

令和7年度修士論文

大口径スペクトロメータを用いた  
( $\alpha$ ,  ${}^6\text{He}$ ) 反応の高効率測定の見直し



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

石井大智

2026年3月31日

## 概要

原子核に見られる集団励起状態として巨大共鳴があり、これは光核反応や非弾性散乱において、10～30 MeV 程度への高励起状態への遷移強度のピークとして多くの原子核で発見されている。微視的描像では、粒子・空孔 (ph) 残留相互作用をもとにした ph 励起のコヒーレントな重ね合わせの結果として理解される。これに対し、量子多体理論の基礎的な枠組みである「粒子・空孔の対称性」を仮定し、pp/hh 相互作用による集団励起状態である巨大対振動 (GPV) が存在することが理論的に予言され、角運動量移行  $\Delta L = 0$  の核子対移行反応における高励起領域への遷移強度のピークとして観測できることが示されている。長年にわたり実験的な証拠は得られなかったが、2015 年に  $^{14}\text{C}$ 、 $^{15}\text{C}$  原子核においてその存在が確認された。2023 年、GPV の発現が期待される Sn 原子核に対し GPV を測定するのに最適なプローブである  $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  反応による Sn 原子核の GPV 探索実験が大阪大学核物理研究センター (阪大 RCNP) 西実験室の高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden を用いて行われた。結果として、理論的な予想と裏腹に GPV は確認されず、広い励起領域に分散している様子であった。これを受けて、GPV 発現のメカニズムを見直すべく、多くの核種に対して  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応を測定することが望まれている。しかし、Grand Raiden を用いた  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応の測定は約 1 週間を要しており、複数の核種で同様の実験を行うのは効率が悪い。

そこで、Grand Raiden に代わり、アクセプタンスの大きい阪大 RCNP の大口径スペクトログラフ (Large Acceptance Spectrograph, LAS) を用いて  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応を効率的に測定することを考える。しかし、現状の LAS は角度分解能が悪い・前方角度測定に使用するビームストッパーのファラデーカップがない・検出器面に侵入する弾性散乱への対処が必要といった、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応の測定を遂行するにあたっての課題を抱えている。角度分解能を向上させるためにはスペクトロメータの磁場設定などイオン光学系を最適化する必要がある。ファラデーカップは止められるビームの量とアクセプタンスが大きさに関してトレードオフの関係にあるため大きさを最適化したものを作成する必要がある。弾性散乱への対処として、検出器上流にストッパーを設置することを考え、これもファラデーカップと同様に大きさを最適化する必要がある。

本研究では、これらのことを達成するために、イオン光学・粒子軌道シミュレーションソフトを用いて各種条件の最適化を行った。結果として、LAS を用いた  $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  反応の測定において、残留核の励起エネルギーが 0～18 MeV の領域・散乱角度 0～15° の領域：300keV のエネルギー分解能・1° の角度分解能が可能であることがわかり、その測定効率は Grand Raiden の約 15 倍にもなることがわかった。

# 目次

第 1 章	序論	7
1.1	Giant Pairing Vibration(GPV)	7
1.1.1	GPV 発現のメカニズム	7
1.2	実験による GPV の探索	8
1.3	過去の GPV 探索実験	9
1.3.1	$(p, t)$ 反応	9
1.3.2	$(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ 反応	9
1.4	最新の GPV 探索実験	10
1.4.1	$(\alpha, ^6\text{He})$ 反応	10
1.4.2	多重極展開法	11
1.4.3	実験結果	11
1.5	GPV 探索実験のこれから	12
1.5.1	GPV の系統的測定	12
1.5.2	GPV 測定 of 効率化	12
1.6	本論文の目的と構成	12
第 2 章	LAS による $(\alpha, ^6\text{He})$ 反応の測定	13
2.1	測定で求められる要請	13
2.1.1	励起領域	13
2.1.2	角度領域	13
2.1.3	エネルギー分解能	13
2.1.4	角度分解能	14
2.1.5	統計精度	14
2.2	Large Acceptance Spectrograph	15
2.2.1	ビームライン	15
2.2.2	スペクトロメータの構成	15
2.2.3	基本性能	15
2.3	LAS を用いる際の測定条件	15
2.3.1	運動量・角度アクセプタンス	15
2.3.2	ビームの運動量・位置・角度広がり	17
2.3.3	LAS のエネルギー分解能	18
2.3.4	標的厚	18
2.3.5	LAS の角度分解能	18
2.3.6	ビーム強度	18
2.4	実験を行う上での課題	19
2.4.1	角度分解能の未達成	19
2.4.2	前方角度測定	20
2.4.3	弾性散乱への対処	20

第3章	イオン光学	23
3.1	輸送行列	23
3.2	光学要素	24
3.2.1	ドリフト	24
3.2.2	四重極磁石	24
3.2.3	双極磁石	26
3.2.3.1	一様磁場中の輸送行列	26
第4章	シミュレーション	28
4.1	シミュレーションソフト	28
4.1.1	GICOSY	28
4.1.1.1	磁場のインプットについて	28
4.1.2	MOCADI	28
4.2	シミュレーション上でのジオメトリ	28
4.3	座標系の取り方	30
4.4	Q 磁石の磁場の扱い	31
第5章	シミュレーション結果と考察	33
5.1	イオン光学系の最適化	33
5.1.1	焦点面における弾性散乱の像	33
5.1.2	角度分解能の達成	34
5.1.2.1	LAS の角度分解能	34
5.1.2.2	水平・垂直方向の角度分解能	34
5.1.2.3	垂直角度分解能向上のために	35
5.1.2.4	高次の効果	35
5.1.3	結果	36
5.2	前方角度用ファラデーカップ	37
5.2.1	ファラデーカップの設置場所	37
5.2.2	ビームの再現	37
5.2.3	ファラデーカップにあたるビームの像	38
5.2.4	LAS の設定角度	38
5.2.5	ファラデーカップのサイズの決め方	39
5.2.6	ビームの垂直角度にオフセットがついたとき	40
5.2.7	最終的なファラデーカップのサイズ	40
5.2.8	角度アクセプタンスへの影響	40
5.3	elastic stopper	41
5.3.1	弾性散乱の散乱断面積	42
5.3.2	焦点面にあたる弾性散乱の像	43
5.3.3	焦点面に到着する弾性散乱のレート	45
5.3.4	elastic stopper のサイズ	46
5.3.5	運動量アクセプタンスへの影響	46
第6章	結論	49
6.1	励起領域	49
6.2	角度領域	49
6.3	エネルギー分解能	50

6.4	角度分解能 . . . . .	50
6.5	測定時間 . . . . .	50
6.6	LAS による高効率測定 . . . . .	51
	参考文献	53

# 目次

1.1	巨大共鳴 (GR) と巨大対振動 (GPV)。	7
1.2	式 (1.4) の解。	8
1.3	(左) <sup>14</sup> C の対付加反応に対する励起スペクトル。(右) <sup>14</sup> C の対付加反応に対する励起スペクトル。黒線で描かれたガウシアンが GPV であることを示している。灰色の領域は線形なバックグラウンド、緑色のガウシアンは既知の共鳴状態である [1]。	9
1.4	(p,t) 反応 (左) と (右) ( $\alpha, ^6\text{He}$ ) 反応で <sup>120</sup> Sn 原子核から <sup>120</sup> 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。	10
1.5	<sup>120</sup> Sn( $\alpha, ^6\text{He}$ ) <sup>118</sup> Sn における角運動量移行 $\Delta L$ ごとの角度分布の DWBA 計算。	10
1.6	(上)QRPA による理論計算。13 MeV 付近に GPV のピークが見られることがわかる。 (下) 実験結果。 $\Delta L = 0$ の成分 (赤) では 13 MeV 付近にピークを作らず、広い領域に分散している。	11
2.1	角度分解能が $\sigma$ で与えられた時のなまった角度分布。DWBA 計算によって黒線 (分解能 $0^\circ$ ) の分布を求めている。	14
2.2	RCNP の施設平面図。	16
2.3	LAS 全体図。	17
2.4	測定における要請と測定条件の対応。左列黒枠が物理的な要請、青枠は実験をする上での要請。中列太枠が調節できる条件で細枠は固定。赤線はメインに関わるもの、黒線は副次的に関わるもの。	21
2.5	(上)LAS で取得できる励起・角度領域。(下)Grand Raiden で取得できる励起・角度領域 (過去実験)。茶色線は弾性散乱した $\alpha$ の運動量。2つの図の右側の値は残留核 <sup>118</sup> Sn の励起エネルギー。Grand Raiden では運動量設定 4 通り・角度設定 4 通りの計 16 通りの設定で測定を行ったのに対し、LAS では運動量設定 1 通り・角度設定 2 通りの計 2 通りの設定で測定できる。	22
2.6	( $\alpha, ^6\text{He}$ ) 反応を LAS で測定する際の改善点。	22
3.1	一様磁場にて取る軌道。	27
4.1	GICOSY、MOCADI 上でのジオメトリ。(上) 設置した光学要素。(下) 各要素間の長さ。 $L$ はのちに GICOSY でフィッティングを行う際のパラメータである。黒太線はコリメーター (穴) でこれより外に来た粒子は消えるという処理がされる。	29
4.2	一次の輸送行列での GICOSY 計算結果。(左) 全体像と粒子軌道。(右上) $xz$ 平面での軌道。(右下) $yz$ 平面での軌道。	30
4.3	三次の輸送行列での GICOSY 計算結果。(左) 全体像と粒子軌道。(右上) $xz$ 平面での軌道。(右下) $yz$ 平面での軌道。フォーカスに関して $\delta$ が絡む高次の効果が見受けられる。	30
4.4	Q 磁石における四重極から十二重極までの成分の磁場。 $I = 500\text{A}$ において $y = 0$ 平面内の中心から 10 cm 離れたところの磁場 [2]。	32
4.5	Q 磁石における電流と磁場の強さの関係。	32

5.1	(左) 焦点面検出器の中心に弾性散乱が来るようにしたときの弾性散乱の位置。(右) 検出器の外側に弾性散乱が来るようにしたときの弾性散乱の位置。高次の効果によって後者の方が広がりが大きくなっているのがわかる。 . . . . .	34
5.2	( $y b$ ) を変化させたときの粒子軌道の違い。真ん中のフォーカスに対し、上のような状態を「アンダーフォーカスモード」、下のような状態を「オーバーフォーカスモード」と呼ぶ。 . . . . .	35
5.3	(左) $(x a) = (y b) = 0$ のときの焦点面での粒子の位置。(右) 光学系を最適化した後の焦点面での粒子の位置。 . . . . .	36
5.4	LAS における前方角度用ファラデーカップの位置。 . . . . .	37
5.5	(左)FC 面での像。黒点が ${}^6\text{He}$ の通過する領域、赤点が $\alpha$ ビームの通過する領域。(右) ビームが通過する領域の拡大。 . . . . .	38
5.6	LAS の設定角度を変えた時のビームの当たる位置。(左) 角度設定 $\theta_{\text{LAS}} = 0^\circ$ のとき。(右) 角度設定 $\theta_{\text{LAS}}$ が有限のとき。 . . . . .	39
5.7	$\theta_{\text{LAS}}$ を変化させたときのダクトに衝突するビームのレート。 . . . . .	39
5.8	(左上)FC 面。黒点は粒子、青点はビーム、赤四角はファラデーカップを表す。(右上) 反応点上での角度分布 ( $a_0, b_0$ )。(左下) 反応点上での角度分布 (極座標)。(左下) 拡大図。 . . . . .	41
5.9	異なる光学ポテンシャルによる ${}^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha)$ (入射エネルギー 104 MeV) 散乱断面積と実験値の比較。下二つは拡大図。 . . . . .	42
5.10	実験室系における ${}^{120}\text{Sn}$ 標的の $\alpha$ 弾性散乱の微分散断面積。 . . . . .	43
5.11	(上) 一様な角度分布に対する弾性散乱の焦点面上での $x_{\text{foc}}$ の分布。(下) 散乱断面積の角度分布に従って焦点面にやってくる弾性散乱のレート。 . . . . .	44
5.12	微小区画に切った立体角。 . . . . .	45
5.13	弾性散乱における $x_{\text{foc}}$ と $a_0$ の相関。 . . . . .	45
5.14	(左)elastic stopper の端を決めたときの止めきれない弾性散乱のレート。(右)elastic stopper の端を決めたときの 18 MeV の励起における角度アクセプタンスの欠けに対して検出器に届くものの割合。黒点は $18 \pm 0.1$ MeV、赤点は $17.9 \pm 0.1$ MeV、青点は $17.8 \pm 0.1$ MeV の領域。 . . . . .	46
5.15	(左) 励起エネルギー $18 \pm 0.1$ MeV の領域での $a_0$ の分布。青線は elastic stopper によるカットなし、赤線はカットあり。 $a_0 > 40$ mrad あたりでアクセプタンスが削れている。(右) 励起エネルギー $18 \pm 0.1$ MeV の領域での $x_{\text{foc}}$ と $a_0$ の相関。輸送行列高次項によって elastic stopper によるカットで角度アクセプタンスが削れる。 . . . . .	47
5.16	(上)elastic stopper を設置しないとき取得できる励起領域。(中)elastic stopper を設置したとき取得できる励起領域。(下) その拡大図。赤線は測定に必要な励起領域である 18 MeV に引かれている。 . . . . .	48
6.1	$\theta_{\text{LAS}} = 12^\circ$ にしたときの角度アクセプタンス (極座標)。 . . . . .	50

# 表目次

2.1	LAS の基本性能 . . . . .	17
2.2	GR の基本性能 . . . . .	17
2.3	標的厚を変えた時のエネルギー分解能算出。 . . . .	18
2.4	LAS におけるビーム強度と測定時間の関係。 . . . .	19
2.5	Grand Raiden における測定時間。 . . . .	19
5.1	垂直角度にオフセットがついたときの FC 面内のビームの中心と幅。 . . . .	40
6.1	LAS を用いて 1000 イベントを取得するまでに必要な時間。 . . . .	51

# 第1章

## 序論

### 1.1 Giant Pairing Vibration(GPV)

原子核の光核反応や非弾性散乱において、10~20 MeV 程度の高励起状態への遷移強度が高くなること  
 が多くの原子核で発見されており、巨大共鳴 (GR) として知られている [3]。これは、巨視的には核子が集  
 団的な運動をすることによって引き起こされると理解される一方で、微視的には平均場の基底状態から作  
 られる粒子・空孔 (ph) 励起のコヒーレントな重ね合わせとして理解でき、その性質は ph 残留相互作用に  
 よって特徴づけられる。

これに対し、量子多体系における重要な概念である「粒子・空孔の対称性」を仮定すると、粒子・粒子  
 (pp)/空孔・空孔 (hh) 励起の重ね合わせによる共鳴状態が自然に導かれる。これを巨大対振動 (GPV) とい  
 い、1977年に理論的にその存在が予言された [4]。

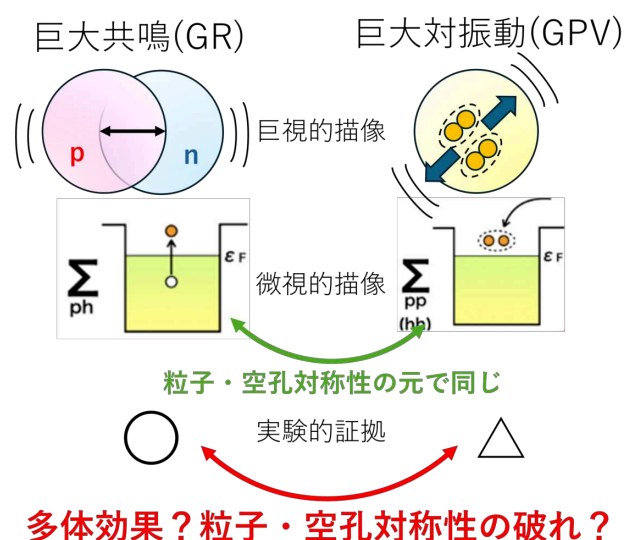


図 1.1 巨大共鳴 (GR) と巨大対振動 (GPV)。

#### 1.1.1 GPV 発現のメカニズム

原子核における核子・核子残留相互作用を考慮したハミルトニアンを考える [5]。この核子・核子相互作用がもたらす場  $U_{\text{pair}}$  は

$$U_{\text{pair}} = \Delta \sum_j a_j^\dagger a_j^\dagger \quad (1.1)$$

と書ける。 $j$  は軌道の番号であり  $j$  と  $\bar{j}$  はスピンの反転した軌道であることを表している。核子対に働く相  
 互作用の大きさが軌道に依らず一定の値  $G$  とするとき、対ギャップパラメータ  $\Delta$  は

$$\Delta = -G \sum_j a_j a_{\bar{j}} \quad (1.2)$$

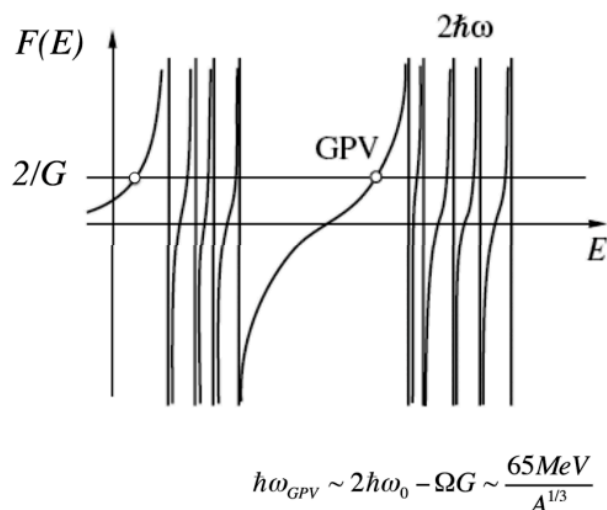


図 1.2 式 (1.4) の解。

と書ける。この  $\Delta$  は核子対の組みやすさを表す対密度に対応する。また、核子対に働く相互作用は引力であることが知られているため符号は-となっている。これを用いてハミルトニアンは

$$H = \sum_j e_j (a_j^\dagger a_j + a_j^\dagger a_{\bar{j}}) - G \sum_{j,k} a_k^\dagger a_j^\dagger a_k a_{\bar{k}} \quad (1.3)$$

と書ける。 $e_j$  は 1 粒子軌道のエネルギーを表している。第 1 項は各軌道のエネルギーを表し、第 2 項は  $k$  番目の軌道にいた核子対が  $j$  番目へと移りゆくことを表す。

これに対して分散関係を求めると

$$F(E) = \sum_j \frac{2j-1}{E-2e_j} = \frac{2}{G} \quad (1.4)$$

が得られる。これは図 1.2 のようにして解ける。この図で、縦線は  $j$  番目の軌道のエネルギー  $e_j$ 、横線は式 (1.4) 右辺、曲線は  $F(E)$  を表しており、曲線と横線の交点が固有状態としてとれるエネルギーになる。このとき、フェルミ面があるシェルとその上のシェルとの間の比較的高いエネルギーの位置に解があることがわかる。このとき、その位置における強度は、上のシェルの状態を作る強度が集まって作られており、これが GPV と呼ばれる。また、エネルギーが低い領域にも解が存在することがわかるが、これは Pairing Vibration(PV) として知られている。

## 1.2 実験による GPV の探索

GPV は角運動量移行  $\Delta L = 0$  となるような核子対移行反応における高励起状態への遷移強度のピークとして観測できる。その測定手法として質量欠損法が用いられてきた。

今、 $a + A \rightarrow b + B$  という反応で、それぞれの質量を  $m_x$ 、運動量を  $p_x$ 、 $a$  の入射エネルギーを  $K_a$  とし、実験室系で散乱角度を  $\theta$  とすると、運動量保存から

$$(p_a - p_b \cos \theta)^2 + p_a^2 \sin^2 \theta = p_B^2 \quad (1.5)$$

エネルギー保存から

$$m_a + K_a + m_a = \sqrt{m_b^2 + p_b^2} + \sqrt{(m_B + E_x)^2 + p_B^2} \quad (1.6)$$

が言える。 $E_x$  は残留核  $B$  の励起エネルギーである。 $m_x$  は既知、 $K_a$  は実験によって設定することが出来る。このとき  $p_b$  と  $\theta$  は測定によって求めると、上 2 式から残留核の励起エネルギー  $E_x$  を求めることが出来る。

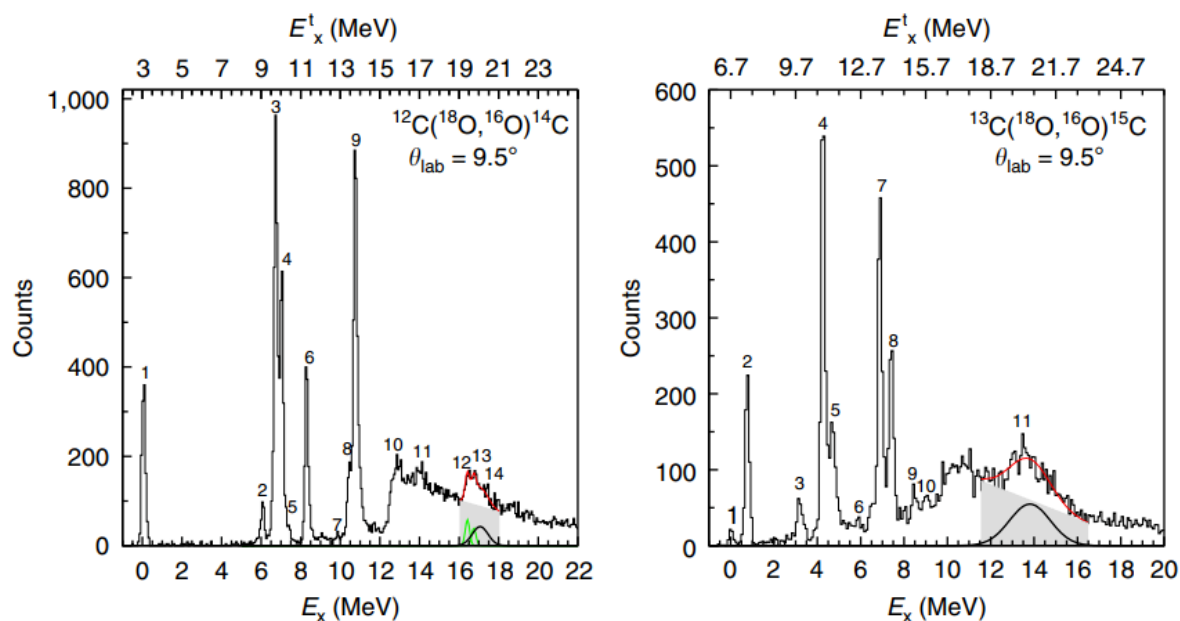


図 1.3 (左) $^{14}\text{C}$  の対付加反応に対する励起スペクトル。(右) $^{14}\text{C}$  の対付加反応に対する励起スペクトル。黒線で描かれたガウシアンが GPV であることを示している。灰色の領域は線形なバックグラウンド、緑色のガウシアンは既知の共鳴状態である [1]。

## 1.3 過去の GPV 探索実験

### 1.3.1 ( $p, t$ ) 反応

過去に行われた代表的な核子対移行反応として、( $p, t$ ) 反応や ( $t, p$ ) 反応といった核子対付加・除去反応が挙げられ、この反応による GPV の探索が行われてきた [5]。しかし、この反応では運動学的に高励起状態を観測することが出来ない。図 1.4 左に  $^{120}\text{Sn}(p, t)$  反応のビームエネルギーと Grazing 角運動量の関係を示す。Grazing 角運動量とは、核の表面付近で反応が起こると考えた時の角運動量である。核子対移行反応は原子核表面付近で起こりやすいので、角運動量が Grazing 角運動量に近いことが重要である。また、 $\Delta L = 0$  を達成するために、反応の前後で Grazing 角運動量が等しくなる必要がある。これを踏まえると、 $^{120}\text{Sn}(p, t)$  反応において、反応の前後で Grazing 角運動量が等しくなる入射エネルギーは 37 MeV 程度であるが、これは反応後の残留核を励起させるエネルギーが少ないため、高励起状態にアクセスすることが困難であった。

### 1.3.2 ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) 反応

$^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$  と  $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{15}\text{C}$  反応による核子対付加反応を用いた C 原子核での GPV 探索実験が 2016 年に行われた [1]。結果として、 $^{14}\text{C}$  は励起エネルギー 16.9 MeV に位置に幅 1.2 MeV、 $^{15}\text{C}$  は励起エネルギー 13.7 MeV の位置に幅 1.9 MeV の GPV とみられる共鳴状態のピークが確認された (図 1.3)。

