

# 学位論文

発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) による  
 $^4\text{He}$  核のスピン双極子応答  
(Spin-dipole response of  $^4\text{He}$   
by exothermic charge exchange reaction ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ))

平成 28 年 2 月博士 (理学) 申請

東京大学大学院理学系研究科  
物理学専攻  
宮 裕之



---

## 概要

本研究では、 $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子遷移応答について調べる。スピン双極子応答は、原子核の基本的な励起モードである、スピンアイソスピン応答の 1 つである。荷電交換反応はスピンアイソスピン応答の研究において、目的の原子核を選択的に励起することが可能であるため強力なプローブとなっている。現在まで荷電交換反応を用いて、多くのスピンアイソスピン応答の研究が行われてきた。 $^4\text{He}$  は 2 重閉殻構造を持っており、スピン双極子応答が強調される。 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答は、ニュートリノ原子核反応やニュートリノ元素合成の研究と関連している。原子核の直接反応を用いて核行列要素を求めることで、ニュートリノ原子核反応を評価することは可能である。本研究では、発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いて、 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答を測定する。

$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応を、理化学研究所仁科加速器研究センター RI ビームファクトリーの BigRIPS、高分解能ビームラインおよび、高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ を用いて測定した。核子当たりエネルギーが 190 MeV の  $^8\text{He}$  ビームを SHARAQ スペクトロメーターの標的位置に設置した液体  $^4\text{He}$  に、平均 1.8 MHz の強度で照射した。標的との荷電交換反応により生成された  $^8\text{Li}$  を、SHARAQ スペクトロメーターにて運動量分析と粒子識別を行った。反跳核である  $^4\text{H}$  核の励起エネルギーは質量欠損法を用いて決定するため、飛跡検出器にて標的前後のビームの運動量を測定した。また、 $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移を識別するため、標的周辺に  $\gamma$  線検出器アレイ DALI2 を設置し、 $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) から基底状態 ( $2^+$ ) へ脱励起した際に  $^8\text{Li}$  から放出される  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 0.98 \text{ MeV}$ ) を同時測定した。

データ解析から、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答を導出した。まず、( $^8\text{He}, ^8\text{Li}$ ) 反応の 2 重微分断面積を導出した。 $\gamma$  線のエネルギー分布から 0.98 MeV の脱励起  $\gamma$  線を確認し、( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応を同定した。測定で得られた角度分布を、DWBA 計算と比較し、測定した反応がスピン双極子応答であることを確認した。そして、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応測定にて、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度分布を実験的に導出した。理論計算によるスピン双極子強度分布は実験値をエラーの範囲で一致している。

---

### Abstract

Isovector spin-dipole response of  ${}^4\text{He}$  was studied. Spin-dipole response is one of spin-isospin responses which are basic excitation modes for atomic nuclei. A charge exchange reaction, which is powerful probe on the study of the spin-isospin responses, has been used for various studies. Thanks for the characteristic structure of the double closed shell nuclide,  ${}^4\text{He}$  becomes a good candidate to investigate the spin-dipole response. The spin-dipole responses of  ${}^4\text{He}$  have the connection with the study such as neutrino-nucleus reaction and neutrino process of astrophysical element synthesis. By obtaining the nuclear matrix element with nuclear direct reaction, the neutrino-nuclear reaction is estimated. In this thesis, the exothermic charge exchange reactions of  $({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+))$  has been applied to  ${}^4\text{He}$  to perform the measurements of the spin-dipole responses.

The measurement of  $({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+))$  reactions was performed at the BigRIPS, the High-Resolution Beamline, and the SHARAQ spectrometer in RI beam factory at RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science. Unstable nuclear beam of  ${}^8\text{He}$  at the energy of 190 MeV/nucleon, which was produced as the secondary beam, was irradiated the liquid  ${}^4\text{He}$ , which was installed at the target position of the SHARAQ. The beam intensity was about 1.8 MHz. To obtain the excitation energy of  ${}^4\text{H}$  by using missing mass method, the momenta both incoming and outgoing particles at the target were measured. For the identification of the transition to the first excitation state of  $1^+$  of  ${}^8\text{Li}$ , the  $\gamma$ -ray detector array DALI2 was placed around the target position to measure the de-excitation  $\gamma$ -rays ( $E_\gamma = 980$  keV) of the transition from the first excitation state of the  $1^+$  to the ground state of  $2^+$ .

From the data analysis, the double differential cross sections of  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  reactions and the  $\gamma$ -rays energy distribution were obtained. On the  $\gamma$ -rays energy distribution, the de-excitation  $\gamma$ -rays emitted from  ${}^8\text{Li}(1^+)$  were confirmed, and the reactions were identified. The spin-dipole transition was confirmed to comparing the observed angular distribution with the DWBA calculation. The spin-dipole strength distribution in the measurement of  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  was obtained. Theoretical distribution of the spin-dipole strength is well reproduced the observed one.

# 目次

第 1 章	序説	1
1.1	原子核のスピンアイソスピン応答	1
1.2	原子核物理におけるスピン双極子応答	2
1.3	弱過程とスピン双極子応答	3
1.4	$^4\text{He}$ のスピン双極子応答	3
1.5	不安定核ビームを用いた核分光と発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ )	4
1.6	本研究の目的	8
1.7	論文の構成	8
第 2 章	実験セットアップ	9
2.1	理化学研究所 RI ビームファクトリー	10
2.2	ビームライン: BigRIPS および高分解能ビームライン	10
2.3	高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ	12
2.4	高分解能アクロマティックビーム輸送	13
2.5	2 次標的	15
2.6	検出器	16
2.7	データ収集システムおよびトリガー系	25
2.8	実験条件のまとめ	27
第 3 章	データ解析	29
3.1	時間情報の取り扱い	30
3.2	飛跡検出器の較正	34
3.3	粒子識別	51
3.4	ビーム光学の解析	55
3.5	脱励起ガンマ線の解析	64
3.6	標的イメージ	72
3.7	アクセプタンス	72
3.8	励起エネルギーの導出	73
3.9	バックグラウンド	75
3.10	エネルギー較正	77
3.11	本測定における系統誤差の評価	79
第 4 章	結果および議論	81
4.1	2 重微分断面積の導出	82
4.2	励起エネルギースペクトラム	82

---

4.3	遷移の同定 . . . . .	84
4.4	角度分布 . . . . .	85
4.5	DWBA 計算との比較 . . . . .	86
4.6	$^4\text{He}$ のスピン双極子遷移強度分布 . . . . .	91
第 5 章	結論	97
付録 A	低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの開発	99
付録 B	ビーム光学の原理	105
付録 C	時間幅のシミュレーション	107
付録 D	液体 $^4\text{He}$ 標的のウインドウ膜のたわみと標的の厚さ	111
付録 E	アクセプタンスのシミュレーション	113
付録 F	トリガーのライブタイム	115
謝辞		117
参考文献		119

# 

1.1	Franey-Love の、核力の中心力部分の、核内核子の 2 核子散乱における散乱行列の入射エネルギー依存性	2
1.2	中性子過剰非束縛核 $^4\text{H}$ のエネルギー状態	4
1.3	$^4\text{He}$ のアイソベクトル型スピン双極子応答	5
1.4	$^4\text{He}$ のアイソベクトル型スピン双極子応答	5
1.5	$^8\text{Li}$ のエネルギーレベル	6
1.6	エネルギー移行-運動量平面における反応運動学	7
2.1	理化学研究所 RI ビームファクトリーの鳥瞰図	10
2.2	BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターの概略図	11
2.3	高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ の概略図	12
2.4	高分解能アクロマティックビーム輸送モードでの BigRIPS F3 焦点面から SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面までのビーム軌道のシミュレーション	14
2.5	液体 $^4\text{He}$ 標的 セル	15
2.6	F3 焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器 F3PI の概略図	17
2.7	FH7、FH9 および FH10 の焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器 FH7PI、FH9PI、FH10PI の概略図	17
2.8	低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの概略図	19
2.9	低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの読み出し回路	19
2.10	マイクロホドスコープの概略図	20
2.11	SHARAQ スペクトロメーターの最終焦点面 S2 のセットアップ	21
2.12	S2PI0、位置校正用プラスチックシンチレーターの概略図	21
2.13	カソード読み出し型ドリフトチェンバーの構造と動作原理	22
2.14	カソード読み出し型ドリフトチェンバーの信号処理回路	24
2.15	SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面での液体 $^4\text{He}$ 標的システム DALI2 の模式図	24
2.16	DALI2 NaI (Tl) シンチレーター検出器の層毎の構成図	25
2.17	DALI2 NaI (Tl) シンチレーター検出器の読み出し回路	25
2.18	トリガー信号のダイアグラム	26
2.19	ビームトリガー信号のダイアグラム	26
3.1	BigRIPS F3、SHARAQ スペクトロメーター S0 および S2 の焦点面における各検出器のタイミングチャートの概略図	30
3.2	F3、FH10、S2 焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器のタイミングスペクトル	31
3.3	トリガーイベントにおけるマイクロホドスコープと LP-MWDC のタイミングスペクトル	33
3.4	アノードワイヤー面から読み出された信号の多重度分布	34

3.5	アノードワイヤー面から読み出された信号の時間幅 . . . . .	35
3.6	ドリフト時間-ドリフト距離の較正 . . . . .	37
3.7	3面構成を持つ LP-MWDC におけるビームの通過位置 . . . . .	38
3.8	VUU'V' の面構成を持つ LP-MWDC におけるビームの通過位置 . . . . .	39
3.9	3面構成を持つ LP-MWDC (DC91) の残差分布 . . . . .	41
3.10	DC61 V-V' 面における (a) ドリフト距離の相関と (b) ドリフト距離の和 $L$ . . . . .	42
3.11	マイクロホドスコープの信号の (a) 多重度および (b) 時間幅の分布 . . . . .	43
3.12	DC31 と DC32 の LP-MWDC で決定された飛跡からマイクロホドスコープに外挿された ビームの通過位置とマイクロホドスコープで決定されたビームの通過位置との残差分布 . . .	44
3.13	SHARAQ スペクトロメーター S2 における飛跡検出器 CRDC、位置校正用プラスチックシ ンチレーター S2PI0、および、S2 焦点面の位置関係 . . . . .	45
3.14	位置校正用プラスチックシンチレーター検出器を用いて、測定された CRDC1 の 1 面の (a) ドリフト時間と (b) 粒子の通過位置 . . . . .	46
3.15	位置校正用プラスチックシンチレーター検出器での、スリットの位置と CRDC を用いて決 定された内挿点の相関、および、スリットの位置と内挿点の残差 . . . . .	47
3.16	CRDC11 にて測定されたビームの垂直方向の通過位置と、構成されたビームの飛跡との残 差分布 . . . . .	47
3.17	CRDC カソードパッド面の GASSIPLEX から読み出された電荷情報の較正 . . . . .	48
3.18	CRDC カソードパッド面に誘起された電荷分布とクラスター分布 . . . . .	49
3.19	CRDC11 カソードパッド面にて測定されたビームの通過位置と、構成されたビームの飛跡 との残差分布 . . . . .	50
3.20	BigRIPS F3-高分解能ビームライン FH10 の TOF と運動量焦点面 BigRIPS F6 の水平方向の 位置 $x_{F6}$ の相関 . . . . .	51
3.21	入射粒子の粒子識別図 . . . . .	52
3.22	TOF と、 $x_{S2}$ および $a_{S2}$ の相関 . . . . .	53
3.23	出射粒子の粒子識別図 . . . . .	54
3.24	SHARAQ スペクトロメーターの磁場 $B=\pm 0.0\%$ (黒線)、 $-1.0\%$ (赤線) における S2 焦点面 でビームの (a) 位置と (b) 角度 . . . . .	58
3.25	$x_{S2}-x_{S0}$ および $x_{S2}-a_{S2}$ の相関 . . . . .	59
3.26	S2 焦点面での運動量変化率と F6 焦点面の位置の相関 . . . . .	60
3.27	$x_{F6}-x_{FH9}$ 、 $x_{F6}-x_{F3}$ 、 $x_{F6}-a_{S0}$ の相関 . . . . .	61
3.28	$a_{S2}$ と $a_{S0}$ 、および $a_{S2}$ と $x_{S0}$ の相関 . . . . .	62
3.29	$y_{S2}$ と $y_{S0}$ 、および $b_{S2}$ と $b_{S0}$ の相関 . . . . .	63
3.30	$^8\text{Li}$ ビームによる運動量 $\delta_{F6}$ と $\delta_{S2}$ の残差分布。 . . . .	63
3.31	S0 焦点面での散乱角度の残差分布 . . . . .	64
3.32	標準線源により得られた DALI2 の $\gamma$ 線エネルギー分布 . . . . .	65
3.33	DALI2 のエネルギー較正精度 . . . . .	66
3.34	DALI2 のエネルギー分解能 . . . . .	66
3.35	標準線源により得られた DALI2 で測定した $\gamma$ 線エネルギー分布 . . . . .	67
3.36	DALI2 の、モンテカルロ法を用いたシミュレーションと測定データの比較 . . . . .	68
3.37	DALI2 で測定された $\gamma$ 線のタイミング。 . . . .	69
3.38	$^8\text{Li}$ から放出された $\gamma$ 線のエネルギー分布 . . . . .	70
3.39	ビームトリガーにて取得された LP-MWDC による液体 $^4\text{He}$ 標的上でのイメージ . . . . .	72
3.40	液体 $^4\text{He}$ 標的での SHARAQ スペクトロメーターのアクセプタンス . . . . .	73



3.41	$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$ 反応の励起エネルギー分布 . . . . .	74
3.42	バックグラウンドイベントの概略図 . . . . .	75
3.43	DCX0 のアノードワイヤー面から取得された時間幅の分布のフィッティング . . . . .	76
3.44	FH10PI で発生したバックグラウンドイベント . . . . .	77
4.1	発熱型荷電交換反応 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$ による励起エネルギー分布 . . . . .	82
4.2	$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$ 反応によって生成された $^8\text{Li}$ の脱励起 $\gamma$ 線のエネルギー分布 . . . . .	84
4.3	$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}(1^+))^4\text{H}$ の 2 重微分断面積 . . . . .	85
4.4	WSAW/FOLD/DWHI 計算の概要 . . . . .	86
4.5	Wood-Saxon ポテンシャル型の 1 粒子波動関数 . . . . .	87
4.6	遷移密度 . . . . .	87
4.7	光学ポテンシャル . . . . .	88
4.8	$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*((1^+))^4\text{H}$ の角度分布 . . . . .	89
4.9	$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$ 反応におけるスピン反転遷移とスピン非反転遷移の DWBA 計算 . . . . .	90
4.10	励起エネルギーと運動量移行としたスピン双極子遷移の微分断面積 . . . . .	92
4.11	励起エネルギーと運動量移行を関数とした微分断面積 . . . . .	93
4.12	$^4\text{He} \rightarrow ^4\text{H}$ の運動学線と実験データ . . . . .	94
4.13	$^4\text{He}$ のスピン双極子遷移強度分布 . . . . .	95
A.1	イソブタン 10 kPa における位置分解能曲線と飛跡検出効率曲線 . . . . .	102
A.2	位置分解能のビーム強度依存性 . . . . .	103
C.1	アノードワイヤーから読み出された電子の電荷量とロジック信号の時間幅の関係 . . . . .	107
C.2	アノード信号の時間幅とカソード面の誘導電荷量の相関 . . . . .	108
C.3	時間幅分布のシミュレーション . . . . .	109
D.1	液体 $^4\text{He}$ 標的セルの膨らみ . . . . .	111
D.2	液体 $^4\text{He}$ 標的の厚さについてのシミュレーション . . . . .	112
E.1	シミュレーションによる、散乱角度の分布 . . . . .	113
E.2	実験室系の散乱角度の、シミュレーションと実験データの比較 . . . . .	114
F.1	ビームトリガーにて収集した S0 焦点面-S2 焦点面間の粒子識別図 . . . . .	116



# 表目次

2.1	BigRIPS と高分解能ビームラインの仕様 . . . . .	12
2.2	SHARAQ スペクトロメーターの仕様 . . . . .	13
2.3	BigRIPS F3–F6 焦点面間のビーム輸送行列 . . . . .	14
2.4	BigRIPS F3–SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面間のビーム輸送行列 . . . . .	15
2.5	SHARAQ スペクトロメーター S0–S2 焦点面間のビーム輸送行列 . . . . .	15
2.6	BigRIPS、高分解能ビームライン、SHARAQ スペクトロメーターに設置した検出器 . . . . .	16
2.7	ビームラインの F3/FH7/FH9/FH10 に設置したプラスチックシンチレーター検出器の仕様 . . . . .	17
2.8	低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの仕様 . . . . .	18
2.9	S2 焦点面 プラスチックシンチレーター検出器の仕様 . . . . .	22
2.10	カソード読み出し型ドリフトチェンバーの仕様 . . . . .	23
2.11	荷電交換反応 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$ の実験条件 . . . . .	27
3.1	S2 トリガーイベントでの検出器の解析するタイミング . . . . .	32
3.2	SHARAQ スペクトロメーターに関する行列要素 . . . . .	58
3.3	ビームラインの運動量に関する行列要素 . . . . .	61
3.4	標準線源から放出される $\gamma$ 線のエネルギー . . . . .	65
3.5	DCX0 の ${}^8\text{He}$ と ${}^{11}\text{Li}$ に対するアノードワイヤー面の検出効率 . . . . .	75
3.6	2 重微分断面積についての系統誤差 . . . . .	79
A.1	低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの仕様 . . . . .	101



# 第 1 章

## 序説

### 1.1 原子核のスピンアイソスピン応答

原子核は、陽子と中性子を構成要素とした核子による有限量子多体系である。核子間に強い力の相互作用が核力として引力的に働くことにより、核子の束縛された多体系が保持されている。陽子と中性子が持つ特徴的な量子数として、スピンとアイソスピンがある。核子のスピン ( $\sigma$ ) とアイソスピン ( $\tau$ ) を用いて、核力の 2 体間有効相互作用の中心力成分  $V_c$  は、以下のように示される。

$$V_c = V_0 + V_\sigma \sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_\tau \tau_1 \cdot \tau_2 + V_{\sigma\tau} \sigma_1 \cdot \sigma_2 \tau_1 \cdot \tau_2, \quad (1.1)$$

この中心力成分は、スピンとアイソスピンに応じた 4 つの成分、 $V_0$ 、 $V_\sigma$ 、 $V_\tau$ 、 $V_{\sigma\tau}$  に分類される。これらの成分は、原子核の励起モードと密接に関係している。

原子核のスピンとアイソスピンを各々 1 つ変化させるスピンアイソスピン応答 ( $\Delta S = \Delta T = 1$ ) は、原子核の基本的な励起モードの 1 つである。この励起モードは反応にて生じた角運動量移行 ( $\Delta L$ ) によって異なっており、スピン単極子遷移 ( $\Delta L = 0$ )、スピン双極子遷移 ( $\Delta L = 1$ )、スピン四重極子遷移 ( $\Delta L = 2$ ) が挙げられる。原子核のスピンアイソスピン応答の研究は、1937 年 Bothe と Gentner によって原子核の巨大共鳴の兆候が観測されたことをきっかけに始まった [1]。1947 年には、Baldwin と Klaiber は、光分解反応 ( $(\gamma, n)$  反応) 測定から、原子核の巨大共鳴状態を実際に観測した [2, 3]。そして、1975 年に、ガモフテラー巨大共鳴状態が  $^{90}\text{Zr}$  を標的に荷電交換反応 (p,n) を用いてはじめて観測された [4]。

スピンアイソスピン応答の研究では、荷電交換反応が強力な反応プローブとして用いられている [5, 6]。荷電交換反応は、標的核の陽子 (中性子) と入射核の中性子 (陽子) を交換する直接反応である。代表的な反応として、(p,n)、(d, $^2\text{He}$ )、( $^3\text{He}$ ,t)、( $^{12}\text{C}$ , $^{12}\text{B}$ ) などが挙げられる。これまで、荷電交換反応を用いて、原子核の低励起状態だけでなく、スピン単極子遷移 [7, 8] やガモフテラー遷移共鳴 [4, 9, 10] やスピン双極子遷移共鳴 [11] といった高励起状態に表れる原子核の共鳴状態について研究が行われてきた。

図 1.1 は、核力の中心力部分の、核内核子の 2 核子散乱における遷移行列の入射エネルギー依存性 [12] を示している。ここで、 $t_o^c$  はアイソスカラー型スピン非反転遷移 ( $\Delta T = \Delta S = 0$ )、 $t_{\sigma\tau}^c$  はアイソベクトル型スピン反転遷移 ( $\Delta T = \Delta S = 1$ )、 $t_\tau^c$  はアイソベクトル型スピン非反転遷移 ( $\Delta T = 1, \Delta S = 0$ )、 $t_\sigma^c$  はアイソスカラー型スピン反転遷移 ( $\Delta T = 0, \Delta S = 1$ ) を表している。スピンアイソスピン応答では、 $V_{\sigma\tau}$  項による励起が他の項に比べて有効となる。核子あたりの入射エネルギーが 100 MeV から 300 MeV までに掛けて、 $t_\tau^c$  と比較して  $t_{\sigma\tau}^c$  が優勢となっている。この入射エネルギー領域において、アイソベクトル型の反応プローブを用いたとき、アイソベクトル型スピン反転遷移による励起が支配的になる。そのため、スピンアイソスピン応答の観測には、100 MeV から 300 MeV までのビームのエネルギー領域のビームが最適な反応プローブとなる。

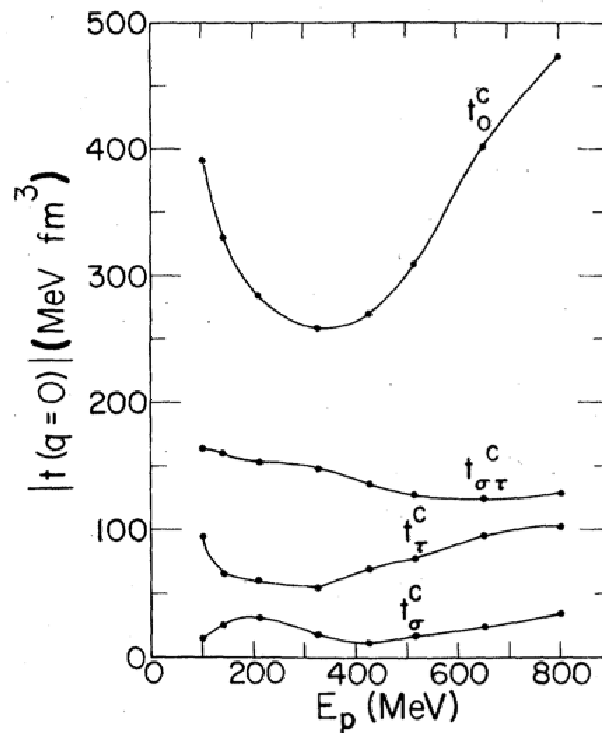


図 1.1 Franey-Love の、核力の中心力部分の、核内核子の 2 核子散乱における散乱行列の入射エネルギー依存性 [12]。  $t_c^c$  はアイソスカラー型スピン非反転遷移、 $t_c^{\sigma\tau}$  はアイソベクトル型スピン反転遷移、 $t_c^{\tau}$  はアイソベクトル型スピン非反転遷移、 $t_c^{\sigma}$  はアイソスカラー型スピン反転遷移を表している。

## 1.2 原子核物理におけるスピン双極子応答

スピンアイソスピン応答であるスピン双極子応答は、原子核研究において興味深いトピックの 1 つとなっている。原子核が反応によって外部から相互作用を受ける際、核内の中性子と陽子の逆位相に振動運動するのがスピン双極子応答である。スピン双極子応答は、原子核の軌道角運動量とスピン移行量をそれぞれ  $\Delta L = 1$ 、 $\Delta S = 1$  変化させる応答である。 $\Delta L = 1$  と  $\Delta S = 1$  が結合することで、 $J^\pi = 0^+$  の基底状態から  $J^\pi = 0^-$ 、 $1^-$ 、 $2^-$  の状態が励起される。スピン双極子遷移と同じ第一禁止遷移として、E1 遷移が挙げられる。E1 遷移では、 $J^\pi = 0^+$  から励起できる状態は、 $J^\pi = 1^-$  だけに限られる。スピン双極子遷移は E1 遷移に比べて、より多くの原子核が持つ状態を励起させることが可能である。スピン双極子応答の遷移強度を調べることで、原子核のスピン構造の研究に有用な役割を果たしている。

これまでに、原子核のスピン双極子応答を用いて、理論的、そして、実験的に多くの研究が行われてきた。特に、原子核実験の実験としては、 $^{12}\text{C}(d, ^2\text{He})$  [13]、 $^{16}\text{O}(\vec{p}, \vec{n})^{16}\text{F}$  [14]、 $^{90}\text{Zr}(n, p)$  [15] などが挙げられる。スピン双極子応答の観測を通して、原子核の励起状態への遷移強度や、核内核子に作用する核力の成分が明らかになり、原子核内における核構造の描像が深化した。

スピンアイソスピン応答は、スピンアイソスピンに依存する原子核の核力が強く関係している。原子核の核力は、中心力と非中心力の 2 つの成分に分けられる。核力の非中心力成分の 1 つに、テンソル力が挙げられる。テンソル力はスピンベクトルが同じ核内の陽子と中性子のペアに働く相互作用である。近年の原子核実験は安定核だけでなく、不安定核を含んだ広い領域に渡って行われるようになり、安定核では見られなかった原子核のエキゾチックな描像が知られるようになった。理論計算では、テンソル力を核力の成分に取り入れた核構造計算が行われ、実験データを再現していることが示された。テンソル力は  $1\hbar\omega$  励起であるスピン双極子応答と密接に関係しており、テンソル力のプローブとして、スピン双極子応答が用いられてきた。

スピン双極子遷移強度に対するテンソル相関の依存性が調べられ、テンソル相関が働くことでスピン双極子遷移強度はクエンチすることが分かった。[16] 相互作用にテンソル力が加わっていることで、スピン双極子励起に影響を及ぼしている。

### 1.3 弱過程とスピン双極子応答

原子核は電磁気力、強い力、そして、弱い力によって相互作用を受ける。特に、弱い力の強さは、2つの相互作用に比べて非常に小さい。しかしながら、原子核には、弱い力によって引き起こされる弱過程と呼ばれる現象が存在する。この弱過程の代表的な現象が、 $\beta$ 崩壊である。この $\beta$ 崩壊の許容遷移として、ガモフテラー遷移が観測される。 $\beta$ 崩壊は、励起状態の低エネルギー領域に遷移する。 $\beta$ 崩壊のガモフテラー遷移の研究は、 $\beta$ 崩壊の直接測定と並んで荷電交換反応を用いて行われてきた。これまで、 $\beta$ 崩壊のガモフテラー遷移の核行列要素について、荷電交換反応測定からよく検証されている [9, 17]。荷電交換反応測定によって得られた断面積から、ガモフテラー遷移強度の絶対値を求めることが可能である。また、 $\beta$ 崩壊では到達不可能な高い励起エネルギー状態へのガモフテラー遷移についても、荷電交換反応によって観測することが可能となっている。

原子核のガモフテラー共鳴状態を越えた励起エネルギー状態を含めて遷移させる弱過程の一つとして、ニュートリノ原子核反応が挙げられる。ニュートリノは、超新星コア内部にて、0 MeV から 50 MeV のエネルギーの広がりを持って、大量に生成される。そして、このニュートリノは超新星爆発と同時に宇宙空間に放出され、反応断面積が低いながらも大量に存在することから元素合成に影響を与えている。高エネルギーのニュートリノ原子核反応は原子核をガモフテラー遷移を越えた励起状態に遷移させることが可能である。スピン双極子遷移や四重極遷移を含めた多重極遷移による原子核の励起が関与してくる。

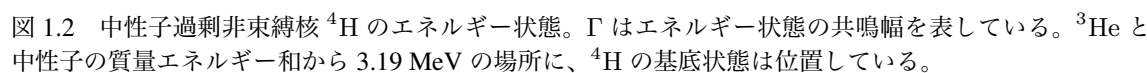
地上では、人工ニュートリノや太陽ニュートリノを用いて、SuperKAMIOKANDE [18]、KamLAND [19]、Sudbury Neutrino Observatory [20] にて、ニュートリノ原子核反応の測定が行われている。ニュートリノ検出の標的として、SuperKAMIOKANDE では  $\text{H}_2\text{O}$  や、また、KamLAND では  $\text{C}_n\text{H}_{2n}$  が用いられている。そのため、ニュートリノ放出量の評価には、 $^{16}\text{O}$  や  $^{12}\text{C}$  に対する、ニュートリノ原子核反応の断面積の定量的評価が前提となる。しかしながら、ニュートリノ原子核反応は反応率が非常に小さいため、反応断面積を測定することは困難である。

$^{16}\text{O}$  や  $^{12}\text{C}$  と並んで、 $^4\text{He}$  とニュートリノの断面積は、宇宙物理学において Li/Be/B の軽元素の合成量を評価する上で、注目されている [21, 22]。特に、ニュートリノとの反応として、 $^4\text{He}(\nu, \nu')$ 、 $^4\text{He}(\nu_e, e^-)$ 、 $^4\text{He}(\bar{\nu}_e, e^+)$  が挙げられる。 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答を経由するニュートリノ原子核反応を定量的評価が重要である。スピンアイソスピン応答は、弱い力の相互作用の演算子によって記述することが可能となっている。スピン双極子遷移応答から、ニュートリノ原子核反応をつなぐ核行列要素を導出することで、ニュートリノ原子核反応を評価することが可能となる。

### 1.4 $^4\text{He}$ のスピン双極子応答

$^4\text{He}$  核は、陽子と中性子各々 2 個で構成された原子核である。陽子数と中性子数が 2 の魔法数であるため、 $^4\text{He}$  は 2 重閉殻構造になっている。また、 $^4\text{He}$  は 2 重閉殻構造を持つ原子核の中で最も軽い。陽子と中性子の軌道はすべて  $1s_{1/2}$  に詰まっており、 $^4\text{He}$  は単純な核構造を持っている。 $^4\text{He}$  が励起するには、パウリの排他律により核子が  $1\hbar\omega$  を越えて軌道を変えることになる。そのため、2 重閉殻構造を持つ原子核のスピンアイソスピン応答では、スピン双極子遷移が強く引き起こされる。

図 1.2 に、アイソベクトル型スピン双極子応答を観測した際に、 $^4\text{He}$  から遷移する  $^4\text{H}$  のエネルギー状態を示す。 $^4\text{H}$  は中性子過剰非束縛核であるため、全てのエネルギー状態は共鳴幅  $\Gamma$  を持っている。 $^4\text{H}$  の基底状態  $2^-$  は、 $^3\text{H}$  と中性子の質量エネルギー和から 3.19 MeV の場所に位置している。 $^4\text{H}$  には、 $0^-$ 、 $1^-$ 、 $2^-$  の



アイソベクトル型スピン双極子応答の強度分布を理論計算によって導出した [23]。その強度分布を図 1.3 に示す。この理論計算では、2 体力だけでなく、3 体力、 $L \cdot S$  力、テンソル力を含んだ現実的相互作用ポテンシャルを用いた第一原理計算 [24] による  $^4\text{He}$  のスピン双極子強度が導出されている。 $^4\text{He}$  にテンソル力を取り入れた計算をすることで、ネガティブパリティ状態の縮退が解け、核構造が再現される。[24] テンソル力を現実的相互作用に取り入れることは有用であることを示している。

図 1.4 (a) に、( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) 反応測定によって得られた、 ${}^4\text{He}$  の励起エネルギースペクトルを示す。この反応では、 ${}^7\text{Be}^*(7/2)^+$  から放出された  $\gamma$  線を検出することによって、スピン反転遷移 ( $\Delta S = 1$ ) の成分を同定



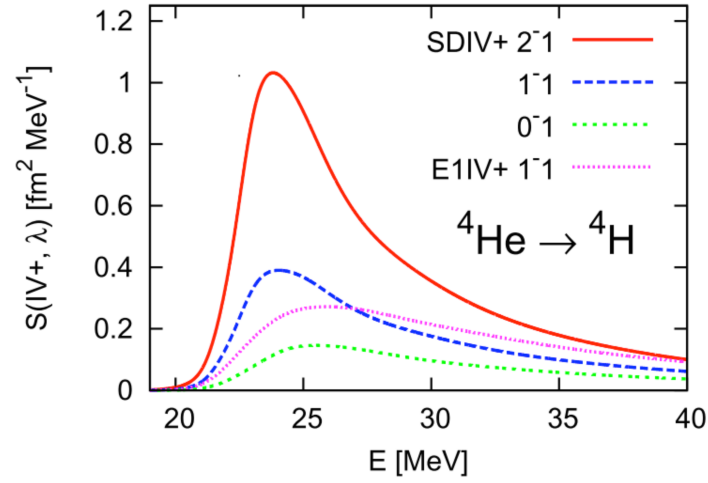


図 1.3  $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答 [23]。  $^4\text{H}$  の  $0^-$ 、 $1_{1\text{st}}^-$ 、 $2^-$  はスピン双極子遷移応答であり、 $1_{2\text{nd}}^-$  は E1 遷移応答である。

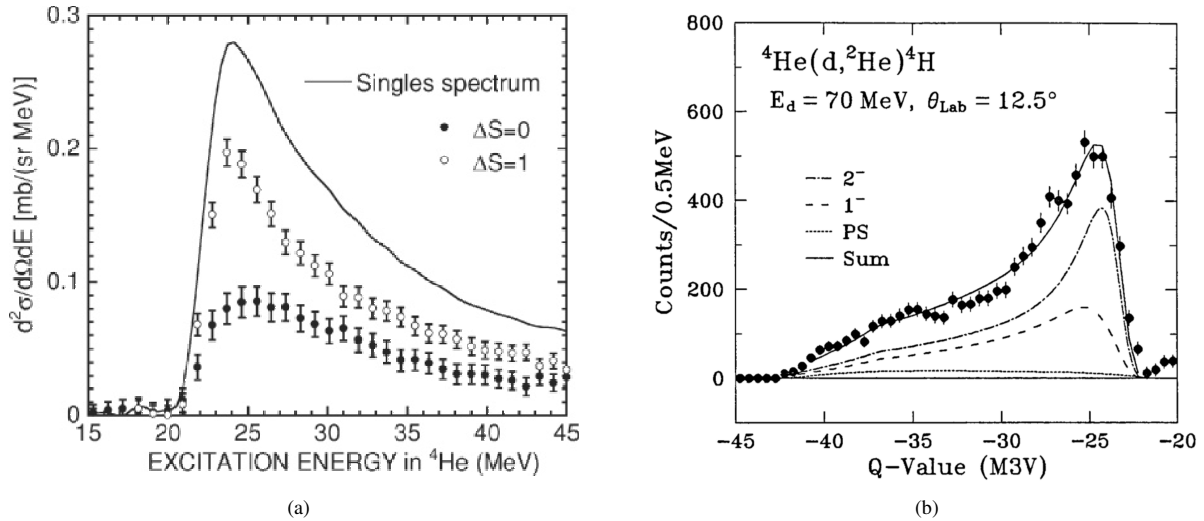


図 1.4  $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答。(a)  $^4\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^4\text{H}$  反応の励起エネルギー分布 [25, 26]、(b)  $^4\text{He}(d, ^2\text{He})^4\text{H}$  反応の励起エネルギー分布 [27]。(a) の反応では、 $^7\text{Be}^*(7/2^+)$  から放出される  $\gamma$  線を検出することで、スピン反転遷移とスピン非反転遷移を分離している。

することが可能となっている。この反応測定では、 $^7\text{Li}$  のビームエネルギーは核子あたり 65 MeV であった。

図 1.4 (b) は、 $(d, ^2\text{He})$  反応測定によって得られた、 $^4\text{He}$  の励起エネルギースペクトルである [27]。この測定では、荷電交換反応によって生成された  $^2\text{He}$  から崩壊した 2 つの陽子を同時検出することで、反応を同定する。 $d$  と  $^2\text{He}$  が持つ  $J^\pi$  は、それぞれ、 $1^+$  と  $0^+$  である。また、この測定に用いた重陽子のビームエネルギーは核子あたり 35 MeV であった。

これらの行われた反応測定について、ビームのエネルギーを考える。ビーム自身のエネルギーが低くなると、ビームは標的との反応時、核力に比べてクーロン力を強く感じるようになる。そのため、励起エネルギースペクトルは、ビームと標的との反応時、クーロン力をディストーションの効果を受ける。そのため、クーロン力によるディストーションの効果を抑えるには、ビームのエネルギーを高める必要がある。

標的である  $^4\text{He}$  とビームとの間の核力の相互作用による、 $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子応答を理解するため、核反応を平面波として扱える運動量移行の少ない領域で観測する必要がある。標的を励起さ

せるためにビームが与えるエネルギーに、反応前後でのビームの質量差のエネルギーで補うことによって、ビームから持ち出される運動エネルギーを抑えることができる。そのため、標的である  $^4\text{He}$  に加わる運動量移行を制限される。これまで行われた反応に対して、フォトンライン近傍にアクセスする大きな質量エネルギー差の持つプローブを用いて測定できれば、 $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子応答をディストーションの小さな効果で導出できる。これは、同じ質量数の原子核の中で安定核に比べて質量超過が大きな不安定核ビームを用いることによって解決される。

不安定核は、1980 年初頭の加速器技術や実験技術の発展に伴って、1980 年代後半に核破砕反応を利用した 2 次核反応実験 [30] が行われたことをきっかけに、実験に利用されるようになった。そして、不安定核がビームとして原子核実験に利用され、原子核物理の対象は飛躍的に拡大した。近年では、日本の理化学研究所、ドイツの GSI、アメリカの NSCL を初めてとする世界の原子核研究施設において、2 次ビーム生成ビームラインが建設および稼働されている。新たに開発された不安定核ビームを、安定核ビームによる核分光実験に適用することで原子核のプローブの種類は増加し、また、原子核の高励起状態への到達することが容易になる。

不安定核ビームは、安定核ビームに比べて、さまざまなスピンやアイソスピンを持っている。また、不安定核ビームは、同じ質量数の安定核ビームに比べて、質量超過が大きい。反応にて、不安定核から安定核に変化するとき、ビームの質量超過の差 ( $\delta m > 0$ ) がエネルギーとして、標的を発熱する。そのため、このエネルギーを標的に持ち込むことによって、小さい運動量移行で、標的を励起させることが可能となる。不安定核をビームに利用した、発熱型荷電交換反応を用いることが可能となった。

本研究では、 $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子応答を調べる反応プローブとして、不安定核ビームを用いた発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を選択した。図 1.5 に、 $^8\text{Li}$  のエネルギーレベル [28] を示す。この反応での標的に持ち込める質量エネルギー差は、10.2 MeV となる。そのため、これまで用いられた反応

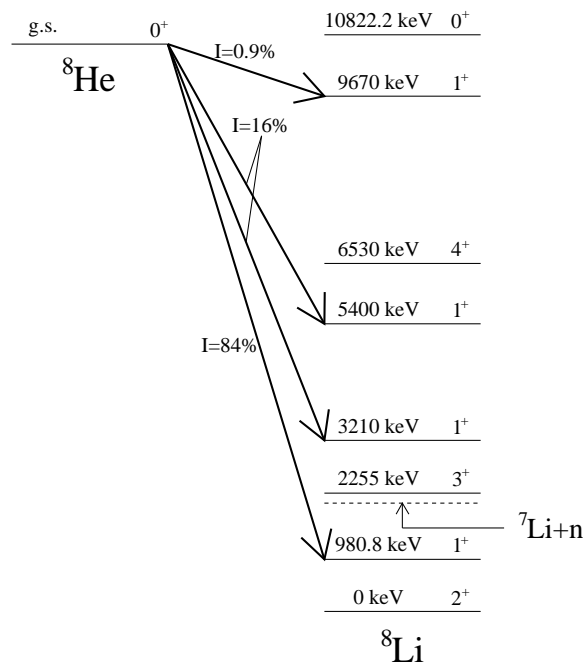


図 1.5  $^8\text{Li}$  のエネルギーレベル [28]。  $I$  は、 $^8\text{He}$  の基底状態から  $^8\text{Li}$  へ  $\beta$  崩壊した際に移るエネルギー状態への遷移確率を表している。 $^8\text{Li}$  の  $1^+$  状態への遷移が最も強い。 $^8\text{Li}$  の  $1^+$  状態のガモフテラー遷移強度  $B(\text{GT})$  は、 $\beta$  崩壊測定の実験から 0.23 と観測されている [29]。

に対して質量エネルギー差は十分大きいものである。

図 1.6 は、 ${}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{H}$  における、エネルギー移行 ( $E$ ) と運動量移行 ( $q$ ) 平面での反応の運動学面を表している。横軸は  ${}^3\text{H}$  と  $n$  の質量和を基準としたエネルギー移行 ( $E$ ) であり、運動量移行 ( $q$ ) である。それぞれの線は、ニュートリノ原子核反応 ( $\bar{\nu}_e, e^+$ ) (黒線)、荷電交換反応 ( ${}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)$ ) (赤線)、荷電交換反応 ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}^*(7/2^+)$ ) (緑線)、荷電交換反応 ( $d, {}^2\text{He}$ ) (青線) における運動学線を表している。また、先行実験である荷電交換反応 ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}^*(7/2^+)$ ) や、( $d, {}^2\text{He}$ ) 測定では、 ${}^4\text{H}$  を生成するために必要な運動量移行は 70 MeV/c と 120 MeV/c に位置している。

また、スピン反転遷移を選択するためには、 ${}^8\text{He}$  から  ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移をタグする必要がある。 ${}^8\text{Li}$  の  $1^+$  状態へ遷移したことを、 $1^+$  から基底状態である  $2^+$  への脱励起時に放出された  $\gamma$  線 ( $E_\gamma=0.98$  MeV) を検出することによって同定する。また、 ${}^8\text{Li}$  の中性子崩壊閾値は、第 2 励起状態 ( $3^+$ : 2.3 MeV) より低い 2.0 MeV に位置している。 $3^+$  状態から中性子を放出し、 ${}^7\text{Li}$  へ崩壊するため、 $1^+$  を経由して  $\gamma$  崩壊するエネルギー状態は存在しない。そのため、脱励起  $\gamma$  線を検出することで、 ${}^8\text{Li}$  の  $1^+$  への遷移したことが一意に決まる。

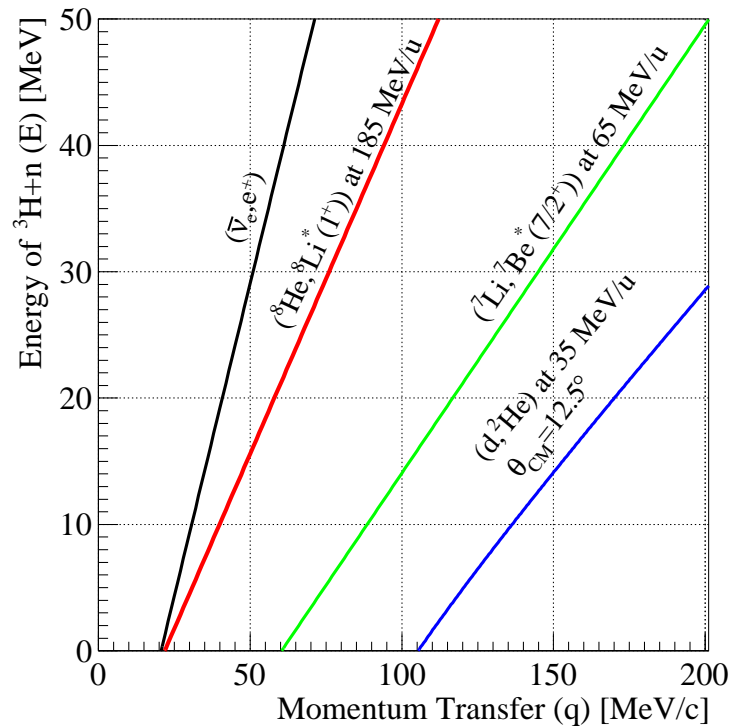


図 1.6 エネルギー移行 ( $\omega$ ) -運動量移行 ( $q$ ) 平面における運動学。縦軸は  ${}^3\text{H}$  と  $n$  の質量和を基準としたエネルギー、横軸は運動量移行である。黒線はニュートリノ原子核反応 ( $\bar{\nu}_e, e^+$ )、赤線は ( ${}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応、緑線は ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}^*(7/2^+)$ ) 反応の運動学線、青線は ( $d, {}^2\text{He}$ ) 反応の運動学線である。

本研究に用いる発熱型荷電交換反応 ( ${}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)$ ) によって、( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}^*(7/2^+)$ )、( $d, {}^2\text{He}$ ) 反応では到達不可能であったニュートリノ原子核の運動学線近傍の 30 MeV/u までに到達する。これは、現在までの行われた反応測定の中で最も少ない運動量移行で  ${}^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子応答を観測したことになる。 ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}^*(7/2^+)$  や ( $d, {}^2\text{He}$ ) の反応は、ビームのエネルギーが低いため、スピンアイソスピン応答の最適なエネルギー領域に到達していない。また、理論計算では、 ${}^4\text{He}$  への運動量移行の効果は含まれていないため、測定にて観測されるスピン双極子応答とは異なる。反応プローブに用いるビームのエネルギーは、過去の実験に比べて高くなった。これにより、図 1.1 から、核力の中心力成分である  $t_{\sigma\tau}^c$  の  $t_0^c$  に対する割合は相対的に大きくなる。そのため、標的との反応によるディストーションの効果を受けにくくなる。本研究

では、核子当たりのビームエネルギー 185 MeV の、発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いて、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答の遷移強度を導出する。そして、本研究で得られた遷移強度と理論計算で得られた遷移強度を比較する。

## 1.6 本研究の目的

本研究では、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答を求めることが目的である。この目的を達成するため、( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応測定を、理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリー (RIBF) に設置された BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターを用いて行った。RIBF は、不安定核を 2 次ビームとして核子当たりの 100 MeV から 300 MeV のエネルギーで且つ、世界最大の強度で供給することが可能な施設である。不安定核ビームは典型的に安定核ビームに対してビーム強度が低いいため、出来るだけ高いビーム強度が測定条件として要求される。実験では、 $^4\text{He}$  の励起エネルギー分布および角度分布を測定する。励起エネルギーの導出に際して、 $^4\text{He}$  の運動量移行と散乱角度を直接測定することは困難であるため、質量欠損法を用いた。本実験にて要求される質量欠損エネルギーおよび散乱角度の決定精度は、2 MeV および 2 mrad である。質量欠損エネルギーの決定精度は、 $^4\text{He}$  から生成される非束縛核  $^4\text{H}$  のエネルギー 3 MeV の基底状態と 5 MeV の励起状態を分けるためである。また、散乱角度の決定精度は、重心系の散乱角度  $1^\circ$  ごとで角度分布を調べるためである。質量欠損分解能については、ビームである  $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の運動量 ( $\Delta p/p$ ) を 1/2000 の分解能で決定する。BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターを用いることにより、この要求された質量欠損エネルギー分解能と角度分解能を達成することは可能である。そのため、ビームラインにてビームの運動量と角度を測定するために、ビームの飛跡検出器を設置する。標的より上流側のビームラインでは、ビーム強度が高いため、それに耐えうる飛跡検出器が求められた。また、反応過程において、 $^8\text{He}$  の基底状態  $0^+$  から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移を同定する必要がある。 $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) から基底状態 ( $2^+$ ) へ脱励起する際に放出される  $\gamma$  線 (980 keV) を検出して遷移を同定するため、NaI (TI) シンチレーター検出器アレイ (DALI2) を SHARAQ スペクトロメーターの標的位置周辺に設置した。最終的に、反応測定にて取得したデータから 2 重微分断面積と角度分布を導出した。これまでに、SHARAQ スペクトロメーターでは、不安定核ビームを用いて、( $t, ^3\text{He}$ ) [7, 8]、( $^{10}\text{C}, ^{10}\text{B}$ ) [31]、( $^{12}\text{N}, ^{12}\text{C}$ ) [32]、( $^8\text{He}, ^8\text{Be}$ ) [33] の反応について測定を行っている。

## 1.7 論文の構成

$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))$  反応測定を行い、そして、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答を引き出すため、データ解析を行った。また、本測定にて得られた低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの性能とこれまでの研究開発をまとめ、その成果として、誌上論文 [34] にて発表した。これまで行ってきた、低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの開発と性能の詳細については、付録 A において記載した。

第 2 章では、理化学研究所仁科加速器研究センターの RIBF に設置された BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターを用いた ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応測定の実験セットアップについて詳細に説明する。第 3 章では、 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答を導出するため、取得した実験データの解析について述べる。第 4 章では、本測定にて得られた実験結果を示し、考察する。第 5 章にて、本研究の結論を述べる。

## 第 2 章

# 実験セットアップ

荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  を、2012 年 4 月理化学研究所仁科加速器研究センター RI ビームファクトリーにて測定した。不安定核である  ${}^8\text{He}$  ビームを、サイクロトロン加速器によって核子あたりのエネルギー 230 MeV まで加速した安定核  ${}^{18}\text{O}$  ビームと超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS の F0 焦点面に設置した 1 次標的  ${}^9\text{Be}$  との入射核破碎反応を用いて生成した。そして、 ${}^8\text{He}$  ビームを、BigRIPS と高分解能ビームラインを経由し、2 次標的である液体  ${}^4\text{He}$  を設置した SHARAQ スペクトロメーターの S0 焦点面まで輸送した。 ${}^8\text{He}$  ビームと液体  ${}^4\text{He}$  標的との荷電交換反応で生成した  ${}^8\text{Li}$  は、SHARAQ (Spectroscopy with High-resolution Analyzer of RadioActive Quantum beams の略) スペクトロメーターにて運動量分析された後、S2 焦点面へ到達した。本実験では、液体  ${}^4\text{He}$  標的から生成された反跳粒子  ${}^4\text{H}$  の励起エネルギーを質量欠損法を用いて決定した。標的にて反応した事象毎に励起エネルギーを導出するため、高分解能ビームラインと SHARAQ スペクトロメーターの運動量分散焦点面である F6 と S2 焦点面に低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー (LP-MWDC, Low-Pressure MultiWire Drift Chamber の略) とカソード読み出し型ドリフトチェンバー (CRDC, Cathode Readout Drift Chamber の略) を設置し、標的前後のビームの運動量を測定した。2 次標的周辺には、 ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ : 0.98 MeV) から基底状態 ( $2^+$ ) へ遷移した際に放出する脱励起  $\gamma$  線のエネルギーを測定するため、NaI (TI) シンチレーター検出器アレイ (DALI2, Detector Array for Low Intensity radiation 2 の略) を設置した。

