

卒業論文

中性子弾性散乱による陽子反跳の研究

神戸大学理学部物理学科

0963113s 神田夏央

0973121s 竹本強志

0953136s 山口祐史郎

目次

| | | |
|--------------|-------------------------------------|-----------|
| 第 1 章 | 実験の目的と理論的背景 (担当 : 山口) | 3 |
| 1.1 | 実験の目的 | 3 |
| 1.2 | 理論的背景 | 3 |
| 第 2 章 | 実験装置とセットアップ (担当 : 山口) | 5 |
| 2.1 | タンデム加速器 | 5 |
| 2.2 | 検出器と検出原理 | 9 |
| 2.3 | セットアップ | 11 |
| 第 3 章 | 中性子のエネルギーの導出 (担当 : 山口) | 13 |
| 3.1 | 陽子のエネルギーの導出 | 13 |
| 3.1.1 | 陽子のイベント選別 | 13 |
| 3.1.2 | 陽子の飛跡長とエネルギーの関係 | 14 |
| 3.2 | 検出された中性子のエネルギースペクトル | 16 |
| 第 4 章 | シミュレーションによる検出効率の算出 (担当 : 竹本) | 18 |
| 4.1 | シミュレーションの目的 | 18 |
| 4.2 | シミュレーション概要 | 19 |
| 4.2.1 | 用いたソフトウェア | 19 |
| 4.2.2 | set-up | 19 |
| 4.3 | データ解析 | 20 |
| 4.3.1 | 散乱角度分布 | 20 |
| 4.3.2 | 飛跡の長さ | 22 |
| 4.3.3 | 検出効率 | 24 |
| 4.3.4 | 結果 | 28 |
| 第 5 章 | 中性子のイメージング (担当 : 神田) | 29 |
| 5.1 | 測定 | 29 |
| 5.2 | 2 π イメージング | 29 |
| 5.3 | 4 π イメージング | 32 |
| 5.3.1 | 前後判定 | 32 |
| 5.3.2 | balance | 33 |
| 5.3.3 | 正答率 | 36 |
| 5.4 | 角度分解能 | 38 |
| 第 6 章 | まとめ | 39 |

第1章 実験の目的と理論的背景 (担当: 山口)

1.1 実験の目的

中性子は電荷を持たないため、直接観測することは困難である。本研究では、ガス検出器に中性子を照射し、中性子がガス中の水素原子と弾性散乱することで出てくる反跳陽子の飛跡を検出する。それにより1～数 MeV の運動エネルギーを持った中性子のエネルギー測定 (3,4 章)、及び全方位イメージングを行う。(5 章) 反跳陽子の飛跡はガス検出器 μ -PIC を用いた三次元飛跡検出器 μ -TPC を用い、方向と長さを検出する。

1.2 理論的背景

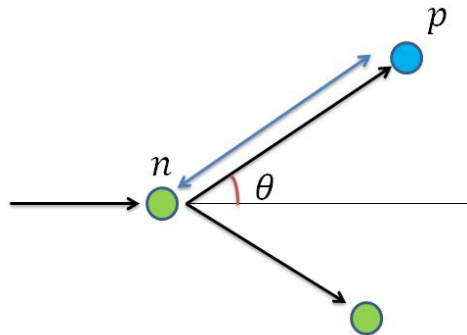


図 1.1: 中性子弾性散乱による陽子反跳

本研究では、図 1.1 に示すような高速中性子と陽子との弾性散乱を扱う。この反応では式 (1) に示す方程式が成立する。

$$E_p = \cos^2\theta \cdot E_n \quad (1.1)$$

ここで θ は中性子の進行方向、 E_p 、 E_n はそれぞれ陽子、中性子のエネルギーであり、 θ と E_p から E_n を求める。(図 1.1)

この節では (1) 式を導出する。衝突前の中性子と陽子、また衝突後の中性子と反跳陽子の速度をそれぞれ成分で表すと、 $(0, u, 0)$ 、 $(0, 0, 0)$ 、 (k_x, k_y, k_z) 、 (v_x, v_y, v_z) となる。運動量保存則より

$$v_x + k_x = 0$$

$$v_y + k_y = u$$

$$v_z + k_z = 0$$

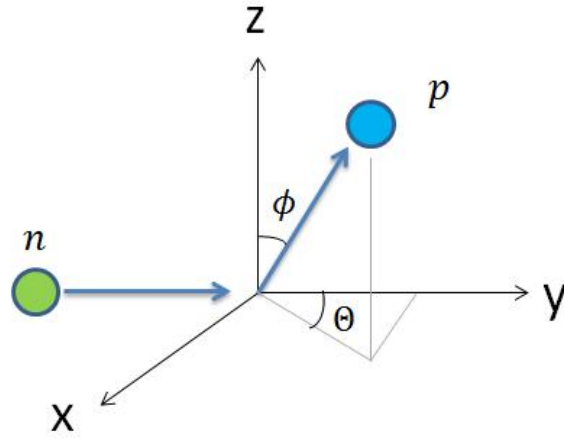


図 1.2: 反跳陽子の散乱角

図 1.2 のように Θ 、 ϕ をとると、衝突後の反跳陽子の速度は

$$(v_x, v_y, v_z) = (v \sin \phi \sin \Theta, v \sin \phi \cos \Theta, v \cos \phi)$$

$$\therefore |\vec{v}|^2 = v^2 \sin^2 \phi \sin^2 \Theta + v^2 \sin^2 \phi \cos^2 \Theta + v^2 \cos^2 \phi \quad (1.2)$$

一方で衝突後の中性子の速度は

$$(k_x, k_y, k_z) = (-v_x, u - v_y, -v_z) = (-v \sin \phi \sin \Theta, u - v \sin \phi \cos \Theta, -v \cos \phi)$$

$$\therefore |\vec{k}|^2 = v^2 \sin^2 \phi \sin^2 \Theta + u^2 - 2uv \sin \phi \cos \Theta + v^2 \sin^2 \phi \cos^2 \Theta + v^2 \cos^2 \phi \quad (1.3)$$

またエネルギー保存則より

$$\frac{1}{2} m |\vec{u}|^2 = \frac{1}{2} m |\vec{k}|^2 + \frac{1}{2} m |\vec{v}|^2$$

ここで中性子と陽子の質量はそれぞれ $m_n = 939 \text{ MeV}$ 、 $m_p = 938 \text{ MeV}$ と非常に近いので、これらが等しいと仮定した。この式に、(1.2)、(1.3) 式を代入して

$$u = \frac{v}{\sin \phi \cos \Theta}$$

ここで中性子の進行方向に対する陽子の散乱角を θ とすると、

$$\cos \theta = \sin \phi \cos \Theta$$

$$E_n = \frac{1}{2} m |\vec{u}|^2 = \frac{1}{2} m |\vec{v}|^2 \frac{1}{\cos^2 \theta}$$

したがって中性子のエネルギーを導出する (1.1) 式

$$E_p = \cos^2 \theta \cdot E_n$$

が得られる。

第2章 実験装置とセットアップ (担当: 山口)

本実験は神戸大学海事科学部加速器・粒子線実験施設において2013年1月14日から1月16日までの3日間で実験を行った。

2.1 タンデム加速器

この節では中性子照射を行った神戸大学海事科学部のタンデム加速器について説明する。この装置は5本のビームラインから構成され、Rutherford 後方散乱分光法 (RBS)、反跳粒子検出法 (ERDA)、核反応分光法 (NRA) あるいは粒子励起 X 線分光法 (PIXE) 等の分光またはイオンビーム照射を行うことが出来る。図 2.1 はタンデム加速器全体の概略図を表したものである。

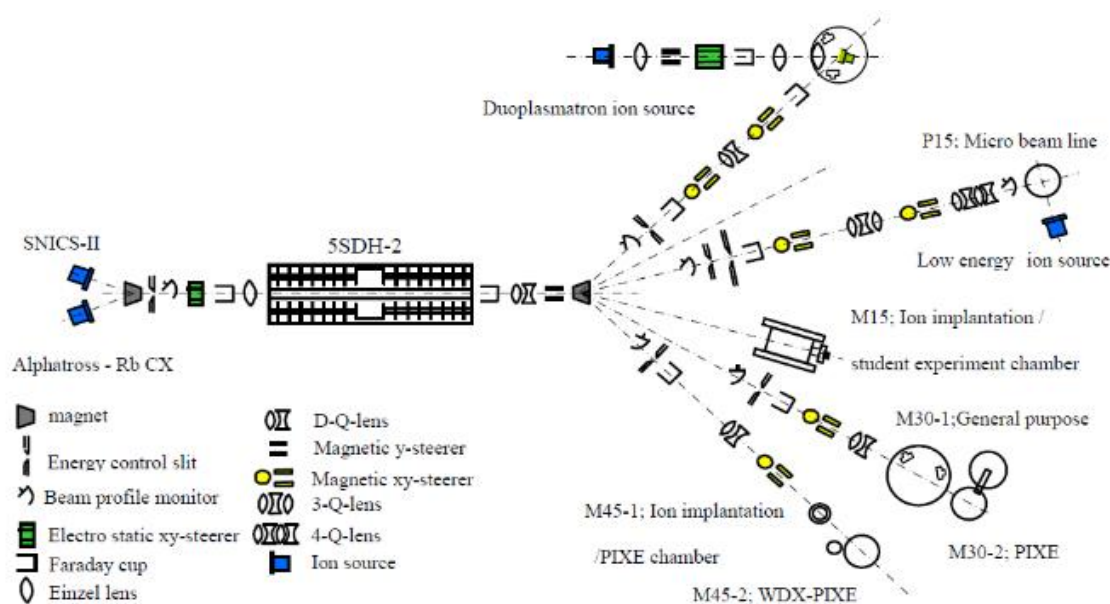


図 2.1: タンデム加速器概略図

- イオン源

イオン源は二種類のイオン源 (セシウムスパッタ負イオン源 (SNICS-2) と RF 放電 Rb 電荷交換型負イオン源) によりほとんどすべての元素のイオンビームを作り出すことが出来る。今回の実験では ^9Be に d (重水素) を当てて中性子を発生させたいので SNICS-2 の負イオン源に Ti_2 の cathode を取り付けて実験を行った。

- タンデム加速器本体

静電加速器は高電場を用いて荷電粒子を加速させる装置であり、連続ビームを得ることができる。直径 1.07 m、長さ 3.94 m のタンク内に同軸上に直径 610 mm の 2 本の加速管を両側にもった高電圧ターミナルが収められている。高電場を作るために図の様に電荷 $q[C]$ をターミナルに与えて $V_t[V]=q/C$ が誘起される。 $C[F]$ はターミナルを取り囲む加速器のタンクとの間の静電容量で決まる。米国 nec 社製のペレトロンは Van de Graaf 型加速器の一種で、ターミナルに電荷を運ぶのに金属ペレットを絶縁体でつないだチェーンを用いている。タンデム型はターミナルの両側に加速管を持ち、二回の加速を行う効率の良い加速器である。加速したい粒子を負イオンの形で大地電位（以下グラウンド）から加速器に入射してターミナルまでの eV_t の加速を行い、ターミナル位置で z 価の製のイオンに電荷変化し、再びグラウンドまで zeV_t の加速を行う。したがって最終的に粒子の得るエネルギー E は、負イオンのエネルギーを eV_i とすると、

$$E = e[V_i + (z + 1)V_t] \quad (2.1)$$

となる。 V_t が MV 以下の小型の加速器でも中核部は容易に 3,4 価の陽イオンになるので小型でも比較的高いエネルギーの粒子が得られること、イオン源がグラウンドに設置されているため操作性、保守性が良いことが長所である。ターミナルとタンクとの間の絶縁には絶縁破壊強度が高い 0.5[MPa] の SF_6 ガスが用いられている。粒子を効率的に加速するための電極構造をもった加速器の内部、およびビーム輸送管は $10^{-3}[Pa]$ 以上の真空度となっている。

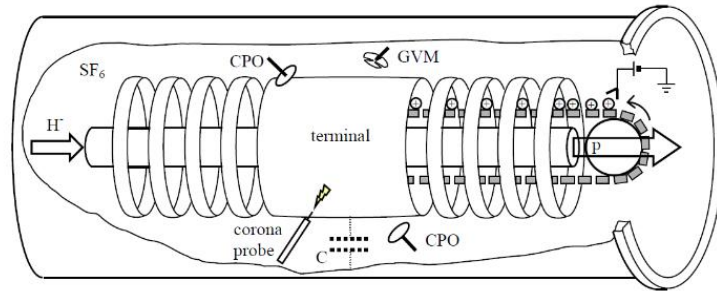
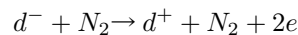
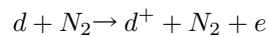
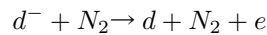


