2012 年度
学士論文

不安定核反応用スペクトロメータ SAMURAI を用いた荷電粒子の飛跡解析

東京工業大学 理学部 物理学科
09B07125
簡野大輝

指導教員 中村隆司

2013/03/29

概要

近年重イオン加速器の発達に伴い、不安定核ビームを用いた中性子過剰な原子核の研究が進展している。中性子の束縛限界である中性子ドリップライン近傍の原子核には、中性子ハロー構造と呼ばれる高密度のコアの周りに中性子が薄く広がって分布する特異構造が知られている。この中性子ハロー核は現代核物理学において最も注目されている研究対象の一つである。2 中性子ハロー核とみられている ^{22}C ではハローを形成する 2 つの中性子の間に空間的相関 (ダイニュートロン相関) の存在が理論的に予言されており、注目されている。しかし従来は ^{22}C の生成が困難であったため、^{22}C についての実験的研究は限られており、^{22}C の核構造の詳細はまだ分かっていない。我々は世界最高強度の不安定核ビームを供給することができる理化学研究所の RIBF において ^{22}C のクーロン分解反応実験を行った。クーロン分解反応は原子核の E1 応答を調べるのに有効であり、実験的に求めた E1 遷移強度分布から、^{22}C 核におけるダイニュートロン相関など、核構造に関する知見を得る事ができる。本実験では新たに建設された多種粒子測定装置 SAMURAI 分解反応で生じる ^{20}C と 2 中性子の同時測定行った。オフライン解析によりこれらの運動量ベクトルから ^{22}C の不変質量を組み、E1 遷移強度分布を求める。本研究では、不変質量の導出に不可欠な ^{20}C の運動量の再構成を行った。運動量の再構成は SAMURAI スペクトロメータのトランスファー行列を求めることによって行った。本論文ではこの解析手法の妥当性について議論する。

目次

第 1 章　序 1

第 2 章　実験手法 5

2.1 クーロン分解 5

2.2 不変質量法 5

第 3 章　実験セットアップ 9

3.1 一次ビームと生成標的 10

3.2 BigRIPS 10

3.3 SAMURAI 11

第 4 章　解析 17

4.1 2 次ビームの識別と磁気硬度の導出 17

4.2 粒子識別 18

4.3 ドリフトチェンバー 19

4.4 荷電フラグメントの運動量測定 20

4.5 トランスファー行列 21

第 5 章　まとめと今後の課題 29

参考文献 31

図目次

1.1 核図表; 横軸が中性子数、縦軸は陽子数 1
1.2 ソフト E1 励起と巨大双極子共鳴 2
1.3 中性子ハロー核 ^{22}C:ハローを構成する 2 中性子に空間的相関があることが理論的に予言されている . . 3

2.1 クーロン分解:仮想光子を吸収して励起する 6
2.2 相対エネルギー E_{rel}, 励起エネルギー E_x、2 中性子分離エネルギー S_{2n} の関係 7

3.1 理化学研究所 RIBF における SRC、BigRIPS の図:赤い矢印は一次ビームの ^{48}Ca、黒い矢印が 2 次ビーム。F1 13 は焦点面を表す。 9
3.2 超伝導双極子磁石 SAMURAI と検出器群:放出された粒子は SAMURAI マグネットによって、荷電フラグメントと中性子にわけられる 10
3.3 BPC の構造:(左上) 正面から見た図 (右上) 横からみた図 (下) 上から見た図。[?] より 11
3.4 FDC1 構造:(左) 正面から見た図 (右) 横からみた図 [?] より 13
3.5 FDC2 構造：(左) 正面から見た図 (右) 横からみた図 (下) から見た図 [?] より 14
3.6 ICB 構造:(上) 上から見た図 (左下) 横から見た図 (右下) 正面から見た図 [?] より 15

4.1 ^{20}C ビームの F7-F13 間 TOF の分布。 18
4.2 粒子識別の図:横軸が $\mathrm{TOF}_{\mathrm{F7-F13}}$[ns]、縦軸が ICB でのエネルギー損失 [MeV]、赤い丸が目的の ^{20}C である。 19
4.3 FDC でのドリフト時間の分布:0 から始まっていないのは TDC 情報の記録のされ方による。用いるのは 0 からある [ch] までの積分値なので問題ない。 20
4.4 FDC1:横軸が TDC 値、縦軸が x_{drift} と x_{track} の残差 20
4.5 FDC2:横軸が TDC 値、縦軸が x_{drift} と x_{track} の残差 21
4.6 FDC1:x_{drift} と x_{track} の残差分布 21
4.7 FDC2:x_{drift} と x_{track} の残差分布 22
4.8 $B\rho_{\mathrm{BPC}}$ と $B\rho_{\mathrm{MAG}}$ の関係を一次式でフィットした。横軸が $B\rho_{\mathrm{BPC}}$ で縦軸が $B\rho_{\mathrm{MAG}}$ 23
4.9 M_{13} を求めるためのフィット:横軸は δ_{MAG} 縦軸は x_{FDC2} 23
4.10 M_{23} を求めるためのフィット:横軸は δ_{MAG} 縦軸は θ_{FDC2} 24
4.11 残差 $\delta_{\mathrm{Matrix(1)}} - \delta_{\mathrm{MAG}}$の分布 25
4.12 残差 $\delta_{\mathrm{Matrix(2)}} - \delta_{\mathrm{MAG}}$の分布 25
4.13 横軸は、(左上)x_{FDC1}（左下）x_{FDC2}(右上)θ_{FDC2}(右下)θ_{FDC2} 縦軸は $\delta_{\mathrm{MAG}} - \delta_{\mathrm{Matrix(1)}}$ の残差 26
4.14 横軸は (左上)x_{FDC1}（左下）x_{FDC2}(右上)θ_{FDC2}(右下)θ_{FDC2} 縦軸は $\delta_{\mathrm{MAG}} - \delta_{\mathrm{Matrix(2)}}$ の残差 27

表目次

3.1 実験で用いられたプラスチックシンチレータの厚さ 11

第 1 章

序

近年の重イオン加速器の発達により、安定核では見られなかった特異構造が不安定核領域で複数報告されている。その中でも特に注目されているのが中性子束縛限界 (ドリップライン) 近傍核に現れる中性子ハロー構造である。中性子ハローとは、中性子が通常の核子密度を持つコアの周りに薄く広がって、朧 (ハロー) のように分布している構造であり、価中性子の中性子分離エネルギー S_n や軌道角運動量 l が小さい場合に現れる。^{22}C は炭素同位体のうち、最も中性子過剰な核である。図 1.1 にはこれまで確認されている中性子ハロー核を核図表中に示す。従来の研究では、中性子ハロー核の実験は軽い核種 (質量数 19 以下) に限られており、中性子ハローの発現が普遍的でより質量数の大きな領域で起こるのかということが注目されている。近年、中性子ドリップラインに位置する ^{22}C において異常に大きな反応断

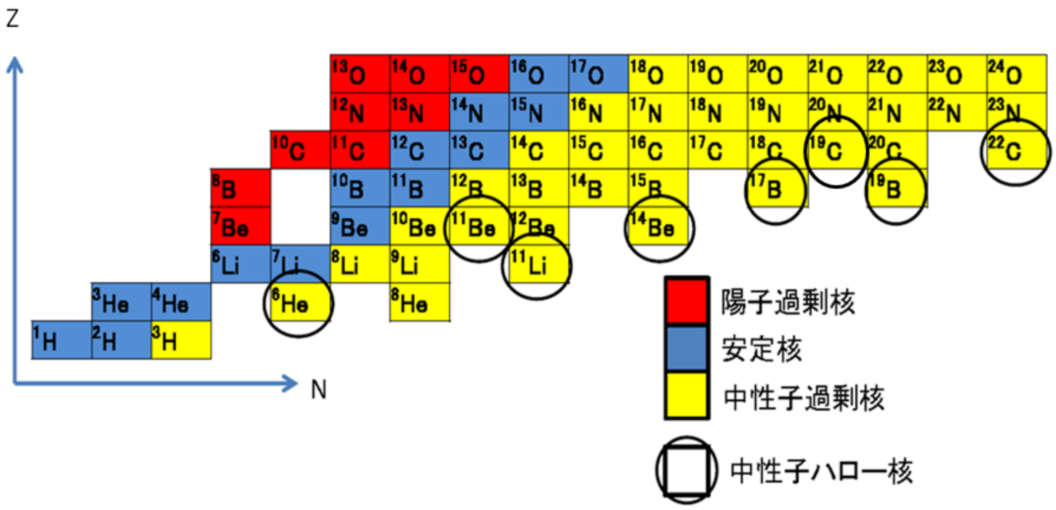

図 1.1　核図表; 横軸が中性子数、縦軸は陽子数

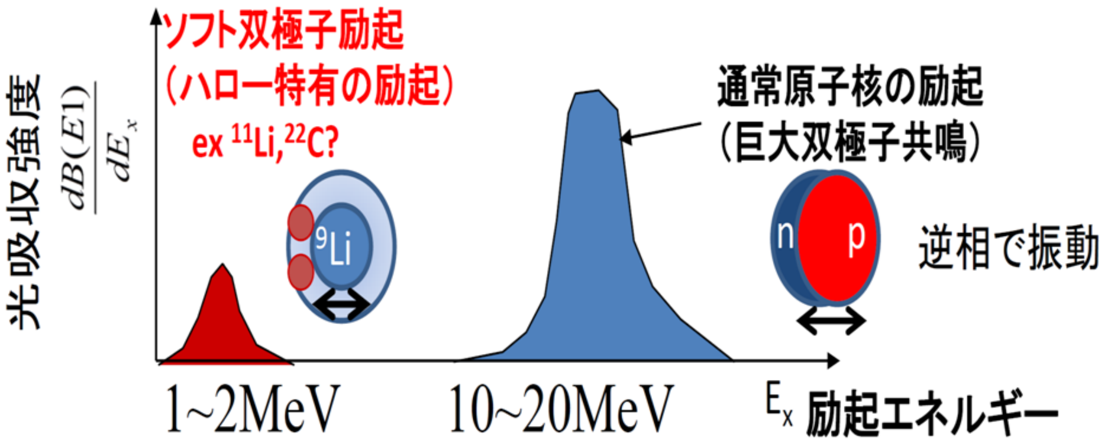

図 1.2　ソフト E1 励起と巨大双極子共鳴

面積が K.Tanaka らによって観測され、2 中性子ハロー構造が示唆された [1]。その後、N.Kobayashi らのインクルーシブな測定 [2] によって中性子ハローの存在が確認された。

