

# MAIKo TPC を用いた $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$ の 散乱断面積の測定

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

ほげほげ

# 目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	宇宙での元素合成過程	1
1.2	高温高密度中でのトリプルアルファ反応	1
1.3	測定を行う中性子のエネルギー	4
1.4	大阪大学 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN)	5
1.5	測定に用いる実験装置	7
第 2 章	検出器 (MAIKo TPC)	9
2.1	MAIKo TPC とは	9
2.2	検出ガスの候補	12
2.3	ドリフトスピード	14
2.4	ガス増幅率	18
2.5	検出ガスの決定	18
第 3 章	シミュレーション	21
3.1	シミュレーションによる線源データの再現	21
3.2	トリプルアルファ反応のシミュレーション	21
第 4 章	解析	23
4.1	解析の概要	23
4.2	eye-scan	23
4.3	分解能の評価	23
4.4	検出ガスの決定	23
第 5 章	まとめと今後の展望	25
5.1	まとめ	25
5.2	測定に向けて	25
	参考文献	29

## 第 1 章

# はじめに

### 1.1 宇宙での元素合成過程

身の回りには多種多様な物質が存在している。これらの物質は原子が組み合わさることで形成される。現在の地球には水素 (原子番号 1) からウラン (原子番号 92) までの元素が天然で存在している。原子は更に小さい原子核と電子で構成されており、原子核は陽子と中性子で構成されている。現在までに天然、人工合わせて 118 種類の元素が確認されている。しかし、ビッグバン直後には水素とヘリウムと僅かな軽元素しか存在していなかったと考えられている。これは、質量数 ( $A$ ) が 5 及び 8 の安定な原子核が存在しないことに由来する。ヘリウム 4 ( $\alpha$ ) は安定な原子核である。2 つの  $\alpha$  が反応し  ${}^8\text{Be}$  が生成されても、2 つの  $\alpha$  に分裂するほうが安定であるためすぐに崩壊してしまう。同様に  $A = 5$  の原子核が生成してもすぐに軽い核 2 つに分裂してしまう。

そのため、宇宙初期では水素を主成分とする恒星しか存在しなかったと考えられる。このような恒星が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) が反応してより  $\alpha$  が合成される pp チェインによって水素の燃焼が行われるようになる。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。どの系列も最終的には 4 つの陽子から 1 つの  $\alpha$  粒子を生成している。pp チェインのような陽子が順番に原子核に吸収される反応では、 $A = 5, 8$  の壁を超えることはできない。

pp チェインにより  $\alpha$  が十分に生成された恒星では水素よりも重い  $\alpha$  がより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およそ  $10^8$  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  $\alpha$  が存在するため、2 つの  $\alpha$  が融合し  ${}^8\text{Be}$  が生成し、崩壊するより早くもう 1 つ  $\alpha$  が融合して  ${}^{12}\text{C}^*$  になる。このときに作られる  ${}^{12}\text{C}$  の多くは Fred Hoyle が予言した  $3\alpha$  の共鳴状態 (Hoyle 状態、 $\text{Ex} = 7.65\text{MeV}$ ,  $0_2^+$ ) [1] となる。Hoyle 状態の  ${}^{12}\text{C}$  が  $\gamma$  線を放出し脱励起することで基底状態 (g.s.) になる (図 1.2 左)。この 3 つの  $\alpha$  粒子が融合し  ${}^{12}\text{C}$  が生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  $A = 4$  から  $A = 12$  へと直接移るため、 $A = 5, 8$  の壁を乗り越えることができる。生成された  ${}^{12}\text{C}$  が更に  $\alpha$  を吸収することで O や Si などの更に重い核の合成へ進んでいく。

### 1.2 高温高密度中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、安定な  ${}^{12}\text{C}$  の基底状態になる。近年、高温高密度領域では  $\gamma$  線による脱励起以外に、図 1.2 の右のように粒子との散乱による脱励起の崩壊幅が増加することが示唆されている [2]。これにより g.s. や  $2_1^+$  ( $\text{Ex} = 4.44\text{MeV}$ ) への脱励起が増加し、トリプルアルファ反応が加速されると考えられる。粒子の中でも

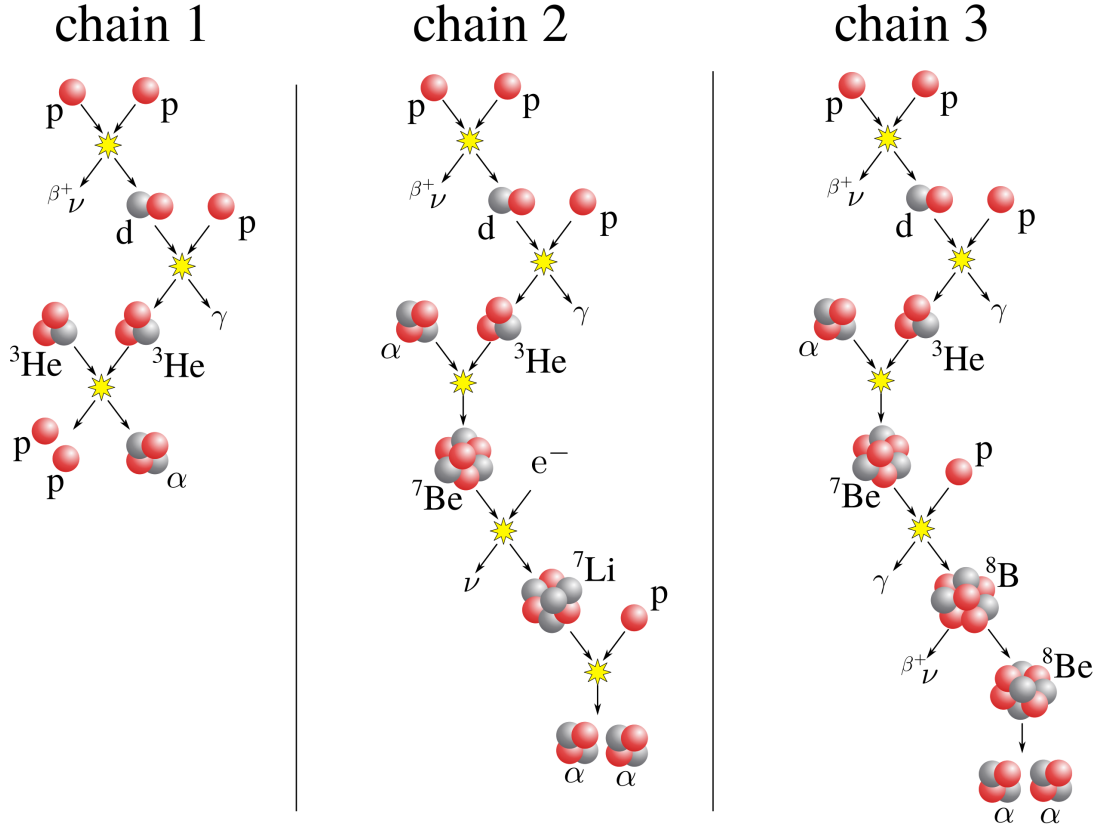


図 1.1: 代表的な pp チェイン。pp チェインでは 4 つの陽子から 1 つの  $\alpha$  が生成される。

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、脱励起の増加への寄与が大きいと考えられる。

$^{12}\text{C}$  と中性子の反応レートは

$$r = N_n N_{^{12}\text{C}} \langle \sigma v \rangle \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (1.1)$$

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

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

となる。 $T$  は温度、 $\mu$  は換算質量、 $\sigma_{n,n'}$  は  $^{12}\text{C}$  の中性子非弾性散乱断面積である。我々が考える反応は上記の逆過程  $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}(n', n)^{12}\text{C}$  なので、

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

となる。ここで、 $I$  および  $I'$  は始状態 (g.s. または  $2_1^+$ ) および終状態 (Hoyle 状態) のスピンである。 $Q$  は  $-7.65\text{MeV}$  (g.s. の場合) または  $-3.21\text{MeV}$  ( $2_1^+$  の場合) となる。 $^{12}\text{C}$  (Hoyle 状態) の中性子非弾性散乱によ

