

2013年度 修士論文

# 中性子過剰核 $^{19}\text{B}$ の分解反応

生越 駿

学籍番号 12M01111

指導教員 中村 隆司

東京工業大学 大学院理工学研究科 基礎物理学専攻

2013年1月24日

## 概要

中性子ドリップライン上に存在する原子核の一部では、通常の核密度を持つコアの周りに価中性子が広がって分布している構造をとり、通常の核半径 ( $\sim 1.2A^{1/3}$  fm) よりも大きな核半径を持つ場合があることが知られている。この構造は中性子ハロー構造と呼ばれる。ハロー構造は安定核では見られない特異な構造であり、中性子分離エネルギーが低く、価中性子の軌道角運動量が小さいときに発達する。 $^{19}\text{B}$  は二中性子分離エネルギーが  $0.14\pm 0.39$  MeV と小さく、平均二乗半径が  $3.11\pm 0.13$  fm と大きいことが報告されている。この二つの結果は  $^{19}\text{B}$  が  $^{17}\text{B}$  をコア核として二個の価中性子をハローとする二中性子ハロー核であることを示唆している。

中性子ハロー構造を調べる方法として、電気双極子 (E1) 励起強度を測定するのが有効である。通常の原子核は励起エネルギーが 10–20 MeV の範囲に巨大双極子共鳴 (GDR) を持つが、ハロー核は GDR に加えて励起エネルギー 1–2 MeV の範囲にも強度を持ち、これはソフト E1 励起と呼ばれる。GDR は陽子と中性子の逆位相の振動状態と考えることができ、ソフト E1 励起はコア核と価中性子の分極による励起状態と考えることができる。そのため、ソフト E1 励起を測定することにより、ハロー核構造を調べることができる。例えば、測定で得られる換算遷移確率  $B(E1)$  から二個のハロー中性子の間の空間的な相関を調べることができる。二中性子ハロー核では希薄な密度を持つ表面に現れると予言されているダイニュートロン相関が期待されているがまだ見つかっていない。本論文では、 $^{19}\text{B}$  のクーロン分解反応を用いてその時現れる相対エネルギー ( $E_{rel}$ ) 分布および  $B(E1)$  分布を用いてダイニュートロン相関について議論する。

実験は理化学研究所の RIBF (RI Beam Factory) において行われた。 $^{19}\text{B}$  の生成と分離には BigRIPS が用いられた。核子あたり約 220 MeV の  $^{19}\text{B}$  と鉛および炭素標的の反応で放出される荷電粒子と中性子の運動量の同時測定には、RIBF に完成した多核粒子測定装置 SAMURAI (Superconducting Analyzer for MULTI-particle from RAdioIsotope Beams) が用いられた。

オフライン解析では、飛行時間 (TOF)、磁気硬度 ( $B\rho$ )、エネルギー損失の値を得ることにより、入射粒子および出射する荷電粒子の粒子識別を行った。粒子識別により、本研究の対象である  $^{19}\text{B}\rightarrow^{17}\text{B}+X$  の反応を選択し、 $^{19}\text{B}$  のインクルーシブな量として反応断面積  $\sigma_R$  と二中性子分離断面積  $\sigma_{2n}$  を求めた。 $\sigma_R$  は炭素標的では  $1.304\pm 0.024$  (stat.) b と得られた。通常の核の半径 ( $R = r_0A^{1/3}$ ) を使用する Kox の経験式による計算値 (1.043 b) と比較すると、実験結果が計算値より大きくなっている。これは  $^{19}\text{B}$  がハロー核であることを示唆している。また、 $\sigma_{-2n}$  は炭素標的で  $0.232\pm 0.008$  (stat.) b、鉛標的で  $1.712\pm 0.072$  (stat.) b と得られ、これらの値からクーロン分解反応断面積を求めると、 $1.221\pm 0.074$  (stat.) b となった。このような大きな断面積は  $^{19}\text{B}$  がハロー核であることを示唆している。また、それぞれの反応においてオフライン解析で中性子イベントを選択し、 $E_{rel}$  分布を得た。 $^{18}\text{B}$  の  $E_{rel}$  分布では既に報告されている基底状態を観測し、また、0.7 MeV と 1.9 MeV に新しい励起状態を観測した。 $^{19}\text{B}$  のクーロン分解反応のスペクトルを導出した。導出したスペクトルは 1 MeV 付近に強い励起が観測され、積分値として  $0.868\pm 0.032$  (stat.) b という値を得た。これはハロー核特有のソフト E1 励起が起こっていることを強く示唆している。このスペクトルから  $B(E1)$  分布が導出され、積分値として  $B(E1) = 1.32\pm 0.07$  (stat.)  $e^2\text{fm}^2$  という結果を得た。この値からコア核の重心と二中性子の重心との間の距離の期待値を推定すると  $4.5\pm 0.2$  (stat.) fm となった。これはコア核の半径  $R_{17\text{B}} = r_0A^{1/3} = 3.09$  fm より大きく、 $^{19}\text{B}$  がハロー核であることを示す。さらに二中性子の間に相関がない場合の理論計算を用いて二中性子のなす角の期待値を見積もると、 $47_{-17}^{+12}$  (stat.) 度という値が得られ、ダイニュートロン相関の存在が示唆された。

## Abstract

At the neutron drip, it was observed that some nuclei have a halo structure which are not observed for stable nuclei. This structure is drawn with a core nucleus and halo neutrons. These have the low separation energy and larger radius than one of stable nuclei ( $\sim 1.2A^{1/3}$  fm).  $^{19}\text{B}$  is suggested to have a halo structure from the measurements of two neutron separation energy is  $0.14\pm 0.39$  MeV and RMS radius is  $3.11\pm 0.13$  fm.

The measurement of E1 excitation strength is effective to study neutron halo structures because halo nuclei have soft E1 excitation with GDR which is the excited state that stable nuclei have. The  $B(E1)$  distribution are related with a spatial correlation of halo neutrons. It is predicted that this correlation appears around the surface which has the low density. This thesis reported the relative energy spectrum ( $E_{rel}$ ) and the  $B(E1)$  distribution, which were obtained by the measurement of the coulomb breakup reaction.

The experiment for the Coulomb breakup reaction of  $^{19}\text{B}$  was carried out at RI Beam Factory in RIKEN. A  $^{19}\text{B}$  beam were generated and separated at BigRIPS. The fragments and neutrons generated by the reactions,  $^{19}\text{B}$  (219.5 MeV/uc)+Pb and  $^{19}\text{B}$  (219.7 MeV/uc)+C, were measured at SAMURAI (Superconducting Analyzer for MUlti-particle from RAdioIsotope Beams).

Inclusive cross sections for the reaction ( $^{19}\text{B}\rightarrow^{17}\text{B}+\text{X}$ ) were extracted by identifying the beam particle and the fragment. The reaction cross section was  $1.304\pm 0.024$  (stat.) barn. Compared with Kox formula (1.043 b), It was found the experimental result is larger than the calculation. It suggests that  $^{19}\text{B}$  has a halo structure. The two neutron removal cross section on the carbon target was  $0.232\pm 0.008$  (stat.) barn and one on the lead target was  $1.712\pm 0.072$  (stat.) barn. The Coulomb breakup crosssection was  $1.221\pm 0.074$  (stat.) barn.

In the relative energy spectrum of  $^{17}\text{B}+\text{n}$  in the carbon target decay, the known ground state as well as new two excited states of  $^{18}\text{B}$  are observed. The Coulomb breakup spectrum of  $^{19}\text{B}$  was obtained from the relative energy spectrum of  $^{17}\text{B}+2\text{n}$  in the carbon target decay and one in the lead target decay. It showed a strong excited state around 1 MeV and The integral value was  $0.868\pm 0.032$  (stat.) b. These results suggested that soft E1 excitation appered. The  $B(E1)$  distribution was obtained from the Coulomb breakup spectrum of  $^{17}\text{B}+2\text{n}$ . The integral value of  $B(E1)$  was  $1.32\pm 0.07$  (stat.)  $e^2\text{fm}^2$ . I obtained that  $\langle (r_{core-2n})^2 \rangle = 4.5 \pm 0.2$  (stat.) fm, where  $\langle (r_{core-2n})^2 \rangle$  shows the distance between the center of the core and the center of two halo neutrons. The halo structure of  $^{19}\text{B}$  was suggested from this  $\langle (r_{core-2n})^2 \rangle$  because it is larger than the rms radius of  $^{17}\text{B}$  ( $\langle (r_{17\text{B}})^2 \rangle = 2.99 \pm 0.09$  fm).



# 目次

第1章 序	7
第2章 実験原理	11
2.1 分解反応	11
2.1.1 クーロン分解反応	11
2.1.2 核力分解	12
2.2 不変質量法	13
第3章 実験	15
3.1 ビームと標的	16
3.2 実験セットアップ	16
3.3 二次ビーム測定系	19
3.3.1 BPC (Beam Proportional Chamber)	19
3.3.2 プラスチックシンチレータ	19
3.3.3 ドリフトチェンバー (BDC1、BDC2)	20
3.3.4 イオンチェンバー (ICB)	20
3.4 荷電フラグメント測定系	20
3.4.1 超伝導双極電磁石 (SAMURAI 磁石)	21
3.4.2 ドリフトチェンバー (FDC1、FDC2)	21
3.4.3 HOD	22
3.5 中性子測定系	22
3.5.1 NEBULA	22
3.6 トリガーロジックと Live Time	23
第4章 解析	25
4.1 二次ビーム測定系	25
4.1.1 飛行時間 (TOF:Time Of Flight)	25
4.1.2 原子番号 $Z$ の識別	27
4.1.3 磁気硬度	27
4.1.4 飛跡解析	28
4.1.5 粒子識別	31
4.2 荷電フラグメント測定系	34
4.2.1 飛跡解析	35
4.2.2 原子番号 $Z$ の識別	36
4.2.3 磁気硬度	37
4.2.4 粒子識別	40
4.2.5 荷電フラグメントのアクセプタンス評価	42

4.3	粒子識別と統計量 . . . . .	44
4.4	中性子測定系 . . . . .	44
4.4.1	一中性子イベントの選択 . . . . .	45
4.4.2	二中性子イベントの選択 . . . . .	45
4.4.3	NEBULA の検出効率とアクセプタンス . . . . .	51
4.5	相対エネルギースペクトル . . . . .	55
4.6	一中性子イベントと二中性子イベントに対する真のイベントの分布 . . . . .	59
4.6.1	$^{17}\text{B}+n$ の相対エネルギースペクトル中に含まれる $^{19}\text{B}$ イベントの評価 . . . . .	59
4.6.2	$^{17}\text{B}+2n$ の相対エネルギースペクトル中に含まれる $^{18}\text{B}$ イベントの評価 . . . . .	60
<b>第 5 章</b>	<b>実験結果と議論</b>	<b>63</b>
5.1	インクルーシブな断面積 . . . . .	63
5.1.1	反応断面積 . . . . .	63
5.1.2	中性子分離断面積 . . . . .	65
5.2	相対エネルギースペクトル . . . . .	66
5.2.1	$^{18}\text{B}$ の相対エネルギースペクトル . . . . .	66
5.2.2	$^{19}\text{B}$ の相対エネルギースペクトル . . . . .	67
5.3	クーロン分解反応の相対エネルギースペクトル . . . . .	69
5.4	ダイニュートロン相関 . . . . .	71
<b>第 6 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>73</b>
<b>付録 A</b>	<b>理論計算</b>	<b>75</b>
A.1	仮想光子数 . . . . .	75
A.2	Kox の経験式 . . . . .	75

## 第1章 序

中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) に位置する原子核は弱束縛や中性子過剰の極限の束縛系であり、安定核には見られなかった特異構造が多く現れるため、非常に興味深く、注目されている。中性子ドリップライン近傍に現れる特異構造の一つに中性子ハロー構造がある。図 1.1 は、横軸が中性子数、縦軸が陽子数を表す核図表である。安定核、陽子過剰核、中性子過剰核をそれぞれ灰色、赤色、青色で示している。黄色は中性子ハロー構造を持つ原子核を示している。これらの原子核では図 1.2 で示すような通常の核密度を持つコアの周りに価中性子が広がって分布している構造をとっており、通常の核半径 ( $\sim 1.2A^{1/3}$  fm) よりも大きな核半径を持つことが知られている。この中性子ハロー構造は中性子分離エネルギーが低く、価中性子の軌道角運動量が小さいときに発達する、安定核では見られなかった特異な構造である。中性子ハロー核の多くは図 1.1 中の赤線で示す中性子ドリップライン上に現れる。本研究の対象である  $^{19}\text{B}$  は、図 1.1 中で黒丸で囲われた原子核であり、ドリップライン上に存在している。

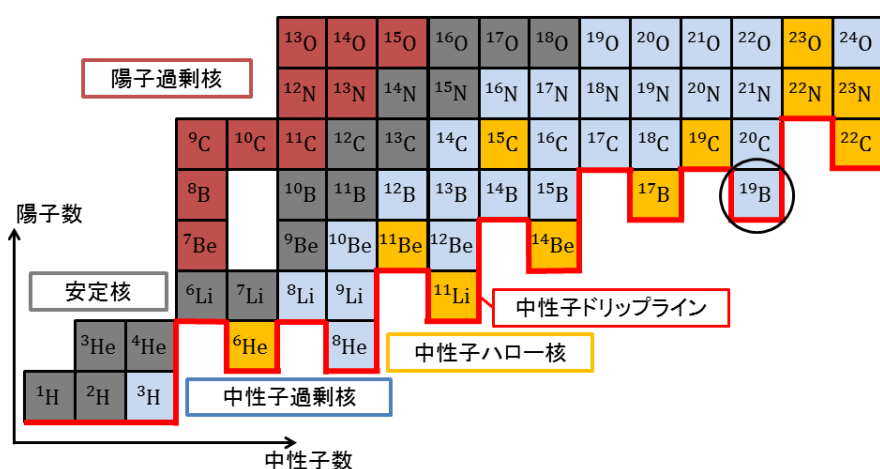


図 1.1: 原子番号  $Z=8$  までの原子核を示した核図表。灰色が安定核、赤色が陽子過剰核を表す。中性子過剰核は青色で示しているが、その中でハロー構造を持つ原子核は黄色で示している。赤線は中性子ドリップラインを表す。

$^{19}\text{B}$  は、Gaudefroy 氏らによって、二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  が  $0.14 \pm 0.39$  MeV と小さいことが報告されている [1]。また、Suzuki 氏らによって、平均二乗半径が  $\langle r^2 \rangle = 3.11 \pm 0.13$  fm と大きいことが報告されている [2]。 $S_{2n}$  が小さいことと半径が大きいことはハロー構造の特徴であり、これらの結果は  $^{19}\text{B}$  がハロー構造を持つことを示唆している。

$^{19}\text{B}$  がハロー構造を持つとき、コア核であると予想される  $^{17}\text{B}$  もハロー核であるため、図 1.2 のよ

うに二通りのハロー構造の描象が考えられている。左図は  $^{17}\text{B}$  がコア核となり、その外側に二個のハロー中性子が存在する描象で、右図は  $^{15}\text{B}$  がコア核となり、その外側に四個のハロー中性子が存在する描象を示している。四個のハロー中性子を持つ構造は報告されていないため、 $^{19}\text{B}$  がどのようなハロー構造を持つのが注目されている。

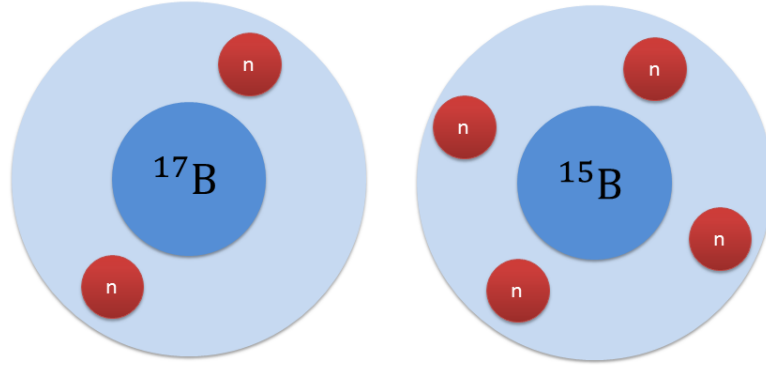


図 1.2:  $^{19}\text{B}$  のハロー構造。コア核が  $^{17}\text{B}$  で二個のハロー中性子を持つ構造 (左図) とコア核が  $^{15}\text{B}$  で四個のハロー中性子を持つ構造が予想されている。

中性子ハロー構造を調べる方法として E1 励起強度を測定するのが有効である。図 1.3 に E1 遷移強度分布を模式的に示す。励起エネルギー  $E_x = 10 - 20\text{MeV}$  では巨大双極子共鳴 GDR (Giant Dipole Resonance) が存在し、これは、陽子と中性子の逆位相の振動状態と考えることができる。一方、ハロー核では GDR に加えて図 1.3 の  $E_x = 1 - 2\text{MeV}$  に示されているソフト E1 励起が存在する。これはコア核とハロー中性子の分極による励起状態と考えることができる。このソフト E1 励起の強度は価中性子の空間的広がりを反映するので、ソフト E1 励起を測定することによってハロー核の構造について調べることができる。

換算遷移確率  $B(E1)$  については、Esbensen 氏らによってクラスター和則が提唱され ([3])、図の 1.4 のような二個のハロー中性子を持つ原子核に対して、次のように表される。

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x \quad (1.1)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 \cdot r_2 \rangle \quad (1.2)$$

$$= \frac{3}{\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_{2n-\text{Core}} \rangle^2 \quad (1.3)$$

$r_1$ 、 $r_2$  はそれぞれハローを形成する中性子の位置ベクトルを表し、 $r_{2n-\text{Core}}$  はコア核の重心と二中性子の重心との間の距離を表す。

$r_1 \cdot r_2$  より、二中性子の間の角度  $\theta_{12}$  を求めることができる。二中性子の間の相関はダイニュートロン相関と呼ばれ、ハロー核として知られている  $^{11}\text{Li}$  について、中村氏らにより、 $\theta_{12} = 0.48_{-18}^{+14}$  (度) という強い相関があることが報告されている [4]。ダイニュートロン相関の研究はまだ実験例が少なく、



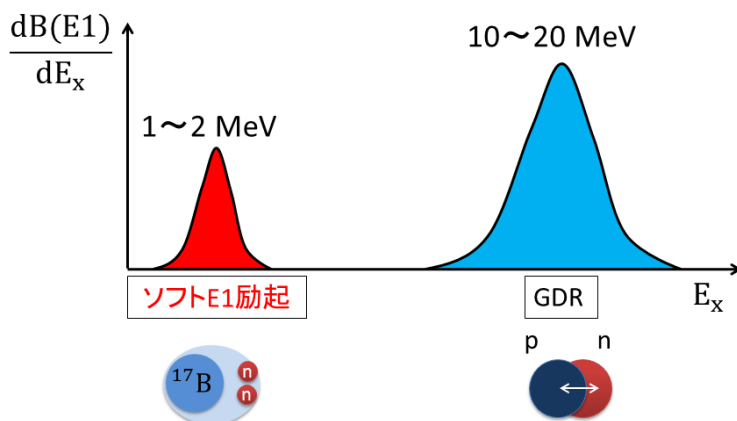


図 1.3: 励起状態の概念図。横軸が励起エネルギー  $E_x$ 、縦軸が微分換算遷移確率  $dB(E1)/Ex$  を表す。図の下部はそれぞれの励起状態の概念図を表す。ソフト E1 励起はハロー核のコア核とハロー中性子との間の分極、GDR は陽子と中性子の逆位相の振動状態と考えられている。

他の二中性子ハロー核ではどのような結果が得られるのか注目されている。本研究ではクーロン分解反応を用いて  $^{19}\text{B}$  の相対エネルギー分布を測定することにより、 $B(E1)$  分布、ダイニュートロン相関を調べることが目的としている。

$^{19}\text{B}$  を  $^{17}\text{B}+n+n$  とする三体模型の理論計算をするために  $^{17}\text{B}+n$  の相互作用を知る必要がある。 $^{18}\text{B}$  の実験結果は少なく、Spyrou 氏による  $\text{Be}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{B})$  反応の一例 [11] のみである。本研究では  $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{18}\text{B})$  反応を用いて  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギー分布を測定することにより、 $^{19}\text{B}$  の構造を調べることを目的としている。

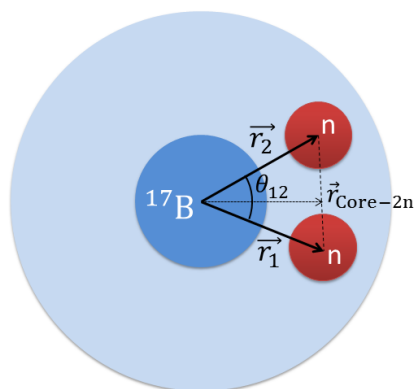


図 1.4:  $^{19}\text{B}$  が二個のハロー中性子を持つ場合の模式図。図はダイニュートロン相関がある場合を示している。相関がない場合というのは  $\theta_{12} = 90$  度の場合である。

## 第2章 実験原理

本研究ではクーロン分解反応で観測されるクーロン反応断面積から換算遷移確率  $B(E1)$  を導出する。本章では実験の原理および  $B(E1)$  の導出方法について述べる。

### 2.1 分解反応

本研究では、鉛標的 ( $Z=82$ ) を用いた  $^{19}\text{B}$  の分解反応と、炭素標的 ( $Z=6$ ) を用いた  $^{19}\text{B}$  の分解反応を測定した。鉛のような  $Z$  の大きい標的を用いた場合、非弾性散乱はクーロン分解反応が支配的となる。一方、炭素のような  $Z$  の小さい標的を用いた場合は核力分解反応が支配的となる。ここでは、クーロン分解反応と核力分解反応について述べる。

#### 2.1.1 クーロン分解反応

クーロン分解反応では、 $^{19}\text{B}$  は標的からクーロン相互作用を受けて励起し、 $^{17}\text{B}$  と二中性子に崩壊する。クーロン相互作用による励起は、仮想光子の吸収による励起とみなせる。この考え方を equivalent photon method[5] といい、概念図を図 2.1 に示す。

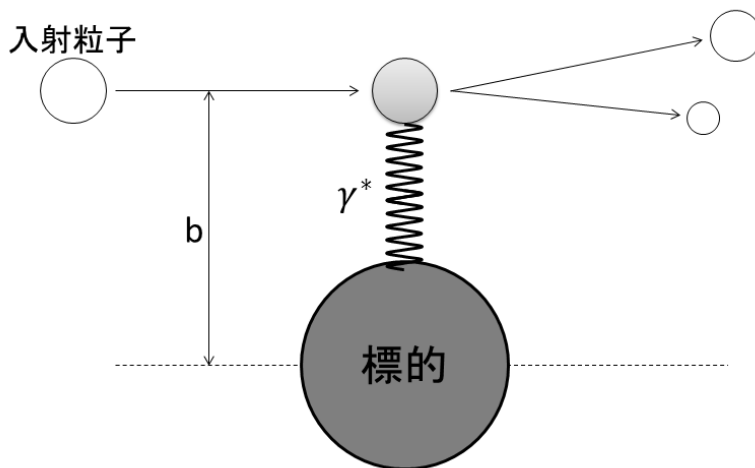


図 2.1: クーロン分解反応の概念図。図は入射粒子が標的から仮想光子  $\gamma^*$  を吸収することで励起し、崩壊することを示している。b は衝突係数を表す。

equivalent photon method を用いると、ある励起エネルギー  $E_x$  へのクーロン分解反応の断面積  $\sigma_{Coul}(E_x)$  は光子の吸収断面積  $\sigma_\gamma^{E1}(E_x)$  と仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  との積に比例し、以下のように表せる。

$$\frac{d\sigma_{Coul}(E_x)}{dE_x} = \int_{b_0}^{\infty} 2\pi b db \frac{n_{E1}(E_x, b)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) \quad (2.1)$$

$$= \frac{N_{E1}(E_x)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) \quad (2.2)$$

さらに、光子の吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x)$  は、換算遷移確率  $B(E1)$  と、

$$\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) = \frac{16\pi^3 E_x}{9\hbar c} \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.3)$$

という関係がある。仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  は図 2.2 に示したように求められる。

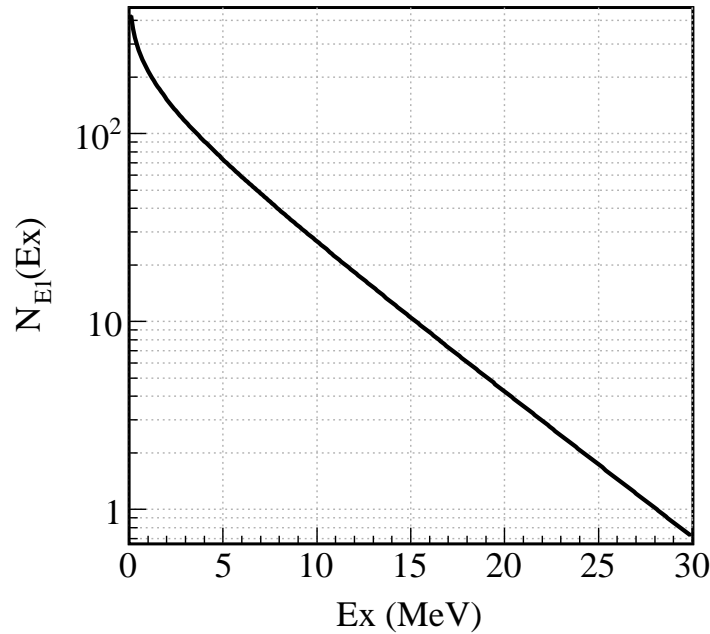


図 2.2: 219.5 MeV/u の  $^{19}\text{B}$  ビームを鉛標的に入射したときの仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$ 。カットオフパラメータは 12.45 fm とした。

式 (2.2) と (2.3) より、

$$\frac{d\sigma_{Coul}}{dE_x} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.4)$$

と表せ、測定したクーロン分解反応の断面積  $d\sigma_{Coul}(E_x)/dE_x$  から換算遷移確率  $dB(E1)/dE_x$  を知ることができる。

### 2.1.2 核力分解

鉛標的による分解反応では、クーロン分解反応が支配的であるが、わずかに核力による分解反応も寄与する。本研究では核力の寄与を見積もるために  $Z$  が小さく核力分解が支配的となる炭素標的の測

定も行った。本研究では、鉛標的による分解反応断面積から核力分解の寄与を除くために、

$$\sigma_{Coul} = \sigma_{Pb} - \Gamma\sigma_C \quad (2.5)$$

という関係式を用いる。 $\Gamma$  は、炭素と鉛の核力分解反応断面積の比を表し、幾何学的に以下のように見積もった。

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{max} + \Gamma_{min}}{2} = 2.16 \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{max} = \frac{R_{Pb} + R_{19B}}{R_C + R_{19B}} = \frac{A_{Pb}^{1/3} + A_{19B}^{1/3}}{A_C^{1/3} + A_{19B}^{1/3}} = 2.58 \quad (2.7)$$

$$\Gamma_{min} = \frac{R_{Pb}}{R_C} = \frac{A_{Pb}^{1/3}}{A_C^{1/3}} = 1.73 \quad (2.8)$$

## 2.2 不変質量法

本研究では、非束縛領域の換算遷移確率を決定するために不変質量法を用いた。 $^{19}\text{B}$  ビームを鉛標的に入射し、 $^{17}\text{B}$  と二中性子に崩壊する場合の模式図を図 2.3 に示した。

