

2021 年度  
修士論文

# 中性子過剰核における短距離相関探索実験 に向けた検出器系の開発

東京工業大学 理学院 物理学系  
20M00509  
高橋康平

指導教官 中村隆司

2022/02/07

## 概要

原子核構造は従来、独立粒子模型描像を基本とする殻模型や平均場近似で記述されてきた。最近の研究により、こうした描像では説明できない、フェルミ運動量を超える高運動量を持つ短距離相関 (Short Range Correlation) した陽子中性子対 (SRC ペア) の存在が発見され注目されている。安定核に対する電子散乱実験により、SRC ペアの割合は中性子過剰度に依存することが示されている。また、一粒子軌道の占有率 (分光学的因子) の減少はフェルミ面の非対称度に依存し、その原因が SRC に起因することが示唆されている。これまで SRC の研究は安定核について行われてきたが、より中性子過剰な原子核における SRC ペアの割合や、フェルミ面の非対称度が SRC に与える影響を解明するため、不安定核における SRC の研究が求められている。そこで我々は、中性子過剰核における SRC 研究の第一歩として、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応の三重微分断面積を測定する実験を予定している。この実験で得られる前方散乱と後方散乱の断面積を DWIA を用いた理論計算と比較することで、不安定核における SRC ペアについて議論することができる。

実験は理化学研究所 RI ビームファクトリーで行われる。不安定核ビーム  $^{10}\text{Be}$  (230 MeV/u) を液体水素標的に衝突させ、放出される二次粒子を多粒子測定装置 SAMURAI によって同時観測する。本研究では、 $(p, pd)$  反応の三重微分断面積計算から、どの散乱角を測定するのが良いか検討した。また、GEANT4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより、前方散乱と後方散乱のイベントに対して各検出器のアクセプタンスを評価した。前方散乱イベントに対しては、角度分解能の評価やエネルギー再構成手法の確立を行い、陽子と重陽子を粒子識別できる割合を導出した。後方散乱イベントについては、粒子の磁気硬度や散乱角度を導出し分解能を評価した。これらの結果を踏まえ、シミュレーションによって三重微分断面積の分布を導出し、この分布が SRC の測定に有用であることを確かめた。また、実験で用いる液体水素標的の開発を行い、標的セルに使用するカプトン膜が実験で使用するのに十分な耐圧性能を持つことを確かめた。

## Abstract

Conventionally, nuclear structures have been described by shell models and mean-field approximations based on independent particle model. Recent studies have focused on the existence of short-range correlated proton-neutron pairs (SRC pairs) with high momentum beyond the Fermi momentum, which cannot be explained by such a picture. Electron scattering experiments on stable nuclei have shown that the fraction of SRC pairs depends on the neutron excess. In addition, the decrease of the single-particle orbital occupancy (spectroscopic factor) depends on the asymmetry of the Fermi surface, which is suggested to be caused by the SRC. The SRC has been studied in stable nuclei, but there is a need to study the SRC in unstable nuclei in order to clarify the fraction of SRC pairs in neutron-rich nuclei and the effect of Fermi surface asymmetry on the SRC. Therefore, we are planning an experiment to measure the triple-differential cross section of the  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  reaction as a first step to study SRC in neutron-rich nuclei. By comparing the forward and backward scattering cross sections obtained in this experiment with theoretical calculations using DWIA, we can discuss the SRC pair in unstable nuclei.

The experiment will be performed at the RIKEN RI Beam Factory. Unstable nuclear beam  $^{10}\text{Be}$  (230 MeV/u) is collided with a liquid hydrogen target, and the emitted secondary particles are simultaneously observed by a multi-particle measurement system SAMURAI. In this study, it was investigated which scattering angle should be measured from the triple differential cross section calculation of the  $(p, pd)$  reaction. The acceptance of each detector for forward and backward scattering events is evaluated by Monte Carlo simulation using GEANT4. For the forward scattering events, the fraction of protons and deuterons that can be identified was derived, by evaluating the angular resolution and establishing the energy reconstruction method. For the backward scattering events, the magnetic rigidity and scattering angle of the particles were derived and the resolution was evaluated. Based on these results, the distribution of the triple-differential cross section was derived by simulation, and it was confirmed that this distribution is useful for the measurement of SRC. In addition, we developed a liquid hydrogen target for the experiment and confirmed that the Kapton membrane used in the target cell has enough pressure resistance to be used in the experiment.

# 目次

第 1 章	序	1
1.1	フェルミガス模型	1
1.2	Gade プロット	2
1.3	SRC ペア	3
1.4	不安定核における SRC ペア探索	6
第 2 章	実験原理	9
2.1	$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応	9
2.2	歪曲波インパルス近似	11
2.3	粒子の散乱角度	11
第 3 章	実験	13
3.1	BigRIPS	13
3.2	液体水素標的	14
3.3	SAMURAI	14
3.3.1	SAMURAI 磁石	16
3.4	前方散乱粒子測定系	17
3.4.1	FSPD	17
3.4.2	CATANA	18
3.5	後方散乱粒子測定系	20
3.5.1	BSDD	20
3.5.2	NINJA	20
3.5.3	PDC1,2	22
3.5.4	HODP	22
3.6	$^8\text{Li}, ^{10}\text{Be}$ 測定系	24
3.6.1	FDC1	24
3.6.2	FDC2	25
3.6.3	HODF24	25
第 4 章	シミュレーション	26
4.1	測定を行う角度範囲の検討	26
4.1.1	DWIA 計算	26
4.1.2	大まかな三重微分断面積計算	27
4.1.3	精密な三重微分断面積計算	27

4.2	イベントジェネレーター	32
4.3	SAMURAI セットアップ	34
4.3.1	SAMURAI 磁石の磁場強度の最適化	34
4.3.2	前方散乱イベントのアクセプタンス	34
4.3.3	後方散乱のアクセプタンス	37
4.4	前方散乱イベントの解析	39
4.4.1	前方散乱粒子の角度分解能の評価	39
4.4.2	CATANA のアドバック解析	41
4.4.3	前方散乱イベントの粒子識別	45
4.4.4	前方散乱重陽子の角度・エネルギー再構成	48
4.5	後方散乱イベントの解析	49
4.5.1	磁気硬度の導出	49
4.5.2	検出器の分解能を含めた磁気硬度	50
4.5.3	飛行距離を用いた運動量の導出	51
4.5.4	散乱角度の導出	52
4.6	三重微分断面積分分布のシミュレーション	54
4.6.1	前方散乱の三重微分断面積分	54
4.6.2	後方散乱のエネルギー微分断面積分	57
第 5 章	液体水素標的の開発	59
5.1	常温標準気圧における耐久性能実験	59
第 6 章	まとめと展望	62
参考文献		63

# 目次

1.1	フェルミガス模型における運動量分布 . . . . .	2
1.2	分光学的因子の減少 [2] . . . . .	3
1.3	Gade プロット [3] . . . . .	3
1.4	核子の運動量分布 . . . . .	4
1.5	核内の SRC ペアの割合 [7] . . . . .	4
1.6	低運動量と高運動量核子の相対的な割合 [10] . . . . .	5
1.7	陽子・中性子における $^{12}\text{C}$ に対する相対的な高運動量と低運動量のイベント数の比 [10] . . . . .	6
1.8	中性子ピックアップ反応 $^{16}\text{O}(p, pd)$ の模式図 [11] . . . . .	7
1.9	$^{16}\text{O}(p, pd)$ の励起エネルギースペクトル [11] . . . . .	7
2.1	$p + d$ 散乱の素過程 [12] . . . . .	10
2.2	前方散乱・後方散乱の模式図 . . . . .	10
2.3	$^8\text{Li}$ のエネルギー準位 [13] . . . . .	10
2.4	SRC ペアが存在するときの $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の三重微分断面積の模式図 [15] . . . . .	11
2.5	DWIA 計算によって求めた、逆運動学下での陽子・重陽子のエネルギー $T_p, T_d$ と角度 $\theta_p, \theta_d$ の相関 . . . . .	12
3.1	RIBF の概観 . . . . .	13
3.2	BIgRIPS の概観 . . . . .	14
3.3	液体水素標的の概観 . . . . .	14
3.4	バッファータンクとターゲットセルの設計図 . . . . .	15
3.5	SAMURAI セットアップの概観 . . . . .	15
3.6	SAMURAI 磁石の概観 [16] . . . . .	16
3.7	標的と FSPD、CATANA、BSDD の位置関係 . . . . .	17
3.8	FSPD の概観図 . . . . .	18
3.9	CATANA の概観 . . . . .	19
3.10	BSDD の概観 . . . . .	20
3.11	NINJA の外観 [19] . . . . .	21
3.12	PDC の概観 [16] . . . . .	22
3.13	HODP の概観 [16] . . . . .	23
3.14	FDC1 の概観 [16] . . . . .	24
3.15	FDC2 の概観 [16] . . . . .	25
4.1	素過程 $p + d$ の散乱角度 $\theta_{cm}$ に対する運動学点の TDX . . . . .	28
4.2	IK でリコイルレス条件と QFS 条件を満たす点 . . . . .	29

4.3	IK における $\theta_p, \theta_d$ を変数としたときの前方・後方散乱の TDX	30
4.4	IK における $\phi_d, T_p$ を変数としたときの前方・後方散乱の TDX	31
4.5	DWIA を用いて作成した GEANT4 のイベント	33
4.6	SAMURAI 中心磁場と後方散乱イベントの検出効率の関係	34
4.7	前方散乱の陽子のアクセプタンス	35
4.8	前方散乱の重陽子のアクセプタンス	36
4.9	前方散乱イベントのアクセプタンス	36
4.10	後方散乱の陽子のアクセプタンス	37
4.11	後方散乱の重陽子のアクセプタンス	38
4.12	後方散乱イベントのアクセプタンス	38
4.13	前方散乱粒子の飛跡の模式図	39
4.14	前方散乱イベントの角度分解能	40
4.15	アドバック解析の結果	42
4.16	CATANA のヒット数 2 のイベントの模式図	43
4.17	前方散乱イベントに対するアドバック解析の結果	44
4.18	FSPD と CATANA に粒子が入射したイベントの模式図	44
4.19	FSPD と CATANA に粒子が入射したイベントの模式図	45
4.20	前方散乱イベントの $\Delta E$ - $E$ 分布	46
4.21	前方散乱イベントの $AZ^2$ 分布	47
4.22	陽子と ${}^8\text{Li}$ の運動量ベクトルから再構成された重陽子の運動量と散乱角度の残差分布	48
4.23	測定された $P_d, \theta_d$ の残差分布	48
4.24	荷電フラグメントに対する $\Delta B\rho/B\rho$ 分布	51
4.25	飛行距離 $FL$ から導出された運動量の残差分布	52
4.26	SAMURAI 磁石を通過する陽子・重陽子の $\Delta\theta$ 分布	53
4.27	$\theta_p, \theta_d, T_p$ に対する前方散乱の検出効率	55
4.28	前方散乱イベントの $\theta_p, \theta_d, T_p$ に対する TDX 分布	56
4.29	$\theta_p, \theta_d, T_p$ に対する後方散乱のアクセプタンスカーブ	57
4.30	後方散乱における断面積の $T_p$ 分布	58
5.1	液体水素標的の耐久実験	59
5.2	カプトンの膜圧	60

# 表目次

3.1	SAMURAI 磁石の性能表 [16]	16
3.2	FSPD の性能 [18]	18
3.3	CATANA の層ごとの検出範囲 [17]	19
3.4	BSDD の性能	21
3.5	NINJA の仕様 [19–21]	21
3.6	PDC の仕様 [16]	22
3.7	HODP の仕様 [16]	23
3.8	FDC1 の仕様 [16]	24
3.9	FDC2 の仕様 [16]	25
3.10	HODF24 の仕様 [16]	25
4.1	pikoe のインプットパラメーター	26
4.2	前方散乱と後方散乱の代表的な運動学点	28
4.3	GEANT4 シミュレーションに用いた pikoe の変数	32
4.4	イベントジェネレーターに用いた分布	32
4.5	飛跡の再構成に用いた分解能	39
4.6	CATANA の $x, y$ 方向のサイズ	40
4.7	前方散乱イベントにおけるアクセプタンス・エネルギー再構成・粒子識別可能な割合	47
4.8	$B\rho$ の導出に用いた各種パラメーターと近似の精度	50
4.9	$B\rho$ 再構成に用いた各検出器の分解能 [?, 16]	50
5.1	レーザー膜圧測定の結果	61





# 第 1 章

## 序

核力で束縛された多核子系である原子核の構造を記述する、最も有効な方法の一つが独立粒子模型である。この模型では、原子核を平均場近似によって記述し、核内の核子が平均場ポテンシャル中で自由に独立な軌道で運動すると仮定している。この立場から提起された殻模型によって魔法数が説明されるなど、現代物理学において独立粒子模型は核構造を理解するための最も基本的な概念であるとされる。しかし、核子間の相互作用を一部無視したこの描像が成立するのは、核内核子間の平均距離  $d = 1.7 \text{ fm}$  に対して、核子間の相対距離  $r$  が  $r \gtrsim d$  を満たすときである。裏を返せば、 $r < d$  となり短距離相関が強く現れる場合には、この描像は成り立たない [1]。

短距離相関核子対 (Short Range Correlation Pair : SRC ペア) は独立粒子模型で表せない特異な現象である。SRC ペアとは、テンソル相互作用によって 2 核子が核子半径  $0.86 \text{ fm}$  よりも近距離で強く相関した系である。一粒子軌道の占有率 (分光学的因子) が減少することが複数の実験から明らかとなっており、これは SRC ペアが要因であると考えられているが未だ確定していない。本章では、最も単純な独立粒子描像であるフェルミガス模型や分光学的因子の現象問題について紹介し、SRC 相関の先行研究及び本研究の目的・意義について述べる。

### 1.1 フェルミガス模型

独立粒子模型をさらに単純化し、核力相互作用を完全に無視した自由な核子系からなるフェルミガス模型を考える。いま、フェルミオンが一辺  $L (V = L^3)$  の立方体に詰まっているとする。ここで、周期境界条件により波数  $\mathbf{k}$  は

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{L} \mathbf{n} \quad (1.1.1)$$

である。パウリの排他原理により、 $\mathbf{k}$  の一つの固有状態には最大 2 個 (スピン上向きと下向き) の粒子しか存在しない。図 1.1 のようにフェルミ波数  $k_F$  以下の状態が占有されているとすると、粒子数  $A$  は

$$A = 2 \int_0^{k_F} \frac{L^3}{(2\pi)^3} d\mathbf{k} = 2 \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} 4\pi k^2 dk = \frac{V k_F^3}{3\pi^2} \quad (1.1.2)$$

ここで、陽子数  $Z$  と中性子数  $N$  が等しい対称核 ( $Z = N = A/2$ ) では、原子核の体積は  $V = 4\pi r_0^3 A/3$  である。 $r_0 \sim 1.1 \text{ fm}$  とすると、フェルミ運動量  $k_F$ 、フェルミエネルギー  $E_F$ 、核子あたりの運動エネルギー  $E_k$  は、それぞれ

$$k_F = \left( 3\pi^2 \frac{A}{2V} \right)^{\frac{1}{3}} = 1.4 \text{ fm}^{-1} \quad (1.1.3)$$

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = 39 \text{ MeV} \quad (1.1.4)$$

$$E_k = \frac{1}{A} \frac{4V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} d\mathbf{k} = \frac{3}{5} E_F = 23 \text{ MeV} \quad (1.1.5)$$

となる。陽子数と中性子数が異なるとき、非対称度  $\delta = (N - Z)/A$  を導入すると陽子と中性子のフェルミ波数  $k_{Fp}$ ,  $k_{Fn}$  は

$$k_{Fp} = \left( 3\pi^2 \frac{A}{2V} \frac{2Z}{A} \right)^{\frac{1}{3}} = k_F(1 - \delta)^{\frac{1}{3}}, \quad k_{Fn} = k_F(1 + \delta)^{\frac{1}{3}} \quad (1.1.6)$$

と表される。よって、核子あたりの運動エネルギーは次のようになる。

$$E_K = \frac{Z}{A} \frac{3}{5} \frac{\hbar^2 k_{Fp}^2}{2m} + \frac{N}{A} \frac{3}{5} \frac{\hbar^2 k_{Fn}^2}{2m} \quad (1.1.7)$$

$$= \frac{3}{5} E_F \frac{1}{2} \left( (1 - \delta)^{\frac{3}{5}} + (1 + \delta)^{\frac{3}{5}} \right) \quad (1.1.8)$$

$$\simeq \frac{3}{5} E_F + \frac{1}{3} E_F \delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (1.1.9)$$

したがって、運動エネルギーのみの寄与による対称エネルギーは

$$a_{\text{sym.kin}} = \frac{1}{3} E_F = 13 \text{ MeV} \quad (1.1.10)$$

と求まる。Weitzsäker-Bethe の質量公式による経験的な対称エネルギーの値は  $a_{\text{sym}} = 23.3 \text{ MeV}$  であるため、対称エネルギーには核力による寄与が 10 MeV 程度存在しているとわかる。よって、 $pn$  間の引力をフェルミガス模型で正確に扱うことはできないと確かめられた。

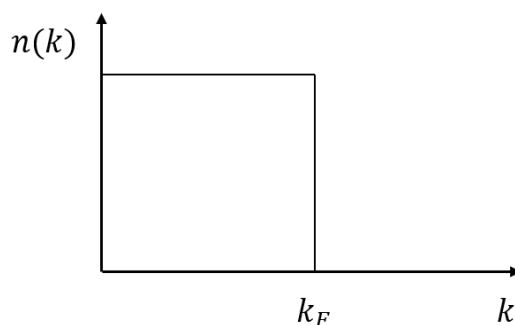


図 1.1 フェルミガス模型における運動量分布。フェルミ運動量より小さい領域にすべての粒子が存在している。

## 1.2 Gade プロット

前節の通り、フェルミガス模型のみでは原子核の構造を十分に記述する事はできない。また、同じく独立粒子模型から出発した殻模型も、原子核構造を記述するのに不十分であることが知られている。図 1.2 は様々な質量の安定核に対しての電子によるノックアウト反応 ( $e, e'p$ ) によって得られた分光学的因子の値を示したものである [2]。全ての安定核において、独立粒子殻模型と比較して分光学的な一粒子強度が 65% 程度に減少することがわかる。この現象は、独立粒子模型で考慮されるフェルミ面周辺の対相関を超えた、長距離相関と短距離相関に由来すると一般に考えられている。

また、図 1.3 は Gade プロットと呼ばれ、1 核子ノックアウト反応における実験的な断面積と殻模型に基づく理論的な断面積の違いを表している [3]。横軸は、陽子・中性子の分離エネルギーの差 ( $\Delta S = \epsilon |S_n - S_p|$ , 陽子分離反応のとき  $\epsilon = +1$ , 中性子分離反応のとき  $\epsilon = -1$ ) であり、フェルミ面の非対称度を表している。測定された断面積は理論値よりも減少しており、 $\Delta S$  に依存して 20% ~ 90% 程度になっている。この現象の発現機構は未だ明らかにされておらず、殻模型には組み込まれていない相関が背後に存在すると考えられている。

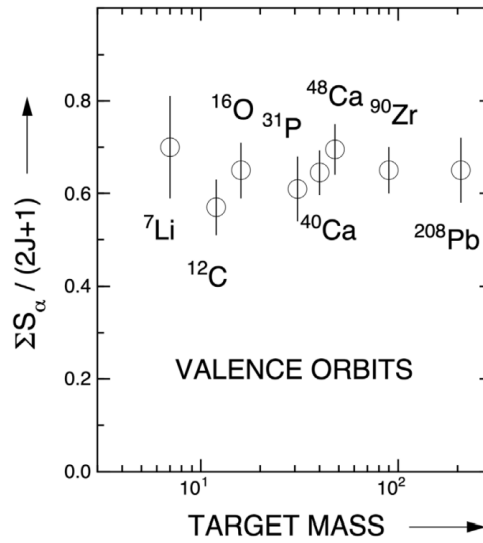


図 1.2  $(e, e'p)$  反応で得られた、様々な質量の標的に対する規格化された分光学的因子の値 [2]。独立粒子モデルではこの値が 1 になると仮定している。

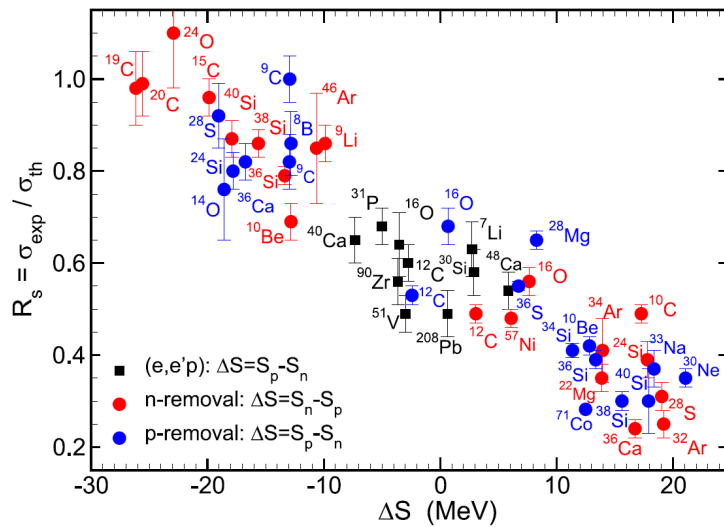


図 1.3 それぞれの残留核に対する、一核子分離反応におけるインクルーシブ断面積の測定値と計算値の比  $R_S$  [3]。陽子と中性子のフェルミ面の非対称度の測定値である  $\Delta S$  を横軸にとっている。赤い(青い)丸は中性子(陽子)分離反応に対応しており、黒い四角形は電子による陽子分離反応のデータを表している。

### 1.3 SRC ペア

近年の研究により、核内の核子は短距離に関して SRC ペアを形成することが明らかになってきた。これは従来の殻模型を超えた現象であり、一粒子軌道占有率の減少機構を解明する手がかりになると期待されている。先行研究 [4-11] により、SRC ペアが以下の特徴を持つことが示されている。

1. 核子半径 0.86 fm より近距離で相関している
2. フェルミ運動量  $k_F$  より大きい相対運動量を持つ

3. SRC ペアでは  $pn$  ペアが支配的で、 $pp$  ペアや  $nn$  ペアは少ない
4. 核子対はスピン  $S = 1$ 、アイソスピン  $T = 0$  を持っている
5. テンソル相互作用が支配的である

まずは SRC ペアの特徴 1-3 について、先行研究を交えて説明する。2003 年に K. S. Egiyan らは、核子の高運動量成分は SRC が起源であることを実験的に示した [6]。これ以前に、図 1.4 の運動量分布のように、フェルミ運動量を超える高運動量成分が存在することは実験的に知られていたが、その起源については明らかになっていなかった。彼らは、 $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^3\text{He}$  標的に対してインクルーシブな電子散乱断面積を求め、運動量  $P \geq 300 \text{ MeV}/c$  の領域で SRC が支配的になるという SRC モデルが実験結果をよく説明することを示した。また、どの原子核においても高運動量側で運動量分布が同じ形になることを明らかにした。

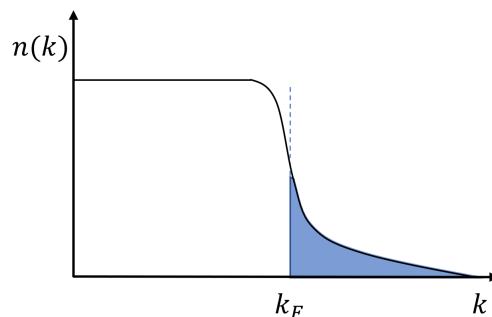


図 1.4 核内核子の運動量分布の模式図。フェルミ運動量  $k_F$  を超える高運動量成分は SRC ペアが起源である。高運動量成分が尾を引くように分布することから、"High momentum tail" と呼ばれる。

R. Subedi らの安定核  $^{12}\text{C}$  に対する電子散乱実験 [7] では、核子の中の SRC ペアの割合を求め、 $^{12}\text{C}$  内の約 20% の核子が SRC ペアを形成していると示した。また、SRC ペアのうち  $90 \pm 10\%$  が  $pn$  ペアであり、 $pp$  ペアは  $5 \pm 1.5\%$  しか存在していないことを明らかにした (図 1.5)。また、アイソスピン対称性により  $nn$  ペアも  $pp$  ペアと同様に  $5 \pm 1.5\%$  しか存在しないと考えられる。

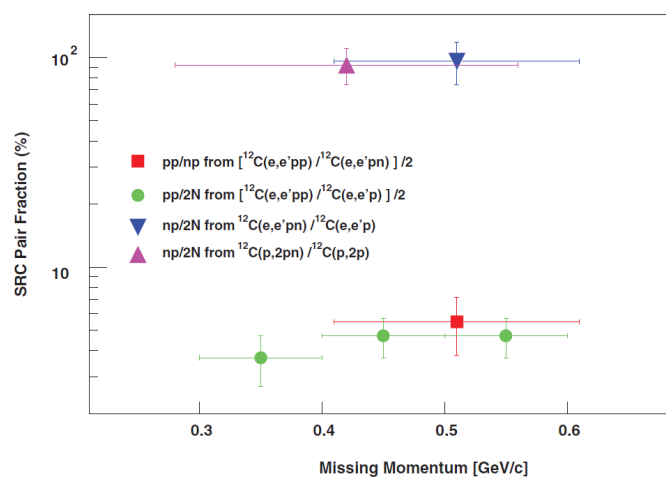


図 1.5 電子散乱実験  $(e, e'pp)$ ,  $(e, e'pn)$  と過去の  $(p, 2pn)$  実験により得られた、 $^{12}\text{C}$  における SRC ペアの割合 [7]。エラーバーは  $1\sigma$  を表す。  $pn$  ペアの比率が  $pp$  ペアに対して高くなっている。

M. Duer らは複数の原子核について電子散乱実験を行い [10]、多中性子核における SRC ペアの割合を求めた。この研究では図 1.6 のように、高運動量イベントでは  $(e, e'p)$  と  $(e, e'n)$  の断面積比が中性子過剰度  $N/Z$  によらず一定にな

ることを明らかにした。これは、中性子数が相対的に多い安定核  $^{208}\text{Pb}$  においても高運動量の陽子と中性子が同数存在することを示している。つまり多中性子核においても、高運動量成分は  $nn$  ペアではなく  $pn$ -SRC ペアが支配的であると理解できる。

また、この実験では陽子と中性子が SRC ペアを形成する割合を調べている。図 1.7 は、それぞれの核子について、原子核中の高運動量と低運動量の粒子数の比をとり、それを  $^{12}\text{C}$  との比で規格化したものである。これは、原子核中の核子の  $^{12}\text{C}$  に対する高運動量成分の比、すなわち SRC ペアの存在比を表している。この図から、どの  $N/Z$  についても中性子は SRC ペアとなる割合が一定であるのに対し、陽子は  $N/Z$  が大きくなれば SRC ペアを形成する割合も増加することがわかる。また、図 1.7 中の挿入図のように、 $N/Z > 1$  のときは陽子の運動量分布が変化し、高運動量成分が増加する。

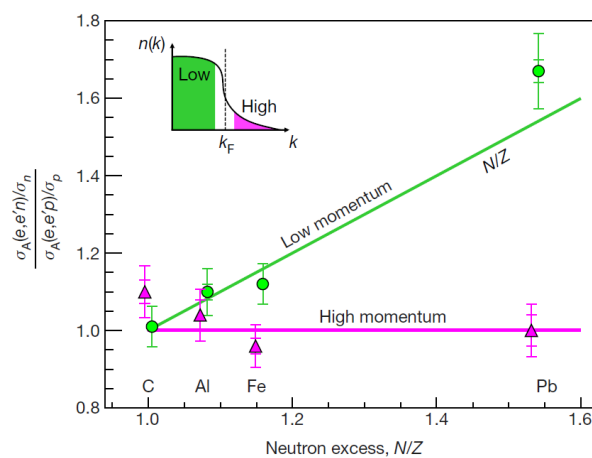


図 1.6 低運動量と高運動量核子の相対的な割合 [10]。低運動量 (緑の丸) と高運動量 (紫の三角形) イベントに対する、電子散乱断面積の比  $[\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p]$  を表している。 $\sigma_p, \sigma_n$  は電子-陽子弾性散乱断面積及び電子-中性子弾性散乱断面積である。挿入図は、初期運動量分布において、フェルミ運動量より低 (高) 運動量成分を図示している。緑の直線は、低運動量核子における、原子核内の陽子・中性子数から期待される単純な  $N/Z$  の振る舞いを示している。また紫の直線は、高運動量核子に対する  $pn$  ドミナンスモデルの予想値 ( $[\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p] = 1$ ) を表す。内側のエラーバーは統計誤差のみを、外側のエラーバーは統計誤差と系統誤差の両方を含めた誤差を表している。

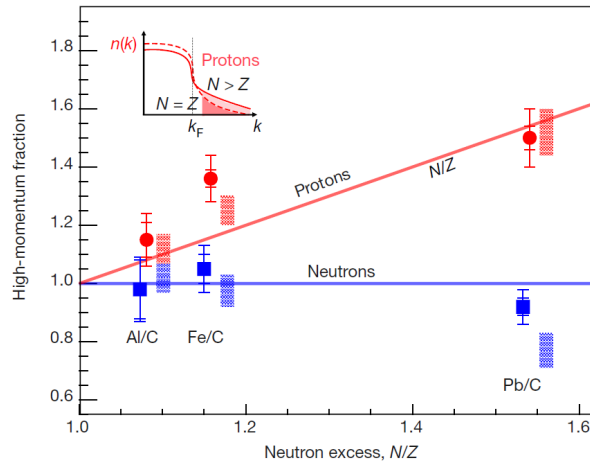


図 1.7 陽子・中性子における  $^{12}\text{C}$  に対する相対的な高運動量と低運動量のイベント数の比 [10]。赤い丸は、 $^{12}\text{C}$  で規格化された、 $(e, e'p)$  反応における低運動量陽子のイベント数に対する高運動量陽子のイベント数 (二重比) を表している。青い正方形も中性子に対する同様の値を表す。内側のエラーバーは統計誤差のみを、外側のエラーバーは統計誤差と系統誤差の両方を含めた誤差を表し、それぞれ  $1\sigma$  と 68% の信頼度である。赤と青の長方形はそれぞれ陽子と中性子に対する、現象論的な  $pn$  ドミナンスモデルによる陽子・中性子比の予想範囲を示している。赤の直線は傾き 1 の、青の直線は 1 で一定な直線を表す。左上の挿入図は原子核が中性子過剰となったとき、どのように陽子の高運動量成分が増加するかを表している。

