

平成16年度 修士論文

不安定核の直接反応測定用多線式ドリフトチェンバーの開発

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

学籍番号 03M01247

松井 信行

平成17年2月21日

概要

近年、不安定核ビームを用いた非弾性散乱実験によって、不安定核の励起準位の性質 (スピン、エネルギー、遷移確率) が調べられ、魔法数の消失等の新しい現象が明らかになりつつある。非弾性散乱では、散乱角度分布の測定により遷移の角運動量の特定が可能である。我々はこうした角度分布を測定する目的で位置検出器として多線式ドリフトチェンバー (MDC) の開発を行った。

MDC の特徴は、3 次元的に飛跡を決定できる点、同時に複数の荷電粒子が入射した場合には両方の飛跡を測定できるという点である。また、我々が行う不安定核ビームを用いた実験は、しばしば標的に対して入射粒子の方が質量が大きい逆運動学を用いるため、散乱粒子が前方に集中する。そのため、MDC には高い角度分解能が要求される。

MDC の性能を評価するため、宇宙線、 β 線を用いたオフラインの実験、および加速器による高エネルギーのイオンを用いたオンラインの実験を行った。宇宙線の測定では MDC の位置分解能は $158 \mu\text{m}(\sigma)$ であった。 β 線の測定で検出効率を測定した結果、cathode 電圧 -2.8 kV が適正電圧であることがわかった。オンライン実験は主に ^{14}Be 、 ^{19}C を MDC に入射し、各荷電粒子に対して検出効率を測定した。位置分解能 $70.0 \mu\text{m}(\sigma)$ 、角度分解能 $0.102^\circ(\sigma)$ という結果が得られた。オンライン実験中、分析磁石の入口側に MDC、出口側に別のドリフトチェンバーを設置して散乱荷電粒子の識別を行った。これにより、散乱荷電粒子の質量スペクトルを分析磁石のトランスファー行列を用いて計算することが可能になった。 ^{14}Be について計算した結果、質量分解能 $A/\Delta A(\text{FWHM})$ は 36.5 であった。

散乱荷電粒子の識別によって ^{14}Be が二次標的から出射するイベントを選びだし、 $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱の断面積を求めた。その結果、R.L. Walter、P.P. Guss の光学模型が最も良く実験結果を説明している。

Abstract

Recently, with the advent of intermediate energy heavy ion accelerator facility, many features of unstable nuclei, such as spin, excitation energy and transition probability, have been investigated using various nuclear reactions. Angular distribution measurements in inelastic scattering allow us to specify transferred angular momentum to the target, which is closely related to the spin of the excited state.

As a tracking chamber for the $^{14}\text{Be}(p, p')$ experiment, we developed a multi wire drift chamber (MDC). MDC is to be placed just behind the experimental target and in front of a magnet for mass analysis of heavy charged fragments. Since the measurement is made in inverse kinematics, deflection angles of heavy charged fragments are very small. High angular resolution is required for MDC, in addition to the track finding capability in three dimensions.

In an off-line experiment using cosmic and β rays, the position resolution of $158\ \mu\text{m}$ (in σ) is obtained, and the optimum cathode voltage for minimum ionizing particles is found to be -2.8 kV. In an on-line experiment using ^{14}Be and ^{19}C beams the position resolution of $70.0\ \mu\text{m}$ is achieved, which corresponds to an angular resolution of 0.102° . Track information obtained by MDC and FDC3 (latter is placed behind the magnet), together with Time-of-Flight information, allows us to deduce the mass number of heavy charged fragments by making full use of the transfer matrix of the magnet. Obtained mass resolution was $A/\Delta A$ (in FWHM) = 36.5 for ^{14}Be .

Differential cross sections for the $^{14}\text{Be}(p, p)$ elastic scattering are deduced, and compared with several optical model predictions. Optical model of R.L. Walter, P.P. Guss et.al. is found to give a fair description of the data.

目次

第1章	序	1
第2章	MDCの仕様	6
2.1	特徴	6
2.2	構造	6
第3章	オフラインでの性能テスト	10
3.1	分解能	10
3.1.1	宇宙線の測定	10
3.1.2	飛跡解析	13
3.2	検出効率	16
3.2.1	β 線の測定	16
3.2.2	エネルギー損失	18
第4章	オンライン実験による性能テスト	20
4.1	不安定核ビームの生成	20
4.1.1	リングサイクロトロン	20
4.1.2	入射核破砕片分離装置 (RIPS)	20
4.2	セットアップ	21
4.3	入射粒子測定系	22
4.3.1	ビームと標的	22
4.3.2	サイクロトロンの加速タイミング (RF)	24
4.3.3	プラスチックシンチレータ (SF2)	24
4.3.4	Parallel plate avalanche counter(PPAC)	24
4.4	γ 線検出器群	25
4.5	荷電粒子測定系	25
4.5.1	ドリフトチェンバー (MDC)	25
4.5.2	双極子磁石	27
4.5.3	ドリフトチェンバー (FDC3)	27
4.5.4	プラスチックシンチレータ (Hodoscope)	27
4.6	中性粒子測定系	28
4.6.1	プラスチックシンチレータ (Veto counter)	28
4.6.2	プラスチックシンチレータ (Neutron counter)	28
4.7	データ収集システム	29
4.7.1	トリガー回路	29

4.8	オンライン実験による MDC の検出効率と高電圧の設定	29
第 5 章	オンライン実験による飛跡解析・結果	35
5.1	入射粒子の解析	35
5.1.1	二次ビームの識別	35
5.1.2	二次ビームの飛跡計算	36
5.2	散乱荷電粒子の解析	38
5.2.1	陽子数 Z による識別	38
5.2.2	荷電粒子の飛跡計算 (標的直後)	39
5.2.3	荷電粒子の飛跡計算 (双極磁石下流)	43
5.2.4	質量数 A による識別	45
5.3	分解能	52
5.3.1	位置分解能	52
5.3.2	角度分解能	54
5.4	$^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱	55
5.4.1	断面積	55
第 6 章	まとめ	59
第 7 章	付録	60
7.1	$^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱断面積の補足	60

目次

1.1	核図表	1
1.2	Be 同位体のエネルギー準位	3
1.3	C 同位体のエネルギー準位	3
1.4	角度に対する遷移断面積および収束効果を表すダイアグラム	4
2.1	MDC 概観	7
2.2	MDC のワイヤ構成	8
3.1	宇宙線測定時の MDC とプラスチックシンチレータの配置の模式図	10
3.2	宇宙線測定時の回路図	11
3.3	印加電圧 -2.6 kV での TDC スペクトル	12
3.4	印加電圧 -2.9 kV での TDC スペクトル	12
3.5	space time calibration	13
3.6	宇宙線測定時の位置分解能	14
3.7	β 線測定時のセットアップの模式図	16
3.8	β 線を測定して得られた検出効率曲線	17
3.9	エネルギー損失 (文献 [8] より引用)	18
3.10	Ar 中での μ と ^{12}Be のエネルギー損失	19
4.1	RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)	21
4.2	実験のセットアップ	22
4.3	標的の厚さとエネルギー分解能	23
4.4	PPAC	24
4.5	γ 線検出器	25
4.6	MDC のデータ収集システム	26
4.7	トリガー回路	29
4.8	MDC の検出効率 (^{14}Be を入射した場合)	31
4.9	MDC の検出効率 (^{17}C を入射した場合)	32
4.10	MDC の検出効率 (^6He を入射した場合)	33
4.11	MDC の検出効率 (H_2^+ を入射した場合)	34
5.1	二次ビームの識別	36
5.2	PPAC を用いた二次ビームの解析	37
5.3	PPAC-a の x 方向の時間信号の和	37
5.4	Z の識別	38
5.5	二次標的がないときの PPAC と MDC の位置と角度	42

5.6	FDC3 の X1 面のドリフト時間とドリフト距離の差	44
5.7	二次標的以降のセットアップ	46
5.8	A による識別	50
5.9	質量分布	51
5.10	オンライン実験での位置分解能	52
5.11	$^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応の散乱角度分布	56
5.12	$^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応の断面積	57

表目次

2.1	センス面のワイヤ構成表	9
2.2	カソード面のワイヤ構成表	9
2.3	ワイヤ項目表	9
4.1	ビーム	22
4.2	標的	23
4.3	センス面のワイヤ構成表	27
4.4	MDC の設定電圧	30
5.1	陽子数 Z による粒子識別の分解能	39
5.2	8 組のデータ点とその係数	40
5.3	磁気分析系の一次のトランスファー行列	45
5.4	磁気分析系の二次のトランスファー行列	47
5.5	磁気分析系の三次と四次のトランスファー行列	48
5.6	粒子識別の分解能	49
5.7	粒子識別の分解能 2	49
5.8	オンライン実験での位置分解能	53
7.1	弾性散乱の断面積と統計誤差	60

第1章 序

原子核は1911年 Rutherford によって発見された。さらに、中性子は1932年 Chadwick によって発見された。その後も原子核について様々な研究が進められ、原子核の構造や性質が明らかになってきた。近年における重イオン加速器の発展により、不安定核ビームの生成が可能になった。そのため、これまで困難であった不安定核に対する研究も行えるようになった。

原子核は陽子と中性子から構成され、安定な原子核ではその比がほぼ1:1である。不安定核ではその比が異なっており、 β 崩壊などの弱い相互作用によって短時間で崩壊する。不安定核はエキゾチック核とも呼ばれ、宇宙における元素合成や、星の進化に関するメカニズムなどの研究にも密接な関わりを持っている。

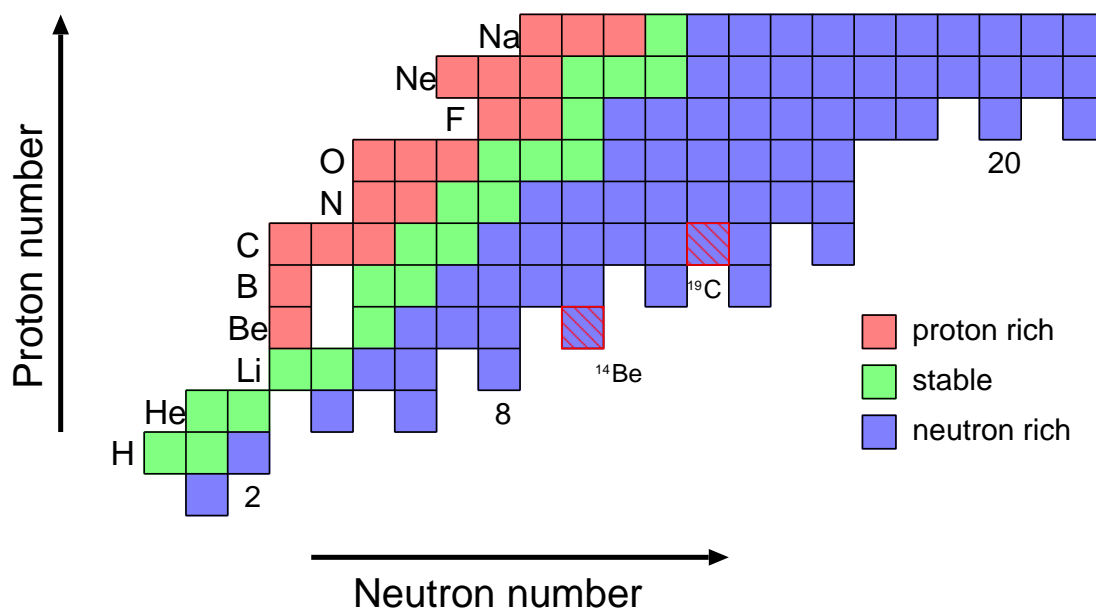


図 1.1: $Z \leq 11$ に関して縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表

図 1.1 は横軸に中性数、縦軸に陽子数をとった原子核図表である。特に、我々が研究対象としている原子核は図 1.1 の青い領域で、中性子過剰核である。今回、我々がオンライン実験で主に測定した原子核は、 ^{14}Be と ^{19}C である。これらの原子核は、図 1.1 に示したように陽子数に比べて中性子数が非常に多く、中性子束縛限界に近い。中性子束縛限界は中性子ドリップラインとも呼び、陽子過剰核に対しても同様に陽子束縛限界、陽子ドリップラインが存在する。中性子ドリップライン近傍核では、中性子ハロー [1] や中性子スキン [2]、魔法数の消失 [3] など、安定線付近の原子核には見られない特異な性質の存在が報告されている。

中性子ハローや中性子スキンは、薄い中性子の膜や層が原子核の表面を覆っているように見える現象で、中性子過剰核でのみ見られる現象である。フェルミ面近傍の中性子が、軌道角運動量の小さな s 軌道や p 軌道を占有し、分離エネルギーがゼロに近づいたとき、この軌道の波動関数が原子核の外側に大きく広がるために見られる。そのため、クーロン力を感じる陽子ではこのような現象は見られない。また、特定の数の陽子と中性子から構成される原子核は特に安定となり、この数のことを魔法数と呼ぶ。ところが、最近の研究で不安定核において魔法数が消失する現象が確認されている。魔法数とはすなわち、軌道間のエネルギーギャップが大きいことを意味し、魔法数の消失とは大きなエネルギーギャップが減少することを意味するので、エネルギー準位や核構造と密接な関係にある。

よって、原子核の離散準位のエネルギーやパリティに関する情報を得ることは、原子核の構造や性質を調べる有効な手段である。例えば、今回、本ドリフトチェンバーのオンラインテストとして測定した、 ^{14}Be や ^{19}C のエネルギー準位は図 1.2、図 1.3 のようにまだ詳しく知られていない。したがって、その構造や性質は未知である。

Be 同位体では、過去の実験によってその第一 2^+ 準位のエネルギー ($E_x(2_1^+)$)、および基底状態から 2^+ 準位への遷移確率が測定された。 $E_x(2_1^+)$ やこの準位間の遷移確率は、核変形を調べる上で重要な指標となる量である。例えば ^{12}Be において、 $E_x(2_1^+)$ の低下により 2^+ 準位への遷移断面積が増大し、通常であれば $N=8$ を持つ閉殻核であるにもかかわらず、原子核が大きく変形し、魔法数が消失している事が確認された [4]。また、 ^{12}Be の $E_x(1_1^-)$ も低下しており [5]、同様に魔法数の消失を示している。 ^{14}Be においても、魔法数が消失しているか否か、たいへん興味深い問題である。

また、 ^{19}C では陽子と中性子が $1s_{1/2}$ 、 $1p_{3/2}$ 、 $1p_{1/2}$ 軌道を占有し、 ^{14}C を核としている。残りの 5 個の価中性子は必ずしも $1d_{5/2}$ 軌道を占有するとは限らない。安定な原子核では $2s_{1/2}$ 軌道は $1d_{5/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道より高いエネルギーをもつが、中性子過剰核では $2s_{1/2}$ 軌道が $1d_{5/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道よりエネルギーが低くなる [6]。そのため、 $1d_{5/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 、 $1d_{3/2}$ 軌道は非常に近いエネルギーをもち、価中性子は $1d_{5/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 、 $1d_{3/2}$ の 3 つの軌道の占有の仕方にはかなりの自由度がある。もし、価中性子が $2s_{1/2}$ 軌道を占有するならば、先に述べたように中性子ハローを形成する可能性がある。それ以外にも軌道の占有状況により、中性子の集団運動などの複雑なモデルを考えることができる。 ^{19}C に関しては過去にクーロン分解反応 [7] を測定されており、今回は主に核力による分解反応を測定した。

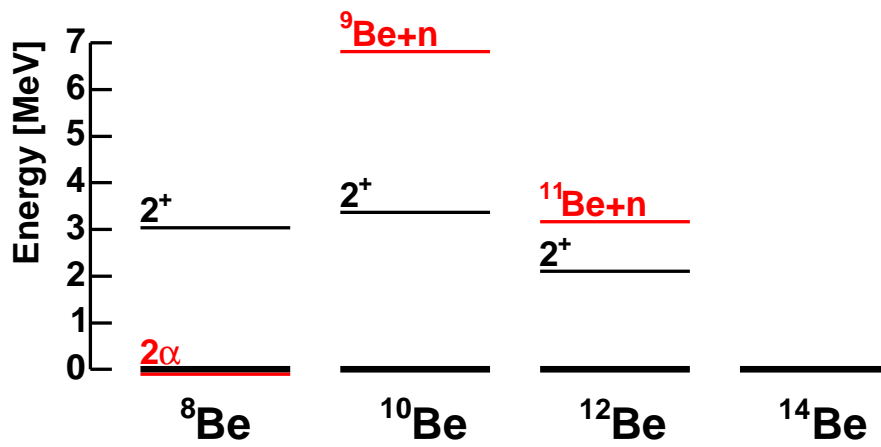


図 1.2: Be 同位体のエネルギー準位

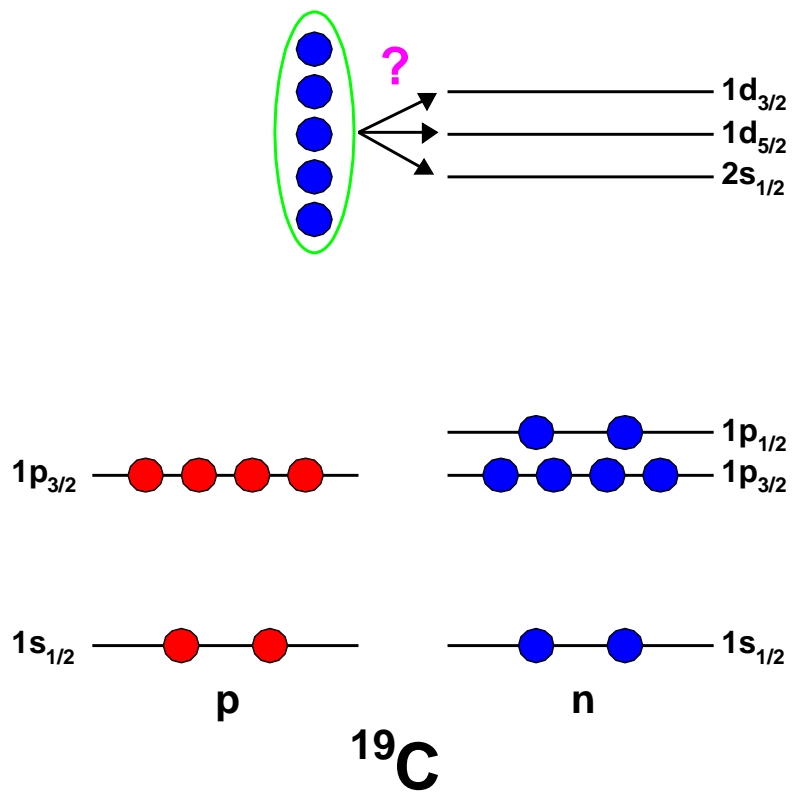


図 1.3: C 同位体のエネルギー準位

こうした不安定核のエネルギー準位を測定する方法として、しばしば不変質量法が用いられる。静止質量 M の粒子が n 個の粒子に崩壊したとき、 M は

$$M = \sqrt{\left(\sum_i^n E_i\right)^2 - \left(\sum_i^n \vec{p}_i\right)^2}$$

のように表される。ただし、 E_i 、 \vec{p}_i はそれぞれ放出粒子 i の全エネルギーと運動量である。放出粒子の静止質量を m_i とすると、入射粒子と放出粒子の間の相対エネルギー E_{rel} は、

$$E_{rel} = M - \sum_i^n m_i$$

となる。よって、核反応に関係した粒子のエネルギーと運動量を測定することで、励起準位を求めることができる。

図 1.4 は励起準位への遷移断面積と散乱角度の関係を表している。このように、散乱角度を測定することにより、遷移断面積を求めることができる。

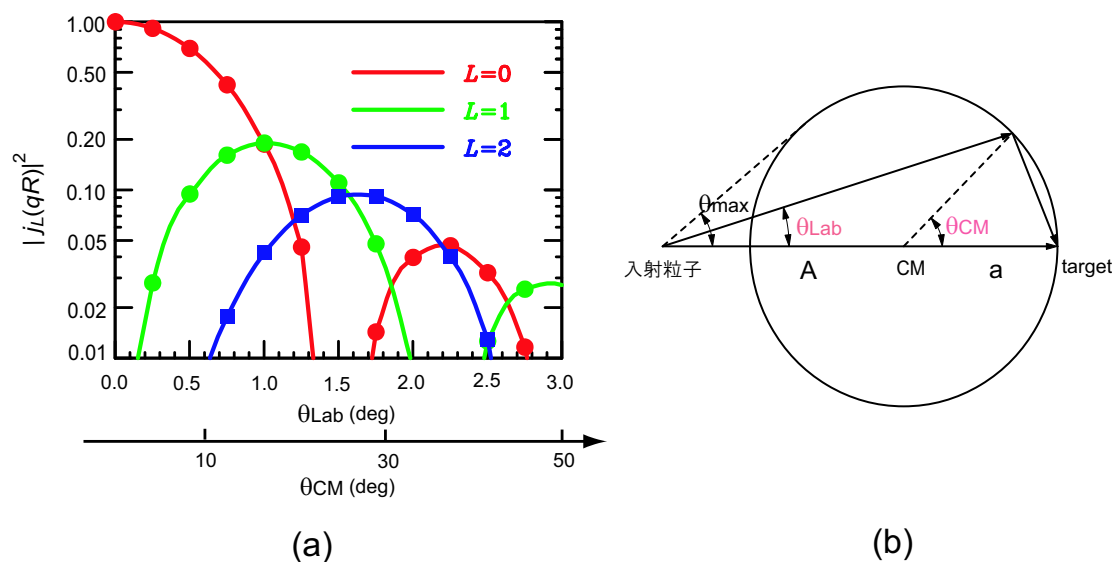


図 1.4: (a) 励起準位への遷移断面積を角度 θ_{Lab} の関数として描いた図、(b) 運動学的収束効果を幾何学的に解釈するためのダイアグラム。簡単のため古典的弾性散乱に付いて描いた。

