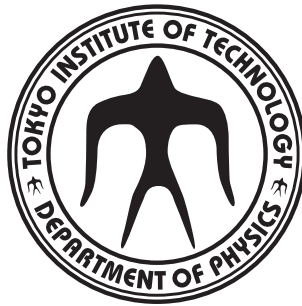


修士論文  
 ${}^6\text{He}$ の分解反応



東京工業大学大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

学籍番号 07M01107

島村 智之

2008年2月9日

## 概要

本研究の対象である  ${}^6\text{He}$  は二中性子ハロー核と呼ばれるコア核と二個の中性子から構成される原子核である。中性子ハロー核の特徴の一つに 1MeV 付近の低励起エネルギー領域に現れる強い電気双極子遷移(ソフト E1 励起)が挙げられる。一中性子ハロー核  ${}^{11}\text{Be}$  についてはこのソフト E1 励起が、中間的な複合核を形成せずに崩壊する直接分解反応のメカニズムでよく説明されることが分かっている。しかし二中性子ハロー核について、その励起メカニズムは全く解明されていない。

本研究では基底状態の構造がよくわかっている二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$  の鉛標的によるクーロン分解反応を測定し、ソフト E1 強度分布を導出する。実験は理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS により得られた二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$  を核子当たり 70MeV で鉛標的に入射して非束縛励起状態  ${}^6\text{He}^*$  を生成し、三体崩壊  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+n+n$  を測定した。全ての放出粒子の 4 元運動量ベクトルを測定し、不変質量からクーロン分解反応断面積の相対エネルギー分布を求めた。 ${}^6\text{He}^*$  の相対エネルギー分布を散乱角度が  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5\text{deg}$  という grazing angle より小さい散乱角度領域で導出することで、クーロン分解反応の寄与を取り出した。 $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5\text{deg}$ 、 $0 \leq E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分し、クーロン分解反応の断面積として  $672 \pm 6(\text{stat})\text{mb}$  を得た。さらに  $0 \leq E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分した  $B(E1)$  の値は  $0.717 \pm 0.008 e^2 fm^2$  と求められた。これは従来の結果と比較して統計誤差が小さく、理論との比較も容易に行えるものと期待される。

## Abstract

${}^6\text{He}$  is a nucleus composed of a tightly bound core and two halo neutrons with low density extending to a larger radius, considerably beyond the extent of the nuclear potential. One of the unique features of halo nuclei is a greatly enhanced E1 strength at low excitation energies of about 1 MeV (Soft E1 Excitation). For one-neutron halo nuclei  ${}^{11}\text{Be}$  and  ${}^{19}\text{C}$ , the behavior of  $B(E1)$  is understood by direct breakup mechanism in which a halo nucleus breaks up directly into the continuum without forming any resonance. However, the excitation mechanism of two-neutron halo nuclei is still not established.

In the present study, the three-body breakup  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  has been investigated experimentally using a secondary  ${}^6\text{He}$  ion beam of 70 MeV/u incident on a lead target. The present experiment was performed at the RIPS facility at RIKEN. The relative energy spectrum of Coulomb breakup cross section is presented which was reconstructed from the invariant mass of  ${}^6\text{He}^*$  deduced by use of the four-momentum of all outgoing particles. By selecting the region of scattering angle smaller than the grazing angle, the Coulomb breakup contribution was extracted. The integrated Coulomb breakup cross section  $672 \pm 6 \text{ mb}$  was deduced ( $0 \leq E_{rel} \leq 4 \text{ MeV}$ ,  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5 \text{ deg}$ ). The E1-strength distribution has also been deduced with the integrated  $B(E1) = 0.717 \pm 0.008 e^2 \text{ fm}^2$ .

# 目次

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| 第1章 序                           | 6  |
| 第2章 実験手法                        | 14 |
| 2.1 クーロン分解反応                    | 14 |
| 2.2 不変質量法                       | 16 |
| 第3章 実験                          | 17 |
| 3.1 一次ビームの生成                    | 17 |
| 3.2 二次ビームの生成                    | 19 |
| 3.3 実験セットアップ                    | 19 |
| 3.4 二次ビーム測定系                    | 21 |
| 3.4.1 プラスチックシンチレーター (F2plastic) | 21 |
| 3.4.2 プラスチックシンチレーター (F3plastic) | 21 |
| 3.4.3 ドリフトチェンバー (BDC)           | 21 |
| 3.5 荷電粒子測定系                     | 22 |
| 3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)           | 22 |
| 3.5.2 ドリフトチェンバー (FDC3)          | 23 |
| 3.5.3 プラスチックシンチレーター (Hodoscope) | 23 |
| 3.6 中性子測定系                      | 24 |
| 3.6.1 プラスチックシンチレーター (NEUT)      | 24 |
| 3.6.2 プラスチックシンチレーター (VETO)      | 25 |
| 3.7 トリガー回路                      | 27 |
| 第4章 解析                          | 28 |
| 4.1 入射粒子測定系                     | 28 |
| 4.1.1 入射粒子の識別                   | 28 |
| 4.1.2 入射粒子の飛跡解析                 | 30 |
| 4.2 荷電粒子測定系                     | 35 |
| 4.2.1 原子番号 Z の識別                | 35 |
| 4.2.2 MDC の解析                   | 36 |
| 4.2.3 FDC3 の解析                  | 38 |
| 4.2.4 出射粒子の質量数の識別               | 40 |
| 4.2.5 BDC と MDC の飛跡結果の比較        | 43 |
| 4.2.6 $^4\text{He}$ の運動量        | 45 |
| 4.3 中性子測定系                      | 46 |
| 4.4 NEUT の入射位置の導出               | 46 |
| 4.4.1 スルー補正                     | 48 |

|              |                                   |           |
|--------------|-----------------------------------|-----------|
| 4.4.2        | gain 合わせ . . . . .                | 51        |
| 4.4.3        | NEUT の絶対時間合わせ . . . . .           | 53        |
| 4.4.4        | 2 中性子イベントの識別 . . . . .            | 54        |
| 4.4.5        | 中性子の運動量 . . . . .                 | 57        |
| 4.4.6        | NEUT の検出効率 . . . . .              | 58        |
| 4.4.7        | アクセプタンス . . . . .                 | 60        |
| <b>第 5 章</b> | <b>結果と議論</b>                      | <b>63</b> |
| 5.0.8        | バックグラウンドイベントの除去 . . . . .         | 64        |
| 5.0.9        | 散乱角度分布 . . . . .                  | 65        |
| 5.0.10       | 相対エネルギー分布 . . . . .               | 67        |
| 5.0.11       | E1 強度分布 . . . . .                 | 68        |
| <b>第 6 章</b> | <b>まとめ</b>                        | <b>69</b> |
| <b>第 7 章</b> | <b>APPENDIX</b>                   | <b>70</b> |
| 7.0.12       | イオン光学計算コード OPTRACE への入力 . . . . . | 70        |
| 7.0.13       | 荷電粒子側のアクセプタンス . . . . .           | 72        |

# 目 次

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | 質量数と核半径の相関図   | 6  |
| 1.2  | Z≤9 の領域における核図表  | 7  |
| 1.3  | Borromean 核の概念図   | 8  |
| 1.4  | <sup>6</sup> He のエネルギーレベル図                                | 9  |
| 1.5  | GSI の <sup>6</sup> He のクーロン分解反応実験から得られた E1 強度分布           | 10 |
| 1.6  | MSU の <sup>6</sup> He のクーロン分解反応実験から得られた E1 強度分布           | 10 |
| 1.7  | Borromean 核の概念図   | 11 |
| 1.8  | <sup>11</sup> Li の E1 強度分布                                | 12 |
| 1.9  | <sup>6</sup> He のエネルギーレベル図                                | 12 |
| 2.1  | クーロン分解の概念図  | 14 |
| 2.2  | <sup>11</sup> Li のクーロン分解反応の散乱角度分布                         | 15 |
| 3.1  | 加速器研究施設 RARF  | 17 |
| 3.2  | 入射核破砕片分離装置 RIPS   | 18 |
| 3.3  | 実験のセットアップ   | 20 |
| 3.4  | MDC の構成   | 22 |
| 3.5  | Hodoscope の構成   | 23 |
| 3.6  | NEUT の構成  | 24 |
| 3.7  | VETO の構成  | 25 |
| 3.8  | 荷電粒子、中性子検出器系の配置   | 26 |
| 3.9  | トリガー回路  | 27 |
| 4.1  | 二次ビームの識別  | 29 |
| 4.2  | <sup>6</sup> He の選択領域                                     | 29 |
| 4.3  | BDC の STC(1)  | 31 |
| 4.4  | BDC の STC(2)  | 32 |
| 4.5  | BDC1,2 の残差分布  | 33 |
| 4.6  | BDC1,2 による標的でのビーム像  | 34 |
| 4.7  | 原子番号スペクトル   | 35 |
| 4.8  | MDC の X 面の STC  | 36 |
| 4.9  | MDC の UV 面の STC   | 37 |
| 4.10 | FDC3 の X 面の STC   | 38 |
| 4.11 | FDC3 の Y 面の STC   | 39 |
| 4.12 | 二次標的-Hodoscope 間の TOF と $\delta_0^1$ および $\delta_0^2$ の相関 | 41 |
| 4.13 | 図 4.12 の補正  | 41 |
| 4.14 | 出射粒子の質量数分布図   | 42 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.15 | NEUT の 1-4 の宇宙線の入射位置分布                        | 43 |
| 4.16 | NEUT の 1-4 の宇宙線の入射位置分布                        | 44 |
| 4.17 | $^4\text{He}$ の運動量ベクトル                        | 45 |
| 4.18 | 宇宙線の $dT$ 分布と $X$ 分布                          | 46 |
| 4.19 | NEUT の 1-4 の宇宙線の入射位置分布。                       | 47 |
| 4.20 | スルーの構造  | 48 |
| 4.21 | slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF と波高 $A_L$ 、 $A_R$ の相関 | 49 |
| 4.22 | slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高 $A_L$ 、 $A_R$ の相関 | 49 |
| 4.23 | slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF                       | 50 |
| 4.24 | 補正後の $\langle A \rangle$ 分布                   | 51 |
| 4.25 | $\langle A \rangle$ と $dT$ の相関                | 52 |
| 4.26 | 補正後の $\langle A \rangle$ と $dT$ の相関           | 52 |
| 4.27 | $\gamma$ 線の飛行時間 (二次標的-NEUT 間) 分布              | 53 |
| 4.28 | Hit pattern の定義。                              | 54 |
| 4.29 | AA、BB の $dX$ 、 $dY$ 分布                        | 56 |
| 4.30 | 中性子の運動量ベクトル                                   | 57 |
| 4.31 | 各面での中性子のエネルギー分布                               | 59 |
| 4.32 | Hit Pattern ごとのアクセプタンス                        | 60 |
| 4.33 | 荷電粒子側のアクセプタンス                                 | 61 |
| 4.34 | アクセプタンスの比較 1                                  | 62 |
| 4.35 | アクセプタンスの比較 2                                  | 62 |
| 5.1  | Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布とそのバックグラウンドを示した図。     | 64 |
| 5.2  | 散乱角度分布  | 66 |
| 5.3  | Hit Pattern ごとの散乱角度分布                         | 66 |
| 5.4  | 相対エネルギー分布                                     | 67 |
| 5.5  | Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布                      | 67 |
| 5.6  | Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布                      | 68 |
| 5.7  | B(E1) 分布の比較                                   | 68 |

# 表目次

|     |                               |    |
|-----|-------------------------------|----|
| 3.1 | 二次ビームの詳細                      | 19 |
| 3.2 | 二次標的の詳細                       | 19 |
| 4.1 | 出射粒子の質量分解能                    | 42 |
| 4.2 | NEUT の各層での時間分解能 ( $1\sigma$ ) | 50 |
| 4.3 | NEUT の検出効率                    | 58 |
| 4.4 | 検出効率の導出に用いたパラメータ              | 58 |
| 5.1 | クーロン分解反応の断面積の導出に用いたパラメータ      | 65 |
| 7.1 | 荷電粒子側のみアクセプタンスマップの詳細          | 73 |



# 第1章 序

近年重イオン加速器技術の発展により、中性子過剰な領域の原子核の研究が急速に進みつつある。この領域では、魔法数の消失といった核構造の変化や、中性子ハロー核、中性子スキン核などの特異構造を持つ原子核の出現など、安定核では従来見られなかった現象が多数確認されている。中性子ハロー核とは強く束縛されたコアと、低い密度で大きい半径の領域に広がる1個もしくは複数個の価中性子(ハロー)から構成される原子核のことである。

中性子ハロー構造は、Tanihata *et al.*[1] による入射エネルギー 800MeV/u での Li 原子核の系統的な全断面積の測定実験において初めてその存在が示唆された。安定核の核半径  $R$  は以下のように表される。

$$R = r_0 A^{1/3} \quad [r_0 = 1.2(\text{fm})] \quad (1.1)$$

$^{11}\text{Li}$  に適用すると半径  $R=2.67\text{fm}$  となるが、反応断面積から示された平均自乗半径は  $R=3.27\text{fm}$  と 20%程度大きいものだった。この現象を Tanihata *et al.* はコアである  $^9\text{Li}$  に対して価中性子が広がって分布する中性子ハロー構造によるものと解釈した。その後入射エネルギー 800MeV/u での  $^{11}\text{Li}$  の破砕反応測定 [2] において、 $^9\text{Li}$  の横方向運動量分布が通常の原子核と比較して狭い分布であること、すなわち価中性子の空間的な広がりが大きいことが示され中性子ハロー構造の存在が確認された。

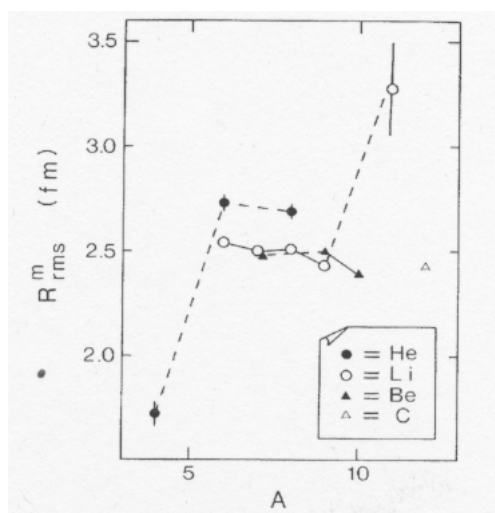


図 1.1: 質量数と核半径の相関図。 $^{11}\text{Li}$  の核半径が  $R=3.27\text{fm}$  と大きな値になっている [1]。

中性子ハロー構造は、主として価中性子の束縛エネルギーが小さいことに起因すると考えられる。安定核の核子当たりの結合エネルギー  $B \approx 8\text{MeV}$  であるが、 $^{11}\text{Li}$  の 2 中性子束縛エネルギーは  $295 \pm 35\text{keV}$ [3] と非常に小さい。このため中性子ハロー核は束縛エネルギーの小さい中性子ドリップライン近傍に多く存在することが予想される。現在までに 1 中性子ハロー核として  $^{11}\text{Be}$ 、 $^{19}\text{C}$ 、二中性子ハロー核として  $^6\text{He}$ 、 $^{14}\text{Be}$ 、 $^{17}\text{B}$  が確認されている。

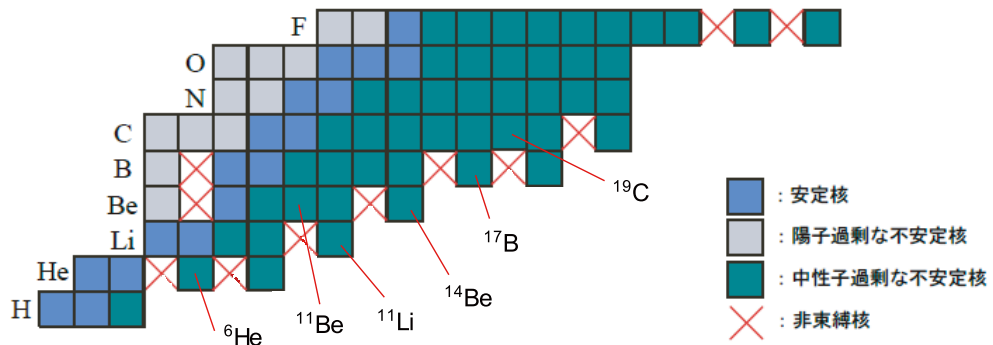


図 1.2:  $Z \leq 9$  の領域における核図表。中性子ハロー核は束縛エネルギーの小さい中性子ドリップライン近傍に多く存在することが予想される。現在までに 1 中性子ハロー核として  $^{11}\text{Be}$ 、 $^{19}\text{C}$ 、二中性子ハロー核として  $^6\text{He}$ 、 $^{14}\text{Be}$ 、 $^{17}\text{B}$  が確認されている。

本研究の対象は二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$  である。二中性子ハロー核はコア核と二個の中性子から構成され、コア-1 中性子や中性子-中性子のような部分二体系では束縛状態を持たないが、三体系では束縛状態を持つという性質がある。このような原子核を Borromean 核という。Borromean 核の束縛メカニズムや励起メカニズムはまだ解明されていない。

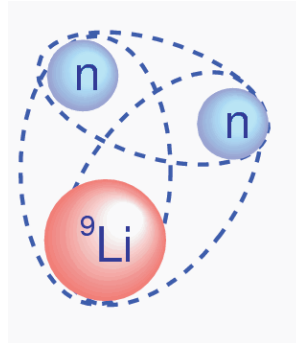


図 1.3: Borromean 核の概念図。部分二体系では束縛状態を持たないが、三体系では束縛状態を持つ。



中性子ハロー核の特徴の一つに 1MeV 付近の低励起エネルギー領域に現れる強い電気双極子遷移 (ソフト E1 励起) が挙げられる。ソフト E1 励起の存在は一中性子ハロー核  $^{11}\text{Be}$ [4] や  $^{19}\text{C}$ [5]、二中性子ハロー核  $^6\text{He}$ [6]、 $^{11}\text{Li}$ [7] のクーロン分解反応の測定により明らかになった。一中性子ハロー核  $^{11}\text{Be}$  についてはこのソフト E1 励起が、中間的な複合核 (共鳴状態) を形成せずに崩壊する直接分解反応のメカニズムでよく説明されることが分かっている。しかし二中性子ハロー核については励起メカニズムが全く解明されていない。理論的には二中性子相関や三体効果が E1 励起スペクトルに強く反映されることが予言されているが、実験的にはほとんどわかっていない状況である。

本研究の目的は  $^6\text{He}$  のソフト E1 強度分布を決定することである。 $^6\text{He}$  の E1 強度分布については鉛標的を用いたクーロン分解反応の測定が、入射エネルギー 240MeV/u で GSI[6] において、また入射エネルギー 23.9MeV/u で MSU[8] において測定されている。図 1.7 及び図 2.1 にそれぞれの結果を示すが、これらは一致しておらず精度も低い。このためより精度が高い実験によって  $^6\text{He}$  のソフト E1 強度分布を決定することが必要である。

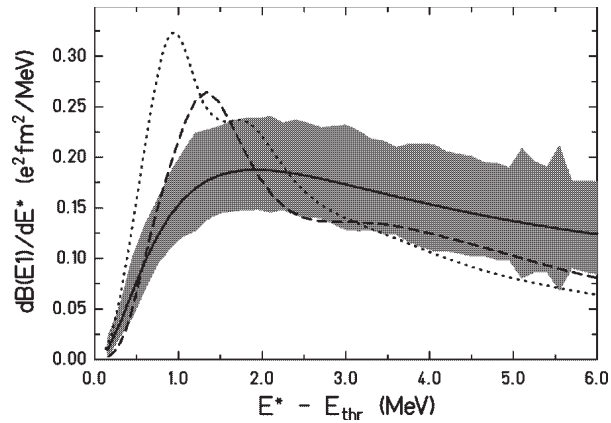


図 1.5: GSI における  $^6\text{He}$  のクーロン分解反応実験から得られた E1 強度分布。

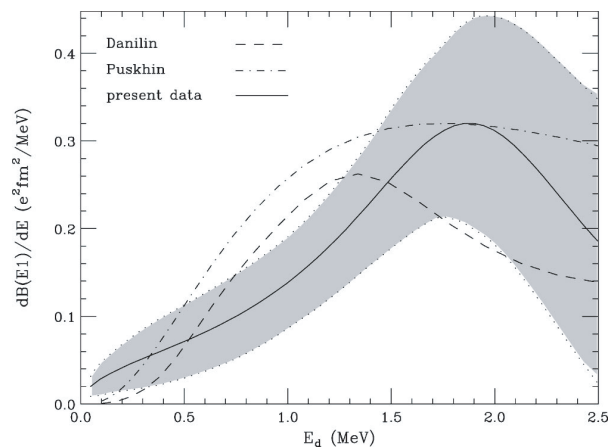


図 1.6: MSU における  $^6\text{He}$  のクーロン分解反応実験から得られた E1 強度分布。両実験の結果は一致しているとは言い難く精度も良くない。

近年 Nakamura *et al.*[9] により  ${}^6\text{He}$  と同じく二中性子ハロー核である  ${}^{11}\text{Li}$  の E1 強度分布が、クーロン分解反応を用いて測定された。 ${}^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応測定はそれ以前にも GSI[10]、MSU[11]、RIKEN[7] で測定が行われていたが、それらの結果には図 1.8 のように大きな隔たりがあった。Nakamura *et al.*[9] の実験では、500keV 以下の低励起エネルギー領域で強い E1 強度が観測された。このため他の測定は 500KeV 以下の低励起エネルギー領域に対する測定感度が無かったことが示唆される。また  ${}^{11}\text{Li}$  と同様に  ${}^6\text{He}$  の測定においても以前の測定には低励起エネルギー領域に対する測定感度が無かったこと可能性がある。本研究は Nakamura *et al.*[9] と同様な 500KeV 以下の低励起エネルギー領域に対する測定感を持つセットアップで行っており、精度良く E1 強度分布を測定することが可能である。

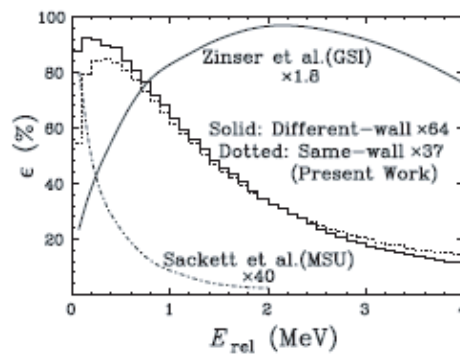


図 1.7:  ${}^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応実験の geometrical acceptance の比較。Present Work と表されている Nakamura *et al.* は 500keV 以下の低励起エネルギー領域で高い測定感度を持つ。

図 1.8 は Nakamura *et al.*[9] による  ${}^6\text{Li}$  の E1 強度分布である。図 1.8 のように実線で表された二中性子に強い相関があるとした理論計算と良く一致することが分かった。もし強い二中性子相関が存在すれば、自由空間では束縛しない二中性子が二中性子ハロー核においては強い相関をもったダイニュートロン構造を持つ可能性がある。 ${}^6\text{He}$  においても理論的にはダイニュートロン構造が予測されている [12]。 ${}^6\text{He}$  と比較して  ${}^6\text{Li}$  はその内部構造が良く知られており、二中性子ハロー核を理解する上でより適した核である。 ${}^6\text{He}$  の構成要素である  ${}^4\text{He}$ -n や n-n の相互作用は良く知られている。またコアは深く束縛しており、ハロー中性子が主として  $P_{3/2}$  軌道を占有していることも分かっている。このため  ${}^6\text{He}$  のほうが理論的に計算しやすく、多くの三体モデル等の理論計算との比較が可能になる。