GPV の測定に成功したこの実験だが、一つ問題を抱えている。それは  $^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \text{C} + 2n$  といった崩壊反応によるバックグラウンドの考慮である。この実験においてこのバックグラウンドが見られたが、GPV の領域では線形と仮定して、スペクトルから差し引くことで GPV のピークが確認された。しかし、例えばこの崩壊反応が簡単にクーロン励起によっておこると仮定すると、Sn 原子核など重い領域においては崩壊のレートが増え、GPV の観測が難しくなることが予想される。実際、同グループは  $^{66}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  反応の実験を行っており、クーロン力の強さによる反応のダイナミカルな条件の違いを指摘している [6]。

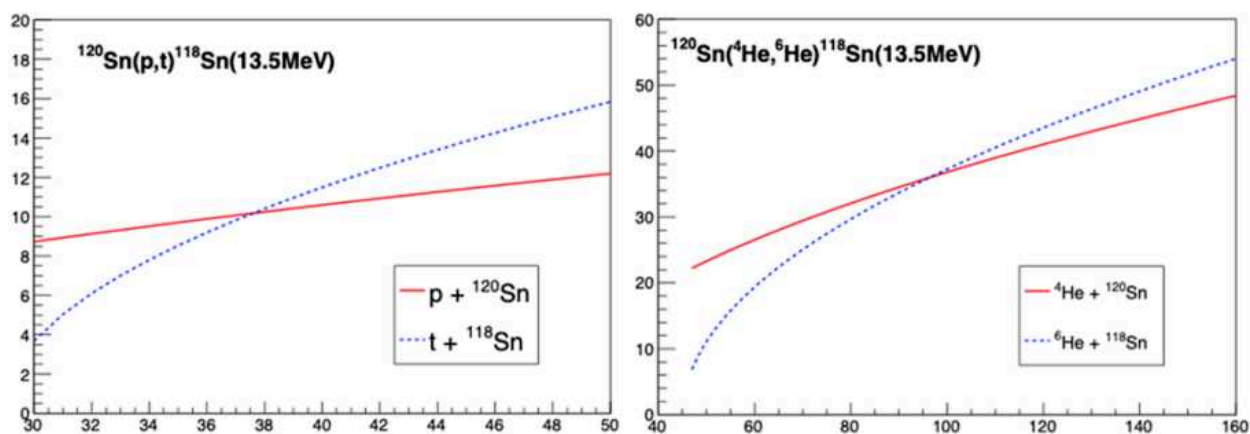


図 1.4 (p,t) 反応 (左) と (右)  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応で  $^{120}\text{Sn}$  原子核から  $^{120}\text{Sn}$  の 13.5 MeV の状態を作る場合、ビームエネルギーと反応前後の Grazing 角運動量の関係。

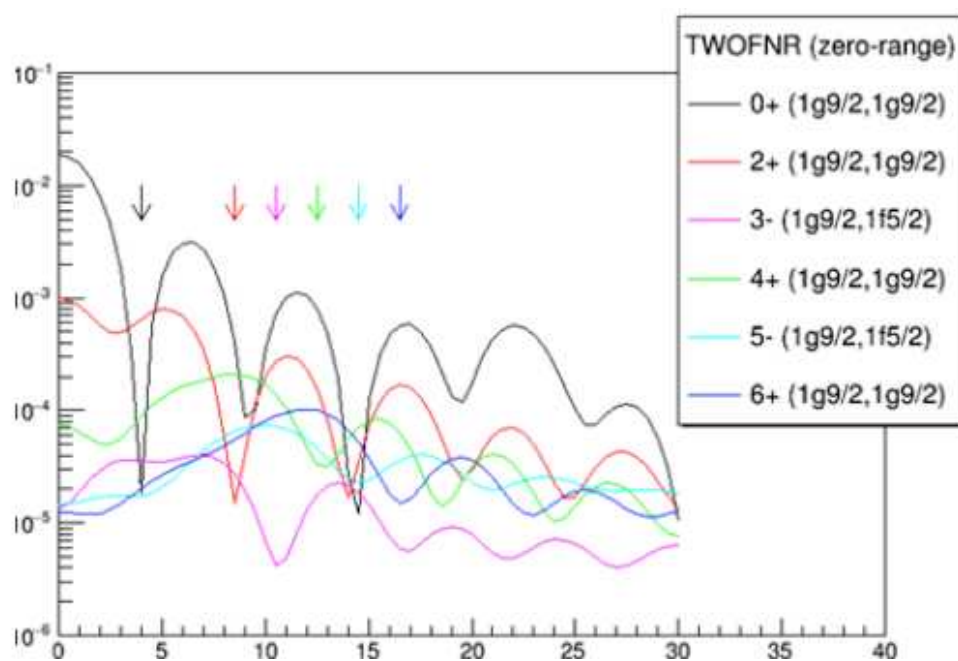


図 1.5  $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  における角運動量移行  $\Delta L$  ごとの角度分布の DWBA 計算。

## 1.4 最新の GPV 探索実験

### 1.4.1 $(\alpha, ^6\text{He})$ 反応

以上 2 つの反応に見られた問題を解決すべく考案されたのが  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応である。まず運動学的な条件について、図 1.4 右に示すように、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応において最適な入射エネルギーは 100 MeV 程度であり、残留核を十分に励起させることが可能である。

また、 $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  反応に見られたようなバックグラウンドについては、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応に対しては起こりえず、測定した  $^6\text{He}$  は二核子移行反応であるものと断定できる。

これに加えて、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応は吸収の効果が大きいと角運動量移行ごとに角度分布の形状が特徴的であるという利点がある。図 1.5 に DWBA 計算によって求めた残留核のスピンの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、次項 1.4.2 に詳述する多重極展開法による  $\Delta L = 0$  での反応の抽出が用意になる。これらの理由から、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応を用いた GPV の探索実験を目指す。

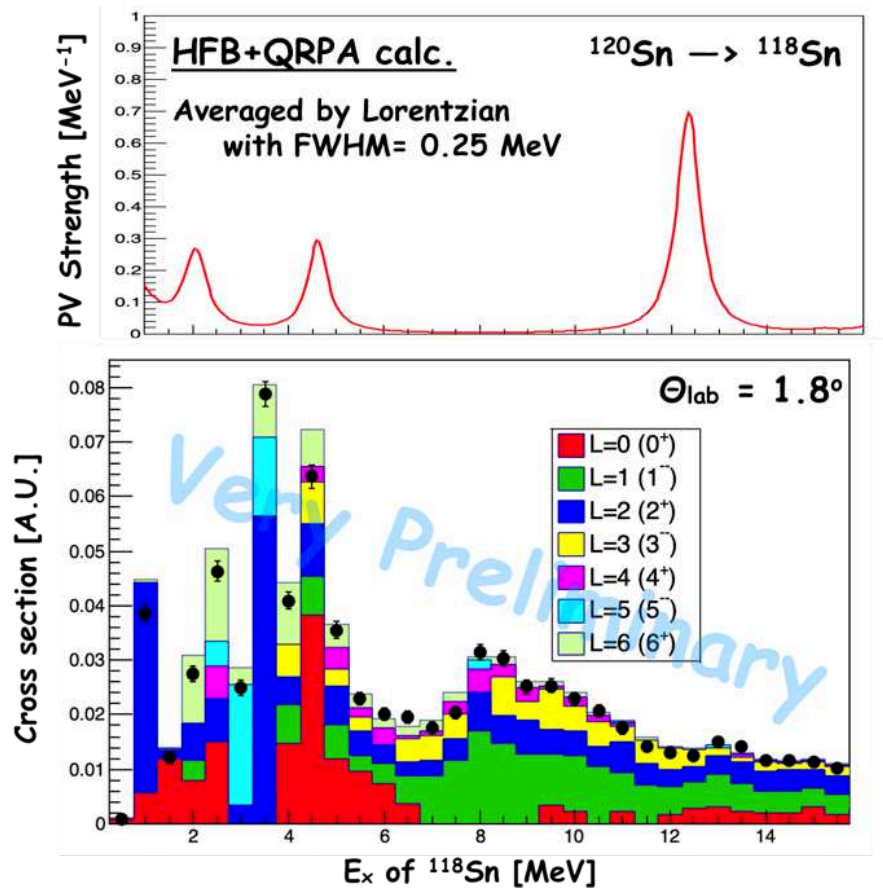


図 1.6 (上)QRPA による理論計算。13 MeV 付近に GPV のピークが見られることがわかる。  
 (下) 実験結果。 $\Delta L = 0$  の成分 (赤) では 13 MeV 付近にピークを作らず、広い領域に分散している。

### 1.4.2 多重極展開法

GPV の探索には  $\Delta L = 0$  の遷移が必要となるが、実際の実験では様々な  $\Delta L$  になるような遷移も起きる。特に GPV が確認されるような高励起領域では、複数の角運動量移行の成分が散乱断面積に混在してくる。

そこで、 $\Delta L = 0$  の成分のみを抽出する手法として多重極展開法 (Multipole Decomposition Analysis, MDA) を用いる。多重極展開法とは、反応の角運動量移行ごとに角度分布の形状が異なることを利用して角運動量移行ごとの成分に分類する手法のことである。具体的には、実験で得られた散乱断面積に対して、理論計算で求めた  $\Delta L$  ごとの角度分布でフィッティングをすることで行える。

図 1.5 に、DWBA 計算による  $\Delta L$  ごとの角度分布を載せている、角度分布の  $\Delta L = 0$  の成分は散乱角度 0 度にピークを持ち、4 度付近で一気に落ち込むことが大きな特徴であるといえる。実験で測定した散乱断面積にこのような分布が強く見られるほど、 $\Delta L = 0$  成分の抽出が精度よく行える。このことから、GPV の測定のためには、散乱角度 0 度を含むような超前方角度での測定が必要不可欠といえる。

### 1.4.3 実験結果

$^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  反応の散乱断面積測定及び多重極展開法を用いた解析による Sn 原子核における GPV の探索が 2024 年に行われた。この反応における遷移強度の理論計算と実験で得られた散乱断面積を示したものが図 1.6 である。これを見ると、2 MeV や 5 MeV などの低励起領域においては  $\Delta L = 0$  の赤いヒストグラムが理論計算の予想通りにピークを作っていることがわかる。一方で約 13 MeV の高励起領域では、理論計算で見える GPV のピークが実験ではなく、広い励起領域に分散している様子が確認された。

## 1.5 GPV 探索実験のこれから

### 1.5.1 GPV の系統的測定

集団励起状態である巨大共鳴のカウンターパートとして GPV が考えられている以上、GPV も集団運動をもとに存在しうると考えられる [5]。つまり、核子数の少ない C 原子核よりも核子数の多い Sn 原子核で発見されることが期待されていた。それにも関わらず Sn 原子核で GPV が確認できなかったことから、GPV 発現のメカニズムについてもう一度考え直す必要がある。理論的研究 [7] では particle vibration coupling(PVC) と呼ばれるコアの振動と核子との相互作用によって GPV が分散していくことが示されている。あるいは、さらに根本的に、原子核において粒子・空孔の対称性が成り立っていない、という量子多体系の基本を見直さなければいけないことすらも考えられる。いずれにしても、GPV を測定した例が少ない以上、確証のあることは言えず、核図表の広い範囲にわたって GPV を測定することが求められている。

### 1.5.2 GPV 測定の効率化

項 1.4.3 で述べた実験は、大阪大学核物理研究センター (阪大 RCNP) 西実験室における高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden を用いて行われた。測定は成功を収めたといえるが、 $^{120}\text{Sn}$  の測定に約 1 週間の期間を要している。同様の手法で  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応の測定を複数核種に対して行うことは、ビームタイムの制約などから現実的ではなく、より効率的な測定をする必要がある。

そこで考案されたのが、阪大 RCNP における大口径スペクトログラフ (Large Acceptance Spectrograph, LAS) を用いた測定である。項 2.2.3 にて詳述するが、LAS は Grand Raiden よりも運動量・角度アクセプタンスが格段に大きく、効率的な測定が可能である。Grand Raiden に比べて LAS は運動量分解能が劣るが、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応は測定する粒子のエネルギーが小さいため、LAS の性能で十分に測定が可能であると考えた (第 2 章で後述)。

## 1.6 本論文の目的と構成

本研究の目的は、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応を LAS で効率よく測定する手法を検討することである。本論文では項 1.4.3 の実験と効率を比較するため、 $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  (入射エネルギー 100 MeV) を対象とする。その際に必要なイオン光学の最適化や粒子軌道の計算を、GICOSY や MOCADI というシミュレーションソフトを用いて行った。

2 章では、 $(\alpha, ^6\text{He})$  反応の測定にあたって物理のデータを取得するうえで必要な要請及び実験を行う際の課題について述べる。3 章では、イオン光学系の設計に先立ってイオン光学の基礎を述べる。4 章では、課題解決のために用いたシミュレーションソフトについて述べる。5 章では、2 章で示した課題を解決するために行ったイオン光学設計や粒子軌道の結果を示す。6 章では、その結果をもとに、最終的に LAS を用いた  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応の測定がどこまで可能であるかを考察する。

## 第2章

# LAS による $(\alpha, {}^6\text{He})$ 反応の測定

$(\alpha, {}^6\text{He})$  反応を用いた GPV の測定において必要な要請と、その実験において課題となる点についてまとめる。測定を達成するための条件は、互いに影響しあいながら複雑に関わりあっているため、それらを紐解いて何がメインで効くか・他にはどのような影響が出るかを整理していく。最終的にまとめたものが図 2.4.3 である。

### 2.1 測定で求められる要請

#### 2.1.1 励起領域

Sn 原子核において GPV が 14 MeV 程度の励起領域に現れることが予測されている [5]。GPV の幅については、理論的な予測はなされていないが、C 原子核において FWHM で 1~2 MeV 程度であったことを踏まえ [1]、その程度であると類推する。以上の 2 点をもとに、取得すべき励起領域は 0~18 MeV 程度であると考えることが出来る。このことから、 ${}^{120}\text{Sn}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{118}\text{Sn}$  の運動学を考えると、約 65~85 MeV の運動エネルギーを持つ  ${}^6\text{He}$  を測定することになる。

取得できる励起領域を主に決める条件は、何を用いて測定を行うかに依るが、スペクトロメータを用いる場合はその運動量アクセプタンスである。

#### 2.1.2 角度領域

多重極展開法における散乱断面積へのフィッティングを行う際に重要なのは、角度分布に谷が含まれていることである。図 1.5 を見ると、各  $\Delta L$  ごとの角度分布に谷が見えているが、 $\Delta L = 1 \sim 4$  程度まで精度よく抽出しようと思うと、各角度分布の谷は散乱角度 15 度以内にある。従って、測定すべき角度領域は 0 度~15 度までであるといえる。

角度領域を決める測定条件は検出器系の角度アクセプタンスである。

#### 2.1.3 エネルギー分解能

遷移強度のヒストグラムにおいて、GPV が現れるピークの中心の位置と幅を求めたい。幅が FWHM で 2 MeV 程度であることを踏まえ、その中心の位置と幅を見るには FWHM で 300 keV 程度の分解能があればよいと考えられる。

エネルギー分解能  $\sigma_E$  は、標的の厚さとビームのエネルギー広がり  $\sigma_{E\text{beam}}$ 、そして検出器系のエネルギー分解能  $\sigma_{E\text{det.}}$  で決まり、その表式は以下のとおりである。

$$\sigma_E^2 = \sigma_{E\text{diff}}^2 + \sigma_{E\text{strag.}}^2 + \sigma_{E\text{beam}}^2 + \sigma_{E\text{det.}}^2 \quad (2.1)$$

ただし、 $\sigma_{E\text{diff}}$  は反応点の違いによるエネルギー損失の差、 $\sigma_{E\text{strag.}}$  は標的中のエネルギー straggling であり、これらは標的厚で決まる。ビームのエネルギー広がり、加速器によって決まっている。

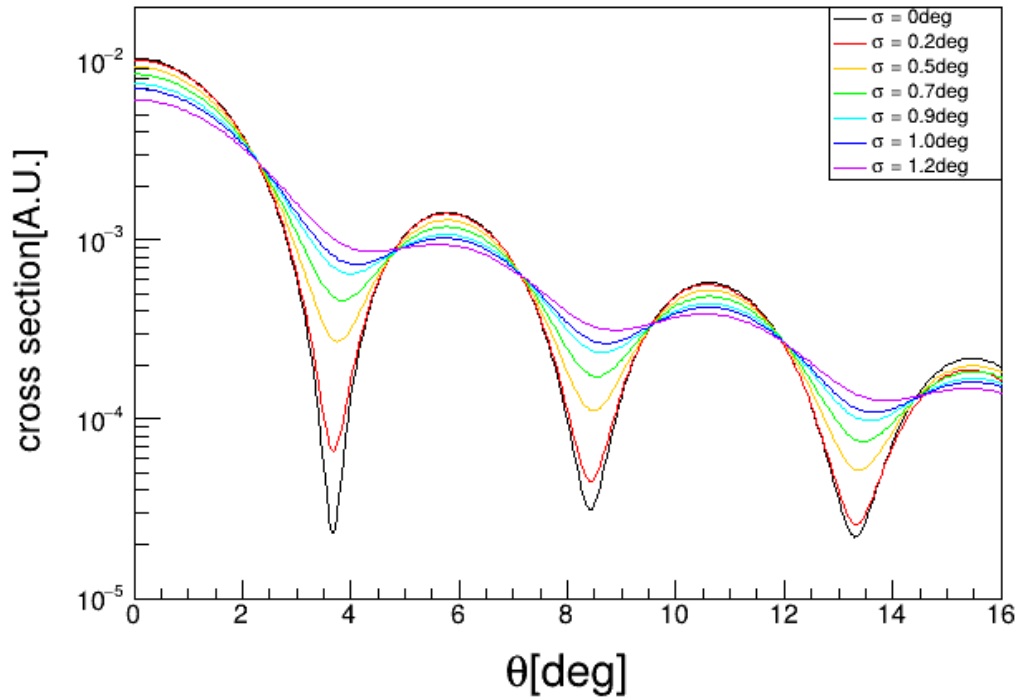


図 2.1 角度分解能が  $\sigma$  で与えられた時のなまった角度分布。DWBA 計算によって黒線 (分解能  $0^\circ$ ) の分布を求めている。

#### 2.1.4 角度分解能

多重極展開法によるフィッティングで項 2.1.2 同様、角度分布の谷を見ることを考える。実験において、角度分解能が有限の値になると得られる角度分布はなまる。その様式は以下の式 (2.2) で与えられる。

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{exp}}) \right]_{\text{exp}} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{cal}} \cdot \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.2)$$

$$\cos\alpha = \cos\theta_{\text{exp}} \cos\theta + \sin\theta_{\text{exp}} \sin\theta \sin\phi$$

歪曲波ボルン近似を用いて計算した  $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  反応の角度分布と、式 (2.2) を用いて、角度分解能が変化した時に得られる角度分布を図 2.1 に示す。これを見ると、角度分布が  $\sigma$  で  $1^\circ$  にもなると 4 度付近などに見られる角度分布の谷が埋まってしまふことがわかる。谷が見えるのは角度分解能が FWHM で  $1^\circ$  のときであると判断した。

角度分解能  $\sigma_\theta$  は、入射される  $\alpha$  ビームがもつ角度広がり  $\sigma_{\theta_{\text{beam}}}$ 、標的厚から決まる標的中での角度 straggling  $\sigma_{\theta_{\text{strag.}}}$ 、検出器系の持つ角度分解能  $\sigma_{\theta_{\text{det}}}$  によって決まり、以下のように表せる。

$$\sigma_\theta^2 = \sigma_{\theta_{\text{beam}}}^2 + \sigma_{\theta_{\text{strag.}}}^2 + \sigma_{\theta_{\text{det}}}^2 \quad (2.3)$$

#### 2.1.5 統計精度

遷移強度のヒストグラムの作成に際し、1 ビンあたりにどれほどの統計精度が必要かを考える。精度としては 3% を目標とする。統計精度は統計量  $N$  に対して  $1/\sqrt{N}$  で求められるため、1 ビンあたり 1000 イベントの統計が必要となる。

今、角度分布や遷移強度を求める際に、1 ビンのサイズを考える。図 2.1 の角度分布に対して、実験で得られた散乱断面積の点を打った時に山と谷が見えるかを考える。その結果、 $0.5^\circ$  刻みで点を打てれば十分と考え、角度については 1 ビンあたり  $0.5^\circ$  とする。エネルギーに関しては、遷移強度で GPV の山の幅

1 ~ 2 MeV を見るるとすると、山を 5~6 分割出来れば見られると考え、1 ビンあたり 300 keV とする。即ち、 $0.5^\circ$  分の立体角で 300 keV の幅の中に 1000 イベントの統計が必要となる。

統計量を決めるのは、標的の厚さとビーム強度である。

## 2.2 Large Acceptance Spectrograph

以上の要請にこたえるために阪大 RCNP の大口径スペクトログラフ (Large Acceptance Spectrograph, LAS) の使用を考えた。以下では LAS の基本情報をまとめる。

### 2.2.1 ビームライン

RCNP の加速器施設平面図を図 2.2 に示す。施設内には K140AVF サイクロトロン及び K400 リングサイクロトロンの 2 つのサイクロトロンがある。イオン源で生成された  $\alpha$  粒子は AVF サイクロトロンのみを用いて 100 MeV まで加速され、バイパスラインを通じて最大  $1\mu\text{A}$  の強度で西実験室 WS コースにある散乱槽内部の標的へと送り込まれる。

西実験室には高分解能スペクトログラフ Grand Raiden と大口径スペクトログラフ Large Acceptance Spectrograph(LAS) の 2 種の磁気スペクトロメータが設置されている。ビームラインに乗って左側が Grand Raiden、右側が LAS である。

### 2.2.2 スペクトロメータの構成

LAS は QD 型のスペクトログラフであり、1 つずつ四重極磁石 (Quadrupole magnet, Q 磁石) と双極磁石 (Dipole magnet, D 磁石) が設置されている。D 磁石による一様磁場によって、通過する粒子を電荷と運動量から計算できる磁気剛性ごとに焦点面で異なる位置に到達するようにふり分け、焦点面に設置された検出器によって粒子の種類と運動量を測定できる。一様な磁場は垂直向きにかけられているため、粒子の運動量は主に焦点面で検出した水平方向の位置を測定することで調べることが出来る。焦点面での測定系には位置検出器である Vertical Drift Chamber(VDC) とトリガー兼  $\Delta E - E$  検出器であるプラスチックシンチレータが 2 枚設置されている。また、イオン光学的には、Q 磁石で垂直方向の収束を、D 磁石の入り口の傾きによって水平方向の収束を達成する設計となっている。

### 2.2.3 基本性能

LAS の基本性能を表 2.1 に示す。また、比較として節 1.4.3 で述べた実験の際に用いた Grand Raiden の基本性能も表 2.2 に掲載している。両者の違いとして、LAS は Grand Raiden に比べて運動量分解能が悪いが、アクセプタンスが大きいことが挙げられる。測定条件が十分満たされていれば、Grand Raiden よりもアクセプタンスの大きい LAS の方が、効率的に ( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応を測定することが可能であることが予想される。

## 2.3 LAS を用いる際の測定条件

この LAS の性能に基づき、LAS で ( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応を測定する際に、現状の LAS や加速器の性能で測定に必要な要請が満たされているかを確認する。

### 2.3.1 運動量・角度アクセプタンス

LAS の運動量アクセプタンスは  $\pm 15\%$  であるので、中心軌道運動量の  $\pm 15\%$  の範囲の運動量の粒子を測定できる。LAS の角度アクセプタンスについては、設定角度に対して水平方向に  $\pm 60$  mrad、垂直方向