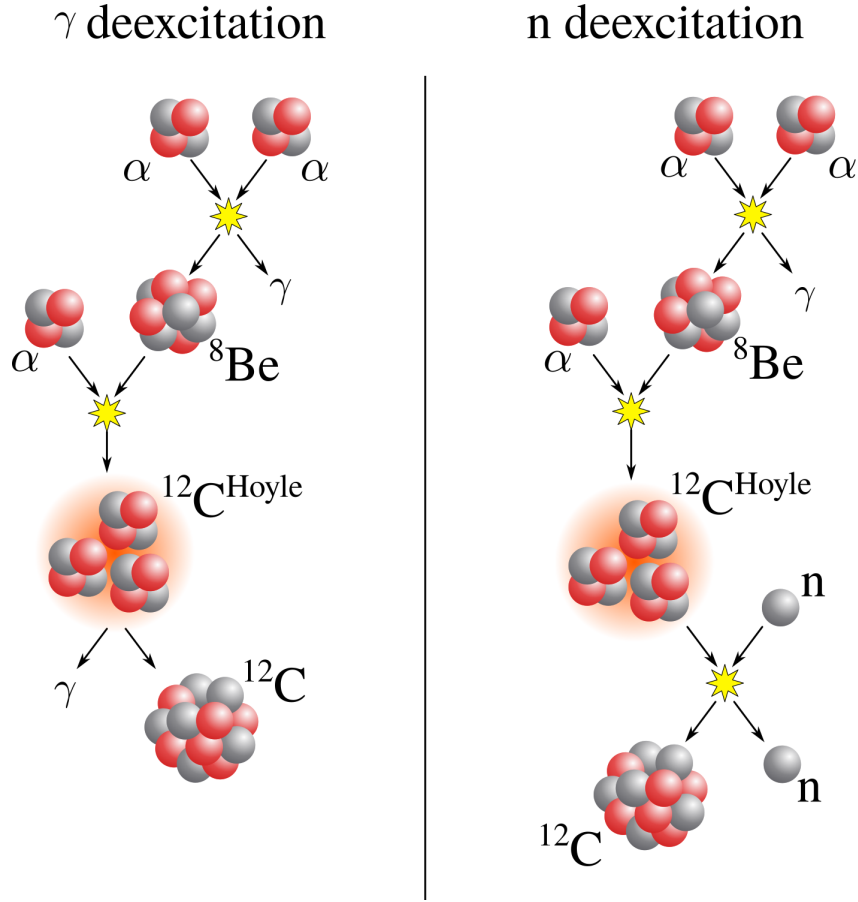


図 1.2: トリプルアルファ反応。左は  $\gamma$  線を放出して脱励起するルート、右は中性子との散乱により脱励起するルートを表す。

る脱励起の寿命は

$$\tau_{n'n}(^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}) = (N_n \langle \sigma v \rangle_{n'n})^{-1} \text{s} \quad (1.4)$$

となる。

中性子比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 ( $\tau_\gamma = 1.710 \times 10^{-13} \text{ s}$ ) との比を  $R$  とすると、

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

と表される。 $E$  は c.m. 系のエネルギー、 $\rho_n$  は中性子の質量密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )、 $\sigma_{nn'}(E')$  は断面積 (mb)、 $T_9$  は温度 ( $\times 10^9 \text{ K}$ ) である。 $C_{\text{spin}}$  は g.s. からの場合 1、 $2_1^+$  からの場合 5 となる。式 (1.5) からわかるように、中性子によって脱励起する過程は特に温度に大きく依存する。Beard らによる  $R$  と温度の依存性の計算結果 [2] を図 1.3 に示す。図 1.3 は  $\rho = 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$  の場合の結果を示している。 $\rho = 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$  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。

$\rho \sim 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3, T \sim 10^9 \text{ K}$  のような高温高密度の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。10–30 $M_\odot$  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

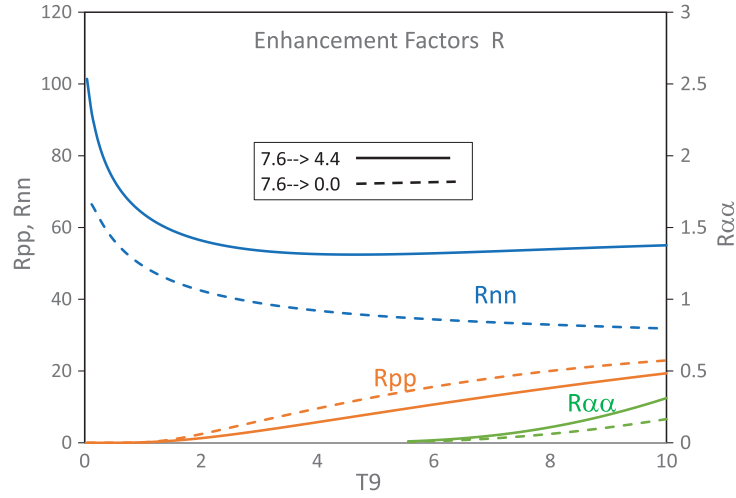


図 1.3:  $\gamma$  線による脱励起の寿命と粒子散乱による脱励起の寿命の比 [2]。Rnn、Rpp、 $R_{\alpha\alpha}$  はそれぞれ中性子、陽子、 $\alpha$  粒子と散乱した際の寿命の比を表す。

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 (光分解反応)。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が起きる。

$$p + e^- \rightarrow p + \nu_e \quad (1.6)$$

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で跳ね返りが起こる。この物質の跳ね返りが超新星爆発である。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、原始中性子星の表面温度は  $10^{10}$  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、 $7 \times 10^9$  K ほどになると 2 つの陽子と 2 つの中性子が融合し  $\alpha$  粒子が生成される。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 測定を行う中性子のエネルギー

$R$  を計算するためには、実験によって断面積 ( $\sigma_{nn'}$ ) のエネルギー分布が必要となる。特に、天体中で  $^{12}\text{C}$  と散乱した後に中性子が持つエネルギー領域を狙う必要がある。天体中の中性子の持つエネルギーはおおよそ  $k_B T$  で表すことができる。Beard ら [2] が考えているような  $T \sim 10^9$  K では、中性子は  $E_n \sim 100$  keV で運動している。このような中性子が Hoyle 状態の  $^{12}\text{C}$  と散乱すると、散乱後の中性子は  $E_n \sim 8$  MeV となる。つまり、式 (1.4) に示した脱励起の寿命の計算には数～十数 MeV のエネルギーを持つ中性子と  $^{12}\text{C}$  との断面積のエネルギー分布が必要となる。しかし、図 1.4 から分かるように、数～十数 MeV の領域のデータがない。そのため、このエネルギー領域での  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  の断面積の測定が必要である。

本研究ではその第一歩として  $E_n = 14.1$  MeV の中性子を用いて断面積の測定を行う。14.1 MeV は式 (1.7) に示す DT 反応で単色で生成可能なエネルギーである。

$$d + t \rightarrow \alpha(3.5 \text{ MeV}) + n(14.1 \text{ MeV}) \quad (1.7)$$

この DT 反応で生成される 14.1 MeV の中性子と炭素との反応は核融合炉の開発で重要である。ITER などの核融合炉では 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 14.1 MeV の中性

