

学士論文

荷電交換反応を用いた ^{14}Be の
ガモフ・テラ - 遷移の研究



岡市 直人

学籍番号 : 02-0515-6

指導教官 中村 隆司

東京工業大学 理学部 物理学科

2006年2月27日

概要

近年、重イオン加速器の発達に伴う不安定ビーム生成技術の向上により、安定核領域から遠く離れた中性子過剰核の研究が盛んに行われている。本論文では、荷電交換反応 ((p,n) 反応) を用いて ^{14}Be のガモフ・テラー遷移に関する実験とその結果について述べる。(p,n) 反応では、核内の中性子を陽子に変換すると同時に、そのスピンも反転させるガモフ・テラー遷移が主として観測される。この遷移確率 (断面積) はベータ崩壊におけるガモフ・テラー行列要素の導出に応用できる。不安定核領域でのガモフ・テラー行列要素は、超新星爆発で鍵となる電子捕獲反応率の導出に不可欠であり、この意味で不安定核の荷電交換反応という手法の確立は重要である。一方、今回対象とする ^{14}Be は通常原子核密度を持つコア (^{12}Be) のまわりに非常に弱く束縛された中性子が薄く広がるという中性子ハロー構造を持つ中性子過剰核であり、こうした特異核の荷電交換反応が、通常の核の反応とどのように異なるのかについても興味を持たれている。

実験は理化学研究所の不安定ビームライン RIPS において行われた。RIPS で生成された ^{14}Be ビームを液体水素標的に入射し、荷電交換反応により ^{14}B を生成した。 ^{14}B は ^{13}B と 1 中性子に崩壊し、下流に置かれた荷電粒子測定系と中性子測定系によりそれら崩壊粒子の運動量ベクトルが測定された。不変質量法を用いて ^{14}B の励起スペクトルを導出し、1.29MeV に励起準位を確認した。すでにベータ崩壊で知られているガモフ・テラー遷移強度 $B(\text{GT})$ と今回得られた微分散乱断面積を比較し、比例関係について議論を行う。

目次

第1章 序	1
第2章 研究対象と手法	5
2.1 研究対象	5
2.2 研究手法 (不変質量法)	5
第3章 実験	7
3.1 不安定核ビームの生成	7
3.1.1 加速器研究施設 RARF	7
3.1.2 入射核破砕片分離装置 RIPS	8
3.2 実験セットアップ	9
3.3 ビームと標的	9
3.4 二次ビーム測定系	10
3.4.1 プラスチックシンチレーター (SF2)	10
3.4.2 PPAC(parallel plate avalanche counter)	10
3.5 荷電粒子測定系	11
3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)	11
3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	11
3.6 中性子測定系	12
3.7 線検出器群	13
3.8 トリガー回路	13
第4章 解析	14
4.1 二次ビームの粒子識別	14
4.2 散乱荷電粒子の識別	15
4.2.1 Zの識別	15
4.2.2 Aの識別	16
4.3 中性子検出器の解析	18
4.3.1 宇宙線データによる波高解析	18
4.3.2 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応データによる中性子検出効率の評価	24
第5章 結果と議論	29
5.1 不変質量スペクトル	29
5.2 微分散乱断面積の角度分布	30
5.3 B(GT) と微分散乱断面積の相関関係	32

第6章	まとめ	34
第7章	APPENDIX	35
7.1	ランダウ分布	35

目 次

1.1	核図表	1
1.2	中性子八ロー核 ^{14}Be の模式図	1
1.3	$^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ 反応で得られた ^{90}Nb の励起スペクトル	2
1.4	^{14}Be の IAS 観測のレベル図	3
1.5	^{14}Be のベータ崩壊のレベル図	3
2.1	研究対象核	5
3.1	加速器研究施設 RARF	7
3.2	入射核破砕片分離装置 RIPS	8
3.3	実験セットアップ	9
3.4	PPAC	10
3.5	Hodoscope	11
3.6	Neutron Counter の構成	12
3.7	トリガー回路	13
4.1	二次ビームの粒子識別	14
4.2	Hodoscope での TOF と波高の相関図	15
4.3	原子番号 Z の分布	15
4.4	トランスファー行列での座標系	16
4.5	δ と二次標的-Hodoscope 間 TOF の相関図	17
4.6	δ が TOF に依らず一定となるように補正を行った。	17
4.7	質量数 A の分布	17
4.8	宇宙線の到来位置、および方向の分布	18
4.9	宇宙線飛跡と各カウンターでのヒット位置の残差分布 (Wall-1 の例)	19
4.10	中性子カウンターの光電子増倍管で検出されたシンチレーション光量の位置依存性 (Wall-1,L12 の例)	20
4.11	波高の位置依存性を補正した (Wall-1 の例)。	21
4.12	Wall-1 で測定された宇宙線の波高分布	23
4.13	Wall-2 で測定された宇宙線の波高分布	23
4.14	Wall-3 で測定された宇宙線の波高分布	23
4.15	Wall-4 で測定された宇宙線の波高分布	23
4.16	Wall-1 で測定された $^7\text{Li}(p,n)$ 反応の欠損質量スペクトル	25
4.17	中性子検出器各 Wall 毎の微分散乱断面積の角度分布	28

5.1	不変質量スペクトル	29
5.2	微分散乱断面積の角度分布	31
5.3	DWIA 計算による入射ビームエネルギー 160MeV の時の $\hat{\sigma}$ と質量数 A の相関	33
5.4	様々な (p,n) 反応実験で得られた B(GT) と微分散乱断面積の比例関係を示した図	33
7.1	運動エネルギーが 10GeV の μ 粒子が厚さ 6cm のプラスチックシンチレータを通過する条件で計算されたランダウ分布関数	37
7.2	ランダウ分布関数のピーク値を与えるエネルギー損失 Δ_{mp} の μ 粒子の運動エネルギーの依存性	37

表 目 次

3.1	ビーム	9
3.2	標的	9
4.1	Zの分解能	15
4.2	Aの分解能	17
4.3	中性子検出器各 Wall の水平方向の検出位置分解能	19
4.4	各検出器 (Wall) で検出された ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の中性子数	26
4.5	入射ビーム数 (N_{beam}), ビームトリガーの間引き率 (ϵ_{ds}), 標的数 (N_{target})	27
4.6	中性子検出器各 Wall ごとの中性子検出効率	27
5.1	関数 (5.1) を用いて不変質量スペクトルをフィッティングした結果求めたパラメータ値 $p_1 \sim p_8$	30
5.2	入射二次ビーム数 (N_{beam}), ビームトリガーの間引き率 (ϵ_{ds}), 標的数 (N_{target}), MDC の飛跡決定効率 (ϵ_{mdc}), FDC3 の飛跡決定効率 (ϵ_{fdc})	30
5.3	重心系での散乱角度 ($\theta_{c.m.}$) 6° ごときの 1^+ 準位の ${}^{14}\text{B}$ のカウント数 (N_{14B}), 誤差, 立体角 ($\Delta\Omega$)	30

第1章 序

近年、重イオン加速器の発達に伴い、不安定核ビームを大強度で生成することが可能となり、中性子束縛限界(中性子ドリップライン)付近の原子核構造についての研究が進展しつつある。これらの原子核には安定線付近の原子核とは異なる現象が発見され注目されている。例えば、中性子ドリップライン近傍では、中性子ハローという特異構造が発見され注目されている。中性子ハローとは、中性子が原子核のまわりに薄く広がって分布している構造であり、安定線付近では見られない現象である。図 1.2 に中性子ハロー核の模式図を示す。本研究では、中性子ハロー核の1つ ^{14}Be を対象とし、荷電交換反応((p,n)反応)を用いてそのガモフ・テラー遷移強度を探ることが主な目的である。

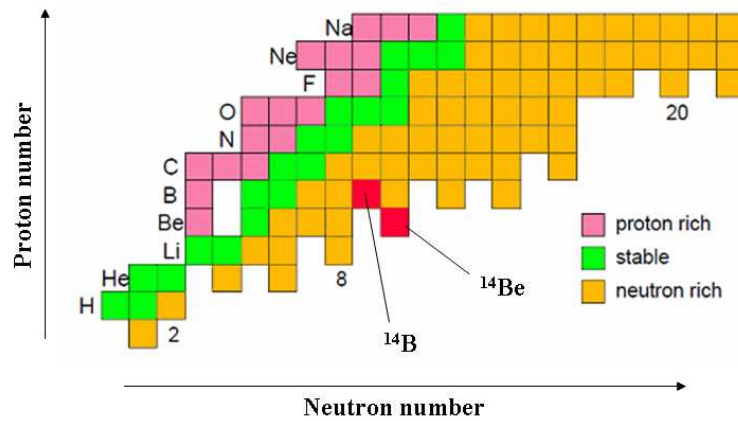


図 1.1: 横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとった核図表。ピンクが陽子過剰核、緑が安定核、オレンジが中性子過剰核を示している。赤が今回研究対象とした ^{14}Be と (p,n) 反応で生成される ^{14}B 。

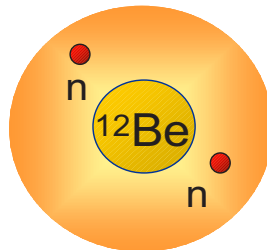


図 1.2: 中性子ハロー核 ^{14}Be の模式図。

(p,n) 反応によるガモフ・テラー遷移とアイソバリックアナログ状態 (IAS) について

(p,n) 反応では、核内の中性子を陽子に変換すると同時に、そのスピンも反転させるガモフ・テラー遷移が観測される。ガモフ・テラー遷移は、標的核の基底状態 $|0\rangle$ にアイソスピン演算子とスピン演算子を作用させた形で次式のように書ける。

$$|GT\rangle \sim \sum_{i=1}^A \tau_-^{(i)} \sigma_-^{(i)} |0\rangle. \quad (1.1)$$

ここで、 τ_- 、 σ_- はそれぞれアイソスピン、スピンの下降演算子である。また、(p,n) 反応では中性子を陽子に変換するだけで、スピン状態に関しては変化がないアイソバリックアナログ状態 (IAS) も観測される。その状態は、次式のように書ける。

$$|IAS\rangle \sim \sum_{i=1}^A \tau_-^{(i)} |0\rangle. \quad (1.2)$$

図 1.3 に $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ 反応で得られた ^{90}Nb の励起スペクトルを示す [1]。図のように (p,n) 反応は、IAS の鋭いピークと共に、ガモフ・テラー遷移で励起されるガモフ・テラー巨大共鳴 (GTR) によって特徴づけられる。今回研究対象とする中性子ハロー核 ^{14}Be については、これまでの研究により ^{14}Be のアイソバリックアナログ状態の観測がなされており、その結果、娘核 ^{14}B の $17.06 \pm 0.03\text{MeV}$ の励起エネルギー準位が発見されている [2]。図 1.4 にそのレベル図を示す。

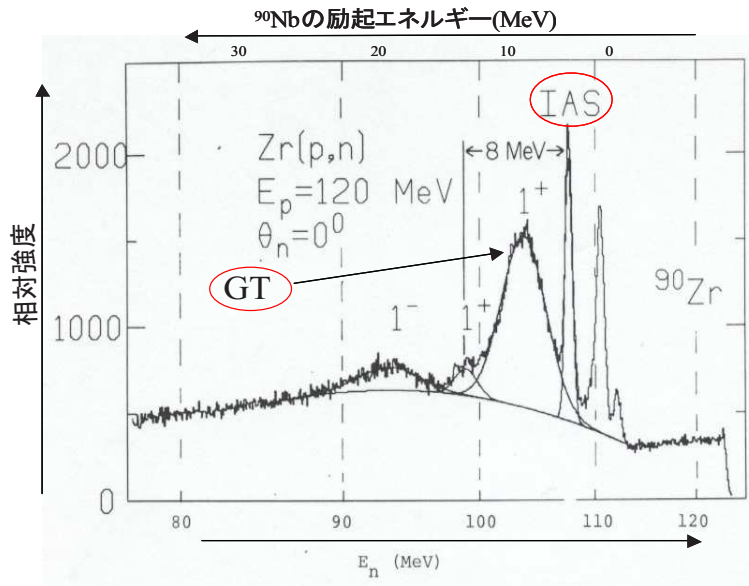


図 1.3: $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ 反応で得られた ^{90}Nb の励起スペクトル (文献 [1] より引用)。

ベータ崩壊によるガモフ・テラー遷移と (p,n) 反応によるガモフ・テラー遷移について

本来、ガモフ・テラー遷移はベータ崩壊の許容遷移として観測される。青井らによって ^{14}Be のベータ崩壊によるガモフ・テラー遷移の観測がなされている [3]。図 1.5 にそのレベル図を示す。これによると、娘核 ^{14}B の励起エネルギー $1.28 \pm 0.02\text{MeV}$ のスピン・パリティ 1^+ 準位への強いガモフ・テラー遷移が発見され、その $\log ft$ 値は $\log ft = 3.68 \pm 0.08$ と求められている。ベータ崩壊において、許容遷移の確率は崩壊エネルギー E_0 が $mc^2 (=511\text{keV})$ より十分大きいときは E_0^5 に比例するため、娘核の励起エネルギーの低い領域が主として観測される。一方、(p,n) 反応ではこのような E_0 値による制限がないためベータ崩壊では探ることのできない広いエネルギー領域についてガモフ・テラー遷移を特定することが可能である。特に中性子ハロー核においてはコアと中性子ハロー部分の遷移が分岐して GTR が 2 つのピークに分かれることが示唆されており、中性子ハローのダイナミクスを探る上でも重要である。