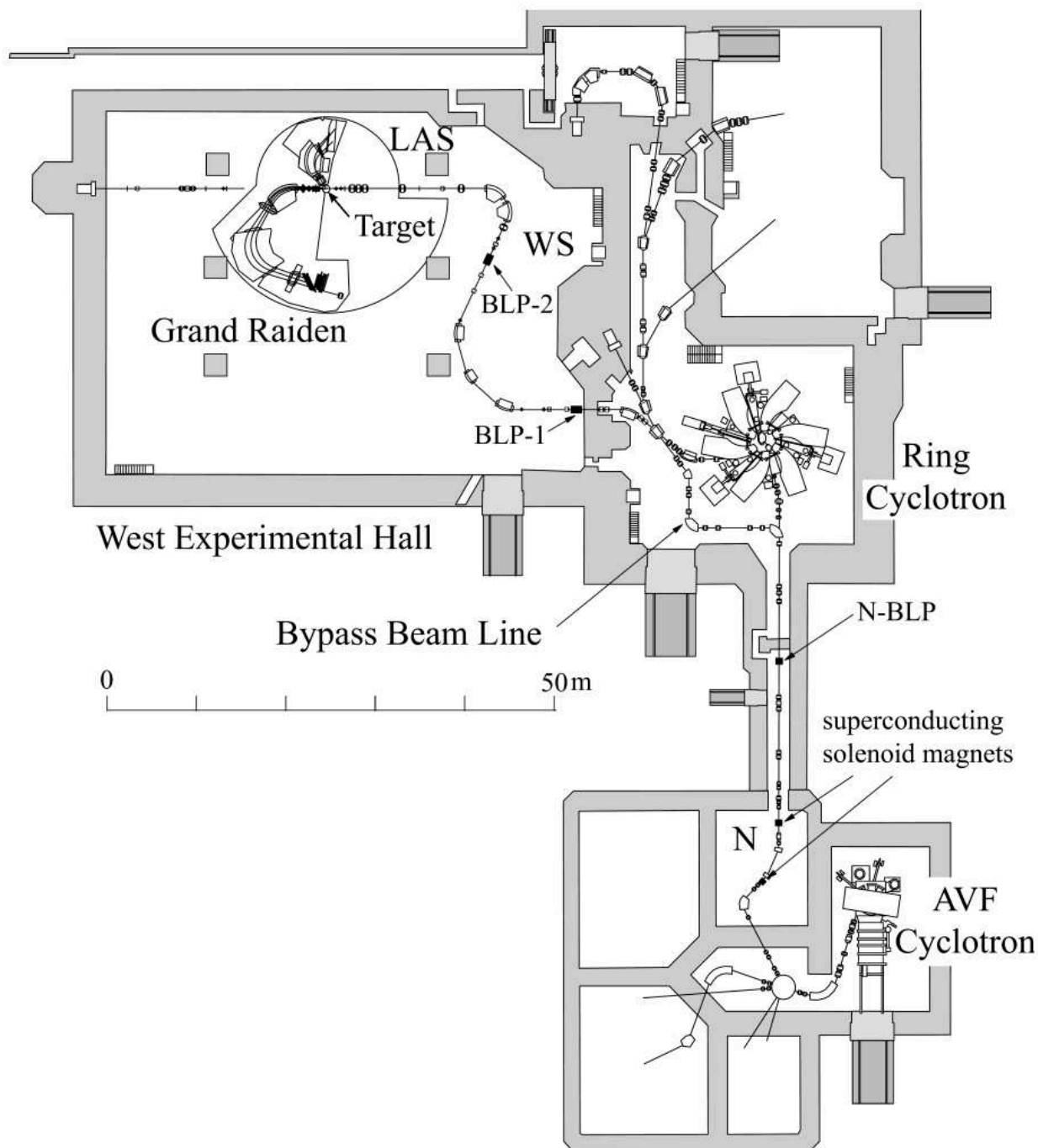


図 2.2 RCNP の施設平面図。

に  $\pm 100$  mrad である。この情報をもとに、取得できる励起・角度領域をまとめたのが図 2.5(上) である。スペクトロメータを用いる際、目的の励起・角度領域を一度に取得することができない場合は、磁場設定や角度設定を変えながら測定をする。図 2.5 では、運動量アクセプタンス  $\pm 15\%$  に対して、 $^{118}\text{Sn}$  が基底状態のときに飛んでくる  $^6\text{He}$  が、中心軌道運動量の  $+13\%$  に来るような磁場設定で固定とし、角度設定については  $3.5^\circ$  と  $11.5^\circ$  としている。

また、茶色線は弾性散乱した  $\alpha$  粒子の運動量を示している。実験では、この弾性散乱を止めるために検出器の手前にステンレスの板を置くことを考えている。その領域は不感領域になってしまうため、弾性散乱がやってくる励起領域およびそれ以上の励起領域は取得することが出来ない(項 2.4.3 にて詳述)。弾性散乱した  $\alpha$  粒子は、励起エネルギーが約 18 MeV の  $^{118}\text{Sn}$  からくる  $^6\text{He}$  と同じ運動量である。

これより、取得できる励起領域  $0 \sim 18$  MeV と角度領域  $0 \sim 15^\circ$  は達成されることがわかる。また、図 2.5(下) は Grand Raiden で行われた実験におけるアクセプタンスの図である。このときは磁場設定を 4 通り、角度設定を 4 通りの計 16 通りで測定している。LAS を用いると 2 通りの設定で済むため、効率が良

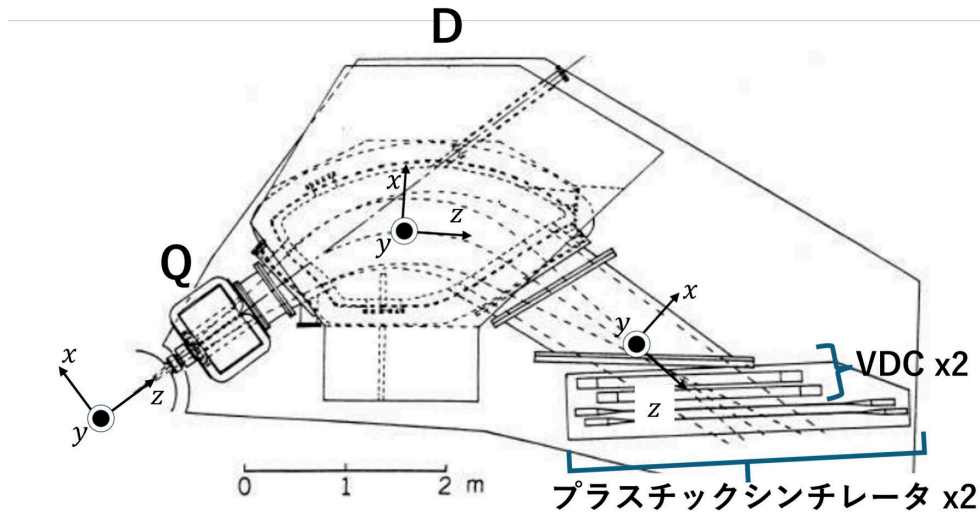


図 2.3 LAS 全体図。

表 2.1 LAS の基本性能

運動量分解能 $\delta p/p$	1/5000
中心軌道半径	1.75 m
全偏向角	70°
最大磁気剛性	3.22 Tm
運動量分散	2 m
旋回角度	0-130°
運動量アクセプタンス	±15%
焦点面長	1.7 m
立体角	~20 msr
角度アクセプタンス	
水平方向	±60 mrad
垂直方向	±100 mrad
角度分解能	
水平方向	2 mrad
垂直方向	30 mrad

表 2.2 GR の基本性能

運動量分解能 $\delta p/p$	1/37000
中心軌道半径	3 m
全偏向角	162°
最大磁気剛性	5.4 Tm
運動量分散	15.4 m
旋回角度	0-70°
運動量アクセプタンス	±2.5%
焦点面長	1.2 m
立体角	~4 msr
角度アクセプタンス	
水平方向	±20 mrad
垂直方向	±70 mrad
角度分解能	2 mrad

いことが期待できる。

### 2.3.2 ビームの運動量・位置・角度広がり

今回考える 100 MeV の  $\alpha$  ビームの素性について、典型的な値として

- エネルギー広がり：240 keV
- 標的での位置広がり：水平・垂直方向それぞれ FWHM で 1 mm
- 角度広がり：4.2 mrad(水平・垂直方向それぞれ FWHM で 3 mrad ずつ)

を仮定した。角度分解能については水平方向の広がり  $\sigma_a$  と垂直方向の広がり  $\sigma_b$  を用いて  $\sigma_{\theta_{\text{beam}}} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}$  として見積もった。

表 2.3 標的厚を変えた時のエネルギー分解能算出。

	エネルギー損失 [keV]			エネルギー straggling [keV]	エネルギー分解能 [keV]
	<sup>4</sup> He	<sup>6</sup> He	diff.(FWHM)	<sup>6</sup> He	
7mg/cm <sup>2</sup>	320	530	142	106	294
8mg/cm <sup>2</sup>	360	610	170	113	311
9mg/cm <sup>2</sup>	410	690	190	120	325

### 2.3.3 LAS のエネルギー分解能

今回考えている  $^{120}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{118}\text{Sn}$  において、測定する  $^6\text{He}$  のエネルギーは 65~85 MeV である。LAS の持つ運動量分解能が  $\delta p/p = 1/5000$  即ちエネルギー分解能  $\delta E/E = 1/2500$  なので 35 keV 程度と見積もれる。

### 2.3.4 標的厚

標的厚は反応のレートを大きくするために出来るだけ大きくする必要があるが、大きすぎるとこのとき標的中でエネルギーや角度が広がってしまい、分解能が悪くなるので適切な厚さを求める。今回はエネルギーの広がりについて注目した。 $^{120}\text{Sn}$  標的の厚さを変えた際のエネルギー損失とエネルギー straggling の変化を LISE++ で計算し [8]、 $\sigma_{E_{\text{beam}}} = 240$  keV、 $\sigma_{E_{\text{det}}} = 35$  keV をもとに式 (2.1) より算出した合計のエネルギー分解能を表 2.3 にまとめた。

ここで、エネルギー損失の違い  $\sigma_{E_{\text{diff}}}$  について述べる。反応点の位置に応じて標的の中を  $\alpha$  粒子として抜けるか  $^6\text{He}$  として抜けるかで速度が変わるため、標的中のエネルギー損失に違いが出る。このとき、標的中で  $(\alpha, ^6\text{He})$  反応が起こる確率は一定であると仮定すると、エネルギー損失の違いの分布が一樣となり、その全幅は  $\alpha$  粒子と  $^6\text{He}$  それぞれが標的を通った際のエネルギー損失の差になる。今、式 (2.1) で登場する広がりはずべて FWHM なので直す必要がある。全幅  $W$  の一樣分布をガウス分布でフィットするとその幅  $\sigma$  は  $W/\sqrt{12}$  となる。これを FWHM に直すと、 $(\text{FWHM}) = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma \approx 2.35\sigma$  で求められ、その値が表 2.3 に掲載されている。

これをもとにすると、エネルギー分解能 300 keV を達成するには標的の厚さは 7 mg/cm<sup>2</sup> にする必要があるとわかる。

### 2.3.5 LAS の角度分解能

LAS の標準的な角度分解能は、水平方向に 2 mrad、垂直方向に 30 mrad である。このことから、標準的な設定による LAS の角度分解能は主に垂直方向の角度分解能が効くため、 $\sigma_{\theta_{\text{det}}}$  は 30 mrad と考えることができる。項 2.3.2 にてビームの角度広がり  $\sigma_{\theta_{\text{beam}}}$  は 4.2 mrad とし、項 2.3.4 標的厚を 7mg/cm<sup>2</sup> にしたのでそのときの角度 straggling  $\sigma_{\theta_{\text{strag.}}}$  は 9.4 mrad となる。このとき式 (2.3) より角度分解能は 30.6 mrad 即ち 1.75° となり、必要な角度分解能 1° を超えてしまう。

### 2.3.6 ビーム強度

測定する  $^6\text{He}$  のレート  $R$  は

$$R = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega n I \quad (2.4)$$

で表せる。ただし、 $d\sigma/d\Omega$  は微分散乱断面積 [mb/sr]、 $n$  は標的の数密度 [/cm<sup>2</sup>]、 $I$  はビーム強度 [/s]、である。これをもとに、十分な統計量を取るまでに必要な時間を考える。微分散乱断面積については、項 1.4.3 の実験から典型的な値として  $5\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$  で一定であると仮定する。標的厚 7mg/cm<sup>2</sup> のとき

表 2.4 LAS におけるビーム強度と測定時間の関係。

ビーム強度 [nA]	100	200	500
標的厚 [mg/cm <sup>2</sup> ]		7	
立体角 [msr]		1.7	
断面積 [ $\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$ ]		5	
ビン幅 [MeV]		0.3	
レート [/s]	$2.8 \times 10^{-2}$	$5.6 \times 10^{-2}$	$1.4 \times 10^{-1}$
LAS の設定		2	
測定時間 [日]	0.83	0.42	0.17

表 2.5 Grand Raiden における測定時間。

低励起領域 ( $E_x < 6 \text{ MeV}$ )		高励起領域 ( $E_x > 6 \text{ MeV}$ )	
ビーム強度 [nA]	200	ビーム強度 [nA]	200
標的厚 [mg/cm <sup>2</sup> ]	3	標的厚 [mg/cm <sup>2</sup> ]	7
立体角 [msr]	1	立体角 [msr]	1
断面積 [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	10	断面積 [ $\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$ ]	5
ビン幅 [MeV]	0.3	ビン幅 [MeV]	0.3
レート [/s]	$2.8 \times 10^{-2}$	レート [/s]	$4.6 \times 10^{-2}$
GR の設定	4	GR の設定	12
測定時間 [日]	1.65	かかる時間 [日]	3.53
		合計時間 [日]	5.17

$n = 3.5 \times 10^{19} / \text{cm}^2$  であり、LAS において散乱角の幅  $0.5^\circ$  に対する立体角は 1.7 msr である。これらをもとに、ビーム強度を変化させたとき、0~18 MeV の励起領域に対して目標の統計量を取得できるまでの時間をまとめたのが表 2.4 である。ただし、阪大 RCNP の加速器の仕様でビーム強度の最大値は  $1\mu\text{A}$  である。また、Grand Raiden 実験を行う際の計測時間が表 2.5 である。Grand Raiden では取得できる励起・角度領域をそれぞれ変化させながら測定したため、低励起側の測定時間 (表左) のものと高励起側の測定時間 (表右) に分かれており、その合計が測定時間になる。また標的厚に関しては低励起用では標的中の straggling を抑えるために  $3 \text{ mg}/\text{cm}^2$  と薄く、高励起用では反応のレートを上げるために  $7 \text{ mg}/\text{cm}^2$  と厚めになっている。

表 2.4 と 2.5 を見ると、同じビーム強度 200 nA に対して、LAS の方が約 10 倍も効率よく測定できることがわかる。これは LAS の運動量・角度アクセプタンスが大きく、データを一度に取得できるからである。

## 2.4 実験を行う上での課題

### 2.4.1 角度分解能の未達成

項 2.3.5 にて、標準的な設定では角度分解能が達成できないことを述べた。これは LAS の持つ垂直方向の角度分解能が 30 mrad と大きいことに由来している。式 (2.3) と、固定された条件である  $\sigma_{\theta_{\text{beam}}} = 4.2 \text{ mrad}$ 、 $\sigma_{\theta_{\text{strag.}}} = 9.4 \text{ mrad}$  をもとに LAS が達成すべき角度分解能を逆算すると、 $\sigma_{\theta_{\text{det}}} = 14 \text{ mrad}$  となる。

これに達成するために、光学系を設計し直す必要がある。具体的には、主に Q 磁石の磁場設定を変えることで垂直方向のフォーカスモードの変更を考え、垂直方向の角度分解能をが十分よくなる設定を探す。

## 2.4.2 前方角度測定

項 1.4.2 で述べた通り、GPV 探索のために前方角度での測定が必須となる。前方角度の測定では、ビーム粒子がスペクトロメータ内に侵入するため、スペクトロメータの内部にビームストッパー兼ビームカウンターのファラデーカップを設置する必要がある。しかし、LAS においてこれまで前方角度の測定をした実績はなく、スペクトロメータ内に設置する新たなファラデーカップの位置やサイズを決める必要がある。このファラデーカップはビームが焦点面検出器に入り込むのを防ぐためにできるだけ大きく構える必要があるが、大きすぎると今度は測定したい  ${}^6\text{He}$  の軌道も障害して角度アクセプタンスを削ってしまうため、サイズの最適化が必要となる。特に、 $(\alpha, {}^6\text{He})$  反応の測定において、 $\alpha$  ビームの運動量は運動量アクセプタンス内にあり、ファラデーカップで止めきれない弾性散乱は検出器まで届いて大きなバックグラウンドを作ってしまうため、かなり厳密にサイズを決める必要がある。

以上のことから、前方角度測定用ファラデーカップがビームを止めきれぬ最適なサイズを探す。

## 2.4.3 弾性散乱への対処

図 2.5 で示したように、 $(\alpha, {}^6\text{He})$  反応において、測定する  ${}^6\text{He}$  の運動量と標的に弾性散乱した  $\alpha$  粒子は電荷が同じで運動量が近い。今回考えている Sn 標的に対して、18 MeV 程度の励起状態から飛んでくる  ${}^6\text{He}$  とほぼ同じ運動量を持っている。これによってスペクトロメータの運動量アクセプタンス内に弾性散乱した  $\alpha$  粒子が入り込み、大きなバックグラウンドとなってしまふ。これに対処するために、焦点面検出器の上流にステンレスの板でできたストッパーを設置する必要がある (以下 elastic stopper と呼称)。弾性散乱した  $\alpha$  粒子が焦点面検出器に侵入するのを防ぐことだけを考えると、elastic stopper のサイズはできるだけ大きくするのがよいと思われる。しかし、大きくし過ぎると今度は取得できる  ${}^6\text{He}$  の運動量領域即ち  ${}^{118}\text{Sn}$  の励起領域も塞いでしまうことになる。よって、elastic stopper のサイズはできるだけ小さくする必要がある。そのために、まずは光学系の設計によって焦点面における弾性散乱の像を小さくし、そのうえで弾性散乱を止めきれぬ elastic stopper のサイズを求める必要がある。今回考える実験では、弾性散乱と同じ運動量にあたる 18 MeV 以降の高励起領域からの  ${}^6\text{He}$  の測定は目指していない。よって elastic stopper は、焦点面にやってきた弾性散乱を止めきる範囲を覆えれば、それよりも高励起領域側はすべて覆ってしまうように設計すればよい。

以上のことから、焦点面上での弾性散乱の位置広がりを小さくする光学系の設計と、その時に必要な elastic stopper の最小のサイズを求めることを目標とする。

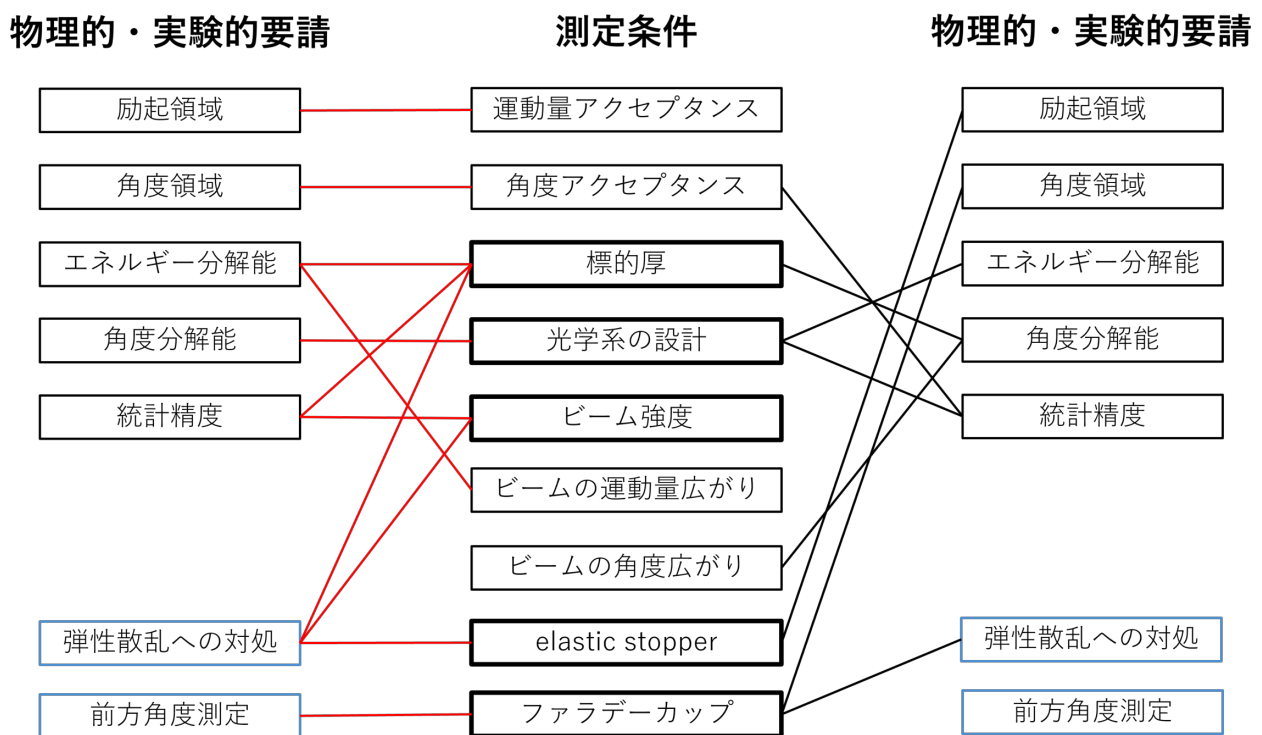


図 2.4 測定における要請と測定条件の対応。左列黒枠が物理的な要請、青枠は実験をする上での要請。中列太枠が調節できる条件で細枠は固定。赤線はメインに関わるもの、黒線は副次的に関わるもの。

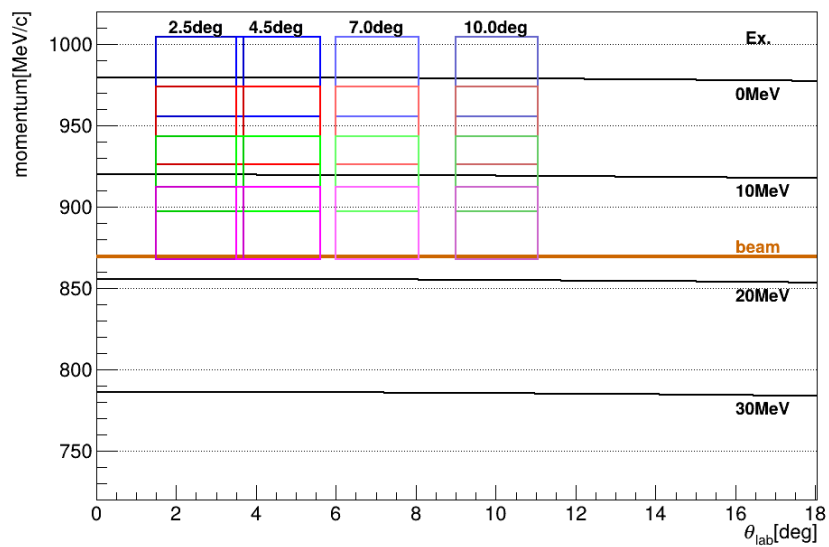
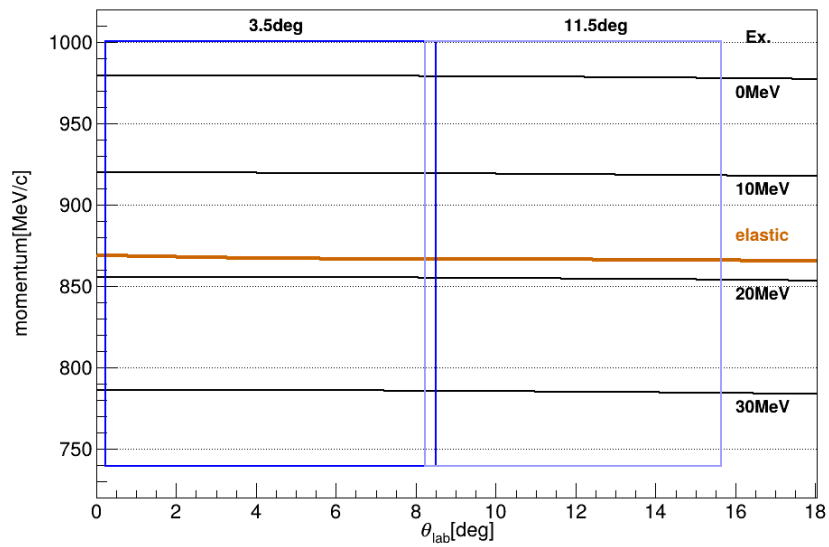


図 2.5 (上)LAS で取得できる励起・角度領域。(下)Grand Raiden で取得できる励起・角度領域 (過去実験)。茶色線は弾性散乱した  $\alpha$  の運動量。2つの図の右側の値は残留核  $^{118}\text{Sn}$  の励起エネルギー。Grand Raiden では運動量設定 4 通り・角度設定 4 通りの計 16 通りの設定で測定を行ったのに対し、LAS では運動量設定 1 通り・角度設定 2 通りの計 2 通りの設定で測定できる。