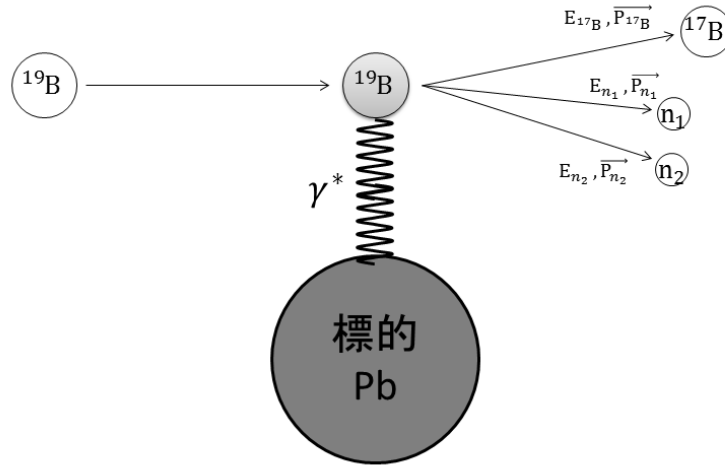


図 2.3: 不変質量法の概念図。図は  $^{19}\text{B}$  を鉛標的に入射したときの分解反応を示す。鉛標的から仮想光子  $\gamma^*$  を吸収することで励起した  $^{19}\text{B}$  が、 $^{17}\text{B}$  と二個の中性子に崩壊する。 $E$  と  $\vec{P}$  はそれぞれの粒子のエネルギーと運動量ベクトルを表す。

崩壊した三粒子の四元運動量を、 $P_{17B} = (E_{17B}, \vec{P}_{17B})$ 、 $P_{n_1} = (E_{n_1}, \vec{P}_{n_1})$ 、 $P_{n_2} = (E_{n_2}, \vec{P}_{n_2})$  とおく。崩壊した三粒子の四元運動量の和を  $P_{out}$  と表し、この反応のローレンツ不変性を考えると、

$$P_{out} = P_{17B} + P_{n_1} + P_{n_2} = \left( \sum_{i=17B, n_1, n_2} E_i, \sum_{i=17B, n_1, n_2} \vec{P}_i \right) \quad (2.9)$$

$$|P_{out}|^2 = \left( \sum_{i=17B, n_1, n_2} E_i \right)^2 - \left( \sum_{i=17B, n_1, n_2} \vec{P}_i \right)^2 = M^2 \quad (2.10)$$

と表せ、 $M$  は不変質量である。エネルギー保存則から、不変質量  $M$  は、

$$M = \sum_{i=^{17}\text{B}, n_1, n_2} m_i + E_{rel} \quad (2.11)$$

と表せる。 $m_i$  はそれぞれの粒子の静止質量である。 $E_{rel}$  は相対運動エネルギーと呼ばれる物理量で、非束縛準位への励起エネルギー  $E_x$  と二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  を用いて、

$$E_x = E_{rel} + S_{2n} \quad (2.12)$$

の関係がある。これらの関係を図 2.4 に示す。

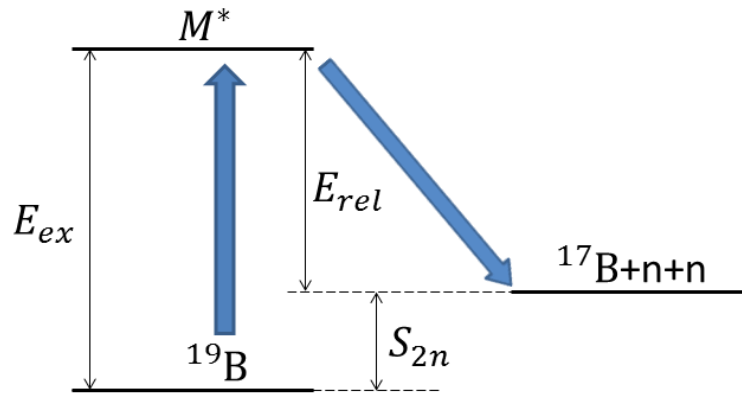


図 2.4: 相対エネルギー  $E_{rel}$  と励起エネルギー  $E_x$  の関係

不変質量法の利点は、不変質量が入射ビームのエネルギーや散乱角度によらず、崩壊粒子のみを測定することで励起準位を導出できることである。不変質量法は、欠損質量法に比べて励起エネルギー分解能が高く、また標的厚も比較的厚くすることができるので、ビーム強度の弱い二次ビームの実験に適している。

上記の利点から、本研究では不変質量法を採用し、実験室系における崩壊粒子の運動量ベクトルを測定することで、相対エネルギー  $E_{rel}$  分布を導出した。

## 第3章 実験

この章では実験に使用したビーム・標的、検出器について述べる。ビームは $^{19}\text{B}$ を生成するために用いた一次ビームである $^{48}\text{Ca}$ と、 $^{48}\text{Ca}$ の入射核破砕反応から生成された $^{19}\text{B}$ を含む二次ビームがある。また、二次ビームと標的の反応により生成された荷電粒子を荷電フラグメント呼び、ビームと区別する。検出器は二次ビーム測定系、荷電フラグメント測定系、中性子測定系に分け、各検出器について説明する。全ての検出器において座標軸は図 3.1 のように定義している。

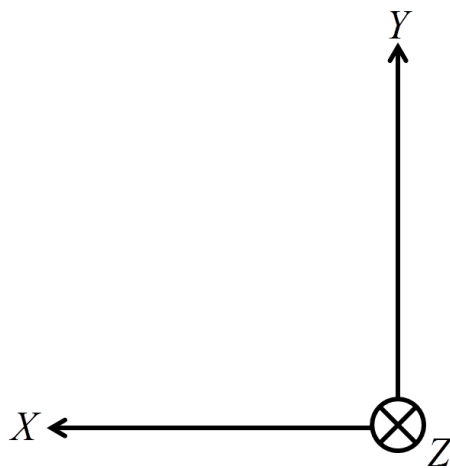


図 3.1: 座標軸の定義。ビームから見て検出器の奥行き方向に Z 軸、左右方向に X 軸、上下方向に Y 軸が定義されている。それぞれの軸は左方向 (X)、上方向 (Y)、ビームの進行方向 (Z) が正としている。

### 3.1 ビームと標的

$^{19}\text{B}$  ビームを生成するための一次ビームの種類・エネルギー・ビーム強度と標的の種類・厚みを表 3.1 に示す。 $^{48}\text{Ca}$  ビームを Be 標的に入射し、入射核破碎反応により二次ビームを生成した。表 3.2 に、二次ビームの種類・エネルギーと標的の種類・厚さをデータセット毎に示す。データセット 1–6 が目的とする反応であり、データセット 7 は較正用のデータである。

表 3.1: 一次ビームと標的の組み合わせ

ビーム	エネルギー	平均ビーム強度	標的	標的厚
$^{48}\text{Ca}$	345 MeV/u	210 pnA	Be	30 mm

表 3.2: 二次ビームと標的の組み合わせ

データセット	ビームの種類	標的中心でのエネルギー	標の種類	標的厚	ラン番号
1	$^{19}\text{B}$	219.7 MeV/u	C	1.789 g/cm <sup>2</sup>	395–404
2	$^{19}\text{B}$	224.4 MeV/u	Empty		405–409
3	$^{19}\text{B}$	219.5 MeV/u	Pb	3.155 g/cm <sup>2</sup>	410–427
4	$^{17}\text{B}$	270.2 MeV/u	C	1.789 g/cm <sup>2</sup>	395–404
5	$^{17}\text{B}$	274.2 MeV/u	Empty		405–409
6	$^{17}\text{B}$	270.0 MeV/u	Pb	3.155 g/cm <sup>2</sup>	410–427
7	$^{20}\text{C}$	226.5 MeV/u	Empty		185

### 3.2 実験セットアップ

実験は理化学研究所の RIBF (RI Beam Factory) において行われた。 $^{19}\text{B}$  の生成と分離には、BigRIPS が用いられた (図 3.2)。F5 にはマルチワイヤー比例係数管 (MWPC) を、F3、F7 には、プラスチックシンチレータ (SF3、SF7) を配置した。 $^{19}\text{B}$  と標的の反応で放出される荷電フラグメントや中性子の運動量ベクトルの測定には、2012 年 3 月に完成した SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi particles from RAdioisotope beams) を用いた (図 3.3)。標的の上流には、上流側からプラスチックシンチレータ (SBT1、SBT2)、イオンチェンバー (ICB)、ドリフトチェンバー (BDC1、BDC2) を配置した。標的の周囲には  $\gamma$  線検出器 (DALI2) を配置した。上流の飛行時間の測定から標的中心での速度を計算する際に用いる BigRIPS の SF7 から標的 (TGT) までの物質の一覧を表 3.3 を示す。標的の下流には、荷電フラグメントを分析するための超伝導双極電磁石 (SAMURAI 磁石)、二台のドリフトチェンバー (FDC1、FDC2)、Hodscope (HOD) を配置した。また、中性子を測定するために NEBULA を配置した。



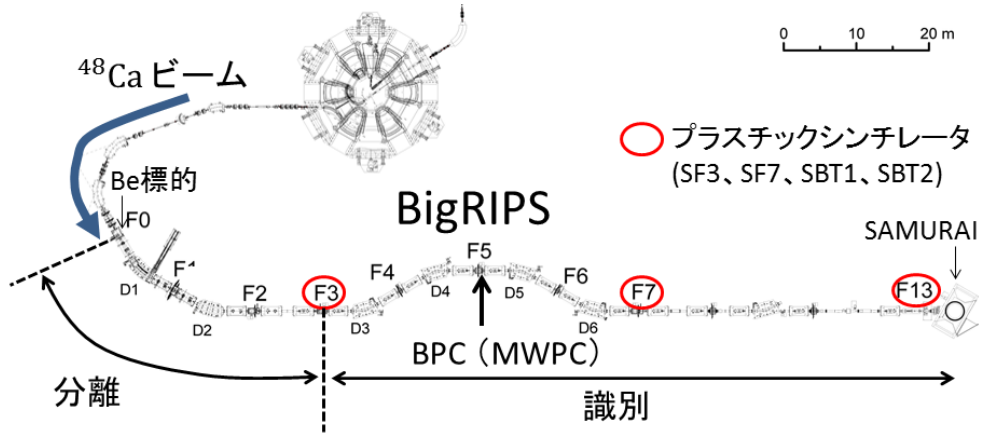


図 3.2: BigRIPS セットアップ

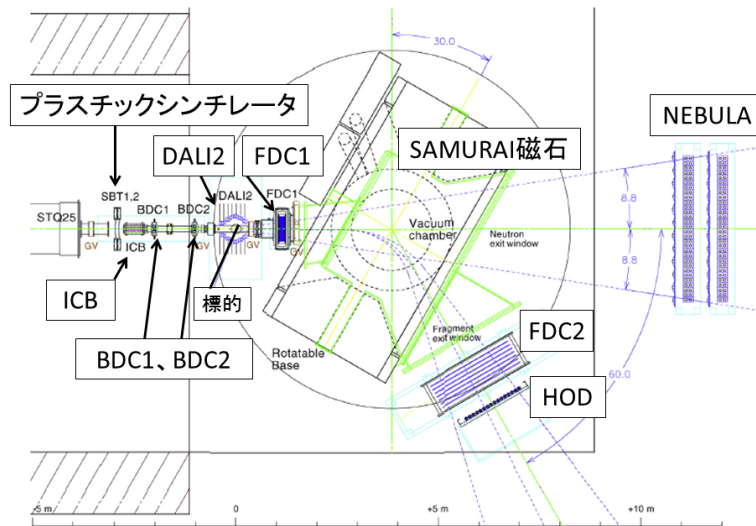


図 3.3: SAMURAI セットアップ

表 3.3: SF7 から標的までの物質の一覧表

検出器		物質	物質厚	物質厚
SF7	シンチレータ	plastic	3 mm	309.6 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁	kapton	125 μm	17.8 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	120 mm	14.28 mg/cm <sup>2</sup>
SBT1	シンチレータ	plastic	0.5 mm	51.6 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材 1	mylar	12 μm × 4	6.7 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材 2	tape	100 μm × 2	26 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	60 mm	7.14 mg/cm <sup>2</sup>
SBT2	シンチレータ	plastic	0.5 mm	51.6 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材 1	mylar	12 μm × 4	6.7 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材 2	tape	100 μm × 2	26 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	60 mm	7.14 mg/cm <sup>2</sup>
ICB	真空隔壁 1	kapton	30 μm	4.3 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	P10 (1 気圧)	511 mm	81.8 mg/cm <sup>2</sup>
	anode	mylar	12 μm × 10	16.8 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	mylar	12 μm × 11	18.5 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁 2	kapton	30 μm	4.3 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	50 mm	5.95 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁	kapton	80 μm	11.36 mg/cm <sup>2</sup>
BDC1	真空隔壁 1	kapton	80 μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	isobutane (100 torr)	90 mm	2.9 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	kapton	4 μm × 2 + 8 μm × 9	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁 2	kapton	80 μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
BDC2	真空隔壁 1	kapton	80 μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	isobutane (100 torr)	90 mm	2.9 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	kapton	4 μm × 2 + 8 μm × 9	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁 2	kapton	80 μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
合計				777.34 mg/cm <sup>2</sup>

### 3.3 二次ビーム測定系

生成された二次ビームはまず BigRIPS の第一ステージ (F0–F3) で分離される。ここでは、第一ステージで分離した後の二次ビームを測定する検出器について詳しく述べる。BPC を用いて磁気硬度、プラスチックシンチレータを用いて飛行時間、ICB を用いてエネルギー損失を測定し、二台のドリフトチェンバーを用いて飛跡解析を行う。

#### 3.3.1 BPC (Beam Proportional Chamber)

BPC は、二次ビームの磁気硬度の測定を目的として、BigRIPS の F5 に配置されたマルチワイヤー比例計数管 (MWPC) である。磁気硬度は、磁場  $B$  (T) と曲率半径  $\rho$  (m) を用いて、 $B\rho$  と表され、次のように二次ビームの運動量と関係している。

$$B\rho(\text{Tm}) = \frac{P(\text{MeV}/c)}{Ze} = \frac{1}{300} \frac{P}{Z} \quad (3.1)$$

BPC で測定された位置  $x$  mm と二次ビームの  $B\rho$  との間には、中心 ( $x = 0$ ) を通るときの  $B\rho$  を基準値 ( $B\rho_0$ ) として、

$$B\rho = \left(1 + \frac{x}{D}\right) B\rho_0 \quad (3.2)$$

という関係がある。 $D$  は磁気硬度と位置の広がり関係を表し、F5 では  $D = 3300$  mm である。BPC の仕様としてまとめたものを表 3.4 に示す。ワイヤー間隔は 2 mm であるが、二本のワイヤーで一つのアウトプットを共有しているため、位置情報は 4 mm 間隔で得られる。本実験では、ガス圧は 50 Torr である。

表 3.4: BPC 検出器の仕様

有効断面積	(横) 240 mm × (縦) 150 mm
層構造	2 層
ワイヤー本数	64 本 × 2 層 = 128 本
ワイヤー間隔	2 mm
ガス	$i - C_4H_{10}$

#### 3.3.2 プラスチックシンチレータ

BigRIPS の F3、F7 にプラスチックシンチレータ (SF3、SF7) が配置され、SAMURAI に二個のプラスチックシンチレータ (SBT1、SBT2) が配置されており、このうち二個のプラスチックシンチレータの組み合わせから二次ビームの飛行時間 (TOF) を測定し、二次ビームの速度を求める。本解析では F7-F13 の間の TOF を用いて、二次ビームの TOF を測定した。それぞれのプラスチックシンチレータの仕様をまとめたものを表 3.5 に示す。表 3.5 より、F7-SBT1、F7-SBT2 間の飛行距離がそれぞれ 36.58 m、36.66 m であるから、F7-F13 の間の距離は 36.62 m である。

表 3.5: プラスチックシンチレータ検出器の仕様

	焦点	寸法	厚さ	標的上流面までの距離
SF3	F3	(120 or 100) × 100 mm <sup>2</sup>	3 mm	86053.56 mm
SF7	F7	200 × 100 mm <sup>2</sup>	3 mm	39483.58 mm
SBT1	F13	120 × 120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm	2904.08 mm
SBT2	F13	120 × 120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm	2824.08 mm

### 3.3.3 ドリフトチェンバー (BDC1、BDC2)

二次ビームの飛跡解析のために二台のドリフトチェンバー BDC (Beam Drift Chambers) を配置した。BDC1、BDC2 の仕様をまとめて表 3.6 に示す。ドリフトチェンバーは、X、X' 面と Y、Y' 面の二種類の面から成り立っており、X(Y) 面と X'(Y') 面ではワイヤーの位置を 2.5 mm ずらしている。X 面を用いて XZ 平面での飛跡解析を行い、Y 面を用いて YZ 平面での飛跡解析を行う。本実験でのガス圧は、BDC1、BDC2 とともに 100 Torr である。

表 3.6: BDC1、BDC2 の仕様

有効断面積	(横) 80 mm × (縦) 80 mm
層構造	8 層 (XX'YY'XX'YY')
ワイヤー本数	16 本 × 8 層 = 128 本
アノードワイヤーの間隔	5 mm
ガス	$i - C_4H_{10}$
検出器中心 - 標的上流面間の距離	(BDC1) 2032.12 mm (BDC2) 1032.8 mm

### 3.3.4 イオンチェンバー (ICB)

二次ビームのエネルギー損失を調べるために、イオンチェンバーを標的上流に配置した。イオンチェンバーの仕様をまとめて表 3.7 に示す。本実験ではガス圧は、1 気圧である。

表 3.7: イオンチェンバーの仕様

寸法	(横) 140 mm × (縦) 140 mm × (奥行) 420 mm
層数	(anode) 10 層 (cathode) 11 層
層の間隔	21 mm
ガス	P10
検出器中心 - 標的上流面間の距離	476.87 mm

## 3.4 荷電フラグメント測定系

反応後に放出される荷電フラグメントは超伝導双極磁石により偏向され、二台のドリフトチェンバー (FDC1、FDC2) とホドスコープ (HOD) により検出される。二台のドリフトチェンバーで飛跡解析を

し、ホドスコープで飛行時間とエネルギー損失を測定する。ここではこれらの装置、検出器について詳細を述べる。

### 3.4.1 超伝導双極電磁石 (SAMURAI 磁石)

表 3.8 に超伝導双極電磁石の仕様を示す。最大中心磁場 3.1 T、電極間距離 880 mm という特徴を持ち、これにより反応で放出される荷電フラグメントと中性子を分離することができるので、非常にクリーンに中性子を検出することができる。本実験では電流値を 540 A に設定し、中心磁場 3.0 T で使用した。

表 3.8: 超伝導双極電磁石の仕様

種類	超伝導双極電磁石
最大電流	560 A
最大磁場	3.1 T
最大中心磁気硬度	7.05 Tm
電極間距離	880 mm
電極直径	2000 mm

### 3.4.2 ドリフトチェンバー (FDC1、FDC2)

荷電フラグメントの飛跡解析のために二台のドリフトチェンバー FDC (Forward Drift Chambers) を配置した。FDC1、FDC2 の仕様をまとめたものをそれぞれ表 3.9、3.10 に示す。これらのドリフトチェンバーは、Y 軸方向にワイヤーを張った X 層と Y 軸に対して 30 度傾いた U、V 層から成り立っている。U 層と V 層は傾く方向が反対であり、YZ 平面と XZ 平面での飛跡解析に用いる。XZ 平面での飛跡解析では、X 層も用いる。本実験では、FDC1 のガス圧は 50Torr、FDC2 のガス圧は 1 気圧である。

表 3.9: FDC1 の仕様

寸法	(横) 400 mm × (縦) 300 mm × (奥行) 180 mm
層構造	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	32 本 × 14 層 = 448 本
アノードワイヤーの間隔	10 mm
ガス	$i - C_4H_{10}$
検出器中心 - 標的上流面間の距離	1151.38 mm (標的より下流に配置されている)

### 3.4.3 HOD

荷電フラグメントの原子番号と TOF 測定のために、Hodscope(HOD) を配置した。HOD は、幅 100 mm の 16 本のプラスチックシンチレータで構成されている。上下方向には、1200 mm の長さがあり、上下に PMT が付いている。HOD の仕様をまとめたものを表 3.11 に示す。HOD と SBT1、SBT2 を

表 3.10: FDC2 の仕様

有効断面積	(横) 2296 mm × (縦) 836 mm × (奥行) 860 mm
層構造	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	112 本 × 14 層 = 1568 本
アノードワイヤーの間隔	20 mm
ガス	He + 50% $C_2H_6$ (1 atm)

組み合わせた荷電フラグメントの TOF の測定では、SBT- 標的間の速度が二次ビームの速度、標的-HOD 間の速度が荷電粒子の速度となるため、

$$TOF_{\text{荷電粒子}} = TOF_{\text{SBT-HOD}} - TOF_{\text{SBT-標的}} \quad (3.3)$$

というように計算する必要がある。

表 3.11: HOD の仕様

プラスチックシンチレータの種類	BC-408
プラスチックシンチレータの大きさ	(横) 100 mm × (縦) 1200 mm × (奥行) 10 mm
プラスチックシンチレータの数	16 本
HOD の有効面積	(横) 1600 mm × (縦) 1200 mm

## 3.5 中性子測定系

中性子検出器について詳しく述べる。

### 3.5.1 NEBULA

中性子の運動量ベクトルの測定のために、中性子検出器 NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) を配置した。NEBULA は、中性子検出のための NEUT と荷電粒子のヒットを除去するための VETO で構成されている。NEUT は、幅が 12cm、奥行きが 12cm のプラスチックシンチレータである。中性子検出は、中性子がプラスチックシンチレータ内の炭素や陽子と反応し、放出される陽子やガンマ線を検出することで行う。VETO は、幅が 32cm、奥行きが 1cm のプラスチックシンチレータである。VETO では奥行きが短いため、中性子とプラスチックシンチレータの反応が起こりづらい。そのため、VETO でのヒットを用いて、荷電粒子によるヒットを除去することができる。NEBULA の仕様をまとめたものを 3.12 に示し、NEBULA の構造を図 3.4 に示す。NEBULA は図 3.4 に示したように 1 架台目が 12 本の VETO と 30 本 × 2 層の NEUT で構成され、2 架台目も同様に構成されている。有効面積は、3.6 m × 1.8 m であり、水平方向に ±8.8 度と非常に大きなアクセプタンスを持つ。

表 3.12: NEBULA の仕様

NEUT	
プラスチックシンチレータの種類	BC-408
プラスチックシンチレータの大きさ	(横) 12 cm × (縦) 180 cm × (奥行) 12 cm
プラスチックシンチレータの数	30 本 × 4 層
有効面積	(横) 3.6 m × (縦) 1.8 m
VETO	
プラスチックシンチレータの種類	BC-408
プラスチックシンチレータの大きさ	(横) 32 cm × (縦) 190 cm × (奥行) 1 cm
プラスチックシンチレータの数	(12 本) × 2 層
有効面積	(横) 3.8 m × (縦) 1.9 m

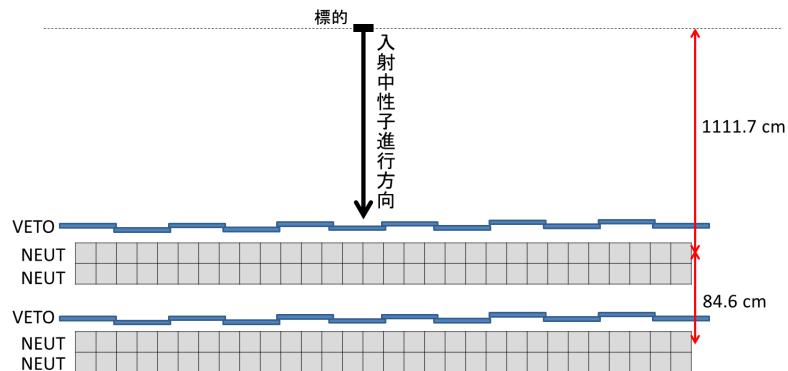


図 3.4: NEBULA の構造

### 3.6 トリガーロジックと Live Time

図 3.5 は、本実験のトリガーロジックを示す。トリガーは、次の四通りが生成され、それらの組み合わせで計 16 通りのトリガー情報が記録されている。本研究ではデータを収集するトリガーとして DSB、B×N、B×D の三つを用いている。

- DSB : Beam トリガーを Rate を 1/20 にして生成したトリガー。どれだけ Rate を下げているかを表す値をダウンスケールファクターと呼び、本実験ではその値は 20 である。
- B×N : Beam トリガーと NEBULA トリガーのコインシデンスで生成したトリガーで、中性子を検出したデータを選択するために用いる。
- B×D : Beam トリガーと DALI トリガーのコインシデンスで生成したトリガーで、 $\gamma$  線を検出したデータを選択するために用いる。
- B×H : Beam トリガーと HOD トリガーのコインシデンスで生成したトリガーで、荷電フラグメントを検出したデータを選択するために用いる。

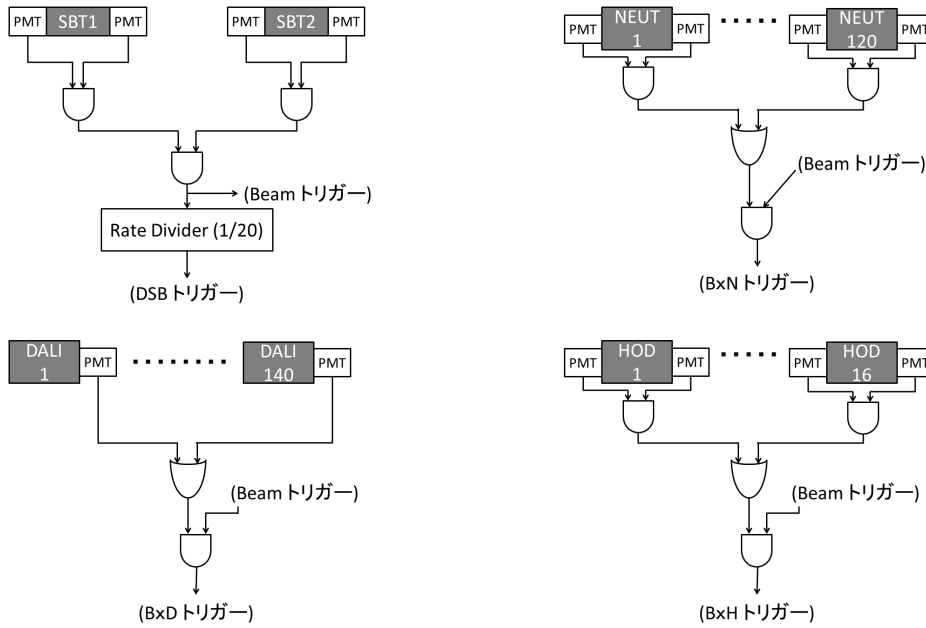


図 3.5: 左上が DSB、右上が B×N、左下が B×D、右下が B×H のトリガー回路を示す。

それぞれのトリガーの Live Time を表 3.2 のデータセット毎に示す。二次ビームが標的と反応した場合と反応しなかった場合で Dead Time が異なるため、DSB トリガーの Live Time と D×N トリガーの Live Time が異なる。

表 3.13: Live Time の一覧

データセット	DSB	B×N	B×D
1,4	84.3 %	81.5 %	81.5 %
2,5	89.0 %	85.4 %	85.4 %
3,6	86.1 %	83.1 %	83.1 %



## 第4章 解析

本章では、実験データの解析手法について述べる。実験データには様々な反応チャンネルが含まれるため、まず本研究のチャンネル ( $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + 2\text{n}$ ) を選び出す必要がある。そこで、二次ビーム測定系、荷電フラグメント測定系、中性子測定系でそれぞれ、 $^{19}\text{B}$  イベント、 $^{17}\text{B}$  イベント、二中性子イベントの選択を行う。さらに、選択された各粒子に対して不変質量の導出のため運動量ベクトルを求める。

### 4.1 二次ビーム測定系

二次ビーム測定系では以下の測定を行った。

- 飛行時間 (TOF) : SF7、SBT1、SBT2 を用い、その時間差を測定することにより得られる飛行時間の測定により決定する。
- エネルギー損失 ( $\Delta E$ ) : ICB を用い、その電荷情報から得られるエネルギー損失の測定により決定する。
- 磁気硬度  $B\rho$  : BPC を用い、その位置情報から得られる磁気硬度の測定により決定する。

