

修士論文

核子超流動の性質解明に向けた
(α , ${}^6\text{He}$) 反応の微分断面積測定



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

池水 玄

2025 年 1 月 24 日

概要

フェルミオンである核子がクーパー対を形成して凝縮する核子対凝縮(超流動)は核物質に現れる特徴的な現象であり、核物質の性質、特に中性子星の相構造や状態方程式との関連が示唆されており、核子対凝縮の性質解明は原子核物理学のみならず、天体分野にまたがる課題である。しかし、対凝縮の秩序変数であるエネルギーギャップの値には大きな不定性が残されているなど、定量的な性質はあまり議論されてこなかった。これらは理論に依存している現状に由来する。そのため、対凝縮の性質を定量的に評価する実験的手法が求められている。

原子核反応から核子対凝縮の有効ポテンシャル形状にアクセスできる手法が理論的に示唆されている。核子対移行反応で現れる対振動モードと呼ばれる、残留核の広い励起エネルギー領域に分散した応答を、例えば Sn 原子核だと 20 MeV まで調べることによって、有効ポテンシャルの曲率や、対凝縮によって系が獲得するエネルギーなどを算出できる。核子対凝縮の中で本研究が対象とする中性子 1S_0 対凝縮を考えると、対振動モードは中性子対移行反応による残留核の 0^+ 励起状態に対応する。今までも (p, t) 反応などを用いて対振動モード探索は行われてきたものの、反応の運動学的制約によって高励起対振動モードへのアクセスが難しかった。

そこで本研究では、新たに考案した核子対移行反応 $(\alpha, ^6\text{He})$ を用いることで 20 MeV までの対振動モードの観測を目指し、大阪大学核物理研究センターにて 100 MeV の α ビームを用いた $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$ 反応の微分散乱断面積測定を行った。解析の結果として 0–7 MeV の ^{118}Sn 励起エネルギースペクトルと、 $1.5\text{--}11.0^\circ$ の角度分布を得た。また、 0^+ 励起状態の特徴的な前方ピークを持つ角度分布形状を利用することで、先行研究によって (p, t) 反応で確認されている対振動モードを確認したに加え、新たな対振動モードの候補となる 0^+ 励起状態を励起エネルギー $E_x = 4.7$ MeV 付近に観測することができた。

本論文では、実験、解析の詳細及び、対振動モードである 0^+ 励起状態に関する議論、今後の展望について記す。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	核子対凝縮 (超流動)	1
1.2	中性子 1S_0 対凝縮	1
1.3	凝縮系の集団励起モード	2
1.4	核子対移行反応による核子対凝縮の探索	3
1.5	対振動モードとエネルギー和則	3
1.6	$(\alpha, ^6\text{He})$ 反応	5
1.7	多重極展開法	6
1.8	本研究の目的と本論文の構成	8
第 2 章	実験	9
2.1	ビームライン	9
2.2	Grand Raiden 磁気スペクトロメーター	9
2.3	焦点面検出器群	10
2.4	Vertical Drift Chamber(VDC)	11
2.5	プラスチックシンチレーション検出器	11
2.6	焦点面付近での低物質量化	14
2.7	弾性散乱イベント遮蔽用ストッパー (elastic stopper)	15
2.8	標的	16
2.9	データ収集 (DAQ)	16
2.10	イベントビルド	17
2.11	測定条件	18
第 3 章	解析	20
3.1	解析上のイベント選択	20
3.2	VDC	21
3.3	δ, a_{sc} の較正	24
3.4	b_{fp} の較正	25
3.5	粒子識別	27
3.6	残留核 ^{118}Sn の励起エネルギー	32
3.7	測定、解析効率の評価	33
3.8	角度アクセプタンス	35
3.9	断面積の補正	35
第 4 章	結果と考察	37

4.1	励起スペクトル	37
第 5 章	結論と今後の展望	45
5.1	結論	45
5.2	今後の展望	45
参考文献		47

目次

1.1.1	低密度中性子物質のエネルギーギャップ [4]。各線は理論モデルによる計算。	2
1.2.1	中性子-中性子散乱の散乱長の実験データ [5]。点は実験値とその誤差。水色帯は現在の accepted value 。	2
1.3.1	通常相 (左) と凝縮相 (右) の有効ポテンシャル形状。	3
1.4.1	核子対移行の応答として現れる対回転モード (緑矢印) と対振動モード (赤矢印)。	4
1.5.1	4 次多項式型のポテンシャルにおける曲率 C と対凝縮エネルギー U_{cond} 。	5
1.5.2	対除去反応で分散した対振動モードの遷移強度 [6]。	5
1.5.3	エネルギー和則 [6]。対振動モードの遷移強度をエネルギーの逆数との積で足し上げている。 . .	6
1.6.1	(p,t) 反応による ^{118}Sn 原子核の励起スペクトル [7]。ピーク上部の値は励起エネルギー (MeV)。右が低励起、左が高励起準位。	6
1.6.2	(p,t) 反応 (左) と (α , ^6He) 反応 (右) で ^{120}Sn 原子核から ^{120}Sn の 13.5 MeV の状態を作る場合の、ビームエネルギーと反応前後の Grazing 角運動量の関係。	7
1.6.3	(α , ^6He) 反応における残留核 ^{118}Sn のスピンパリティごとの角度分布の DWBA 計算。	7
1.7.1	^{24}Mg の ^6Li 非弾性散乱に多重極展開法を適用し、移行角運動量ごとの成分に分解した図 [8]。図上段は各励起エネルギーにおける角度分布をフィッティングした結果、下段は角度ごとの励起スペクトル。	7
2.1.1	RCNP の施設平面図。AVF サイクロトロンのみを使用し、図中の Bypass Beam Line を通して西実験室にビームを送った。	10
2.2.1	Grand Raiden 磁気スペクトロメーターの平面図。7 台の磁石 (Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR) で構成される。	11
2.3.1	Grand Raiden 下流にある検出器群の配置。検出器としては VDC 2 台、プラスチックシンチレーション検出器 3 台が配置されている。	13
2.4.1	VDC の陽極芯線配置。	13
2.4.2	VDC の X 面の構造。上下の陰極面 (Cathold Plane) の中間にある黒丸はセンスワイヤー、白丸はポテンシャルワイヤー。	14
2.5.1	プラスチックシンチレーション検出器の平面図。図奥行き方向の厚さは上流からそれぞれ 1 mm、3 mm、10 mm 厚。	14
2.6.1	He ボックスの外観。	15
2.6.2	プラスチックシンチレーション検出器の上部の遮光を外し、上部から内部を覗いた様子。検出器を個別に遮光するのではなく、全体を遮光している。	16
2.7.1	測定した散乱粒子の運動量、散乱角度領域。運動量、角度についてそれぞれ 4 通り、計 16 通りの条件 (図中色付きの四角内) で測定を行った。茶色線は弾性散乱した α の予想される運動量。図中右側の値 [MeV] は残留核 ^{118}Sn の励起エネルギー。	17

2.9.1	測定回路図。	17
2.10.1	サーバー内データプロセスの概要。	18
3.1.1	解析上の信号の論理回路と coincidence window の時間幅。 att-pla1 を基準に coincidence window を開いた。 図中右側に coincidence window をの実際の時間幅を示す。	20
3.2.1	VDC(X1 面) のドリフトタイムからドリフト距離への変換。 他面も同様。	21
3.2.2	シーブスリットの概要図。	22
3.2.3	シーブスリットを用いて測定した VDC の (x_{fp}, a_{fp}) 。 5 つに分かれたピークが x 方向の散乱角 a_{sc} の違いに対応する。	24
3.4.1	シーブスリットを用いて測定した VDC の (y_{fp}, b_{fp}) 。 y 方向の散乱角 b_{sc} の違いによる別れたピークが見られない。	25
3.4.2	VDC の (y_{fp}, a_{fp}) (左) と、シーブスリットによる較正後の (b_{sc}, a_{sc}) (右)。	26
3.5.1	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ におけるプラスチックシンチレーション検出器 1 台目の ΔE と x_{fp} 。	28
3.5.2	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における、 x_{fp} の相関を消去した $\Delta E'$ と x_{fp} 。	29
3.5.3	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における ΔE と a_{fp} 。 左はそのままの値、右は x_{fp} との相関を消去した a'_{fp}, x_{fp} との相関を消去した $\Delta E''$ を用いている。	29
3.5.4	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における VDC の a_{fp} と x_{fp} の相関。	30
3.5.5	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ におけるプラスチックシンチレーション検出器 1 台目のエネルギー損失 ΔE (右) と、VDC 変数との相関を除いた $\Delta E''$ (左)。	30
3.5.6	磁場設定 no1, $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における、プラスチックシンチレーション検出器 1 台目 LR 間の時間差 $t_{LR,diff}$ とプラスチックシンチレーション検出器 1 台目のエネルギー損失 $\Delta E''$ 。	31
3.5.7	$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1-4 における x_{fp} と ΔE 。	31
3.5.8	Grand Raiden 内に接触したと考えられる弾性散乱後の α の軌道。	32
3.5.9	$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no2 における、 $\Delta E''$ と t_{TOF} の相関。	33
3.7.1	$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1 における、VDC の x_{fp} ごとのトラッキング効率。 ピークと谷の構造は ^6He の SN 比に起因する。	34
3.7.2	$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no2 における、VDC の x_{fp} ごとのトラッキング効率。	34
3.9.1	$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1(緑)、no2(青)における励起エネルギースペクトル。	35
4.1.1	$\theta_{lab} = 2.5$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。	37
4.1.2	$\theta_{lab} = 4.5$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。	38
4.1.3	$\theta_{lab} = 7.0$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。	38
4.1.4	$\theta_{lab} = 10.0$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。	39
4.1.5	基底状態 0^+ の角度分布。	39
4.1.6	第一励起状態 2^+ の角度分布。	40
4.1.7	第二励起状態 0^+ の角度分布。	40
4.1.8	$\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の前方(赤)、後方(青)の励起スペクトル比較。	41
4.1.9	$\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の前方(赤)、後方(青)の励起スペクトル差分。	42
4.1.10	^{118}Sn 励起エネルギー 2.0 MeV 付近の角度分布。	42
4.1.11	^{118}Sn 励起エネルギー 2.0 MeV 付近の角度分布。	43
4.1.12	^{118}Sn 励起エネルギー 4.7 MeV 付近の角度分布。	44
4.1.13	QRPA 計算による $(\alpha, ^6\text{He})$ 反応の遷移密度分布。	44

第 1 章

序論

1.1 核子対凝縮 (超流動)

電子系の超伝導に代表されるように、引力的な二体相関の働くフェルミオン多体系では2つのフェルミオンがクーパー対を形成する対凝縮が起こり得る。これは強い相互作用の働く核子多体系においても例外ではない。陽子、中性子が対を作る核子対凝縮 (超流動) は、低温核物質の性質に関わる特徴的な現象である。

特に巨大な原子核と言われる中性子星の構造や諸現象との関係が議論されている [1]。中性子星では星の表面から中心にかけて、低密度から超高密度まで幅広い密度領域が存在しており、それぞれの密度に支配的な構造が現れる。そのうち特徴的な構造の一つが核子対凝縮相 (超流動相) であり、中性子星の冷却速度などの謎を説明する鍵になるとされている [2]。

また、核子多体系では電子系よりも多種の対凝縮が想定される。2核子系の量子数を相対角運動量 L : S,P,D,... ($L=0,1,2,\dots$)、合成スピン $S=0,1$ 、全角運動量 $J=L+S$ を用いて $^{2S+1}L_J$ と表す。表 1.1.1 に示すように、核子多体系では電子系と違い陽子・中性子というアイソスピン成分 T_z の異なる2種類のフェルミオンが関与するため、電子系よりも多種の対凝縮が想定される。一般的な量子多体系の観点から見ても興味深い研究対象である。

表 1.1.1 相対軌道角運動量 $L=0$ の核子対の組み合わせ。 n : 中性子、 p : 陽子。

	$T_z = -1$	$T_z = 0$	$T_z = 1$
$T = 1$	$p-p \ ^1S_0$	$n-p \ ^1S_0$	$n-n \ ^1S_0$
$T = 0$		$n-p \ ^3S_1$	

核子対凝縮の性質解明は原子核物理分野のみならず天体分野に及ぶ課題であるものの理解には遠く、例えば図 1.1.1 に示すように、対凝縮を特徴づけるパラメータであるエネルギーギャップの値は多くの不定性が残されている [4]。これは対凝縮の性質を定量的に評価する実験的手法が無く、理論に依存している現状に由来する。そのため、対凝縮の性質を定量的に決定できるような手法が求められている。

1.2 中性子 1S_0 対凝縮

対凝縮には引力的な相関が必要である。電子同士は自由空間では反発しあうものの、超電導体内部では格子振動を介することによって有効的な引力が働き、クーパー対を形成して凝縮を起こすことができる。一方核子の場合そもそもの二体相互作用が引力である。代表として中性子-中性子の S 波 ($L=0$) 散乱長の実験値を図 1.2.1 に示

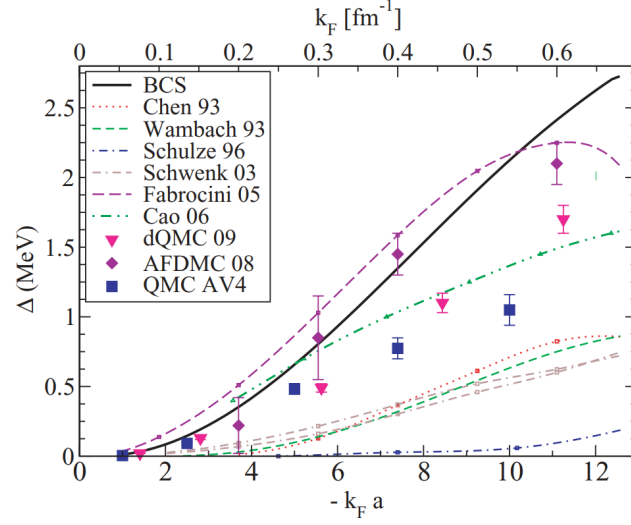


図 1.1.1 低密度中性子物質のエネルギーギャップ [4]。各線は理論モデルによる計算。

す [5]。中性子-中性子の S 波散乱長はおよそ -19 fm となっており、低エネルギー、すなわち低密度で非常に強い引力が働く。陽子-陽子の場合でもほぼ同様である。したがって低密度の核物質では S 波の同種核子対がそもそも強く引力的であるため、対凝縮が起きると考えるのは自然である。

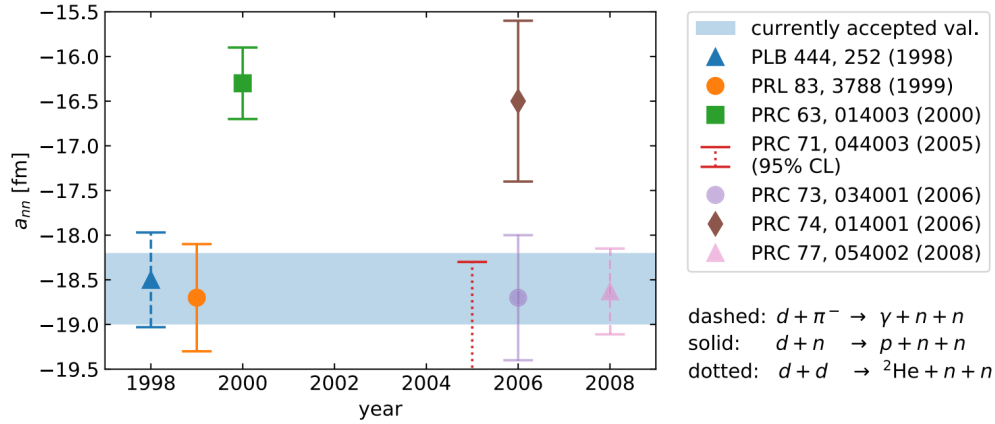


図 1.2.1 中性子-中性子散乱の散乱長の実験データ [5]。点は実験値とその誤差。水色帯は現在の accepted value。

前述の通り、核子対凝縮は核子のアイソスピンを考慮すると複数の組み合わせが存在する。そのうち本研究の対象は、最も低密度で発現し有限系である原子核でも存在が強く認められている中性子 1S_0 対凝縮である。中性子星では内殻と呼ばれる、密度が $2.8 \times 10^{11} \sim 1.4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ (原子核の飽和密度 $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ 換算で $1.4 \times 10^{-3} \sim 0.5 \rho_0$) の領域に現れる [3]。中性子 1S_0 対凝縮は、中性子同士の引力相関によって形成された相対角運動量 $L=0$ 、反平行スピン対 ($S=0$) が凝縮した状態である。

1.3 凝縮系の集団励起モード

核物質に関わらず、対凝縮の起きている系には二つの集団励起モードが現れる。核物質中の対凝縮の有効ポテンシャルを、対凝縮の秩序変数であるエネルギーギャップの関数として考えてみる (図 1.3.1)。対凝縮を起こしていない通常相 (非凝縮相) の有効ポテンシャルは図 1.3.1 左に示すように二次関数的であり、エネルギーギャップが 0 のところで基底状態が現れる。一方対凝縮を起こしている相 (凝縮相) では、図 1.3.1 右に示すように有効ポ

テンソルがいわゆるワインボトル型であり、エネルギーギャップが有限の値のところに連続的な基底状態を持つ。そのため凝縮相では基底状態が選ばれる U1 対称性の自発的破れによって、回転方向と振動方向に二種類の集団励起モード (Anderson–Bogoliubov もしくは Nambu–Goldsdtone モード、Higgs モード) が現れる。有効ポテンシャルの形状に由来するこれらの励起モードを調べることで、対凝縮の性質に迫ることができる。

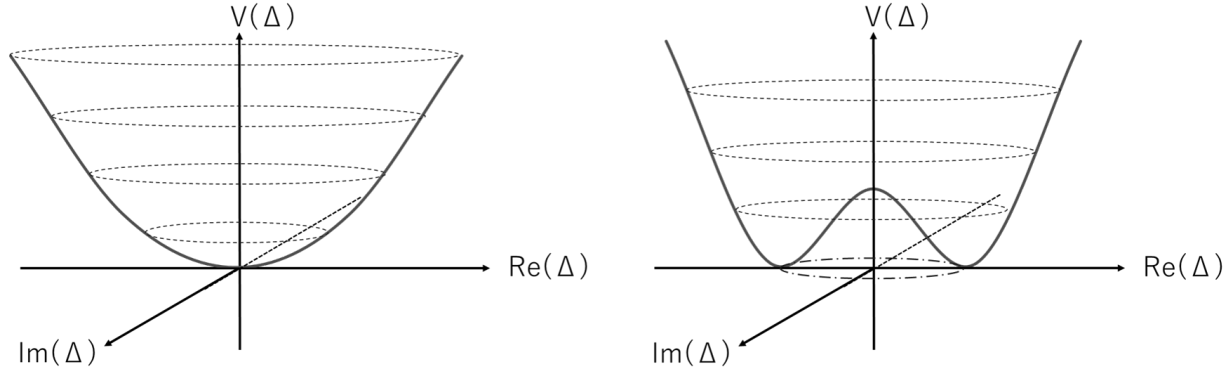


図 1.3.1 通常相 (左) と凝縮相 (右) の有効ポテンシャル形状。

1.4 核子対移行反応による核子対凝縮の探索

理想的な核物質や中性子星を直接調べることは不可能である。しかし原子核反応を用いて核物質における対凝縮の性質を調べることができる。

核子対凝縮の探索には、 (p, t) 反応のような 2 個の核子を原子核から除去、もしくは付加する核子対移行反応が用いられる。核子対移行反応を用いることで、原子核においても核物質と同様に 2 つの励起モードを類推することができる。それらは核子対移行反応の応答としてそれぞれ基底-基底状態間遷移 (対回転モード)、基底-励起状態間遷移 (対振動モード) として考えられる (図 1.4.1)。 1S_0 対凝縮において対回転モードは基底状態 0^+ 間の位相回転バンドに対応し、その遷移強度は凝縮相のエネルギーギャップの大きさに対応する。実験的に偶偶核アイソトープ間で巨大な断面積が観測されていることなどから、原子核の対凝縮の強い根拠の一つとなっている。一方、対振動モードは励起された 0^+ 準位への移行であるが、原子核の有限系の効果と結合することで残留核の広いエネルギー領域に遷移強度が分散することや、高励起領域に巨大共鳴が現れることが示唆されているものの、実験的には一部の低励起な対振動モードが観測されているのみである。

1.5 対振動モードとエネルギー和則

核子対移行反応である核子対付加反応、除去反応の両方で対振動モードを観測することによって、対凝縮の有効ポテンシャル形状にアクセスする手法が理論的に構築されている [6]。対振動モードの遷移強度と有効ポテンシャルは次のように関係づけられる。

対除去、対付加演算子 $\hat{P}_{rm}, \hat{P}_{ad}$ を

$$\hat{P}_{rm} = \int dr f(r) \Psi(r \uparrow) \Psi(r \downarrow) \quad (1.5.1)$$

$$\hat{P}_{ad} = \int dr f(r) \Psi^+(r \uparrow) \Psi^+(r \downarrow) \quad (1.5.2)$$

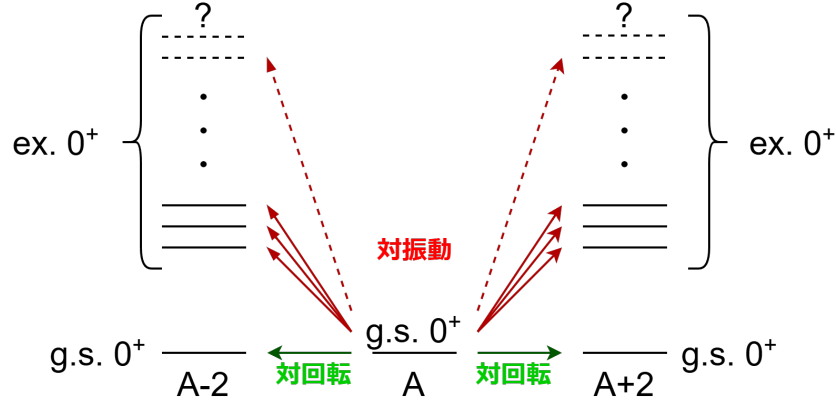


図 1.4.1 核子対移行の応答として現れる対回転モード (緑矢印) と対振動モード (赤矢印)。

とする。ただし、 $f(r)$ は Woods-Saxon 関数で、粒子のいる空間を決めている。また、Higgs 演算子 $\hat{P}_H$ を

$$\hat{P}_H = \hat{P}_{rm} + \hat{P}_{ad} \quad (1.5.3)$$

と定義する。秩序変数 p として $p = \langle \hat{P}_H \rangle$ を用い、対振動モード ($N, \text{g.s.} \rightarrow N \pm 2$) の遷移強度は、

$$S_H(E) = \sum_i |\langle N \pm 2, i | \hat{P}_H | N, \text{g.s.} \rangle|^2 \delta(E - E_i) \quad (1.5.4)$$

と表される。ここで、遷移強度を励起エネルギー E の逆数との積で足し上げたものは Higgs 演算子の $\hat{P}_H$ の静的分極率 α_H と呼ばれ、

$$I_- = 2 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{S_H(E)}{E} = \alpha_H \quad (1.5.5)$$

