

修士論文

論文題名

大型アクティブ標的 MAIKo+を用いた
 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 散乱断面積の測定

令和 5 年 1 月 31 日

専攻名 物理学専攻

氏名 氷見 香奈子

大阪大学大学院理学研究科

概要

トリプルアルファ反応は、3つの α 粒子から ^{12}C の基底状態を合成する反応である。トリプルアルファ反応は、 ^{12}C の α 崩壊閾値近傍に位置する 0_2^+ 状態を経由する。 0_2^+ 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} の確率で電磁崩壊をして ^{12}C の基底状態へ脱励起する。宇宙元素合成において、トリプルアルファ反応は ^{12}C より重い元素を合成する戸口反応であり、重要な原子核反応の一つである。高密度環境下では、電磁崩壊だけでなく (p, n, α) などの背景粒子との散乱によっても ^{12}C の 0_2^+ 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、クーロン障壁の影響をうけない中性子の寄与が大きく、トリプルアルファ反応率が40–100倍に増大する可能性が指摘されている。よって、高密度環境下におけるトリプルアルファ反応率を評価するには、 0_2^+ 状態が中性子との散乱により脱励起する $^{12}\text{C}(0_2^+) (n, n')^{12}\text{C}$ 反応の断面積を決定する必要がある。

しかし、 0_2^+ 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は困難である。そこで、脱励起反応の逆反応である ^{12}C の基底状態が中性子との非弾性散乱により 0_2^+ 状態へ励起される反応の断面積を測定し、詳細釣り合いの原理を用いて脱励起の断面積を決定する。我々は、励起後の崩壊により放出される3つの低エネルギー α 粒子を検出するため、炭素標的と飛跡検出器を兼ねるアクティブ標的を用いて、逆反応である $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定を行う計画である。

我々は、2020年に大阪大学工学部のOKTAVIANにおいて、MAIKoを用いて14 MeVの中性子と ^{12}C の非弾性散乱を測定するテスト実験を行った。測定データから3つの α 粒子の飛跡を再構成し、不変質量法を用いて 0_2^+ 状態に励起された事象を同定することで断面積を決定した。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。

しかし、 0_2^+ 状態へ励起したと同定できた事象数が少なく、収量についての統計誤差が大きかった。断面積を決定する際に行ったシミュレーション計算によると、大半の事象において崩壊 α 粒子の飛程がMAIKoの有感領域外にまで到達するために、飛跡の長さから崩壊 α 粒子のエネルギーを決定できないことが、その原因であると考えられた。そこで、有感領域が $10.2 \times 10.2 \times 11.0$ cm³であるMAIKoを大型化し、 $30.7 \times 30.7 \times 30.0$ cm³の有感領域を持つ新しいアクティブ標的MAIKo+を開発した。MAIKo+はMAIKoと比較して、標的厚が3倍となり、またシミュレーション計算から、テスト実験と同じ検出ガスを用いた場合に検出効率が21%から66%と約3倍になると予測され、収量が約10倍に増大すると期待された。

本研究では、大型アクティブ標的MAIKo+を用いて14 MeVの中性子と ^{12}C の非弾性散乱を測定するテスト実験を再びOKTAVIAN施設において実施し、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積を決定した。同時に取得された $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応による事象のデータからも $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積を決定し、先行研究の結果と比較した。 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積は、MAIKoを用いたテスト実験の結果と一致したが、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積は2つの先行

研究より小さい値となった。収量については、現在解析済みのデータのうち ^{12}C (n, n') $^{12}\text{C}(\text{O}_2^+)$ 反応であると同定できた事象数から、本研究の MAIKo+ を用いた測定では、MAIKo を用いた測定に比べて収量を約 10 倍に増大できたと考えられる。

目次

1	イントロダクション	1
1.1	宇宙での元素合成	1
1.2	トリプルアルファ反応	1
1.3	重元素の合成	2
1.4	高密度環境下におけるトリプルアルファ反応	3
1.5	アクティブ標的を用いた測定	4
1.6	MAIKo を用いたテスト実験	6
1.7	本研究の目的	7
2	MAIKo+ TPC	9
2.1	ドリフトケージ	11
2.2	電子増幅	13
2.3	信号の読み出し	15
2.4	飛跡画像	18
2.5	DAC 設定	19
2.6	grid 基板の改良	21
3	OKTAVIAN でのテスト実験	25
3.1	中性子ビーム	25
3.2	検出ガス	28
3.3	検出ガスの選出	28
3.3.1	ガス配管	29
3.4	α 線源を用いた測定	31
3.4.1	ドリフト速度	31
3.4.2	印加電圧の最適化	32
3.4.3	α 線源を用いたドリフト速度の測定	34
3.5	データ取得	37
4	測定データの解析	38
4.1	取得した飛跡画像	38
4.2	eyescan 解析	40

4.3	励起エネルギーの再構成	45
4.4	検出・解析効率の評価	49
4.4.1	評価方法	49
4.4.2	結果	51
4.5	入射中性子量	52
5	断面積の算出と考察	53
5.1	断面積の算出結果	53
5.2	考察	54
6	まとめと今後の展望	57

1 イントロダクション

1.1 宇宙での元素合成

我々の世界に存在する物質はすべて原子で構成され、その中心にある原子核は陽子と中性子からなる。原子核に含まれる陽子数が原子番号であり、中性子との構成比により性質が異なる。陽子数と中性子数の和を質量数 (A) という。原子核反応により陽子と中性子の比が新しい原子核を生成しなければ、新しい元素を合成することはできない。

宇宙開闢時にビッグバンが起こった直後は、陽子 (${}^1\text{H}$) と中性子しか存在しなかった。宇宙が膨張し温度が下がると、陽子 1 つと中性子 1 つからなる重水素 (${}^2\text{H}$) が合成され、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ へと、核子移行反応により陽子と中性子の捕獲を繰り返して逐次的に新たな元素が合成された。しかし、質量数が $A = 5$, $A = 8$ の安定な原子核が存在せず、 $A = 5$, $A = 8$ の原子核が生成してもすぐに分裂してしまうため、このビッグバン元素合成は ${}^4\text{He}$ の合成で止まったと考えられている。このように陽子と中性子の移行反応では $A = 9$ 以上の重元素が生成されない。しかし、現在の宇宙に様々な元素が存在している以上、この $A = 5, 8$ の問題を乗り越えてより重い元素が合成される過程があるはずである。

1.2 トリプルアルファ反応

恒星は水素やヘリウムが分子雲を生成し、この分子雲が重力により収縮することで誕生する。収縮により温度が上昇し、中心温度が 10^7 K を超えると、水素の核融合による燃焼反応が始まる。水素の燃焼反応は連鎖的に反応が起こるため pp チェインと呼ばれる。 pp チェインでは、最終的に 4 つの水素から 1 つの α 粒子 (${}^4\text{He}$ 原子核) が生成される。核融合から放出されるエネルギーによる膨張圧が、重力による収縮圧とつり合って安定し、しばらくの間は主系列星として輝く。やがて恒星内部の水素が消費されることで枯渇すると、中心部が収縮し、密度と温度が上昇し、 α 粒子の核融合反応が始まる。

α 粒子が高温 ($\sim 10^8$ K) かつ高密度 ($> 10^3$ g/cm³) で存在すると、トリプルアルファ反応が起こる。トリプルアルファ反応では、短寿命の 2α 共鳴状態である ${}^8\text{Be}$ が合成され、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 ${}^{12}\text{C}$ の α 崩壊閾値近傍に位置する 0_2^+ 状態 ($E_x = 7.65$ MeV) 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]。Hoyle 状態は Dunbar らによる実験によってその存在が確認された [2]。図 1 は、 ${}^{12}\text{C}$ の基底状態と Hoyle 状態、 3α 、 ${}^8\text{Be} + \alpha$ 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 線もしくは電子・陽電子対を放出して、 ^{12}C の基底状態へ脱励起する。このように、3つの α 粒子から ^{12}C を合成する反応をトリプルアルファ反応と呼ぶ。このトリプルアルファ反応により、ビッグバン元素合成の $A = 5, 8$ の問題を乗り越え、 $A = 12$ の炭素を合成することができる。トリプルアルファ反応は重元素合成の戸口反応であるため、宇宙元素合成の過程において重要な反応の 1 つである。

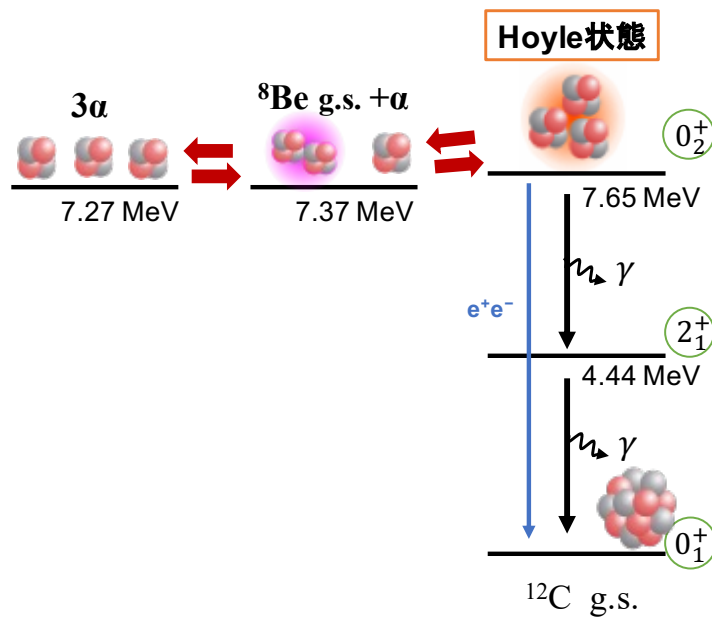


図1 ^{12}C のエネルギー準位図。

1.3 重元素の合成

^{12}C の合成速度は、その後の重元素合成の過程に大きな影響を与える。Wanajo らは超新星爆発時の νp 過程における重元素合成のトリプルアルファ反応率の影響について報告している [3]。図 2 に示すように、Caughlan と Fowler の評価によるトリプルアルファ反応率 (CF88) [4] と NACRE [5] に採録されているトリプルアルファ反応率 (Angulo99) のいずれのトリプルアルファ反応率を採用するかによって、 νp 過程による重元素の生成量に極めて大きな差異が生じてしまう。CF88 と Angulo99 の違いは、Hoyle 状態より高い 3α 共鳴状態である 2_2^+ 状態と 3_1^- 状態の共鳴パラメータの不定性から生じている。Angulo99

では、高励起状態の寄与が CF88 よりも大きく評価されており、 10^9 K を超える高温でトリプルアルファ反応率が增大している。高温でのトリプルアルファ反応率が增大すると、質量数 $A = 60-80$ の原子核の生成量が増加し、陽子の存在量が減少することで $A > 80$ の原子核において νp 過程を減速させ、生成量が大きく減少する。つまり、重元素合成過程を解明するためにはトリプルアルファ反応率を決定することが重要である。

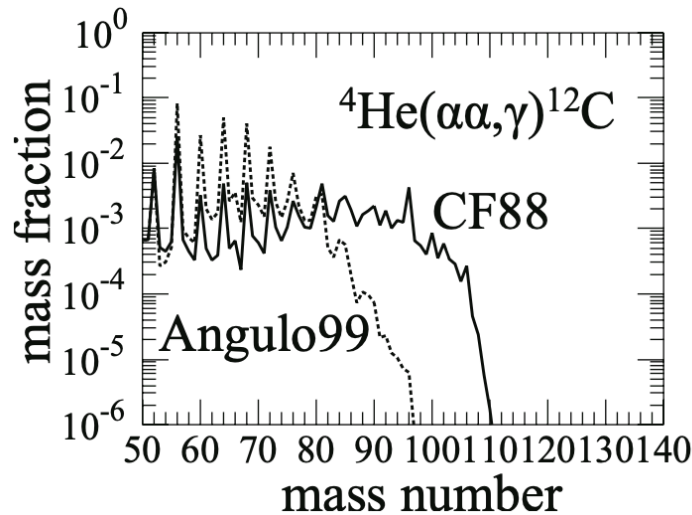


図 2 異なるトリプルアルファ反応率を仮定した場合の、 νp 過程における重元素合成率を比較した計算結果 [3]。CF88 と Angulo99 は、それぞれ Ref. [4] と Ref. [5] に採録されているトリプルアルファ反応率を仮定した場合の重元素合成率を示している。

1.4 高密度環境下におけるトリプルアルファ反応

超新星爆発後などの高密度環境下では、Hoyle 状態が電磁崩壊 (γ 崩壊および電子・陽電子対生成) によって ^{12}C の基底状態へ脱励起するだけでなく、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過程が重要となることが近年指摘されている [6]。図 3 は、Beard らによる各粒子の密度が 10^6 g/cm^3 のときの Hoyle 状態の電磁崩壊による脱励起の確率と、背景粒子との散乱による寄与を含めた脱励起の確率の比を示している [7]。図 3 の横軸は 10^9 K を単位とした温度を示している。図 3 に示すように、クーロン障壁の影響を受けない中性子との散乱による反応率の増大が顕著であると指摘されており、その増大率は 40–100 倍に及ぶと報告されている。特に温度の低い領域 ($T \sim 10^8$ K) で増大率が大きくなる。

また近年、Shilun らにより重力崩壊型超新星爆発による陽子過剰なアウトフロー内に

において、陽子や中性子によるトリプルアルファ反応率が最大で一桁増大すると報告されている [8]。彼らは、この環境下でトリプルアルファ反応率が増大することにより元素合成に寄与する陽子の欠乏が生じ、 νp 過程による重元素の生成の終点が最大で 10 原子質量単位ほど低質量側に変化することを指摘している。

このように、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決定しなければならない。

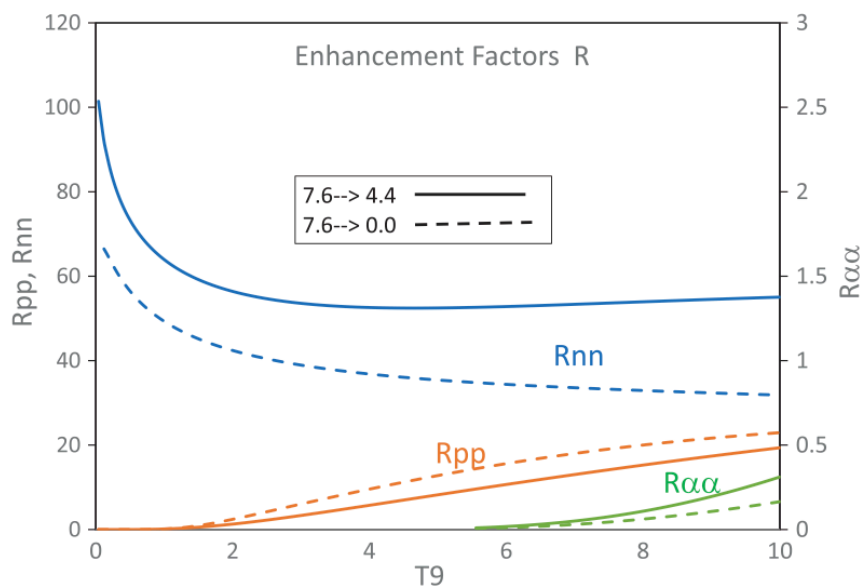


図 3 密度が 10^6 g/cm^3 のときの、Hoyle 状態の電磁崩壊による脱励起のみを考慮したトリプルアルファ反応率と、各粒子との非弾性散乱による寄与を含めたトリプルアルファ反応率の比。横軸の T_9 は 10^9 K を単位とする温度を表す。 $R_{nn}, R_{pp}, R_{\alpha\alpha}$ は、それぞれ中性子、陽子、 α 粒子との非弾性散乱による増大率である。 α 粒子による増大率は、右軸により拡大されている。文献 [7] の Fig. 3 より転載。

1.5 アクティブ標的を用いた測定

図 4 上に示すように、宇宙での反応は 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 $\sim 7 \text{ MeV}$ である。この反応を測定するためには 10 keV 以下の中性子を Hoyle 状態と散

乱させる必要があるが、Hoyle 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 4 下に示すように、逆反応である ^{12}C の基底状態と $E_n \sim 8 \text{ MeV}$ 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。宇宙での反応で放出される中性子のエネルギーは重心系で $\sim 7 \text{ MeV}$ であるが、実験室での逆反応では ^{12}C の静止系において測定を行うため、反応に関与する中性子のエネルギーは $\sim 8 \text{ MeV}$ である。

逆反応の測定では、中性子を ^{12}C 標的に照射し、非弾性散乱により ^{12}C を Hoyle 状態へ励起させる。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 $\sim 100 \text{ keV}$ と非常に低エネルギーであり、通常の実験装置を用いた測定では崩壊 α 粒子が標的内で止まってしまうため、これらを検出することは困難である。そこで、本研究では検出器自体が標的となるアクティブ標的を用いる。我々が開発した 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 [9][10]。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。

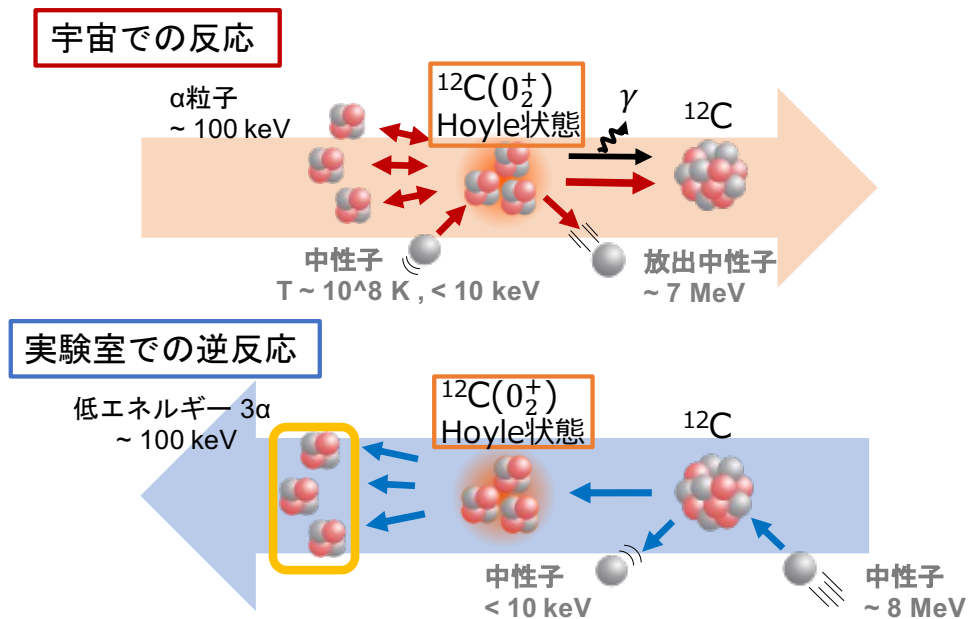


図4 宇宙での反応と実験室での逆反応の模式図。

1.6 MAIKo を用いたテスト実験

2020年に大阪大学工学部のOKTAVIAN施設[11]において、 $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ 反応により生成される14 MeVの単色中性子をMAIKoに入射させ、中性子と ${}^{12}\text{C}$ の非弾性散乱を測定するテスト実験を行った。検出ガスとして、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + H_2 (90%)の混合ガスをMAIKoに100 hPa封入して測定した。この検出ガスは数種類のガスを検討し、炭素以外に非弾性散乱のバックグラウンドを生じる物質を含まないこと、100 keV程度の崩壊 α 粒子を効率よく検出でき、電子の拡散係数が小さいことで飛跡の解析効率を高めることという観点から決定した[12]。測定データから3つの α 粒子の飛跡を再構成し、不変質量法を用いてHoyle状態に励起された事象を同定することで断面積を決定した。 ${}^{12}\text{C}$ がHoyle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 ${}^{12}\text{C}$ 標的の量 N_t (個/ cm^2)、入射中性子量 N_{beam} (個)、検出・解析効率 ϵ として、断面積を算出した結果を表1に示す。Kondoらの先行研究による $E_n = 14$ MeVでの断面積の結果[13]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 ${}^{12}\text{C}$ の中性子非弾性散乱の測定に有効であることを確認した[12][14][15]。