ハロー核に固有な性質として、ソフト E1 励起が挙げられる。原子核の E1(電気双極子) 励起モードとしては、中性子流体と陽子流体が逆相に振動することによって生じる、~10MeV の励起エネルギーをもつ巨大双極子共鳴が挙げられるが、ハロー核では、薄く広がった中性子と原子核のコアの分極に起因ソフト E1 励起が数 MeV の領域に存在すると考えられている。(図 1.2)。ソフト E1 励起は、1 中性子のハロー核の場合はコアとハローをなす中性子の平均の距離の 2 乗に比例する強度で起きる。2 中性子ハローの場合は、より強いソフト E1 励起が観測されることが期待される。ソフト E1 励起の強度は、2 つの中性子の位置の空間的相関が大きくなれば強くなるので、核内での 2 中性子相関を調べることができる。光吸収強度は non-energy-weighted E1 cluster sum rule [5] によると

$$B(E1) = \frac{3}{4\pi}\left(\frac{Ze^2}{A}\right) < r_1^2 + r_2^2 + 2\boldsymbol{r}_1 \cdot \boldsymbol{r}_2 > \quad (1.0.1)$$

と表される。また、2 中性子ハロー核である ^{11}Li では観測された B(E1) の換算遷移確率から 2 中性子のなす角の期待値が $< \theta_{12} >= 48^{+14}_{-18}$ 度と求められており [6]、2 中性子間の距離が小さいダイニュートロン相関が示唆されている。同様の相関が ^{22}C においても存在すると予想されている (図 1.3)。よって放出粒子をエクスクルーシブに測定することにより、E1 遷移確率を求め ^{22}C の 2 中性子相関の有無について議論することができる。実際我々は ^{22}C 核のクーロン分解反応実験を理化学研究所の不安定核ビーム施設 RIBF に建設されたスペクトロメータ SAMURAI を用いて行なった。この測定では、分解反応で放出される ^{20}C と、2 中性子の運動量を同時に測定した。現段階ではまだ解析がまだ完全に終了していないが、今後、不変質量法により、E1 遷移強度分布の導出を行なう予定である。本論文では放出された

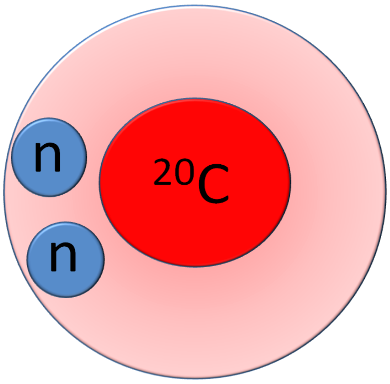

図 1.3　中性子ハロー核 ^{22}C:ハローを構成する 2 中性子に空間的相関があることが理論的に予言されている

粒子のうち荷電フラグメント側の運動量解析における、トランスファー行列を用いる手法について議論する。ここで、この行列要素を導出する手法を確立し、解析手法の妥当性を評価する。論文では、第 2 章で実験手法について述べ、3 章では実験セットアップについて述べる。4 章では解析とその結果の評価を述べ、5 章ではまとめと展望を述べる。

第 2 章

実験手法

2.1 クーロン分解

中性子ハロー核の構造を調べる手法として、クーロン分解反応実験によるソフト E1 遷移強度の測定が有効である。通常の原子核では高励起エネルギー領域 ($E_x = 10 \sim 30$MeV) に、陽子と中性子の逆相振動による巨大双極子共鳴が現れる。一方、中性子ハロー核では、ソフト E1 励起と呼ばれる低エネルギー領域 ($E_x \sim 1$MeV) で大きな E1 遷移強度が現れることが知られている。原子番号の大きな標的 (ここでは Pb) に対して、不安定核の入射粒子を光速の 30 %以上の速度で入射させると、ローレンツ収縮した電磁場パルスから電磁相互作用を受けてクーロン励起が起こる。(仮想光子の吸収に相当)。励起した状態は非束縛状態であるので、ただちにに分解する。後述する不変質量法によって非束縛準位の励起エネルギー E_x が求まるので、エネルギー微分クーロン分解反応断面積 $\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{CB}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{rel}}}$ を求めることができる。この $\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{CB}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{rel}}}$ は E1 励起の換算遷移確率 $\frac{\mathrm{d}B(E1)}{\mathrm{d}E_x}$ と以下の関係がある。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{CB}}}{\mathrm{dE_{ex}}} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{\mathrm{E1}}\left(E_{\mathrm{x}}\right) \frac{\mathrm{d}B(E1)}{\mathrm{d}E_x} \tag{2.1.1}$$

ここで $N_{\mathrm{E1}}\left(E_{\mathrm{x}}\right)$ は仮想光子の数を表している。$N_{\mathrm{E1}}\left(E_{\mathrm{x}}\right)$ は計算することができるので、測定されたクーロン分解断面積から $\frac{\mathrm{d}B(E1)}{\mathrm{d}E_x}$ を求めることができる。

Pb 標的による分解反応では核力による分解もおきる。核力分解の寄与は C 標的による測定から

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{CB}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{rel}}} = \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Pb}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{rel}}} - \Gamma\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{C}}}{\mathrm{dE_{rel}}} \tag{2.1.2}$$

2.1.2 式によって見積もることができる。原子番号の大きな Pb 標的による分解の断面積から、Z の小さい C 原子核との分解反応断面積で評価される、核力分解の効果を差し引くことによって求められる。ここで Γ は、標的原子核と入射原子核の大きさによって決まるパラメータで、$\Gamma \sim 1.7 - 2.6$ と評価されている [3][4]。

2.2 不変質量法

不変質量法とは分解後のすべての粒子の運動量ベクトルを測定し、その運動量ベクトルから励起状態の 不変質量 M^* 、さらには励起エネルギー E_x や相対エネルギー E_{rel} を求める手法である。例えば励起した ^{22}C のクーロン分解反応の場合は不変質量は、^{20}C と二つの中性子の 4 元運動量ベクトル $(\boldsymbol{P}_{^{20}\mathrm{C}}, E_{^{20}\mathrm{C}}), (\boldsymbol{P}_{\mathrm{n1}}, E_{\mathrm{n1}}), (\boldsymbol{P}_{\mathrm{n2}}, E_{\mathrm{n2}})$ を用いて

$$M^* = \sqrt{\left(E_{^{20}\mathrm{C}} + E_{\mathrm{n1}} + E_{\mathrm{n2}}\right)^2 - \left(\boldsymbol{P}_{^{20}\mathrm{C}} + \boldsymbol{P}_{\mathrm{n1}} + \boldsymbol{P}_{\mathrm{n2}}\right)^2} \tag{2.2.1}$$

と表すことができる。この不変質量を用いて、相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{\mathrm{rel}} = M^* - M_{^{20}\mathrm{C}} - M_{\mathrm{n1}} - M_{\mathrm{n2}} \tag{2.2.2}$$

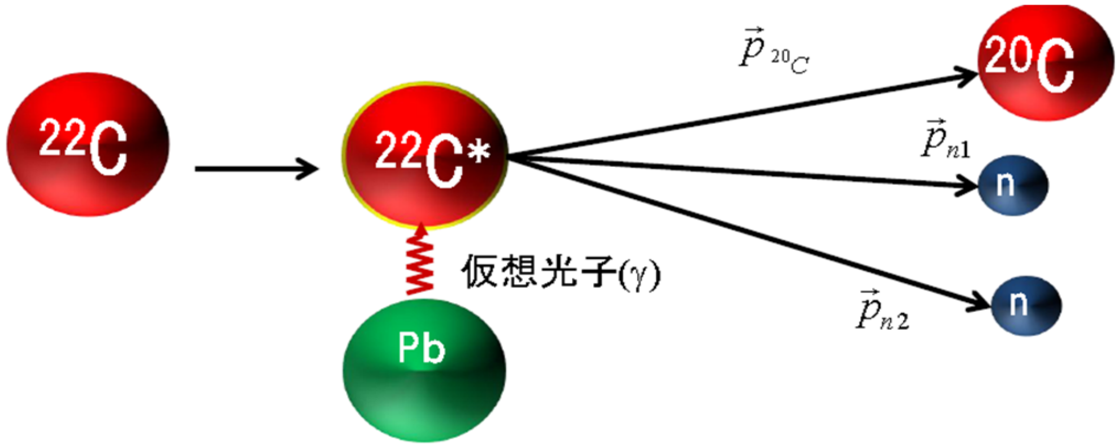

図 2.1　クーロン分解:仮想光子を吸収して励起する

と求めることができる。非束縛準位への励起エネルギー E_{ex} は 2 中性子分離エネルギーを $S_{2\mathrm{n}}$ とすると、

$$E_{\mathrm{x}} = E_{\mathrm{rel}} + S_{2n} \tag{2.2.3}$$

という関係にある (図 2.2)。不変質量法は、反跳した標的粒子の運動量ベクトルの測定を用いる質量欠損法に比べ、厚い標的を用いることができ、そのため高統計かつ高分解能でスペクトルを得ることができる。

