

学士論文

新型中性子検出器 NEOLITH における
シンチレーター中の反応点推定法の研究

東京科学大学 理学院 物理学系 中村研究室

伊原健行

指導教員 中村隆司

2026年2月12日

概要

本研究の目標はテトラニュートロンやヘキサニュートロンを観測することである。しかし、そのためには複数の中性子の同時測定が必要になる。そこで我々は新型中性子検出器 NEOLITH を開発している。NEOLITH は、プラスチックシンチレーターにドリフトチェンバーを組み合わせ、反跳陽子をトラッキングすることにより、中性子の同時測定の際問題となるクロストーク事象を効率よく排除することができる。実際シミュレーションにより 6 個までの中性子の同時測定が可能なが確認されている。本卒論の研究は、NEOLITH の位置分解能を向上させることを目的としている。そのため、従来は厚さ方向の半分の位置を仮定していた中性子のプラスチックシンチレーター中での反応位置を、シンチレーター中でのエネルギー損失情報を用いて求める手法を開発した。その有効性を確認するため、東北大 RARIS で 50 MeV の陽子ビームを用いて ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応で中性子ビームを生成し、NEOLITH 用プラスチックシンチレーターと汎用のドリフトチェンバーを用いて実験を行った。本論文では、実際に本手法を適用した東北大実験の解析結果を議論する。

目次

第 1 章	序論	5
1.1	多中性子系の探求	5
1.2	多中性子系の測定方法	6
1.3	クロストーク問題	7
1.4	新型中性子検出器 NEOLITH	9
1.5	NEOLITH で測定した中性子の運動量の導出	10
第 2 章	ドリフトチェンバーの原理	11
2.1	ドリフトチェンバーの構造	11
2.2	ドリフト距離	12
2.3	飛跡の導出	13
2.4	軌跡の誤差	13
第 3 章	プラスチックシンチレーターの原理	16
3.1	荷電粒子のエネルギー損失測定の原理	16
3.2	荷電粒子の通過時刻と位置の推定	17
3.3	エネルギー損失の誤差の推定	17
3.4	中性子検出の原理	18
第 4 章	シンチレーター中の反応点推定法	19
4.1	シンチレーター中の反応点の推定	19
4.2	反応点の厚さ方向の誤差	20
4.3	反応点の横方向の誤差	22
第 5 章	東北大 RARIS における性能テスト実験	23
5.1	セットアップの全体図	23
5.2	ドリフトチェンバーの詳細	24
第 6 章	実験データの解析	25
6.1	ドリフトチェンバーの解析	25
6.2	プラスチックシンチレーターの解析	31
6.3	シンチレーター中の反応点の解析	34

第7章	まとめと今後の展望	38
	参考文献	39
	謝辞	40

6.1	それぞれの層において、timing と TOT の関係を表した 2 次元ヒストグラム。マルチヒットのあるイベントおよび端のワイヤーが鳴ったイベントは除いている。	26
6.2	すべての層で条件 $-1300 \leq \text{timing} \leq -400$, $1500 \leq \text{TOT}$ を満たすイベントのみを取り出して作成した層ごとの timing のヒストグラム。マルチヒットのあるイベントおよび端のワイヤーが鳴ったイベントは含まれる。	27
6.3	それぞれの層でのドリフト距離分布を表したヒストグラム。	28
6.4	実験室系における陽子のビーム方向に対する角度 θ のヒストグラム。	29
6.5	$z = 0$ (ドリフトチェンバーの中心を通るビーム方向に垂直な平面) における粒子の位置分布。	29
6.6	ドリフト距離の誤差分布をガウシアンでフィッティングした図。ガウシアンの標準偏差は 0.2311 mm となった。	30
6.7	エネルギー 37.28 MeV の陽子を入射したときの、電荷の測定値をガウシアンでフィッティングした図。pla1 の平均は 2039、標準偏差は 48.75 となった。pla2 の平均は 2017、標準偏差は 42.98 となった。	31
6.8	それぞれのプラスチックシンチレーターにおける、粒子の到達時刻 (timing) とエネルギー損失 (charge) の関係を表した 2 次元ヒストグラム。	32
6.9	それぞれのプラスチックシンチレーターにおける、ドリフトチェンバーで測定した軌跡がトリガーシンチを通過しているイベントのみを選んだときの、粒子の到達時刻 (timing) とエネルギー損失 (charge) の関係を表した 2 次元ヒストグラム。	32
6.10	反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失を表したヒストグラム。	33
6.11	反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失の誤差のヒストグラム。	33
6.12	陽子の散乱角度とエネルギー損失の関係を表した 2 次元ヒストグラム。	34
6.13	シンチレーター中の反応点の z 座標のヒストグラム。	35
6.14	シンチレーター中の反応点の x 座標のヒストグラム。	36
6.15	シンチレーター中の反応点の y 座標のヒストグラム。	36
6.16	シンチレーター中の反応点の z 座標の誤差 σ_z のヒストグラム。	36
6.17	シンチレーター中の反応点の x 座標の誤差 σ_x のヒストグラム。	37
6.18	シンチレーター中の反応点の y 座標の誤差 σ_y のヒストグラム。	37
6.19	シンチレーター中の反応点の z 座標とその誤差 σ_z の 2 次元ヒストグラム。	37

第1章

序論

1.1 多中性子系の探求

中性子数が非常に多い中性子過剰核や、中性子だけでできた中性子原子核の研究が最近注目されている。図 1.1 に原子番号 8 以下の核図表を示すが、束縛・非束縛境界である中性子ドリップライン (赤色の実線) 近傍では、実際、興味深い原子核が発見されている。例えば、理研 SAMURAI においては 4 個の中性子だけでできた原子核、テトラニュートロンの候補が観測された [2]。また、ドリップラインの外側には、二重魔法数候補原子核 ^{28}O (陽子数 8, 中性子数 20) が観測された [3]。 ^{28}O は 4 中性子がギリギリ非束縛であるため、特異な 4 中性子相関、あるいはダイニュートロンが 2 組の相関などの新たな多中性子相関の可能性も指摘されている。

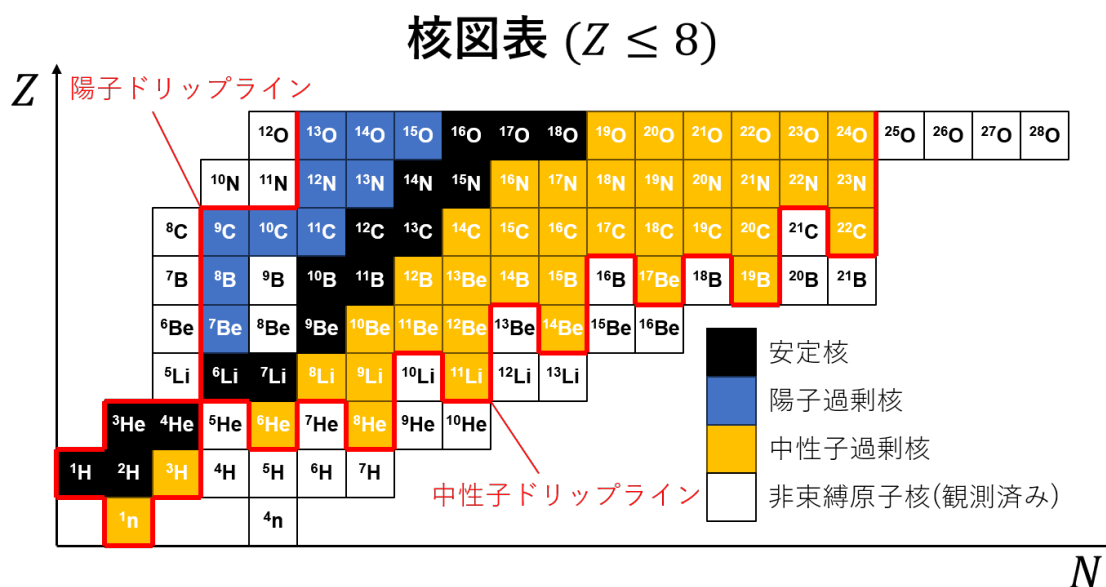


図 1.1: 原子番号 8 以下の核図表。黒は原子核、青は陽子過剰核、黄色は中性子過剰核、白は観測済みの非束縛の原子核を表す。赤い線は束縛と非束縛の境界であるドリップラインを表す。

我々は中性子原子核であるテトラニュートロン、ヘキサニュートロンを観測することを目標としている。こ

うした少数系の中性子原子核は、3 中性子間力などの未知の核力の解明、さらには中性子星構造の解明にもつながるベンチマークとなると期待されており、その観測が待たれている。一方、上記のテトラニュートロン候補の観測では $p(^8\text{He}, p\alpha)^4\text{n}$ 反応を用いているが、 ^8He のダイニュートロン対によって4 中性子系のピークが説明できるという理論もあり [4]、テトラニュートロンが確立しているわけではない。したがって、テトラニュートロンのより高い質量分解能での観測、別の反応を用いた検証が必要である。また、より安定化するとされる6 中性子系 (ヘキサニュートロン) の実験は行われていない。以上の背景のもと、我々は新型中性子検出器 NEOLITH を開発し、後述する不変質量法により、テトラニュートロン、ヘキサニュートロンの観測を目指す。

1.2 多中性子系の測定方法

多中性子系の測定方法は、欠損質量法と不変質量法の2つがある。まず、欠損質量法について説明する。図 1.2 は、Duer の実験 [2] でテトラニュートロンを測定するのに用いられた反応 $p(^8\text{He}, p\alpha)^4\text{n}$ を例として、欠損質量法を説明している。欠損質量法ではテトラニュートロン以外の粒子、つまり ^8He 、 α 粒子、陽子の運動量 $\vec{p}_{^8\text{He}}$ 、 \vec{p}_α 、 \vec{p}_p を測定する。そして、エネルギー保存則及び運動量保存則を用いて、式 (1.1) よりテトラニュートロンの質量を導出できる。

$$M_{4\text{n}} = \sqrt{(E_{^8\text{He}} + M_p - E_\alpha - E_p)^2 - |\vec{p}_{^8\text{He}} - \vec{p}_\alpha - \vec{p}_p|^2} \quad (1.1)$$

Duer の実験 [2] では欠損質量法が用いられた。

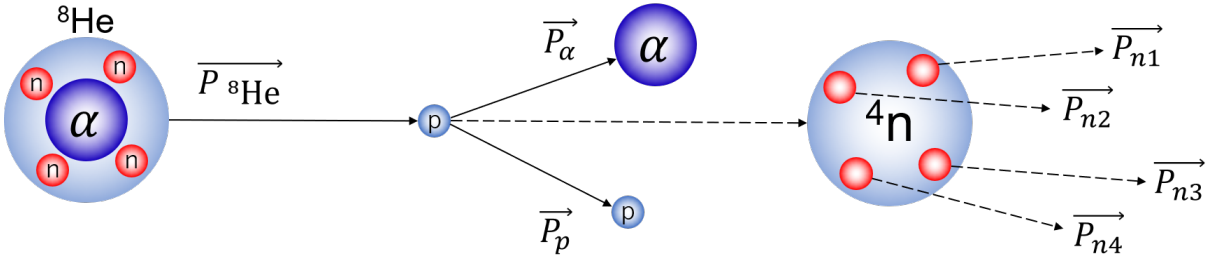


図 1.2: 反応 $p(^8\text{He}, p\alpha)^4\text{n}$ を例として、欠損質量法について説明する図。欠損質量法では ^8He 、 α 粒子、陽子の運動量を測定する。

次に、不変質量法について説明する。図 1.2 は、同じ反応を例として、不変質量法を説明する図である。不変質量法ではテトラニュートロンが崩壊してできた中性子の運動量 $\vec{p}_{n,i}$ を直接測定する。そして、式 (1.2) を用いて4 中性子系の質量を再構成する。

$$M_{4\text{n}} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^4 E_{n,i}\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{n,i}\right|^2} \quad (1.2)$$

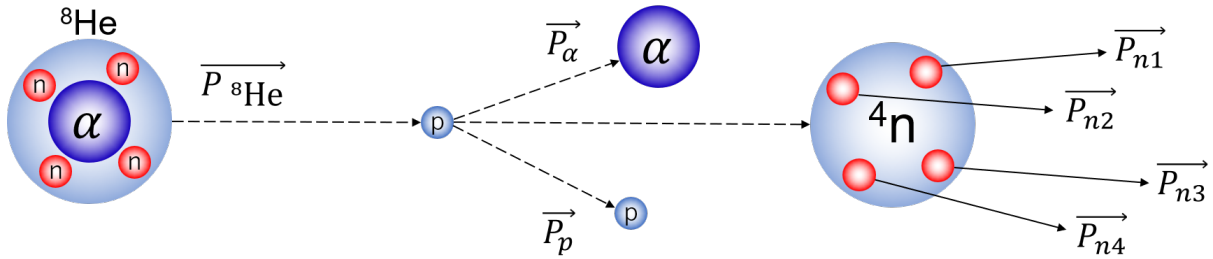


図 1.3: 反応 $p(^8\text{He}, \alpha)^4\text{n}$ を例として、不変質量法について説明する図。不変質量法ではテトラニュートロンが崩壊してできた中性子の運動量 $\vec{p}_{n,i}$ を直接測定する。

次に、欠損質量法と不変質量法の違いについて説明する。まず欠損質量法ではエネルギー分解能が 1 MeV 程度であるのに対して、不変質量法では 100 keV 程度とエネルギー分解能が高くなっている。また、欠損質量法では崩壊の様子が直接観測できないのに対して、不変質量法では崩壊の様子を直接観測することができる。したがって、テトラニュートロンやヘキサニュートロンの測定には、不変質量法を用いたい。しかし、欠損質量法では中性子を測定しなくてよいのに対して、不変質量法では複数の中性子の同時測定が必要になる。しかし、複数の中性子の同時測定の際には、後述するクロストーク問題が生じる。