上記の測定から次のように二次ビームの粒子識別を行った。

- 原子番号 ( $Z$ ) の識別 :  $\Delta E$  の測定と TOF の測定により決定する。

$$Z \propto \text{TOF} \sqrt{\Delta E} \quad (4.1)$$

- 質量数 ( $A$ ) の識別 :  $B\rho$  の測定と TOF の測定により決定する。粒子識別図では  $A$  そのものではなく、原子番号  $Z$  との比 ( $A/Z$ ) で示す。

$$\frac{A}{Z} \propto \text{TOF} \cdot B\rho \quad (4.2)$$

#### 4.1.1 飛行時間 (TOF:Time Of Flight)

F7-F13 間の TOF を取得するための較正は、以下の手順で行った。

1. それぞれのプラスチックシンチレータの PMT の出力信号を記録する TDC のチャンネル  $t_{PMT}$  から時間  $T_{PMT}(\text{ns})$  への較正を行う。 $A_{PMT}$  は変換係数である。

$$T_{PMT} = A_{PMT} \cdot t_{PMT} \quad (4.3)$$

2. プラスチックシンチレータは両側読み出しのため、プラスチックシンチレータにヒットした時間  $T_{pla}$  として、ビームから見て左右に設置された PMT の時間情報の平均をとる。

$$T_{pla} = \frac{T_{L,PMT} + T_{R,PMT}}{2} \quad (4.4)$$

3. F13 には、二つのプラスチックシンチレータ (SBT1、SBT2) を設置しているため、分解能向上のために二つの時間情報の平均値を F13 の時間  $T_{F13}$  とする。

$$T_{F13} = \frac{T_{SBT1} + T_{SBT2}}{2} \quad (4.5)$$

4. 実際の飛行時間に合わせるためにオフセット  $B$  を決定する。

$$\text{TOF}_{F7-F13} = T_{F13} - T_{F7} + B_{F7-F13} \quad (4.6)$$

$A$  は、TDC Calibrator を用いたデータを解析することにより決定した。 $B$  については、F5 のスリットを  $\pm 1$  mm に狭めることで運動量を制限した実験データ (ラン番号:431) を用いて決定した。 $^{19}\text{B}$  の TOF の測定値が計算値に合うように決定し、 $B = 171.8$  ns となった。

図 4.1 の左図は SF7 の左右の PMT の時間情報の相関を示している。図 4.1 の左図より、SF7 の左右の PMT の時間情報の相関が正しくないイベントが存在していることがわかる。このイベントを排除するため、SF7 の左右の PMT の時間情報の差を調べた。図 4.1 の右図は SF7 の左右の PMT の時間差分布を示している。図 4.1 の右図より、イベントを排除するための条件を SF7 の左右の PMT の時間差を用いて次のように決定した。

$$dT_{F7} = T_{L,PMT} - T_{R,PMT} > 5.6 \text{ ns} \quad (4.7)$$

この条件によって排除されるイベントは全体の約 0.6 % に相当した。

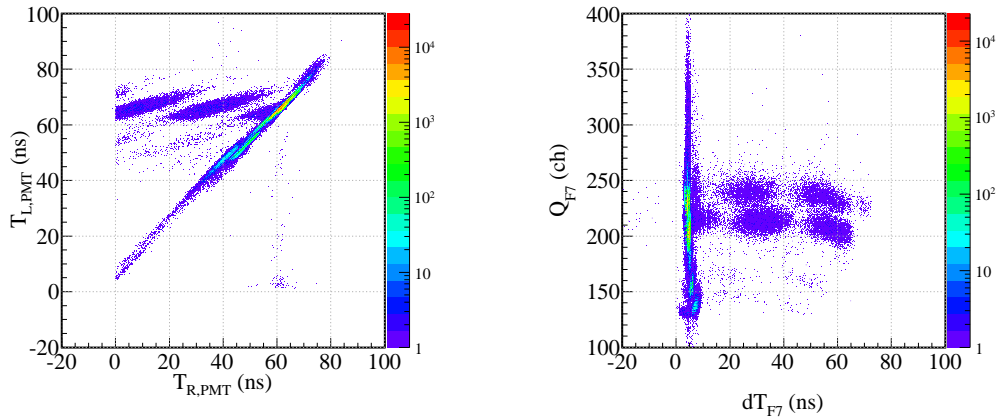


図 4.1: (左図) 左右の PMT の時間情報の相関を表す。横軸が二次ビームから見て右側の PMT、縦軸が左側の PMT の情報を示す。(右図) 横軸が左右の PMT の時間差、縦軸が左右の電荷情報の相乗平均を示す。

#### 4.1.1.1 F7–F13 間の TOF から標的中心での速度の決定

ビームの運動量を知るために、標的での速度が必要になる。SF7、SBT1、SBT2 での TOF の測定からビームの速度を決定しているが、その後に複数の検出器を通るため、標的中心での速度の決定にはそれらの検出器でのエネルギー損失を補正しなければならない。それぞれの検出器でのエネルギー損失を計算し、F7-F13 間の TOF から標的中心でのビームの速さを求める関数を決定した。関数は磁

気硬度  $B\rho$  を  $6.5 \text{ Tm} < B\rho < 10.0 \text{ Tm}$  の範囲で  $0.5 \text{ Tm}$  ずつ変化させ、二次関数でフィッティングすることで決定した。エネルギー損失が速度だけでなく原子番号にも依存するため、パラメータ ( $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$ ) はビームと標的の組み合わせ毎に設定する必要がある。本研究で対象としている  $^{19}\text{B}$  ビームについてのパラメータを標的毎にまとめて表 4.1 に示す。

$$\beta_{\text{target}} = p_0 + p_1 \cdot \text{TOF}_{F7-F13} + p_2 \cdot (\text{TOF}_{F7-F13})^2 \quad (4.8)$$

表 4.1: 式 (4.8) を用いて F7-F13 間の TOF から標的中心でのビームの速度を求めるためのパラメータ

ビーム	標的	$p_0$	$p_1$	$p_2$
$^{19}\text{B}$	Pb	1.605	-0.006874	0.00000941
$^{19}\text{B}$	C	1.652	-0.007309	0.00001041
$^{19}\text{B}$	Empty	1.619	-0.007084	0.00001022

#### 4.1.2 原子番号 $Z$ の識別

原子番号 ( $Z$ ) の識別は、TOF と ICB でのエネルギー損失  $\Delta E$  の相関を用いて行った。エネルギー損失は、ICB の電荷情報により知ることができ、次の Bethe-Bloch の式を用いることで、エネルギー損失から二次ビームの原子番号  $Z$  を求める。解析では積分は区分求積法を用いて計算する。

$$\Delta E = \int_t^0 \frac{dE}{dx} dx \quad (4.9)$$

$$-\frac{dE}{dx} = D \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \left( \log \left( \frac{2^2 m_e^2 \beta^4 \gamma^4}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right) \quad (4.10)$$

$$D : = 0.1535 (\text{MeV cm}^2/\text{g}) \quad (4.11)$$

$Z, A$  : 通過する物質の原子番号、質量数

$z$  : 二次ビームの原子番号

$\beta$  : 二次ビームの速さ

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

$I$  : イオン化エネルギー

$m_e$  : 電子の質量

#### 4.1.3 磁気硬度

BigRIPS の F5 に配置した BPC を用いて、二次ビームの磁気硬度  $B\rho$  を測定した。第 3 章で説明したように  $B\rho$  は、BPC で測定された位置  $x$  (mm) と次の関係がある。

$$B\rho = \left( 1 + \frac{x}{D} \right) B\rho_0 \quad (4.12)$$

$B\rho_0$  は、中心 ( $x = 0$ ) を通るときの磁気硬度であり、 $B\rho_0 = 8.775 \text{ Tm}$ 。  $D$  は中心軌道からの磁気硬度のずれと位置のずれの関係 (Dispersion) を表し、F5 では  $D = 3300 \text{ mm}$  である。BPC で位置を求める際に複数のワイヤーがヒット情報を持つ場合があり、複数のヒット情報から正しい位置情報を求めるアルゴリズムが必要である。位置情報の導出は以下の手順で行った。

1. それぞれの層 (BPC は2層構造) において、複数のヒット情報がある場合は二つのヒット情報の距離  $dr$  を全ての組み合わせで調べ、

$$dr \leq 4 \text{ mm}$$

を満たすヒットを同一クラスターとしてまとめる。4 mm は、隣合うヒットをクラスターとしてまとめることを意味する。

2. それぞれの層で2つ以上クラスターがある場合は、クラスターに含まれるヒットの数が多い方を選択する。ヒットの数が同数のクラスターについては、2つまでは保存し、3つ以上ある場合はイベントを破棄する。
3. 1層目と2層目のクラスターの組み合わせを調べ、x方向のずれが最も小さい組み合わせを選択する。
4. 選択したクラスター内のヒット情報の平均とすることで、位置情報を決定する。

上記のアルゴリズムでの BPC の検出効率  $\epsilon_{BPC}$  を以下の式によって評価した。

$$\epsilon_{BPC} = \frac{N(BPC \cap ICB)}{N(ICB)} \quad (4.13)$$

$Z = 5$  の二次ビームに対して  $\epsilon_{BPC} = 93.5 \pm 0.2 \%$  であった。

#### 4.1.4 飛跡解析

標的上流に配置した二台のドリフトチェンバー (BDC1、BDC2) を用いて、標的上での入射位置と入射角度を測定する。まずは、各ドリフトチェンバーの較正について述べる。本実験ではアノードワイヤーからの信号の時間情報を TDC により取得しており、このドリフト時間に対応する時間情報をドリフト距離に変換する必要がある。ドリフト時間とは、二次ビームによりガス粒子から電子が電離されてからドリフトチェンバー内の電場勾配によって最も近いアノードワイヤーに到達するまでの時間のことである。ドリフト距離とは、電子が電離された位置からワイヤーまでドリフトした距離のことである。図 4.2 に BDC1、BDC2 の TDC のスペクトルを示す。コモンストップモードで TDC を用いたため、ドリフト時間  $T_{drift}$  は、

$$T_{drift} = T_{max} - T_{tdc} \quad (4.14)$$

として得られる。 $T_{max}$  は上限のチャンネルであり、表 4.2 に示す。BDC には、X 面と Y 面があるが解析方法は同じであり、ドリフト距離の積分範囲も同じ値を用いている。

表 4.2: BDC1 と BDC2 のドリフト距離の積分範囲

DC	下限値 (ch)	上限値 (ch)
BDC1	640	760
BDC2	630	750

このドリフト時間を用いて、以下の関係から電子のドリフト距離を求める。ビームがドリフトチェンバーに一樣に入射していると仮定すると、計算されるイベント数は二次ビームの入射位置によらず一定である。すなわち、

$$\frac{dN}{dx} = const.$$

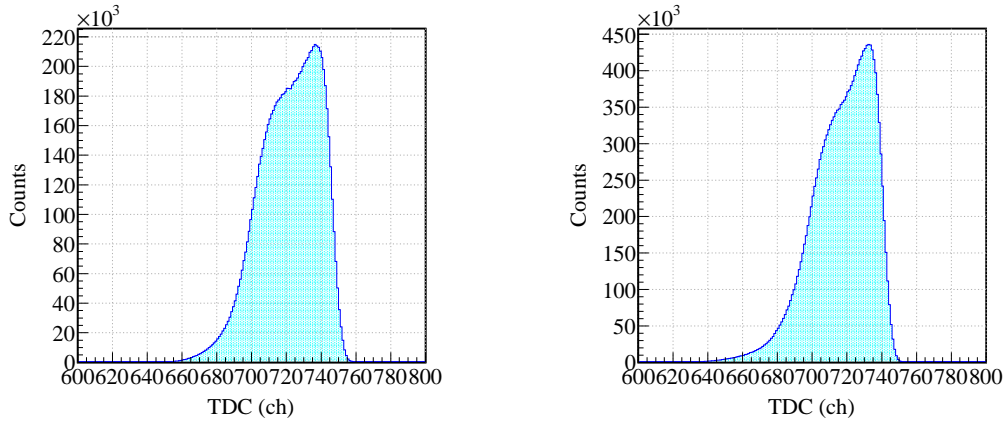


図 4.2: (左図)BDC1 と (右図)BDC2 の TDC スペクトル

さらに、

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

となる。つまり、図 4.2 を積分することでドリフト距離が得られる。得られたドリフト距離とドリフト時間の相関を図 4.3 に示した。

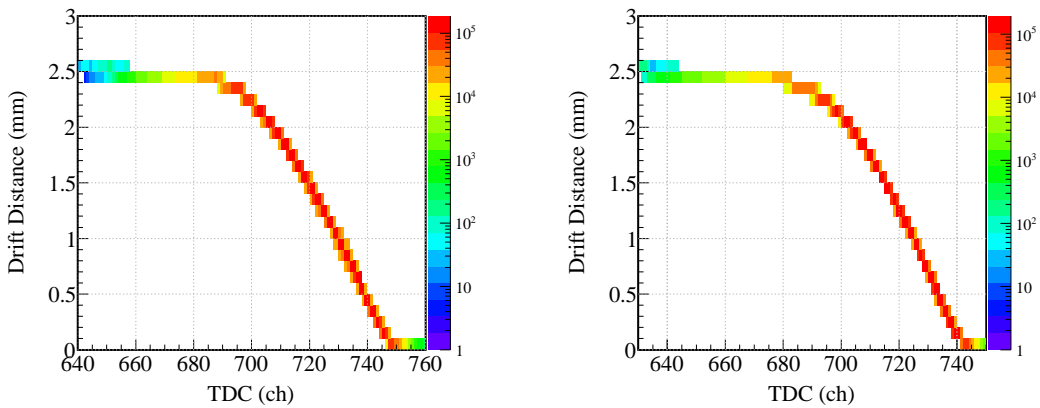


図 4.3: ドリフト距離と TDC の相関。横軸が TDC、縦軸がドリフト距離を表している。図は、全ての層の相関の重ね合わせである。

図 4.3 の相関を用いて TDC 情報から得られたドリフト距離を  $X_{\text{tdc}}$  と表す。また、ドリフトチェンバー内の全ての面のヒット情報を用いて得られる飛跡とヒット情報を持つワイヤーの位置から得られたドリフト距離を  $X_{\text{track}}$  と表す。図 4.4 は、縦軸に  $X_{\text{tdc}}$  と  $X_{\text{track}}$  との差 (残差) を示している。全ての面で同じ分布を持つと仮定し、全ての面のデータを重ねている。横軸が TDC であり、全ての範囲で残差分布がゼロ付近に分布していることから、ドリフト距離の較正が妥当であることを示している。図 4.4 より残差分布の分散値  $\Delta x$  は、次のように得られた。

$$\Delta x_{BDC1} = 0.184 \text{ mm}, \Delta x_{BDC2} = 0.137 \text{ mm} \quad (4.15)$$

これらの値から、BDC1 と BDC2 の位置分解能  $\sigma_x$  と角度分解能  $\sigma_a$  は次のように得られた [7]。

$$\sigma_{x,BDC1} = 0.135 \text{ mm} \quad , \quad \sigma_{x,BDC2} = 0.100 \text{ mm} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{a,BDC1} = 13.2 \text{ mrad} \quad , \quad \sigma_{a,BDC2} = 9.86 \text{ mrad} \quad (4.17)$$

全ての面で同じ分布を持つため、位置分解能  $\sigma_x$  と角度分解能  $\sigma_a$  は X 面、Y 面ともに上の値になる。

標的での位置と角度は BDC1 と BDC2 の位置から求めた。 $^{19}\text{B}$  の標的での位置情報を図 4.5 ~ 4.7 に示す。標的での Y 軸方向の位置は図 4.7 よりガウス分布に近い形をしていることがわかるが、X 軸方向の位置は非対称な分布をしている。これは F0 で生成された  $^{19}\text{B}$  が X 方向に持つ広がりによって標的に到達しないイベントがあることを示している。

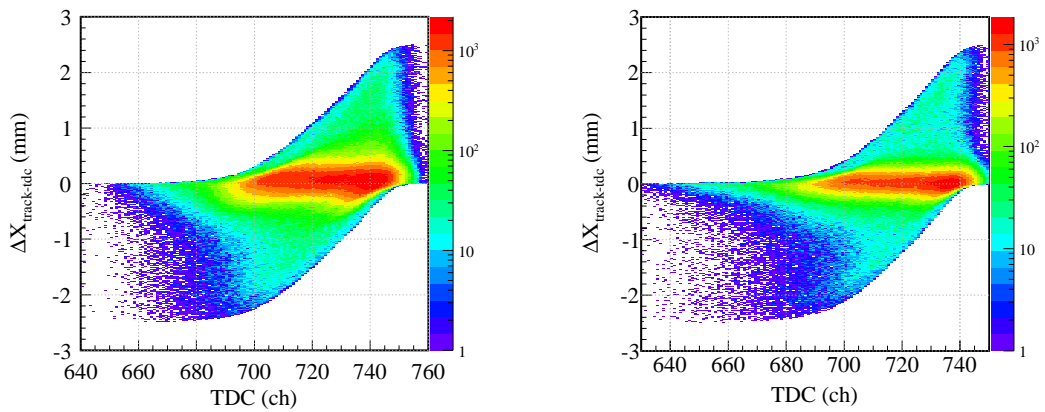


図 4.4: BDC1 と BDC2 のドリフト時間と X の残差分布の相関。横軸が TDC、縦軸が残差分布  $\Delta X_{\text{track-tdc}}$  を表す。

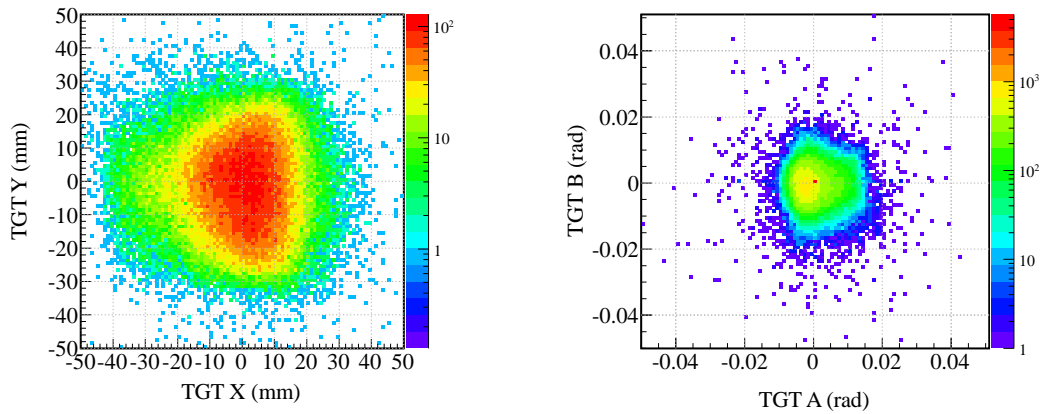


図 4.5: BDC1 と BDC2 から求められる標的 (TGT) 位置での位置と角度情報を表す。左図は横軸が X、縦軸が Y の位置分布を表す。右図は横軸が A、縦軸が B の角度分布を表す。

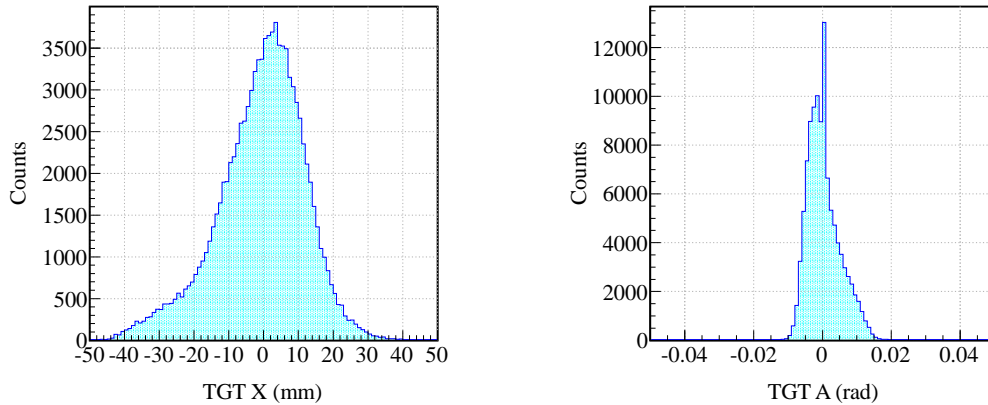


図 4.6: BDC1 と BDC2 から求められる標的 (TGT) 位置での位置と角度情報を表す。左図は位置 X、右図が角度 A の分布を表す。

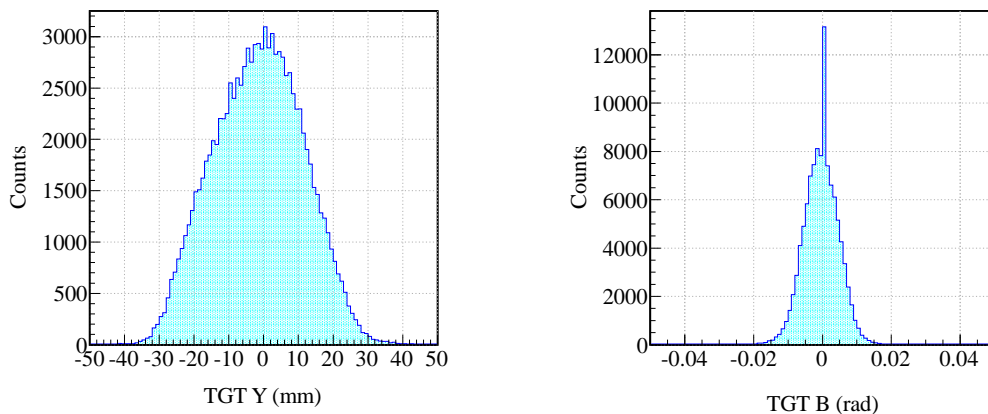


図 4.7: BDC1 と BDC2 から求められる標的 (TGT) 位置での位置と角度情報を表す。左図は位置 Y、右図が角度 B の分布を表す。

#### 4.1.5 粒子識別

飛行時間、エネルギー損失、磁気高度の測定より、二次ビームの粒子の原子番号  $Z$  と質量数と原子番号の比  $A/Z$  を求め、粒子識別図 ( $A/Z$  vs  $Z$  の図) を作る。標的上流でビームライン上の検出器の物質との反応で原子番号が変わったり、ドリフトチェンバーのフレームに当たり位置がずれるイベントを排除するため、以下のゲートを設定した。

- トリガー : DSB
- 二次ビームの軌道 (BDC1) :  $|X| < 35 \text{ mm}$ ,  $|Y| < 35 \text{ mm}$
- 二次ビームの軌道 (BDC2) :  $|X| < 35 \text{ mm}$ ,  $|Y| < 35 \text{ mm}$

- 二次ビームの軌道 (標的位置) :  $|X| < 35 \text{ mm}, |Y| < 35 \text{ mm}$
- F7 プラスチックシンチレータ :  $dt_{F7} < 5.6 \text{ ns}$
- エネルギー損失 (イオンチェンバー) :  $80 \text{ MeV} < Q_{IC}$
- エネルギー損失 (F7 プラスチックシンチレータ) :  $80 \text{ MeV} < Q_{F7} - Q_{IC} < 120 \text{ MeV}$
- エネルギー損失 (SBT1) :  $70 \text{ MeV} < Q_{SBT1} - Q_{IC} < 180 \text{ MeV}$
- エネルギー損失 (SBT2) :  $Q_{SBT2} - \frac{Q_{IC}}{2} > 100 \text{ MeV}, Q_{SBT2} - Q_{IC} < 180 \text{ MeV}$

図 4.8 に、F7、F13 のプラスチックシンチレータとイオンチェンバーのエネルギー損失の相関を示す。二次ビームが標的上流で反応して原子番号が変わってしまったイベントはエネルギー損失の相関を用いることにより除去することができる。上記のゲートを用いた場合の粒子識別図を図 4.9 に示す。

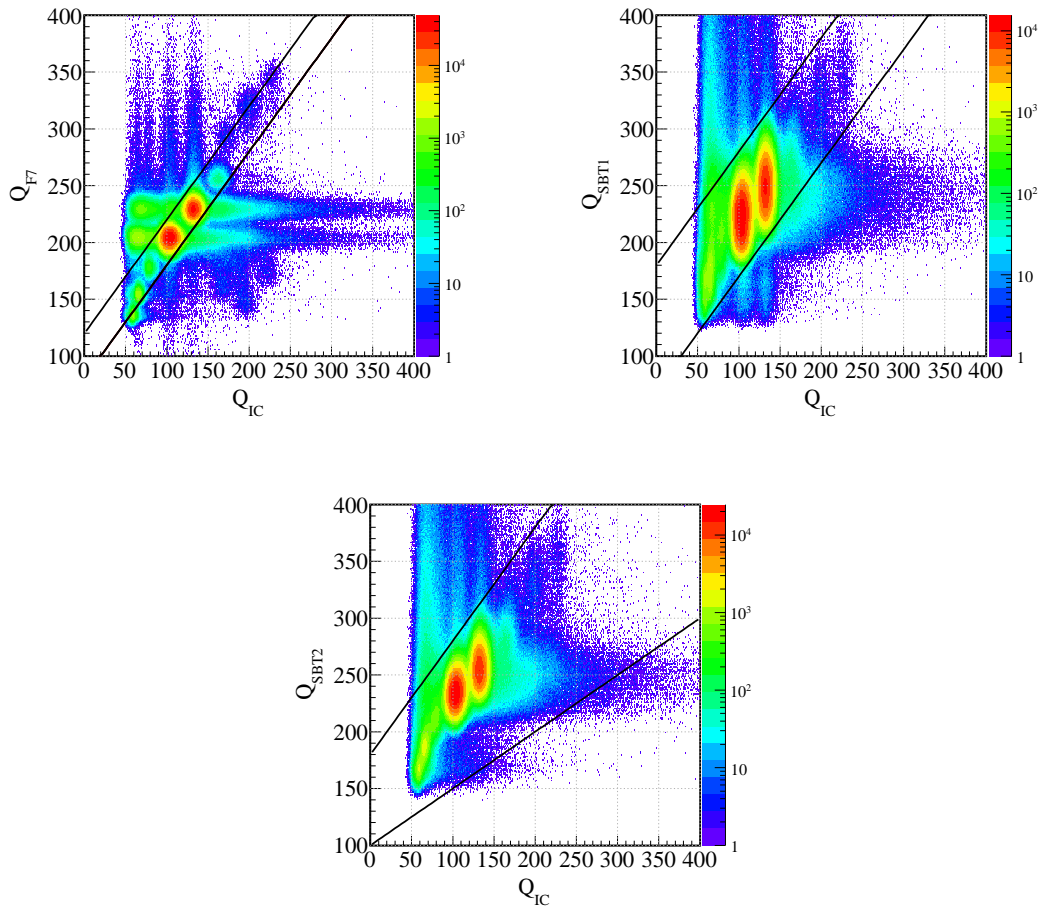


図 4.8: プラスチックシンチレータとイオンチェンバーのエネルギー損失の相関を示す。それぞれの図でのプラスチックシンチレータは、(左上)SF7、(右上)SBT1、(左下)SBT2である。横軸はICBの電荷情報、縦軸はプラスチックシンチレータの電荷情報を示す。黒線で示したのが今回使用したゲートの条件式であり、二本の黒線に挟まれた領域のイベントを選択する。



$Z$  と  $A/Z$  の分布を図 4.10 に示す。 $Z$  と  $A/Z$  のそれぞれの粒子の中央値が期待される値よりも少し小さくなっているが、それぞれの粒子が混ざりあわずに識別できていることが確認できる。中央値のずれはビーム粒子の飛跡がビームラインの中心を通過していないことによる可能性が考えられる。エネルギー損失と飛行距離はビームラインの中心を通過していると仮定しているため、ビームがビームライン内を蛇行しながら進むと飛行時間が計算値とずれる。本解析においては磁気硬度を元に運動量を導出しているため、飛行時間の解析については現状のままでよいと判断した。