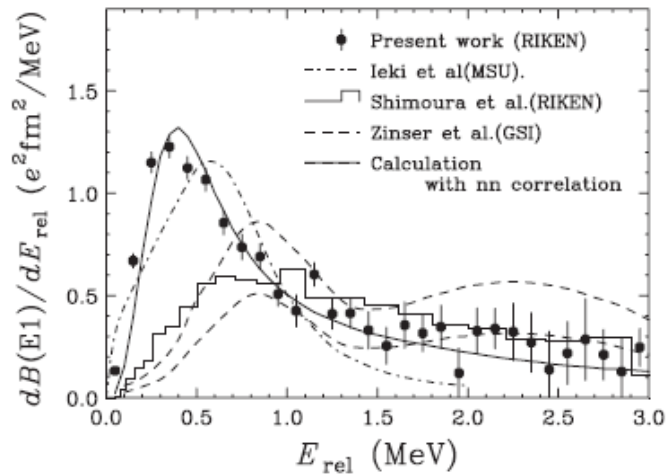


図 1.8: Nakamura *et al.*[9] による  ${}^6\text{Li}$  の E1 強度分布。直線は二中性子に強い相関があるとした理論計算。

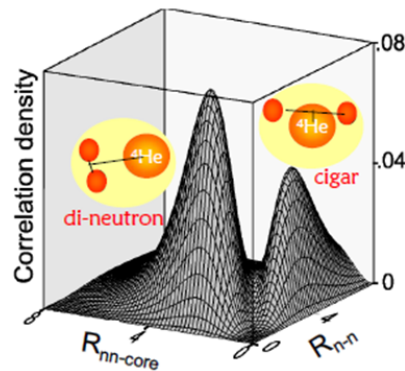


図 1.9:  ${}^6\text{He}$  のダイニュートロン構造の理論的な予測。 $R_{nn\text{-core}}$  はコア核の中心と二中性子間の重心との距離、 $R_{nn}$  は二中性子間の距離を表している。

本論文では ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応の測定から得られた ${}^6\text{He}$ の相対エネルギー分布とE1強度分布を報告する。第二章では実験手法について、第三章では実験のセットアップについて、第四章では実験データの解析について、第五章では解析結果について、第六章では本研究のまとめについて述べる。



## 第2章 実験手法

### 2.1 クーロン分解反応

${}^6\text{He}$  を鉛標的に入射させると、電荷の大きい鉛からクーロン相互作用を受けて励起しいくつかの粒子に崩壊する。このような反応をクーロン分解反応と言う。クーロン分解は equivalent photon method [13] という比較的簡単な反応メカニズムによって理解することができる。 ${}^6\text{He}$  が鉛標的の作る電磁場中を通過すると、仮想光子 (virtual photon) を吸収して励起する。この反応断面積は、仮想光子数  $N_{E1}$  と換算遷移確率  $B(E1)$  をを用いて以下のように表される。

$$\frac{d\sigma_{CD}(E_{ex})}{dE_{ex}} = \frac{16\pi^6}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.1)$$

仮想光子数  $N_{E1}$  は、入射核と標的核の核半径の和に相当する最小衝突係数  $R$  を用いて以下のように表される。

$$N_{E1}(E_x) = \int_R^\infty n_{E1}(E_{ex}, b) 2\pi b db \quad (2.2)$$

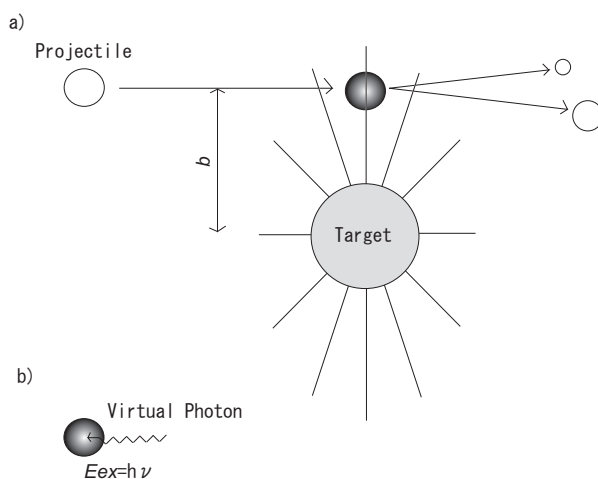


図 2.1: クーロン分解の概念図。 ${}^6\text{He}$  が鉛標的の作る電磁場中を通過すると、仮想光子 (virtual photon) を吸収して励起する。

${}^6\text{He}$  を鉛標的に入射させると、クーロン分解反応の他に核力による分解反応が起こり得るが、両反応は衝突係数の異なる領域で起きていると考えられている。クーロン分解反応は衝突係数の大きい領域で起きており、このため小さい散乱角度を選択することでクーロン分解反応の寄与を取り出すことができる。図 [?] は Nakamura *et al.*[9] による  ${}^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応の散乱角度分布で、実線は equivalent photon method を用いて計算した理論曲線である。散乱角度の小さい  $0^\circ$  から grazing angle  $\theta_{gr}$  の範囲で良く一致しており、小さい散乱角度を選択することでクーロン分解反応の寄与を取り出すことができると言える。

本研究では入射  ${}^6\text{He}$  の運動量ベクトルと非束縛励起状態  ${}^6\text{He}^*$  が崩壊し放出される  ${}^4\text{He}$  と二個の中性子の運動量ベクトルを同時測定しており、これらの値より散乱角度  $\theta_{c.m.}$  を導出することができる。

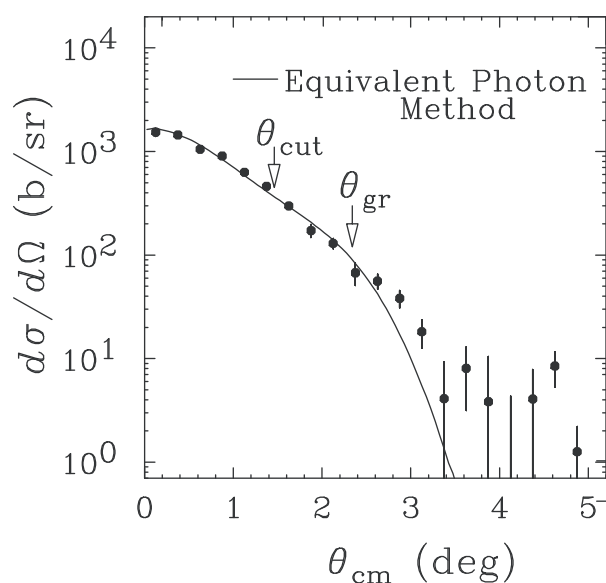


図 2.2: Nakamura *et al.*[9] による  ${}^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応の散乱角度分布。実線は equivalent photon method を用いて計算した理論曲線であり、散乱角度の小さい  $0^\circ$  から grazing angle  $\theta_{gr}$  の範囲で良く一致している。

## 2.2 不変質量法

静止質量  $M$  の粒子 (共鳴準位) が  $n$  個の粒子に崩壊した場合、 $M$  は放出される粒子  $i$  の全エネルギー  $E_i$  と運動量ベクトル  $\vec{p}_i$  を用いて

$$M^* = \sqrt{\left(\sum_i^n E_i\right)^2 - \left(\sum_i^n \vec{p}_i\right)^2}, \quad (2.3)$$

と表される。共鳴準位の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  は、放出粒子の静止質量  $m_i$  を用いて

$$E_{\text{rel}} = M^* - \left(\sum_i^n m_i\right), \quad (2.4)$$

と表される。非束縛励起状態  ${}^6\text{He}^*$  の相対エネルギーは

$$E_{\text{rel}} = M({}^6\text{He}^*) - M({}^4\text{He}) - M(n) - M(n), \quad (2.5)$$

と表される。

## 第3章 実験

### 3.1 一次ビームの生成

実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて行われた。RARF と RIPS のレイアウトを図 3.1 と図 3.2 に示す。

イオン源で生成した  $^{18}\text{O}$  ビームを AVF サイクロトロンにより前段加速した後、リングサイクロトロンでさらに加速する。そして四重極電磁石により収束を保ちつつ、双極子電磁石によりその軌道を曲げながら E6 実験室まで輸送し一次標的に入射させる。本実験では 100 MeV/nucleon の  $^{18}\text{O}$  ビームを一次ビームとして一次標的  $^9\text{Be}$  に入射させた。

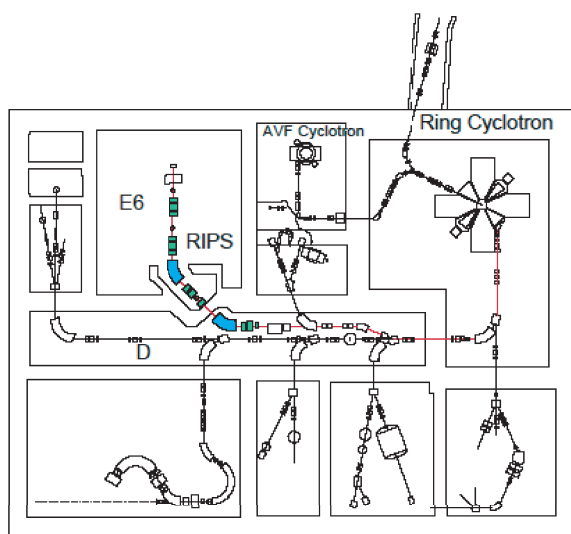


図 3.1: 理化学研究所の加速器研究施設 RARF のレイアウト。イオン源で生成した  $^{18}\text{O}$  を、AVF サイクロトロンとリングサイクロトロンにより二段階に分けて加速し、E6 実験室まで輸送して一次標的  $^9\text{Be}$  に入射させる。

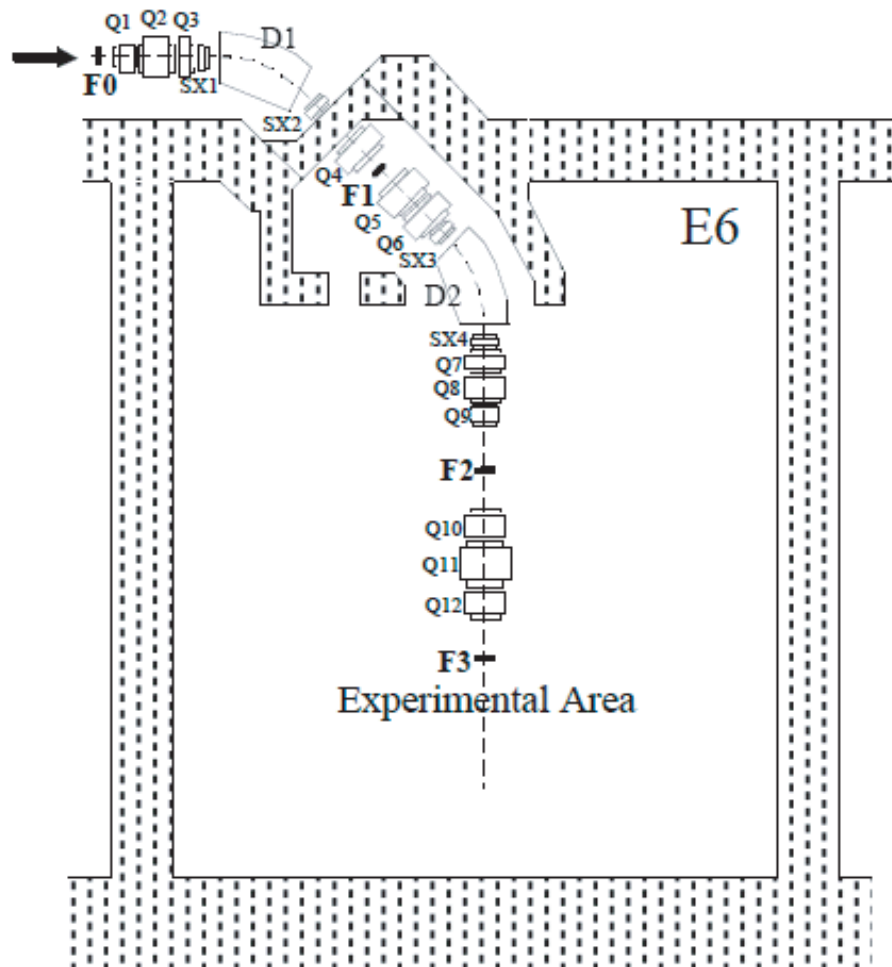


図 3.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS のレイアウト。一次ビームが一次標的に入射すると、核破砕反応により様々な核種が生成される。RIPS では、磁気硬度の違いとエネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して目的となる核種を選び出す。

### 3.2 二次ビームの生成

$^{18}\text{O}$  の一次ビームが一次標的  $^9\text{Be}$  に入射すると、核破碎反応により様々な核種が生成される。RIPS では、磁気硬度の違いと、エネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して目的となる核種を二次ビームとして選び出す。本実験での二次標的位置における二次ビームの詳細を表 3.1 に示す。

本実験では二次標的としてクーロン分解反応の測定に natural Pb 標的 ( $^{204}\text{Pb}$ :1.4%,  $^{206}\text{Pb}$ :24.1%,  $^{207}\text{Pb}$ :22.1%,  $^{208}\text{Pb}$ :52.4%) を用いた。また NEUT のキャリブレーションのための  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  反応の測定に natural Li 標的 ( $^6\text{Li}$ :7.6%,  $^7\text{Li}$ :92.4%) を用いた。二次標的の詳細を表 3.2 に示す。

表 3.1: 二次ビームの詳細。エネルギーは標的中心での平均エネルギーである。また強度は典型値である。

| 核種            | エネルギー            | 強度        | Purity |
|---------------|------------------|-----------|--------|
| $^6\text{He}$ | 70.4 MeV/nucleon | 30.7 kcps | 96.0%  |

表 3.2: 二次標的の詳細。標的厚は重量測定により得られた。

| 標的 | 標的厚                         |
|----|-----------------------------|
| Pb | $783 \pm 6 \text{ mg/cm}^2$ |

### 3.3 実験セットアップ

図 3.3 に本実験のセットアップを示す。RIPS で得られた二次ビーム  $^6\text{He}$  は、まず標的前に配置された二つのドリフトチェンバー (BDC) に入射する。BDC で二次標的への入射飛跡が測定された後、二次標的と反応して荷電粒子と中性子を放出する。

荷電粒子は二次ビームとほぼ同じ速度で直進し、ドリフトチェンバー (MDC) に入射する。MDC で出射飛跡が測定された後、双極子電磁石によって軌道を曲げられ、ドリフトチェンバー (FDC3) とプラスチックシンチレーター (Hodoscope) に入射する。FDC3 では飛跡が、Hodoscope ではエネルギー損失と飛行時間が測定される。一方中性子は直進し、プラスチックシンチレーター (VETO, NEUT) に入射して運動量が測定される。

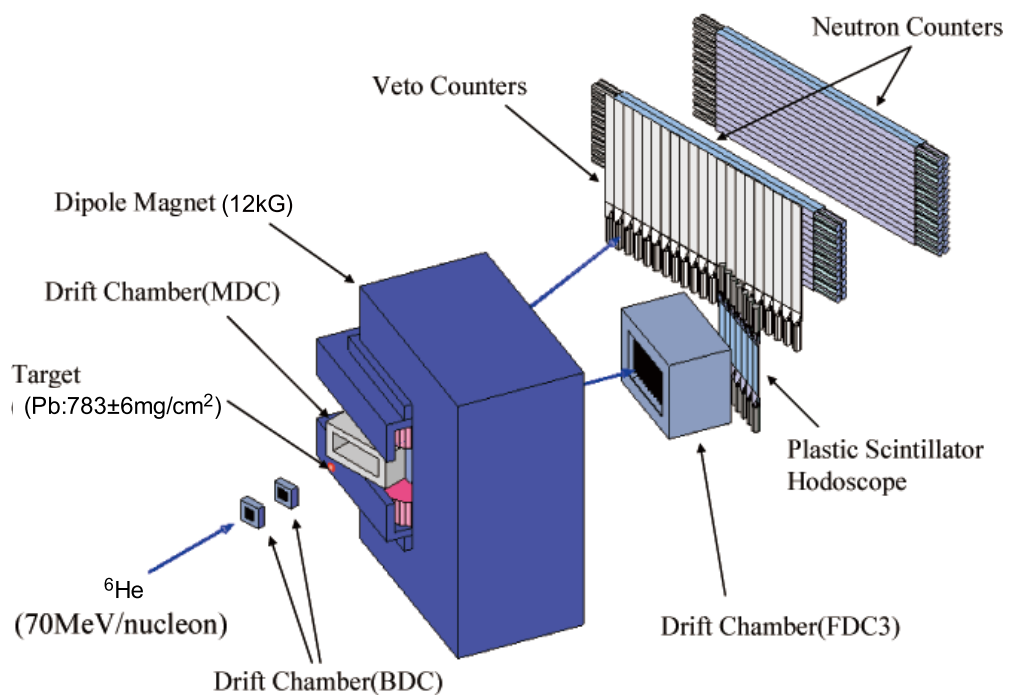


図 3.3: 実験のセットアップ。 ${}^6\text{He}$  は BDC で飛跡が測定された後、二次標的と反応して荷電粒子と中性子を放出する。荷電粒子は二次ビームとほぼ同じ速度で直進し、MDC で飛跡が測定された後、双極子電磁石によって軌道を曲げられ、FDC3 と Hodoscope に入射する。FDC3 では飛跡が、Hodoscope ではエネルギー損失と飛行時間が測定される。一方中性子は直進し、VETO, NEUT に入射して運動量が測定される。

## 3.4 二次ビーム測定系

### 3.4.1 プラスチックシンチレーター (F2plastic)

F2plastic は、F2 焦点面に配置された厚さ 1 mm、面積  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  のプラスチックシンチレーターである。左右に PMT が接合されており、波高と時間情報が得られる。

### 3.4.2 プラスチックシンチレーター (F3plastic)

F3plastic は、Q12 の出口直後に配置された厚さ 1 mm、面積  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  のプラスチックシンチレーターである。F2plastic と同様に、左右の PMT から波高と時間情報が得られる。

### 3.4.3 ドリフトチェンバー (BDC)

BDC は、二次標的直前に設置された 2 台のドリフトチェンバーである。二次標的に入射する荷電粒子の飛跡を測定することができる。X、X'、Y、Y' 面各 2 面ずつの 8 面からなるセンス面と、12 面のカソード面で構成される。センス面はアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーが並行かつ交互に張られた面でポテンシャルワイヤーの間隔であるセルサイズは 5mm となっている。X 面は、ワイヤーが鉛直方向に張られた面で、水平方向の位置の測定に用いる。Y 面は、ワイヤーが水平方向に張られた面で、鉛直方向の位置の測定に用いる。X' 面は X 面を半セルサイズ-X 方向にずらした面、Y' 面は Y 面を半セルサイズ+Y 方向にずらした面に相当する。センス面とカソード面の間隔は 2.4mm となっている。



### 3.5 荷電粒子測定系

#### 3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)

MDC は、双極子電磁石の上流側に設置されたドリフトチェンバーである。双極子電磁石に入射する直前の、荷電粒子の飛跡を測定することができる。図 3.4 のように、X、U、V 面各 2 面ずつの 8 面からなるセンス面と、9 面のカソード面で構成される。センス面はアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーが並行かつ交互に張られた面でセルサイズは 16mm となっている。X 面はワイヤーが鉛直方向に張られた面で、荷電粒子の水平方向の位置の測定に用いる。U、V 面は、ワイヤーがビーム上流から見てそれぞれ右下がり 45 度方向、右上がり 45 度方向に張られた面で、荷電粒子の斜め方向の位置の測定に用いる。センス面とカソード面の間隔は 8mm となっている。

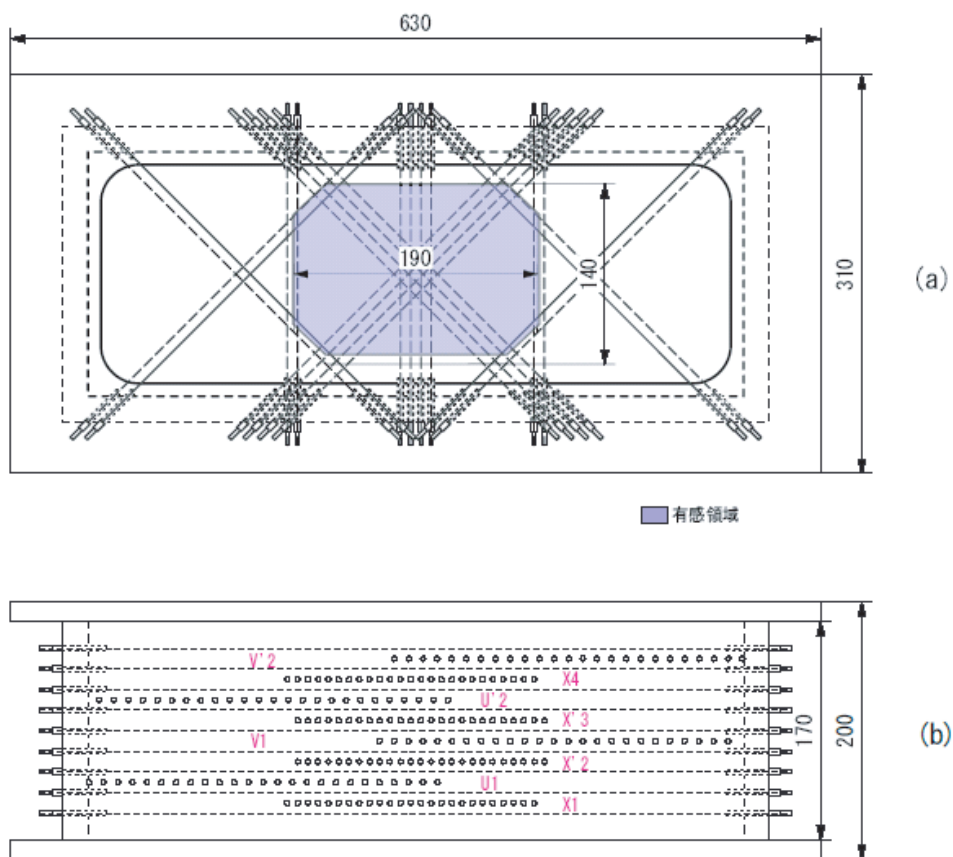


図 3.4: (a)MDC を荷電粒子の入射する方向から見た図。色が塗られた部分が有感領域を示している。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示している。

### 3.5.2 ドリフトチェンバー (FDC3)

FDC3 は、双極子電磁石の下流側に設置されたドリフトチェンバーである。双極子電磁石により、飛跡を曲げられた後の荷電粒子の飛跡を測定することができる。FDC3 は X 面 5 面、Y 面 4 面の 9 面からなるセンス面と、18 面のカソード面で構成される。センス面はアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーが並行かつ交互に張られた面でセルサイズは 40mm となっている。X 面はワイヤーが鉛直方向に張られた面で、荷電粒子の水平方向の位置の測定に用いる。Y 面はワイヤーが水平方向に張られた面で、鉛直方向の位置の測定に用いる。

### 3.5.3 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

Hodoscope は、FDC3 の下流に設置されたプラスチックシンチレーター群である。荷電粒子のエネルギー損失および飛行時間情報を得ることができる。図 3.5 のように 7 枚のシンチレーターからなり、各厚さ 10mm、面積  $100 \times 450 \text{ mm}^2$  である。全体として有感領域  $700 \times 450 \text{ mm}^2$  の検出器となっている。各シンチレーター両端には PMT が取り付けられており、波高と時間情報が得られる。