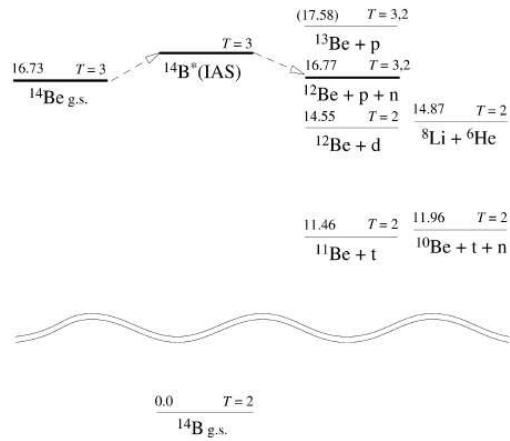


図 1.4: ^{14}Be の IAS 観測のレベル図 (文献 [2] より引用)。

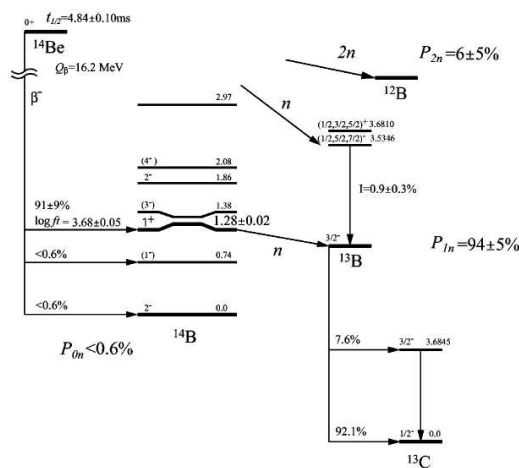


図 1.5: ^{14}Be のベータ崩壊のレベル図 (文献 [3] より引用)。

ガモフ・テラー遷移強度 $B(GT)$ の天体核反応への応用

(p,n) 反応のガモフ・テラー遷移確率 $B(GT)$ はベータ崩壊におけるガモフ・テラー行列要素の導出に応用できる。不安定核領域でのガモフ・テラー行列要素は、超新星爆発 (r-process) で鍵となる電子捕獲反応¹ 率の導出に不可欠であり、この意味で不安定核の荷電交換反応という手法の確立は重要である。

本論文では、第2章で研究対象の原子核と研究手法である不変質量法について、第3章で実験の構成について、第4章で実験データの解析について、第5章でその結果と考察を述べる。

¹ $p + e^- \rightarrow n + \nu$

第2章 研究対象と手法

2.1 研究対象

本研究において対象とする核を説明する。図 2.1 にその様子を示した。

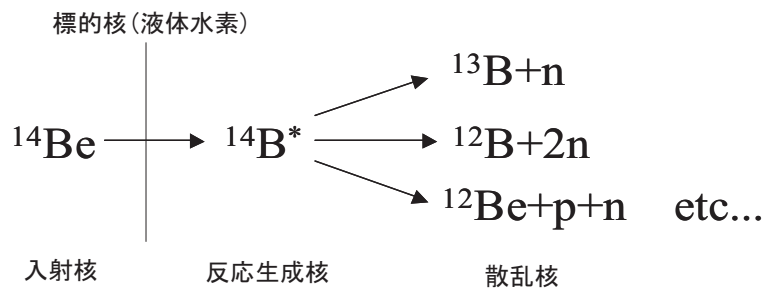


図 2.1: 研究対象核

入射してきた ^{14}Be ビームが液体水素標的に入射し、(p,n) 反応を起こし励起状態の ^{14}B 核が生成される。その核は図 2.1 のようにいくつかのチャンネルに崩壊する。今回の解析では、 ^{14}B 核の 1 中性子崩壊チャンネルに着目して解析を行った。2 中性子崩壊チャンネルや 1 中性子+1 陽子崩壊チャンネルに関する解析については今後行う予定である。この解析により、より高い励起準位を発見できる可能性が考えられる。

2.2 研究手法 (不変質量法)

ここでは、研究手法として用いた不変質量法について述べる。静止質量 M の粒子が、 n 個の粒子に崩壊したとする。崩壊粒子 i に対して、全エネルギー E_i 、運動量 p_i とすると、

$$M = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (2.1)$$

となる。また、崩壊粒子の静止質量を m_i で表すと、崩壊前の粒子と崩壊粒子の相対エネルギー E_{rel} は以下のように表せる。

$$E_{rel} = M - \left(\sum_{i=1}^n m_i\right) \quad (2.2)$$

よって、崩壊して出てきたすべての粒子の質量が既知の場合、励起状態から崩壊して出てくる粒子の運動量を測定することにより、励起状態の質量を求めることが出来る。不変質量法

を用いることの利点は、放出粒子の測定だけで E_{rel} が求まり、二次ビームの運動量の広がりや入射角度の広がりに依存しない点である。

第3章 実験

実験は 2004 年 10 月に理化学研究所の不安定ビーム生成ライン RIPS を用いて行われた。この章ではまず、RIPS による二次ビームの生成と分離について述べ、次に二次標的まわりの検出器群を、二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系に分けて述べる。

3.1 不安定核ビームの生成

本研究の対象である中性子過剰核 ^{14}Be は不安定核であるため、これを標的として用いることはできない。このような不安定核実験では、対象核をビームとして固定標的に入射させるという手法を取る。本実験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、不安定核ビームの生成を行った。

3.1.1 加速器研究施設 RARF

図 3.1 に RARF の全体図を示す。理化学研究所の加速器研究施設では、複数の重イオン加速器（線形加速器及びリングサイクロトロン）を複数並べ多段式に加速するという構成になっている。

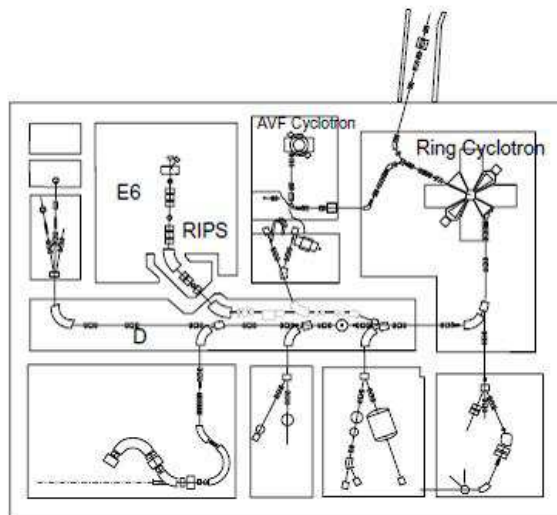


図 3.1: 加速器研究施設 RARF

3.1.2 入射核破砕片分離装置 RIPS

図 3.2 は RIPS の全体図である。リングサイクロトロンによって、約 100MeV に加速された粒子（一次ビーム）は一次標的 (F0) に入射され、入射核破砕反応により不安定核を生成する。生成された不安定核はさまざまな核種を含んでいるため、RIPS により、粒子の磁気硬度 ($B\rho$) やエネルギー減衰板 (degrader) でのエネルギー損失の違いを利用して目的とする核種を分離している。

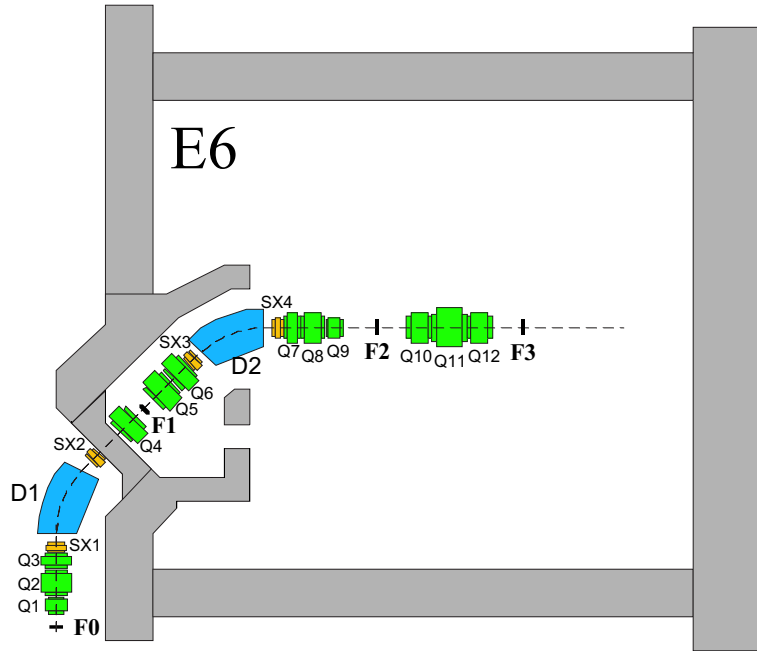


図 3.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS

3.2 実験セットアップ

図 3.3 に本実験で使用した実験のセットアップを示す。各種測定系の詳細は後節で述べる。

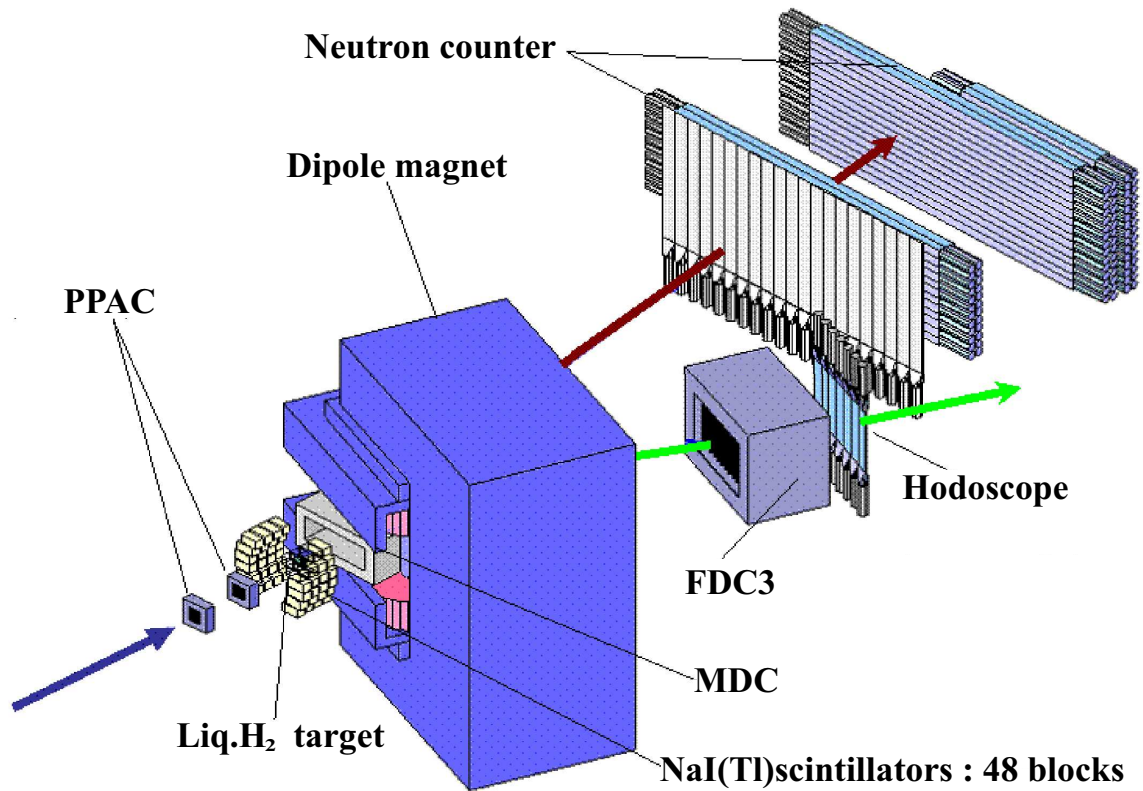


図 3.3: 実験セットアップ

3.3 ビームと標的

本実験で使用したビームと標的について表 3.1、3.2 にまとめる。

表 3.1: ビーム		表 3.2: 標的	
ビーム	Energy(MeV/nucleon)	標的	
一次ビーム : ^{18}O	100	一次標的 : ^9Be	6.0 mm
二次ビーム : ^{14}Be	70	二次標的 : 液体水素	$229.2 \pm 5.8 \text{ mg/cm}^2$

3.4 二次ビーム測定系

3.4.1 プラスチックシンチレーター (SF2)

プラスチックシンチレーター (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレーターは、厚さ 1 mm、面積 $80 \times 80 \text{ mm}^2$ で、波高と時間信号を読み出す。この時間信号とサイクロトロン加速タイミングの時間差から、荷電粒子が SF2 に到達するまでの飛行時間を知ることができる。

3.4.2 PPAC(parallel plate avalanche counter)

PPAC(図 3.4) は時間信号の差から荷電粒子の入射位置を読み取るガスカウンターである。PPAC は三枚の電極から構成されており、陽極と 2 つの陰極の間は 4mm の間隔が空いている。陰極はストリップ構造をしており、幅 2.40 mm のワイヤーが 0.15mm の間隔で 40 本で張られている。この陰極の上下・左右の時間信号の差から $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の範囲について、荷電粒子の通った位置を測定することができる。二つの PPAC(PPAC-a,b) を二次標的の上流に配置し、両方の位置の外挿から二次標的に入射する位置と角度を求めた。

