

修士論文

中性子過剰非束縛核 ^{16}B の質量測定と
中性子八口一核 ^{17}B の構造

杉本 崇



東京工業大学 大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

2002年2月8日

概要

近年、不安定核ビームを用いた中性子過剰核の研究が進展しつつある。この領域には、殻模型の破れ、クラスター構造の形成、中性子ハロー・中性子スキンなど、安定核とは異なる核構造が出現しており、注目を集めている。

中性子ハロー核は飽和した原子核密度を持つコア核のまわりに中性子が薄く広がる構造をとる。特に中性子ドリップライン付近においてはコア + n では束縛せず、コア + $n + n$ の三体で束縛する中性子ハロー構造 (2 中性子ハロー) の存在が報告されている。2 中性子ハロー核の構造を理解する上で、その構成要素である (コア + n) の構造を知ることは重要である。本論文では中性子ドリップライン上の 2 中性子ハロー核 ^{17}B に着目し、二つのテーマについて研究を行った。

第一に、 ^{17}B の構成要素である非束縛核 ^{16}B の質量測定実験のデータ解析を行った。二次ビームとして得られた 58.3 MeV/u の ^{17}B を炭素標的に入射し、1 中性子ストリップ反応により ^{16}B を形成した。 ^{16}B は非束縛であるため ^{15}B と 1 中性子に分解する。これらの放出粒子の運動量ベクトルから不変質量を組み、 ^{16}B の相対エネルギースペクトルを導出した。スペクトルの形から ^{16}B の価中性子の配位を求めた。その結果、相対エネルギー 100 keV にピークを見だし、価中性子の配位は s 軌道が支配的であるという結果が得られた。

第二に、 ^{17}B の低励起構造 (ソフト励起モード) の探索やそのクラスター構造の詳細を知るべく、前回の実験に改善を加え ^{17}B の分解反応実験を行った。二次ビームとして得られた 75.0 MeV/u の ^{17}B を炭素標的および鉛標的に入射し、分解反応によって放出される荷電粒子、中性子、 γ 線の同時測定を行った。現在までの解析で放出粒子の電荷と質量数のスペクトルが得られ、 $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X (+n)$ の反応断面積が導かれた。反応断面積の比較から ^{17}B は ^{15}B への分解反応と同程度の ^{13}B への分解反応断面積が得られた。このことは ^{17}B の構造において $^{15}\text{B} + 2n$ の構造だけでなく、 $^{13}\text{B} + 4n$ の構造も重要であることを示唆している。

Abstract

Recently, the study of neutron rich nuclei has developed very much owing to a secondary beam technique based on the fragmentation of relativistic heavy ions. In the very neutron rich region along the neutron drip line, intriguing phenomena have been found such as change of shell structure, development of exotic clusters, neutron halo and neutron skins.

The neutron halo nucleus is characterized by a dense saturated core surrounded by an extended neutron halo. The two neutron halo nucleus, where halo consists of two valence neutrons, is in particular interesting due to the so called Borromean structure where its two body constituents $n + n$ and core + n are unbound but as a three body system it is bound. In this paper, we report on the study of ^{17}B , which is on the neutron drip line and a two-neutron halo candidate, by the two separate experiments.

In the first experiment, we measured the mass of unbound nucleus ^{16}B , the constituent of ^{17}B by the one-neutron strip reaction of ^{17}B on a carbon target. The incident energy was about 58.3 MeV/u. ^{16}B breaks up immediately to $^{15}\text{B} + n$ because ^{16}B is unbound. We measured momentum vectors of the decay particles in coincidence, and derived the relative energy spectrum for $^{15}\text{B} + n$ from the reconstructed invariant mass. From this spectrum, we found a peak around 100 keV above a decay threshold, and determine that s -wave is a dominant configuration in the valence neutron in ^{16}B .

In the second experiment, we measured the nuclear and coulomb dissociations of ^{17}B to search low-lying excited states (soft excitation mode) of ^{17}B and to understand its cluster structure in the ground state. A secondary ^{17}B beam was produced and bombarded the carbon and lead target at 75.0 MeV/u. We measured the emitted charged particles, neutrons, and γ -ray in coincidence after the breakup reaction. In the analysis, we derived charge and mass spectrum of fragments, and determined reaction cross sections of $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + xn$. We have found that the reaction cross section of $^{17}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + X$ is close to that of $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + X$. This result suggests that the structure of $^{13}\text{B} + 4n$ as well as $^{15}\text{B} + 2n$ is important in the ground state of ^{17}B .

目次

第1章	序	5
第2章	^{17}B の構造と不安定核ビームによる核分光	8
2.1	中性子ハロー核 ^{17}B	8
2.2	不安定核ビームによる核分光の特徴	8
2.3	入射核破砕反応と二次ビームの分離	8
2.4	分解反応	11
2.4.1	核力による分解反応	11
2.4.2	クーロン力による分解反応	13
2.5	不変質量法	13
第3章	^{16}B のエネルギー準位と配位	14
3.1	非束縛核質量の測定	14
3.2	非束縛核の形成	14
3.3	実験の概要	15
3.3.1	^{17}B の生成	15
3.3.2	二次標的	15
3.3.3	検出器の配置	15
3.3.4	トリガー	18
3.3.5	アクセプタンス	19
3.4	解析	20
3.4.1	二次ビーム測定系	20
3.4.2	荷電粒子測定系	21
3.4.3	中性子測定系	22
3.4.4	バックグラウンド	25
3.4.5	相対エネルギー分解能	25
3.5	結果と議論	27
3.5.1	相対エネルギースペクトル	27
3.5.2	価中性子の配位	27
第4章	^{17}B の分解反応	30
4.1	実験の概要	30
4.1.1	実験の目的	30
4.1.2	実験の改良点	30

4.1.3	^{17}B の生成と二次標的	31
4.1.4	検出器の配置	31
4.1.5	トリガー	33
4.1.6	アクセプタンス	34
4.2	解析	36
4.2.1	二次ビーム測定系	36
4.2.2	荷電粒子測定系	36
4.2.3	中性子測定系	40
4.2.4	バックグラウンドと誤差	44
4.3	結果と議論	48
4.3.1	イベントと反応レート	48
4.3.2	反応断面積	50
第 5 章	結論	52
第 6 章	付録	53
6.1	入射核破碎反応と二次ビームの分離	53
6.2	不変質量法の誤差	54
6.3	NEUT トリガーの反応断面積	54
6.4	フィッティングパラメータ	55

目次

1.1	核図表	6
1.2	A ~ 10 領域の原子核の平均自乗半径	6
2.1	B 同位体のクラスター構造	9
2.2	B 同位体の電気四重極モーメント	9
2.3	^{16}B のエネルギー準位	10
2.4	^{16}B の配位	10
2.5	不安定核ビームライン RIPS	12
3.1	1 中性子ストリップ反応	15
3.2	実験セットアップ (^{16}B 実験)	16
3.3	トリガー回路	18
3.4	アクセプタンス	19
3.5	二次ビームの粒子識別	20
3.6	Hodoscope TOF vs 波高	21
3.7	放出粒子の粒子識別 (Z)	23
3.8	放出粒子の粒子識別 (A)	23
3.9	運動量ベクトルの精度	26
3.10	相対エネルギー分解能	26
3.11	相対エネルギースペクトル	29
4.1	検出器の配置 (^{17}B 実験)	32
4.2	トリガー回路	35
4.3	アクセプタンス	35
4.4	二次ビームの粒子識別	37
4.5	PPAC の時間分解能	38
4.6	HOD TOF vs 波高	39
4.7	放出粒子の粒子識別 (Z) (NEUT トリガー)	39
4.8	放出粒子の粒子識別 (A) 炭素標的	41
4.9	放出粒子の粒子識別 (A) 鉛標的	42
4.10	放出粒子の粒子識別 (A) 標的なし	43
4.11	放出粒子の粒子識別 (炭素標的)	46
4.12	放出粒子の粒子識別 (鉛標的)	47
4.13	差分をとった質量識別スペクトル	49
4.14	反応断面積	51

表目次

4.1	PPAC の時間および位置分解能	36
4.2	二次ビームの標的上における角度および位置分解能	36
4.3	スペクトルの中心値を合わせるための移動量の最適値	44
4.4	反応イベント	48
4.5	反応レート	48
4.6	反応断面積	51
6.1	質量スペクトルのフィッティングパラメータ	55

第1章 序

原子核は 1911 年、Rutherford によって発見された。その後の研究によって、核半径は

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

と表され、原子核の構成要素である陽子と中性子の密度分布はほぼ一致することが分かった。また、2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 といった魔法数をもつ原子核が特に安定であり、これは殻模型によりよく説明できることが明らかになった。

図 1.1 に核図表を示す。近年、加速器技術の発達により安定線から離れた領域に位置する原子核の研究が可能となった。安定線よりも中性子過剰、および陽子過剰な原子核は β 崩壊に対して不安定であるため、これらを総称して不安定核と呼ぶ。陽子数が一定のまま中性子のみを増やしていくと、やがて中性子放出に対して不安定な領域に達する。この中性子の束縛限界を中性子ドリップラインと呼び、同様に陽子の束縛限界を陽子ドリップラインと呼ぶ。

1980 年代に中性子ドリップライン上に位置する原子核 ^{11}Li の反応断面積の測定が行われ、断面積の大きさからその平均自乗半径が $R = 3.10 \text{ fm}$ という実験結果が得られた (図 1.2)。この値は式(1.1)で与えられる核半径よりもおよそ 20% 大きな値である。また ^{11}Li の分解反応実験から 2 つの価中性子の位置分布が大きく広がっていることが分かった [2][3]。これらの実験事実から ^{11}Li は、飽和した原子核密度を持つ ^9Li コアのまわりに 2 つの中性子が薄く広がっている二重構造を持つことが明らかとなった。このような二重構造を持つ原子核を中性子ハロー核と呼ぶ。中性子ハロー構造は ^{11}Li だけでなく ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B , ^{19}C などにも見付き、中性子ドリップライン上に普遍的に存在する可能性がある。

通常の原子核と比べ、中性子ハロー核は以下のような特徴を持つ [4]。

核半径

中性子ハローは価中性子が薄く広がるため、平均自乗半径が安定核と比べて大きい値をとる。

価中性子の束縛エネルギー

中性子ハロー核の中性子束縛エネルギーはおおむね 1 MeV 以下で、安定核の値 (6–8 MeV) と比べ非常に小さい。束縛エネルギー E は Fermi 運動量 k と $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ の関係があり、不確定性関係により弱束縛核は中性子ハローを形成しやすい。すなわち中性子ハローは価中性子が量子トンネル効果によりしみだしたものとして理解できる。

価中性子の配位

価中性子が s 軌道を占めるときに中性子ハローは形成しやすい。 s 軌道の場合、軌道角運動量が $l = 0$ となるため、遠心力ポテンシャルの影響を受けない。それゆえ中性子がポテンシャルの壁を越え、コア核の外側にしみだす確率が高くなる。

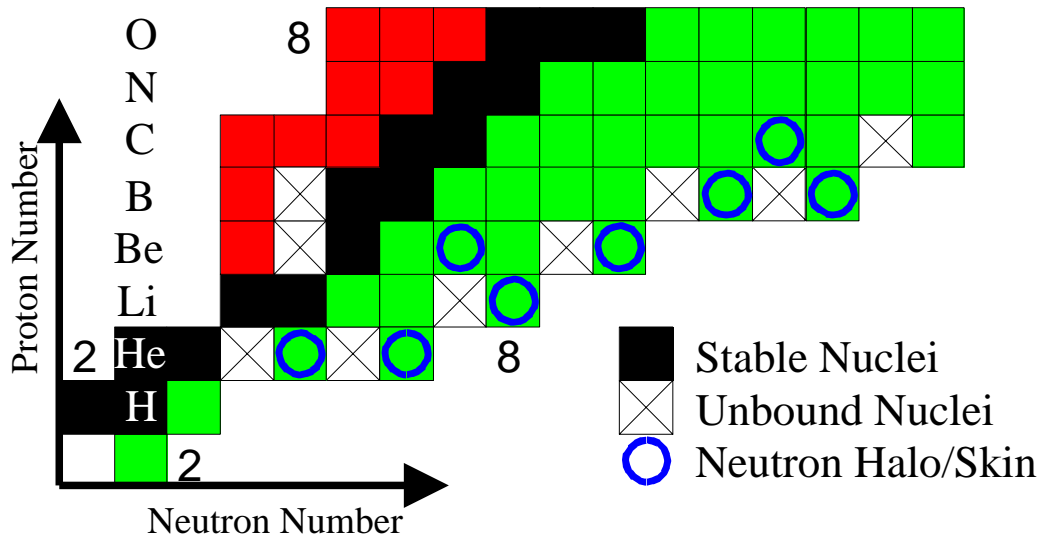


図 1.1: $Z \leq 8$ の核図表

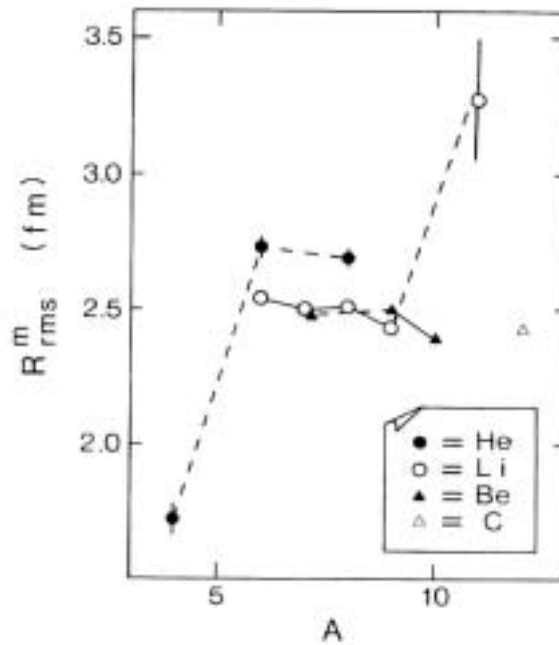


図 1.2: $A \sim 10$ 領域の原子核の平均自乗半径。質量数がほぼ同じ他の原子核と比べ、 ^{11}Li の値が大きいことがわかる。(文献 [2] より引用)

中性子ドリップライン付近には中性子ハロー以外にも、安定核にみられない構造が報告されている。たとえば ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ は、 ${}^4\text{He}$ コアから2および4つの中性子が陽子分布をはみ出し皮のような構造をとる中性子スキン核である。中性子スキン核では中性子ハロー核ほど半径は大きくないが、スキン部分の密度は比較的大きい。また、 ${}^{12}\text{Be}$ は ${}^6\text{He} + {}^6\text{He}$ というクラスター構造をとることが明らかになっている [5]。

このように中性子過剰な不安定核領域では、陽子と中性子の分布が一致し物質密度が飽和しているという従来の安定核領域における構造と大きく異なり、新しい物理の発現が期待されている。

本論文では中性子ハロー核 ${}^{17}\text{B}$ に着目し、以下のテーマについての研究を報告する。第一に、不変質量法を用い、中性子過剰な非束縛核 ${}^{16}\text{B}$ の質量測定と配位の決定を行った。 ${}^{16}\text{B}$ の構造を知ることは、 ${}^{17}\text{B}$ について議論する上で必要不可欠である。本テーマの実験は1997年に行われ、その解析を担当した。第二に、 ${}^{17}\text{B}$ 自体の構造の研究のため、 ${}^{17}\text{B}$ の分解反応実験を行った。この研究では上記の ${}^{16}\text{B}$ について得られた結果を確認し、さらに ${}^{17}\text{B}$ のソフト励起モード、 ${}^{17}\text{B}$ に存在する ${}^{15}\text{B} + 2n$ 構造(中性子ハロー)、 ${}^{13}\text{B} + 4n$ 構造(中性子スキン)、 ${}^{11}\text{Li} + {}^6\text{He}$ 構造(エキゾチッククラスター構造)などの特殊なクラスター構造を明らかにすることを目的としている。実験は2001年9月に行い、現在までの解析で ${}^{17}\text{B}$ の分解反応断面積を導いている。

第2章では ${}^{16}\text{B}$, ${}^{17}\text{B}$ についてこれまでに知られている事実と、二つの研究テーマに共通する内容について述べる。第3章では ${}^{16}\text{B}$ の質量測定と配位決定の解析について述べる。第4章では ${}^{17}\text{B}$ の核力およびクーロン分解反応の実験と解析について述べる。第5章では本研究の結論と今後の展望について述べる。

第2章 ^{17}B の構造と不安定核ビームによる核分光

2.1 中性子ハロー核 ^{17}B

中性子ドリップライン近傍のBの同位体は ^{16}B , ^{18}B が非束縛でありながら、 ^{17}B , ^{19}B は束縛核である。この領域における中性子過剰なB同位体は ^{15}B の核半径が $R^{\text{rms}} = 2.59 \pm 0.03 \text{ fm}$ [6]であるのに対し、 ^{17}B では $R^{\text{rms}} = 2.99 \pm 0.09 \text{ fm}$ [7]と非常に大きく $A^{1/3}$ 比例則から外れている。また図 2.3 にあるように、 ^{17}B の2中性子分離エネルギーが小さい。したがって、 $^{15}\text{B} + 2n$ で構成される中性子ハロー核であると言われている。一方、AMDモデルによる理論計算によるとB同位体は ^{13}B で閉殻構造をとり、より中性子過剰な同位体ではたとえば $^{17}\text{B} = ^{11}\text{Li} + ^6\text{He}$ といったクラスター構造をとる可能性も指摘されている(図 2.1)[8]。また、電気四重極モーメントの測定により ^{13}B , ^{15}B , ^{17}B の領域において、その値はほとんど変化していないことが明らかになっている(図 2.2) [9] [10] [11] [12]。したがって ^{17}B では $^{13}\text{B} + 4n$ という構造(4中性子スキン)も重要である可能性があるが実験的研究はなされていない。

一方 ^{17}B の殻構造もよくわかっていない。図 2.4 にあるように、 ^{17}B の価中性子は sd 殻領域にある。中性子ハロー核では s 軌道が d 軌道に対して下がってくる可能性が指摘されており、一粒子軌道の特定が重要である。特にこの立場から ^{17}B の構造を明らかにするには価中性子を除いた系(^{16}B)の構造を知る必要がある。しかしながら ^{16}B は非束縛核であるため実験的に研究することが難しく、そのエネルギー準位(図 2.3)、配位(図 2.4)ともまだ明らかになっていない。

2.2 不安定核ビームによる核分光の特徴

原子核研究において通常は測定対象の原子核を標的にし、電子や陽子などを入射し反応を観測する。しかし、不安定核は寿命が数ms–数sec程度と短く、通常標的核として利用できない。この困難さを克服するため逆反応を利用して測定する。逆反応学では、入射核が測定対象で標的核がプローブとなる。この手法により、寿命が短い不安定核を対象とした実験が可能となる。