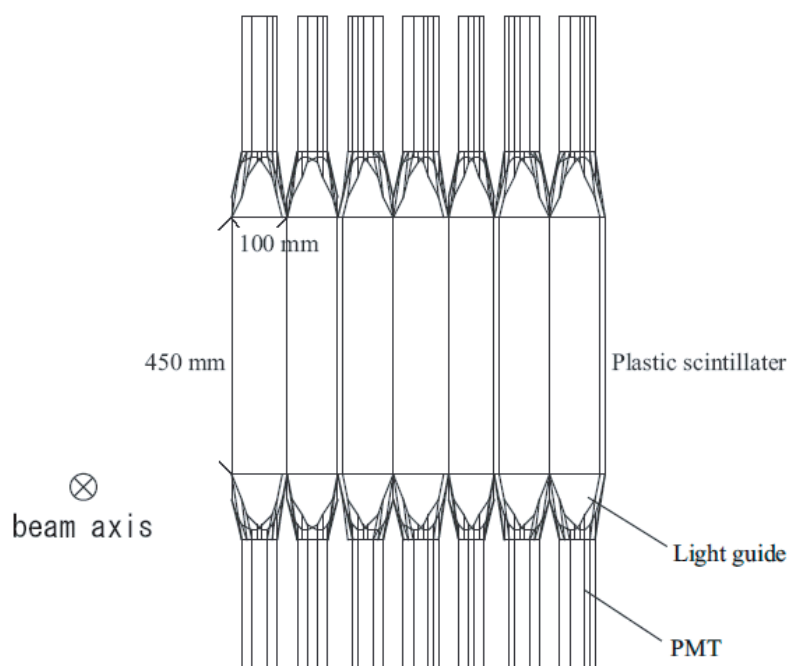


図 3.5: Hodoscope の構成。7 枚のプラスチックシンチレーターからなる、厚さ 10mm、有感領域  $700 \times 450 \text{ mm}^2$  の検出器。両端の PMT から荷電粒子のエネルギー損失と飛行時間情報が得られる。

## 3.6 中性子測定系

### 3.6.1 プラスチックシンチレーター (NEUT)

NEUTは中性子測定系の最下流に位置するプラスチックシンチレーター群である。図3.6のように6面で構成されている。中性子は荷電粒子と異なり、飛跡を曲げられることなく直進しNEUTに入射する。上流から数えて1,2面(LN1, LN2)は、大きさが $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを12本積んだものである。続いて3,4面(LN3, LN4)は、1,2面と同じ大きさのプラスチックシンチレーターを15本積んだものである。そして5,6面(SN5, SN6)は、大きさが $60 \times 60 \times 1085 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを15本積んだものであるが、本実験では5,6面は使用していない。各シンチレーター両端にはPMTが取り付けられており、波高と時間信号が得られる。

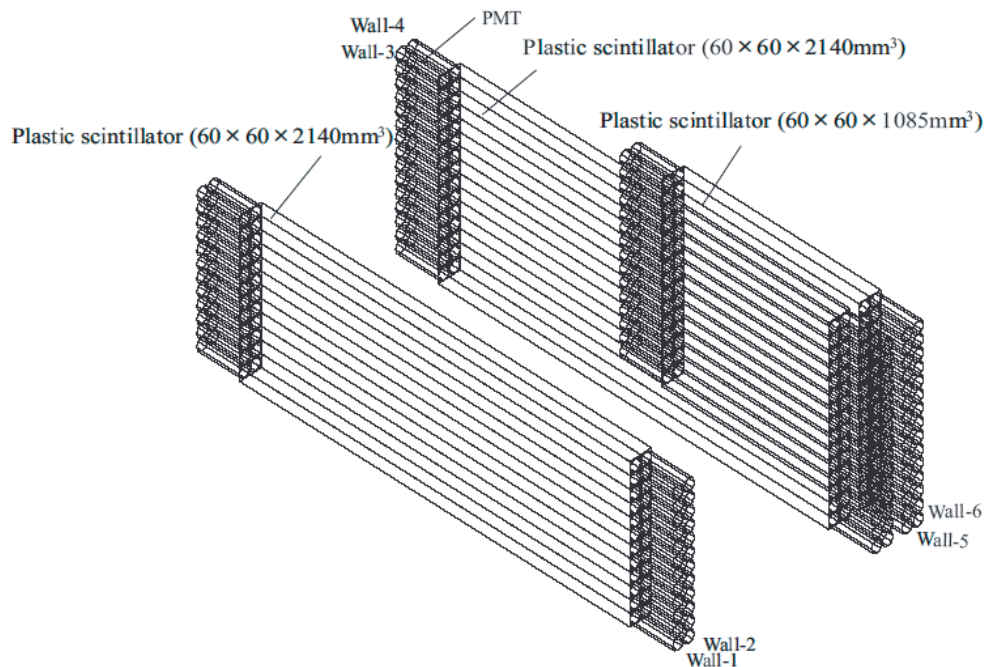


図 3.6: NEUTの構成。6面からなる。上流から1,2面(LN1, LN2)は、大きさが $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを12本積んだもの。3,4面(LN3, LN4)は、1,2面と同じ大きさのプラスチックシンチレーターを15本積んだもの。本実験では5,6面は使用していない。両端のPMTから、波高と時間信号が得られる。

### 3.6.2 プラスチックシンチレーター (VETO)

VETO は、NEUT の上流に設置されたプラスチックシンチレーター群である。図 3.7 のように、23 枚のプラスチックシンチレーターからなる。

中性子は電荷を持たないため、ほとんどが薄い VETO では反応せずに通り抜けるが、荷電粒子は電離作用によりエネルギー損失を起こすため検出される。このため VETO で検出されたイベントを除くことで、NEUT で荷電粒子を検出したイベントを排除することができる。

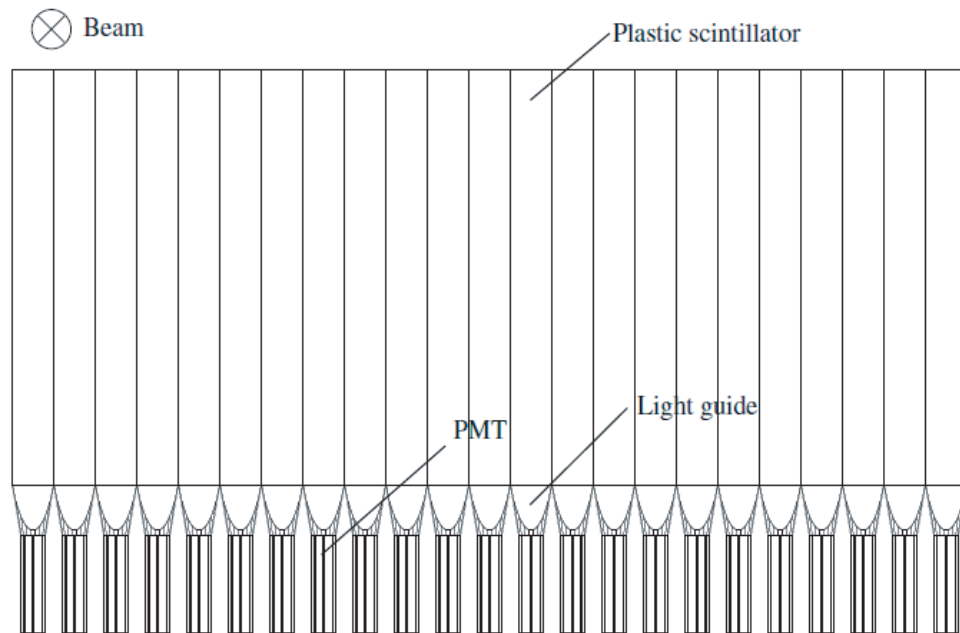


図 3.7: VETO の構成。NEUT の上流に設置された、23 枚のプラスチックシンチレーターからなる検出器。VETO では、中性子と異なり荷電粒子は検出されるため、NEUT で荷電粒子を検出したイベントを排除することができる。

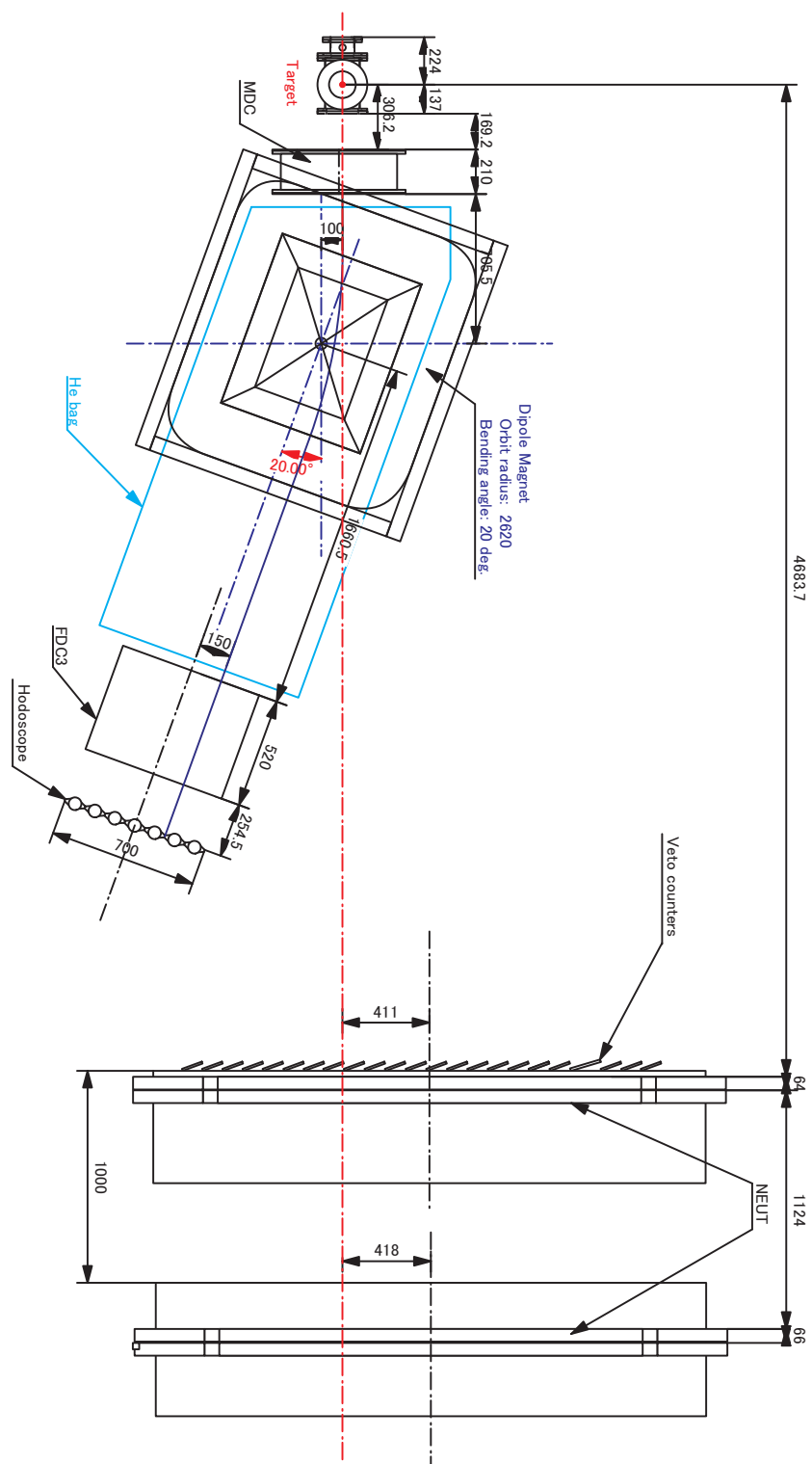


図 3.8: 荷電粒子、中性子検出器系の配置 [mm]

### 3.7 トリガー回路

各検出器からの信号は、図 3.9 のようなトリガー回路を組んでコンピュータに取り込んだ。

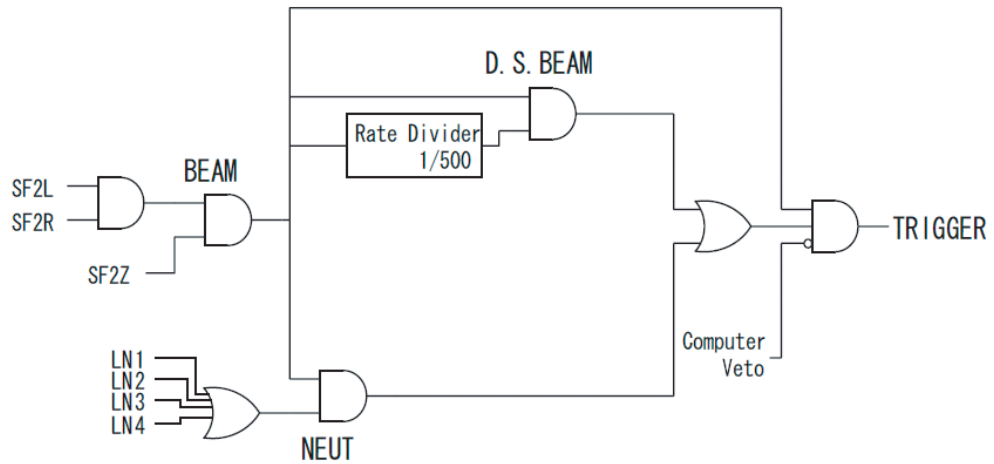


図 3.9: トリガー回路。

- SF2L and SF2R : F2plastic で二次ビームが検出された。
- SF2Z : F2plastic で特定の波高が検出された。
- LN1,2,3,4 : NEUT の 1~4 面で検出された。
- Computer Veto : コンピュータがデータを取り込み中、もしくは電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中。

D.S.BEAM、NEUT は独立でも組み合わせてもトリガーとして使用できる。

## 第4章 解析

ここでは実験データの解析について述べる。実験データには様々な反応チャンネルが含まれており、その中から  ${}^6\text{He}$   ${}^4\text{He}+2n$  という反応を選び出す必要がある。本解析ではイベントごとに入射粒子の識別、出射粒子の識別、放出中性子数=2 のイベントの選択を行う。そして選び出した  ${}^4\text{He}$  と 2 中性子の運動量ベクトルから、 ${}^6\text{He}$  の相対エネルギースペクトルと散乱角度分布を導出する。

### 4.1 入射粒子測定系

#### 4.1.1 入射粒子の識別

RIPS で生成、分離された二次ビームには、目的とする  ${}^6\text{He}$  以外の核種も混在する。このためイベントごとに、二次ビームの粒子識別を行う。F0-F2 間の飛行時間 (TOF) と、F2plastic でのエネルギー損失に対応する波高を用いてこれを行う。

RIPS の双極子電磁石における磁場  $B$  と、曲率半径  $\rho$  について以下の式が成り立つ。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{1}{TOF} \frac{A}{Z}, \quad (4.1)$$

磁場は固定されているため  $B\rho$  はほぼ一定であり、

$$TOF \propto \frac{A}{Z}, \quad (4.2)$$

となる。また物質中での荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  は、荷電粒子の速度  $v$  を用いてベータ・プロットホの式から以下のように書ける。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}. \quad (4.3)$$

したがって TOF と F2plastic の波高の相関を見ることで、二次ビームの識別を行うことができる。結果は図 4.1 のようになり、二次ビーム中の  ${}^6\text{He}$  の割合は 96.0% であった。TOF の中心値は、D1 と D2 の磁場の値からの計算値である 192.6ns と求められ、これをもとに TOF のオフセットの較正を行った。TOF の分解能は 0.33ns( $1\sigma$ ) であった。F1slit は  $\pm 2.4\text{mm}$  に設定されており、二次ビームの運動量の広がりには  $\pm 0.1\%$  である。

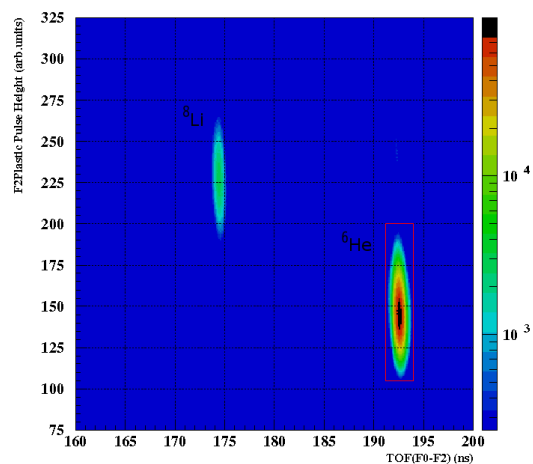


図 4.1: 二次ビームの識別。二次ビームには  ${}^6\text{He}$  以外の核種も混在するため、粒子識別を行う。二次ビーム中の  ${}^6\text{He}$  の割合は 96.0% であった。

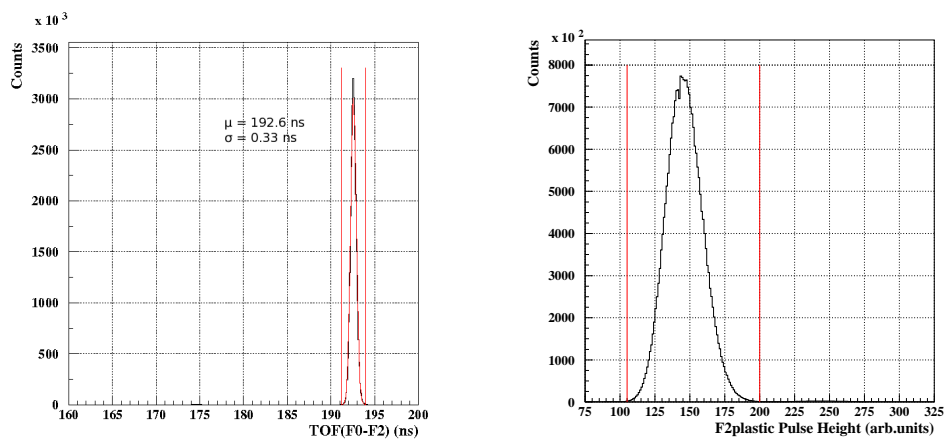


図 4.2:  ${}^6\text{He}$  の選択領域。



#### 4.1.2 入射粒子の飛跡解析

標的上流に配置された2台のBDCを用いて、入射粒子の飛跡を導出する。荷電粒子がDCを通過するとDC内の気体分子を電離する。電離された電子はDC内の電場によりアノードワイヤーに到達しその時間信号が記録される。このドリフト時間を用いてドリフト距離を求める。

荷電粒子がDCに一樣に入射していると仮定すると、計測されるイベント数は入射位置によらず一定となる。

$$\frac{dN}{dX} = const. \quad (4.4)$$

このため

$$\frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = const. \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt', \quad (4.5)$$

となり、ドリフト時間分布を積分することでドリフト距離が得られる。このような変換をSTC(Space-Time Conversion)という。

図4.3(a)はGolden eventのみを用いて得られたBDC1のX1面のドリフト時間分布である。Golden eventとは各面で1セルが1個だけ時間情報を持つeventのことである。このドリフト時間分布の積分を以下の関数を用いてフィッティングしドリフト時間と距離の関係求めた。

$$f(t) = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ \frac{\text{半セルサイズ}(2.5\text{mm})}{1+\exp(S)} & (0 \leq t < 250) \\ \text{半セルサイズ}(2.5\text{mm}) & (250 \leq t) \end{cases} \quad (4.6)$$

$$S = P_1 + P_2t + P_3t^2 + P_4t^3 + P_5t^4 + P_6t^5 + P_7t^6 \quad (4.7)$$

図4.3(b)は以上により得られたX1面のSTCである。STCより得られた各面でのドリフト距離を、最小二乗法を用いて直線でフィッティングすることで入射粒子の飛跡が得られる。STCを求める際に荷電粒子がDCに一樣に入射していると仮定したが、実験では一樣に入射しておらずSTCによるドリフト距離と飛跡のフィッティングによるドリフト距離には差(残差)が生じる。図4.3(c)は横軸をSTCによるドリフト距離、縦軸を残差としたものである。この残差の位置依存性を打ち消すようにSTCの補正を行う。横軸の正負はそれぞれ荷電粒子がビーム上流から見てアノードワイヤーの右左を通過したことを表している。図4.3(c)のようにドリフト距離と残差の関係がアノードワイヤーの左右で異なるため、左右別に補正を行う。図4.3(d)は図4.3(c)の鉛直方向のスライスのピークの残差値を表した図で、セルの端とアノードワイヤーの位置で残差が0mmとなる束縛条件を加えた多項式でフィッティングした。図4.4(a)(b)は、以上により得られた残差をドリフト距離に加えることで得た補正後の左右のSTCである。また図4.4(c)は補正後のSTCによるBDC1のX1面でのドリフト距離と残差の関係図である。アノードワイヤーの左右によらず残差の位置依存性が小さくなった。補正後のX1面の残差分布は図4.4(d)のようになり、位置分解能は $68\mu\text{m}(1\sigma)$ であった。

同様にしてBDC1,2の各面のSTCを求めた。BDC1,2の各面の残差分布は図4.5のようであった。

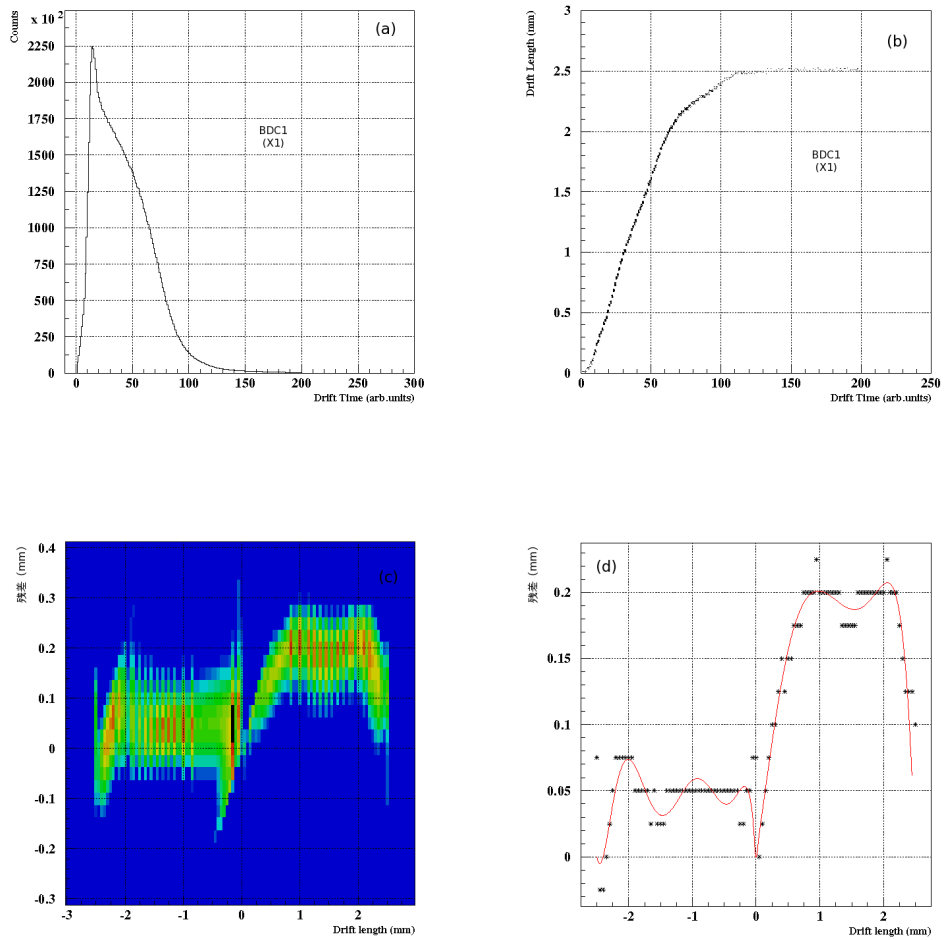


図 4.3: (a):Golden Event を用いた BDC1 の X1 面のドリフト時間分布。(b):BDC1 の X1 面の STC。(c):STC によるドリフト距離と残差の関係。残差に位置依存性があり、アノードワイヤーの左右で異なる様子が見られる。(d):(c) の鉛直方向のスライスにおけるピークの残差値。