以上の SRC の描像は、安定核に対して電子散乱実験 ( $e, e'N$ ) を行うことで確かめられてきた。電子散乱では散乱に寄与するのがクーロン相互作用のみであるため、散乱理論のモデル依存性が小さいことが利点である。対して、上述の SRC ペアの特徴 4,5 は  $(p, pd)$  反応を用いて示された。寺嶋らの  $(p, pd)$  反応を用いた実験 [11] によって、 $pn$ -SRC ペアはスピン  $S = 1$ 、アイソスピン  $T = 0$  を持ち、この系ではテンソル相互作用が支配的であるという描像が示された。この先行研究では、安定核である  $^{16}\text{O}$  標的に 392 MeV の陽子ビームを入射させ、中性子ピックアップ反応  $^{16}\text{O}(p, pd)$  を観測した。 $^{16}\text{O}$  は  $N = Z = 8$  の偶々核であり、基底状態のスピン・パリティは  $J^\pi = 0^+$  である。図 1.8(a) に示すように、反応に関与する核内の  $pn$  ペアのスピン・アイソスピンが  $S = 1, T = 0$  であった場合、重陽子が放出されて残留核  $^{14}\text{N}$  の終状態は  $J^\pi = 1^+, T = 0$  となる。一方、図 1.8(b) のように核内の  $pn$  ペアが  $S = 0, T = 1$  であった場合、 $^{14}\text{N}$  の終状態は  $J^\pi = 0^+, T = 1$  となる。2 核子系では  $S = 1, T = 0$  のときのみテンソル相互作用が働くため、残留核  $^{14}\text{N}$  の終状態を特定することで、核内の  $pn$  ペアにおけるスピンアイソスピンの組み合わせを調べることができる。この実験で観測された  $^{14}\text{N}$  のエネルギースペクトルを図 1.9 に示す。基底状態及び 3.95 MeV の第 2 励起状態ははっきりしたピークとなっているのに比べ、2.31 MeV の第 1 励起状態の寄与は非常に小さいことがわかる。 $^{14}\text{N}$  の基底状態と 3.95 MeV の状態は共に  $J_\pi = 1^+, T = 0$ 、2.31 MeV の状態は  $J_\pi = 0^+, T = 1$  であるので、この実験結果は  $pn$  ペアで  $S = 1, T = 0$  が支配的であることを示している。

## 1.4 不安定核における SRC ペア探索

上記の先行研究の通り、SRC ペアの研究は安定核について行われてきたが、我々は不安定核における SRC ペア探索実験を計画している。安定核でなく不安定核を用いる理由は主に 2 つある。1 つ目は、SRC ペア形成割合の  $N/Z$  依存性を、より  $N/Z$  の大きい領域で調査することである。先行研究 [10] で議論されている  $N/Z$  依存性は  $^{208}\text{Pb}$  のデータに大きく依存している。さらに図 1.7 では、高運動量成分が陽子については線形、中性子については  $N/Z$  によらず一定であることを示したに過ぎず、SRC ペアの  $N/Z$  依存性が実験で定量的に評価されたわけではない。そのため、SRC ペアの  $N/Z$  依存性を正確に議論するためには、 $^{208}\text{Pb}$  より大きい  $N/Z$  を持つ原子核について SRC ペアを探索するこ

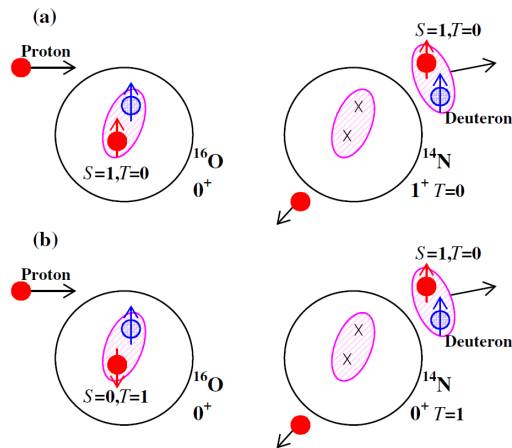


図 1.8 中性子ピックアップ反応  $^{16}\text{O}(p, pd)$  の模式図 [11]。(a)  $(p, pd)$  反応に寄与する  $pn$  ペアの始状態が  $S = 1, T = 0$  の場合 (b)  $pn$  ペアが  $S = 0, T = 1$  の場合。

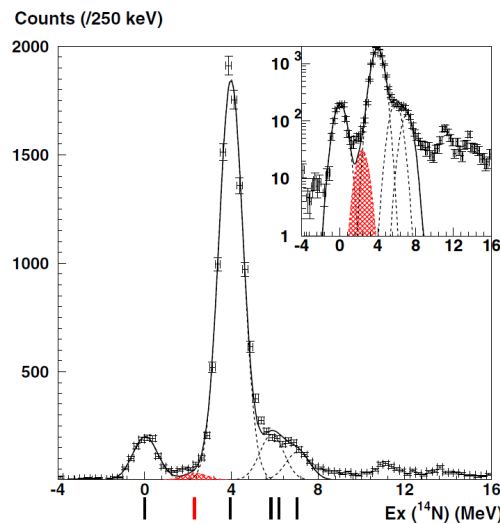


図 1.9  $^{16}\text{O}(p, pd)$  の  $\theta_d = 8.6^\circ, \theta_p = 138.4^\circ$  における励起エネルギーースペクトル [11]。実線は全スペクトルに対するフィティング結果で、破線は各励起状態のピークに対するフィティング結果である。図下側の縦線は  $^{14}\text{N}$  の基底状態及び励起状態を表し、赤の縦線は 2.31 MeV の第 1 励起状態を表す。

とが望まれる。動機の 2 つ目は、不安定核における陽子と中性子のフェルミ面の違いが SRC ペアの特性にどのような影響を及ぼすか調査することである。上記の Gade プロットのように、フェルミ面の非対称度は原子核構造に重要な影響を及ぼす。しかし安定核では陽子・中性子のフェルミ面が一致するため、安定核の実験データではフェルミ面の非対称度が SRC ペアに与える影響を評価することはできない。こういった理由から、不安定核における SRC ペアの探索が強く望まれている。

不安定核における SRC ペア探索が進まなかった要因の一つとして、電子散乱実験では安定核しか扱うことができないという点が挙げられる。寿命の短い不安定核は標的として用いることができず、逆に電子を標的にして不安定核ビームを入射させたとしても断面積が小さいため実験として成立しない。そのため、不安定核について SRC ペアを探索するには電子散乱以外の手法を用いなければならない。

そこで、我々は寺嶋氏らの行った  $(p, pd)$  反応を逆運動学を用いて不安定核に応用した  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応の実験を計画している。実験は 2022 年度に理化学研究所の RIBF で行なわれる予定である。230 MeV/u の  $^{10}\text{Be}$  ビームを液体



水素標的に入射し、 $p, d, {}^8\text{Li}$  を生成する。これらの粒子は、多種粒子測定装置 SAMURAI(Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams) で同時検出される。本論文では、 ${}^{10}\text{Be}(p, pd){}^8\text{Li}$  反応の三重微分断面積計算や GEANT4 シミュレーションによって、実験条件を確定させ解析手法を確立した。また、実験で用いる液体水素標的の開発を行った。第2章では実験の原理について述べ、第3章では実験のセットアップ及び各検出器の詳細について述べる。また、第4章では三重微分断面積計算に基づいたシミュレーションについて述べ、第5章では液体水素標的の開発について述べる。最後に第6章では本論文のまとめと今後の展望について述べる。

## 第 2 章

# 実験原理

本章では、不安定核における SRC ペア探索実験の原理について説明し、理論計算に用いる歪曲波インパルス近似について述べる。また、次章以降で実験セットアップを検討する上で重要となる、陽子と重陽子の散乱角度とエネルギーの関係について述べる。

### 2.1 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応

我々の実験では 230 MeV/u の  $^{10}\text{Be}$  ビームを液体水素標的に入射させ、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応を逆運動学条件下で測定する。 $^8\text{Li}$  は反応の傍観者であるため、この反応は  $p+d$  の準弾性散乱とみなすことができる。 $p+d$  弾性散乱については図 2.1 のように正確に断面積が求められている [12]。ここで  $p+d$  散乱は、 $p+d$  の重心系の散乱角度  $\theta_{\text{cm}}$  に関して、前方散乱 ( $\theta_{\text{cm}} < 90^\circ$ ) と後方散乱 ( $\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$ ) に大別される。順運動学実験における前方・後方散乱の模式図を図 2.2 に示す。図 2.2(a) は前方散乱を表し、このイベントでは陽子ビームが核内重陽子と単純な準弾性散乱を起こす。図 2.2(b) は後方散乱を表している。ここで、陽子の入射運動量が SRC ペアを形成している核内中性子の運動量と一致するとき、これら 2 粒子は新たに重陽子を形成し核外に飛び出す。また、残った陽子はペアの相方を失って初期運動量の方向に放出される。すなわち後方散乱の断面積は、SRC ペアによる高運動量成分を反映して大きくなると考えられる。

また、我々の  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  実験では  $^8\text{Li}$  の終状態を特定することで、SRC の判別を行う。 $^{10}\text{Be}$  の基底状態は  $J^\pi = 0^+$  であり、 $S = 1$  の SRC ペアが反応に関与した場合、 $^8\text{Li}$  の終状態は  $J^\pi = 1^+$  となる。図 2.3 に  $^8\text{Li}$  のエネルギー準位を示す。よって、SRC ペアが関与した後方散乱イベントでは  $^8\text{Li}$  は第一励起状態となり、ただちに  $\gamma$  崩壊を起こす。我々はこのとき発生する 981 keV の  $\gamma$  線を検出することで、散乱された重陽子が  $S = 1$  であることを特定できる。

さらに我々は前方散乱と後方散乱を両方観測する。先行研究 [11] では後方散乱のみを観測して SRC が存在することを示したが、実験値は理論計算にそれほど一致しておらず、やや説得力に欠ける。本実験では後方散乱に加えて前方散乱を測定することで、三重微分断面積 (後述) のキネマティックファクターや行列要素に実験側から制限をかけ、モデル依存性を小さくする。

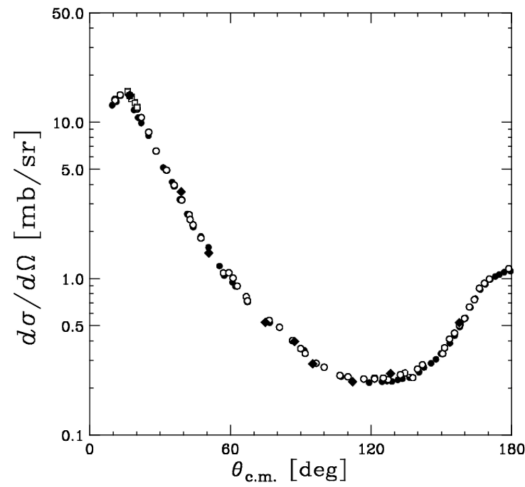


図 2.1 入射エネルギー 135 MeV の  $p + d$  弾性散乱の断面積 [12]。白丸・白四角・黒丸は理化学研究所の実験、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験結果。

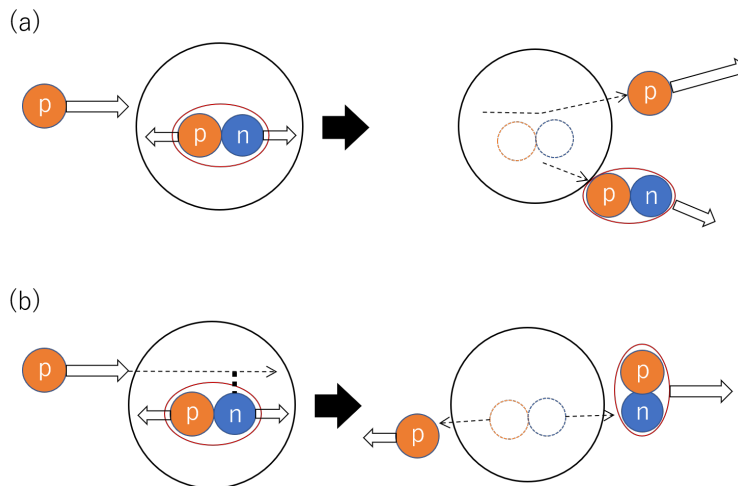


図 2.2 順運動学における前方散乱・後方散乱の模式図。(a) 前方散乱は陽子ビームと核内重陽子の単純な準弾性散乱である。(b) 後方散乱では、SRC ペアを形成していた中性子と陽子ビームの運動量が一致することで新たに重陽子を形成する。また、残った陽子は入射ビームと逆向きに散乱される。

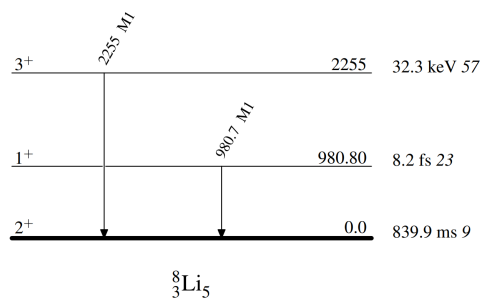


図 2.3  ${}^8\text{Li}$  のエネルギー準位 [13]。SRC ペアが反応に関与した場合、 ${}^8\text{Li}$  は第一励起状態となり  $\gamma$  崩壊する。

## 2.2 歪曲波インパルス近似

SRC ペアを観測するためには、後方散乱のスペクトロスコピックファクター  $S_d$  を求め理論計算と比較する必要がある。先に述べたように、 $(p, pd)$  反応は  $p + d$  弾性散乱とよく似ており、 $(p, pd)$  の断面積は歪曲波インパルス近似 (Distorted Wave Impulse Approximation : DWIA) のもとで計算できる。DWIA とは、入射・放出波を歪曲波で取り扱い、反応の遷移行列を入射粒子と自由な核子との 2 体散乱とみなすインパルス近似を適用した近似である [14]。DWIA は入射エネルギーが数十 MeV 以上の非弾性散乱による、残留核の励起状態への遷移の断面積をよく記述する。DWIA に基づくと、 $(p, pd)$  反応の三重微分断面積は以下のように求まる。

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_d dT_d} = S_d F_k \frac{d\sigma}{d\Omega_{p+d}} \sum_{\Lambda L} |T_L^\Lambda|^2 \quad (2.2.1)$$

ここで、 $F_k$  はキネマティックファクター、 $S_d$  は核内重陽子に対するスペクトロスコピックファクター、右辺の和は遷移行列である。 $L$  は重陽子の相対角運動量であり、 $\Lambda$  はその射影である。 $p + d$  散乱の素過程には SRC の効果が含まれていないため、図 2.4 のように SRC ペアが存在すると  $\theta_{cm} > 90^\circ$  の領域で三重微分断面積が増加する。

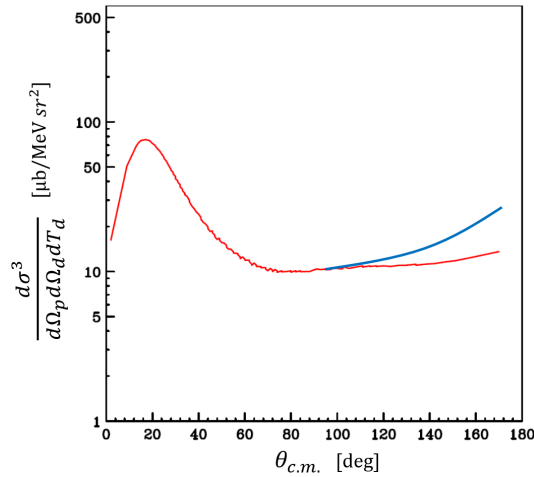


図 2.4 SRC ペアが存在するときの三重微分断面積の模式図 [15]。 $\theta_{cm}$  は  $p + d$  散乱における重心系での散乱角度である。赤線は DWIA による断面積であり、青線は SRC が存在するときの断面積を模式的に示したものの。

$(p, pd)$  反応の DWIA 計算ではエネルギー・運動量保存則が成り立つため、反応は散乱陽子・重陽子の運動エネルギーと散乱角度  $T_d, \theta_p, \theta_d$  の 3 つで記述することができる。そのため、三重微分断面積  $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dT_d$  では陽子・重陽子の散乱立体角と重陽子の運動エネルギーで断面積を除している。また、DWIA が良い精度で成立するには、順運動学において以下の条件を満たす必要がある。

- 無反跳条件を満たすために、残留核の反跳運動量  $P_r$  が  $|P_r| < 0.5 \text{ fm}^{-1}$  である。
- 陽子と重陽子の準弾性散乱条件を満たすため、 $T_p > 30 \text{ MeV}$ ,  $T_d > 60 \text{ MeV}$  である。

## 2.3 粒子の散乱角度

次章以降に実験セットアップを議論する際は、陽子・重陽子の散乱角度とエネルギーが重要となる。図 2.5 に、前方散乱と後方散乱イベントの逆運動学における散乱角度  $\theta_p, \theta_d$  とエネルギー  $T_p, T_d$  の関係を示す。図の  $z$  軸は三重微分断面積  $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dT_d$  [ $\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}$ ] を表す。また図中の角度は、計算に用いた順運動学下の陽子の散乱角度  $\theta_1$  であ

り、 $\theta_1 = 20, 40, 60^\circ$  は前方散乱に、 $\theta_1 = 150, 160, 170^\circ$  は後方散乱に対応している (詳細は後述)。前方散乱の特徴は、 $T_p < 200$  MeV,  $T_d > 200$  MeV の陽子・重陽子が比較的大きな散乱角に放出されることである。一方で後方散乱は、 $T_p > 300$  MeV,  $T_d < 100$  MeV の陽子・重陽子が散乱角の小さい方向に放出される。

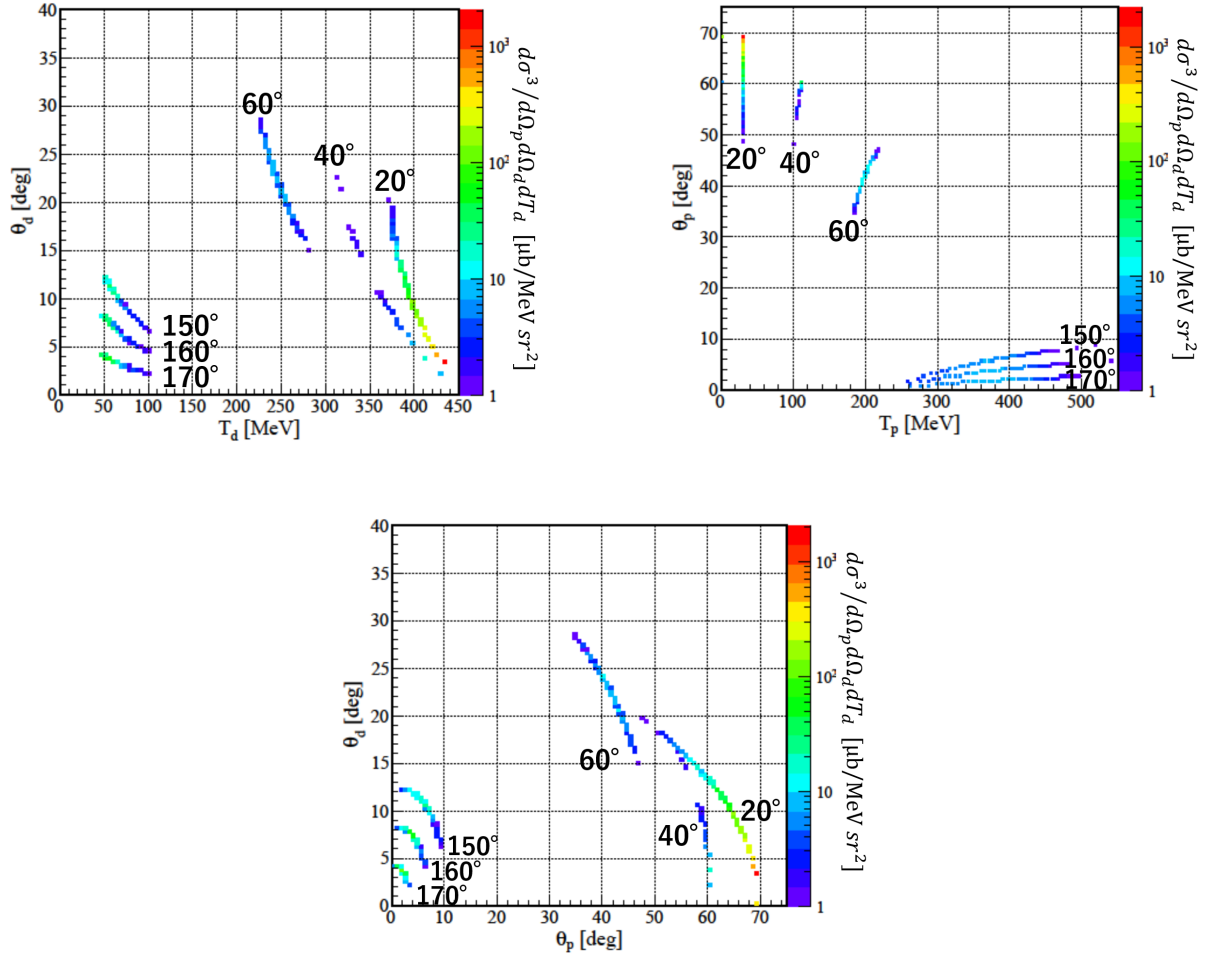


図 2.5 DWIA 計算によって求めた、逆運動学下での陽子・重陽子のエネルギー  $T_p, T_d$  と角度  $\theta_p, \theta_d$  の相関。z 軸は三重微分断面積  $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dT_d$  [ $\mu\text{b}/\text{sr}^2\text{MeV}$ ]。図中の角度は、DWIA 計算に用いた順運動学における陽子の散乱角度  $\theta_1$  である (詳細は後述)。 $\theta_1 = 20, 40, 60^\circ$  は前方散乱に、 $\theta_1 = 150, 160, 170^\circ$  は後方散乱に対応している。前方散乱は散乱角度が大きく、後方散乱は散乱角度が小さいことが特徴である。この図で示した領域を測定できるように、検出器を設置する必要がある。

## 第3章

# 実験

本実験は、理化学研究所仁科加速器科学研究センターの不安定核ビーム加速器施設 (**Radio Isotope Beam Factory** : RIBF) で行われる。RIBF の概観を図 3.1 に示す。RIBF では 3 基のリングサイクロトロン (fRC, IRC, SRC) と RI ビーム生成分離装置 (BigRIPS) を使用して RI ビームを発生させる。リングサイクロトロンではウランまでの全元素を 345 MeV/u まで加速させることができ、続く BigRIPS で RI ビームの生成・分離を行う。生成された二次ビームは SAMURAI エリアにて二次標的に入射し各種粒子が生成される。荷電フラグメントは超電導双極磁石 (SAMURAI 磁石) によって軌道を曲げられ、下流側の粒子検出器に入射する。また、中性子は磁場の影響を受けないため、ビーム軸上に設置された中性子検出器で観測される。以下では、実験で用いる各実験装置について説明する。

### 3.1 BigRIPS

二次ビームの生成・分離には、図 3.2 に示す BigRIPS (**Big RI Particle Separator**) を用いる。本実験では一次ビームである 250 MeV/u の  $^{22}\text{Ne}$  を Be 標的に衝突させ、入射核破砕反応によって  $^{10}\text{Be}$  を生成する。ここで発生する不要な核種の除去には、F1 に設置している楔形ディグレーダーのエネルギー損失と、F1、F2 のスリットを利用する。分離された二次ビームは、F3～F7 間で飛行時間 TOF (Time Of Flight)、磁気硬度  $B\rho$ 、エネルギー損失  $\Delta E$  を測定することで、識別される。TOF の測定には F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレーターの時間情報を使用し、 $B\rho$  は運動量分散焦点面 F5 のプラスチックシンチレーターによる位置情報によって、また、 $\Delta E$  は F13 のイオンチェンバーによって測定される。

ここで、 $^{22}\text{Ne}$  一次ビームの強度は 150 pnA 程度とし、 $^{10}\text{Be}$  二次ビームは  $4 \times 10^5$  pps 程度を予定している。

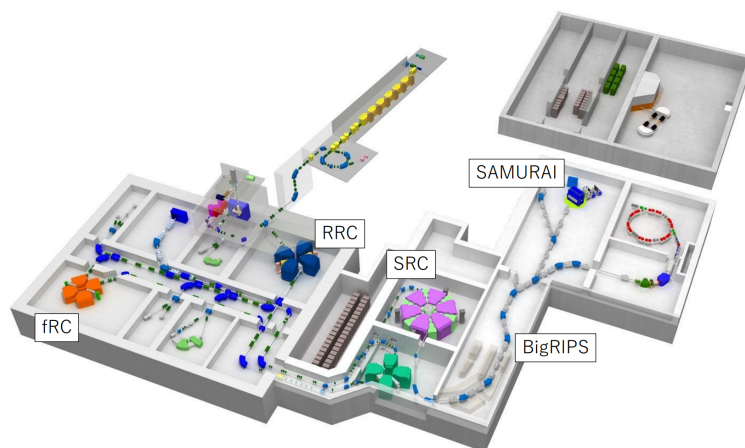


図 3.1 RIBF の概観。

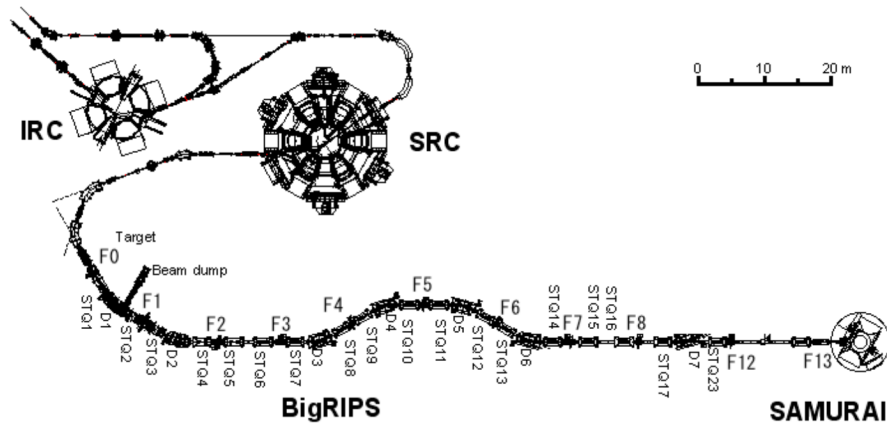


図 3.2 BigRIPS の概観。

### 3.2 液体水素標的

$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応を測定するために、本実験では液体水素標的を用いる。水素標的の概観を図 3.3 に、バッファータンクと標的セルの設計図を図 3.4 に示す。標的セルの内径は  $\phi = 50$  mm、厚さは 15 mm であり、セルの表面にカプトン膜を接着する。液体水素のみの厚さは、 $0.105 \text{ g/cm}^2$  である。この液体水素標的システムの特徴は、バッファータンクと標的を 240 mm 離して設置し、その間をチューブで接続することである。あえて離して設置するのは、CATANA と液体水素供給システムを併用するために、構造上これらを離す必要があるためである。

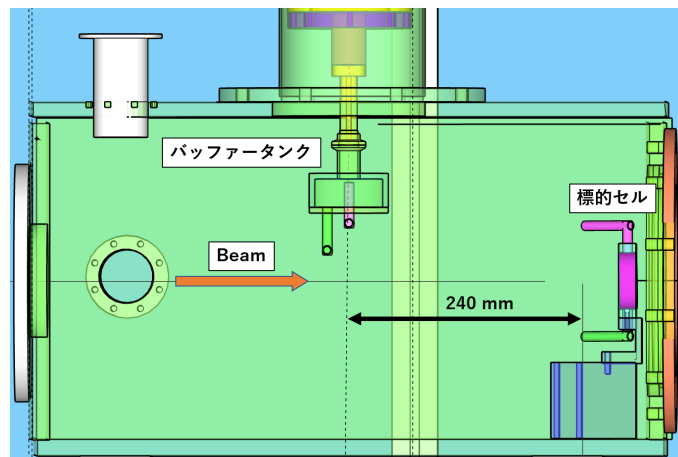


図 3.3 液体水素標的システムの概観。バッファータンクと標的セルを 240 mm 離して設置する。このとき、バッファータンクの紫 (緑) のパイプは標的の紫 (緑) のパイプに接続される。

### 3.3 SAMURAI

多種粒子測定装置 SAMURAI は超伝導双極磁石、入射ビーム検出器、荷電粒子検出器、中性子検出器からなり、不安定核の反応により生じる放出粒子の同時観測を目的とする。本実験のセットアップは図 3.5 のようになっており、標的の下流側に SAMURAI 磁石、ドリフトチェンバー (FDC1, FDC2, PDC1/2)、ホドスコープ (HODF24, HODP)、プラスチックシンチレーターアレイ (FSPD, BSDD, NINJA)、陽子・ $\gamma$  線検出器 (CATANA) を設置する。前方散乱