ここで問題となるのは、不安定核ビームを用いた実験では、入射粒子に対して標的の方が軽い、逆運動学ということである。運動学的収束効果により、散乱粒子は標的前方の小さい散乱角度に集中的に放出される。図 1.4 に励起準位への遷移断面積を実験室系での角度 θ_{Lab} の関数として描いた図、および運動学的収束効果を幾何学的に解釈するための図を示す。簡単のため古典的な弾性散乱を考えると、実験室系での角度 θ_{Lab} と質量中心系での角度 θ_{CM} の間には、正弦定理より以下の関係式が成り立つ。

$$\theta_{CM} = \theta_{Lab} + \sin^{-1}\left(\frac{A}{a} \sin \theta_{Lab}\right)$$

この関係式から $^{14}\text{Be}+p$ の場合、 θ_{Lab} が小さい範囲では、 $\theta_{\text{CM}} \approx 15\theta_{\text{Lab}}$ の近似が成り立つ。

いずれにしても、高い角度分解能をもった検出器が必要不可欠であり、本ドリフトチェンバーはこうした要請により開発を行った。また、このドリフトチェンバーの特徴の一つから、MDC(Multitrack Drift Chamber) と名付けた。本研究では、MDC のハードウェアとソフトウェアを同時に開発し、要求した性能を満たしているかどうかを確認するため、ならびに適正な動作条件を決定するためのテストを行った。テストはオフラインとオンラインで行った。

本論文では、2章でMDCの仕様について、特徴や構造について述べる。3章では、オフラインでのテストについて述べる。4章、5章はオンラインでの実験に関する章である。4章ではセットアップについて、5章では解析とその結果について述べる。6章で本研究をまとめ、今後の展望について述べる。

第2章 MDCの仕様

MDCに要求される性能は、(1) 実験室系で 0.25° 程度の角度分解能を有する事、(2) 既存の実験セットアップに組み込める形状および大きさであること、などである。

2.1 特徴

MDCの特徴として、(1) ビーム入射方向に対してワイヤを垂直に張った面と、斜めに張った面を持つ事、(2) 実験装置のスペースを考慮し、一般的にチェンバー本体に直付けされるプリアンプディスクリカードを3 mの同軸ケーブルを介して接続している事、(3) 粒子入射および出射用ウィンドウの大きさに対して有感領域が狭い事、の3点が上げられる。

(1)の特長により、粒子の飛跡を三次元的に求めることが可能となり、(2)の特長により、使用するケーブルの波形に与える影響やノイズ評価の必要性が生じた。また(3)は、崩壊生成物である中性子を逃すための工夫であり、ウィンドウの大きさは中性子のアクセプタンスを保証し、有感領域は荷電粒子のアクセプタンスを保証している。

2.2 構造

サイズ

MDCの概観を図2.1に、有感領域およびワイヤ面の構成を図2.2にそれぞれ示す。チェンバーの外寸は、高さが310 mm、幅630 mm、奥行き200 mmであり、内寸(ガス充填部分)は高さ190 mm、幅510 mm、奥行き170 mmの直方体である。またウィンドウは、縦170 mm、横490 mmである。

ワイヤ構成

MDCのワイヤ面は互いに平行かつ等間隔な八面のセンス面(X、U、V面各二面ずつ)と、九面のカソード面から構成されている。X面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流から見て鉛直に張られた面であり、粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。U面およびV面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流から見て、それぞれ、右下がり45度方向および右上がり45度方向で張られた面であり、粒子の斜め方向の位置を測定するのに用いる。

各ワイヤは $\phi 4$ mmのノリルのフィールドスルーを通して位置を決めている。ワイヤはフィールドスルーにハンダ付けされており、電気的接触を得ている。

X面およびU面、V面は共通のカソード面を隔てて隣接しており、センス面とカソー

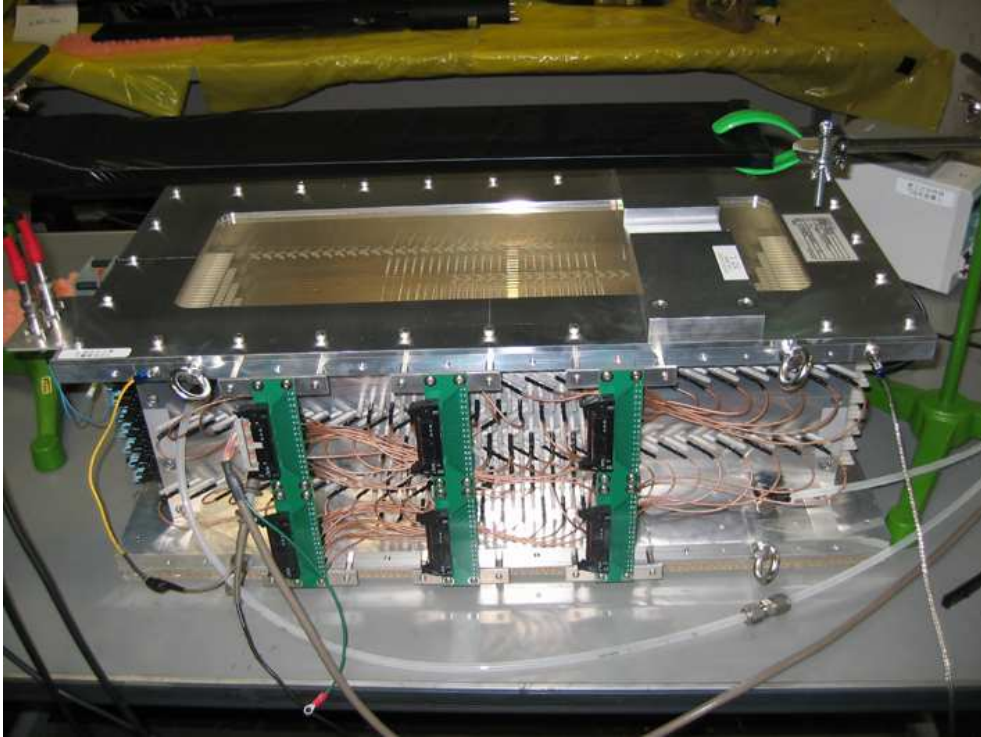


図 2.1: MDC 概観

ド面の間隔はそれぞれ 8 mm で交互に配置されている。センス面は anode wire と potential wire が 8 mm 間隔¹で平行かつ交互に張られた面であり、カソード面は cathode wire が水平方向に 6 mm 間隔で張られた面である。

六つのセンス面を粒子入射方向から順に、X1 面、U1 面、X'2 面、V1 面、X'3 面、U'2 面、X4 面および V'2 面と呼ぶ(図 2.2(b) 参照)。プライムを付した面は、プライムを付していない面に対して半セル分ワイヤの位置をずらしてある。これにより anode-wire の捕らえたパルスが、左右どちらからドリフトしてきたパルスであるかという不確定性を解消している。MDC の有感領域は縦 140 mm、横 190 mm である(図 2.2(a) 参照)。

表 2.1 にセンス面のワイヤ構成の情報をまとめ、同様にカソード面のワイヤ構成の情報を表 2.2 にまとめた。また MDC で使用したワイヤの情報を表 2.3 にまとめた。

その他

電場をつくり出すための高電圧は、potential wire および cathode wire に印加される。anode wire はプリアンプカードを介してグランド電位に保たれている。電圧供給経路は、cathode 用と potential 用の二系統が存在する。cathode 用は七面をそれぞれ面毎に結線し、1 M Ω のロード抵抗を介して一本にまとめ SHV コネクタに接続している。potential 用も同様に、六面を個別に結線し、1 M Ω のロード抵抗を介して一本にまとめ SHV コネクタに接続して

¹U、V 面は水平方向間隔 11.3 mm。wire 間隔は $\frac{11.3}{\sqrt{2}} = 7.99 \dots \approx 8$ mm

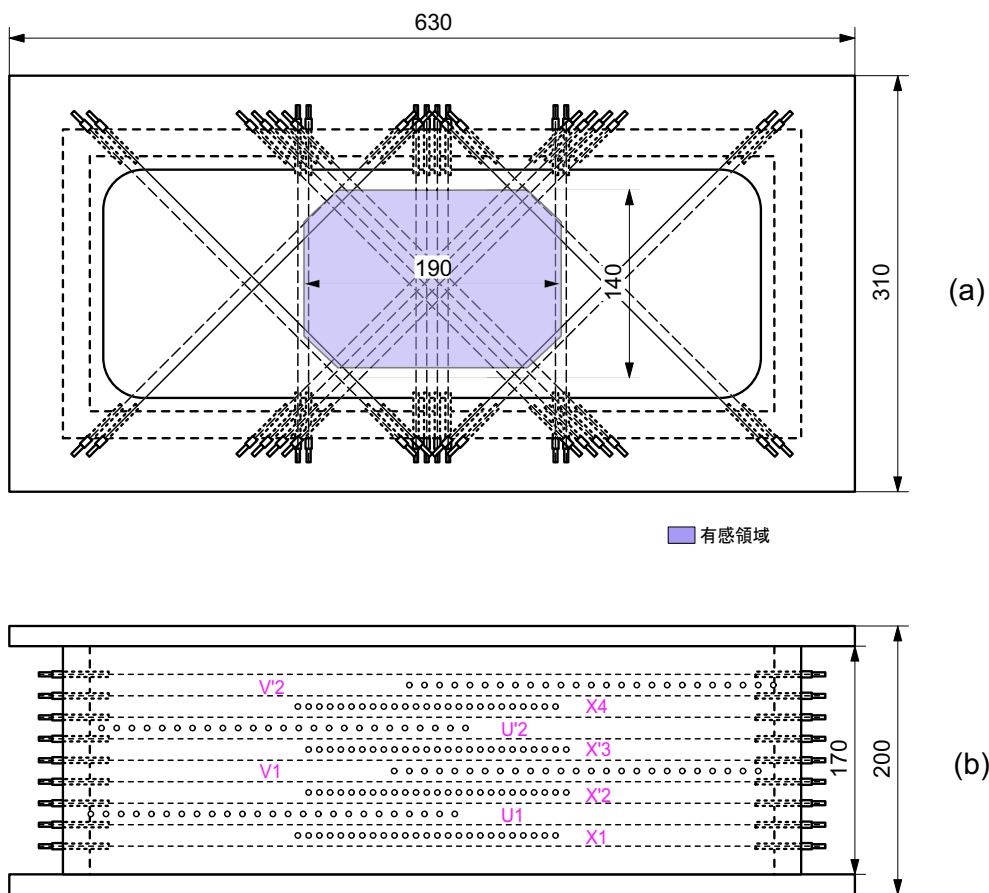


図 2.2: (a)MDC を粒子入射方向から見た図。色が塗られている部分が MDC の有感領域を示す。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示す。

いる。

チェンバー本体は、(1) 磁気分析装置の作り出す磁力線を吸わない、(2) 軽量で、加工が容易である、という観点からアルミニウムで作成した。また、ウィンドウ開口部に厚さ $12.5 \mu\text{m}$ のアラミド膜を張ることにより気密性が保たれる。

表 2.1: センス面のワイヤ構成表

面の構成	アノードワイヤ-ポテンシャルワイヤ間隔	ワイヤ方向	アノードワイヤ本数	ポテンシャルワイヤ本数
X1	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'2	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'3	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X4	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
合計			96 本	104 本

表 2.2: カソード面のワイヤ構成表

面の名称	ワイヤ間隔	ワイヤ方向	ワイヤ本数
Cathode-1	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-2	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-3	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-4	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-5	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-6	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-7	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-8	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-9	6 mm	水平方向	29 本
合計			261 本

表 2.3: ワイヤ項目表

ワイヤ種類	材質	ワイヤ直径	張力	合計本数
アノードワイヤ	Au-W	$\phi 30 \mu\text{m}$	80 gr	96 本
ポテンシャルワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \mu\text{m}$	100 gr	104 本
カソードワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \mu\text{m}$	100 gr	261 本

第3章 オフラインでの性能テスト

本章では、MDC の仕様および性能評価について述べる。MDC とは多線式ドリフトチェンバーの一種である。性能評価は主に分解能、ならびに検出効率について行った。高い分解能が要求される理由は先に述べた通り、崩壊生成物が前方に集中するためである。また、検出効率は印加電圧と相関があり、MDC の動作電圧を決定する上で重要な根拠となる。

3.1 分解能

3.1.1 宇宙線の測定

MDC の位置分解能を得るため、宇宙線の測定を行った。図 3.1 のように二枚のプラスチックシンチレータの間に MDC を挟むように配置した。シンチレータは共に MDC の有感領域に比べて十分大きい。そのため、MDC を通過しない場合でもシンチレータを通過する宇宙線が存在しうる。よって、できるだけそのようなイベントを減らすために二枚のシンチレータを直角に配置している。

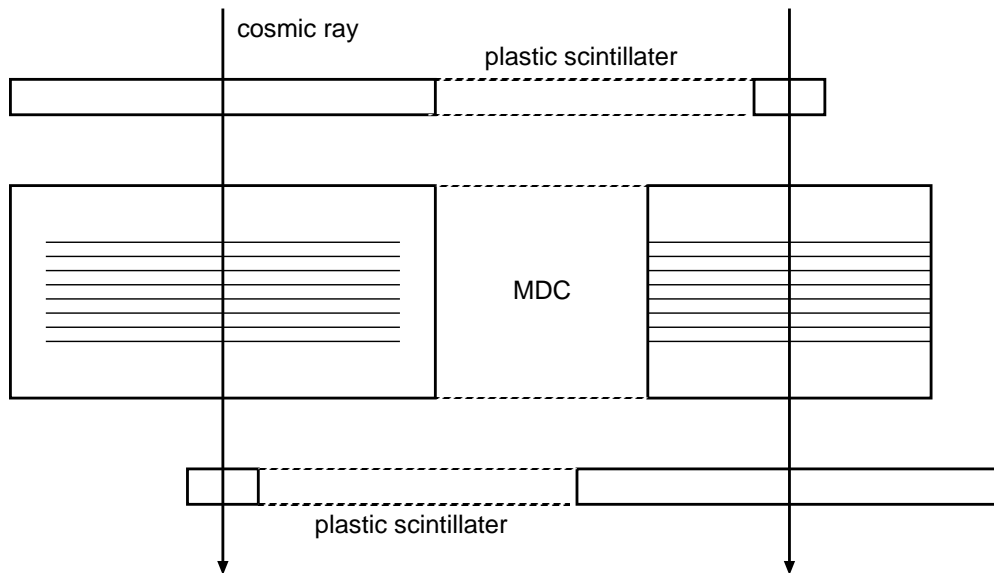


図 3.1: 宇宙線測定時の MDC とプラスチックシンチレータの配置の模式図

回路図を図 3.2 に示す。この回路は、二枚のプラスチックシンチレータで同時に検出された事象によって、トリガーがかかるようになっている。また、QDC や TDC から CAMAC クレートコントローラへデータが転送されるまでの間、およびクレートコントローラから

PCへデータが転送するまでの間、veto信号を発生してデータ取得を中断するようになっている。ドリフト時間はプラスチックシンチレータで粒子を検出した時刻から一定時間後にストップ信号を入れる、コムストップ方式で測定した。TDCには、lecroy 3377 モジュールを用いた。また、MDCからの信号はTDCまで直接送らず、前置増幅器、弁別器を通して。これは、MDCから取り出される信号は非常に微弱であるため、TDCに伝送する途中でノイズに埋もれてしまう可能性があるからである。

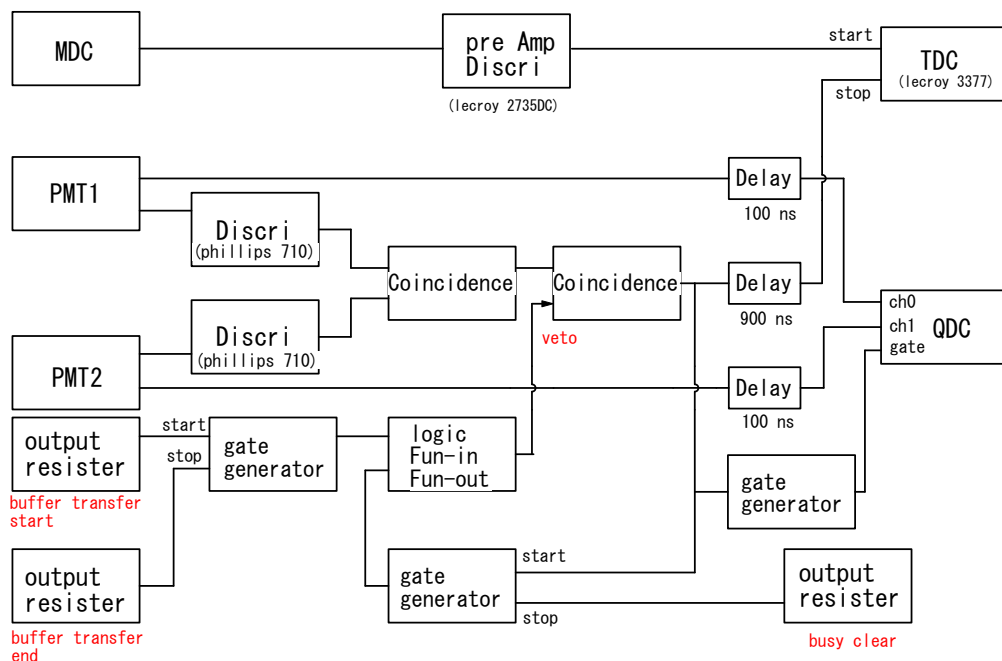


図 3.2: 宇宙線測定時の回路図

得られた TDC スペクトルを図 3.3、図 3.4 に示す。各面の multiplicity を 1 に制限した場合の X2 面における TDC スペクトルで、印可電圧 -2.6 kV、印可電圧 -2.9 kV の場合をサンプルとして示している。トリガーをコムストップ信号としてデータをとっているため、時間が長い程 anode wire に近いところを、時間が短い程 cathode wire もしくは potential wire の近くを粒子が通過したことを意味する。TDC スペクトルを比較すると、立ち上がりも立ち下がりも共に印可電圧が高いほど急になっており、MDC のセル内の電場形成が意図した通りになっている。