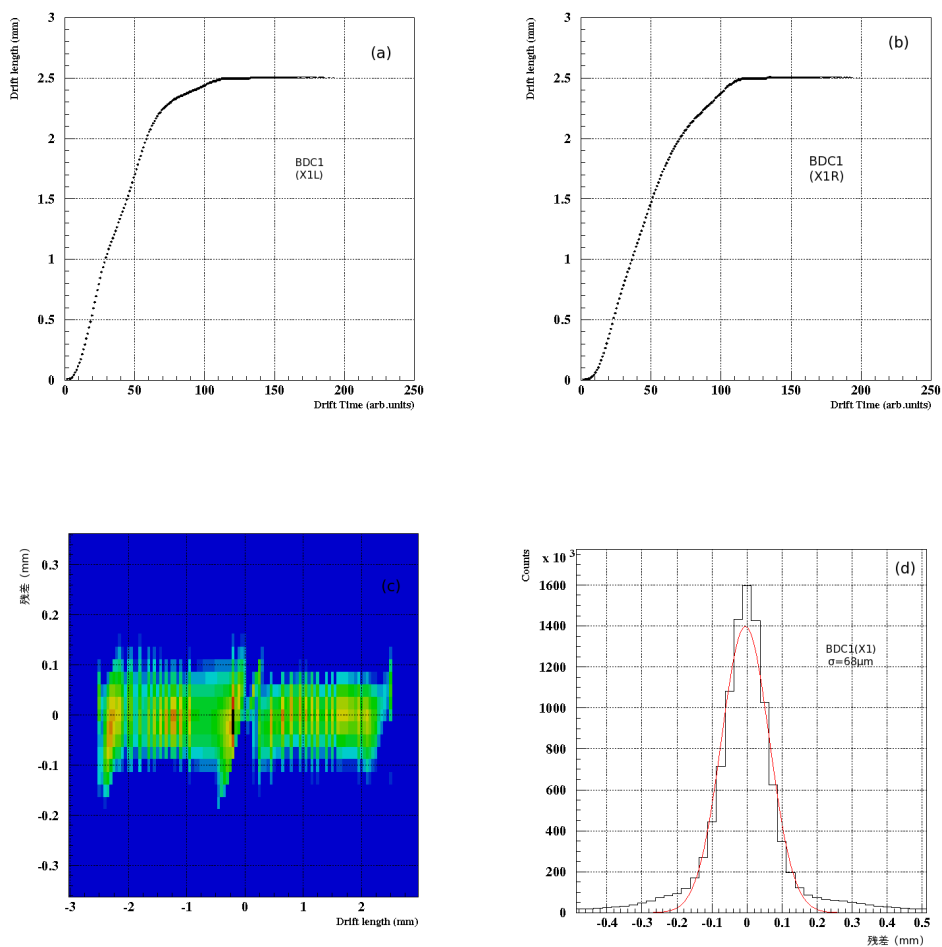


図 4.4: (a)(b):補正後の BDC1 の X1 面の左右の STC。(c):補正後の STC によるドリフト距離と残差の関係図。アノードワイヤーの左右によらず残差の位置依存性が小さくなった。(d):補正後の残差分布。

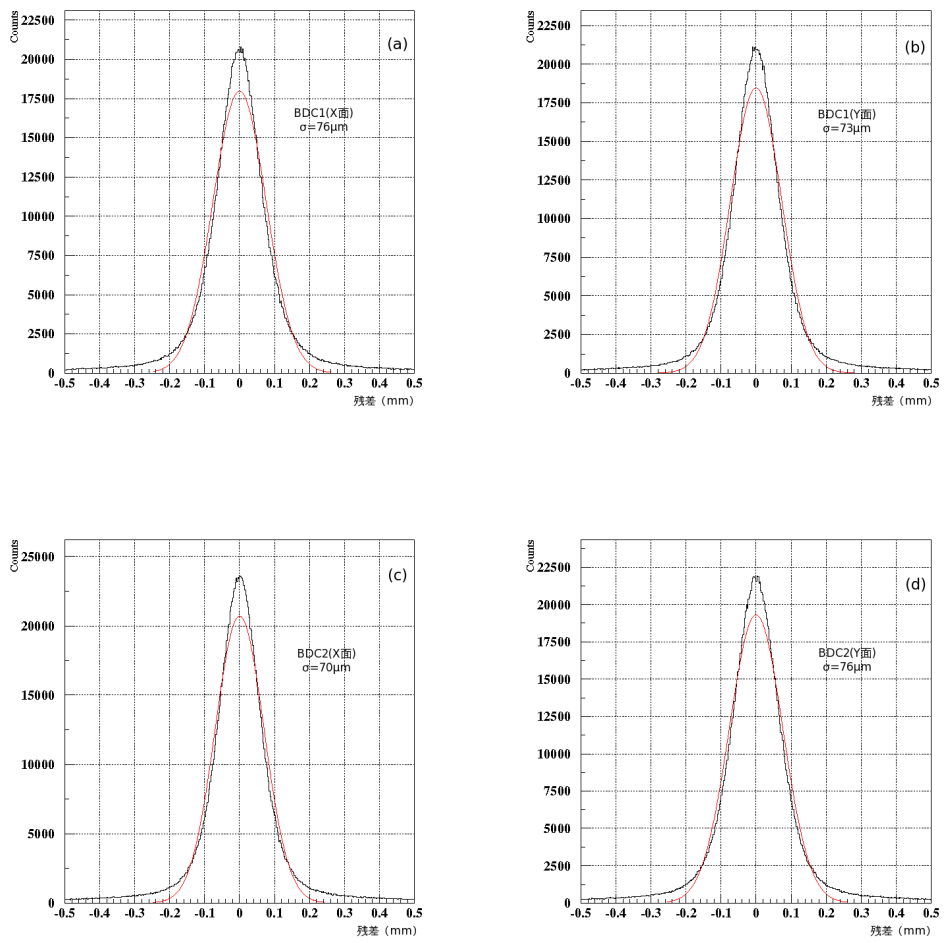


図 4.5: (a):BDC1 の X 面の残差分布。(b):BDC1 の Y 面の残差分布。(c):BDC2 の X 面の残差分布。(d):BDC2 の Y 面の残差分布。

入射粒子の BDC1,2 への入射位置を外挿することで標的への入射ベクトルを得た。図 4.6 に標的での  ${}^6\text{He}$  のビーム像を示す。この時、標的への入射位置がビームラインから 20mm 以上離れたイベントは標的のフレームに入射している可能性があるため、以後の解析では図 4.6(d) のように  $R=20\text{mm}$  以内のイベントをビームと定義する。また  ${}^6\text{He}$  についての BDC1,2 の飛跡解析の効率はそれぞれ 85.8%、91.9%であった。

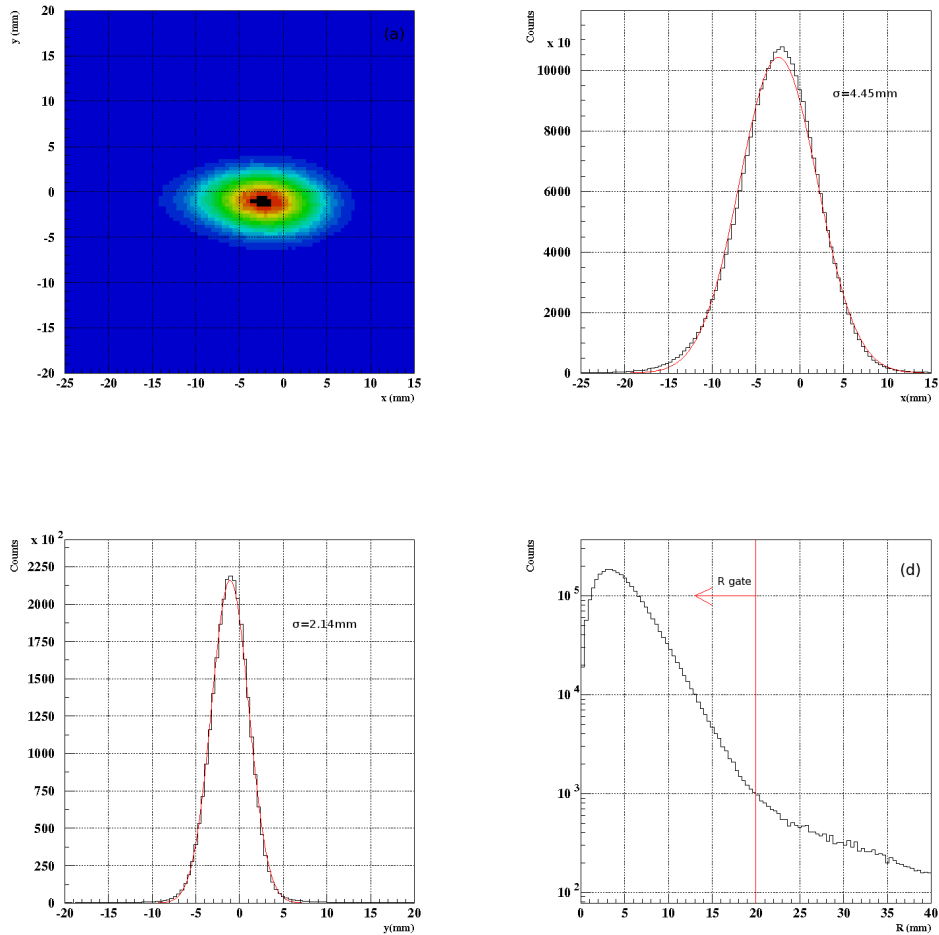


図 4.6: (a),(b),(c):BDC1,2 による標的でのビーム像。(d) ビームの定義に用いた R gate。  
 $R=20\text{mm}$  以内のイベントをビームと定義する。

## 4.2 荷電粒子測定系

荷電粒子測定系を用いて、出射荷電粒子の測定を行う。荷電粒子側の最下流に位置する Hodoscope を用いて、二次標的-Hodoscope 間の TOF を求めて荷電粒子の陽子数  $Z$  の識別を行う。二次標的の下流に設置された MDC と双極子電磁石の下流に設置された FDC3 を用いて荷電粒子の飛跡を求め、質量数  $A$  の識別と運動量ベクトルの導出を行う。

### 4.2.1 原子番号 $Z$ の識別

Hodoscope により出射荷電粒子の原子番号  $Z$  の識別を行う。式 (4.3) と同様、以下の式が成り立つ。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \cdot TOF^2. \quad (4.8)$$

このため二次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で得られる波高の相関をすることで、原子番号  $Z$  の識別を行うことができる。図 4.7 は、式 (4.8) からイベントごとに導出した原子番号スペクトルである。 ${}^4\text{He}$  に相当する  $Z=2$  での分解能は  $Z/\Delta Z(FWHM) = 19.2$  であった。

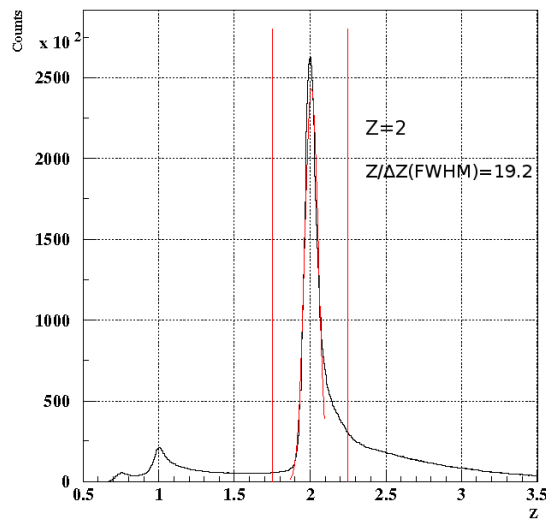


図 4.7: 原子番号スペクトル。 ${}^4\text{He}$  に相当する  $Z=2$  での分解能は  $Z/\Delta Z(FWHM) = 19.2$  であった。

## 4.2.2 MDC の解析

二次標的の下流に設置された MDC を用いて出射粒子の飛跡を導出する。そのため BDC と同じようにドリフト時間からドリフト距離への変換である STC を求める。解析は  ${}^6\text{He}$  のデータを用いて、Beam トリガーで行う。図 4.8(a), 図 4.9(a) に X1 面と V1 面のドリフト時間分布を示す。STC は三次式を用いて表した。それにより X 面、UV 面の残差分布はそれぞれ図 4.8(d)、図 4.9(d) ようになり、位置分解能はそれぞれ  $78\mu\text{m}(1\sigma)$ 、 $105\mu\text{m}(1\sigma)$  となった。MDC の飛跡解析の効率は、出射粒子が  ${}^4\text{He}$  と識別されたイベントに対し 99%であった。

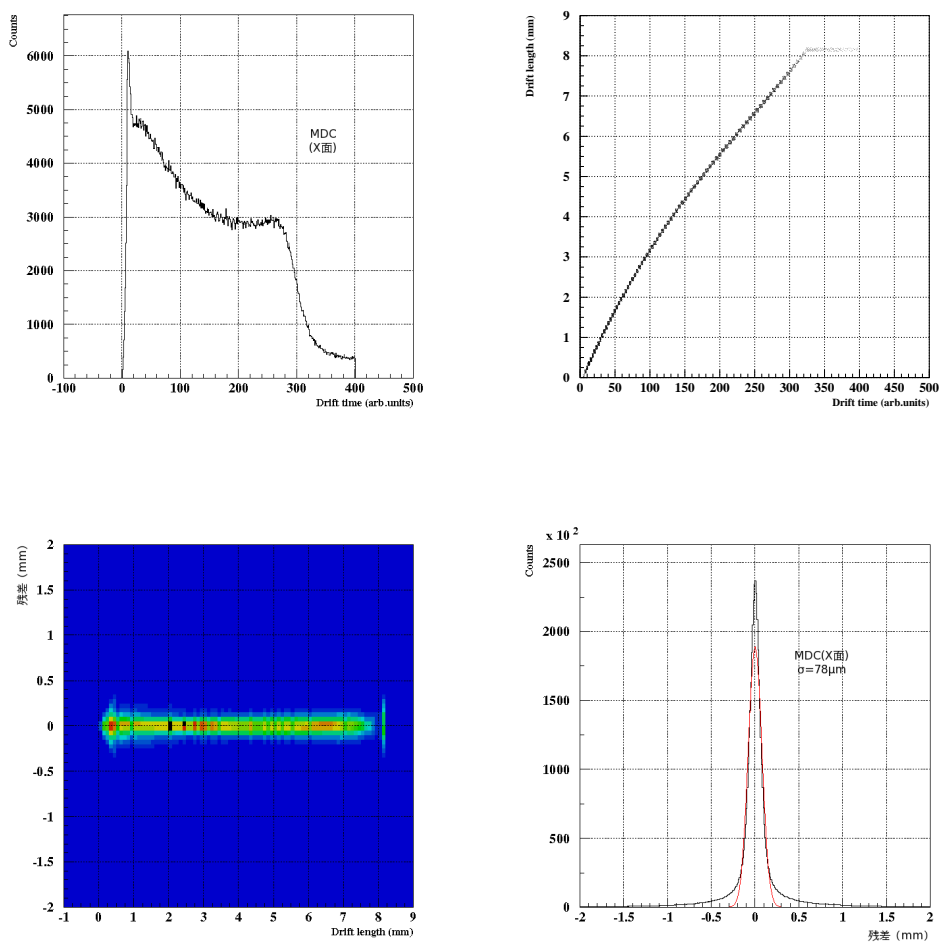


図 4.8: (a):MDC の X1 面のドリフト時間分布。(b):MDC の X 面の STC。(c):MDC の X 面のドリフト距離と残差の関係図。(d):MDC の X 面の残差分布。

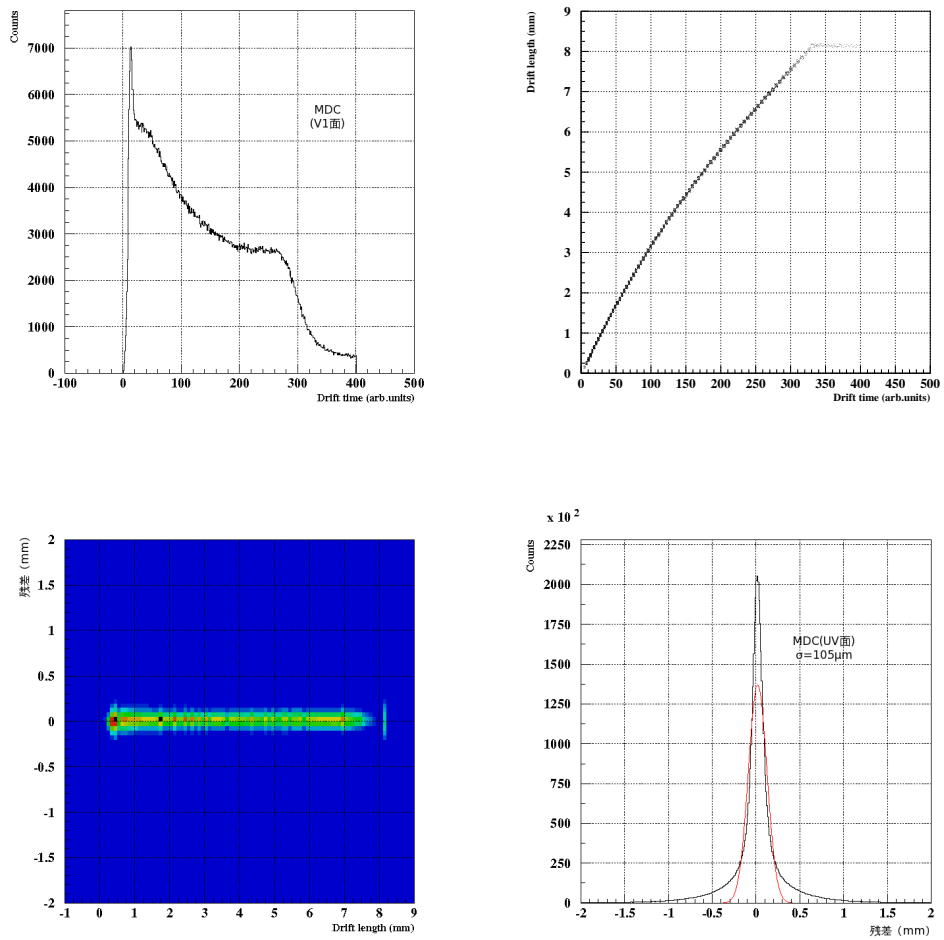


図 4.9: (a):MDC の V1 面のドリフト時間分布。(b):MDC の UV 面の STC。(c):MDC の UV 面のドリフト距離と残差の関係図。(d):MDC の UV 面の残差分布。



### 4.2.3 FDC3の解析

双極子電磁石の下流に設置されたFDC3を用いて出射粒子の飛跡を導出する。そのためBDCと同様にドリフト時間からドリフト距離への変換であるSTCを求める。解析は ${}^6\text{He}$ のデータを用いて、Beamトリガーで行う。図4.10(a), 図4.11(a)にX1面とY1面のドリフト時間分布を示す。ドリフト時間分布の積分を五次式を用いてフィッティングしSTCを得た。次にBDCと同様にアノードワイヤーの左右別に残差の位置依存性を打ち消すようにSTCの補正を行った。それによりX面、Y面の残差分布はそれぞれ図4.10(d)、図4.11(d)ようになり、位置分解能はそれぞれ $165\mu\text{m}(1\sigma)$ 、 $132\mu\text{m}(1\sigma)$ となった。FDC3の飛跡解析の効率は、出射粒子が ${}^4\text{He}$ と識別されたイベントに対し98%であった。

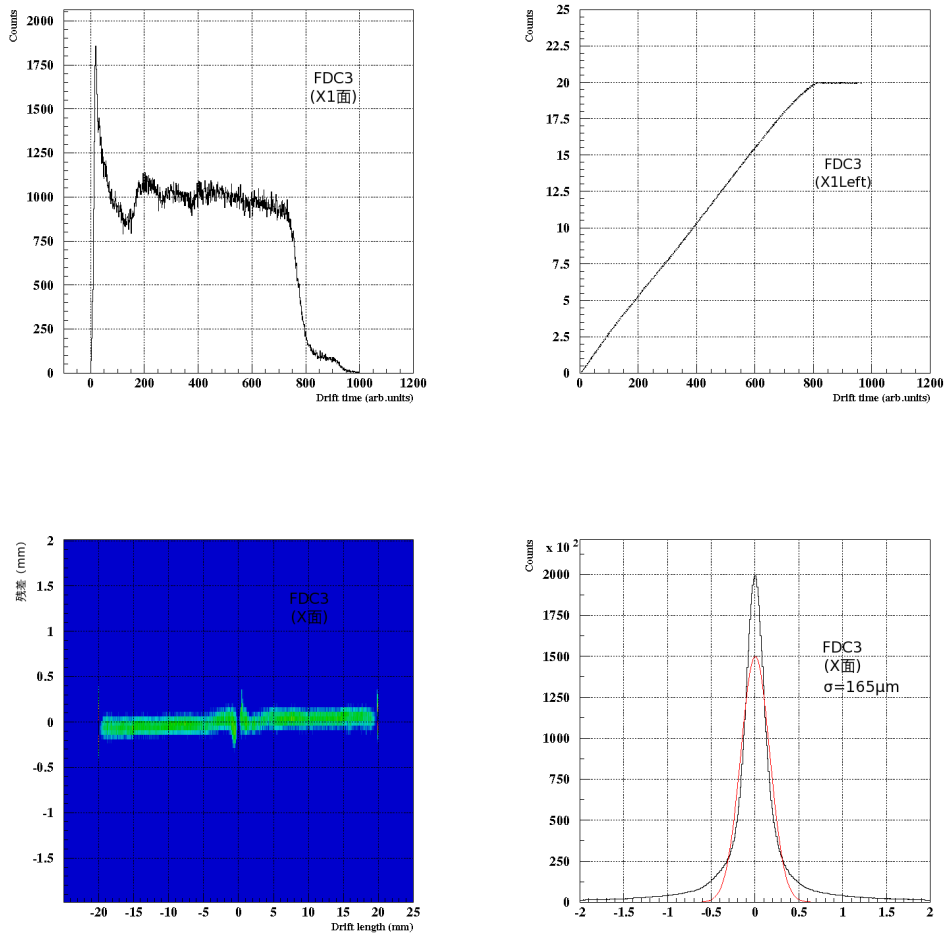


図 4.10: (a):FDC3 の X1 面のドリフト時間分布。(b):FDC3 の X 面の STC。(c):FDC3 の X 面のドリフト距離と残差の関係図。(d):FDC3 の X 面の残差分布。

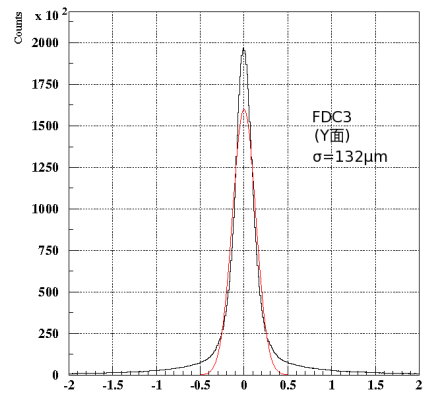
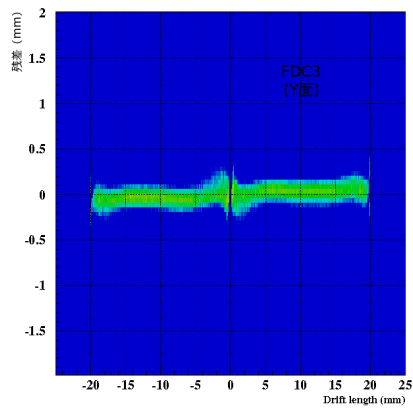
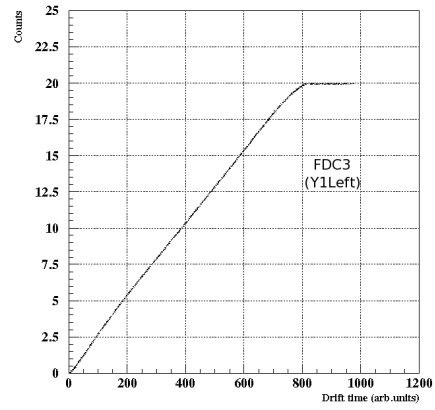
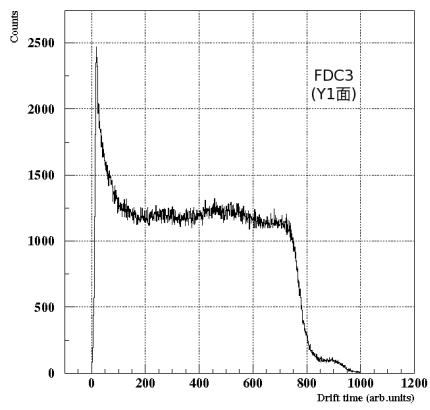