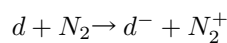
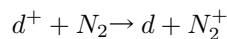
図 2.2: タンデム ペレトロン加速器 5SDH-2

- 電荷ストリッピングセル・電荷反応

負イオンはターミナル内部に設置されたストリッパーガスセルで正イオンに変換される。ガスセルには $10^{-2}[Pa]$ 程度の N_2 ガスを満たしてある。このガス分子とイオンの電荷ストリップ反応はたとえば重水素 d の場合、



などがある。このとき並行して、荷電交換反応



も起こるので、2, 3 回以上分子に遭遇するような [ガス分子×距離] を通過すると、電荷の分布は平衡に達する。エネルギーが高いほど正イオンの割合は大きくなる。重イオンでも同様に高エネルギー

ギーであるほど多価のイオンになる確率が高い。よって入ってきた負イオンがすべて正イオンになって加速されるわけではない。

- ターミナル電位スタビライザー (TPS)

ターミナル電位はさまざまな原因で時間的に変動する可能性がある。これを安定化させるためのシステムが TPS システムである。先に述べたようにターミナル電位はそこに蓄えられる電荷量で決まる。この電荷量を調節することで電位を安定に維持できる。電荷量を安定させるためにターミナルに対向してタンク内部に突出させたコロナ針を用いて余分な電荷を放出させる。コロナ針は高電圧真空管の陽極に接続されており、ターミナルとの間に常にコロナ放電による電流 I_p (probe current) が流れている。この I_p をグリッドに印加される電位 (GVO、CPO からの信号) により制御する。たとえばターミナル電位が高くなったとき、 I_p を大きくすることでターミナル伝垂量を小さくし、ターミナル電位を低くする。このように負のフィードバックを与えることでターミナル電位を安定にしている。

- インジェクターマグネット、スイッチングマグネット

荷電変換反応の結果生成された多価の異なるイオンは、異なったエネルギーに加速されてグラウンドのビーム輸送管に導かれる。その中から特定の価数、エネルギーのイオンを選別して特定のビームラインに導くために磁石を用いる。磁場 B 中で価数 z 、エネルギー E のイオンは、曲率半径

$$r_L = \frac{mv}{zeB} = \frac{\sqrt{2EI_m}}{zeB} : Larmor \text{ 半径}$$

の円を描いて運動することを利用している。

- 荷電粒子レンズ

電場や磁場は荷電粒子に力を及ぼし進行方向を変化させるので、適切な強度分布を持つ電場または磁場の領域を作れば、粒子ビームを収束させることが出来る。電場を用いるレンズは、イオン源部に用いられているギャップレンズやアインツェルレンズである。図のように二枚の円筒状の電極に電位差を持たせると等ポテンシャル面が曲率を持ち、軸から離れるほど大きいので、ビームは小さな直径に絞ることが出来る。図のような単一ギャップレンズでは通過したビーム粒子のエネルギーが変化するが、もう一つ第一電極と同電位の電極を追加したアインツェルレンズは粒子のエネルギーを変えない。磁場を用いるレンズには四曲磁石を 2 つ用いた Q タブレットレンズ (以下 QDL) である。図のようにビーム進行方向に垂直な面内に四重極磁場を作る。この磁場は $B_y \propto x$ 、 $B_x \propto y$ となっており、対称軸 (z 軸) からの距離 x に比例する力を粒子に及ぼす。しかし x 方向はビームを収束させるが、 y 方向は発散させてしまうので、四重極磁場単独では楕円形断面のビームにすることが出来るのみである。そこで QDL は磁石の極性を逆にしたもう一つの四重極磁場を直後に置き、総合して x 軸 y 軸両方向に収束させるようにしている。

- ビーム電流測定器

荷電粒子が金属ターゲットに入射すると粒子の電荷が持ち込まれるので、金属ターゲットに電流計を接続すれば単位時間に流れ込む電荷量としてビーム電流を測定できる。しかしこのとき、ターゲット中の電子との衝突の結果生成された自由電子の一部がターゲットから放出されて入射電荷量を多く見積もってしまう。この二次電子放出を防ぐために、ターゲットの前方に負のバイアス電圧をかけた電極を配置してビーム電流を正確に測定できるようにしている。このビーム電流を正確に測る金属ターゲットのことをファラデイカップという。

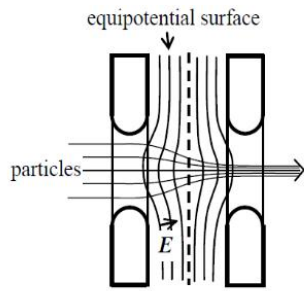


图 2.3: Gap lens

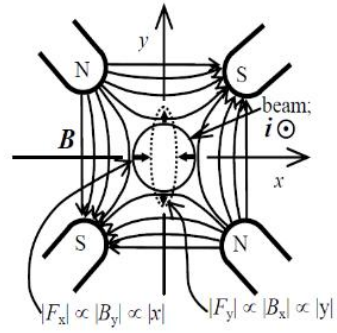


图 2.4: Quadrupole lens

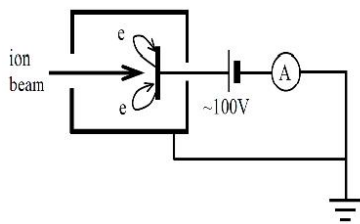


图 2.5: Faraday cup 回路图



图 2.6: Faraday cup

- ^9Be target

ここで M15 ビームラインのエンドポイントのフランジに取り付けた Be-target について述べる。直径 2cm で、厚さ 1mm の大きさの純 ^9Be を銅テープでフランジに取り付けた。 ^9Be と重水素の反応は以下の式に従う。

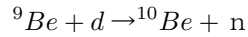


図 2.7: ^9Be target

2.2 検出器と検出原理

本実験では、反跳陽子の電荷情報と三次元飛跡を再構成するために二次元検出器 μ -PIC (MicroPixelChamber) を用いた三次元検出器 μ -TPC (MicroTimeProjectionChamber) を使用した。

μ -PIC

本実験で用いた μ -PIC は $10 \times 10\text{cm}^2$ の検出面積を持ち、直行する 256 本のストリップが基板の両面に $400\mu\text{m}$ 間隔で形成されている。各ストリップからの出力はアンプに入力される。中心の陽極付近の強い電場により電子が加速され、ガス分子をイオン化させる。それによって生じた電子がまた同じように加速され周囲のガス分子をイオン化させる。これを繰り返すことにより電子雪崩を起こして大きな電気信号に変換することで、荷電粒子の通過位置が測定可能となる。 μ -PIC のガス増幅率は $\sim 10^4$ である。さらに増幅率を上げるために、本実験では μ -PIC と GEM を組み合わせて使用した。

GEM (GasElectronMultiplier)

本実験で用いた GEM は、厚さ $100\mu\text{m}$ の液晶ポリマーの両側に、厚さ $5\mu\text{m}$ の銅が蒸着されたものである。直径 $70\mu\text{m}$ の穴が $140\mu\text{m}$ ピッチで空けられており、両側の電極に電位差を与えることで、穴の中に電場を作り、穴を通る電子がガス増幅される。GEM のガス増幅率は $\sim 10^2$ であり、 μ -PIC と GEM を合わせた全体としてのガス増幅率は $\sim 10^5$ である。

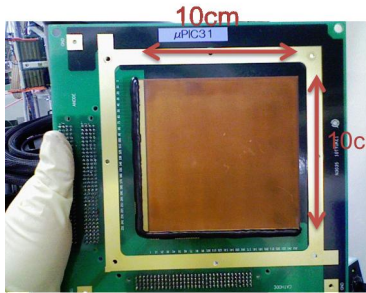


図 2.8: μ -PIC の概形

Micro Pixel Chamber

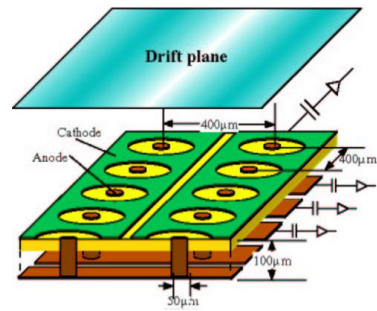


図 2.9: μ -PIC の構造

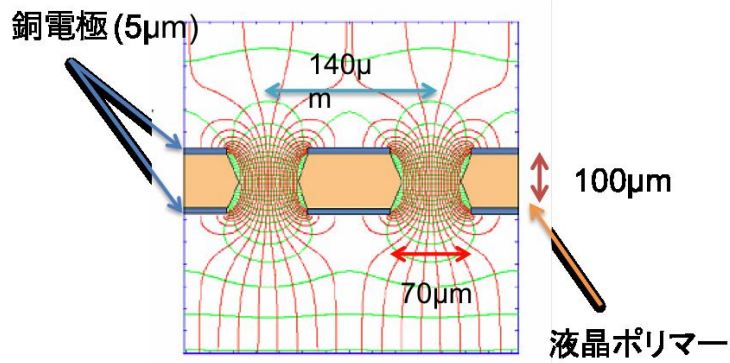


図 2.10: GEM 付近の電気力線

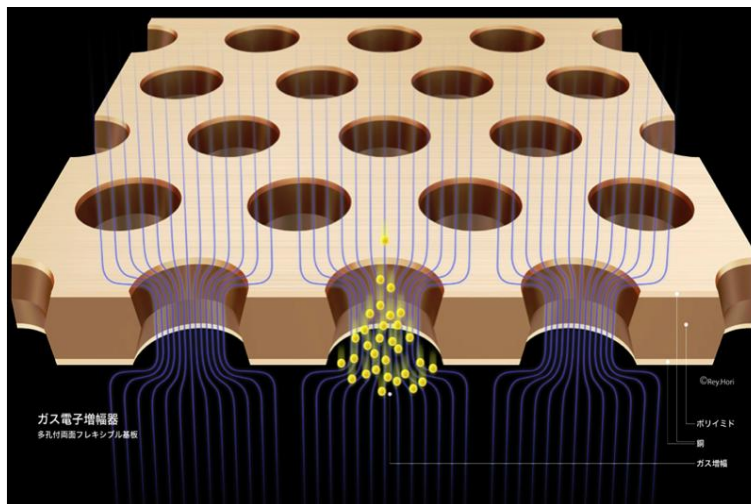


図 2.11: GEM による電子雪崩の様子 (出典 KEK)

またここで μ -TPC によって得られた典型的な陽子のイベントを図 2.12 に示す。

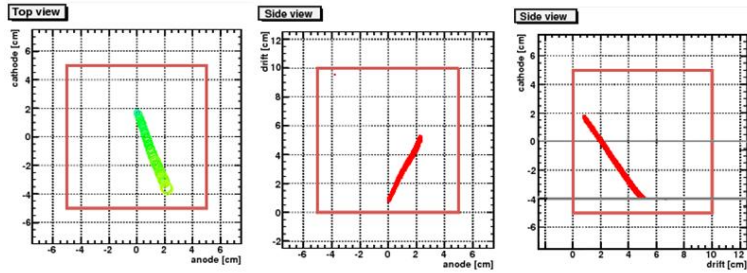


図 2.12: 典型的な陽子イベントの3次元飛跡。左から xy 平面、zx 平面、yz 平面における陽子の飛跡。anode が x 軸方向、cathode が y 軸方向 drift が z 軸方向を表す。また左図の色はエネルギーデポジットの大きさを表している。

2.3 セットアップ

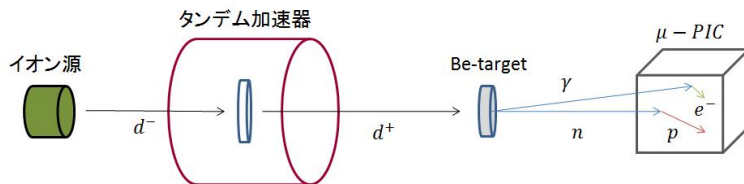
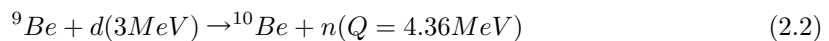


図 2.13: タンデム加速器と M15l ラインでの μ -PIC への中性子照射概略図

図 2.13 にイオン源とタンデム加速器、M15 ラインにある真空チェンバーのエンドポイントに取り付けた Be-target と μ -PIC の概略図を載せる。Tid2 cathode に Cs を当てて出てきた d^- をタンデム加速器で加速し、加速器の中央で電子を剥ぎとった d^+ をさらに加速させて 3MeV のエネルギーで M15 ラインの真空チェンバー内にある Be-target に当てる。この時の反応は