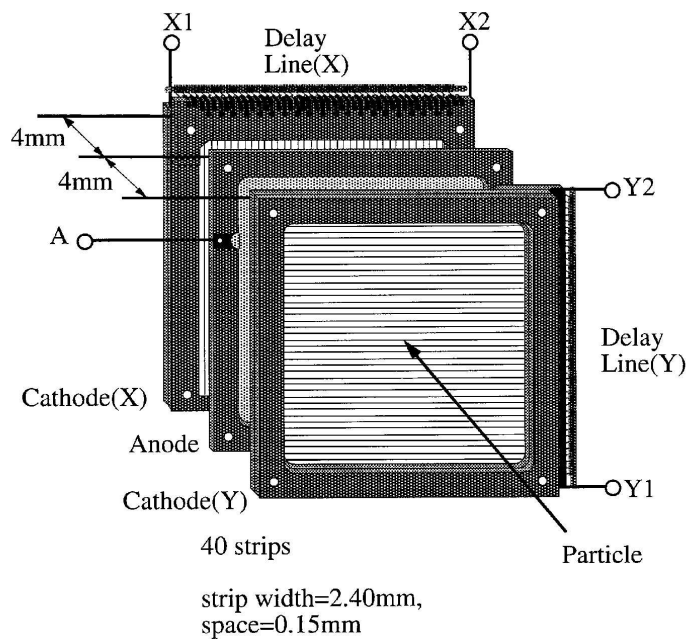


図 3.4: PPAC

3.5 荷電粒子測定系

3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)

2次標的と双極子磁石との間にドリフトチェンバー MDC を配置している。MDC は反応生成粒子の飛跡の測定や双極子磁石入射前の運動量を求めることができる。MDC は互いに平行かつ等間隔な 8 面のセンス面 (X 面 4 面、U、V 面各 2 面ずつ) と、9 面のカソード面から構成されている。

また、双極子磁石の下流側にはドリフトチェンバー FDC3 を配置している。FDC3 は双極子磁石の下流で、荷電粒子の運動量変化を求めることができる。一面 16 本のワイヤーが張られた面が X 方向を測定するために鉛直に 5 面、Y 方向を測定するために水平に 4 面ある。

3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

FDC3 の下流には、7 つのプラスチックシンチレータを配置した。厚さ 10 mm、面積 $100 \times 450 \text{ mm}^2$ のシンチレータで、各シンチレータの上下の両端に光電子増倍管を取り付け、波高と時間信号を読み出している。

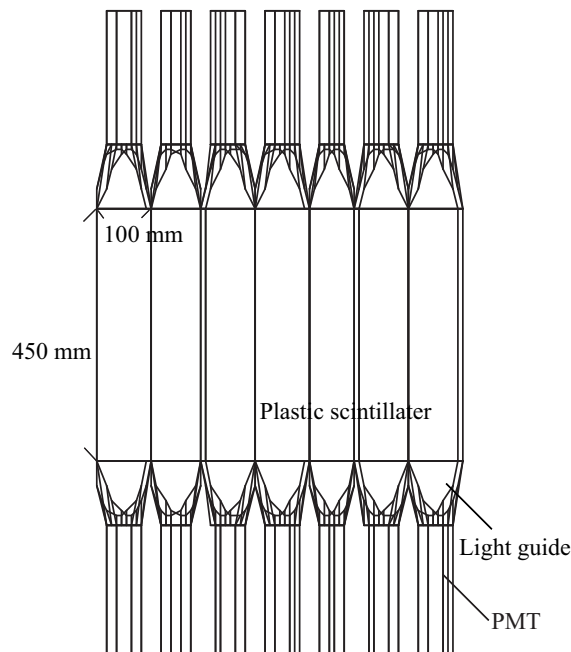


図 3.5: Hodoscope

3.6 中性子測定系

二次標的に入射した二次ビームが起こす反応によって散乱された中性子は、双極子磁石の磁場に影響されず、そのまま二次ビームライン方向へ飛行する。この中性子を検出する測定系は、双極子磁石で曲がりきれずに、二次ビームライン方向へと散乱してきた荷電粒子を排除するための Veto Counter と、中性子の運動量を測定する Neutron Counter で構成される。

Neutron Counter は、6 面から構成される。上流から説明すると、1,2 面 (Wall-1,2) は、 $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレーターを 13 本積んで配置している。3,4 面 (Wall-3,4) も、同じ $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレーターを 15 本積んで配置している。5,6 面 (Wall-5,6) は、 $60 \times 60 \times 1085 \text{ mm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレーターを 15 本積んで配置した。なお、今回の解析では Wall-5,6 は使用していない。

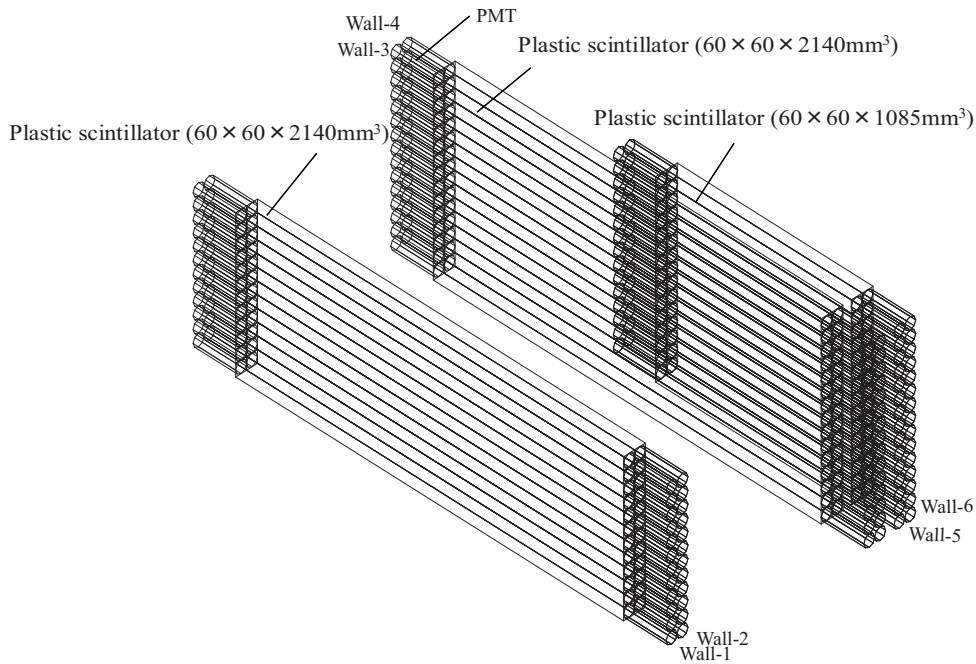


図 3.6: Neutron Counter の構成

3.7 線検出器群

二次標的の周囲には、48 個の NaI シンチレータが、ガンマ線検出器として配置された。NaI クリスタルの大きさは、 $61 \times 61 \times 122 \text{ mm}^3$ 、1 層は、12 本の NaI カウンターから構成され、これを 4 層並べた。なお、今回の実験の解析では、ガンマ線検出器は使用していない。

3.8 トリガー回路

実験に用いた各検出器からの信号は、図 3.7 のようなトリガー回路を組んで、トリガー条件の下でコンピュータに取り込んだ。

- SF2L and SF2R : SF2 で二次ビームが検出された
- SF2Z : SF2 で、スレッシュホールド値以上の波高が検出された
- LN1,2,3,4, SN5,6 : Neutron counter の 1~6 面で検出された
- NaI 1,2,3,4 : NaI シンチレータの 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

BEAM, D.S.BEAM, NEUT, NaI の各トリガーは単独、または組合せて使うことができる。

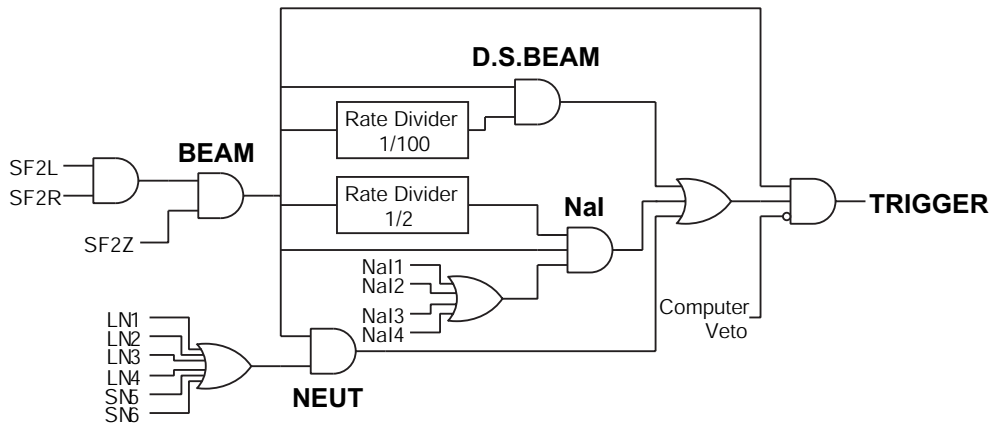


図 3.7: トリガー回路

第4章 解析

4.1 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、目的としていないほかの核種もある程度混じる。したがって、二次ビームの核種をイベントごとに識別する必要がある。このため、プラスチックシンチレータ SF2 の波高、またサイクロトロン の RF 信号と SF2 間の時間差から飛行時間 (TOF) を求め、これらの情報から粒子の識別を行った。SF2 中でのエネルギー損失 ΔE は粒子の速度を v とすると、

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

の関係がある。また RIPS によって、磁気硬度 $B\rho$ を選択しているが、この $B\rho$ は、式 (4.2) の関係がある。

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

但し、 A は粒子の質量数である。SF2 の波高をエネルギー損失とし、これらの関係から、SF2 の波高と RF-SF2 間の TOF の相関を調べることにより、図 4.1 のように、核種を区別することができる。これにより、二次ビーム中に含まれる ^{14}Be の割合は、94.5%であることが分かった。

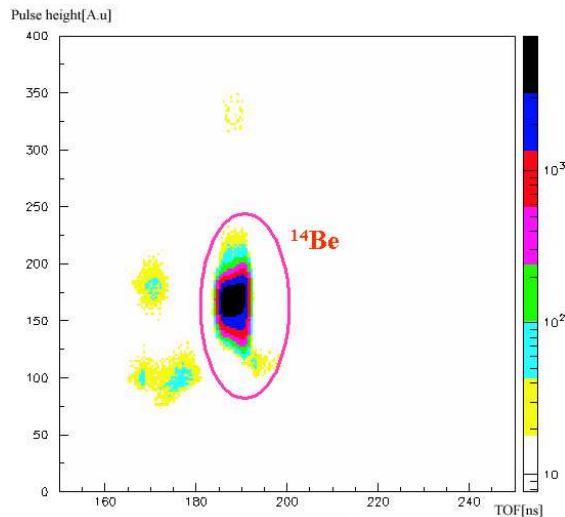


図 4.1: 二次ビームの粒子識別

4.2 散乱荷電粒子の識別

4.2.1 Zの識別

Zは、Hodoscope で得られる波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF から識別する。式 (4.3)

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

の関係から Z を求めることができる。図 4.2 は Hodoscope の波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF の相関をプロットしたもので、式 (4.3) から Z をイベントごとに導いたスペクトルが図 4.3 である。また、表 4.1 にはフィッティングにより求めた Z の分解能を示す。

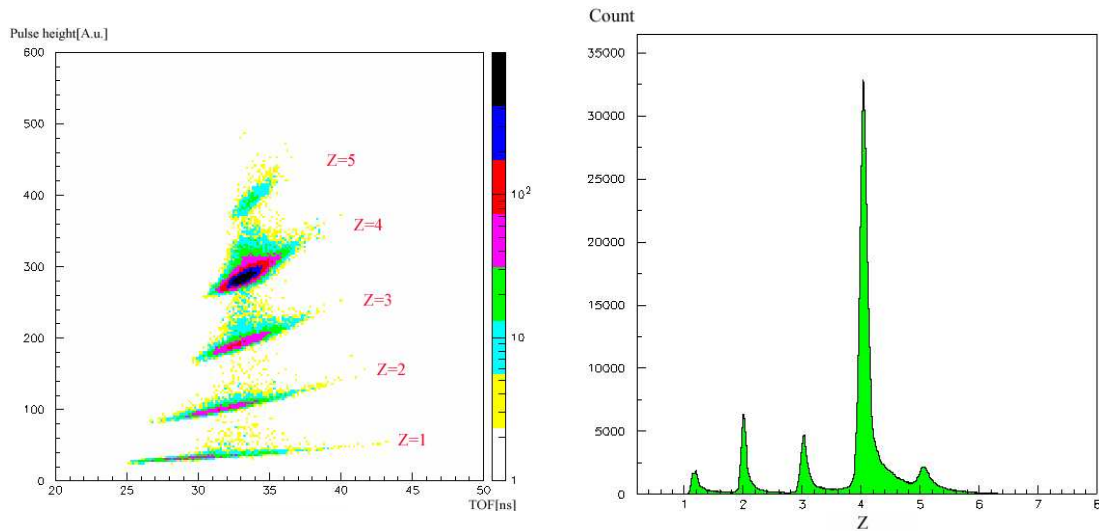


図 4.2: Hodoscope での TOF と波高の相関図

図 4.3: 原子番号 Z の分布

Z	2	3	4	5
分解能 $Z/\Delta Z(FWHM)$	18.76	21.25	26.61	18.75

表 4.1: Z の分解能

4.2.2 A の識別

荷電粒子が双極子磁石の磁場中を通過する際、その入射前後の位置、角度、中心軌道からのずれは、磁場や荷電粒子のエネルギー - を用いて決まるトランスファ - 行列によって以下のように表現できる。ここで添字 a は始点 (A 系) での座標、添字 d は終点 (D 系) での座標を表す。

$$\begin{pmatrix} x_d \\ \theta_d \\ \delta_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_a \\ \theta_a \\ \delta_a \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