と表される。一方 Hellman-Feynman の定理より、対凝縮の有効ポテンシャル $U(p)$ として 4 次の多項式を仮定したとき、基底状態 $p_0 = \langle \Psi_0 | \hat{P}_H | \Psi_0 \rangle$ での $U(p)$ の曲率 C (図 1.5.1) は

$$C = \frac{d^2 U(p)}{dp^2} = \frac{1}{\alpha_H} \quad (1.5.6)$$

と表される。また、対凝縮エネルギー (対凝縮によって獲得するエネルギー、図 1.5.1) U_{cond} は

$$U_{\text{cond}} = -\frac{1}{8} \frac{p_0^2}{\alpha_H} \quad (1.5.7)$$

と表せる。このようにして、対移行反応の遷移強度と有効ポテンシャル形状が関連づけることができる。

対振動モードは図 1.5.2 のようにエネルギー領域に広がることが予言されており、図 1.5.3 のように遷移強度を寄与の特に大きな 20 MeV まで足し上げることで、和則の約 80% を求めることができる。

したがって、核子対移行反応を起こして残留原子核の 20 MeV までの励起状態を観測し、その中に含まれる対振動モード成分を取り出すことができれば、今までできなかった対凝縮の有効ポテンシャル形状を直接的に議論することができるようになる。

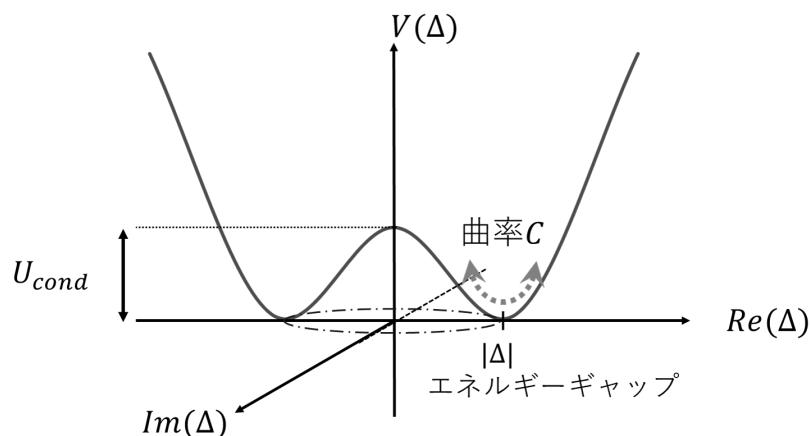
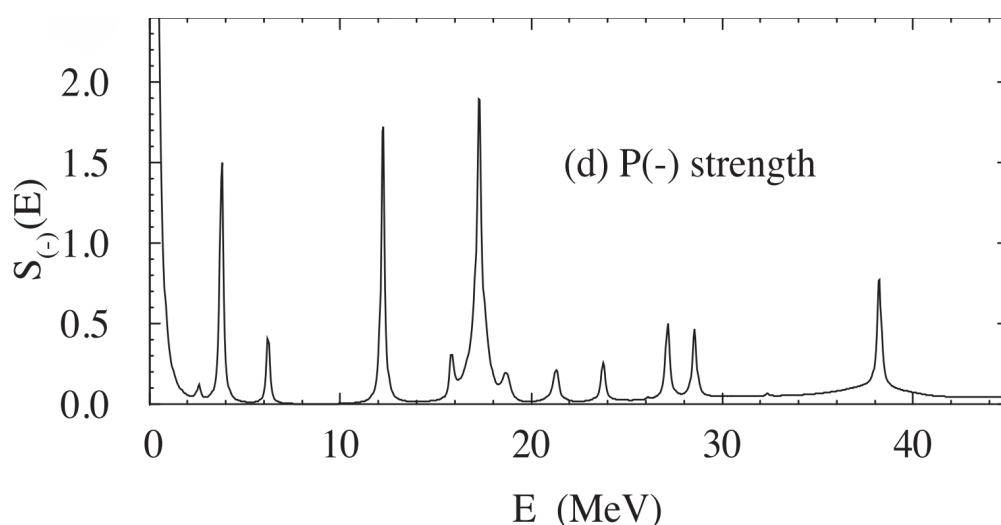
図 1.5.1 4次多項式型のポテンシャルにおける曲率 C と対凝縮エネルギー U_{cond} 。

図 1.5.2 対除去反応で分散した対振動モードの遷移強度 [6]。

1.6 (α , ${}^6\text{He}$) 反応

核子対移行反応による残留原子核の 20 MeV までの励起状態の測定という理論の要請に対し、3.5 MeV 程度までの励起状態しか観測されてこなかった (図 1.6.1[7])。しかし、今まで用いられてきた (p,t) 反応では、運動学的に残留核の高励起状態を観測することができない。図 1.6.2 左に (p,t) 反応におけるビームエネルギーと反応前後の Grazing 角運動量の関係を示す。Grazing 角運動量とは2つの原子核が接するときの相対角運動量であり、核反応が各表面で起こるとすればその角運動量で核反応が起きることを意味する。対振動モードは 0^+ 間の遷移であり、すなわち角運動量移行 $\Delta L = 0$ の反応であるため、反応前後の Grazing 角運動量ができるだけ近くなることが重要である。しかし、(p,t) 反応の Grazing 角運動量が整合するビームエネルギーは 37 MeV 程度であり、反応後に残留原子核を励起するのに残されるエネルギーが少ないため、高励起状態にアクセスするのが難しい。そのため高励起状態まで観測できる新たな反応を用いて核子対移行反応を起こす必要があった。

そこで我々は (α , ${}^6\text{He}$) 反応を考案した。(α , ${}^6\text{He}$) 反応におけるビームエネルギーと Grazing 角運動量の関係を図 1.6.2 右に示す。(α , ${}^6\text{He}$) 反応での最適なビームエネルギーはおよそ 100 MeV であり、反応の Q 値を考えても十分に残留核を励起させることが可能である。これに加えて、(α , ${}^6\text{He}$) 反応は吸収の効果が大きいため移行角運動量ごとの角度分布の形状が特徴的であるという利点がある。図 1.6.3 に DWBA 計算によって求めた残留核のスピンパリティ状態ごとの角度分布を示す。特に前方領域において 0^+ への遷移が他と比べて顕著に増減するため、

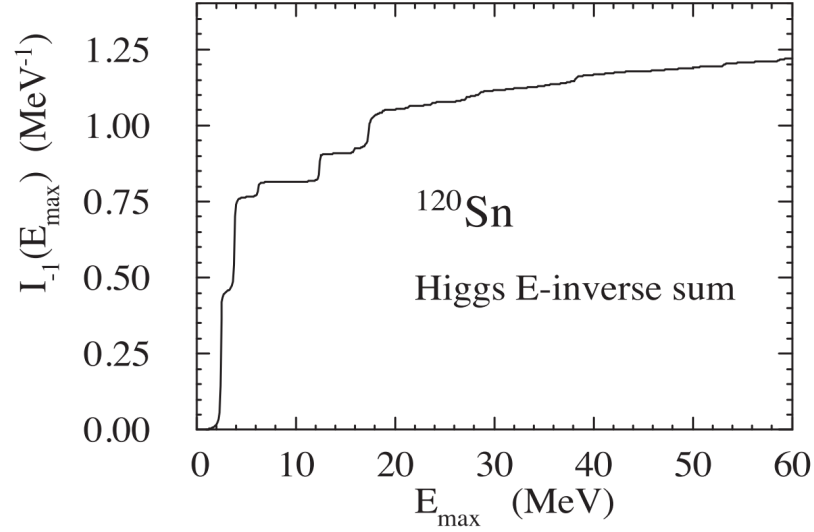


図 1.5.3 エネルギー和則 [6]。対振動モードの遷移強度をエネルギーの逆数との積で足し上げている。

次節 1.7 で述べる多重極展開法による対振動モードの分離が容易になる。これらの理由から、本研究では $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応を用いた 20 MeV までの励起状態観測を目指した。

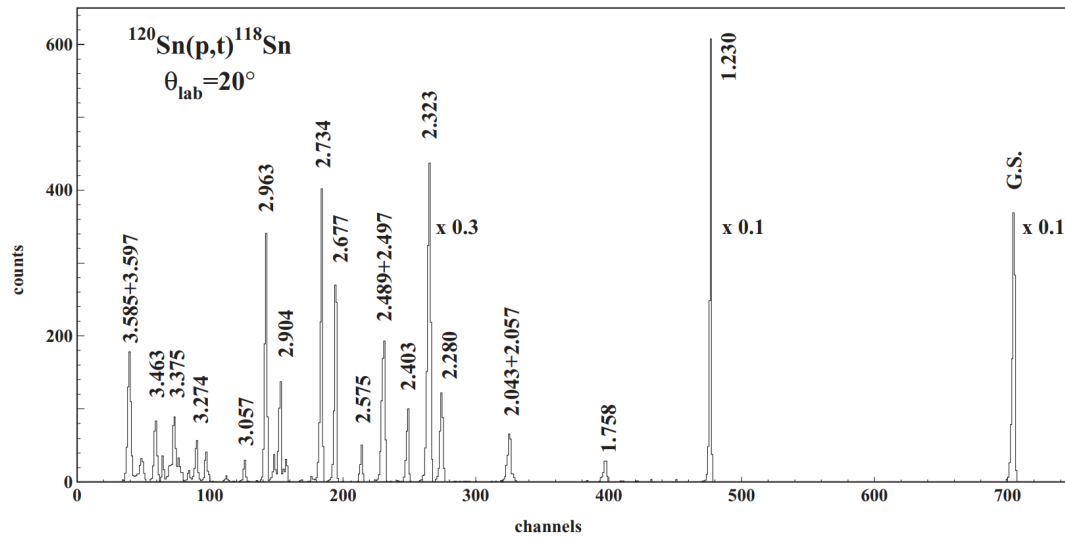


図 1.6.1 (p,t) 反応による ${}^{118}\text{Sn}$ 原子核の励起スペクトル [7]。ピーク上部の値は励起エネルギー (MeV)。右が低励起、左が高励起準位。

1.7 多重極展開法

対回転モードと対振動モードはどちらも、中性子 ${}^1\text{S}_0$ 対凝縮においてはスピン・パリティが 0^+ 状態間の遷移、すなわち移行角運動量 $\Delta L = 0$ の遷移として現れる。しかし、実際の実験では 0^+ 以外の励起状態への遷移も起きる。特に励起準位が連続的に分布する高励起状態では、散乱断面積に複数の移行角運動量の成分が混在してくる。そこで、多重極展開法 (Multipole Decomposition Analysis, MDA) を用いることで移行角運動量ごとの断面積に

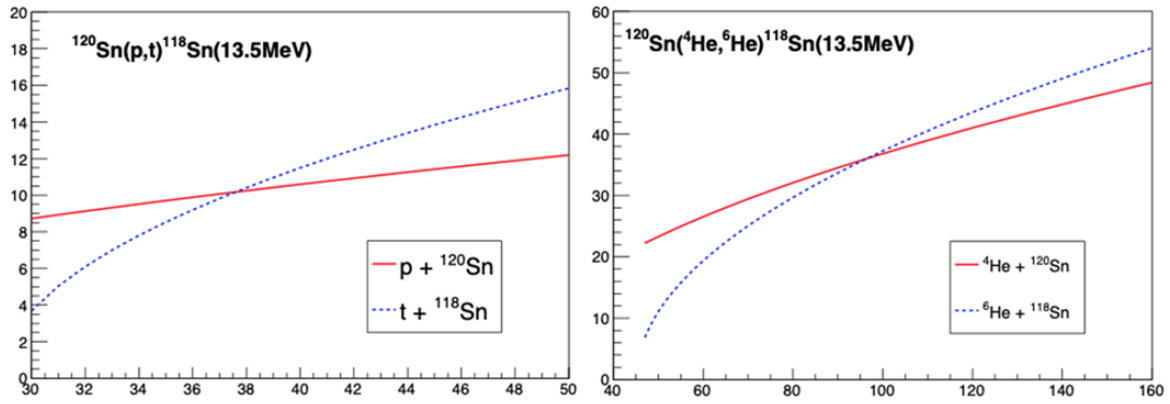


図 1.6.2 (p,t) 反応 (左) と $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応 (右) で ${}^{120}\text{Sn}$ 原子核から ${}^{120}\text{Sn}$ の 13.5 MeV の状態を作る場合の、ビームエネルギーと反応前後の Grazing 角運動量の関係。

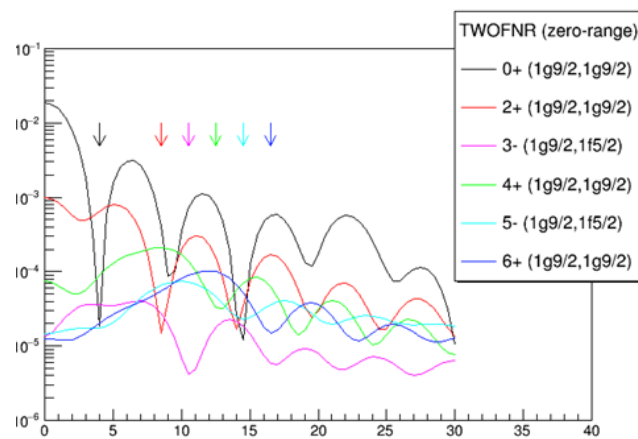


図 1.6.3 $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応における残留核 ${}^{118}\text{Sn}$ のスピンパリティごとの角度分布の DWBA 計算。

分解することができる。多重展開法とは、反応の移行角運動量ごとに角度分布の形状が異なることを利用して移行角運動量ごとの成分に分類する手法のことである。多重極展開法の例として、 ${}^{24}\text{Mg}$ の ${}^6\text{Li}$ 非弾性散乱に多重極展開を適用した結果を図 1.7.1 に示す [8]。図上段の点は各励起エネルギーでの角度分布を表すし、各線は移行角運動量 ΔL 成分ごとの角度分布を表す。 ΔL によって異なる角度分布形状でフィッティングすることで、図下段のように様々な移行角運動量が混在した励起スペクトルから、移行角運動量ごとの成分に分解することができる。

図 1.6.3 に示したように、 $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応の移行角運動量 $\Delta L = 0$ の角度分布は、特に前方角度において他の移行角運動量との形状の差が顕著であるため、MDA による対振動モード (0^+) 断面積の抽出に適切である。

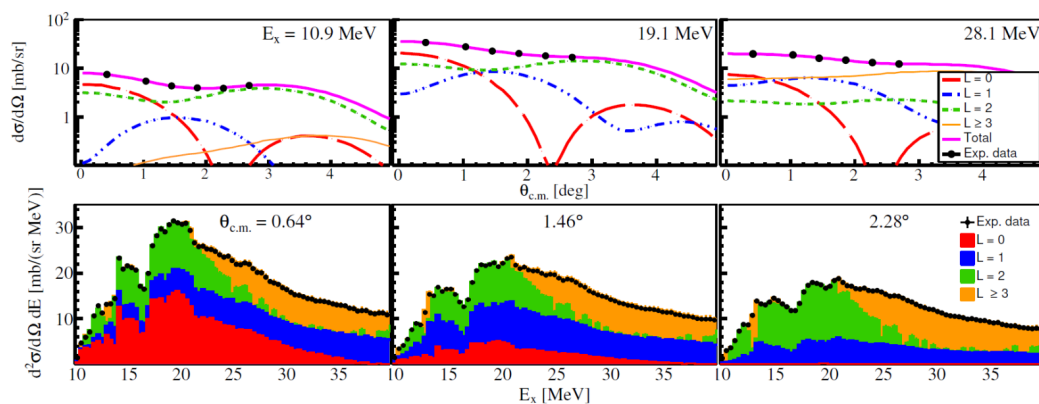


図 1.7.1 ${}^{24}\text{Mg}$ の ${}^6\text{Li}$ 非弾性散乱に多重極展開法を適用し、移行角運動量ごとの成分に分解した図 [8]。図上段は各励起エネルギーにおける角度分布をフィッティングした結果、下段は角度ごとの励起スペクトル。

1.8 本研究の目的と本論文の構成

本研究は中性子対除去反応 ($\alpha, {}^6\text{He}$) による微分散乱断面積測定である。中性子 ${}^1\text{S}_0$ 対凝縮の定量的な性質を解明する鍵となる、幅広いエネルギー領域に分布する対振動モードを 20 MeV まで観測することが目的である。対凝縮の発現が示唆されている Sn の偶偶核アイソトープを対象とし、実験として ${}^{120}\text{Sn}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{118}\text{Sn}$ 反応の 20 MeV までの微分散乱断面積測定を行った。2 章では測定実験のセットアップ、測定条件について記す。3 章では測定実験で得られたデータの解析方法について記す。4 章ではエネルギースペクトルや角度分布を含む解析結果と考察について記す。

第 2 章

実験

本実験は、大阪大学核物理研究センター (RCNP) サイクロトロン施設の西実験室にて行った。運動エネルギー 100 MeV の α 粒子を ^{120}Sn 原子核標的に照射して核子対移行反応 ($\alpha, {}^6\text{He}$) を起こし、放出される ${}^6\text{He}$ の運動量を磁気スペクトロメーターで分光、焦点面検出器群で検出することで、残留核 ^{118}Sn の励起エネルギーと散乱角度分布を測定した。

2.1 ビームライン

RCNP の施設平面図を図 2.1.1 に示す。RCNP サイクロトロン施設は K140AVF サイクロトロン、K400 リングサイクロトロンの二つのサイクロトロンで構成されている。本実験では、AVF サイクロトロンのみを使用して α 粒子を 100 MeV まで加速し、西実験室 WS コースにある散乱槽内部の標的に最大 500 nA のビーム強度で照射した。ビーム電流は測定角度ごとに散乱槽内部のファラデーカップ (SC-FC)、もしくは Q1 磁石下流のファラデーカップ (Q1-FC) で計測した。測定角度と使用したファラデーカップは 2.11 節の表 2.11.1 にて後述する。

2.2 Grand Raiden 磁気スペクトロメーター

Grand Raiden は西実験室に設置された高分解能磁気スペクトロメーターである。Grand Raiden の配置図を図 2.2.1 に、設計仕様を表 2.2.1 に示す。Grand Raiden は Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR の電磁石 (Q: 四重極、SX: 六重極、D: 双極、MP: 多重極、DSR: 双極 (スピン偏極測定用)) で構成されている。SX、MP は高次のイオン光学的収差および運動学的効果を打ち消す役割を担う。本実験では MP、DSR は用いず、測定したい運動量領域に合わせて Q1、SX、Q2、D1、D2 の磁場強度の設定を行った。特に本測定では Q1 を 6 % 弱めることで y 方向のフォーカスを弱めるアンダーフォーカスモードで測定を行った。アンダーフォーカスモードには y 平面の散乱角度を測定しやすくするメリットがある。詳細は 3.2.3 で後述する。

また、Grand Raiden 全体が回転台上に設置されており、散乱角度領域を変えて測定することが可能である。本実験においても Grand Raiden の角度を変更することで、広い散乱角度領域を測定した。運動量や散乱角など、測定条件については 2.11 節で後述する。

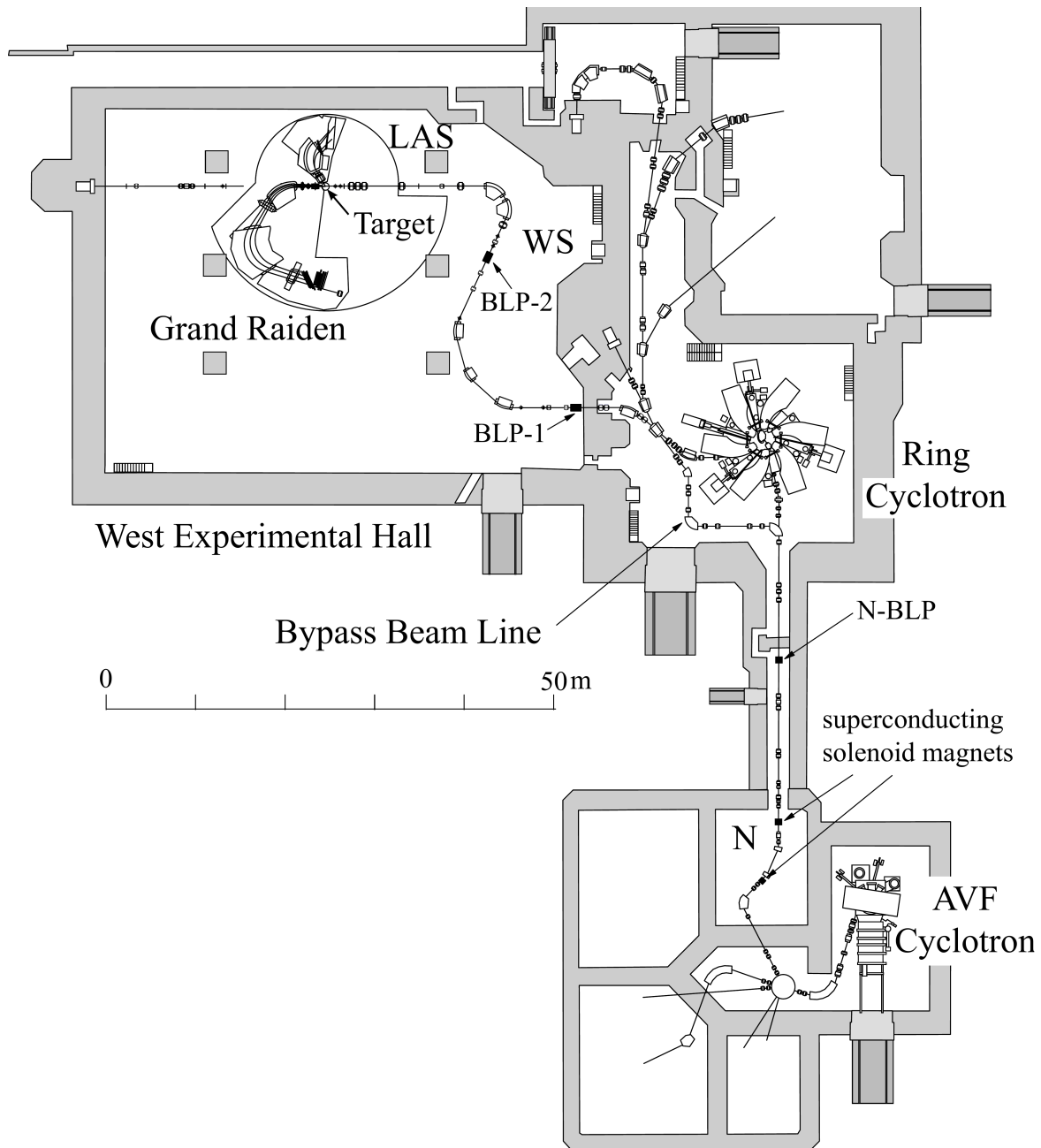


図 2.1.1 RCNP の施設平面図。AVF サイクロトロンのみを使用し、図中の Bypass Beam Line を通して西実験室にビームを送った。

2.3 焦点面検出器群

図 2.2.1 に示すように、Grand Raiden 下流には焦点面検出器群が配置されている。焦点面検出器群のみの配置図を図 2.3.1 に示す。本測定では 2 台の VDC(Vertical Drift Chamber) と 3 台のプラスチックシンチレーション検出器を配置した。これらは焦点面の傾斜角度 45° に合わせて設置されている。図 2.3.1 に示されている He ボックス、弾性散乱イベント遮蔽用ストッパー (elastic stopper) を含む各要素について、詳細はそれぞれ次節以降に後述する。