二次ビームを選択するためのゲートは、 $Z$  と  $A/Z$  の分布をそれぞれガウス関数でフィットし、中央値  $\pm 3\sigma$  とした。 $^{19}\text{B}$  の場合のゲートは、 $3.75 < A/Z < 3.82$  かつ  $4.38 < Z < 5.37$  である。

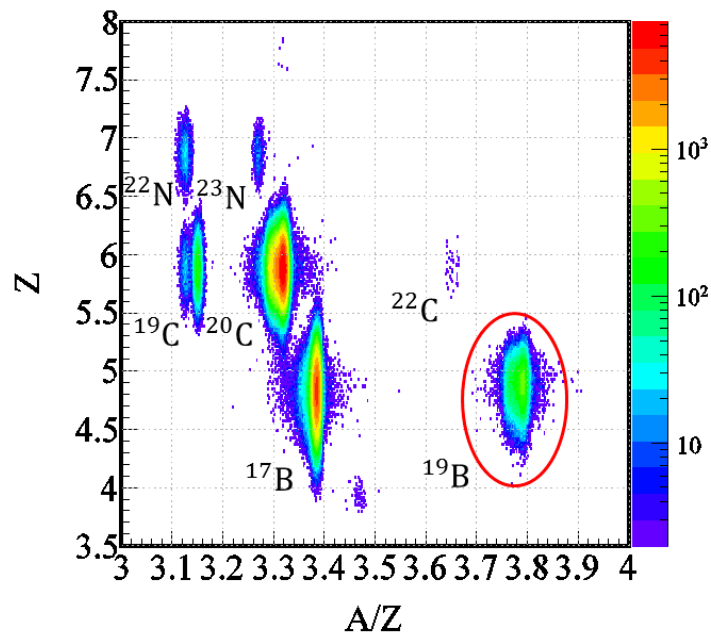


図 4.9: 二次ビームの粒子識別図。横軸が  $A/Z$ 、縦軸が  $Z$  を表している。

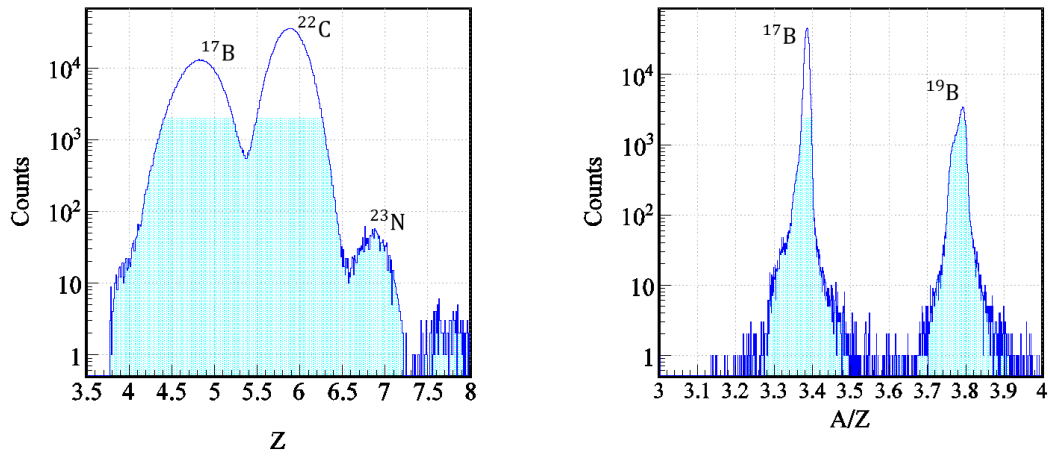


図 4.10: 左図が  $3.2 < A/Z < 3.5$  の範囲の粒子の  $Z$  の分布、右図が  $Z = 5$  に対する  $A/Z$  の分布を表している。

表 4.3: 各標的での二次ビームの全統計量を示す。()内は平均ビーム強度を表している。一次ビームの平均ビーム強度は 210 pA である。

ビーム	Pb 標的	C 標的	標的なし
$^{19}\text{B}$	$1.02 \cdot 10^5$ (52.4 cps)	$9.16 \cdot 10^4$ (53.3 cps)	$4.01 \cdot 10^4$ (56.0 cps)
$^{17}\text{B}$	$7.12 \cdot 10^5$ (367 cps)	$6.49 \cdot 10^5$ (378 cps)	$2.85 \cdot 10^5$ (397 cps)
$^{20}\text{C}$	$1.51 \cdot 10^6$ (778 cps)	$1.35 \cdot 10^6$ (785 cps)	$5.95 \cdot 10^5$ (831 cps)
$^{19}\text{C}$	$2.93 \cdot 10^4$ (15.1 cps)	$2.63 \cdot 10^4$ (15.3 cps)	$1.19 \cdot 10^4$ (16.7 cps)
$^{22}\text{C}$	$2.72 \cdot 10^2$ (0.14 cps)	$2.39 \cdot 10^2$ (0.14 cps)	90 (0.13 cps)
$^{23}\text{N}$	$4.36 \cdot 10^3$ (2.25 cps)	$3.83 \cdot 10^3$ (2.23 cps)	$1.81 \cdot 10^3$ (2.53 cps)
$^{22}\text{N}$	$1.81 \cdot 10^3$ (0.94 cps)	$1.64 \cdot 10^3$ (0.95 cps)	$6.45 \cdot 10^2$ (0.90 cps)

## 4.2 荷電フラグメント測定系

荷電フラグメント測定系では以下の測定を行った。

- TOF : HOD と SBT1,2 を使い、その時間差から TOF を測定する。
- エネルギー損失 : HOD の電荷情報からエネルギー損失を測定する。
- $B\rho$  : SAMURAI 磁石前後のドリフトチェンバーのデータを用いた飛跡解析を用い、 $B\rho$  を測定する。

上記の測定から次のように荷電フラグメントの識別を行った。

- $Z$  の識別 : エネルギー損失の測定と TOF の測定により決定する。
- $A$  の識別 :  $B\rho$  の測定と TOF の測定により決定する。

## 4.2.1 飛跡解析

標的の下流に配置した二台のドリフトチェンバー (FDC1、FDC2) を用いて、標的から出てくる荷電フラグメントの SAMURAI 磁石前後の飛跡を測定した。まずは、二次ビームの飛跡解析で用いた BDC1、BDC2 と同様にドリフトチェンバーの時間情報をドリフト距離に変換する較正を行った。FDC1、FDC2 の時間情報スペクトルとドリフト時間スペクトルを図 4.11 に示す。

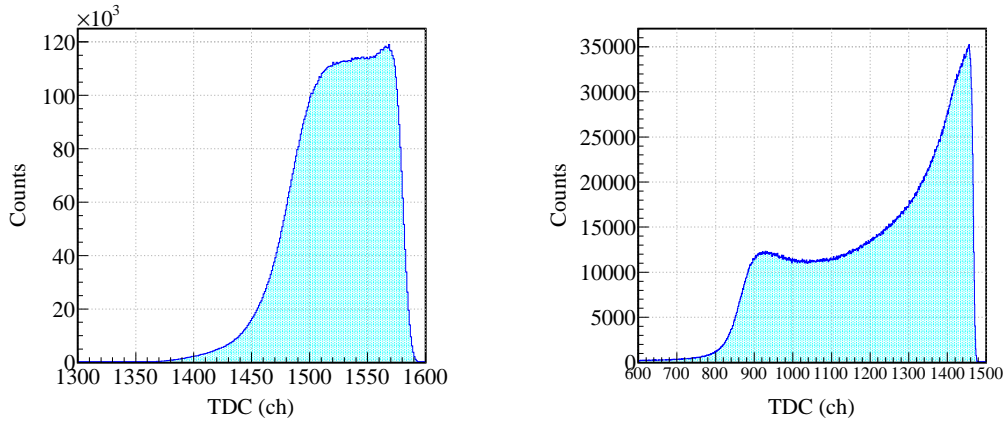


図 4.11: FDC1 と FDC2 のドリフト時間のスペクトル。横軸が TDC、縦軸が計数を表す。左図が FDC1、右図が FDC2 のスペクトルである。

表 4.4: FDC1 と FDC2 のドリフト距離の積分範囲

DC	下限値 (ch)	上限値 (ch)
FDC1	1300	1594
FDC2	600	1480

得られたドリフト距離とドリフト時間の相関を図 4.12 に示す。図 4.12 は全ての層の重ね合わせであり、右図では層の違いがあることが相関の線が、複数あることにより理解できる。

図 4.12 の変換による FDC1、2 の残差分布を図 4.13 に示す。

図 4.13 より残差分布の分散値  $\Delta x$  は、次のように得られた。

$$\Delta x_{FDC1} = 0.295 \text{ mm}, \Delta x_{FDC2} = 0.376 \text{ mm} \quad (4.18)$$

これらの値から、FDC1 と FDC2 の位置分解能  $\sigma_x$  と角度分解能  $\sigma_a$  は次のように得られた [7]。

$$\sigma_{x,FDC1} = 0.148 \text{ mm}, \sigma_{x,FDC2} = 0.189 \text{ mm} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{a,FDC1} = 3.01 \text{ mrad}, \sigma_{a,FDC2} = 0.77 \text{ mrad} \quad (4.20)$$

FDC1、FDC2 の検出効率  $\epsilon_{FDC1}$ 、 $\epsilon_{FDC2}$  を

$$\epsilon_{FDC1} = \frac{N(FDC1 \cap HOD)}{N(HOD)} \quad (4.21)$$

$$\epsilon_{FDC2} = \frac{N(FDC2 \cap HOD)}{N(HOD)} \quad (4.22)$$

で評価した。 $Z = 5$  の二次ビームに対して  $\epsilon_{FDC1} = 99.9 \pm 1.3 \%$ 、 $\epsilon_{FDC2} = 99.9 \pm 1.3 \%$  であった。

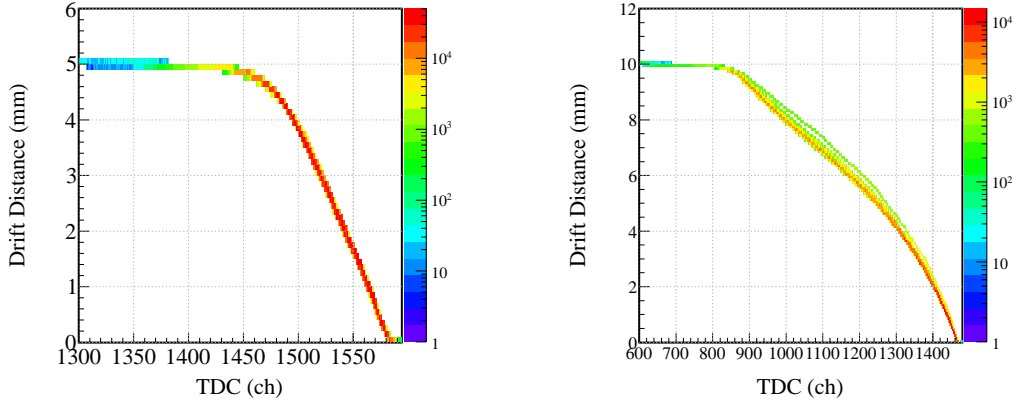


図 4.12: FDC1 と FDC2 のドリフト距離と TDC の相関。左図が FDC1、右図が FDC2 の相関を示す。横軸が TDC を、縦軸はドリフト距離を示す。

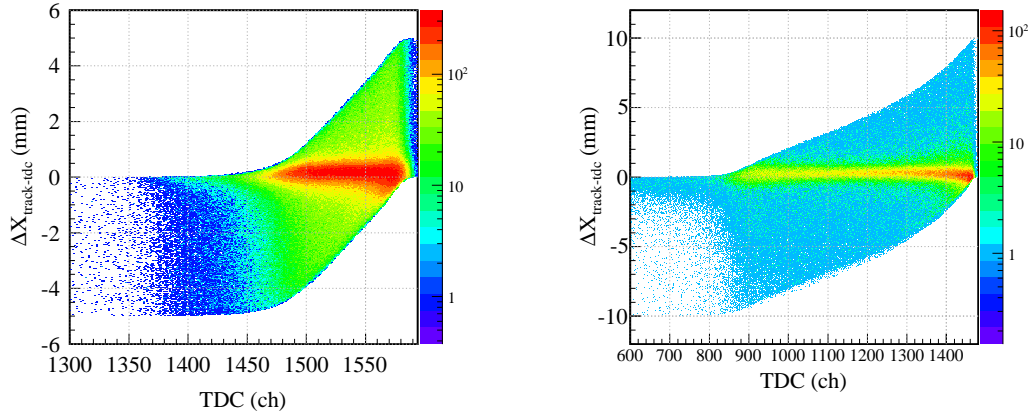


図 4.13: FDC1 と FDC2 のドリフト時間と X の残差分布の相関

#### 4.2.2 原子番号 $Z$ の識別

HOD でのエネルギー損失と TOF を組み合わせて原子番号  $Z$  の識別を行う。HOD で測定している発光量  $Q$  はエネルギー損失に対応しているので、二次ビームの  $Z$  の識別と同様に  $Q$  と時間情報 ( $T \sim \text{TOF}$ ) の相関から求めた。SAMURAI 磁石内の飛跡が正確にわかっていないため、 $Q$  は正確な較正ができていない。まず、HOD を構成する 16 本のプラスチックシンチレータ毎の依存性をなくすため、相対的な較正を行う。その後、 $Z$  の識別を行う。

一つの入射粒子による反応で生成された荷電フラグメントに対する HOD 内のヒット情報を持つプラスチックシンチレータの数を多重度  $M_{pla}$  と表すことにする。 $M_{pla} \geq 2$  で隣り合う二本の HOD でヒット情報がある場合、それぞれのヒットの発光量  $Q$  を足しあわせなければ正しい発光量  $Q$  を得られない。本解析では簡単のため  $M_{pla} = 1$  の場合のみを対象にし、 $Z$  の識別を次の 1 と 2 の手順で行った。また  $M \geq 1$  に対する  $M = 1$  の割合  $R_{HOD}$  は、次の値が得られた。

$$R_{HOD} = \frac{N(M=1)}{N(M \geq 1)} = 0.985 \pm 0.008\% \quad (4.23)$$

1.  $M_{pla} = 2$  のイベントを選択する。それらのヒットが隣り合う ID で起こっている場合のみ選択し、隣り合う二つの ID の  $T$  と  $Q$  を等しくなるように補正パラメータを決定する。
2.  $T$  と  $Q$  のプロットより、 $Z$  を決定する。

$$Z = p_0 + p_1(Q - p_2 \frac{1}{\beta^2}) \quad (4.24)$$

$p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  はパラメータであり、実験データよりそれぞれの原子番号が実際の値と一致するように決定する。HOD を構成する 16 本のプラスチックシンチレータそれぞれで決定したパラメータを表 4.5 に示す。ID は 16 本のプラスチックシンチレータを区別するための番号であり、高磁気硬度側から 1、2、 $\dots$ 、16 としている。パラメータに ID 依存性があるのは、それぞれのプラスチックシンチレータの発光量  $Q$  にヒット位置依存性があるためであり、手順 1 では  $Q$  の補正が不十分であることを意味する。

表 4.5:  $Z$  の識別のためのパラメータ

HOD の ID	$p_0$	$p_1$	$p_2$
1	3.729	0.01679	47.7
2	3.403	0.01655	39.5
3	3.456	0.01605	39.1
4	3.268	0.01712	37.5
5	3.288	0.01669	35.6
6	3.645	0.01685	43.2
7	3.424	0.01688	37.9
8	3.345	0.01761	35.8
9	3.382	0.01616	37.9
10	3.425	0.01624	38.3
11	3.249	0.01658	34.3
12	3.523	0.01638	38.6
13	3.516	0.01575	40.4
14	3.389	0.01611	35.7
15	3.274	0.01622	33.8
16	3.492	0.01535	41.2

### 4.2.3 磁気硬度

荷電フラグメントの磁気硬度は、次の二通りの方法で求めた。

1. FDC1 と FDC2 での位置と角度を用いた輸送行列を用いる方法
2. シミュレーションを用いて決定した関数を用いる方法

まず、輸送行列を用いる方法について説明する。輸送行列は次のように  $3 \times 3$  の行列で定義する。

$$\begin{pmatrix} X_{FDC2} \\ A_{FDC2} \\ \delta_{FDC2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{FDC1} \\ A_{FDC1} \\ \delta_{FDC1} \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

SAMURAI 磁石内は真空のため、エネルギー損失はない。そのため、 $\delta_{FDC1} = \delta_{FDC2}$  であり、 $M_{31}$ 、 $M_{32}$ 、 $M_{33}$  は次のように決定できる。

$$M_{31} = 0 \quad (4.26)$$

$$M_{32} = 0 \quad (4.27)$$

$$M_{33} = 1 \quad (4.28)$$

式 (4.19) を展開すると、次のように二通りの  $\delta_{FDC1}$  を得ることができる。

$$\delta_1 = \frac{1}{M_{13}}(X_{FDC2} - M_{11} \cdot X_{FDC1} - M_{12} \cdot A_{FDC1}) \quad (4.29)$$

$$\delta_2 = \frac{1}{M_{23}}(A_{FDC2} - M_{21} \cdot X_{FDC1} - M_{22} \cdot A_{FDC1}) \quad (4.30)$$

$X$  (mm)、 $A$  (mrad) は、それぞれの DC で  $X$  軸方向の位置と角度を表し、 $\delta$  は運動量または磁気硬度を表す。本解析では、中心軌道として BPC 通過後の  $B\rho$  が 7.62 Tm の  $^{20}\text{C}$  ビームを選択した。それぞれの物理量は  $^{20}\text{C}$  の中心軌道 ( $X^{(0)}, A^{(0)}, B\rho^{(0)}$ ) とのずれを用いた。

$$X = X - X^{(0)} \quad (4.31)$$

$$A = A - A^{(0)} \quad (4.32)$$

$$\delta = \frac{p - p^{(0)}}{p^{(0)}} = \frac{B\rho - B\rho^{(0)}}{B\rho^{(0)}} \quad (4.33)$$

$$B\rho = B\rho^{(0)}(1 + \delta) \quad (4.34)$$

行列の要素の決定は次のように行った。データは二次ビームが  $^{20}\text{C}$ 、標的がないもの (データセット 7) を使い、 $\delta$  を BPC で測定した二次ビームの  $\delta = x/D$  ( $D = 3300$  mm) から取得した。

1.  $X_{FDC1} = X_{FDC1}^{(0)} \pm 1$  mm、 $A_{FDC1} = A_{FDC1}^{(0)} \pm 0.005$  rad という条件の下で、 $\delta$  と FDC2 の  $X$ 、 $A$  それぞれとの相関から  $M_{13}$ 、 $M_{23}$  を決定する。

$$M_{13} = 3243 \quad (4.35)$$

$$M_{23} = 0.7928 \quad (4.36)$$

2. 最後に、 $M_{11}$ 、 $M_{12}$ 、 $M_{21}$ 、 $M_{22}$  を決定する。この四つの項については、変化させながら最適解を探した。

$$M_{11} = -0.3425 \quad (4.37)$$

$$M_{12} = 4188 \quad (4.38)$$

$$M_{21} = -0.0004 \quad (4.39)$$

$$M_{22} = 0.388 \quad (4.40)$$

上記の手順で決定した行列をまとめると、次のようになる。

$$\begin{pmatrix} -0.3425 & 4188 & 3243 \\ -0.0004 & 0.388 & 0.7928 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.41)$$

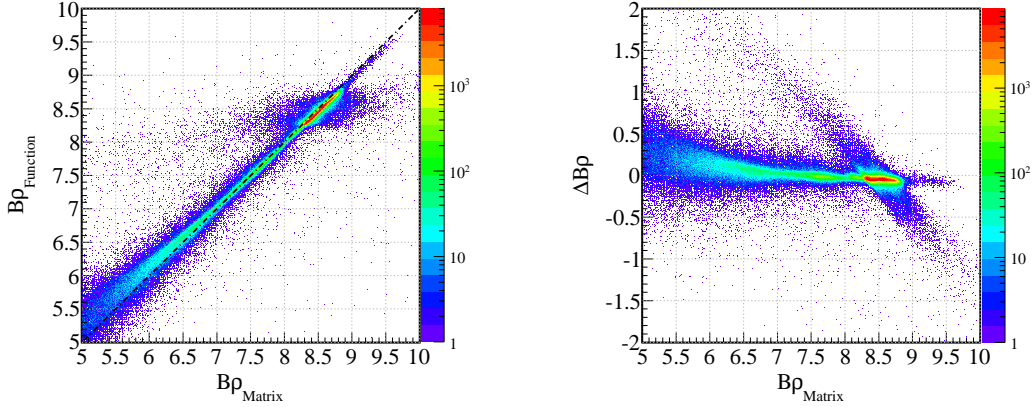


図 4.14: 左図は関数で決定した  $B\rho_{Function}$  と輸送行列で決定した  $B\rho_{Matrix}$  の相関を示す。横軸が  $B\rho_{Matrix}$ 、縦軸が  $B\rho_{Function}$  を表す。黒の点線は  $B\rho_{Matrix} = B\rho_{Function}$  を表す。右図は、横軸が  $B\rho_{Matrix}$ 、縦軸が  $B\rho_{Function}$  と  $B\rho_{Matrix}$  の差  $\Delta B\rho$  を表す。

この行列を用いた場合の磁気硬度の項  $\delta_1$ 、 $\delta_2$  の分解能は、

$$\Delta\delta_1 = 0.152\%, \Delta\delta_2 = 0.152\% \quad (4.42)$$

と得られた。

輸送行列を用いる方法は、実験データを用いて比較的容易に行列要素を求めることができ、容易に荷電フラグメントの磁気硬度を求めることができる。一方、一次の項しか扱っていないので、荷電粒子の軌道が中心軌道から大きく外れると高次の項の影響が大きくなり、磁気硬度  $\delta$  を正しく求められなくなる。そのため、二次ビームや荷電フラグメントが異なる反応を解析する際には、別の輸送行列を用意する必要がある。

次に、Geant4 のシミュレーションを用いて決定した関数を用いる方法について説明する。磁気硬度  $B\rho$  の広い範囲の軌道についてシミュレーションを行い、FDC1、FDC2 での位置と角度から磁気硬度を求めることができる関数を決定した。磁石に入射する粒子のエネルギーを 100 AMeV–300 AMeV で生成し、次のような関数でフィッティングを行う。

$$B\rho = f(X_{FDC1}, Y_{FDC1}, A_{FDC1}, B_{FDC1}, X_{FDC2}, A_{FDC2}) \quad (4.43)$$

$$= \sum_i c_{1,i} a_i + \sum_i \sum_j c_{2,ij} a_i a_j \quad (4.44)$$

$$= c_{1,0} X_{FDC1} + c_{1,1} Y_{FDC1} + \dots + c_{2,00} (X_{FDC1})^2 + c_{2,01} X_{FDC1} Y_{FDC1} + \dots \quad (4.45)$$

$$a_i, a_j : X_{FDC1}, Y_{FDC1}, A_{FDC1}, B_{FDC1}, X_{FDC2}, A_{FDC2} \quad (4.46)$$

$$c_{1,i}, c_{2,ij} : \text{それぞれ一次の項と二次の項のパラメータ} \quad (4.47)$$

右側の関数では、FDC1 と FDC2 の X 軸方向の位置と角度の情報に加えて、FDC1 での Y 軸方向の位置と角度の情報も用いている。関数のパラメータの決定には、ROOT の TMultiDimFit を用いている。輸送行列は一次の項のみであるのに対して、関数では二次の項まで扱っている。この関数を用いた場合の磁気硬度の項  $\delta$  の分解能は、

$$\Delta\delta = 0.142\% \quad (4.48)$$

と得られ、分解能が改善されていることがわかる。

この関数と輸送行列で得られるそれぞれの  $B\rho$  値の相関を図 4.14 に示す。図より、二次ビーム  $^{19}\text{B}$  と荷電フラグメント  $^{17}\text{B}$  が持つ磁気硬度  $B\rho$  の範囲 ( $7.0\text{ Tm} < B\rho < 9.0\text{ Tm}$ ) では二つの方法は一致しているが、 $B\rho < 7.0\text{ Tm}$  では二つの方法で違いが出てきている。これは、輸送行列の方法では無視している二次の項の影響である。

#### 4.2.4 粒子識別

HOD で TOF と原子番号を決定し、DC の位置と角度を用いた関数で磁気硬度を決定する。それらの情報を合わせることで、粒子識別図を取得する。図 4.15、4.16 は、二次ビームとして  $^{19}\text{B}$  を選択した場合の荷電フラグメントの分布を示している。図 4.15 は関数を用いて磁気硬度を決定した場合の粒子識別を示し、図 4.16 は輸送行列を用いて磁気硬度を決定した場合の粒子識別を示す。磁気硬度の決定方法の違いを示すために、図??と図 4.18 に  $A/Z$  の分布を示す。これらの図を比較することにより、 $^{15}\text{B}$  と  $^{14}\text{B}$  の  $A/Z$  の分布が輸送行列を用いた場合に分解能が悪くなっていることがわかる。よって、本解析では関数を用いた粒子識別により荷電フラグメントを選択することにする。

荷電フラグメントを選択するためのゲートは、 $Z$  と  $A/Z$  の分布をそれぞれガウス関数でフィットし、中央値  $\pm 3\sigma$  とした。 $^{17}\text{B}$  の場合のゲートは、 $3.35 < A/Z < 3.5$  かつ  $4.5 < Z < 5.3$  である。

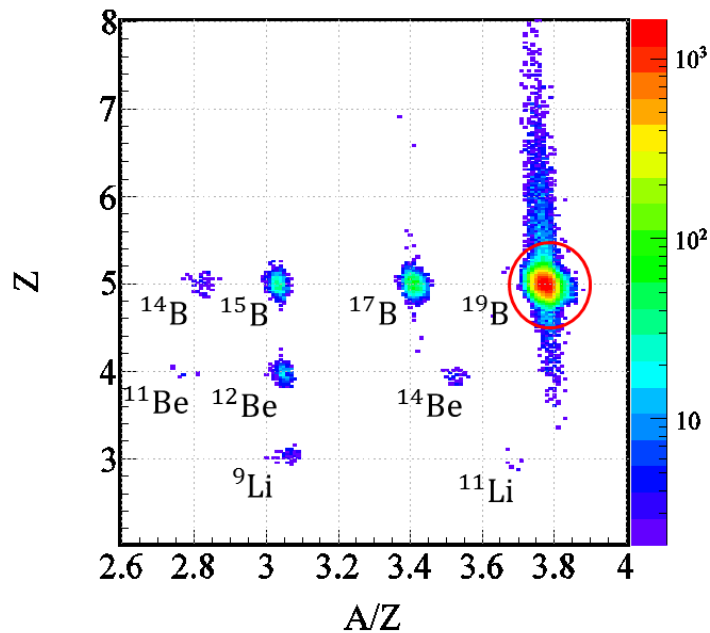


図 4.15:  $^{19}\text{B}+\text{C}$  反応により放出された荷電フラグメントの粒子識別図。磁気硬度  $B\rho$  の測定に関数を用いた場合。横軸が  $A/Z$ 、縦軸が  $Z$  を表している。