で表される。Q 値は反応で出てくる熱量である。またこの時 γ 線と中性子が出てくる。 γ 線は光電効果、コンプトン散乱などで検出器内の電子を飛ばし、高速中性子は検出器内で陽子を反跳し、大きなエネルギーデポジットを落とす。

| | 電圧 | 電流 |
|-------|--------|----------------|
| drift | -3055V | $7\mu\text{A}$ |
| GEM1 | -940V | 0A |
| GEM2 | -550V | 0A |
| Anode | 640V | 1nA |

表 2.1: drift,GEM,Anode それぞれの電圧

検出器中はビームライン上に配置。このとき、 μ -PIC の中心を $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とすると、中性子線源が $(0\text{cm}, 112\text{cm}, 10\text{cm})$ の位置となった。検出器内のガスは $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 7 : 3$ (1 気圧) で

あり、drift、GEM、Anode のそれぞれの電圧、電流は上の表に示す。この設定で 20 万イベント取得した。

第3章 中性子のエネルギーの導出（担当：山口）

本実験では $d + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + n$ の反応により生成される中性子を用いた。この反応により生成される中性子のもつエネルギースペクトルはよく知られていないため、これを得ることを第一の目的とした。中性子のエネルギーは前に示した通り、 $E_p = \cos^2 \theta E_n$ に従う。したがって陽子のエネルギーと散乱角 θ が分かれば中性子のエネルギーを求めることが可能である。陽子のエネルギーについてはその飛跡長から導く。また散乱角 θ については μ -PIC を用いたマイクロ TPC により得られる。ただし検出効率については次の章で述べるので、この章では考慮しないものとする。

3.1 陽子のエネルギーの導出

ここでは反跳陽子の飛跡長から”SRIM”というシミュレーションソフトを用いて、そのエネルギー E_p を求める。まず陽子の飛跡長を正確に得るため、陽子が反跳した事象に注目する。ここでいう飛跡長とは一つの事象に対する hit 点の始点から終点までの長さのことである。

3.1.1 陽子のイベント選別

実測されたデータは下図が示すように、 γ 線が電子を、中性子がガス中の炭素やアルゴンと散乱したイベントも含まれているため、それらを除く必要がある。電子については、陽子の事象と比べてエネルギーデポジットが小さいので hit 数が少なくなると考えられる。(図 3.1 中) また炭素、アルゴンについては中性子に比べ質量が非常に大きいので、陽子と比べて飛跡長が非常に短い。(図 3.1 右) 以上より 200 イベント程度の 3 次元飛跡を実際に目で確認し、今回はデータ選別のために hit 数 > 8 、飛跡長 $> 1.15\text{cm}$ の条件で選別した。このとき陽子と考えられるイベントは 95 % 以上占めていた。

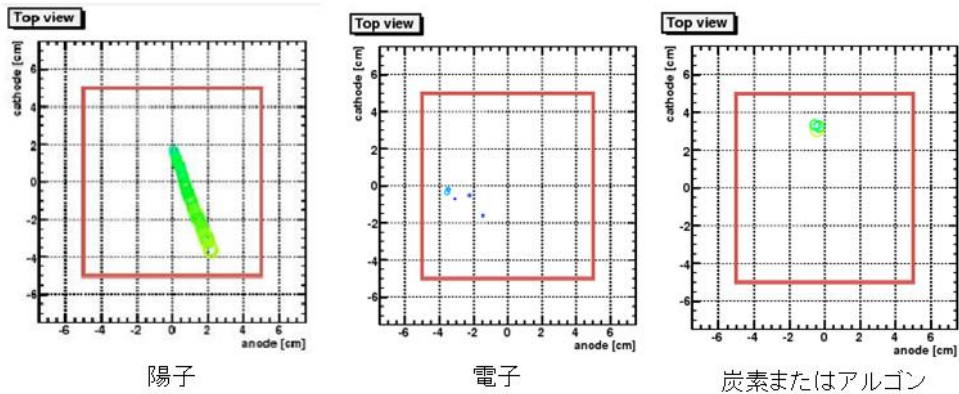


図 3.1: 各イベントごとの典型的な飛跡長。左から、陽子、電子、炭素またはアルゴンの典型的な飛跡である。ここでマーカーの大きさはエネルギーデポジットの大きさを表しており、陽子や、炭素またはアルゴンに比べ、電子はマーカーが小さくなっている。

以上より全イベントの中から陽子のイベントに注目することが出来たので、反跳陽子の飛跡長スペクトルを得た。(図 3.2)

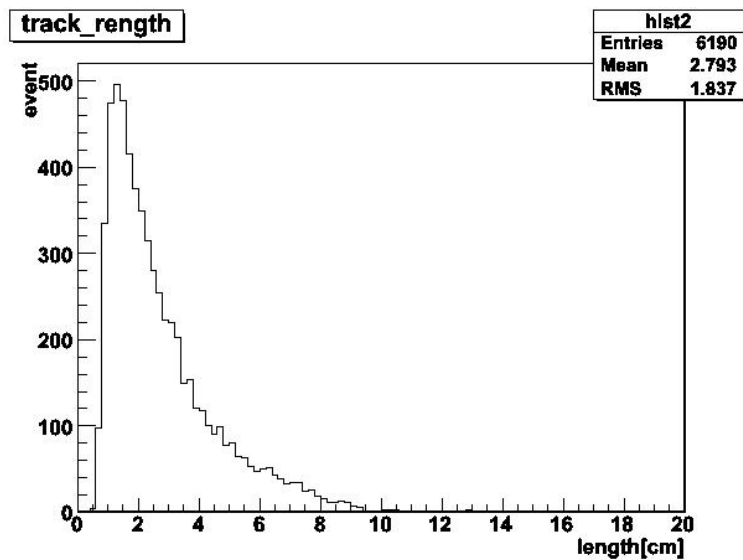


図 3.2: 反跳陽子の飛跡長スペクトル

3.1.2 陽子の飛跡長とエネルギーの関係

- Bethe-Bloch の式

荷電粒子の場合、電荷が運ばれているので媒質中を通過すると媒質中の電子とクーロン力によって連続的に相互作用する。荷電粒子が吸収物質に入射すると、電子は荷電粒子のクーロン力に衝撃を受ける。この衝撃力によって吸収物質原子核内の電子は、より高いエネルギー準位に励起または

電離する。またその衝撃により電子に与えた分だけエネルギーを失う。荷電粒子が単位長さ当たりに失うエネルギーは Bethe-Bloch の式に従う。

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

ここで v 、 ze 、 N 、 Z 、 m_0 、 e はそれぞれ一次電子の速度および電荷、単位体積当たりの物質の原子の個数、物質原子の電子番号、電子の性質量および電荷である。

- SRIM について

SRIM とはモンテカルロ法を利用してイオンの飛跡を計算するシミュレーションソフトである。ガスの種類、密度、イオンの種類などを選択することで、今回の実験をシミュレートし、反跳陽子の飛跡長とエネルギーの関係を得ることが可能である。

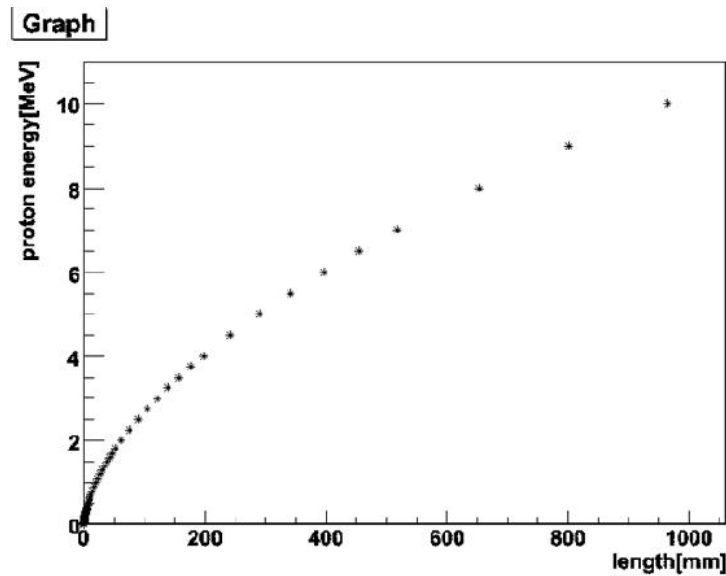


図 3.3: SRIM より得た陽子の飛跡長とエネルギーの関係。陽子のエネルギーが 10keV から 10MeV までの領域について表示

この関係より、陽子のエネルギースペクトル (図 3.4) を得た。また、図 2.13 の実験装置構成を考慮して、事象ごとに θ を求め、陽子のエネルギー E_p と $\cos\theta$ との関係 (図 3.5) を得た。

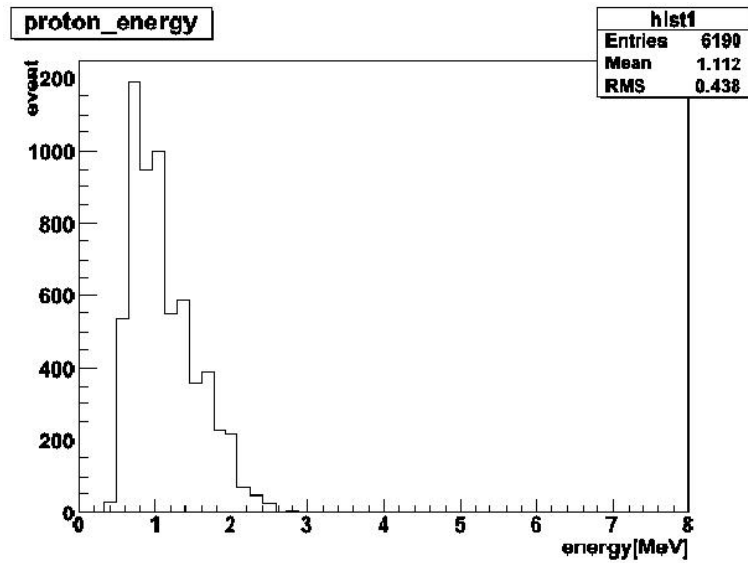


図 3.4: 陽子のエネルギースペクトル。実際のデータの陽子の飛跡長を図 3.3 に対応させることで陽子のエネルギーを得る。

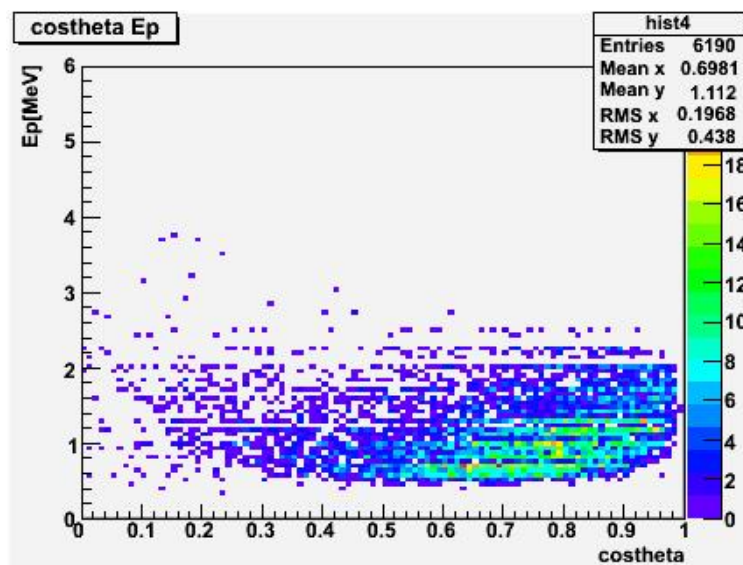


図 3.5: 陽子のエネルギーと $\cos\theta$ の関係。各イベントの陽子のエネルギー E_p と $\cos\theta$ の値を二次元プロットしたもの。

3.2 検出された中性子のエネルギースペクトル

図 3.5 の各データ点は、 E_p と $\cos\theta$ の情報を有しているため、式 (1) によって中性子のエネルギーを計算することができる。こうして得た中性子のエネルギースペクトルを図 3.6 に示す。