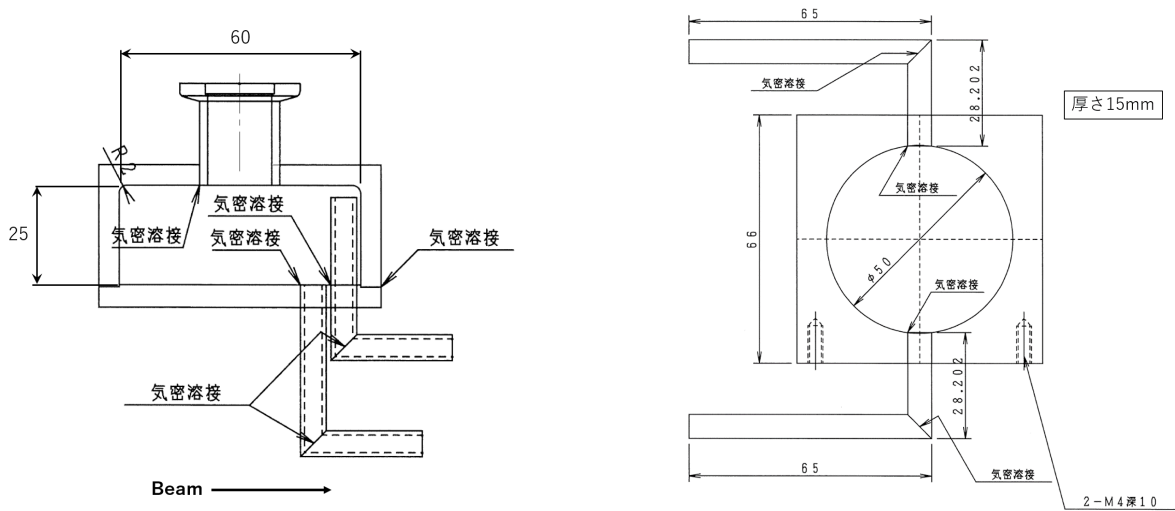


図 3.4 バッファータンク (左) とターゲットセル (右) の設計図。標的の内径は 50 mm、厚さは 15 mm である。右図において、標的セルの下部から液体水素を注入し、上部から水素ガスを逃がすことで標的を冷却する。また、標的から出た水素ガスは再びバッファータンクに入り、冷却されて液体に戻る。

の陽子・重陽子は FSPD と CATANA で、後方散乱陽子は PDC1/2, HODP、後方散乱重陽子は BSDD, NINJA で、 $^8\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$  は FDC2, HODF24 でそれぞれ測定される。本節では実験で用いる超電導双極磁石について述べ、各種粒子検出器については次節以降で述べる。

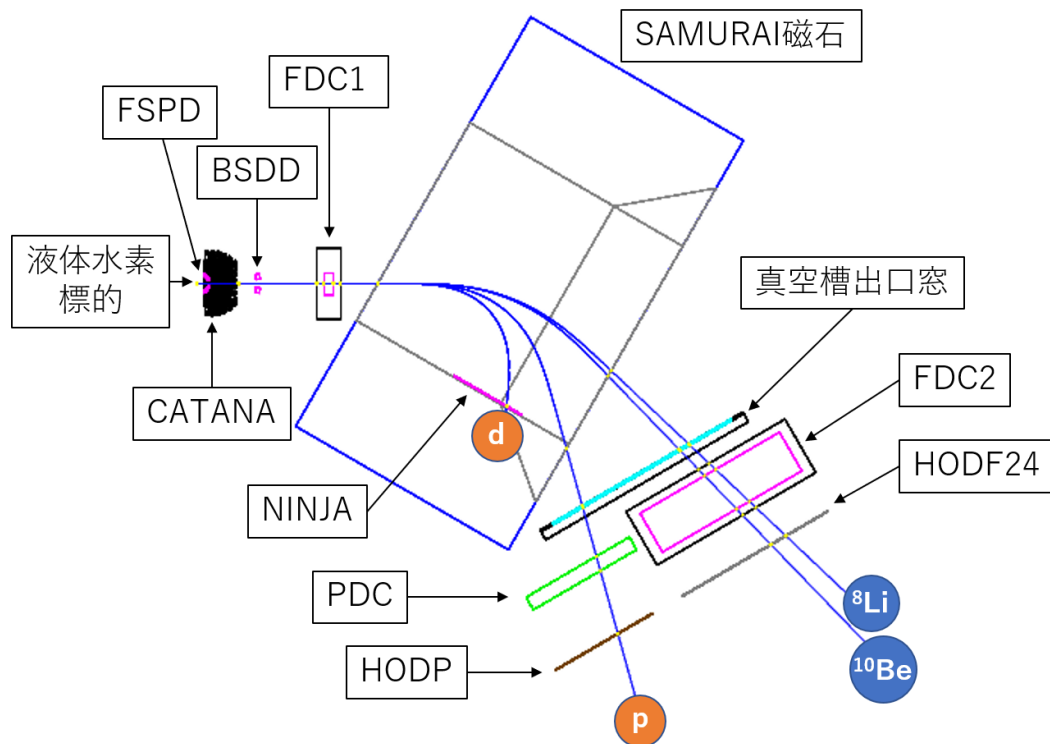


図 3.5 SAMURAI セットアップの概観。この図では、後方散乱の陽子・重陽子と  $^8\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$  の軌道を模式的に示している。前方散乱陽子・重陽子測定系の、FSPD, CATANA の詳細については次節を参照のこと。



### 3.3.1 SAMURAI 磁石

SAMURAI 磁石 [16] は標的の下流に設置された超電導双極磁石であり、磁気硬度  $B\rho$  に応じて荷電フラグメントの軌道を曲げ、粒子を分離することが可能である。SAMURAI 磁石中心の最大磁束密度は 3.08 T、電極間距離 880 mm であり、これによって偏向能力  $7\text{ Tm}$  の広いアクセプタンスを実現している。本実験では中心磁場 2.2 T で使用する(詳細は後述)。また、SAMURAI 磁石は実験に応じて向きを回転させる事ができ、本実験では  $30^\circ$  回転させたセットアップを用いる。磁場を通過した荷電粒子の真空チェンバー出口窓は  $2430\text{ mm} \times 800\text{ mm}$  のアクセプタンスを持つ。SAMURAI 磁石の性能を表 3.1 に、概観を図 3.6 に示す。

表 3.1 SAMURAI 磁石の性能 [16]

最大電流	560 A
最大中心磁場	3.1 T
最大中心磁気硬度	7.05 T
荷電粒子出口窓	$2430\text{ mm} \times 800\text{ mm}$

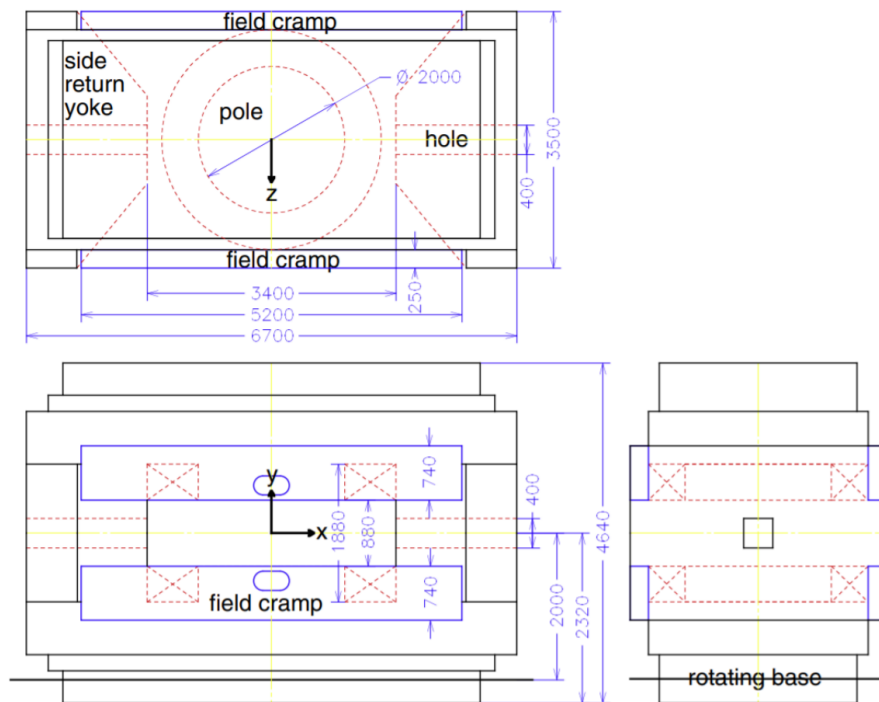


図 3.6 SAMURAI 磁石の概観。上面図(上)、正面図(左)、側面図(右)。[16]

### 3.4 前方散乱粒子測定系

本節では、前方散乱イベントで放出される陽子・重陽子用の検出器について述べる。前方散乱イベントの陽子・重陽子は、後方散乱のイベントよりも実験室系で大きな角度で散乱される。本実験では、標的周辺に FSPD と CATANA を設置し、それぞれの検出器でエネルギー損失  $\Delta E$  と全エネルギー  $E$  を測定することで、粒子識別と運動量の測定をする。また、シグナルのあったセグメントの位置から散乱角度を導出する。標的と FSPD、CATANA の側面図を図 3.7 に示す。

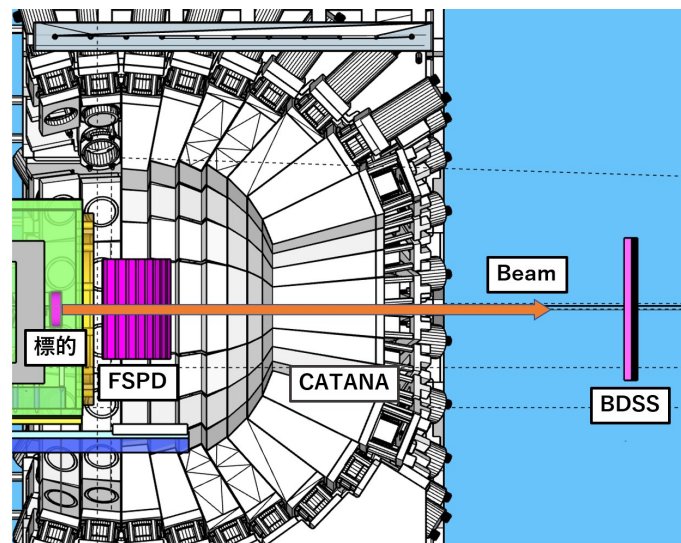


図 3.7 標的と FSPD、CATANA、BSDD の位置関係。標的は CATANA の左端から 70 mm の位置に設置する。さらに、標的の下流 130 mm の位置に FSPD、標的の下流 800 mm に BSDD を設置する。

#### 3.4.1 FSPD

FSPD (Forward Scattering Particle Detector) は SRC ペア探索実験に向けて開発された粒子識別用シンチレーション検出器である [18]。FSPD の構造は図 3.8(左) のようになっており、有感領域が厚さ 10 mm × 幅 12 mm × 高さ 186 mm のプラスチックシンチレーター 26 本を 2 つの層に互い違いで設置した構造を持つ。プラスチックシンチレーターの両端には MPPC (Multi Pixel Photon Counter) が取り付けられており、読み出し回路には NIM-EASIROC を用いる。MPPC は PMT に比べて小型かつ磁場の影響を受けないため、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  実験のみならず、より  $N/Z$  の大きな領域における SRC 探索実験に使用できる。また、NIM-EASIROC モジュールは、ADC と TDC を備えた汎用の MPPC 読み出し用モジュールで、最大 64ch を同時に測定可能である。

FSPD は前方散乱陽子・重陽子のエネルギー損失  $\Delta E_p, \Delta E_d$  と、散乱角度  $\theta_x$  の測定を目的としている。プロトタイプ検出器の性能評価では、エネルギー分解能  $\sigma_E \simeq 12\%$  が得られている。また、FSPD は図 3.8(右) のようにシンチレーターが 4 mm ずつ重なって並んでいるため、1 層目と 2 層目のコインシデンスを考えることで、 $x$  方向に関して  $\sigma_x = 4/\sqrt{12} = 1.2$  mm の位置分解能を得ることができる。上下の MPPC の時間差から  $y$  方向の位置を求めることができるが、実験に用いる NIM-EASIROC の TDC の仕様上  $y$  方向の位置の感度はない。FSPD の性能を表 3.2 にまとめる。

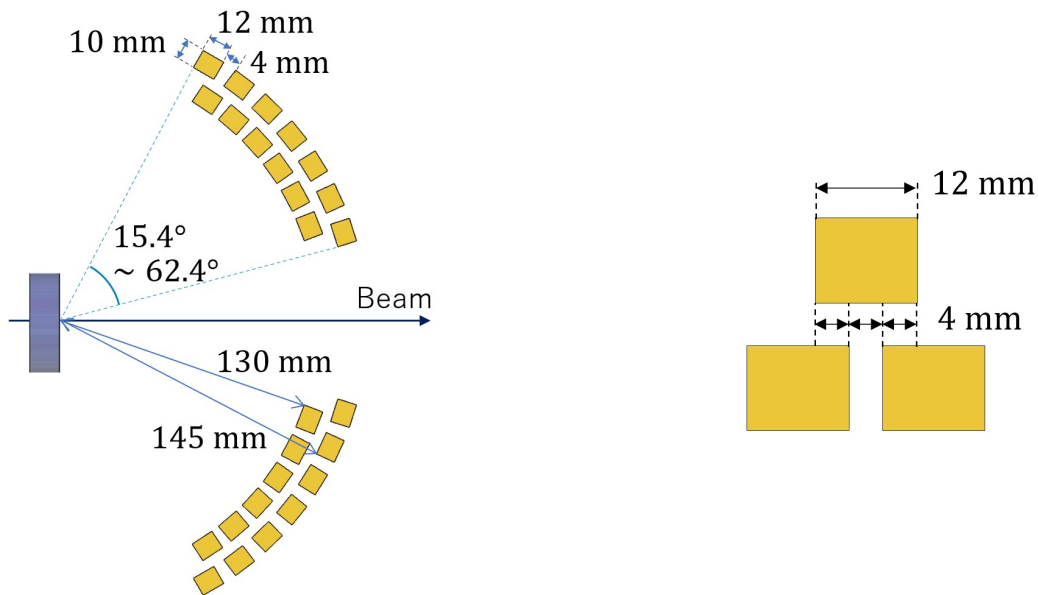


図 3.8 FSPD の概観図。左は上面図であり、2つの層が標的からそれぞれ 130 mm, 145 mm の位置に並べられており、 $|\theta_x| = 15.4^\circ \sim 62.4^\circ$  の範囲で粒子を検出できる。また右図のように、FSPD はシンチレーターが互い違いとなった構造を持つため、 $x$  方向に関しては  $\sigma_x = 4/\sqrt{12} = 1.2$  mm の分解能となる。

表 3.2 FSPD の仕様と性能 [18]

シンチレーターの種類	EJ200
シンチレーターの有感領域	厚さ 10 mm × 幅 12 mm × 高さ 186 mm
MPPC の種類	S13360-6075CS
読み出し回路	NIM-EASIROC
検出可能角度	$ \theta_x  = 15.4^\circ \sim 62.4^\circ$ $\theta_y = -35.3^\circ \sim 35.3^\circ$
エネルギー分解能	$\sigma_E \simeq 12\%$

### 3.4.2 CATANA

CATANA (CAlorimeter for  $\gamma$ -ray TTransition in Atomic Nuclei at high isospin AAsymmetry) は、図 3.9 のように標的を覆う形で 140 個の CsI(Na) 結晶が設置された構造を持つ  $\gamma$  線検出器である。本実験では、 $^8\text{Li}$  から放出される  $\gamma$  線に加えて前方散乱陽子・重陽子の検出器としても CATANA を使用する。現在 CATANA は L2~L8 の 7 つの層から構成され、それぞれの層で CsI(Na) 結晶の形状が異なっている。表 3.3 に、層ごとの CsI(Na) 結晶の形状と、検出可能角度、検出可能な陽子の最大エネルギーを示す。

表 3.3 CATANA の層ごとの検出可能角度、CsI(Na) 結晶のサイズ、測定可能な陽子最大エネルギー [17]。

層番号	検出可能角度 [deg]	CsI(Na) 結晶のサイズ [mm]	測定可能な陽子最大エネルギー [MeV]
L2	17.5 ~ 25.0	150	251
L3	25.0 ~ 32.5	140	243
L4	32.5 ~ 40.5	125	225
L5	40.5 ~ 47.5	105	203
L6	47.5 ~ 54.5	105	203
L7	54.5 ~ 62.5	95	191
L8	62.5 ~ 71.0	95	191

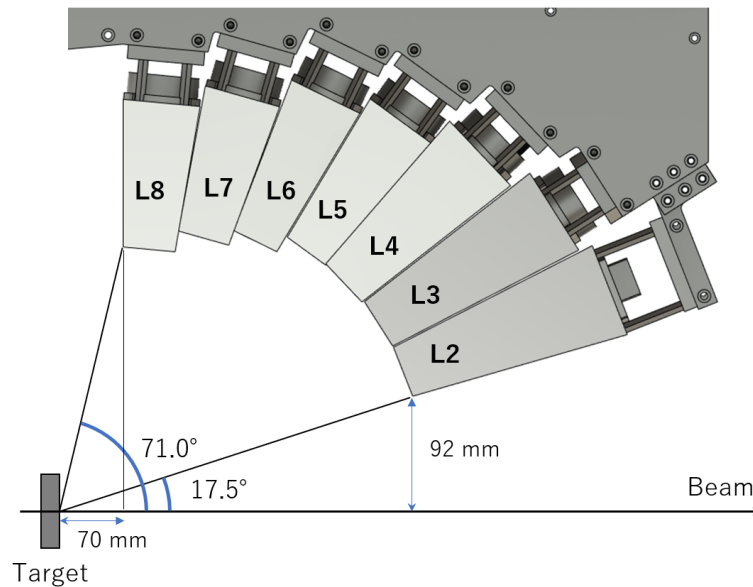


図 3.9 CATANA と標的の位置関係。CATANA は 7 層で構成され、17.5 ~ 71.0 deg の範囲を検出可能である。

### 3.5 後方散乱粒子測定系

本節では、後方散乱イベントで放出される陽子・重陽子用の検出器について述べる。後方散乱のイベントでは、陽子が  $\theta_p = 0^\circ \sim 6^\circ$ 、重陽子が  $\theta_d = 0^\circ \sim 9^\circ$  の方向に放出される。このとき、散乱角の大きな重陽子を BSDD で観測し、残りの散乱角が小さい粒子は SAMURAI 磁石に入射し、磁石内部の NINJA や磁石下流の PDC, HODP で検出される。

#### 3.5.1 BSDD

BSDD(Backward Scattering Deuteron Detector) は SRC 探索実験に向けて開発中の後方散乱重陽子検出器である。図 3.10 に示すように、BSDD は  $\Delta E_d$ ,  $E_d$  測定のための 2 層構造をとっており、これがビームラインの左右に設置される。1 層目の  $\Delta E$  検出器は厚さ 6 mm×幅 10 mm×高さ 240 mm のプラスチックシンチレーターを 7 枚横に並べ、2 層目の  $E$  検出器は厚さ 60 mm×幅 70 mm×高さ 20 mm のプラスチックシンチレーターを縦に 12 個並べる。また、1 層目では  $x$  方向の位置情報を、2 層目では  $y$  方向の位置情報を取得する。実験では標的から 800 mm 下流に 1 層目に来るように、ビーム軸に対して  $6.5^\circ$  回転した状態で設置する。構造上、検出可能角度は  $|\theta_x| = 4^\circ \sim 9^\circ, \theta_y = -8.5^\circ \sim 8.5^\circ$  である。FSPD と同様に、1 層目の上下端と 2 層目の下流側に MPPC を取り付け、読み出し回路には NIM-EASIROC を用いる。なお、後方散乱重陽子の運動エネルギーは最大 60 MeV/u であるため、BSDD の合計 66 mm のプラスチックの厚さで十分に重陽子を止めることができる。

エネルギー分解能などの性能については、現在プロトタイプを用いた実験によって評価を行っている最中である。現時点での BSDD の仕様と性能を表 3.4 にまとめる。

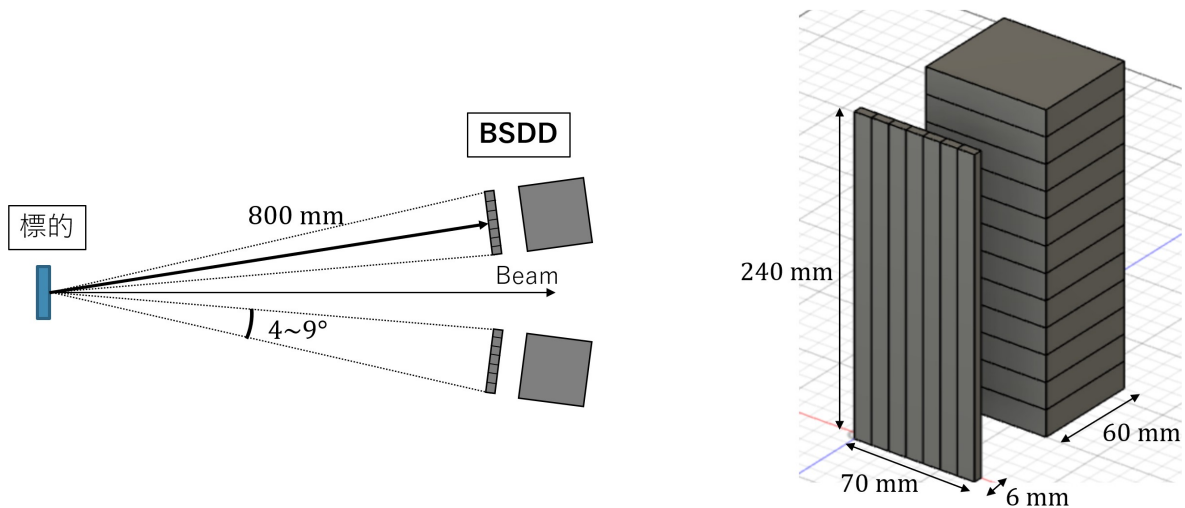


図 3.10 左は上面図を、右は検出器の概観を示している。BSDD は 2 つの層で構成され、一層目では  $\Delta E$  と  $x$  方向の位置情報を、二層目では  $E$  と  $y$  方向の位置情報を測定する。

#### 3.5.2 NINJA

NINJA(NImble detector array for Nucleons with JAck-knife like trajectory) は SAMURAI 磁石の間に設置されたプラスチックシンチレーターアレイである [19]。NINJA の外観を図 3.11 に示す。NINJA は縦横にプラスチックシンチレーターが並べられた構造をしており、 $x$  方向の層は幅 60 mm×長さ 720 mm×厚さ 10 mm のシンチレーター

表 3.4 BSDD の仕様と性能

シンチレーターの種類	EJ200
$\Delta E$ 検出器の MPPC の型番	S13360-3025CS
$E$ 検出器の MPPC の型番	S13360-6025CS
読み出し回路	NIM-EASIROC
検出可能角度	$ \theta_x  = 4.0^\circ \sim 9.0^\circ$ $\theta_y = -8.5^\circ \sim 8.5^\circ$
$\theta_x$ 分解能	$\sigma_{\theta_x} = 0.2^\circ$
$\theta_y$ 分解能	$\sigma_{\theta_y} = 0.4^\circ$

が 18 本、 $y$  方向の層は幅 60 mm×長さ 1100 mm×厚さ 10 mm が 12 本設置されている。また、 $x$  層の 50 mm 下流側に  $y$  層が設置されており、有感領域は縦 720 mm×横 1100 mm である。強磁場下でも動作するように、シンチレーターの両端には MPPC が取り付けられており、読み出しには VME-EASIROC を使用している。NINJA はもともと陽子検出器として開発されたが、本実験では  $B\rho$  の小さい重陽子を検出するためにこれを使用する。

NINJA では重陽子の  $\Delta E$  と、 $x$  層  $y$  層のコインシデンスを取ることで入射位置の測定を行う。また、TOF の測定や、FDC1 における飛跡情報を用いた粒子の  $B\rho$  の再構成も可能である [20, 21] ため、これらの情報から重陽子の運動量を再構成できる。NINJA の時間分解能は 1 つの層で 460 ps である。NINJA の仕様を表 3.11 にまとめる。

表 3.5 NINJA の仕様 [19-21]。

シンチレーターの種類	EJ-200
読み出し回路	VME-EASIROC
$x$ 方向の層の形状 [mm]	幅 60 mm×長さ 720 mm×厚さ 10 mm (18 本)
$y$ 方向の層の形状 [mm]	幅 60 mm×長さ 1100 mm×厚さ 10 mm (12 本)
有効面積	縦 720 mm×横 1100 mm
時間分解能	460 ps

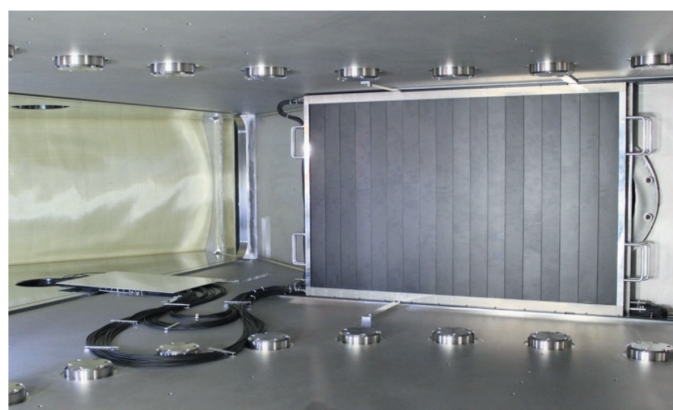


図 3.11 NINJA の外観 [19]。

### 3.5.3 PDC1,2

PDC1,2(Proton Drift Chamber) [16] は SAMURAI 磁石の下流側に位置し、後方散乱陽子の入射位置と角度を測定するために用いられる。PDC ではアノード面とカソード面が交互に並んでおり、その間の距離は 8 mm である。また、複数の粒子を検出するためにカソード面には、3 つの異なる角度  $X(0^\circ)$ ,  $U(+45^\circ)$ ,  $V(-45^\circ)$  でワイヤーが張られている。PDC1,2 の仕様と概観図をそれぞれ、表 3.6 と図 3.12 に示す。

表 3.6 PDC の仕様 [16]。

層の構造	カソード (U), アノード (V), カソード (X), アノード (U), カソード (V)
ワイヤーの角度	$X(0^\circ)$ , $U(+45^\circ)$ , $V(-45^\circ)$
有感領域	縦 800 mm × 横 1700 mm
アノードワイヤー	16 mm 間隔, 106 anode/plane × 2 planes = 212 anodes
ポテンシャルワイヤー	16 mm 間隔, 107 potential/plane × 2 planes = 214 potentials
カソードワイヤー	3 mm 間隔, 544 wires/plane, 136 cathode strip/plane (4 本の OR)

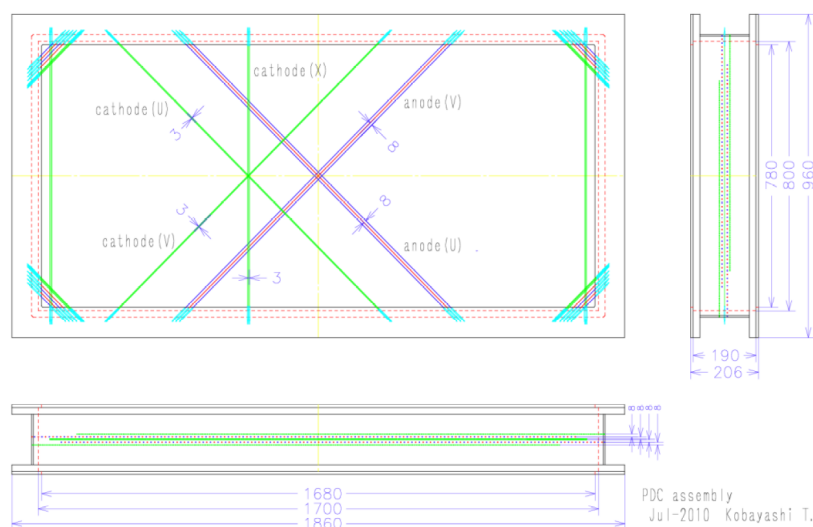


図 3.12 PDC1,2 の正面図 (左上)、側面図 (右)、上面図 (下) [16]。

### 3.5.4 HODP

HODP(HODscope for Proton) は後方散乱陽子検出用のシンチレーターホドスコープである [16]。HODP は幅 100 mm × 長さ 1200 mm × 厚さ 10 mm のプラスチックシンチレーター 16 本で構成され、シンチレーターの両端には PMT が接着されている。HODP は PDC の下流側に設置され、主に後方散乱陽子の TOF と  $\Delta E$  の測定を行う。HODP の仕様を表 3.7 に、概観図を図 3.13 に示す。

表 3.7 HODP の仕様 [16]。

シンチレーターの種類	BC408
シンチレーターの形状 [mm]	幅 100×長さ 1200×厚さ 10
シンチレーターの本数	16 本
有効面積 [mm <sup>2</sup> ]	横 1600×縦 1200