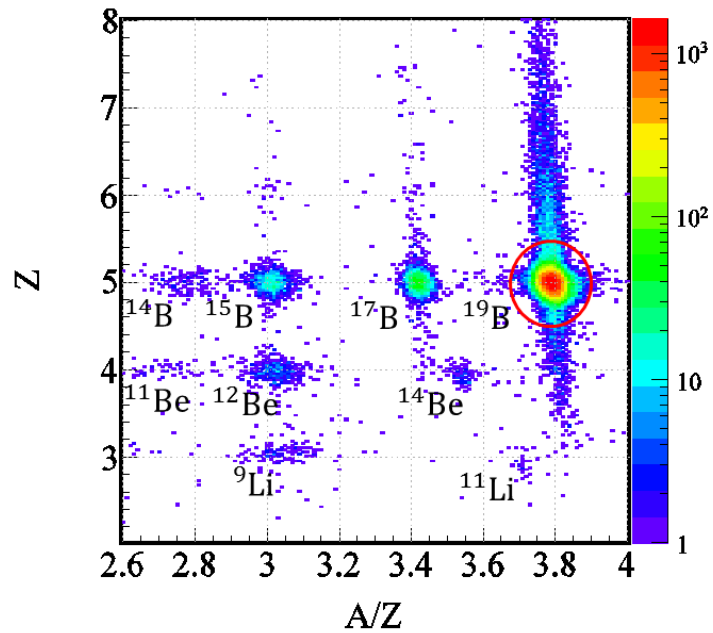


図 4.16:  $^{19}\text{B}+\text{C}$  反応により放出された荷電フラグメントの粒子識別図。磁気硬度  $B\rho$  の測定に Matrix を用いた場合。横軸が  $A/Z$ 、縦軸が  $Z$  を表している。

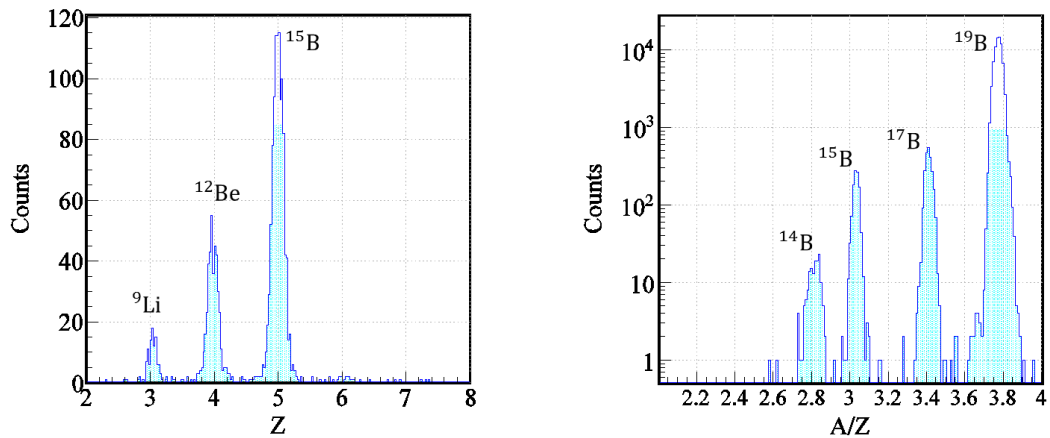


図 4.17: 左図が  $^{19}\text{B}+\text{C}$  反応により放出された荷電フラグメントの  $A/Z = 3$  に対する  $Z$  の分布、右図が  $Z = 5$  に対する  $A/Z$  の分布を表している。磁気硬度  $B\rho$  の測定に関数を用いた場合。全ての  $A/Z$  のピークを分離できている。

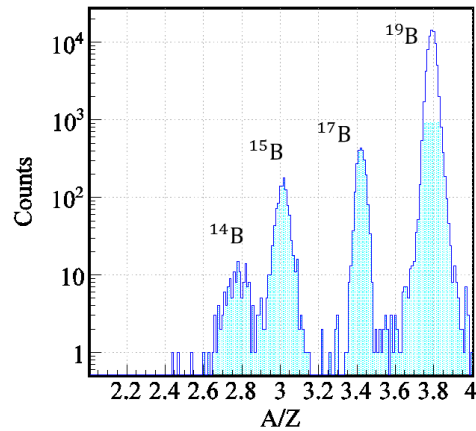


図 4.18: 図は  $^{19}\text{B}+\text{C}$  反応により放出された荷電フラグメントの  $Z = 5$  に対する  $A/Z$  の分布を表している。磁気硬度  $B\rho$  の測定に Matrix を用いた場合  $A/Z = 2.9$  の付近で  $^{14}\text{B}$  と  $^{15}\text{B}$  のピークが重なりを持ちを分離しきれていない。

#### 4.2.5 荷電フラグメントのアクセプタンス評価

荷電フラグメントに対するアクセプタンスは、SAMURAI 磁石の出口窓を通過するかどうかと FDC2 と HOD を通過するかどうかの三つの条件で決定される。本解析では、GEANT4 のシミュレーションを用いて荷電フラグメント  $^{17}\text{B}$  に対するアクセプタンスを評価する。シミュレーションでは以下の条件でイベントを生成した。

- 荷電フラグメント :  $^{17}\text{B}$
- 崩壊位置 : 実験データの再現
- FDC1 での角度 :  $\pm 50$  mrad
- 運動エネルギー :  $219.5 \text{ MeV} \pm 5 \%$

このシミュレーションで得られた FDC1 における X 方向と Y 方向の角度 ( $A$  と  $B$ ) の分布を図 4.19 に示す。図 4.19 より、荷電フラグメントのアクセプタンスは SAMURAI 磁石の出口窓により制限されていることがわかる。アクセプタンスの領域が長方形ではなく、台形をしているのは磁石の内側と外側を通過する場合には FDC1 から出口窓までの飛行距離が異なり、出口窓を通過できる荷電フラグメントの Y 方向の広がり差が出てくるためである。図 4.20 は上記のシミュレーションで HOD、FDC2、SAMURAI 磁石の出口窓の全てを通過する条件での FDC1 における  $A$  と  $B$  の分布である。図 4.20 と実験データを比較することにより、二次ビーム  $^{19}\text{B}$  に対する荷電フラグメントのアクセプタンスは  $99 \pm 1\%$  と見積もられた。

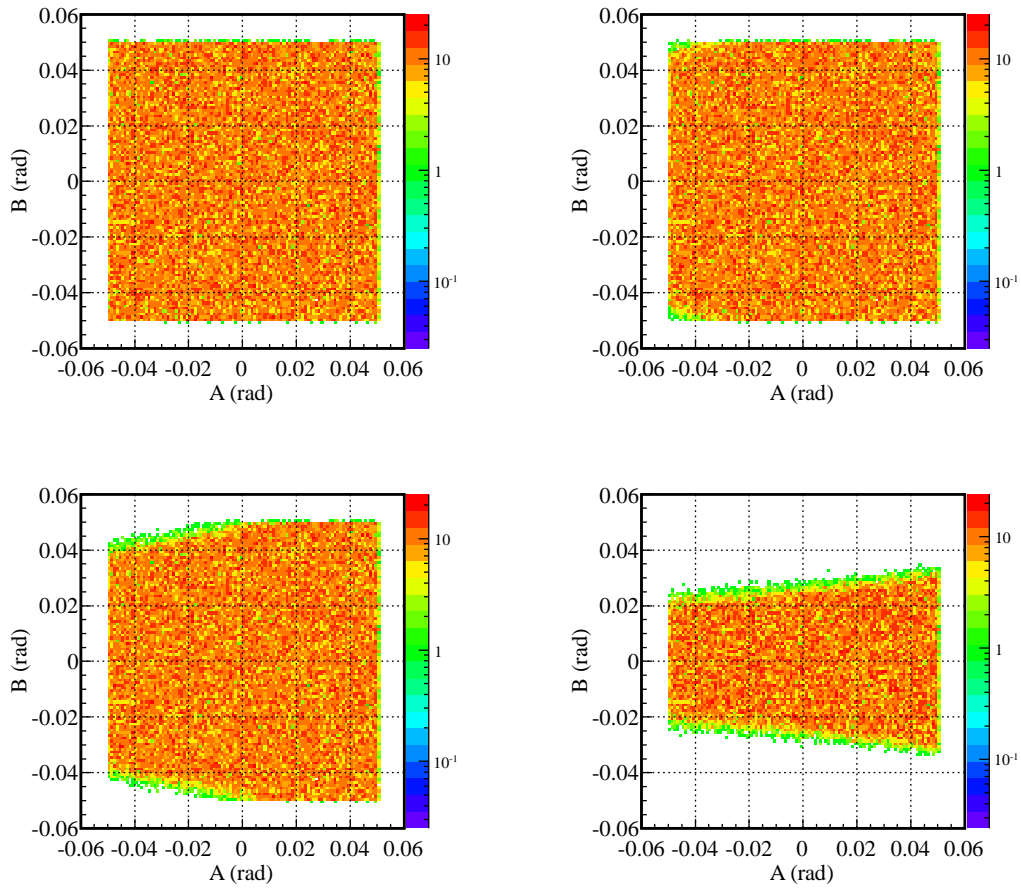


図 4.19: 左上がシミュレーションで生成された FDC1 における角度分布。残りの三つの図はそれぞれ HOD(右上)、FDC2(左下)、SAMURAI 磁石の出口窓(右下) を通過する条件での角度分布。横軸が X 方向の角度  $A$  (rad)、縦軸が Y 方向の角度  $B$  (rad) を表す。

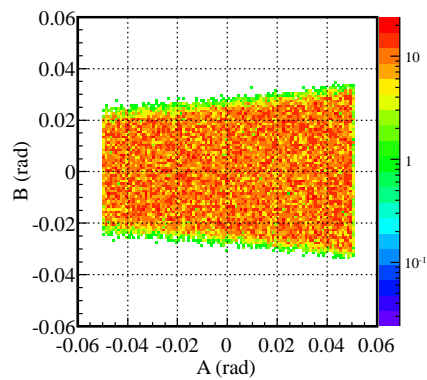


図 4.20: シミュレーションによる FDC1 での  $A$  と  $B$  を用いたアクセプタンス分布。

### 4.3 粒子識別と統計量

粒子識別図 (図 4.9、4.15) で粒子を選択し、DSB トリガーでの各反応の統計量を調べた。それぞれの反応での二次ビームと荷電粒子の統計量をまとめて表 4.6 に示す。

表 4.6: 各反応の二次ビームと荷電フラグメントの統計量

二次ビーム	標的	荷電フラグメント	二次ビームの数	荷電粒子の数
$^{19}\text{B}$	Pb	$^{19}\text{B}$	101602	84326
$^{19}\text{B}$	C	$^{19}\text{B}$	91589	72203
$^{19}\text{B}$	Empty	$^{19}\text{B}$	40106	35279
$^{19}\text{B}$	Pb	$^{17}\text{B}$	101602	2183
$^{19}\text{B}$	C	$^{17}\text{B}$	91589	2309
$^{19}\text{B}$	Empty	$^{17}\text{B}$	40106	297
$^{19}\text{B}$	Pb	$^{15}\text{B}$	101602	520
$^{19}\text{B}$	C	$^{15}\text{B}$	91589	1067
$^{19}\text{B}$	Empty	$^{15}\text{B}$	40106	82
$^{17}\text{B}$	Pb	$^{17}\text{B}$	712025	609659
$^{17}\text{B}$	C	$^{17}\text{B}$	649236	526982
$^{17}\text{B}$	Empty	$^{17}\text{B}$	284579	252886
$^{17}\text{B}$	Pb	$^{15}\text{B}$	712025	6757
$^{17}\text{B}$	C	$^{15}\text{B}$	649236	10771
$^{17}\text{B}$	Empty	$^{15}\text{B}$	284579	1063

### 4.4 中性子測定系

中性子検出器 NEBULA を用いた一中性子または、二中性子イベントの選択手順について述べる。図 4.21 に一中性子のイベントを示した。図のように一層の VETO と二層の NEUT が一セットであり、入射中性子からみて手前側を 1st wall、奥を 2nd wall と呼ぶことにする。図 4.21 に示したように一中性子イベントでも複数の NEUT で信号が検出されることがある。一個の NEUT で信号が検出された場合、これをヒットと呼び、一つのビームによって引き起こされるヒットの集合 (1 つのトリガーに対する事象) をイベントと呼ぶことにする。また、一イベント中のヒットの数を多重度  $M$  と表すことにする。二中性子イベントの選択条件を決定するために Geant4 を用いたシミュレーションを行った [9]。シミュレーションでは、標的位置において  $^{17}\text{B}$  と一個の中性子を phase space decay で発生させた。インプットする情報を以下に示す。

- 崩壊モデル : phase space decay
- 反応 :  $^{18}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{n}$
- 崩壊位置 : 標的の中心
- FDC1 での位置と角度 : 実験データの再現
- 相対エネルギー ( $E_{rel}$ ) :  $E_{rel}(^{17}\text{B} + \text{n}) = 1 \text{ MeV}$  とした。

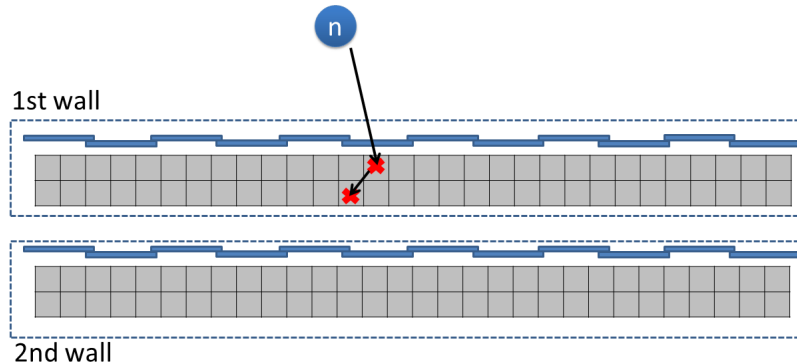


図 4.21: 一中性子イベントの様式図。一個の NEUT で信号が検出された場合、これをヒットと呼び、図に示されるヒットの集合 (1 つのトリガーに対する事象) をイベントと呼ぶことにする。また、一イベント中のヒットの数を多重度  $M$  と表すことにする。図のイベントでは、 $M = 2$  である。

- 発生させたイベント数 : 50 万イベント

#### 4.4.1 一中性子イベントの選択

一中性子イベントについては、発光量に対するスレッシュホールドでノイズを除去し、前のイベントで発生した速度の遅い中性子や宇宙線等が混じるのを避けるために TOF に条件を課している。条件を満たすヒットの中で最も早いヒットを選択する。一中性子イベント選択の手順を以下に示す。

1. 発光量に対するスレッシュホールド :  $Q(\text{NEUT}) < 6 \text{ MeVee}$ 、 $Q(\text{VETO}) < 1 \text{ MeVee}$  のヒットは破棄する。これらの値は SAMURAI のコミッショニング実験で取得された  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43 \text{ MeV})$  反応のデータ解析によって決定されたものである [9]。
2. 1st wall の VETO にヒットがある場合は、そのイベントを棄却する。
3. TOF が設定値よりも短いヒットは破棄する。1st wall に対する設定値が 40 ns、2nd wall に対する設定値が 42 ns。これらの設定値は、 $\beta < 0.9$  の選択を意味する。
4. 一中性子イベントの選択 : 1-3 の条件を満たす中で、最も早いヒットを一中性子イベントとして選択する。最も早いヒットが 2nd wall の VETO であった場合はそのイベントは破棄する。

#### 4.4.2 二中性子イベントの選択

二中性子イベント選択は、次の手順で行う。

1. 発光量に対するスレッシュホールド:  $Q(\text{NEUT}) < 6 \text{ MeVee}$ 、 $Q(\text{VETO}) < 1 \text{ MeVee}$  のヒットは破棄する。
2. 1st wall の VETO にヒットがある場合は、そのイベントを棄却する。
3. 2nd wall の VETO にヒットがある場合は、2nd wall の NEUT のヒットに対して、次の二つの条件を与える。これらの条件を両方とも満たすヒットは破棄する。

- XY 平面上での VETO のヒットと NEUT のヒットの距離  $dr_{xy}$  が、 $dr_{xy} < 50$  cm
  - 時間差  $dt(=NEUT$  のヒット時間  $-VETO$  のヒット時間) が、 $1$  ns  $< dt < 5$  ns
4. TOF が設定値よりも短いヒットは破棄する。一層目に対する設定値が 40 ns、二層目に対する設定値が 42 ns。これらの設定値は、 $\beta < 0.9$  の選択を意味する。
  5. クロストーク除去
    - (a) クラスタ解析
    - (b) Same wall イベントに対するクロストーク除去
    - (c) Different wall イベントに対するクロストーク除去
  6. 二中性子イベントの選択:1-6 の条件を満たす中で、真の二中性子イベントを選択する。

一中性子イベントの選択と同様に、スレッシュホールド、一層目の VETO、TOF で条件を課している。二中性子イベントの場合には、クロストークが発生する。クロストークとは、図 4.22 に示したような一個目の中性子が複数のヒットを作り、二中性子イベントとして選択されてしまうイベントである。二中性子イベントの選択では、クロストークのイベントを少なくし、真の二中性子イベントを多くすることが必要である。二中性子イベントには、二個のヒットが同じ wall に存在する Same wall イベントと二個のヒットが異なる wall に存在する Different wall イベントがある。それぞれのイベントについて、クロストークを除去する方法を決定する。図 4.22 に示した二中性子イベントのための変数を説明する。二個のヒットを選択したとき、それぞれのヒットの発光量を  $Q$  と表す。TOF が短い方のヒットの発光量を  $Q_1$ 、長い方がヒットの発光量を  $Q_2$  とする。それぞれのヒットから求められる速度は、TOF の短い方を  $\beta_{01}$ 、長い方を  $\beta_{02}$  と表し、クロストークの除去の条件のために、二個のヒットの間の移動速度を  $\beta_{12}$  と表す。

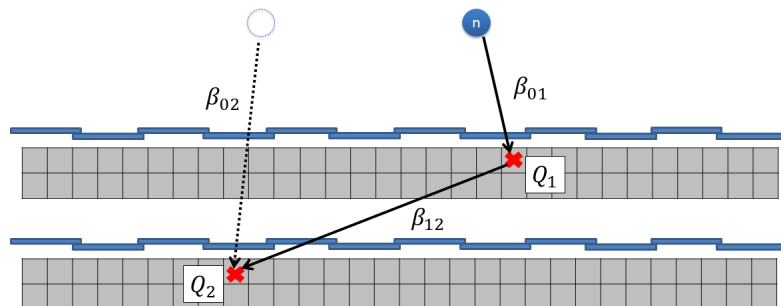


図 4.22: クロストークイベントの概念図。  $Q_1$ 、 $Q_2$  がそれぞれ一個目のヒットと二個目のヒットの発光量を表し、 $\beta_{01}$ 、 $\beta_{02}$ 、 $\beta_{12}$  がそれぞれ一個目のヒットによる中性子の速度、二個目のヒットによる中性子の速度、二個のヒットの間の移動速度を表す。

#### 4.4.2.1 クラスタ解析

図 4.23 のように中性子との反応で反跳された陽子や散乱した中性子が近傍のプラスチックシンチレータで検出されるイベントがある。これは最も多いクロストークである。クラスタ解析によって

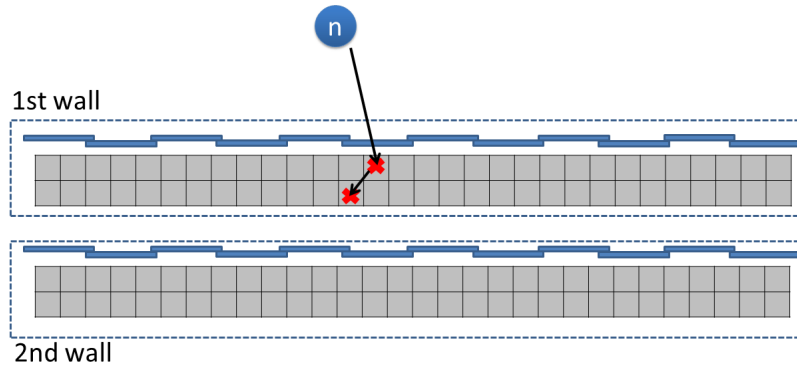


図 4.23: クラスタ解析で除去するクロストークの概念図

近傍の複数のヒットを一つのクラスターにまとめることで、このようなクロストークイベントを除去することができる。

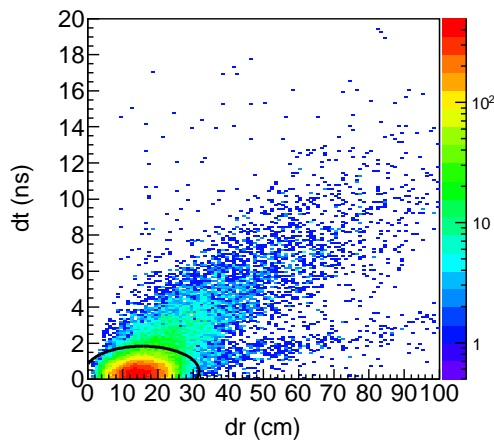


図 4.24: 一中性子イベントのシミュレーションを用いた dr vs dt 分布。横軸が dr (cm)、縦軸が dt (ns) である。黒色の実線がクラスタ解析の条件を表す。

図 4.24 に dr 対 dt の分布を示す。dr は二個のヒットの距離、dt は二個のヒットの間の時間差を表す。二個のヒットの組み合わせは、 $M \geq 2$  のイベント内の全てのヒットの組み合わせである。図 4.24 の dr と dt それぞれガウス関数でフィッティングすることで、Mean 値として  $dr_0 = 15.56$  cm と  $dt_0 = 0.45$  ns、 $\sigma$  として  $\sigma_{dr} = 5.37$  cm と  $\sigma_{dt} = 0.46$  ns が得られた。dr と dt の Mean 値は主として隣り合う二個のプラスチックシンチレータに対してヒットがあることを示している。この結果からクラスター化の条件として次の式を用い、Mean 値  $\pm 3\sigma$  の領域をクラスター化の領域とした。この式は図 4.24 では黒色の実線で示されている。

$$\left(\frac{dr - dr_0}{3 \cdot \sigma_{dr}}\right)^2 + \left(\frac{dt - dt_0}{3 \cdot \sigma_{dt}}\right)^2 < 1 \quad (4.49)$$

## 4.4.2.2 Same Wall の解析

Same wall のイベントに対するクロストークの除去に用いる条件について説明する。クロストークの除去の条件を決めるために、シミュレーションで一中性子イベントとして、 $^{18}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + n$  反応について  $E_{rel} = 1$  MeV のイベントを 50 万イベント生成した。生成されたイベントを二中性子イベントとみなすクロストークイベントを減らすように条件を決定する。図 4.25 の左図は、時間的に遅いヒットの電荷  $Q_2$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の分布である。散乱中性子が入射中性子より速度が速くなることはないため、クロストークであれば  $\beta_{01}/\beta_{12} > 1$  という関係が成り立つ。速度比が一定の場合、入射中性子の速度が速くなると、散乱粒子の速度が速くなり、 $Q_2$  が大きくなることから、次のように条件を決定した。

$$Q_2 \text{ (MeVee)} < 132.0 \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 0.95 \right) \quad (4.50)$$

$$Q_2 \text{ (MeVee)} < -31.4 \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} + 0.90 \right) \quad (4.51)$$

図 4.25 の左図の中の黒線がクロストーク除去の条件式を示す。二本の黒線の外側に存在するイベントをクロストークとして除去する。図 4.25 の右図は、時間的に遅いヒットの電荷  $Q_2$  と二個のヒットの間の速度の逆数  $1/\beta_{12}$  の分布である。 $1/\beta_{12} = 1$  は二個のヒットの間を  $\gamma$  線が移動したことを表している。そのため、図の黒線に囲まれたイベントを  $\gamma$  線が移動するクロストークイベントとして除去する。次の二式が  $\gamma$  線のクロストークの除去のための条件式であり、両方の式を満たすイベントをクロストークとして除去する。

$$\left| \frac{1}{\beta_{12}} - 0.951 \right| < 3 \cdot 0.23 \quad (4.52)$$

$$Q_2 < 15.0 \text{ MeVee} \quad (4.53)$$

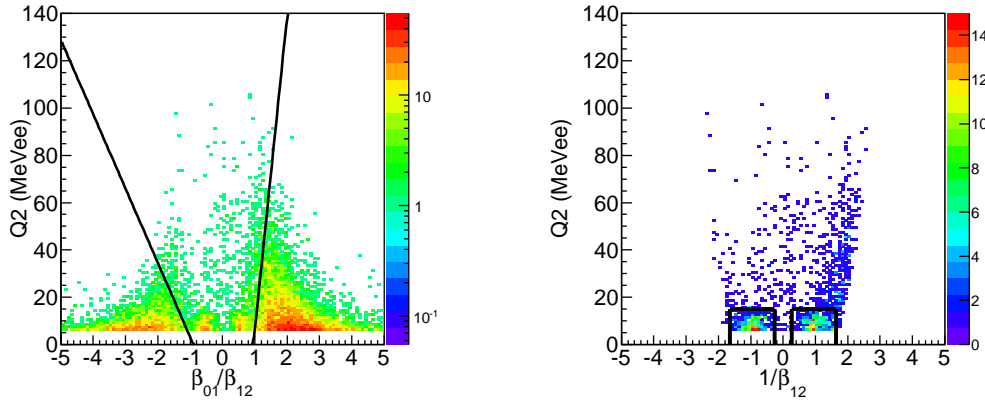


図 4.25: (左図) 一中性子イベントのシミュレーションで得られるクロストークイベントの  $\beta_{01}/\beta_{12}$  vs  $Q_2$  の分布。横軸が  $\beta_{01}/\beta_{12}$ 、縦軸が  $Q_2$  である。黒線がクロストーク除去の条件であり、二本の黒線の外側に存在するイベントをクロストークイベントとして除去する。(右図) 一中性子イベントのシミュレーションで得られるクロストークイベントの  $1/\beta_{12}$  vs  $Q_2$  の分布。横軸が  $1/\beta_{12}$ 、縦軸が  $Q_2$  である。黒線が  $\gamma$  線イベントの除去の条件である。

次の四通りの条件でのイベント数の変化を調べる。

- (a) : 条件なし



- (b) : クラスタ解析
- (c) : クラスタ解析 +  $Q_2$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去
- (d) : クラスタ解析 +  $Q_2$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去 +  $\gamma$  線によるクロストークの除去

それぞれの条件での二中性子イベントの分布の変化を図 4.26 に、イベント数を表 4.7 に示す。図 4.26 と表 4.7 に示されるデータは、 $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n})$  反応の実験データである。