2.3 入射核破砕反応と二次ビームの分離

本研究では理化学研究所加速器施設 RARF (RIKEN Accelerator Research Facility) の不安定核ビームライン RIPS (RIKEN Projectile-fragment Separator)[13] (図 2.5) を用いて実験を

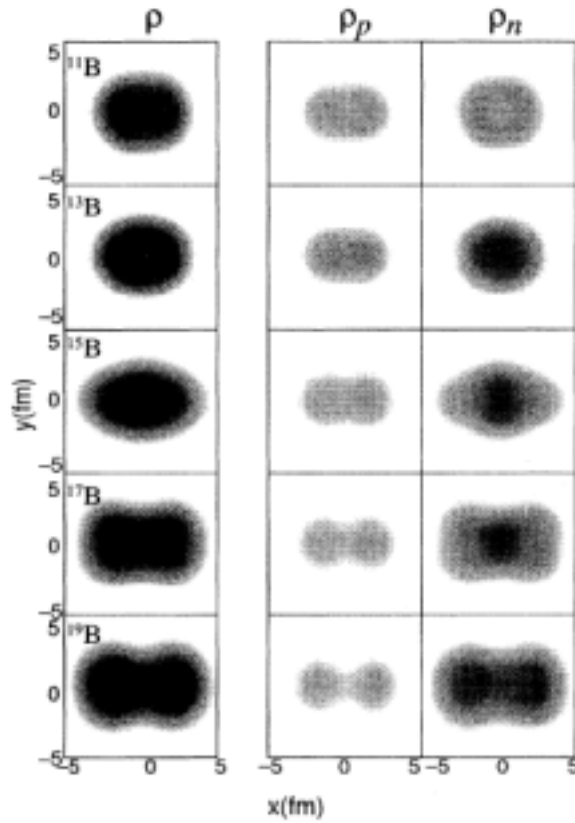


図 2.1: AMD モデルによる B 同位体のクラスター構造 (文献 [8] より引用)。 ^{13}B ではクラスター構造は見られないが、 ^{15}B , ^{17}B , ^{19}B と中性子過剰になるに従い、Li-He クラスターの発達を示されている。

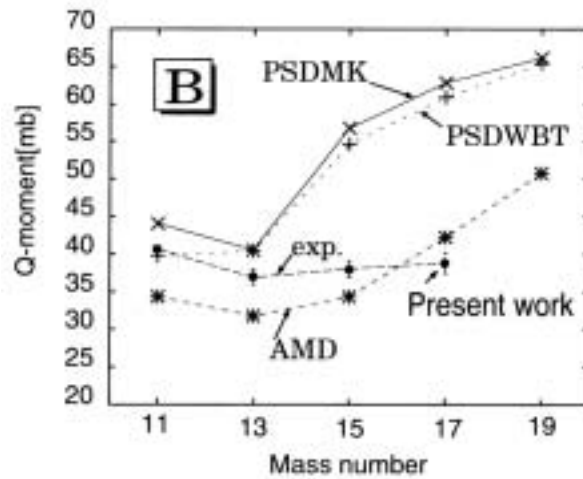


図 2.2: B 同位体の電気四重極モーメント (文献 [12] より引用)。実験からは ^{13}B , ^{15}B , ^{17}B の電気四重極モーメントがほぼ同じことが示された。

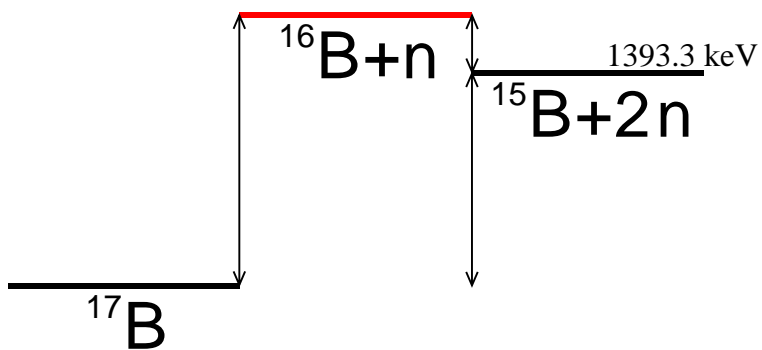


図 2.3: ^{16}B のエネルギー準位。 ^{16}B は非束縛であり、その準位についてはよくわかっていない。

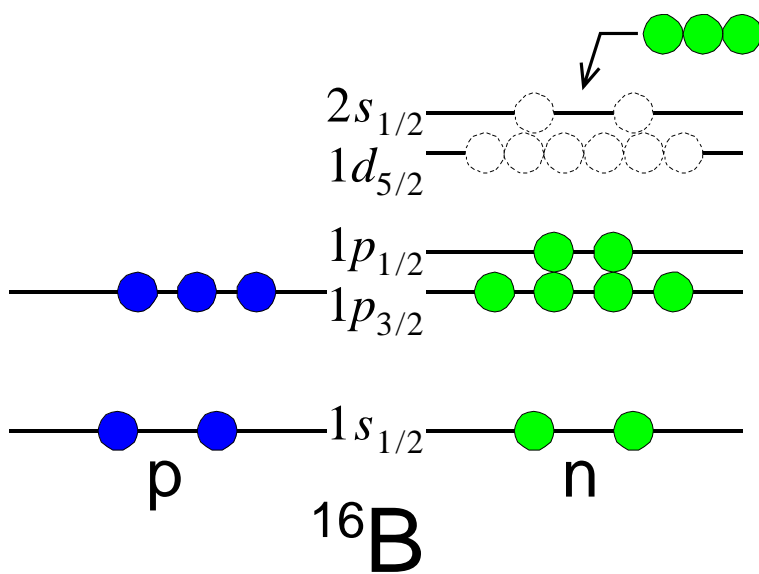


図 2.4: ^{16}B の配位。価中性子は s 軌道または d 軌道に位置するが、どのような配位になるかはよくわかっていない。

行った。RARF では線形加速器もしくは AVF サイクロトロンによる前段加速と、リングサイクロトロンによる後段加速により $A/Z = 2$ の重イオンで最大エネルギー 135 MeV/u、最大ビーム強度 $\sim 1 \text{ p}\mu\text{A}$ の重イオンビームが得られる。RIPS ではサイクロトロンで加速された 100 MeV/u 前後の重イオンビームから入射核破碎反応を利用して不安定核を生成する。

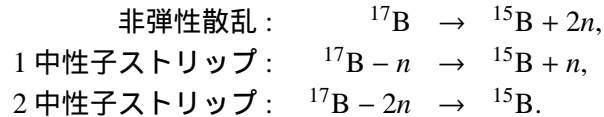
生成した二次ビームには様々な核種が含まれているため、RIPS では $A/Z, A^{2.5}/Z^{1.5}$ の二段階の磁気分析と第一焦点面 (F1) に設置されているアクロマティックディグレーダにおけるエネルギー損失の違いを利用して目的の核種を分離する。しかしながら、二次ビーム中に含まれる目的の核種の純度を 100% にすることは難しいため、イベント毎に二次ビームの粒子識別を行う。入射核破碎反応と分離法の詳細については付録 6.1 に載せる。粒子識別については第 3 章、第 4 章の解析で詳しく述べる。

2.4 分解反応

第 3 章の ^{16}B の質量測定では炭素標的を、第 4 章の ^{17}B の分解反応では炭素標的と鉛標的を用いている。標的核の電荷 Z の大きさを変えることにより核力中心の反応 (炭素標的, $Z = 6$)、クーロン力中心の反応 (鉛標的, $Z = 82$) と使い分けている。

2.4.1 核力による分解反応

^{17}B のような 2 中性子ハロー核の場合、炭素標的を使った分解反応のチャンネルは終状態で放出される粒子の種類により主に三種に分離される。



右辺は前方に放出される粒子を表している。非弾性散乱は核力により入射粒子がエネルギーを得ることで生じる。衝突によって得たエネルギーが価中性子の束縛エネルギーを超えると分解を起こし、二つの中性子とコアが放出される。中性子ストリップ反応は入射粒子が標的に衝突した際に、外側に広がっている中性子が核力により引き剥がされることで生じる。中性子ハロー核 ^{17}B では二つの中性子がハローを構成しているため、中性子が一つ剥がれたときは一時的に ^{16}B の系が生成し (1 中性子ストリップ)、ただちに $^{15}\text{B} + n$ に崩壊する。中性子が二つ同時に剥がれたときは ^{15}B が生成する (2 中性子ストリップ)。引き剥がされた中性子は標的の中に取り込まれたり、大きく散乱され、前方には放出されない。 $\sigma_{^{15}\text{B}}, \sigma_{^{15}\text{B}+n}, \sigma_{^{15}\text{B}+2n}$ を測定することにより、これら三種の反応の割合を知ることができる。 ^6He についてもこれらの反応チャンネルが研究され、 ^6He の構造について議論されている。また非弾性チャンネルによる共鳴状態 (2^+) が観測されている [14]。 ^{17}B においても反応機構の解明や、共鳴状態の観測がされる可能性がある。

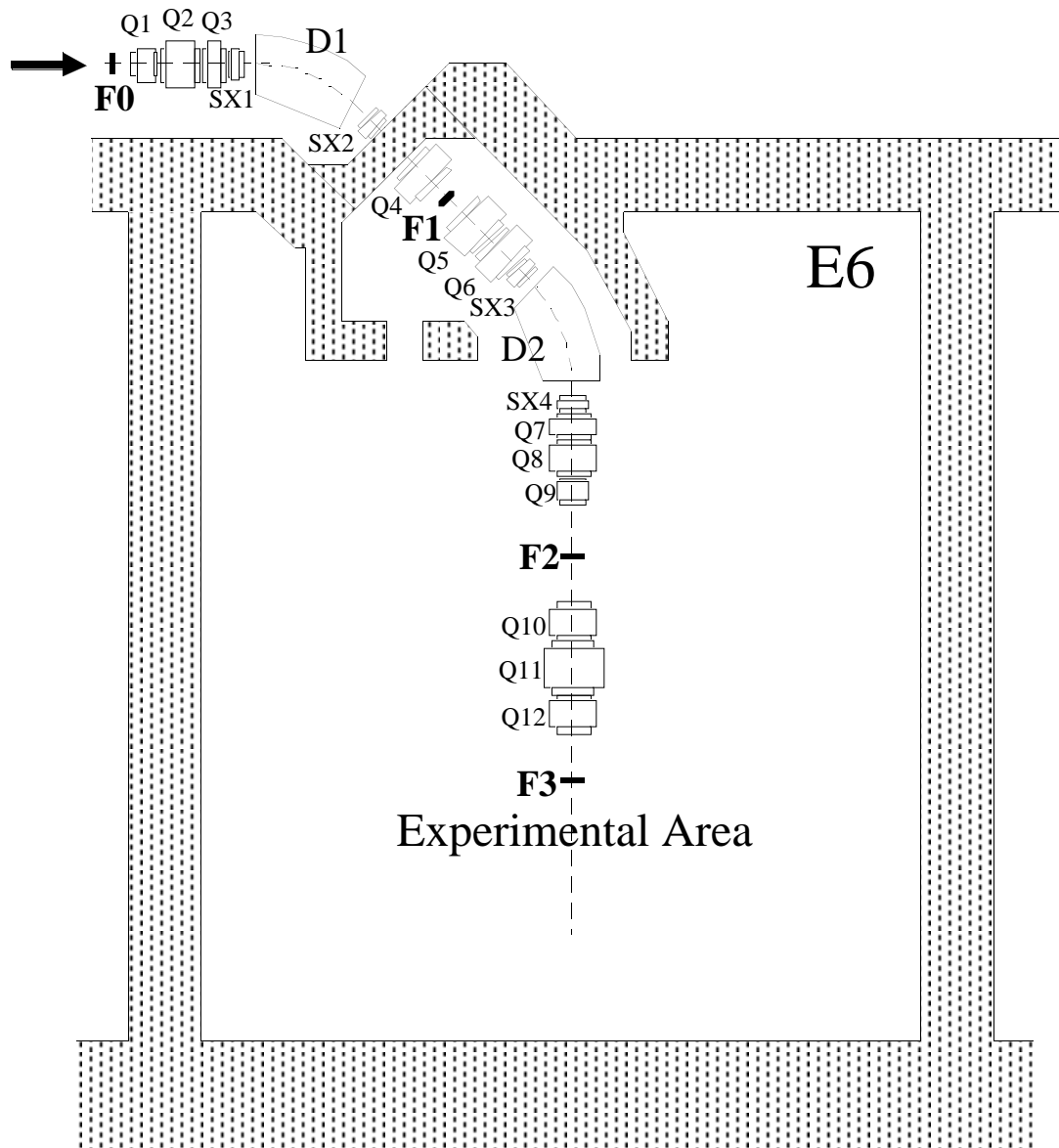
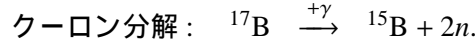


図 2.5: 不安定核ビームライン RIPS

2.4.2 クーロン力による分解反応

鉛標的を使った場合、クーロン分解反応が主要なチャンネルとなる。



クーロン分解は標的核から生じる電場により入射核が励起し、励起準位が束縛エネルギーを超えることで分解される反応がある。光速の数+%で入射する粒子の系では標的核の電場が仮想光子 (γ) とみなされ電磁気力で励起する。仮想光子スペクトルは励起エネルギーに対し単調減少関数であるため、低励起準位を持つクーロン分解の反応断面積が非常に大きくなる。中性子ハロー核のクーロン分解反応では低励起の E1 モードが顕著になることが ${}^{11}\text{Be}$ 等の研究により明らかになっており [15]、 ${}^{17}\text{B}$ においてもクーロン分解反応断面積の大きさに興味を持たれている。また ${}^{17}\text{B}$ が ${}^{13}\text{B} + 4n$ といったスキン構造を持つ場合、 $4n$ が ${}^{13}\text{B}$ に対し集団的に振動するソフト E1 共鳴が観測される可能性もあり、クーロン分解反応の観測は重要である。

2.5 不変質量法

静止質量 M の粒子が n 個の粒子に崩壊した際、 M は放出される n 個の粒子の不変質量に等しく、次のように表される。

$$M = \sqrt{\sum_i^n (E_i^2) - \sum_i^n (\mathbf{p}_i^2)}. \quad (2.1)$$

E_i, \mathbf{p}_i はそれぞれ放出粒子 i のエネルギーと運動量ベクトルである。放出粒子の静止質量を m_i で表すと、崩壊前の粒子と放出粒子の相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{\text{rel}} = M - \left(\sum_i^n m_i \right) \quad (2.2)$$

と表せる。したがって、全放出粒子の静止質量が既知であるとき、相対エネルギースペクトルを導出することでピークの位置から崩壊前の粒子の質量 M を求めることができる。

不変質量法は入射粒子のエネルギーによらず質量を測定できるため、二次ビームを用いる不安定核の質量測定に適している。また、放出粒子が前方集中するため検出器のアクセプタンスが比較的小さい場合でも収量を稼ぐことができる。

不変質量法は比較的精度良く質量を測定できることも利点の一つである。放出粒子が二つの場合、それぞれの粒子の質量数と速度を A_i, v_i 、粒子の実験室系での放出角を θ_{12} 、入射粒子の全運動エネルギーと質量数を E, A とすると、相対エネルギー E_{rel} の測定誤差 ΔE_{rel} は次の式で表される。

$$\Delta E_{\text{rel}} \approx \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{\text{rel}}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2} \right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (2.3)$$

たとえば、 $A_1 = 15, A_2 = 1, E = 1.5 \text{ GeV}, \Delta v_1/v_1 = \Delta v_2/v_2 = 1\%, \Delta \theta_{12} = 10 \text{ mrad}$ と仮定すると相対エネルギーの分解能は $E_{\text{rel}} = 1 \text{ MeV}$ で $\Delta E_{\text{rel}} = 0.23 \text{ MeV}$ である。式 2.3 の導出は付録として 6.2 節に載せた。

第3章 ^{16}B のエネルギー準位と配位

本章では ^{16}B のエネルギー準位と配位の研究について述べる。実験は 1997 年 8 月理化学研究所加速器施設で行われ、そのデータ解析を担当した。

3.1 非束縛核質量の測定

原子核の質量測定は 1910 年 J. J. Thomson が開発した質量分析器に端を発する。しかしながら、質量分析器では測定対象の原子核をイオン源で供給する必要があるため非束縛核の質量測定は不可能である。不変質量法は反応後の全放出粒子の運動量ベクトルの測定により分解前の粒子の質量を測定できるため、非束縛核への応用が可能である。[16] [17] [18]

非束縛核の質量測定法には不変質量法の他に核反応を用いた質量欠損法がある。X(A, B)Y 反応において B が非束縛核である場合、粒子 A, X, Y の質量が既知で、(X は実験室系で静止しているので) A, Y の運動量ベクトルを測定できれば X の質量を求めることができる。不安定核ビームを質量欠損法に適用する場合、入射粒子 (A) の運動量ベクトルを測定する必要があり、さらに反跳した標的核 (Y) を測定するために広いアクセプタンスを持つ検出器が必要である。また分解能は入射粒子の全エネルギーでスケールされるため ($A \sim 10$ の領域でおよそ 1 GeV)、 $\Delta E_{\text{rel}} = 1 \text{ MeV}$ (10^{-4}) の精度をだすのも困難である。一方、不変質量法は前章で示した通り、分解能が $\sqrt{E/A}$ に比例しており 1 MeV の分解能は 10^{-2} の精度で得られる。したがって、不変質量法は質量欠損法と比べ有利な手法となっている。

3.2 非束縛核の形成

二次ビームとして得られた ^{17}B を標的に入射すると、 ^{17}B はエネルギーを受取り分解反応が起きる。 ^{17}B は中性子ハロー核であり、 ^{15}B のコアのまわりにハローを構成する二つの中性子が薄い密度で半径方向に広がっている。通常の原子核と比べて、ハローを構成する中性子の束縛エネルギーは小さいことが知られており、分解反応断面積は中性子ハロー部が大きく寄与していると考えられる。したがって、最も生成されやすい破断片の組み合わせは $^{15}\text{B} + xn$ であると予想される。

標的核に炭素などの Z の小さい原子核を用いると反応は核力によるものが主となる。その中でも特に、ハローを構成する二つの中性子のうち一つが核力により引き剥がされる 1 中性子ストリップ反応の断面積が大きくなる。1 中性子ストリップ反応により ^{17}B から中性子が引き剥がされると ^{16}B が生成される。 ^{16}B は非束縛であるためただちに分解し、 ^{15}B と中性子が放出される (図 3.1)。これら放出粒子の運動量ベクトルとエネルギーを測定することで不変質量を組み、 ^{16}B の質量を測定することができる。