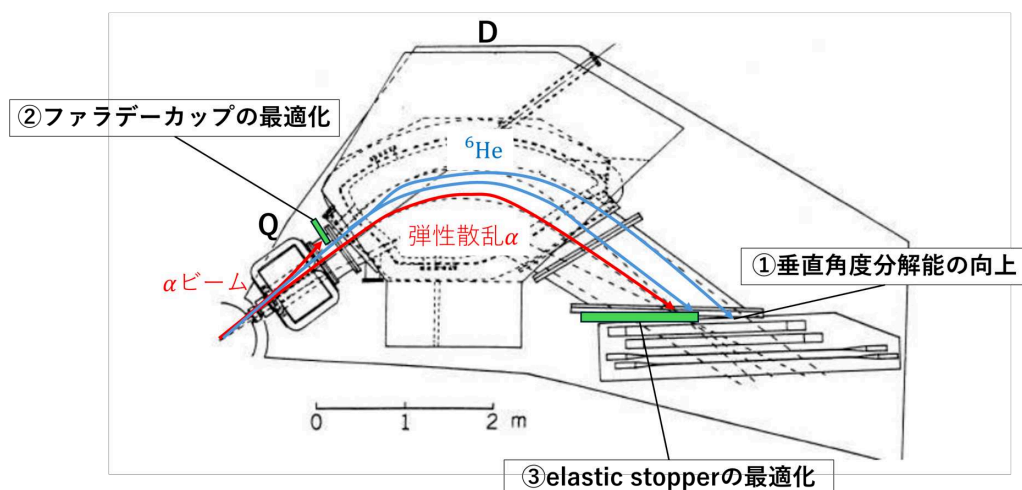


図 2.6 ( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応を LAS で測定する際の改善点。

## 第3章

# イオン光学

節 2.4 で述べた LAS を用いた ( $\alpha$ ,  ${}^6\text{He}$ ) 反応の測定にまつわる課題を解決するためには、LAS の中で  $\alpha$  粒子や  ${}^6\text{He}$  がどのように運動するかを調べる必要がある。特に、スペクトロメータのような複雑な系においてそれを考える手法として、粒子軌道を計算するシミュレーションソフトである GICOSY と MOCADI を用いた。これらのソフトはイオン光学をもとに粒子の運動を計算している。本章ではそのイオン光学の考え方や原理について述べていく。

イオン光学とは、荷電粒子の電磁場中における位置・角度・運動量などの振る舞いを取り扱う枠組みである。本研究では、磁気スペクトロメータに対する粒子の運動を調べるために用いる。粒子の運動は、原理的には電磁場中における運動方程式を解くことで記述できるが、複数の電磁石で構成される磁気スペクトロメータに対して直接的に解くのは手間がかかる。そこで、双極子磁場や四重極磁場といった特殊な形状の磁場をプリズムやレンズといった光学要素として、通過する荷電粒子を光線としてとらえて運動を記述する。その際、光学要素における粒子への作用を輸送行列という行列として扱うことで、粒子の運動を代数的に扱うことが出来る。

### 3.1 輸送行列

粒子の運動は以下の 5 つのパラメータで記述できる。

- $x$  : 中心軌道からの水平方向の距離
- $a$  : 中心軌道からの水平方向の角度 ( $a \equiv \arctan(p_x/p_z)$ )
- $y$  : 中心軌道からの鉛直方向の距離
- $b$  : 中心軌道からの鉛直方向の角度 ( $b \equiv \arctan(p_y/p_z)$ )
- $\delta$  : 運動量の差 ( $\delta \equiv (p - p_0)/p_0$ )

ただし、座標系は中心軌道に  $z$  軸を取った右手系であり、原点は標的の中心とする。

粒子が光学要素を通り抜けることで運動が変わるとき、抜けた後の量  $r'_i$  は抜ける前の  $x_i$ 、 $a_i$ 、 $y_i$ 、 $b_i$ 、 $\delta_i$  を用いて

$$\begin{aligned} r'_i &= f_i(x_i, a_i, y_i, b_i, \delta_i) \\ &= \sum_j \frac{\partial f_i}{\partial r_j} r_j + \frac{1}{2!} \sum_{jk} \frac{\partial^2 f_i}{\partial r_j \partial r_k} r_j r_k + \frac{1}{3!} \sum_{jkl} \frac{\partial^3 f_i}{\partial r_j \partial r_k \partial r_l} r_j r_k r_l + \dots \end{aligned} \quad (3.1)$$

で表される。ここで、式 (3.1) の展開係数を輸送行列と呼び、 $n$  次微分係数項の展開係数まで考慮したものを  $n$  次の輸送行列と呼ぶ。例えば、一次のみの輸送行列は

$$\begin{pmatrix} x' \\ a' \\ y' \\ b' \\ \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ a \\ y \\ b \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

のように書ける。高次の項も同様に、例えば

$$x' = \cdots + (x|xx)x^2 + (x|xa)xa + (x|x\delta)x\delta + \cdots \quad (3.3)$$

のように記載する。

これらを通じ、複数の光学要素 (磁場や空間など) に対する輸送行列  $M_i (i = 1 \sim n)$  などと与えられるとき、始点での情報  $r_0$  と終点での情報  $r_f$  は

$$\begin{pmatrix} x_f \\ a_f \\ y_f \\ b_f \\ \delta \end{pmatrix} = M_n M_{n-1} \cdots M_2 M_1 \begin{pmatrix} x_0 \\ a_0 \\ y_0 \\ b_0 \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$= \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ a_0 \\ y_0 \\ b_0 \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

のように結びついている。スペクトロメータを考えるにあたって、始点は反応点、終点は焦点面に対応する。

特に、実験でスペクトロメータを扱う際は、輸送行列の逆行列を求めることと、焦点面上の検出器で  $x_f$ 、 $a_f$ 、 $y_f$  などを測定することを通じて反応点での情報  $a_0$ 、 $b_0$ 、 $\delta$  などを求める。

## 3.2 光学要素

LAS はドリフト (磁場のない空間)、四重極磁石、双極磁石の 3 要素で構成されている。以下では、それらの要素に対してどのような輸送行列が与えられるかを述べる [9]。

### 3.2.1 ドリフト

磁場のない空間を粒子が通過するとき、水平・鉛直方向の運動はそれぞれ独立で運動量にも依存しない。粒子が長さ  $L$  の空間を通るとき水平方向では

$$x' = x + La \quad (3.7)$$

$$a' = a \quad (3.8)$$

と書ける。これを行列で書くと

$$\begin{pmatrix} x' \\ a' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ a \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

となる。垂直方向にも同じことをすると、長さ  $L$  の空間の輸送行列は

$$\begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

で表される。

### 3.2.2 四重極磁石

四重極磁石とは、隣り合う極同士が異なり、双曲線の形に磁極が配置された磁石のことである。イオン光学系において、この四重極磁石は粒子の広がりを収束させるレンズの役割を果たす。

四重極磁石内部では磁束密度が

$$B_x = -g_B y \quad (3.11)$$

$$B_y = -g_B x \quad (3.12)$$

$$B_z = 0 \quad (3.13)$$

となるように磁場がかかっている。ここで、 $g_B = -B_T/R$  で表され、 $B_T$  は磁極の場所における磁束密度で  $R$  は中心から磁極までの距離 (apparture 半径) である。今、この中を質量  $m$ 、電荷  $q$ 、速度  $v$  の粒子が通過するとすると、運動方程式は

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -q v g_B x \quad (3.14)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = q v g_B y \quad (3.15)$$

となる。ここで、

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{dx}{dz} \quad (3.16)$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{d^2 z}{dt^2} \frac{dx}{dz} + \frac{dz}{dt} \frac{d}{dt} \left( \frac{dx}{dz} \right) \quad (3.17)$$

$$= \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \frac{d^2 x}{dz^2} \quad (3.18)$$

$$= v_z^2 \cdot \frac{d^2 x}{dz^2} \quad (3.19)$$

であることを踏まえると、式 (3.14)、(3.15) は

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = -k^2 x \quad (3.20)$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = k^2 y \quad (3.21)$$

$$k^2 = \frac{q g_B}{m v_z} \quad (3.22)$$

と書ける。これを、 $z = 0$  で  $r = r_i$  の初期条件のもとで解くと、

$$x(z) = x_1 \cos kz + \frac{a_1}{k} \sin kz \quad (3.23)$$

$$a(z) = -x_1 k \sin kz + a_1 \cos kz \quad (3.24)$$

$$y(z) = y_1 \cosh kz + \frac{b_1}{k} \sinh kz \quad (3.25)$$

$$b(z) = y_1 k \sinh kz + b_1 \cosh kz \quad (3.26)$$

となる。ただし、 $\alpha = dx/dz$ 、 $\beta = dy/dz$  であることを用いている。今、四重極磁石の全長を  $w$  とすると四重極磁石の輸送行列は

$$\begin{pmatrix} \cos kw & k^{-1} \sin kw & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin kw & \cos kw & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh kw & k^{-1} \sinh kw & 0 \\ 0 & 0 & -k \sinh kw & \cosh kw & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

であることがわかる。

ここで  $k^2 > 0$  のとき、式 (3.14) から  $xz$  平面においては  $z$  軸への復元力が働くので収束する一方、式 (3.15) からは  $yz$  平面において  $z$  軸から離れる向きに力が働くので発散することがわかる。逆に、 $k^2 < 0$  とするとその逆で  $xz$  平面に対して発散、 $yz$  平面に対して収束の効果が得られる。以上のことから、四重極磁石はイオン光学においてはレンズとして捉えることが出来る。

### 3.2.3 双極磁石

平行に異なる磁極が配置された磁石である双極磁石によって空間に一様な磁場が形成される。この中で荷電粒子が通過するとき、ローレンツ力は粒子の運動と垂直の向きにかかるので、粒子は円軌道を描く。よって磁石の形状は扇形を取ることが多い。

粒子が磁場を通過する際、電荷や運動量が異なれば曲率半径が異なるので、異なる粒子を別の位置にふるい分けることが出来る。このことから、双極磁場は光学的には分光器と同じ役割を果たす。

#### 3.2.3.1 一様磁場中の輸送行列

磁場は  $B_y = b_0 \neq 0$ 、 $B_x = B_z = 0$  と与えられるとする。電荷  $q$ 、運動量  $p_0$  でこの磁場を通過する粒子は  $xz$  平面上で円軌道を描き、その曲率半径を  $\rho_0$  とする。このとき、

$$\rho_0 = \frac{p_0}{qB_0} \quad (3.28)$$

である。図 3.1 のように中心軌道に対して  $x_1$  離れて  $a_1$  の角度を持った粒子の軌道を考え、図のように  $u$ 、 $v$  の座標を取る。

軌道に対して

$$[u - x_1 - \rho_0(1 - \cos a_1)]^2 + [v - \rho_0 \sin a_1]^2 = \rho_0^2 \quad (3.29)$$

が成り立つ。ここで、 $x_1 \ll \rho_0$ 、 $a_1 \ll 1$  であるとすると

$$u^2 - 2x_1u + v^2 - 2\rho_0a_1v = \rho_0^2 \quad (3.30)$$

となる。今、粒子が角度  $\phi$  だけ動いたとする。求めたいのはある軌道の中心軌道からの位置のずれ  $x(\phi)$  と角度のずれ  $a(\phi)$  である (ただし  $a(\phi) = dx/d(\rho_0\phi)$ )。よって粒子の位置を

$$u = [\rho_0 + x(\phi)] \cos \phi \quad (3.31)$$

$$v = [\rho_0 + x(\phi)] \sin \phi \quad (3.32)$$

$$(3.33)$$

とおき、 $x(\phi)$ 、 $a(\phi)$  を求める。これら 2 式より、

$$u^2 + v^2 - \rho_0^2 = 2x(\phi)\rho_0 \quad (3.34)$$

となる。ただし  $x(\phi)^2$  は無視した。これを式 (3.30) に代入し、 $u \sim \rho_0$ 、 $v \sim \rho_0$  として  $x(\phi)$  について解くと

$$x(\phi) = x_1 \cos \phi + a_1 \rho_0 \sin \phi \quad (3.35)$$

$$a(\phi) = -(x_1/\rho_0) \sin \phi + a_1 \cos \phi \quad (3.36)$$

と解ける。

今、運動量が  $p = P_0(1 + \delta)$  とすると  $\rho = \rho_0(1 + \delta)$  となる。このとき式 (3.29) は

$$u^2 - 2x_1u + v^2 - 2a_1\rho_0(1 + \delta)v = \rho_0^2(1 + 2\delta) \quad (3.37)$$

となり、同様の手順で  $x(\phi)$ 、 $a(\phi)$  を求めると

$$x(\phi) = x_1 \cos \phi + \rho_0 a_1 \sin \phi + \rho_0 \delta (1 - \cos \phi) \quad (3.38)$$

$$a(\phi) = -(x_1/\rho_0) \sin \phi + a_1 \cos \phi + \delta \sin \phi \quad (3.39)$$

となる。

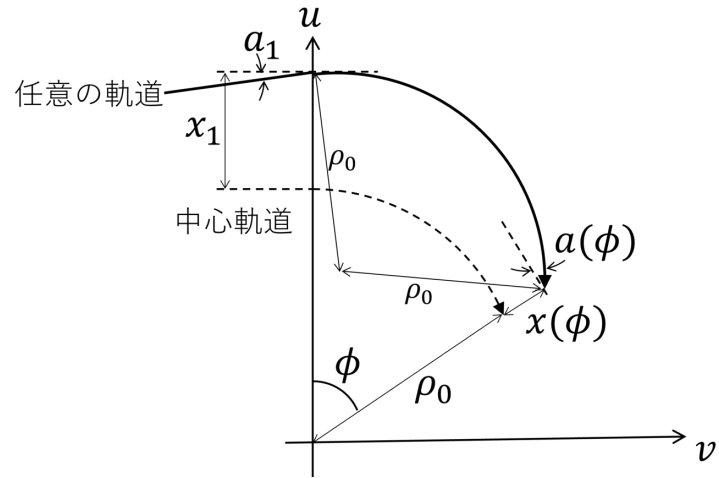


図 3.1 一様磁場にて取る軌道。

また、 $yz$  平面の運動については、磁場の影響を受けずに距離  $\rho_0\phi$  のドリフトと同じである。よって双極磁石による一様磁場の輸送行列は

$$\begin{pmatrix} \cos \phi & \rho_0 \sin \phi & 0 & 0 & \rho_0(1 - \cos \phi) \\ -\rho^{-1} \sin \phi & \cos \phi & 0 & 0 & \sin \phi \\ 0 & 0 & 1 & \rho_0\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

であると求められる。特に  $(x|\delta)$  の効果によって、異なる運動量の粒子を位置  $x$  ごとに分けることが出来ることがわかる。このことから、双極磁石は光学的には分光器として捉えることが出来る。

## 第4章

# シミュレーション

### 4.1 シミュレーションソフト

#### 4.1.1 GICOSY

GICOSY とは、ドイツ重イオン研究所 (GSI) で開発された光学計算のためのソフトである。節 3.2 で述べたような手法を用いて、磁石やドリフト長など光学要素を設置し、それらの輸送行列を掛け合わせることで光学系全体の輸送行列を 3 次まで算出することができる。

また、GICOSY 内の計算では磁場の強さなどをパラメータとして特定の行列要素や行列要素をもとにした量を 0 にするようなフィッティングを行うことも可能である。本研究では、この機能を用いて、( $\alpha$ ,  ${}^6\text{He}$ ) 反応測定に最適な磁場の設定などを求めた。

##### 4.1.1.1 磁場のインプットについて

GICOSY 内における Q 磁石と D 磁石の設定について述べる。Q 磁石は、磁石の長さ・aperture 半径・磁極における磁束密度を入力することで設定ができる。ただし、LAS の Q 磁石は四重極磁場だけではなく、六重極や八重極の成分も含んだ多重極磁石であるため (項 4.4 にて詳述)、GICOSY 上では多重極磁石を設置し、LAS の Q 磁石を再現した。一方、D 磁石は中心軌道半径と偏向角度をおもに入力することになっており、磁場の値を直接入力しているわけではない。従って、D 磁石の磁場を変更するような操作をする際は、中心軌道を通る粒子の質量・電荷・運動量を変更することで再現する。

#### 4.1.2 MOCADI

MOCADI とは、GICOSY 同様 GSI で開発された粒子軌道計算ソフトである。GICOSY にて算出した輸送行列をもとに、始点においてある位置 ( $x_0, y_0$ )・角度 ( $a_0, b_0$ )・運動量 ( $\delta$ ) で出発してイオン光学系を通過した粒子に対して、指定した面での位置・角度・エネルギーなどを計算することができる。始点における  $x_0, a_0, y_0, b_0, \delta$  に対して、一様分布やガウス分布などに従う乱数を振ることが出来、その中央の値と幅を指定することが出来る。

また、GICOSY で定めた光学系の中を、 $\alpha$  や  ${}^6\text{He}$  といった異なる運動量の粒子が通過することを考えるが、これは  $\delta$  の値を調節することで実現した。

### 4.2 シミュレーション上でのジオメトリ

GICOSY、MOCADI 上で図 4.1 のような配置をした。シミュレーション上では、標的 ( $\alpha$  や  ${}^6\text{He}$  など粒子が発射される点)、Q 磁石、D 磁石、焦点面とそれらの間に適切なドリフト距離を設置した。黒太線はコリメーターを表しており、図中に書かれた大きさの穴が空いている。これらは主に、磁石前後の入口と出口の大きさとして設定されている。

実際の LAS ではドリフト距離の部分はダクトがあるが、シミュレーションソフト上ではそれを再現する

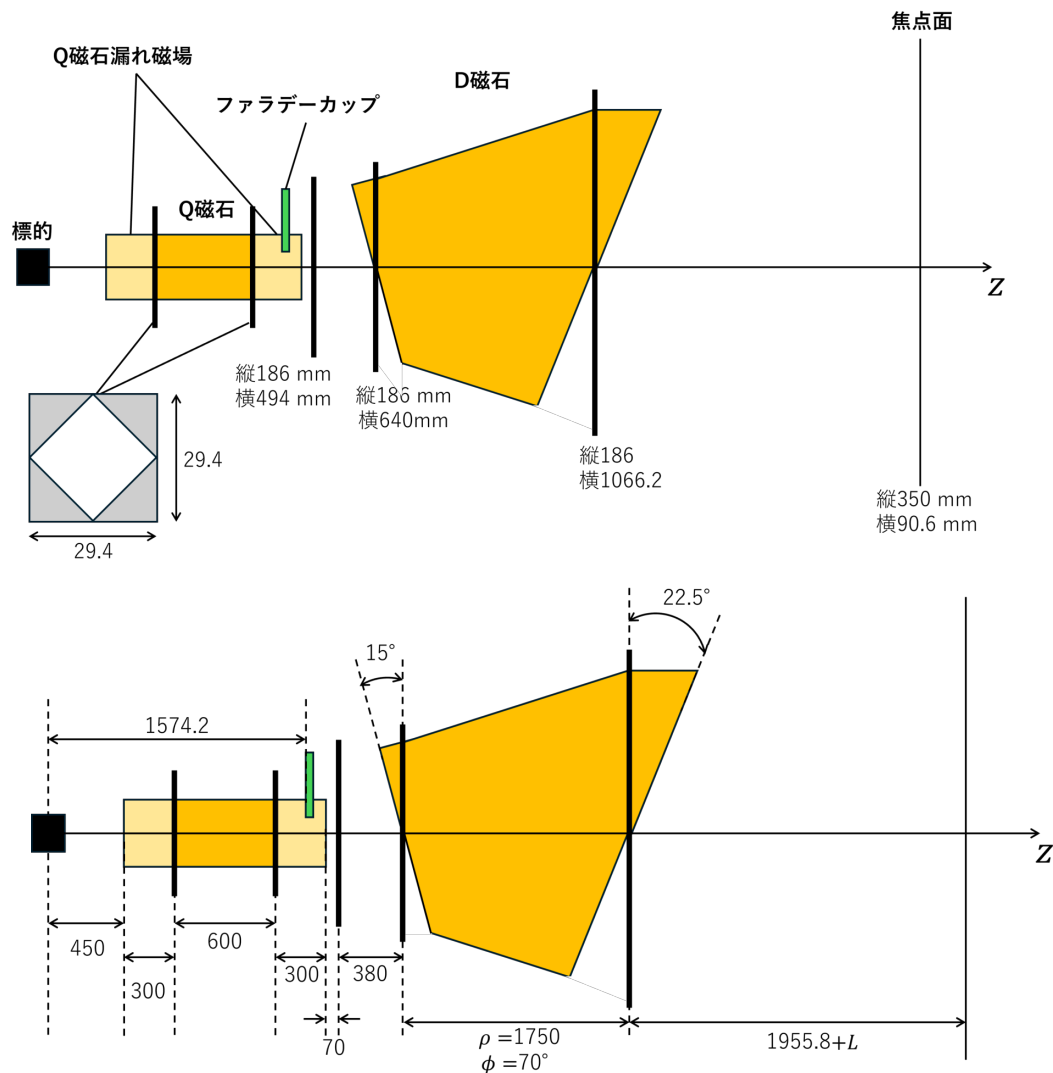


図 4.1 GICOSY、MOCADI 上でのジオメトリ。(上) 設置した光学要素。(下) 各要素間の長さ。L はのちに GICOSY でフィッティングを行う際のパラメータである。黒太線はコリメーター(穴)でこれより外に来た粒子は消えるという処理がされる。

ことが出来ない。標的と Q 磁石の間は、Q 磁石の入り口として構えているコリメーターがダクトの大きさよりも小さいため、問題ないとしている。Q 磁石と D 磁石の間は、ダクトの中心の位置にダクトと同じ大きさのコリメーターを配置することで再現を試みている。

Q 磁石は、大きさ自体は aperture 半径 11 cm、長さ 60 cm とされているが、後述する漏れ磁場の影響を考慮しているので、磁場自体は 120 cm の長さの領域を考えている。Q の磁場の符号については、この Q 磁石によって垂直方向のフォーカスを決められるように取っている。

D 磁石は中心軌道半径 1.75 m、全偏向角  $70^\circ$  である。中心軌道に垂直な面に対して  $y$  軸を中心に、入口が  $15^\circ$ 、出口が  $22.5^\circ$  傾いており、シミュレーション上でも再現が出来ている。この D 磁石出入口の傾きによって、水平方向のフォーカスを決めている。しかし、D 磁石の漏れ磁場に関してはシミュレーション上で再現できないものとして考慮していない。

これらの配置をし、例えば GICOSY 上で  $(x|a) = (y|b) = 0$  としたときのシミュレーション内の LAS の配置及び粒子の軌道の様子を表したのが図 4.2、4.3 である。輸送行列を一次まで計算した結果が図 4.2 であり、左の図は GICOSY で再現した LAS の全体像、右の図は  $xz$  平面、 $yz$  平面で見た時の軌道の様子である。ただし、軌道は  $a_0$ 、 $b_0$ 、 $\delta$  に対して 3 つずつの値を取った時の計 27 通りの軌道が描かれている。 $(x|a) = (y|b) = 0$  としているので  $xz$ 、 $yz$  平面いずれも出発したときの角度に依らず中心軌道に垂直な平面上で収束しており、異なる  $\delta$  のときに異なる  $x$  で収束している。図 4.3 は三次の輸送行列を計算した結果である。 $(x|a) = (y|b) = 0$  としているので  $\delta = 0$  の軌道はどちらも 1 点に収束している。 $\delta$  が有限の値を取るときは、 $xz$  平面では異なる  $z$  の位置で収束し、 $yz$  平面では焦点面より上流で収束している軌道もあれ

