

平成 16 年度卒業論文
陽子非弾性散乱による ^{17}B の
核構造の研究



篠原 摩有子

学籍番号 : 01-11739

東京工業大学 理学部 物理学科

2005 年 2 月 28 日

概要

近年、重イオン加速器の発達に伴い大強度の不安定核ビーム生成が可能となり、安定線から中性子束縛限界（ドリップライン）に至る中性子過剰な不安定核領域において、実験、理論の両面より研究が進展しつつある。このような中性子過剰領域では、安定核にはない中性子ハロー構造やクラスター構造といった特異構造を持つ事が指摘されている。本研究で着目した中性子ハロー構造を持つ中性子過剰核 ^{17}B は、通常の原子核と異なり、陽子と中性子が独立に変形しているということが理論的に示唆されており、その核構造は注目されている。

本研究では、 ^{17}B の核構造を知るために非弾性散乱実験を行った。実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射角破砕片分離装置 RIPS を用いて行った。RIPS で生成された ^{17}B の不安定核ビームを液体水素標的に入射させ、非弾性散乱によって励起した ^{17}B を生成した。この ^{17}B が脱励起する際に放出される γ 線を、不安定核インビーム γ 分光法により測定した。本研究では、 ^{17}B 核の変形度を求めるための第一段階として、第一励起準位について、本実験において新たに導入した検出器、ドリフトチェンバー MDC、横置き Hodoscope からの情報を取り入れた解析を行った。結果、 ^{17}B 核の第一励起準位に対応する γ 線のエネルギー 1.07MeV を同定し、以前行われた炭素標的を用いた実験との一致をみた。さらに、得られた γ 線スペクトルより ^{17}B 核の非弾性散乱断面積を 6.52mb と決定した。

目次

第1章 序	1
第2章 実験	4
2.1 不安定核ビームの生成	4
2.1.1 加速器	4
2.1.2 入射核破砕片分離装置 RIPS	5
2.2 実験概要	6
2.3 ビームと標的	7
2.4 二次ビーム測定系	7
2.5 γ 線測定系	8
2.6 荷電粒子測定系	9
2.7 中性子測定系	10
2.8 トリガー回路	11
第3章 解析	12
3.1 TDC キャリブレーション	13
3.2 二次ビームの粒子識別	15
3.3 散乱荷電粒子の識別	20
3.3.1 Hodoscope の解析	20
3.3.2 ドリフトチェンバーの解析	25
3.4 γ 線測定	33
第4章 結果と結論	34
4.1 γ 線スペクトル	34
4.2 非弾性散乱断面積の導出	36
第5章 まとめと展望	37
第6章 付録	38
6.1 時間較正のフィット関数について	38
6.2 ビームライン上の物質と配置	42

目 次

1.1	核図表	1
1.2	陽子、中性子の密度分布 (模式図) 左: 通常の原子核 右: ^{16}C 原子核	2
1.3	^{17}B 核の陽子非弾性散乱 (模式図)	3
2.1	加速器研究施設 RARF	4
2.2	RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)	5
2.3	実験のセットアップ	6
2.4	PPAC	8
2.5	NaI シンチレーター配置	8
2.6	トリガー回路	11
3.1	RF1 におけるパルサーからのシグナル	13
3.2	RF1 の時間較正におけるフィット関数の残差比較 上: 一次式, 下: 二次式	14
3.3	二次ビームの識別	16
3.4	RF1 と RF2 の関係 (模式図)	17
3.5	RF1 と RF2 の相関 横軸: RF1 縦軸: RF2	18
3.6	選択された TOF を用いた二次ビームの粒子識別	19
3.7	横置き Hodoscope T - Hodoscope1,4 T 残差	21
3.8	横置き Hodoscope T - Hodoscope5,7 T 残差	22
3.9	較正後の Hodoscope7 本の時間スペクトル	23
3.10	二次標的-Hodoscope 間 TOF と Hodoscope でのエネルギー損失の相関	24
3.11	波高と TOF より求めた Z のスペクトル	24
3.12	FDC3: (左: STC 後の x と x_{tracking} の残差とドリフト時間の相関 右: STC 後の x と x_{tracking} の残差分布)	26
3.13	FDC3: TDC スペクトルの 0ch 拡大図	26
3.14	MDC: (左: STC 後の x と x_{tracking} の残差とドリフト時間の相関 右: STC 後の x と x_{tracking} の残差分布)	27
3.15	MDC: TDC スペクトルの 0ch 拡大図	27
3.16	トランスファー行列での座標系	29
3.17	δ_1 、 δ_2 と二次標的-Hodoscope 間 TOF の相関	31
3.18	δ_1 、 δ_2 より求まる質量数	31
3.19	質量数の識別	32
3.20	左: ドップラー補正前 右: 補正後の γ 線スペクトル [keV]	33
4.1	^{17}B 核のドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトル	35
6.1	セットアップ模式図	42

表 目 次

2.1	ビーム、標的	7
3.1	RF1 の時間較正に用いたプロット	13
3.2	RIPS 本解析での双極子磁石の設定値	15
3.3	ビーム計算結果	16
3.4	各 Hodoscope オフセットパラメータ	23
3.5	Z の分解能	24
3.6	ドリフトチェンバーの設定電圧	28
3.7	A の分解能	32
4.1	断面積計算に用いた値	36
6.1	RF2-Hod1 Down の時間較正に用いたプロット	38
6.2	RF2-Hod1 Down の時間較正に用いたフィット関数の係数	38
6.3	Hod1 Up-Hod4 Up の時間較正に用いたプロット	39
6.4	Hod2 Up-Hod4 Up の時間較正に用いたフィット関数の係数	39
6.5	Hod4 Down-Hod6 Down の時間較正に用いたプロット	40
6.6	Hod4 Down-Hod6 Down の時間較正に用いたフィット関数の係数	40
6.7	Hod7 Up-横 Hod R の時間較正に用いたプロット	41
6.8	Hod7 Up-横 Hod R の時間較正に用いたフィット関数の係数	41

第1章 序

原子核物理における研究は、今日まで主に安定核を対象として発展してきた。この安定核領域では、殻模型によって説明される 2,8,20,・・・といった魔法数の存在が知られている。図 1.1 に陽子数 $Z \leq 11$ 、中性子数 $N \leq 22$ の領域の核図表を示す。安定核領域に比べ中性子過剰な領域が広く存在し、この不安定核領域における原子核物理の進展が重要であるといえる。近年、重イオン加速器の発展に伴い、そのような不安定領域において中性子ハロー構造やクラスター構造、魔法数の消失や新魔法数の出現、安定核とは異なる変形状態といった特異現象が現れることが明らかになってきた。

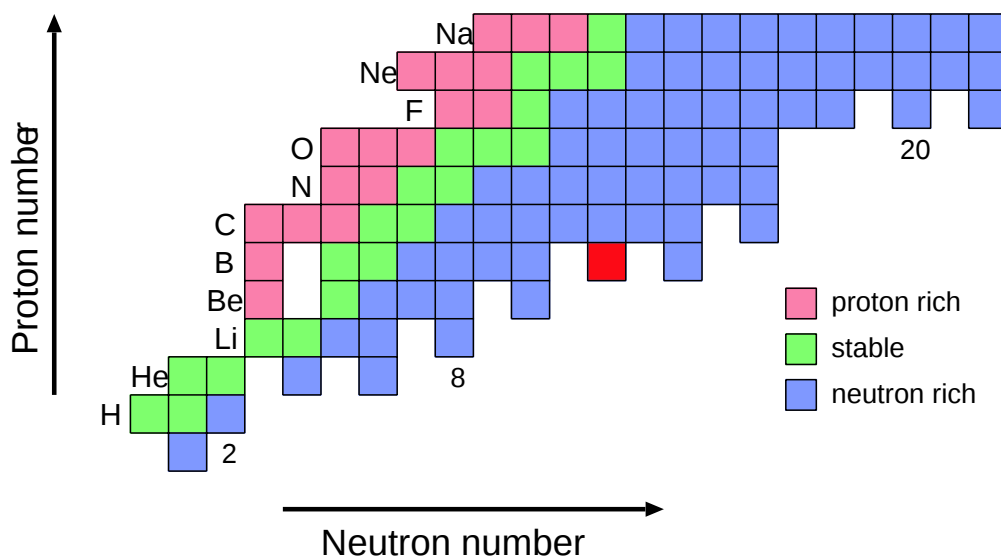


図 1.1: 核図表

例えば、中性子過剰核 ^{16}C ($Z=6, N=10$) において殻模型では説明のできない異常な安定性が発見された [1][2]。陽子と中性子の相互作用は強いため、通常の原子核ではその密度分布は同様であると考えられている (図 1.2)。しかし ^{16}C はこれに反し、陽子、中性子が独立に変形し、全体として安定状態を取るような構造をしている可能性が理論的に示唆されている。本研究では、 ^{17}B 核においてもこのような陽子、中性子の独立な密度分布があるのではないかと注目し、その核構造を知る事を目的としている。

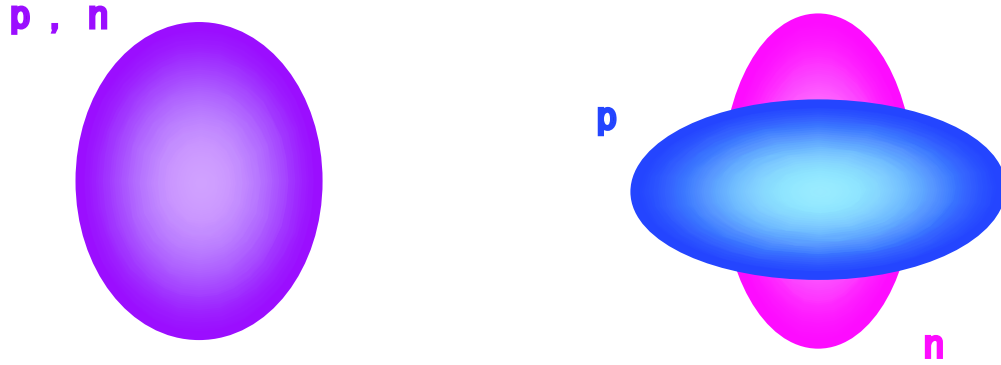


図 1.2: 陽子、中性子の密度分布 (模式図) 左: 通常の原子核 右: ^{16}C 原子核

核変形度の測定方法

本研究では非弾性散乱を用いて核変形度を測定した。非弾性散乱測定から得られる散乱断面積 σ と、変形度 β 、変形長 δ は、

$$\sigma \propto \beta \propto \delta \quad (\delta = \beta R)$$

という関係にあり、さらに δ は Bernstein の式 [3] を用いて、

$$\delta(F) \propto \frac{b_p^F M_p + b_n^F M_n}{b_p^F Z + b_n^F N} \quad (1.1)$$

と表せる。ここで、

F : 標的核の種類

M_p : 入射核の陽子部分の遷移についての行列要素

M_n : 入射核の中性子部分の遷移についての行列要素

b_p^F : 入射核の陽子部分と標的核の相互作用の強さを表すパラメータ

b_n^F : 入射核の中性子部分と標的核の相互作用の強さを表すパラメータ

である。このような理論式との比較により、散乱断面積から陽子、中性子の独立な情報 M_p 、 M_n を得ることができる。

そして以前、中村研究室の近藤らによって炭素を標的とした ^{17}B の非弾性散乱

$$^{16}\text{C}(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$$

の測定が行われた [4]。しかし、この反応は標的核の陽子数と中性子数が等しいため、式 1.1 のパラメータの比は $b_p : b_n = 1 : 1$ となり、 M_p 、 M_n を独立に決定することができなかった。

そこで本実験では液体水素を標的とし、

$$p(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$$

という反応を測定した。p-p 間、n-n 間より p-n 間相互作用が強いことから、この場合 b_n^F が大きくなり、パラメータの比は $b_p : b_n = 1 : 3$ となる。このような b_p^F と b_n^F の違いを用い、炭素標的の場合と比較することで M_p 、 M_n を独立に求める事が可能となる。

$p(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$ という、反応から得られる情報により、以下のような物理量が求まる。

- γ 線のエネルギー → 二準位間のエネルギー
- ^{17}B の散乱断面積 → ^{17}B 核の変形度
- ^{17}B の角度分布 → 励起準位のスピンの

本研究では、 γ 線のエネルギーから二準位間のエネルギーを求めることを行った。

実験手法

陽子非弾性散乱をインビーム γ 分光法を用いて測定した。

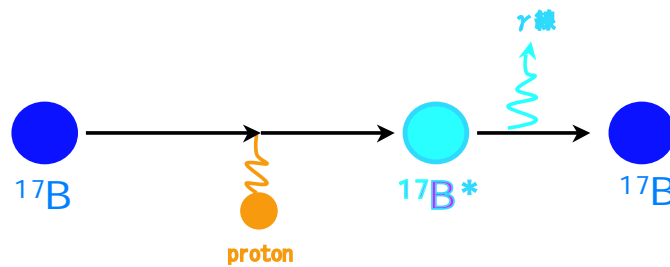


図 1.3: ^{17}B 核の陽子非弾性散乱 (模式図)