しかし、このテスト実験では、Hoyle状態を励起した事象数が少なく、収量についての統計誤差が大きかった。断面積を決定する際に行ったシミュレーション計算によると、大

表 1 2020 年に 100 hPa の isoC₄H₁₀ (10%) + H₂ (90%) ガスを満たした MAIKo による中性子非弾性散乱の測定結果。Y は ¹²C が Hoyle 状態に励起した事象の数、N_t は単位面積あたりの検出ガス中の ¹²C 標的の量 (個/cm²)、N_{beam} は入射中性子数、ε は検出・解析効率である。

Y (個)	6
ε	10.4%
N _{beam} (個)	4.5 × 10 ⁸
N _t (個/cm ²)	9.2 × 10 ¹⁸
σ (mb)	14
±Δσ(stat) (mb)	6
±Δσ(sys) (mb)	2

半の事象において崩壊 α 粒子の飛程が MAIKo の有感領域外にまで到達するために、飛跡の長さから崩壊 α 粒子のエネルギーを決定できないことが、測定された事象数が少ない原因である。

そこで本研究では、有感領域が 10.2 × 10.2 × 11.0 cm³ である MAIKo を大型化し、30.7 × 30.7 × 30.0 cm³ の有感領域を持つ新しいアクティブ標的 MAIKo+ を開発した。MAIKo+ は MAIKo と比較して、標的厚が 3 倍となり、またシミュレーション計算から、テスト実験と同じ検出ガスを用いた場合に検出効率が 21% から 66% と約 3 倍になると予測され、収量を約 10 倍に増大できると期待できる。

1.7 本研究の目的

我々は、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 ¹²C(n, n')¹²C(0₂⁺) 反応の断面積を MAIKo+ アクティブ標的を用いて測定することを目標としている。近年、TexAT TPC を用いて、 $E_n \sim 8$ MeV の中性子の散乱による断面積が測定された [16]。しかし、反応閾値近傍における断面積のエネルギー依存性は Beard らによる予測 [7] と異なる挙動を示しており、独立した測定によってこの結果を検証する必要がある。

MAIKo を用いたテスト実験により、¹²C の中性子非弾性散乱の測定において、MAIKo を用いた手法が有効であると確認できたが、収量についての統計誤差が大きい点が問題であった。

そこで、本研究では、収量を増加させるために、MAIKoの有感領域を各辺約3倍に拡張した新たなアクティブ標的 MAIKo+を開発した。そして、MAIKoを用いて実施したのと同様に OKTAVIAN 施設において 14 MeV の中性子を用いてテスト実験を行った。測定したデータの解析を行い、収量が増加したことにより誤差が小さくなり、より高精度で先行研究の結果と一致する断面積が決定できることを目指した。

2 MAIKo+ TPC

アクティブ標的 MAIKo, 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 TPC である。TPC は、荷電粒子が検出ガス中を通過するときに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。飛跡を水平面に射影した位置は電子が到達した読み出し面上の位置から決定し、鉛直方向の位置は電子が読み出し面に到達するまでの時間により決定することができる。

MAIKo+ は、収量増加のために MAIKo の有感領域を各辺約 3 倍に拡張した検出器であり、2021 年度から開発に着手した。部品の組み立て作業は、埃がケージ内に混入しないよう、図 5 の自作したクリーンブース内で行った。作成したクリーンブースは縦 2.5 m、横 1.8 m、高さ 2.6 m の大きさであり、その周囲は静電気防止フィルムで囲われている。クリーンブースの上部に設置した HEPA フィルタで浄化した空気で常に下向きの気流を生成し、埃が舞い上がることを抑制することで、ブース内の空気を清浄に保った。また検出器を容易に出し入れするために、側面のフィルムはファスナーを取り付け、開閉できる設計とした。クリーンブースの内部には、検出器を持ち上げるための耐荷重 400 kg の手動クレーンを開発・設置した (図 6)。



図5 MAIKo+ の開発作業用クリーンブースの写真。

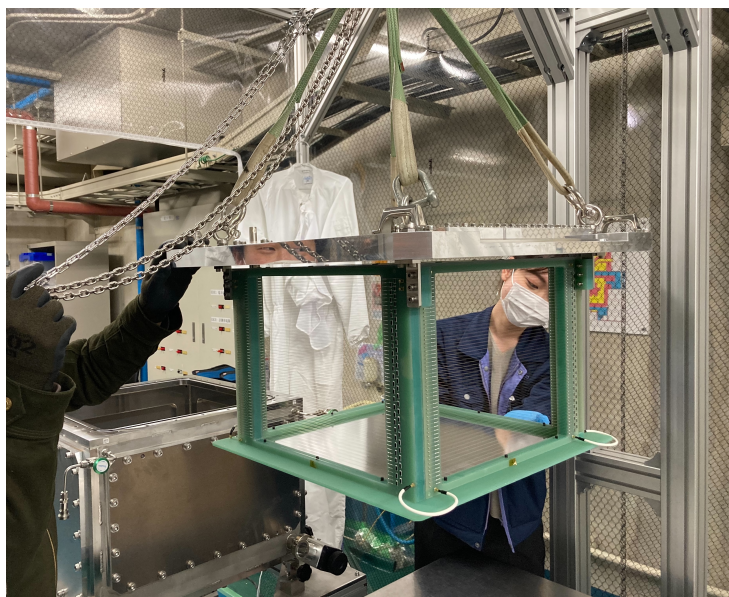


図6 クリーンブース内の手動クレーンを用いて MAIKo+ の開発作業を行っている様子。

2.1 ドリフトケージ

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 CAD イメージを図 7 に示す。また、ドリフトケージの模式図を図 8 に示す。MAIKo+ のドリフトケージは、縦横 $38.0 \times 38.0 \text{ cm}^2$ 、高さ 30.0 cm の大きさである。ドリフトケージは、最下層に plate を有し、上部には grid, スペース, gas electron multiplier (GEM), 信号の読み出し面である μ -PIC [17] が配置されている。側面はベリリウム銅線が張られた G10 のフレーム 4 面を組み合わせた構造をしている。このドリフトケージを、検出ガスを封入する真空チェンバーの内部に設置した。

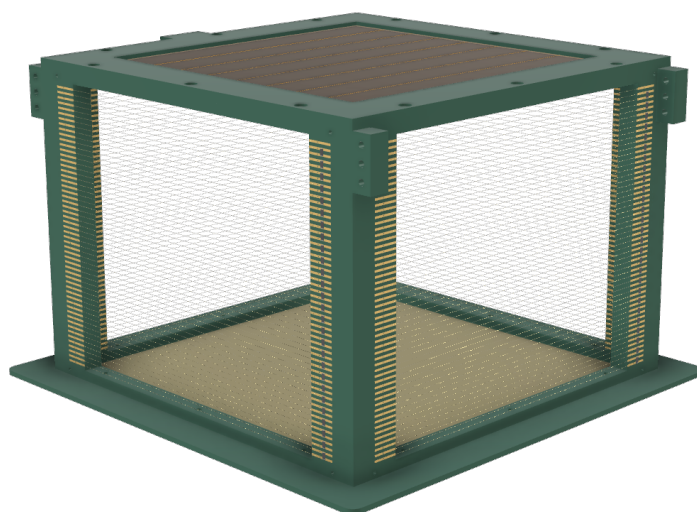


図 7 ドリフトケージの CAD イメージ。

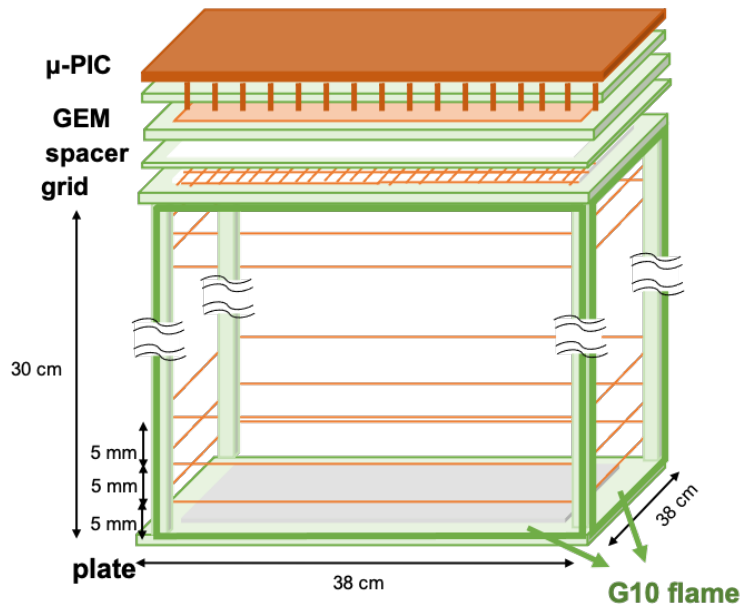


図8 ドリフトケージの全体の模式図。

plate は厚さ 5 mm の G10 製の平板の片面にメッキ加工を施した基板であり、最も高い負電圧を印加する。grid は格子状に等間隔で直径 $125 \mu\text{m}$ のベリリウム銅線を張った金網状の電極である。ドリフトケージ上部に位置する grid に負の高電圧を印加し、plate との間で下向きの電場をつくることで、電子を読み出し面のある上向きへドリフトさせる。grid は、 $\mu\text{-PIC}$ や GEM でのガス増幅によって生じた大量のイオンが、ドリフト領域に流入することを抑制するために設置している。ガス増幅により生じたイオンがドリフト領域に流入すると、ドリフト電場の歪みや電子のドリフトを阻害する可能性がある。網状の grid に適切な電圧を印加することで、上向きにドリフトする電子は透過させつつ、下向きにドリフトするイオンを捕獲することができる。また、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 の間に位置するの側面の G10 フレームには $10 \text{ M}\Omega$ の抵抗で接続された直径 $125 \mu\text{m}$ のベリリウム銅線が、5 mm 間隔で 2 重のリング状に張られている。内側と外側のベリリウム銅線は 20 mm 離れている。この 2 重構造により、ドリフトケージ内の電場の一様性を高めている。

MAIKo+ の高電圧回路の模式図を図 9 に示す。GEM と $\mu\text{-PIC}$ に関しては次節で詳しく述べる。

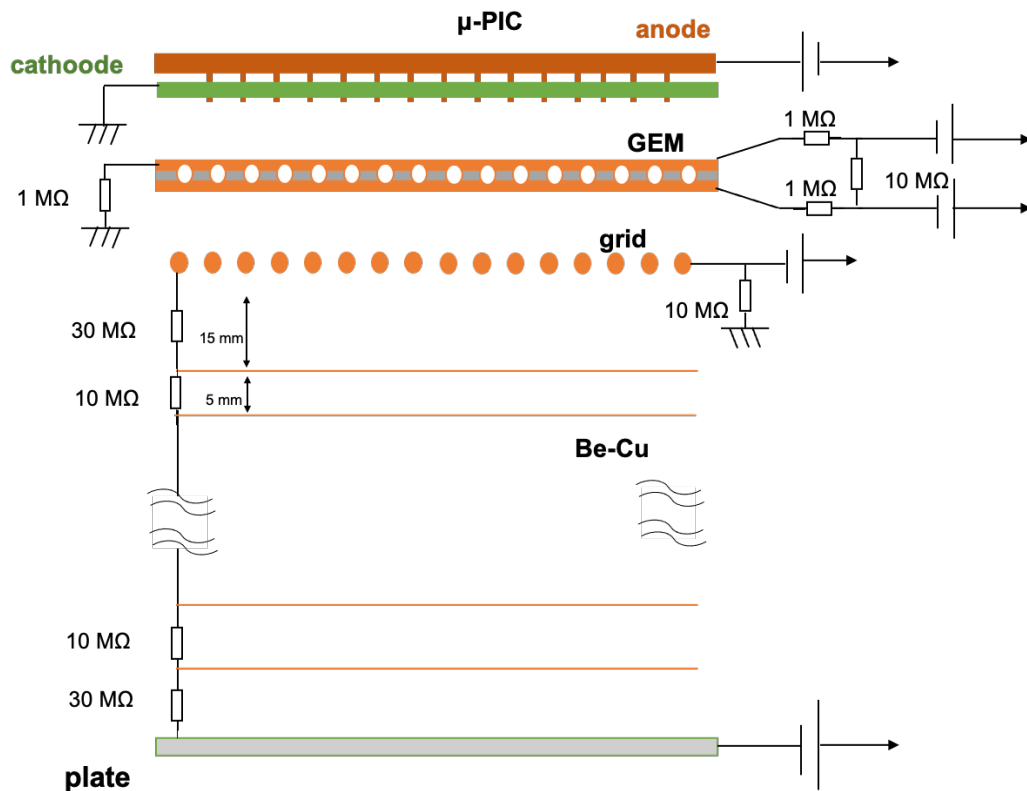


図9 MAIKo+ の高電圧回路の模式図。

2.2 電子増幅

MAIKo+ では、電子増幅のために grid の上に GEM を配置している。GEM は図 10 のように、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。MAIKo+ に用いた GEM の大きさは $31.0 \times 31.0 \text{ cm}^2$ 、厚さ $100 \mu\text{m}$ で、直径 $70 \mu\text{m}$ の穴が $140 \mu\text{m}$ 間隔で開けられている。MAIKo+ には厚さ 5 mm の G10 基板にエポキシ接着剤で貼り付けた GEM 基板として組み込んだ (図 8)。GEM 基板を図 11 に示す。GEM は電子増幅のために表裏に異なる電圧を印加するが、過度な電場が形成されて放電によって GEM の表裏面が導通してしまった際に、過電流が流れることを防ぐため、表裏のコネクタ間には $10 \text{ M}\Omega$ の抵抗を挟んだ。裏面は $1 \text{ M}\Omega$ の抵抗を介して接地した。GEM の表裏面と電圧印加部の間には、 $1 \text{ M}\Omega$ の抵抗を挿入した (図 9)。

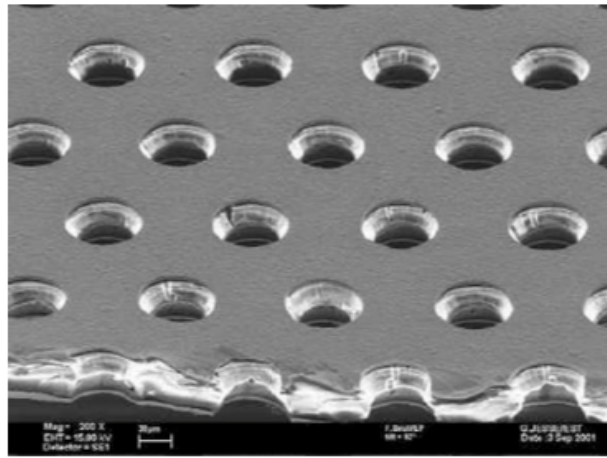


図 10 GEM を拡大した画像 [18]。

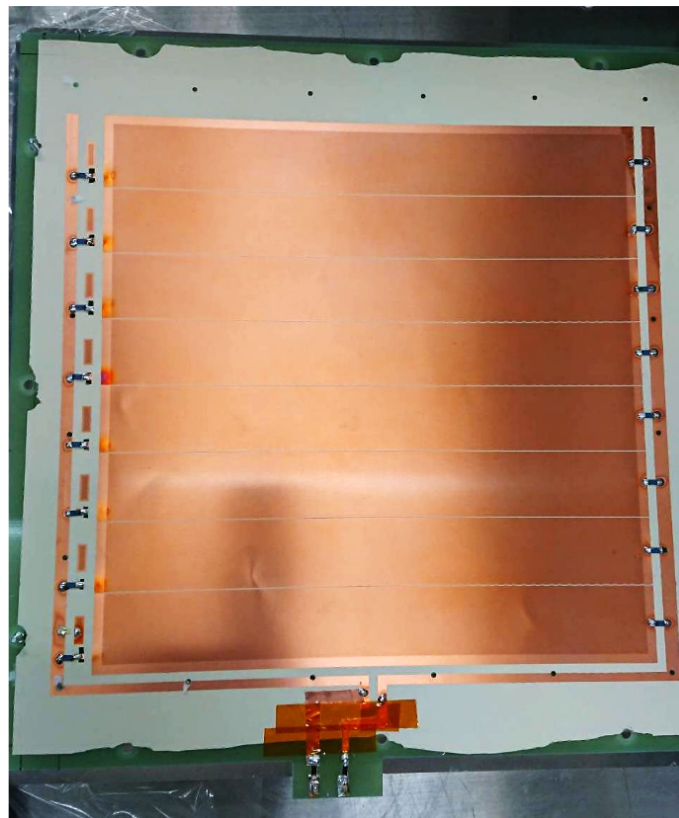


図 11 製作した GEM 基板の写真。

GEMで増幅された電子は、 μ -PIC [17]により再び増幅された後に信号として読み出される。図12に μ -PICの構造を示す。anodeとcathodeのストリップ上で直径 $256\ \mu\text{m}$ の穴が直交しており、それぞれ $400\ \mu\text{m}$ 間隔で768chずつ並んでいる。そして、直径 $50\ \mu\text{m}$ 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各ストリップを経由して読み出される。MAIKo+に用いた μ -PICの有感領域は、 $30.7 \times 30.7\ \text{cm}^2$ である。

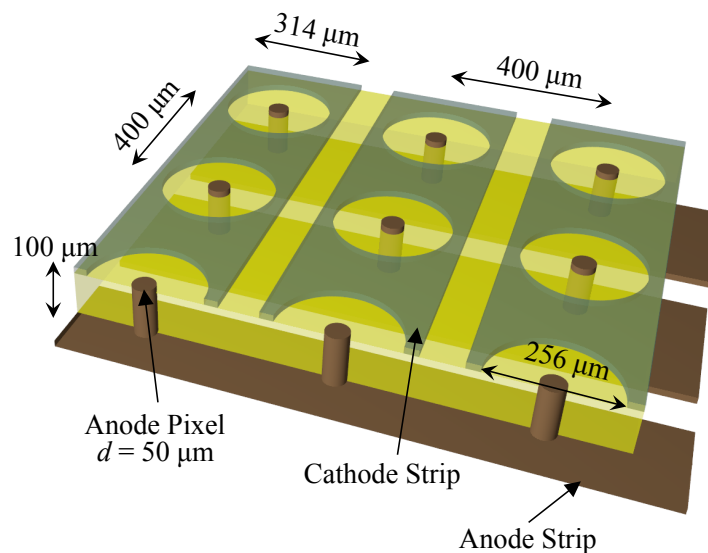


図12 μ -PICの模式図。

2.3 信号の読み出し

MAIKo+では、信号の読み出しにGiga-bit Iwakiボード [19]を用いた。Giga-bit Iwakiボードは、京都大学の宇宙線グループが開発した、アナログ信号を処理するApplication Specific Integrated Circuit (ASIC)とASICからのデジタル信号及び外部との入出力信号を処理するField Programmable Gate Array (FPGA)を搭載した基盤である。MAIKoで用いていたIwakiボードとは異なりSiTCP技術 [20]を用いて基盤上のFPGAから直接にTCP通信でデータ転送できる。Giga-bit Iwakiボードは1枚で128chの信号情報を読み出すことができるため、MAIKo+ではanode、cathodeそれぞれ