そこで、下図のように、A 系を MDC によって外挿して求められる二次標的の座標 $(x_0, \theta_0, \delta_0)$ 、D 系を FDC3 の下流面での座標 $(x_1, \theta_1, \delta_1)$ に対応づけ、トランスファ - 行列を用いて表現すると、それらの関係は

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.20068 & 0.35093 & 0.71610 \\ 0.86116 & 1.08454 & 3.28104 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

と表せる。このトランスファ - 行列は、OPTRACE という計算コードを用いて求めた。ここで δ は中心軌道からのずれであり、中心軌道の運動量、半径をそれぞれ P_0, ρ_0 とすると、

$$\delta = \frac{\Delta P}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} \quad (4.6)$$

と表せ、磁気硬度 $B\rho$ と関係している。さらに、

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}v = \frac{A}{Z} \frac{1}{TOF} \quad (4.7)$$

との関係があり、現段階では Hodoscope によって $Z = 5$ と選択されているため、質量数 A による識別が可能である。図 4.5、4.6 に補正前と補正後の δ と TOF の相関図を示す。また、補正により導かれた質量数 A の分布スペクトルとガウシアンによるフィッティングにより求めた A の分解能について、図 4.7、表 4.2 に示す。

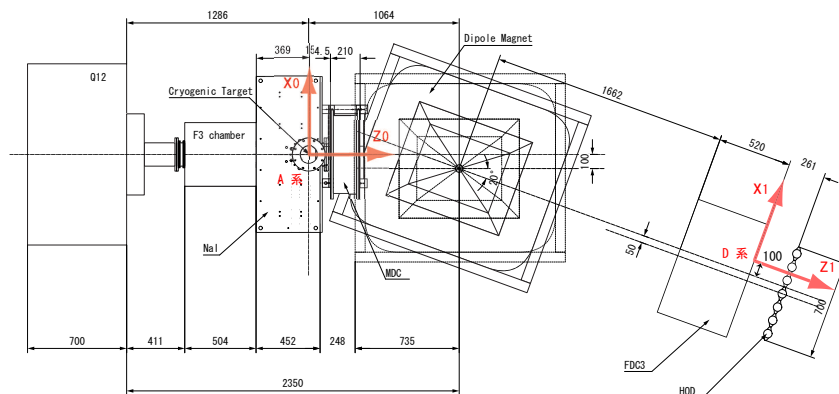


図 4.4: トランスファ - 行列での座標系

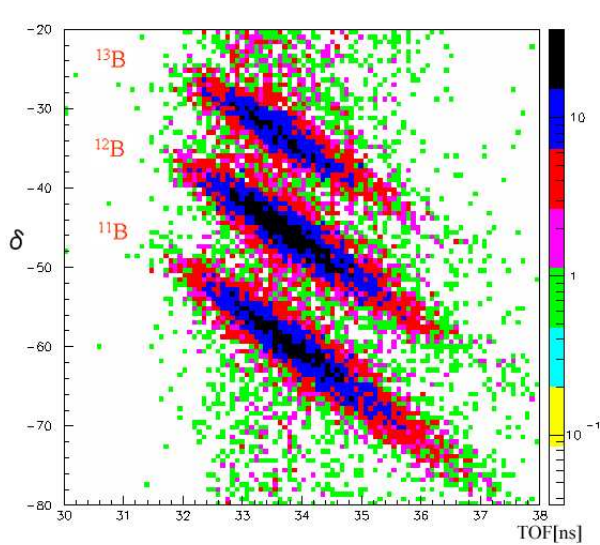


図 4.5: δ と二次標的-Hodoscope 間 TOF の相関図

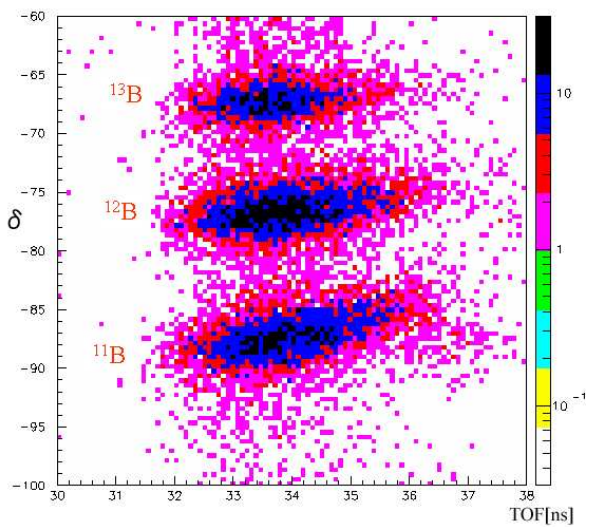


図 4.6: δ が TOF に依らず一定となるように補正を行った。

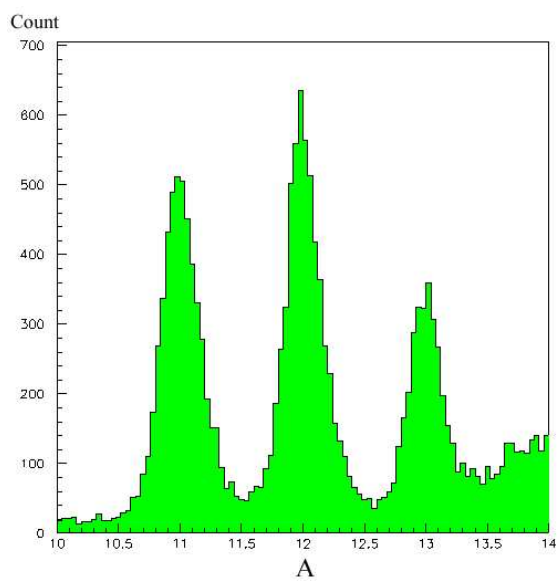


図 4.7: 質量数 A の分布

A	11	12	13
分解能 $A/\Delta A(FWHM)$	30.81	38.60	38.80

表 4.2: A の分解能

4.3 中性子検出器の解析

4.3.1 宇宙線データによる波高解析

宇宙線の飛跡解析

中性子検出器の各 Wall 毎に、全てのカウンターが鳴ったイベントを選択し、各カウンターのヒット位置情報を元に宇宙線の飛跡を求めた。飛跡を直線 $x = a + by$ で線形二乗法によりフィットして得られる a と b の分布を図 4.8 に示す。宇宙線は概ね上方から降り注いでいるが、斜めから入射するものもその存在を無視できない。例えば、 $b = \pm 1$ の値を持つ飛跡は、斜め 45 度の角度で検出器に入射する宇宙線によるものである。宇宙線の飛跡解析よりその到来方向の情報が得られる。この情報は以下の用途に使用した。

- 宇宙線の入射角度の違いによるカウンターの実効厚の違いを補正する。
- 飛跡と各カウンターのヒット位置の残差分布の幅の情報をもとに、個々のカウンター固有の位置分解能を評価する。

図 4.9 に、Wall-1 での宇宙線飛跡と各カウンターでのヒット位置の残差分布を示す。ただし、Wall-1 の最上段に設置したプラスチックシンチレーターは、信号が取れていなかったため解析から除外している。また各 Wall について上段のプラスチックシンチレーターから順に L1, L2, L3, ... と呼ぶことにする。残差分布をガウス関数でフィットして得られる標準偏差 (値) の Wall 毎の平均値は表 4.3 に示す通りで、およそ 1.4cm から 1.9cm の範囲であった。この値は各カウンターの x 方向 (水平方向) の位置の決定精度を表す。 y 方向 (鉛直方向) の位置の決定精度はカウンターの縦方向の大きさで決まり、全幅で 6cm である。

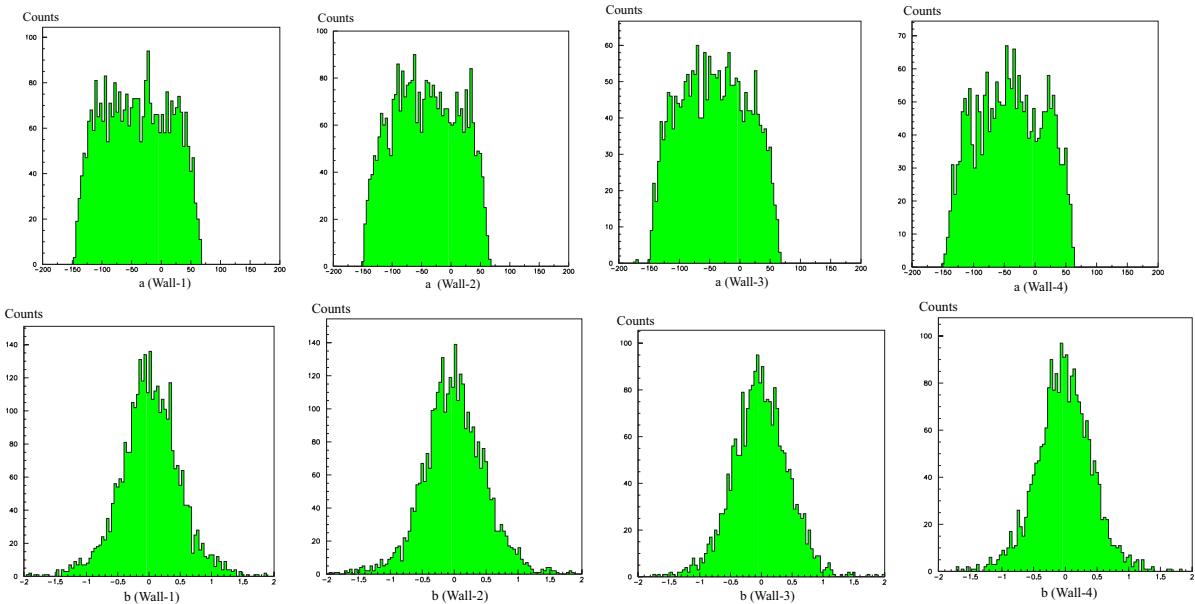


図 4.8: 宇宙線の到来位置 (上図)、および方向 (下図) の分布。宇宙線の飛跡を各 Wall 毎に直線 $x = a + by$ でフィットして求めた係数 a と b の分布。

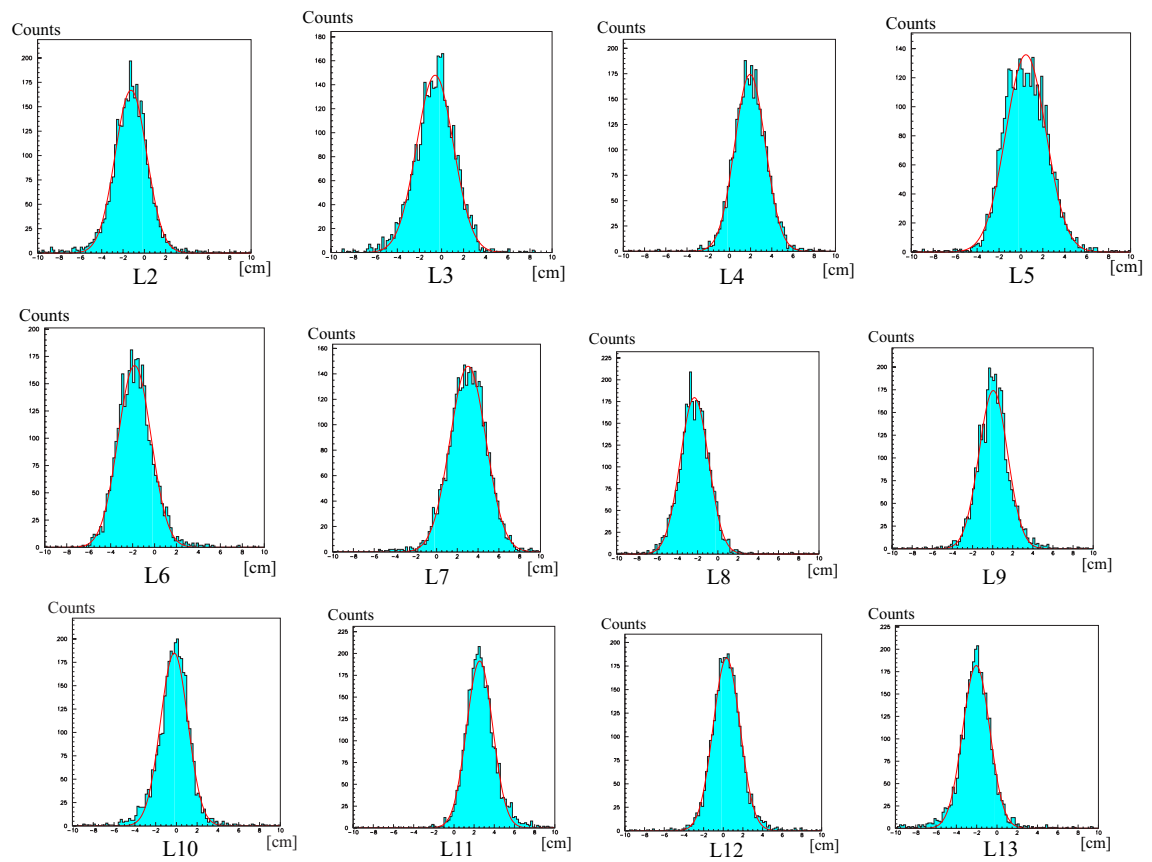


図 4.9: 宇宙線飛跡と各カウンターでのヒット位置の残差分布 (Wall-1 の例)

