

2019 年度 修士論文

MAIKo TPC を用いた

$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の

断面積測定に向けた実験条件の検討



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・ハドロン物理学研究室

土井 隆暢



## 概要

宇宙元素合成において、 $^{12}\text{C}$  原子核は 3 つの  $\alpha$  粒子から直接合成される（トリプルアルファ反応）。トリプルアルファ反応では主に  $3\alpha$  崩壊閾値近傍に位置する  $3\alpha$  共鳴状態である  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態 (Hoyle 状態) を経由する。大半の  $0_2^+$  状態は 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊するが、稀に  $\gamma$  線を放出して脱励起することで  $^{12}\text{C}$  原子核となる。トリプルアルファ反応は  $^{12}\text{C}$  より重い元素を合成するための戸口反応であり、宇宙元素合成において最も重要な原子核反応の一つである。しかし、 $\rho = 10^6 \text{ g/cm}^3$  のような高密度環境下では、 $\gamma$  崩壊に加え、他の粒子との非弾性散乱による脱励起の反応率が増加しトリプルアルファ反応を劇的に促進することが指摘されている。特に中性子は電荷を持たずクーロン力の効果を受けないため、脱励起を促進する効果が大きいと考えられている。

脱励起の反応率の計算には、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  が中性子との散乱により  $^{12}\text{C}$  へ脱励起する反応の断面積が必要となる。脱励起反応の断面積は逆反応の励起反応断面積から求めることができる。特に、 $0_2^+$  状態へ励起させることができる中性子エネルギーの閾値付近 ( $E_{\text{lab}} = 8.3 \text{ MeV}$ ) における断面積が重要となる。しかし、 $E_{\text{lab}} = 8.3 \text{ MeV}$  付近における g.s.  $\rightarrow 0_2^+$  状態の断面積は測定されていない。そこで、我々は中性子ビームを用いて  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  へ励起し、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  状態から崩壊した 3 つの低エネルギー  $\alpha$  粒子を測定することで、崩壊元の状態を特定し g.s.  $\rightarrow 0_2^+$  状態反応の断面積を決定することを計画している。このためには、3 つの  $\alpha$  粒子を全て測定するために大きな立体角を覆い、低エネルギー  $\alpha$  粒子を効率的に検出することのできる検出器が必要となる。我々が開発した MAIKo TPC はこれらの要請を満たす検出器である。

MAIKo TPC では、検出器のガス中を通過した荷電粒子のトラックが画像として検出される。検出器中のトラックの長さと方向から荷電粒子のエネルギーと運動量を決定するため、画像から  $\alpha$  粒子のトラックを正しく抽出することが必要となる。MAIKo TPC で検出されるトラックの分解能は検出ガスの種類によって大きく変化する。そこで、どのような検出ガスが測定に適しているか、その時の検出効率は十分か、 $0_2^+$  状態を識別するのに十分な分解能が達成できるかについて、現実的な実験条件を仮定して検討する必要がある。

本研究では、MAIKo TPC で用いる検出ガスの候補を複数選出し、 $\alpha$  線源を用いた性能試験を行った。また、それらの検出ガスについてシミュレーションを行い、中性子との散乱で  $^{12}\text{C}$  原子核が 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊するイベントの画像を生成した。さらに、シミュ

レーションで生成した画像に対して解析を行い、検出効率、エネルギー分解能、角度分解能を評価した。シミュレーションによる検討の結果、100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (10 %) + H<sub>2</sub> (90 %) の混合ガスを検出ガスに用いれば、計画中の実験を遂行するのに十分な検出効率および<sup>12</sup>C の励起エネルギー分解能を実現できることが分かった。シミュレーションによる評価の妥当性の確認のために、14 MeV の中性子を用いた測定を予定している。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>はじめに</b>	1
1.1	宇宙での元素合成	1
1.2	高密度環境下でのトリプルアルファ反応	3
1.3	測定を行うべき中性子のエネルギー	5
1.4	測定に用いる実験装置	7
1.5	本研究の目的	13
<b>第 2 章</b>	<b>MAIKo TPC</b>	15
2.1	MAIKo TPC とは	15
2.2	検出ガスの選出	23
<b>第 3 章</b>	<b>シミュレーションによるトラックの再現</b>	31
3.1	$\alpha$ 線源を用いた測定	31
3.2	シミュレーションによる線源データの再現	38
3.3	トリプルアルファ反応のシミュレーション	45
<b>第 4 章</b>	<b>トラックの解析</b>	51
4.1	トラック情報の解析の概要	51
4.2	Eye-scan によるトラックの解析	52
4.3	検出ガスの決定	62
<b>第 5 章</b>	<b>iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (10) + H<sub>2</sub> (9) の検出ガス特性</b>	65
5.1	ドリフト速度	65
5.2	電子増幅率	66
5.3	電子の拡散効果	71

<b>第 6 章</b>	<b>中性子ビームを用いた測定に向けて</b>	75
6.1	14 MeV 中性子	75
6.2	大阪大学 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN)	76
6.3	中性子ビーム	77
6.4	検出効率の散乱位置依存性と散乱角依存性	85
6.5	期待される収量	91
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと今後の展望</b>	93
<b>付録 A</b>	<b>中性子検出器</b>	97
A.1	液体シンチレータ	97
A.2	n- $\gamma$ 弁別	98
A.3	SCINFUL-CG による中性子の検出効率	102
<b>付録 B</b>	<b>水蒸気の混入によるドリフト速度の変化</b>	105
B.1	水分のドリフト速度への影響	105
B.2	ガスフローによるガス中の水分の変化	108
<b>付録 C</b>	<b>PHITS のインプットファイル</b>	111
<b>参考文献</b>		117

# 第1章

## はじめに

### 1.1 宇宙での元素合成

身の回りには多種多様な物質が存在しており、これらの物質は全て原子から構成されている。現在の地球には水素（原子番号 1）からウラン（原子番号 92）までの元素が天然に存在している。原子は原子核と電子から構成されており、原子核は陽子と中性子で構成されることが知られている。原子核に含まれる陽子の数が元素の原子番号となる。今までに天然と人工を合わせて 118 種類の元素が確認されている。しかし、原始の宇宙では物質は存在せず、エネルギーで満たされていたと考えられている。宇宙が膨張し温度が下がるにしたがって、陽子と中性子が生成され、その後、原子核反応を起こすことで様々な原子核が合成された。宇宙の初期には、水素とヘリウムと僅かな軽元素しか合成されなかつた考えられている。これは、質量数 ( $A$ ) が 5 と 8 の原子核に安定な原子核が存在しないことに由来する。初期の宇宙では陽子や中性子を捕獲して原子核が大きくなっていくが、 $A = 5$  と 8 の原子核が生成してもすぐに  $A = 4$  以下の軽い原子核に分裂してしまうのである。

宇宙に存在する元素のうち殆どが水素であるため、恒星は水素を主成分とする。重力により収縮し中心温度が  $10^7$  K を超えると、陽子（水素）同士が連鎖的に反応するようになる (pp チェイン)。pp チェインでは図 1.1 に示した 3 つの系列が重要とされる。chain 1 では合計 6 つの陽子から 1 つの  $\alpha$  粒子と 2 つの陽子が生成される。chain 2, 3 では合計で 4 つの陽子と 1 つの  $\alpha$  粒子から 2 つの  $\alpha$  粒子が生成される。どの系列も最終的に 4 つの陽子から 1 つの  ${}^4\text{He}$  原子核 ( $\alpha$  粒子) が生成される。pp チェインのように粒子（陽子や  ${}^{3}\text{He}$  など）が順番に一つずつ原子核に吸収される反応では、 $A = 8$  の壁を超えることはできない。この壁を超えるためには  $A = 4$  以下の原子核から  $A = 9$  以上の原子核が直接生成されなければならない。

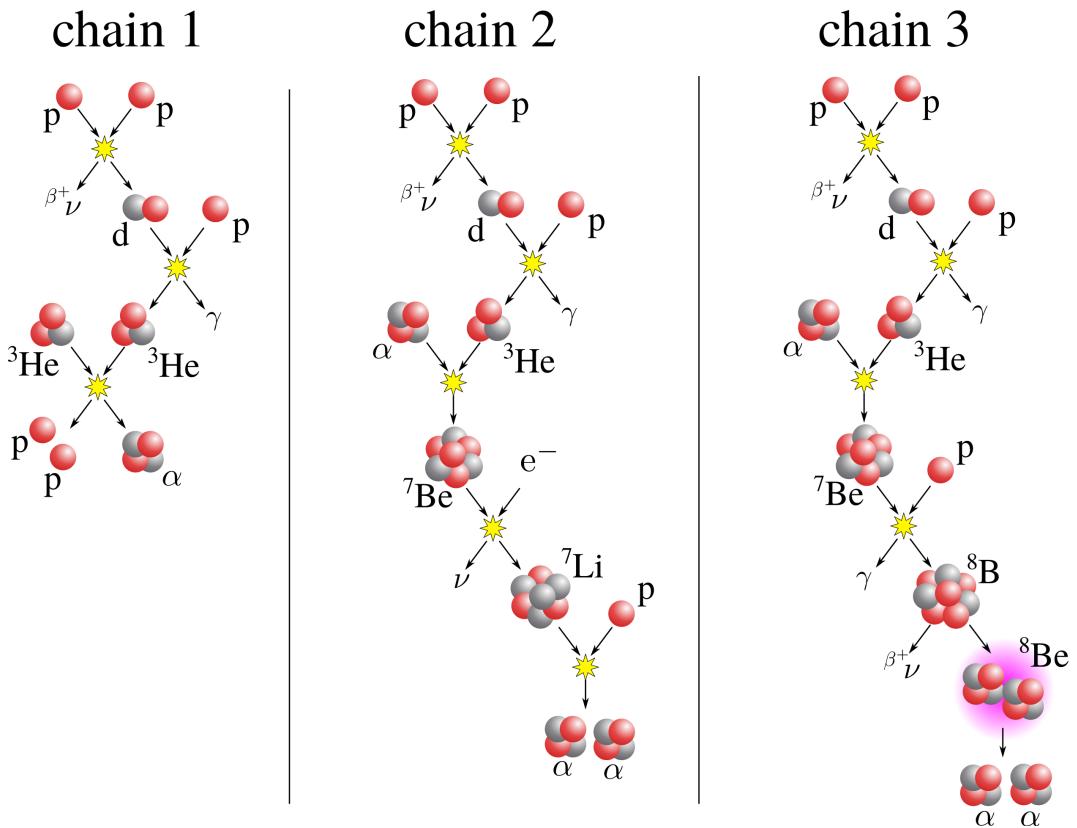


図 1.1: 代表的な pp チェイン. pp チェインでは 4 つの陽子から 1 つの  $\alpha$  粒子が生成される.

pp チェインにより  $\alpha$  粒子が十分に生成された恒星では、水素よりも重い  $\alpha$  粒子が恒星の中心に集まり He コアを生成する. He コアが重力により圧縮され温度が約  $10^8$  K に達するとヘリウム燃焼が始まる. He コアには十分な量の  $\alpha$  粒子が存在するため、図 1.2 のように 2 つの  $\alpha$  粒子から  $2\alpha$  クラスター状態である  $^8\text{Be}$  が合成され、さらに、 $^8\text{Be}$  が崩壊するより早くもう 1 つの  $\alpha$  粒子が融合して  $^{12}\text{C}$  の励起状態 ( $^{12}\text{C}^*$ ) が生成される反応が起こる. このときに作られる  $^{12}\text{C}^*$  の多くは Fred Hoyle が予言した  $3\alpha$  粒子の共鳴状態 (Hoyle 状態,  $E_x = 7.65 \text{ MeV}, 0_2^+$ ) [1] となる. このとき、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  が  $\gamma$  線を放出し脱励起すると  $^{12}\text{C}$  原子核が生成される(図 1.2 左). この 3 つの  $\alpha$  粒子から  $^{12}\text{C}$  が直接合成される反応はトリプルアルファ反応と呼ばれる. トリプルアルファ反応が恒星中で起こることで  $A=4$  の  $\alpha$  粒子から  $A=12$  の  $^{12}\text{C}$  が直接生成されるため、 $A=5, 8$  の壁を乗り越えることができ、さらに重い O や Si などの合成へ進んでいく. そのため、トリプルアルファ反応は宇宙元素合成において重要な原子核反応の 1 つである.

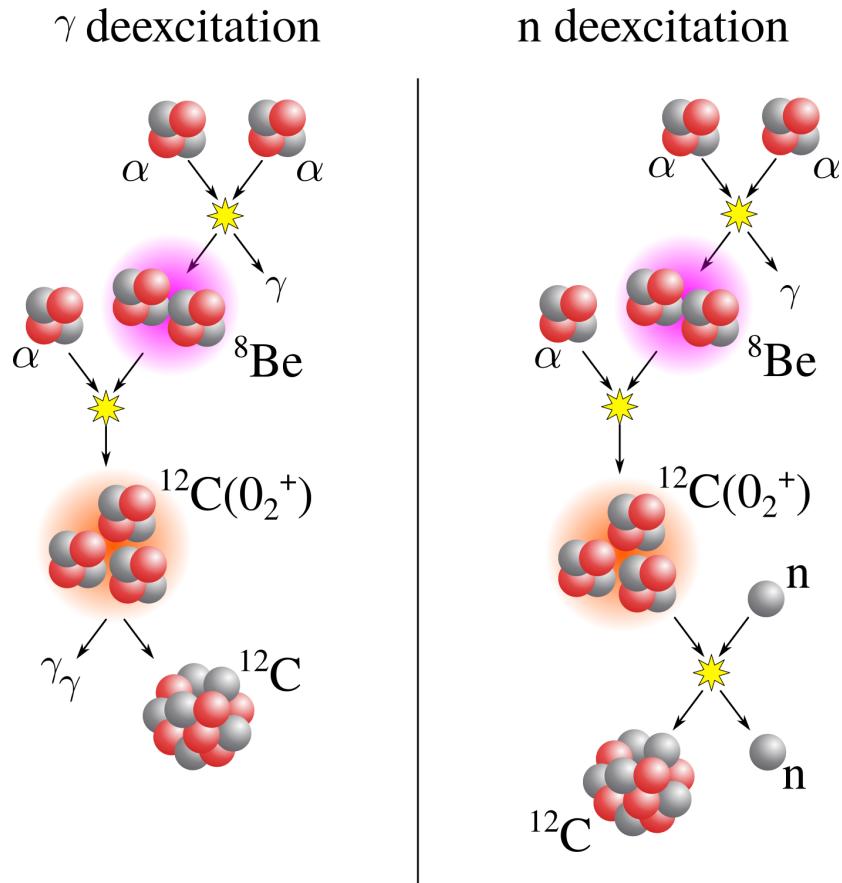


図 1.2: トリプルアルファ反応. 左は  $\gamma$  線を放出して脱励起するルート, 右は中性子との非弾性散乱により脱励起するルートを表す.

## 1.2 高密度環境下でのトリプルアルファ反応

通常, トリプルアルファ反応で生成された  $3\alpha$  共鳴状態は図 1.2 の左のように  $\gamma$  線を放出することによって脱励起し,  $^{12}\text{C}$  の基底状態 (g.s.) になる. 近年, 高密度環境下では  $\gamma$  線による脱励起以外に, 図 1.2 (右) のように粒子 (陽子, 中性子,  $\alpha$  粒子など) との非弾性散乱による脱励起の反応率が増加することが指摘されている [2]. これにより  $0_2^+$  状態から g.s. や  $2_1^+$  ( $E_x = 4.44 \text{ MeV}$ ) への脱励起が増加し, トリプルアルファ反応が劇的に促進されると考えられている. 粒子の中でも中性子は電荷を持っておらず, クーロン斥力を受けずに反応することができるため, 特にトリプルアルファ反応を促進する効果が大きい.

$^{12}\text{C}(0_2^+)(n', n)^{12}\text{C}$  反応の体積当たりの反応率は

$$r = N_n N_{^{12}\text{C}} \langle \sigma v \rangle \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 $N_n$  は中性子の個数密度、 $N_{^{12}C}$  は  $^{12}C(0_2^+)$  の個数密度を表す。 $\sigma$  は中性子との散乱により始状態 ( $0_2^+$ ) から g.s. または  $2_1^+$  状態へ脱励起する全断面積であり、 $v$  は中性子と  $^{12}C$  の相対速度である。相対速度が Maxwell 分布に従うとすると、 $^{12}C(0_2^+)(n', n) ^{12}C$  では、

$$\langle \sigma v \rangle_{n'n} = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty E' \sigma_{n'n}(E') \exp(-E'/kT) dE' \quad (1.2)$$

となる。 $T$  は温度、 $\mu$  は換算質量、 $\sigma_{n'n}$  は  $^{12}C(0_2^+)$  の中性子非弾性散乱断面積である。ここで上記の逆過程である  $^{12}C(n, n') ^{12}C(0_2^+)$  を考えると、

$$\langle \sigma v \rangle_{nn'} = \left( \frac{2I' + 1}{2I + 1} \right) \exp(Q/kT) \langle \sigma v \rangle_{n'n} \quad (1.3)$$

という関係にある。ここで、 $I$  および  $I'$  はそれぞれ始状態 (g.s. または  $2_1^+$ ) および終状態 ( $0_2^+$  状態) のスピンである。 $Q$  は  $-7.65$  MeV (始状態が g.s. の場合) または  $-3.21$  MeV (始状態が  $2_1^+$  の場合) となる。 $^{12}C(0_2^+)$  の中性子非弾性散乱による脱励起の寿命は

$$\tau_{n'n} [^{12}C(0_2^+)] = (N_n \langle \sigma v \rangle_{n'n})^{-1} \quad (1.4)$$

となる。

中性子非弾性散乱による脱励起の寿命と  $\gamma$  線による脱励起の寿命 ( $\tau_\gamma = 1.710 \times 10^{-13}$  s) との比を  $R$  とすると、式 (1.2), (1.3), (1.4) から

$$R = 6.557 \times 10^{-6} \times \rho_n T_9^{-1.5} C_{\text{spin}} \int_0^\infty \sigma_{nn'}(E) (E - Q) \exp(-11.605E/T_9) dE \quad (1.5)$$

と表される。 $E$  は重心系 (c.m. 系) の閾値からのエネルギー ( $E = E' + Q$ )、 $\rho_n$  は中性子の質量密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )、 $\sigma_{nn'}(E)$  は断面積 ( $\text{mb}$ )、 $T_9$  は温度 ( $\times 10^9$  K) である。 $C_{\text{spin}}$  は反応が g.s. への直接崩壊の場合 1、 $2_1^+$  を経由する逐次崩壊の場合 5 となる。式 (1.5) において中性子の部分を陽子や  $\alpha$  粒子に置き換えることで、他の粒子による脱励起の寿命を求めることができる。Beard らによる各粒子の密度が  $10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$  のときにおける  $R$  と温度の依存性の計算結果 [2] を図 1.3 に示す。実線は  $0_2^+$  状態から  $2_1^+$  状態への、破線は  $0_2^+$  状態から基底状態への脱励起のときの値である。また、青色は中性子との、赤色は陽子との、緑色は  $\alpha$  粒子との散乱による脱励起のときの値である。 $\rho = 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$  という高密度下では  $\gamma$  線による脱励起に対して、粒子による脱励起の寄与が大きくなることが分かる。特に、中性子による寄与は  $\gamma$  線による寄与の 40–100 倍ととても大きい。また、温度が低い領域で大きいことが分かる。



図 1.3:  $\gamma$  線による脱励起の寿命と粒子散乱による脱励起の寿命の比 [2].

$R_{nn}$ ,  $R_{pp}$ ,  $R_{\alpha\alpha}$  はそれぞれ中性子, 陽子,  $\alpha$  粒子と散乱した際の寿命の比を表す.

$\rho \sim 10^6 \text{ g/cm}^3$  のような高密度環境は宇宙の何処にあるだろうか. 一つの候補として超新星爆発が考えられる.  $10\text{--}30 M_\odot$  程度の大質量星は, 重力崩壊を起こして星の一生を終える. 重力崩壊の際に恒星の中心にある鉄コアの温度が急激に上昇する. 極めて高い温度では高エネルギーの光子によって鉄コアの原子核が陽子や中性子に分解される. また, 密度が非常に高いため式 (1.6) のように陽子が中性子へ変わる電子捕獲反応が起きる.



すると, 恒星の中心に原始中性子星が形成される. 重力によって中心に降ってくる物質は原始中性子星によって跳ね返され, 超新星爆発が起きる. 崩壊前の恒星が持っていた重力エネルギーが熱エネルギーに変換されるので, 原始中性子星の温度は  $10^{10} \text{ K}$  に達する. 跳ね返った物質が膨張することで温度が下がっていき,  $7 \times 10^9 \text{ K}$  ほどになると 2 つの陽子と 2 つの中性子が融合し  $\alpha$  粒子が合成される. このとき,  $\alpha$  粒子と中性子が高密度かつ高温で存在する環境ができるのである.

### 1.3 測定を行うべき中性子のエネルギー

式 (1.5) から分かるように寿命の比  $R$  を計算するためには, 中性子と  $^{12}\text{C}$  の非弾性散乱断面積  $[\sigma_{nn'}(E)]$  のエネルギー分布が必要となる. 特に, 式 (1.5) から分かるように  $R$  が  $0_2^+$  状態の励起エネルギーからのエネルギーに指数関数で依存しているので,  $0_2^+$  状態へ励

起させることができる中性子エネルギーの閾値付近における断面積が重要となる。基底状態からの励起を考えると、重心系のエネルギーでは、 $E = 7.65 \text{ MeV}$ ,  $^{12}\text{C}$  の静止系における中性子のエネルギーでは  $E_{\text{lab}} = 8.35 \text{ MeV}$  である。図 1.4 [2] は  $^{12}\text{C}$  と中性子（上）または陽子（下）の各実験室系エネルギーにおける非弾性散乱断面積のエネルギー分布を示す。点で示される値は測定値、実線で示される値は TALYS による理論計算値を表す。図 1.4 (上) から分かるように、 $E_{\text{lab}} = 8\text{--}15 \text{ MeV}$  の領域における  $\text{g.s.} \rightarrow \text{Hoyle}$  状態の中性子の測定値がない。そのため、このエネルギー領域での  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$  の断面積の測定が必要となる。

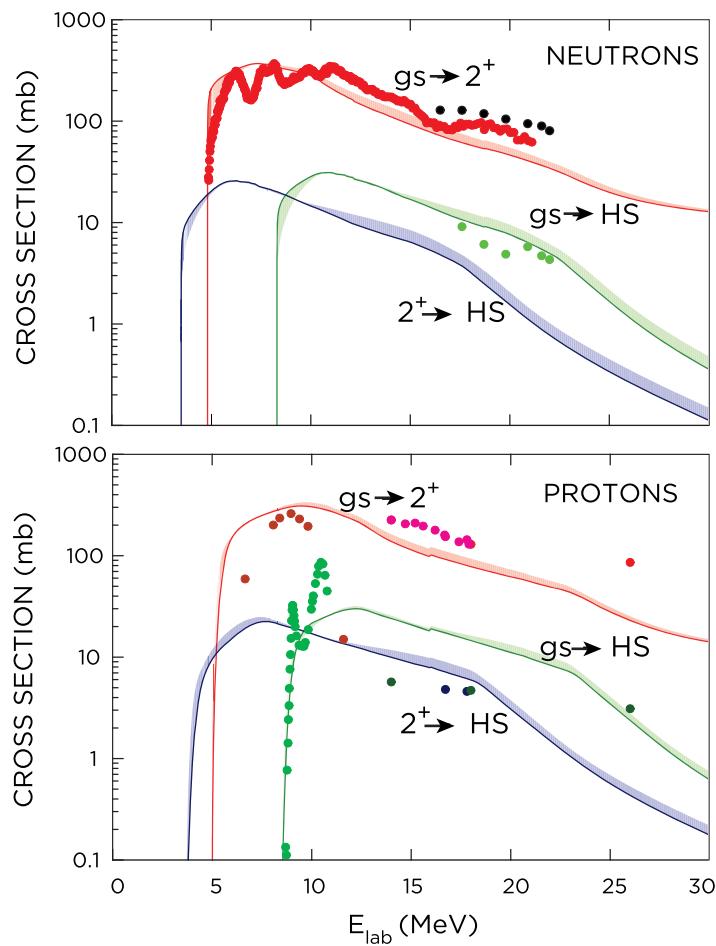


図 1.4:  $^{12}\text{C}$  と中性子（上段）および陽子（下段）との非弾性散乱断面積 [2]。実線は TALYS [3] を用いた理論計算、点は測定値を表す。

## 1.4 測定に用いる実験装置

中性子によって励起された  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  の崩壊によって放出された 3 つの  $\alpha$  粒子を測定することで、断面積を決定する。図 1.5 は 14 MeV の中性子と  $^{12}\text{C}$  との非弾性散乱の微分断面積である。14 MeV の中性子と  $^{12}\text{C}$  の反応は 6 章で説明する理由により既に測定されている。入射中性子のエネルギーによらず図 1.5 の微分断面積で散乱し、励起した  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から  $\alpha$  粒子が等方的に崩壊すると仮定すると、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子は図 1.6 に示すエネルギーの分布を持つ。横軸は入射中性子のエネルギー、縦軸は崩壊後の  $\alpha$  粒子のエネルギーである。図 1.6 から中性子のエネルギーに関わらず  $\alpha$  粒子のエネルギーは約 0.1 MeV が最頻値となっていることが分かる。1 MeV より大きい領域は重心運動と同じ方向に放出された  $\alpha$  粒子がブーストされエネルギーが大きくなったものと考えられる。一方、重心運動と異なる方向に放出された  $\alpha$  粒子は、あまりブーストされずに典型的には励起エネルギーと  $3\alpha$  崩壊閾値の差分を 3 等分したエネルギー ( $0.38 \text{ MeV} \div 3 \sim 0.1 \text{ MeV}$ ) を持つ。図 1.5 から分かるように  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応では前方散乱の断面積が大きく、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  が重心運動方向と異なる方向に散乱される確率が高い。そのため、 $\alpha$  粒子はあまり重心運動によってブーストされる効果を受けずに、中性子のエネルギーに関わらず 0.1 MeV 付近で最大となる。中性子のエネルギーが 14 MeV のときの分布を図 1.7 に、8.5 MeV のときの分布を図 1.8 に示す。図の塗りつぶし部分は最大値を中心に全体の 8 割となる領域を示している。図 1.7 では 0–600 keV、図 1.8 では 0.015–505 keV である。このような低エネルギーの  $\alpha$  粒子を効率よく検出するためには、標的内で  $\alpha$  粒子が停止しないようにしなければならない。例えば、500 keV の  $\alpha$  粒子ではおよそ  $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素箔標的で停止してしまう。更に低いエネルギーの  $\alpha$  粒子も検出しようとすると、更に標的を薄くしなければならない。このような低エネルギー粒子の測定には、検出器そのものが標的となるアクティブ標的が有効である。

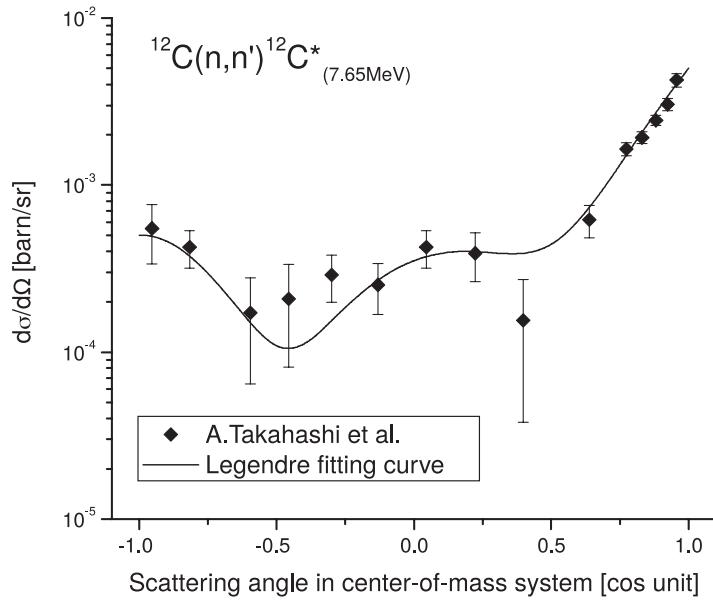


図 1.5: 14 MeV の中性子における  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$  の微分断面積の角度分布 [4].

図 1.9 は  $\alpha$  粒子の実験室系での角度分布である。横軸は入射中性子のエネルギー、縦軸は  $\alpha$  粒子の入射中性子の運動方向に対する角度を表す。 $\alpha$  粒子のエネルギー分布と同様に入射中性子のエネルギーにあまり依存していない。入射中性子が 14 MeV のときの角度分布を図 1.10 に、8.5 MeV のときの角度分布を図 1.11 に示す。図の塗りつぶしは最大値を中心に全体の 8 割となる領域を示している。図 1.10 では 7.5–75.1° である、図 1.11 では 5.5–57.5° である。このような広い角度に放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべてを効率的に検出するためには大立体角を覆う検出器が必要となる。

このような要求を満たす検出器として検出ガスを散乱標的として用いる time projection chamber (TPC) が有効である。TPC は荷電粒子のトラックを検出することができるガス検出器であり、ALICE 実験 [5] や LEPS2 [6] などで広く用いられている。アクティブ標的 TPC を用いることで、低エネルギー荷電粒子を大立体角で検出することが可能となる。近年、不安定核実験のために MAYA [7] や CAT [8], AT-TPC [9] など様々なアクティブ標的 TPC が世界中で開発されている [10]。その 1 つとして我々が開発した MAIKo ( $\mu$ -PIC based active target for inverse kinematics) TPC [11, 12] がある。近年、RCNP で MAIKo TPC を用いて低エネルギー  $\alpha$  粒子を測定する実験 [13] が行われた。MAIKo TPC を用いることで低エネルギーの  $\alpha$  粒子を大立体角で検出することができる。本研究では MAIKo TPC を用いて  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応を測定することを目指す。

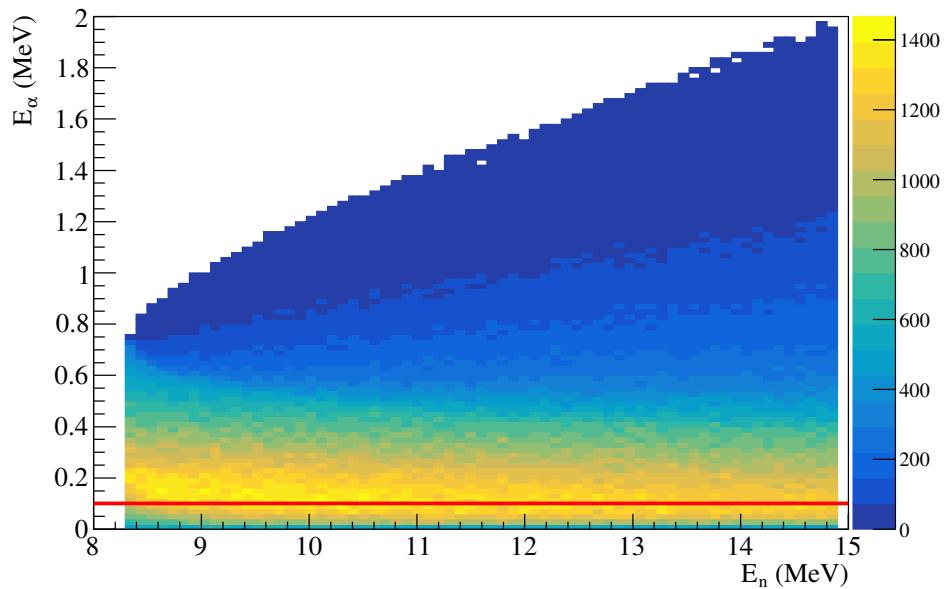


図 1.6:  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子のエネルギー分布. 横軸は入射中性子のエネルギー, 縦軸は崩壊後の  $\alpha$  粒子のエネルギーである. 赤い実線は  $E_\alpha = 0.1$  MeV を表す.

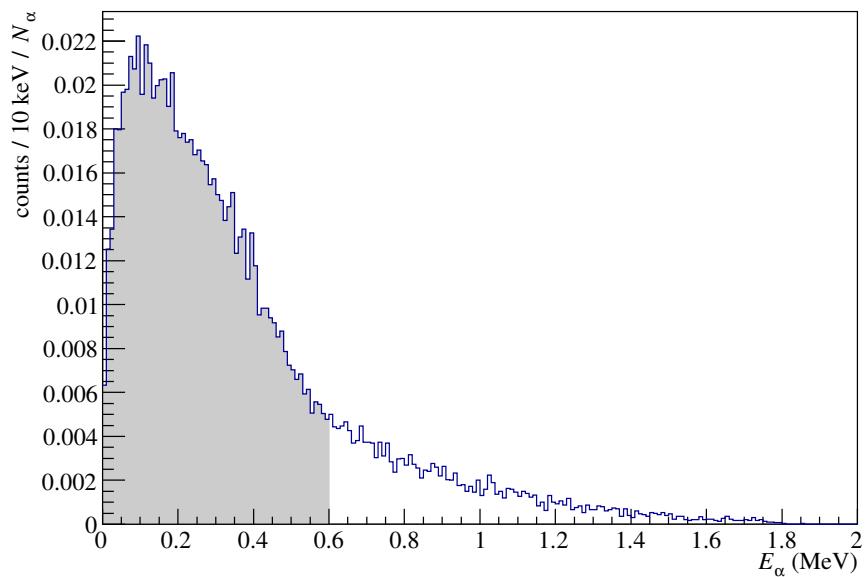


図 1.7:  $E_n = 14 \text{ MeV}$  のときの,  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子のエネルギー分布.  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している.

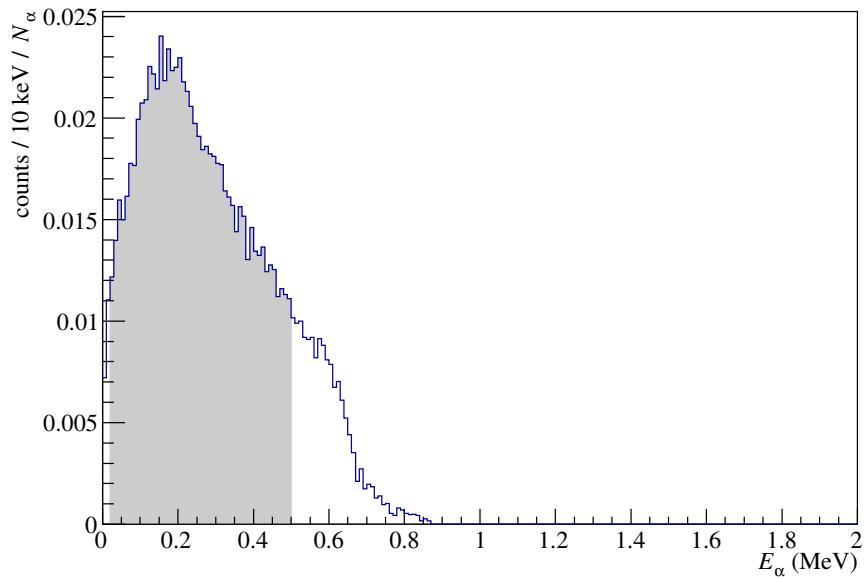


図 1.8:  $E_n = 8.5 \text{ MeV}$  のときの,  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子のエネルギー分布.  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している.