1.3 クロストーク問題

クロストーク問題とは、複数の中性子の同時測定の際に生じる、測定精度を大きく低下させる問題である。プラスチックシンチレーターを用いた、複数の中性子の同時測定を考える。プラスチックに中性子を入射すると、陽子弾性散乱や ^{12}C の準弾性散乱が起こり、陽子が放出される。このとき図 1.4 の左のように、1つの中性子が2つの陽子を放出してしまうことをクロストークという。これは、図 1.4 の右のように、2つの中性子がそれぞれ1つの陽をはじき出した場合と区別することが困難である。これをクロストーク問題と言う。

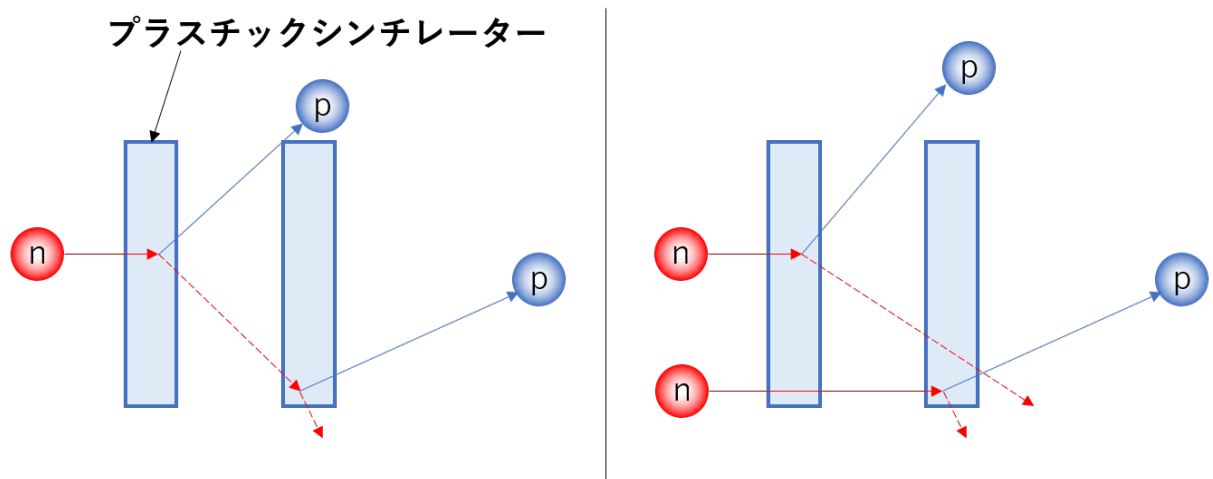


図 1.4: クロストーク問題を説明する模式図。左図は 1つの中性子による反応、右図は 2つの中性子による反応を表す。プラスチックシンチレーターのデータだけでこれらを区別することは困難である。

しかし図 1.5 のようにプラスチックシンチレーターの中にドリフトチェンバーを挿入することによって、反

跳陽子の軌跡を測定することができるようになる。それによって、中性子の軌跡の予測が可能になり、クロストーク問題を克服することができる。したがって、新型中性子検出器 NEOLITH にはドリフトチェンバーを導入した。

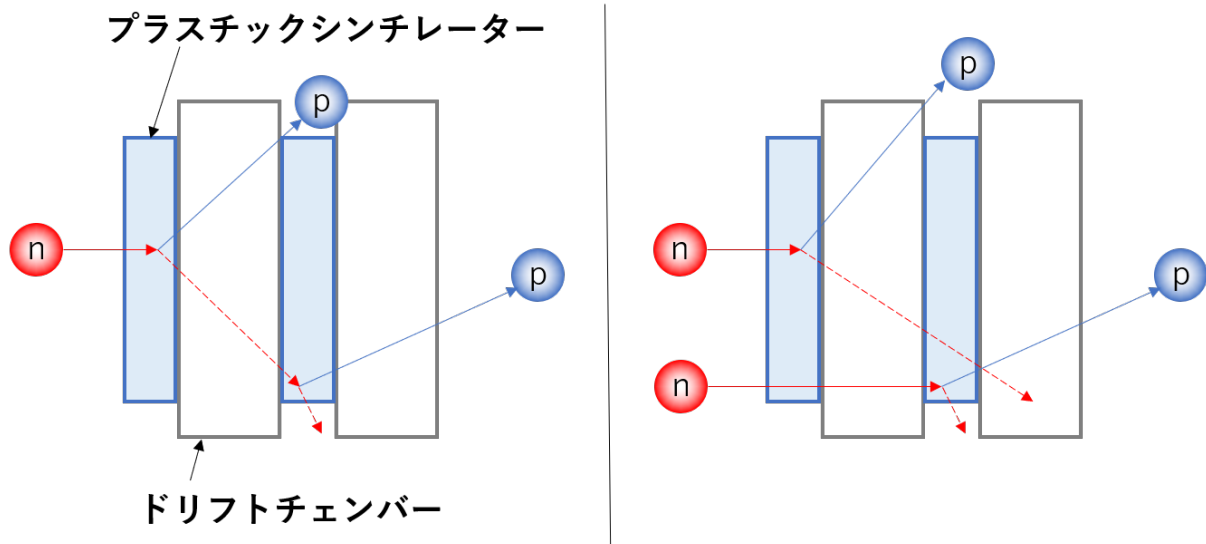


図 1.5: ドリフトチェンバー導入によるクロストーク問題の克服を説明する模式図。左図は1つの中性子による反応、右図は2つの中性子による反応を表す。従来、これらの事象は区別できなかった。しかし、ドリフトチェンバーの導入により反跳陽子の軌跡を測定できるようになった結果、中性子の軌跡が予測可能となり、2つの事象が区別できる。

1.4 新型中性子検出器 NEOLITH

NEOLITH とは、複数の中性子の同時測定のために我々が開発している新型の中性子検出器である。図 1.6 は新型中性子検出器 NEOLITH の模式図である。NEOLITH は、プラスチックシンチレーターにドリフトチェンバー 2 組を取り付けたものが 20 層繰り返された構造になっていて、有感領域は 150 cm×90 cm となっている。ドリフトチェンバーを導入することでクロストーク問題を克服しており、6 個までの中性子なら検出が可能であることをシミュレーションで確認している。また、従来の検出器と比較して分解能が高いことも特徴である。理研 RIBF の SAMURAI(多種粒子測定装置)の標準中性子検出器 NEBULA は、12 cm×12 cm×180 cm のプラスチックシンチレーターのみ 120 本で構成される。この NEBULA による不変質量の分解能が 200 keV(1σ) 程度であるのに対し、ドリフトチェンバーを導入した NEOLITH は 30 ~ 100 keV、位置分解能は NEBULA が 50 mm 程度なのに対して NEOLITH は 2 mm 程度となっている。

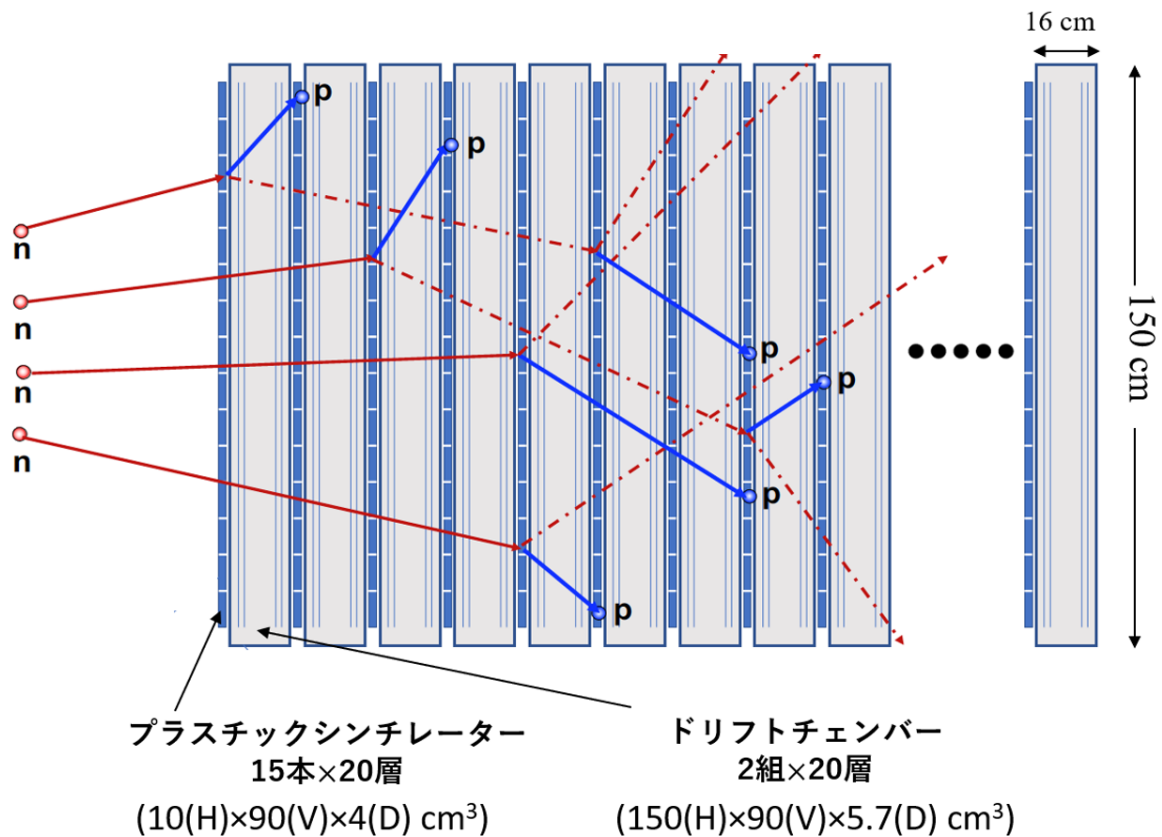


図 1.6: 新型中性子検出器 NEOLITH の模式図。プラスチックシンチレーターにドリフトチェンバー 2 組を取り付けたものが 20 層繰り返された構造になっていて、有感領域は 150 cm×90 cm である。

1.5 NEOLITH で測定した中性子の運動量の導出

NEOLITH で測定した中性子の運動量をどのようにして導出するのか説明する。図 1.7 は、従来の中性子の運動量の導出法を説明する模式図である。中性子の運動量は、標的における位置, 時間情報 (t_0, x_0, y_0, z_0) と中性子が最初にプラスチックに当たったときの位置, 時間情報 (t_1, x_1, y_1, z_1) を用いて導出する。中性子のプラスチック中での反応位置は、ドリフトチェンバーで測定した陽子の軌跡上のどこかである (図 1.7 中の青の点線)。ここから反応点の位置を推定する際、厚さ方向の半分を仮定していた。しかし、本論文で説明する手法を用いることで反応点の位置を推定することができる。本論文は次のような構成となっている。第 2, 3 章では、ドリフトチェンバー, プラスチックシンチレーターの原理について説明する。第 4 章では、開発したプラスチックシンチレーター中の反応点推定法を説明する。第 5 章では、反応点推定法の有効性を確かめるために行った実験のセットアップについて説明する。第 6 章では、実験の解析結果について説明し、本手法の有効性について議論する。最後に、第 7 章でまとめと今後の展望を記述する。

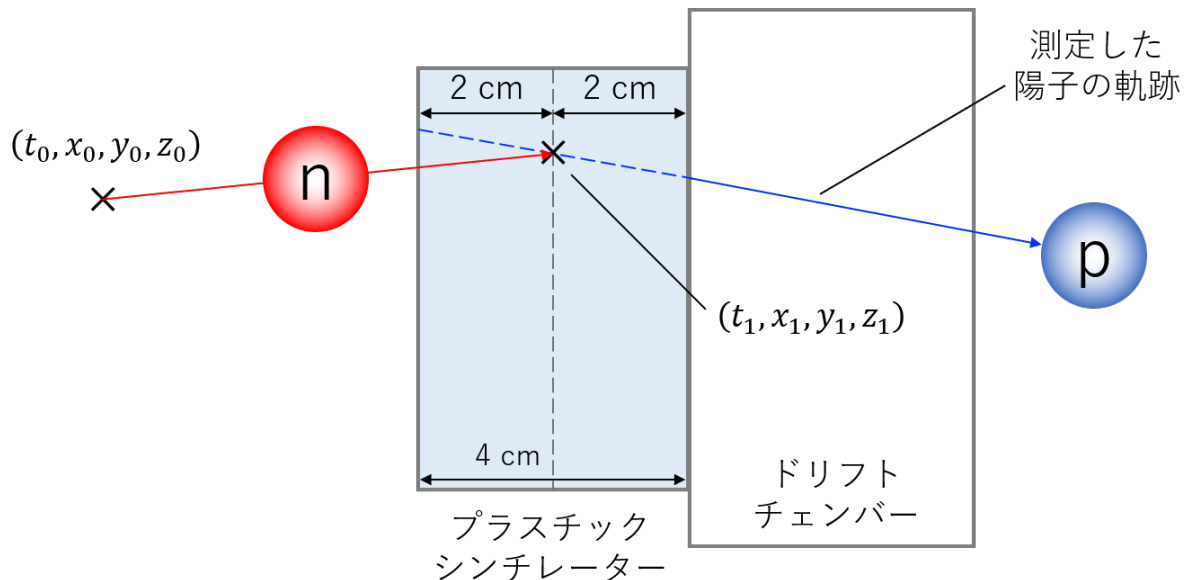


図 1.7: 従来の中性子の運動量の導出法を説明する模式図。標的における位置, 時間情報 (t_0, x_0, y_0, z_0) と中性子が最初にプラスチックに当たったときの位置, 時間情報 (t_1, x_1, y_1, z_1) を用いて導出する。この際、プラスチック中の位置は厚さ方向の半分を仮定する。

