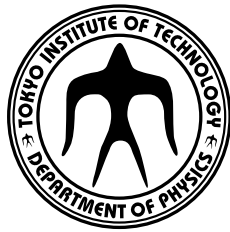


卒業論文

${}^6\text{He}$ の非弾性散乱

中山佳晃



東京工業大学 理学部 物理学科

平成19年2月27日

概要

重イオン加速器技術の発達に伴い、大強度不安定核ビームの生成が可能となり、これまで研究不可能であったドリップライン近傍の中性子過剰核の研究が進展しつつある。中性子過剰核の中には、安定核では見られない特異構造を持つ原子核が存在する。本研究で対象とした ${}^6\text{He}$ 原子核は、二中性子ハロー核と呼ばれる原子核であり、通常の原子核密度を持つ α 粒子の周囲に、中性子分離エネルギー1 MeV以下という非常に弱く束縛された二中性子が、低い密度で広く分布した構造をしている。

一方、近年、中性子過剰核領域で、中性子分布と陽子分布の変形度が異なる原子核が発見され注目されている(${}^{16}\text{C}$)。本研究の最終目的は中性子過剰核 ${}^6\text{He}$ において、中性子分布と陽子分布の変形度を特定することである。

本研究では、 ${}^6\text{He}$ の非弾性散乱実験を炭素標的に対して行ない、第一励起状態(2^+)の性質を調べた。実験は、理化学研究所の加速器研究施設RARF(RIKEN Accelerator Research Facility)の入射核破砕片分離装置RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)で行なわれた。 ${}^6\text{He}(2^+)$ 状態から崩壊して放出される ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量を同時測定し、不変質量法を用いて三体の相対エネルギーを求めた。その結果、 ${}^6\text{He}(2^+)$ の共鳴エネルギーが相対エネルギーで0.90 MeVと求まり、以前行なわれた陽子標的を用いた実験との一致をみた。今後、さらなる解析により断面積を求め、その断面積から導出した変形度と、陽子標的を用いた実験で得られた変形度との比較から、中子と陽子の遷移行列要素を独立に求めることを目指す。

目次

第1章 序	5
1.1 中性子分布と陽子分布の異なる変形	6
第2章 実験手法	10
2.1 不変質量法	10
2.2 散乱角度	12
2.3 原子核の変形	12
第3章 実験	14
3.1 不安定核ビームの生成	14
3.2 実験セットアップ	16
3.3 ビームと標的	17
3.4 二次ビーム測定系	17
3.4.1 孔空きシンチレーター	17
3.4.2 プラスチックシンチレーター (SF2)	17
3.4.3 サイクロトロンの加速タイミング (RF)	17
3.4.4 ビーム用ドリフトチェンバー (BDC)	17
3.5 荷電粒子測定系	19
3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)	19
3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	19
3.6 中性子測定系	20
3.6.1 Neutron counter	20
3.6.2 Veto counter	20
3.7 トリガー	21
第4章 実験データ解析	22
4.1 二次ビーム測定系	22
4.1.1 二次ビームの粒子識別	22
4.2 荷電粒子測定系	24

4.2.1	^4He の識別 (Z の識別)	24
4.2.2	^4He の識別 (A の識別)	25
4.3	中性子測定系	28
4.3.1	中性子検出器の左右の時間差 dT による位置合わせ	28
4.3.2	プラスチックシンチレーター中の水平方向の位置 X	29
4.3.3	プラスチックシンチレーターの gain 合わせ	30
4.3.4	クロストークイベントの排除	33
第 5 章	結果と議論	34
5.1	^6He の相対エネルギー E_{rel} の導出	34
第 6 章	まとめと展望	37
第 7 章	APPENDIX	38
7.1	相対エネルギーの算出方法	38
7.2	クロストーク解析について	40
7.2.1	Different Wall Event	40
7.2.2	Same Wall Event	40

目次

1.1	核図表	5
1.2	^{16}C の $B(E2)$ と 偶偶核の $B(E2)$ との比較	7
1.3	^{16}C の 変形度 と 偶偶核の 変形度 との 比較	8
2.1	非弾性散乱の模式図	11
2.2	相対エネルギー E_{rel} , 励起エネルギー E_{ex} , ニ中性子分離エネルギー S_{2n} の関係.	11
3.1	RIKEN Accelerator Research Facility (RARF) の概要図	14
3.2	RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) の概要図	15
3.3	実験セットアップ	16
3.4	トリガー回路	21
4.1	二次ビームの粒子識別	23
4.2	Zによる荷電粒子の識別	24
4.3	Aによる荷電粒子の識別1	26
4.4	Aによる荷電粒子の識別2	27
4.5	Aの一次元ヒストグラム	27
4.6	宇宙線 dT スペクトルの例	28
4.7	宇宙線 X 分布	29
4.8	プラスチックシンチレーター中の宇宙線エネルギー損失	31
4.9	dT dependence	32
4.10	クロストーク	33
5.1	E_{rel} スペクトル	36

表 目 次

4.1	${}^6\text{He}$ のビームプロファイル	23
4.2	原子番号 Z を識別する分解能	25
4.3	質量数 A を識別する分解能	26
7.1	Different Wall Event のヒットパターンと排除条件	40
7.2	Same Wall Event のヒットパターンと排除条件	41

第1章 序

近年の重イオン加速器技術の発達に伴い、大強度不安定核ビームの生成が可能となり、これまで研究不可能であった中性子ドリップライン付近における原子核の研究が進展しつつある。その結果、中性子過剰領域で、魔法数の消失といった殻構造の変化や、中性子ハロー、中性子スキンといった安定核では見られなかった性質が確認されている。

図 1.1 は、横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとった核図表である。橙色と赤色で示した原子核は、中性子ハロー核である。中性子ハロー核とは、通常の原子核密度を持つコアの周囲に、中性子分離エネルギー 1 MeV 以下という非常に弱く束縛された価中性子が、低い密度で広く分布した構造を持つ原子核のことを指す。本研究で対象とした ${}^6\text{He}$ は、 α 粒子をコアとし二中性子がハローを形成した二中性子ハロー核である。

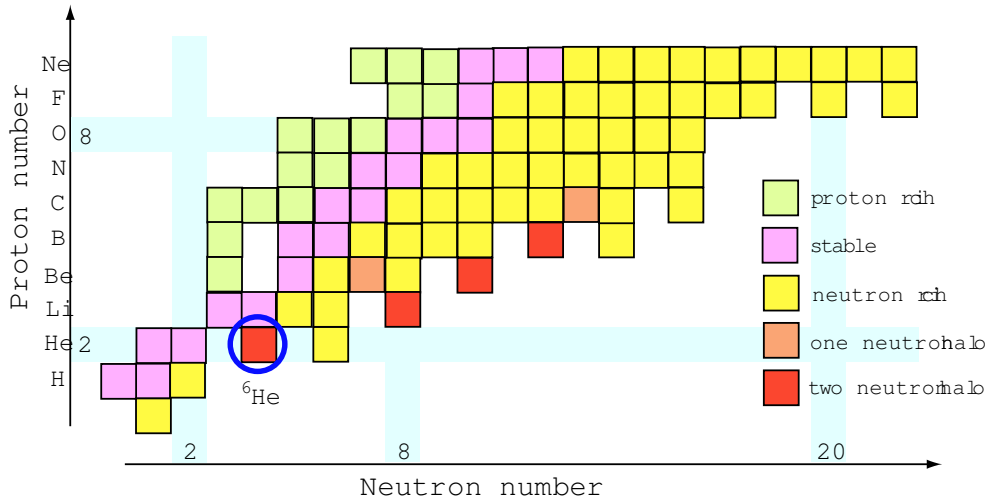


図 1.1: 軽原子核領域の核図表。横軸が中性子数、縦軸が陽子数。本研究で対象とする ${}^6\text{He}$ は、二中性子ハロー核である。

1.1 中性子分布と陽子分布の異なる変形

一方、中性子過剰核領域において、中性子分布と陽子分布の変形度が異なる原子核が発見され注目されている。偶偶核における第一励起状態 2^+ から基底状態 0^+ への換算遷移確率 $B(E2)$ は、核の変形度を導出する際の基本的な観測量である。系統的には、 $B(E2)$ は励起エネルギー $E(2^+)$ に反比例することが、S.RAMAN らの研究 [3] によって明らかにされており、

$$B(E2) = 6.47Z^2 A^{-0.69} E(2^+)^{-1} \quad (1.1)$$

という形で知られている。ところが ^{16}C の 2^+ 準位の寿命測定実験 [1] によって最近得られた $B(E2)$ の値は、 $E(2^+)$ が 1.77 MeV であることから式 1.1 で予想される $B(E2)$ の値よりも、異常に小さいことがわかった (図 1.2)。この結果は、陽子分布の変形が極端に小さいことを示している。次に、中性子に対して高い感度を持つプローブを用いた実験が行なわれた。それが ^{16}C の陽子非弾性散乱実験 [2] である (陽子-中性子間の相互作用は、陽子-陽子または中性子-中性子間の相互作用よりも、約 3 倍大きいという特徴がある)。この実験の結果、中性子分布の変形は系統的な値とほぼ一致した。以上の二つの実験から、 ^{16}C においては中性子分布と陽子分布の変形度の比が大きいことがわかった。通常原子核では、陽子と中性子の間の相互作用が同種粒子間の相互作用よりも強いため、陽子分布と中性子分布は相似形となる。しかしながら ^{16}C では、このように陽子分布と中性子分布に大きな違いが判明した。

