

高密度環境下における 3α 反応率決定のための
 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 散乱断面積の測定

大阪大学理学部 川畑研究室

氷見香奈子

2021 年 3 月

概要

トリプルアルファ反応は、3つの α 粒子から直接 ^{12}C の基底状態を合成する反応である。高密度環境下では、 γ 崩壊だけでなく (p, n, α) などの背景粒子との散乱によっても ^{12}C の励起状態から基底状態への脱励起が促され、トリプルアルファ反応の反応速度が増大することが指摘されている。特に、クーロン障壁のない中性子との散乱によって脱励起する確率が40–100倍に増大するとされている。我々のグループでは、この散乱による脱励起反応の断面積を決定するために、独自に開発したMAIKo アクティブ標的を用いてこの逆反応の測定を行う計画である。

そこで、2020年に大阪大学工学部のOKTAVIANでMAIKoを用いて $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応を測定するテスト実験を行った。本研究では、この測定のデータ解析を行い、中性子のエネルギーが $E_n = 14$ MeVにおける $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の散乱断面積を決定した。この結果を先行研究による $E_n = 14$ MeVでの断面積の結果と比較したところ、誤差の範囲で一致する結果が得られ、MAIKoを用いた手法が ^{12}C の中性子非弾性散乱の測定に有効であることが確認された。

目次

1	イントロダクション	4
1.1	トリプルアルファ反応	4
1.2	高密度環境下でのトリプルアルファ反応	5
1.3	逆反応の測定	6
1.4	MAIKo TPC	7
1.5	本研究の目的	8
2	MAIKo TPC	9
3	OKTAVIAN でのテスト実験	14
3.1	中性子ビーム	14
3.2	測定条件	15
4	解析	18
4.1	eye-scan による解析	18
4.2	励起エネルギーの再構成	22
5	検出・解析効率の評価	30
5.1	評価方法	30
5.2	結果	32
6	入射中性子量の誤差の評価	33
7	断面積の算出	35
7.1	断面積の算出結果	35
7.2	先行研究による断面積との比較	37
8	まとめと今後の展望	38

1 イントロダクション

1.1 トリプルアルファ反応

α 粒子が高密度で存在すると、 2α クラスター状態である ${}^8\text{Be}$ が合成される。この ${}^8\text{Be}$ が崩壊する前にもう 1 つの α 粒子が融合すると、 3α の共鳴状態として ${}^{12}\text{C}$ の励起状態が生成される。この励起状態の多くは $E_x = 7.65 \text{ MeV}$ の励起エネルギーを持つ 0_2^+ 状態である。この状態は Fred Hoyle によりその存在が予言されたため、Hoyle 状態と呼ばれている [1]。図 1 は、 ${}^{12}\text{C}$ の基底状態と Hoyle 状態、 3α のエネルギー準位を示している。Hoyle 状態の多くは 3 つの α 粒子に崩壊してしまうが、およそ 10^{-4} の確率で γ 線を放出して、直接 ${}^{12}\text{C}$ の基底状態へ脱励起する [2, 3]。このように、3 つの α 粒子から直接 ${}^{12}\text{C}$ を合成する反応をトリプルアルファ反応と呼ぶ。トリプルアルファ反応は主に Hoyle 状態を経由して、 ${}^{12}\text{C}$ の基底状態が合成される。この反応は恒星内部で起こり、宇宙の元素合成の過程において重要な反応の 1 つである。

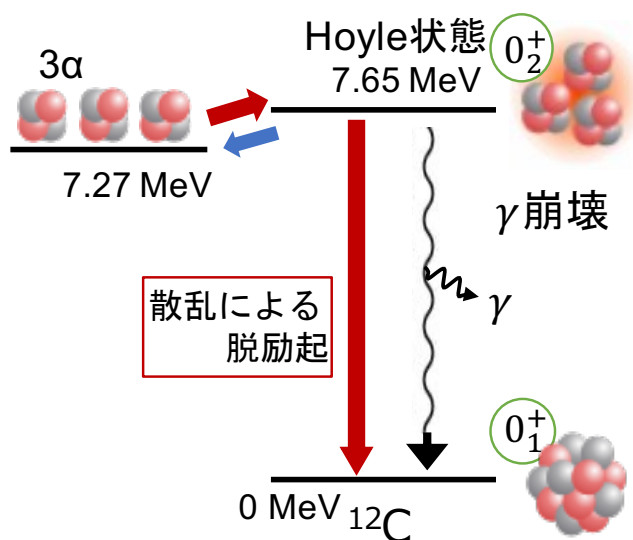


図 1 ${}^{12}\text{C}$ のエネルギー準位図。

1.2 高密度環境下でのトリプルアルファ反応

超新星爆発などの高密度環境下 ($\sim 10^6 \text{ g/cm}^3$) では、Hoyle 状態から γ 崩壊で ^{12}C の基底状態となるだけでなく、背景粒子 (p, n, α など) との非弾性散乱によっても脱励起することが、近年 Beard らによって指摘されている [4]。図 2 は、Beard らによる各粒子の密度が 10^6 g/cm^3 のときの Hoyle 状態からの γ 崩壊確率と、背景粒子との散乱による寄与を含めた崩壊確率の比を示している [4]。図 2 のように、クーロン障壁の影響を受けない中性子との散乱による脱励起の反応率が特に増大すると指摘されており、増大率は 40–100 倍になると報告されている。特に温度の低い領域 ($T \sim 10^8 \text{ K}$) で増大率が大きくなる。よって、高密度環境下でのトリプルアルファ反応率を決定するためには、中性子との散乱による脱励起反応の増大率を決定する必要がある。そのためには、Hoyle 状態と中性子の非弾性散乱の断面積を測定しなければならない。

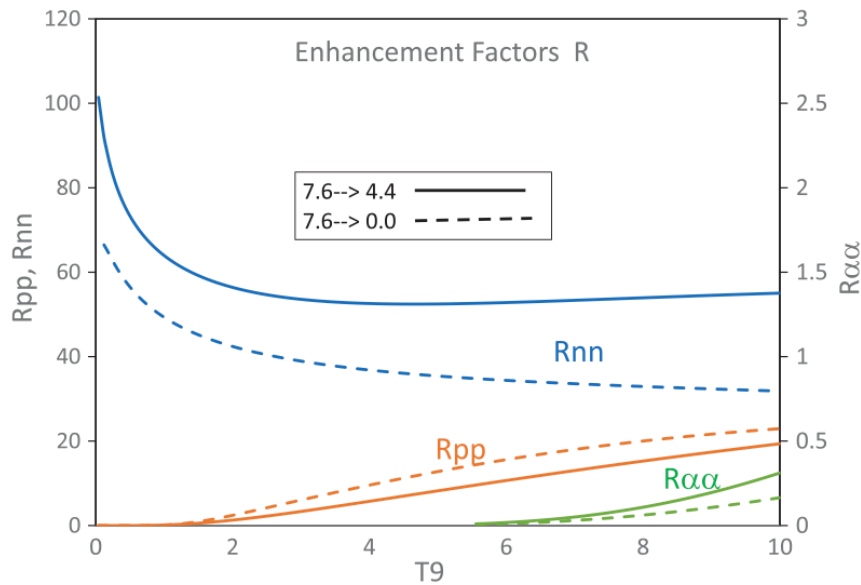


図 2 各粒子の密度が 10^6 g/cm^3 のときの、Hoyle 状態からの γ 崩壊のみの崩壊確率と、各粒子との非弾性散乱による寄与を含めた崩壊確率の比。横軸の T_9 は 10^9 K を単位とする温度を表す。 $R_{nn}, R_{pp}, R_{\alpha\alpha}$ は、それぞれ中性子、陽子、 α 粒子との非弾性散乱による増大率である。 α 粒子の比率は、右軸により拡大されている。文献 [4] の Fig.3 より転載。

1.3 逆反応の測定

宇宙での反応は、温度が $T \sim 10^8$ K であるため、図 3 上のように 3つの α 粒子が Hoyle 状態を生成した直後に、10 keV 以下の中性子との非弾性散乱によって基底状態へ脱励起する反応である。Hoyle 状態は励起エネルギーが 7.65 MeV の状態であるため、散乱後の中性子のエネルギーは、8 MeV 程度である。この ^{12}C の共鳴状態は極めて短寿命であるため、これを標的とした散乱反応の測定を実験室で行うことは技術的に不可能である。そこで図 3 下に示すように、逆反応である ^{12}C の基底状態と $E_n \sim 8$ MeV の中性子との非弾性散乱の測定を行い、詳細釣り合いの原理から、中性子との散乱による脱励起反応の断面積を決定する。

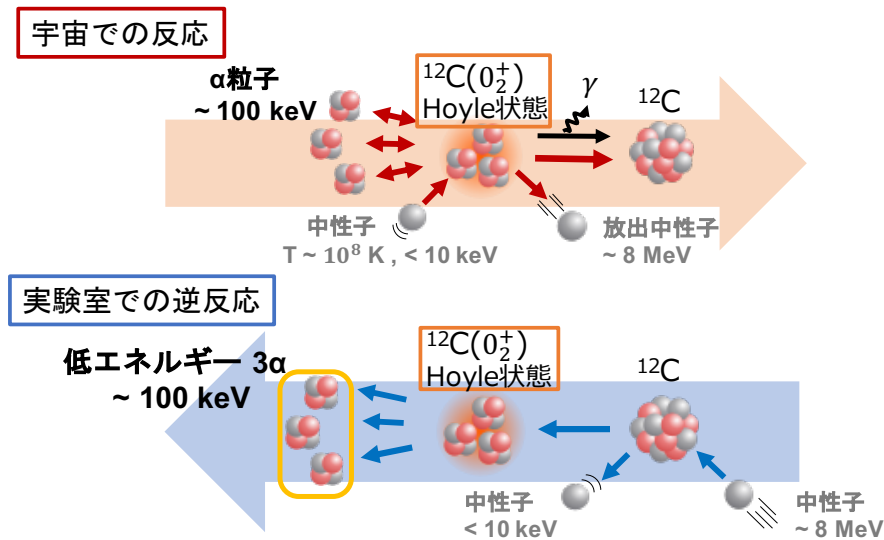


図 3 宇宙での反応と実験室での逆反応の模式図。

図 4 は、 ^{12}C と中性子との非弾性散乱の断面積を示している [4]。横軸は実験室系での中性子のエネルギーであり、実線が理論計算値、点が測定値である。図 2 からわかるように、宇宙での反応と同じ $T \sim 10^8$ K、つまり Hoyle 状態に励起できる中性子のエネルギーの閾値である $E_n \sim 8$ MeV において、脱励起反応の増大率が特に大きいと指摘されている。しかし、図 4 に示すように、中性子との散乱によって ^{12}C が基底状態から Hoyle 状態に励起する反応 (gs \rightarrow HS) の断面積は、中性子のエネルギー $E_n = 8\text{--}15$ MeV の範囲で未測定である。そこで、我々のグループでは $E_n \sim 8$ MeV での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$

反応の測定を行うことを計画している。

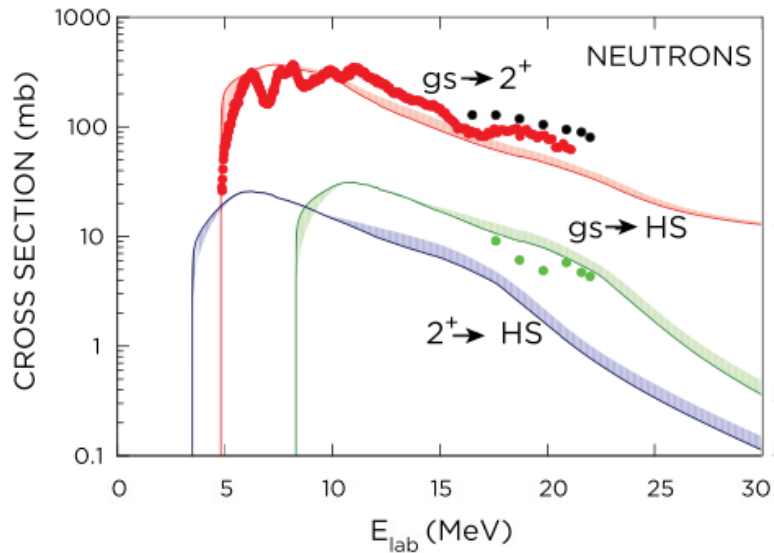


図 4 ^{12}C と中性子との非弾性散乱の断面積。横軸は、実験室系での中性子のエネルギーである。実線は理論計算による断面積で、点が既に測定された測定値である。文献 [4] の Fig.2 より転載。