れに 6 枚、計 12 枚を用いて信号情報を取得した。

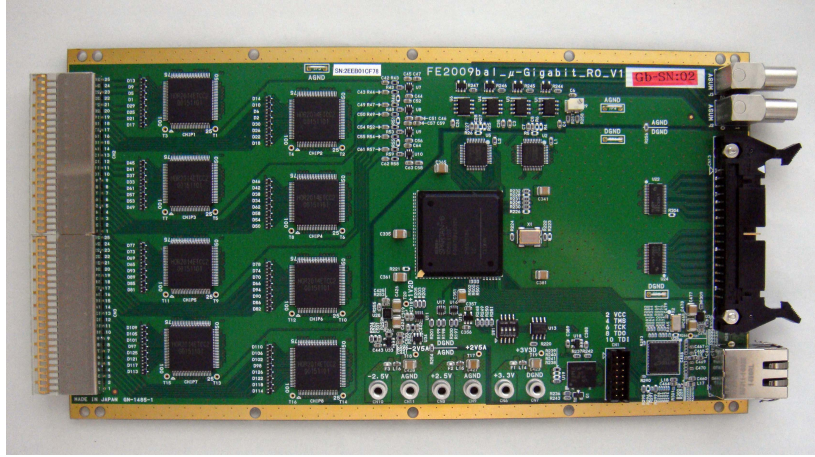


図 13 Giga-bit Iwaki ボードの写真。

図 14 に Giga-bit Iwaki ボードでの信号処理プロセスのブロックダイアグラムを、図 15 に 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示す。各ストリップからのアナログ信号は、ASIC (FE2009bal) 内で増幅・整形された後にディスクリミネーターに入力される。入力された信号の波高が閾値を超えているとディスクリミネーターは Hit 信号を出力する。ASIC から出力された Hit 信号は、FPGA 内で 100 MHz の clock 信号に同期される (図 15)。 μ -PIC からの信号波高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。また、32 ch 分のアナログ信号を足し合わせた信号が、50 MHz・10 bits の FADC によってデジタル化され、FPGA へ入力される。FPGA のリングバッファには常に、過去 20.48 μ s に入力された 128 ch 分の Hit 情報と 4 ch 分の FADC 情報が蓄えられている。Giga-bit Iwaki ボードは、外部からトリガー信号が入力された際に、リングバッファの情報を SiTCP 通信によって PC へ転送する。

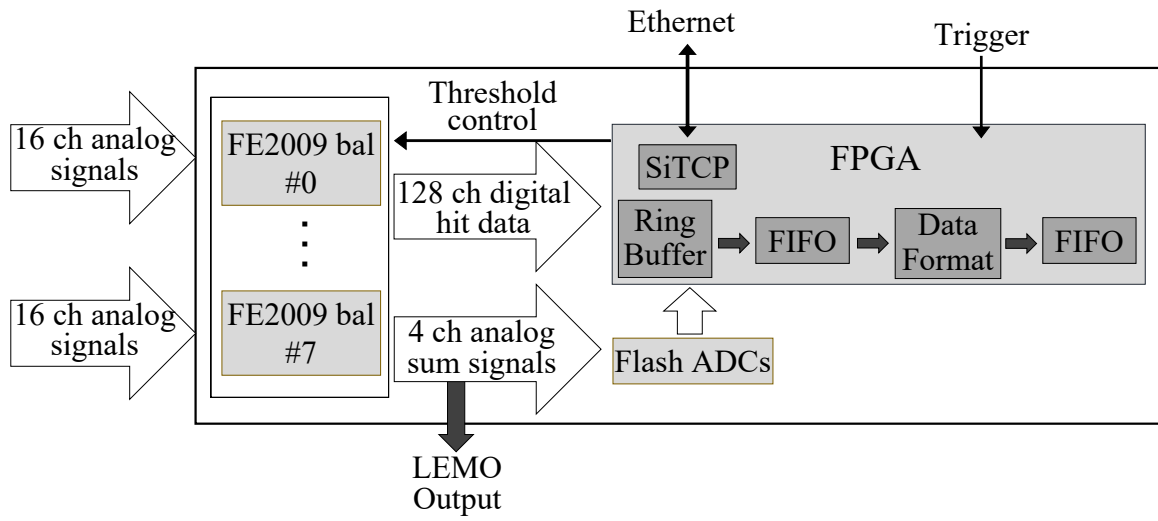


図 14 Giga-bit Iwaki ボードでの信号処理プロセスのブロックダイアグラム。

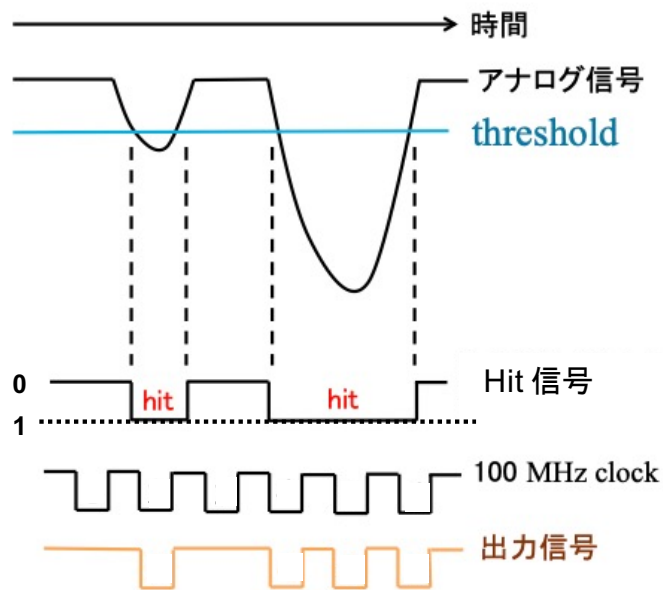


図 15 μ -PIC で誘起された信号の読み出し方法の模式図。

2.4 飛跡画像

anode、cathode の各ストリップにおいて Hit 信号が 1 である clock を黒、それ以外の clock 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。ドリフト方向は 2048 clocks を読み出すため、それぞれ 768×2048 pixels の白黒画像として記録される。図 16 は入射中性子が z 軸正の向きに入射したときの 3 つの α 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 17 左の anode image は、荷電粒子の飛跡を図 16 における yz 平面に射影した画像に、図 17 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。

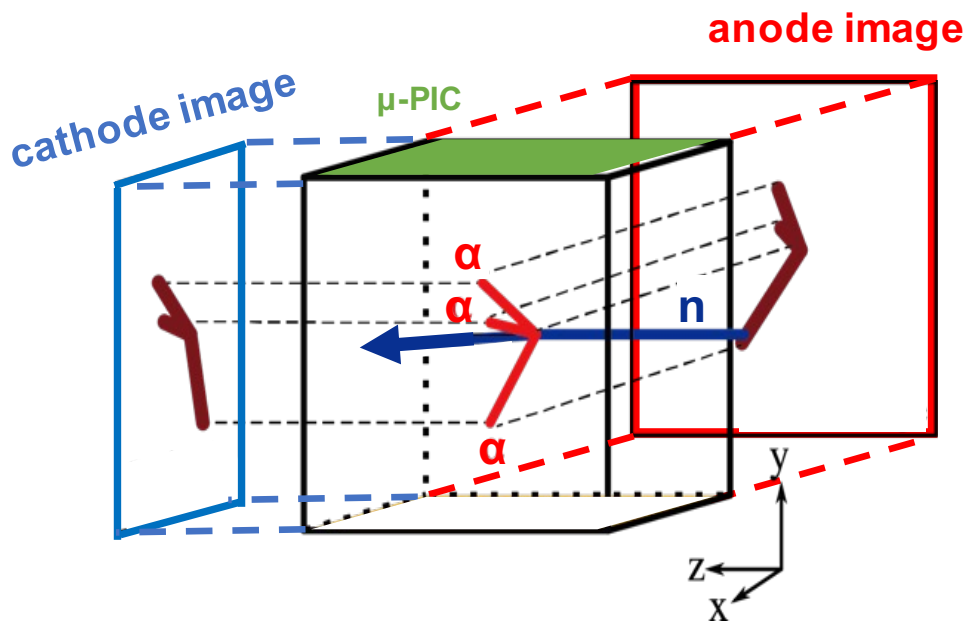


図 16 MAIKo+ のガス中での飛跡と得られる飛跡画像の対応を表した模式図。中性子 (青色) が z 軸正の向きに入射し、ガス中の ^{12}C が励起された後に 3α (赤線) へ崩壊した様子を示している。3 つの α 粒子の飛跡を xy 平面へ射影した画像が μ -PIC の cathode ストリップの信号から得られ、 yz 平面へ射影した画像が anode ストリップの信号から得られる。

図 17 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 17 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。

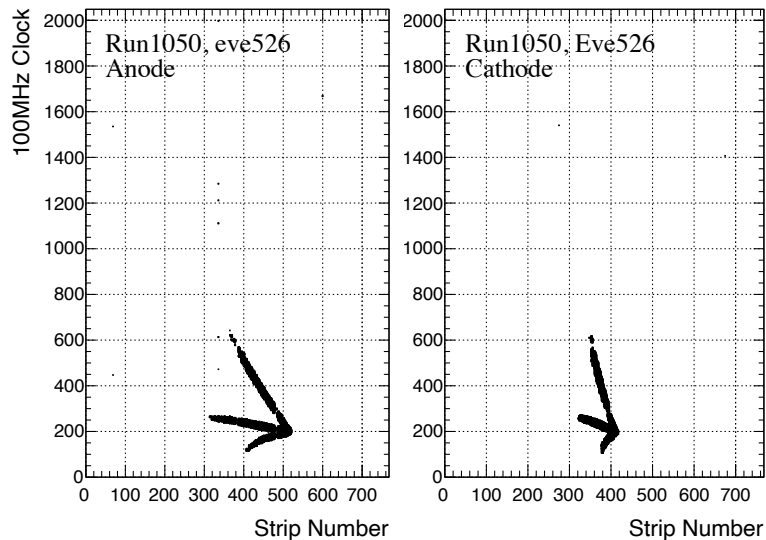


図 17 テスト実験において MAIKo+ で記録されたデータから構築した崩壊 3α 粒子の飛跡画像の例。左が anode で読み出された信号から得られる飛跡画像で、右が cathode で読み出された信号から得られる飛跡画像である。横軸が anode、cathode それぞれのストリップ番号であり、縦軸は clock で電子のドリフト時間に対応している。

2.5 DAC 設定

Giga-bit Iwaki ボードはボード 1 枚ごとに、ディスクリミネータへ与える電圧値を変更することでの閾値を設定することができるが、各 ch により応答が異なる。そのため各 ch の特性に合わせて ch ごとにディスクリミネータへ電圧信号を与える Digital to Analog Converter (DAC) の値を適切に設定して補正する必要がある。DAC 値を変更することで、各 ch の閾値を実効的に変更することができる。適当な閾値を設定し、各 ch ごとに DAC の設定値を 0-63 の範囲で変化させながら Hit 数を測定するプログラムを用いて、最適な DAC 値を検討した。この際、clock generator モジュールからの 100 Hz の信号をトリガーに用い、トリガー信号とは無相関でランダムに発生するノイズによる Hit 数を測定をした。横軸に DAC 値、縦軸に Hit 数の最大値を 1 に規格化した Hit 頻度を表すグラフ (図 18) を作成し、下式の誤差関数でフィッティングした際の b の値を最適 DAC 値

とした。

$$f(x) = \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \int_0^{(x-b)/c} e^{-t^2} dt$$

この最適 DAC 値を設定し、Giga-bit Iwaki ボード全体の設定閾値を変化させたときの Hit 頻度を表すグラフを図 19 に示す。横軸は ch、縦軸は設定閾値を、色の明るさが Hit 頻度を示している。ボード全体の設定閾値が 8600–9200 の範囲において、各 ch ごとの Hit 頻度 (色) のばらつきが小さくなり、補正されていることが読み取れる。図 19 のボードにおける設定閾値は、ノイズによる Hit の頻度が十分に低くなる値として 9400 にした。このように、MAIKo+ で用いる Giga-bit Iwaki ボード全 12 枚において、各 ch の最適 DAC 値を入力した後に、ノイズによる Hit 頻度が小さくなる閾値を設定した。

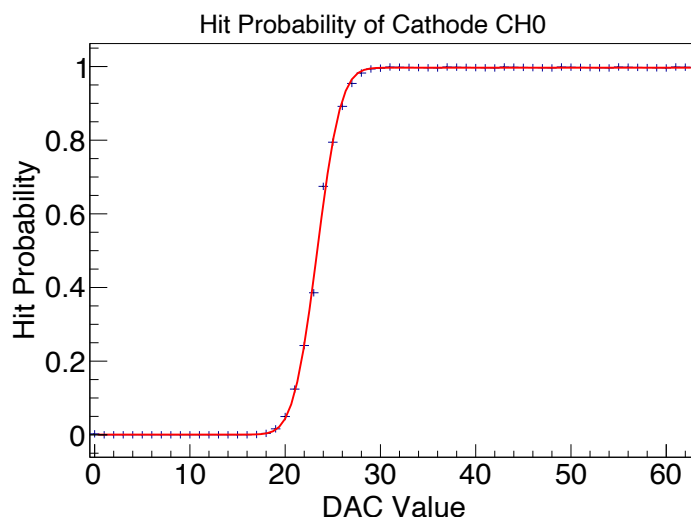


図 18 cathode 用の Giga-bit Iwaki ボードの ch 0 における、DAC 値に対する Hit 頻度の応答の変化を示したグラフ (青点)。横軸は DAC 値、縦軸は Hit 頻度を示している。赤線はフィッティングにより得られた誤差関数のグラフである。

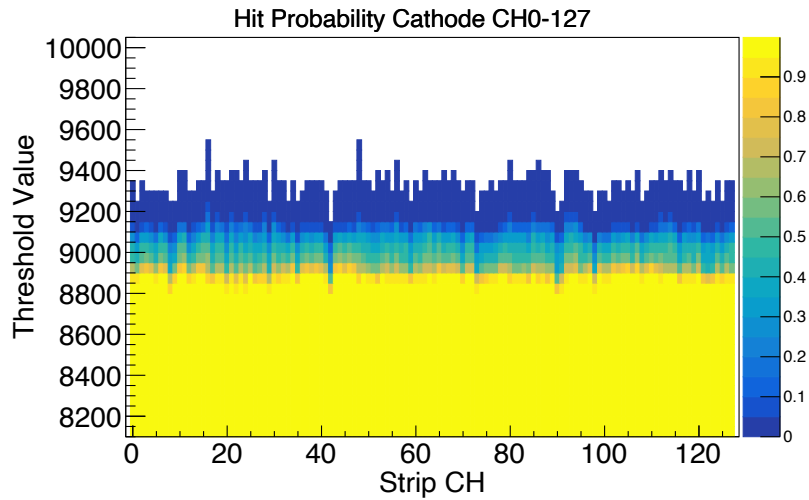


図 19 cathode 用の Giga-bit Iwaki ボードにおいて、各 ch ごとに最適な DAC 値を設定した後に、ボードの全体の設定閾値を変化させたときの Hit 頻度を表すグラフ。横軸は ch、縦軸は設定閾値を、色が Hit 頻度を示しており、青色が低頻度、黄色が高頻度であることを示している。

2.6 grid 基板の改良

grid 基板は $42.0 \times 42.0 \text{ cm}^2$ の大きさで、中心部の $32.2 \times 32.2 \text{ cm}^2$ が切り抜いてあり、片面にメッキ加工が施されている。図 20 のように基板の切り抜かれている部分に格子状に 5.0 mm 間隔で、側面と同じ直径 $125 \mu\text{m}$ のベリリウム銅線を張った。銅線を張る作業は、銅線の片側に重りを固定し、一定の張力をかけた状態で端点をはんだ付けすることにより銅線を固定した。

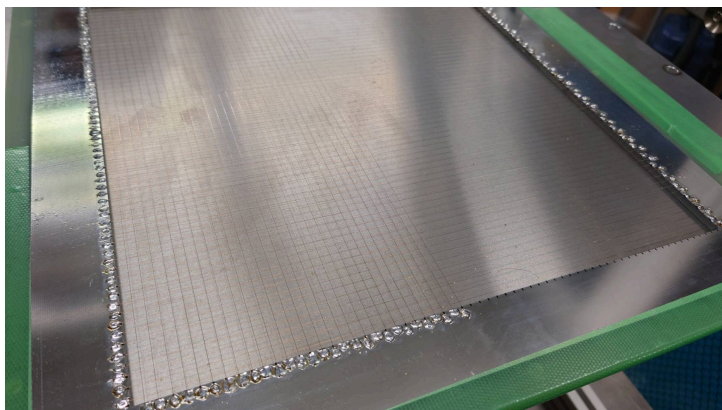


図 20 grid 基板の切り抜かれた部分に、ベリリウム銅線を 5.0 mm 間隔で格子状に張る作業途中の写真。

はじめ、5 mm 間隔で格子状に銅線を張った grid 基板を用いて、 α 線源を用いた測定を行うと、図 21 に示すように α 線の飛跡が途切れ途切れになっている飛跡画像が得られた。これは、銅線から斥力を受けた電子の分布が局在化し、読み出し面に到達する際の電子の位置に隙間ができることが原因だと考えられた。そこで、この対策として銅線を 2.5 mm 間隔にして格子状に張り直した。銅線を 2.5 mm 間隔で張った grid 基板を用いて取得した α 線の飛跡画像では、図 22 に示すように電子の到達位置の偏りが改善された。よって、テスト実験では 2.5 mm 間隔で格子状に銅線を張った grid 基板 (図 23) を用いた。