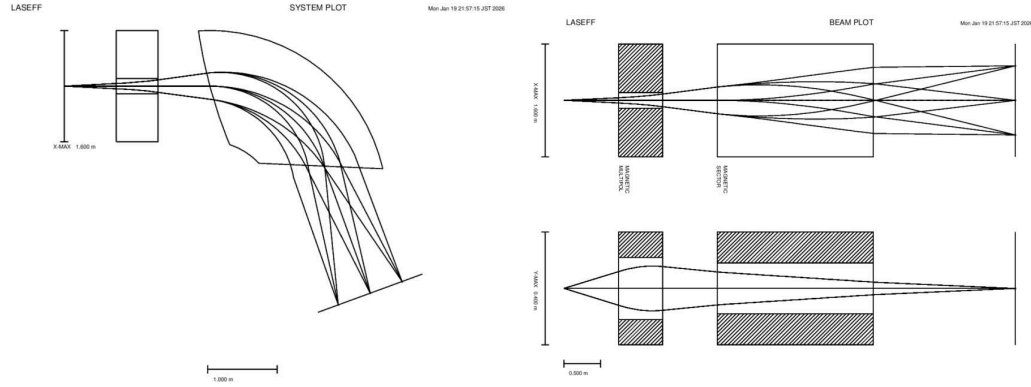


図 4.2 一次の輸送行列での GICOSY 計算結果。(左)全体像と粒子軌道。(右上) $xz$  平面での軌道。(右下) $yz$  平面での軌道。

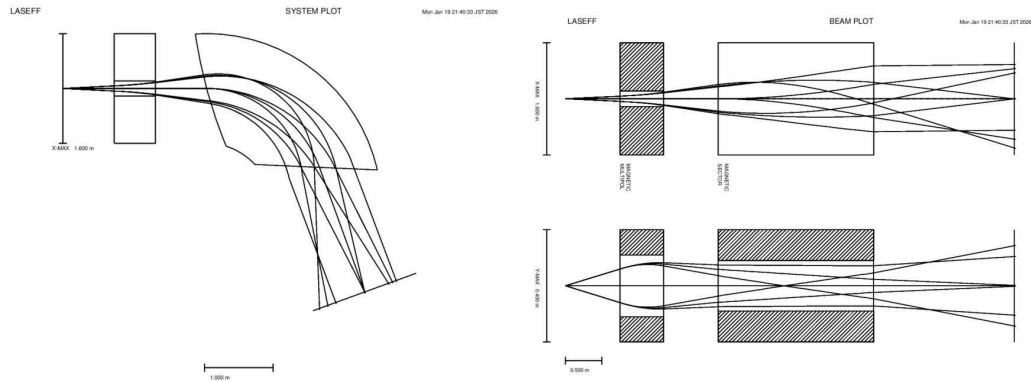


図 4.3 三次の輸送行列での GICOSY 計算結果。(左)全体像と粒子軌道。(右上) $xz$  平面での軌道。(右下) $yz$  平面での軌道。フォーカスに関して  $\delta$  が絡む高次の効果が見受けられる。

ば最終的に発散するような軌道もあることがわかる。これらは  $(x|a\delta)$  などといった高次の項の効果によるものである。本研究では、より精密な軌道をシミュレーションするために三次の輸送行列までを考慮する。

図 4.3 左を見るとわかる通り、LAS の焦点面は、中心軌道に垂直な面に対して傾いており、その角度は  $57.7^\circ$  である (tilting angle,  $\theta_{\text{tilt}}$ )。GICOSY、MOCADI 上でこの傾いた焦点面における粒子の像を再現することはできず、中心軌道に垂直な面上での情報しか取得できない。しかし、その場所での位置と角度  $x_f$ 、 $a_f$ 、 $y_f$ 、 $b_f$  を用いて、傾いた焦点面上での情報  $x_{\text{foc}}$ 、 $a_{\text{foc}}$ 、 $y_{\text{foc}}$ 、 $b_{\text{foc}}$  は幾何学的に以下の式で求めることが出来る。

$$x_{\text{foc}} = \frac{x_f}{\cos \theta_{\text{tilt}} - a_f \sin \theta_{\text{tilt}}} \quad (4.1)$$

$$a_{\text{foc}} = a_f + \theta_{\text{tilt}} \quad (4.2)$$

$$y_{\text{foc}} = \frac{y_f + x_f b_f}{1/\tan \theta_{\text{tilt}} - a_f} \quad (4.3)$$

$$b_{\text{foc}} = b_f \quad (4.4)$$

### 4.3 座標系の取り方

シミュレーション上での座標は図 2.3 の通り、ビームの中心軌道に沿って  $z$  軸を取った右手系である。従って、軌道における  $x$  が大きくなることは外側の軌道を通ることを意味し、 $y$  が大きくなることは垂直上向きの軌道を通ることになる。また、水平・垂直方向の角度  $a$ 、 $b$  もそれぞれ  $x$ 、 $y$  が大きくなるような向きをプラスに考える。

## 4.4 Q 磁石の磁場の扱い

磁石内部の磁場は基本的には一様であるが、その入り口と出口では磁場がなくなることはなく、形がゆがめられた漏れ地場が存在する。これを Fringing field と呼ぶ。1992 年の RCNP Annual Report にて [2]、LAS の磁石に対して磁場の測定が行われた。LAS で用いられる Q 磁石は Collision 型と呼ばれるもので、高次収差を減らすために六重極成分や八重極成分も含まれている。それぞれの成分に対して磁場の測定が行われ、以下にその手法について述べる。

一般に、多重極磁石における一様磁場領域の磁場は

$$\phi = \sum_{n=1}^5 (n+1)^{-1} B_n R^{-n} r^{n+1} \sin(n+1)\theta \quad (4.5)$$

なるポテンシャルを用いて、 $\mathbf{B} = \nabla\phi$  と表される。ここで、 $n$  は  $2(n+1)$  成分であることを表し、 $B_n$  は有効半径  $R$  における磁場の値である。 $G_n = B_n/R^n$  と勾配を表すとき、一様磁場の各  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向の成分は

$$B_x = G_1 y + G_2 (2xy) + G_3 (3x^2 y - y^3) + G_4 \cdot 4(x^3 y - xy^3) + G_5 (5x^4 y - 10x^2 y^3 + y^5) \quad (4.6)$$

$$B_y = G_1 x + G_2 (x^2 - y^2) + G_3 (x^3 - 3xy^2) + G_4 (x^4 - 6x^2 y^2 + y^4) + G_5 (x^5 - 10x^3 y^2 + 5xy^4) \quad (4.7)$$

$$B_z = 0 \quad (4.8)$$

と表せる。これらに対し、 $y = 0$  の median plane を考える。このとき、

$$B_y = G_1 x + G_2 x^2 + G_3 x^3 + G_4 x^4 + G_5 x^5 \quad (4.9)$$

となり、ある  $z$  における  $x$  に対する磁場を測定し、5 次関数でフィッティングをすることで  $G_n$  を求めることができる。これを様々な  $z$  で行った結果が図 4.4 である。この図は磁石に流す電流が 500 A のときの  $x = 10$  cm における各成分を表している。

ただし、これは Q 磁石に流す電流が 500 A のときのものであり、適当な規格化が必要である。その方法についても同 Annual Report [2] に記載がある。Q 磁石の電流値に対してそれぞれの成分の磁場の分布は変化せず、全磁場値による規格化が可能である。即ち、電流値を変化させたときの全磁場を  $B_I$  とすると、各成分の磁場を決める係数である  $G_n(I)$  は、図 4.4 から読み取れる  $G_n(500A)$  を用いて

$$G_n(I) = \frac{B_I}{B_{500A}} G_n(500A) \quad (4.10)$$

$$\equiv b_{\text{eff}} G_n(500A) \quad (4.11)$$

として決めることができる。このとき、Q 磁石に流れる電流と全磁場の強さの関係は 4.5 から読み取ることが出来る。

ファラデーカップの設置を考えている場所は図 4.4 の  $z = 27.4$  cm の地点であり、Fringing field の内部である。ファラデーカップのサイズ最適化のために、このことを考慮する必要がある。その方法として、シミュレーションソフト上で、Q 磁石による磁場が効いている領域 (Q 磁石の中心から  $\pm 60$  cm) を 40 等分し、各区分に Q 磁石を配置した。このとき、分割された各磁石の磁場の強さは図 4.4 から各成分の磁場の強さを読み取り、適当な係数をかけることで決定することができる。この係数を GICOSY にてフィッティングを行う際のパラメータとして用いた。

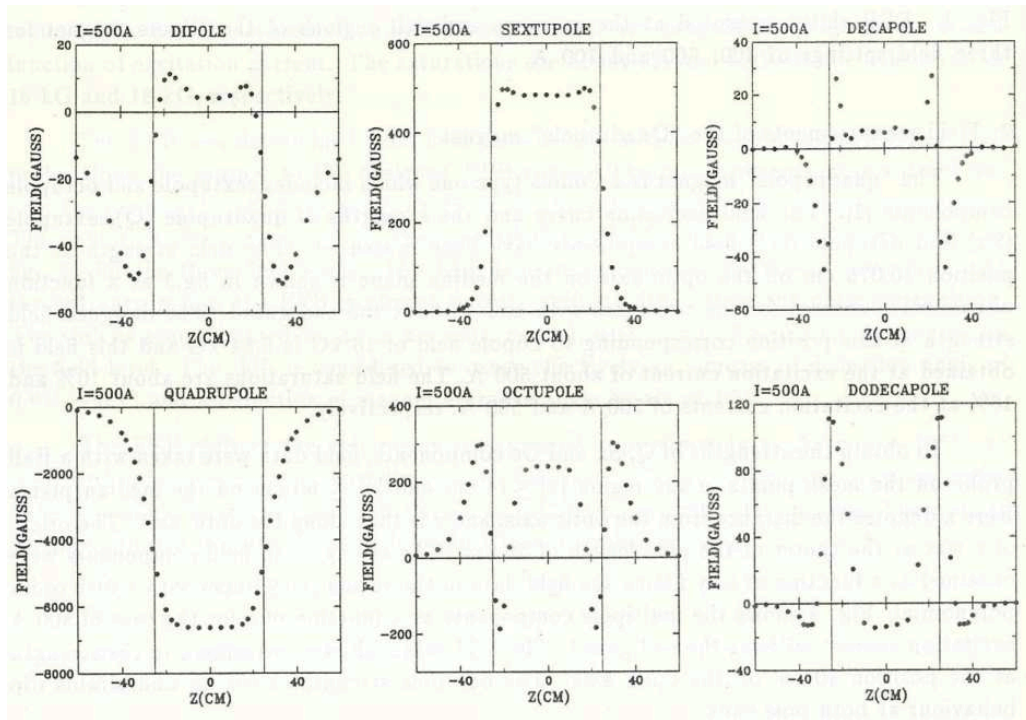


図 4.4 Q 磁石における四重極から十二重極までの成分の磁場。  $I = 500\text{A}$  において  $y = 0$  平面内の中心から 10 cm 離れたところの磁場 [2]。

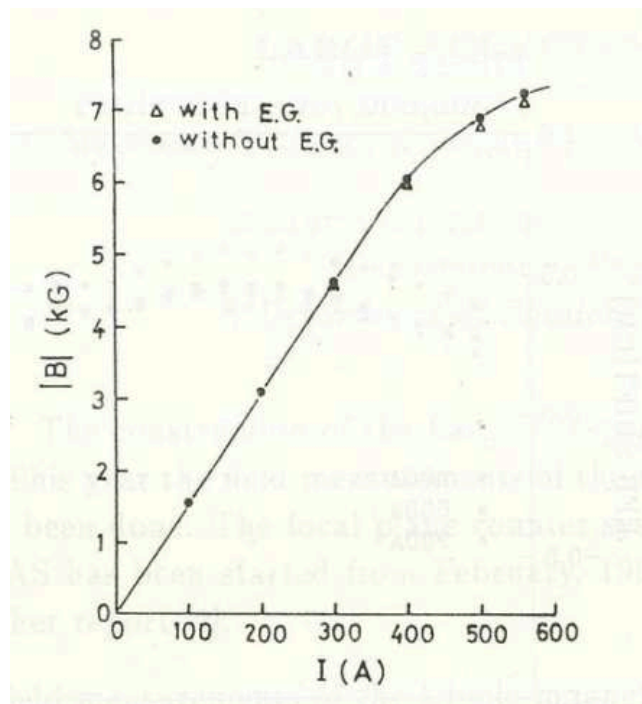


図 4.5 Q 磁石における電流と磁場の強さの関係。

## 第5章

# シミュレーション結果と考察

### 5.1 イオン光学系の最適化

GICOSY のフィッティング機能を用いて光学系の最適化をした。パラメータには「Q 磁石の強さ」と「D 磁石の出口から焦点面までの距離 (図 4.1 の  $L$ )」の 2 つを取ることで、2 つの量について最適化が出来る。また、フィッティングパラメータとは別に、中心軌道運動量の大きさ即ち D 磁石の強さも自由度としてある。これらをもとに、

- 焦点面に到達する弾性散乱の広がり最小化
- 縦角度分解能の向上

の 2 点を達成するようなフィッティングと中心軌道運動量の設定を行うことで光学系を最適化をした。

#### 5.1.1 焦点面における弾性散乱の像

弾性散乱への対処としての elastic stopper を考えるために、焦点面に到達する弾性散乱の位置広がりを最小にすることを旨とする。まずは、弾性散乱が焦点面検出器上のどの位置にあたると像が最小になるかを考える。図 2.5 から、弾性散乱が中心軌道運動量  $\delta = 0$  になるような設定をすると、基底状態からの  ${}^6\text{He}$  が  $\delta = 13\%$  程度の位置にくることがいえる。弾性散乱が  $\delta > 0$  になる即ち焦点面上での  $x$  座標である  $x_{\text{foc}}$  について  $x_{\text{foc}} > 0$  に来るような設定をする即ち中心軌道運動量を小さくすると、基底状態からの  ${}^6\text{He}$  の  $\delta$  が大きくなり運動量アクセプタンス  $\delta = +15\%$  の外に行ってしまうため、弾性散乱が  $\delta \leq 0$  になるような中心軌道運動量の設定が必要である。図 5.1 左は弾性散乱が焦点面の真ん中に来るように、右は  $\delta = -20\%$  で運動量アクセプタンスの外に来るように中心軌道運動量を設定したときの弾性散乱の像である。ただし、反応点の大きさは 1 mm、角度広がりアクセプタンスを覆う大きさの様な分布、運動量広がり  $1/1000$  で  $\alpha$  粒子を飛ばしたときの像である。運動量は角度によって変化するが、図 2.5 より無視できるとした。また、弾性散乱は散乱断面積に基づく激しい角度分布を持つが、現時点では弾性散乱の到達する位置とその広がり方にのみ着目しているため、角度分布を一様にして考える。これを見ると、弾性散乱が中心に来るようにしたときは縦 40 mm 横 20 mm 程度だった像が、アクセプタンスの外に出した時は縦 400 mm 横 35 mm 程度になっている。elastic stopper を考えるにあたり特に横幅が重要になるのでこれについて考える。横幅の差は  $(x|a\delta)$  や  $(x|a\delta\delta)$  などの高次の効果によるもので、主には

$$x_f = \dots + [(x|a) + (x|a\delta)\delta + (x|a\delta\delta)\delta^2] a_0 + \dots \quad (5.1)$$

に対して  $\delta \neq 0$  によって  $a_0$  の広がりに対する焦点面での  $x_f$  の広がりが大きくなったためだと考えられる。実際、GICOSY の結果から  $(x|a\delta) = 9.5 \text{ m/rad}$ 、 $(x|a\delta\delta) = -17 \text{ m/rad}$  であることがわかり、 $\delta = -20\%$ 、 $a_0 = \pm 60 \text{ mrad}$  に対して約 30 mm 広がるということがいえる。以上のことから、弾性散乱が焦点面の中心にくるように中心軌道運動量を設定すればよいことが窺える。

このもとの、焦点面の中心  $\delta = 0$  にやってくる弾性散乱の横幅を最小化するためには、弾性散乱が焦点面上で収束させる必要がある。即ち、反応点での角度の広がりに対して焦点面上で 1 点に集まる条件を考

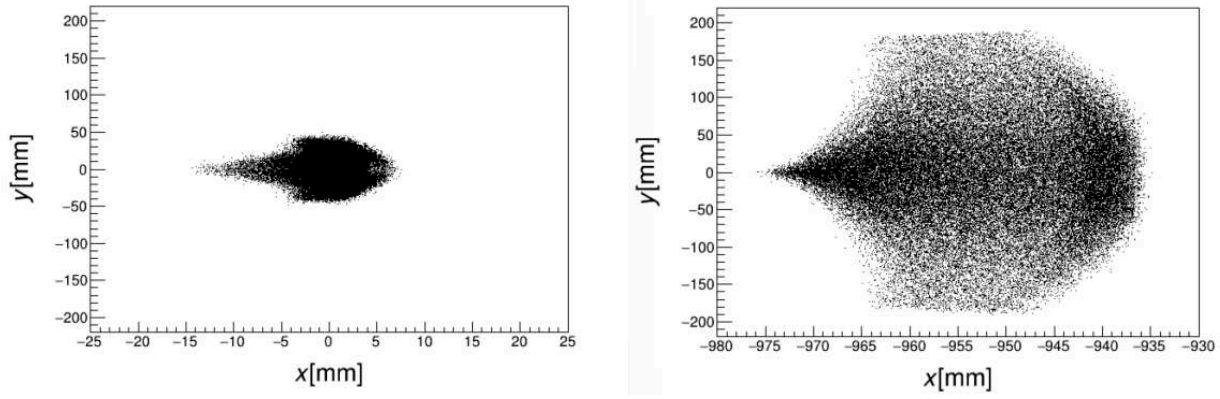


図 5.1 (左) 焦点面検出器の中心に弾性散乱が来るようにしたときの弾性散乱の位置。(右) 検出器の外側に弾性散乱が来るようにしたときの弾性散乱の位置。高次の効果によって後者の方が広がりが大きくなっているのがわかる。

えることになる。スペクトロメータにおいて水平方向と垂直方向は輸送行列を 1 次で考える範囲では独立とみなせるので、収束の条件は  $(x|a) = 0$  となることがわかる。このとき、elastic stopper は、大まかには  $x_{\text{foc}} < 0$  の領域に設置することとなり、測定できるのは  $x_{\text{foc}} > 0$  即ち  $\delta > 0$  の領域になる。

## 5.1.2 角度分解能の達成

### 5.1.2.1 LAS の角度分解能

LAS の角度分解能は水平・垂直方向の角度分解能  $\sigma_a$ 、 $\sigma_b$  を用いて

$$\sigma_{\theta_{\text{det}}} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2} \quad (5.2)$$

と見積もる。

### 5.1.2.2 水平・垂直方向の角度分解能

$\sigma_a$  と  $\sigma_b$  について考える。焦点面上の  $x_{\text{foc}}$ 、 $a_{\text{foc}}$ 、 $y_{\text{foc}}$  は、反応点での  $x_0$ 、 $a_0$ 、 $y_0$ 、 $b_0$ 、 $\delta$  と一次の輸送行列を用いて

$$x_{\text{foc}} = (x|x)x_0 + (x|a)a_0 + (x|\delta)\delta \quad (5.3)$$

$$a_{\text{foc}} = (a|x)x_0 + (a|a)a_0 + (a|\delta)\delta \quad (5.4)$$

$$y_{\text{foc}} = (y|y)y_0 + (y|b)b_0 \quad (5.5)$$

と表せる。これを  $(x|a) = 0$  を踏まえて  $a_0$ 、 $b_0$ 、 $\delta$  について解くと

$$a_0 = \frac{1}{(a|a)}a_{\text{foc}} - \frac{(a|\delta)}{(x|\delta)(a|a)}x_{\text{foc}} + \frac{(x|\delta)(a|x) - (x|x)(a|\delta)}{(x|\delta)(a|a)}x_0 \quad (5.6)$$

$$\delta = \frac{1}{(x|\delta)}x_{\text{foc}} - \frac{(x|x)}{(x|\delta)}x_0 \quad (5.7)$$

$$b_0 = \frac{1}{(y|b)}y_{\text{foc}} - \frac{(y|y)}{(y|b)}y_0 \quad (5.8)$$

となることがわかる。このことから、 $\sigma_a$  と  $\sigma_b$  は

$$\sigma_a^2 = \left(\frac{1}{(a|a)}\right)^2 \sigma_{a_{\text{foc}}}^2 + \left(\frac{(a|\delta)}{(x|\delta)(a|a)}\right)^2 \sigma_{x_{\text{foc}}}^2 + \left(\frac{(x|\delta)(a|x) - (x|x)(a|\delta)}{(x|\delta)(a|a)}\right)^2 \sigma_{x_0}^2 \quad (5.9)$$

$$\sigma_b^2 = \left(\frac{1}{(y|b)}\right)^2 \sigma_{y_{\text{foc}}}^2 + \left(\frac{(y|y)}{(y|b)}\right)^2 \sigma_{y_0}^2 \quad (5.10)$$

として求められる。ここで  $\sigma_{x_{\text{foc}}}$  と  $\sigma_{y_{\text{foc}}}$  は焦点面における水平・垂直方向の位置分解能であり、位置検出器の性能に依存する。今回は、位置検出器として用いられている VDC の典型的な位置分解能として

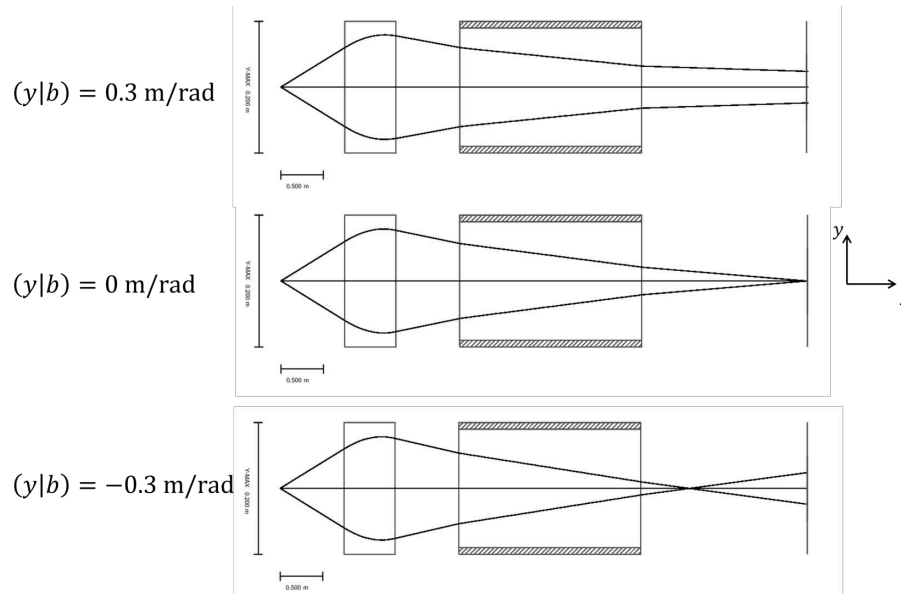


図 5.2  $(y|b)$  を変化させたときの粒子軌道の違い。真ん中のフォーカスに対し、上のような状態を「アンダーフォーカスモード」、下のような状態を「オーバーフォーカスモード」と呼ぶ。

$\sigma_{x_{\text{foc}}} = \sigma_{y_{\text{foc}}} = 0.5 \text{ mm}$  と考える。 $\sigma_a$  も同様に焦点面検出器の角度分解能であり、典型値として  $5 \text{ mrad}$  とする。また  $\sigma_{x_0}$  と  $\sigma_{y_0}$  は反応点での位置の広がりであり、ビームの性能によって決まる。今回は、ビームの典型的な位置広がりとして  $\sigma_{x_0} = \sigma_{y_0} = 1 \text{ mm}$  を仮定した。これらの情報から、フィッティングパラメータである Q 磁石の強さと D 磁石出口から焦点面までの距離を決めると行列要素が決まり、式 (5.9)、(5.10) に代入することで角度分解能を求められる。

パラメータとしている Q 磁石の磁場の強さを変えることによって、水平方向の発散の度合いが変わり、で水平方向の輸送行列も変化する。しかし、Q 磁石は主に垂直方向のフォーカスに関わっているため、 $\sigma_a$  は大きく変化することはない。実際に GICOSY 上で Q 磁石の強さを変えた際にも  $\sigma_a$  が変わらないことを確認しており、その値は高々  $2.5 \text{ mrad}$  程度であった。よって今回は  $\sigma_a = 3 \text{ mrad}$  として考える。このとき、合計の角度分解能達成のためには  $\sigma_b = 13.6 \text{ mrad}$  となればよいことがわかる。

### 5.1.2.3 垂直角度分解能向上のために

式 (5.10) において、 $\sigma_{y_f}$  と  $\sigma_{y_0}$  が固定のとき、 $\sigma_b$  を最小にするには、 $(y|y)$  の絶対値を小さくして  $(y|b)$  の絶対値を大きくするように光学系を決めればよいことが言える。 $(y|y)$  については、反応点のずれによる焦点面での像の広がりを減らすということで理解できる。 $(y|b)$  については図 5.2 を通じて理解が出来る。今、 $y_0 = 0$  として考える。 $(y|b) = 0$  のとき、様々な  $b_0$  に対してすべてが  $y_{\text{foc}} = 0$  に到達してしまい、 $y_{\text{foc}}$  から  $b_0$  を求めることはできない。しかし、 $(y|b) \neq 0$  のとき、焦点面で測定した  $y_{\text{foc}}$  に対応して  $b_0$  が一つ求まることがわかり、その絶対値が大きいくほど  $b_0$  に対する  $y_{\text{foc}}$  がよく分離される。焦点面検出器である VDC は垂直方向の角度分解能が悪いため、角度分解能を上げるために、このようにして焦点面上での位置の情報から反応点での角度の情報を引き出す手法を用いる。特に、 $(y|b) > 0$  のとき (図 5.2 上) のときは焦点が焦点面の下流にあることから「アンダーフォーカスモード」、 $(y|b) < 0$  (図 5.2 下) のときは焦点が焦点面上流側にあり、「オーバーフォーカスモード」と呼ばれる。また、 $(y|b)$  の絶対値が大きすぎると今度は収束の効果が弱まることでビームが広がり、ダクトなどにぶつかってしまうため焦点面まで粒子が届かない部分が生じる。よって、程よい大きさの  $(y|b)$  を設定することが求められる。これは垂直方向の収束を決める Q 磁石の強さによって主に決まるので、実際には Q 磁石の強さを最適化していることに対応する。