まず、2.1 章では、反応測定を行った理化学研究所 RI ビームファクトリーについて、2.2 章および 2.3 章では測定に用いたビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターについて概要を述べる。2.4 章では、ビームラインに設定された輸送モードについて説明し、2.5 章では、使用した液体  ${}^4\text{He}$  標的について述べる。2.6 章では、使用した検出器について説明し、2.7 章では検出器のデータ収集システムについて述べる。最後に、2.8 章にて、取得したデータの実験条件についてまとめる。

## 2.1 理化学研究所 RI ビームファクトリー

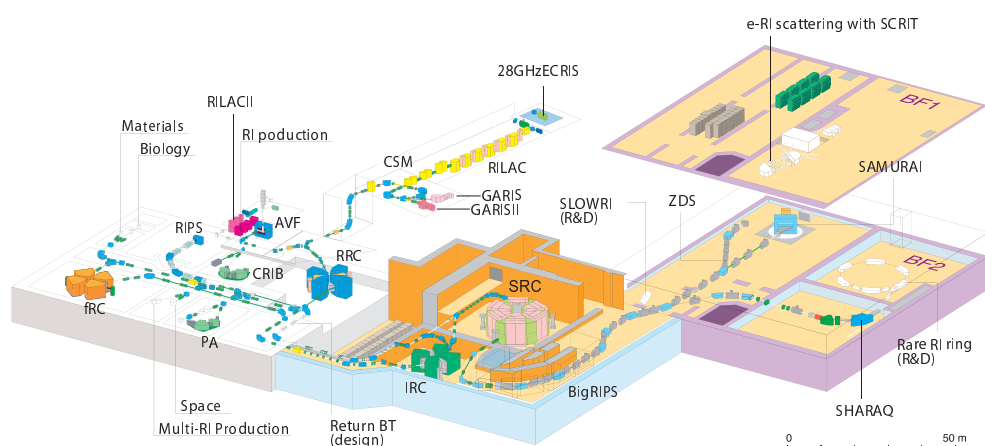


図 2.1 理化学研究所 RI ビームファクトリーの鳥瞰図。1 次ビームを AVF、RRC、SRC のサイクロトロン加速器によって加速し、BigRIPS、高分解能ビームライン、そして、SHARQA スペクトロメーターを用いて  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応測定を行った。

発熱型荷電交換反応 ( ${}^8\text{He}$ ,  ${}^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 測定は、理化学研究所の仁科加速器研究センターにある Radioactive Isotope (RI) ビームファクトリー [35] において行った。RI ビームファクトリーは、安定原子核の破砕反応および核分裂反応を利用して、天然に存在しない不安定核を 2 次ビームとして生成して、その性質を測定する実験施設である。現在、世界最高の強度で  ${}^8\text{He}$  を測定に利用することが可能である。

図 2.1 は、RI ビームファクトリーの鳥瞰図を示している。本実験では、HyperECR (Electron Cyclotron Resonance の略) イオン源からイオン化され取り出された  ${}^{18}\text{O}$  を AVF (Azimuthal Varying Field の略) サイクロトロン、理研リングサイクロトロン (RRC, Riken Ring Cyclotron の略)、超電導リングサイクロトロン (SRC, Super-conducting Ring Cyclotron の略) [36] の加速器を用いて核子当たりのエネルギー 230 MeV まで加速した。そして、SRC から取り出した  ${}^{18}\text{O}$  を、RI ビーム生成分離装置 BigRIPS の F0 焦点面に設置した  ${}^9\text{Be}$  標的に照射した。本実験の  ${}^{18}\text{O}$  のビーム強度は、最大 150 pnA であった。また、SRC の加速周波数は、13.7 MHz であった。

## 2.2 ビームライン: BigRIPS および高分解能ビームライン

図 2.2 は、RI ビーム生成分離装置 BigRIPS [37] と高分解能ビームライン [38,39] の概略図である。BigRIPS は、2 次ビームの生成標的  ${}^9\text{Be}$  を設置した F0 焦点面から F3 焦点面の不安定核ビームを分離する第 1 ステージと、粒子ごとに核種を同定するための F3 焦点面から F6 焦点面までの第 2 ステージで構成されている。高分解能ビームラインは、BigRIPS で生成した 2 次ビームを SHARQA スペクトロメーターへ輸送するビームラインであり、また、ビーム運動量の高分解能測定に適した中間焦点面を持っていることが特徴となってい



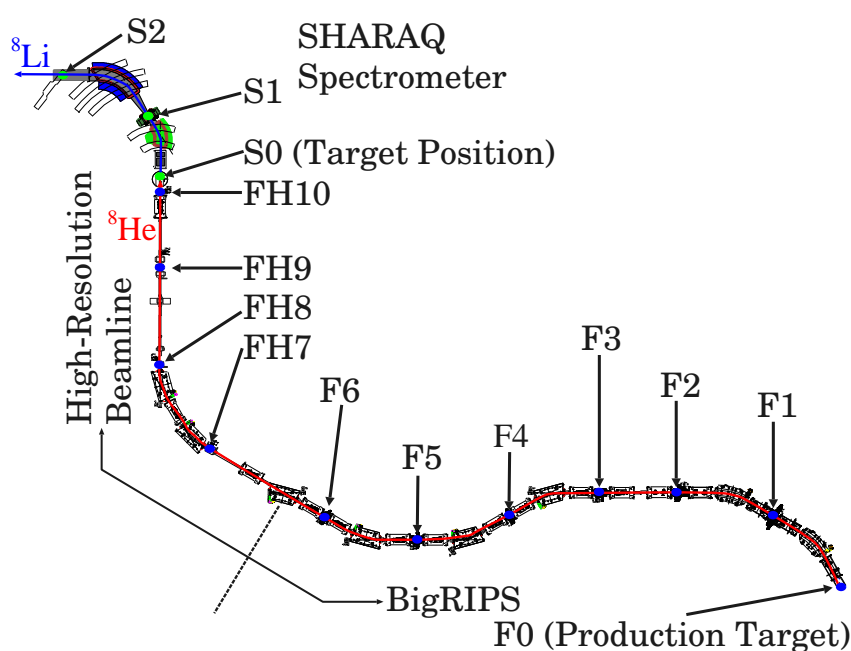


図 2.2 BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターの概略図。F0 焦点面から F6 焦点面までのビームラインが BigRIPS、F6 焦点面から S0 焦点面までのビームラインが高分解能ビームライン、S0 焦点面から S2 焦点面までのビームラインが SHARAQ スペクトロメーターである。

る。2つのビームラインは、合計 15 台の三連四重極超伝導磁石 [40] と 7 台の双極電磁石と 4 台の四重極常伝導磁石で構成されている。双極電磁石の中心軌道半径と、最大励磁磁場はそれぞれ、6 m と 1.5 T である。このため、ビームラインを通過することが可能な粒子の最大磁気剛性は 9 Tm である。また、F0 焦点面から S0 焦点面までのビームラインの長さは 116 m である。

不安定核ビームである  $^8\text{He}$  を、F0 焦点面に設置した厚さ 20 mm の 1 次標的  $^9\text{Be}$  と 1 次ビーム  $^{18}\text{O}$  との入射核破砕反応を利用して生成した。 $^8\text{He}$  ビームの運動量は、F1 焦点面に設置したスリットを用いて  $\pm 1\%$  に制限した。また、 $^8\text{He}$  ビームの角度広がり、F2 焦点面に設置したコリメータ [7] にて水平方向 10 mrad 及び垂直方向 30 mrad に制限した。

まず、F3 焦点面が、F0 焦点面で生成された 2 次ビームに対して、運動量と角度の位置依存性のない 2 重アクロマティック焦点になるよう、BigRIPS の第 1 ステージである F0 焦点面から F3 焦点面までの光学要素を調整した。そして、F3 焦点面を、BigRIPS と高分解能ビームライン、SHARAQ スペクトロメーターまでのイオンビーム光学の起点として扱う。F0 焦点面に生成された  $^8\text{He}$  ビームを、BigRIPS の第 2 ステージ (F0 焦点面-F6 焦点面) と高分解能ビームラインを通過して SHARAQ スペクトロメーターの S0 焦点面に設置した 2 次標的である液体  $^4\text{He}$  標的に照射した。本実験において用いたビーム輸送光学である、高分解能アクロマティックビーム輸送 [41] に関しては、2.4 章で詳細について述べる。2 次標的に入射される  $^8\text{He}$  ビームの飛跡と運動量を、F6 と FH10 の焦点面に設置した低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー [34, 42] を用いて測定した。F6 焦点面は、ビームの運動量が焦点面の入射位置に依存性を持った運動量分散焦点面であり、設計された運動量分散は 7 m/100% である。ビームラインの仕様について、表 2.1 にまとめる。

表 2.1 BigRIPS と高分解能ビームラインの仕様。

磁石タイプ	常伝導双極磁石: D 超伝導三連四重極電磁石:STQ 常伝導四重極電磁石:Q
BigRIPS の磁石構成	第1ステージ STQ-D-STQ-STQ-D-STQ-STQ (F0-F3) 第2ステージ STQ-D-STQ-STQ-D-STQ-STQ-D-STQ (F3-F6)
高分解能ビームラインの磁石構成	STQ-STQ-D-STQ-D-Q-Q-STQ (F6-S0)
角度アクセプタンス	水平方向: $\pm 10$ mrad 鉛直方向 $\pm 30$ mrad
運動量アクセプタンス (F6)	$\pm 1$ %
最大磁気剛性	9 Tm
運動量分散 (F6) $p/\Delta p$	7 m/100%
運動量分散焦点面	F6
アクロマティック焦点面	F3, FH9, S0
ビームライン長 (F0-S0 間)	116 m

## 2.3 高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ

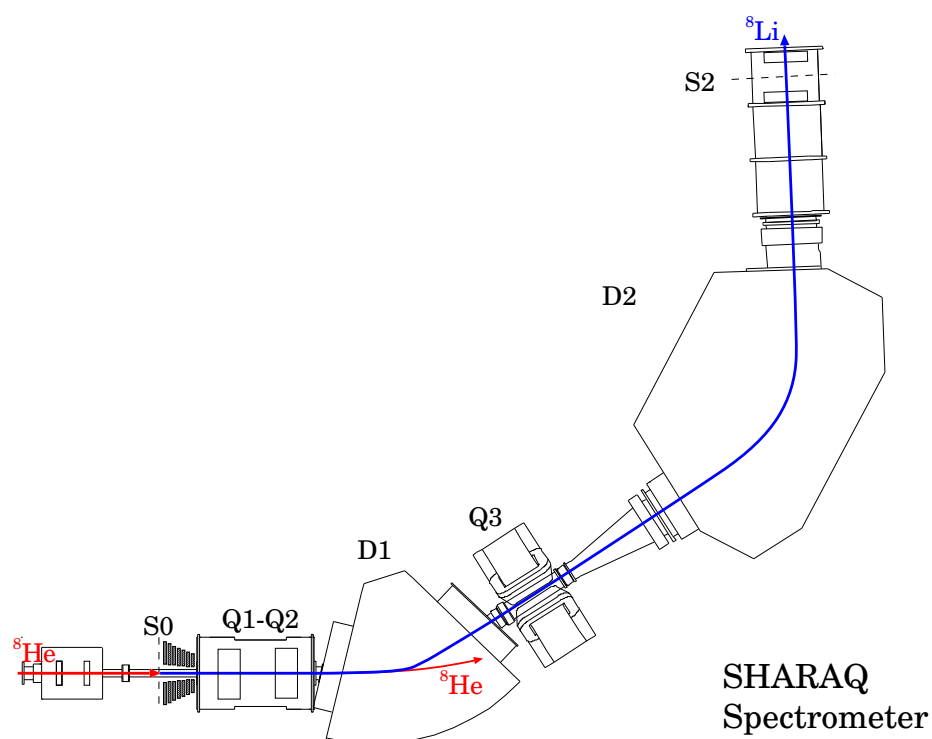


図 2.3 高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ の概略図。3つの四重極電磁石 (Q1-Q3) と2つの双極電磁石 (D1、D2) で構成されている。

図 2.3 に、高分解能磁気スペクトロメーター SHARAQ [41, 43] の概略図を示す。SHARAQ スペクトロメーターは、Spectroscopy with High-resolution Analyzer of RadioActive Quantum beams の略称である。



SHARAQ スペクトロメーターは、3つの四重極電磁石 (Q) と 2つの双極電磁石 (D) の Q-Q-D-Q-D の配列で構成されている。SHARAQ スペクトロメーターの運動量分解能  $\Delta p/p \sim 1/14700$  で、角度分解能  $\Delta\theta \sim 1$  mrad となるように設計されている。SHARAQ スペクトロメーターの角度アクセプタンスは水平方向 17 mrad、鉛直方向 30 mrad である。これは、SHARAQ スペクトロメーターの2段目 (Q2) と3段目 (Q3) の四重極電磁石を通る真空ダクトのサイズによって制限されている。また、SHARAQ スペクトロメーターの双極電磁石の中心軌道半径は 4.4 m であり、最大磁気剛性は 6.8 Tm となっている。最終焦点面 S2 の大きさは水平方向 550 mm で、鉛直方向 300 mm である。運動量分散は 6 m/100% で設計されており、運動量アクセプタンスは、 $\pm 5\%$  となっている。表 2.2 に、SHARAQ スペクトロメーターの仕様をまとめる。

表 2.2 SHARAQ スペクトロメーターの仕様。

磁石タイプ	常伝導双極電磁石 :D 超伝導二連四重極電磁石: SDQ 常伝導四重極電磁石:Q
SHARAQ スペクトロメーターの磁石構成	SDQ-D-Q-D (S0-S2)
角度アクセプタンス	水平方向: $\pm 1.5^\circ$ 鉛直方向 $\pm 3.0^\circ$
運動量アクセプタンス	$\pm 5\%$
最大磁気剛性	6.8 Tm
運動量分散 (S2) $p/\Delta p$	6 m/100%
運動量分散焦点面	S2
ビームライン長 (S0-S2 間)	19 m

SHARAQ スペクトロメーターを用いて、荷電交換反応によって生成された  $^8\text{Li}$  ビームの運動量分析を行った。そして、S2 焦点面に設置した 2 台の CRDC [44,45] を用いて、SHARAQ スペクトロメーターを通過した  $^8\text{Li}$  の飛跡や運動量を測定した。CRDC の詳細は、2.6.2.2 章にて説明する。本実験では、励起エネルギーが  $-30$  MeV から  $110$  MeV までの範囲を測定するため、SHARAQ スペクトロメーターの中心磁気剛性を  $5.4$  Tm に設定した。2 次標的にて反応せずに通過した  $^8\text{He}$  ビームは、その磁気剛性から SHARAQ スペクトロメーターを通過することは出来ず、D1 磁石の真空チェンバー内にて停止する。

## 2.4 高分解能アクロマティックビーム輸送

この節では、本実験にて用いたビーム輸送光学について説明する。BigRIPS の F0 焦点面にて生成された  $^8\text{He}$  ビームは、BigRIPS と高分解能ビームラインを通過し、SHARAQ スペクトロメーターの 2 次標的を設置した S0 焦点面に到達する。そして、標的での反応生成物である  $^8\text{Li}$  ビームを SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面まで輸送し、ビーム運動量分析を行った。 $^8\text{He}$  ビームのエネルギーは、核子あたり  $188$  MeV である。 $^8\text{He}$  ビームを用いた時、質量欠損エネルギーを  $0.5$  MeV で決定するために必要となる運動量分解能 ( $p/\Delta p$ ) は  $7000$  となる。質量欠損エネルギー分解能を達成するため、本実験では SHARAQ スペクトロメーターの標準的なビーム輸送モードの 1 つである、高分解能アクロマティックビーム輸送 [41,46] を用いた。

図 2.4 に、BigRIPS F3 焦点面から SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面までの高分解能アクロマティックビーム輸送モードでのビーム軌道のシミュレーションを示す。ビームの軌道計算には、COSY infinity [47] を用いた。この軌道計算は、ビーム輸送行列の 1 次の項までを考慮したものである。水平方向の青線、緑線、赤線は  $+1\%$ 、 $0\%$ 、 $-1\%$  の範囲でビームの運動量を変化させた軌道を表している。軌道計算にて取得した 1 次の項のビーム輸送行列の行列要素を、表 2.3、表 2.4、表 2.5 にまとめる。3 つの表に、F3-F6 焦点面

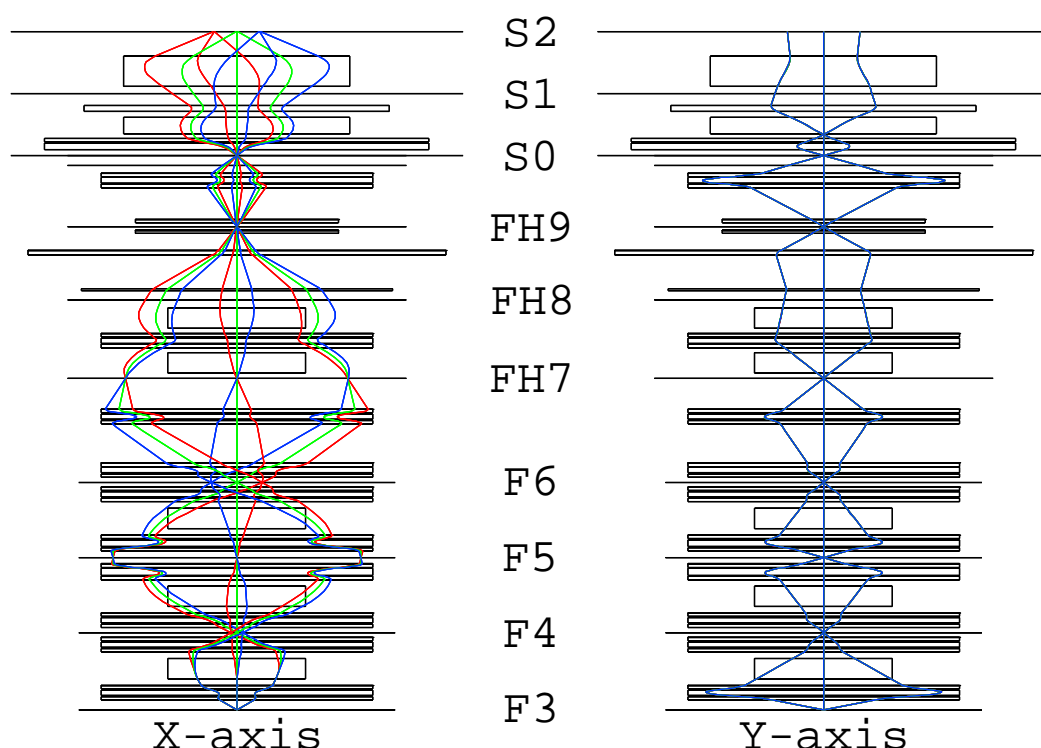


図 2.4 高分解能アクロマティックビーム輸送モードでの BigRIPS F3 焦点面から SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面までのビーム軌道のシミュレーション。水平方向の青線、緑線、赤線は  $+1\%$ 、 $0\%$ 、 $-1\%$  の範囲でビームの運動量を変化させた軌道を表している。

間 (表 2.3)、F3–S0 焦点面間 (表 2.4)、S0–S2 焦点面間 (表 2.5) の行列要素を示す。ここで、 $x$  と  $a$  は水平方向の焦点面での位置と角度、 $y$  と  $b$  は鉛直方向の焦点面での位置と角度、 $\delta$  はビームの中心軌道に対する運動量変化率である。高分解能アクロマティックビーム輸送モードでは、ビーム輸送の起点である BigRIPS F3 焦点面と 2 次標的を設置した SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面をモノアクロマティック焦点面にし、BigRIPS F6 焦点面と SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面を運動量焦点面とした。F6 と S2 の焦点面では、ビームの運動量に応じて、フォーカスする位置は変化している。そのため、2 つの運動量焦点面において、ビームの運動量をビームの飛跡から測定することが可能である。ビームの運動量分解能 ( $p/\Delta p$ ) は、 $(x|\delta)$  と  $(x|x)$  の比で定義される。F6 と S2 の焦点面の  $p/\Delta p$  は、それぞれ 8400、10500 となり、想定した質量欠損エネルギー分解能を達成することが可能となる。入射粒子の運動量アクセプタンスは、F6 焦点面で決まっており、 $\pm 1\%$  となっている。また、出射粒子の運動量アクセプタンスは、S2 焦点面において、 $\pm 5\%$  の範囲を許容することが可能である。

表 2.3 BigRIPS F3-F6 焦点面間のビーム輸送行列。

$(x x)$	0.880	$(x a)$	0.000
$(a x)$	-0.002	$(a a)$	1.136
$(x \delta)$	7.375	$(a \delta)$	0.465
$(y y)$	-4.300	$(y b)$	0.000
$(b y)$	0.000	$(b b)$	-0.232

表 2.4 BigRIPS F3-SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面間のビーム輸送行列。

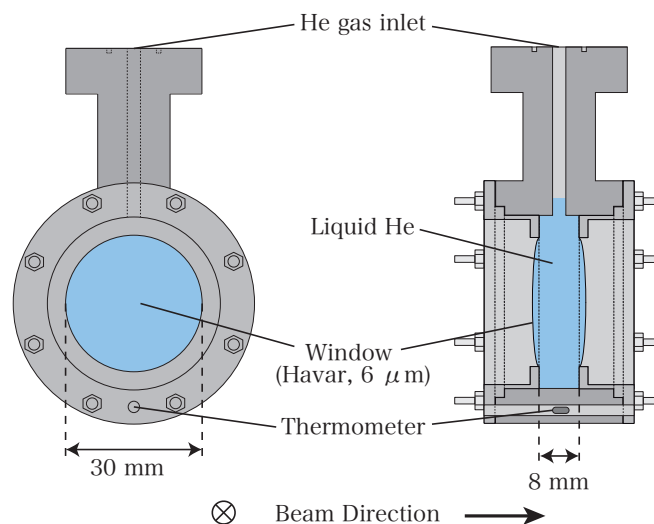
$(x x)$	1.500	$(x a)$	0.000
$(a x)$	0.198	$(a a)$	0.667
$(x \delta)$	0.000	$(a \delta)$	-0.476
$(y y)$	1.481	$(y b)$	0.000
$(b y)$	0.000	$(b b)$	0.675

表 2.5 SHARAQ スペクトロメーター S0-S2 焦点面間のビーム輸送行列。

$(x x)$	-0.579	$(x a)$	0.000
$(a x)$	-0.510	$(a a)$	-1.726
$(x \delta)$	-6.083	$(a \delta)$	0.647
$(y y)$	0.000	$(y b)$	-2.016
$(b y)$	0.496	$(b b)$	-0.247

## 2.5 2 次標的

SHARAQ スペクトロメーターの S0 焦点面に、2 次標的である液体  $^4\text{He}$  を設置した。標準状態が気体である  $^4\text{He}$  を、CRYPTA [48] と呼ばれるガス冷却システムを用いて液化した。本実験では、液化された  $^4\text{He}$  を標的セル（図 2.5）内に溜め、 $^8\text{He}$  ビームを照射した。標的部分の大きさは直径 30 mm であり、セルの幅は 8 mm である。また、標的セルの容器の材質はアルミニウムである。液体  $^4\text{He}$  を標的セル内に溜めるため、厚さが  $6\ \mu\text{m}$  のハーバーフォイルをウインドウ膜として用いた。実際には、標的セル内に流入した液体  $^4\text{He}$  の圧力によって、ウインドウ膜の中心に 0.9 mm のたわみが生じていた。ウインドウ膜のたわみとビームスポットの位置と広がり considering、反応測定での標的厚は  $120\ \text{mg}/\text{cm}^2$  と評価した。ウインドウ膜のたわみおよび標的の厚さの評価方法についての詳細は、付録 D にて述べる。

図 2.5 液体  $^4\text{He}$  標的セル。

## 2.6 検出器

この節では、反応測定に用いた検出器の詳細について説明する。表 2.6 に検出器をまとめる。

表 2.6 BigRIPS、高分解能ビームライン、SHARAQ スペクトロメーターに設置した検出器。

焦点面	検出器	名称	有感面積 (H×V)	測定時
F3	Plastic	F3PI	100 × 100	✓
	$\mu$ -Hodoscope	$\mu$ -Hodo	30 × 30	✓
	LP-MWDC	DC31	80 × 80	
	LP-MWDC	DC32	80 × 80	
F6	LP-MWDC	DC61	216 × 144	✓
FH7	Plastic	FH7PI	220 × 150	
	LP-MWDC	DC71	216 × 144	
	LP-MWDC	DC72	216 × 144	
FH9	Plastic	FH9PI	220 × 150	
	LP-MWDC	DC91	216 × 144	✓
FH10	Plastic	FH10PI	220 × 150	✓
	LP-MWDC	DCX1	216 × 144	✓
	LP-MWDC	DCX2	216 × 144	✓
	LP-MWDC	DCX0	96 × 96	✓
S0	NaI	DALI2		✓
S2	Plastic	S2PI0	200 × 100	
	Plastic	S2PI1	650 × 400	✓
	Plastic	S2PI2	650 × 400	✓
	Plastic	S2PI3	650 × 400	✓
	CRDC	CRDC1	550 × 300	✓
	CRDC	CRDC2	550 × 300	✓

### 2.6.1 ビームライン検出器システム

まず、BigRIPS と高分解能ビームラインの焦点面にて用いた飛跡検出器とプラスチックシンチレーター検出器について詳細に説明する。1 台のマイクロホドスコープ ( $\mu$ -Hodoscope) と 9 台の低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー (LP-MWDC) と 4 台のプラスチックシンチレーター検出器 (Plastic) を、F3 焦点面から FH10 焦点面までのビームラインに設置した。

#### 2.6.1.1 プラスチックシンチレーター検出器

プラスチックシンチレーター検出器を、BigRIPS と高分解能ビームラインの F3、FH7、FH9、FH10 の焦点面に設置した。それぞれのプラスチックシンチレーター検出器を、F3PI、FH7PI、FH9PI、FH10PI と呼称する。プラスチックシンチレーター検出器を用いて、焦点面を通過する粒子のエネルギー損失、通過時間、単位時間当たりの計数を測定した。F3PI の有感面積は  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  で、FH7PI、FH9PI 及び FH10PI の有感面積は  $220 \times 150 \text{ mm}^2$  である。F3PI は小さいスポットサイズであることを考慮し、また、FH7PI、FH9PI

及び FH10PI は F3 焦点面より下流のビームライン焦点面において大きくなるビームサイズを覆うように有感面積を設計した。このサイズは、各焦点面に設置された低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの有感面積と同等の大きさである。ビームがプラスチックシンチレーター検出器を通過した際、放出されるシンチレーター光は、検出器両端に接続された光電子増倍管 (PMT, Photo Multiplier Tube の略) R7600 (HAMATSU) によって電気信号に変換される。反応測定では、2 MHz 程度の大強度のビームを用いるため、光電子増倍管に流れるリーク電流による印加電圧の降下が生じてしまう。光電子増倍管の印加電圧を保障するため、光電子増倍管にブースターを取り付けた。

光電子増倍管から読み出されたアナログ信号のデジタイズを行い、時間情報と電荷情報を取得した。まず、波高弁別器によってアナログ信号から変換されたロジック信号をマルチヒット時間-デジタル変換器 (TDC, Time-to-Digital Converter の略) V1190 (CAEN) に入力し、時間情報を記録した。そして、電荷-デジタル変換器 (QDC, Charge-to-Digital Converter の略) V792 を用いて、電荷情報を記録した。表 2.7 に、ビームラインのプラスチックシンチレーターの仕様をまとめる。また、図 2.6 と図 2.7 に、F3PI と FH7/FH9PI/FH10PI の概略図を示す。

表 2.7 ビームラインの F3/FH7/FH9/FH10 に設置したプラスチックシンチレーター検出器の仕様。

名称	F3PI	FH7PI	FH9PI	FH10PI
焦点面	F3	FH7	FH9	FH10
有感面積 [mm <sup>2</sup> ]	100 × 100	220 × 150	220 × 150	220 × 150
厚さ [mm]	3	3	3	1
材質	EJ-212	EJ-212	EJ-212	EJ-212
PMT	R7600	R7600	R7600	R7600
ブースター	○		○	○

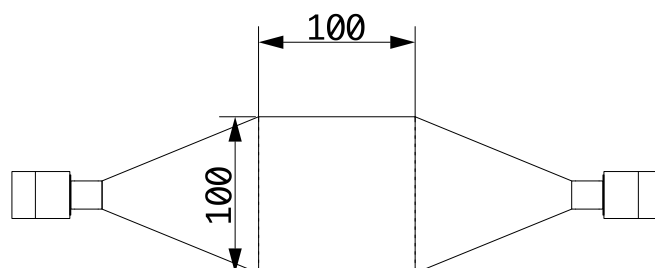


図 2.6 F3 焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器 F3PI の概略図。単位は mm である。

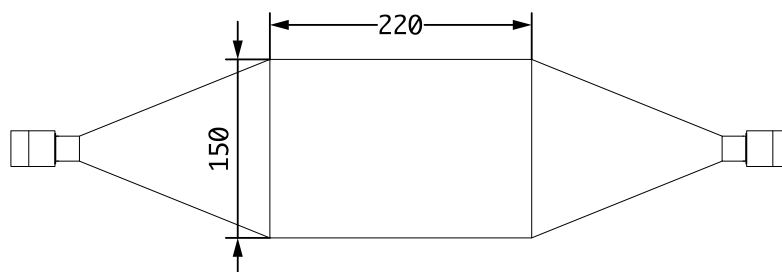


図 2.7 FH7、FH9 および FH10 に設置したプラスチックシンチレーター検出器 FH7PI、FH9PI および FH10PI の概略図。単位は mm である。

## 2.6.1.2 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー

BigRIPS および高分解能ビームラインに、F3 焦点面から FH10 焦点面までにかけて  $^8\text{He}$  ビームの飛跡を高計数率で且つ高分解能で測定するため、低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー (LP-MWDC) [34,42] を設置した。LP-MWDC に張られた複数本のワイヤーで、大量のビームを分割して計数することが可能となるため、LP-MWDC は高いビーム強度耐性を持っている。この LP-MWDC を用いて、BigRIPS、高分解能ビームラインにおけるビーム光学の調整、反応測定でのビームの運動量、2 次標的への入射位置および入射角度の測定した。ここでは、LP-MWDC の詳細な仕様について説明する。また、LP-MWDC の仕様を表 2.8 にまとめる。

表 2.8 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの仕様。

名称	DC31	DC32	DC71, DC72, DC91	DCX1, DCX2	DC61	DCX0
構成	(XX'YY') <sup>2</sup>	XX'YY'	XUY	XUV	VUU'V'	XX'YY'
有感面積 [mm <sup>2</sup> ]	80 × 80		216 × 144			96 × 96
セルサイズ [mm <sup>2</sup> ]	5 × 4.8		9 × 9			6 × 6
チャンネル数	16×8	16×4	24+24+16		24×4	16×4
アノードワイヤー	Au-W 12.5μm <sup>φ</sup>		Au-W 20μm <sup>φ</sup>			
フィールドワイヤー	Cu-W 75μm <sup>φ</sup>					
カソード面	Mayler 1.5 μm <sup>t</sup>					
検出器ガス	イソブタン (C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )					
印加電圧	−2. − −1. kV					

一般的に、MWDC には複数のアノードワイヤー面が用いられており、リダンダントに得られる位置情報を用いてビームの位置を測定する。LP-MWDC ではビームの多重散乱による位置分解能や角度分解能への影響を抑えるため、面構成を最小にし物質量を減らした。

まず、F3 焦点面に、DC31 と DC32 を設置した。DC31 と DC32 は、それぞれ  $(X-X')-(Y-Y')-(X-X')-(Y-Y')$  の 8 面構成と  $(X-X')-(Y-Y')$  の 4 面構成となっている。X と Y は、水平軸と鉛直軸に対して垂直に、アノードワイヤーとフィールドワイヤーが  $2.5\text{ mm}$  の間隔で交互に並んで張られたワイヤー面である。また、X' と Y' は、X と Y に対して、アノードワイヤーとフィールドワイヤーの並びを 1 本分ずらしたワイヤー面である。DC31 と DC32 の有感面積およびセルサイズは、 $80 \times 80\text{ mm}^2$  と  $5 \times 4.8\text{ mm}^2$  である。アノードワイヤーは検出器内にて電離された電子を信号として読み出すために使用され、DC31 と DC32 は、128 本と 64 本の読み出し数を持っている。セルの小さい LP-MWDC を設置することで、F3 焦点面の小さいビームのスポットサイズに対応した。

つぎに、3 面構成の LP-MWDC である DC71, DC91, DCX1, DCX2 を FH7, FH9, FH10 の焦点面に設置した。図 2.8 の左図に、 $(X-U-V)$  と  $(X-U-Y)$  の 3 面構成の LP-MWDC の概略図を示す。X と Y は、それぞれ、水平軸と鉛直軸に対して垂直に、 $4.5\text{ mm}$  の間隔で交互に並んだワイヤー面である。また、U と V は、水平軸を  $30^\circ$  と  $-45^\circ$  傾けた軸に対して垂直にワイヤーが張られた面である。ワイヤーの仕様は、DC61, DCX0 と同じである。アノードワイヤーとカソード面の間隔は、 $3\text{ mm}$  である。有感面積とセルサイズは、 $216 \times 144\text{ mm}^2$  と  $9 \times 9\text{ mm}^2$  である。X, U, V, Y のワイヤー面には、24, 24, 16, 16 本のアノードワイヤーが張られており、合計 64 本のアノードワイヤーから信号が読み出される。

DC61 (図 2.8 の右図) は F6 焦点面に設置されており、 $V-U-U'-V'$  の 4 面構成になっている。V と U は、水平軸を  $30^\circ$  と  $-30^\circ$  傾けた軸に対して垂直にワイヤーが張られた面である。また、V' と U' は、それぞれ

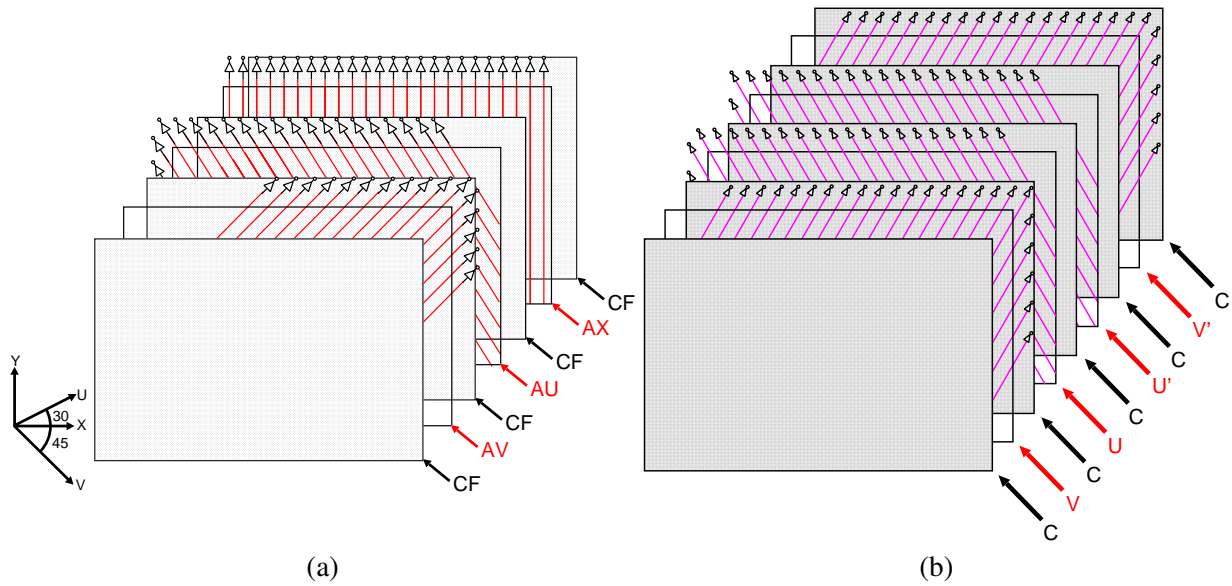


図 2.8 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの概略図。右は X-U-V、左は V-U-U'-V' の面構成を持った検出器である。

V と U の面に対してノードワイヤーとフィールドワイヤーの並びが 1 本ずれている。有感面積とセルサイズは、 $216 \times 144 \text{ mm}^2$  と  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  である。それぞれのワイヤー面には 24 本のアノードワイヤーが張られており、合計 96 本のアノードワイヤーから信号が読み出される。

DCX0 を、FH10 焦点面の 2 次標的直前に設置した。DCX0 は、DC32 と同じ (X-X'-Y-Y') の 4 面で構成されている。有感面積とセルサイズは、 $96 \times 96 \text{ mm}^2$  と  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  である。それぞれのワイヤー面には 16 本のアノードワイヤーが張られており、合計 64 本のアノードワイヤーから信号が読み出される。

すべての LP-MWDC のカウンターガスには、10–20 kPa の低圧力のイソブタン ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) を用いた。これは低圧力のイソブタンガスを用いることによって、LP-MWDC 内部での多重散乱による角度分解能の悪化を抑えるためである。また、イソブタンガスは、一般的に検出器内の放電を抑えるクエンチャーガスを混合して用いられる。放電が起こりやすくなる低圧力の状況においては、他のガスと混合することなくクエンチャーガスだけを用いることで、長時間の安定動作が可能となる。

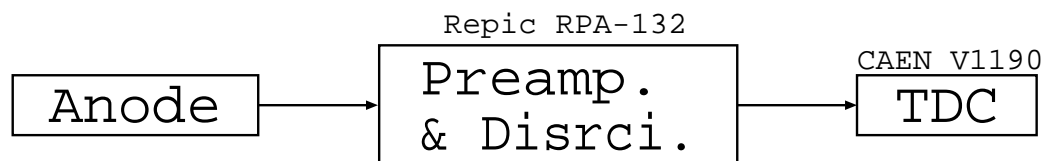


図 2.9 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの読み出し回路。

LP-MWDC の、信号処理系について説明する。 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応測定において、LP-MWDC が照射される  $^8\text{He}$  のビーム強度は 1 MHz 以上となる。高計数率状況下においても効率良くデータを収集するため、デッドタイムロスを抑える必要があった。図 2.9 に、LP-MWDC の読み出し回路を示す。アノードワイヤーから読み出された電流信号は、前置増幅、波形整形、および波高弁別の回路を持ったプリアンプディスクリカード RPA-132 (Repic) に入力される。RPA-132 は、入力された信号の電荷量に関係した時間幅を持つロジック信号を出力する。このロジック信号の時間幅は、増幅そして整形されたアナログ信号の立ち上がり立ち下がりが波高弁別の設定閾値を越えたタイミングで決められる。信号から電荷量の情報を得ることで、セルを通過したビームと、ビームによって生じた  $\delta$  線による信号を識別することが可能となる。電荷情報を得るためには、アナログ-デジタル変換器 (ADC, Analog-to-Digital Converter の略) を用いることが一

般的であるが、ロジック信号の時間幅だけを得ることで、回路の数と、回路の数に応じて増加する処理時間を抑えることが可能となる。最終的に、ロジック信号の立ち上がり時間と立ち下がり時間を、マルチヒット TDC V1190 (CAEN) にて常時記録する。V1190 は、入力されたトリガー信号のタイミングから時間を逆上り、記録された時間情報をデータとして取り出すことが可能である。

### 2.6.1.3 マイクロホドスコープ

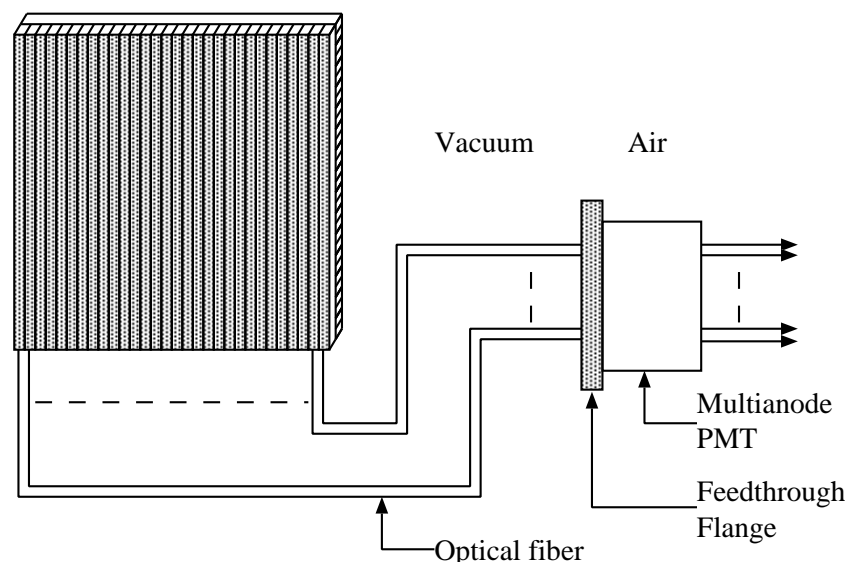


図 2.10 マイクロホドスコープの概略図。ビームがプラスチックシンチレーターを通過した際に発光したシンチレーター光は、光ファイバーを通して、光電子増倍管に送られ、電気信号に変換される。

BigRIPS の F3 焦点面に、マイクロホドスコープ [49, 50] を設置した。図 2.10 に、マイクロホドスコープの概略図を示す。マイクロホドスコープは、 $30\text{ mm}^H \times 1\text{ mm}^V \times 1\text{ mm}^T$  の無垢のプラスチックシンチレーターが 30 本の短冊状に並べられた構成になっている。マイクロホドスコープを  $90^\circ$  回転させて重ね合わせて、ビームの水平方向と鉛直方向の入射位置を決定する。F3 焦点面では、 $^8\text{He}$  ビームのスポットサイズは小さく、4 MHz 程度のビーム強度を想定されるため、LP-MWDC でのビーム強度耐性では困難である。そのため、F3 焦点面での飛跡を測定するにあたり非常に高いビーム強度耐性を持つ検出器として、マイクロホドスコープを使用した。

ビームがマイクロホドスコープを通過した際に発生したシンチレーター光が、マイクロホドスコープに接続された光ファイバーを用いて読み出される。シンチレーター光を、真空チャンバーに接続された真空フィードスルーフランジを通して、大気内に設置されたマルチアノード光電子増倍管 H7546B (HAMAMATSU) を用いて、電流信号に変換した。さらに、信号を LP-MWDC と同様にプリアンプディスクリカード RPA-132 に入力し、マルチヒット TDC V1190 を用いて時間情報と電荷情報を同時に記録した。

## 2.6.2 SHARAQ スペクトロメーター焦点面検出器システム

図 2.11 は、SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面の実験セットアップである。S2 焦点面では、4 台のプラスチックシンチレーター検出器と 2 台の飛跡検出器であるカソード読み出し型ドリフトチェンバー CRDC を用いた。S2 焦点面に設置された飛跡検出器とプラスチックシンチレーター検出器について説明する。



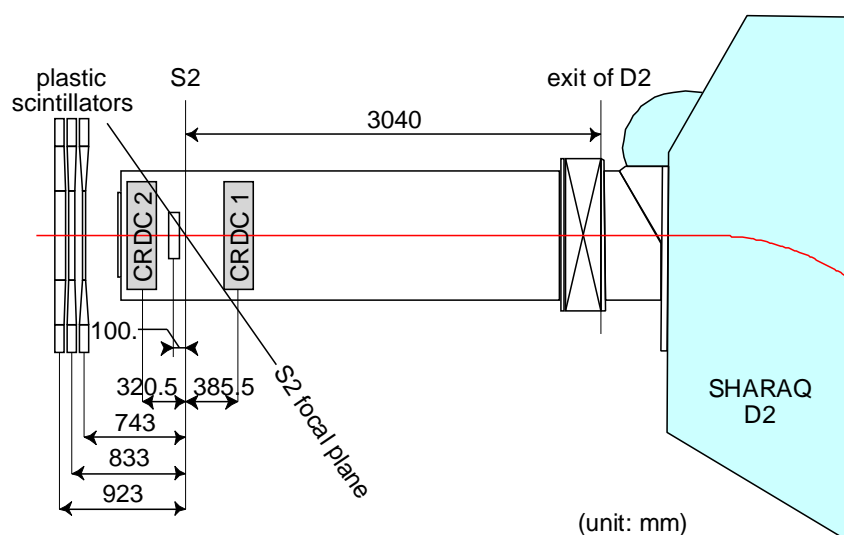


図 2.11 SHARAQ スペクトロメーターの最終焦点面 S2 のセットアップ。2 台の CRDC と 4 台のプラスチックシンチレーターで構成されている。位置較正用のためのプラスチックシンチレーターを、S2 焦点面の下流側 100 mm の位置に設置した。本実験時には、CRDC の有感領域から外れるように鉛直方向に位置を変更した。

#### 2.6.2.1 プラスチックシンチレータ検出器

SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面に、4 台のプラスチックシンチレーター検出器を設置した。4 台のプラスチックシンチレーター検出器を、それぞれ S2PI0/1/2/3 と呼称する。S2PI0 は、飛跡検出器 CRDC の鉛直方向の位置較正を行うために用いられた。 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応測定では、ビーム軌跡測定に影響を与えるため、ビームラインから外した。図 2.12 に、S2PI0 である位置較正用プラスチックシンチレーターの構造を示す。検出器の有感面積は  $200 \times 100 \text{ mm}^2$  であり、鉛直方向に対して等間隔に  $0.2 \text{ mm}$  幅のスリットが 9 本刻まれている。ビームが S2PI0 を通過した際に発光したシンチレーター光は、両端に接続された PMT R7600 (HAMAMATSU) によって読み出される。しかし、ビームがスリットを通過すると、プラスチックシンチレーターは発光しないため、検出器から信号は得られない。この事象を選択することで、ビームがスリットを通過した位置に対して、CRDC の鉛直方向の位置を較正することが可能となる。CRDC の鉛直方向の位置較正に関して、3.2.3 章で詳細に述べる。

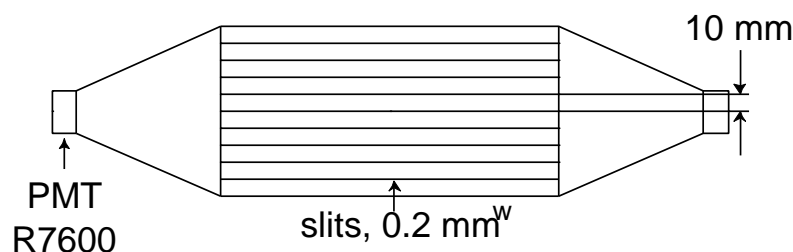


図 2.12 S2PI0、位置較正用プラスチックシンチレーターの概略図。

S2P11/2/3 を、標的より生成された粒子の電荷量、SHARQA スペクトロメーター内の飛行時間、単位時間当たりの計数の取得、そして、データ収集系のトリガー信号を発行するために用いた。有感面積は  $650 \times 400 \text{ mm}^2$  であり、S2 焦点面に設置された CRDC の有感面積を覆う。また、それぞれの厚さは、5/10/20 mm である。プラスチックシンチレーターの両端に PMT H1161 (HAMAMATSU) を取り付け、PMT

から出力された信号を用いて、時間情報と電荷情報を取得した。時間情報は、波高弁別されたロジック信号の立ち上がり時間をマルチヒット TDC V1290 (CAEN) によって記録した。また、電荷情報は、QDC V792 (CAEN) によって記録した。表 2.9 に、プラスチックシンチレーター検出器の仕様についてまとめた。

表 2.9 S2 焦点面 プラスチックシンチレーター検出器の仕様。

名称	S2PI0	S2PI1	S2PI2	S2PI3
有感面積	200 × 100	650 × 400	650 × 400	650 × 400
厚さ	10 mm	5 mm	10 mm	20 mm
材質	EJ-200	EJ-200	EJ-200	EJ-200
PMT	R7600	H1161	H1161	H1161

### 2.6.2.2 カソード読み出し型ドリフトチェンバー CRDC

SAHRAQ スペクトロメーターの S2 焦点面には、2 台のカソード読み出し型ドリフトチェンバー CRDC (Cathode Readout Drift Chamber) [44,45] を設置した。CRDC は、2 次標的から生成された粒子の運動量と出射角度を  $p/\delta p \sim 14500$  で 1 mrad (FWHM) の分解能で測定するように設計された飛跡検出器である。目標の運動量分解能と角度分解能を達成するためには、2 台の CRDC の中心間距離を 700 mm とし、運動量焦点面の位置を 0.4 mm (FWHM) で測定する必要がある。LP-MWDC と同様に、カウンターガスに低圧力のイソブタンガスを用いることで、検出器中での通過する粒子の多重散乱による角度分解能への影響を抑える。