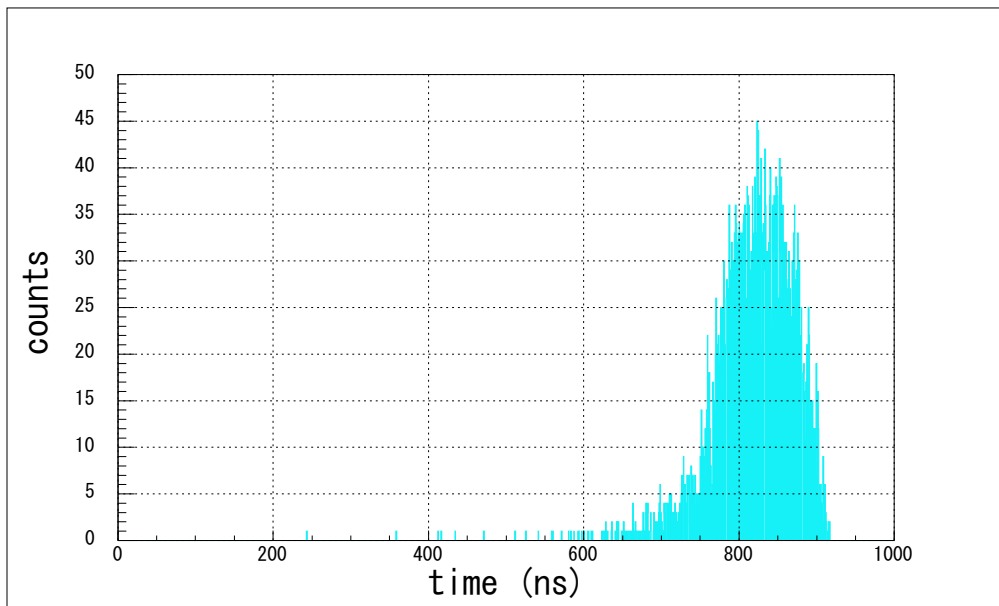


図 3.3: 印加電圧 -2.6 kV での TDC スペクトル

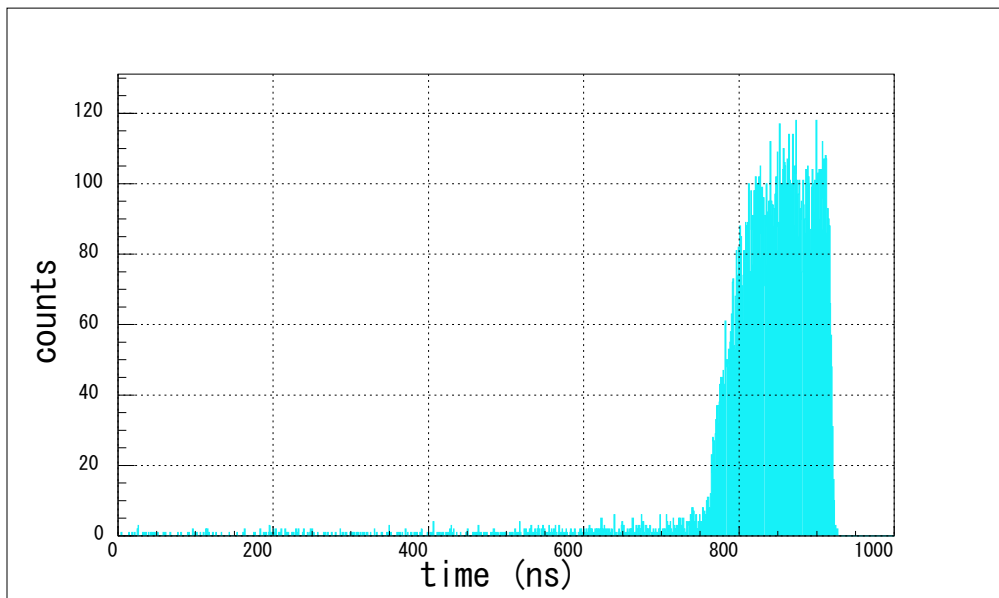


図 3.4: 印加電圧 -2.9 kV での TDC スペクトル

3.1.2 飛跡解析

宇宙線はMDCの各セルに一樣に当たっていると考えることができる。この場合、計数されるイベントの数は anode wire からの距離に依存しない。よって

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

と書き表せる。これより

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

となり、ドリフト距離 dl を得ることが出来る。このドリフト距離 dl を各センス面毎に求める事により、通過粒子の飛程を求めることができる。

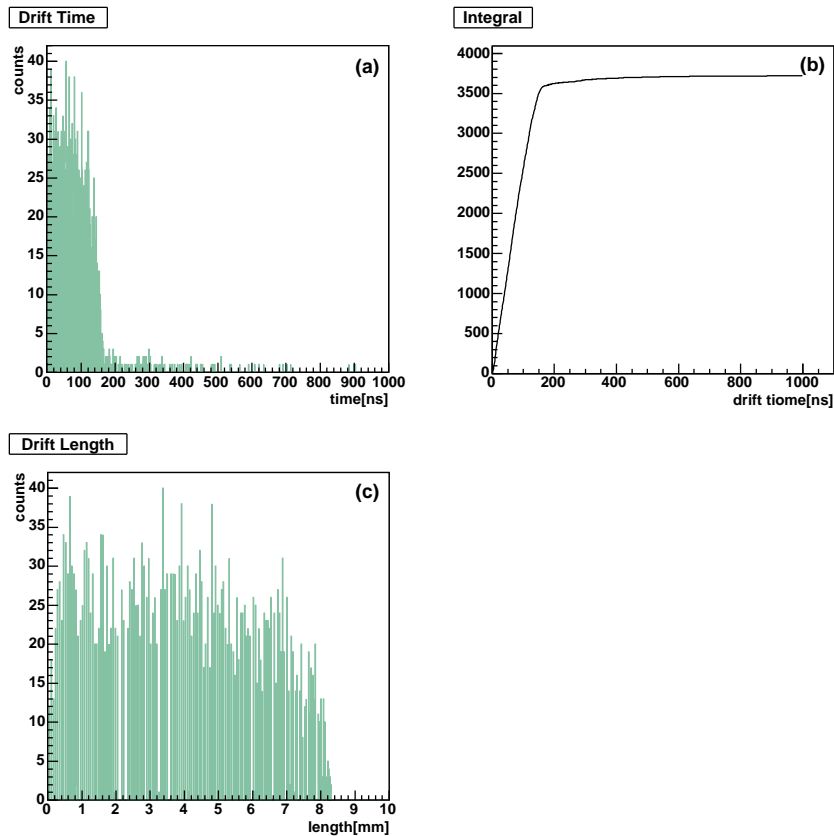


図 3.5: space time calibration

図 3.5 はドリフト時間を積分し、そこから実際にドリフト距離に変換したものである。(a) は TDC スペクトルを反転し、ドリフト時間の分布に変換した図である。(b) は (a) を積分し、ドリフト時間とドリフト距離の相関を示した図である。(c) は求めた時間と距離の関係式を用いて、ドリフト時間とカウント数の相関をドリフト距離とカウント数の相関に変換した図である。セル内をほぼ一樣に宇宙線が通過していることがわかる。

以上の計算から得られたドリフト時間とドリフト距離の関係式を用い、飛跡解析を行った。具体的には、以下のような飛跡解析プログラムによって分解能を求めた。一つの面に対して特定される粒子の通過点は2つあり、他の面も同様なので宇宙線が通過した可能性のある飛跡は面の数が n なら、 2^n 本存在する。例えば、横方向ならば X 面は4つあるので 2^4 本である。それぞれの飛跡候補と実際観測された粒子の位置の差が最も小さい飛跡を選びだす。このときの実際のドリフト距離と計算した飛跡から求めたドリフト距離の差を、ドリフト時間との相関によって示したのが図 3.6 の (a) である。また、4つの面全てにおいて宇宙線を観測できるとは限らない。たとえデータを取得できたとしても1点だけ大きく離れている場合もある。そのため、3つの面の情報のみで飛跡を決定することも考慮しなければならない。その判断はフィッティングしたときの χ^2 によって行う。図 3.6 の (c)、(d) はそれぞれ面を3つ使って飛跡を決定した場合と4つ使って決定した場合の χ^2 を示している。以上のような解析をすることにより、飛跡を決定した。その結果、図 3.6(b)、(c) が得られた。それぞれ宇宙線が MDC に入射した際の位置と角度を示す。

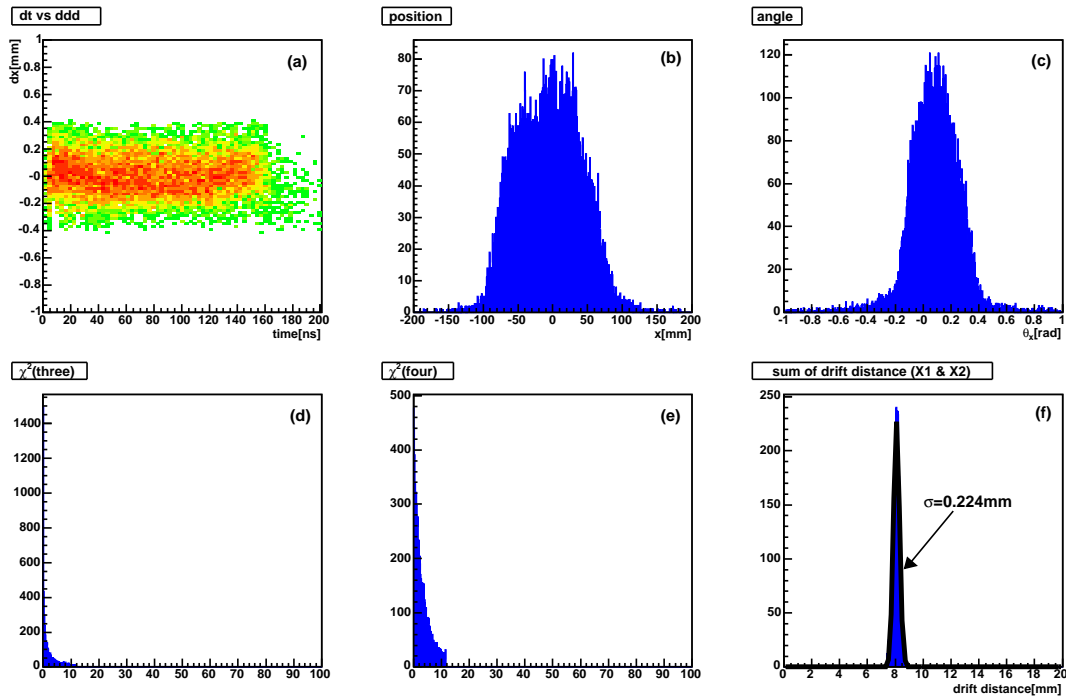


図 3.6: 宇宙線の飛跡解析の結果。(a) は横軸をドリフト時間、縦軸を距離と時間の関係式から求めたドリフト距離と計算した飛跡から求めたドリフト距離の差にとっており、全てのドリフト時間においてドリフト距離の差がないことが望ましい。(b)、(c) は MDC の上部の膜の位置での宇宙線の位置と角度を示している。(d)、(e) はそれぞれ 3 面、4 面の情報を用いて飛跡を計算した場合のフィッティングの残差分布である。(f) は X1 面と X2 面のドリフト距離の和で、このピークの幅が分解能に相当する。

分解能は X1 面と X2 面のドリフト距離の和を計算することにより求めた。MDC のワイヤー構成のところでも述べた通り、X1 面と X2 面は半セル分ずれている。よって、粒子の飛

跡が直線であるならば、X1面とX2面のドリフト距離の和は最大ドリフト長に等しい。実際は位置分解能に応じてある程度の誤差が生じる。以上により、MDCの位置分解能は標準偏差で約 $158 \mu\text{m}$ という結果が得られた。MDCの分解能を図3.6の(f)に示す。ただし、この結果はX1面とX2面の和であるので、実際の分解能はこのピークの幅を $\sqrt{2}$ で割った値である。位置分解能についての議論は、オンライン実験の飛跡解析の章で詳しく述べる。

3.2 検出効率

3.2.1 β 線の測定

MDCの動作電圧を決定するため、検出効率の測定を行った。宇宙線ではカウントレートが低く測定が困難なため、 β 線源を用いた。用いた線源は $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ で、線源の強さは37 kBq、放射される β 線のエネルギーは約2.28 MeVである。ただし、線源の表面にはAlの膜(厚さ: 0.1 mm)があり、放射される β 線のエネルギーは幾分これより小さくなる。

β 線の測定を行ったときのセットアップを図3.7に示す。宇宙線を測定したときと同様に、 β 線が確実にMDCを通過したときだけ測定するために、二枚のシンチレータで同時に β 線が検出された事象によってトリガーがかかるようにした。データ収集のための回路は宇宙線測定時のものとほぼ同じである。MDCの手前のシンチレータはできる限り β 線の減衰を軽減するために、その厚さを1 mmとした。このシンチレータで減衰するエネルギーは200 keV程度なので、 β 線が通過するには十分薄い。MDCは β 線の入射側からX1面、U1面、…、V2面となるように配置している。

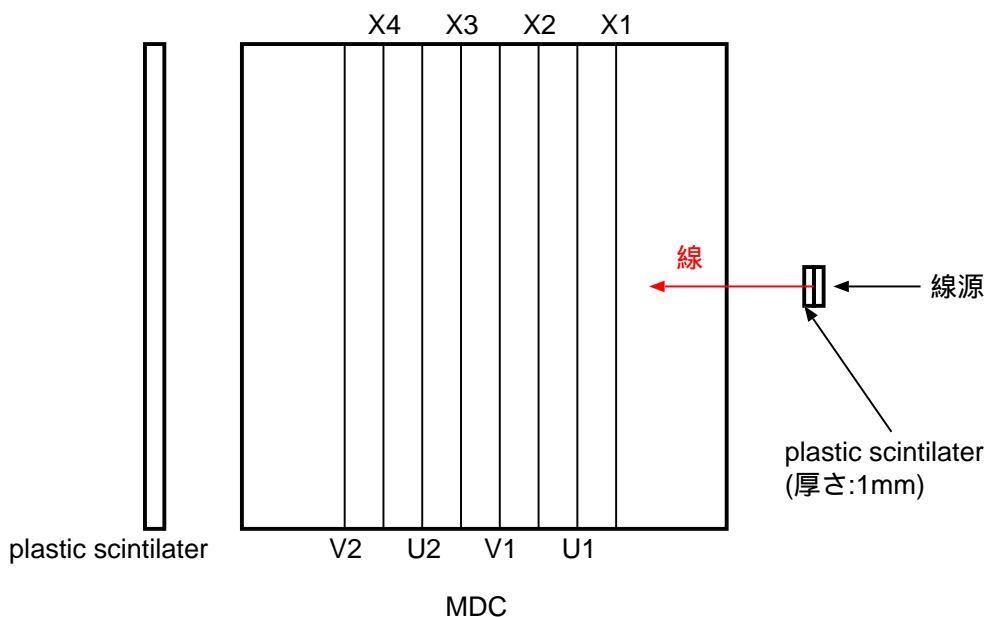


図 3.7: β 線測定時のセットアップの模式図

cathode wire と potential wire の電圧を-2.1 kV から-3.0 kV まで 100 kV 刻で検出効率を測定した。図 3.8 は、ある 1 つの面における、検出効率と cathode 電圧の関係を示している。図 3.8 の赤い線は電子を検出したワイヤーが 1 本だけの場合、緑色の線は 2 本の場合、黒い線は 1 本以上の場合の検出効率である。今、 β 線は MDC に同時に 2 つ以上入射していないはずなので、面の検出多重度が 1 であるときの検出効率を最大にする電圧で用いるのが望ましい。よって、図 3.8 から、cathode 電圧 2.8 kV 付近で用いるのが良いと分かる。

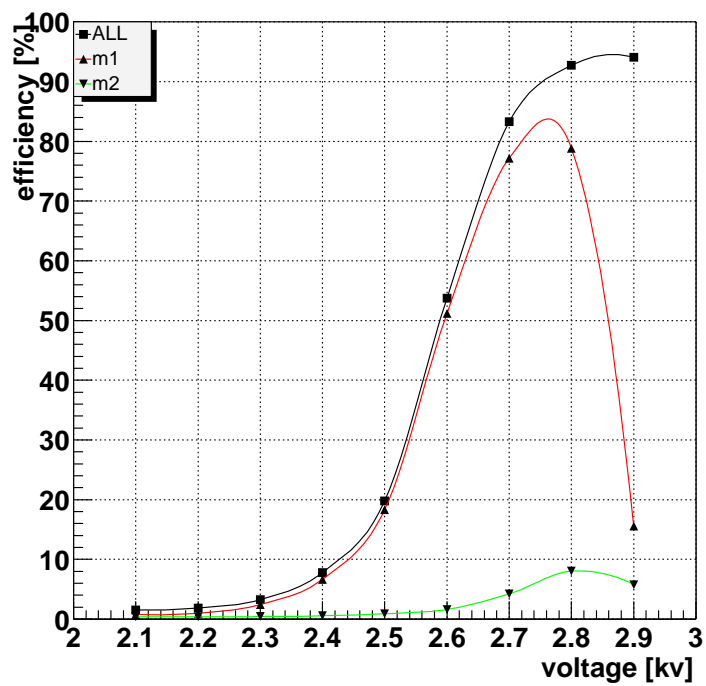


図 3.8: β 線を測定して得られたある面における検出効率曲線。赤い曲線、緑色の曲線はそれぞれ面の検出多重度が 1 である場合と 2 である場合の検出効率。黒い曲線は検出多重度に依らない全検出効率。

3.2.2 エネルギー損失

図 3.9 は電子が各種物質中を進む際に失うエネルギーと、電子の運動量の関係を示している。今回用いた β 線源はほぼ最小イオン化粒子 (MIP) であり、MDC の anode wire に到達する、イオン化された電子の量は最も少ない。よって、 β 線に起因する anode wire からの信号も小さくなり、ノイズとの区別がつかなかったため、信号として取り出すことができたイベントが減り、結果として検出効率が減ってしまった可能性がある。

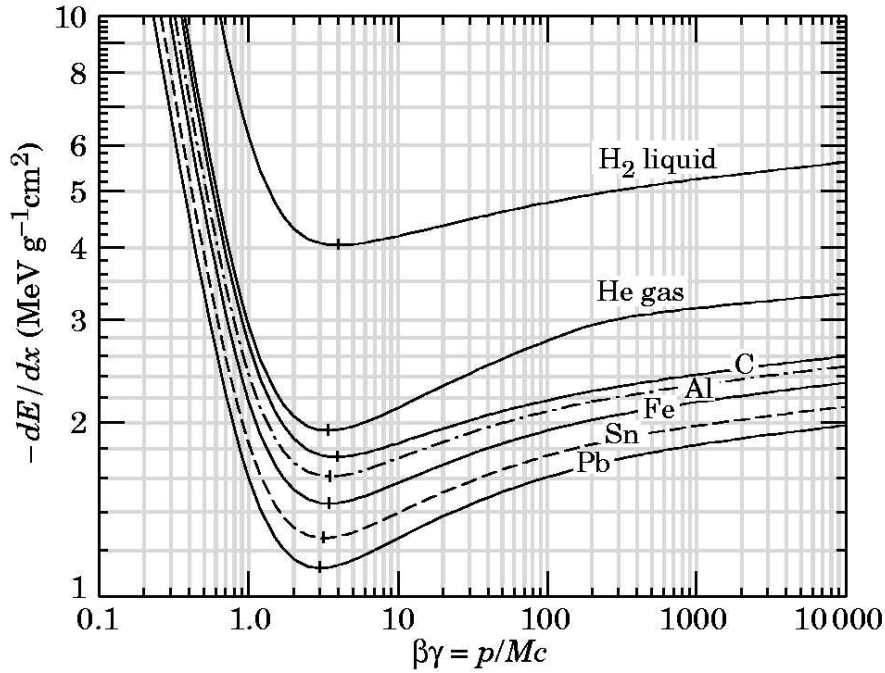


図 3.9: エネルギー損失 (文献 [8] より引用)

荷電粒子が物質中で損失するエネルギーは Bethe-Bloch の式によって表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

ここで、

r_e : 古典電子半径 = 2.817×10^{-13} cm	z : 荷電粒子の電荷
m_e : 電子質量	$\beta = v/c$ 荷電粒子の速度
N_a : アボガド口定数 = 6.022×10^{23} mol $^{-1}$	$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
I : 平均イオン化エネルギー	δ : 密度補正
Z : 吸収体の原子の陽子数	C : shell correction
A : 吸収体の原子の質量数	W_{max} : maximum energy transfer in a single collision
ρ : 吸収体の密度	

である。ただし、この式は電子には適用できない¹。そのため、電子の代わりに μ 粒子について計算し、 ^{12}Be と比較した。

図 3.10 は Ar50% C_2H_4 50% の気体中での μ 粒子と ^{12}Be のエネルギー損失である。実験で測定する ^{12}Be の核子あたりのエネルギーは約 70MeV で、この荷電粒子が MDC 中で失うエネルギーは、 μ 粒子が最小イオン化エネルギーのときに失うエネルギーの 72 倍以上である。よって、MDC から得られる信号も大きくなり、検出効率も向上すると期待される。

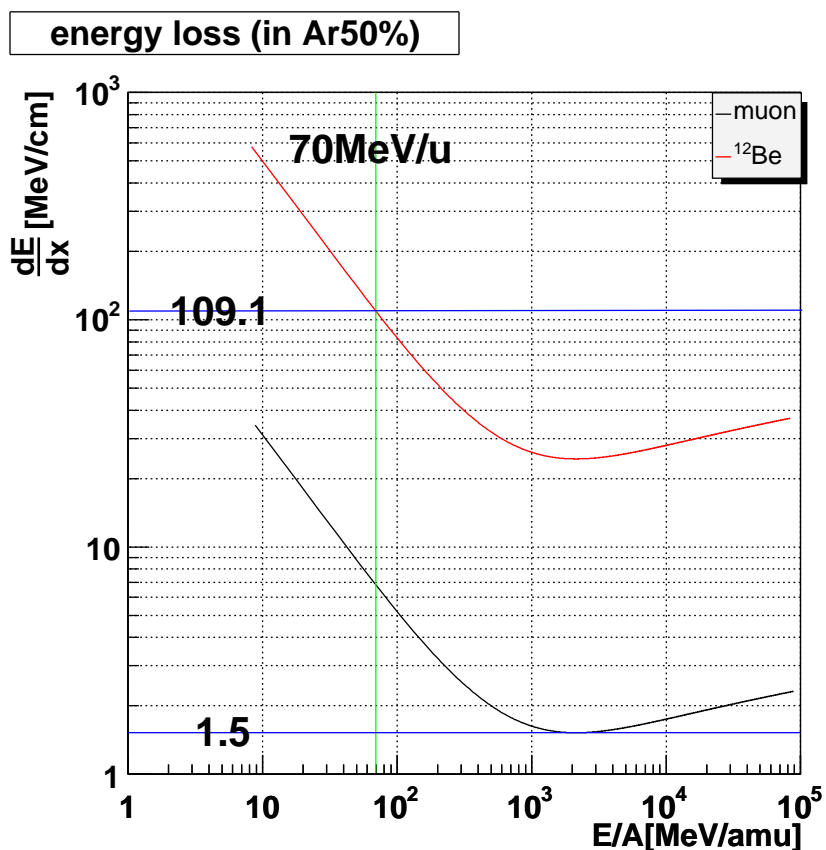


図 3.10: Ar 中での μ と ^{12}Be のエネルギー損失

¹電子は電離損失よりも放射損失の方が大きいため。

第4章 オンライン実験による性能テスト

次のテストとして、MDCを用いてサイクロトロンで生成した不安定核の直接反応を測定した。実験に使用したビーム、標的、各検出器について記す。

4.1 不安定核ビームの生成

主に測定したものは、 ^{19}C 、 ^{14}Be である。これらの原子核は中性子過剰核で非常に不安定なので、標的として長時間維持することができない。よって、研究対象であるこれらの原子核の方を加速し、別の原子核に入射する。この手法で実験を行うため、理化学研究所の加速器研究施設 RARF にあるリングサイクロトロン¹、および入射核破砕片分離装置 RIPS を用い、目的とする原子核を生成・加速した。