### 5.1.2.4 高次の効果

図 5.3(左) は、GICOSY 上で  $(x|a) = (y|b) = 0$  となるようにフィッティングを行った光学系で輸送行列を求め、MOCADI 上で運動量・角度アクセプタンス全体を覆えるような一様分布の  ${}^6\text{He}$  を飛ばした時の

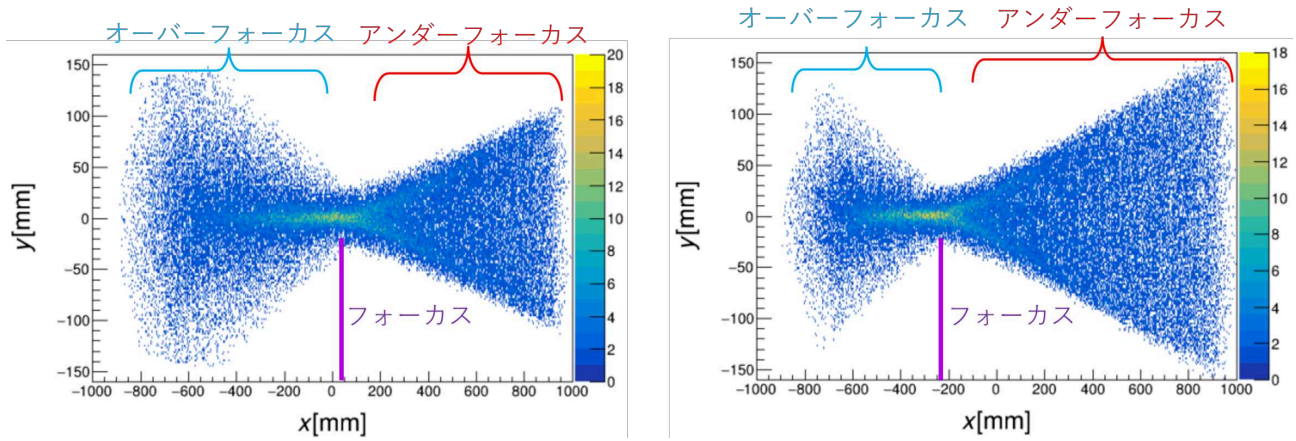


図 5.3 (左) $(x|a) = (y|b) = 0$  のときの焦点面での粒子の位置。(右) 光学系を最適化した後の焦点面での粒子の位置。

焦点面の位置情報  $y_{\text{foc}} - x_{\text{foc}}$  図である。この図において、 $x_{\text{foc}} \neq 0$  即ち  $\delta \neq 0$  となるような領域において垂直方向に粒子が散らばっていることがわかる。これは高次の輸送行列要素  $(y|b\delta)$  に起因していると考えられる。というのも、この項によって  $y_{\text{foc}}$  は

$$y_{\text{foc}} = (y|y)y_0 + [(y|b) + (y|\delta)\delta] b_0 \quad (5.11)$$

$$\equiv (y|y)y_0 + (y|b)_{\text{eff}} b_0 \quad (5.12)$$

というように決まり、 $\delta$  が有限のとき  $b_0$  にかかる実効的な係数である  $(y|b)_{\text{eff}}$  に  $\delta$  依存性が生じる。このとき、式 (5.10) は

$$\sigma_b^2 = \left( \frac{1}{(y|b)_{\text{eff}}} \right)^2 \sigma_{y_{\text{foc}}}^2 + \left( \frac{(y|y)}{(y|b)_{\text{eff}}} \right)^2 \sigma_{y_0}^2 \quad (5.13)$$

となる。ここで GICOSY の計算から  $(y|b\delta) \sim 7 > 0$  であることがわかる。 $(y|b) = 0$  のもとで考えると、 $\delta$  の符号と  $(y|b)_{\text{eff}}$  の符号は一致しており、 $\delta$  が 0 から離れる即ち焦点面の中心から離れるほど垂直方向の広がりが増える。これらのことから、図 5.3 左において、焦点面上で  $x_{\text{foc}} > 0$  のところでアンダーフォーカス、 $x_{\text{foc}} < 0$  のところでオーバーフォーカス、 $x_{\text{foc}} = 0$  のところでフォーカスになっているということがわかる。

Q 磁石の強さを変化させると、 $(y|b)$  が大きく変化する。それに伴って焦点面上でフォーカスする点即ち  $(y|b)_{\text{eff}} = 0$  となる場所の  $\delta$  の値が変化し、フォーカスする点の  $x_{\text{foc}}$  の位置がずれ、フォーカスする点より大きい  $x_{\text{foc}}$  でアンダーフォーカス、小さい  $x_{\text{foc}}$  でオーバーフォーカスになる (図 5.3(右))。今、elastic stopper の設置によって  $x_{\text{foc}} > 0$  の領域しかデータを取得できないので、この領域に対して  $(y|b)_{\text{eff}}$  の絶対値が大きくなっている必要がある。これを達成するために、フォーカスする点を  $x_{\text{foc}} < 0$  にずらすように Q 磁石の強さを変更すればよいことがわかる。このもとで角度分解能の向上を目指すにあたり、一番角度分解能が悪くなる箇所を考えるが、それは  $(y|b)_{\text{eff}}$  の絶対値が小さく垂直方向の広がりが一番小さい  $\delta = 0$  のところである。従って、式 (5.10) で表せるような垂直方向の角度分解能が 13.6 mrad となるようなフィッティングを行えばよい。

### 5.1.3 結果

以上のようにフィッティングを行ったところ、2つのパラメータは  $b_{\text{eff}} = 0.49$ 、 $L = -3.0$  cm となり、一次の行列要素は以下ようになった。ただし、 $x$ 、 $y$  の単位は m、 $a$ 、 $b$  の単位は rad である。

$$\begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.42 & 0 & 0 & 0 & 2.43 \\ -1.65 & -2.38 & 0 & 0 & 0.667 \\ 0 & 0 & -6.48 & 0.470 & 0 \\ 0 & 0 & -1.89 & -0.0151 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

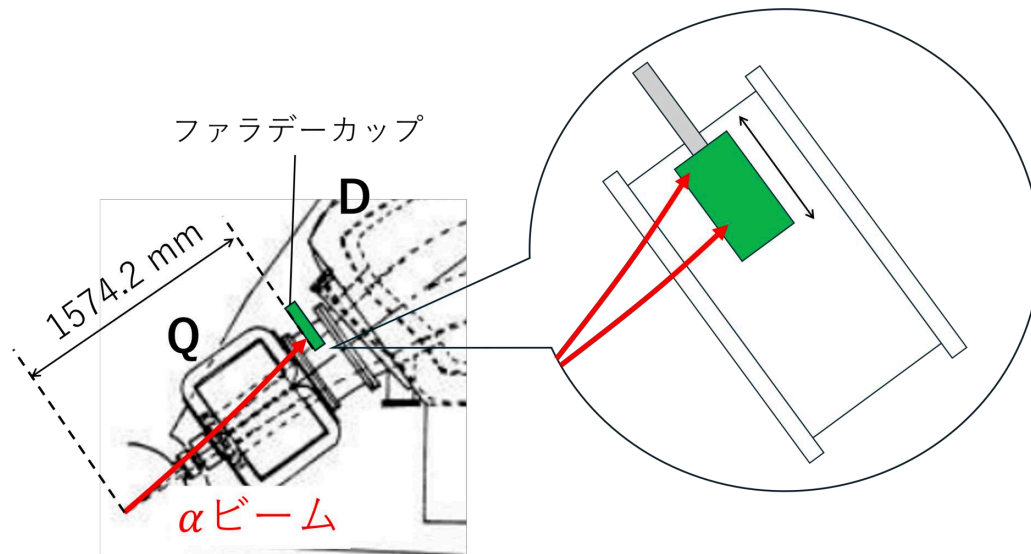


図 5.4 LAS における前方角度用ファラデーカップの位置。

これをもとに  $\sigma_a$  と  $\sigma_b$  を計算すると、 $\sigma_a = 2.2$  mrad、 $\sigma_b = 13.6$  mrad となったため、LAS の合計の角度分解能は  $\sigma_{\theta_{rmdet}} = 16.8$  mrad となった。

また、角度分解能と同様の手法で  $\sigma_\delta$  即ち LAS の持つ運動量分解能も計算すると、 $\sigma_\delta = 2.68 \times 10^{-4}$  となった。これは、表 2.2.3 の値  $2 \times 10^{-4}$  よりも少し悪い程度であり、エネルギー分解能にすると約 46 keV になった。

## 5.2 前方角度用ファラデーカップ

節 5.1 にてイオン光学系が定まったので、今度はスペクトロメータに侵入する  $\alpha$  ビームの軌道を MOCADI を用いて調べ、ファラデーカップを設置する面でのビームの位置広がりを見る。そこから適切なファラデーカップのサイズを判断した。ファラデーカップの設置によって角度アクセプタンスが失われるので、それがどの程度になるのかも評価した。

### 5.2.1 ファラデーカップの設置場所

ファラデーカップの位置は Q 磁石の下流にあるダクトの内部、標的の中心から 1574.2 mm の位置に設置するのがよいと考えた。その際、図 5.4 のように、ダクトの壁からファラデーカップを棒で支え、ファラデーカップと反対側に駆動機構をつけることでファラデーカップの出し入れが可能となるような設計を考えた。これにより、実験中測定環境が変わってもある程度対応できるようになる。

以下、ファラデーカップが設置される位置での  $xy$  面を FC 面と呼ぶ。

### 5.2.2 ビームの再現

MOCADI を用いて FC 面上のビームの位置と広がり調べに当たり、ビームを再現するための MOCADI の入力となる粒子の情報を以下にまとめた。

- $x_0 = y_0 = 0$ 、 $\sigma_x = \sigma_y = 1$  mm
- $a_0 = \theta_{LAS}$ 、 $b_0 = 0$ 、 $\sigma_a = \sigma_b = 5.57$  mrad
- $\delta = 0$ 、 $\sigma_\delta = 1/2000$

中心軌道の向きを  $z$  軸にとっているので、 $a_0 = \theta_{LAS}$  とすることで散乱角度  $0^\circ$  方向に進むビームを再現できる。また、 $\sigma_a$  と  $\sigma_b$  については、ビームの持つ角度広がり 3 mrad に加え、標的中での角度 straggling

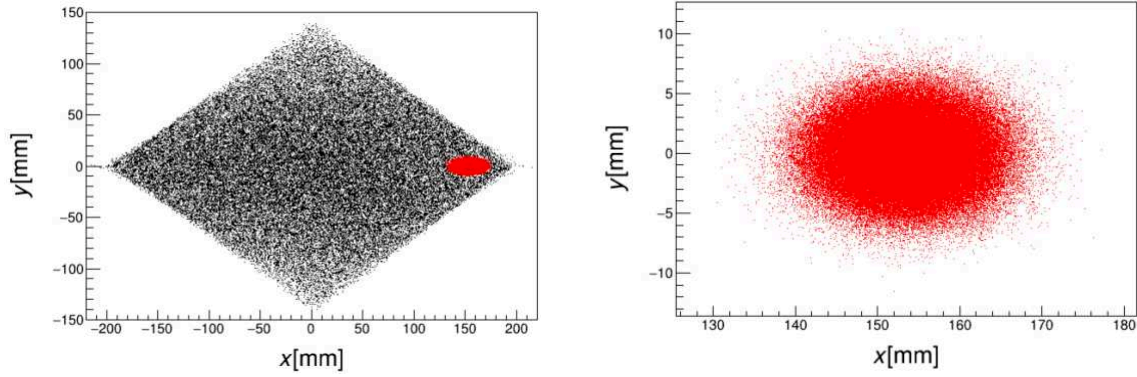


図 5.5 (左)FC 面での像。黒点が  ${}^6\text{He}$  の通過する領域、赤点が  $\alpha$  ビームの通過する領域。(右) ビームが通過する領域の拡大。

を考慮する。LISE++ の計算で、100 MeV の  $\alpha$  粒子が  $7 \text{ mg/cm}^2$  の  ${}^{120}\text{Sn}$  標的で起こす角度 straggling は、散乱角  $\theta$  に対して 6.58 mrad であることがわかる。今、水平・垂直方向の straggling に対し、

$$\sigma_{\theta_{\text{strag.}}} = \sqrt{\sigma_{a_{\text{strag.}}}^2 + \sigma_{b_{\text{strag.}}}^2} \quad (5.15)$$

が成り立つとする。ここで  $\sigma_{a_{\text{strag.}}} = \sigma_{b_{\text{strag.}}}$  とすると

$$\sigma_{a_{\text{strag.}}} = \sigma_{b_{\text{strag.}}} = \sigma_{\theta_{\text{strag.}}} / \sqrt{2} = 4.74 \text{ mrad} \quad (5.16)$$

となる。そのもとで

$$\sigma_a = \sqrt{\sigma_{a_{\text{strag.}}}^2 + \sigma_{a_{\text{beam}}}^2} \quad (5.17)$$

と計算し、 $\sigma_a = \sigma_b = 5.57 \text{ mrad}$  と求めた。

### 5.2.3 ファラデーカップにあたるビームの像

例えば  $\theta_{\text{LAS}} = 67 \text{ mrad}$  としたときの FC 面に到達するビームの位置は図 5.5 のようになる。このビームの像に対して 2次元ガウス分布でフィッティングを行うことで、中心の位置と水平・垂直方向の広がりがある。

### 5.2.4 LAS の設定角度

図 5.6 のように LAS の設定角度を変更すると、FC 面内でのビームの位置が変わる。 $\theta_{\text{LAS}} = 0^\circ$  のときビームはダクトの中央を通るが、 $\theta_{\text{LAS}}$  が大きいほどビームはダクトの壁に近い位置を通るようになる。ファラデーカップを設置することで、ファラデーカップ本体と支える棒が測定したい  ${}^6\text{He}$  の軌道も塞いでしまうので、ファラデーカップはできるだけ壁際になるように、すなわち  $\theta_{\text{LAS}}$  はできるだけ大きくとるのがよいことがわかる。しかし、 $\theta_{\text{LAS}}$  が大きすぎると今度はビームが Q 磁石の出入口や Q 磁石下流のダクトに衝突してしまうことでバックグラウンドを作ってしまう。そこで、まずは最適な  $\theta_{\text{LAS}}$  の大きさを調べる必要がある。ただし、ビームが垂直方向の収束をする Q 磁石を通ると水平方向には拡散することを踏まえると、 $\theta_{\text{LAS}}$  を大きくしていくときに Q 磁石の入り口にあたるよりも先に Q 磁石の出口にあたることになる (図 5.6 右)。しかしこれは単純に幾何学的に調べることはできないので、粒子軌道計算の結果を用いて考察する。

Q 磁石の出口に衝突するビーム粒子の個数を求める。Q 磁石出口の面でビームの像を出すと FC 面同様に次元ガウス分布をしている。これをフィッティングすることで中心の位置と水平・垂直方向の幅が出せる。これに対し、Q 磁石出口の形である  $45^\circ$  傾いた一辺が 20.7 cm の正方形の領域で面積分をするとダクトの内側を通るビームの割合がわかる。今、ビームは 500 nA 即ち  $1.5 \times 10^{12}$  pps を想定し、 $\theta_{\text{LAS}}$  を変化させたときの 1 秒当たりにダクトに衝突するビームの個数をまとめたのが図 5.7 である。今、ビームとダ

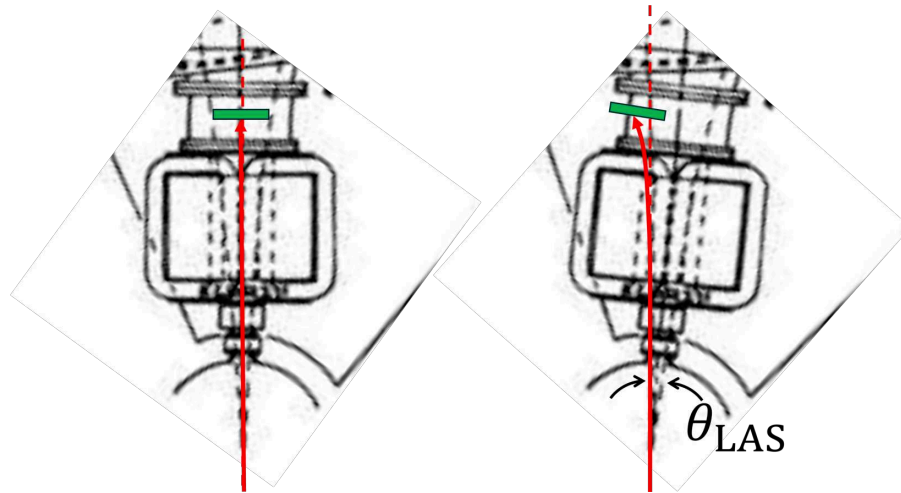


図 5.6 LAS の設定角度を変えた時のビームの当たる位置。(左) 角度設定  $\theta_{\text{LAS}} = 0^\circ$  のとき。(右) 角度設定  $\theta_{\text{LAS}}$  が有限のとき。

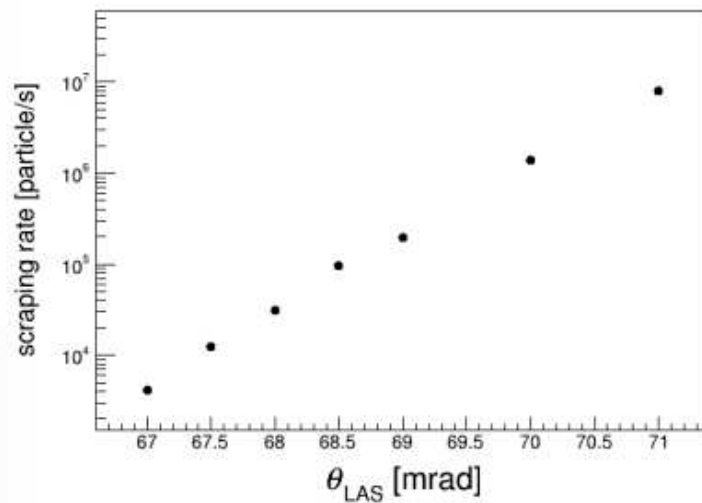


図 5.7  $\theta_{\text{LAS}}$  を変化させたときのダクトに衝突するビームのレート。

クトはほぼ平行であるため、ダクトに衝突したビームは大きく角度を変えることは起こりにくいと考えられる。結果として、ダクトに衝突したビームはファラデーカップに当たらず焦点面上に来ることが考えられる。焦点面検出器のVDCのレート耐性は典型的には数 kcps/wire とされているので、この値を下回るようにするために、 $\theta_{\text{LAS}} = 67$  mrad に設定すればよいことがわかる。

### 5.2.5 ファラデーカップのサイズの決め方

FC 面におけるビームの 2 次元ガウス分布に対してフィッティングを行って中心の位置と幅を求めたところ、

- 中心は  $x = 153.4$  mm、 $y = 0$  mm
- 幅は水平方向が  $\sigma_x = 5.23$  mm、垂直方向が  $\sigma_y = 2.40$  mm

であった。このときの幅の値をもとにファラデーカップの大きさを決める。項 5.2.4 同様、ファラデーカップの領域における面積分からファラデーカップで止めきれないビームの個数を調べ、ファラデーカップの水平・垂直方向の長さをそれぞれ  $\sigma_x$  と  $\sigma_y$  の何倍取ればよいかを考える。

2 次元ガウス分布に対して長方形の領域  $k\sigma_x \leq x \leq k\sigma_x, -k\sigma_y \leq y \leq k\sigma_y$  を考える ( $k$  は適当な倍率)。

表 5.1 垂直角度にオフセットがついたときの FC 面内のビームの中心と幅。

オフセット	$x$	$y$	$\sigma_x$	$\sigma_y$
$\pm 1$ mrad	153.4 mm	$\pm 1$ mm	5.27	2.40
$\pm 3$ mrad	153.4 mm	$\pm 3$ mm	5.28	2.40

ビームの像は  $x$  と  $y$  が無相関なので、分布は

$$p(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y}} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2}} \quad (5.18)$$

と与えられる。1次元のガウス分布において

$$\int_{-k\sigma}^{k\sigma} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} = 1 - A \quad (5.19)$$

とする。  $A$  は範囲外にある割合である。このとき、

$$\int_{\mu_{x\text{FC}} - k\sigma_x}^{k\sigma_x} \int_{-k\sigma_y}^{k\sigma_y} dx dy p(x, y) = (1 - A)^2 \sim 1 - 2A \quad (5.20)$$

となる。このことから、2次元ガウス分布は1次元のときと比べて2倍の量が領域の外にすることがわかる。項 5.2.4 同様、ファラデーカップ止めきれないビームは焦点面中央に到達してしまう。これも同様に、 $1.5 \times 10^{12}$  pps のビームのうち、ファラデーカップから漏れるものの個数が  $10^4$  pps 程度以下になるようにしなければならない。このとき、正規分布表から  $k = 6.11$  とすると漏れ出るビームはおよそ  $3 \times 10^3$  pps になる。したがって、ファラデーカップのサイズは横 64.0 mm、縦 25.6 mm あればビームを十分止められることになる。

## 5.2.6 ビームの垂直角度にオフセットがついたとき

実際のファラデーカップ作成に当たり、ビームの素性悪化などによって FC 面でのビームの像が広がることを想定しておく必要がある。水平方向の広がりについては、必要なサイズよりも大きめに作っても駆動機構でファラデーカップの位置を調節することで必要な領域を覆える。一方で、垂直方向については動かすことができないため、垂直方向に像が広がる状況への対処を考える必要がある。それが垂直角度にオフセットがつくことである。今回は、最大で 3 mrad のオフセットがつく想定をした。

垂直角度にオフセットがあるときのビームの像の中心・幅をまとめたのが表 5.1 である。これを見ると、確かに垂直方向に像が移動していることがわかる。さらに、水平方向の広がり  $\sigma_x$  も少し大きくなっている。この場合においてビームが  $10^4$  pps 以上漏れないようにすると、 $y$  の位置が最大  $\pm 3$  mm 変わるので上下に 3 mm ずつ増やす必要がある。

## 5.2.7 最終的なファラデーカップのサイズ

以上のことを踏まえ、ファラデーカップのサイズは

- 水平方向は  $5.28 \times 6.11 \times 2 = 64.4$  mm
- 垂直方向は  $2.40 \times 6.11 \times 2 + 3 \times 2 = 33.6$  mm

にすればよいことが分かった。

## 5.2.8 角度アクセプタンスへの影響

項 5.2.7 で決めたサイズのファラデーカップを設置することで失われる角度アクセプタンスを求める。図 5.8 に角度アクセプタンスの削れ方を示す。左上は、黒点が FC 面上での  ${}^6\text{He}$  の位置、青点がビームの位