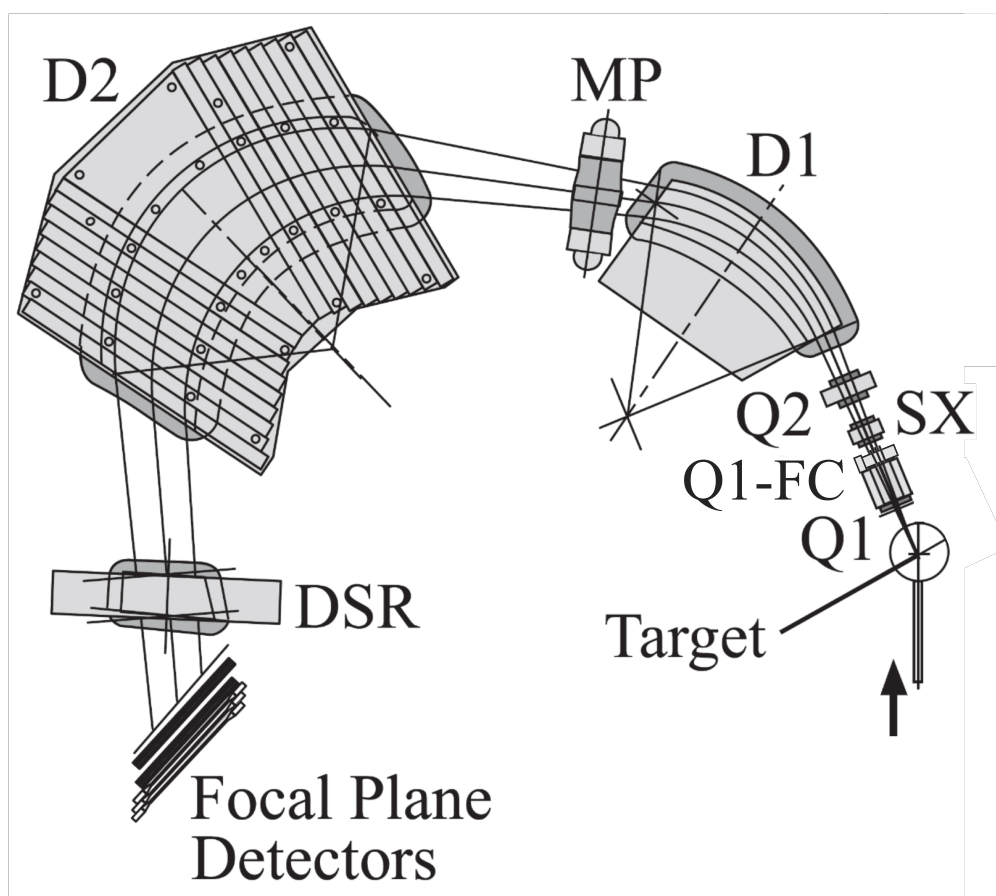


図 2.2.1 Grand Raiden 磁気スペクトロメーターの平面図。7 台の磁石 (Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR) で構成される。

2.4 Vertical Drift Chamber(VDC)

焦点面に配置されている 2 台の Vertical Drift Chamber(VDC) は、焦点面での粒子の位置、運動量方向を特定し、粒子の運動量、標的での散乱角度を再構築するために用いられる。VDC の仕様を表 2.4.1 に示す。1 台の VDC は X 面、U 面の 2 面で構成されている。X 面、U 面それぞれのワイヤーの配置を図 2.4.1 に示す。X 面は鉛直方向に 6 mm 間隔で、U 面は鉛直方向に対して 48.2° の角度に 4 mm 間隔でセンスワイヤー (陽極芯線) が張られている。また、図 2.4.2 に示すように、ポテンシャルワイヤーがセンスワイヤー間に 2 mm 間隔で張られている。陰極面とポテンシャルワイヤーに負の電圧を印加して使用する。VDC を荷電粒子が通過すると、VDC 内に充填されたガスが荷電粒子によって電離する。そして印加された陰極面とワイヤーによって作られた電場に従い、電離した電子がセンスワイヤー (陽極) にほぼ垂直に移動する。電離した電子が生成された位置からセンスワイヤーまでの距離を電子が移動するドリフト時間を測ることで、荷電粒子が通過した位置を求めることができる。

2.5 プラスチックシンチレーション検出器

上流からそれぞれ 1 mm、3 mm、10 mm 厚の 3 枚のプラスチックシンチレータを配置した。シンチレータの面に垂直な方向から見た平面図を図 2.5.1 に示す。プラスチックシンチレーション検出器は主に、粒子の焦点面への到来タイミング測定と、エネルギー損失測定 (ΔE 、 E) に使用される。本実験で測定する ^6He の運動量では、1

表 2.2.1 Grand Raiden の設計仕様 [10]。

中心軌道半径	3 m
全偏向角	162°
旋回角度	0° ~ 90°
焦点面長	120 cm
焦点面の傾斜角度	45°
最大磁場	1.8 T
最大磁気剛性	5.4 T·m
水平方向倍率 ($x x$)	-0.417
垂直方向倍率 ($y y$)	5.98
運動量分散 ($x \delta$)	15451 mm
運動量アクセプタンス	$\pm 2.5\%$
運動量分解能 $p/\Delta p$	37000
水平方向立体角	± 20 mrad
垂直方向立体角	± 70 mrad
立体角	5.6 msr

表 2.4.1 VDC の仕様と、本測定で使用したガス、印加電圧。

芯線校正	X (0°), U (48.2°)
有感領域	W 1150 mm, H 120 mm
芯線数	X 192, U 208
陽極-陰極面感間隔	10 mm
陽極面芯線間隔	2 mm
陽極芯線間隔	X 6 mm, U 4 mm
陽極芯線	20 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ W 芯線
ポテンシャル芯線	50 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ Cu/Be 芯線
陰極	20 $\mu\text{m}\phi$ 炭素アラミド膜
ガス	He + CH ₄ (50:50)
陰極印加電圧	-5.6 kV
ポテンシャル印加電圧	-0.3 kV

台目 (1 mm) を貫通し、二台目内部 (3 mm) で残りの運動エネルギーを全て失って停止する。また、⁶He よりも軽い粒子は 3 台すべてを貫通する。これらの性質と、他の検出器の信号を組み合わせ粒子識別を行った。本研究の解析では、2 台目までの検出器の情報を利用した。信号読み出しは、長手両方向からライトガイドを通し光電子増倍管で行った。使用した光電子増倍管、および印加電圧は表 2.5.1 に示す。

プラスチックシンチレーション検出器の LR の PMT 信号から、粒子の到来タイミングは LR の平均

$$t_{\text{particle}} = (t_{\text{L}} + t_{\text{R}})/2 \quad (2.5.1)$$

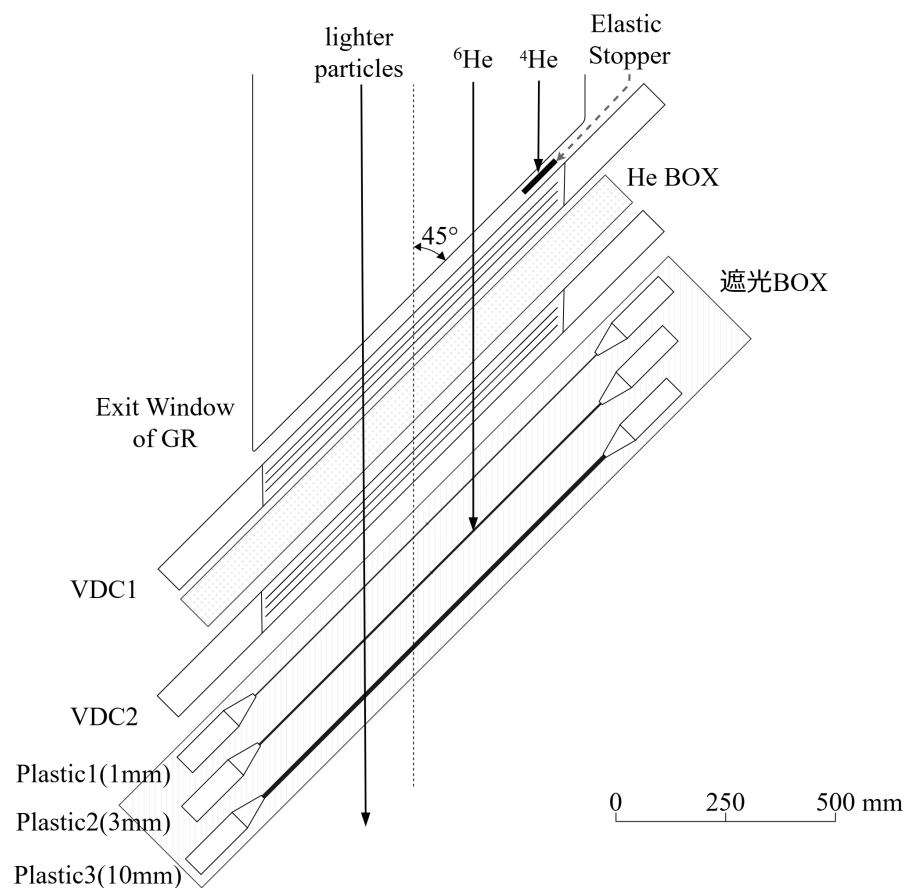


図 2.3.1 Grand Raiden 下流にある検出器群の配置。検出器としては VDC 2 台、プラスチックシンチレーション検出器 3 台が配置されている。

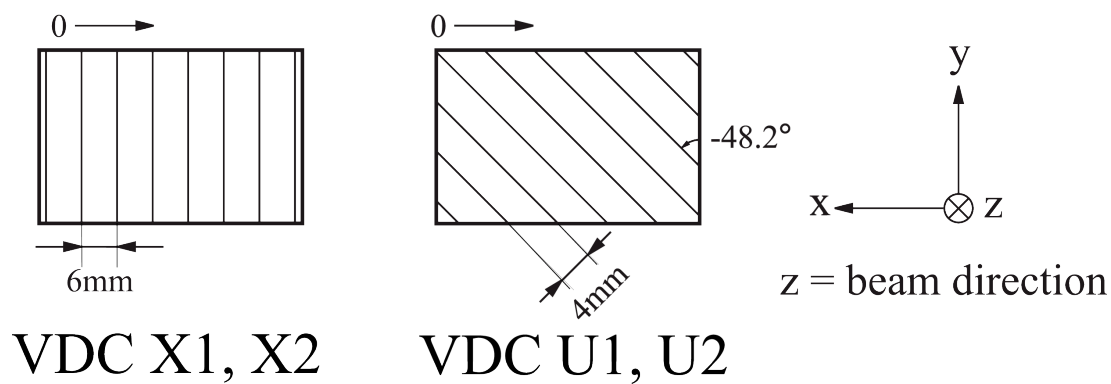


図 2.4.1 VDC の陽極芯線配置。

粒子のエネルギー損失は LR チャージの相乗平均

$$\Delta E = \sqrt{q_L \times q_R} \quad (2.5.2)$$

で算出した。

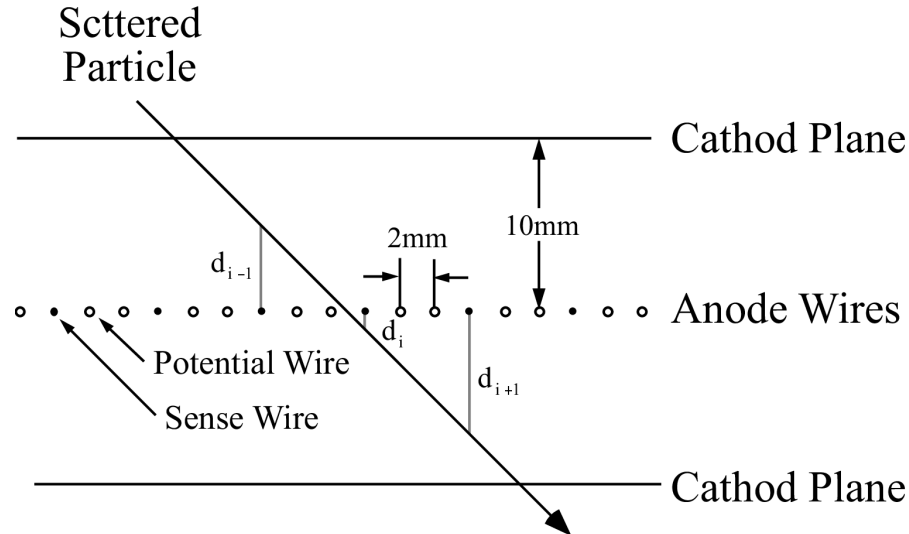


図 2.4.2 VDC の X 面の構造。上下の陰極面 (Cathod Plane) の中間にある黒丸はセンスワイヤー、白丸はポテンシャルワイヤー。



図 2.5.1 プラスチックシンチレーション検出器の平面図。図奥行き方向の厚さは上流からそれぞれ 1 mm、3 mm、10 mm 厚。

表 2.5.1 プラスチックシンチレーション検出器に用いた光電子増倍管 (PMT) と印加電圧。PMT はいずれも浜松ホトニクス製。左右 (LR) は同じ PMT、印加電圧を使用。

	光電子増倍管	印加電圧
1 台目 (1 mmt)LR	H7195	-2400 V
2 台目 (3 mmt)LR	H7195	-2300 V
3 台目 (10 mmt)LR	H1949-51	-2400 V

2.6 焦点面付近での低物質量化

本実験で測定する ${}^6\text{He}$ の運動エネルギーは 1 核子当たり 15 MeV 以下と低エネルギーである。よって余計なエネルギー損失を抑えるために、焦点面付近で ${}^6\text{He}$ が通過する物質量を減らす工夫を行った。

2.6.1 Grand Raiden 出口窓

Grand Raiden 内部は真空槽となっており、Grand Raiden 下流の出口窓を経て大気と隔てられている。出口窓は通常では 125 μm のアラミドフィルムが用いられるが、エネルギー損失を減らすために 50 μm のアラミドフィルムに交換した。

2.6.2 He ボックス

2つの VDC 間には VDC の面に垂直な方向に 20 cm 程度の隙間が空いており、その空間で空気とのエネルギー損失を最小限にとどめるために、図 2.3.1 で示したように He ボックスを設置し He ガスを流した。He ボックスの外観を図 2.6.1 に示す。粒子が通過する入口、出口窓には 12 μm のアラミドフィルムを用いた。

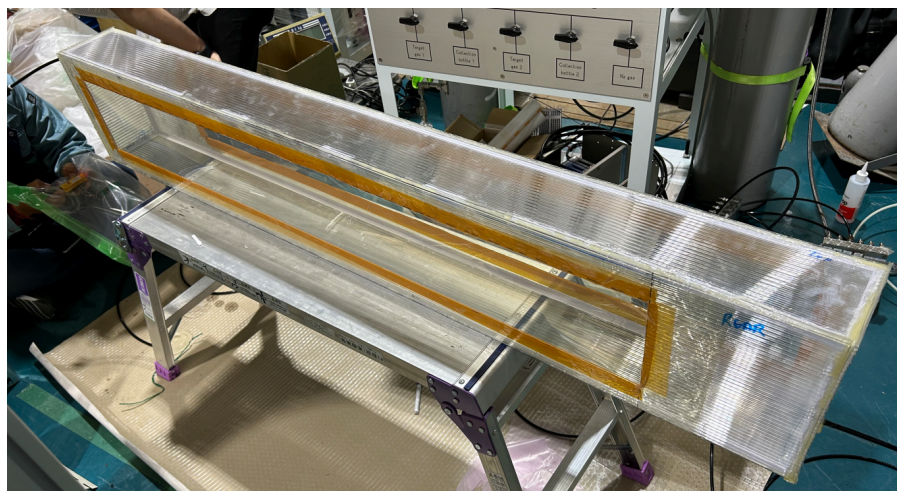


図 2.6.1 He ボックスの外観。

2.6.3 プラスチック検出器の遮光

プラスチックシンチレータは外部からの光を防ぐため遮光する必要があるが、3つのプラスチックシンチレータのそれぞれに遮光幕をかぶせると、シンチレータを通過する都度、遮光幕によるエネルギー損失が起きてしまう。そこで3枚のシンチレータ全体を遮光幕で覆い、遮光幕によるエネルギー損失を防いだ。上部の遮光を外し上部から覗いた様子を図 2.6.2 に示す。反射材のアルミ-マイラーフィルムをそれぞれのシンチレータに巻いたうえで3枚を配置し、全体を遮光材で覆った。粒子が通過する上流側(図 2.6.2 奥側)の面は 12 μm 厚のアルミ-マイラーフィルム2枚で遮光している。

2.7 弾性散乱イベント遮蔽用ストッパー (elastic stopper)

測定条件によって、標的と弾性散乱した α 粒子が運動量アクセプタンス内に入り込むことがある。測定する運動量と角度領域を図 2.7.1 に示す。図中茶色線が弾性散乱した α 粒子の運動量と散乱角度の関係を表す。図中の磁場設定 no4(黄色)では弾性散乱の運動量領域と被ってしまう。そこで、弾性散乱粒子が飛来する運動量領域に 10 mm 厚のステンレス(弾性散乱イベント遮蔽用ストッパー)を置くことによってバックグラウンドレートを下げた(図 2.3.1 上部黒線)。

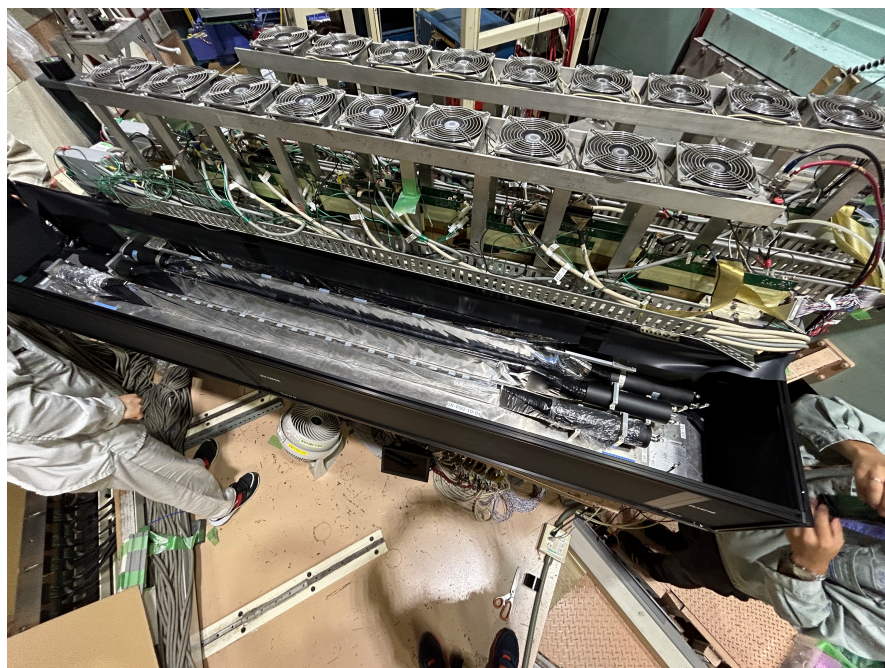


図 2.6.2 プラスチックシンチレーション検出器の上部の遮光を外し、上部から内部を覗いた様子。検出器を個別に遮光するのではなく、全体を遮光している。

2.8 標的

標的には2種類の厚さ (thin: 2.7 mg/cm^2 、thick: 7.0 mg/cm^2) の ^{120}Sn 原子核標的を用いた。低励起状態の測定では 2.7 mg/cm^2 、高励起状態の測定では統計量を増やすために厚い 7.0 mg/cm^2 の標的を使用した。

2.9 データ収集 (DAQ)

断面積の小さな希少事象を効率よく測定するには大強度のビームが必要になるが、その分バックグラウンドレートが増加する。本測定においても最大 500 nA の α ビーム照射によって、最大 34 kcps のレートで粒子が検出器に到来した。このような条件でデータ測定を行うために、本測定ではデータ収集にトリガーを伴わないトリガーレスなデータ収集システム "Streaming DAQ[9]" を用いた。トリガーレス DAQ システムを用いることで、イベントレートに依存しない高いデータ収集効率を可能にした。

従来のトリガーを伴う DAQ には不感時間 (dead time) が存在する。測定するイベントのレートを N 、DAQ の不感時間を τ 、DAQ によって適切に収集されるレートを N' とすると、live time と呼ばれる次の割合

$$\text{live time} = \frac{N'}{N} = \frac{1}{1 + N\tau} \quad (2.9.1)$$

でデータ収集される。多くのデータ収集量を必要とするような実験の場合、時間効率の向上に対して不感時間がネックになる場合が数多く存在する。一方トリガーレス DAQ システムの場合、不感時間が存在しないため DAQ システムによって捨てるイベントが無く、検出器のレート耐性上限までイベントレートを上げた測定ができる。

本測定回路の概要を図 2.9.1 に示す。VDC、プラスチックシンチレーション検出器の信号は、それぞれ Amplifier-Shaper-Discriminator や QTC などを経た後、AMANEQ と呼ばれるストリーミング読み出し DAQ 用の TDC に送られる。その後、ネットワークを通して全てのデータがサーバーに送られ、サーバー内でイベントビルドなどの処理が行われ、データが記録される。全ての AMANEQ はタイミング同期用の AMANEQ である MIKUMARI と繋がっている。

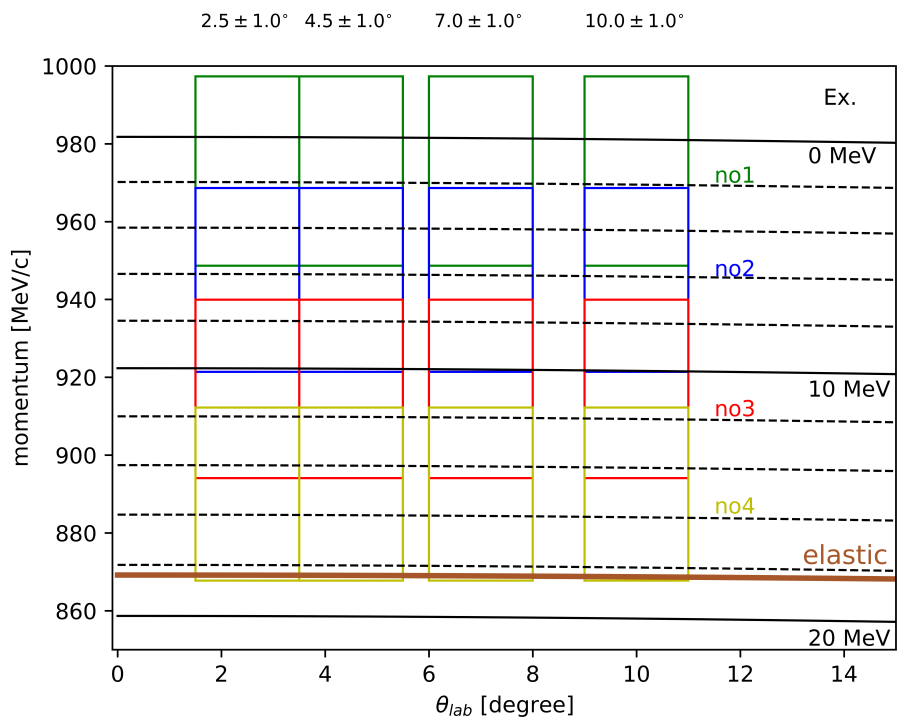


図 2.7.1 測定した散乱粒子の運動量、散乱角度領域。運動量、角度についてそれぞれ 4 通り、計 16 通りの条件 (図中色付きの四角内) で測定を行った。茶色線は弾性散乱した α の予想される運動量。図中右側の値 [MeV] は残留核 ^{118}Sn の励起エネルギー。