1.4 MAIKo TPC

逆反応の測定では、中性子を ^{12}C 標的に照射し、標的中で Hoyle 状態に励起させて 3 つの α 粒子に崩壊させる。この Hoyle 状態から崩壊して放出される 3 つの α 粒子を検出し、不変質量法を用いて、 ^{12}C の励起エネルギー E_x を決定する必要がある。しかし、これら 3 つの崩壊 α 粒子は ~ 100 keV と非常に低エネルギーであるため、通常の実験装置を用いた測定では標的内で止まってしまうため検出することは困難である。そこで、検出器自体が標的となるアクティブ標的を用いる。我々のグループで開発した MAIKo アクティブ標的 (μ -PIC based active target for inverse kinematics。) は、検出ガスを散乱標的とする time projection chamber (TPC) であり、検出器内部で反応が起こるため、低エネルギーの荷電粒子であっても大立体角で検出することができる [5]。また、MAIKo は荷電粒子の飛跡を画像として記録するため、画像の情報からその荷電粒子のエネルギーや運動量を再構成することができる。そこで、この MAIKo を用いて $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応を測定することを試みた。

1.5 本研究の目的

我々のグループでは、トリプルアルファ反応の反応率を決定するため、 $E_n \sim 8$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積を MAIKo を用いて測定することを目標としている。そのためにまず、MAIKo を用いた測定手法が妥当であるかを確認する必要がある。 $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積は Kondo らにより測定がなされているため [6]、テスト実験として $E_n = 14$ MeV におけるこれらの反応の測定を MAIKo を用いて行った。

本研究では、このテスト実験で得られた MAIKo の飛跡画像のデータから 3 つの α 粒子に崩壊する前の ^{12}C の励起エネルギーを再構成し、MAIKo での検出効率・解析効率の評価と入射中性子量の確認を行った上で、 $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積を算出する。この断面積の算出結果を Kondo らの測定による断面積の結果と比較することで、MAIKo を用いた測定手法の妥当性の評価を行うことを目的とする。

2 MAIKo TPC

MAIKo は、検出ガスを散乱反応の標的として用いるとともに、荷電粒子の 3 次元的な飛跡を画像として記録することができるガス飛程検出器である。荷電粒子が検出ガス中を通過するとき周囲のガス分子をイオン化させ、そのときに発生した電子を増幅させた後に信号として読み出すことで飛跡を記録する。荷電粒子の飛跡に沿って発生した電子をドリフトさせる、ドリフトケージの模式図を図 5 に示す [7]。ドリフトケージは plate, wire, grid, gas electron multiplier(GEM), μ -PIC [8] からなり、縦横 $150 \times 150 \text{ mm}^2$ 、高さが 110 mm の大きさである。このドリフトケージを検出ガスを封入する真空容器の内部に設置した。

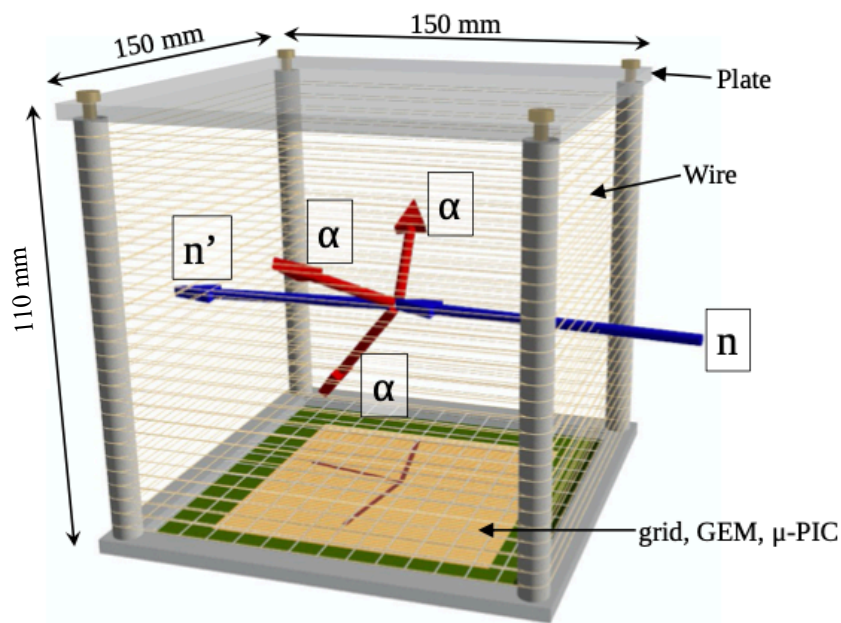


図 5 ドリフトケージの模式図。

図 6 は、ドリフトケージを横から見たときの構造を示している [9]。plate と grid に高電圧を印加し図 6 の上向きの電場をつくることで、電子を読み出し面のある図 6 の下向きにドリフトさせる。ドリフトケージ内の電場の一様性を高めるために、plate と grid の間は $10 \text{ M}\Omega$ の抵抗で繋がれた wire が 5 mm 間隔で張られている。よって、電子を一定のドリフト速度で読み出し面に向かって移動させることができる。

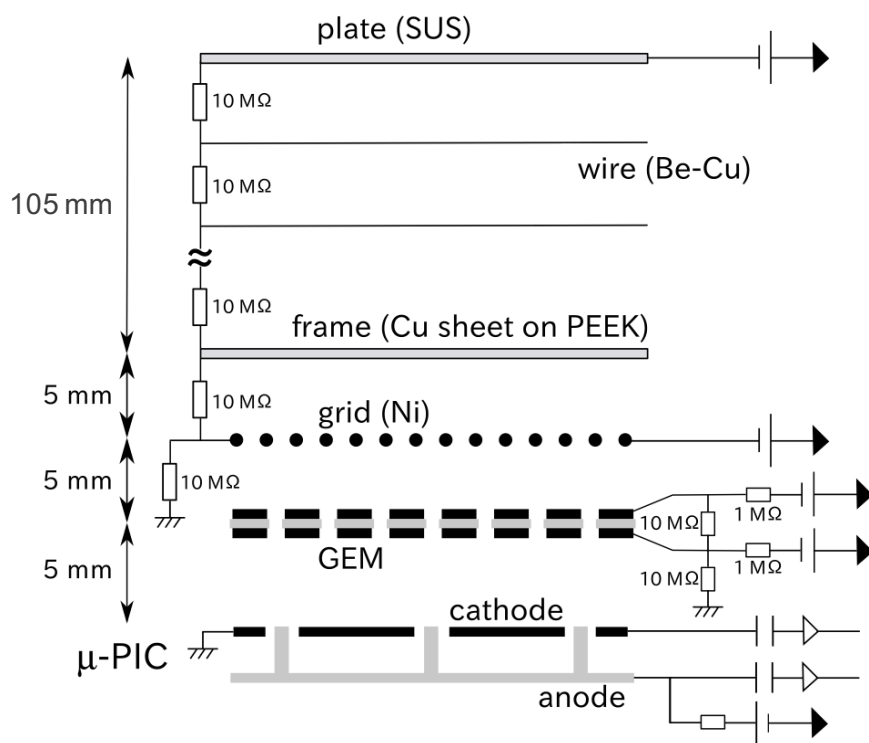


図6 ドリフトケージの構造 [9]。電子は図の下向きにドリフトする。

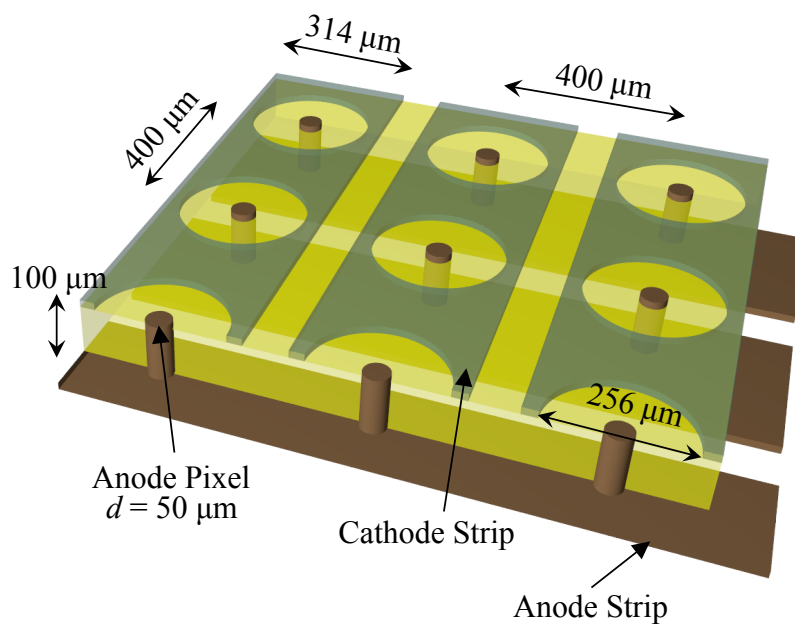


図7 μ -PIC の構造の模式図 [5]。

MAIKo では、電子増幅のために grid の下に GEM を配置している。GEM は、絶縁体の両面に銅が被覆され多数の穴が開いた構造をしている。GEM の表裏に大きさの異なる高電圧を印加すると、電位差により穴の内部に高電場が形成され、穴を通過するときに電子がガス増幅される。

GEM で増幅された電子は、 μ -PIC [8] により再び増幅された後に信号として読み出される。図 7 に μ -PIC の構造を示す [5]。anode と cathode のストリップが直交しており、それぞれ 400 μm 間隔で 256 ch ずつ並んでいる。そして、直径 50 μm の円柱状の anode 電極が cathode ストリップに突き出している構造を持つ。この anode 電極に正の高電圧を印加し cathode 電極を接地することで、anode 電極の周囲に高電場が生じ、電子がガス増幅される。その後、anode、cathode 電極で誘起された信号が読み出される。MAIKo に用いた μ -PIC の有感領域は、102.4 \times 102.4 mm^2 である。