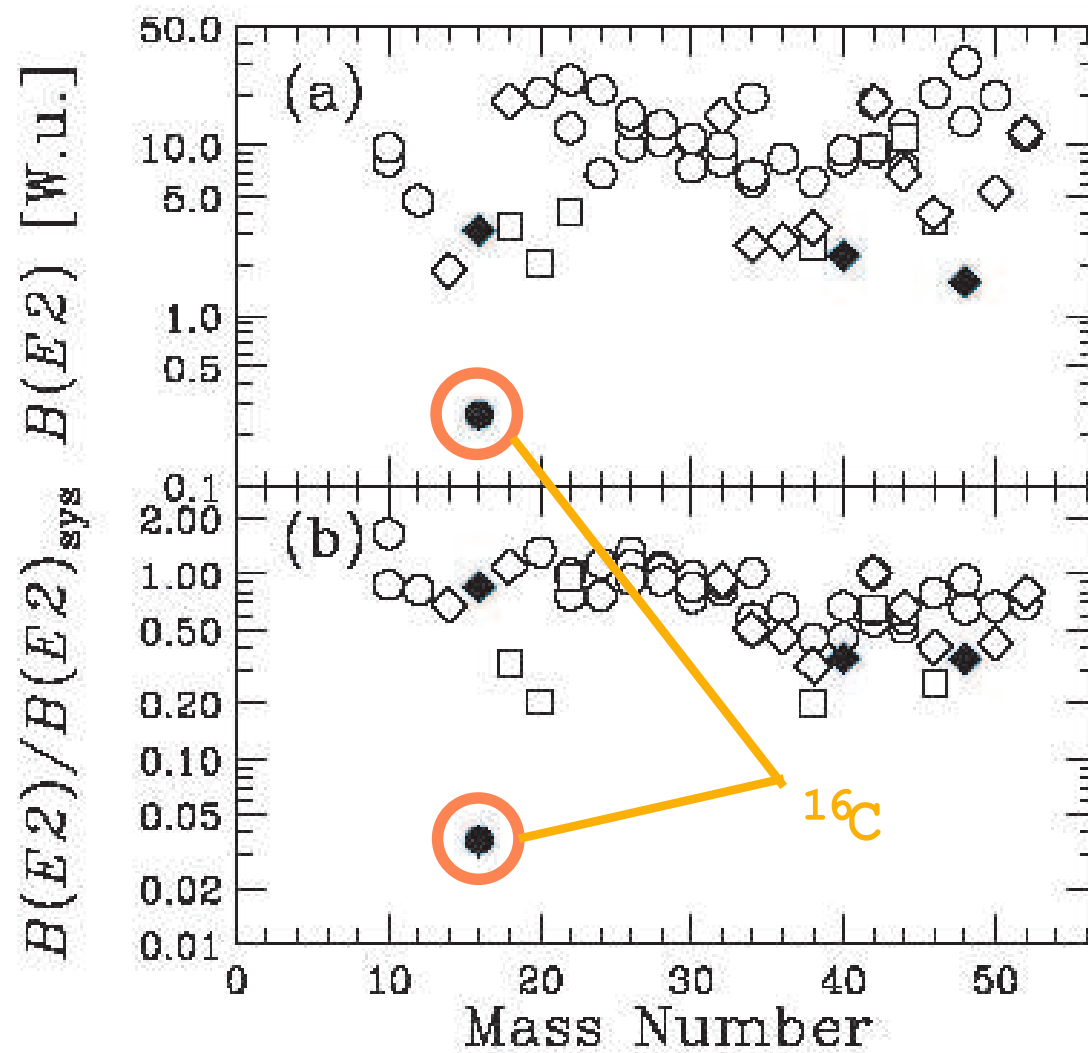


図 1.2: ^{16}C の $B(E2)$ と偶偶核の $B(E2)$ との比較。 $B(E2)_{\text{sys}}$ は系統的に予想される値 (式 1.1)。 ([1] より引用)

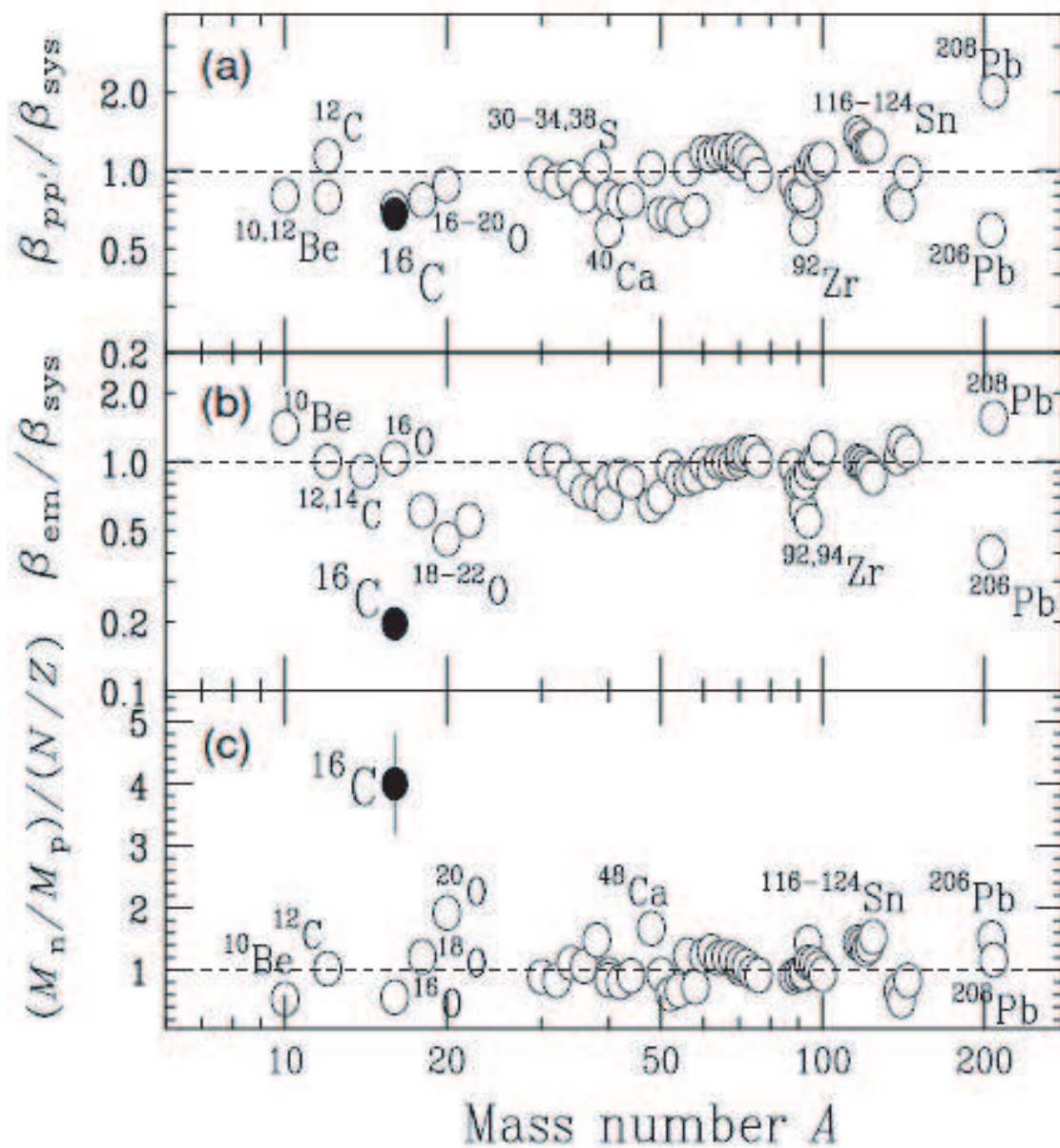


図 1.3: ^{16}C の変形度と偶偶核の変形度との比較。 β_{em} は陽子分布の変形に作用する $B(E2)$ から求めた変形度、 $\beta_{pp'}$ は中性子分布の変形に敏感な陽子非弾性散乱実験から求めた変形度。 β_{sys} は系統的に予想される変形度であり、 $\beta_{sys} = (466 \pm 41)E(2^+)^{-1/2}A^{-1}$ という形をしている ($E(2^+)$ の単位は keV)。 ([2] より引用)

本研究では、 ${}^6\text{He}$ の非弾性散乱実験を炭素標的に対して行ない、第一励起状態 (2^+) の性質を調べる。さらに最終目的として中性子過剰核 ${}^6\text{He}$ において中性子分布と陽子分布の変形度を独立に特定することを目指している。 ${}^6\text{He}$ は $\alpha+n+n$ という非常にシンプルなクラスター構造をしており、また $\alpha-n,n-n$ の二体間の相関についてはよく知られているため、信頼度の高い三体モデル計算の検証ができる。さらに ${}^6\text{He}$ は、軽い原子核であるため、no-core-shell model の計算が可能で、その検証もできる。このように本研究により、 ${}^6\text{He}$ の三体クラスター構造の仕組みが明らかになることが期待される。

本論文は、以下のような構成になっている。第2章では本研究で用いた実験手法について、第3章では実験で用いた検出器について、第4章では実験データの解析について、第5章ではその結果と議論について、第6章ではまとめと今後の展望について記述する。

第2章 実験手法

2.1 不変質量法

本研究では、実験手法として不変質量法を用いた。図 2.1 は、 ${}^6\text{He}(0^+)$ が炭素標的によって非弾性散乱を起こし ${}^6\text{He}(2^+)$ に励起した後、 ${}^4\text{He}$ と二中性子に崩壊する様子を模式化した図である。

今、不変質量 M^* の粒子が三体に崩壊した場合を考える。三つの崩壊粒子をそれぞれ添字 1,2,3 によって区別すると、崩壊粒子の 4 元運動量ベクトルは $P_1=(E_1, \vec{P}_1)$, $P_2=(E_2, \vec{P}_2)$, $P_3=(E_3, \vec{P}_3)$ と表せる。このとき

$$M^{*2} = \left(\sum_{i=1}^3 E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \right)^2 \quad (2.1)$$