インビーム γ 分光法とは、励起状態の原子核が放出する脱励起 γ 線を直接測定する方法である。この手法は γ 線を放出する核が移動する (^{17}B の場合光速の約 36% の速度) ためドップラー補正が必要となり、そのために分解能が悪くなるという短所がある。しかし、 $\beta - \gamma$ 測定法では β 崩壊の選択則により測定可能な核種に限りがあったが、インビーム γ 分光法は広い範囲の核種について測定できるという利点がある。本実験では 48 本の NaI(Tl) 検出器を用いて測定を行っている。詳しい実験の内容を、次章において述べる。

第2章 実験

この章では、不安定核の生成、使用したビーム・標的、検出器 (二次ビーム測定系、 γ 線測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系) の役割、そしてトリガー回路について述べる。

2.1 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 ^{17}B 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[5] を用いて、不安定核ビームの生成を行った。

2.1.1 加速器

図 2.1 は RARF の全体図である。本施設では、リングサイクロトロンを主加速器としており (前段階としてリニアックを用いている)、最大エネルギー 135MeV/u、最大強度 $1\mu\text{A}$ の $A/Z=2$ の重イオンビームの生成が可能である。

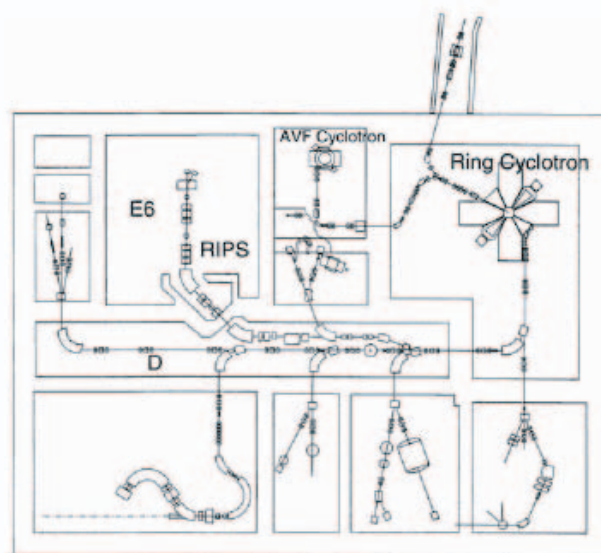


図 2.1: 加速器研究施設 RARF

2.1.2 入射核破砕片分離装置 RIPS

図 2.2 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様々な核種を含んでいるため、RIPS により、粒子の磁気硬度やエネルギー減衰板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。

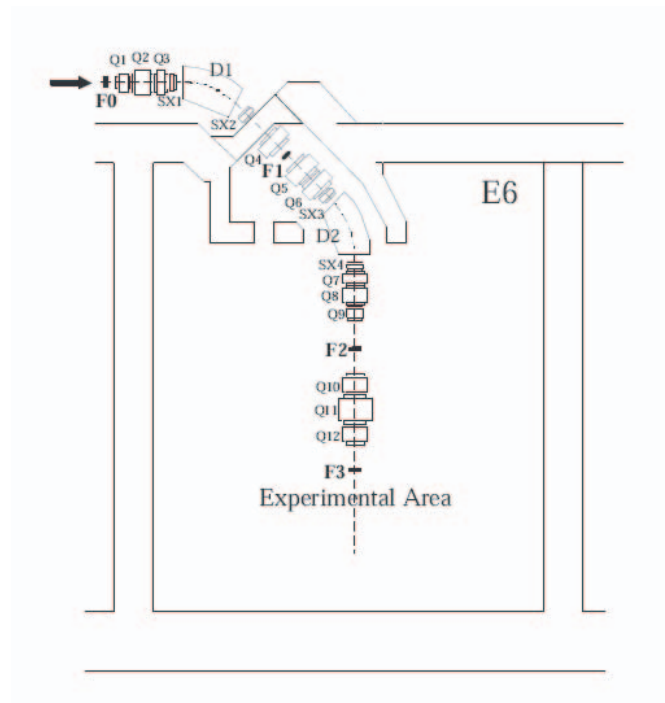
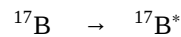


図 2.2: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)

2.2 実験概要

実験は2004年10月に理化学研究所のRIPSを用いて行われた。図2.3は実験セットアップを示す。RIPSで生成された二次ビーム (^{17}B) を二次標的 (液体水素) に入射させると、核力によって励起した粒子が新たに生成される。それらが脱励起する際に放出される γ 線を、二次標的の周囲に配置された NaI(Tl) シンチレーターにより検出した。

二次標的で生成された荷電粒子は、二次ビームとほぼ同じ速度ですすみながら双極子磁石によってその飛跡を曲げられ、荷電粒子測定系にて測定される。一方、二次標的で生成された中性子は、磁場による影響を受けずにほぼ直進し、中性子測定系にて測定される。本研究で対象としている核反応は、液体水素を標的とした、



という、陽子非弾性散乱である。この反応では中性子は生成されないため、中性子測定系はほぼ使用せずに解析を行った。また実験では、入射核 (^{17}B)、散乱核 ($^{17}\text{B}^*$)、 γ 線を同時測定している。

以下、使用した検出器について、二次ビーム測定系、 γ 線測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系に分けて述べる。

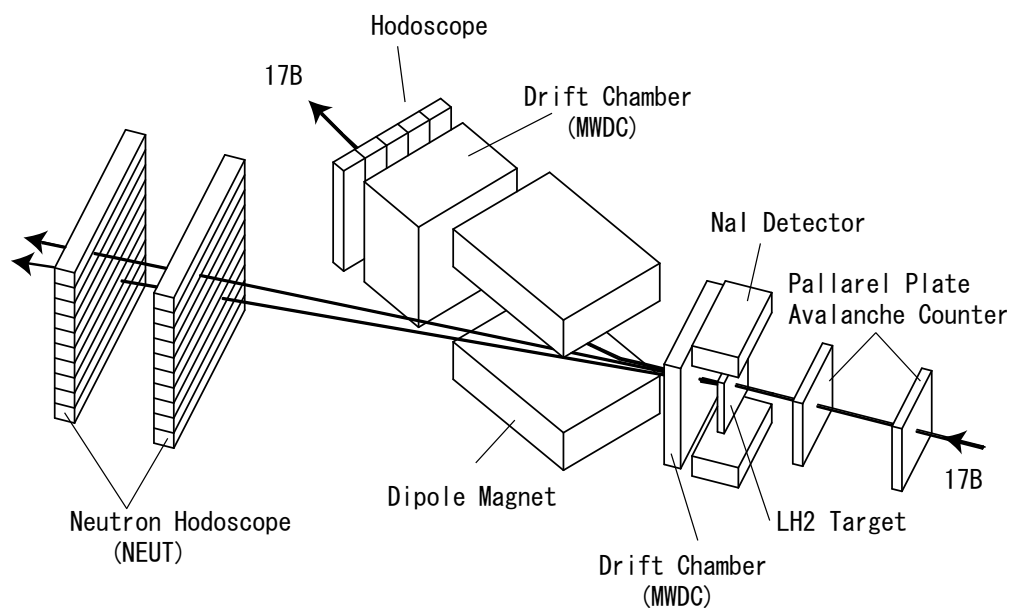


図 2.3: 実験のセットアップ

2.3 ビームと標的

		Energy	thick
一次ビーム	^{22}Ne	110MeV/u	
一次標的	Be		6mm
二次ビーム	^{17}B	75Mev/u	
二次標的	液体水素 (proton-target)		100mg/cm ²

表 2.1: ビーム、標的

2.4 二次ビーム測定系

サイクロトロンの加速タイミング : **RF1, RF2**

粒子が放出される時間情報を得るため、サイクロトロンによる等間隔での加速に同期した RF という信号を用意している。更に RF 信号は半分に間引かれ、70ns ずれた 140ns 間隔の二つの信号に分けられている。それぞれを RF1, RF2 とし、これらから粒子が放出された時間の情報を得る。RF1, RF2 の選択については、後の 3.2 節にて述べる。

シリコン半導体 : **F2SSD**

厚さ 500 μm の Si 半導体をビームライン上にセットし、その優れた分解能により、波高と SF2 より求まる一次標的 ~ SF2 間の TOF を用いて、二次ビームの粒子識別を行う。

プラスチックシンチレーター : **SF2**

厚さ 1mm、面積 80×80mm² で、波高と時間情報を読み出す。RF と SF2 の時間情報の差から、一次標的 ~ SF2 間の TOF(Time of Flight)を知ることができる。この時間差は本来ならばサイクロトロン ~ SF2 間の TOF であるが、サイクロトロンから一次標的までは、全ての粒子が一定の速度 (光速の約 30%) で飛ぶため、これを一次標的 ~ SF2 間 TOF と考えることができる。

PPAC(parallel plate avalanche counter)

PPAC は荷電粒子の入射位置を読み取るガス検出器である [6]。図 2.4 のように、二つの陰極間に 4mm の間隔をおいて一枚の陽極が配置されている。陰極はストリップ構造をしており、幅 2.40mm のワイヤーが 0.15mm の間隔で 40 本張られている。陰極それぞれの X 間、Y 間の時間信号の差から、入射荷電粒子の位置 X、Y を 100×100mm² の範囲において知ることができる。二つの PPAC(F3PPACa, F3PPACb) を二次標的の上流に 300mm の間隔をおいて配置し、両検出器からの位置を外挿することで二次標的に入射する位置を得る。

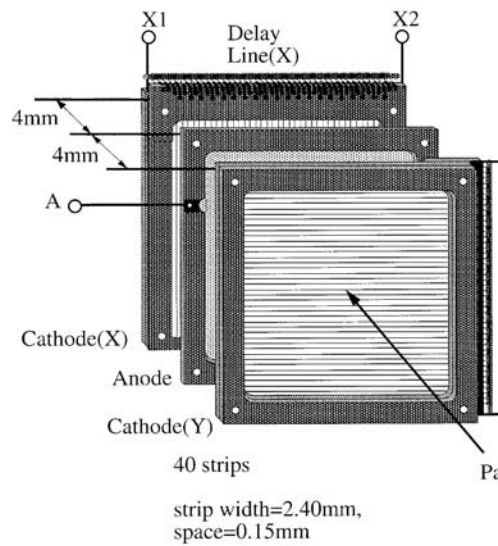


図 2.4: PPAC

2.5 γ 線測定系

NaI(Tl) シンチレーター

二次標的の周囲に、結晶の大きさが $66 \times 66 \times 150 \text{ mm}^3$ の NaI(Tl) シンチレーターを、計 48 本図 2.5 のような層を四層重ねて配置した。これにより、二次標的にて励起した粒子が脱励起する際に放出する γ 線を測定する。

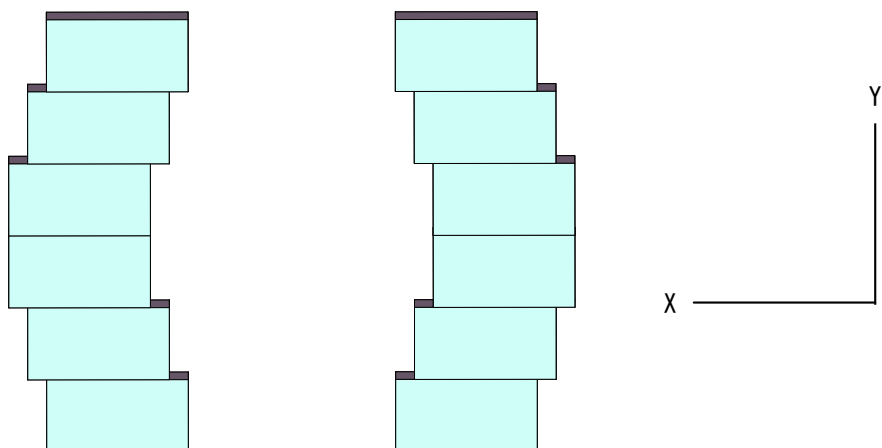


図 2.5: NaI シンチレーター配置

2.6 荷電粒子測定系

二次標的で散乱された荷電粒子は、ドリフトチェンバー MDC を通った後双極子磁石によってその飛跡を曲げられ、さらにドリフトチェンバー FDC3、プラスチックシンチレーター Hodoscope へと入射する。本実験では、双極子磁石、FDC3、Hodoscope は、ビーム軸に対して 20° 傾けて配置している。また、MDC-FDC3 間は粒子のエネルギー損失を抑えために、He bag で満たしている。