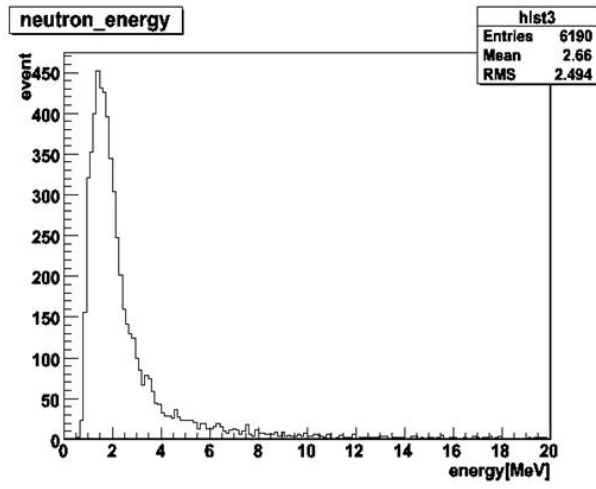


図 3.6: 検出された中性子のエネルギースペクトル

文献値によると 2MeV 程度の結果が予想されるが、それに近い結果が得られたといえる。

第4章 シミュレーションによる検出効率の算出（担当：竹本）

4.1 シミュレーションの目的

前節で中性子のエネルギースペクトルが得られた。しかし、前述の通り中性子のエネルギー E_n は反跳された陽子の飛跡の長さ l と中性子の飛来方向に対する角度 θ から求めているが、装置の検出器は有感領域の範囲が $10 \times 10 \times 10\text{cm}^3$ なので受け取ったエネルギーが大きい陽子などは図 4.1 に見られるように検出器内に飛跡が収まらず、正しい l が求められない。そのため、 l 、 θ ごとに検出器内で反跳された陽子のうち、検出器内に飛跡が収まっている事象の割合（検出効率）を知る必要がある。本研究ではシミュレーションにより検出効率の散乱角度依存性を求めた。

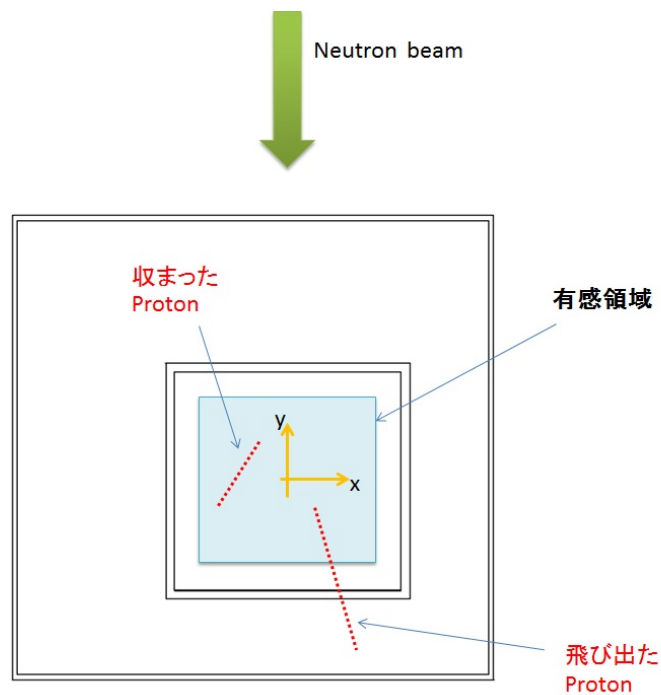


図 4.1: 検出器内の陽子の様子

4.2 シミュレーション概要

4.2.1 用いたソフトウェア

本実験でシミュレーションのために用いたソフトウェアは「geant4」である。geant4は陽子・中性子・電子などの素粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いや反応を正確にシミュレーションする大規模ソフトウェアで、物理プロセスや検出器のジオメトリ、データ生成やその保存、視覚化などの多くのツールキットから構成されている。

4.2.2 set-up

図4.2はgeant4を用いて作成した検出器である。実際の測定の通り、中性子はビーム源(0cm,112cm,-10cm)から(0,-1,0)の方向に入射する。シミュレーションでは有感領域を $13 \times 13 \times 13\text{cm}^3$ に設定しており、実際のものよりも少し大きめに設定している。これは、実際の有感領域である $10 \times 10 \times 10\text{cm}^3$ から飛跡が飛び出す事象についても解析可能とするためである。また、有感領域は一辺を512等分にした、 $512 \times 512 \times 512=135,004,160$ 個のセンサーから成っている。それ以外の検出器の外壁や内壁、それらの相互の位置関係等は実際のものと同じサイズに設定してある。検出器の外壁はステンレス、内壁はテフロンとし、内部には $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 7 : 3(760\text{Tall})$ の混合気体を封入してある。

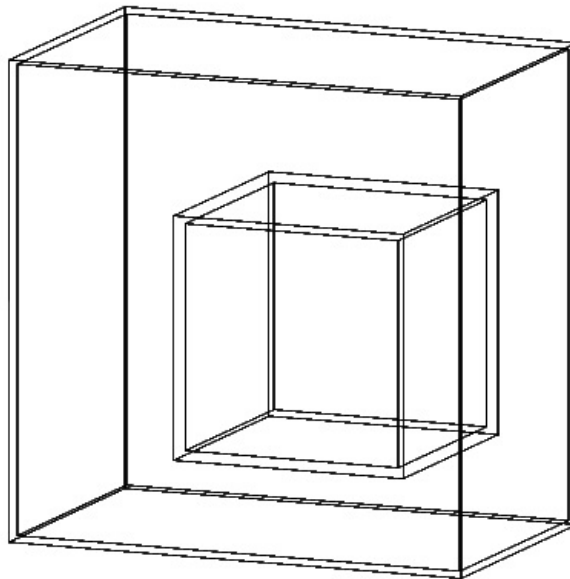


図 4.2: geant4 による検出器概要

中性子ビームのエネルギー E_n を 1~8MeV まで 1MeV ずつ変え、それぞれについて 2,000,000 発ずつ中性子を入射した。

4.3 データ解析

4.3.1 散乱角度分布

以下の図 4.3～図 4.10 は E_n が 1～8MeV の時の反跳された陽子の散乱角度分布のヒストグラムであり、横軸は中性子の飛来方向に対する角度が θ の余弦で表されている。青で描かれたものが検出器内で反跳されたすべての陽子を表しており、その内飛跡が検出器内で止まった陽子のヒストグラムが赤で描かれている。

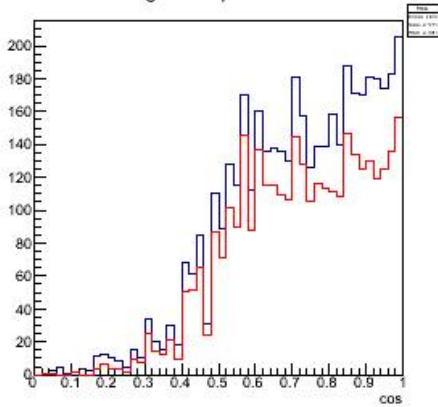


図 4.3: $E_n = 1$ MeV

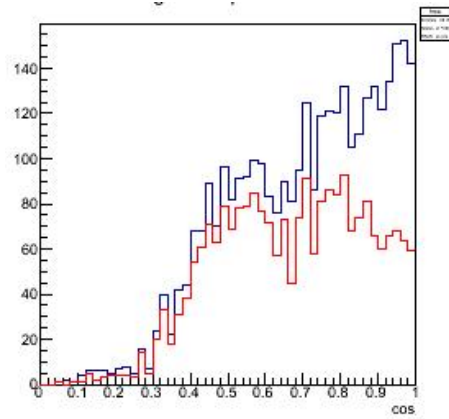


図 4.4: $E_n = 2$ MeV

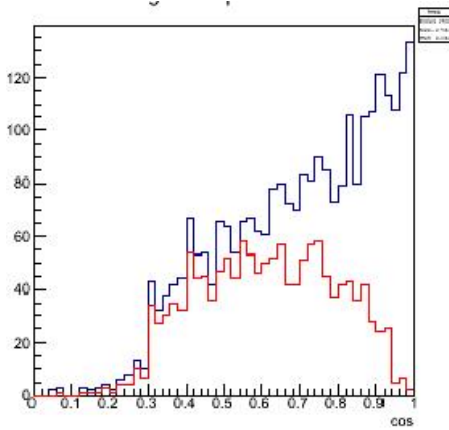


図 4.5: $E_n = 3$ MeV

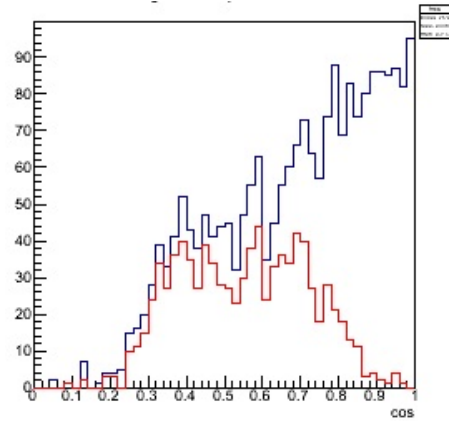


図 4.6: $E_n = 4$ MeV

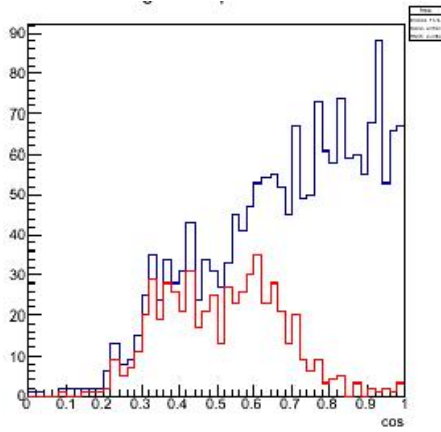


図 4.7: $E_n = 5\text{MeV}$

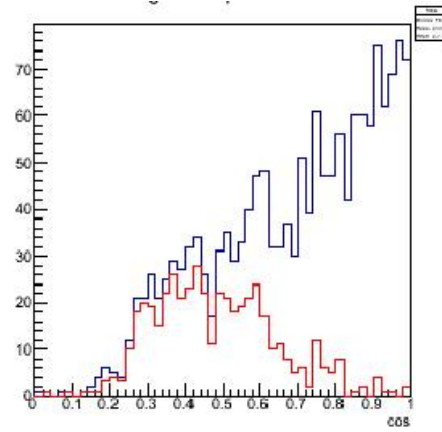


図 4.8: $E_n = 6\text{MeV}$

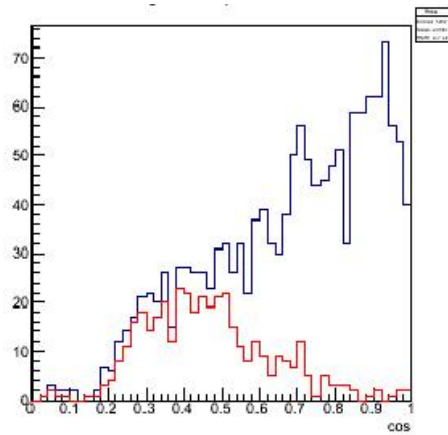


図 4.9: $E_n = 7\text{MeV}$

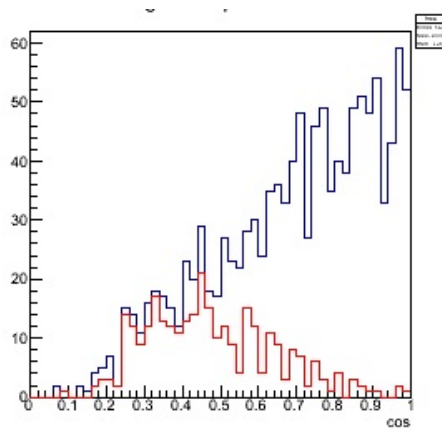


図 4.10: $E_n = 8\text{MeV}$

これらの散乱角度分布のヒストグラムから、 $\cos \theta$ が大きいほど中性子から陽子へ伝わるエネルギーが大きいので検出効率が小さくなることが分かる。それは E_n が大きくなるほど顕著である。

4.3.2 飛跡の長さ

以下の図 4.11～図 4.18 は E_n が 1～8MeV の時の反跳された陽子の飛跡の長さのヒストグラムであり、横軸の飛跡の長さの単位は [mm] である。散乱角のヒストグラムと同様に青で描かれたものが検出器内で反跳されたすべての陽子を表しており、その内飛跡が検出器内に収まっているものが赤で描かれている。