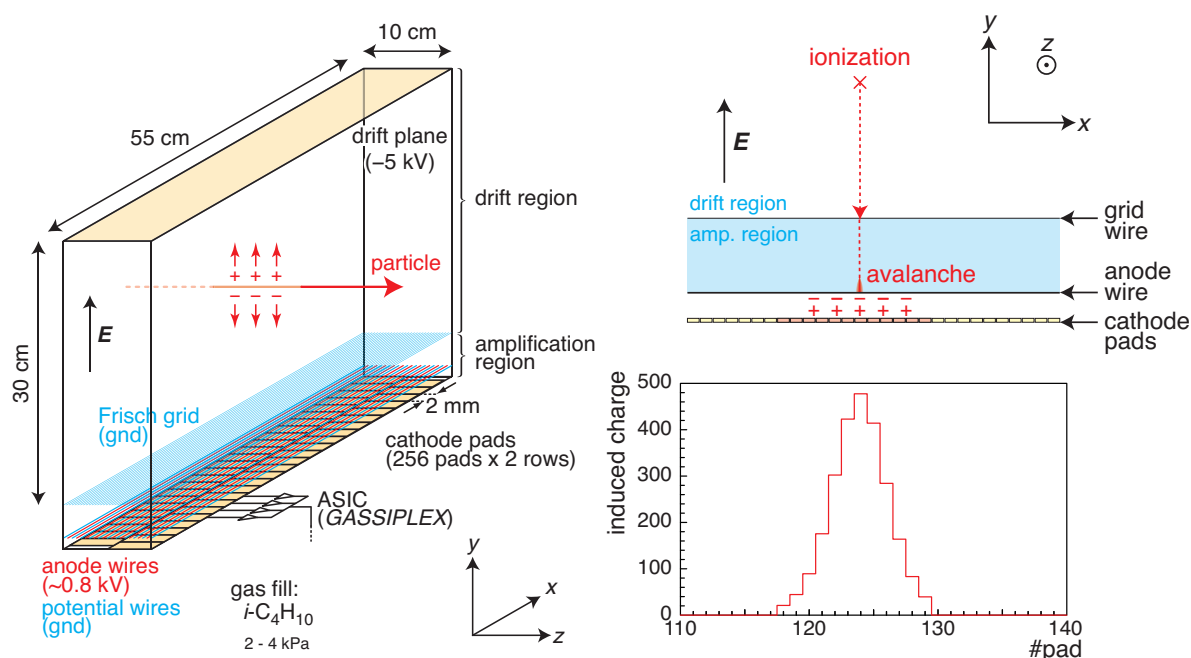


図 2.13 カソード読み出し型ドリフトチェンバーの構造と動作原理。ビームが通過した際に、電離された電子はアノードワイヤーに向かってドリフトする。アノードワイヤー近傍にて、電子は電離雪崩が生じて、カソードパッドに電荷が誘起される。

図 2.13 に、CRDC の構造を示す。CRDC は、ドリフト電極面、グリッドワイヤー、アノードワイヤー、ポテンシャルワイヤーおよび、カソードパッドで構成されている。また、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーは交互に並んでおり、1 つのアノードワイヤー面を構成している。ドリフト電極面、グリッドワイヤー

面、アノードワイヤー面、カソードパッド面の間隔は、それぞれ、300 mm、9 mm、3 mm である。ドリフト電極面とアノードワイヤーには負/正の高電圧が印加されており、グリッドワイヤーとポテンシャルワイヤーは接地されている。CRDC は、ビームが通過するドリフト電極面-グリッドワイヤー面間のドリフト領域と、ガスからの電離電子を増幅させる増幅領域に分けられる。ドリフト領域が CRDC の有感領域となっており、有感面積は  $550 \times 300 \text{ mm}^2$  である。カソードパッド面には、水平方向 550 mm の範囲に、2 列に 256 個のパッドが並んでいる。カウンターガスには、圧力 30 Torr (=39.5 kPa) のイソブタンガスを用いた。表 2.10 に、CRDC の仕様をまとめる。

表 2.10 カソード読み出し型ドリフトチェンバーの仕様

有感面積	$550 \times 300 \text{ mm}^2$
アノードワイヤー	Au-W $20 \mu\text{m}^\phi$
フィールドワイヤー	Au-W $50 \mu\text{m}^\phi$
グリッドワイヤー	Au-W $50 \mu\text{m}^\phi$
カソードパッド	$2 \times 50 \text{ mm}^2$
	$2 \times 256$
グリッドワイヤー間隔	2.54 mm
アノード-ポテンシャルワイヤー間隔	5 mm
アノード-グリッドワイヤー間隔	9 mm
アノードワイヤー-カソードパッド間隔	3 mm
カソードパッド間隔	0.2 mm
ガス	イソブタン ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) 30 torr (=39.5 kPa)

次に、CRDC の信号処理系について説明する。図 2.14 に、CRDC のアノードワイヤーとカソードパッドから読み出される信号の処理回路を示す。アノードワイヤーから読み出された電流信号は、電荷有感型前置増幅器によって電圧信号として出力される。この電圧信号は、電荷情報と時間情報を取得するため、2 つの信号に分割する。電荷情報の収集のため分割された信号は、波形整形回路にて整形されたのち、電荷-デジタル変換器 QDC (Charge-to-Digital Converter) V792 (CAEN) に入力され、電荷情報が記録される。また、時間情報の取得するための信号は、タイミング整形回路にて整形されたのち、波高弁別回路にてロジック信号に変換される。その後、ロジック信号はマルチヒット TDC V1290 (CAEN) に入力され、その後、時間情報が記録される。1 面あたり 256 チャンネルあるカソードパッドから読み出された電荷信号は、16 個の入力チャンネルを持つ GASSIPLEX チップ [51–53] にパッドの順番を保持したまま入力される。GASSIPLEX には、入力された電荷を一時的に保持するために、コンデンサーが内蔵されている。コンデンサーで電荷を保持するタイミングは、外部のトラック・アンド・ホールド信号によって決められている。GASSIPLEX 内に保持された 16 個の電荷は、外部から入力されたクロック信号 (500 kHz) によって、マルチプレクサーを通して 1 つの信号として取り出される。そのため、16 個のチップから 1 列 256 個のカソードパッドの電荷情報が、1 つの信号にまとめて処理される。そして、1 列のカソードパッドの電荷信号が、CRAMs (CAEN Readout for Analog Multiplexed Signals の略) V550 (CAEN) によって、1 個ずつのカソードパッドの電荷情報に分割して記録される。1 列あたり 16 個の GASSIPLEX チップが用いられており、全体として 4 列 1024 チャンネルを 64 個のチップにて信号を読み出す。GASSIPLEX から読み出すタイミングについては、シーケンサ回路である V551B (CAEN) にて設定する。

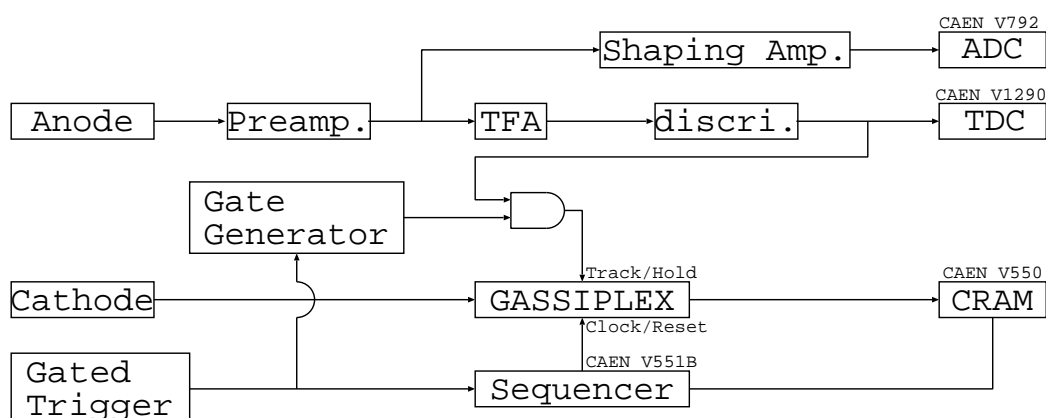


図 2.14 カソード読み出し型ドリフトチェンバーの信号処理回路。

### 2.6.3 $\gamma$ 線検出器 DALI2

$^8\text{He}$  から荷電交換反にて生成された  $^8\text{Li}(1+)$  からの放出  $\gamma$  線 (980 keV) を検出するため、NaI (TI) シンチレーター検出器アレイ DALI2 (Detector Array for Low Intensity radiation 2) [54] を SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面周辺に設置した。図 2.15 は、SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面での液体  $^4\text{He}$  標的システムと DALI2 の模式図である。

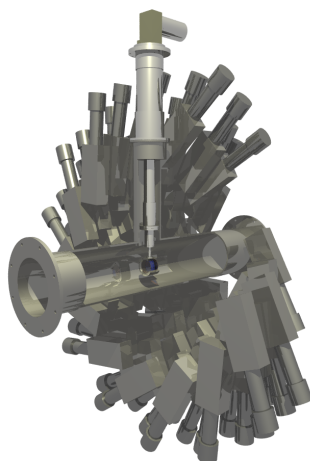


図 2.15 SHARAO スペクトロメーター S0 焦点面での液体  $^4\text{He}$  標的システム DALI2 の模式図。

DALI2 は、78 台の NaI (Ti) シンチレーター検出器が 7 つのレイヤーに分割されて構成されている (図 2.16)。レイヤーは、2 次標的の設置位置からビームライン下流に向けて、Layer1 から Layer7 の順番で配置されている。そして、NaI (Ti) シンチレーター検出器は、レイヤー毎にビーム軸中心から、半径 220 mm から 350 mm の場所に位置している。DALI2 は、標的位置での放出される  $\gamma$  線のビーム軸方向に対して、 $28^\circ$  から  $86^\circ$  の範囲を覆っている。NaI (Ti) シンチレーターの結晶の大きさは、45 mm  $\times$  80 mm  $\times$  160 mm である。NaI (Ti) シンチレーター検出器には、結晶内に入射した  $\gamma$  線によって生じたシンチレーション光を電気信号に変換するため、光電子増倍管 R580 (HAMAMATSU) が接続されている。

図 2.17 は、DALI2 の NaI (Tl) シンチレーターの読み出し回路である。DALI2 では、NaI (Tl) シンチレー

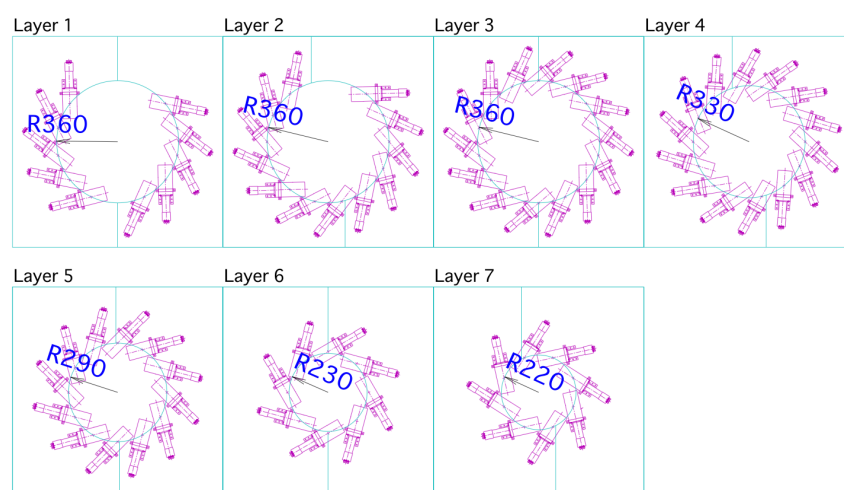


図 2.16 DALI2 NaI (TI) シンチレーター検出器の層毎の構成図。

ター検出器に入射した  $\gamma$  線のエネルギーとタイミングを測定するため、光電子増倍管から出力された信号の電荷情報と時間情報を取得した。光電子増倍管から出力される信号は、スペクトロスコピックアンプ N568B (CAEN) に入力される。スペクトロスコピックアンプは、信号を電荷情報と時間情報に、分割して波形整形する回路である。波形整形された信号をピーク有感型 ADC V785 (CAEN) に入力し、電荷情報を記録する。また一方で、この信号を CFD (Constant Fraction Discriminator) V812 (CAEN) にてロジック信号に変換する。ロジック信号を TDC V1190 (CAEN) に入力し、時間情報を記録する。

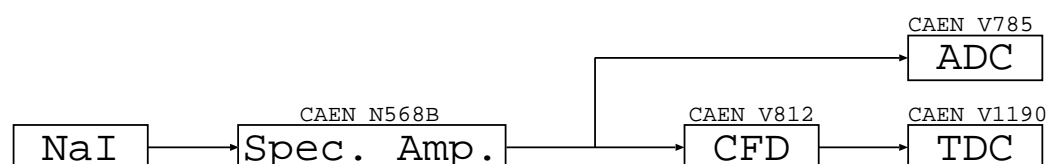


図 2.17 DALI2 NaI (TI) シンチレーター検出器の読み出し回路。

## 2.7 データ収集システムおよびトリガー系

データ収集は、RIBF DAQ (Data AcQuisition) システム [55] を用いて行われる。RIBF DAQ は、全長 100 m 程度のビームラインを持つ RIBF で行われる実験に特化したシステムとなっている。RIBF のビームラインの焦点面に対して、検出器とデータを記録する VME もしくは CAMAC モジュールが配置されてある。RIBF DAQ では、各焦点面ごとに DAQ を配置して、並列にデータ読み出し、イベントビルドすることが可能となっている。これによって、DAQ のデッドタイムを、100  $\mu$ s 以下に制限する。各焦点面から読み出されたデータは、ストレージサーバに保存される。

液体  $^4\text{He}$  標的から生成された粒子が SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面に到達した時、DAQ のトリガー信号が発行される。S2 焦点面に設置した 3 台のプラスチックシンチレーター検出器による同時計測で、トリガーイベントを判定した。図 2.18 は、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面でのトリガー信号のロジックダイアグラムである。プラスチックシンチレーター検出器の両端の光電子増倍管から読み出された信号は、波高弁別器によって、ロジック信号に変換される。このロジック信号を、LUPO (Logic Unit for Programmable Operation) [45,56] に入力する。LUPO は、従来 NIM モジュールの回路で行われた論理処理を、FPGA (Field Programmable Gate Array) を用いて論理処理する VME モジュールである。このため、NIM

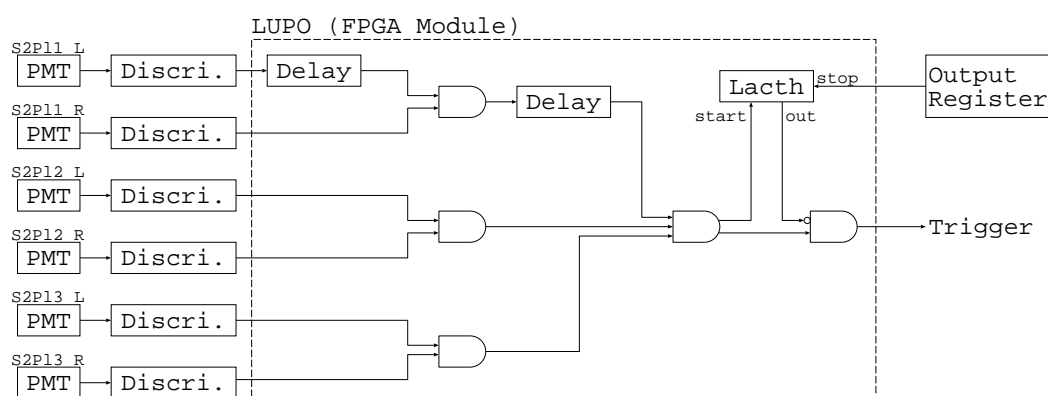


図 2.18 トリガー信号のダイアグラム。

モジュール回路の使用を削減し、回路内での処理時間を抑えることが可能となる。合計 6 チャンネルの信号は各プラスチックシンチレーター検出器の両端でコインシデンスが取られた後、再び、3 台のプラスチックシンチレーター検出器のコインシデンスが取られる。この同時計測では、最上流に設置されたプラスチック検出器 S2P11-L (ビームラインの上流から下流に沿ったビーム軸に対して左側を L、右側を R とする。) の信号がトリガーのタイミングを決定する。そのため、S2P11-L の信号を、遅延回路にて遅らせた。同時計測によって、すべてのチャンネルでコインシデンスが取られた信号を、2 系統に分割した。一方の系統をトリガーを生成する信号として、もう一方の系統を DAQ の VETO を生成する信号として用いた。VETO 用の信号は、LATCH 回路の start に入力され、DAQ のトリガーを発行しないよう、コインシデンス回路に向けて VETO が発行される。VETO を解除するため、DAQ の終了時に Output Register から出力される信号を LUPO に入力し、LATCH 回路を停止させる。この処理が完了したのち、DAQ のトリガー信号は生成され、各焦点面に設置された DAQ にて、データの読み出しが行われる。

また、反応測定イベントでバイアスが掛かることなく、BigRIPS と高分解能ビームラインでの  $^8\text{He}$  ビームをモニターするため、ビームトリガーを発行した。ビームトリガー系の回路を、図 2.19 に示す。ビームトリガーには、FH10Pl に接続された PMT から読み出された片側 (Left) の信号を用いた。読み出された信号を 2 つの波高弁別器に入力する。2 つの波高弁別器には、異なる高さの閾値を設定した。2 つの閾値は、それぞれ 35 mV と 50 mV である。低い閾値が設定された波高弁別器の出力信号の強度は典型的に 1.8 MHz であるのに対して、高い閾値が設定された波高弁別器の出力信号の強度は典型的には 650 Hz となっていた。高い閾値が設定された波高弁別器に偶発的に波高の高い信号が入力されることによって、信号の強度を 1/2800 にまで間引いている。そして、2 つの信号がコインシデンスしたときに、ビームトリガーが発行される。このトリガーは、S2 焦点面で発行されたトリガーとは非同期である。

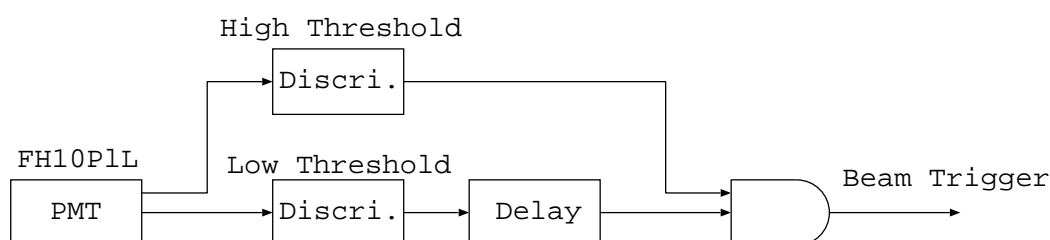


図 2.19 ビームトリガー信号のダイアグラム。

## 2.8 実験条件のまとめ

荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  を測定し、質量欠損エネルギー分布と角度分布を取得した。本研究の実験条件を表 2.11 にまとめる。核子当たりのエネルギー 230 MeV の  ${}^{18}\text{O}$  ビームから、核子当たり 188 MeV の  ${}^8\text{He}$  ビームを生成し、高分解能アクロマティック輸送モードで、S0 焦点面まで輸送した。標的上でのビーム強度は、1.8 MHz であった。荷電交換反応測定の実験データを取得するため、S2 焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器からの信号によって発行された S2 トリガーを用いた。また、実験時のビームの診断データを取得するため、FH10P1 の信号の計数率を間引いたビームトリガーを用いた。測定のライブタイムは、84.7% であった。S2 トリガーとビームトリガーの計数率は、それぞれ 168 cps および 22 cps であった。

表 2.11 荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}\gamma){}^4\text{H}$  の実験条件。

1 次ビーム	${}^{18}\text{O}$
1 次ビームのエネルギー	230 MeV/nucleon
1 次ビームの強度	150 pnA
1 次標的	${}^9\text{Be}$
1 次標的の厚さ	20 mm
2 次ビーム	${}^8\text{He}$
2 次ビームの標的上でのエネルギー	188 MeV/nucleon
2 次ビームの標的上での強度	1.8 Mcps
2 次標的	液体 ${}^4\text{He}$
2 次標的の厚さ	120 mg/cm <sup>2</sup>
ビーム輸送モード	高分解能アクロマティック輸送モード
BigRIPS および高分解能ビームの中心磁気剛性	8.3 Tm
SHARAQ スペクトロメーターの中心磁気剛性	5.4 Tm
ライブタイム	84.7%
トリガー	S2/Beam
トリガーレート	168 cps (S2)/ 22 cps (Beam)





## 第 3 章

# データ解析

この章では、 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答を導出するため、発熱型荷電交換反応  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  測定にて取得した実験データの解析について説明する。データ解析を以下の手順で行った。

- マルチヒット TDC を用いて取得した時間情報の取り扱い
- 飛跡検出器の較正
- 標的における入射粒子、出射粒子の識別
- ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターのビーム光学系の解析
- 出射粒子の脱励起ガンマ線のエネルギーの導出
- 欠損質量エネルギーの導出
- 測定のアクセプタンス
- バックグラウンドイベントの導出
- 系統誤差の評価

3.1 章では、DAQ 系のマルチヒット TDC V1190/V1290 にて記録した時間情報の取り扱いについて説明する。3.2 章では、ビームラインと SHARAQ スペクトロメーターの焦点面に設置した飛跡検出器の位置較正、位置分解能、および検出効率について述べる。3.3 章では、2 次標的での入射粒子と出射粒子の識別について述べる。3.4 章では、ビームの運動量と 2 次標的での散乱角度を導出するために行った、ビーム光学系の解析について説明する。3.5 章では、出射粒子から放出される脱励起  $\gamma$  線の解析について説明する。3.6 章と 3.7 章では、液体  $^4\text{He}$  標的における  $^8\text{He}$  ビームの像と実験のアクセプタンスについて述べる。3.8 章にて、励起エネルギーの導出について述べる。3.9 章では、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応測定におけるバックグラウンドについて説明する。3.10 章では、励起エネルギーの較正について述べる。最後に、本測定における実験データの系統誤差について述べる。

### 3.1 時間情報の取り扱い

この節では、プラスチックシンチレーター検出器、LP-MWDC およびマイクロホドスコープの時間情報の取り扱いについて詳細に説明する。それぞれの時間情報を、マルチヒット TDCV1190/1290 にて記録した。マルチヒット TDC は、トリガー信号が入力された時、検出器から読み出された複数の信号の時間情報を数  $\mu\text{s}$  の範囲に渡って記録することが可能なモジュールである。一般的に、TDC モジュールは、1 個のトリガー信号が発行された時、1 つの入力チャンネルで 1 個の時間情報だけを記録する。マルチヒット TDC はすべての時間情報を記録することが可能であるため、1 つのトリガー事象内で複数個のビームが検出器を通過するような高強度のビームを用いた測定では、有効に動作する。

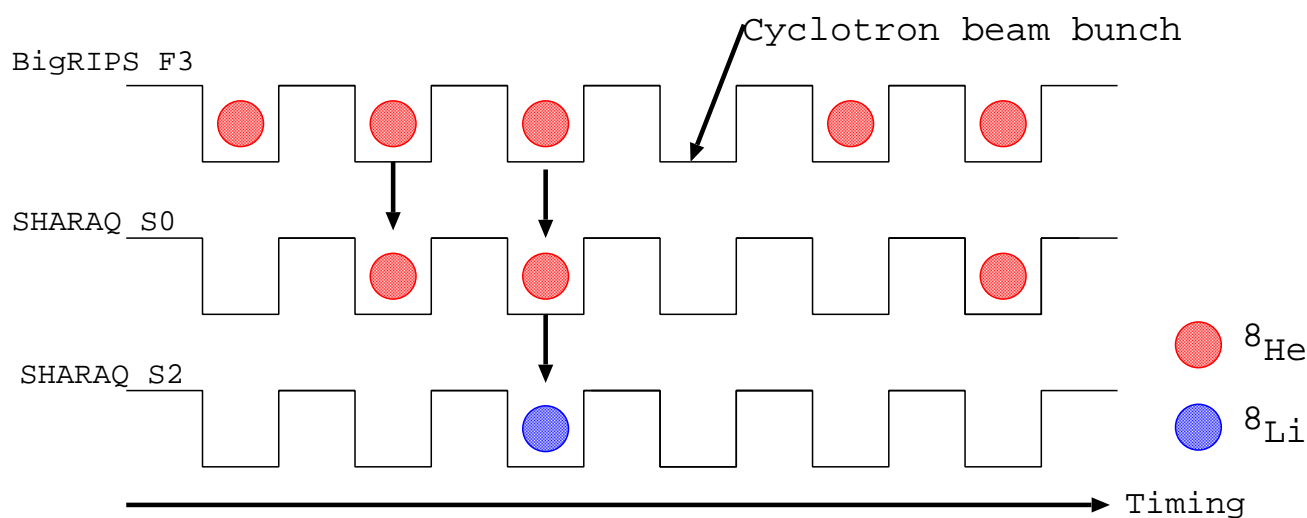


図 3.1 BigRIPS F3、SHARAQ スペクトロメーター S0 および S2 の焦点面における各検出器のタイミングチャート。F3、S0 焦点面を 1 MHz 以上のビーム強度で粒子が通過するため、1 回の S2 トリガー事象に対して、F3 と S0 の焦点面では複数のタイミングデータが取得される。S2 焦点面では、典型的に 1 つのタイミングデータを取得する。

図 3.1 は、BigRIPS F3、SHARAQ スペクトロメーター S0 および S2 の焦点面における、検出器のタイミングチャートである。BigRIPS F3 焦点面から SHARAQ スペクトロメーター S0 焦点面までに到達した  $^8\text{He}$  ビームは 2 次標的にて反応を起こし、生成された  $^8\text{Li}$  ビームが SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面まで到達する。 $^8\text{He}$  ビームはビームラインの透過率や 2 次標的での反応断面積に影響されるため、F3 焦点面におけるビームの計数率に対して、SHARAQ スペクトロメーター S0 や S2 焦点面におけるビームや放出粒子の計数率は小さくなる。 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応測定での、F3PI、FH10PI、S2PI1/2/3 のビームや放出粒子の計数率は、典型的に、それぞれ 4.0 MHz、1.7 MHz、1 kHz であった。

1 回のトリガーイベントに対して SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面に設置した検出器からは 1 つの出力信号の時間情報を、また、2 次標的より上流側のビームラインに設置された検出器から複数の信号を、マルチヒット TDC にて時間情報を記録した。 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応のデータ解析では、F3 から S2 までの焦点面を通過してトリガー信号を発行したイベントに対して行う。反応イベントにおける F3 から S0 までの各焦点面に設置した検出器のデータ解析を行うため、取得イベントで検出器を通過した複数の粒子の通過タイミングの中から、S2 焦点面に到達してトリガー信号を発行した粒子と同期した信号の時間を識別することが必要である。マルチヒット TDC にて記録された時間情報は、時系列に並んでデータに書き出される。2 次標的の上流側に設置した検出器のデータ解析では、トリガー信号と同期した信号のタイミングの領域を選択することで、2 次標的での反応後 S2 焦点面まで到達した粒子を識別した。

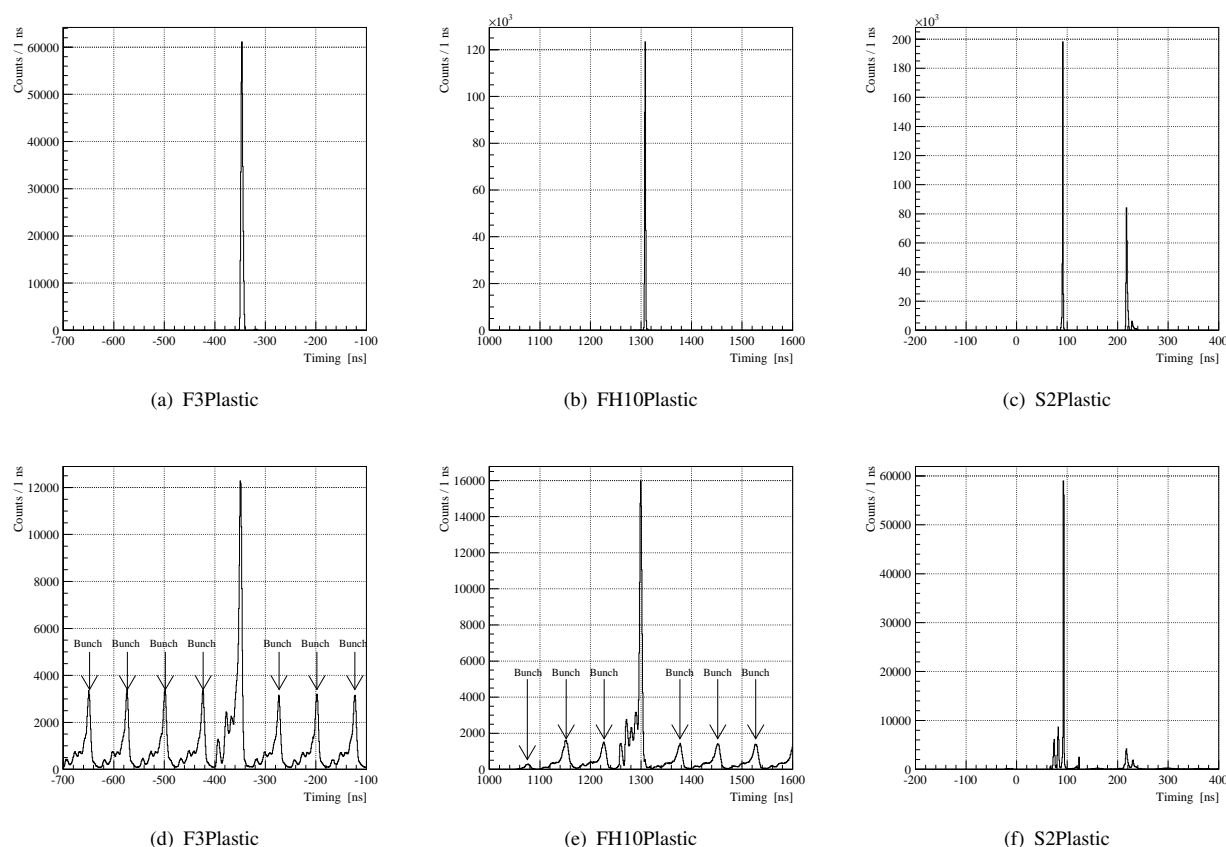


図 3.2 F3、FH10、S2 焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器のタイミングスペクトル。(a) から (c) は、1~3 kHz の強度の  $^8\text{Li}$  ビームを、F3 から S2 の焦点面まで通した時に取得された。(d) から (e) は、大強度ビームを用いた ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}$ ) 反応測定において、同様のプラスチックシンチレーター検出器からそれぞれ取得した。2つの測定のトリガーは、S2 焦点面で発行したトリガーである。

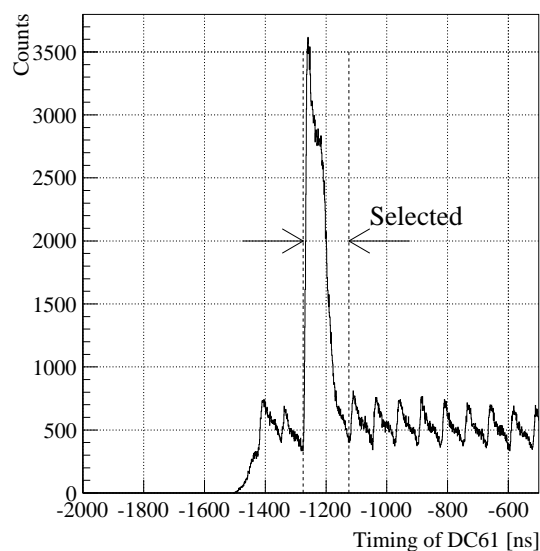
図 3.2 は、BigRIPS F3、FH10 および S2 の焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器から取得したタイミングスペクトルである。図 3.2 (a)、(b)、(c) のタイミングスペクトルは低強度 ( $\sim 10$  kHz) の  $^8\text{Li}$  ビームが F3 焦点面から S2 焦点面までを通過した時の、F3、FH10、S2 の焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器からそれぞれ取得したデータである。また、図 3.2 (d)、(e)、(f) のタイミングスペクトルは、それぞれ 大強度 ( $\sim 1.7$  MHz) の  $^8\text{He}$  ビームを用いた  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応測定において取得したデータである。大強度と低強度ビームを用いた時のタイミングスペクトルを比較すると、ビームの核子あたりのエネルギーは揃えており、F3 と FH10 のプラスチックシンチレーター検出器は同じタイミングで信号を出力した。このタイミングは、F3 焦点面を出発した  $^8\text{He}$  ビームが S0 焦点面に設置した 2 次標的にて反応後、生成粒子が S2 焦点面まで到達したタイミングと同期した、各々の検出器からの信号で構成されている。これは、S2 焦点面にてトリガー信号を発行した粒子の F3 から S0 までの飛行時間はビーム強度に依存せず、一定のタイミングで時間情報を取得していたことを示している。また、図 3.2 (d)、(e) において、ピークは 73.6 ns 周期の間隔で並んでいる。この間隔は、1 次ビームの加速周期に一致する。これらのピークは、S2 焦点面まで到達せず、ビームラインや SHARAQ スペクトロメーター内で停止した粒子で構成されている。ここから、ビームラインに設置された F3 と FH10 のプラスチックシンチレーター検出器について、反応測定で解析すべきタイミングの領域 (F3Pl:  $-408$  ns  $\sim$   $-330$  ns, FH10Pl:  $1247$  ns  $\sim$   $1325$  ns) を選択した。

同様に、2 次標の上流側に設置した、マイクロホドスコープ、DC61、DC91、DCX1、DCX2、DCX0 の LP-MWDC のデータ解析にて、S2 トリガーイベントで S2 焦点面に到達した粒子の信号と同期した  $^8\text{He}$  ビームの飛跡を導出するタイミングを選択した。図 3.3 は、S2 トリガーにて取得したマイクロホドスコープ、

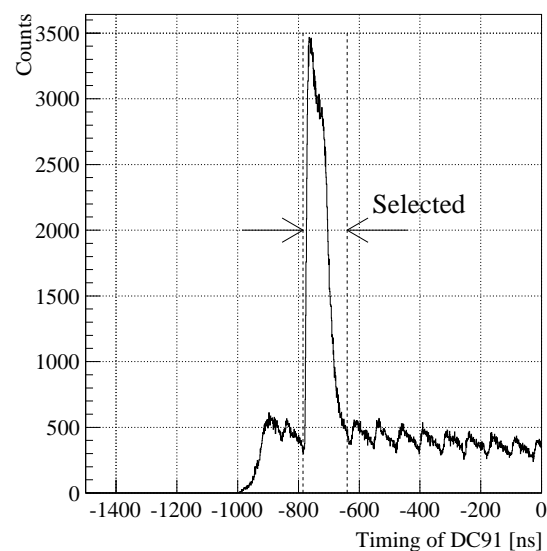
DC61、DC91、DCX1、DCX2、DCX0 のタイミングスペクトルである。ここでは、マルチヒット TDC にて取得した複数の時間情報の中から、最初に記録された各チャンネルの時間情報をプロットした。取得したタイミングスペクトルの、強いピークを形成している時間領域は 2 次標的での生成粒子が S2 焦点面まで到達したタイミングと同期した信号で構成されている。LP-MWDC のタイミング領域を選択する際、セル内における電離電子のドリフトタイムを考慮した。表 3.1 に、2 次標的のビームライン上流側に設置されたプラスチックシンチレーター検出器、マイクロホドスコープ、および LP-MWDC のタイミングの範囲を示す。

表 3.1 S2 トリガーイベントでの検出器の解析するタイミング。

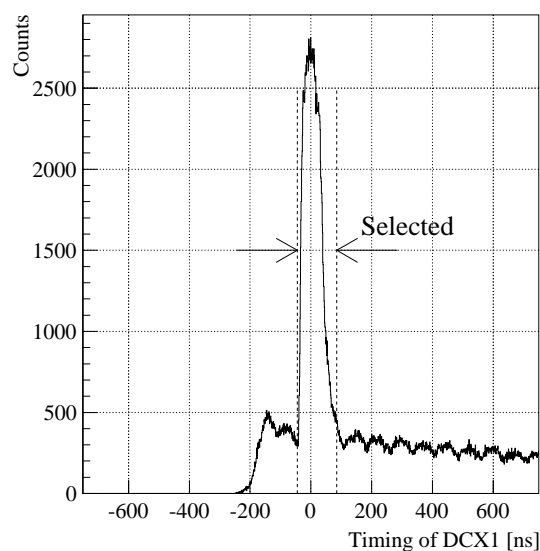
検出器	スタート時刻 [ns]	ストップ時刻 [ns]
F3PI	-408	-330
FH10PI	1247	1325
マイクロホドスコープ	-5	10
DC61	-1275	-1125
DC91	-785	-640
DCX1	-45	85
DCX2	-20	110
DCX0	-20	60



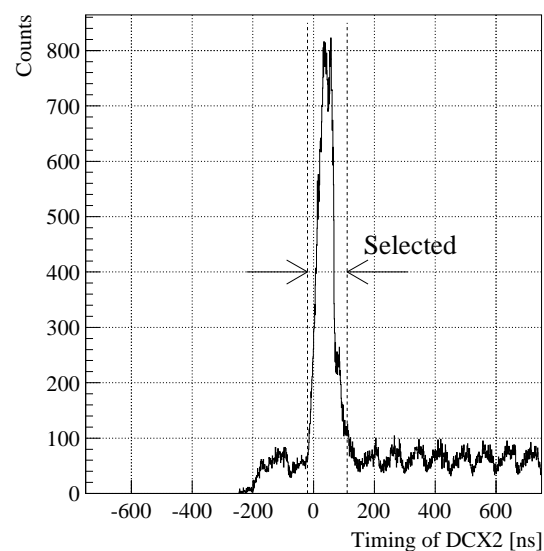
(a) DC61 V 面。



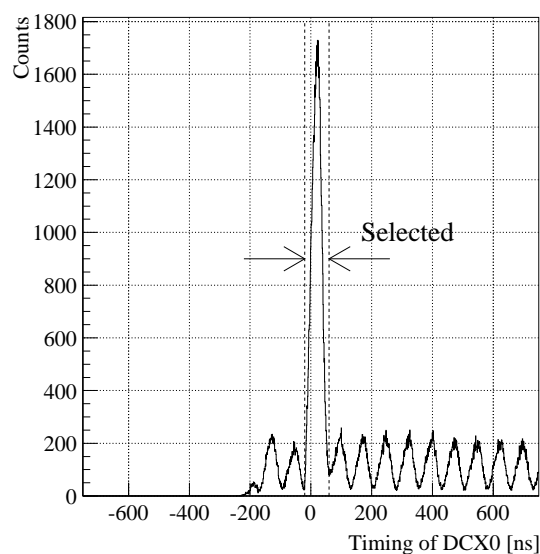
(b) DC91 X 面。



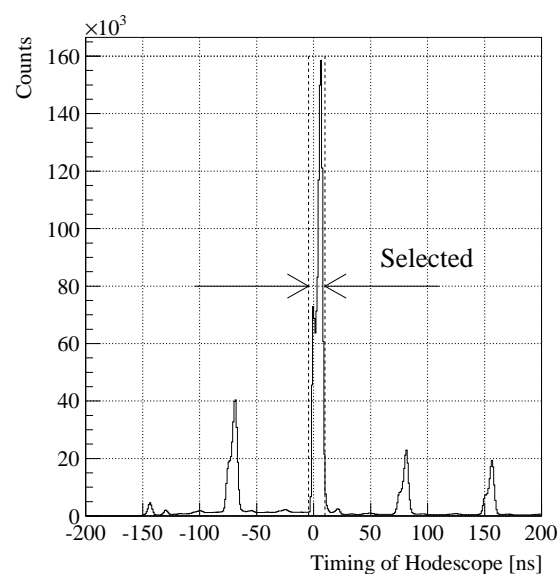
(c) DCX1 X 面。



(d) DCX2 X 面。



(e) DCX0 X 面。



(f) マイクロホドスコープ X 面。

図 3.3 トリガーイベントにおけるマイクロホドスコープと LP-MWDC のタイミングスペクトル。

## 3.2 飛跡検出器の較正

この節では、2 次標的上流側のビームライン焦点面に設置した低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー (LP-MWDC) とマイクロホドスコープ、そして、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面に設置したカソード読み出し型ドリフトチェンバー (CRDC) の、飛跡検出器の位置較正、位置分解能、および検出効率の評価について説明する。

### 3.2.1 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー

LP-MWDC の、ビームの位置較正と位置分解能と飛跡検出効率の評価について説明する。

#### 3.2.1.1 ビーム起因の信号の弁別

BigRIPS と高分解能ビームラインの焦点面を通過した  $^8\text{He}$  ビームの運動量と各焦点面での飛跡を LP-MWDC にて測定した。LP-MWDC のデータ解析を行うにあたり、まず、1 個のビームが通過した際に 1 枚のアノードワイヤー面から読み出された信号の数 (多重度) を調べた。図 3.4 に、 $^8\text{He}$  ビームに対する DC61 の V1 面から読み出された信号の多重度分布を示す。縦軸がカウント数で、横軸が信号の多重度である。

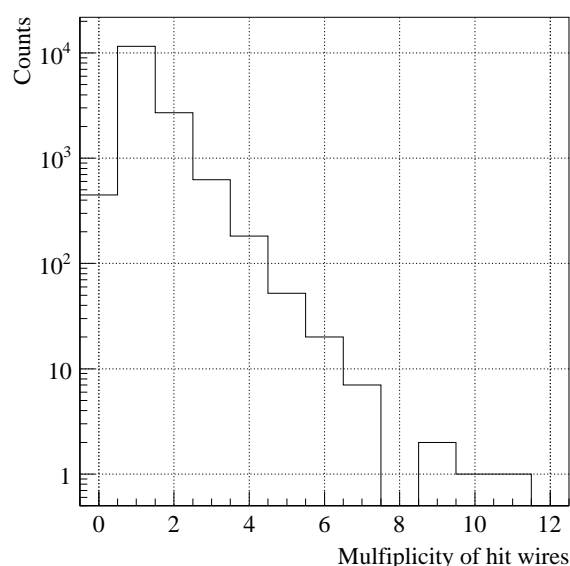


図 3.4 アノードワイヤー面から読み出された信号の多重度分布。縦軸がカウント数、横軸が信号の多重度である。DC61 の V1 面から得られた信号を用いた。

全体に対して、多重度 1 以上の占める割合は 96.3% であり、多重度 1 の割合は 74.1% となっている。LP-MWDC を構成する各アノードワイヤー面には、1 つの粒子が 1 つのセル内を通過する。2 以上の多重度が増加する要因として、ビーム起因で発生する  $\delta$  線がビームの通過した別のセルに到達し、信号が読み出されるためだと考えられる。 $\delta$  線は、高速で飛行する電子である。ビームが高速で LP-MWDC 内のガスやカソード膜を通過した際に、物質中の電子はビームとの電磁相互作用によって電離する。この電離電子はビームを通過した箇所とは違うセル内にてガスを電離させ、アノードワイヤー近傍で電子雪崩が発生する。アノードワイヤーから読み出されたアナログ信号がプリアンプ・ディスクリミネータカードの波高弁別器に設定した閾値を超えると、マルチヒット TDC にロジック信号が入力されるため、時間情報が記録される。その

ため、ビーム以外の信号によって、多重度が増加する。

LP-MWDC での飛跡の再構成には複数のアノードワイヤー面からの時間情報を用いるため、多重度 1 のビーム起因のイベントだけを用いたビームの飛跡解析では、高い飛跡検出効率を得ることは出来ない。飛跡検出効率をできるだけ増加させるためには、多重度 2 以上のイベントに対しても複数の信号の中からビーム起因の信号を識別する必要があった。

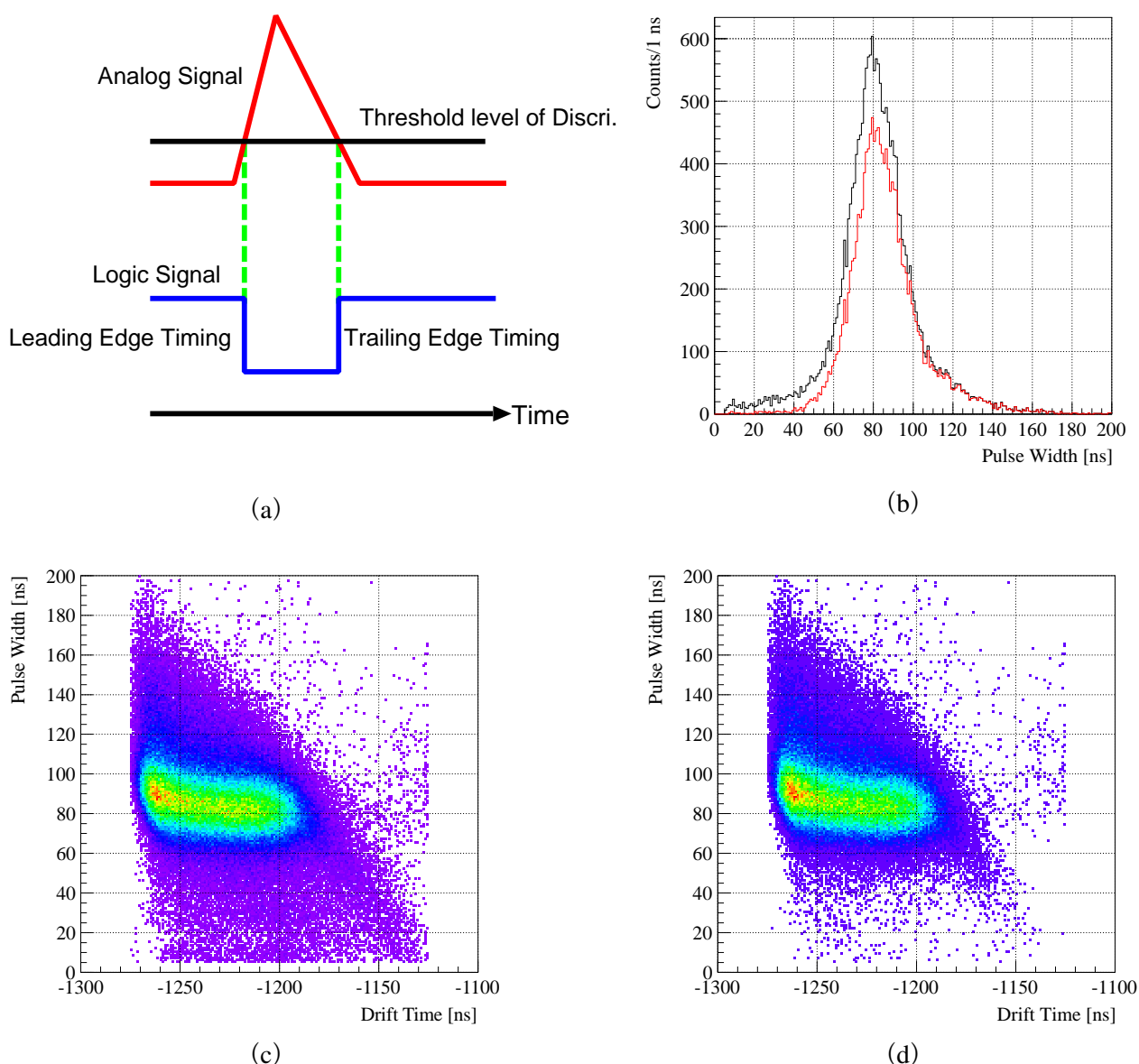


図 3.5 アノードワイヤーから読み出された信号の時間幅。(a) アナログ信号とロジック信号の概略図。マルチヒット TDC ではロジック信号の立ち上がり時間と立ち下がり時間を取得した。(b) 時間幅の分布。黒線はアノード面から読み出されたすべての信号で、赤線は、トリガーイベント毎にアノード面から最大の時間幅を持つ信号を選択したものである。(c) と (d) は、ドリフト時間とパルス幅の相関である。(c) は得られたすべての信号、(d) は最大時間幅を持つ信号を選択した。

図 3.5 (a) は、プリアンプ・ディスクリミネータカードのアナログ信号とロジック信号の概略図である。波高弁別器は、アナログ信号がプリアンプ・ディスクリミネータカードのスレショルド電圧を通過した立ち上がりと立ち下りのタイミング差をロジック信号の時間幅として与える。この時間幅は入力信号の波高と相関しており、セル内を通過したビームなどの荷電粒子のエネルギー損失の情報に相関している。電荷をテ

ストインプットとしてプリアンプカードに入力した時に得られた、電荷量と時間幅との相関については、付録C図C.3に示す。

図3.5 (b) は、アノードワイヤーの信号の時間幅の分布である。黒線は、アノードワイヤー面のすべてのワイヤーから読み出された信号の時間幅である。 $^8\text{He}$  ビームと  $\delta$  線のエネルギー損失は粒子の電荷量に比例して大きく異なる。ビーム起因の信号と  $\delta$  線起因の信号を弁別するため、イベント毎に1枚のアノードワイヤー面から最大の時間幅を持つ信号を選択することによって、赤線の分布を取得した。最大時間幅を持つ信号は、ビーム起因の信号だと考えられる。図3.5 (c) と (d) に、ドリフト時間と時間幅との相関を示す。図3.5 (c) はアノードワイヤー面にて得られたすべての信号で、図3.5 (d) は粒子が通過した時に得られた最大パルス幅の信号である。最大時間幅を持つ信号を選択することで、時間幅 80 ns 以下の電荷の小さい信号が弁別されていることを確認した。トリガーイベント毎に各アノードワイヤー面で最大時間幅を持つ信号を選択することは、ビーム起因の信号を選択する有効な手法である。多重度2以上のイベントに対して、多重度1と同等に解析を行うことが可能となった。つぎに、最大時間幅の信号を用いて、ビームの通過位置を算出する。