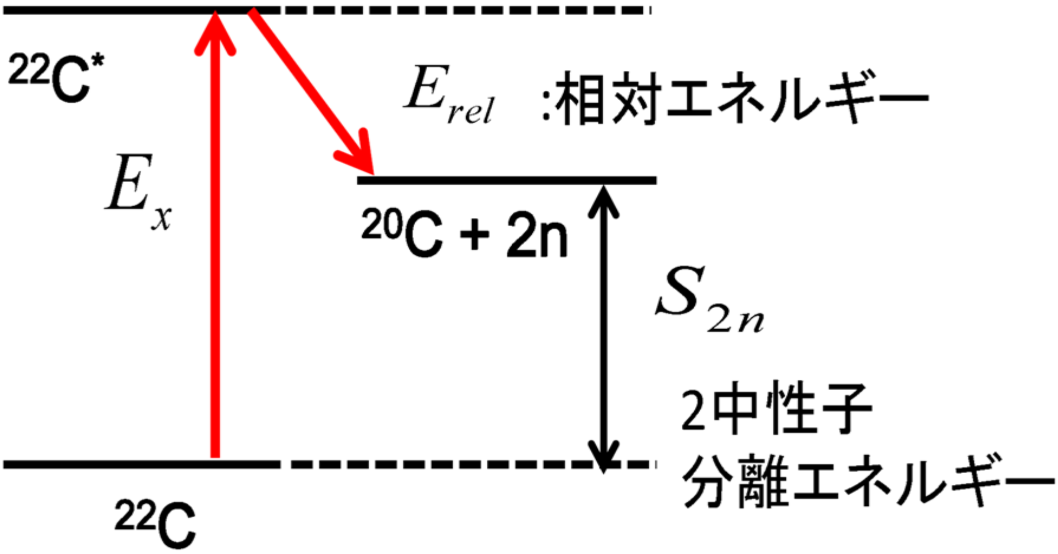

図 2.2　相対エネルギー $E_{\rm rel}$, 励起エネルギー E_x、2 中性子分離エネルギー S_{2n} の関係

第 3 章

実験セットアップ

実験は埼玉県和光市にある独立行政法人理化学研究所の RIBF(RI ビームファクトリー) で行なわれた。RIBF はウランまでの重イオンビームを、世界最高強度の不安定核ビームとして供給できる不安定核物理の世界的拠点研究施設である。実験のセットアップは、世界最高強度のサイクロトロン SRC 等の重イオン加速器群、超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS 及び多種粒子測定装置スペクトロメータ SAMURAI からなる。図 3.1 に加速器及び BigRIPS のレイアウト、図 3.2 に SAMURAI のレイアウトを示す。本章では、本研究で用いた検出器、標的などについて述べる。

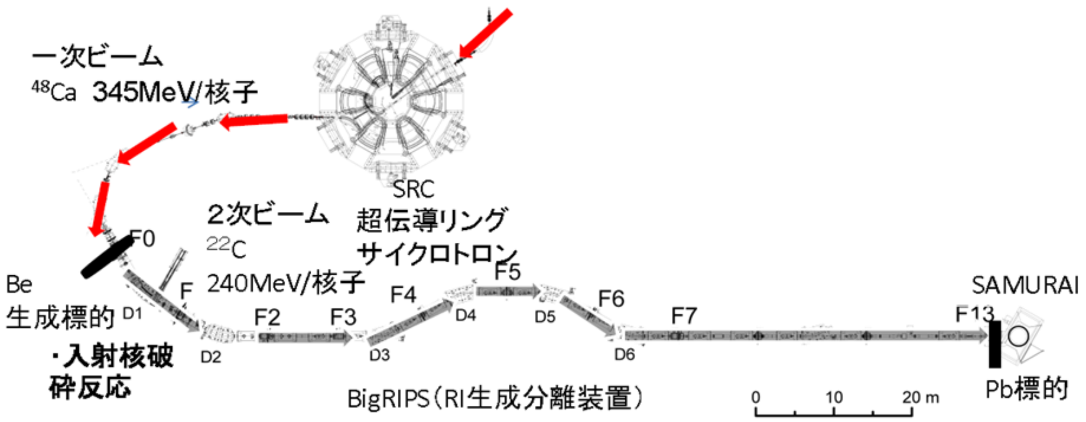

図 3.1　理化学研究所 RIBF における SRC、BigRIPS の図:赤い矢印は一次ビームの ^{48}Ca、黒い矢印が 2 次ビーム。F1 13 は焦点面を表す。

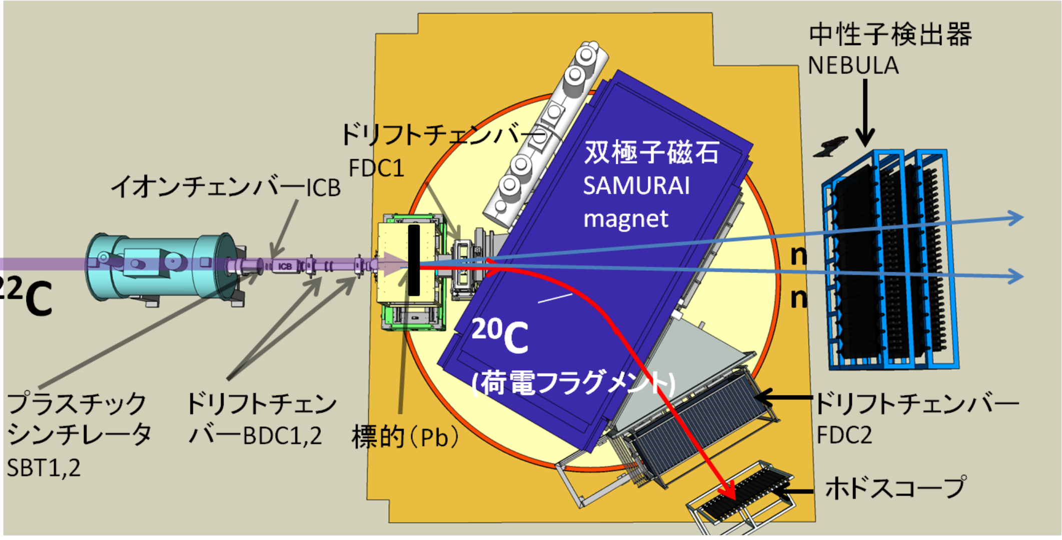

図 3.2　超伝導双極子磁石 SAMURAI と検出器群:放出された粒子は SAMURAI マグネットによって、荷電フラグメントと中性子にわけられる

3.1　一次ビームと生成標的

RIBF ではウランまでの粒子を 345MeV/核子に世界最高強度 (100-200pnA) で加速可能である。本実験では SRC を含む複数のサイクロトロンにより加速された ^{48}Ca を 1 次ビームとして用いた。この 1 次ビームを BigRIPS の F0 焦点面にある一次標的 (Be：厚さ 2mm) に入射し、入射核破砕反応によって 2 次ビーム (不安定核ビーム) を生成した。

3.2　BigRIPS

入射核破砕反応によって生成される 2 次ビームの運動量アクセプタンスは ±3% であり、一つの核種だけではなく、様々な各種が 2 次ビームに含まれる。したがって、こうして様々な核の中から目的の核種を分離し、識別する必要がある。BigRIPS では第一ステージにおいて核種の分離を、第二ステージにおいて核種の識別を行なっている。以下では、第 2 ステージで解析に用いた検出器について述べる

3.2.1　プラスチックシンチレータ

二次ビームの飛行時間 (TOF) を測定するために、プラスチックシンチレーターを BigRIPS の F3,F7,F13 に設置した。各シンチレータには両側 (左右) に光電子増倍管 (PMT) が設置してある。それぞれのシンチレータの厚さは表 3.1 のようになっている。2 点の時間情報から飛行時間 TOF(time of flight) を求めることができる。

3.2.2　MWPC　(BPC)

分散型焦点面 F5 には、磁気硬度 $B\rho$ を測定するための位置検出機 BPC が設置された。図 3.3 に BPC の構造を示す。BPC は MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) であり、128 本× 2 層の構造で、有効面積は 240mm(横) × 150mm(縦) である。2 つの層の間の距離は 10mm で 1 層のワイヤー間隔は 2mm であり、2 本のワイヤーごとに読み出している。BPC で求めた中心軌道からの位置のずれから、磁気硬度 $B\rho$ をイベント毎に求めることができる。

表 3.1 実験で用いられたプラスチックシンチレータの厚さ

名前	厚さ [mm]
F3	1
F7	3
SBT1	1
SBT2	1

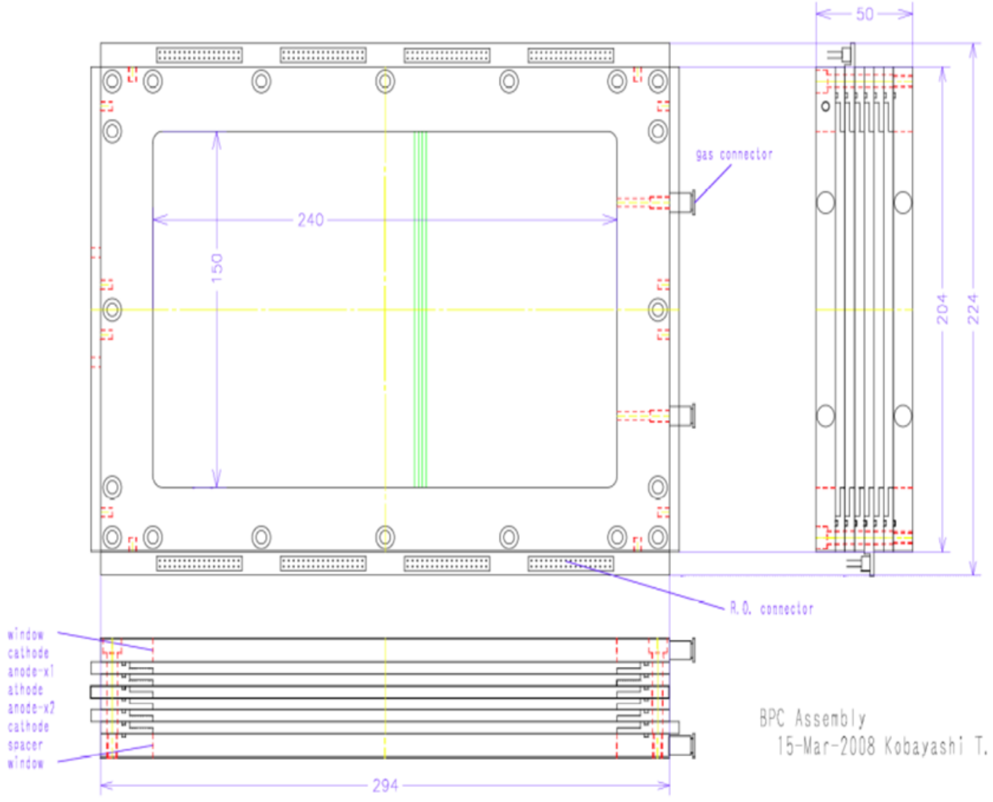

図 3.3 BPC の構造:(左上) 正面から見た図 (右上) 横からみた図 (下) 上から見た図。[?] より

3.3 SAMURAI

多種粒子分析装置 SAMURA(Superconduction Analyzer for MUlti-particle from RAdio Isotope Beams) は不安定核の分解反応で放出される全粒子の同時測定を行い、不変質量法で不安定核の構造解析を行なう装置である。SAMURAI は図 3.2 にあるように超伝導双極子磁石とその周辺に設置される検出器群から構成される。