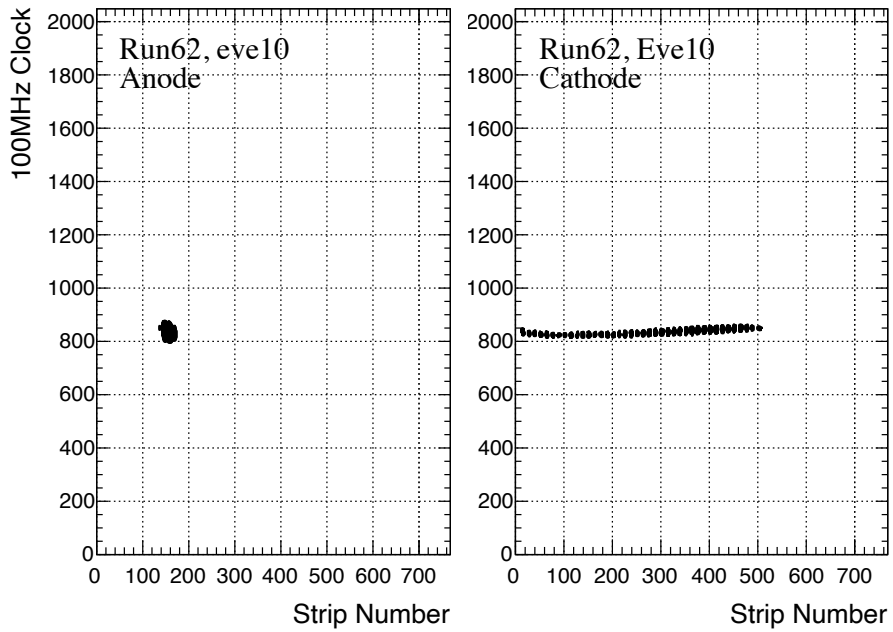


図 21 ベリリウム銅線を 5.0 mm 間隔で格子状に張った grid 基板を用いて取得した α 線の飛跡画像。cathode で読み出した飛跡に一定間隔の隙間がみられる。

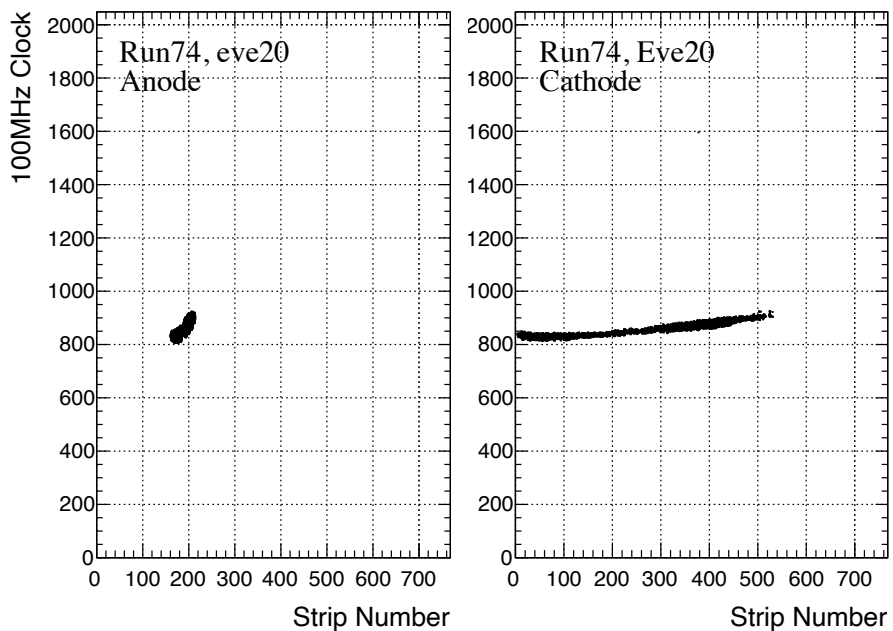


図 22 ベリリウム銅線を 2.5 mm 間隔で格子状に張った grid 基板を用いて取得した α 線の飛跡画像。

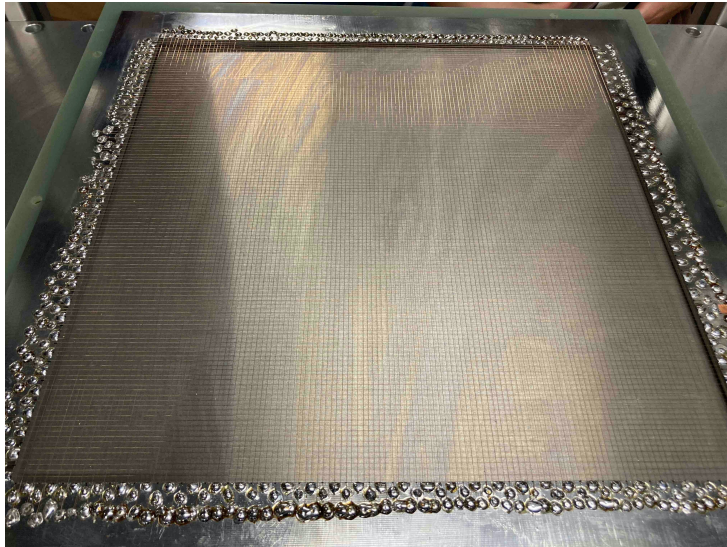


図 23 ベリリウム銅線を 2.5 mm 間隔で格子状に張った grid 基板の写真。

3 OKTAVIAN でのテスト実験

MAIKoと同様に、14 MeV の中性子を用いた MAIKo+ のテスト実験を 2022 年に行った。測定データから $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積を決定し、MAIKo+ を用いて $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積を測定できることを確認した。

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 [11] 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 23 は測定時のセットアップの写真、図 25 はその模式図である。重照射室と大実験室間の厚さ 1 m の遮蔽壁に設けられた開口部に穴径 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。大実験室の壁から、MAIKo+ チェンバー中心までの距離は 2.35 m であり、結果としてトリチウム標的から MAIKo+ チェンバー中心までの距離は 4.81 m であった。中性子ビーム軸上にある MAIKo+ の真空チェンバーの側面は、中性子の散乱を抑えるため、アルミフランジを厚さ 50 μm のアラミド膜を取り付けたフランジ (図 26) に置き換えて封止した。

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。また、ビームタイム中は OKTAVIAN 施設のエリアモニターでも入射中性子を計測した。重照射室内に設置した、このエリアモニターは、透過膜にウラニウムを混入させている比例計数管を用いて、中性子が誘起するウラニウムの核分裂から生じる荷電粒子を計測し、MCA で信号とその時間情報を記録する。さらに、重照射室にタンタル板を設置して中性子で放射化させ、ビームタイム後にタンタル板からの γ 線をオフライン計測することで、ビームタイム中の積算中性子量を算出した。この積算中性子量で MCA の計測データを規格化し、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ることで、10 s ごとの中性子強度を算出した。測定時間における 4π での平均中性子強度は、 5.8×10^9 (/s) であった。

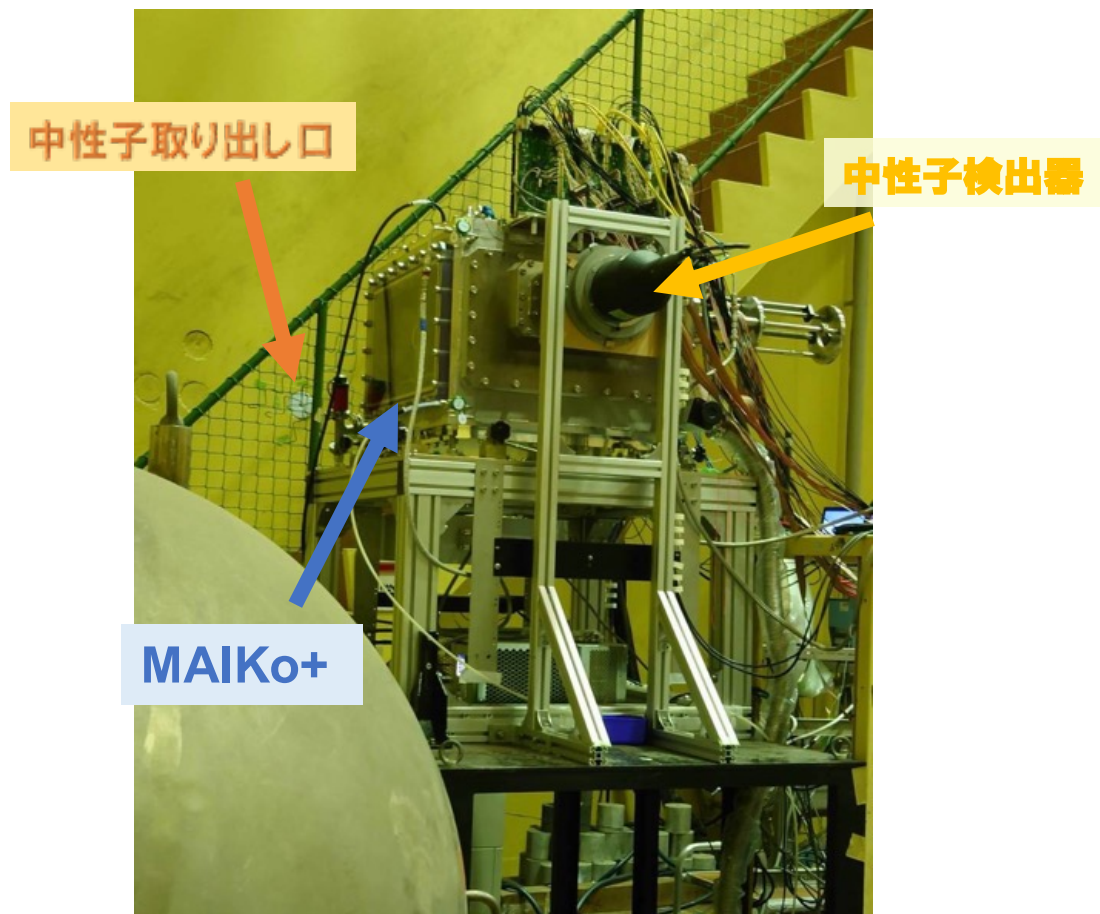


図 24 OKTAVIAN 施設における実験セットアップの写真。

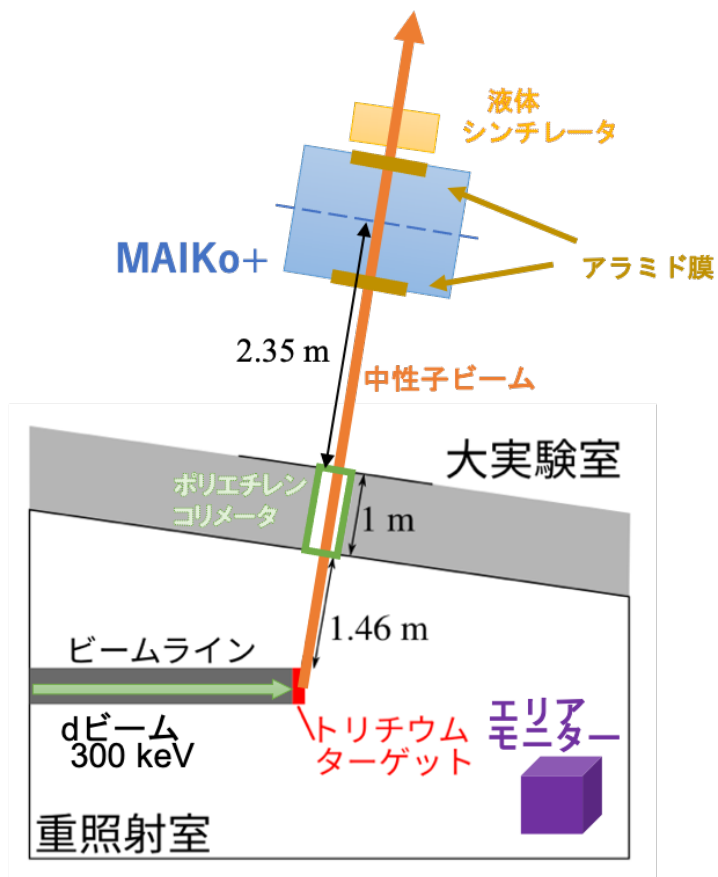


図 25 OKTAVIAN 施設における実験セットアップの模式図。

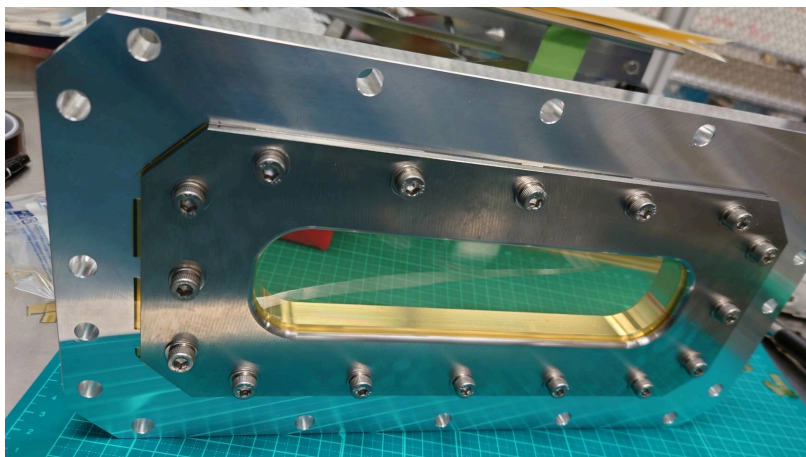


図 26 中性子ビーム軸上にある MAIKo+ の真空チェンバーの側面に設置した、厚さ 50 μm のアラミド膜を取り付けたフランジの写真。

3.2 検出ガス

MAIKo+ の測定に用いるガスは、標的として十分な量の ^{12}C を含むことが求められる。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。MAIKo+ で検出するためには、ガス中の α 粒子の飛跡が十分な長さを持ち、かつ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。また、電子のドリフト速度と拡散効果を考慮し、検出ガスを決定した。

3.3 検出ガスの選出

検出ガス中の α 粒子の飛程が検出可能な長さとして 1 cm 以上となり、かつ有感領域内で停止するという条件を満たす、ガスの物質量を検討したところ CH_4 ガスで 50 hPa 相当であった。ガス中での α 粒子の飛程は SRIM [21] を用いて計算した。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。検出ガスの候補として挙げた、炭化水素ガスまたは炭化水素を含む混合ガスについて、50 hPa の CH_4 ガスと同じ物質量となる全圧と混合比を検討した。isoC₄H₁₀ ガスでは 15 hPa が妥当であり、isoC₄H₁₀ の混合ガスとしては、100 hPa の isoC₄H₁₀ (10%) + H₂ (90%) と isoC₄H₁₀ (10%) + He (90%) ガスを検討した [12]。

また、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大きくなってしまい、3つの α 粒子の飛跡を分離できないことがシミュレーションによって分かっている [12]。圧力をある程度上げ分子数を増やすことで拡散が小さくなり、飛跡が細くなると期待できる。そこで炭素以外の原子として、H₂ または He ならば分子量が小さいため、物質量を低く抑えつつ圧力を上げることができると考えられる。電子のドリフト速度は従来の MAIKo で、有感領域を有効活用できる 1.4 cm/ μs となるような電圧値における拡散係数をシミュレーションコードである Magboltz [22] を用いて計算を行うと、期待通り炭化水素のみのガスと比べて H₂ または He を混合することで拡散係数が小さくなった。

表 2 に Magboltz で計算した、ドリフト速度が 1.4 cm/ μs となる条件下での、 CH_4 ガス・isoC₄H₁₀ ガス・水素混合ガス・He 混合ガスの拡散係数とドリフト電場の結果を示す。水素を混合したガスは拡散係数が小さいが、可燃性ガスであり取り扱いに注意する必

要があるため、He も候補として検討した。

表 2 Magboltz で計算した、ドリフト速度が $1.4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる条件下での、炭化水素ガス・水素混合ガス・He 混合ガスの拡散係数とドリフト電場。 D_t は運動方向に垂直な方向の拡散係数、 D_l は運動方向に平行な方向の拡散係数である。

ガス	圧力 (hPa)	D_t ($\sqrt{\text{mm}}$)	D_l ($\sqrt{\text{mm}}$)	ドリフト電場 (V/cm)
CH ₄	50	0.433	0.547	4.18
isoC ₄ H ₁₀	15	0.357	0.414	6.44
isoC ₄ H ₁₀ (10%)+H ₂ (90%)	100	0.196	0.145	68.0
isoC ₄ H ₁₀ (10%)+He (90%)	100	0.246	0.197	32.6

2020 年の MAIKo のテスト実験では、isoC₄H₁₀ と H₂ の混合ガスと isoC₄H₁₀ と He の混合ガスを用いて測定した。isoC₄H₁₀ と H₂ の混合ガスは、He との混合ガスに比べて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、十分なガス増幅率を得られる前に放電する可能性があるために、崩壊 α 粒子を検出できない可能性がある。一方で、isoC₄H₁₀ と He の混合ガスは、H₂ との混合ガスに比べて、放電にいたる前に十分なガス増幅率が得られるが、拡散係数がより大きいため、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る。2020 年のテスト実験から、H₂ の混合ガスでも十分に増幅され飛跡として検出でき、飛跡がより細く分離していると判断できたため、今回は isoC₄H₁₀ と H₂ の混合ガスのみを用いて測定した。

3.3.1 ガス配管

MAIKo+ の真空チェンバーに検出ガスを封入・排出するための配管図を図 27 に示す。H₂ ガスと isoC₄H₁₀ ガスは可燃性ガスであるため、安全のために、チェンバーや配管からガス漏れがないことを、較正されたガス検知器を用いて確認しながらガスの封入を行った。

テスト実験のビームタイム中は長時間測定し続けるため、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必要がある。そこで、常に H₂ ガスと isoC₄H₁₀ ガスをフローした。図 27 のガスハンドラにあるマスフローコントローラー (MFC) を用いて一定の流量でガスを封入することができる。さらに、チェンバー内の圧力値をフィードバックして PID (Proportional Integral Differential) 制御することによりピエゾバルブの開閉度を調整してチェンバー内の圧力を一定に保つことができる。

テスト実験では、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ ガスには $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ 用の MFC を、 H_2 ガスには He 用の MFC を用いた。MFC で想定されているガスとは異なるガスに対して使用すると、設定値と実際に流れるガスの流量が異なるため、それぞれのガスのみをチェンバーに封入し続けた際の圧力の時間変化から流量を校正した。この際の時間変化の傾きから、 H_2 ガスと $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ ガスの割合が 9:1 を保つように流量の設定値を決定した。今回のテスト実験では、ピエゾバルブの排出性能から、 H_2 ガスは He 用の MFC で 24.0 scc/min、 $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ ガスは $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ ガス用の MFC で 2.5 scc/min の表示値に設定し、ガスフローを行った。