### 3.2.1.2 ドリフト時間-距離の較正

ビームによってセル内のガスから電離された電子は、セル内に形成された電場によってアノードワイヤーに向かってドリフトする。ビームがセル内を通過した位置は、電離された電子のアノードワイヤーまでの到達時間と強く相関する。イベント毎に LP-MWDC 内のビームの通過位置を算出するため、ビーム起因の信号として識別された最大時間幅を持つ信号の立ち上がり時間の分布、つまり、ドリフト時間分布 (図3.6 (a)) を用いて、ドリフト時間とセル内でのビームの通過位置の関係を導出する。この時得られたドリフト時間分布は、LP-MWDC のセルの大きさに対して、十分大きなスポットサイズを持つビームを照射したときに得られた。

そのため、ビームはセル内を一樣に通過していると仮定して、アノードワイヤーへのドリフト時間をドリフト距離に変換する関数  $r(t)$  を作成する。この変換関数  $r(t)$  は、アノードワイヤー面に対して一樣にビームを照射した時に得られたドリフト時間分布を、アノードワイヤーからポテンシャルワイヤーの空間に対して一樣分布させるものである。変換関数  $r(t)$  は、以下のように与えられる。

$$r(t) = \int_0^t v(\tau) d\tau \quad (3.1)$$

$$= \frac{x_{\text{cell}}}{N_{\text{Total}}} \int_0^t \frac{dN}{d\tau} d\tau \quad (3.2)$$

$$= \frac{x_{\text{cell}}}{N_{\text{Total}}} \sum_{i=0}^t N_i. \quad (3.3)$$

$N_{\text{Total}}$  はマルチヒット TDC で得られた信号の全カウント数、 $x_{\text{cell}}$  はアノード-ポテンシャルワイヤー間距離、 $N_i$  は TDC の各チャンネルのカウント数である。図3.6 (b) に、得られたドリフト時間分布を用いて作成された変換関数  $r(t)$  を示す。この変換関数  $r(t)$  は、ビームが通過した距離がセルを通過したビームの全統計量に対して、アノードワイヤーから距離  $r$  までを通過したビームの統計量の割合として表される。この変換関数  $r(t)$  を用いることで、アノードワイヤー面のセルの大きさに対して、ドリフト時間分布を一樣にした。ドリフト時間-ドリフト距離の較正を、各焦点面が設置した LP-MWDC のアノードワイヤー面ごとに行い、アノードワイヤーから通過した距離をイベント毎に求めることが可能となった。図3.6 (b) から、平均的なドリフト速度は  $50 \mu\text{m/ns}$  と見積もることができる。この得られたドリフト速度は、イソブタンにおける電子のドリフト速度の計算結果 [42] と比較して妥当な値である。



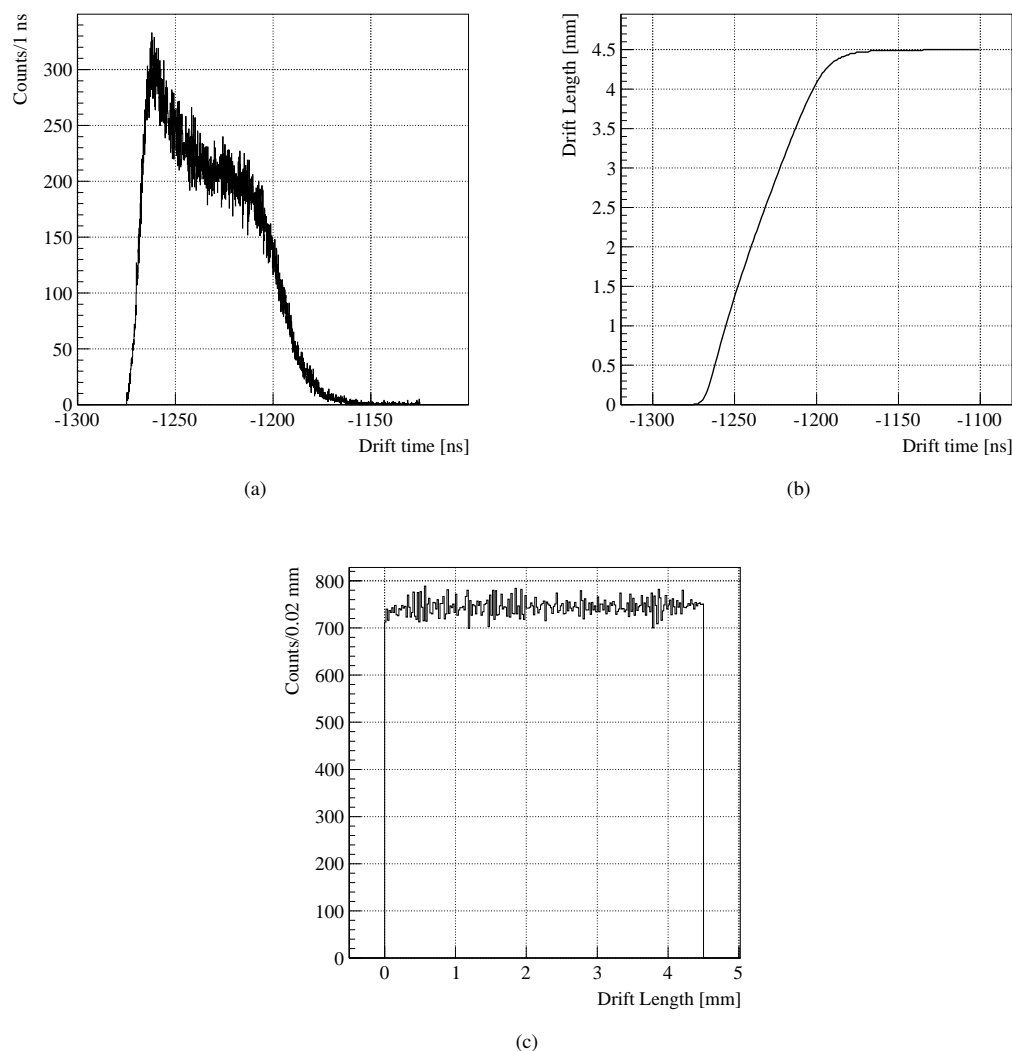


図 3.6 ドリフト時間–ドリフト距離の較正。(a) はドリフト時間分布、(b) は変換関数  $r(t)$  で、(c) が変換後のドリフト距離分布である。

### 3.2.1.3 位置の導出

変換関数  $r(t)$  から求めたドリフト距離を用いて、検出器内を通過したビームの位置を求める。ビームの飛跡は、一般的に複数の位置情報を用いて求める。本研究では、ビームを精度良く測定するためには、面構成を最小にすることで物質量を抑える必要があった。そのため、LP-MWDC の面構成には最低限でビームの飛跡を求められる 3 面と 4 面を採用している。3 面構成と 4 面構成の LP-MWDC でビームの通過位置の導出について説明する。

まず、3 面構成を持つ検出器の位置導出について述べる。図 3.7 は、3 面構成 XUY の LP-MWDC におけるビームの通過位置の決定方法について示している。 $u$ 、 $v$ 、 $y$  軸がそれぞれ、水平方向である  $x$  軸に対して、 $\theta_u (= -30^\circ)$ 、 $\theta_v (= 45^\circ)$ 、 $\theta_y (= 90^\circ)$  傾いている。

各アノードワイヤー面のビームが通過した位置は、セル内のアノードワイヤーを対称に位置の候補として、2 個存在する。更に、アノード  $x$  とアノード  $y$  (もしくはアノード  $v$ ) の組み合わせることで、4 つの通過位置の候補が存在する。これらの 4 つの候補の中から、アノード  $u$  から得られたビームの通過位置の情報を用いて比較することにより、ビームの通過位置を決定する。つぎに、位置の導出について説明する。 $x$ - $y$  軸平

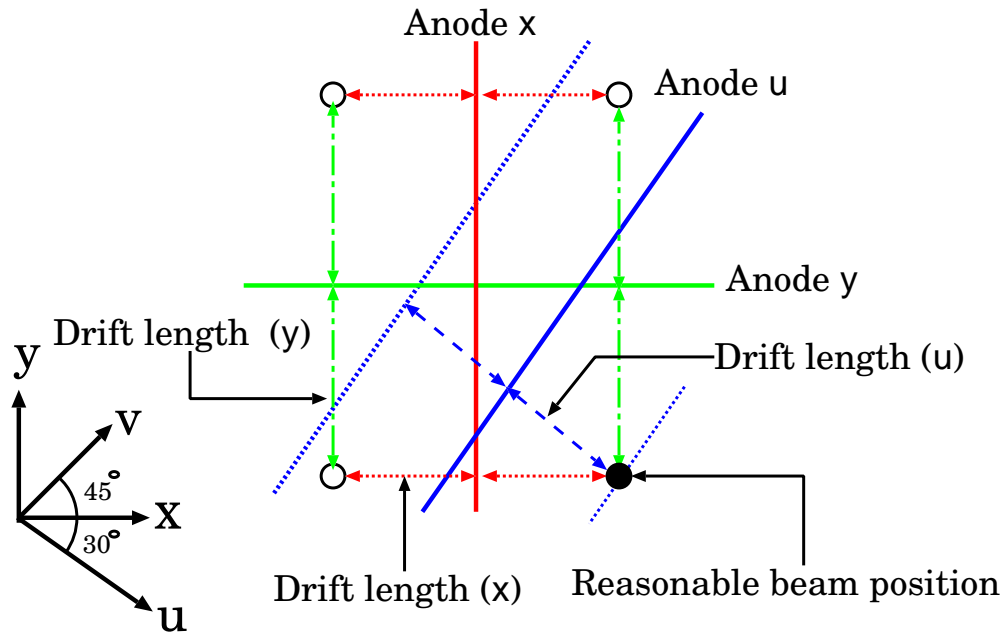


図 3.7 3面構成を持つLP-MWDCにおけるビームの通過位置。アノード  $x$  とアノード  $y$  の位置情報から4つの候補が得られる。これら4つの位置情報をアノード  $u$  の位置情報と比較することによって、ビームの通過位置を決定する。

面上の位置を  $X$ 、 $Y$  とした時に、 $u$ 、 $v$  軸上の位置  $U$ 、 $V$  は以下の関係が得られる。

$$U = X \cos \theta_u + Y \sin \theta_u, \quad (3.4)$$

$$V = X \cos \theta_v + Y \sin \theta_v. \quad (3.5)$$

式 (3.4) から、アノード  $x$  とアノード  $y$  の位置情報  $X$  と  $Y$  を用いて予想される  $u$  軸上の位置  $U'(X, Y)$  は以下のようになる。

$$U'(X, Y) = X \cos \theta_u + Y \sin \theta_u. \quad (3.6)$$

また、式 (3.4) と式 (3.5) から、アノード  $x$  とアノード  $v$  の位置情報  $(X, V)$  から予想される  $u$  軸上の位置  $U'(X, V)$  は以下のようになる。

$$U'(X, V) = \frac{-X \sin(\theta_u - \theta_v) + V \sin \theta_u}{\sin \theta_v}. \quad (3.7)$$

式 (3.7) において、 $V \rightarrow Y$  に座標軸を変換することによって、式 (3.6) になる。

ビームの通過位置を決定するため、 $u$  軸上に座標変換した4つの候補  $U'(X, Y)$  (または  $U'(X, V)$ ) と、アノード  $u$  が測定した2つの候補  $U$  を比較する。実際に比較する際、 $U'$  と  $U$  との残差  $R$  が最小となる組み合わせを求め、この組み合わせをビームの通過位置とする。

$$R = U - U'(X, Y), \quad (3.8)$$

$$R = U - U'(X, V). \quad (3.9)$$

XUV の面構成を持つ検出器を通過した  $y$  軸上での位置  $Y$  は、式 (3.4) と式 (3.5) から、 $U$ 、 $V$  を用いて、

$$Y(U, V) = \frac{U \cos \theta_v - V \cos \theta_u}{\sin(\theta_u - \theta_v)}, \quad (3.10)$$

と表される。

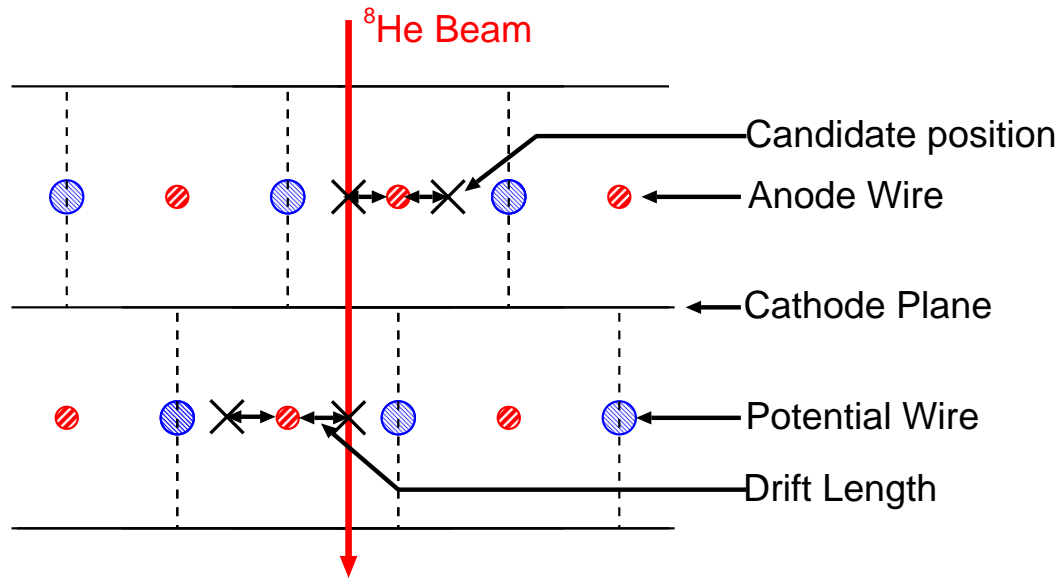


図 3.8 VUU'V' の面構成を持つ LP-MWDC におけるビームの通過位置。各々のアノードワイヤーから 2 つのビームの通過位置の候補が存在する。ビームが平行に入射したものとすることで、通過位置は一意的に決定される。

つぎに、F6 焦点面に設置された VUU'V' の 4 面構成を持つ LP-MWDC の位置の導出について説明する。図 3.8 は、4 面構成の検出器内をビームが通過したときの位置の決定方法について示している。アノードワイヤー面である V' (U') は、V (U) の面に対して、セルの半分の長さずれている。F6 焦点面でのビームはセルを 2 つ通過する大きな角度を持つことは少なく、ビームは平行に入射されたものとして、ビームの通過位置を決定した。セルが半分ずれていることによって、同じ角度に傾いたアノードワイヤー面において、ビームが通過したアノードワイヤーからの距離の 2 つの和は、アノードワイヤーからポテンシャルワイヤーまでの距離  $L$  と同等になる。

$$L = L_V + L_{V'}. \quad (3.11)$$

$L_V$  と  $L_{V'}$  は、V および V' 面でのセル内をビームが通過した位置からアノードワイヤーまでの距離である。そのため、セル内を通過したビームの位置は一意的に決定される。V 面上を通過したビームの位置  $V_{\text{pos.}}$  は、2 つのアノードワイヤー面から得られた位置 V と V' の平均とする。

$$V_{\text{pos.}} = \frac{V + V'}{2}. \quad (3.12)$$

U 面についても V 面と同様の解析を行い、U 面上でのビームの通過位置  $U_{\text{pos.}}$  を導出する。 $V_{\text{pos.}}$  と  $U_{\text{pos.}}$  を用いて、式 (3.4) と式 (3.5) から、X-Y 平面上の位置 X および Y は、以下のように表される。

$$X(U_{\text{pos.}}, V_{\text{pos.}}) = \frac{-U_{\text{pos.}} \sin \theta_v + V_{\text{pos.}} \sin \theta_u}{\sin(\theta_u - \theta_v)}, \quad (3.13)$$

$$Y(U_{\text{pos.}}, V_{\text{pos.}}) = \frac{U_{\text{pos.}} \cos \theta_v - V_{\text{pos.}} \cos \theta_u}{\sin(\theta_u - \theta_v)}. \quad (3.14)$$

#### 3.2.1.4 位置分解能と飛跡検出効率の評価

ここでは、3 面構成および 4 面構成の LP-MWDC の位置分解能と飛跡検出効率の評価方法について記述する。まず、3 面構成について説明する。位置分解能を導出するため、式 (3.8) および式 (3.9) にて得られた

残差  $R$  を用いる。XUV の面構成を持つ LP-MWDC について得られる残差  $R$  は式 (3.7) を用いて以下のよう表される。

$$R = U - U'(X, V) \quad (3.15)$$

$$= U - \frac{-X \sin(\theta_u - \theta_v) + V \sin \theta_u}{\sin \theta_v}. \quad (3.16)$$

各アノードワイヤー面の位置分解能を  $\Delta X$ 、 $\Delta U$ 、および  $\Delta V$  とする。式 (3.15) について、残差  $R$  の広がり  $\Delta R$  は、誤差伝播を考慮して以下の式に表される。

$$\Delta R = \frac{1}{\sin \theta_v} \sqrt{\Delta X^2 \sin^2(\theta_u - \theta_v) + \Delta U^2 \sin^2 \theta_v + \Delta V^2 \sin^2 \theta_u}. \quad (3.17)$$

各アノードワイヤー面の持つ位置分解能は、

$$\Delta X = \Delta U = \Delta V, \quad (3.18)$$

として、同等な性能を持っていることとする。故に、 $\Delta R$  は、

$$\Delta R = \frac{\Delta U}{\sin \theta_v} \sqrt{\sin^2(\theta_u - \theta_v) + \sin^2 \theta_v + \sin^2 \theta_u}, \quad (3.19)$$

となる。XUV の面構成の、水平軸である  $x$  軸に対する角度  $\theta_u$  と  $\theta_v$  は、 $45^\circ$  と  $-30^\circ$  である。2つの角度を式 (3.19) に代入することで、検出器の位置分解能は、

$$\Delta U = \frac{\Delta R}{1.83}, \quad (3.20)$$

となる。また、XUY については、式 (3.19) にて、 $V \rightarrow Y$  に座標軸を変換することによって、位置分解能を求めることが可能となる。XUY の面構成の、 $x$  軸に対する角度は  $\theta_u$  と  $\theta_y$  は、 $45^\circ$  と  $90^\circ$  であるため、位置分解能は、

$$\Delta U = \frac{\Delta R}{\sqrt{2}}, \quad (3.21)$$

となる。

飛跡検出効率を定義するため、上記にて導出した残差  $R$  分布を用いた。飛跡検出効率を以下の式に示す。

$$\epsilon = \frac{\pm 3\sigma \text{ Events}}{\text{Trigger Events}} \times 100[\%]. \quad (3.22)$$

ここで、分子は残差  $R$  分布の半値幅  $\Delta R$  をガウス分布の標準偏差  $\sigma$  に換算しときの  $-3\sigma$  から  $+3\sigma$  までに入る領域のイベント数として、分母を LP-MWDC の下流側に設置したプラスチックシンチレーター検出器を通過したビームの粒子数とした。

図 3.9 は、DC91 にて得られた残差  $R$  の分布である。縦軸をカウント数、横軸が残差  $R$  である。得られた残差  $R$  分布から、 $\Delta R$  は  $690 \mu\text{m}$  (FWHM) と評価し、位置分解能は、 $500 \mu\text{m}$  (FWHM) となった。また、飛跡検出効率は、 $56.9\%$  ( $\pm 0.2\%$ ) となった。そして、DCX1 と DCX2 の位置分解能と飛跡検出効率は、それぞれ、 $496 \mu\text{m}$  (FWHM) と  $680 \mu\text{m}$  (FWHM)、 $80.8\%$  ( $\pm 0.2\%$ ) と  $8.0\%$  ( $\pm 1.0\%$ ) であった。測定時高い強度ビームを用いたため、本測定において LP-MWDC 内にて放電が発生していた。そのため、要求された性能を達成することは出来なかったが、印加電圧を下げることで検出器を安定的に長時間オペレートすることを選択した。

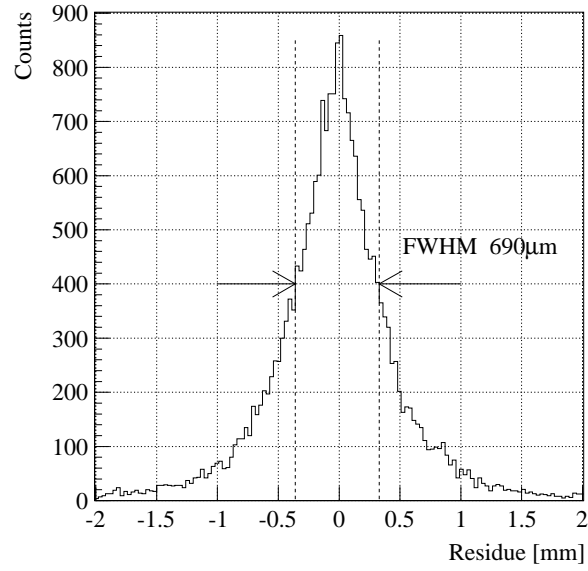


図 3.9 3 面構成を持つ LP-MWDC (DC91) の残差分布  $R$ 。縦軸はカウント数、横軸は残差  $R$  である。

つぎに、 $VUUV'$  の面構成を持つ LP-MWDC (DC61) の位置分解能の導出について説明する。式 (3.11) から  $V-V'$  面のドリフト距離の和の広がり  $\Delta L$  は、 $V-V'$  のアノードワイヤー面の位置分解能  $\Delta V$ 、 $\Delta V'$  を用いて表すと、

$$\Delta L = \sqrt{(\Delta V)^2 + (\Delta V')^2}, \quad (3.23)$$

となる。ここで、 $V-V'$  面の位置分解能は、

$$\Delta V = \Delta V', \quad (3.24)$$

として、同等な性能を持っていることとする。よって、 $V-V'$  面の位置分解能は、

$$\Delta V = \frac{\Delta L}{\sqrt{2}}, \quad (3.25)$$

となる。 $v$  軸上での測定された位置の分解能  $\Delta V_{\text{pos.}}$  は、式 (3.12) より、

$$\Delta V_{\text{pos.}} = \frac{\Delta V}{\sqrt{2}}, \quad (3.26)$$

と表される。同様に、 $u$  軸上の測定された位置の分解能  $\Delta U_{\text{pos.}}$  は、 $U-U'$  のアノードワイヤー面の位置分解能  $\Delta U$ 、 $\Delta U'$  を同等とすると、以下のように示される。

$$\Delta U_{\text{pos.}} = \frac{\Delta U}{\sqrt{2}}. \quad (3.27)$$

得られた  $v$ 、 $u$  軸上の位置分解能  $\Delta V_{\text{pos.}}$  と  $\Delta U_{\text{pos.}}$  を用いて、 $x$ 、 $y$  軸での測定された位置の分解能  $\Delta X_{\text{pos.}}$ 、 $\Delta Y_{\text{pos.}}$  は、式 (3.13) および式 (3.13) を誤差伝播することで、

$$\Delta X_{\text{pos.}} = \frac{1}{\sin(\theta_u - \theta_v)} \sqrt{(\Delta U_{\text{pos.}} \sin \theta_v)^2 + (\Delta V_{\text{pos.}} \sin \theta_u)^2}, \quad (3.28)$$

$$\Delta Y_{\text{pos.}} = \frac{1}{\sin(\theta_u - \theta_v)} \sqrt{(\Delta U_{\text{pos.}} \cos \theta_v)^2 + (\Delta V_{\text{pos.}} \cos \theta_u)^2}, \quad (3.29)$$

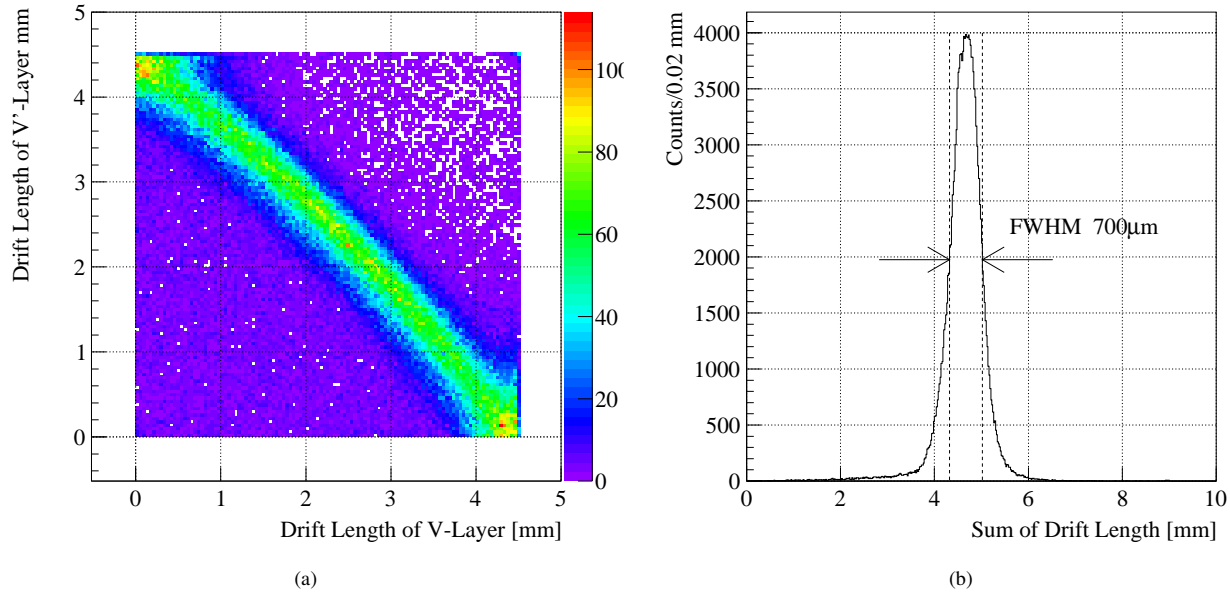


図 3.10 DC61 V-V' 面における (a) ドリフト距離の相関と (b) ドリフト距離の和  $L$ 。

となる。

図 3.10 (a) は、V-V' 面のドリフト距離の相関である。V-V' 面のドリフト距離を足し合わせることで得られる  $L$  の分布を、図 3.10 (b) に示す。 $L$  の分布から  $\Delta L$  は、 $700 \mu\text{m}$  (FWHM) であった。よって、V-V' 面の位置分解能を、 $495 \mu\text{m}$  (FWHM) と評価した。U-U' 面の位置分解能を、V-V' 面と同様の解析から、 $650 \mu\text{m}$  (FWHM) と評価した。従って、水平方向と鉛直方向の位置分解能  $\Delta X_{\text{pos.}}$  および  $\Delta Y_{\text{pos.}}$  は、式 (3.28) および式 (3.28) から、 $290 \mu\text{m}$  (FWHM) および  $500 \mu\text{m}$  (FWHM) となった。水平方向の位置分解能は、必要とする分解能を十分満たしている。

飛跡検出効率は、以下のように定義する。V-V' 面 (U-U' 面) でのドリフト距離の和  $L$  の分布を用いて、1 つの軸に傾いたアノードワイヤー面での飛跡検出効率  $\epsilon_V$  ( $\epsilon_U$ ) を求める。

$$\epsilon_V = \epsilon_U = \frac{\pm 3\sigma \text{ Events}}{\text{Trigger Events}} \times 100[\%]. \quad (3.30)$$

分子は、ドリフト距離の和の  $L$  分布の半値幅  $\Delta L$  をガウス分布の標準偏差  $\sigma$  に換算しときの  $-3\sigma$  から  $+3\sigma$  までに入る領域のイベント数として、分母を LP-MWDC の下流側に設置したプラスチックシンチレーター検出器を通過したビームの数とした。そして、1 台の検出器の飛跡検出効率  $\epsilon_{\text{DC61}}$  は、それぞれのアノードワイヤー面にて飛跡検出の定義を同時に満たした時とする。

$$\epsilon_{\text{DC61}} = \epsilon_V \cdot \epsilon_U. \quad (3.31)$$

V-V' 面と U-U' 面の飛跡検出効率は、ドリフト距離の和の分布から  $90.5\%$  ( $\pm 0.3\%$ ) と  $90.0\%$  ( $\pm 0.3\%$ ) であった。DC61 の飛跡検出効率は  $81.5\%$  ( $\pm 0.4\%$ ) となった。

### 3.2.2 マイクロホドスコープ

この節では、BigRIPS F3 焦点面に設置したマイクロホドスコープの位置較正および位置分解能について説明する。マイクロホドスコープは、プラスチックシンチレーターが水平および鉛直方向に短冊状に並んだ構成である。そのため、ビームの通過位置をプラスチックシンチレーターの大きさ  $1 \text{ mm}$  の精度で決定する。

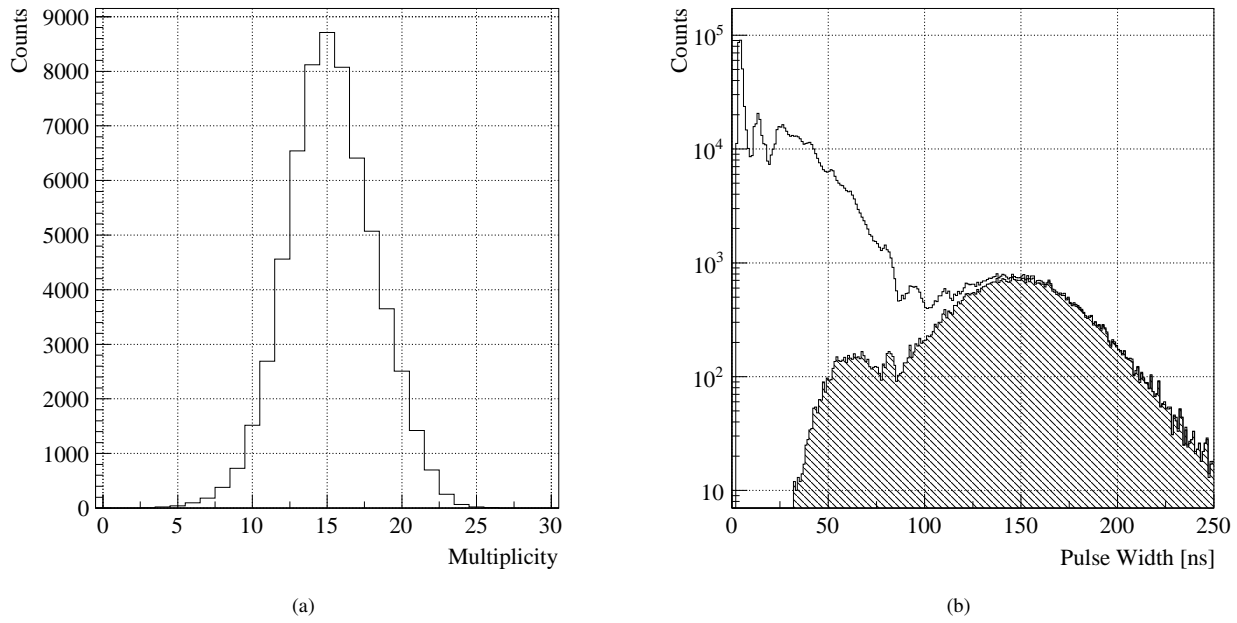


図 3.11 マイクロホドスコープの信号の (a) 多重度および (b) 時間幅の分布。得られた信号の中から最大の時間幅を持つ信号を選択することによって、斜線状の分布が得られる。

プラスチックシンチレータから読み出された信号は、LP-MWDC と同じ回路系で処理される。プラスチックシンチレータから得られた時間情報と電荷情報を用いて、ビームの通過位置を導出する。

$^8\text{Li}$  ビームが F3 焦点面の DC31、DC32、マイクロホドスコープ通過時に取得したデータを用いて、マイクロホドスコープの位置分解能を評価した。まず、1つの粒子がシンチレータが並べられた1層を通過した時に読み出された信号の多重度について調べた。図 3.11 (a) は、マイクロホドスコープの水平方向の面の信号の多重度分布である。1層あたりの多重度は15程度となっており、1個の粒子が通過した時に複数本のプラスチックシンチレータから信号が取り出されていることがわかる。これは、シンチレータ光の読み出しに用いた光電子増倍管内部の増幅部で光電子が隣の増幅部へ漏れこんでしまうことによるクロストークによって多重度が増加したためである。ビームが通過したシンチレータを選択するため、1層で読み出された信号の中から、ビームのエネルギー損失と相関がある、プリアンプ・ディスクリミネータの出力されたロジック信号の時間幅が最大の信号を選択することにより、ビームの通過位置を決定する。図 3.11 (b) は、マイクロホドスコープから得られた信号の時間幅分布である。1個の粒子が通過した時にマイクロホドスコープから得られた信号の中から最大の時間幅を選択することによって、斜線状の分布が得られる。

DC31 と DC32 から取得したビームの飛跡情報を用いて、マイクロホドスコープ上にビームの通過位置を外挿した。そして、LP-MWDC にて外挿したビームの通過位置とマイクロホドスコープにて導出したビームの通過位置を用いて、マイクロホドスコープの位置分解能を評価した。マイクロホドスコープは、DC31 と DC32 で決定した飛跡の位置からビームラインの上流側 100 mm の場所に位置してある。DC31 と DC32 にて外挿したマイクロホドスコープ上での通過位置  $X_{\text{F3DCs}}$  とマイクロホドスコープが決定した位置  $X_{\text{Hodo}}$  との間で、残差  $R$  を求めることが可能である。

$$R = X_{\text{Hodo}} - X_{\text{F3DCs}}. \quad (3.32)$$

そして、残差分布の広がり  $\Delta R$  から DC31 と DC32 のマイクロホドスコープ上での位置分布能の寄与を取り除き、マイクロホドスコープの位置分解能を評価した。

$$\Delta X_{\text{Hode}} = \sqrt{\Delta R^2 - \Delta X_{\text{F3DCs}}^2}. \quad (3.33)$$

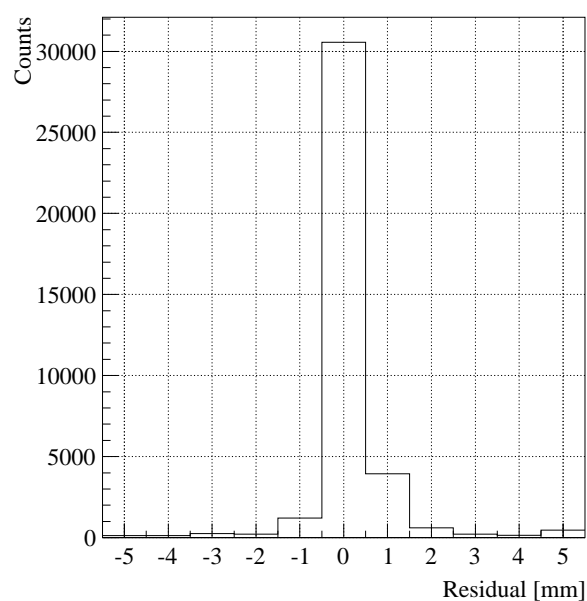


図 3.12 DC31 と DC32 の LP-MWDC で決定された飛跡からマイクロホドスコープに外挿されたビームの通過位置とマイクロホドスコープで決定された通過位置との残差分布。

得られた残差  $R$  の分布を図 3.12 に示す。残差  $R$  の広がり  $\Delta R$  は、1.02 mm (FWHM) であった。DC31 と DC32 の位置分解能は 0.30 mm (FWHM) であり、DC31 と DC32 は 0.9 m の間隔で設置されている。DC31 と DC32 が決定するマイクロホドスコープ面上の位置分解能  $\Delta X_{F3DCs}$  は 0.30 mm (FWHM) となった。そのため、誤差伝播を考慮することで、マイクロホドスコープの位置分解能を 0.98 mm (FWHM) と評価した。



### 3.2.3 カソード読み出し型ドリフトチェンバー CRDC

この節では、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面に設置した2台のカソード読み出し型ドリフトチェンバー (CRDC) の位置較正について説明する。CRDC1 台毎に、ビームの通過位置を求めた。鉛直方向のビームの通過位置をアノードワイヤーから読み出された信号から測定したドリフト時間から決定した。また、水平方向のビームの通過位置を、カソードパッド面に誘起された電荷分布から決定した。そして、2台の CRDC の水平/鉛直方向の位置情報を用いて、S2 焦点面でのビームの飛跡を再構成した。

#### 3.2.3.1 アノードワイヤーでの位置較正

ビームが通過した CRDC の鉛直方向の位置は、ビームによってイソブタンガスから電離された電子のドリフト時間から決定する。各 CRDC で測定されたアノードワイヤー面での Y 方向の位置  $y_i^{\text{plane}}$  を、電子のドリフト時間  $t_i^{\text{plane}}$  とドリフト速度  $v$  を用いて、以下のように示す。

$$y_i^{\text{plane}} = vt_i^{\text{plane}}. \quad (3.34)$$

ここで、 $i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) は CRDC のアノードワイヤー面を表している。そして、S2 焦点面での Y 方向のビームの位置  $Y_{S2}$  および角度  $B_{S2}$  を、上式から決定された4枚のアノードワイヤー面のビームの通過位置を用いて、 $\chi^2$  が最小となるように決定する。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\text{plane}} \{y_i^{\text{plane}} - (Y_{S2} + B_{S2} z_i^{\text{plane}})\}^2. \quad (3.35)$$

$z_i$  は各 CRDC のワイヤー面のビーム軸上の位置である。

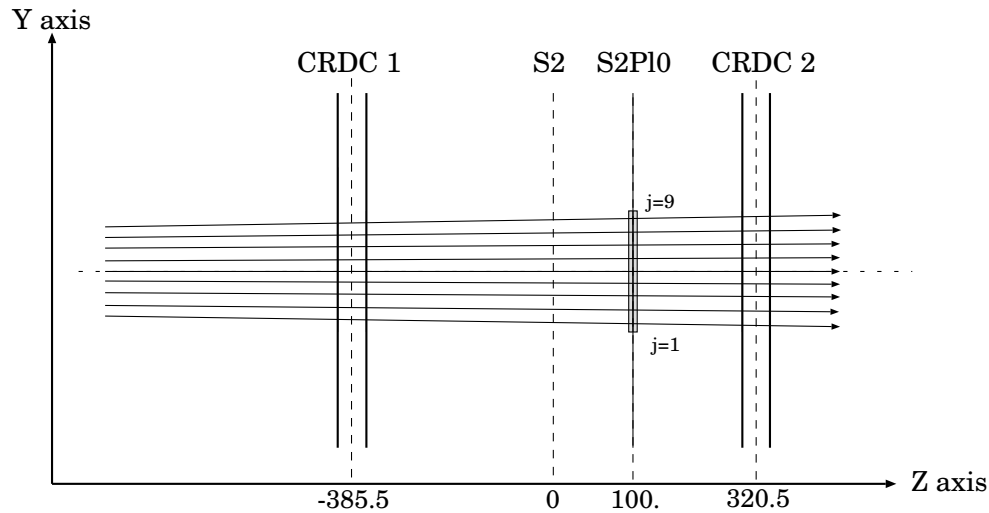


図 3.13 SHARAQ スペクトロメーター S2 における飛跡検出器 CRDC、位置校正用プラスチックシンチレーター S2PI0、および S2 焦点面の位置関係。単位は mm である。

アノードワイヤー面のドリフト速度  $v$  の較正を行うため、2台の CRDC の間に S2PI0 を設置し、CRDC に  $^8\text{Li}$  ビームを照射した。S2PI0 は、スリットが刻まれたプラスチックシンチレーター検出器である。CRDC と S2PI0 との位置関係を図 3.13 に示す。ビームが S2PI0 のスリットを通過したイベントのデータを解析するため、S2PI0 の両端に接続された PMT から信号が出力されなかったイベントを選択した。図 3.14 (a) は、S2PI0 の両端に接続された PMT から信号が出力されなかったイベントにおける、アノードワイヤー面から得

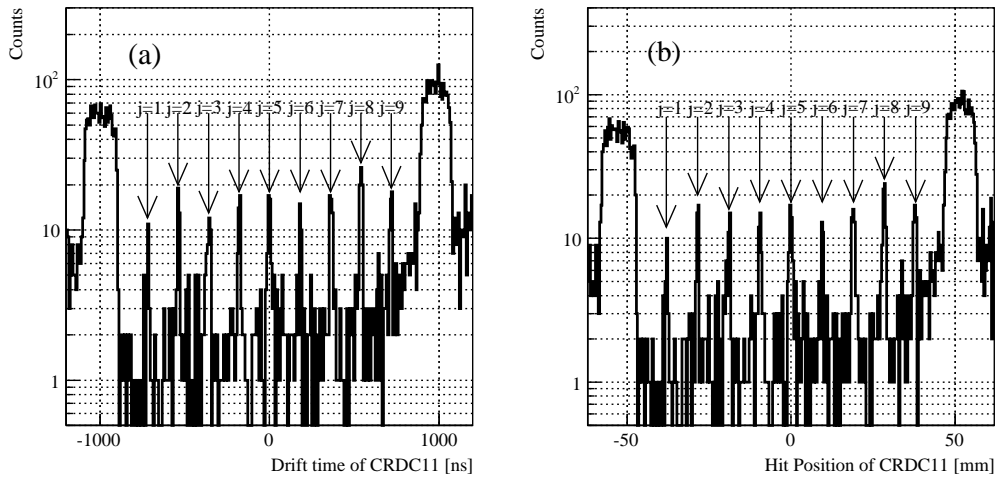


図 3.14 位置較正用プラスチックシンチレーター検出器を用いて、測定された CRDC1 の 1 面の (a) ドリフト時間と (b) 粒子の通過位置の分布。

られたドリフト時間の分布である。ドリフト時間分布に現れている 9 つのピークは、それぞれビームが通過した S2Pi0 のスリットに対応している。まず、4 枚のアノードワイヤー面から、ドリフト時間分布のビームの中心値をそれぞれ導出した。そして、9 つのスリットに対して、 $v$  を変数として、式 (3.35) の  $\chi^2$  が最小となるような  $Y_i$  と  $B_i$  を用いて、S2Pi0 上での鉛直方向の位置に内挿した。最後に、各々のスリットの内挿点とスリットの実際の位置  $y_i^{\text{slit}}$  から、 $\chi_{\text{slit}}^2$  が最小となる  $v$  を決定した。

$$\chi_{\text{slit}}^2 = \sum_{j=1}^{\text{slit}} \{y_j^{\text{slit}} - (Y_j + B_j z_{\text{slit}})\}^2. \quad (3.36)$$

ここで、 $j$  はスリットの箇所 ( $j = 1, \dots, 9$ )、 $z_{\text{slit}}$  はビーム軸上での位置を表している。 $\chi_{\text{slit}}^2$  が最小値となるドリフト速度  $v$  は  $52.7 \mu\text{m/ns}$  ( $\pm 0.6 \mu\text{m/ns}$ ) となった。図 3.15 に、決定された  $v$  を用いた時の、スリットでの内挿点と実際の位置の関係 (左図) と、各々のスリットに対する内挿点と実際の位置との残差 (右図) を示す。図 3.14 (b) は決定された  $v$  を用いたアノードワイヤー面におけるビームの通過位置の分布である。

つぎに、各アノードワイヤー面の位置分解能を評価する。位置分解能の評価には、アノードワイヤー面での測定した位置  $y_i^{\text{plane}}$  と、再構成したビームがアノードワイヤー面を通過した位置  $y_i^{\text{Track}}$  との残差  $\Delta y_i^{\text{plane}}$  の分布を用いる。

$$\Delta y_i^{\text{plane}} = y_i^{\text{plane}} - y_i^{\text{Track}}. \quad (3.37)$$

ビームを再構成する際、評価するアノードワイヤー面を除いた 3 面の位置情報を用いて最小 2 乗法を適用した。そして、再構成したビームの飛跡を、評価するアノードワイヤー面に内挿または外挿し、その面上でのビームの通過位置を求める。得られた残差分布を図 3.16 に示す。得られた残差分布の広がりから、位置分解能を  $540 \mu\text{m}$  (FWHM) と評価した。これは、反応測定から要求された位置分解能を満たしている。

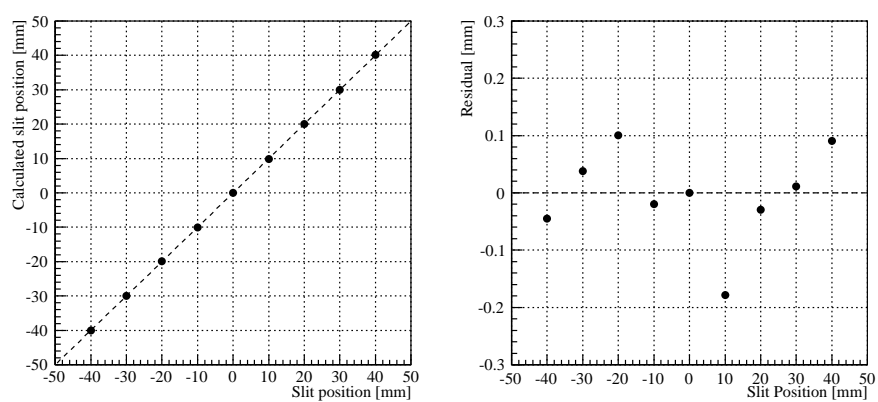


図 3.15 位置較正用プラスチックシンチレーター検出器での、スリットの位置と CRDC を用いて決定された内挿点の相関、および、スリットの位置と内挿点の残差。

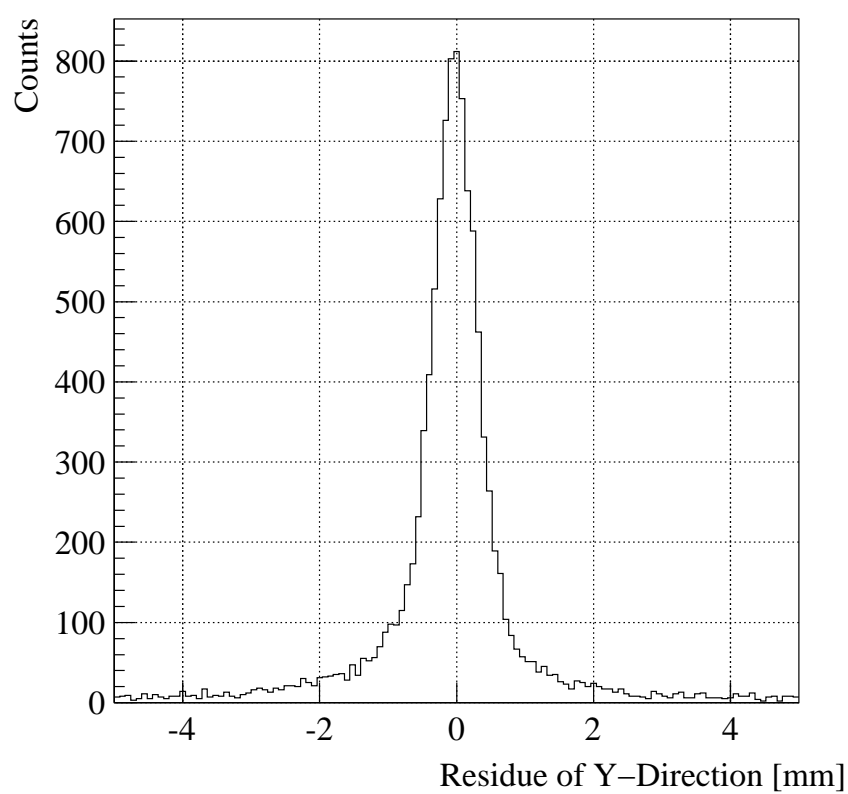


図 3.16 CRDC11 にて測定されたビームの垂直方向の通過位置と、構成されたビームの飛跡との残差分布。得られた残差の分布の広がりから、垂直方向の位置分解能を、 $540\text{ }\mu\text{m}$  (FWHM) と評価した。

## 3.2.3.2 カソードパッド面の位置較正

CRDC での水平方向のビームの通過位置を、アノードワイヤー近傍で生じた電子雪崩によるカソードパッド面の誘導電荷の分布を測定することで決定した。まず、カソードパッドに生じた誘導電荷を、GASSIPLEX を用いて読み出す。GASSIPLEX はそれぞれのカソードパッドから読み出された誘導電荷を蓄えるコンデンサーを蓄えているが、その内部容量にばらつきがある。精度良く電荷分布を測定するためには、GASSIPLEX から読み出された電位のばらつきを抑えることが重要である。そのため、アノードワイヤーからリサーチパルサーを用いて発生させた既知の信号を入力し、カソードパッドに誘起された電荷量を測定することにより、カソードパッドの電荷情報を較正した [45]。

