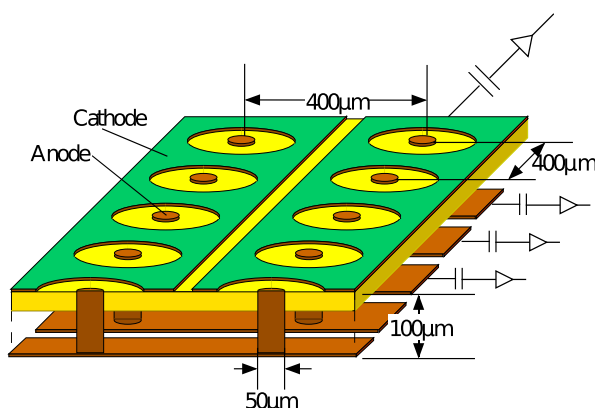


図 2.4 μ -PIC の構造 [13]。

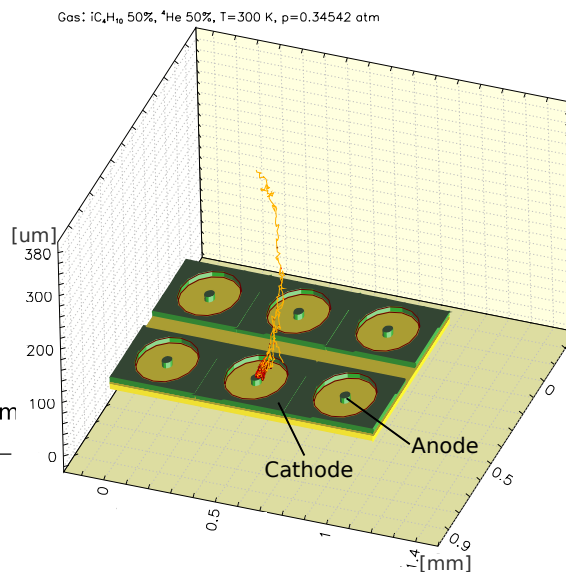


図 2.5 Garfield を用いた μ -PIC のガス増幅のシミュレーション。

あり、検出器の有感領域は $100 \times 100 \text{ mm}^2$ である。ストリップ形式の読み出しを採用することで、 $400 \mu\text{m}$ という細かい間隔で読み出しを行いつつ、ch 数を低く抑えている。

また μ -PIC は電子の増幅が極めて狭い範囲で起こるため、GEM といった他の MPGD に比べてビーム強度耐性が強い [12]。図 6.4 に Garfield [14] を用いた μ -PIC の電子増幅のシミュレーションを示す。 μ -PIC の 3 次元的な電場構造は neBEM [15] を用いて有限要素計算を行った。

2.5 検出器の構造

図 2.6 に製作した TPC ケージの写真を示す。また図 2.7 はその模式図である。TPC 全体の大きさは $150 \times 150 \times 145 \text{ mm}^3$ である。TPC 内の電場はプレート (厚さ 5 mm の Al 板)、金属ワイヤーを縦・横に網目状に織ったグリッド (直径 0.15 mm , 間隔 0.85 mm , Ni 製) の間に高電圧を掛けることで形成される。TPC 内の電場を一様に保つためにプレートとグリッドの間に 14 本のワイヤー (直径 0.125 mm , Be-Cu 製) が 10 mm 間隔で張られており、グリッドは 4 隅に設置した 4 本の G10 製の支柱によって支えられている。ワイヤー間には $10 \text{ M}\Omega$ の炭素皮膜抵抗が合計 14 個取り付けられており、抵抗分割によってワイヤーに印加される電圧を調整している。ワイヤーは電場によって弛まないように十分な張力 (3 N) で張った。TPC 内で電離される電子は電場によってグリッドの 5 mm 下

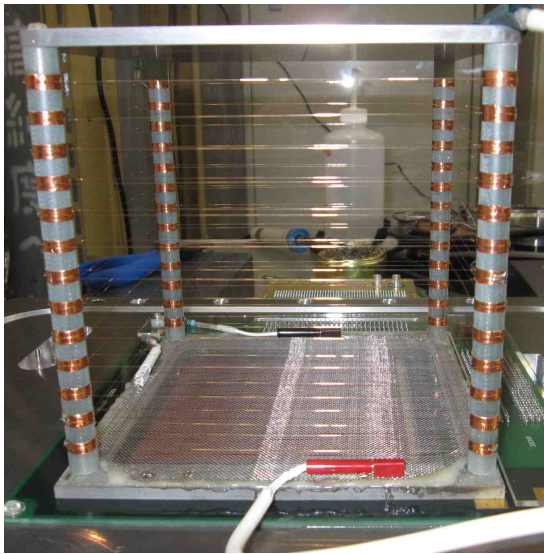


図 2.6 TPC ケージの写真。

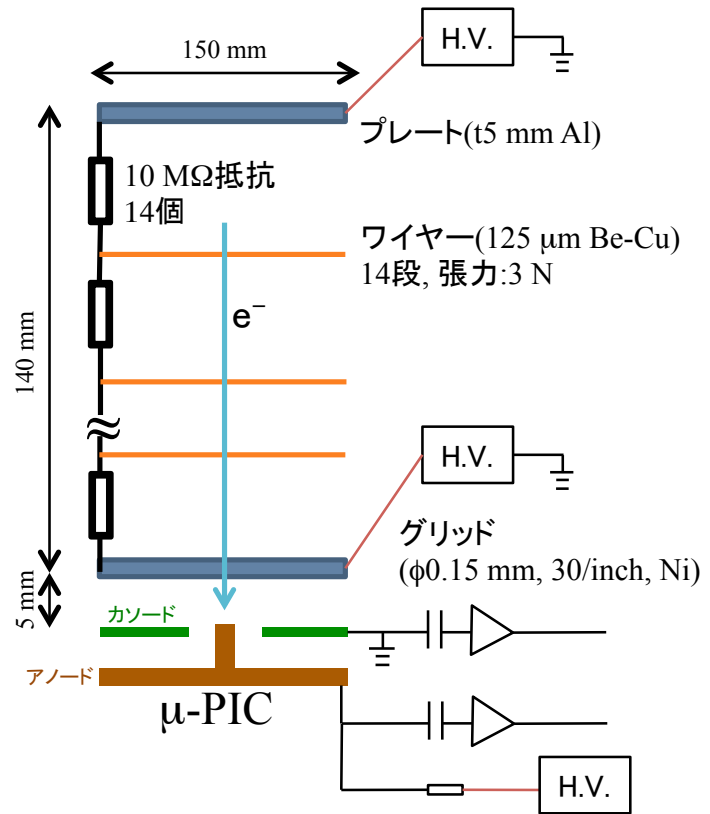


図 2.7 TPC ケージの概略図。

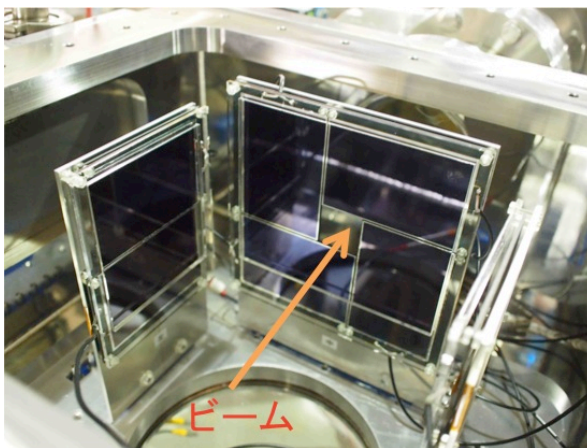


図 2.8 Si 検出器の配置。

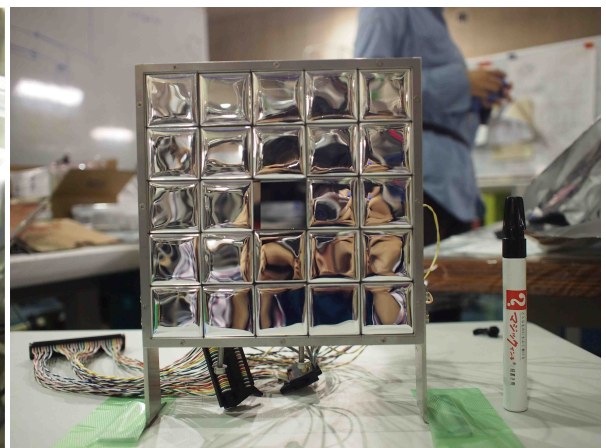


図 2.9 CsI 検出器。

方の μ -PIC まで導かれて雪崩増幅を起こす。

μ -PIC の有感領域は $100 \times 100 \text{ mm}^2$ であるが、この大きさに設定した理由は以下の通りである。 μ -PIC の読み出し間隔は $400 \text{ }\mu\text{m}$ であり、位置分解能は $400/\sqrt{12} = 115 \text{ }\mu\text{m}$ 程度であることが期待される。したがって反跳粒子の飛跡を 6 mrad の精度で決定するには、 20 mm 程度の長さになり飛跡を捉える必要がある。反跳粒子はビームが通る TPC の中心軸上から発生するので、幅は 40 mm 以上必要である。したがって、幅を 100 mm に設定することで十分な角度分解能を得ることが出来ると期待される。

また、TPC を貫通する高エネルギー粒子を検出するために TPC 外側に Si+CsI 検出器を設置する。Si 検出器はビーム軸に対して左右側面と下流側の合計 3 面で用いる。図 2.8 にチェンバー内に設置した Si 検出器の写真を示す。Si 検出器は 1 枚の大きさが $90 \times 60 \text{ mm}^2$ のものを組み合わせて配置しており、左右には 2 枚ずつの計 4 枚、下流側には 4 枚用いる。下流側はビームが通り抜けるための穴がある。CsI 検出器は今回の実験では下流側にのみ用いた。図 2.8 にその写真を示す。CsI 検出器は 1 つの大きさが $30 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$ で、合計 24 個用いる。Si 検出器と同様に中心にはビームが通るための穴が開けてある。結晶内で生じた光を効率よく収集するために ESR フィルムで結晶を包んである。

TPC の設計は Garfield を用いてシミュレーションを行い、最適化を行った。以下の節ではそのシミュレーションについて記述する。

2.6 Garfield について

Garfield は CERN で開発されたガス検出器のためのシミュレーションプログラムである [14]。プログラム内でワイヤーやプレートを配置し、電磁場の計算を行うことが出来る。近年導入された neBEM [15] を用いると、MPGD など複雑な 3 次元的な構造も有限要素法で電場構造を計算できる。また検出ガスの性質についてもシミュレーションを行うことが可能である。Garfield に組み込まれている Magboltz [16] はガス分子と電子の散乱断面積データからモンテカルロ計算を行い、任意のガスに対して電子のドリフト速度、拡散係数、タウンゼント係数を求めることが出来る。電場構造と電子運動の情報を入力すると検出器内での電子の運動をシミュレートすることも可能である。

2.7 グリッドの役割

μ -PIC の上方 5 mm にあるグリッドは電子を導く電場を形成することに加えて、 μ -PIC での電子増幅で生じる陽イオンが TPC ケージ内に侵入するのを防いでいる。陽イオンが TPC 内に侵入するとその空間電荷分布によって TPC 内の電場が乱れてしまい、電子が真下へドリフトしなくなる、電子とイオンの再結合によって電子が μ -PIC へ到達しない

等の問題が生じる。

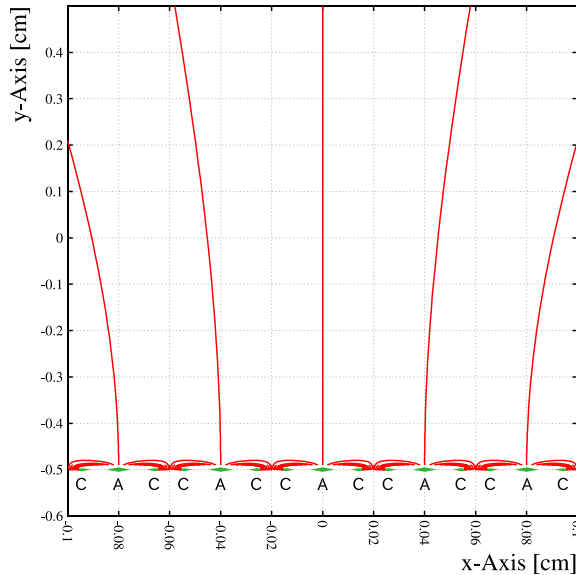


図 2.10 グリッドがない場合のイオンの軌跡。侵入率 6%。

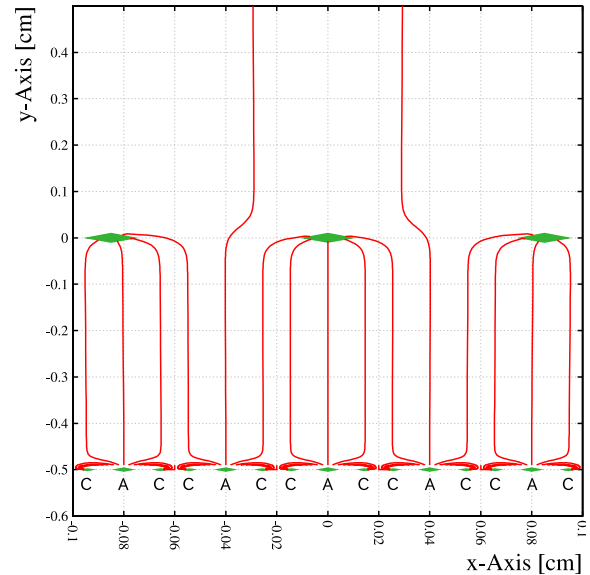


図 2.11 グリッドがある場合のイオンの軌跡。侵入率 2%。

TPC の構造を簡単なモデルで表してイオンの逆流を見てみよう。Garfield は neBEM を用いると 3 次元的な電場構造を計算できる。しかし、グリッドなど複雑な構造を再現しようとするすると計算時間が膨大になってしまう。そこでここでは構造を簡略化して 2 次元でモデル化を行う。 μ -PIC の構造は金属ワイヤーを用いて再現する。アノードワイヤーの両隣にカソードワイヤーを配置する。アノードはピクセルと同じ直径の $50 \mu\text{m}$ ワイヤー、カソードは直径 $27 \mu\text{m}$ のワイヤーで再現した。アノード間隔は実際の μ -PIC と同じ $400 \mu\text{m}$ とした。メッシュは一方向のみで再現した。

図 2.10, 2.11 はそれぞれグリッドのない場合、ある場合の μ -PIC 付近の構造を表している。図中の A はアノード、C はカソードを表す。 μ -PIC は $y = -0.5 \text{ cm}$ 、メッシュは $y = 0.0 \text{ cm}$ に配置されている。図中の赤線は μ -PIC の上方 $100 \mu\text{m}$ から発生させたイオンの飛跡を表している。アノードの電圧は 500 V 、TPC 領域の電場は 200 V/cm としてシミュレーションを行った。発生したイオンの一部はカソードに吸収され、一部は TPC 領域 ($y > 0$) に侵入している。図ではグリッドのない時の侵入率が 6%、グリッドがある時の侵入率が 2% という結果が得られ、グリッドがカソードで吸収されなかったイオンが TPC に侵入するのを防いでいることが確認された。

また、図 2.12 に発生させるイオンのアノードからの距離を変化させた時の TPC への侵入率を示す。図の赤線がグリッドのない時、緑線がグリッドのある時である。発生高さが $260 \mu\text{m}$ の時はイオンはカソードに全く吸収されないが、グリッドを設置することでそ

の 90% を吸収することが分かった。

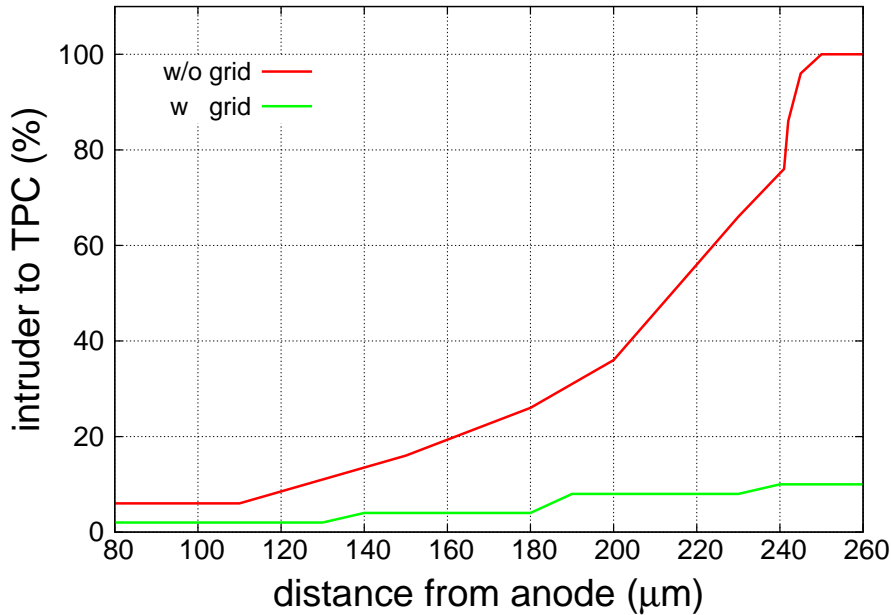


図 2.12 イオン発生位置の高さを変化させた時の侵入率。赤線: グリッドがある場合。緑線: グリッドがない場合。

表 2.2 グリッド電圧を変化させた時のイオンの到達点の分布

グリッド電圧 (V)	カソード (%)	グリッド (%)	TPC (%)
+200	97	1.5	1.5
0	97	2.0	1.0
-200	92	6.0	2.0
-400	92	6.0	2.0
-600	87	11	2.0
-800	82	16	2.0
-1000	82	16	2.0
-1200	77	21	2.0

表 2.2 に μ -PIC 電圧、プレート電圧を固定してグリッド電圧を変化させた時のイオンの到達点の分布を示す。イオンの発生位置は μ -PIC より 100 μm 上方である。このシミュレーションによりイオンの TPC 侵入率はグリッド電圧にほとんど依存しないことが分かった。しかし、グリッド電圧を変化させるとイオンがカソードで吸収される割合とグリッドに吸収される割合が変化することが分かった。イオンが電子の増幅領域に存在する

と、高レート下ではドリフトしてきた電子が吸着されてしまい、ガス増幅率が下がると予想される。したがってグリッド電圧を低く設定し、イオンがカソードで吸収される割合が高くさせることが望ましい。

一方、グリッドに負の電圧を印加すると、電子がドリフト領域から μ -PIC へドリフトする際にグリッドに吸収されてしまう恐れがある。文献 [17] によればグリッド電圧 V_g が以下の条件を満たせば電子の透過度が 100% になる。

$$V_g \leq \frac{4\pi r_g}{s} \frac{V_p}{L_p} \left(L_g - \frac{s}{2\pi} \ln \frac{2\pi r_g}{s} \right) + \frac{L_g}{L_p} V_p \quad (2.10)$$

各パラメータは以下の表の通りである。

r_g	グリッド半径=0.075 mm
s	グリッド間隔=0.85 mm
V_p	プレート電圧=-3000 V
L_p	μ -PIC とプレートの距離=145 mm
L_g	μ -PIC とグリッドの距離=5 mm

これらの値を代入すると電子の透過度を 100% にするための条件は $V_g \leq -220$ V となる。

この効果を確認するために先ほどのモデルを用いて電子のドリフトをシミュレートする。図 2.13, 2.14 はそれぞれ $V_g = +100$ V, -500 V の時のドリフト電子の軌跡を表している。電子は TPC 領域であるグリッドの上方 4 mm から発生させ、電場によってドリフトさせている。プレート電圧, μ -PIC 電圧はそれぞれ -3000 V, 540 V に固定してある。 $V_g = +100$ V の時は発生した電子の 59% がグリッドに吸収された。 $V_g = -500$ V の時は発生した電子のほぼ全てが μ -PIC に到達した。図 2.15, 2.16 は電子の拡散の効果をシミュレーションに取り入れて、モンテカルロ法で電子をドリフトさせた結果である。TPC のガスは He (400)+iso-C₄H₁₀ (30) の混合ガスを用いた。拡散の効果を取り入れても、電子の透過度は変化しなかった。図 2.17 にグリッド電圧を変化させた時の電子透過度の変化を示す。 $V_g \leq -100$ V とすると電子の透過度はほぼ 100% になることが分かった。この結果は式 (2.10) の計算結果と値が異なるが、グリッド電圧を十分に下げておくと透過度は 100% に保たれるという事実は一致する。

以上 2 つのシミュレーションから、グリッドはドリフト電子は透過しつつ、増幅によって生じた陽イオンは TPC に通さないという効果を持つことが分かった。

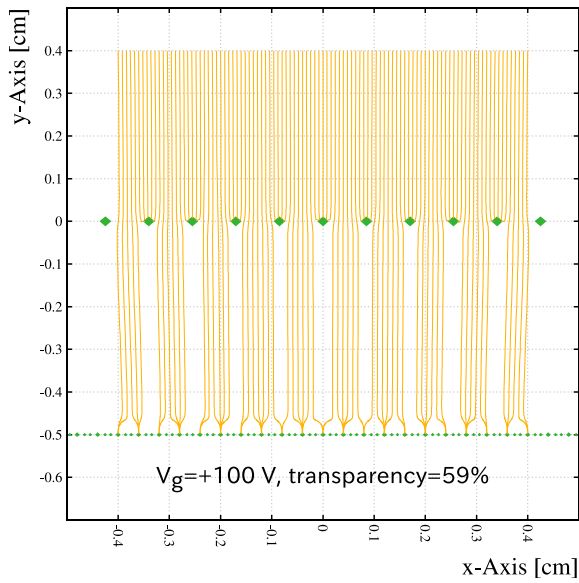


図 2.13 $V_g = +100 \text{ V}$ の時の電子の軌跡。透過率 59 %。

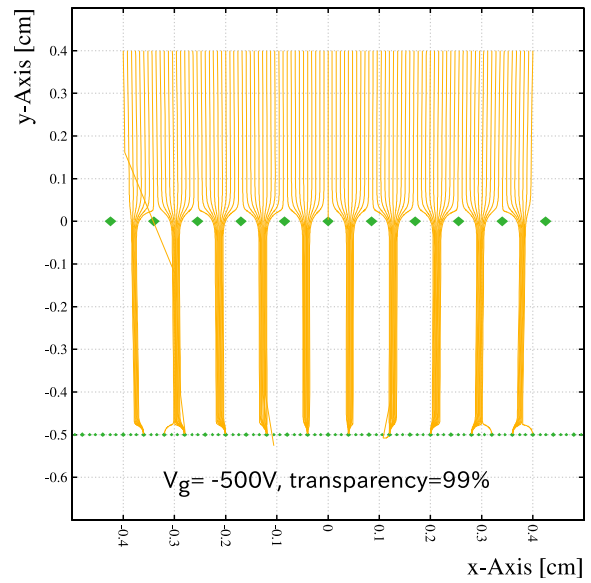


図 2.14 $V_g = -500 \text{ V}$ の時の電子の軌跡。透過率 99 %。

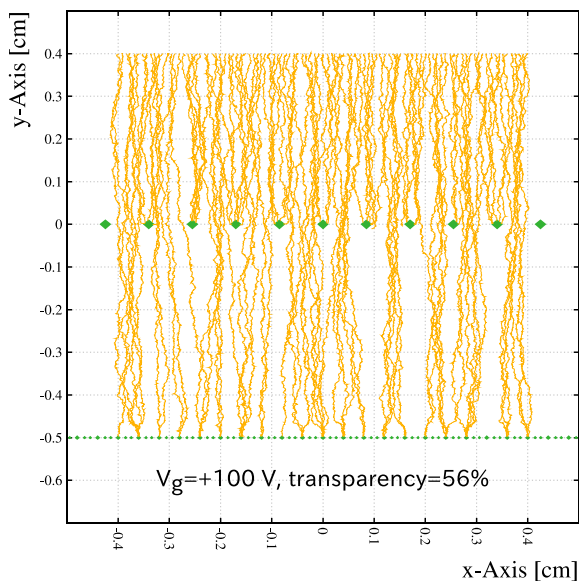


図 2.15 $V_g = +100 \text{ V}$ の時の電子の軌跡 (モンテカルロ)。

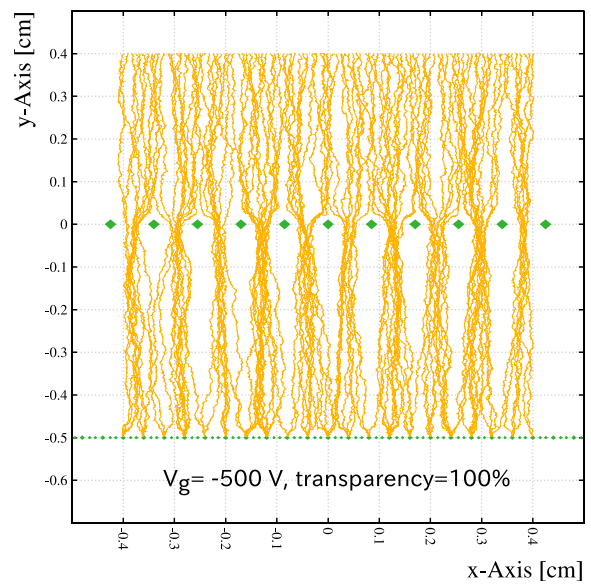


図 2.16 $V_g = -500 \text{ V}$ の時の電子の軌跡 (モンテカルロ)。

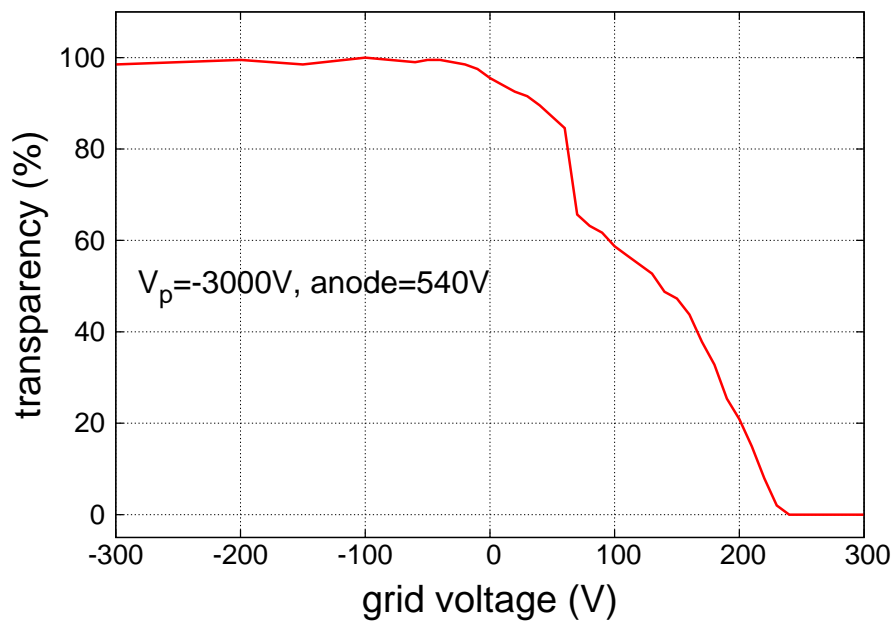


図 2.17 グリッド電圧を変化させた時の電子の透過度。

2.8 電場の一様性の確保

TPC では荷電粒子の垂直方向の距離を電子のドリフト時間から求める。したがって発生した電子が均等に μ -PIC にドリフトさせるために TPC 内の電場は均質でなければならない。TPC 内の電場はプレート、グリッド及びワイヤーによって形成される。この節では Garfield+neBEM を用いて 3 次元的な電場計算を行って、ワイヤーの構造を最適化する。

我々のアクティブ標的では α 非弾性散乱を行うので、ガスは He ガスが主成分となる。また、反跳粒子のガス中でのエネルギー損失を小さくして外側の Si 検出器に届くように圧力を下げて動作させる。このようなガスでは電子のドリフト速度は電場 200 V/cm でおよそ 1.5 cm/ μ s である。読み出し回路の最大測定時間幅は 10 μ s であるので、電子が 15 cm 以上ドリフトすると回路の時間幅におさまらなくなる。そこで TPC の鉛直方向については、グリッドからプレート間の距離を 14 cm として設計した。

TPC の中心で発生した電子のドリフト距離はおよそ 7.5 cm なので、ドリフト時間の中心値は 5 μ s となる。また電子のドリフト方向に沿った拡散は 500 μ m/cm である。7.5 cm のドリフトの間に電子は縦方向に $0.05 \times \sqrt{7.5} = 0.14$ cm 拡散する。したがって電子が 7.5 cm ドリフトするのに掛かる時間は 5 ± 0.1 μ s と 2% 程度の広がりを持つ。電場の非一様性によるドリフト時間のズレはこの 2% よりも小さくしたい。式 (2.6) よりドリフ

ト速度は電場に比例するので、電場の非一様性は 2% 以下に抑えなければならない。

2.8.1 ワイヤー形状の決定

ここではワイヤー形状についてのシミュレーションを行う。はじめに最も単純な形状として、図 2.6 の 4 本の G10 支柱の周りにワイヤーを巻きつけて 1 辺の長さが 15 cm の 1 重正方形を形成することを考えた。ビームは x 軸正の方向に入射する。 z 軸は鉛直方向である。