3.3.1 SAMURAI マグネット

SAMURAI 双極子磁石は最大ベンディングパワー 7.1Tm を持つ H 型の超伝導マグネットであり、80cm の大きなギャップを持つ。この大きなギャップにより、中性子の角度アクセプタンスとして水平方向に $\pm 10^\circ$, 鉛直方向に $\pm 5^\circ$

を実現している。。

3.3.2 ドリフトチェンバー

荷電粒子の飛跡の観測には複数のドリフトチェンバーを用ている。それぞれのドリフトチェンバーでは各々のワイヤーからの時間信号から荷電粒子の飛跡が求められる。

ビームドリフトチェンバー (BDC1,2)

BDC1,BDC2 は標的直前に設置され、標的に入射する 2 次ビームの位置および角度の測定に用いる。8 本のアノードワイヤーを持つ 8 層ある。封入ガスは 100torr の i-C_4H_{10} である。本論文の解析では使用しない。。

フォワードドリフトチェンバー (FDC1,2)

双極子電磁石の上流側には FDC1、下流側には FDC2 の二つのドリフトチェンバーが設置されている。FDC1,FDC2 はそれぞれ図 3.4、図 3.5 のような構造を持つ。ワイヤーが鉛直方向に張ってあり、水平方向の位置を測定する X 面と、± 30 度傾けた U 面 V 面がある。アノードワイヤーの間隔は 10mm である。各面は XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX' の順番で並んでいる。ここで ' は半セルずらした面を表す。一つの面には 32 本のワイヤーが 10mm 間隔で張ってある。

FDC2 は六角セル構造となっっており、図 3.4 の左下図のように二つの層をまとめて (例えば X と X' を合わせて X 層とする) 一つの層 (スーパーレイヤー) としたものが XUVXUVX と並んでおり、各スーパーレイヤー間にはシールドワイヤー (図では s と表記) がある。一つのスーパーレイヤーには 224 本のワイヤー (うち 4 本はダミー) が張ってある。

3.3.3 イオンチェンバーチェンバー (ICB)

ICB は 2 次ビームのエネルギー損失 ΔE を測定し、主として 2 次ビームの粒子の Z を特定するためのイオンチェンバーである。ICB は図 3.6 に示すように有効面積 140mm × 140mm、奥行き 420mm のイオンチェンバーであり、10 層のアノードと 11 層のカソードを持っている。標的上流に設置されており、TOF から得られるビームの速度の情報を合わせることにより、入射ビームの原子番号を識別 (Z) が識別される。検出器のガスには P10 ガス (Ar90%、$CH_4$10%) が用いられた。

3.3.4 中性子検出器 (NEBULA)

NEBURA では不変質量法で用いる中性子の運動量の測定を行なう。現在は厚さ 120mm(厚さ) × 120(横) × 180(高さ)mm のプラスチックシンチレータ (NEUT) が一層につき 60 個あり、2 層ある。高い検出効率を持ち、2 中性子検出に対しておよそ１０%の検出効率を持つ。また、荷電粒子の識別のために、各層の前面に VETO 検出器と呼ばれる薄いプラスチックシンチレータが設置されている。本解析では用いていない。

3.3.5 ホドスコープ (HODF)

FDC2 の下流には、16 個の 10mm(厚さ) × 100mm(横) × 1200(高さ)mm のプラスチックシンチレータからなるホドスコープが設置してあり、時間と波高の情報が得られる。本解析では用いていない。