$$= \left(\sum_{i=1}^3 P_i \right)^2 \quad (2.2)$$

となる。相対エネルギー E_{rel} は、この静止質量 M^* と崩壊粒子の不変質量 M_i を用いて、

$$E_{\text{rel}} = M^* - \sum_{i=1}^3 M_i \quad (2.3)$$

と表せる。ここで、 E_{rel} と励起エネルギー E_{ex} 、二中性子分離エネルギー S_{2n} の間には以下の関係がある。

$$E_{\text{ex}} = S_{2n} + E_{\text{rel}} \quad (2.4)$$

これらの式から分かるように、不変質量法の利点は、相対エネルギーが、入射粒子のエネルギーや入射角度によらず、崩壊粒子の測定のみから得られることである。

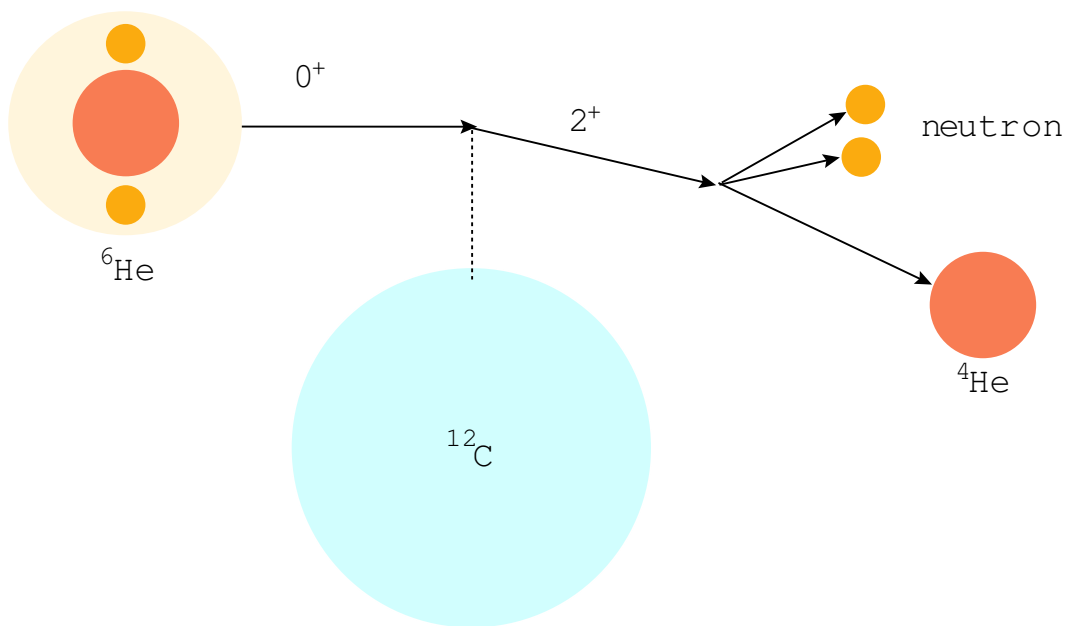


図 2.1: ${}^6\text{He}$ が ${}^{12}\text{C}$ と非弾性散乱を起こして ${}^4\text{He}$ と二中性子に崩壊する様子を示した模式図。

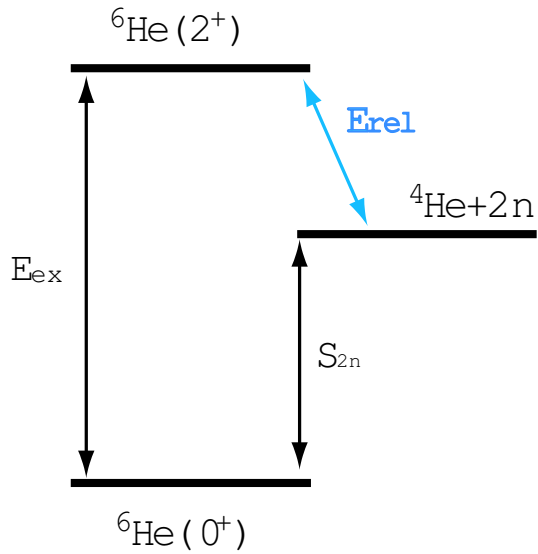


図 2.2: 相対エネルギー E_{rel} , 励起エネルギー E_{ex} , 二中性子分離エネルギー S_{2n} の関係。

2.2 散乱角度

散乱角度 θ は、崩壊粒子の合成運動量ベクトル $\vec{P}_{out} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$ と入射粒子の運動量ベクトル \vec{P}_{in} の内積から求めることができる。

$$\theta = \arccos \left(\frac{\vec{P}_{out} \cdot \vec{P}_{in}}{|\vec{P}_{out}| |\vec{P}_{in}|} \right) \quad (2.5)$$

2.3 原子核の変形

回転楕円体に変形した原子核の表面は、

$$R(\theta, \phi) = R_0 [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (2.6)$$

と表される。ここで球面調和関数は、

$$Y_{20}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.7)$$

であるので、楕円体は、

$$\text{短軸} : R_0 \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta \right) \quad (2.8)$$

$$\text{長軸} : R_0 \left(1 + 2 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta \right) \quad (2.9)$$

となる。ここで R_0 は核半径であり、 β は変形の度合を表すパラメーターで、変形度と呼ばれる。変形度 β は、測定した非弾性散乱の断面積と歪曲波ボルン近似 (DWBA) を用いた計算を比較することにより得られる。ただし、DWBA には光学ポテンシャルが必要になる。

一方、変形度 β と以下の式

$$\delta = \beta R_0 \quad (2.10)$$

で結びつけられる変形長 δ は、偶偶核の 0^+ から 2^+ 遷移の場合、A.M.Bernstein の式 [6] により、以下のように表せる。

$$\delta(F) = \frac{4\pi}{3eR} \frac{b_p^F M_p + b_n^F M_n}{b_p^F Z + b_n^F N} \quad (2.11)$$

F	標的核の種類
R	入射核の荷電半径
b_p^F	入射核の陽子部分と標的核の相互作用の強さ
b_n^F	入射核の中性子部分と標的核の相互作用の強さ
M_p	入射核の陽子の遷移行列要素
M_n	入射核の中性子の遷移行列要素

陽子非弾性散乱 ($F=p$) では、 $b_p^F/b_n^F=1/3$ であり、炭素標的に対する非弾性散乱 ($F=C$) では、 $b_p^F/b_n^F=1$ である。以前行なった陽子非弾性散乱実験 [5] から、 $\delta(p) = 0.96 \pm 0.16$ fm と求まっているので、今回、炭素標的に対する非弾性散乱を行ない $\delta(C)$ を求めると、式 2.11 により M_p, M_n が独立に求まる。

第3章 実験

3.1 不安定核ビームの生成

不安定な中性子過剰核 ${}^6\text{He}$ の第一励起準位を測定するにあたり、まず ${}^6\text{He}$ を人工的に生成する必要がある。本研究では、理化学研究所の加速器研究施設 RARF にある入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて、研究対象である ${}^6\text{He}$ の生成・分離を行なった。

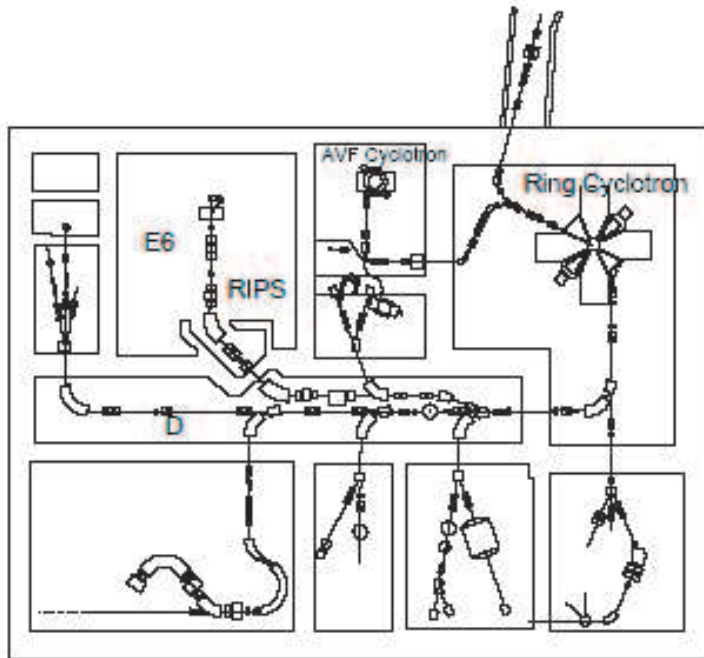


図 3.1: RIKEN Accelerator Research Facility (RARF) の概要図。一次ビーム ${}^{18}\text{O}$ イオンは、AVFサイクロトロンとリングサイクロトロンによって二段階に分けて 100 MeV/u に加速され、D室を通り E6 実験室に導かれる。

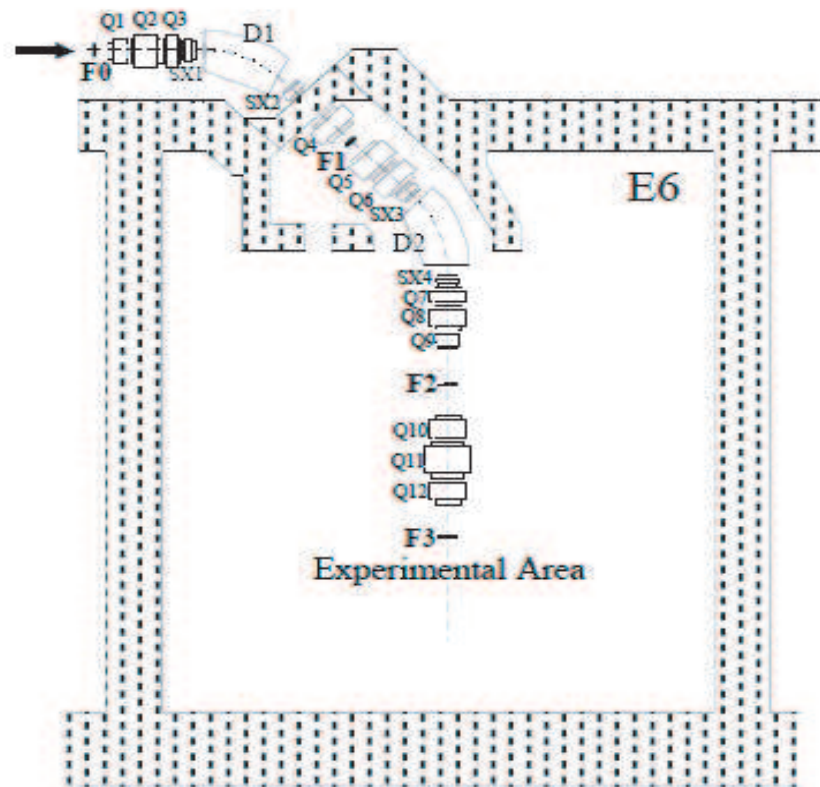


図 3.2: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) の概要図。一次標的 ${}^9\text{Be}$ に入射した ${}^{18}\text{O}$ イオンは、入射核破碎反応により様々な不安定核を生成する。これらを分離し目的の核種を抽出するために RIPS を用いた。

イオン源で生成された ^{18}O イオン (一次ビーム) は、前段階で AVF サイクロトロンを用いた後、リングサイクロトロンによって約 100 MeV/u まで加速される。一次標的 ^9Be に入射した ^{18}O イオンは、入射核破碎反応により不安定核を生成する。この不安定核は様々な核種を含んでおり、これらを分離し目的の核種を抽出するために RIPS を用いた。RIPS は、磁気硬度 $B\rho$ の違いとエネルギー減衰板でのエネルギー損失の違いから、目的の核種を選択することができる。また、四重極磁石を用いることでビームを収束させている。図 3.2 の F0,F1,F2,F3 が焦点面になる。