プラスチックシンチレーション検出器の信号は、3.1 節で後述するように減衰器 (Attenuator) を通したものと通さないものを記録した。

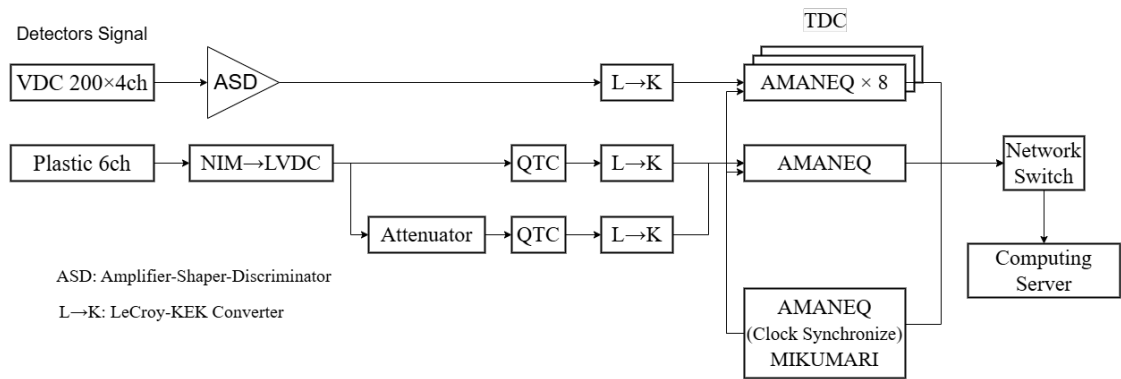


図 2.9.1 測定回路図。

2.10 イベントビルド

前節で述べたように本測定ではトリガーレスなシステムを採用しているため、ロスの無い全時間のデータを取得する。取得したデータはネットワークでサーバーに送られ、オンラインで処理されてから保存される。サーバー内プロセスの概要図を図 2.10.1 に示す。

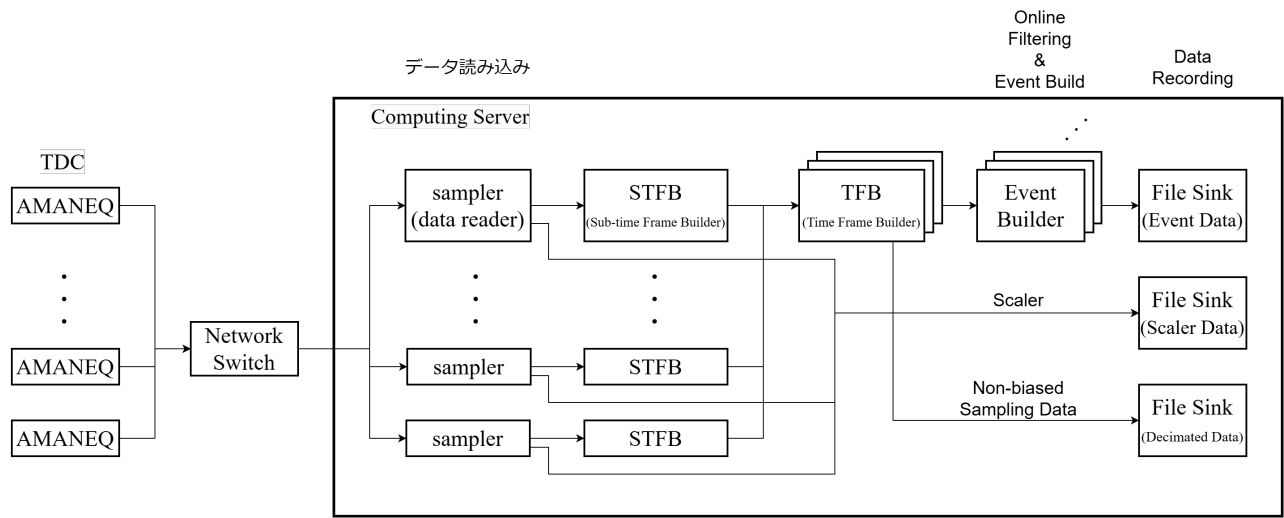


図 2.10.1 サーバー内データプロセスの概要。

図 2.10.1 上段の流れは、データがイベントビルドされて保存されるまでを表している。サーバーに送られてきた各 TDC の情報は sampler によって読み出しが行われる。次に、sub-time flame builder を通り全ての情報が time flame builder で結合される。その後、Event Builder によってフィルタリング、イベント生成され、File Sink に保存される。本実験ではプラスチックシンチレーション検出器 1 台目 L の信号をトリガーとして、トリガーのタイミングから $\pm 1000\text{ ns}$ の全てのデータを一つのイベントとしてビルドした。

また、各検出器やビームのカレント量を測定するカレントインテグレーターの Scaler Data に加え、イベントビルドによるバイアスがかかる前のサンプリングデータである Decimated Data も記録し、断面積の較正に使用した。

2.11 測定条件

図 2.7.1 に示したように、 ^6He の運動量、散乱角度領域を、それぞれ 4 通りの計 $4 \times 4 = 16$ 通りの設定で測定を行った。測定する運動量ごとに磁場設定と標的厚を、角度ごとに GR の散乱角度とビーム電流を計測するファラデーカップの位置を変更した。表 2.11.12.11.2、に測定条件を示す。全体として、残留核 ^{118}Sn の励起エネルギーとして $E_x = 0\text{ MeV}$ から 20 MeV の範囲で測定した。

表 2.11.1

GR 角度	ファラデーカップ
2.5°	Q1-FC
4.5°	
7.0°	SC-FC
10.0°	

表 2.11.2

磁場設定	双極磁石磁場 B (mT)	中心軌道 p (MeV/c)	中心軌道 $E_{^6\text{He}}$ (MeV)	標の厚 (mg/cm ²)
no1	540.932	973.00	83.819	2.7
no2	525.372	945.01	79.099	7.0
no3	509.797	916.99	74.494	7.0
no4	494.774	889.97	70.209	7.0

第3章

解析

3.1 解析上のイベント選択

解析には主に VDC とプラスチック 1, 2 台目の情報を用いる。これらの検出器信号は、イベント内、すなわちプラスチック 1 台目 L の信号 (pla1L) の ± 1 ns に含まれる全ての信号が記録されている。その内プラスチック一枚目の信号を粒子到来タイミングの基準として、このタイミングと同期している検出器信号のみを解析する。図 3.1.1 に、解析に用いる信号の論理回路を示す。イベントビルドの基準として使われた pla1L の信号ではなく、減衰させたプラスチック 1 台目の信号 (att-pla1) を基準として用いている。減衰されていない pla1L は、チャージの大きな信号が QTC に入った時に QTC の上限値を超えることや、信号が失われている場合があったため、プラスチック 1, 2 台目のチャージ、タイミング情報として減衰させた信号 att-pla1、att-pla2 を用いている。att-pla1 のタイミングを基準に pla1L、att-pla2、VDC の coincidence window を開いた。window の時間幅は図 3.1.1 中に示す。

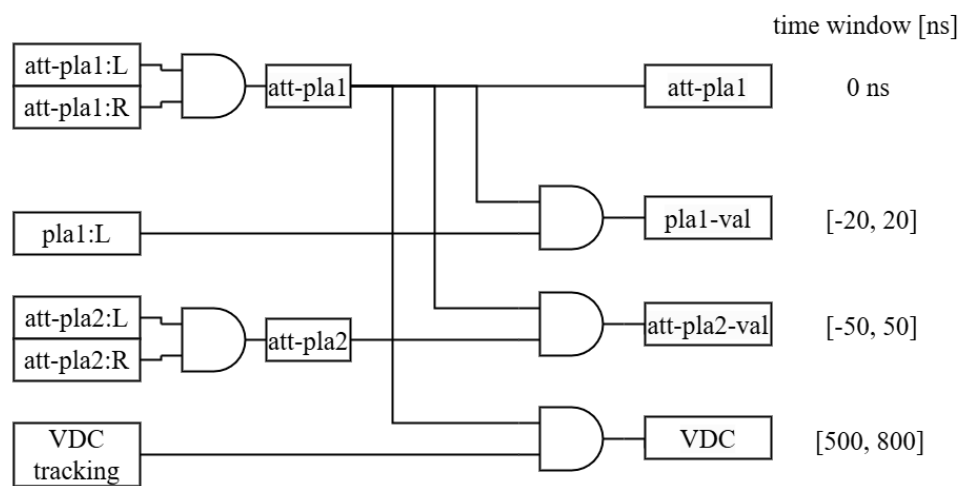


図 3.1.1 解析上の信号の論理回路と coincidence window の時間幅。att-pla1 を基準に coincidence window を開いた。図中右側に coincidence window をの実際の時間幅を示す。

図 3.1.1 中に示すように、信号 A と att-pla1 との同期したものを "A-val(validated)" と表す。解析するイベントの条件はこれらを用いて次のように課した。

- 1 イベント中に att-pla1、att-pla-2、pla-1 が 1 つのみ
- 2 イベント中に pla-1-val、att-pla-2-val、VDC-val が 1 つのみ

すなわち、1 イベントに pla1、att-pla-1、att-pla2、VDC のトラッキング情報が 1 つのみかつ、その全てが att-pla-1 と時刻的に同期しているイベントのみを解析する。これらの条件は、解析上の都合とトリガー信号効率補正のために課した。3.7.2、3.7.1 にてそれぞれ後述する。

3.2 VDC

3.2.1 ドリフト時間から距離への変換

2.4 節で述べたように、VDC は直接ドリフト距離を見ることができない。荷電粒子の位置情報を得るためには、VDC で直接得られるドリフト時間からドリフト距離に変換する必要がある。

ドリフト時間と距離の変換は次のように求める。荷電粒子の通過する位置が一様であると仮定すると、カウント数はドリフト距離に依らず一定になる。一方、ドリフト時間と距離の相関がある場合図 3.2.1 上のようにドリフト時間とカウント数の関係が現れる。この関係を用いて、カウント数が一定になるようにドリフト時間を変形することで、ドリフト距離に変換することができる (図 3.2.1 下)。

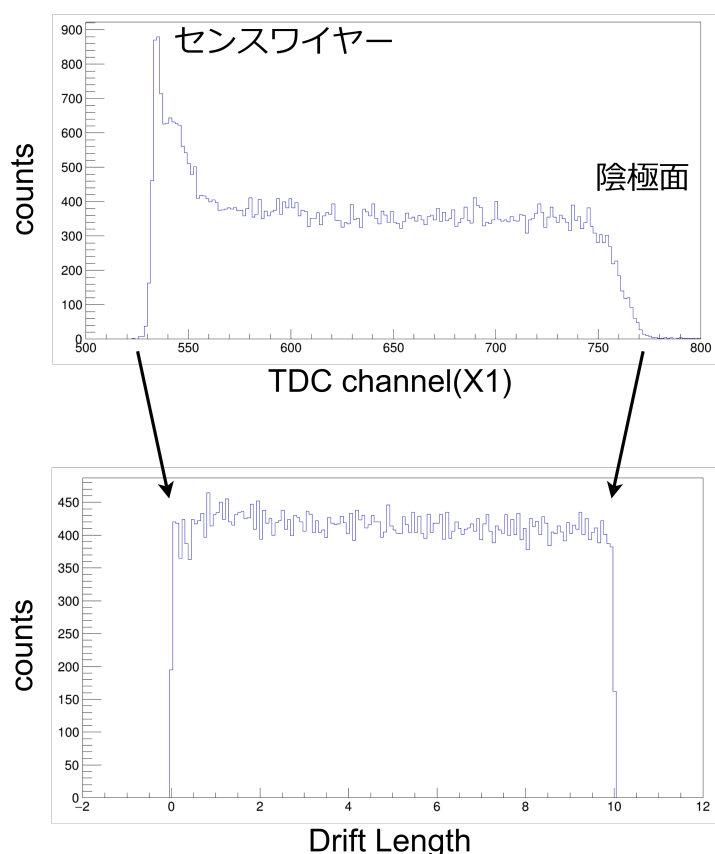


図 3.2.1 VDC(X1 面) のドリフトタイムからドリフト距離への変換。他面も同様。

3.2.2 入射粒子のトラッキング

VDC の各面 (X1,U2,X2,U2) の各ワイヤーの信号がドリフト距離に変換されたのち、各面でのトラッキングを行い、そのあとに 4 面でのトラッキングを行う。

各面でのトラッキングは次のように行う。まず初めに att-pla1 のタイミングを基準に時間窓を作り、その中に入るワイヤー信号を時間的なワイヤー信号群とする。また、本解析では VDC に同時に 2 つの粒子が到来するよう

な場合を無視するため、時間窓に入ったワイヤー信号数が2以上6以下のワイヤー信号群のみを解析する。

次に、クラスターと呼ばれるものを定義する。VDCに1つの荷電粒子が通過すると、基本的に34本 (!!後で確認!!) の隣り合ったワイヤーが反応する。これらのワイヤー信号群はクラスターと呼ばれる。本解析では空間的に3本以上連続したワイヤー信号群をクラスターとみなしている。クラスターを作った後、クラスターに含まれるワイヤー群のドリフト距離をもとに線形フィッティングを行い、荷電粒子の軌跡を決め、クラスター中心の X 、もしくは U の位置座標を決定した。

各面での通過位置を決めた後、4面のクラスターのうち時間的に離れてるクラスターを除外し、4面全てにクラスターが残っている場合、直線との残差平方和が小さくなるようにトラッキングを行った。トラッキング情報として、焦点面での x_{fp}, y_{fp} 座標と、 a_{fp}, b_{fp} (x_{fp}, y_{fp} 方向の角度) を得る。

3.2.3 散乱運動量、散乱角の較正

焦点面に置かれているVDCのトラッキングで得られる $(x_{fp}, y_{fp}, a_{fp}, b_{fp})$ には、散乱粒子の運動量 p_{sc} 、散乱角度 θ_{sc}, ϕ_{sc} などの情報が含まれている。例えば x_{fp} 座標には、双極磁石の分光によって運動量との強い相関が現れる。

焦点面の $(x_{fp}, y_{fp}, a_{fp}, b_{fp})$ から散乱情報 $(p_{sc}, \theta_{sc}, \phi_{sc})$ を較正するにはシーブスリットを用いる。シーブスリットとは、図3.2.2に示すように格子状に穴の開いたステンレス板である。これを標的の下流に配置することで特定の散乱角度を持った粒子しか焦点面まで到達できないため、角度較正の基準を作ることができる。これに加えて磁場設定を変えることで運動量を変化させ、3変数 $(p_{sc}, \theta_{sc}, \phi_{sc})$ の較正を行う。

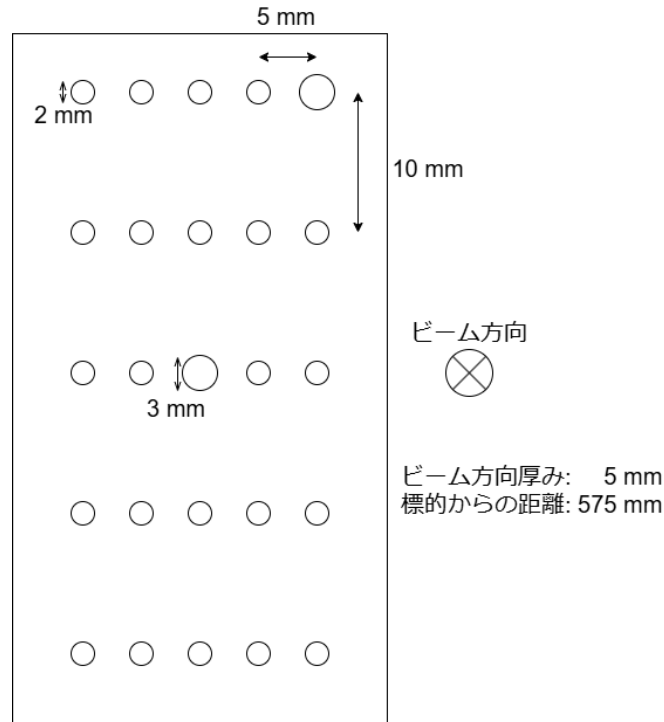


図 3.2.2 シーブスリットの概要図。

以降、標的での散乱位置を (x_{sc}, y_{sc}) 、 x_{sc}, y_{sc} 方向の実験室系の散乱角度を a_{sc}, b_{sc} 、散乱粒子の運動量 p_{sc} は基準運動量 $p_0 = 869.19 \text{ MeV}/c$ からの変化割合 δ

$$\delta = \frac{p_{sc} - p_0}{p_0} \quad (3.2.1)$$

で表す。また、焦点面での位置を (x_{fp}, y_{fp}) 、焦点面での x_{fp}, y_{fp} 方向の入射角度を (a_{fp}, b_{fp}) と表す。

シーブスリットを用いた較正用 α ビーム照射時の、双極磁石の設定と中心軌道の δ を表 3.2.1 に示す。

表 3.2.1 シーブスリットによる較正用の磁場設定。 δ (%) は $p_0 = 869.182 \text{ MeV/c}$ からのずれ。

双極子磁石磁場 B (mT)	運動量 p (MeV/c)	δ (%)
471.599	848.291	2.4
473.250	851.261	2.2
475.467	855.249	1.6
479.333	862.203	0.8
483.213	869.182	0.0
487.066	876.112	-0.8
490.934	883.070	-1.6
493.834	888.286	-2.2

Grand Raiden の焦点面での位置、角度 $(x_{\text{fp}}, y_{\text{fp}}, a_{\text{fp}}, b_{\text{fp}})$ は、標的での位置、角度、運動量 $(x_{\text{sc}}, y_{\text{sc}}, a_{\text{sc}}, b_{\text{sc}}, \delta)$ の関数として次のように表される。

$$x_{\text{fp}} = \sum_{i,j,k} X_{ijk} x_{\text{sc}}^i a_{\text{sc}}^j \delta^k \quad (3.2.2)$$

$$a_{\text{fp}} = \sum_{i,j,k} A_{ijk} x_{\text{sc}}^i a_{\text{sc}}^j \delta^k \quad (3.2.3)$$

$$y_{\text{fp}} = \sum_{i,j} Y_{ij} y_{\text{sc}}^i b_{\text{sc}}^j \quad (3.2.4)$$

$$b_{\text{fp}} = \sum_{i,j} B_{ij} y_{\text{sc}}^i b_{\text{sc}}^j \quad (3.2.5)$$

Grand Raiden では基本的に $x_{\text{fp}}, a_{\text{fp}}$ と $y_{\text{fp}}, b_{\text{fp}}$ は独立に扱うことができる。ここで簡単に変数の一次の項のみを考えると、次のように表される。

$$\begin{pmatrix} x_{\text{fp}} \\ a_{\text{fp}} \\ y_{\text{fp}} \\ b_{\text{fp}} \\ \delta_{\text{fp}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & 0 & 0 & (a|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|b) & 0 \\ 0 & 0 & (b|y) & (b|b) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{\text{sc}} \\ a_{\text{sc}} \\ y_{\text{sc}} \\ b_{\text{sc}} \\ \delta_{\text{sc}} \end{pmatrix} \quad (3.2.6)$$

式中の $(x|x)$ 等は全て係数で、輸送行列要素と呼ばれる。本実験では Q1、Q2 磁石の設定を調節することで、 x 方向は設計値の焦点面で収束する標準フォーカスモード、 y 方向は焦点面の後方で収束するアンダーフォーカスモード (-6 %) で測定を行った。したがって $(x|a) = 0$ であり、 $(y|b)$ は有限の値を持つ。 x 方向の標準フォーカスモードは x_{fp} と δ の相関を良くするために行う。一方 y 方向のアンダーフォーカスモードは、 y_{fp} と b_{sc} の相関である $(y|b)$ を残すことで y_{fp} に散乱角度の情報 b_{sc} が含まれるため、 b_{sc} の再構成が容易になる。

式 3.2.2 のように更に高次の項を考えることで、スペクトロメータの光学輸送をより正確に再現することができる。本解析ではビーム位置による影響を無視して $(x|x) = (y|y) = 0$ とし、双極磁場強度とシーブスリットの 5×5 個の穴を用いて $(\delta, \text{シーブスリットの}, b_{\text{sc}})$ を変化させることで、適切な次元の輸送行列を考える。例えば図 3.2.3 にシーブスリットで測定した $(x_{\text{fp}}, a_{\text{fp}})$ を示す。シーブスリットの散乱角 a_{sc} の違いによって、5 つのピークが確認できる。

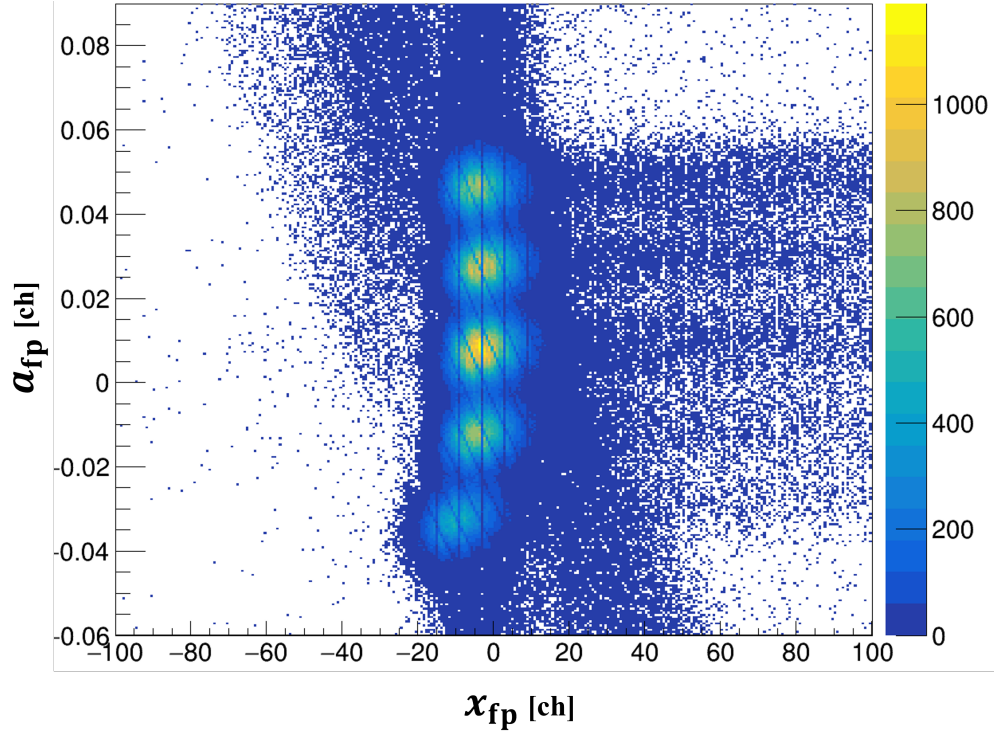


図 3.2.3 シーブスリットを用いて測定した VDC の (x_{fp}, a_{fp}) 。5 つに分かれたピークが x 方向の散乱角 a_{sc} の違いに対応する。

式 3.2.2 の x_{fp} を変形すると

$$\begin{aligned}
 x_{fp} &= \sum_{j,k} X_{jk} a_{sc}^j \delta^k \\
 &= \sum_j X_{jk} a_{sc}^j \sum_k \delta^k \\
 &= \sum_j X'_j(\delta) a_{sc}^j
 \end{aligned} \tag{3.2.7}$$

となり、 δ を定数とすれば a_{sc} の多項式で表せる。 a_{fp} も同様である。ピークそれぞれの x_{fp} 、 a_{fp} を a_{sc} の多項式でフィッティングすることで式 3.2.7 の $X'_j(\delta)$ が求まる。この $X'_j(\delta)$ を、異なる磁場設定の δ の多項式でフィッティングすることで

$$X'_j = \sum_k X_{jk} \delta^k \tag{3.2.8}$$

から元の輸送行列要素を決定できる。 a_{fp} 、 y_{fp} 、 b_{fp} についても同様に輸送行列要素を求めた後、 $(x_{fp}, y_{fp}, a_{fp}, b_{fp})$ から逆に (δ, a_{sc}, b_{sc}) を求める式を決定する。