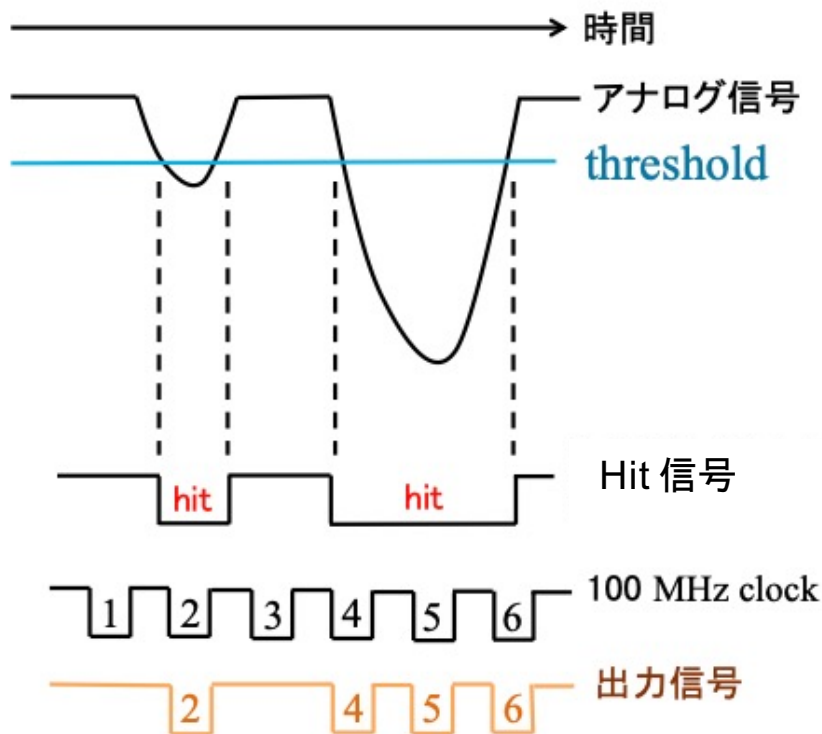


図 8 μ -PIC で誘起された信号の読み出し方法の模式図 [9]。

μ -PIC の anode、cathode の各ストリップで誘起される信号の読み出し方法の模式図を図 8 に示す [9]。各ストリップにおいて、 μ -PIC からのアナログ信号の波高が threshold を超えた時間に対応して Hit 信号が出力される。この Hit 信号を 100 MHz の clock 信号と同期させ、 μ -PIC からの信号が閾値を超えた時間に 1 を、超えていない時間は 0 として Time over threshold (TOT) を記録する。anode、cathode の各ストリップにおいて TOT が 1 である clock 数を黒で、0 である clock 数を白で表示させることで荷電粒子の飛跡を白黒画像として構築することができる。図 9 は、実験で MAIKo で得られたデータから構築された飛跡画像の例を示している。横軸がストリップ番号であり、縦軸が 100 MHz の clock 数である。図 9 の左側が anode strip のデータから構築された画像、右側が cathode strip のデータから構築された画像である。clock 数は電子が読み出し面に到達するまでのドリフト時間に対応している。ドリフト方向は 1024 clock で読み出すため、それぞれ 256×1024 pixels の白黒画像として記録される。図 10 は入射粒子が z 軸正の向きに入射したときの荷電粒子の飛跡と、構築される 2 枚の画像の対応を示している。図 9 左の anode image は、荷電粒子の飛跡を図 10 における xy 平面に射影した画像に、図 9 右の cathode image は xy 平面に射影した画像に対応している。よって、この 2 次元画像 2 枚から 3 次元的な飛跡の情報が得られる。

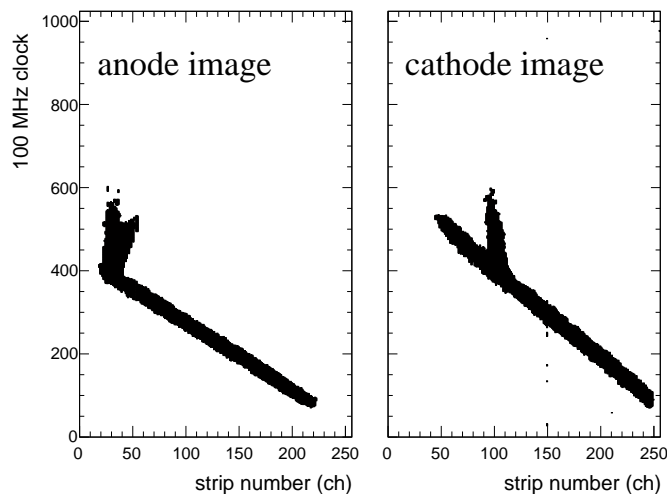


図 9 実験で MAIKo で記録されたデータから構築した崩壊 3α 粒子の飛跡画像の例。左が anode で読み出された信号から得られる飛跡画像で、右が cathode で読み出された信号から得られる飛跡画像である。横軸が anode, cathode それぞれのストリップ番号であり、縦軸は clock 数で電子のドリフト時間に対応している。

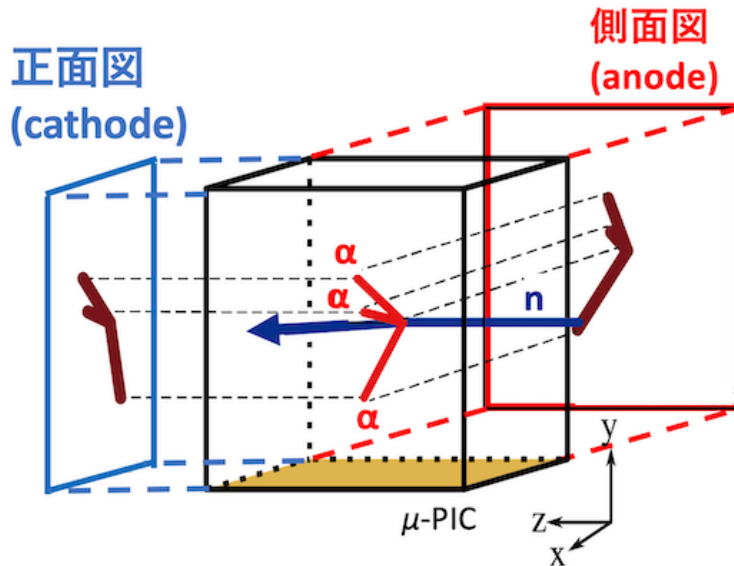


図 10 MAIKo のガス中での飛跡と得られる飛跡画像の対応を表した模式図。中性子 (青色) が z 軸正の向きに入射し、ガス中の ^{12}C が励起された後に 3α (赤線) へ崩壊した様子を示している。3つの α 粒子の飛跡を xy 射影した画像が μ -PIC の cathode ストリップの信号から得られ、 zy 射影した画像が anode ストリップの信号から得られる。

^{12}C と中性子非弾性散乱の測定では、検出ガス中の ^{12}C が入射した中性子と散乱し、Hoyle 状態または $^{12}\text{C}(3_1^-)$ 状態に励起された後に3つの α 粒子へ崩壊する。図 10 は、 z 軸正の向きに中性子が入射したときに、検出ガス中の ^{12}C が励起され、励起状態から崩壊して放出される3つの α 粒子の飛跡と、MAIKo で得られる飛跡画像の対応を示している。このように MAIKo で記録された2枚の2次元的な飛跡画像から、各崩壊 α 粒子の飛跡の長さや放出角度の情報を抽出する。ガス中での飛跡の長さからエネルギーを、また放出角度から運動量ベクトルを決定することができる。

3 OKTAVIAN でのテスト実験

3.1 中性子ビーム

大阪大学工学部の中性子工学実験装置 OKTAVIAN[10] の DC ビームラインにおいて、トリチウム標的に 300 keV の重陽子ビームを照射し、 $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ 反応 (DT 反応) で生成される 14 MeV の単色中性子ビームを MAIKo に照射した。図 11 は測定時のセットアップの模式図である。重照射室と大実験室間の壁の取り出し口に穴径 20 mm のポリエチレン製のコリメータを取り付けて中性子ビームを取り出した。中性子ビームの強度は、液体シンチレータの設置位置において毎秒約 10^4 個であった。大実験室に MAIKo を設置し、その後方に設置した BC501 液体シンチレータ検出器で測定中の入射中性子数を計測した。

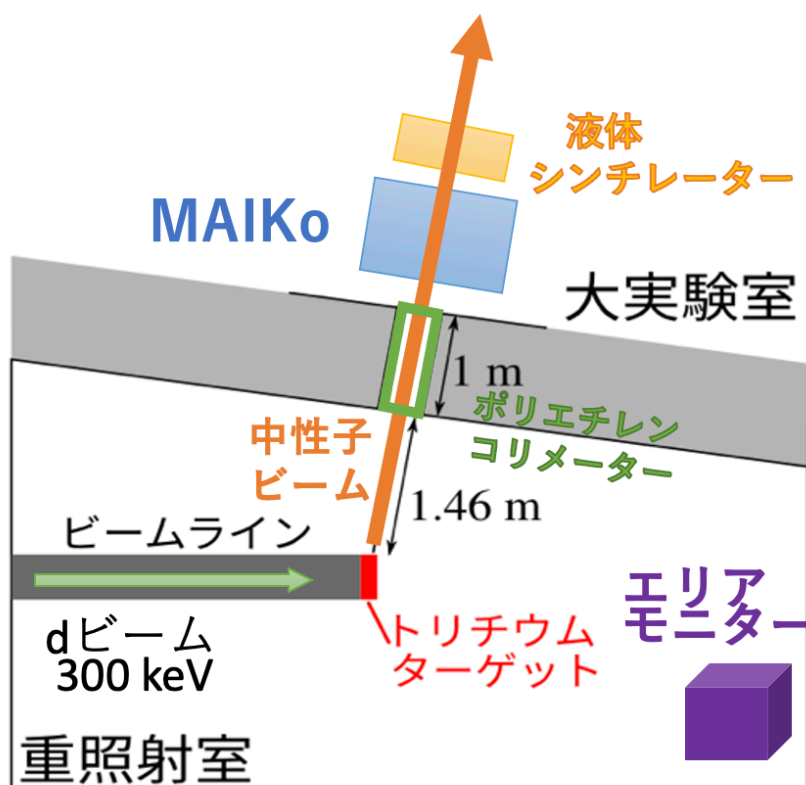


図 11 OKTAVIAN 装置における実験セットアップの模式図。

3.2 測定条件

3.2.1 検出ガス

本測定では、MAIKo に封入する検出ガスとして、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + H_2 (90%) と $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + He (90%) の 2 種類の混合ガスを用いた [7]。炭化水素のみのガスでは、電子の拡散の効果が大きく画像に記録される飛跡が太くなってしまい、3つの α 粒子の飛跡を分離できない恐れがある。炭素以外の原子として、 H_2 または He ならば中性子との散乱によって 3 個以上の荷電粒子へ崩壊しないため、飛跡の本数から背景事象として取り除くことができる。混合比は次節に述べるガス圧力も考慮し、TPC の動作安定性をもとに決定した。真空チェンバー内のアウトガスによって、TPC の性能が劣化することを防ぐため、検出ガスを 100 cc/min で常に封入・排出した。 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ ガスと H_2 ガスは可燃性ガスであるため、安全のために、測定時の排気ガスが爆発限界以下の濃度になるように窒素ガスで希釈してから屋外に排出する対策を講じた。

$\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ と H_2 の混合ガスは、拡散の効果が小さいため飛跡が細くなると期待できるが、ガス増幅率が小さいため飛跡を検出できない可能性があった。一方で、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ と He の混合ガスは、ガス増幅率は十分であるが、 H_2 との混合ガスに比べて拡散効果が大きいいため、飛跡が太くなり 3つの α 粒子の飛跡の分離が難しくなる可能性があった。よって、本測定では $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ と H_2 の混合ガスとともに He の混合ガスでも実測し、性能を比較した。

3.2.2 検出ガスの圧力

本研究の測定では、検出ガス中の崩壊 α 粒子の飛跡の長さからエネルギーを決定し、崩壊前の ^{12}C の励起エネルギーを再構成するため、飛跡の長さが重要な情報である。検出ガス中の α 粒子の飛跡を検出するのに十分な長さを持ち、また有感領域内で停止するように、検出ガス中でのエネルギー損失 (dE/dx) を考慮して、ガス圧を最適化する必要がある。 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + H_2 (90%) と $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + He (90%) ガス中での、 α 粒子の飛程を SRIM [11] を用いて計算したところ、100 hPa が最適であった [7]。SRIM は、物質中を通過するイオンの飛程や dE/dx を算出するシミュレーションソフトウェアである。図 12 に示すように、 ^{12}C の 3_1^- 状態から崩壊した α 粒子のエネルギーは、Hoyle 状態から崩壊する α 粒子よりエネルギーが高く、100 hPa では有感領域から出てしまう。