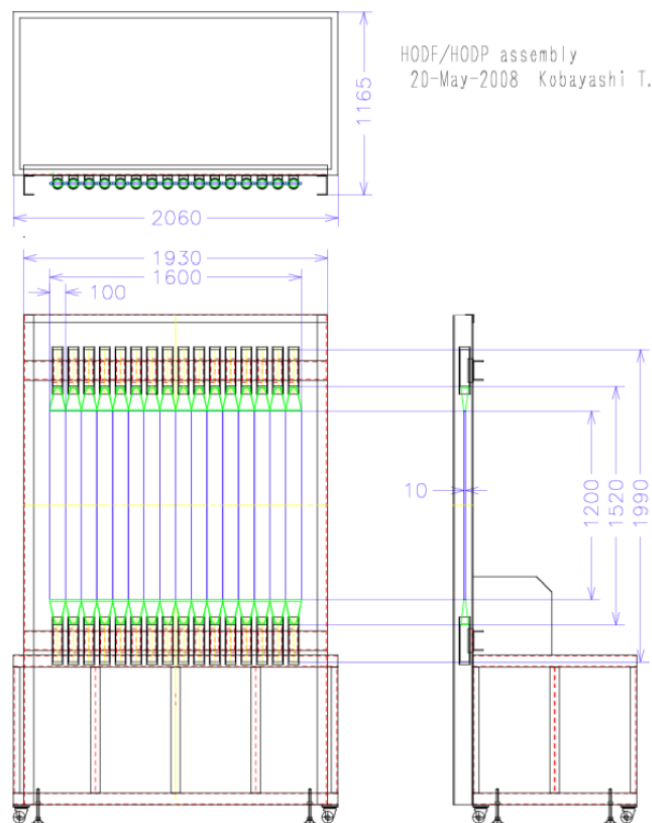


図 3.13 HODP の上面図 (上)、正面図 (左下)、側面図 (右) [16]。



### 3.6 $^8\text{Li}, ^{10}\text{Be}$ 測定系

本節では、前方・後方散乱の両イベントで生成される  $^8\text{Li}$  とビームの  $^{10}\text{Be}$  に対する検出器系について述べる。 $^8\text{Li}$  の運動量は、主に二次ビームの運動量や  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応の反跳運動量に依存し、ほとんどのイベントは散乱角度  $\theta < 1^\circ$  である。 $^8\text{Li}$  は FDC1 を通って SAMURAI 磁石に入射し、下流側に設置された FDC2, HODF24 で測定される。

#### 3.6.1 FDC1

FDC1(Forward Drift Chamber 1) は荷電粒子の放出角度と磁気硬度の測定を目的とした、SAMURAI 磁石の上流に設置されているドリフトチェンバーである。FDC1 では  $^8\text{Li}$  の通過位置を測定する。FDC1 は全 14 層で構成され、1 層あたり 32 本のワイヤーが 10 mm 間隔で張られている。ワイヤーが縦に張られた x 面と、 $\pm 30^\circ$  傾いた u, v 面があり、x(u,v) 面と  $x'(u',v')$  面はワイヤーの位置を 5 mm ずらしている。FDC1 の仕様と概観図をそれぞれ表 3.8 と図 3.14 に示す。

表 3.8 FDC1 の仕様 [16]。

層の構造	xx' uu' vv' xx' uu' vv' xx'
ワイヤーの角度	x( $0^\circ$ ), u( $+30^\circ$ ), v( $-30^\circ$ )
有感領域	$\phi = 315 \text{ mm}$
ワイヤーの本数	32 anodes/plane $\times$ 14 planes = 448 anodes

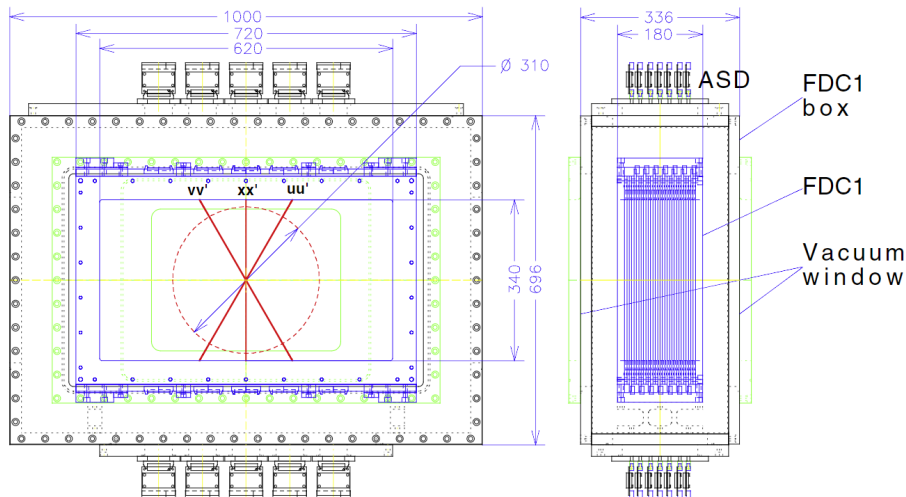


図 3.14 FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [16]。

## 3.6.2 FDC2

FDC2 は SAMURAI 磁石後方に設置されているドリフトチェンバーで、荷電粒子の磁気硬度の測定を目的としている。FDC2 は全 14 層で構成され、1 層あたり 112 本のワイヤーが 20 mm 間隔で張られている。ワイヤーの角度はそれぞれ  $x(0^\circ), u(+30^\circ), v(-30^\circ)$  となっており、 $x(u,v)$  面と  $x'(u',v')$  面はワイヤーの位置を 10 mm ずらしている。FDC2 の仕様と概念図をそれぞれ表 3.9 と図 3.15 に示す。

表 3.9 FDC2 の仕様 [16]。

層の構造	$xx' uu' vv' xx' uu' vv' xx'$
ワイヤーの角度	$x(0^\circ), u(+30^\circ), v(-30^\circ)$
ウィンドウのサイズ	2296 mm $\times$ 836 mm
ワイヤーの本数	112 anode/plane $\times$ 14 plane = 1568 anodes

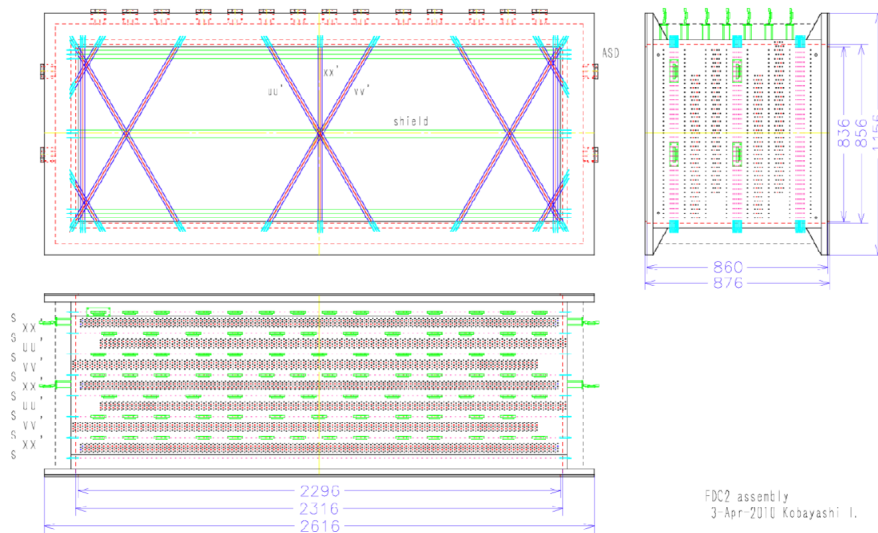


図 3.15 FDC2 の正面図 (左上)、側面図 (右)、上面図 (左下) [16]。

## 3.6.3 HODF24

HODF24(**HOD**scope for **F**ragment) は FDC2 の下流に設置されたホドスコープであり、荷電粒子のエネルギー損失と TOF の測定を目的とする。HODF24 は HODP と同様のプラスチックシンチレーターを 24 本並べた構造をしており、HODP よりも大きなアクセプタンスを持つことが特徴である。HODF24 の仕様を表 3.10 に示す。

表 3.10 HODF24 の仕様 [16]。

シンチレーターの種類	BC408
シンチレーターの形状 [mm]	幅 100 $\times$ 長さ 1200 $\times$ 厚さ 10
シンチレーターの本数	24 本
有効面積 [mm <sup>2</sup> ]	2400(W) $\times$ 1200(L)

## 第 4 章

# シミュレーション

本章では  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応のシミュレーション方法について述べる。まず、DWIA 計算によって実験で測定する角度やエネルギーの範囲を決定する。この範囲を元にしてイベントを作成し、GEANT4 シミュレーションによって粒子が検出器のアクセプタンスに入射する割合を求めた。また、粒子測定 of 角度・エネルギー分解能を求めた。さらに、シミュレーションで三重微分断面積の分布を導出し、本実験の妥当性を評価した。

本章で用いる座標系では、ビームの進行方向を  $z$  軸正の方向とし、ビームに対する鉛直上向き方向を  $y$  軸正の方向とする。また、 $z$ ,  $y$  軸に対する右手系の垂直方向を  $x$  軸とする。この座標系に対する球面座標系において、 $z$  軸からの開き角度を  $\theta$ 、 $xy$  平面に射影された  $x$  軸に対する開き角度を  $\phi$  と定義する。

### 4.1 測定を行う角度範囲の検討

本節では、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応に対する DWIA 計算の方法について述べる。まず、DWIA 計算に用いたプログラムを紹介し、このプログラムに基づいて測定範囲を決定する方法とシミュレーションで用いる運動領域の選択手法について述べる。

#### 4.1.1 DWIA 計算

$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  のキネマティクスを調べるため、本研究では pikoe (proton-induced knock-out reaction calculations for exclusive processes) [22] を用いた。pikoe は大阪大学の緒方らによって開発された、陽子によるノックアウト反応 ( $p, pN$ ) の微分散乱断面積を DWIA を用いて計算できるプログラムである。粒子の基本的な情報 (束縛エネルギー、軌道の角運動量など) と入射エネルギーを入力すると、任意の散乱角度・運動エネルギーにおける三重微分断面積 (Triple Differential cross-section : TDX) を計算することができる。本研究で用いたインプット情報を表 4.1 に示す。これらには既知の値を用いており、他にデータファイルとして  $p + d$  弾性散乱のデータと  $d$ - $^8\text{Li}$  間の光学的ポテンシャル [23] を pikoe にインプットしている。

表 4.1 主要な pikoe のインプットパラメーター。

ビームのエネルギー	230 MeV/u
$d$ - $^8\text{Li}$ の全角運動量と軌道角運動量	$j = 0, l = 0$
重陽子の分離エネルギー	22.45 MeV
分光学的因子	1.0

上記のインプットは定数であるのに対して、pikoe では陽子や重陽子の散乱後の角度  $\theta, \phi$ 、運動エネルギー  $T$  を変数として入力できる。これらの変数には、順運動学条件 (Normal Kinematics : NK) における変数か逆運動学条件

(Inverse Kinematics : IK) での変数のどちらか一方を入力する。本論文では、陽子・重陽子と NK, IK の変数を添字で区別し、各添字を次のように定義する：1=NK での陽子、2=NK での重陽子、3=NK での  ${}^8\text{Li}$ 、p=IK での陽子、d=IK での重陽子、 ${}^8\text{Li}$ =IK での  ${}^8\text{Li}$ 。例えば、 $\theta_1$  は順運動学における陽子の散乱角度を表す。

また、pikoe で IK の計算をするときの注意点として、ある条件下で TDX が計算上発散してしまう。これはエネルギー保存の解が 2 重根となるときに発生する。積分した断面積は有限の値となるが、TDX は発散点付近で値が大きく変動してしまい事実上 TDX を計算できなくなる。なお、この現象はあくまで計算上の話であり、実際の TDX が発散するわけではない。

#### 4.1.2 大まかな三重微分断面積計算

ここでは、 ${}^{10}\text{Be}(p, pd){}^8\text{Li}$  反応の TDX を振る舞いを大まかに計算する手法について述べる。この手法では、TDX が大きく実験的に有用な領域を、選択的に短時間で計算することが可能である。2.3 節で示した図 2.5 はこの手法によって作成され、この計算結果は検出器の測定範囲を決定するために用いられた。

TDX の計算には、 $\theta_1, \theta_2, T_1$  の 3 つの値を pikoe にインプットしなければならない。しかし、3 つの値を変数として TDX の議論をすることは非常に難解であるため、2 変数で TDX の議論をするほうが便利である。そこで、NK での  ${}^8\text{Li}$  の反跳運動量  $P_r < 10$  MeV の領域を選択することで、 ${}^8\text{Li}$  の反跳がない  $p + d$  の 2 体散乱であるとして運動学を考える。よって、 ${}^{10}\text{Be}(p, pd){}^8\text{Li}$  反応を単純な  $(p, pd)$  散乱であるとみなすことで、 $\theta_2 = f(\theta_1)$  と対応付けて TDX を計算する。計算手法は以下のとおりである。

1. 任意の NK における陽子の散乱角度  $\theta_1$  を選択する。
2.  $\theta_1$  を固定し、 $T_1, \theta_2$  をそれぞれ 1 MeV,  $1^\circ$  ずつ変化させる。
3. これらの運動学点から、 ${}^8\text{Li}$  の反跳運動量  $P_r < 10$  MeV となる点の  $\theta_2$  を取得する。
4.  $\theta_1$  と取得した  $\theta_2$  を固定し  $T_1$  を 1 MeV 刻みで変化させ、IK でのデータを出力する。

なお  $\phi$  については、 $P_r < 10$  MeV を満たすため  $\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 180^\circ$  として固定している。ここで得られた計算結果は NK の値を引数としているため、IK での詳細なシミュレーションや解析をするには抜いづらく、あくまでラフに TDX の振る舞いを可視化するものである。

#### 4.1.3 精密な三重微分断面積計算

続いて、シミュレーションに使用するイベントを生成するための、IK における TDX の計算手法について述べる。前提として、DWIA が精度良く成立するためにリコイルレス条件と準弾性散乱 (Quasi Free Scattering : QFS) 条件を満たす必要がある。リコイルレス条件は残留核  ${}^8\text{Li}$  の反跳運動量が小さい ( $P_r \lesssim 100$  MeV) ことを要求する。また QFS 条件で必要となるのは、入射エネルギーが十分高いことに加えて、終状態で放出粒子 (ここでは陽子と重陽子) が残留核に対して高いエネルギーで放出されることである。QFS 条件を言い換えると、「残留核の静止系において放出粒子が高エネルギーである」ことになるため、この条件の判定には NK を用いる。これを踏まえて、以下の手順で TDX を計算した。

1. NK において、 $\theta_1, \theta_2, T_1$  をそれぞれ  $5^\circ, 5^\circ, 5$  MeV ずつ変化させる。
2. 得られた運動学点から、 $T_1 \geq 30$  MeV,  $T_2 \geq 60$  MeV,  $P_r \leq 100$  MeV となる点を選択する。
3. 選択した運動学点から  $p + d$  素過程での重心系の散乱角  $\theta_{cm}$  を算出し、 $\theta_{cm}$  が前方散乱 ( $\theta_{cm} < 90^\circ$ ) と後方散乱 ( $\theta_{cm} > 90^\circ$ ) に対応する運動学点を選択する (図 4.1)。
4. 最終的に選択した運動学点を IK に変換する。
5. 手順 4 で得られた点の周りで、 $\theta_p, \theta_d, T_p$  などを変化させ TDX を求める。

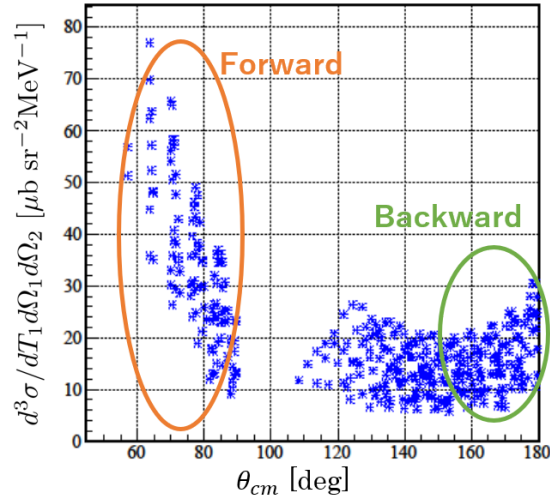


図 4.1 素過程  $p + d$  の重心系における散乱角度  $\theta_{cm}$  に対する、選択された運動学点の TDX。運動学点の選択方法は本文に記載。 $\theta_{cm} = 70^\circ$  付近の点が前方散乱を、 $\theta_{cm} = 170^\circ$  付近が後方散乱を表す。 $\theta_{cm} < 60^\circ$  と  $\theta_{cm} = 90 \sim 110^\circ$  の領域は実験で測定しても相関を測ることができない。

この手法で得た  $\theta_{cm}$  の分布を図 4.1 に示す。 $\theta_{cm} < 60^\circ$  や  $\theta_{cm} = 90 \sim 110^\circ$  の領域は QFS 条件やリコイルレス条件を満たさないため DWIA を適用することができず、実験でこの点を測定しても SRC の影響を評価できない。そのため、我々は  $\theta_{cm} = 60 \sim 90^\circ, 120 \sim 180^\circ$  の領域を測定する必要がある。また、これらの運動学点の  $\theta_p, \theta_d, T_p, T_d$  の相関を図 4.2 に示す。図の紫点は  $\theta_{cm} < 90^\circ$  の前方散乱、青点は  $\theta_{cm} > 90^\circ$  の後方散乱を表す。よって、前方散乱では  $\theta_p = 38 \sim 50^\circ, \theta_d = 18 \sim 25^\circ, T_p = 75 \sim 200 \text{ MeV}, T_d = 200 \sim 350 \text{ MeV}$  の領域を集中的に測定すれば良い。一方で後方散乱では、散乱後の陽子を SAMURAI 磁石下流の検出器で測定するため、散乱角の小さい  $\theta_p < 10^\circ$  となる運動学点の周囲を測定する。そこで、前方散乱と後方散乱を代表する運動学点を表 4.2(上) にまとめ、この点を IK に変換した後の運動学点を同様に表 4.2(下) に示す。この点はリコイルレス条件と QFS 条件を満たし、さらに TDX が大きいこともあり実験的に重要である。

表 4.2 NK における前方散乱と後方散乱の代表的な運動学点 (上) と、それを IK に変換した運動学点 (下)。 $\theta_{cm} = 70.7^\circ$  の運動学点が前方散乱であり、 $\theta_{cm} = 158.5, 170.9^\circ$  の点が後方散乱を表している。 $P_r$  の符号が反転しているのは NK と IK で座標が逆転しているためである。

$T_1$ [MeV]	$\theta_1$ [°]	$T_2$ [MeV]	$\theta_2$ [°]	$T_3$ [fm $^{-1}$ ]	$\theta_3$ [°]	$P_r$ [MeV]	TDX [ $\mu\text{b sr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$ ]	$\theta_{cm}$ [°]
140	45	69.3	50	0.10	111.8	-19.9	$6.5 \times 10$	70.7
30	165	178.7	5	0.49	6.7	96.0	$1.6 \times 10$	170.9
$T_p$ [MeV]	$\theta_p$ [°]	$T_d$ [MeV]	$\theta_d$ [°]	$T_{Li}$ [fm $^{-1}$ ]	$\theta_{Li}$ [°]	$P_r$ [MeV]	TDX [ $\mu\text{b sr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$ ]	$\theta_{cm}$ [°]
126.5	48.3	303.3	20.8	28.3	0.19	19.9	$1.1 \times 10^3$	70.7
441.3	3.5	64.1	8.5	27.6	0.12	-96.0	$2.4 \times 10$	170.9

次に表 4.2 の代表点の周りでの TDX を調べる。 $\theta_p, \theta_d, T_p$  の 3 つの変数のうち 2 つを表 4.2 の代表値に固定することで、残る 1 つの変数に対する TXD の振る舞いを求められる。まず、 $T_p$  と  $\theta_p, \theta_d$  の片方を固定し、残る  $\theta_p, \theta_d$  を  $0 \sim 180^\circ$  まで  $0.1^\circ$  刻みで変化させることで、図 4.3 のように実験系での陽子・重陽子の散乱角度に対する TDX を求めた。また、 $\theta_p, \theta_d$  を前方(後方)散乱の代表値に固定したときの、 $T_p, \phi_d$  に対する TDX の分布を図 4.4 に示す。図中で青く示されている点はリコイルレス条件と QFS 条件の両方を満たす。よって、実験ではこの領域を中心に測定する必要がある。

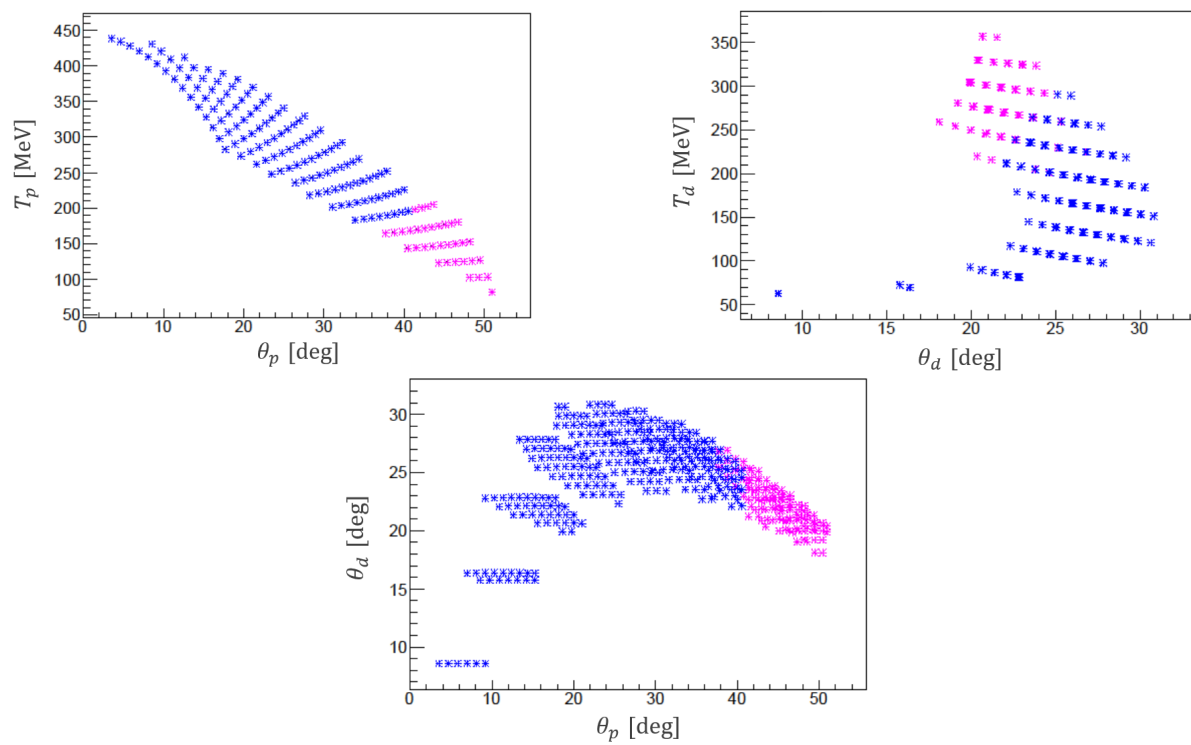


図 4.2 IK でリコイルレス条件と QFS 条件を満たす点。紫点は  $\theta_{cm} < 90^\circ$  の前方散乱、青点は  $\theta_{cm} > 90^\circ$  の後方散乱を表す。前方散乱では紫点の存在する領域を測定する必要がある。また、後方散乱では  $\theta_{cm} \sim 170^\circ$  であり  $\theta_p, \theta_d$  が共に小さい領域を測定するべきである。

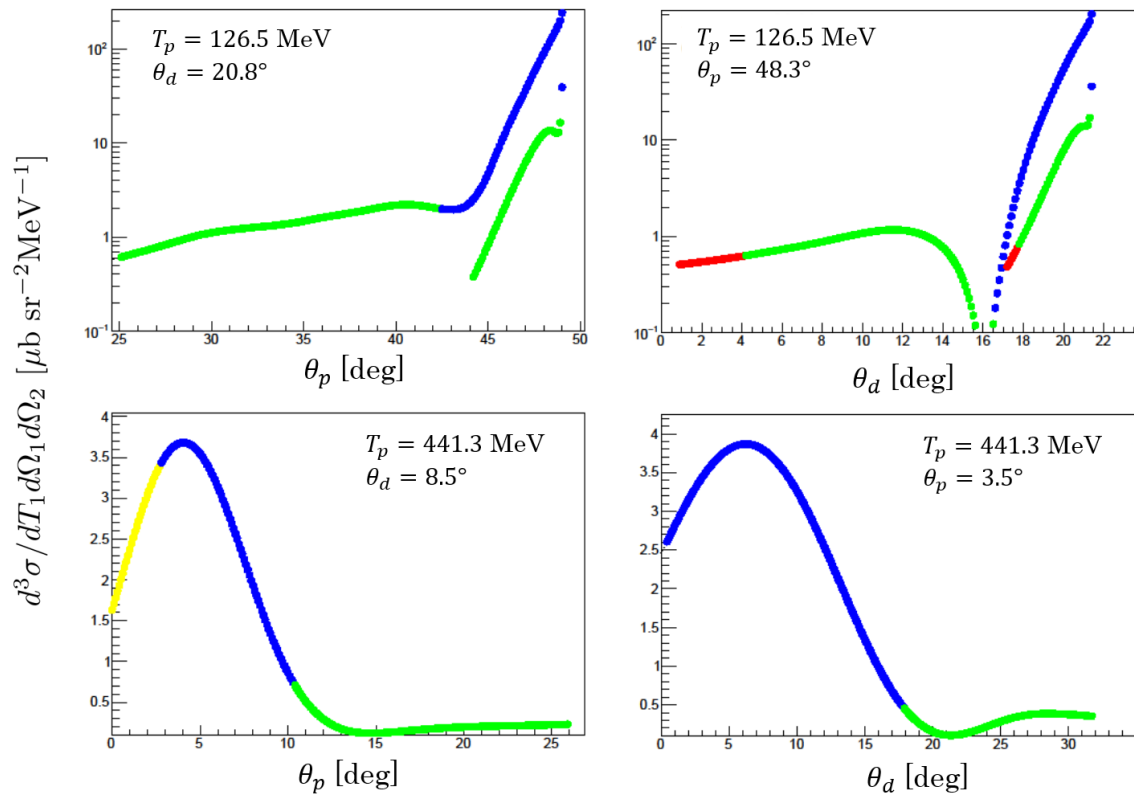


図 4.3 IK における前方散乱の TDX の図 (上) と後方散乱の TDX の図 (下)、 $\theta_p$  を変数としたときの図 (左) と  $\theta_d$  を変数とした図 (右)。陽子のエネルギーと  $\theta_d(\theta_p)$  を固定して  $\theta_p(\theta_d)$  を  $0.1^\circ$  刻みで変化させている。図中の青点はリコイルレス条件と QFS 条件の両方を満たし、緑点は QFS 条件のみを満たす点、黄点はリコイルレス条件のみを満たす点、赤点はリコイルレスと QFS 条件のどちらも満たさない点である。なお、上図の特定の  $\theta_p, \theta_d$  において TDX が 2 重に計算されているが、これは pikoe で IK の計算をする際に発生する二値問題に起因する。同じ 3 変数を pikoe にインプットしても、 ${}^8\text{Li}$  の不定性によって TDX の解が 2 つ計算されることが原因である。実験的には  ${}^8\text{Li}$  の静止系における  $P_z$  の正負を調べることで、この 2 点を区別することが可能である。

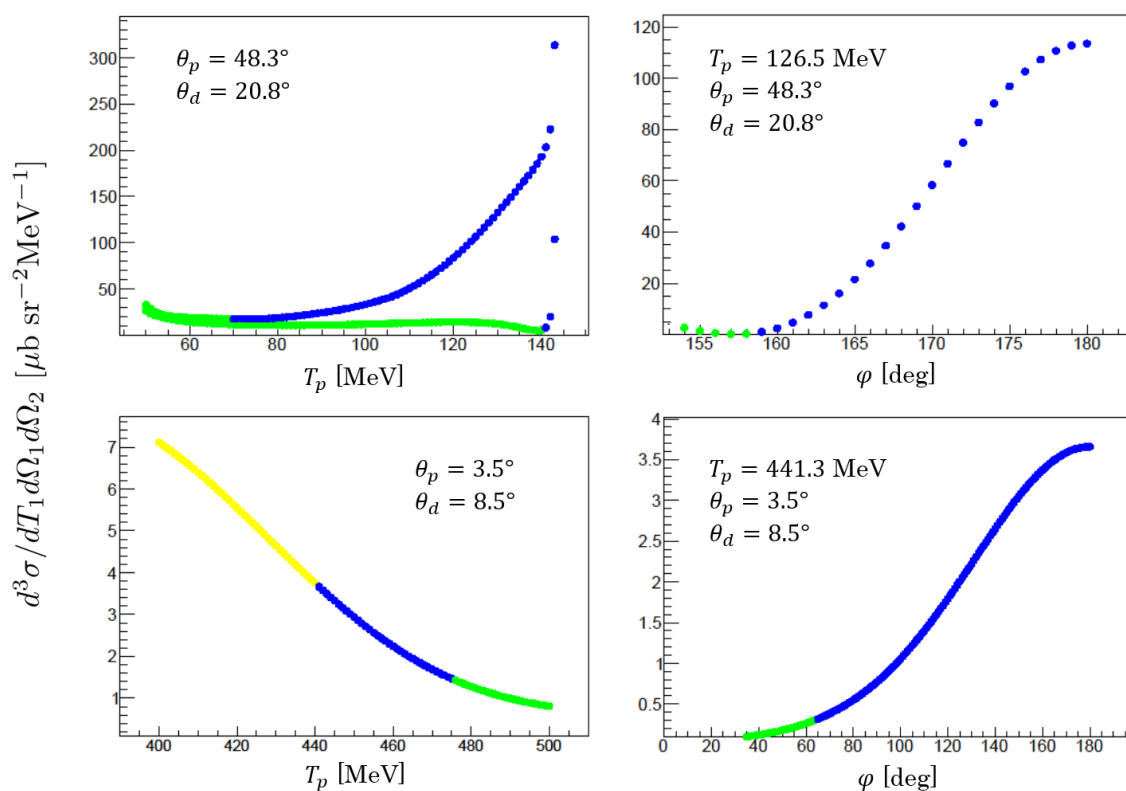


図 4.4 IK における前方散乱の TDX の図 (上) と後方散乱の TDX の図 (下)、 $T_p$  分布 (左) と  $\phi$  分布 (右)。  $T_p$  分布では  $\theta_p, \theta_d$  を前方 (後方) 散乱の代表値に固定して  $T_1$  を変化させている。また、 $\phi$  分布では  $T_p, \theta_p, \theta_d$  を前方 (後方) 散乱の代表値に固定し、陽子と重陽子の  $\phi$  方向の散乱角の差  $\phi_p - \phi_d$  を引数としている。図中の点の色の区別は 4.3 と同様である。