4.1.1 リングサイクロトロン

磁場の中で円運動をするイオンを、運動の周期と同期した高周波電場で繰り返し加速し、高速のイオンビームを得る装置がサイクロトロンである。リングサイクロトロンは、磁場を発生させる電磁石を一体ではなく、円周に分割配置することで磁場の变化を大きくし、さらに強力な収束力をうみだしている。本サイクロトロンの直径は 12.6 m、高さ 6 m で、 $A/Z = 2$ の重イオンを最大エネルギー 135 MeV/nucleon まで加速することができる。

4.1.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)

リングサイクロトロンによって加速された粒子は一次標的に入射され、入射核破砕反応により不安定核を生成する。この生成された不安定核は様々な原子核を含んでおり、これらの原子核を分離し、目的の原子核を抽出するために RIPS を用いた。RIPS は粒子の磁気硬度 (magnetic rigidity) の違いや減衰板でのエネルギー損失の仕方の違いを利用して粒子を分離する。また、四重極磁石を組み合わせることでビームの広がりを収束させることができる。図 4.1 は RIPS の模式図である。図中の記号の意味は、F が焦点面、Q が四重極磁石、D が双極子磁石である。図の F0 の位置に一次標的、F3 の位置に二次標的を配置した。

¹イオンの加速の前段階において、別の加速器を用いている。

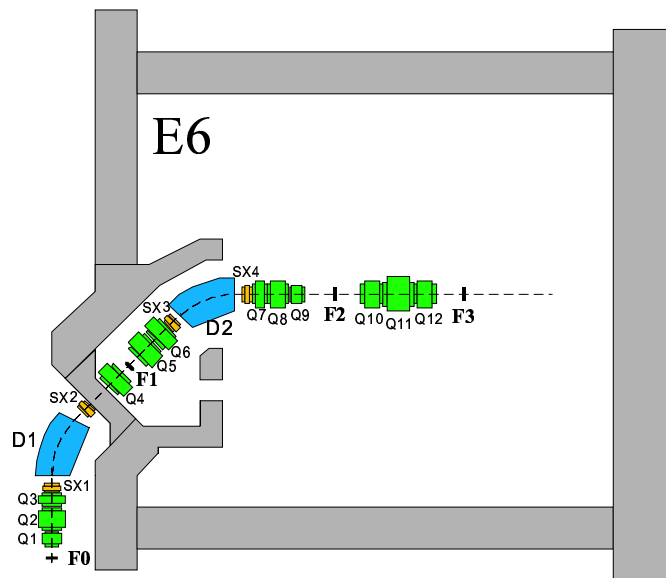


図 4.1: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)

4.2 セットアップ

図 4.2 に、実験セットアップの模式図を示す。RIPS で得られた二次ビームは二次標的の上流に配置した、プラスチックシンチレータ (SF2)、Parallel plate avalanche counter(PPAC) を用いて測定した。二次ビームと二次標的の反応により、 γ 線、荷電粒子、中性子が放出される。 γ 線は二次標的の回りに配置した NaI シンチレータを用いて測定した。荷電粒子は二つのドリフトチェンバー (MDC、FDC3)、双極子磁石、およびプラスチックシンチレータを用いて測定した。中性子は、厚さの違うプラスチックシンチレータを使うことで、中性子のみを検出した。また、MDC の直前まで真空を保ち、MDC より下流は空気である。空気中での荷電粒子の減衰をできるだけ緩和するため、MDC と FDC3 の間はヘリウムを詰めた袋を配置した。

MDC は二次標的のすぐ下流で、かつ、大立体角磁気分析装置のすぐ上流に設置され (図 4.2 参照)、磁気分析前に出射粒子の散乱角度を測定するのに用いられる。この実験において、遷移断面積の角度依存性から励起準位の移行角運動量 L に関する情報を引き出すためには、実験室系で 0.25° 程度の角度分解能 (σ) が要求される。この角度分解能は、位置分解能 (σ) にして $150 \mu\text{m}$ 程度である。この角度分解能によって、出射粒子の角度情報のみならず運動量ベクトルの分解能が向上すると考えられる。この運動量ベクトルの分解能向上により、不変質量法から求まる励起準位のエネルギー - 決定精度を向上することができる。

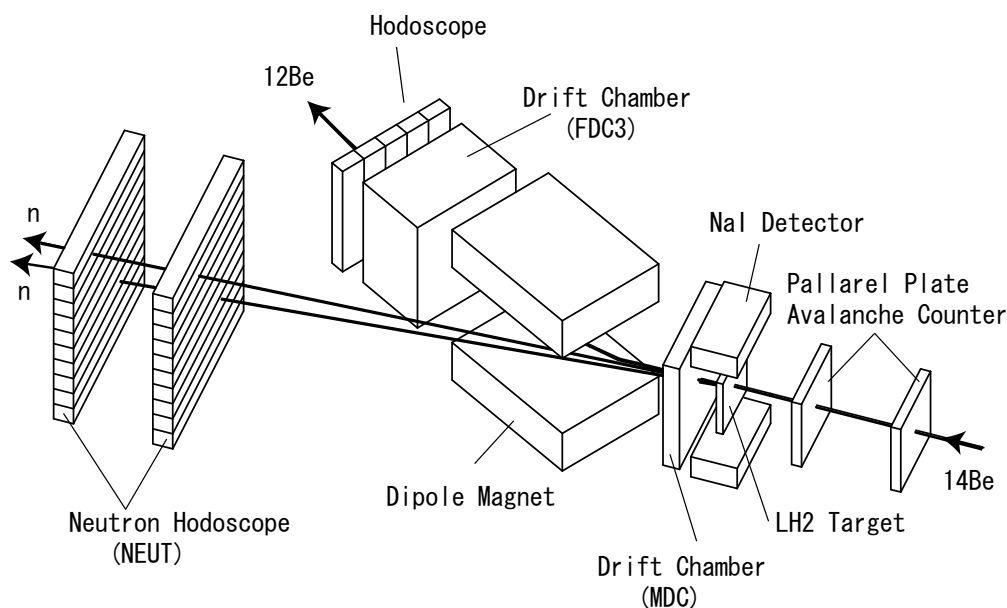


図 4.2: 実験のセットアップ

4.3 入射粒子測定系

4.3.1 ビームと標的

本実験で測定した原子核、および用いた標的は表 4.1、表 4.2 に示す。

表 4.1: ビーム

一次ビーム	^{18}O	^{22}Ne	H_2^+
一次ビームのエネルギー	100 MeV/nucleon	110 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon
二次ビーム	^{14}Be	^{19}C	H_2^+
二次ビームのエネルギー	70 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon
強度	—	—	235 kcps

二次標的の種類、および厚さは、測定するビーム粒子と目的によって変更した。標的の厚さはエネルギー分解能、測定したい反応が起きる頻度の2点を考慮して決められる。図 4.3 は ^{14}Be 、 ^{19}C を標的に入射した場合の標的の厚さとエネルギー分解能の関係を表している。図 4.3 に示したように、 ^{19}C は ^{14}Be に比べて2倍ほど分解能が悪い。これは、前者の電荷が後者の電荷の1.5倍であり、3.2.2節で記したようにエネルギー損失は電荷の2乗に比例することから理解できる。よって、 ^{19}C は 100 mg/cm^2 、 ^{14}Be は 200 mg/cm^2 の厚さの標的を用いた。また、 ^7Li は中性子検出器、真鍮は γ 線検出器の較正のために用いた。

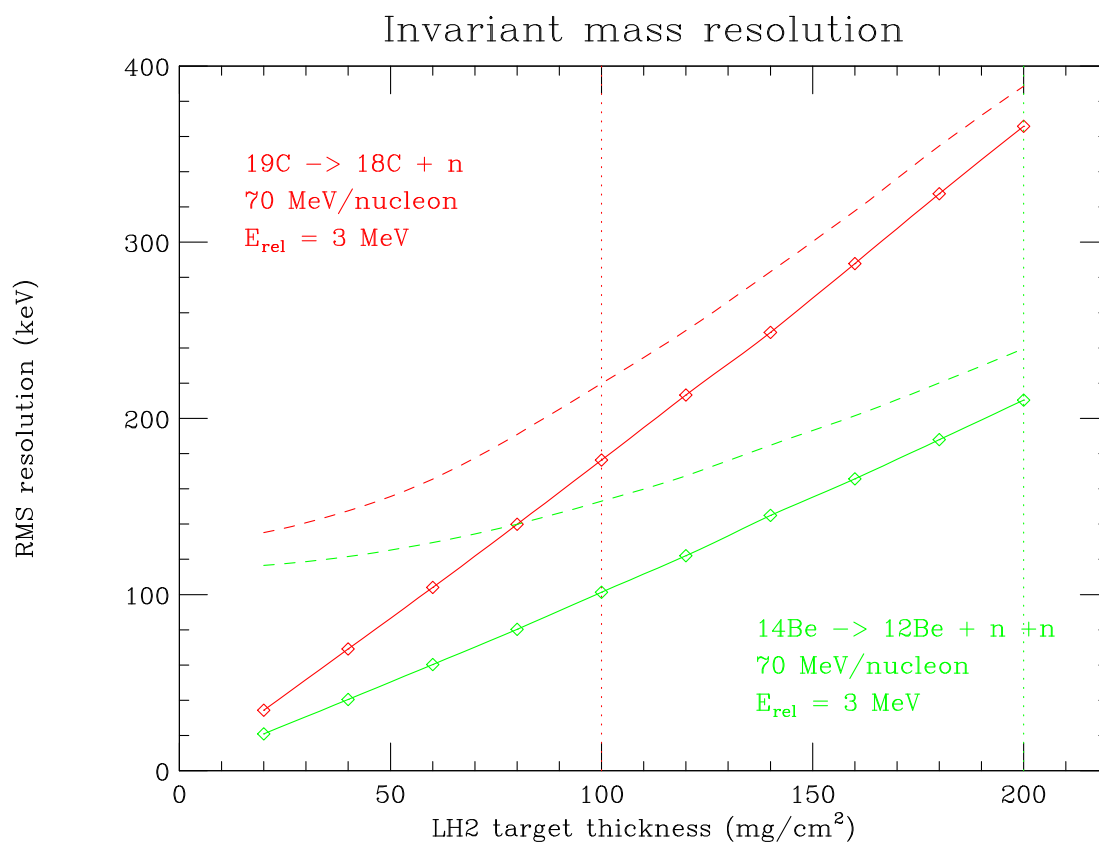


図 4.3: 相対運動エネルギーの分解能 (RMS 値) の標的厚依存性。相対運動エネルギーが 3 MeV でのシミュレーション結果。実線は、標的中の反応点が実験的に求まらないことから生じる出射荷電粒子のエネルギーの不定性の、相対運動エネルギースペクトルの分解能への寄与を示す。点線は、さらにその他の運動学パラメータの不定性も加味して求めた相対運動エネルギースペクトルの分解能を示す。

表 4.2: 標的

一次標的	^9Be			
一次標的の厚さ	1109 mg/cm ²			
二次標的	液体水素	液体水素	^7Li	真鍮
二次標的の厚さ	100 mg/cm ²	200 mg/cm ²	239 mg/cm ²	—
使用目的	^{19}C 測定	^{14}Be 測定	$^7\text{Li}(p,n)$ 反応測定	γ 線発生源

4.3.2 サイクロトロン加速のタイミング (RF)

サイクロトロンは一定周期で荷電粒子の加速を行っており、このタイミング (RF) を測定した。

4.3.3 プラスチックシンチレータ (SF2)

プラスチックシンチレータ (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内 (二次標的の上流 5529 mm) に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレータは、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の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。

4.3.4 Parallel plate avalanche counter (PPAC)

PPAC[9] は、時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定す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、陽極と二つの陰極の間は 4 mm の間隔が空いている。一枚の陰極は、幅 2.40 mm のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は 0.15 mm の間隔を空けて delay-line でつながっている。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。

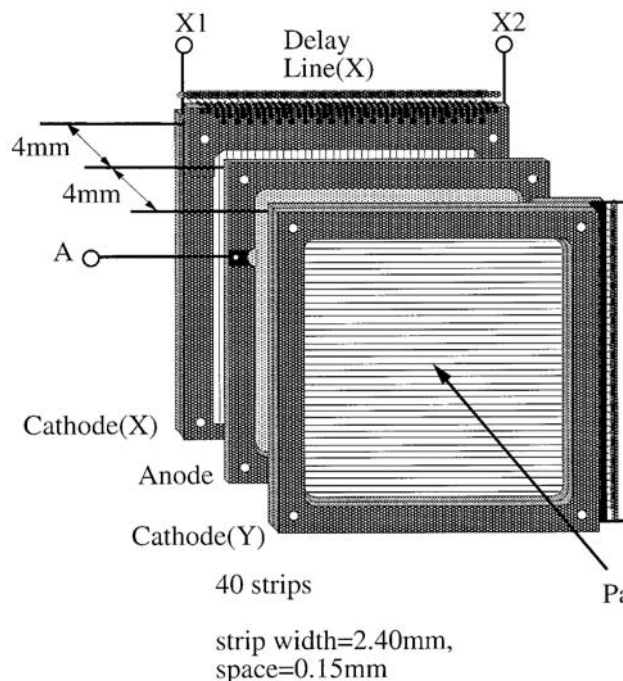


図 4.4: PPAC(文献 [9] より引用)

4.4 γ 線検出器群

γ 線測定用に二次標的の周囲に、結晶の大きさが $66 \times 66 \times 150 \text{ mm}^3$ の NaI シンチレータを 48 個配置した。NaI シンチレータは一層あたり 12 本、4 層から構成されている。また、二次標的の左右で対称になるように配置した。以下にその配置図を示す。(図 4.5 の座標系は z 軸がビームの進む方向を表しており、ビーム上流から見ている。)

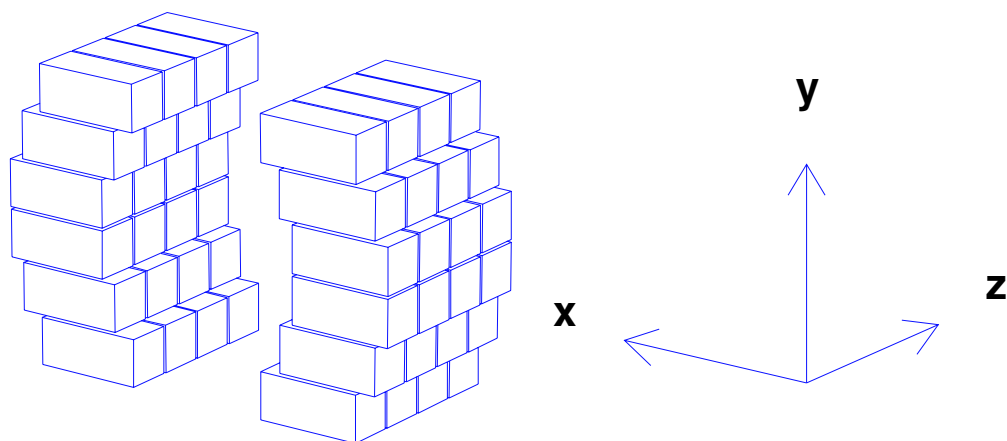


図 4.5: γ 線検出器

4.5 荷電粒子測定系

二次標的によって散乱された荷電粒子は、双極子磁石によってその軌道を曲げられ、二つのドリフトチェンバー MDC、FDC3 とプラスチックシンチレータ Hodoscope で検出される。

4.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)

今回開発したドリフトチェンバー MDC は、二次標的の直後 (二次標的と MDC の最前面の距離 = 152.5 mm) に配置した。散乱荷電粒子の飛跡を測定し、双極子磁石入射前の運動量を求めることができる。MDC の詳しい仕様、構造は前述の通りである。ただし、本実験ではチェンバー内に充填するガスとして、Ar + C₂H₆(50%) の他に、He + C₂H₆(50%) も用いている。⁷Li(p,n) 反応では電子を放出しやすい Ar + C₂H₆(50%) ガスを用いた。¹⁴Be と ¹⁹C 分解反応ではビーム粒子の多重クーロン散乱の効果を低く抑えるため、He + C₂H₆(50%) ガスを用いた。

MDC の時間信号の読み出しは、オフライン実験のときと同様に、MDC 本体のアノードピンから 3 m の同軸ケーブルでアンプディスクリカードまで信号を伝達している。アンプディスクリカードを MDC から離れた場所に設置したのは、MDC を双極磁石のギャップ中で使用するために空間的余裕がなかったからである。アンプディスクリカードを収納するための器具も磁場の影響を受けにくい、アルミニウム製を採用している。アンプディスク

リカードは Lecroy の 2735DC を用い、増幅・弁別した信号を 10 m の同軸ケーブルで TDC に伝送した。

TDC は Lecroy の 3377 を 3 台用いている。この TDC は最大 16 個の multi hit に対応しており、この実験では multi hit を 4 まで受け付ける設定にした。これにより、MDC でノイズが検出されたとしても、適切な hit 情報を取捨選択することで対処することができる。ただし、ソフトウェアも multi hit に対応する必要がある。

MDC および、後述する FDC3 は他の検出器と違い、common stop²を用いている。ドリフトチェンバーのような検出器はチャンネル数が多いため、多くの処理を施すトリガー信号を stop にした方が効率的である。3 台の TDC で時間信号から変換された時間情報は、ECL 方式で逐次 FERA driver4302 を経由して Memory module4301 に伝送される。

図 4.6 はオンライン実験における、MDC に関する部分だけのデータ収集システム、およびガス系の模式図である。

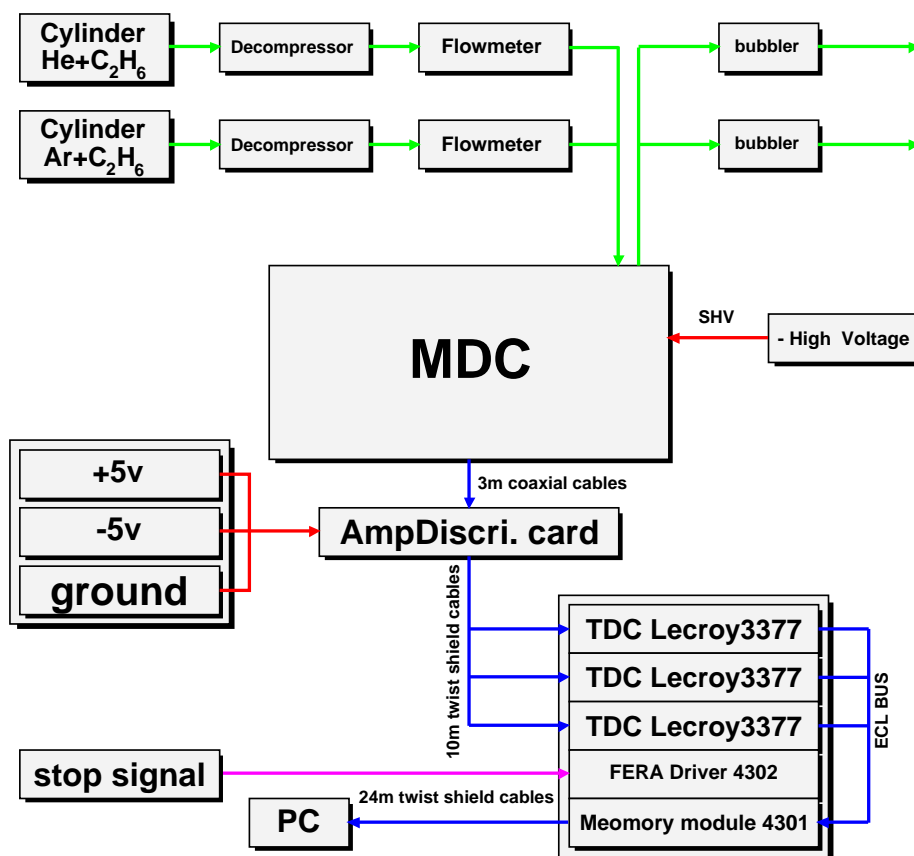


図 4.6: MDC のデータ収集システム

²検出装置からの時間信号で start し、共通の stop 信号によって時間情報に変換する方式。

4.5.2 双極子磁石

MDCの下流に配置される、双極子磁石、FDC3、Hodoscopeは、ビーム軸に対して20°傾けてある。磁束密度は約15 kgauss。ビームラインは、双極子磁石の中心から96.5 mmほど左側を通る³。

4.5.3 ドリフトチェンバー (FDC3)