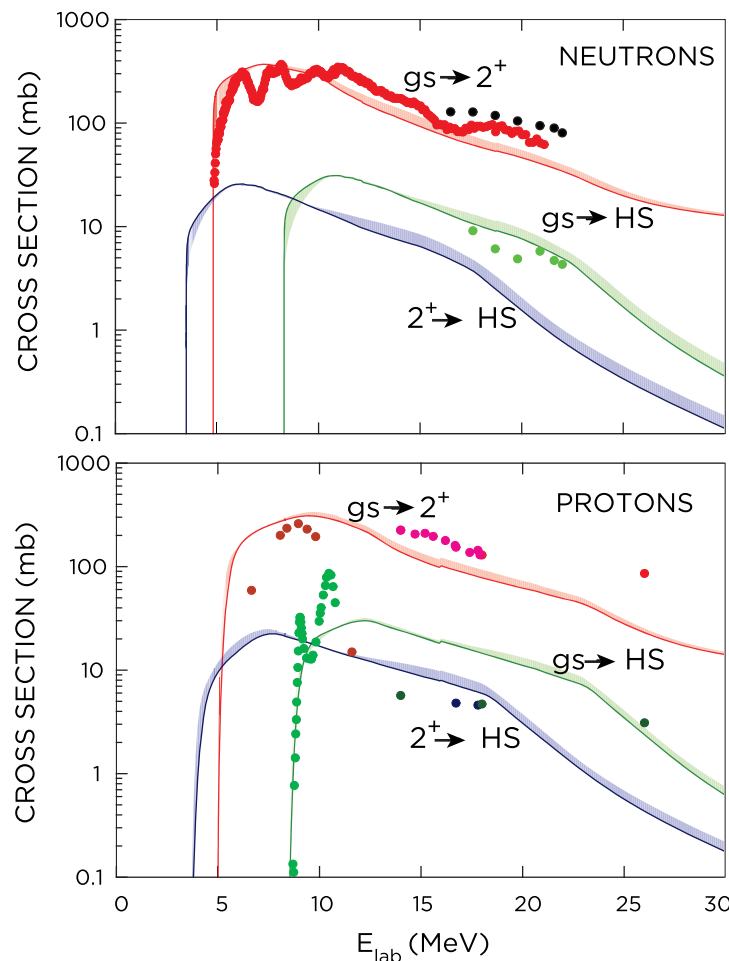


図 1.4:  $^{12}\text{C}$  と中性子 (上段) および陽子 (下段) との非弾性散乱断面積 [2]。実線は TALYS を用いた理論計算、点は測定値を表す。

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。そのため、すでに 14.1 MeV の中性子と  $^{12}\text{C}$  との断面積のデータがあり、本研究での測定結果との比較が可能となる。単色エネルギーの中性子を生成可能であること、他データと測定結果の比較が可能であることの 2 点より、測定方法の検証として 14.1 MeV の中性子で断面積の測定を行う。

$E_n = 14.1$  MeV での  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$  の散乱断面積は Ref. [3, 4] によりすでに測定されている。 $^{12}\text{C}(n, n' + 3\alpha)$  反応の全断面積は 209 mb、分岐比は表 1.1 となっている。 $E_x = 7.65, 9.64$ , および 10.3 MeV へ励起する反応が大部分を占めている。微分断面積の角度分布は図 1.5 のようである。これらの測定値と比較することによって測定方法の妥当性を確認することが可能となる。

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

DT 反応により 14 MeV の中性子を発生させる装置として OKTAVIAN がある。図 1.6 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



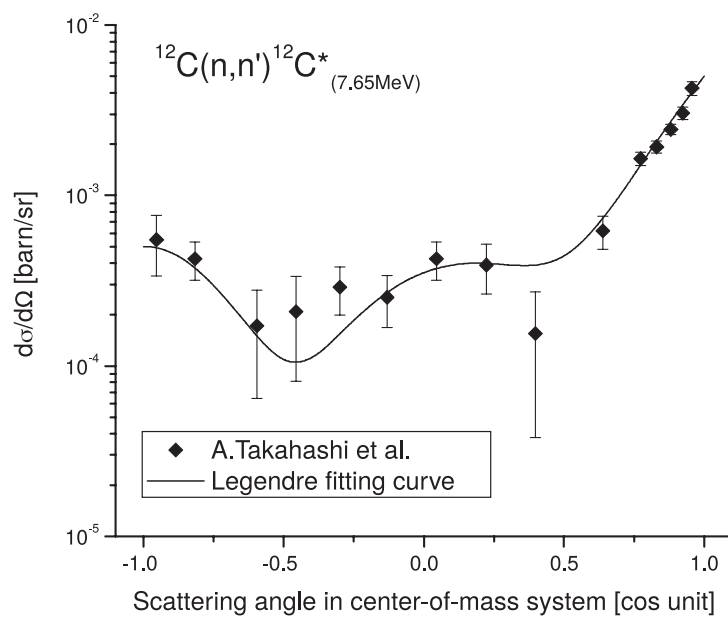


図 1.5:  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  の微分断面積の角度分布 [4]。

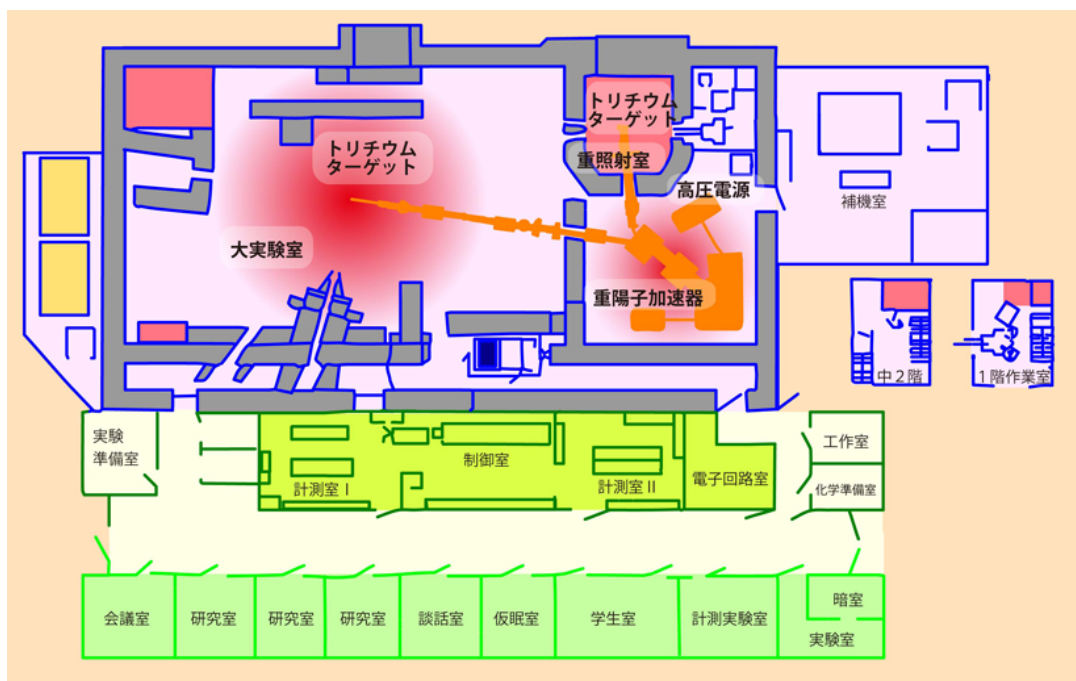


図 1.6: OKTAVIAN の施設図。

表 1.1:  $^{12}\text{C}(n, n' + 3\alpha)$  反応のチャンネルとその分岐比。 $^{12}\text{C}$  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 (%)
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(7.65 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(9.64 \text{ MeV})$	33
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(10.3 \text{ MeV})$	16
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(10.84 \text{ MeV})$	6
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(11.83 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}^*(1.68\text{--}3.05 \text{ MeV})$	24
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}^*(4.7 \text{ MeV})$	13

クロフト・ワルトン型加速器を用いて加速したデュートリウムをトリチウムターゲットに照射することで、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。

## 1.5 測定に用いる実験装置

本研究では  $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  から崩壊して生成した 3 つの  $\alpha$  粒子の直接測定を行う。 $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  から放出された  $\alpha$  粒子は図 1.7 のような分布を持つ。図 1.7 から分かるように、多くの  $\alpha$  粒子の運動エネルギーは数百 keV と小さい。このようなエネルギーの  $\alpha$  粒子を効率よく検出するためには、標的中で  $\alpha$  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  $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素箔標的中で停止してしまう。標的中で止まってしまうような低エネルギー粒子の測定には、検出器が標的となるアクティブ標的が有効である。図 1.8 は  $\alpha$  粒子の角度分布である。この図からもわかるように広い角度領域に  $\alpha$  粒子は崩壊する。そのため、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持つ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 MAIKo TPC ( $\mu$ -PIC based active target for inverse kinematics . time projection chamber) [5, 6] がある。MAIKo TPC は TPC の検出ガスを散乱標的として用い、低エネルギーの荷電粒子を大立体角で検出するために開発された検出器である。MAIKo TPC を用いることで原理的には低エネルギーの  $\alpha$  粒子をほぼ  $4\pi$  で検出することができる。本研究ではこれらの要求により MAIKo TPC を用いて  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  反応を測定する。