## 4.2 イベントジェネレーター

pikoe で求めた運動学点の結果を使用して、GEANT4(GEometry ANd Tracking) シミュレーションのイベントを作成した。前方散乱・後方散乱のそれぞれで使用した、pikoe の変数を表 4.3 にまとめる。変数には IK の値をインプットしており、図 4.3, 4.4 の青点の領域に対応して変数の範囲を決定した\*1。変数の刻み幅はそれぞれ  $T_p = 1.0$  MeV,  $\theta_p = 1.0^\circ$ ,  $\theta_d = 0.5^\circ$ ,  $\phi = 0.5^\circ$  とした。生成したイベントには、pikoe で計算された TDX と陽子・重陽子の立体角を考慮して重みを付けた。また、より現実的なイベントを生成するため、各変数には刻み幅に対応した一様乱数を付与した。最後に、ビームの広がりや標的での反応位置を乱数によって与えた。ここで用いた分布を表 4.4 に示す。最終的に得られたイベントを図 4.5 に示す。以降は、特に断りがない限りここで作成したイベントを用いて行ったシミュレーション結果を示す。

表 4.3 GEANT4 シミュレーションに用いた pikoe の変数。これらは全て IK での値であり括弧内の値で変数を刻んだ。イベントには TDX と陽子・重陽子の立体角の重みを付けた。 $P_r > 1.0 \text{ fm}^{-1}$  となるリコイルレス条件を満たさない点は計算していない。

イベント	$T_p$ [MeV]	$\theta_p$ [°]	$\theta_d$ [°]	$\phi_d$ [°]
前方散乱	70 ~ 140 (1.0)	42 ~ 49 (0.5)	16 ~ 21 (0.5)	160 ~ 180 (5.0)
後方散乱	440 ~ 475 (1.0)	2 ~ 10 (0.5)	0 ~ 17 (0.5)	80 ~ 180 (5.0)

表 4.4 GEANT4 のイベントジェネレーターに用いた分布。標的は十分に薄いとして、反応位置  $z$  は一様分布とした。

実験的な分布	本シミュレーションで用いた乱数
ビームの角度的な広がり	$\sigma = 8 \text{ mrad}$ の正規分布
ビームのエネルギーの広がり	$\pm 1.5\%$ の一様分布
標的での反応位置 $x, y$	$\sigma = 10 \text{ mm}$ の正規分布
ビーム軸に対する標的内の反応位置 $z$	15 mm の一様分布

\*1 あらかじめ各変数がリコイルレス条件と QFS 条件を満たす範囲を求めることで、計算する領域を絞り計算時間を大幅に短縮できる。

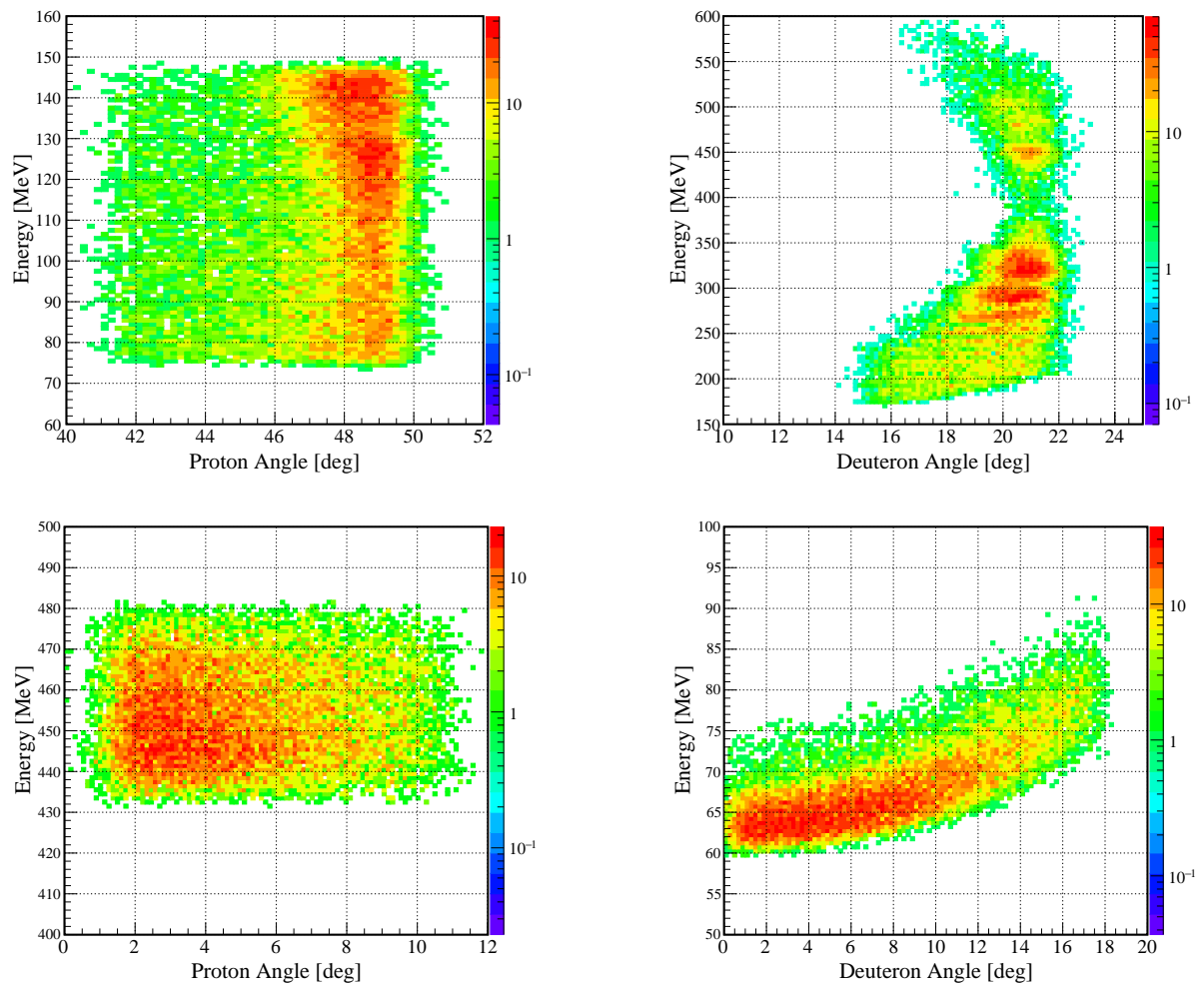


図 4.5 DWIA を用いて作成した、GEANT4 のイベントの角度とエネルギー。上図は前方散乱、下図は後方散乱を表し、左図は陽子、右図は重陽子の角度とエネルギーである。DWIA には陽子の角度とエネルギーをインプットしているため、左図のように陽子の角度とエネルギーは四角い領域に分布する。

### 4.3 SAMURAI セットアップ

本節では GEANT4 シミュレーションを用いた、SAMURAI セットアップの最適化について述べる。

#### 4.3.1 SAMURAI 磁石の磁場強度の最適化

SAMURAI 磁石の磁場は最大 3.0 T まで印加することが可能であり、実験に応じて印加する磁場強度を設定する必要がある。本実験では、後方散乱イベントの測定に SAMURAI 磁石を用いるため、これらの粒子に対するアクセプタンスを最大にするように磁場強度を決定する必要がある。後方散乱イベントでは、約 450 MeV の陽子を PDC, HODP で、約 65 MeV の重陽子を BSDD か NINJA で、ビームとほぼ同じ角度と速度で放出される  $^8\text{Li}$  を FDC1, FDC2, HODF24 で検出する。これらの粒子が全て観測されたときにイベントがアクセプトされたとして、SAMURAI 磁石の磁場を変化させたときに、観測されるイベントの割合を求めた。中心磁場強度と検出効率の関係を図 4.6 に示す。磁場強度を変化させたときに、検出効率に最も影響を与えるのは陽子である。SAMURAI 磁石の荷電粒子窓が y 方向に関して  $\pm 4^\circ$  程度のアクセプタンスしかなく、陽子がこれを通過できないことが検出効率を悪化させる主な要因となる。また、NINJA による重陽子の検出効率は磁場の変化に対してほぼ一定であり、 $^8\text{Li}$  に関しては 2.15 ~ 2.4 T の間で常に検出効率は 100% であった。検出効率は 2.25 T で最大の 21.0% となるため、以降は 2.25 T の磁場でシミュレーションを行う。

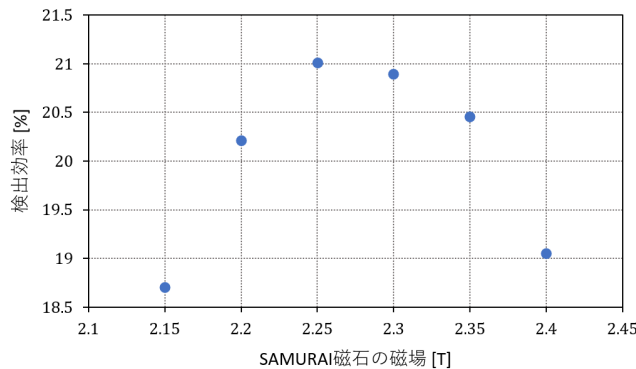


図 4.6 SAMURAI 中心磁場と後方散乱イベントの検出効率の関係。2.25 T で検出効率は最大の 21.0% となる。

#### 4.3.2 前方散乱イベントのアクセプタンス

前方散乱イベントを 2 万回発生させ、陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  を同時検出できるイベント数を見積もった。前方散乱イベントでは陽子・重陽子を共に FSPD, CATANA で検出する。陽子は約 125 MeV、重陽子は約 300 MeV のエネルギーを持っており、FSPD で  $\Delta E$ 、CATANA で  $E_{total}$  を測定する。また、 $^8\text{Li}$  は後方散乱と同様に FDC1, FDC2, HODF24 で検出する。陽子・重陽子が各検出機にヒットしたというゲートをかけて求めたアクセプタンスを図 4.7, 4.8 に示す。また、陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が同時に観測されるイベントを図 4.9 に示す。結果的に前方散乱イベントの検出効率は 25% となった。

前方散乱の重陽子は比較的大きなエネルギーを持っているため、CATANA の CsI(Na) 結晶を貫通するイベントが存在する。CATANA で止められる重陽子の最大エネルギーは、L2(150 mm) で 332 MeV、L3(140 mm) では 320 MeV である。これを超えるエネルギーを持つイベントは本来のエネルギーを測定できないため、粒子識別の精度を悪化させる要因となる。そのため、重陽子が L2, L3 に入射したイベントに対して、それぞれ  $T_d < 332$  MeV,  $T_d < 320$  MeV

のゲートをかけると、重陽子の検出効率は 28% となった。重陽子が FSPD と CATANA にヒットし、かつ CsI(Na) 結晶を貫通するイベントの割合は、全イベントに対して約 1.5% であり、アクセプトされたイベントに対して約 6% であった。

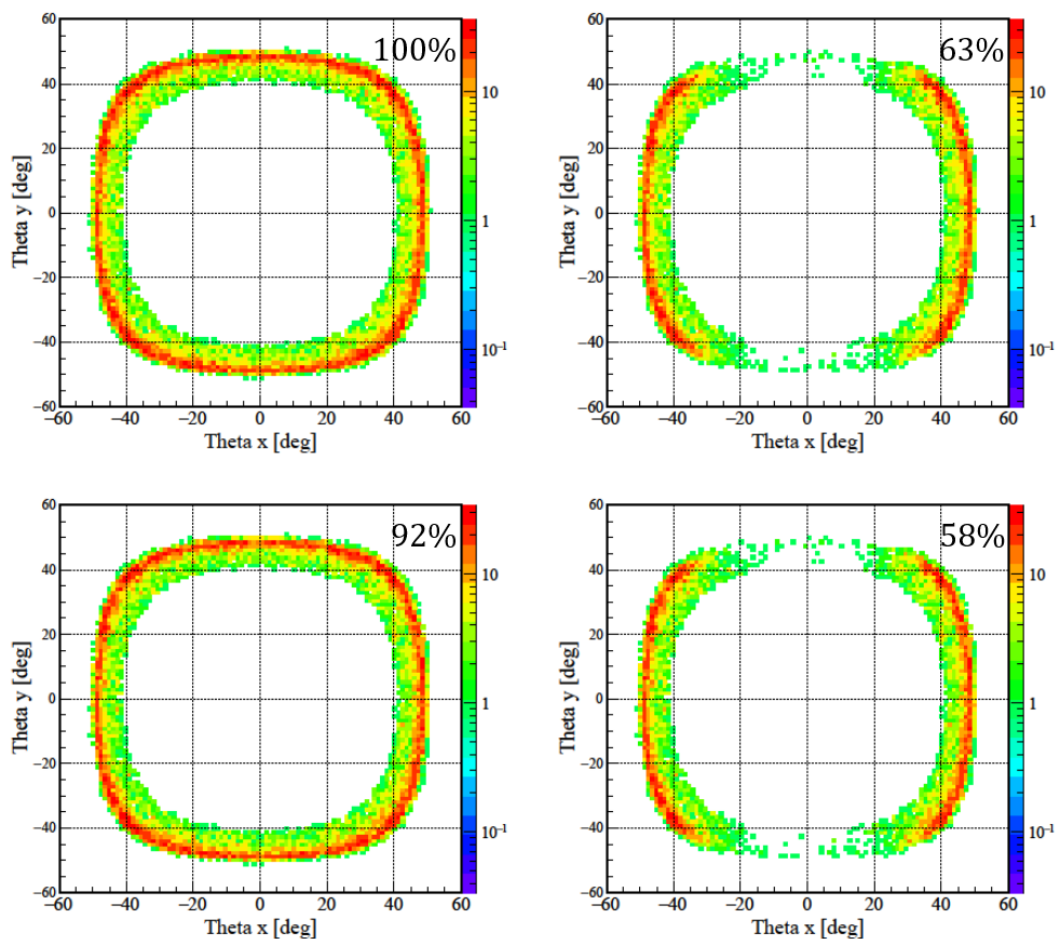


図 4.7 前方散乱の陽子のアクセプタンスを散乱角度  $\theta_x, \theta_y$  でプロットした図。各図は発生させたイベント (左上)、FSPD にヒットしたイベント (右上)、CATANA にヒットしたイベント (左下)、FSPD と CATANA の両方にヒットしたイベント (右下) を表す。右上の数値は検出率を表す。FSPD はビームを避けるために中央が空いた構造をしているので、 $|\theta_x| < 17.5^\circ$  の範囲は測定できない。また、右図で  $|\theta_x| < 17.5^\circ$  に存在するイベントは CATANA で散乱された陽子が FSPD に入射したものである。

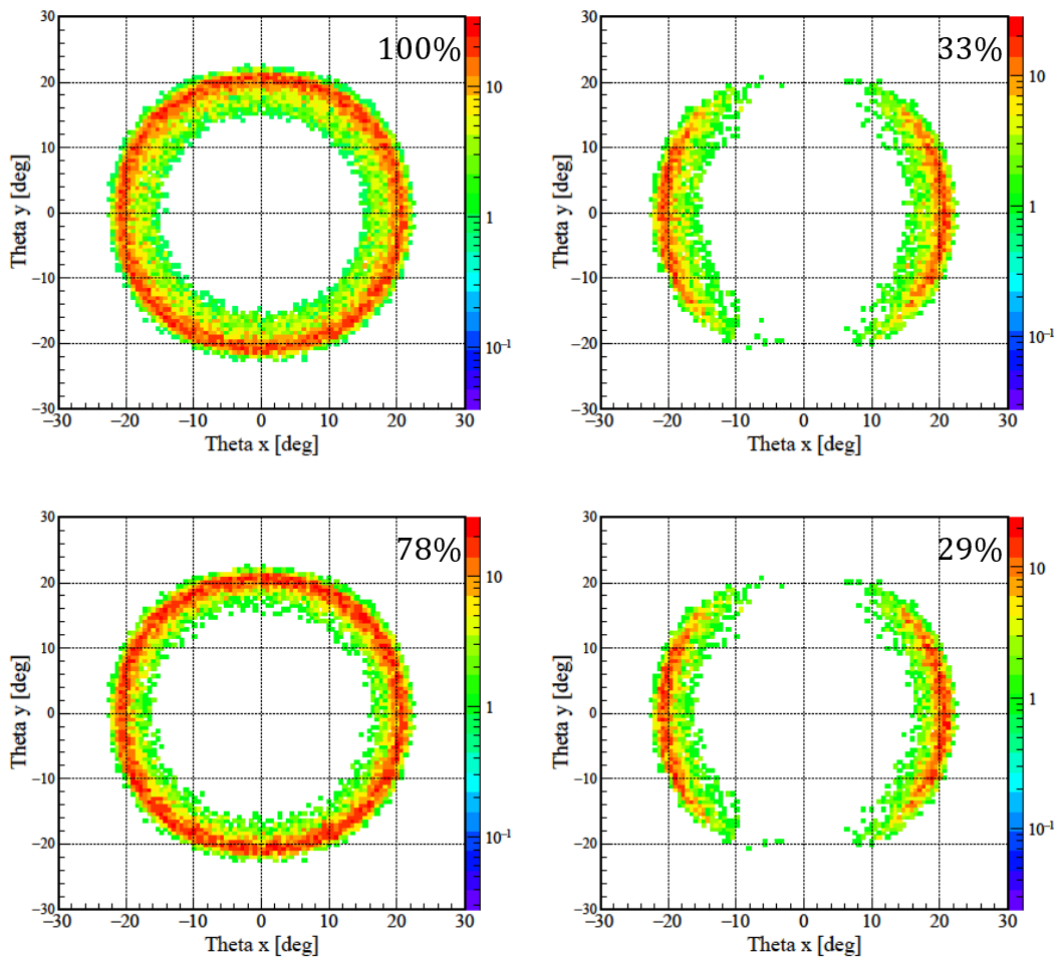


図 4.8 前方散乱の重陽子のアクセプタンス。各図の説明は図 4.7 と同様である。

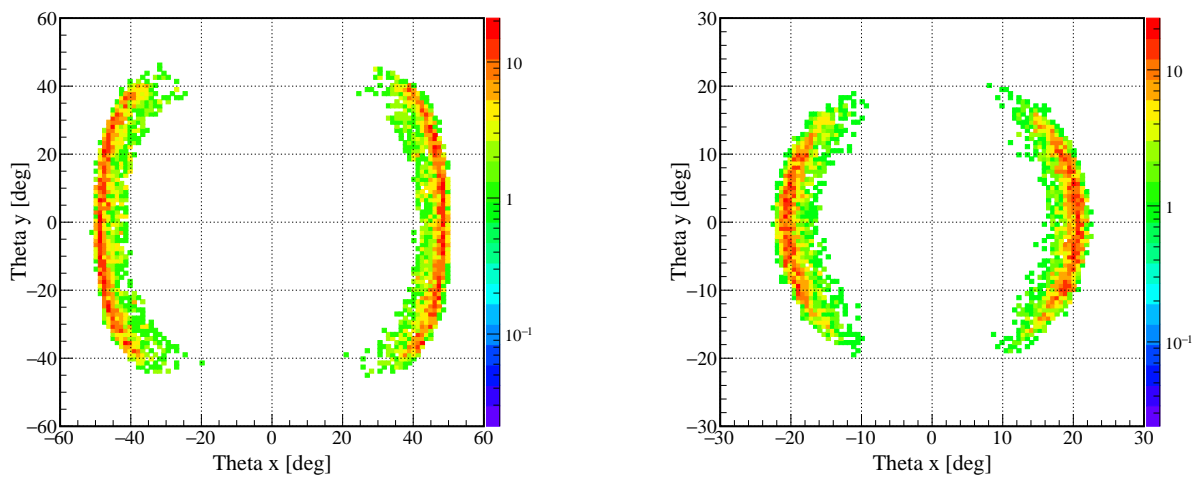


図 4.9 陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が同時に観測される場合の、陽子 (左図) と重陽子 (右図) の角度分布。測定されるイベントの割合は 25% であった。前方散乱では陽子と重陽子がほぼ逆方向に放出される ( $\phi_p \sim \phi_d + \pi$ ) ため、 $\theta_p$  と  $\theta_d$  はよく似た角度分布となる。

### 4.3.3 後方散乱のアクセプタンス

前方散乱と同様に、後方散乱についても陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  を同時検出可能なイベント数を見積もった。後方散乱イベントで用いる検出器は 4.3.1 小節と同様である。陽子・重陽子が各検出器にヒットしたというゲートをかけたときのアクセプタンスを図 4.10, 4.11 に示す。また、陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が全て観測されるイベントを図 4.12 に示す。結果として後方散乱イベントの検出効率率は 20% であった。

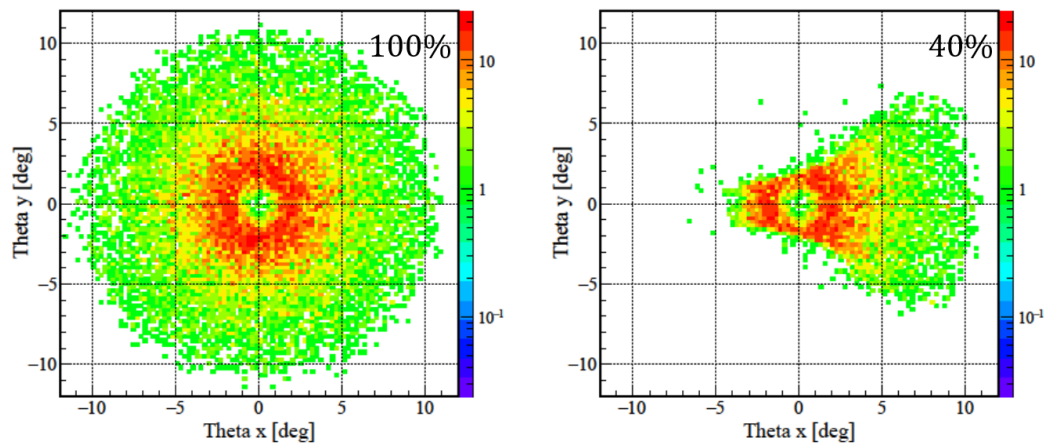


図 4.10 後方散乱の陽子のアクセプタンス。左図は発生させたイベント、右図は PDC,HODP で観測されたというゲートをかけたイベント。半分以上の陽子は SAMURAI 磁石の荷電粒子窓を通過できないため、 $|\theta_y| > 4^\circ$  の領域を測定することは難しい。

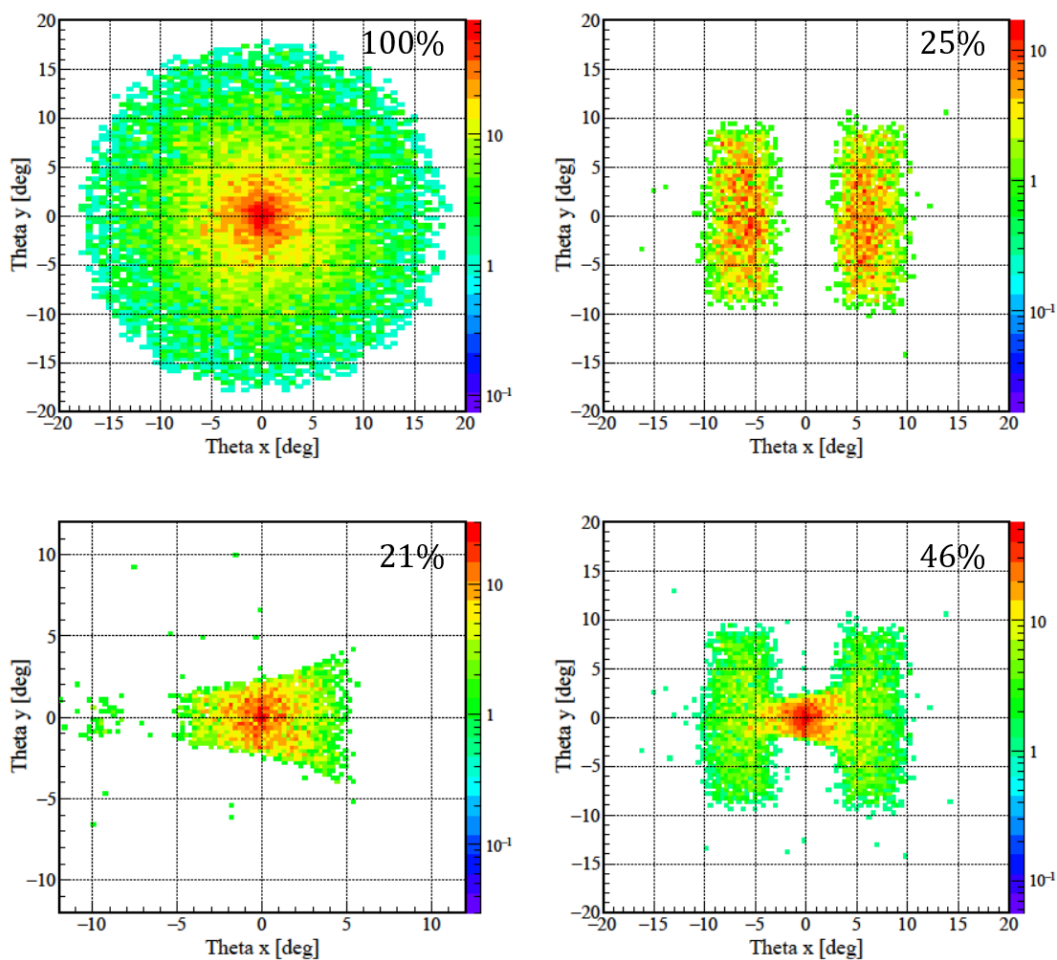


図 4.11 後方散乱の重陽子のアクセプタンス。各図は、発生させたイベント (左上)、BSDD で観測されるイベント (右上)、NINJA で観測されるイベント (左下)、BSDD または NINJA で観測されるイベント (右下) である。重陽子が BSDD と NINJA の両方に入射するイベントの割合は 0.1% 以下である。

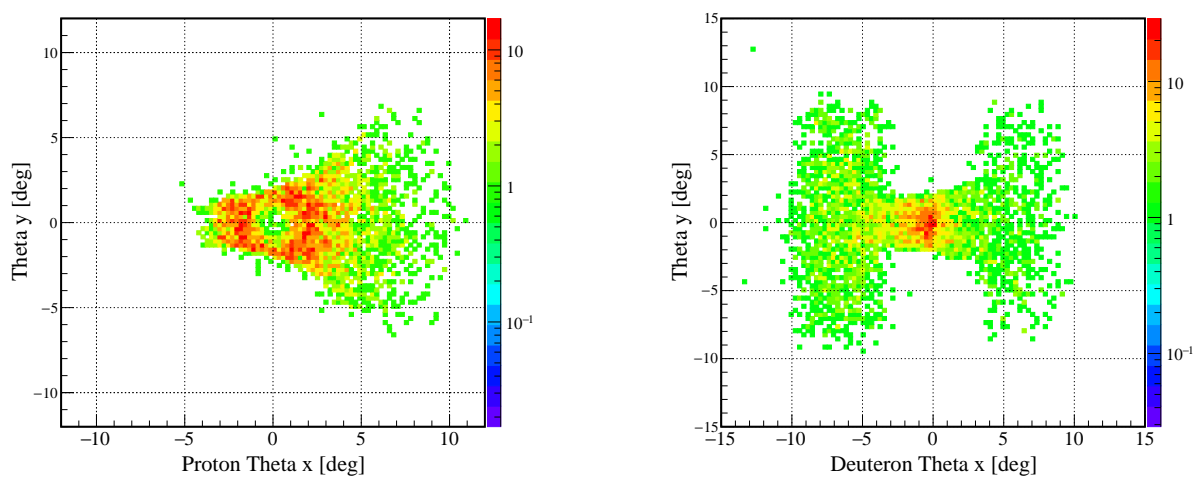


図 4.12 後方散乱イベントの陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が同時に観測される場合の、陽子 (左図) と重陽子 (右図) の角度分布。測定されるイベントの割合は 20% であった。

## 4.4 前方散乱イベントの解析

### 4.4.1 前方散乱粒子の角度分解能の評価

前方散乱において陽子・重陽子は FSPD と CATANA で検出され、これらから得られた粒子の位置情報から散乱角度を求める。図 4.13 のように粒子が検出器に入射するとき、標的での反応位置と、FSPD, CATANA のヒットした検出器の位置から粒子の飛跡を求める。飛跡の再構成には重み付き最小二乗法を用いた。z 方向の測定誤差を無視すると、xz 平面と yz 平面において飛跡は

$$x = a_x z + b_x, \quad y = a_y z + b_y \quad (4.4.1)$$

で表され、係数  $a_x, b_x$  は

$$a_x = \frac{EB - CA}{DB - A^2}, \quad b_x = \frac{DC - EA}{DB - A^2} \quad (4.4.2)$$

$$A = \sum \frac{z_i}{\sigma_i^2}, \quad B = \sum \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad C = \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}, \quad D = \sum \frac{z_i^2}{\sigma_i^2}, \quad E = \sum \frac{x_i z_i}{\sigma_i^2} \quad (4.4.3)$$

となる [26]。  $a_y, b_y$  も同様である。また、各測定位置の分解能  $\sigma$  を以下の表 4.5 にまとめる。標的での反応位置は上流側に設置されたドリフトチェンバー BDC1,2 によって求まるため、分解能は  $\sigma_{\text{target}} = 0.3 \text{ mm}$  程度である。FSPD は y 方向の位置分解能が優れないため、検出器に一樣に粒子が入射するとして  $\sigma_{\text{FSPD},y} = 200/\sqrt{12} \text{ mm}$  とした。また、CATANA は検出器のサイズと z 軸に対する角度がそれぞれ異なるため、これを考慮して分解能を設定した。CATANA の x, y 方向のサイズ  $w_x, w_y$  を表 4.6 に示す。

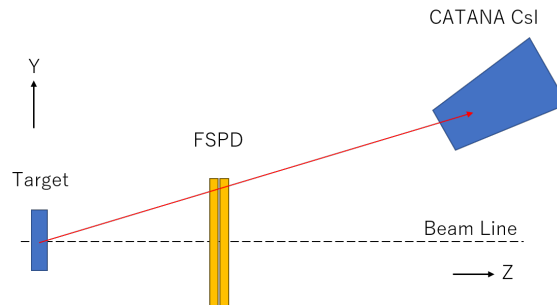


図 4.13 側面から見た前方散乱粒子の飛跡の模式図。FSPD は y 方向に関して分解能が良くないため、y 方向については実質的に標的での反応位置と CATANA の位置情報のみで飛跡を再構成する。

表 4.5 飛跡の再構成に用いた標的と各検出器の測定位置の分解能。この表の  $\theta_x, \theta_y$  は CATANA の CsI(Na) 結晶のビーム軸に対する角度である。

装置名	方向	分解能 [mm]
標的	x, y	0.3
FSPD	x	$4/\sqrt{12}$
	y	$200/\sqrt{12}$
CATANA	x	CATANA の x 方向のサイズ $\times \sin(\theta_x)/\sqrt{12}$
	y	CATANA の y 方向のサイズ $\times \sin(\theta_y)/\sqrt{12}$



表 4.6 CATANA の  $x, y$  方向のサイズ  $w_x, w_y$ .