図 4.11: (a):FDC3 の Y1 面のドリフト時間分布。(b):FDC3 の Y 面の STC。(c):FDC3 の Y 面のドリフト距離と残差の関係図。(d):FDC3 の Y 面の残差分布。

#### 4.2.4 出射粒子の質量数の識別

イオン光学計算コード OPTRACE を用いて導出した出射粒子の二次標的-FDC3 間のトランスファー行列を用いて出射粒子の質量数の識別を行う。OPTRACE は荷電粒子の従う運動方程式をルンゲクッタ法によって解くことで軌道を求める。イオン光学計算の始点 (A 系の原点) を二次標的の位置に、終点 (D 系の原点) を FDC3 の背面位置にとった。各座標系の  $x$  軸と  $z$  軸の正の方向は、ビームライン上流から見てそれぞれ左方向とビーム進行方向とした。双極磁石の励磁強度を 1.2(T)、中心軌道を描く荷電粒子の単位電荷当たりの運動量  $P_0/Z_0$  を 934(MeV/c) として計算を行った。その他の入力の詳細については APPENDIX7.1 に記す。磁気分析前の位置  $(x_0, y_0, z_0)$ 、角度  $(\theta_0, \phi_0)$  および運動量変化量  $\delta_0$  と、磁気分析後の位置  $(x_1, y_1, z_1)$ 、角度  $(\theta_1, \phi_1)$  および運動量変化量  $\delta_1$  は、トランスファー行列を用いて以下のような関係を満たす。

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ z_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{61} & a_{62} & \dots & a_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ z_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

これより  $\delta_0$  は以下のように独立に二通り求めることができる。

$$\delta_0^1 = (x_1 - a_{11}x_0 - a_{12}\theta_0)/a_{16}. \quad (4.10)$$

$$\delta_0^2 = (\theta_1 - a_{21}x_0 - a_{22}\theta_0)/a_{26}. \quad (4.11)$$

質量の変化量  $\delta_m$  は  $\delta_0$  および出射粒子の速度  $\beta$ 、質量  $m$  を用いて以下のように表される。

$$\delta_m = \frac{m - m_0}{m_0} = \delta_0 - \gamma_0^2 \frac{\beta - \beta_0}{\beta_0}. \quad (4.12)$$

これより質量の識別を行うことができる。図 4.12 は横軸に二次標的-Hodoscope 間の TOF、縦軸に  $\delta_m^1$  および  $\delta_m^2$  をとった図である。質量の違いにより  $^4\text{He}$  と  $^6\text{He}$  が分離している様子が見られる。

質量をより分離するために、図 4.12 の各粒子の傾きを用いてそれらが水平になるよう図 4.13 のように補正した後に縦軸に投影することで図 4.14 の質量数スペクトルを得た。表 4.1 に得られた質量数の分解能を示す。以降の解析ではより分解能の優れた A1 を質量数として用いる。またトランスファー行列の詳細を以下に示す。

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{61} & a_{62} & \dots & a_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.05562 & .343846 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & .981070 \\ .119198 & .989716 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 4.49339 \\ 0.00000 & 0.00000 & .557957 & .297337 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & -1.9117 & .782764 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 \end{pmatrix}.$$

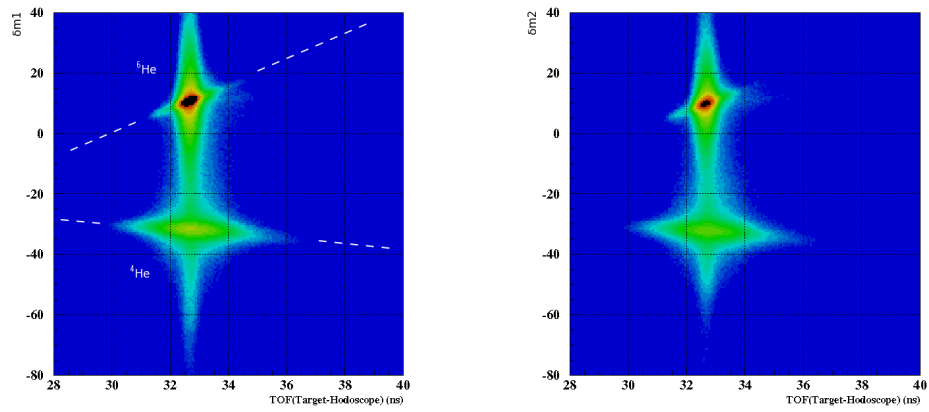


図 4.12: 横軸に二次標的-Hodoscope 間の TOF、縦軸に  $\delta_m^1$  および  $\delta_m^2$  をとった図。質量の違いにより  $^4\text{He}$  と  $^6\text{He}$  が分離している。

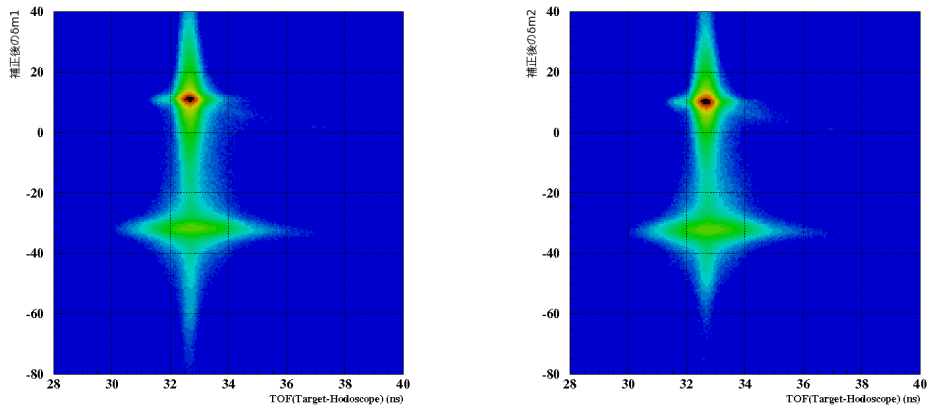


図 4.13: 図 4.12 をそれぞれの傾きを用いて補正した図。縦軸に投影することで図 4.14 の質量数分布を得た。

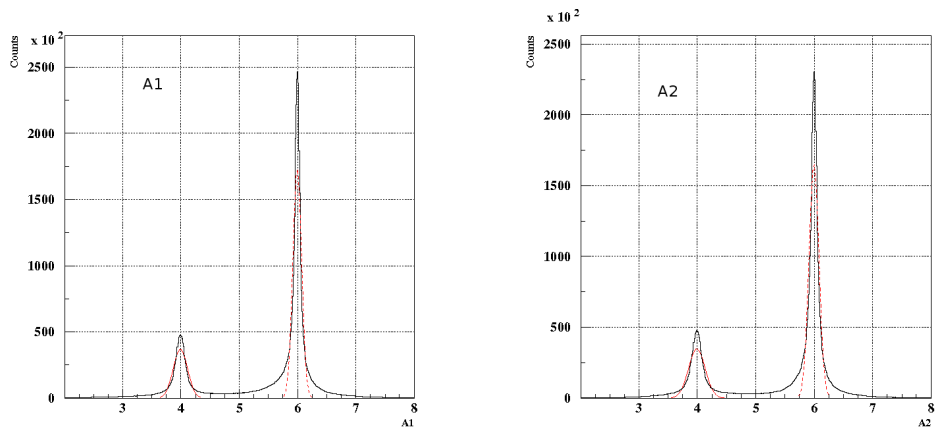


図 4.14: 出射粒子の質量数 (A1、A2) スペクトル。それぞれの質量数の分解能は表 4.1 のようになった。

|                       | ${}^4\text{He}$ | ${}^6\text{He}$ |
|-----------------------|-----------------|-----------------|
| A1/ $\Delta$ A1(FWHM) | 13.9            | 34.2            |
| A2/ $\Delta$ A2(FWHM) | 12.8            | 30.1            |

表 4.1: 出射粒子の質量分解能。以降の解析ではより分解能の優れた A1 を質量数として用いる。

## 4.2.5 BDC と MDC の飛跡結果の比較

空標的のデータを用いて BDC と MDC の飛跡結果の比較を行う。空標的で  ${}^6\text{He}$  を下流側で測定する場合、BDC による標的上流からの飛跡結果と MDC による標的下流からの飛跡結果は一致する必要がある。解析は  ${}^6\text{He}$  のデータを用いて、Beam トリガーで行う。BDC の結果を基準に MDC の結果をオフセットさせて両 DC の整合性を取った。図 4.15(a)(b)(c)(d) にそれぞれ補正後の標的での X 方向の位置の差 ( $X_{mdc} - X_{bdc}$ )、X 方向の角度の差 ( $\theta_{mdc} - \theta_{bdc}$ )、Y 方向の位置の差 ( $Y_{mdc} - Y_{bdc}$ )、Y 方向の角度の差 ( $\phi_{fdc3} - \phi_{bdc}$ ) を示す。

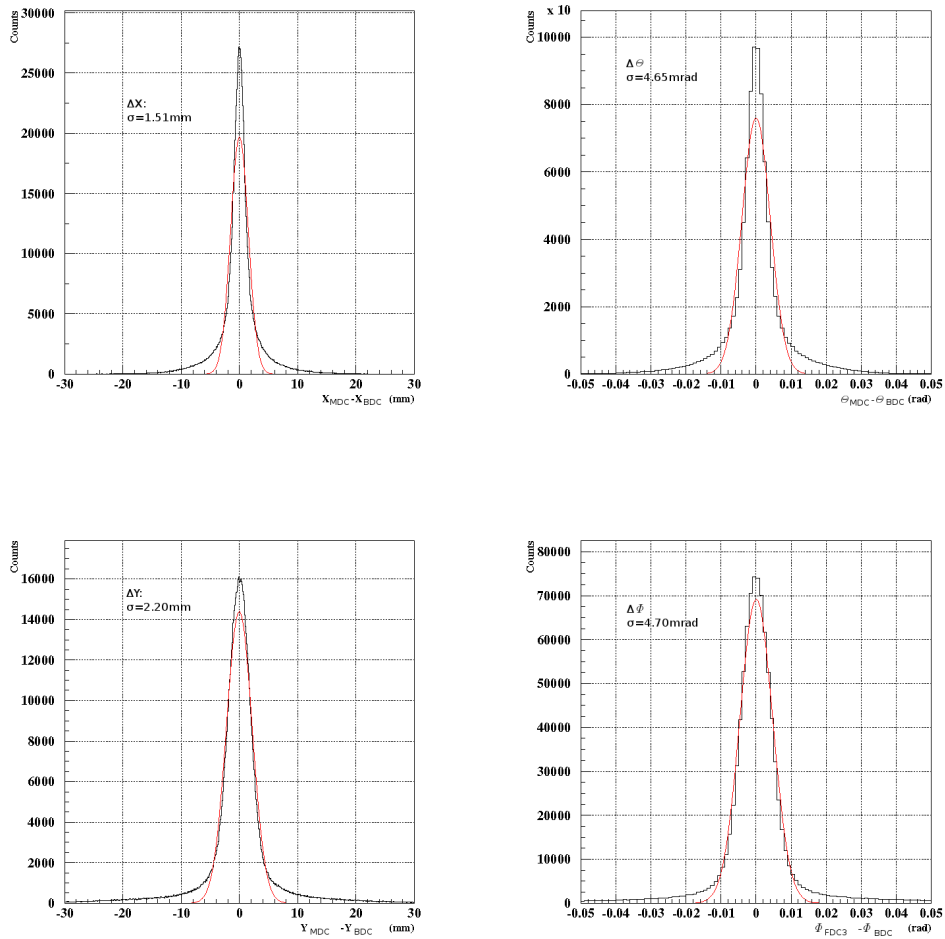


図 4.15: 標的上流と下流の飛跡結果による標的での X 方向の位置の差 ( $X_{mdc} - X_{bdc}$ )、X 方向の角度の差 ( $\theta_{mdc} - \theta_{bdc}$ )、Y 方向の位置の差 ( $Y_{mdc} - Y_{bdc}$ )、Y 方向の角度の差 ( $\phi_{fdc3} - \phi_{bdc}$ )。

図 4.16 (a)(b) はそれぞれ BDC、MDC による標的位置でのビーム像である。4.1.2 より標的位置で  $R=20\text{mm}$  以内のイベントのみをビームと定義しているが、MDC の飛跡結果には Y 方向について  $|Y|$  が  $20\text{mm}$  以上となるミストラックが見られる。このため出射粒子の Y 方向の角度  $\phi$  については、BDC との差がより小さい FDC3 の  $\phi$  を用いる。

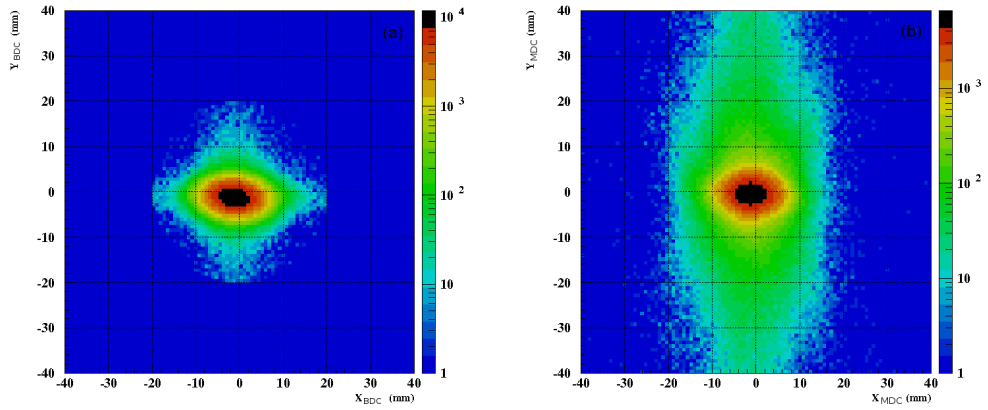


図 4.16: (a)BDC、(b)MDC による標的位置でのビーム像。MDC の飛跡結果には  $|Y|$  が  $20\text{mm}$  以上となるミストラックが見られる。

## 4.2.6 $^4\text{He}$ の運動量

図 4.17 に入射  $^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における  $^4\text{He}$  の運動量ベクトルを示す。 $^6\text{He}$  の入射方向を重心系の Z 軸としている。MDC と FDC3 の飛跡結果から出射ベクトルを求め、二次標的-Hodoscope 間の TOF から運動量ベクトルの絶対値を求めた。FDC3 のアクセプタンスにより一部が欠落した分布となっている。

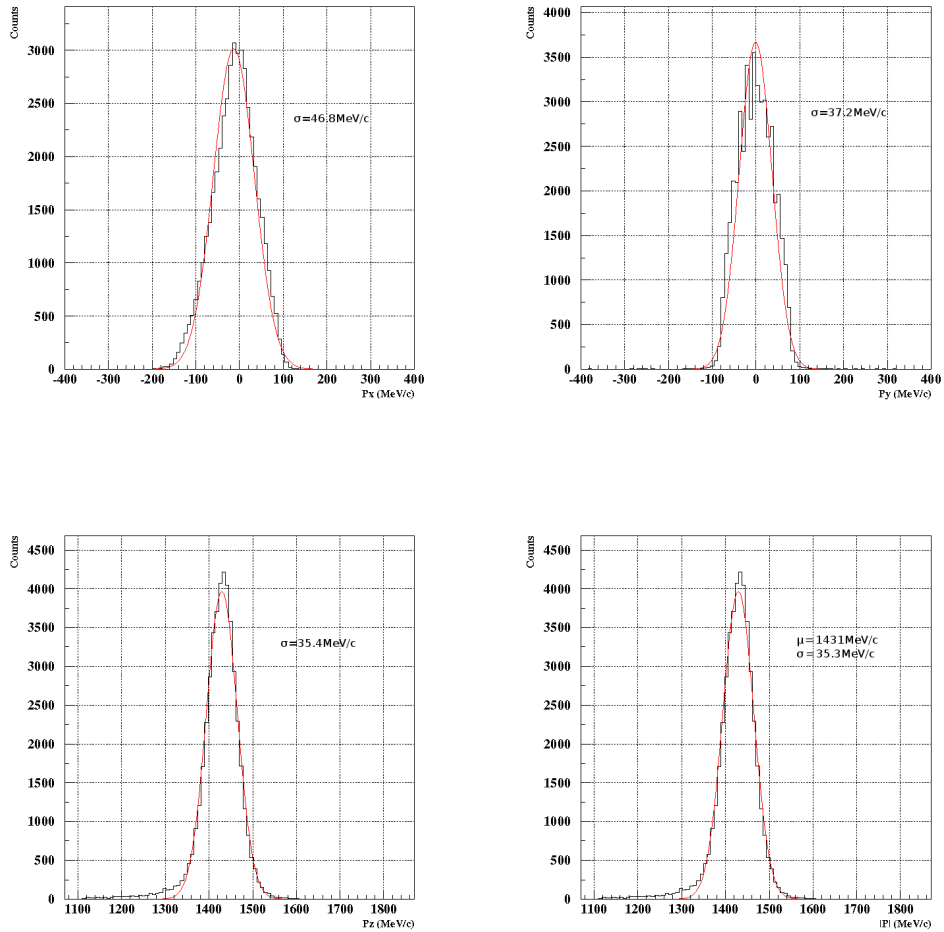


図 4.17: 入射  $^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における  $^4\text{He}$  の運動量ベクトル。(a)  $P_x$ 、(b)  $P_y$ 、(c)  $P_z$ 、(d)  $|P|$ 。FDC3 のアクセプタンスにより一部が欠落した分布となっている。



### 4.3 中性子測定系

NEUT を用いて放出中性子の測定を行う。二次標的-NEUT 間の TOF および二次標的の入射位置と NEUT の入射位置を用いて中性子の運動量ベクトルを導出する。

### 4.4 NEUT の入射位置の導出

NEUT の入射位置  $X$  は NEUT を構成する各プラスチックシンチレーターの両端に接合された光電子増倍管 (PMT) から得られる時間信号  $T_L, T_R$  の差  $dT = T_L - T_R$  及びシンチレーション光の伝搬速度  $C_{eff}$  を用いて以下のように表される。

$$X = \frac{dT}{2} \times C_{eff} \quad (4.13)$$

宇宙線の計測を用いて各シンチレーターの  $C_{eff}$  を決定し  $X$  を求めた。

図 4.18(a) は 1 面の上から 1 本目のシンチレーターにおける宇宙線の  $dT$  分布である。宇宙線はシンチレーターに一樣に入射するため、台形型の分布となり、台形の幅がシンチレーターの幅を表す。図 4.18(a) のように gaussian(左側)+const(中央)+gaussian(右側) という関数でフィティングして各シンチレーターの  $dT$  分布の中心を 0 ns に合わせた後に、半値幅がシンチレーターの長さ 2140(mm) に対応するように  $C_{eff}$  を求めた。図 4.18(b) は  $C_{eff}$  を用いた 1 面の上から 1 本目のシンチレーターの  $X$  分布である。他のシンチレーターにおいても同様にして  $X$  分布を導出した。図 4.19 は NEUT の 1-4 面の宇宙線の入射位置分布である。各シンチレーターの  $X$  分布が相互に合っている様子が見られる。

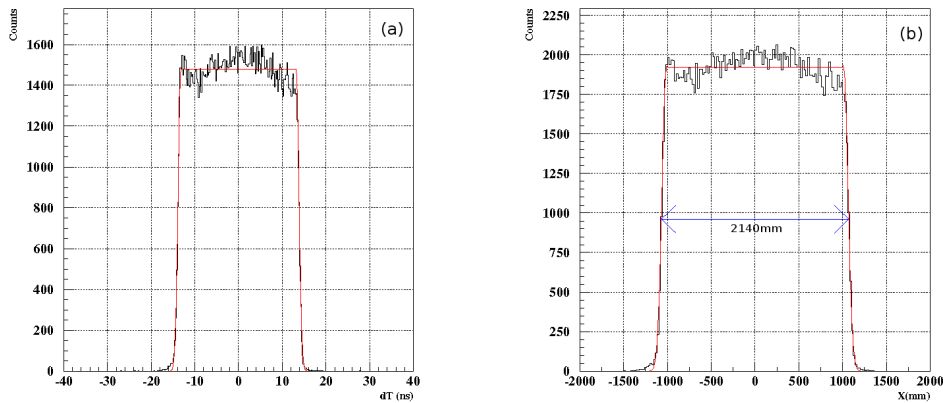


図 4.18: (a) 宇宙線の  $dT$  分布。宇宙線は一樣に入射するため台形型の分布になる。(b) 宇宙線の入射位置  $X$  分布。半値幅がシンチレーターの長さ 2140 mm に相当する。

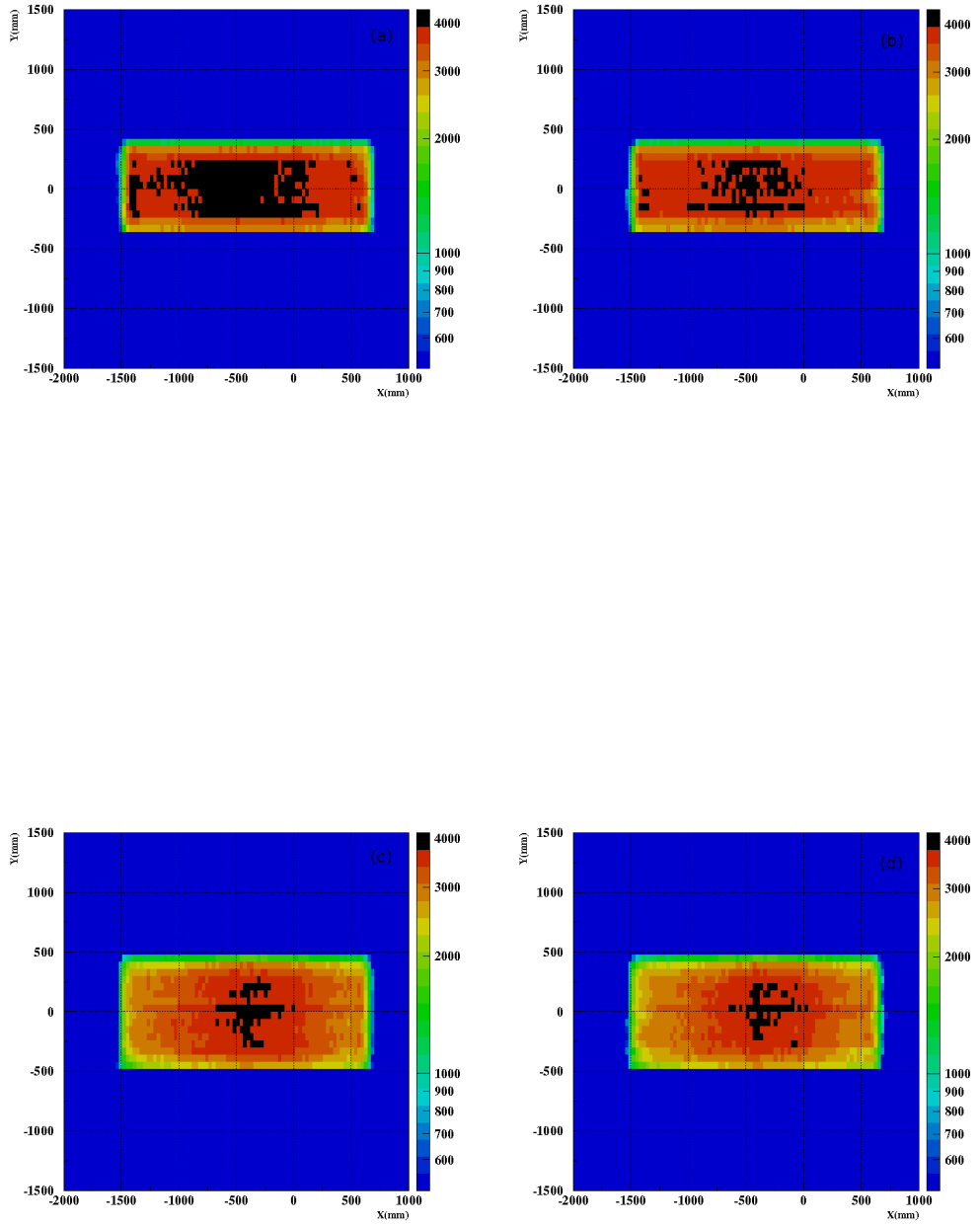


図 4.19: NEUT の 1-4 の宇宙線の入射位置分布。各シンチレーターの  $X$  分布が相互に合っている。

#### 4.4.1 スルー補正

中性子は電荷を持たないため、荷電粒子のようにクーロン力によって物質と相互作用することができない。このためプラスチックシンチレーターに入射した中性子は主に陽子との弾性散乱や  $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$  のような反応起こし、それに伴う二次荷電粒子が検出される。二次荷電粒子の持つエネルギーは反応によって異なるため、波高もそれにより異なる。時間信号は波高が設定した閾値を越えたタイミングで生じるため、波高によって時間にずれが生じる。この現象をスルーという。スルーは波高が小さいほど顕著に現れる。スルーによる時間のずれを、以下の条件のもとに解析を行い補正した。