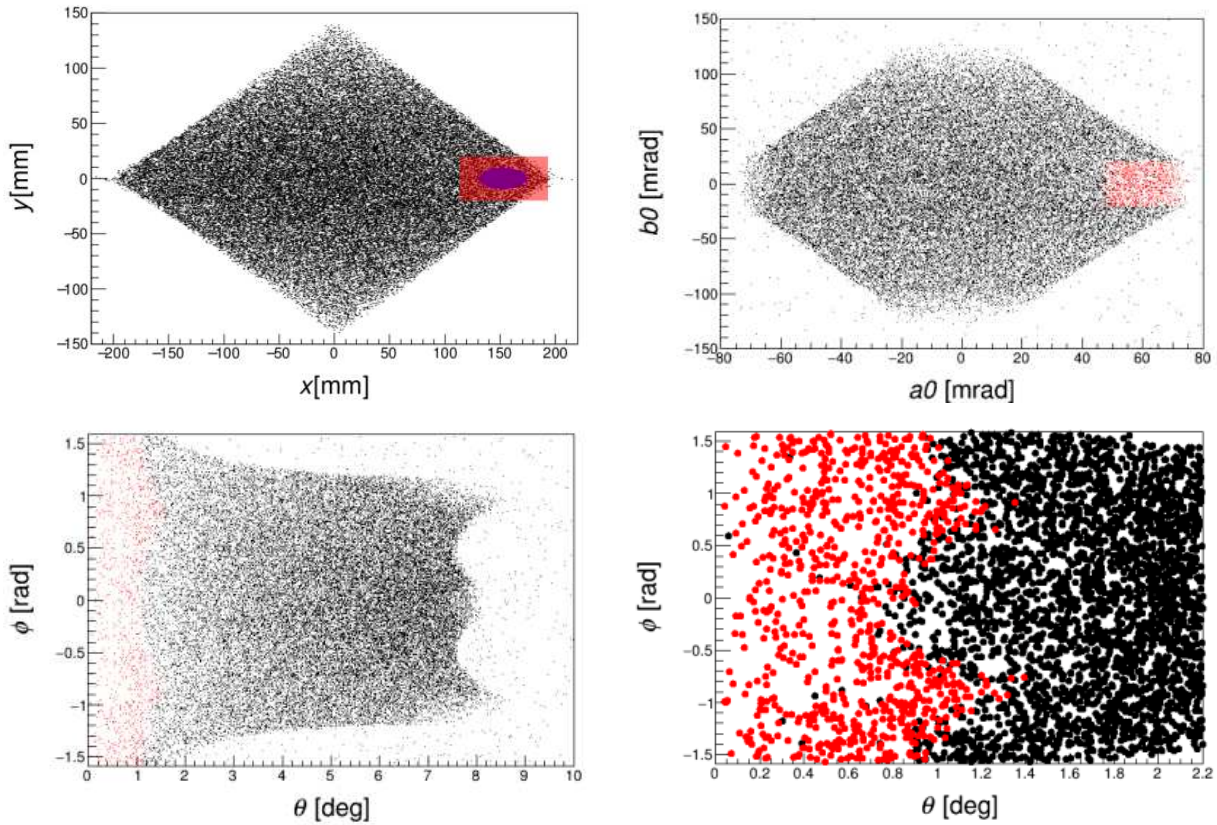


図 5.8 (左上)FC 面。黒点は粒子、青点はビーム、赤四角はファラデーカップを表す。(右上) 反応点上での角度分布 ( $a_0, b_0$ )。 (左下) 反応点上での角度分布 (極座標)。 (右下) 拡大図。

置、赤い四角がファラデーカップの位置を表す。右上は、反応点での水平・垂直方向の角度分布である。赤点は、FC 面上でファラデーカップに当たる領域で、この領域から出た  ${}^6\text{He}$  は測定できないことになる。左下は、

$$\theta = \sqrt{(a_0 - \theta_{\text{LAS}})^2 + b_0^2} \quad (5.21)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{b_0}{a_0 - \theta_{\text{LAS}}}\right) \quad (5.22)$$

で求められる極座標にしたもので、 $\theta$  は散乱角になる。右下はそれを  $0^\circ \leq \theta \leq 2.2^\circ$  の領域に拡大したものである。この図から、ファラデーカップの設置により取得できない角度領域が生じ、それは散乱角が  $0 \sim 1^\circ$  の領域になることがわかる。

### 5.3 elastic stopper

elastic stopper についてもファラデーカップと同様に、焦点面上での弾性散乱の像から、elastic stopper から漏れる弾性散乱の個数を数えることを通じて適切なサイズを考える。しかし、ビームの広がりガウス分布で記述できるファラデーカップと異なり、弾性散乱は散乱断面積に従った分布で強い角度依存をもっている。MOCADI 上で、粒子の広がりは一様分布かガウス分布でしか設定できず、角度分布に従って粒子を飛ばすことが出来ない。そこで、MOCADI で一様分布の角度広がり度で粒子軌道を計算したのち、反応点での角度の情報を用いて弾性散乱の角度分布で重みづけをすることで、疑似的に角度分布を再現する手法を取った。これにより、焦点面上のある位置に到着する弾性散乱のレートを求め、その情報をもとに elastic stopper のサイズを決定する。また、elastic stopper の設置によって失われるアクセプタンスも評価した。

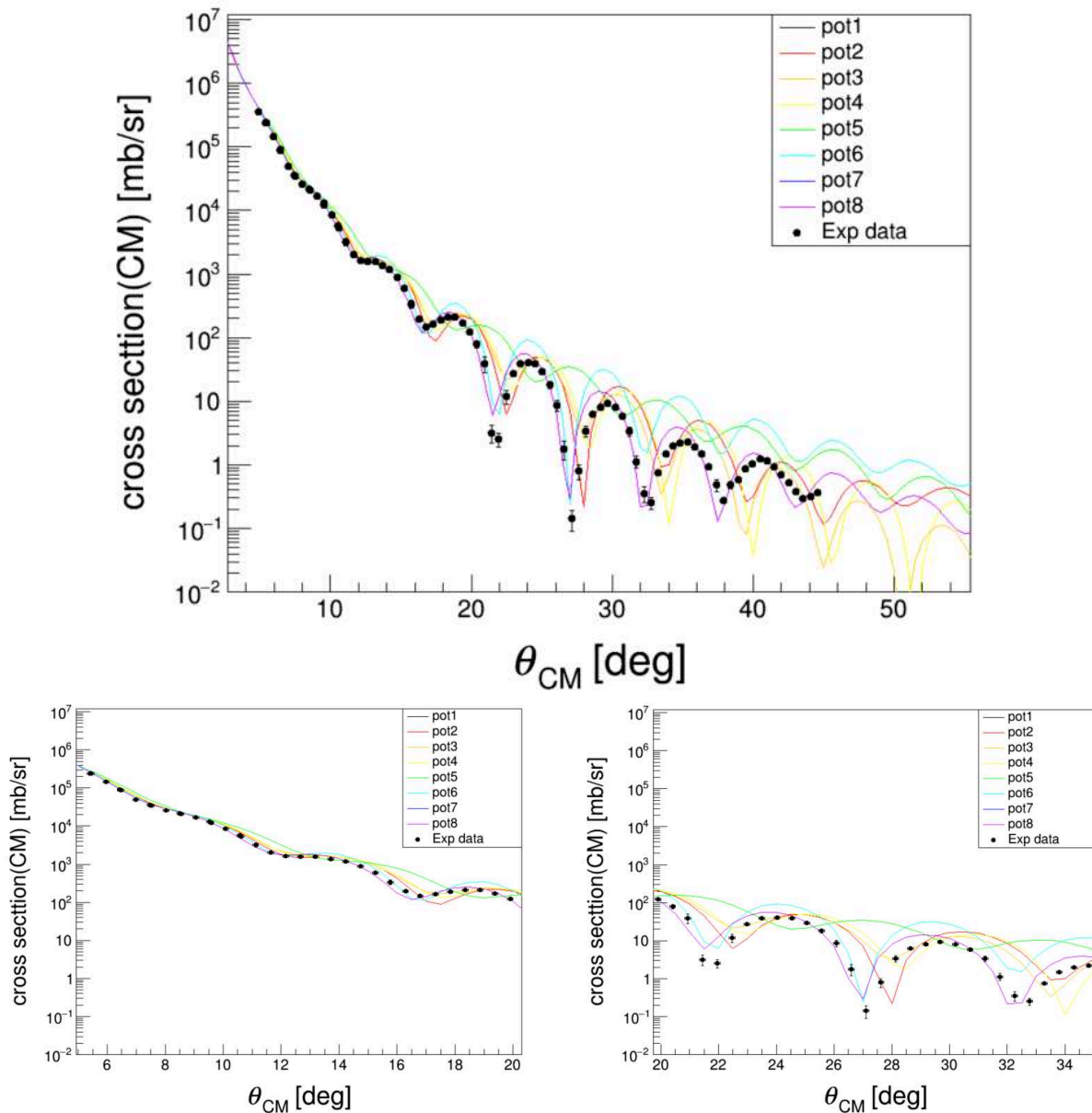


図 5.9 異なる光学ポテンシャルによる  $^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha)$  (入射エネルギー 104 MeV) 散乱断面積と実験値の比較。下二つは拡大図。

### 5.3.1 弾性散乱の散乱断面積

それにあたり、弾性散乱の散乱断面積を計算する必要が生じたので、低・中間エネルギーでの核反応計算ソフトである TALYS[10] を用いて弾性散乱の散乱断面積を計算した。

TALYS で弾性散乱の断面積を計算する際、入射エネルギーと入射粒子や標的核に加えて光学ポテンシャルを設定する。光学ポテンシャルのパラメータについては TALYS 内にプリセットが 8 つ用意されており、対象とする入射エネルギーに応じて適切なものを選択する。その判断基準として実験データと照らし合わせる事が考えられるが、今考えたい  $^{120}\text{Sn}$  の  $\alpha$  弾性散乱のデータはないのが現状である。そこで、過去行われた近い実験として、 $^{124}\text{Sn}$  の  $\alpha$  弾性散乱 (入射エネルギー 104 MeV) のデータ [11] を用いて比較した。その結果が 5.9 である。これに対し、適当な角度ごとに実験値と理論曲線との差を取ることで、8 番とされる光学ポテンシャル [12] が最も実験値を再現していると判断し、これを用いて  $^{120}\text{Sn}$  の  $\alpha$  弾性散乱の散乱断面積を計算した。とはいうものの、今回必要なのは実験室系で  $0\sim 8^\circ$  の前方角度領域であり、この領域はポテンシャルが核力というよりはクーロン力による効果が支配的なため、どのポテンシャルを用いても大きく外れることはないと考えられる。

TALYS の計算で出される微分散乱断面積は重心系で書かれている。MOCADI 上では実験室系で取り扱

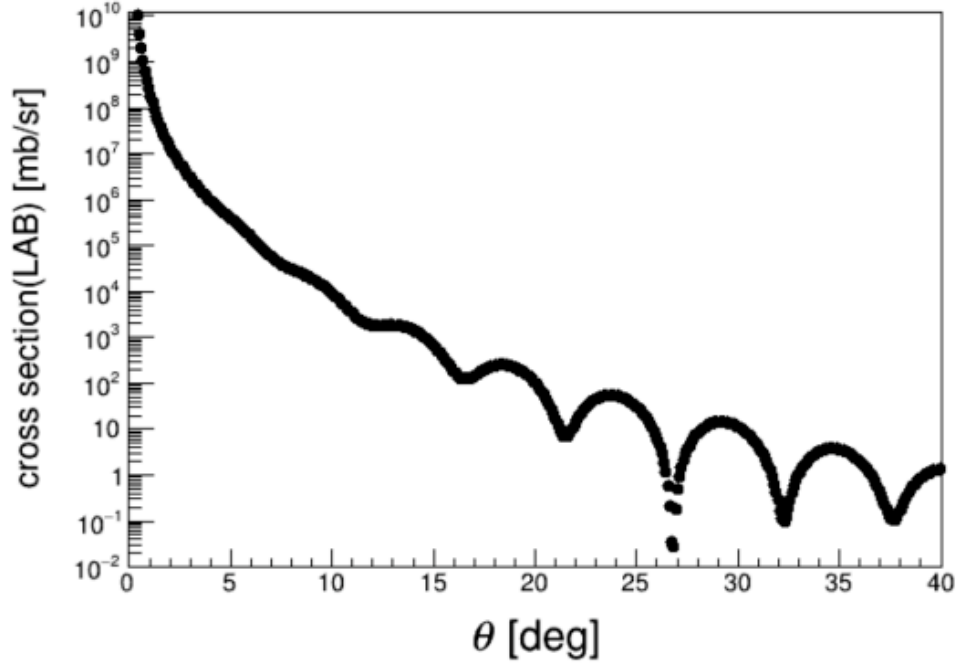


図 5.10 実験室系における  $^{120}\text{Sn}$  標的の  $\alpha$  弾性散乱の微分散乱断面積。

うために変換が必要である。非相対論の範囲では、重心系の散乱角  $\theta_{\text{CM}}$  と実験室系の散乱角  $\theta$  は、 $\alpha$ 、Sn の質量  $m_\alpha$  と  $m_{\text{Sn}}$  に対する  $\gamma = m_\alpha/m_{\text{Sn}}$  を用いて以下のように対応する。

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta_{\text{CM}}}{\cos \theta_{\text{CM}} + \gamma} \quad (5.23)$$

また、散乱断面積に関しては、

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) \times \frac{d\Omega(\theta_{\text{CM}})}{d\Omega(\theta)} \\ &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) \times \frac{2\pi \sin \theta_{\text{CM}} d\theta_{\text{CM}}}{2\pi \sin \theta d\theta} \\ &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) \times \frac{d(\cos \theta_{\text{CM}})}{d(\cos \theta)} \\ &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) \times \frac{(\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_{\text{CM}} + 1)^{3/2}}{|1 + \gamma \cos \theta_{\text{CM}}|} \end{aligned} \quad (5.24)$$

となる。このようにして求めた実験室系での微分散乱断面積が 5.10 である。

### 5.3.2 焦点面にあたる弾性散乱の像

先述の通り、MOCADI 上で散乱断面積の角度分布に従った焦点面の情報は単純ではなく、ファラデーカップの時のような統計的な処理を行うのは難しい。従って、MOCADI で算出した焦点面での分布と散乱断面積から、焦点面のある位置に来る弾性散乱のレートを求める。特に、elastic stopper は垂直方向にはすべて覆うことを考えているので、水平方向のみの大きさをみる。

操作としては以下のとおりである。角度広がりを一様分布にして MOCADI を走らせ、焦点面上の  $x_{\text{foc}}$  の分布を出す。これを発生させた粒子数の逆数でスケールすることで  $x_{\text{foc}}$  についての確率分布が出せる(図 5.11 上)。これに対しある散乱角  $\theta$  のときの  $x_{\text{foc}}$  の確率分布に、その散乱角における弾性散乱のレートをかけると、 $x_{\text{foc}}$  に到着する弾性散乱のレートが求められる。ここで、レートを求める際には立体角の値が必要になる。今回は、図 5.12 のように  $a_0$ 、 $b_0$  方向に 2 mrad 四方の領域を微小な立体角  $\delta\Omega$  として区切り、その領域内を通った条件で焦点面の確率分布を出してそのときの散乱角  $\theta$  によるレートをかけた。これをアクセプタンス内全域を覆うように  $\delta\Omega$  の位置を動かしてできたヒストグラムを全て足し上げることで、 $x_{\text{foc}}$  における弾性散乱のレートの分布を出した。ただし、ビーム強度は 240 nA としている(後述する)。ま

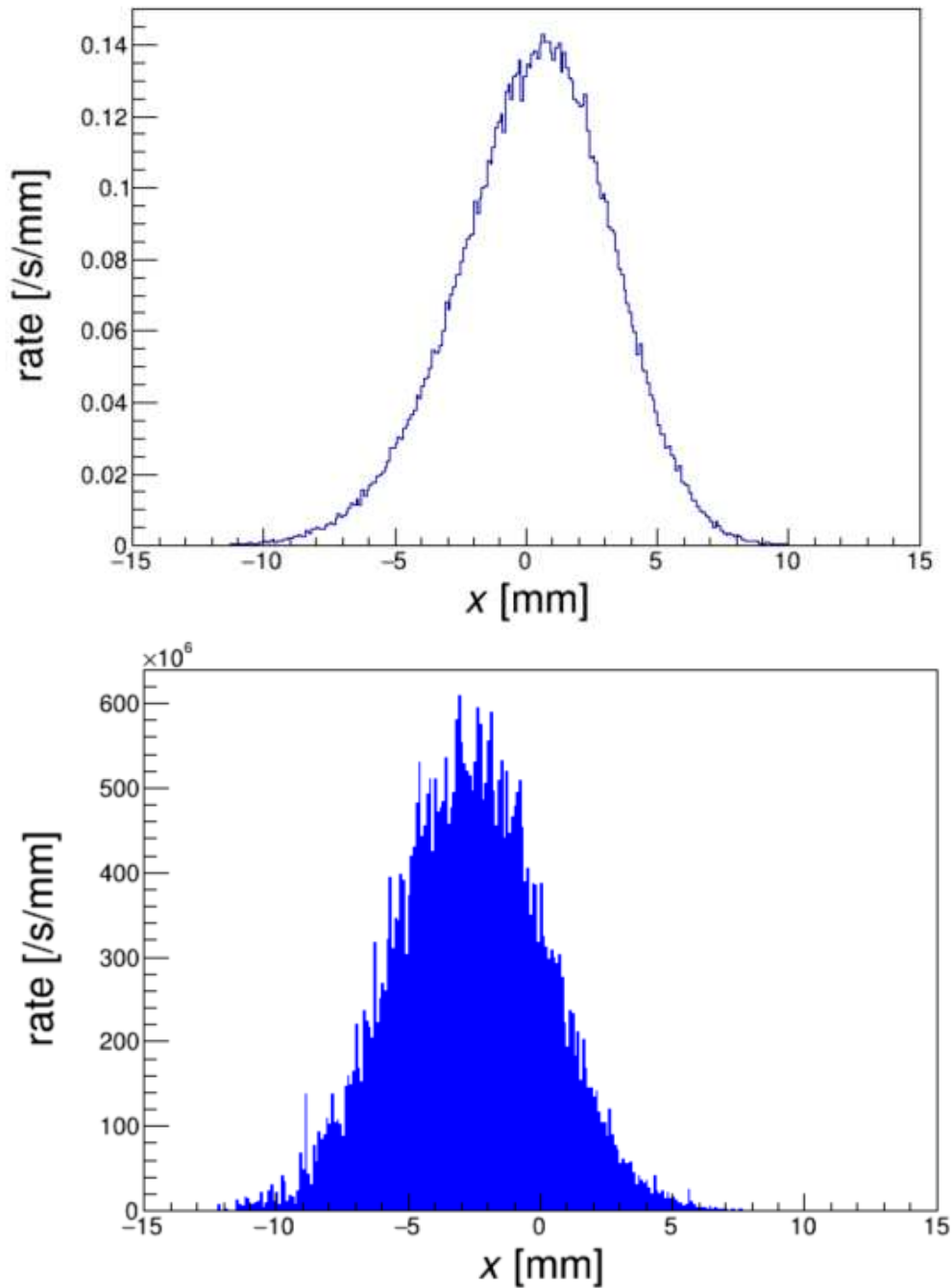


図 5.11 (上) 一様な角度分布に対する弾性散乱の焦点面上での  $x_{\text{foc}}$  の分布。(下) 散乱断面積の角度分布に従って焦点面にやってくる弾性散乱のレート。

た、ファラデーカップが置かれていることにより  $\theta > 1^\circ$  になるような領域のみを扱っている。その結果が図 5.11(下) である。角度分布が一様分布のときと散乱断面積に従うときで焦点面上のピーク的位置がずれている。これを説明できるのが図 5.13 である。これは  $a_0$  と  $x_{\text{foc}}$  の相関を表すが、 $(x|aa)$  といった高次の項の影響で二次関数的な相関がある。今、焦点面に届く最前方の散乱角は  $1^\circ$  であり、 $a_0 = 50 \text{ mrad}$  のところである。このとき  $x_{\text{foc}}$  は  $-5 \sim 0 \text{ mm}$  に分布している。弾性散乱は前方角度に分布が強くなるのでこの部分がエンハンスされて  $-5 \text{ mm} < x_{\text{foc}} < 0 \text{ mm}$  の部分に高いピークを作る。一方で、焦点面の分布の右端  $x_{\text{foc}} \sim 10 \text{ mm}$  となるようなところでは  $a_0 \sim -40 \text{ mrad}$  程度であり、散乱角だと  $6^\circ$  程度であるためエンハンスされにくい。このようにして  $x_{\text{foc}}$  における弾性散乱のレートは  $x_{\text{foc}} < 0 \text{ mm}$  側にピークを作り、右端のテールは低くなる。

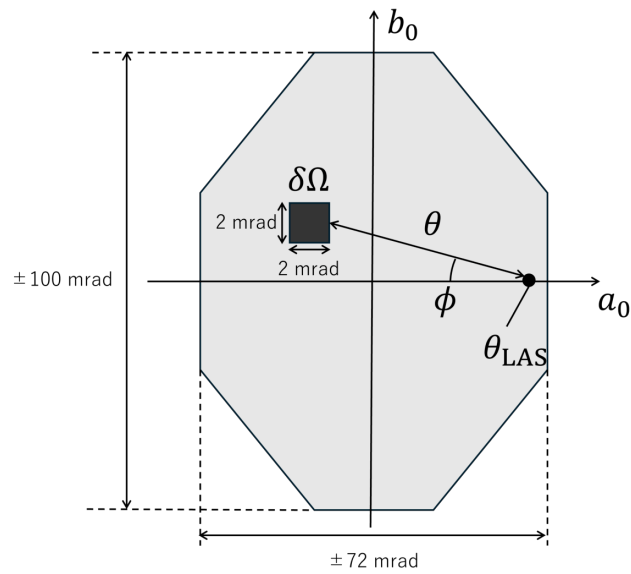


図 5.12 微小区画に切った立体角。

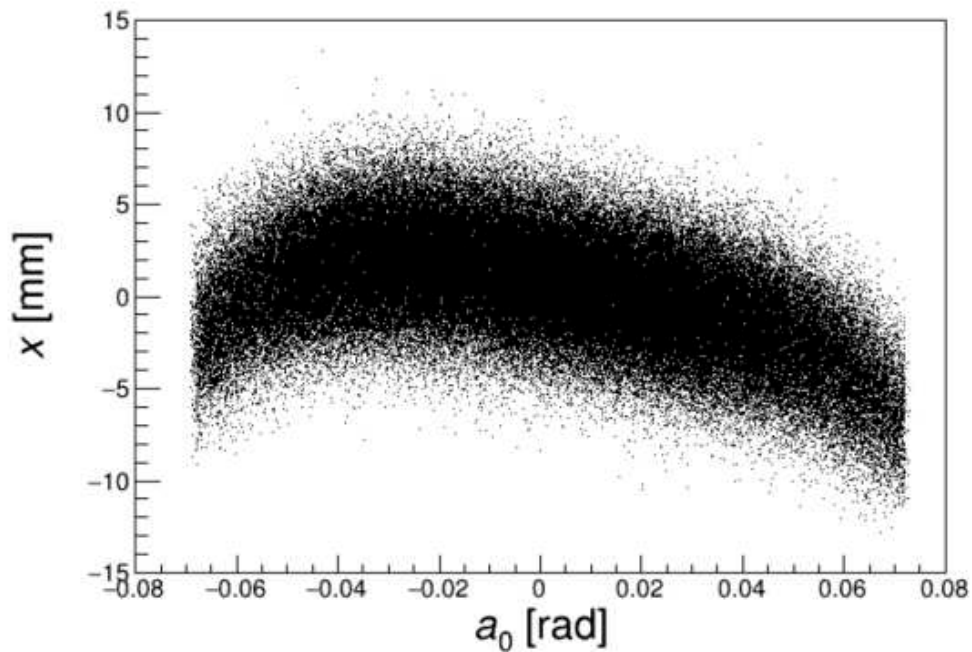


図 5.13 弾性散乱における  $x_{\text{foc}}$  と  $a_0$  の相関。

### 5.3.3 焦点面に到着する弾性散乱のレート

elastic stopper のサイズを最適化するには、焦点面上に来る弾性散乱のレートを求め、どの位漏れるかを評価する必要がある。適当なビーム強度を決め、図 5.11(下) を全範囲で積分することで焦点面に到達する弾性散乱のトータルのレートを求めることができる。今、検出器手前に elastic stopper を置くが、弾性散乱のレートが増えると elastic stopper からの  $\gamma$  線がバックグラウンドを作ってしまう。過去に阪大 RCNP の Grand Raiden において焦点面手前で  $\alpha$  ビームを止める実験が行われており [13]、その際はビーム強度の上限を 1 nA 即ち  $3.1 \times 10^9$  pps としていた。今回も同様のことを考えるので、弾性散乱のレートが 1 nA となるようにビーム強度を逆算すると、ビーム強度は 240 nA にするとよいことがわかった。