3.2 実験セットアップ

図 3.3 は、本実験のセットアップである。RIPS で生成・分離された二次ビーム ^6He は、二次標的 (炭素標的) に入射する。入射した ^6He は、基底状態 0^+ から第一励起状態 2^+ に励起された後、 ^4He と二中性子に崩壊する。 ^4He は、標的の下流に位置する双極子電磁石によりその軌道を曲げられ、荷電粒子測定系で検出される。一方、中性子は、双極子電磁石の影響を受けることなくほぼ直進し、中性子測定系で検出される。

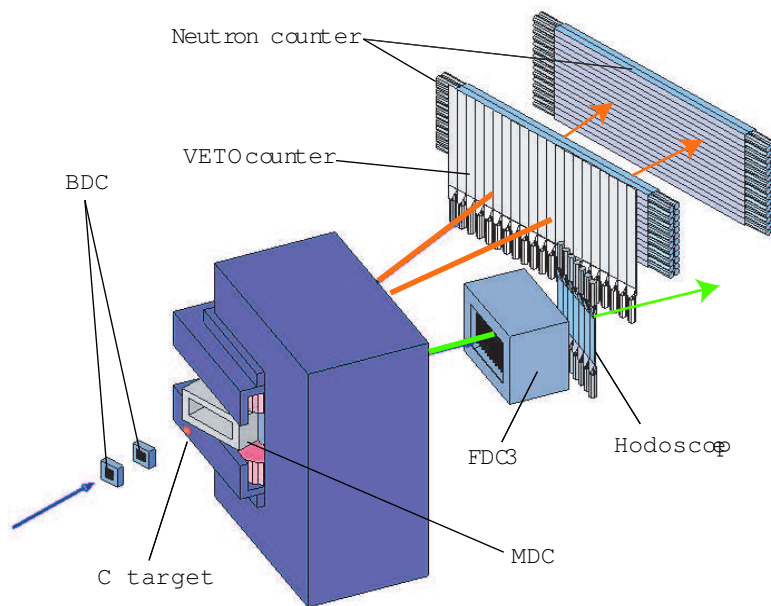


図 3.3: 実験セットアップ。青い矢印は入射粒子 ^6He を表し、緑と橙色の矢印はそれぞれ、 ^6He が崩壊して放出された ^4He と二中性子を表す。

3.3 ビームと標的

RIPSによって得られた ${}^6\text{He}$ のエネルギーは76 MeV/u、炭素標的の厚さは430 mg/cm²であった。

3.4 二次ビーム測定系

3.4.1 孔空きシンチレーター

二次ビームが正しい位置に照射されていることを確認するために穴空きシンチレーターを制作した。厚さ0.5 mm、面積45×45mm²のプラスチックシンチレーターの中央に直径10 mmの穴を空けた。ビームが中央に照射されている場合、穴空きシンチレーターの光量は小さくなる。

3.4.2 プラスチックシンチレーター (SF2)

F2焦点面に配置された、厚さ1 mm、面積80×80 mm²のプラスチックシンチレーター(SF2)によって、波高と時間情報を読み出す。このSF2での情報は、ビームトリガー条件に用いる。

3.4.3 サイクロトロンの加速タイミング (RF)

イベントによらず、一次ビーム ${}^18\text{O}$ は、F0焦点面に配置した一次標的まで一定の速度で飛行する。そのためリングサイクロトロンの加速タイミング(RF)から、一次標的で ${}^6\text{He}$ が放出される時間が分かる。RFとSF2の時間差から、F0-SF2間の飛行時間TOF(Time of Flight)を知ることができる。

3.4.4 ビーム用ドリフトチェンバー (BDC)

BDCは、荷電粒子の通過した位置を測定するガスカウンターである。標的上流に216 mmの間隔で二台配置することで、二次ビームの飛跡の測定、および標的入射前の運動量の測定ができる。BDCの構成要素は、水平方向を測定するX,X'面が各2面、鉛直方向を測定するY,Y'面が各2面の計8面から成るアノード面と、12面のカソード面である。ここで、ア

ノード面はGND電圧に設定されたアノードワイヤー(一面当り16本)から成り、カソード面は-HVに印加されたカソードワイヤーから成る。これによりアノードワイヤーを中心とした電場勾配を形成し、入射荷電粒子によりガスから放出した電子がアノードワイヤーに吸い込まれ、signalとして検出される。

BDCのカウンターガスは、He(50%)-C₂H₆(50%)の混合ガスであり、大気圧で用いた。

3.5 荷電粒子測定系

3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)

MDCは二次標的とその下流に位置する双極子電磁石との間に配置されたドリフトチェンバーである。散乱荷電粒子の飛跡の測定、および双極子電磁石入射前の運動量の測定ができる。MDCの構成要素は、水平方向を測定するX面が4面、斜め方向を測定するU,V面がそれぞれ2面の計8面から成るアノード面と、9面のカソード面である。

またFDC3は双極子電磁石の下流に配置されたドリフトチェンバーである。双極子電磁石通過後の荷電粒子の飛跡の測定、および運動量の測定ができる。FDC3の構成要素は、水平方向を測定する面が5面、鉛直方向を測定する面が4面の計9面のアノード面である。

3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

Hodoscope(HOD)はFDC3の下流に配置されている。厚さ10mm、面積 $100 \times 800 \text{ mm}^2$ のプラスチックシンチレーター7本から成り、その面をビームに垂直にしている。各シンチレーターの両端に設置された光電子増倍管から波高と時間情報を読み出す。そこから、荷電粒子の電荷と標的-HOD間のTOFを知ることができる。

3.6 中性子測定系

3.6.1 Neutron counter

Neutron counter(NEUT)は、計4面から成るプラスチックシンチレーター群である。体積 $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを1,2面(LN1, LN2)では各12本、3,4面(LN3, LN4)では各15本積み重ねて4面を形成している。LN2とLN3は、1124 mmの間隔で配置されている。各シンチレーターの両端に設置された光電子増倍管から波高と時間情報を読み出す。そこから、中性子の入射位置とTOFを知ることができる。

3.6.2 Veto counter

Veto counter(VETO)は、NEUTの上流に配置されている。厚さ5-10 mmの薄いプラスチックシンチレーター23本から成る。電荷を持たない中性子は、VETOでほとんど反応することなく通過するが、一方、荷電粒子は必ず検出される。そのため荷電粒子がVETOを通過してNEUTで検出されたとしても、VETOのヒットイベントを排除することで、NEUTで検出されたイベントのうち、中性子イベントだけを選び出すことができる。

3.7 トリガー

実験に用いた各検出器からの信号は、図 3.4 のようなトリガー回路を用いて、ある条件下でコンピュータに取り込むようにした。

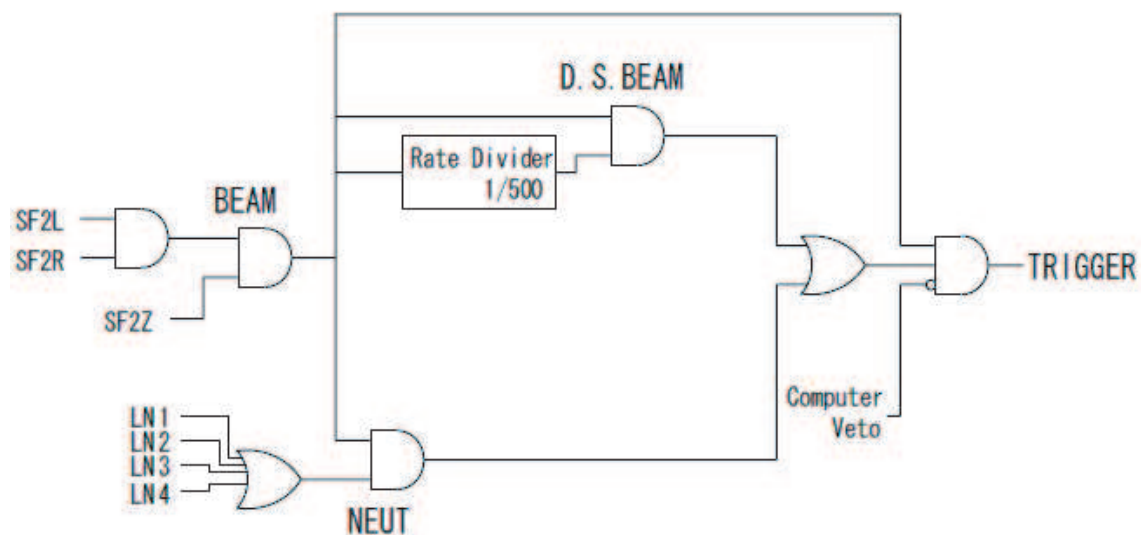


図 3.4: トリガー回路

- SF2L and SF2R : SF2 で二次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 : Neutron counter の 1~4 面で検出された
- Computer Veto : コンピュータがデータを取り込み中、または電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中

D.S.BEAM, NEUT はそれぞれ組み合わせても、独立でもトリガーとして使うことができる。

第4章 実験データ解析

本解析では、RIPSで生成された二次ビームの識別、二次標的から放出される荷電粒子の原子番号 Z と質量数 A の識別をイベント毎に行ない、 ${}^6\text{He}(2^+)$ 状態から崩壊し、 ${}^4\text{He}$ と二中性子が放出されたイベントに対して、三粒子の運動量から相対エネルギー $E_{\text{rel}}({}^4\text{He}+n+n)$ を導出した。本章では、その解析手順を二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系、 E_{rel} の導出に分けて述べる。

4.1 二次ビーム測定系

4.1.1 二次ビームの粒子識別

二次ビームは、RIPSによって生成、分離され、特定の核種を選択することができる。しかし対象とする ${}^6\text{He}$ 以外の核種も混入しているため、プラスチックシンチレータ SF2 の波高 (エネルギー損失 ΔE に対応)、またサイクロトロン RF 信号と SF2 間の時間差から求めた飛行時間 TOF の情報から、粒子識別を行なった。

荷電粒子の物質中でのエネルギー損失 ΔE は、粒子の速度を v とすると、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \times \text{TOF}^2 \quad (4.1)$$