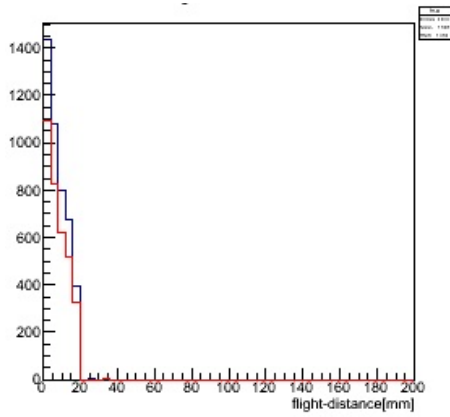


図 4.11: $E_n = 1$ MeV

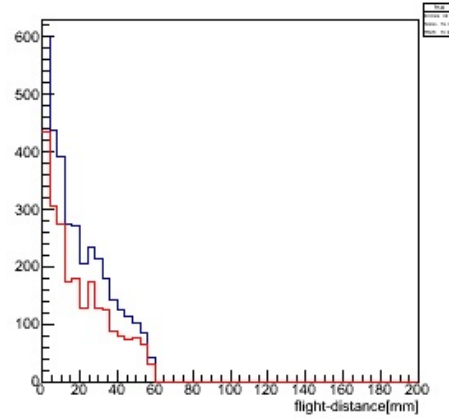


図 4.12: $E_n = 2$ MeV

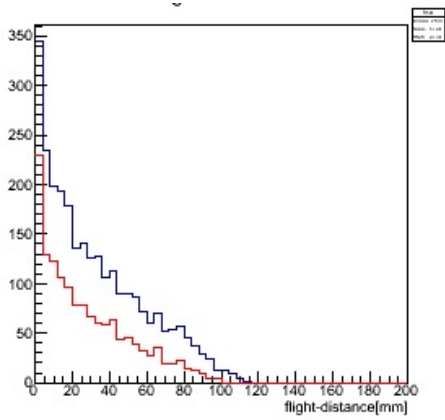


図 4.13: $E_n = 3$ MeV

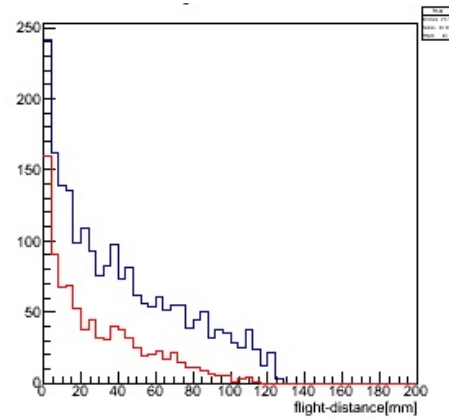


図 4.14: $E_n = 4$ MeV

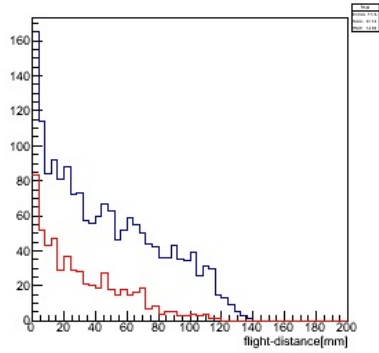


図 4.15: $E_n = 5\text{MeV}$

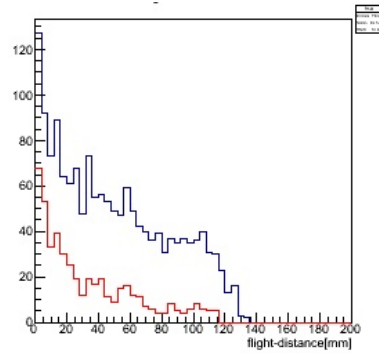


図 4.16: $E_n = 6\text{MeV}$

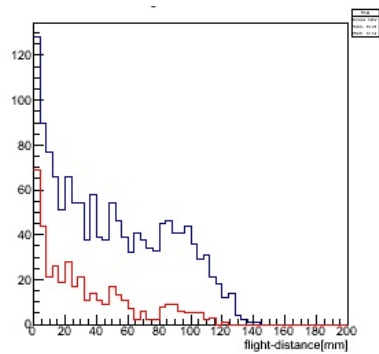


図 4.17: $E_n = 7\text{MeV}$

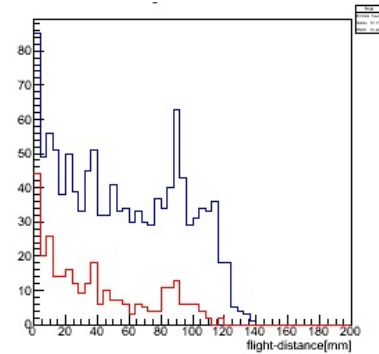


図 4.18: $E_n = 8\text{MeV}$

E_n が大きくなるにつれて飛跡の長さも大きくなっているが、検出器の有感領域が $13 \times 13 \times 13\text{cm}^3$ なので E_n が 4MeV より大きいものについては飛跡の長さの最大値が 140mm 程度となっている。以下は SRIM により求めた陽子のエネルギー E_p とその飛跡の長さ l の関係を表した表であるが、 $E_p = 3\text{MeV}$ の時までは l の理論値が検出器の有感領域の範囲に収まっているのでヒストグラムから読み取れる結果とよく一致している。

| $E_p[\text{MeV}]$ | $l[\text{mm}]$ |
|-------------------|----------------|
| 1 | 19.85 |
| 2 | 61.40 |
| 3 | 121.13 |
| 4 | 197.40 |

表 4.1: 陽子のエネルギーとその飛跡の長さ

4.3.3 検出効率

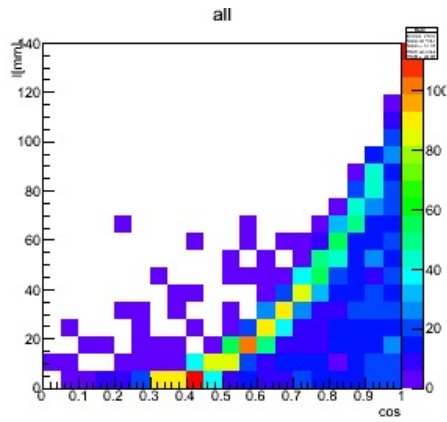


図 4.19: すべての陽子

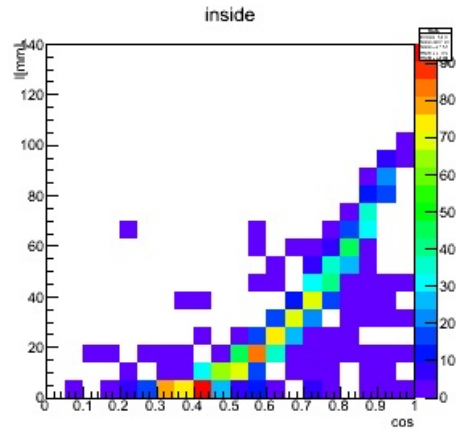


図 4.20: 飛跡が収まっている陽子

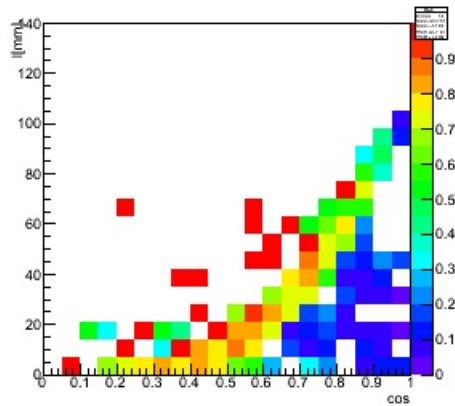


図 4.21: 検出効率

図 4.19～図 4.21 は横軸を散乱角の余弦 $\cos \theta$ 、縦軸を飛跡の長さ l にとった二次元ヒストグラムである。イベント数は色で表されており、青→赤になるにつれてイベント数が増えている。図 4.19 が検出器内で反跳されたすべての陽子を表しており、図 4.20 がその内、飛跡が検出器内に収まっているものを表している。図 4.21 は図 4.20 を図 4.19 で割ったものであり、これが求める検出効率である。ただし、これらの図は $E_n = 3\text{MeV}$ の時のものであり、最終的に求める検出効率は $1\sim 8\text{MeV}$ の検出効率を足し合わせたものとなる。以下は E_n が $1\sim 8\text{MeV}$ の時の検出効率のヒストグラムである。

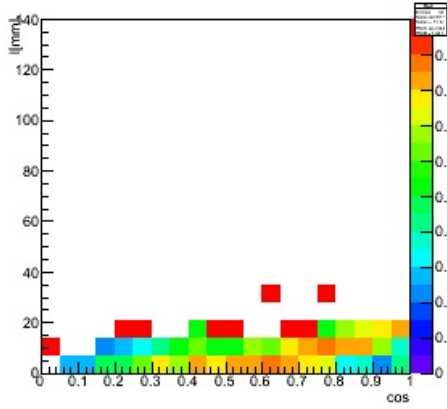


図 4.22: $E_n = 1\text{MeV}$

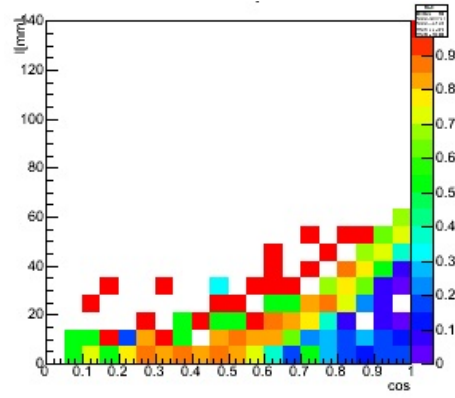


図 4.23: $E_n = 2\text{MeV}$

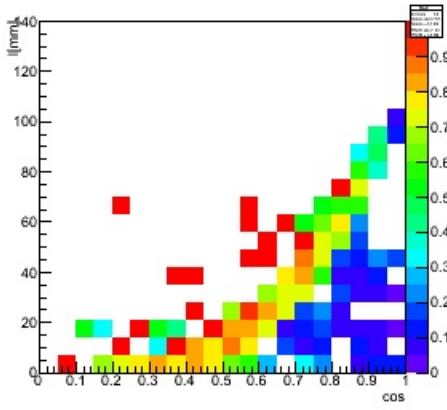


図 4.24: $E_n = 3\text{MeV}$

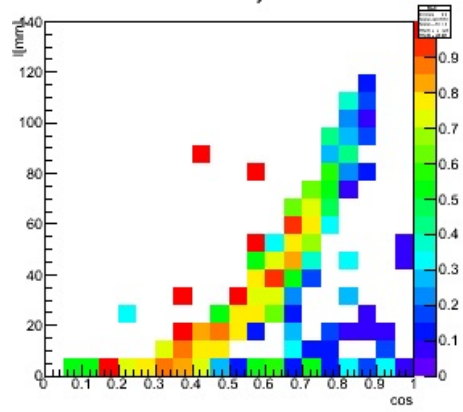


図 4.25: $E_n = 4\text{MeV}$

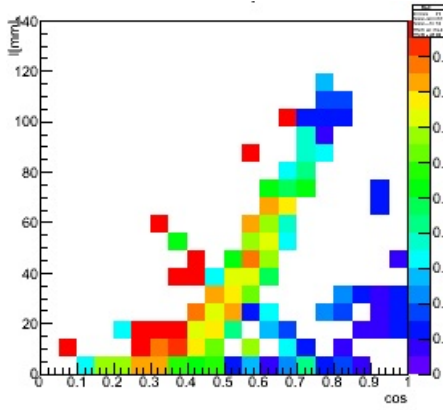


図 4.26: $E_n = 5\text{MeV}$

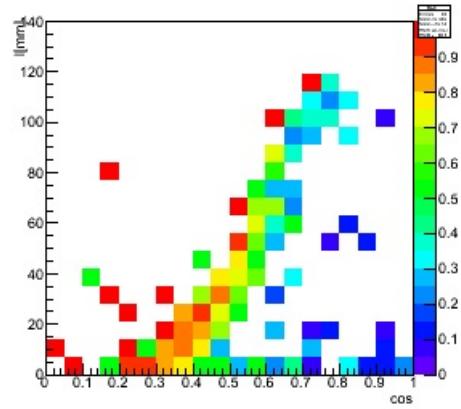


図 4.27: $E_n = 6\text{MeV}$

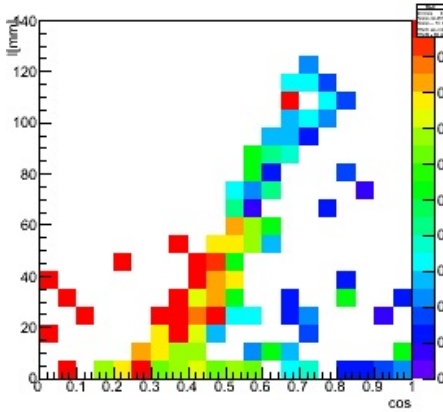


図 4.28: $E_n = 7\text{MeV}$

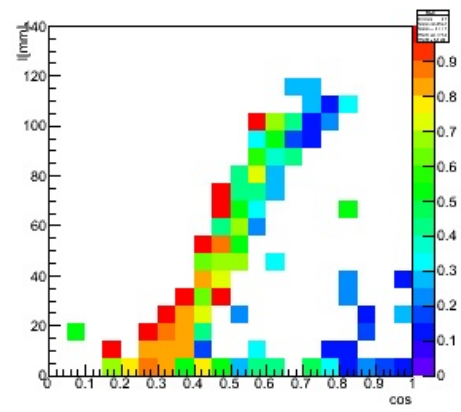


図 4.29: $E_n = 8\text{MeV}$

$E_p = E_n \cos^2 \theta$ より l (SRIM を用いて E_p に変換できる) と $\cos \theta$ ごとに対応する E_n が決まっている。以下の図は E_n が $1 \sim 8\text{MeV}$ のときの上の 8 つの図から、それぞれの l 、 $\cos \theta$ のブロックに対応する E_n に近いものを選択し足し合わせたものである。