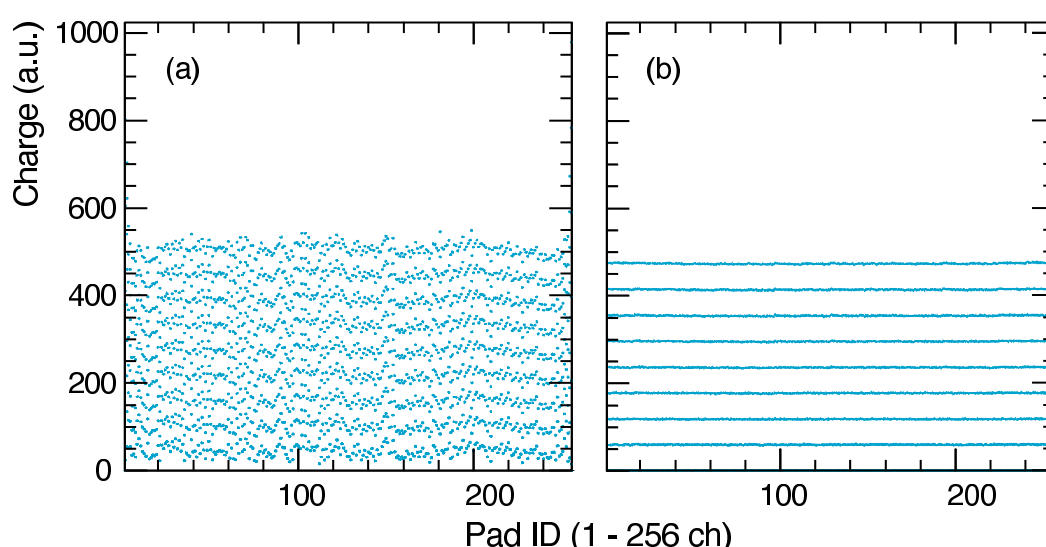


図 3.17 CRDC カソードパッド面の GASSIPLEX から読み出された電荷情報の較正 [45]。リサーチパルサーにて発生させた信号をアノードワイヤーから入力し、カソード面に生じた誘導電荷 (a) を、各々のパッドに対して、ゲインとペデスタルを求めて較正した (b)。

図 3.17 (a) は、CRAM にて記録した各カソードパッドの電荷量である。各カソードパッドの電荷量に、ばらつきが生じていることが分かる。読み出された電荷量から ADC のゲインとペデスタルを決定することによって、カソードパッドの電荷量の較正を行った。図 3.17 (b) に、カソードパッド面の GASSIPLEX から読み出された電荷情報を較正した結果を示す。カソードパッド面の電荷量のばらつきを抑えることに成功した。

図 3.18 (a) は、 $^8\text{Li}$  ビームが CRDC を通過した時に、カソードパッド面に誘起された電荷の分布である。次に、各々のカソードパッド面でのビームを通過した位置を求めるため、クラスターという量を導入した。クラスターの定義は、閾値  $Q_{\text{th}}$  を越えた電荷が 2 つ以上連続して誘起されたパッドの集合とする。クラスターの数、1 列のカソード面ごとにそれぞれ求めた。 $^8\text{Li}$  ビームに対するクラスターの頻度分布を、図 3.18 (b) に示す。1 つのビームが通過したとき、1 個のクラスターが形成される割合は、全体に対して、78.6% となっている。また、複数のクラスターが形成される割合は、3.0% である。本実験の S2 焦点面でのビーム強度は全体で 500 cps 程度であり、GASSIPLEX に入力された信号が波形整形されて Track/Hold 信号が入力されるまでに  $6\text{ }\mu\text{s}$  かかる。1 つのトリガーイベントに対して、2 つのビームが S2 を通過することは 0.3% の割合となるため、これは十分少ない。2 個以上のクラスターが生成される原因は、ビームが通過した時に、生成された  $\delta$  線によるものと考えられる。ビームだけを検出した 1 つのクラスターイベントだけでビームの飛跡の再構成を行うと、飛跡検出効率は小さくなる。複数のクラスターイベントも含めて飛跡の再構成を行うことで、ビーム起因のクラスターを探し出し、飛跡検出効率を出来るだけ高める。

各々のカソードパッド面のクラスターの誘起電荷分布から、水平方向のビームの通過位置を求める。この

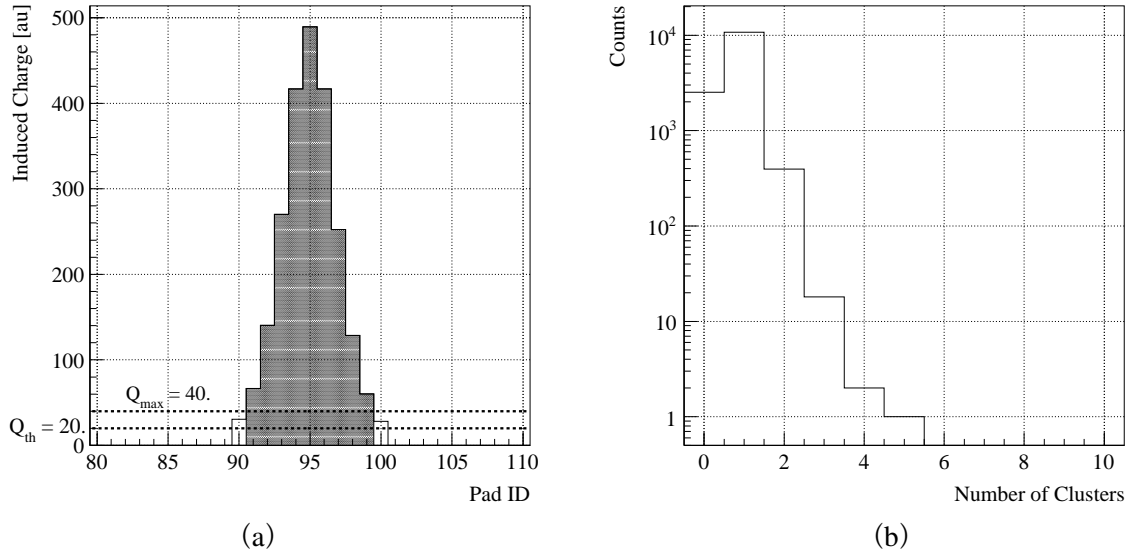


図 3.18 (a)  $^8\text{Li}$  ビームが通過した時の、カソードパッド面に誘起された電荷分布と (b) クラスター分布。クラスターの定義は、閾値  $Q_{\text{th}}$  を越えた電荷が2つ以上連続して誘起されたパッドの集合である。

とき、誘起電荷分布に対して SECHS (SECant Hyperbolic Squared の略) 関数 [57] を用いてフィッティングを行った。SECHS 関数は、誘起電荷分布の形を仮定する経験式であり以下のように表される。

$$f(x) = \frac{a_1}{\cosh\left\{\frac{\pi}{a_3}(x - a_2)\right\}^2}. \quad (3.38)$$

ここで、 $a_{1,2,3}$  は SECHS 関数のパラメーターであり、 $a_2$  は分布の中心位置を示している。

そして、S2 焦点面の水平方向のビームの飛跡を、4 枚のカソードパッド面のクラスターの位置情報を用いて再構成を行った。 $\chi^2$  が最小値を得られた時、S2 焦点面でのビームの位置  $X_{\text{S2}}$  および角度  $A_{\text{S2}}$  をビームの飛跡とする。CRDC を設置する際、アライメント測定を行った。CRDC の設置位置はジオメトリカルにビーム軸に合わせており、設置精度は 0.1 mm である。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\text{plane cluster}} \sum_{j=1} \{x_{ij}^{\text{plane}} - (X_{\text{S2}} + A_{\text{S2}} z_i^{\text{plane}})\}^2. \quad (3.39)$$

ここで、 $x_{ij}^{\text{plane}}$  はカソードパッド面のクラスターの分布の中心位置、 $z_i^{\text{plane}}$  はカソードパッド面のビーム軸方向に対する位置である。最小となる  $\chi^2$  が得られたときの  $x_{ij}^{\text{plane}}$  の組み合わせを各カソードパッド面の通過位置とする。

次に、カソードパッド面の位置分解能を評価した。粒子の軌道と各カソードパッド面を粒子が通過した位置との残差から、位置分解能を導出する。

$$\Delta x_i^{\text{plane}} = x_i^{\text{plane}} - x_i^{\text{Track}}. \quad (3.40)$$

$i$  番目のカソードパッド面の位置分解能を評価する際、 $i$  番目の粒子のカソードパッド面の通過位置  $x_i^{\text{Track}}$  を、 $i$  番目を除いた 3 枚のカソード面の位置情報で再構成した飛跡を用いて、 $i$  番目の位置に内挿もしくは外挿から決定する。図 3.19 に、CRDC11 のカソードパッド面の残差分布を示す。得られた残差分布の広がりから、CRDC11 のカソードパッド面の位置分解能を、 $320 \mu\text{m}$  (FWHM) と評価した。これは、反応測定から要求された位置分解能を十分満たしている。

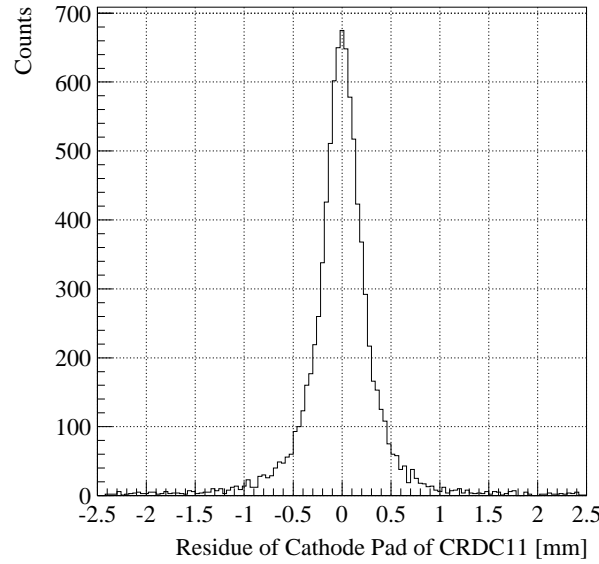


図 3.19 CRDC11 カソードパッド面にて測定されたビームの通過位置と、構成されたビームの飛跡との残差分布。

### 3.2.3.3 CRDC の飛跡検出効率

CRDC の飛跡検出効率について評価した。CRDC のアノードワイヤー面とカソードパッド面の飛跡検出効率を以下のように定義した。

$$\epsilon_X = \epsilon_Y = \frac{N(\text{Tracks})}{N(\text{Trigger Events})} \times 100\%. \quad (3.41)$$

ここで、 $N(\text{Tracks})$  は CRDC によって再構成されたビームの飛跡の数、 $N(\text{Trigger Events})$  は S2 焦点面の下流に設置されたプラスチックシンチレーター検出器を通過したビームの数である。ビームの飛跡を再構成したイベントは、2つの CRDC の、4枚すべての、もしくは、1枚だけビームを検出されず3枚の Cathode 面から得られた位置情報を用いて決定した飛跡と、CRDC の位置情報との残差の2乗和が、 $2.0(3.0) \text{ mm}^2$  以下を満たした時とした。CRDC のアノードワイヤー面とカソードパッド面の飛跡検出効率は、それぞれ  $\epsilon_X=97.0\% (\pm 0.2\%)$  および  $\epsilon_Y=78.4\% (\pm 0.2\%)$  であった。CRDC を通過した粒子の数に対する、ワイヤー面とカソード面の両面で飛跡を再構成したイベント数の割合を、CRDC 全体の飛跡検出効率とする。そのため、CRDC の飛跡検出効率は、

$$\epsilon_{\text{CRDC}} = \epsilon_X \cdot \epsilon_Y, \quad (3.42)$$

$76.0\% (\pm 0.2\%)$  となった。

### 3.3 粒子識別

この節では、SHARAQ スペクトロメーターの S0 焦点面に設置した液体  $^4\text{He}$  標的の入射粒子と出射粒子の粒子識別について説明する。

#### 3.3.1 入射粒子

液体  $^4\text{He}$  標的への入射粒子を、飛行時間 (TOF: Time-Of-Flight) – エネルギー損失 ( $\Delta E$ ) 法を用いて識別した。TOF は BigRIPS F3 から高分解能ビームライン FH10 の焦点面までの飛行時間とし、それぞれの焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器にて通過時間を測定した。各プラスチックシンチレーター検出器のビームの通過時間を、両端の光電子増倍管から信号が読み出されたタイミングから決定した。信号が両端から読み出されたタイミングは、粒子のプラスチックシンチレーターを通過した位置によって依存する。これは、粒子の通過位置から光電子増倍管までの、シンチレーター光の到達距離が変化するためである。しかし、両端の光電子増倍管までの到達距離の和はほぼ一定である。そのため、各プラスチックシンチレーター検出器でのビームの通過時間  $T_{F3}$  と  $T_{FH10}$  は、両端の信号が読み出されたタイミングの平均とすることで、位置依存性を取り除いた。

$$T_{F3} = \frac{T_{F3PlL} + T_{F3PlR}}{2}, \quad (3.43)$$

$$T_{FH10} = \frac{T_{FH10PlL} + T_{FH10PlR}}{2}. \quad (3.44)$$

ここで、 $T_{F3PlL}$ 、 $T_{F3PlR}$ 、 $T_{FH10PlL}$  および  $T_{FH10PlR}$  は、F3 と FH10 の焦点面に設置されたプラスチックシンチレーター検出器の両端の光電子増倍管から信号が読み出されたタイミングである。BigRIPS F3 焦点面から高分解能ビームライン FH10 焦点面までの TOF は、2 つのビームの到達時間  $T_{F3}$  と  $T_{FH10}$  を用いて、以下のように示される。

$$\text{TOF}(\text{FH10} - \text{F3}) = T_{FH10} - T_{F3} + T_{\text{offset}}. \quad (3.45)$$

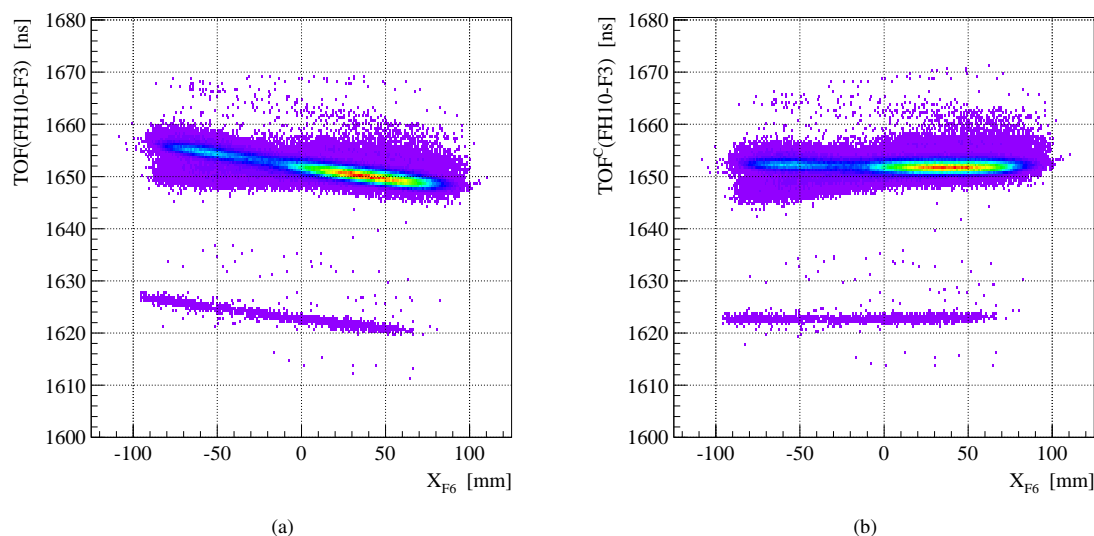


図 3.20 BigRIPS F3–高分解能ビームライン FH10 の TOF と運動量焦点面 BigRIPS F6 の水平方向の位置  $x_{F6}$  の相関。縦軸は TOF、横軸は  $x_{F6}$  を示す。(a) TOF (FH10–F3) を  $x_{F6}$  を用いて相関を補正後、(b)  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  が得られた。

ここで、 $T_{\text{offset}}$  は、F3 と FH10 焦点面でのマルチヒット TDC や信号線など回路に由来する時間のオフセットである。

ビームラインでは、粒子の運動量や軌跡によって飛行距離は変化するため、TOF は広がる。図 3.20 (a) は、BigRIPS F6 焦点面の DC61 によって決定されたビームの水平位置  $x_{F6}$  と  $\text{TOF}(\text{FH10}-\text{F3})$  の相関である。縦軸は  $\text{TOF}(\text{FH10}-\text{F3})$ 、横軸は  $x_{F6}$  である。本測定でのビーム輸送モードでは、 $x_{F6}$  は、輸送行列からビームの運動量に大きく相関している。 $x_{F6}$  と  $\text{TOF}(\text{FH10}-\text{F3})$  の相関を補正するによって、ビームラインの中心軌道を通過する粒子の TOF を導出することが可能となる。入射粒子の TOF が  $x_{F6} = 0$  の TOF になるように、 $x_{F6}$  の依存性を補正する式を以下に示す。

$$\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3}) = \text{TOF}(\text{FH10} - \text{F3}) + C_1 x_{F6}. \quad (3.46)$$

$x_{F6}$  を用いて、運動量による TOF の広がりを補正して新たに得られた TOF を、 $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  と定義する。図 3.20 (b) は、補正後の  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  と  $x_{F6}$  との相関である。

入射粒子の  $\Delta E$  は、標的上流の FH10 焦点面に設置された DCX1 から得られた時間幅  $\text{TWidth}_{\text{DCX1}}$  を用いた。ここまで得られた、TOF として  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  と、また  $\Delta E$  として  $\text{TWidth}_{\text{DCX1}}$  により、入射粒子  ${}^8\text{He}$  を識別する。図 3.21 に、 $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  と  $\text{TWidth}_{\text{DCX1}}$  の相関を示す。縦軸は  $\text{TWidth}_{\text{DCX1}}$  で、横軸は  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  である。

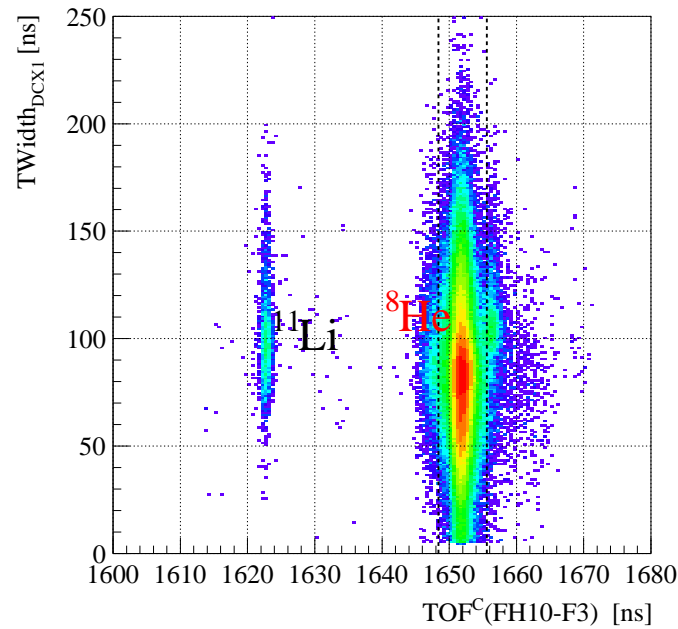


図 3.21 入射粒子の粒子識別図。縦軸は DCX1 の X 面で測定された信号の時間幅  $\text{TWidth}_{\text{DCX1}}$ 、横軸は  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  である。

$\text{TOF}^C(\text{FH10}-\text{F3})$  が 1651.8 ns の領域に見えるローカスは  ${}^8\text{He}$  で、1622.8 ns の領域に見えるローカスは  ${}^{11}\text{Li}$  である。 ${}^8\text{He}$  ビームと  ${}^{11}\text{Li}$  ビームの  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  の広がり、は、0.8 ns ( $\sigma$ ) と 0.9 ns ( $\sigma$ ) である。 ${}^8\text{He}$  と  ${}^{11}\text{Li}$  ビームの  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  は 29.0 ns 離れている。 $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  の時間差は広がり ( $\sigma$ ) の 30 倍以上ある。 ${}^8\text{He}$  と  ${}^{11}\text{Li}$  のビームは十分分離されている。また、 ${}^8\text{He}$  ビームより 4.4 ns 遅れたローカスは、 ${}^8\text{He}$  ビーム起因で生成された粒子 ( $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  の中心:1656.2 ns) である。この粒子は、ビームライン内にてダクトと衝突してエネルギー損失したと思われる。 ${}^8\text{He}$  ビームを選択するため、1649.3 ns から 1655.6 ns までの  $\text{TOF}^C(\text{FH10} - \text{F3})$  の範囲を選択した。



### 3.3.2 出射粒子

液体  $^4\text{He}$  標的からの出射粒子は、入射粒子と同様に、TOF- $\Delta E$  法を用いて識別した。まず、TOF は高分解能ビームライン FH10 と SHARAQ スペクトロメーター S2 の焦点面に設置したプラスチックシンチレーター検出器での時間差とした。S2 に到達した出射粒子のタイミング  $T_{S2}$  を以下に表す。

$$T_{S2} = \frac{T_{S2PI3L} + T_{S2PI3R}}{2}. \quad (3.47)$$

ここで、 $T_{S2PI3L}$ 、 $T_{S2PI3R}$  は、S2PI3 の左右に接続された光電子増倍管から信号が読み出されたタイミングである。FH10 から S2 までの TOF を、ビームの 2 つの焦点面の通過時間 ( $T_{FH10}$ 、 $T_{S2}$ ) を用いて、以下のよう示す。

$$\text{TOF}(S2 - FH10) = T_{S2} - T_{FH10} + T_{\text{offset}}. \quad (3.48)$$

ここで、 $T_{\text{offset}}$  は、FH10 と S2 焦点面でのマルチヒット TDC に由来する時間のオフセットである。FH10 から S2 までの TOF は、ビームラインと同様に、粒子のエネルギーや飛跡によって広がっている。この TOF の広がりを、CRDC にて測定した粒子の S2 焦点面での水平方向の位置  $x_{S2}$  と角度  $a_{S2}$  を用いて補正した。

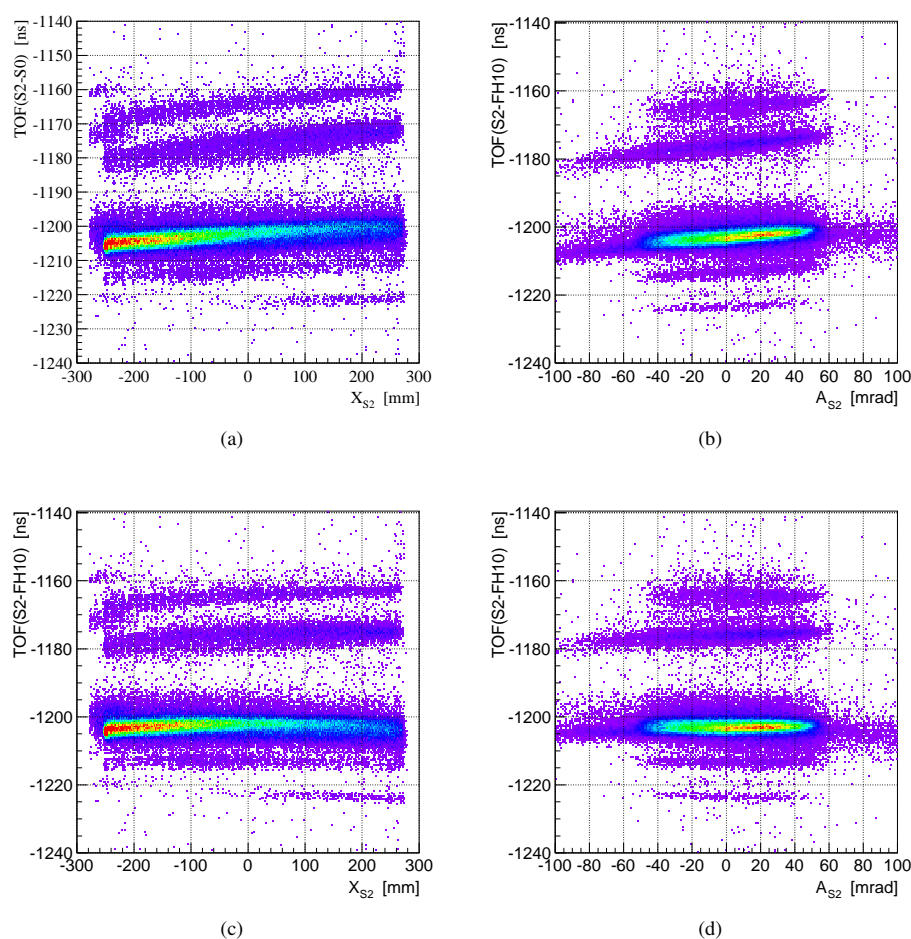


図 3.22 TOF と  $x_{S2}$ 、 $a_{S2}$  の相関。(a) と (b) の縦軸は TOF、横軸は  $x_{S2}$  および  $a_{S2}$  を示す。また、TOF(S2-FH10) を  $x_{S2}$  と  $a_{S2}$  を用いて相関を補正後、 $\text{TOF}^C(S2 - FH10)$  が縦軸となる (c) と (d) が得られた。

図 3.22 の上図 (a)、(b) に、TOF(S2–FH10) と  $x_{S2}$ 、 $a_{S2}$  の相関を示す。縦軸は TOF (S2–FH10)、横軸は  $x_{S2}$  および  $a_{S2}$  である。TOF (S2–FH10) と  $x_{S2}$  および  $a_{S2}$  の相関を補正するによって、SHARAQ スペクトロメーターの中心軌道を飛行する粒子の TOF を導出することが可能となる。相関を補正する式を以下に示す。

$$\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10}) = \text{TOF}(\text{S2} - \text{FH10}) + (C_1 x_{S2} + C_2 x_{S2}^2 + C_3 x_{S2}^3) + C_4 a_{S2}. \quad (3.49)$$

$x_{S2}$  および  $a_{S2}$  にて、TOF の広がりを補正して新たに得られた TOF を、 $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  と定義する。図 3.22 の下図 (c) と (d) は、補正後の  $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  と  $x_{S2}$ 、 $a_{S2}$  との相関である。 $\text{TOF}(\text{S2} - \text{FH10})$  の広がりが補正されたことを確認できた。

出射粒子の  $\Delta E$  は、S2P13 の両端の光電子増倍管から読み出された信号の電荷情報  $Q_{S2P13L}$  と  $Q_{S2P13R}$  の平均 2 乗根とした。PMT の両端から取得した電荷情報の平均 2 乗根をとることによって、プラスチックシンチレーターに入射した位置の依存性を取り除くことが可能となる。下式に S2P13 の取得した電荷情報を  $Q_{S2P13}$  と定義する。

$$Q_{S2P13} = \sqrt{Q_{S2P13L} \cdot Q_{S2P13R}}. \quad (3.50)$$

これまで得られた、TOF である  $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  と、 $\Delta E$  である  $Q_{S2P13}$  により、出射粒子粒子  ${}^8\text{Li}$  を識別する。図 3.23 に、 $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  と  $Q_{S2P13}$  の相関を示す。縦軸は  $Q_{S2P13}$  で、横軸は  $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  である。

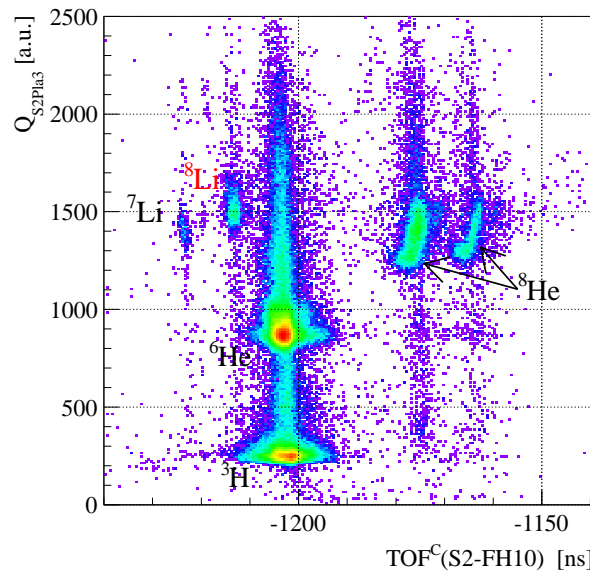


図 3.23 出射粒子の粒子識別図。縦軸は  $Q_{S2P13}$  で、横軸は  $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  である。

$\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  が  $-1203$  ns 付近に確認されるローカスは  $A/Z = 3$  の原子核であり、 ${}^3\text{H}$  および  ${}^6\text{He}$  が識別された。目的である  ${}^8\text{Li}$  は  $-1213$  ns の TOF の領域で識別されており、標的の前後において荷電交換反応 ( ${}^8\text{He}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ) チャンネルを確認した。 $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  が  $-1180$  ns から  $-1160$  ns の範囲に確認された粒子は  ${}^8\text{He}$  である。ビームが SHARAQ スペクトロメーターの D1 内部に停止するようにビームストッパーを設置したが、ストッパーで停止しなかった粒子が漏れ込み、S2 焦点面のプラスチックシンチレーター検出器まで到達していた。液体  ${}^4\text{He}$  標的にて生成された  ${}^8\text{Li}$  を選択するため、 $\text{TOF}^C(\text{S2} - \text{FH10})$  を  $-1218.0$  ns から  $-1208.8$  ns まで、 $Q_{S2P13}$  を 1360 ch から 1800 ch までの範囲を選択した。

### 3.4 ビーム光学の解析

この節では、本測定に用いたビームラインである BigRIPS、高分解能ビームライン、および SHARAQ スペクトロメーターのビームイオン光学の解析について説明する。この解析からビームライン間のビーム輸送行列要素を導出し、標的への励起エネルギーと散乱角度を求めることが可能となる。

$^8\text{He}$  ビームは、SHARAQ スペクトロメーターを設定した磁気剛性によって S2 焦点面までほとんど到達しない。ビームラインや SHARAQ スペクトロメーターのビーム光学調整では、 $^8\text{Li}$  ビームを用いた。まず、3.4.1 章では、高分解能アクロマティック輸送モードの解析の概要について、1 次の輸送行列要素を用いて示す。3.4.2 章では、BigRIPS F6 と SHARAQ スペクトロメーター S2 の焦点面でのそれぞれのビームの運動量の導出方法について説明する。3.4.3 章では、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面の飛跡を用いた、2 次標的での粒子の出射角度の再構成について述べる。3.4.4 章では、本実験にて測定されたビームの運動量および出射角度の分解能についてまとめる。

#### 3.4.1 高分解能アクロマティック輸送モード

ビーム光学系の解析からビーム輸送行列要素を求めることによって、荷電交換反応での標的の励起エネルギーと散乱角度を導出することが可能である。まず、ビーム輸送行列の 1 次の行列要素を用いて導出式を示す。

BigRIPS F0 焦点面にて生成された  $^8\text{He}$  ビームは、高分解能アクロマティック輸送モードのスタート地点である F3 焦点面から 2 次標的が設置された S0 焦点面まで輸送される。F3 焦点面では、調整したイオン光学のスタート地点であるため、ビームを一度フォーカスさせている。そして、2 次標的での反応にて生成された  $^8\text{Li}$  ビームが、S2 焦点面に到達する。ビームラインにて測定したビームの運動量は、2 次標的での反応によって変化し、SHARAQ スペクトロメーターで磁気分析される。ここで、2 次標的上での運動量の変化率を  $\delta_{\text{SC}}$  と表せば、それは、F3 焦点面でのビーム粒子の運動量変化率  $\delta_{\text{F3}}$  および S2 焦点面で観測されたビーム粒子の運動量変化率  $\delta_{\text{S2}}$  を用いて、下記のように表すことができる。

$$\delta_{\text{S2}} = \delta_{\text{SC}} + \delta_{\text{F3}}, \quad (3.51)$$

のように記述することが可能である。2 次標的の励起エネルギーを導出するためには、 $\delta_{\text{SC}}$  を決定する必要がある。そのため、標的前後の  $\delta_{\text{F3}}$  と  $\delta_{\text{S2}}$  を決定することが重要である。

F3 焦点面での水平方向の座標系を、ビームの焦点面におけるビーム方向からの位置  $x$ 、中心軌道からの角度  $a$  および運動量変化率  $\delta$  を用いて記述する。

$$\vec{X}_{\text{F3}} = \begin{pmatrix} x_{\text{F3}} \\ a_{\text{F3}} \\ \delta_{\text{F3}} \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

また、S0 および S2 焦点面の水平方向の座標系を、 $\vec{X}_{\text{S0}}$ 、 $\vec{X}_{\text{S2}}$  とする。 $\vec{X}_{\text{F3}}$ 、 $\vec{X}_{\text{S0}}$ 、 $\vec{X}_{\text{S2}}$  は、1 次の輸送行列要素を用いて、関係を示すことが可能である。

$$\vec{X}_{\text{S2}} = M_{\text{S}}(M_{\text{B}}\vec{X}_{\text{F3}} + \vec{X}_{\text{SC}}) = M_{\text{S}}(\vec{X}_{\text{S0}} + \vec{X}_{\text{SC}}), \quad (3.53)$$

$$\begin{pmatrix} x_{\text{S2}} \\ a_{\text{S2}} \\ \delta_{\text{S2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x)_{\text{S}} & (x|a)_{\text{S}} & (x|\delta)_{\text{S}} \\ (a|x)_{\text{S}} & (a|a)_{\text{S}} & (a|\delta)_{\text{S}} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \left[ \begin{pmatrix} x_{\text{S0}} \\ a_{\text{S0}} \\ \delta_{\text{S0}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ a_{\text{SC}} \\ \delta_{\text{SC}} \end{pmatrix} \right], \quad (3.54)$$

ここで、 $M_{\text{B}}$  および  $M_{\text{S}}$  は、ビームラインと SHARAQ スペクトロメーターの輸送行列である。生成された粒子の 2 次標的での出射角度を  $a'_{\text{S0}}$  とし、標的前である F3 と S0 焦点面の運動量変化率はビームライン間に

て保存されるため、

$$a'_{S0} = a_{S0} + a_{SC}, \quad (3.55)$$

$$\delta_{S0} = \delta_{F3}, \quad (3.56)$$

となる。式 (3.54) から、S2 焦点面の  $x_{S2}$  および  $a_{S2}$  は、

$$x_{S2} = (x|x)_S x_{S0} + (x|a)_S a'_{S0} + (x|\delta)_S \delta_{S2}, \quad (3.57)$$

$$a_{S2} = (a|x)_S x_{S0} + (a|a)_S a'_{S0} + (a|\delta)_S \delta_{S2}, \quad (3.58)$$

として、表すことが可能である。

ビームライン中の運動量変化率  $\delta_{F3}$  を、測定した F6 焦点面の座標系  $\vec{X}_{F6}$  から導出する。 $\vec{X}_{F3}$  と  $\vec{X}_{F6}$  の関係は、F3-F6 焦点面間の 1 次の輸送行列  $M_{36}$  を用いて、以下のように示される。

$$\vec{X}_{F6} = M_{36} \vec{X}_{F3} \quad (3.59)$$

$$\begin{pmatrix} x_{F6} \\ a_{F6} \\ \delta_{F6} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x)_{36} & (x|a)_{36} & (x|\delta)_{36} \\ (a|x)_{36} & (a|a)_{36} & (a|\delta)_{36} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{F3} \\ a_{F3} \\ \delta_{F3} \end{pmatrix}, \quad (3.60)$$

$x_{F6}$  は、上式を解くことによって、

$$x_{F6} = (x|x)_{36} x_{F3} + (x|a)_{36} a_{F3} + (x|\delta)_{36} \delta_{F3} \quad (3.61)$$

として得られる。式 (3.51)、式 (3.57) および式 (3.61) より、標的前後のビームの運動量は 1 次の輸送行列要素を用いて導出され、最終的に標的にて発生した  $\delta_{SC}$  が下式のように表される。

$$\delta_{SC} = \frac{x_{S2} - (x|x)_S x_{S0} - (x|a)_S a'_{S0}}{(x|\delta)_S} - \frac{x_{F6} - (x|x)_{36} x_{F3} - (x|a)_{36} a_{F3}}{(x|\delta)_{36}}. \quad (3.62)$$

また、 $a_{SC}$  は、式 (3.55)、式 (3.58) より以下のように、

$$a_{SC} = a'_{S0} - a_{S0} \quad (3.63)$$

$$= \frac{a_{S2} - (a|x)_S x_{S0} - (a|\delta)_S \delta_{S2}}{(a|a)_S} - a_{S0}, \quad (3.64)$$

と示される。

つぎに、鉛直方向の散乱角度の導出について述べる。鉛直方向のビーム輸送の行列要素に関して、ビームの運動量による位置や角度に変化を及ぼす効果が小さいため、 $(y|\delta)$  や  $(b|\delta)$  といった行列要素は 0 として扱う。鉛直方向の S0 および S2 焦点面の座標  $\vec{Y}_{S0}$ 、 $\vec{Y}_{S2}$  の関係は、式 (3.53) と同様に示される。

$$\vec{Y}_{S2} = M_S (\vec{Y}_{S0} + \vec{Y}_{SC}). \quad (3.65)$$

$$\begin{pmatrix} y_{S2} \\ b_{S2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (y|y)_S & (y|b)_S \\ (b|y)_S & (b|b)_S \end{pmatrix} \left[ \begin{pmatrix} y_{S0} \\ b_{S0} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ b_{SC} \end{pmatrix} \right]. \quad (3.66)$$

2 次標的での鉛直方向の散乱角度  $b_{SC}$  は、

$$b_{SC} = \frac{y_{S2} - (y|y)_S y_{S0}}{(y|b)_S} - b_{S0}, \quad (3.67)$$

となる。

以上より、2 次標的での励起エネルギーおよび散乱角度を導出するため、必要とされる 1 次の行列要素を用いた  $\delta_{SC}$ 、 $a_{SC}$ 、および  $b_{SC}$  は、以下のようになる。

$$\delta_{SC} = \frac{x_{F6} - (x|x)_S x_{S0} - (x|a)_S a'_{S0}}{(x|\delta)_S} - \frac{x_{F6} - (x|x)_{36} x_{F3} - (x|a)_{36} a_{F3}}{(x|\delta)_{36}}, \quad (3.68)$$

$$a_{SC} = \frac{a_{S2} - (a|x)_S x_{S0} - (a|\delta)_S \delta_{S2}}{(a|a)_S} - a_{S0}, \quad (3.69)$$

$$b_{SC} = \frac{y_{S2} - (y|y)_S y_{S0}}{(y|b)_S} - b_{S0}. \quad (3.70)$$

次部にて、取得した実験データを用いて、輸送行列を 2 次の高次項まで拡張し詳細に説明する。

### 3.4.2 ビーム運動量の較正

2 次標的での運動量移行を測定するためには、2 次標的前後の運動量を精度良く決定する必要がある。高分解能アクロマティック輸送モードを用いたビーム光学系において、運動量分散焦点面である、F6、S2 焦点面を通過したビームの飛跡から運動量変化率  $\delta_{F3}$  と  $\delta_{S2}$  を決定する。前節にて示したように、運動量変化率を導出するためには、ビーム輸送行列の行列要素  $(x|x)$ 、 $(x|a)$ 、そして、最もビームの運動量変化率に相関した量である  $(x|\delta)$  を求める。さらに、高精度に運動量変化率を求めるため、像倍率のエネルギー依存性および焦点面の傾きとして表れる  $(x|x\delta)$ 、 $(x|a\delta)$  の、輸送行列の 2 次の要素を考慮した。これらについて、詳細に説明する。

#### SHARAQ スペクトロメーターでの運動量の導出

SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面における運動量変化率は、2 次の行列要素を含めて考慮することで、次のような関係が得られる。

$$\begin{aligned} \delta_{S2} = \frac{1}{(x|\delta)_S} & (x_{S2} - (x|x)_S x_{S0} - (x|a)_S a'_{S0} \\ & - (x|xx)_S x_{S0} x_{S0} - (x|xa)_S x_{S0} a'_{S0} - (x|x\delta)_S x_{S0} \delta_{S0} \\ & - (x|ax)_S a'_{S0} x_{S0} - (x|aa)_S a'_{S0} a'_{S0} - (x|a\delta)_S a'_{S0} \delta_{S0} - \dots) \end{aligned} \quad (3.71)$$

$$\approx \frac{1}{(x|\delta)_S} \{ x_{S2} - ((x|x)_S + (x|x\delta)_S \delta_{S0}) x_{S0} - ((x|a)_S + (x|a\delta)_S \delta_{S0}) a'_{S0} \} \quad (3.72)$$

$$\approx \frac{1}{(x|\delta)_S} \{ x_{S2} - ((x|x)_S + (x|xx_{S2})_S x_{S2}) x_{S0} - ((x|a)_S + (x|a_{S2} x_{S2})_S x_{S2}) a_{S2} \}. \quad (3.73)$$

運動量変化率  $\delta_{S2}$  を、2 次までの行列要素を用いて求める。運動量変化率を求める際、S2 焦点面の運動量変化率とビームの位置は強く相関している。そのため、補正前の運動量変化率を、測定できる量として  $x_{S2}$  に便宜上置き換えた 2 次の行列要素である  $(x|x\delta)$  と  $(x|a\delta)$  は、ビームの像倍率や焦点面の傾きの効果として表れる。S2 焦点面での運動量変化率の導出に、S2 焦点面での補正に代表的な 2 次の行列要素を用いた。

まず、行列要素  $(x|\delta)_S$  および  $(a|\delta)_S$  について導出した。 $(x|\delta)_S$  および  $(a|\delta)_S$  は、SHARAQ スペクトロメーターの中心軌道の磁気剛性  $B\rho$  を変化させたときの、水平方向の位置と角度の変化量から求めることが可能である。また、SHARAQ スペクトロメーターの磁場  $B$  は NMR 磁場測定器にて測定されており、その精度は典型的に  $10^{-4}$  である。測定では、SHARAQ スペクトロメーターの  $B$  を 0.0% から -1.0% の範囲で変化させた。このときの  $B\rho$  は  $B=\pm 0.0\%$  において 5.5187 Tm であり、 $B=-1.0\%$  において 5.4662 Tm であった。実際は、運動量が 0.95% 変化したことに対応している。図 3.24 に、SHARAQ スペクトロメーターの磁場  $B=\pm 0.0\%$ 、 $-1.0\%$  でのビームの位置と角度を示す。黒線および赤線はそれぞれ  $B=\pm 0.0\%$ 、 $-1.0\%$  において測定されたものである。位置と角度の分布の中心の変化量を求め、 $(x|\delta)_S$  および  $(a|\delta)_S$  を取得し

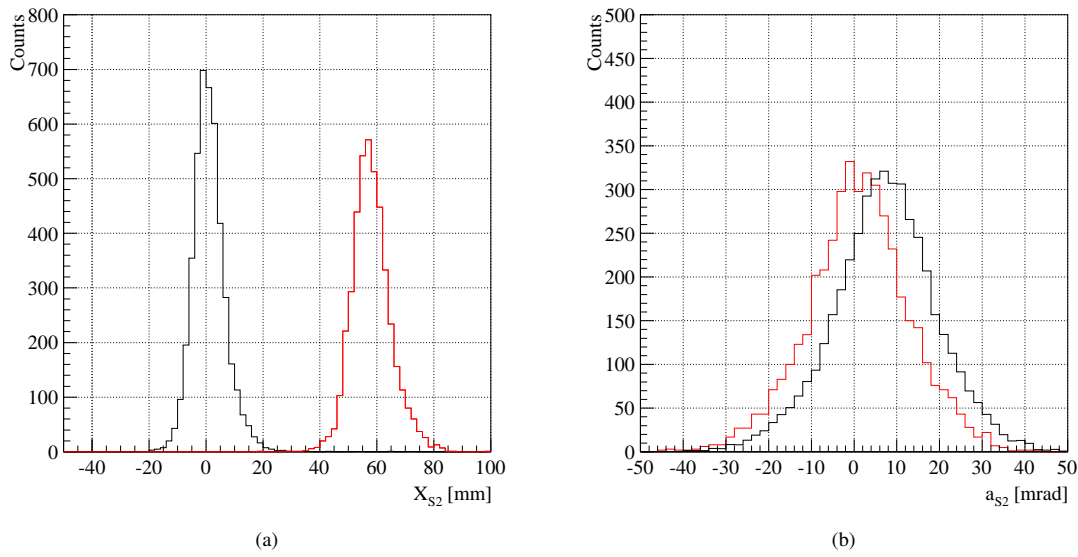


図 3.24 SHARAQ スペクトロメーターの磁場  $B=\pm 0.0\%$  (黒線)、 $-1.0\%$  (赤線) における S2 焦点面でビームの (a) 位置と (b) 角度

た。 $(x|\delta)_S$  および  $(a|\delta)_S$  は、 $-6.00 \pm 0.65$  m/100%、 $0.68 \pm 0.10$  rad/100% となった。得られた  $(x|\delta)_S$  および  $(a|\delta)_S$  の値は、表 2.5 に示した SHARAQ スペクトロメーターの輸送行列と比べて、同等なものとなっている。SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面における運動量を導出するために主要項である  $(x|\delta)_S$  は、誤差の範囲で設計値を再現している。

図 3.25 (a) と (b) に、 $x_{S2}$  と  $x_{S0}$ 、および、 $x_{S2}$  と  $a_{S2}$  の相関を示す。ローカスは、それぞれ、F6 焦点面においてタグした  $\delta_{S0} = -1.0, -0.5, \dots, 1.0\%$  の運動量変化率に対応している。図 3.25 (a) の  $x_{S0}$  と (b) の  $x_{S0}$  は、 $x_{S2}$  について相関があり傾きが存在する。運動量変化率毎に傾きが異なるのは、輸送行列の高次項による影響である。図 3.25 (a) および (b) にて確認される相関を、行列要素を導出することによって打ち消した。表 3.2 に、相関により得られた行列要素を示す。図 3.25 (c) および (d) は、得られた行列要素を用いて相関を補正した  $x_{S2}$  と、それぞれ、 $x_{S0}$  および  $a_{S2}$  との相関である。運動量変化率ごとの相関は打ち消され、補正が行われていることを確認した。

表 3.2 SHARAQ スペクトロメーターに関する行列要素。括弧内の数字は行列要素の誤差である。

$(x x)_S$	$-0.17 (0.01)$	$(x xx_{S2})_S$	$-0.0026 (0.0002)$
$(x a)_S$	$0.028 (0.001)$	$(x ax_{S2})_S$	$0.00023 (0.00010)$
$(x \delta)_S$	$-6.00 (0.65)$	$(a \delta)_S$	$0.68 (0.10)$

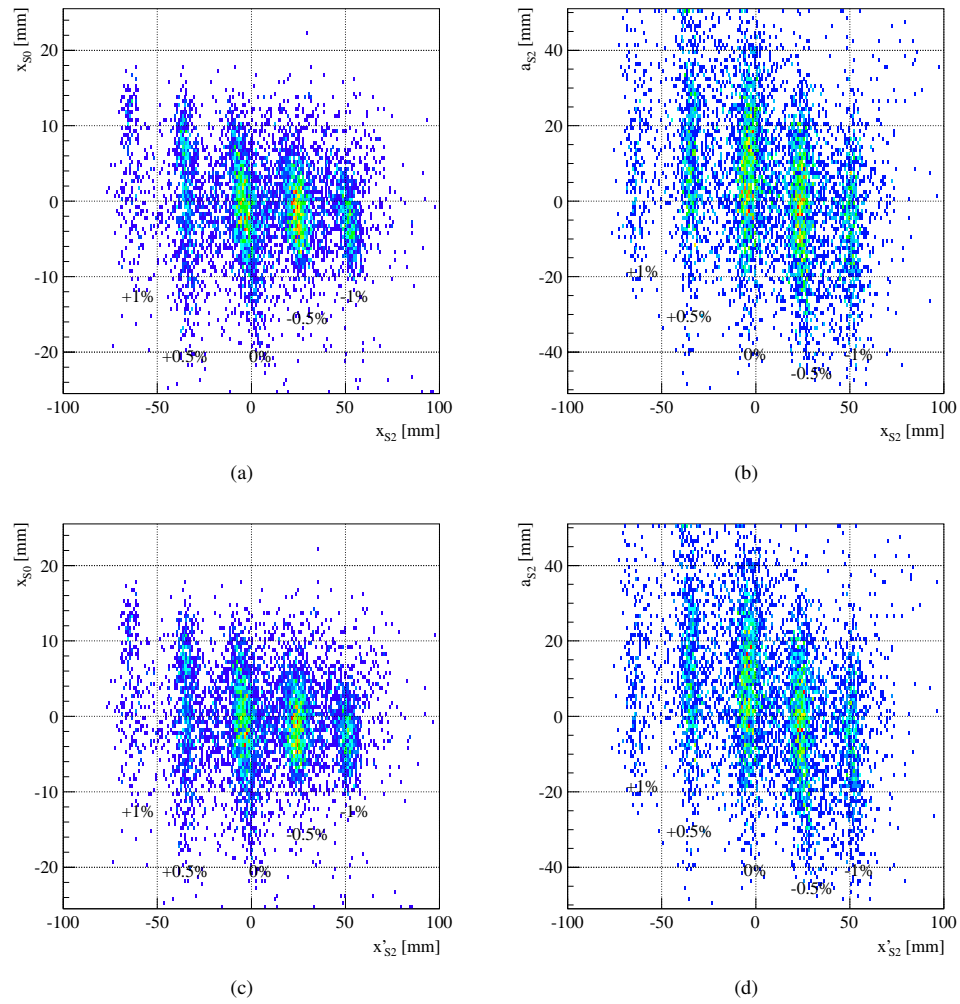


図 3.25  $x_{S2}-x_{S0}$  および  $x_{S2}-a_{S2}$  の相関。(a) と (b) の相関を補正することによって (c) と (d) の相関が得られた。それぞれのローカスは、F6 焦点面で同定した運動量変化率  $\delta_{F6} = -1.0, -0.5, \dots, 1.0\%$  である。