Wall-1	Wall-2	Wall-3	Wall-4
1.4845	1.4935	1.850	1.772

表 4.3: 残差分布をガウス関数でフィットして求められた各 Wall の水平方向の検出位置分解能。

波高の位置依存性の補正

シンチレーション光はシンチレータ中を伝播する内に、自己吸収や境界面での反射の際の損失により減衰する。シンチレーション光量の位置依存性を打ち消すことは、検出位置によらず同じしきい値を設定する(検出効率が検出位置に依らないようにする) 為に必要である。図 4.11 は、縦軸に ADC 情報 $\langle A \rangle$ [channel]、横軸に左右に設置された PMT の時間信号の差 dT [ns] を取ったものである。ここで、 $\langle A \rangle$ は左右の ADC 情報 A_L 、 A_R を用いて、 $\langle A \rangle = \sqrt{A_L \cdot A_R}$ より導いた。また dT は左右の時間情報 T_L 、 T_R を用いて、時間差情報 $dT = T_L - T_R$ として表される。 dT は検出位置 x の値と比例関係にある。ADC 情報が検出位置に対して一定でないことが見て取れる。ADC 情報を検出位置に依存させないようにするため、図 4.11 のようにフィッティングを行った。フィッティング関数には 4 次関数 $\langle A \rangle = p_1 + p_2 \cdot (dT)^2 + p_3 \cdot (dT)^4$ を採用した。 $p_1 \sim p_3$ はフィッティングパラメータである。フィッティングにより求めたパラメータを用い規格化を行い、さらに宇宙線の到来方向を考慮に入れ補正した様子を図 4.11 に示す。図より、ADC 情報の検出器の位置依存性が補正できている事が見て取れる。

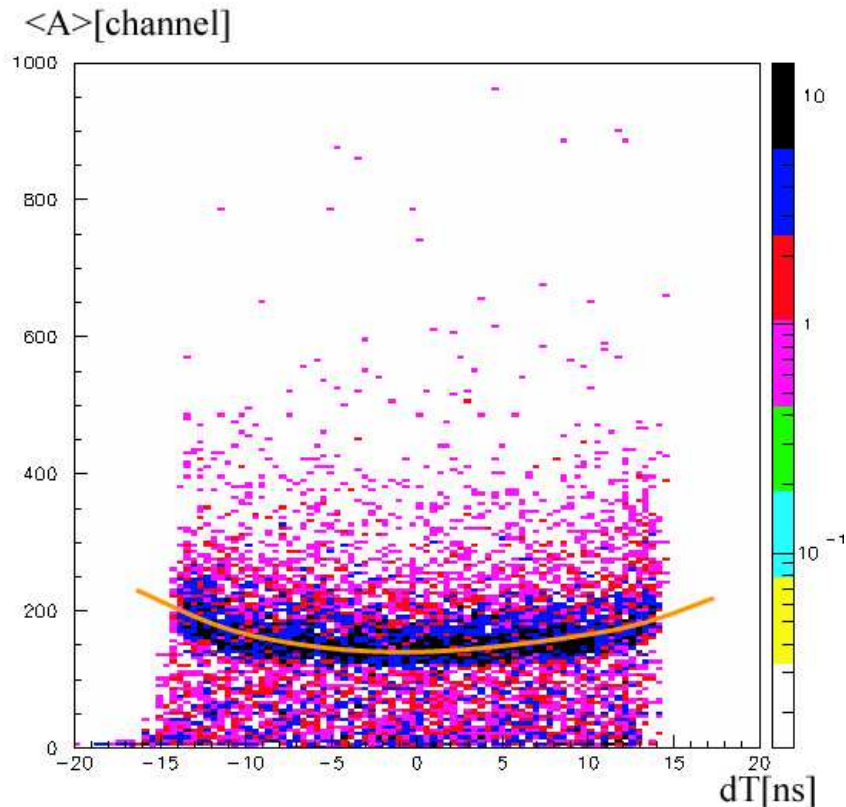


図 4.10: 中性子カウンターの光電子増倍管で検出されたシンチレーション光量の位置依存性。フィットの結果も合わせて示す (Wall-1,L12 の例)。

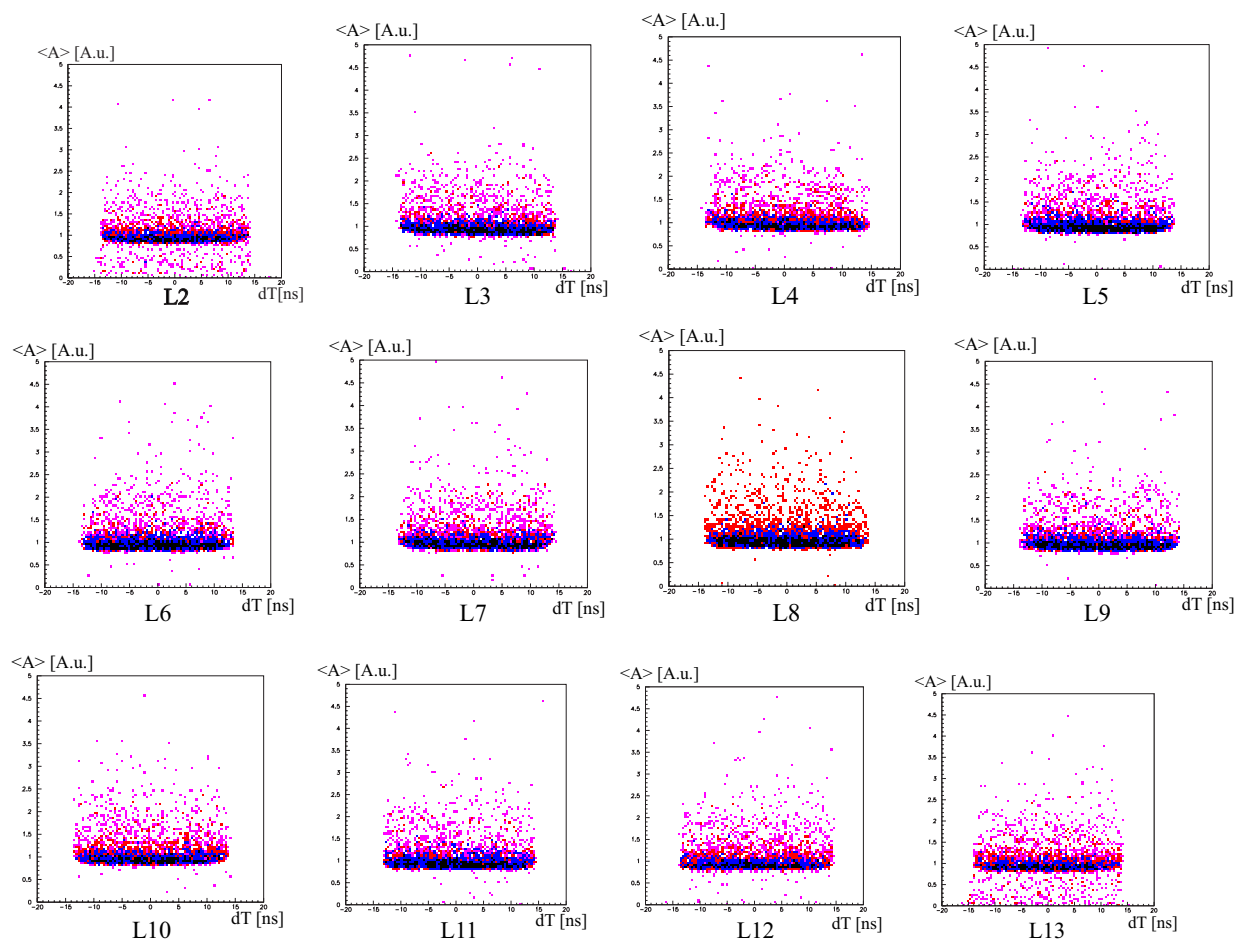


図 4.11: 波高の位置依存性を補正した (Wall-1 の例)。

波高分布のランダウ分布への規格化

宇宙線データを取得・解析する主な目的は、チャンネルを単位として記録される中性子検出器の波高情報をエネルギー単位に焼き直すことである。データ解析において、波高分布には何らかのスレッシュホールド値(波高の下限値で、それ以下の波高を持つヒットは棄却される)が設定される。異なる測定間、あるいは測定値とシミュレーション値の間で結果を比較可能なように、この値をエネルギー単位にしておくことは重要である。今回の解析では、宇宙線の波高スペクトルをエネルギー分解能を考慮して計算されるランダウ分布¹に規格化して行った。波高値を規格化した後の各 Wall 毎のスペクトルを図 4.12 ~ 図 4.15 に示す。図中において、分解能を考慮したランダウ分布を青の点線で示す。仮定したエネルギー分解能は、Wall-1、Wall-2 については 0.3MeV(σ 値)、Wall-3 については 0.6MeV(σ 値)、Wall-4 については 0.8MeV(σ 値)である。これらの分解能は、波高スペクトルの立上りの形をうまく再現するように決めた。ランダウ分布の縦軸は実験に合うように適当にスケールした。なお、これらの図において、宇宙線の到来方向に応じて検出器の厚さが異なる効果は補正されている。図中には合わせて、分解能で鈍らせる前のランダウ分布を緑の点線で示す。

¹ランダウ分布についての詳細は 7.1 節にまとめた。

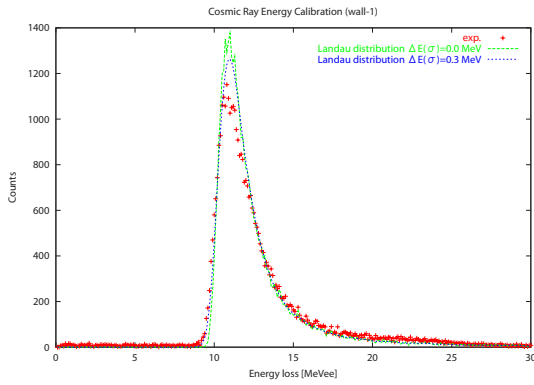


図 4.12: Wall-1 で測定された宇宙線の波高分布。エネルギー分解能 $\Delta E(\sigma)=0.3$ MeV を仮定して得たランダウ分布 (青の点線) に波高情報を規格化して得た結果。

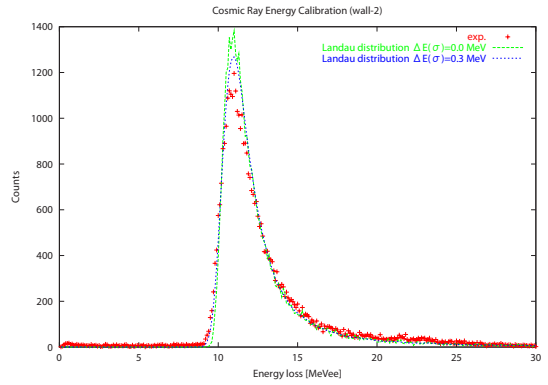


図 4.13: Wall-2 で測定された宇宙線の波高分布。エネルギー分解能 $\Delta E(\sigma)=0.3$ MeV を仮定して得たランダウ分布 (青の点線) に波高情報を規格化して得た結果。

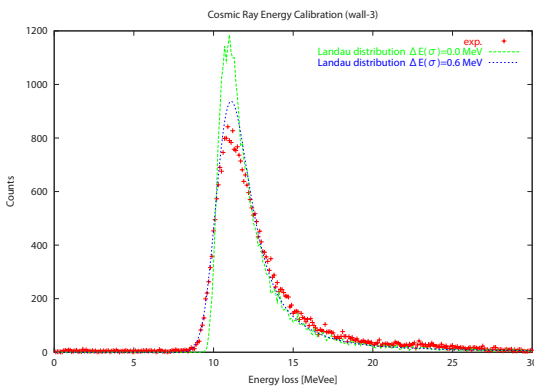


図 4.14: Wall-3 で測定された宇宙線の波高分布。エネルギー分解能 $\Delta E(\sigma)=0.6$ MeV を仮定して得たランダウ分布 (青の点線) に波高情報を規格化して得た結果。