という関係式が成り立つ。また RIPS において、磁気硬度 $B\rho$ は固定されているが、この $B\rho$ 中を運動する荷電粒子に対して、

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{1}{\text{TOF}} \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

という関係式が成り立つ。但し、 A は粒子の質量数である。この二つの関係から、SF2 の波高と TOF との相関を見ることで、図 4.1 のように、粒子識別が可能となる。この結果、二次ビーム中の ${}^6\text{He}$ の割合は、92%と観測された。

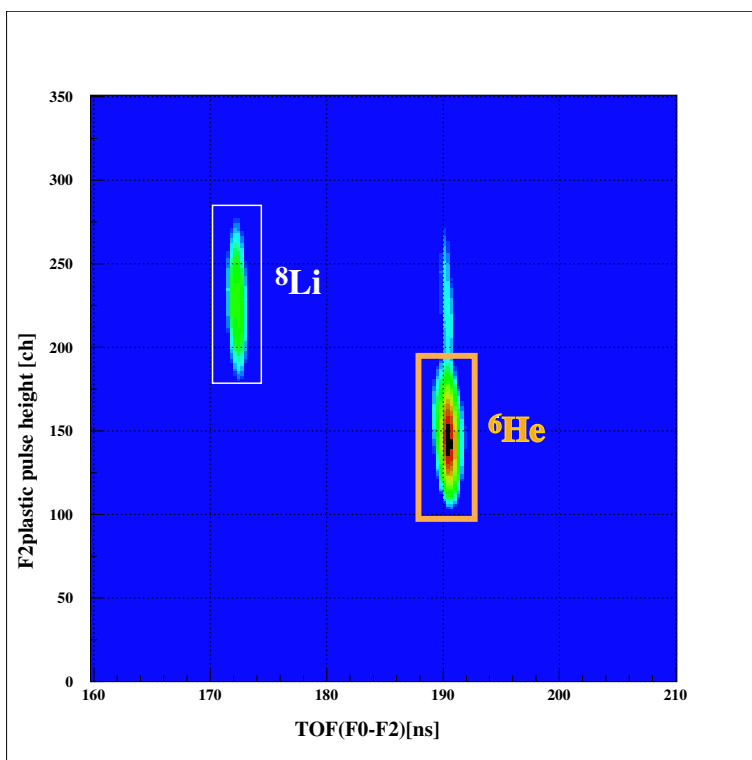


図 4.1: 二次ビームの粒子識別。横軸を F0-F2 間の TOF、縦軸を F2 プラスチックシンチレーターでの波高にとった二次元ヒストグラム。

Energy	70.5 MeV/nucleon
Intensity	18.0 kcps
Purity	91.5%

表 4.1: ${}^6\text{He}$ のビームプロフィール

4.2 荷電粒子測定系

二次標的に入射した ${}^6\text{He}(0^+)$ は、第一励起状態 2^+ に励起された後、すぐに ${}^4\text{He}+n+n$ に崩壊する。本節では、崩壊粒子 ${}^4\text{He}$ の解析を行なう。

4.2.1 ${}^4\text{He}$ の識別 (Z の識別)

二次標的に放出される粒子には、 ${}^4\text{He}$ 以外にも陽子や反応せずに通過した ${}^6\text{He}$ などの荷電粒子も含まれる。そこで荷電粒子の識別を行なう必要がある。

ここではまず、原子番号 Z の識別を行なった。二次ビームの粒子識別と同様に、HOD で測定した波高 (エネルギー損失 ΔE に対応) と、二次標的-HOD 間の TOF の関係式

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \times \text{TOF}^2$$

を用いて原子番号 Z の識別ができる。図 4.2 では、HOD で測定した TOF と波高の相関図 (a) と、その図を回転・補正し原子番号 Z の一次元ヒストグラムに投影した図 (b) を示している。また表 4.2 では、目的核種である ${}^4\text{He}(Z=2)$ の分解能を示している。

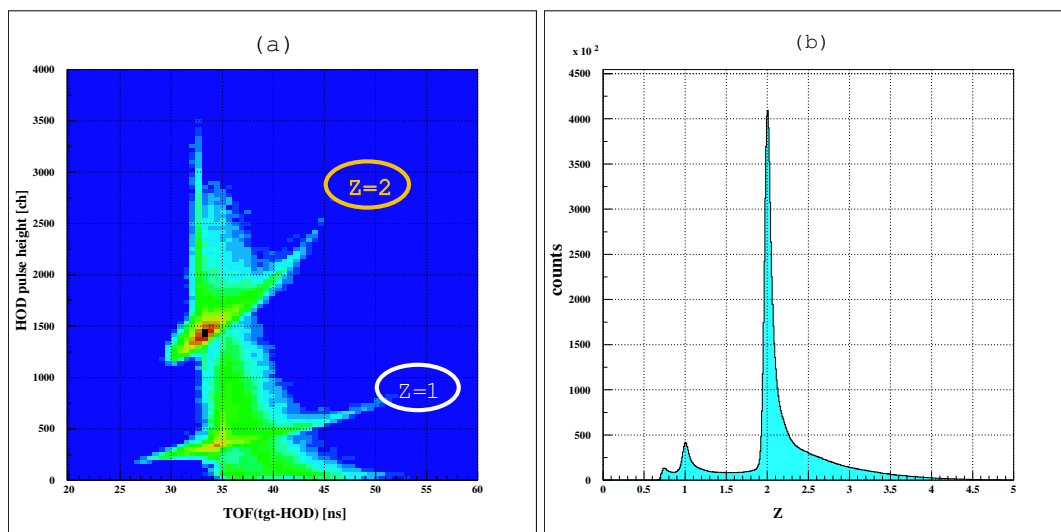


図 4.2: 荷電粒子の識別 : (a)HOD で測定した TOF と波高との相関図。
(b)(a) を原子番号 Z の一次元ヒストグラムに変換した図。

原子番号 Z	2
$\frac{Z}{\Delta Z(FWHM)}$	25.8

表 4.2: 原子番号 Z を識別する分解能

4.2.2 ${}^4\text{He}$ の識別 (A の識別)

以上の解析で選択した $Z=2$ の荷電粒子に対して、FDC3 の解析により質量数 A を識別する。二次標的から放出された荷電粒子は、双極子電磁石により、その飛跡を曲げられた後、FDC3 で測定される。

ここで双極子電磁石によるビーム光学は、トランスファー行列を用いて表すことができる。二次標的での荷電粒子の位置・角度・磁気硬度 $(x_t, \theta_t, \Delta B\rho_t/B\rho_0)$ と、FDC3 での荷電粒子の位置・角度・磁気硬度 $(x_3, \theta_3, \Delta B\rho_3/B\rho_0)$ の関係は、以下のように表せる。

$$\begin{pmatrix} x_t \\ \theta_t \\ \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_3 \\ \theta_3 \\ \frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$x_t = ax_3 + b\theta_3 + c\frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \quad (4.4)$$

$$\theta_t = dx_3 + e\theta_3 + f\frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} = \frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \equiv \frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \quad (4.6)$$

ここで添字 0 は中心軌道の値であることを示している。二次標的での位置が、イベントごとにほぼ変化しないと仮定すると、 (x_3, θ_3) の図 4.3 (a) を回転させることにより、 $\Delta B\rho/B\rho_0$ 軸を縦軸として、荷電粒子を分離できる。

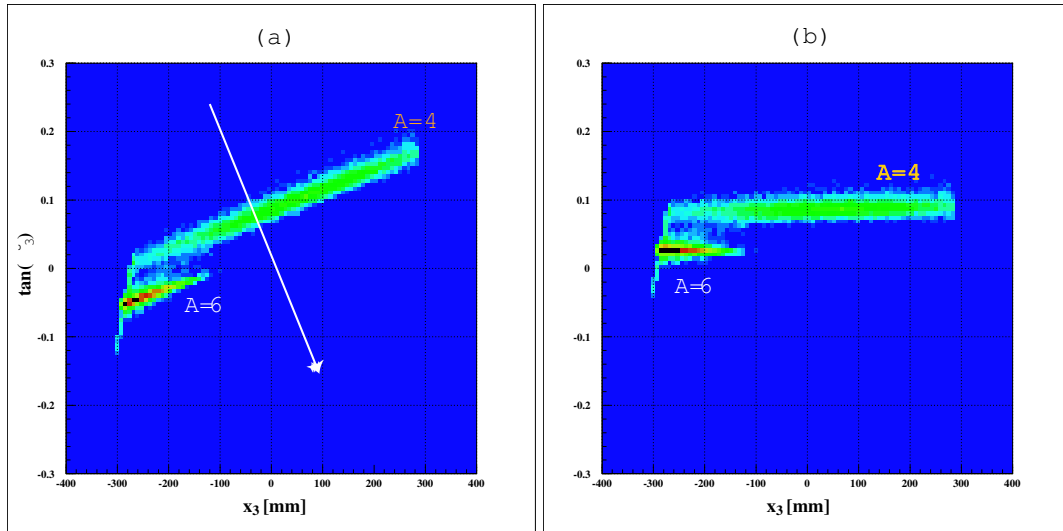


図 4.3: (a) 横軸が FDC3 での水平方向位置 x_3 、縦軸が $\tan\theta_3$ (θ_3 は FDC3 への水平方向の入射角度) の二次元ヒストグラム。矢印は $\Delta B\rho/B\rho_0$ 軸を表す。(b)(a) を回転させて $\Delta B\rho/B\rho_0$ 軸を縦軸とした。

さらに、磁気硬度が 4.2 式

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{1}{TOF} \frac{A}{2}$$

のように A/TOF に比例しているため (Z は以前の解析で 2 に選択済み)、 $\Delta B\rho/B\rho_0$ と二次標的-HOD 間の TOF との相関図 4.4 を見ることで、質量数 A による分離が可能になる。その結果、質量数 A の分解能が表 4.3 のようになった。