FDC3は双極子磁石の下流で、荷電粒子の運動量の変化を測定することを目的としている。使用したガスは、MDCと同じくHe + C₂H₆である。チェンバー内の大きさは、610 × 410 × 490 mm²で、荷電粒子の水平方向の位置を測定するための面が5つ、鉛直方向の位置を測定するための面が4つある。MDCとは違い、カソード面は一つの面のセルを形成するためだけに使われるので、センス面と平行担っており、計18面存在する。また、カソードワイヤーは5 mm間隔で張られており、1つのセルに対して5本のカソードワイヤーを使っている。さらに、そのカソードワイヤーに電圧を抵抗分割して印可することにより、1つのセル内において電場勾配を作り出している。これにより、アノードワイヤーから離れた場所の電子も、アノードワイヤーに引き寄せやすくなる。FDC3が以上のような構造を有するのは、MDCに比べ、セル間隔が大きいためである。

表 4.3: センス面のワイヤ構成表

面の構成	アノードワイヤー-ポテンシャルワイヤー間隔	ワイヤ方向	アノードワイヤ本数	ポテンシャルワイヤ本数
X1	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16 本
X2	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
X3	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
X4	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16 本
X5	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
Y1	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y2	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y3	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y4	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
合計			115 本	124 本

4.5.4 プラスチックシンチレータ (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 × 800 mm²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つけ、波高と時間信号を読み出した。

³ビーム上流から見て

4.6 中性粒子測定系

二次標的によって散乱された中性子も測定するため、プラスチックシンチレータを二次標的の下流に配置した。中性子は双極子磁石の磁場によって軌道を変えないため、ほぼ二次ビームと同じ方向に飛ぶ。

4.6.1 プラスチックシンチレータ (Veto counter)

Veto counter は1本の厚さ5～10 mm、面積 $100 \times 800 \text{ mm}^2$ で、Neutron counterの上流に23本配置した。電荷を持たない中性子はこの薄いVeto counterでほとんど反応せずに通るが、荷電粒子はVeto counterで反応・検出され、ここで止まる。もし、通り抜けてNeutron counterで検出されても、Veto counterで検出されたイベントを除くことによって、Neutron counterで荷電粒子を検出したイベントを除くことができる。

4.6.2 プラスチックシンチレータ (Neutron counter)

Neutron counterはプラスチックカウンター計86本より構成されており、6個の面に分けて配置した。Veto counterの下流約100 mmに、 $60 \times 60 \times 2000 \text{ mm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレータを横向きに13本並べて配置した。この下流に2面目も同様に配置した。2面目の最下流側と3面目の最上流側は1067 mm離れており、3、4面は15本のプラスチックシンチレータから構成される。5、6面は $60 \times 60 \times 1000 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレータを各面15本使っている。各シンチレータ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た。

4.7 データ収集システム

4.7.1 トリガー回路

各検出器からの信号は、以下のようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たしたときのみコンピュータに取り込むようにした。

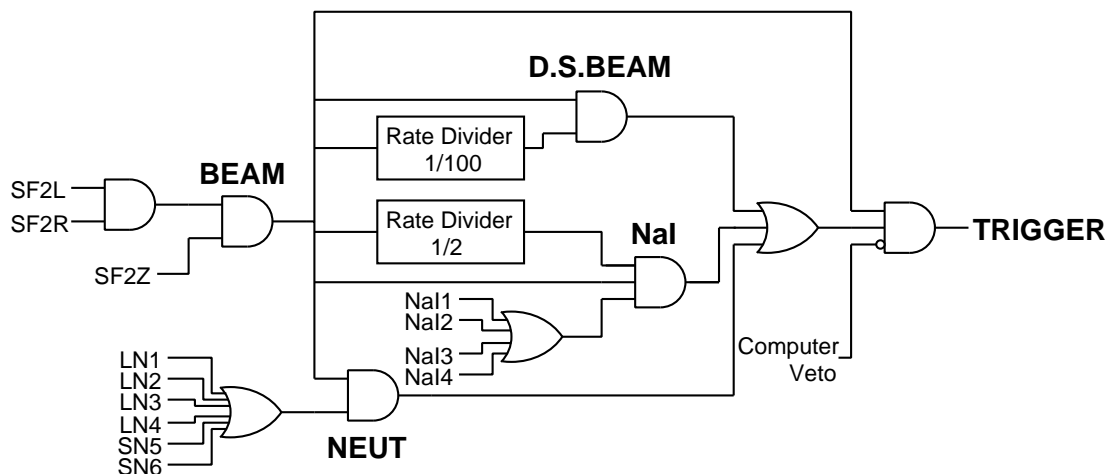


図 4.7: トリガー回路

- 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、トリガーとして使える。

4.8 オンライン実験による MDC の検出効率と高電圧の設定

オフラインでの性能テストのときと同様に、オンライン実験でも各原子核について検出効率を測定した。 ϵ = 検出効率、 F = F2 シンチレータで二次ビームが検出されたイベント、 H = Hodoscope で検出された波高が目的の粒子と一致したイベント、 M = MDC で時間信号が検出されたイベントとすると、

$$\epsilon = \frac{M}{F \otimes H} \quad (4.1)$$

のように検出効率を測定した。ただし、 ${}^6\text{He}$ の場合は Hodoscope での識別を行っておらず、 H は常に真として測定した。各荷電粒子について測定した結果を図 4.8、4.9、4.10、4.11 に示す。図中の赤い線は面検出多重度⁴1 の場合の検出効率、緑色の線は面検出多重度 2 の場合の検出効率で、黒い線は無条件に 1 回以上検出された場合の総検出効率である。また、横軸の下の矢印は実験中の設定電圧である。

全ての検出効率曲線で見られるように、電圧が高ければ高いほど検出効率も高くなる。これは、電圧が高いと、anode wire から遠く離れた場所で発生した電子も測定できるようになるためである。ただし、あまり電圧が高すぎると、測定したい電子以外の電子も検出されてしまう。本実験で測定した核反応はいずれも荷電粒子を 1 つしか放出しないので、各面の検出多重度は 1 であることが望ましい。以上の条件から、面の検出多重度 1 の場合の検出効率が最大である電圧より少し高い電圧 (~100 [v]) に設定した。以下に実際に実験で設定した MDC の電圧を示す。

表 4.4: 実験中に設定した MDC のカソード・ポテンシャル電圧。 V_c 、 V_p はそれぞれ cathode wire と potential wire の電圧。

	H_2^+	${}^{17}\text{C}$	${}^{14}\text{Be}$	${}^6\text{He}$
V_c [kv]	-2.7	-2.2	-2.3	-2.5
V_p [kv]	-2.7	-2.3	-2.3	-2.5

⁴各面において、電子を検出したワイヤーの本数

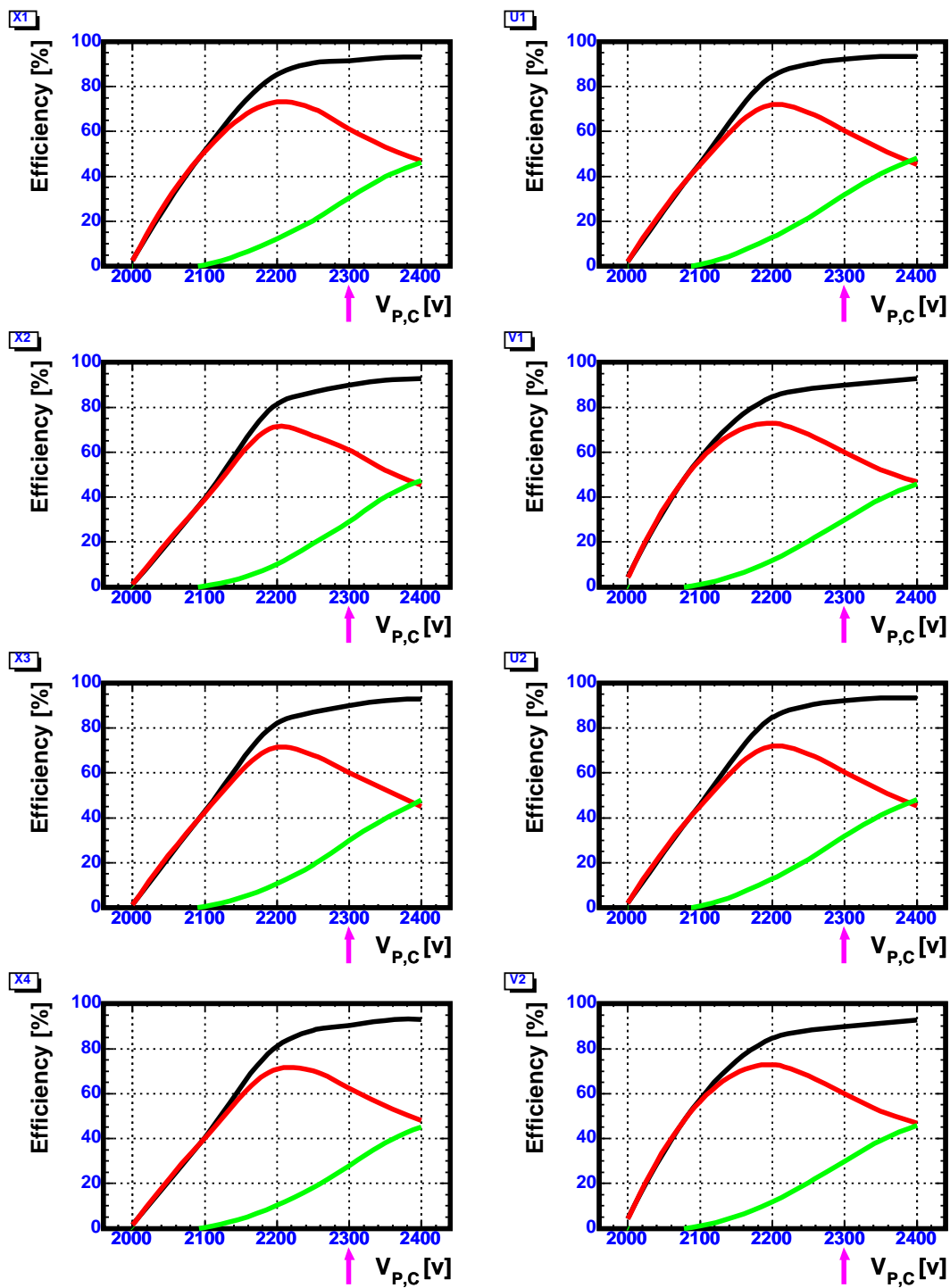


図 4.8: MDC の検出効率 (^{14}Be を入射した場合)

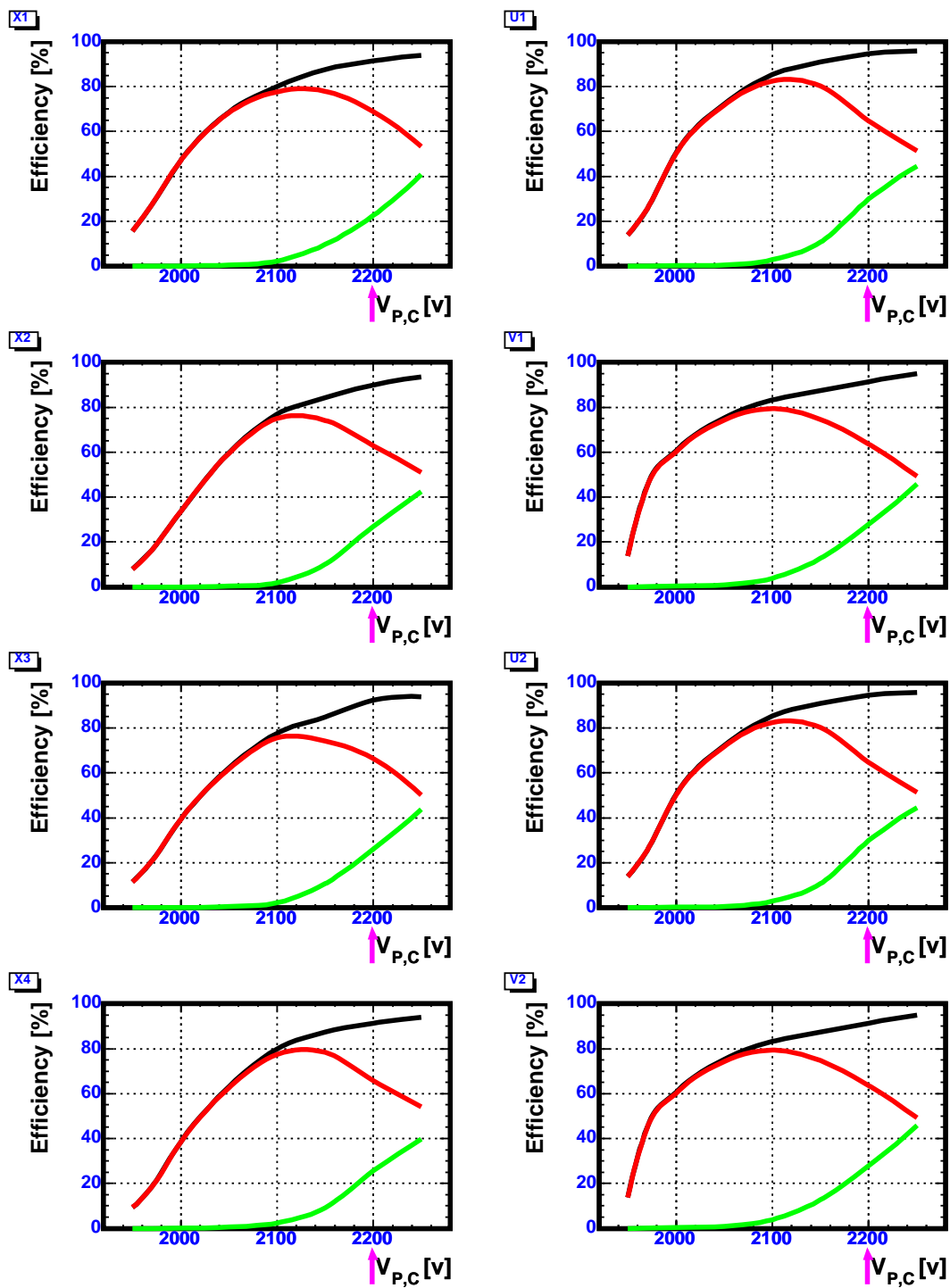


図 4.9: MDC の検出効率 (^{17}C を入射した場合)

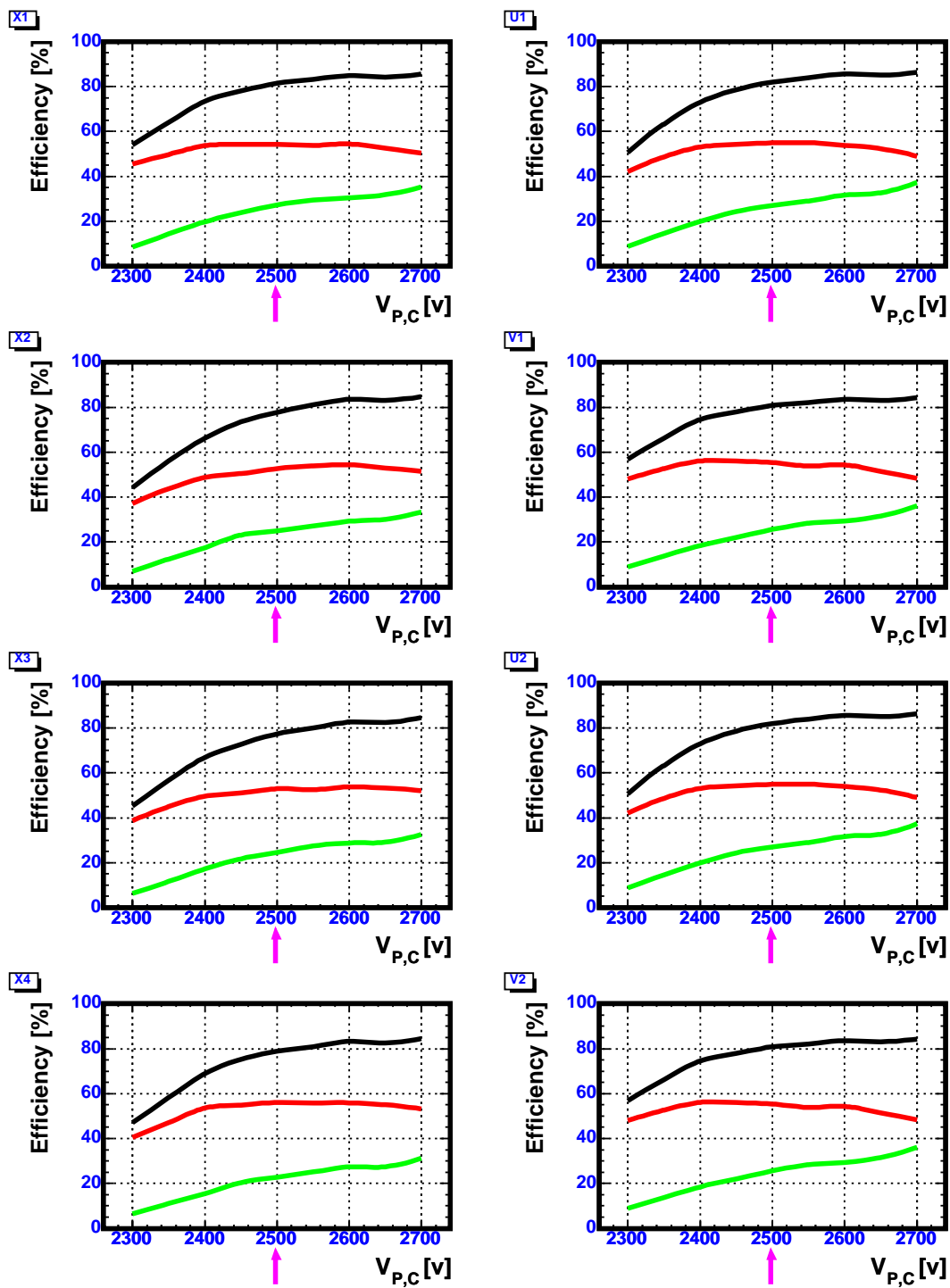


図 4.10: MDC の検出効率 (${}^6\text{He}$ を入射した場合)

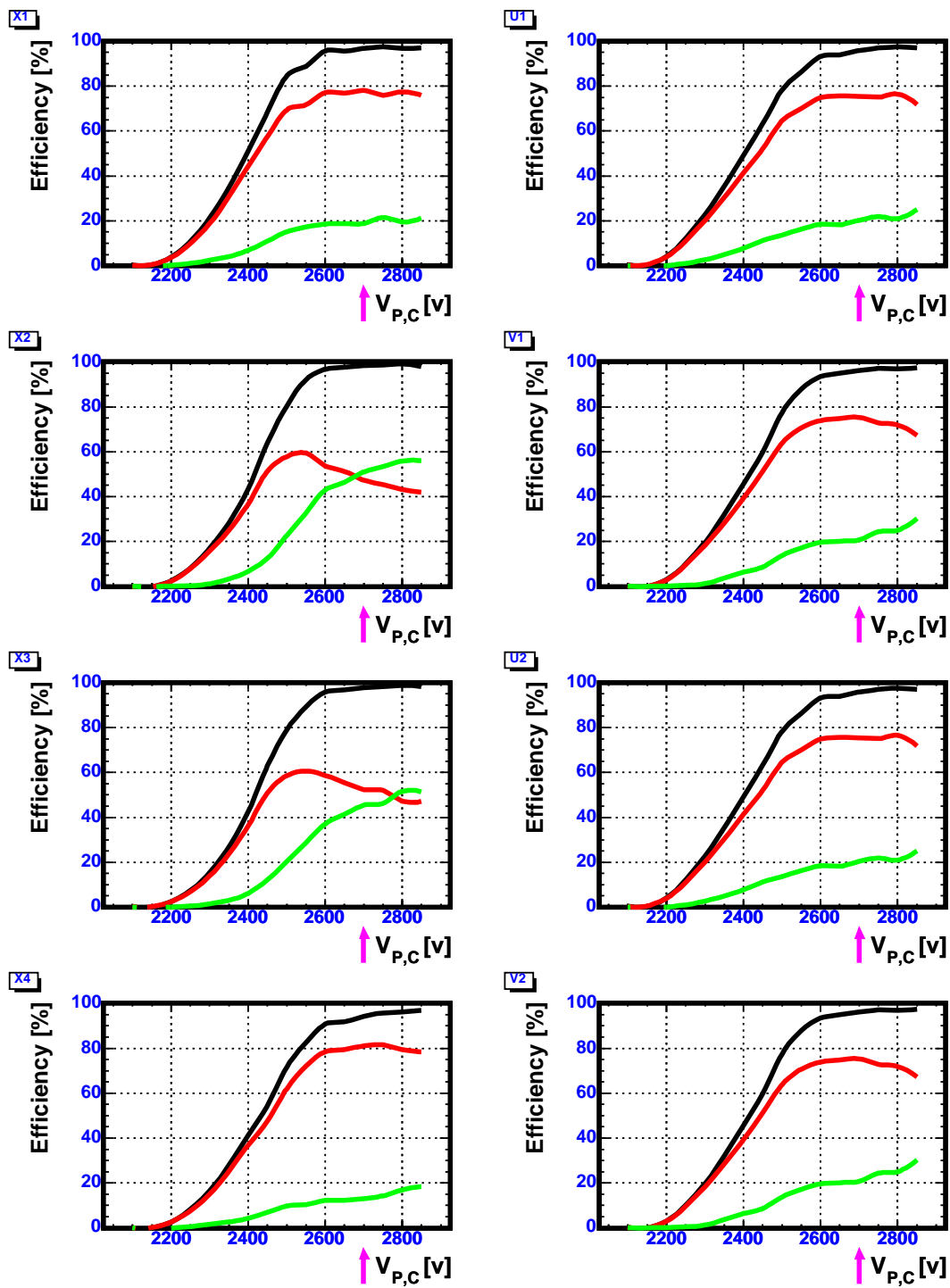


図 4.11: MDC の検出効率 (H_2^+ を入射した場合)