そこで、 $^{12}\text{C}(3_1^-)$ 状態の測定では、崩壊 α 粒子が TPC 内部で停止するようにガス圧を 450 hPa とした。

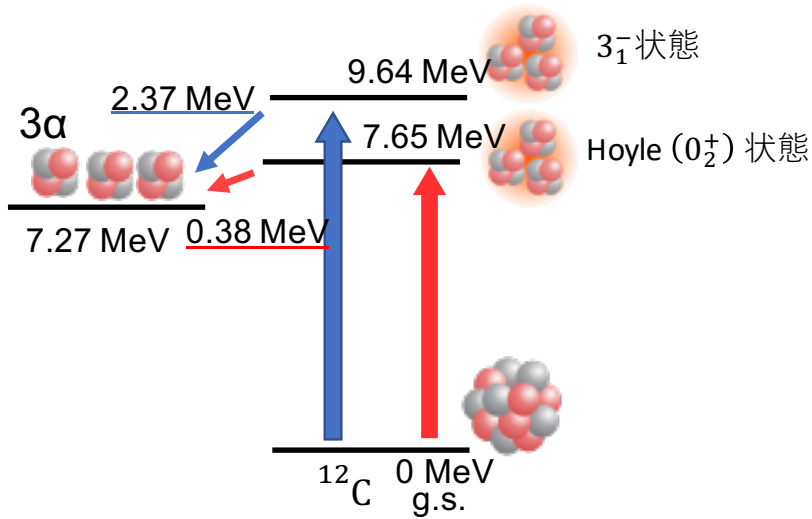


図 12 ^{12}C の基底状態と励起状態、 3α のエネルギー準位図。

3.2.3 ドリフト速度

ドリフトケージの大きさに応じて、電子のドリフト速度を最適化する必要がある。測定では、plate と grid にかける電圧を変えてドリフト電場を調節する。 μ -PIC の信号の読み出しは 100 MHz の clock 信号と同期させて 1024 samples のデータを取得するため、ドリフト時間は最大で 10.24 μs に収める必要がある。当初は高さ 140 mm のケージを用いて測定する予定であったため、ドリフト速度を 140 mm/10.24 μs \sim 0.014 mm/ns に調節して測定を行った。しかし、140 mm のケージを測定前に破壊してしまったため、本研究で用いたデータは全て高さ 110 mm のケージで測定したものである。シミュレーションコード Magboltz[12] を用いて、前節で述べたガス圧におけるドリフト速度が \sim 0.014 mm/ns となる電場を計算した結果を表??に示す。ドリフト速度は、測定中に α 線源を用いて適宜確認した。また、表 3.2.3 は実際の測定で plate, grid, GEM, μ -PIC に印加した電圧、表 3 は 110 mm ケージでの plate-grid 間のドリフト電場と α 線源を用いて測定したドリフト速度である。

表1 Magboltz を用いて計算した、ドリフト速度が 0.014 mm/ns となるドリフト電場。

gas	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + H ₂ (90%)		isoC ₄ H ₁₀ (10%) + He (90%)	
ガス圧	100 hPa	450 hPa	100 hPa	450 hPa
ドリフト電場 (V/mm)	6.80	30.6	3.25	14.7

表2 データ測定時に、plate, grid, GEM 表裏, μ -PIC に印加した電圧。

gas	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + H ₂ (90%)		isoC ₄ H ₁₀ (10%) + He (90%)	
ガス圧 (hPa)	100	450	100	450
plate (V)	-2043	-3610	-1400	-2500
grid (V)	-1300	-1350	-970	-970
GEM 表 (V)	-600	-650	-600	-570
GEM 裏 (V)	-250	-250	-250	-250
μ -PIC (V)	430	490	250	250

表3 測定時の plate-grid 間のドリフト電場と α 線源を用いて測定した実際のドリフト速度。

gas	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + H ₂ (90%)		isoC ₄ H ₁₀ (10%) + He (90%)	
ガス圧	100 hPa	450 hPa	100 hPa	450 hPa
ドリフト電場 (V/mm)	6.75	20.5	3.90	13.9
ドリフト速度 (mm/ns)	0.0135	0.0112	0.0140	0.0138

4 解析

4.1 eye-scan による解析

OKTAVIAN のテスト実験において、MAIKo で得られた飛跡画像の例を図 13, 14 に示す。図 13 は 3α を捉えられた事象であり、図 14 は飛跡が短く本数の判断が難しい事象の飛跡画像である。図 15, 16 は、飛跡の本数が 3 本ではない背景事象の飛跡画像の例を示している。

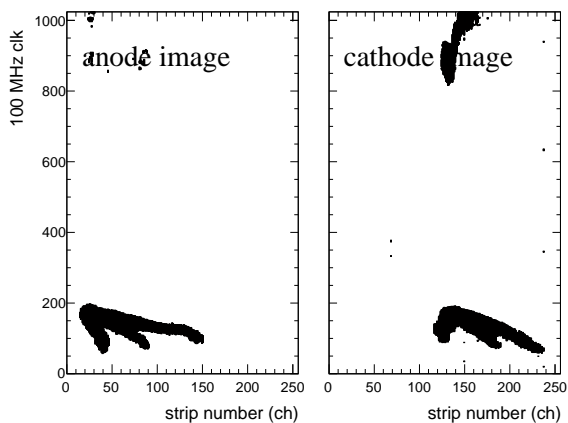


図 13 3α 飛跡を判別可能な画像の例。

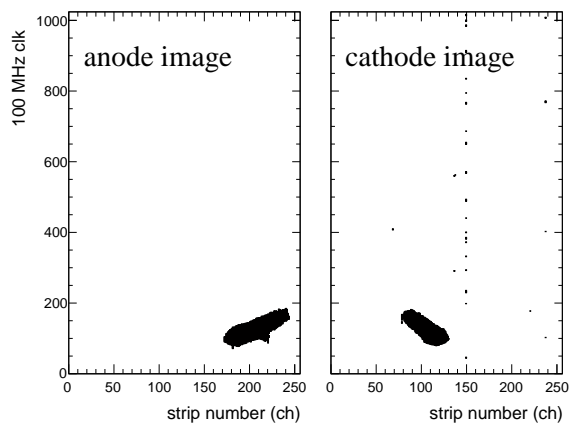


図 14 3α の飛跡の判別が難しい画像の例。

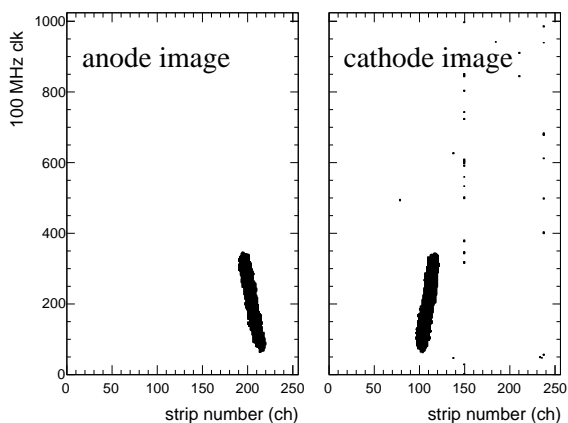


図 15 飛跡が 1 本の画像の例。

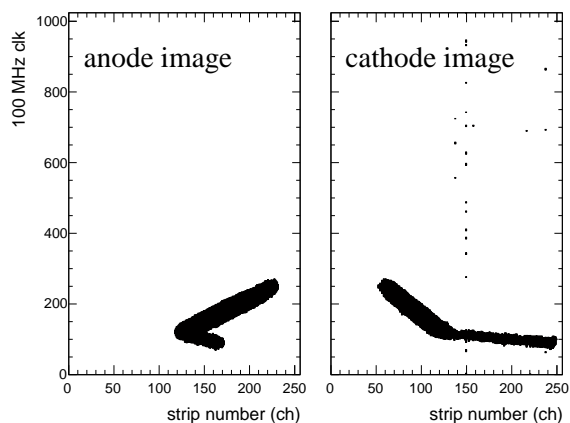


図 16 飛跡が 2 本の画像の例

MAIKo で得られた 2 枚の飛跡画像から、

- 飛跡の本数
- 中性子と ^{12}C との散乱点
- 各 α 粒子の飛跡の端点

の情報を、人間の目 (eye-scan) で抽出した。eye-scan 解析では、GUI (Graphical User Interface) 上で MAIKo で記録した anode、cathode 画像を表示させ、まず見える飛跡の本数を 1 本、2 本、3 本、4 本以上から選択する。飛跡の本数が 3 本以下のときは、anode と cathode のそれぞれの画像において、散乱点と各荷電粒子の散乱後の飛跡の端点を GUI 上でクリックする。このクリックした点の座標として、anode または cathode のストリップの番号と、ドリフト方向の clock 数のデータをファイルに書き出すようなプログラムになっている。この操作を測定で得られた各事象について繰り返し行い、飛跡の情報を上の 3 つの点において抽出した。

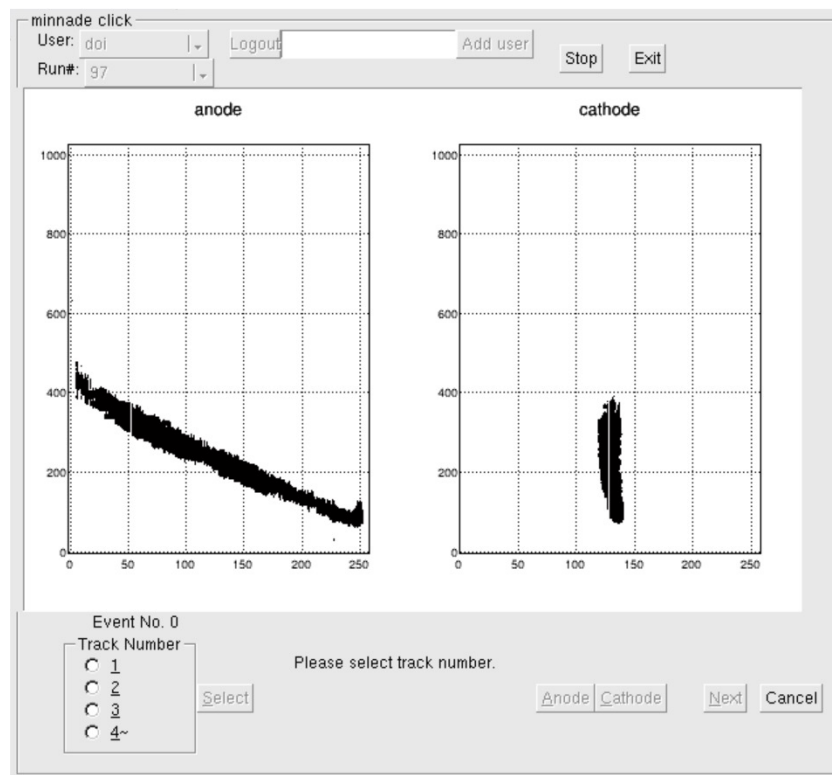


図 17 eye-scan 解析を行う GUI の画像。この GUI で飛跡画像上の点をクリックすると、その座標情報として μ -PIC のストリップの番号とドリフト方向の clock 数を出力する。

また、測定で用いた検出ガスには陽子や He が含まれるため、

- $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{He}$, $^4\text{He}(n, n')^4\text{He}$, $p(n, n')p$
- $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^9\text{Be} + ^4\text{He}$