第2章

ドリフトチェンバーの原理

ドリフトチェンバーとは、荷電粒子の飛跡を測定する検出器である。本章ではドリフトチェンバーがどのような原理で飛跡を測定しているのかを説明する。

2.1 ドリフトチェンバーの構造

ドリフトチェンバーは多数の層からなり、1つの層はアノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー、カソード面からなる。ドリフトチェンバーの、1つの層における構造を図2.1に示す。

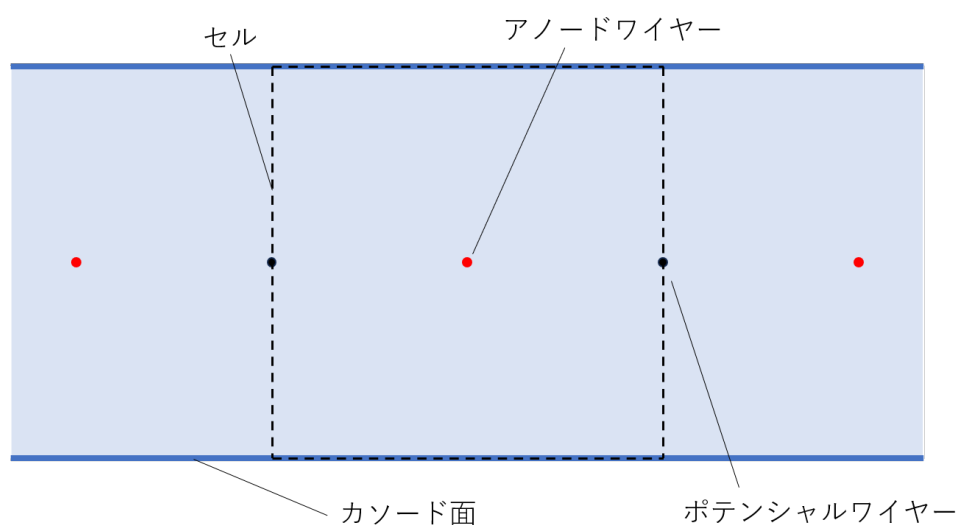


図 2.1: ドリフトチェンバーの1つの層における構造を示した図。赤い点はアノードワイヤー、黒い点はポテンシャルワイヤー、青い線はカソード面を表す。黒い線で囲まれた領域はセルを表していて、この領域で発生した電子は同じアノードワイヤーに向かう。

ワイヤーおよびカソード面には電圧が印加されていて、ドリフトチェンバー内にはアノードワイヤーを中心とした電場が発生している。ドリフトチェンバーの中はガスで満たされていて、荷電粒子が通過すると、荷電粒子の軌跡上にあるガスは電子とイオンに電離される。電離により生じた電子は電場によってアノードワイヤーの方向に加速しながら移動する(ドリフト)。アノードワイヤー付近では電場が非常に大きいため電子のエ

エネルギーは大きくなり、ドリフトしてきた電子によってさらに電離が引き起こされる。これが繰り返されることによって、電子の数が爆発的に増加する(電子雪崩)。最終的に電子はアノードワイヤーに収集される。これを読みだすことにより、荷電粒子が通過してからアノードワイヤーに電子が到達するまでの時間(ドリフト時間)が計測できる。

2.2 ドリフト距離

次に、ドリフト時間を用いてドリフト距離(アノードワイヤーと通過した荷電粒子の軌跡の距離)を求めることを考える。これは2つの考え方に基づいて行う。まず、計測されたドリフト時間が小さいものほど、ドリフト距離が短くなると考えられる。次に、ドリフト距離の確率分布は、0からワイヤーとアノードの間隔の間で一様になる(粒子は一樣にやってくる)と考えられる。以上2つの考え方を用いると、ドリフト時間をドリフト距離に直すことができる。

データ数を n 、ワイヤーとアノードの間隔を d とすると、ドリフト時間が小さい方から k 番目であるイベントにおけるドリフト距離 d_k は、

$$d_k = \frac{k}{n+1}d$$

と表される。これは、0以上1以下の実数を一様ランダムに n 個生成したとき、小さい方から k 番目の実数が x である確率密度 $p_k(x)$ は、

$$p_k(x) \propto x^{k-1}(1-x)^{n-k} \quad (0 \leq x \leq 1)$$

より、

$$p_k(x) = \frac{x^{k-1}(1-x)^{n-k}}{\int_0^1 x^{k-1}(1-x)^{n-k} dx} \quad (0 \leq x \leq 1)$$

となるので、小さい方から k 番目の実数の期待値 E_k は

$$\begin{aligned} E_k &= \int_0^1 x p_k(x) dx \\ &= \frac{\int_0^1 x^k (1-x)^{n-k} dx}{\int_0^1 x^{k-1} (1-x)^{n-k} dx} \\ &= \frac{k}{n+1} \end{aligned}$$

となることからわかる。ただし、時間分解能が有限であることから、同じドリフト時間が計測されることがある。ドリフト時間が同じになったものについては、次のように考える。ドリフト時間が小さい方から k 番目になったものが m 個あるとき、それらはそれぞれ $1/m$ の確率で $k, k+1, \dots, k+m-1$ 番目である。つまりドリフト距離 $d_{k,m}$ は、

$$d_{k,m} = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^{m-1} \frac{k+i}{n+1} d \quad (2.1)$$

となる。

2.3 飛跡の導出

次に、それぞれの層で求めたドリフト距離を用いて、粒子の飛跡を求める。しかし、荷電粒子がワイヤーの左側を通過したのか右側を通過したのかを区別することができない。よって、それぞれの層においてどちらを通過したのかを全パターン試す。層の数が n であれば、 2^n パターン試すことになる。左右どちらを通過したのかを仮定すれば、それぞれの層において、荷電粒子が通過した位置が分かったことになる。

それぞれの層の位置を x_i 、それぞれの層における荷電粒子が通過した位置を y_i 、層の数を n と置くと、荷電粒子の軌跡 $y = ax + b$ は最小二乗法を用いて次のように求められる。 $S(a, b)$ を、

$$S(a, b) = \sum_i (y_i - (ax_i + b))^2$$

とする。このとき、 $S(a, b)$ を最小にする a, b は、

$$a = \frac{nS_{xy} - S_x S_y}{D} \quad (2.2)$$

$$b = \frac{S_{x^2} S_y - S_x S_{xy}}{D} \quad (2.3)$$

となる。ただし $S_x, S_{x^2}, S_y, S_{xy}, D$ は、

$$S_x = \sum_i x_i, \quad S_{x^2} = \sum_i x_i^2, \quad S_y = \sum_i y_i, \quad S_{xy} = \sum_i x_i y_i, \quad D = nS_{x^2} - S_x^2$$

とする。

このようにして、 2^n 個のそれぞれのパターンについて $S(a, b)$ を最小とする a, b が求めることができる。 2^n パターンのうちどれを採用するかについては、それぞれのパターンにおいて最小となった $S(a, b)$ 同士を比較し、最小となるものを採用する。このような方法を用いて、ドリフトチェンバーを通過した荷電粒子の軌跡を導出することができる。

2.4 軌跡の誤差

軌跡の導出に用いた y_i は誤差を持つので、最小二乗法により得られた a, b にも誤差が伴う。この誤差を求めるため、まずは y_i の誤差を求める。

ある1回の測定における y_i の真の値を $y_{i,\text{true}}$ 、誤差を ε_i と置き、また真の a, b を $a_{\text{true}}, b_{\text{true}}$ と置く。このとき、

$$\begin{aligned} y_i &= a_{\text{true}} x_i + b_{\text{true}} + \varepsilon_i \\ S_y &= a_{\text{true}} S_x + n b_{\text{true}} + S_\varepsilon \\ S_{xy} &= a_{\text{true}} S_{x^2} + b_{\text{true}} S_x + S_{x\varepsilon} \end{aligned}$$

となる。ただし、 $S_\varepsilon, S_{x\varepsilon}$ は、

$$S_\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i, \quad S_{x\varepsilon} = \sum_i x_i \varepsilon_i$$

である。これより、 a 、 b は、

$$a = \frac{nS_{xy} - S_x S_y}{D} = a_{\text{true}} + \frac{nS_{x\varepsilon} - S_x S_{\varepsilon}}{D}$$

$$b = \frac{S_{x^2} S_y - S_x S_{xy}}{D} = b_{\text{true}} + \frac{S_{x^2} S_{\varepsilon} - S_x S_{x\varepsilon}}{D}$$

と表される。これらを用いて残差の分散 $V(y_i - (ax_i + b))$ を求めると、

$$\begin{aligned} V(y_i - (ax_i + b)) &= V\left((a_{\text{true}}x_i + b_{\text{true}} + \varepsilon_i) - \left(a_{\text{true}} + \frac{nS_{x\varepsilon} - S_x S_{\varepsilon}}{D}\right)x_i - \left(b_{\text{true}} + \frac{S_{x^2} S_{\varepsilon} - S_x S_{x\varepsilon}}{D}\right)\right) \\ &= V\left(\varepsilon_i - \frac{nS_{x\varepsilon} - S_x S_{\varepsilon}}{D}x_i - \frac{S_{x^2} S_{\varepsilon} - S_x S_{x\varepsilon}}{D}\right) \\ &= V\left(\left(1 - \frac{nx_i^2 - S_x x_i}{D} - \frac{S_{x^2} - S_x x_i}{D}\right)\varepsilon_i + \sum_{j \neq i} \left(-\frac{nx_i x_j - S_x x_i}{D} - \frac{S_{x^2} - S_x x_j}{D}\varepsilon_j\right)\right) \\ &= \left(1 - 2\frac{nx_i^2 - 2S_x x_i + S_x^2}{D}\right)V(\varepsilon_i) + \sum_j \left(\frac{nx_i x_j - S_x(x_i + x_j) + S_x^2}{D}\right)^2 V(\varepsilon_j) \\ &= \left(1 - \frac{nx_i^2 - 2S_x x_i + S_x^2}{D}\right)V(\varepsilon) \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ただし ε_i はすべて独立であり、 ε_i の分散 $V(\varepsilon_i)$ は i に依存せず $V(\varepsilon)$ であるとした。以上より、 y_i の誤差 σ は、 $\frac{y_i - (ax_i + b)}{\sqrt{1 - \frac{nx_i^2 - 2S_x x_i + S_x^2}{D}}}$ のヒストグラムを作成し、ガウシアンでフィッティングを行ったときの標準偏差である。

次に、 y_i の誤差 σ と誤差の伝播則を用いて a, b の誤差 σ_a, σ_b を求めると、

$$\sigma_a^2 = \sum_i \left(\frac{\partial a}{\partial y_i} \sigma\right)^2 = \frac{n}{D} \sigma^2$$

$$\sigma_b^2 = \sum_i \left(\frac{\partial b}{\partial y_i} \sigma\right)^2 = \frac{S_{x^2}}{D} \sigma^2$$

となる。ここで、仮に a, b の両方に依存する量 $F(a, b)$ があったとする。このとき、 a, b はともに y_i に依存するので、独立ではない。したがって、 F の誤差 σ_F は、 σ_a, σ_b のみから求めることはできない。 σ_F を σ から直接求めると、

$$\begin{aligned} \sigma_F^2 &= \sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial y_i} \sigma\right)^2 \\ &= \sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial y_i} + \frac{\partial F}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial y_i}\right)^2 \sigma^2 \\ &= \left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)^2 \sum_i \left(\frac{\partial a}{\partial y_i} \sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial b}\right)^2 \sum_i \left(\frac{\partial b}{\partial y_i} \sigma\right)^2 + 2 \frac{\partial F}{\partial a} \frac{\partial F}{\partial b} \sum_i \frac{\partial a}{\partial y_i} \frac{\partial b}{\partial y_i} \sigma^2 \\ &= \left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2 + \frac{\partial F}{\partial a} \frac{\partial F}{\partial b} \sigma_{ab}^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。ただし、 σ_{ab}^2 は、

$$\begin{aligned}\sigma_{ab}^2 &= 2 \sum_i \frac{\partial a}{\partial y_i} \frac{\partial b}{\partial y_i} \sigma^2 \\ &= -\frac{2S_x}{D} \sigma^2\end{aligned}$$

である。

第3章

プラスチックシンチレーターの原理

プラスチックシンチレーターとは、通過する荷電粒子のエネルギー損失や通過時刻、通過位置を測定できる検出器であり、中性子を反跳陽子に変換することで中性子を検出することができる中性子検出器としても機能する。本章では、プラスチックシンチレーターがどのような原理で荷電粒子のエネルギー損失や通過時刻、通過位置を測定し、また中性子を検出しているのか説明する。

3.1 荷電粒子のエネルギー損失測定の原理

プラスチックシンチレーターが、通過する荷電粒子のエネルギー損失をどのように測定しているのか説明する。荷電粒子がプラスチックシンチレーターを通過すると、エネルギー損失 ΔE が発生する。このとき、損失したエネルギーによってプラスチックを構成する分子が、基底状態から励起状態に遷移する。その後、励起した分子が元の基底状態に戻る際、余分なエネルギーを光として放出する。このときに発生する光の量 L は、損失したエネルギーにほとんど比例する ($L \propto \Delta E$)。その後、光は距離に対して指数関数的に減少しながら進み、両端に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) に到達する。プラスチックシンチレーターの長さを ℓ 、粒子の下端からの入射位置を y とすると、上端および下端に設置された PMT に届く光の量 L_u, L_d は光の減衰長に関係する定数 λ を用いて、

$$\begin{aligned}L_u &= L e^{-\lambda(\ell-y)} \\L_d &= L e^{-\lambda y}\end{aligned}$$