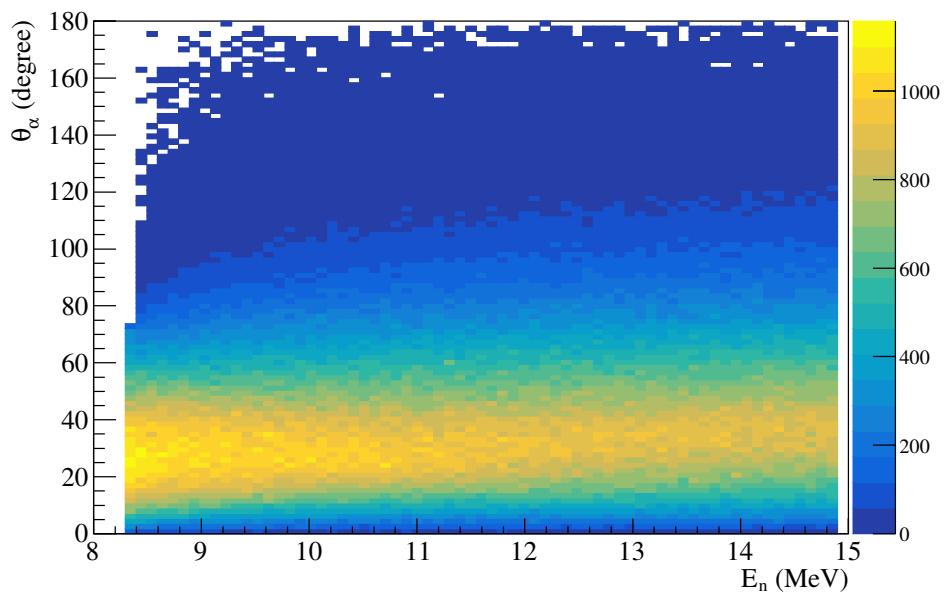


図 1.9:  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子の角度分布.

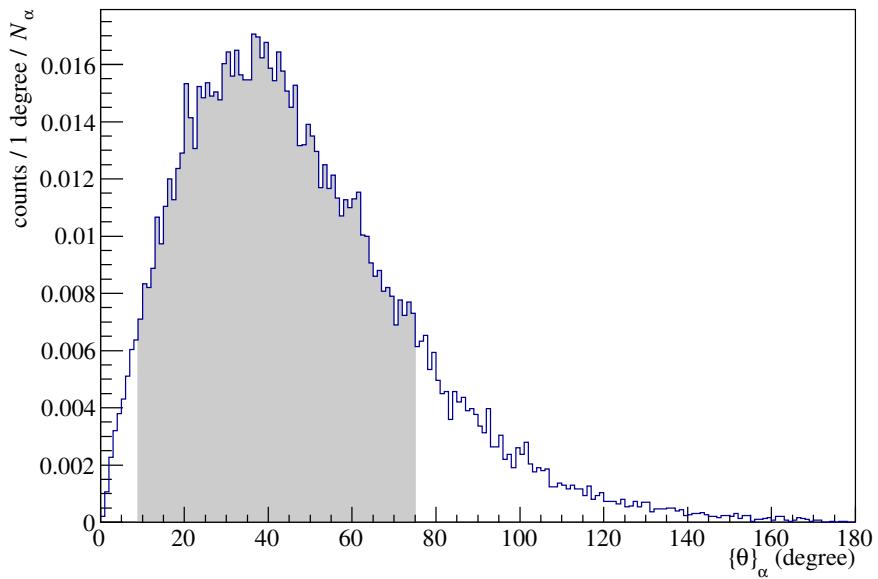


図 1.10:  $E_n = 14 \text{ MeV}$  のときの,  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子の角度分布.  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している.

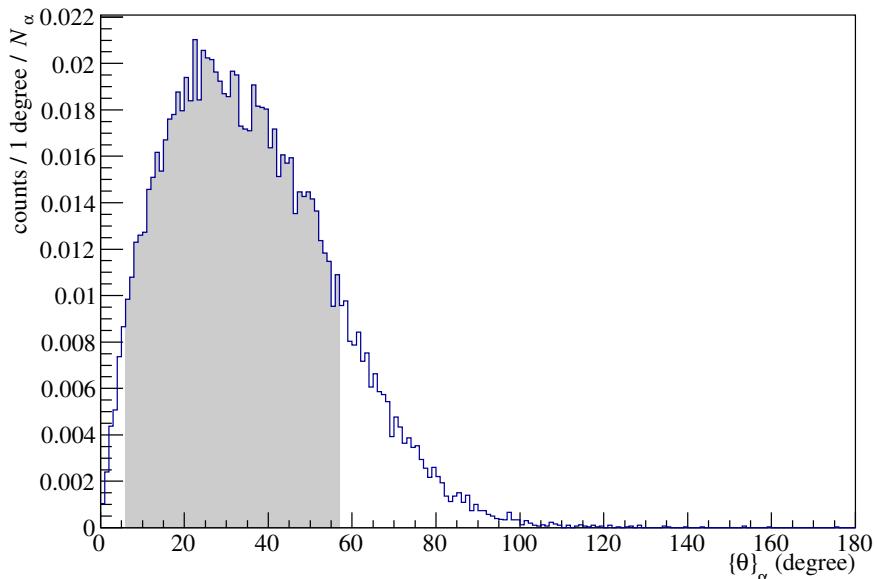


図 1.11:  $E_n = 8.5 \text{ MeV}$  のときの,  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出された  $\alpha$  粒子の角度分布.  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している.

## 1.5 本研究の目的

$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の断面積測定は、低エネルギーの  $\alpha$  粒子を検出する必要がある。[1.4](#) 節で述べたように、MAIKo TPC を用いれば効率的に 3 つの低エネルギー  $\alpha$  粒子を検出することが可能となる。しかし、崩壊してきた  $\alpha$  粒子が持つ運動エネルギーは広がりを持ち、数十倍違うこともある。そのため、より効率的に全ての粒子を測定するための条件を検討する必要がある。MAIKo TPC では使用する検出ガスの種類、圧力、電圧等の多くのパラメータを調整することができる。本研究では効率的に  $\alpha$  粒子を検出することができる検出ガスの候補を複数選出し、 $\alpha$  線源を用いて性能試験を行う。それらのガスについて中性子との散乱で  $^{12}\text{C}$  原子核が 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊するイベントをシミュレートし、MAIKo TPC から得られるであろう画像を生成する。シミュレーションで生成した画像に対して解析を行い、検出効率、エネルギー分解能、角度分解能を評価する。評価結果から実験で用いる検出ガスを決定する。また、正しく解析を行える割合やこの測定方法で期待される収量の評価を行い、実験の実現可能性を検討する。



## 第2章

# MAIKo TPC

### 2.1 MAIKo TPC とは

我々のグループでは低エネルギー荷電粒子を大立体角で検出するために、アクティブ標的TPCであるMAIKo TPC [11]を開発してきた。MAIKo TPCは検出ガスを封入する密封容器(MAIKo チェンバー)とドリフト電場を形成するケージ(ドリフトケージ)からなる。図2.1および図2.2にドリフトケージの模式図と写真を示す。ドリフトケージはMAIKo チェンバー内に設置して用いる。図2.3にMAIKo TPC中で入射中性子と $^{12}\text{C}$ の散乱によって、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$ から放出された3つの $\alpha$ 粒子と取得されるトラック画像との対応を示す。MAIKo TPCでは荷電粒子のトラックを $zy$ 平面と $xy$ 平面の2つの2次元平面に射影した画像(anode imageとcathode image)として得られる。また、電荷を持たない中性子のトラックは検出されない。MAIKo TPCは検出ガスを標的ガスとして用いるアクティブ標的であるため、 $\alpha$ 粒子を大立体角で検出することができる。

TPCは荷電粒子のトラックを検出するために広く用いられているガス検出器である。図2.4にTPCでトラックを検出するイメージを示す。荷電粒子がTPCの検出ガス中を通過するとき、トラックの周囲の粒子をイオン化させる。イオン化で発生した電子をドリフト電場(図2.4中で上向き)により読み出し面にドリフトさせる。読み出し面に電子が到達した時間を記録し、記録された時間差からドリフト方向の距離を測定する。さらに、2次元平面でドリフトしてきた電子の位置を測定することで、3次元的にトラックを検出できる。MAIKo TPCでは3次元のトラックを2つの平面に射影した画像として取得する。

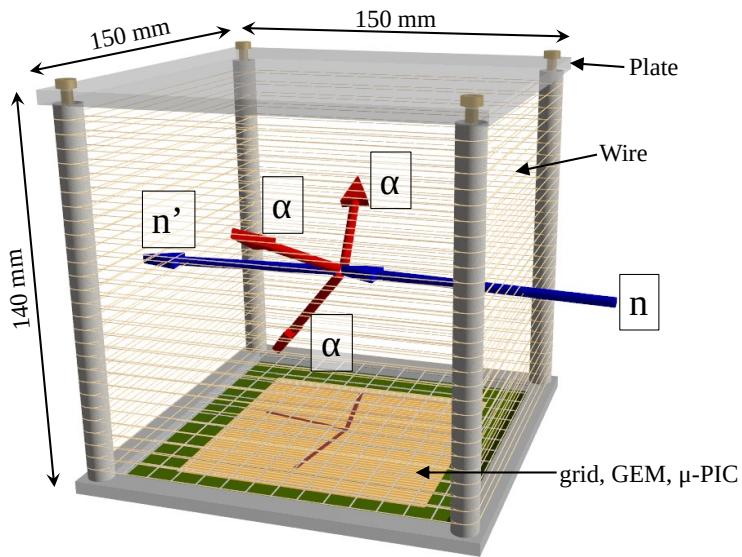


図 2.1: MAIKo TPC の概観図. 検出ガスに含まれる  $^{12}\text{C}$  が右から入射した中性子（青色）と散乱し 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊したときを模している.

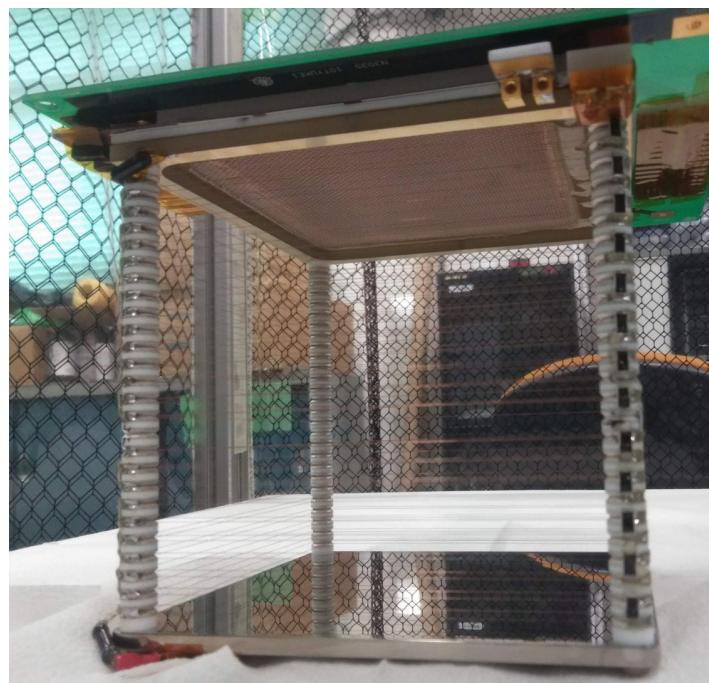


図 2.2: ドリフトケージの概観. ケージの上側に読み出し面が取り付けられている. 図 2.1 および図 2.3 とは上下が反転している.

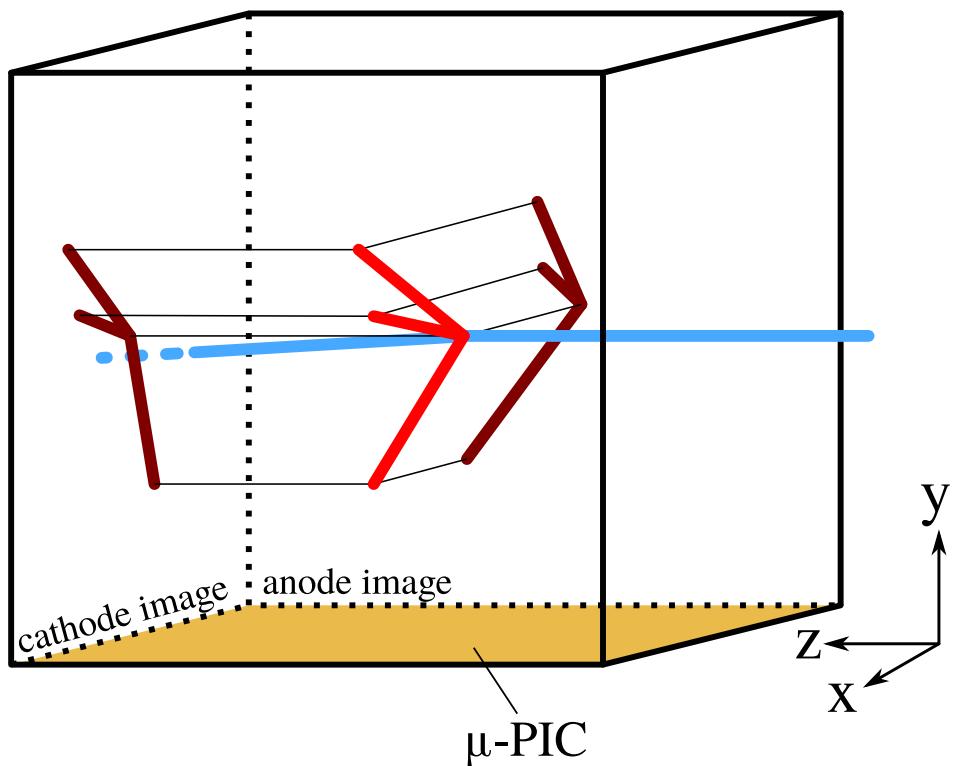


図 2.3: MAIKo TPC で取得される画像と実際の荷電粒子のトラックとの対応。図では TPC の中の  $^{12}\text{C}$  が右から入射した中性子 (青) と散乱し、3 つの  $\alpha$  粒子 (赤) に崩壊した事象を表す。anode image (zy 平面) と cathode image (xy 平面) の 2 平面に荷電粒子のトラックが射影される (茶色の線)。中性子は電荷を持たないため anode, cathode image にトラックとして検出されない。

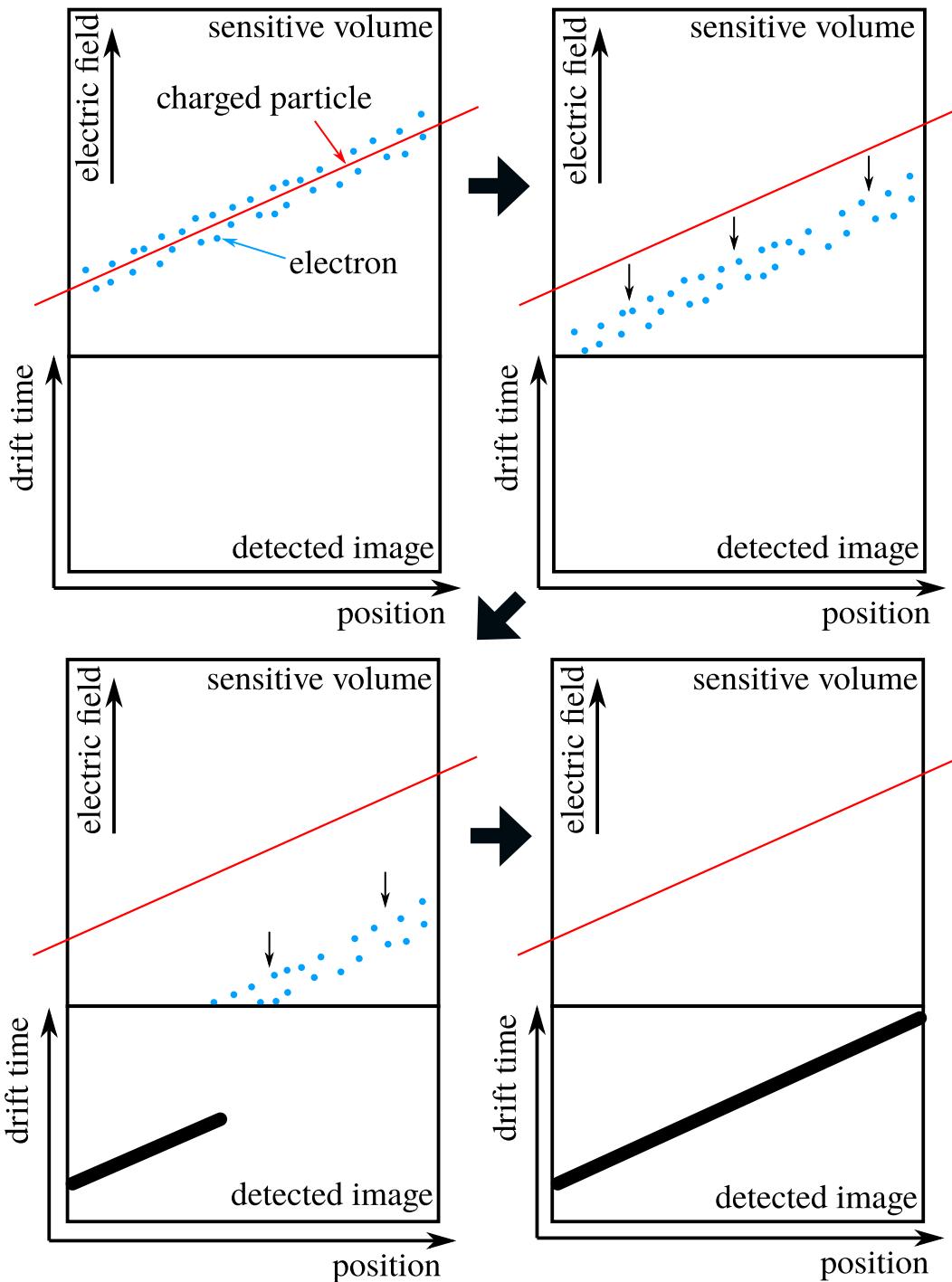


図 2.4: TPC でトラックを検出するときのイメージ。赤い実線は荷電粒子のトラック、青い点はイオン化で生成された電子、黒く太い実線は検出されたトラックを表す。トラックは電子が読み出し面に到達した時間として記録される。

図 2.5 にドリフトケージの構造を示す。ドリフトケージは plate, wire, grid, gas electron multiplier (GEM),  $\mu$ -PIC [12] からなる。plate, grid, GEM,  $\mu$ -PIC に高圧電源 (HV) が接続されている。plate, wire, grid の間は  $10\text{ M}\Omega$  の抵抗で繋がれている。GEM と HV は  $1\text{ M}\Omega$  と  $20\text{ M}\Omega$  の抵抗で繋がれている。plate から grid の間の領域（ドリフト領域）で発生した電子が grid に向かってドリフトし、grid から  $\mu$ -PIC の間の領域（増幅領域）にある GEM と  $\mu$ -PIC によって増幅され、 $\mu$ -PIC（読み出し領域）によって増幅された電子の 2 次元位置を読み出す。ドリフト領域は  $y$  軸方向に 140 mm であり、読み出し面の大きさが  $102.4 \times 102.4 \text{ mm}^2$  であるので、有感領域の大きさは  $102.4 \times 102.4 \times 140 \text{ mm}^3$  となる。

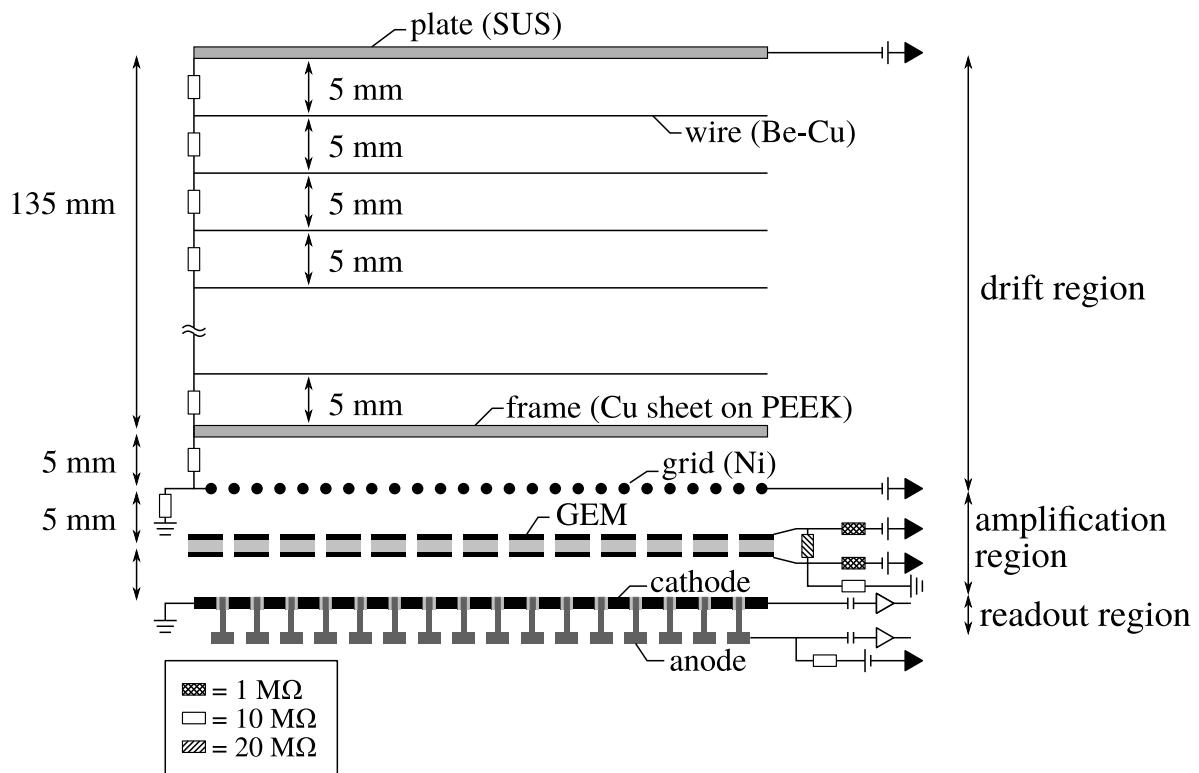


図 2.5: ドリフトケージの構造。

### 2.1.1 ドリフト領域

plate と grid にそれぞれ高電圧を印加することでドリフト電場を形成し、grid から plate の方向（図 2.5 では上向き）にドリフト電場を形成することで入射した荷電粒子の周囲に発生した電子を増幅領域へドリフトさせる。ドリフト電場の一様性が高いほど、トラックの周囲に発生した電子雲の形状を保ったまま、電子をドリフトさせることができる。均等

にドリフトしない場合、正しくトラックを検出することができなくなってしまう。ドリフト電場を一様に形成するために  $10\text{ M}\Omega$  の抵抗で接続された直径  $125\text{ }\mu\text{m}$  の Be-Cu wire が  $5\text{ mm}$  間隔で二重で巻かれている [14].

### 2.1.2 増幅領域

MAIKo TPC では GEM と  $\mu$ -PIC を用いて電子の増幅を行う。GEM は、図 2.6 のようにポリマーのフィルムの表面を銅で被覆し、直径  $70\text{ }\mu\text{m}$  の穴を  $140\text{ }\mu\text{m}$  間隔で  $1\text{ mm}^2$ あたり 100 個の密度で開けたものである。銅の 2 つの層はポリマーによって絶縁されている。銅の両面に電圧を印加することによって、穴の中に高電場が形成されドリフトしてきた電子が穴を通過する際に増幅される。MAIKo TPC では厚さ  $100\text{ }\mu\text{m}$  の約  $100 \times 100\text{ mm}^2$  の GEM を用いている。

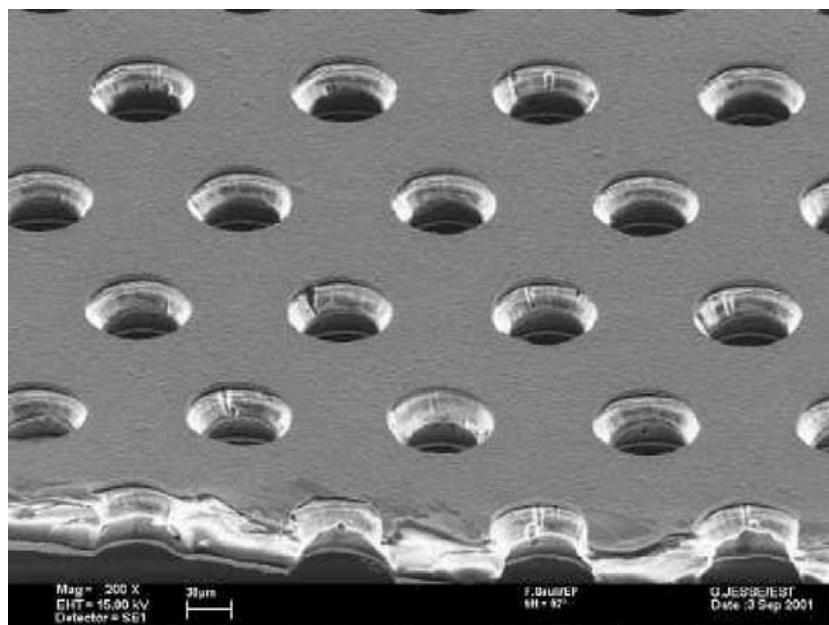


図 2.6: COMPASS 実験で用いられた GEM の拡大図 [15].

$\mu$ -PIC [12] は京都大学宇宙線研究室で開発された Micro Pattern Gas Detector の一種である。 $\mu$ -PIC は図 2.7 のように anode strip と cathode strip が直交するように配置されている。anode strip, cathode strip ともに  $400\text{ }\mu\text{m}$  間隔でそれぞれ 256 ch 分割されている。直径  $50\text{ }\mu\text{m}$  の円柱状の anode 電極に高電圧を印加し、cathode 電極を接地することで anode 電極付近に強い電場を形成することができ、GEM で増幅された電子が  $\mu$ -PIC によって更に増幅される。

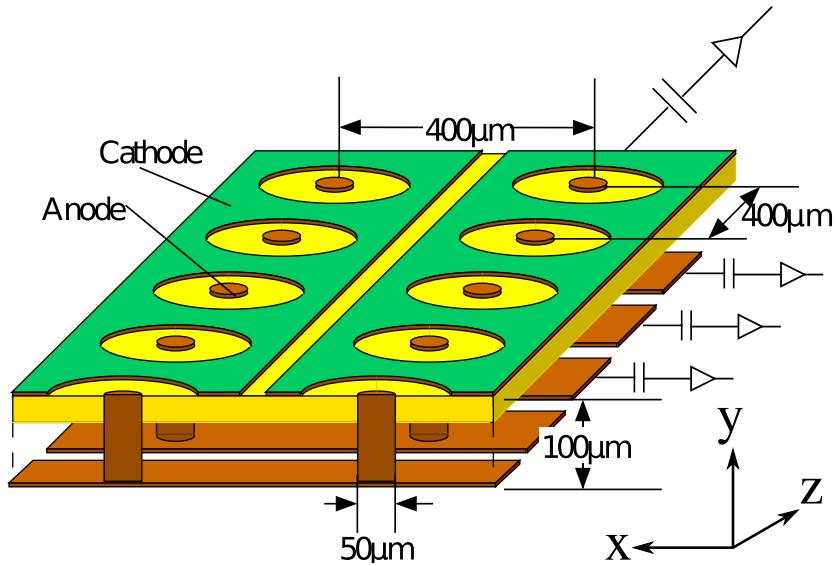


図 2.7:  $\mu$ -PIC の概観図 [12]. 図中の横方向に anode strip, 奥行き方向に cathode strip が配置されている.

### 2.1.3 読み出し領域

図 2.3 と図 2.7 中では anode strip が  $x$  軸, cathode strip が  $z$  軸と平行になるように  $\mu$ -PIC が配置されている. GEM と  $\mu$ -PIC により増幅された電子とイオンを anode strip と cathode strip により読み出すことで,  $z$  座標,  $x$  座標を検出することができる. また, anode strip と cathode strip で検出される信号の時間分布により  $y$  座標を決定することができる.

MAIKo TPC からは図 2.3 のようにトラックが anode strip に垂直な面 ( $zy$  平面) に射影された anode image と cathode strip に垂直な面 ( $xy$  平面) に射影された cathode image の 2 つの画像が取得される. MAIKo TPC から得られる画像の 1 例を図 2.8 に示す. anode strip と cathode strip はそれぞれ 256 ch で構成され, 各ストリップの信号は 100 MHz で 1,024 samples 測定し, 信号波形が設定した閾値よりも高い場合に 1, 低い場合に 0 として記録される. よって, 出力されるデータは解像度が  $256 \times 1,014$  pixels の白黒画像となる. また, anode strip, cathode strip ともに 32 ch ごとにまとめた信号の波形を 25 MHz のサンプリング率を持つ FADC で取得している. FADC で取得した信号の一例を図 2.9 に示す.

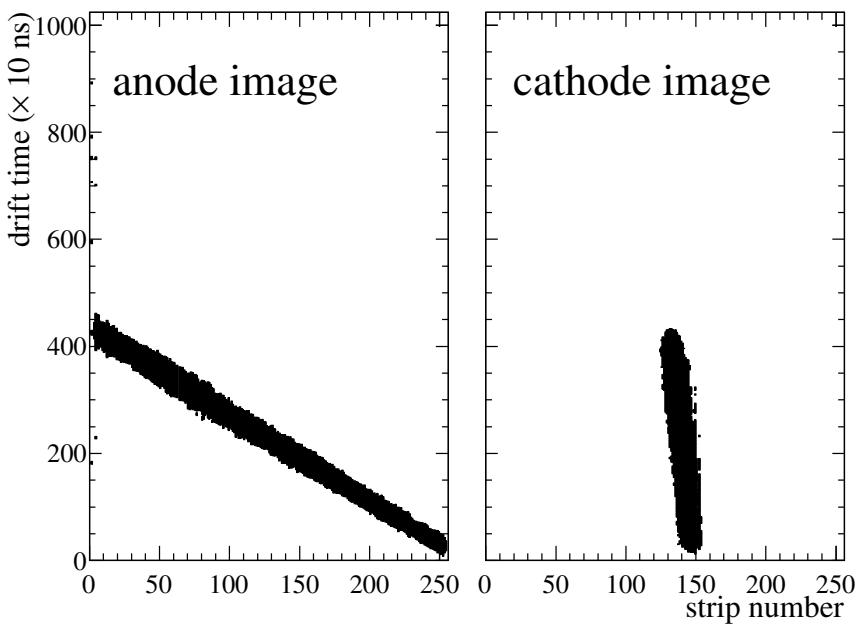


図 2.8: MAIKo TPC から得られる画像データの一例. このイベントは 3 章で述べる線源を用いて測定したデータである.

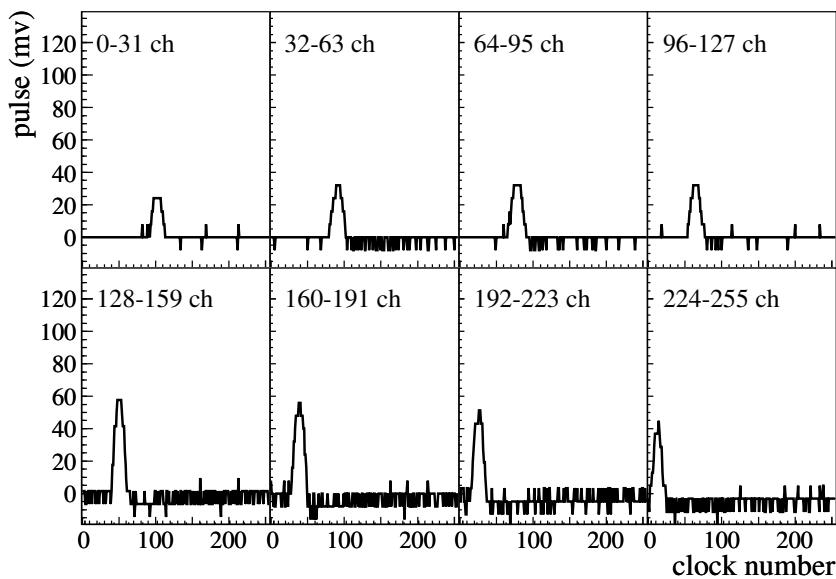


図 2.9: FADC で取得された  $\mu$ -PIC の波形の一例. この波形は図 2.8 の anode 側の信号である.