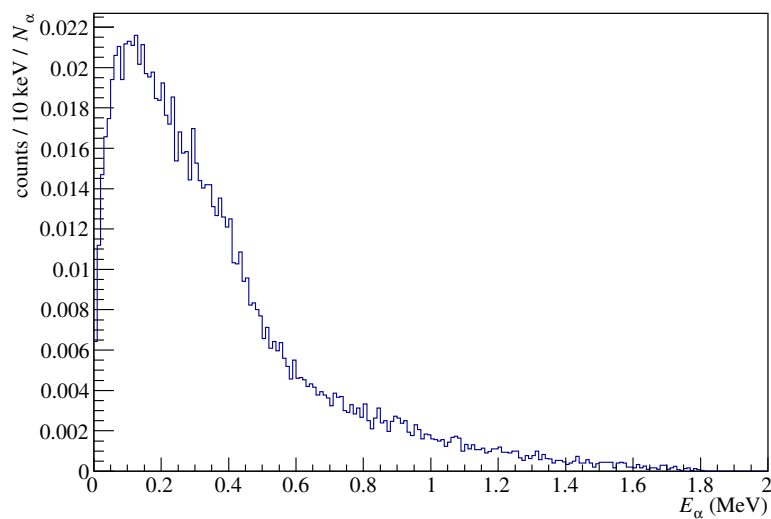


図 1.7:  $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  から放出された  $\alpha$  粒子のエネルギー分布。 $\alpha$  粒子を位相空間で位置分布させた場合に、図のようなエネルギー分布を持って崩壊する。図は  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している。

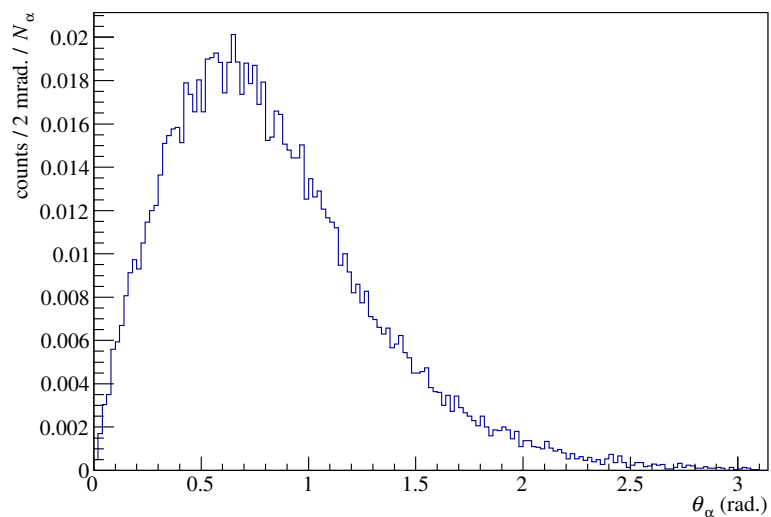


図 1.8:  $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$  から放出された  $\alpha$  粒子の角度分布。 $\alpha$  粒子を位相空間で位置分布させた場合に、図のような角度分布を持って崩壊する。図は  $^{12}\text{C}$  から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子すべての分布を表している。

## 第 2 章

# 検出器 (MAIKo TPC)

### 2.1 MAIKo TPC とは

Time Projection Chamber (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検出器である。荷電粒子が MAIKo TPC のガス中を通過するときに電子を発生させる。この電子をドリフト電場 ( $y$  軸方向) により読み出し面にドリフトさせることでトラックを検出する。図 2.1 のように TPC の有感領域中で入射粒子と標的粒子を反応させることで、散乱点の周りを有感領域で覆うことができる。そのため、散乱で放出される低エネルギーの荷電粒子を大立体角で検出することができる。このような検出器として MAIKo TPC が開発された。MAIKo TPC の写真を図 2.2 に示す。MAIKo TPC では 3 次元のトラックを図 2.1 の

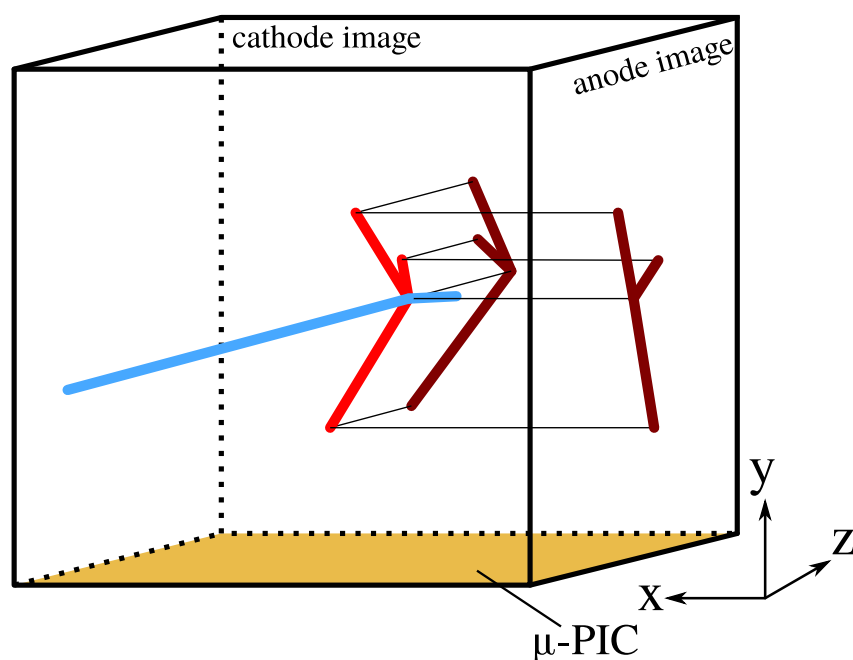


図 2.1: MAIKo TPC の概観図。図では紙面手前から入射した中性子 (青) が TPC の中の  $^{12}\text{C}$  と散乱して 3 つの  $\alpha$  粒子 (赤) に崩壊した事象を表す。anode image ( $zy$  平面) と cathode image ( $zy$  平面) の 2 平面に荷電粒子のトラックが射影される。中性子は電荷を持たないため anode & cathode image にトラックとして検出されない。