ドリフトチェンバー：MDC

ドリフトチェンバー MDC は、二次標的の直後に配置されている。MDC は本実験において新しく導入した検出器であり、その優れた分解能 (位置分解能 $70\mu\text{m}$ 、角度分解能 0.10°) より、散乱荷電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。鉛直方向 140mm、水平方向 190mm の有感領域を持ち、ワイヤはセンス面として、X 面 (鉛直方向) が 4 面、U 面 (ビーム上流から見て右下がり 45° 方向) が 2 面、V 面 (左下がり -45° 方向) が 2 面、計 8 面張られている。このワイヤ構造により同時に入射した粒子も正しく検出できる。

ドリフトチェンバー：FDC3

ドリフトチェンバー FDC3 は双極子磁石の下流に配置され、双極子磁石通過後の荷電粒子の運動量変化の測定に用いる。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。

プラスチックシンチレーター：Hodoscope

FDC3 の下流に、鉛直方向に縦置きした計 7 本のプラスチックシンチレーター Hodoscope を配置している。厚さ 10mm、面積 $800\times 100\text{mm}^2$ で、上下に光電子増倍管が付けられており、波高と時間信号を読み出す。

プラスチックシンチレーター：横置き Hodoscope

Hodoscope の直後に面を合わせて水平方向に置かれた、厚さ 10mm、面積 $183\times 800\text{mm}^2$ のプラスチックシンチレーターで、7 本の Hodoscope の時間合わせを目的としている。本実験にて初めて導入され、これを用いた Hodoscope の時間情報の評価を後の 3.3.1 節にて詳しく述べる。

2.7 中性子測定系

二次標的での反応によって中性子が生成された場合、散乱された中性子は双極子磁石によってまげられることなくほぼ直進し、Veto counter、Neutron counter にて検出される。

プラスチックシンチレーター：Veto counter, Neutron counter

厚さ 5～10mm、面積 $100 \times 800 \text{ mm}^2$ のプラスチックシンチレーターを、Neutron counter へ荷電粒子が到達することを防ぐため、Neutron counter の上流に計 23 本配置されている。電化を持たない中性子は、この薄い Veto counter で反応を起こさずに通り抜けるが、荷電粒子は Veto counter にて反応し、その運動エネルギーを失って止まる。もし通り抜け、Neutron counter で検出された場合も、Veto counter で検出されたイベントを除くことで Neutron counter で荷電粒子を検出したイベントを排除できる。

Neutron counter は、1・2 面に大きさ $60 \times 60 \times 1000 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを 12 本、2 面目から 1067mm 離し、3・4 面に大きさ $60 \times 60 \times 2000 \text{ mm}^3$ のシンチレーターを 15 本、計 4 面 54 本からなり、鉛直方向に配置している。各シンチレーターの両端に光電子増倍管が付けられており、波高と時間信号を読み出す。

2.8 トリガー回路

各検出器からの信号は、図 2.6 ようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たした時コンピュータにデータを取り込むよう、トリガー回路を設定した。

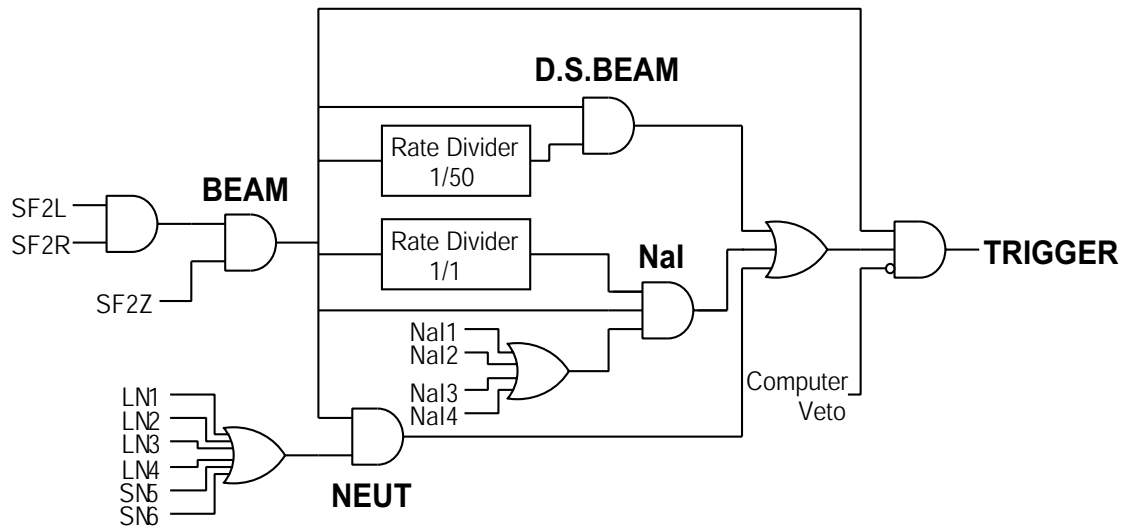


図 2.6: トリガー回路

- SF2L,R : 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, SN5,6 : Neutron counter の 1 ~ 6 面で検出された
- NaI1 ~ 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、もしくは電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中

BEAM、D.S.BEAM、NEUT、NaI はそれぞれ組み合わせても独立しても、トリガーとして使用可能。

第3章 解析

この章では実験データの解析方法について述べる。
本解析は、

- TDC キャリブレーション

をまず行い、次に

- 二次ビームの粒子識別
 - ビーム計算
 - TOF の較正
 - RF の選択
- 散乱荷電粒子の識別
 - Hodoscope の解析 (原子番号 Z による識別)
 - ドリフトチェンバーの解析 (質量数 A による識別)

というステップにより、イベントごとに粒子識別を行い、

- ドップラー補正

により、 $^{17}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B}^*$ という核反応を起こしたイベントに対して γ 線測定を行う。

3.1 TDC キャリブレーション

RF、F2plastic、Hodoscope の各 TDC モジュール¹の時間較正を行った。20ns 間隔のパルサーからの信号を回路内で回し、それぞれにおいて [ch] → [ns] への変換式を決定する。下図 3.1、表 3.1 に RF1 の時間較正を例として示す²。

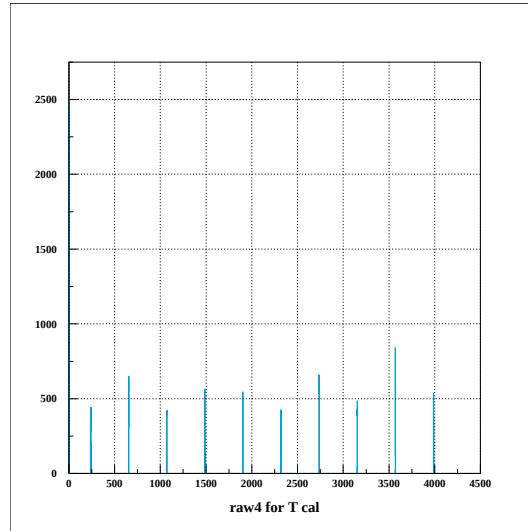


図 3.1: RF1 におけるパルサーからのシグナル

channel	time [ns]
242.13	0
655.47	20
1071.6	40
1487.1	60
1903.0	80
2319.5	100
2735.8	120
3152.4	140
3569.3	160
3988.2	180

表 3.1: RF1 の時間較正に用いたプロット

¹RF は 4000ch、F2plastic は 4000ch、Hodoscope は 2000ch 使用している

²実際には一番上の time:0 の点は使っていない

表 3.1 の点を最小自乗法を用いてフィットさせ、RF1 の時間較正式を決定する。この時、TDC 分解能が約 100ps であるため、フィットと実点との残差が 100ps 以内に収まることが要求される。そこで、フィット関数が一次式と二次式である時の比較を行った。フィット関数は、

一次式 : $f(ch) = 0.0480502ch - 11.5037$

二次式 : $f(ch) = -5.12858 \times 10^{-8}ch + 0.0482671ch - 11.6596$ を用いた。

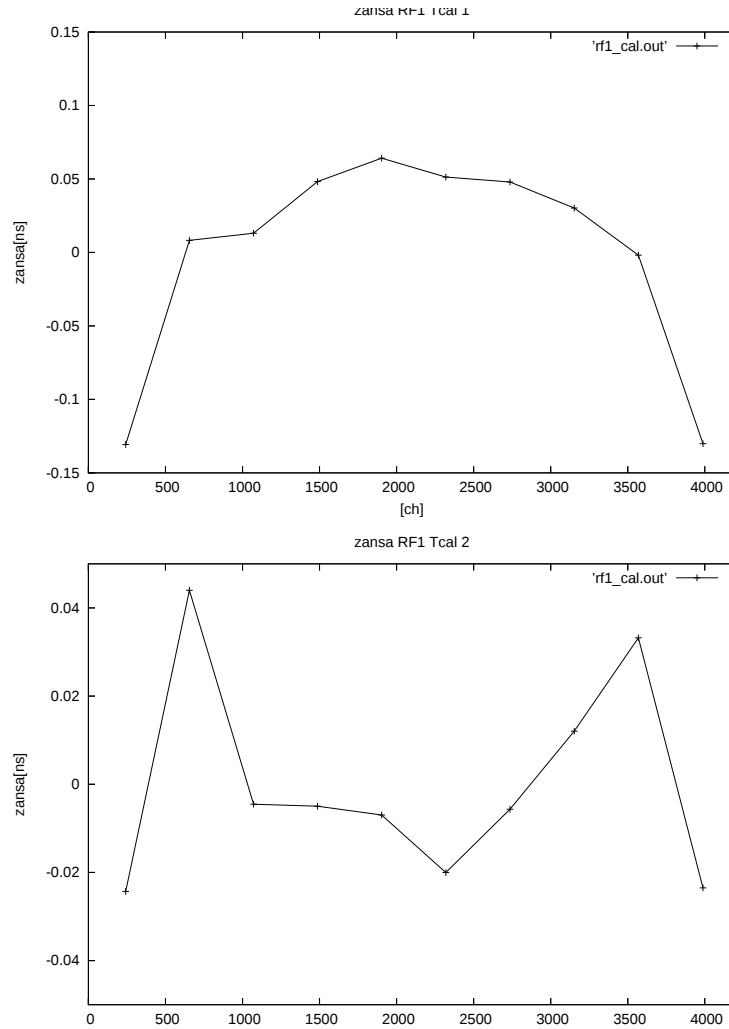


図 3.2: RF1 の時間較正におけるフィット関数の残差比較 上 : 一次式, 下 : 二次式

この場合、一次式では $\pm 100\text{ps}$ には収まらず、二次式で $\pm 50\text{ps}$ 以内に収まることがわかる。この挙動は各モジュールによって異なるため、フィット関数が 100ps 以内に収まるよう個々にチェックした。その結果、

RF2 二次式 $\rightarrow \pm 40\text{ps}$

F2plastic L-R 一次式 $\rightarrow \pm 50\text{ps}$

Hodoscope1-7 Up-Down, 横置き Hodoscope L-R 六次式 $\rightarrow \pm 100\text{ps}$

となることが確認でき³、各モジュールの時間較正をこの次数で定義した。

³付録参照

3.2 二次ビームの粒子識別

RIPS での入射核破砕反応により様々な核種が生成されるため、イベントごとの粒子識別が必要になる。そのため、F2SSD でのエネルギー損失 ΔE と、RF-F2plastic 間の時間差から求めた飛行距離 TOF を用いて、粒子識別を行う。F2SSD でのエネルギー損失 ΔE は、粒子の速度を v として、

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

という関係がある。また、RIPS では磁気硬度 $B\rho$ を選択しているため、

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

という関係がある。よって、F2SSD のエネルギー損失と RF-F2plastic 間 TOF の相関を調べる事で、核種を識別することができる。そのために以下のような計算と較正を行った。

二次ビームのエネルギー、TOF の計算

一次標的から Hodoscope まで、 ^{17}B の各検出器への入射運動エネルギー、TOF を計算する。そのために必要となるビームライン上の物質、厚み、配置は付録 6.2 節に示す。一次ビームの一次標的への入射エネルギーは 110MeV/u であるが、標的での入射核破砕反応によりエネルギーを失っている。よってまず、一次標的直後の ^{17}B のエネルギーを考える。RIPS では、一次標的の後に配置している双極子磁石 D1、D2 によって目的核の収量や飛跡を調整しており、その磁場と粒子の運動エネルギーは、

$$B\rho = 0.1439 \frac{A}{Z} \sqrt{E(1 + \frac{E}{2Mu})}$$

の関係にある。ここで、

B : 双極子磁石の磁場 [T]

ρ : 中心軌道半径 3.6m

(積 $B\rho$ を磁気硬度と呼ぶ)