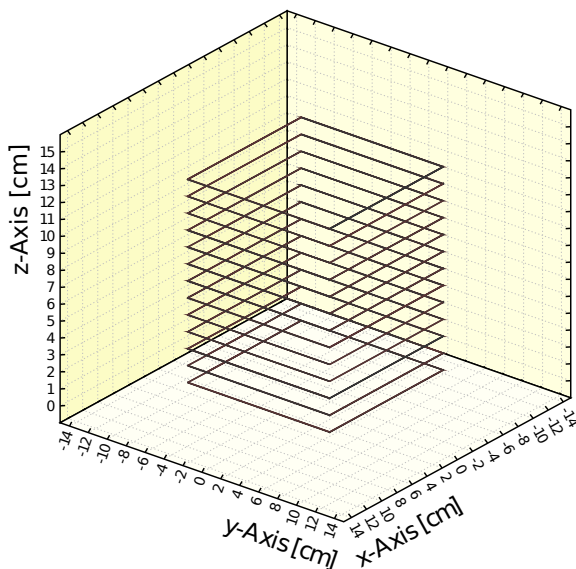


図 2.18 1 重正方形の構造。

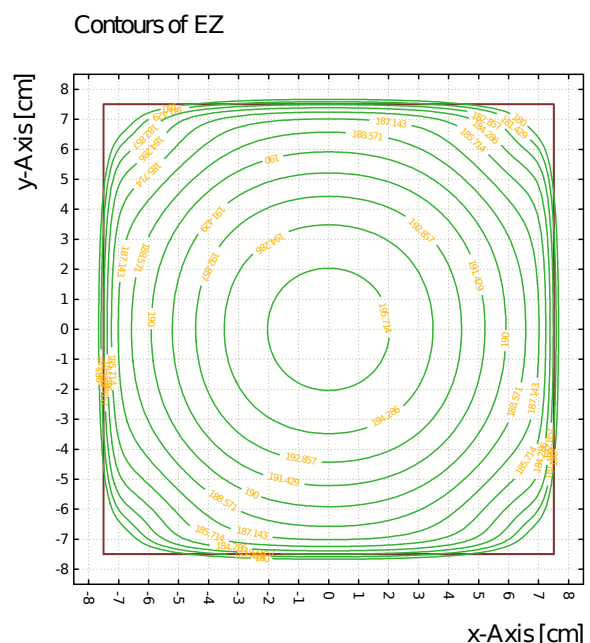


図 2.19 1 重正方形での等電場線。

図 2.18 に Garfield で構築した 3 次元的な TPC の構造を示す。図では高電圧プレート、グリッドは描かれていないが、このシミュレーションではどちらも厚さが 0 の 1 辺 7.5 cm の板として取り入れた。また、ここではワイヤーの z 方向の間隔を 1 cm とした。図 2.19 に $z = 7$ cm の面での等電場線を描いた。グリッドは $z = 0$ 、プレートは $z = 14$ cm に配置してある (図では描かれていない)。プレート電圧、グリッド電圧はそれぞれ -3500 V, -700 V とした。両者の間隔は 14 cm なので、電場はおよそ 200 V/cm となる。図 2.19 では中心の円が 195.714 V/cm, 等電場線は 1.428 V/cm 毎に描かれている。 μ -PIC がある $-5 \leq x \leq 5$ cm, $-5 \leq y \leq 5$ cm の領域では電場の歪みは 2% 以内に抑えなければならない。しかしこの構造では、中心と中心から 6 cm 離れたところで電場がおよそ 3% ずれているので要求を満たさない。

そこで更に電場を一様にするために、G10 支柱の内側と外側に 2 重にワイヤーを巻き

つけて、1辺7.5 cm と6.5 cm の2つの正方形を形成することを考えた。

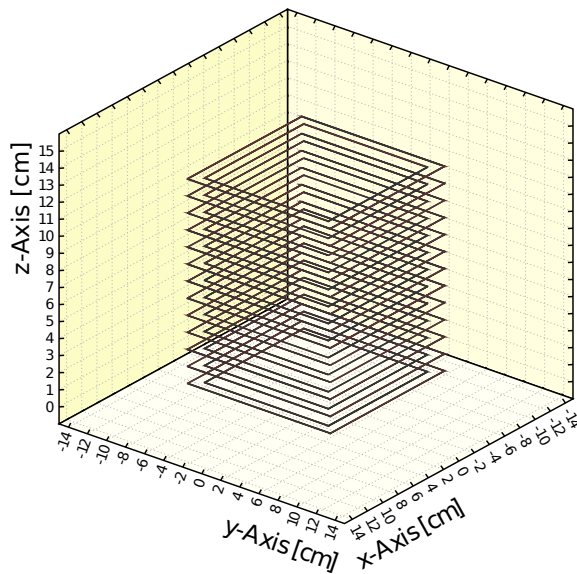


図 2.20 2重正方形の構造。

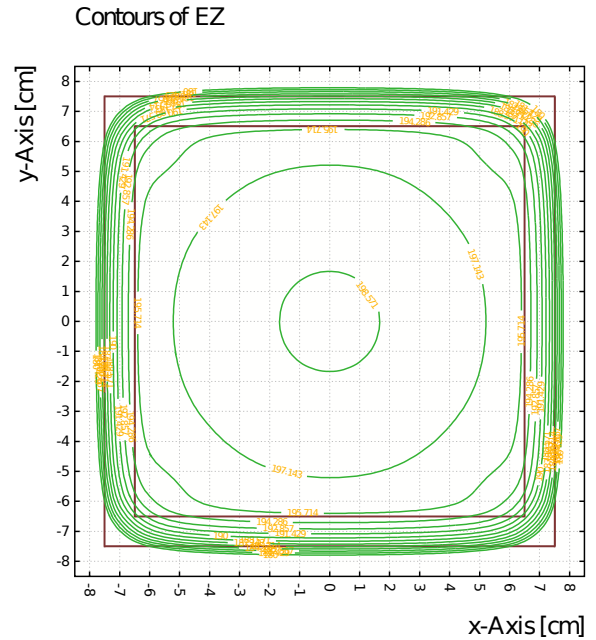


図 2.21 2重正方形での等電場線。

図 2.20, 2.21 にそれぞれ Garfield で構築した TPC と $z = 7$ cm での等電場線を描く。ワイヤーの z 方向の間隔は1重の時と同様に1 cm とし、プレートとグリッドの電圧値も1重の時と全く同じである。中心の等電場線は 198.571 V/cm を表し、線は 1.428 V/cm 毎に描かれている。この構造では TPC の中心部と外側の電場のズレが 1.4% に収まった。したがって要求を満たしている。図 2.22 に $y = 0$, $z = 7$ に沿った直線上での電場の分布を各 x 毎にプロットする。赤点は1重正方形、緑点は2重正方形を表す。2重正方形の方が電場の歪みが少ないことがよくわかる。

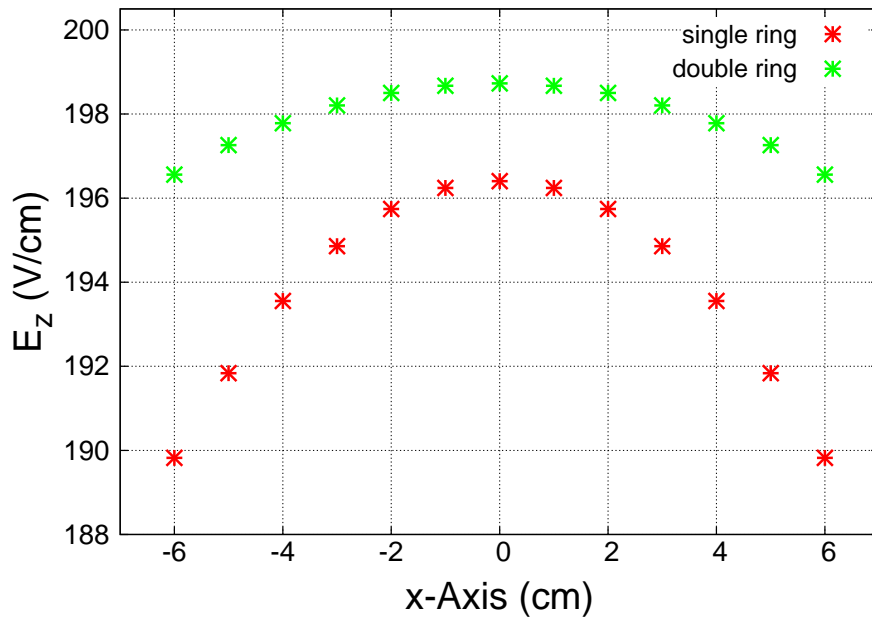


図 2.22 $y = 0$, $z = 7$ に沿った線での電場の分布。赤点:1 重正方形の場合。緑点:2 重正方形の場合。

また TPC 内の電場を乱す要因として Si 検出器が考えられる。Si 検出器の表面は等電位面となるので、そこに電位の境界条件が生じる。このために TPC 内部の電場が歪んでしまう。Si 検出器の影響を調べるために前節の模型を用いて電場計算を行った。

図 2.23 に TPC と Si 検出器の配置を示す。Si 検出器は図中の緑色の板であり、2 重正方形の外側の正方形から 35 mm 離れたところに配置する。Si 検出器は本来は 2.8 のように複数枚を組み合わせるが、ここでは簡単のため 1 枚の大きな金属板として扱う。Garfield ではこの板の電位を 3 枚とも 0 V に設定した。側面 Si は $90 \times 60 \text{ mm}^2$ 、下流側 Si は $150 \times 150 \text{ mm}^2$ としてある。図 2.24 に 2 重正方形の $z = 7 \text{ cm}$ 面での等電場線を描く。

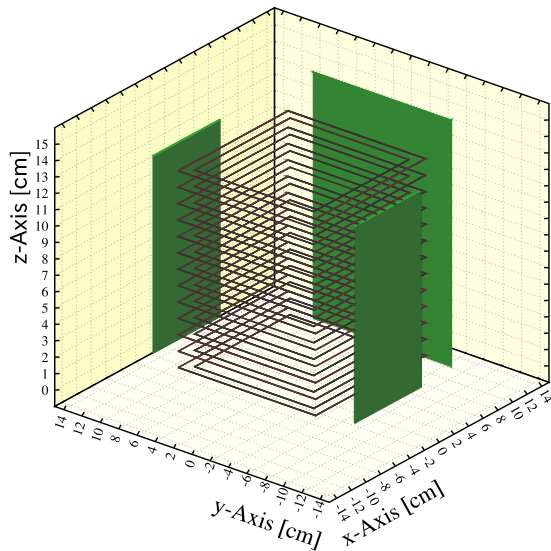


図 2.23 Si 検出器と TPC の配置。

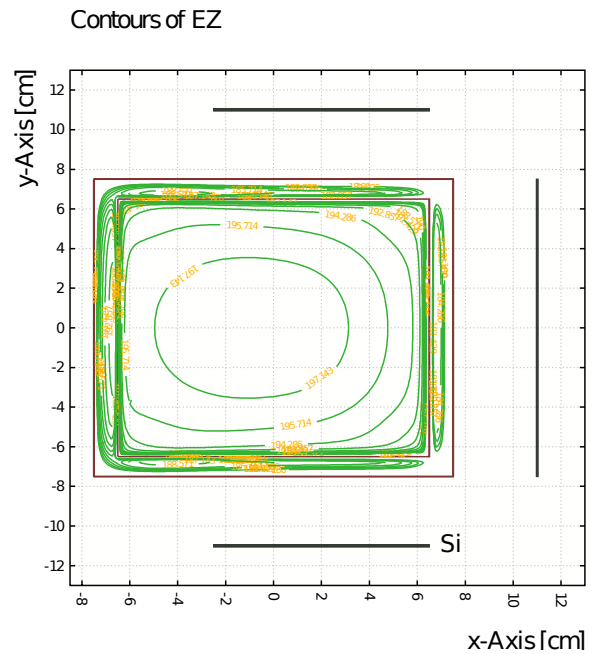


図 2.24 Si 検出器がある時の 2 重正方形での等電場線。

図 2.25 は $y = 0$, $z = 7$ の直線上の電場の分布である。Si 検出器がない時 (図 2.22) に比べて電場の歪みが大きくなっていることが分かる。 x 軸方向については片側のみに Si 検出器を配置しているため、図 2.22 と比べて、電場分布の対称性は破れている。図 2.26 に

$$\frac{(\text{Si がない時の電場}) - (\text{Si がある時の電場})}{(\text{Si がない時の電場})}$$

を各 x についてプロットする。正方形を 2 重にする方が Si 検出器の影響が小さいことが分かる。

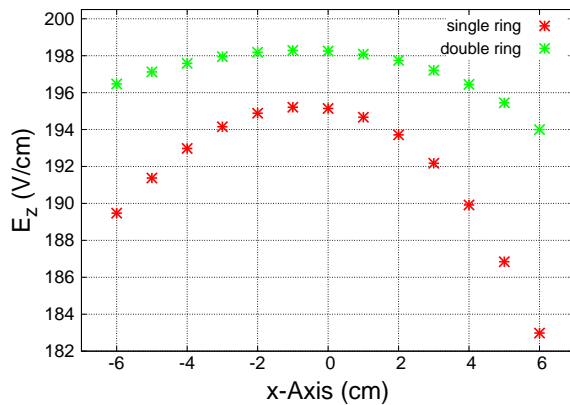


図 2.25 図 2.22 に同じ。ただし Si がある時の x 軸に沿った電場の分布。

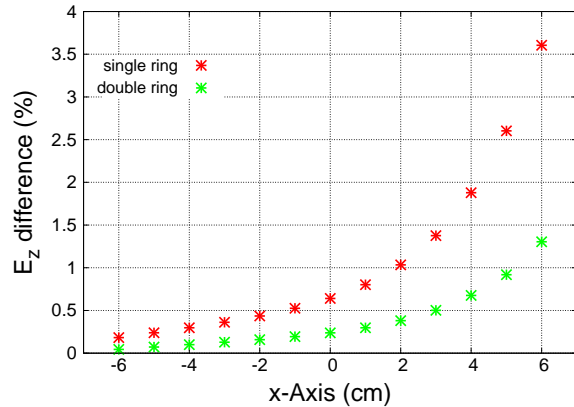


図 2.26 Si 検出器がある時とない時の電場の違い。

2.8.2 ワイヤー間隔の決定

前節でワイヤーの形状は 2 重の正方形が適していることが分かった。ここでは z 軸方向に 2 重正方形を張る間隔を変えながら電場の歪みを計算し、間隔を最適化する。電場計算は Si 検出器も設置して行う。

図 2.27 はワイヤー間隔が 3.5 cm の時の構造である。ワイヤーは $z = 3.5, 7.0, 10.5$ cm の位置に張られている。図 2.28 は $z = 7$ cm での等電場線である。ワイヤー間隔が 1 cm の時と比べて電位の境界条件が少なくなったので、電場の歪みが大きくなった。ワイヤーを張る間隔を 0.5, 1.0, 1.75, 2.0, 3.5, 7.0, 14 (ワイヤーなし) cm について電場計算を行った。

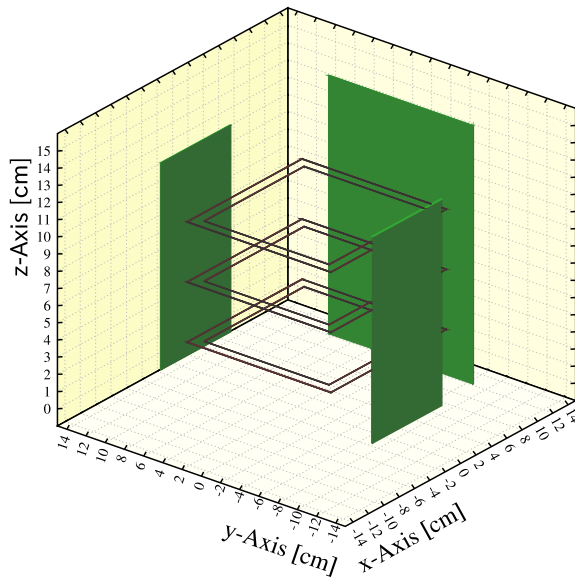


図 2.27 ワイヤー間隔 3.5 cm の配置。

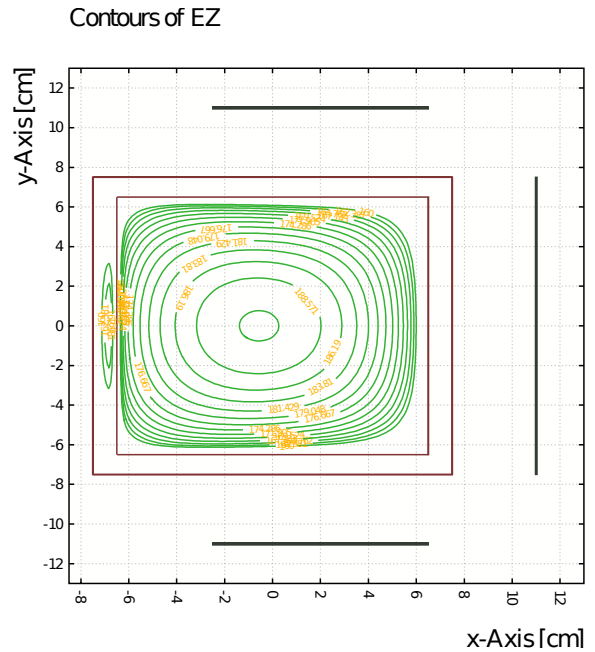


図 2.28 $z = 7$ での等電場線。

図 2.29 にワイヤー間隔が 0.5, 1.0, 2.0, 3.5, 14 cm の時の $y = 0, z = 7$ cm の直線に沿った電場分布を示す。ワイヤー間隔が小さいほど電場の歪みが小さい。TPC の中心から離れる程、中心電場からのズレが大きくなる。 μ -PIC の有感領域は $-5 \leq x \leq 5, -5 \leq y \leq 5$ cm があるので、 $x = y = 5$ cm の点が有感領域内で最もズレが大きくなる。したがって電場の歪みを

$$\frac{E_z(0, 0, 7) - E_z(5, 5, 7)}{E_z(0, 0, 7)}$$

で評価する。

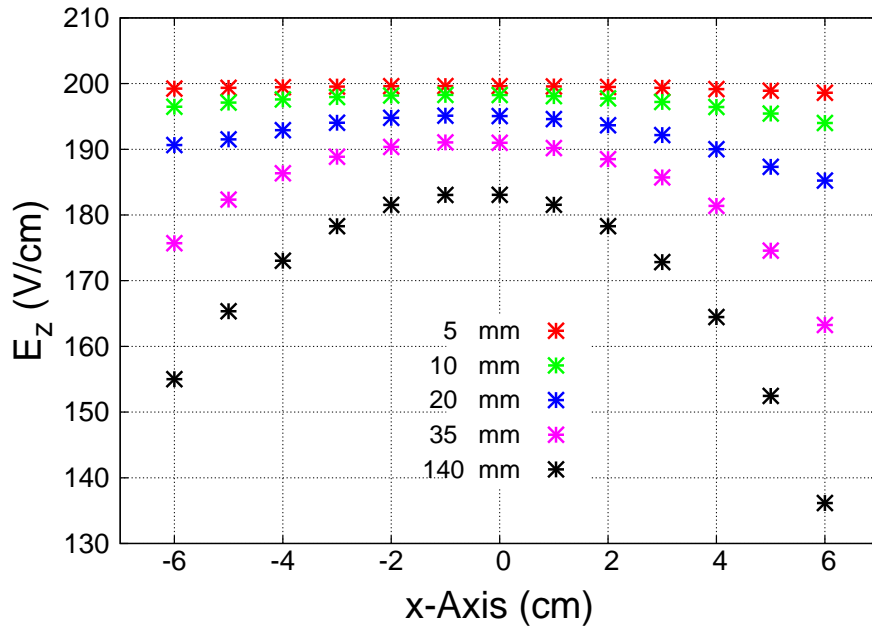


図 2.29 様々なワイヤー間隔に対する x 軸に沿った電場分布。

図 2.30 は各ワイヤー間隔について、歪み値をプロットしたものである。電場の歪みは 2% 以内に抑えなければならない。ワイヤー間隔が 1 cm の時は歪みが 2.3% となり、要求をほぼ満たすことが分かった。

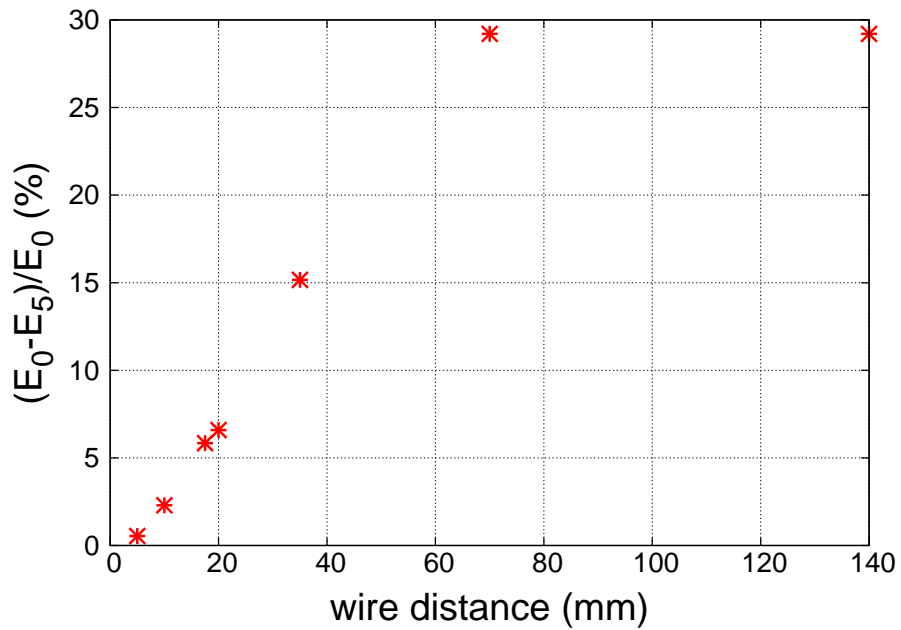


図 2.30 ワイヤー間隔を変化させた時の電場の歪みの変化。

次に z 軸に沿った直線上での電場の一様性を確認した。図 2.31 に $x = y = 0$ cm の直線上の電場分布を各ワイヤー間隔についてプロットする。ワイヤー間隔が 10 mm の時は $z = 13$ cm での電場が設定電場の 200 V/cm から +3% 程ずれてしまう。一方、ワイヤー間隔が 5 mm の時は歪みは 1% しかない。したがって、 z 方向の一様性を考慮するとワイヤー間隔は 5 mm の方が望ましい。しかし、ワイヤーを張る作業の利便性から今回は 1 cm 間隔でワイヤーを張ることにした。

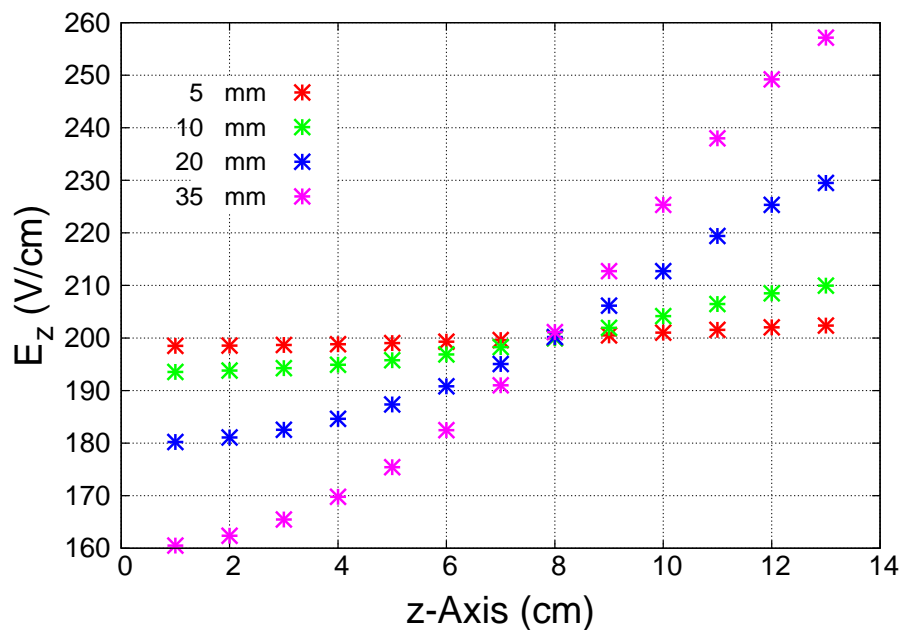


図 2.31 様々なワイヤー間隔に対する、 z 軸に沿った電場分布。

2.8.3 電場計算の精度の確認

上の 2 節の計算は電場構造を有限要素法で計算したものであり、解析的に解いたものではなく、結果は有限要素の取り方に依存する。neBEM では 1 つの物体 (ワイヤーや板) に対する分割数の最大値をプログラム内で指定する (MAXIMUM-ELEMENTS という変数)。この変数の取り方に電場がどのように依存するかを確かめた。図 2.32 は点 (0,0,7) における電場の値の MAXIMUM-ELEMENTS 依存性である。ワイヤーは 2 重正方形、1 cm 間隔で、Si が存在する時について計算した。分割数を 8 よりも大きく取ると計算は十分収束することが確認された。これまでの電場計算は MAXIMUM-ELEMENTS を 10 として実施しているので、結果は信頼出来るものである。

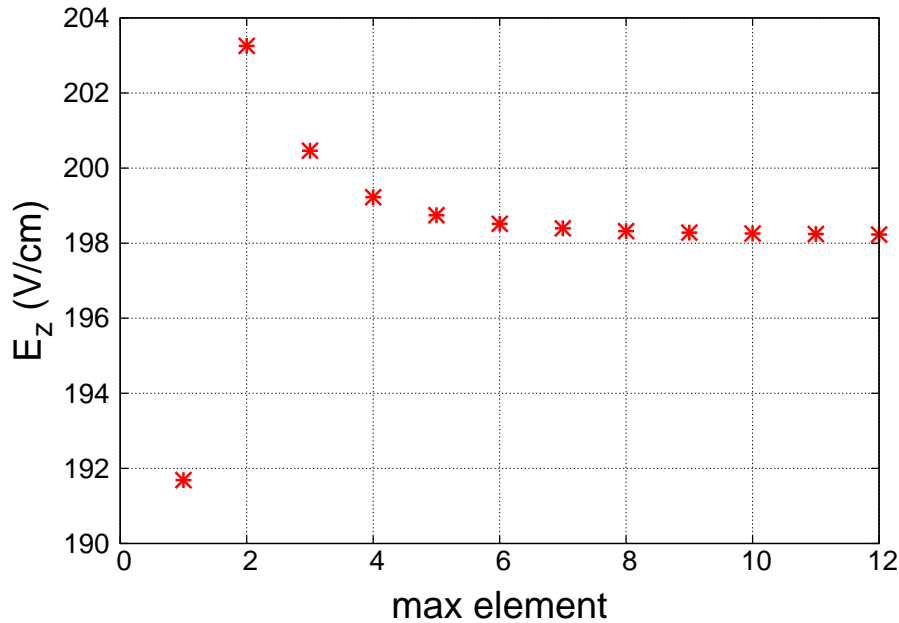


図 2.32 電場の MAXIMUM-ELEMENTS 依存性。

2.9 TPC ケージ製作

前節のシミュレーションにより、TPC のワイヤーは 2 重正方形の形状とし、鉛直方向に 1 cm 毎に張ると水平方向には十分に均質なドリフト電場を作ることが出来ると結論づけられた。ワイヤー間隔を 5 mm にすると鉛直方向の一様性は 10 mm に比べて良くなるが、作業性から 5 mm で製作するのは困難であったので、10 mm で製作した。この節では TPC ケージの製作の工程を記す。

図 2.33 は G10 支柱の拡大写真である。まず支柱を μ -PIC 基盤に固定し、その上にアルミのプレートをネジ止めした。次に支柱に 1 cm 間隔で細い銅テープを巻きつけた。それぞれの銅テープはワイヤーを通すためにカッターの裏刃で細い溝を掘った。支柱が完成したらワイヤー張りを行った。ワイヤーは弛まないように十分な張力を掛けておく必要がある。用いた直径 125 μm の Be-Cu ワイヤーは 4 N の張力を掛けると切れた。そこで 3 N の張力で巻きつけることにした。張力は M20 ワッシャーを組み合わせて自作した 300 g の重りを用いて掛けた。図 2.34 にワイヤー張り作業時の写真を示す。取り外しが容易に出来るように重りとワイヤーはクリップを用いて接続した。ワイヤーは継ぎ目があるとトゲになってしまい、そこから放電してしまう恐れがあるので、1 段分の 2 重正方形は一筆書きで張った。1 段分のワイヤーを張り終えたら、ハンダで端を銅テープと固定した。全てのワイヤーを張り終えたら 10 M Ω 抵抗で各段を接続した。