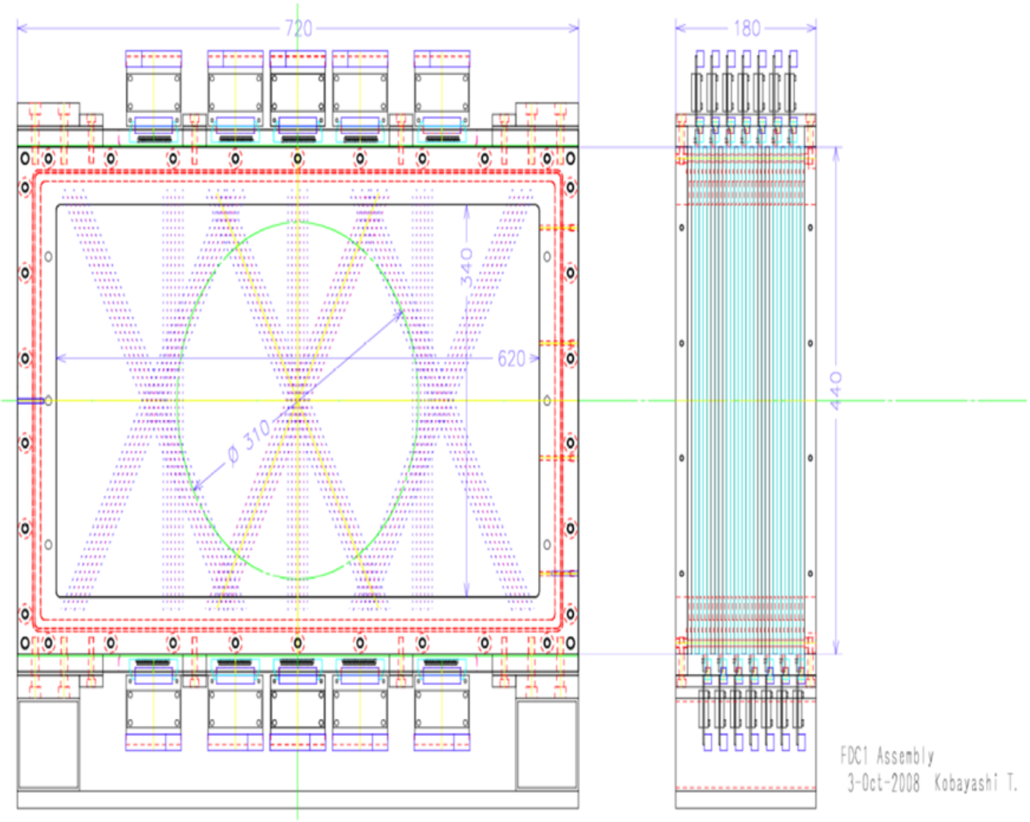

図 3.4 FDC1 構造:(左) 正面から見た図 (右) 横からみた図 [?] より

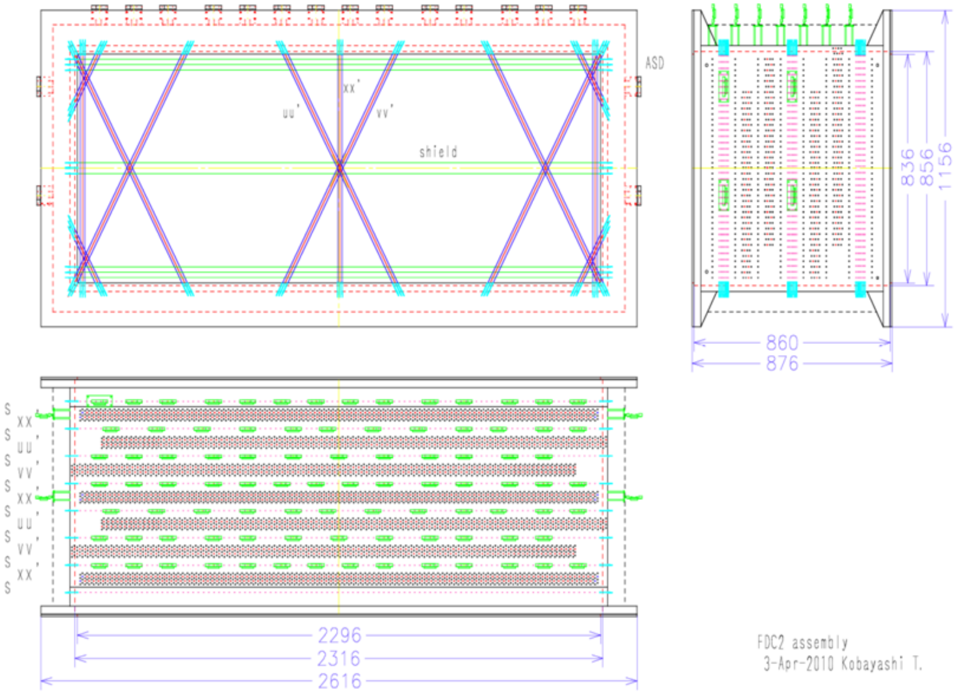

図 3.5　FDC2 構造：(左) 正面から見た図 (右) 横からみた図 (下) から見た図 [?] より

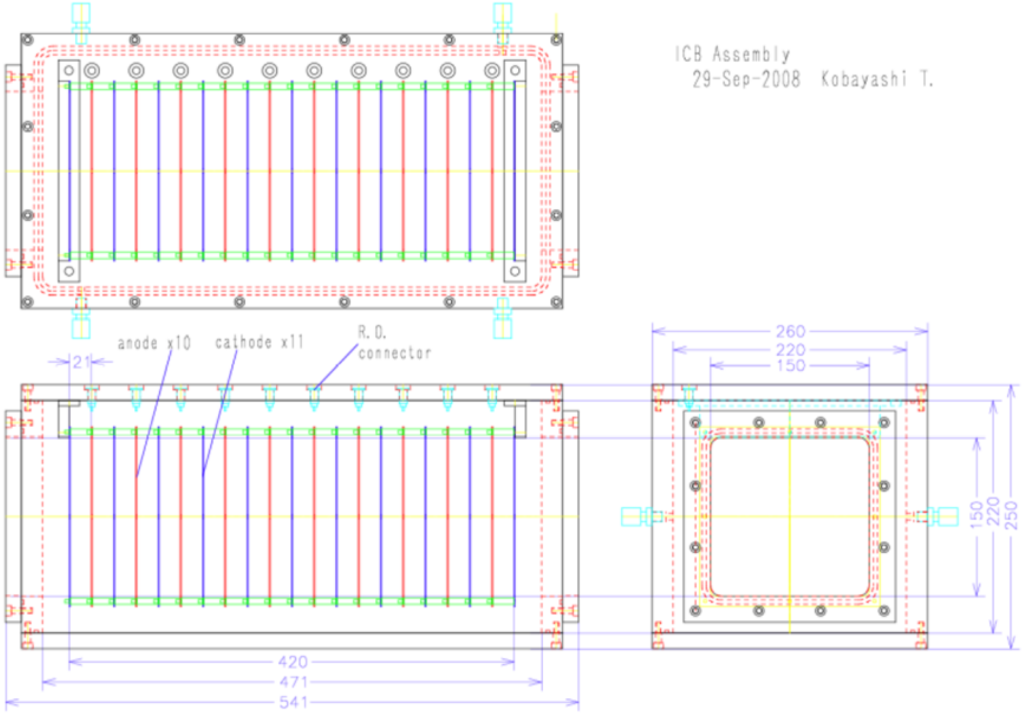

図 3.6 ICB 構造:(上) 上から見た図 (左下) 横から見た図 (右下) 正面から見た図 [?] より

第 4 章

解析

本解析では、不変質量法を用いる際に必要となる放出荷電フラグメントの運動量解析を行なった。そのために 2 次ビームの粒子識別をイベント毎に行い ^{22}C の不変質量法による励起準位測定に必要な ^{20}C を選択した。について FDC1,FDC2 の位置情報と BigRIPS 上流で測定した $B\rho$ から SAMURAI マグネットのトランスファー行列を導出した。本章では、検出器の較正や、粒子識別、トランスファー行列の導出について述べる。

4.1　2 次ビームの識別と磁気硬度の導出

2 次ビームに対しては、

- 磁気硬度　$B\rho$[Tm]
- 飛行時間 (Time of flight)TOF [nsec]
- エネルギー損失　ΔE[MeV]

を測定した。TOF、エネルギー損失及び磁気硬度は粒子識別に用いる。磁気硬度はトランスファー行列を求める際にも用いた。それぞれの手法を検出器の説明も含め、ここでは述べる。

4.1.1　BPC における $B\rho$ の導出

ビームの Bρ 値は、BPC で測定される。ビームの Bρ は中心軌道における値 $B\rho^{(0)}_{\mathrm{BPC}}$、F5 でのビームの分散 (ディスパージョン) の関係 [7] から $\delta_{\mathrm{F5}} = \frac{x_{\mathrm{BPC}}}{3300}$ を用いて

$$B\rho_{\mathrm{BPC}} = B\rho^{(0)}_{\mathrm{BPC}}\,(1+\delta_{\mathrm{BPC}}) \tag{4.1.1}$$

と書ける。ここで x_{BPC} は BPC における中心軌道に対応する座標からの水平方向のずれを表す。x_{BPC} については

- 2 つの層のいずれにおいても粒子が検出されたイベント
- 粒子が検出されたワイヤーで隣り合っているもの同士をクラスター化した結果、二つ以上のクラスターが生成されない

という条件を満たすイベントで生成したクラスターのなかでのワイヤーの x 座標の平均とした。

4.1.2　TOF の解析

TOF は F7 と F13 に設置されたプラスチックシンチレータでの時間情報より求めた。すなわち

$$\mathrm{TOF}_{\mathrm{F7-F13}} = T_{\mathrm{F13}} - T_{\mathrm{F7}} + \mathrm{offset} \tag{4.1.2}$$

である。ただし offset はケーブルの長さなどの違いを補正するためのパラメータである。ここで T_{F7}、T_{F13} は

$$T_{\mathrm{F7}} = \frac{T_{\mathrm{F7L}} + T_{\mathrm{F7R}}}{2} \tag{4.1.3}$$

$$T_{\mathrm{F13}} = \frac{T_{\mathrm{SBT1}} + T_{\mathrm{SBT2}}}{2} \tag{4.1.4}$$

$$= \frac{T_{\mathrm{SBT1L}} + T_{\mathrm{SBT1R}} + T_{\mathrm{SBT2L}} + T_{\mathrm{SBT2R}}}{4} \tag{4.1.5}$$

のように左右の PMT の時間平均として求まる。SBT2 については、2 枚のプラスチックシンチレータ SBT1、SBT2 が設置されているため、さらにその平均をとっている。$T_{\mathrm{F7}}, T_{\mathrm{F13}}$ をそれぞれ粒子がプラスチックシンチレータに入射したときの時間とすると $T_{\mathrm{F7}}, T_{\mathrm{F13}}$ は TDC の [ch] 値で得られるが、[sec] 単位への変換パラメータは求まっているので、以下では [sec] 単位であるとする。

この offset の導出は BigRIPS スリットが ±2mm としたランを用いて行なった。後述する粒子識別のち、^{20}C の

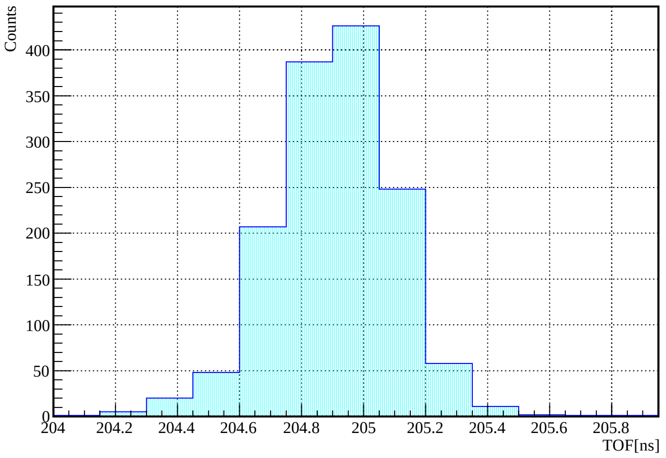

図 4.1　^{20}C ビームの F7-F13 間 TOF の分布。

offset 無しでの TOF を求めると、37.3ns である。この時の ^{20}C の TOF を LISE++ を用いて計算を行なうと、TOF は 204.1ns であった。よって offset は $204.1 - 37.3 = 166.8$ となった。図 4.1 は BigRIPS を上記の設定にしたときの後述する粒子識別後の 20C の TOF である。

4.2　粒子識別

2 次ビームの粒子の物質中でのエネルギー損失 ΔE と速度 v の間には、Bethe-Bloch の式より、

$$\Delta E \sim \frac{Z^2}{v^2} \tag{4.2.1}$$

磁気硬度と速度には、磁場中での相対論的運動方程式より

$$B\rho \sim v\frac{A}{Z} \tag{4.2.2}$$

の関係がある。ただし、A,Z はそれぞれ粒子の質量数と原子番号である。TOF は速度に対応しているので、$\mathrm{TOF}_{\mathrm{F7-F13}}$ と ICB でのエネルギー損失の相関を見ることにより粒子の識別を行なうことができる (図 4.2)。

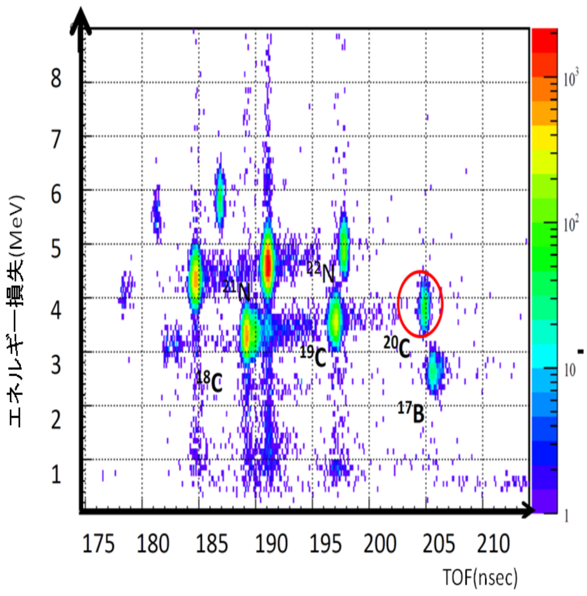

図 4.2　粒子識別の図:横軸が TOF_{F7-F13}[ns]、縦軸が ICB でのエネルギー損失 [MeV]、赤い丸が目的の ^{20}C である。

4.3　ドリフトチェンバー

4.3.1　STC (Space Time Conversion)

ドリフトチェンバーでは、各ワイヤー毎に時間の信号 (ドリフト時間) を得ることができるが、その時間から導き出されるワイヤーから粒子の位置までのドリフト距離を用いて、飛跡の再構成 (トラッキング) を行なうことができる。ここで N を入射粒子の個数 x をドリフトチェンバー上の位置とすると