CATANA の層番号	CsI(Na) 結晶の型	$w_x$ [mm]	$w_y$ [mm]
L7, L8	Type1	62.3	36.6
L5, L6	Type2	63.6	34.9
L4	Type3	58.5	38.3
L3	Type4	50.2	38.3
L2	Type5	39.7	38.3

図 4.14 のように、再構成された散乱角度と本来の散乱角度の差の分布をガウシアンでフィッティングすることで角度分解能を求めた。結果、 $\theta$  の分解能は  $\sigma = 1.8^\circ$  と求めた。また、 $\theta_x, \theta_y$  の分解能はそれぞれ  $1.8^\circ, 4.1^\circ$  となった。 $y$  方向に関しては、実質的に標的の反応位置と CATANA の CsI 結晶の位置のみで  $\theta_y$  を再構成するため分解能が悪化する。しかし、 $\theta_y$  の分解能が  $\theta$  に最も影響するのは  $\phi = 90^\circ$  のときであるが、FSPD は  $\phi \sim 0, 180^\circ$  に配置されているため、 $y$  位置の不定性が  $\theta$  の分解能に与える誤差の影響は少ない。

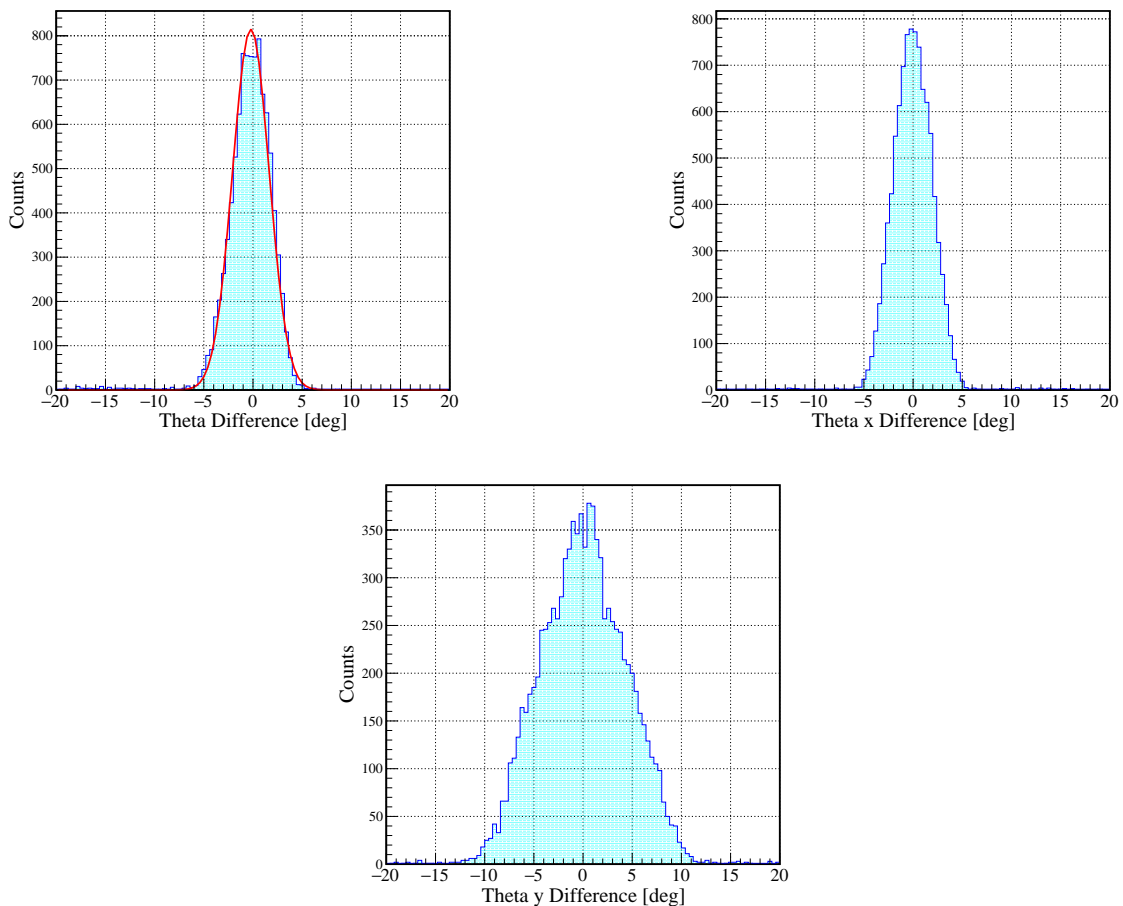


図 4.14 FSPD と CATANA による前方散乱イベントの角度分解能。横軸は再構成された角度と本来の角度の差である。左上図は散乱角度  $\theta$ 、右上図は  $x$  方向の散乱角度  $\theta_x$ 、下図は  $y$  方向の散乱角度  $\theta_y$  に対する残差分布であり、左上図にはガウシアンでフィットした結果も示している。分解能はそれぞれ  $\sigma_\theta = 1.8^\circ, \sigma_{\theta_x} = 1.8^\circ, \sigma_{\theta_y} = 4.1^\circ$  となった。

### 4.4.2 CATANA のアドバック解析

CATANA は合計 140 個の CsI(Na) シンチレーターで構成されるため、粒子が複数の CsI(Na) 結晶を通過したり、生成された二次粒子が検出器外に逃げたりして、本来粒子が持っていた全運動エネルギーの一部しか測定できないことがある。このようなイベントは粒子の運動エネルギーを正しく測定することができず、検出効率を悪化させる要因となる。そこで、一次粒子が入射した CsI(Na) 結晶とそれに隣接する CsI(Na) 結晶が測定したエネルギーを足し合わせることで、粒子の運動エネルギーを再構成する。このエネルギー再構成をアドバック解析と呼ぶ。本解析は以下の手順で行った。

1. ヒットのあった CsI(Na) 結晶の中で最も発光量が大きいものを選択する。
2. その CsI(Na) 結晶に隣接する 8 個の CsI(Na) 結晶から、ヒットがあったものを最大 8 個選択する。
3. 手順 1, 2 で選択した CsI(Na) 結晶のエネルギーを足し合わせる。
4. 残りのヒットに対して手順 1~3 を再び行う。

アドバック解析によって、一次粒子が複数の CsI(Na) 結晶を通過するイベントに対してはエネルギーを再構成できる。しかし、CsI(Na) 結晶との核反応によって発生した二次粒子が CATANA の外部に散乱された場合、アドバック解析を行ってもエネルギーを再構成できなくなる。この現象によって本来のエネルギーを測定できないイベントはリアクションロスと呼ばれる。入射する粒子の種類やエネルギーに応じてリアクションロスの割合は大きく変化するため、本節ではまず 126.5 MeV で一定のエネルギーを持つ陽子に対するアドバック解析について議論する。その後、エネルギーが一定でなく陽子と重陽子が混合した前方散乱イベントのアドバック解析について述べる。

#### 126.5 MeV の陽子に対するアドバック解析

このシミュレーションでは 126.5 MeV の陽子を  $\theta_p = 48.3^\circ$ ,  $\phi_p = 0 \sim 360^\circ$  で一様に発生させ CATANA に入射させた。CATANA のみでの性能を評価するため、この解析では FSPD 固有の分解能は含めず、以下で示す値には全て FSPD で失ったエネルギーを加算している。アドバック解析の結果を図 4.15 に示す。左上図の  $E_1$  は CATANA の 1 番目のヒットで観測されたエネルギーである。図のように  $E_1$  は 126.5 MeV のピークに対してテールを引く分布となった。アドバック解析によって、右上図のようにテールのイベントは減少したが、115 MeV 付近にピークが現れた。これはアドバック解析後も本来のエネルギーを再構成できなかったイベントである。このようなピークが現れるのは、図 4.16 のように陽子が複数の CsI(Na) 結晶で観測されるイベントにおいて、Al 製のハウジング (0.5 mm×2) を通過しエネルギーを損失することが原因であると考えられる。

そこで、ハウジングによるエネルギー損失  $E_{\text{loss}}$  を見積もり、エネルギーをより正確に再構成する。まず、 $E_{\text{loss}}$  を計算するのはヒットの多重度が 2 のイベント (手順 2 で 1 つのヒットが選択された場合) のみにした。ヒットの多重度 2 のイベントには一次粒子が 2 つの CsI(Na) 結晶を通過したイベントが多く含まれるため、このイベントは  $E_{\text{loss}}$  を加算することでエネルギーをアドバックできる。しかしヒットの多重度が 3 以上になると、二次粒子による  $\gamma$  線が隣接する CsI(Na) 結晶で測定されるイベントや、複数の電荷を持つ二次粒子が放出されるイベントが多く混ざるため、 $E_{\text{loss}}$  の計算が極めて困難になる。そのため、以降はヒットの多重度が 2 のイベントについて議論を行う。このようなイベントでは、 $E_{\text{loss}}$  は 2 番目のヒットで観測されたエネルギー  $E_2$  や、CsI(Na) 結晶内部で反応した後の陽子の角度に依存する (図 4.15 左下)。そこで、本解析では近似的に一次式  $E_{\text{loss}} = a_1 E_2 + a_2$  としてフィッティングし、結果として  $a_1 = -0.24$ ,  $a_2 = 33$  MeV と求まった。 $E_2 < 50$  MeV の領域では  $E_{\text{loss}}$  が広い範囲に分布しているため、 $E_2 > 50$  MeV のイベントのみに上記のフィッティング結果を適用した。これ以外のイベントについては  $E_{\text{loss}}$  を定量的に評価することが難しく、エネルギーの再構成を断念した。なお、CATANA の構造的に複数の CsI(Na) 結晶を通過しやすい散乱角の大きいイベントでは、 $E_{\text{loss}}$  の影響が大きくなるため特に注意が必要である。

最終的なアドバック解析の結果は図 4.15 右下のようになった。126.5 MeV ピークの  $\pm 3\sigma$  の範囲に 82% のイベントが存在し、アドバック解析によって全体の 4% のイベントを再構成できた。先行研究 [24, 25] によると、CATANA と類似した形状の CsI(Tl) に対する 125 MeV 陽子の検出効率は、アドバックを行わずにそれぞれ 77, 82% となっている。形状や材質の若干の違いはあるが、先行研究の値はアドバック解析をしなかった場合の本シミュレーションの検出効率 78% とよく一致している。

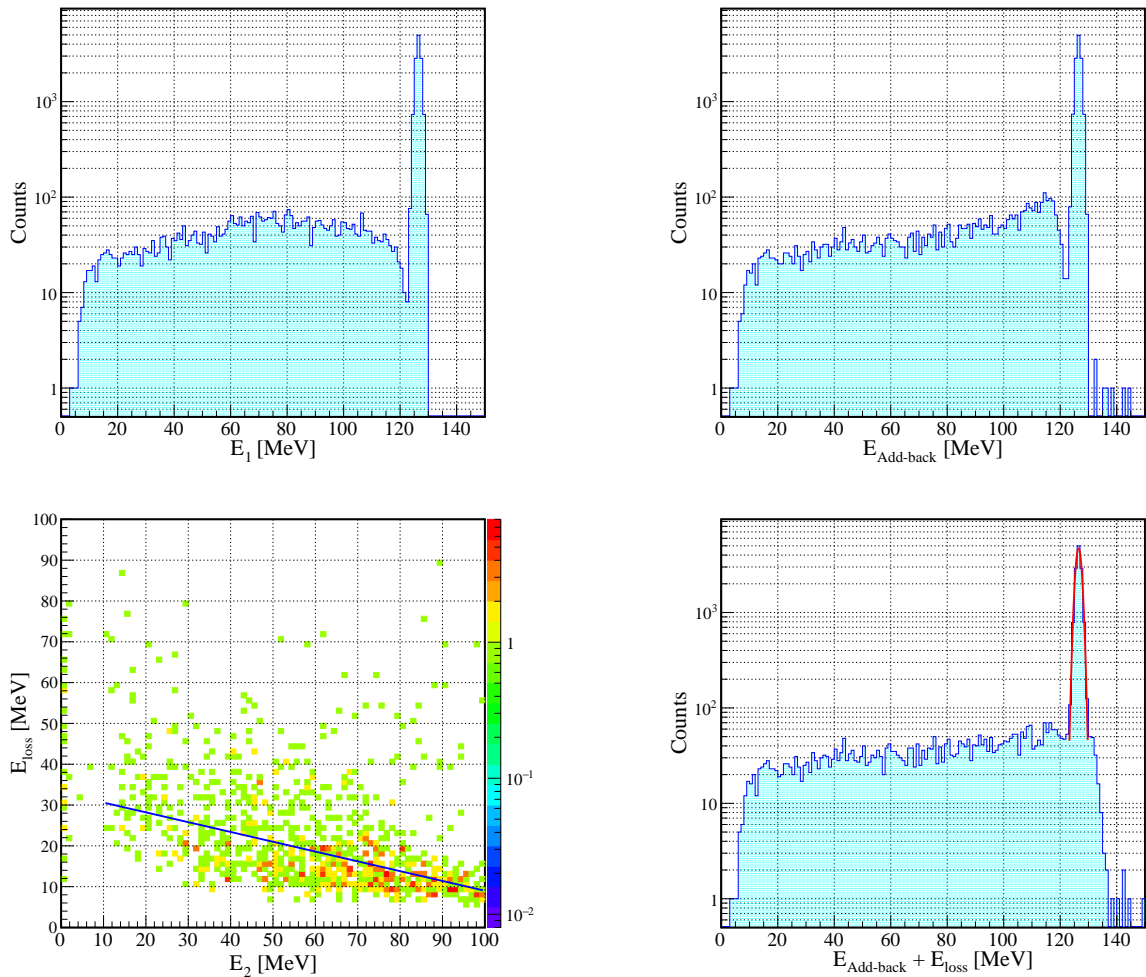


図 4.15 (左上) アドバック解析前のエネルギー分布、(右上) 隣接する CsI(Na) 結晶のエネルギーを足し合わせた後の分布。(左下) ハウジングでのエネルギー損失の  $E_2$  相関、青線は 1 次関数によるフィッティング結果  $E_{\text{loss}} = -0.24E_2 + 33$  MeV を表す。(右下) ハウジングでのエネルギー損失を足し合わせた後の最終的なアドバック解析の結果、赤線は  $\pm 3\sigma$  の範囲をガウシアンでフィットした結果。アドバック解析によって、126.5 MeV の陽子に対する検出効率は 78% から 82% に向上した。

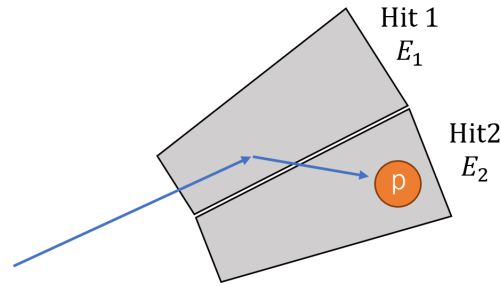


図 4.16 アドバックが解析が必要となる、CATANA のヒット数 2 のイベントの模式図。一次粒子が 2 つの CsI(Na) 結晶を通過した場合はハウジングによるエネルギー損失を考慮する必要がある。

#### 前方散乱イベントに対するアドバック解析

続いて前方散乱イベントに対してアドバック解析を行い、陽子・重陽子をエネルギー再構成できる割合を求めた。まず、陽子と重陽子の本来のエネルギーと再構成したエネルギーの相関を図 4.17 に示す。図 4.17 の  $E_{\text{sim,CATANA}}$  は粒子が CATANA に入射する直前のエネルギーであり、シミュレーションで発生させた粒子のエネルギーから FSPD でのエネルギー損失を引いたものになっている。 $E_{\text{sim,CATANA}}$  は、FSPD の分解能を含んでいないため、シミュレーション上の粒子が持っていた本来のエネルギーである。 $E_{\text{det,CATANA}}$  はアドバックにより再構成されたエネルギーであり、CsI(Na) 結晶の分解能を含み、ハウジングによるエネルギー損失を足し合わせた後の値である。図 4.17 において傾き 1 の直線上の点は正しくエネルギーを再構成できたことになる。重陽子の  $E_{\text{sim,CATANA}} > 320 \text{ MeV}$  の領域でエネルギー再構成ができないのは、このエネルギーを持つ重陽子が CsI(Na) 結晶を貫通してしまうためである。また、陽子・重陽子の  $E_{\text{det,CATANA}} < E_{\text{sim,CATANA}}$  の領域にイベントが分布しているが、これは主にリアクションロスに起因する。

一方で、 $E_{\text{det,CATANA}} \gtrsim E_{\text{sim,CATANA}}$  の領域にもイベントが存在している。これはアドバックによってエネルギーを高く見積もってしまったイベントであり、ハウジングでのエネルギー損失  $E_{\text{loss}}$  を大きく見積もりすぎたことが原因である。前述の一定エネルギーの陽子に対するアドバックでは  $E_2$  に応じて  $E_{\text{loss}}$  を算出していた。しかし実際の実験では、図 4.16 の Hit1 と Hit2 がそれぞれ、最初に入射したヒットと散乱後に入射したヒットであると区別することはできない。これを考慮し、この前方散乱に対するアドバック解析では、多重度 2 のヒットに対して  $E_{\text{loss}} = \frac{a_1}{2}(E_1 + E_2) + a_2$  ( $a_1, a_2$  は前述の値と同様) とした。これにより、 $E_{\text{loss}}$  を実際よりも最大で 10 MeV 程度大きく見積もってしまったイベントが存在する。

前方散乱重陽子のエネルギー残差分布を図 4.18 に示す。重陽子の残差分布は  $-500 \text{ MeV}$  の領域まで非常に長いテールを引いている。このテールは、重陽子の場合 CsI(Na) 結晶を貫通するイベントが存在し、陽子と比較してリアクションロスの割合が大きいことに起因する。最終的に、CATANA に入射した前方散乱イベントに対するエネルギーを再構成できたイベントの割合は、陽子が 82% 重陽子が 61% であった。

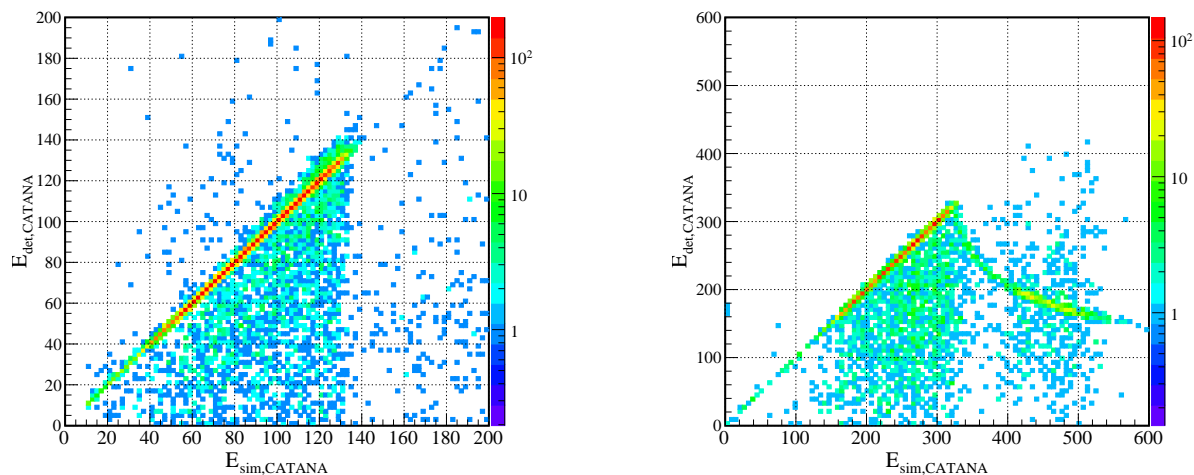


図 4.17 粒子本来のエネルギー  $E_{\text{sim,CATANA}}$  と再構成したエネルギー  $E_{\text{det,CATANA}}$  の相関。左図は陽子、右図は重陽子の分布である。右図の  $E_{\text{sim,CATANA}} > 320$  MeV の領域は、重陽子が CsI(Na) 結晶を貫通してしまったイベントであり、エネルギーは再構成できない。 $E_{\text{det,CATANA}} < E_{\text{sim,CATANA}}$  の領域はリアクションロスに起因する分布である。左図で  $E_{\text{det,CATANA}} > E_{\text{sim,CATANA}}$  にまばらに分布するイベントは、重陽子に起因する二次粒子が陽子を検出した CsI(Na) 結晶の近傍に入射したものである。

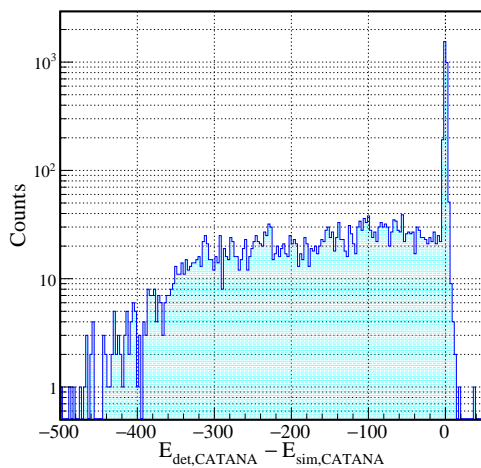


図 4.18 前方散乱重陽子のエネルギー残差分布。重陽子が CsI(Na) 結晶を貫通したり、リアクションロスを起こすことで残差が大きくなる。

### 4.4.3 前方散乱イベントの粒子識別

( $p, pd$ ) 反応の TDX を測定するためには、放出される陽子と重陽子の粒子識別が必要となる。本実験では、FSPD でエネルギー損失  $\Delta E$  を、CATANA で全エネルギー  $E$  を測定することで粒子識別を行う。粒子識別の手法を以下に簡潔に示し、その後で詳細について述べる。

1. FSPD のヒットを最大で 2 つ選択する。ここで、隣接するシンチレーターでヒットがあった場合は、それをまとめて 1 つのヒットとみなす。
2. 同様に、CATANA についてもヒットを最大 2 つ選択する。
3.  $xz$  平面における位置関係から、FSPD と CATANA のヒットを結びつける。
4.  $\Delta E, E$  を求める。

$\Delta E$ - $E$  による識別の前に、手順 1,2 で選択したヒットに対し粒子の飛跡を考慮することで、FSPD と CATANA のヒットを関連付ける。前方散乱では陽子と重陽子が逆向きに放出されやすいため、図 4.19 のように FSPD の左側と右側にそれぞれ粒子がヒットする。粒子が FSPD を通過し CATANA に入射するとき、ヒットした CsI(Na) 結晶の  $x$  座標によって、FSPD と CATANA のヒットを結び付けられる。

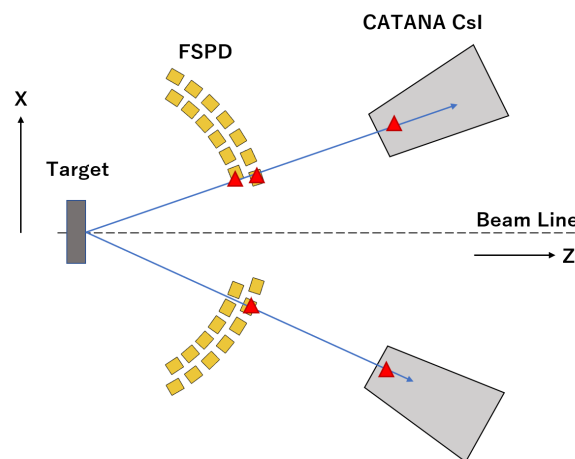


図 4.19 FSPD と CATANA に粒子が入射したイベントの模式図。赤三角はヒットがあった検出器を表す。

続いて、FSPD と CATANA の両方にヒットしたイベントについて  $\Delta E, E$  を求める。まず、粒子の散乱角度によって FSPD のシンチレーターを通過する距離が変化するため、これを補正する。補正の式は  $\Delta E = E_{\text{det,FSPD}} \times \cos \theta_y$  であり、 $E_{\text{det,FSPD}}$  は FSPD で観測されたエネルギー、 $\theta_y$  は標的の反応位置と CsI(Na) 結晶の位置から求めた  $y$  方向の散乱角度を表す。FSPD は標的中央に対して扇状に配置するため、 $\theta_x$  による  $\Delta E$  の変化は無視できる。また、FSPD のシンチレーターを 2 本通過したヒットに対しては、標的に近い側のシンチレーターで測定されたエネルギーを  $E_{\text{det,FSPD}}$  とした。  $E$  に関しては、粒子が FSPD でエネルギーを損失した後に CATANA に入射するため、全エネルギー  $E = E_{\text{det,CATANA}} + E_{\text{det,FSPD}}$  とした。なお、FSPD を 2 層通過したイベントはそのエネルギーを加算している。

得られた  $\Delta E$ - $E$  分布を図 4.20 に示す。左下図を見ると、重陽子の分布が陽子の  $\Delta E$ - $E$  の領域に侵入してしまうことがわかる。この主な原因は、重陽子の  $T_d > 330$  MeV のイベントが CsI(Na) 結晶を貫通してしまい、本来のエネルギーを測定できないことである。また  $T_d < 330$  MeV の領域でも、重陽子と CsI(Na) 結晶の核反応で生じた二次粒子が検出器外に放出されることで重陽子のエネルギーが本来よりも低く測定されることがある。これらの要因によって、重陽子を陽子と間違えるイベントが発生してしまう。

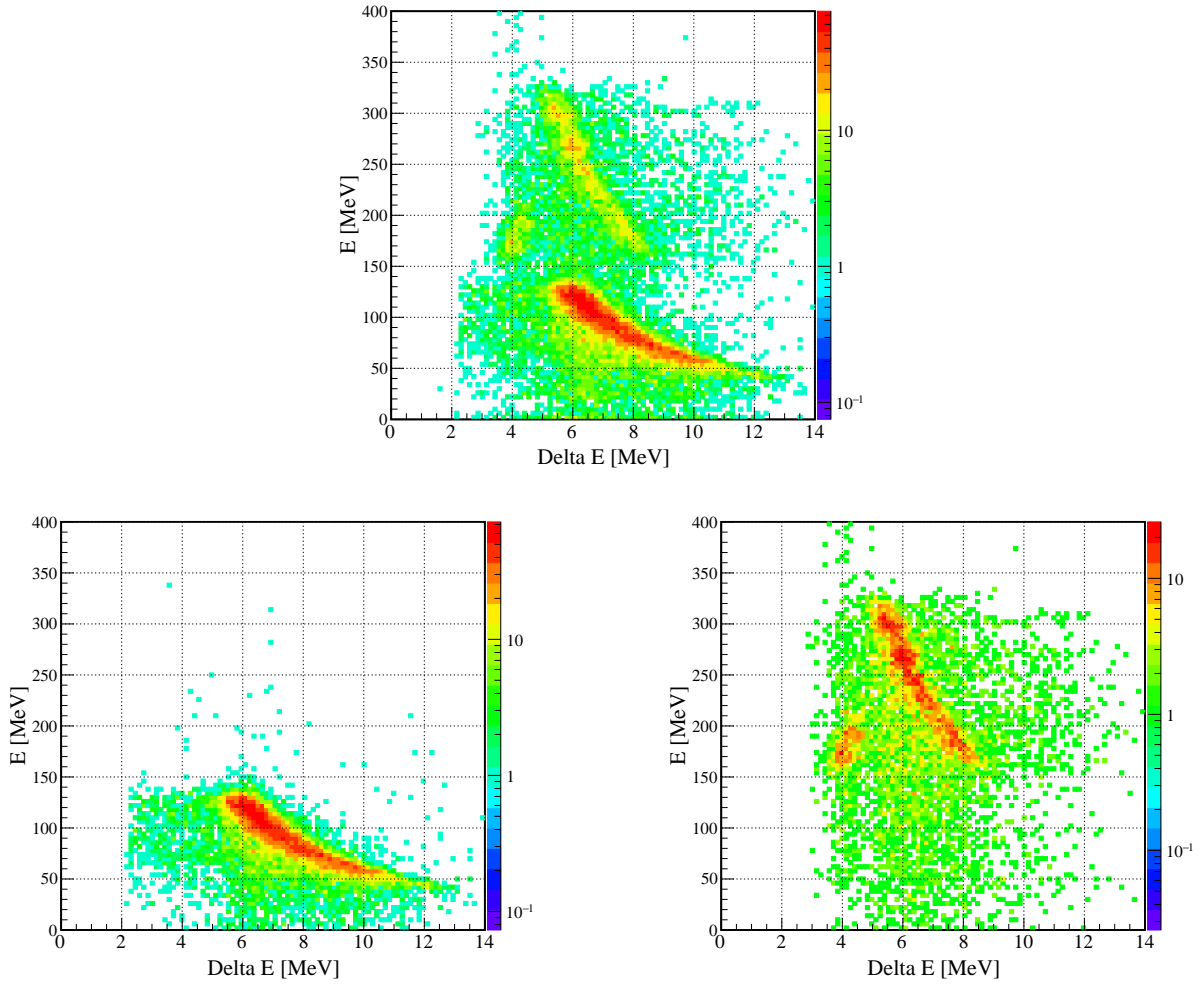


図 4.20 前方散乱イベントの  $\Delta E$ - $E$  分布 (上)。左下図は陽子のみの分布、右下図は重陽子のみの分布を表す。

$\Delta E$ - $E$  分布から陽子と重陽子の粒子識別をするには、 $\Delta E \times E$  を考えれば良い。Bethe-Bloch の式より、粒子の速度  $\beta$  と原子番号  $Z$  に対して  $\Delta E$  は

$$\Delta E \propto Z^2/\beta^2 \quad (4.4.4)$$

と表せる。また非相対論的運動エネルギーは、粒子の質量  $m$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 、質量数  $A$  によって

$$E = m(\gamma - 1) \approx \frac{1}{2}m\beta^2 \propto A\beta^2 \quad (4.4.5)$$

と近似できる。ゆえに  $\Delta E$  と  $E$  の積は

$$\Delta E \times E \propto AZ^2 \quad (4.4.6)$$

となり、粒子の  $A, Z$  を表すのに使用できる。 $\Delta E \times E$  の分布における陽子と重陽子のピーク位置が  $AZ^2 = 1, 2$  と一致するように  $\Delta E \times E$  を 1 次関数で規格化した分布を図 4.21 に示す。 $AZ^2$  の分解能は、 $AZ^2 = 1$  のピークが  $\sigma_{AZ^2} = 0.097$ 、 $AZ^2 = 2$  のピークが  $\sigma_{AZ^2} = 0.185$  となり、それぞれ陽子と重陽子のピークに相当する。 $AZ^2$  分布の  $\pm 2\sigma$  の範囲に存在するイベントを正しく粒子識別できたとみなすと、アクセプトされたイベント数に対する粒子識別