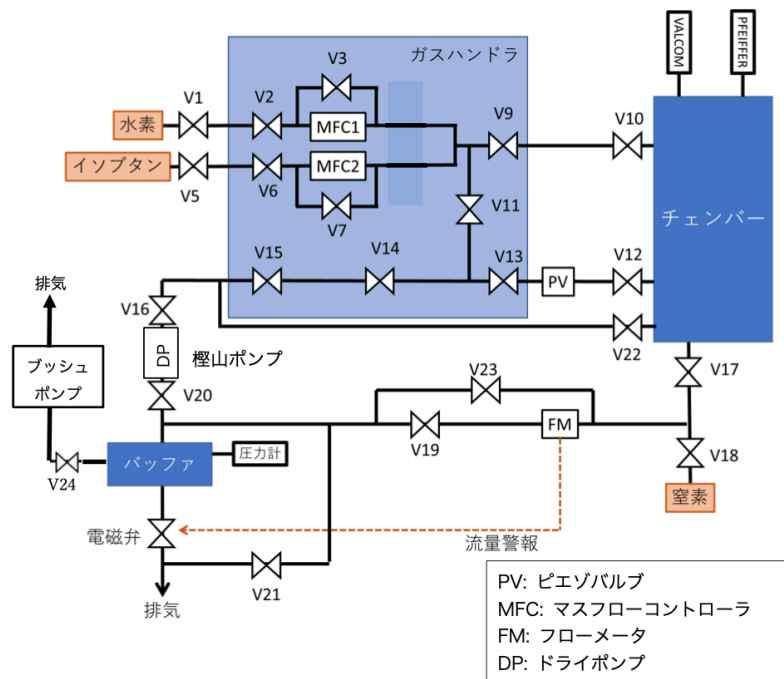


図 27 MAIKo+ に検出ガスを封入・排出するための配管図。

ガスフロー中に排気されるガスについては、 H_2 濃度が爆発限界以下になるよう N_2 ガスで希釈してから排出する対策を講じた。チェンバー内の圧力がピエゾバルブの設定値より高くなった場合、ピエゾバルブが開きチェンバー内のガスがドライポンプによって排出される。ドライポンプの排気ガスをバッファとなる他のチェンバーへ導き、 H_2 ガス濃度が爆発限界である 4.0% 以下になるのに十分な量の N_2 ガスで希釈した。 N_2 ボンベとバッファチェンバーの間にフローメータを設置し、 N_2 ガスの流量をモニターできるようにした。 N_2 ガスの流量が減少し、フローメータの設定流量値を下回った際は、流量警報が発報しバッファチェンバーの排気口に取り付けた電磁弁を閉鎖してガスの排出を停止す

るよう対策した。

また測定終了後に MAIKo+ チェンバーの検出ガスを全廃棄する際には、チェンバーから少量の混合ガスをバッファチェンバーに封入し、 H_2 濃度が爆発限界以下になるよう N_2 ガスで希釈してから屋外に排出した。この作業を MAIKo+ 真空チェンバー内の混合ガスが十分少なくなるまで繰り返し行い、最終的には真空チェンバーに直接 N_2 ガスを封入し、十分に希釈した後に大気開放を行った。

3.4 α 線源を用いた測定

^{241}Am の α 線源を用いて α 線の飛跡を測定し、印加電圧の決定、ドリフト速度の測定を行った。

3.4.1 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。 $\mu\text{-PIC}$ の信号の読み出しは 100 MHz の clock 信号と同期させて 2048 samples、すなわち、約 20 μs 間の情報を取得するので、ドリフト速度は 30.0 cm/20 μs \sim 1.5 cm/ μs とするのが最適である。ドリフト速度は、plate と grid に印加する電圧を変化させることで調整することができる。シミュレーションコード Magboltz [22] を用いて、100 hPa の isoC₄H₁₀ (10%) + H₂ (90%) ガスにおけるドリフト速度と電場の関係を図 28 に示す。ドリフト速度が \sim 1.5 cm/ μs となるドリフト電場を計算すると、79 V/cm であった。

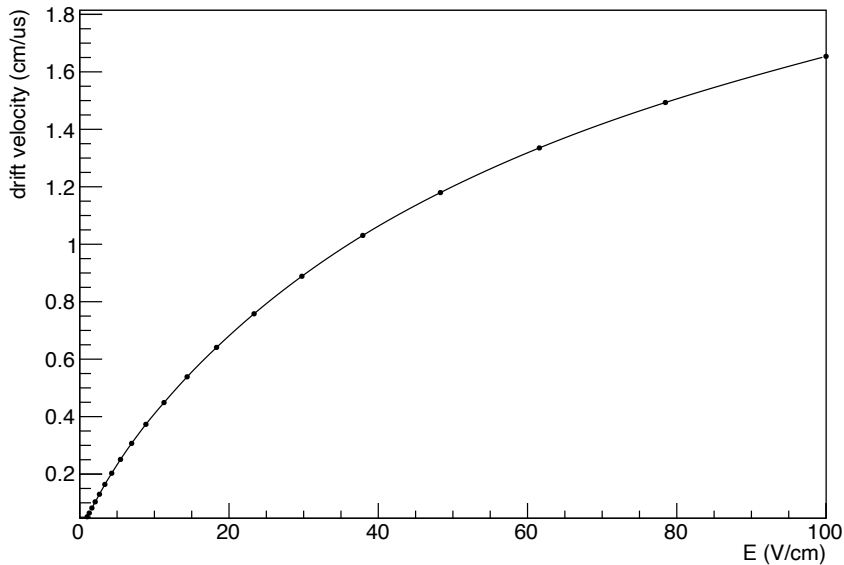


図 28 100 hPa の isoC₄H₁₀ (10%) + H₂ (90%) ガスにおけるドリフト速度と電場の関係。横軸は電場 (V/cm)、縦軸はドリフト速度 (cm/μs) である。点が Magboltz による計算値、曲線はその計算値をもとに 3 次のスプライン補間を行って得た関数のグラフである。

3.4.2 印加電圧の最適化

MAIKo+ では、plate, grid, GEM の表裏面, μ-PIC に電圧を印加し、電子のドリフト、増幅、読み出しを行う。Giga-bit Iwaki ボードの LEMO コネクタから出力される α 線によるアナログ信号を確認しながら、ドリフト速度が ~ 1.5 cm/μs となるドリフト電場に近く、かつ放電を起こさない電圧値の組み合わせを検討した。α 線によるアナログ信号を NIM モジュールのディスクリミネータに入力し、20 秒間に閾値を超えた信号の数を計数することで増幅率を評価し、テスト実験の測定時に印加する電圧を最適化した。plate に -3210 V、GEM (表) に -600 V、GEM (裏) に -250 V、μ-PIC に +400 V 印加し、grid に印加する電圧値を変化させながら、信号波高が閾値を超えた事象数を計数した結果を図 29 に示す。grid の電圧が小さいときは、grid と GEM 表の間の電場が小さいため、ドリフト領域から流入する電子の一部が grid に吸収され、信号波高が小さくなったと考えられる。一方、grid の電圧が大きくなりすぎると、GEM の増幅部分に入る電子数が減少し、信号波高が小さくなったと考えられる。この結果から grid に印加する電圧を計数率が最も大きくなる -800 V に決定した。次に、plate に -3210 V、grid に -800 V、GEM

(表) に -600 V、GEM (裏) に -250 V 印加し、 μ -PIC に印加する電圧を変化させながら同様の測定を行った。 μ -PIC に印加する電圧が大きいほど増幅率が高くなり、信号波高が大きくなるが、放電が発生せずに安定に動作させることができた電圧として $+450$ V に決定した。表 3 に OKTAVIAN 施設において 14 MeV の中性子ビームを用いた測定で plate, grid, GEM, μ -PIC に印加した電圧と、その時の電流値を示す。この電圧値でのドリフト電場は 80.3 V/cm である。

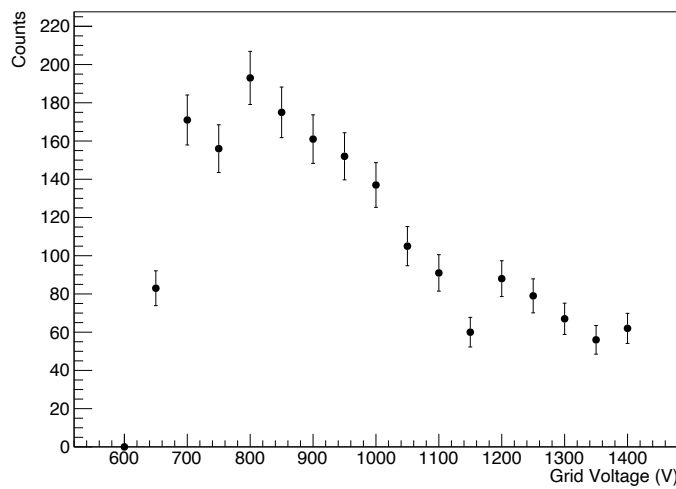


図 29 plate に -3210 V、GEM (表) に -600 V、GEM (裏) に -250 V、 μ -PIC に $+400$ V 印加し、grid に印加する電圧値を変えた場合における、信号波高が閾値を超えた事象数。

表 3 OKTAVIAN 施設において 14 MeV の中性子ビームを用いた測定時に、plate, grid, GEM, μ -PIC へ印加した電圧の値と、その時の電流値。

	電圧 (V)	電流 (μ A)
plate	-3210	-12
grid	-800	51
GEM(表)	-600	35
GEM(裏)	-250	218
μ -PIC	420	0.06

3.4.3 α 線源を用いたドリフト速度の測定

図 30 に示すコリメータと ^{241}Am の α 線源を用いてドリフト速度の測定を行った。図 31 に示したコリメータの側面図から分かるように、コリメータには、コリメータの法線に対し 30° の角度で貫通穴が加工されている。既知の角度で MAIKo+ へ入射させた α 線の飛跡を測定することで、ドリフト速度を決定することができる。

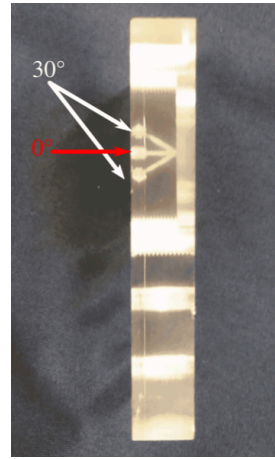


図 30 α 線源のコリメータを正面から見た写真。図 31 α 線源のコリメータを側面から見た写真。

図 32 に示すように、 30° 方向に放出された α 線がドリフト方向に Δy mm、垂直な方向に Δx mm 移動するとき、

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

を満たす。飛跡の水平方向の距離 Δx は、MAIKo+ のストリップ間隔が 0.04 cm であることから、

$$\Delta x = \Delta \text{strip} \times 0.04 \quad (3.2)$$

飛跡の縦方向の距離 Δy はドリフト速度 v_{drift} (cm/ μs)、飛跡の clock 数 Δy_{clock} を用いて、

$$\Delta y = v_{\text{drift}} \times \frac{\Delta y_{\text{clock}}}{100} \quad (3.3)$$

式 (3.1) に式 (3.2) と式 (3.3) 代入すると、

$$v_{\text{drift}} = \frac{\tan 30^\circ \times \Delta \text{strip} \times 0.4}{\Delta y_{\text{clock}}}$$

であり、ドリフト速度 v_{drift} を求める式が得られる。

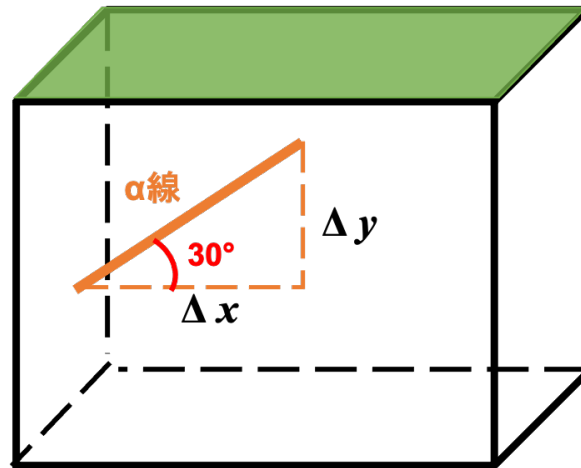


図 32 コリメータにより水平面に対して 30° の方向に放出角度を限定した α 線を用いたドリフト速度測定概念図。

コリメータを用いて取得した、 ^{241}Am の α 線源から 30° 方向に放出された α 線の飛跡画像を図 33 に示す。取得したデータから 30° の方向に放出した α 線のデータを選択し、傾きを直線フィッティングにより求めることでドリフト速度を決定した。中性子ビームを用いた測定では、ビームタイムの前後にドリフト速度を測定し、ドリフト速度が変化していないことを確認した。ビームタイム 3 日目の中性子ビームを用いた測定の前後に α 線源を用いて測定したドリフト速度の分布を図 34 に示す。コリメータ付きの α 線源は、真空導入機 (図 35 の銀色の棒) によって真空チェンバー内での設置位置を変更することができる。中性子ビームを用いた測定を行っている間は、 α 線が TPC の有感領域へ入射しないように α 線源を退避させた。

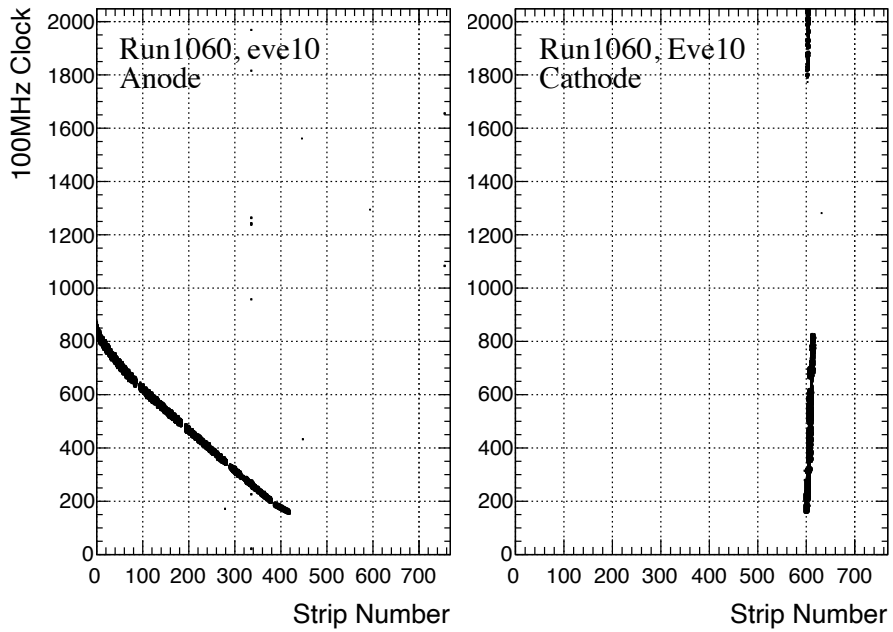


図 33 コリメータを用いて α 線を測定した際の飛跡画像。

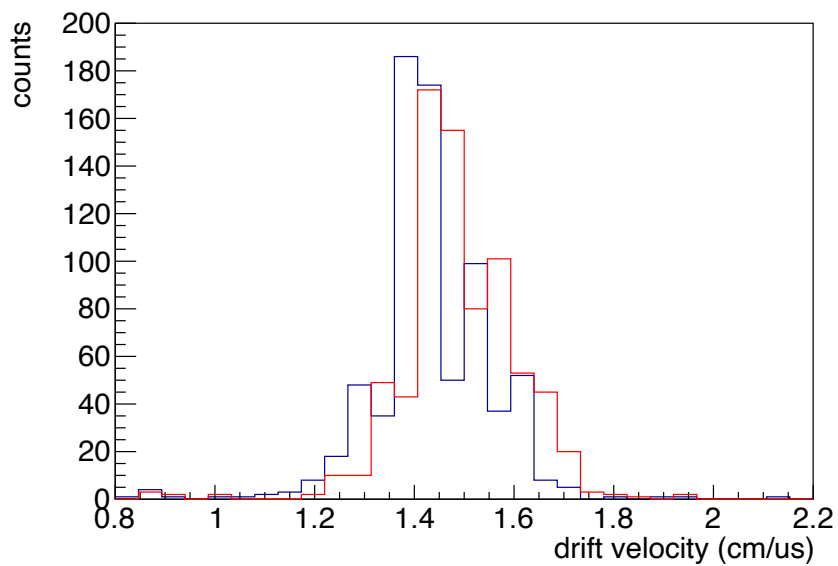


図 34 ビームタイム 3 日目の中性子ビームを用いた測定前後に α 線源を用いて測定したドリフト速度の分布。青色が測定前、赤色が測定後のドリフト速度の分布を示している。

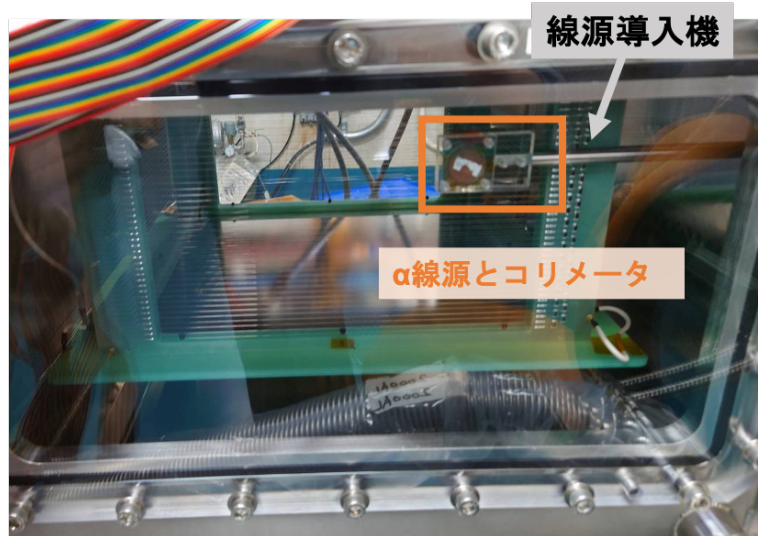


図 35 α 線源を MAIKo+ のチェンバー内にセットした状態の写真。銀色の棒が線源導入機であり、先端のコリメータに α 線源が取り付けられている。

3.5 データ取得

MAIKo+ は、 μ -PIC の anode ストリップがビーム軸に対して垂直な方向に、cathode ストリップがビーム軸と平行な方向となるように設置した。各 Giga-bit Iwaki ボードからは、32 ch 分のアナログ信号を足し合わせた信号 4 ch が LEMO コネクタから出力される。本実験では、cathode 用の Giga-bit Iwaki ボード 6 枚から出力される計 24 のアナログ信号を NIM モジュールのディスクリミネータへ入力してデータ取得のトリガー信号を生成した。生成した NIM トリガー信号を CAEN 社製の FPGA モジュール V2495 へ入力し、12 枚の Giga-bit Iwaki ボードへ LVDS 信号として分配した。読み出し面に一番近い位置で発生した電子によるトリガーから、他の電子がドリフトし読み出し面に到達するまでの時間に差があるため、Gate and Delay generator で $19 \mu\text{s}$ 遅らせた信号をトリガーとして用いた。Giga-bit Iwaki ボードが TCP 通信によりデータ転送を行っている間は LVDS 規格の busy 信号が出力される。V2495 モジュールによって各 Giga-bit Iwaki ボードからの busy 信号の論理和を取り、トリガー回路への VETO 信号として用いた。このため、使用する 12 枚 Giga-bit Iwaki ボード全てがデータ受け入れ可能になったのちに次のトリガーを受けつけることになる。テスト実験でのトリガーレートは約 5.0 Hz で、不感時間は 0.1% ほどであった。

4 測定データの解析

$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積を決定するために、MAIKo+ で取得した飛跡画像から Hoyle 状態へ励起した事象の同定を行う必要がある。また、シミュレーションを用いて検出・解析効率を評価した。さらに、OKTAVIAN のエリアモニターのデータから入射中性子量を算出した。

4.1 取得した飛跡画像

MAIKo+ によって記録された anode と cathode のデータから、2.5 節に述べた手法で 2 枚の飛跡画像を作成した。anode 画像が荷電粒子の飛跡をビーム軸に対して平行な平面に射影した画像、cathode 画像がビーム軸に対して垂直な平面に射影した画像である。

測定で用いた検出ガスには陽子が含まれるため、 ^{12}C の非弾性散乱に加えて、

- $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(2_1^+)$
- $p(n, n)p$
- $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^9\text{Be} + ^4\text{He}$