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \tag{4.3.1}$$

と書くことができるが、ビームがドリフトチェンバーに対して一様に入射していると仮定すると、入射粒子の数は、位置に依存しないので、

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x} = \mathrm{const} \rightarrow x\left(t\right)_{\mathrm{drift}} = C\int_0^t \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t'}\mathrm{d}t' \tag{4.3.2}$$

とドリフト時間の積分として求めることができる。このドリフト距離 $x\left(t\right)_{\mathrm{drift}}$ を用いてトラッキングした値として求まる x_{track} の残差 $x_{\mathrm{track}} - x_{\mathrm{drift}}$ を縦軸に、ドリフト時間を横軸にプロットしたものが図 4.4, 4.5 である。また、その図を y 軸にプロジェクションしたものが 4.6、4.7 である。

これらのヒストグラムより、トラッキングが正しく行なわれていることが確認できた。

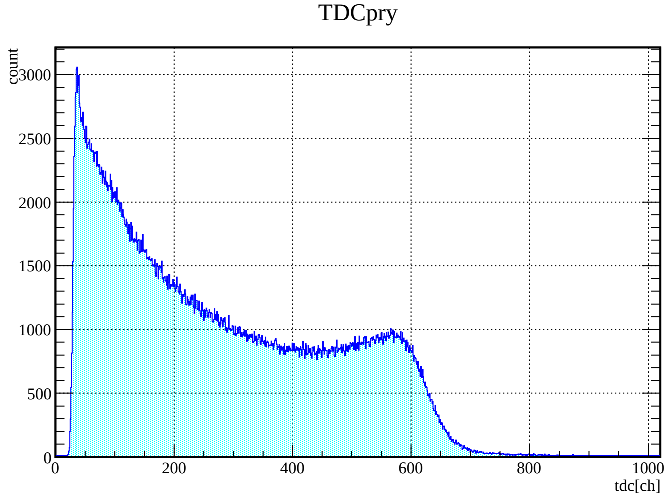

図 4.3 FDC でのドリフト時間の分布:0 から始まっていないのは TDC 情報の記録のされ方による。用いるのは 0 からある [ch] までの積分値なので問題ない。

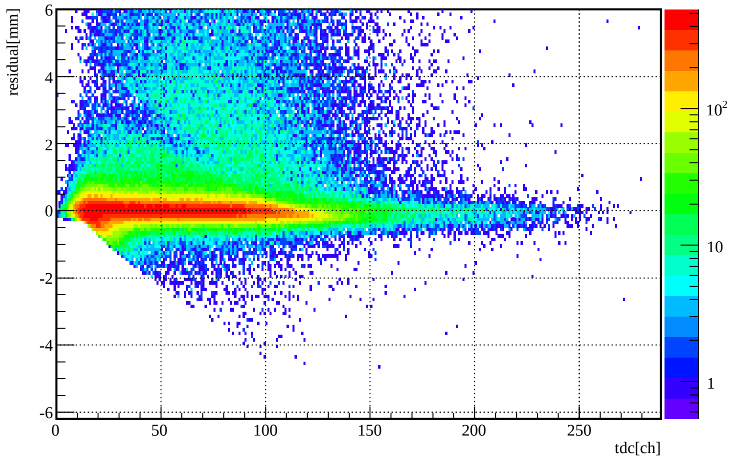

図 4.4 FDC1:横軸が TDC 値、縦軸が x_{drift} と x_{track} の残差

4.4 荷電フラグメントの運動量測定

不変質量法では、励起後に崩壊した荷電フラグメントの運動量を測定する必要があるが、本実験では標的下流に設置された超伝導双極子磁石によって荷電フラグメントと中性子を分離する。その際に荷電フラグメントの運動量を測定する方法として、トランスファー行列を用いる。x_{FDC1}、θ_{FDC1} x_{FDC2}、θ_{FDC2}、δ_{MAG} をそれぞれマグネット入射前と後の中心軌道からの水平方向の位置座標のずれ, 中心軌道からの角度からのずれ、SAMURAI マグネットでの中心軌道運動量からのずれとすると、それぞれの量の関係式が分かっていれば入射前後の位置と角度を測定することによって荷電フラグメントの運動量を求めることができる。この関係を、中心軌道付近において、一次で近似した関係式が 4.4.1 で

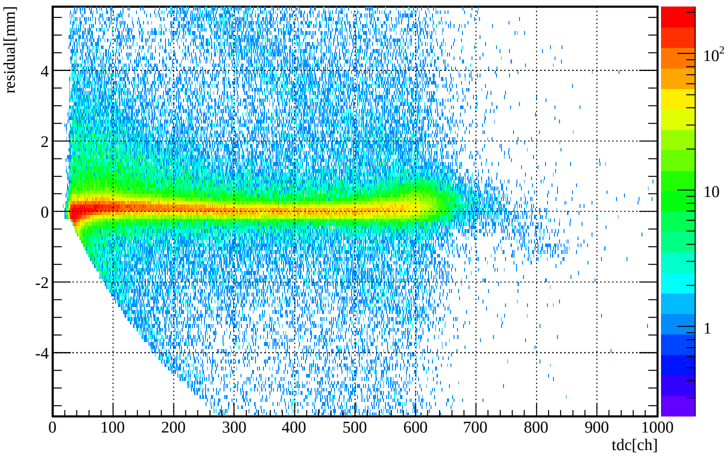

図 4.5　FDC2:横軸が TDC 値、縦軸が x_{drift} と x_{track} の残差

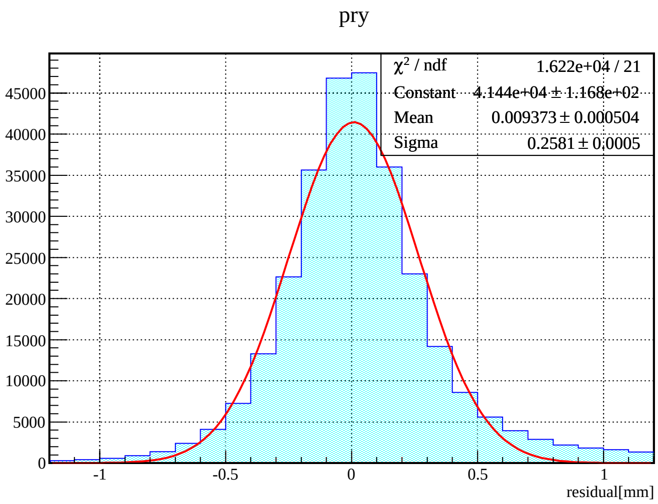

図 4.6　FDC1:x_{drift} と x_{track} の残差分布

ある。

$$\begin{pmatrix} x_{\mathrm{FDC2}}[\mathrm{mm}] \\ \theta_{\mathrm{FDC2}}[\mathrm{rad}] \\ \delta_{\mathrm{MAG}}[\%] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31}=0 & M_{32}=0 & M_{33}=1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{\mathrm{FDC1}}[\mathrm{mm}] \\ \theta_{\mathrm{FDC1}}[\mathrm{rad}] \\ \delta_{\mathrm{MAG}[\%]} \end{pmatrix} \tag{4.4.1}$$

この際、マグネット中は真空であり、運動量の変化は無いとすると行列の三行目は上式のようになる。

4.5　トランスファー行列

4.4.1 式で示した SAMURAI マグネットによる、FDC1,FDC2 の位置と角度、運動量の中心軌道からのずれをの関係を表す行列を導出する。本研究ではまず M_{13},M_{23} を求め、その値を用いて、M_{11},M_{12}, M_{21},M_{22} を決定した。

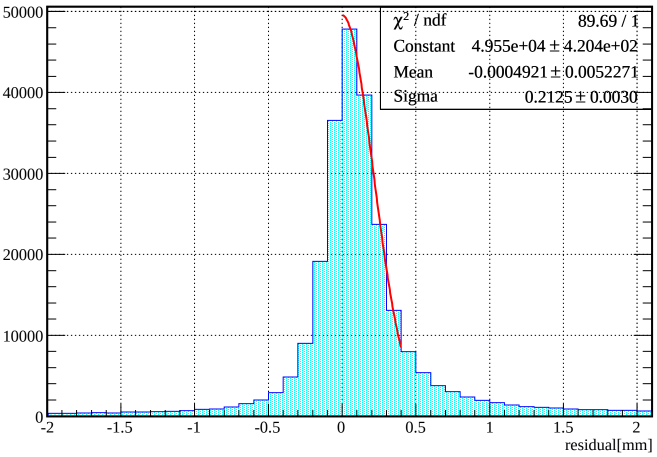

図 4.7　FDC2:$x_{\rm drift}$ と $x_{\rm track}$ の残差分布

4.5.1　$\delta_{\rm BPC}$ から $\delta_{\rm MAG}$ への変換

式 4.1.1 で求めた $B\rho_{\rm BPC}$ を用いて BPC における中心軌道からの運動量のずれ $\delta_{\rm BPC}$ [%] を、

$$\delta_{\rm BPC} = \frac{B\rho_{\rm BPC} - B\rho^{(0)}_{\rm BPC}}{B\rho^{(0)}_{\rm BPC}} \times 100 \tag{4.5.1}$$

と定義する。ここで、$\delta_{\rm BPC}$ から、SAMURAI における運動量のずれを示す値 $\delta_{\rm MAG}$ へ換算する。ここではエネルギー損失を計算することにより、$B\rho_{\rm BPC}$ と $B\rho_{\rm MAG}$ の関係を求めた (図 4.8)。この関係を一次式で近似し、$B\rho_{\rm MAG} = aB\rho_{\rm BPC} + b$ とすると、

$$B\rho_{\rm MAG} = 1.0318B\rho_{\rm BPC} - 0.3695 \tag{4.5.2}$$

と求まった。ここで

$$\delta_{\rm MAG} = \frac{aB\rho^{(0)}_{\rm BPC}}{aB\rho^{(0)}_{\rm BPC} + b}\delta_{\rm BPC} \tag{4.5.3}$$