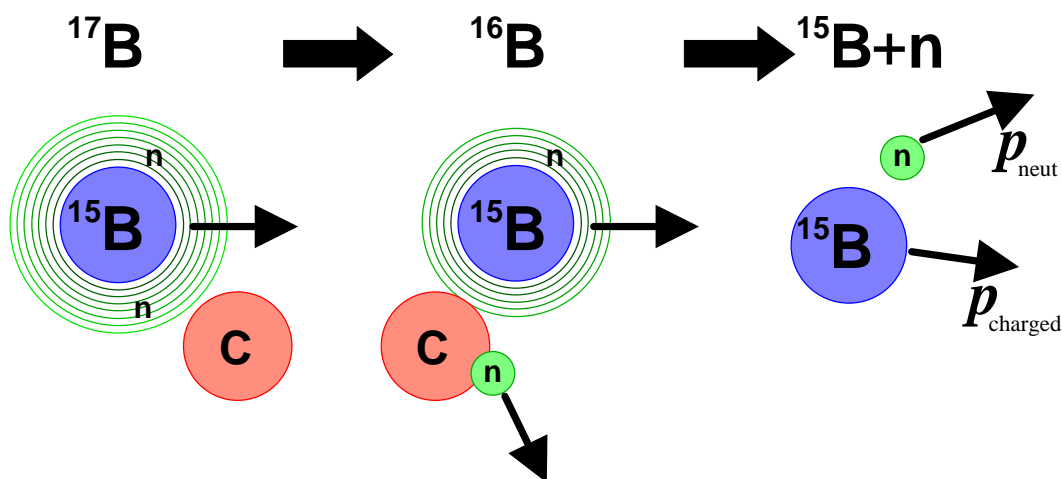


図 3.1: 1 中性子ストリップ反応。 ^{17}B から 1 中性子を引き剥がされて ^{16}B が生成する。

3.3 実験の概要

3.3.1 ^{17}B の生成

実験は理化学研究所不安定核ビームライン RIPS で行われた。リングサイクロトロンで加速された、エネルギー 110 MeV/u の一次ビーム ^{22}Ne を 6 mm 厚の Be 標的に入射し、不安定核を生成した。生成された不安定核は RIPS によって分離され、二次ビームとして ^{17}B を得た。 ^{17}B はビーム強度 300 cps, ビーム純度 45%, 二次標的中心における平均エネルギー 58.3 MeV/u で二次標的に入射した。入射したビームの広がり x 方向が 6.1 mm (σ), y 方向が 8.6 mm (σ) で、運動量の広がり x 方向が 5.78 MeV/c (σ) であった。

3.3.2 二次標的

二次標的には 180 mg/cm² の炭素標的を用いた。炭素標的の中における 58.3 MeV/u の ^{17}B のエネルギー損失は 2.65 MeV/u でエネルギーストラグリングは 0.049%、クーロン多重散乱は 2.45 mrad と見積もられた。

3.3.3 検出器の配置

検出器の配置を図 3.2 に示す。これらの検出器はそれぞれが検出する粒子によって 3 つに分類される。すなわち、二次ビームを診断する検出器 (ビーム測定系)、反応で放出された荷電粒子検出器 (荷電粒子測定系) および中性子検出器 (中性子測定系) である。それぞれの検出器を用いてイベント毎の粒子識別および運動量ベクトルの測定を行った。

ビーム測定系

二次ビームの測定には RIPS の F2 焦点の下流および F3 焦点上流にそれぞれ配置されたプラスチックシンチレーター (SF2, SF3) と 4 つの多線式比例計数管 (MWPC1-4) を用いた。

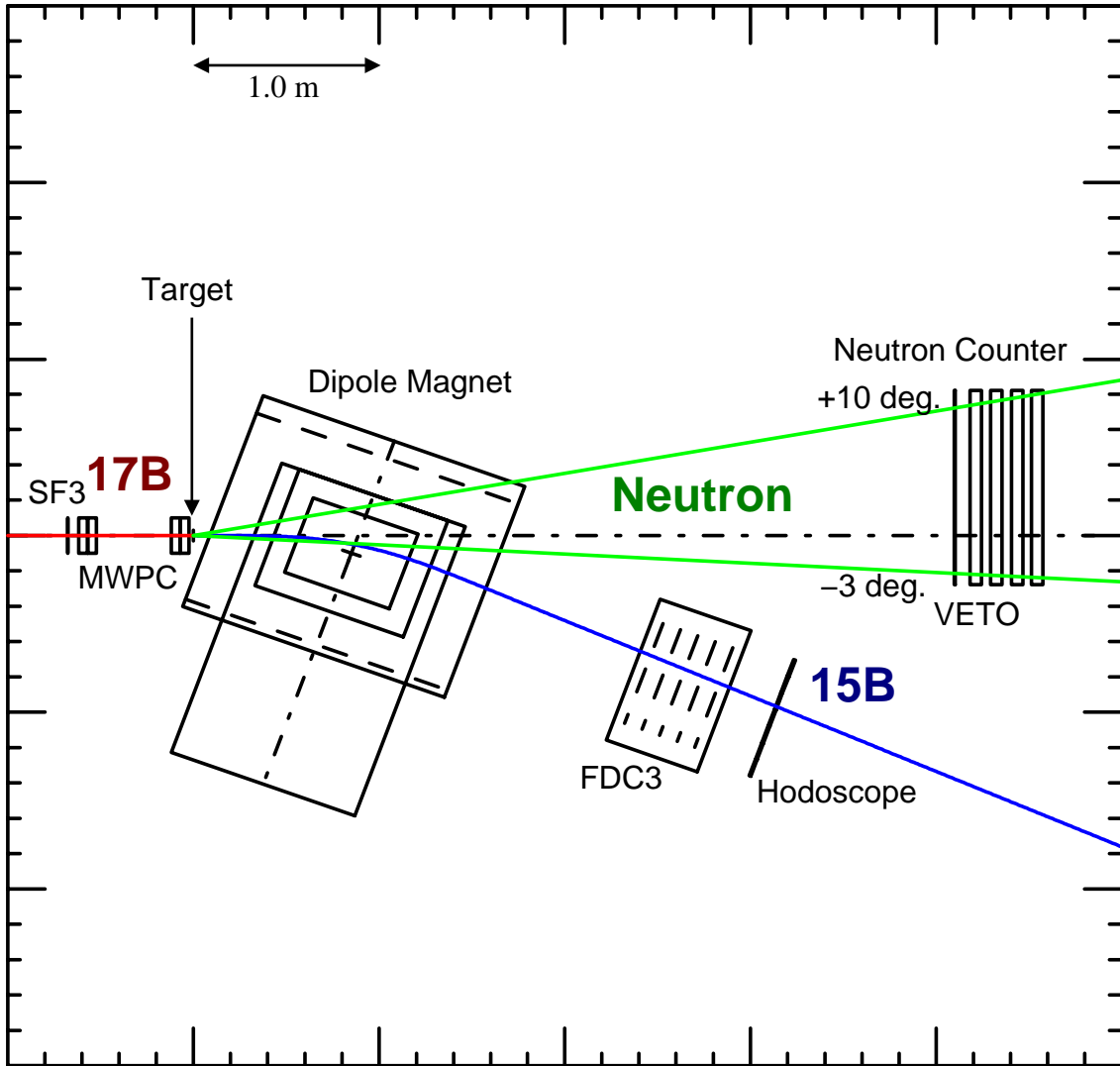


図 3.2: ^{16}B 実験の検出器の配置

不変質量法を用いる場合、原理的には入射粒子の運動量ベクトルを測定する必要が無い。しかしながら 1) 二次ビームの純度は 100% で無いため粒子識別を行う必要があること 2) トリガー要因としてビームのタイミングを用いること 3) 反応粒子の運動量の解析のため、標的上での位置と運動量ベクトルの情報を利用すること等の理由により、二次ビームの検出器が必要である。

SF2, SF3 はそれぞれ厚さ 1 mm, 面積 $80 \times 80 \text{ mm}^2$ で、SF3 は標的の上流 675 mm に、SF2 は SF3 の上流 5152 mm に配置された。それぞれから波高 ($\propto \Delta E$) と時間 (T) を読み出し、双方の時間情報と SF3 の波高をトリガー要因に用いた。

MWPC1,2 は二次標的の上流 594 mm, 546 mm、MWPC3,4 は二次標的の上流 96 mm, 48 mm に配置された。MWPC1,2 は 96×96 本、MWPC3,4 は 64×64 本ずつの垂直・水平方向のワイヤーが張られており、ワイヤー間隔は 1 mm である。ワイヤーから信号を読み出すことで各面においてビームが通過した位置を読み出すことができる。位置分解能はワイヤーの間隔から $\sigma = 0.29 \text{ mm} (= 1 \text{ mm} / \sqrt{12})$ と得られる。読み出される位置はワイヤーの位置に対応した離散的な値となるため、観測された位置情報からビームが通過した直線を最小自乗法によって求めた。

荷電粒子測定系

荷電粒子の測定には磁気スペクトロメーターを用いる。磁気スペクトロメーターは双極子磁石、ドリフトチェンバー (FDC3)、ホドスコープ (HOD) から構成される。FDC3 と HOD は双極子磁石に平行に配置されており、磁極の中心を軸としてそれぞれビームの進行方向軸に対して右向きに 20° 傾けられている。双極子磁石の磁極中心は標的より 847 mm 下流、ビームの進行方向より 100 mm 右に位置する。双極子磁石は磁極中心における磁場が約 15 kGauss となるよう設定され、その磁場分布はあらかじめ詳細に測定されている。磁場分布は後述する荷電粒子のトレースで利用する。

FDC3 は双極子磁石の磁極中心より 1602 mm 下流に配置された。FDC3 は水平方向の位置を検出するワイヤーが 5 面、垂直方向の位置を検出するワイヤーが 4 面あり、各面 40 mm 間隔で構成されている。それぞれのワイヤー間隔は 100 mm である。各面で読み出された位置情報から最小自乗法で粒子の軌跡を求める。

HOD は 7 本のプラスチックシンチレーターから構成される。それぞれのシンチレーターは厚さ 10 mm, 面積 $100 \times 800 \text{ mm}^2$ で、上下に接続された光電子増倍管で波高と時間情報を読み出す。

中性子測定系

中性子の測定にはプラスチックシンチレーターからなる中性子ホドスコープ (SNEUT) を用いた。SNEUT は 4 面あり、それぞれ二次標的の下流 4212 mm, 4323 mm, 4436 mm, 4452 mm に配置された。1 面は 16 本のシンチレータで構成され、1 本のシンチレータは $60 \times 60 \times 1080 \text{ mm}^3$ の大きさである。各面の有効面積は $1.08(\text{W}) \times 0.86(\text{H}) \text{ m}^2$ で、有効角は水平方向 $-3.7^\circ - +10.8^\circ$, 垂直方向 $-6.0^\circ - +5.6^\circ$ であった。

SNEUT に入射した中性子はシンチレータ中の陽子と弾性散乱する。この反跳陽子の発するシンチレーション光の波高と時間情報を左右に取りつけられた光電子増倍管で読み出すことで中性子の検出を行う。一方、 $^{12}\text{C}(n, pn)^{11}\text{B}^*$ 反応などの分解反応も重要な反応チャ

ンネルであると指摘されている [19]。中性子検出の情報はトリガー要因に用いる。

また、SNEUT に荷電粒子が入射するイベントをバックグラウンドとして区別するために、SNEUT の上流に VETO カウンターを配置した。VETO カウンターはプラスチックシンチレータからなり、1 本の厚さが 5 mm, 面積 100 × 1000 mm である。VETO カウンターは SNEUT と比べ十分薄いので、中性子は検出されず荷電粒子のみが検出されると仮定できる。VETO カウンターは SNEUT の有効角を覆うよう 10 本が配置された。

3.3.4 トリガー

データはイベント毎に収集される。図 3.3 にトリガー回路を示す。イベントトリガー条件 (TRIG) は以下のように決められる。

$$\begin{aligned} \text{BEAM} &= (\text{SF2} \cap (\text{SF3} \cap \text{SF3Z})) \\ \text{NEUT} &= (\text{SN1} \cup \text{SN2} \cup \text{SN3} \cup \text{SN4}) \cap \text{BEAM} \\ \text{D.S.-BEAM} &= \text{BEAM}/n \quad (n \text{ は down scale factor}) \\ \text{TRIG} &= (\text{D.S.-BEAM} \cap \overline{\text{ComputerVeto}}) \cap \text{NEUT} \cap \text{BEAM} \end{aligned}$$

それぞれの記号の意味は以下の通りである。

SF2 : SF2 でビームが検出された

SF3 : SF3 でビームが検出された

SF3Z : SF3 で特定の波高が検出された

SN1-4 : 中性子ホドスコープ 1-4 面で中性子が検出された

ComputerVeto : コンピュータがデータを取り込み中である

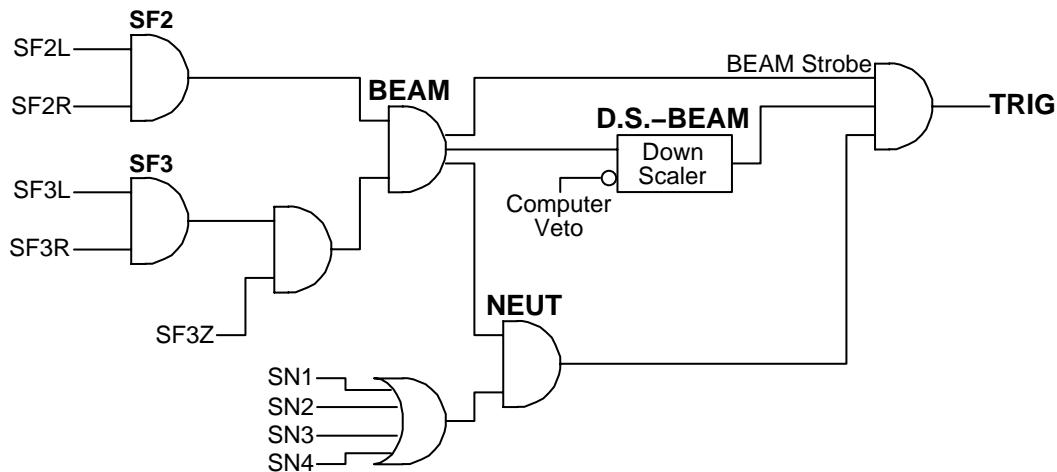


図 3.3: トリガー回路

3.3.5 アクセプタンス

アクセプタンスは相対エネルギー E_{rel} の関数として求まる。標的で $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ に分解した反応についてモンテカルロシミュレーションを行った結果を図 3.4 に示す。アクセプタンスは主に中性子測定系によって決まる。

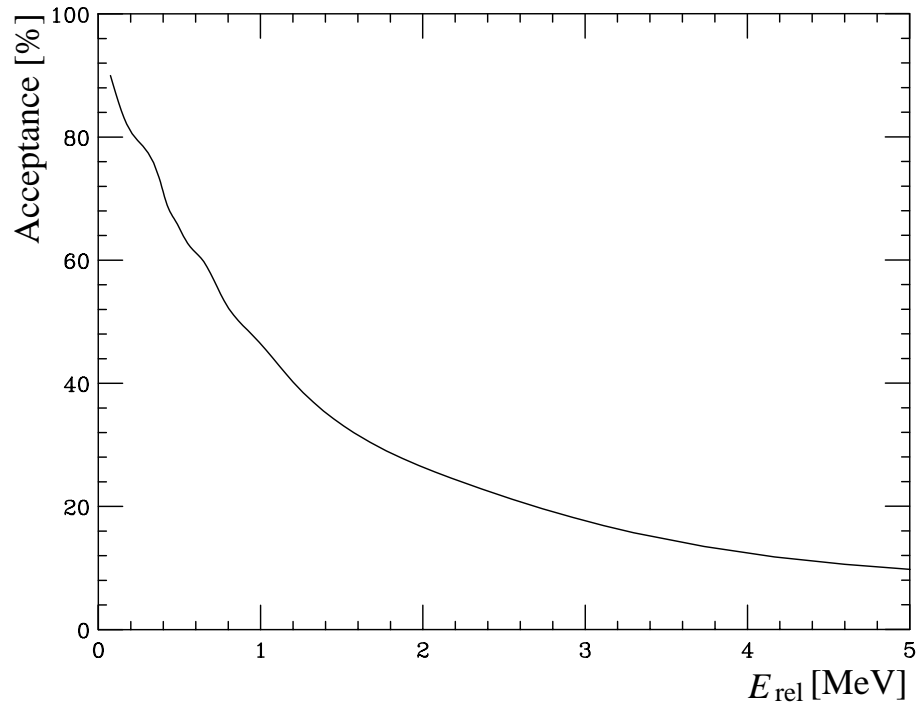


図 3.4: モンテカルロシミュレーションで求めた放出粒子 ($^{15}\text{B} + n$) のアクセプタンス

3.4 解析

3.4.1 二次ビーム測定系

二次ビームはRIPSによって A/Z , $A^{2.5}/Z^{1.5}$ の二種類の選択によって分離されるが、それぞれの値が近い核種が混じるため一般に純度は100%でない。したがって解析ではイベント毎に粒子を識別する必要がある。シンチレータ中のエネルギー損失が異なることから Z を分離し、さらにTOFと $B\rho$ 設定の関係から粒子識別を行う。すなわち、SF3の波高とSF2-SF3間のTOF (Time of Flight) を利用して二次ビームの核種を識別する。

二次ビームの運動量ベクトルはSF2-SF3のTOFとMWPCの情報から測定される。 ^{17}B , 58.3 MeV/uのTOFは51 nsである。TOFの測定誤差は67 ps (σ)であったので、運動量のビーム軸方向成分の測定誤差は0.13% (σ)であった。MWPCはワイヤー間隔から位置分解能が決まり、0.29 mm (σ)である。位置分解能とMWPC1-4の間隔から角度分解能を見積ることができ、その値は0.58 mrad (σ)である。以上から、二次ビームの運動量分解能は核子当たり、ビーム軸成分が $\sigma_{\parallel} = 0.44 \text{ MeV}/c$ 、ビーム軸に垂直成分が $\sigma_{\perp} = 0.19 \text{ MeV}/c$ であることがわかった。