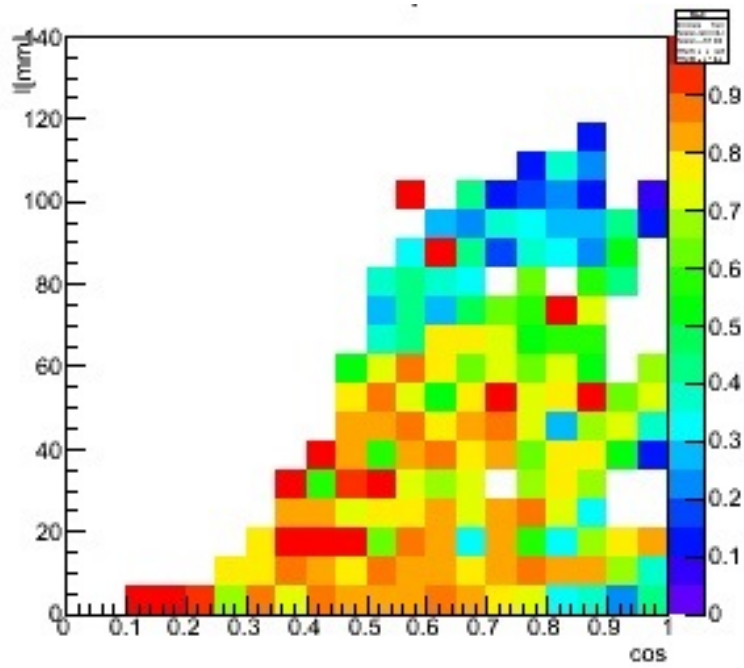


図 4.30: efficiency map

図 4.31 を用いて前節で得られた中性子のエネルギースペクトルを補正する。

4.3.4 結果

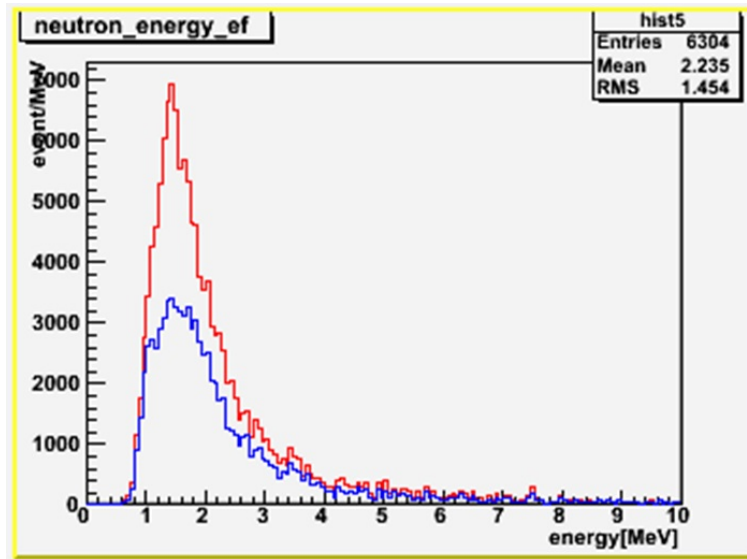


図 4.31: 中性子のエネルギースペクトル

図 4.31 は中性子のエネルギースペクトルであり、青で描かれたものが補正前のスペクトルで、図 4.30 の efficiency map を用いて補正したものが赤で描かれている。補正前のスペクトルと同じく、文献値である 2MeV あたりにピークが立っている。 E_n が高い領域のイベント数が増えると予想していたが、補正前のピーク付近のイベント数が増える結果となった。

第5章 中性子のイメージング(担当：神田)

中性子は、電荷を持たないためイメージングすることは困難である。本章では、陽子との弾性散乱を用いることによりイメージングを試みた研究結果について述べる。

5.1 測定

タンデム実験において、検出器内に封入するガスは $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 7:3$ (1気圧) とした、検出器の動作条件はドリフト電圧：-3055V、GEM1電圧：-940V、GEM2電圧：-550V、Anode電圧：640V、ドリフト電流：7 μA 、GEM1電流：0A、GEM2電流：0A、Anode電流：1 nA とした。以上の設定で、20万イベントを取り解析（ただしそのうち陽子のイベント数は6000程度）を行った。

5.2 2 π イメージング

陽子の飛跡情報を用いて中性子のイメージングを行う。まずは、中性子の到来方向を2 π 半球に限定、反跳陽子の飛跡の前後判定を行わずに解析する。中性子入射方向に対する陽子の散乱方向 θ を図5.1の様に定義する。

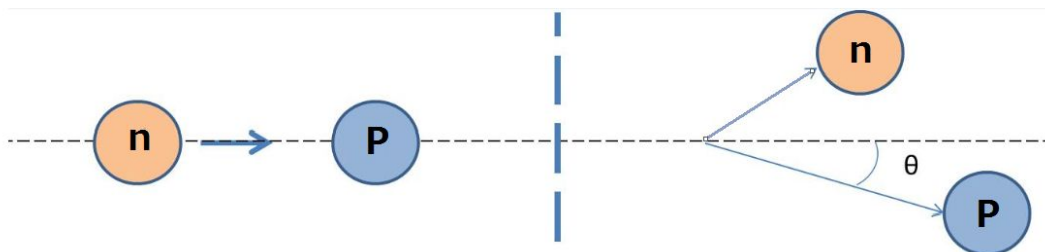


図 5.1: 散乱イメージ (n は中性子、p は陽子を表す。)

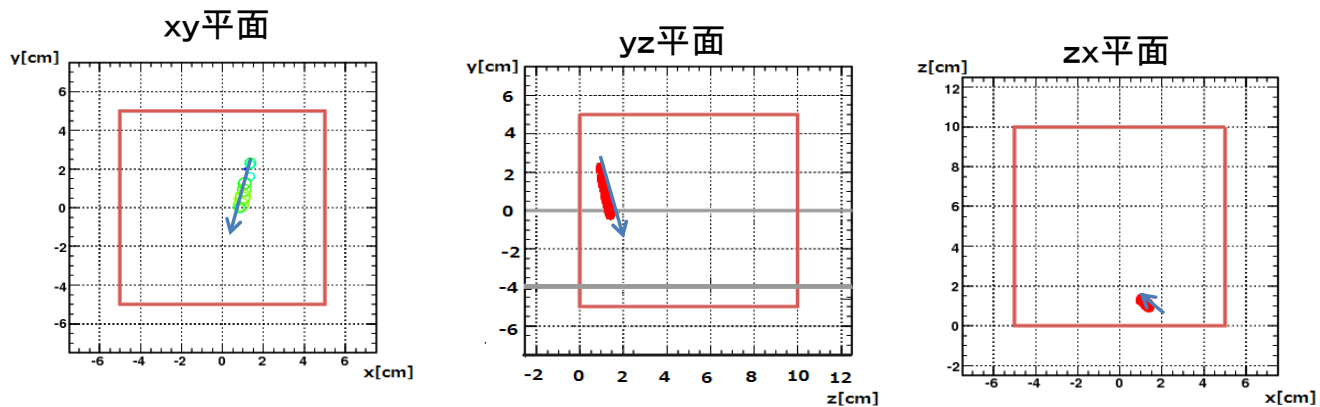


図 5.2: 陽子飛跡

図 5.2 に典型的な反跳陽子の飛跡を示す。左の図が縦軸：y 座標、横軸：x 座標。中央の図が縦軸：y 座標、横軸：z 座標。右の図が縦軸：z 座標、横軸：x 座標。本測定では中性子は $(x,y,z)=(0\text{cm},112\text{cm},10\text{cm})$ の位置で発生しているので、陽子はこの図 5.2 の矢印方向に進むと考えられる。これを逆トレースすることで中性子の飛跡を求め、イメージングを行う。

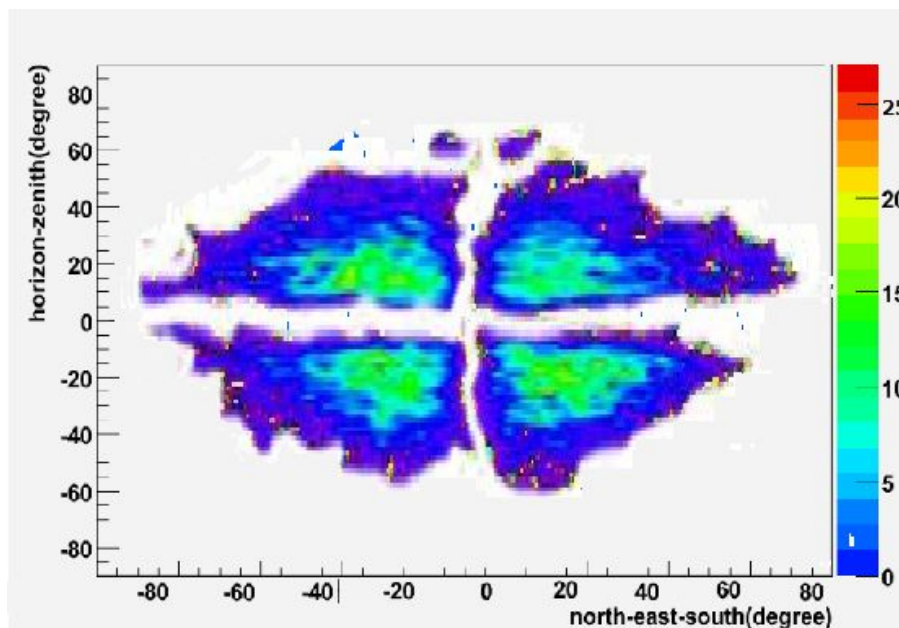


図 5.3: イメージング

逆トレースして描いたイメージングを図 5.3 に示す。縦軸は垂直方向の角度、横軸は水平方向の角度で、中心が $(0,0)$ で基準となり、中性子の発生点に対応する。この図と実際の検出器の写真とを合成したものを図 5.4 に示す。

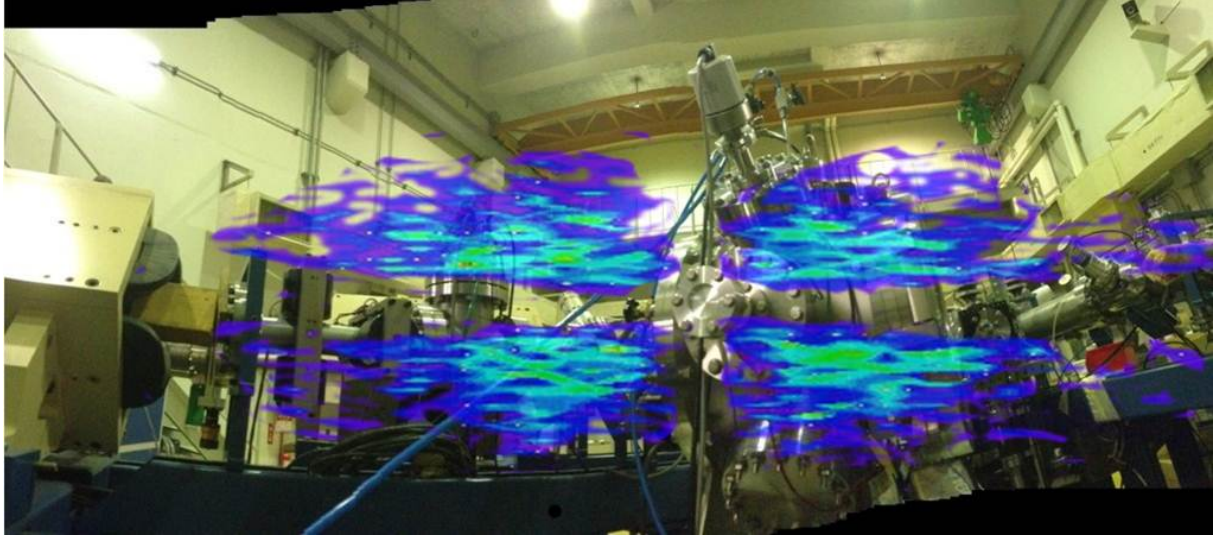


図 5.4: μ -PIC を中心とした 180° パノラマ写真

本来であれば、このイメージングは線源の中心に集まるはずである。しかし、図 5.4 に見て取れるように十字に抜けている部分がある。これは解析のアルゴリズムで抜け落ちてしまっている。まず考えられる原因の一つとして、ガス中でのドリフト電子の拡散によるものが考えられる。