## 2.2 検出ガスの選出

標的に  $^{12}\text{C}$  を用いるため、分子中に炭素を含むガスを検出ガスに用いる必要がある。 $^{12}\text{C}$  以外の原子核が含まれると背景事象となるが、陽子または  $^4\text{He}$  と 14 MeV の中性子の散乱では複数の荷電粒子に崩壊しないため、トラックの本数から背景事象を取り除くことができる。そこで、水素と炭素以外の原子が含まれない炭化水素を検出ガスに用いる。代表的な炭化水素に、メタン ( $\text{CH}_4$ ) やエタン ( $\text{C}_2\text{H}_6$ )、イソブタン ( $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ ) がある。また、水素ガスやヘリウムガスと炭化水素の混合ガスも用いることができる。検出ガスとして求められる性能には以下のようなものがある。

- 放電しにくい。(安定な TPC の運用)
- $\alpha$  粒子のエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) が適切である。(トラックを正しく抽出)
- 適切なドリフト速度を達成できる。(有感領域を効率的に使用)
- 電子の拡散効果が小さい。(複数のトラックを正しく抽出)
- 測定を行うのに十分な量の  $^{12}\text{C}$  を含む。(散乱標的の量)

これらの項目を基準に検出ガスの種類と圧力を決定する。

### 2.2.1 $\alpha$ 粒子のエネルギー損失

MAIKo TPC では荷電粒子のトラックの長さと方向からエネルギーと運動量を決定するため、取得した画像からトラックを正しく抽出することが必要となる。荷電粒子のエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) が大きくなりすぎると検出ガス中の飛行距離が短くなり、トラックとして識別することが難しくなる。また、 $dE/dx$  が小さくなりすぎると荷電粒子が有感領域で停止せず、トラックの長さを決定することができなくなる。そこで、検出する対象である  $\alpha$  粒子の  $dE/dx$  が適切な大きさとなるガスの種類と圧力の候補を決定する必要がある。

まず、代表的な炭化水素である  $\text{CH}_4$  を考える。 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  からの崩壊  $\alpha$  粒子が、ガス中で 10 mm 以上飛行し、MAIKo TPC の有感領域中で停止するとき、その  $\alpha$  粒子を検出可能な  $\alpha$  粒子とする。 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  の全崩壊イベント数に対する、3 つの  $\alpha$  粒子が全て検出可能であるイベント数の割合を検出率とする。図 1.5 に示した微分断面積の角度分布を仮定したときの検出率の圧力依存性を図 2.10 に示す。 $\alpha$  粒子の飛程の計算には SRIM [16] を用いた。SRIM は、荷電粒子が物質中を通過する際の、イオンの飛程、エネルギーロス等を算出するシミュレーションソフトウェアである。また、ビーム軸が有感領域の中央を通り、散

乱点がビーム軸上に一様に分布していると仮定した。図 2.10 から分かるように、50 hPa で検出率が最大となっている。50 hPa のときの  $\text{CH}_4$  の  $dE/dx$  と同程度となる、他の検出ガスを考え、表 2.1 に示した 6 つを検出ガスの候補とした。括弧内はガスの混合の割合を示す。これらの 6 種類の候補から検出ガスを選ぶ。

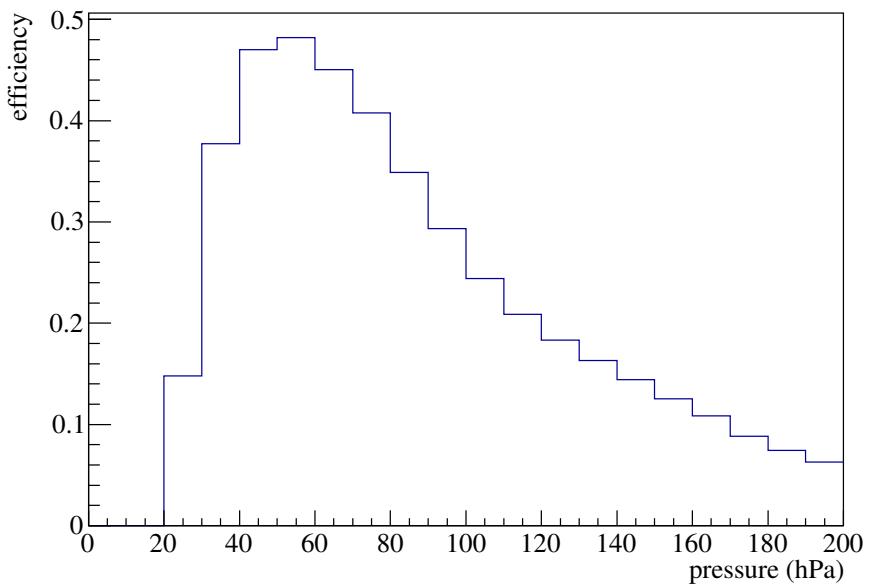


図 2.10:  $\text{CH}_4$  の圧力による検出効率の分布。 $\alpha$  粒子は図 1.5 に示した微分断面積の角度分布を仮定した。

表 2.1: ガスの混合パターン, 圧力,  $dE/dx$ . 括弧内はガスの混合の割合を示す. エネルギー損失は  $E_\alpha$  が 0.5 MeV の  $\alpha$  粒子が 10 mm で落とすエネルギーを表す. 電場は Magboltz [17] による計算でドリフト速度が 0.014 mm/ns となる値である.

gas	pressure (hPa)	density (g/cm <sup>3</sup> )	$dE/dx$ (MeV)	電場 (V/mm)
CH <sub>4</sub>	50	$3.29 \times 10^{-5}$	0.107	0.418
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	100	$2.55 \times 10^{-5}$	0.107	4.31
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	100	$3.62 \times 10^{-5}$	0.109	1.89
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	15	$3.58 \times 10^{-5}$	0.102	0.644
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	100	$3.13 \times 10^{-5}$	0.122	6.80
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	100	$3.86 \times 10^{-5}$	0.102	3.26

## 2.2.2 ドリフト速度

MAIKo TPC では 100 MHz で 1,024 samples データを取得するため, ドリフト方向には 10.24  $\mu$ s のタイムウィンドウが開いている. ドリフトケージの大きさ (140 mm) を可能な限りタイムウィンドウに収めるためには, ドリフト速度を 140 mm/10.24  $\mu$ s ~ 0.014 mm/ns に調整する必要がある. Magboltz [17] によって求めたドリフト電場とドリフト速度の関係を図 2.11 に示す. ドリフト速度が 0.014 mm/ns となるドリフト電場の値を表 2.1 に示す. 図 2.11 の横方向の点線は 0.014 mm/ns を表す. 以降, これらのドリフト電場で評価を行う.

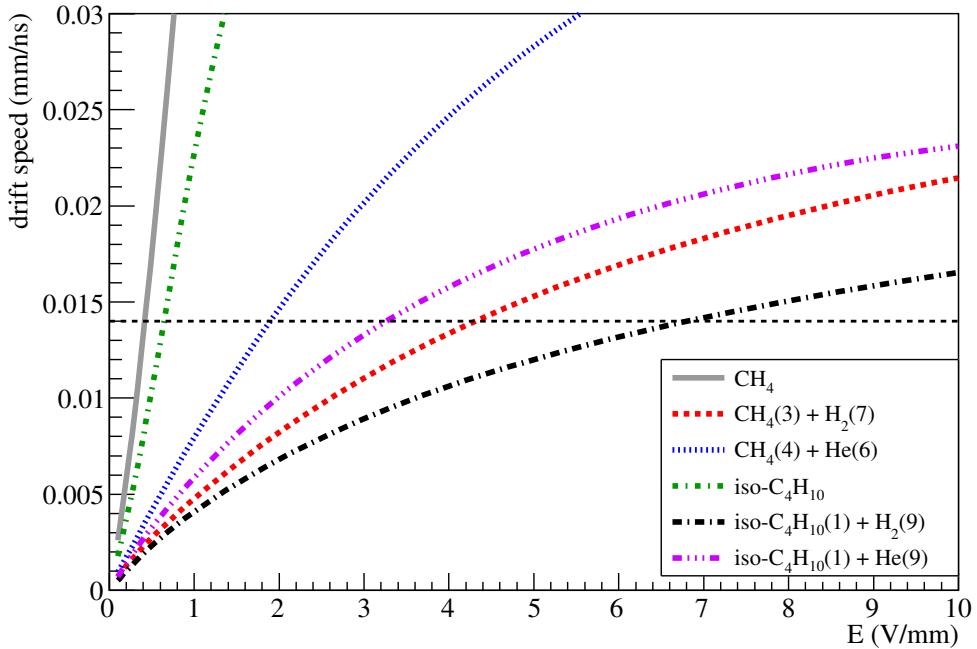


図 2.11: ドリフト電場とドリフト速度の関係.  $\text{CH}_4$  は 50 hPa,  $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$  は 15 hPa, その他は 100 hPa である. 横方向の破線は 0.014 mm/ns を示す.

### 2.2.3 電子の拡散の効果

ドリフト電場によって電子が移動する間に検出ガスとの散乱と電子の熱運動により, 図 2.12 のように電子は拡散しつつドリフトする. この効果が大きくなると, 図 2.12 の左のように荷電粒子によって同じ場所に生成された電子が読み出し面に到達するまでに拡散する, トランクが太く検出される. トランクが太くなると,  $^{12}\text{C}(0^+)$  から崩壊した 3 つの  $\alpha$  粒子のトランクを分離することが難しくなる. そのため, 図 2.12 の右のように拡散の効果が小さいことが望まれる.

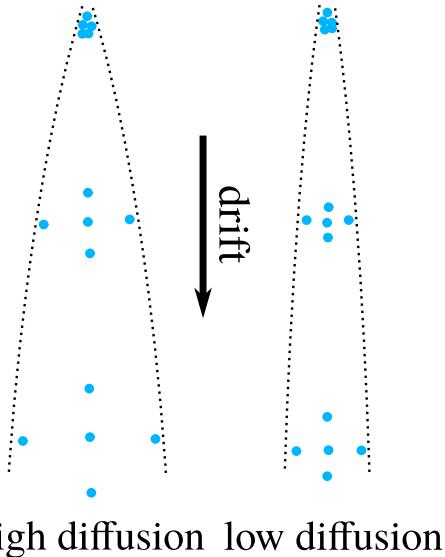


図 2.12: 電子が拡散するイメージ. 同じ位置で生成された電子でもドリフトする間に位置が拡散する.

文献 [18] によるとドリフト電場がない場合の電子の拡散は以下のように理解できる. 電子は熱運動により発生点から拡散する. 热運動の平均速度  $v$  は Maxwell 分布より

$$v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \quad (2.1)$$

と表せる. ここで  $k_B$  はボルツマン定数,  $T$  は温度,  $m_e$  は電子の質量である. 電子が発生した時刻から  $\Delta t$  後では,

$$\frac{N_0}{\sqrt{4\pi D \Delta t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D\Delta t}\right) \quad (2.2)$$

のガウス分布で電子が広がる. ここで  $N_0$  は全粒子数,  $x$  は発生した点からの距離,  $D$  は拡散係数を表す. 拡散係数  $D$  は電子の平均自由行程  $\lambda$  を用いて

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (2.3)$$

と表せる. これは電子の速度が遅いほど, ガスとの散乱が少ないほど遠くまで移動できるため, 拡散の効果が大きくなることを表す. 理想気体において平均自由行程  $\lambda$  は, ガスとの散乱の全断面積  $\sigma_0$ , 圧力  $p$  のもとで

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 p} \quad (2.4)$$

と表される。式 2.1, 2.3, 2.4 により、

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(k_B T)^3}{m_e}} \quad (2.5)$$

となる。式 2.5 より、同じガスでは圧力が高いほど、温度が低いほど拡散係数が小さいことが分かる。

ドリフト電場がある場合、発生点からの距離を  $L$ 、ドリフト速度を  $v_{\text{drift}}$  とすると、

$$\Delta t = \frac{L}{v_{\text{drift}}} \quad (2.6)$$

となる。距離  $L$  における分散  $\sigma(L)$  は

$$\sigma(L) = \sqrt{2D\Delta t} \quad (2.7)$$

$$= \sqrt{\frac{2D}{v_{\text{drift}}}} \times \sqrt{L} \quad (2.8)$$

$$= D_{\text{Magboltz}} \times \sqrt{L} \quad (2.9)$$

となる。計算コード Magboltz [17] によって得られた拡散係数 ( $D_{\text{Magboltz}}$ ) を表 2.2 に示す。表 2.2 中の  $D_t$  はドリフト電場に対して垂直な方向への拡散、 $D_l$  は平行な方向への拡散の係数を表す。CH<sub>4</sub> および iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の単体では拡散係数が大きく、同じドリフト速度のとき、ドリフト電場が大きいほど拡散係数が小さいことが分かる。iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) の拡散係数が最も小さく、検出ガスの最有力候補である。次章ではシミュレーションにより生成した <sup>12</sup>C(n, n')<sup>12</sup>C(0<sub>2</sub><sup>+</sup>) イベントを解析し、その解析効率により検出ガスを決定する。

表 2.2: Magboltz で計算した拡散係数。拡散の大きさはドリフト電場に依存するため、ここではドリフト速度が 0.014 mm/ns になるドリフト電場での値を示す。 $D_t$ ,  $D_l$  はそれぞれ運動方向に垂直、平行方向の拡散係数。

gas	圧力 (hPa)	$D_t$ ( $\sqrt{\text{mm}}$ )	$D_l$ ( $\sqrt{\text{mm}}$ )	ドリフト電場 (V/mm)
CH <sub>4</sub>	50	0.433	0.547	0.418
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	100	0.214	0.171	4.31
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	100	0.270	0.248	1.89
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	15	0.357	0.414	0.644
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	100	0.196	0.145	6.80
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	100	0.246	0.197	3.26



## 第3章

# シミュレーションによるトラックの再現

### 3.1 $\alpha$ 線源を用いた測定

2.2 節で考えた各検出ガスについて、実際に  $\alpha$  線源から放出される  $\alpha$  粒子のトラックを測定した。また、それらのデータから各ガスにおけるドリフト速度、ガスの電子増幅率、トラックの幅を決定した。測定には  $^{241}\text{Am}$  の  $\alpha$  線源を用いた。図 3.1 に  $\alpha$  線源のトラックの一例を示す。図 3.1 では検出ガスに 100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) を用いた。2.2 節では 6 種類の候補を考えたが、ここからは单体の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> を除いた 5 種類について考えていく。これは单体の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> を検出ガスに用いた場合に、拡散係数が大きくトラックが太くなると予測されることと、圧力が 15 hPa と低く安定した TPC の動作が難しいと予測されるためである。

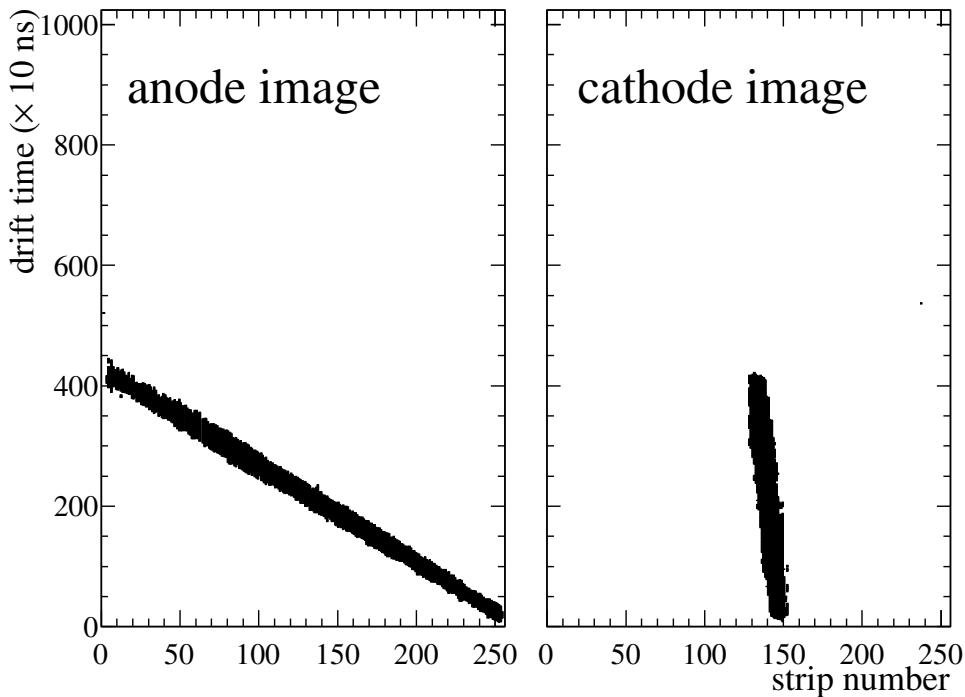


図 3.1:  $\alpha$  粒子を測定したトラックの一例. 検出ガスには iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) を用いた.

### 3.1.1 ドリフト速度の測定

電子のドリフト速度を線源によって得られるトラックから実測する. 測定には図 3.2 のような線源コリメータを用いる. このコリメータはアクリルで作られており, 1 つの 0° と 4 つの 30° の穴が設けられている. このコリメータを用いることで  $\alpha$  線の放出方向を 0° と 30° の方向に限定することができる. 30° 方向の  $\alpha$  線は図 3.3 の右のようにドリフト方向に  $\Delta y$  mm, それと垂直な方向に  $\Delta z$  mm 移動するとき,

$$\Delta y = \tan(30^\circ) \times \Delta z \quad (3.1)$$

となる. MAIKo TPC で取得したトラックの横方向の変分を  $\Delta strip$ , 縦方向の変分を  $\Delta t$  ns, ドリフト速度を  $v_{\text{drift}}$  mm/ns とすると,

$$\frac{\Delta z}{0.4 \text{ mm}} = \Delta strip \quad (3.2)$$

$$\frac{\Delta y}{v_{\text{drift}}} = \Delta t \quad (3.3)$$

という関係にある。式(3.1), (3.2), (3.3)より

$$v_{\text{drift}} = \frac{\tan(30^\circ) \times \Delta \text{strip} \times 0.4 \text{ mm}}{\Delta t} \quad (3.4)$$

とドリフト速度が決定される。

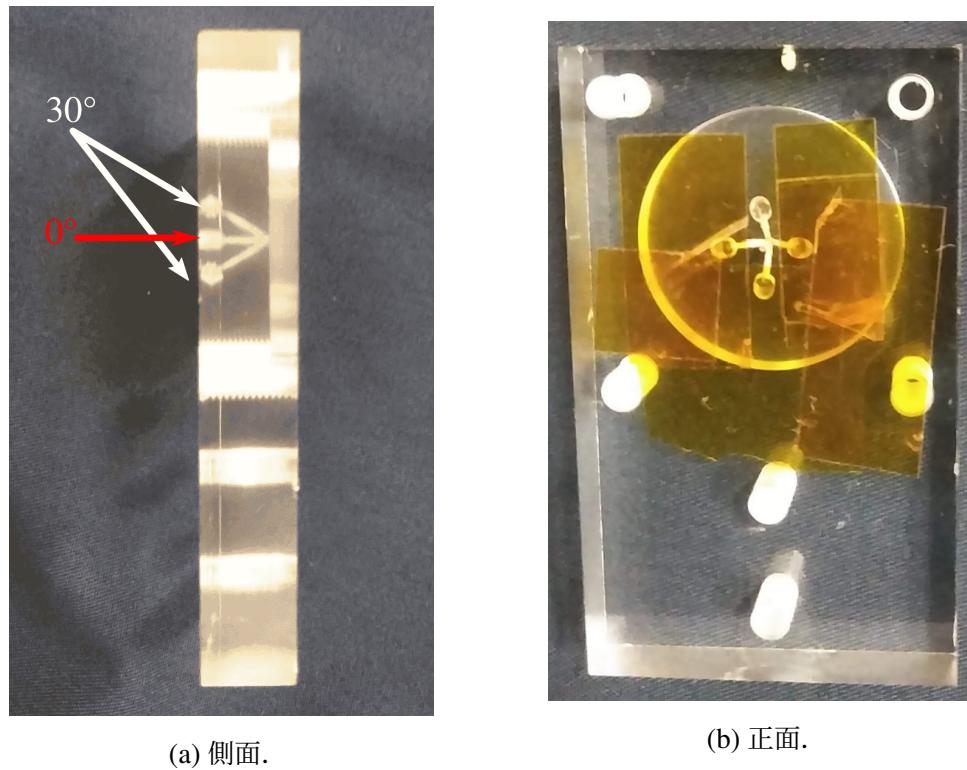


図 3.2: 線源コリメータ。中央に  $0^\circ$ 、上下左右に  $30^\circ$  の穴が設けられている。 $0^\circ$  の穴と 1 つの  $30^\circ$  の穴を除いてカプトンテープで封じることにより、 $\alpha$  先の放出方向を限定している。

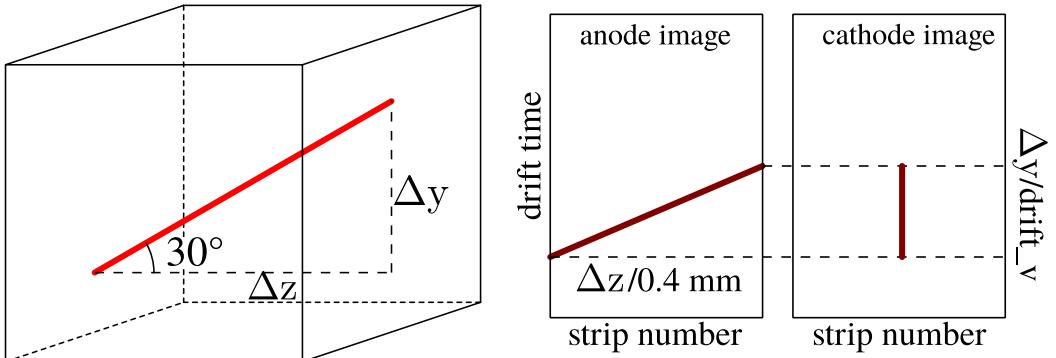


図 3.3:  $30^\circ$  に方向を限定した  $\alpha$  線(左)と取得される画像データ(右)のイメージ。

$\alpha$  線源を用いて測定したドリフト速度と Magboltz で計算した値を表 3.1 に示す。 $\alpha$  線源を用いて測定したドリフト速度と Magboltz を用いて計算したドリフト速度が概ね一致していることが分かる。ここで、Magboltz の計算値が  $0.014 \text{ mm/ns}$  となっていないのは、MAIKo TPC の実際の運用を簡単にするために設定電圧を切りの良い値にしたためである。CH<sub>4</sub> は実測と Magboltz による計算値に不一致が見られるが、CH<sub>4</sub> のみ  $50 \text{ hPa}$  とその他のガスと比較して圧力が半分であるため、不純物、特に水分の影響を強く受けていると考えられる。水分のドリフト速度へ与える影響は付録 B で述べる。

表 3.1: 実測したドリフト速度と Magboltz を用いて計算したドリフト速度の比較。

gas	ドリフト電場 (V/mm)	実測値 (mm/ns)	計算値 (mm/ns)
CH <sub>4</sub>	0.429	0.0126	0.0145
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	4.32	0.0140	0.0140
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	1.89	0.0135	0.0140
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	6.82	0.0137	0.0140
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	3.29	0.0139	0.0141

### 3.1.2 電子増幅率

GEM および  $\mu$ -PIC による電子の増幅率を測定した。増幅率は荷電粒子が検出ガス中を通過した際に発生させた電子数 ( $N_e$ ) と増幅後に  $\mu$ -PIC によって収集された電子数 ( $N'_e$ )

から求めることができる。 $N_e$  は検出ガス中の荷電粒子のエネルギー損失と検出ガスの W 値（1つの電子対の生成に必要なエネルギー）から求める。 $N'_e$  は  $\mu$ -PIC で収集した電荷から求める。検出ガス中で荷電粒子がエネルギーを損失すると、W 値あたり平均 1 個の電子を電離する。そのため、荷電粒子のエネルギー損失を W 値で除することで  $N_e$  が求まる。各検出ガスにおけるエネルギー損失と W 値 [19, 20] を表 3.2 に示す。本研究では  $^{241}\text{Am}$  からの  $\alpha$  線を用いて測定を行った。 $^{241}\text{Am}$  からは 5.48 MeV の  $\alpha$  線が放出される。今回の測定に用いた  $\alpha$  線源は線量を大きくするために、多くの  $^{241}\text{Am}$  が線源に含まれている。そのため、物質厚が大きくなってしまい、 $\alpha$  線が放出される前に線源中でエネルギーを損失してしまう。この線源から出ている  $\alpha$  粒子の持つエネルギーが平均 4.2 MeV であることが過去の測定により確認している。今回の測定では  $0^\circ$  方向に放出された  $\alpha$  線を用いて測定した。エネルギー損失は 4.2 MeV の  $\alpha$  粒子が  $\mu$ -PIC 32 strip 分の距離 (12.8 mm) で落とすエネルギーを示している。この距離で発生した電子が  $\mu$ -PIC の 32 strips で収集される。

表 3.2: 検出ガスの W 値 [19, 20] とエネルギー損失と  $N_e$ 。エネルギー損失は 4.2 MeV の  $\alpha$  粒子がガス中を 12.8 mm 進んだ時の値である。

gas	W 値 (eV)	energy loss (keV)	$N_e$
$\text{CH}_4$	29.1	56.5	$1.94 \times 10^3$
$\text{CH}_4$ (3) + $\text{H}_2$ (7)	34.2	53.4	$1.56 \times 10^3$
$\text{CH}_4$ (4) + He (6)	39.2	59.3	$1.51 \times 10^3$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	35.4	62.0	$1.75 \times 10^3$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	44.0	58.0	$1.32 \times 10^3$

32 strips まとめた  $\mu$ -PIC からの信号波形は図 2.9 のような FADC 情報として取得している。この信号波形を時間で積分することによって 32 strips で収集した電荷量を計算することができる。 $\mu$ -PIC で取得した電気信号は読み出し回路内部で 800 倍に増幅され、FADC の入力インピーダンス  $50\Omega$  で電流値を電圧値に変換して取得している。よって、式 (3.5) で  $\mu$ -PIC で収集した電荷量を得ることができる。 $e$  は電気素量である。

$$N'_e = \frac{\int V(t)dt}{50 \times 800 \times e} \quad (3.5)$$

各検出ガスの増幅率と電子の収集効率を畳み込んだ値を表 3.3 に示す。ここでは、GEM と  $\mu$ -PIC の両方による増幅率となっている。また、測定時の GEM や  $\mu$ -PIC に印加した

電圧を表 3.4 に示す.

表 3.3: 各検出ガスの電子増幅率.

gas	増幅率(倍)
CH <sub>4</sub>	700
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	354
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	322
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	272
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	392

表 3.4: 電子増幅率を測定した際の電圧設定. GEM のうち grid 側を GEMt,  $\mu$ -PIC 側を GEMb とする.

gas	plate (V)	grid (V)	GEMt (V)	GEMb (V)	$\mu$ -PIC (V)
CH <sub>4</sub>	-1370	-1290	-560	-150	175
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	-2105	-1500	-620	-250	420
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	-1465	-1200	-600	-250	400
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	-2255	-1300	-600	-250	400
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	-1430	-970	-600	-250	300

### 3.1.3 トラックの幅

本実験の目的である  $3\alpha$  に崩壊するイベントでは観測されるトラックが太いと複数のトラックの区別が難しくなり、トラックを正しく抽出できなくなる。そこで、 $0^\circ$  の  $\alpha$  粒子によるトラックの幅を測定した。図 3.4 に示すように、トラックの幅には anode strip 128 ch 目の clock 方向の幅を用いる。このようにして決定したトラックの幅と Magboltz を用いて計算した運動方向に対して垂直方向の拡散係数を図 3.5 に示す。図 3.5 から分かるようにトラックの幅と拡散係数には正の相関がある。拡散係数、トラックの幅とともに iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) が最も小さいことが分かる。

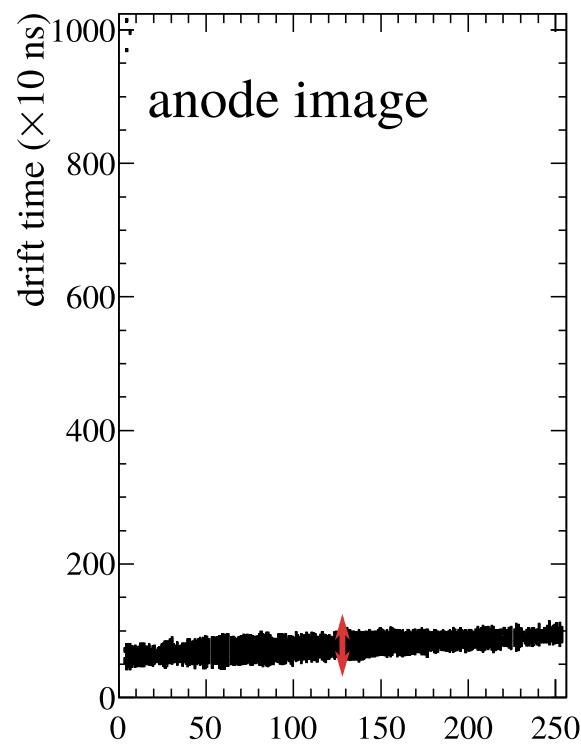


図 3.4: ト ラックの幅の決定方法のイメージ. ト ラックの幅は有感領域  
の中央である anode strip 128 ch の clock 方向の幅を用いる.

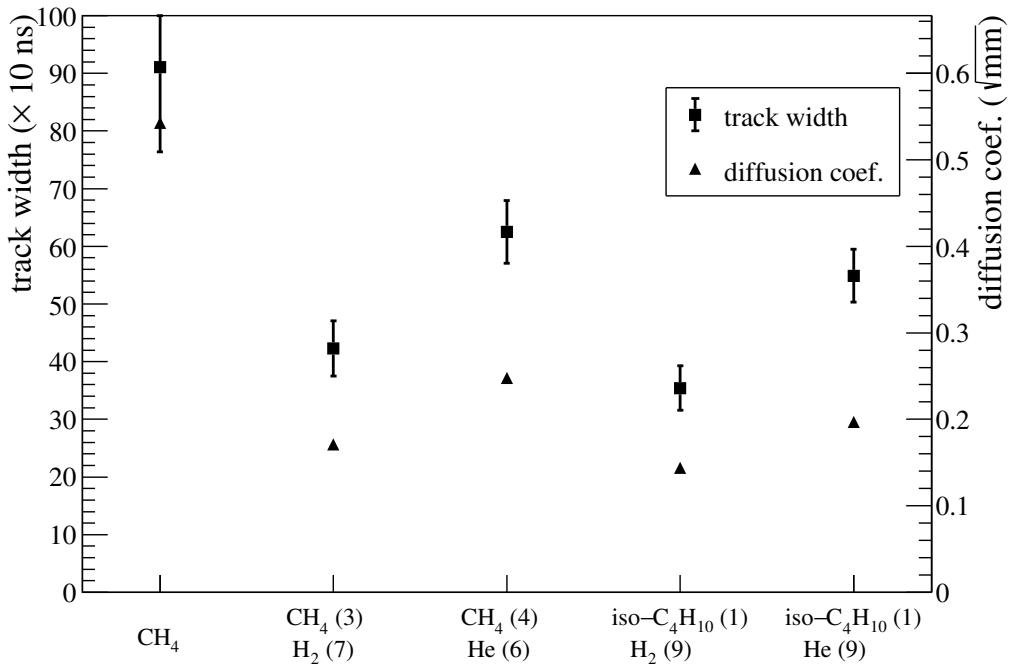


図 3.5: Magboltz で計算した拡散係数と実測によるトラックの幅.

## 3.2 シミュレーションによる線源データの再現

MAIKo TPC から得られるトラックを Garfield++ [21] と Magboltz [17], SRIM [16] を用いたシミュレーションにより MAIKo TPC で測定されるトラックの再現を試みた. シミュレーションでは、ドリフト電場, W 値, 電子増幅率, 検出ガスの密度を固定した上で、最もよく測定結果を再現する信号の閾値を探査した. 電子増幅率は  $\alpha$  線源を用いた測定値を用いた. シミュレーションは以下の手順で行った.

1. トラックを生成する荷電粒子のエネルギー, 運動量を決定し, Garfield++ の SrimTrack に登録する.
2. SrimTrack によりトラックの周囲に電子を生成する.
3. 電子を Magboltz で求めたドリフト速度と拡散係数に基づき読み出し領域へドリフトさせる.
4. 電子のドリフト時間を信号処理回路の応答関数で畳み込む. すなわち、読み出し領域に到達した電子 1 つにつき図 3.6 に示すような電気信号を各 strip の信号波形に加算する.