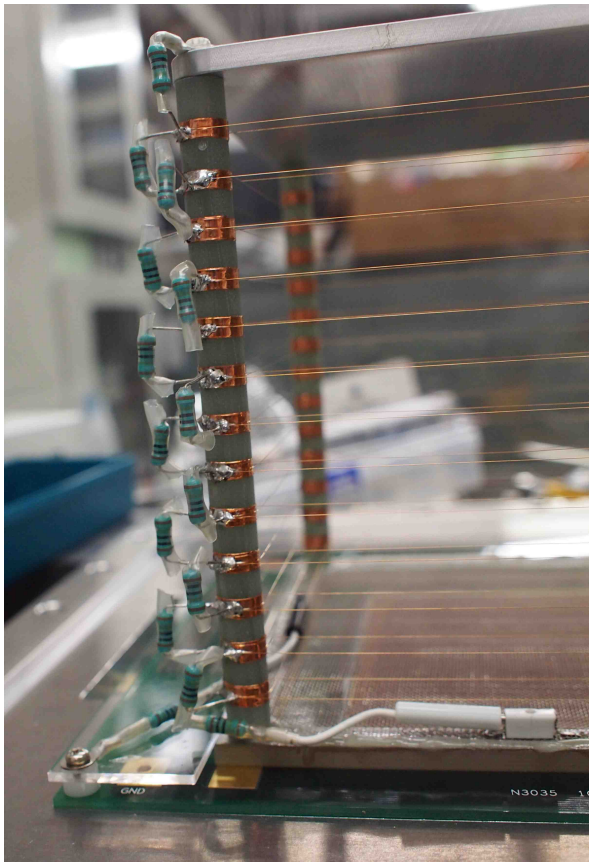


図 2.33 G10 支柱の拡大写真。

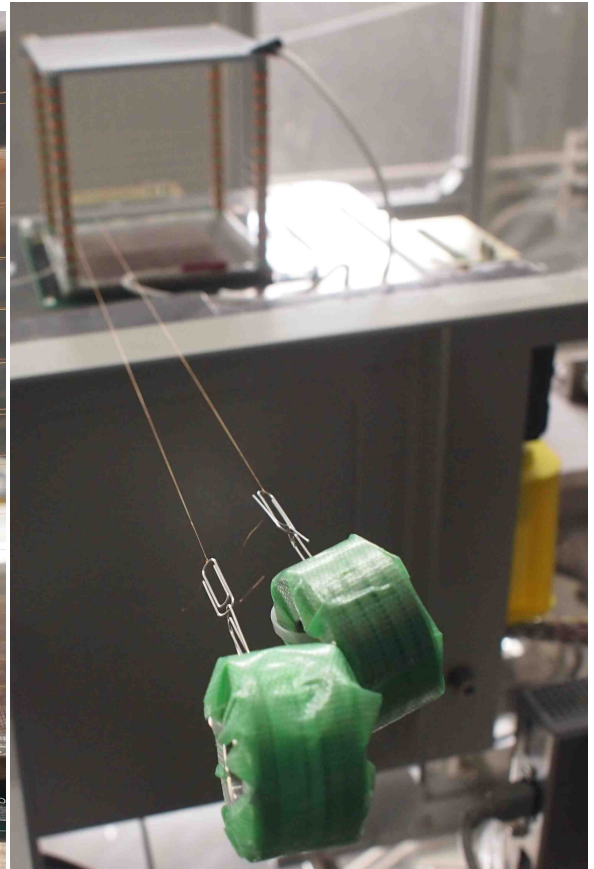


図 2.34 ワイヤー張りの様子。

2.10 TPC 信号の読み出し

我々のアクティブ標的はアノード 256 ch, カソード 256 ch の信号が得られる。この信号の処理は京都大学宇宙線研究室で開発された読み出しボード、通称「岩城ボード」を用いて行う。

図 2.35 に岩城ボードの写真を示す。岩城ボードは μ -PIC からの信号を増幅、波形形成、デジタル信号の出力を行う ASIC (FE2009bal) とデジタル信号を処理する FPGA から構成される。1 枚の岩城ボードで合計 128 ch の信号処理を行う。我々のアクティブ標的では岩城ボードをアノード用に 2 枚、カソード用に 2 枚の合計 4 枚を用いる。図 2.36 に TPC に接続された岩城ボードの写真を載せる。 μ -PIC は真空チェンバーの内側にあり、読み出し用の抵抗とコンデンサが実装された CR 基盤が真空チェンバーのフィードスルーの役割を果たし、チェンバーの外側にある岩城ボードが装着される。

図 2.37 に岩城ボードの信号処理チャートを示す。FE2009bal は 1 つで 16 ch の信号処理を行い、外部から与えた threshold を超える信号が来るとデジタル信号を FPGA へと

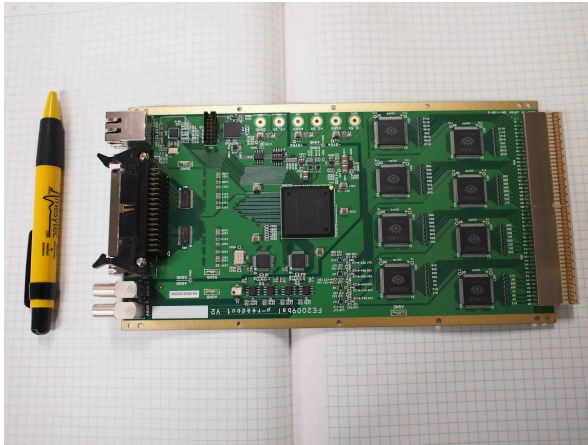


図 2.35 岩城ボード。

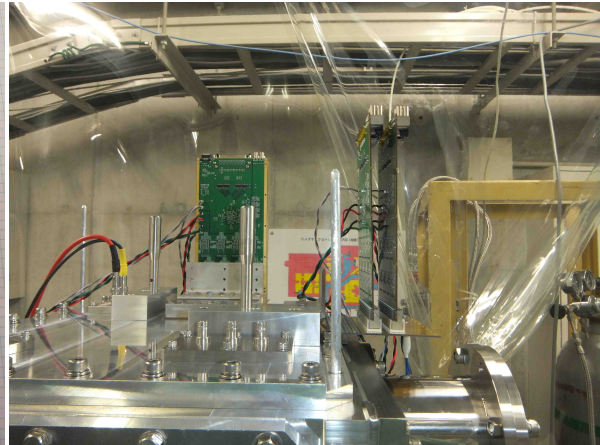


図 2.36 接続された岩城ボード。

出力する。また、1枚の岩城ボードには4chのFADCも実装されており、32ch分のストリップをまとめた信号の波形情報がFPGAへ出力される。図2.38にFPGA内でのデジタル信号の処理方法を示す。FE2009balからのデジタル信号はFPGA内の100MHzクロックに同期されて、10ns毎のタイミング信号に変換される。デジタル信号が入力されている時のクロック番号がリングバッファへと蓄積される。このクロック番号が電子のドリフト時間に対応する。また出力信号の幅はアナログ信号がthresholdを越えている時間(Time Over Threshold)になる。したがってパルス高が大きいほど幅は大きくなる。

リングバッファは常時過去10 μ s分のデータを蓄えている。外部からトリガー信号が与えられると、リングバッファに蓄えられているデータはFast In Fast Out (FIFO)へ送られて待機状態になる。この状態にクリアー信号かトランスファー信号を外部から入力する。クリアー信号が入力されると、FIFO内の情報は廃棄される。一方トランスファー信号が入力されると、FIFOの情報はデータフォーマット化されて、外部のVMEメモリモジュール(ARKUS社TMB-2)に送られる。表2.3にFE2009balの仕様を示す。

表 2.3 FE2009bal の仕様

ch 数	16
ピーキングタイム	30 ns
ダイナミックレンジ	± 1 pC, 800 mV
ノイズ	~ 6000 e
クロストーク	$\ll 0.5\%$
タイムウォーク	$< \sim 6$ ns
消費電力	18 mV/ch

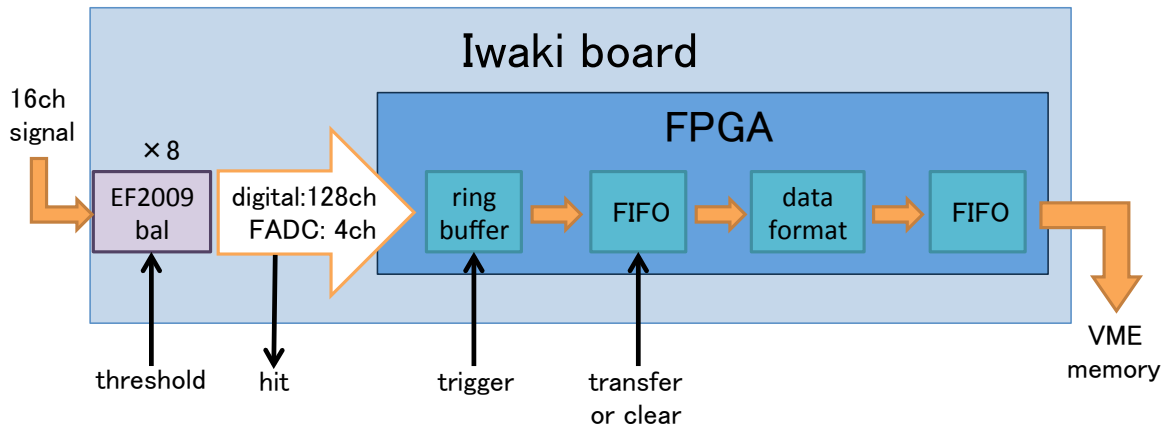


図 2.37 岩城ボードの信号処理チャート。

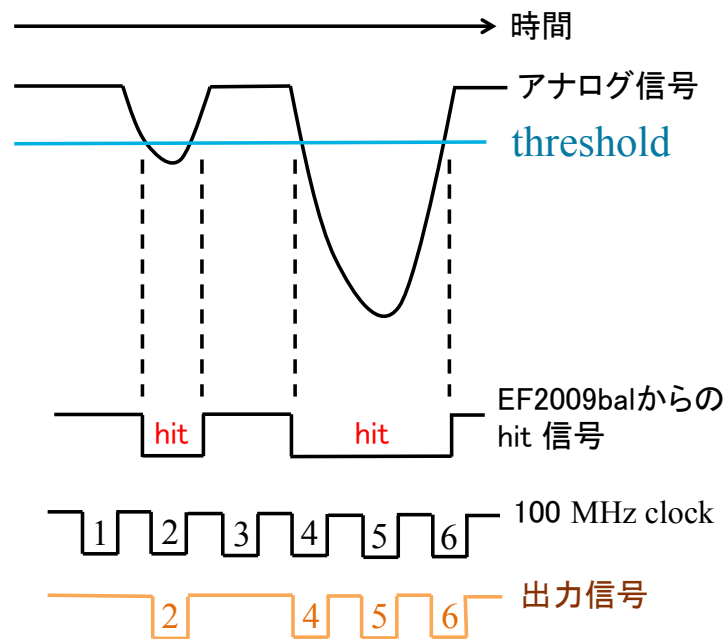


図 2.38 FPGA でのデジタル信号処理。

岩城ボードに入力するトリガー信号は通常、外部検出器で与える。我々のシステムでは Si 検出器をトリガーとして用いる。また、岩城ボードからの hit 信号をトリガーとして用いることも可能である (セルフトリガー)。セルフトリガーを採用すると、Si 検出器に届かない低エネルギーの反跳粒子の検出も可能となる。しかし、アクティブ標的ではビーム粒子が大量に入射し、散乱事象はごくわずかである。したがってセルフトリガーをそのまま採用してしまうと散乱が起こらなかった無駄なイベントばかりを取得してしまう。ビームが通る位置は常に TPC の中心なので、中心軸から外れた位置で hit があるイベントを

散乱イベントとして判断することができ、無駄なイベントでデータ取得を行わないようにすることは可能である。岩城ボードは FPGA を搭載しているので、回路のファームウェアを書き換えることでこのようなトリガー論理を組み立てることが出来る。しかし本研究でのビーム試験には間に合わなかった。ファームウェアの更新は将来行う予定である。今回はトリガーは Si 検出器からの信号とした。

2.11 データ収集システム

TPC からのデータは VME メモリーモジュール (TMB-2) を用いて取得する。また RCNP においてビームを用いた実験を行う際は、ビームライン検出器や Si+CsI 検出器と共にデータを取得する必要がある。これらの検出器は、RIBF で開発されたデータ収集システムである babirl [18] を用いてデータが取得される。babirl はデータ取得モジュールを複数のノードに分けてデータ収集を行うことが出来る。そこで TPC のデータ取得用にノードを新たに追加し、ビームライン検出器等と一緒にデータ取得を行えるようにシステムを構築すると共にソフトウェアの開発を行った。

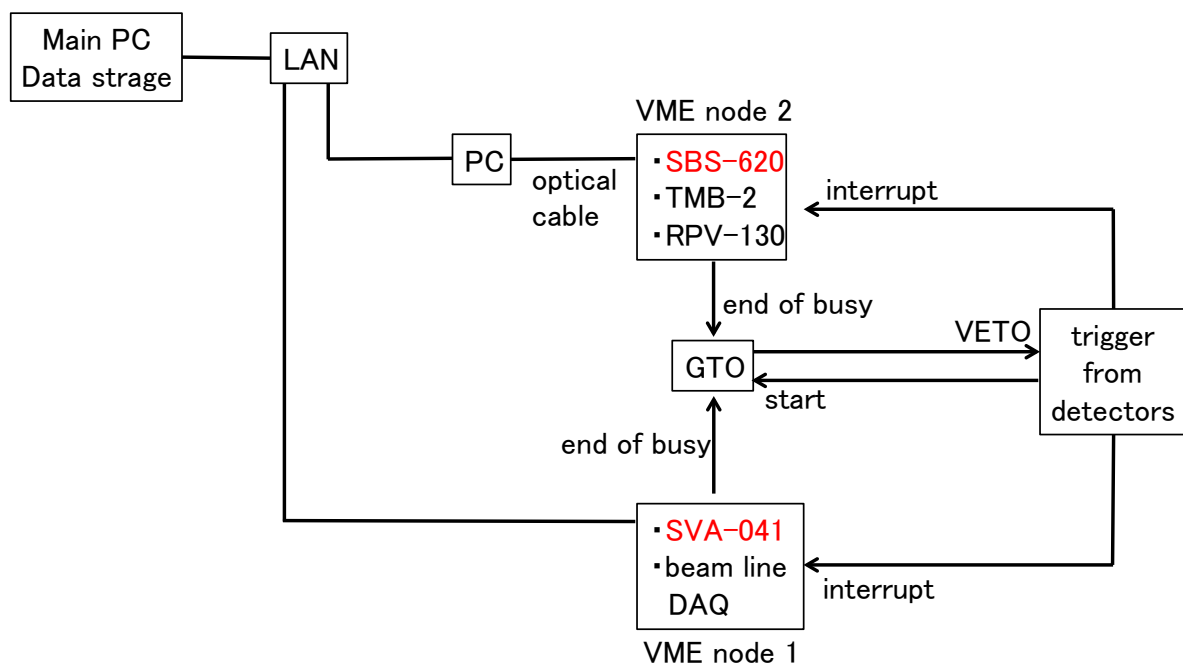


図 2.39 データ収集システムの概要。

図 2.39 に構築したデータ収集システムの概略図を示す。RCNP に既存のビームライン検出器及び Si+CsI 検出器のデータ取得用のノードは図中の VME node 1 である。この VME システムでは CPU モジュールに Sanritz 社の SVA-041 を用いている。今

回、TPC のデータ取得用に新たなノード (VME node 2) を追加した。このノードでは CPU として外部のデスクトップ PC を用いた。このノードへの外部検出器からの割り込み (interrupt) 信号の入力、データ取得終了の信号出力 (end of busy) は林栄精器社の RPV-130 モジュールを用いて行う。PC と VME バス間は、SBS 社のモデル 620 と PC を光ケーブルで接続した。2 つのノードはネットワーク上で接続されており、全体の制御及び、データ保存は外部のメイン PC を用いて行った。

DAQ の VETO 管理は RIBF で開発された General Trigger Operator (GTO) モジュールが行う。検出器からのトリガー信号は 2 つの VME ノードに interrupt を掛けると同時に、GTO モジュールにスタート信号を送る。GTO モジュールはスタート信号を受け取ると、各ノードに次の interrupt が入力されないようにトリガーに対して VETO 信号を送る。2 つの VME ノードではそれぞれのデータ転送が終了すると end of busy 信号を GTO モジュールに送る。両方のノードから end of busy 信号が出力されると、次のイベントを取得できるので GTO モジュールは VETO 信号を解除し、次のトリガーが入力されるまで待機する。

図 2.40 に外部検出器から TPC システムへの interrupt 信号の処理方法を示す。外部から interrupt 信号が入力されると、ゲートジェネレーター (G.G) から岩城ボードへトリガー信号とトランスファー信号が出力される。トリガー信号は電子のドリフト時間よりも十分早いので、岩城ボードへのトリガーは $11 \mu\text{s}$ 遅らせて入力する。岩城ボードではトリガー信号が入力されてから、前段 FIFO ヘデータを書き込むのに $12 \mu\text{s}$ 程かかるので、トランスファー信号はトリガー信号から更に $14 \mu\text{s}$ 遅らせて入力する。トランスファー信号が入力されてから VME メモリーモジュール (TMB-2) にデータを書き込むには最大 $200 \mu\text{s}$ 要する。TMB-2 はダブルバッファモードで動作させてデータの書き込みと、外部への出力を同時に行えるようにした。バッファの切り替えは 1 イベントごとに行う。メモリーモジュールへのデータ読み込みとバッファの切り替えには合計で $250 \mu\text{s}$ 程度かかる。したがって一度 interrupt が入力されると、この間に次の interrupt が入力されないように $250 \mu\text{s}$ 幅の VETO を掛ける。 $250 \mu\text{s}$ 過すると、メモリーモジュールへの書き込みが終了し、データを取得する準備が整うので、RPV-130 から CPU に interrupt を掛ける。interrupt が掛かると TMB-2 に書きこまれたデータは外部 PC から読み込まれる。データが読み込まれている間は、次の interrupt が入力されないように VETO が掛けられている。データ読み込みが終了すると GTO モジュールに end of busy 信号が出力される。ダブルバッファでデータ取得を行うことで、トリガーレートが 200 Hz でライブタイム 90% を達成した。散乱が起きた時の典型的なデータ量は 1 イベント当たりおよそ 7 kB である。

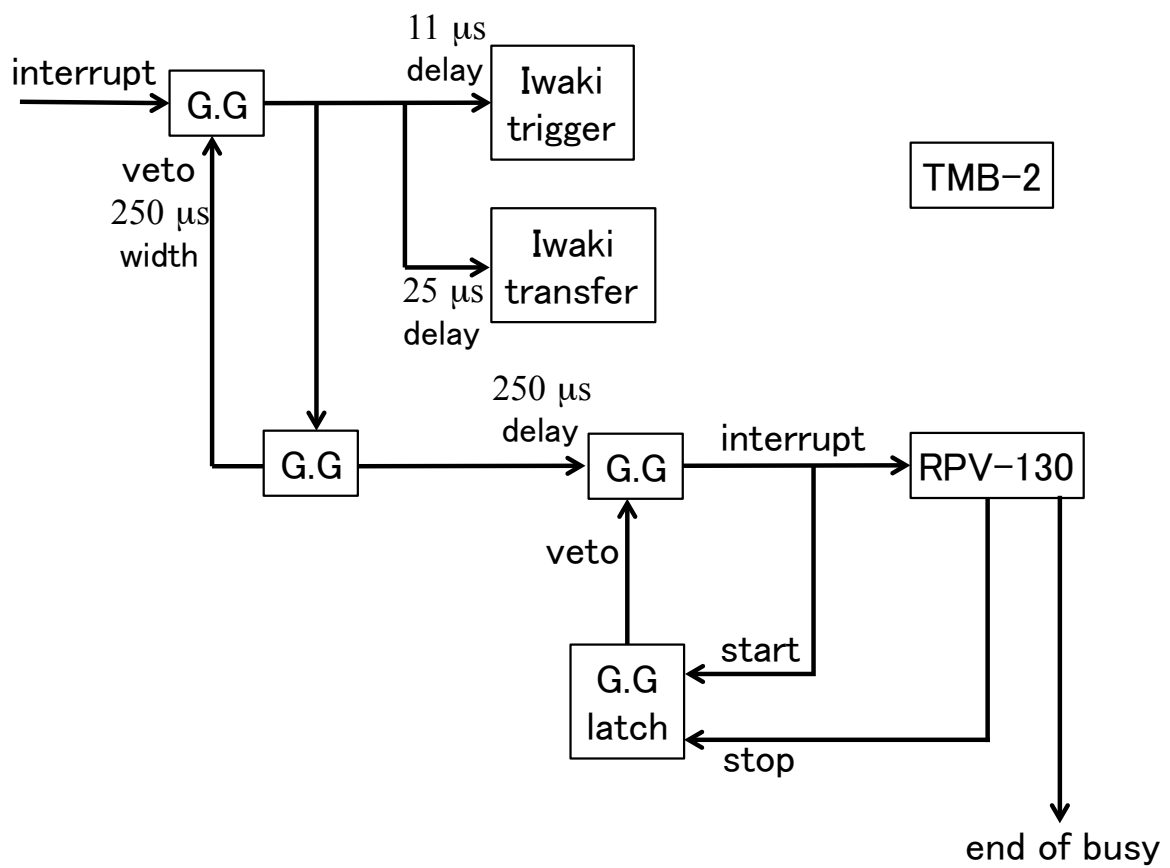


図 2.40 TPC へのトリガー処理の詳細。

第 3 章

アクティブ標的に用いるガスの候補の選定

この章ではアクティブ標的の標的・検出ガスについて述べる。1.5 節で述べたように、我々のアクティブ標的では α 非弾性散乱を行うためにガスは He を用いる。ビームを用いた試験では、散乱が起きたことを Si 検出器で反跳粒子を検出することで判断する。したがって、出来るだけ低エネルギーの反跳粒子が TPC を貫通できるようにガス圧を下げなければならない。将来の不安定核実験で ^{12}Be の単極子励起強度を測定するには、3 MeV の α 粒子を検出しなければならない。本研究では Si 検出器をトリガーとした時にどこまで低エネルギーの粒子を検出できるかを調査した。

3.1 クエンチガス

我々の TPC 検出器ではドリフト電場を形成するためにプレートにおよそ -3000 V の高電圧を印加する。この 3.5 cm 外側にトリガーとして用いる Si 検出器を設置する。したがってプレートから Si 検出器に向かって放電が起こる恐れがある。放電が起こると Si 検出器に大電流が流れて壊れてしまうため、放電を抑制しなければならない。

放電が起こる過程は以下の通りである。まず検出器内のガスが何らかの理由 (放射線や宇宙線との衝突等) で電離され、1 次電子が発生する。電子は電場によって加速され、他のガス粒子と衝突、電離 (α 作用) しながら陽極である Si 検出器へと向かう。その過程で生じた陽イオンは陰極へと向かい、陰極との衝突で新たな電子を電離する (γ 作用)。また、励起状態にあるイオンが基底状態に戻るときに放出される X 線は光電効果により他のガスを電離する。これらの過程によって生じる 2 次電子の個数が両電極に吸収される個数よりも多いと、電子は雪崩的に増幅し、火花放電へとつながる。

放電現象は希ガスで起こりやすいため、ガス検出器は放電を防ぐために、通常 iso- C_4H_{10}

等のクエンチガスを混入させて動作させる。クエンチガスは X 線や 2 次電子を吸収することによって放電を防ぐ。本研究ではクエンチガスとして iso-C₄H₁₀, CF₄, CO₂ について、性能評価を行った。

3.2 ガスに対する要求

・反跳粒子のエネルギー損失

ガスは低エネルギー反跳粒子を Si に到達させるために、薄くしなければならない。Si 検出器で信号がノイズに埋もれないパルス高になるには、500 keV 程度で検出器に到達しなければならない。反跳粒子はビームが通過する TPC の中心軸上で発生し、Si 検出器までの距離はおよそ 11 cm である。したがってガス圧に対する要求は、3 MeV の α 粒子がガス中を 11 cm 進んで 500 keV のエネルギーが残っていることである。これを満たすガスの質量厚さ (mass thickness) は 1.5 mg/cm² 以下である。

・パルス高

しかし、ガス圧を低くして反跳粒子の TPC 内でのエネルギー損失を低くし過ぎると今度は TPC の信号が低すぎてノイズに埋もれてしまい、飛跡構築が出来なくなってしまう。表 2.3 によると、回路のノイズは 6000 e 程度である。この電荷量はおよそ 1 fC なので、ノイズのパルス高は 0.8 mV 程である。つまり真の信号は 1 mV を超えなければノイズに埋もれてしまう。岩城ボードでは 32 ch 分 (13 mm の長さ) をまとめたモニターアウトプット (LEMO コネクタ) を備えている。測定ではこの信号が 30 mV を超えると飛跡が見えるようになったが、これは上記の事実と整合する。パルス高は粒子のガス中でのエネルギー損失とガス増幅率の積で決まる。

・エネルギー損失のダイナミックレンジ

質量欠損分光法を行うには、ビームと反跳粒子の角度を知る必要がある。つまり TPC ではビーム粒子と反跳粒子の両方の飛跡が見えなければならない。62 MeV/u の ¹²Be は 3 MeV の α 粒子に比べて、物質中でのエネルギー損失はおよそ 10 倍小さい。エネルギー損失の小さい ¹²Be でも飛跡が見えるガス混合を探さなければならない。

・標的粒子の純度

ガスは ⁴He にクエンチガスを混入させて放電を防ぐが、クエンチガスの濃度が増えると、標的粒子の純度が低下し、バックグラウンドが多くなってしまう。したがってクエンチガスの量は出来るだけ少ないほうが好ましい。

3.3 α 線源を用いたガス性能の評価

上の節で列挙した条件を満たす混合ガスを探すために、 ^{241}Am からの 5.48 MeV の α 線源を用いて実験を行った。図 3.1 にセットアップ図を示す。 α 線源は TPC の有感領域から 40 mm 離れたところに設置した。5.48 MeV の α 線は 62 MeV/u の ^{12}Be ビームに比べて物質中でのエネルギー損失が 5.5 倍ある。波高が粒子のエネルギー損失に比例し、ガス増幅率がエネルギー損失に対して一定と仮定すると、 ^{12}Be ビームの飛跡を検出するためには、32 ストリップ分のモニター信号で $30 \times 5.5 = 165$ mV の波高が観測される必要がある。今回の試験では α 線はカソードストリップに垂直に入射するようにした。 α 線の角度広がり起因するエネルギー損失の広がりを出来るだけ小さくするために、8 つあるカソードのモニター信号のうち、線源に最も近い信号 (図の C0) でパルス高をオシロスコープで読み取った。測定は He に iso- C_4H_{10} , CO_2 , CF_4 を様々な割合で混合したガスについて行った。

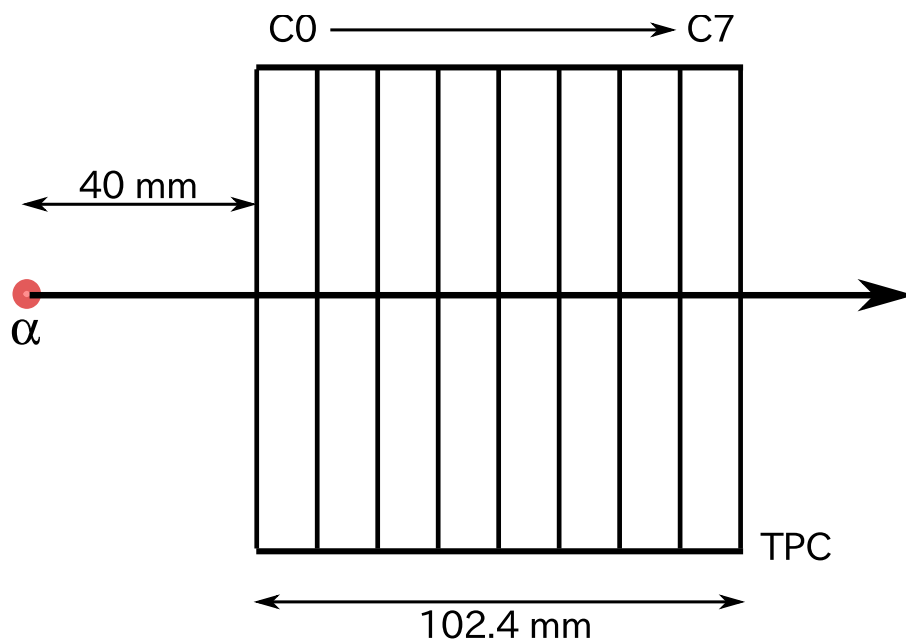


図 3.1 線源テストの配置図。

表 3.1 に試行したガスについて、重量厚さ (110 mm 分)、He の純度、オシロスコープで観測された α 線源による最大波高を示す。波高は μ -PIC のアノードに印加する電圧を高くするほど大きくなる。表中の数値は μ -PIC が放電する直前の波高である。なお、測定はプレート電圧を -3000 V, グリッド電圧は -200 V に固定して行った。

測定の結果、 CF_4 , CO_2 をクエンチガスとして用いると、十分な波高 (150 mV) を得る

表 3.1 各ガスごとの重量厚さ、He 純度、観測された波高

ガス混合 (hPa)	厚さ (mg/cm ²)	He 純度 (%)	最大波高 (mV)
He(250)+iso-C ₄ H ₁₀ (20)	0.97	49	90
He(250)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	1.2	37	130
He(250)+iso-C ₄ H ₁₀ (40)	1.5	30	200
He(300)+iso-C ₄ H ₁₀ (20)	1.0	53	75
He(300)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	1.3	42	120
He(300)+iso-C ₄ H ₁₀ (40)	1.6	34	220
He(300)+iso-C ₄ H ₁₀ (50)	1.8	30	300
He(350)+iso-C ₄ H ₁₀ (10)	0.91	70	35
He(350)+iso-C ₄ H ₁₀ (20)	1.1	58	120
He(350)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	1.4	45	200
He(350)+iso-C ₄ H ₁₀ (40)	1.7	39	350
He(350)+iso-C ₄ H ₁₀ (50)	2.0	32	400
He(400)+iso-C ₄ H ₁₀ (20)	1.3	58	70
He(400)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	1.5	49	200
He(250)+CF ₄ (40)	2.1	55	18
He(250)+CF ₄ (50)	2.5	49	20
He(250)+CF ₄ (60)	2.8	46	30
He(250)+CF ₄ (70)	3.2	41	55
He(300)+CF ₄ (20)	1.3	77	< 10
He(300)+CF ₄ (30)	1.7	67	< 10
He(300)+CF ₄ (40)	2.2	59	15
He(300)+CF ₄ (50)	2.5	55	20
He(300)+CF ₄ (60)	3.0	49	40
He(300)+CF ₄ (70)	3.3	46	55
He(350)+CF ₄ (40)	2.2	64	15
He(350)+CF ₄ (50)	2.7	57	20
He(350)+CF ₄ (60)	3.1	53	28
He(350)+CF ₄ (70)	3.5	49	50
He(400)+CF ₄ (40)	2.3	67	20
He(400)+CF ₄ (50)	2.7	62	26
He(950)+CF ₄ (50)	3.7	79	60