3.3 δ, a_{sc} の較正

(x_{fp}, a_{fp}) を、実際に適用した a_{sc}, δ の次数まで考えると次のようになる。

$$x_{fp} = \sum_{j,k=0}^3 X_{jk} a_{sc}^j \delta^k \tag{3.3.1}$$

$$a_{fp} = \sum_{j,k=0}^{2,3} A_{jk} a_{sc}^j \delta^k \tag{3.3.2}$$

$(x_{\text{fp}}, a_{\text{fp}})$ が与えられた時の連立方程式の解 (a_{sc}, δ) は解析的に解けないため、一次以下の項を考えて初期値を

$$\delta = (x_{\text{fp}} - X_{00})/(x|d) \quad (3.3.3)$$

$$a_{\text{sc}} = (a_{\text{fp}} - (a|d)\delta - A_{00})/(a|a) \quad (3.3.4)$$

として、式 3.3.1、3.3.2 を変形した漸化式

$$\delta = \{x_{\text{fp}} - X_{10}a_{\text{sc}} - X_{00} - \sum_{j \text{ or } k > 1} X_{jk}a_{\text{sc}}^j\delta^k\}/\{X_{01} + X_{11}a_{\text{sc}}\} \quad (3.3.5)$$

$$a_{\text{sc}} = \{a_{\text{fp}} - A_{01}\delta - A_{00} - \sum_{j+k>1} A_{jk}a_{\text{sc}}^j\delta^k\}/A_{10} \quad (3.3.6)$$

に代入を繰り返す反復法を用いて (δ, a_{sc}) の収束点を求めた。

3.4 b_{fp} の較正

焦点面の $(y_{\text{fp}}, b_{\text{fp}})$ と b_{fp} の関係式は

$$y_{\text{fp}} = \sum_j Y_j b_{\text{sc}}^j \quad (3.4.1)$$

$$b_{\text{fp}} = \sum_j B_j b_{\text{sc}}^j \quad (3.4.2)$$

で表される。しかし図 3.4.1 に示すように $(y_{\text{fp}}, b_{\text{fp}})$ の測定データを見ても b_{sc} ごとに分かれた 5 つの穴が見えにくく、 $(y_{\text{fp}}, b_{\text{fp}})$ から b_{fp} の相関を抽出するのが困難であった。

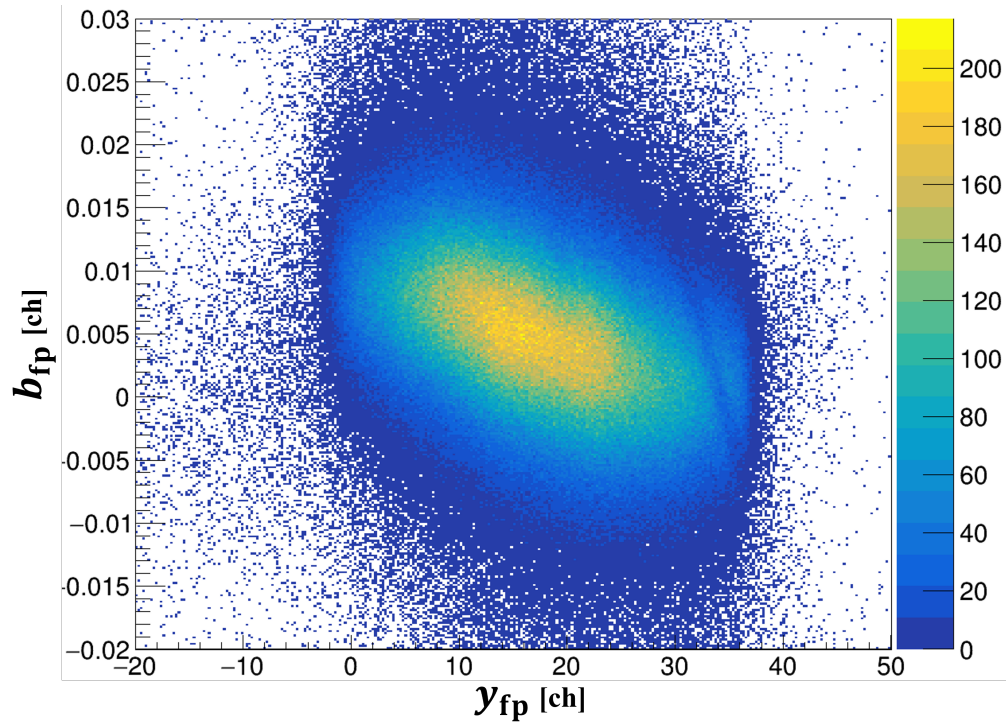


図 3.4.1 シーブスリットを用いて測定した VDC の $(y_{\text{fp}}, b_{\text{fp}})$ 。y 方向の散乱角 b_{sc} の違いによる別れたピークが見られない。

5 つに分かれて見えにくい原因は、アンダーフォーカスが不十分であったからであると考えられる。そこで、アンダーフォーカスをソフトウェア的に強めるように y_{fp} の値をビーム方向 (z 方向) 上流に任意にずらすと

$$y'_{\text{fp}} = y_{\text{fp}} - b_{\text{fp}}\Delta z \quad (3.4.3)$$

と表される。ここでシーブスリット測定データの各 (δ, a_{sc}) に対して、 y'_{fp} が5つに分かれて見える最適なオフセット Δz を見つける。そして、 Δz を (δ, a_{sc}) の多項式

$$\Delta z(\delta, a_{sc}) = \sum_{l,m} Z_{lm} \delta^l a_{sc}^m \quad (3.4.4)$$

でフィッティングすることで、あらゆる (δ, a_{sc}) に対して b_{sc} との相関がよく現れる $y'_{fp}(b_{fp}, \delta, a_{sc})$ を決定する。 y'_{fp} について式 3.4.1 と同様に b_{sc} の多項式を考えると、

$$y'_{fp}(b_{fp}, \delta, a_{sc}) = \sum_l Y'_l b_{sc}^l \quad (3.4.5)$$

と表される。ここで、 Y'_j は (δ, a_{sc}) の関数なので、 y'_{fp} の輸送行列要素として新しく Y''_{lmn} を

$$y'_{fp}(b_{fp}, \delta, a_{sc}) = \sum_{l,m,n} Y''_{lmn} \delta^l a_{sc}^m b_{sc}^n \quad (3.4.6)$$

と表せる。以降は x_{fp}, a_{fp} と同様に各変数の多項式でフィッティングすることによって Y''_{lmn} を求めた。本解析では b_{sc} の一次の項までを考慮したことで、

$$\begin{aligned} b_{sc} &= \left\{ y'_{fp} - \sum_{l,m=0}^2 Y''_{lm0} \delta^l a_{sc}^m \right\} / \sum_{l,m=0}^2 Y''_{lm1} \delta^l a_{sc}^m \\ &= \left\{ y_{fp} - b_{fp} \sum_{l,m=0}^2 Z_{lm} \delta^l a_{sc}^m - \sum_{l,m} Y''_{lm0} \delta^l a_{sc}^m \right\} / \sum_{l,m} Y''_{lm1} \delta^l a_{sc}^m \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

と表せ、前に求めた δ, a_{sc} の値を用いることで b_{sc} を解析的にもとめることができた。なお、式中には実際に使用した変数の次数を示した。

3.4.1 シーブスリットによる較正結果

磁場設定 $B = 483.213$ mT のときの、較正前にあたる (y_{fp}, a_{fp}) と、較正後の (b_{sc}, a_{sc}) を図 3.4.2 に示す。 (y_{fp}, a_{fp}) はそれぞれ (b_{sc}, a_{sc}) 強い相関があるパラメータである。分解能は良くないものの較正を行った後、3.8 で後述するようにソフトウェア的にアクセプタンスを制限した。

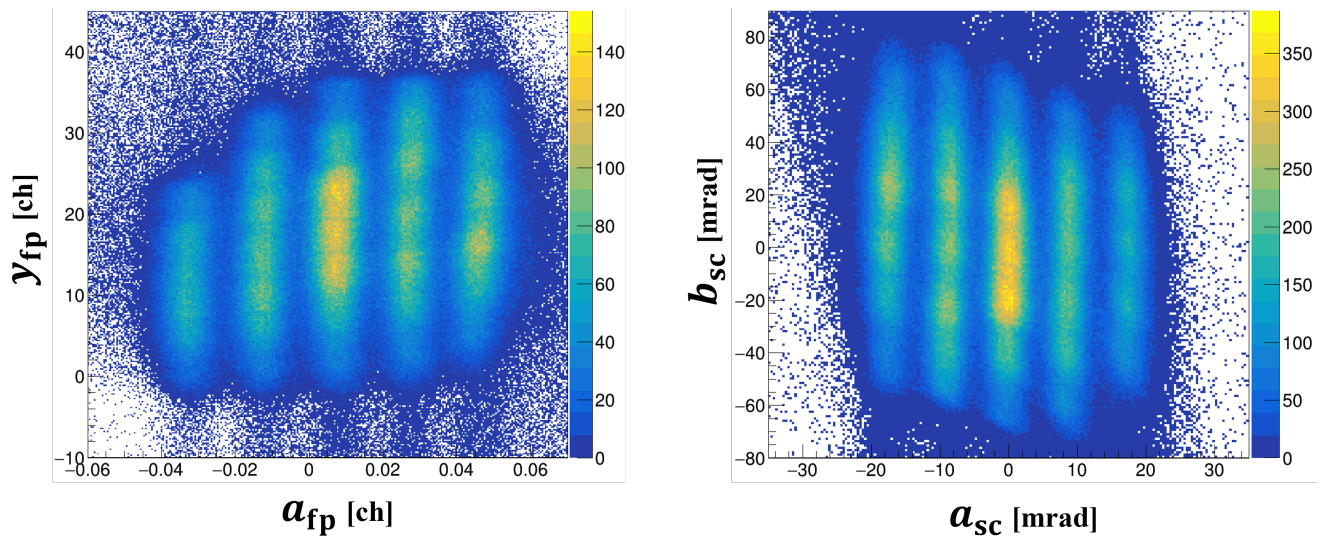


図 3.4.2 VDC の (y_{fp}, a_{fp}) (左) と、シーブスリットによる較正後の (b_{sc}, a_{sc}) (右)。

3.5 粒子識別

本測定でのスペクトロメーターの磁場設定を考えたときに、焦点面の運動量アクセプタンス内に到達する粒子の種類と核子当たりの運動エネルギーを表 3.5.1 に示す。

表 3.5.1 本測定の磁場設定でアクセプタンスに入る粒子の核子当たり運動エネルギー。 $B\rho = 1.45\text{-}1.7\text{ Tm}$ を想定。

核子当たりの運動エネルギー [MeV/u]	
^1H	95.1-128.6
^2H	24.7-33.8
^3H	11.1-15.2
^3He	43.6-59.4
^4He	25.0-34.2
^6He	11.1-15.3
^6Li	24.9-34.1
^7Li	18.4-25.2

α ビームの核子当たりのエネルギーは 25 MeV/u なので、スペクトロメーターの光学系に従って焦点面検出器まで到達する粒子は、基本的に 25 MeV/u より小さな運動エネルギーを持つもののみである。そのため磁場設定 no1~3 では $d, t, ^6\text{He}$ のみが検出器まで到達し、no4 では α が弾性散乱イベント遮蔽用ストッパーの $B\rho$ 領域のみに到来する。しかし実際の測定では、本来運動量的にアクセプタンスに入り得ない α 粒子が多く到来していることが判明した。 ^6He と d, t, α の識別方法をそれぞれ以下に示す。主に VDC のトラッキング情報 ($x_{\text{fp}}, y_{\text{fp}}, a_{\text{fp}}, b_{\text{fp}}$)、プラスチックシンチレーション検出器 1, 2 台目のエネルギー損失とタイミング情報を主に使用して粒子識別を行った。

3.5.1 粒子識別の原理

A, Z を粒子の質量数、原子番号とする。スペクトロメーターを通過した粒子の運動量 p は、スペクトロメーターの双極磁場 B 、曲率半径 ρ を用いて

$$p \propto ZB\rho \quad (3.5.1)$$

十分な低速を考えると $p \propto A\beta$ と表せるため次のようになる。

$$B\rho \propto A\beta/Z \quad (3.5.2)$$

プラスチックシンチレーターでのエネルギー損失 ΔE は、Bethe-Bloch の式よりおよそ

$$\Delta E \propto Z^2/\beta^2 \quad (3.5.3)$$

と表される。プラスチックシンチレーション検出器 1, 2 台目間の飛行時間 t_{TOF} を考えると、1 台目のエネルギー損失を無視すれば

$$t_{\text{TOF}} \propto \beta \quad (3.5.4)$$

であるため、基本的には $B\rho, \Delta E, t_{\text{TOF}}$ の 3 つを測定することで A, Z, β を決定することができる。

3.5.2 変数同士の相関の消去

粒子識別に用いる変数の分解能を良くするために、現象論的に変数同士の相関を消去する解析を行った。例として ΔE と他の変数の相関を考えてみる。図 3.5.1 に磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における VDC の ΔE と x_{fp} の相関を示す。 ΔE は式 2.5.2 より PMT 信号の LR 相乗平均なので、シンチレーション光の減衰や PMT の立体角によって x_{fp} 方向の位置依存性を持つ。また、 ΔE は粒子の運動量 δ 依存性を持つため、 δ と強い相関を持つ x_{fp} によって変化する。これらの相関を現象論的に x_{fp} の二次関数と近似し、 ΔE から x_{fp} の相関を消去した (図 3.5.2)。以降、 ΔE から x_{fp} の相関を消去したものを、 $\Delta E'$ と表す。これらの相関は粒子の種類によって若干異なる。よって ${}^6\text{He}$ のみの相関を抽出するために、 t_{TOF} などの他の変数で大まかに粒子識別を行った後、フィッティングで相関を求めた。

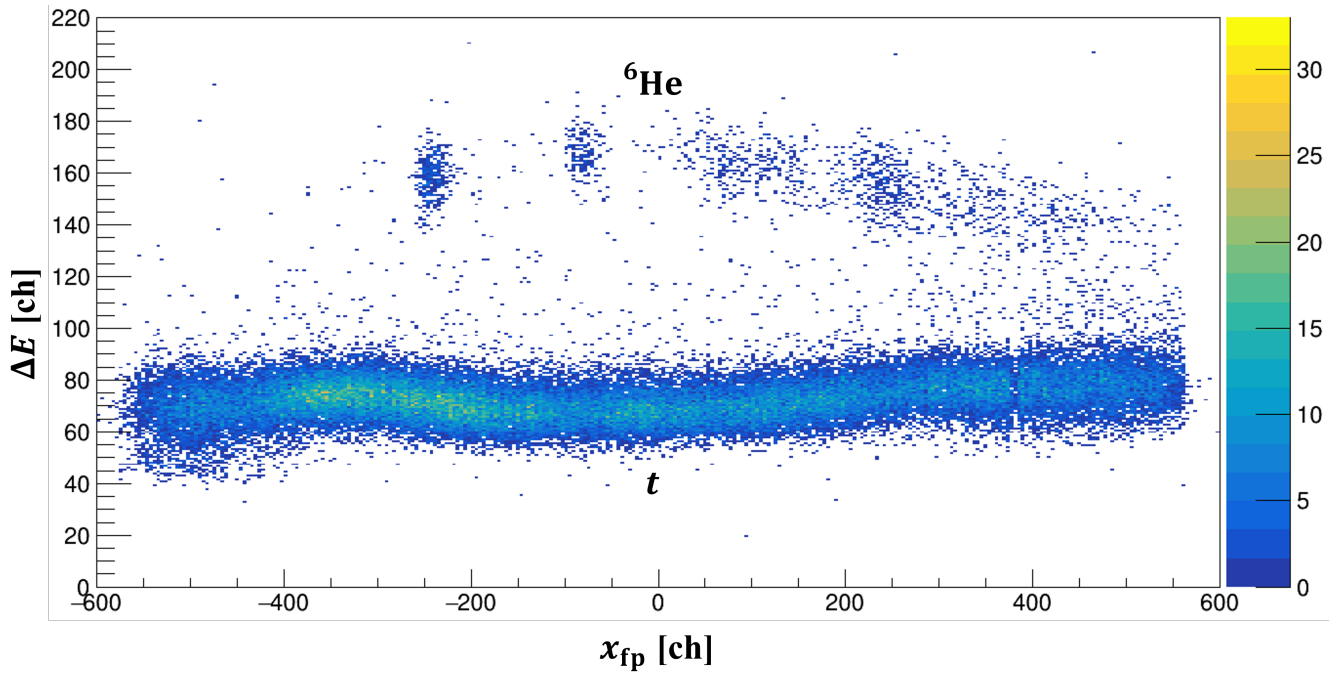


図 3.5.1 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ におけるプラスチックシンチレーション検出器 1 台目の ΔE と x_{fp} 。

ΔE は他にも a_{fp} との相関が考えられる。図 3.5.3 左に ΔE と a_{fp} の相関を示す。プラスチックシンチレータの入射角度 a_{fp} によって通過距離が変わるため ΔE が変化する。また、運動量 δ は x_{fp} のみならず a_{fp} の関数で表されるため、その分 a_{fp} は ΔE との相関を持つ。しかし、 $x_{fp}(a_{sc}, \delta)$ 、 $a_{fp}(a_{sc}, \delta)$ と表せるように、 x_{fp} 、 a_{fp} は互いに相関を持つ。図 3.5.4 に a_{fp} と x_{fp} の相関を示す。そこで x_{fp} と a_{fp} の相関を線形近似し、 a_{fp} から x_{fp} の相関を消去したものと ΔE の相関を考えることで、適切に a_{fp} の相関を消去した。以降、 ΔE から x_{fp} 、 a_{fp} の相関を消去したものを、 $\Delta E''$ と表す。

相関を消去する前の ΔE と、消去した後の $\Delta E''$ の分布をそれぞれ図 3.5.5 に示す。相関を消すことによって分解能が向上するため、粒子識別に用いる最適変数となる。 t_{TOF} についても同様に各種変数の相関を消去し、粒

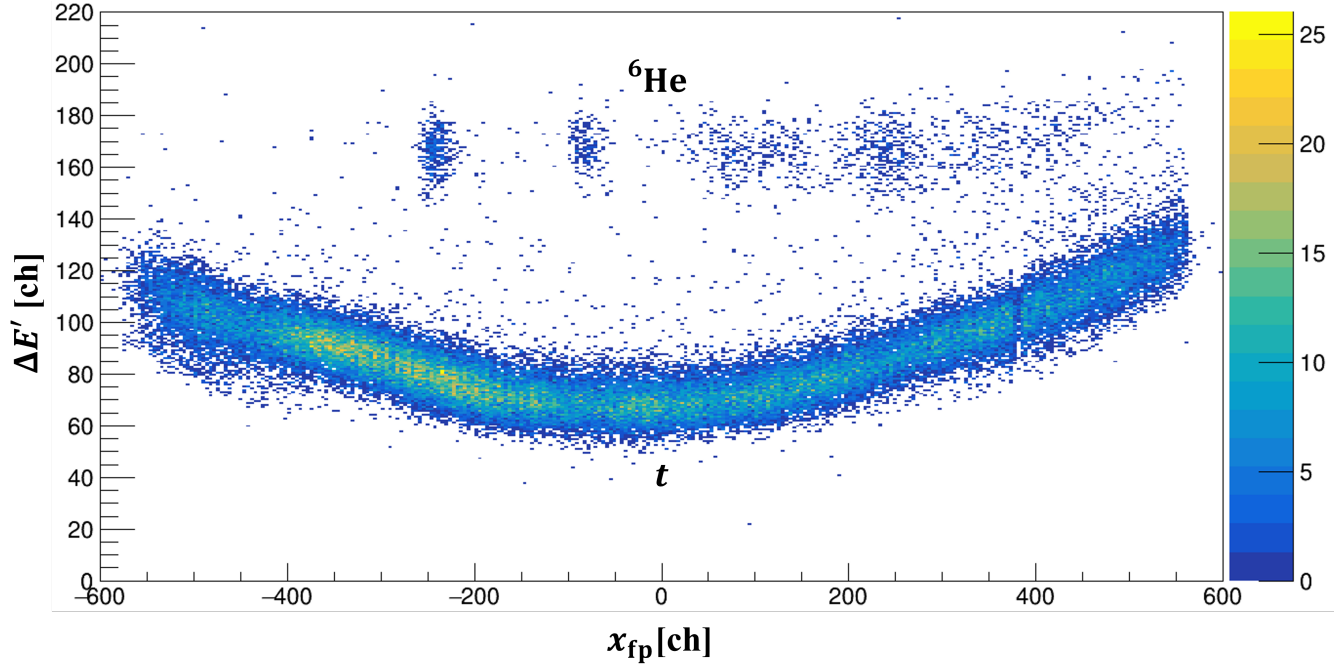


図 3.5.2 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における、 x_{fp} の相関を消去した $\Delta E'$ と x_{fp} 。

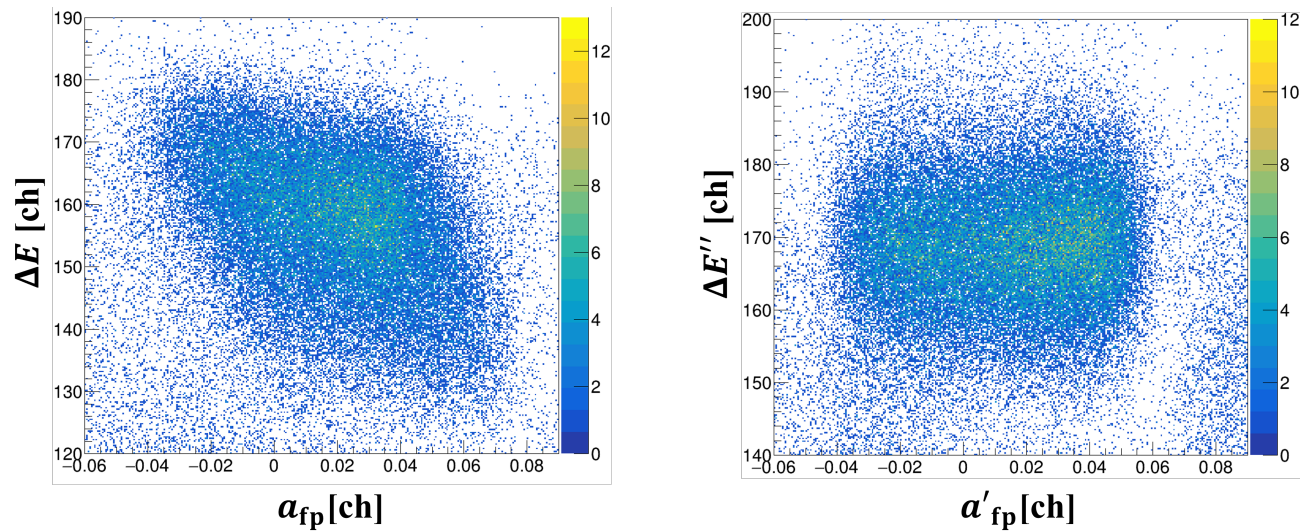


図 3.5.3 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における ΔE と a_{fp} 。左はそのままの値、右は x_{fp} との相関を消去した a'_{fp} 、 x_{fp} との相関を消去した $\Delta E''$ を用いている。

子識別に用いた。以降、基本的に相関を消去した変数を用いて議論する。

3.5.3 d 、 t との識別

図 3.5.2 を見ると分かるように、明らかに ${}^6\text{He}$ より軽い粒子は一種類しか VDC で測定できていない。 d は VDC でのエネルギー損失が小さいためトラッキングできず、図 3.5.2 には現れない。 x_{fp} の代わりにプラスチックシンチレーション検出器 1 台目 LR 間の時間差 $t_{\text{LR:diff}}$ を用いたものを図 3.5.6 に示す。 $t_{\text{LR:diff}}$ はシンチレーション光が LR の PMT に到達する時間差であるため、ほぼ x_{fp} に対応する。プラスチックでは比較的エネルギー損失があるため、 d もはっきりと見られる。以降の解析では VDC のトラッキング情報である x_{fp} を用いるため、 d は