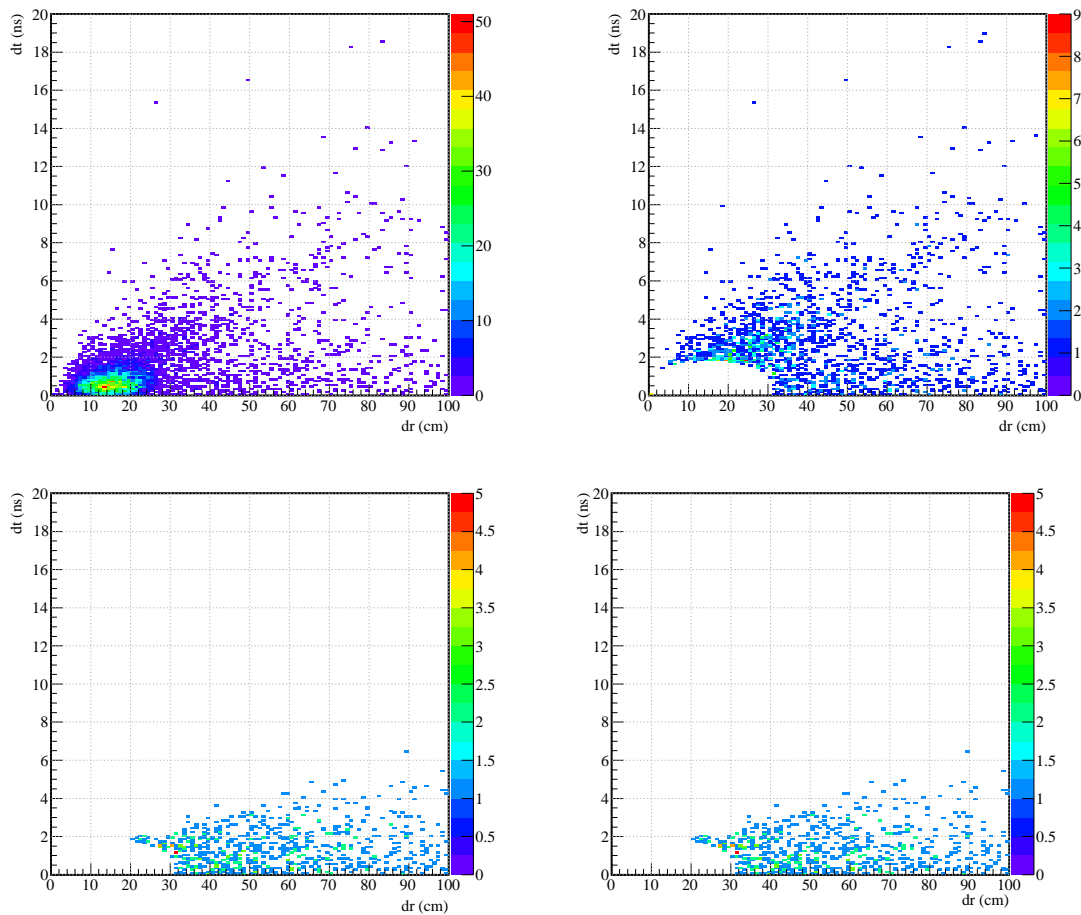


図 4.26:  $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n})$  反応を用いて、Same wall イベントでの X 軸が二個のヒットの間の距離  $dr$ 、Y 軸が二個のヒットの間の時間差  $dt$  の分布を示す。(a) 条件なし、(b) クラスタ解析、(c) クラスタ解析 + クロストーク除去、(d) 全条件の場合の TOF が早い二個のヒットを選択した結果である。

表 4.7: Pb( $^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n}$ ) 反応の Same wall 解析での統計量の変化

条件	イベント数
(a)	6548
(b)	1993
(c)	901
(d)	856

## 4.4.2.3 Different wall の解析

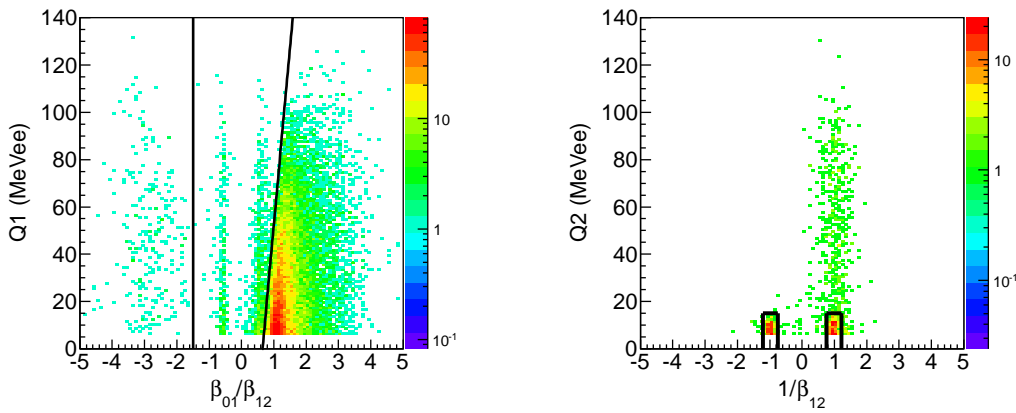


図 4.27: (左図) 一中性子イベントのシミュレーションで得られるクロストークイベントの  $\beta_{01}/\beta_{12}$  vs  $Q_1$  の分布。横軸が  $\beta_{01}/\beta_{12}$ 、縦軸が  $Q_1$  である。黒線がクロストーク除去の条件であり、線の右側をクロストークイベントとして除去する。(右図) 一中性子イベントのシミュレーションで得られるクロストークイベントの  $1/\beta_{12}$  vs  $Q_2$  の分布。横軸が  $1/\beta_{12}$ 、縦軸が  $Q_2$  である。黒線が  $\gamma$  線イベントの除去の条件である。

Different wall のイベントに対するクロストークの除去に用いる条件について説明する。Same wall と同様にシミュレーションを用いて、クロストークイベントを減らすように条件を決定する。図 4.27 の左図は、時間的に早いヒットの発光量  $Q_1$  と、標的とヒットの間の速度  $\beta_{01}$  と二個のヒットの間の速度  $\beta_{12}$  の比 ( $\beta_{01}/\beta_{12}$ ) の分布である。 $Q_1$  は二個のヒットの間を移動する中性子のエネルギー損失に対応しており、 $Q_1$  が大きいほど  $\beta_{12}$  は遅くなり、 $\beta_{01}/\beta_{12}$  が大きくなる。この関係から図 4.27 の左図の中の黒線が決定できる。今回シミュレーションを用いて決定したクロストーク除去の式は、次のようになる。

$$Q_1 \text{ (MeVee)} < 150.0 \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 0.65 \right) \quad (4.54)$$

また、二層目で発生した蒸発中性子が一層目に当たるイベントを除去するために、 $\beta_{01}/\beta_{12} < -1.5$  という条件も用いる。

図 4.27 の右図は、時間的に遅いヒットの電荷  $Q_2$  と二個のヒットの間の速度の逆数  $1/\beta_{12}$  の分布である。 $1/\beta_{12} = 1$  は二個のヒットの間を  $\gamma$  線が移動したことを意味する。Same wall と同様に図 4.27 から  $\gamma$  線によるクロストークの除去の条件を決定した。Same wall の場合に比べて、Different wall の

イベントは二個のヒットの間の距離が離れているため、 $\beta_{12}$  の分解能がよくなる。そのため、図 4.25 の右図に比べると除去範囲が狭くなる。次の二式がクロストークの除去のための条件式であり、両方の式を満たすイベントをクロストークとして除去する。

$$\left| \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 0.986 \right| < 3 \cdot 0.077 \quad (4.55)$$

$$Q_2 < 15.0 \text{ MeVee} \quad (4.56)$$

次の四通りの条件でのイベント数の変化を調べる。

- (a) : 条件なし
- (b) : クラスタ解析
- (c) : クラスタ解析 +  $Q_1$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去
- (d) : クラスタ解析 +  $Q_1$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去 +  $\gamma$  線によるクロストークの除去

それぞれの条件での二中性子イベントの分布の変化を図 4.28 に、イベント数を表 4.8 に示す。図 4.26 と表 4.7 に示されるデータは、 $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n})$  反応の実験データである。表 4.8 中で (a) の条件に比べて (b) の条件の方がイベント数が増えている。これはクラスタ解析により、散乱中性子または反跳陽子による Same wall 内のクロストークを除去することができ、Different wall の真の二中性子イベントが現れやすくなるからである。

表 4.8:  $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n})$  反応の Different wall での統計量の変化

条件	イベント数
(a)	1698
(b)	2336
(c)	677
(d)	611

#### 4.4.3 NEBULA の検出効率とアクセプタンス

NEBULA の検出効率とアクセプタンスを評価するために Geant4 を用いたシミュレーションを行った [9]。シミュレーションでは、標的位置で  $^{17}\text{B}$  と一個または二個の中性子を phase space decay で発生させた。インプットする情報を以下に示す。

- 崩壊モデル : phase space decay
- 反応 :  $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + 2\text{n}$ 、または  $^{18}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + 1\text{n}$
- 崩壊位置 : 標的での XY 平面のヒット位置は実験データを再現し、Z 方向は一様乱数で生成した。
- 相対エネルギー : 0.1 MeV – 10 MeV の範囲で 0.1MeV 刻みでシミュレーションを行った。
- 発生させたイベント数 : 50 万イベント

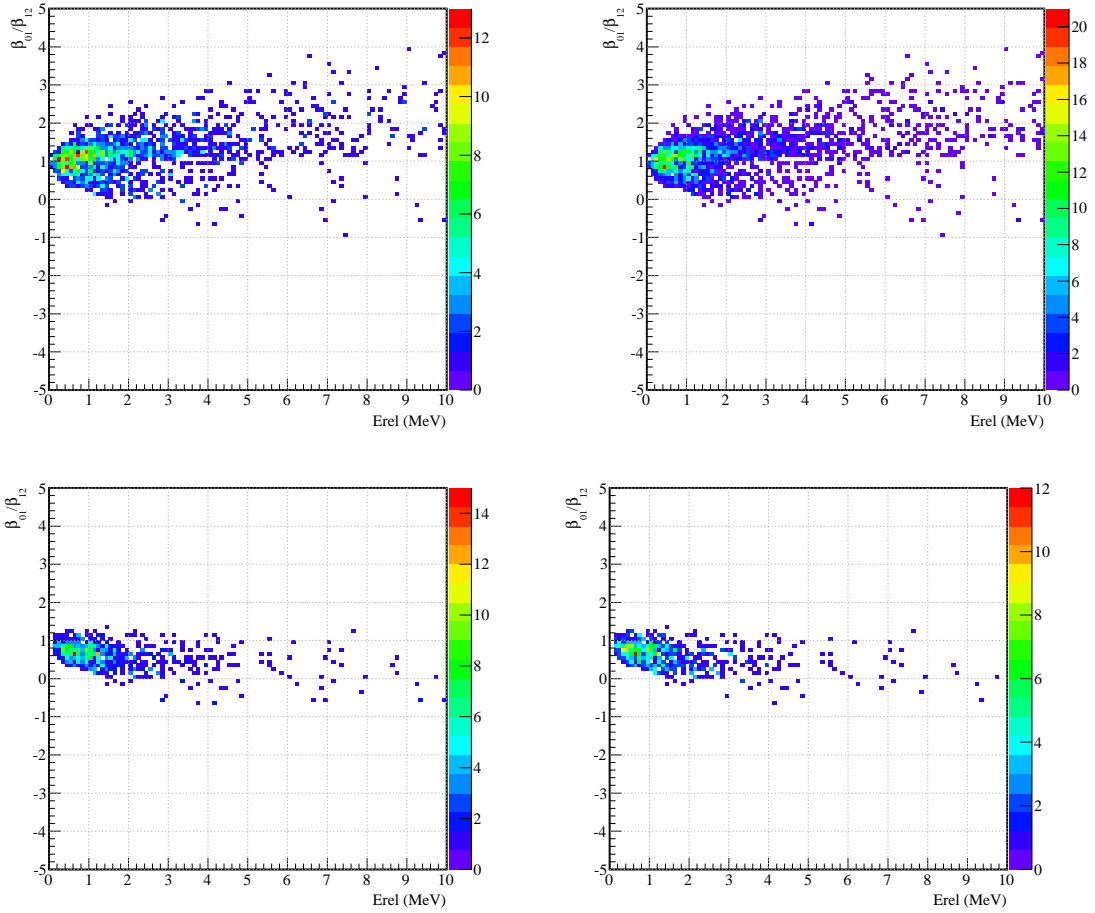


図 4.28:  $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2\text{n})$  反応を用いて、Different wall イベントでの X 軸が相対エネルギー  $E_{rel}$ 、Y 軸が速度の比  $\beta_{12}/\beta_{01}$  の分布を示した。(a) 条件なし、(b) クラスタ解析、(c) クラスタ解析+クロストーク除去、(d) 全条件の場合の TOF が早い二個のヒットを選択した結果である。

まず、アクセプタンスについて述べる。アクセプタンスは SAMURAI 磁石の出口窓を通過するかどうかと NEBULA を通過するかどうかの二つの条件で決定される。シミュレーションで得た出口窓を通過し、NEBULA にヒットする分布を図 4.29 に示す。黒い点線は  $3.6\text{ m} \times 1.8\text{ m}$  の NEBULA の寸法によるアクセプタンスを示し、その内側で上下が欠けていた分布は SAMURAI 磁石の出口窓によるアクセプタンスを示している。

次に、このようなアクセプタンスを考慮した検出効率を調べる。一中性子イベント、二中性子イベントに対する検出効率  $\epsilon_{1n}$ 、 $\epsilon_{2n}$  はそれぞれ次のように評価した。

$$\epsilon_{1n} = \frac{N(M \geq 1)}{N(\text{generated})} \quad (4.57)$$

$$\epsilon_{2n} = \frac{N(M \geq 2)}{N(\text{generated})} \quad (4.58)$$

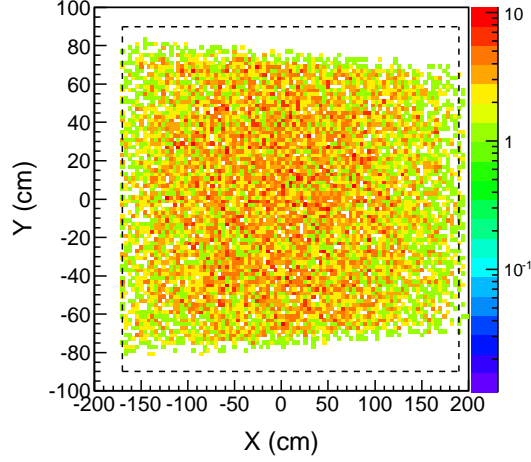


図 4.29: 横軸が X、縦軸が Y の NEBULA のヒット分布。黒い点線は 3.6 m×1.8 m の NEBULA の寸法によるアクセプタンスを示し、上下で欠けている部分は SAMURAI 磁石の出口窓によるアクセプタンスである。

図 4.30 と 4.31 は、それぞれ一中性子と二中性子の検出効率の相対エネルギー  $E_{rel}$  依存性を示している。実線は、シミュレーションを用いて作成したプロットを関数でフィットしたものである。一中性子の検出効率は、 $E_{rel} = 1$  MeV を境界に二つの多項式関数で表せる。

$$(E_{rel} < 1\text{MeV}) \quad \epsilon_{1n} = 35.343 + 1.086 \cdot E_{rel} - 1.348 \cdot (E_{rel})^2 \quad (4.59)$$

$$(E_{rel} \geq 1\text{MeV}) \quad \epsilon_{1n} = 50.374 - 19.741 \cdot E_{rel} + 5.081 \cdot (E_{rel})^2 - 0.691 \cdot (E_{rel})^3 \\ + 0.044 \cdot (E_{rel})^4 - 0.001 \cdot (E_{rel})^5 \quad (4.60)$$

二中性子の検出効率は Same wall と Different wall でそれぞれ関数を決定した。まず、Same wall は  $E_{rel} = 2$  MeV を境界に次の二つの関数で表せる。 $E_{rel} < 2$  MeV では多項式関数で、 $E_{rel} \geq 2$  MeV では指数関数で表す。

$$(E_{rel} < 2\text{MeV}) \quad \epsilon_{2n,same} = -0.521 + 18.610 \cdot E_{rel} - 30.190 \cdot (E_{rel})^2 + 24.782 \cdot (E_{rel})^3 \\ - 10.014 \cdot (E_{rel})^4 + 1.559 \cdot (E_{rel})^5 \quad (4.61)$$

$$(E_{rel} \geq 2\text{MeV}) \quad \epsilon_{2n,same} = 0.255 + 5.559 \cdot \exp(-0.260 \cdot E_{rel}) \quad (4.62)$$

次に、Different wall の検出効率  $\epsilon_{2n,diff}$  を表す関数を示す。この関数は三個のガウス関数と一次関数により表される。

$$\epsilon_{2n,diff} = -0.233 + 1.114 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x - 3.072}{2.225}\right)^2\right) + 2.926 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x - 0.834}{1.847}\right)^2\right) \\ + 1.386 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x - 5.356}{4.379}\right)^2\right) + 0.061x \quad (4.63)$$

断面積の導出の際には上記の関数を用いて検出効率の補正を行う。

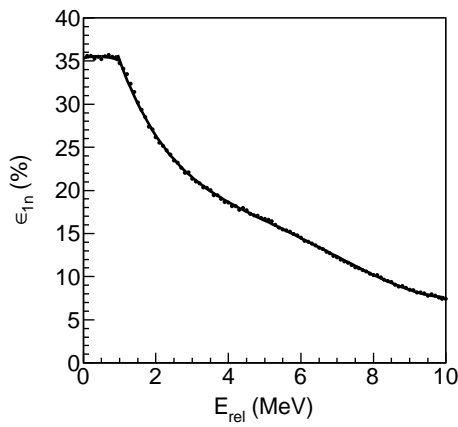


図 4.30: 一中性子に対する NEBULA の検出効率

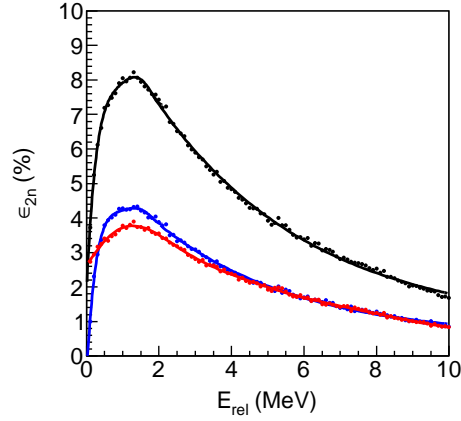


図 4.31: 二中性子に対する NEBULA の検出効率。赤色が Different wall、青色が Same wall、黒色がそれらの足し合わせを示している。

次に一中子のシミュレーションを用いて、クロストークの検出率  $R_{\text{crosstalk}}$  を調べる。 $R_{\text{crosstalk}}$  は、次の式のように一中性子イベントに対するクロストークイベントの割合で定義した。

$$R_{\text{crosstalk}} = \frac{N(M \geq 2)}{N(M \geq 1)} \quad (4.64)$$

図 4.32 に  $R_{\text{crosstalk}}$  の条件による変化を示した。条件は次の四通りである。

- (a) : 条件なし
- (b) : クラスタ解析
- (c) : クラスタ解析 +  $Q$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去
- (d) : クラスタ解析 +  $Q$  と  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の相関を用いたクロストーク除去 +  $\gamma$  線によるクロストークの除去

図 4.32 の左図が Same wall イベント、右図が Different wall イベントについて示している。

また、二中性子イベント内に存在するクロストークイベントの割合  $r$  を次の式で定義する。

$$r = \frac{R_{\text{crosstalk}} \cdot \epsilon_{1n}}{\epsilon_{2n}} \quad (4.65)$$

これは一中性子イベント数と二中性子イベント数が同じと仮定した場合の二中性子イベントに対する一中性子イベントが引き起こすクロストークの割合を示す。この値を用いれば、目的の反応に対するクロストークの存在する割合を求めることができる。例えば、一中性子分離断面積を  $\sigma_{-1n}$ 、非弾性散乱断面積を  $\sigma_{inel}$  と表すと、 $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトル中に含まれる  $^{18}\text{B}$  由来のクロストークイベントの残存率 fake/true は次のように表される。

$$\frac{\text{fake}}{\text{true}} = \frac{\sigma_{-1n}}{\sigma_{inel}} \cdot \frac{R_{\text{crosstalk}} \cdot \epsilon_{1n}}{\epsilon_{2n}} \quad (4.66)$$

(d) の全条件を用いてクロストークの除去を行った場合の  $R_{\text{crosstalk}}$  と  $r$  のそれぞれの相対エネルギー依存性を図 4.33 に示す。

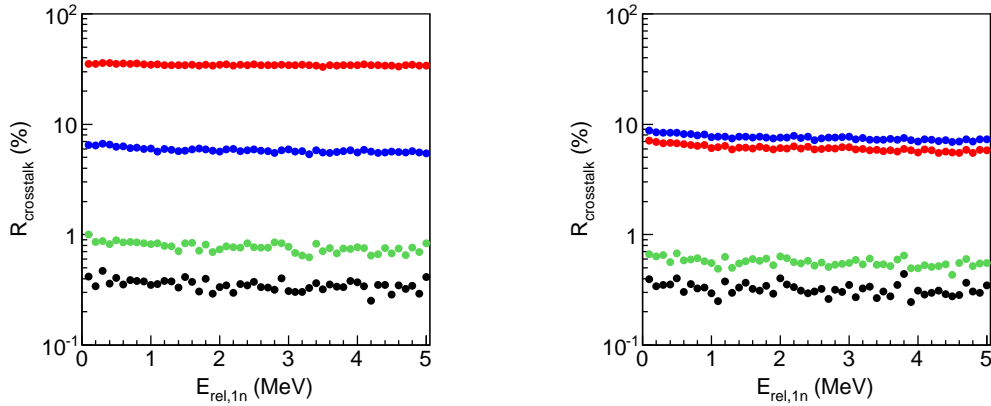


図 4.32: 縦軸に一中性子イベントをクロストークと選択する割合  $R_{\text{crosstalk}}$ 、横軸に一中性子イベントの相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  を示す。左図が Same wall 解析、右図が Different wall 解析の結果である。条件 (a)、(b)、(c)、(d) はそれぞれ赤、青、緑、黒に対応する。

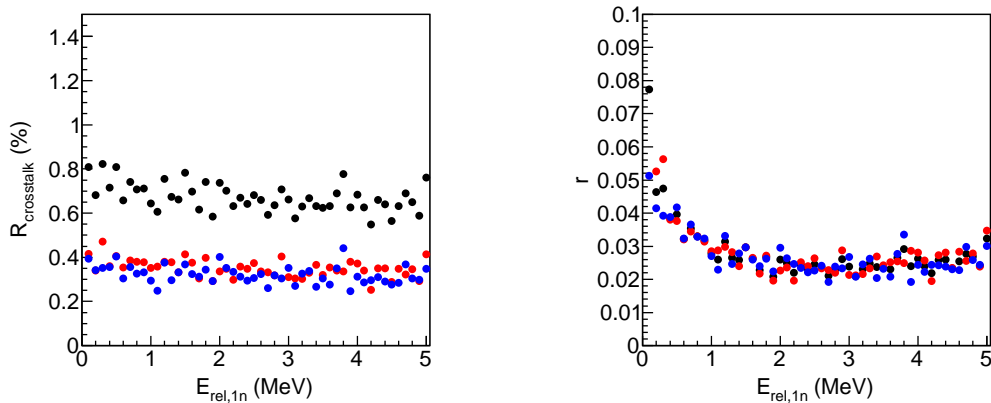


図 4.33: (左図) 縦軸に一中性子イベントをクロストークと選択する割合  $R_{\text{crosstalk}}$ 、横軸に一中性子イベントの相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  を示す。赤が Same wall、青が Different wall を表し、黒は Same wall と Different wall の合計である。(右図) 縦軸に二中性子イベントにおけるクロストークの残存率  $r$ 、横軸に一中性子イベントの相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  を示す。

## 4.5 相対エネルギースペクトル

相対エネルギースペクトルは、粒子識別図を用いて二次ビームと荷電粒子を選択し、NEBULA を用いて中性子イベントを選択することで、不変質量法により取得する。

$$E_{\text{rel}} = M^* - (m_{1\tau B} + m_{n_1} + m_{n_2}) \quad (4.67)$$

荷電粒子の運動量ベクトルは飛跡解析で得られる磁気硬度と BDC、FDC1 の解析で得られる出射方向から求め、中性子の運動量は速度および方向 (BDC、NEUT) の測定から求める。

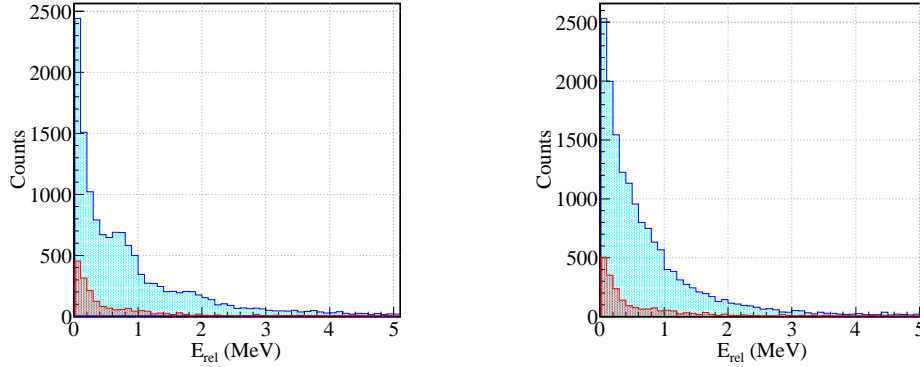


図 4.34:  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル。(左図) 炭素標的、(右図) 鉛標的をそれぞれ用いた場合の結果を青色で示す。赤色で示されたスペクトルは、標的なしの場合のスペクトルから見積もったバックグラウンドである。

まず、図 4.34 に炭素標的 (左図) と鉛標的 (右図) それぞれの場合の  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギー分布を示す。縦軸が Counts、横軸が  $E_{rel}(\text{MeV})$  を表す。青色のスペクトルがそれぞれ標的を置いた場合の結果であり、赤色のスペクトルは標的を置いていない場合の結果を二次ビームの統計量でスケールしたものである。青色のスペクトルから標的なしのデータから得られるバックグラウンド (赤色のスペクトル) を差し引くことにより、標的と反応した場合の  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを得る。

次に  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギー分布を示す。図 4.35 は、上段が Different wall、下段が Same wall のイベントを表し、図 4.34 と同様に左右で異なる標的の結果を示している。青色のスペクトルが標的あり、赤色のスペクトルが標的なしの結果であり、青色のスペクトルから赤色のスペクトルを差し引くことにより、相対エネルギースペクトルを得る。

バックグラウンドを差し引いたそれぞれのスペクトルで、Y 軸を微分断面積  $\frac{d\sigma}{dE_{rel}}$  に変換する。微分断面積  $\frac{d\sigma}{dE_{rel}}$  は、あるエネルギー幅を持つビン毎に、

$$\frac{d\sigma}{dE_{rel}} = \left( \frac{N_e}{N_b} \right) \times \left( \frac{1}{N_t} \right) \quad (4.68)$$

により、求める。  $N_e$  は相対エネルギー分布の計数、  $N_b$  は二次ビームの数、  $N_t$  は単位断面積あたりの標的の数を表す。  $N_e$  は実験結果を検出効率の関数を用いて補正し、  $N_b$  は表 4.6 の値をデータ収集システムの Live Time とダウンスケールファクターを補正することにより求める。

図 4.34 をもとに得られた  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを図 4.36 に示す。

図 4.36 を相対エネルギー  $E_{rel}$  が  $0 < E_{rel} < 5\text{MeV}$  の範囲で積分することで、一中性子分離断面積 ( $\sigma_{-1n}$ ) を求め、次の結果を得た。誤差は統計誤差のみを表し、系統誤差は含んでいない。

$$\sigma_{-1n}(\text{C}) = 221.3 \pm 2.6 \text{ mb} \quad (4.69)$$

$$\sigma_{-1n}(\text{Pb}) = 2249.9 \pm 24.2 \text{ mb} \quad (4.70)$$

但し、 $^{17}\text{B}+n$  のスペクトル中には二中性子イベント ( $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B}+2n$ ) の寄与も含まれる。その影響については、4.6 章で評価する。また、鉛標的については、5.1 章で示すインクルーシブな断面積 ( $\sigma = 1.7 \text{ b}$ ) よりも  $\sigma_{-1n}(\text{Pb})$  が大きい。これは二中性子イベントの寄与が大きいことを示している。4.6 章では、炭素標的の測定で得られた  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルについて議論する。