A : 粒子の質量数

Z : 粒子の陽子数

E : 粒子の運動エネルギー [MeV]

Mu : atomic mass unit 931.501MeV

	D1	D2
磁場 B [mT]	1182.987	1099.928

表 3.2: RIPS 本解析での双極子磁石の設定値

である。この関係より、表 3.2 の D1 値を用いて一次標的通過後の粒子のエネルギーを 72.5503MeV/u と求め、この値を出発点とし、各検出器でのエネルギー損失と検出器間 TOF を決定⁴、以下のような結果を得た (表 3.3)。結果は、粒子識別のために SSD をビームライン上に入れた設定と、実際の非弾性散乱測定での設定を個々に計算し、各検出器の入射前後の値を示している。

⁴ ベーテ・ブロッホの式を用いて求め、そのエネルギー損失より速度を求め、TOF を計算している。

	Energy 前 [MeV]	Energy 後 [MeV]	TOF 前 [ns]	TOF 後 [ns]
F0(一次標的)	—	72.5503	—	0
F1PPAC	63.4839	63.4699	95.0844	95.4163
F2SSD	63.4463	62.0328	197.3695	197.3743
F2plastic	62.0328	60.4411	200.3952	200.4049
F3PPACa	60.4380	60.4234	245.8738	246.2134
F3PPACb	60.4173	60.4026	248.7855	249.1252
target	60.3537	57.0107	253.8771	254.0160
F2plastic	63.4463	61.8831	200.3645	200.3741
F3PPACa	61.8801	61.8657	245.3538	245.6946
F3PPACb	61.8597	61.8484	248.2392	248.5753
target	61.7973	59.0295	253.2765	253.4136

表 3.3: ビーム計算結果

TOF の較正

次に実験データとの比較を行う。エネルギー較正された F2SSD を用い⁵、F2SSD でのエネルギー損失を表 3.3 の結果と比較、また、他核種との相対位置関係から、 ^{17}B 核の識別ができ、識別された集団を計算結果と一致するよう TOF 較正を行う。その結果、図 3.3 となった。

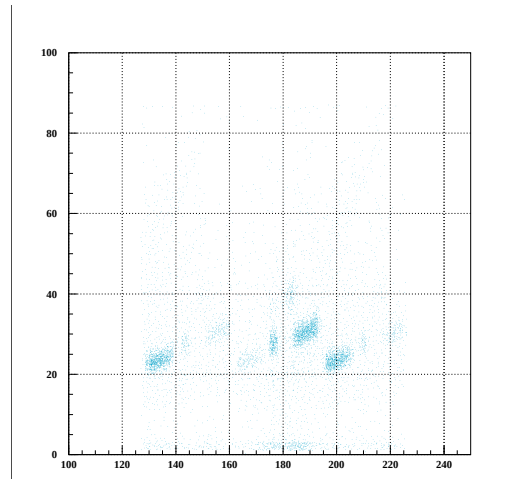


図 3.3: 二次ビームの識別

他核種の例として ^{19}C 核の識別をあげると、計算結果は

$$\Delta E : 31.2151\text{MeV}$$

$$\text{TOF} : 188.4334\text{ns}$$

となり、図 3.3 と比較すると一致する集団が確認でき、この二次ビーム識別、TOF 較正が正しいと判断できる。

⁵本解析では行っていないが、実験ではエネルギー較正用に $A/Z=2$ の粒子のデータを取っており、これを用いて $[\text{ch}] \rightarrow [\text{ns}]$ への変換がされている。

RF の選択

これまでの TOF 較正は、RF1 と F2plastic、RF2 と F2plastic からの二種類の TOF について行った。よってここで、それぞれから適当な領域にあるイベントを選び出し、一つの TOF に統合する。その判断基準として、RF1、RF2 信号そのものの挙動を解析し、その最適な選択領域を決定する。

RF の TDC モジュールは、約 100ns 以下の領域ではその線形性が悪いという特性があり、正しい時間情報を得ることができない。よってその不感時間内に入ってきたイベントを救うため、RF 信号を間引き、140ns の領域で測定している。これにより、一方で不感領域だったために取り損ねてしまったイベントはもう一方により検出し、全てのイベントの測定を可能にしている。

二つの RF 信号のタイミングを以下の模式図 3.4 に示す。ある核種が一定の速度で飛行しているとすると、トリガーは図のように鳴る。すると、RF1 での出力は緑色の長さの二種類が、RF2 での出力はピンク色の長さの二種類が交互に得られる事になる。結果、RF1 と RF2 は同じピークを出力し、更に特定の核種が二箇所に現れることになる。図 3.3 から、約 200ns の位置以外に 135ns の位置にも ^{17}B 核が繰り返し見えている様子が確認でき、一方の集団のみ選択した場合イベントを半分捨てていることになる。

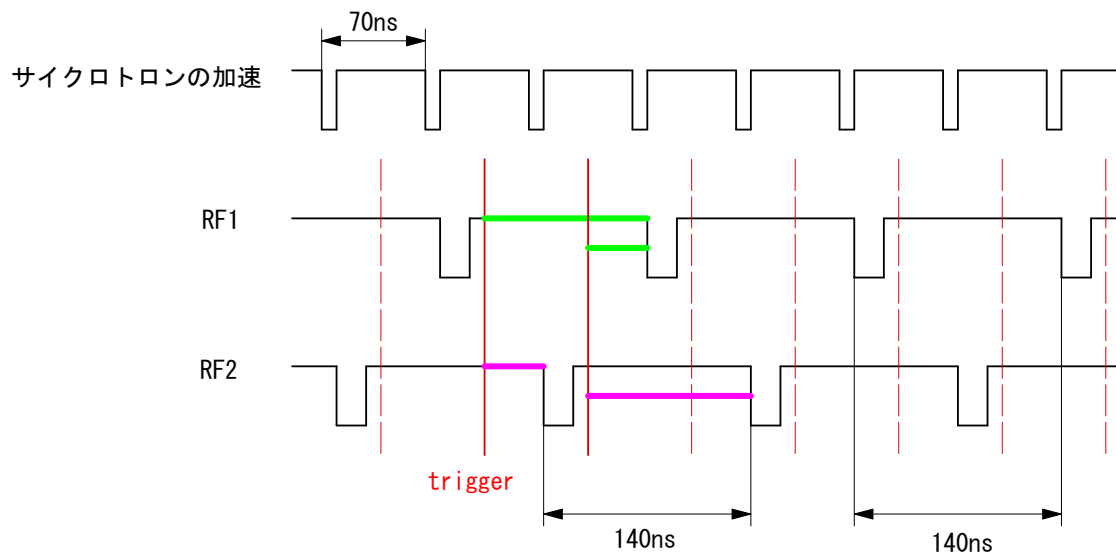


図 3.4: RF1 と RF2 の関係 (模式図)

更に RF1 と RF2 の相関図を示す。既に TOF 較正がされているため、約-200ns と更に-135ns の位置に ^{17}B 核がプロットされている⁶。図 3.5 のピンク色の領域は RF1 と RF2 の両方で測定が可能、水色の領域では RF1、黄色の領域では RF2 の一方でのみ測定可能となっている。

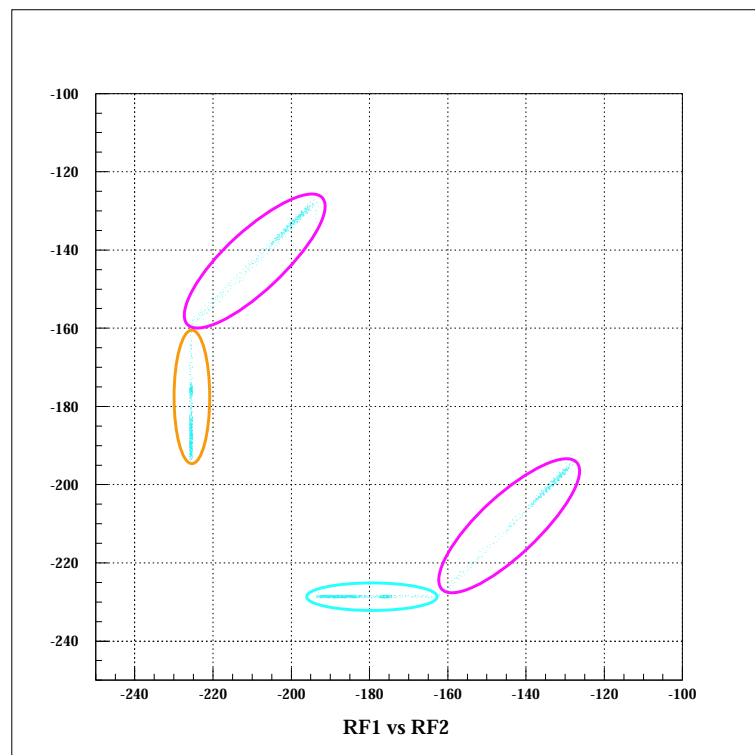


図 3.5: RF1 と RF2 の相関 横軸 : RF1 縦軸 : RF2

⁶TOF=F2plastic-RF と求めているため、F2plastic 以前にある RF 信号はマイナスの値に較正されている

よって TOF を求める時に用いる RF は、モジュールの測定領域から上限下限付近のデータを捨てる、さらに、約-220 ~ -150ns の領域にあるデータを用いるとすれば、二箇所ピークが現れることが防げば取り残しなくイベントの TOF を求めることができる。本解析ではこの RF の選択領域を raw data で設定し、200ch から 1400ch としている。以上の結果、二次ビームの粒子識別が図 3.6 となり、 ^{17}B 核を選択する。

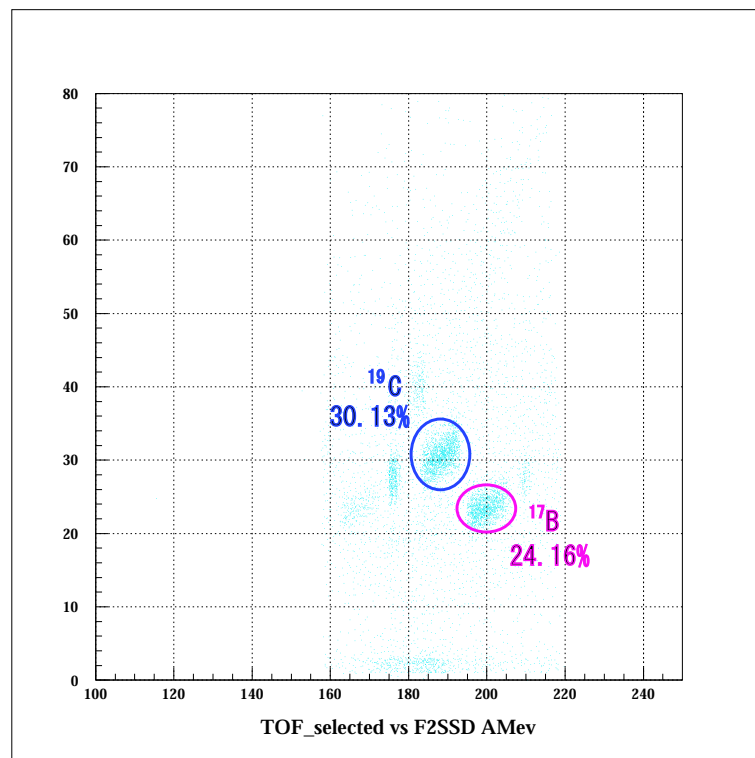


図 3.6: 選択された TOF を用いた二次ビームの粒子識別

3.3 散乱荷電粒子の識別

3.3.1 Hodoscope の解析

Hodoscope の相対時間、絶対時間の較正

同じエネルギーで同じ核種が同じタイミングで Hodoscope1 と Hodoscope2 に入射した場合、その出力は同じでなければならない。しかしそれぞれの光電子増倍管の個性により、その値には数 10ns の相違が生じる。そのため、7 本のプラスチックシンチレーターの相対時間の補正が必要となる。しかしそのように同じ核種が二次標的で複数生成され、全ての Hodoscope に同じタイミングで入射するイベントは存在しない。そこで本実験では 7 本の Hodoscope の時間の原点として、最下流に横置き Hodoscope を設置した。横置き Hodoscope まで通過する特定の核種を選択し、双極子磁石の磁場を細かく変化させ 7 本全てに入射させる。そのようなイベントを用いれば、7 本の相対時間は横置き Hodoscope を介することで間接的に時間合わせを行うことができる。次ページに横置き Hodoscope と各 Hodoscope の時間の差のスペクトルを示す。この差を用いて補正を行う。