ガス混合 (hPa)	厚さ (mg/cm ²)	He 純度 (%)	最大波高 (mV)
He(300)+CO ₂ (30)	1.1	77	< 10
He(300)+CO ₂ (40)	1.4	71	< 10
He(300)+CO ₂ (50)	1.5	67	18
He(300)+CO ₂ (60)	1.8	62	20
He(400)+CO ₂ (30)	1.3	82	15
He(400)+CO ₂ (40)	1.5	77	15
He(400)+CO ₂ (50)	1.7	73	60

ことが出来なかった。iso-C₄H₁₀ だと He(350)+C₄H₁₀(30) と He(400)+C₄H₁₀(30) は十分な波高を得ることができ、かつ標的の厚さを 1.5 mg/cm² 以下に抑えることに成功した。He 標的の純度の観点からは後者の方が良い。CO₂ に関しては、He(400)+CO₂(30) においてグリッド電圧を -200 → -1000 V に変更すると、150 mV 程度の波高を得ることが出来た。 μ -PIC のガス増幅率はアノード電圧のみに依存すると当初は考えていたが、グリッド電圧にも依存することが後の測定で判明した。増幅率が何故グリッド電圧に依存するかは 6 章で議論する。

次の章でクエンチガスとして iso-C₄H₁₀, CO₂ を用いたガスについて、詳細な試験を行う。He の標的純度は CO₂ の方が良い。なお CF₄ についても、表 3.1 の測定では十分な波高を持つ組み合わせを見つけることが出来なかったが、CO₂ と同様にグリッド電圧を上げることでより高い波高を得ることが出来ると期待される。しかし測定時間の都合上、CF₄ の詳細な測定を行うことは出来なかった。CF₄ の測定は今後の課題として残されている。

第 4 章

α 線源を用いた詳細な試験

前章でアクティブ標的として用いるガスの候補として、He(400)+iso-C₄H₁₀(30) と He(400)+CO₂(30) が見つかった。ここではこれらのガスについて α 線源を用いてデータを取得し、TPC の基本性能であるガス増幅率、電子のドリフト速度について評価を行った。また比較のために、全圧を固定しクエンチガスの割合を変えた He(410)+iso-C₄H₁₀(20) と He(410)+CO₂(20) についてもデータを取得した。

4.1 実験のセットアップ

図 4.1, 4.2 にそれぞれ実験のセットアップを上から見た図と、側面から見た図を示す。5.48 MeV の α 線源である ²⁴¹Am を TPC から 61 mm 離れた位置に設置した。 α 線は加速器からのビームと同じ方向に入射するようにした。アノード、カソードのストリップ配置は図 4.1 の通りである。

データ取得のトリガーは TPC の下流 45 mm に設置した 4 枚の Si 検出器で行う。Si 検出器は図 2.8 のように配置した。4 枚の Si 検出器の有感領域は 150×150 mm² である。今回の測定ではプレートからの放電から Si 検出器を保護するために、検出器の下から 25 mm をアクリルの板でカバーした。したがって Si 検出器の実際の有感領域は 125×150 mm² となる。

図 4.3 に回路の概略図を示す。Si 検出器からの信号はまずプリアンプ (Mesytec 社 MPR-16) で増幅された後に整形アンプ (Mesytec 社 MSCF-16) で波形整形される。整形されたアナログ信号は VME 規格の ADC (Mesytec 社 MADC-32) で波高を記録した。MSCF-16 からのタイミング信号はゲートジェネレータで岩城ボードへのトリガー及びトランスファー信号を発生させる。Si 検出器からの信号は TPC のドリフト時間に比べて十分早いので、ドリフト時間の原点として使える。岩城ボードからの信号は VME メモリモジュール (TMB-2) で記録した。

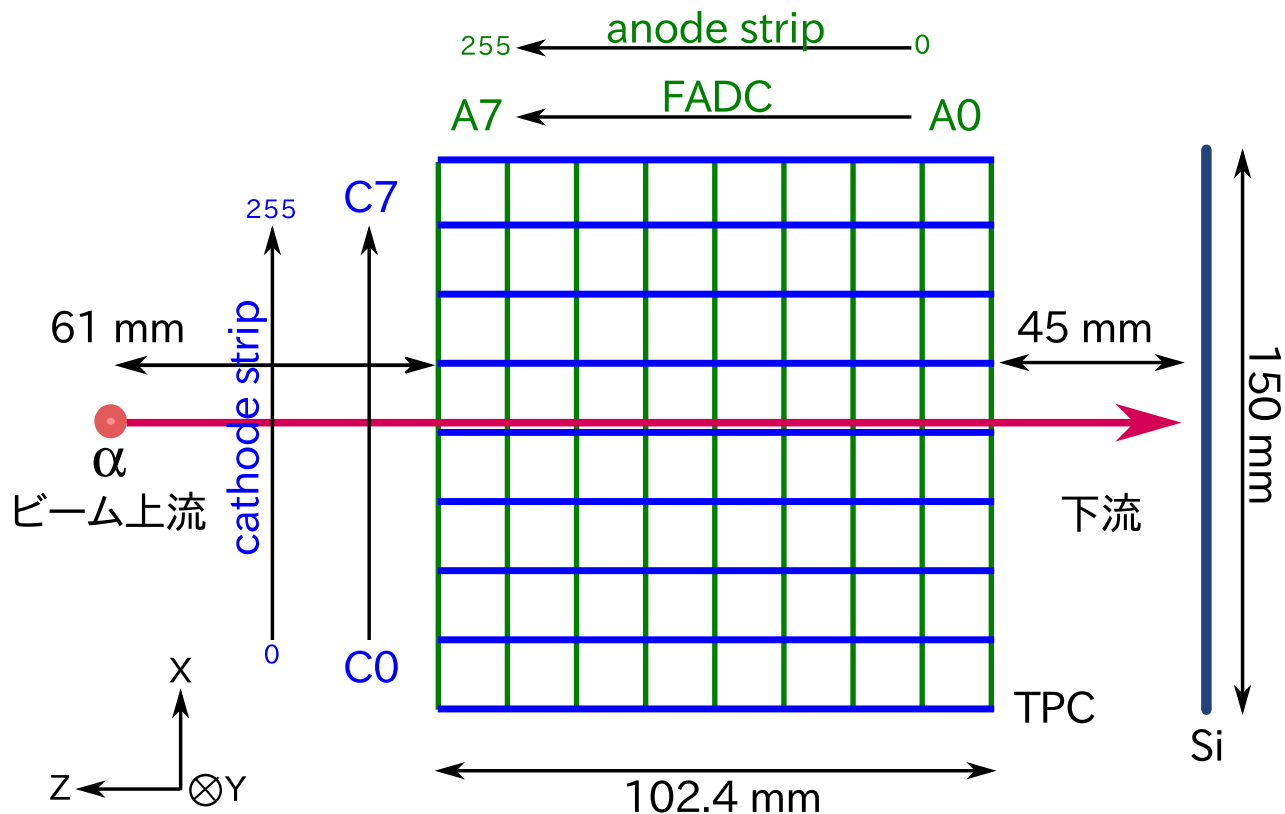


図 4.1 線源テストの配置 (上から見た図)。

4.2 ガス増幅率の算出

μ -PIC のガス増幅率を様々なアノード電圧、グリッド電圧に対して計測し、その依存性を調べた。ガス増幅率の算出方法を述べる。

TPC 内での電荷情報は FADC の波高から得られる。表 2.3 より、波高が 800 mV の時の電荷は 1 pC に対応する。FADC は図 4.1 のように、アノード 8 ch, カソード 8 ch があるが、 α 線のストリップ内でのエネルギー損失の広がりを最小にするためにアノード 7 (図中 A7) を用いて解析した。

図 4.4 に FADC 波形の一例を示す。ガスは He(400)+iso-C₄H₁₀(30)、アノード電圧は 530 V、メッシュ電圧は -200 V、ドリフト電場は 200 V/cm である。横軸は 25 MHz のクロック番号で、1 ピンが 40 ns に対応している。縦軸は波高 (mV) である。波高の分解能は 8 mV/channel である。得られたデータのままでは波高にはベースラインのオフセットが乗っているため、これを除去しなければ正しい波高が求められない。図 4.5 にベースラインを減算した波形を示す。ベースラインは最初の 25 クロック分の平均から算

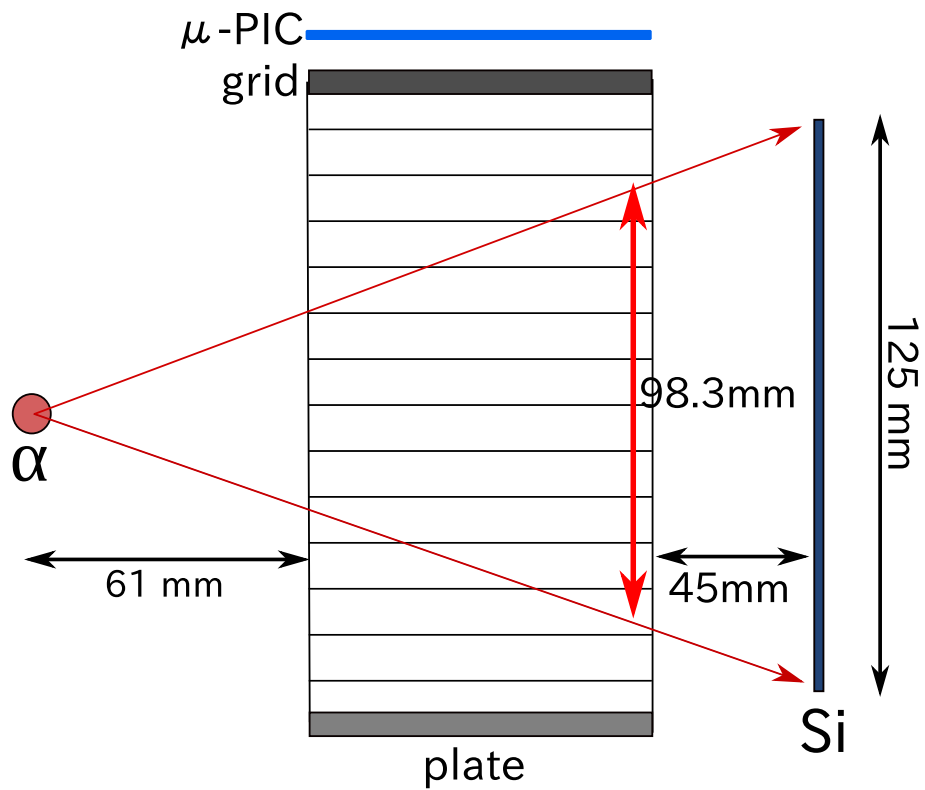


図 4.2 線源テストの配置 (側面図)。

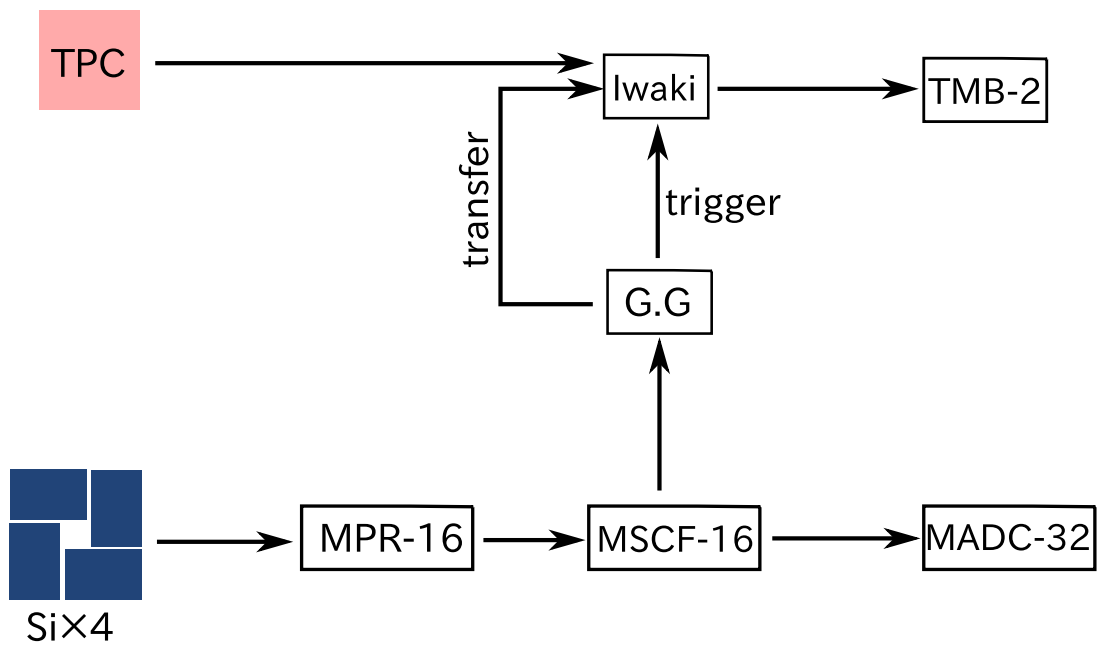


図 4.3 線源テストでの回路図

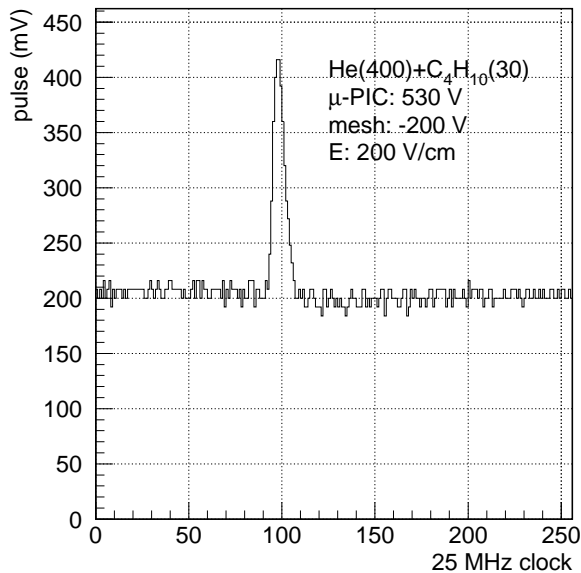


図 4.4 FADC A7 の波形の一例。

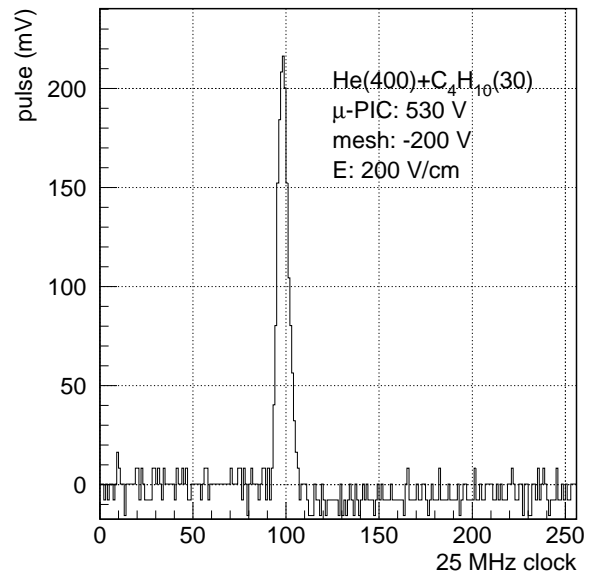


図 4.5 ベースラインを減算した波形。

出した。このイベントにおける最大波高はおよそ 225 mV である。 α 線の入射角度の広がりによるエネルギー損失の広がりを極力抑えるために、4 つの Si のうち左下の Si に α 粒子が当たったイベントのみを解析し、立体角を制限した。

図 4.6 に上と同じ条件での FADC の最大波高のヒストグラムを示す。ヒストグラムのピーク付近をガウス関数でフィットし、得られた平均値をこの設定におけるガス増幅率の算出に用いた。

最大波高からガス増幅率の求め方は以下の通りである。ガス増幅率は μ -PIC で収集された電子の個数と、 α 線との相互作用で電離された電子の数の比である。 α 線によって電離される電子の個数は式 (2.3) から計算される α 線のエネルギー損失を、ガス分子から電子 1 個を電離するのに必要な平均エネルギー (W 値) で割れば良い。各種ガスの W 値の実測値を表 4.1 にまとめる [19]。

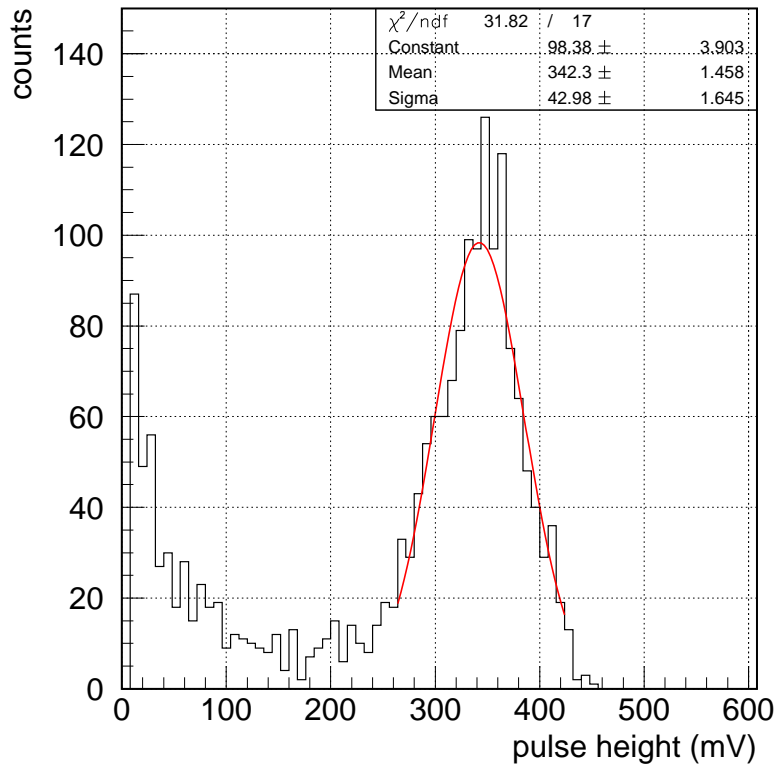


図 4.6 最大波高のヒストグラム。

表 4.1 各種ガスの W 値 [19]

ガス	W 値 (eV)
He	41.3
Ne	37
Ar	26
Xe	22
CH ₄	30
C ₂ H ₆	26
iso-C ₄ H ₁₀	26
CO ₂	34
CF ₄	54

混合ガスでの電離電子数を求めるには、構成ガス毎の α 線のエネルギー損失を求め、そ

の値を構成ガスの W 値で割って、最後に電子数を合計する。

表 4.2 ガス中での α 粒子のエネルギー損失と電離される電子数

ガス	$\Delta E(\text{He})$ (keV)	$\Delta E(\text{クエンチガス})$ (keV)	N_e
He(400)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	86	1.0×10^2	5.9×10^3
He(410)+iso-C ₄ H ₁₀ (20)	86	65	4.6×10^3
He(400)+CO ₂ (30)	82	52	3.5×10^3
He(410)+CO ₂ (20)	83	34	3.0×10^3

表 4.2 に測定したガス混合における、5.48 MeV α 粒子の He とクエンチガスによるエネルギー損失、電離される合計電子数 (N_e) を示す。エネルギー損失は FADC A7 に対応する 32 ストリップ (12.8 mm) でのエネルギー損失である。上の計算では α 粒子が TPC に入る前の 61 mm の不感領域でのエネルギー損失も考慮した。

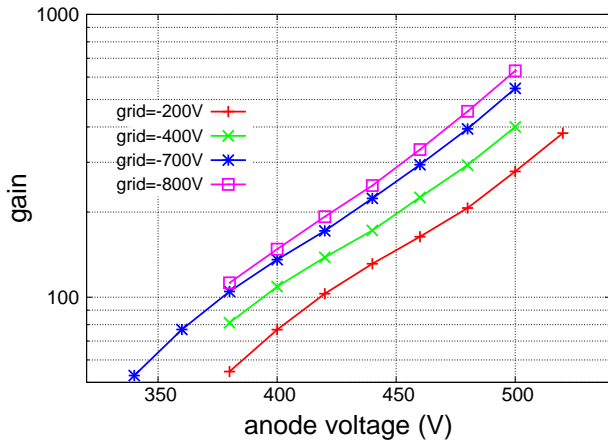
一方、 μ -PIC で収集された電子数は、回路のダイナミックレンジが 800 mV/pC なので、波高の平均値 V_m (mV) から全電荷量を計算し、それを電子の電荷 (1.6×10^{-19} C) で割れば得られる。

したがって、ガス増幅率 G は以下の式で表される。

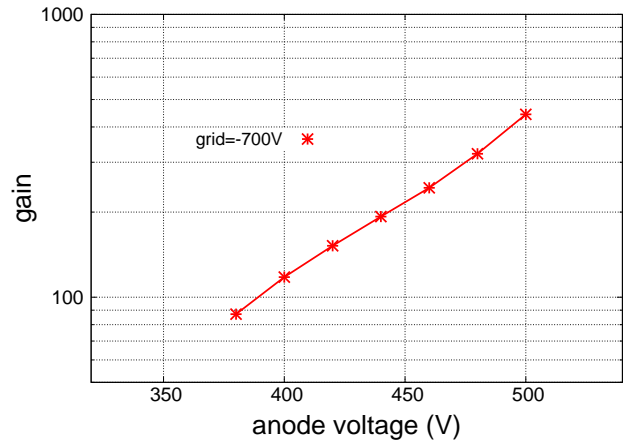
$$G = \frac{V_m}{(800 \times 10^{12}) \times (1.6 \times 10^{-19}) \times N_e} \quad (4.1)$$

また、図 4.6 において、分布の広がりや μ -PIC のエネルギー分解能を表す。 α 粒子の角度広がりによる、FADC A7 に相当する部分でのエネルギー損失の広がりや σ でおおよそ 3% であるので、十分小さい。エネルギー分解能は σ で 13% (FWHM で 30%) となった。

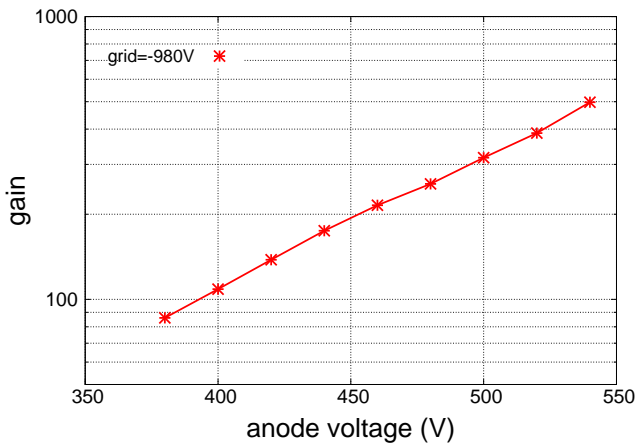
図 4.7 に各ガスにおいて、アノード電圧を変化させた時の増幅率をプロットする。He(400)+iso-C₄H₁₀(30) 及び He(410)+CO₂(20) については異なるグリッド電圧についても測定した。アノード電圧は放電する直前まで上昇させた。グラフよりガス増幅率はアノード電圧に対してほぼ指数関数的に増えることが分かる。これはガス増幅率が式 (2.9) で表されるからである。タウンゼント係数 α は電場 E の関数であり、 α を一次で展開すると G は電場に対して指数関数的に増加する。 μ -PIC 付近の電場はアノード電圧に比例する。また、ガス増幅率はグリッド電圧が高いほど大きくなることも分かった。



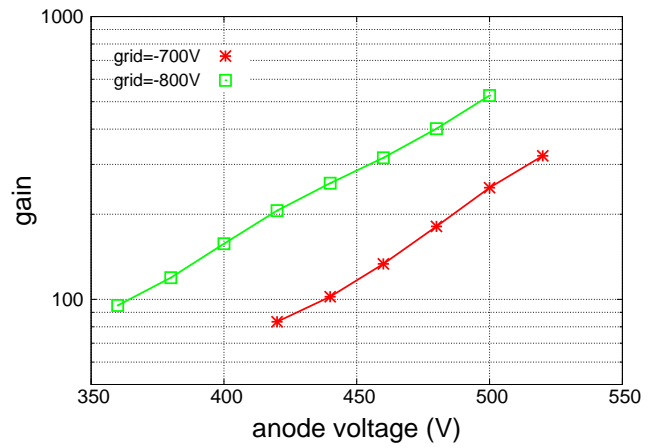
(a) He(400)+iso-C₄H₁₀(30)



(b) He(410)+iso-C₄H₁₀(20)



(c) He(400)+CO₂(30)



(d) He(410)+CO₂(20)

図 4.7 各ガスにおけるガス増幅率のアノード電圧依存性。He(400)+iso-C₄H₁₀(30) 及び He(410)+CO₂(20) については異なるグリッド電圧に対する測定も行った。

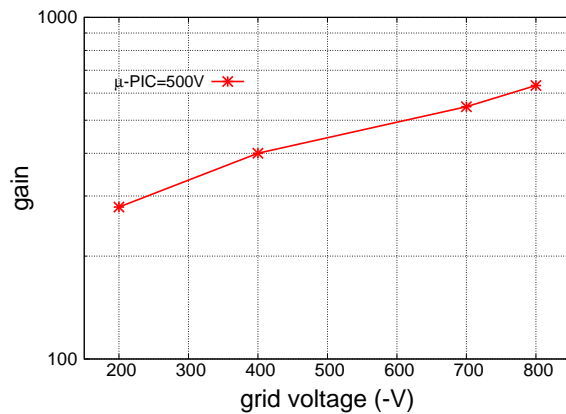
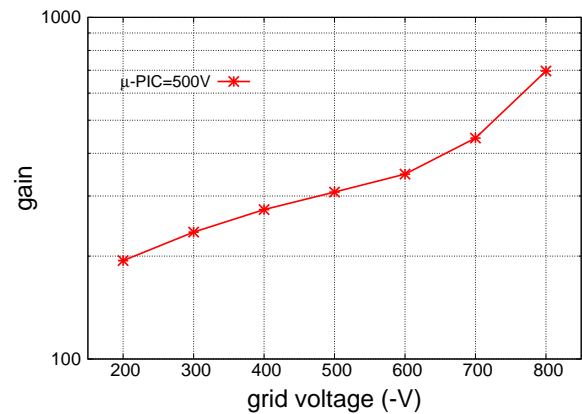
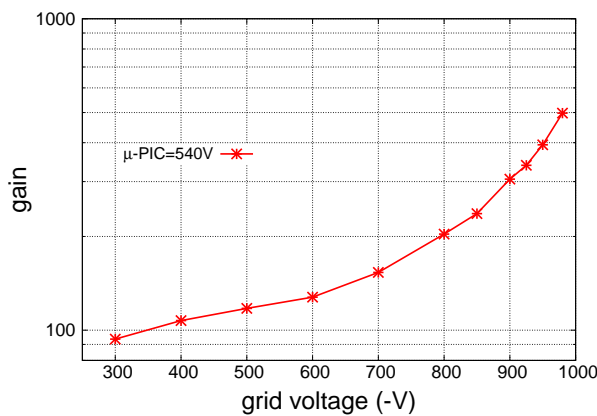
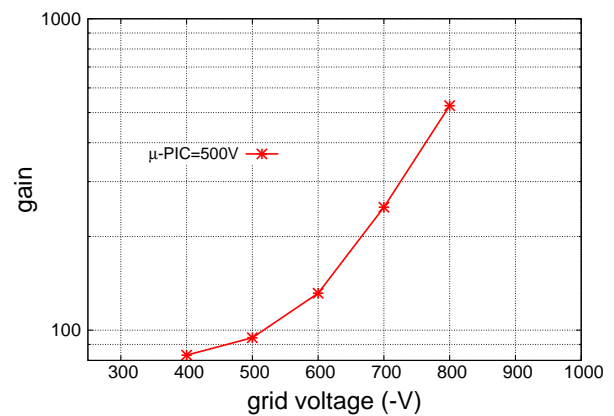
(a) He(400)+iso-C₄H₁₀(30)(b) He(410)+iso-C₄H₁₀(20)(c) He(400)+CO₂(30)(d) He(410)+CO₂(20)

図 4.8 各ガスにおけるガス増幅率のグリッド電圧依存性。

図 4.8 に各ガスにおいて、グリッド電圧を変化させた時のガス増幅率をプロットする。いずれのガスについても、グリッド電圧が低いほど増幅率が大きくなるのが分かった。この振る舞いについては後の 6 章でシミュレーションを行なって考察する。また到達する最大増幅率はいずれのガス混合でも 500~600 程度で、大きな違いは見られなかった。

4.3 ドリフト速度の算出

次に電子の TPC 内でのドリフト速度を求める。そのためには TPC 内での α 粒子の飛跡を解析する必要がある。

図 4.9 に TPC で構築する α 線の飛跡を示す。我々の TPC はアノードとカソードをストリップで読み出している。アノードストリップは α 線の入射方向に対して水平に、カソードストリップは垂直に配置されている。したがって、アノードとカソードについて、横軸にストリップから求まる水平方向の距離を取り、縦軸に各ストリップでの電子のドリ