と表せる。PMT の出力する電荷の量 (電流の積分値) Q_u, Q_d は L_u, L_d に比例するので、その幾何平均 $Q = \sqrt{Q_u Q_d}$ を計算すると、 Q は

$$\begin{aligned}Q &= \sqrt{Q_u Q_d} \\&\propto \sqrt{L_u L_d} \\&= \sqrt{e^{-\lambda \ell} L} \\&\propto L \\&\propto \Delta E\end{aligned}$$

となる。これより Q は y に依存せず、 ΔE に比例することがわかる。したがって、 Q は比例定数 k を用いて、

$$Q = k \Delta E$$

と表せる。この定数 k は、エネルギー損失が既知である荷電粒子を用いたキャリブレーションによって決定することが可能である。

3.2 荷電粒子の通過時刻と位置の推定

プラスチックシンチレーターを通過した荷電粒子の通過時刻および位置をどのように推定しているのか説明する。プラスチックシンチレーター内における光の有効な速度を v 、粒子の通過した時刻を t_0 とする。上端および下端に設置された PMT に光が届く時刻を T_u 、 T_d とすると、 T_u 、 T_d は、

$$\begin{aligned} T_u &= t_0 + \frac{\ell - y}{v} \\ T_d &= t_0 + \frac{y}{v} \end{aligned}$$

と表される。ここで、両端の到達時刻の平均 T を計算すると、

$$\begin{aligned} T &= \frac{T_u + T_d}{2} \\ &= t_0 + \frac{\ell}{2v} \end{aligned}$$

となる。 $\ell/2v$ は定数であるので T は y には依存しない。したがって、 T は粒子の通過位置に依存しない通過時刻を表していると言える。また、到達時刻の差 $T_d - T_u$ を計算すると、

$$T_d - T_u = \frac{2}{v}y - \frac{\ell}{v}$$

となる。 ℓ 、 v は定数であることから、粒子の通過位置 y を導出することが可能である。

3.3 エネルギー損失の誤差の推定

エネルギー損失 ΔE の誤差 $\sigma_{\Delta E}$ を推定する方法について説明する。エネルギー損失の測定誤差において支配的なのは、PMT で最終的にカウントされる光電子数 N の統計的揺らぎである。光電子 1 つを発生させるために必要な、平均的なシンチレーター中でのエネルギー損失を ϵ と置くと、 $\Delta E = \epsilon N$ が成立する。光電子の発生過程はポアソン統計に従うので、 N の分布はポアソン分布となる。ポアソン分布において、分散 σ_N^2 は平均 N に等しくなる。以上に基づいて、 $\sigma_{\Delta E}^2$ を計算すると、

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta E}^2 &= \epsilon^2 \sigma_N^2 \\ &= \epsilon^2 N \\ &= \epsilon \Delta E \\ &\propto \Delta E \end{aligned}$$

となる。これより、エネルギー損失の誤差 $\sigma_{\Delta E}$ は $\sqrt{\Delta E}$ に比例する。比例定数は、エネルギー損失が既知である荷電粒子を測定し、その結果をガウシアンでフィッティングしてその標準偏差を求めることによって決定可能である (ポアソン分布は N が十分大きいとガウス分布に近づく)。

3.4 中性子検出の原理

ここでは、プラスチックシンチレーターがどのようにして中性子を検出しているのか説明する。中性子は電荷を持たないので、中性子がプラスチックシンチレーターを通過しても直接検出することはできず、中性子が反応を起こすことで生じる荷電粒子を検出することで間接的に検出することができる。プラスチックは主に水素、炭素でできており、シンチレーター内での主な中性子反応として、水素(陽子)との弾性散乱 $^1\text{H}(n,n)p$ および、炭素との準弾性散乱 $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$ 等が挙げられる。図 3.1 は中性子の入射エネルギーに対する、水素および炭素の反応断面積の関係を示したものである [1]。図 3.1 を見ると、50 MeV 付近の入射エネルギーでは、陽子との弾性散乱および、炭素との準弾性散乱 $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$ が支配的であることがわかる。このように、中性子がプラスチックシンチレーター内でこれらの反応を起こし、反跳陽子を生成することで、そのエネルギー損失を通じた中性子の検出が可能となる。

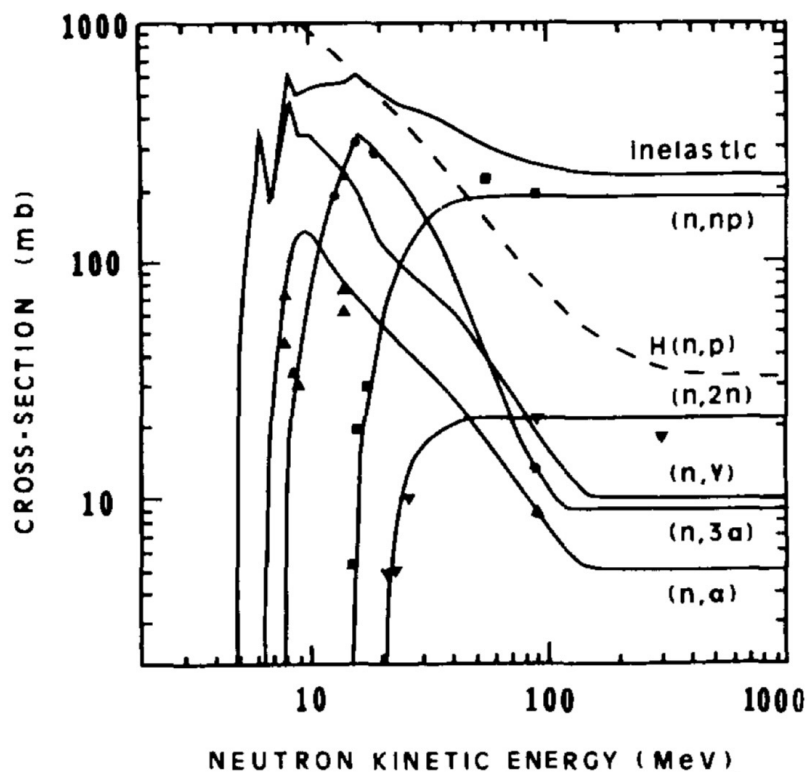


図 3.1: 中性子の入射エネルギーと、中性子と水素および炭素との反応における断面積の関係を表した図。実線はモンテカルロ計算コードに使用されている反応断面積を示す。プロットは非弾性反応の反応断面積の測定値を示す。[1] より引用。

第4章

シンチレーター中の反応点推定法

中性子ビームをプラスチックシンチレーターに入射して反跳陽子を生成し、その軌跡をドリフトチェンバーを用いて測定したとする。この測定から中性子の運動量を導出する際、シンチレーター中の反応点の情報を用いる。従来、プラスチックシンチレーター内での反応点の位置は、プラスチックの厚さ方向の半分の位置を仮定していた。しかし、これが分解能に影響する。一方新しく開発した手法では、弾性散乱を仮定できる場合、シンチレーター中でのエネルギー損失の情報を用いて、シンチレーター中の反応点を推定することができる。この手法を用いることで、分解能の上昇が期待できる。本章では、シンチレーター中の反応点推定法を説明する。

4.1 シンチレーター中の反応点の推定

プラスチックシンチレーターに中性子を入射し、陽子弾性散乱を起こして反跳陽子を生成し、その軌跡をドリフトチェンバーで測定したとする。ビームの方向に z 軸、鉛直上向きに y 軸、ビームの方向を向いて立ったときの左方向に x 軸をとる。まず測定した軌跡により、反応直後の陽子の角度 θ がわかる。具体的には、ドリフトチェンバーで導出した陽子の軌跡の zx 平面への射影を $x = a_x z + b_x$ 、 zy 平面への射影を $y = a_y z + b_y$ とおくと、

$$\tan \theta = \sqrt{a_x^2 + a_y^2} \quad (4.1)$$

という関係が成り立つ。

弾性散乱において、入射中性子の運動エネルギー E_n と散乱角度 θ がわかっているとき、散乱直後の陽子の運動エネルギー E_p を求めることができる。具体的に E_p は、相対論的衝突の計算により、

$$E_p = \frac{2M_p(\gamma^2 - 1)}{\gamma^2 \tan^2 \theta + 1} \quad (4.2)$$

となる。ただし M_p , M_n は陽子、中性子の質量エネルギーで、

$$\beta = \frac{\sqrt{2M_n E_n + E_n^2}}{M_p + M_n + E_n}$$
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

である。

この E_p とプラスチックシンチレーターで測定したエネルギー損失 ΔE を用いて、陽子がシンチレーター中を進んだ距離 d を求める。 d は、運動エネルギー E_p の状態からエネルギーを損失して $E_p - \Delta E$ になるまでに進む距離である。進む距離と損失するエネルギーの関係は、ベータ・ブロッホの式 (4.3) によって表される [5]。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e^2 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (4.3)$$

$$2\pi N_A r_e^2 m_e^2 c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$$

N_A : アボガドロ数 = $6.022 \times 10^{23}/\text{mol}$

r_e : 古典電子半径 = $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$

m_e : 電子質量

c : 光速

ρ : 物質の密度

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2s\gamma^2 + s^2} \quad (s = m_e/M, M : \text{入射粒子の質量})$$

Z : 物質の原子番号

A : 物質の原子量

z : 入射粒子の原子番号

β = 入射粒子の速度 v/c

$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

I : 平均励起エネルギー

ベータ・ブロッホの式は、物理定数および入射粒子や物質に固有の値を除けば、単位長さ進む当たりのエネルギー損失 $-\frac{dE}{dx}$ はエネルギーのみの関数であるということを表している。したがって陽子がシンチレーター中を進んだ距離 d は、次のように表せる。

$$\begin{aligned} d &= \int_{E_p}^{E_p - \Delta E} \frac{dx}{dE} dE \\ &= \int_{E_p}^{E_p - \Delta E} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \end{aligned} \quad (4.4)$$

ただし、この積分は解析的には解けないので数値計算を用いて積分する。以上により、陽子がシンチレーター中を進んだ距離 d が求まる。これよりシンチレーター中の反応点の座標 (x_1, y_1, z_1) は、プラスチックの射出面の z 座標を z_{out} として、

$$z_1 = -d \cos \theta + z_{\text{out}} \quad (4.5)$$

$$x_1 = a_x z_1 + b_x \quad (4.6)$$

$$y_1 = a_y z_1 + b_y \quad (4.7)$$

となる。

4.2 反応点の厚さ方向の誤差

シンチレーター中の反応点の z 座標 z_1 の誤差 σ_z を求める。誤差の原因として、ドリフトチェンバーによる誤差、エネルギー損失の誤差、入射中性子の運動エネルギーの不定性、多重散乱誤差を考える。

まず多重散乱誤差について説明する。多重散乱誤差とは、荷電粒子が物質中を進む際クーロン力による微小な散乱を繰り返されることによって生じる角度の広がりのことである。この角度の広がり θ_0 は次の式で表される。

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right]$$

c : 光速	z : 入射粒子の原子番号
β = 入射粒子の速度 v/c	x : 物質の厚み
p : 入射粒子の運動量	X_0 : 放射長

ここで、プラスチックの放射長 X_0 は 43.90 g/cm^2 である。そして今回 x は、陽子がシンチレーター中を進んだ距離 $d \times (\text{プラスチックの密度 } 1.032 \text{ g/cm}^3)$ となる。この θ_0 が θ の誤差に寄与する。

次に、ドリフトチェンバーによる θ の誤差 $\sigma_{\theta, \text{DC}}$ について考える。式 (4.1) と誤差の伝播則を用いて計算すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial a_x} &= \frac{d\theta}{d \tan \theta} \frac{\partial \tan \theta}{\partial a_x} \\ &= \cos^2 \theta \cdot \frac{1}{2} \frac{2a_x}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} \\ &= \frac{\cos^3 \theta}{\sin \theta} a_x \\ \sigma_{\theta, \text{DC}}^2 &= \left(\frac{\partial \theta}{\partial a_x} \right)^2 \sigma_{a_x}^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial a_y} \right)^2 \sigma_{a_y}^2 \\ &= \left(\frac{\cos^3 \theta}{\sin \theta} \right)^2 (a_x^2 \sigma_{a_x}^2 + a_y^2 \sigma_{a_y}^2) \end{aligned}$$

となる。これを用いて θ の誤差 σ_θ は、

$$\sigma_\theta^2 = \theta_0^2 + \sigma_{\theta, \text{DC}}^2$$

と表される。

さて、ここからシンチレーター中の反応点の z 座標 z_1 の誤差 σ_z を求める。まず、式 (4.5) より z_1 は d, θ の関数である。次に d は、式 (4.4) より $E_p, \Delta E$ の関数である。そして E_p は、式 (4.2) より θ, E_n の関数である。以上に基づいて σ_z を計算する。式 (4.5), (4.4), (4.2) を順に偏微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_1}{\partial d} &= -\cos \theta \\ \frac{\partial z_1}{\partial \theta} &= d \sin \theta \\ \frac{\partial d}{\partial E_p} &= \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=E_p - \Delta E} \right)^{-1} - \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=E_p} \right)^{-1} \\ \frac{\partial d}{\partial \Delta E} &= - \left(\frac{dE}{dx} \Big|_{E=E_p - \Delta E} \right)^{-1} \\ \frac{\partial E_p}{\partial \theta} &= - \frac{2M_p(\gamma^2 - 1)\gamma^2 \sin \theta}{(\gamma^2 \tan^2 \theta + 1)^2 \cos^3 \theta} \\ \frac{\partial E_p}{\partial E_n} &= \frac{\partial E_p}{\partial \gamma^2} \frac{d\gamma^2}{dE_n} \\ &= \frac{2M_p(\gamma^2 - 1)\gamma^2}{(\gamma^2 \tan^2 \theta + 1)^2 \cos^2 \theta} \cdot \frac{2((M_n + E_n)(M_n + M_p)^2 + M_p E_n^2)}{((M_n + M_p)^2 + 2M_p E_n)^2} \end{aligned}$$