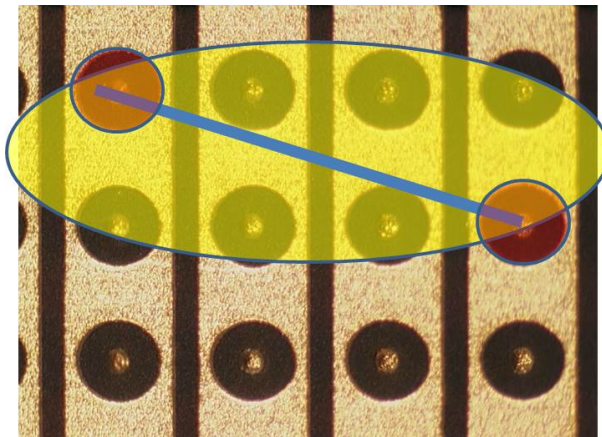


図 5.5: 電子拡散による方向の再構成ミスの例

ストリップに沿ったイベントの場合拡散で広がり、図 5.5 のように飛跡長を長くするような飛跡を検出するようなアルゴリズムで解析したので、 $\theta = 0$ がはじかれている。次に考えられる原因として、同時刻に複数の列がなった場合は解析できないというものである。

図 5.6 に、AB 列と 1、2 行が同時になった例を示す。この場合、例 1 のように右下がりの飛跡か、例 2 のように右上がりの飛跡か判定ができないので解析不能である。そのため、このような事象ははじかれてしまっている。この事象は検出器に対して、水平に走った飛跡であるので、イメー

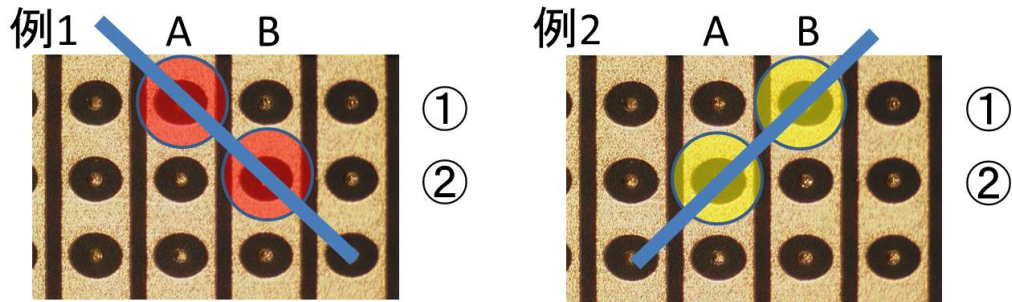


図 5.6: 同時刻によるものの例

ジング図の十字方向のうち、横の抜け落ちの原因になっている。

5.3 4πイメージング

ここまで飛跡の向きは線源に近い方を始点、遠い方を終点としてきたが、ここからは線源の位置情報を半球に限定せず、飛跡の前後判定を行うことで、4πイメージングを行う。

5.3.1 前後判定

線源の位置が未知であるとしているので、飛跡の前後を単純に座標から判定することはできない。そこで、始点と終点でのエネルギー損失の大きさの違いを利用する。図 5.7 に実験に使用したガス中での陽子のエネルギー損失を示す。ベータプロットより $dE/dx \propto \beta^{-2}$ である。終点では始点と比べて陽子の速さが落ちるため、始点ではエネルギー損失は小さく終点では大きい。これを利用して飛跡の向きを決定する。

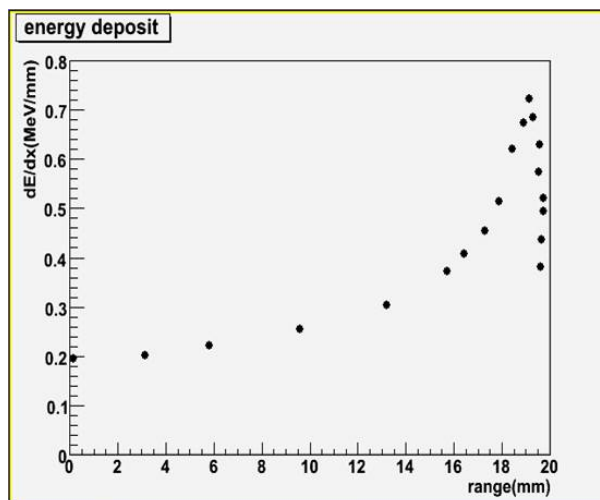


図 5.7: エネルギー損失 (Ar : C₂H₆=7:3(1 気圧)1MeV の陽子が走った距離とエネルギー損失の関係。縦軸がエネルギー損失の大きさ、横軸が陽子の走った距離である。)

このエネルギー損失の違いは実際の解析ではストリップに落とす信号の大きさの違いとして現れる。

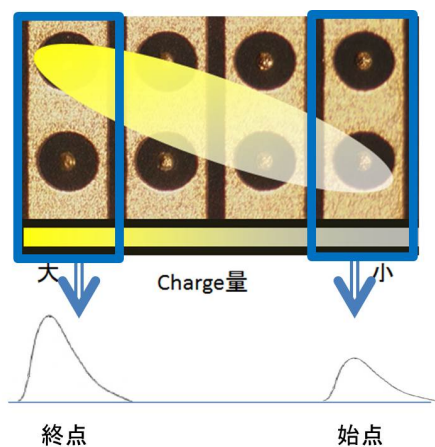


図 5.8: μ -PIC イメージ

図 5.8 のように信号の大きさに違いが現れるが、信号の幅と大きさにはある一定の相関があるので、信号の大きさを TOT(time over threshold) から求めることができる。

TOT とは図 5.9 にあるように、threshold を越えた時間の幅である。この TOT を読み取ることで、信号の前後がわかる。

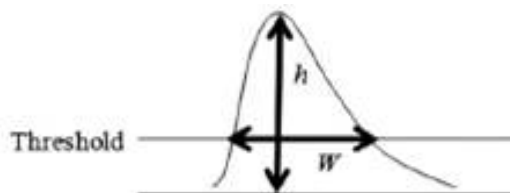


図 5.9: time over threshold

5.3.2 balance

実際のデータから前後判定をする。

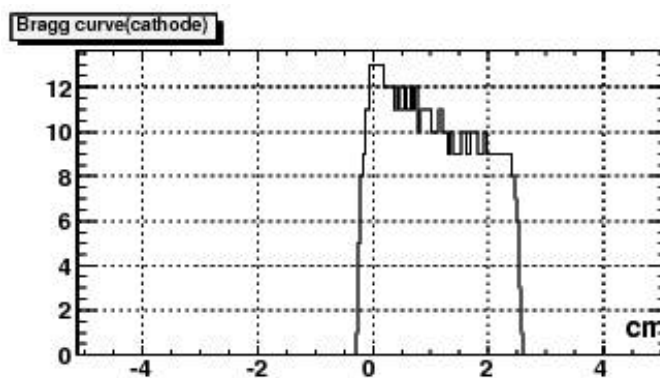


図 5.10: TOT ヒストグラム

このヒストグラムは1つのイベントにおいて信号の大きさ (TOT) を縦軸に y 座標を横軸にしたヒストグラムである。これを見ると、0 付近では TOT が大きく 2.5 付近では TOT が小さい。これより、+y 方向から -y 方向に飛跡が走っている、と判定する。この判定を数値化するために balance という値を定義する。

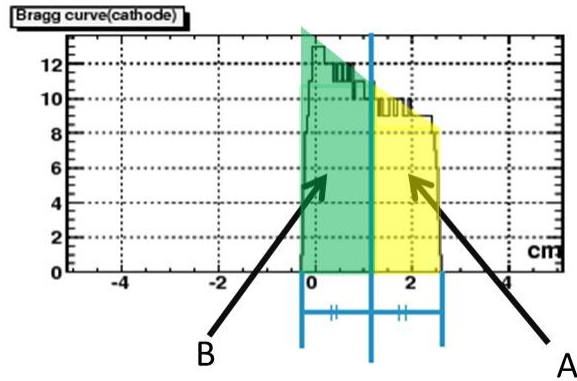


図 5.11: TOT ヒストグラム

図 5.11 のヒストグラムの中心から正の方向の面積を A、負の方向の面積を B として、balance の定義は $balance = \frac{A-B}{A+B}$ とした。つまり、balance が正なら正方向に走った飛跡で、balance が負なら負方向に走った飛跡であると判定できる。ここで (0cm,112cm,10cm) からの中性子照射による陽子のデータ (イベント数 5149) をとり、x 方向と y 方向に分けてそれぞれの balance の平均値を求める。

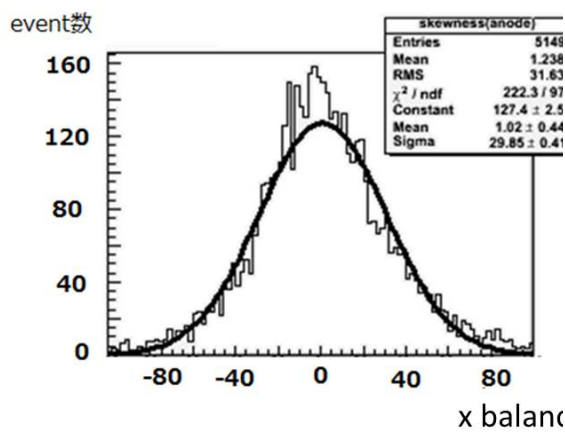


図 5.12: x 方向の balance

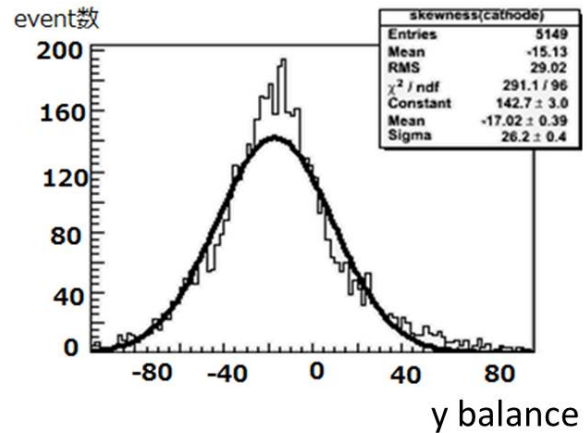


図 5.13: y 方向の balance

図 5.12 の横軸は x 方向の balance、図 5.13 の横軸は y 方向の balance、縦軸はともにイベント数である。x 方向の balance をガウス分布でフィットした mean 値は 1.02 ± 0.44 、y 方向では -17.02 ± 0.39 となっている。線源が (0cm,112cm,10cm) にあり、陽子は -y 方向に走るので y 方向の balance が負に偏るとい結果は妥当である。

次に balance の飛跡長依存を見る。

balance

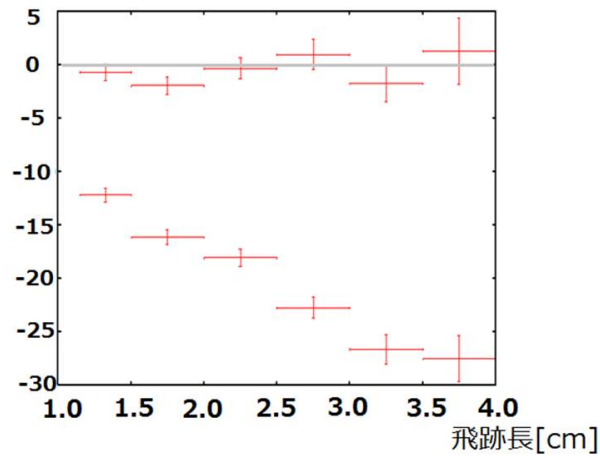


図 5.14: balance 飛跡長依存

上の6点はx方向のbalanceの平均値で下の6点がy方向のbalanceの平均値である。横軸が飛跡長で、縦軸がbalanceである。各点に対して、飛跡長のとった幅を横のエラーbalanceの誤差を縦のエラーとしてプロットしている。一番飛跡長が長い3.5cmから4cmの点はイベント数が少ないため、少し誤差が大きくなっている飛跡の長さが長くなるにつれてy方向のbalanceは負の方向に大きく偏る。つまり、飛跡長が長くなるにつれて-y方向に走ると判定されるイベントが多くなるといえる。一方、x方向には大きな偏りはない。これは、x方向には等方的に走っているということを示す。