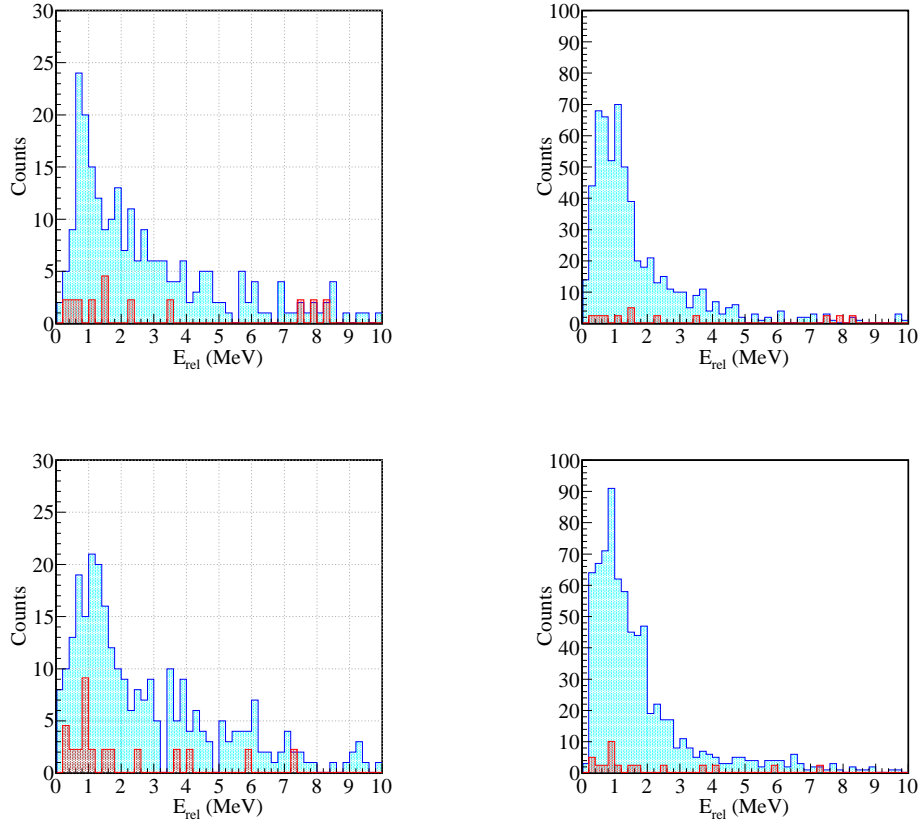


図 4.35:  $^{17}\text{B}+2\text{n}$  の相対エネルギースペクトル。上段が Different wall、下段が Same wall の結果を示している。(左図) 炭素標的、(右図) 鉛標的をそれぞれ用いた場合の結果を青色で示す。赤色で示されたスペクトルは、標的なしの場合のスペクトルから見積もったバックグラウンドである。

次に図 4.35 より求められる  $^{19}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルを図 4.37 に示す。図 4.37 を相対エネルギー  $E_{rel}$  が  $0 < E_{rel} < 9\text{MeV}$  の範囲で積分することで、非弾性散乱断面積 ( $\sigma_{inel}$ ) を求め、次の結果を得た。

$$\sigma_{inel}(\text{C}) = 47.2 \pm 4.5 \text{ mb (Differentwall)} \quad (4.71)$$

$$\sigma_{inel}(\text{C}) = 58.9 \pm 5.4 \text{ mb (Samewall)} \quad (4.72)$$

$$\sigma_{inel}(\text{Pb}) = 961.8 \pm 50.5 \text{ mb (Differentwall)} \quad (4.73)$$

$$\sigma_{inel}(\text{Pb}) = 1190.8 \pm 56.6 \text{ mb (Samewall)} \quad (4.74)$$

次の 4.6 章で、それぞれのスペクトル内のクロストークイベントについて評価する。

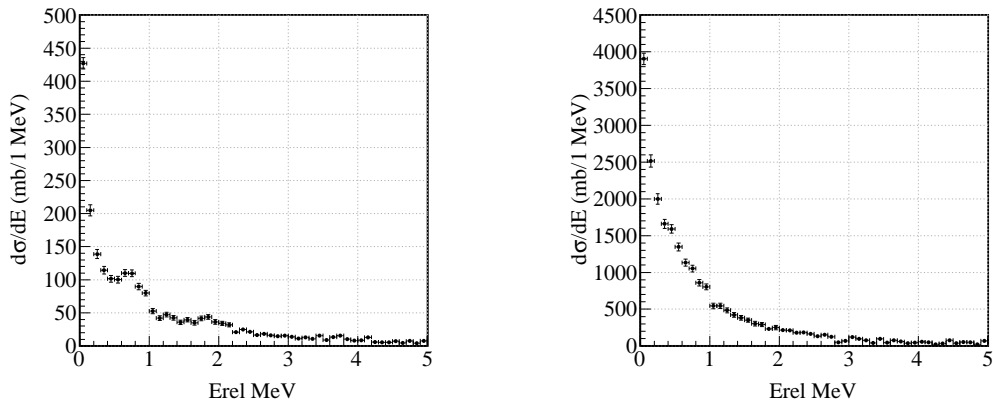


図 4.36: (左) 炭素標的を用いた場合の  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル。(右) 鉛標的を用いた場合の  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル

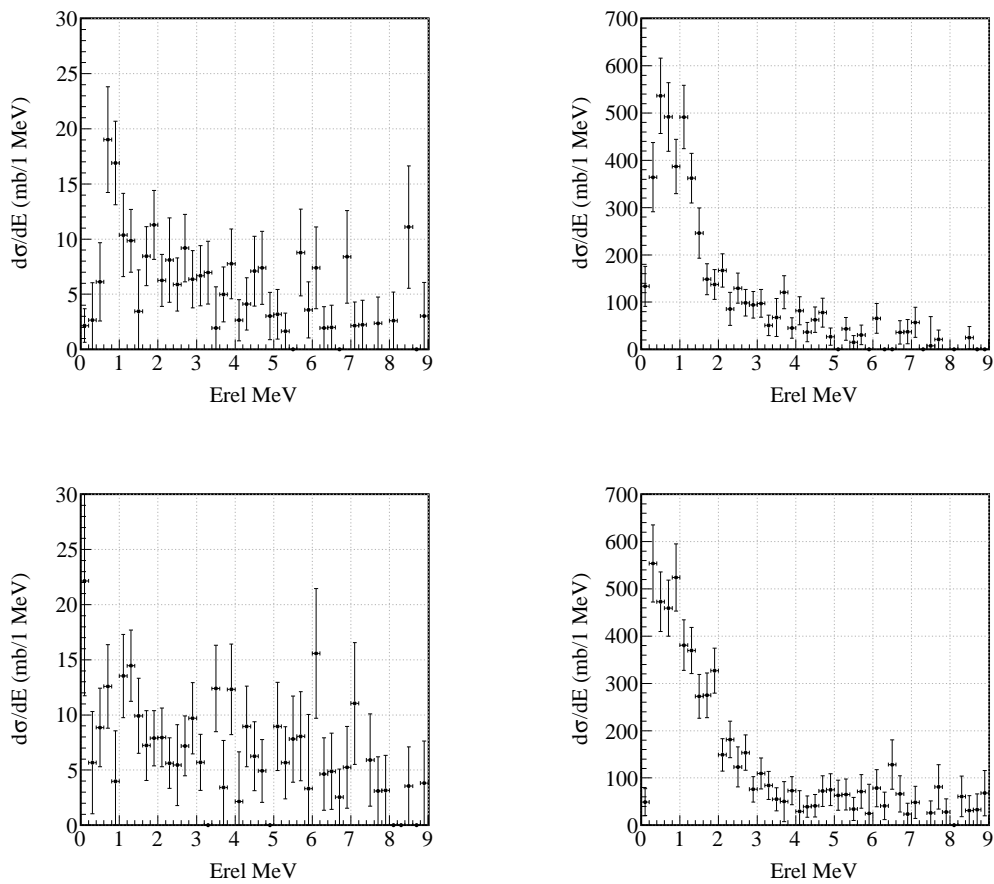


図 4.37:  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトル。上段が Different wall、下段が Same wall の結果を示している。左側が炭素標的、右側が鉛標的をそれぞれ用いた場合の結果を示している。

## 4.6 一中性子イベントと二中性子イベントに対する真のイベントの分布

ここでは、以下のような中性子イベントの混入の割合を見積もり、真のイベントの相対エネルギー分布を調べる。これらのイベントの見積には、Geant4 を用いたシミュレーションの入力データに実験で得られた相対エネルギースペクトルを用いることで行う。ここでは、二中性子イベントの解析手法として、クロストーク残存率の少ない Different wall 解析を用いる。

### 4.6.1 $^{17}\text{B}+n$ の相対エネルギースペクトル中に含まれる $^{19}\text{B}$ イベントの評価

$^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトルを入力データとしてシミュレーションを行い、それらのイベントが  $^{17}\text{B}+n$  のスペクトルでどのように分布するか調べる。図 4.38 に  $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+2n)$  反応をシミュレーションした結果を示す。左図が生成した  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトルを示し、右図がそのときの  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを示す。

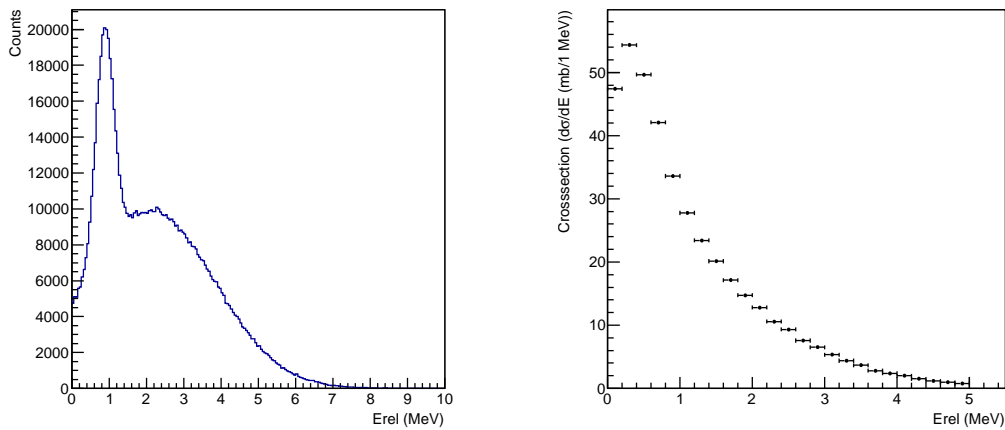


図 4.38: (左)Geant4 でシミュレーションしたときに生成した  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトル。(右) 生成したイベントに対する  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル。

図 4.38 の  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを積分することで得た一中性子分離断面積  $\sigma_{-1n,\text{fake}}(C)$  は、

$$\sigma_{-1n,\text{fake}}(C) = 80.4 \pm 0.1 \text{ mb} \quad (4.75)$$

となり、 $^{17}\text{B}+2n$  の寄与は実験で観測された  $^{17}\text{B}+n$  イベントの約 36 % に及ぶ。実験データの積分値からこの値を引くことで真の一中性子分離断面積  $\sigma_{-1n,\text{true}}(C)$  を求めることができ、次の結果が得られた。

$$\sigma_{-1n,\text{true}}(C) = 140.9 \pm 2.6 \text{ mb} \quad (4.76)$$

図 4.39 に、実験結果とシミュレーションで得た分布を示す。実験結果からシミュレーションで得られる  $^{19}\text{B}+n+n$  の分布を差し引くことにより真の  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルを導出した。

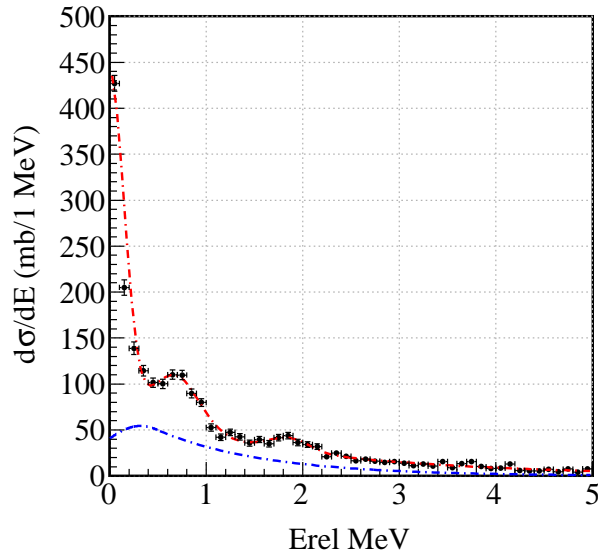


図 4.39:  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを示す。赤線は実験データをフィッティング結果であり、青線はシミュレーションで得られた二中性子イベントの寄与である。

#### 4.6.2 $^{17}\text{B}+2n$ の相対エネルギースペクトル中に含まれる $^{18}\text{B}$ イベントの評価

次に、 $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギーに含まれるクロストークの分布を調べる。図 4.36 に示した  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを入力データとしてシミュレーションを行い、それらのイベントが  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトルでどのように分布するか調べる。図 4.40 に  $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$  の反応をシミュレーションした結果を、図 4.40 に  $\text{Pb}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$  の反応をシミュレーションした結果を示す。左図が生成した  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトルを示し、右図がそのときの  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトルを示す。

図 4.40、4.41 の  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトルを積分することで得た非弾性散乱断面積  $\sigma_{inel, fake}(\text{C})$  と  $\sigma_{inel, fake}(\text{Pb})$  は、

$$\sigma_{inel, fake}(\text{C}) = 8.1 \pm 0.3 \text{ mb} \quad (4.77)$$

$$\sigma_{inel, fake}(\text{Pb}) = 82.3 \pm 0.31 \text{ mb} \quad (4.78)$$

となり、クロストークの寄与は炭素標的で 16%、鉛標的で 9%であることがわかる。実験データの積分値からこの値を引くことで真の非弾性散乱断面積  $\sigma_{inel, true}(\text{C})$ 、 $\sigma_{inel, true}(\text{Pb})$  を求めると、

$$\sigma_{inel, true}(\text{C}) = 39.1 \pm 4.5 \text{ mb} \quad (4.79)$$

$$\sigma_{inel, true}(\text{Pb}) = 879.5 \pm 50.6 \text{ mb} \quad (4.80)$$

となる。また、実験データにシミュレーションで得た分布を示すと、図 4.42 のようになる。

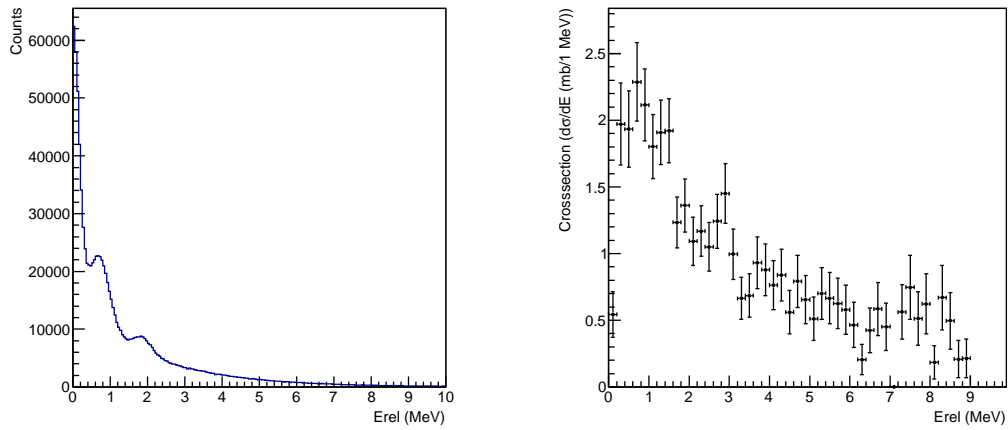


図 4.40: 炭素標的でシミュレーションした結果を示す。(左)Geant4 でシミュレーションしたときに生成した  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル。(右) 生成したイベントに対する  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトル。

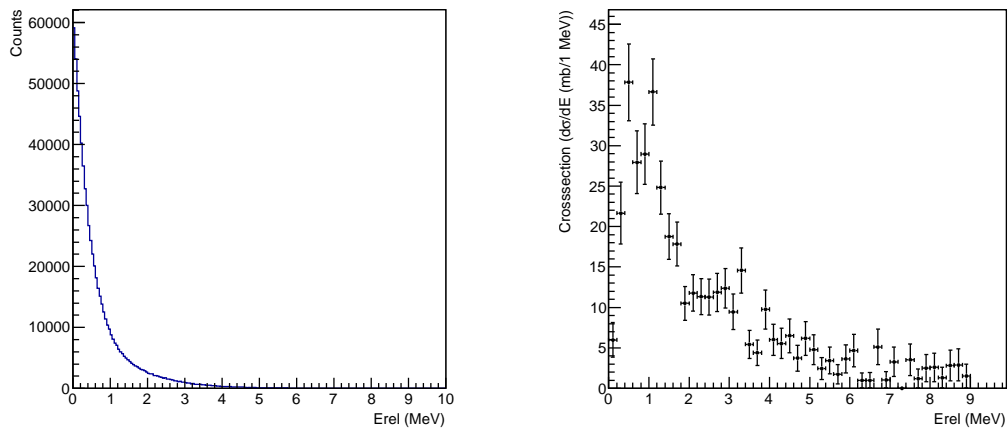


図 4.41: 鉛標的でシミュレーションした結果を示す。(左)Geant4 でシミュレーションしたときに生成した  $^{17}\text{B}+n$  の相対エネルギースペクトル。(右) 生成したイベントに対する  $^{17}\text{B}+2n$  の相対エネルギースペクトル。

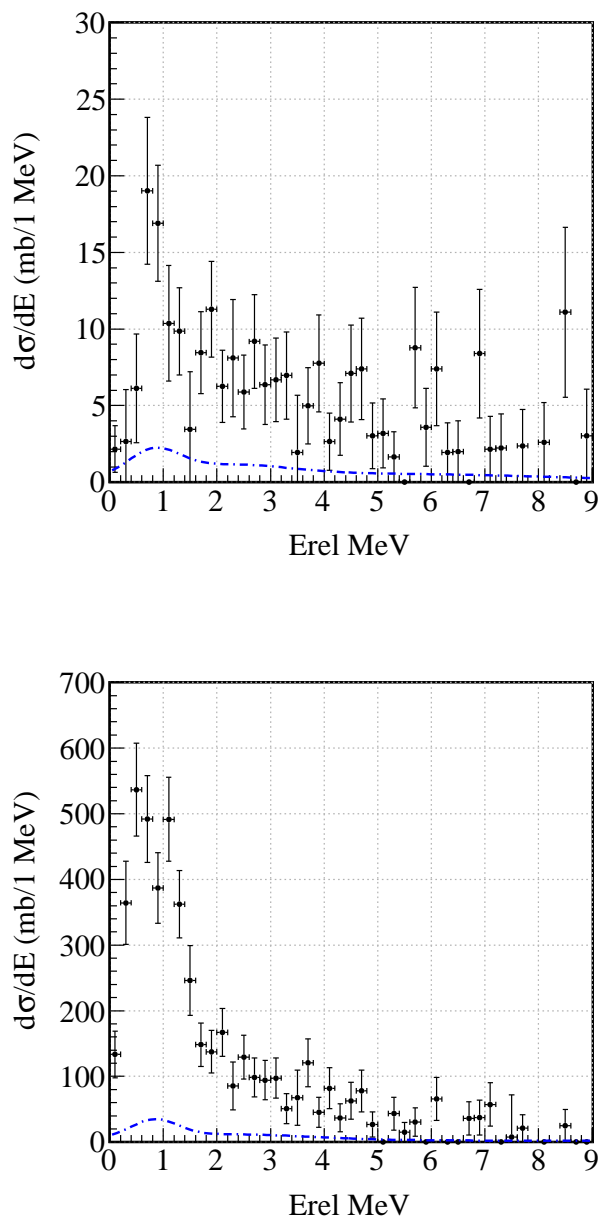


図 4.42: 実験データ内のクロストークイベントの分布を示す。上図が炭素標的、下図が鉛標的の場合の  $^{17}\text{B}+n+n$  の相対エネルギーエネルギースペクトル。青色の点線がシミュレーションで得たクロストークの分布である。

## 第5章 実験結果と議論

この章で示す誤差は全て統計誤差であり、系統誤差は含まれていない。

### 5.1 インクルーシブな断面積

表 4.6 より、インクルーシブな断面積を求める。

#### 5.1.1 反応断面積

相互作用断面積  $\sigma_I$  は、次の式で求める。

$$\sigma_I = -\frac{1}{N_t} \ln \left( \frac{R_{in}}{R_{out}} \right) \quad (5.1)$$

$N_t$  は単位断面積あたりの標的の数を表し、 $R_{in}$ 、 $R_{out}$  はそれぞれ標的がある場合と、ない場合の非反応率を表す。結果を表 5.1 に示す。表 5.1 には、理論値として Kox の経験式 [10] を用いて計算した反応断面積  $\sigma_R$  を示した。 $\sigma_R$  は相互作用断面積  $\sigma_I$  とは次の関係がある。

$$\sigma_R = \sigma_I + \sigma_{inel} \quad (5.2)$$

$\sigma_{inel}$  は非弾性散乱断面積である。 $^{19}\text{B}$  は二中性子分離エネルギーが小さいため、 $\sigma_{inel}$  の寄与は小さいと考えられる。Kox の経験式は  $r \propto A^{1/3}$  が成り立つ通常の原子核では実験値と一致するが、ハロー核では実験値が計算値より大きくなることが知られている。図 5.1、5.2 に  $^{19}\text{B}$  と  $^{17}\text{B}$  それぞれの場合の Kox の経験式と実験値のプロットを示す。 $^{19}\text{B}$ 、 $^{17}\text{B}$  ともに Kox の経験式の値より大きく、その差は  $^{17}\text{B}$  で約 10%、 $^{19}\text{B}$  で約 25% である。また、高エネルギーに示したプロットは鈴木氏らによって報告された結果であり、 $^{19}\text{B}$  と  $^{17}\text{B}$  ともに統計誤差の範囲で一致する結果となった。以上の反応断面積の測定より、 $^{19}\text{B}$  と  $^{17}\text{B}$  の反応断面積として新しい結果を示し、 $^{19}\text{B}$  はハロー核であることを示唆する結果を得た。

表 5.1: 反応断面積  $\sigma_R$

二次ビーム	標的	実験結果	Kox の経験式
$^{19}\text{B}$	Pb	$7.129 \pm 0.203$ b	
$^{19}\text{B}$	C	$1.304 \pm 0.024$ b	1.043 b
$^{17}\text{B}$	Pb	$4.831 \pm 0.068$ b	
$^{17}\text{B}$	C	$1.092 \pm 0.008$ b	0.991 b

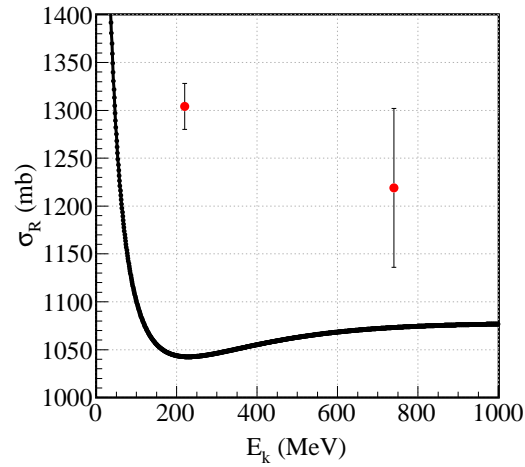


図 5.1: 横軸が入射エネルギー、縦軸が $^{19}\text{B}$ の反応断面積 $\sigma_R$ を示している。実験値は $\sigma_R = \sigma_I$ とし、赤色のプロットで示す。Koxの経験式による値は入射エネルギーの関数として、黒線で示す。図より、実験値が経験式による値より大きい値を示していることがわかる。

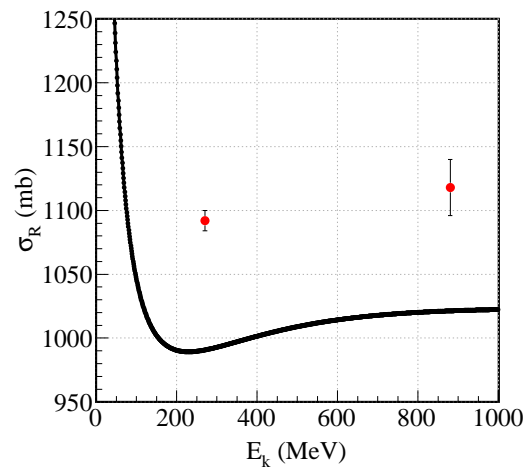


図 5.2: 横軸が入射エネルギー、縦軸が $^{17}\text{B}$ の反応断面積 $\sigma_R$ を示している。実験値は $\sigma_R = \sigma_I$ とし、赤色のプロットで示す。Koxの経験式による値は入射エネルギーの関数として、黒線で示す。図より、実験値がKoxの経験式による値より大きい値を示していることがわかる。



## 5.1.2 中性子分離断面積

インクルーシブな二中性子分離断面積  $\sigma_{-2n}$  と四中性子分離断面積  $\sigma_{-4n}$  は、単純には次の式で計算できる。

$$\sigma_{-xn} = \frac{1}{N_t} (R_{in} - R_{out}) \quad (5.3)$$

この式では、二次ビームは標的内で一度反応し、目的の荷電フラグメントとして出てくると仮定しているが、実際には、標的内で生成した荷電フラグメントが標的と反応してしまうイベントが発生する。このような標的内での二次反応の影響を補正した断面積の式は、次のようになる [12]。

$$\sigma_{-xn} = \frac{\sigma_{R,B} - \sigma_{R,F}}{e^{-\sigma_{R,F} \cdot N_t} - e^{-\sigma_{R,B} \cdot N_t}} (R_{in} - R_{out}) \quad (5.4)$$

例として、 $C(^{19},^{17})$  反応での二中性子分離断面積  $\sigma_{-2n}$  を用いて、式 (5.3) による補正の影響を示す。式 (5.2) を用いた場合の結果を  $\sigma_{-2n}^{\text{simple}}$ 、式 (5.3) を用いた場合の結果を  $\sigma_{-2n}^{\text{corr}}$  と表すと、

$$\sigma_{-2n}^{\text{simple}} = 0.209 \pm 0.007 \text{ b} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{-2n}^{\text{corr}} = 0.232 \pm 0.008 \text{ b} \quad (5.6)$$

となる。二つの結果を比較することにより、式 (5.2) と (5.3) の違いは約 10%であることがわかった。式 (5.3) を用いた結果を表 5.2 に示す。

表 5.2: 二中性子分離断面積と四中性子分離断面積

二次ビーム	標的	荷電フラグメント	$\sigma_{2n}$	$\sigma_{4n}$
$^{19}\text{B}$	Pb	$^{17}\text{B}$	$1.712 \pm 0.072 \text{ b}$	
$^{19}\text{B}$	C	$^{17}\text{B}$	$0.232 \pm 0.008 \text{ b}$	
$^{17}\text{B}$	Pb	$^{15}\text{B}$	$0.687 \pm 0.018 \text{ b}$	
$^{17}\text{B}$	C	$^{15}\text{B}$	$0.165 \pm 0.002 \text{ b}$	
$^{19}\text{B}$	Pb	$^{15}\text{B}$		$0.372 \pm 0.037 \text{ b}$
$^{19}\text{B}$	C	$^{15}\text{B}$		$0.125 \pm 0.005 \text{ b}$

鉛標的と炭素標的の結果より、クーロン分解反応の inclusive な断面積  $\sigma_{\text{coul}}$  を求める。断面積は、次のように鉛標的の結果の核力成分を炭素標的の結果を用いて差し引くことで求める。

$$\sigma_{\text{coul}} = \sigma(\text{Pb}) - \Gamma\sigma(\text{C}) \quad (5.7)$$

$\Gamma$  は鉛標的と炭素標的の核力分解断面積の比を表し、 $\Gamma = 2.16$  を用いた。結果はビームと荷電フラグメント毎にまとめて表 5.3 に示す。 $^{19}\text{B}$  と質量数が同じ  $^{19}\text{C}$  の  $\sigma_{\text{coul}}$  は、 $\sigma_{\text{coul}} = 0.690 \pm 0.070 \text{ b}$  [13] であり、本研究の結果は  $^{19}\text{B}$  がハロー核であることを示めている。