となる。これらと誤差の伝播則を用いると、 σ_z は、

$$\begin{aligned}
\sigma_{z,\text{DC}}^2 &= \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right)^2 \sigma_{\theta,\text{DC}}^2 \\
\sigma_{z,\theta_0}^2 &= \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right)^2 \theta_0^2 \\
\sigma_{z,\Delta E}^2 &= \left(\cos \theta \frac{\partial d}{\partial \Delta E} \right)^2 \sigma_{\Delta E}^2 \\
\sigma_{z,E_n}^2 &= \left(\cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial E_n} \right)^2 \sigma_{E_n}^2 \\
\sigma_z &= \sqrt{\sigma_{z,\text{DC}}^2 + \sigma_{z,\theta_0}^2 + \sigma_{z,\Delta E}^2 + \sigma_{z,E_n}^2}
\end{aligned} \tag{4.8}$$

となる。

4.3 反応点の横方向の誤差

シンチレーター中の反応点の x, y 座標 x_1, y_1 の誤差 σ_x, σ_y を求める。 x_1 は、式 (4.6) より z_1, a_x, b_x の関数である。 a_x, b_x は独立ではないので式 (2.5) を用いなければならないことに注意しながら、誤差の伝播則を用いて σ_x を計算すると、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial x_1}{\partial a_x} &= z_1 + a_x \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial a_x} \\
\frac{\partial x_1}{\partial a_y} &= a_x \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial a_y} \\
\sigma_{x,\text{DC}}^2 &= \left(\frac{\partial x_1}{\partial a_x} \right)^2 \sigma_{a_x}^2 + \sigma_{b_x}^2 + \frac{\partial x_1}{\partial a_x} \sigma_{a_x b_x}^2 + \left(\frac{\partial x_1}{\partial a_y} \right)^2 \sigma_{a_y}^2 \\
\sigma_{x,\theta_0}^2 &= a_x^2 \sigma_{z,\theta_0}^2 \\
\sigma_{x,\Delta E}^2 &= a_x^2 \sigma_{z,\Delta E}^2 \\
\sigma_{x,E_n}^2 &= a_x^2 \sigma_{z,E_n}^2 \\
\sigma_x &= \sqrt{\sigma_{x,\text{DC}}^2 + \sigma_{x,\theta_0}^2 + \sigma_{x,\Delta E}^2 + \sigma_{x,E_n}^2}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

となる。式 (4.7) と誤差の伝播則より σ_y も同様にして、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial y_1}{\partial a_x} &= a_y \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial a_x} \\
\frac{\partial y_1}{\partial a_y} &= z_1 + a_y \left(d \sin \theta - \cos \theta \frac{\partial d}{\partial E_p} \frac{\partial E_p}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial a_y} \\
\sigma_{y,\text{DC}}^2 &= \left(\frac{\partial y_1}{\partial a_y} \right)^2 \sigma_{a_y}^2 + \sigma_{b_y}^2 + \frac{\partial y_1}{\partial a_y} \sigma_{a_y b_y}^2 + \left(\frac{\partial y_1}{\partial a_x} \right)^2 \sigma_{a_x}^2 \\
\sigma_{y,\theta_0}^2 &= a_y^2 \sigma_{z,\theta_0}^2 \\
\sigma_{y,\Delta E}^2 &= a_y^2 \sigma_{z,\Delta E}^2 \\
\sigma_{y,E_n}^2 &= a_y^2 \sigma_{z,E_n}^2 \\
\sigma_y &= \sqrt{\sigma_{y,\text{DC}}^2 + \sigma_{y,\theta_0}^2 + \sigma_{y,\Delta E}^2 + \sigma_{y,E_n}^2}
\end{aligned} \tag{4.10}$$

となる。

第 5 章

東北大 RARIS における性能テスト実験

前章で議論したシンチレーター中の反応点推定法の有効性を確認するため、東北大 RARIS のサイクロトロンで加速された 50MeV の陽子ビームを用いて ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応で中性子ビームを生成し、NEOLITH 用プラスチックシンチレーターと汎用のドリフトチェンバーを用いて実験を行った。本章ではこの実験のセットアップについて説明する。

5.1 セットアップの全体図

行った実験のセットアップの全体図について説明する。実験のセットアップの全体図を図 5.1 に示す。

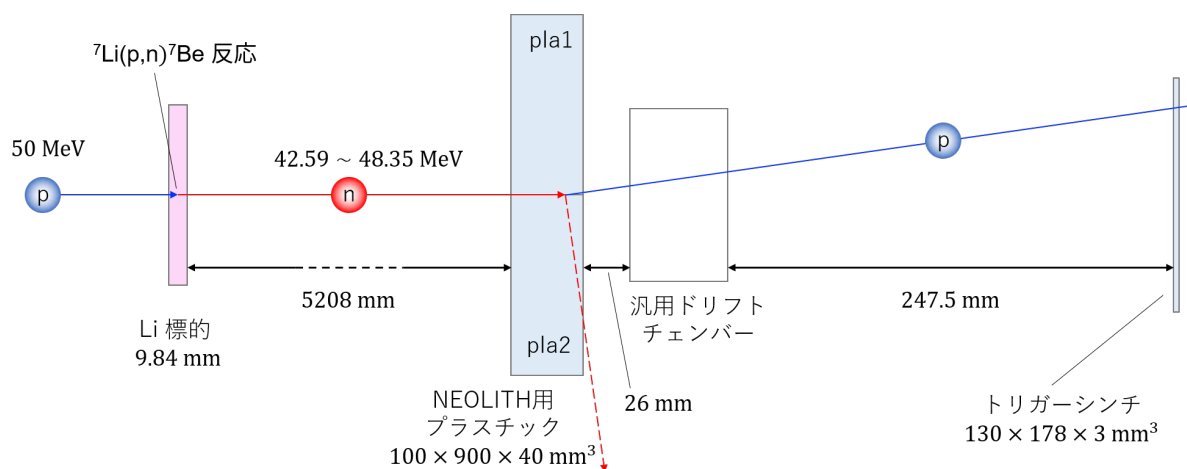


図 5.1: 実験のセットアップの全体図

この実験ではまず、厚さ 50MeV の陽子ビームを Li 標的に入射して、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応を起こし、中性子ビームを生成する。この中性子ビームのエネルギーはエネルギー損失および運動学の計算により、42.59 ~ 48.35 MeV となる。この中性子ビームを NEOLITH 用プラスチックに入射して、反跳陽子の軌跡を汎用ドリフトチェンバーで測定する。トリガー条件は、NEOLITH 用プラスチックとトリガーシンチの両方が鳴る、または NEOLITH 用プラスチックのダウンスケールである。今回の実験において NEOLITH 用プラスチックでは、電荷 (エネルギー損失) と粒子の到達時刻を測定する。

またキャリブレーションに用いる、単一の運動エネルギーの陽子をプラスチックに入射したときのセット

アップを図 5.2 に示す。

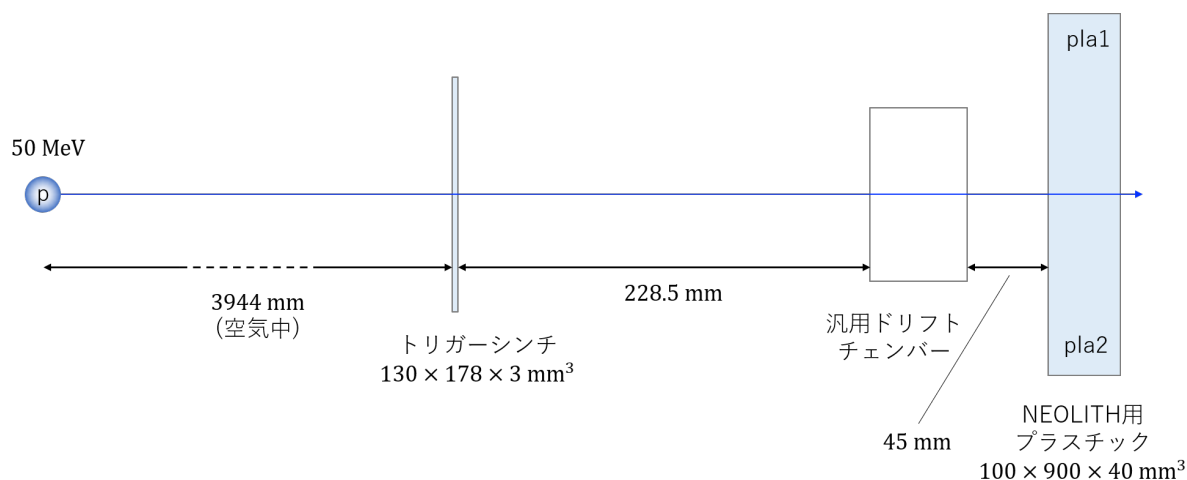


図 5.2: キャリブレーション用の実験のセットアップ

NEOLITH 入射する陽子のエネルギーは、主にトリガーシンチ (プラスチック) や空気でのエネルギー損失により、37.28 MeV となる。

5.2 ドリフトチェンバーの詳細

実験で用いたドリフトチェンバーについて詳しく説明する。実験で用いたドリフトチェンバーは 8 層の構造になっていて、それぞれの層には 16 本のアノードワイヤーが張られている。アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔は 3 mm で、アノードワイヤー同士の間隔は 6 mm である。このドリフトチェンバーの有感領域は 96 mm×96 mm となる。またアノードワイヤーとカソード面の間隔は 3 mm で、層同士の間隔は 6 mm となっている。それぞれの層の z 座標を表 5.1 に示す。ここで、Y から始まる面は軌跡の y 座標を、X から始まる面は軌跡の x 座標を測定する面である。今回、ドリフトチェンバーでは timing (アノードワイヤーに電子が到達し、閾値を超えた時刻) と、TOT (time over threshold : 閾値を超えている時間) を計測する。

表 5.1: 実験で用いたドリフトチェンバーの z 座標

層	z 座標 (mm)
Y4	-21
Y3	-15
X4	-9
X3	-3
Y2	3
Y1	9
X2	15
X1	21

第6章

実験データの解析

本章では、第4章で説明したシンチレーター中の反応点推定法を用いて、前章で説明した東北大実験を解析した結果を説明し、シンチレーター中の反応点推定法の有効性を議論する。

6.1 ドリフトチェンバーの解析

第2章で説明した考え方を用いて、ドリフトチェンバーの測定結果を解析する。まず、timing と TOT の測定結果を見る。図6.1に層ごとの timing と TOT の関係を表した2次元ヒストグラムを示す。ビーム由来のものを特定するため、このヒストグラムはマルチヒットのある(同じ層の複数のワイヤーが鳴った)イベント、および層ごとに端のワイヤーが鳴ったイベントを除いている。このヒストグラムから、どの層においてもビーム由来のものは $-1300 \leq \text{timing} \leq -400$, $1500 \leq \text{TOT}$ にある大きな島であると考えられる。

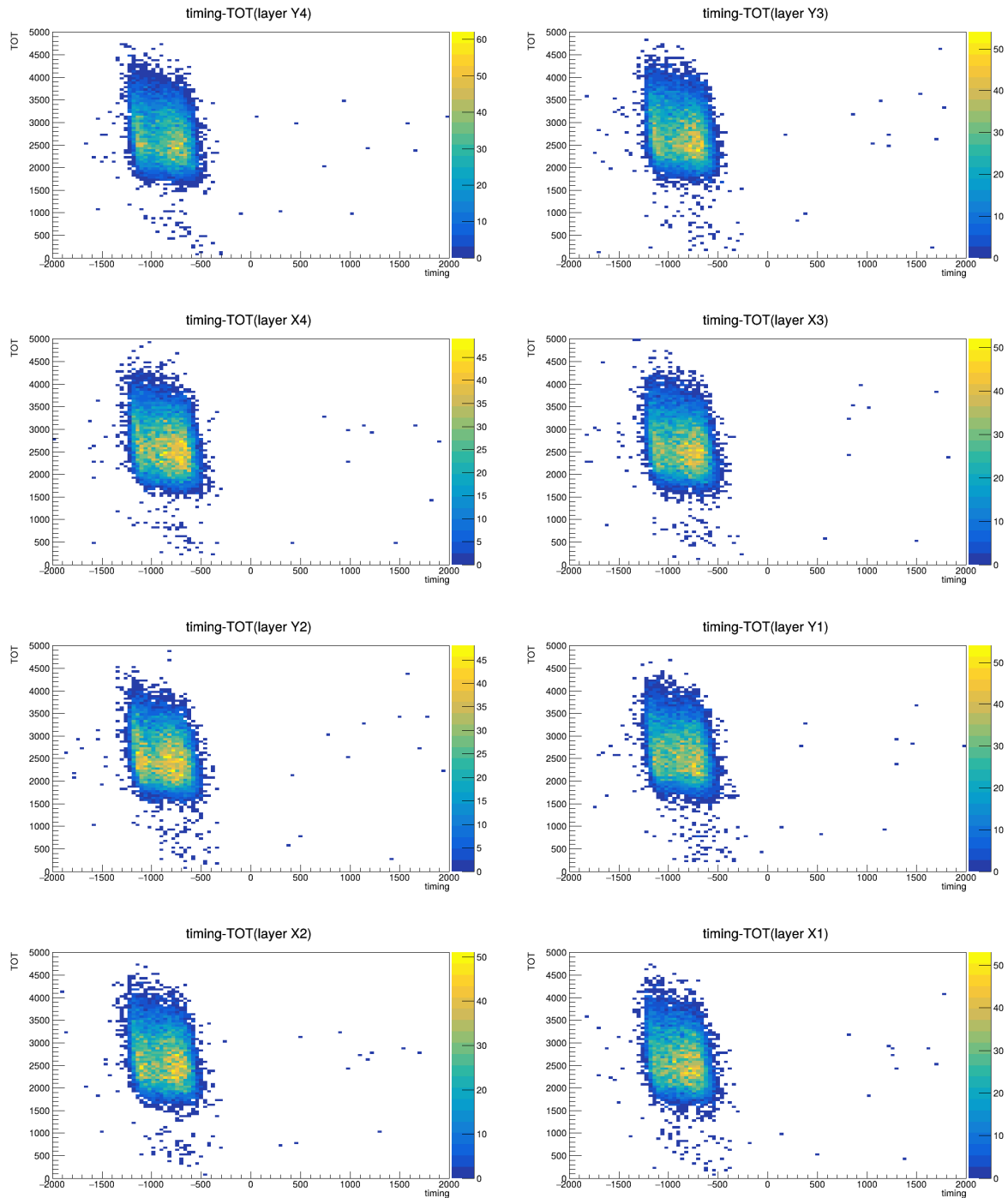


図 6.1: それぞれの層において、timing と TOT の関係を表した 2 次元ヒストグラム。マルチヒットのあるイベントおよび端のワイヤーが鳴ったイベントは除いている。