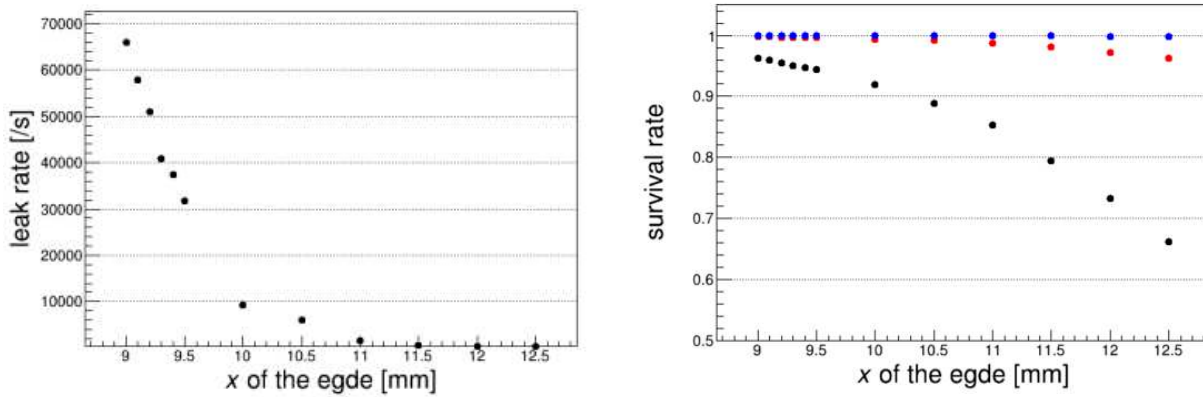


図 5.14 (左)elastic stopper の端を決めたときの止めきれない弾性散乱のレート。(右)elastic stopper の端を決めたときの 18 MeV の励起における角度アクセプタンスの欠けに対して検出器に届くものの割合。黒点は  $18 \pm 0.1$  MeV、赤点は  $17.9 \pm 0.1$  MeV、青点は  $17.8 \pm 0.1$  MeV の領域。

### 5.3.4 elastic stopper のサイズ

ファラデーカップ同様、焦点面の検出器に漏れる弾性散乱のレートが  $10^4$  pps を下回ることを目指す。elastic stopper は、焦点面のある位置よりも低運動量領域をすべて覆うことを考えているので、図 5.11 下の分布をみて elastic stopper の右端を決めるとよい。分布に対してある位置から右側で積分をすることで、elastic stopper で止めきれない弾性散乱のレートが出せる。これをまとめたのが図 5.14(左)である。これを見ると、検出器のレート耐性  $\sim 10^4$  cps を下回るには、elastic stopper の端は  $x_{\text{foc}} > 10.5$  mm のところにあればよいことがわかる。

elastic stopper の端の位置を右にし過ぎると、今度は励起領域を塞いだり、取得できる励起領域のアクセプタンスを削ることになる。アクセプタンスの削れを表したのが図 5.15 である。左の図は励起エネルギー  $18 \pm 0.1$  MeV における  $a_0$  の分布を、赤線はそこに elastic stopper がおかれた場合の  $a_0$  の分布を表している。elastic stopper の設置によって、 $a_0 > 40$  mrad の領域が少し欠けているのがわかる。これは図 5.15 右図によって理解できる。この図において赤線は elastic stopper の端の位置であり、これより上の領域しかデータの取得ができず、このとき  $a_0 > 40$  mrad の一部が欠ける。このアクセプタンスの欠けは elastic stopper のサイズを大きくすると増え、即ち検出器に届く粒子の割合が減る。その様子は図 5.14 右図にまとめた。この図において、黒点が  $18 \pm 0.1$  MeV において elastic stopper を設置しても検出器に届く粒子の割合、赤点が  $17.9 \pm 0.1$  MeV、青点が  $17.8 \pm 0.1$  MeV での割合である。これを踏まえると、 $18 \pm 0.1$  MeV の領域において elastic stopper の端の位置を 10.5 mm から 1 mm でも大きくすると 18 MeV の角度アクセプタンスは 10% 程度減ってしまうことから、elastic stopper の端の位置は焦点面上の  $x_{\text{foc}} = 10.5$  mm の位置が最適であることが分かった。また、このときアクセプタンスが欠けることなく取れる励起領域は 17.8 MeV より低励起領域であることもわかる。

### 5.3.5 運動量アクセプタンスへの影響

焦点面での位置検出器の前を elastic stopper で覆ったことにより運動量アクセプタンスが減り、取得できる励起領域が狭まる。今、項 5.3.4 の結果より、elastic stopper の端は焦点面上で  $x_{\text{foc}} = 10.5$  mm と決めたので、 $x_{\text{foc}} > 10.5$  mm のカットをかけ、その時の励起エネルギーを求めたい。よって、MOCADI の入力としては以下の通りである。

- 運動量広がり：運動量アクセプタンス  $\delta = \pm 15\%$  を覆える一様分布
- 角度広がり：角度アクセプタンスを覆える一様分布 ( $|a_0| < 90$  mrad、 $|b_0| < 110$  mrad)

その結果が図 5.16 である。左上が elastic stopper を設置しなかった場合に取得できる励起領域、右上が設

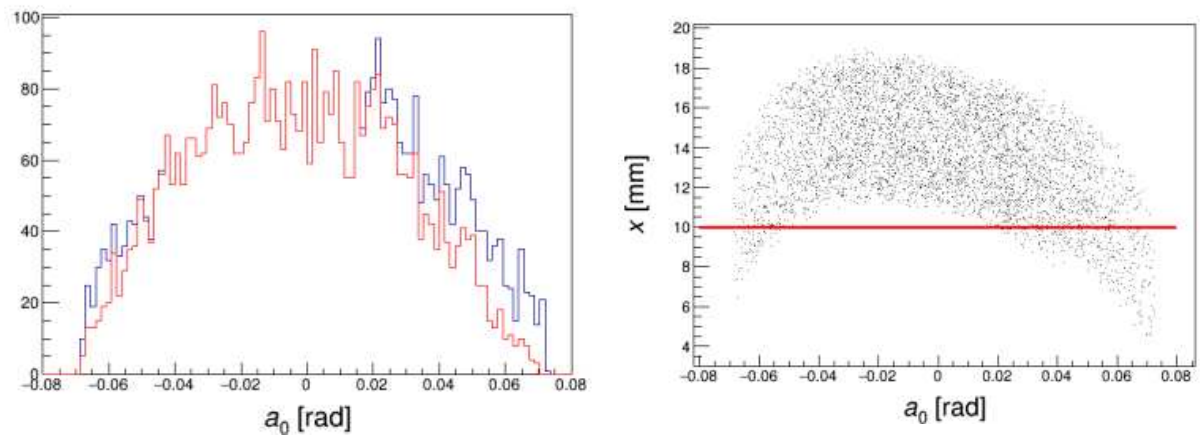


図 5.15 (左) 励起エネルギー  $18 \pm 0.1$  MeV の領域での  $a_0$  の分布。青線は elastic stopper によるカットなし、赤線はカットあり。 $a_0 > 40$  mrad あたりでアクセプタンスが削れている。(右) 励起エネルギー  $18 \pm 0.1$  MeV の領域での  $x_{\text{foc}}$  と  $a_0$  の相関。輸送行列高次項によって elastic stopper によるカットで角度アクセプタンスが削れる。

置したときに取得できる励起領域、下がその拡大図である。これは、焦点面上に来た  ${}^6\text{He}$  の運動量のから式 (1.5) と (1.6) を用いて励起エネルギーを計算して励起の分布を出している。これを見ると、励起エネルギーが約 18 MeV 程度まで取得可能であることがわかる。

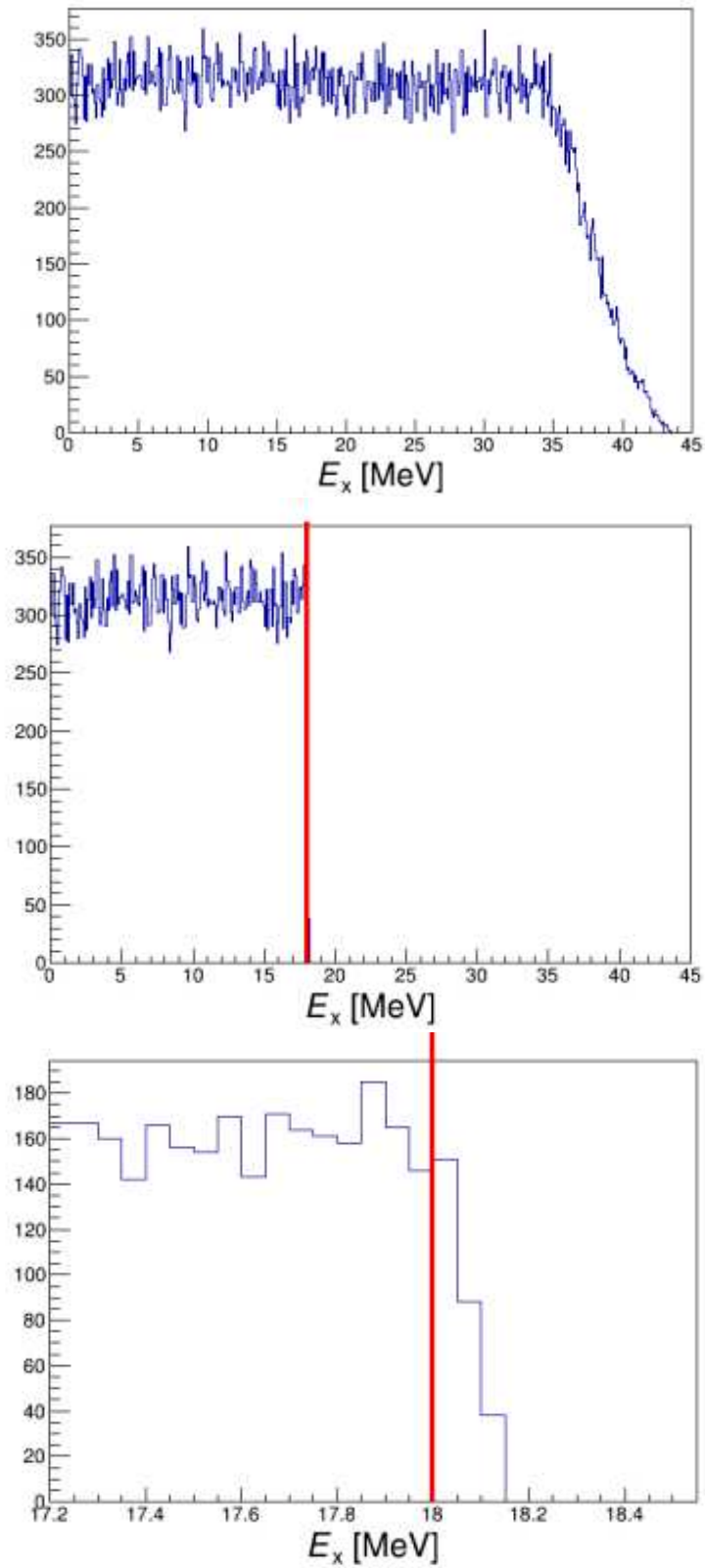


図 5.16 (上)elastic stopper を設置しないとき取得できる励起領域。(中)elastic stopper を設置したとき取得できる励起領域。(下) その拡大図。赤線は測定に必要な励起領域である 18 MeV に引かれている。

## 第6章

# 結論

Giant Pairing Vibration の系統的な測定に向けた ( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応の高効率な測定を目的として、阪大 RCNP の大口径スペクトログラフ (Large Acceptance Spectrograph, LAS) の使用を考えた。測定に必要な要請を考えた結果、既存の LAS で ( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応を測定することはできず、角度分解能の向上、前方角度用ファラデーカップの考案、弾性散乱への対処といった課題が浮き彫りになった。これらへの対処として、イオン光学系、ファラデーカップの設計、elastic stopper の設計の最適化が必要となったため、イオン光学計算ソフト GICOSY と粒子軌道シミュレーションソフト MOCADI を用いて最適な条件を考案し、詳細について決定した。光学系については、弾性散乱した  $\alpha$  粒子が中心軌道運動量となり ( $x|a\rangle = 0$  かつ垂直方向の角度分解能が 13.6 mrad になるような設定するのが最適であるとわかった。前方角度用ファラデーカップは、LAS の Q 磁石の下流のダクト内に設置し、漏れ出るビームの量が  $10^4$  を下回るようにするために水平方向に 64.4 mm、垂直方向に 33.6 mm の大きさにするのがよいことが分かった。弾性散乱への対処として elastic stopper を検出器の手前に設置し、焦点面で  $x < 10.5$  mm の領域をすべて覆うようにするのがよいことが分かった。

以上のような最終的なセットアップを組んだ際に、2章で示した実験に必要な要請を満たしているかを最後に確認する。

### 6.1 励起領域

( $\alpha, {}^6\text{He}$ ) 反応による GPV の測定には 0~18 MeV の励起領域のデータを取得する必要がある。これは光学系の設定によって決まる LAS の運動量アクセプタンスに加え、elastic stopper による運動量アクセプタンスの欠けによって決まっている。それらをまとめた結果、取得できる励起領域は 0~18 MeV 程度であることがわかり、これは要請を満たす。

### 6.2 角度領域

取得すべき角度領域は 0~15° である。これを決めるのは光学系から決まる LAS の角度アクセプタンス、角度設定とファラデーカップによるアクセプタンスの欠けである。図 5.8 では前方角度設定  $\theta_{\text{LAS}} = 67\text{mrad}$  において 1~7.5° 程度まで測定できることがわかる。LAS の角度アクセプタンスとしては 0° から測定が可能だが、ファラデーカップの設置によって 1° 以下のアクセプタンスが欠ける。より大きい散乱角の測定のために LAS の角度を大きくして  $\theta_{\text{LAS}} = 12^\circ$  とすると図 6.1 のようになる。ここから、8~15° までの散乱角を測定できることがわかる。従って、測定できる角度領域は 1~15° になる。前方角度の測定は、MDA をする際に  $\Delta L = 0$  の成分抽出に用いるために前方ピークを見るための目標となっている。図 1.5 を見ると、散乱角 1° に一点を打つことが出来れば、定量的にはシミュレーションをしなければならぬが、前方ピークの傾向を見ることは可能であると考えられる。

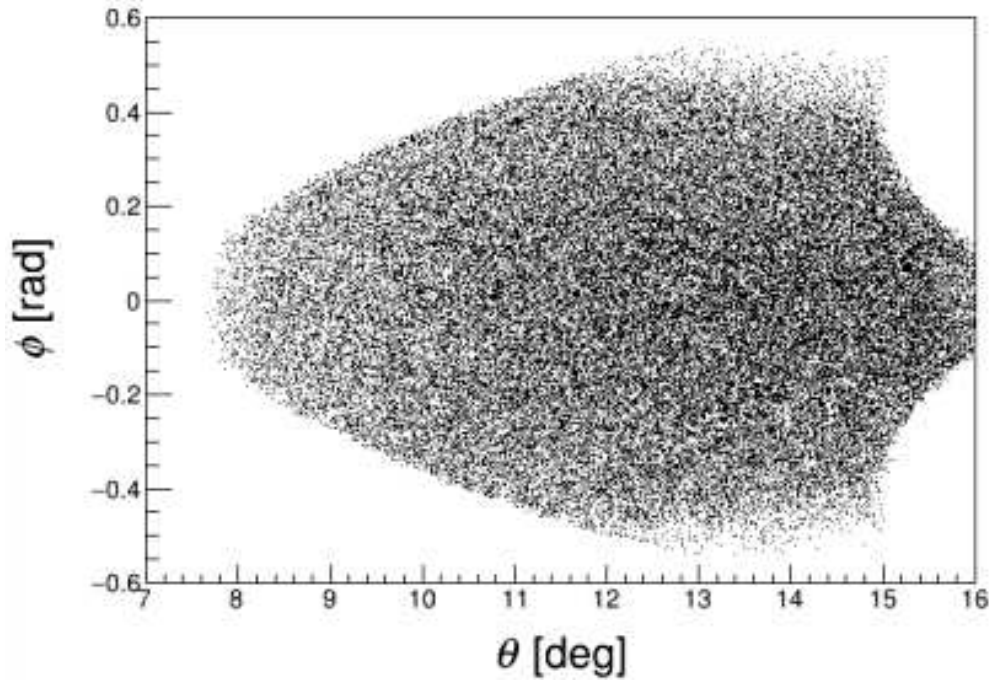


図 6.1  $\theta_{\text{LAS}} = 12^\circ$  にしたときの角度アクセプタンス (極座標)。

### 6.3 エネルギー分解能

達成すべきエネルギー分解能は 300 keV である。式 (2.1) に基づいてエネルギー分解能を計算する。標的厚を  $7\text{mg}/\text{cm}^2$  にしたので、 $\sigma_{E_{\text{diff}}} = 142\text{ keV}$ 、 $\sigma_{E_{\text{strag.}}} = 106\text{ keV}$  である。ビームのエネルギー広がり  $\sigma_{E_{\text{beam}}} = 240\text{ keV}$  とした。LAS の持つエネルギー分解能は、運動量分解能が  $2.68 \times 10^{-4}$  であり、測定する  ${}^6\text{He}$  の運動エネルギーは 85 keV 程度なので  $\sigma_{E_{\text{det}}} = 46\text{ keV}$  となる。

以上を踏まえて、最終的なエネルギー分解能は 300 keV になり、項 2.1.3 で述べた要求は達成可能である。

### 6.4 角度分解能

達成すべき角度分解能は  $1^\circ$  である。式 (2.3) に基づいて角度分解能を評価する。角度分解能を決めるのはビームの角度広がり、標的中の角度 straggling、LAS の角度分解能である。ビームの角度広がり  $\sigma_{\theta_{\text{beam}}}$  は水平・垂直方向にそれぞれ 3 mrad ずつで散乱角においては 4.2 mrad を仮定した。標的厚を  $7\text{mg}/\text{cm}^2$  と決めたので角度 straggling は 9.4 mrad となる。LAS の角度分解能  $\sigma_{\theta_{\text{LAS}}}$  は LAS の水平・垂直方向の角度分解能  $\sigma_a$ 、 $\sigma_b$  を用いて  $\sigma_{\theta_{\text{LAS}}}^2 = \sigma_a^2 + \sigma_b^2$  で表せる。 $\sigma_a$  と  $\sigma_b$  は光学系の設定によって決まり、 $(x|a) = 0$  かつ  $\sigma_b = 13.6\text{ mrad}$  となる光学系において  $\sigma_a = 2.2\text{ mrad}$  となる。以上のことを踏まえて、角度分解能は合計で  $0.98^\circ$  となった。これは項 2.1.4 で述べた目標の角度分解能である  $1^\circ$  を達成している。

### 6.5 測定時間

測定精度は、角度分布・遷移強度を出す際に 1 ビンとなる  $0.5^\circ$  と 300 keV あたりにつき 3% の統計精度即ち 1 ビンに 1000 イベントの統計量を目指す。統計量と決めるのは標的厚とビーム強度、角度アクセプタンスである。標的厚は  $7\text{mg}/\text{cm}^2$ 、ビーム強度は 240 nA と決めた。角度アクセプタンスは簡単のために図 5.8 のように考える。GPV があるような高励起領域に対して断面積が  $5\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$  とすると以下の表 2.4 のように 0.345 日で目標の  $0.5^\circ$ 、300 keV 1 ビンあたりに 1000 イベントの統計量を測定することができる。

表 6.1 LAS を用いて 1000 イベントを取得するまでに必要な時間。

ビーム強度 [nA]	240
標的厚 [mg/cm <sup>2</sup> ]	7
立体角 [msr]	1.7
断面積 [ $\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$ ]	5
ビン幅 [MeV]	0.3
レート [/s]	$8.39 \times 10^{-2}$
LAS の設定	2
測定時間 [日]	0.345

## 6.6 LAS による高効率測定

以上のことから、LAS によって GPV の探索を目標とした  $(\alpha, {}^6\text{He})$  反応の測定は可能である。また、Grand Raiden を用いた  ${}^{120}\text{Sn}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{118}\text{Sn}$  反応の測定が約 5 日間かけて行われていたことと比較すると、LAS を用いた測定は 0.345 日で目標のデータが取得でき、実に約 15 倍程度の高効率を誇ることが分かった。

# 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々に大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

指導教員である堂園昌伯助教は、研究の進め方や考え方、物理や実験に関する知識や知見、論文の書き方など研究者として必要なあらゆることを、要領の悪い私に対しても丁寧に教えていただきました。ご自身の研究活動だけでなく、今年生まれたお子さんのお世話でもお忙しい中、時には休日の夜遅くまでも議論をしてくださいました。おかげで、まだまだ未熟ではありますが、一人前の研究者に1歩か2歩くらい近づけたと思っています。本当にありがとうございました。

大阪大学 RCNP の大田晋輔教授には、LAS 改造プロジェクトで携わる中で大変お世話になりました。大田さんの豊富な知識・経験に裏打ちされたご助言をいただき、大変参考になりました。

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様々なご意見をいただきました。自分では思いつかなかったような視点で、核心を突いた考えをたくさん教えていただき、視野が広がる思いでした。

同原子核サブグループの吉田凌祐さん、矢野隆之さん、池水玄さん、中田智也さんにも、ミーティング中様々なご意見や知見をいただいたり議論をすることで、自らの考えや理解していない点をまとめることが出来ました。また、みなさんとは特に原ハドのイベントの際にお茶部屋でお話しした印象が強く、楽しい時間を過ごせたとともに、話を通じて物理や研究への向き合い方に関して憧れを抱くようにもなりました。

楽しい日々を送らせてくれた研究室同期の皆さんにも感謝を申し上げます。堀祐輔さんは、私と非常に趣味が合い、楽しく会話をしたり、辛いことがあったらお互いに愚痴を吐きあったりして日々の中で良い息抜きになりました。谷口智大さんは、会う機会こそ少なかったですが、会った時には楽しくお話が出来ました。寡黙だった谷口さんから話題を振られたときが、研究室生活の中で4番目くらいに嬉しかったです。小倉誠さんは、会っていたころはいつも朗らかな雰囲気場で場を和ませるとともに、働き者な姿を見て自分もしっかりしなければという身がしまる思いでした。柳井祥吾さんは、本当に会った記憶が少ないですが、会えば変わらぬ態度で接していただき楽しい時間を過ごすことが出来ました。橋本竣史さんも、会った記憶が少ないですが、エピソードトークが面白く、楽しい時間を過ごすことが出来ました。

後輩の石戸景さん、鵜飼絵里花さん、高橋宏太さんは、私のような先輩も慕ってくれるととてもいい後輩たちで楽しく会話が出来、日々の息抜きになりました。

皆様のおかげで、研究者として成長できただけでなく、楽しく有意義な時間を過ごさせていただくことが出来ました。

最後に、ここに言及できなかった研究者の皆さま、そして研究活動以外に関わったみなさまにも、厚くお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] F Cappuzzello, D Carbone, M Cavallaro, M Bondi, C Agodi, F Azaiez, A Bonaccorso, A Cunsolo, Lorenzo Fortunato, A Foti, et al. Signatures of the giant pairing vibration in the 14c and 15c atomic nuclei. *Nature communications*, 6(1):6743, 2015.
- [2] K Sagara, S Morinobu, A Okihana, N Matsuoka, T Noro, and K Hatanaka. *RCNP Annual Report*, page 174, 1992.
- [3] Muhsin N Harakeh and Adriaan Woude. *Giant Resonances: fundamental high-frequency modes of nuclear excitation*, volume 24. Oxford Studies in Nuclear Phys, 2001.
- [4] Ricardo A Broglia and DR Bes. High-lying pairing resonances. *Physics Letters B*, 69(2):129–133, 1977.
- [5] M Assié, CH Dasso, RJ Liotta, AO Macchiavelli, and A Vitturi. The giant pairing vibration in heavy nuclei: Present status and future studies. *The European Physical Journal A*, 55(12):245, 2019.
- [6] F Cappuzzello, A Agodi, M Bondi, T Borello-Lewin, D Carbone, M Cavallaro, A Cunsolo, M De Napoli, R Linares, A Foti, et al. The (18 o, 16 o) reaction as a probe for nuclear spectroscopy. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1625, pages 41–44. American Institute of Physics, 2014.
- [7] Francisco Barranco, Gregory Potel, and Enrico Vigezzi. Fragmentation of the giant pairing vibration in c 14 induced by many-body processes. *Physical Review Letters*, 134(6):062501, 2025.
- [8] OB Tarasov and D Bazin. Lise++: Radioactive beam production with in-flight separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19-20):4657–4664, 2008.
- [9] Hermann Wollnik. *Optics of charged particles*. Academic Press, 1987.
- [10] Arjan Koning, Stephane Hilaire, and Stephane Goriely. Talys: modeling of nuclear reactions. *The European Physical Journal A*, 59(6):131, 2023.
- [11] G Hauser, R Löhken, H Rebel, G Schatz, GW Schweimer, and J Specht. Elastic scattering of 104 mev alpha particles. *Nuclear Physics A*, 128(1):81–109, 1969.
- [12] V Avrigeanu, PE Hodgson, and M Avrigeanu. Global optical potentials for emitted alpha particles. *Physical Review C*, 49(4):2136, 1994.
- [13] Satoshi Adachi, Takahiro Kawabata, Kosho Minomo, T Kadoya, N Yokota, H Akimune, T Baba, H Fujimura, M Fujiwara, Y Funaki, et al. Systematic analysis of inelastic  $\alpha$  scattering off self-conjugate a= 4 n nuclei. *Physical Review C*, 97(1):014601, 2018.