表 5.3: クーロン分解反応断面積

二次ビーム	荷電フラグメント	$\sigma_{\text{coul}}$
$^{19}\text{B}$	$^{17}\text{B}$	$1.221 \pm 0.074 \text{ b}$
$^{19}\text{B}$	$^{15}\text{B}$	$0.102 \pm 0.039 \text{ b}$
$^{17}\text{B}$	$^{15}\text{B}$	$0.329 \pm 0.019 \text{ b}$

## 5.2 相対エネルギースペクトル

### 5.2.1 $^{18}\text{B}$ の相対エネルギースペクトル

前章で実験結果内の  $^{19}\text{B}$  イベントの寄与を見積もった。その寄与を差し引いた後の  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルを図 5.3 に示す。

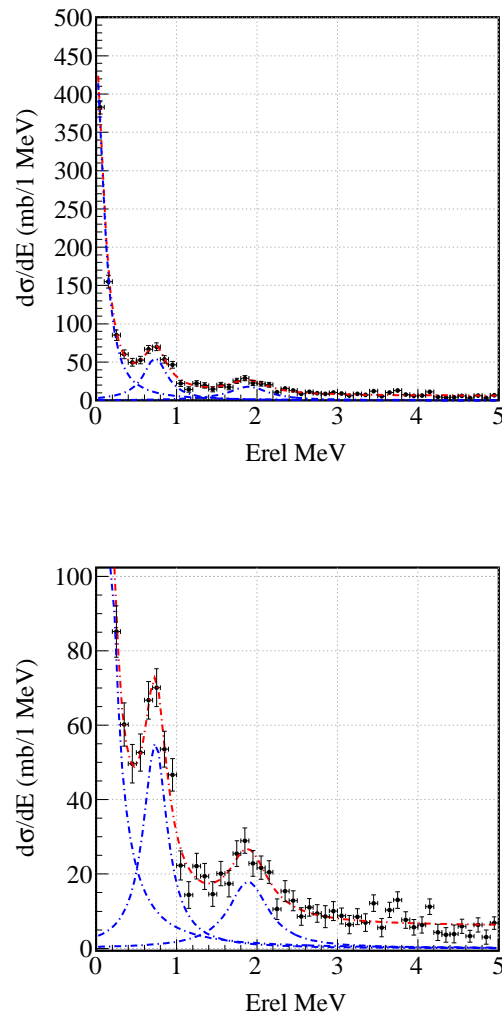


図 5.3: 二中性子イベントを排除した  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギースペクトル。下図は上の図の縦軸の断面積が 0-100 (mb/MeV) の領域を拡大したものである。フィッティングは三つのローレンツ分布とバックグラウンドを除くための定数項で行い、 $E_{rel} = 0.0, 0.7, 1.9\text{MeV}$  にピークが観測された。0MeV のピークは基底状態を示し、0.7、1.9 MeV のピークが励起状態を示す。

図 5.3 より、基底状態の他に二つの励起状態があることがわかる。基底状態は Spyrou 氏により示されていた [11] が、励起状態については本研究で初めて観測された。スペクトルをローレンツ分布を用いてフィッティングすることにより、励起状態のエネルギーは  $E_{rel} = 0.7\text{MeV}$  と  $E_{rel} = 1.9\text{MeV}$  と決定した (表 5.4)。図 5.4 に、本研究の結果と WBP 相互作用を用いた殻模型の計算を示す。殻模型の計算と比較すると、1.9MeV の励起状態は  $1^-$ 、 $4^-$  が考えられ、0.7 MeV の励起状態は  $2^-$ 、 $3^-$ 、 $4^-$  が考えられる。本解析では状態の決定には至らなかった。また、より正確な議論をするためには、 $^{17}\text{B}$  への励起状態への遷移を考慮するために  $\gamma$  線の解析が必要になる。

次に断面積の結果について議論する。Tostevin 氏による理論計算を表 5.5 に示す。表より、1.9 MeV の励起状態で 3 mb 程度のずれがある。このずれをピークを作らない状態の寄与として、0.7 MeV の励起状態の断面積から差し引くと、断面積は  $26 \pm 5 \text{ mb}$  となり、 $2^-$ 、 $3^-$ 、 $1^-$  の可能性があると考えられる。励起エネルギーが 0.5 MeV から 1 MeV の状態では断面積の値が近いいため、断面積から励起状態を決定するのは困難であった。

表 5.4: フィッティングにより得られた励起エネルギーと断面積

Ex (MeV)	$\sigma_{exp}$
0.0	$78 \pm 14 \text{ mb}$
$0.74 \pm 0.03$	$29 \pm 5.1 \text{ mb}$
$1.89 \pm 0.04$	$16 \pm 2.9 \text{ mb}$

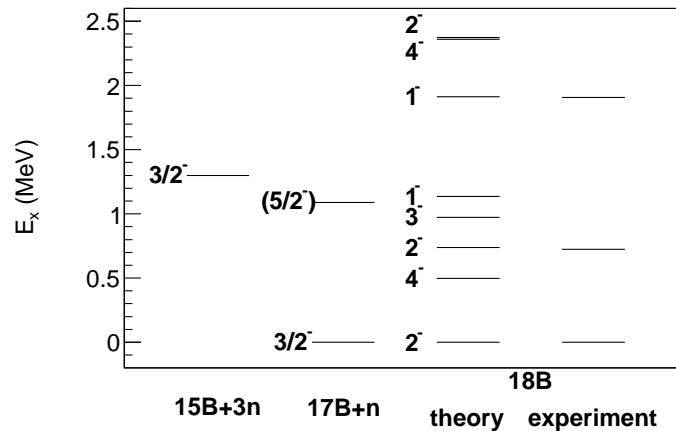


図 5.4:  $^{18}\text{B}$  の左側が WBP 相互作用を用いたシェルモデルの計算、右側が本研究の結果を表す。左側には  $^{17}\text{B}+n$ 、 $^{15}\text{B}+3n$  の基底状態と励起状態を示す ([14],[15])。

### 5.2.2 $^{19}\text{B}$ の相対エネルギースペクトル

前章で実験結果内のクロストークの寄与を見積もった。その寄与を差し引いた後の  $^{18}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルを図 5.5 に示す。図 5.5 の相対エネルギーの領域は  $0 \leq E_{rel} \leq 6 \text{ MeV}$  であり、前章よりも狭い範囲に限定した。これは  $E_{rel} > 6 \text{ MeV}$  の領域で Same wall と Different wall の結果に

表 5.5:  $S_n = 0.14$  MeV の場合の理論計算

SM State	Ex (MeV)	$CS^2$	$\sigma_{sp}$ (mb)	$\sigma_{th}$ (mb)	中性子が取り除かれた軌道
$2^-$	0.000	0.0000	41.51	0.0	$1d_{5/2}$
		0.6189	172.56	118.99	$2s_{1/2}$
$4^-$	0.498	1.0029	25.10	39.23	$1d_{5/2}$
$2^-$	0.739	0.5711	33.11	21.07	$1d_{5/2}$
		0.0002	78.82	0.02	$2s_{1/2}$
$3^-$	0.973	0.7428	31.51	26.08	$1d_{5/2}$
$1^-$	1.137	0.0174	30.53	0.59	$1d_{5/2}$
		0.3241	65.40	23.62	$2s_{1/2}$
$1^-$	1.912	0.3456	26.97	10.39	$1d_{5/2}$
		0.0003	50.52	0.02	$2s_{1/2}$
$4^-$	2.361	0.1770	25.43	5.02	$1d_{5/2}$
$2^-$	2.373	0.2041	25.39	5.77	$1d_{5/2}$
		0.1042	44.94	5.22	$2s_{1/2}$

違いが見られ、より詳細な解析が必要であるためである。また、図 5.5 のスペクトルは Same wall の結果と Different wall の結果を足し合わせたものである。図 5.5 より、鉛標的ではソフト E1 励起の存

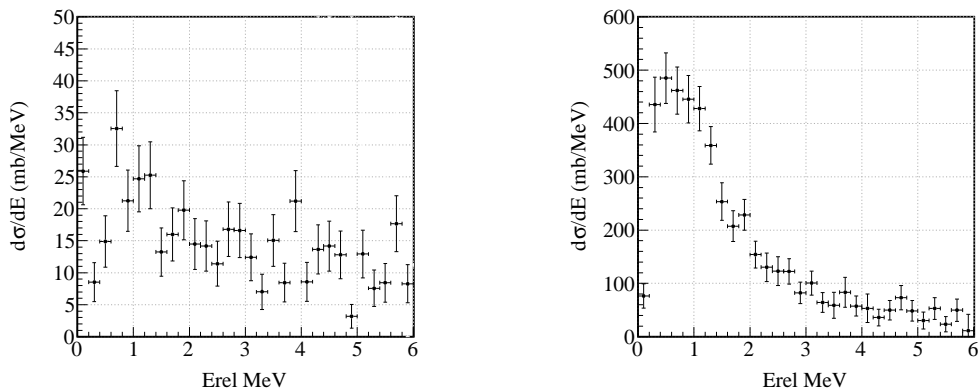


図 5.5: クロストークを排除した  $^{19}\text{B}$  の相対エネルギースペクトル。(左図) 炭素標的、(右図) 鉛標的を用いた場合の結果を示す。

在が確認された。ソフト E1 励起の存在により、 $^{19}\text{B}$  はハロー核であることが示唆される。これらの結果を用いて、5.3 で  $B(E1)$  の導出を行い、これについて議論する。

### 5.3 クーロン分解反応の相対エネルギースペクトル

ここでは、クーロン分解反応について議論する。インクルーシブな断面積の計算と同様に鉛標的の結果から炭素標的の結果をスケールして引くことでクーロン分解反応のスペクトルを取得する。図 5.5 より導いたクーロン分解反応における  $^{19}\text{B}$  の相対エネルギースペクトルを図 5.6 に示した。図 5.6 を

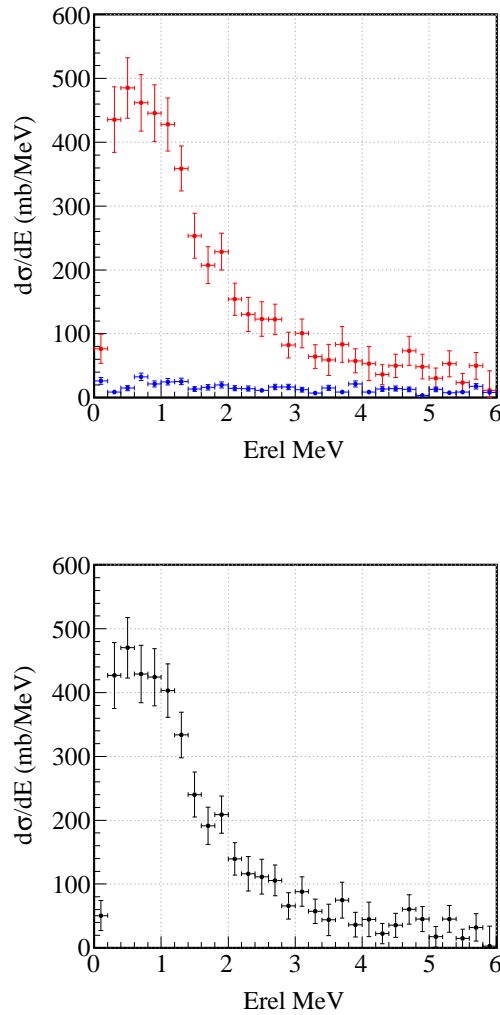


図 5.6: クーロン分解反応の相対エネルギースペクトル。(上図) 鉛標的の結果と炭素標的の結果から見積もられる核力分解の寄与を示している。赤色が鉛標的の結果、青色が炭素標的の結果から見積もった核力分解の寄与。(下図) 上図の赤色のスペクトルから青色のスペクトルを差し引いた結果。鉛標的でのクーロン分解反応のスペクトルを表す。

積分することで、クーロン分解反応の断面積  $\sigma_{\text{coul}}$  は、次のように求められる。

$$\sigma_{\text{coul}} = 868 \pm 32 \text{ mb} \quad (5.8)$$

このクーロン分解反応のスペクトルから、換算遷移確率  $B(E1)$  のスペクトルを導く。 $B(E1)$  スペクトルを導く際には、式 (2.4) の仮想光子数を計算するために、二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  の値が必

要である。実験結果より、 $S_{2n} = 0.14(39)$  MeV と報告されている [1]。図 5.7 に  $S_{2n} = 0.1$  MeV の場合のスペクトルを示す。以下の計算は、図 5.7 の  $S_{2n} = 0.1$  MeV の結果を用いて行う。図 5.7 のスペ

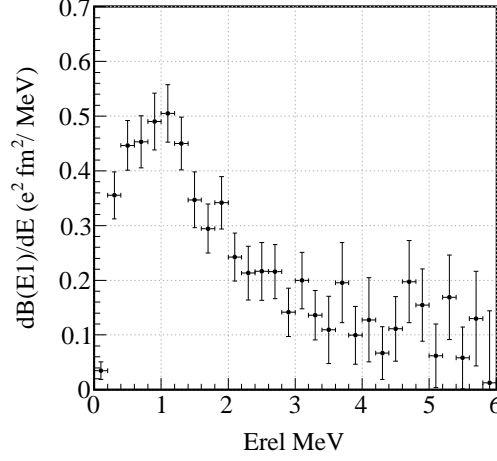


図 5.7: 換算遷移確率  $B(E1)$  の相対エネルギー・スペクトル。横軸が  $^{19}\text{B}$  の相対エネルギーを表し、縦軸が換算遷移確率  $B(E1)$  を表す。図は  $S_{2n} = 0.1$  MeV の結果を示している。

クトルを積分することにより、 $B(E1)$  を求める。

$$B(E1) = \int_0^{E_{rel,max}} \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_{rel} \quad (5.9)$$

図 5.7 のスペクトルにおいて  $E_{rel,max} = 6$  MeV であり、換算遷移確率  $B(E1)$  は、

$$B(E1) = \int_0^{+\infty} \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x \quad (5.10)$$

$$= \int_0^{+9} \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x \quad (5.11)$$

$$= 1.32 \pm 0.07 e^2 \text{fm}^2 \quad (5.12)$$

と得られる。 $B(E1)$  より、式 (1.3) を用いてコア核の重心と二中性子の重心との間の距離  $r_{Core-2n}$  を求めると、

$$\langle r_{Core-2n} \rangle = \frac{A}{Z} \sqrt{\left( \frac{B(E1)\pi}{3} \right)} = 4.5 \pm 0.2 \text{ fm} \quad (5.13)$$

となる。この結果は、コア核と予想される  $^{17}\text{B}$  の平均二乗半径  $\langle (r_{17B})^2 \rangle = 2.99 \pm 0.09 \text{ fm}$  や  $^{15}\text{B}$  の半径  $R_{15B} = 1.2A^{1/3} = 2.96 \text{ fm}$  よりも大きく、 $^{19}\text{B}$  がハロー核であることを示す結果である。

図 5.8 は  $B(E1)$  と  $\langle r_{Core-2n} \rangle$  の  $S_{2n}$  の依存性を示し、誤差棒は統計誤差を示している。 $S_{2n} = 0.1$  MeV の場合と  $S_{2n} = 0.5$  MeV の場合を比較すると、中央値が統計誤差の 2 倍以上異なっており、 $B(E1)$  の精度を上げるためには  $S_{2n}$  に対して精度を上げた測定が必要になる。

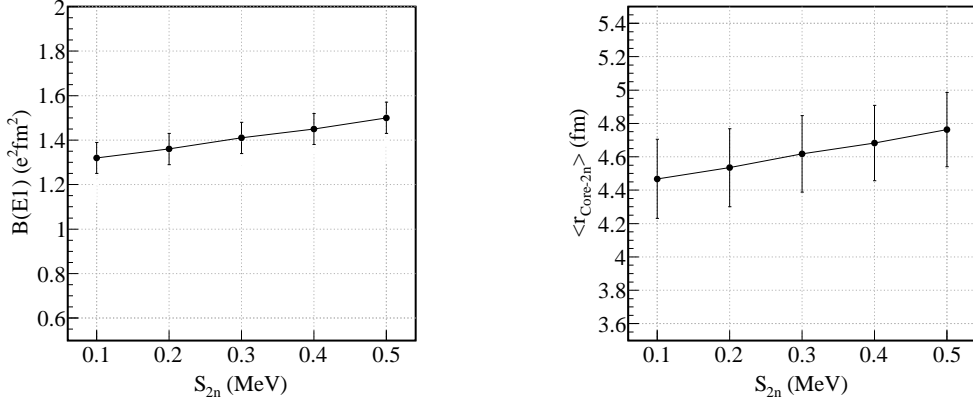


図 5.8: (左図) $B(E1)$  分布と二中性子分離エネルギーの相関を示す。二中性子分離エネルギーが大きくなると仮想光子数が小さくなるため、 $B(E1)$  は大きくなる。(右図) $\langle r_{Core-2n} \rangle$  と二中性子分離エネルギーとの相関を示す。 $\langle r_{Core-2n} \rangle$  は  $B(E1)$  と正の相関を持つため、二中性子分離エネルギーが大きくなると  $\langle r_{Core-2n} \rangle$  は大きくなる。

## 5.4 ダイニュートロン相関

実験データと理論計算を用いて、 $^{19}\text{B}$  の二つのハロー中性子の間の相関を調べた。理論計算は、東北大学の萩野氏によるものである。ここでは、二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  は 0.1 MeV を仮定した。

二中性子の間に相関がないとした場合の二中性子のベクトルは、理論計算で次のように得られる。この計算では、二つのハロー中性子は  $1d_{5/2}$  軌道に存在することを仮定している。

$$\theta_{12} = 90 \text{ 度} \quad (5.14)$$

$$r_{2n-Core} = 3.443 \text{ fm} \quad (5.15)$$

$$r_{n_1-n_2} = 2 \cdot r_{2n-Core} \quad (5.16)$$

$$r_{n_1} = \sqrt{2} \cdot r_{2n-Core} = 4.870 \text{ fm} \quad (5.17)$$

$$r_{n_2} = r_{n_1} = 4.870 \text{ fm} \quad (5.18)$$

この理論計算の  $r_{2n-Core}$  を用いて  $B(E1)$  を計算すると、 $\theta_{12} = 90$  度より、 $r_{n_1} \cdot r_{n_2} = 0$  であるから、

$$B(E1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 \rangle \quad (5.19)$$

$$= \frac{3}{\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_{2n-Core} \rangle^2 \quad (5.20)$$

$$= 0.78 \text{ e}^2 \text{ fm}^2 \quad (5.21)$$

となる。この値と実験結果との差  $B(E1)_{corr}$  は、

$$\Delta B(E1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle 2r_1 \cdot r_2 \rangle = 0.55 \pm 0.07 \text{ e}^2 \text{ fm}^2 \quad (5.22)$$

となり、二中性子の相関の項を取り出すことができる。二中性子のベクトルの内積より  $\cos \theta_{12}$  を求めると、

$$\langle \cos \theta_{12} \rangle = 0.92 \pm 0.05 \quad (5.23)$$

という結果が得られ、二中性子のベクトルの間の角度  $\theta_{12}$  は、

$$\langle \theta_{12} \rangle = 47^{+12}_{-17} \text{ 度} \quad (5.24)$$

と求められる。二つの中性子に相関がない場合は  $\theta_{12} = 90$  度であるため、この結果は、 $^{19}\text{B}$  の二つのハロー中性子には強い相関があることを示唆している。

図 5.9 は  $S_{2n} = 0.2, 0.3$  MeV の結果を示す。図 5.9 は  $S_{2n}$  が大きくなると  $\theta_{12}$  が小さくなることを示している。相関が強くなることを示唆している。また、二つのハロー中性子が  $2s_{1/2}$  軌道に存在する場合も予想されるため、その場合の理論計算を用いて相関がどのように変化するか調べる必要がある。

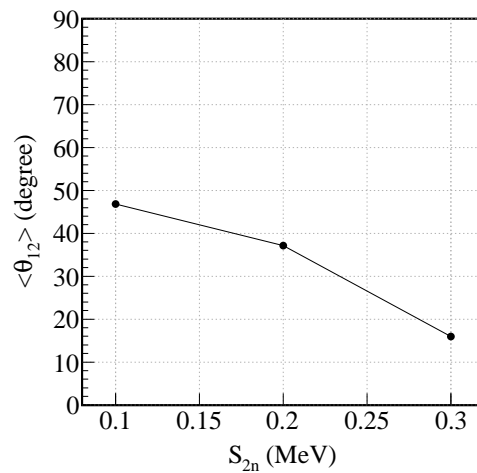


図 5.9:  $\langle \theta_{12} \rangle$  と  $S_{2n}$  の相関。横軸が  $^{19}\text{B}$  の  $S_{2n}$  を表し、縦軸が  $\langle \theta_{12} \rangle$  を表す。 $S_{2n}$  が大きくなると  $B(E1)$  が大きくなることから、相関が強くなる。



## 第6章 まとめと展望

本研究では $^{19}\text{B}$ の鉛標的によるクーロン分解反応を測定し、相対エネルギースペクトルや換算遷移確率 $B(E1)$ の分布を導出した。実験は理化学研究所のRIBFで行い、 $^{19}\text{B}$ の生成と分離にはBigRIPSを用いた。核子あたり約220 MeVの入射エネルギーを持つ $^{19}\text{B}$ を鉛および炭素標的に照射し、分解反応によって放出された $^{17}\text{B}$ と二中性子をSAMURAIを用いて同時に測定した。測定された各粒子の運動量ベクトルから、不変質量法を用いて相対エネルギーを求めた。その結果、クーロン分解反応に対して1 MeV付近に強い強度が観測され、その積分値は $0.868 \pm 0.032 \text{ b (stat.)}$ という値を得た。これはハロー核特有のソフトE1励起に対応するものと考えられ、 $^{19}\text{B}$ がハロー核であることを示唆している。このスペクトルから $B(E1)$ 分布が導出され、積分値として $B(E1) = 1.32 \pm 0.07 e^2 \text{fm}^2 \text{ (stat.)}$ という結果を得た。この値からコア核の重心と二中性子の重心との間の距離の期待値 $\langle r_{\text{core}-2n} \rangle$ を推定すると、 $\langle r_{\text{core}-2n} \rangle = 4.5 \pm 0.2 \text{ fm (stat.)}$ となった。通常の核密度を持つ原子核の半径 $R = r_0 A^{1/3} = 3.20 \text{ fm}$ より大きく、 $^{19}\text{B}$ がハロー核であることを示している。さらに二中性子の間に相関がない場合の理論計算を用いて二中性子のなす角度の期待値を見積もると、 $47_{-17}^{+12}$ 度 (stat.) という値が得られた。この結果から、ダイニュートロン相関の存在が示唆される。本論文では、二中性子イベントの選択でDifferent wallの場合の結果を示したが、Same wallの結果も用いることで、誤差を減らすことができると考えられる。それにより、 $\langle r_{\text{core}-2n} \rangle$ やダイニュートロン相関に対する精度を上げることが期待される。

また、本研究では炭素標的による分解反応実験で、非束縛な原子核である $^{18}\text{B}$ の相対エネルギー分布を測定し、新しい二つの励起状態が観測された。シェルモデルの計算との比較だけでは状態の決定はできず、運動量や $\gamma$ 線の解析を行う必要がある。



## 付録 A 理論計算

### A.1 仮想光子数

二章で示した仮想光子数  $n_{E1}(Ex)$  の計算を示す。計算には次の式を用いる。

$$n_{E1}(Ex) = \frac{2 Z^2 \alpha}{\pi \beta^2} \left[ \xi K_0 K_1 - \frac{\xi^2 \beta^2}{2} (K_1^2 - K_0^2) \right] \quad (\text{A.1})$$

それぞれの変数は次のように定義されている。

$Z$	:	標的の陽子数
$\alpha$	:	微細構造定数
$\beta$	:	入射粒子の速さ
$\xi$	:	$= ExR/\gamma\beta\hbar c$
$R$	:	カットオフパラメータ ( $R = 1.45(At^{1/3} + Ap^{1/3})$ )
$At, Ap$	:	標的と入射粒子の質量数
$K_0, K_1$	:	変形ベッセル関数 (modified bessel function)

### A.2 Kox の経験式

安定核の反応断面積の見積もりに有用な Kox の経験式 [10] を用いて、反応断面積を計算した。

$$\sigma_R = \pi R_{int}^2 \left( 1 - \frac{B_c}{E_{c.m.}} \right)$$

$B_c$  は入射核と標的核のクーロン障壁であり、 $r_c = 1.3 \text{ fm}$  として、

$$B_c = \frac{Z_p Z_t e^2}{r_c (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}$$

と計算できる。 $Z_p, Z_t, A_p, A_t$  は、それぞれ  $Z$  は入射核と標的核の原子番号、 $A$  は入射核と標的核の質量数である。また、 $R_{int}$  は相互作用半径であり、体積項 ( $R_{vol}$ ) と表面項 ( $R_{surf}$ ) にわけて考えて、

$$R_{int} = R_{vol} + R_{surf} \quad (\text{A.2})$$

$$R_{vol} = r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \quad (\text{A.3})$$

$$R_{surf} = r_0 \left\{ a \frac{A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - c \right\} + D \quad (\text{A.4})$$

と計算できる。 $r_0 = 1.1 \text{ fm}$ 、表面項のパラメータ  $a = 1.85$  である。さらに、 $c$  は核表面での透過度を表すエネルギー依存のパラメータであり、

$$c = 1.91 - 16e^{-0.7274E_{lab}^{0.3493}} \cos(0.0849E_{lab}^{0.5904})$$

と表せることが示されている。D [fm] は、

$$D = \frac{5(A_t - 2Z_t)Z_p}{A_p A_t}$$

と表され、重い核である場合や標的核が中性子過剰である場合を考慮した項である。

K<sub>OX</sub> の経験式では、 $r \propto A^{1/3}$  という関係を用いているため、ハロー核等の不安定な原子核では反応断面積が K<sub>OX</sub> の経験式の値よりも大きくなる傾向がある。

## 参考文献

- [1] L. Gaudefroy et al., Phys. Rev. Lett. 109(2012)202503.
- [2] T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A 658(1999)313-326.
- [3] H. Esbensen et al., Nucl. Phys. A 542(1992)310.
- [4] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. 96(2006)252502.
- [5] C. A. Bertulani et al., Phys. Rep. 163(1988)299.
- [6] T. Kobayashi et al. NIMB 317(2013)294-304.
- [7] T. Shinohata, H16 年度修士論文 (東北大学).
- [8] K. Kobayashi, H18 年度修士論文 (埼玉大学).
- [9] R. Tanaka, H25 年度修士論文 (東京工業大学).
- [10] S. Kox et al. Phys. Rev. C 35(1987)1678-1691.
- [11] A. Spyrou et al. Phys. Lett. B 683(2010)129-133.
- [12] N. Kobayashi et al. Phys. Rev. C 86(2012)054604.
- [13] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. 83(1999)1112-1115.
- [14] R. Kanungo et al. Phys. Lett. B 608(2005)206-214.
- [15] G. Audi et al. Nucl. Phys. A624(1997)1-124.



## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々からご指導、助言をいただきました。指導教員の中村隆司教授には、本研究のみならず、幅広く原子核物理学の面白さを教えていただきました。また、SAMURAIの実験を通して最先端の研究を行うことができ、とても貴重な経験をさせていただきました。助教の近藤洋介氏には、解析を行う中で多くのアドバイスをいただきました。また、SAMURAIの実験での装置のセットアップに対して自由に任せていただき、大変勉強になりました。助教の梅野泰宏氏には学生室での生活や出張、解析について判断に悩んだときに具体的な助言や展望を与えていただきました。昨年度の卒業生である小林信之氏には、物理の研究をする上で便利なソフトウェアや解決策を教えてくださいました。南方亮吾氏には同時進行で実験の解析を行っていることもあり、解析の相談や結果のクロスチェック等をさせていただきました。本研究は、SAMURAI 実験の共同研究者の方々含め多くの方々のご協力により達成することができました。この場を借りて御礼申し上げます。