ビーム由来のものであると考えられる、すべての層で条件 $-1300 \leq \text{timing} \leq -400$, $1500 \leq \text{TOT}$ を満たすもののみを取り出した timing のヒストグラムを図 6.2 に示す。マルチヒットのあるイベントおよび端

のワイヤーが鳴ったイベントは含まれる。

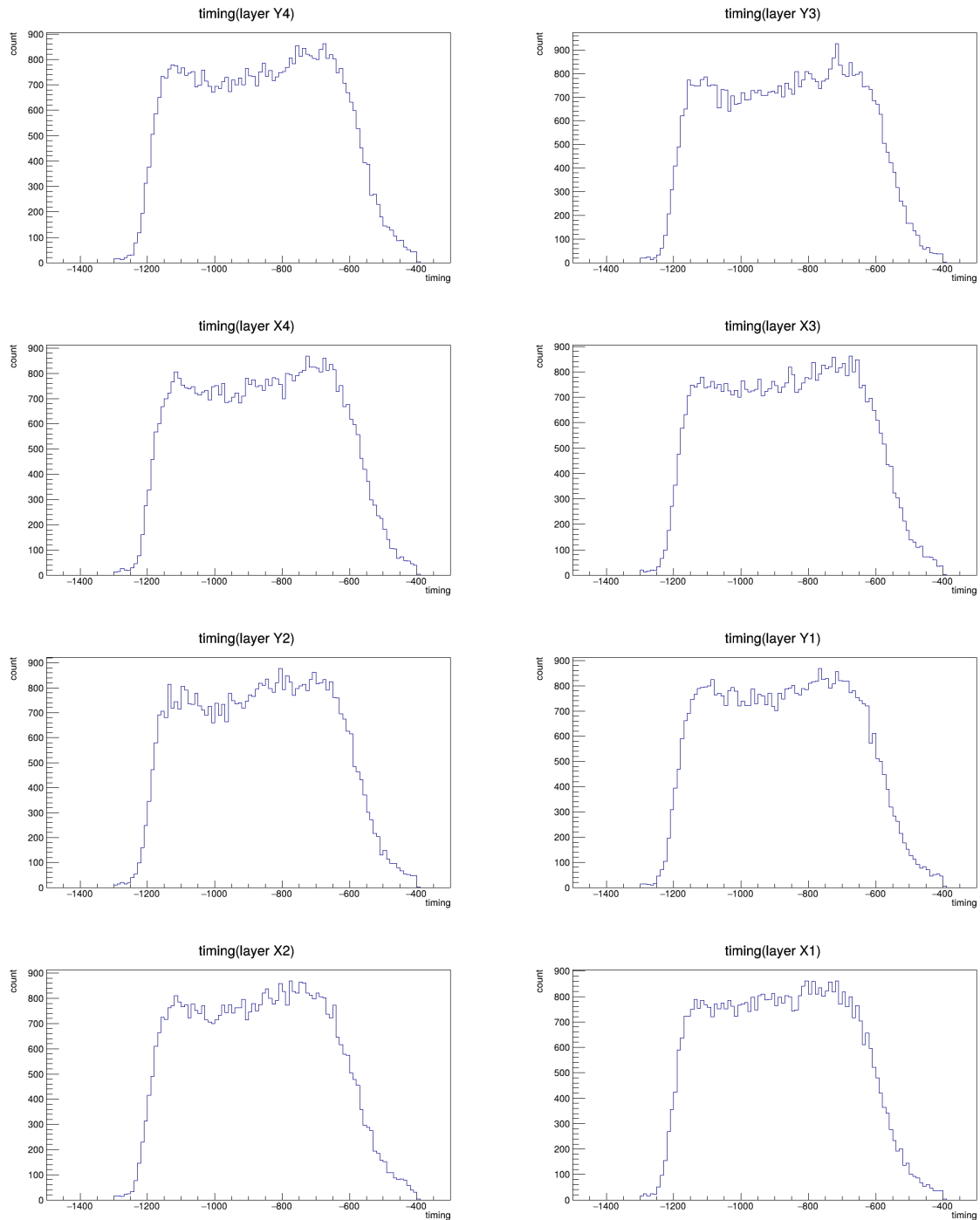


図 6.2: すべての層で条件 $-1300 \leq \text{timing} \leq -400$, $1500 \leq \text{TOT}$ を満たすイベントのみを取り出して作成した層ごとの timing のヒストグラム。マルチヒットのあるイベントおよび端のワイヤーが鳴ったイベントは含まれる。

次に、すべての層で条件 $-1300 \leq \text{timing} \leq -400$, $1500 \leq \text{TOT}$ を満たすイベントのみを用いて、層ごとに式 (2.1) を用いて timing をドリフト距離に直した。求まったドリフト距離のヒストグラムを図 6.3 に示す。

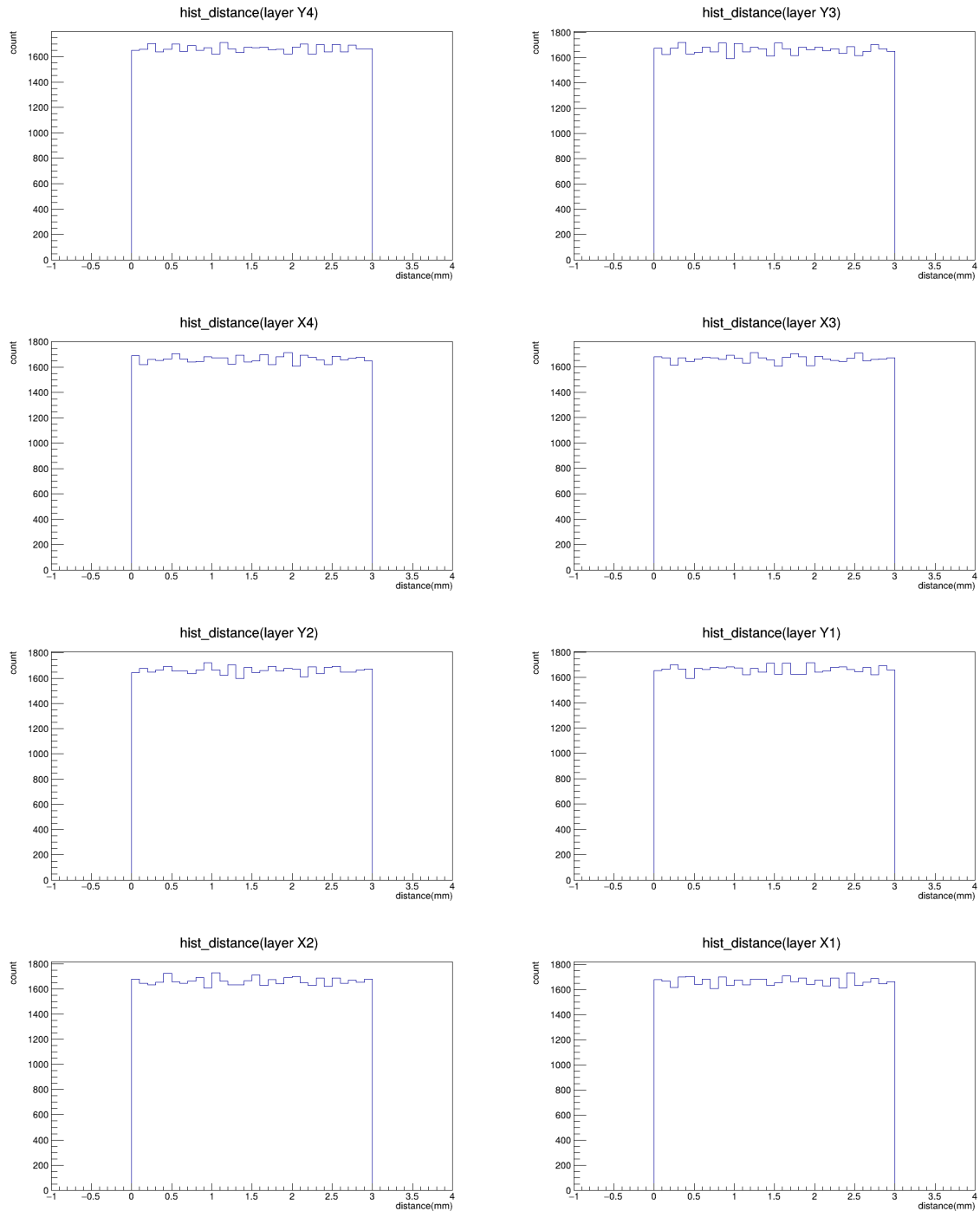


図 6.3: それぞれの層でのドリフト距離分布を表したヒストグラム。

ドリフト距離分布が 0 mm から 3 mm にかけて一様になっていることおよび、平均が 1.5 mm になってい

ることから、正しく補正できていることがわかる。

次にドリフト距離分布および式 (2.2), (2.3) を用いて陽子の軌跡を導出した。そこから式 (4.1) を用いて導出した、実験室系における陽子のビーム方向に対する角度 θ のヒストグラムを図 6.4 に示す。

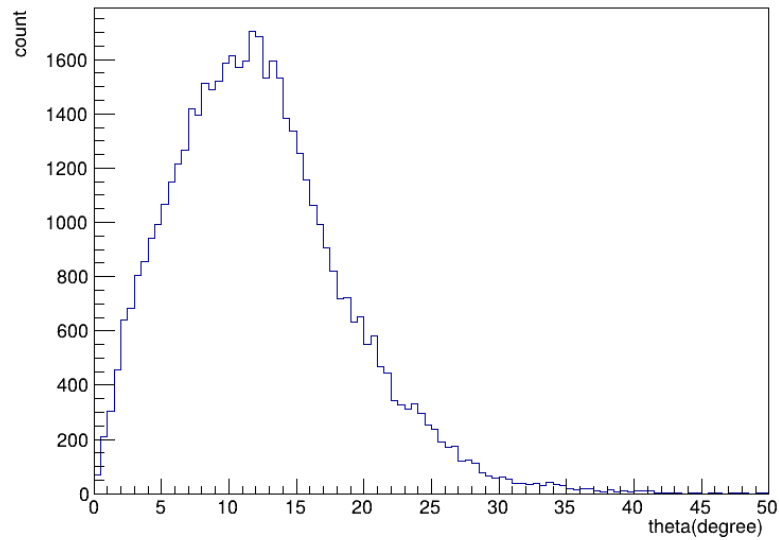


図 6.4: 実験室系における陽子のビーム方向に対する角度 θ のヒストグラム。

また、 $z = 0$ (ドリフトチェンバーの中心を通るビーム方向に垂直な平面) における粒子の位置分布を図 6.5 示す。ドリフトチェンバーの有感領域 $-48 \text{ mm} \leq x, y \leq 48 \text{ mm}$ に一様に粒子が分布していることがわかる。

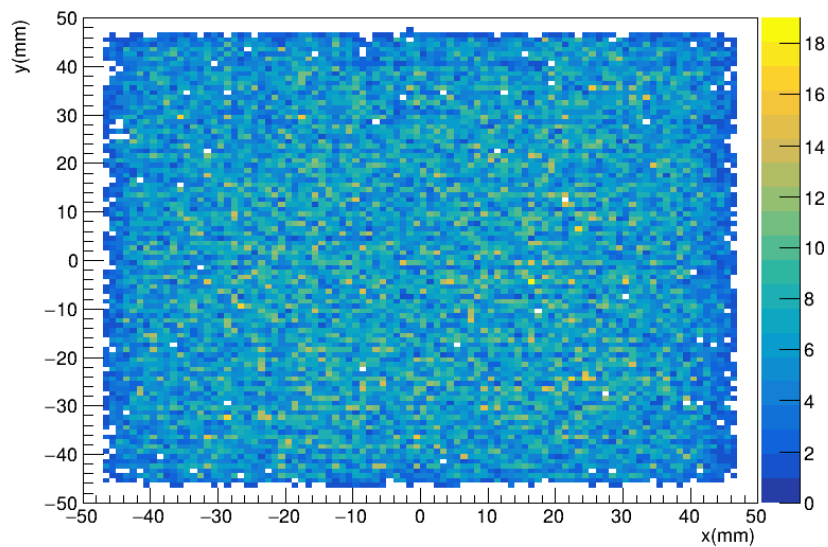


図 6.5: $z = 0$ (ドリフトチェンバーの中心を通るビーム方向に垂直な平面) における粒子の位置分布。

次に式 (2.4) を用いて求めたドリフト距離の誤差分布をガウシアンでフィッティングしたものを図 6.6 に示す。ガウシアン標準偏差が 0.2311 mm となったことから、ドリフト距離の誤差は 0.2311 mm と求めた。