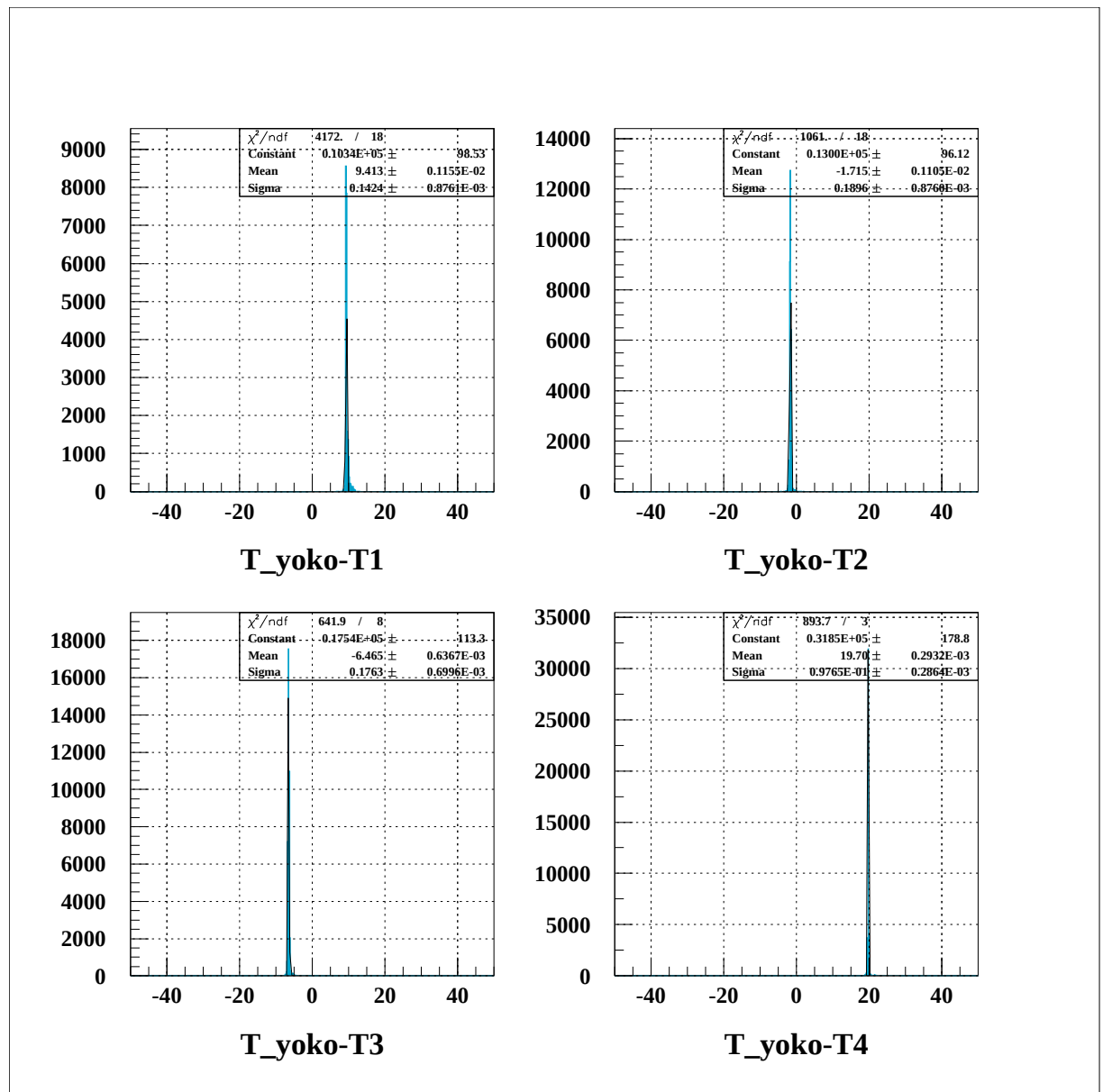


図 3.7: 横置き Hodoscope T - Hodoscope1,4 T 残差

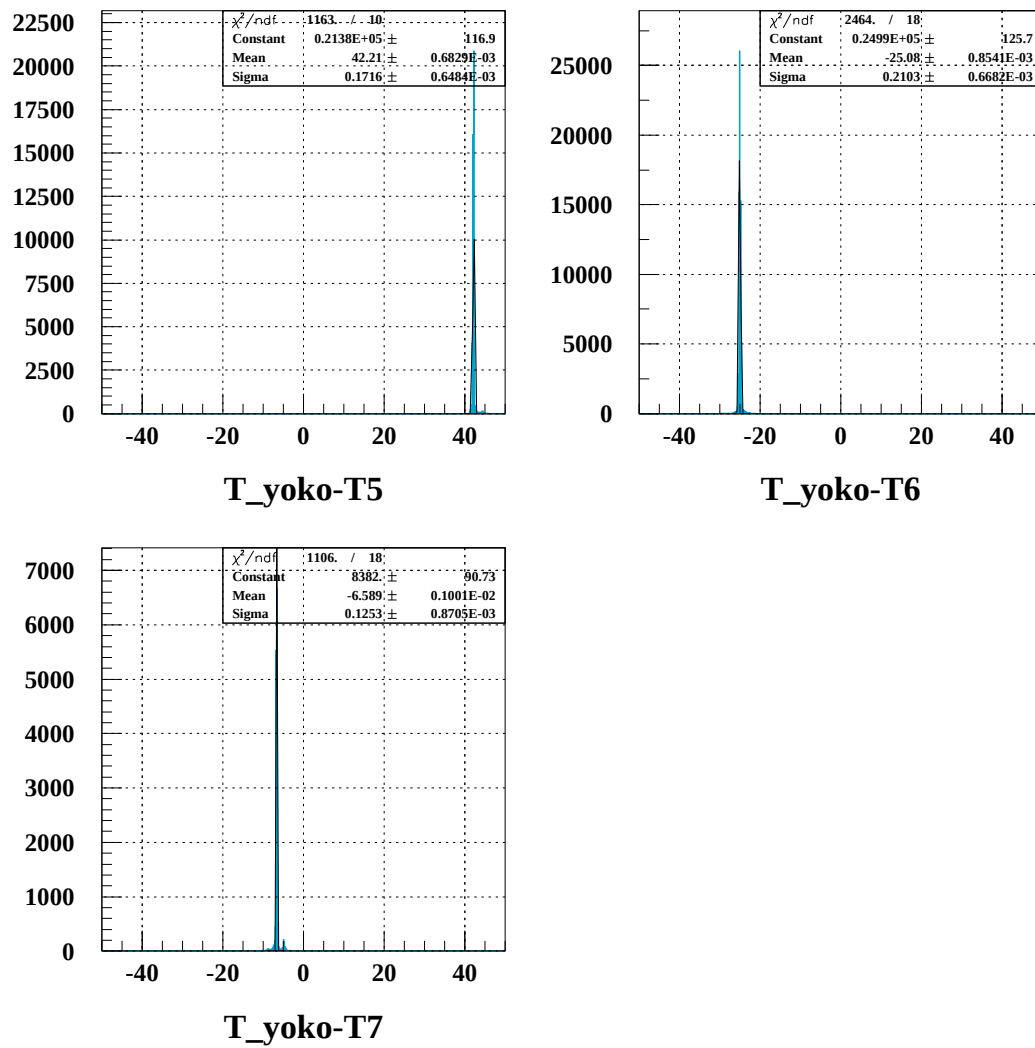


図 3.8: 横置き Hodoscope T - Hodoscope5,7 T 残差

表 3.4 は本解析で図 3.7、3.8 より決定した、各 Hodoscope の横置き Hodoscope へのオフセットパラメータである。

Hodoscope1	-9.413
Hodoscope2	1.715
Hodoscope3	6.465
Hodoscope4	-19.70
Hodoscope5	-42.21
Hodoscope6	25.08
Hodoscope7	6.589

表 3.4: 各 Hodoscope オフセットパラメータ

次に二次標的-Hodoscope 間の TOF を計算値と合わせることで、絶対時間を較正する。二次標的の下流面と Hodoscope 上流面の TOF は、前節でのビーム計算と同様に 47.0225ns と求め、この値を用いて較正を行い、7 本合計イベントの時間スペクトル分解能は $\frac{T}{\Delta T} = 13.8$ となった。

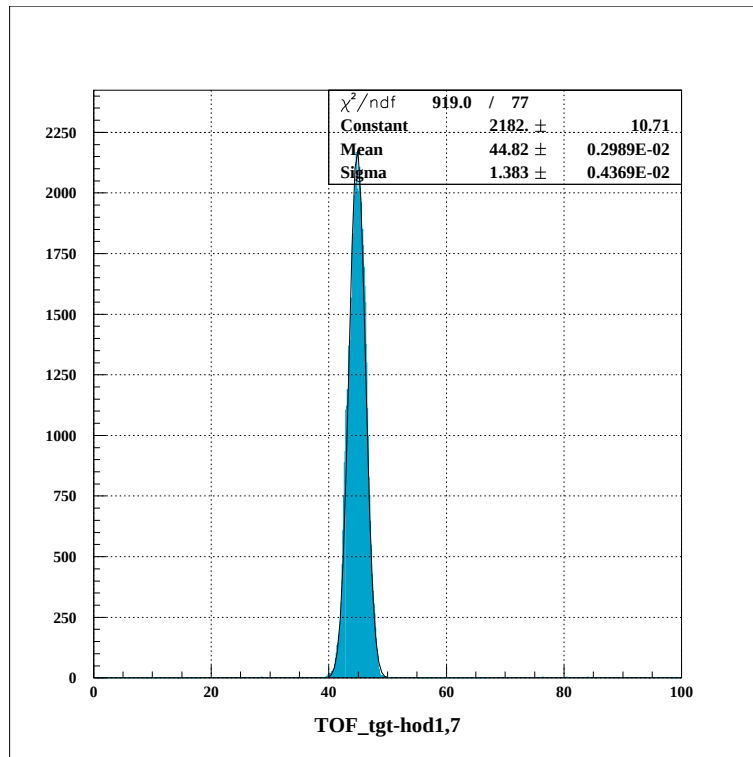


図 3.9: 較正後の Hodoscope7 本の時間スペクトル

原子番号 Z による識別

散乱荷電粒子の Z による識別を行う。このプラスチックシンチレーターでのエネルギー損失は、式 3.1

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

という関係により、図 3.10 に示すような Hodoscope の波高と二次標的と Hodoscope 間 TOF の相関を取ることで Z による分離が可能となる。図 3.11 は、図 3.10 から識別できた Z を横軸に取ったスペクトルである。

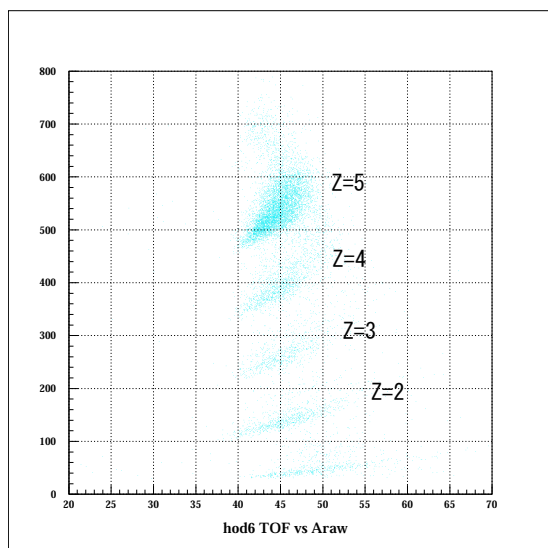


図 3.10: 二次標的-Hodoscope 間 TOF と Hodoscope でのエネルギー損失の相関

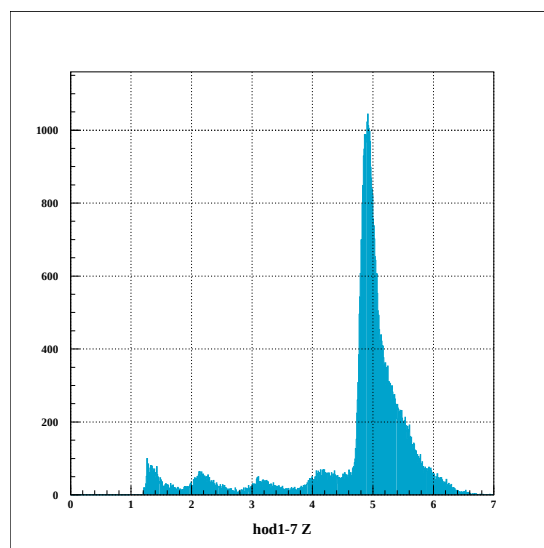


図 3.11: 波高と TOF より求めた Z のスペクトル

^{17}B 核は、二次標的での反応でほとんどが B 核となって散乱されていることがわかる。以下にフィッティングによる Z の分解能を示す。

Z	2	3	4	5
ピーク値	2.21	3.21	4.21	4.91
分解能 $Z/\Delta Z(FWHM)$	3.56	5.65	6.92	20.3

表 3.5: Z の分解能

3.3.2 ドリフトチェンバーの解析

STC(space time calibration)