5. 設定した信号波形の閾値に基づき、信号波形を白黒画像に変換し anode image と cathode image を生成する。

$\alpha$  線源を用いた場合のシミュレーションと測定の比較を以下に示す。図 3.7 は 50 hPa の CH<sub>4</sub> におけるトラック、図 3.8 は 100 hPa の CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) におけるトラック、図 3.9 は 100 hPa の CH<sub>4</sub> (4) + He (6) におけるトラック、図 3.10 は 100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) におけるトラック、図 3.11 は 100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) におけるトラックである。これらの  $\alpha$  線は図 3.3 のように有感領域を貫通している。信号の閾値を 0.1 mV とすると、それぞれの検出ガスでの  $\alpha$  線源によるトラックを、シミュレーションで再現できる。

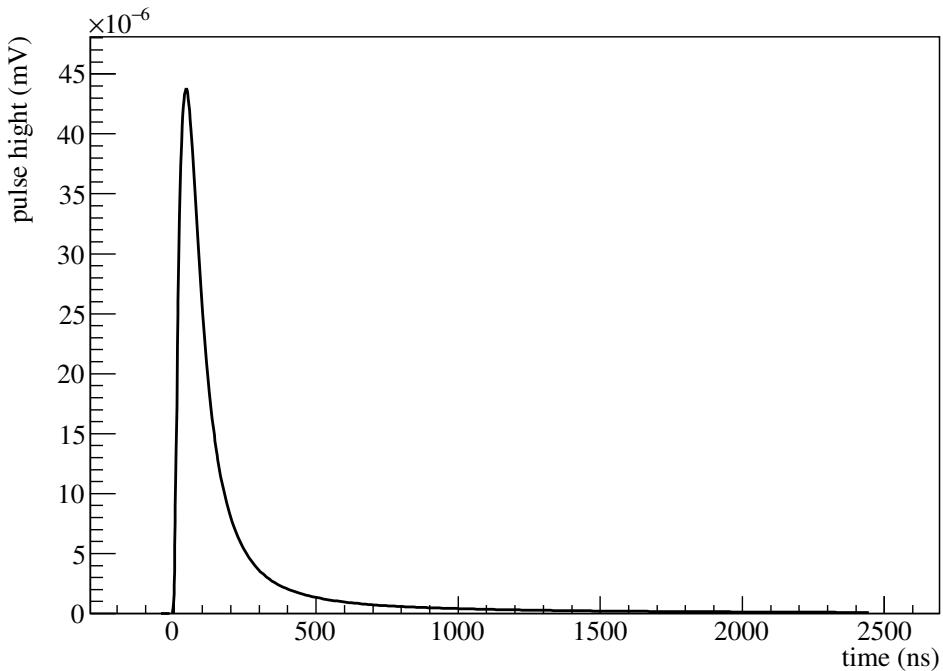
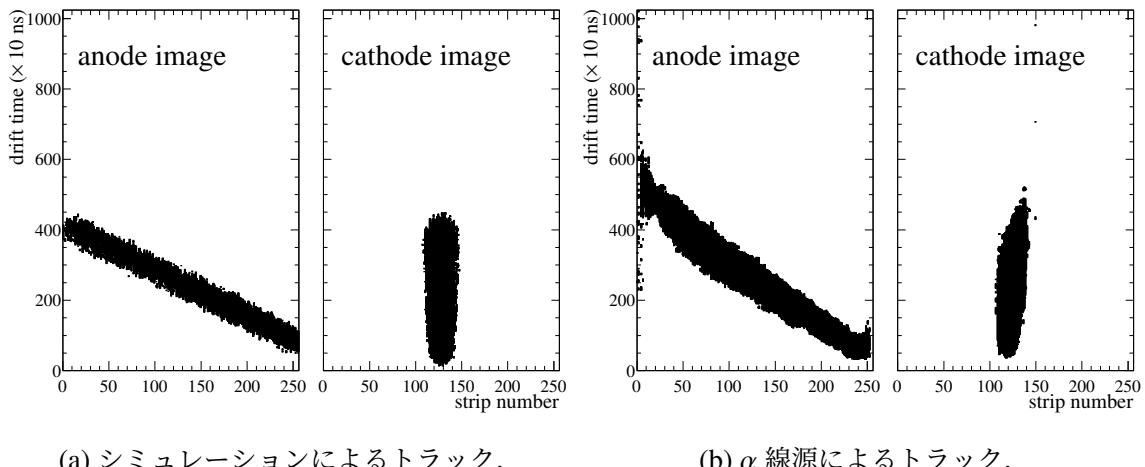
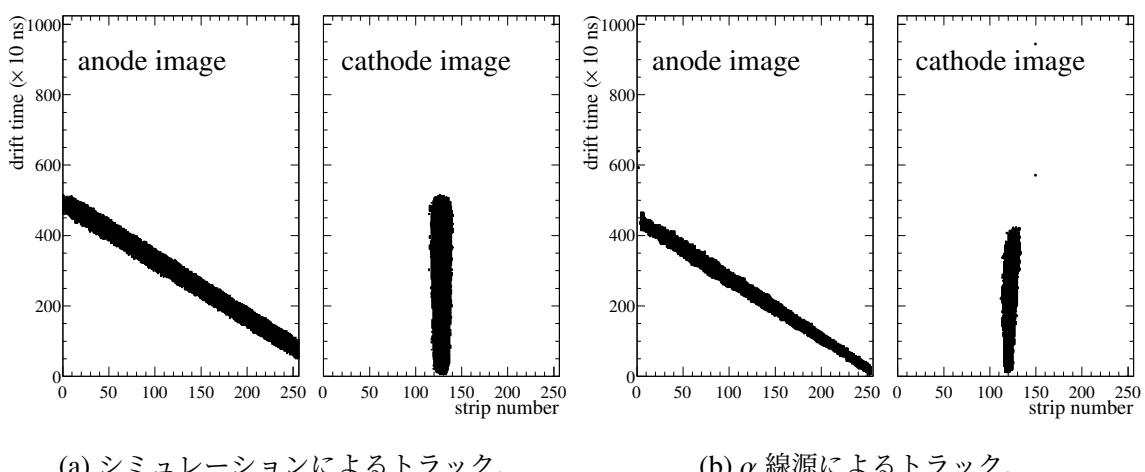
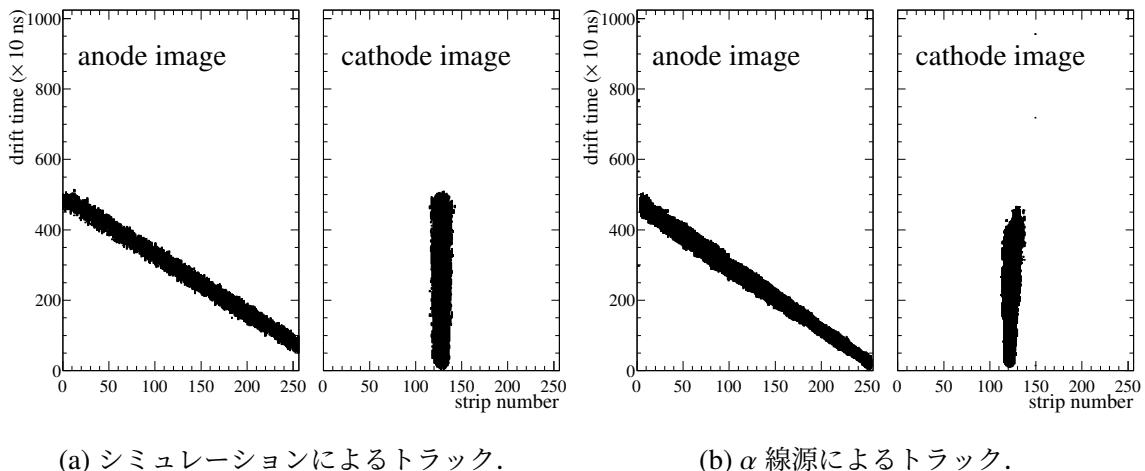
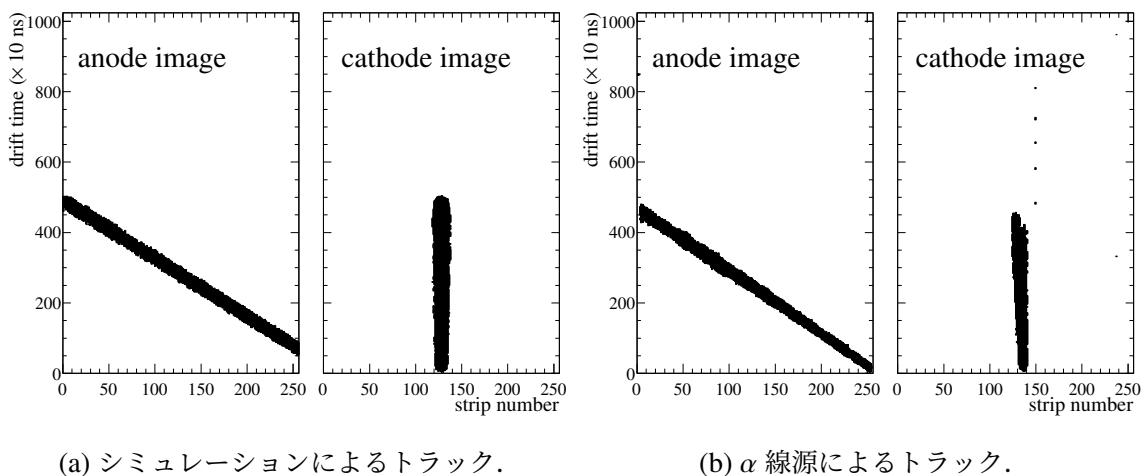
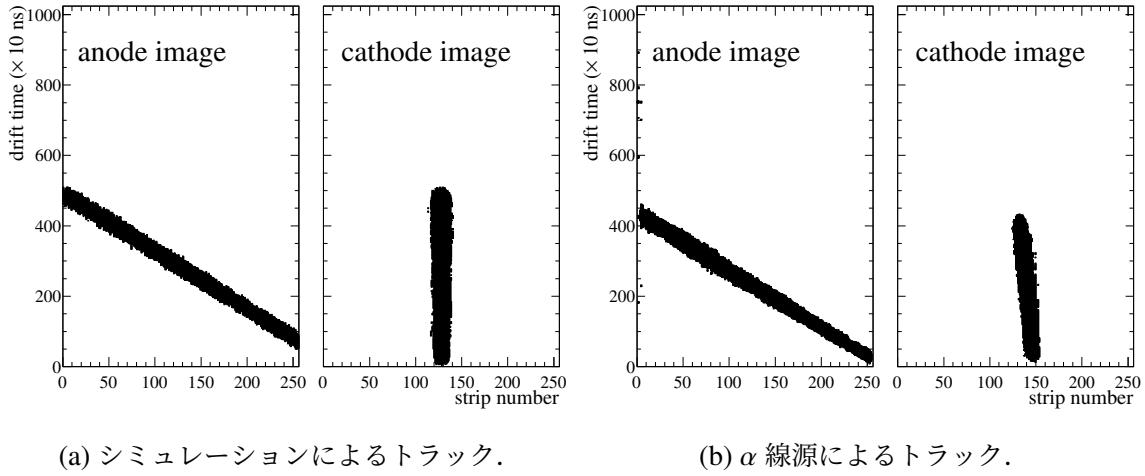


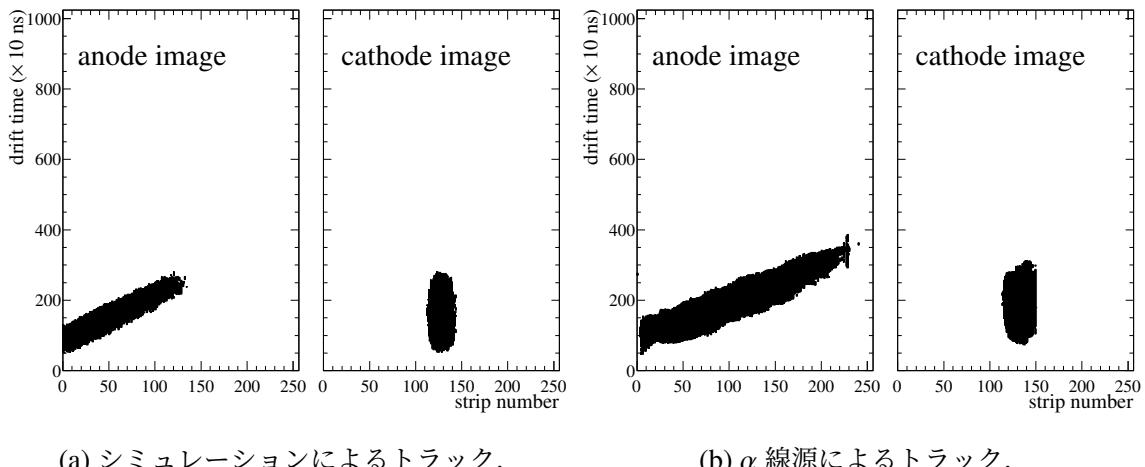
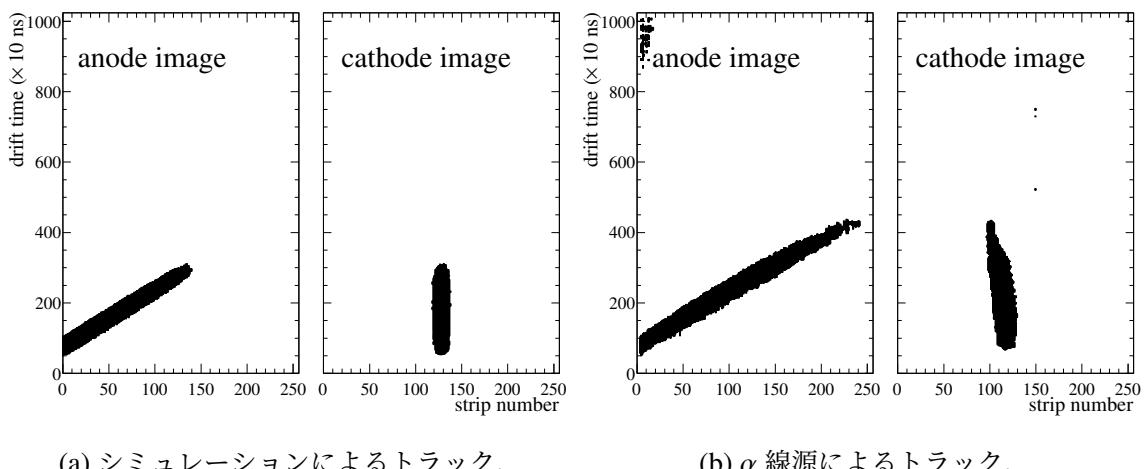
図 3.6: 1 電子が  $\mu$ -PIC に到達した時に読み出される電気信号。

図 3.7:  $\alpha$  粒子のトラック (CH<sub>4</sub> の場合).図 3.8:  $\alpha$  粒子のトラック (CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) の場合).

図 3.9:  $\alpha$  粒子のトラック [ $\text{CH}_4$  (4) + He (6) の場合].図 3.10:  $\alpha$  粒子のトラック [iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) の場合].

図 3.11:  $\alpha$  粒子のトラック [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) の場合].

$\alpha$  線源から放出される  $\alpha$  粒子のエネルギーは平均 4.2 MeV である。一方で、本研究で検出を目指している  $O_2^+$  状態からの崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーは数百 keV である。そこで、 $\alpha$  線源の前に 15  $\mu$ m のカプトン膜を設置することで  $\alpha$  粒子のエネルギーを減衰させ、低エネルギー  $\alpha$  粒子での測定を行った。 $\alpha$  粒子のエネルギーは有感領域と線源の間にある検出ガスによってさらに低下し TPC の有感領域では約 1 MeV となる。低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラックを図 3.12 [CH<sub>4</sub> (50 hPa)], 3.13 [CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) (100 hPa)], 3.14 [CH<sub>4</sub> (4) + He (6) (100 hPa)], 3.15 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) (100 hPa)], 3.16 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) (100 hPa)] に示す。コリメータによって  $\alpha$  線の方向を 30° に制限したため、斜めのトラックとなっている。シミュレーションでは有感領域の横から 500 keV の  $\alpha$  粒子を入射させた。これらの  $\alpha$  粒子は MAIKo TPC の有感領域中で停止している。 $\alpha$  線源から放出されるエネルギーに広がりがあるため、エネルギーを完全に一致できていないが、トラックの太さの傾向は再現できている。

図 3.12: 低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラック [CH<sub>4</sub> の場合].図 3.13: 低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラック [CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) の場合].

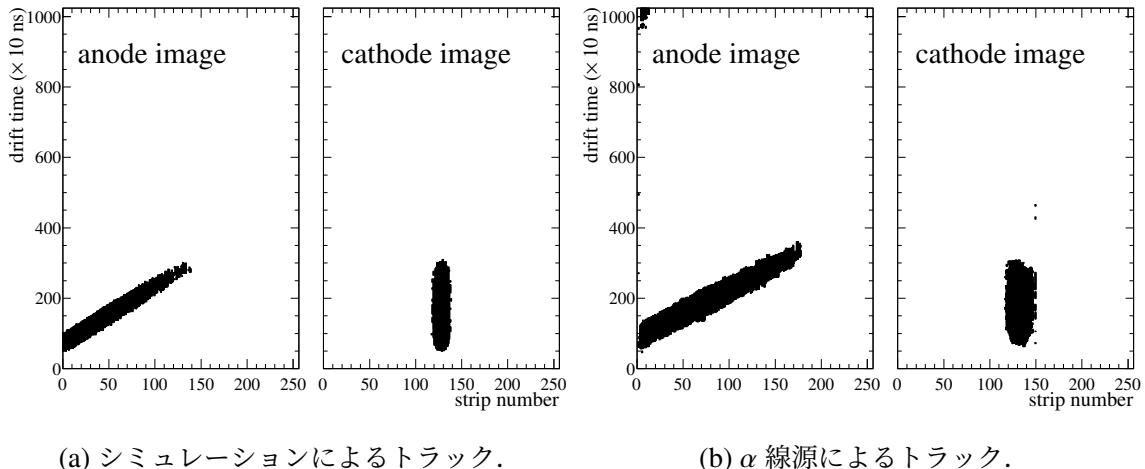


図 3.14: 低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラック [ $\text{CH}_4$  (4) + He (6) の場合].

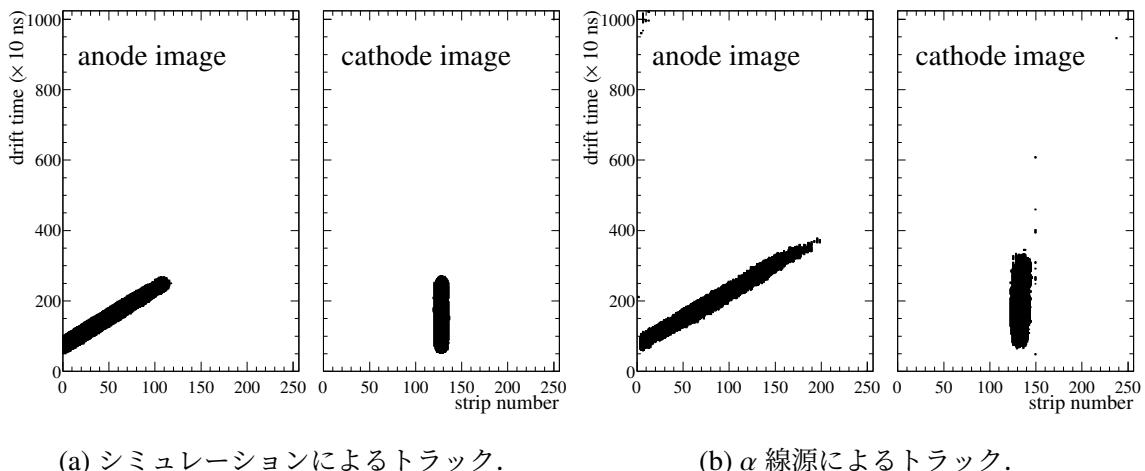


図 3.15: 低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラック [iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) の場合].

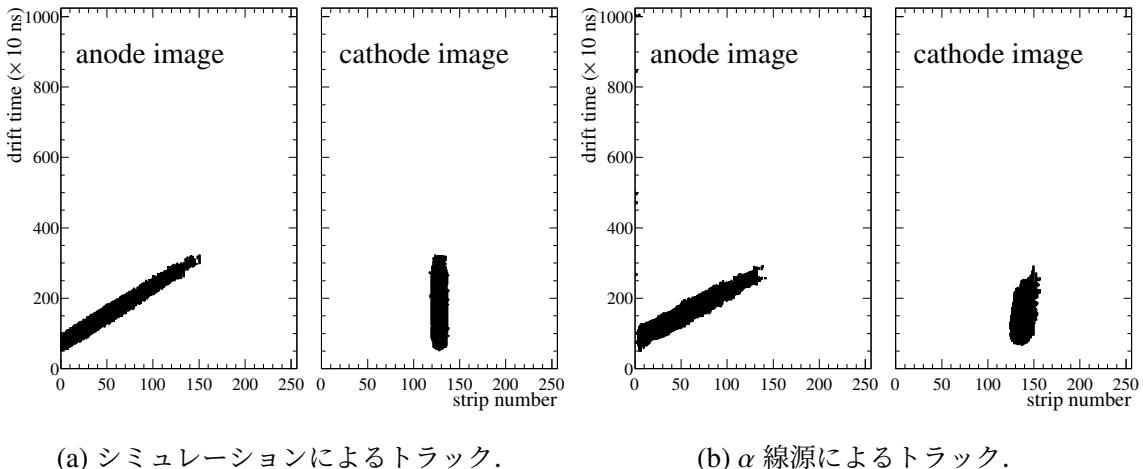


図 3.16: 低エネルギー  $\alpha$  粒子のトラック [ $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$  (1) + He (9) の場合].

### 3.3 トリプルアルファ反応のシミュレーション

$\alpha$  線源から放出される  $\alpha$  粒子のトラックを再現することができたので、同じ設定で  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')3\alpha$  反応をシミュレーションによって生成した。このシミュレーションでは以下のように 3 つの  $\alpha$  粒子を生成した。

1.  $^{12}\text{C}$  を 14 MeV の中性子との非弾性散乱により  $0_2^+$  状態に励起させる。この際、重心系で一様な散乱角で散乱させる。
2.  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  を  $\alpha$  粒子と  $^8\text{Be}$  に位相空間で一様に崩壊させる。
3. 崩壊してきた  $^8\text{Be}$  を 2 つの  $\alpha$  粒子へ位相空間で一様に崩壊させる。

このようにして得た  $\alpha$  粒子のトラックを生成する。トラックの生成方法は前節で述べた通りである。生成したトラックの例を図 3.17 [CH<sub>4</sub> (50 hPa)], 3.18 [CH<sub>4</sub> (100 hPa)], 3.19 [CH<sub>4</sub> (100 hPa)], 3.20 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) (100 hPa)], 3.21 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) (100 hPa)] に示す。ここでは、3 つのトラックを確認できたイベントを示した。生成されたイベントの中には  $\alpha$  粒子のエネルギーと放出角度によっては、3 本のトラックを個別に確認できないイベントも含まれている。図 3.22 [CH<sub>4</sub> (50 hPa)], 3.23 [CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) (100 hPa)], 3.24 [CH<sub>4</sub> (4) + He (6) (100 hPa)], 3.25 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) (100 hPa)], 3.26 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) (100 hPa)] に 2 本しかトラックを確認できないイベントの例を示す。

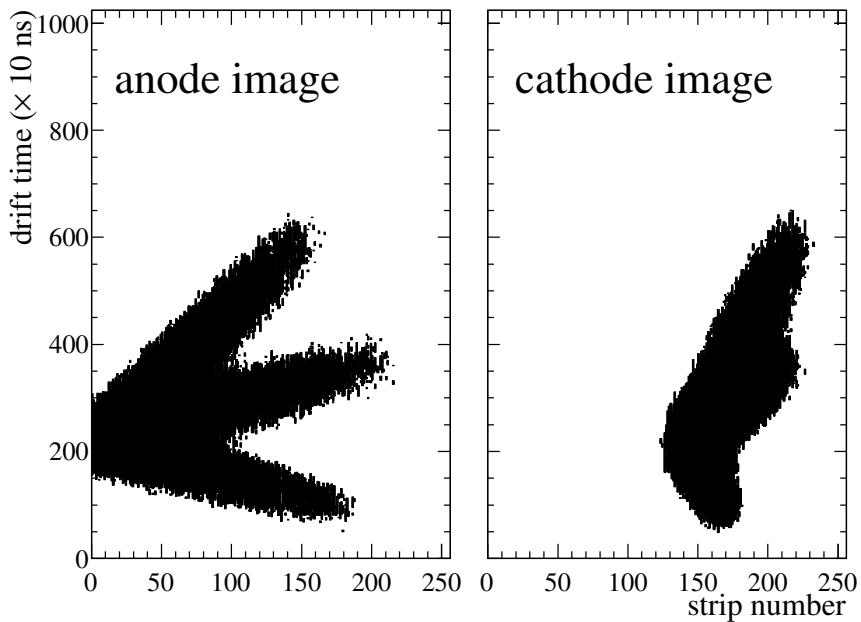


図 3.17:  $3\alpha$  のシミュレーション画像 [ $\text{CH}_4$  の場合].

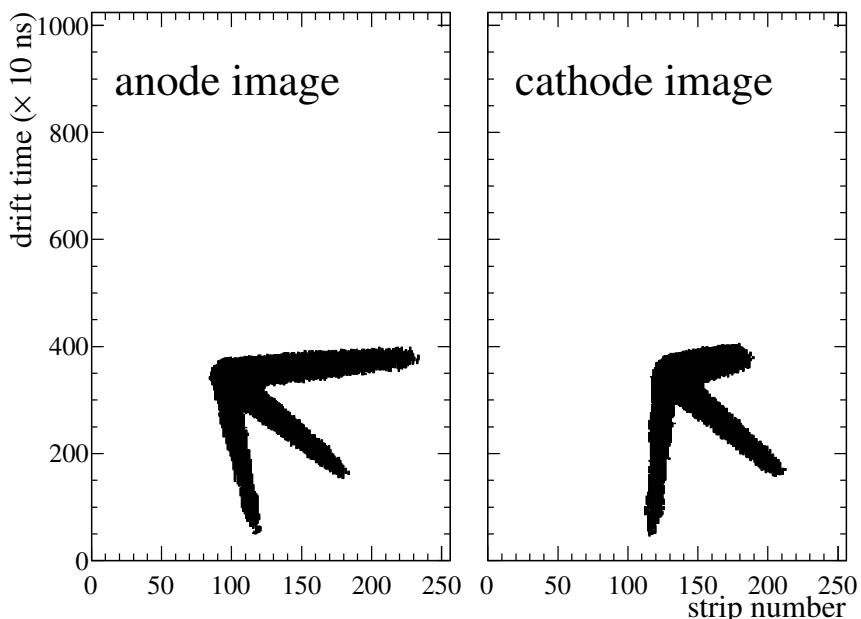
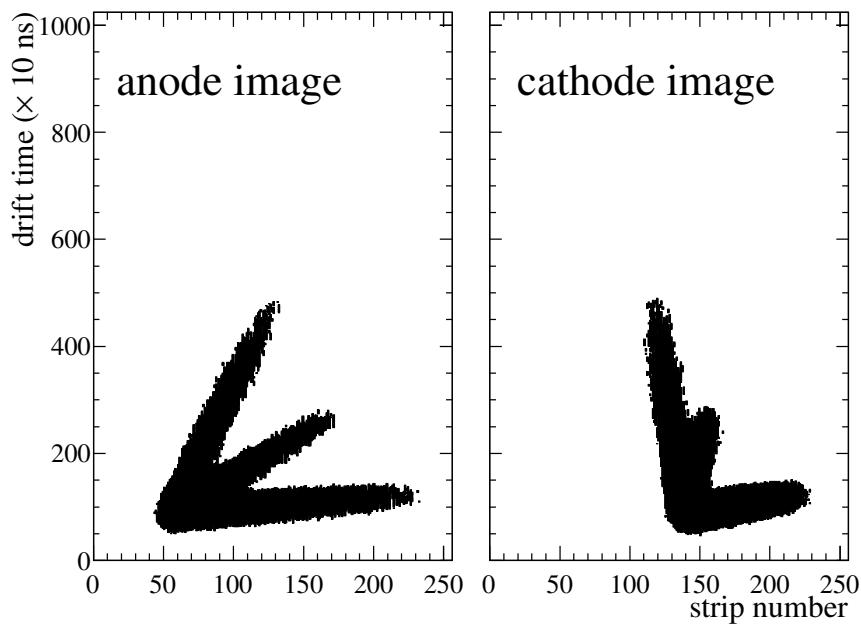
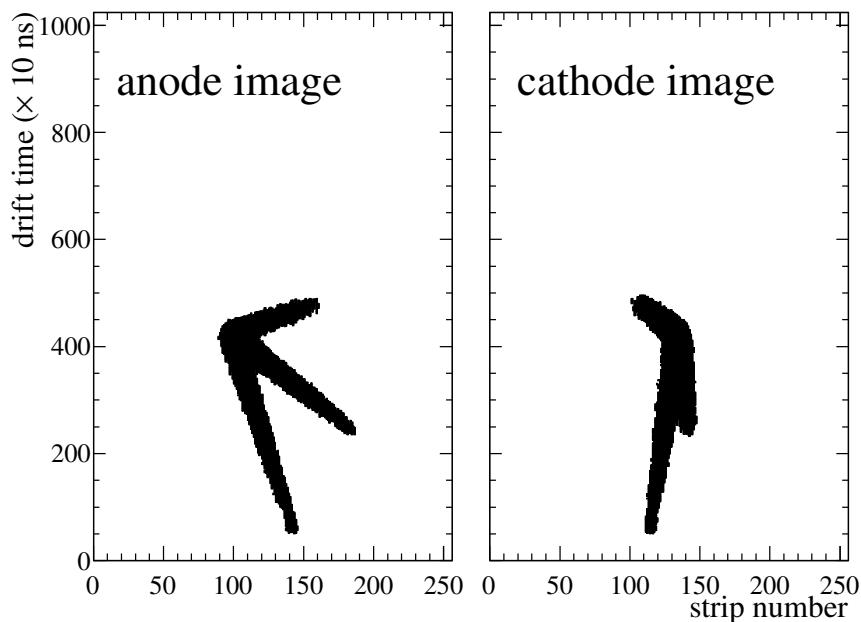


図 3.18:  $3\alpha$  のシミュレーション画像 [ $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) の場合].

図 3.19:  $3\alpha$  のシミュレーション画像 [ $\text{CH}_4$  (4) + He (6) の場合].図 3.20:  $3\alpha$  のシミュレーション画像 [iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) の場合].

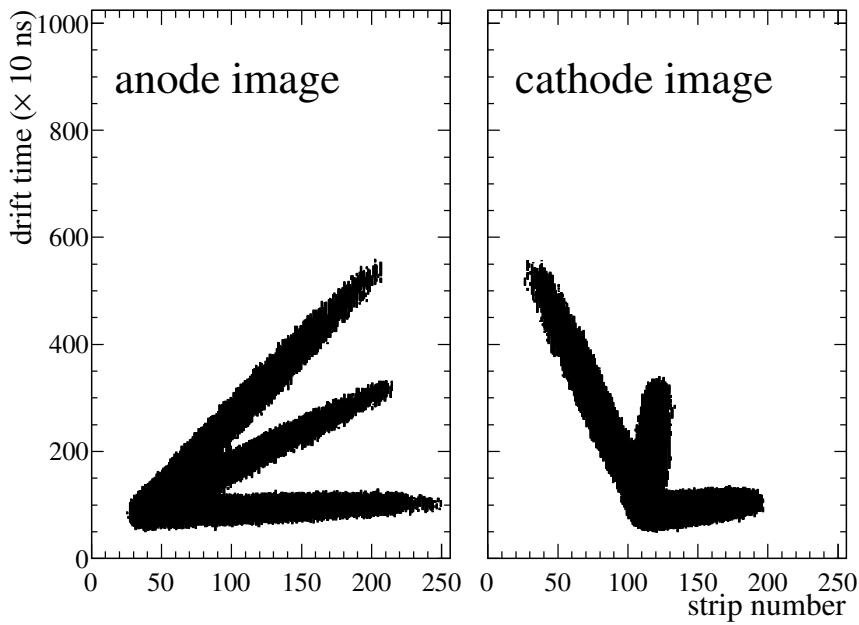


図 3.21:  $3\alpha$  のシミュレーション画像 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) の場合].

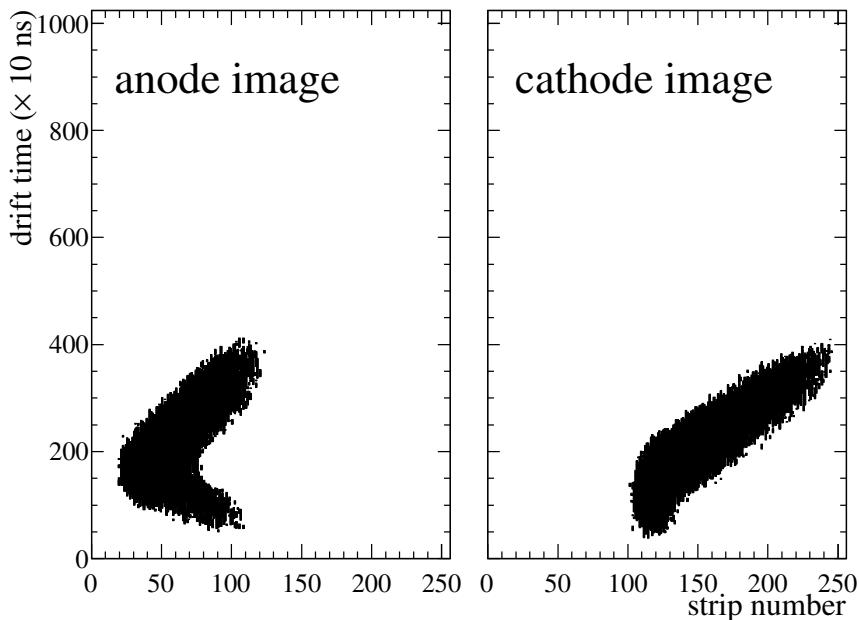


図 3.22: 2本しかトラックを確認できないイベントの画像 [CH<sub>4</sub> の場合].

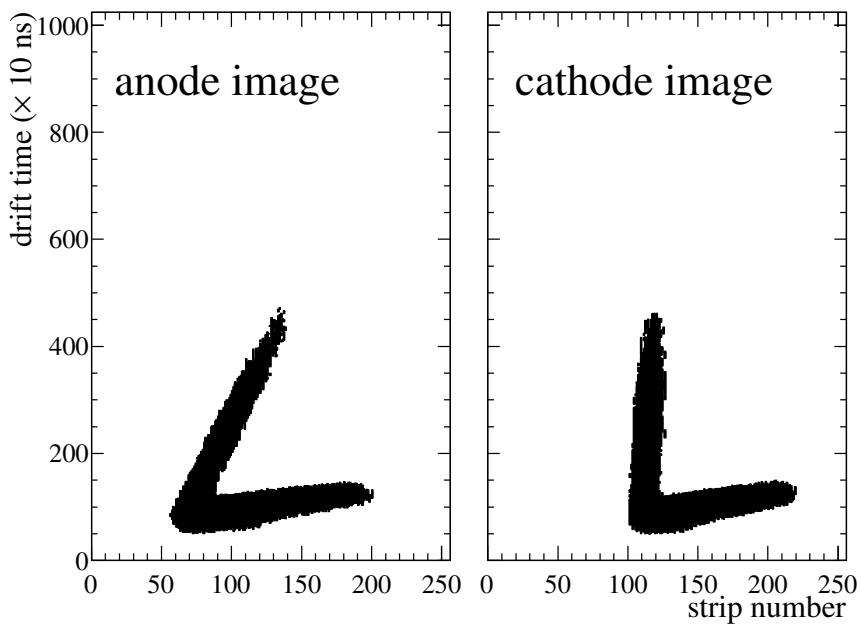


図 3.23: 2 本しかトラックを確認できないイベントの画像 [ $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) の場合].

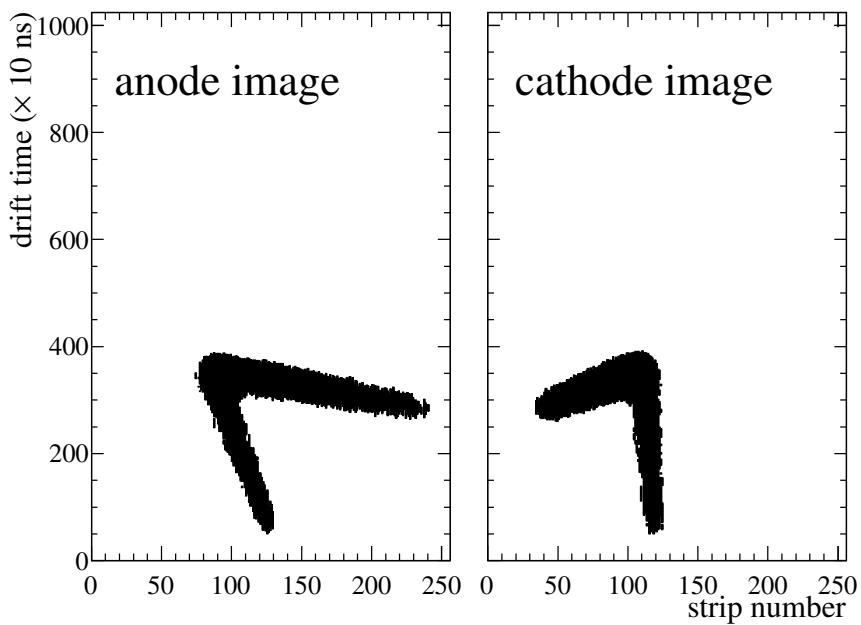


図 3.24: 2 本しかトラックを確認できないイベントの画像 [ $\text{CH}_4$  (4) +  $\text{He}$  (6) の場合].