図 2.2: MAIKo TPC の概観。

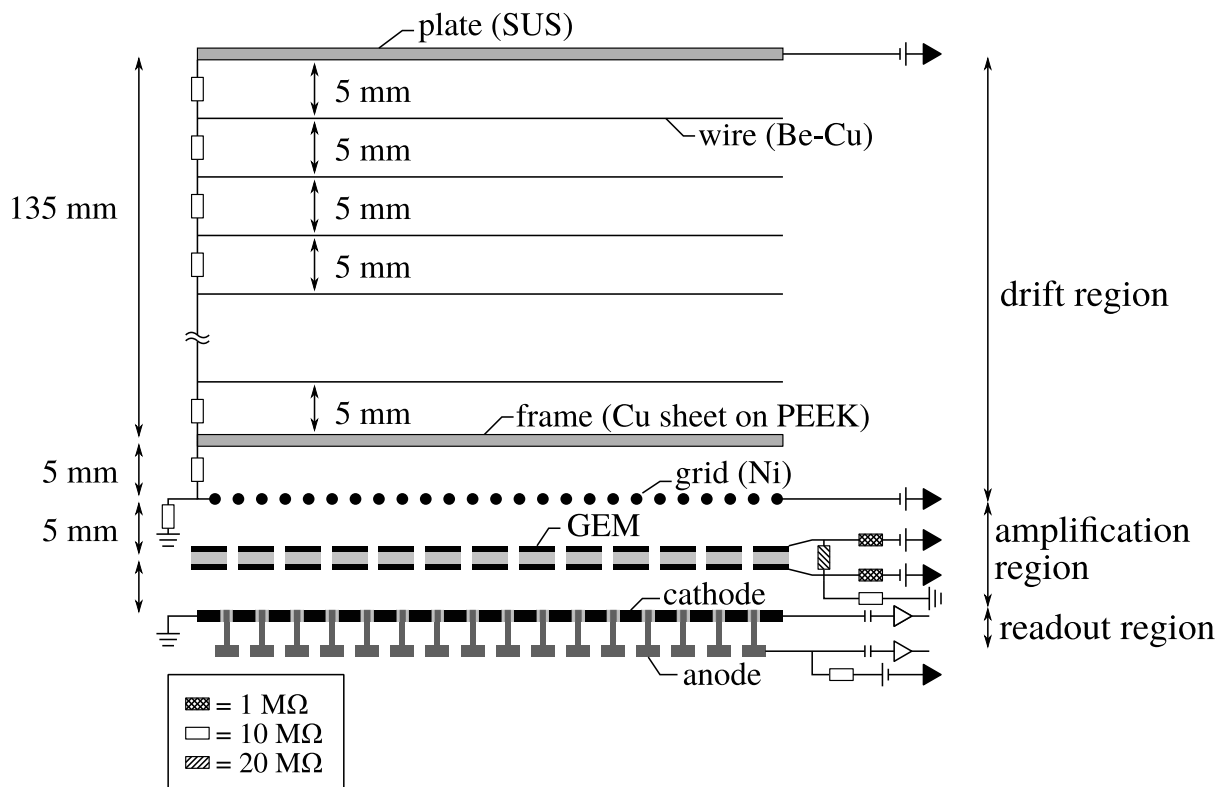


図 2.3: MAIKo TPC の構造。

ように 2 つの平面 ( $zy, xy$  平面) に射影された画像として取得される。

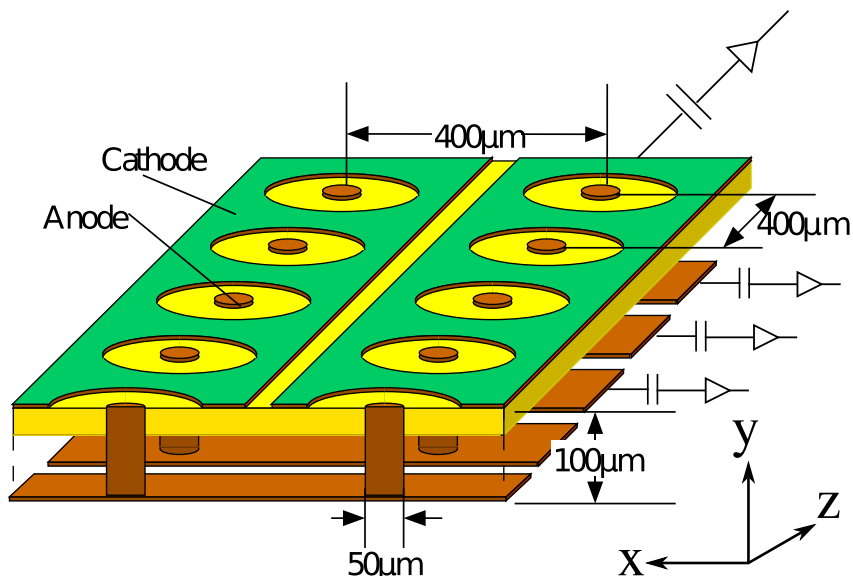
### 2.1.1 MAIKo TPC の構造

図 2.1 に MAIKo TPC の概観図、図 2.3 に MAIKo TPC の構造を示す。plate と grid の間のドリフト領域に電圧をかけることでドリフト電場を形成する。ドリフト領域を荷電粒子が通過する際に生成された電子が増幅領域へ移動する。MAIKo TPC では GEM (gas electron multiplier) と  $\mu$ -PIC によってドリフト領域からドリフトしてきた電子を増幅する。増幅した電子およびイオンによって  $\mu$ -PIC の anode と cathode に誘起される信号を読み出す。

#### 2.1.2 ドリフト領域

plate と wire、grid によって囲まれた領域をドリフト領域と呼ぶ。grid から plate の方向 (図 2.3 では上向き) にドリフト電場を作ること荷電粒子の周り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、電子を均等にドリフトすることができる。ドリフト電場を一様に形成するために wire が 5 mm 間隔で巻かれている。plate と grid のそれぞれに高電圧をかけることによってドリフト電場を調整する。

図 2.4: GEM の拡大図。

図 2.5:  $\mu$ -PIC の概観図。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 GEM

$\mu$ -PIC にも増幅機構があるが、より大きく増幅するために GEM を用いた増幅機構を設けている。GEM は、図 2.4 のようにポリマーのフルムの表面を銅で被覆し、直径  $70 \mu\text{m}$  の穴を  $140 \mu\text{m}$  間隔で  $1 \text{ mm}^2$  あたり 100 個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、高電場が形成されてドリフトしてきた種電子が増幅される。

### 2.1.4 $\mu$ -PIC

読み出しパッドである  $\mu$ -PIC は図 2.5 のように anode strip と cathode strip が垂直に配置されている。anode strip、cathode strip ともに  $400 \mu\text{m}$  間隔で 256 ch に分割されており、合計 512 ch で信号を読み出ししている。図 2.1 中で anode strip は  $z$  軸、cathode strip は  $x$  軸と平行に配置されている。ドリフト電場により移動してきた電子を anode strip、cathode strip により読み出し、それぞれ  $x$  軸、 $z$  軸座標を検出することができる。また、anode strip、cathode strip で検出される信号の時間分布により  $y$  軸座標を決定することができる。

MAIKo TPC からは図 2.6 のように anode strip に垂直な面 ( $z-y$  平面) に射影されたトラックと cathode strip に垂直な面 ( $x-y$  平面) に射影されたトラックの 2 つの画像が出力される。anode strip と cathode strip はそれぞれ 256 ch で構成され、読み出される信号波高の時間変化は 100 MHz で 1,024 samples 測定される。そのため、出力される画像の解像度は  $256 \times 1,014$  pixels となる。

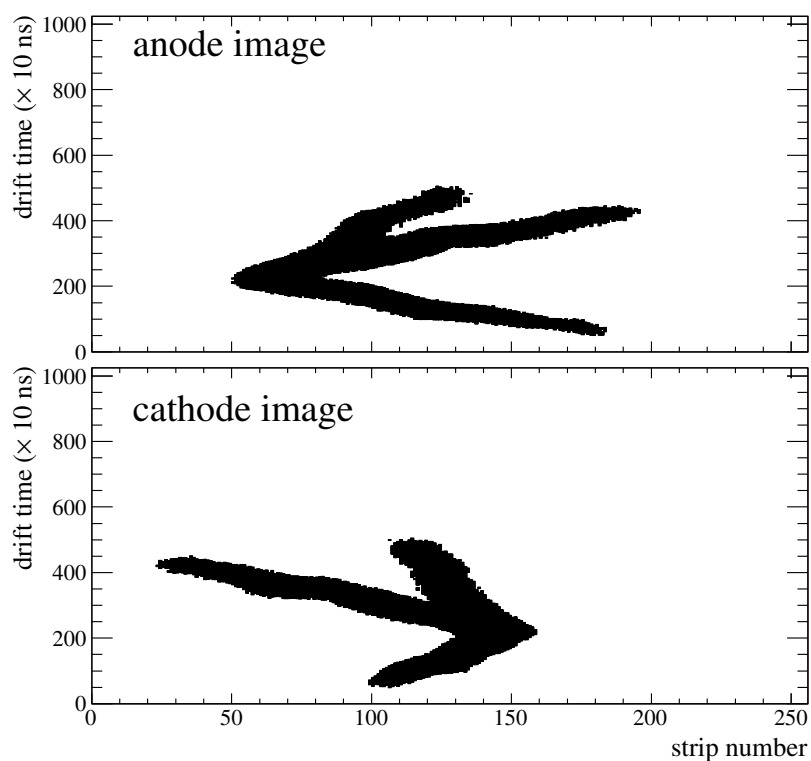


図 2.6: MAIKo TPC から得られず画像データの一例。このイベントは 3 章で述べるシミュレーションによって生成したデータである。

## 2.2 検出ガスの候補

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。 $^{12}\text{C}$  以外の原子核が含まれるガスを用いると背景事象となるため、水素と炭素以外の原子が含まれない炭化水素を用いる。炭化水素には代表的なものでも、メタン ( $\text{CH}_4$ ) やエタン ( $\text{C}_2\text{H}_6$ )、イソブタン ( $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ ) などいくつかある。また、水素ガスやヘリウムガスと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。