ドリフトチェンバーに入射した荷電粒子は、チェンバー内のガスをイオン化しながら飛行する。飛跡上に生成された電子はドリフトしながら一番近いアノードワイヤーに取りこまれ、各ワイヤーでは時間情報を出力する。ドリフトチェンバー内の荷電粒子の飛跡は、この時間情報（ドリフト時間）を荷電粒子の飛跡上に生成された電子がワイヤーに到達するまでのドリフト距離に換算し、それら距離の情報からトラッキングを行うことで得られる。正しい飛跡を得るために、

1. ドリフト時間が完全にドリフト距離 x と対応している
2. x を用いてトラッキングを行い、得られた距離 $x_{tracking}$ が x と一致する

という条件が必要である。そこで、ドリフト時間と x と $x_{tracking}$ の残差の相関をとる。ドリフト時間によって残差にばらつきがある場合、条件 1 が満たされていない。そのため、生じた差を x に加え、そのドリフト距離を用いて再び残差を最小にするようなトラッキングを行う。この操作を繰り返すことで、条件を満たす飛跡を得る。次ページに以上の最適化後の、各ドリフトチェンバーのドリフト時間と x と $x_{tracking}$ の残差の相関、残差分布、TDC スペクトルの 0ch 拡大図を示す。

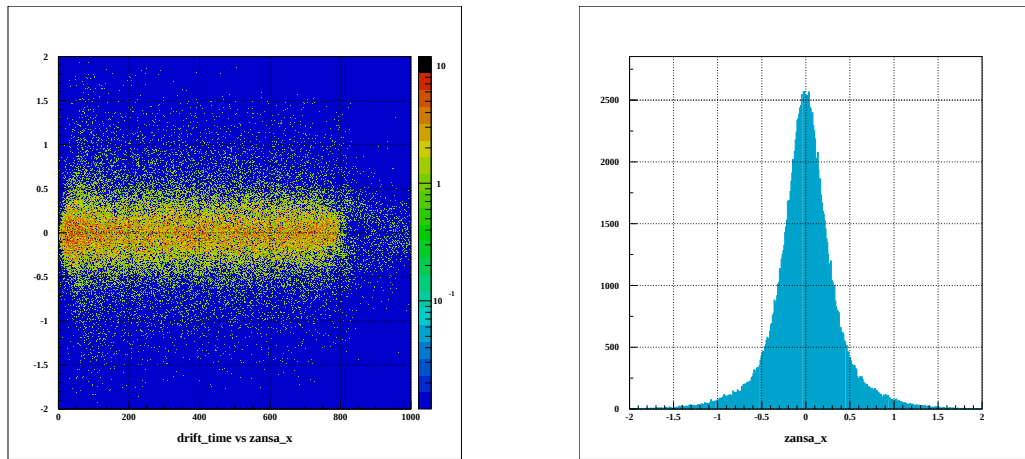


図 3.12: FDC3 : (左 : STC 後の x と $x_{tracking}$ の残差とドリフト時間の相関 右 : STC 後の x と $x_{tracking}$ の残差分布)

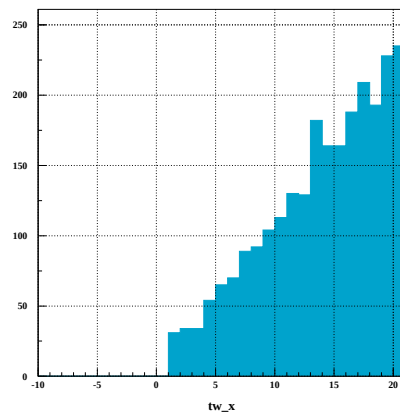


図 3.13: FDC3 : TDC スペクトルの 0ch 拡大図

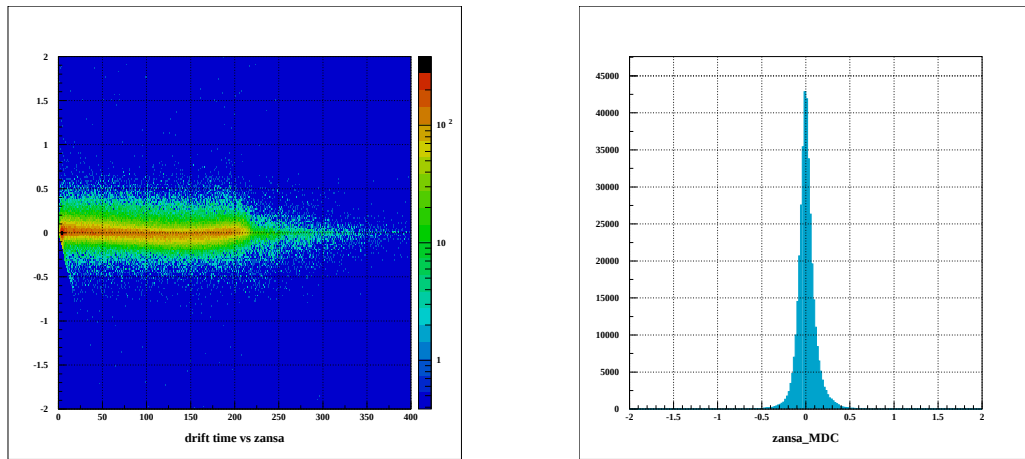


図 3.14: MDC : (左 : STC 後の x と $x_{tracking}$ の残差とドリフト時間の相関 右 : STC 後の x と $x_{tracking}$ の残差分布)

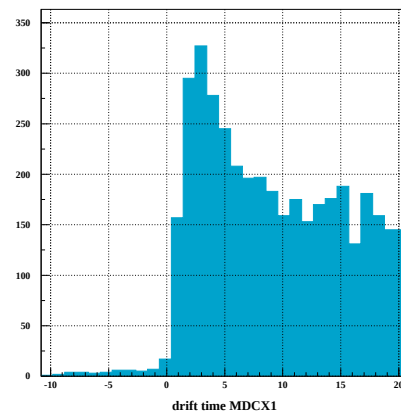


図 3.15: MDC : TDC スペクトルの 0ch 拡大図

FDC3、MDC の残差はドリフト時間によらず一定となっている事が確認できる。しかし、MDC の残差分布が $FWHM = 152\mu m$ であるのに対し FDC3 は $FWHM = 498\mu m$ と広がっている。そこで、各ドリフトチェンバーの設定電圧を確認した。図 3.6 は ^{17}B 測定時の設定電圧である。

	FDC3(Potential)	FDC3(Cathode)	MDC(Potential)	MDC(Cathode)
設定電圧	-2.5kV(一定)	-640V	-2.3kV	-2.2kV

表 3.6: ドリフトチェンバーの設定電圧

本実験での FDC3 の電圧設定は、 $Z=6$ の C 核に対する HV plateau から -600V を基準とし、核種により補正を加えるという手法を取った。 B 核が生成される場合 C 核に比べ efficiency が $\frac{5^2}{6^2} \sim \frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍に落ちてしまうため、 B 核に合わせて電圧調整を行っている。FDC3 は 80V の電圧変化に対し gain は 2 倍変化するため 40V の補正をし、-640V の電圧に設定した。ここで図 3.13 の FDC3 の TDC0ch 拡大図と、図 3.15 の MDC の TDC0ch 拡大図を比較すると、MDC では約 3ch で立ち上がっているのに対し FDC3 は約 20ch かけてゆっくりと立ち上がっていることがわかる。この立ち上がり時間は TDC 時間分解能に影響を与えるため、数 ch で立ち上がる事が要求される。よって電圧をもっと高く設定しなければならなかった可能性がある。しかし電圧を高くした場合、1 イベントに対して複数のワイヤーから信号が出力される確率が高くなり、正しいデータを得ることができない。よって以上の点をそれぞれ満たす電圧設定を、TDC の 0ch に注意し、吟味する必要があったと考えられる。

質量数 A による識別

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ー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。

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

そこで、図 3.16 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、トランスファー行列を用いて表現すると、それらの関係は

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.15040 & 0.34348 & 0.78590 \\ 0.59982 & 1.04838 & 3.60440 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

と表せる。このトランスファー行列は、OPTRACE という計算コード⁷を用いて求めた。

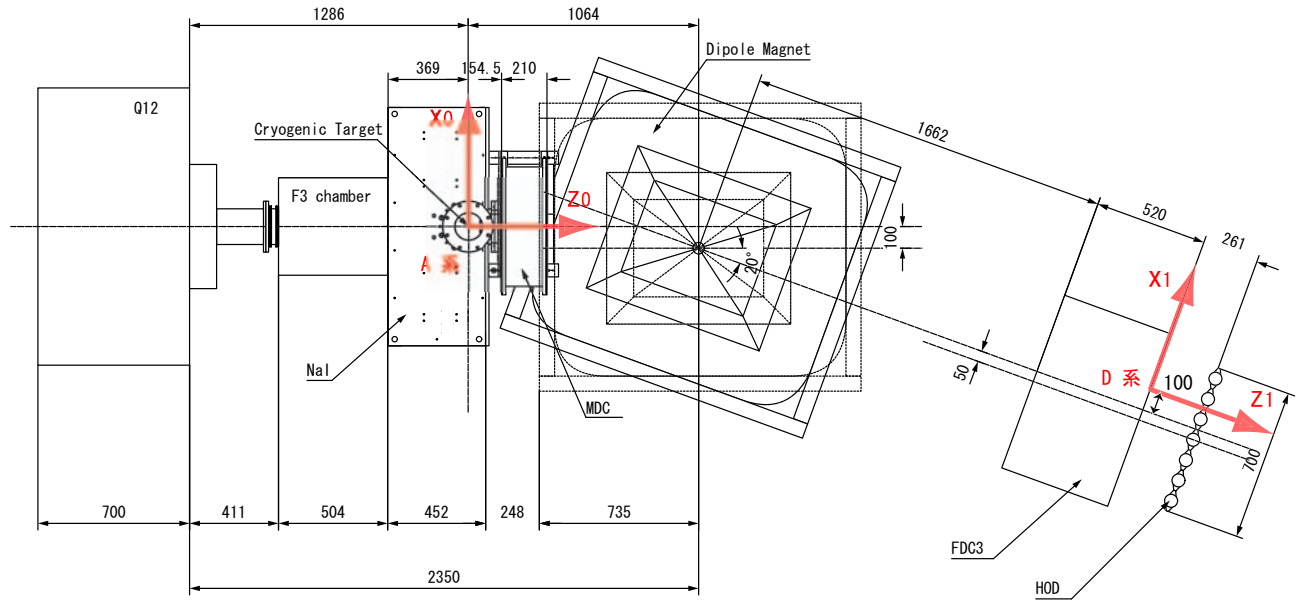


図 3.16: トランスファー行列での座標系

⁷OPTRACE での単位は位置単位 [cm]、角度単位 [mrad] である

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、

$$\delta = \frac{\Delta P}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}$$

と表せ、磁気硬度 $B\rho$ と関係している。さらに、

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

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 3.17 は式 3.2 より求まる 2 つの解 δ_1 、 δ_2 と、二次標的-Hodoscope 間 TOF の相関である。その相関により $B\rho$ 軸を決定し、質量数スペクトル図 3.18 を得る。

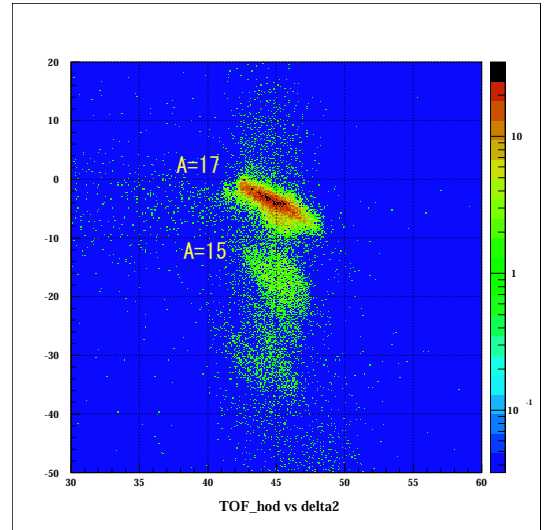
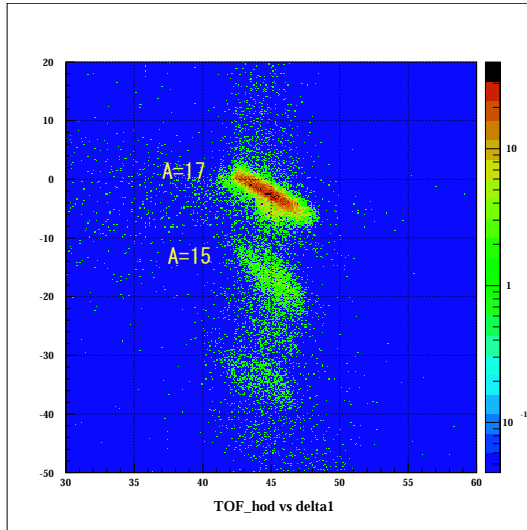