などのバックグラウンド事象も記録されている。図 15, 16 は、実際に測定時に記録されたバックグラウンドの飛跡画像の例を示している。これらのバックグラウンド事象はいずれも飛跡が 1 本または 2 本となり、飛跡が 3 本となるのは ^{12}C の励起状態から 3α へ崩壊するチャンネルしかないため、飛跡が 1 本または 2 本の事象はバックグラウンド事象として排除した。また、4 本以上の事象も複数の反応が偶然同時に起こり、飛跡が重なってしまったり区別ができないために正確な飛跡情報を抽出できないため排除して解析を行った。

eye-scan 解析で抽出した座標情報から、水平方向 (xz 方向) は μ -PIC のストリップ番号に 1 ストリップの大きさである $400 \mu\text{m}$ を乗じることで、実空間の座標に変換した。以降、「座標」は実空間での座標を指す。ドリフト方向 (y 方向) は 1clock が 10 ns であるため、clock 数に 10 ns とドリフト速度 (mm/ns) を乗じて相対的なドリフト座標に変換した。さらに、中性子と ^{12}C との散乱点の座標と各 α 粒子の飛跡の端点の座標の差をとることで x, y, z 各成分の飛跡の長さを求めた。飛跡の長さエネルギーの関係を得るために、ガス中での α 粒子の飛跡の長さ運動エネルギーの関係をガスの種類と圧力ごとにそれぞれ SRIM を用いて計算し、その計算値をもとに 3 次のスプライン補間を行い滑らかな関数を得た。図 18, 19 に、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + H_2 (90%) と $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + He (90%) ガス中における α 粒子の飛跡の長さ運動エネルギーの関係を示す。この関数を用いて、eye-scan 解析で画像から求めた飛跡の長さから、対応する運動エネルギー K_α へ変換した。

ここで、各 α 粒子の全エネルギー E_α は、

$$E_\alpha = K_\alpha + M_\alpha c^2$$

であり、運動量の大きさ P_α は、

$$P_\alpha = \frac{\sqrt{E_\alpha^2 - (M_\alpha c^2)^2}}{c}$$

で求められる。また、飛跡の各成分の長さから運動量の各成分の大きさも求められるため、各 α 粒子の放出角度も決定することができる。よって、各崩壊 α 粒子の 4 元運動量を同定することができる。

不変質量法より、3つの α 粒子のエネルギー E_α の和 E_{sum} と運動量 P_α の和 P_{sum} 、 ^{12}C の静止質量 $M_{^{12}\text{C}}c^2$ を用いて、崩壊する前の ^{12}C の励起エネルギー E_x を決定した。

$$E_x = \sqrt{E_{\text{sum}}^2 - (P_{\text{sum}}c)^2} - M_{^{12}\text{C}}c^2$$

また、 E_{sum} と P_{sum} を用いて ^{12}C の運動エネルギー $K_{^{12}\text{C}}$ も決定した。

$$K_{^{12}\text{C}} = E_{\text{sum}} - \sqrt{E_{\text{sum}}^2 - (P_{\text{sum}}c)^2}$$

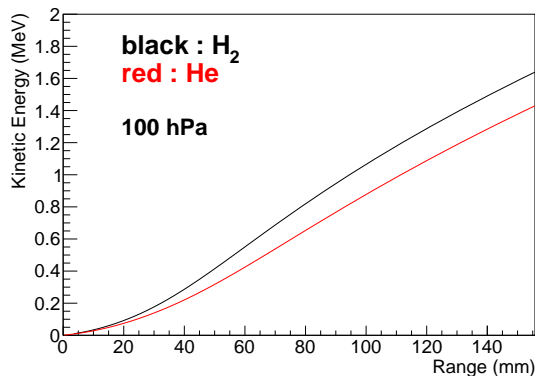


図 18 isoC₄H₁₀(10%)+H₂(90%), isoC₄H₁₀(10%)+He(90%) の 100 hPa 中での、 α 粒子の飛跡の長さとのエネルギーの関係。黒線が H₂ 混合ガス中、赤線が He 混合ガス中における飛跡の長さとのエネルギーの関係を示している。

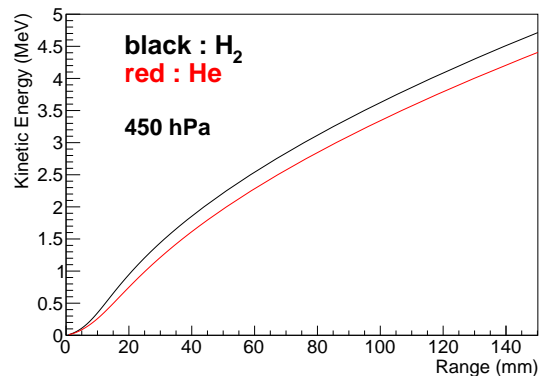


図 19 isoC₄H₁₀(10%)+H₂(90%), isoC₄H₁₀(10%)+He(90%) の 450 hPa 中での、 α 粒子の飛跡の長さとのエネルギーの関係。黒線が H₂ 混合ガス中、赤線が He 混合ガス中における飛跡の長さとのエネルギーの関係を示している。

4.2 励起エネルギーの再構成

eye-scan 解析で飛跡の本数が3本と判断された事象のうち、散乱点の座標と各崩壊 α 粒子の飛跡の端点の座標が有感領域の端に近く、有感領域内に飛跡全体が収まっているか定かではない事象は、正確な座標情報を抽出できないと考え、これらは排除して解析を行った。測定データに課したカット条件は以下の通りである。有感領域の $102.4 \times 102.4 \text{ mm}^2$ において、この条件を図式化して図 20, 21 に示す。今回の測定ではケージを作り直したことでケージの中心と中性子ビームの中心を合わせることができず、中性子ビームが通るのはケージ中心より読み出し面から離れた、図 20, 21 の青色の部分であった。

- 散乱点の座標が、
 - ビーム方向において、有感領域の端から 5 mm 以内に入っている事象
 - ビーム軸中心から左右 15 mm より外側の事象
- 各崩壊 α 粒子の飛跡の端点の座標が、
 - 有感領域の端から 5 mm 以内に入っている事象

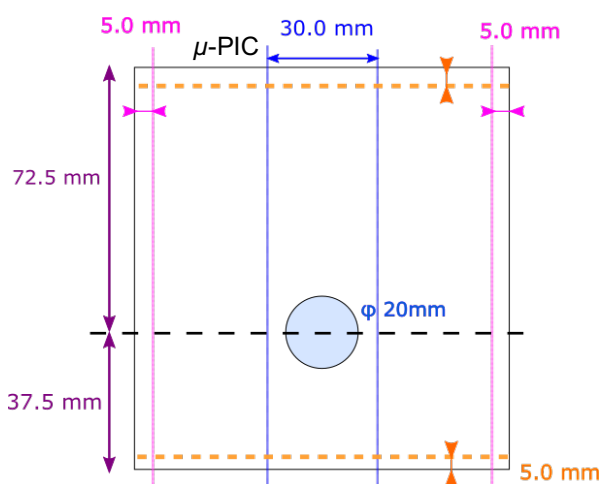


図 20 ケージをビーム軸正面から見たときに、カット条件を表した模式図。中性子ビームが通るのは青色の円の部分であり、読み出し面は図の上部である。

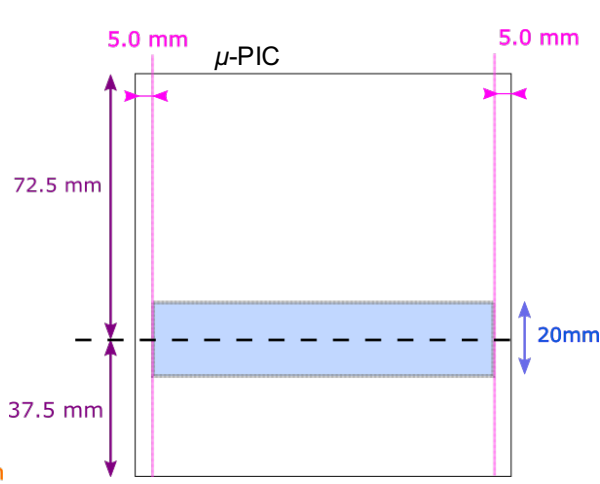


図 21 ケージをビーム軸側面から見たときに、カット条件を表した模式図。中性子ビームが通るのは青色の部分であり、読み出し面は図の上部である。

これらの条件をかけて残った事象について、eye-scan 解析の値から不変質量を算出し、崩壊する前の ^{12}C の励起エネルギー E_x を計算すると、図 22 に示す励起エネルギースペクトルが得られた。

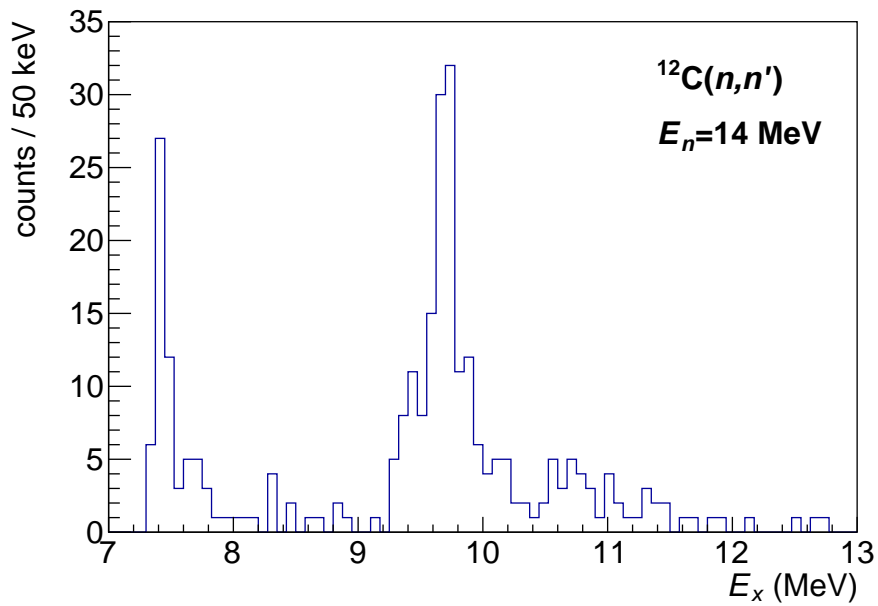


図 22 崩壊する前の ^{12}C の励起エネルギースペクトル。縦軸は counts / 50 keV 。100 hPa と 450 hPa の H_2 混合ガス、He 混合ガスの測定データの総和のスペクトルである。

測定データから再構成した ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関を、 ^{12}C の 0_2^+ 状態での運動学計算による曲線とともに図 23, 24 に示す。図 23 は 100 hPa の H_2 混合ガスを用いた測定、図 24 は 100 hPa の He 混合ガスを用いた測定でのこれらの関係を示している。同様に 450 hPa の H_2 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定についても、 ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関を、 ^{12}C の 3_1^- 状態での運動学計算による曲線とともに図 25, 26 に示す。

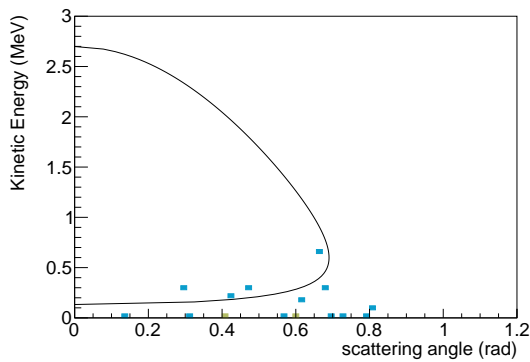


図 23 100 hPa の H_2 混合ガス中において Hoyle 状態に励起された ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

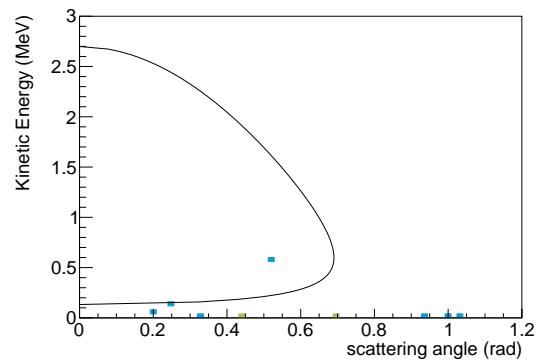


図 24 100 hPa の He 混合ガス中において Hoyle 状態に励起された ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