フト時間を取ると、アノードからは α 線を真横から観測した飛跡が得られ、カソードからは真後ろから観測した飛跡が得られる。

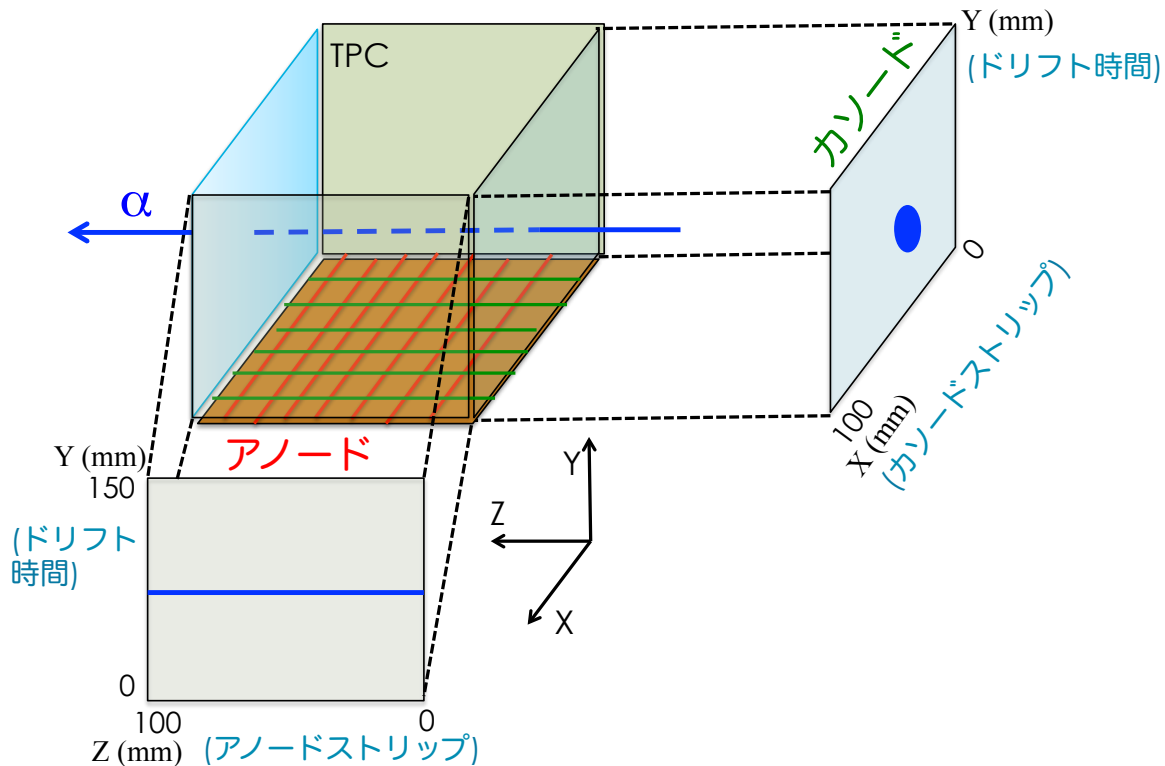


図 4.9 アノード、カソードの飛跡。

図 4.10 にアノード、カソードについて α 粒子の飛跡を約 1 万イベント分重ねたイメージング画像を載せる。ガスは $\text{He}(400)+\text{CO}_2(30)$ で、ドリフト電場は 207 V/cm の時の測定である。横軸はそれぞれのストリップ番号なので、水平方向の距離を表し、縦軸は電子のドリフト時間なので、鉛直方向の情報に対応する。このイベントは 4 枚の Si 検出器をトリガーにして取得したものである。アノードでは α 線は図の右から左へ飛んでいる。カソードでは Si 検出器の穴が中心に見えている。カソードのドリフト時間の広がり、あるいはアノードでストリップ 0 での広がりには Si 検出器の大きさを表しており、図 4.2 での 98.3 mm に対応する。したがって飛跡のイメージングで時間の上端と下端の差は 98.3 mm を電子がドリフトするのに掛かる時間になるので、ドリフト速度を求めることが出来る。図 4.11 にアノードのイメージングをドリフト時間方向へ射影した図を載せる。y が 0 になるところをグラフから読み取ったところ、時間の差は $6.7 \mu\text{s}$ であった。したがってこの条件下での電子のドリフト速度は $9.8 \div 6.7 = 1.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる。

プレート電圧を変えることで、ドリフト電場の強さを变化させてドリフト速度の測定を行った。図 4.12 にそれぞれのガスにおけるドリフト速度の電場依存性をプロットす

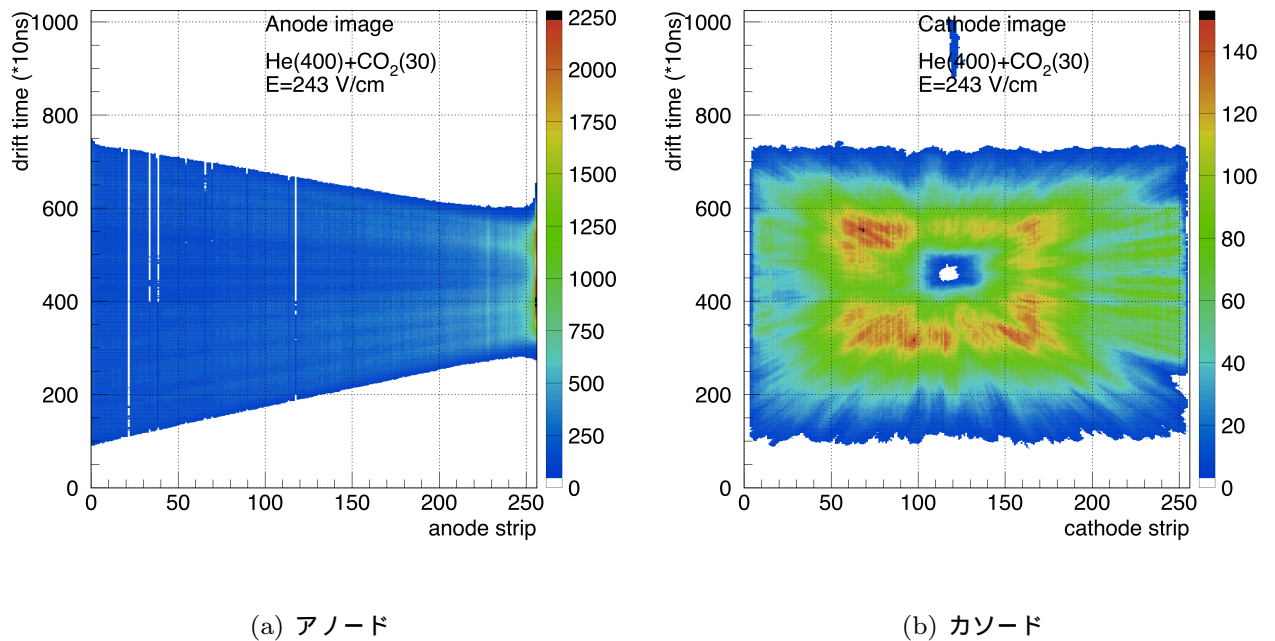


図 4.10 1 万イベント程の飛跡を重ねあわせたイメージング画像。

る。測定はそれぞれのガスについてはグリッド電圧、 μ -PIC 電圧を固定して行った。また Magboltz によるドリフト速度のシミュレーションの結果も同時にプロットしてある。測定の誤差は図 4.11 において、y 軸との交点の読み取り誤差が上端、下端共に 100 ns あるとして算出した。

クエンチガスに CO₂ を用いた時はいずれも測定値とシミュレーションはよく一致した。しかし、iso-C₄H₁₀ を用いた時はどちらも 5% 程測定値がシミュレーションに比べて系統的にずれている。測定は He(410)+iso-C₄H₁₀(20) のガスでは合計 1 時間程度行った。この間のチェンバー内の圧力変化を図 4.13 に示す。横軸は時間 (時:分:秒) を表す。測定はガスをフローさせずに、チェンバーを封じ切って行った。1 時間の測定中に内圧は 0.2 hPa 程上昇した。これはチェンバー内に外の空気がリークしたか、チェンバー内壁からのアウトガスによるものだと考えられる。この空気の不純物がドリフト速度にどの程度影響を及ぼすかシミュレーションを行なって調べた。図 4.14 にドリフト速度の測定値と Magboltz によるシミュレーション結果をプロットする。図の緑線は空気の不純物がない時の結果、青線は空気が不純物として含まれている時の結果である。空気は元のガスに対して 0.2 hPa 加えている。不純物の組成は、N₂(370 ppm), O₂(93 ppm), H₂O(4 ppm) とした。H₂O の量は測定時の気温 24.6 °C, 湿度 27% を元に計算した。

空気の不純物を加えてもドリフト速度のシミュレーション結果に差は見られなかった。つまり測定値とシミュレーション結果の違いは空気の不純物だけでは説明出来ない。以後

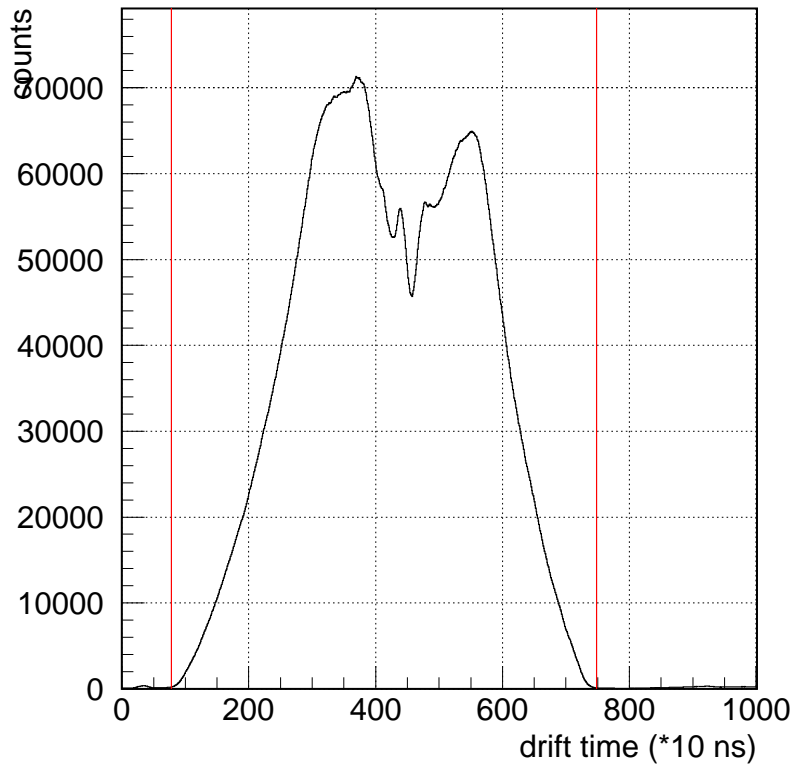


図 4.11 アノードの飛跡のドリフト時間方向への射影図。

の解析ではドリフト速度については実際の測定結果を用いて行う。

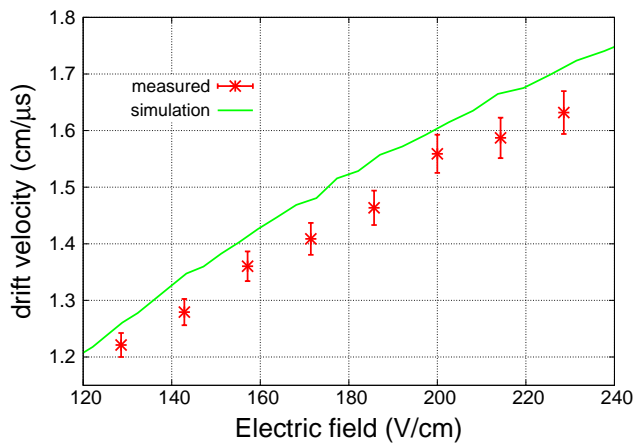
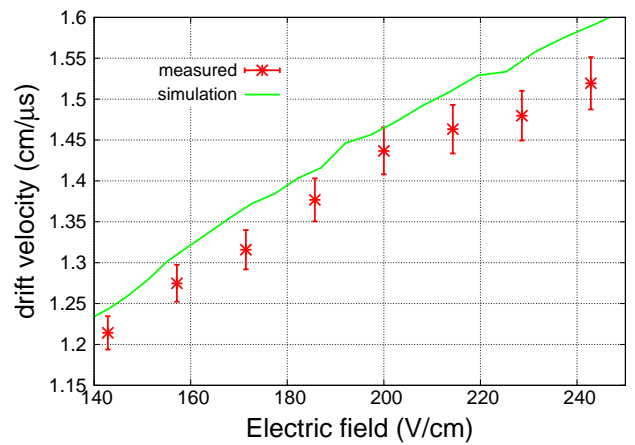
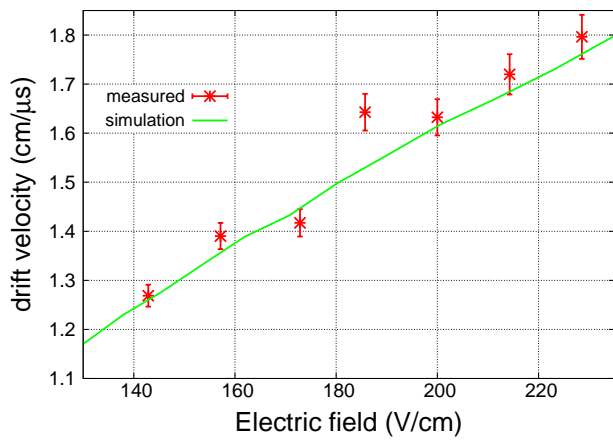
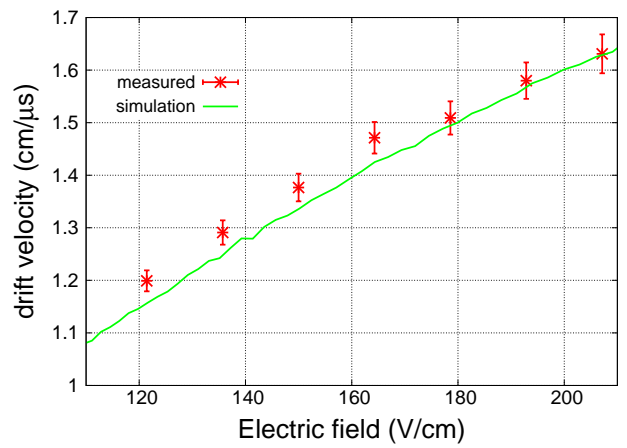
(a) He(400)+iso-C₄H₁₀(30)(b) He(410)+iso-C₄H₁₀(20)(c) He(400)+CO₂(30)(d) He(410)+CO₂(20)

図 4.12 各ガスにおけるドリフト速度の測定値と Magboltz によるシミュレーションの比較。

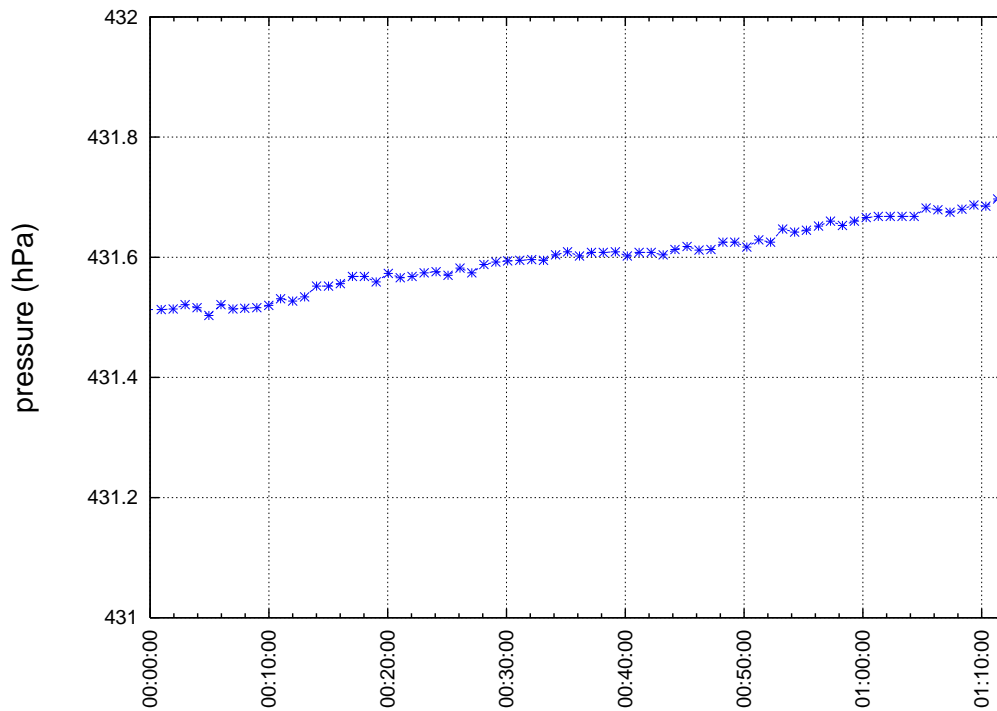


図 4.13 He(410)+iso-C₄H₁₀(20) の測定中のチェンバー圧力の時間変化。

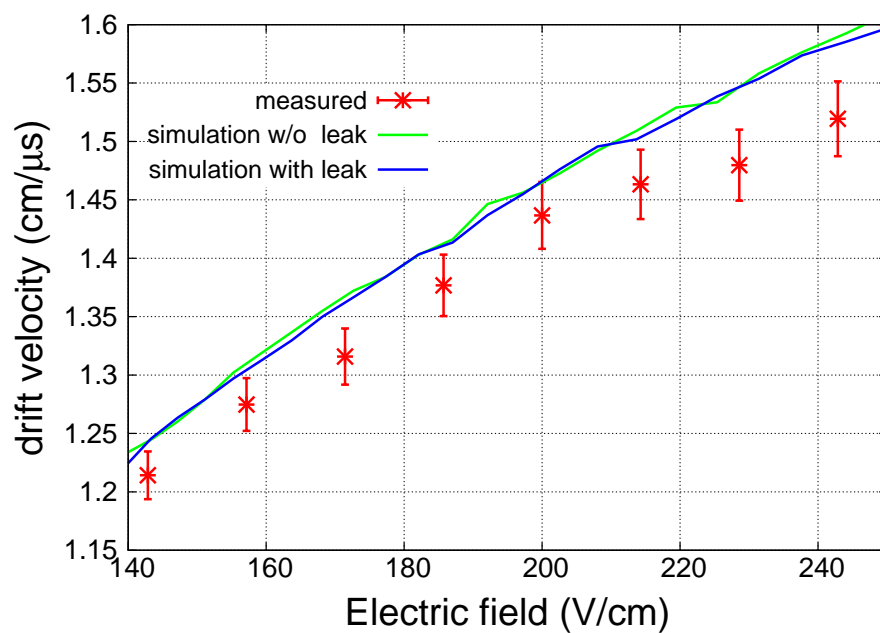


図 4.14 He(410)+iso-C₄H₁₀(20) のドリフト速度。緑線: He(410)+iso-C₄H₁₀(20) のみの Magboltz 結果。青線: 空気を 0.2 hPa 追加した時の Magboltz 結果。

第5章

ビームを用いた動作試験

前章では α 線源を用いて、4 種類のガス混合についてガス増幅率、ドリフト速度を測定した。いずれの量も大きな差異は見られなかった。したがって不安定核実験に用いるガス混合を最適化するには、さらに詳細な調査が必要である。そこで TPC 性能のビーム強度依存性を調べるために、加速されたビームを用いて実験を行った。加速器からのビームを用いることで、ビーム強度、エネルギーをより不安定核実験に近い条件にして行うことが出来る。

5.1 実験の目的

実験の目的は以下の通りである。

・TPC ガスの性能評価

クエンチガスとして iso-C₄H₁₀ と CO₂ のどちらが不安定核実験に適しているのかをビームを用いて評価する。

・検出器性能のビーム強度依存性

表 2.1 にまとめたように、アクティブ標的には 100 kcps 程度のビームを入射している中でも正常に動作することが求められる。実験では様々なビーム強度に対してデータを取得する。

・散乱イベントの取得

不安定核実験において質量欠損分光法で励起エネルギーを求めるには入射粒子、反跳粒子、散乱粒子を含む複雑な飛跡データを解析しなければならない。本実験では散乱データの解析アルゴリズムを開発するために実際の不安定核実験に近い条件下で散乱イベントを取得する。

5.2 実験施設

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の EN ビームラインにおいて、共同利用実験 E419 (2013 年 11 月 21-23 日) として実施した。

図 5.1 に EN ビームラインのセットアップを示す。このビームラインは RCNP における不安定核ビームラインであり、 ^{12}Be に対する実験もこのビームラインで行う予定である。EN コースには 3 つの焦点面 F1, F2, F3 がある。本実験は F2 にアクティブ標的を設置して行った。アクティブ標的の上流、F2 のビームライン上にはビーム粒子の位置をモニターするための検出器、Parallel-Plate Avalanche Counter (PPAC) [20] が 2 台設置されている。アクティブ標的の下流、F3 にも 2 台 PPAC を設置した。F3 の PPAC 用真空チャンバーは今回の実験のために我々が製作した。

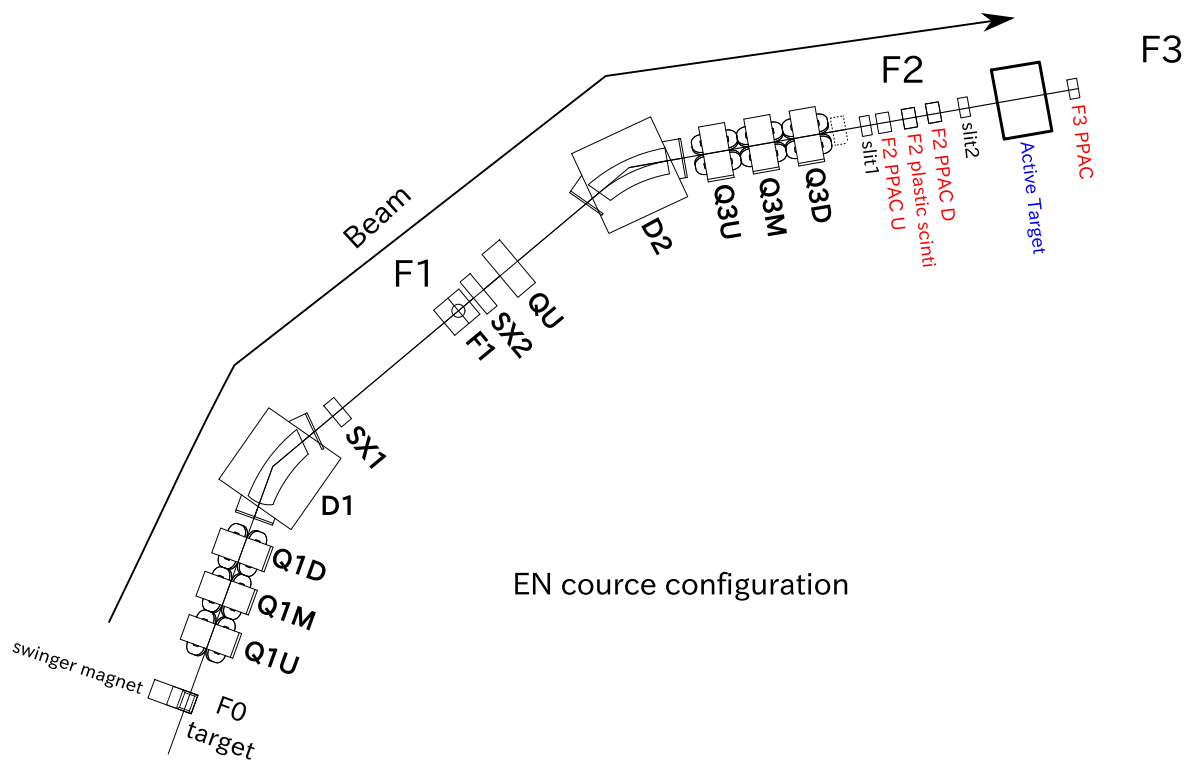


図 5.1 RCNP EN ビームラインのセットアップ。

5.3 ビームの選択

RCNP では様々な核種のビームを得ることが出来る。今回、我々は 56 MeV の α ビームを用いて検出器のテストを行った。このビームを用いた理由は次の通りである。実験

は将来の不安定核実験と出来るだけ近い状況の元で行いたい。1.4 で提案した実験は 62 MeV/u の ^{12}Be ビームを用いる。 ^{12}Be ビームエネルギーを 62 MeV/u としている理由は以下の通りである。RCNP では ^{18}O 一次ビームを最大 80 MeV/u まで加速できる。この一次ビームを ^9Be に照射して破砕反応を起こして得られる ^{12}Be のエネルギーが 62 MeV/u である。

このビームが例えば $\text{He}(400)+\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(30)$ の TPC ガスを貫通する時に失うエネルギーは 240 keV である。今回の実験では TPC ガス中におけるエネルギー損失が 62 MeV/u の ^{12}Be に近い核種を用いることが望ましい。今回の実験は検出器の性能評価を目的としているので、ビーム核種は容易に得ることが出来る安定核を候補とする。加速器はビームタイムの都合上、AVF サイクロトロンしか用いることが出来ない。このサイクロトロンの K 値は 140 MeV であり、電荷 q , 質量数 A の核種に対しては

$$E_{\max} = 140 \times q^2/A \text{ (MeV)} \quad (5.1)$$

まで加速することが出来る。代表的な安定核でガス中で 240 keV 失うためのビームエネルギーと E_{\max} を以下の表 5.1 にまとめる。

表 5.1 ^{12}Be ビームとガス中で同じエネルギーを失うための入射エネルギーと E_{\max}

核種	入射エネルギー (MeV)	E_{\max} (MeV)
p	2.2	140
d	4.3	70
^3He	35	186
^4He	47	140
^6Li	182	210
^7Li	213	180
^9Be	560	248

^7Li よりも重い核種ではエネルギー損失を低くするために入射エネルギーを高くしなければならないが、AVF サイクロトロンではそのエネルギーまで加速することは出来ない。また水素や重水素では入射エネルギーを下げなければならない。このような低いエネルギーでは、不安定核実験と運動学条件が大きく異なってしまうので適していると言えない。したがって入射核種としては ^3He , ^4He , ^6Li が候補となる。

ビーム核種を決める際は、飛跡構築アルゴリズム開発についても考慮しなければならない。散乱イベントを解析して、 ^4He を標的とした微分断面積の角度分布を求めた暁にはレファレンスとなる実験データと比較して整合性を確認する必要がある。したがって

表 5.1 中のビームと ${}^4\text{He}$ の散乱断面積が既に測定されている核種であることが望ましい。 ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ の散乱については、文献 [21] において ${}^4\text{He}$ を 47.28 MeV で入射させた時の弾性散乱の断面積が報告されている。 ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$ 散乱については文献 [22] において ${}^4\text{He}$ を 104 MeV (${}^6\text{Li}$ をビームにすると 156 MeV) の弾性散乱の断面積が報告されている。 ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ 弾性散乱は同種粒子散乱なので、反跳粒子と散乱粒子のなす角度は必ず 90° になる。よって初めて散乱イベントを取得する今回の実験では解析がより容易であると推測される。したがって今回の実験では ${}^4\text{He}$ をビームとして用いることにした。文献 [21] で測定された断面積のデータを図 5.2 にプロットする。同種粒子散乱なので、微分断面積は重心系で 90° に関して対称である。

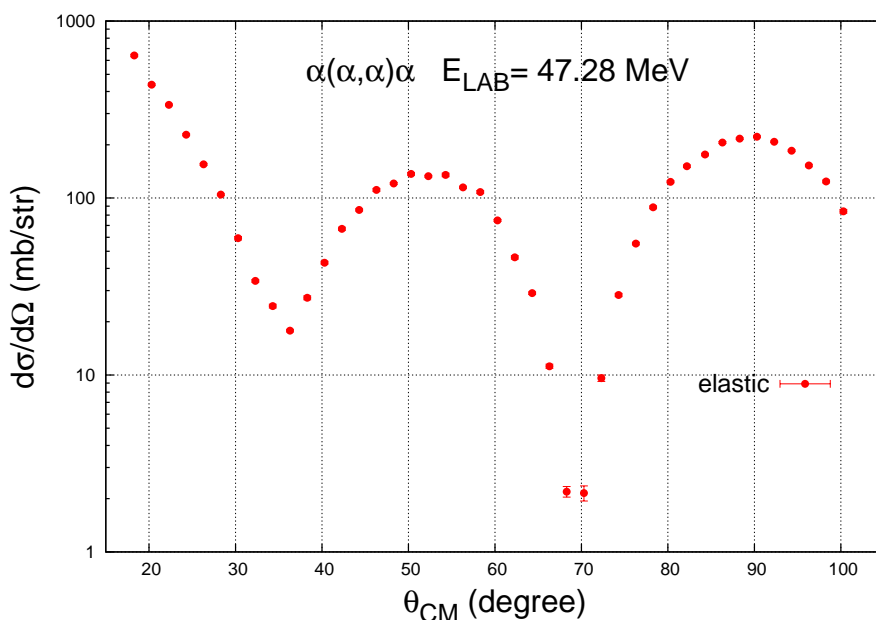


図 5.2 ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ 弾性散乱の断面積の角度分布 [21]。

以上の議論より、47 MeV の ${}^4\text{He}$ ビームを TPC に導けば理想的な実験を行えることが分かった。実際のビームエネルギーはビームライン上にある数々の物質を貫通することを考慮して決めなければならない。また、本実験ではビームの入射範囲を広げるために F0 に標的を設置することで散乱を起こしたビームを導くことも考慮した。F0 に設置する標的は $100\ \mu\text{m}$ の Al を選択した。この標的を含めて、 ${}^4\text{He}$ ビームがビームライン上の物質を貫通したのちに TPC に 47 MeV で入射するためには 56 MeV にする必要がある。以下の表 5.2 に ${}^4\text{He}$ ビームが貫通する物質と、貫通後のビームエネルギーを上流から順番に示す。表の計算では最上流でのビームエネルギーを 56 MeV とした。このエネルギーに設定すると TPC に入射する時のエネルギーはおよそ 47 MeV になる。なお $25\ \mu\text{m}$ のアラミド膜は TPC 内のガスを真空となっているビームラインから隔離するための膜で

ある。

表 5.2 ビームライン上の物質とビームのエネルギー損失 (上流から)

物質	厚さ (mg/cm ²)	貫通後のエネルギー (MeV)
Al 標的 100 μm	27.0	53.2
F2 PPAC U マイラー 24 μm	3.35	52.7
プラスチックシンチ 200 μm	21.2	49.5
F2 PPAC D マイラー 24 μm	3.35	49.0
アラミド膜 25 μm	3.55	48.5
TPC 内のガス 300 mm	4.13	47.8