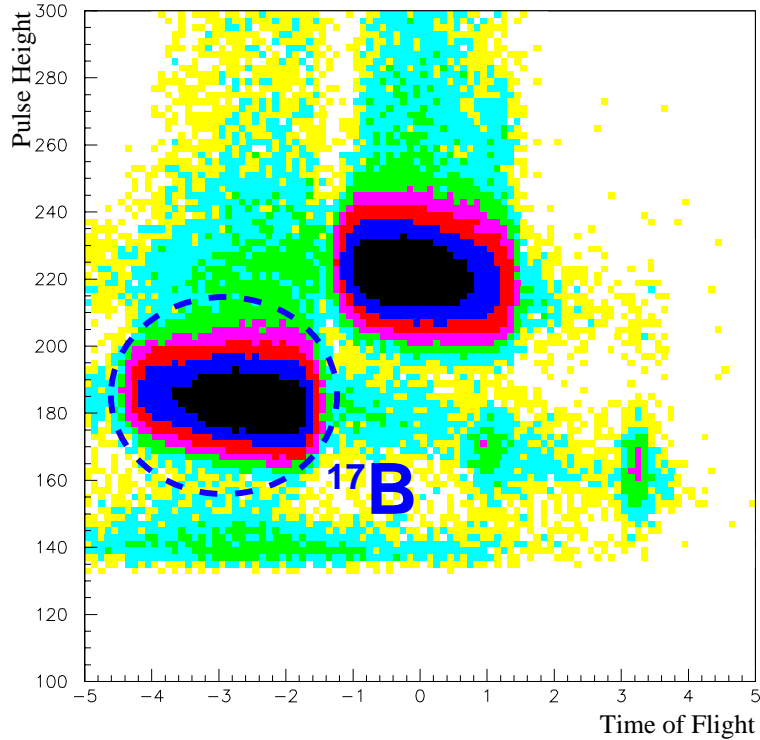


図 3.5: 二次ビームの粒子識別 (解析の都合上 TOF の値は実際の値と異なる)

3.4.2 荷電粒子測定系

標的から放出される荷電粒子には、主チャンネルの反応により放出される ^{15}B の他に、反応を起こさなかったビームや別のチャンネルに反応した粒子が含まれる。これらの中から目的の核種を選ぶため、イベント毎に放出粒子の Z と A を識別する必要がある。さらに識別された粒子についてその磁場中の粒子の運動を逆トレースし運動量ベクトルを求める。

Z の識別

Bethe-Bloch の式より $E/A \approx 50 \text{ MeV}$ 領域での物質中のエネルギー損失は次の式で近似される。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}. \quad (3.1)$$

ここで、 ΔE は HOD のシンチレーター中の発光量に比例すると考えると、HOD の波高と標的—HOD 間の速度 v を測定することで Z を識別できる。(3.1) を変形すると

$$Z \propto \sqrt{\Delta E \cdot v^2} \quad (3.2)$$

という関係で表すことができる。実際には Z とシンチレーター中の発光量は比例しないが、図 3.6 のように Z で分離されていることが分かる。 Z の分解能は図 3.7 より、 $Z = 5$ のピークの幅 σ_Z と $Z = 5$ と $Z = 4$ のピークの間隔 ΔZ で表され、 $\Delta Z/\sigma_Z = 12.4$ であることがわかった。

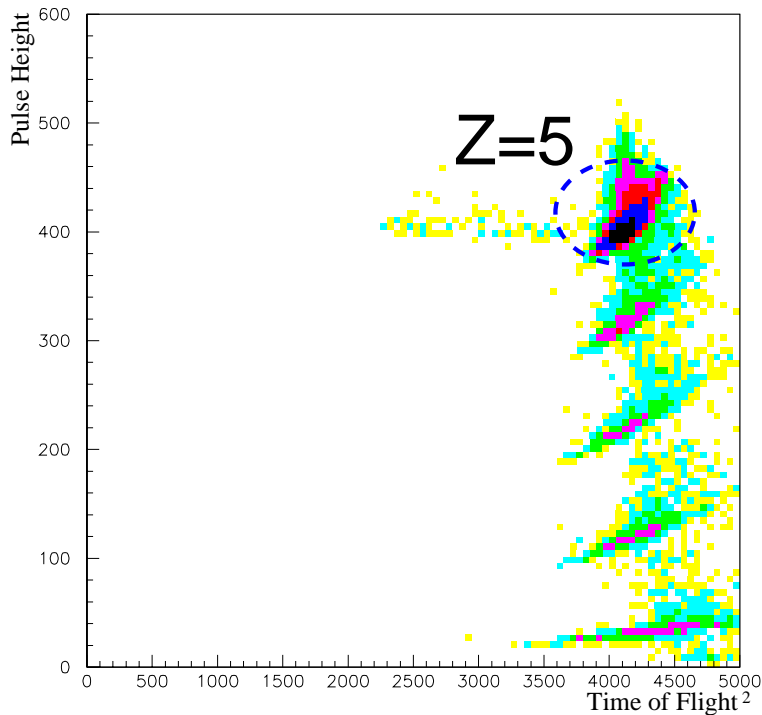


図 3.6: Hodoscope の TOF vs 波高 プロット

A の識別

磁場中の粒子の運動は式(6.3)と同様、磁気硬度 $B\rho$ 、質量数 A 、電荷 Z 、速度 v から次の式で表される。

$$B\rho = \frac{A}{Z}v. \quad (3.3)$$

ここで v は HOD で測定されており、 Z は識別済みである。よって $B\rho$ 、すなわち粒子の軌跡を測定すれば A を識別できる。FDC3 によって測定された軌跡から図 3.8 のように質量数を識別した。 A の分解能は $\Delta A/\sigma_A = 2.61$ であった。また、FDC3 に $Z = 5$ 粒子が入射した全イベントに対する測定効率は 86% であった。

運動量ベクトルの測定

運動量ベクトルは次のようにして測定する。

1. 標的-HOD の TOF から測定された運動量の大きさ、および FDC3 で測定された粒子の軌跡から、FDC3 上の運動量ベクトルを求める。
2. FDC3 での運動量ベクトルと双極子磁石の磁場分布を用いて 1 cm 刻みで粒子の逆トレースを行い、標的上の位置を求める。
3. MWPC で得られた標的上の位置と比較し測定誤差範囲内であれば、粒子の軌跡から標的上の運動量ベクトルを決める。測定誤差から外れていれば FDC3 での運動量ベクトルを微調整し 2 からやりなおす。

運動量ベクトルの誤差は標的無しでスペクトロメーターにビームを通すことで見積もることができる。ビーム測定系で測定された運動量ベクトル \vec{p}_{beam} と荷電粒子測定系で測定された運動量ベクトル \vec{p}_{charged} からイベント毎に $\Delta\vec{p} = \vec{p}_{\text{beam}} - \vec{p}_{\text{charged}}$ を求め、図 3.9 にヒストグラムを描く。水平方向、鉛直方向、ビーム軸方向それぞれを x, y, z としたとき、

$$\sigma(\Delta p_x) = 17.4 \text{ MeV}/c, \quad (0.305\%) \quad (3.4a)$$

$$\sigma(\Delta p_y) = 16.7 \text{ MeV}/c, \quad (0.293\%) \quad (3.4b)$$

$$\sigma(\Delta p_z) = 21.6 \text{ MeV}/c, \quad (0.378\%) \quad (3.4c)$$

であった。ここで相対精度は全運動量に対するものである。なお、この値はビーム測定系の精度も含んでいるが、荷電粒子測定系の精度と比べビーム測定系の精度は十分に良いので、(3.4) が荷電粒子測定系の精度となる。

3.4.3 中性子測定系

中性子は 0° 方向に配置された SNEUT で運動量ベクトルを測定する。VETO カウンターで荷電粒子が検出されないという条件の下で、標的-SNEUT の TOF と中性子の検出位置から運動量ベクトルを求める。

TOF の測定精度は主にシンチレーターの厚さ (60 mm) と飛程 (平均 4380 mm) によって決まり、その値は 0.40% (σ) である。検出位置の精度は、垂直方向はシンチレーターの大

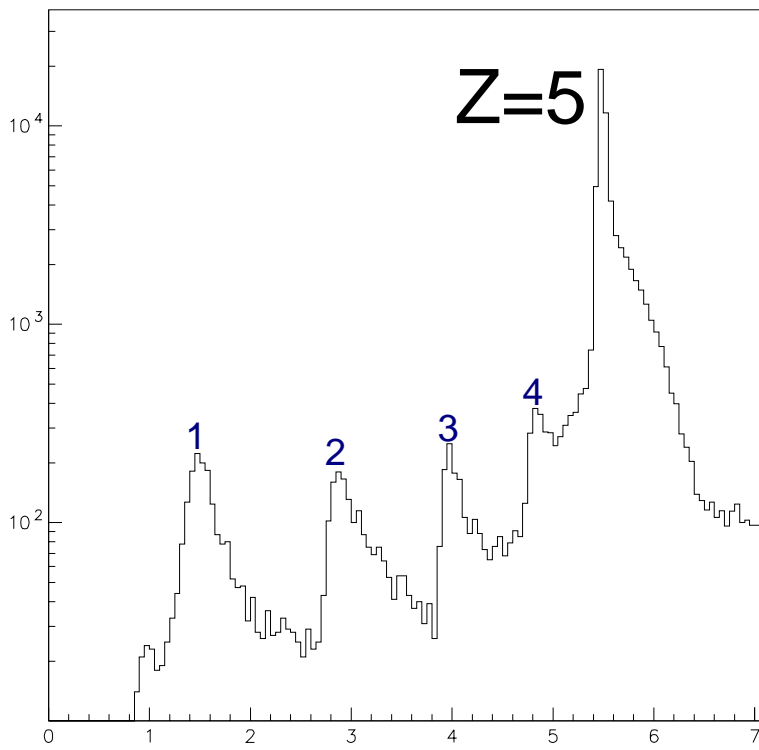


図 3.7: 放出粒子の粒子識別 (Z)

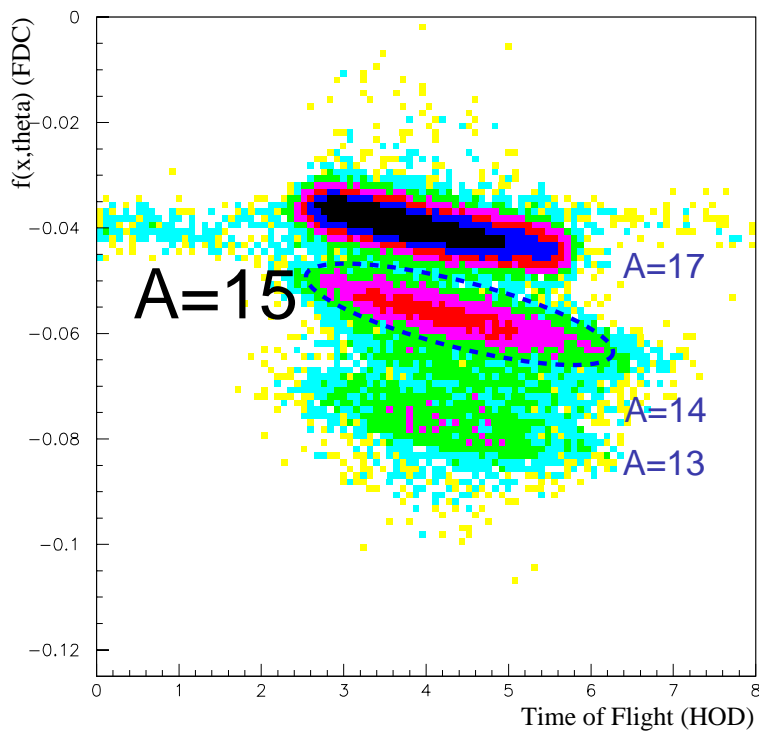


図 3.8: 放出粒子の粒子識別 (A)

高さ 60 mm (H) で決まり、17 mm (σ) (3.9 mrad (σ)) である。水平方向はシンチレーターの左右に取りつけられた光電子増倍管がシンチレーション光を検出した時間差から求められ、30 mm (σ) (6.9 mrad (σ)) であった。以上よりビームラインに対して垂直成分の運動量ベクトルの測定精度は $\sigma_{\perp} = 2.6 \text{ MeV}/c$ ($\Delta p/p = 0.79\%$) と求められた。

SNEUT のエネルギー閾値は 8.0 MeVee (MeVee = 電子等価 MeV) に合わせた。このときの中性子の検出効率は SNEUT 1 面につき 5.0%、4 面で 18.6% と得られた。これは ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応を利用して求められている [20] [21]。

3.4.4 バックグラウンド

実験で得られたデータには ^{17}B が標的以外の物質で反応が起きているものも含まれる。このバックグラウンドを補正するために標的無しでデータを収集し、炭素標的から得られたスペクトルより標的無しから得られたスペクトルを差し引く。その際、標的に入射した ^{17}B のイベント数で規格化を行う。

3.4.5 相対エネルギー分解能

1 中性子ストリップ反応により生成される ^{16}B は標的に入射する ^{17}B と速度が変わらな
いと仮定した。式(2.3)より相対エネルギー分解能は $\Delta E_{\text{rel}} = \sqrt{0.25 E_{\text{rel}}}$ と得られた。相対
エネルギーとエネルギー分解能の関係は図 3.10 に示した。

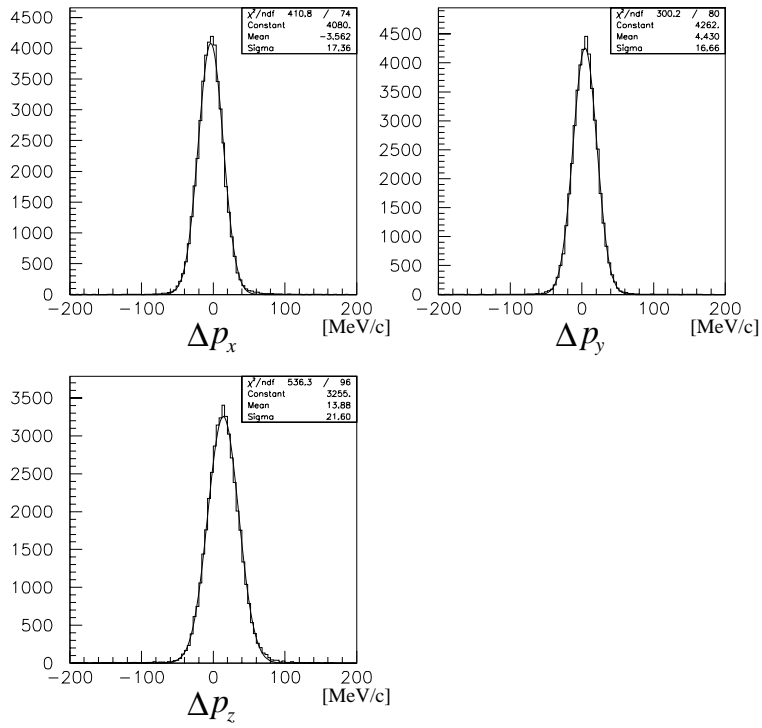


図 3.9: 荷電粒子の運動量ベクトルの精度 ($\Delta \vec{p} = \vec{p}_{\text{beam}} - \vec{p}_{\text{charged}}$)

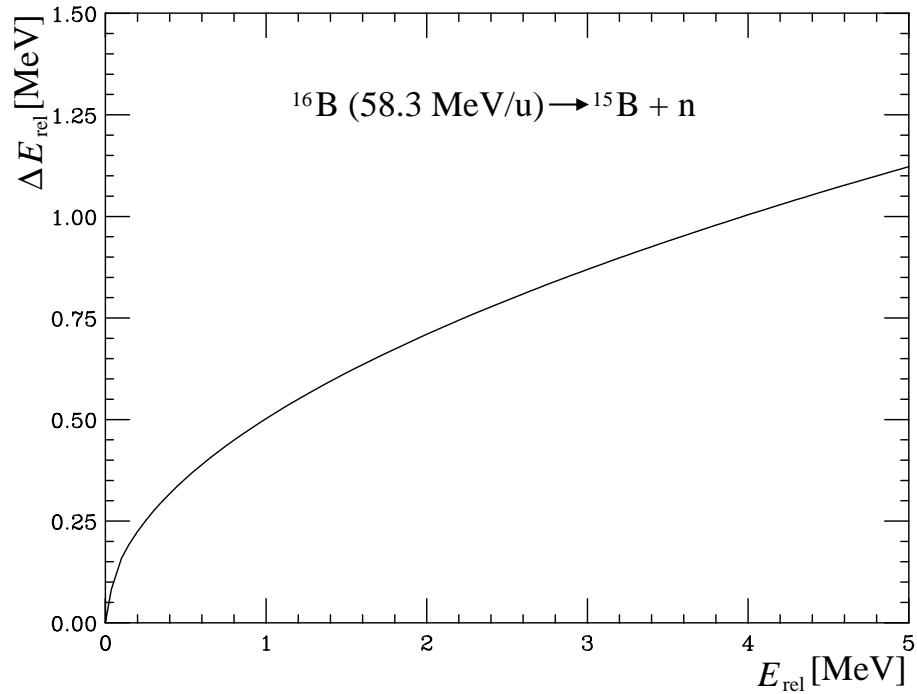


図 3.10: $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ 反応の相対エネルギー分解能

3.5 結果と議論

本研究で1中性子ストリップ反応 $^{17}\text{B} - n \rightarrow ^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ を仮定しているが、非弾性散乱 $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + 2n$ の反応チャンネルも存在しうる。しかしながら、1中性子検出イベント(検出効率補正前で約5800イベント)と比べ2中性子を同時検出したイベントは少ない(同数10イベント)ため、非弾性散乱は無視し得るほど少ないと仮定した。

3.5.1 相対エネルギースペクトル

測定された ^{15}B と中性子の運動量ベクトルから不変質量を組み、相対エネルギースペクトルを導出した。バックグラウンドおよびアクセプタンス補正を行ったスペクトルを図3.11に示した。このスペクトルよりおよそ100 keVにピークが見いだされた。この結果は文献[22]により報告されている値 $E_{\text{rel}} = 0.04(6)$ MeV とほぼ一致した。得られたスペクトルの形から価中性子の配位を決めることができる。配位の決定については3.5.2節で述べる。

3.5.2 価中性子の配位

殻模型によれば ^{16}B の価中性子は d 軌道に配位されると予測される。 d 軌道と仮定すると、角運動量量子数が $l = 2$ となるため遠心力ポテンシャルの影響を大きく受け、中性子ハローが発達するとは考えにくい。中性子過剰領域では殻構造が変化する例が報告されており、特にハロー核については s 軌道と d 軌道が逆転する可能性が指摘されている[23]。以上の理由により、価中性子が s 軌道もしくは d 軌道を占めると仮定し、次のように解析を行った[24]。

s 軌道

価中性子が s 軌道を占める場合、角運動量量子数が $l = 0$ となるため遠心力ポテンシャルを感じず、共鳴状態を経ずに分解すると仮定した。 $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ の断面積は始状態と終状態の重ね合わせ積分で表される。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{rel}}} = \left| \int d^3r \psi_k^*(r) \Psi_0(r) \right|^2 k. \quad (3.5)$$