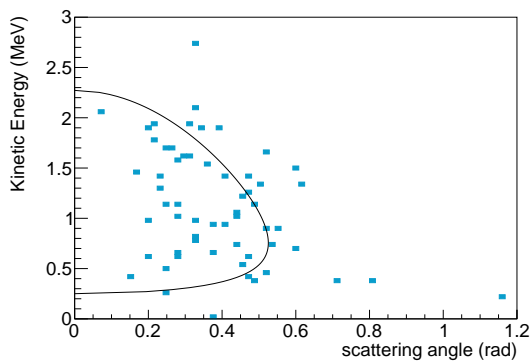


図 25 450 hPa の H_2 混合ガス中において 3_1^- 状態に励起された ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

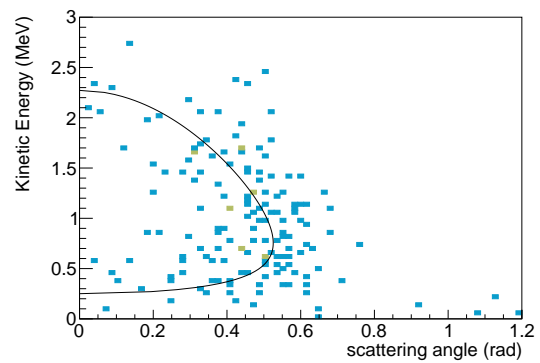


図 26 450 hPa の He 混合ガス中において 3_1^- 状態に励起された ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

図 22 の 7.4 MeV 付近に観測されたピークは、図 23, 24 の Hoyle 状態に励起したときの運動学計算による曲線より下の低エネルギー領域で広い角度範囲に分布している事象に対応している。これらの事象は、eye-scan 解析の不正確さから生じているか、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応以外の背景事象であると考えられる。運動学の計算とは異なっているため、図 23, 24 の Hoyle 状態に励起された事象、加えて図 25, 26 の 3_1^- 状態に励起された事象に対して、運動エネルギー K が $K > 0.11$ MeV の条件を課した。また、運動学計算による曲線よりも大きな角度に放出される事象も Hoyle 状態や 3_1^- 状態ではない事象であると考えられるため、 ^{12}C の放出角度が 0.8 rad 以下の条件を課した。 3_1^- 状態に励起されたと考えられる事象について、450 hPa の H_2 混合ガスの測定では励起エネルギー E_x が $9.35 < E_x < 9.95$ MeV、He 混合ガスの測定では $9.15 < E_x < 10.15$ MeV の条件も付加して測定された事象を選別したところ、図 27 の励起スペクトルが得られた。

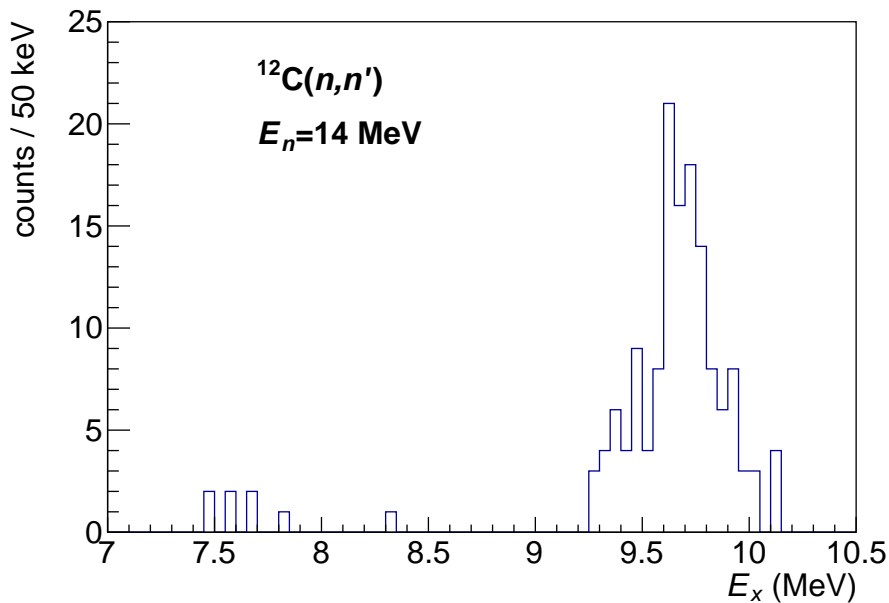


図 27 崩壊する前の ^{12}C の励起エネルギースペクトル。縦軸は counts / 50 keV。100 hPa と 450 hPa の H_2 混合ガス、He 混合ガスの測定データの総和のスペクトルである。図 22 から運動エネルギー $K > 0.11$ MeV、 ^{12}C の放出角度が 0.8 rad 以下、励起エネルギーが 450 hPa の H_2 混合ガスの測定で $9.35 < E_x < 9.95$ MeV、He 混合ガスの測定で $9.15 < E_x < 10.15$ MeV の条件を課した後のスペクトルである。

図 28, 29, 30, 31 は、図 27 の事象を選別した後の励起エネルギースペクトルを、ガスの種類と圧力ごとに分けて描いたスペクトルである。図 28, 29 は、それぞれ 100 hPa の H_2 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定で、励起エネルギーが 7.65 MeV の 0_2^+ 状態に合わせて励起エネルギー E_x が 6.6 – 8.6 MeV の範囲を、図 30, 31 は、それぞれ 450 hPa の H_2 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定で、9.64 MeV の 3_1^- 状態に合わせて $E_x = 8.8 – 10.4$ MeV の範囲を拡大したスペクトルである。

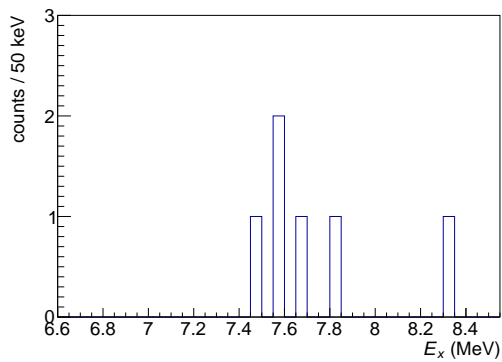


図 28 100 hPa の H_2 混合ガスを用いた測定で、事象を選別した後に 0_2^+ 状態 (7.65 MeV) に合わせて 6.6 – 8.6 MeV の範囲で拡大した励起エネルギースペクトル。

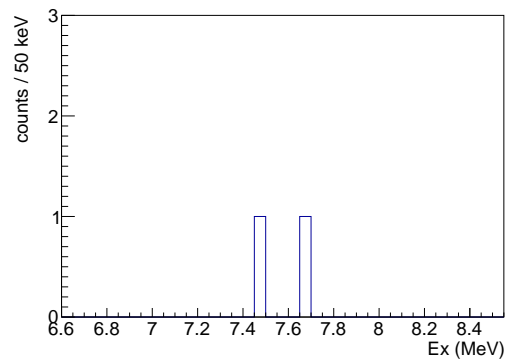


図 29 100 hPa の He 混合ガスを用いた測定で、事象を選別した後に 0_2^+ 状態 (7.65 MeV) に合わせて 6.6 – 8.6 MeV の範囲で拡大した励起エネルギースペクトル。

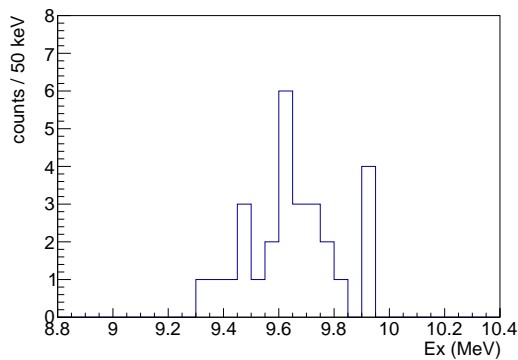


図 30 450 hPa の H_2 混合ガスを用いた測定で、事象を選別した後に 3_1^- 状態 (9.64 MeV) に合わせて 8.8 – 10.4 MeV の範囲で拡大した励起エネルギースペクトル。

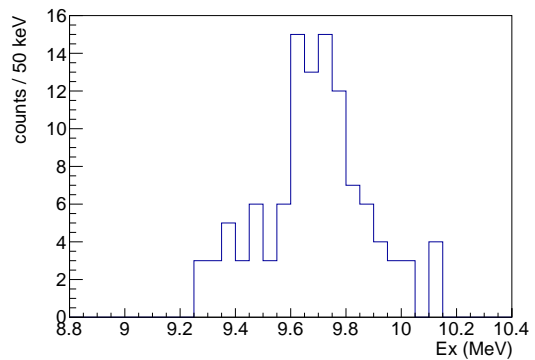


図 31 450 hPa の He 混合ガスを用いた測定で、事象を選別した後に 3_1^- 状態 (9.64 MeV) に合わせて 8.8 – 10.4 MeV の範囲で拡大した励起エネルギースペクトル。

事象を選別した後の ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関を、運動学計算による曲線とともに図 32, 33, 34, 35 に示す。図 32, 33 は、100 hPa の H_2 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定で 0_2^+ 状態に励起された事象を、図 34, 35 は、450 hPa の H_2 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定で 3_1^- 状態に励起された事象のデータを、プロット点で示している。

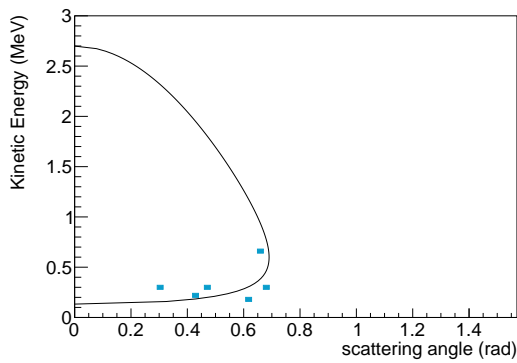


図 32 100 hPa の H_2 混合ガス中において Hoyle 状態に励起された ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

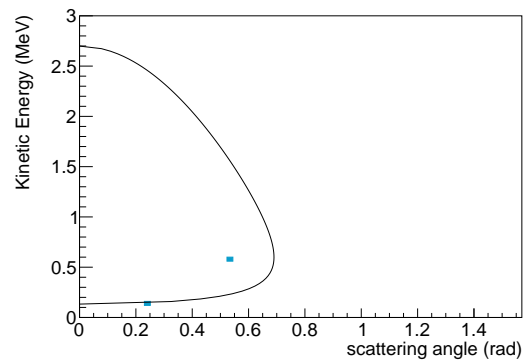


図 33 100 hPa の He 混合ガス中において Hoyle 状態に励起された ^{12}C の放出角度とエネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

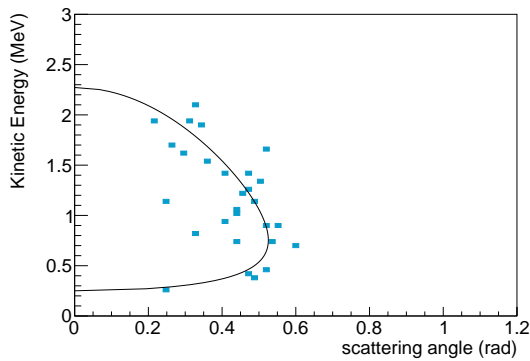


図 34 450 hPa の H_2 混合ガス中において 3_1^- 状態に励起された ^{12}C の放出角度とエネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