5.4 測定の概要

ビームを用いた試験では検出器のビーム強度依存性を調べることが目的の一つである。これを調べるためにまず検出器に様々な強度 (1 keps~1 Mcps) のビームを入射させてデータを取得した。データ取得の回路図を図 5.3 に示す。TPC のトリガー信号は F2 上に設置した 200 μm 厚のプラスチックシンチレータからの信号を用いた。つまり散乱イベントを選択的に取得するのではなく、ビームが入射したイベントを取得した。また、ビーム強度はこのシンチレータからの信号を VME スケーラー (CAEN 社 V830) で数えることで求めた。なお TPC のデータ取得は VME の通信速度で律速されており、およそ 600 cps 程度しか取得できない。不安定核実験ではビーム強度が低いため実際に散乱が起こる頻度は ~ 1 cps 程度なので問題ないが、ビームが入射したイベントを全て取得することは出来ない。そこでシンチレータからの信号をプリスケラモジュールで間引いてトリガーレートが常に 300 Hz 程度に収まるように調整した。PPAC からの信号はディスクリミネータでタイミング信号に変換された後に VME 規格のマルチヒット TDC (CAEN 社 V1190) で取得した。

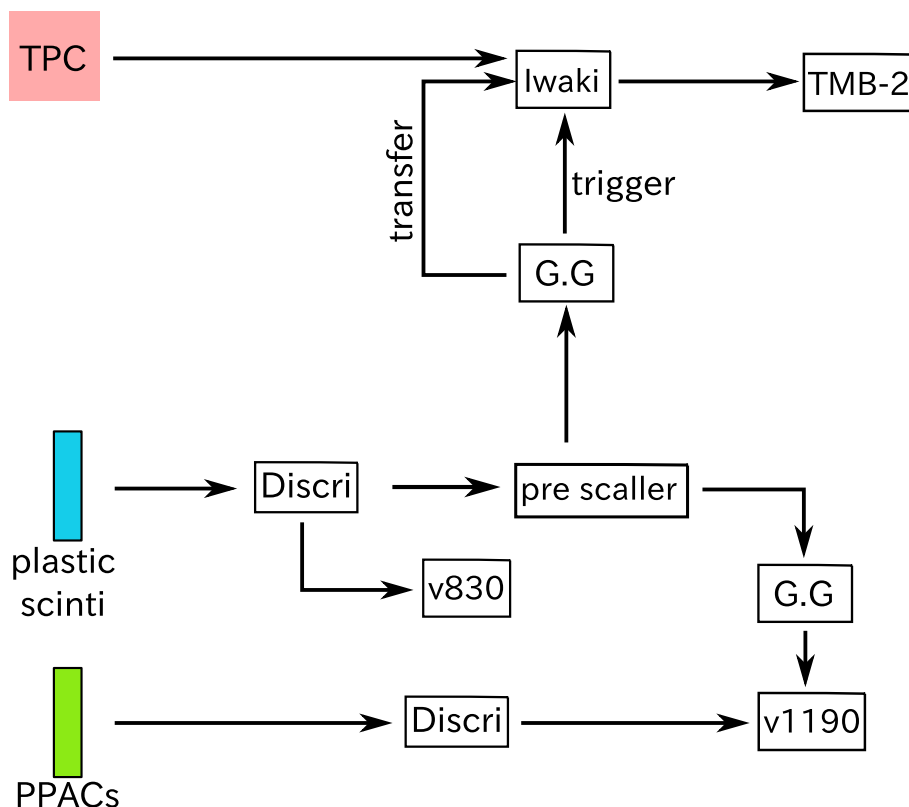


図 5.3 ビーム実験での回路図。

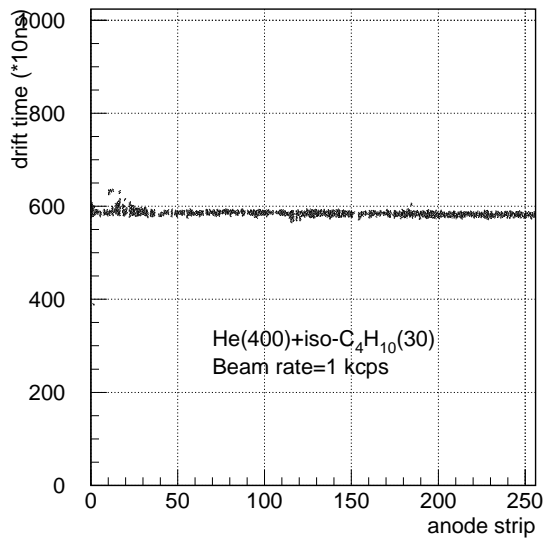
ガスは He(400)+iso-C₄H₁₀(30) 及び He(400)+CO₂(30) の 2 種類について行った。4 章で調べた残りの 2 種類のガスについてはビームタイム時間が限られていたので、測定を行うことが出来なかった。

5.5 ガス増幅率のビーム強度依存性

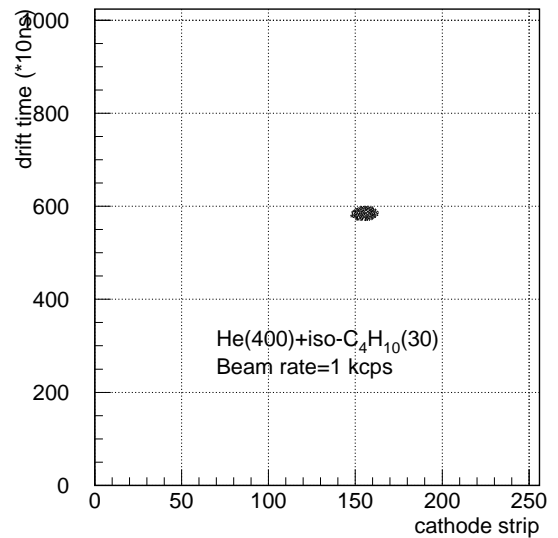
ここでは μ -PIC のガス増幅率のビーム強度依存性を調べる。

5.5.1 ビーム入射位置の制限

図 5.4 にビーム強度が 1 kcps と比較的低い時の 1 イベントのビームの飛跡をアノードとカソードについて示す。また図 5.5 には強度が 300 kcps のときの飛跡を示す。横軸はストリップ番号、縦軸は波高が閾値を超えていた時の 100 Mcps クロック番号であり、電子のドリフト時間、すなわちビーム粒子の鉛直方向の位置を表している。ビーム強度が低い時は、TPC の 10 μ s のデータ取得時間幅の中には 1 つのビーム粒子しか入射しない。しかし、ビーム強度が高くなると、10 μ s の時間幅にはプラスチックシンチレータでトリガー信号を生成した粒子以外にも他のビーム粒子が入り込んでしまう。ビーム強度が 300 kcps の時は平均して 3 個の粒子が入ることになる。したがって強度が高い時は、どれがシンチレータを鳴らした粒子なのかを探さなければならぬ。さもなければトリガーとなった粒子以外の飛跡からガス増幅率を求めてしまう恐れがある。

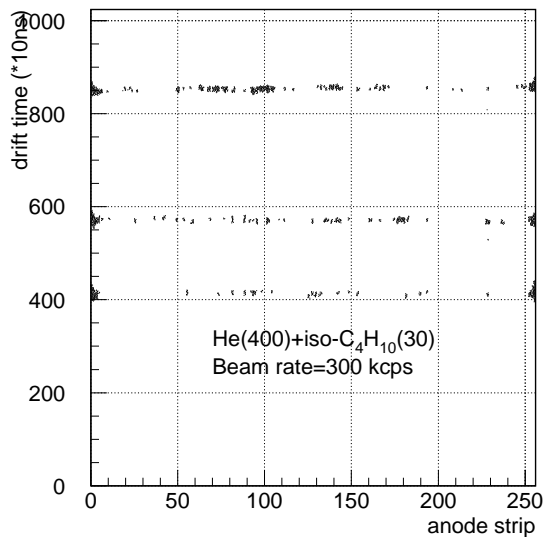


(a) アノード

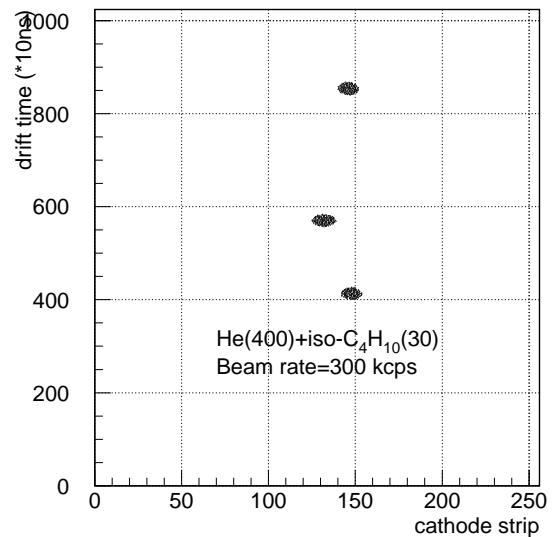


(b) カソード

図 5.4 ビーム強度 1 kcps の時の 1 イベントの飛跡。



(a) アノード



(b) カソード

図 5.5 ビーム強度 300 kcps の時の 1 イベントの飛跡。

飛跡を探しやすくするために、鉛直方向の入射位置に制限をかける。図 5.6 にアクティブ標的の下流に設置した F3 PPAC で検出されたビーム粒子の入射位置を示す。PPAC は

ビーム軸に対して垂直な面で検出を行った。横軸は水平方向、縦軸は鉛直方向を表す。F3 PPAC にはビーム粒子がおよそ $80 \times 80 \text{ mm}^2$ の範囲に入射していたことを示している。この PPAC で鉛直方向の位置が $0 < y < 5 \text{ mm}$ (図中の赤線で挟まれた範囲) のイベントのみを抜き出す。

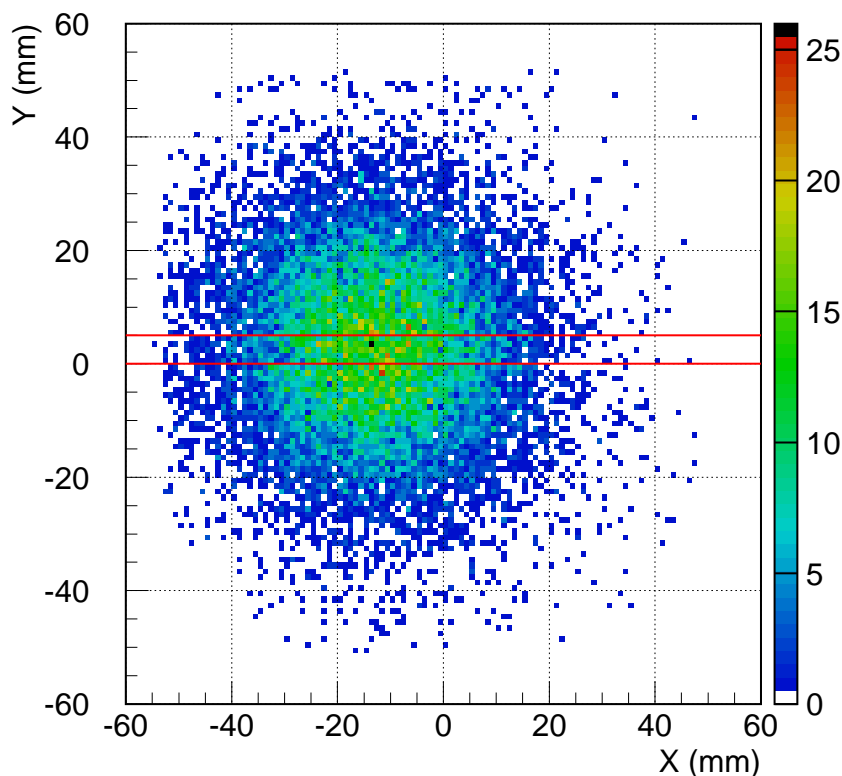


図 5.6 F3 の PPAC のビーム入射位置 (ビーム強度 1 kcps)。以後の解析では $0 < y < 5 \text{ mm}$ (図の赤線で挟まれた範囲) にビームが入射したイベントのみ解析を行う。

図 5.7 はビーム強度が 1 kcps の時のアノードでの飛跡を全イベントについて重ねあわせたイメージング画像である。図 5.8 は F3 PPAC について、上記の制限を掛けた時のイメージング画像である。PPAC に制限を掛けることで、TPC に入射するビーム粒子の鉛直位置を狭くすることが出来た。ビーム強度が低く、 $10 \mu\text{s}$ の時間幅に粒子が 1 個しか入射しない時は、プラスチックシンチレータで信号を生成した粒子は常に図 5.8 の 2 本の赤線で挟まれた位置を通過する。この関係はビーム強度が高くなっても同じで、たとえ $10 \mu\text{s}$ の時間幅に粒子が複数個入り込んでも、プラスチックシンチレータで信号を生成した粒子は必ず図 5.8 の赤線で囲われた領域 ($5.13 \sim 6.29 \mu\text{s}$) の中に来るはずである。したがって以降では F3 PPAC に制限をかけ、かつ赤線の範囲内で検出された粒子についての

み解析を行う。

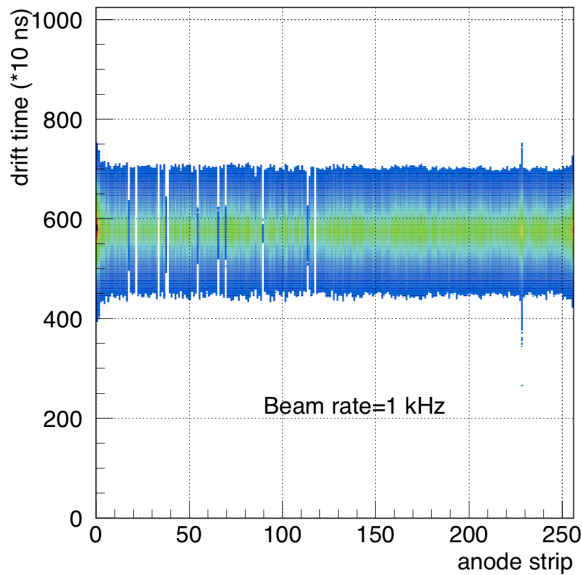


図 5.7 PPAC の制限なしのアノードでの飛跡イメージング。

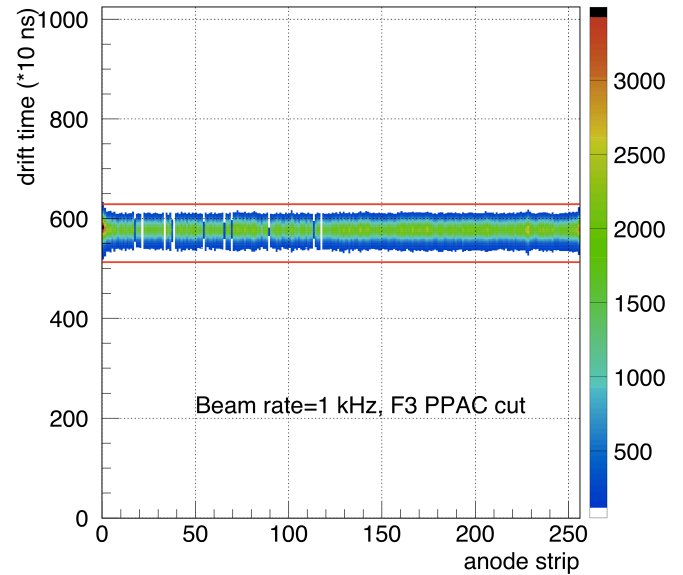


図 5.8 PPAC の制限を掛けたときのアノードでの飛跡イメージング。

5.5.2 ガス増幅率の算出方法

ガス増幅率の算出方法は 4.2 節で行ったものとはほぼ同じだが、2 点だけ異なる。1 つは FADC の最大波高を探す範囲が前節で述べた $5.13 \sim 6.29 \mu\text{s}$ に限られている点である。

もう 1 点はビームのエネルギー損失によって発生する電子数が線源テストの時と違う点である。表 5.3 にビーム粒子が 32 ストリップ (12.8 mm) 中を進んだ時の構成ガス毎のエネルギー損失と合計電離電子数を示す。線源テストの時と比べて、ビーム粒子のエネルギー損失は小さく、電離電子数は 1/6 程度になる。

表 5.3 ビーム粒子のエネルギー損失と電離される電子数

ガス	$\Delta E(\text{He})$ (keV)	$\Delta E(\text{クエンチガス})$ (keV)	N_e
He(400)+iso-C ₄ H ₁₀ (30)	12	15	9.7×10^2
He(400)+CO ₂ (30)	12	9.0	5.7×10^2

5.5.3 結果

図 5.9 にガス増幅率のビーム強度依存性を示す。測定はガス増幅率に影響するアノード電圧、グリッド電圧を固定して行った。He(400)+iso-C₄H₁₀(30) ではアノード電圧を 500 V、グリッド電圧を -700 V に設定した。He(400)+CO₂(30) ではアノード電圧を 550 V、グリッド電圧を -980 V に設定した。CO₂ をクエンチガスとした時はビーム強度が 100 kcps 程度になると μ -PIC が放電を起こし、安定に動作させることが出来なかった。

一方、iso-C₄H₁₀ をクエンチガスとして用いた時はビーム強度が 1 Mcps になっても放電することはなかった。

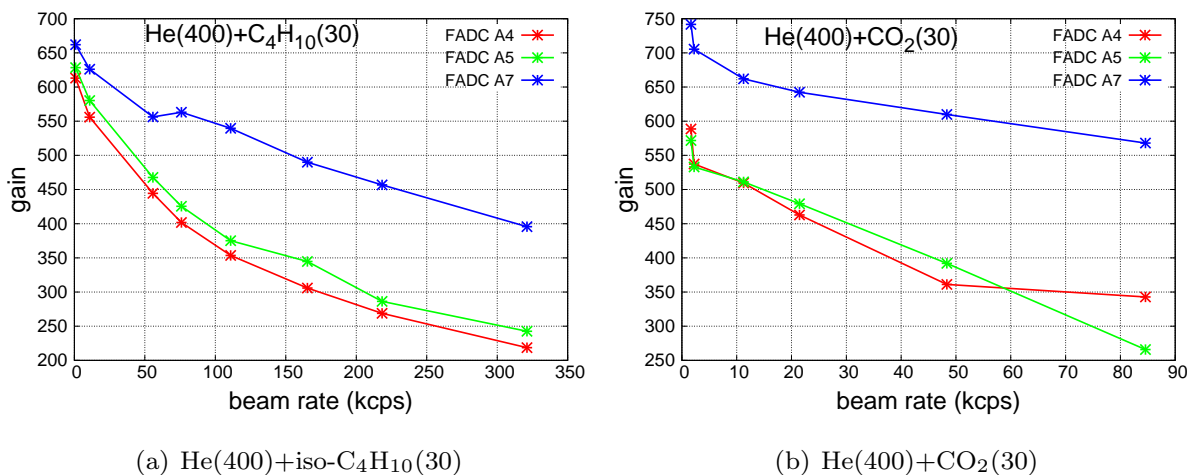


図 5.9 各ガスにおけるガス増幅率のビーム強度依存性。

ビーム強度が低い時のガス増幅率は α 線源による測定値とほぼ同じ値が得られた。しかし、ビーム強度が大きくなると、iso-C₄H₁₀、CO₂ 共にガス増幅率は減少した。iso-C₄H₁₀ ではビーム強度が 100 kcps の時でアノード 4,5 (図 4.1 参照) の増幅率がおよそ半分に減少した。 μ -PIC の端であるアノード 7 の FADC は減少率が中心の 4,5 に比べて低かった。

ガス増幅率が減少した理由は以下の通りであると考えられる。図 5.10 に μ -PIC のアノードに流れたリーク電流をプロットする。ビーム強度が低い時や、線源で測定を行っていた時はリーク電流は 30 nA 程度を保っていた。ビーム強度が増えると増幅によって生じた大量の電子が回路を流れるために、リーク電流が増加する。リーク電流が増えると CR 基盤上の抵抗で電圧降下を起こして、アノードに印加する電圧が減少してしまう。このためにガス増幅率が減少してしまう。

ビーム強度を上げるとアノードに印加される実際の電圧が低下し、ガス増幅率が減少したが、アノードに印加する電圧を上げることでガス増幅率を一部回復させることは可能である。図 5.11 にビーム強度が 300 kcps の時にアノード電圧を上昇させた時のガス増幅率

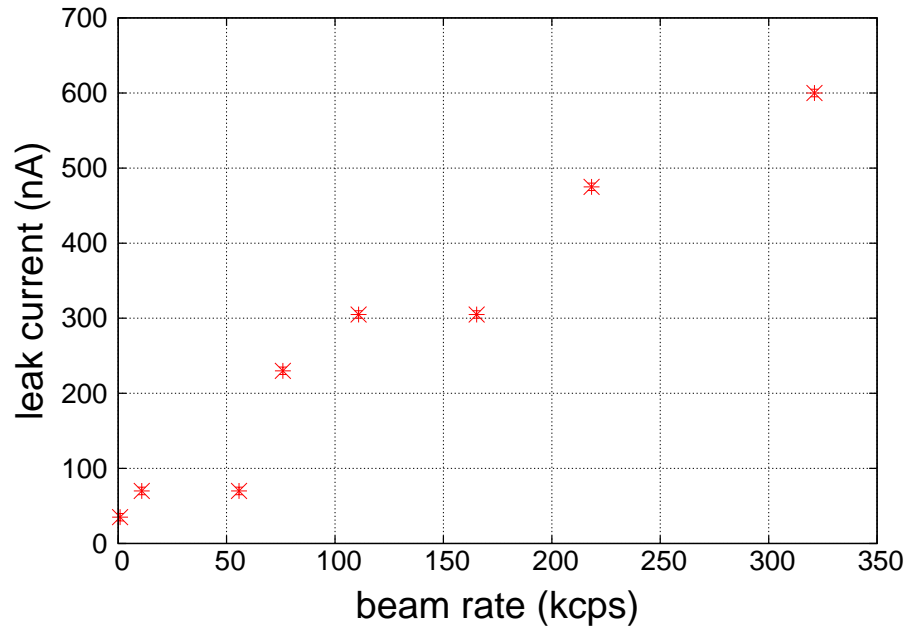


図 5.10 アノードに流れたリーク電流のビーム強度依存性。

の変化を表す。リーク電流によって電圧が降下しているため、線源を用いた試験では放電するような電圧でも動作させることが出来た。

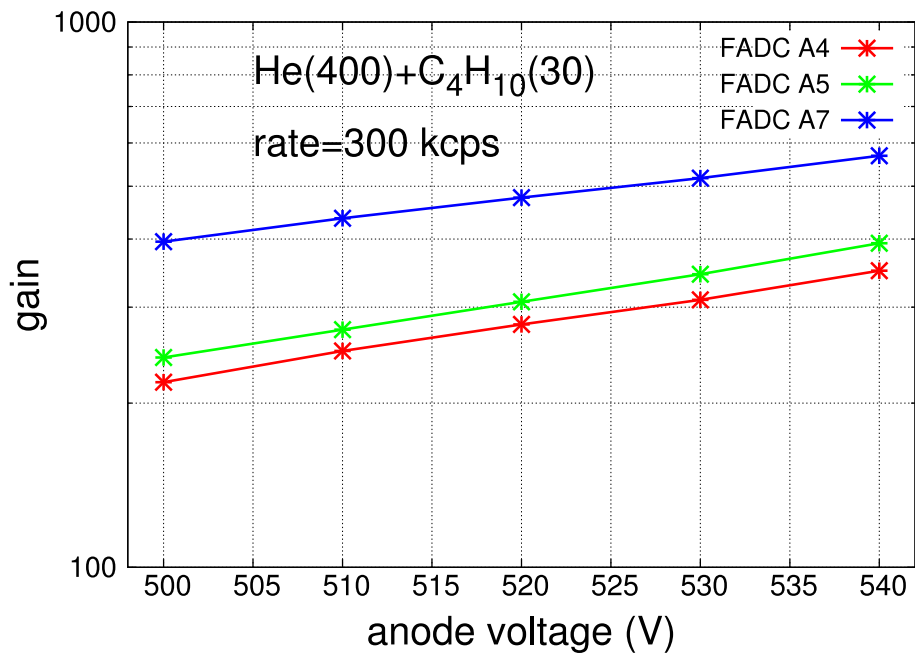


図 5.11 ビーム強度 300 kcps の時のガス増幅率のアノード電圧依存性。

5.6 ビーム粒子の飛跡構築

次に TPC で取得したデータからビーム粒子の飛跡を再構築し、分解能を評価する。また、分解能のビーム強度依存性を調べる。

5.6.1 アルゴリズム

まず初めに粒子の飛跡再構築のアルゴリズムについて述べる。図 5.12 はビーム強度が 1 kcps の時のビーム粒子の飛跡を表している。水平方向 (Z 軸) の距離はストリップ番号にストリップの間隔 ($400 \mu\text{m}$) を掛けて算出している。Z が大きい方がビームの上流側である。鉛直方向 (Y 軸) の距離は電子のドリフト時間に、線源実験の時に測定したドリフト速度 (200 V/cm で測定したので $1.56 \text{ cm}/\mu\text{s}$) を掛けて算出した。我々のデータ収集形式では整形された信号が設定された閾値よりも高い時のクロック番号を記録しているので、Y 軸方向は信号の大きさに応じて図 5.4 のように Time Over Threshold が生じる。

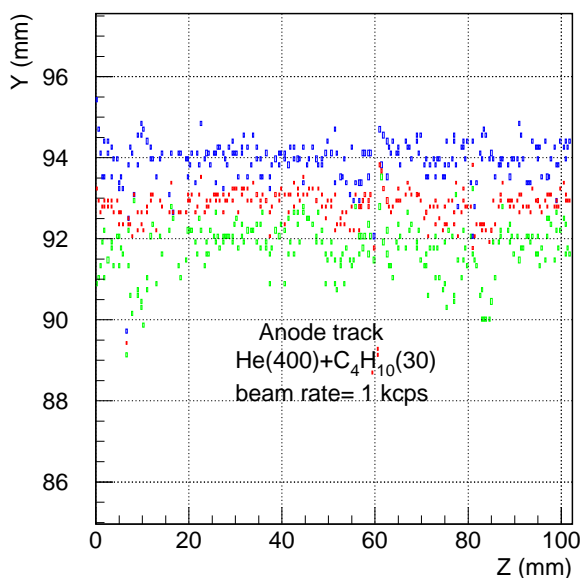


図 5.12 アノードでのリーディングエッジ (緑)、トレーディングエッジ (青)、その中間 (赤)。

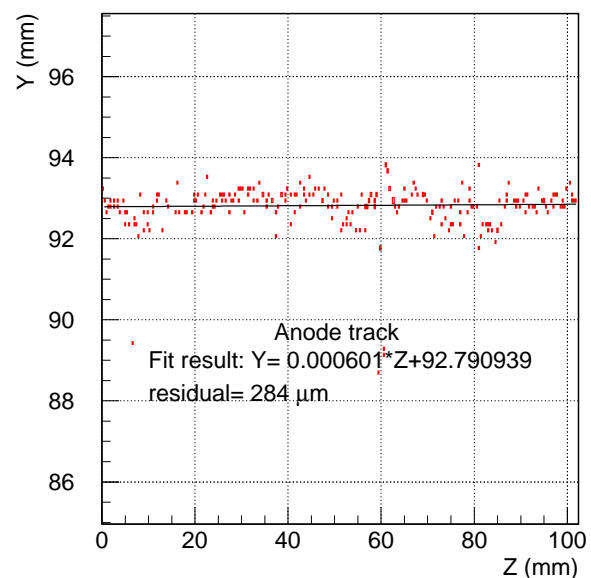


図 5.13 アノードの直線フィット (黒線)。フィッティングはリーディングエッジとトレーディングエッジの中間で行う。

図 5.12 の緑の点は波高が初めて閾値を超えた時のクロック (リーディングエッジ)、青

の点は波高が閾値を下回った時のクロック (トレーディングエッジ) を表している。赤の点はリーディングエッジとトレーディングエッジの midpoint である。ビーム粒子の飛跡を再構築する際はこの midpoint を用いた。なぜなら、リーディングエッジやトレーディングエッジは同じタイミングに電子が到達したとしても、パルス高によって閾値を超える (下回る) タイミングに違いが出てしまうからである (スルーの効果)。

図 5.13 はリーディングエッジとトレーディングエッジの midpoint を Z の 1 次式 (直線) でフィッティングしたものである。直線フィッティングの方法は付録 A に記述されている。フィッティングの結果は $Y=0.000601 \times Z+92.79$ であった。このフィッティングでのデータ点と直線との残差は $284 \mu\text{m}$ であった。