分解前の ^{16}B の始状態は r を相対位置として次の式で表される。

$$\Psi_0(r', r) \propto \frac{\exp(-\alpha r)}{r}. \quad (3.6)$$

α は ^{17}B から1中性子ストリップ反応で ^{16}B が生成されたときの状態で決まる量である。 ^{15}B と中性子の相対位置 r と相対運動量 $k = \sqrt{2\mu E_{\text{rel}}}$ (μ は換算質量) から、終状態は次の式で表される。

$$\psi_k(r) = \frac{\sin(kr + \delta)}{kr}. \quad (3.7)$$

ただし δ は位相のずれで、

$$\delta = -ak + o(k^3) \quad (3.8)$$

であり、 a は散乱径を表す。ポテンシャルの形が引力のとき、散乱径が正の値ならば束縛、負の値ならば非束縛状態を表す。

式(3.5)を用いて、相対エネルギースペクトルのフィッティングを行った。自由パラメータは s 軌道の場合 α, a の二つである。その結果、 $\alpha = 18.4 \pm 1.4 \text{ MeV}/c, a = -0.029 \pm 49 \text{ fm}$ を得た。フィッティングの結果は図 3.11 に重ねて表してある。

d 軌道

価中性子が d 軌道を占める場合、遠心力ポテンシャルの影響を受けるため共鳴状態を構成すると仮定した。その場合の断面積は Breit-Wigner の共鳴公式で表される。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{rel}}} \sim \frac{\Gamma_l}{(E_{\text{rel}} - E_{\text{reso}})^2 + \Gamma_l^2/4}, \quad (3.9)$$

E_{reso} は共鳴エネルギー、 Γ_l は共鳴幅である。共鳴幅は透過能 P_l と換算幅 γ で表される。

$$\Gamma_l = 2P_l \gamma^2. \quad (3.10)$$

透過能は軌道によって決まり d 軌道 ($l = 2$) の場合、

$$P_{l=2}(kR) = \frac{(kR)^5}{9 + 3(kR)^2 + (kR)^4} \quad (3.11)$$

である。

式(3.9)を用いて、相対エネルギースペクトルのフィッティングを行った。自由パラメータは $E_{\text{reso}}, R, \gamma$ の三つである。共鳴幅 Γ が広がれば実験結果を再現することができるが、スペクトルの裾が $E_{\text{rel}} < 0$ (束縛状態) に入るため、 ^{16}B が非束縛核であるという事実とそぐわない。以上より d 軌道の場合、実験結果を再現するフィッティングを行うことができなかった。図 3.11 には $E_{\text{reso}} = 0.1 \text{ MeV}, R = 1.4 \times A^{1/3} \text{ fm} (A=16), \gamma = 1.8$ としたときの結果を表してある。

以上の結果より ^{16}B の価中性子は s 軌道が支配的であると示唆された。相対エネルギーは 100 keV 付近にピークが見られ、 ^{16}B の質量が束縛閾値のすぐ上であることを意味する。フィッティングパラメータの誤差が大きい、統計量が足りないのが主要因である。

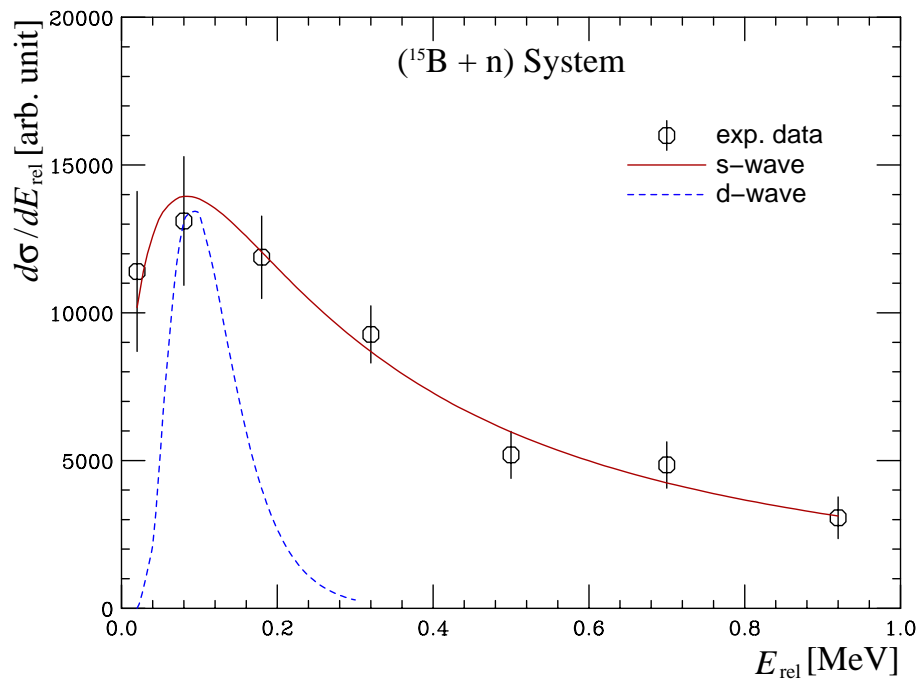


図 3.11: ($^{15}\text{B} + n$) 系の相対エネルギースペクトルとそのフィッティング。データ点の間隔はエネルギー分解能を考慮している。

第4章 ^{17}B の分解反応

本章では2001年9月、実験装置の改良を行い理化学研究所で行われた ^{17}B の分解反応実験について、現在までの解析と反応チャンネル毎の断面積の測定結果について述べる。

4.1 実験の概要

4.1.1 実験の目的

本研究では ^{17}B の分解反応により放出される ^{15}B と2中性子および γ 線の同時測定を行う。ここでは ^{12}C と ^{208}Pb 標的を用い、核力分解反応、クーロン分解反応の両方を研究する。本研究の目的は次の二つである。

1. ^{17}B の基底状態での構造を明らかにすること
第3章で述べた ^{16}B 構造の配位を確認し、さらに $^{13}\text{B} + 4n$, $^{11}\text{B} + ^6\text{He}$ 分離チャンネルを測定し、そのクラスター構造を明らかにする。
2. ^{17}B の励起状態の解明
クーロン分解でソフトE1励起の存在を調べる。また核力分解における非弾性チャンネルから ^{17}B の共鳴準位を研究することを目的とする。

これまでの解析では、核力、クーロン分解反応における ^{12}B , ^{13}B , ^{14}B , ^{15}B への分解藩王断面積を求めており、 ^{17}B のクラスター構造との関係を議論する。

4.1.2 実験の改良点

前回の実験セットアップに以下のような改良を行った。

1. ^{17}B ビーム量および純度の向上。(それぞれ前回の約2倍)
2. 2中性子の同時測定イベントの収量をあげるため、中性子検出器のアクセプタンスの向上を図った。
3. 分解粒子 ^{15}B が終状態で基底状態、励起状態のどちらであるかを確かめること。 γ 線の同時測定を行った。(第3章の実験では ^{15}B の終状態が基底状態であると仮定した)
4. 実験全体のS/N比をあげるため、バックグラウンドの主要因であると考えられるビームライン上の物質を減らした。

これらの内容については4.1.4節中で述べる。

4.1.3 ^{17}B の生成と二次標的

理化学研究所不安定核ビームライン RIPS で実験を行った。サイクロトロンから得られたエネルギー 110 MeV/u の ^{22}Ne 一次ビームを 6 mm 厚の Be 標的に入射し不安定核を生成した。不安定核は RIPS で分離され、二次ビームとして得られた ^{17}B はビーム強度 700 cps、ビーム純度 81%、平均エネルギー 75.0 MeV/u で二次標的に入射した。二次標的には 377 mg/cm^2 の炭素標的と 346 mg/cm^2 の鉛標的を用いた。また、標的以外で起きる反応を見積もるため、標的なしの状態でもデータ収集を行った。 ^{17}B は、炭素標的の中で平均 4.59 MeV/u のエネルギー損失をし、エネルギーの広がり は 0.17%、multiple scattering は 2.03 mrad と計算された。同様に鉛標的の中ではエネルギー損失平均 2.20 MeV/u、エネルギーの広がり は 0.15%、multiple scattering は 5.44 mrad と計算された。

4.1.4 検出器の配置

本実験の検出器の配置を図 4.1 に示す。3.3.3 節で示した前回のセットアップと同様、ビーム測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系の三つに加え、 γ 線測定系がある。

ビーム測定系

二次ビームの測定には RIPS の F2 焦点の下流に配置されたプラスチックシンチレーター (SF2) と、2 つの PPAC (Parallel-plate Avalanche counter) を用い、これらの検出器に加えてサイクロトロンの加速タイミング (RF) を利用した。

SF2 は厚さ 1 mm、面積 $80 \times 80\text{ mm}^2$ で、SF2-二次標的の距離は 5528 mm である。SF2 は波高と時間情報を読み出し、トリガー要因に用いた。

PPAC は Delay-line 読み出し型 [25] で、左右、上下からの読み出し時間差から位置を決める。カソード電極がストリップ状にアルミ蒸着されており、ストリップの幅は 2.4 mm、ストリップ同士の間隔は 0.15 mm である。有効面積は $100 \times 100\text{ mm}^2$ で、上下および左右の位置を測定する二つのカソード電極がアノード電極に対しそれぞれ上流・下流に 4 mm の間隔で配置されている。PPAC は二次標的の上流 680 mm (PPAC-F3a)、380 mm (PPAC-F3b) に配置され、ビームが通過した軌跡から二次標的上での位置を求める。

前回の実験セットアップにおいて SF3 で測定していたタイミングの代わりに RF を使った。RF は一次標的上のタイミングとみなすことができるため、一次標的-SF2 の TOF を測定することで二次ビームのエネルギーを求めることが可能である。TOF と SF2 の波高から二次ビームの粒子識別を行った。

SF3 を取り除き MWPC を PPAC に置き換えることによって、F3 焦点付近の物質量は前回の実験と比べて $1/3$ の約 100 mg/cm^2 に減らすことができた。

荷電粒子測定系

荷電粒子の測定には磁気スペクトロメーターを用いる。磁気スペクトロメーターは双極子磁石、2 つのドリフトチェンバー (FDC1, FDC3)、ホドスコープ (HOD) から構成される。FDC3 と HOD は双極子磁石に平行に配置され、磁極の中心を軸として右向きに 20° 傾けられている。磁極の中心は二次標的より 1127 mm 下流、ビーム進行方向より 100 mm 右

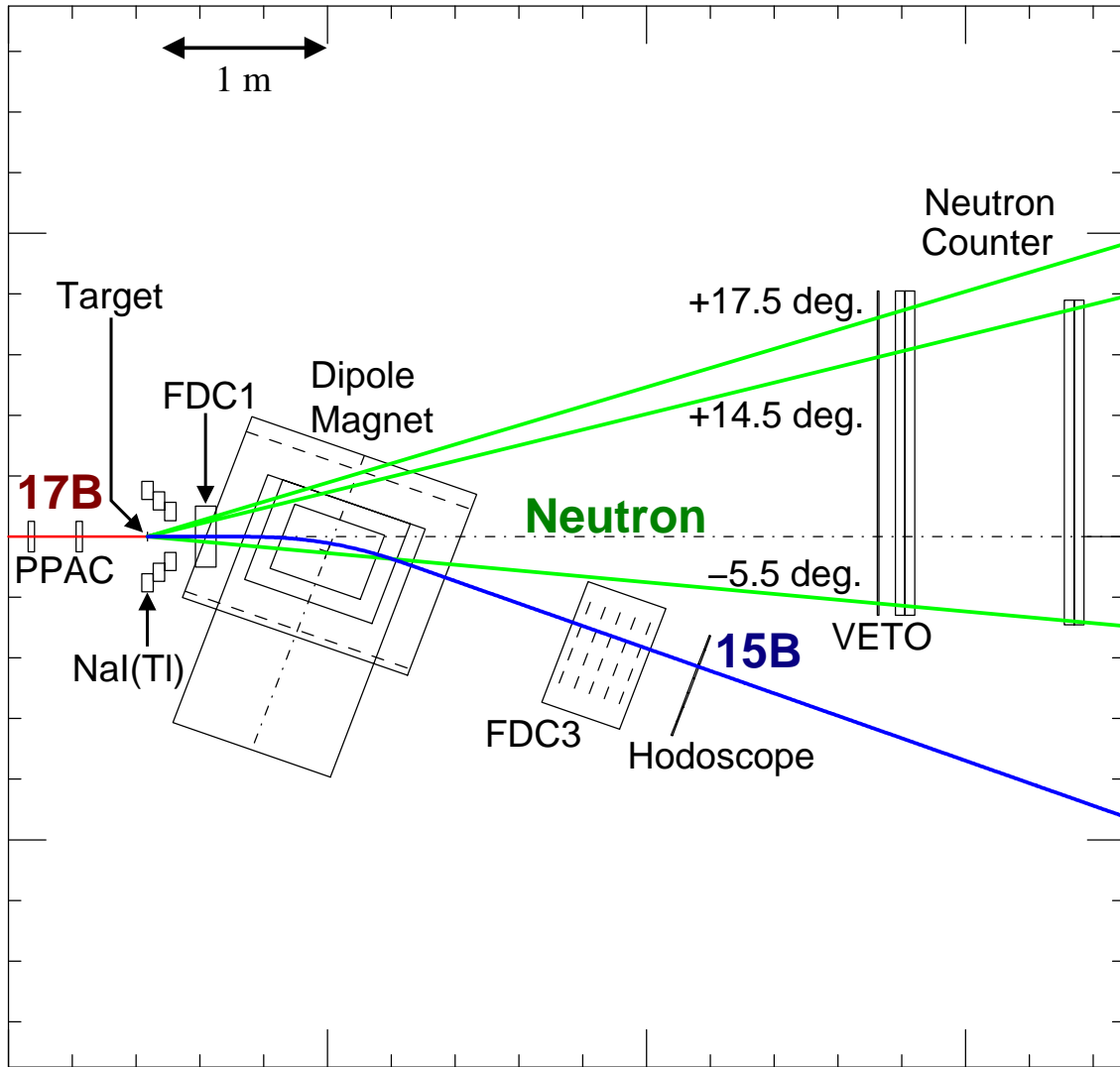


図 4.1: ^{17}B 実験の検出器の配置

に位置する。磁場は磁極中心で 15 kGauss になるように設定され、磁場分布はあらかじめ測定されている。

FDC1 は二次標的より 299 mm 下流に配置された。水平方向の位置を検出するワイヤー 4 面から構成され、各面でのワイヤー間隔は 21 mm、面同士の間隔は 10.5 mm の六角セル型である。

FDC3 は磁極中心より 1602 mm 下流、HOD は磁極中心より 2438 mm 下流に配置され、その構造は 3.3.3 節で述べたものと同じである。

中性子測定系

中性子の測定にはプラスチックシンチレーターからなる中性子ホドスコープ (LNEUT) を用いた。LNEUT は SNEUT と比べ有効面積を大きくとることができる。1 本のシンチレーターは $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ の大きさである。LNEUT は 4 面あり、2 面ずつを組として上流側の組 (Cluster-A) は 1 面が 12 本、下流側の組 (Cluster-B) は 1 面が 15 本で構成される。二次標的の下流 4687 mm (Cluster-A), 5777 mm (Cluster-B) に配置された。LNEUT の有効角は Cluster-A が水平方向で $-5.9^\circ - +18.5^\circ$ 、垂直方向で $-4.0^\circ - +4.3^\circ$ 、Cluster-B が水平方向で $-5.4^\circ - +14.8^\circ$ 垂直方向で $-4.6^\circ - +4.3^\circ$ であった。シンチレーターの左右に取りつけた光電子増倍管でシンチレーション光を読み出すことにより、波高と時間情報を測定する。また、LNEUT はトリガー要因に用いる。

LNEUT に荷電粒子が入射するイベントを区別するため、LNEUT 上流に VETO カウンターを配置した。VETO カウンターはプラスチックシンチレーターからなり、1 本の厚さ 5–10 mm、面積 $100 \times 800 \text{ mm}^2$ である。これらのシンチレーターは LNEUT の有効角を覆うように 21 本が配置された。

γ 線測定系

陽子もしくは中性子分離エネルギー以下の励起準位にある原子核はただちに γ 線を放出して崩壊する。この γ 線を測定することにより分解反応で放出された ^{15}B の基底/励起状態を区別することができる。 γ 線の測定には NaI(Tl) シンチレーターを用いた。1 本のシンチレーターは $60 \times 60 \times 120 \text{ mm}^3$ の大きさである。シンチレーターは標的の周囲に 36 本が 3 層に分けて配置され、立体角でおよそ 6 sr を覆った。また、NaI はトリガー要因に用いる。

4.1.5 トリガー

図 4.2 にトリガー回路を示す。イベントトリガー条件 (TRIG) は以下のように決められる。

$$\begin{aligned} \text{BEAM} &= \text{SF2} \cap \text{SF2Z} \\ \text{NEUT} &= (\text{LN1} \cup \text{LN2} \cup \text{LN3} \cup \text{LN4}) \cap \text{BEAM} \\ \text{NaI} &= (\text{NaI1} \cup \text{NaI2} \cup \text{NaI3}) \cap \text{BEAM} \\ \text{D.S.-BEAM} &= \text{BEAM}/n \quad (n \text{ は down scale factor}) \\ \text{TRIG} &= (\text{D.S.-BEAM} \cup \text{NEUT} \cup \text{NaI}) \cap \overline{\text{ComputerVeto}} \cap \text{BEAM} \end{aligned}$$

それぞれの記号の意味は以下の通りである。

SF2 : SF2 でビームが検出された

SF2Z : SF2 で特定の波高が検出された

LN1-4 : 中性子ホドスコープ 1-4 面で中性子が検出された

NaI1-3 : NaI1-3 層で γ 線が検出された

ComputerVeto : コンピュータがデータを取り込み中である

イベント毎にトリガーの種類 (D.S.-BEAM, NEUT, NaI) が記録され解析時に利用する。(以後、D.S.-BEAM トリガーは BEAM トリガーと略す。)

4.1.6 アクセプタンス

アクセプタンスは相対エネルギー E_{rel} の関数として求まる。標的で $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ に分解した反応についてモンテカルロシミュレーションを行った結果を図 4.3 に示す。放出された二つの中性子に特殊な相関が無い仮定すると、二つの中性子の同時検出のアクセプタンスは図で示した中性子アクセプタンスのおよそ 2 乗とみなすことができる。