質量数 A	4
$\frac{A}{\Delta A(FWHM)}$	16.5

表 4.3: 質量数 A を識別する分解能

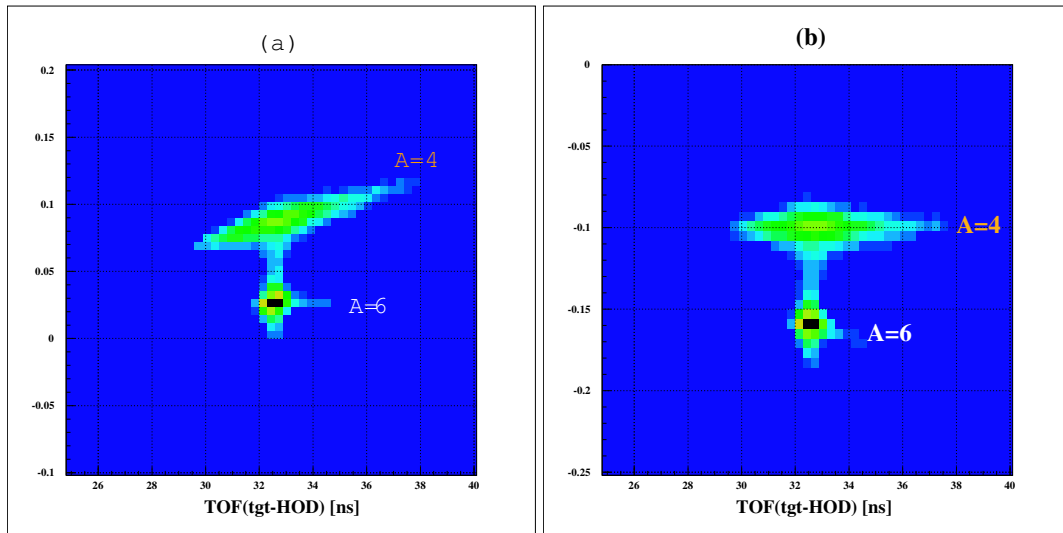


図 4.4: (a) 横軸が二次標的-HOD間の TOF、縦軸が $\Delta B\rho/B\rho_0$ の二次元ヒストグラム。(b)(a) を回転させた図

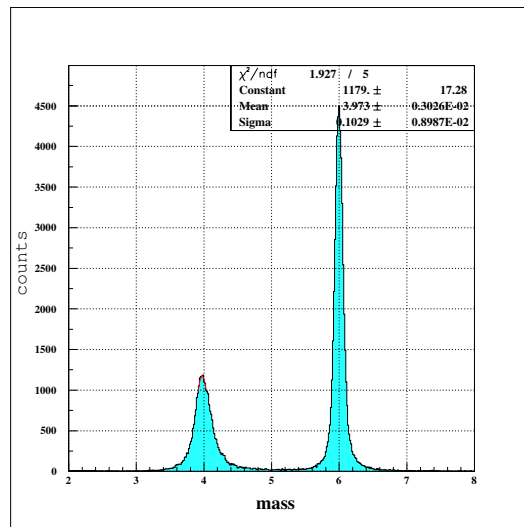


図 4.5: 図 4.4(b) を質量数 A の一次元ヒストグラムに変換した図

4.3 中性子測定系

4.3.1 中性子検出器の左右の時間差 dT による位置合わせ

中性子検出器での時間情報は、検出器の両端に接合された光電子増倍管の時間シグナル (T_L, T_R) を用いる。TDC キャリブレーションを利用して、 T_L, T_R の単位を ch から ns に変換する。こうして時間差情報

$$dT = T_R - T_L \propto X \quad (4.7)$$

および時間情報

$$T = \frac{T_R + T_L}{2} \quad (4.8)$$

が得られる。 dT は水平方向 (x 方向) の位置情報に対応し、 T は到着時間の情報に対応している。

宇宙線による dT スペクトルを解析し、Neutron Counter を構成する各プラスチックシンチレーター (計 54 本) の中心位置合わせを行なう。図 4.6 に dT スペクトルの一例を示す。この両端が、プラスチックシンチレーターの境界を意味しており、鋭く切れている。長方形でこの dT スペクトルを fit し、中心を $dT=0$ ns に合わせる。

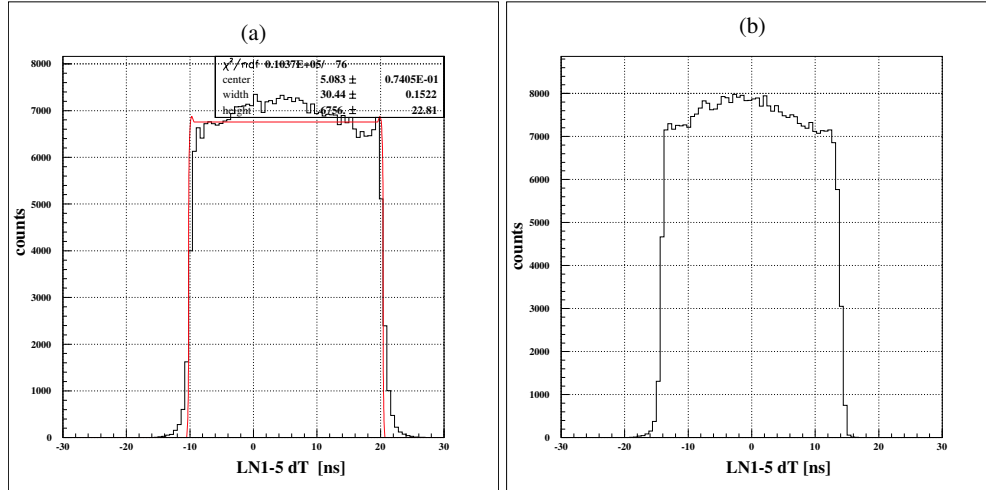


図 4.6: 宇宙線 dT スペクトルの例。(a) 中性子検出器の両端に接合された光電子増倍管の時間差 dT を横軸にとった一次元ヒストグラム。赤い線は長方形で dT スペクトルを fit した線を表す。(b) この fitting で得られた中心値を $dT=0$ ns に合わせた図。

4.3.2 プラスチックシンチレーター中の水平方向の位置 X

プラスチックシンチレーター中の X の情報は、左右に設置された光電子増倍管の時間信号の差 dT に対して、

$$X = \frac{dT}{2} \times C_{eff} \quad (4.9)$$

という関係式が成り立つ。ここで C_{eff} は、シンチレーター中の光の伝搬速度である。前節と同様に宇宙線 run の dT スペクトルを長方形で fit し、その幅がシンチレーターの X の幅 2140 mm になるように C_{eff} は決定される。

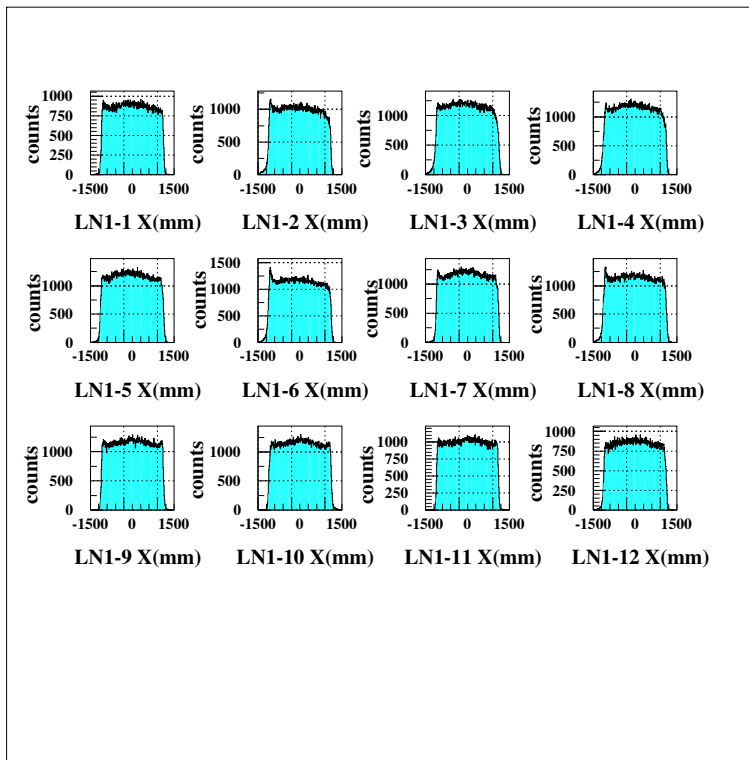


図 4.7: LN1 の宇宙線 X 分布。X の幅が 2140 mm になるように調整した。

4.3.3 プラスチックシンチレーターの gain 合わせ

宇宙線 run を用いて、プラスチックシンチレーターの gain 合わせを行った。中性子検出器のある面の中央付近を鉛直方向に突き抜ける宇宙線を選択するため、以下の解析条件を設けた。

- 中央付近： $|X| \leq 250$ mm
- 鉛直方向への突き抜け：中性子検出器の各面で、Multiplicity ≥ 8

このように宇宙線の飛跡を制限して得られた、各シンチレーターからの波高情報 ($A[channel]$) をランダウ分布関数

$$\phi(x) = N_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right\} \quad (4.10)$$
$$\lambda = \frac{x - \mu}{\sigma}$$

μ : ピークの位置

σ : 標準偏差

N_0 : 規格化係数

で fit する。その peak channel を、モンテカルロ計算によって導出された中性子検出器内での宇宙線のエネルギー損失量のピーク 11.7 MeV [4] に対応付けることで、ch を MeV に変換する。

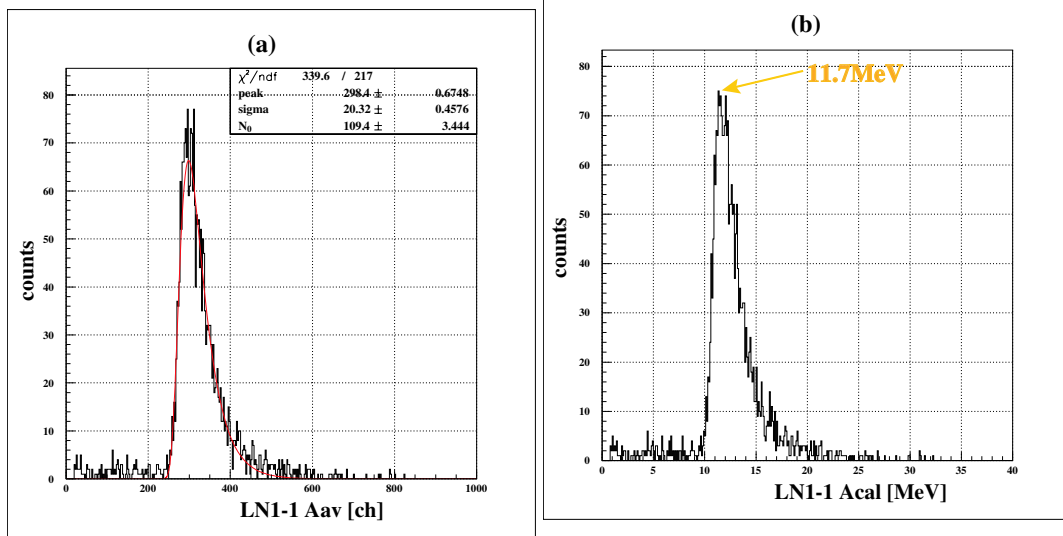


図 4.8: プラスチックシンチレーター (LN1-1) 中の波高情報 (A[ch]) をエネルギー損失 (ΔE [MeV]) に変換。(a) A[ch] の一次元ヒストグラム。赤い線は、ランダウ分布関数で fit した線を表す。(b) ΔE [MeV] の一次元ヒストグラム