- 放電しない
- 荷電粒子のエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) が適切な大きさである
- $^{12}\text{C}$  の量が少なすぎない
- 適切なドリフト速度を達成できる
- 適切なドリフト電場のもとでディフュージョンが小さい

これらの項目を基準に検出ガスの種類と圧力の決定を行う。

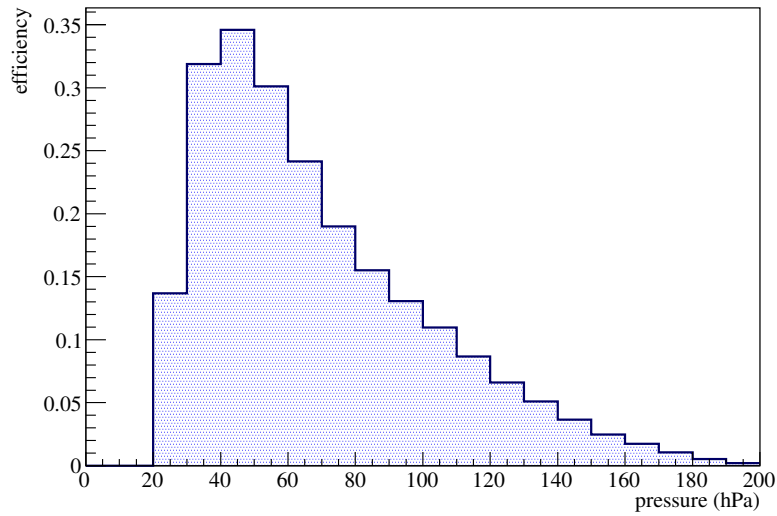


図 2.7:  $\text{CH}_4$  の圧力による検出効率の分布。 $\alpha$  粒子は図 1.7 に示したエネルギー分布を仮定した。

表 2.1: 50 hPa のときの  $\text{CH}_4$  のパラメータ。

項目	値
密度	$3.29 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^{-3}$
$dE/dx$ ( $E_\alpha = 0.5 \text{ MeV}$ , 10 mm)	0.107 MeV
飛距離 ( $E_\alpha = 0.5 \text{ MeV}$ )	65.6 mm

### 2.2.1 エネルギー損失

荷電粒子のエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) が大きくなりすぎるとガス中での飛行距離が短くなり、トラックとして認識することが難しくなる。また、MAIKo TPC では粒子のエネルギーをトラックの長さから決定する。そのため、 $dE/dx$  が小さくなりすぎるとトラックが有感領域で止まらず、トラックの長さ (エネルギー) を決定することができない。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選出する。

まず、代表的な炭化水素である  $\text{CH}_4$  を考えるガス中で 15 mm 以上飛行し、MAIKo TPC の有感領域中で停止する  $\alpha$  粒子を検出可能な  $\alpha$  粒子と定義する。図 1.7 に示したエネルギー分布の  $\alpha$  粒子を検出できた割合を図 2.7 に示す。このとき、散乱点がビーム軸上に一様に分布しているとして計算した。図 2.7 から分かるように、50 hPa で最大となっている。

50 hPa のときの  $\text{CH}_4$  の各種の値は表 2.1 のとおりである。

50 hPa のときの  $\text{CH}_4$  の  $dE/dx$  と同じ程度になる、他のガスの種類を考えていく。候補として  $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$  単体と 2 つの炭化水素に水素とヘリウムの混合ガスの 6 種類を考える。単体のガスでは圧力、混合ガスでは圧力を 100 hPa に固定し混合比をパラメータとして  $dE/dx$  を合わせる。ガスの混合パターン、圧力、 $dE/dx$



表 2.2: ガスの混合パターン、圧力、 $dE/dx$ 。括弧はガスの混合の割合を示す。

gas	pressure (hPa)	density (g/cm <sup>3</sup> )	$dE/dx$ (MeV) $E_\alpha = 0.5$ MeV 10 mm	electric field (V/mm) @ 0.014 mm/ns
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> (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

は表 2.2 のとおりである。分子の括弧は混合の割合を示す。これらの 6 種類の候補から検出ガスを選ぶ。

### 2.2.2 ドリフトスピード

MAIKo TPC では 100 MHz で 1024 samples データを取得するため、ドリフト方向は  $10.24 \mu\text{s}$  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 (140mm) を可能な限りタイムウィンドウに収めるためには、MAIKo TPC のタイムウィンドウ ( $10.24 \mu\text{s}$ ) で 140 mm となるようなドリフトスピード ( $140\text{mm}/10.24\mu\text{s} \sim 0.014\text{mm/ns}$ ) に調整する必要がある。

Magboltz [7] によって計算したドリフト電場とドリフトスピードの関係を図 2.8 に、ドリフトスピードが  $0.014 \text{ mm/ns}$  となるドリフト電場の値を表 2.2 に示す。以降、これらのドリフト電場で計算を行う。

### 2.2.3 ディフュージョン

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相互作用により拡散 (ディフュージョン) が起きる。ディフュージョンの効果が大きくなると、 $\mu$ -PIC に到達するまでに荷電粒子で同じ位置に生成された電子が広がるため、トラックが太く検出される。トラックが太くなると、複数のトラックを分離するのが難しくなる。そのため、ディフュージョンの効果が小さいことが望まれる。Magboltz によって計算したディフュージョンの係数を表 2.3 に示す。電子が生成した点から  $L$  離れた位置で、電子が  $\sigma = D \times \sqrt{L}$  のガウシアンで広がる。表 2.3 中の  $D_t$  は電子の運動方向に対して垂直な方向への拡散、 $D_l$  は電子の運動方向への拡散の係数を表す。CH<sub>4</sub> および C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> の単体ではディフュージョンが大きいことが分かる。同じドリフトスピードのとき、ドリフト電場が大きいほどディフュージョンが小さい。

## 2.3 ドリフトスピード

<sup>241</sup>Am  $\alpha$  線源を用いてドリフトスピードの測定を行った。

### 2.3.1 各検出ガスにおけるドリフトスピード

電子のドリフトスピードを線源によって得られるトラックから求める。図 2.9 のような線源の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  $0^\circ$ 、4 つの  $30^\circ$  の穴が開いている。このコリメー

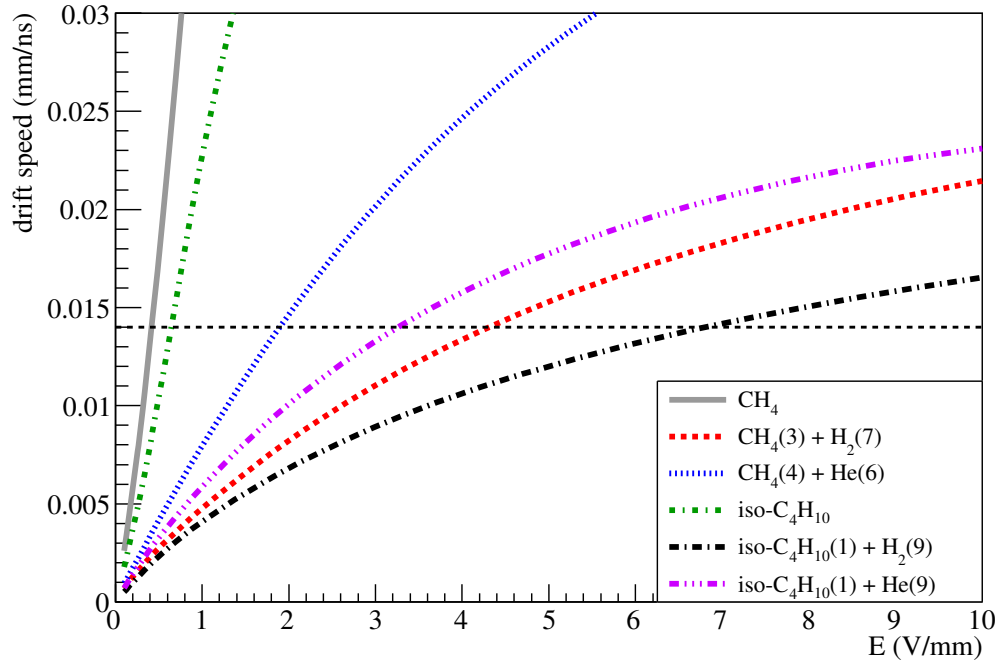


図 2.8: ドリフト電場とドリフトスピードの関係。CH<sub>4</sub> は 50 hPa、C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> は 15 hPa、その他は 100 hPa である。