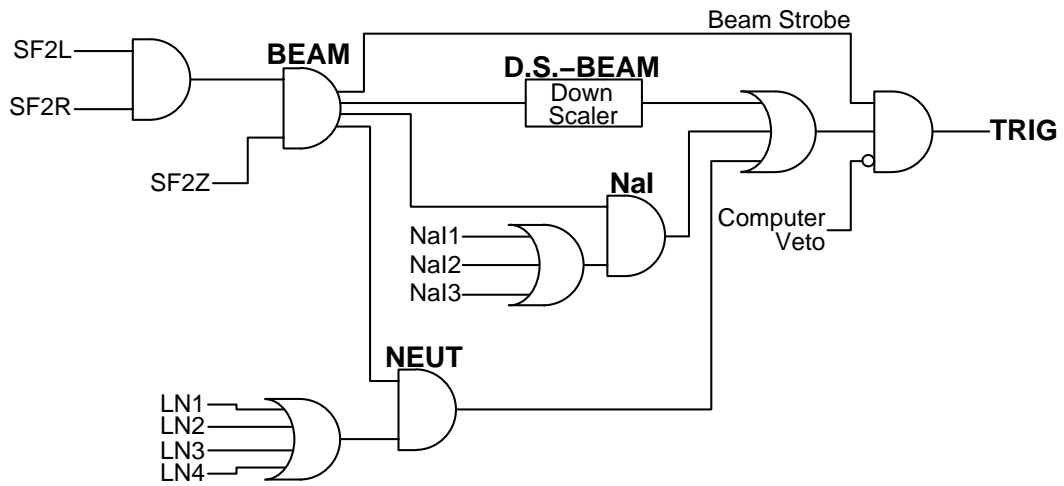


図 4.2: トリガー回路

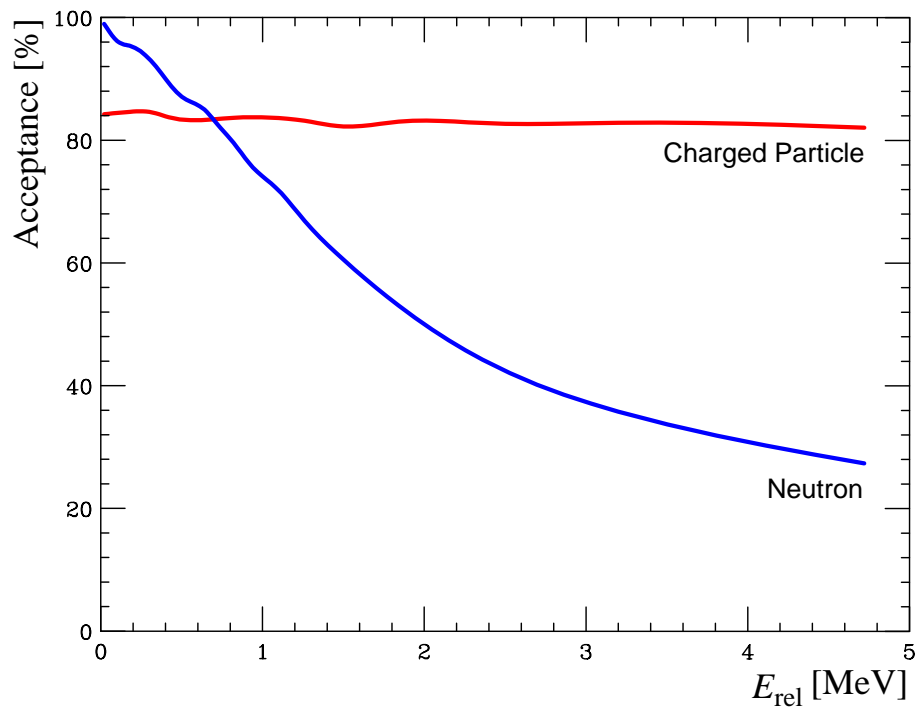


図 4.3: 放出粒子 (荷電粒子測定系および中性子測定系) のアクセプタンス

4.2 解析

4.2.1 二次ビーム測定系

一次標的 (RF)–SF2 間の TOF (Time of Flight) と SF2 の波高を利用して二次ビームの核種を区別する。RF–SF3 の時間分解能は 270 ps (σ) で、TOF との比から運動量の絶対値の分解能は 0.15% (σ) と求めた。

PPAC の位置分解能は Delay-line から読み出された時間差の分解能で決まる。1.0 mm の幅を検出できるようにして測定したデータ (図 4.5) から分解能を求める。時間分解能および位置分解能の結果は表 4.1 にまとめた。

以上より二次ビームの標的上における角度および外挿による位置分解能が得られ、結果を表 4.2 に示した。

	時間分解能 [ns] (σ)	位置分解能 [mm] (σ)
F3a <i>x</i>	1.61	1.02
F3a <i>y</i>	1.73	1.09
F3b <i>x</i>	1.20	0.77
F3b <i>y</i>	0.96	0.61

表 4.1: PPAC の時間および位置分解能

	角度分解能 [mrad] (σ)	位置分解能 [mm] (σ)
<i>x</i>	4.26	2.13
<i>y</i>	4.16	2.08

表 4.2: 二次ビームの標的上における角度および位置分解能

4.2.2 荷電粒子測定系

3.4.2 節と同様にして *Z* と *A* の識別を行った。

二次標的–HOD の TOF と HOD の波高より *Z* の識別を行った。*Z* の分解能は荷電粒子が入射した HOD の位置により値が異なり $\Delta Z/\sigma_z = 9.04 - 5.55$ であった。

FDC3 の角度分解能は約 1 mrad と求められた。*Z* = 5 の粒子が入射した全イベントに対する FDC3 の検出効率は 99.6% であった。分解反応で放出された ^{15}B 粒子に対するアクセプタンスはシミュレーションにより $E_{\text{rel}} < 1$ MeV で 84.5% と求めた。

図 4.8 4.9 4.10 にそれぞれ炭素標的、鉛標的、標的なしのときの *A* のスペクトルを示す。スペクトル中には *A* = 11 から *A* = 17 までの粒子が含まれる。各質量数毎のイベントを数え上げるため、ガウス分布を仮定して NEUT トリガーのスペクトルのフィッティングを行った。フィッティングのパラメータは付録 6.4 に示す。BEAM トリガーは NEUT トリガーで得られた中心値と幅から高さのみフィッティングを行った。

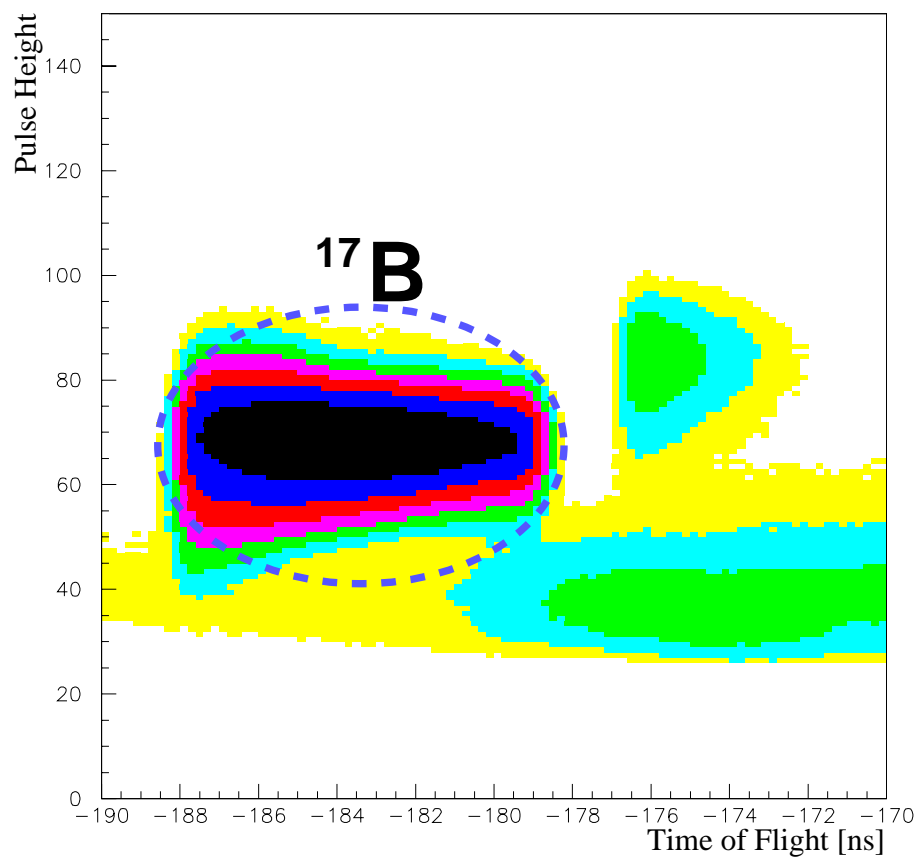


図 4.4: 二次ビームの粒子識別

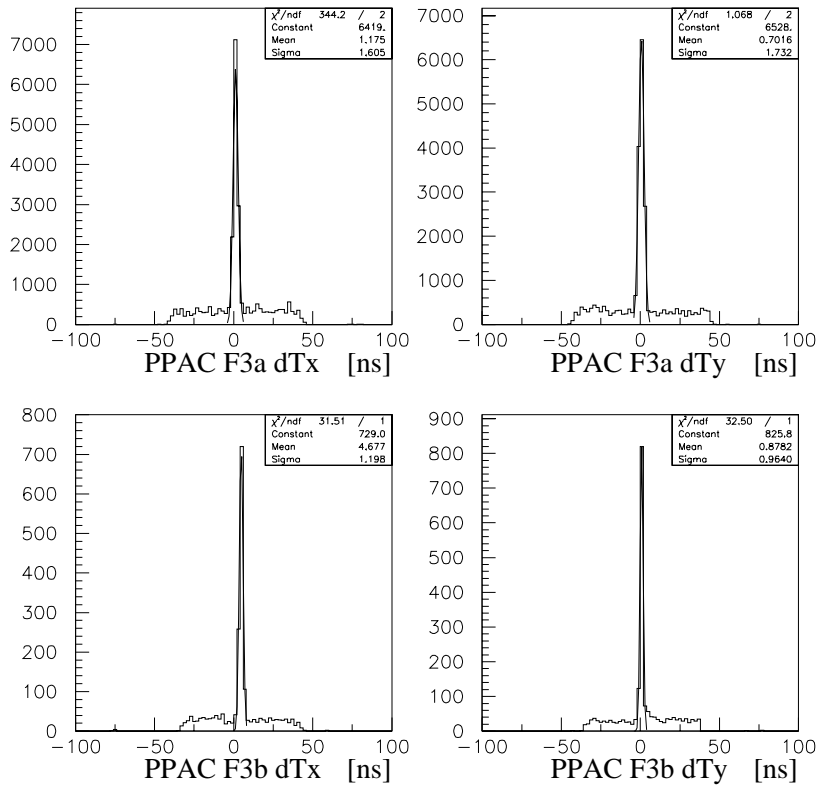


図 4.5: PPAC の時間分解能。中央の細いピークが幅 1.0 mm に相当する。

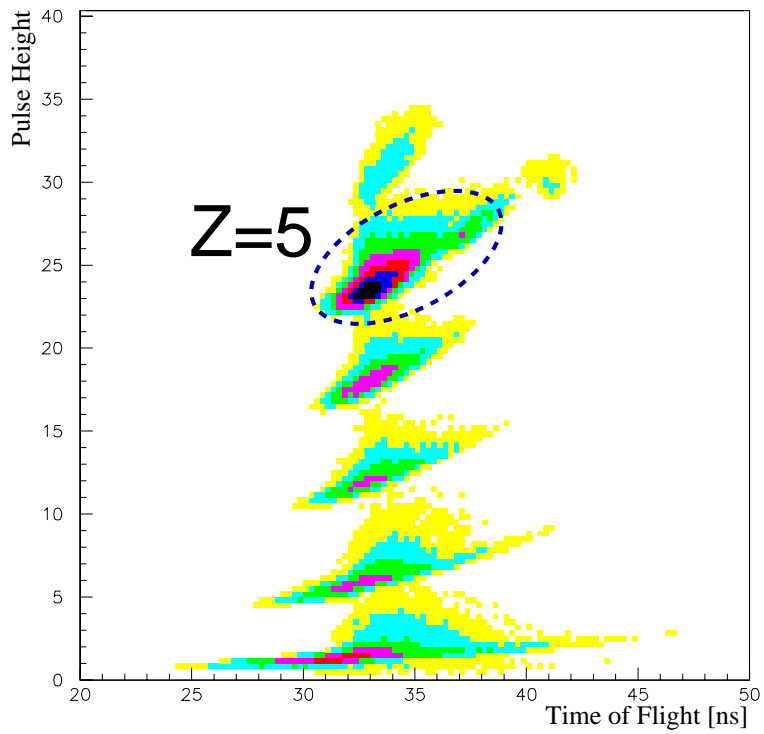


図 4.6: HOD の TOF vs 波高 プロット

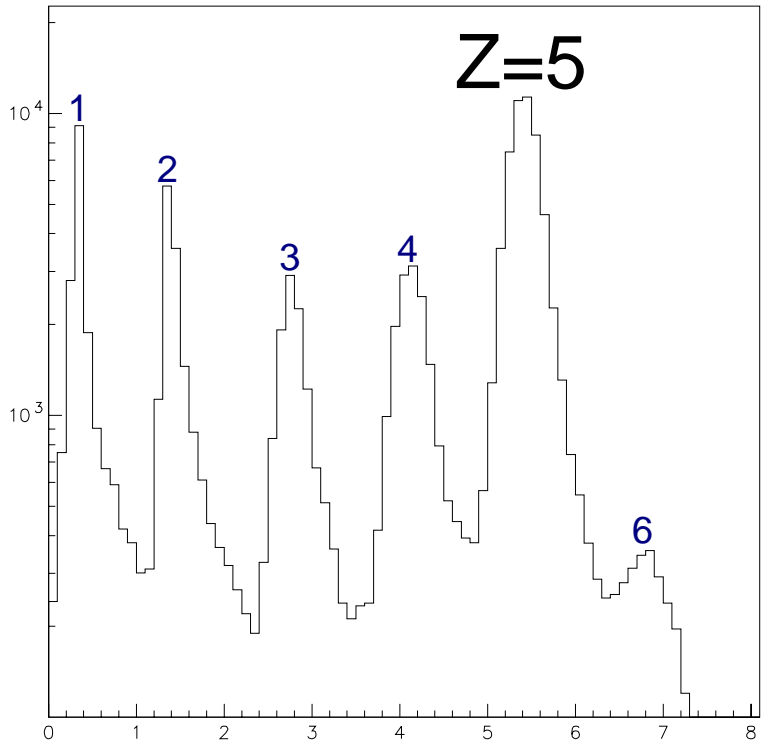


図 4.7: 放出粒子の粒子識別 (Z) (NEUT トリガー)

A 識別の分解能はトリガー条件、およびスペクトル上の位置によって変化する。BEAM トリガーの場合、標的で反応しなかった ^{17}B がイベントの大部分を占め、 $A = 17$ 付近の分解能は比較的悪くなる。一方 NEUT トリガーの場合最低 1 個の中性子を検出するため、未反応の ^{17}B が含まれる割合は小さくなる。A の分解能については 4.2.4 節および 4.3 節で議論する。

4.2.3 中性子測定系

中性子は 0° 方向に配置された LNEUT で測定する。LNEUT のエネルギー閾値は 8 MeVee に設定した。そのときの検出効率はシミュレーション [19] により 1 面あたり 6.1% と計算され、4 面では 22.3% となる。アクセプタンスは相対エネルギー E_{rel} の関数であるが、現在の解析では相対エネルギーはまだ解析されていないので、 $E_{\text{rel}} \approx 500 \pm 500$ keV と仮定し図 4.3 より 1 中性子に対するアクセプタンスは $90 \pm 10\%$ とした。

分解反応で中性子が放出されたとき、一つの中性子が検出される確率 ε は 4 面ある LNEUT の検出効率とアクセプタンスより、

$$\varepsilon = 20\% \pm 2.2\% \quad (4.1)$$

である。

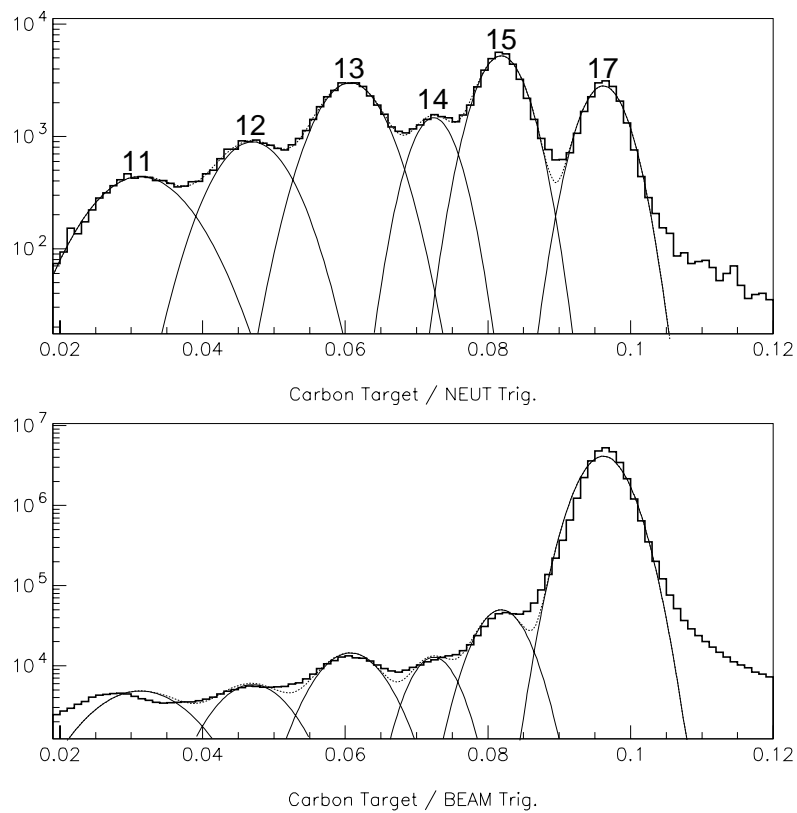


図 4.8: 炭素標的のときの放出粒子の粒子識別 (A)。上段は NEUT トリガー、下段は BEAM トリガーである。BEAM トリガーの時の中央値と幅は NEUT トリガーと同じ値を用いている。