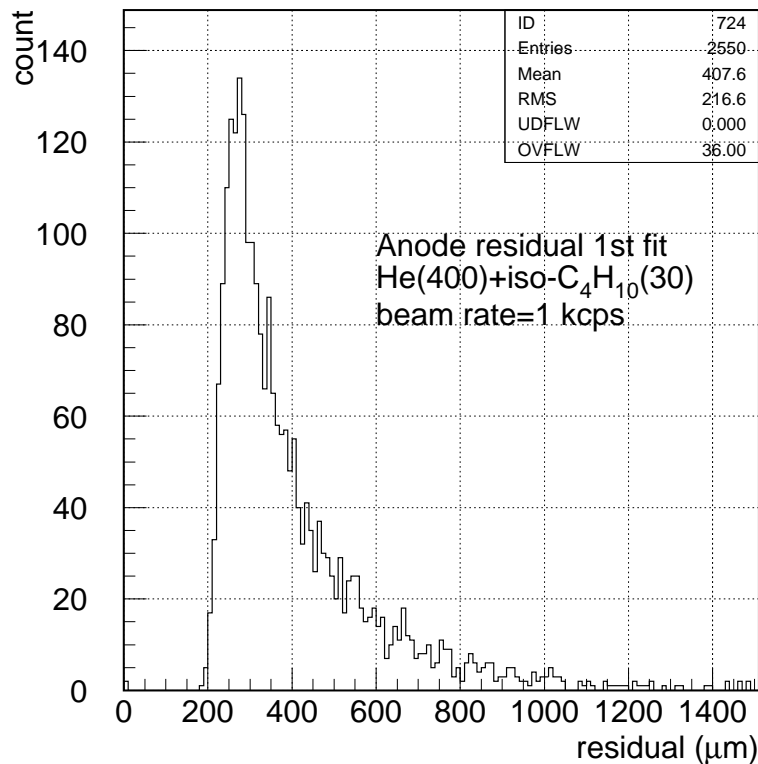


図 5.14 ビーム強度が 1 kcps の時の残差分布。

図 5.14 にビーム強度が 1 kcps の時の残差分布を示す。残差の大きなイベントが多数存在することが判明した。残差が大きな値を取る理由を詳しく調べる。

図 5.15 は残差が $772 \mu\text{m}$ と大きな値を取っている時の飛跡のフィッティング結果である。図中の青枠で囲まれた箇所に、フィッティング直線から大きく外れた点が見られた。

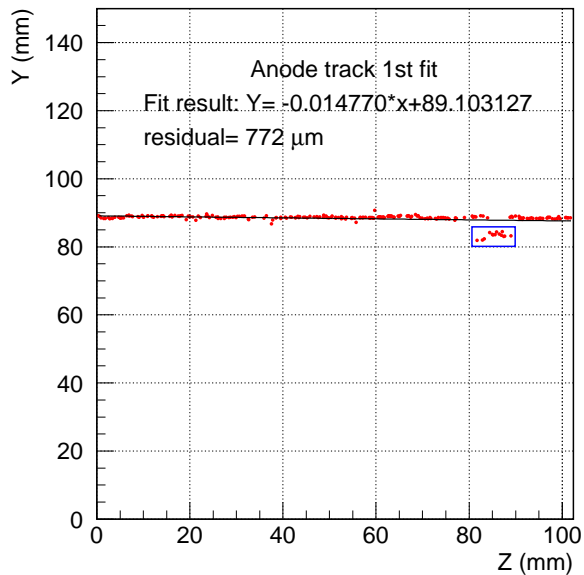


図 5.15 残差が大きい時のフィッティング結果。

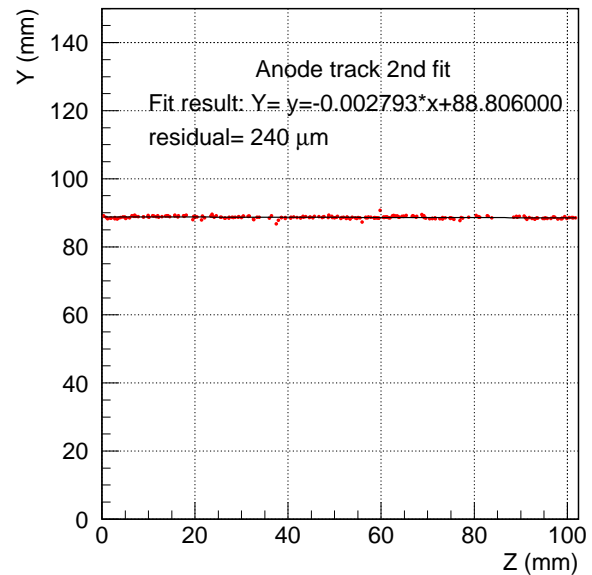


図 5.16 2回目のフィッティング結果。

これはノイズ等の何らかの原因で生じた信号であり、ドリフト電子に依るものではないと考えられる。そこで以下のような手法でこのような点を除外する。まずノイズを含む全ての信号で直線フィッティングを行う。次に、得られた直線とデータ点の残差が 3 mm 以上のものを除いて再びフィッティングを行い、残差の平均を評価する。図 5.16 は先程の飛跡を上記の方法で再度フィッティングを行った結果である。直線から大きく外れた点を除外したので残差は 772 μm から 240 μm へと 1/3 以下に減らすことが出来た。

5.6.2 結果

図 5.17 は 2 回のフィッティングそれぞれにおける残差分布のヒストグラムである。青線が 1 回目、赤線が 2 回目の残差である。1 回目では残差にテールが見られたが、2 回目では無くなっていることがわかる。

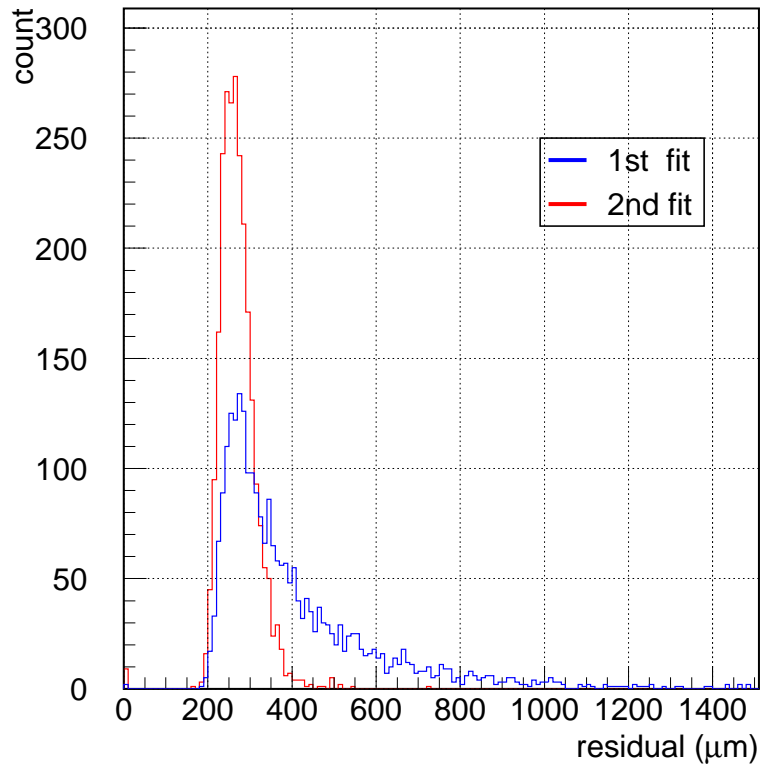
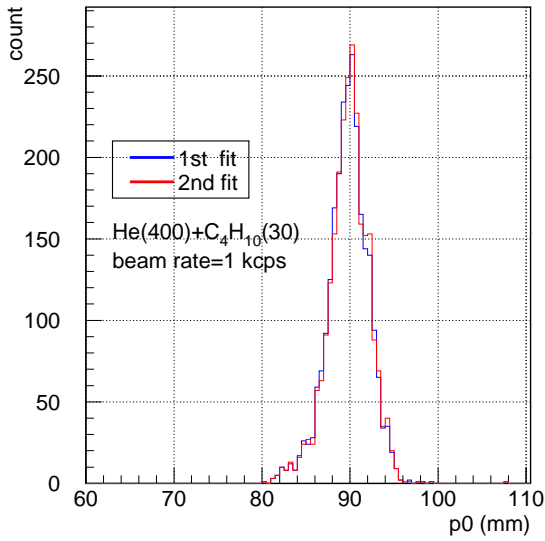
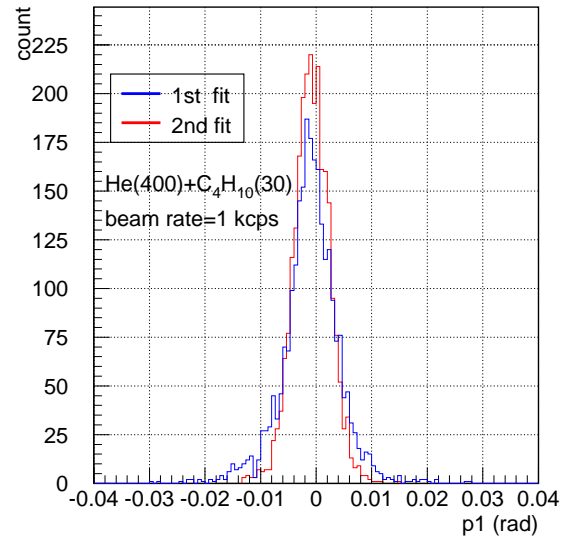


図 5.17 1 回目の残差分布 (青) と 2 回目の残差分布 (赤) の比較。

図 5.18 に 2 回のフィッティングにおける直線のパラメータ分布のヒストグラムを示す。(a) は直線の切片であり、(b) は直線の傾きである。切片は 1 回目と 2 回目で差異はなかったが、傾きは 2 回目の方が分布が狭くなった。



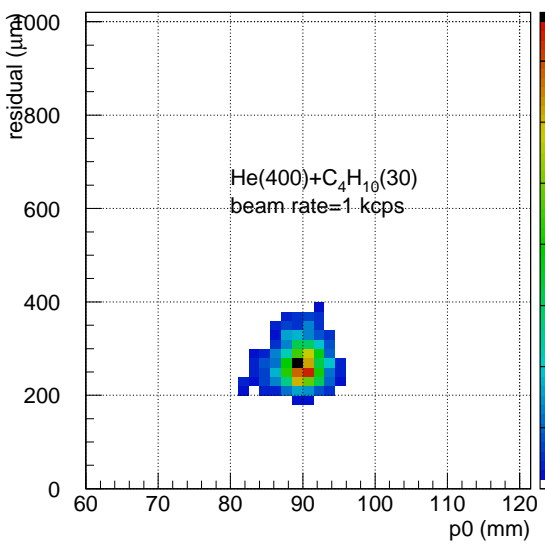
(a) p0(切片)



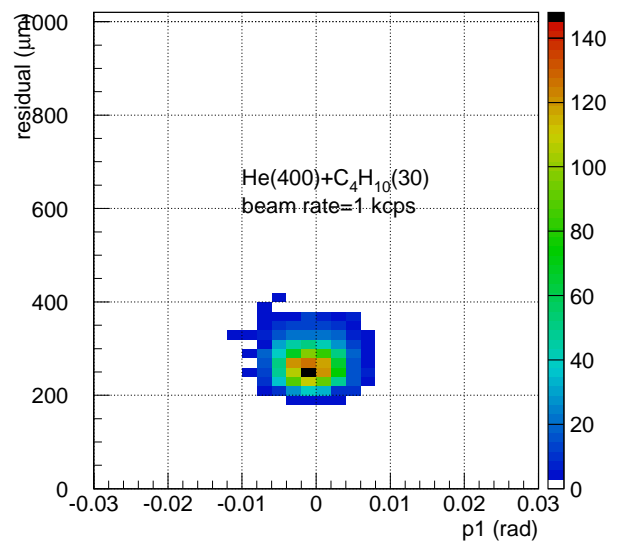
(b) p1(傾き)

図 5.18 フィッティングパラメータの分布 (ビーム強度 1 kcps)。

また図 5.19 に 2 回目のフィッティング時のパラメータと残差の相関を示す。ビーム試験では入射角度、位置が限られていたので切片と傾きの広がりが小さく、有意な相関は見られなかった。



(a) 切片 vs 残差



(b) 傾き vs 残差

図 5.19 フィッティングパラメータと残差の相関。

傾きについて、2回目のフィッティング(赤線)をガウス関数でフィットすると、分布の広がり σ は3 mradであった。この広がりが入射ビームの角度広がりを σ_{beam} 、TPC自身の角度分解能を σ_{TPC} とすると、

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{beam}}^2 + \sigma_{\text{TPC}}^2 \quad (5.2)$$

と表される。したがってTPCの角度分解能はアノードについては3 mrad以下である。カソードについては、ビームがカソードに対して平行に入射したため、TPCだけでは飛跡を構築することが困難である。しかしビームライン上のPPACを用いることで、カソードからは得ることが出来なかった入射角度を求めることが出来る。また、散乱が起きた時は反跳粒子は μ -PICのストリップに対して斜め方向に進むので、アノード、カソード共に3 mrad程度の角度分解能で飛跡を構築できると期待できる。したがってビーム強度が1 kcpsの時は表2.1で示した要求された角度分解能(6 mrad)を達成できたと言える。

図5.20にビーム強度を変化させた時の、2回目のフィッティングにおける角度分解能をプロットする。ビーム強度が上がるにつれて、分解能が悪くなることが確認された。これはドリフト電子の増幅の過程で生じた陽イオンがTPC領域内に侵入し、TPCの電場が歪められたためだと推測される。強度が300, 500, 850, 1000 kcps付近に複数のデータ点がプロットされているのは、異なるアノード電圧のデータ点である。前述のようにアノード電圧を変化させると、ガス増幅率を上げることが出来る。しかし角度分解能はアノード電圧には依存しないことが確認された。

ガスとしてHe(400)+iso-C₄H₁₀(30)を用いると、ビーム強度が300 kcpsでも目標分解能6 mradを達成することが確認された。この強度は実際の不安定核実験で想定される強度100 kcpsよりも大きいものなので、要求以上の性能を持つと言える。

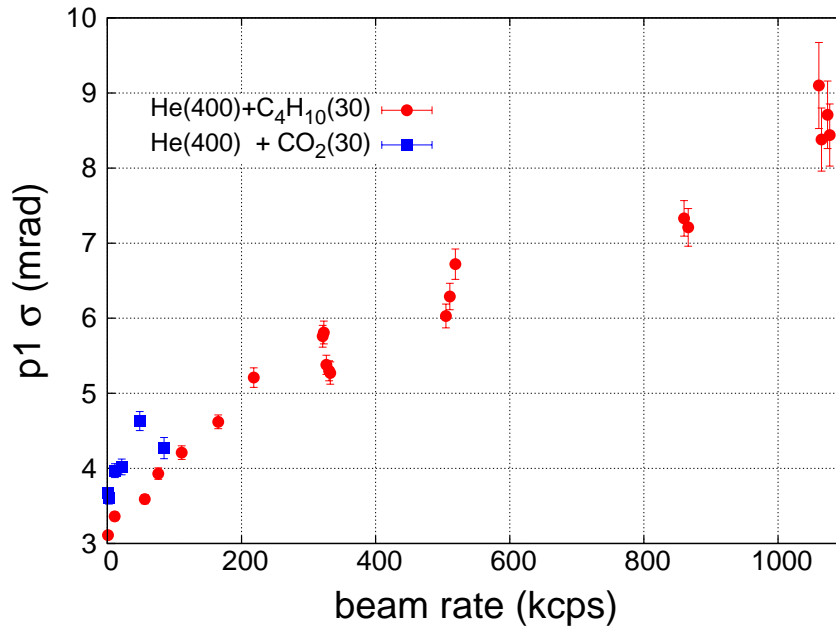


図 5.20 ビーム強度を変化させた時の角度分解能の変化。

5.7 散乱イベント

5.5, 5.6 節では F2 プラスチックシンチレータからの信号をデータ取得のトリガーとして用いてビーム粒子の飛跡を取得した。次に、散乱データのアルゴリズム開発のために、⁴He ビーム粒子と TPC ガスの散乱イベントの取得を行った。散乱が起こる回数は入射粒子数に比べて極めて少ないため、データ取得のトリガーを変更しなければならない。散乱が起こらなかったビーム粒子は、下流側に設置した Si+CsI の穴を通り抜けるため、Si+CsI 検出器に信号を発生させない。しかし散乱が起こると、反跳粒子や散乱粒子は下流側の Si 検出器や側面の Si 検出器に当たり、信号を発生させる。そこで 4 つの側面 Si 検出器の論理和信号をデータ取得のトリガーにして、散乱イベントを選択的に取得した。トリガー信号が入ると、TPC のデータ及び全ての Si+CsI 検出器の波高データ、タイミングデータを取得した。ビームの強度はおよそ 20 kcps に設定した。

図 5.21 に取得した側面 Si 検出器のエネルギースペクトルを示す。側面 Si 検出器は左右に 2 個ずつ上下に設置した。4 つの Si 検出器のいずれかが 500 keV 以上であるイベントのみを解析して、散乱イベントを探す。

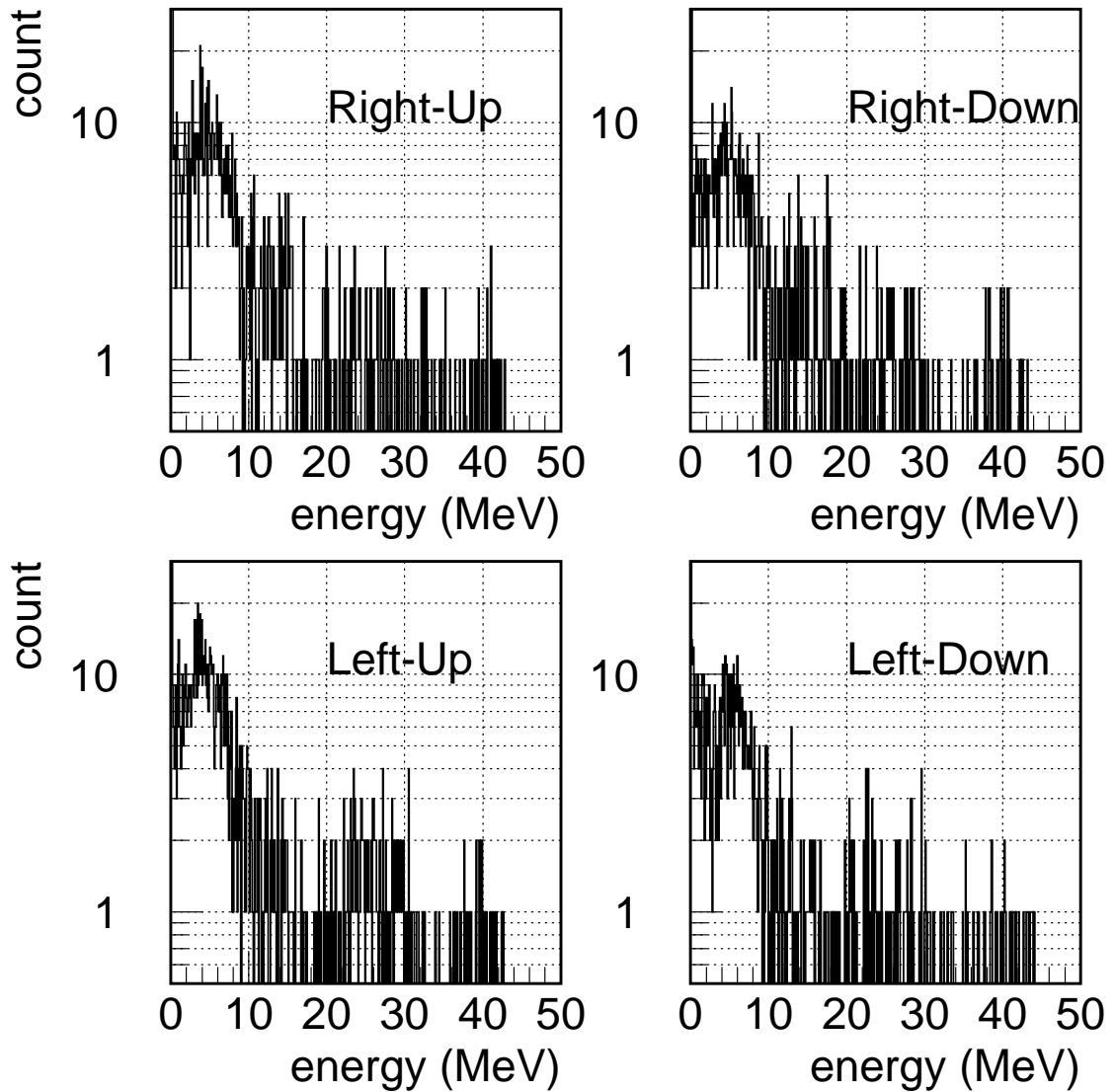


図 5.21 4つの側面 Si 検出器のエネルギースペクトル。

図 5.22 に探し出した散乱イベントの一例を示す。ガスは $\text{He}(400)+\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(30)$ を用いたので、標的粒子は He, H, C の 3 種が考えられる。アノードの図からは $Z=85$ mm 付近で散乱が起こったことが分かる。またカソードの図からは散乱粒子、反跳粒子の両方が TPC から飛び出していることが分かる。この散乱の飛跡を詳しく解析する。まずアノードでの入射粒子 (水色)、散乱後の 2 つの粒子 (赤色、緑色) 及びカソードの直線 (紫色) の 4 つの飛跡について 5.6.1 で述べた方法で直線フィットを行う。結果は入射粒子が

$y = -0.0021z + 90.5$, 赤線が $y = -0.307z + 116.2$, 緑線が $y = 0.3106z + 66.3$, カソードが $y = 0.2870x + 79.0$ であった。ビーム粒子は z 軸に対して平行に入射したと仮定するとそれぞれの粒子の TPC 内での方向ベクトルはビーム粒子が $(0, -0.0021, 1)$, 赤線が $(3.196, 1, -3.257)$, 緑線が $(-3.196, -1, -3.1734)$ であった。これらのベクトルから散乱後の 2 つの粒子が成す角度を求めると 87.01° であった。また赤線の粒子の延長線上の Si 検出器でのエネルギーは 22.67 MeV であった。緑線の粒子の延長線上にも Si 検出器は存在するが、結果は 0 MeV であった。赤線の粒子として考えられるのは散乱した α や、標的から反跳された ^1H , α , ^{12}C が考えられる。Si 検出器は厚さ $500 \mu\text{m}$ であり、 ^1H は 8.2 MeV , α は 33 MeV , ^{12}C は 181 MeV 以上で貫通する。したがって ^1H が Si 検出器で 22.67 MeV のエネルギーを損失することは不可能なので、この粒子は α か ^{12}C である。赤線の粒子とビーム粒子が成す散乱角度は 45.79° である。赤線が反跳された ^{12}C だとすると弾性散乱でこの角度に反跳される時のエネルギーは運動学より 18.77 MeV である。これは Si 検出器でのエネルギーよりも低いのでこの推定は誤りである。したがって赤線の粒子は α であり、 $\alpha + \alpha$ の弾性散乱のイベントであると結論づけられる。

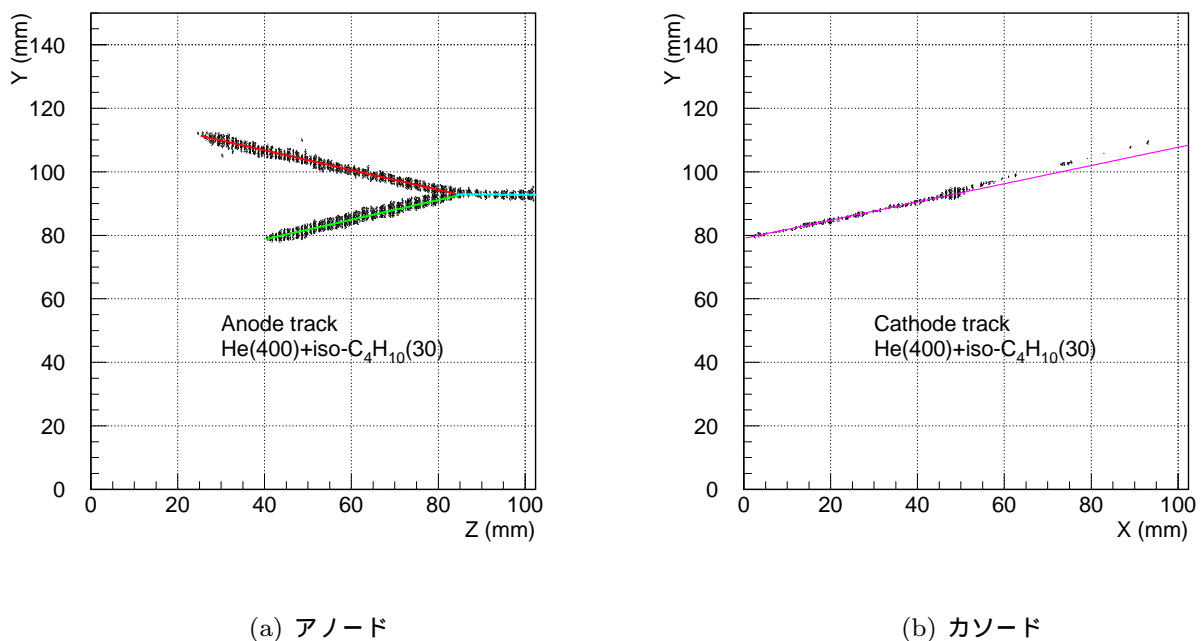


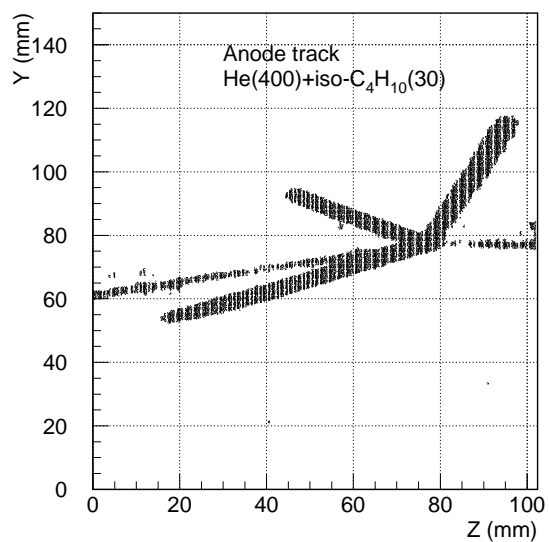
図 5.22 散乱イベントの飛跡の一例。

重心系での散乱角度は 91.77° であり、レファレンスとなる図 5.2 の散乱断面積の測定結果では断面積が 90° で極大を取っている。同種粒子の弾性散乱なので、赤線の粒子と緑線の粒子が成す角度は 89.81° である。 90° よりも小さいのは相対論的効果の為である。しかし実際の解析の結果は 87.01° となった。4.3 節では $\text{He}(400) + \text{iso-C}_4\text{H}_{10}(30)$ のガス

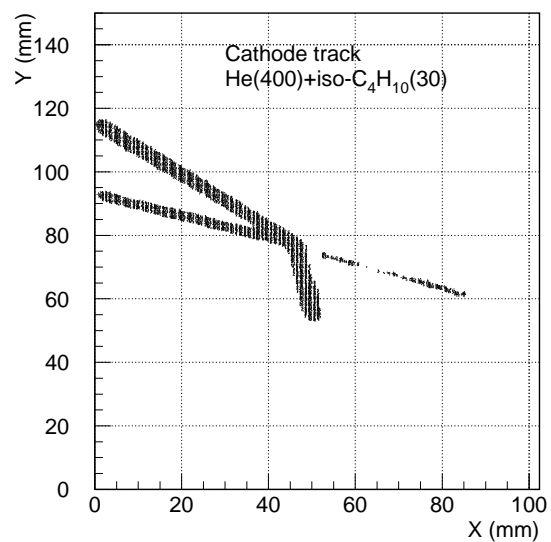
についてはドリフト速度の測定値がシミュレーション結果と一致しなかった。上の解析ではドリフト速度として測定値を用いたが、Magboltzの結果を採用して同じ解析を行うと、赤線の粒子と緑線の粒子が成す角度は 91.93° となった。したがって、正しいドリフト速度は測定結果とMagboltzの結果の間にある。4.3で求めたドリフト速度の測定値の誤差の大きさは測定を行った 200 V/cm では、Magboltzの結果と測定結果の差の程度ある。よって誤差の範囲内では2粒子の成す角度は 89.81° である。また、角度が 89.81° のようにドリフト速度を調整すればより精度よくドリフト速度を求めることが出来る。

今回は散乱イベントの詳細な解析は1イベントのみ行ったが、実験では散乱イベントが数百個測定できた。これらのイベントを全て解析するために、上で行った解析を自動化するアルゴリズムを今後開発する予定である。今回は粒子の識別を運動学より行ったが、カソードについてビーム軸から外れた外側を担当するFADC (C1, C7)での粒子のエネルギー損失を決定し、側面Si検出器からの波高情報を合わせれば、 $E-\Delta E$ 相関から更に粒子識別を行うことが可能である。解析でHe+Heの弾性散乱事象のみを選び出し、微分断面積の角度分布を求めて、図5.2に示した既存のデータとの比較を行う予定である。

また、散乱イベントに加えて粒子が崩壊したイベントの取得にも成功した。図5.23にその一例を示す。このイベントでは $z = 75\text{ mm}$ 付近で反応が起こり、その後4つの粒子が飛び出ていることが分かる。そのうち3つはTime Over Thresholdが大きい、つまりTPC内でのエネルギー損失が大きい。これらの粒子はエネルギーが小さいことを示している。このイベントではガス中の ^{12}C が励起され、3つの α 粒子に崩壊したと推測される。



(a) アノード



(b) カソード

図 5.23 崩壊イベントの飛跡の一例。

第 6 章

ガス増幅率についての考察

6.1 手法

4.2 節で測定したガス増幅率について、Garfield を用いたシミュレーションで考察する。 μ -PIC は 2.7 節で用いた 2 次元的な構造で近似する。 μ -PIC の 1 mm 上方で発生させた電子をモンテカルロ法で電子をドリフトさせ、 μ -PIC 付近で電子を増幅させる。Garfield 内では RND_MULTIPLICATION 関数を用いて電子を増幅させた。この関数は各ステップで Magboltz で得られたタウンゼント係数、電子吸着確率を元に電子の生成・消滅をシミュレートする。最終的に得られた電子の個数がガス増幅率となる。