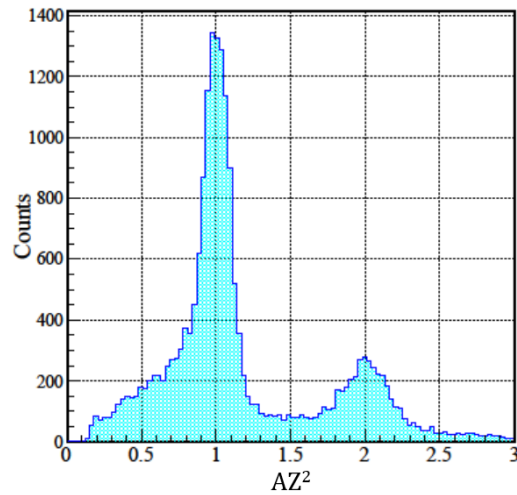


図 4.21 前方散乱イベントの  $AZ^2$  分布。  $\Delta E \times E$  における陽子と重陽子のピーク  $752, 1605 \text{ MeV}^2$  が  $AZ^2 = 1, 2$  に一致するように、  $\Delta E \times E$  を規格化して  $AZ^2$  分布を得た。分解能は  $AZ^2 = 1$  のピークが  $\sigma_{AZ^2} = 0.097$ 、  $AZ^2 = 2$  のピークが  $\sigma_{AZ^2} = 0.185$  である。

できたイベントの割合は、陽子が 81%、重陽子が 60% であった。また、  $AZ^2 = 1$  のピークに対する重陽子の割合は、12% であった。

ここまでの議論をまとめると、発生させた前方散乱イベントに対するアクセプタンスとエネルギー再構成可能な割合、粒子識別可能な割合は表 4.7 のようになる。ここから、CATANA のエネルギー再構成が正しく行われた場合、FSPD の分解能を含めたとしても粒子識別は正確に行えるとわかる。

表 4.7 発生させた前方散乱イベントに対するアクセプタンスと、エネルギー再構成、粒子識別可能な粒子の割合。最下段は前方散乱の全粒子を検出できる割合を表す。

粒子名	FSPD と CATANA に入射する割合 (アクセプタンス)	CATANA でエネルギーを 再構成できる割合	粒子識別できる割合
陽子	58%	49%	46%
重陽子	29%	19%	18%
全粒子	25%	-	13%



#### 4.4.4 前方散乱重陽子の角度・エネルギー再構成

前方散乱の重陽子はアクセプタンスやリアクションロスの影響で、検出効率は18%程度にとどまっている。そこで、重陽子が測定されなかったイベントに対し、陽子と $^8\text{Li}$ で測定された運動量ベクトルによって重陽子の運動量と散乱角度を再構成した。 $^8\text{Li}$ の運動量の導出については4.5.1小節で述べる。再構成された重陽子の運動量 $P$ と散乱角度 $\theta_d$ の残差分布を図4.22に示す。 $\Delta P$ は再構成された重陽子の運動量 $P_{reconst,d}$ と本来の運動量 $P_{sim,d}$ の差 $\Delta P = P_{reconst,d} - P_{sim,d}$ であり、 $\Delta\theta$ についても同様である。分解能はそれぞれ、 $\sigma_{\Delta P/P} = 1.25\%$ 、 $\sigma_{\theta} = 0.43^\circ$ となった。また、重陽子が検出されたイベントで測定された $P_d, \theta_d$ の残差分布を図4.23に示す。このときの分解能は $\sigma_{\Delta P/P} = 0.33\%$ 、 $\sigma_{\theta} = 1.04^\circ$ となった。よって、陽子と $^8\text{Li}$ から再構成したほうが角度分解能がよくなるという結果が得られた。これは、重陽子が陽子よりも大きい運動量を持つため、陽子側の角度分解能が重陽子の角度再構成に与える影響が小さいことが原因である。

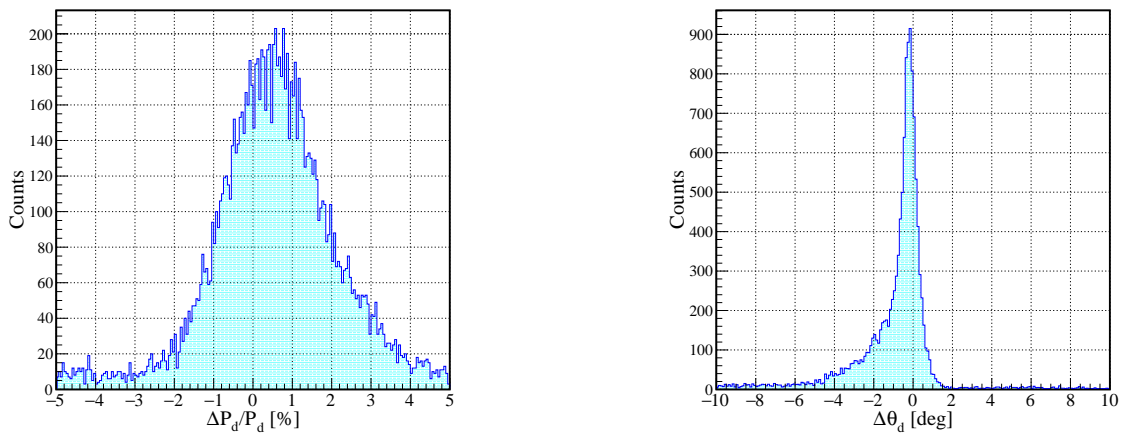


図 4.22 陽子と $^8\text{Li}$ の運動量ベクトルから再構成された重陽子の運動量と散乱角度の残差分布。分解能はそれぞれ、 $\sigma_{\Delta P/P} = 1.25\%$ 、 $\sigma_{\theta} = 0.43^\circ$ 。 $P$ の残差分布の平均値が0%から少しずれるのは、リアクションロスなどによって陽子のエネルギーが本来よりも低く測定されることが原因である。

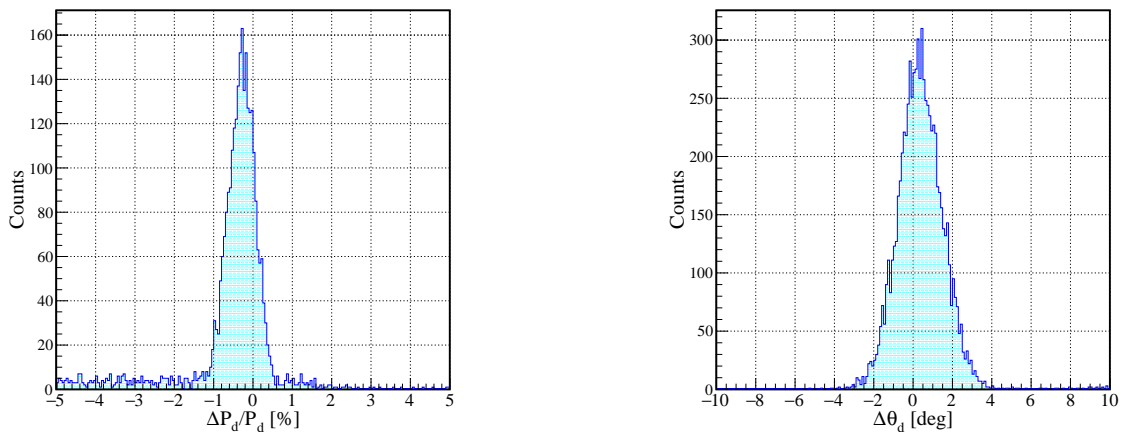


図 4.23 重陽子が検出されたイベントにおける、測定された $P_d, \theta_d$ の残差分布。分解能は $\sigma_{\Delta P/P} = 0.33\%$ 、 $\sigma_{\theta} = 1.04^\circ$ 。

## 4.5 後方散乱イベントの解析

### 4.5.1 磁気硬度の導出

後方散乱イベントの陽子は PDC, HODP で、 $\theta_d = 0 \sim 5^\circ$  の重陽子は NINJA で検出され、 $^8\text{Li}$  は FDC1, FDC2 で検出される。これらの SAMURAI 磁石を通過する荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  は、各検出器の測定量の関数として導出する。 $^8\text{Li}$  を例に挙げると、 $B\rho$  を以下の多項式で近似した。

$$B\rho = f(x_{\text{FDC1}}, a_{\text{FDC1}}, y_{\text{FDC1}}, b_{\text{FDC1}}, x_{\text{FDC2}}, a_{\text{FDC2}}) \quad (4.5.1)$$

$$= \sum_{(i,j,k,l,m,n)=(0,0,0,0,0,0)}^{(i,j,k,l,m,n)=(4,4,2,1,4,4)} c_{i,j,k,l,m} x_{\text{FDC1}}^i a_{\text{FDC1}}^j y_{\text{FDC1}}^k b_{\text{FDC1}}^l x_{\text{FDC2}}^m a_{\text{FDC2}}^n \quad (4.5.2)$$

ここで、 $x, y$  は  $x, y$  方向の測定位置、 $a$  は  $xz$  平面上の角度、 $b$  は  $yz$  平面上の角度である。下付き添字は測定を行う検出器名を表す。 $c_{i,j,k,l,m}$  はパラメーターであり、GEANT4 のシミュレーション結果に対して ROOT の TMultiDimFit を用いることで決定した。パラメーターを決定するために用いたイベントでは、230 MeV/u の  $^8\text{Li}$  に対応する  $B\rho = 6.2 \text{ Tm}$  を中心として、 $\pm 10\%$  の  $B\rho$  を持つイベントを発生させた。また、近似関数上での各変数の最大次数 (上式の  $(i, j, k, l, m, n)$  に対応) は、 $B\rho$  への寄与が大きい変数は高次の項まで考慮し、逆に寄与が小さい変数は低次の項しか近似関数に含んでいない。FDC2 の  $y, b$  を近似関数に含んでいないのは、これらの変数の  $B\rho$  への寄与が極めて小さく、また 8 変数を使用したフィッティングが非常に困難であり、 $y, b$  をフィッティングに含めるとかえって精度が悪化するためである。

同様に後方散乱の陽子と重陽子に対しても  $B\rho$  を求める。陽子の  $B\rho$  の導出には  $x_{\text{PDC}}, y_{\text{PDC}}, a_{\text{PDC}}, b_{\text{PDC}}, x_{\text{Target}}, y_{\text{Target}}$  の 6 変数を用いた。また、重陽子は  $x_{\text{NINJA}}, y_{\text{NINJA}}, \text{TOF}_{\text{NINJA}}, x_{\text{Target}}, y_{\text{Target}}$  の 5 変数でフィッティングした。ここで  $\text{TOF}_{\text{NINJA}}$  は、粒子が標的から放出され NINJA に入射するまでの飛行時間である。

各フィッティングで用いたイベントの  $B\rho$  と、関数の引数に用いた測定量、近似関数の最大次数、フィッティングの精度を表 4.8 に示す。このフィッティングの精度とは、残差  $\Delta B\rho$  と  $B\rho$  の比である、 $\Delta B\rho/B\rho$  分布をガウシアンフィットしたときの  $1\sigma$  の値である。ここで示したフィッティングの精度は検出器の分解能を含んでいない。また、標的の内反応位置の広がりや粒子の散乱角度の範囲は、前述の後方散乱イベントで用いた範囲と同様である。 $^8\text{Li}$  では、FDC1, FDC2 で SAMURAI 磁石に入射する前後の位置・角度を測定できるため、高精度で  $B\rho$  を再構成できる。しかし、陽子・重陽子では、SAMURAI 磁石入射前の位置・角度情報を取得できないため、近似の精度が悪化する。特に重陽子では、NINJA に入射する角度も測定できないため、検出器の分解能を考慮しなくとも  $B\rho$  には 1.18% の誤差が生じる。

表 4.8 各粒子の  $B\rho$  を導出する際に用いた、発生させたイベントの  $B\rho$ 、関数の引数に用いた測定量、各変数の近似関数内での最大次数。得られたフィッティングの精度。ここで示したフィッティングの精度には、検出器の分解能は含んでいない。

粒子名	作成したイベントの $B\rho$ [Tm]	測定量 (最大次数)	$\sigma_{\Delta B\rho/B\rho}$
$^8\text{Li}$	6.2( $\pm 10\%$ )	$x_{\text{FDC1}}(4), a_{\text{FDC1}}(4), y_{\text{FDC1}}(2),$ $b_{\text{FDC1}}(1), x_{\text{FDC2}}(4), a_{\text{FDC2}}(4)$	$9.3 \times 10^{-3}\%$
陽子	3.4( $\pm 10\%$ )	$x_{\text{PDC}}(4), a_{\text{PDC}}(4), y_{\text{PDC}}(4)$ $b_{\text{PDC}}(2), x_{\text{Target}}(2), y_{\text{Target}}(1)$	0.37%
重陽子	1.65( $\pm 10\%$ )	$x_{\text{NINJA}}(4), y_{\text{NINJA}}(4), \text{TOF}_{\text{NINJA}}(4)$ $x_{\text{Target}}(2), y_{\text{Target}}(2)$	1.18%

#### 4.5.2 検出器の分解能を含めた磁気硬度

前小節では、検出器の分解能は考慮せずに近似の精度のみを示した。そこで検出器の分解能を含めることで、実験で得られる  $B\rho$  の分解能を求める。各検出器の  $1\sigma$  の分解能を表 4.9 に示す。また、検出器の分解能を含んだ  $\Delta B\rho/B\rho$  分布を図 4.24 に示す。分解能はそれぞれ、 $^8\text{Li}$  が 0.18%、陽子が 0.55%、重陽子が 1.62% となった。

以降の議論では特に断りが無い限り、物理量の分解能には検出器の分解能を含んだ値を示す。

表 4.9 各検出器の  $1\sigma$  の分解能 [16, 20]。PDC についてはデータが無かったため、一般的なドリフトチェンバーの分解能を使用した。

検出器名	測定量	分解能
FDC1	$x, y$	110 $\mu\text{m}$
FDC1	$\theta$	3 mrad
FDC2	$x, y$	120 $\mu\text{m}$
FDC2	$\theta$	3 mrad
PDC	$x, y$	150 $\mu\text{m}$
PDC	$\theta$	3 mrad
NINJA	time	460/ $\sqrt{2}$ ps

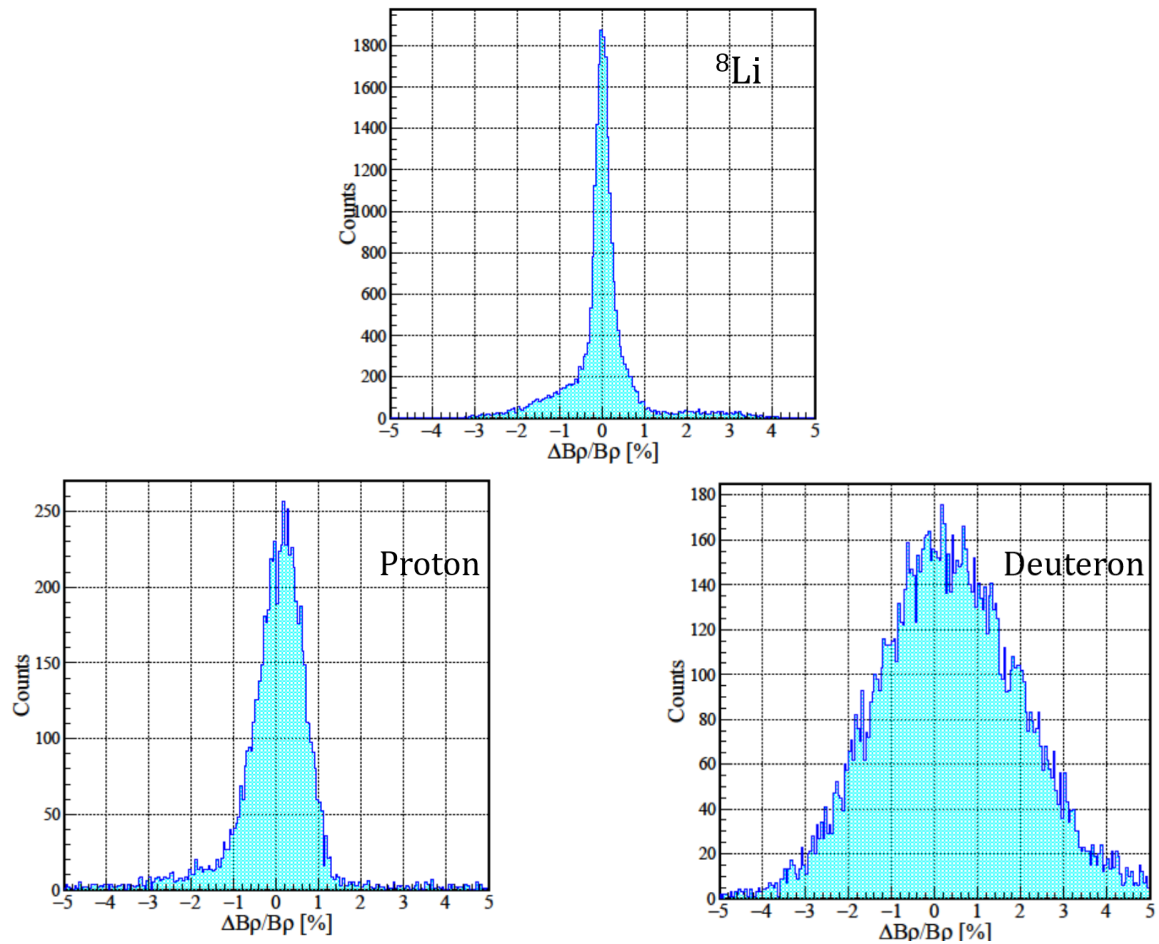


図 4.24 SAMURAI 磁石を通過する荷電フラグメントに対する  $\Delta B\rho/B\rho$  分布。上図は FDC1,2 の位置と角度情報をもとに再構成した  ${}^8\text{Li}$  の残差分布であり、左下図は標的での位置と PDC1/2 の位置・角度情報から求めた陽子、右下図は標的での位置と NINJA の位置・TOF 情報から求めた重陽子の分布である。分解能は、 ${}^8\text{Li}$  が 0.18%、陽子が 0.55%、重陽子が 1.62% である。

### 4.5.3 飛行距離を用いた運動量の導出

基本的に荷電フラグメントの運動量は  $B\rho$  を用いて導出される。しかし  $B\rho$  から運動量を求める方法の他に、TOF と飛行距離  $FL$  (Flight Length) を用いて粒子の運動量を求めることができる。TOF,  $FL$  を用いる場合、粒子の運動量  $P$  は  $\beta$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  を用いて以下の式で表せる。

$$P = m\beta\gamma, \quad \beta = \frac{FL}{TOF \times c} \quad (4.5.3)$$

$FL$  の導出には前述と同様の手法を使用し、近似に使用する変数なども全て同じとした。NINJA の場合、 $FL$  は  $B\rho$  よりも良い分解能で求められるため、NINJA の TOF,  $FL$  から  $P$  を導出した場合の分解能を求めた。TOF の値は平均すると約 60 ns であり、分解能は 0.6% 程度になる。結果は図 4.25 のようになり、 $P$  の分解能は 1.29% となった。 $B\rho$  の分解能が 1.62% であるため、TOF,  $FL$  から運動量を求めることで分解能が約 20% 向上する。よって以降は、後方散乱重陽子の運動量を TOF,  $FL$  から求める。なお、陽子と  ${}^8\text{Li}$  は、TOF,  $FL$  から運動量を求めても分解能は良くならない。

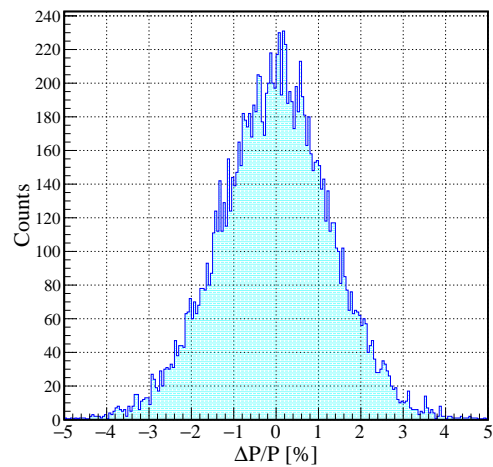


図 4.25 飛行距離  $TOF$ ,  $FL$  から導出された運動量の残差分布。  $B\rho$  から求めた運動量の分解能 1.62% に対して、  $TOF$ ,  $FL$  による分解能は 1.29% となり約 20% 向上した。

#### 4.5.4 散乱角度の導出

後方散乱の陽子・重陽子の散乱角度  $\theta_p, \theta_d$  の導出にも 4.5.1 小節と同じ近似関数による方法を用いた。  $\theta_p, \theta_d$  の導出に用いた変数も 4.5.1 小節と同様である。ただし、角度には  $\theta_x, \theta_y$  の 2 つの自由度があるため、それぞれについて近似関数を求めて  $\theta$  を導出した。得られた残差  $\Delta\theta$  の分布を図 4.26 に示す。分解能は PDC で測定される陽子が  $\sigma_{\Delta\theta} = 0.10^\circ$ 、NINJA で測定される重陽子が  $\sigma_{\Delta\theta} = 0.51^\circ$  であった。また、陽子の  $\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$  の分解能は  $0.13^\circ, 0.09^\circ$  であり、重陽子の  $\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$  の分解能は  $0.70^\circ, 0.11^\circ$  であった。陽子・重陽子共に  $\theta_x$  の分解能が  $\theta_y$  の分解能よりも悪くなるという結果が得られたが、これは、磁場の影響が少ない  $y$  方向の運動量は位置・角度情報のみでも正確に再構成できることに起因する。

なお、 $^8\text{Li}$  の散乱角度は FDC1 の位置・角度情報によって求められる。

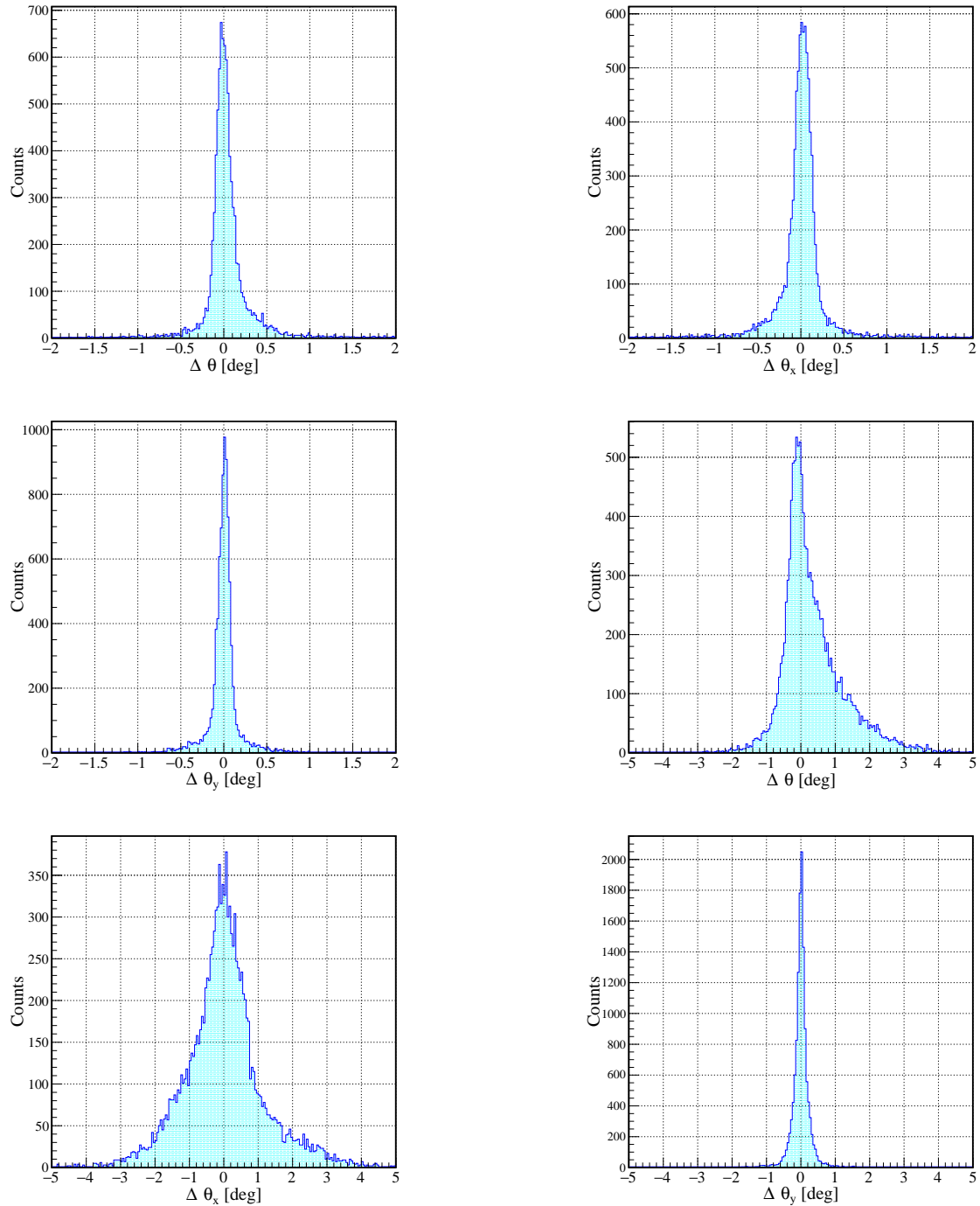


図 4.26 SAMURAI 磁石を通過する陽子・重陽子に対する  $\Delta\theta$  分布。上左図は陽子の残差分布であり、PDC1,2 の位置と角度情報、標的反応位置から散乱角度を求めた。上右図と中央左図は、陽子の  $\theta_x, \theta_y$  の残差分布である。また、中央右図は重陽子の角度残差分布であり、NINJA の位置と TOF、標的反応位置から分布を求めた。下左図と下右図は、重陽子の  $\theta_x, \theta_y$  の残差分布である。散乱角度  $\theta$  の分解能は、陽子が  $0.10^\circ$ 、重陽子が  $0.51^\circ$  である。また、陽子の  $\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$  の分解能は  $0.13^\circ, 0.09^\circ$  であり、重陽子の  $\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$  の分解能は  $0.70^\circ, 0.11^\circ$  であった。

## 4.6 三重微分断面積分布のシミュレーション

本項では DWIA によって計算された三重微分断面積から実際の実験で得られる収量を見積もり、前方散乱・後方散乱の測定で得られる三重微分断面積分布をシミュレーションする。

### 4.6.1 前方散乱の三重微分断面積

前方散乱イベントのシミュレーションによって、実験で得られる TDX の分布を予想する。まず前方散乱では、TDX [ $\mu\text{b}/\text{sr}^2\text{MeV}$ ] を  $T_p, \Omega_p, \Omega_d$  で表 4.3 の角度・エネルギー範囲について積分して得られる断面積が  $\sigma_{\text{Forward}} = 2.9 \mu\text{b}$  となる。本実験で用いる液体水素標的の厚さで一週間測定を行った場合の、発生する前方散乱イベントの数  $N_{\text{event}}$  は以下のように計算できる。

$$N_{\text{event}} = \sigma_{\text{Forward}} \times T_{\text{target}} \times N_A \times I_{\text{beam}} \times t_{\text{exp}} \quad (4.6.1)$$

$$= 2.9 \times 10^{-6} \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 0.078 \text{ g/cm}^3 \times 1.5 \text{ cm} \times 1.0 \text{ mol/g} \quad (4.6.2)$$

$$\times 6.0 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} \times 4 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \times 6.0 \times 10^5 \text{ s/week} \quad (4.6.3)$$

$$= 4.9 \times 10^4 \text{ counts/week}$$

ここで、 $T_{\text{target}}$  は標的の厚さ、 $N_A$  はアボガドロ数、 $I_{\text{beam}}$  はビームの強度、 $t_{\text{exp}}$  は実験のビームタイムである。よって、 $4.9 \times 10^4$  counts の前方散乱イベントをシミュレーションで発生させ、陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  を同時観測したイベントを用いて TDX の分布を求める。ここで、同時観測できたイベント数は  $6.9 \times 10^3$  counts であった。