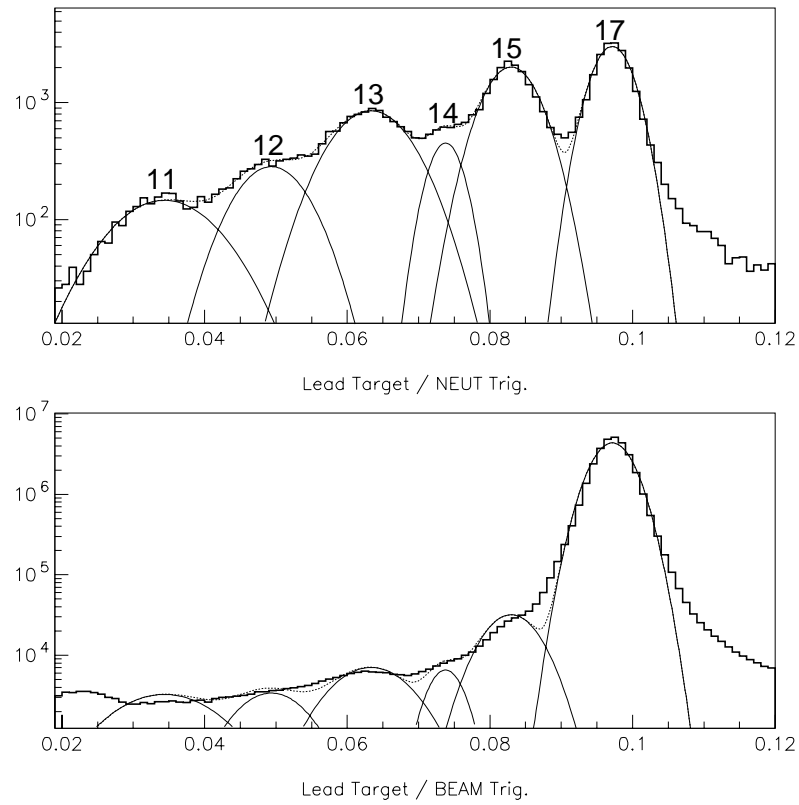


図 4.9: 鉛標的の時の放出粒子の粒子識別 (A)。上段は NEUT トリガー、下段は BEAM トリガーである。BEAM トリガーの時の中央値と幅は NEUT トリガーと同じ値を用いている。

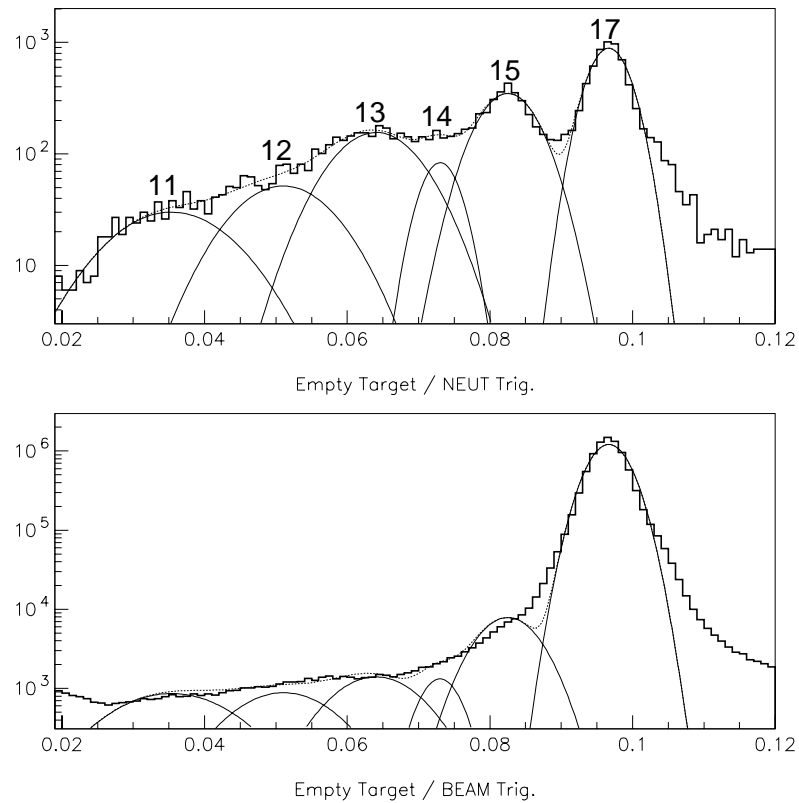


図 4.10: 標的なしのときの放出粒子の粒子識別 (A)。上段は NEUT トリガー、下段は BEAM トリガーである。BEAM トリガーの時の中央値と幅は NEUT トリガーと同じ値を用いている。

4.2.4 バックグラウンドと誤差

規格化

バックグラウンドを見積もるための規格化は次のようにして行う。標的に入射したビーム量 N_{BEAM} は SF2Z と BEAM トリガーのイベント、および標的上に入射した ^{17}B のイベント $^{17}\text{B}_{\text{TGT}}$ より

$$N_{\text{BEAM}} = \frac{\text{SF2Z} \times ^{17}\text{B}_{\text{TGT}}}{\text{BEAM-Trig.}} \quad (4.2)$$

と表される。一方、分解によって放出された荷電粒子のイベント N_{Charged} は荷電粒子測定系で測定されたイベント N_0 とトリガーの Down Scale Factor n (BEAM のときは $n = 2$, NEUT のときは $n = 1$)、データ収集の Live Time τ 、FDC3 のアクセプタンス ACC_{FDC3} および測定効率 EFF_{FDC3} より、次のように表される。

$$N_{\text{Charged}} = \frac{N_0 \times n}{\tau \times \text{ACC}_{\text{FDC3}} \times \text{EFF}_{\text{FDC3}}} \quad (4.3)$$

Live Time は標のごとに異なり、以下の通りであった。

$$\tau = \begin{cases} 84.89\% & (\text{炭素標的}) \\ 84.13\% & (\text{鉛標的}) \\ 84.66\% & (\text{標的なし}) \end{cases} \quad (4.4)$$

誤差

荷電粒子測定系のイベントの測定誤差は Z, A から決まり、主に A が誤差要因となる。

Z のスペクトルが正規分布に従うと仮定すると、 $\Delta Z / \sigma_Z \geq 5.55$ から $Z = 5$ 識別の系統誤差は 0.6% 以下である。

A については、標的ありと無しのスペクトルをビーム量で規格化した結果を炭素標的、鉛標的それぞれ図 4.11, 4.12 に示す。ピーク的位置は FDC3 に粒子が入射した角度と相関があるため、標的によるエネルギー損失の違いと核種により位置がずれる。図 4.11, 4.12 は標的ありときの $A = 15$ のピーク的位置と一致するように、標的なしのスペクトルの位置を動かしてある。移動量の最適値は表 4.3 に示した。

	^{12}B	^{13}B	^{14}B	^{15}B
炭素標的	+0.005	+0.005	+0.004	+0.001
鉛標的	+0.001	+0.001	+0.001	± 0

表 4.3: スペクトルの中心値を合わせるための移動量の最適値

鉛標的 (BEAM トリガー) のスペクトルは標的なしのスペクトルとほとんど重なり、大部分がバックグラウンドであった。

イベント計数の誤差は主に三つの要因による。第一の要因はフィッティングによる誤差である。第二の要因はスペクトルの裾が他の質量数のピークと重なることによる誤差で、正規分布を仮定して計算する。以上の二つをまとめて統計誤差とみなした。第三の要因は

スペクトルの中心値の決定精度による系統誤差である。スペクトルの分解能はFDC3の角度分解能 1 mrad とほぼ等しいので、標的なしの差分をとるとき中心値を ± 0.001 としたときのイベントの差を誤差とした。

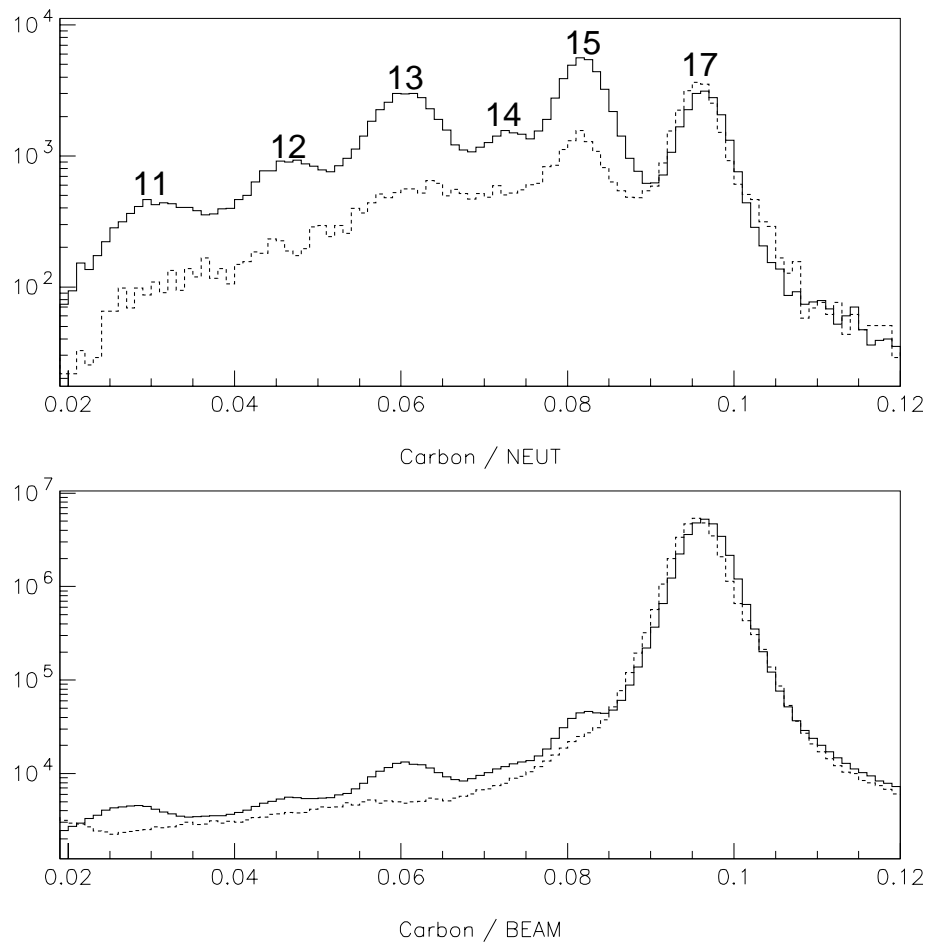


図 4.11: 放出粒子の粒子識別 (炭素標的)。上段はNEUTトリガー、下段はBEAMトリガー。破線は標的なしのデータをビーム量で規格化したもの。A = 15 のピークに合わせているため、他の質量数では位置がずれる。

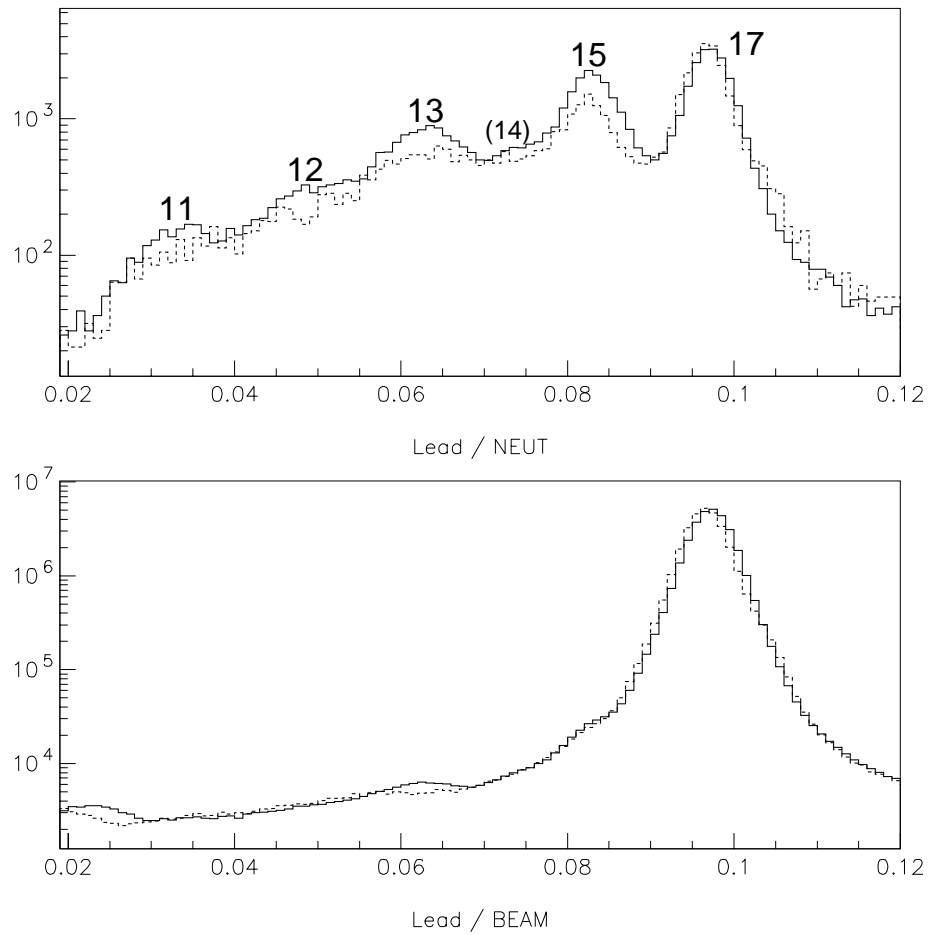


図 4.12: 放出粒子の粒子識別 (鉛標的)。上段は NEUT トリガー、下段は BEAM トリガー。破線は標的無しのデータをビーム量で規格化したもの。A = 15 のピークに合わせているため、他の質量数では位置がずれる。

4.3 結果と議論

4.3.1 イベントと反応レート

解析により得られたイベントおよび標的に入射した全ビーム量 (N_{total}) を標的とトリガー別に表 4.4 に示す。

NEUT トリガーについては表 4.4 で得られた結果を用い、標的ありとビーム量で規格化された標的なしのイベントの差分をとって反応レートを求めた。BEAM トリガーについては、標的ありとビーム量で規格化された標的なしのスペクトルの差分をとり、得られたスペクトル (図 4.13) をフィッティングして反応レートを求めた。得られた結果は表 4.5 に示す。

標的 (トリガー)	^{12}B	^{13}B	^{14}B	^{15}B	N_{total}
(NEUT)					
炭素標的	14187.6	42562.9	14462.8	54515.7	83020550
鉛標的	4750.7	15541.2	3700.7	25558.0	80792255
標的なし	1203.0	3136.6	765.7	4831.5	22911176
(BEAM)					
炭素標的	66.02	409.6	252.2	1044	($\times 10^3$) 83020550
鉛標的	40.15	257.0	107.2	807.6	($\times 10^3$) 80792255
標的なし	14.65	56.30	24.02	218.1	($\times 10^3$) 22911176

表 4.4: $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X (+n)$ のイベント数。Down Scale Factor、荷電粒子測定系の測定効率、アクセプタンス、および Live Time は補正済である。

標的 (トリガー)	^{12}B	^{13}B	^{14}B	^{15}B	
(NEUT)					
炭素標的	118.4	375.8	140.8	445.8	($\times 10^{-6}$)
鉛標的	6.29	55.46	12.38	105.5	($\times 10^{-6}$)
(BEAM)					
炭素標的	705.4	2381	1431	3067	($\times 10^{-6}$)

表 4.5: $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X (+n)$ の反応レート。標的以外で反応したイベントの寄与は補正済である。

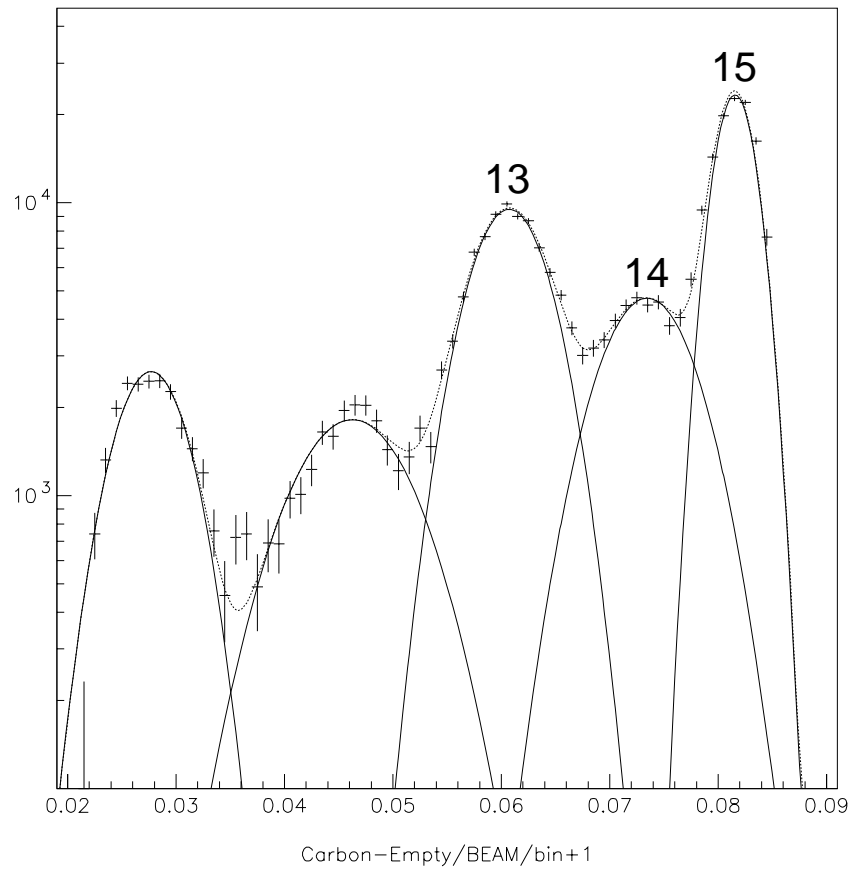


図 4.13: 標的以外の寄与の差分をとった、炭素標的における質量識別スペクトル。(BEAM トリガー)

4.3.2 反応断面積

反応レートより、反応断面積を計算した結果を表4.6および図4.14に示す。ただしNEUTトリガーについては、中性子検出効率とアクセプタンスおよび中性子検出多重度を考慮していない。(NEUTトリガーの反応断面積については6.3節参照)

中性子の検出多重度に影響されない炭素標的(BEAMトリガー)に着目すると、 ^{17}B から ^{13}B への反応チャンネルが比較的大きいことが分かる。この事実から、 ^{17}B の分解反応で放出される ^{13}B が比較的安定な構造を持ち、 ^{17}B の内部構造として $^{13}\text{B} + 4n$ 構造が重要であることを示唆している。

NEUTトリガーのデータは中性子検出効率とアクセプタンスの補正前であるが、 $\varepsilon = 20\% \pm 2.2\%$ から補正後の断面積は表4.6のおよそ5倍と仮定する。この仮定の下、鉛標的の $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n + X$ 反応の断面積は約500 mbと得られる。この結果から ^{17}B においてもE1の低励起準位が存在するものと考えられる。

炭素標的(BEAMトリガー)における ^{15}B の断面積の誤差が大きい。これは反応しなかった ^{17}B がバックグラウンドとして ^{15}B のスペクトルに影響を与えているためである。スペクトルの形は正規分布を仮定しているが、図4.8–4.10を見ると ^{17}B の右側にスペクトルの裾が現れており、他の関数形(Lorentz形など)のほうが結果をよく再現する可能性もあるため今後の解析で改善を図る計画である。