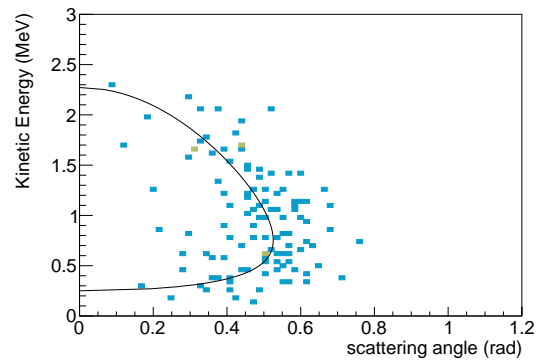


図 35 450 hPa の He 混合ガス中において 3_1^- 状態に励起された ^{12}C の放出角度とエネルギーの関係。実線は運動学計算の結果を示す。

測定データから再構成した励起エネルギースペクトルと、 ^{12}C の放出角度とエネルギーの相関が運動学計算の曲線の周辺に存在していることから、MAIKo で中性子との非弾性散乱により励起された ^{12}C の Hoyle 状態、 3_1^- 状態を捕らえられたことを確認した。

5 検出・解析効率の評価

5.1 評価方法

実験で得られる飛跡画像には、

- 飛跡が短い
- 射影した飛跡の重なり

などの理由で、飛跡の本数を人間の目で区別することが困難な事象も存在する。そのため、人間による識別効率を評価する必要がある。そこで、Hoyle 状態・ $^{12}\text{C}(3_1^-)$ 状態に励起して 3 つの α 粒子に崩壊したときに MAIKo で得られる 2 枚の飛跡画像をシミュレーションで生成し、複数人に eye-scan 解析を行わせた。シミュレーションでは、散乱パターンと各粒子のエネルギー、検出器の大きさを指定し、ビーム軸に沿ったランダムな位置で散乱が起こると想定した。今回の中性子と ^{12}C の散乱では、中性子のエネルギーと ^{12}C の励起エネルギーを指定し、 ^{12}C の励起状態の散乱角度を適当に分配することで、その運動エネルギーが決まる。この散乱角度は、Kondo らの先行研究による重心系での角度と微分断面積の関係 (Kondo Fig.10)[6] を、Hoyle 状態については 6 次関数、 3_1^- 状態については 4 次関数でフィットした関数をもとに、重み付けされてランダム生成されるようにした。図 36, 37 は、その Kondo らによる ^{12}C の中性子非弾性散乱の微分断面積の重心系での角度分布と、フィットした関数のグラフを示している。その後、中性子との散乱後の ^{12}C の励起状態から 3 つの α 粒子へ崩壊したとして、各 α 粒子のエネルギーと放出角度を決定する。各崩壊 α 粒子の検出ガス中でのエネルギー損失を SRIM で計算し、その飛跡に沿ってイオン化されて生じる電子の位置分布を再現する。その電子をドリフト速度、拡散係数を考慮して読み出し面へドリフトさせる。読み出し面である $\mu\text{-PIC}$ に電子が到達した位置分布と時間分布を決定し、ガス増幅率を考慮した後に信号処理回路の応答関数で畳み込み、アナログ信号を生成した。さらに、閾値を超えた時間に対応するストリップ位置を対応させることで、MAIKo で得られる飛跡画像を生成することができる。

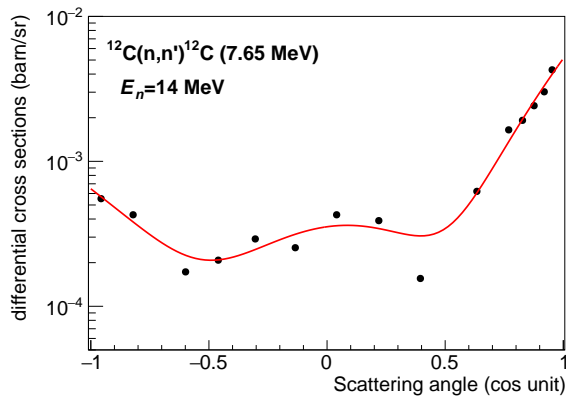


図 36 中性子非弾性散乱によって Hoyle 状態へ励起する反応の微分断面積の角度分布 [6]。赤線は、シミュレーション計算のために角度分布を 6 次の多項式でフィットした結果。

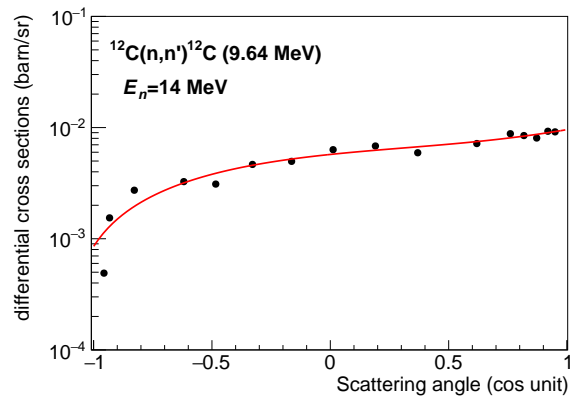


図 37 中性子非弾性散乱によって 3_1^- 状態へ励起する反応の微分断面積の角度分布 [6]。赤線は、シミュレーション計算のために角度分布を 4 次の多項式でフィットした結果。

シミュレーションでは、 ^{12}C が Hoyle 状態または 3_1^- 状態へ励起して放出される崩壊 α 粒子の 3 本の飛跡の事象だけでなく、OKTAVIAN 実験で実際に測定された、

- $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}$ 、 $p(n, n')p$ 、 $^4\text{He}(n, n')^4\text{He}$ (飛跡が 1 本の事象)
- $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^9\text{Be} + ^4\text{He}$ (飛跡が 2 本の事象)

もランダムに混合した約 300 事象の Run をいくつか生成し、8 人に実験データと同様に eye-scan 解析を行わせた。各 Run の全事象数において、「3 つの α 粒子が検出器の有感領域内部で停止した」かつ「Hoyle 状態・ $^{12}\text{C}(3_1^-)$ 状態の事象であると eye-scan 解析で同定できた」事象の割合 (正解率) を、検出・解析効率として評価した。3 つの α 粒子が検出器の有感領域内部で停止する条件は測定データと同様の領域のカット条件で判断した。また、解析者による効率のばらつきは系統誤差として評価した。

5.2 結果

検出ガスとして H₂ 混合ガスと He 混合ガスを 100 hPa で用いたときの Hoyle 状態へ励起した事象と、450 hPa で用いたときの 3₁⁻ 状態へ励起した事象についての、解析者ごとの検出・解析効率を評価した結果を表 5.2, 5.2 に示す。全体的に H₂ 混合ガスを用いた場合、He 混合ガスを用いた場合よりも高い検出・解析効率を得られた。これは、H₂ 混合ガスの方が拡散効果が小さく飛跡が細いため区別しやすい、 dE/dx が大きく崩壊 α 粒子が有感領域から出てしまう事象が少ないからであると考えられる。

表 4 100 hPa の H₂ 混合ガス、He 混合ガス中での Hoyle 状態の検出・解析効率。

H ₂ 混合ガス	解析者	効率
	H	13%
	f	9.1%
	F	9.4%
		10%
	I	11%
		9.5%
平均		10%
誤差		±1.4%

He 混合ガス	解析者	効率
	S	4.4%
	M	4.0%
	A	4.0%
		4.7%
	K	4.8%
平均		4.4%
誤差		±0.32%

表 5 450 hPa の H₂ 混合ガス、He 混合ガス中での 3₁⁻ 状態の検出・解析効率。

H ₂ 混合ガス	解析者	効率
	H	26%
	f	28%
		27%
	F	32%
	I	31%
	K	27%
平均		29%
誤差		±2.3%

He 混合ガス	解析者	効率
	S	27%
		22%
	M	25%
		21%
	A	28%
	K	31%
平均		26%
誤差		±3.4%

6 入射中性子量の誤差の評価

測定中は、MAIKo の後方に設置した液体シンチレータで入射中性子量を計数した。また、OKTAVIAN 施設のエリアモニターでも入射中性子量を計数した。これらの計数値を比較して確認を行い、入射中性子量の誤差を評価した。測定時には、MAIKo を用いた中性子非弾性散乱の測定開始と同時に液体シンチレータによる中性子測定を開始し、データを取得した。測定中の液体シンチレータの計測数を visual scaler で計数し、各 Run について、全事象に対する中性子と γ 線の割合を波形解析によって求めた。各 Run での visual scaler の計数を、中性子の割合と検出効率、そして visual scaler のダウンスケール数 (1/10) で割ったものを入射中性子量 N_{LS} とした。液体シンチレータの検出効率は、シミュレーションコード SCINFUL-CG[13] を用いて 9% と評価した。エリアモニターの計数値については、検出効率とエリアモニターの立体角を考慮して、 4π に放出される中性子数を見積もったのちに測定に用いたコリメータの立体角から、MAIKo と液体シンチレータに入射した中性子量を評価した。エリアモニターのデータは 1 秒ごとに中性子量を記録しているため、各 Run に対して測定時間での中性子量の総和 N_{OKT} を求めた。また、液体シンチレータの計数値の和を入射中性子量 N_{beam} とし、両者の差を系統誤差として評価した。

$$\Delta N_{beam} = |N_{LS} - N_{OKT}|$$

表 6,7 に、それぞれの測定条件における N_{beam} に対する ΔN_{beam} の割合を誤差 (%) として示した。また、図 38 に Run ごとの N_{LS} と N_{OKT} の変化を示した。

表 6 100 hPa の H_2 混合ガス、He 混合ガスを用いた測定時の、入射中性子量と誤差。

	N_{beam}	ΔN_{beam}	誤差 (%)
H_2 混合ガス	4.5×10^8	0.29×10^8	6.5
He 混合ガス	3.7×10^8	0.32×10^8	8.7

表 7 450 hPa の H₂ 混合ガス、He 混合ガスを用いた測定時の、入射中性子量と誤差。

	N_{beam}	ΔN_{beam}	誤差 (%)
H ₂ 混合ガス	0.48×10^8	0.10×10^8	22
He 混合ガス	1.9×10^8	0.66×10^8	35

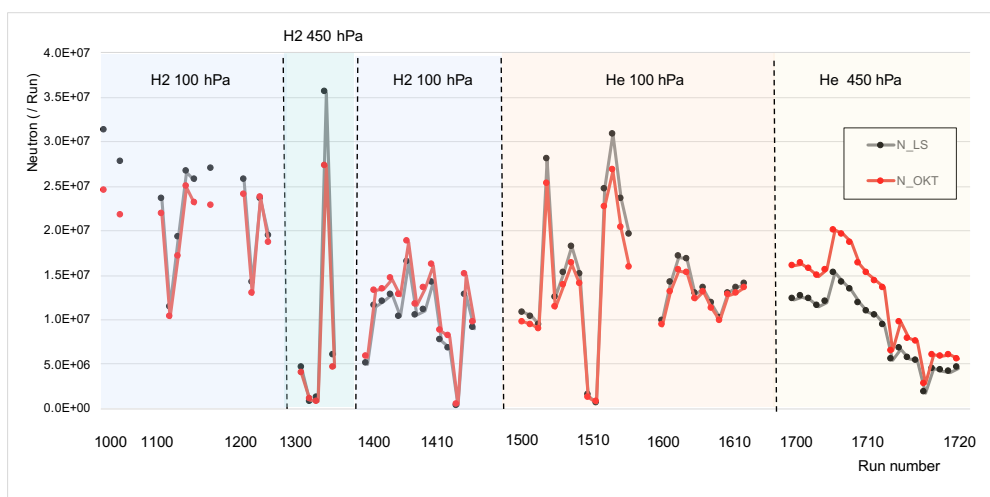


図 38 各 Run における、液体シンチレータを用いた測定で評価した入射中性子量 N_{LS} とエアロモニターで測定された中性子数から評価した MAIKo と液体シンチレータに入射した中性子量 N_{OKT} の変化。