5.3.3 正答率

以上の balance による解析方法で前後判定がどの程度正しくできているかを見るために、正答率という値を定義する。

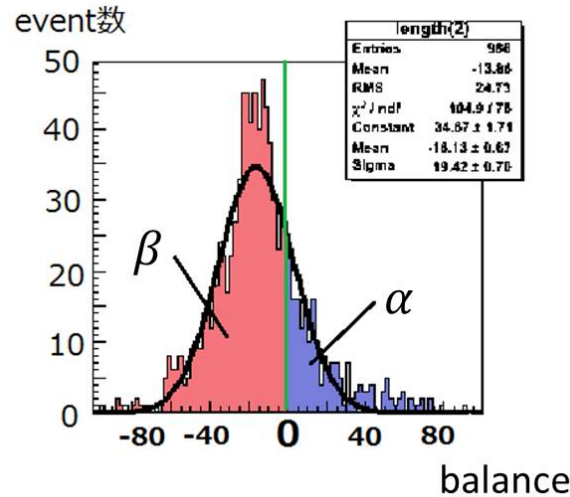


図 5.15: y 方向の balance

図 5.15 は y 方向の balance のヒストグラムである、これを用いて正答率の定義をする。balance が正である領域の積分値を α とし負の領域の積分値を β とする。正答率は $\text{正答率} = \frac{\beta}{\alpha + \beta}$ で定義される。これは全体の内、負の方向に走ったと判定できたものの割合がいくらあるかということの数値化したものである。実際には中性子が検出器の壁などに当たり反跳し陽子を叩くなど、+y 方向に走るイベントも考えられるが、ここではそれを誤りとして正答率を出している。

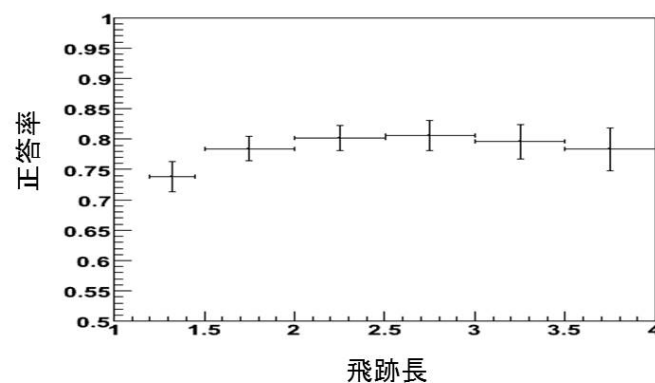


図 5.16: 前後判定正答率の飛跡長依存

図 5.16 は、正答率の飛跡長依存をあらわしたものである。これより、飛跡長が短いところでは少し精度が悪くなっているが、正答率はほぼ一定で、全体ではほぼ一定で、全体では 0.786 ± 0.009 と

なっている。この図の縦のエラーバーは統計誤差である。以上の前後判定を用いて、立体角 4π のイメージングを行う。

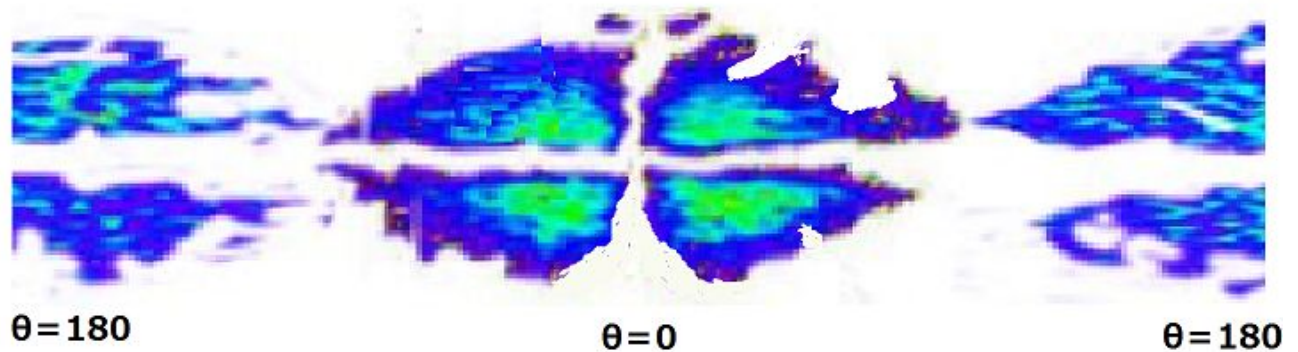


図 5.17: イメージング

図 5.17 は前後判定を考慮して求めたイメージング図である。この図と 360° パノラマ写真とを合成する。ただし、見やすいようにこの図を薄めたり、範囲を変えたりしてから合成をした。両端の $\theta = 180$ は同じ場所を示している。

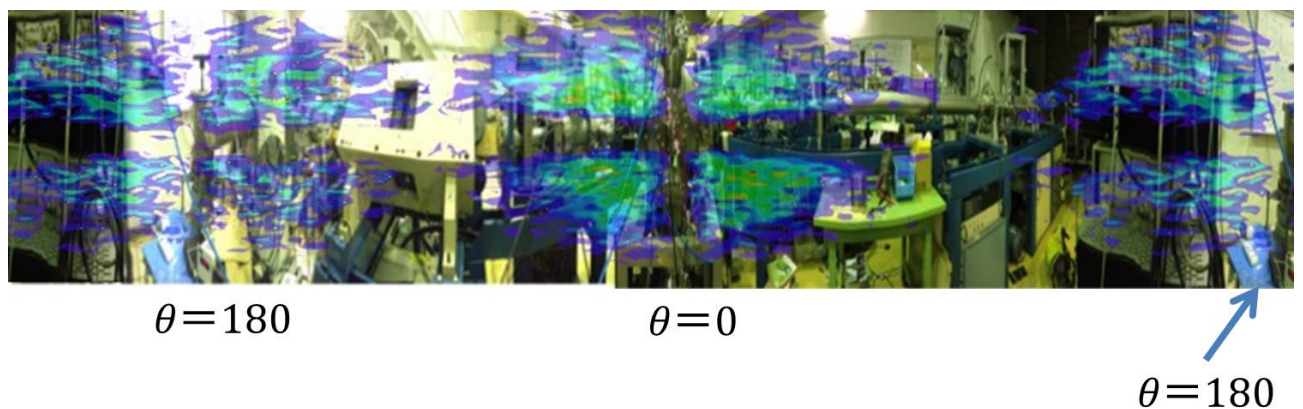


図 5.18: μ -PIC を中心にした 360° パノラマ写真

これも、 2π イメージングと同様に十字に切れている。考えられる原因も同様である。また、正答率からわかるように、20%程度は $\theta > 90$ の範囲にも分布している。しかし少なくとも8割程度このイメージングは正しいということが言え、精度は悪いが、線源の位置情報を半球に限定せずとも全方位のイメージングが可能である。

5.4 角度分解能

ここからは、これまでのイメージングの分解能を求める。まずは、立体角 2π (前後判定なし) での角度分解能を求める。

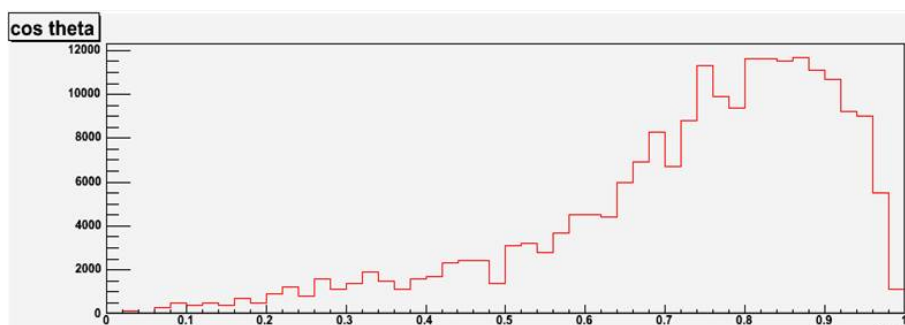


図 5.19: $\cos\theta$ の分布図 (横軸は $\cos\theta$ の値、縦軸はイベント数)

図 5.19 に散乱角の余弦 $\cos\theta$ のヒストグラムを示す。 $\cos\theta = 1$ となるイベントが極端に少なくなっている原因は、イメージングの図において十字に抜けてしまっている原因と同じである。また、 $\cos\theta = 1$ となるイベントは、検出効率が悪くなるため少なくなっている、ということも考えられる。この図 5.19 では分解能 47° と求められた。 $(\theta = 0$ から、68%のイベントが含まれる範囲を σ として、 1σ で求めた角度分解能) 次に、立体角 4π (前後判定あり) での角度分解能を求める。

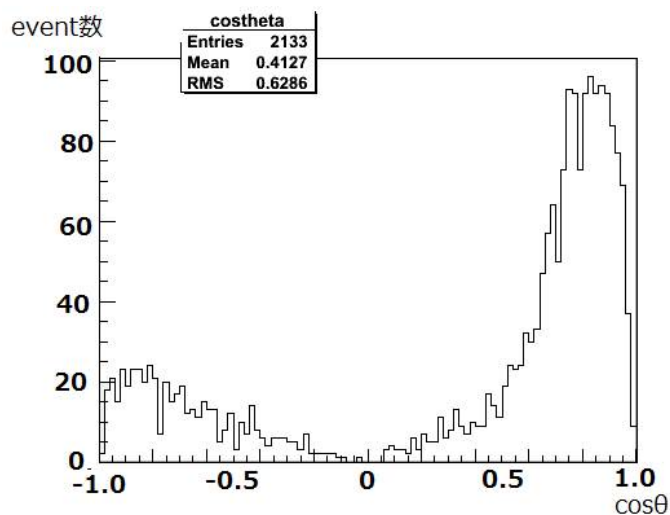


図 5.20: $\cos\theta$ の分布図

5.3 節に記した方法で求めた散乱角の余弦分布を図 5.20 に示す。この方法では、飛跡の前後判定を行っているので、 $\cos\theta$ は-1 から 1 に分布を持つ。 2π イメージングと同様の定義の角度分解能は 58° である。

第6章 まとめ

本研究では、ガス検出器に中性子を照射し、中性子がガス中の水素原子と弾性散乱することで出てくる反跳陽子の飛跡を検出することができた。またそれにより中性子のエネルギースペクトルを得た。(図 3.6) また、geant4 を用いたシミュレーションにより反跳陽子の検出効率の角度依存性を求めたことで、検出効率を考慮した中性子のエネルギースペクトルを得た。(図 4.31)

さらに、反跳陽子の飛跡情報を用いて中性子のイメージングを行い、合成画像を得た。中性子の到来方向を 2π 半球に限定すれば、分解能 47° で図 5.4 に示した 2π イメージングを行うことができた。到来方向を半球に限定しない場合は、前後判定が必要となるので、balance という値を定義することにより、78 % の精度で前後判定を行った。前後判定を用いることで到来方向を半球に限定せずとも、分解能 58° で図 5.18 に示した 4π イメージングを行うことができた。

第7章 謝辞

本論文の作成およびタンデム実験を行うに当たって多くの方々のご協力を賜りましたので、この場を借りて心より御礼申し上げます。指導教員である、蔵重教授、身内准教授、越智助教には実験の機会を与えていただいたことに加え、実験のセットアップや解析方法など細部にわたるご指導をいただきました。また、竹内教授、原准教授、山崎准教授、鈴木助教には貴重なご意見、アドバイスの数々をいただきました。ここに感謝いたします。研究室の先輩方は、ご自身が忙しいにも関わらず、快く相談に乗っていただき、本当に助かりました。同期の皆様とは議論を深めあったり、また精神的にも我々の支えでした。たくさんの方々のご協力の上に本実験は成り立ちました。皆様には感謝の念が絶えません。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] F.Sauli、PRINCIPLE OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBERS
- [2] 宮崎一樹 修士論文「200ATLAS upgradeに向けた μ -PICの開発研究」 2011年 神戸大学
- [3] 中村輝石 修士論文「NEWAGEにおける感度上昇のためのバックグラウンド低減及びエネルギー閾値低下の研究」 2011年 京都大学