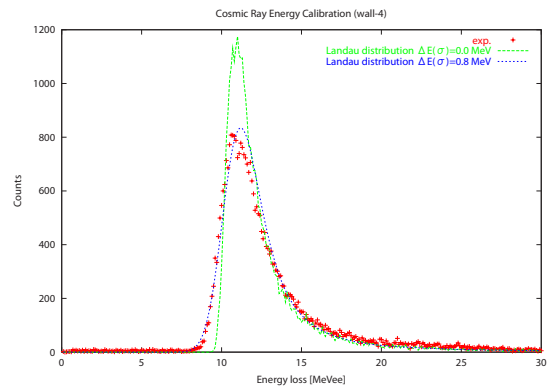


図 4.15: Wall-4 で測定された宇宙線の波高分布。エネルギー分解能 $\Delta E(\sigma)=0.8$ MeV を仮定して得たランダウ分布 (青の点線) に波高情報を規格化して得た結果。

4.3.2 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応データによる中性子検出効率の評価

${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の欠損質量スペクトル

欠損質量 M_m は式 (4.8) で定義される。

$$M_m = \sqrt{(E_{7\text{Be}})^2 - (\vec{P}_{7\text{Be}})^2} \quad (4.8)$$

ここで、 $E_{7\text{Be}}$ 、 $\vec{P}_{7\text{Be}}$ はそれぞれ ${}^7\text{Be}$ のエネルギーと運動量を表す。また、 $E_{7\text{Be}}$ 、 $\vec{P}_{7\text{Be}}$ はエネルギー保存の式 (4.9) と運動量保存の式 (4.10) により導かれる。

$$E_p + E_{7\text{Li}} = E_n + E_{7\text{Be}} \quad (4.9)$$

$$\vec{P}_p + \vec{P}_{7\text{Li}} = \vec{P}_n + \vec{P}_{7\text{Be}} \quad (4.10)$$

ここで、 E_p 、 \vec{P}_p 、 $E_{7\text{Li}}$ 、 $\vec{P}_{7\text{Li}}$ 、 E_n 、 \vec{P}_n はそれぞれ入射ビームである陽子のエネルギーと運動量、標的である ${}^7\text{Li}$ のエネルギーと運動量、放出中性子のエネルギーと運動量を表す。また、標的は静止しているので、 ${}^7\text{Li}$ のエネルギーは ${}^7\text{Li}$ の静止質量、運動量は 0 とした。

図 4.16 に例として中性子検出器の Wall-1 で測定された欠損質量スペクトルを示す。陽子の運動エネルギーは 70MeV である。図 4.16 の個々のスペクトルは、重心系散乱角度 $c.m.$ の範囲 $0.0^\circ \sim 15.0^\circ$ を 1.5° 刻みで 10 分割して導出される各角度ビンの結果である。それぞれのスペクトルにおいて、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態と 0.43MeV の第一励起状態が形成されたことに起因するピーク構造が見て取れる。ピーク領域をガウス関数でフィットして得たカウント数を表 4.4 に示す。バックグラウンドには次の関数型を仮定した。

$$f(x) = p_1 \cdot \frac{x \cdot e^{-p_2 x}}{e^{-0.5(x-1.6)} + 1.0} + p_3 \quad (4.11)$$

ここで、 $p_1 \sim p_3$ がパラメータである。 ${}^7\text{Be}$ の ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ 放出閾値が 1.6MeV にあることを反映し、バックグラウンドの関数型は 1.6MeV 近辺から緩やかに立ち上がる形とした。

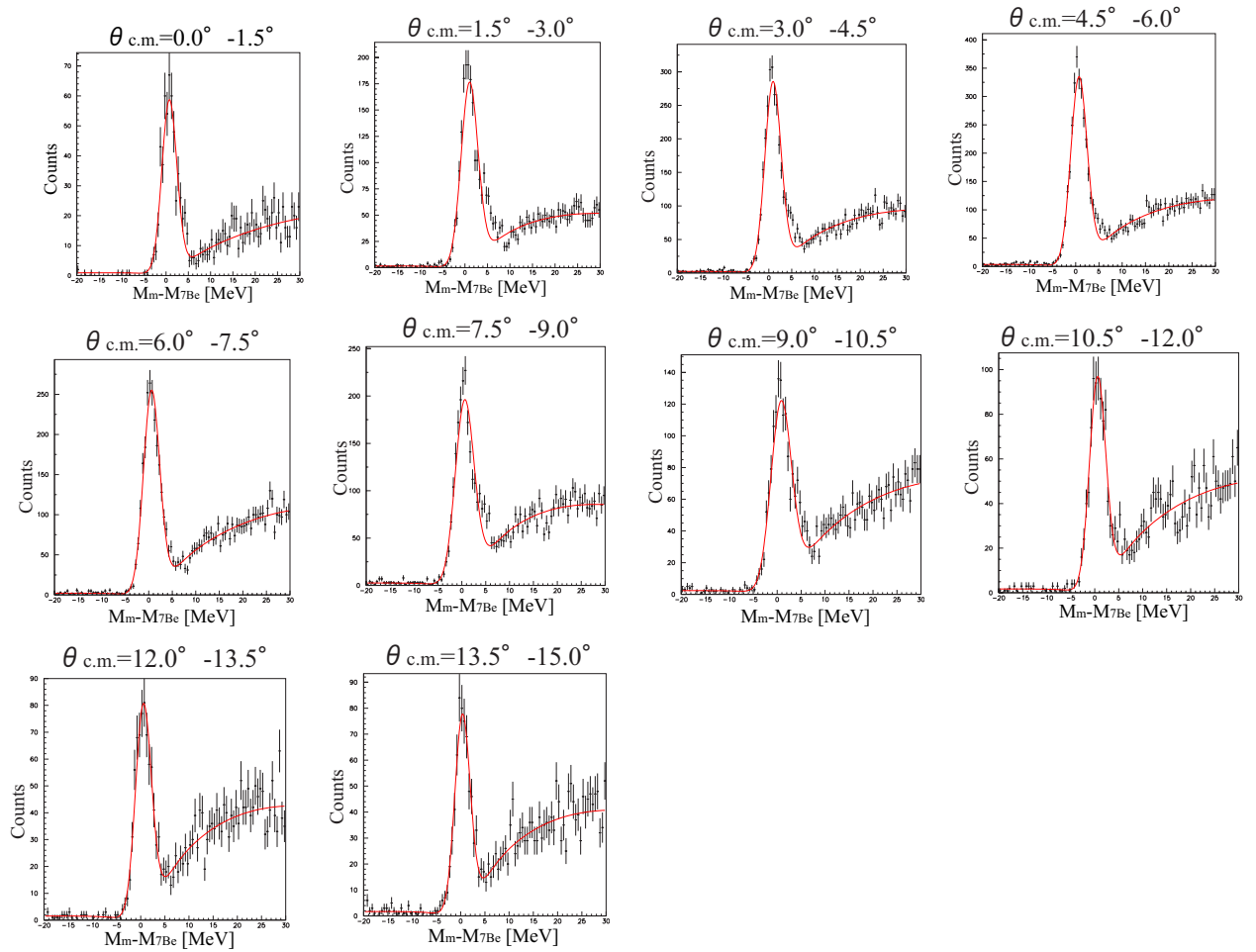


図 4.16: Wall-1 で測定された ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の欠損質量スペクトル。各スペクトルは、 $0.0^\circ \sim 15.0^\circ$ の重心系散乱角度 $\theta_{c.m.}$ 範囲を 1.5° 刻みで 10 分割して得た各角度ビンの結果。縦軸にカウント数、横軸に $M_m - M_{7\text{Be}}$ ($M_{7\text{Be}}$: ${}^7\text{Be}$ の質量) をとった。

表 4.4: 各検出器 (Wall) で検出された ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の中性子数

$\theta_{c.m.}$	Wall-1		Wall-2		Wall-3		Wall-4		立体角	$q_{c.m.}$
	カウント数	誤差	カウント数	誤差	カウント数	誤差	カウント数	誤差		
(度)	(個)	(個)	(個)	(個)	(個)	(個)	(個)	(個)	(str)	(fm^{-1})
0.0-1.5	483.3	38.9	536.9	38.2	453.8	39.7	500.5	38.2	0.002153	0.03019
1.5-3.0	1669.7	75.7	1769.7	68.8	1254.1	64.0	1389.1	63.5	0.006457	0.06707
3.0-4.5	2571.3	88.4	2763.2	83.4	2004.3	83.7	2062.9	84.4	0.010758	0.10802
4.5-6.0	2970.6	96.2	3066.7	90.6	2379.1	91.5	2417.8	90.0	0.015050	0.14973
6.0-7.5	2231.9	75.8	2425.3	81.1	1748.7	81.5	1818.7	79.2	0.019333	0.19168
7.5-9.0	1969.6	80.0	1967.6	77.0	1256.3	69.4	1299.2	75.8	0.023602	0.23372
9.0-10.5	1338.6	65.9	1332.3	63.4	769.9	54.7	762.4	52.9	0.027856	0.27579
10.5-12.0	829.7	51.7	875.0	52.3	648.3	48.5	584.4	50.9	0.032090	0.31786
12.0-13.5	674.8	42.9	694.7	44.6	544.0	40.9	543.5	47.0	0.036302	0.35989
13.5-15.0	620.5	45.1	639.2	46.1	448.1	44.4	497.4	46.6	0.040489	0.40188

微分散乱断面積

式 (4.12) に基づいて ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}}$ の角度分布を各中性子検出器毎に導出した。

$$N_{7Be} = \frac{N_{beam}}{\epsilon_{ds}} \cdot N \cdot \Delta\Omega \cdot \epsilon_{neff} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} \quad (4.12)$$

N_{7Be} : 欠損スペクトルより計数した ${}^7\text{Be}$ のカウント数 (個)

N_{beam} : 入射ビーム数 (個)(ただし、 H_2^+ ビームなので計数値を二倍した)

ϵ_{ds} : ビームトリガーの間引き率

N_{target} : 標的数 (個/mb)

ϵ_{neff} : 中性子検出器の検出効率

ここで、散乱角度は重心系で区分けされており、微分散乱断面積は重心系のそれである。データ収集効率は、 N_{7Be} と N_{target} に同じ因子がかかるものとし、特に考慮しなかった。 $N_{beam}, \epsilon_{ds}, N_{target}$ の値を表 4.5 にまとめる。

中性子検出器の検出効率は、断面積の角度分布を文献 [4] の下記分布に規格化して求めた。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} = \sigma_0 \cdot \exp\left[-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right] \quad (4.13)$$

ここで、パラメータ σ_0 と $\frac{\langle r^2 \rangle}{3}$ の値は、それぞれ、 $\sigma_0 = 27.0 \pm 0.8 (mb/sr)$ 、及び $\frac{\langle r^2 \rangle}{3} = 5.8 (fm^2)$ ($E_p = 80 MeV$ での値) とした。規格化には中性子に対するアクセプタンスが 100% 保証される $\theta_{c.m.} = 4.5$ 度 ($\theta_{lab.} = 3.9$ 度) 以下のデータ点 (はじめの三点) を用いた。各 Wall 毎の結果を表 4.6 にまとめる。今回の解析では、中性子検出器のスレッシュホールドは 4MeVee に設定した。表 4.6 に示す検出効率の誤差はフィットの誤差である。表 4.6 の検出効率を加味して得た微分散乱断面積の角度分布を図 4.17 に示す。

表 4.5: 入射ビーム数 (N_{beam}), ビームトリガーの間引き率 (ϵ_{ds}), 標的数 (N_{target})

N_{7Be} (個)	ϵ_{ds}	N_{target} (個/mb)
3314256	0.0010	$[0.19199 \pm 0.00122] \times 10^{-4}$

表 4.6: 各 Wall ごとの中性子検出効率。中性子検出器のスレッシュホールドは 4MeVee である。

面	検出効率
Wall-1	$7.4163 \pm 0.1926 (\%)$
Wall-2	$7.9790 \pm 0.1806 (\%)$
Wall-3	$5.8446 \pm 0.1772 (\%)$
Wall-4	$6.2358 \pm 0.1767 (\%)$

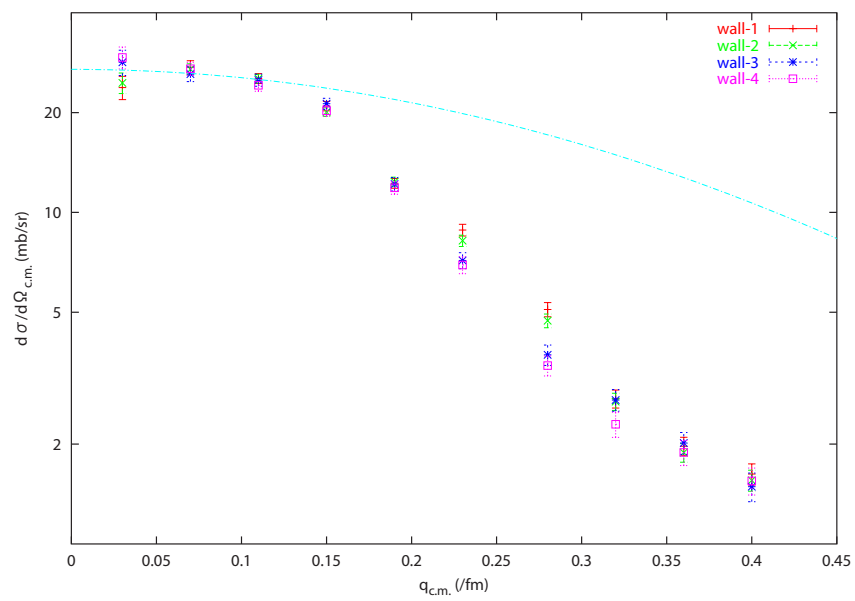


図 4.17: 各 Wall 毎の微分散乱断面積の角度分布。オレンジ、緑、青、及ピンクのデータは、それぞれ Wall-1,2,3, 及び 4 の結果である。水色の点線は文献 [4] に記載の角度分布である。前方三点のデータを水色の点線に規格化し検出効率の値を得た。