となるので、a, b を代入すると、

$$\delta_{\rm MAG} = 1.049\delta_{\rm BPC} \tag{4.5.4}$$

となり、換算式が求まった。ここで、$\rho^{(0)}_{\rm BPC} = 7.52$ である。

4.5.2　M_{13},M_{23} の導出

式 4.4.1 を展開して、

$$x_{\rm FDC2} = M_{11}x_{\rm FDC1} + M_{12}\theta_{\rm FDC1} + M_{13}\delta_{\rm MAG} \tag{4.5.5}$$

$$\theta_{\rm FDC2} = M_{21}x_{\rm FDC1} + M_{22}\theta_{\rm FDC1} + M_{23}\delta_{\rm MAG} \tag{4.5.6}$$

となる。ここで $|x_{\rm FDC1}| < 1$ mm,$|\theta_{\rm FDC1}| < 2$ mrad という条件をかけることにより式 4.5.5, 4.5.6 の第一項、第 2 項の寄与を無視することができる。この条件のもとで、$x_{\rm FDC2}$ と $\delta_{\rm MAG}$、及び $\theta_{\rm FDC2}$ と $\delta_{\rm MAG}$ の 2 次元プロットを図 4.9 及び 4.10 に示す。これらを直線でフィッティングすることにより、 $M_{13} = 30.29 \pm 0.79$[mm/%] ,$M_{23} = 0.00738 \pm 0.0012$[rad/%] と求まった。

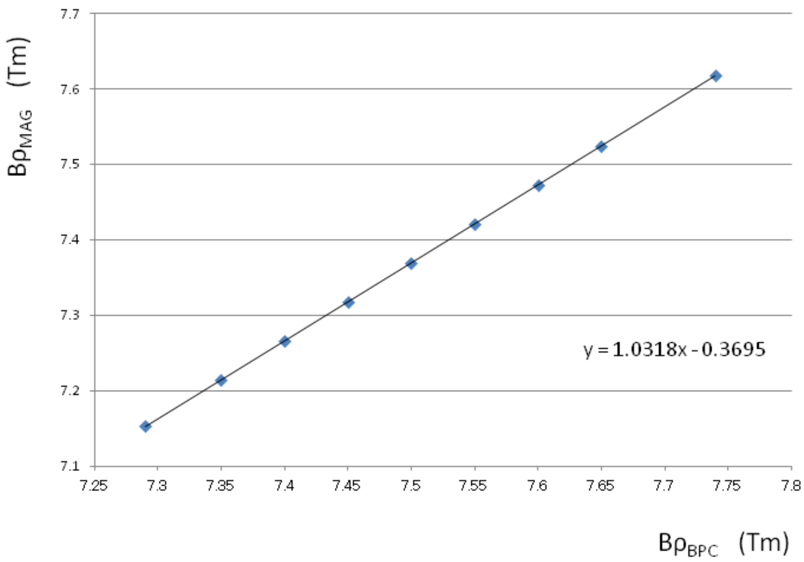

図 4.8　$B\rho_{\mathrm{BPC}}$ と $B\rho_{\mathrm{MAG}}$ の関係を一次式でフィットした。横軸が $B\rho_{\mathrm{BPC}}$ で縦軸が $B\rho_{\mathrm{MAG}}$

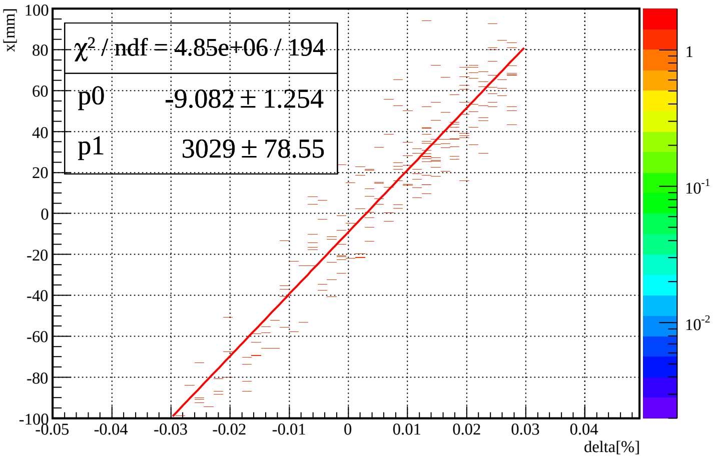

図 4.9　M_{13} を求めるためのフィット:横軸は δ_{MAG} 縦軸は x_{FDC2}

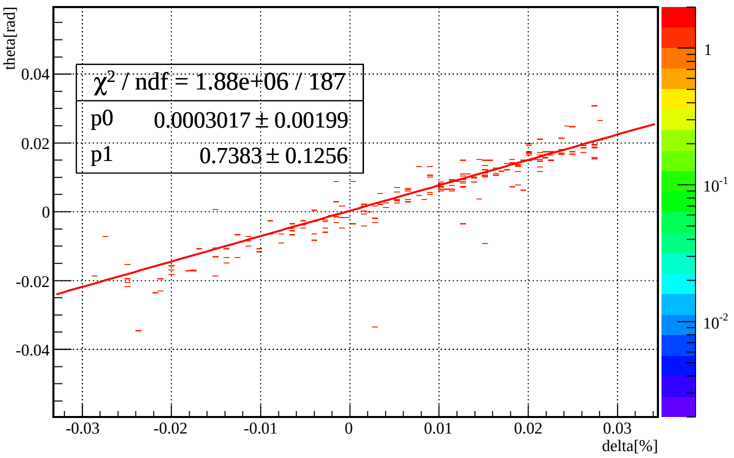

図 4.10　M_{23} を求めるためのフィット:横軸は δ_{MAG} 縦軸は θ_{FDC2}

4.5.3　M_{11},M_{12},M_{21},M_{22} の導出

M_{11},M_{12}, M_{21},M_{22} の決定は以下のように行なう。4.5.5、4.5.6 式を変形して求めた

$$\delta_{\mathrm{Matrix}(1)} = \frac{x_{\mathrm{FDC2}} - M_{11}x_{\mathrm{FDC1}} - M_{12}\theta_{\mathrm{FDC1}}}{M_{13}} \tag{4.5.7}$$

$$\delta_{\mathrm{Matrix}(2)} = \frac{a_{\mathrm{FDC2}} - M_{21}x_{\mathrm{FDC1}} - M_{22}\theta_{\mathrm{FDC1}}}{M_{23}} \tag{4.5.8}$$

式に対して、M_{11},M_{12}, M_{21},M_{22} をパラメータとして与えて求めた $\delta_{\mathrm{Matrix}(1)}$、$\delta_{\mathrm{Matrix}(2)}$ と δ_{MAG} の残差 $\delta_{\mathrm{Matrix}(1)} - \delta_{\mathrm{MAG}}$、$\delta_{\mathrm{Matrix}(2)} - \delta_{\mathrm{MAG}}$ の幅がそれぞれ最も小さくなるような M_{11},M_{12}, M_{21},M_{22} を選ぶと図 4.11, 4.12 のようになる。 その際の M_{11},M_{12}, M_{21},M_{22} を正しい値であるとすると、 結果は

$$\begin{pmatrix} -0.188 & 2789 & 30.29 \\ 0.00027 & 0.13 & 0.00738 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.5.9}$$

となった。

4.5.4　行列要素の評価

実験から求めた行列が正しければ、求めた行列要素は、$x_{\mathrm{FDC1}}, a_{\mathrm{FDC1}}, x_{\mathrm{FDC2}}, a_{\mathrm{FDC2}}$ と残差 $\delta_{\mathrm{BPC}} - \delta_{\mathrm{Matrix}}$ は相関を持たないはずであるが、現在は相関が見られている (図 4.13, 4.14)。。特に $\delta_{\mathrm{Matrix}(1)}$,$\delta_{\mathrm{Matrix}(2)}$ ともに$\mathrm{x}_{\mathrm{FDC2}}$、つまり $B\rho$ 値の依存性が、一次式で見られる。本来、この手法では一次の依存性を補正できているはずであるが、できていないということは、正しい行列でない可能性が高い。