図 3.17: δ_1 、 δ_2 と二次標的-Hodoscope 間 TOF の相関

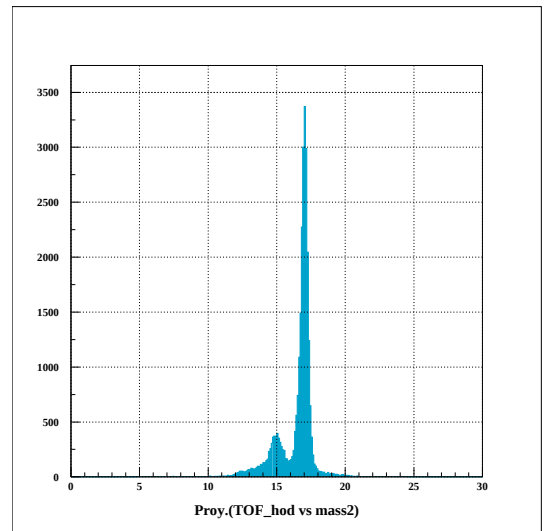
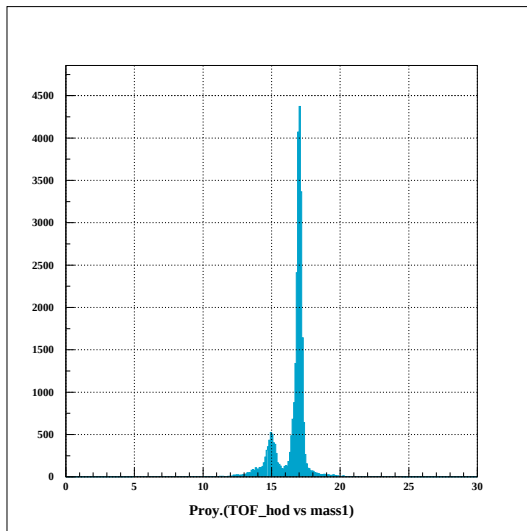


図 3.18: δ_1 、 δ_2 より求まる質量数

図 3.18 の平均を取り、質量数による分離を以下のように得た。

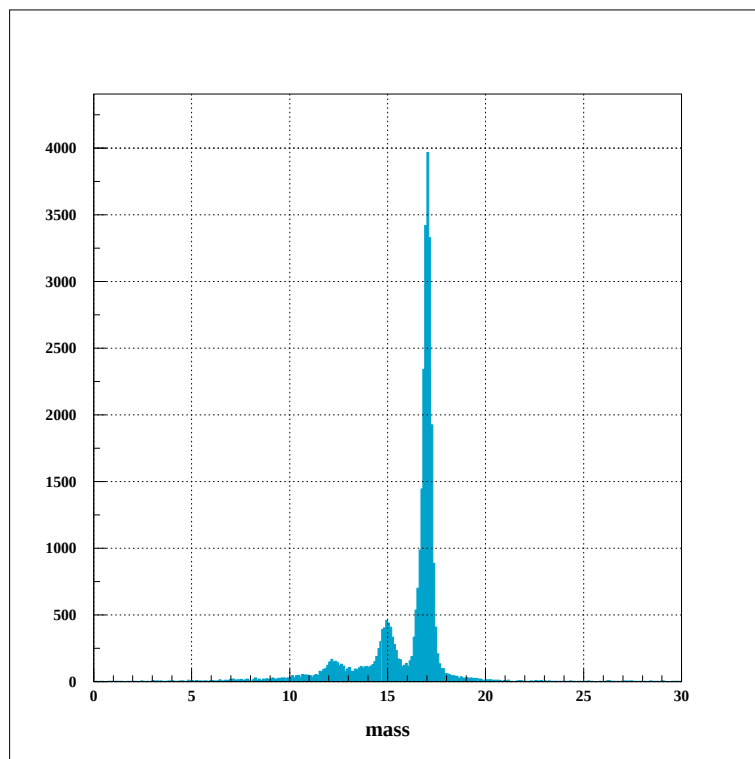


図 3.19: 質量数の識別

A	15	17
ピーク値	14.69	17.00
分解能 $A/\Delta A(FWHM)$	11.6	30.2

表 3.7: A の分解能

3.4 γ 線測定

ドップラー補正

γ 線を放出する ^{17}B 核は光速の約 36% 速度で飛行しているため、ドップラー効果により粒子の静止系での γ 線のエネルギーと実験室系での測定された γ 線のエネルギーにはずれが生じる。両エネルギーは、

$$E = \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{lab} \quad (\beta = \frac{v}{c})$$

と書ける。ここで、

E : 粒子の静止系での γ 線エネルギー

E_{lab} : 実験室系での γ 線エネルギー

θ : 粒子の進行方向と γ 線の放出方向のなす角⁸

v : 粒子の速度

c : 光速

である。図 3.20 にドップラー補正前後の γ 線スペクトルを示す。補正前では見えていないピークが、補正後約 1000keV の位置に現れている。

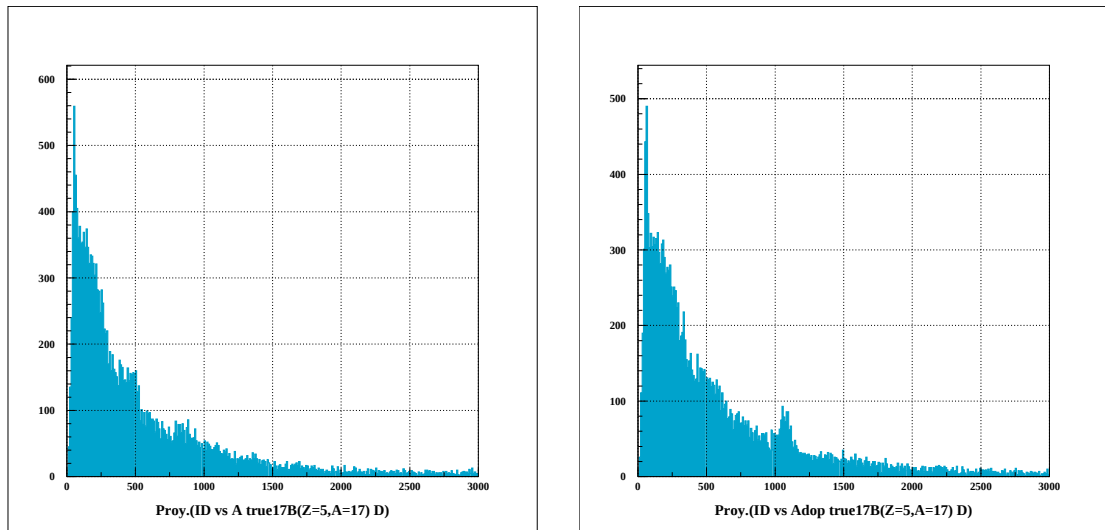


図 3.20: 左 : ドップラー補正前 右 : 補正後の γ 線スペクトル [keV]

⁸標的中のどこで反応が起きるのか判定が困難なため、標的中心と各 NaI 検出器の位置より幾何的に γ 線放出方向を決定し、ビームラインとの角度を決定している。

第4章 結果と結論

4.1 γ 線スペクトル

解析から得られる情報から、

- 二次標的に入射する核種は ^{17}B
- $Z=5$ の粒子が二次標的から放出
- $A=17$ の粒子が二次標的から放出

さらに

- NaI シンチレーター 48 本のうち 1 本だけで検出された¹

という条件のイベントを選択し、ドップラー補正された NaI シンチレーターのエネルギースペクトル図 4.1 を得た。

¹ γ 線のコンプトン散乱によるバックグラウンドを除くため

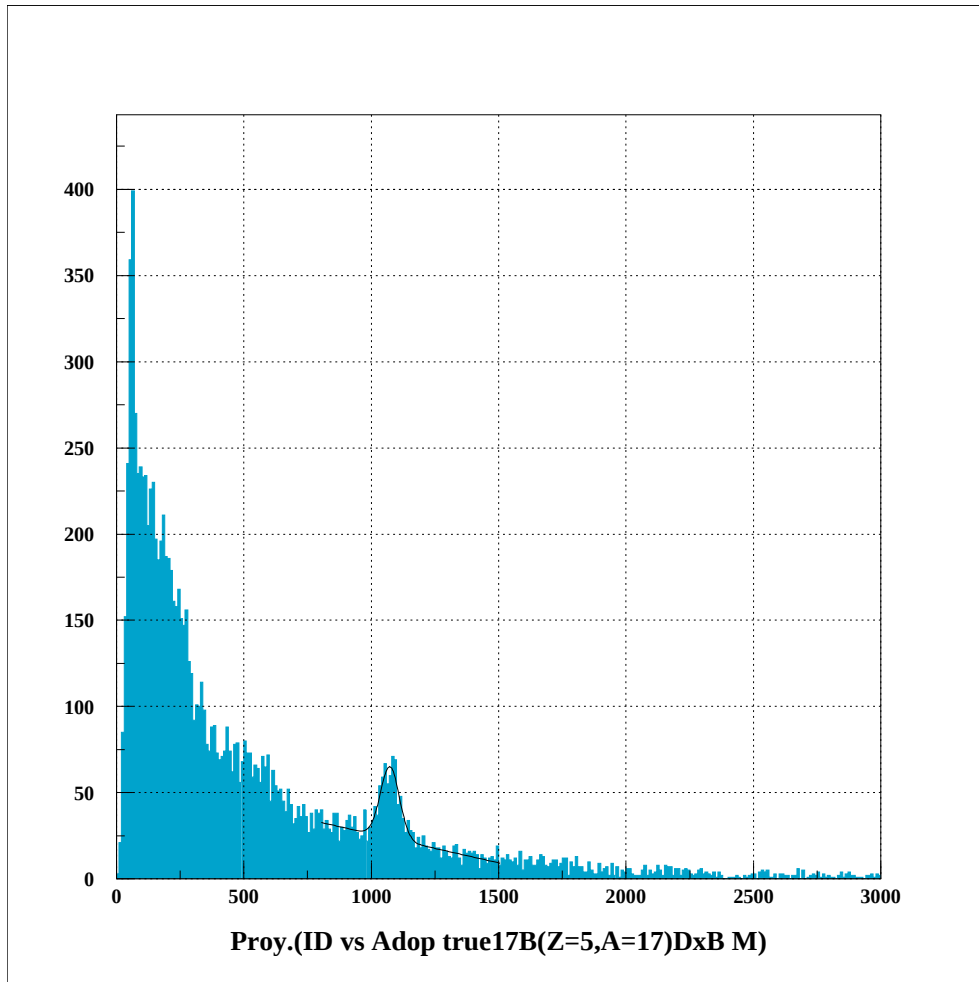


図 4.1: ^{17}B 核のドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトル

得られたピークについてフィッティングを行った。用いたフィッティング関数は、

$$\text{カウント数} = p_1 \exp\left[-0.5\left(\frac{E - p_2}{p_3}\right)^2\right] + p_4 E + p_5$$

を仮定した。これにより、ピーク値は $1073.4 \pm 3.3 \text{ keV}$ 、分解能は $\sigma = 37.08 \text{ keV}$ と求まった。このピークは ^{17}B 核の第一励起準位に相当し、炭素標的での結果と一致している。

4.2 非弾性散乱断面積の導出

非弾性散乱における断面積 σ_γ は以下のように求めることができる。

$$\sigma_\gamma = \frac{(LiveTime)_B}{N_B} \frac{N_\gamma}{(LiveTime)_\gamma} \frac{A_t}{N_A x} \frac{1}{\epsilon_\gamma}$$

N_B : 入射二次ビームの数

N_γ : γ 線のカウント数

$(LiveTime)_B$: Beam トリガーの Live Time

$(LiveTime)_\gamma$: NaI トリガーの Live Time

A_t : 標的核の質量数

N_A : アボガドロ定数

x : 標的の厚さ

ϵ_γ : γ 線検出器群の検出効率

この式を用いて、得られたスペクトルより $p(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$ における断面積を求めた。用いた値を表 4.1 に示す。

	$\frac{N_B}{(LiveTime)_B}$	$\frac{N_\gamma}{(LiveTime)_\gamma}$	x	ϵ_γ
値	2.02e7	615	0.100	0.0776
誤差	4.49e3	41.3		

表 4.1: 断面積計算に用いた値

σ_γ の統計誤差 $\Delta\sigma_\gamma$ を N_B からの誤差を無視し、

$$\Delta\sigma_\gamma = \frac{(LiveTime)_B}{N_A x \epsilon_\gamma} \Delta N_\gamma$$