第5章 結果と議論

5.1 不変質量スペクトル

^{14}Be 核の荷電交換反応によって生成された核 ^{14}B の 1 中性子崩壊チャンネルの不変質量スペクトルを図 5.1 に示す。スペクトル中において、 ^{14}B 核の相対エネルギー 0.3MeV 付近にピークを見てとることができる。このスペクトルを以下のように 2 つのピークとバックグラウンドとみなしてフィッティングを行う。すなわち、フィッティング関数は、

$$f(x) = p_1 \cdot \exp\left[-0.5 \cdot \left(\frac{x - p_2}{p_3}\right)^2\right] + p_4 \cdot \exp\left[-0.5 \cdot \left(\frac{x - p_5}{p_6}\right)^2\right] + p_7 \cdot x \cdot \exp(-p_8 \cdot x) \quad (5.1)$$

とする。このフィッティング結果を表 5.1 に示す。この結果、 $E_{rel} = 0.323\text{MeV}$ の共鳴ピークと $E_{rel} = 0.604\text{MeV}$ の弱いピークを発見した。 ^{14}B 核の 1 中性子分離エネルギーは $S_n(^{14}\text{B}) = 969.80 \pm 21.24\text{keV}$ である。よって共鳴ピークについて、その励起エネルギーは、1.29MeV である。 ^{14}B 核の 1.29MeV の準位は ^{14}Be 核のベータ崩壊の実験で確認されており、スピン・パリティは 1^+ である。

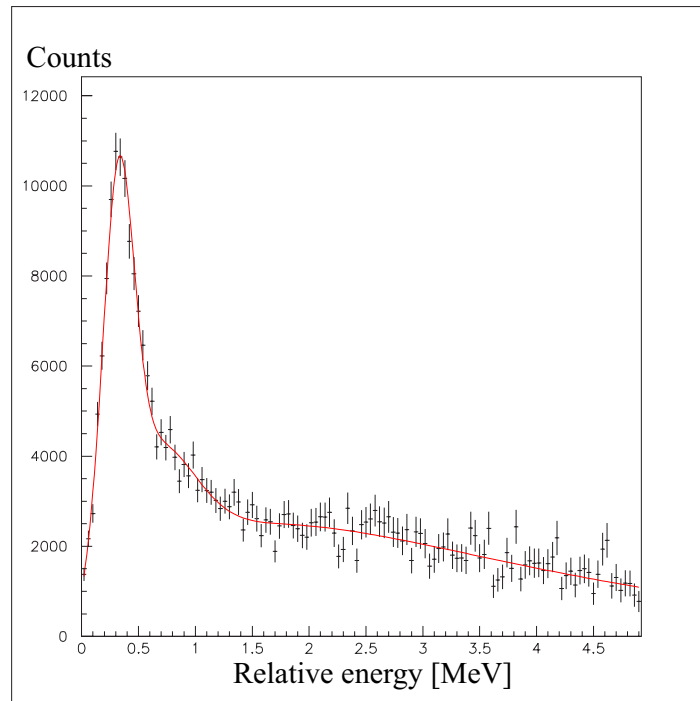


図 5.1: 不変質量スペクトル (散乱角度 $0^\circ \sim 24^\circ$ で積分したもの)

p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7	p_8
7726.0	0.32319	0.13379	2502.1	0.60397	0.35728	3965.3	0.58705

表 5.1: 関数 (5.1) を用いて不変質量スペクトルをフィッティングした結果求めたパラメータ値 $p_1 \sim p_8$

5.2 微分散乱断面積の角度分布

微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}}$ は式 (5.2) に基づいて算出される。データ収集系の効率は N_{14B} と N_{beam} の両方にかかる因子であり、式 (5.2) において両辺で打ち消し合うので考慮しない。

$$N_{14B} = \frac{N_{beam}}{\epsilon_{ds}} \cdot N_{target} \cdot \Delta\Omega \cdot \epsilon_{mdc} \cdot \epsilon_{fdc} \cdot \epsilon_n \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} \quad (5.2)$$

N_{14B} : 生成された 1^+ 準位の ^{14}B の数 (個)

N_{beam} : 入射二次ビーム数 (個)

ϵ_{ds} : ビームトリガーの間引き率

N_{target} : 標的数 (個/mb)

$\Delta\Omega$: 立体角 (str)

ϵ_{mdc} : MDC の飛跡決定効率

ϵ_{fdc} : FDC3 の飛跡決定効率

ϵ_n : 中性子検出器の検出効率

$N_{beam}, \epsilon_{ds}, N_{target}, \epsilon_{mdc}, \epsilon_{fdc}$ の値を表 5.2 にまとめる。また、重心系での散乱角度 ($\theta_{c.m.}$) 6° ごとの不変質量スペクトルから計数した 1^+ 準位の ^{14}B のカウント数を表 5.3 にまとめる。

N_{beam} (個)	ϵ_{ds}	N_{target} (個/mb)	ϵ_{mdc}	ϵ_{fdc}
3245100	0.010	$[1.369 \pm 0.035] \times 10^{-4}$	0.953	0.940

表 5.2: 入射二次ビーム数 (N_{beam}), ビームトリガーの間引き率 (ϵ_{ds}), 標的数 (N_{target}), MDC の飛跡決定効率 (ϵ_{mdc}), FDC3 の飛跡決定効率 (ϵ_{fdc})

$\theta_{c.m.}$ (度)	カウント数 (個)	誤差 (個)	立体角 (str)
3	8886.38	61.95	0.0344
9	18202.96	99.21	0.1029
15	20254.43	112.77	0.1702
21	15505.35	103.77	0.2357

表 5.3: 重心系での散乱角度 ($\theta_{c.m.}$) 6° ごとの 1^+ 準位の ^{14}B のカウント数 (N_{14B}), 誤差, 立体角 ($\Delta\Omega$)

以上より求められた微分散乱断面積の角度分布を図 5.2 に示す。縦軸に微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}}$ 、横軸に運動量移行 $q_{c.m.}$ をとった。また、次節で行う B(GT) と微分散乱断面積との比例関係の議論のため $\frac{d\sigma}{d\Omega}(q=0)$ の導出を行った。導出方法は、得られた 4 点 (赤) について文献 [5] に記載されている比例関係

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} \propto \exp\left[-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right] \quad (5.3)$$

において、平均二乗半径 $\langle r^2 \rangle$ を未知パラメータとして取扱い最小二乗法でフィッティングを行った。フィッティングの結果を図 5.2 の青線に示す。フィッティングにより $\langle r^2 \rangle = 8.8097 \pm 0.7739(\text{fm}^2)$ 、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(q=0) = 6.7428 \pm 0.4887(\text{mb/sr})$ と導かれた。

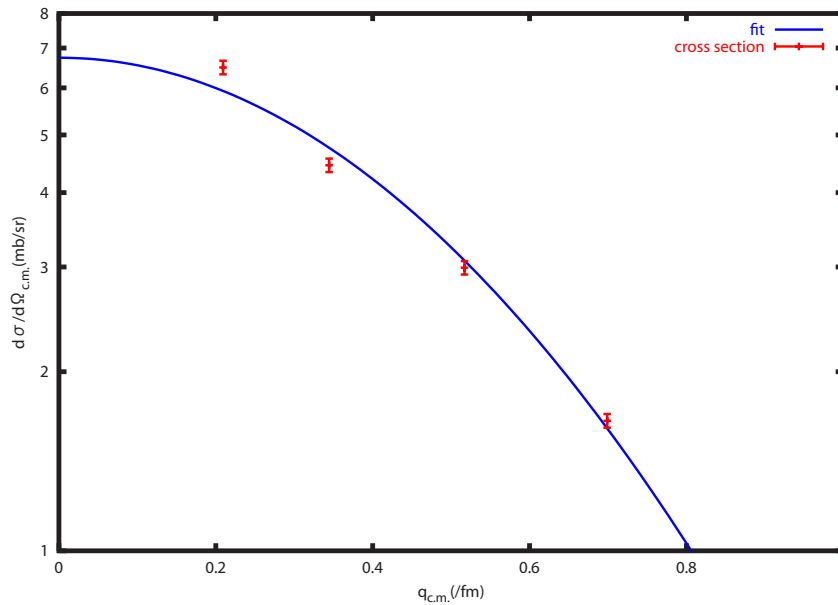


図 5.2: 微分散乱断面積の角度分布。青線は得られた 4 点 (赤) について文献 [5] に記載されている比例関係を用いて最小二乗法でフィッティングしたもの。

5.3 B(GT) と微分散乱断面積の相関関係

ガモフ・テラー遷移強度 B(GT) は、ベータ崩壊の実験の結果からすでに知られている。文献 [5] より $\log ft = 3.68 \pm 0.05$ である。式 (5.4) を用いて B(GT) を 0.811 ± 0.042 と導出した。

$$B(GT) = \frac{[3884 \pm 49]}{ft} \quad (5.4)$$

また、文献 [5] に従い、式 (5.5) により $\hat{\sigma}$ を導入する。 ($\hat{\sigma}$: unit cross section)

$$\hat{\sigma} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}}{F(q, \omega)B(GT)} \quad (5.5)$$

ここで、

$$F(q, \omega) = \frac{K(E_p, \omega)}{K(E_p, 0)} \exp\left(-\frac{1}{3}q^2 \langle r^2 \rangle\right) \exp[a_1\omega + a_2\omega^2] \quad (5.6)$$

$$\omega = E_x - Q_{g.s.} \quad (5.7)$$

$$K(E_p, \omega) = \frac{E_i E_f}{(\hbar^2 c^2 \pi)^2} \frac{k_f}{k_i} \quad (5.8)$$

F : distortion and momentum transfer correction factor

ω : energy loss

K : kinematical factor

と定義される (a_0, a_1, a_2 はパラメータ)。また、 $\hat{\sigma}$ は質量数 A に依存する形として以下の比例関係で表される。

$$\hat{\sigma}(A) \propto \exp(-xA^{1/3} + a_0) \quad (= N^D) \quad N^D: \text{distortion factor} \quad (5.9)$$

以上の式より、 $^{14}\text{Be}(p,n)$ 反応において $q = 0$ のとき、 $\hat{\sigma} = 8.23 \pm 0.73$ (mb/sr) と求まった。図 5.3 は歪曲波インパルス近似 (DWIA) 計算による入射ビームエネルギー 160MeV の時の $\hat{\sigma}$ と質量数 A の相関を示している。この相関図より今回の実験結果と理論計算が近い値をとっていることが読み取れる。また、図 5.4 に横軸に B(GT)、縦軸に $\frac{d\sigma}{d\Omega}(q=0)}{F(q, \omega)N^D}$ をとった図を示す。ここで N^D の値は、式 (5.9) において DWIA 計算により算出される入射ビームエネルギー 160MeV のときの値、 $x_{DWIA} = 0.44, a_0 = 0.54$ を用いて導いた (文献 [5] 参照)。赤のバーは今回得られた実験結果である。また、黒のバーは別の標的核 (安定核) を用いた (p,n) 反応の実験 (入射陽子ビームエネルギー:160MeV) によるものであり、青線はそれらを $y = ax$ の関数で最小二乗フィットしたものである。本実験結果が B(GT) と微分散乱断面積の比例関係をほぼ再現していることが図から見て取れる。

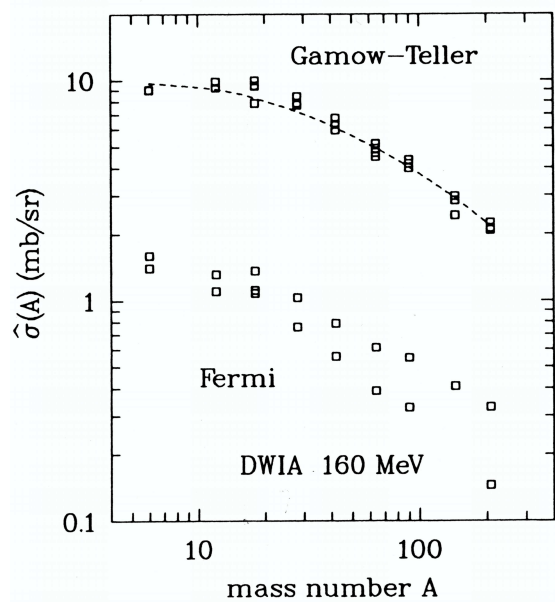


図 5.3: DWIA 計算による入射ビームエネルギー 160MeV の時の $\hat{\sigma}$ と質量数 A の相関 (文献 [5] より引用)