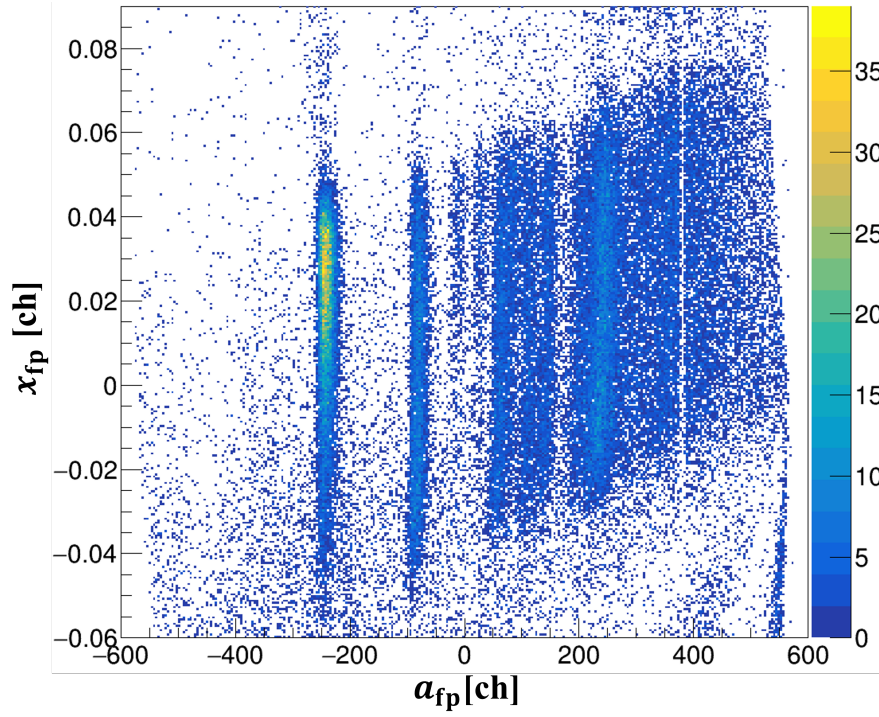


図 3.5.4 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における VDC の a_{fp} と x_{fp} の相関。

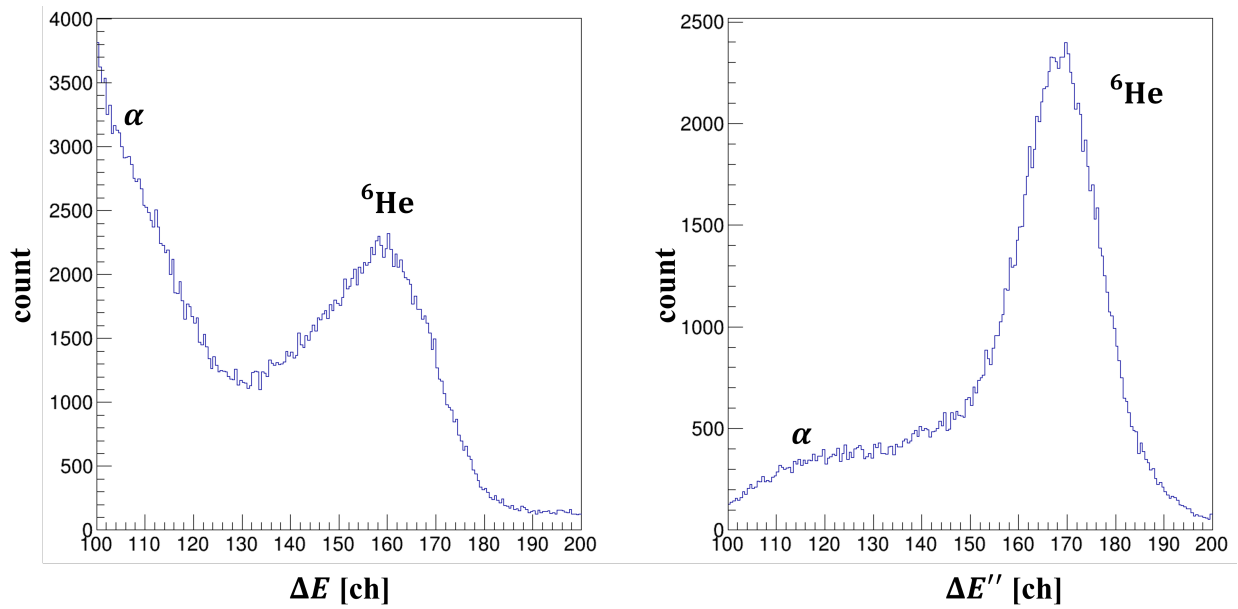


図 3.5.5 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ におけるプラスチックシンチレーション検出器 1 台目のエネルギー損失 ΔE (右) と、VDC 変数との相関を除いた $\Delta E''$ (左)。

排除される。

ΔE について、 x_{fp} は $B\rho$ と強い相関を持つため

$$\Delta E \propto Z^2/\beta^2 \propto A^2/x_{fp}^2 \quad (3.5.5)$$

と表される。したがって、 x_{fp} が同じものを比較すると A によって ΔE に差が生まれるため、図 3.5.6 のように粒子ごとに ΔE に違いが分かれる。このように質量差の大きい t と ${}^6\text{He}$ を分離した。

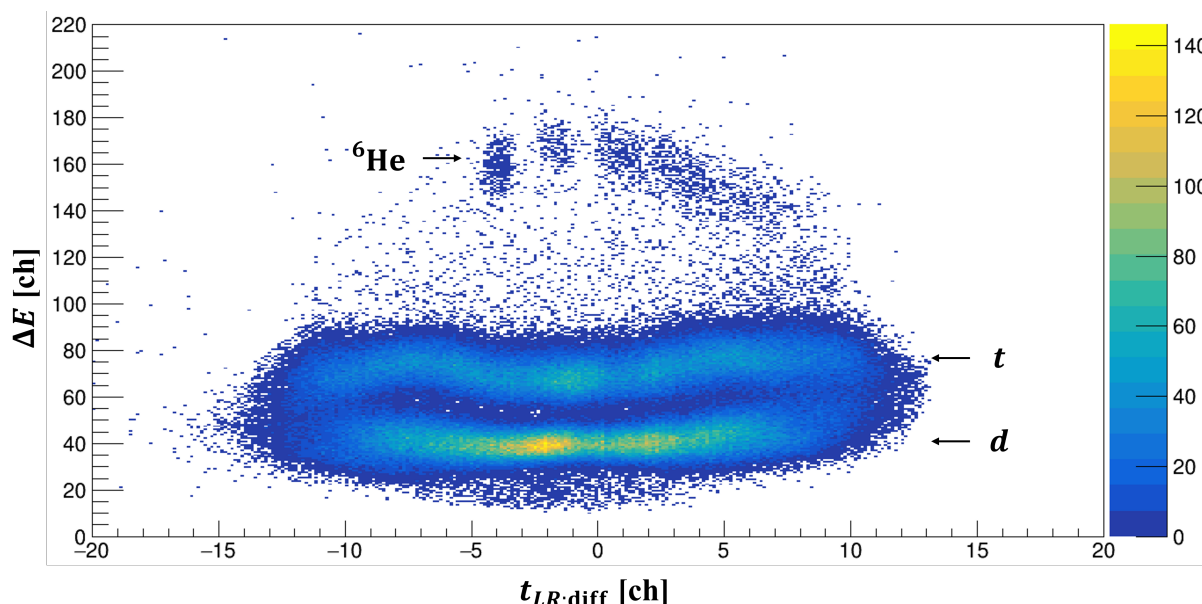


図 3.5.6 磁場設定 no1、 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ における、プラスチックシンチレーション検出器 1 台目 LR 間の時間差 $t_{LR:diff}$ とプラスチックシンチレーション検出器 1 台目のエネルギー損失 $\Delta E''$ 。

3.5.4 α との識別

$\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1-4 における x_{fp} と ΔE を図 3.5.7 に示す。磁場設定によって差異はあるものの、 x_{fp} の大きな方、すなわち低運動量側の ${}^6\text{He}$ と重なる領域に α が見られた。スペクトロメーターのを磁場設定を考えると、弾性散乱イベント遮蔽用ストッパーを置いた $B\rho$ 領域より高運動領域に α は現れないはずである。これらは図 3.5.8 に示すように、 α の弾性散乱がスペクトロメーター内側に接触したことで、スペクトロメーターを適切に通過してきたイオン光学系から外れてしまったものだと考えられる。

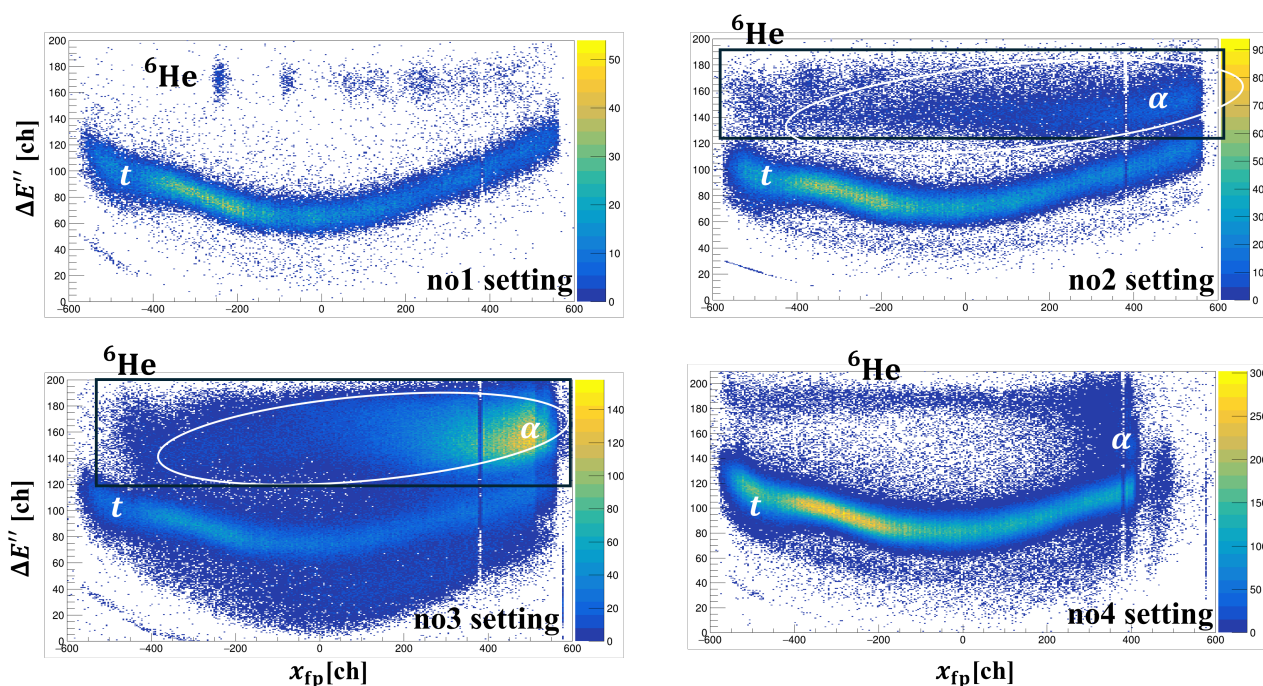


図 3.5.7 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1-4 における x_{fp} と ΔE 。

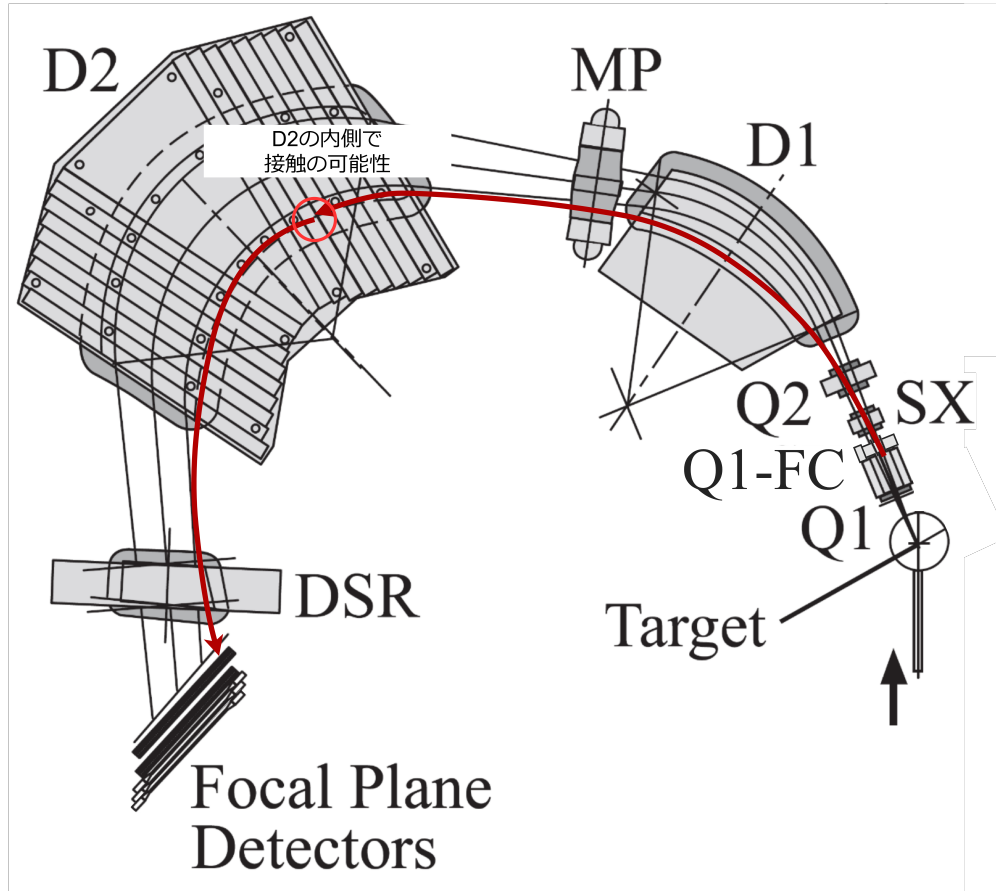


図 3.5.8 Grand Raiden 内に接触したと考えられる弾性散乱後の α の軌道。

図 3.5.7 からわかるように、 x_{fp} 、 ΔE のみでは α と ${}^6\text{He}$ を分離することができない。 α が本来の光学系よりも低い運動量で来ているため、 ΔE が ${}^6\text{He}$ に近いのだと予想される。そこで、 x_{fp} 、 ΔE に加えて t_{TOF} を考慮することで α との識別を行った。

$\Delta E''$ と t_{TOF} の相関を図 3.5.9 に示す。 α を弾性散乱であると仮定すると、1 核子当たり約 25 MeV/u の運動量を持つ。一方、測定した $B\rho$ アクセプタンス内で考えれば ${}^6\text{He}$ の運動量はせいぜい 15 MeV/u であり、 α に対して十分低速である。したがって、TOF を用いることで α を区別することができる。本測定で定義した t_{TOF} は、プラスチックシンチレータ 1 枚目でのエネルギー損失が粒子によっては大きいので、厳密には運動量に対応する値にはならないものの、エネルギー損失 ΔE は式 3.5.3 のように Z^2/β^2 に比例するため、 α と ${}^6\text{He}$ の速度差が開く方向に作用する。これを利用して α と ${}^6\text{He}$ の識別を行った。

3.6 残留核 ${}^{118}\text{Sn}$ の励起エネルギー

VDC のトラッキング情報 (x_{fp} , y_{fp} , a_{fp} , b_{fp}) で求めた δ , θ_{lab} から、質量欠損法を用いて残留核 ${}^{118}\text{Sn}$ の励起エネルギーを算出した。

反応 $\alpha + {}^{120}\text{Sn} \rightarrow {}^6\text{He} + {}^{118}\text{Sn}$ において、実験室系を考えると運動量保存から

$$(p_\alpha - p_{{}^6\text{He}} \cos \theta_{lab})^2 + (p_{{}^6\text{He}} \sin \theta_{lab})^2 = p_{{}^{118}\text{Sn}}^2 \quad (3.6.1)$$

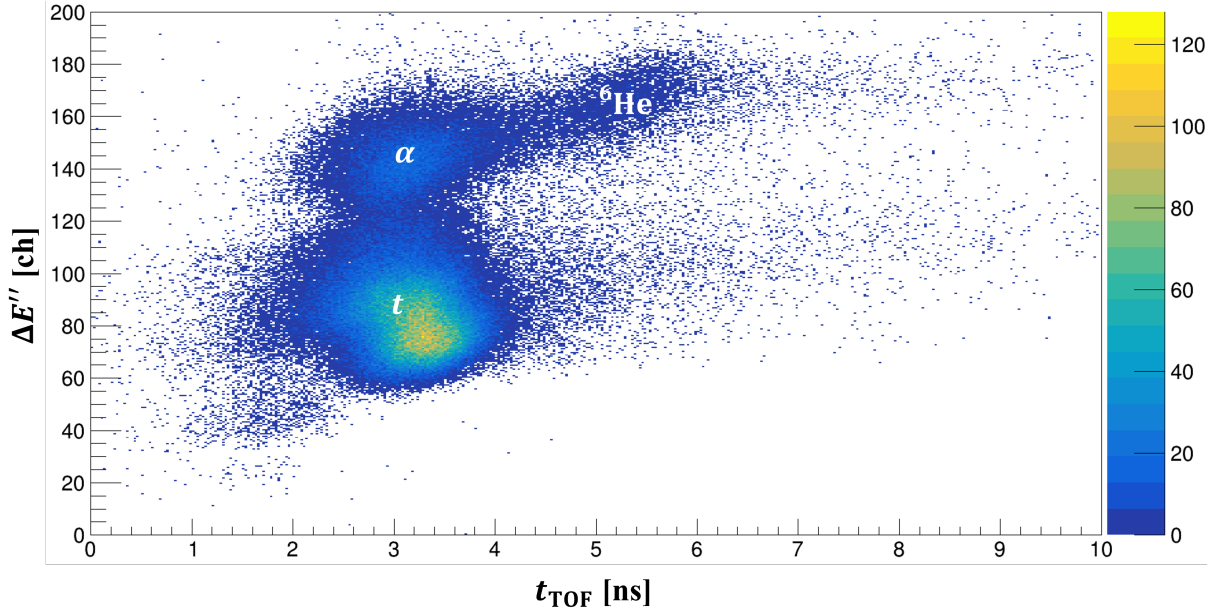


図 3.5.9 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no2 における、 $\Delta E''$ と t_{TOF} の相関。

エネルギー保存則から

$$(m_\alpha + K_\alpha) + m_{120\text{Sn}} = \sqrt{m_{6\text{He}}^2 + p_{6\text{He}}^2} + \sqrt{(m_{118\text{Sn}} + \text{Ex.})^2 + p_{118\text{Sn}}^2} \quad (3.6.2)$$

と表せる。 $K_\alpha = 100 \text{ MeV}$ 、 $p_{6\text{He}} = p_{\text{sc}}$ と式 3.2.1 より、励起エネルギー Ex. が求まる。

3.7 測定、解析効率の評価

3.7.1 トリガー効率

イベントビルドのトリガーとして用いたプラスチック 1 台目 L の信号 (pla1L) は、減衰させた信号 (att-pla1) と比較して信号が失われている場合があった。イベントビルドのトリガーが失われていることで、本来記録されるはずだったイベントが失われていることを意味する。そのため断面積としてカウント数の絶対値を求めるために、att-pla1 信号に対して同タイミングで pla1L 信号が正しく来た割合をトリガー効率と定義し、断面積に補正をかけた。図 2.10.1 に示したように、本測定ではイベントビルドしていないサンプリングデータ (Decimated Data) を記録している。このデータを用いて、run ごとに att-pla1 の総数に対する、pla1L-val(att-pla1 と同期した pla1L) の総数の割合を求めることでトリガー効率を求めた。run によってトリガー効率は異なるが、70 ~ 95 % 程度だった。

3.7.2 解析上のイベント選択による効率

1 イベント中に同じ検出器の信号が 2 つ以上ある場合、特に att-pla1 が複数含まれる場合などでは、現在の解析のフレームワークでは解析できない。そのため本解析では、解析の簡素化という意味も含め、同じ検出器の信号が複数含まれるようなイベントは解析せず、その分イベント数を後から補正した。具体的にはイベントビルドされたデータに対して、att-pla1 の総数に対する、3.1 で課した条件を満たすイベント数の割合をイベント選択による効率として run ごとに補正した。こちらも run によってイベント選択による効率は若干異なるが、すべての磁場設定において、40 ~ 60 % 程度だった。

3.7.3 VDC のトラッキング効率

VDC のトラッキング効率は、通過粒子が VDC で落とすエネルギー損失に依存する。そこで、プラスチックシンチレーション検出器 1 台目でのエネルギー損失 ΔE と VDC でのエネルギー損失が相関すると仮定し、プラスチックシンチレーション検出器の情報から ${}^6\text{He}$ と同等のエネルギー損失をする粒子を選別して VDC トラッキング効率の母数とした。 $\theta_{sc} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1、no2 における、VDC の x_{fp} ごとのトラッキング効率を、それぞれ図 3.7.13.7.2 に示す。 x_{fp} はプラスチックシンチレーション検出器 1 台目 LR 間の時間差 $t_{LR:diff}$ から換算している。

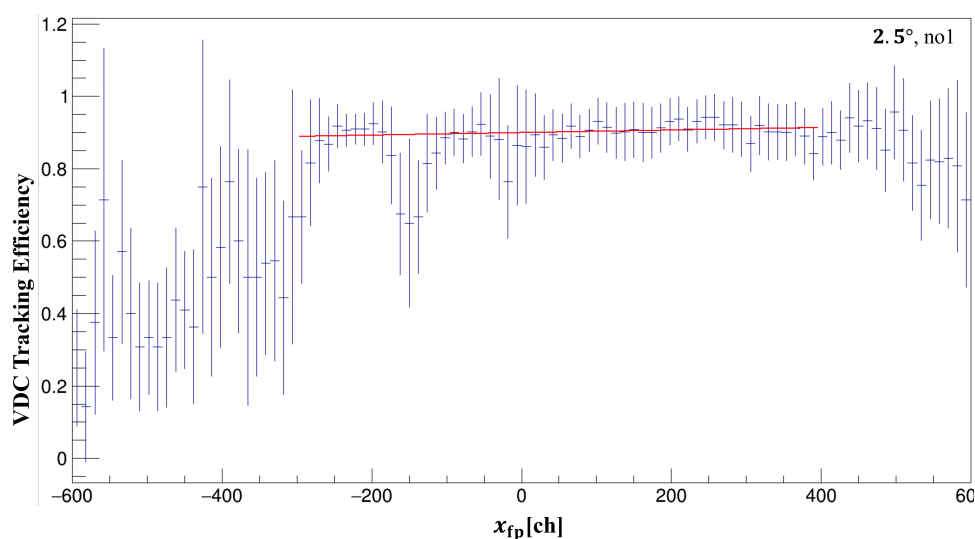


図 3.7.1 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1 における、VDC の x_{fp} ごとのトラッキング効率。ピークと谷の構造は ${}^6\text{He}$ の SN 比に起因する。