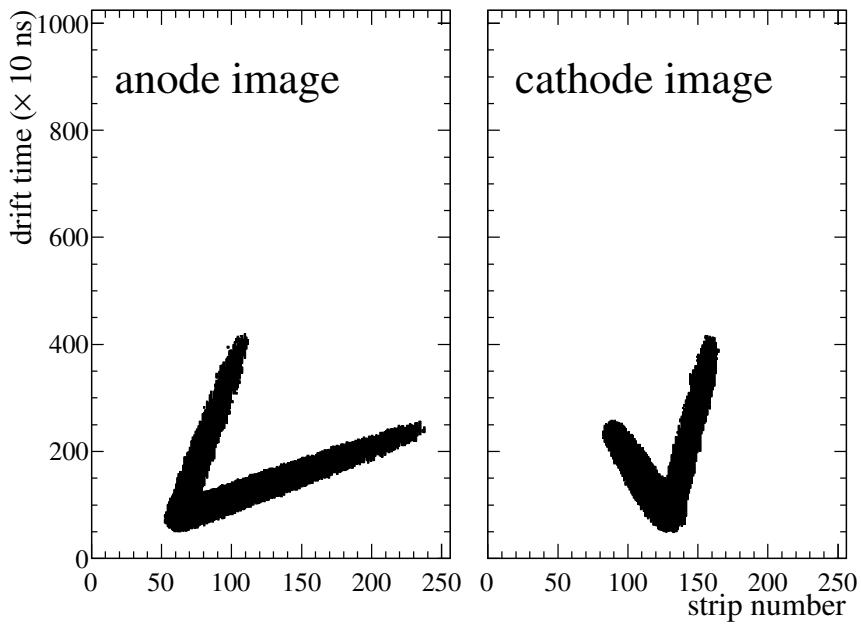


図 3.25: 2本しかトラックを確認できないイベントの画像 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) の場合].

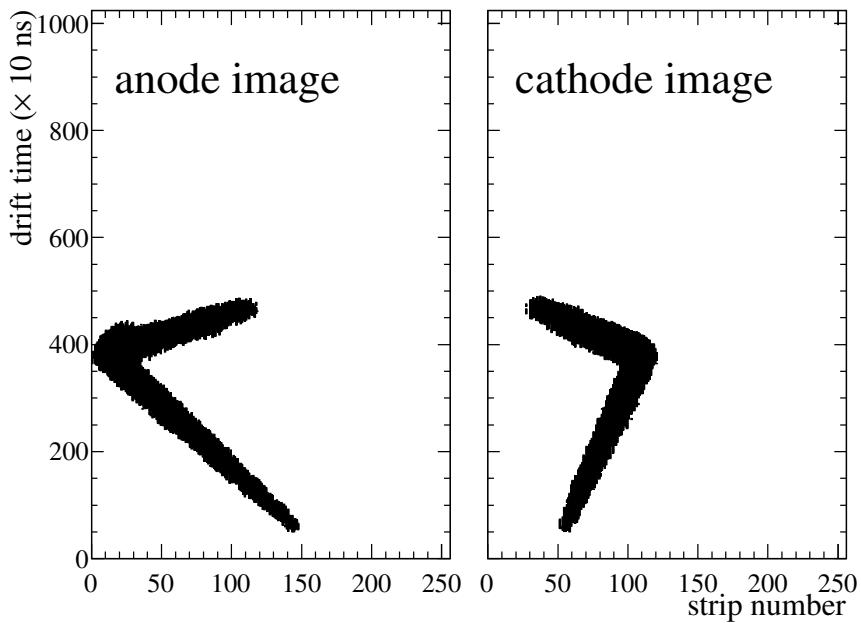


図 3.26: 2本しかトラックを確認できないイベントの画像 [iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) の場合].

## 第 4 章

# トラックの解析

### 4.1 トラック情報の解析の概要

MAIKo TCP の解析では背景事象の除去とトラック情報の抽出の 2 つが必要となる。検出ガスには  $^{12}\text{C}$  だけでなく、陽子や  $^4\text{He}$  が含まれる。そのため、中性子と陽子、 $^4\text{He}$  との散乱事象を取り除く必要がある。陽子や  $^4\text{He}$  との散乱では複数の荷電粒子が生成されないので、トラックの本数が 3 本以外のときは背景事象と判断すれば良い。その後、中性子と  $^{12}\text{C}$  との散乱事象に対してトラックの情報を抽出する。トラックの情報は中性子と  $^{12}\text{C}$  とが散乱した位置の座標、それぞれの  $\alpha$  粒子が停止した位置の座標である。図 2.3 に示すように、anode image から  $z, y$  座標を、cathode image から  $x, y$  座標を決定することができる。 $x, z$  座標は  $\mu$ -PIC の信号を検出した strip のチャンネル番号に  $400 \mu\text{m}$  を乗じることで求めることができる。TPC では、 $y$  座標を荷電粒子が通過した位置から読み出し面に到達するまでの時間として測定する。そのため、anode image, cathode image の clock にドリフト速度を乗じることで  $y$  座標を求めることができる。このようにして決定した anode image, cathode image の座標を合わせることで、3 次元の座標を求めることができる。

散乱点と停止点の座標から粒子が飛行した方向ベクトルと距離が決定される。粒子の種類が分かれば、飛程から運動エネルギーが決まる。図 4.1 に  $50 \text{ hPa}$  の  $\text{CH}_4$  中での荷電粒子の飛程と運動エネルギーの対応を示す。飛程と運動エネルギーの関係は SRIM [16] を用いて求めた。粒子の運動エネルギーを  $T$ 、質量を  $m$ 、単位方向ベクトルを  $(dx, dy, dz)$  と

すると、粒子の4元運動量は

$$p = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T + m \\ \sqrt{(T + m)^2 + m^2} dx \\ \sqrt{(T + m)^2 + m^2} dy \\ \sqrt{(T + m)^2 + m^2} dz \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

となる。決定した3つの $\alpha$ 粒子の4元運動量を足し合わせることで、 $^{12}\text{C}$ の4元運動量を再構成できる。このようにして求めた $^{12}\text{C}$ の4元運動量から、運動エネルギー、散乱角度、励起エネルギーを求めることができる。

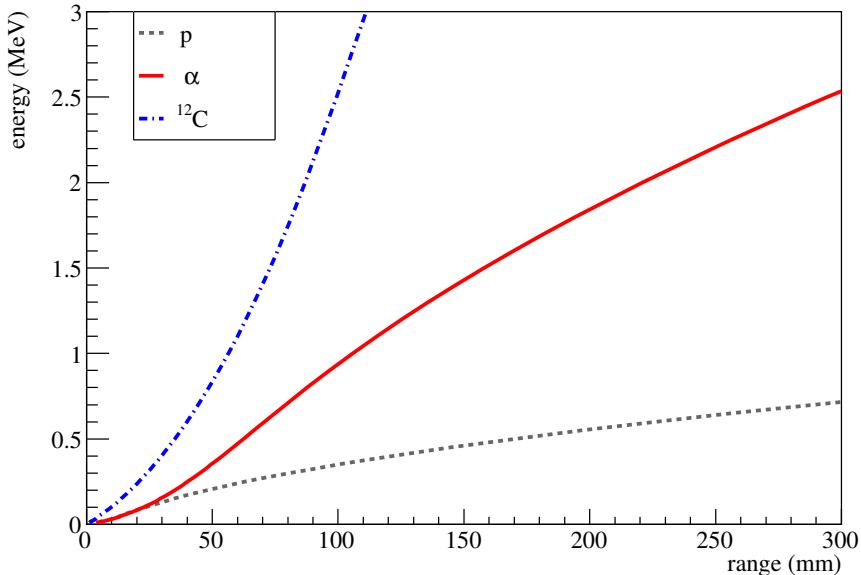


図 4.1:  $\text{CH}_4$  (50 hPa) 中での荷電粒子 ( $p$ ,  $\alpha$ ,  $^{12}\text{C}$ ) の飛程と運動エネルギー。この飛程とエネルギーの関係は SRIM を用いて求めた。

## 4.2 Eye-scan によるトランクの解析

本研究ではトランクの本数の識別と散乱点、停止点の抽出を人間の目 (eye-scan) で行った。ここではトランクが3本確認できるイベントを  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  イベントとした。本研究では  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  イベントに対して解析を行った。実際の測定に使用する検出ガスの決定のために、3.3節のシミュレーションで生成したデータのうち、有感領域中で3つの $\alpha$ 粒子が停止したイベントに対して解析を行った。

### 4.2.1 解析効率

正しくトラックを識別できない場合として,

- $\alpha$  粒子が有感領域内で停止しないため, エネルギーと運動量を決定できない場合
- $\alpha$  粒子のトラックが短いまたは他のトラック重なり区別ができない場合

の 2 つの場合がある. 前者を検出効率, 後者を解析効率とし, これらの積が測定時の効率なる. ここでは, eye-scan によって正しくトラックが 3 本と認識できる割合によって解析効率を評価する. Eye-scan は各検出ガスについて 100 events ずつ行った. Eye-scan によって決定したトラックの本数の割合を表 4.1 に示す. 表 4.1 の 3 本の割合が解析効率となる.  $\text{CH}_4$  単体と  $\text{CH}_4$  (4) + He (6) 以外は約 90 % の解析効率となっている.  $\text{CH}_4$  単体と  $\text{CH}_4$  (4) + He (6) は  $\alpha$  線源での測定において, トラックの幅が大きい検出ガスであり, 複数のトラックを区別することができず解析効率が下がる傾向にある.

表 4.1: Eye-scan によって決定したトラックの本数の割合.

gas	3 本 (%)	2 本 (%)	1 本 (%)
$\text{CH}_4$	55	37	8
$\text{CH}_4$ (3) + $\text{H}_2$ (7)	91	9	0
$\text{CH}_4$ (4) + He (6)	78	22	0
iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$ (1) + $\text{H}_2$ (9)	87	11	2
iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$ (1) + He (9)	90	10	0

### 4.2.2 エネルギー分解能

Eye-scan により決定した中性子と  $^{12}\text{C}$  が散乱した点と各  $\alpha$  粒子が停止した点からそれぞれの  $\alpha$  粒子の飛程を求める.  $\alpha$  粒子の飛程の分解能により, エネルギー分解能が決まる. シミュレーションで粒子を生成した時に決定した  $\alpha$  粒子の運動エネルギー ( $E_{\text{ideal}}$ ) と eye-scan によって決定した  $\alpha$  粒子の運動エネルギー ( $E_{\text{eye-scan}}$ ) の相関を図 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 に示す. 縦軸がシミュレーションで決定した運動エネルギー, 横軸が eye-scan で決定した運動エネルギーである. この相関に対して 1 次関数 ( $E_{\text{ideal}} = p_0 \times E_{\text{eye-scan}} + p_1$ ) でフィットした結果 (図中の赤線) を表 4.2 にまとめる. どの検出ガスについても, ほぼ

$E_{\text{ideal}} = E_{\text{eye-scan}}$  となっている。

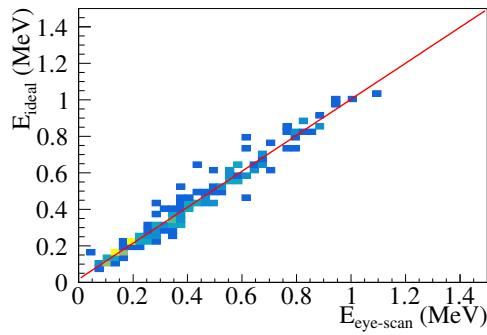


図 4.2: CH<sub>4</sub> の場合の  
 $E_{\text{eye-scan}}$  と  $E_{\text{ideal}}$  の相  
関。

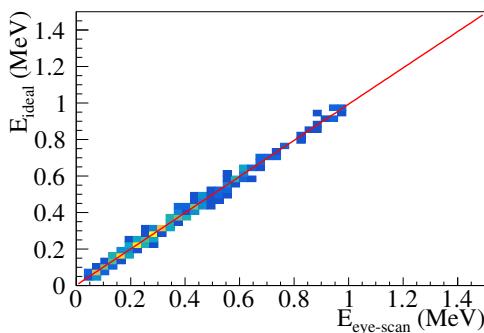


図 4.3: CH<sub>4</sub> (3)  
+ H<sub>2</sub> (7) の場合の  
 $E_{\text{eye-scan}}$  と  $E_{\text{ideal}}$  の相  
関。

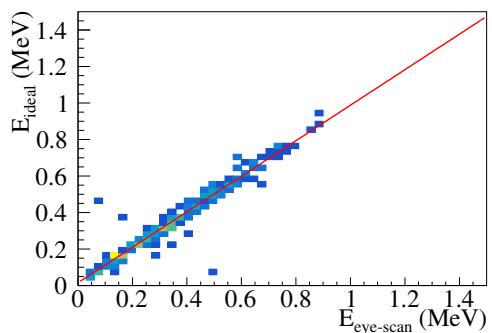


図 4.4: CH<sub>4</sub> (4)  
+ He (6) の場合の  
 $E_{\text{eye-scan}}$  と  $E_{\text{ideal}}$  の相  
関。

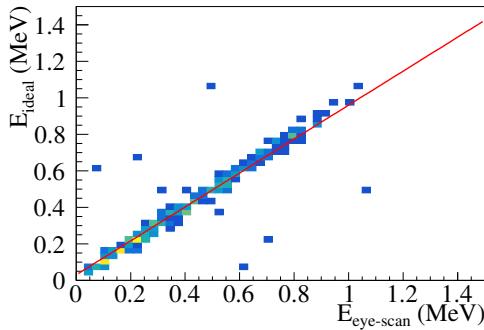


図 4.5: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) の場合の  $E_{\text{eye-scan}}$  と  $E_{\text{ideal}}$  の相関.

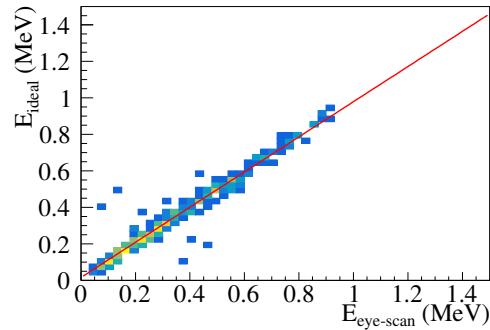


図 4.6: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + He (9) の場合の  $E_{\text{eye-scan}}$  と  $E_{\text{ideal}}$  の相関.

表 4.2: シミュレーションで決定したエネルギーと eye-scan で決定したエネルギーの相関係数.

gas	$p_0$	$p_1$
CH <sub>4</sub>	0.985	$1.79 \times 10^{-2}$
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	0.991	$2.60 \times 10^{-3}$
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	0.972	$1.57 \times 10^{-2}$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	0.929	$3.09 \times 10^{-2}$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	0.962	$1.66 \times 10^{-2}$

$E_{\text{eye-scan}}$  をフィットした 1 次関数  $[f(x)]$  で補正したエネルギーと  $E_{\text{ideal}}$  と差分を  $dE [= E_{\text{ideal}} - f(E_{\text{eye-scan}})]$  とする. 各検出ガスでの  $dE$  の分布を図 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 に, ガウス分布でフィットした平均と標準偏差を表 4.3 に示す. エネルギー分解能は, CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) の場合 (図 4.8) に最も良いことが分かる.

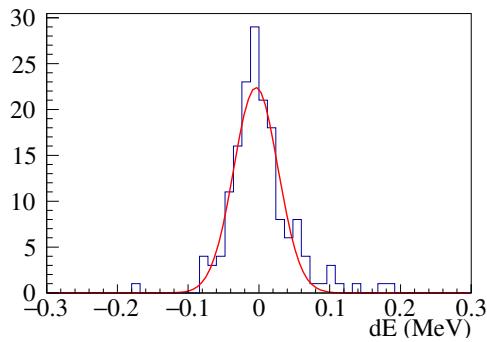


図 4.7:  $\text{CH}_4$  の場合の  
 $dE$ .

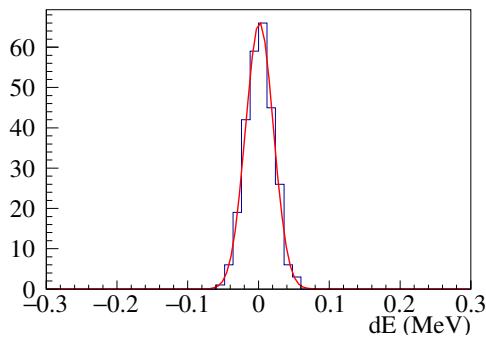


図 4.8:  $\text{CH}_4$  (3) +  
 $\text{H}_2$  (7) の場合の  $dE$ .

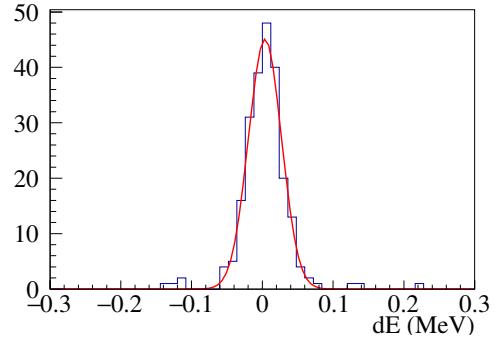


図 4.9:  $\text{CH}_4$  (4) +  
He (6) の場合の  $dE$ .

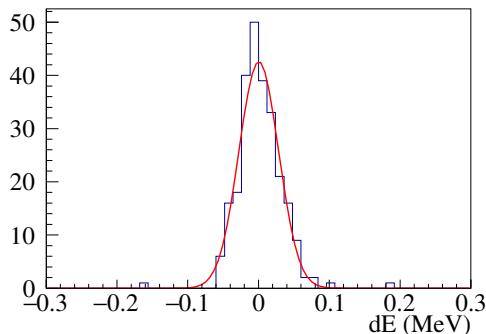


図 4.10: iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1)  
+  $\text{H}_2$  (9) の場合の  $dE$ .

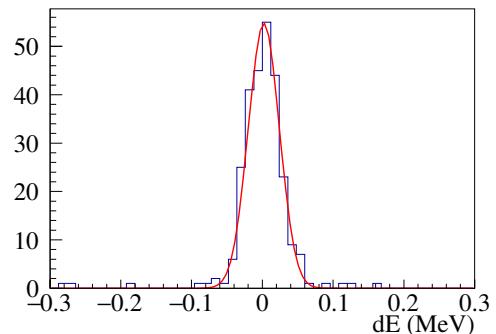


図 4.11: iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1)  
+ He (9) の場合の  $dE$ .

表 4.3: エネルギーの差分の平均と標準偏差.

gas	$dE$ (keV)	$\sigma_{dE}$ (keV)
CH <sub>4</sub>	11.0	33.0
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	1.25	20.0
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	9.30	23.7
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	4.56	23.6
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	5.00	22.3

### 4.2.3 角度分解能

#### 極角分解能

シミュレーションで決定した  $\alpha$  粒子の極角と eye-scan での極角の差分を  $d\theta$  とする。各検出ガスでの  $d\theta$  の分布を図 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 に、ガウス分布でフィットした平均と標準偏差を表 4.4 に示す。極角分解能は、CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) の場合（図 4.13）に最も良いことが分かる。

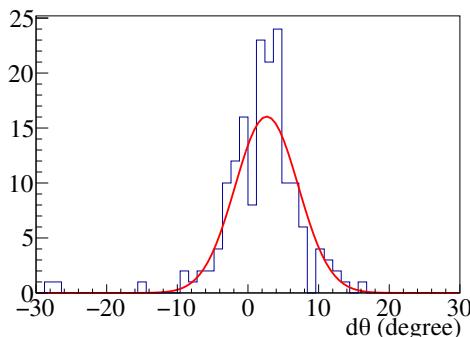


図 4.12: CH<sub>4</sub> を用いた  
場合の極角の差分.

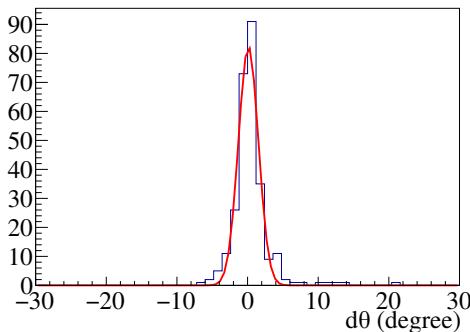


図 4.13:  $\text{CH}_4$  (3) +  
 $\text{H}_2$  (7) を用いた場合の  
極角の差分.

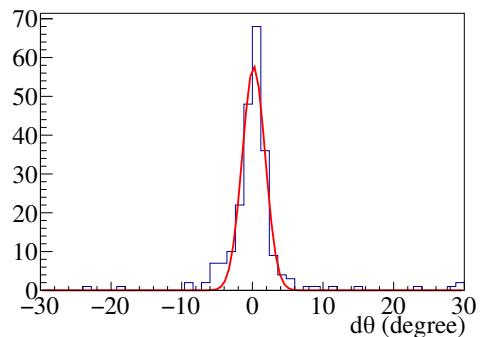


図 4.14:  $\text{CH}_4$  (4) +  
 $\text{He}$  (6) を用いた場合の  
極角の差分.

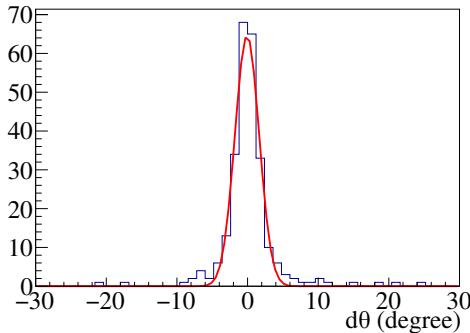


図 4.15: iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1)  
+  $\text{H}_2$  (9) を用いた場合  
の極角の差分.

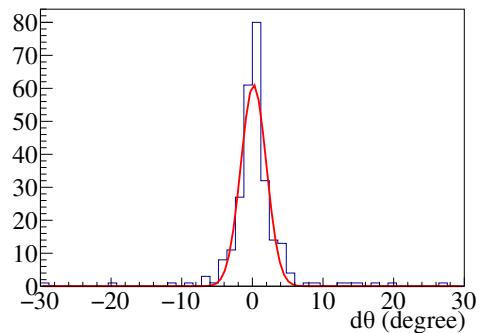


図 4.16: iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1)  
+  $\text{He}$  (9) を用いた場合  
の極角の差分.

## 方位角分解能

シミュレーションで決定した  $\alpha$  粒子の方位角と eye-scan での方位角の差分を  $d\varphi$  とする。各検出ガスでの  $d\varphi$  の分布を図 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21 に、ガウス分布でフィットした平均と標準偏差を表 4.4 に示す。検出ガスに  $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) を用いたとき（図 4.18）に最も良いことが分かる。

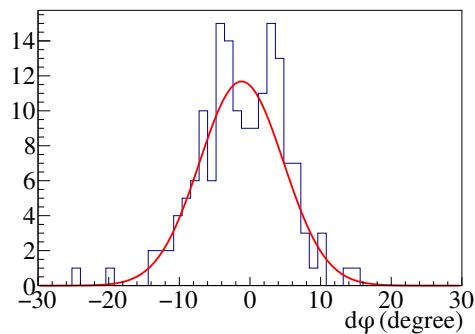


図 4.17:  $\text{CH}_4$  を用いた場合の方位角の差分.

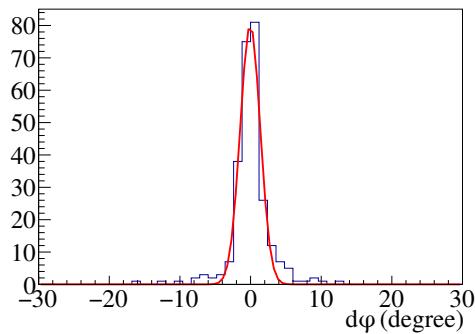


図 4.18:  $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) を用いた場合の方位角の差分.

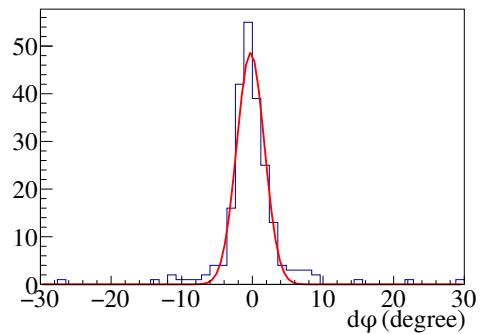


図 4.19:  $\text{CH}_4$  (4) +  $\text{He}$  (6) を用いた場合の方位角の差分.

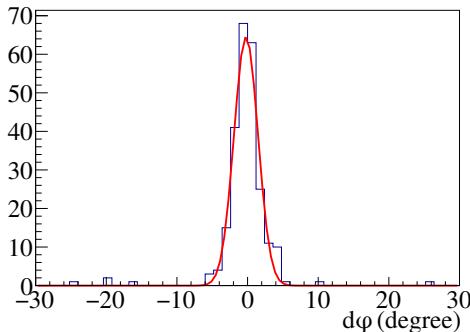


図 4.20: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1)  
+ H<sub>2</sub> (9) を用いた場合  
の方位角の差分.

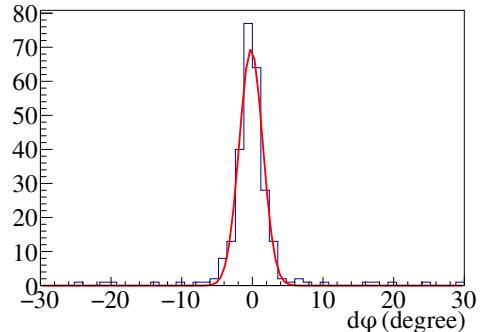


図 4.21: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1)  
+ He (9) を用いた場合  
の方位角の差分.

表 4.4: 角度の差分の平均と標準偏差.

gas	$d\theta$ (degree)	$\sigma_{d\theta}$ (degree)	$d\varphi$ (degree)	$\sigma_{d\varphi}$ (degree)
CH <sub>4</sub>	2.66	4.47	-1.19	5.92
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	0.121	1.41	-0.0475	1.41
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	0.191	1.62	-0.255	1.95
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	-0.0729	1.71	-0.220	1.70
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	0.175	1.80	-0.195	1.65

#### 4.2.4 励起エネルギー分解能

<sup>12</sup>C の励起エネルギーの分解能が悪ければ各励起状態を特定することができない。シミュレーションでは  $0_2^+$  状態経由での崩壊を考えているので、<sup>12</sup>C( $0_2^+$ ) の励起エネルギーは 7.65 MeV となる。Eye-scan で決定した <sup>12</sup>C\* の不变質量から基底状態の <sup>12</sup>C の質量を減じることで励起エネルギーを求め、7.65 MeV を再構築できるか評価する。各検出ガスで再構成した励起エネルギーを図 4.22, 4.23, 4.24, 4.25, 4.26, 表 4.5 に示す。どの検出ガスにおいても 7.65 MeV 付近にピークが認められ、 $0_2^+$  状態を再構成できていることが分かる。 $0_2^+$  状態に隣接する <sup>12</sup>C の励起状態は  $3_1^-$  の 9.64 MeV であるので、分解能も隣接する励起状態と区別するのに十分良いことも分かる。

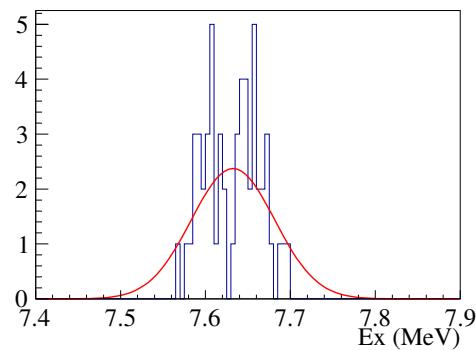


図 4.22:  $\text{CH}_4$  の場合  
の  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギー.

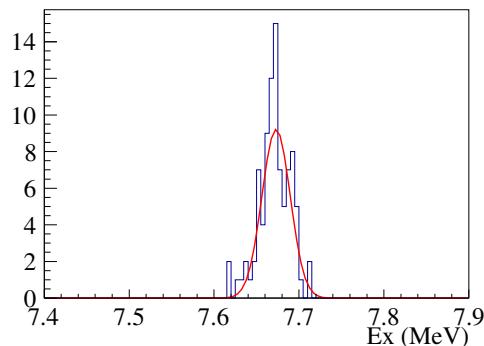


図 4.23:  $\text{CH}_4$  (3) +  
 $\text{H}_2$  (7) の場合の  $^{12}\text{C}$  の  
励起エネルギー.

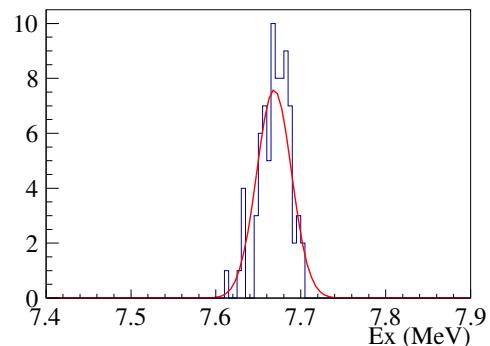


図 4.24:  $\text{CH}_4$  (4) +  
 $\text{He}$  (6) の場合の  $^{12}\text{C}$  の  
励起エネルギー.

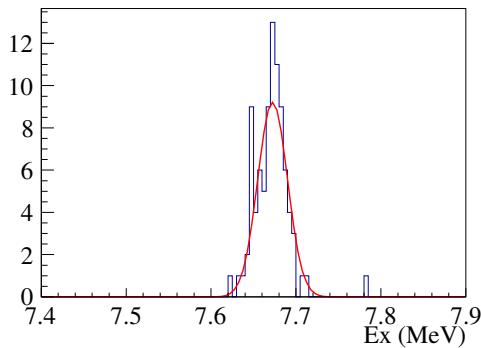


図 4.25: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1)  
+ H<sub>2</sub> (9) の場合の <sup>12</sup>C  
の励起エネルギー.

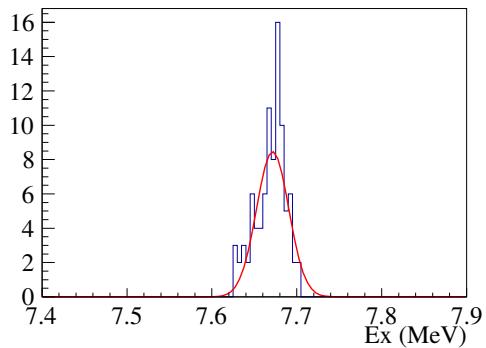


図 4.26: iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1)  
+ He (9) の場合の <sup>12</sup>C  
の励起エネルギー.

表 4.5: 各ガスで求めた励起エネルギーの平均と標準偏差.

gas	$E_x$ (MeV)	$\sigma_{E_x}$ (keV)
CH <sub>4</sub>	7.63	49.1
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	7.67	16.6
CH <sub>4</sub> (4) + He (6)	7.67	20.5
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	7.67	17.5
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He (9)	7.67	19.0

### 4.3 検出ガスの決定

表 4.6 に各検出ガスの優劣をまとめた. ○ が優, △ が可, × が不可を表す. 表の各項目から考えると, CH<sub>4</sub> (3) + H<sub>2</sub> (7) または iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) が適すると判断できる. 両者の検出ガスに含まれる <sup>12</sup>C の量を比較すると, iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) の方が 4/3 倍多い. よって, 検出ガスには 100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) が最適であると判断した.

表 4.6: 各検討項目に対する検出ガスの優劣. 標的の量は  $\text{CH}_4$  に含まれる量を 1 とした.

gas	解析効率	拡散効果	励起エネルギー分解能	標的の量
$\text{CH}_4$	×	×	△	1
$\text{CH}_4 (3) + \text{H}_2 (7)$	○	○	○	0.6
$\text{CH}_4 (4) + \text{He} (6)$	△	△	○	0.8
$\text{iso-C}_4\text{H}_{10} (1) + \text{H}_2 (9)$	○	○	○	0.8
$\text{iso-C}_4\text{H}_{10} (1) + \text{He} (9)$	○	△	○	0.8



## 第 5 章

# iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (10) + H<sub>2</sub> (9) の検出ガス特性

### 5.1 ドリフト速度

前章で検出ガスに最適であると判断した 100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) について、ドリフト速度のドリフト電場依存性を調べた。Magboltz を用いた計算によるとドリフト速度が 0.014 mm/ns となるドリフト電場は 6.80 V/mm である。ドリフト領域の長さは 140 mm があるので、plate と grid の電位差は 952 V となる。調整の行いやすさを考え 955 V を中心に 100 V 間隔で 455–1455 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。線源を用いて測定したドリフト速度と Magboltz を用いて計算したドリフト速度を図 5.1 に示す。線源を用いて測定したドリフト速度と Magboltz を用いて計算したドリフト速度が概ね一致していることが分かる。ただ、全体的に測定値のドリフト速度の方が小さくなっている。これは測定で用いた検出ガスに水分などの不純物が含まれていることが原因と考えられる。この測定において検出ガスに含まれた水分濃度は約 2.6 ppm であった。水分によるドリフト速度の変化は付録 B で述べる。

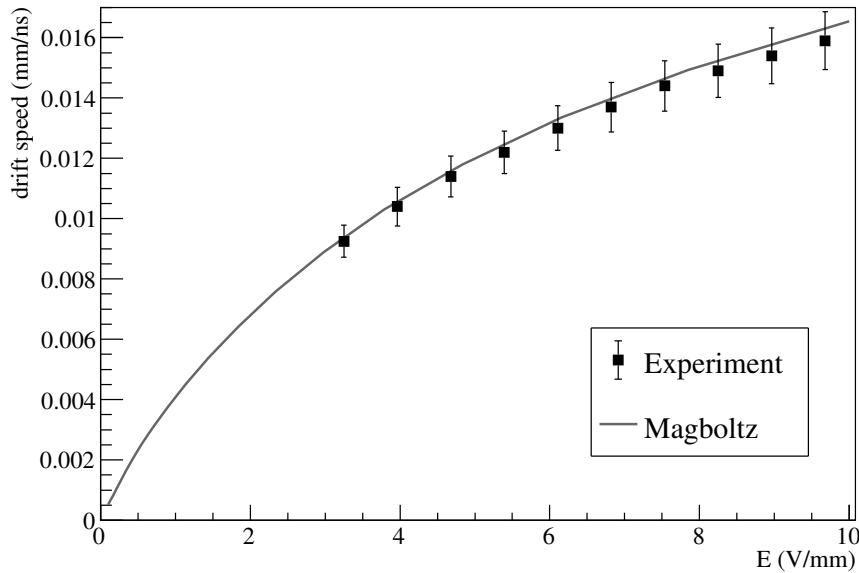


図 5.1: ドリフト速度の電場依存性. 黒い四角は測定したドリフト速度, 実線は Magboltz を用いて計算したドリフト速度を示す.