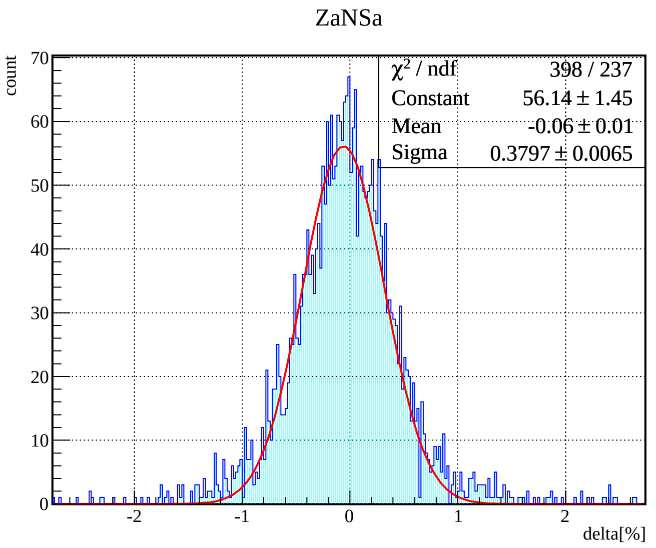

図 4.11　残差 $\delta_{\mathrm{Matrix(1)}} - \delta_{\mathrm{MAG}}$の分布

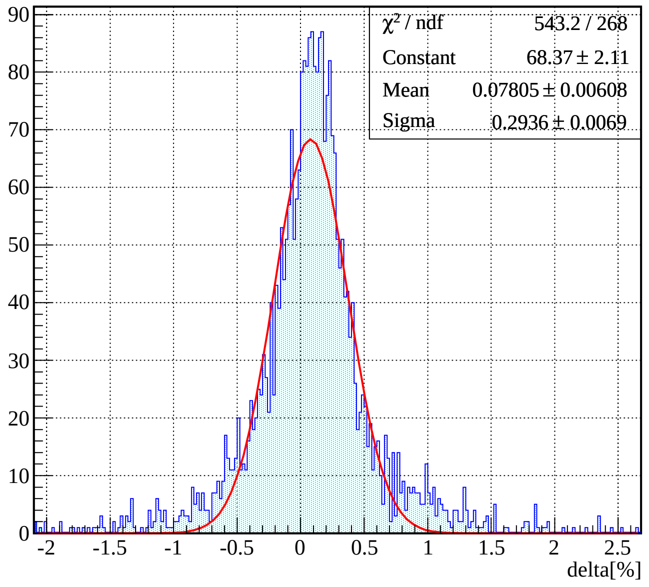

図 4.12　残差 $\delta_{\mathrm{Matrix(2)}} - \delta_{\mathrm{MAG}}$の分布

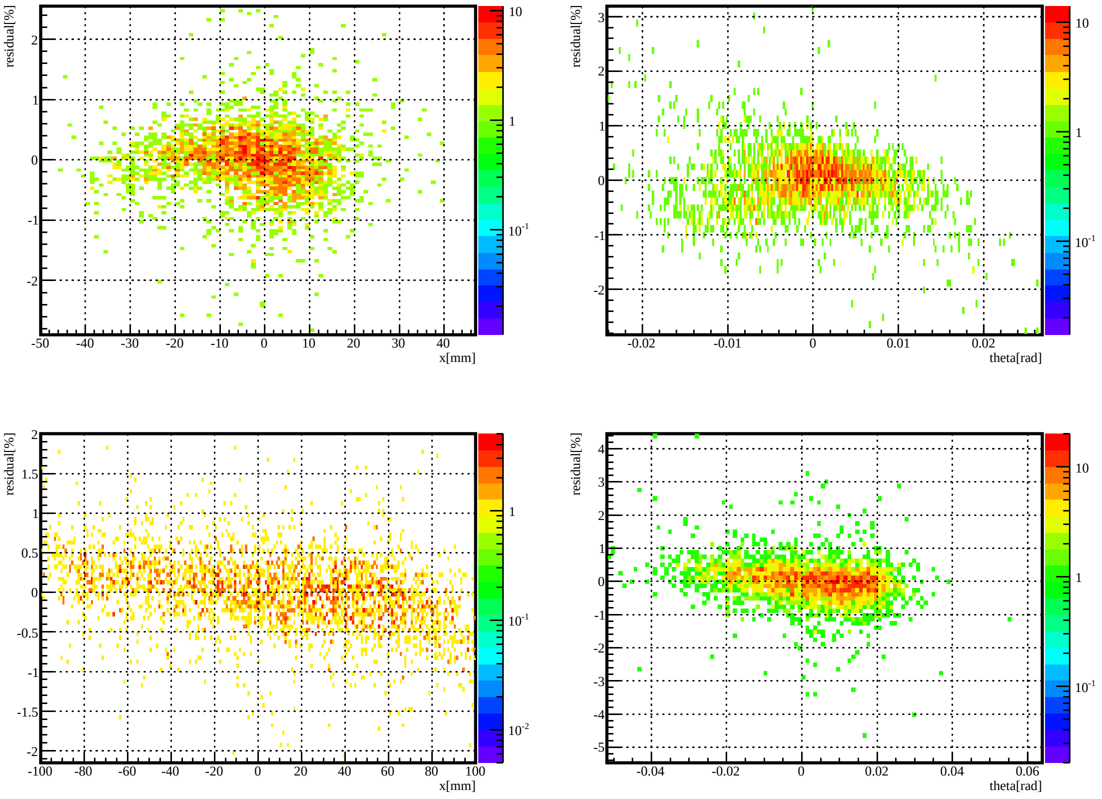

図 4.13　横軸は、(左上)x_{FDC1}（左下）x_{FDC2}(右上)θ_{FDC2}(右下)θ_{FDC2} 縦軸は $\delta_{\mathrm{MAG}} - \delta_{\mathrm{Matrix(1)}}$ の残差

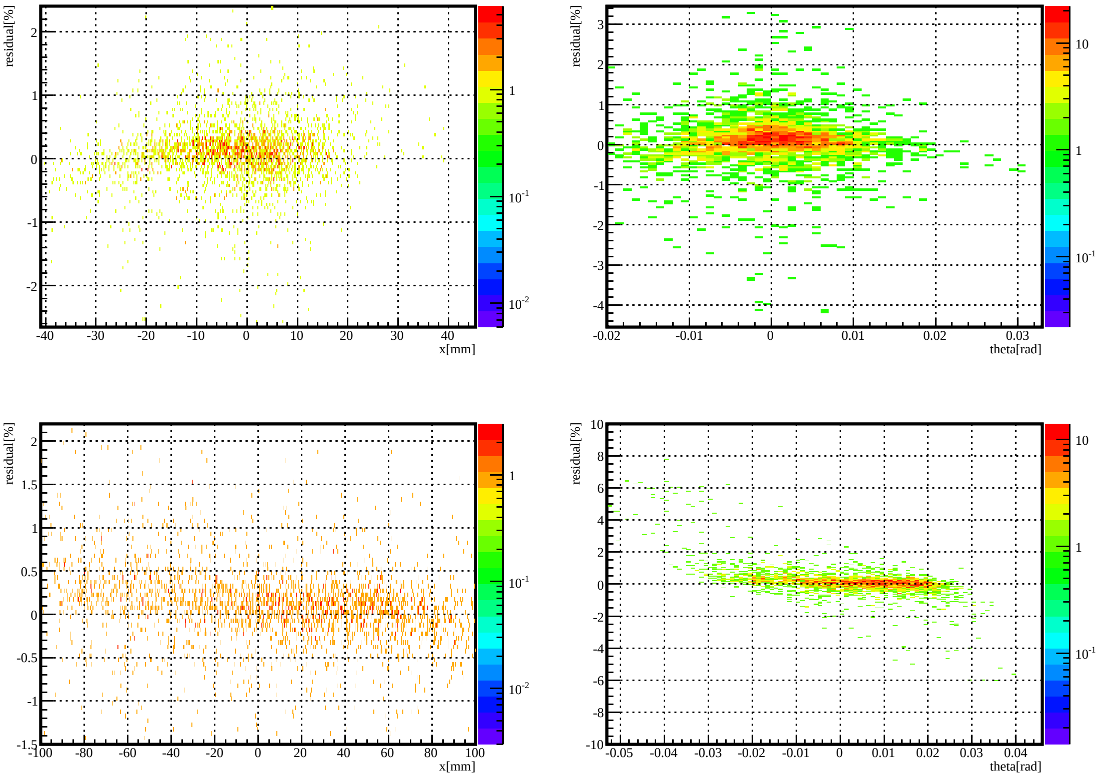

図 4.14　横軸は (左上)x_{FDC1}（左下）x_{FDC2}(右上)θ_{FDC2}(右下)θ_{FDC2} 縦軸は $\delta_{\mathrm{MAG}} - \delta_{\mathrm{Matrix(2)}}$ の残差

第 5 章

まとめと今後の課題

本研究では中性子過剰核のクーロン分解実験における、荷電粒子の運動量測定手法についての研究を行なった。^{20}C についてトランスファー行列を導出したが、その分解能は 300 分の 1 程度であり、SAMURAI マグネットの目指す値である 1000 分の 1 には達していない。また、一次の相関も残っている。今後は解析手法の精緻化や、高次効果の取り入れ、シミュレーションの併用などによって、目標値の達成を目指す。また、本解論文では ^{20}C についてしか扱わなかったが、本論文で用いた手法を用いて、^{19}B や ^{24}O など実験を行なった他の粒子についてもトランスファー行列を求め、運動量解析を行なう。

参考文献

[1] K Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 062701

[2] One- and two-neutron removal reactions from the most neutron-rich carbon isotopes Phys. Rev. C 86, 054604 (2012)

[3] T. Kobayashi et al., Phys. Lett. B 232, 51 (1989)

[4] T. Nakamura et al., Phys. Lett. B 331 296 (1994).

[5] H.Esbensen, and G.F. Bertsch,Nucl.Phys. A542,310

[6] T. Nakamura et al., Phys. Lett. B 331 296 (1994).

[7] Large-Acceptance Multi-Particle Spectrometer SAMURAI Construction Proposal

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々の助力を頂きました。指導教員である中村隆司教授には卒業研究を通して、物理に関する知識だけではなく研究へ対する姿勢やプレゼンテーションの仕方など、多くのことを教えて頂きました。ご多忙であるにも関わらず、昼夜を問わず熱心に指導して頂いたことには心から感謝しています。

近藤洋介助教には中村研究室での日々の生活のサポートや、研究テーマの設定に対して助言を頂きました。理解の遅い私に対して、粘り強く指導して頂きました。また学士論文執筆に際しては、私の読み難い論文をお忙しい身でありながら添削して頂きました。多くの助けをいただきながら、氏の期待まで研究を進められなかったことは申し訳なく思います。

栂野泰宏特任助教は日々の解析やコンピュータの扱いなどでのささいな疑問に対して、私が納得いくまで答えてくれました。

小林信之氏には研究室に所属し、なにも分からなかった私にどこまでも優しく対応して頂きました。どんなささいな疑問に関しても真摯に向き合ってくれた氏には、一年を通じてお世話になりました。来年度からは、研究者として一層ご活躍されることを、お祈り致します。

田中隆己氏には、豊富なコンピュータや実験の知識に圧倒されるばかりでした。氏の卓越したトラブルシューティング能力がなければ、私は途方にくれていたに違いありません。

生越駿、南方亮吾の両氏とは、ともに実験の解析を行いました。両氏は私が分からないことがあるといつも一緒に考えてくれました。

西征爾郎氏とは、半年間ゼミや実験を共にしました。

中嶋丈嘉氏とは、公私に渡って親しく 1 年間を過ごしました。彼の存在が心の支えになったことは間違いありません。

客員研究員の Nigel Orr 氏と Alahari.Navin 氏は、物理だけではなく外国の文化を教えてくれました、また英語学習の必要性を意識する良い機会を与えて頂きました。

一年間お世話になった方々に、深く感謝します。