1.  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  のデータを解析する。
2.  $|X| \leq 150 \text{ mm}$  の範囲で検出された。
3. VETO での検出がない。
4. 1本のプラスチックシンチレーターでのみ信号が検出された (M: Multiplicity=1)。

図 4.21 は、横軸に slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF、縦軸に波高  $A_L$ 、 $A_R$  をとった図である。波高が小さいほど、タイミングが遅れている様子が見られる。この曲線を以下の関数でフィッティングし、 $T_L$ 、 $T_R$  から差し引くことで補正を行った。

$$f(A) = a_1 + \frac{a_2}{\sqrt{A}}. \quad (4.14)$$

図 4.22 は slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関である。波高によらず TOF が一定になっていることが確認できる。図 4.23 に波高が 6(MeVee) 以上という条件をかけた slew 補正後の各層における標的-NEUT 間の TOF、表 4.2 に、同様に波高が 6MeVee 以上という条件をかけた slew 補正前と補正後の各層における時間分解能を示した。

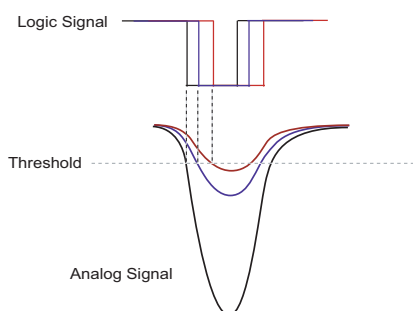


図 4.20: スルーの構造。波高により時間信号が発生するタイミングにずれが生じている。スルーは波高が小さいほど顕著に現れる。

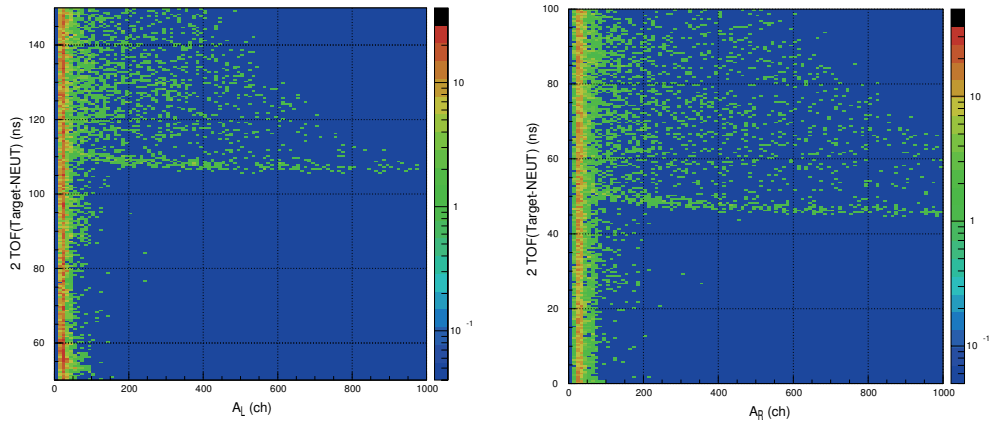


図 4.21: slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関。波高が小さいほどタイミングが遅れている。

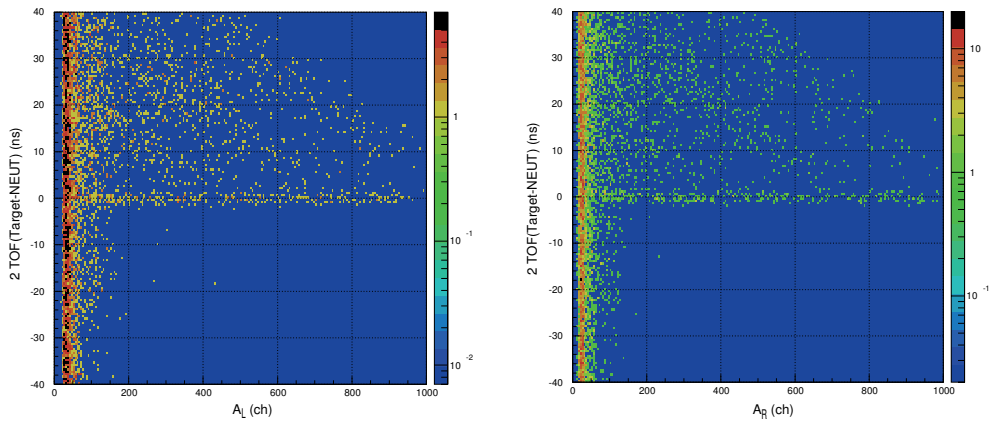


図 4.22: slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関。波高によらず TOF が一定になっている。

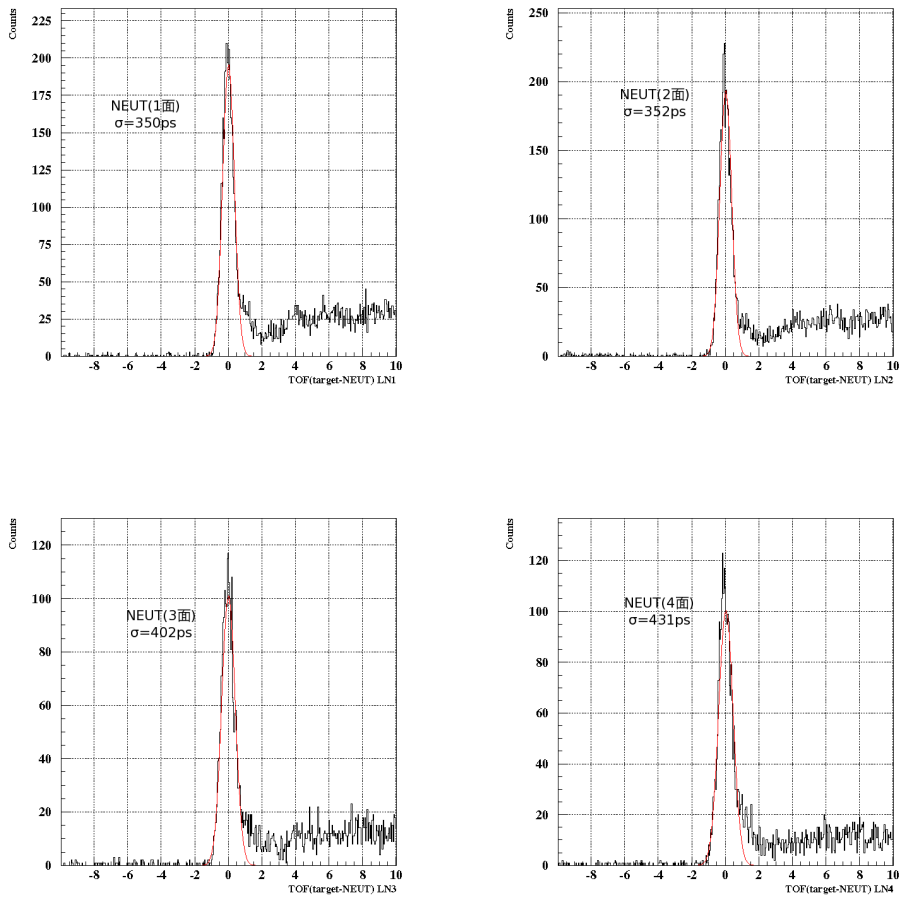


図 4.23: slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF。波高が 6Mevee 以上という条件かけている。

| NEUT Layer | slew 補正前 | slew 補正後 |
|------------|----------|----------|
| LN1        | 1.21 ns  | 0.35 ns  |
| LN2        | 1.39 ns  | 0.35 ns  |
| LN3        | 1.22 ns  | 0.40 ns  |
| LN4        | 1.42 ns  | 0.43 ns  |

表 4.2: NEUT の各層での時間分解能 ( $1\sigma$ )

#### 4.4.2 gain 合わせ

左右のPMTから得られる波高の平均値  $\langle A \rangle = \sqrt{A_L A_R}$  によるスレッシュホールドを設定することでバックグラウンドとなる  $\gamma$  線の排除する。しかし  $\langle A \rangle$  はシンチレーター中で光が減衰する効果により位置依存性を持つため、これを補正する必要がある。

補正は宇宙線のデータを用いて行う。宇宙線が NEUT を通過した際の各シンチレーターにおける蛍光量の最頻値は、11.7MeVee であることが Monte Carlo simulation による以前の解析 [14] より分かっている。図 4.25 は各面において 8 本以上のシンチレーターで信号が得られそれらの入射位置の差が 250mm 以内という、鉛直方向に突き抜ける宇宙線に限定した条件で得た  $\langle A \rangle$  と  $dT$  の相関である。 $\langle A \rangle$  の位置依存性が見られる。以下の関数によりフィッティングを行い、位置依存性を求めた。

$$\langle A \rangle (a.u.) = \begin{cases} p_1 + p_2 dT^2 + p_3 dT^4 & (dt < 0.) \\ p_4 + p_5 dT^2 + p_6 dT^4 & (dt \geq 0.) \end{cases} \quad (4.15)$$

二本のプラスチックシンチレーターを接合して用いているものについては図 4.25(b) のような中心の波高のずれが見られたため、 $dT$  による場合分けを行った。そして以下のように位置依存性を補正した。

$$\langle A \rangle (MeVee) = \begin{cases} \frac{11.7}{p_1} (\langle A \rangle (a.u.) - p_2 dT^2 - p_3 dT^4) & (dt < 0.) \\ \frac{11.7}{p_4} (\langle A \rangle (a.u.) - p_5 dT^2 - p_6 dT^4) & (dt \geq 0.) \end{cases} \quad (4.16)$$

補正後の  $\langle A \rangle$  と  $dT$  の相関を図 4.26 に示す。図 4.24 は補正後の  $\langle A \rangle$  分布である。フィッティングはランダウ分布を用いて行った。矢印の位置が蛍光量の最頻値である 11.7MeVee を表している。

以後中性子の解析を行う際には  $\gamma$  線の排除するために蛍光量が 6MeVee 以上という条件で行う。

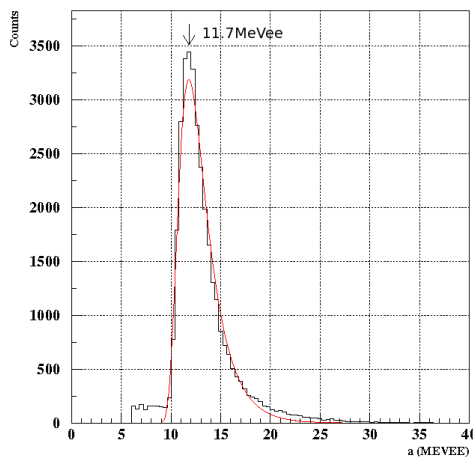


図 4.24: 補正後の  $\langle A \rangle$  分布。フィッティングはランダウ分布を用いて行った。矢印の位置が蛍光量の最頻値である 11.7MeVee を表している。

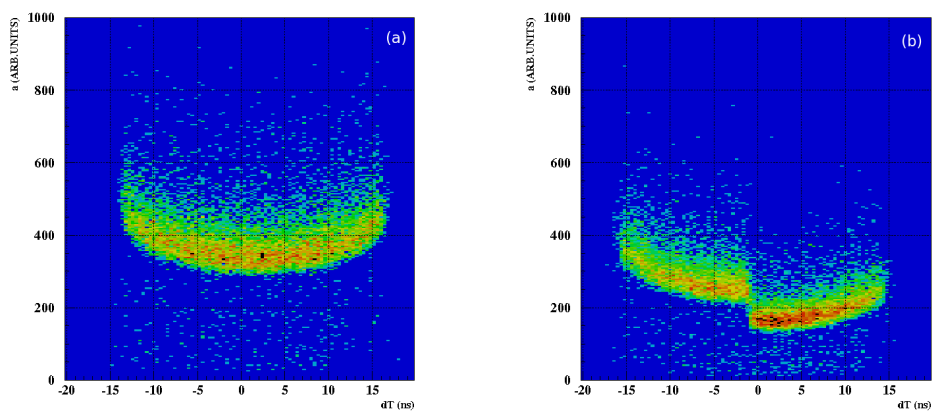


図 4.25:  $\langle A \rangle$  と  $dT$  の相関。

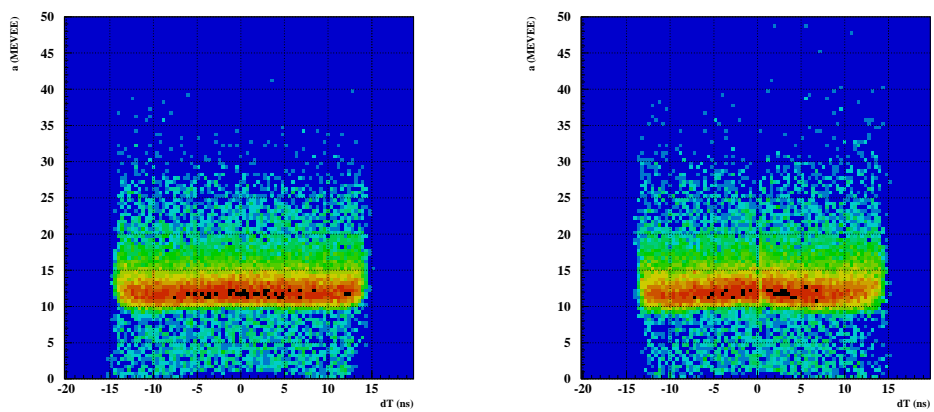


図 4.26: 補正後の  $\langle A \rangle$  と  $dT$  の相関。  $\langle A \rangle$  の位置依存性が補正された。

### 4.4.3 NEUT の絶対時間合わせ

$^6\text{He}$  を Pb 標的に入射し放出された  $\gamma$  線を用いてシンチレーターごとの絶対時間を合わせる。 $\gamma$  線の二次標的-NEUT 間における飛行時間分布の中心値を 0ns に合わせた後に、光速と入射位置から得られる飛行距離から飛行時間を導出し絶対時間を較正した。gamma 線のスルーの影響を打ち消すために蛍光量が 2MeVee 以上のイベントを用いた。図 4.27 に絶対時間合わせを行った後の  $\gamma$  線の飛行時間 (二次標的-NEUT 間) 分布の各面における和のスペクトルを示す。

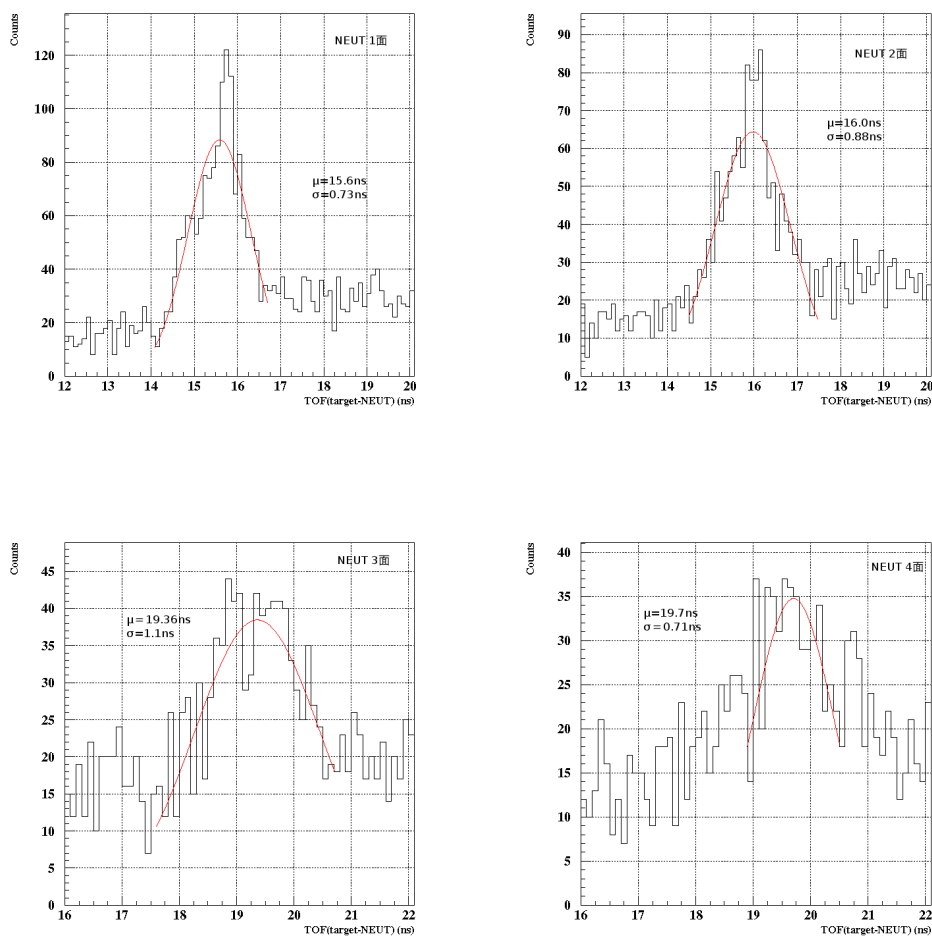


図 4.27: 絶対時間合わせを行った後の  $\gamma$  線の飛行時間 (二次標的-NEUT 間) 分布の各面における和のスペクトル。



#### 4.4.4 2中性子イベントの識別

${}^6\text{He}$  の相対エネルギー分布を求めるためには、2中性子が NEUT で検出されたイベントを識別する必要があるが、この際クロストークが問題になる。クロストークとはプラスチックシンチレーターに入射した中性子が、陽子との弾性散乱や  ${}^{12}\text{C}(n,2n){}^{11}\text{C}$ 、 ${}^{12}\text{C}(n,np){}^{11}\text{B}$  のような反応起こし、放出された陽子や中性子が他のシンチレーターで信号を発生させる現象のことである。真の2中性子イベントを得るためには、クロストークを含む2中性子イベントを排除する必要がある。M $\leq$ 4 のイベントについて解析を行い、Same Wall イベントに対してはクラスター解析、Different Wall イベントに対してはクロストーク排除解析を行って真の2中性子イベントを得た。

まず Hit Pattern について説明する。図 4.28 のように NEUT のビーム上流側の2面をクラスター A、下流側の2面をクラスター B と呼ぶ。2個の信号が同じクラスターから検出された場合を Same Wall イベントと言い、それぞれのクラスターについて Hit Pattern=AA、BB と定義する。2個の信号が異なるクラスターから検出された場合を Different Wall イベントと言い、より速度が大きい信号がクラスター A で検出された場合を Hit Pattern=AB、その逆を BA と定義する。

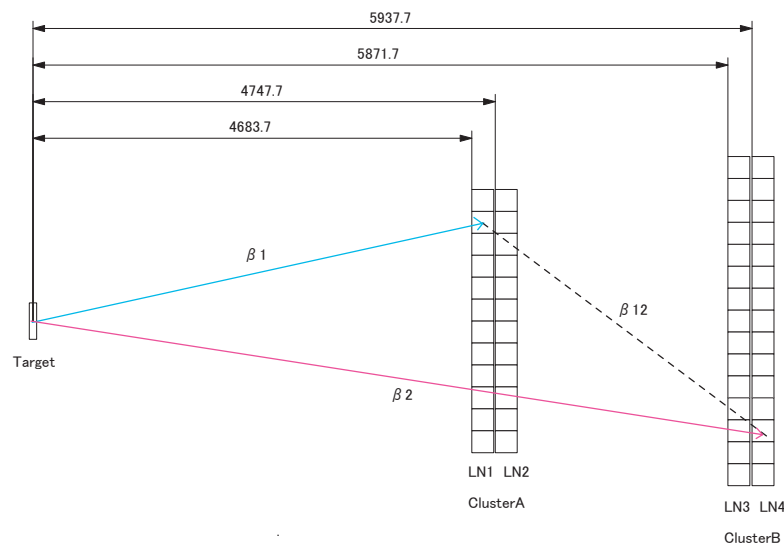


図 4.28: NEUT の模式図。ビーム上流側の2面をクラスター A、下流側の2面をクラスター B と呼ぶ。2個の信号が同じクラスターから検出された場合を Same Wall イベントと言い、それぞれのクラスターについて Hit Pattern=AA、BB と定義する。2個の信号が異なるクラスターから検出された場合を Different Wall イベントと言い、 $\beta_A > \beta_B$  を Hit Pattern=AB、 $\beta_A < \beta_B$  を BA と定義する。

次に Same Wall イベントに対するクラスター解析について説明する。Same Wall イベントがクロストークの場合は近距離で検出されるため、検出位置の差  $dX$ 、 $dY$  からクロストークの識別を行う。クロストークと識別された場合には、TOF(二次標的-NEUT)についてはより小さいものを選択する。このようにして複数の検出をまとめることをクラスター化という。クロストークの識別するための  $dX$ 、 $dY$  の条件は  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  のデータの  $M=2$  のイベントを用いて決定した。 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  では中性子は 1 個しか放出されないからである。図 4.29 は  $M=2$  のイベントの AA、BB の  $dX$ 、 $dY$  分布である。 $dY$  分布はシンチレーターの ID の差  $dID$  を表している。クロストークの識別条件は  $dX$  については  $\pm 2\sigma$  (AA: $\pm 113\text{mm}$ 、BB: $\pm 160\text{mm}$ )、 $dY$  については  $dID \leq 1$  とした。

次に Different Wall イベントに対するクロストーク排除解析について説明する。AB については図 4.28 のように二個の検出間の速度  $\beta_{12}$  を定義し、クロストークの速度は中性子の速度より遅くなくてはいけないことから  $\beta_{12} \leq \beta_1$  の場合はクロストークと識別する。BA については速度の大きいイベントが B に入射しているためクロストークはないと考えられる。