#### ビームラインでの運動量の導出

BigRIPS の F6 焦点面での運動量変化率は、SHARAQ スペクトロメーターでの導出と同様に、2 次の行列要素を含めて考慮することで、次のような関係が得られる。

$$\begin{aligned} \delta_{F6} = \frac{1}{(x|\delta)_{36}} & (x_{F6} - (x|x)_{36}x_{F3} - (x|a)_{36}a_{F3} \\ & - (x|xx)_{36}x_{F3}x_{F3} - (x|xa)_{36}x_{F3}a_{F3} - (x|x\delta)_{36}x_{F3}\delta_{F3} \\ & - (x|ax)_{36}a_{F3}x_{F3} - (x|aa)_{36}a_{F3}a_{F3} - (x|a\delta)_{36}a_{F3}\delta_{F3} - \dots) \end{aligned} \quad (3.74)$$

$$\approx \frac{1}{(x|\delta)_{36}} \{x_{F6} - ((x|x)_{36} + (x|x\delta)_{36}\delta_{F3})x_{F3} - ((x|a)_{36} + (x|a\delta)_{36}\delta_{F3})a_{F3}\} \quad (3.75)$$

$$\approx \frac{1}{(x|\delta)_{36}} \{x_{F6} - ((x|x)_{36} + (x|xx_{F6})_{36}x_{F6})x_{F3} - ((x|a)_{36} + (x|ax_{F6})_{36}x_{F6})a_{F3}\}. \quad (3.76)$$

反応測定では、BigRIPS の F3 焦点面にマイクロホドスコープを設置した。そのため、F3 焦点面の位置情報についてのみ、導出することが可能となる。これを解決するため、F3、FH9、S0 焦点面は、それぞれアクロマティック焦点になっていることを利用して、F3 焦点面で不足しているビームの角度情報を補うことで解

決した。また、マイクロホドスコープの位置分解能は 1 mm 程度であるため、FH9 焦点面にて LP-MWDC で測定した位置情報を用いて運動量変化率の補正項に追加した。最終的に、以下のように導出した。

$$\delta_{F6} \approx \frac{1}{(x|\delta)_{36}} \{ x_{F6} - ((x|x)_{96} + (x|xx_{F6})_{96}x_{F6})x_{FH9} - ((x|x)_{36} + (x|xx_{F6})_{36}x_{F6})x_{F3} - ((x|a)_{X6} + (x|ax_{F6})_{S06}x_{F6})a_{S0} \}. \quad (3.77)$$

まず、F6 焦点面における  $(x|\delta)_{36}$  の行列要素について導出する。 $(x|\delta)_{36}$  を、F6 焦点面を通過した粒子の水平方向の位置と運動量変化率の関係を用いて求めた。図 3.26 の左図は、運動量変化率  $\delta_{S2} = -0.5, \pm 0.0, 0.5\%$  の  $^8\text{Li}$  ビームが通過したときの F6 焦点面の  $x_{F6}$  の分布である。緑、赤、黒の分布は、それぞれ  $\delta_{S2} = -0.5, \pm 0.0, 0.5\%$  を示している。図 3.26 の右図は、3つの運動量変化率に対する  $x_{F6}$  の中心値と運動量変化率の関係を示す。 $(x|\delta)_{36}$  を 3点での 1次直線を用いてフィットを行い、その傾きから

$$(x|\delta)_{36} = 7.17 \pm 0.28 [\text{m}/100\%], \quad (3.78)$$

と決定した。得られた  $(x|\delta)_{36}$  の値は、表 2.3 に示したビームライン F3–F6 焦点面間の輸送行列と同等な値になっている。ビームラインにおいて運動量変化率を導出するための、主要項である  $(x|\delta)_{36}$  は、誤差の範囲で設計値を再現している。

図 3.27 (a)、(b)、(c) に、それぞれ  $x_{F6}$  に対する  $x_{FH9}$ 、 $x_{F3}$  および  $a_{S0}$  の相関を示す。ローカスは、それぞれ、S2 焦点面においてタグした  $\delta_{S2} = -1.0, -0.5, \dots, 1.0\%$  の運動量変化率に対応している。図 3.27 (a)、(b) および (c) は、 $x_{F6}$  について相関があり、傾きが存在する。SHARAQ スペクトロメーターでの運動量解析と同様に、図 3.27 (a)、(b)、(c) にて確認される相関を、行列要素を導出することによって打ち消した。表 3.3 に、相関により得られた行列要素を示す。図 3.27 (d)、(e)、(f) は、得られた行列要素を用いて相関を補正した  $x_{F6}$  に対する  $x_{FH9}$ 、 $x_{F3}$  および  $a_{S0}$  の相関である。 $\delta$  ごとの相関は打ち消され、 $\delta$  の補正が正しく行われていることを示している。

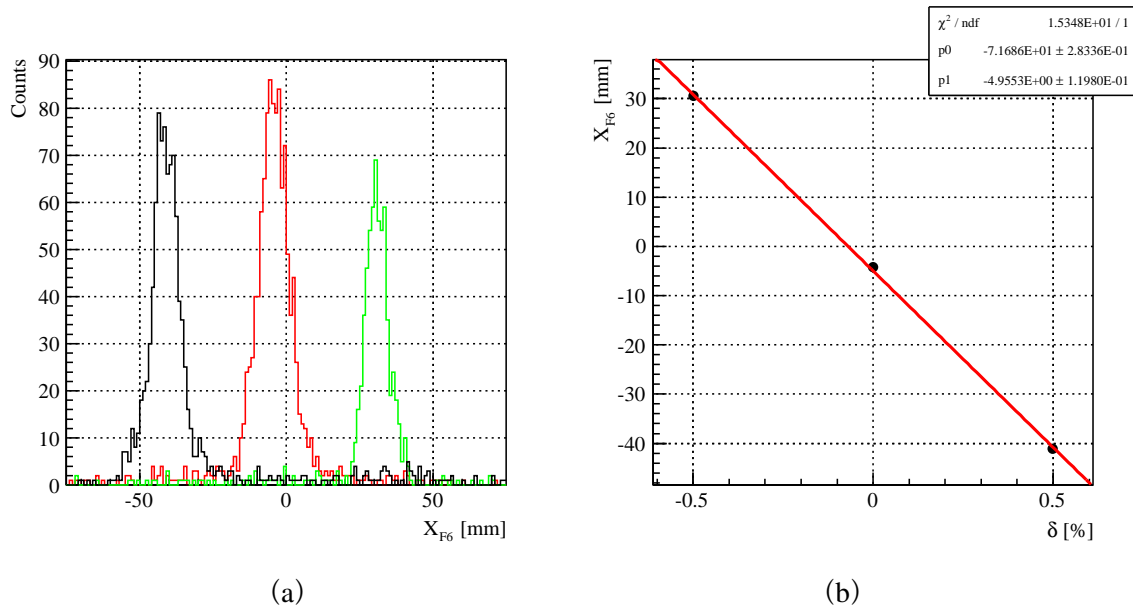


図 3.26 S2 焦点面での運動量変化率と F6 焦点面の位置の相関。(a)  $\delta_{S2} = -0.5\%$  (黒)、 $0.0\%$  (赤)、 $0.5\%$  (緑) ごとの F6 焦点面の位置、(b)  $\delta_{S2}$  と位置の相関。



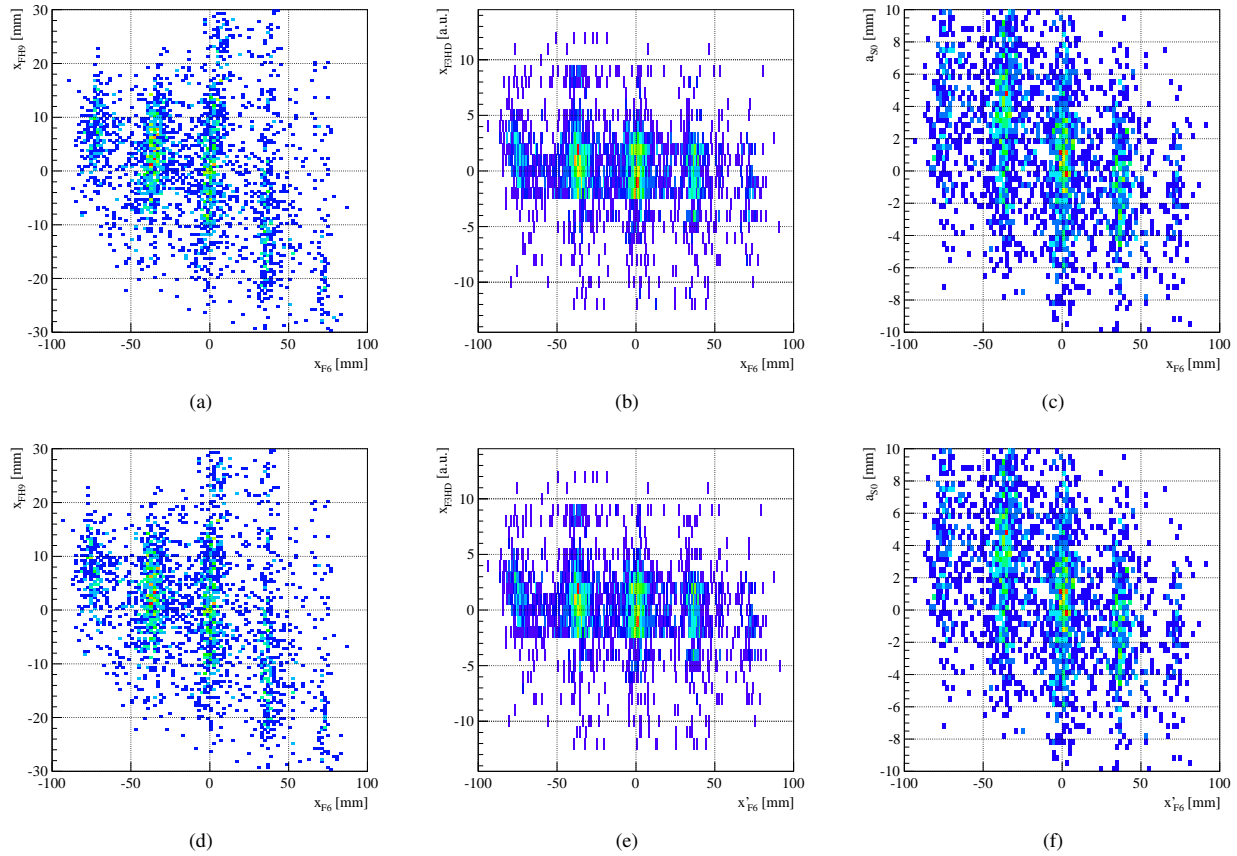


図 3.27  $x_{F6}-x_{FH9}$ 、 $x_{F6}-x_{F3}$ 、 $x_{F6}-a_{S0}$  の相関。(a)、(b) および (c) の相関を補正することによって、(d)、(e) および (f) の相関が得られた。それぞれのローカスは、S2 焦点面で同定した運動量変化率  $\delta_{S2}=-1.0, -0.5, \dots, 1.0\%$  である。

表 3.3 ビームラインの運動量に関する行列要素。括弧内の数字は行列要素の誤差である。

$(x x)_{36}$	0.028 (0.045)	$(x xx_{F6})_{36}$	0.0012 (0.0002)
$(x x)_{96}$	0.141 (0.013)	$(x xx_{F6})_{96}$	-0.000166 (0.000020)
$(x a)_{S06}$	0.0695 (0.0045)	$(x ax_{F6})_{S06}$	-0.00126 (0.00016)
$(x \delta)_{36}$	-7.17 (0.28)		

### 3.4.3 散乱角度の構成

2 次標的に生成された粒子の出射角度を構成するため、式 (3.69) と式 (3.70) に示した散乱角度の水平/鉛直方向における SHARAQ スペクトロメーターの行列要素を導出する。

水平方向

まず、水平方向の行列要素である  $(a|x)_S$  と  $(a|a)_S$  を導出する。2 つの行列要素は、以下の式として表される。

$$(a|x)_S = \left. \frac{\partial a_{S2}}{\partial x_{S0}} \right|_{a_{S0}, \delta}, \quad (a|a)_S = \left. \frac{\partial a_{S2}}{\partial a_{S0}} \right|_{x_{S0}, \delta}. \quad (3.79)$$

各行列要素に対する標的から出射された粒子の  $x$ 、 $a$ 、 $\delta$  の依存性を取り除くため、それぞれ制限する。運動量変化率を制限するため、F6 焦点面で測定された  $\delta_{F6}$  を用いた。図 3.28 (a) と (b) は、それぞれ  $a_{S2}$  と  $a_{S0}$ 、および  $a_{S2}$  と  $x_{S0}$  の相関である。それぞれの相関の傾きから得られる行列要素は、

$$(a|a)_S = -3.12 \pm 0.03, \quad (a|x)_S = -1.45 \pm 0.02 [\text{mrad/mm}], \quad (3.80)$$

となった。

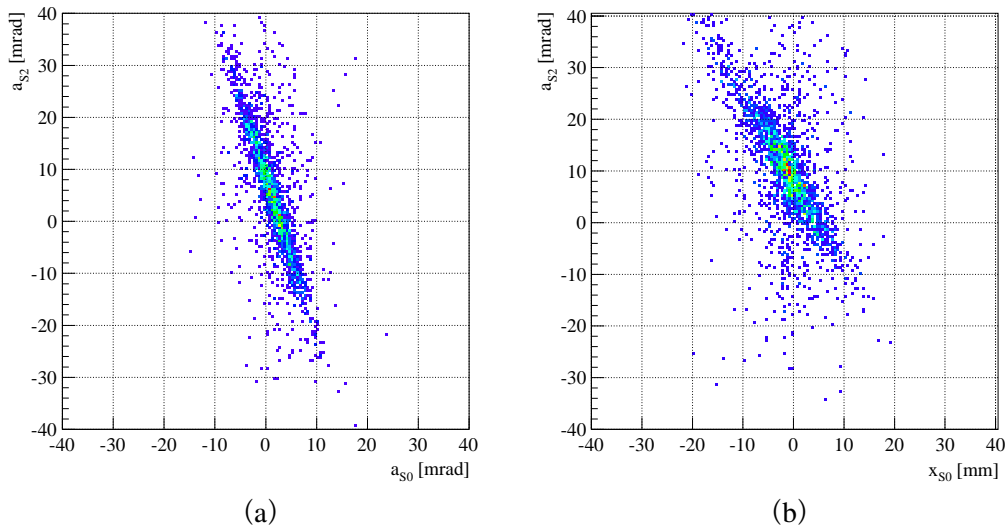


図 3.28 (a)  $a_{S2}$  と  $a_{S0}$ 、および (b)  $a_{S2}$  と  $x_{S0}$  の相関

#### 鉛直方向

つぎに、鉛直方向の行列要素である  $(y|y)_S$  と  $(y|b)_S$  を導出する。2つの行列要素は、以下の式として表される。

$$(y|y)_S = \left. \frac{\partial y_{S2}}{\partial y_{S0}} \right|_{b_{S0}, \delta}, \quad (y|b)_S = \left. \frac{\partial y_{S2}}{\partial b_{S0}} \right|_{y_{S0}, \delta}. \quad (3.81)$$

水平方向の行列要素の導出と同様に、各行列要素に対する標的から出射された粒子の  $y$ 、 $b$ 、 $\delta$  の依存性を取り除くため、それぞれ制限する。図 3.29 (a) と (b) は、それぞれ  $y_{S2}$  と  $y_{S0}$ 、および  $y_{S2}$  と  $b_{S0}$  の相関である。各相関の傾きから得られる行列要素は、

$$(y|y)_S = -0.47 \pm 0.11, \quad (y|b)_S = -1.54 \pm 0.01 [\text{mm/mrad}], \quad (3.82)$$

となった。

実験的に導出した  $(a|a)_S$ 、 $(a|x)_S$ 、 $(y|y)_S$ 、 $(y|b)_S$  の輸送行列について、SHARAQ スペクトロメーターのビーム輸送光学系の設定された輸送行列と比較を行う。散乱角度の導出式の主要項である  $(a|a)_S$  や  $(y|b)_S$  は、設計した光学系の輸送行列要素と比べて、いくらか異なっている。この考えられる原因としては、SHARAQ スペクトロメーターにおいてビームの収束が想定された設計より弱くなっていたためと思われる。

#### 3.4.4 高分解能アクロマティックビーム輸送モードの分解能

2次標的でのビーム運動量移行および散乱角度を導出するため、ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターの輸送行列の行列要素を導出した。得られた行列要素を用いて、本実験における高分解能アクロ

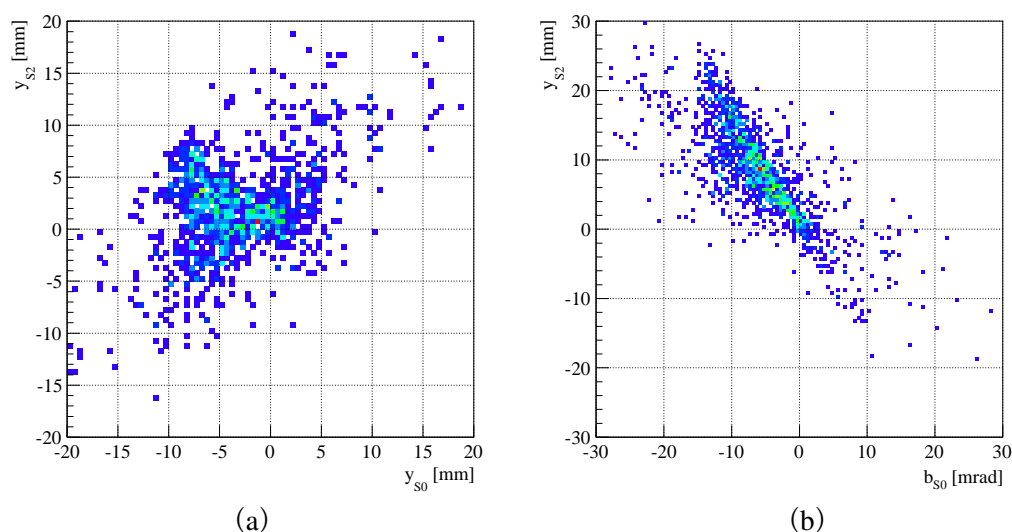


図 3.29 (a)  $y_{S2}$  と  $y_{S0}$ 、および (b)  $y_{S2}$  と  $b_{S0}$  の相関

マテックビーム輸送モードの運動量分解能と散乱角度の分解能について評価する。イオン光学系の測定において、S0 焦点面の標的位置には 2 次標的である液体  $^4\text{He}$  標的を設置していない。 $^8\text{He}$  ビームは SHARAQ スペクトロメーターの最大磁気剛性から S2 焦点面まで到達することは不可能なため、エネルギーが核子あたり 190 MeV の  $^8\text{Li}$  ビームを用いた。

まず、運動量分解能の評価を行った。運動量分解能を評価するため、式 (3.71) と式 (3.77) に得られた行列要素を代入する。S0 焦点面には標的となる物質を設置していないため、標的での運動量移行  $\delta_{SC}$  は一定 ( $= 0$ ) となる。2 次標的前後の  $\delta_{F6}$  および  $\delta_{S2}$  を用いて、2 つの  $\delta$  の残差から運動量分解能を求める。

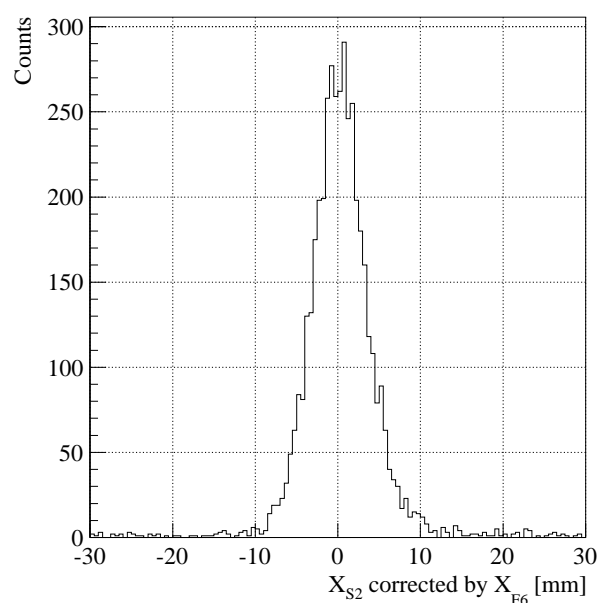


図 3.30  $^8\text{Li}$  ビームによる運動量  $\delta_{F6}$  と  $\delta_{S2}$  の残差分布。

図 3.30 は、 $^8\text{Li}$  ビームによる運動量  $\delta_{F6}$  と  $\delta_{S2}$  の残差分布である。残差分布の広がりから、 $^8\text{Li}$  ビームに対する運動量分解能  $p/\Delta p$  は 2000 ( $\sigma$ ) となった。得られた運動量分解能から、本測定における質量欠損エ

エネルギー分解能  $\Delta E$  を、1.8 MeV ( $\sigma$ ) と評価した。本実験にて要求された運動量分解能を満たしていることを確認できた。

つぎに、散乱角度の分解能を評価した。散乱角度の分解能を評価するため、式 (3.69) と式 (3.70) に得られた行列要素を代入する。ビームの運動量分解の評価と同様に、標的の入射角度と出射角度の残差分布の広がりから、散乱角度の分解能を決定した。

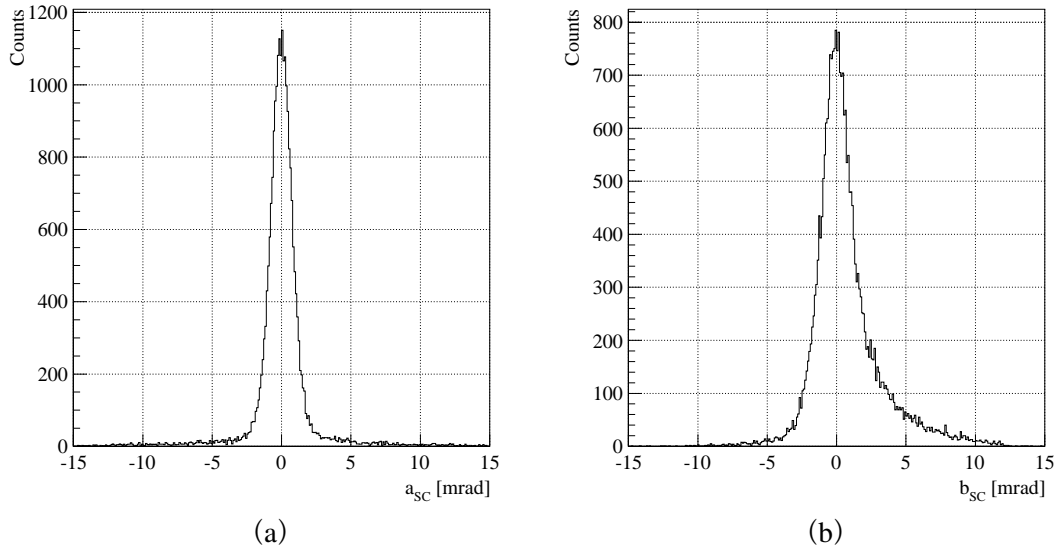


図 3.31 S0 焦点面での散乱角度の残差分布。(a) 水平方向と (b) 鉛直方向の散乱角度の残差分布についてそれぞれ表している。

図 3.31 は、(a) 水平方向と (b) 鉛直方向の入射角度と出射角度の残差分布である。2 つの散乱角度分布の広がりから、散乱角度の分解能を

$$\Delta a_{SC} = 2.1 \text{ [mrad]} \text{ (FWHM)}, \Delta b_{SC} = 2.7 \text{ [mrad]} \text{ (FWHM)}. \quad (3.83)$$

と評価した。要求した角度分解能 ( $<2 \text{ mrad}$ ) よりも若干悪いが、物理量を引き出す上で問題ないと判断される。

### 3.5 脱励起ガンマ線の解析

この節では、液体  $^4\text{He}$  標的にて生成された粒子が放出した脱励起  $\gamma$  線の解析について説明をする。脱励起  $\gamma$  線の解析は、液体  $^4\text{He}$  標的での反応による  $^8\text{He}$  の基底状態 ( $0^+$ ) から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移を同定するため、 $^8\text{Li}$  の  $1^+$  状態からの脱励起  $\gamma$  線 (980 keV) を同定することが目的である。脱励起  $\gamma$  線の測定には、NaI (Tl) シンチレーター検出器アレイ DALI2 を用いた。3.5.1 章では、 $\gamma$  線の標準線源を用いた DALI2 のエネルギー較正について説明をする。3.5.2 章では、DALI2 の  $\gamma$  線に対する応答関数を求めるため、モンテカルロ法を用いたシミュレーションについて述べる。そして、3.5.3 章と 3.5.4 章にて、脱励起  $\gamma$  線の即発タイミングを導出し、ドップラー補正後のエネルギー分布を示す。

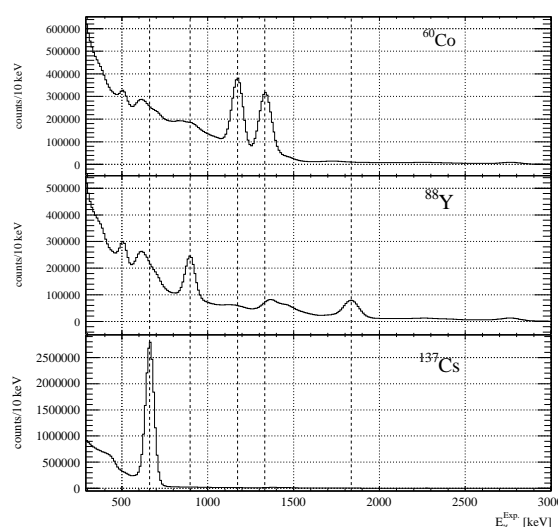
#### 3.5.1 エネルギー較正

標準線源である  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  を用いて、DALI2 を構成している NaI (Tl) シンチレーター検出器のエネルギー較正を行った。標準線源は放射性同位体であり、 $\beta$  崩壊した後、脱励起  $\gamma$  線を放出する。検出器のエネルギー較正に用いた各標準線源から放出される脱励起  $\gamma$  線のエネルギーを、表 3.4 に示す。

表 3.4 標準線源から放出される  $\gamma$  線のエネルギー。それぞれの核種は、 $\beta$  崩壊後、 $\gamma$  線を放出する。[58]

$\gamma$ 線源	$\gamma$ 線のエネルギー [keV]
$^{60}\text{Co}$	1173.2
	1332.5
$^{88}\text{Y}$	898.0
	1836.1
$^{137}\text{Cs}$	661.6

$\gamma$  線が NaI (TI) シンチレーター検出器に入射した際に、各検出器から得られる出力信号の波高を ADC (CAEN V785) にて測定した。得られた波高分布から、光電吸収ピークの中心値を導出した。ここでは、光電ピークを表すガウス関数とバックグラウンドを表す 1 次関数の、2 つの関数を用いてフィッティングを行った。そして、各 NaI (TI) シンチレーター検出器に対して  $\gamma$  線のエネルギーを光電ピークの中心値との 1 次の相関係数を最小 2 乗法にて決定し、出力信号の波高の ADC 値を  $\gamma$  線のエネルギーに変換した。

図 3.32 標準線源により得られた DALI2 の  $\gamma$  線エネルギー分布。上図から  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  線源による測定結果。破線は、661.6 keV、898.9 keV、1173.2 keV、1332.5 keV、1836.1 keV を示している。

まず、図 3.32 に、エネルギー較正後の、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  に対する DALI2 全体の  $\gamma$  線のエネルギー分布を示す。それぞれの標準線源について、全検出器から得られたエネルギー分布を足し合わせた。そして、得られた  $\gamma$  線のエネルギー分布を用いて、DALI2 のシステム全体としてのエネルギーの較正精度と分解能を評価した。

図 3.33 に、DALI2 のエネルギー較正精度を示す。図 3.33 (a) は、標準線源から放出される  $\gamma$  線のエネルギー ( $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$ ) と測定にて得られた光電ピークの中心値 ( $E_{\gamma}^{\text{Exp.}}$ ) の関係を示す。実線は、 $E_{\gamma}^{\text{Exp.}} = E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$  の 1 次関数である。図 3.33 (b) は、 $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$  を関数とした、 $E_{\gamma}^{\text{Exp.}}$  と  $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$  の差分 ( $E_{\gamma}^{\text{Exp.}} - E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$ ) である。本測定において、システム全体での DALI2 で測定されたエネルギーは、0 keV から 2000 keV までの範囲で、1.8 keV の精度であっていることを確認した。

つぎに、DALI2 の分解能について説明する。DALI2 のエネルギー分解能は、標準線源にて得られた光電吸収ピークをガウス関数と 1 次関数の 2 つの関数でフィッティングした時に得られたガウス関数の標準偏差とした。図 3.34 は、 $\gamma$  線のエネルギーを関数とした、エネルギー分解能 ( $\sigma(E)$ ) である。661.6 keV、898.0 keV、1173.2 keV、1332.5 keV、1836.1 keV の  $\gamma$  線に対して、標準偏差で、24.1 keV (3.6%)、28.0 keV (3.1%)、

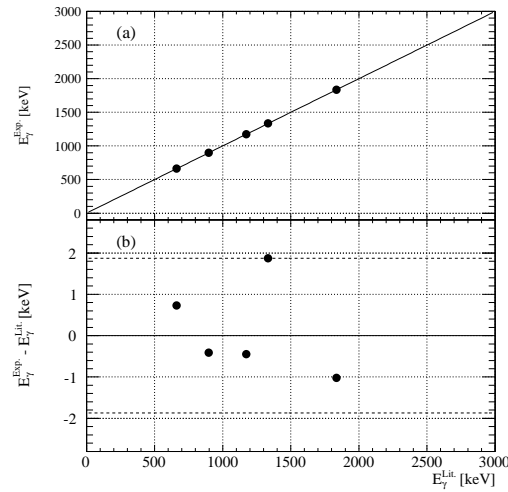


図 3.33 DALI2 のエネルギー較正精度。(a) は、縦軸に測定での光電ピークを中心値 ( $E_{\gamma}^{\text{Exp.}}$ )、横軸に標準線源にて放出される  $\gamma$  線のエネルギー ( $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$ ) を示す。(b) は、 $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$  に対する  $E_{\gamma}^{\text{Exp.}}$  と  $E_{\gamma}^{\text{Lit.}}$  の差分である。

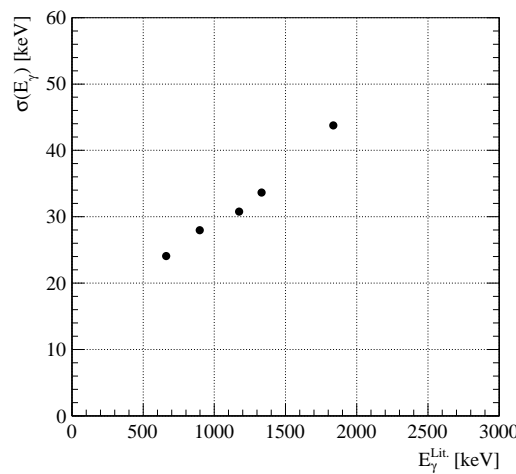


図 3.34 DALI2 のエネルギー分解能。縦軸に  $\gamma$  線のエネルギー分解能、横軸にエネルギーを示す。

30.8 keV (2.6%)、33.6 keV (2.5%)、43.8 keV (2.4%) であった。括弧内の値は、固有分解能 ( $\sigma(E)/E$ ) を表している。1000 keV 以上の  $\gamma$  線に対して、2.5% 以下の分解能が得られた。

### 3.5.2 シミュレーション

$\gamma$  線が DALI2 を構成する NaI (Tl) シンチレータ検出器に入射した際に得られる検出器の応答関数を求めるため、モンテカルロ法を用いたシミュレーションを行った。応答関数を求めることによって、測定にて得られた  $\gamma$  線のエネルギー分布から、NaI (Tl) シンチレータ検出器に入射した  $\gamma$  線の全収量を見積もることが可能となる。シミュレーションでは、GEANT4 [59, 60] を用いた。GEANT4 は、素粒子、 $\gamma$  線、中間子、原子核の粒子が検出器を構成する物質内で生じる電磁相互作用（エネルギー損失、光電吸収など）をシミュレートする、計算コードである。シミュレーションの精度を、標準線源を用いて測定した DALI2 における  $\gamma$  線

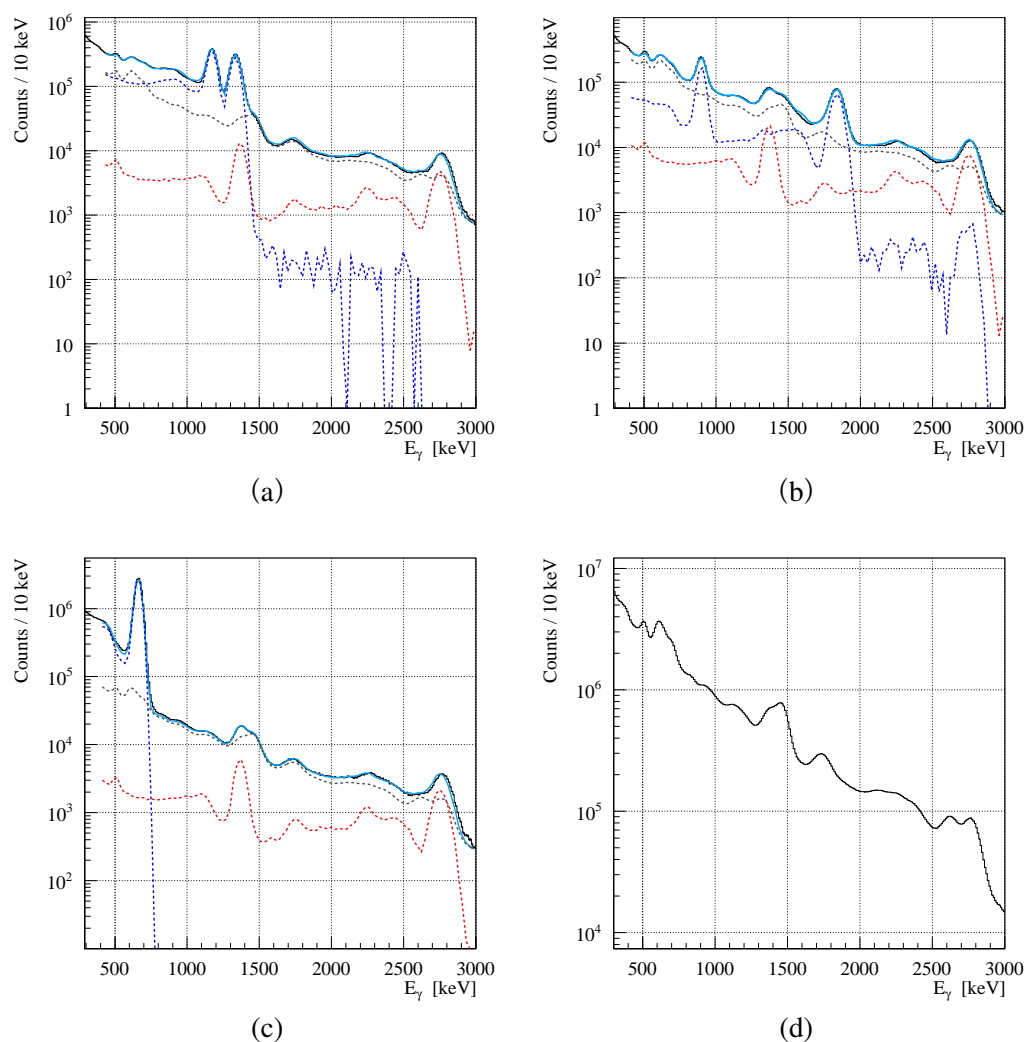


図 3.35 標準線源により得られた DALI2 で測定した  $\gamma$  線エネルギー分布。(a)、(b)、(c) は、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  を用いて測定された。(d) は、実験終了後測定したバックグラウンドによる  $\gamma$  線のスペクトルである。青の破線は、シミュレーションにより得られた標準線源による  $\gamma$  線の応答関数である。黒の破線は、(d) のバックグラウンドのスペクトルである。赤の破線は、 $^{24}\text{Na}$  の  $\beta$  崩壊後、放出される 1369 keV と 2754 keV の  $\gamma$  線の応答関数である。青の実線は、3つの破線を足しあわせたものである。

のエネルギー分布から評価した。

図 3.35 は、標準線源を用いて DALI2 にて測定した  $\gamma$  線のエネルギー分布について、モンテカルロシミュレーションによって再現した応答関数である。図 3.35 (a)、(b)、(c) は、それぞれ、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  を用いて測定した  $\gamma$  線のエネルギー分布である。図 3.35 (d) は、実験終了後測定したバックグラウンドによる  $\gamma$  線のエネルギー分布である。

標準線源を用いた測定の後、バックグラウンドを 16 時間測定した。青の破線は、シミュレーションによって得られた標準線源による応答関数である。シミュレーションでは、標準線源から放出される  $\gamma$  線のエネルギーや強度を再現するように応答関数を規格化した。黒の破線は、図 3.35 (d) のバックグラウンドのエネルギー分布を示す。そして、赤の破線は、 $^{24}\text{Na}$  の  $\beta$  崩壊後、 $^{24}\text{Mg}$  から放出される 1369 keV と 2754 keV の  $\gamma$  線を、シミュレーションにて再現した応答関数である。 $^{24}\text{Na}$  の半減期は 14.997 時間であり、実験終了後、 $^{24}\text{Na}$  の  $\beta$  崩壊由来の  $\gamma$  線の放出強度は小さくなる。この  $^{24}\text{Na}$  は、ビームと標的との反応にて放出され

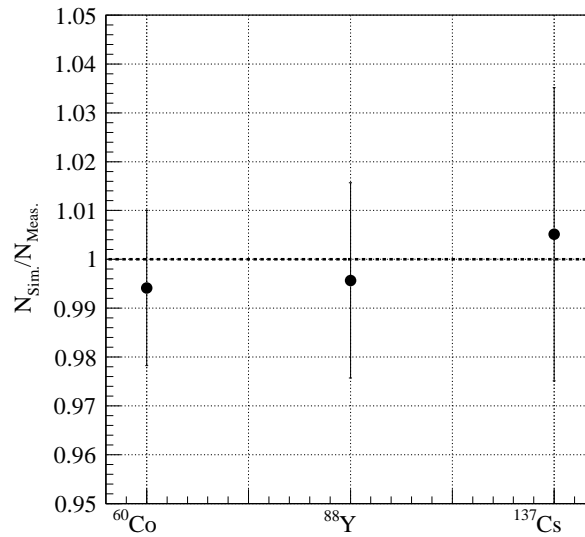


図 3.36 DALI2 の、モンテカルロ法を用いたシミュレーションと測定データの比較。横軸は標準線源の種類、縦軸は標準線源を用いた測定時間に  $\beta$  崩壊した総数  $N_{\text{Meas.}}$  とシミュレーションから想定される  $\beta$  崩壊した総数  $N_{\text{Sim.}}$  の比である。

た中性子が DALI2 を構成する NaI (TI) シンチレーター検出器で反応し、生成されたとと思われる。バックグラウンドの  $\gamma$  線エネルギー分布において、 $^{40}\text{K}$  の  $\beta$  崩壊で放出される  $\gamma$  線 (1460 keV) とエネルギーが近いため、1400 keV 領域の 2 つの  $\gamma$  線を NaI (TI) シンチレーター検出器の分解能ではピークを分解できずに重なったピークとなっている。青の実線は、3 つの破線を足しあわせて得られたそれぞれの標準線源に対する応答関数である。3 つの破線を関数として、標準線源を用いて測定した  $\gamma$  線のエネルギー分布をフィッティングした。

シミュレーションの精度を評価するため、標準線源を用いた測定時間に  $\beta$  崩壊した総数  $N_{\text{Meas.}}$  と、シミュレーションによる応答関数から推定される  $\beta$  崩壊の総数  $N_{\text{Sim.}}$  を比較した。 $N_{\text{Meas.}}$  は、測定時の標準線源の崩壊強度  $I$  と、データ取得の時間  $T$  およびデータ取得の Live Time  $L$  より、次の式で導出される。

$$N_{\text{Meas.}} = I \cdot T \cdot L. \quad (3.84)$$

また、 $N_{\text{Sim.}}$  は、標準線源の応答関数を用いて測定データをフィッティングした時のパラメータである。この応答関数は、シミュレーションで生成した  $\beta$  崩壊のイベント数に対して、シミュレーションにて得られたエネルギー分布の総数を規格化している。応答関数には、DALI2 をシミュレートしたときの NaI クリスタル単体の検出効率と標準線源を覆う DALI2 の立体角が考慮されている。そのため、応答関数の寄与するフィッティングパラメータが測定データから推定される  $\beta$  崩壊に対応する。シミュレーションの精度を評価するため、 $N_{\text{Meas.}}$  と  $N_{\text{Sim.}}$  の比を求めた。

$$\frac{N_{\text{Sim.}}}{N_{\text{Meas.}}}. \quad (3.85)$$

図 3.36 に、 $\gamma$  線の標準線源に対する  $N_{\text{Meas.}}$  と  $N_{\text{Sim.}}$  の比を示す。 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{88}\text{Y}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  の誤差棒には、それぞれ、1.6%、1.9%、3.0% の崩壊強度の不定性が示されている。図 3.36 より、DALI2 の  $\gamma$  線に対するシミュレーションの精度は、1% 以内であると評価した。



## 3.5.3 即発タイミングの取り出し

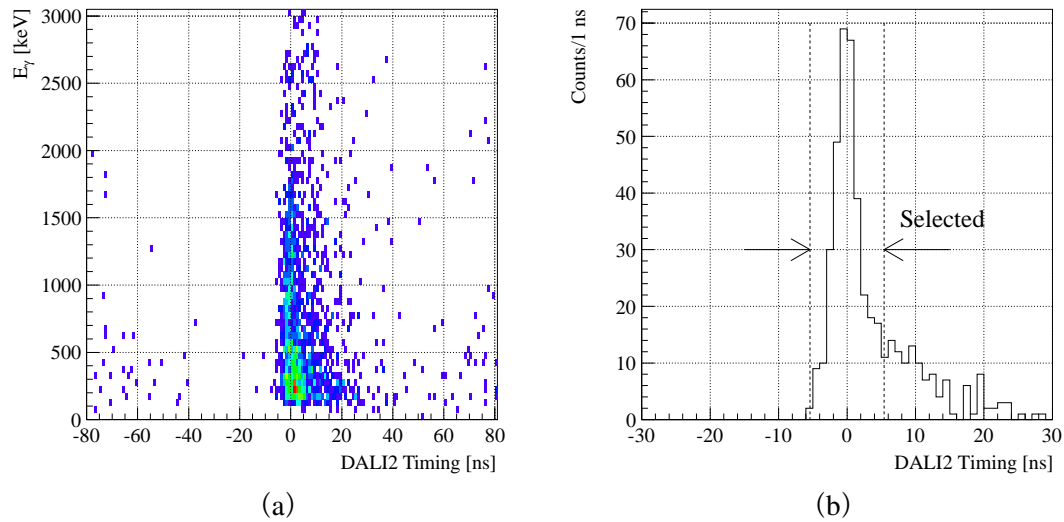


図 3.37 DALI2 で測定された  $\gamma$  線のタイミング。(a) は DALI2 で測定された  $\gamma$  線のエネルギーとタイミングの相関。(b) は  $\gamma$  線のエネルギー 800 keV から 2000 keV の範囲を選択した時に得られたタイミング。反応由来の即発  $\gamma$  線のタイミングとして、 $\pm 5.4$  ns の範囲を選択した。

$\gamma$  線は、目的とする ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応だけでなく、液体  $^4\text{He}$  標的にて散乱された  $^8\text{He}$  ビームや、実験室由来のバックグラウンド源から放出される。反応起因の即発  $\gamma$  線を識別するため、DALI2 にて検出された  $\gamma$  線のタイミング情報の解析を行った。DALI2 の  $\gamma$  線の即発タイミングは、ビームが標的直前に設置された SOP1 を通過したタイミングを基準として、DALI2 の各 NaI (TI) シンチレーター検出器に  $\gamma$  線が入射したタイミングとした。ここで、液体  $^4\text{He}$  標的から各 NaI (TI) シンチレーター検出器までの  $\gamma$  線の TOF、信号線のケーブル長、および測定回路系によるオフセットを、各検出器のタイミングを揃えることによって考慮した。図 3.37 (a) は、DALI2 で測定した  $\gamma$  線のエネルギーとタイミングの相関である。縦軸に  $\gamma$  線のエネルギー、横軸に  $\gamma$  線のタイミングを示す。0 ns 近傍の DALI2 からの信号は、反応によって放出された即発  $\gamma$  線によるものである。また、2 次標的にて散乱された  $^8\text{He}$  ビーム由来の  $\gamma$  線は、反応の即発  $\gamma$  線の前後に、1 次ビームの加速周波数と同じ周期で放出される。 $^8\text{He}$  ビーム由来の  $\gamma$  線は反応由来の即発  $\gamma$  線と十分分離されている。図 3.37 (b) は、即発  $\gamma$  線のエネルギー 800 keV から 2000 keV の範囲を選択した DALI2 のタイミングである。縦軸にカウント数、横軸に DALI2 のタイミングを示す。0 ns 近傍の領域に関して、ガウス分布を仮定した広がり  $1.8$  ns ( $\sigma$ ) であり、これを DALI2 の時間分解能とした。反応由来の即発  $\gamma$  線のタイミングとして、 $\pm 5.4$  ns の範囲を選択した。

## 3.5.4 ドップラーシフト補正

( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応において液体  $^4\text{He}$  標的から生成される  $^8\text{Li}$  の速度は、典型的に、 $\beta \sim 0.55$  である。飛行する  $^8\text{Li}$  から放出された  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980$  keV) のエネルギーは、ドップラーシフト効果によって、実験室系において  $\gamma$  線検出器で測定したエネルギーと異なる。実験室系において測定されるエネルギー  $E_\gamma^{\text{lab}}$  と飛行する  $^8\text{Li}$  から放出されたエネルギー  $E_\gamma$  は、以下の式で表すことが可能である。

$$E_\gamma = \gamma(1 - \beta \cos \theta_\gamma^{\text{lab}}) E_\gamma^{\text{lab}}. \quad (3.86)$$

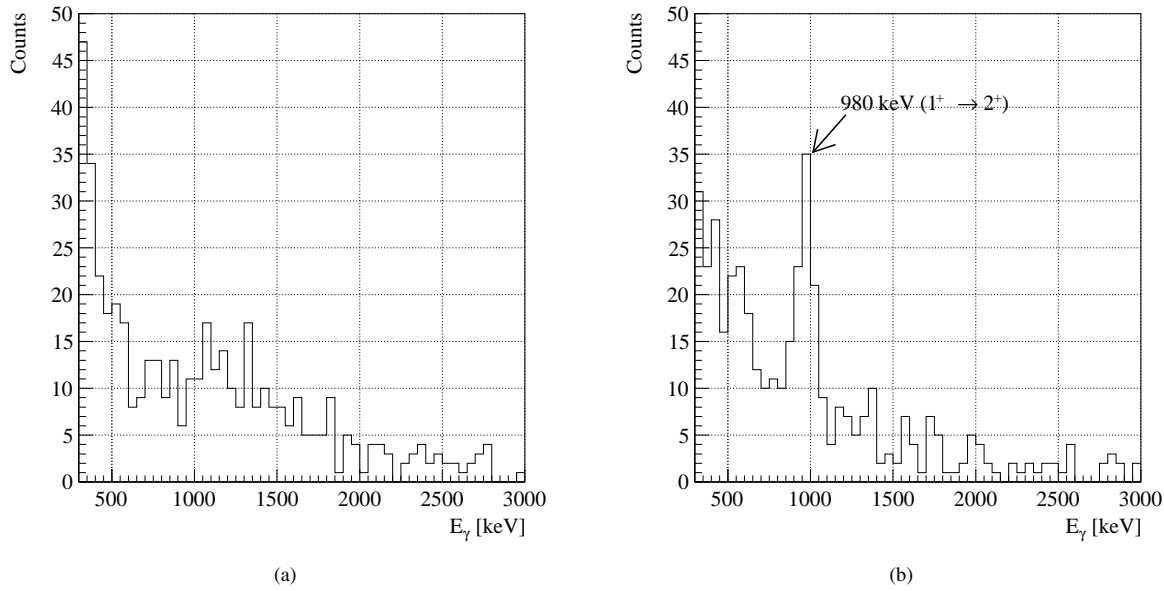


図 3.38  $^8\text{Li}$  から放出された  $\gamma$  線のエネルギー分布。(a) 実験室系で測定された  $\gamma$  線をドップラーシフト補正することによって、(b)  $^8\text{Li}$  からの脱励起  $\gamma$  線が得られる。

ただし、 $\gamma$  は

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (3.87)$$

である。ここで、 $\beta$  は  $^8\text{Li}$  の速度であり、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面で測定した運動量から導出した。また、 $\theta_{\gamma}^{\text{lab}}$  は  $^8\text{Li}$  の 2 次標的での出射方向に対する、 $\gamma$  線の放出角度である。 $^8\text{Li}$  の液体  $^4\text{He}$  標的での出射角度  $\theta_{\gamma}^{\text{lab}}$  は、標的前に設置した LP-MWDC によって外挿した  $^8\text{He}$  の標的への入射位置、S2 焦点面から導出した標的での  $^8\text{Li}$  の出射角度、 $\gamma$  線が入射した NaI (TI) シンチレーター検出器の位置を用いて導出した。また、 $\gamma$  線の NaI (TI) シンチレーター検出器への入射位置は、 $\gamma$  線が NaI (TI) シンチレーター検出器内で相互作用が生じる平均的な反応点として Geant4 を用いて決定した。