ここまでの gain 合わせは、 $|X| \leq 250$ mm においてのみ行なわれたに過ぎない。なぜなら、プラスチックシンチレーターの中央付近(光電子増倍管の遠く)に入射した宇宙線と、プラスチックシンチレーターの両端に近い位置(光電子増倍管の近く)に入射した宇宙線では、集光率が異なるためである。これを dT dependence と呼ぶ。図 4.9 は、その関係を表している。

よって、プラスチックシンチレーターのどこに宇宙線が入射しても、中心付近と同じエネルギー損失のピーク 11.7 MeV を再現するように補正を行なう必要がある。補正には、図 4.9 の帯の部分を表す関数

$$\Delta E = 11.7 + a_1 dT^2 + a_2 dT^4 [MeV] \quad (4.11)$$

を用いた。

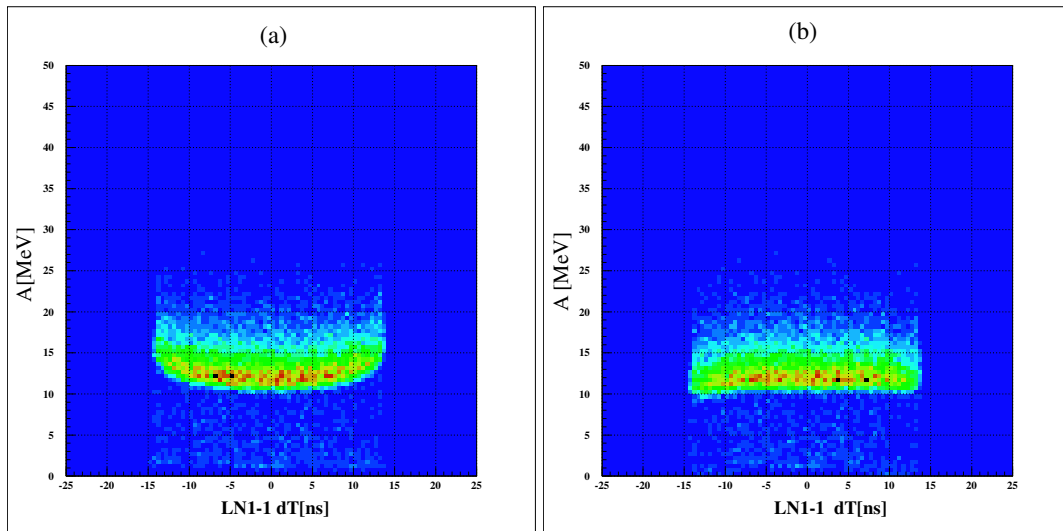


図 4.9: プラスチックシンチレーター (LN1-1) 中での宇宙線のエネルギー損失 ΔE と左右の時間差 dT の相関。横軸が dT 、縦軸が ΔE 。(a) dT dependence の補正前 (b) 補正後

4.3.4 クロストークイベントの排除

中性子は、プラスチックシンチレーター中の陽子と衝突し、弾き飛ばされた陽子によるシンチレーション光を、光電子増倍管で捕らえることによって検出される。しかし、その検出課程では、2次散乱された中性子がさらに別の陽子を弾き飛ばすことで、1中性子によるイベントを複数の中性子によるイベントと区別されずにデータに含まれる現象が起こる。これをクロストーク現象という。本研究では、 ${}^6\text{He}(2^+)$ が崩壊して放出される2中性子の同時計測を行なっているため、2中性子イベントのデータ中からクロストークイベントを排除して真の2中性子イベントを選び出す必要がある。(詳細は APPENDIX 参照)

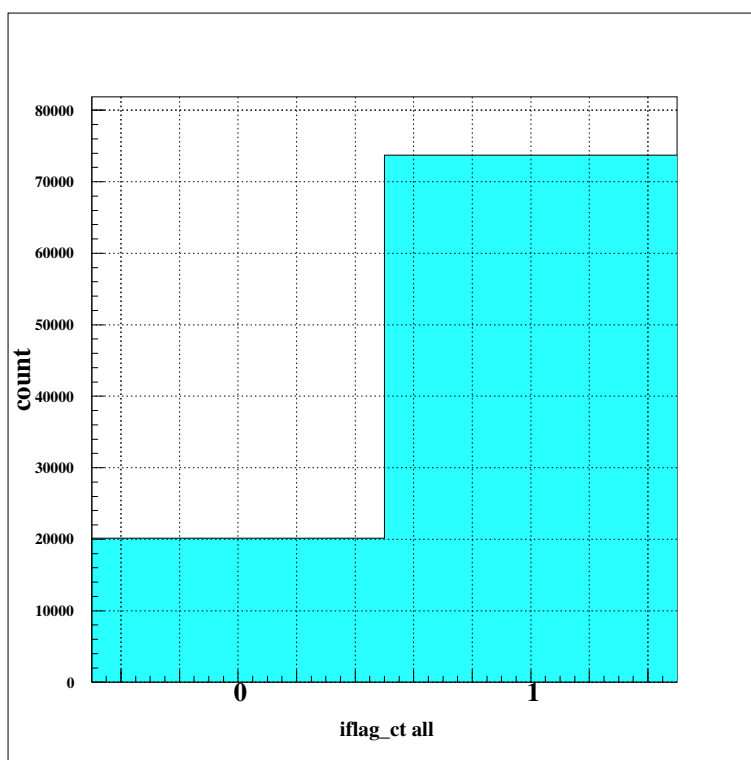


図 4.10: クロストーク。1がクロストークイベント、0が真の2中性子イベントを表す。

第5章 結果と議論

5.1 ${}^6\text{He}$ の相対エネルギー E_{rel} の導出

図5.1は相対エネルギー E_{rel} スペクトルである。図のように ${}^6\text{He}(2^+)$ の共鳴状態に相当するピークが観測された。以下に示す共鳴関数を用いて fitting をした。

$$\text{カウント数} \propto \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.1)$$

$$\Gamma = 2kRv_l\gamma \propto \sqrt{E} \quad (5.2)$$

$$k = \sqrt{\frac{2ME}{\hbar^2}} \quad (5.3)$$

E_R	共鳴エネルギー
Γ	共鳴幅
v_l	ポテンシャル透過能
γ	換算幅
R	相互作用半径
k	価中性子相対運動量を表す波数
M	相対質量

図 5.1 における fitting では、式 5.1 の他にバックグラウンドとして

$$\text{バックグラウンド} = ax^b \times \exp(-cx) \quad (5.4)$$

という関数を加えている。

この fitting 関数から共鳴エネルギー E_{rel} と共鳴幅 Γ を導出したところ、 $E_{\text{rel}} = 0.90 \pm 0.01$ MeV, $\Gamma = 0.63 \pm 0.02$ MeV であった。ただし、誤差は fitting の誤差のみを反映させた値である。またアクセプタンス補正と中性子検出器の検出効率の補正をまだ行っていないため、共鳴エネルギー E_{rel} と共鳴幅 Γ の値は暫定的である。得られた ${}^6\text{He}(2^+)$ の相対エネルギーは、以前行なわれた陽子非弾性散乱実験の値 0.90 ± 0.14 MeV と一致した。

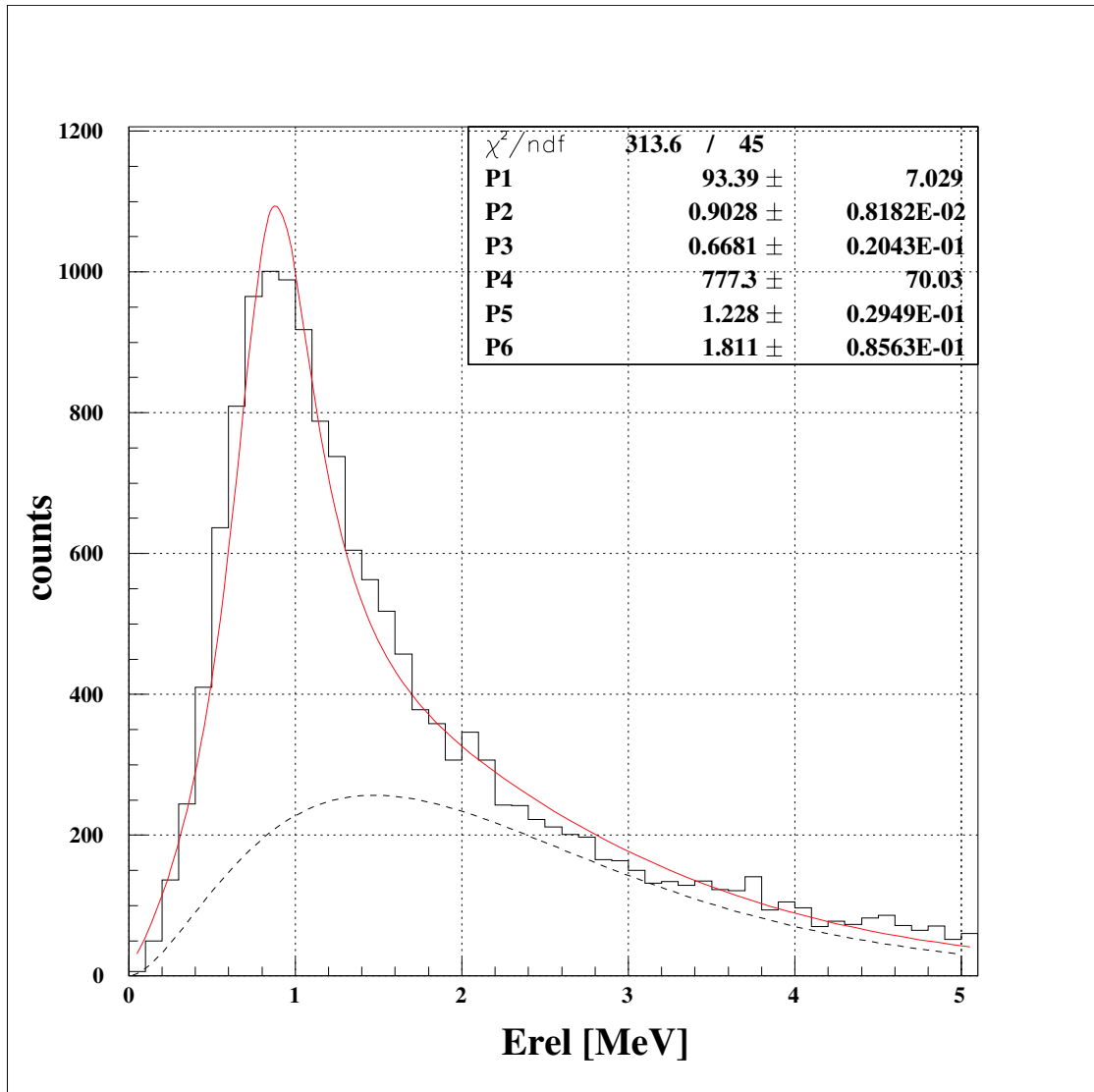


図 5.1: E_{rel} スペクトル (アクセプタンス補正と中性子検出器の検出効率の補正はまだ行なっていない。)。赤い線は fitting 曲線を表し、点線は式 5.4 で与えられるバックグラウンド関数を表す。