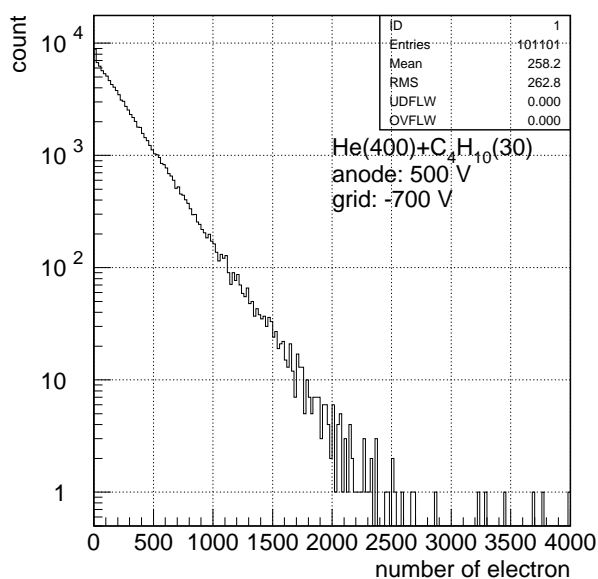


図 6.1 電子 1 個に対する増幅率の分布。

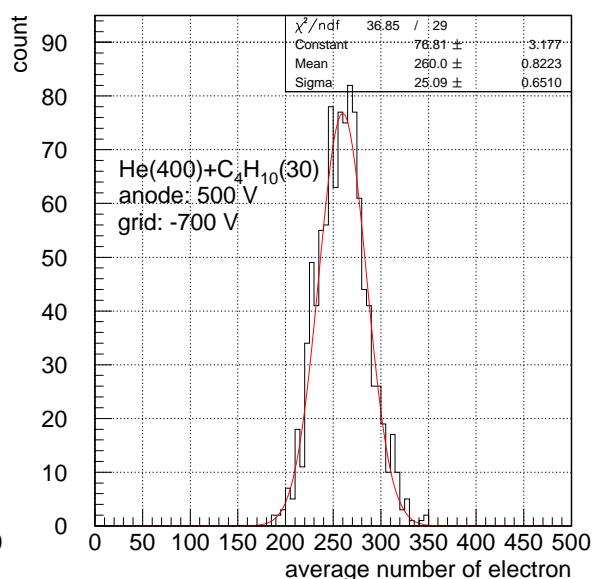


図 6.2 100 個の電子の増幅率の平均。

図 6.1 に電子 1 個に対する増幅率の分布を示す。電子 1 個に対する増幅率の分布は指数関数的に減少することがわかった。しかし実際の増幅率は図 4.6 のように、ピークを持つ構造である。これは最初に発生する電子が 1 個ではなく複数あり、これらの平均を取ることでピークを持つと推測される (中心極限定理)。図 6.2 に $400 \mu\text{m}$ の範囲に電子を 100 個発生させ、それらの増幅率の平均を取ったものを示す。5.48 MeV の α 粒子が $400 \mu\text{m}$ の領域を横切った時に発生する電子数はおよそ 100 個である。図 6.2 のピークをガウス関数でフィットし、得られた平均値をガス増幅率とする。シミュレーションでのエネルギー分解能は σ で約 10% であった (線源実験では 13%)。

6.2 モンテカルロのステップ幅依存性

Garfield ではモンテカルロ計算における、電子のステップ幅を指定することが出来る。このステップ幅は電子の平均自由行程よりも小さな値を取らなければ、ガス増幅の過程を再現することが出来ない。そこで初めに、ガス増幅率のステップ幅依存性を調べた。

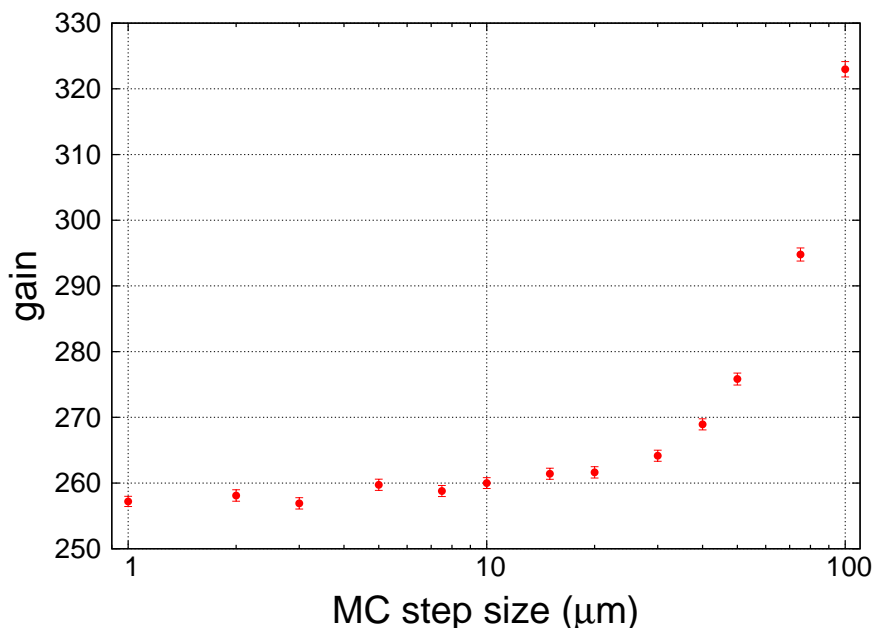


図 6.3 モンテカルロ計算のステップ幅を変化させた時のガス増幅率。

図 6.3 にステップ幅を変化させた時のガス増幅率をプロットする。ステップ幅を $15 \mu\text{m}$ 以下にするとガス増幅率は計算誤差の範囲内に収まることが分かった。ステップ幅を小さくしすぎると計算時間が膨大になってしうので、以降のシミュレーションはステップ幅を $10 \mu\text{m}$ に設定して実施した。

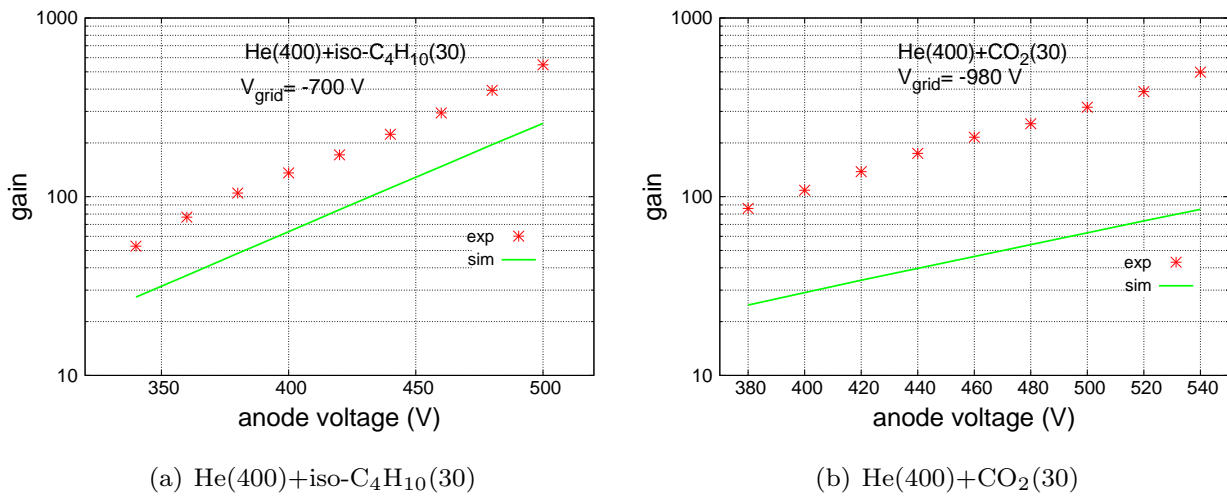


図 6.4 ガス増幅率の測定値 (赤点) とシミュレーション結果 (緑線) の比較 (アノード電圧依存性)。

6.3 ガス増幅率のアノード電圧依存性

図 6.4 にアノード電圧を変化させた時のガス増幅率について、測定値 (赤点) とシミュレーション (緑線) の比較を示す。シミュレーションでは、ガス増幅率はアノード電圧に対して指数関数的に増加し、測定結果と定性的に一致した。しかしシミュレーション結果は測定値よりも小さくなった。He(400)+iso-C₄H₁₀(30) では測定値のおよそ 1/2, He(400)+CO₂(30) では測定値の 1/3 の値となった。実際のガス増幅率と値が異なるのは、シミュレーションでは μ -PIC の構造を 2 次元に簡略したためだと思われる。

6.4 ガス増幅率のグリッド電圧依存性

次にガス増幅率のグリッド電圧依存性を考察する。当初、我々はグリッド電圧で変化させても μ -PIC 付近の電場には影響せず、ガス増幅率は変化しないと予想していた。しかし 4.2 節での測定で、グリッド電圧を増加させるとガス増幅率は急激に増加することが判明した。ガス増幅率は μ -PIC 付近の電場の強さで決まる。そこでグリッド電圧を変化させた時に μ -PIC 付近の電場がどのように変化するかを調べた。

図 6.5, 6.6 は μ -PIC の上方 100 μm における電場の強さをプロットしたものである。図 6.5 ではアノード電圧に対する依存性を、図 6.6 ではグリッド電圧に対する依存性を示している。シミュレーションの結果、 μ -PIC 付近の電場はアノード電圧だけではなく、グリッド電圧にも依存しており、したがって、ガス増幅率もグリッド電圧と共に増加することが判明した。ただし、グリッド電圧に対しては電場はより緩やかに変化する。

図 6.7 にグリッド電圧を変化させた時のガス増幅率について、測定値とシミュレーション

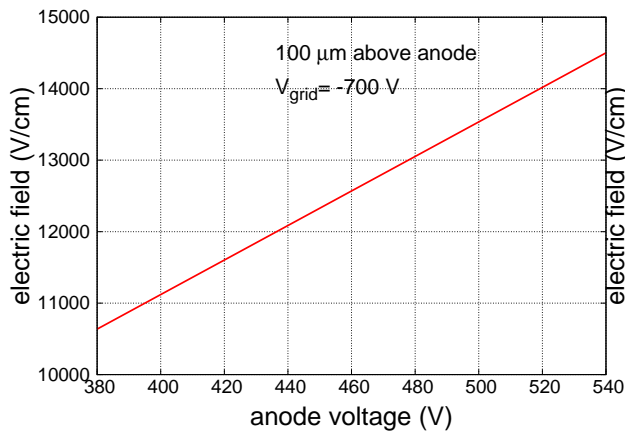


図 6.5 電場のアノード電圧依存性。

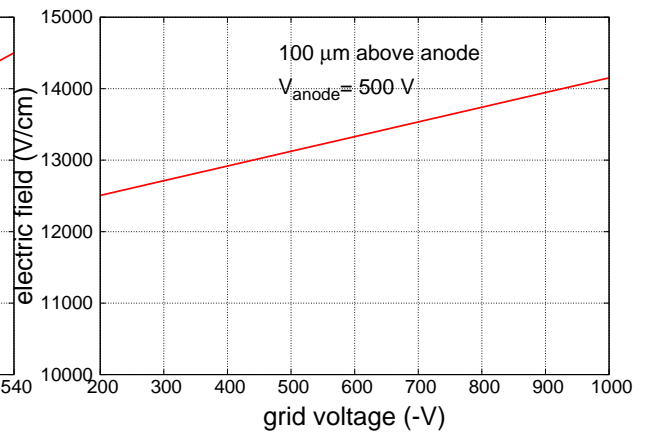


図 6.6 電場のグリッド電圧依存性。

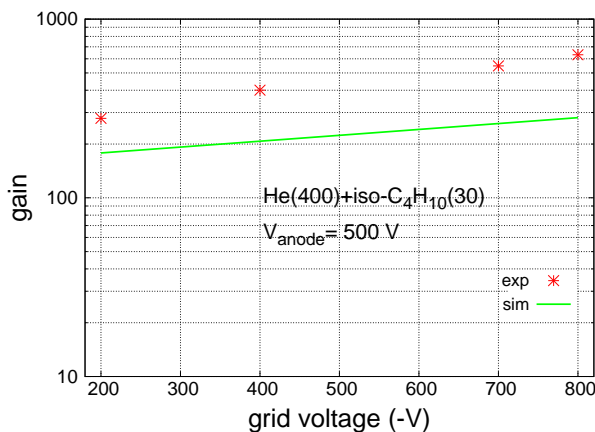
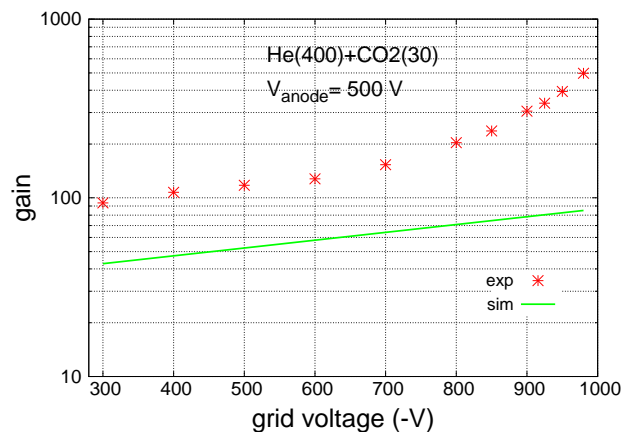
(a) He(400)+iso-C₄H₁₀(30)(b) He(400)+CO₂(30)

図 6.7 ガス増幅率の測定値 (赤点) とシミュレーション結果 (緑線) の比較 (グリッド電圧依存性)。

ンの比較を示す。He(400)+iso-C₄H₁₀ については定数倍の違いを除いて、シミュレーション結果は測定値を良く再現した。しかし He(400)+CO₂(30) についてはグリッド電圧が -800 V よりも低い領域でガス増幅率が急激に増加することを再現しない。

図 6.8 に比例係数管におけるガス増幅率のアノード電圧依存性を示す [23]。μ-PIC のガス増幅のアノード電圧依存性もおよそのグラフで表される。TPC 検出器では荷電粒子のエネルギー損失に比例した大きさの信号を得るために、通常比例領域と呼ばれる電圧領域 (図中の Proportional counter) で動作させる。比例領域よりも大きな電圧では増幅の過程で生じたイオンが作る電場の影響でガス増幅率が急激に大きくなる (図中の Region of limited proportionality)。CO₂ でグリッド電圧が高い時はこの領域で TPC が動作していた可能性がある。しかし、残念ながら今回のシミュレーションではイオンの影響を取り入れていないので、この効果を確認することは出来ない。この領域では得られる信号の波高

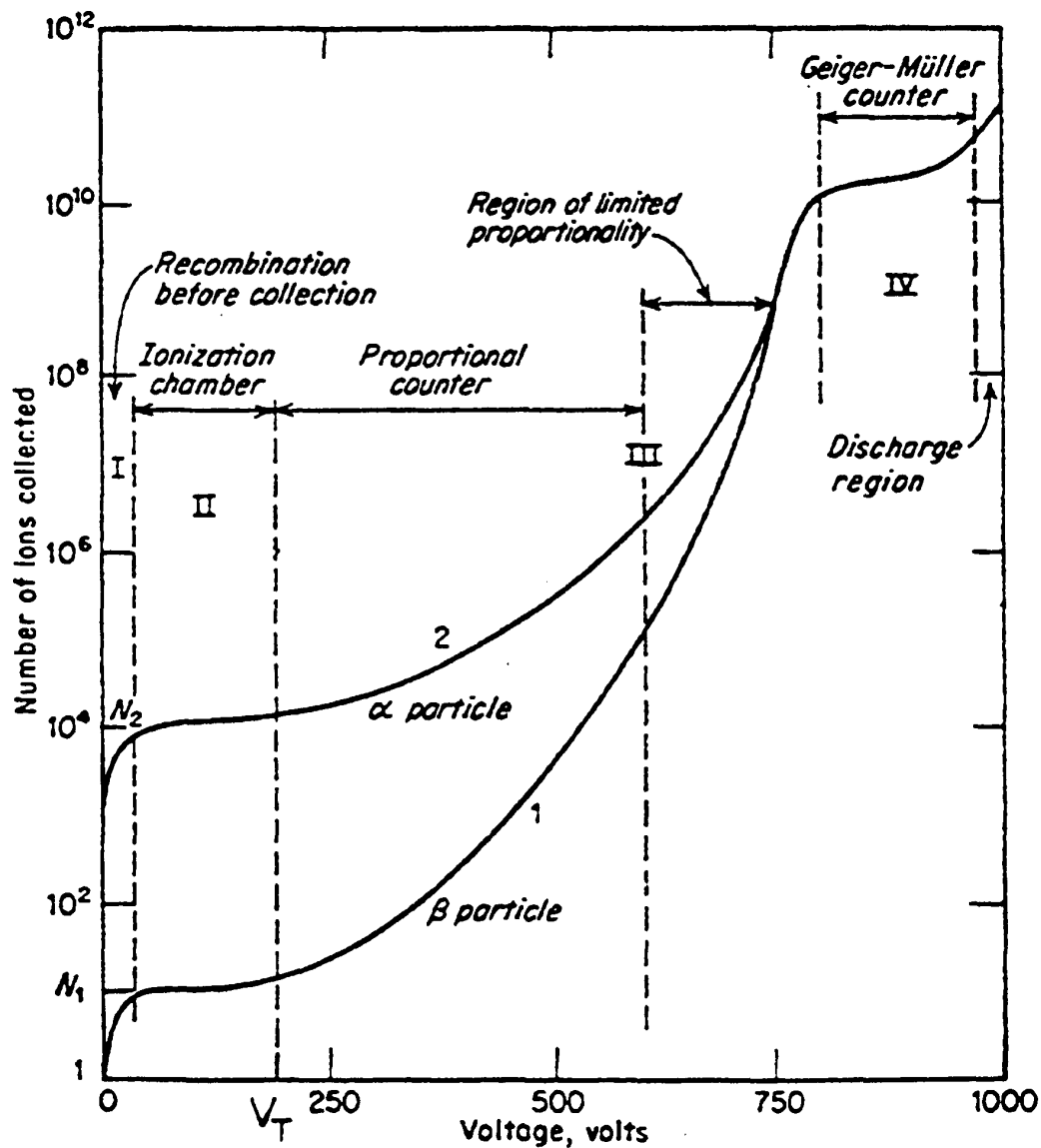


図 6.8 比例係数管におけるガス増幅率のアノード電圧依存性 [23]。

はもはやエネルギー損失に比例しないので、 α 線源を TPC から遠ざけて設置し、 α 線のエネルギー損失を調整して測定すれば比例領域を脱しているかどうか確かめることが出来る。この測定は将来の課題としたい。

また、今回のシミュレーションではグリッド及び μ -PIC を単純な 2 次元的な構造で表した。ガス増幅率をより定量的に測定値と比較し、議論するためには 3 次元構造を用いてシミュレーションを行う必要がある。

第7章

まとめと今後の展望

本研究では不安定核ビームを用いた前方角度での質量欠損分光法を実現するために、 μ -PIC を用いたアクティブ標的の開発を行った。検出器の設計に当たっては Garfield を用いて 3 次元的な電場構造を計算し、検出器の性能を最適化した。TPC のデータ取得を RCNP で行うためのデータ収集システムも合わせて開発した。

検出器の完成後は実験に用いるガスについて、クエンチガスの種類、及び混合比を変えながら系統的に波高を測定した。その結果、 $\text{He}(400)+\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(30)$, $\text{He}(400)+\text{CO}_2(30)$ が不安定核実験で用いることが出来るガスの候補となった。これらのガスについて、 α 線源でデータを取得し、TPC の基本性能であるガス増幅率、ドリフト速度を求めた。またドリフト速度は Magboltz のシミュレーション結果と比較を行い、各ガスについて 5% 以内で一致することを確認した。また TPC の構造を簡略化したモデルを用いてシミュレーションを行い、ガス増幅率の振る舞いを定性的に理解することが出来た。今後、ガス増幅率を定量的に詳しく行うためには μ -PIC の構造を 3 次元的に再現したモデルでシミュレーションを行う必要がある。

次にこれらのガスについて更に詳しく性能を評価するために RCNP において 56 MeV の α ビームを用いて実験を行った。実験はビーム強度を変えながら測定を行い、検出器性能のビーム強度依存性を調べた。

実験の結果、 CO_2 クエンチガスとして用いた場合、不安定核実験で典型的なビーム強度である 100 kcps では放電のために安定に動作させることが出来ないことが判明した。一方 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ を用いた場合はビーム強度 1 Mcps でも安定に動作させることが出来た。ビームの飛跡を直線でフィッティングした結果、100 kcps の強度では残差が $330 \mu\text{m}$ であった。また角度分解能についてはビーム強度が 300 kcps でも目標分解能である 6 mrad をクリアすることが判明した。

更に TPC 側面に設置した Si 検出器をトリガーに用いることで、標的ガスと α ビームが散乱したイベントを選択的に取得した。その中には TPC 内部で散乱や粒子崩壊が起

こったイベントもあり、我々の検出器システムがアクティブ標的として動作することを初めて確認した。

今後の目標としては、取得した散乱イベントを全て解析し、 $^4\text{He}+^4\text{He}$ 弾性散乱の断面積の角度分布を求める。そのためには TPC 内での反跳粒子のエネルギー損失と Si 検出器でのエネルギーの相関から反跳粒子種を識別する必要がある。求めた角度分布を先行研究のものと比較することで、検出器の飛跡構築の効率とアクセプタンスを定量的に評価する。

また今回は測定することの出来なかった CF_4 についても詳細な試験を行う予定である。合わせて測定を長時間継続することで検出器の長時間安定性の評価も行う。

現時点では Si 検出器をトリガーとして用いて 3 MeV の反跳 α 粒子を検出することが出来る。さらに低エネルギーの反跳粒子を検出して、前方角度での測定を行うためには岩城ボードのファームウェアの改良が必要となる。

これらの開発を行った後にアクティブ標的を RCNP での不安定核実験に投入する予定である。最初の実験では 1 章で述べた ^{12}Be のクラスター構造を探索することを目標とする。崩壊の閾値を超えた状態の単極子励起強度を高統計での測定はアクティブ標的を用いて初めて可能となるものである。

謝辞

本研究は多くの方々からご支援を受けました。

指導教官の川畑貴裕准教授には研究の姿勢、技術、論文の執筆等のあらゆる面において熱血指導をして頂きました。また深夜に及ぶ実験にも付き合ってください、困難を共に乗り越えました。論文の提出前は幾度も添削をし、アドバイスを頂きました。

RCNP での実験では現地の研究者に大変お世話になりました。谷畑勇夫教授、王恵仁講師、橋本尚志助教、松田洋平博士には実験の企画段階から相談に乗って頂き、また実験にも参加して頂きました。Yassid Ayyad 博士の協力の元、現地でのデータ収集システムを構築しました。伊藤健さんとは長い RCNP 生活を共にし、実験の際にはシフトに飛び入りで参加してくれました。技術部の皆様の御指導のおかげで、工作に対する知識、腕前が向上しました。RCNP 加速器スタッフの懸命な努力のおかげで、実験を無事実施することが出来ました。また RCNP 事務室の皆様のきめ細やかなサポートの元、快適な RCNP 生活を送ることが出来ました。

原子核ハドロン研究室の足立智さんには実験において圧力監視システムを構築して頂きました。研究室の同期である津村美保さん、馬場辰雄君はそれぞれ自分たちの修論準備中、実験準備の段階から多くの時間を割いて頂きました。Si 検出器のプロである津村さんには Si+CsI 検出器の準備をして頂きました。馬場君は機能的な PPAC チェンバーを設計し、松田博士と共に PPAC のテストをして頂きました。また天野宣昭君、中塚徳継君を加えた同期の皆と切磋琢磨しながら、充実し、楽しい修士生活を送ることが出来ました。M1 の石井佑季君、村田求基君には配属後間もない時期から実験準備に参加してくれました。

京都大学宇宙線研究室の高田淳史助教、水本哲矢博士、澤野達哉さんには μ -PIC について多くの相談に乗って頂きました。松岡佳大さんには RCNP での実験準備に参加し、岩城ボードの取り扱いを指導して頂きました。

大阪大学下田研究室の皆様には EN ビームラインについて、磁場計算等の御指導をして頂きました。データ収集システムの構築において RIBF の馬場秀忠研究員、磯部忠昭研究員に御助言を頂きました。

研究室の永江知文教授には昼食時等でこまめに研究の相談に乗って頂きました。同じ居室の新山雅之助教には TPC 開発の経験者の視点から様々な助言を頂きました。成木恵准教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、研究室の先輩方は常に研究の進捗を気に掛けて下さいました。

皆様の御助力があつてこそ、ここまで研究を進めることが出来ました。本当にありがとうございました。最後に、これまで研究生活を支えてくれた家族、友人達に感謝の意を申

上げます。

参考文献

- [1] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi,
Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number, 464 (1968).
- [2] T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, K. Ikeda, and A. Tohsaki,
Prog. Theor. Phys., **120**, 1139 (2008).
- [3] T. Kawabata, H. Akimune, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Hara, K. Hatanaka, M. Itoh, Y. Kanada-En'yo, S. Kishi, K. Nakanishi, H. Sakaguchi, Y. Shimbara, A. Tamii, S. Terashima, M. Uchida, T. Wakasa, Y. Yasuda, H.P. Yoshida, and M. Yosoi,
Phys. Lett. B, **646**, 6 (2007).
- [4] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, and A. Ono, Prog. Theor. Exp. Phys., 01A202 (2012).
- [5] M. Ito, Phys. Rev. C, **83**, 044319 (2011).
- [6] M. Ito, H. Sakaguchi, M. Uchida, T. Ishikawa, T. Kawabata, T. Murakami, H. Takeda, T. Taki, S. Terashima, N. Tsukahara, Y. Yasuda, M. Yosoi, U. Garg, M. Hedden, B. Kharraja, M. Koss, B.K. Nayak, S. Zhu, H. Fujimura, and M. Fujiwara,
Phys. Lett. B, **549**, 58 (2002).
- [7] T. Li, Phys. Rev. Lett, **99**, 162503 (2007).
- [8] A. Saito, S. Shimoura, T. Minemura, Y. U. Matsuyama, H. Baba, N. Aoi, T. Gomi, Y. Higurashi, K. Ieki, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kubono, M. Kunibu, S. Michimasa, T. Motobayashi, T. Nakamura, H. Ryoto, H. Sakurai, M. Serata, E. Takeshita, S. Takeuchi, T. Teranishi, K. Ue, K. Yamada, and Y. Yanagisawa,
Mod. Phys. Lett. A, **25**, 1858 (2010).
- [9] H. Moeini, S. Ilieva, F. Aksouh, K. Boretzky, A. Chatillon, A. Corsi, P. Egelhof, H. Emling, G. Ickert, J. Jourdan, N. Kalantar Nayestanaki, D. Kiselev, O. Kiselev,

- C. Kozhuharov, T. Le Bleis, X.C. Le, Yu.A. Litvinov, K. Mahata, J. P. Meier, and F. Nolden,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **634**, 77 (2011).
- [10] D. Suzuki, M. Ford, D. Bazin, W. Mittig, W.G. Lynch, T. Ahn, S. Aune, E. Galyaev, A. Fritsch, J. Gilbert, F. Montes, A. Shore, J. Yurkon, J. J. Kolata, J. Browne, A. Howard, A.L. Roberts, and X.D. Tang,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **691**, 39 (2012).
- [11] J. Pancin, S. Damoy, D. Perez Loureiro, V. Chambert, F. Dorangeville, F. Druille, G.F. Grinyer, A. Lermitege, A. Maroni, G. Nol, C. Porte, T. Roger, P. Rosier, and L. Suen,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **735**, 532 (2014).
- [12] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **478**, 196 (2002).
- [13] T. Nagayoshi, Doctoral Thesis (2004).
- [14] R. Veenhof, (<http://garfield.web.cern.ch/garfield/>) (1984).
- [15] S. Mukhopadhyay, and N. Majumdar, (<http://nebem.web.cern.ch/nebem/>) (2009).
- [16] S. Biagi, (<http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>) (1995).
- [17] W. Blum, and L. Rolandi, “Particle Detection with Drift Chambers”, Springer-Verlag (1993).
- [18] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, S. Takeuchi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, and S. Shimoura,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **616**, 65 (2010).
- [19] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D, **86**, 010001 (2012).
- [20] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. Smmerer, and I. Tanihata,
Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, **470**, 562 (2001).
- [21] H. E. Conzett, E. Conzett, G. Igo, H. C. Shaw, and R. J. Slobodrian,
Phys. Rev., **117**, 1075 (1960).
- [22] G. Hauser, R. Löhken, H. Rebel, G. Schatz, G. W. Schweimer, and J. Specht,
Nucl. Phys. A, **128**, 81 (1969).
- [23] F. Sauli, “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers”, CERN report **77 – 09** (1977).

付録 A

飛跡の直線フィッティングの方法

n 個のデータ点 $(x_i, y_i) (i = 1, 2, \dots, n)$ を 1 次関数 $y = p_0 + p_1x$ でフィッティングする手法を記述する。なお、 x, y の測定誤差は全て y に含まれているものとし、この誤差は定数であると仮定する。フィッティングのパラメータは最小二乗法で求める。つまり、

$$S \equiv \sum_{i=1}^n \{y_i - (p_0 + p_1x_i)\}^2 \quad (\text{A.1})$$

を最小にする p_0, p_1 の組み合わせを探す。S が最小になる時は S の p_0, p_1 についての偏微分が 0 になるので、

$$\frac{\partial S}{\partial p_0} = \frac{\partial S}{\partial p_1} = 0 \quad (\text{A.2})$$

が成り立つ。これを解くと

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{S_{xx}S_y - S_xS_{xy}}{nS_{xx} - S_x^2} \\ p_1 &= \frac{nS_{xy} - S_xS_y}{nS_{xx} - S_x^2} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

ただし

$$\begin{aligned} S_x &\equiv \sum_{i=1}^n x_i, \quad S_y \equiv \sum_{i=1}^n y_i \\ S_{xx} &\equiv \sum_{i=1}^n x_i^2, \quad S_{xy} \equiv \sum_{i=1}^n x_i y_i \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

である。フィッティングの残差 R は

$$R \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sqrt{\{y_i - (p_0 + p_1x_i)\}^2} \quad (\text{A.5})$$

で定義される量である。