第5章 オンライン実験による飛跡解析・結果

本解析では、入射粒子(二次ビーム)の識別、二次標的から放出される散乱荷電粒子の原子番号 Z 、質量数 A の識別を行った。MDC は散乱粒子の識別や散乱角度の測定に大きく貢献すると期待されており、この解析結果により、MDC の性能を評価することができる。

本実験では、数種類の原子核の測定を行ったが、特に ^{14}Be について解析を行った。

5.1 入射粒子の解析

5.1.1 二次ビームの識別

二次ビームには、目的の原子核以外にも数種類の別の原子核が混じっている。そのため、RIPS によってこれらの原子核を分離・識別し、目的の核種のみを選びだした。

方法

各原子核の、物質中でのエネルギー損失と磁気硬度を利用する。エネルギー損失 ΔE 、原子核の電荷 Z 、原子核の速度 v には以下の関係がある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (5.1)$$

原子核の速度 v は、サイクロトロン RF 信号とプラスチックシンチレータ SF2 間の飛行時間より求められ、エネルギー損失 ΔE は、SF2 での波高より求められる。以上により、原子核の電荷 Z に関して識別することができる。また、磁気硬度 $B\rho$ は以下の関係がある。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \quad (5.2)$$

ただし、 A は原子核の質量である。この関係を用いることにより、原子核を A/Z について識別することができる。この二つの関係式 (5.1)、(5.2) から、二次ビームの識別を行った。

結果

二次ビームを識別した図を 5.1 に示す。別の計算により、図 5.1 の赤い枠で囲った領域が ^{14}Be と対応すると予想される。 ^{14}Be の純度は 94.5% であると測定された。

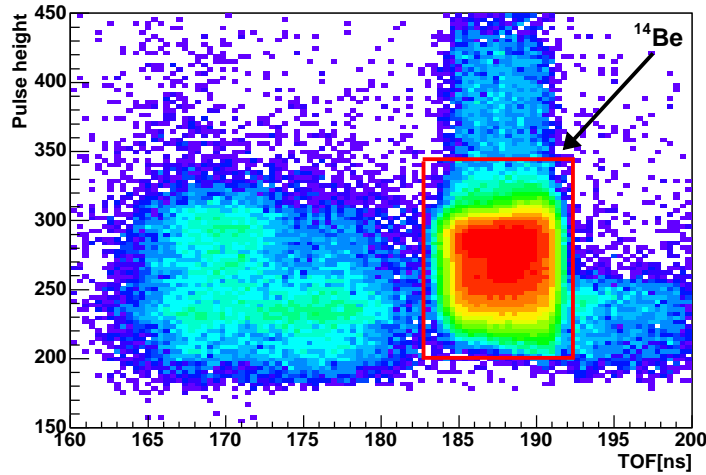


図 5.1: 横軸に二次ビームの第 2 焦点面 F2 までの飛行時間、縦軸に F2 シンチレータで測定された二次ビームの波高をプロットした。

5.1.2 二次ビームの飛跡計算

方法

二次ビームが標的に入射する角度は、標的上流に配置した二つの PPAC を用いて計算した。各 PPAC から二次ビームが通過した水平、鉛直方向の位置の情報を取得できる。この 2 点から飛跡を求め、二次ビームが二次標的に入射する位置と角度を外挿した。

結果

二次標的に入射する粒子の位置と角度を図 5.2 に示す。座標系は、ビームが進む方向を z 軸の正、ビーム上流から見て右を x 軸の正、上向きを y 軸の正にとっている。これは、実験室固有であり、ビームには依らない。図 5.2 より、

$$x \propto \theta_x \quad (5.3)$$

$$y \propto -\theta_y \quad (5.4)$$

である。よって、二次ビームは標的において、 x 軸方向に発散、 y 軸方向に収束しようとしていることがわかる。

また、PPAC では左右・上下の時間信号の差から位置を求めているが、時間信号の和は一定となるはずである。図 5.3 は、PPAC-a の x 方向の時間信号の和であるが、多少のばらつきが見られる。これらイベントはバックグラウンドであると思われるので、これ以降の解析では排除している。

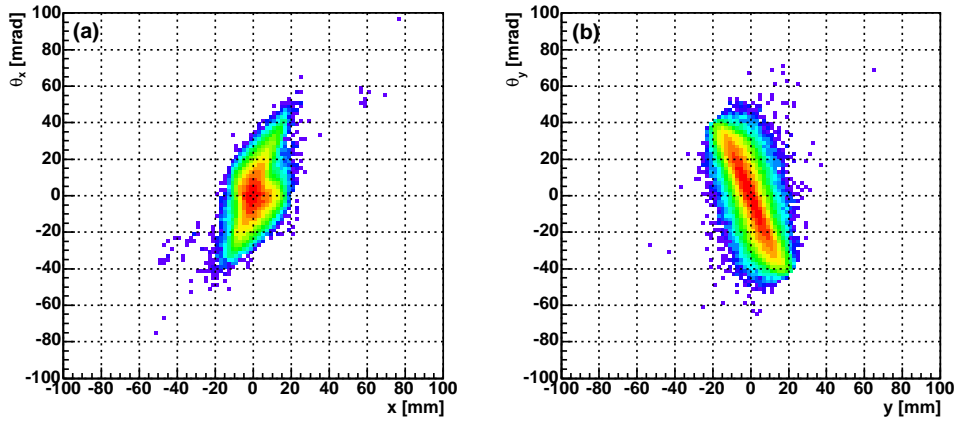


図 5.2: 二次標的上の二次ビーム ^{14}Be の位置と角度。(a) はビームに対して水平方向の位置と角度、(b) はビームに対して鉛直方向の位置と角度である。

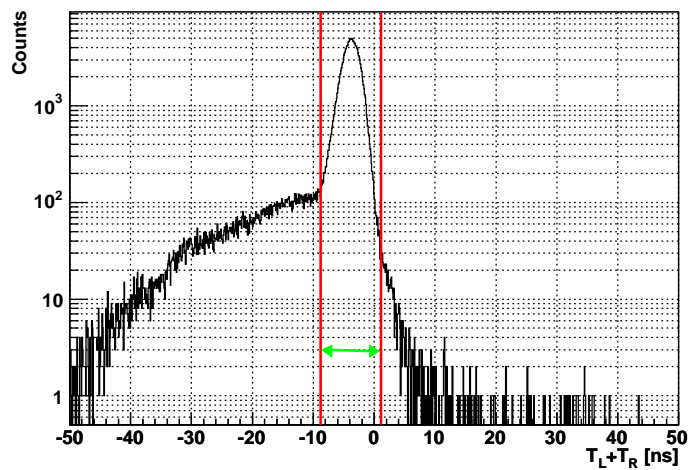


図 5.3: PPAC-a の x 方向の時間信号の和。(この横軸は実際の時間信号の和ではなく、平行移動してピーク的位置を原点付近に合わせてある。)

5.2 散乱荷電粒子の解析

二次標的で散乱した荷電粒子は、二次標的下流に配置した MDC で、放出される荷電粒子の位置と角度を計算し、その下流に配置した双極磁石、および FDC3 を用いて散乱荷電粒子の質量数による識別を行った。また、最下流に配置した Hodoscope で粒子の波高と二次標的 ~Hodoscope 間の飛行時間を測定した。この情報を用いて散乱粒子の電荷 Z による識別も行った。

5.2.1 陽子数 Z による識別

方法

陽子数 Z による識別は、RIPS での二次ビームの分離と同様に、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (5.5)$$

の関係式を用いて行った。 ΔE 、 v は Hodoscope で測定して得られた波高と時間情報より求めた。

結果

図 5.4 は、Hodoscope で測定された散乱粒子の波高と二次標的から Hodoscope までの飛行時間の相関を示したものである。粒子の電荷により、分離されている様子が分かる。これ以降の解析は、図 5.4 の $Z = 3.5 \sim 4.5$ の範囲で測定された粒子についてのみ行った。

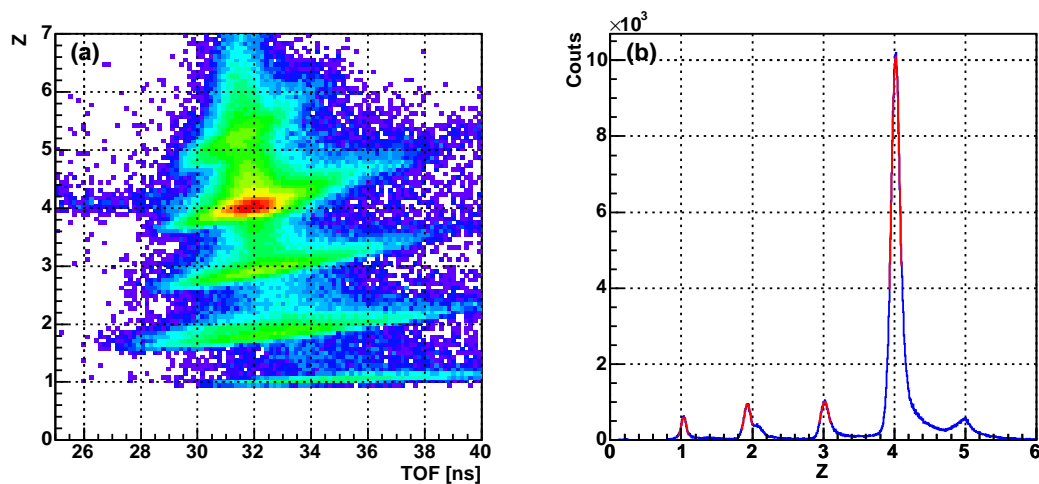


図 5.4: Hodoscope での波高と飛行時間 (二次標的 ~Hodoscope) を用いて識別された散乱荷電粒子。この図では、既に波高を電荷 Z に変換してある。(b) は (a) を回転・補正して電荷 Z の軸に投影した図である。

図 5.4 の (b) から求めた粒子識別の分解能を表 5.1 にまとめた。

表 5.1: 陽子数 Z による粒子識別の分解能

陽子数	1	2	3	4
σ	0.0391	0.0513	0.063	0.0643
$\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}$	10.9	16.6	20.2	26.4

5.2.2 荷電粒子の飛跡計算 (標的直後)

散乱粒子の飛跡は、二次標的直後と双極磁石の下流の二箇所²で計算する必要がある。それぞれ二つのドリフトチェンバー (MDC、FDC3) を用いて粒子の位置を測定した。まず、標的直後の飛跡計算について述べる。

方法

MDC で測定したドリフト時間をドリフト距離に変換し、粒子の飛跡を求めた。基本的な解析方法は宇宙線を測定したときと同様である。ただし、今回は UV 方向¹に張られたワイヤーの情報も用い、三次元的な飛跡を計算した。ビームが進む方向を z 軸とし、各面の z 座標を $Z(X1)$ 、 $Z(X2)$ 、 $Z(X3)$ 、 $Z(X4)$ 、 $Z(U1)$ 、 $Z(V1)$ 、 $Z(U2)$ 、 $Z(V2)$ とする。また、ビームに対して水平、鉛直な方向をそれぞれ x 、 y 軸とした。さらに、ビーム上流から見て右上、右下が正となる方向を u 、 v 軸にとった。求めるべき飛跡を式で書くと、

$$x = x_0 + za \tag{5.6}$$

$$y = y_0 + zb \tag{5.7}$$

となる。ただし、 (x_0, y_0) は $z = 0$ の面での x 、 y 座標で、 a 、 b はそれぞれ x 、 y 平面内での傾きである。また、本解析では MDC 最上流の位置²を $z = 0$ とし、その中心を座標の原点にとった。しかし、 y 座標は直接測定せず、 u 、 v 座標を用いて間接的に求めた。

$$u = \frac{x + y}{\sqrt{2}} \tag{5.8}$$

$$v = \frac{x - y}{\sqrt{2}} \tag{5.9}$$

の関係より、

$$\sqrt{2}u = x_0 + za + y_0 + zb \tag{5.10}$$

$$\sqrt{2}v = x_0 + za - y_0 - zb \tag{5.11}$$

¹ビームに対して $\pm 45^\circ$ の方向

²MDC の膜

を得る。全ての面から飛跡の情報を得たとすると、

$$\left\{ \begin{array}{l} X1 = x_0 + Z(X1)a \\ X2 = x_0 + Z(X2)a \\ X3 = x_0 + Z(X3)a \\ X4 = x_0 + Z(X4)a \\ \sqrt{2}U1 = x_0 + Z(U1)a + y_0 + Z(U1)b \\ \sqrt{2}V1 = x_0 + Z(V1)a - y_0 - Z(V1)b \\ \sqrt{2}U2 = x_0 + Z(U2)a + y_0 + Z(U2)b \\ \sqrt{2}V2 = x_0 + Z(V2)a - y_0 - Z(V2)b \end{array} \right. \quad (5.12)$$

のように、8つの方程式が存在する。 f をデータ点、 (w_1, w_2, w_3, w_4) を独立変数とすると、式(5.12)は次のような一次式とみなすことができる。

$$f = w_1x_0 + w_2a + w_3y_0 + w_4b \quad (5.13)$$

表 5.2: 8組のデータ点とその係数

f	w_1	w_2	w_3	w_4
X1	1	Z(X1)	0	0
X2	1	Z(X2)	0	0
X3	1	Z(X3)	0	0
X4	1	Z(X4)	0	0
U1	1	Z(U1)	1	Z(U1)
V1	1	Z(V1)	-1	-Z(V1)
U2	1	Z(U2)	1	Z(U2)
V2	1	Z(V2)	-1	-Z(V2)

式(5.13)において、 f を目的変数、 (x_0, a, y_0, b) を説明変数とし、表 5.2 のように係数をとると、式(5.12)は重回帰分析の問題に帰着することができる。ただし、この方法では左右の不定性³から少なくとも 2^8 個のデータ点の組み合わせについて解かなければならず、解析時間が長いという問題がある。そこで、まず X 面だけの情報を用いて $x = x_0 + za$ の直線を決定し、その直線が正しいと仮定して改めて 3 次元の飛跡を計算した。この工夫により、実際には $2^4 + 2^4 = 2^5$ 回の計算で飛跡を決定することができる。

以下に、飛跡計算の手順を簡単に示す。

1. 各面の検出多重度を求め、X 面、UV 面それぞれについて、多重度が 1 以上の面の数も求める。
2. まず X 面についてのみ考え、X4 面のうち検出できた面の数が 4 面と 3 面の場合に区別する。

³測定した情報からだけでは、粒子がワイヤーの左右どちら側を通過したのか分からない。

3. 4面で検出された場合、各面から位置情報を1つ選びだし、ワイヤーの左右の組み合わせについて 2^4 回飛跡を計算する。この 2^4 個の組み合わせの中で最も残差 χ^2 が小さい場合を選び出す。
4. 3を各面の検出多重度の全ての組み合わせについて行う⁴。このとき、 χ^2 の値が他と比べて大きすぎる場合は測定したい粒子と無関係な情報が含まれていると考えることができるので、次の3面の場合の方法を試みる必要がある。ただし、この時点でどの面が必要ない情報を含んでいるかを特定することはできないので、X1~4面から1面ずつ情報を削除して、計4通りの場合を調べなければならない。
5. 3面で検出された場合、4面全てで検出された場合と同様に、 χ^2 を最小にする組み合わせを求め、全ての位置情報の組み合わせについて飛跡を計算し、 χ^2 が最小の場合を選び出す。
6. 次にXUV面全ての情報を用いて解析を行う。(X4面のうち検出できた面の数,UV4面のうち検出できた面の数)が(4,4)、(4,3)、(3,4)、(4,3)の4通りの場合に区別する⁵。
7. 今度は重回帰分析を用いて3次的に解く。ただし、X面を飛跡が通過した位置は既に求めてあるので、これを用いてUV面の組み合わせについてのみ考える。

⁴例えば、X1面で2個、X2面で1個、X3面で3個、X4面で1個の位置情報が検出されたとすると、 $2 \times 1 \times 3 \times 1 = 6$ 個の組み合わせが存在する

⁵これ以外の場合には解析しない。このようなイベントは全体の約3%ほどである。

結果

飛跡の計算結果を示す例として、図 5.5 のように、PPAC との位置と角度の関係をプロットした。図 5.5 の (a)、(b)、(c)、(d) は、二次標的上ででの水平方向の位置と角度、鉛直方向の位置と角度である。また、横軸は全て PPAC、縦軸は全て MDC の値である。

二次標的を取り除いた場合について解析した。よって、PPAC と MDC の飛跡に位置と角度は完全に一致するはずである。図 5.5 では確かに一致しており、上記の MDC の飛跡計算は正しいと言える。

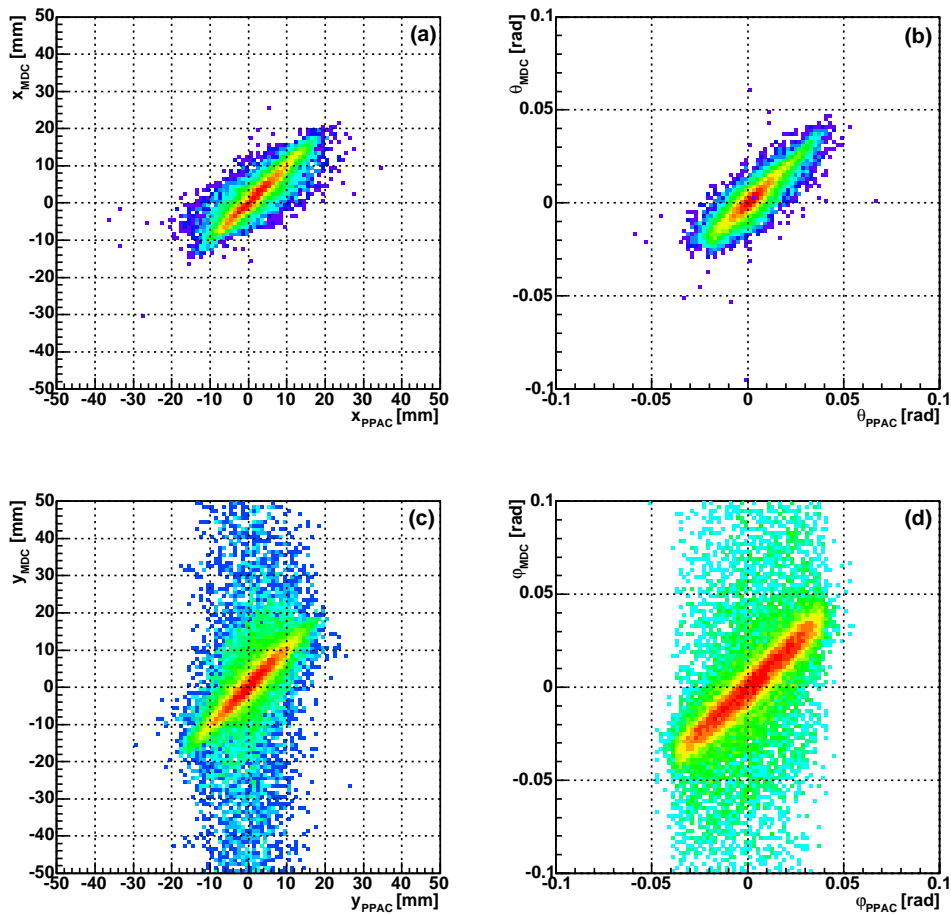


図 5.5: 二次標的がないときの PPAC と MDC の位置と角度。横軸は PPAC、縦軸は MDC から二次標的の中心に外挿した。(a) と (b) は x 方向の位置と角度、(c) と (d) は y 方向の位置と角度。

5.2.3 荷電粒子の飛跡計算 (双極磁石下流)

方法

MDCと同様に、FDC3で測定した粒子の飛跡に沿って発生した電子が測定用のワイヤーに到達するまでの時間(ドリフト時間)を測定し、ドリフト距離に変換する。このドリフト時間から粒子の飛跡を計算する。ただし、FDC3はビームに対して、ワイヤーが鉛直方向と水平方向に張られた面しかないので、飛跡の水平成分 x と鉛直成分 y

$$x = x_0 + za \quad (5.14)$$

$$y = y_0 + zb \quad (5.15)$$

を独立に求めた。この場合、飛跡は最小自乗法によって計算でき、少なくとも X3 面、Y3 面の情報があれば飛跡を決定することができる。

ドリフト距離とドリフト時間の関係は、MDCの宇宙線測定で述べたように、ドリフト時間の分布を積分して求めた。しかし、一般的にこの方法ではまだ正確な変換には至らない。そこで、今求めた関係式を用いて一度飛跡を計算し、関係式から求めたドリフト距離 dd_1 と飛跡から求めたドリフト距離 dd_2 の差を考慮して、再度ドリフト距離とドリフト時間の関係式を求める。この操作を繰り返すことによって dd_1 と dd_2 の差がなくなる。