図 3.38 (a) は、各 NaI (TI) シンチレーター検出器にて測定された実験室系の  $\gamma$  線のエネルギー ( $E_{\gamma}^{\text{lab}}$ ) 分布である。液体  $^4\text{He}$  標的での ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 反応において  $^8\text{Li}$  から放出されたイベントを選択するため、S2 焦点面に設置した検出器にて同定された  $^8\text{Li}$  と同時計測された  $\gamma$  線で、スペクトルを構成している。得られた実験室系の  $\gamma$  線のエネルギーを、式 (3.86) によるドップラーシフト補正を行い、 $^8\text{Li}$  が飛行する系で放出したエネルギーに変換する。図 3.38 (b) に、ドップラーシフト補正した後の  $\gamma$  線のエネルギー分布 ( $E_{\gamma}$ ) を示す。ドップラー補正後の  $\gamma$  線のエネルギー分布から、強い強度のある 1 本の  $\gamma$  線のピークを観測した。これは、 $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) から基底状態 ( $2^+$ ) への脱励起  $\gamma$  線 ( $E_{\gamma}=980 \text{ keV}$ ) である。よって、 $\gamma$  線のエネルギーのドップラーシフト補正を行って、 $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態へ遷移していることを確認した。

ここで、ドップラーシフト補正をして得られた  $\gamma$  線のエネルギー分解能  $\Delta E_{\gamma}$  を評価する。ドップラーシフト補正を行うために、検出器やシミュレーションにて取得した情報を用いた。検出器が持つ有限の分解能により  $\beta$ 、 $\theta^{\text{lab}}$  および  $E_{\gamma}$  に広がりが生じるため、ドップラーシフト補正後の  $\gamma$  線の最終的なエネルギーの決定精度に影響を与える。 $\Delta E_{\gamma}$  は式 (3.86) より誤差伝播を用いて以下のように表すことが可能である。

$$\left(\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_{\gamma}^{\text{lab}}}{E_{\gamma}^{\text{lab}}}\right)^2 + \left(\frac{\beta\gamma^2(\beta - \cos \theta^{\text{lab}})}{1 - \beta \cos \theta^{\text{lab}}}\right)^2 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\beta \sin \theta^{\text{lab}}}{1 - \beta \cos \theta^{\text{lab}}}\right)^2 (\Delta \theta^{\text{lab}})^2 \quad (3.88)$$

ここで、 $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}$  は DALI2 の実験室系における  $\gamma$  線のエネルギー分解能、 $\Delta \beta/\beta$  は  $^8\text{Li}$  の  $\beta$  の不定性、

$\Delta\theta^{\text{lab}}$  の  $^8\text{Li}$  の  $\gamma$  線の放出角度の不定性である。

まず、 $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  について調べる。 $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  は、図 3.34 で示したように NaI (Tl) シンチレーター検出器に入射した  $\gamma$  線のエネルギーに依存している。980 keV の  $\gamma$  線は、ドップラーシフト効果によって、800 keV から 2000 keV までの範囲に渡って広がる。そのため、 $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  は、3.3% から 8.3% (FWHM) となる。つぎに、 $\Delta\beta/\beta$  は、液体  $^4\text{He}$  標的で生成された  $^8\text{Li}$  の、標的内でのエネルギー損失、標的との反応による運動学、S2 焦点面で測定した運動量の決定精度に由来する。S2 焦点面での運動量分解能  $\Delta p/p$  は  $1/2000$  ( $\sigma$ ) であるため、これは  $\Delta\beta/\beta \sim 0.1\%$  (FWHM) に相当する。また、 $120 \text{ mg/cm}^2$  の厚さがある液体  $^4\text{He}$  標的での、 $^8\text{Li}$  のエネルギー損失は 4.9 MeV であり、エネルギー損失による  $\Delta\beta/\beta$  は、0.1% となる。一方で、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応の運動学において、 $^8\text{Li}$  の  $\beta$  は強く影響される。反応  $Q$  値は  $-10.5 \text{ MeV}$  であり、例えば  $^4\text{H}$  を  $10 \text{ MeV}$  励起させると、 $\beta$  は 0.5% 変化する。そのため、 $\beta$  の不定性には、液体  $^4\text{He}$  標的との反応による運動学が強く寄与しており、 $\Delta\beta/\beta$  は、0 MeV から 20 MeV までの範囲において 0.4–0.8% となる。 $\Delta\beta/\beta$  の不定性は大きいのだが、エネルギー分解能に対する寄与は 1% 未満であり、大きな影響を与えない。最後に、 $\theta^{\text{lab}}$  の不定性について考える。 $\Delta\theta^{\text{lab}}$  は、 $^8\text{Li}$  の出射角度の決定精度と NaI (Tl) シンチレーター検出器への  $\gamma$  線の入射位置の不定性によって決まる。 $^8\text{Li}$  の出射角度の決定精度は、3.4.3 章で説明したように、 $2 \text{ mrad}$  (FWHM) であり、 $0.1^\circ$  程度である。しかしながら、NaI (Tl) シンチレーター検出器は有限のサイズを持っており、 $\gamma$  線の入射角度は  $10^\circ$  (FWHM) の広がりを含んでいる。よって、 $\Delta\theta^{\text{lab}}$  には、NaI (Tl) シンチレーター検出器での  $\gamma$  線の入射位置の不定性が強く影響を与えており、 $\Delta\theta^{\text{lab}} \sim 10^\circ$  (FWHM) となる。 $\Delta\theta^{\text{lab}}$  が影響を与えるドップラー補正後のエネルギー分解能を 8.5% (FWHM) と評価する。

### 3.6 標的イメージ

S0 焦点面に設置した液体  $^4\text{He}$  標的に  $^8\text{He}$  ビームが入射したトリガーイベントを選択するため、S0 焦点面での液体  $^4\text{He}$  標的に入射したビームのイメージを調べる。液体  $^4\text{He}$  標的の大きさは半径 15 mm であり、また、15 mm 以上の領域は材質がアルミニウムの標的フレームになっている。標的フレームにて荷電交換反応が起こったイベントはバックグラウンドの原因となる。

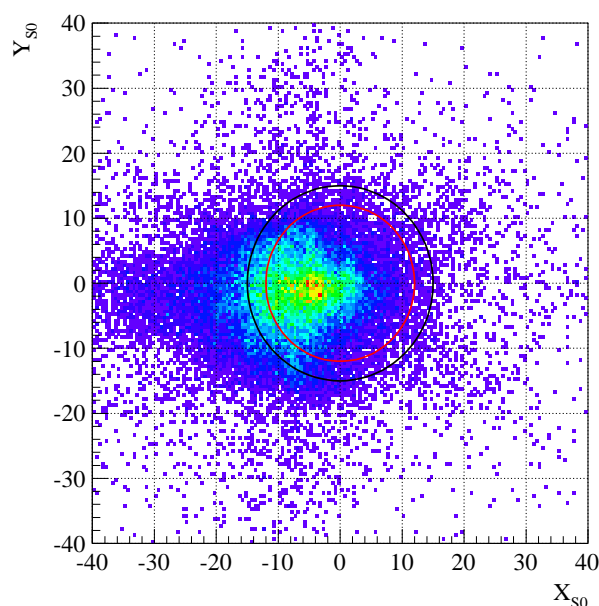


図 3.39 ビームトリガーにて取得された LP-MWDC による液体  $^4\text{He}$  標的上でのイメージ。赤線と黒線は、それぞれ半径 12 mm と半径 15 mm の円弧である。

図 3.39 は、ビームトリガーにて取得された  $^8\text{He}$  ビームの標的イメージである。本実験において、液体  $^4\text{He}$  標的上でのビームの水平方向の中心は  $-7\text{ mm}$  に位置している。黒線は半径 15 mm の円弧であり、液体  $^4\text{He}$  がセル内に満たされている領域を表している。ビームは液体  $^4\text{He}$  標的の外側にまで広がっており、液体  $^4\text{He}$  標的以外の物質との反応によってバックグラウンドを生成する。そのため、 $^8\text{He}$  ビームが標的に照射された領域を限定することによって、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応イベントを選択する。本実験での LP-MWDC による標的イメージの位置決定精度は、典型的に  $0.3\text{ mm}$  であった。標的フレームであるアルミニウムでの反応イベントを取り除くため、ビームが液体  $^4\text{He}$  標的に照射された領域として半径 12 mm (図 3.39 の赤線) までの範囲をデータ解析では取り扱うことにする。

### 3.7 アクセプタンス

液体  $^4\text{He}$  標的から出射されてから S2 焦点面に到達する数は、SHARQA スペクトロメーターのアクセプタンスによって限定される。アクセプタンスは、SHARQA スペクトロメーターの Q2 と Q3 の 2 つの四重極電磁石によって決まっている。SAHRAQ スペクトロメーターのアクセプタンスを見積もるため、2 次標的から生成された  $^6\text{He}$  ビームを用いた。これは、 $^8\text{Li}$  ビームに対して 2 次標的での散乱角度が広がっているからである。

図 3.40 (a) は、 $^8\text{He}$  から  $^6\text{He}$  への分解反応における水平方向と鉛直方向の、標的での散乱角度の相関である。散乱角度の相関は楕円形の分布になっており、ビームが標的の中心から外れて照射されたため、水平

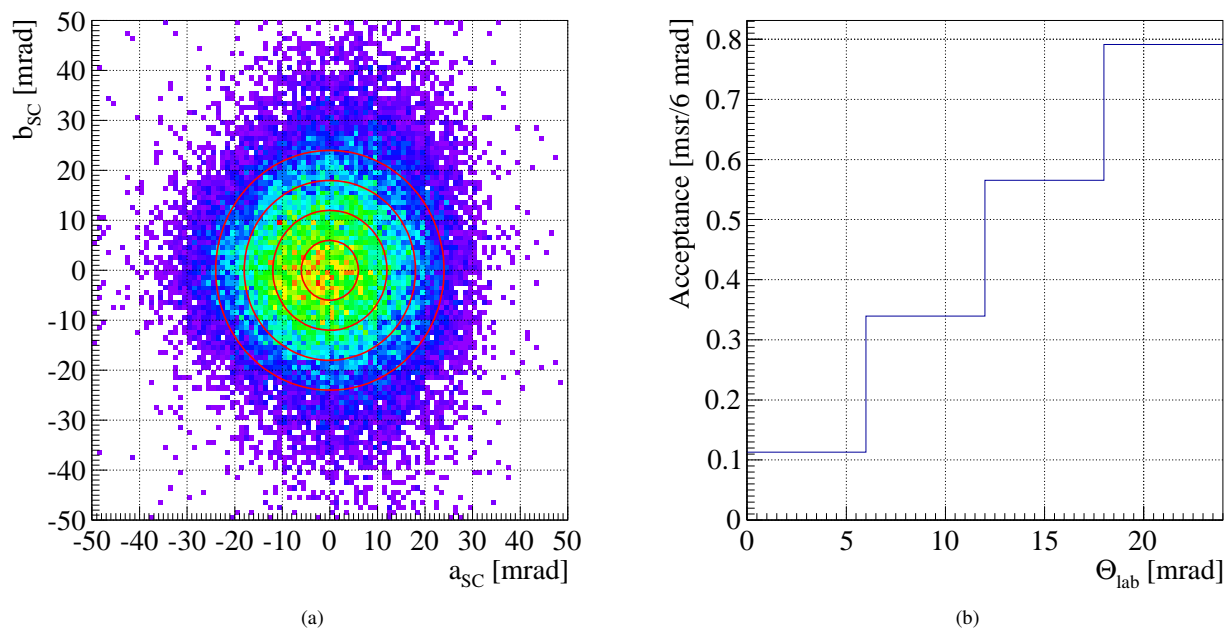


図 3.40 液体  $^4\text{He}$  標的での SHARAQ スペクトロメーターのアクセプタンス。(a) 水平方向と鉛直方向の散乱角度の相関。励起エネルギーは 70 MeV までに制限している。また、赤線の円は 24 mrad までを 6 mrad 毎に分割している。(b) 散乱角度 0 mrad から 24 mrad までの範囲で 6 mrad ごとに導出した立体角である。

方向に偏りが生じている。標的での散乱角度が水平方向と鉛直方向に対して偏りのない領域を選択することで、以降の解析に用いるアクセプタンスを見積もる。図 3.40 (a) には、中心から半径 6 mrad ごとに 4 つの同心円が描かれている。散乱角度の大きさが、最大 24 mrad までをアクセプタンスとして平均的に扱う。この範囲は、SHARAQ スペクトロメーターの想定されるアクセプタンス（水平方向:26 mrad、垂直方向:52 mrad）の内側に位置している。また、実験室系の散乱角度の広がりから、24 mrad までの範囲はアクセプタンスを満たしていることを確認した。（付録 E に記す。）図 3.40 (b) は、散乱角度 0 mrad から 24 mrad までの範囲で 6 mrad ごとに導出した立体角である。

実験室系の散乱角度 24 mrad は、重心系の散乱角度  $4.5^\circ$  と対応している。この重心系の角度  $4.5^\circ$  は、 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答について DWBA 計算による角度分布（4.5 章に記す。）のバンプを十分覆っている。また、実験室系の角度 6 mrad ごとに分割したが、飛跡検出器とビーム光学系から求めた散乱角度分解能に比べて十分大きい。

### 3.8 励起エネルギーの導出

発熱型荷電交換反応  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  による、励起エネルギー  $E_x$  を求める。 $E_x$  について、2 体反応の運動学から得られる関係式を以下に示す。

$$E_x = \sqrt{(E_{s\text{He}} - E_{s\text{Li}} + M_{\text{Tgt}})^2 - P_{\text{Sct}}^2} - M_{\text{Sct}}. \quad (3.89)$$

ここで、 $E_{s\text{He}}$  と  $E_{s\text{Li}}$  は  $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の全エネルギー、 $M_{\text{Tgt}}$  は標的である  $^4\text{He}$  の質量、 $M_{\text{Sct}}$  は散乱粒子である  $^4\text{H}$  の質量、 $P_{\text{Sct}}$  は反応によって  $^4\text{H}$  に与えられる運動量移行である。また、 $E_{s\text{He}}$ 、 $E_{s\text{Li}}$  および  $P_{\text{Sct}}$  は

次のように与えられる。

$$E_{^8\text{He}}^2 = M_{^8\text{He}}^2 + P_{^8\text{He}}^2, \quad (3.90)$$

$$E_{^8\text{Li}}^2 = M_{^8\text{Li}}^2 + P_{^8\text{Li}}^2, \quad (3.91)$$

$$P_{\text{Sct}}^2 = P_{^8\text{He}}^2 + P_{^8\text{Li}}^2 - 2P_{^8\text{He}}P_{^8\text{Li}}\cos\theta_{\text{Lab}}. \quad (3.92)$$

$M_{^8\text{He}}$  と  $M_{^8\text{Li}}$  は  $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の質量、 $P_{^8\text{He}}$  と  $P_{^8\text{Li}}$  は  $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の運動量、 $\theta_{\text{Lab}}$  は液体  $^4\text{He}$  標的での実験室系における散乱角度である。 $M_{^8\text{He}}$ 、 $M_{^8\text{Li}}$  および  $M_{\text{Tgt}}$  は、7482.58 MeV、7472.39 MeV、3727.40 MeV である。 $M_{\text{Sct.}}$  は  $^4\text{H}$  の質量であるが、 $^4\text{H}$  は基底状態が非束縛状態にある原子核である。そのため、 $M_{\text{Sct.}}$  は  $^3\text{H} + n$  の質量の和として取り扱い、3748.51 MeV とした。 $^3\text{H} + n$  の質量の和より 3.3 MeV 上の状態に、 $^4\text{H}$  の基底状態が存在する。 $P_{^8\text{He}}$  と  $P_{^8\text{Li}}$  は、ビームラインの F6 焦点面と SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面にて測定された  $\delta$  を用いて決定した。しかしながら、ビームライン内に設置された検出器や標的でのエネルギー損失があるため、標的前後の運動量は異なっている。 $^8\text{He}$  のエネルギー損失は 12.7 MeV である。液体  $^4\text{He}$  標的の半分の厚さや標的セルを覆うウインドウ膜を考慮して、 $^8\text{Li}$  のエネルギー損失は、2.7 MeV となる。そして、これらのエネルギー損失を考慮して、標的直前および直後の運動量を導出した。

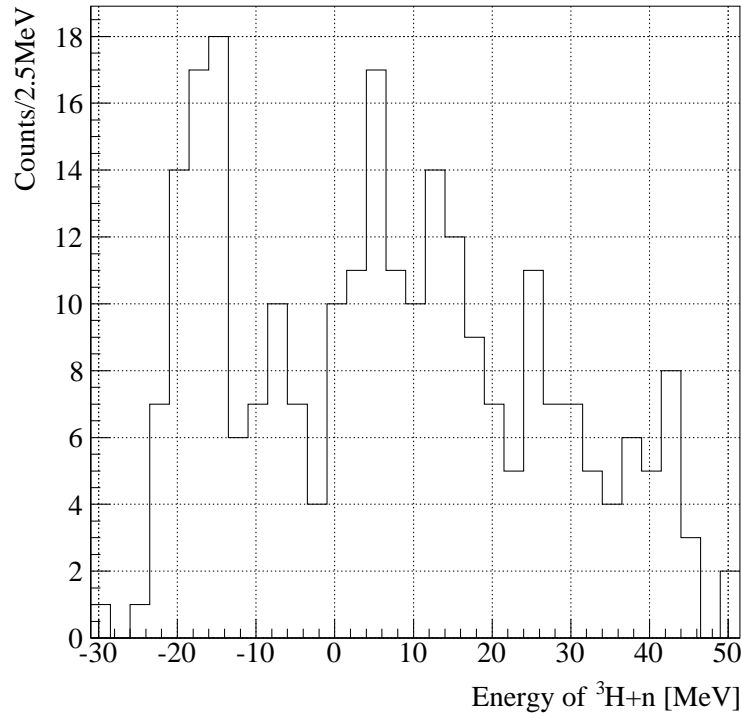


図 3.41  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$  励起エネルギー分布。横軸は励起エネルギー、縦軸はカウント数である。  
-15 MeV の領域に見えるピークは、FH10Pl にて生じた  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li})n$  反応の成分である。

図 3.41 は、発熱型荷電交換反応  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$  による励起エネルギー分布である。しかしながら、励起エネルギー 0 MeV 以下の領域に大きなピークを確認した。このピークは、 $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li})n$  反応に由来している。標的への入出射粒子の識別では同じイベントとして分離することが困難なため、同様に解析される。次節にて、バックグラウンドとなる  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li})n$  反応イベントの除去について詳細に説明する。

3.9 バックグラウンド

S0 焦点面に設置した液体  $^4\text{He}$  標的の上流には、 $^8\text{He}$  ビームの飛跡測定や計数を行うため、LP-MWDC やプラスチックシンチレーター検出器を設置した。本測定では、LP-MWDC に含まれる物質やプラスチックシンチレーター検出器での反応によって生成された  $^8\text{Li}$  が、バックグラウンドとなる。(図 3.42) これらの物質には大量の  $^1\text{H}$  が含まれているため、 $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li})n$  が生じた。この反応によって生成された  $^8\text{Li}$  は SHARAQ スペクトロメーターの S2 焦点面に到達してしまうため、S2 焦点面において、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  と区別することは不可能である。プラスチックシンチレーター検出器と液体  $^4\text{He}$  標的の間には、飛跡検出器である DCX0 を設置していた。DCX0 から得られた信号を用いて、バックグラウンドとなる液体  $^4\text{He}$  標的の上流側で生成された  $^8\text{Li}$  と  $^8\text{He}$  を弁別する。

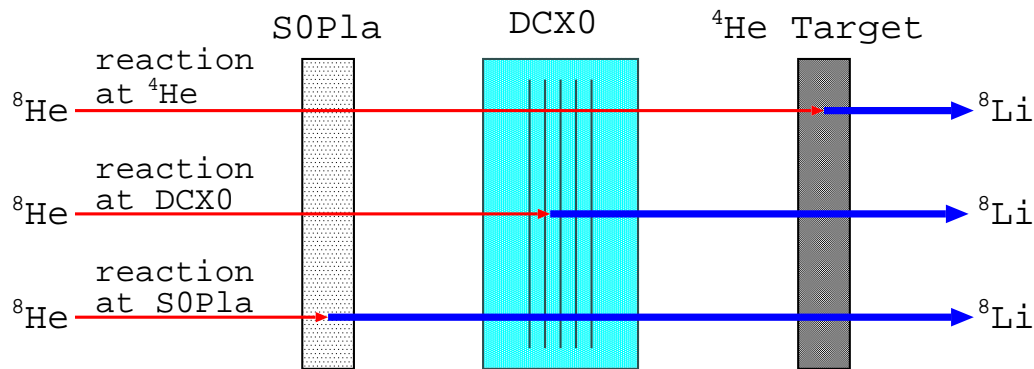


図 3.42 バックグラウンドイベントの概略図。プラスチックシンチレーター検出器や LP-MWDC のイソブタンガス、カソード膜およびウインドウ膜に含まれる  $^1\text{H}$  との反応にて、 $^8\text{Li}$  が生成される。

1 MHz 以上の  $^8\text{He}$  ビームを用いた本測定において、DCX0 は放電の影響により、 $^8\text{He}$  に対して十分な印加電圧を掛けることが不可能であった。典型的に各面での検出効率、 $^8\text{He}$  ビームに対して 30% であり、 $^{11}\text{Li}$  ビームに対して 90% であった。DCX0 の 4 枚のアノードワイヤー面の中で、Y2 面に関してだけは、両方のビームに対して、20% の検出効率であり、他の 3 面に対して低い値を持っていた。DCX0 の各面の  $^8\text{He}$  および  $^{11}\text{Li}$  に対する検出効率を以下の表にまとめる。

表 3.5 DCX0 の  $^8\text{He}$  と  $^{11}\text{Li}$  に対するアノードワイヤー面の検出効率。

	$\epsilon_{X1}$	$\epsilon_{X2}$	$\epsilon_{Y1}$	$\epsilon_{Y2}$
$^8\text{He}$	32.0%	29.0%	26.5%	6.1%
$^{11}\text{Li}$	92.1%	90.0%	90.4%	20.5%

次に、DCX0 を通過した  $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の粒子数について見積もりを行った。2 つの粒子数を見積もるため、DCX0 から取得した電荷情報を用いた。 $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  のエネルギー損失は、2 つの粒子が同じ速度を持っているため、原子番号  $Z$  の 2 乗に比例することから、4:9 の割合で異なっている。それに伴い、各アノードワイヤー面から出力される信号の波高に違いが生じる。図 3.43 (a) は、反応イベントにおける DCX0 の X1 面から出力された信号の時間幅の分布である。時間幅は、信号の波高に対して強く相関を持っており、電荷情報として扱うことが可能である。本測定において、 $^8\text{Li}$  は  $^8\text{He}$  と大きく異なった速度でビームライン内を通過することはないため、 $^8\text{Li}$  に対する信号の時間幅分布を得ることはできない。そのため、 $^{11}\text{Li}$  の信号の時間幅分布を用いることによって、 $^8\text{Li}$  の時間幅分布として代用した。DCX0 の 1 枚のアノードワイヤー面に



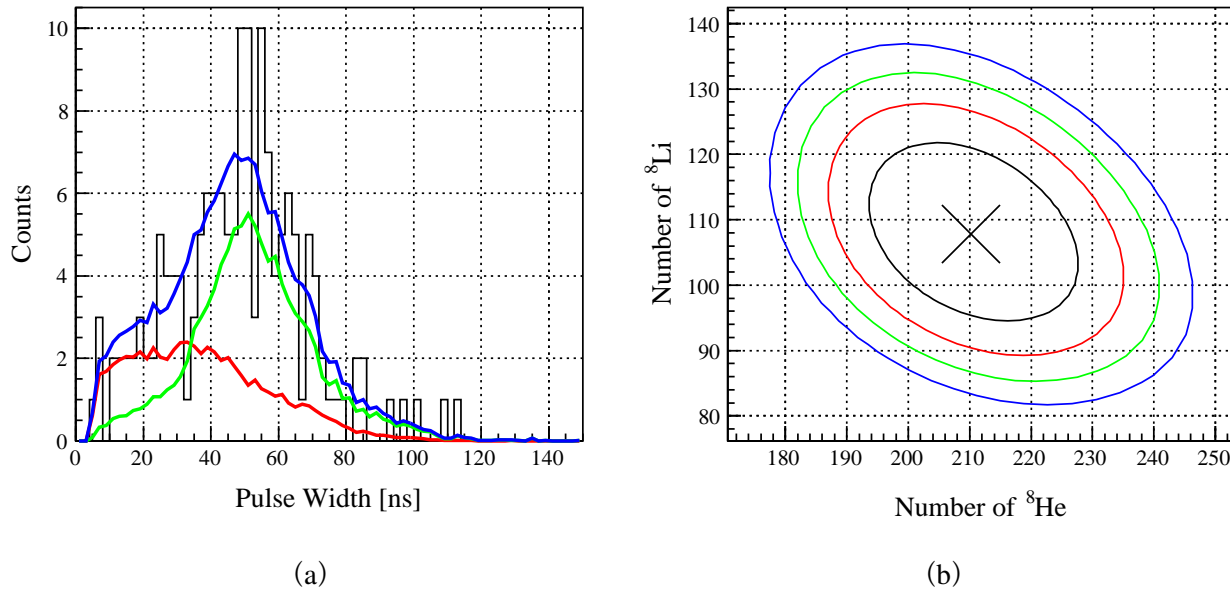


図 3.43 アノードワイヤー面から取得された時間幅の分布のフィッティング。(a) DCX0 の時間幅の分布。赤線は  ${}^8\text{He}$  と緑線は  ${}^8\text{Li}$  の時間幅分布である。そして、青線は  ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  の時間幅の和である。(b) フィッティングによって得られた  $\chi^2$  のマップ。

対するエネルギー損失は、 ${}^{11}\text{Li}$  では 11.93 keV、 ${}^8\text{Li}$  では 13.57 keV である。得られた  ${}^8\text{He}$  と  ${}^{11}\text{Li}$  の時間幅分布を用いて、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応において得られた時間幅分布を最尤法によってフィッティングを行い、 ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  の DCX0 を通過した数を導出した。赤線および緑線は、それぞれ  ${}^8\text{He}$  ビームと  ${}^8\text{Li}$  ビームの粒子数に応じた信号の時間幅分布である。青線は、 ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  の時間幅分布の合計である。 ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  の DCX0 を通過した数は以下になった。

$$N_{{}^8\text{He}} = 210.2 + 17.3 - 16.5, \quad N_{{}^8\text{Li}} = 107.8 + 14.0 - 13.3$$

${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  の数を識別する際、その系統誤差として、8% と 13% の誤差が付与される。 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応の質量欠損エネルギー分布を取り出すため、プラスチックシンチレーターで生じた  ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応の寄与を弁別する必要がある。この  ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  が DCX0 を通過したイベントを識別するために、DCX0 の X1、X2、Y1 面の各アノードワイヤー面から得られた信号の多重度を用いる。これは、DCX0 のアノードワイヤー面の  ${}^8\text{He}$  と  ${}^8\text{Li}$  に対する応答が大きく異なり、高い確度で容易に弁別することが可能であるからである。また、Y2 面は他の 3 層と比較して検出効率が低いため、多重度の評価に Y2 面の情報は使用しないことにした。多重度の定義として、多重度 3 のイベントは、3 層のアノードワイヤー面から信号が得られたときであり、多重度 0 のイベントは全てのアノードワイヤー面から信号を得られなかったイベントである。また、多重度 1 もしくは 2 のイベントは、1 層もしくは 2 層のアノードワイヤー面から信号が得られたイベントである。DCX0 のアノードワイヤー面の多重度 3 のイベントに入る確率は、表 3.5 で得られた検出効率から  ${}^8\text{He}$  に対して 2.5%、 ${}^8\text{Li}$  に対して 80.6% である。よって、 ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応によるバックグラウンドイベントを抜き出すことができた。また、DCX0 のアノードワイヤー面の多重度 0 から 2 までのイベントに入る確率は、 ${}^8\text{He}$  に対して 97.5%、 ${}^8\text{Li}$  に対して 19.5% である。 ${}^8\text{Li}$  の混じり込みは、バックグラウンドイベントのスペクトルを用いて取り除く。



### 3.10 エネルギー較正

$^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li})\text{n}$  反応では、 $^8\text{He}$  の基底状態から  $^8\text{Li}$  の第1励起状態 ( $1^+$ ) へ強く遷移する [61]。この反応を用いて、励起エネルギー分布のエネルギー較正を行う。励起エネルギーを較正する際に、ビームラインに設置した検出器のエネルギー損失、 $^8\text{Li}$  の第1励起状態 ( $1^+$ ) から基底状態への脱励起による質量変化  $\Delta M$  (0.98 MeV)、反応  $Q$  値 (8.90 MeV) によるビームの速度変化を考慮した。各検出器内でのエネルギー損失を計算する際、LISE++ [62] を用いた。

図 3.44 (a) は、 $x_{\text{F6}}$  と  $x_{\text{S2}}$  の相関を表している。横軸と縦軸はそれぞれ  $x_{\text{F6}}$  と  $x_{\text{S2}}$  を表しており、標的前後のビームの運動量に相当している。 $x_{\text{S2}}$  は  $x_{\text{F6}}$  と相関しており、F6 と S2 の焦点面の運動量分散 ( $(x|\delta) = -0.834$ ) となっている。相関を打ち消すことによって、反応による運動量移行として  $x'_{\text{S2}}$  を用

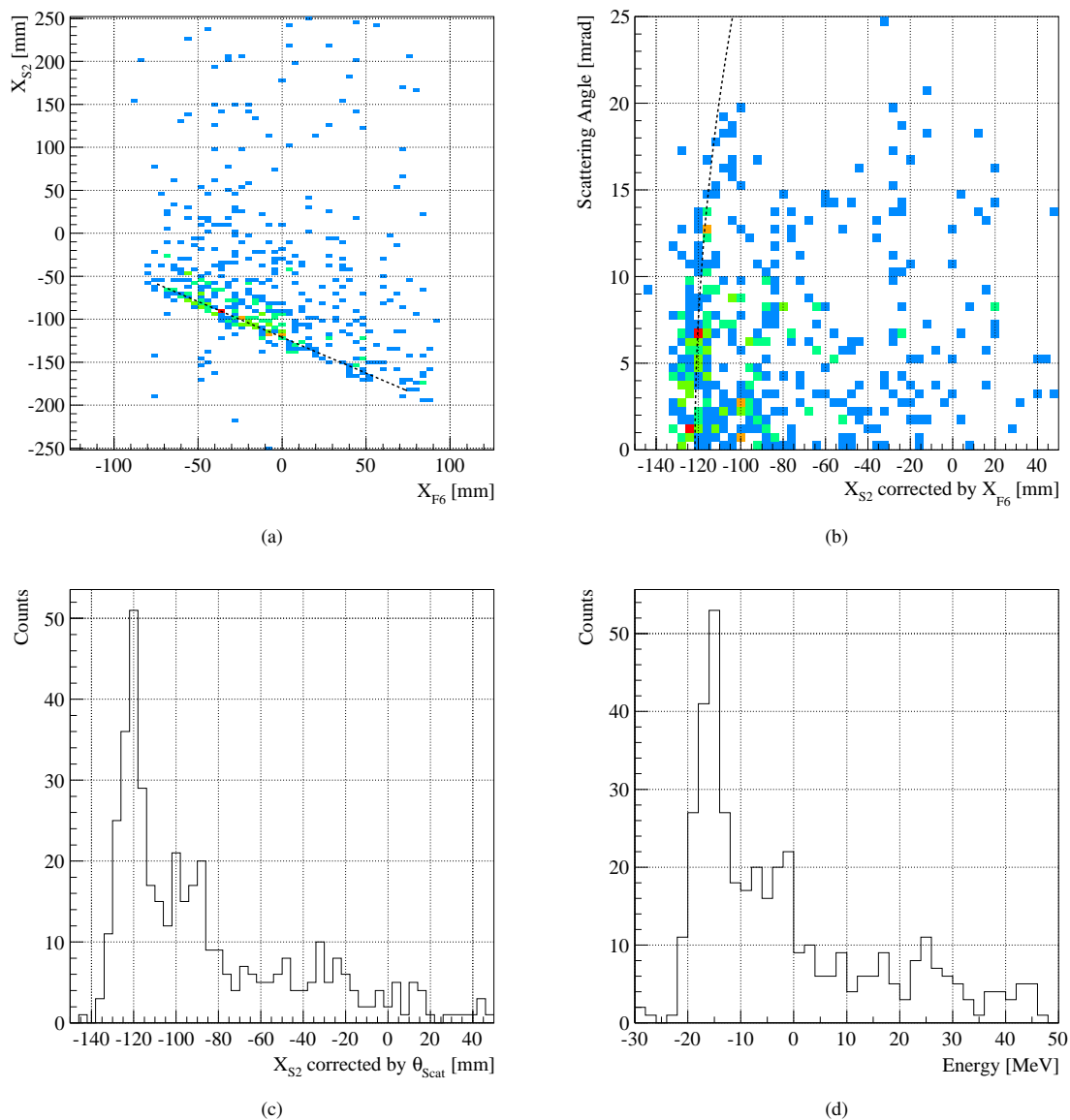


図 3.44 FH10PI で発生したバックグラウンドイベント。(a)  $x_{\text{F6}}$  と  $x_{\text{S2}}$  の位置の相関。(b)  $x_{\text{F6}}$  で補正された S2X と S0PI における散乱角度の相関。(c) (b) で得られた  $x_{\text{S2}}$  を散乱角度で補正した位置の分布。(d) バックグラウンドイベントの質量欠損エネルギー分布。

いる。

$$x'_{S2} = x_{S2} - \frac{(x|\delta)_{S2}}{(x|\delta)_{F6}} x_{F6} \quad (3.93)$$

次に、運動学における散乱角度の大きさによって、運動量移行は変化する。運動量移行とプラスチックシンチレーターでの散乱角度の相関を調べた。図 3.44 (b) は、運動量移行として  $x'_{S2}$  とプラスチックシンチレーター検出器 S0P1 での散乱角度との相関である。破線は、運動学によって導出された  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li}(1^+)\text{n})$  反応での運動学曲線を表している。運動学曲線に沿って、 $x'_{S2}$  の散乱角度との相関を打ち消して、S2 での位置を導出した。図 3.44(c) に、散乱角度を補正した  $x'_{S2,\text{pn}}$  の分布を示す。得られた  $x'_{S2,\text{pn}}$  の分布のピークに対して、ガウス分布を用いてフィッティングを行い、 $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)\text{n})$  反応によって  $^8\text{Li}$  ビームが到達する S2 焦点面での水平方向の位置を得た。

$$x'_{S2,\text{pn}} = -120.5 \pm 0.6[\text{mm}]. \quad (3.94)$$

ビームラインに設置した検出器でのビームのエネルギー損失、 $^8\text{Li}(1^+)$  の脱励起による質量変化、反応  $Q$  値を考慮し、得られた  $x'_{S2,\text{pn}}$  の位置を用いて、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応の励起エネルギー分布を較正する。 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応において、 $^1\text{H}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)\text{n})$  反応のピークの想定される位置は、 $-15.7 \text{ MeV}$  である。 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応の励起エネルギーを較正した結果を、図 3.44 (d) に示す。これを用いて、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  の励起エネルギー分布を導出した。

### 3.11 本測定における系統誤差の評価

次章にて、データ解析から得られた励起エネルギー分布から2重微分断面積を導出する。ここでは、2重微分断面積に付随する系統誤差について説明する。

発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 測定の2重微分断面積に対する系統誤差は、全体として38%であった。本測定の系統誤差を、表3.6にまとめた。SHARAQスペクトロメーターのS2焦点面に設置したDAQシステムのトリガー回路には、S2焦点面に設置した6つのプラスチックシンチレータ検出器から読み出された信号のコインシデンスに不具合が生じていた。このため、ビームがS2焦点面に到達したときに、実際にビームが到達した数に対して、トリガー回路が計数したビームの数は大きく異なっていた。これを評価するため、ビームトリガーにて取得したデータを用いた。評価の詳細については、付録Fに示す。荷電交換反応測定にて、ビームトリガーにてS2焦点面に到達した $^6\text{He}$ の数は41個、トリガー回路で計数した9個だった。ここから、S2トリガー回路で計数したビームの数は、S2トリガーにて実際に到達したビームの数の $22\% \pm 7.9\%$ となっていた。そのため、S2焦点面のDAQシステムに由来する2重微分断面積についての系統誤差は $7.9\%/22.0\% \sim 36\%$ とした。2次標的上流に設置したDCX0から得られる信号を用いて、DCX0を通過した $^8\text{He}$ と $^8\text{Li}$ の弁別を行い、バックグラウンドイベントの除去を行った。バックグラウンドの弁別方法とその精度については、3.9章に示した。このバックグラウンド除去に由来する2重微分断面積についての系統誤差は $^8\text{He}$ と $^8\text{Li}$ を弁別した精度(8%と13%)の2乗和として、16%とした。次に、液体 $^4\text{He}$ 標的の厚さと $^8\text{He}$ ビームの標的へのスポットサイズによる不均一性から由来する系統誤差として、 $\pm 3\%$ と評価した。この系統誤差については、付録Dにおいて評価した。励起エネルギーと散乱角度を導出するために用いた飛跡検出器(マイクロホドスコープ、DC61、DC91、DCX1、CRDC)の検出効率に由来する不定性は、すべての検出効率の誤差を2乗和を取ることで、1%となった。最終的に、データ解析から得られた2重微分断面積についての系統誤差を、個々の系統誤差の2乗和で足しあわせ、 $\pm 38\%$ と評価した。

表 3.6 2重微分断面積についての系統誤差

項目	不定性
S2 DAQ	$\pm 36\%$
バックグラウンドの除去	$\pm 16\%$
液体 $^4\text{He}$ 標的	$\pm 3\%$
検出器	$\pm 1\%$
合計	$\pm 38\%$



## 第 4 章

# 結果および議論

この章では、発熱型荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  測定の実験データ解析から得られた結果を示し、議論を行う。はじめに、4.1 章にて、実験データから得た励起エネルギー分布の収量を物理量である 2 重微分断面積の導出について説明する。4.2 章では、発熱型荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  の励起エネルギースペクトルを示す。4.3 章では、 ${}^8\text{He}$  から発熱型荷電交換反応を経由して生成された  ${}^8\text{Li}$  が、 ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) に遷移していることを定量的に確認する。そのため、 ${}^4\text{H}$  の励起エネルギー分布から荷電交換反応によって生成された反応物の粒子数と  ${}^8\text{Li}$  から放出された脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma=0.98$  MeV) の本数を比較する。4.4 章と 4.5 章で、励起エネルギー分布から角度分布を導出し、実験データと  $({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+))$  反応の DWBA 計算と比較した。最後に、4.6 章において、本研究の目的である  ${}^4\text{He}$  核のスピン双極子遷移強度を導出した。

## 4.1 2重微分断面積の導出

2重微分断面積  $d^2\sigma/d\Omega dE_{it}$  は、以下のように表される。

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_x}(\theta) = \frac{Y(E_x, E_x + \Delta E_x)}{N_{\text{Beam}} N_{\text{Target}} \epsilon_{\text{Det.}} \epsilon_{\text{DAQ}} \Delta\Omega(\theta) \Delta E_x} \quad (4.1)$$

ここで、 $Y(E_x, E_x + \Delta E_x)$  は励起エネルギー  $E_x$  から  $E_x + \Delta E_x$  までの範囲のカウント数、 $N_{\text{Beam}}$  は液体  $^4\text{He}$  標的に照射した  $^8\text{He}$  ビームの数、 $N_{\text{Target}}$  は  $^4\text{He}$  の標的数、 $\epsilon_{\text{Det.}}$  はビームラインに設置したマイクロホドスコープ、LP-MWDC、プラスチックシンチレータ検出器および CRDC の検出器の飛跡検出効率、 $\epsilon_{\text{DAQ}}$  はデータ収集システムのライブタイム、 $\Delta\Omega(\theta)$  は散乱角度における立体角である。 $N_{\text{Beam}}$  は FH10PI を用いて計数した数、 $^8\text{He}$  ビームの純度 ( $\sim 99\%$ ) および S0 焦点面のビームスポットの中で  $^8\text{He}$  ビームが標的に照射されている割合を考慮した。 $N_{\text{Target}}$  については、液体  $^4\text{He}$  標的に照射した  $^8\text{He}$  ビームの広がりから評価した。 $\epsilon_{\text{Det.}}$  は 3.2 章にて述べた検出器の飛跡検出効率を用いた。 $\epsilon_{\text{DAQ}}$  と  $\Delta\Omega(\theta)$  は、それぞれ 2.8 章と 3.7 章にて記載されている。以上より得られた励起エネルギー分布から、2重微分断面積を導出した。

## 4.2 励起エネルギースペクトラム

データ解析より得られた、発熱型荷電交換反応  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{He})^4\text{H}$  の励起エネルギー分布を図 4.1 に示す。縦軸は 2重微分断面積、横軸は励起エネルギーである。

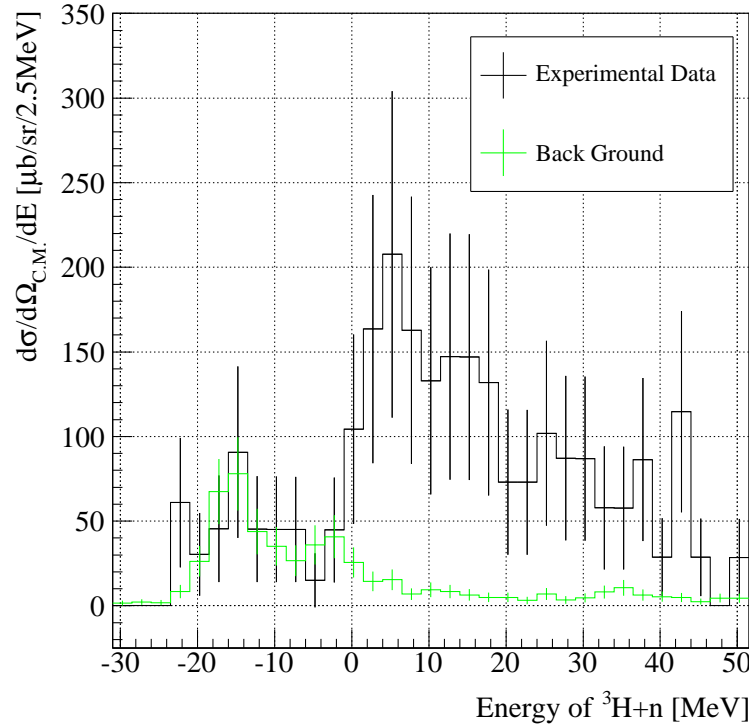


図 4.1 発熱型荷電交換反応  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{He})^4\text{H}$  による励起エネルギー分布。縦軸は 2重微分断面積、横軸は励起エネルギーである。実験室系での散乱角度  $0-24$  mrad の範囲を選択した。黒線は実験データであり、緑線は実験データに含まれるバックグラウンドである。

ここで、励起エネルギーの原点 (0 MeV) は、 ${}^3\text{H}$  と  $\text{n}$  の質量の和 ( $M_{{}^3\text{H}+\text{n}}=3748.51$  MeV) [63] とした。黒線で示した分布は、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応による励起エネルギー分布である。SHARAQ スペクトロメーターのアクセプタンスの制限から、実験室系の散乱角度 0–24 mrad までの範囲を選択した。 ${}^4\text{H}$  の基底状態 ( $2^-$ ) は、 ${}^3\text{H}$  と  $\text{n}$  の質量の和に対して励起エネルギー 3.19 MeV に位置している。 ${}^4\text{H}$  は非束縛核であり、全ての状態は共鳴状態となっているため、励起エネルギー分布は連続な分布として観測される。そして、緑線は本測定におけるバックグラウンドイベントを表している。

3.9 章で述べたように、液体  ${}^4\text{He}$  標的と FH10PI の間に設置した DCX0 での電荷情報を用いて、黒線の励起エネルギー分布を導出した。しかしながら、DCX0 の情報では、液体  ${}^4\text{He}$  標的上流で生成された  ${}^8\text{He}$  ビームから  ${}^8\text{Li}$  を完全には取り除けない。そのため、 ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応と  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^3\text{H} + \text{n}$  反応の反応  $Q$  値から、励起エネルギー 0 MeV 以下に  ${}^8\text{Li}$  のバックグラウンドが現れる。 ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応と  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^3\text{H} + \text{n}$  反応の反応  $Q$  値は、それぞれ、9.8 MeV と -8.2 MeV である。また、 ${}^8\text{He}$  ビームと  ${}^8\text{Li}$  ビームの、液体  ${}^4\text{He}$  標的でのエネルギー損失は 2.1 MeV と 4.9 MeV である。2つの反応の、反応  $Q$  値と標的でのエネルギー損失の違いを考慮すると、励起エネルギー 0 MeV に対して  ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応のピークの閾値は、-16.4 MeV となる。励起エネルギー -17 MeV のピークは、 ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応由来と考えられ、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応のバックグラウンドになっている。

${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応を精度良く評価するため、黒線の励起エネルギー分布から、バックグラウンドの寄与を取り除く。バックグラウンドの励起エネルギー分布は、 ${}^{12}\text{C}$  標的 ( $40\text{ mg/cm}^2$ ) を用いた ( ${}^8\text{He}, {}^8\text{Li}$ ) 反応測定にて取得したデータから導出した実験セットアップとして S0 焦点面に設置した標的の種類が異なるだけであり、 ${}^4\text{He}$  標的を用いたデータに対して多くのバックグラウンドのデータが含まれている。 ${}^{12}\text{C}$  標的測定データからバックグラウンドスペクトルを得るため、FH10PI において発熱型荷電交換反応で生成された  ${}^8\text{Li}$  が DCX0 を通過して S2 焦点面まで到達したイベントを選択した。その方法として、DX0 の3面 (X1、X2、Y1) のすべてから信号を取得したイベントを選択し、 ${}^8\text{Li}$  と  ${}^8\text{He}$  の検出効率の関係から精度良く  ${}^8\text{Li}$  だけを抽出した。このとき、取得したバックグラウンドイベントの数は 664 個であった。

DCX0 のアノードワイヤー面の多重度 0 から 2 までを選んだとき、 ${}^8\text{Li}$  と  ${}^8\text{He}$  の数は、それぞれの粒子に対する DCX0 の検出効率を考慮して、27 個と 205 個となっている。DCX0 を構成する充填ガスであるイソブタンと、カソード膜とウインドウ膜には、多くの水素 ( ${}^1\text{H}$ ) が含まれている。FH10PI に含まれる水素の数と DCX0 に含まれる水素の数の割合は、11.4% である。液体  ${}^4\text{He}$  標的測定にて S2 焦点面で到達した  ${}^8\text{Li}$  の中で、液体  ${}^4\text{He}$  標的で反応した  ${}^8\text{He}$  と、液体  ${}^4\text{He}$  標的前で反応した  ${}^8\text{Li}$  の数は、108 個と 210 個であった。DCX0 内において発熱型荷電交換反応で生じた  ${}^8\text{Li}$  の数を DCX0 と FHXP1 の水素の量の相対比から 12 個と評価した。従って、液体  ${}^4\text{He}$  標的を通過した  ${}^8\text{Li}$  は、黒線の励起エネルギー分布にバックグラウンドとして 39 個含まれる。

図 4.1 の黒線の励起エネルギー分布のバックグラウンドのイベント数に対して、 ${}^{12}\text{C}$  標的測定データにて取得した  ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})\text{n}$  反応の励起エネルギー分布を  ${}^8\text{Li}$  の数に合わせてスケーリングした。このスケーリングした励起エネルギー分布が、図 4.1 の緑線となる。黒線のバックグラウンドイベントの -24 MeV から 0 MeV までの範囲で観測された収量と、緑線のバックグラウンドのスペクトルの収量は、 $169\text{ }\mu\text{b/sr} \pm 40\text{ }\mu\text{b/sr}$  と  $145\text{ }\mu\text{b/sr} \pm 16\text{ }\mu\text{b/sr}$  であり、エラーの範囲で一致している。そのため、励起エネルギー 0 MeV 以下に含まれるバックグラウンドは除去できていることを確認した。

励起エネルギー 0 MeV から 24 MeV の範囲にあるイベントを選択することで、 ${}^4\text{He}$  の励起状態におけるスピン双極子応答を S/N よく導く。この励起エネルギーの範囲に含まれる  ${}^8\text{He}$  の数 ( $N_E$ ) は、黒線の励起エネルギー分布 ( ${}^8\text{He}+{}^8\text{Li}$ ) のイベント数 ( $88 \pm 9.4$ ) から緑線の励起エネルギー分布 ( ${}^8\text{Li}$ ) のイベント数 ( $5.3 \pm 2.3$ ) を差し引いた、

$$N_E = 82.7 \pm 11.7, \quad (4.2)$$

である。次の節では、標的にて発熱型荷電交換反応によって生成された  ${}^8\text{Li}$  から放出された脱励起  $\gamma$  線

( $E_\gamma=0.98$  MeV) の本数を調べる。これより、求める  $\gamma$  線の数と、励起エネルギーの範囲に含まれる  $^8\text{He}$  の数を比較することで、本実験の目的である  $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}$  の第1励起状態 ( $1^+; E_x=0.98$  MeV) に遷移していることを確かめる。そして、得られた励起エネルギー分布から角度分布を導出し、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答について議論する。