により評価した。

その結果、非弾性散乱断面積 $\sigma_\gamma = 6.52 \pm 0.44 \text{ mb}$ と求った。標的原子核の半径が小さいため、炭素標的における断面積 11.9mb より結果が小さく出たと考えられる。

第5章 まとめと展望

理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS により不安定核 ^{17}B 生成、これを液体水素標的に入射させ、非弾性散乱により励起した ^{17}B が脱励起する際に放出する γ 線を、インビーム γ 分光法により測定した。その結果、 ^{17}B 核の第一励起準位に相当するエネルギー 1073.4 ± 3.3 keV を同定し、炭素標的を用いた実験結果との一致をみた。また、その非弾性散乱における断面積を 6.52 ± 0.44 mb と決定した。

今後さらに γ 線ピークの分解能を向上し、得られた断面積より陽子中性子の密度分布を独立に決定することを目指す。

第6章 付録

6.1 時間較正のフィット関数について

ここで、3.1 章にて言及した [ch] → [ns] への変換式の次数について、本文中で述べなかった TDC の、次数決定に用いたプロットとフィット関数を示す。

time [ns]	RF2 [ch]	SF2 L [ch]	SF2 R [ch]	Hod1 Up [ch]	Hod1 Down [ch]
0	250.82	244.27	245.20	49.748	38.552
20	659.08	653.62	651.78	196.38	200.84
40	1069.7	1055.4	1066.78	383.86	391.43
60	1479.6	1476.6	1482.11	572.26	583.11
80	1890.1	1888.4	1897.45	764.43	778.50
100	2301.1	2300.7	2312.78	953.89	969.86
120	2712.2	2712.9	2728.12	1142.2	1160.5
140	3123.4	3125.4	3143.45	1331.0	1351.9
160	3534.9	3537.8	3558.79	1519.6	1542.6
180	3947.2	3950.8	3974.12	1708.6	1734.8
200				1896.5	

表 6.1: RF2-Hod1 Down の時間較正に用いたプロット

	RF2	SF2 L	SF2 R	Hod1 Up	Hod1 Down
定数項	-12.2348	-11.6769	-11.6769	-1.24487	-1.14492
一次	0.0488864	0.0485279	0.0485279	0.108089	0.103692
二次	-4.67556e-8			3.57022e-6	1.48388e-5
三次				-2.15852e-8	-4.43918e-8
四次				2.75488e-11	5.09896e-11
五次				-1.40647e-14	-2.55738e-14
六次				2.56477e-18	4.70961e-18

表 6.2: RF2-Hod1 Down の時間較正に用いたフィット関数の係数

time [ns]	Hod2 Up [ch]	Hod2 Down [ch]	Hod3 Up [ch]	Hod3 Down [ch]	Hod4 Up [ch]
0	38.352	41.475	41.672	52.910	49.863
20	197.04	204.34	201.10	198.74	210.15
40	381.07	393.66	388.71	387.96	400.23
60	578.09	584.19	577.69	578.38	590.96
80	770.33	778.25	769.47	771.83	785.52
100	962.53	968.95	958.85	962.37	976.51
120	1152.2	1158.7	1147.2	1152.2	1166.4
140	1342.3	1349.3	1336.1	1342.3	1357.1
160	1532.8	1539.5	1524.8	1532.5	1547.7
180	1723.1	1730.2	1713.4	1722.5	1738.5
200	1899.4	1919.3	1901.5	1911.8	

表 6.3: Hod1 Up-Hod4 Up の時間較正に用いたプロット

	Hod2 Up	Hod2 Down	Hod3 Up	Hod3 Down	Hod4 Up
定数項	-4.94635	-2.26006	-5.92878	-1.59162	-1.40034
一次	0.11028	0.110738	0.148117	0.11028	0.0957436
二次	-1.02248e-4	-9.11958e-6	-1.31581e-4	-8.70395e-6	4.53539e-5
三次	1.20164e-7	-1.44651e-9	1.92237e-7	8.92332e-12	-9.69648e-8
四次	-6.58495e-11	1.15827e-11	-1.44733e-10	8.92332e-12	9.74303e-11
五次	1.4856e-14	-7.8617e-15	5.43691e-14	-6.28952e-15	-4.59481e-14
六次	-6.5413e-19	1.6229e-18	-8.0615e-18	1.30802e-18	8.22417e-18

表 6.4: Hod2 Up-Hod4 Up の時間較正に用いたフィット関数の係数

time [ns]	Hod4 Down [ch]	Hod5 Up [ch]	Hod5 Down [ch]	Hod6 Up [ch]	Hod6 Down [ch]
0	44.541	40.339	174.27	40.382	52.136
20	206.76	199.87	362.54 199.73		203.23
40	396.22	388.05	551.62	388.66	396.65
60	586.38	576.53	744.26	578.59	580.49
80	779.94	768.40	932.85	772.27	773.35
100	970.22	957.80	1120.9	961.88	962.92
120	1160.6	1146.2	1310.0	1150.9	1151.2
140	1350.8	1334.6	1498.2	1340.8	1340.2
160	1543.5	1523.6	1687.2	1530.0	1528.9
180	1731.8	1712.3	1875.1	1720.1	1718.4
200	1919.3	1900.4		1909.0	1906.4

表 6.5: Hod4 Down-Hod6 Down の時間較正に用いたプロット

	Hod4 Down	Hod5 Up	Hod5 Down	Hod6 Up	Hod6 Down
定数項	-3.1312	-1.36212	-30.111	-1.89122	3.10228
一次	0.117259	0.106067	0.190467	0.111898	0.069342
二次	-3.4086e-5	7.99674e-6	-2.3013e-4	-1.2917e-5	1.49429e-4
三次	4.2966e-8	-2.5882e-8	3.05002e-7	5.1641e-9	-2.34723e-7
四次	-2.72e-11	2.94431e-11	-2.12341e-10	6.19569e-12	1.87801e-10
五次	8.24125e-15	-1.43456e-14	7.47013e-14	-5.74199e-15	-7.40314e-14
六次	-9.13587e-19	2.5498e-18	-1.04757e-17	1.29593e-18	1.1406e-17

表 6.6: Hod4 Down-Hod6 Down の時間較正に用いたフィット関数の係数

time [ns]	Hod7 Up [ch]	Hod7 Down [ch]	横 Hod L [ch]	横 Hod R [ch]
0	37.169	38.146	43.422	38.468
20	196.75	200.12	206.13	198.38
40	385.64	389.96	397.08	388.33
60	575.11	580.17	588.62	578.53
80	768.75	774.12	784.08	772.43
100	958.26	964.56	963.31	963.31
120	1147.8	1154.4	1153.3	1153.3
140	1337.2	1345.0	1359.4	1343.8
160	1526.8	1535.3	1551.2	1534.1
180	1716.5	1726.0	1743.2	1724.9
200	1905.4	1915.4		1914.5

表 6.7: Hod7 Up-横 Hod R の時間較正に用いたプロット

	Hod7 Up	Hod7 Down	横 Hod L	横 Hod R
定数項	-1.34608	-1.51608	-30.111	-1.04973
一次	0.109626	0.108322	0.190467	0.105513
二次	-5.27307e-6	-3.14453e-6	-2.3013e-4	6.502e-6
三次	-6.05874e-9	-8.14545e-9	3.05002e-7	-2.35643e-8
四次	1.43754e-11	1.53648e-11	-2.12341e-10	2.76644e-11
五次	-8.66083e-15	-8.89932e-15	7.47013e-14	-1.36693e-14
六次	1.70435e-18	1.73024e-18	-1.04757e-17	2.44705e-18

表 6.8: Hod7 Up-横 Hod R の時間較正に用いたフィット関数の係数

6.2 ビームライン上の物質と配置

解析時に重要なパラメータである、装置間距離、ビームライン上に置かれた検出器や物質の素材、厚み等、全てのビームライン上のデータここで述べる¹。

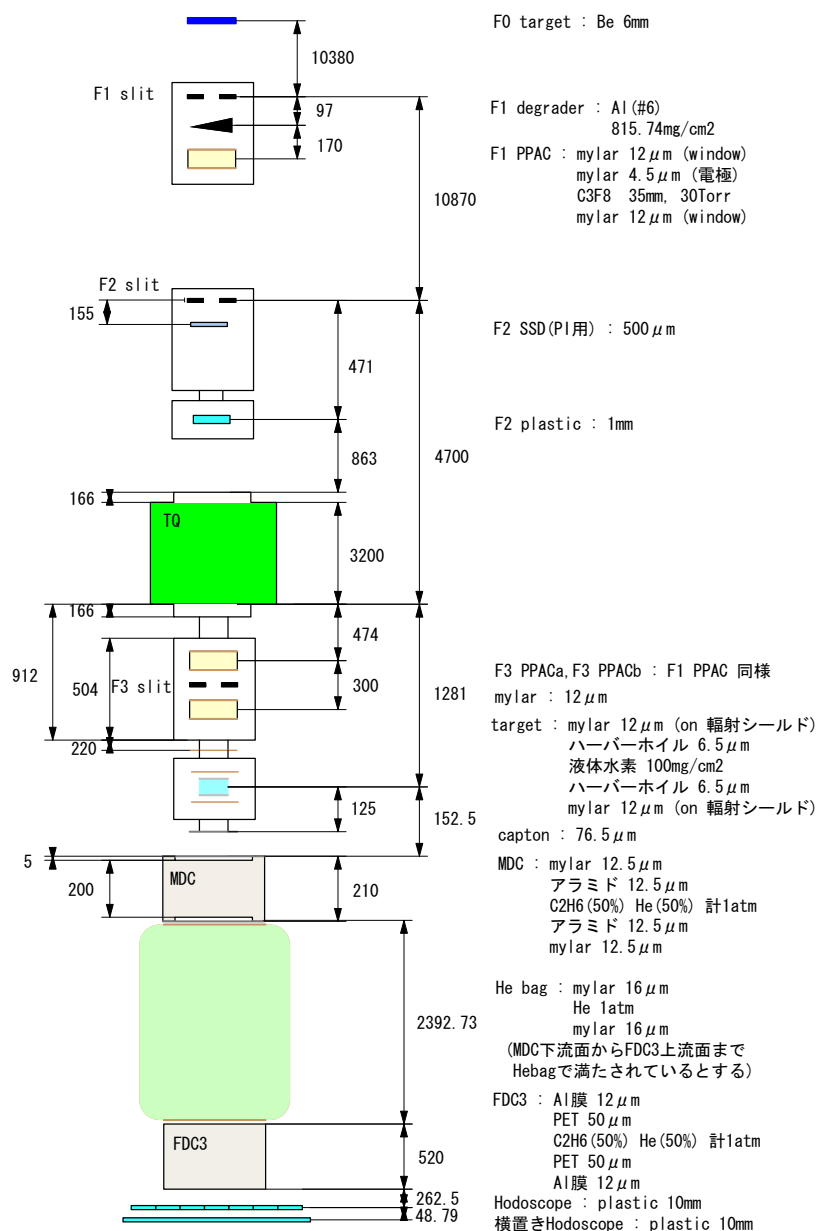


図 6.1: セットアップ模式図

¹ 図中の数値は [mm] 単位で、¹⁷B 解析時のものである。

参考文献

- [1] Z.Elekes *et al.*, Phys.Lett.B **586**(2004).
- [2] N.Imai *et al.*, Phys.Rev.Lett. **92**(2004).
- [3] A.M.Bernstein,V.R.Brown,and V.A.Mardsen, *Comments Nucl.Part.Phys.* **11**.203-215(2004).
- [4] Y.Kondo *et al.*, Phys.Rev.C.*Submitted*(2004).
- [5] T.Kubo *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **B70**.309(1992).
- [6] H.Kumagai *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A470**.562(2001).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導、助言いただきました。担当教官中村隆司氏には、本論文の構成や文章の書き方、解析手順、また研究の基本である定性的かつ定量的な判断の大切さを教えていただきました。助手の佐藤義輝氏には、毎日学生室において解析方法の具体的な指導、テーマの提案をいただきました。中村研究室の先輩である杉本崇氏、近藤洋介氏には、実験中での細かな説明、解析環境の整備、様々なソフトウェアの使い方など、些細な質問にも一つ一つ丁寧な対応をしていただきました。松井信行氏には、修士論文作成の合間にドリフトチェンバー MDC についてや、Fortran 言語の基本的な説明をしていただきました。また、本実験 R364n のコラボレーターとして共に実験を行った理化学研究所重イオン核物理研究室の方々には、初めて実験に参加したわたくしに大変丁寧なご指導をしていただきました。本研究は多くの方々のご指導、助言により行うことができました。心より感謝いたします。