などのバックグラウンド事象が記録されている。テスト実験において、MAIKo+ で取得した飛跡画像の例を図 36、37、38 に示す。 ^{12}C の励起状態が 3α へ崩壊する事象 (図 36) では、3 本の飛跡が記録されるのに対し、これらのバックグラウンド事象ではいずれも記録される飛跡が 1 本 (図 37) または 2 本 (図 38) となるため、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 本以上の飛跡が記録された事象も ^{12}C の励起状態が 3α 崩壊した事象とは明確に異なるため、解析から排除した。さらに、MAIKo+ の中心における中性子ビームの広がり を考慮し、ビーム軸に垂直な方向においてケージ中心から ± 4 cm 以内の位置に Hit 信号がない事象は、中性子ビームによる事象ではないとして排除して解析を行った。

本テスト実験では、 ^{12}C が中性子との非弾性散乱により、Hoyle 状態より高励起状態である 3_1^- 状態へ励起した事象も多数記録されていた。 3_1^- ($E_x = 9.64$ MeV) 状態へ励起した後に放出される崩壊 α 粒子はエネルギーが高く飛跡が長いため、MAIKo+ の有感領域内で停止する確率は低くなる。しかし、3 つの崩壊 α 粒子全てが有感領域内で停止した事象についても十分な事象数のデータが取得できたため、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積の算出も行った。

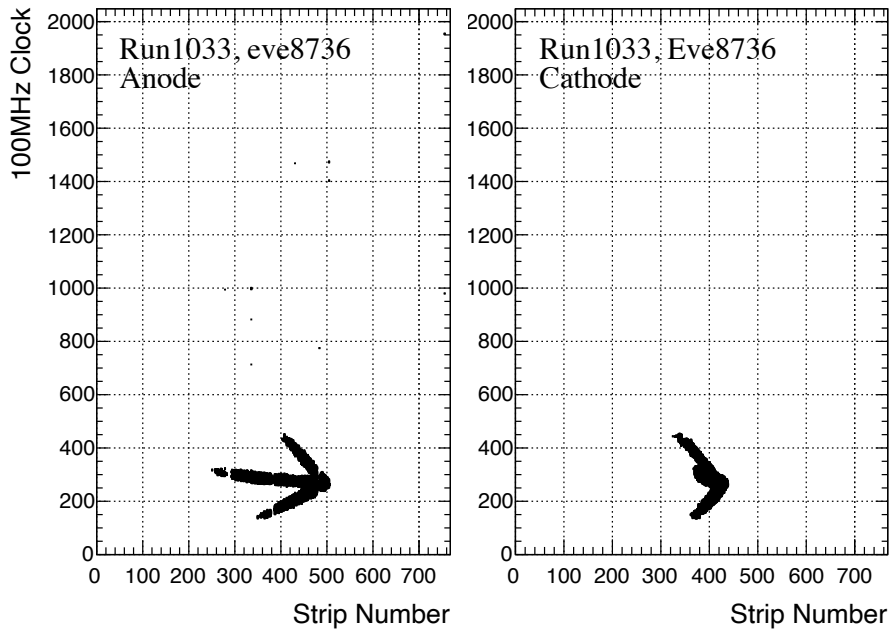


図 36 テスト実験において、MAIKo+ で取得した $^{12}\text{C} (n, n')^{12}\text{C} (0_2^+)$ 事象の飛跡画像。

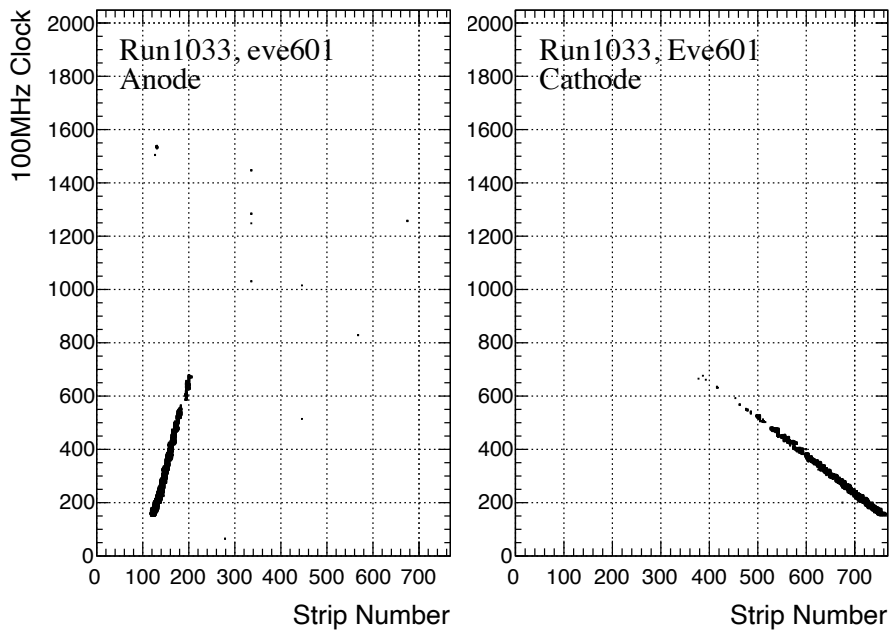


図 37 テスト実験において、MAIKo+ で取得した $p(n, n')p$ 事象の飛跡画像。

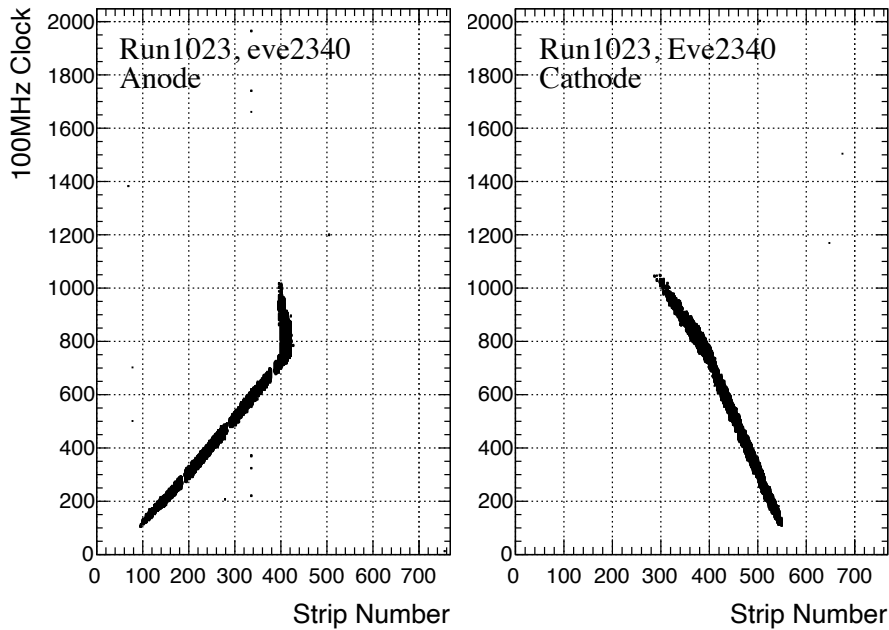


図 38 テスト実験において、MAIKo+ で取得した $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^9\text{Be} + ^4\text{He}$ 事象の飛跡画像。

4.2 eyescan 解析

MAIKo+ で得られた anode と cathode の 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 解析は、GUI (Graphical User Interface) 上で MAIKo+ で記録した anode、cathode 画像を表示させ手動で行う [12]。まず記録された飛跡の本数を 1 本、2 本、3 本、4 本以上から選択する (図 39)。飛跡の本数が 3 本の事象について、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 (図 40、図 41 の赤十字点)。原理的には、散乱点とそれぞれの端点は anode 画像と cathode 画像の両方で同じ clock 数の位置に記録されるはずなので、2 枚の画像を見比べることで、2 枚の画像に記録された散乱点と端点の対応関係を決定することができる。そこで、GUI 上で端点をクリックする際は、それぞれの画像で対応する端点と同じ順番でク

リックされるように作業した。このときクリックした点の位置は、anode または cathode のストリップの番号とドリフト方向の clock 数としてファイルに書き出される。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。本テスト実験で得られたデータは計 14 名で eye-scan 解析を行った。本研究では eye-scan 解析済みの Run で測定された約 68000 事象のデータを断面積の算出に用いた。

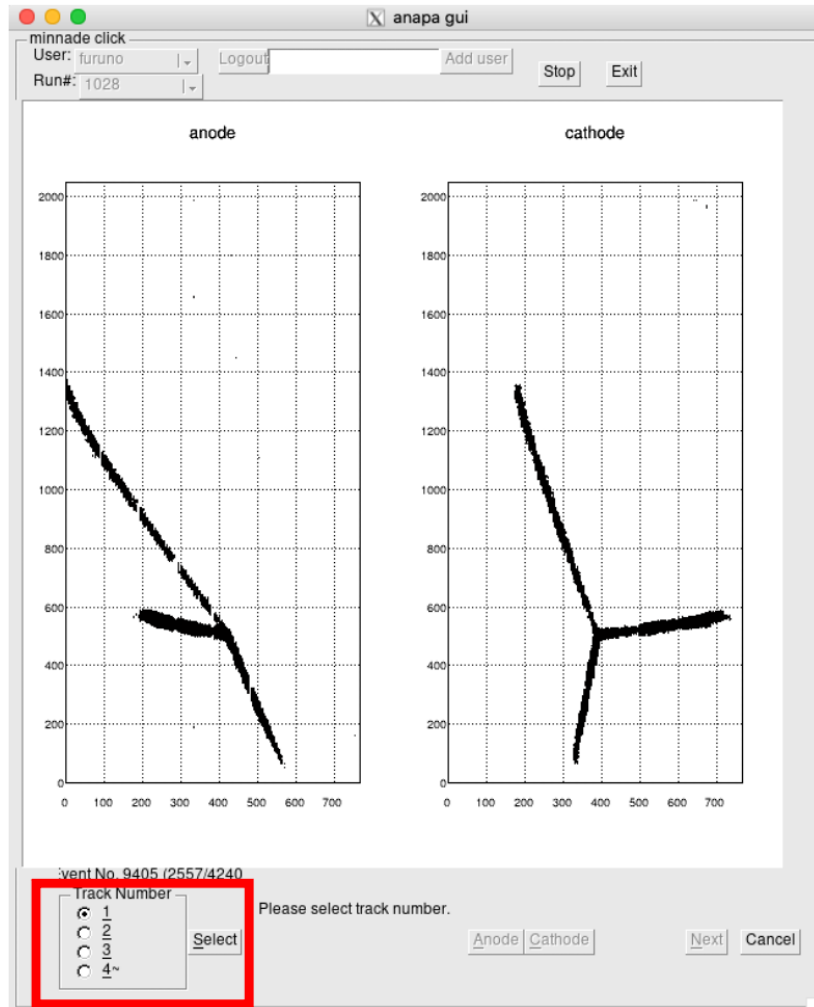


図 39 GUI 上の eye-scan 解析において、見える飛跡の本数を赤枠の部分で選択している画像。

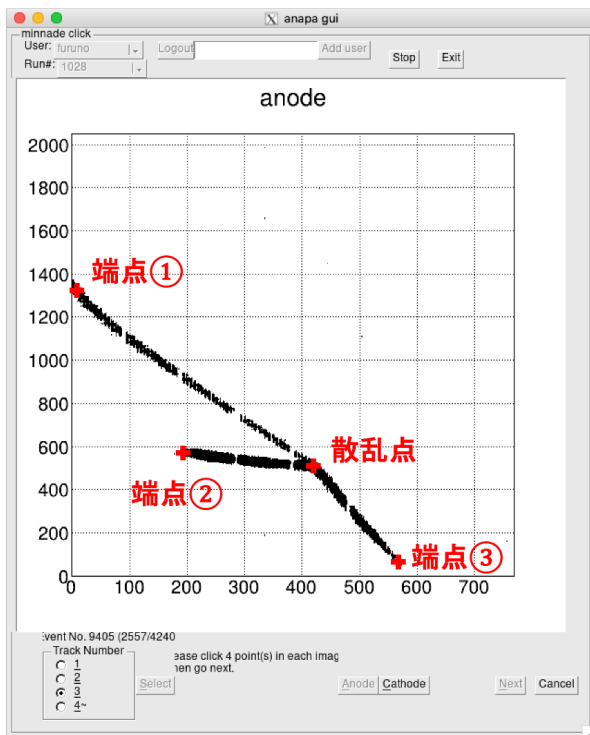


図 40 GUI上のeye-scan 解析において飛跡が3本の場合に、anode 画像上で散乱点と飛跡の端点をクリックしている画像。

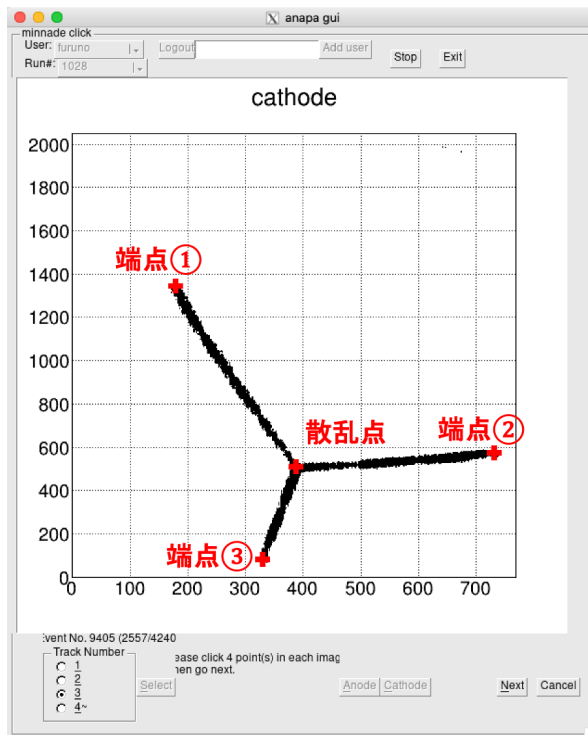


図 41 GUI上のeye-scan 解析において飛跡が3本の場合に、cathode 画像上で散乱点と飛跡の端点をクリックしている画像。anode 画像上でクリックした端点と対応すると思われる端点を anode 画像と同じ順番でクリックした。

eye-scan 解析で抽出した位置情報から、水平方向 (x 方向と z 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。そして、中性子と ^{12}C との散乱点の x, z 座標と各 α 粒子の飛跡の端点の x, z 座標の差を計算することで飛跡の長さの x, z 成分を求めた。また、散乱点の clock 数と飛跡の端点の clock 数の差に、clock 周期 (10 ns) とドリフト速度を乗じて、飛跡の長さの y 成分を得た。

飛跡の長さとエネルギーの関係を得るために、ガス中での α 粒子の飛跡の長さと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って滑らかな関数を得た。図 42 に、 100 hPa の $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (10%) + H_2 (90%) ガス中における α 粒子の飛跡の長さと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。 M_α は α 粒子の静止質量 ($3728.38 \text{ MeV}/c^2$)、 c は光速を表す。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 元運動量を決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 $M_{^{12}\text{C}}$ 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。

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

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

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

また、各 α 粒子の運動量の z 成分の和 $P_{z_{\text{sum}}}$ を用いて ^{12}C の放出角度を $\theta_{^{12}\text{C}}$ を決定した。

$$\theta_{^{12}\text{C}} = \cos^{-1} \left(\frac{P_{z_{\text{sum}}}}{P_{\text{sum}}} \right)$$

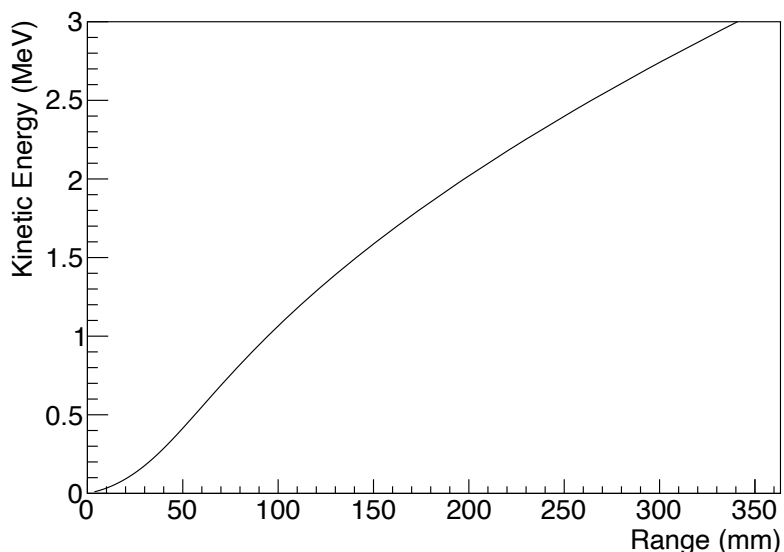


図 42 SRIM から得られた、100 hPa の isoC₄H₁₀(10%)+H₂(90%) ガス中での、 α 粒子の飛跡の長さとのエネルギーの関係。

本テスト実験で取得した飛跡が 3 本の事象において、各崩壊 α 粒子の飛跡の長さから変換したエネルギーの分布を図 43 に示す。このように、MAIKo+ により ~ 100 keV の低エネルギー α 粒子でも検出することに成功した。

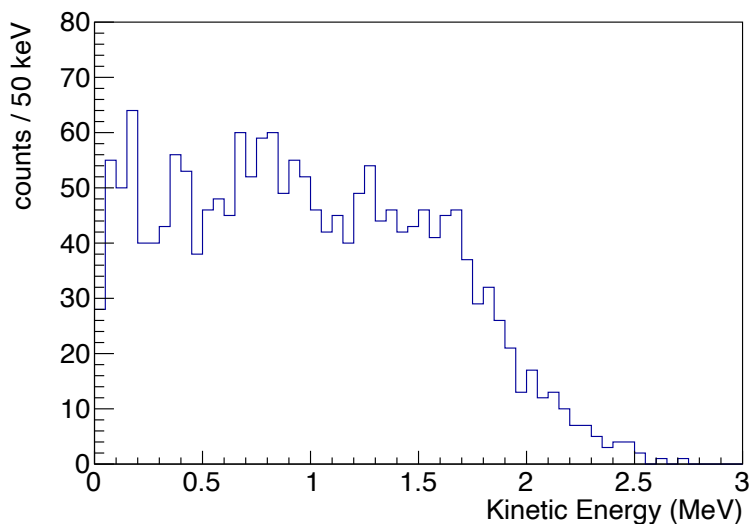


図 43 MAIKo+ を用いたテスト実験で取得した各崩壊 α 粒子のエネルギーの分布。

4.3 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、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、以下の条件に合致する事象は排除して解析を行った。

- 有感領域の端から 2 cm 以内の位置に散乱点か飛跡の端点がある事象
- ドリフト方向の clock 数が 50 未満の位置に散乱点か飛跡の端点がある事象
- ドリフト方向の clock 数が 1999 以上の位置に散乱点か飛跡の端点がある事象

eye-scan 解析済みの Run で取得した測定データについて、3つの α 粒子の不変質量から ^{12}C の励起エネルギー E_x を計算すると、図 44 に示す ^{12}C の励起エネルギースペクトルが得られた。