## 5.2 電子增幅率

電子の增幅率は GEM,  $\mu$ -PIC の電圧によって変化する. また, grid や GEM を通過する際に電子の一部が增幅されずに吸収されてしまう. そこで, 電子增幅率の電位差依存性を調べる. grid と GEM との電位差を  $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$ , GEM の両面間の電位差を  $\Delta V_{\text{GEM}}$ , GEM の  $\mu$ -PIC 側と  $\mu$ -PIC との電位差を  $\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ ,  $\mu$ -PIC の anode 電極の電圧を  $V_{\mu\text{-PIC}}$  とする.  $\mu$ -PIC の cathode 電極は接地されている. 表 5.1 にあるような電位差を基準として, 他の項目の電位差は固定したうえで, 各項目の電位差依存性を調べた. 表 5.1 に示す電圧値は 3 章でドリフト速度を測定したときの構成である. 増幅率の測定方法は 3 章で述べた通りである. 本測定では GEM,  $\mu$ -PIC の増幅率や電子の収集効率を独立に求めることができないので, 合計の増幅率として求める.

表 5.1: 基準となる電圧構成.

項目	電位差 (V)
$\Delta V_{\text{grid-GEM}}$	700
$\Delta V_{\text{GEM}}$	350
$\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$	650
$V_{\mu\text{-PIC}}$	400

### 5.2.1 grid と GEM 間の電位差による電子の増幅率

grid と GEM の間の電位差によって電子がドリフト領域から増幅領域へ移動する効率が変化することがわかっている。 $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$  を 20 V 間隔で 600–780 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の  $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$  による変化を図 5.2 に示す。増幅率の変化は  $gain = 0.00704 \times \Delta V_{\text{grid-GEM}}^2 - 7.92 \times \Delta V_{\text{grid-GEM}} + 2330$  と表すことができる。ドリフト電場に対して増幅領域の電場を強くすることで、電子をより強く増幅領域へ吸い出すことができるため、増幅率が増加したと考えられる。 $\Delta V_{\text{grid-GEM}} = 700$  V のとき、140 V/mm であり、ドリフト電場の約 20 倍となっている。

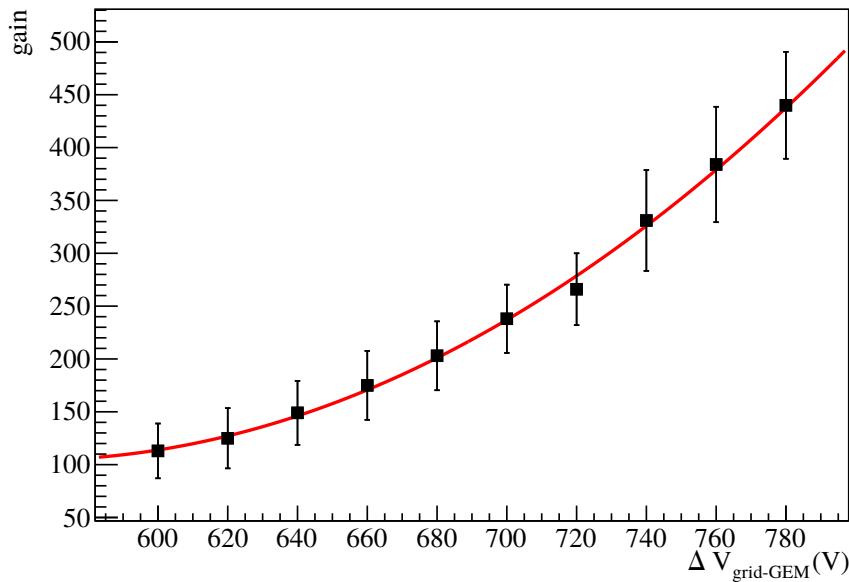


図 5.2: 電子増幅率の  $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$  依存性. 実線は 2 次関数でのフィット結果を示す.

### 5.2.2 GEM による電子増幅率

GEM は絶縁体のフィルムの両面を銅で被覆し、微細な穴を加工したものである。GEM の各面に電圧を印加することで高電場を形成し、電子が穴を通過する際にアバランシェ増幅を起こす。 $\Delta V_{\text{GEM}}$  を 10 V 間隔で 300–390 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の  $\Delta V_{\text{GEM}}$  による変化を図 5.3 に示す。増幅率の変化は  $gain = 0.0188 \times \Delta V_{\text{GEM}}^2 - 0.67 \times \Delta V_{\text{GEM}} + 1340$  と表すことができる。 $\Delta V_{\text{GEM}}$  を大きくして、GEM の穴の中に生成される電場を強くすることでより強く増幅されることが確認された。

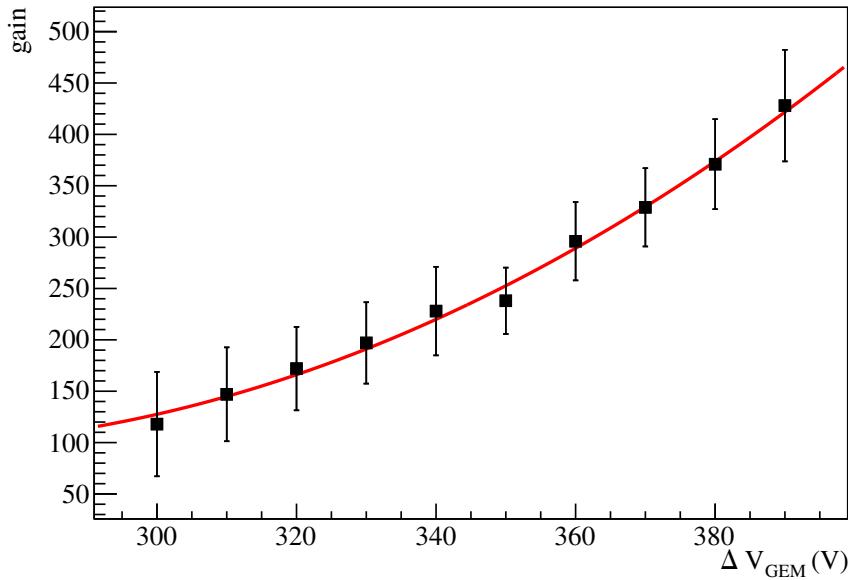


図 5.3: 電子増幅率の  $\Delta V_{\text{GEM}}$  依存性. 実線は 2 次関数でのフィット結果を示す.

### 5.2.3 GEM と $\mu$ -PIC との電位差による電子の増幅率

$\Delta V_{\text{GEM}-\mu\text{-PIC}}$  によって GEM で増幅された電子の  $\mu$ -PIC による収集率が変化する.  $\Delta V_{\text{GEM}-\mu\text{-PIC}}$  を 50 V 間隔で 550–750 V の範囲で変化させて計 5 点測定した. 電子の増幅率の  $\Delta V_{\text{GEM}-\mu\text{-PIC}}$  による変化を図 5.4 に示す. 増幅率の変化は  $gain = 0.767 \times \Delta V_{\text{GEM}-\mu\text{-PIC}} - 253$  と表すことができる. GEM で増幅された電子をより強い電場で  $\mu$ -PIC 近傍へ吸い出すことで, 効率よく  $\mu$ -PIC に電子が輸送されたと考えられる.

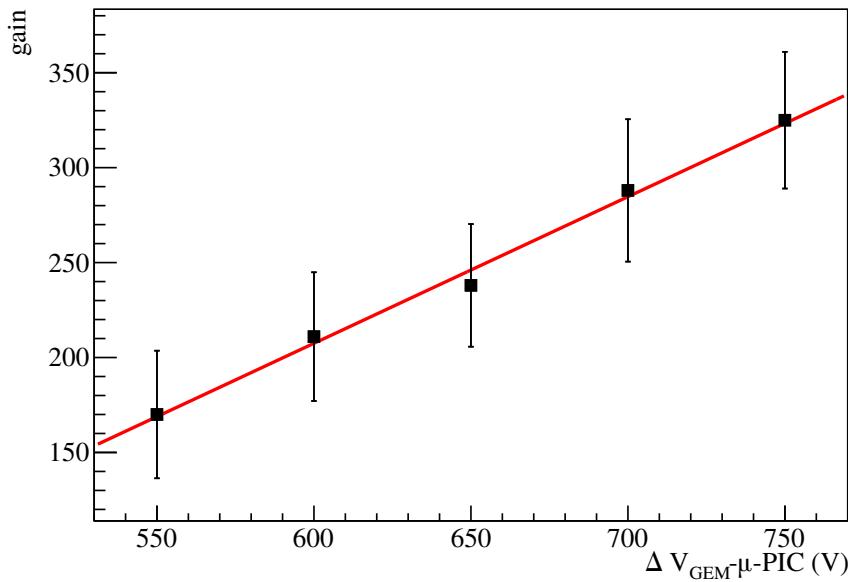


図 5.4: 電子増幅率の  $\Delta V_{\text{GEM}-\mu\text{-PIC}}$  依存性. 実線は 1 次関数でのフィット結果を示す.

#### 5.2.4 $\mu$ -PIC による電子増幅率

電子は  $\mu$ -PIC で読み出される直前に、 $\mu$ -PIC によって作られた高電場によって増幅される.  $V_{\mu\text{-PIC}}$  を 10 V 間隔で 350–440 V の範囲で変化させて計 10 点測定した. 電子の増幅率の  $V_{\mu\text{-PIC}}$  による変化を図 5.5 に示す. 増幅率の変化は  $gain = 2.06 \times V_{\mu\text{-PIC}} - 587$  と表すことができる.  $\mu$ -PIC の anode 電極の周りにより強い電場が形成されることで、より強く電子が増幅されることが確認された.

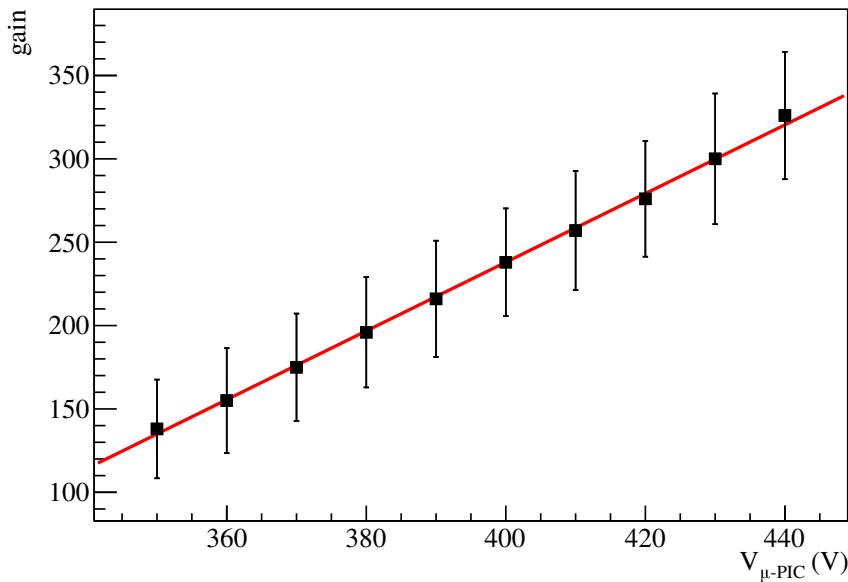


図 5.5: 電子増幅率の  $V_{\mu\text{-PIC}}$  依存性. 実線は 1 時間数でのフィット結果を示す.

### 5.3 電子の拡散効果

ドリフト速度が一定である場合は、電子の拡散は式 (2.3) より  $\sqrt{L}$  ( $L$  は電子のドリフト距離) に比例する. 線源は線源導入機によって、MAIKo チェンバーの気密性を保持したまま電子のドリフト方向に移動可能である. 線源導入機は 2016 年度の森本修論 [22] で開発された. 図 5.6 は線源導入機の先に線源を取り付けたときの様子である. 図 5.6 中の矢印の方向に線源を移動させることができる. 線源導入機によって線源の位置を変化させることで、拡散効果の  $L$  依存性を調べることができる. 拡散効果とトラックの太さが比例していると仮定すると、track width  $\propto \sqrt{L}$  と期待される. トラックの太さと線源の位置との依存性を図 5.7 に示す. 図 5.7 の  $L$  は線源コリメータの  $0^\circ$  穴と grid とのドリフト方向の距離である. この測定では表 5.2 の電圧で測定を行った.

表 5.2: 拡散効果の距離依存性を測定したときの電圧設定.

電位差 (V)	
$V_{\text{drift}}$	955
$V_{\text{grid-GEM}}$	700
$V_{\text{GEM}}$	350
$V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$	650
$V_{\mu\text{-PIC}}$	400

track width =  $1.27 \times \sqrt{L - 19.2} + 23.1$  となり、 $\sqrt{L}$  に比例していることが確認された。トラックの幅の  $\sqrt{L}$  に対する係数  $D_{\text{width}}$  は  $(12.7 \pm 0.3) \text{ ns}/\sqrt{\text{mm}}$  である。

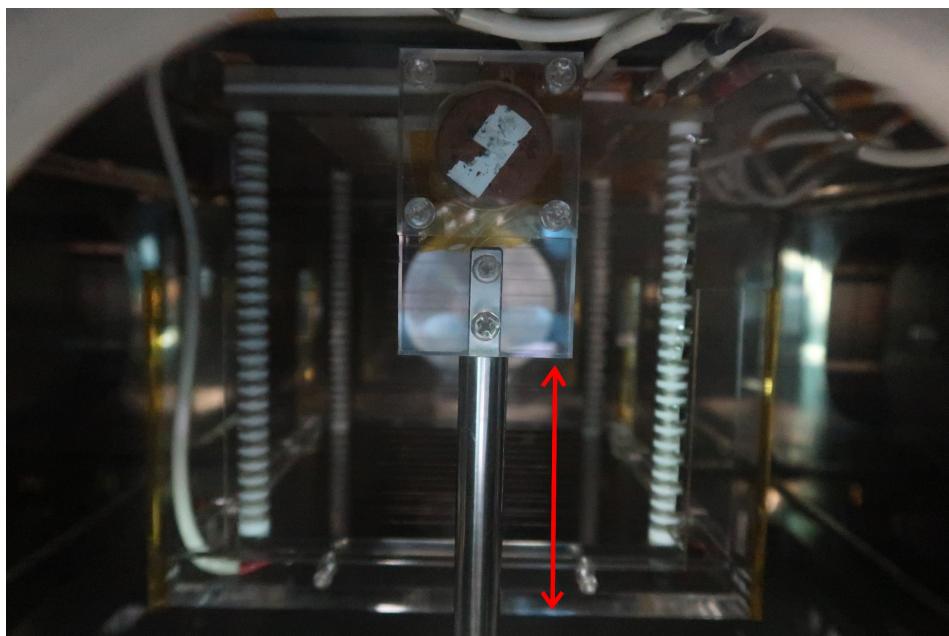


図 5.6: 線源導入機に取り付けたれた線源。矢印の方向に移動させることができる。

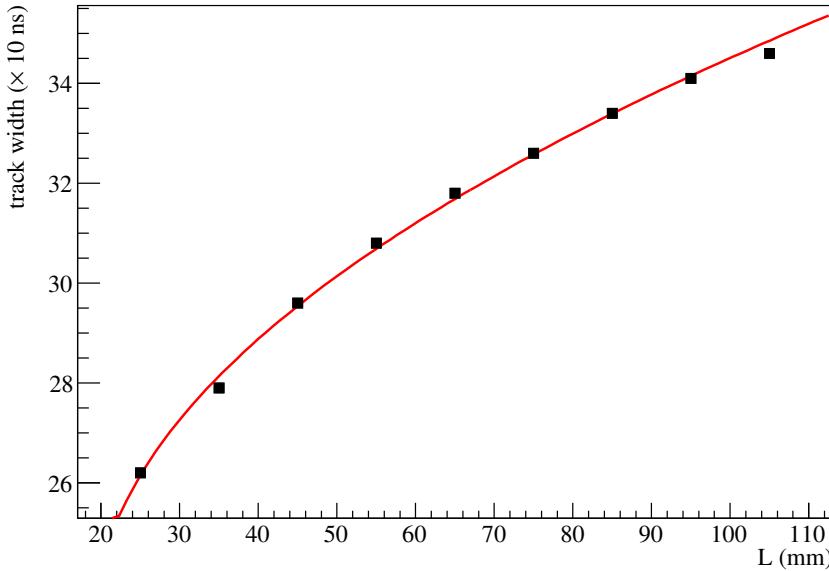


図 5.7: トラックの太さの位置依存性. 実線は  $f(L) = p_0\sqrt{L - p_1} + p_2$  でのフィット結果を示す.

TPC から得られるトラックの  $y$  軸は、10 ns 単位の時間として ( $y_{\text{clk}}$ ) として取得される.  $y_{\text{clk}}$  を mm 単位 ( $y_{\text{length}}$ ) へ変換するには (5.1) のように、ドリフト速度  $v_{\text{drift}}$  (mm/ns) を掛ければ良い.

$$y_{\text{length}} = y_{\text{clk}} \times 10 \times v_{\text{drift}} \quad (5.1)$$

同様に測定より得られた係数 ( $D_{\text{width}}$ ) にドリフト速度を掛けることで、Magboltz を用いた計算から得られる拡散係数の次元 ( $D_{\text{exp}}$ ) に変換できる. ドリフト速度  $v_{\text{drift}}$  は  $1.37 \times 10^{-2} \text{ mm/ns}$  なので、 $D_{\text{exp}} = (0.174 \pm 0.004) \sqrt{\text{mm}}$  となる. Magboltz を用いた計算から得られた拡散係数は  $0.144 \sqrt{\text{mm}}$  である. 測定で得られた拡散係数の方が大きくなっている. Magboltz で係数を求めた際には、一様な電場を仮定しているが実際には GEM や  $\mu$ -PIC の周囲では一様電場ではない. また、電子によって誘起される信号も有限の幅を持つ. これらの効果を考慮しきれていないため、計算値より実測値のほうが大きくなっていると考えられる.



## 第 6 章

# 中性子ビームを用いた測定に向けて

### 6.1 14 MeV 中性子

14 MeV は式 (6.1) に示すデューテリウムとトリチウムの反応 (DT 反応) を用いて生成可能なエネルギーである。この反応は 2 体反応であるため、放出角度により中性子のエネルギーが一意に決まる。



単色エネルギーの中性子を用いることで、中性子のエネルギー測定を行う必要が無くなる。ITER [23] などの核融合炉ではこの DT 反応を用いて質量エネルギーを取り出す。核融合炉の中で生成される 14 MeV の中性子は構造材の原子核と反応し損傷させるため、構造材の中に多く含まれる炭素との反応が詳しく調べられている [24, 4]。 $^{12}\text{C}(n, n' + 3\alpha)$  反応の全断面積は 209 mb、分岐比は表 6.1 の通りである。14 MeV の中性子ビームを用いて測定を行うことで、前章までのシミュレーションとの比較しシミュレーションによる測定方法の検討の妥当性を評価することができる。

表 6.1:  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}' + 3\alpha)$  反応のチャンネルとその分岐比 [4].  $^{12}\text{C}$  の励起状態から  $3\alpha$  に、 $^{9}\text{Be}$  の励起状態から  $2\alpha$  に崩壊する。

Reaction channel	Branching ratio (%)
$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^*(7.65 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^*(9.64 \text{ MeV})$	33
$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^*(10.3 \text{ MeV})$	16
$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^*(10.84 \text{ MeV})$	6
$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^*(11.83 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(\text{n}, \alpha)^{9}\text{Be}^*(1.68\text{--}3.05 \text{ MeV})$	24
$^{12}\text{C}(\text{n}, \alpha)^{9}\text{Be}^*(4.7 \text{ MeV})$	13

## 6.2 大阪大学 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN)

大阪大学工学研究科の OKTAVIAN [25] では DT 反応により 14 MeV の中性子を発生させることができる。図 6.1 に OKTAVIAN の施設図を示す。OKTAVIAN は 1981 年から運転を開始し、核融合中性子工学研究に用いられてきた。コッククロフト・ワルトン型加速器を用いて加速したデューテリウムをトリチウムターゲットに照射することで、DT 反応により 14 MeV の中性子を生成する。OKTAVIAN にはパルスビームラインと DC ビームラインの 2 つのビームラインがある。パルスビームラインは大実験室に設置されたトリチウムターゲットを用いて、DC ビームラインは重照射室に設置されたトリチウムターゲットを用いて中性子を生成する。

DC ビームラインで生成された中性子はトリチウムターゲットを中心に放射状に重照射室へ放出される。図 6.2 に示すように、この中性子を大実験室側へ取り出すための半径約 55 mm の取り出し穴が重照射室と大実験室を隔てる壁に設けられている。図 6.2 は重照射室と大実験室を隔てる壁を大実験室から撮影した写真である。この取り出し穴から中性子を取り出すことで、半径約 55 mm にコリメートされた DC 中性子ビームを得ることができる。ただし、DC ビームであるため中性子が入射した時間情報を得ることはできない。一方で、パルスビームラインでは図 6.3 のように大実験室中にトリチウム標的が設置されているため、中性子をコリメートすることができない。また、大実験室に測定装置を置いた場合、壁などから反跳した中性子がバックグラウンドとなってしまう。その反面、パルス状に中性子が発生するので、中性子の時間情報を得ることができる。本測定では、バッ

クグラウンドイベントを低減することや、中性子の入射領域を制限できることから、DC ビームラインを用いて測定を行う予定である。また、取り出し穴に任意の形状のコリメータを入れることで、ビームの形状を制御することができる。

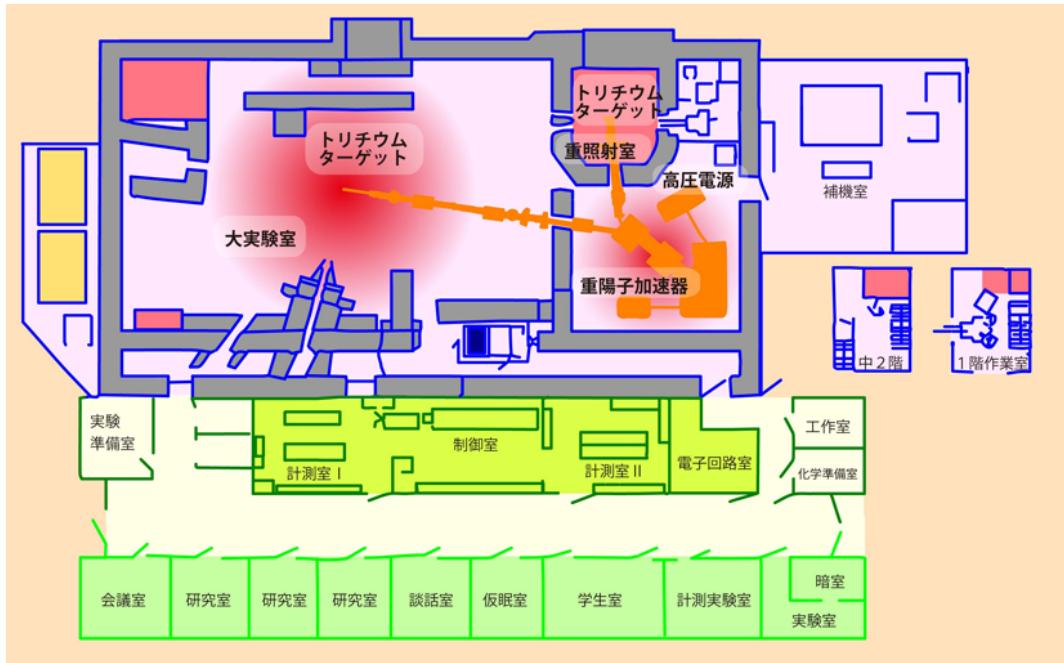


図 6.1: OKTAVIAN の施設図 [25]。パルスビームラインと DC ビームラインがそれぞれ大実験室と重照射室に伸びている。

## 6.3 中性子ビーム

### 6.3.1 ビームサイズを制限する必要性

中性子ビームは可能な限り空間的な広がりが小さいことが望ましい。例えば、半径 50 mm の広がりを持つ中性子ビームを用いると、散乱点が  $y$  軸方向に 100 mm の広がりを持つ。しかし、MAIKo TPC はトラックの周囲に発生した電子が読み出し面に到達する時間差を用いて  $y$  座標を検出しているため、絶対値を決定できない。すると、図 6.4 のように、ビーム入射範囲のどこで散乱が起きたのか判別できない。図 6.4 の例では、取得されたデータが同じであっても上の場合はトラックが有感領域から出てしまっている。トラックの長さと方向から  $\alpha$  粒子のエネルギーと運動量を決定するには、トラックが有感領域中で停止しなければならない。どちらの場合でも確実に有感領域中で停止したと保証するた



図 6.2: 大実験室側から DC 中性子の取り出し穴のある壁を見たときの様子。

めには、有感領域の  $y$  軸方向の長さからビームの  $y$  軸方向の広がりを除いた領域しか用いることができない。半径 50 mm のビームを用いると、散乱点から  $y$  軸方向に  $\pm 20$  mm を実質の有感領域としなければならない。実質の有感領域が小さいと領域外に出ていく  $\alpha$  粒子の数が増えてしまい、解析に使えるイベントの割合（検出効率）が減少してしまう。そのため、中性子ビームの  $y$  軸方向のサイズは可能な限り小さいものが望ましい。その反面、ビームを細くすると中性子のビーム量が低下してしまう。



図 6.3: 大実験室およびパルスビームライン. 写真中央にパルスビームラインのトリチウムターゲットが設置されている. 写真左手前から加速されたデューテリウムが照射される.

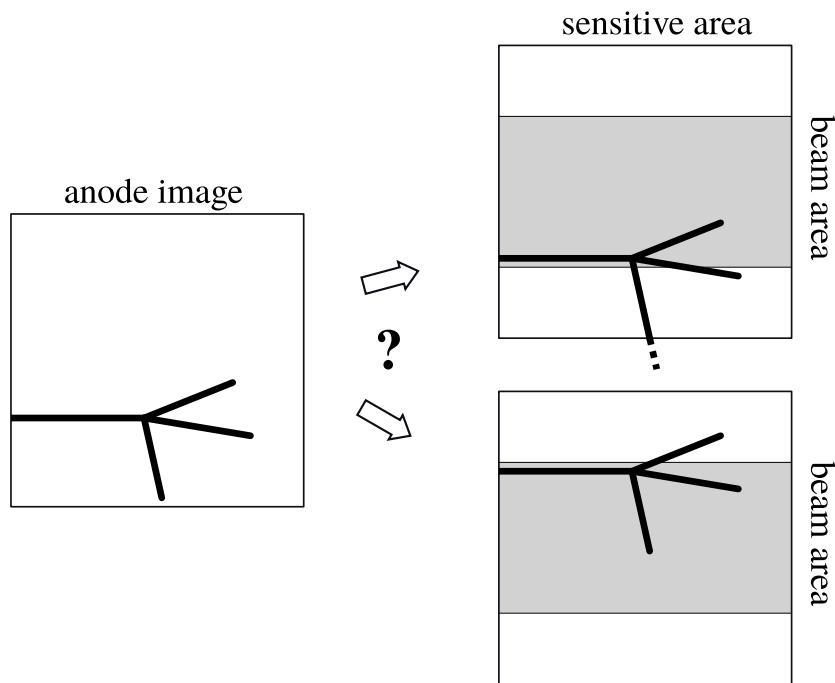


図 6.4: ビームサイズが大きいときの散乱事象. 右上のように領域外にトラックが出ているのか, 右下のように領域内で停止したのか区別できない.

### 6.3.2 立体角と検出効率によるビームサイズの決定

重照射室内のトリチウムターゲットから中性子が  $4\pi$  に等方的に放出していると仮定すると、中性子の収量はコリメータの立体角で決定される。重照射室の模式図を図 6.5 に示す。トリチウムターゲットから重照射室の大実験室側の壁までの距離は  $1.46 \times 10^3$  mm、壁の厚さは  $1.00 \times 10^3$  mm である。この壁に半径 55 mm の穴が設けられており、そこから大実験室側へ中性子を取り出す。この壁の穴にコリメータを設置することで任意の形に中性子ビームの形状を設定できる。ここでは、円柱の中央に半径  $r$  mm の穴が開いたコリメータを考える。このとき、立体角は  $\pi \times r^2 / (2.46 \times 10^3)^2$  となる。

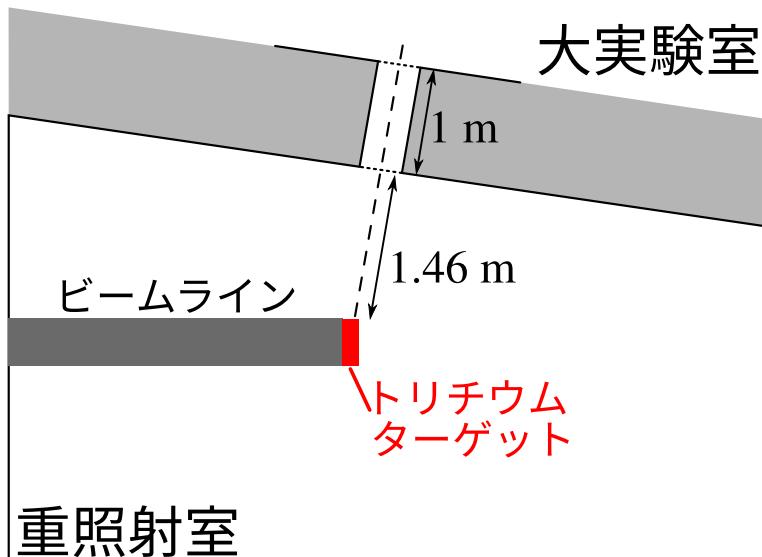


図 6.5: 重照射室の模式図。トリチウムターゲットから大実験室まで  $2.46\text{ m}$  である。

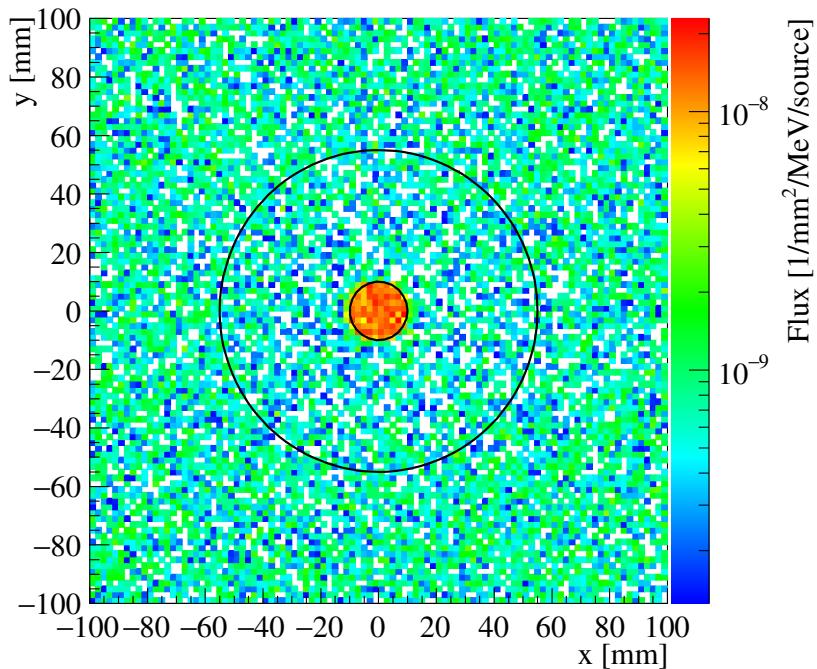
図 1.7 のエネルギー分布、ビームの通る円柱内で一様な散乱点を仮定して、 $\alpha$  粒子の検出効率を求めた。半径 1–50 mm でのコリメータの立体角の割合と検出効率を表 6.2 に示す。検出効率は 10 mm 以下ではほとんど変化がない。1, 5, 10 mm を比較すると、立体角は 10 mm が最も大きい。大きな検出効率を持つつ、立体角が大きい 10 mm のコリメータを用いる。

表 6.2: コリメータの半径とコリメータの立体角、検出効率.