結果

ドリフト時間とドリフト距離の関係式は各面ごとに求め、ドリフト時間が 100 ns より小さい場合は 2 次方程式、100 ns より大きい場合は 3 次方程式を用いている。これは図 5.6(c) のドリフト時間の分布を見ても分かるように、100 ns 付近でドリフト時間分布の傾きが大きく変化するためである。なお、二つの関数型の接続は微分可能になるように決められている。

FDC3 の解析の結果は図 5.6 のようになった。(a) は、横軸にドリフト時間 [ch]、縦軸にドリフト距離の差をとった図である。このドリフト時間の差は、ドリフト距離とドリフト時間の関係式より求めた、飛跡を計算する前のドリフト距離 dd_1 と、計算した飛跡から求めたドリフト距離 d_2 の差 dDD である。図 5.6 では、およそ全てのドリフト時間に対して dDD は 0 に収束しており、ドリフト距離とドリフト時間の変換が正しいことを意味する。図 5.6(b)、(c) は (a) を y 軸、x 軸に投影した図で、(b) のピークの幅がほぼ FDC3 の分解能に相当する。ガウス関数でフィッティングした結果、位置分解能 σ は 115.87 [μm] であった。

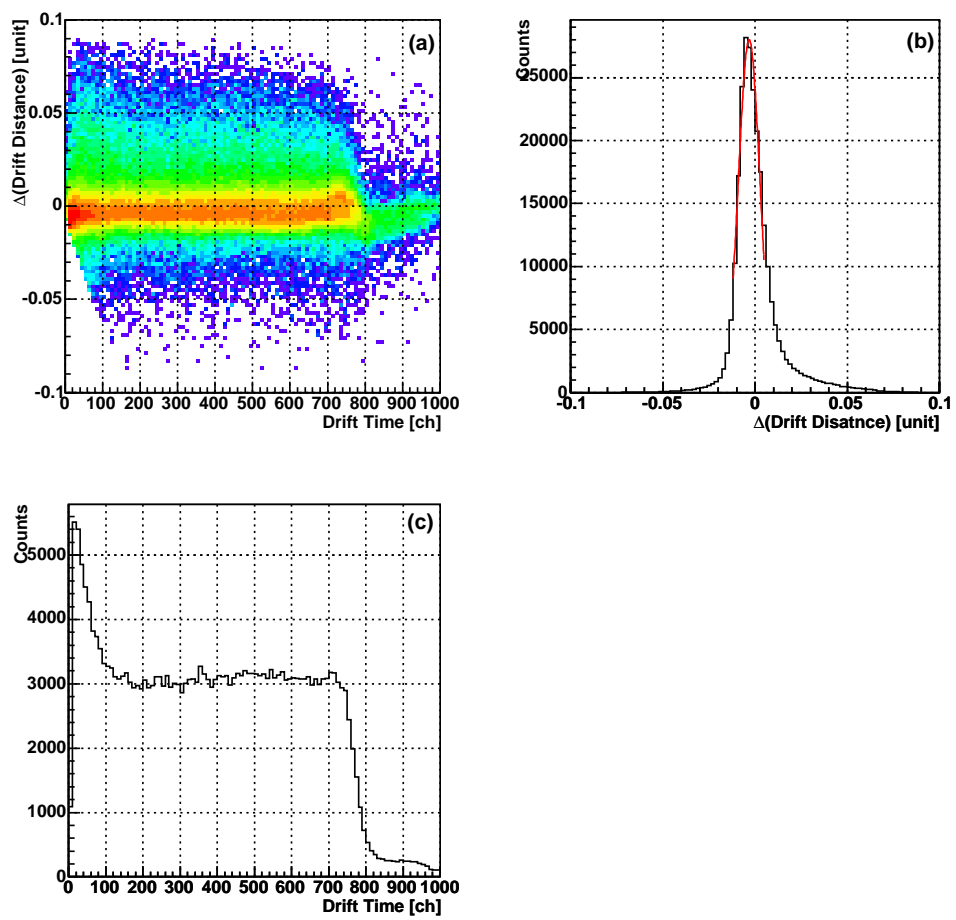


図 5.6: FDC3 の X1 面のドリフト時間とドリフト距離の差。最大ドリフト長 2.0 cm を 1 に規格化している。

5.2.4 質量数 A による識別

方法

質量数 A による識別は双極磁石の上流と下流の位置と角度、および双極磁石による粒子の運動量の変化量を用いて行った。

磁気硬度と荷電粒子の質量、電荷、および速度は式 (5.2) で示した関係がある。この散乱粒子の質量数の識別では、 $B\rho$ に代って運動量 P を用いた。 $\Delta P/P$ は双極磁石中の荷電粒子の中心軌道からのずれを表しており、 $\Delta B\rho/B\rho$ と $\Delta P/P$ は本質的には同じ物理量である。

磁気分析系の収差係数の計算には、イオン光学計算コード OPTRACE[10, 11, 12] を用いた。イオン光学計算で想定される始点 (A 系の原点は二次標的の位置に、終点 (D 系の原点) は FDC3 の背面位置にとった。D 系の原点が中心軌道上から高運動量側に 10cm ずれている⁶。各座標系における x 軸と z 軸の正の方向は、それぞれ、ビームライン上流からみて左側とビーム進行方向である。 y 軸は鉛直上向きが正方向となる。

二次標的から FDC3 までの実験のセットアップを図 5.7 に示す。

44 本の初期飛跡を入力することにより、一次と二次の収差係数の全てと、下記収差係数を求めた。

$$x/\theta^3, x/\theta\phi^2, x/x\theta^2, x/x^2\theta, x/\theta^2\delta, x/\theta\delta^2, x/x\phi^2, x/\phi^2\delta, x/\theta^4, x/\theta^2\phi^2, x/\phi^2\delta^2, x/\phi^4$$

トランスファー行列を計算する際、双極磁石の励磁強度を 15 kgauss、二次標的直後の荷電粒子のエネルギーを 68.3657 [MeV] とした。このパラメータは ^{14}Be 用に最適化されており、他の ^{12}Be 、 ^{11}Be に着目する際は、行列を計算し直さなくてはならない。尚、ビームの進行方向の変位は計算では考慮していない。

初期状態における進行方向のビームの変位 z_0 は考えていないので、 z_1/z_0 を除き、 z_0 を含む収差係数は全て零となる。

表 5.3: 磁気分析系の一次のトランスファー行列。 x と θ は水平面内の位置 (cm) と角度 (mrad) の変位を、 y と ϕ は鉛直面内の位置 (cm) と角度 (mrad) の変位を、 δ は運動量の変化量 $\Delta P/P(\%)$ を表す。添字 0 は A 系 (始点) での座標を、添字 1 は D 系 (終点) での座標を表す。

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ z_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.20322 & 0.35133 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.71219 \\ 0.87461 & 1.08647 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 3.26284 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.63181 & 0.29696 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & -1.61128 & 0.82544 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ z_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$$

⁶FDC3 の中心線からだと、ずれは 15cm となる

表 5.5: 磁気分析系の三次と四次のトランスファー行列

x_1/θ_0^3	-3.861155E-06
$x_1/\theta_0\phi_0^2$	-2.515836E-07
$x_1/x_0\theta_0^2$	2.664599E-02
$x_1/x_0^2\theta_0$	5.849492E+00
$x_1/\theta_0^2\delta_0$	1.162041E-02
$x_1/\theta_0\delta_0^2$	4.010897E-01
$x_1/x_0\phi_0^2$	3.552186E-06
$x_1/\phi_0^2\delta_0$	2.851106E-06
x_1/θ_0^4	-1.485206E-07
$x_1/\theta_0^2\phi_0^2$	-4.424325E-04
$x_1/\phi_0^2\delta_0^2$	-4.535026E-02
x_1/ϕ_0^4	-1.470380E-08

求めたトランスファー行列の一次の係数、二次の係数、三次と四次の係数をそれぞれ表 5.3、表 5.4、表 5.5 にまとめた。 δ に関しては、 δ^2 の項までしか現れないので、簡単な二次方程式によって解くことができる。ただし、二次以降の係数を用いて計算を行ったがあまり良い結果を得られなかった。これは荷電粒子が二次標的から FDC3 まで飛行する間に、He 等でエネルギー損失や多重クーロン散乱された効果を取り入れていないためであると思われる。よって、本解析では一次までしか用いていない。

表 5.3 のトランスファー行列の 1 行目と 2 行目を用いると、運動量の変化量を独立に 2 個求めることができる。ここで、二つの運動量変化量を δ_1 、 δ_2 とし、その標準偏差を σ_1 、 σ_2 とすると、 δ_1 、 δ_2 を線形結合して得られる δ の標準偏差 σ は、 $\sigma_1 = \sigma_2$ とするならば、

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{2}\right)^2} \\ &= \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}}\end{aligned}\tag{5.16}$$

となる⁷。ただし、この方法を用いる条件として、 δ_1 、 δ_2 のスケールが合っていることが必要である。そのため、 δ_1 、 δ_2 をそれぞれ TOF との相関を調べ、スケールを合わせてから線形結合した。

⁷しかし実際には、 δ_1 と δ_2 を求める際に用いる変数は全て独立ではないので、正確に $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍にはならない。

結果

解析した結果を図 5.8、および図 5.9 に示す。図 5.8 は表 5.3 の行列を用いて二つの運動量の変化量 δ_1 、 δ_2 を計算した結果である。散乱粒子の二次標的から Hodoscope までの飛行時間 TOF が、運動量の中心軌道からのずれ δ_1 、 δ_2 と相関している様子が分かる。また、既に散乱粒子の電荷 Z による識別がなされているので、

$$B\rho \propto \frac{A}{\text{TOF}} \quad (5.17)$$

すなわち、

$$A = \alpha\delta\text{TOF} \quad (5.18)$$

であり、この α を決定すると質量数 A が求まる。これは、簡単には、図 5.8 を回転して軸に投影することに対応する。実際には数工程の補正をかけることにより、図 5.8 の (c)、(d) のような質量分布が得られる。最後に $A(\delta_1)$ 、 $A(\delta_2)$ の平均をとり、図 5.9 に示す結果を得た。

以上の粒子識別の結果を表 5.6、表 5.6 定量的にまとめた。この結果より、双極磁石の上流側の位置と角度、下流側の位置と角度の計 4 変数を用いた場合、最も分解能が良いといえる。また、表 5.6 は最終的に得られた分解能を、質量数をそのピークの半値幅あたりの量に変換した値である。

表 5.6: 粒子識別の分解能

質量数	10	11	12	14
$\sigma(\delta_1)$	0.133	0.147	0.156	0.171
$\sigma(\delta_2)$	0.139	0.145	0.147	0.172
$\sigma(\delta_1 + \delta_2)$	0.136	0.145	0.149	0.163

表 5.7: 粒子識別の分解能 2

質量数	10	11	12	14
$\frac{A}{\Delta A(\text{FWHM})}$	31.2	32.2	34.2	36.5

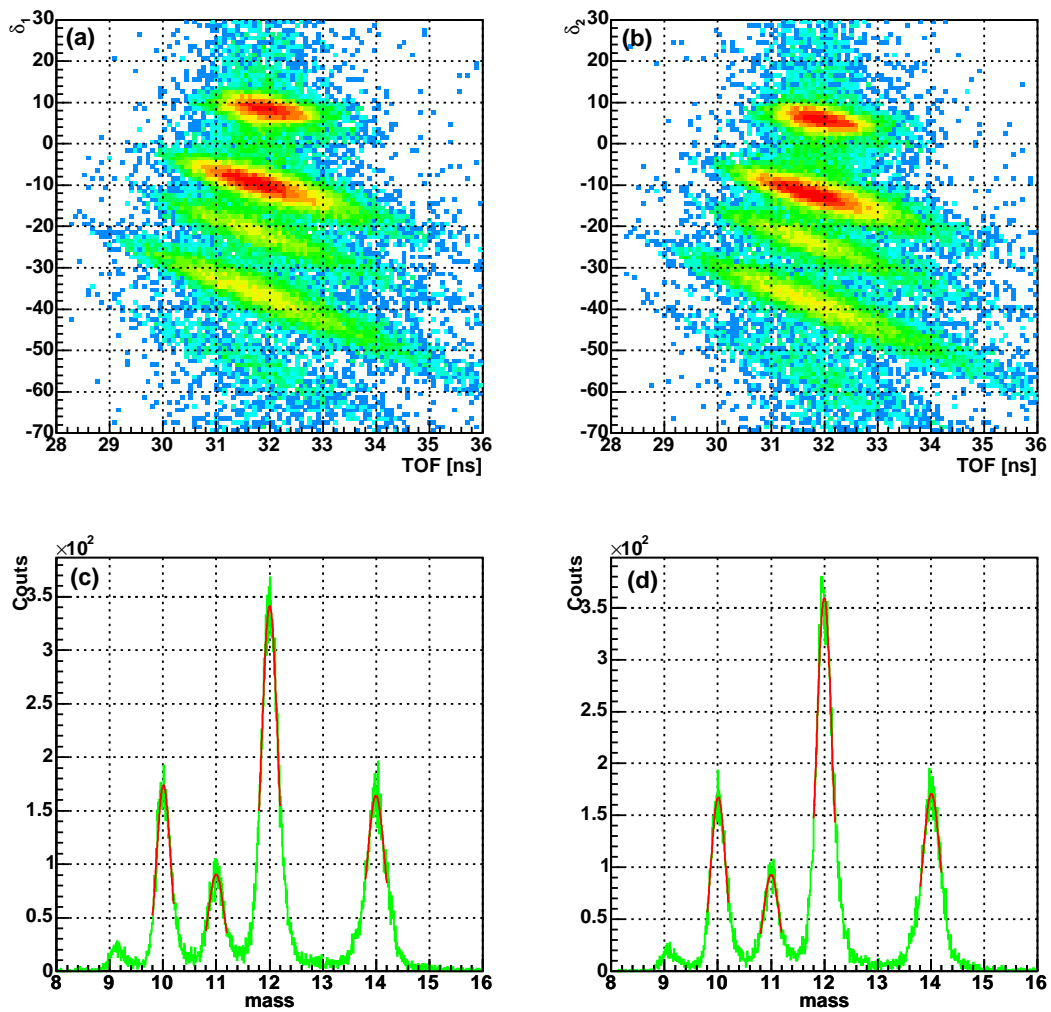


図 5.8: 散乱粒子の質量数による識別。(a)、(b) は散乱粒子の飛行時間 (二次標的 ~Hodoscope) と δ_1 、 δ_2 を 2 次元にプロットしたもの。(c)、(d) はそれぞれ (a)、(b) を回転・補正して投影した図で、横軸は散乱粒子の質量数を表す。

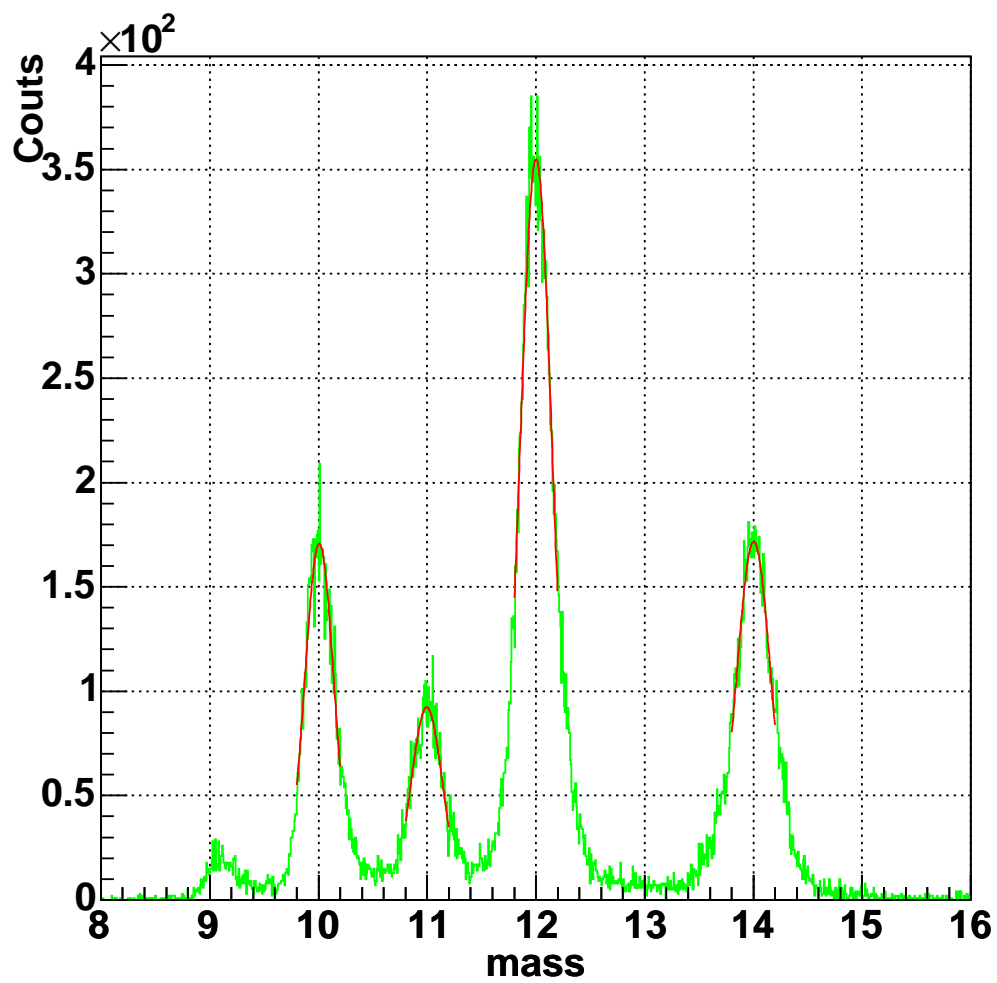


図 5.9: δ_1 、 δ_2 から得られた質量 $A(\delta_1)$ 、 $A(\delta_2)$ の平均

5.3 分解能

MDCの分解能からMDCの性能について議論する。

5.3.1 位置分解能

位置分解能は宇宙線を測定したとき同様にドリフト距離の和を用いて評価した。具体的な方法を述べると、求めるべきドリフト距離 $dsum$ は、

1. X1面とX2面において、荷電粒子が互いに anode wire の左右逆方向を通過した場合に限る。
2. ドリフト時間とドリフト距離の変換式を用いて計算されたドリフト距離 d_1 、 d_2 を求める。
3. 飛跡を計算し、水平方向の角度 θ_x を求める。
4. 上流から見て、荷電粒子がワイヤーの右側を通過した場合、

$$dsum = d_1 + d_2 + z \tan \theta_x \quad (5.19)$$

荷電粒子がワイヤーの左側を通過した場合、

$$dsum = d_1 + d_2 - z \tan \theta_x \quad (5.20)$$

ただし、 z は X1 面と X2 面の距離。

以上の方法で求めたドリフト距離の和を図 5.10 に示す。

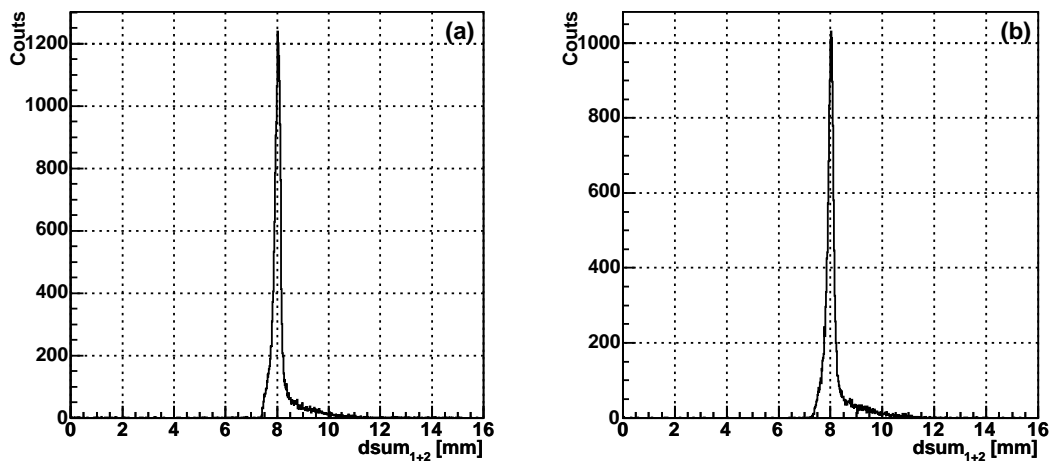


図 5.10: MDC の X1 面と X2 面のドリフト距離の和。(a) は X 面のみ用いて飛跡を計算した結果。(b) は XUV 全ての面を用いて計算した結果。

図 5.10 のピークの幅が MDC の位置分解能に相当する。ただし、二つの面の和で評価しているため、正確にはピークの幅を $\sqrt{2}$ で割った値が分解能である。オンライン実験の結果、MDC の位置分解能は $70.0 \mu\text{m}$ であることがわかった。(宇宙線の測定により求めた分解能 $158 \mu\text{m}$ に比べて非常に良い理由としては、宇宙線測定時に MDC の上部に設置したプラスチックシンチレータが片読み出しであったため、時間の原点が正確に決めることが出来なかったからであると思われる。)