表 2.3: Magboltz で計算したディフュージョンの係数。ディフュージョンの大きさはドリフト電場に依存するため、ここではドリフトスピードが 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、平行方向のディフュージョン。

gas	$D_t$ ( $\sqrt{\text{mm}}$ )	$D_l$ ( $\sqrt{\text{mm}}$ )
CH <sub>4</sub>	0.433	0.547
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	0.214	0.171
CH <sub>4</sub> (4) + He(6)	0.270	0.248
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub>	0.196	0.145
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He	0.246	0.197

タを用いることで  $\alpha$  線を  $30^\circ$  の方向に限定することができる。図 2.10 の右のようにドリフト方向に  $\Delta y$ 、それと垂直な方向に  $\Delta z$  移動するとき、

$$\Delta y = \tan(30^\circ) \Delta z \quad (2.1)$$

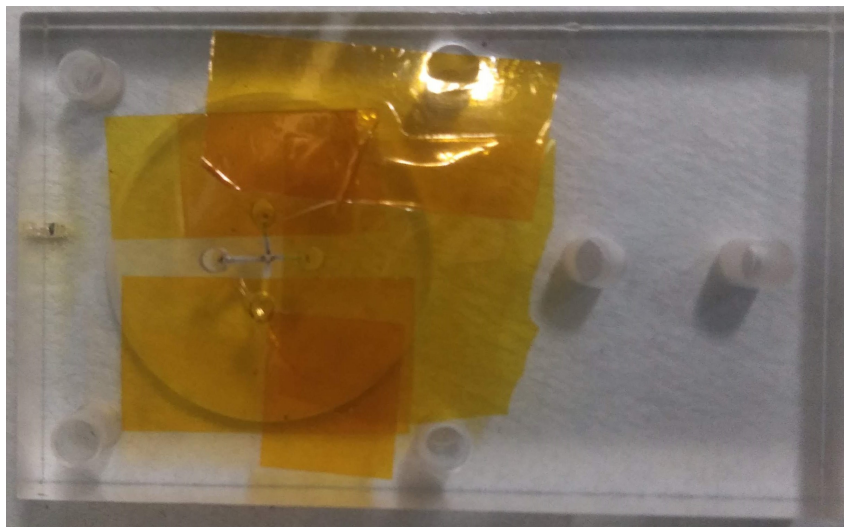


図 2.9: 線源コリメータ。中央に 0°、上下左右に 30° の穴が開いている。

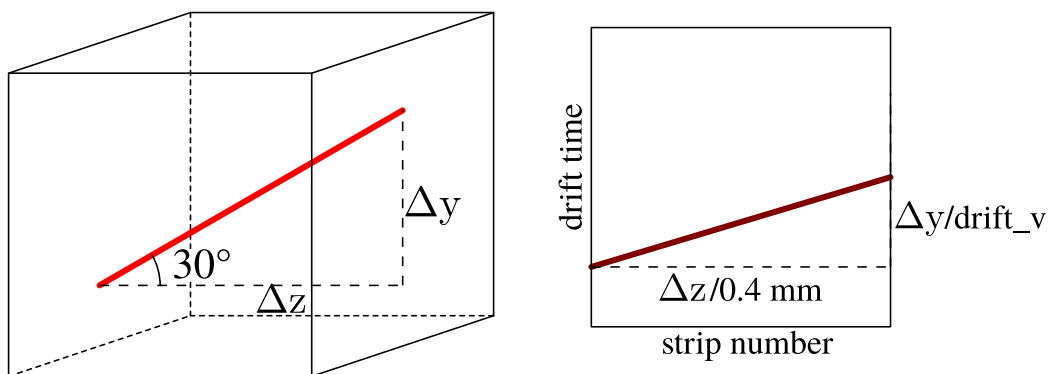


図 2.10: 30° に方向を限定した  $\alpha$  線 (左) と取得される画像データ (右) のイメージ。

となる。取得されたデータのトラックが横方向に  $\Delta strip$ 、縦方向に  $\Delta t$ 、ドリフトスピードを  $drift\_v$  とすると、

$$\frac{\Delta z}{0.4\text{mm}} = \Delta strip \quad (2.2)$$

$$\frac{\Delta y}{drift\_v} = \Delta t \quad (2.3)$$

式 (2.1, 2.2, 2.3) より

$$drift\_v = \frac{\tan(30^\circ) \Delta strip \times 0.4 \text{ mm}}{\Delta t} \quad (2.4)$$

とドリフトスピードが求まる。

$\alpha$  線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz との比較を図 2.11, 2.12, 2.13, 2.14, 2.15 に示す。 $\alpha$  線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz を用いて計算したドリフトスピードが一致していることが分かる。

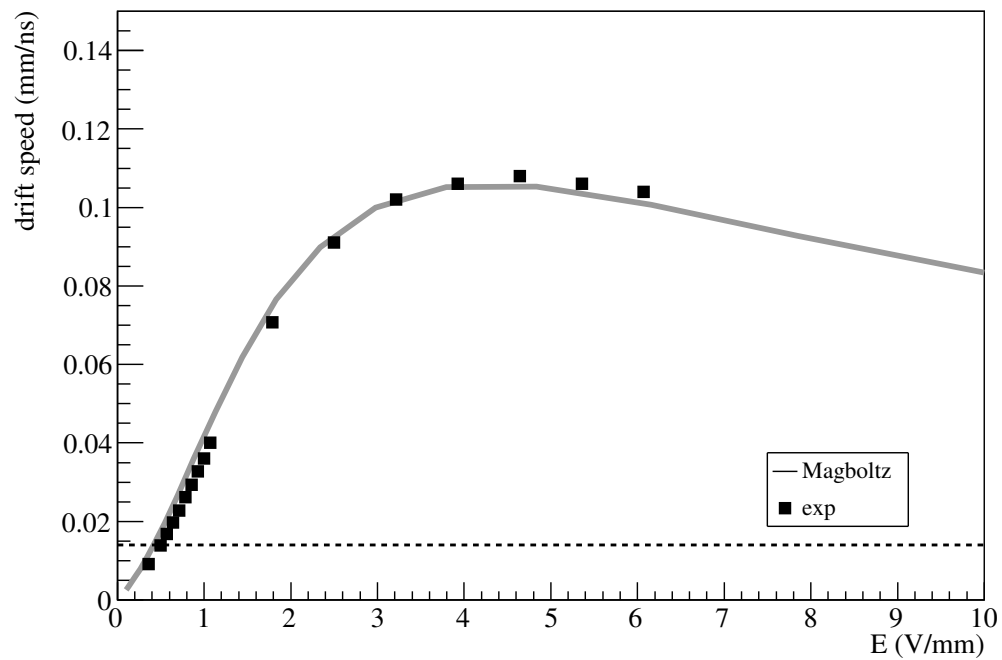


図 2.11: 検出ガスに  $\text{CH}_4$  を用いたときのドリフトスピードの電場依存性。図中の点線は  $0.014 \text{ mm/ns}$  を示す。