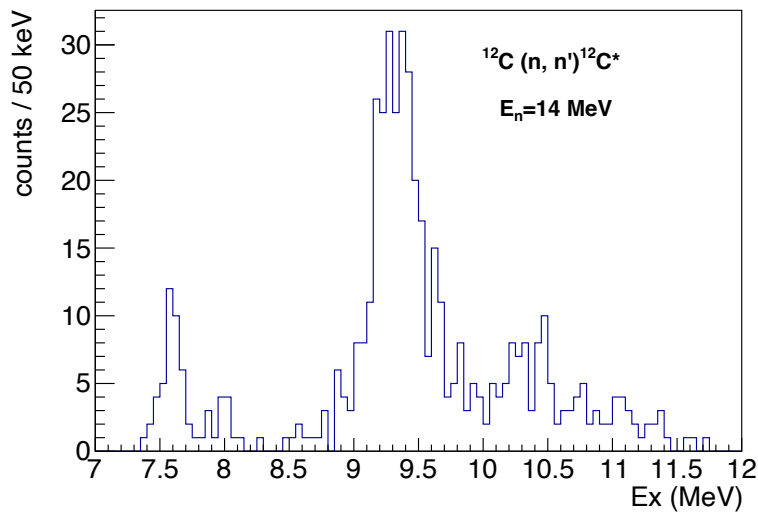


図 44 ^{12}C の励起エネルギースペクトル。縦軸は counts / 50 keV である。

図 44 において、7.5 MeV 付近と 9.4 MeV 付近に、Hoyle 状態へ励起した事象と 3_1^- 状態へ励起した事象によるピークが観測された。2つのピークのエネルギーを調べると、Hoyle 状態の励起エネルギーである 7.65 MeV と、 3_1^- 状態の励起エネルギーである 9.64 MeV よりも 0.2 MeV ほど過小評価されていることが判明した。これは飛跡の端点

で増幅が足りないために α 粒子による信号の波高が μ -PIC の閾値を超えず、飛跡画像上の飛跡が実際の飛跡よりも短くなるのが原因と考えられる。また、SRIM による低圧ガス中の低エネルギー α 粒子の飛程の計算について正確性が乏しいことも考えられる。図 44 のピークに対してガウス関数でフィッティングを行い、中央値のエネルギーが一致するように α 粒子の飛跡の長さを変化させたところ、飛跡の長さを 8% 増加させるとピークの中央値が励起エネルギーとよく一致した (図 45)。このとき Hoyle 状態へ励起した事象のピークについてフィッティングで得られたガウス関数の中央値は 7.69 MeV、標準偏差 σ は 0.18 MeV であり、 3_1^- 状態の事象については中央値は 9.63 MeV、 σ は 0.21 MeV であった。

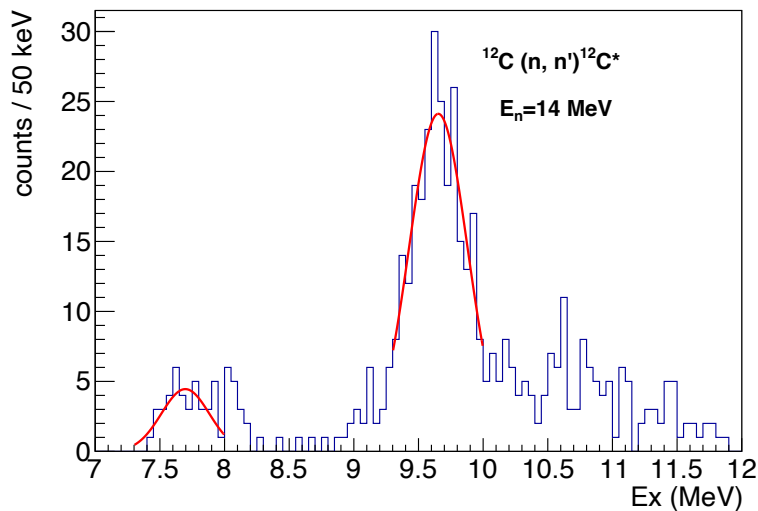


図 45 崩壊 α 粒子の飛跡の長さを 8% 増加させた ^{12}C の励起エネルギースペクトル。縦軸は counts / 50 keV であり、赤線はフィッティングにより得られたガウス関数のグラフである。

飛跡の長さを補正した後に、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 Hoyle 状態と 3_1^- 状態へ励起した場合の運動学計算による曲線とともに図 46 に示す。

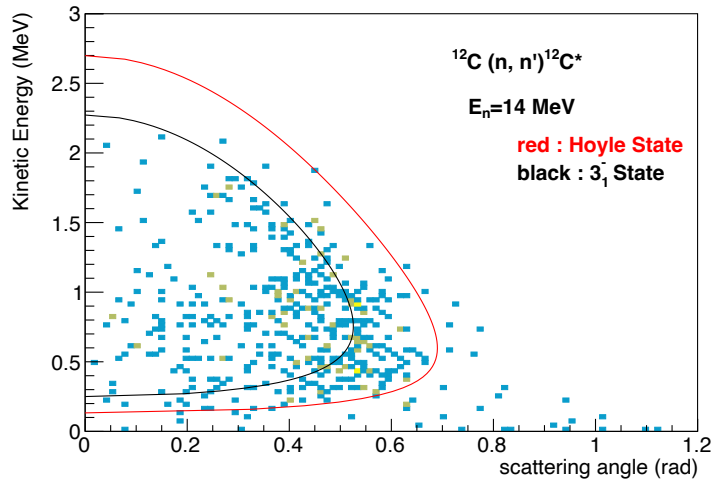


図 46 測定データから飛跡の長さを補正後に、再構成した ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関。赤線は ^{12}C の Hoyle 状態へ励起した場合、黒線は 3_1^- 状態へ励起した場合の運動学計算による曲線である。

図 46 において、運動学計算による曲線から大きく異なる事象は ^{12}C の Hoyle 状態へ励起した事象ではないと考えられる。崩壊する前の ^{12}C の運動エネルギー K が非常に小さい事象が観測されたが、これは飛跡が短く、正確な情報を抽出できていないことによると考えられるため $K > 0.1$ MeV の条件を課した。また、 ^{12}C が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、求めている反応による事象ではないと考えられるため、Hoyle 状態へ励起した事象については ^{12}C の放出角度が 0.8 rad 以下、 3_1^- 状態へ励起した事象については ^{12}C の放出角度が 0.6 rad 以下の条件を課した。

加えて、励起エネルギーについて、図 45 のフィッティングで得られたガウス関数の σ の値を用いてカット条件を課した。Hoyle 状態へ励起した事象については、7.65 MeV から $\pm 2\sigma$ の範囲である、 $7.29 < E_x < 8.01$ MeV の範囲でカット条件を課した。 3_1^- 状態へ励起した事象については 9.64 MeV から $\pm 1.5\sigma$ の範囲である、 $9.33 < E_x < 9.95$ MeV の範囲でカット条件を課した。以上の条件により事象を選別し、その上で運動学計算による曲線から明らかに異なる事象は排除し、Hoyle 状態へ励起した事象数と 3_1^- 状態へ励起した事象数を決定した。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、図 47 に Hoyle 状態へ励起した事象、図 48 に 3_1^- 状態へ励起した事象について示す。Hoyle 状態へ励起した事象は 18 事象、 3_1^- 状態へ励起した事象は 177 事象であった。

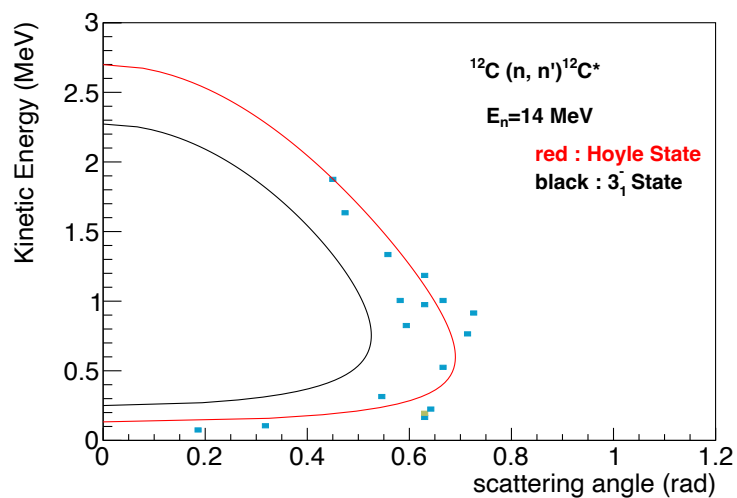


図 47 Hoyle 状態へ励起したと同一した事象の ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関。赤線は ^{12}C の Hoyle 状態へ励起した場合、黒線は 3_1^- 状態へ励起した場合の運動学計算による曲線である。

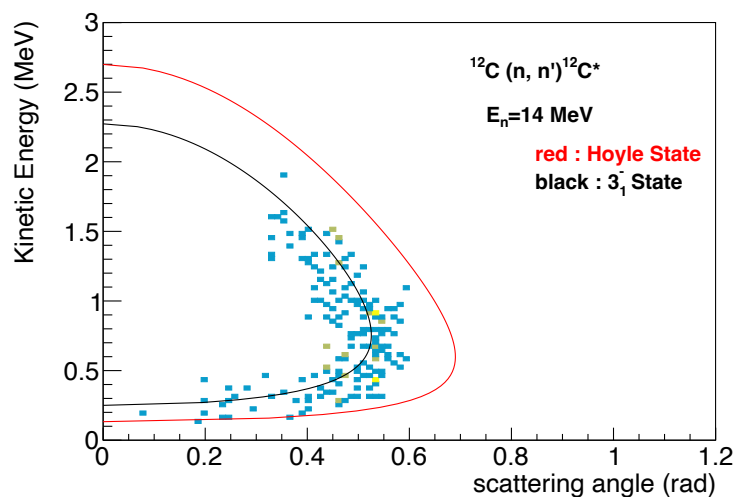


図 48 3_1^- 状態へ励起したと同一した事象の ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関。赤線は ^{12}C の Hoyle 状態へ励起した場合、黒線は 3_1^- 状態へ励起した場合の運動学計算による曲線である。

4.4 検出・解析効率の評価

4.4.1 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、複数人に実験データと同様に 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、ビーム軸を中心に直径 39.1 mm の範囲内の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 の励起エネルギーに加え、 ^{12}C の励起状態の重心系における散乱角度を指定すれば、その運動エネルギーが一意に決まる。この散乱角度は、Kondo らの先行研究において測定された微分断面積の角度分布 (Ref. [13] Fig.10) 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した上で、ランダムに生成した。図 49, 50 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、励起された ^{12}C が $^8\text{Be}+\alpha$ 粒子に崩壊し、さらに ^8Be が 2 つの α 粒子に崩壊することで 3 つの α 粒子が放出されたとして、各 α 粒子のエネルギーと放出角度を決定した。このとき、 ^{12}C と ^8Be はそれぞれの重心系において等方的に 2 体崩壊すると仮定した。そして、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、その飛跡に沿って検出ガスがイオン化されて生じる電子の位置分布を再現した。さらに、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た。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。最終的に、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した。

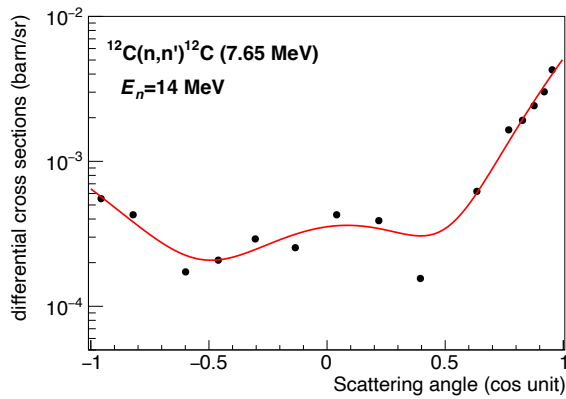


図 49 中性子非弾性散乱によって Hoyle 状態へ励起する反応の微分断面積の角度分布 [13]。赤線は、シミュレーション計算のために角度分布を 6 次の多項式でフィットした結果。

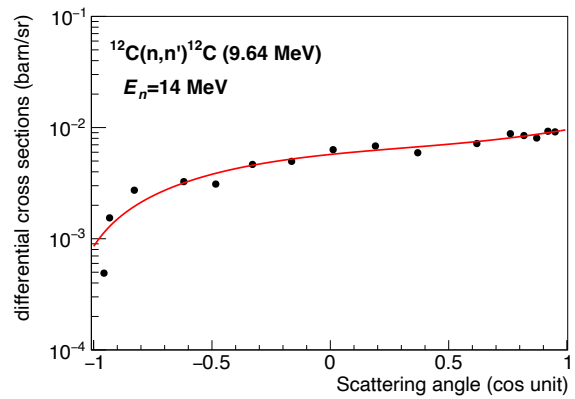


図 50 中性子非弾性散乱によって 3_1^- 状態へ励起する反応の微分断面積の角度分布 [13]。赤線は、シミュレーション計算のために角度分布を 4 次の多項式でフィットした結果。

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、

- $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(2_1^+)$ 、 $p(n, n)p$ (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 300 事象の Run をいくつか生成し、9 名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。

4.4.2 結果

検出ガスとして 100 hPa の H₂ 混合ガスを用いた場合の、Hoyle 状態へ励起した事象と、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 4、5 に示す。9 名の検出・解析効率の値の平均値を断面積の算出に用いた。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。

表 4 Hoyle 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。

解析者	検出・解析効率 (%)
F	52.5
K	51.5
A	44.2
T	51.0
H	47.1
M	48.0
P	47.4
S	48.0
Y	43.2
平均	48.1 ± 4.4
標準偏差	3.0

表 5 3_1^- 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。

解析者	検出・解析効率 (%)
F	20.9
K	19.5
A	21.7
T	21.7
H	21.7
M	20.9
P	20.8
S	21.1
Y	20.8
平均	21.0 ± 7.3
標準偏差	0.6

4.5 入射中性子量

OKTAVIAN 施設のエリアモニターの MCA データから算出した 10 s ごとの中性子強度から、各 Run の測定時間における中性子量の総和を求めた。そして、テスト実験で用いた穴径 20 mm のコリメータの立体角から、MAIKo+ に入射した中性子量を評価した。測定時間における平均中性子強度は、 4π で 5.8×10^9 個/s であった。eye-scan 解析済みの Run の測定時間における入射中性子量の総和は、 6.5×10^8 個であった。

5 断面積の算出と考察

5.1 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数を Y (個)、単位面積あたりの検出ガス中の ^{12}C 標的の量を N_t (個/cm²)、入射中性子量を N_{beam} (個)、検出・解析効率を 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、100 hPa の 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の長さである 26.7 cm を乗じて評価した。

本論文の執筆時点で eye-scan 解析が終了している Run の測定データから $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積を算出した。eye-scan 解析が終了している Run の測定データ数は全取得データ数の約 30% である。表 6 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を示す。100 hPa の isoC₄H₁₀ (10%) + H₂ (90%) を用いたテスト実験による $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積の結果は、 2.1 ± 0.5 (stat.) ± 0.1 (sys.) mb であった。 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応についても断面積を算出した結果、 49 ± 5 (stat.) ± 1 (sys.) mb となった。統計誤差として、得られた事象数の統計誤差と検出・解析効率の統計誤差を考慮した。入射中性子数の統計誤差はこれらに比べて十分小さいと判断し無視した。 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応における、得られた事象数による相対誤差は 24%、検出・解析効率の相対誤差は 4.4% であり、これらの 2 乗和を統計誤差とした。 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応における、得られた事象数による相対誤差は 7.5%、検出・解析効率の相対誤差は 7.3% であった。系統誤差としては、検出・解析効率の人間によるばらつきを考慮し、標的量の誤差は十分小さいとし無視した。

表 6 MAIKo+ を用いたテスト実験による中性子非弾性散乱の測定結果。Y は ^{12}C が Hoyle 状態へ励起した事象、 ^{12}C が 3_1^- 状態へ励起した事象の数、 N_t は単位面積あたりの検出ガス中の ^{12}C 標的の量 (個/cm²)、 N_{beam} は入射中性子数 (個)、 ϵ は検出・解析効率である。

	$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$	$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$
Y (個)	18	177
ϵ	48%	21%
N_{beam} (個)	6.5×10^8	
N_t (個/cm ²)	2.65×10^{19}	
σ (mb)	2.1	49
$\pm\Delta\sigma(\text{stat})$ (mb)	0.5	5
$\pm\Delta\sigma(\text{sys})$ (mb)	0.1	1

5.2 考察

本研究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 [13] と、2020 年に実施した MAIKo を用いて測定した断面積の結果 [14][15] と比較した。本研究における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積の結果は、2つの先行研究より 8 割ほど小さい値となった。一方、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積については、Kondo らの先行研究による断面積より小さい値となったが、MAIKo を用いたテスト実験の断面積の結果とよく一致した。

表 7 本研究における $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応・ $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積の算出結果と、Kondo らによる断面積の結果、および 2020 年の MAIKo を用いた実験における断面積の結果。

	$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ の σ (mb)	$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ の σ (mb)
本研究	2.1 ± 0.5 (stat.) ± 0.1 (sys.)	49 ± 5 (stat.) ± 1 (sys.)
Kondo <i>et al.</i> [13]	8.4	69
MAIKo テスト実験 [14][15]	14 ± 6 (stat.) ± 2 (sys.)	49 ± 10 (stat.) ± 11 (sys.)