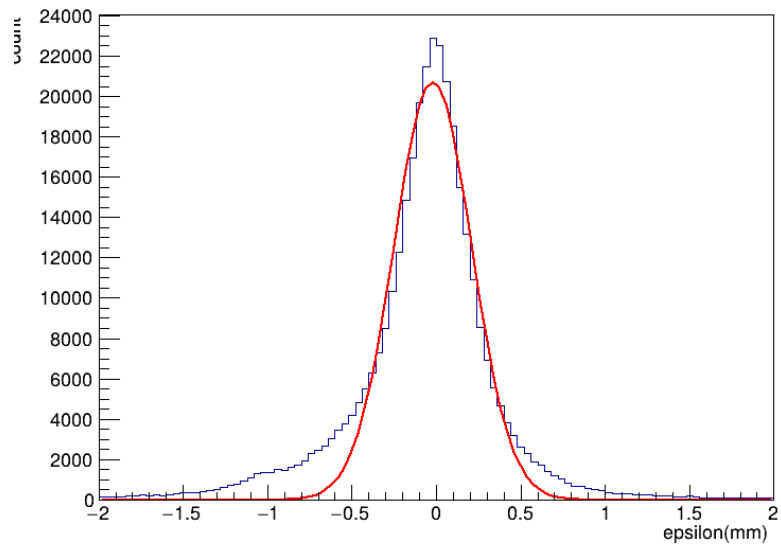


図 6.6: ドリフト距離の誤差分布をガウシアンでフィッティングした図。ガウシアン標準偏差は 0.2311 mm となった。

6.2 プラスチックシンチレーターの解析

プラスチックシンチレーターの結果を解析し、反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失を求める。まず、キャリブレーションのために単一の運動エネルギーの陽子を入射したときの測定結果を見る。図 6.7 はそれぞれのプラスチックシンチレーターにおける、電荷の測定値 (QDC) をガウシアンでフィッティングしたものである。これをもとに、電荷をエネルギー損失にキャリブレーションする。厚さ 4 cm のプラスチックでは、入射するときに持っていた 37.28 MeV の運動エネルギーをすべて損失するので、ガウシアン の平均値は 37.28 MeV に対応することになる。

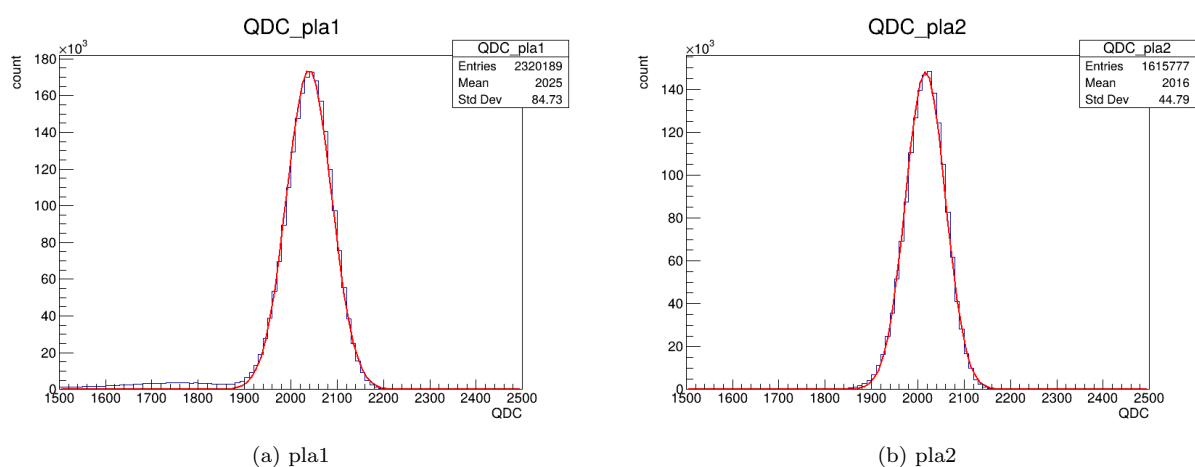


図 6.7: エネルギー 37.28 MeV の陽子を入射したときの、電荷の測定値をガウシアンでフィッティングした図。pla1 の平均は 2039、標準偏差は 48.75 となった。pla2 の平均は 2017、標準偏差は 42.98 となった。

これより、電荷の測定値を Q とするとエネルギー損失 ΔE は、

$$\Delta E = \frac{37.28}{2039} \times Q[\text{MeV}] = 0.01828 \times Q[\text{MeV}] \quad (\text{pla1})$$

$$\Delta E = \frac{37.28}{2017} \times Q[\text{MeV}] = 0.01849 \times Q[\text{MeV}] \quad (\text{pla2})$$

となる。これを用いてガウシアン の標準偏差をエネルギーに直すと、pla1, pla2 でそれぞれ 0.8911 MeV, 0.7946 MeV となる。したがってエネルギー損失の誤差 $\sigma_{\Delta E}$ は、

$$\sigma_{\Delta E} = 0.8911 \sqrt{\frac{\Delta E}{37.28}} [\text{MeV}] \quad (\text{pla1})$$

$$\sigma_{\Delta E} = 0.7946 \sqrt{\frac{\Delta E}{37.28}} [\text{MeV}] \quad (\text{pla2})$$

となる。

ここから、中性子を入射したときの測定結果を見る。図 6.8 はそれぞれのプラスチックシンチレーターにおける、粒子の到達時刻 (timing) とエネルギー損失 (charge) の関係を表した 2 次元ヒストグラムである。図 6.8 を見ると、どちらのプラスチックでも timing が -75 ns と $-88 \sim -87$ ns に 2 つのピークがあることがわかる。今回のセットアップではトリガー条件が 2 つあったので、2 つの条件がピークに対応しているのでは

ないかと考えられる。ここからトリガーシンチが鳴った条件のイベントのみを選ぶため、ドリフトチェンバーで測定した軌跡がトリガーシンチを通過しているイベントのみを選ぶと、図 6.9 のようになる。ここから、トリガーシンチが鳴った条件のイベントは timing が -75 ns にあるピークに対応すると考えられる。したがって、以下では -74 ns \leq timing ≤ -76 ns のイベントのみを選んで議論する。

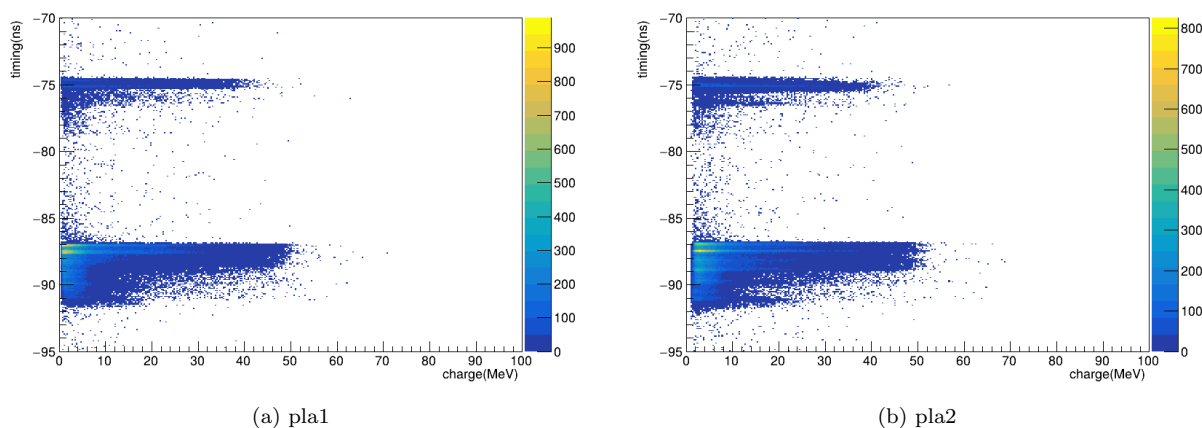


図 6.8: それぞれのプラスチックシンチレーターにおける、粒子の到達時刻 (timing) とエネルギー損失 (charge) の関係を表した 2 次元ヒストグラム。

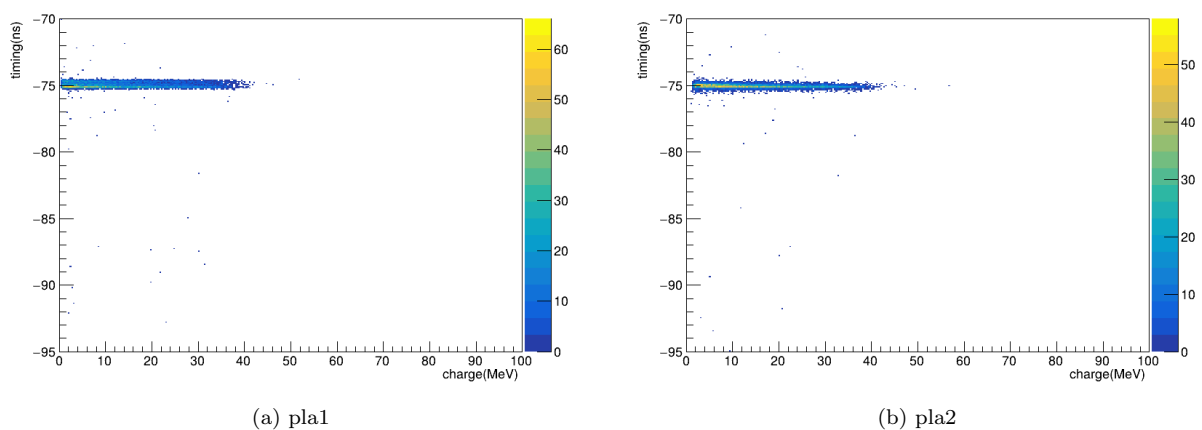


図 6.9: それぞれのプラスチックシンチレーターにおける、ドリフトチェンバーで測定した軌跡がトリガーシンチを通過しているイベントのみを選んだときの、粒子の到達時刻 (timing) とエネルギー損失 (charge) の関係を表した 2 次元ヒストグラム。

次に、反跳陽子のシンチレーター中での全エネルギー損失を求める。これは、それぞれのシンチレーター中でのエネルギー損失の和となる。図 6.10 は反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失を表したヒストグラムである。今回のセットアップでは中性子の入射エネルギーは 45 MeV 程度なので ΔE の最大値も 45 MeV 程度となっている。またエネルギー損失が小さいイベントが多くなっているため、シンチレーター中の

射出面付近で反応が起きたイベントを多く拾っていると考えられる。

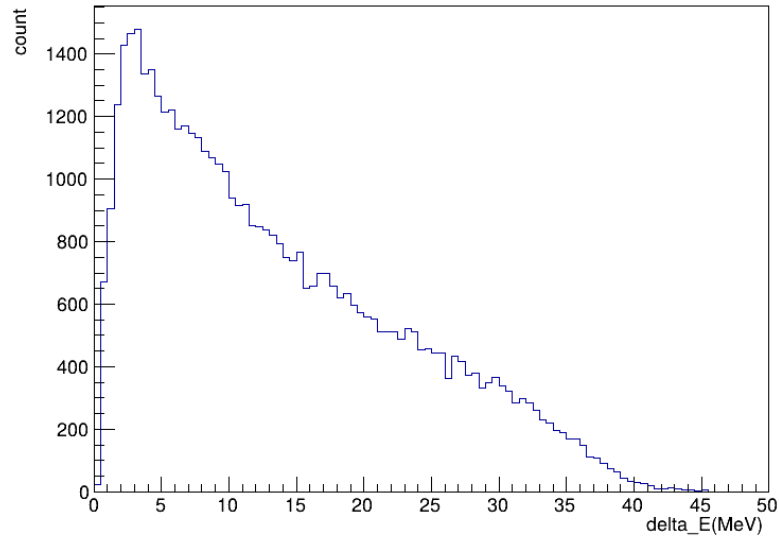


図 6.10: 反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失を表したヒストグラム。

また、図 6.11 にエネルギー損失から求めたエネルギー損失の誤差のヒストグラムを示す。

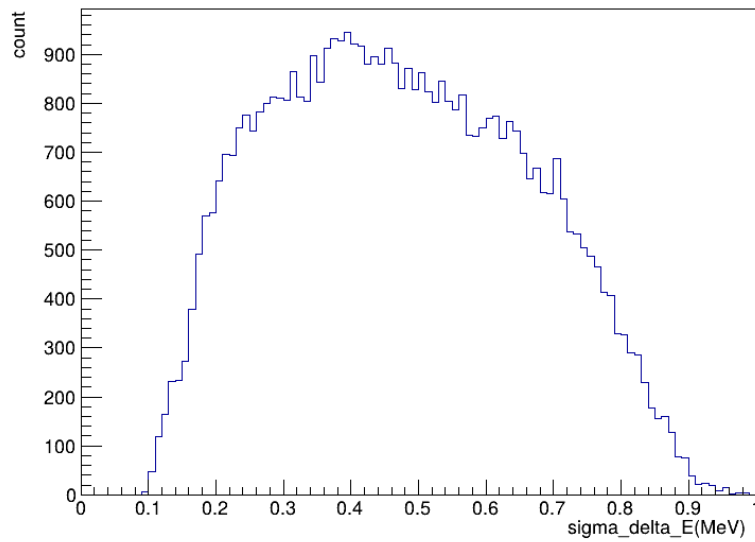


図 6.11: 反跳陽子のシンチレーター中でのエネルギー損失の誤差のヒストグラム。

6.3 シンチレーター中の反応点の解析

ドリフトチェンバーで測定した軌跡およびプラスチックシンチレーターで測定したエネルギー損失の情報を
用いて、シンチレーター中の反応点を求める。まずは計算に使用する入射中性子の運動エネルギーを決める。
プラスチックに入射する中性子のエネルギー E_n は 42.59 ~ 48.35 MeV の範囲にあるが、この範囲の中でど
の値であるのかはわからないため、中性子の入射エネルギー E_n は平均値である 45.47 MeV、入射エネルギー
の誤差 σ_{E_n} は範囲の半分である 2.88 MeV とする。次に、反応点の推定に用いる陽子の散乱角度 θ とエネルギー
損失 ΔE の関係を見る。図 6.12 は θ と ΔE の関係を表した 2 次元ヒストグラムである。