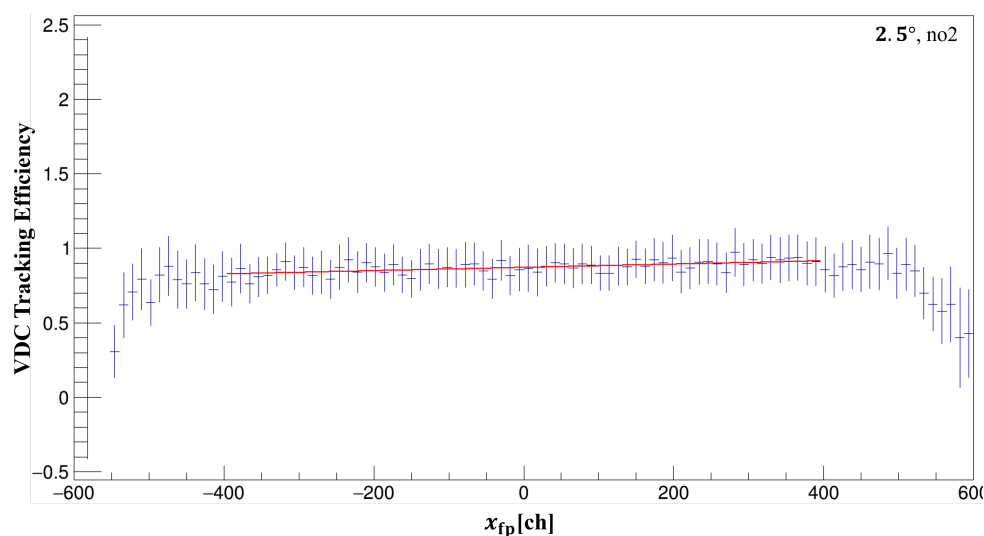


図 3.7.2 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no2 における、VDC の x_{fp} ごとのトラッキング効率。

x_{fp} の有効なアクセプタンスを考え、no1 設定は $-300 < x_{fp} < 400$ 、no2 設定は $-400 < x_{fp} < 400$ の範囲で線形

にフィッティングを行った結果、no1 のトラッキング効率は $90.0 \pm 1.4 \%$ 、no2 は $87.1 \pm 4.4 \%$ であった。特に no2 では VDC の x_{fp} 方向で最大 9 % 程度の差が見られた。本来は VDC のヒットポジション依存性を考慮した解析をするべきであるが、本解析では簡単にトラッキング効率を定数とみなした。

3.8 角度アクセプタンス

シーブスリットを用いた測定データより、 a_{sc}, b_{sc} の分解能は、 $\delta a_{sc} \sim 3 \text{ mrad}, b_{sc} \sim 10 \text{ mrad}$ 程度だった。角度分解能を考慮してソフトウェア的に a_{sc} を $\pm 17.454 \text{ mrad}$ 、 b_{sc} を $\pm 20.0 \text{ mrad}$ で制限した。また、実験系の散乱角 θ_{lab} は Grand Raiden の旋回角度 θ_{gr} を用いて

$$\theta_{lab} = \sqrt{(\theta_{gr} + a_{sc})^2 + b_{sc}^2} \quad (3.8.1)$$

と表される。 a_{sc}, b_{sc} の制限に加え、 θ_{lab} を $\theta_{gr} \pm 1.0^\circ$ の範囲で制限した。

3.9 断面積の補正

$\theta_{sc} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1、no2、における VDC のトラッキング効率以外を考慮した ^{118}Sn 励起エネルギースペクトルを、Arbitaly Unit を用いて図 3.9.1 に示す。2つの磁場設定の測定励起エネルギーが重なる領域を見ると、2 倍程度大きさの乖離が見られた。VDC のトラッキング効率は、それぞれの磁場設定について定数倍で断面積に影響すると考えても 85~90% 程度であるため、他の原因によって断面積が正しく算出されていないと考えられる。

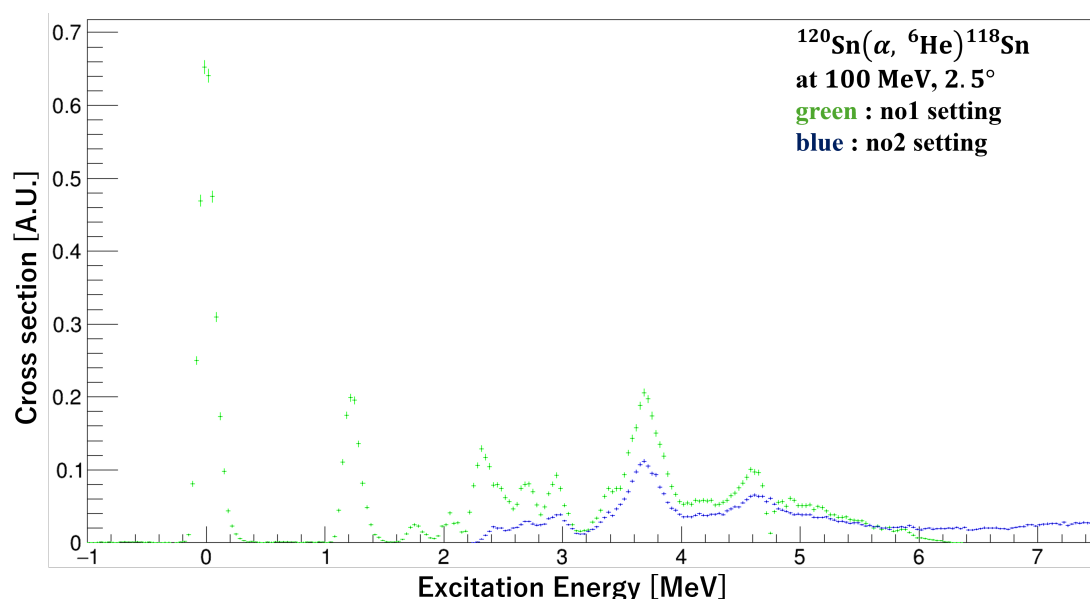


図 3.9.1 $\theta_{GR} = 2.5^\circ$ 、磁場設定 no1(緑)、no2(青) における励起エネルギースペクトル。

断面積が磁場設定 no1 と no2 で 2 倍程度異なってしまった理由として、標的厚を正しく算定できていないことが挙げられる。表 2.11.2 に示したように、磁場設定 no1、no2 の測定は標的厚が異なる。磁場設定 no2 で用いた 7.0 mg/cm^2 の標的については計測を行って確かめたものの、磁場設定 no1 で用いた 2.7 mg/cm^2 の標的については計測を行っていない。正しくない標的厚を使用してしまった可能性がある。

これらの要因から、2つの磁場設定での測定励起エネルギー領域が重なる部分を参考に、no1 設定の断面積を no2 設定に合わせるようにスケールリングを行った。また、no2 設定に合わせるようにスケールリングを行ったもの

の、no2 設定が正しいという根拠に欠けるため、以降も断面積は **Arbitaly Unit** を用いて議論する。スケーリング後の励起エネルギースペクトルは、4.1 節の図 4.1.1、4.1.2、4.1.3、4.1.4 にて後述する。

第 4 章

結果と考察

本章では、データ解析の結果として ^{118}Sn 励起スペクトル、角度分布を示し、その中に含まれる対振動モード (0^+ 励起状態) について議論する。測定した磁場設定 no1~no4 のうち、no1、2 磁場設定のデータを用いた低励起状態の解析結果を示す。測定した ^{118}Sn の励起エネルギー領域のうち、VDC の不感ワイヤーやアクセプタンスを考慮して、no1 は $-0.5 \sim 3.5 \text{ MeV}$ 、no2 は $3.5 \sim 7.0 \text{ MeV}$ の範囲を解析に使用した。

4.1 励起スペクトル

測定した 4 つの散乱角度 $\theta_{sc} = 2.5, 4.5, 7.0, 10.0$ ごとに、 $-0.5 \sim 7.0 \text{ MeV}$ の励起スペクトルを図 4.1.1、4.1.2、4.1.3、4.1.4 に示す。それぞれ $\theta_{sc} \pm 1^\circ$ の散乱角度領域をカバーしている。なお、図 4.1.1、4.1.2、4.1.3、4.1.4 における緑線は no1 磁場設定、青線は no2 磁場設定での測定データを使用した。図 4.1.1 の基底状態で計算した分解能は 148 keV だった。

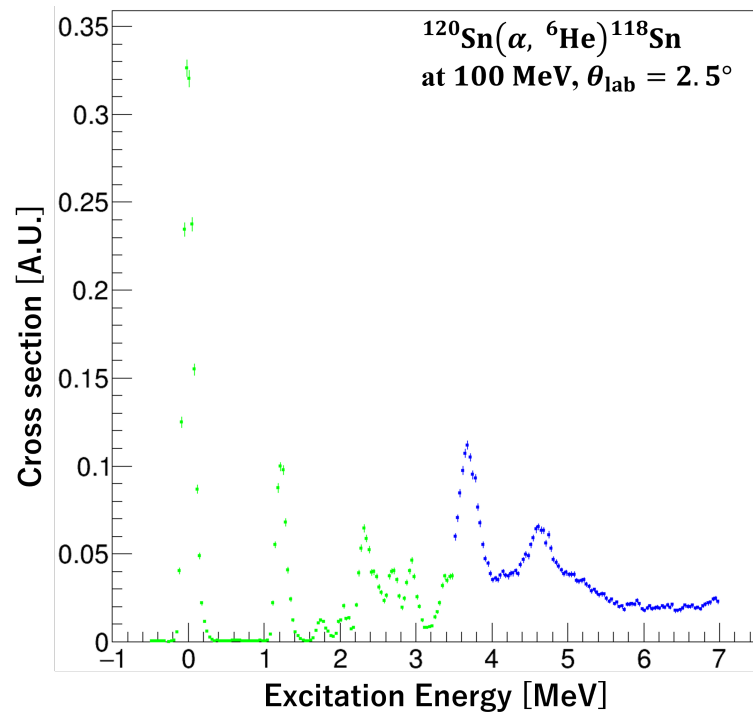


図 4.1.1 $\theta_{lab} = 2.5$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。

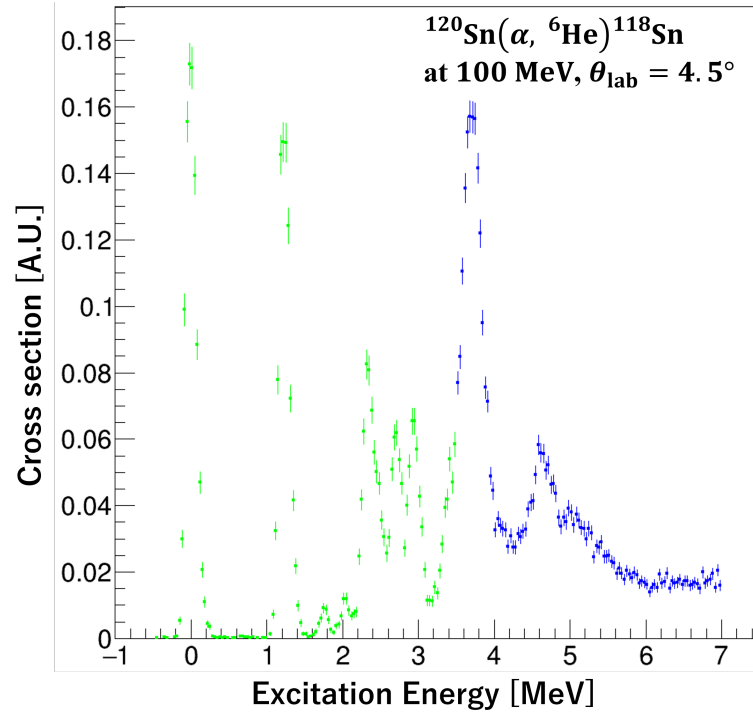


図 4.1.2 $\theta_{\text{lab}} = 4.5$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。

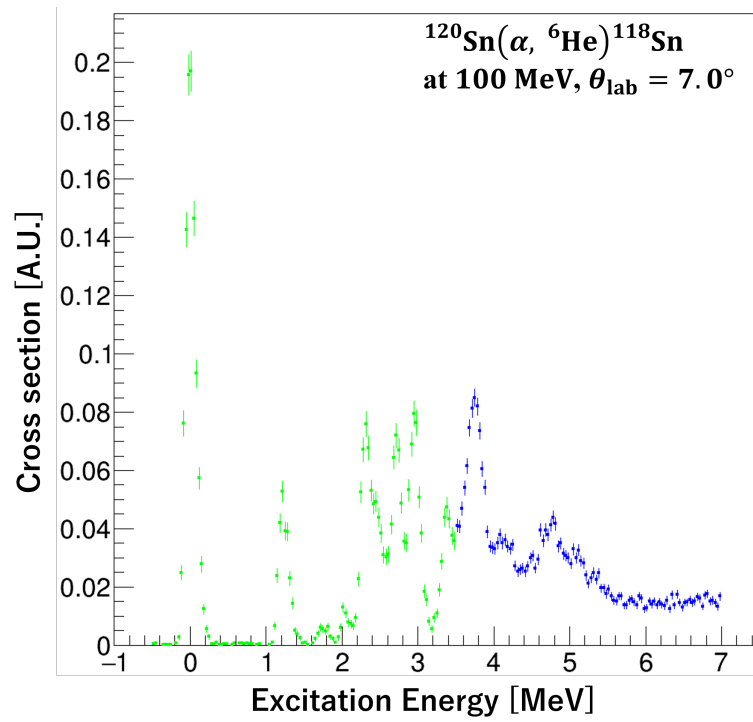


図 4.1.3 $\theta_{\text{lab}} = 7.0$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。

1.4 節で述べたように、 $^1\text{S}_0$ 対凝縮の起きている偶偶核アイソトープチェーンでは、 0^+ 基底状態間に強い強度の遷移、対回転モードが現れる。本解析の結果においても、大きな断面積を持つ ^{120}Sn 、 ^{118}Sn 基底状態間遷移が確認できた。

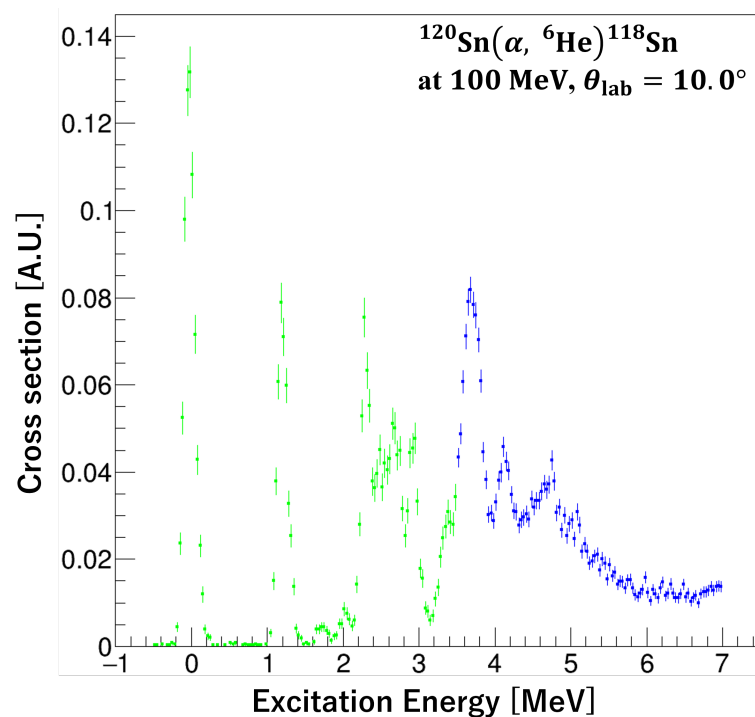


図 4.1.4 $\theta_{lab} = 10.0$ における ^{118}Sn の励起スペクトル。

4.1.1 単独で取り出せる励起状態の角度分布

励起エネルギーの分解能を考慮すると、単一の励起状態として取り出せるのは基底状態と、第一、第二励起状態のみである。これらは (p, t) 反応による先行研究 [7] によると、それぞれ 0^+ 、 2^+ 、 0^+ のスピンパリティを持つ。基底状態と、第一、第二励起状態の角度分布を図 4.1.5、4.1.6、4.1.7 に示す。

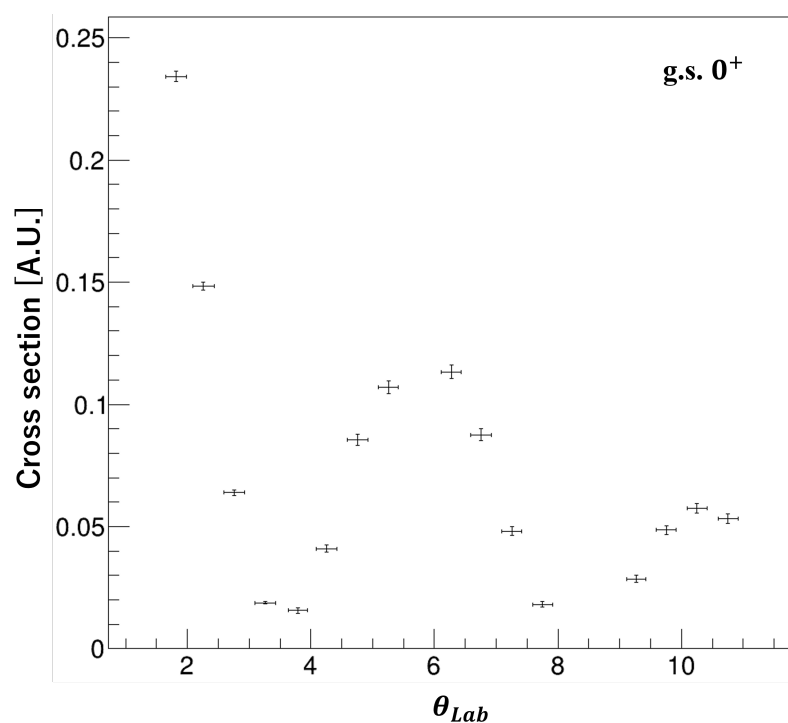


図 4.1.5 基底状態 0^+ の角度分布。

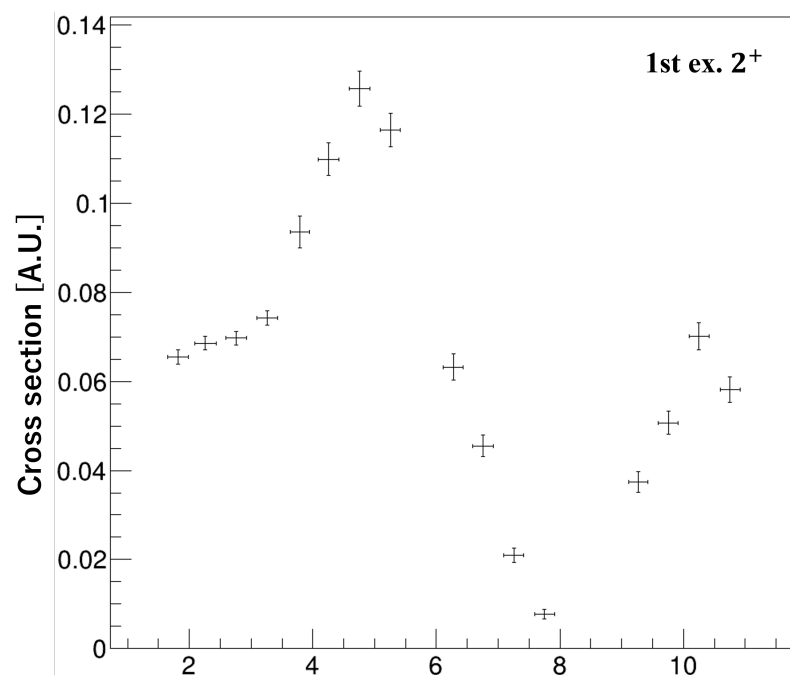


図 4.1.6 第一励起状態 2^+ の角度分布。

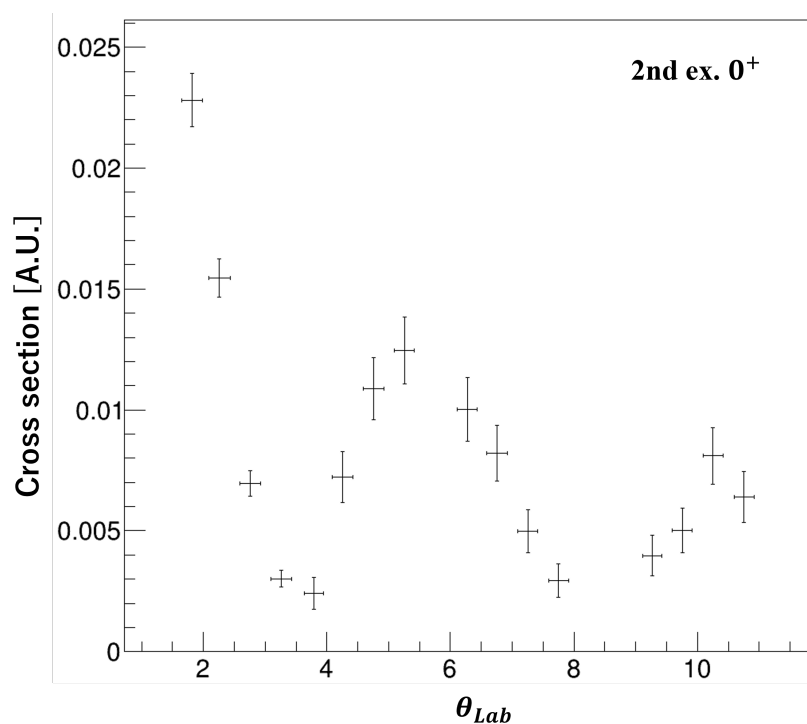


図 4.1.7 第二励起状態 0^+ の角度分布。

図 4.1.5、4.1.7 の二つの 0^+ 状態については、図 1.6.3 でも現れているように前方 $\theta_{lab} = 0^\circ$ にピークを持ち、そこから急激に落ち込む特徴的な角度分布を持っていることが分かる。基底状態、第二励起状態を見比べても一貫性のある形状が見られることから、本実験、解析である程度適切な角度分布を算出できている指標になっている。

図 4.1.7 の第二励起状態の 2^+ は、図 1.6.3 とは前方のピークの高さは多少異なるものの、 $\theta_{lab} = 5^\circ$ 付近や $\theta_{lab} = 8^\circ$ 付近の山谷の位置などで一致しているのが分かる。多重極展開法を用いる時を考えれば、 0^+ と差別化される角度分布形状である。

4.1.2 連続領域の 0^+ 励起状態

分解能的に単一の励起状態として取り出すことができない領域で 0^+ 状態の断面積分布を知るためには 1.7 節で述べた多重極展開法を用いるのが適切であるものの、ここでは簡易的な方法で 0^+ の励起エネルギー分布を推測してみる。図 1.6.3 や、図 4.1.5、4.1.7 からわかるように、 0^+ 励起状態に対応する移行角運動量 $\Delta L = 0$ の散乱角度分布は前方ピークを持つことに加え、他の ΔL に比べて、特に $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ 前後で急激に落ち込む特徴的な形状を示している。そこで、 $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ 前後の励起スペクトルの比較をすることで、 0^+ の励起状態を可視化してみる。

図 4.1.8 に、 $\theta_{sc} = 2.5^\circ$ の前方、後方 ($\pm 1.0^\circ$) における励起スペクトルの比較を示す。赤点が前方、青点が後方の励起スペクトルを示している。基底状態、第二励起状態に代表されるように、赤点が青点よりも強調されている領域では、 0^+ 成分が含まれていると考えることができる。また、前方、後方の差分を図 4.1.9 に示す。