標的 (トリガー)	^{12}B	^{13}B	^{14}B	^{15}B	
(NEUT)					
炭素標的	$6.3 \pm 1.9 \pm 0.2$	$19.9 \pm 2.6 \pm 0.5$	$7.5 \pm 1.9 \pm 1.1$	$23.6 \pm 1.8 \pm 0.1$	mb
鉛標的	$6.3 \pm 2.2 \pm 2.1$	$55.2 \pm 6.0 \pm 1.3$	$12.3 \pm 3.1 \pm 3.8$	$105 \pm 9.2 \pm 1.5$	mb
(BEAM)					
炭素標的	$37.3 \pm 5.2 \pm 7.2$	$126 \pm 13 \pm 4$	$75.7 \pm 10.2 \pm 5.0$	$162 \pm 5 \pm 111$	mb

表 4.6: $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X (+n)$ の反応断面積。誤差は統計誤差と系統誤差を別々に表した。

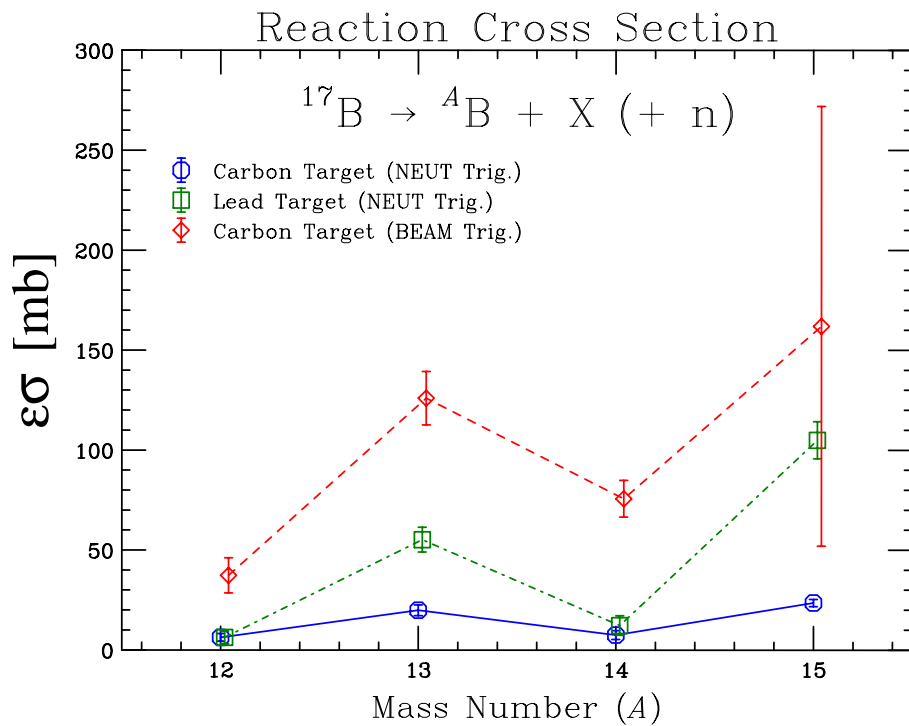


図 4.14: $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X (+n)$ の反応断面積。NEUT トリガーにおける検出効率とアクセプタンスの補正は行われていない ($\epsilon < 1$)。BEAM トリガーでは $\epsilon = 1$ としてよい。

第5章 結論

中性子ハロー核 ^{17}B を対象として二つのテーマについて研究を行った。

第一のテーマでは、1997年に行われた ^{17}B の分解反応実験のデータを解析し、 ^{17}B の構成要素である非束縛核 ^{16}B の質量測定を行った。 $^{15}\text{B} + n$ 系の不変質量を組むことで相対エネルギースペクトルを導出し、得られたスペクトルの形から ^{16}B の価中性子の配位を決定した。 ^{16}B の質量は束縛限界のすぐ上 100 keV に位置し、価中性子の配位は s 軌道が支配的であるという結果が得られた。

第二のテーマでは、実験セットアップを改良した上で ^{17}B の分解反応実験を行い、放出された荷電粒子、中性子、および γ 線の同時測定を行った。現在までの解析で $^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X(+n)$ の反応断面積を求めた。その値はインクルーシブ測定 ($^{17}\text{B} \rightarrow ^{12-15}\text{B} + X$) では

$$\begin{aligned}\sigma_{(12\text{B}+X)} &= 37.3 \pm 5.2 \pm 7.2 \text{ mb}, \\ \sigma_{(13\text{B}+X)} &= 126 \pm 13 \pm 4 \text{ mb}, \\ \sigma_{(14\text{B}+X)} &= 75.7 \pm 10.2 \pm 5.0 \text{ mb}, \\ \sigma_{(15\text{B}+X)} &= 162 \pm 5 \pm 111 \text{ mb},\end{aligned}$$

であり、 ^{17}B の分解反応において ^{15}B だけでなく ^{13}B に崩壊するチャンネルが重要な位置を占めることが示された。定性的な議論ではあるが、この結果は AMD モデルで示唆されている ^{13}B より中性子過剰な同位体で発達するクラスター構造を裏付ける可能性があると考えられる。

質量スペクトルのフィッティングは正規分布を仮定して行ったが、スペクトルの裾の形が一致しないことが分かっている。今後の解析の目標は、フィッティングの関数形を工夫することで改善を図る一方、PPAC より位置分解能の高い FDC1 の解析により質量分解能をあげたい。また、中性子検出系の解析を進めて中性子の放出チャンネル毎の反応断面積を導出することが必要である。本実験では2中性子イベントを解析するのに十分な統計量が得られており、 $^{15}\text{B} + 2n$ の三体系での不変質量を求めて相対エネルギーを導き、 ^{17}B の低励起準位の研究を押し進める予定である。

第6章 付録

6.1 入射核破砕反応と二次ビームの分離

入射核の運動量を p_p 、破砕片の運動量を p_f 、削り取られた部分の運動量を p' とすると、これらの間には

$$p_p = p_f + p' \quad (6.1)$$

の関係がある。破砕片の運動量が正規分布 $\exp(-p_f^2/2\sigma^2)$ に従うと仮定する。入射核と破砕片の質量数をそれぞれ A_p, A_f とすると、 σ は

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}} \quad (6.2)$$

で表される。[26]

磁気硬度 $B\rho$ と質量数 A 、電荷 Z 、速度 $v = \beta c$ の間の関係は次のように表すことができる。

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} v. \quad (6.3)$$

ここで速度 v は核種によらずほぼ一定とみなすことができるので、 $B\rho$ 値を決めることにより特定の A/Z を持つ原子核を選ぶことができる。

A/Z を選択された二次ビームはRIPSのF1焦点において、アクロマティックディグレーダを通過する。ディグレーダに入射する運動量 p_1 の破砕片は次式で表される飛程 R を持つ。

$$R = k \frac{A}{Z^2} p_1^\lambda. \quad (6.4)$$

ただし k はディグレーダの物質によって、 λ は入射粒子のエネルギーによって決まる定数である。式(6.3)より次のように変形できる。

$$R(A, Z, p_1) = k \frac{Z^{\lambda-2}}{A^{\lambda-1}} B\rho_1^\lambda. \quad (6.5)$$

一方、厚さ d の物質を通過したときの運動量 p_2 は次式で表される。

$$p_2(A, Z) = p_1(A, Z) \left(1 - \frac{d}{R(A, Z, p_1)}\right)^{1/\lambda}. \quad (6.6)$$

同様に式(6.3) から

$$B\rho_2(A, Z) = B\rho_1(A, Z) \left(1 - \frac{d}{R(A, Z, p_1)}\right)^{1/\lambda}. \quad (6.7)$$

以上から $B\rho_2$ は $A, Z, B\rho_1, d$ のみで表すことができる。

$$B\rho_2(A, Z, d, B\rho_1) = B\rho_1 \left(1 - \frac{d A^{\lambda-1}}{k Z^{\lambda-2}} (B\rho_1)^{-\lambda} \right)^{1/\lambda}. \quad (6.8)$$

中間エネルギー領域では $\lambda \approx 3.5$ であるため、結果として D2 の $B\rho$ 値を設定することにより、核種を $A^{2.5}/Z^{1.5}$ で選択することができる。[27] [28]

6.2 不変質量法の誤差

不変質量法の測定誤差は次のように見積もることができる。二体に分解反応を起こしたとき、相対エネルギー E_{rel} は換算質量 μ_{12} と相対速度 v_{12} を用いて次のように記述される。

$$E_{\text{rel}} = \frac{1}{2} \mu_{12} v_{12}^2. \quad (6.9)$$

また、相対速度は実験室系における幾何より

$$v_{12} = \sqrt{\left(\frac{v_1 - v_2}{\gamma} \right)^2 + (\bar{v} \theta_{12})^2} \quad (6.10)$$

と表すことができる。ただし放出粒子 1,2 の速度は v_1, v_2 、粒子の放出角は θ_{12} 、反応前の粒子の速度は \bar{v} 、 γ は \bar{v} の Lorentz 項である。相対エネルギーの誤差 ΔE_{rel} は

$$\Delta E_{\text{rel}} = \sqrt{\left(\frac{\partial E_{12}}{\partial v_{12}} \right)^2 \Delta v_{12}^2 + \left(\frac{\partial E_{12}}{\partial \mu_{12}} \right)^2 \Delta \mu_{12}^2} \quad (6.11)$$

である。ここで、放出粒子の質量は既知であるから $\Delta \mu_{12} = 0$ 、よって、

$$\Delta E_{\text{rel}} = \sqrt{2 \mu_{12} E_{\text{rel}}} \cdot \Delta v_{12}. \quad (6.12)$$

Δv_{12} は粒子 1,2 の速度と放出角の測定誤差から決まる値である。

$$\frac{\Delta v_{12}}{\bar{v}} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2} \right)^2 + \Delta \theta_{12}^2}. \quad (6.13)$$

ゆえに、相対エネルギーの測定誤差は

$$\Delta E_{\text{rel}} \approx \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{\text{rel}}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2} \right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (6.14)$$

となる。 E と A は入射粒子の全運動エネルギーと質量数である。

6.3 NEUT トリガーの反応断面積

現在までの解析では、NEUT トリガーのとき中性子検出系で検出された中性子の多重度 M_n を区別していないため、得られた反応断面積は $M_n \geq 1$ についてのものである。ここで

中性子が x 個放出されるチャンネルの反応断面積を σ_{xn} と表す。1 中性子の検出確率 ε を用いると、NEUT トリガーで得られた断面積は次の値を測定したことに相当する。

$$\begin{aligned}
 {}^{17}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{B} + n + \text{X} &: \sigma = \varepsilon(\sigma_{1n} + \sigma_{2n} + \sigma_{3n} + \sigma_{4n} + \sigma_{5n}) - \varepsilon^2(\sigma_{3n} + 2\sigma_{4n} + 3\sigma_{5n}) \\
 &\quad + \varepsilon^3(\sigma_{3n} + 2\sigma_{4n} + 4\sigma_{5n}) - 2\varepsilon^4\sigma_{5n} + \varepsilon^5\sigma_{5n} \\
 {}^{17}\text{B} \rightarrow {}^{13}\text{B} + n + \text{X} &: \sigma = \varepsilon(\sigma_{1n} + \sigma_{2n} + \sigma_{3n} + \sigma_{4n}) - \varepsilon^2(\sigma_{3n} + 2\sigma_{4n}) \\
 &\quad + \varepsilon^3(\sigma_{3n} + 2\sigma_{4n}) \\
 {}^{17}\text{B} \rightarrow {}^{14}\text{B} + n + \text{X} &: \sigma = \varepsilon(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}\sigma_{3n}) - \varepsilon^2\sigma_{3n} + \varepsilon^3\sigma_{3n} \\
 {}^{17}\text{B} \rightarrow {}^{15}\text{B} + n + \text{X} &: \sigma = \varepsilon(\sigma_{1n} + \sigma_{2n})
 \end{aligned}$$

6.4 フィットtingパラメータ

正規分布関数

$$f(x) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (6.15)$$

の中心値 μ , 幅 σ および正規化の係数 n_0 のフィッティングパラメータを表 6.1 に示す。 μ , σ は NEUT トリガー、BEAM トリガー共通と仮定しているため、イベント数をそれぞれ n_0^{NEUT} , n_0^{BEAM} で表している。

		μ	σ	n_0^{NEUT}	n_0^{BEAM}
炭素標的	${}^{12}\text{B}$	0.0469899	4.5300140×10^{-3}	1.01416×10^4	6.60202×10^4
	${}^{13}\text{B}$	0.0607101	4.0439040×10^{-3}	3.04212×10^4	1.46363×10^5
	${}^{14}\text{B}$	0.0724092	2.8140160×10^{-3}	1.03378×10^4	9.01443×10^4
	${}^{15}\text{B}$	0.0818508	2.9780210×10^{-3}	3.89644×10^4	3.73086×10^5
	${}^{17}\text{B}$	0.0961776	2.8879840×10^{-3}	2.03651×10^4	2.98999×10^7
鉛標的	${}^{12}\text{B}$	0.0493514	4.7296470×10^{-3}	3.36393×10^3	4.01480×10^4
	${}^{13}\text{B}$	0.0633298	5.1506530×10^{-3}	1.10099×10^4	9.10271×10^4
	${}^{14}\text{B}$	0.0737811	2.3133490×10^{-3}	2.62153×10^3	3.79520×10^4
	${}^{15}\text{B}$	0.0829781	3.5748720×10^{-3}	1.81045×10^4	2.86030×10^5
	${}^{17}\text{B}$	0.0971446	2.7194160×10^{-3}	2.06341×10^4	2.97267×10^7
標的なし	${}^{12}\text{B}$	0.0510706	6.6186540×10^{-3}	8.57904×10^2	1.46472×10^4
	${}^{13}\text{B}$	0.0640338	5.7319080×10^{-3}	2.23577×10^3	2.00652×10^4
	${}^{14}\text{B}$	0.0730153	2.5863380×10^{-3}	5.45798×10^2	8.56195×10^3
	${}^{15}\text{B}$	0.0825033	3.9375520×10^{-3}	3.44381×10^3	7.77188×10^4
	${}^{17}\text{B}$	0.0966564	2.7110780×10^{-3}	6.03922×10^3	8.21431×10^6

表 6.1: 質量スペクトルのフィッティングパラメータ

参考文献

- [1] 杉本健三, 村岡光男. 原子核物理学. 共立出版, (1988).
- [2] I. Tanihata *et al.* Phys. Rev. Lett., **55**, 2676, (1985).
- [3] T. Kobayashi *et al.* Phys. Rev. Lett., **60**, 2599, (1988).
- [4] I. Tanihata. J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys., **22**, 157, (1996).
- [5] M. Freer *et al.* Phys. Rev. Lett., **82**, 1383, (1999).
- [6] A. Ozawa *et al.* Nucl. Phys. A, **608**, 63, (1996).
- [7] T. Suzuki *et al.* Nucl. Phys. A, **658**, 313, (1999).
- [8] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi. Phys. Rev. C, **52**, 647, (1995).
- [9] H. Sagawa and K. Asahi. Phys. Rev. C, **63**, 64310, (2001).
- [10] H. Izumi *et al.* Phys. Lett. B, **366**, 51, (1996).
- [11] H. Ogawa *et al.* Nucl. Phys. A. (to be published).
- [12] 鈴木孝幸. 修士論文, 東京工業大学, (2000).
- [13] T. Kubo *et al.* Nucl. Instr. and Meth. B, **70**, 309, (1992).
- [14] T. Aumann *et al.* Phys. Rev. C, **59**, 1252, (1999).
- [15] T. Nakamura *et al.* Phys. Lett. B, **331**, 296, (1994).
- [16] 寺西高. 修士論文, 東京大学, (1993).
- [17] M. Zinser *et al.* Nucl. Phys. A, **619**, 151, (1997).
- [18] D. Aleksandrov *et al.* Nucl. Phys. A, **633**, 234, (1998).
- [19] R. A. Cecil *et al.* Nucl. Instr. and Meth., **161**, 439, (1979).
- [20] T. N. Taddeuchi *et al.* Phys. Rev. C, **41**, 2548, (1990).
- [21] T. Nakamura *et al.* Phys. Rev. Lett., **83**, 1112, (1999).
- [22] R. Kalpakchieva *et al.* Euro. Phys. J. A, **7**, 451, (2000).

- [23] I. Talmi and I. Unna. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 469, (1960).
- [24] G. F. Bertsch *et al.* *Phys. Rev. C*, **57**, 1366, (1998).
- [25] H. Kumagai *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, **470**, 562, (2001).
- [26] A. S. Goldhaber. *Phys. Lett.*, **53B**, 306, (1974).
- [27] K.-H. Schmidt *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, **260**, 287, (1987).
- [28] J. P. Dufour *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, **248**, 267, (1986).

謝辞

この研究を進めるにあたり、多くのかたの協力や指導をいただきました。指導教官である中村隆司助教授には、この研究を通して様々な指導をしていただいたきました。理化学研究所の福田直樹氏からは、実験の技術等多くのことを教えていただきました。両氏の指導なしでは研究を進めることはできませんでした、心より感謝いたします。

東京工業大学 旭研究室・中村研究室、および理化学研究所 放射線研究室・応用原子核研究室の方々には日々の活動を通じて多くの点で助けていただきました。

二週間以上にわたる長期間にもかかわらず実験に参加していただいた東京工業大学、理化学研究所、東京大学、東北大学、立教大学のみなさんと、アメリカから来日して参加していただいた D. Bazin 氏、そして安定したビームを供給していただいた加速器オペレータのみなさんにはこの場を借りてお礼を申し上げます。

最後に、修士課程への進学を許していただき、精神面での支援をいただいた両親と経済面での支援をいただいた私の弟に最大の感謝をもって本研究の謝辞といたします。

Collaborators (敬称は省略させていただきました)

¹⁶B のエネルギー準位と配位 (RIKEN-R232n)

中村 隆司, 福田 直樹^C, 小林 俊雄^B, 寺西 高^E, 青井 考^A, 岩崎 弘典^E,
久保 敏幸^C, A. Mengoni^D, 野谷 将広^E, 大津 秀暁^B, 櫻井 博儀^A,
下浦 享^E, 渡辺 裕^C, 米田 健一郎^C, 石原 正泰^C
東工大理,^A 東大理,^B 東北大理,^C 理研,^D INFN Bologna,^E 東大 CNS

¹⁷B の分解反応 (RIKEN-R301n)

中村 隆司, 福田 直樹^A, 三浦 元隆, 近藤 洋介, 池田 宙, 青井 考^B, 今井 伸明^B,
岩崎 弘典^E, 久保 敏幸^A, 小林 俊雄^C, 五味 朋子^D, 齋藤 明登^D, 櫻井 博儀^B,
下浦 享^E, D. Bazin^F, 寺西 高^E, 長谷川 浩一^D, 馬場 秀忠^D, 本林 透^D, 薬師寺 崇^C,
柳澤 善行^A, 米田 健一郎^A, 渡辺 極之^C, 渡辺 裕^A, 石原 正泰^A
東工大理,^A 理研,^B 東大理,^C 東北大理,^D 立教大理,^E 東大 CNS,^F Michigan State University