第6章 まとめと展望

理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS で得られる不安定核 ${}^6\text{He}$ を炭素標的に入射させ、非弾性散乱反応により第一励起状態 ${}^6\text{He}(2^+)$ を生成した。 ${}^6\text{He}(2^+)$ 状態から崩壊して放出される ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量を同時測定し、不変質量法を用いて三体の相対エネルギーを求めた。その結果、 ${}^6\text{He}(2^+)$ の相対エネルギーが 0.90 MeV と求まり、以前行なわれた陽子標的を用いた実験 [5] の値と一致した。しかし、今現在の相対エネルギーは preliminary な値であるため、アクセプタンス補正や、中性子検出器の検出効率を考慮することで、値は変化する可能性がある。

今後、さらなる解析により、 ${}^6\text{He}(2^+)$ の散乱角度分布、非弾性散乱断面積を求める。その断面積から導出した変形長と、以前行なわれた陽子非弾性散乱実験で得られた変形長から、陽子と中性子の遷移行列要素 M_p と M_n を独立に求めることが可能となる。それをもとに、陽子と中性子分布の変形について定量的な議論を行なうことが必要である。

第7章 APPENDIX

7.1 相対エネルギーの算出方法

相対エネルギーを、不変質量 M と個々の粒子の質量の和 $\sum_i M_i$ の差として算出すると桁落ちが発生する。この問題は、以下に示すような方法で、大きな数同士の引き算を避けることによって解決できる。

不変質量 M の粒子が二体に崩壊する場合を考える。崩壊二粒子間の相対エネルギー E_{rel} は、崩壊粒子の質量を M_1, M_2 とすると以下の式で表せる。

$$E_{\text{rel}} = M - M_1 - M_2 \quad (7.1)$$

不変質量 M は、崩壊粒子の4元運動量ベクトルをそれぞれ $p_1 = (E_1, \vec{P}_1), p_2 = (E_2, \vec{P}_2)$ とすると以下の式で表せる。

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - |\vec{P}_1 + \vec{P}_2|^2 \quad (7.2)$$

上式はさらに次のように展開できる。

$$\begin{aligned} M^2 &= M_1^2 + M_2^2 + 2(E_1 E_2 - |\vec{P}_1| |\vec{P}_2| \cos \theta) \\ &= (M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t \end{aligned} \quad (7.3)$$

ここで

$$F_l = 2(E_1 E_2 - M_1 M_2 - |\vec{P}_1| |\vec{P}_2|) \quad (7.4)$$

$$F_t = 4|\vec{P}_1| |\vec{P}_2| \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (7.5)$$

である。 F_l はさらに次のように展開できる。

$$\begin{aligned}
F_l &= 2\{(T_1 + M_1)(T_2 + M_2) - M_1M_2 - |\vec{P}_1||\vec{P}_2|\} \\
&= 2(T_1T_2 + T_1M_2 + M_1T_2 - |\vec{P}_1||\vec{P}_2|) \\
&= T_1(T_2 + 2M_2) + T_2(T_1 + 2M_1) - 2|\vec{P}_1||\vec{P}_2| \\
&= \frac{T_1}{T_2}|\vec{P}_2|^2 + \frac{T_2}{T_1}|\vec{P}_1|^2 - 2|\vec{P}_1||\vec{P}_2| \\
&= T_1T_2 \left(\frac{|\vec{P}_1|}{T_1} - \frac{|\vec{P}_2|}{T_2} \right)^2
\end{aligned} \tag{7.6}$$

ここで、 T_1 と T_2 は崩壊粒子の運動エネルギーである。式7.3,7.5,7.6を式7.1に代入すると、相対エネルギー E_{rel} の表式として次を得る。

$$\begin{aligned}
E_{rel} &= \sqrt{M^2} - (M_1 + M_2) \\
&= \sqrt{(M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t} - (M_1 + M_2) \\
&= \frac{F_l + F_t}{\sqrt{(M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t} + (M_1 + M_2)}
\end{aligned} \tag{7.7}$$

以上、二体に崩壊する場合について考えたが、本研究のように三体に崩壊する場合にも拡張できる。

$$E_{rel} = \frac{F}{\sqrt{M_{sum}^2 + F} + M_{sum}} \tag{7.8}$$

$$M_{sum} = M_1 + M_2 + M_3 \tag{7.9}$$

$$F = F_{12}^l + F_{12}^t + F_{23}^l + F_{23}^t + F_{31}^l + F_{31}^t \tag{7.10}$$

$$F_{ik}^l = T_i T_k \left(\frac{|\vec{P}_i|}{T_i} - \frac{|\vec{P}_k|}{T_k} \right)^2 \tag{7.11}$$

$$F_{ik}^t = 4|\vec{P}_i||\vec{P}_k| \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{7.12}$$

各粒子の4元運動量ベクトルを記述する座標系は特定のものである必要は無いが、式7.12の中に現れる粒子の運動エネルギーがなるべく小さな値にならないようにするため、実験室系で記述すると良いだろう。

7.2 クロストーク解析について

中性子検出器は標的に近い方から、LN1, LN2, LN3, LN4 の4面から構成される。さらに密着して配置された、LN1 と LN2 の組を ClusterA と呼ぶことにする。同様に、密着して配置された LN3 と LN4 の組を ClusterB と呼ぶ。Cluster1 と Cluster2 は間隔を空けて配置されている。

クロストークには、大別すると Different Wall Event と Same Wall Event の2つのパターンがある。Different Wall Event とは、ClusterA と ClusterB において、ひとつずつ中性子が検出されたイベントを意味する。一方、Same Wall Event とは、同じ Cluster において、2中性子が検出されたイベントを意味する。

ここで、クロストークのヒットパターンの表現について説明する。12 と書いた場合、2中性子のうち LN1 において β の速い方の中性子が検出され、LN2 において β の遅い方の中性子が検出されたことを表す。

7.2.1 Different Wall Event

上述の表現を用いて、Different Wall Event のヒットパターンの分別とクロストークイベントの排除条件を表 7.1 で示した。

ヒットパターン	排除条件
(ア)31,32,41,42	なし
(イ)13,23,14,24	$\beta_{AB} \leq \beta_A$

表 7.1: Different Wall Event のヒットパターンと排除条件

ただし β_A は ClusterA への入射速度であり、 β_{AB} は、 $\beta_{AB} = |(r_A - r_B)/(t_A - t_B)|$ で表され、ClusterA, B 間での速さを意味する。(ア)では、1中性子が ClusterA で散乱された後、 β が速くなることはありえないため、2中性子イベントであることを表す。(イ)の排除条件も、同様の考えに基づいている。

7.2.2 Same Wall Event

Same Wall Event のヒットパターンの分別とクロストークイベントの排除条件を表 7.2 で示した。

ヒットパターン	排除条件
(ウ)11,12,21,22	$\Delta r \leq 170 \text{ mm}$
(エ)33,34,43,44	$\Delta r \leq 230 \text{ mm}$

表 7.2: Same Wall Event のヒットパターンと排除条件

同じ Cluster 内で、かつ近い位置で 2 中性子が検出された場合、クロストークイベントである可能性が高い。よって、2つの検出位置の距離 Δr が上表で示した値であれば、これを 1 中性子によるイベントとみなした。

ここで表 7.2 の 170 mm、230 mm といった具体的な数字は、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応を調べることで得られる。この反応では、中性子がひとつしか放出されないため、中性子検出器で 2 中性子が検出された場合、クロストークイベントであると判断できる。

参考文献

- [1] N.Imai, et al. Anomalously hinderd E2 strength $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)$ in ^{16}C . *Phys.Rev.Lett*, Vol. 92, p. 062501, 2004.
- [2] H.J.Ong, et al. Neutron -dominant quadrupole collective motion in ^{16}C . *Phys.Rev.C*, Vol. 73, p. 024610, 2006.
- [3] S.Raman, et al. transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides. *At.Data Nucl.Data Table*, Vol. 78, pp. 1–128, 2001.
- [4] N.Fukuda. *Breakup Reaction of the One-neutron Halo Nucleus ^{11}Be* . Ph.D. dissertation, University of Tokyo, 2004.
- [5] 橋本佳子. 陽子非弾性散乱実験による中性子ハロー核 ^6He の研究. Master's thesis, 東京工業大学, 2006.
- [6] A.M.Bernstein, et al. Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering. *Phys.Lett*, Vol. 103B, No. 4,5, 1981.

謝辞

本研究を行なうにあたりたくさんの方の御協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、解析、議題提起を始め、原子核物理の基礎や文章の書き方まで様々なことを御指導頂きました。また、助手の佐藤義輝氏には、解析や物理に関する疑問を懇切丁寧で分かり易い助言をして頂きました。同研究室の近藤洋介氏、中林彩氏、南日卓氏にはコンピュータの使い方を始め沢山のことを教えて頂きました。篠原摩有子氏には、解析の指針を与えて頂き、大変参考になりました。心より感謝致します。