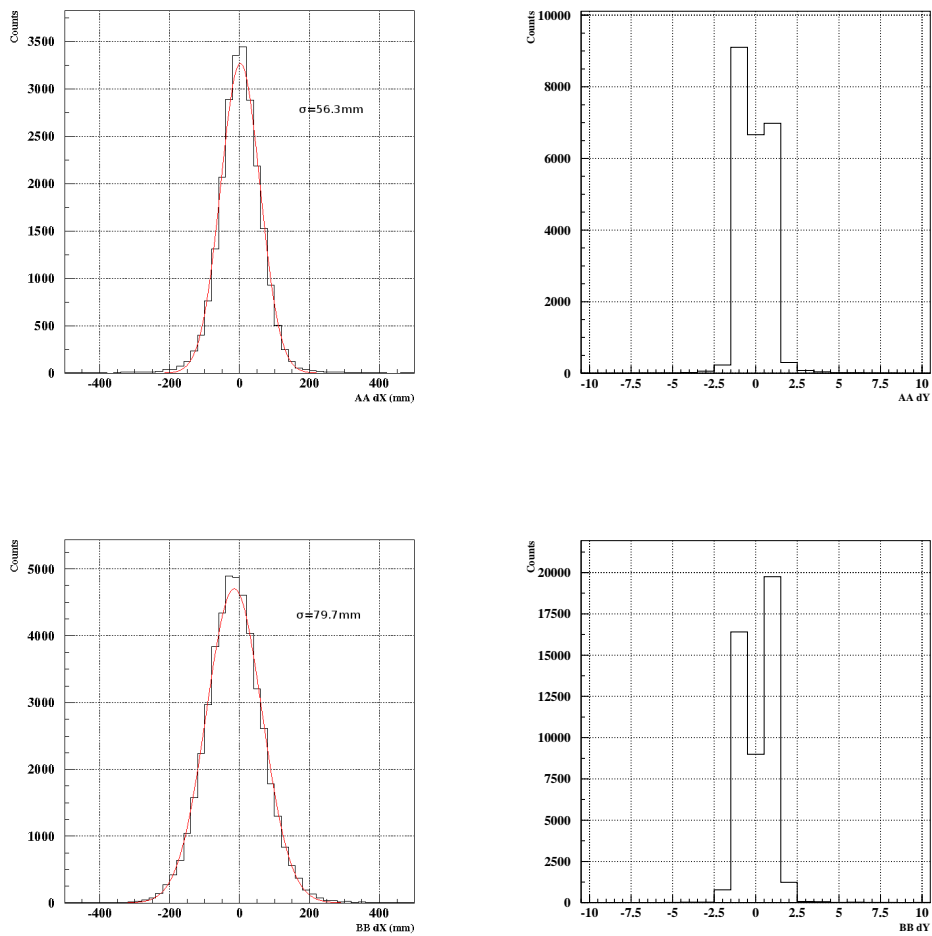


図 4.29:  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  のデータの M=2 のイベントの dX、dY 分布。(a) は AA の dX 分布、(b) は AA の dY 分布、(c) は BB の dX 分布、(d) は BB の dY 分布。dY 分布はシンチレーターの ID の差 dID を表している。これより Same Wall のクロストークの識別条件は dX については  $\pm 2\sigma$  (AA:  $\pm 113 \text{ mm}$ 、BB:  $\pm 160 \text{ mm}$ )、dY については  $dID \leq 1$  とした。

#### 4.4.5 中性子の運動量

図 4.30 に入射  ${}^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における中性子の運動量ベクトルを示す。 ${}^6\text{He}$  の入射方向を重心系の Z 軸としている。NEUT の入射位置から出射ベクトルを求め、二次標的-NEUT 間の TOF から運動量ベクトルの絶対値を求めた。NEUT のアクセプタンスにより一部が欠落した分布となっている。

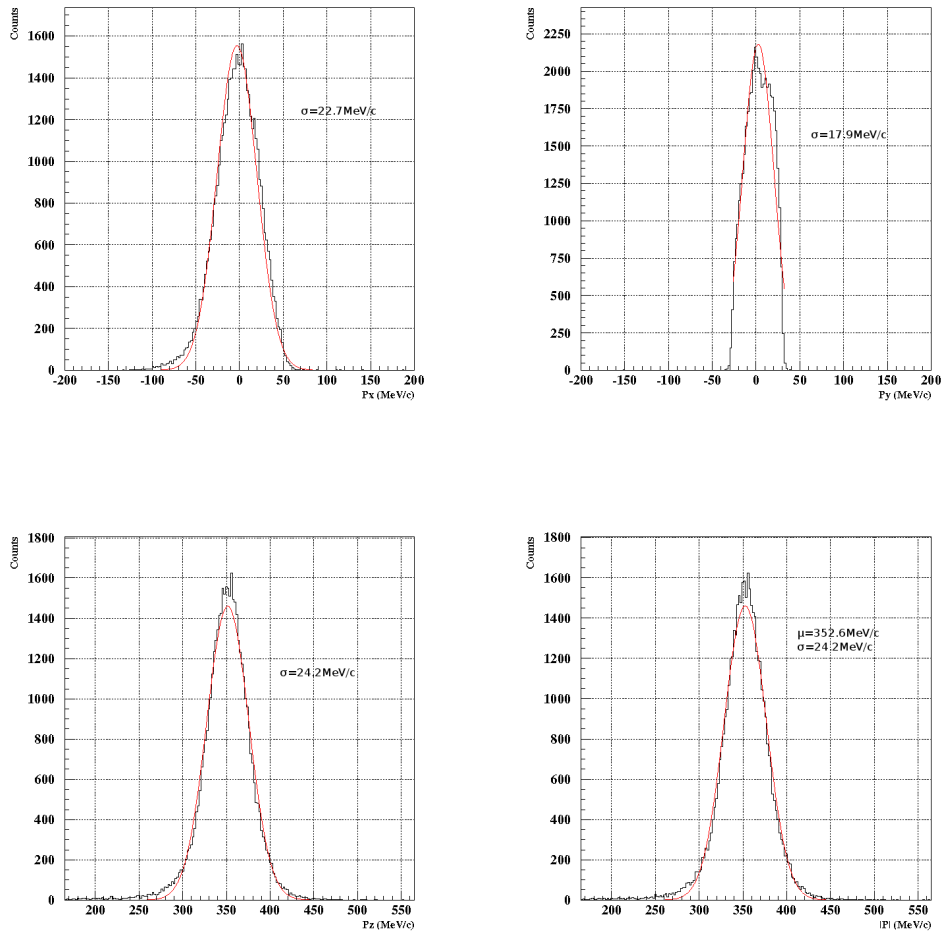


図 4.30: 入射  ${}^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における中性子の運動量ベクトル。(a) $P_x$ 、(b) $P_y$ 、(c) $P_z$ 、(d) $|P|$ 。NEUT のアクセプタンスにより一部が欠落した分布となっている。

#### 4.4.6 NEUT の検出効率

NEUT の検出効率は  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  という反応を用いて求める。この反応の断面積は Taddeucci *et al.*[15] により陽子のエネルギー  $E_p=80\text{-}200\text{MeV}$  の範囲で  $d\sigma/d\Omega_{c.m.}(0^\circ) = 25.9 \pm 0.4\text{mb/sr}$  と分かっている。この値を散乱角度が  $0^\circ$  程度となる  $|X|\leq 150\text{ mm}$ 、 $|Y|\leq 150\text{ mm}$  の領域で検出された中性子のイベント数と比較することで、NEUT の検出効率を求める。本実験では proton ビームとして  $\text{H}_2^+$  ビームを用いている。 $\text{H}_2^+$  は二個の陽子を持つ。

解析はクロストーク解析後に  $M=1$  と識別されたイベントについて行う。図 4.31 に各面における選択した中性子イベントのエネルギー分布を示す。60MeV 付近のピークは  ${}^7\text{Be}$  の基底状態と第一励起状態 (0.43MeV) への遷移によるものであるが、NEUT の時間分解能ではそれらを分けることができないために一つのピークになっている。バックグラウンドは  ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^3\text{He}$  などの反応によるものと考えられる。バックグラウンドを二次関数、ピークをガウス分布でフィットしイベント数を求め、検出効率を導出した。各面についての検出効率を表 4.3 に、用いた定数を表 4.4 に示す。

| 面  | $N_{neut}$ (Counts) | 立体角 (msr) | 検出効率 (%) |
|----|---------------------|-----------|----------|
| 1  | 1853.               | 4.10      | 6.07(24) |
| 2  | 1697.               | 3.99      | 5.71(23) |
| 3  | 812.3               | 2.61      | 4.18(20) |
| 4  | 930.8               | 2.55      | 4.90(22) |
| 総計 |                     |           | 20.9(9)  |

表 4.3: NEUT の検出効率。

|              |                              |                             |
|--------------|------------------------------|-----------------------------|
| $LiveTime_b$ | : DSbeam trig. の Livetime    | 0.875                       |
| $LiveTime_n$ | : NEUT trig. の Livetime      | 0.793                       |
| $N_B(ana)$   | : 入射ビーム ( $\text{H}_2^+$ ) 数 | $8.36 \times 10^6$          |
| $DS\ factor$ | : BEAM trig. の間引き率           | 1/999                       |
| $A_{tgt}$    | : 標的の質量数                     | 7.02                        |
| $d_{tgt}$    | : 標的厚                        | 166(1)(mg/cm <sup>2</sup> ) |
| $jacobian$   | : lab. c.m.                  | 0.7501                      |

表 4.4: 検出効率の導出に用いたパラメータ。

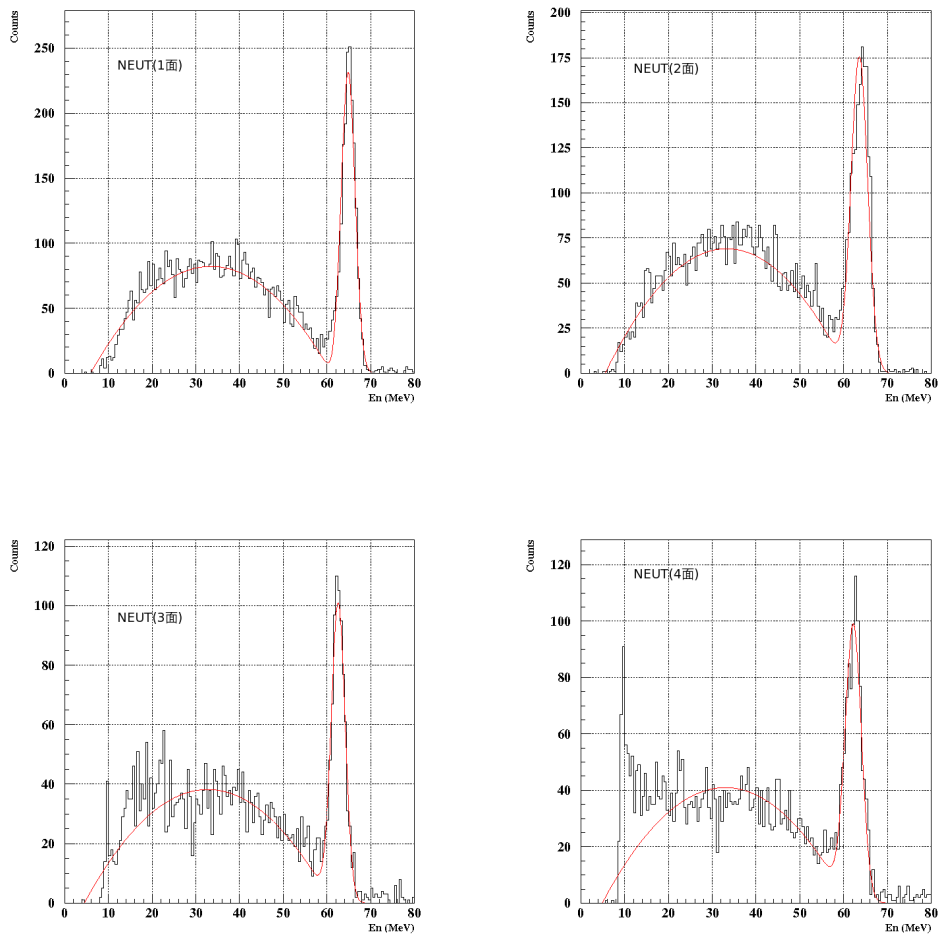


図 4.31: 各面での中性子のエネルギー分布。60MeV 付近のピークは  ${}^7\text{Be}$  の基底状態と第一励起状態 (0.43MeV) への遷移によるものであるが、NEUT の時間分解能ではそれらを分けることができないために一個のピークになっている。バックグラウンドは  ${}^7\text{Be}$   ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$  などの反応によるものと考えられる。バックグラウンドを二次関数、ピークをガウス分布でフィットした。

#### 4.4.7 アクセプトランス

Monte Carlo simulation により、幾何学的なアクセプトランスを評価する。計算では入射粒子の運動量分布と X、Y 方向の位置、角度分布を取り込んでいる。また各検出器の大きさや双極子磁石のアクセプトランスも考慮している。二次標的-双極子磁石間の He-bag 中のエネルギー損失の効果も考慮している。Hit Pattern ごとの結果を図 4.32 に示す。AB のアクセプトランスが  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5$  の範囲で 7%程度と低いため、AB は相対エネルギー分布の導出には用いない。

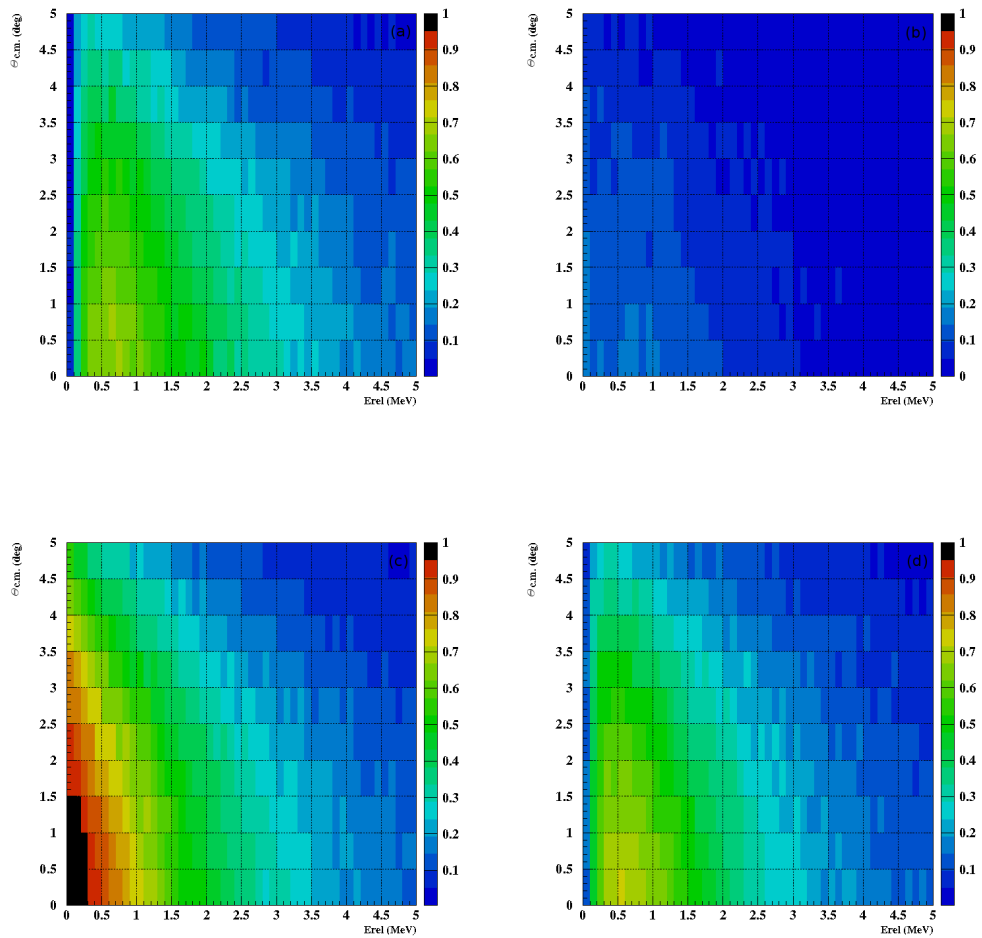


図 4.32: Hit Pattern ごとのアクセプトランス。(a)AA(b)AB(c)BA(d)BB。AB のアクセプトランスが  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5$  の範囲で 7%程度と低いため、AB は相対エネルギー分布の導出には用いない。

図 4.33 に中性子側のアクセプタンスを 100%とした場合の荷電粒子側のみアクセプタンスを示す。アクセプタンスは  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5$  の範囲で 87.3%となった。詳細な値は APPENDIX に示す。

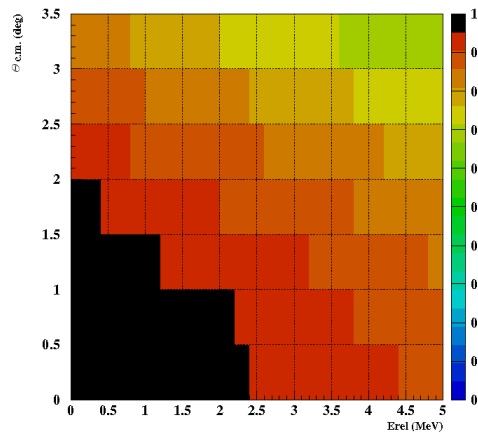


図 4.33: 中性子側のアクセプタンスを 100%とした場合の荷電粒子側のみアクセプタンス。アクセプタンスは  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5$  の範囲で 87.3%となった。



続いてシミュレーションの中性子側のアクセプタンスの検証を行った。シミュレーションにより単一のエネルギーの ${}^6\text{He}$ ビームを角度0で標的に入射させ、相対エネルギーが $10^{-3}\text{eV}$ 程度で崩壊した場合のアクセプタンスを計算した。このように相対エネルギーが非常に小さい場合、2中性子は離れずに中性子検出器に入射すると考えられる。シミュレーションによるアクセプタンスの結果と検出器が見込む立体角から計算したアクセプタンスの結果を比較した。比較はHit Pattern AA, BB について行い、図 4.34、4.35 のように誤差の範囲で一致する結果を得た。

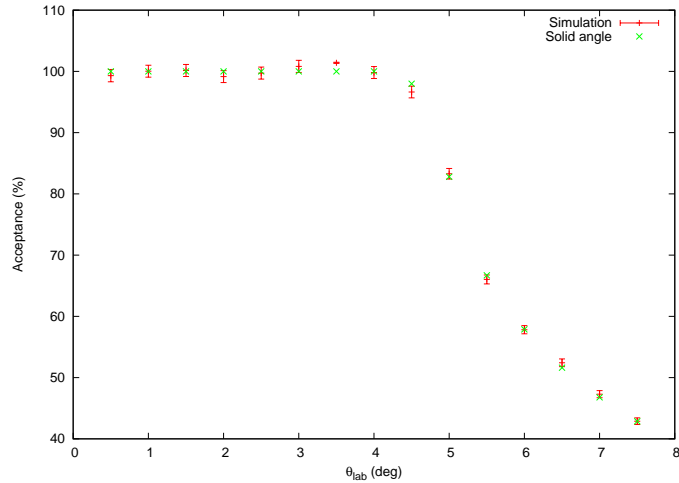


図 4.34: Hit Ptttern AA についてのシミュレーションによるアクセプタンスの結果と検出器が見込む立体角から計算したアクセプタンスの結果の比較。誤差の範囲でほぼ一致した。

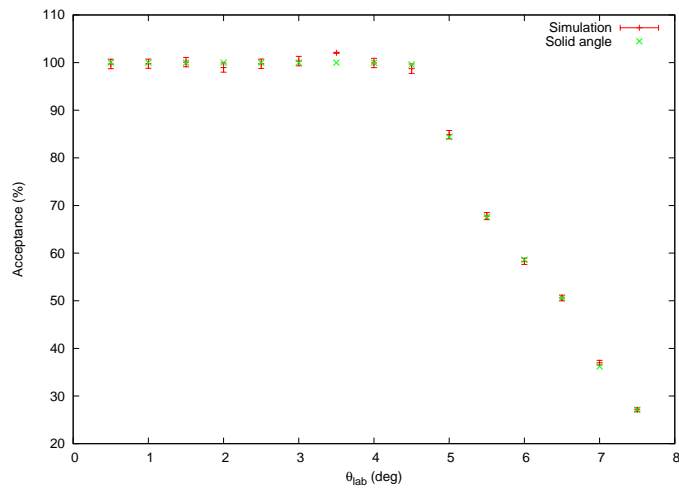


図 4.35: Hit Ptttern BB についてのシミュレーションによるアクセプタンスの結果と検出器が見込む立体角から計算したアクセプタンスの結果の比較。誤差の範囲でほぼ一致した。

## 第5章 結果と議論

ここでは解析結果と議論について述べる。解析により得られた  ${}^4\text{He}$  と 2 中性子の運動量ベクトルから非束縛励起状態  ${}^6\text{He}^*$  の運動量ベクトルを導出し不変質量法を用いて相対エネルギーを求めた。入射した  ${}^6\text{He}$  の運動量ベクトルと出射した  ${}^6\text{He}^*$  の運動量ベクトルから散乱角度を求めた。そして相対エネルギーが  $0 < E_{rel} < 4\text{MeV}$ 、散乱角度が  $0 < \theta_{c.m.} < 3.5\text{deg}$  の範囲で  ${}^6\text{He}$  の相対エネルギー分布、散乱角度分布を導出した。得られた相対エネルギー分布より E1 強度分布を導出した。

### 5.0.8 バックグラウンドイベントの除去

バックグラウンドイベントの測定は空標的を用いて行った。図 5.1 は  $0 < \theta_{c.m.} < 3.5\text{deg}$  の範囲で求めた Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布とそのバックグラウンドを示した図である。空標的のデータについても鉛標的のデータと全く同様に解析した後に、入射した  ${}^6\text{He}$  の数によって規格化して差し引くことでバックグラウンドを除去した。S/N 比はそれぞれ AA:3.21、BA:3.75、BB:3.49 であった。

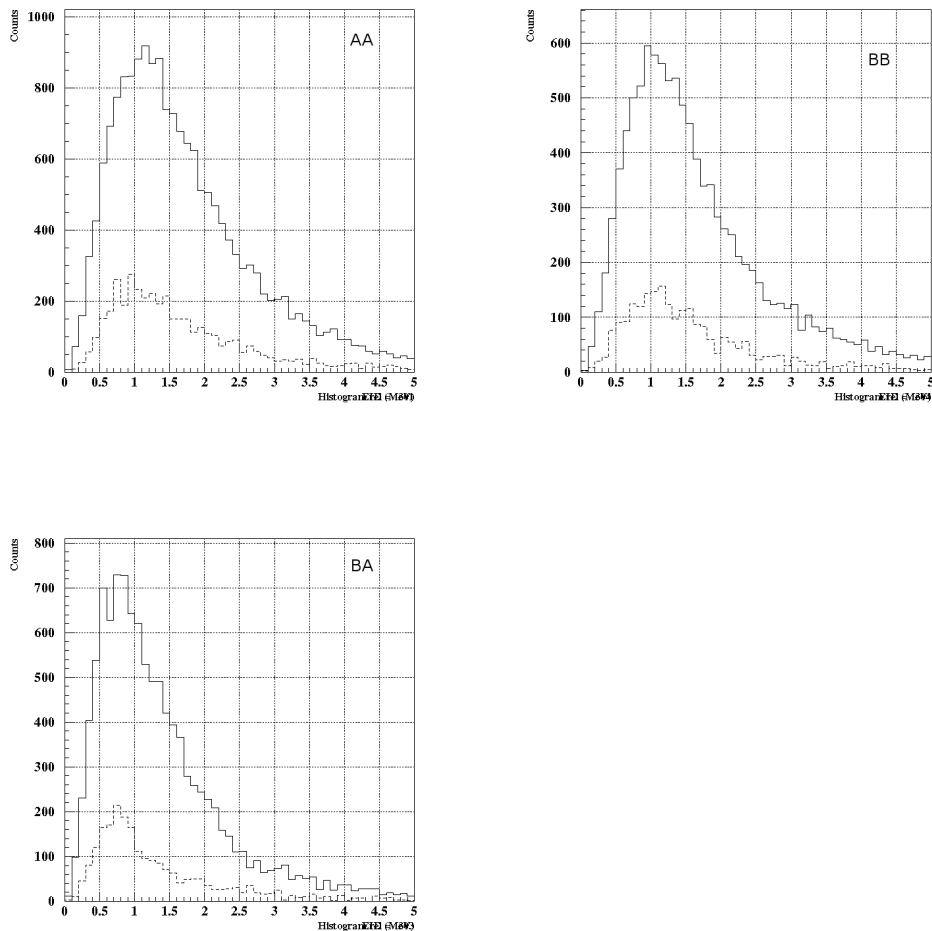


図 5.1: Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布とそのバックグラウンドを示した図。バックグラウンドは入射した  ${}^6\text{He}$  の数によって規格化されている。