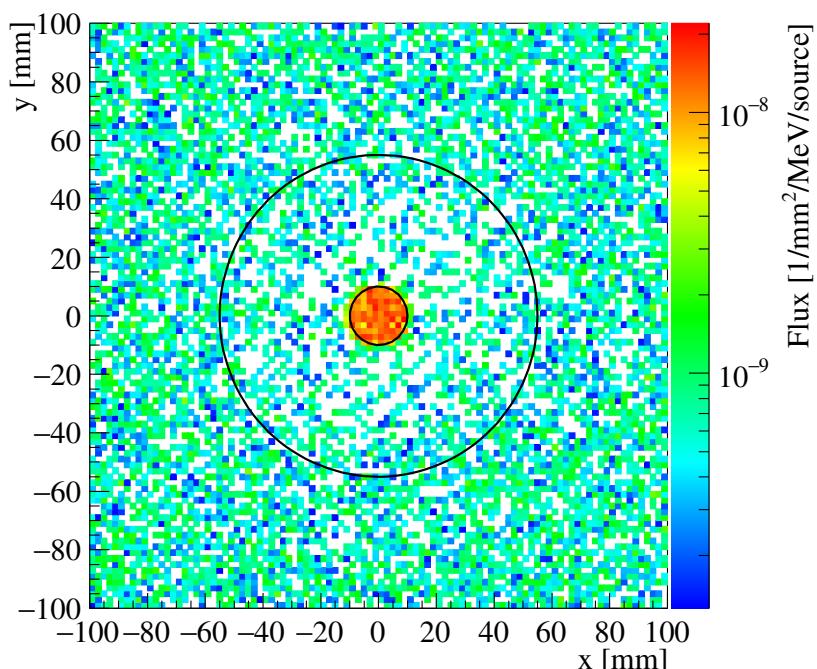
コリメータの半径 (mm)	立体角 (sr)	検出効率 (%)
1	$5.19 \times 10^{-7}$	48.9
5	$1.30 \times 10^{-5}$	48.7
10	$5.19 \times 10^{-5}$	48.2
20	$2.08 \times 10^{-4}$	46.6
30	$4.67 \times 10^{-4}$	39.2
40	$8.31 \times 10^{-4}$	26.3
50	$1.30 \times 10^{-3}$	10.3

### 6.3.3 コリメータの材質

中性子を遮蔽する物質として、陽子を多く含むポリエチレンや吸収断面積が大きいホウ素が広く用いられている。ポリエチレンとホウ素入りポリエチレンでの中性子の遮蔽度合いを PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) ver. 3.14 [26] を用いて計算した。PHITS は日本原子力研究開発機構が中心となって開発を行っている物質中の放射線の挙動をシミュレートするモンテカルロ計算コードである。今回の計算に用いた PHITS の入力ファイルを付録 C に示す。図 6.6 は中性子がコリメータを通過したときの位置分布である。図 6.7 はコリメータを通過した後の中性子のエネルギー分布である。青色のヒストグラムはコリメータの中心から 0–10 mm の範囲の中性子、赤色のヒストグラムはコリメータの中心から 10–55 mm の範囲の中性子のエネルギー分布である。ポリエチレン、ホウ素入りポリエチレンともにコリメータの穴の部分に対して遮蔽されている部分は中性子の量が 2 衍以上少なく、十分に遮蔽できていることが分かる。また、通過してきた中性子のエネルギーはほとんど 14 MeV であり、エネルギーの单色性が損なわれていないことが分かる。

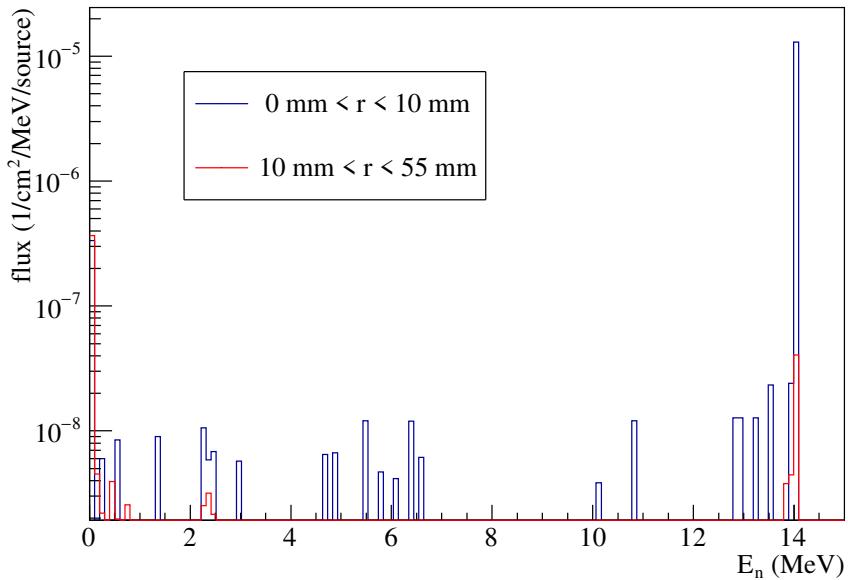


(a) ポリエチレンの場合.

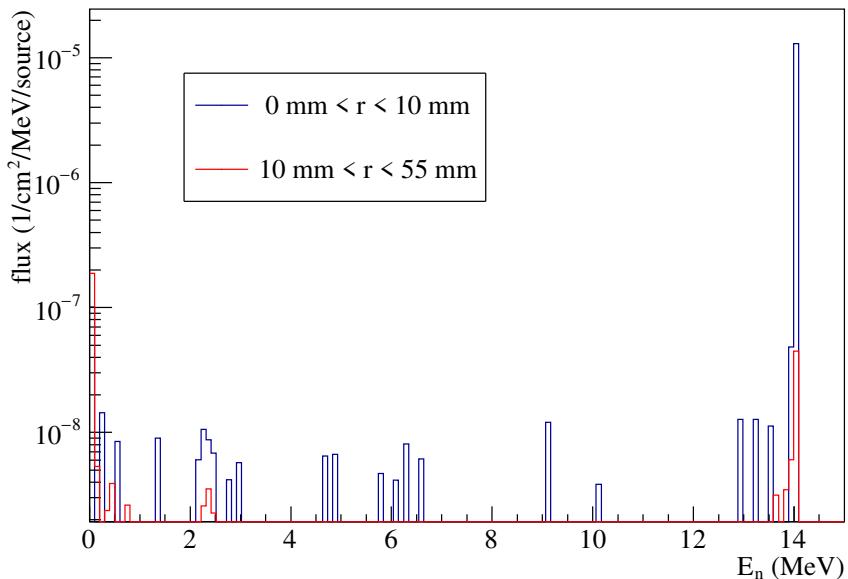


(b) ホウ素入りポリエチレンの場合.

図 6.6: コリメータ通過後の中性子の位置分布. 2つの円はコリメータの穴と外縁を表す.



(a) ポリエチレンコリメータの場合.



(b) ホウ素入りポリエチレンコリメータの場合.

図 6.7: 中性子のエネルギー分布. 0–10 mm はコリメータの穴の部分,  
10–55 mm はコリメータの部分である.

ポリエチレンとホウ素入りポリエチレンでは同程度にコリメートできているので、本実

験ではコストの面からポリエチレンを用いたコリメータを採用した。実際に作成したコリメータを図 6.8 に示す。このコリメータは半径 53 mm, 高さ 100 mm の円柱の中心に半径 10 mm の穴を開けた構造になっている。壁の厚さが 1000 mm であるため、このコリメータ 10 個を中性子の取り出し穴に挿入する。

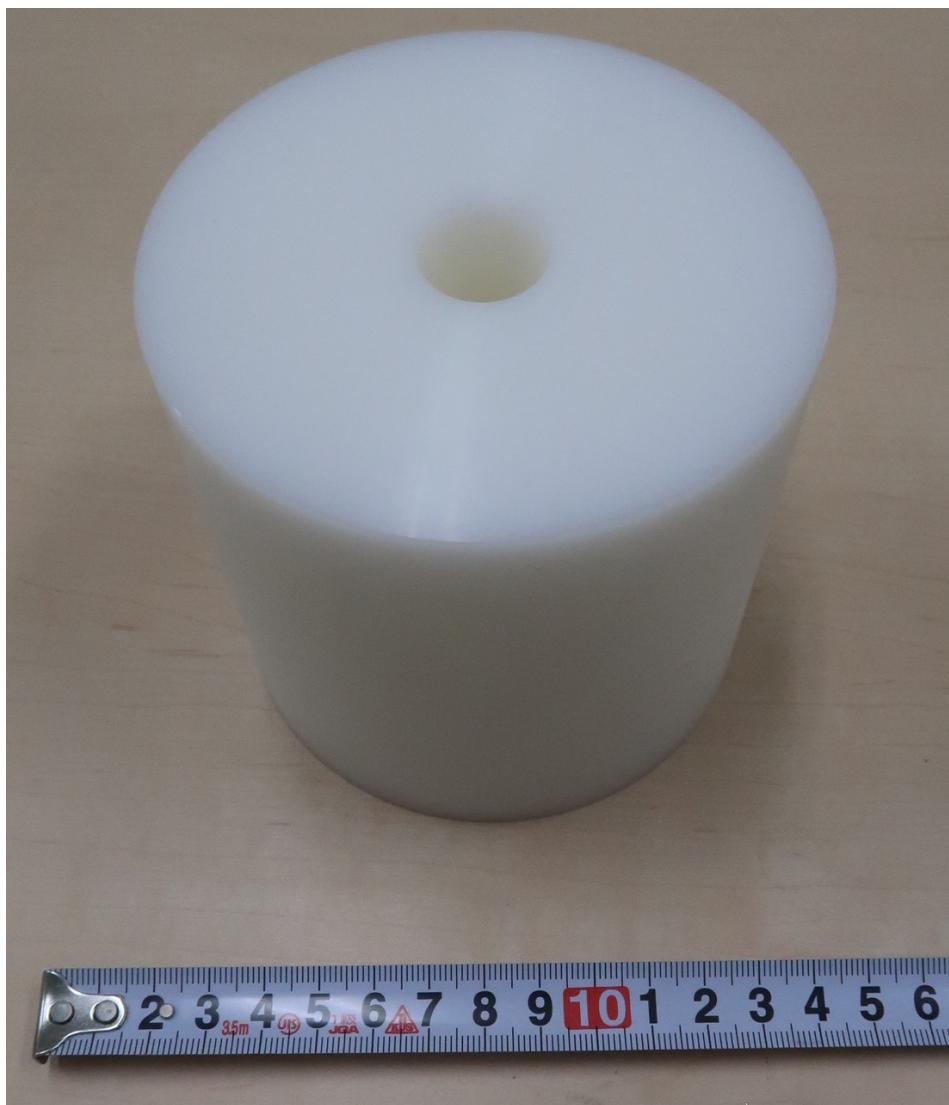


図 6.8: ポリエチレンで作成したコリメータ。半径 53 mm, 長さ 100 mm の円柱の中央に、半径 10 mm の穴が開いている。

### 6.3.4 中性子の収量

PHITS による計算ではトリチウム標的で生成された中性子のうち, 0–10 mm の範囲で  $13.9\text{--}14.1 \text{ MeV}$  の中性子が通過してくる割合は  $8.14 \times 10^{-4} \%$  となる. OKTAVIAN の DC ビームラインで生成される中性子が  $5 \times 10^9/\text{s}$  であるとすると, コリメータを通過してくる  $14 \text{ MeV}$  中性子の量は  $4.07 \times 10^4/\text{s}$  となる.

## 6.4 検出効率の散乱位置依存性と散乱角依存性

### 6.4.1 $14 \text{ MeV}$ 中性子を用いたとき

$10 \text{ mm}$  のコリメータを用いたときの検出効率は  $48.2 \%$  であった. 検出効率は散乱点, 散乱角度に依存していると予想される. 検出効率の散乱点の  $z$  座標依存性を図 6.9 に, 重心系での散乱角 ( $\theta_{\text{c.m.}}$ ) 依存性を図 6.10 に示す. 図 6.9 から分かるように,  $z$  座標が小さいまたは大きい場所で反応が起きた場合に, 崩壊してきた  $\alpha$  粒子が有感領域から出る確率が大きくなるため検出効率が低下している. また, 図 6.10 から分かるように,  $\theta_{\text{c.m.}}$  が大きいところで検出効率が低下している. これは,  $\theta_{\text{c.m.}}$  が大きいところでは後方散乱となり中性子から多くのエネルギーを受け取り, 崩壊した  $\alpha$  粒子が全体的に  $z$  軸正の方向にブーストされることで有感領域から出ていきやすくなるためである.

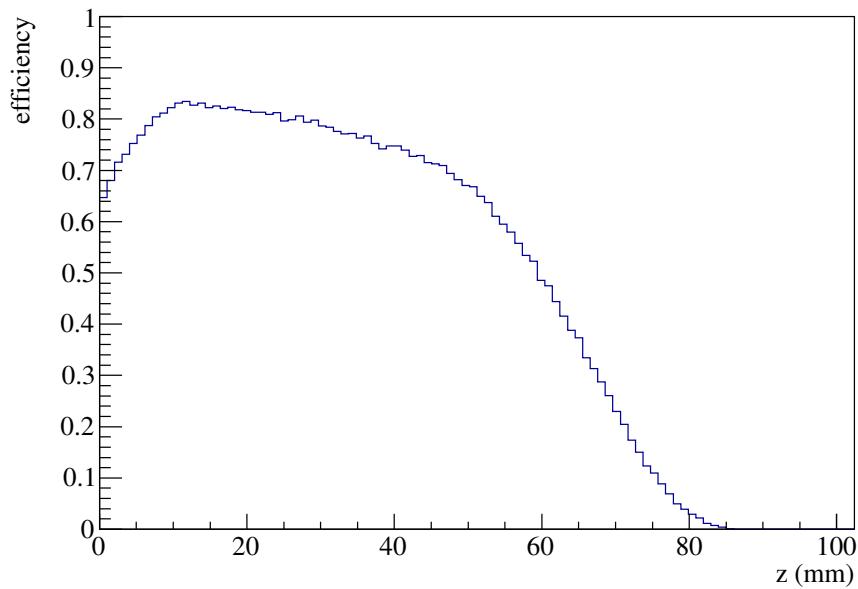


図 6.9: 検出効率の散乱点の  $z$  座標依存性.

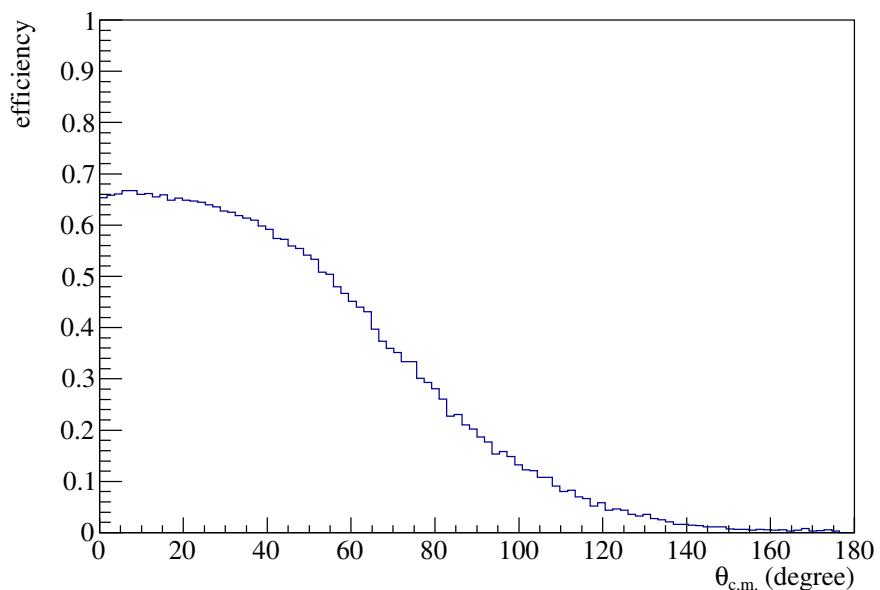


図 6.10: 検出効率の重心系での散乱角依存性.

### 6.4.2 8.5 MeV 中性子を用いたとき

$^{12}\text{C}$  を  $0_2^+$  状態に励起させることができる中性子エネルギーの閾値近傍の断面積が重要なとなる。そこで、8.5 MeV の中性子を用いた測定を考える。テスト実験と同様に 50 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) を用いた MAIKo TPC の運用を仮定する。また、同じ中性子コリメータを用いるとする。すると、検出効率は 51.6 % となる。微分断面積の角度分布は 14 MeV の中性子と  $^{12}\text{C}$  の散乱と同じであると仮定した。検出効率の散乱点の  $z$  座標依存性を図 6.11 に、重心系での散乱角 ( $\theta_{\text{c.m.}}$ ) 依存性を図 6.12 に示す。図 6.9 と比較して図 6.11 は、50 mm よりも大きいところで検出効率が小さく、小さいところでは検出効率が大きくなっていることが分かる。これは、前方散乱では 14 MeV 中性子のほうが 8.5 MeV 中性子よりエネルギーの移行が小さいためである。図 6.13 に  $^{12}\text{C}(-_2^+)$  の重心系での散乱角とエネルギーの関係を示す。実線は 14 MeV の中性子と散乱したとき、点線は 8.5 MeV の中性子と散乱したときを表す。 $\theta_{\text{c.m.}} = 0^\circ$  のときのエネルギーは 8.5 MeV の中性子との散乱の方が大きいことが分かる。すると、8.5 MeV の中性子と散乱した時は、3 つの  $\alpha$  粒子が実験室系の前方へのブーストの効果が 14 MeV の中性子と散乱したよりも大きくなるため、有感領域の下流側で散乱すると検出率が低下すると考えられる。14 MeV の中性子と散乱したときと比較して 8.5 MeV の中性子と散乱したときは  $^{12}\text{C}(0_2^2)$  の持つエネルギーの広がりが小さいことが分かる。図 6.14 は実験室系での  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  の散乱角とエネルギーの関係である。8.5 MeV の中性子と散乱したときは散乱角が、14 MeV と散乱したときと比較して前方角度に集中していることが分かる。そのため、横方向に大きく散乱されなくなることなくなり、有感領域の上流側で散乱が起きた場合には大きな検出効率となる。 $z < 20 \text{ mm}$  において検出効率が 100 % となっているが、崩壊  $\alpha$  粒子のうち実験室系でほとんど停止するものもあり、解析効率が低下することが予想される。また、散乱角度によらずに  $^{12}\text{C}(0_2^+)$  のエネルギーが変わらないので、図 6.12 のように検出効率が散乱角度にあまり依存しない。

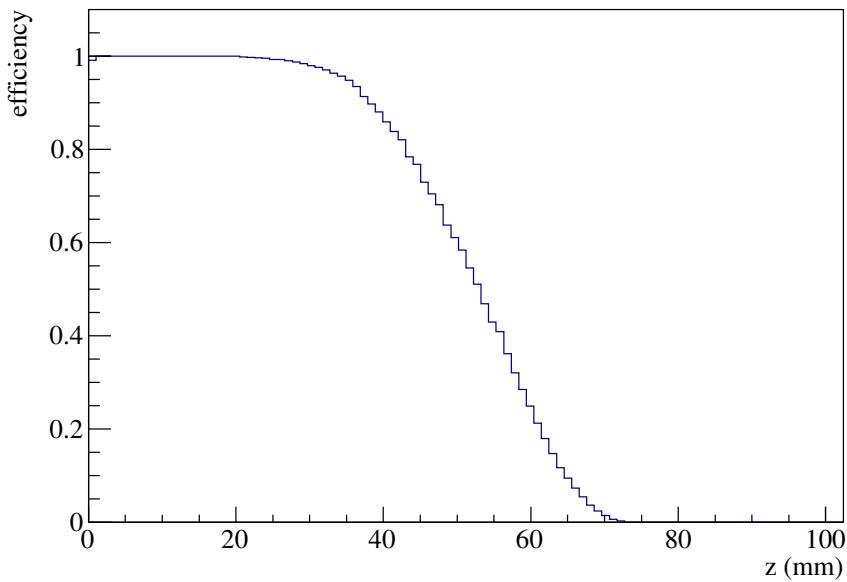


図 6.11: 8.5 MeV の中性子を用いたときの検出効率の散乱点の  $z$  軸依存性。

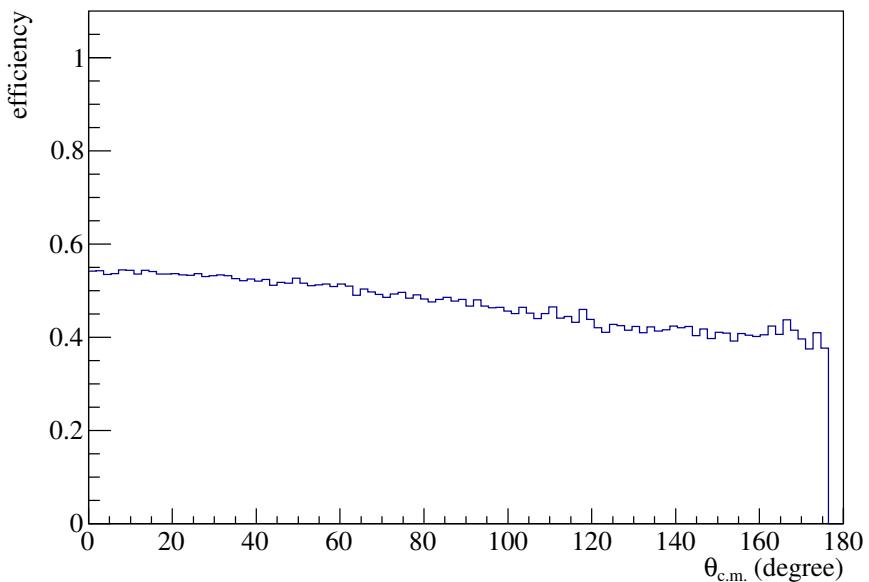


図 6.12: 8.5 MeV の中性子を用いたときの検出効率の散乱角依存性。

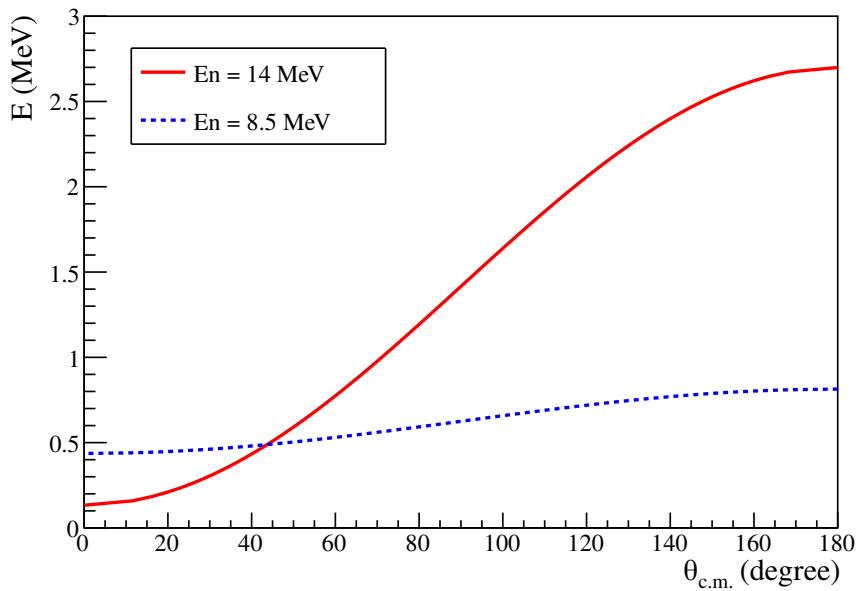


図 6.13: 運動学 (重心系)

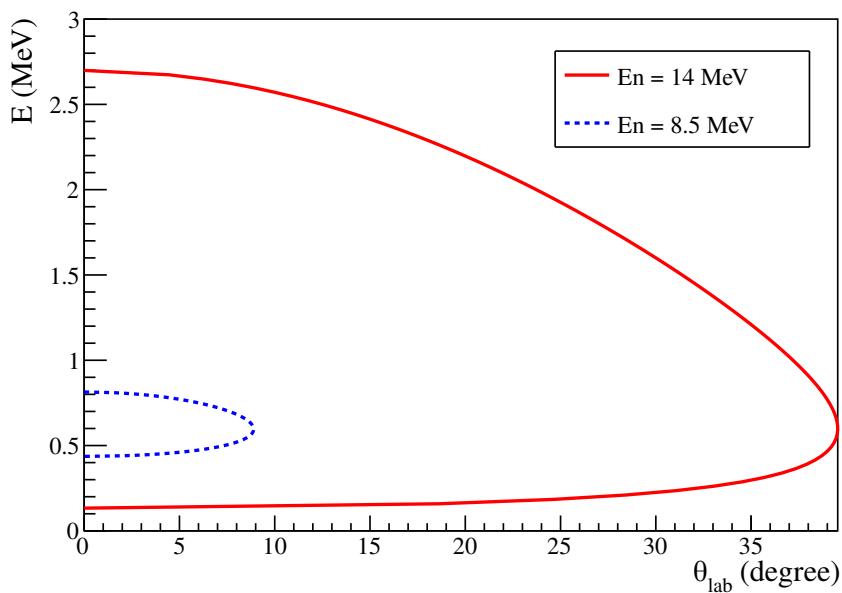


図 6.14: 運動学 (実験室系)

8.5 MeV の中性子を用いたときのシミュレーションから解析効率も評価した. 図 6.15 にシミュレーションで得られた  $3\alpha$  イベントの一例を示す. 14 MeV のときと同様に

100 events を eye-scan によって解析を行った。eye-scan で決定したトラックの本数を表 6.3 に示す。14 MeV のときと同様に高い割合で 3 つのトラックを識別できていることが分かる。図 6.16 に eye-scan で決定した  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーを示す。励起エネルギー分布の平均は 7.68 MeV, 標準偏差は 17.0 keV であり、励起エネルギーも良く再構成されていることが分かる。本研究で考えている実験条件では、中性子のエネルギーに関わらず測定を行うことができる事が分かる。

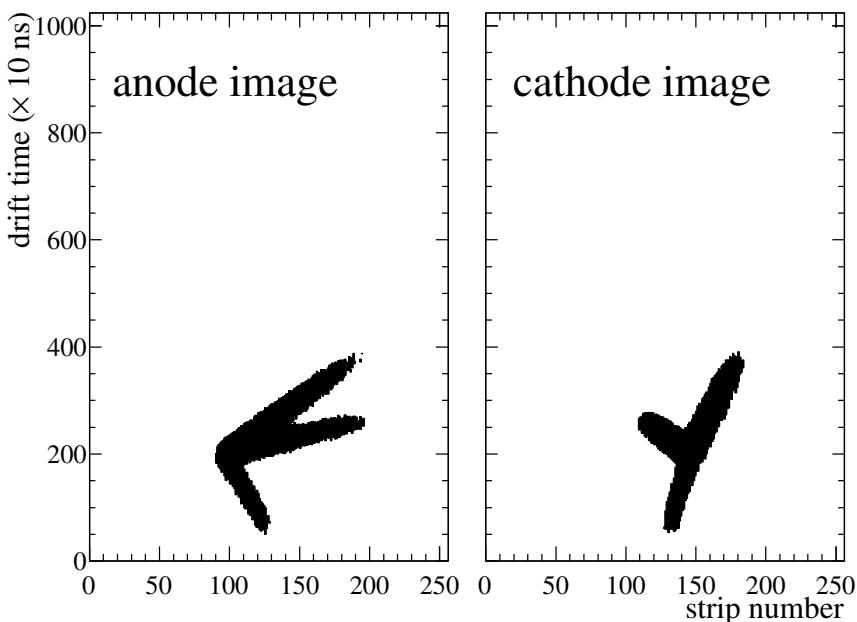


図 6.15: 8.5 MeV の中性子を用いたときのシミュレーショントラックの一例。

表 6.3: eye-scan によって決定したトラックの本数。

トラックの本数	イベント数
3	93
2	7
1	0

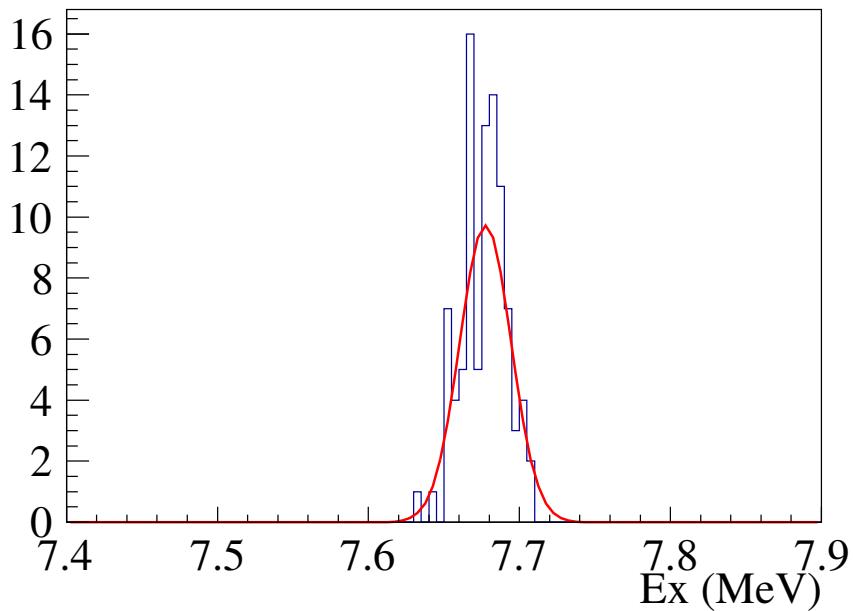


図 6.16: eye-scan によって再構成した励起エネルギー.

## 6.5 期待される収量

文献 [24, 4] によると 14 MeV の中性子による  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の全断面積 ( $\sigma$ ) は 8.36 mb である。OKTAVIAN で現在得られる中性子ビーム強度は最大で  $4\pi$  に  $5 \times 10^9/\text{s}$  である。この時、半径 10 mm のコリメータからは、 $N_b = 1.95 \times 10^4/\text{s}$  の中性子が得られる。検出効率 ( $\varepsilon_{\text{det.}}$ ) が 48.2 %、解析効率 ( $\varepsilon_{\text{ana.}}$ ) が 87 % である。100 hPa の iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (1) + H<sub>2</sub> (9) における有感領域中の  $^{12}\text{C}$  の面密度 ( $N_t$ ) は  $1.01 \times 10^{17}/\text{mm}^2$  である。この時、 $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の収量は

$$\begin{aligned}
 Y &= N_t \times N_b \times \sigma \times \varepsilon_{\text{det.}} \times \varepsilon_{\text{ana.}} \\
 &= 1.01 \times 10^{17}/\text{mm}^2 \times 1.95 \times 10^4/\text{s} \times 8.36 \text{ mb} \times 48.2 \% \times 87 \% \\
 &= 6.90 \times 10^{-4}/\text{s}
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

となる。24 時間の測定で収量が 59.6 events となり、シミュレーションとの比較を十分行えると期待される。



## 第 7 章

# まとめと今後の展望

本研究では  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の断面積測定のための実験条件を検討した。 $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応において、崩壊してできる  $\alpha$  粒子の持つエネルギーが数百 keV と小さいことが分かった。また、広い角度に放出されることも分かった。そこで、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$  から放出される 3 つの低エネルギー  $\alpha$  粒子をすべて検出するために、低エネルギーの荷電粒子を大立体角で検出できる MAIKo TPC を用いて測定を行うことを決定した。約 8–15 MeV の範囲で断面積の中性子エネルギー依存性を測定するが、まずは検証実験として単色エネルギーで生成可能な 14 MeV の中性子を用いた測定を行う。そのため、14 MeV の中性子と  $^{12}\text{C}$  との反応に主眼をおいて検討を進めた。

MAIKo TPC では  $\alpha$  粒子のエネルギーを取得されたトラックの長さから決定するため、 $\alpha$  粒子が MAIKo TPC の有感領域で停止することが必要となる。しかし、トラックが短くなるとトラックを正しく識別できなくなるため、適切な物質厚であることが必要となる。要求を満たすガスとしてガスとして、 $\text{CH}_4$  (50 hPa),  $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) (100 hPa),  $\text{CH}_4$  (4) +  $\text{He}$  (6) (100 hPa), iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) (100 hPa), iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{He}$  (9) (100 hPa) の 5 種類を候補とした。検出ガスの種類によっては電子の拡散効果が大きく、荷電粒子のトラックが太く検出される。太いトラックでは 3 つの  $\alpha$  粒子のトラックを正しく識別できないため、拡散の効果が小さいことが求められる。拡散の効果において、 $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) と iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) が有力であることが分かった。また、実際の測定で取得されるであろうトラックをシミュレーションにより生成し、実際に解析を行うことで検出ガスの評価を行った。評価の結果、 $\text{CH}_4$  (3) +  $\text{H}_2$  (7) と iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) では大きな優劣の差は見られなかった。そこで、体積当たりの  $^{12}\text{C}$  の含有量の多い iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) を検出ガスとして決定した。

iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (1) +  $\text{H}_2$  (9) を検出ガスに用いることで、 $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態を識別するのに十分

な分解能を達成できることが分かった。また、検出器中で 3 つの  $\alpha$  粒子が停止する割合は 48.2 %, それらのイベントから正しく  $\alpha$  粒子のトラックを抽出できる割合は 87 % であることが分かった。これらを考慮して,  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の収量を見積もると, 24 時間で 59.6 events であると期待される。

2020 年 2/25–28 の 4 日間で OKTAVIAN で測定を行う予定である。本研究で決定した検出ガスを用いて測定を行い, シミュレーション計算との詳細な比較を行う。

## 謝辞

本研究は多くの方のご助力により成立しています。指導教官である川畠貴裕教授には、研究の進め方、文章の書き方、発表方法などの多くのことをご指導いただきました。また、実験の合間にキャッチボールやソフトボールに連れ出していただくことで、実験と修士論文の執筆の時期に心身ともに健康な生活を送ることができました。大阪と京都の二重生活でお忙しいにも関わらず、多くの時間を私への指導に当てていただき大変感謝しております。

大阪大学環境・エネルギー工学専攻の村田勲教授と玉置真悟特任助教には、OKTAVIANのことや実験に向けた多くのご助言を頂き、大変感謝しております。

RCNPの古野達也さんと村田求基さんには、RCNPでMAIKo TPCのテストをしている際に、MAIKo TPCの先輩として測定方法やシミュレーションの方法など多くのアドバイスとご助力をいただきました。岡本慎太郎くんには、MAIKo TPCのテストや息抜きの卓球と一緒にを行い、多くの時間をともに過ごしました。一人では大変な作業を手伝って頂き、大変助かりました。稻葉健斗さんには、京都にいるMAIKo TPCのエキスパートとして多くの相談に乗っていただきました。特にガスやMAIKo TPCの取扱について、慣れない私に丁寧にご指導いただきました。ありがとうございました。藤川祐輝さん、大阪大学の坂梨公亮くんには、OKTAVIANでの測量など人手が必要な作業をお手伝いいただき、大変助かりました。土方佑斗くん、延與紫世さんには、解析の手伝いをして頂き大変感謝しています。

同期の関屋涼平くん、原田健志くん、藤井涼平くん、古田悠稀くんとは食事の際にお互いの研究について、気軽に意見を言い合うことができ大変楽しい時間を過ごしました。研究室の永江知文教授、成木恵准教授、錢廣十三准教授、村上哲也講師、後神利志助教授、先輩方は常に研究の進捗を気にかけてくださいました。

最後に、今まで私を支えて頂いた家族や友人に対して深く感謝の意を申し上げます。



## 付録 A

# 中性子検出器

### A.1 液体シンチレータ

$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$  反応の断面積の測定には MAIKo TPC に入射した中性子の数を測定する必要がある。中性子は電荷を持たず検出器中で電磁気相互作用によってエネルギーを落とさないため、直接検出することができない。そのため、中性子と散乱した検出器中の陽子を検出することによって間接的に中性子を検出する。より効率的に中性子と陽子が散乱するように、中性子検出器には水素が多く含まれる有機シンチレータが用いられる。OKTAVIAN での測定では NE213/BC501 液体シンチレータを用いる。図 A.1 に中性子検出器の模式図を示す。液体シンチレータの有感体積は、直径 200 mm, 厚さ 50 mm の円柱である。容器はアルミニウム製で、シンチレーション光の収集効率を高めるために容器の内側を酸化マグネシウムでコーティングしている。シンチレーション光は光電子増倍管で電気信号に変換されて読み出される。

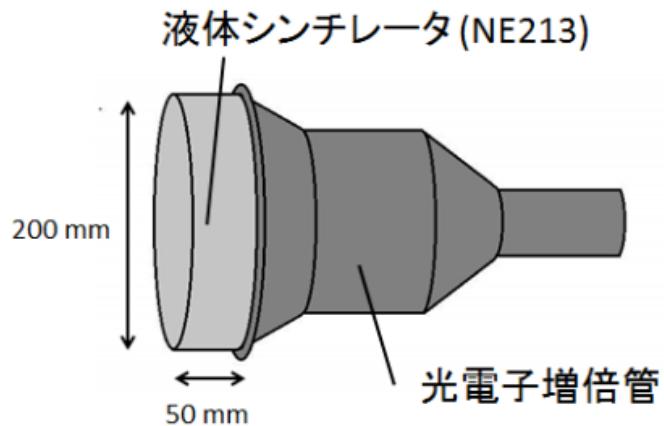


図 A.1: 中性子検出器の模式図.