また、X 面のみで飛跡を計算した場合と XUV 面全てを用いて計算した場合を比較した結果を表 5.8 に示す。表 5.8 では $\sqrt{2}$ で割り、実際の分解能に直してある。X 面のみで飛跡を計算した場合の方が、XUV 全ての面を用いて計算した場合に比べ、少し分解能が良い。ところが、ピークの位置は後者の方が、より 8mm^8 に近い。ドリフト距離の和を計算した結果が 8mm を中心に分布することは、決して自明ではない。よって、XUV 面全てを用いた場合の方が正確であると言える。

表 5.8: オンライン実験での位置分解能

	ピークの位置 [mm]	分解能 σ [μm]
X 面のみ	8.03	70.0
XUV 面全て	8.01	73.6

尚、y 方向の位置分解能は y 方向の面がないため、ドリフト距離の和を求める方法では計算できない。しかし、UV 方向の分解能も X 方向の分解能と同じであるとすると、X 方向の分解能を $\sqrt{2}$ 倍して概算することができる。したがって、y 方向の位置分解能は $99.0 \mu\text{m}$ である。

⁸MDC のセルサイズは 8mm で、最大ドリフト長もこれに等しい。

5.3.2 角度分解能

角度分解能を正確に測定するためには、MDCに入射する荷電粒子の角度を別の方法によって測定してからその粒子の飛跡をMDCによって測定する必要がある。本実験ではこのような条件での測定を行っていないが、位置分解能から簡単に計算することはできる。X1面、X4面の位置分解能 σ_1 、 σ_2 を共に $70.0\ \mu\text{m}$ 、X1面、X4面におけるY方向の位置分解能を σ_3 、 σ_4 を $99.0\ \mu\text{m}$ 、X1面とX4面の距離 $z=96000\ [\mu\text{m}]$ とすると、角度分解能 σ は、

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}{z}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\sigma_3^2+\sigma_4^2}}{z}\right)^2} \\ &= \frac{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2+\sigma_3^2+\sigma_4^2}}{z} \\ &= 1.786[\text{mrad}] \\ &= 0.1023[^\circ]\end{aligned}\tag{5.21}$$

となる。

第1章で述べたように、MDCは高い角度分解能を要求される。測定対象である荷電粒子が、実験室系で約 $0^\circ \sim 3^\circ$ という非常に狭い範囲に集中するためである。この角度の範囲に対して、MDCの角度分解能 0.1023° は十分な性能である。

これに対し、PPACの位置分解能は約 $1\ \text{mm}$ (FWHM)[9]、角度分解能 σ_{PPAC} は約 $2.832\ [\text{mrad}] = 0.1623^\circ$ である。PPACの分解能はMDCに比べて悪いので、散乱角度分布をより正確に測定するためには、MDCだけでは十分ではない。MDCの高分解能を活かすには、二次標的上流のPPACも高い角度分解能を有する飛跡検出器に置き換えることが望まれる。

5.4 $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱

今回、開発した MDC によって、二次標的直後の散乱荷電粒子の角度分布を直接測定することが可能になった。そこで、実際に MDC を用いて、 $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応について解析を行った。

5.4.1 断面積

$^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応の断面積を求めた。PPAC と MDC によって二次標的前後で粒子の角度を測定し、断面積を求めた。微分散乱断面積は以下の式のように求めることができる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi \sin \theta d\theta} \frac{N_{out}}{N_{in}} \frac{A}{x\rho N_A} \quad (5.22)$$

θ	: 散乱角度
N_{in}	: 入射粒子の数
N_{out}	: 出射粒子の数
A	: 標的の質量数
x	: 標的の厚さ
ρ	: 標的の密度
N_A	: アボガドロ定数

尚、この式の N_{in} 、 N_{out} は本来 Live Time の補正をしなければならないが、今回はどちらもビームトリガーで測定しているので、補正する必要がない。

図 5.12 の横軸は質量中心系での散乱角度である。散乱角度の誤差は PPAC と MDC の角度分解能により決定され、誤差は 3.348 [mrad] (実験室系) であることがわかった。質量中心系では 50.24 [mrad] = 2.878° である。

また、図 5.12 に示した断面積はバックグラウンドを差し引いてある。バックグラウンドは二次標的が置かれていない場合を同様に解析することで評価した。標的なしの場合を解析したところ、y 方向の角度分布が予想される角度 (実験室系で約 $-3^\circ \sim 3^\circ$) を越えて大きく広がっていた。このような問題が起きるのは、MDC の y 方向の飛跡解析の結果と実際の荷電粒子の飛跡が完全に一致していないからであると考えられる。本解析では飛跡を解析する際残差分布のみで行っているが、他検出器との整合性も考慮して解析することでより正確な飛跡を決定することができるようになる。今回は ϕ^9 分布に対して条件を付け、予想した値から大きく外れているイベントを取り除くことで対処した¹⁰。

以上のような処理をした結果、図 5.11 のような標的の有無による違いが見られた。標的前方でバックグラウンドが約半分含まれている。断面積はこのバックグラウンドを差し引いて計算した。

既知の光学ポテンシャルを用いて断面積を計算し、実験値と比較した。理論断面積の計算には DWUCK4 を用いた。用いた光学ポテンシャルの形を式 (5.23) に示す。

⁹球座標系の二つの偏角のうち、断面積に寄与しない角度成分。

¹⁰図 5.12 ではアクセプタンスを補正してある。

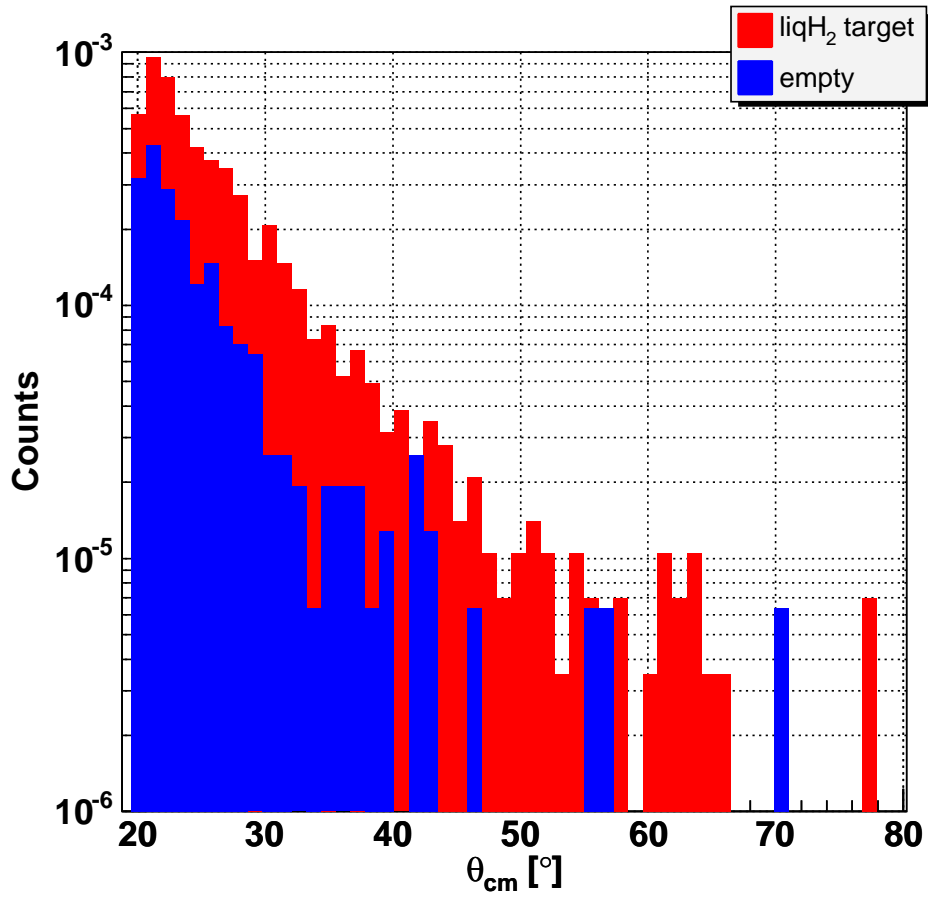


図 5.11: $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応の散乱角度分布。横軸は質量中心系での散乱角度。縦軸は二次標的に入射した粒子の数で規格化したカウント数。図の青い領域は二次標的なしの場合、赤い領域は標的ありの場合。

$$U(r) = -Vf(x_R) - i[W_v f(x_v) + 4W_s g(x_s)] - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \left[V_{so} \frac{1}{a_{vso} r} g(x_{vso}) + iW_{so} \frac{1}{a_{wso} r} g(x_{wso}) \right] + V_C(r) \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned}
 f(x) &= (1 + e^x)^{-1} && : \text{ Woods-Saxon ポテンシャル} \\
 g(x) &= -df(x)/dx = e^x(1 + e^x)^{-2} && : \text{ Woods-Saxon の微分型} \\
 x_i &= (r - R_i)/a_i && (i = R, v, s, vso, wso) \\
 R_i &&& : \text{ 半径} \\
 a_i &&& : \text{ diffuseness parameter} \\
 \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 &= 2\text{fm}^2 && \\
 R_C &&& : \text{ Coulomb ポテンシャル}
 \end{aligned}$$

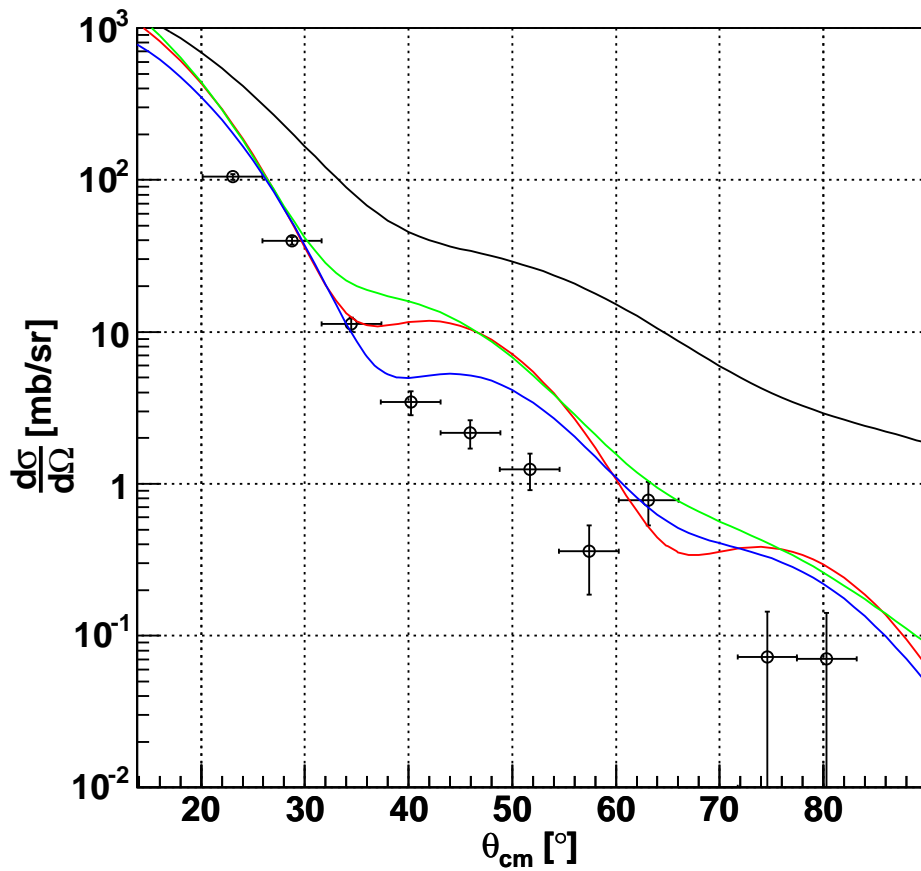


図 5.12: $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 反応の断面積。横軸は質量中心系での散乱角度。図中の曲線は計算から予想される断面積。

理論断面積の計算に用いた光学ポテンシャルは全部で4つある。図 5.12 の黒い線は文献 [13]、赤い線は文献 [14]、緑色の線は文献 [15]、青い線は文献 [16] を参考にした。今回の実験条件はこれらの光学ポテンシャルの適用範囲外であるが、 $20^\circ \sim 30^\circ$ の前方角に関しては赤、青、緑のポテンシャルと一致している。 $40^\circ \sim 60^\circ$ の範囲では曲線になっており、理論曲線もこの角度範囲で傾きが変わっている。これは、原子核反応が直接起きたことを示している。複合核反応では等方的に散乱するので、このような回折現象を見ることはできない。断面積の絶対値に関しては実験値の方が少し小さくなっており、理論曲線ではこの現象を説明できていない。 ^{14}Be は中性子ドリップライン上に存在するような特殊な原子核なので、その特殊な構造が見えている可能性がある。後方の散乱角度については統計が少ないため、ここではあえて議論しない。

実験値を最も良く説明している青いポテンシャルの具体的なパラメータを以下に記す。この光学ポテンシャルの適用範囲は入射粒子が核子、標的の質量数 $A > 53$ 、入射エネルギー $10 < E < 80$ の場合で、質量数以外は本実験の条件と一致している。ポテンシャルの形は式 (5.23)。パラメータの値は

$$V = V_0 + V_1\epsilon + \Delta V_C$$

$$V_0 = \begin{cases} 52.56 - 0.310E & (E \leq 40) \\ 52.56 - 0.310E \{1 + \ln(E/40)\} & (E > 40) \end{cases}$$

$$V_1 = \begin{cases} 16.50 - 0.081E & (E \leq 40) \\ 16.50 - 0.081E \{1 + \ln(E/40)\} & (E > 40) \end{cases}$$

ΔV_C は中性子に対しては 0、陽子に対しては

$$\Delta V_C = \begin{cases} 0.4Z/A^{1/3} & (E < 40) \\ 0.4Z/A^{1/3}(678/E^2) & (E \geq 40) \end{cases}$$

$$R_R = 1.219A^{1/3}, \quad a_R = 0.688, \quad R_C = R_R$$

$$W_v = \begin{cases} -0.963 + 0.153E & (E \leq 39.4) \\ -0.963 + 0.153E(1 - 0.33\ln(E/39.4)) & (E \geq 39.4) \end{cases}$$

$$R_v = (1.38 + 3.76/A)A^{1/3}, \quad a_v = 0.557 - 0.462A^{-1/2}$$

$$W_s = 10.85 - 0.157E - 14.94\epsilon + \Delta W_C \text{ と } 0 \text{ の大きい方}$$

ただし、 $\Delta W_C = 0$ (中性子) または -1.30 (陽子)

$$V_{so} = 5.767 - 0.015E + 2.0\epsilon, \quad R_{vso} = 1.103A^{1/3}, \quad a_{vso} = 0.560$$

$$W_{so} = 5.767 - 0.015E + 2.0\epsilon, \quad R_{wso} = 1.364A^{1/3}, \quad a_{wso} = 0.632$$

第6章 まとめ

不安定核の直接反応を測定に用いるドリフトチェンバーを開発した。本ドリフトチェンバー (以下、MDC) の特徴として、大きさ 310 mm × 630 mm × 210 mm (突出部含む) で、面構成 X4 面、U2 面、V2 面の計 8 つのセンス面を有する事が挙げられる。また、MDC の前置増幅器は MDC 本体から隔離して使用できるように工夫されている。この構造的特徴により、比較的狭い空間しか確保出来ない場合も、高精度の測定を行うことが可能である。さらに、XUV3 方向のワイヤーを有するので、MDC 単独で複数の粒子の飛跡を同時に決定することができる。

MDC のテストを行うために、データ収集システムを構築した。MDC の性能テストは主に宇宙線、 β 線源、加速器による高エネルギーのイオンを用いて行った。その結果、位置分解能約 70 μm 、角度分解能約 0.1023° であった。さらに、検出効率も測定し、cathode 電圧に対する検出効率曲線を得た。以上の結果は、今後、MDC を用いた実験を行うにあたって十分な性能である。また、ハードウェアだけでなくソフトウェアの開発も行った。ソフトウェアは 3 次元トラック、多重ヒットに対応しているが、多重飛跡にはまだ対応していない。

MDC と FDC3 から求めた飛跡と分析磁石のトランスファー行列を用いて散乱荷電粒子の識別を行った。 ^{10}Be 、 ^{11}Be 、 ^{12}Be 、 ^{14}Be について計算した結果、質量分解能 $A/\Delta A$ (FWHM) は 33.5 であった。この識別によって ^{14}Be が二次標的から出射するイベントを選びだし、 $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱の断面積を求めた。その結果、回折現象が見られた。これは、 $^{14}\text{Be}(p, p)^{14}\text{Be}$ が直接反応であることを示す。

今後の展望として、MDC を用いた実験を数多く行い、MDC を活用すると共に更に発展させていくことが期待される。MDC に残る課題として、ノイズを低減すること、複数の粒子の飛跡を計算できるようにすることの二つが挙げられる。ノイズに関しては、今回 TDC Lectoy3377 を用いてハードウェア、ソフトウェア共に多重ヒットに対応させることで対処した。今後は、アンプディスクリカードを双極磁石との干渉を避けつつ、より MDC のアノードピンに近づけることで、根本的なノイズの低減を目指す。複数の粒子の飛跡を計算する方法は幾つか考えられるが、同時に計算時間の短縮も望まれており、計算時間の短縮化と合わせて考えていく必要があるだろう。また、飛跡を計算する段階で他の検出器と一致するような飛跡を見つけることで、より正確な解析ができるようになる。これらの課題を克服することで、より多くの実験に対応させることができるだろう。

第7章 付録

7.1 $^{14}\text{Be}(p,p)^{14}\text{Be}$ 弾性散乱断面積の補足

5.4.1 節の図 5.12 の数値データを表 7.1 にまとめた。

表 7.1: 弾性散乱の断面積と統計誤差

散乱角度 [°]	断面積 [mb/sr]	統計誤差 [mb/sr]
23.0329	104.944	4.32168
28.7625	39.856	2.4016
34.4921	11.2604	1.1767
40.2216	3.43869	0.608937
45.9512	2.16465	0.457944
51.6808	1.24254	0.332083
57.4104	0.358966	0.172241
63.1399	0.780538	0.246828
68.8695	————	————
74.5991	0.0722264	0.0722264
80.3287	0.0706367	0.0706367

参考文献

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985). 『Measurements of Interaction Cross Section and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region』
- [2] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B **289**, 261 (1992). 『Revelation of thick neutron skins in nuclei』
- [3] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B **346**, 9 (1995). 『Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation』
- [4] H. Iwasaki et al., Phys. Lett. B **481**, 7 (2000). 『Quadrupole deformation of ^{12}Be studied by proton inelastic scattering』
- [5] H. Iwasaki et al., Phys. Lett. B **491**, 8 (2000). 『Low-lying intruder 1^- state in ^{12}Be and the melting of the $N = 8$ shell closure』
- [6] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3569 (1995). 『One-Neutron Halo of ^{19}C 』
- [7] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1112 (1999). 『Coulomb Dissociation of ^{19}C and its Halo Structure』
- [8] Particle Data Group, Phys. Lett. B **592**, 235 (2004). 『Experimental methods and colliders』
- [9] H. Kumagai et al. Nucl. Instrum. Methods A, **470**, 562, (2001). 『Delay-line PPAC for high-energy light ions』
- [10] S. Morinobu, Unpublished (1976).
- [11] 池添博、杉山康治、鹿園直基, RAYTRACE プログラムの使い方 (1979).
- [12] S.B. Kowalski and H.A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. **258** (1987) 407.
S. Kowalski and H.A. Enge, RAYTRACE Manual (1987).
- [13] A.B. Watson, P.R. Singh and R.E. Segel, Phys. Rev. **182**, 977 (1969).
- [14] P. Scwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, S.E. Vigdor and M.D. Kaitchuk, Phys. Rev. C **26**, 55 (1982).
- [15] F.D. Bechetti and G.W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969).

- [16] R.L. Walter and P.P. Guss, Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, New Mexico, 1985, edited by P.G. Young, R.E. Brown, G.F. Auhampaugh, P.W. Losowski and L. Stewart, Gordon and Breach, New York (1986), vol.1, 1079.

謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々の協力やご指導を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、この研究を通して多くのことを指導して頂きました。この研究の方針を示して頂き、論文の書き方もご教授頂きました。実際にMDCの設計を手がけられた佐藤義輝助手には、検出器の原理や操作法だけでなく、解析や研究の方針に至るまで数多くのご指導を頂きました。

理化学研究所の福田直樹氏にはドリフトチェンバーについて多くのことをご教授して頂いただけでなく、実験手法や解析に関するご指導も頂きました。中村研究室の杉本崇氏、近藤洋介氏には解析方法や原理などについて、何度も質問に答えて頂きました。また、長期間の実験に参加して頂いた多くの方々、理化学研究所の本林透氏、柳澤善行氏、青井考氏、武内聡氏、五味朋子氏、東京大学櫻井研究室の王恵仁氏、大西健夫氏、東京大学下浦研究室の玉城充氏、東京工業大学中村研究室の奥村俊文氏、中林彩氏、橋本佳子氏、篠原摩有子氏、立教大学の梅野泰宏氏、河合祥子氏、東北大学の小林俊雄氏、大津秀暁氏、松田洋平氏、遠藤奈津美氏、来山益久氏にこの場をお借りしてお礼を申し上げます。

この方々の御協力、御指導なしでは本研究を進めることができませんでした。心より感謝致します。