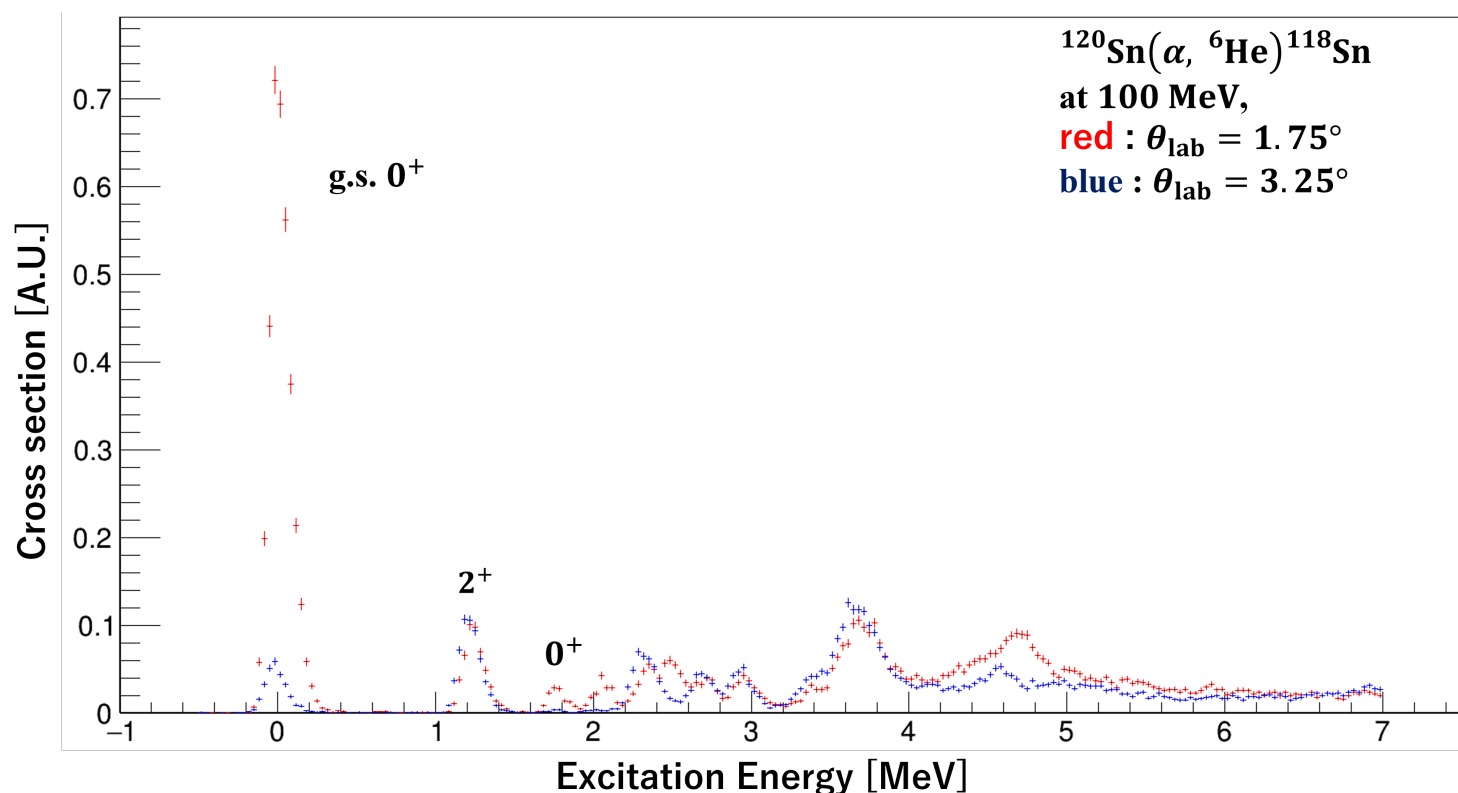


図 4.1.8 $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の前方 (赤)、後方 (青) の励起スペクトル比較。

励起スペクトルの $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の前方、後方の差分を、基底状態を除いて拡大したものを図 4.1.9 に示す。

図 4.1.9 中に示したように、基底状態、第二励起状態以外にも、2.0 MeV 付近、2.5 MeV 付近と 4.0 MeV 以降に大きな前方ピークが見られた。このうち 2.0 MeV、2.5 MeV 付近のピークは、 (p, t) 反応による先行研究 [7] によって比較的大きな断面積が確認されている、2.057 MeV、2.497 MeV の 0^+ 励起状態である。

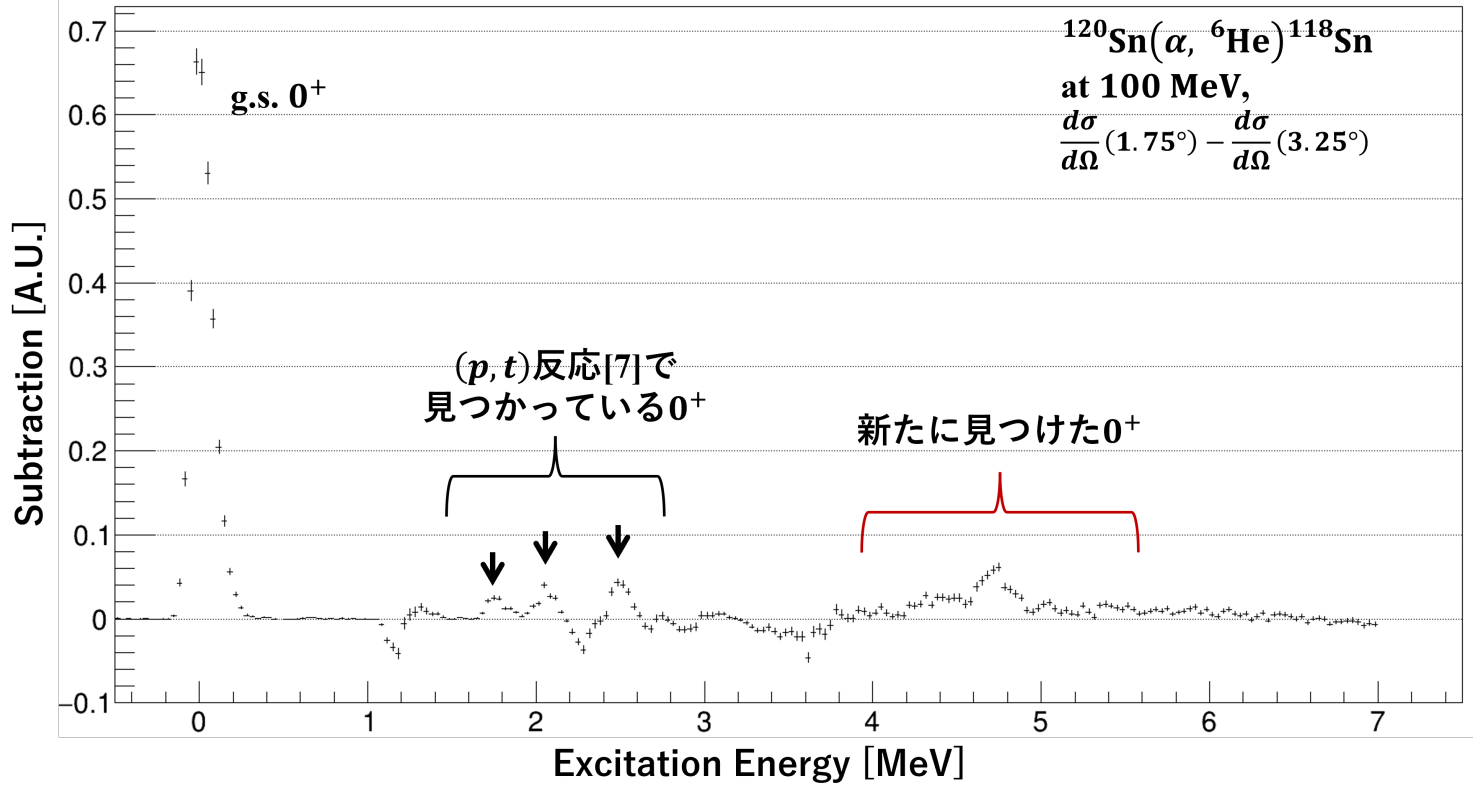


図 4.1.9 $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の前方 (赤)、後方 (青) の励起スペクトル差分。

4.1.3 既知の 0^+ 励起状態の角度分布

前節で述べた、 (p, t) 反応による先行研究 [7] でも確認されている 2.0 MeV、2.5 MeV 付近のピークの角度分布を図 4.1.10、4.1.11 にそれぞれ示す。

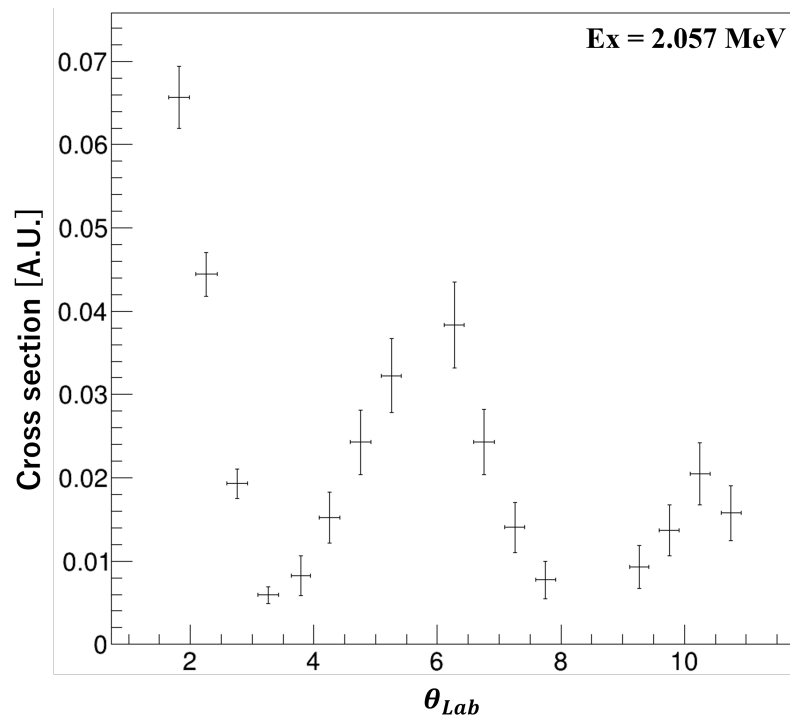


図 4.1.10 ^{118}Sn 励起エネルギー 2.0 MeV 付近の角度分布。

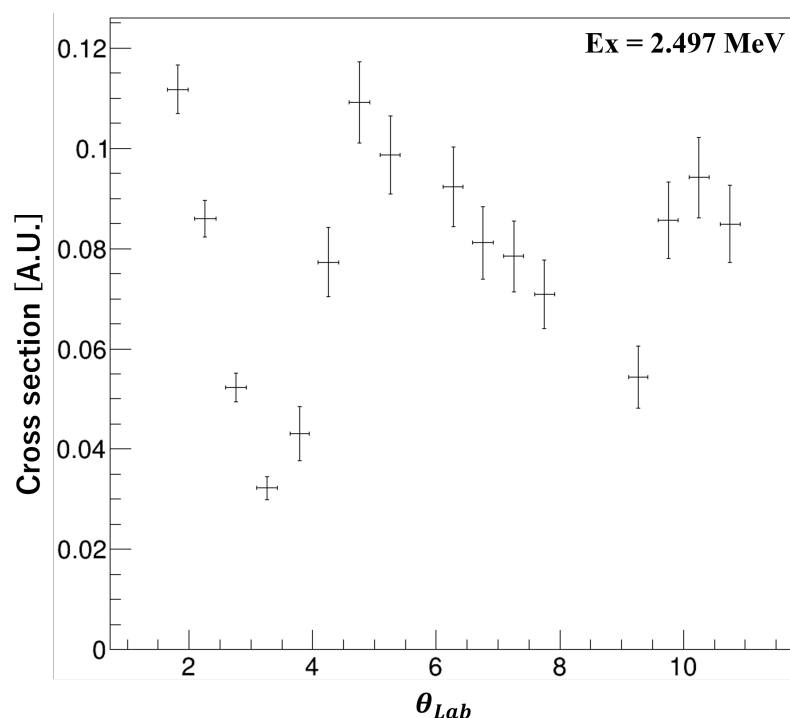


図 4.1.11 ^{118}Sn 励起エネルギー 2.0 MeV 付近の角度分布。

図 4.1.10、4.1.11 どちらの角度分布についても、基底状態 (図 4.1.5)、第二励起状態 (図 4.1.7) とよく似た形状を示しており、 0^+ 励起状態の断面積成分が含まれていることが確認できた。

4.1.4 新しい 0^+ 励起状態の候補

先行研究 [7] では確認されていない励起エネルギー領域に存在する、4.7 MeV 付近の広がった前方ピークの角度分布を図 4.1.12 に示す。

0^+ 励起状態の断面積成分を有意に含む角度分布を持っており、比較的大きな断面積の対振動モードが現れている。Quasiparticle Random-phase Approximation (QRPA) 計算によって求めた遷移密度分布を図 4.1.13 に示す。QRPA 計算結果のピークは励起エネルギー幅を持たないため、半値幅 $\Gamma = 500 \text{ keV}$ のローレンツ関数で幅を持たせて図示している。図 4.1.13 中にあるように、QRPA 計算では 5.5 MeV 付近に 0^+ の遷移強度を持つことが示唆されている。本解析で発見した新たな 0^+ 励起状態がこの遷移密度分布のピークに対応していることが推測される。QRPA 計算では、2.5 MeV と 5.5 MeV 付近にそれぞれ一つのピーク構造が示唆されているが、実験値では、2.5 MeV 付近の 0^+ は複数に分かれて分布している。これは、原子核の変形効果と結合することによって、 0^+ への遷移強度が分散した結果であると考えられる。また、今回新たに見つけた 0^+ の断面積は、4.0 ~ 6.0 MeV の間になだらかに広がって分布していることが分かった。こちらも同様に原子核の変形効果との結合や、連続状態との結合による効果も推察できる。

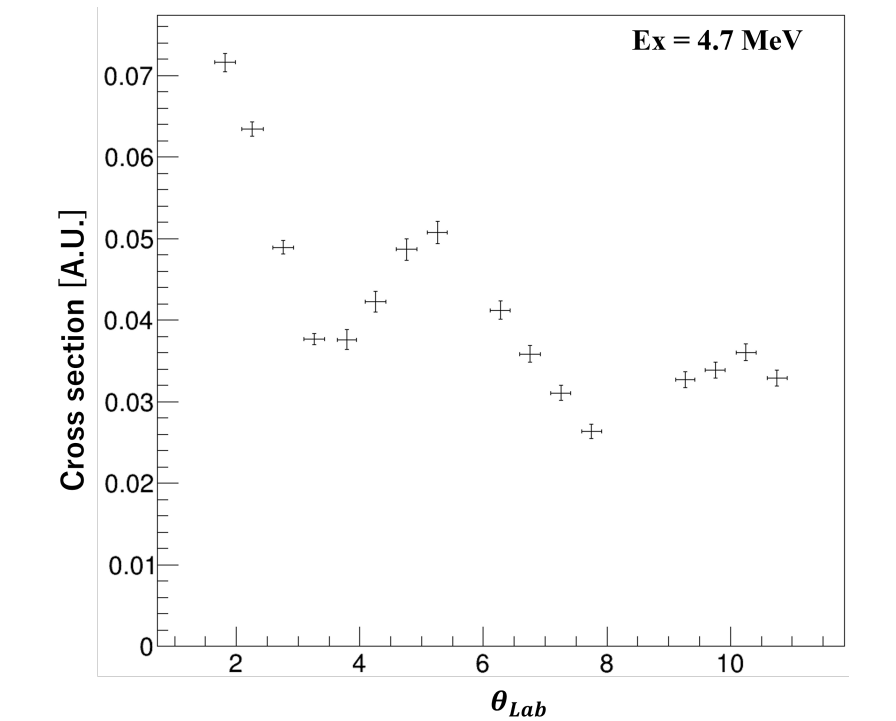


図 4.1.12 ^{118}Sn 励起エネルギー 4.7 MeV 付近の角度分布。

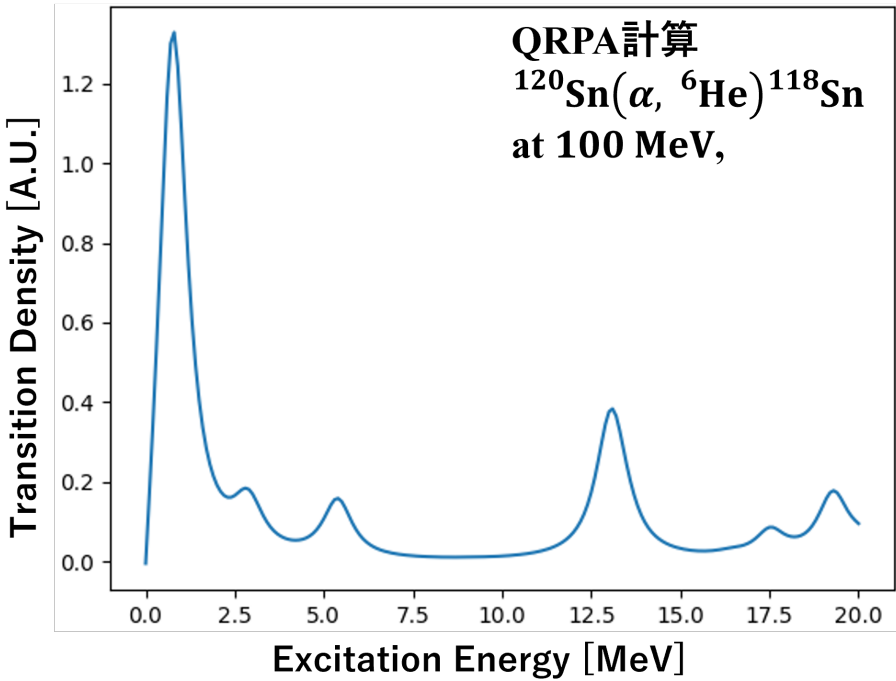


図 4.1.13 QRPA 計算による $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応の遷移密度分布。

第 5 章

結論と今後の展望

5.1 結論

本研究では、核子対凝縮の定量的な理解に繋がる対振動モードを調べるために、核子対移行反応 ($\alpha, {}^6\text{He}$) を用いた ${}^{118}\text{Sn}$ 原子核の微分断面積測定を大阪大学 RCNP で行った。移行角運動量 $\Delta L = 0$ の対移行反応に適合した運動エネルギー 100 MeV の α ビームを ${}^{120}\text{Sn}$ 原子核標的に照射し、RCNP 西実験室に配置されている Grand Raiden 磁気スペクトロメーターで ${}^6\text{He}$ の運動量を分光して焦点面検出器で測定した。データ収集系にはトリガーレスな DAQ システム "streaming DAQ" を採用したことでより高レートな測定が可能となり、膨大な測定データを取得することができた。解析の結果として ${}^{118}\text{Sn}$ 原子核の 0 ~ 7 MeV の励起エネルギースペクトルと、 $1.5^\circ \sim 11.0^\circ$ の角度分布を得た。 0^+ 励起状態の角度分布が 0° にピークを持ち、 2.5° 前後で急激に落ち込む特徴的な形状であることを利用して、 2.5° 前後の励起スペクトル強度の比較を行い、 0^+ 状態の分布を推測した。その結果、(p, t) 反応を用いた先行研究で見つかった 0^+ 状態を確認できたことに加え、新たな 0^+ 励起状態を発見した。これらの計算は QRPA 計算に近い領域に見られた。新たな 0^+ 励起状態は 4 ~ 6 MeV の範囲に連続的に広がって分布しており、原子核の変形効果などと結合することで、遷移強度が分散したことが考えられる。また、(p, t) 反応では測定が難しかった励起エネルギー領域で新しく対振動モードを見つけることができたことで、中性子対移行反応による対振動モードの観測において、($\alpha, {}^6\text{He}$) 反応の有効性を示す事ができた。

5.2 今後の展望

今回の解析では角度分布を算出したものの、双極磁場設定の異なる測定データ間における断面積の不整合が見られ、絶対値を決定することができなかった。また、本論文では示していない励起エネルギー 7 MeV 以降の解析も残されている。特に後者は、20 MeV 付近までの 0^+ 励起状態の観測を目指す本研究において重要である。今後は測定した全励起エネルギー領域での微分散乱断面積を求めることで、高励起領域に分布する 0^+ 成分を抽出し、核子対凝縮の理解へ近づきたい。

謝辞

本研究においてお世話になりました全ての方々に深謝申し上げます。指導教員である堂園昌伯助教には、大変良い機会を与えていただけたと思っております。度々居室を訪ねて質問させていただいた際に、いつも私が納得できるまで長く時間を割いていただきました。当初は全体像がはっきりとしないまま解析を行っていましたが、今ではやっと研究の全貌を理解しつつあると感じております。

大阪大学 RCNP の大田晋輔准教授には、実験の準備に加え、解析の相談でも大変お世話になりました。大田さんの豊富な知識と技術力なしには、本研究は成し得なかったと感じております。

本実験である RCNP-E585 実験の collaborator の皆さんには大変感謝しております。当時 M1 でほとんど貢献できなかったのにもかかわらず、素晴らしいデータを扱わせていただけていることを大変光栄に思っております。

同じ原子核サブグループの銭廣十三准教授には、ミーティングの際にふとされる質問から、自分ではあまり考えたことのなかったような考えをいただくことが多々あり、広い視野をもたらしていただきました。研究室の原子核サブグループの先輩方である土方佑斗さん、辻峻太郎さん、吉田凌祐さんは、主に実験の際にお世話になりました。あまり京都にいらっしゃらないものの、お会いした際には研究のみならず色々な話をさせていただき、楽しい時間を過ごさせていただきました。矢野隆之さんは、この一年はほとんど京都でお会いすることはありませんでした。私が M1 のときに質問した際にはいつも親切に教えていただきました。

同じグループで同期の伊津野勝英さんは、ゼミやミーティングの際の議論が自分の知識を深める良い機会になりました。後輩の石井大智さんは、思い返してみると研究の話をほとんどしてない気がしますが、研究室での他愛のない雑談が研究の良い息抜きになりました。

研究室の同期である岩井沙彩さん、岩本哲平さん、岡崎凜太郎さん、小池諒太郎さん、中田智也さんは、全員が顔を合わせることはほとんどありませんでしたが、時々廊下での立ち話など楽しい時間を思い出します。同室の後神利志助教には、忙しい時でも質問や雑談に付き合ってくださいありがとうございました。他にも研究室の皆様のおかげで、楽しく有意義な修士課程を過ごすことができました。

最後に、ここに言及できなかった研究以外を含む全ての関係者の皆様にお礼申し上げます。

参考文献

- [1] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. suppl., 112, 27-65 (1993)
- [2] D. Page, 324-337 (2013), 50 Years of Nuclear BCS, World Scientific
- [3] P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev (2006), Neutron stars I, Springer
- [4] A. Gezerlis and J. Carlson, Phys. Rev. C 81 025803 (2010)
- [5] M. Göbel, T. Aumann, C. A. Bertulani, T. Frederico, H.-W. Hammer and D. R. Phillips, Phys. Rev. C 104, 024001 (2021)
- [6] K. Takahashi , Y. Matsuda, M. Matsuo, Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2023, Issue 8 (2023)
- [7] P. Guazzoni, L. Zetta, A. Covello, A. Gargano, B. F. Bayman, T. Faestermann, G. Graw, R. Hertenberger, H.-F. Wirth, and M. Jaskola, Phys. Rev. C 78, 064608 (2008)
- [8] J. C. Zamora and S. Giraud, arXiv, 2309.04016 (2024)
- [9] R. Honda, T. Aramaki, H. Asano, T. Akaishi, W C Chang, Y. Igarashi, T. Ishikawa, S. Kajikawa, Y. Ma, K. Nagai, H. Noumi, H. Sako, K. Shirotori and T. Takahashi, Prog. Theor. Exp. Phys. , Volume 2021, Issue 12 (2021)
- [10] M. Fujiwara, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, K. Hatanaka, H. Ikegami, I. Katayama, K. Nagayama, N. Matsuoka, S. Morinobu, T. Noro, M. Yoshimura, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, A. Tamii and M. Yosoi, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 422, 484-488 (1999)