## A.2 $n-\gamma$ 弁別

液体シンチレータを用いた測定では中性子だけでなく背景  $\gamma$  線も検出される。そのため、中性子と  $\gamma$  線の識別が必要となる。中性子と  $\gamma$  線では液体シンチレータの発光の波形が異なることが知られている。図 A.2 に中性子と  $\gamma$  線の波形の違いを模式的に示す。中性子の方がテールを長く引いた波形となる。図 A.2 に示すように、波形全体を覆う区間 (region 1) とテール部分を覆う区間 (region 2) の 2 つの積分区間を用いて波形を積分することで、中性子と  $\gamma$  線とを区別する。

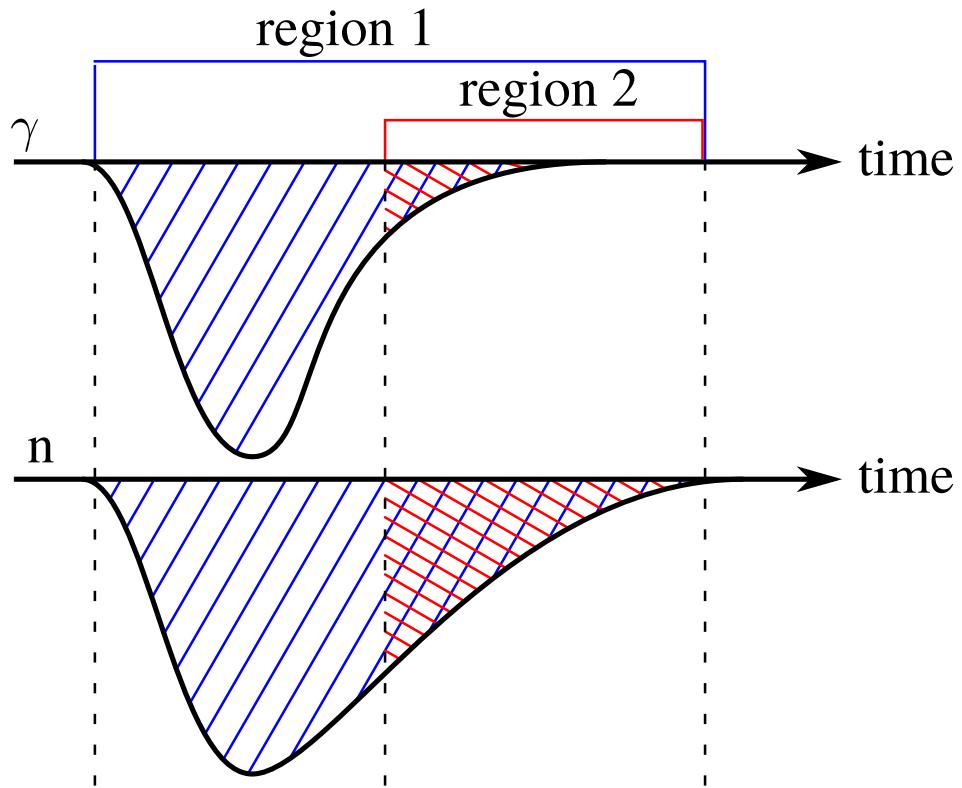


図 A.2: 液体シンチレータから得られる中性子および  $\gamma$  線の波形の違いと 2 つの積分区間. 全体を覆う区間 (region 1) とテール部分を覆う区間 (region 2) の 2 つの区間で積分することで波形を識別する.

中性子検出器から得られる信号は CAEN V1742 を用いて取得した. CAEN V1742 は入力信号の波形をそのまま取得することができるモジュールである. 信号の取得周波数は 5 GHz から 750 MHz である. CAEN V1742 で取得した波形の 1 例を図 A.3 に示す. 図 A.3 は  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$  中性子線源を用いて測定をしたときのものである. 取得周波数は 5 GHz である.

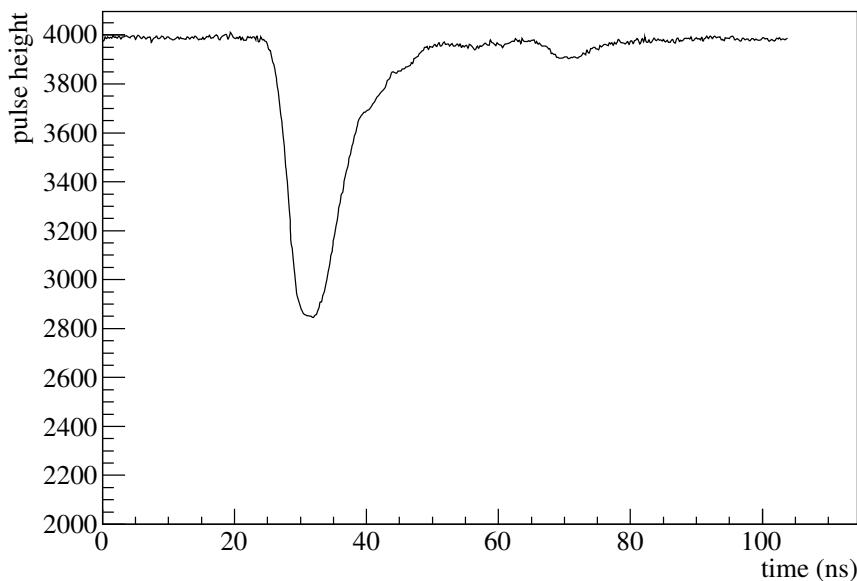


図 A.3: V1742 で取得した波形の 1 例.

V1742 によって取得した波形のピーク位置に対して  $-15\text{--}45\text{ ns}$  (region 1) と  $10\text{--}45\text{ ns}$  (region 2) の 2 つの区間で波形を積分した。 $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  中性子線源で取得した region 1 と region 2 の相関を図 A.4 に示す。図 A.4 中の 2 つの島のうち、上が中性子、下が  $\gamma$  線である。中性子の中心となる位置を直線近似し(図 A.4 中の赤線)、region 2 との差分を取ったものが図 A.5 である。図 A.5において、中性子側のピーク(0付近のピーク)をガウス分布でフィットすることで中性子の検出数を決定する。

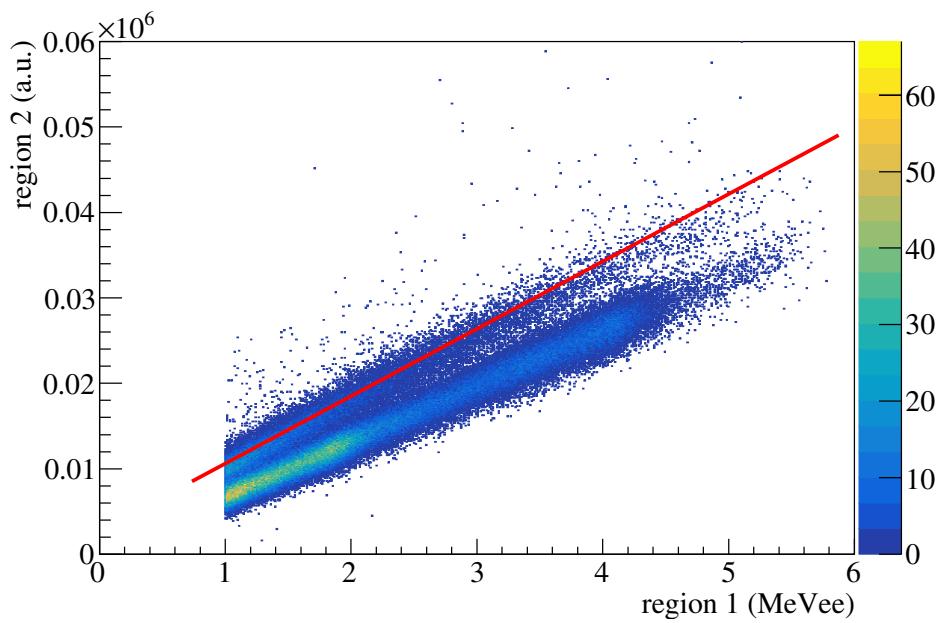


図 A.4: region 1 と region 2 との区間での積分値の相関.  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$  中性子線源を用いて測定した. 1 MeVee 以下は解析から除外した.

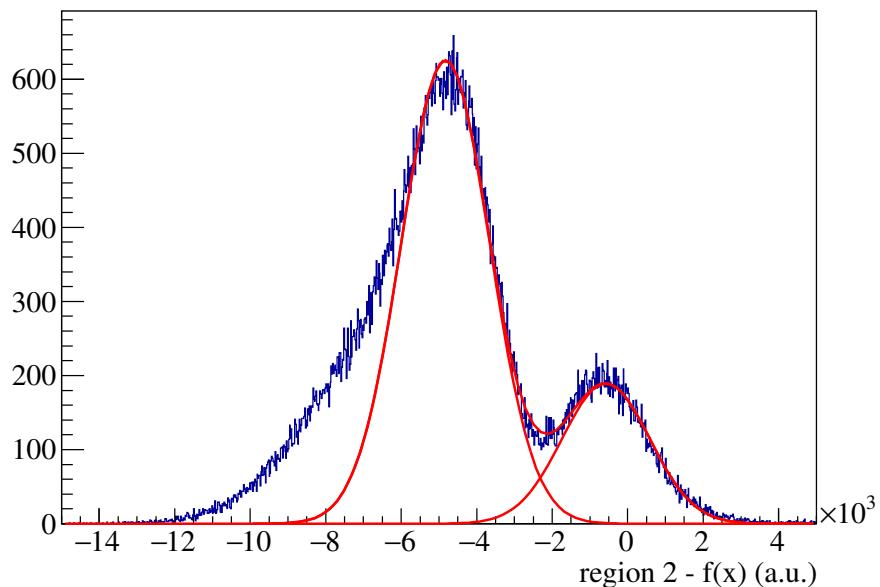


図 A.5: region 2 と中性子の近似直線との差分.

### A.3 SCINFUL-CG による中性子の検出効率

検出器中に入射した中性子が陽子と反応しない場合は検出されない。また、検出器の中性子が失うエネルギーは散乱角度によって連続的に分布する。そのため、検出器に入射した中性子の絶対数を求めるためには検出効率をけったいする必要がある。液体シンチレータの検出効率は SCINFUL-CG [27] を用いて計算する。SCINFUL-CG は任意形状のシンチレータの中性子に対する応答関数を計算するコードである。中性子の検出効率は発光量の閾値により変化する。図 A.6 に発光量の閾値が 0.5, 1.0, 1.5 MeVee のときの検出効率を示す。ここでは単色中性子が入射しているとして計算した。図 A.6 から分かるように発光量の閾値を高くすると検出効率が低下する。また、高エネルギーの中性子ほど検出効率が低下する。

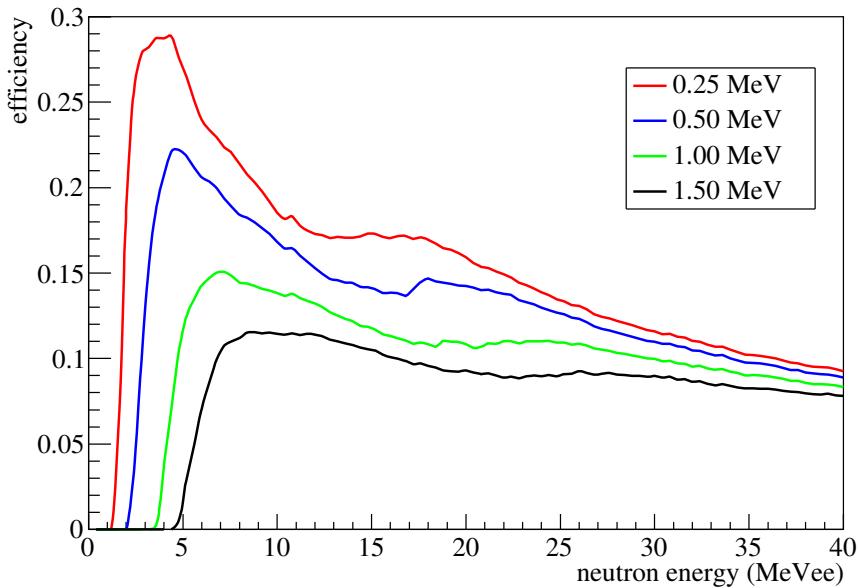


図 A.6: SCINFUL-CG で求めた中性子の検出効率。発光量の閾値が高いほど、中性子のエネルギーが大きいほど検出効率は小さくなる。

中性子検出器で測定した中性子数 ( $N_{\text{detect}}$ ) を SCINFUL-CG で求めた検出効率 ( $\varepsilon$ ) で式 (A.1) のように補正することで、実際に入射した中性子数 ( $N_{\text{in}}$ ) を求めることができる。

$$N_{\text{in}} = \frac{N_{\text{detect}}}{\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

実際の測定で用いる 14 MeV の単色中性子に対する検出効率は表 A.1 の通りとなる。

表 A.1: 14 MeV の単色中性子に対する検出効率.

閾値 (MeVee)	検出効率 (%)
0.25	17.1
0.50	14.4
1.00	12.2
1.50	10.8



## 付録 B

# 水蒸気の混入によるドリフト速度の変化

### B.1 水分のドリフト速度への影響

本研究では用いた検出ガスは低圧であるため、水分などの不純物からの影響が大きいと予想される。そこで、チャンバー中の水分をモニターしながらドリフト速度の変化を測定した。水分は露点計で測定した。露点温度と水分濃度と蒸気密度の対応を表 B.1 に示す。露点温度は水が凝結を始める温度であるので、高いほどガス中に含まれる水分が多いことを示す。測定には本文で検討した 5 種類の検出ガスのうち  $\text{CH}_4$  を用いた。これは、候補とした検出ガスのうち最も圧力が低く、堆積あたりの分子数が少ないので、不純物による影響が現れやすいと考えたためである。この測定での各部の電圧は表 B.2 の通りである。測定時は、検出ガスにを入れる前に可能な限り検出器中の水分を取るために、半日ほど真空ポンプで排気を行った。

表 B.1: 露点温度と水分濃度と蒸気密度の対応. ppm は parts per million の略であり, 10,000 ppm = 1 % となる.

露点温度 (°C)	水分濃度 (ppm)	蒸気密度 (g/m <sup>3</sup> )
-80	0.540	0.000613
-70	2.581	0.00279
-60	10.67	0.0109
-50	38.84	0.0382
-40	126.7	0.1199
-30	375.0	0.339
-20	1019	0.884
-10	2565	2.14
0	6032	4.85

表 B.2: 測定で用いた電圧の構成.

電位差 (V)	
$\Delta V_{\text{plate-grid}}$	80
$\Delta V_{\text{grid-GEM}}$	710
$\Delta V_{\text{GEM}}$	410
$\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$	325
$V_{\mu\text{-PIC}}$	175

時間経過によって, MAIKo チェンバー表面に吸着されていた水分が検出ガス中に放出され, 検出ガスの露点温度が上昇する. また, 露点温度の上昇に伴ってドリフト速度が減少する. 露点温度とドリフト速度の時間経過を図 B.1 に示す. 表 B.2 に示したドリフト電場のとき, Magboltz によるドリフト速度の計算値は 0.0208 mm/ns である. また, 露点温度とドリフト速度の相関を図 B.2 に示す.

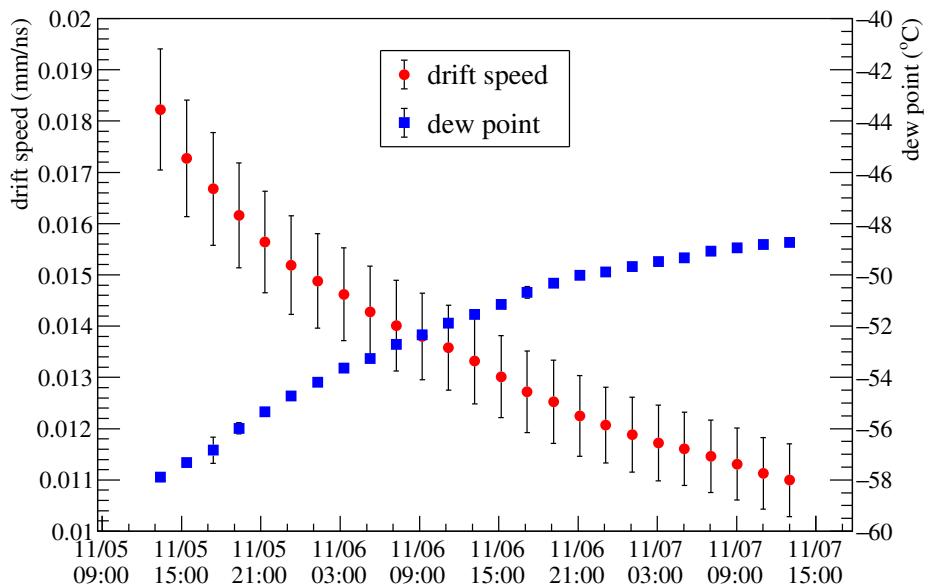


図 B.1: ドリフト速度と露点温度の時間変化. 丸はドリフト速度, 四角は露点温度, 横軸は日時を表す.

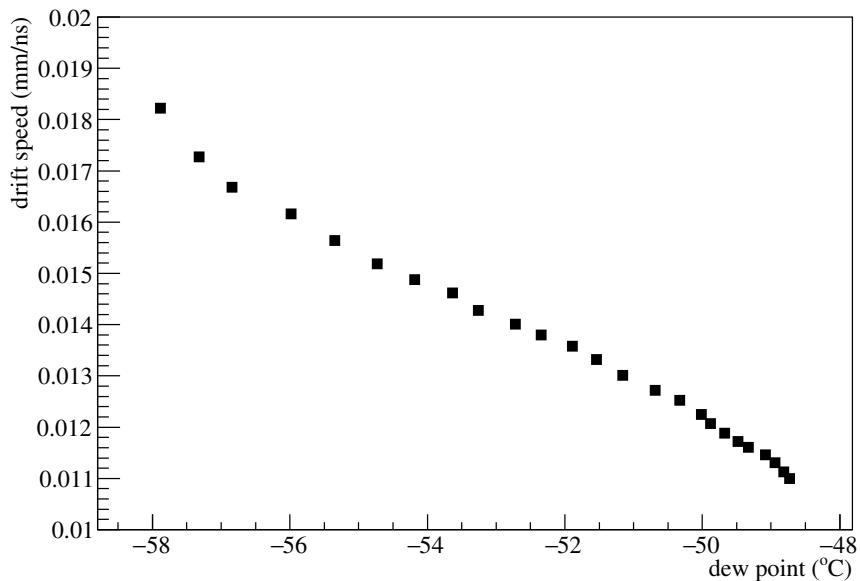


図 B.2: ドリフト速度の露点温度依存性.

## B.2 ガスフローによるガス中の水分の変化

前節で述べたように時間経過とともにチャンバー表面から水分が放出される。検出ガスをフローさせることで、この影響の低減を試みた。図 B.3 に示すように、MAIKo チャンバーの inlet からガスを注入し、outlet からポンプで排気することで、ガスが長時間チャンバー中に留まらないようにした。図 B.3 中の “MFC”, “PV”, “MV”, “FM”, “SP” はそれぞれ、マスフローコントローラ、ピエゾバルブ、メータリングバルブ、フローメータ、スクロールポンプを表す。ピエゾバルブとメータリングバルブで検出ガスの流量を調整することで、チャンバー内の圧力を一定に保ったまま検出ガスを循環させた。図 B.4 にドリフト速度と露点温度の時間経過を示す。点線より左側では検出ガスを循環させて、右側では循環させずに測定した。検出ガスを循環させると露点温度、ドリフト速度ともに変化が小さいことが分かる。

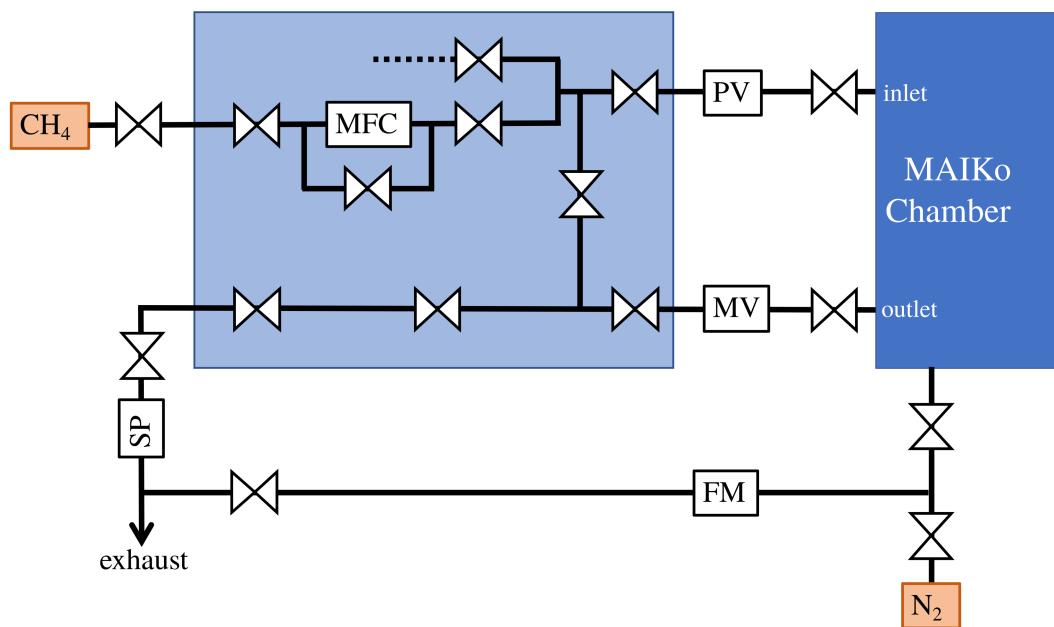


図 B.3: ガス配管の概観図。

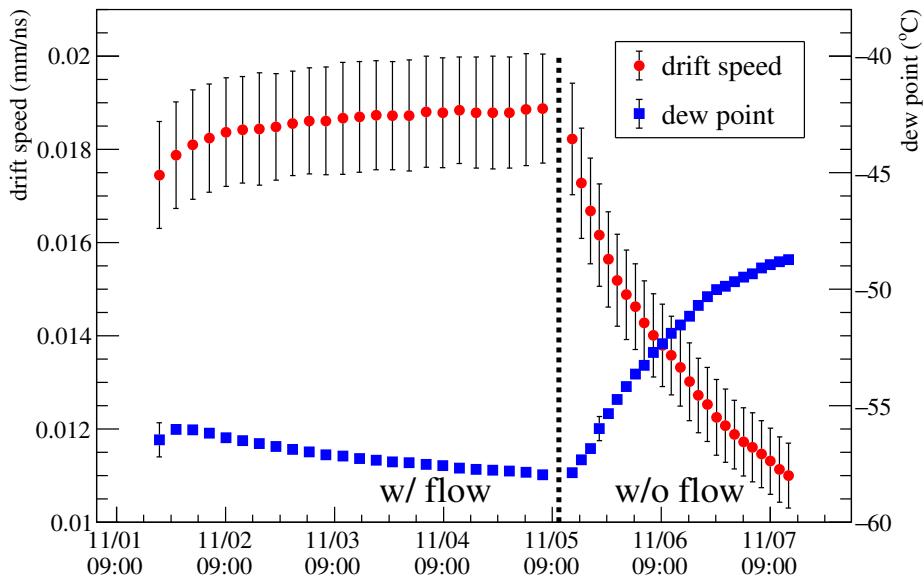


図 B.4: ドリフト速度と露点温度の時間経過. 丸はドリフト速度, 四角は露点温度を表す.

連続した測定で検出ガスの循環の有無で露点温度とドリフト速度の変化の違いが分かった. このことより, チェンバー表面から多くの水分が検出ガスに放出されていることが確認された. また, ドリフトスピードが Magboltz の計算値より小さくなる主な原因が検出ガス中に含まれる水分であることが分かった. この影響を抑える方法として, 今回行ったガスを循環させる方法が有効である. 他の方法として, チェンバー中の水分を長時間に渡ってポンプで排気することで, チェンバー表面の水分量を減らすことも有効であると考えられる. さらに, この 2 つの方法のどちらも行うことで, 低い露点温度で安定して測定を行うことができるを考える.



## 付録 C

# PHITS のインプットファイル

PHITS のインプットファイルを以下に示す。ポリエチレンのコリメータの場合のシミュレーションである。

```
[ Title ]
simulation for neutron collimator

[ Parameters ]
icntl    = 0
itall    = 1
maxcas   = 5000000
maxbch   = 50
file(6)  = phits.out

[ Source ]
s-type   = 1
proj     = neutron
dir      = all
r0       = 0.
z0       = -146.4
z1       = -146.4
e0       = 14.

[ Material ]
mat[1] $ Air
        N 8 O 2
mat[2] $ Polyethylene
        C 2 H 4
mat[3] $ Concrete
        O -0.52 Si -0.325 Ca -0.06
```

```
Na -0.015 Fe -0.04 Al -0.04
mat[4] $ Acrylic
    C 5 O 2 H 8
mat[5] $ Methane
    C 1 H 4

[ S u r f a c e ]
$ colimator
    100    cz    5.5
    101    cz    1.
    102    pz    0.
    103    pz    100.
$ wall
    104    rpp   -100. 100. -100. 100. 0. 100.
$ frange
    110    cz    5.5
    111    pz    102.
    112    pz    104.
$ detector
    120    pz    110.
$ room
    200    rpp   -100. 100. -100. 100. -200. 300.

[ C e l l ]
$ collimator
    100    2    -0.9   -100 +101 +102 -103
$ wall
    200    3    -2.5     -104 +100
$ frange
    300    4    -1.18   -110 +111 -112
$ detector
    400    5    -0.000717 -110 +112 -120
$ room
    1000   1    -0.0012   -200 #100 #200 #300 #400
$ void
    2000   -1           +200

[ T - C r o s s ]
    title = Energy distribution in r-z mesh (front)
    mesh = r-z
    r-type = 1
    nr = 3
        0. 1. 5.5 10
```

---

```
z-type = 1
nz = 0
102.
e-type = 2
ne = 150
emin = 0.
emax = 15.
unit = 2
axis = eng
file = cross_eng_f.out
output = f-curr
part = all neutron
gshow = 1
epsout = 1

[ T - C r o s s ]
title = Energy distribution in r-z mesh (rear)
mesh = r-z
r-type = 1
nr = 2
0. 1. 5.5
z-type = 1
nz = 0
104.
e-type = 1
ne = 3
0. 13.5 14.5 20.
unit = 2
axis = eng
file = cross_eng_r.out
output = f-curr
part = all neutron
gshow = 1
epsout = 1

[ T - C r o s s ]
title = Posision distribution in xyz mesh (front)
mesh = xyz
x-type = 2
nx = 100
xmin = -10.
xmax = 10.
y-type = 2
```

```
    ny = 100
    ymin = -10.
    ymax = 10.
    z-type = 1
    nz = 0
        102.
    e-type = 2
        ne = 1
        emin = 0.
        emax = 20.
        unit = 1
        axis = xy
        file = cross_xy_f.out
    output = f-curr
        part = all neutron
        gshow = 1
        epsout = 1

[ T - C r o s s ]
    title = Posision distribution in xyz mesh (rear)
    mesh = xyz
    x-type = 2
        nx = 100
        xmin = -10.
        xmax = 10.
    y-type = 2
        ny = 100
        ymin = -10.
        ymax = 10.
    z-type = 1
        nz = 0
        104.
    e-type = 2
        ne = 1
        emin = 0.
        emax = 20.
        unit = 1
        axis = xy
        file = cross_xy_r.out
    output = f-curr
        part = all neutron
        gshow = 1
        epsout = 1
```

```
[ T - 3 D s h o w ]
    output = 3
material = 4
    2 3 4 5
    x0 = 0.
    y0 = 0.
    z0 = 0.
    e-the = 40.
    e-phi = 45.
    e-dst = 500.
    l-the = 150.
    l-phi = 30.
    l-dst = 80.
    w-wdt = 80.
    w-hgt = 100.
    w-dst = 300.
heaven = x
    line = 2
shadow = 2
    resol = 2
    file = 3dshow.out
    title = Check geometry
    epsout = 1
```

**[Mat Name Color]**

mat	name	color
1	Air	pastelblue
2	Polyethylene	red#yellow
3	Concrete	camel
4	Acrylic	blue

**[ E n d ]**



## 参考文献

- [1] F. Hoyle: *Astrophysical Journal Supplement* **1** (1954) 121.
- [2] M. Beard, S. M. Austin, and R. Cyburt: *Physical Review Letters* **119** (2017) 112701.
- [3] A. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn: In O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jaccqmin, and S. Leray (eds), *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, 01 2007, pp. 211–214.
- [4] K. Kondo, I. Murata, K. Ochiai, N. Kubota, H. Miyamaru, C. Konno, and T. Nishitani: *Journal of Nuclear Science and Technology* **45** (2008) 103.
- [5] J. Alme, Y. Andres, H. Appelshuser, S. Bablok, N. Bialas, R. Bolgen, U. Bonnes, R. Bramm, P. Braun-Munzinger, R. Campagnolo, P. Christiansen, A. Dobrin, C. Engster, D. Fehlker, Y. Foka, U. Frankenfeld, J. J. Gaardhøje, C. Garabatos, P. Glssel, C. Gonzalez Gutierrez, P. Gros, H. A. Gustafsson, H. Helstrup, M. Hoch, M. Ivanov, R. Janik, A. Junique, A. Kalweit, R. Keidel, S. Kniege, M. Kowalski, D. T. Larsen, Y. Lesenechal, P. Lenoir, N. Lindegaard, C. Lippmann, M. Mager, M. Mast, A. Matyja, M. Munkejord, L. Musa, B. S. Nielsen, V. Nikolic, H. Oeschler, E. K. Olsen, A. Oskarsson, L. Osterman, M. Pikna, A. Rehman, G. Renault, R. Renfordt, S. Rossegger, D. Rhrich, K. Røed, M. Richter, G. Rueshmann, A. Rybicki, H. Sann, H. R. Schmidt, M. Siska, B. Sitr, C. Soegaard, H. K. Soltveit, D. Soyk, J. Stachel, H. Stelzer, E. Stenlund, R. Stock, P. Strme, I. Szarka, K. Ullaland, D. Vranic, R. Veenhof, J. Westergaard, J. Wiechula, and B. Windelband: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **622** (2010) 316.
- [6] 小早川亮: 修士論文, 京都大学 (2016).
- [7] C. Demonchy, W. Mittig, H. Savajols, P. Roussel-Chomaz, M. Chartier, B. Jurado, L. Giot, D. Cortina-Gil, M. CaamaÑo, G. Ter-Arkopian, A. Fomichev, A. Rodin, M. Golovkov, S. Stepansov, A. Gillibert, E. Pollacco, A. Obertelli, and H. Wang:

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **573** (2007) 145 . Proceedings of the 7th International Conference on Position-Sensitive Detectors.
- [8] S. Ota, H. Tokieda, C. S. Lee, and Y. N. Watanabe: Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **305** (2015) 907.
  - [9] 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: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **691** (2012) 39.
  - [10] S. Beceiro-Novo, T. Ahn, D. Bazin, and W. Mittig: Progress in Particle and Nuclear Physics **84** (2015) 124.
  - [11] T. Furuno, T. Kawabata, H. J. Ong, S. Adachi, Y. Ayyad, T. Baba, Y. Fujikawa, T. Hashimoto, K. Inaba, Y. Ishii, S. Kabuki, H. Kubo, Y. Matsuda, Y. Matsuoka, T. Mizumoto, T. Morimoto, M. Murata, T. Sawano, T. Suzuki, A. Takada, J. Tanaka, I. Tanihata, T. Tanimori, D. T. Tran, M. Tsumura, and H. D. Watanabe: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **908** (2018) 215.
  - [12] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **471** (2001) 264.
  - [13] T. Furuno, T. Kawabata, S. Adachi, Y. Ayyad, Y. Kanada-en, Y. Fujikawa, K. Inaba, M. Murata, H. J. Ong, M. Sferrazza, Y. Takahashi, T. Takeda, I. Tanihata, D. T. Tran, and M. Tsumura: Physical Review C **100** (2019) 054322.
  - [14] 古野達也: 修士論文, 京都大学 (2013).
  - [15] C. Altunbas, M. Capéans, K. Dehmelt, J. Ehlers, J. Friedrich, I. Konorov, A. Gandi, S. Kappler, B. Ketzer, R. De Oliveira, S. Paul, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli, F. Simon, and M. Van Stenis: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **490** (2002) 177.
  - [16] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **268** (2010) 1818.

- 
- [17] S. Biagi. Magboltz. <https://magboltz.web.cern.ch/> (available: 2020/1/27).
  - [18] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994).
  - [19] W. Binks: *Acta Radiologica* **41** (1954) 85.
  - [20] C. Patrignani et al.: *Chinese Physics C* **40** (2016).
  - [21] K. Baraka, A. Folkestad, E. Frolov, K. Heijhoff, P. M. Vila, J. Mott, D. Pfeiffer, J. Renner, H. Chindler, A. Sheharyar, N. Shiell, R. Veenhof, and K. Zenker. Garfield++. <https://garfieldpp.web.cern.ch/> (available: 2020/1/27).
  - [22] 森本貴博: 修士論文, 京都大学 (2016).
  - [23] ITER 計画. [www.fusion.qst.go.jp/ITER/index.html](http://www.fusion.qst.go.jp/ITER/index.html) (available: 2020/1/27).
  - [24] A. Takahashi, E. Ichimura, Y. Sasaki, and H. Sugemoto: *Journal of Nuclear Science and Technology* **25** (1988) 215.
  - [25] オクタビアン (OKTAVIAN) の紹介. [www.see.eng.osaka-u.ac.jp/seeqr/seeqr/facility.html](http://www.see.eng.osaka-u.ac.jp/seeqr/seeqr/facility.html) (available: 2020/1/27).
  - [26] T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Ichiro Abe, T. Kai, P. E. Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, N. Shigyo, L. Sihver, and K. Niita: *Journal of Nuclear Science and Technology* **55** (2018) 684.
  - [27] 遠藤章, E. Kim, and 山口恭弘: JAERI-Data/Code 2001-027 (2001).