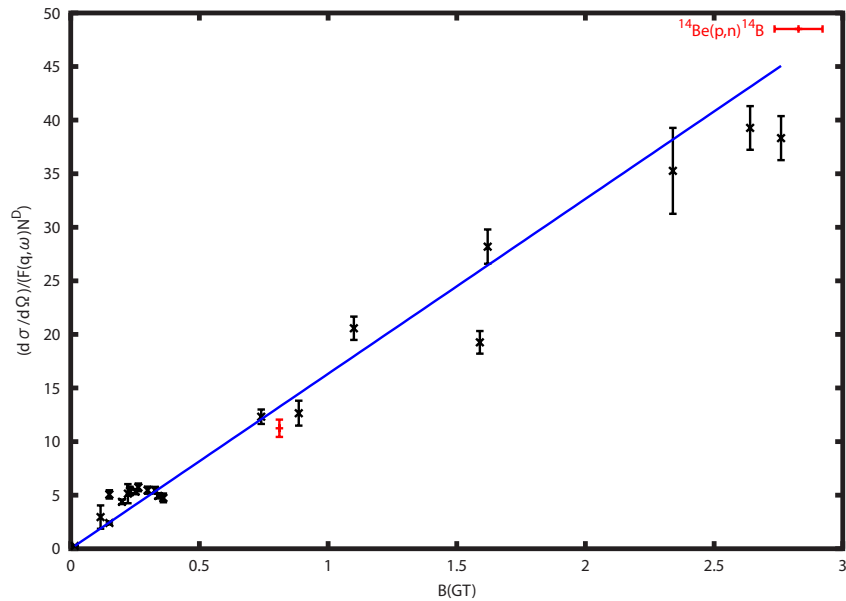


図 5.4: 様々な (p,n) 反応実験で得られた $B(GT)$ と微分散乱断面積の比例関係を示した図。赤のバーが $^{14}\text{Be}(p,n)^{14}\text{B}$ 反応によるもので、黒のバーは他の標的核 (安定核) によるもの (入射陽子ビームエネルギー:160MeV)。青線は、黒のバーに対して関数 $y = ax$ で最小二乗フィットしたものの。

第6章 まとめ

荷電交換反応 ((p,n) 反応) を用いて ^{14}Be のガモフ・テラー遷移に関する研究を行った。理化学研究所の不安定ビームライン RIPS で生成された入射エネルギー $70[\text{MeV}/\text{nucleon}]$ の ^{14}Be ビームを液体水素標的に入射し、荷電交換反応により ^{14}B を生成した。不変質量法を用いて ^{13}B と 1 中性子の運動量ベクトルから ^{14}B の励起スペクトルを導出し、 1.29MeV にスピン・パリティ 1^+ の励起準位を確認した。また、すでにベータ崩壊の実験から知られているガモフ・テラー遷移強度 $B(\text{GT})$ と今回実験で求めた微分散乱断面積の相関関係について議論を行った。その結果、本実験結果が DWIA 計算で示されているそれらの相関関係をほぼ再現していることが分かった。今後、他の崩壊チャンネルについても同様の解析を行うことで ^{14}B のさらに高い励起準位の発見が見込まれる。

第7章 APPENDIX

7.1 ランダウ分布

4.3.1 節「宇宙線データによる波高解析」の「波高分布のランダウ分布への規格化」において用いたランダウ分布について、詳細を述べる。荷電粒子が物質を通過する際のエネルギー損失は、電子との衝突回数や、個々の衝突での移行エネルギーの統計的揺らぎの為、ベータ・ブロッホの公式で与えられる平均値のまわりに分布する (Energy straggling, Energy loss distribution)。ある特定のエネルギーを持つ荷電粒子に対して物質が十分に薄い場合、その分布はランダウ分布となる [6]。

ランダウ分布と関連する諸パラメータを文献 [7] の補遺 D、E に基づいて以下で説明する。速度が βc 、電荷 ze の荷電粒子が、厚さ t の吸収体を通過することにより生じるエネルギー損失分布 (ストラグリング関数) は、全エネルギー損失量を Δ とすると次式で表される。

$$f(t, \Delta, \delta_2) = \frac{1}{\pi E_M} e^{\kappa(1+\beta^2\Gamma)} \int_0^\infty \exp[\kappa f_1(y)] \cos[\lambda_1 y + \kappa f_2(y)] dy \quad (7.1)$$

ここで、

$$f_1(y) = \beta^2 [\ln y - \text{Ci}(y)] - \cos(y) - y \text{Si}(y) \quad (7.2)$$

$$f_2(y) = y [\ln y - \text{Ci}(y)] + \sin(y) + \beta^2 \text{Si}(y) \quad (7.3)$$

$$\lambda_1 = \kappa \lambda + \kappa \ln \kappa \quad (7.4)$$

$\text{Si}(y)$ と $\text{Ci}(y)$ は \sin と \cos の積分関数である。また、

$$\lambda = \langle \lambda \rangle + \frac{\Delta - \langle \Delta \rangle}{\xi} \quad (7.5)$$

$$\xi = 2\pi N_a \frac{e^4}{mc^2} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \frac{Z}{A} \rho x \quad (7.6)$$

$$\langle \lambda \rangle = -(1 - \Gamma) - \beta^2 - \ln \kappa \quad (7.7)$$

$$\kappa = \frac{\xi}{E_M} \quad (7.8)$$

$$E_M = \frac{Mc^2 \beta^2 \gamma^2}{\frac{M}{2m} + \gamma + \frac{m}{2M}} \quad (7.9)$$

ここで、 E_M は一回の衝突で電子へ移行可能な最大エネルギー、 M と m はそれぞれ荷電粒子と電子の静止質量、 Γ はオイラー定数 ($\Gamma = 0.577215$) である。全エネルギー損失の平均値 $\langle \Delta \rangle$ は次のベータ・ブロッホの式で与えられる。

$$\langle \Delta \rangle = \xi \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (7.10)$$

式 (7.10) に示されていない高次の項 (シェル補正項、Barkas 効果の項、Bloch 補正項等) を無視すると、全エネルギー損失量 Δ は λ を用いて次式で表される。

$$\Delta = \xi \left[\lambda + \ln \frac{\xi}{\epsilon} + 1 - \Gamma - \delta \right] \quad (7.11)$$

ここで、 $\ln \epsilon$ は次式で定義される量である。

$$\ln \epsilon = \ln \frac{I^2}{2mc^2 \beta^2 \gamma^2} + \beta^2 \quad (7.12)$$

運動エネルギーが 10GeV の μ 粒子が厚さ 6cm のプラスチックシンチレータを通過するとして計算されるランダウ分布関数を図 7.1 に示す。この条件下では κ 値は $\kappa = 0.0001$ である (一般に、 κ 値が 0.01 以下の場合にエネルギー損失分布がランダウ分布で良く記述できるとされる [6])。図に示す二通りの分布は、 λ を独立変数とした場合の結果 (左図) と、式 (7.10) で計算される全エネルギー損失量 Δ を独立変数とした場合の結果 (右図) である。計算には、CERN Program Library の関数 LANDAU[8] を用いた。

様々な運動エネルギーの μ 粒子に対して、ランダウ分布関数がピークとなるエネルギー損失値 (Δ_{mp} : Most probable energy loss) を求めた。結果を図 7.2 に青色の点で示す。プラスチックシンチレータの厚みは 6cm とした。1GeV 以上の μ 粒子に対して Δ_{mp} 値のエネルギー依存性は小さい。10GeV 以上の μ 粒子に対して、 Δ_{mp} 値は 10.84MeV 程度の値に落ち着く。図中の赤線は、文献 [6] に記載されている次式に基づいて計算した結果である。

$$\Delta_{mp} = \xi \left[\ln \frac{\xi}{\epsilon} + 0.198 - \delta \right] \quad (7.13)$$

この式で計算される Δ_{mp} は、ランダウ分布のピークを特定して求めた上述の結果 (図中青色の点) と良く合っている。図中には参考の為、ベエテ・プロッホの式 (7.10) で計算される平均エネルギー損失 (Mean energy loss) も合わせて示した (図中緑の点線)。 Δ_{mp} 値が高エネルギー側で一定となるのは、主に密度効果 (δ 項) の寄与による。

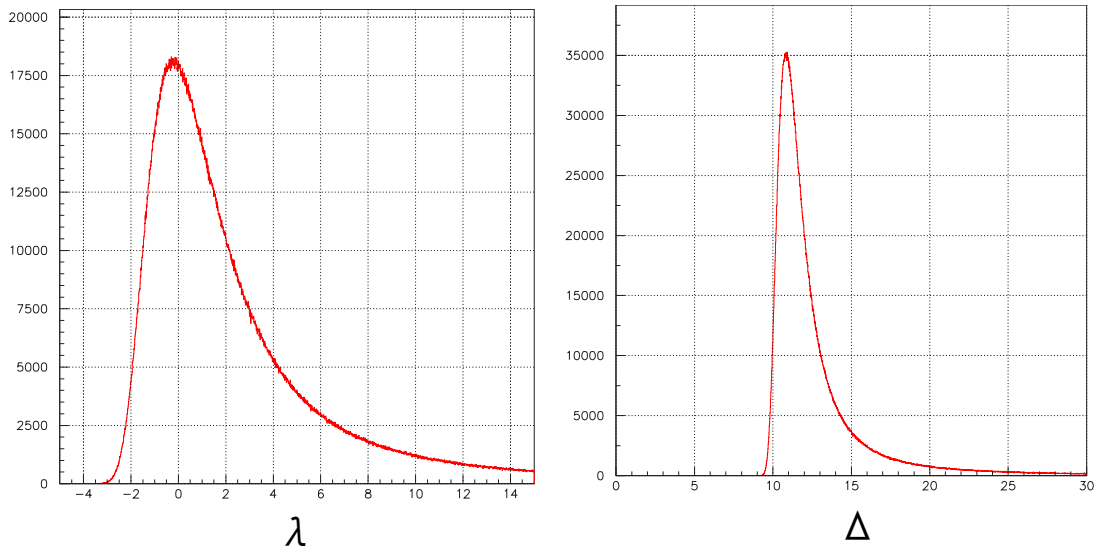


図 7.1: 運動エネルギーが 10GeV の μ 粒子が厚さ 6cm のプラスチックシンチレータを通過する条件で計算されたランダウ分布関数。左図は λ の関数として、右図は式 (7.10) の全エネルギー損失 Δ の関数としてプロットされた。

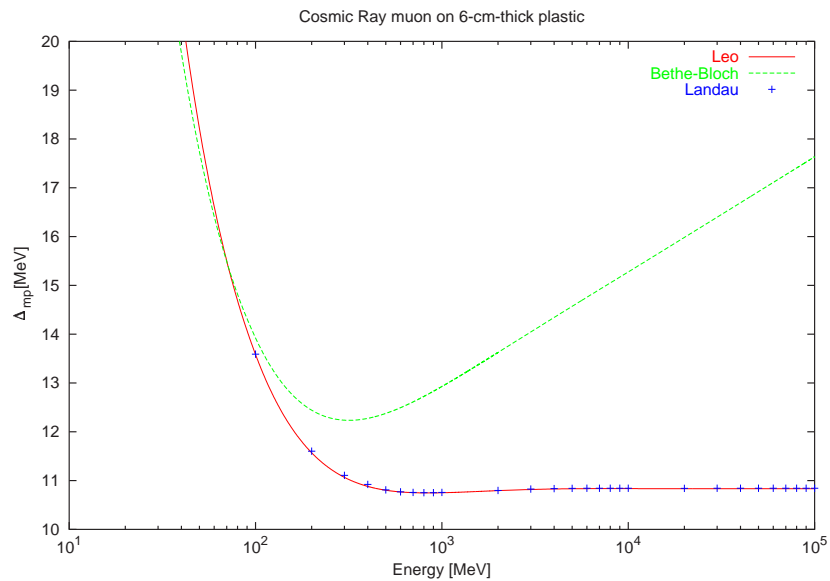


図 7.2: ランダウ分布関数のピーク値を与えるエネルギー損失 Δ_{mp} の μ 粒子の運動エネルギーの依存性。宇宙線の μ 粒子が厚さ 6cm のプラスチックに入射するとして得た結果。青の点は、シミュレーション計算により生成したランダウ分布関数から、ピーク値を与えるエネルギー損失を読み取って得た結果。赤線は式 (7.13) を用いて計算した結果。緑の点線はベテ・ブロッホの式で計算される平均エネルギー損失である。

参考文献

- [1] 杉本 健三, 岡村 光男, 原子核物理学 初版 1 刷 (1988) 226.
- [2] S.Takeuchi et al., Phys. Lett. B 515 (2001) 255-260.
- [3] N.Aoi et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 14301.
- [4] T.N.Taddeucci et al., Phys. Rev. C 41 (1990) 2548.
- [5] T.N.Taddeucci et al., Nucl. Phys. A 469 (1987) 125-172.
- [6] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,(Springer-Verlag,Berlin,1994)
- [7] H.Bichsel, Rev. Mod. Phys. vol.60 No.3 (1988)
- [8] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/shortwrupsdir/g110/top.html>

謝辞

本研究を行うにあたり、たくさんの方々の御協力、御指導を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、解析の方法、研究の指針について適切なアドバイスをして頂き、さらに本論文の構成や文章の書き方も指導して頂きました。助手の佐藤義輝氏には、解析を行う上でのテーマの提案をして頂き、また物理の基本的な内容を丁寧に教えて頂きました。中村研究室の先輩である杉本崇氏、近藤洋介氏には、コンピューターや各種ソフトウェアの使い方を教えて頂きました。本論文はたくさんの方々の御協力、御指導により書き上げることができました。心より深く感謝致します。