Hoyle 状態についての断面積が先行研究の結果より小さい結果になった要因として、

1. 運動学的な条件を正しく構築できていない可能性
2. MAIKo+ で記録されていないデータが存在する可能性

が考えられる。

1 については、検出器と解析の角度分解能により、 ^{12}C のエネルギーや放出角度が正しく構築できていないことが考えられる。運動学計算と比較して事象の選別を行う際に、Hoyle 状態に励起した事象を排除してしまっている可能性が示唆される。検出・解析効率の評価の際に、シミュレーションにより生成した事象を eye-scan 解析した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図 51 に示す。シミュレーションにより $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応と $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応として生成したデータにおいても、運動学計算 (図 51 の実線) と異なる相関を持った事象が観測された。今後の解析により運動学的な条件を正しく構築できる効率の評価も行うことで断面積の値が大きくなる可能性がある。不変質量から構成した励起エネルギーについてのカット条件のみを課して断面積を算出すると、断面積の値が約 2 倍となった。しかし、それでも先行研究の断面積より小さい値であるため、他にも要因があると考えられる。

その要因の 1 つとして考えられる 2 については、MAIKo+ はドリフト距離が 30 cm と長いこと、電子のドリフト方向の拡散の効果が大きく影響している。飛跡のドリフト方向の成分が大きいほど、拡散効果により電子が読み出し面である $\mu\text{-PIC}$ に到達する時間にばらつきが生じ、アナログ信号の波高が低くなる。これにより波高がディスクリミネータの閾値を超えず、トリガー信号が生成されないために、記録されていないデータが存在する可能性がある。飛跡画像における飛跡のドリフト方向の変位 (Hit 信号がある clock 数の最大値と最小値の差) Δy を、実測した飛跡画像とシミュレーションを用いて生成した飛跡画像の間で比較することで、記録されている事象の Δy が大きな事象の検出効率が小さくなっていないかを検証する予定である。

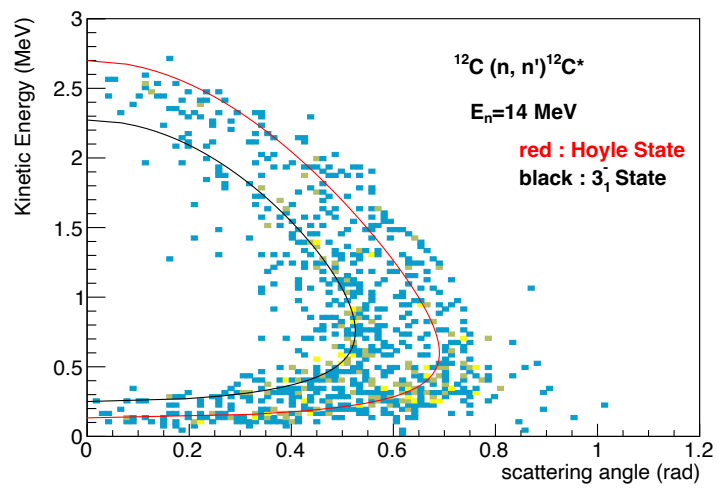


図 51 シミュレーションにより生成した事象について、再構成した ^{12}C の放出角度と運動エネルギーの相関。赤線は ^{12}C の Hoyle 状態へ励起した場合、黒線は 3_1^- 状態へ励起した場合の運動学計算による曲線である。

6 まとめと今後の展望

本研究では、高密度環境下におけるトリプルアルファ反応率を決定するため、アクティブ標的を用いた $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の測定を計画している。従来の MAIKo を用いた測定よりも収量を増加させるために、MAIKo の有感領域を各辺約 3 倍に拡張した MAIKo+ を開発した。そして、大阪大学工学部の OKTAVIAN 施設において 14 MeV の中性子ビームを用いてテスト実験を行った。測定データの解析を行い、シミュレーションを用いた検出・解析効率の評価と入射中性子量の評価も行った。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。Kondo らの先行研究による断面積 [13] と 2020 年の MAIKo を用いたテスト実験の断面積の結果 [14][15] と比較したところ、本研究で算出した $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(3_1^-)$ 反応の断面積は、2020 年の MAIKo を用いたテスト実験の断面積の結果と誤差の範囲内で一致したが、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(0_2^+)$ 反応の断面積は小さい値となった。本研究で断面積の算出に用いた事象数は、MAIKo+ を用いたテスト実験で取得した全事象数の約 30% であるが、Hoyle 状態に励起したと同定した事象数は 18 であるため、全事象の解析を行うと Hoyle 状態に励起したと同定できる事象数は約 60 であると推測できる。MAIKo を用いたテスト実験では、Hoyle 状態に励起したと同定した事象数は 6 であったため、MAIKo+ を用いたことで統計量を約 10 倍に増加させることに成功した。

Hoyle 状態に励起する反応の断面積が小さい値となった原因として、拡散の効果によりアナログ信号の波高が低く、データとして記録されていない事象が存在すると考えられる。MAIKo+ はドリフト距離が 30 cm と長いため、電子のドリフト方向の拡散の効果が大きくなり、電子が読み出し面である μ -PIC に到達する時間にばらつきが生じる。これによりアナログ信号の波高低く、ディスクリミネータの閾値を超えずトリガー信号が生成されないために、記録されていないデータが存在する可能性がある。飛跡画像における飛跡のドリフト方向の変位 δy を、実測した飛跡画像とシミュレーションを用いて生成した飛跡画像において算出して比較することで、記録されている事象の δy の傾向について検証する予定である。また、GEM の枚数を増やす対策を講じて電子増幅率を十分高くすることも有効であると考えられる。

Hoyle 状態についての断面積が小さいことは、運動学的な ^{12}C のエネルギーや放出角度を正しく構築できていない可能性も考えられる。シミュレーション計算において、設定する電子増幅率と閾値を再検討するとともに、運動学的な条件を正しく構築できる効率も評価し、検出・解析効率の再評価を行う。加えて、シミュレーション計算において電子の拡

散効果やストラグリングの効果を考慮し、実際の反応による飛跡画像を十分に再現できるよう改良したい。未解析である Run の測定データの解析を完了させ、統計誤差を減らして断面積の再評価を行いたい。

入射中性子量についても液体シンチレータで取得したデータを解析して再評価を行う予定である。液体シンチレータを用いた計測では、PMT の信号波形をデジタルモジュールである DRS4 を用いて記録し、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ることで中性子数を決定する。比例計数管を用いて算出した入射中性子数と、液体シンチレータを用いて算出した入射中性子数を比較し、系統誤差を算出する。

また現状、MAIKo+ で取得したデータにおいて飛跡の歪みが生じてしまっている事象が観測された。図 52 に示す事象は荷電粒子が直線上に運動しているはずであるが、画像上の飛跡には大きな歪みが見られる。ケージの側面に使用している G10 フレームにおいて、ベリリウム銅線を 10 M Ω の抵抗で接続するためのパターンが存在している。このパターンは設計上、ケージの上下で非対称となっているため、このパターンにより電場が歪んでいることが考えられる。また、grid 基板は縁がメッキ加工が施された平板であり、内側に銅線が格子状に張られている構造をしているため、grid 基板の縁の部分が影響している可能性がある。しかし現時点では、飛跡が歪んでいる原因は未だに解明されていない。飛跡の歪みにより飛跡の長さが異なってしまうため、水平面上でドリフト電場の位置依存性がないかを確認し、歪みの原因を解明する必要がある。

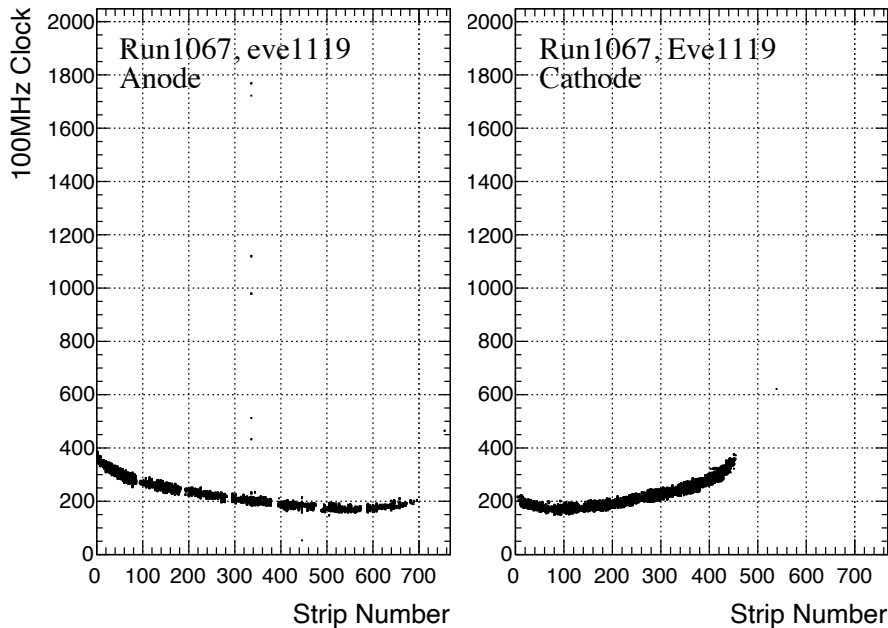


図 52 飛跡の歪みが見られる飛跡画像の例。MAIKo+ の有感領域の端に近い部分で歪みが顕著となっている。

現在のような μ -PIC による 2 軸方向での信号の読み出しでは、飛跡が重なることにより飛跡の本数や端点の座標を正確に判別できない事象も存在する。図 53 に示す飛跡画像は、cathode 画像において端点 2 が散乱点と端点 1 を結ぶ直線上に位置しているため、端点 2 の座標を正確に求めることができない。我々は、電子の読み出し電極を 2 軸構造から 3 軸構造へアップグレードすることによって、この問題を解決することを目指している。3 軸方向で信号読み出しを行うことで、得られる飛跡の射影図が 3 枚に増え、たとえ 1 枚の射影図で端点の位置が他の飛跡に隠れてしまっても、残り 2 枚の射影図から端点の位置を決定できると期待される。すでに、有感領域 $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$ の 3 軸読み出し構造を持つ試作機を開発し、従来の MAIKo ケージに組み込んで、 α 粒子による信号を読み出すことに成功している [23]。しかし、基盤上で近くに配線されている信号線の間でクロストークをしている可能性が明らかとなったため、現在は信号がクロストークしないようグラウンド層を追加して対策を施した新たな試作機を製作中である。

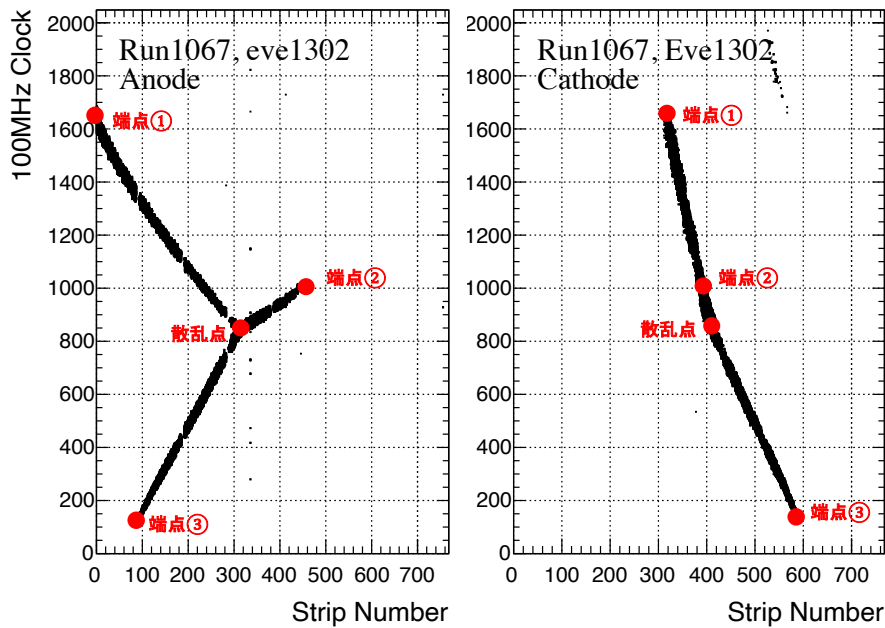


図 53 cathode 画像において α 粒子の飛跡が重なってしまっている飛跡画像の例。

飛跡画像の解析方法については、機械学習の導入を試みている。本研究のように人間の目で膨大な数の飛跡画像を 1 つ 1 つ解析するには、時間と労力と人足が必要であり、また解析効率の評価も困難である。現在我々のグループでは、機械学習を用いて飛跡の本数・散乱点・各 α 粒子の飛跡の端点の情報を自動解析するアルゴリズムの開発を行っている [24]。

我々は、物理実験として、東北大 CYRIC において MAIKo+ を用いて $E_n = 8\text{--}10\text{ MeV}$ 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。本実験では、 $^{13}\text{C}^{3+}$ ビームを水素ガス標的に入射し、 $^1\text{H}(^{13}\text{C}, n)^{13}\text{N}$ 反応により生成した中性子を MAIKo+ に入射させる計画である。中性子の放出角度を限定することで準単色エネルギーの中性子が得られる。CYRIC の実験グループがこの中性子ビームの開発を進めており [25]、我々はこれと並行して MAIKo+ の検出器性能向上のための開発を続けていく予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力と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、学部生の頃から3年以上熱くご指導をしていただきました。大変お忙しい中、研究に関する物理の基礎や解析の進め方から、文章の書き方、発表方法まで様々なことを丁寧にご指導していただきました。私が理解するまで丁寧に説明していただいたおかげで、この論文を執筆できるほどの知識を得ることができました。また、我々の研究グループの先輩の実験のみならず理化学研究所や東北大学 CYRIC で行われた実験にも参加させていただき、原子核実験の測定手法やデータ取得方法を学ぶことができました。貴重な研究生を送らせていただき大変感謝しております。

古野達也助教には、MAIKo をよく知る先輩として MAIKo, MAIKo+ の構造や測定に関することだけではなく、解析のためのプログラミングの基礎的なことからご指導していただきました。MAIKo+ の開発作業は色々な問題にぶつかり大変なこともありましたが、古野さんにご指導していただきつつ議論を繰り返すことで、テスト実験を遂行することができました。RCNP の村田求基さんは、開発作業を幾度も手伝っていただき、その際の MAIKo の先輩としてアドバイスもしていただき助かりました。土井隆暢さんには、OKTAVIAN 施設において MAIKo を用いて測定した直属の先輩として、既に卒業されているにも関わらず、解析方法やシミュレーション計算に関する手法を指導していただきました。また、宮本憲伸くん、Chen Sitan くん、Lin Yifan くんとは、MAIKo グループとして共に開発作業を行い、楽しく研究を進めることができました。大変感謝しています。

これらの方々に加えて、坂梨公亮さん、Samu Eteläniemi さん、本多祐也くん、京都大学の藤川祐輝さん、岡本慎太郎さん、東北大 CYRIC の足立智助教、米倉章平くん、山崎峻平くんには、MAIKo+ を用いたテスト実験で取得したデータの飛跡画像と、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。研究グループの先輩である稲葉健斗さん、藤川さん、岡本さん、坂梨さんには、実験や解析方法について丁寧にご指導してくださるとともに、いつも楽しく談笑していただき大変感謝しています。同期の辻聖也くんは、お互いに学びながら各々の研究を進めることができ、良き仲間として励みになりました。

また、OKTAVIAN 施設において MAIKo+ を用いたテスト実験をするにあたり、多くの方にご協力していただきました。大阪大学工学研究科 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 施設において実験を実施するにあたり、中性子ビームのオペレートも含め多大なご支援をいただきました。大変ありがとうございます。

した。京都大学宇宙線研究室の高田淳史助教には、 μ -PIC や読み出し回路について多くの助言をしていただきました。RCNP 技術職員の吉田英智さんには、RCNP の東実験室地下で MAIKo+ での開発作業を行うにあたり、多くのご支援をしていただき、またフォークリフトを用いて RCNP と OKTAVIAN 間の MAIKo+ と周辺装置の輸送をしていただきました。非常に助かりました。RCNP の浦城道男さんは、東実験室地下の配電作業をしていただき、開発作業中にも多くの助言をいただきました。MAIKo+ の研究を進めるにあたり、東北大学 CYRIC の伊藤正俊教授、甲南大学の秋宗秀俊教授、松田洋平准教授、理研仁科センターの久保野茂さんには、多くの助言とご支援をしていただきました。

他の川畑研究室の教員である、小田原厚子准教授、吉田斉准教授、福田光順准教授、清水俊助教、三原基嗣助教には、研究や発表方法について助言していただき多くの学びを得ました。皆さんに加えて秘書の佐藤純代さんにも、日頃の研究生生活を支えていただきました。研究室の先輩方、同期、後輩の皆さんにも、私が困っていたら解析の基本から丁寧に教えてくださったり、お互いに相談しながら議論したりと研究に関する話から、昼休みなどに他愛もない日常的な会話の相手をしていただき、とても楽しく過ごすことができました。感謝しています。

本研究は、たくさんの方々の手助けによって進めることができました。研究生生活で関わってくださったすべての方に深く感謝しています。最後に、陰ながら支えてくださった家族と友人たちに感謝の意を申し上げます。

参考文献

- [1] F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **1**, 121 (1954).
- [2] D. N. F. Dunbar, R. E. Pixley, W. A. Wenzel, and W. Whaling, *Phys. Rev.* **92**, 649 (1953).
- [3] S. Wanajo, H.-T. Janka, and S. Kubono, *The Astrophysical Journal* **729**, 46 (2011).
- [4] G. R. Caughlan and W. A. Fowler, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 283 (1988).
- [5] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, and M. Lamahi Rachti, *Nuclear Physics A* **656**, 3 (1999).
- [6] P. B. Shaw and D. D. Clayton, *Phys. Rev.* **160**, 1193 (1967).
- [7] M. Beard, S. M. Austin, and R. Cyburt, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 112701 (2017).
- [8] S. Jin, L. F. Roberts, S. M. Austin, and H. Schatz, *Nature* **588**, 57 (2020).
- [9] 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, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **908**, 215 (2018).
- [10] T. Furuno, T. Kawabata, S. Adachi, Y. Ayyad, Y. Kanada-En'yo, Y. Fujikawa, K. Inaba, M. Murata, H. J. Ong, M. Sferrazza, Y. Takahashi, T. Takeda, I. Tanihata, D. T. Tran, and M. Tsumura, *Phys. Rev. C* **100**, 054322 (2019).
- [11] K. Sumita, A. Takahashi, T. Iida, and J. Yamamoto, *Nuclear Science and Engineering* **106**, 249 (1990), <https://doi.org/10.13182/NSE90-A29054>.
- [12] T. Doi, Master Theses, Kyoto University, https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/articles/thesis/mron/doi_master.pdf (2020).
- [13] K. Kondo, I. Murata, K. Ochiai, N. Kubota, H. Miyamaru, C. Konno, and T. Nishitani, *Journal of Nuclear Science and Technology* **45**, 103 (2008).

- [14] T. Furuno, T. Doi, K. Himi, T. Kawabata, S. Adachi, H. Akimune, S. Enyo, Y. Fujikawa, Y. Hijikata, K. Inaba, M. Itoh, S. Kubono, Y. Matsuda, I. Murata, M. Murata, S. Okamoto, K. Sakanashi, and S. Tamaki, *EPJ Web Conf.* **260**, 11010 (2022).
- [15] K. Himi, Bachelor Thesis, Osaka University (2021).
- [16] J. Bishop, C. Parker, S. Ahn, E. Koshchiy, K. Brandenburg, C. Brune, R. Charity, J. Derkin, N. Dronchi, G. Hamad, Y. Jones-Alberty, T. Kokalova, T. Massey, Z. Meisel, E. Ohstrom, S. Paneru, E. Pollacco, M. Saxena, and C. Wheldon, *Nature Communications* **13** (2022).
- [17] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **471**, 264 (2001).
- [18] 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. Ropelowski, F. Sauli, F. Simon, and M. van Stenis, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **490**, 177 (2002).
- [19] T. Mizumoto, Y. Matsuoka, Y. Mizumura, T. Tanimori, H. Kubo, A. Takada, S. Iwaki, T. Sawano, K. Nakamura, S. Komura, S. Nakamura, T. Kishimoto, M. Oda, S. Miyamoto, T. Takemura, J. Parker, D. Tomono, S. Sonoda, K. Miuchi, and S. Kurosawa, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **800**, 40 (2015).
- [20] T. Uchida, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **55**, 1631 (2008).
- [21] J. Ziegler, M. Ziegler, and J. Biersack, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **268**, 1818 (2010).
- [22] S. Biagi, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **421**, 234 (1999).
- [23] K. Miyamoto, Bachelor Thesis, Osaka University (2022).
- [24] T. Doi, T. Kawabata, T. Furuno, Y. Fujikawa, K. Inaba, M. Murata, S. Okamoto, and A. Sakaue, *JPS Conf. Proc.* **31**, 011064 (2020).
- [25] K. Yamamoto, Master Theses, Tohoku University (2022).