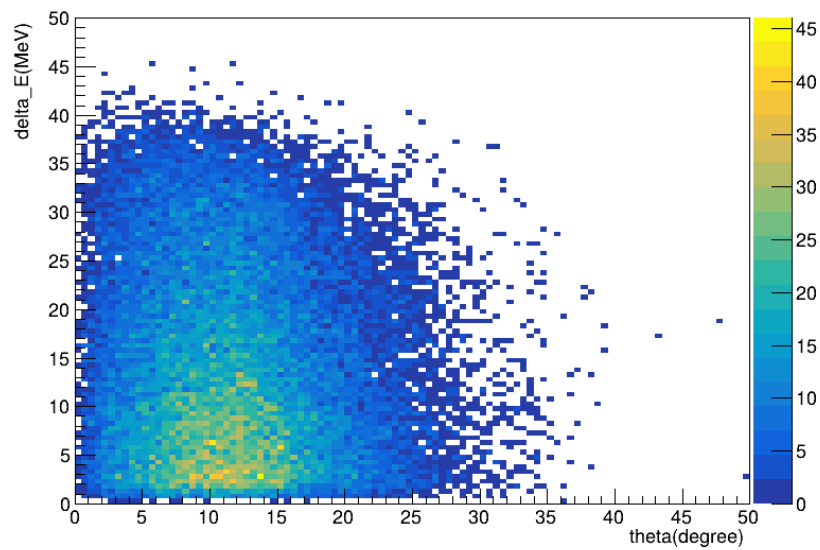


図 6.12: 陽子の散乱角度とエネルギー損失の関係を表した 2 次元ヒストグラム。

θ と ΔE の情報と第 4 章で説明した考え方を用いて、シンチレーター中の反応点の位置の z 座標を求めると、図 6.13 のようになる。

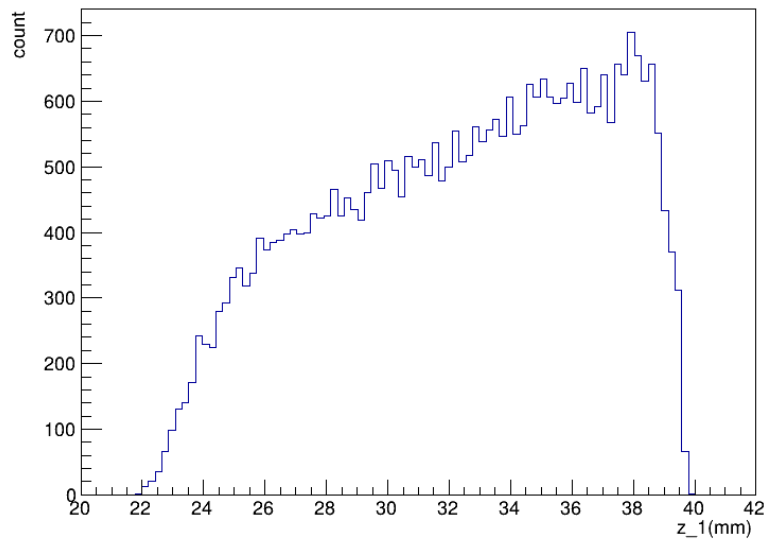


図 6.13: シンチレーター中の反応点の z 座標のヒストグラム。

図 6.13 を見ると、シンチレーター中の反応点の位置の z 座標は 22 ~ 40 mm に分布し、 z 座標が大きいほど割合も大きくなっていることがわかる。 z が 22 mm より小さい領域に存在しないのは、入射中性子の運動エネルギー E_n を 45.47 MeV として計算しているため反跳陽子のエネルギーも最大 45 MeV 程度であり、また 45 MeV の陽子のプラスチック中での飛程は 18 mm 程度であるため、 z が 22 mm より小さい領域で発生した陽子はプラスチックから射出できずドリフトチェンバーに入射することはないからである。また、 z 座標が大きいほど割合が大きくなっているのは、弾性散乱において反跳陽子の角度が大きいほど陽子のエネルギーが小さくなるため、 z 座標が大きいほどプラスチックから射出できる陽子の角度の幅が広がるからだと考えられる。

また、図 6.14, 6.15 に反応点の z 座標およびドリフトチェンバーで測定した軌跡を用いて導出した、反応点の x , y 座標のヒストグラムを示す。6.14, 6.15 より、ビームの広がり は 60 mm 程度であることがわかる。

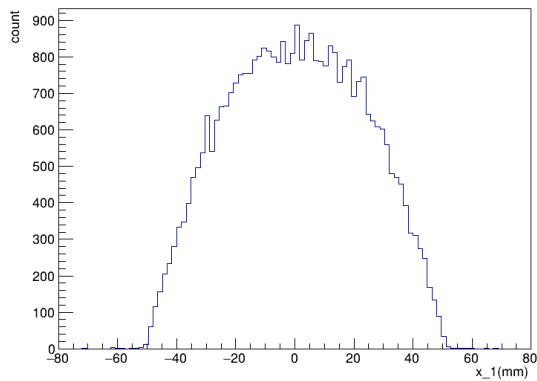


図 6.14: シンチレータ中の反応点の x 座標のヒストグラム。

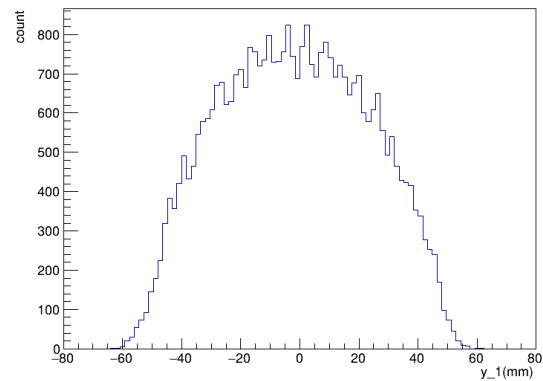


図 6.15: シンチレータ中の反応点の y 座標のヒストグラム。

次に、式 (4.8), (4.9), (4.10) を用いて反応点の誤差を計算した。図 6.16, 6.17, 6.18 に計算した反応点の誤差 σ_z , σ_x , σ_y のヒストグラムを示す。図 6.17, 6.18 を見ると、反応点の x , y 方向の誤差は 0.5 ~ 0.7 mm 程度であることがわかる。また、図 6.16 より、 z 座標の誤差は 0.3 mm 程度のイベントが多くあるものの、1.5 mm 付近まで分布していることがわかる。これは多重散乱誤差による影響で、 z 座標が小さくシンチレータ中を長く進んだ陽子の角度の誤差が大きくなっているのだと考えられる。図 6.19 は反応点の z 座標と σ_z の関係を表した 2 次元ヒストグラムである。これより、射出面付近の反応点は誤差が少なく、誤差が大きくなっているのは z 座標が小さい領域だということができる。

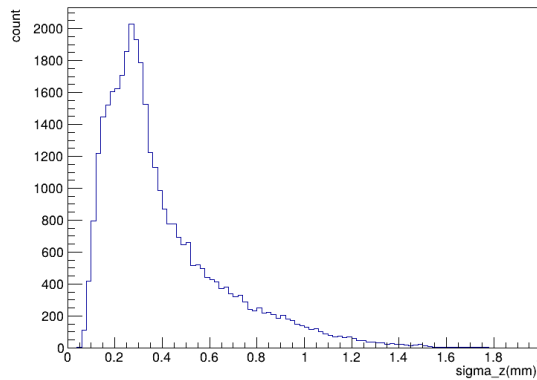
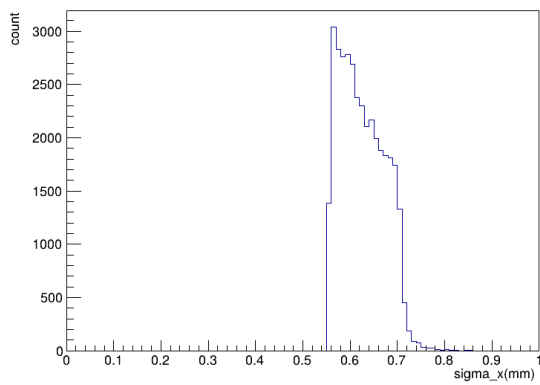
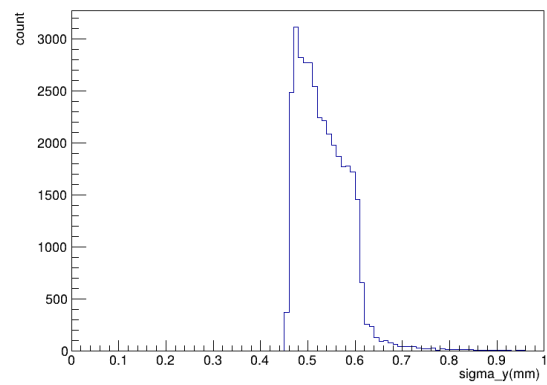
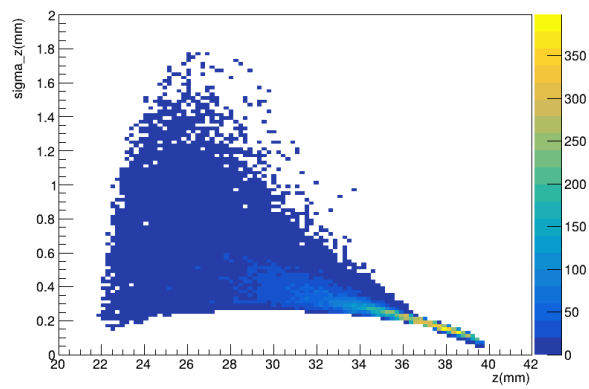


図 6.16: シンチレータ中の反応点の z 座標の誤差 σ_z のヒストグラム。

図 6.17: シンチレーター中の反応点の x 座標の誤差 σ_x のヒストグラム。図 6.18: シンチレーター中の反応点の y 座標の誤差 σ_y のヒストグラム。図 6.19: シンチレーター中の反応点の z 座標とその誤差 σ_z の 2次元ヒストグラム。

第7章

まとめと今後の展望

本研究では、NEOLITH の位置分解能を向上させるため、従来は厚さ方向の半分の位置を仮定していた中性子のプラスチックシンチレーター中での反応位置を、シンチレーター中でのエネルギー損失情報を用いて求める手法を開発した。また、その有効性を確認するため、東北大 RARIS で 50 MeV の陽子ビームを用いて ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応で中性子ビームを生成し、NEOLITH 用プラスチックシンチレーターと汎用のドリフトチェンバーを用いて実験を行った。そして、実験結果を実際に本手法を用いて解析し、中性子のプラスチックシンチレーター中での反応位置を導出した。導出した反応点の厚さ方向の分布が、反応点が深くなっていくほど減少していくなど、物理的に予測される結果が得られたことから、本手法の有効性が示唆される。

今後の展望としては、シミュレーションを用いて今回の解析結果が再現できるかを調べることを考えている。また今回の手法は弾性散乱を仮定していたが、プラスチックシンチレーター間の飛行時間の情報を用いれば弾性散乱でなくとも散乱直後の陽子のエネルギーがわかるため、準弾性散乱の場合にもシンチレーター中の反応点を推測できると考えている。したがって、飛行時間の情報を用いたシンチレーター中の反応点推定を試み、準弾性散乱の場合でも用いることのできる反応点推定法を開発することを目指している。

参考文献

- [1] RA Cecil, BD Anderson, and R Madey, *Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 mev to about 300 mev*, Nuclear Instruments and Methods **161** (1979), no. 3, 439–447.
- [2] M Duer, T Aumann, R Gernhäuser, V Panin, S Paschalis, DM Rossi, NL Achouri, D Ahn, H Baba, CA Bertulani, et al., *Observation of a correlated free four-neutron system*, Nature **606** (2022), no. 7915, 678–682.
- [3] Yosuke Kondo, NL Achouri, H Al Falou, L Atar, T Aumann, H Baba, K Boretzky, C Caesar, D Calvet, H Chae, et al., *First observation of $28o$* , Nature **620** (2023), no. 7976, 965–970.
- [4] Rimantas Lazauskas, Emiko Hiyama, and Jaume Carbonell, *Low energy structures in nuclear reactions with $4n$ in the final state*, Physical Review Letters **130** (2023), no. 10, 102501.
- [5] William R Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, Springer Science & Business Media, 1994.

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方のご指導、助言をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。指導教員である中村隆司教授には、原子核物理の基礎から、基本的な文章の書き方、プレゼンテーションの仕方など様々なことを教えていただきました。特任準教授である佐藤義輝氏には、運動学やエネルギー損失の計算、数値計算の方法などの多くの質問に対し丁寧に答えていただきました。助教の花井周太郎氏や研究室の先輩である槇村泰人氏にはドリフトチェンバーやプラスチックシンチレーターの解析について多くのことを教えていただきました。また同期の藤村俊輔氏には研究生生活を通じて様々な相談に乗っていただきました。最後に、全面的に私を支えてくれた家族に感謝申し上げます。ありがとうございました。