7 断面積の算出

7.1 断面積の算出結果

^{12}C が Hoyle 状態または 3_1^- 状態に励起した事象の数 Y (個)、単位面積あたりの検出ガス中の ^{12}C 標的の量 N_t (個/cm²)、入射中性子量 (個) N_{beam} 、検出・解析効率 ϵ として、次の式で断面積を算出した。

$$\sigma = \frac{Y}{N_t N_{\text{beam}} \epsilon}$$

単位面積あたりの検出ガス中の ^{12}C 標的の量 N_t は、検出ガスの圧力から isoC₄H₁₀ 中の ^{12}C の単位体積あたりの個数を計算し、カット条件を課した後の有感領域のビーム軸方向 (z 軸方向) の長さである 9.24 cm を乗じて評価した。

表 8,9 に、断面積の算出に用いたそれぞれのパラメータと断面積の算出結果、その統計誤差と系統誤差を示す。本研究での結果は、100 hPa の H₂ 混合ガスを用いて測定した $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積は $14 \pm 5.8(\text{stat.}) \pm 1.2(\text{sys})$ mb であった。一方で、100 hPa の He 混合ガスを用いて測定したこの反応の断面積は、 $14 \pm 9.6(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{sys.})$ mb であった。また、450 hPa の H₂ 混合ガスを用いて測定した $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積は $49 \pm 9.6(\text{stat.}) \pm 11(\text{sys.})$ mb、He 混合ガスを用いて測定した断面積は $57 \pm 6.1(\text{stat.}) \pm 20(\text{sys.})$ mb であった。統計誤差としては、検出器内部で各崩壊 α 粒子が停止する効率をシミュレーションにより評価した際の統計誤差と得られた事象数の統計誤差 \sqrt{Y} を考慮した。系統誤差としては、人間の目による eye-scan 解析の効率のばらつきと入射中性子ビーム強度の誤差を考慮した。

表 8 100 hPa の H₂ 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定での、Hoyle 状態に励起する断面積の算出結果。

gas	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + H ₂ (90%)	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + He (90%)
Y (個)	6	2
ε	10%	4.4%
N _{beam} (個/cm ²)	4.5 × 10 ⁸	3.7 × 10 ⁸
N _t (個)	9.2 × 10 ¹⁸	9.1 × 10 ¹⁸
σ (mb)	14	14
±Δσ(stat) (mb)	5.8	1.2
±Δσ(sys) (mb)	9.6	1.4

表 9 450 hPa の H₂ 混合ガスと He 混合ガスを用いた測定での、Hoyle 状態に励起する断面積の算出結果。

gas	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + H ₂ (90%)	isoC ₄ H ₁₀ (10%) + He (90%)
Y (個)	28	11
ε	29%	26%
N _{beam} (個/cm ²)	4.8 × 10 ⁸	1.9 × 10 ⁸
N _t (個)	4.1 × 10 ¹⁹	4.0 × 10 ¹⁹
σ (mb)	49	57
±Δσ(stat) (mb)	9.6	11
±Δσ(sys) (mb)	6.1	20

7.2 先行研究による断面積との比較

図 39, cross964 に、算出した断面積とその統計誤差と系統誤差、K. Kondo らの断面積 [6] の比較を示す。

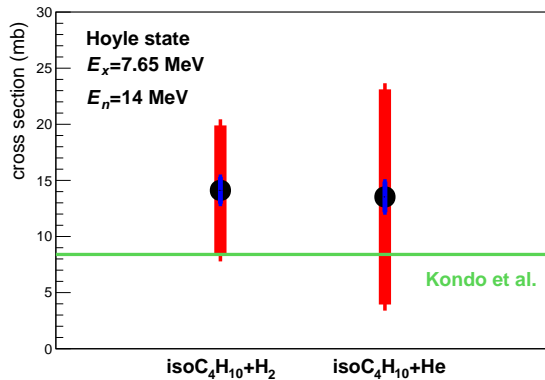


図 39 本研究での MAIKo を用いて測定した $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積 (黒点) と、その統計誤差 (赤線) と系統誤差 (青線)。緑線は Kondo らによる $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積の値である [6]。

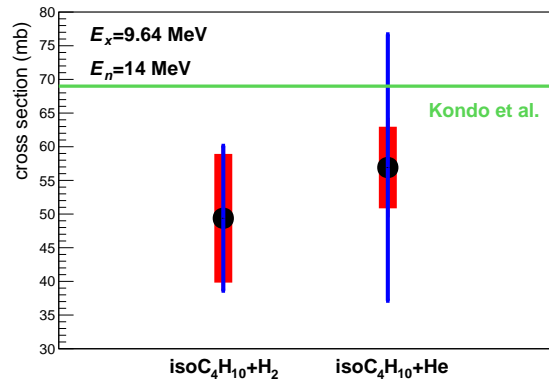


図 40 本研究での MAIKo を用いて測定した $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積 (黒点) と、その統計誤差 (赤線) と系統誤差 (青線)。緑線は Kondo らによる $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積の値である。[6]

K. Kondo らによる測定の結果 [6] は、 $E_n = 14$ MeV において、Hoyle 状態を励起する中性子非弾性散乱の断面積が 8.4 mb、 $^{12}\text{C}(3_1^-)$ 状態を励起する中性子非弾性散乱の断面積は 69 mb であるため、本研究における断面積の結果は先行研究の値と誤差の範囲内で一致した。よって、MAIKo を用いた ^{12}C の中性子非弾性散乱の測定は妥当であることが実証された。

8 まとめと今後の展望

本研究では、MAIKo を用いた $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定手法の妥当性を検討した。テスト実験として OKTAVIAN において、 $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積測定を行った。また、ガス圧を調節することで $E_n = 14$ MeV における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積の測定も同時に行った。そして測定データの解析を行い、検出・解析効率の評価と入射中性子量の確認も行った。検出・解析効率については、シミュレーションを用いて Hoyle 状態から崩壊して放出される 3 つの α 粒子の飛跡画像を生成し、測定データと同様に、複数人で eye-scan 解析を行って評価した。最後にこれらのデータから、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積を算出した。本測定で得られた断面積の結果を、Kondo らの先行研究による断面積の結果 [6] と比較し、誤差の範囲内で一致することを確認した。よって、この MAIKo を用いた $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定手法は妥当であることを実証した。

また、検出ガスとして isoC₄H₁₀(10%)+H₂(90%) と isoC₄H₁₀(10%)+He(90%) を用いて測定を行った結果、どちらも MAIKo で飛跡を確認でき、飛跡画像から ^{12}C の励起エネルギーの再構成も行えた。しかし、検出・解析効率の点から H₂ 混合ガスの方がこの測定に適していることが明らかになった。

1.4 節で述べたように、我々のグループでは本実験として、MAIKo を用いて $E_n = 8\text{--}10$ MeV での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定を行うことを目標としている。本実験に向けて、本研究で用いた MAIKo は $10.24 \times 10.24 \times 11.0$ (cm³) の大きさであるが、現在 $30 \times 30 \times 30$ (cm³) に MAIKo を大型化する計画が進んでいる。大型化により、3 つの崩壊 α 粒子が検出器の有感領域内部で停止する確率が大きくなるため、シミュレーションによると検出・解析効率が 100 hPa の H₂ 混合ガスで 31% (本研究での約 3 倍) になると想定される。また ^{12}C 標的の厚さも 3 倍となるため、収量が約 10 倍になると期待される。

加えて、解析方法の改善も検討している。本研究のように飛跡画像を eye-scan 解析で 1 つ 1 つ解析するには時間と労力がかかり、複数人の判断のばらつきから解析効率も不安定であるため、新たな飛跡画像の解析方法として機械学習の導入も検討している。本研究で用いたシミュレーションについても、飛跡のぼやけ、ストラグリングの効果などが十分に再現できていないため、入力する情報を増やして再現性を高めることを試みる予定である。

大型化した MAIKo で再度テスト実験を行った後、東北大 CYRIC で $E_n = 8\text{--}10$ MeV での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定を行う計画である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のご協力、ご指導をしていただきました。

指導教官である川畑貴裕教授には、大変お忙しい中、研究に関する物理の知識や解析の進め方から、文章の書き方、発表の方法まで様々なことを一から丁寧にご指導していただきました。またグループとして、複数の実験に参加させていただき、原子核実験の測定方法やデータの取得方法の基礎を直に感じることができました。学部4年生からこのような体験をさせていただき、大変感謝しております。

古野助教には、MAIKoをよく知る先輩としてMAIKoの仕組みや構造を指導していただいただけでなく、解析を進めるにあたってプログラミングの基礎的なことからよく相談に乗っていただき、助言をしてくださいました。大変お世話になりました。

土井隆暢さんは、既に卒業されているにも関わらず、シミュレーションの使い方や測定時のことについてメールで尋ねると丁寧に返事をしてくださり大変助かりました。川畑教授と古野助教に加え、足立智さん、村田求基さん、稲葉健斗さん、藤川祐輝さん、岡本慎太郎さん、坂梨公亮さん、土方裕斗さんには、検出・解析効率の評価のためにシミュレーションで生成した飛跡画像のeye-scan解析を手伝っていただきました。ご協力有難うございました。また皆さんには、研究室やRCNP、外部施設での実験等でお会いした際に、丁寧にご指導してくださるとともに、いつも楽しくお話していただき大変感謝しております。同期の辻聖也くんとは、お互いに困った時に手助けしながら研究を進めることができ、とても励みになりました。

川畑研究室の他の教員の方々や先輩方、同期の皆さんにも、大変感謝しています。昼休みや居室で見かけた際に、各自の研究に関する話から他愛もない日常なことまで色々お話しして下さり、とても楽しかったです。

本研究は、たくさんの方々の手助けによって成り立っています。関わってくださったすべての方に深く感謝いたします。本当に有難うございました。

参考文献

- [1] F.Hoyle : Astrophysical Journal Supplement **1** (1954) 121.
- [2] M. Tsumura, T. Kawabata, Y. Takahashi, S. Adachi, H. Akimune, S. Ashikaga, T. Baba, Y. Fujikawa, H. Fujimura, H. Fujioka, T. Furuno, T. Hashimoto, T. Harada, M. Ichikawa, K. Inaba, Y. Ishii, N. Itagaki, M. Itoh, C. Iwamoto, N. Kobayashi, A. Koshikawa, S. Kubono, Y. Maeda, Y. Matsuda, S. Matsumoto, K. Miki, T. Morimoto, M. Murata, T. Nanamura, I. Ou, S. Sakaguchi, A. Sakaue, M. Sferrazza, K.N. Suzuki, T. Takeda, A. Tamii, K. Watanabe, Y.N. Watanabe, H.P. Yoshida, J. Zenihiro : Physics Letters B **817** (2021) 136283.
- [3] J.H. Kelley, J.E.Purcell, C.G.Sheu : Nuclear Physics A **968** (2017) 71-253.
- [4] M. Beard, S.M. Au :Physical Review Letters **119** (2017) 112701.
- [5] 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.
- [6] K.Kondo, I. Murata, K. Ochiai, N. Kubota, H. Miyamaru, C. Konno, and T. Nishitani : Journal of Nuclear Science and Technology **45** (2008) 103.
- [7] 土井隆暢 : 修士論文, 京都大学 (2020).
- [8] 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.
- [9] 村田求基 : 修士論文, 京都大学 (2015).
- [10] オクタビアン (OKTAVIAN) の紹介 :
<http://www.see.eng.osaka-u.ac.jp/seeqr/seeqr/facility.html>
- [11] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack : SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B 268 (2010) 1818.
- [12] S. Biagi : Magboltz - transport of electrons in gas mixtures :
<https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>

[13] 遠藤章, E. Kim, 山口恭弘 : JAERI-Data/Code 2001-027 (2001).