検出された 1 イベントがどれだけの断面積に対応するかは、発生させたイベント数と  $\sigma_{\text{Forward}}$ 、検出効率によって決まる。ここで、検出効率は  $\theta_p, \theta_d, T_p$  の値によって大きく変化するため、これを補正する必要がある。 $\theta_p, \theta_d, T_p$  に対する検出効率を図 4.27 に示す。TDX を検出効率で除することで TDX 分布を補正した。

ここから TDX の分布を求めるため、検出されたイベントに  $T_p, \theta_p, \theta_d$  のうち 2 変数でゲートをかける。本シミュレーションで用いたゲート条件はそれぞれ、 $T_p = 126.5 \text{ MeV}$ ,  $\theta_p = 48.3^\circ$ ,  $\theta_d = 20.8^\circ$  を中心として、ゲートの幅を  $T_p = 10 \text{ MeV}$ ,  $\theta_p = 1^\circ$ ,  $\theta_d = 1^\circ$  とした。ゲートの幅は、図 4.3, 4.4 に示した各変数に対する TDX の変化率と、カウント数を考慮して決定した。TDX は  $\theta_p, \theta_d$  に対して指数関数的に変化するため、 $\theta_p, \theta_d$  のゲート幅は  $1^\circ$  に狭めている。TDX はゲートの幅によって規格化されている。また、 $\theta_p, \theta_d$  でゲートをかけることは、 $\phi_p, \phi_d$  方向について積分された TDX を測定することと同義である。よって、角度にゲートをかけて得られる角度微分断面積を、DWIA 計算をもとに規格化して TDX 分布を求めている。

TDX の  $\theta_p, \theta_d, T_p$  分布は図 4.28 のようになった。ヒストグラムのエラーバーは統計誤差を表し、赤線は DWIA の計算結果を示す。 $\theta_p, \theta_d$  の分布は検出器の分解能によってなまっている。 $T_p$  分布がぼやけるのは、リアクションロスにより一部イベントで  $T_p$  の測定値が減少するためであると考えられる。実際の実験データを理論計算と比較する際は、理論計算をリアクションロスの効果を反映した応答関数で畳み込む必要がある。また、ヒストグラムに対して DWIA が途中で途切れているのは、赤線の重みを付けてイベントを発生させていることに起因する。リコイルレス条件を大きく逸脱するため DWIA で計算出来ない赤線の右側の領域には、シミュレーション上ではイベントを発生させていないが、分解能によって染み出したイベントが赤線の右側に分布している。

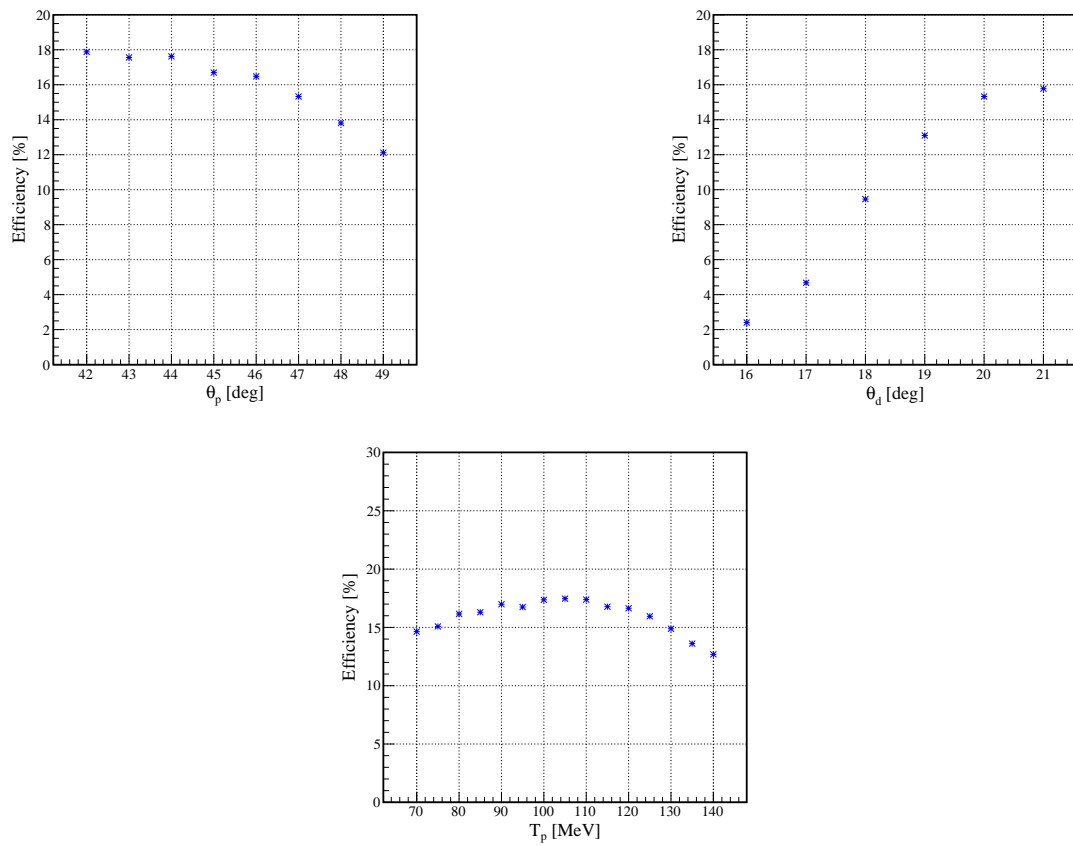


図 4.27 左上図、右上図、下図はそれぞれ  $\theta_p$ ,  $\theta_d$ ,  $T_p$  に対する、陽子・重陽子・ ${}^8\text{Li}$  を同時検出し、陽子・重陽子を識別できたときの検出効率。  $\theta_p = 48.3^\circ$ ,  $\theta_d = 20.8^\circ$ ,  $T_p = 126.5$  MeV を基準として、2 変数を基準値に固定し残る 1 変数を変化させて検出効率を求めた。  $\theta_d$  に対して検出効率が大きく変化するの FSPD の検出可能範囲の影響である。各点の間の検出効率は直線による内挿で求めた。



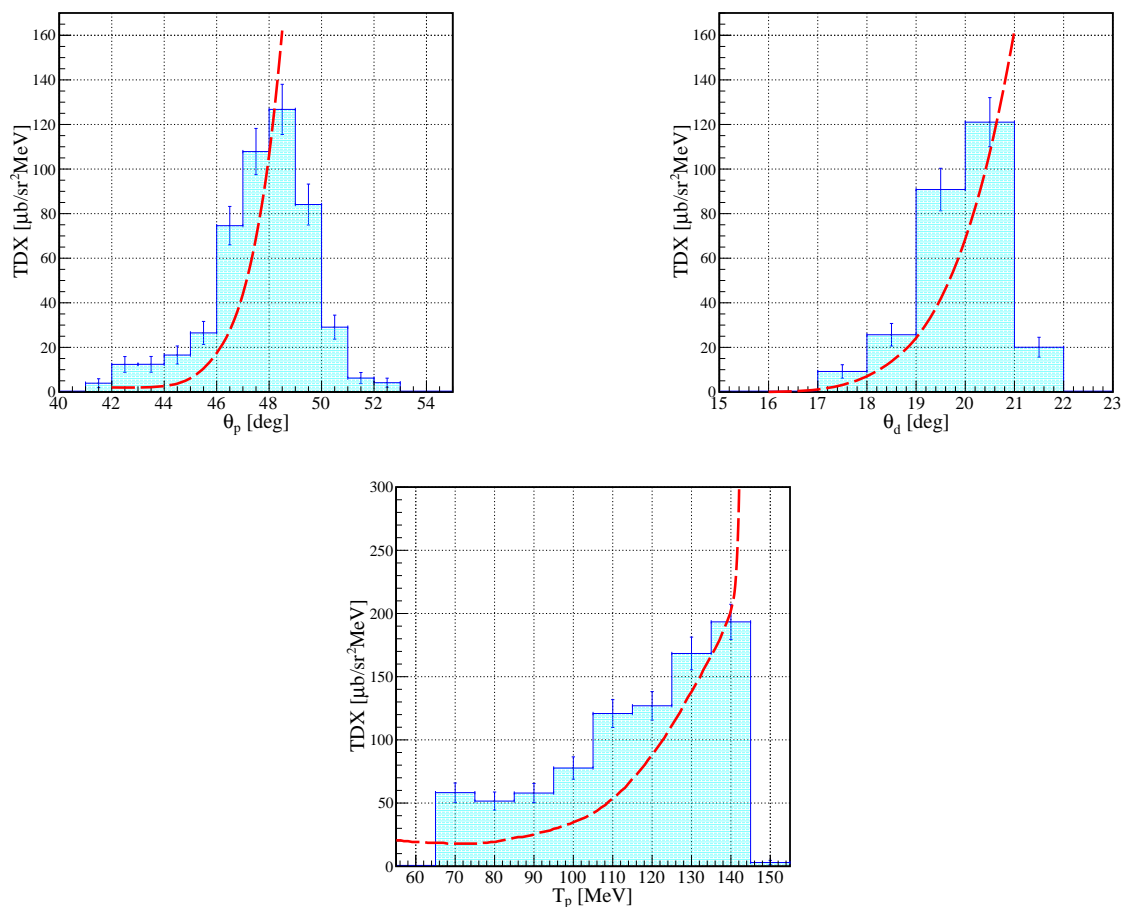


図 4.28 左上図、右上図、下図はそれぞれ  $\theta_p$ ,  $\theta_d$ ,  $T_p$  に対する TDX の分布。エラーバーは統計誤差を、赤線は DWIA の計算結果を示す。ゲート条件は、 $T_p = 126.5$  MeV,  $\theta_p = 48.3^\circ$ ,  $\theta_d = 20.8^\circ$  の周りで、ゲートの幅を  $T_p = 10$  MeV,  $\theta_p = 1^\circ$ ,  $\theta_d = 1^\circ$  とした。各ビン幅は  $\theta_p = 1^\circ$ ,  $\theta_d = 1^\circ$ ,  $T_p = 10$  MeV である。各図のカウンタ数は、 $\theta_p$  分布が  $2.5 \times 10^2$  counts,  $\theta_d$  が  $1.7 \times 10^2$  counts,  $T_p$  が  $4.8 \times 10^2$  counts であった。 $T_p$  の分布が DWIA と一致しないのはリアクションロスに起因すると考えられる。

## 4.6.2 後方散乱のエネルギー微分断面

前方散乱と同様に後方散乱についても断面分布を求める。後方散乱の断面は、TDXを表4.3の角度・エネルギー範囲について積分すると  $\sigma_{\text{Backward}} = 0.30 \mu\text{b}$  となる。この断面は  $5.0 \times 10^3$  counts/week のイベントに相当する。後方散乱で陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が同時観測されたイベント数は  $9.6 \times 10^2$  counts であった。後方散乱では検出できるイベント数が少ないため、前方散乱のように  $\theta_p, \theta_d, T_p$  にゲートをかけて TDX の分布を測定することは難しい。そのため TDX ではなく、表 4.3 の角度範囲を積分して得たエネルギー微分断面  $d\sigma/dT_p$  [ $\mu\text{b}/\text{MeV}$ ] の分布を求める。

エネルギー微分断面の分布を導出するため、アクセプタンスで分布を補正した。 $\theta_p, \theta_d, T_p$  に対する後方散乱のアクセプタンスカーブを図 4.29 に示す。

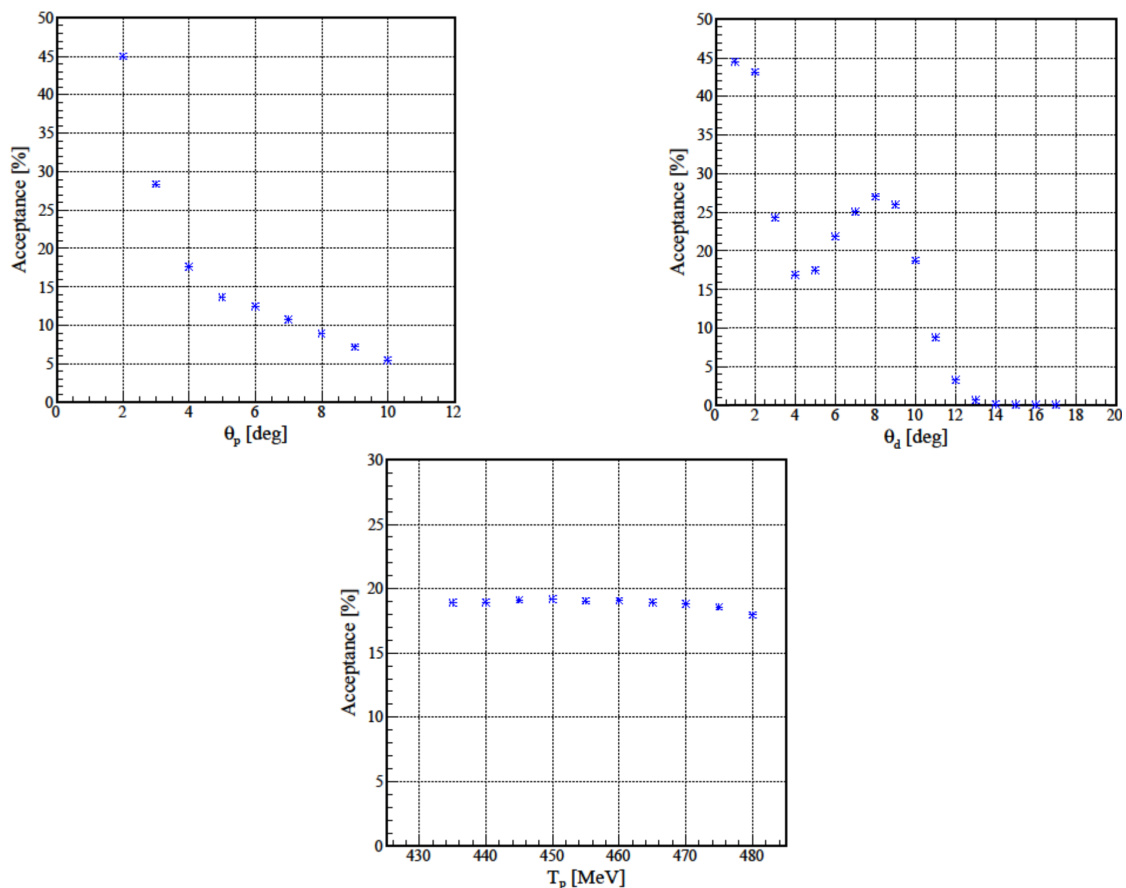


図 4.29 左上図、右上図、下図はそれぞれ  $\theta_p, \theta_d, T_p$  に対する後方散乱のアクセプタンスカーブ。散乱角度が小さい方がアクセプタンスは大きくなる。また、右上図の  $\theta_d = 8^\circ$  のピークは BSDD に入射したイベントに起因する。なお、図 4.27 では  $\theta_p, \theta_d, T_p$  を基準値に固定してアクセプタンスカーブを求めているが、この図では  $\theta_p, \theta_d, T_p$  を固定していない。エネルギー断面分布は  $\theta_p, \theta_d$  について TDX を積分して得られるため、補正に用いるアクセプタンスも  $\theta_p, \theta_d$  について積分される必要がある。

アクセプタンスで補正した後のエネルギー微分断面の分布を図 4.30 に示す。 $T_p$  のピン幅は 5 MeV であり、赤線は DWIA から得られた断面を示している。このヒストグラムを積分して得られる断面は  $\sigma_{\text{Backward,obs}} = 3.1 \times 10^2$  nb となり、元の断面を再現できる。 $T_p$  に対するアクセプタンスはほぼ一定であり、また  $T_p$  の分解能は 3 MeV 程度であることから、実験で観測される  $T_p$  分布はほとんど歪められない。よって、実際の実験データの解析ではエネルギー微分断面分布と DWIA 計算を比較し、SRC の効果によって断面が増加することを示すことが良い。

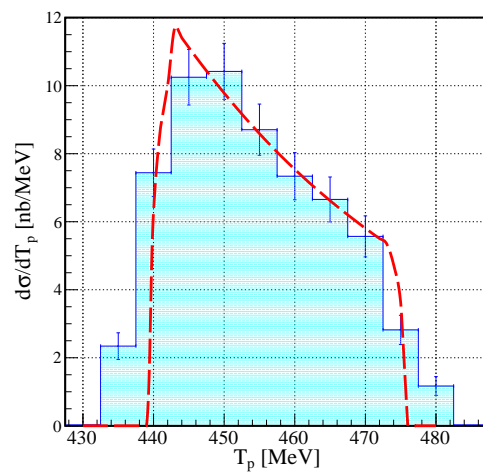


図 4.30 後方散乱のエネルギー微分断面積の  $T_p$  分布。 $T_p$  のビン幅は 5 MeV とし、赤線は DWIA 計算による断面積である。このヒストグラムのカウント数は  $9.6 \times 10^2$  counts である。

## 第 5 章

# 液体水素標的の開発

本章では、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  反応を用いた SRC ペア探索実験に用いる液体水素標的の開発について述べる。

### 5.1 常温標準気圧における耐久性能実験

液体水素標的は真空のビームライン上に設置され、低温の液体水素で満たされる。この条件を実験的に再現する前段階として、まずは常温標準気圧において標的の耐久性能試験を行った。この試験では、標的セルに接着しているカプトン膜が 1 atm の気圧下で破損しないかを確認する。当然、厚いカプトン膜を用いたほうが標的の耐久力は上がるが、できるだけ薄いカプトン膜のほうが実験的には良い。これは、厚い膜を用いた場合、粒子のカプトン中でのエネルギー損失が問題となることや、ビームとカプトンの核反応が実験のバックグラウンドになるためである。よって、十分な耐久性と薄さを併せ持ったカプトン膜の厚さを求める必要がある。

図 5.1 のように、この実験では異なる厚さのカプトン膜を標的セルに貼り、窒素ガスによって気圧をかけて耐久性能を評価した。使用したカプトン膜の厚さは 25, 75  $\mu\text{m}$  であり、低温下でも接着力が弱まらないように Stycast 1266J という接着剤を用いて、ステンレス製のターゲットセルとカプトンを接着した。このとき接着部に気泡が含まれてしまうと、標的を真空中に置いたときに気泡が膨張し重大なリークの原因となるため、接着には最深の注意を払う必要がある。また、標的には真空中で約 1 気圧の液体水素を注入する必要があるため、標的に標準気圧よりも 1 ~ 2 atm 高い気圧を印加することで耐久性能を調査した。

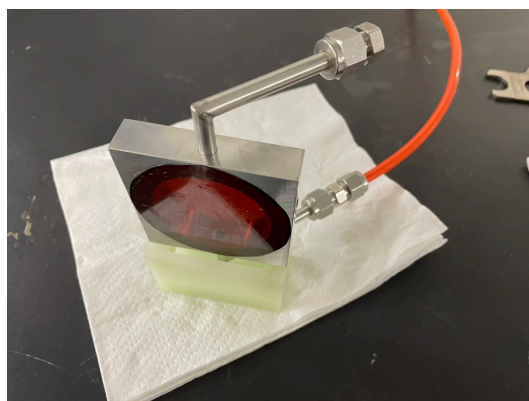


図 5.1 液体水素標的の耐久実験の様子。標的セルはオレンジ色のチューブを通じて窒素ガスボンベに接続されており、逆側の出口は密閉されている。セルに接着されている褐色のものがカプトン膜であり、両面に貼られている。

まず、気圧を印加した際に標的にリークがないかを調べた。重大なリークがある場合は視認で見分けがつかうが、微小なリークは目視での確認が難しいため、水中に標的を入れて窒素ガスの漏出がないことを確認した。その後、レーザー

膜圧測定器によってカプトン膜の片面の膨らみを測定した。標準気圧よりも 1 atm 高い気圧を印加した後に、2 atm の気圧を印加し、再び 1 atm に戻して膜の伸びを測定した。これは標的セルに液体水素を満たす場合の操作を想定したものである。標的セルが液体水素で満たされたときは基本的に 1 atm の気圧で運用するが、液体水素圧の調整操作の関係で最大 2 atm の気圧まで耐える必要がある。また、2 atm を印加した際にカプトン膜が弾性限界を超えて変形するため、2 atm 印加後は同じ 1 atm を印加しても膜の膨らみ度合いが変化してしまう。この変形度合いを測定するため、一度 2 atm を印加してから 1 atm に戻すという手法をとった。なお、25  $\mu\text{m}$  カプトン膜の変形度合いの測定には、耐久面での問題から最大印加気圧を 1.5 atm とした。

レーザー膜厚測定の結果は図 5.2 のようになった。この図は、25  $\mu\text{m}$  のカプトン膜に 1 atm の気圧をかけたときの膜の変形を示している。標的セルの内径は 50 mm であるため  $-25 \sim 25$  mm の範囲で膜が膨張しており、この図では最大 7.1 mm 膨張している。印加気圧と厚さを変化させたときのカプトン膜の伸びは表 5.1 のようになった。1 atm よりも高い気圧を印加すると、カプトンが変形し元の状態には戻らないことがわかる。

この実験の帰結として特に重要なことは、標的の厚さがカプトン膜の膨張によって変化することである。75  $\mu\text{m}$  厚のカプトンの場合でも、標的中心での実効的な水素標的の厚みは  $15 + 2 \times 4.1 = 23.2$  mm となる。ただし、加速器実験中にはカプトン膜がどれほど膨張しているか測定できないため、実験中の標的の実効的な厚さを正確に求めることは困難である。さらに、標的中心とそこから離れた点では厚さが変わるため、ビームの入射位置によって標的の実効的な厚みが変わることになる。これらは、反応の断面積を正確に測定する必要がある本実験において重大な問題となる。この膜の変形は、ハーバーフォイル等を膜に用いることで低減できると期待される。ハーバーフォイルはコバルトを主成分とした金属箔であり、低温下でも高い強度と耐疲労限界度を実現している。そのため、ハーバーフォイルを膜に用いた標的セルの開発を現在進めている。

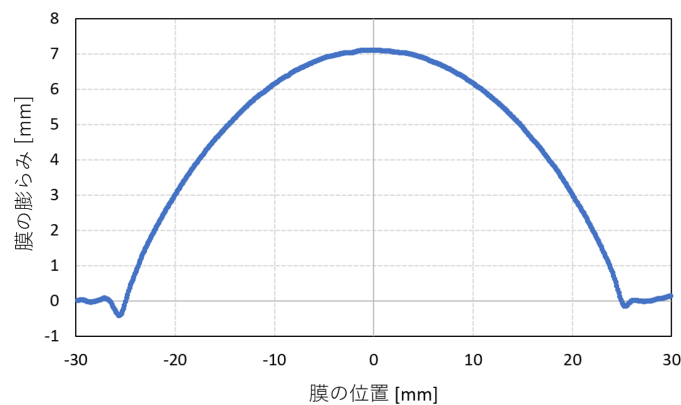


図 5.2 カプトンの膜圧測定の結果。25  $\mu\text{m}$  のカプトン膜に 1 atm の差圧をかけたときの膜の変形を示しており、横軸は標的中心からの距離、縦軸は膜が膨張したときの伸びを示している。このとき膜の最大の伸びは 7.1mm であった。±25 mm 付近の凹みはレーザーが接着剤で屈折したことに起因すると思われるが、詳細は不明である。しかし、この凹みは膜の伸びの測定結果には影響しない。

表 5.1 レーザー膜圧測定の結果。(再) は再び 1 atm に戻して測定を行ったときのデータを表す。膜が薄いほうが気圧を印加したときの膨らみ度合いが大きくなる。また、一度 1 atm よりも大きな差圧を印加すると、再び 1 atm に戻しても膜の膨らみは完全には元に戻らない。

カプトン膜の厚さ [ $\mu\text{m}$ ]	印加差圧 [atm]	膜の伸び [mm]
25	1.0	7.1
25	1.5	7.9
25	1.0(再)	7.4
75	1.0	2.6
75	2.0	5.2
75	1.0(再)	4.1

## 第6章

# まとめと展望

本研究では、不安定核における SRC ペア研究のための  $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$  実験に向けて、DWIA 計算に基づいた GEANT4 シミュレーションや液体水素標的の開発を行った。実験では、前方散乱と後方散乱の断面積を DWIA による理論的な計算結果と比較することで SRC ペアの存在を確かめる。また、標的から放出される陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  の運動量ベクトルを SAMURAI で測定することで三重微分断面積を求める。

まず、DWIA 計算を行いリコイルレス条件と準弾性散乱条件を同時に満たす運動学点を調べた。これをもとにして前方散乱と後方散乱に対応するイベントを作成した。これらのイベントを用いてモンテカルロシミュレーションを行い、検出器のアクセプタンスを導出し、実験で用いる SAMURAI 磁石の中心磁場強度を 2.25 T と確定させた。このとき陽子・重陽子・ $^8\text{Li}$  が同時観測されるイベントの割合は、前方散乱イベントで 25%、後方散乱イベントでは 20% であった。また前方散乱イベントでは、粒子が正しく粒子識別される割合が、陽子の場合 47%、重陽子では 19% であると求まった。CATANA で高エネルギーの重イオンを測定する際は、核反応の影響によりエネルギー再構成の検出効率が低下し、126.5 MeV の陽子で 82% になると判明した。後方散乱イベントについては、磁気硬度と角度を導出し分解能を評価した。陽子の運動量・角度分解能は  $\sigma_{\Delta P/P} = 0.55\%$ ,  $\sigma_{\theta} = 0.10^\circ$  となり、重陽子は  $\sigma_{\Delta P/P} = 1.29\%$ ,  $\sigma_{\theta} = 0.51^\circ$  と求まった。これらの結果を踏まえて、前方散乱については三重微分断面積分布を、後方散乱についてはエネルギー微分断面積分布をシミュレーションで導出し、この分布が SRC の測定に有用であることを確かめた。

今後の目標としては、本研究によるシミュレーション結果を実験データと比較し、SRC ペアの存在を測定することが最重要である。また、CATANA を荷電粒子のエネルギー測定に用いたときに、どれだけの割合でエネルギーを再構成できなくなるか、HIMAC で計画されている CATANA のテスト実験の結果とシミュレーション結果の比較が求められる。また、液体水素標的の標的セルにカプトン膜を使用すると変形が大きいことが判明したため、膜の変形が小さいハーバーフォイルを用いた標的セルの開発が急務となる。

## 参考文献

- [1] 八木浩輔 『原子核物理学』 朝倉書店
- [2] L. Lapikas, Nucl. Phys. A. **553**, 209-308 (2021)
- [3] T. Aumann *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **118**, 103847 (2021)
- [4] O. Hen *et al.*, Rev. Mod. Phys. **89**, 045002 (2017)
- [5] L. L. Frankfurt *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 1124 (1997)
- [6] K. S. Egiyan *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 014313 (2003)
- [7] R. Subedi *et al.*, Science **320**, 1476 (2008)
- [8] J. Arrington *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 893-938 (2012)
- [9] D. Nguen *et al.*, Phys. Rev. C **102**, 064004 (2020)
- [10] M. Duer *et al.*, Nature **560**, 617 (2018)
- [11] S. Terashima *et al.*, Phys. Rev. Lett **121**, 241501 (2018)
- [12] K. sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett **95**, 162301 (2005)
- [13] National Nuclear Data Center  
<https://www.nndc.bnl.gov/>
- [14] 河合光路 吉田思郎 『原子核反応論』 朝倉書店
- [15] K. Ogata, private communication.
- [16] T. Kobayashi *et al.*, NIMB **317**, 294-304 (2013)
- [17] 海老名直樹 学士論文 (2019)
- [18] 堀川晃太 学士論文 (2020)
- [19] N. Chiga *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Ref. **49**, 165 (2016)
- [20] N. Chiga *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Ref. **50**, 177 (2017)
- [21] T. Y. Saito *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Ref. **50**, 178 (2017)
- [22] K. Ogata, K. Yoshida, and Y. Chazono, computer program pikoe (unpublished).
- [23] H. An and C. Cai, Phys. Rev. C **73**, 054605 (2006)
- [24] P. Morfouace *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **848** 45-53 (2017)
- [25] S. Sweany *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **1018** 165798 (2021)
- [26] W. R. Leo 『Thechniques for Nuclear and Particle Physics Experiment』 Springer-Verlag



## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方にご指導とご鞭撻を頂きました。指導教官である中村隆司教授には、研究についての鋭いご指摘を何度も頂き、研究者としての心構えを1から教わりました。ミーティングでは熱心に議論をして的確な質問をしてくださり、お話する度に物理に対する理解が深まっていくのを実感しました。中村研で研究できたことに、今一度、深く感謝いたします。助教の近藤洋介氏には、些細な疑問にも真摯に対応していただき、研究を進める上で数え切れないほどのアドバイスをいただきました。同じプロジェクトに携わるメンバーと密にコミュニケーションを取ることの重要性など、研究以外のことも多く学ばせていただきました。理研の研究員である Wang He 氏には、実験の企画から準備に至るまで多大な御助力をいただきました。SRC という非常に興味深い実験に参加させていただいたことに感謝します。後輩の堀川晃太氏と磯部駆氏は、実験で用いる検出器を開発し、様々な提案をしてくださいました。私の卒業後に君達が実験の解析を引き継ぎ、素晴らしい成果を出されることを心から楽しみにしています。大阪大学の緒方一之氏には、pikoe プログラムの提供や理論からの提言のみならず、私の不勉強な質問にも明解に答えていただきました。同じ中村研のメンバーである、研究員の中塚徳継氏、先輩の斗米貴人氏、同輩の海老名直樹氏、後輩の松井智輝氏、Lee Hyeji 氏、河口文哉氏をはじめとして、本研究に関わって下さった全ての方に感謝を申し上げます。修士に進学してからの2年間はコロナ禍での研究となり、至らない点も多々あったかと思えます。そのような状況でも研究を続けられたのは、皆様のお力添えのおかげであると痛感しております。最後に、大学の4年間と大学院での2年間、私を経済的・精神的に支えて下さった両親に、この場で深謝いたします。