図 2.12

図 2.13

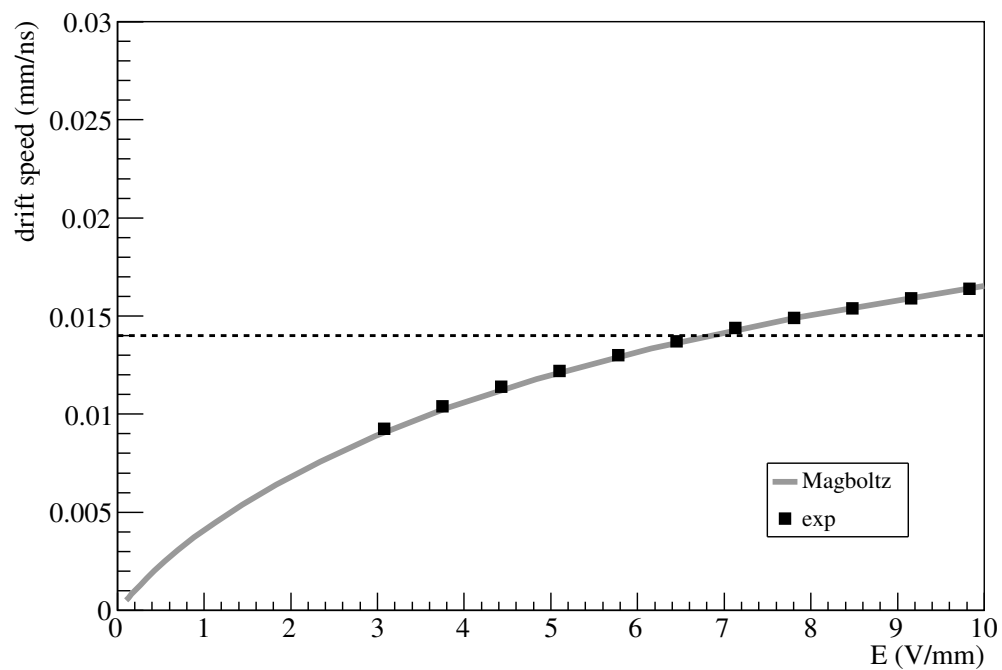


図 2.14: 検出ガスに  $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$  を用いたときのドリフトスピードの電場依存性。図中の点線は  $0.014 \text{ mm/ns}$  を示す。

図 2.15

表 2.4: 検出ガスの W 値とエネルギー損失と  $N_e$ 。エネルギー損失は荷電粒子がガス中を 12.8 mm 進んだ時のものである。

gas	W (eV)	energy loss (MeV)	$N_e$
CH <sub>4</sub>	29.1	0.0565	$1.94 \times 10^3$
CH <sub>4</sub> (3) + H <sub>2</sub> (7)	34.2	0.0534	$1.56 \times 10^3$
CH <sub>4</sub> (4) + He(7)	39.2	0.0593	$1.51 \times 10^3$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + H <sub>2</sub> (9)	35.4	0.0620	$1.75 \times 10^3$
iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (1) + He(9)	44.0	0.0580	$1.32 \times 10^3$

### 2.3.2 ドリフトスピードの時間安定性

低圧では露点などの不純物が混ざることによって、ドリフトスピードが変化することが懸念される。そこで、ドリフトスピードの時間安定性の測定を行った。この測定は CH<sub>4</sub> 50 hPa で行った。

## 2.4 ガス増幅率

電圧パラメータを変更させたときの増幅率の変化を測定した。増幅率を計算するためには荷電粒子が検出ガス中を通過した際に発生する電子数 ( $N_e$ ) と増幅後に  $\mu$ -PIC によって収集された電子数 ( $N'_e$ ) の比を取る。 $N_e$  はガス中での荷電粒子のエネルギー損失とガスの W 値から求める。 $N'_e$  は  $\mu$ -PIC で収集した電荷から求める。詳しい計算方法について以下で述べる。

ガス中で荷電粒子がエネルギーを落とすと、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 値で割ることで  $N_e$  が求まる。各ガスのエネルギー損失と W 値 [8, 9] を表 2.4 に示す。測定に用いた  $\alpha$  線源からは平均 4.2 MeV の  $\alpha$  粒子が出ていることが他の測定によりわかっている。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。

$\mu$ -PIC からの信号波形は 32 strips まとめて図 2.16 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、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 (2.5) で求めることができる。 $e$  は電荷素量である。

$$N'_e = \frac{\int V(t)dt}{50 \times 800 \times e} \quad (2.5)$$

#### 2.4.1 GEM によるガス増幅

#### 2.4.2 $\mu$ -PIC によるガス増幅

#### 2.4.3 GEM と grid 間の電位差による電子の収集効率

## 2.5 検出ガスの決定

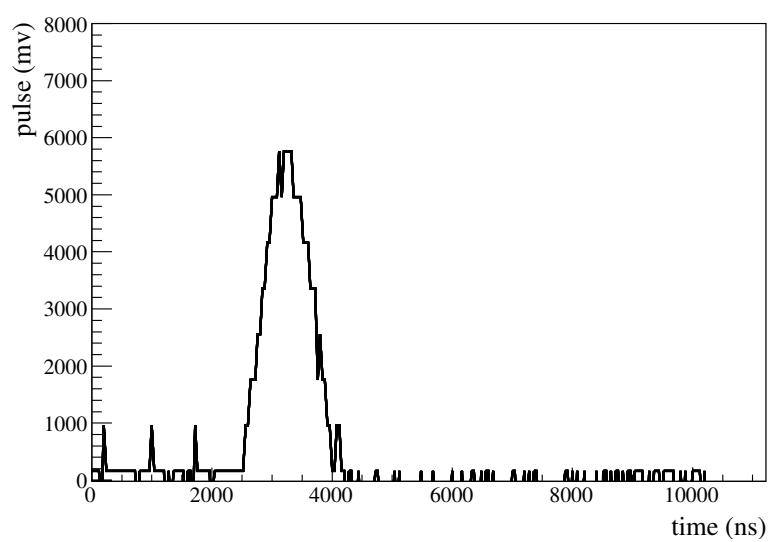


図 2.16: FADC で取得された  $\mu$ -PIC の信号波形の一例。



## 第 3 章

# シミュレーション

### 3.1 シミュレーションによる線源データの再現

#### 3.1.1 $\text{CH}_4$

#### 3.1.2 $\text{CH}_4 + \text{He}$

#### 3.1.3 $\text{CH}_4 + \text{H}_2$

#### 3.1.4 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10} + \text{He}$

#### 3.1.5 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10} + \text{H}_2$

### 3.2 トリプルアルファ反応のシミュレーション

#### 3.2.1 $\text{CH}_4$

#### 3.2.2 $\text{CH}_4 + \text{He}$

#### 3.2.3 $\text{CH}_4 + \text{H}_2$

#### 3.2.4 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10} + \text{He}$

#### 3.2.5 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10} + \text{H}_2$





## 第 4 章

# 解析

### 4.1 解析の概要

### 4.2 eye-scan

#### 4.2.1 eye-scan の方法

#### 4.2.2 eye-scan の結果

### 4.3 分解能の評価

#### 4.3.1 エネルギー分解能

#### 4.3.2 角度分解能

#### 4.3.3 励起エネルギー分解能

### 4.4 検出ガスの決定



## 第 5 章

# まとめと今後の展望

### 5.1 まとめ

### 5.2 測定に向けて



## 謝辭



## 参考文献

- [1] On nuclear reactions occurring in very hot stars. i. the synthesis of elements from carbon to nickel. *Astrophysical Journal Supplement*, Vol. 1, No. 9, pp. 121–146, 1954.
- [2] Mary Beard, Sam M. Austin, and Richard Cyburt. Enhancement of the triple alpha rate in a hot dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 112701, p. 5, 2017.
- [3] Akito Takahashi, Eiichi Ichimura, Yasuhiro Sasaki, and Hisashi Sugimoto. Measurement of double differential neutron emission cross sections for incident neutrons of 14 mev. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 25, No. 3, pp. 215–232, 1988.
- [4] Keitaro Kondo, Isao Murata, Kentaro Ochiai, Naoyoshi Kubota, Hiroyuki Miyamura, Chikara Konno, and Takeo Nishitani. Measurement and analysis of neutron-induced alpha particle emission double-differential cross section of carbon at 14.2mev. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 45, No. 2, pp. 103–115, 2008.
- [5] T. Furuno, T. Kawabata, H. 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. Performance test of the MAIKo active target. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 908, pp. 215–224, 2018.
- [6] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura. A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 471, pp. 264–267, 2001.
- [7] Stephen Biagi. Magboltz.
- [8] W. Binks. Energy per ion pair. *Acta Radiologica*, Vol. 41, No. s117, pp. 85–104, 1954.
- [9] C. Patrignani, et al. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, Vol. 40, No. 100001, 2016.