### 5.0.9 散乱角度分布

図 5.2 は相対エネルギーが  $0 < E_{rel} < 4\text{MeV}$  の範囲で導出した、 ${}^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における散乱角度分布である。本研究では  ${}^6\text{He}$  を  $70\text{MeV/u}$  で鉛標的に入射させており、grazing angle は  $3.5^\circ$  である。散乱角度分布には E1 励起の特徴である低散乱角度領域で断面積が大きく、grazing angle 近辺で落ち込む様子が見える。

図 5.3 は Hit Pattern ごとの散乱角度分布である。本来、Hit Pattern ごとの検出効率を補正した後の散乱角度分布は Hit Pattern によらず一致するはずだが、Same Wall と Different Wall の結果が一致しなかった。原因としては、Hit Pattern ごとに異なる NEUT の検出効率の導出やアクセプタンスの導出の手順に何らかの問題があることなどが考えられるが、現在調査中である。

表 5.1 に反応断面積の導出に用いたパラメータを示す。

|                   |  |                             |
|-------------------|--|-----------------------------|
| $LiveTime_N$      | : NEUT trig. の Livetime                        | 0.747                       |
| $N_B$             | : 入射 ${}^6\text{He}$ ビームのイベント数                 | $4.73 \times 10^6$          |
| $LiveTime_B$      | : BEAM trig. の Livetime                        | 0.789                       |
| $DS - factor$     | : BEAM trig. の間引き率                             | 1/500                       |
| $A_t$             | : 標的の質量数                                       | 207.710                     |
| $x$               | : Pb 標的の厚さ                                     | $783 \pm 6 \text{ mg/cm}^2$ |
| $\epsilon_{MDC}$  | : MDC の検出効率                                    | 0.988                       |
| $\epsilon_{FDC3}$ | : FDC3 の検出効率                                   | 0.947                       |
| $\epsilon_{NEUT}$ | : NEUT の二中性子の検出効率<br>: (hit pattern ごとに決定)     | 表 4.3 参照                    |
| $acc_{NEUT}$      | : ${}^4\text{He}+2n$ の geometirical acceptance | 図 4.32 参照                   |

表 5.1: クーロン分解反応の断面積の導出に用いたパラメータ

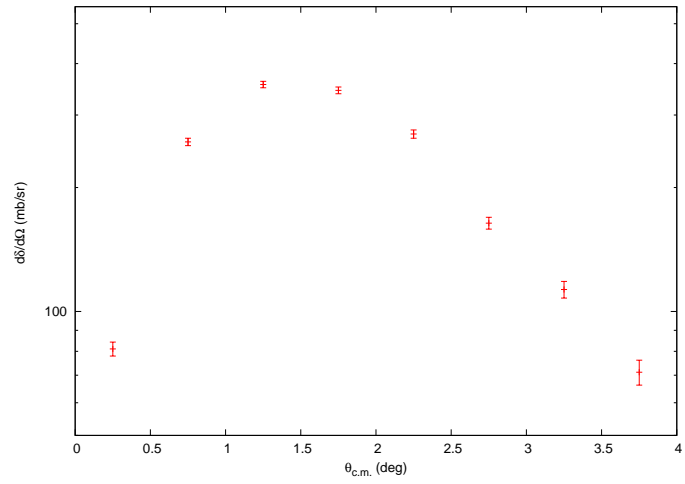


図 5.2:  $0 < E_{rel} < 4\text{MeV}$  の範囲で導出した  ${}^6\text{He}$  と鉛標的の重心系における散乱角度分布。E1 励起の特徴である低散乱角度領域で断面積が大きく、grazing angle(3.5 °) 近辺で落ち込む様子が見える。

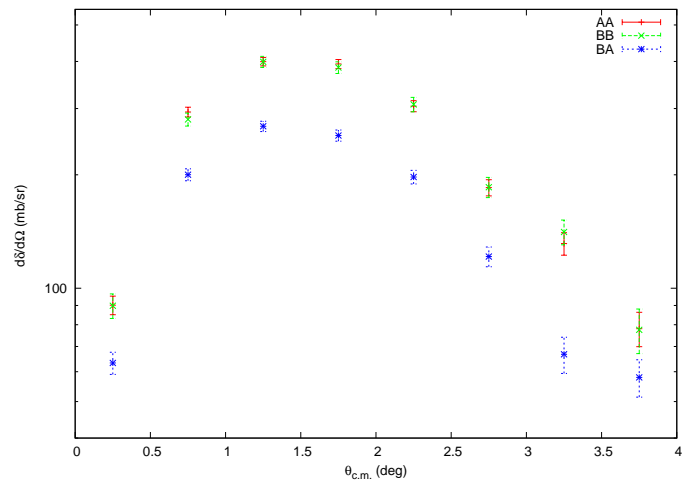


図 5.3: Hit Pattern ごとの散乱角度分布。Same Wall と Different Wall の結果が一致しなかった。原因は現在調査中である。

### 5.0.10 相対エネルギー分布

図 5.4 は散乱角度が  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5 \text{deg}$  の範囲で導出した  ${}^6\text{He}^*$  の相対エネルギー分布である。2.1 で述べたように grazing angle より小さい散乱角度領域を選択することでクーロン分解反応の寄与を取り出すことができる。  $0 \leq E_{rel} \leq 4 \text{MeV}$  の範囲で積分し、クーロン分解反応の断面積として  $672. \pm 6 \text{mb}$  を得た。

図 5.5 は Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布である。散乱角度分布と同様に Same Wall と Different Wall の結果に隔たりが見られた。

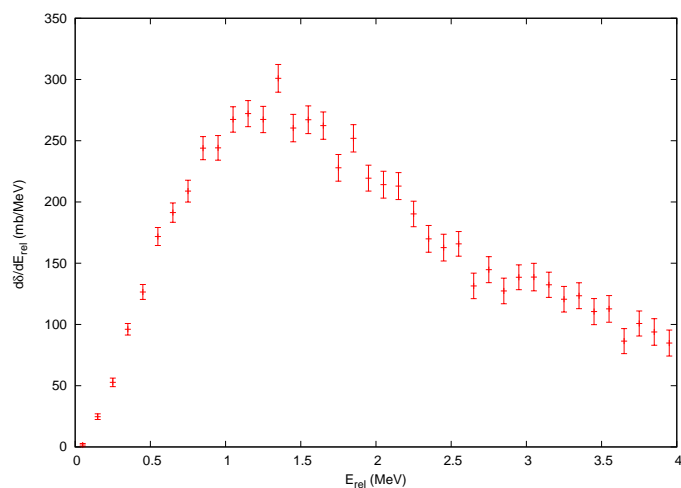


図 5.4:  $0 < \theta_{c.m.} < 3.5 \text{deg}$  の範囲で導出した、 ${}^6\text{He}^*$  の相対エネルギー分布。  $0 \leq E_{rel} \leq 4 \text{MeV}$  の範囲で積分し、クーロン分解反応の断面積は  $672. \pm 6.26 \text{mb}$  となった。

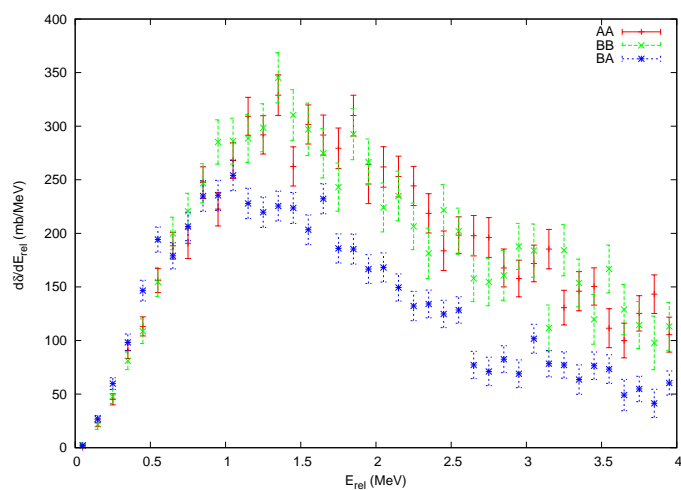


図 5.5: Hit Pattern ごとの相対エネルギー分布。散乱角度分布と同様に Same Wall と Different Wall の結果に隔たりが見られた。

### 5.0.11 E1 強度分布

図 5.6 は 2.1 で示した  $B(E1)$  と反応断面積の関係式より導出した  $B(E1)$  分布である。 $0 \leq E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分した  $B(E1)$  の値は  $0.717 \pm 0.008 e^2 fm^2$  となった。図 5.7 に GSI および MSU による  $B(E1)$  分布を示す。本研究の結果は誤差の範囲でほぼ GSI の結果と一致した。今回の結果は GSI の結果よりも統計誤差が小さく精度が改善していることが分かる。今後は、精度良く得られた本研究の結果と三体クラスターモデル等の理論計算との比較を行うことにより二中性子ハロー核のソフト E1 励起メカニズムの解明が進むことが期待される。

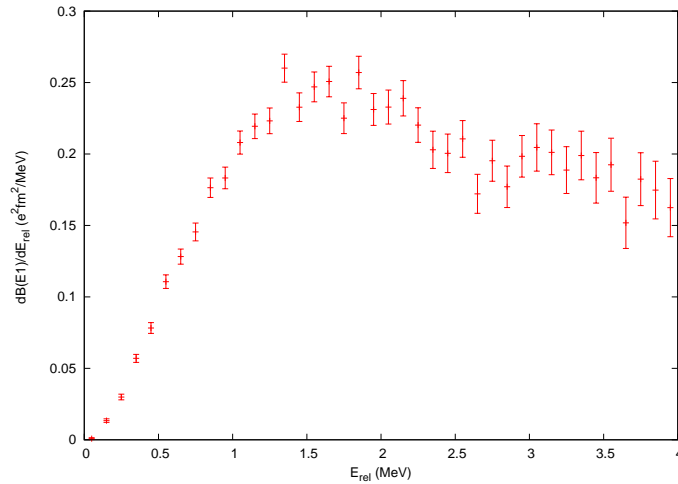


図 5.6: 相対エネルギー分布より求めた  $B(E1)$  分布。 $E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分した  $B(E1)$  の値は  $0.717 \pm 0.008(sta)e^2 fm^2$  となった。

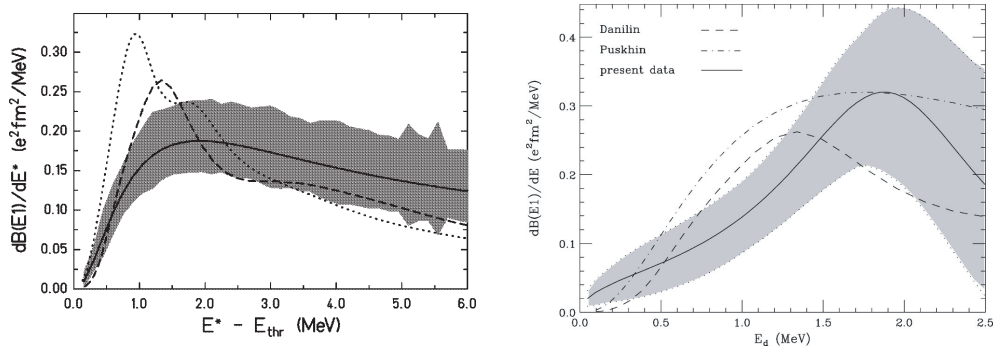


図 5.7:  $B(E1)$  分布の比較の比較。左図は GSI、右図は MSU による  $B(E1)$  分布。本研究の結果は統計誤差が小さく精度が改善している。誤差の範囲でほぼ GSI の結果と一致した。

## 第6章 まとめ

二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$  の鉛標的によるクーロン分解反応を測定し、ソフト E1 強度分布を導出した。実験は理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS によって得られた二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$  を核子当たり 70MeV で鉛標的に入射して非束縛励起状態  ${}^6\text{He}^*$  を生成し、三体崩壊  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+n+n$  を測定した。全ての放出粒子の 4 元運動量ベクトルを測定し、不変質量からクーロン分解反応断面積の相対エネルギー分布を求めた。 ${}^6\text{He}^*$  の相対エネルギー分布を散乱角度が  $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5\text{deg}$  という grazing angle より小さい散乱角度領域で導出することで、クーロン分解反応の寄与を取り出した。 $0 \leq \theta_{c.m.} \leq 3.5\text{deg}$ 、 $0 \leq E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分し、クーロン分解反応の断面積として  $672 \pm 6\text{mb}$  を得た。そして相対エネルギー分布より B(E1) 分布を導出した。 $0 \leq E_{rel} \leq 4\text{MeV}$  の範囲で積分した B(E1) の値は  $0.717 \pm 0.008 e^2 fm^2$  となった。従来の結果と比較して本研究の結果は統計誤差が小さく精度が改善されたものとなった。得られた B(E1) 分布は誤差の範囲でほぼ GSI の結果と一致した。今後は課題として、精度良く得られた本研究の結果と三体クラスターモデル等の理論計算との比較を行うことにより二中性子ハロー核のソフト E1 励起メカニズムの解明を進めることが挙げられる。



## 第7章 APPENDIX

### 7.0.12 イオン光学計算コード OPTRACE への入力

イオン光学計算コード OPTRACE を用いて出射粒子の二次標的-FDC3 間のトランスファー行列を導出した際の入力を以下に示す。トランスファー行列を導出する際に必要となる 44 本のレイでは、二次標的でのビーム像より  $\phi$  の範囲を  $\pm 54\text{mrad}$  と設定した。また  $\delta$  の範囲については、中心軌道を描く単位電荷当たりの運動量を基準に目的とする  ${}^4\text{He}$  の運動量まで含む  $\pm 0.35$  と設定した。

```
BMAG 08/11/03 For R411n 6He
DREP
0 1 1 0 3 1
0.00
DPRM
DIPO BMG
2.00 2.00 2.00 5.00
78.8715 59.85 25.00 262.00 1.1672
20.31 17.79 8.31
0.00 0.00 0.00 0.00
50.00 -50.00 -50.00 50.00
0.162845592.56634550-0.65224090.98838156-0.19893520.02913340
0.156180682.50076928-0.66797300.97719752-0.1180347-0.0856621
0.00 0.00 0.00 0.00 0.00 0.00
0.00 0.00
1.5463558823.4515373241.414118-302.156705484.4915335039.9154
3.4213284745.2635762245.723260-1987.9679-25768.244-112492.44
DRIF
60.837
DRIF
52.000
SENT RAYS
44 933.819 0.0
0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
0.0 0.6 0.0 0.0 0.0 0.0
0.2 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
-0.2 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
0.0 3.0 0.0 0.0 0.0 0.0
0.0 -3.0 0.0 0.0 0.0 0.0
```

0.0 0.0 0.2 0.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 -0.2 0.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.0 9.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.0 -9.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 7.0  
0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 -7.0  
0.4 6.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
-0.4 -6.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
0.6 0.0 0.0 0.0 0.0 14.0  
-0.6 0.0 0.0 0.0 0.0 -14.0  
0.0 9.0 0.0 0.0 0.0 21.0  
0.0 -9.0 0.0 0.0 0.0 -21.0  
0.0 0.0 0.4 18.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.4 -18.0 0.0 0.0  
0.8 0.0 0.2 0.0 0.0 0.0  
-0.8 0.0 0.2 0.0 0.0 0.0  
0.2 0.0 0.0 9.0 0.0 0.0  
-0.2 0.0 0.0 9.0 0.0 0.0  
0.0 12.0 0.6 0.0 0.0 0.0  
0.0 -12.0 0.6 0.0 0.0 0.0  
0.0 3.0 0.0 36.0 0.0 0.0  
0.0 -3.0 0.0 36.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.8 0.0 0.0 28.0  
0.0 0.0 0.8 0.0 0.0 -28.0  
0.0 0.0 0.0 45.0 0.0 35.0  
0.0 0.0 0.0 45.0 0.0 -35.0  
0.0 15.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
0.0 -15.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
1.0 18.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
-1.0 18.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
1.0 -18.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
-1.0 -18.0 0.0 0.0 0.0 0.0  
0.0 21.0 0.0 0.0 0.0 35.0  
0.0 21.0 0.0 0.0 0.0 -35.0  
0.0 -21.0 0.0 0.0 0.0 35.0  
0.0 -21.0 0.0 0.0 0.0 -35.0  
0.0 0.0 0.0 54.0 0.0 0.0  
0.0 0.0 0.0 -54.0 0.0 0.0  
DEND  
FINE

### 7.0.13 荷電粒子側のアクセプタンス

4.4.7 で示した荷電粒子側のみアクセプタンスマップの詳細を以下に示す。

|              |             |              |              |              |              |
|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 3.0 °- 3.5 ° | 83.2        | 83.5         | 81.4         | 81.4         | 80.9         |
| 2.5 °- 3.0 ° | 87.9        | 87.9         | 86.3         | 86.6         | 85.8         |
| 2.0 °- 2.5 ° | 91.8        | 91.8         | 91.5         | 90.9         | 89.5         |
| 1.5 °- 2.0 ° | 95.3        | 95.4         | 94.7         | 94.3         | 93.6         |
| 1.0 °- 1.5 ° | 98.0        | 97.7         | 96.9         | 96.5         | 96.0         |
| 0.5 °- 1.0 ° | 99.6        | 99.1         | 98.7         | 98.5         | 97.9         |
| 0 °- 0.5 °   | 99.8        | 99.7         | 99.5         | 99.0         | 98.5         |
|              | 0 - 0.2 MeV | 0.2 - 0.4MeV | 0.4 - 0.6MeV | 0.6 - 0.8MeV | 0.8 - 1.0MeV |

|              |             |              |              |              |              |
|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 3.0 °- 3.5 ° | 79.3        | 78.8         | 77.7         | 77.1         | 76.8         |
| 2.5 °- 3.0 ° | 85.4        | 84.7         | 84.2         | 83.3         | 82.9         |
| 2.0 °- 2.5 ° | 90.0        | 89.9         | 88.4         | 87.8         | 87.2         |
| 1.5 °- 2.0 ° | 93.2        | 92.7         | 92.5         | 92.0         | 91.3         |
| 1.0 °- 1.5 ° | 95.7        | 95.1         | 94.7         | 94.4         | 93.5         |
| 0.5 °- 1.0 ° | 97.4        | 96.7         | 96.2         | 95.8         | 95.3         |
| 0 °- 0.5 °   | 98.4        | 97.9         | 97.3         | 96.6         | 96.6         |
|              | 1 - 1.2 MeV | 1.2 - 1.4MeV | 1.4 - 1.6MeV | 1.6 - 1.8MeV | 1.8 - 2.0MeV |

|              |             |              |              |              |              |
|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 3.0 °- 3.5 ° | 75.6        | 75.6         | 74.6         | 74.3         | 73.5         |
| 2.5 °- 3.0 ° | 82.6        | 81.3         | 80.7         | 80.4         | 78.9         |
| 2.0 °- 2.5 ° | 86.7        | 86.5         | 85.8         | 84.8         | 84.2         |
| 1.5 °- 2.0 ° | 90.5        | 89.8         | 89.4         | 89.3         | 88.2         |
| 1.0 °- 1.5 ° | 93.6        | 93.0         | 92.1         | 92.1         | 91.7         |
| 0.5 °- 1.0 ° | 95.5        | 94.7         | 93.9         | 93.5         | 93.0         |
| 0 °- 0.5 °   | 95.4        | 95.7         | 95.0         | 94.4         | 94.0         |
|              | 2 - 2.2 MeV | 2.2 - 2.4MeV | 2.4 - 2.6MeV | 2.6 - 2.8MeV | 2.8 - 3.0MeV |

|              |             |              |              |              |              |
|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 3.0 °- 3.5 ° | 71.6        | 71.7         | 71.7         | 70.5         | 70.9         |
| 2.5 °- 3.0 ° | 78.9        | 78.0         | 76.5         | 77.0         | 75.7         |
| 2.0 °- 2.5 ° | 83.5        | 82.9         | 82.5         | 81.5         | 81.3         |
| 1.5 °- 2.0 ° | 87.2        | 86.7         | 87.2         | 86.1         | 85.5         |
| 1.0 °- 1.5 ° | 90.6        | 89.5         | 89.8         | 89.7         | 88.5         |
| 0.5 °- 1.0 ° | 92.6        | 92.1         | 91.1         | 90.7         | 90.4         |
| 0 °- 0.5 °   | 93.2        | 92.8         | 92.3         | 92.1         | 91.4         |
|              | 3 - 3.2 MeV | 3.2 - 3.4MeV | 3.4 - 3.6MeV | 3.6 - 3.8MeV | 3.8 - 4.0MeV |

|              |             |              |              |              |              |
|--------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 3.0 °- 3.5 ° | 70.9        | 69.5         | 69.1         | 68.6         | 67.7         |
| 2.5 °- 3.0 ° | 75.2        | 74.5         | 74.8         | 74.0         | 73.6         |
| 2.0 °- 2.5 ° | 81.2        | 80.2         | 79.2         | 78.8         | 78.5         |
| 1.5 °- 2.0 ° | 85.3        | 84.1         | 84.3         | 83.1         | 82.4         |
| 1.0 °- 1.5 ° | 88.0        | 87.7         | 86.2         | 85.9         | 85.0         |
| 0.5 °- 1.0 ° | 89.7        | 88.9         | 89.4         | 88.6         | 86.9         |
| 0 °- 0.5 °   | 90.6        | 91.0         | 89.6         | 88.9         | 89.3         |
|              | 4 - 4.2 MeV | 4.2 - 4.4MeV | 4.4 - 4.6MeV | 4.6 - 4.8MeV | 4.8 - 5.0MeV |

表 7.1: 荷電粒子側のためのアクセプタンスマップの詳細。アクセプタンスの単位は%である。

## 関連図書

- [1] I.Tanihata *et al.*, Phys.Rev.Lett.55 (1985),2676.
- [2] T.Kobayashi *et al.*, Phys.Rev.Lett.60 (1988),2599.
- [3] B.M.Young *et al.*, Phys.Rev.Lett.71 (1993),4124.
- [4] T.Nakamura *et al.*, Phys.Lett.B331 (1994),296.
- [5] T.Nakamura *et al.*, Phys.Rev.Lett.83 (1999),1112.
- [6] T.Aumann *et al.*, Phys.Rev.C59 (1999),1252.
- [7] S.Shimoura *et al.*, Phys.Lett.B348 (1995),29.
- [8] J.Wang *et al.*, Phys.Rev.C65 (2002),034306.
- [9] T.Nakamura *et al.*, Phys.Rev.Lett.96(2006),252502.
- [10] M.Zinser *et al.*, Nucl.Phys.A619 (1997),151.
- [11] K.Ieki *et al.*, Phys.Rev.Lett.70(1993),730.
- [12] M.V.Zhukov *et al.*, Phys.Rep.231(1993),151.
- [13] C.A.Bertulani *et al.*, Phys.Rep.163(1988),299.
- [14] N.Fukuda. Doctoral Dissertation.
- [15] T.N. Taddeucci *et al.*, Phys.Rev.C (1990)6.
- [16] 八木浩輔, 原子核物理学 (1991).

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、たくさんの人たちの御協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司教授には解析を進めるうえで、常に丁寧且つ的確な御指導と展望を与えて頂きました。また助手の佐藤義輝氏には解析で行き詰まった際にはいつも身近な立場から大変親身で丁寧な助言をして頂きました。また中村研究室のOBである近藤洋介氏には近藤氏が卒業された後も、様々な機会に本大学まで足を運んで頂き、多くのことを教えて頂きました。また中村研究室のOBである篠原摩有子氏や南日卓氏に在学中教えて頂いた多くことが本研究行いう上で大変役立ちました。中村研究室の中山佳晃氏には解析で行き詰まった際には色々と話を聞いて頂きました。この場を借りて心より感謝致します。