### 4.3 遷移の同定

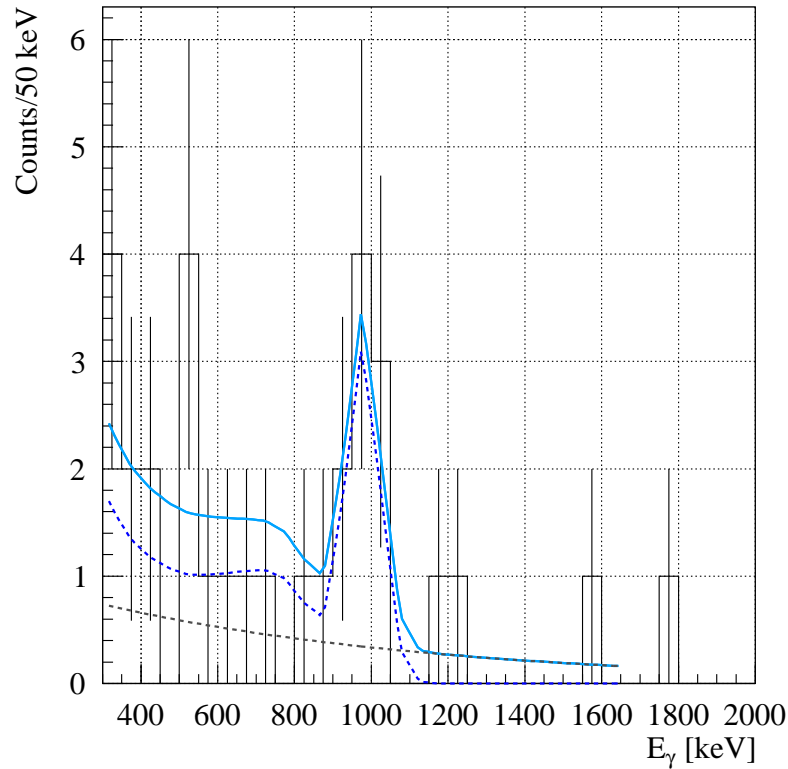


図 4.2  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$  反応によって生成された  $^8\text{Li}$  の脱励起  $\gamma$  線のエネルギー分布。青の破線は DALI2 の  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980$  keV) に対する応答関数、黒の破線は  $\gamma$  線のバックグラウンドとして表した exp 関数であり、青の実線は 2 つの関数を足しあわせた結果である。

図 4.2 は、 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li})^4\text{H}$  反応によって生成された  $^8\text{Li}(1^+)$  からの脱励起  $\gamma$  線のエネルギー分布である。 $^4\text{He}$  の励起状態におけるスピン双極子応答を S/N よく導くために、図 4.1 における励起エネルギー 0 から 24 MeV の範囲にあるイベントから、 $\gamma$  線エネルギー分布を導いた。本研究の対象範囲である  $^4\text{He}$  のスピン双極子応答のエネルギー領域を含んでいる。得られた  $\gamma$  線のエネルギー分布から、脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980$  keV) が  $^8\text{Li}$  から放出されていることを確認した。つぎに、この  $\gamma$  線のエネルギー分布から、3.5.2 章において、校正線源で信頼度を確認した GEANT4 による DALI2 の  $\gamma$  線に対する応答関数を用いてフィッティングすることによって、 $^8\text{He}$  の基底状態から  $^8\text{Li}$  の第1励起状態 ( $1^+$ ) に遷移した数を評価する。 $\gamma$  線の応答関数には、DALI2 を構成する NaI 検出器の検出効率と、検出器の配置によって寄与する幾何学的検出効率が含まれている。青の破線は DALI2 の  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980$  keV) に対する応答関数、黒の破線は  $\gamma$  線のバックグラウンドとして表した exp 関数であり、青の実線は 2 つの関数を足しあわせた結果である。

まず、 $\gamma$  線のエネルギー分布を応答関数でフィッティングすることで、荷電交換反応から生成された



${}^8\text{Li}(1^+)$  の脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980$  keV) の本数  $N_\gamma$  は、

$$N_\gamma = 75.3 \pm 19.7, \quad (4.3)$$

であった。 ${}^8\text{Li}(1^+)$  から放出された  $\gamma$  線の本数と  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応のイベント数を比較すると 91% ( $\pm 27\%$ ) で、 ${}^8\text{He}$  から  ${}^8\text{Li}(1^+)$  に遷移していることがわかった。スピン反転遷移である、 ${}^8\text{He}$  から  ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移が  ${}^8\text{Li}$  の基底状態 ( $2^+$ ) への遷移に比べて強度が高いことがわかった。 ${}^4\text{He}$  の励起エネルギー分布、具体的には 0~24 MeV におけるイベントは、 ${}^8\text{He}$  から  ${}^8\text{Li}(1^+)$  への遷移として、角度分布の解析を進める。

## 4.4 角度分布

SHARAQ スペクトロメーターのアクセプタンスを考慮して、実験室系における散乱角度 0–24 mrad の範囲の励起エネルギー分布を導出した。そして、散乱角度 0–24 mrad を 6 mrad 毎に分割にして、0–6 mrad、6–12 mrad、12–18 mrad、18–24 mrad の 4 つの散乱角度の範囲の励起エネルギー分布を得た。この散乱角度の範囲は、重心系において  $0^\circ$  から  $4.5^\circ$  までの範囲に対応している。図 4.3 に、実験室系の散乱角度 6 mrad 毎の励起エネルギー分布を示す。実験室系の散乱角度 (a) 0–6 mrad、(b) 6–12 mrad、(c) 12–18 mrad、(d) 18–24 mrad について表している。縦軸は 2 重微分断面積、横軸は励起エネルギーである。

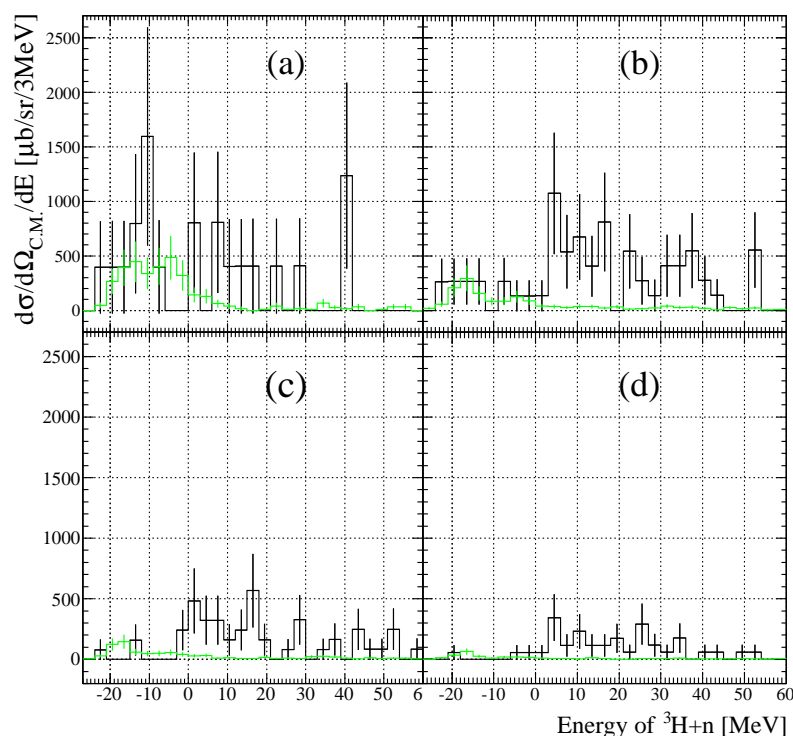


図 4.3  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}(1^+)){}^4\text{Li}$  の 2 重微分断面積。縦軸は 2 重微分断面積、横軸は励起エネルギーである。実験室系の散乱角度 0–24 mrad を 6 mrad 毎に分割して、(a) 0–6 mrad、(b) 6–12 mrad、(c) 12–18 mrad、(d) 18–24 mrad の 2 重微分断面積を取得した。

黒線は  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応による励起エネルギー分布、緑線はバックグラウンドイベントによる励起エネルギー分布である。このバックグラウンドイベントは液体  ${}^4\text{He}$  標的の上流に設置された FH10PI で生じた  ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li})n$  反応であり、散乱角度前方に強く集中していることが分かる。得られた角度分布を用い

て、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答について調べる。生成された  $^4\text{H}$  は非束縛核の原子核であり、 $^4\text{H}$  の基底状態と励起状態は連続状態として存在する。得られた励起エネルギー分布では、共鳴状態で固有状態のない広がった分布として観測される。本測定における  $^4\text{He}$  から  $^4\text{H}$  への遷移では、パウリの排他律によって Gamow-Teller 遷移 ( $\Delta L=0$ ) は禁止される。そのため、 $\Delta L=1$  のスピン双極子遷移が最も強い成分で、 $^4\text{H}$  が生成される。得られた角度分布は、前方角度に集中した特徴をもっている  $\Delta L=0$  の角度分布とは一致していない。散乱角度毎の励起エネルギー 0 MeV から 24 MeV までの領域について導出した微分断面積と理論計算と比較し、 $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子応答の直接反応で記述できることを確認する。

## 4.5 DWBA 計算との比較

得られた励起エネルギーの角度分布が  $^4\text{He}$  のアイソベクトル型スピン双極子遷移であることを確認するため、反応計算を行い、理論計算と実験データの角度分布を比較した。反応計算を行うに際して、歪曲波ボルン近似 (DWBA: Distorted Wave Born Approximation) [64] による、計算コード WSAW/FOLD/DWHI [65–67] を用いた。図 4.4 に、WSAW/FOLD/DWHI の計算の概要を示す。

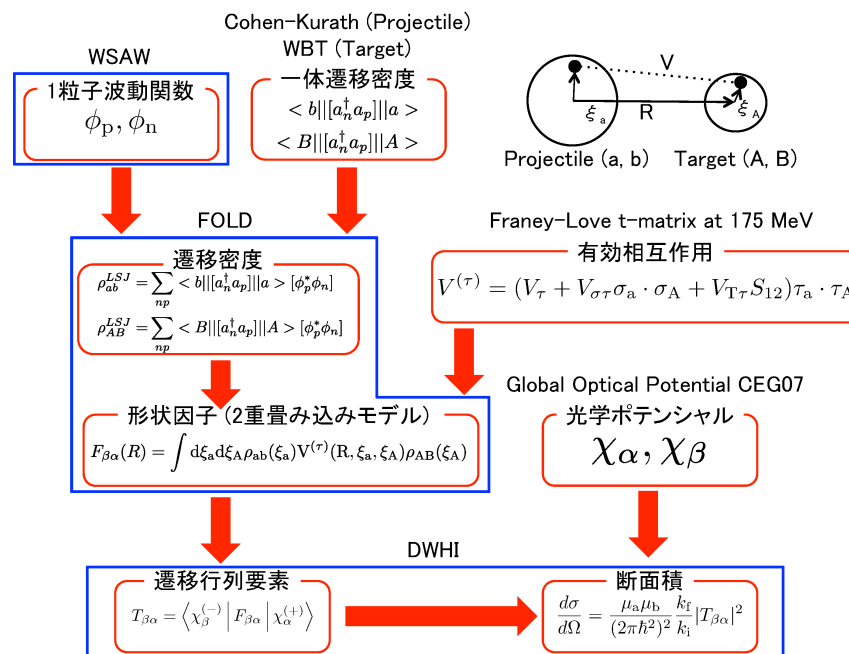


図 4.4 WSAW/FOLD/DWHI 計算 [65–67] の概要。

WSAW/FOLD/DWHI は、重イオンを用いた荷電交換反応を含む直接反応過程の計算に用いられている。WSAW [65] では、入射核–出射核である  $^8\text{He}$ – $^8\text{Li}$  系と標的核–残留核  $^4\text{He}$ – $^4\text{H}$  系について Wood–Saxon ポテンシャル型 [68] の 1 粒子波動関数を計算する。 $^8\text{He}$ – $^8\text{Li}$  系については、 $^7\text{He}$  をコアとした軌道を回る陽子と中性子の波動関数を求める。このとき、陽子と中性子は、それぞれ  $1p_{3/2}$  と  $1p_{1/2}$  の軌道を回るものとして取り扱う。 $^7\text{He}$  は非束縛核であるため、陽子と中性子の軌道のエネルギーには、 $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  の 2 陽子分離エネルギーと 2 中性子分離エネルギーの半分の値を用いた。また、 $^4\text{He}$ – $^4\text{H}$  系については、 $^3\text{H}$  をコアとして、同様に導出する。 $^4\text{H}$  は非束縛の原子核であるため、 $^4\text{H}$  の中性子の束縛エネルギーには、WSAW にて計算可能なポテンシャル表面近傍の値を用いた。計算コード WSAW を用いて、得られた 1 粒子波動関数の計算結果を図 4.5 に示す。図 4.5 の (a) は  $^8\text{He}$ – $^8\text{Li}$  系、(b) は  $^4\text{He}$ – $^4\text{H}$  系の 1 粒子波動関数である青線と緑線は陽子と中性子の 1 粒子波動関数について表している。また、緑色の破線は、 $^4\text{He}$  中の陽子の波動関数にスピン双極子演算子 ( $\hat{O}_{SD} = rY_{10}$ ) を掛け合わせた時に得られる中性子の 1 粒子波動関数である。生成物である

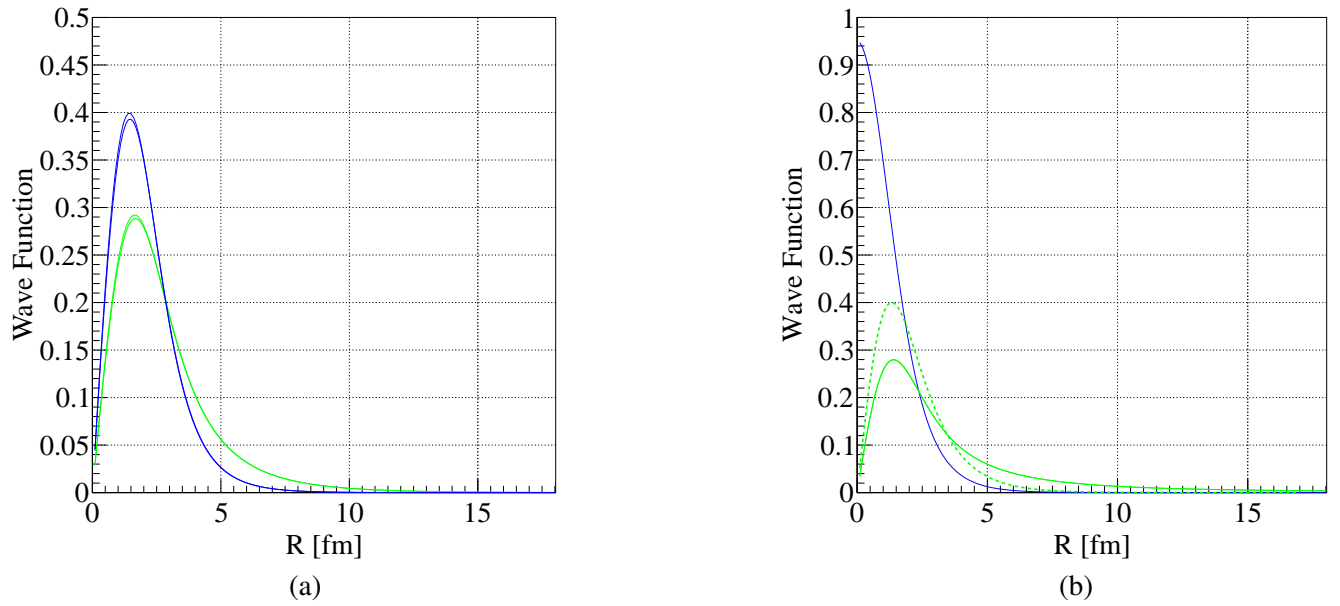


図 4.5 Wood-Saxon ポテンシャル型の 1 粒子波動関数。(a) 入射核-出射核である  ${}^8\text{He}-{}^8\text{Li}$  系と (b) 標的核-残留核  ${}^4\text{He}-{}^4\text{H}$  系について示している。青線が陽子、緑線が中性子を表している。また、緑色の破線は、 ${}^4\text{He}$  中の陽子の波動関数にスピンドル演算子 ( $\hat{O}_{SD} \sim rY_{10}$ ) で作用させた時に得られる中性子の波動関数である。

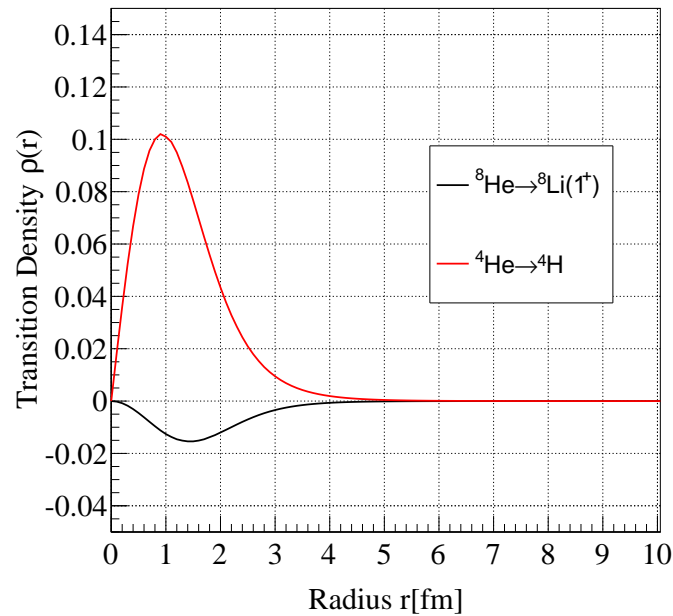


図 4.6 遷移密度。縦軸は遷移強度、横軸は動径方向の半径である。黒線は入射核-出射核である  ${}^8\text{He}-{}^8\text{Li}$  系と、赤線は標的核-残留核である  ${}^4\text{He}-{}^4\text{H}$  系について示している。

${}^4\text{H}$  は非束縛核であるため、 ${}^3\text{H}$  の周りで中性子が散乱していることに相当している。散乱している中性子にスピンドル演算子を掛け合わせることで、 ${}^4\text{H}$  を簡単な波動関数で記述できる。FOLD [65] の計算では、核子-核子間有効相互作用と遷移密度の 2 重畳み込み積分を行うことによって、形状因子が求まる。図 4.6 に、入射核-出射核である  ${}^8\text{He}-{}^8\text{Li}$  系 (黒線) と、標的核-残留核  ${}^4\text{He}-{}^4\text{H}$  系 (赤線) の遷移密度を示す。核子-核子間有効相互作用として、核子当たりエネルギーが 175 MeV の Franey-Love の核子-核子相互作用 [12] を

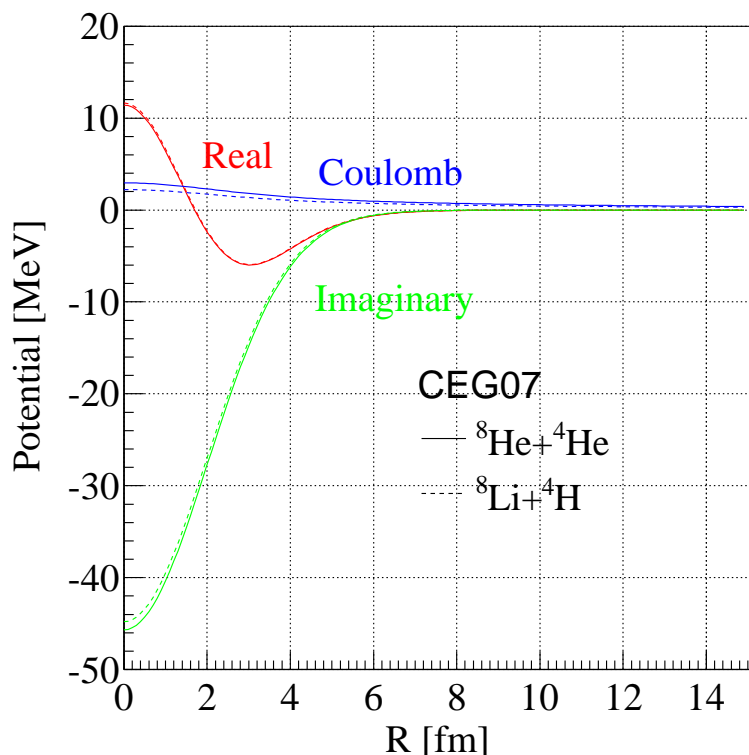


図 4.7 光学ポテンシャル。赤線は光学ポテンシャルの実部成分、緑線は虚部成分、青線はクーロン力成分である。実線は入射核 + 標的核である  ${}^8\text{He}-{}^4\text{He}$  系、破線は出射核 + 残留核である  ${}^8\text{Li}-{}^4\text{H}$  系について示している。

用いた。また、入射核-出射核系と標的核-残留核系のそれぞれの系について、計算コード OXBASH [69] にて得られた 1 体遷移密度を用いた。そして、 ${}^8\text{He}-{}^8\text{Li}$  の一体遷移密度の計算では、 $s$  殻を核として  $p$  殻の軌道をモデルスペースとした Cohen-Kurath [70] の相互作用を用いた。また、 ${}^4\text{He}-{}^4\text{H}$  については、 $s$  殻から  $sd$  殻の軌道までをモデルスペースとした WBT [71] の相互作用を用いた。これまで行った計算結果と計算コード DWHI [65] を用いて、発熱型荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  の DWBA による微分断面積を角運動量移行 ( $L = 0, 1, 2$ ) 毎に計算した。微分断面積は遷移行列要素に比例しており、この遷移行列要素は FOLD にて得られた 2 重畳み込みによる形状因子から計算される。遷移行列要素を計算する際に、 ${}^8\text{He}-{}^4\text{He}$  系と  ${}^4\text{Li}-{}^4\text{H}$  系の 2 つの系について、CEG07 [72–76] による光学ポテンシャルを用いた。CEG07 にて得られた光学ポテンシャルを図 4.7 に示す。実線は  ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$  系、破線は  ${}^8\text{Li}+{}^4\text{H}$  系である。そして、赤線は光学ポテンシャルの実部成分、緑線は光学ポテンシャルの虚部成分、青線はクーロンポテンシャルの成分である。

図 4.8 は、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  の角度分布である。縦軸は微分断面積、横軸は重心系での散乱角度である。黒点は実験データを表している。それぞれ 0–6 mrad、6–12 mrad、12–18 mrad、18–24 mrad の実験室系の散乱角度の領域の、励起エネルギーが 0 MeV から 24 MeV までの 2 重微分断面積を積分した。実験室系の散乱角度は、重心系の散乱角度  $0^\circ$  から  $4.5^\circ$  までの範囲に対応している。また、それぞれの曲線は、 ${}^4\text{He}$  の基底状態から  ${}^4\text{H}$  への遷移応答を、 $({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+))$  反応での角運動量移行 ( $\Delta L$ ) 毎に、計算コード DWHI によって計算した角度分布である。黒線が  $\Delta L = 0$ 、赤線が  $\Delta L = 1$ 、緑線が  $\Delta L = 2$  の角度分布を表している。 $\Delta L = 0$  では  $1^+$  状態、 $\Delta L = 1$  では  $0^-$ 、 $1^-$  および  $2^-$  状態、そして、 $\Delta L = 2$  では  $1^+$  および  $2^+$  状態が励起される。また、青線は、 ${}^4\text{He}$  にスピン双極子演算子を与えて生成される  ${}^3\text{H}+n$  系の波動関数を用いた  $\Delta L = 1$  の角度分布である。

$\Delta L = 0$  の遷移は、 $2\hbar\omega$  励起であるスピン単極子応答と  $\Delta L = 0$  のガモフテラー遷移に相当する。観測し

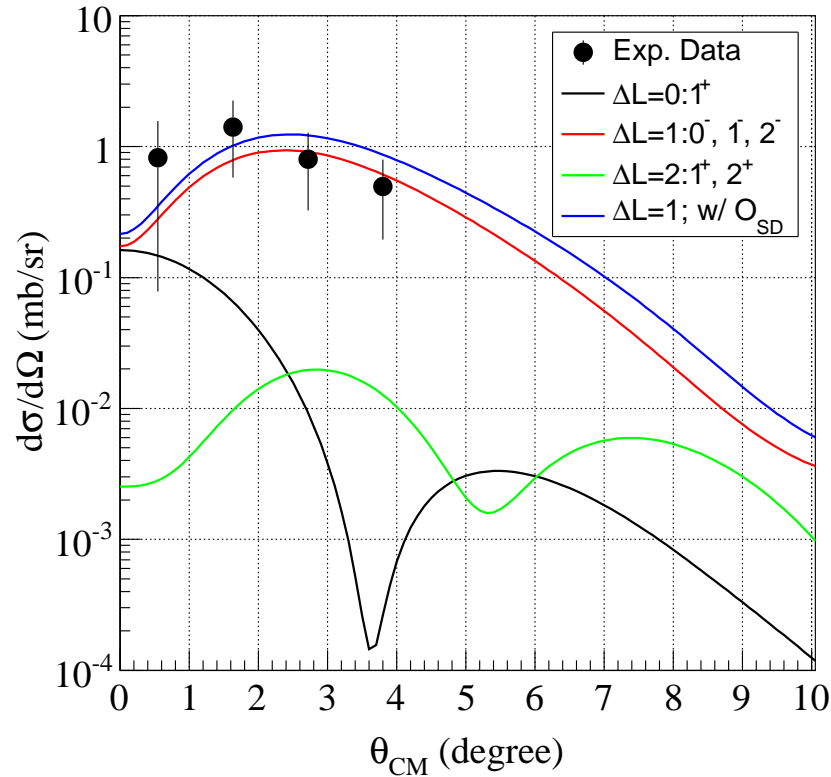


図 4.8  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  の角度分布。横軸が重心系での散乱角度、縦軸が微分断面積である。黒点が実験データ、黒線が  $\Delta L = 0$ 、赤線が  $\Delta L = 1$ 、緑線が  $\Delta L = 2$  について表している。青線は、 ${}^4\text{He}$  にスピン双極子演算子を与えて生成される  ${}^3\text{H} + n$  系の波動関数を用いた  $\Delta L = 1$  の角度分布である。

た実験データの角度分布は  $\Delta L = 0$  のスピン単極子応答の特徴として表れる、前方角度に集中した角度分布を示していない。むしろ、実験データの角度分布は微分断面積のピークが後方にシフトした  $\Delta L = 1$  のスピン双極子あるいは、 $\Delta L = 2$  のスピン四重極で期待される角度分布にパターンが一致している。他方で、四重極子遷移では、 ${}^4\text{H}$  の  $1^+$ ,  $2^+$  を励起する必要がある、これは標的核が 2 重閉殻の  ${}^4\text{He}$  であることを考えると、 $2\hbar\omega$  の励起を伴う遷移でなければならず、大きく抑制されている。従って、本研究にて測定した発熱型荷電交換反応 ( ${}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+))$  にて生成された  ${}^4\text{H}$  では、アイソベクトル型スピン双極子遷移が生じたものとして結論づけられる。実験データの角度分布で遷移応答の強い角運動量移行を  $\Delta L = 1$  と決定し、得られた励起エネルギースペクトルをスピン双極子遷移応答として取り扱う。

図 4.9 に、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応でのスピン反転遷移 ( $\Delta S = 1$ ) およびスピン非反転 ( $\Delta S = 0$ ) 遷移について DWBA を用いた反応計算の結果を示す。縦軸は 2 重微分断面積であり、横軸は重心系における散乱角度である。赤線と黒線はそれぞれスピン反転遷移とスピン非反転遷移の反応計算による角度分布を表している。DWBA 計算による角度分布から、 ${}^4\text{He}$  から  ${}^4\text{H}$  への遷移では、スピン反転遷移がスピン非反転遷移に対して有効に作用することが分かる。実験データと比較すると、スピン双極子 ( $\Delta S = \Delta L = 1$ ) 遷移の角度分布が実験データの角度分布をよく再現している。

4.3 章において、液体  ${}^4\text{He}$  標的にて発熱型荷電交換反応にて生成された  ${}^8\text{Li}$  の数と第 1 励起状態 ( $1^+$ ) に遷移した際に  ${}^8\text{Li}$  が放出した脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma = 980 \text{ keV}$ ) の数を比較を行った。ここでは、 ${}^8\text{He}$  の基底状態 ( $0^+$ ) から  ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移が  ${}^8\text{Li}$  の基底状態 ( $2^+$ ) への遷移に比べて強く作用している。この事実も、スピン反転遷移とスピン非反転遷移の角度分布の計算結果も、同様にスピン反転遷移を支持する結果となっている。

以上の結果より、本研究にて適用した発熱型荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  において、 ${}^4\text{H}$  の低エネルギー

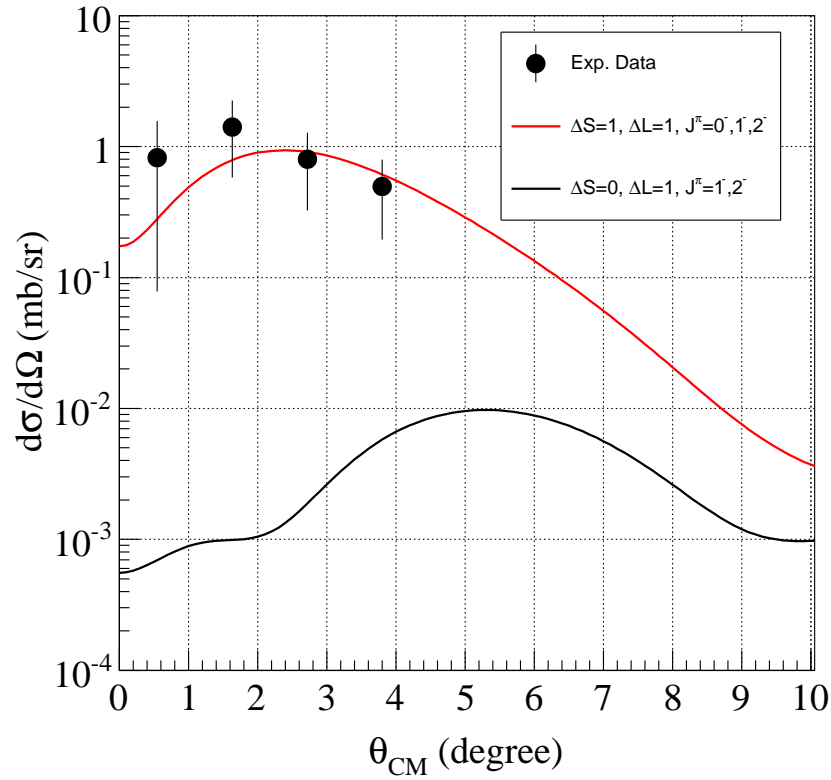


図 4.9  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}){}^4\text{H}$  反応におけるスピン反転遷移 (赤線) とスピン非反転遷移 (黒線) の DWBA 計算。縦軸は微分断面積、横軸は重心系での散乱角度である。

領域では、 ${}^8\text{He}$  から  ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) への遷移が主要な成分となっているが、角運動量移行ごとの角度分布の計算値との比較から、 ${}^8\text{Li}$  の第 1 励起状態へ遷移した際に、ガモフテラー遷移 ( $\Delta L = 0$ ) 及び四重極子遷移 ( $\Delta L = 2$ ) は抑制されており、スピン双極子遷移 ( $\Delta L = 1$ ) が優勢なことが明らかになった。また、 ${}^8\text{Li}$  の基底状態への遷移強度が極めて小さい ( $< 2\%$ ) とみなされることから、スピン非反転遷移は小さいことが示唆され、それは DWBA 計算結果に見られる振る舞いに一致していた。すなわち、 ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応測定から、 ${}^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子応答を特定することができた。



## 4.6 $^4\text{He}$ のスピン双極子遷移強度分布

この章では、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度 [77] を実験的に求める。スピン双極子遷移強度  $B(\text{SD})$  は以下のように定義される。

$$B(\text{SD}; J_i T_i \rightarrow J_f T_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \langle J_f T_f \| r[Y_1, \sigma]^{\Delta J} \tau_{\pm} \| J_i T_i \rangle^2 \quad (4.4)$$

ここで、 $J_i$ 、 $J_f$ 、 $T_i$ 、 $T_f$  はそれぞれ、始状態  $i$  と終状態  $f$  のスピンとアイソスピン、また、 $\Delta J$  はスピンの変化量 ( $J_f - J_i$ ) である。スピン双極子遷移を反応にて観測したとき、スピン双極子遷移強度はエネルギー空間に広がっている。実験的に観測する断面積に対して、ある一つのスピン双極子遷移強度は次のように関係付けられる。

$$\frac{d^2\sigma_{\text{SD}}}{dE d\Omega} = \hat{\sigma}_{\text{SD}} F(E, q) \frac{dB(\text{SD})}{dE} \quad (4.5)$$

ここで、 $E$  は励起エネルギー、 $q$  は運動量移行、 $F$  は運動学的補正項、 $\sigma_{\text{SD}}$  は観測される断面積、 $\hat{\sigma}_{\text{SD}}$  はスピン双極子単位断面積であり、 $B(\text{SD})$  の規格化定数に相当する。 $\hat{\sigma}_{\text{SD}}$  が理論的に理解されれば、実験値から  $B(\text{SD})$  を導出することは可能であるが、現在  $\hat{\sigma}_{\text{SD}}$  が理解されるまでは至っていない。しかし、 $F(E, q)$  は、理論計算を用いて、実験からスピン双極子遷移強度を求める比例係数を用いることは可能である。

$$F(E, q) = \frac{\frac{d^2\sigma_{\text{SD}}}{d\Omega dE}}{\hat{\sigma} \frac{dB(\text{SD})_{\text{cal.}}}{dE}} \quad (4.6)$$

$$\propto \frac{\frac{d^2\sigma_{\text{SD}}}{d\Omega dE}}{\frac{dB(\text{SD})_{\text{cal.}}}{dE}} \quad (4.7)$$

右辺の分子は反応計算による微分断面積、分母は理論計算から得られる遷移強度を表している。

実験的に得られるスピン双極子双極子遷移強度  $B(\text{SD})_{\text{exp.}}$  と反応断面積  $\sigma_{\text{SD}}$  の関係から、 $\hat{\sigma}_{\text{SD}} F$  を式 (4.5) に代入する。 $\hat{\sigma}_{\text{SD}}$  はキャンセルされ、スピン双極子遷移強度  $B(\text{SD})_{\text{exp.}}$  は以下のような式になる。

$$\frac{dB(\text{SD})_{\text{exp.}}}{dE} = \frac{\frac{d^2\sigma_{\text{SD}}}{d\Omega dE}_{\text{exp.}}(E, q)}{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}_{\text{cal.}}(E_x, q) / \frac{dB(\text{SD})}{dE}} \quad (4.8)$$

まず、運動量補正項を求めるため、図 4.10 に、DWBA 計算による、 $^4\text{H}$  の  $0^-$ 、 $1^-$ 、 $2^-$  状態に対する励起エネルギーと運動量移行を関数としたスピン双極子遷移応答の微分断面積を作成した。縦軸は  $^3\text{H} + n$  系の質量を基準とした励起エネルギー、横軸は運動量移行である。(a) は  $0^-$  状態、(b) は  $1^-$  状態、(c) は  $2^-$  状態を示している。

上の全ての図について、微分断面積の運動量移行への依存性は少ない。それぞれの遷移に対する特徴的な運動量移行で、スピン双極子遷移を強く与える微分断面積になっていることを示している。ここから、それぞれの状態へのスピン双極子遷移の微分断面積を足し合わせ、微分断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{cal.}}(E_x, q)$  を導出する。その結果を図 4.11 に示す。

図 4.11 の縦軸は  $^3\text{H} + n$  系の質量を基準とした励起エネルギー、横軸は運動量移行である。各々にて得られた、反応計算による励起エネルギーと運動量移行の関数とした微分断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{cal.}}(E_x, q)$  と理論計算によるスピン双極子遷移強度を用いて、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度分を、実験データの事象毎に導出する。

本研究にて  $^4\text{He}$  核に適応した発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) による実験データ、第 1 章図 1.6 にて示した  $^4\text{He} \rightarrow ^4\text{H}$  の運動学平面上にプロットした。それを、図 4.12 に示す。縦軸が  $^3\text{H} + n$  系の質量を基準とした励起エネルギーであり、横軸は運動量移行である。

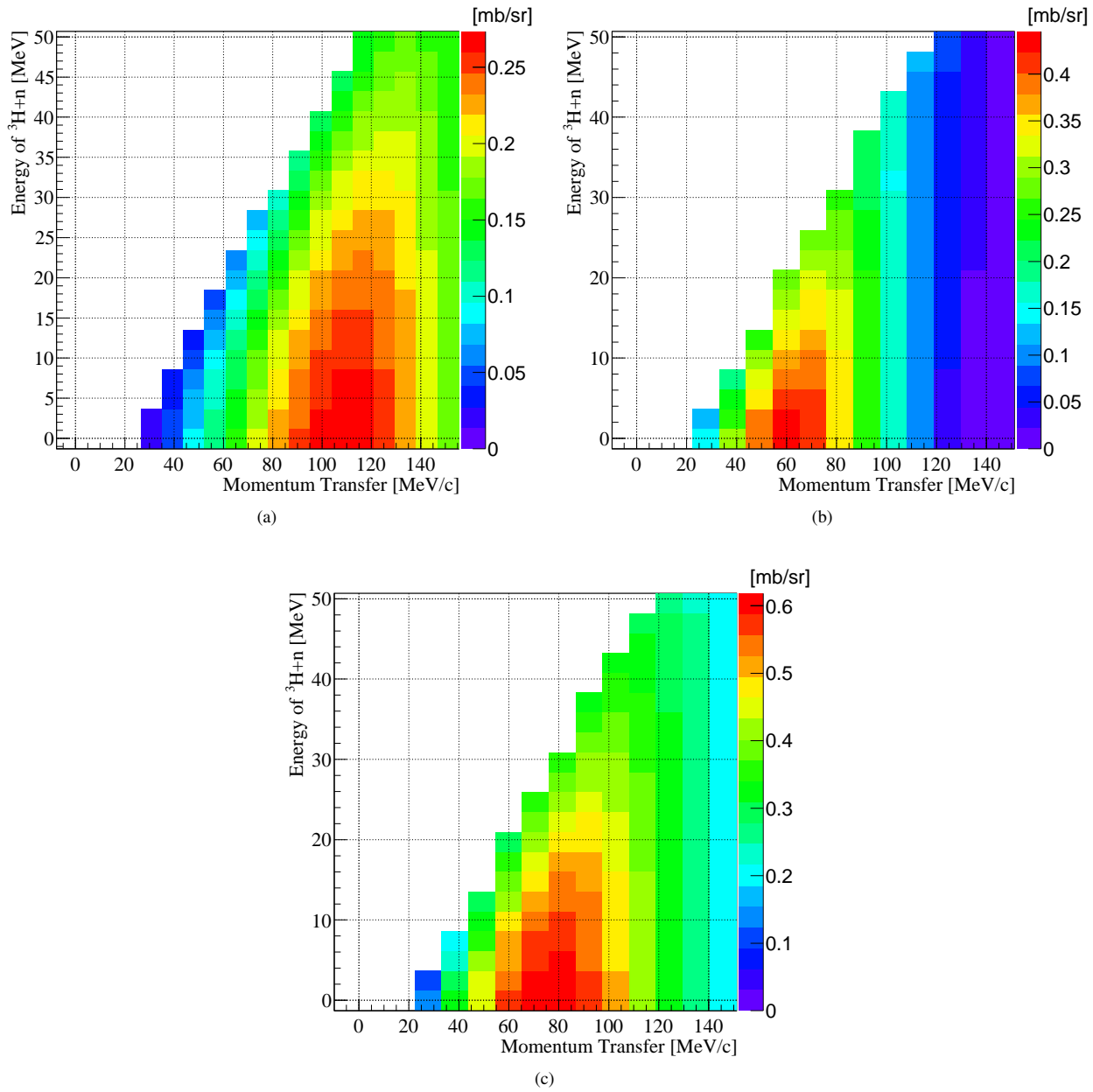


図 4.10 励起エネルギーと運動量移行を関数とした微分断面積。縦軸は  $^3\text{H} + \text{n}$  系の質量を基準とした励起エネルギー、横軸は運動量移行。(a) は  $0^-$  状態、(b) は  $1^-$  状態、(c) は  $2^-$  状態を示している。

赤線は  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+))^4\text{H}$  反応の運動学線であり、重心系における散乱角度  $\theta_{\text{CM}}$  が  $0^\circ$  から  $4^\circ$  までの線を表している。本研究の目的である、 $^4\text{He}$  のスピン双極子応答は、 $E_x$  が  $0 \text{ MeV}$  以上の領域に位置している。スピン双極子応答は  $0^\circ$  より後方の角度に断面積のピークを持つため、運動量移行の大きな領域にイベントが集まっていることを確認した。

これまでに述べた微分断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{cal.}}(E_x, q)$  とスピン双極子遷移強度  $B(\text{SD})_{\text{cal.}}$  を式 (4.8) に代入して、得られた  $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度分布を、図 4.13 に示す。縦軸はエネルギー微分スピン双極子遷移強度、横軸は  $^3\text{H} + \text{n}$  系を基準とした励起エネルギーである。黒線は発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 測定にて得られた実験データ、青線は現実的な核力を基にした理論計算  $^4\text{He}$  のスピン双極子強度関数 [23]、赤線はその理論計算を本測定におけるエネルギー分解能 ( $2.5 \text{ MeV}$ ) で畳み込み込んだスピン双極子遷移強度関数である。



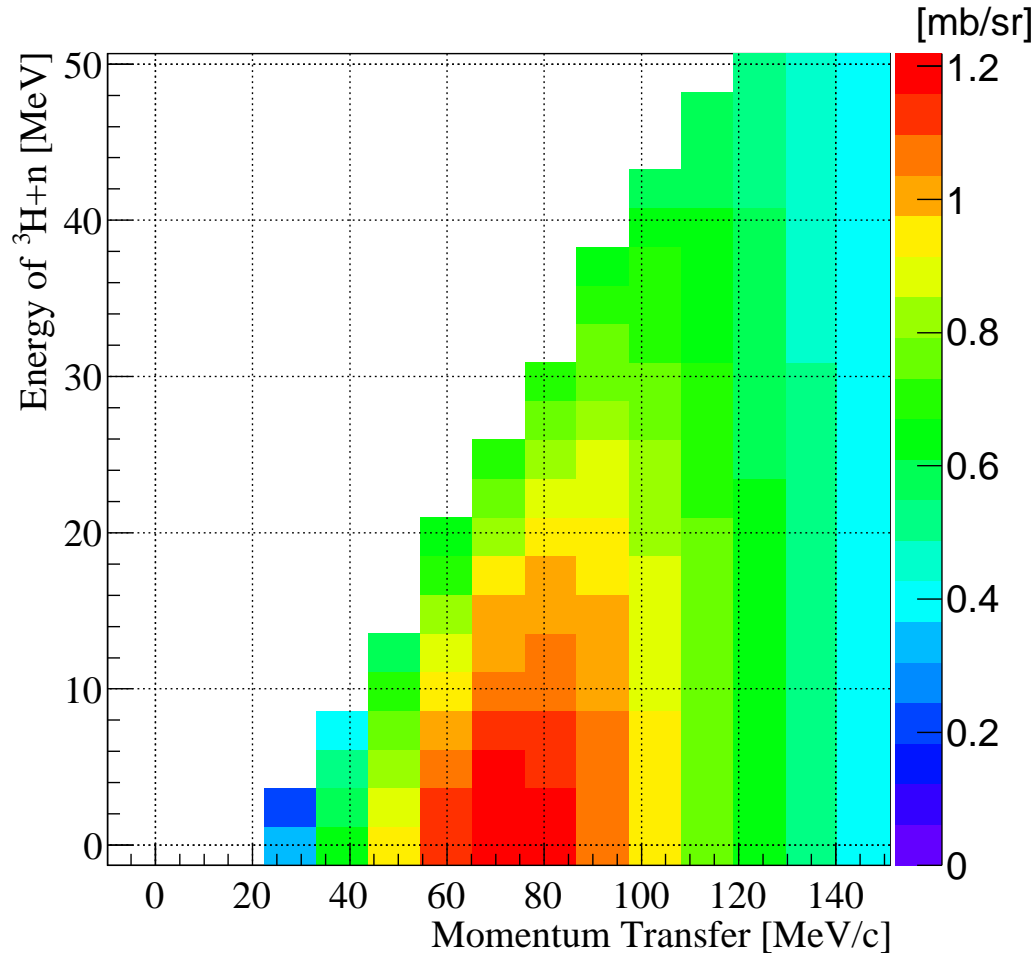


図 4.11 励起エネルギーと運動量移行を関数とした微分断面積。スピン双極子遷移によって励起される  $^4\text{H}$  の  $0^-$ 、 $1^-$ 、 $2^-$  の状態への遷移を全て足し合わせた。縦軸は  $^3\text{H} + n$  系を基準とした励起エネルギー、横軸は運動量移行である。

7 MeV 近傍に見られるピークは、 $^4\text{He}$  の  $1^-$ 、 $2^-$  の励起状態の位置に対応するものだが、理論においてもよく再現されていることがわかる。 $1\hbar\omega$  の範囲の遷移に限っており、データの存在する 50 MeV まで式 (4.8) による変換を行っているが、理論計算にて求められた強度分布と比較できる領域は、 $1\hbar\omega$  の範囲 (24 MeV) である。 $1\hbar\omega$  の範囲での遷移強度について、実験と理論を比較するために、赤線を引くことのできる上限として励起エネルギーが 0 MeV から 20 MeV までのスピン双極子遷移強度を積分したとき、実験値は  $14.7 \text{ fm}^2 \pm 2.9 \text{ fm}^2$  で、計算値は  $12.4 \text{ fm}^2$  であり、エラーの範囲で一致していることが分かった。

励起エネルギーが 25 MeV 以上に遷移強度があるため、高励起エネルギー状態への励起モードで遷移しているように考えられる。標的である  $^4\text{He}$  の基底状態から、 $1\hbar\omega$  励起するために必要なエネルギーは 25 MeV である。この励起エネルギーの領域はスピン双極子遷移による  $1\hbar\omega$  励起に相当する。励起エネルギー 30 MeV 以上の領域は、 $2\hbar\omega$  励起に相当する。この高いエネルギー領域に  $^4\text{H}$  が励起した原因として、スピン双極子遷移を超える多重極遷移が  $^4\text{H}$  の反応断面積に寄与したことが挙げられる。

本研究にて導入した発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いることにより、これまで行われた荷電交換反応 ( $^7\text{Li}, ^7\text{Be}^*(7/2^+)$ ) や ( $d, ^2\text{He}$ ) の測定と比較して、小さい運動量移行で且つ、スピンアイソスピン応答に適したエネルギー領域で、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移応答を測定することができた。これまでの測定では、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度は、実験的に導出されていない。本研究では、 $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度分

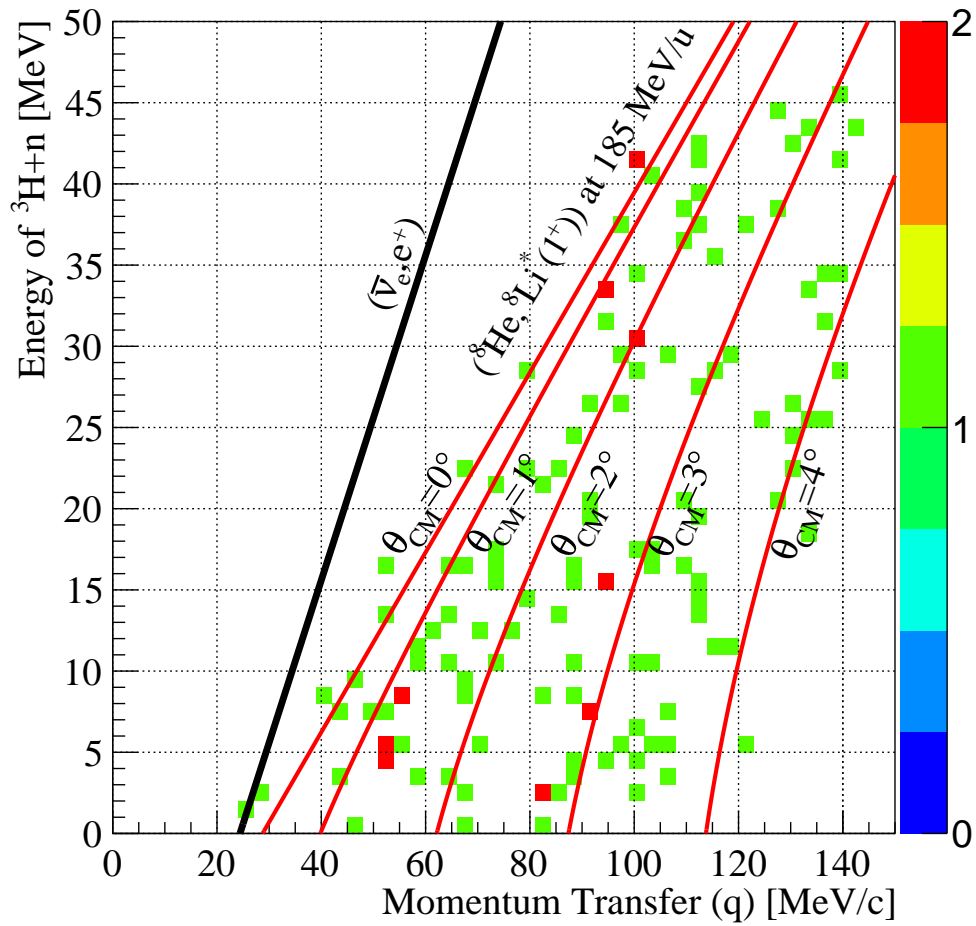


図 4.12  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{H}$  の運動学線と実験データ。縦軸は  ${}^3\text{H} + \text{n}$  系の質量を基準とした励起エネルギー、横軸が運動量移行である。赤線が  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1^+)){}^4\text{H}$  反応の運動学線であり、重心系における散乱角度  $\theta_{\text{CM}}$  が  $0^\circ$  から  $4^\circ$  を示す。また、黒線はニュートリノ原子核反応の運動学線を示している。

布を世界で初めての導出することに成功した。実験結果の比較に用いた理論は、 ${}^4\text{He}$  のネガティブパリティの励起状態や  ${}^4\text{H}$  の基底状態と励起状態について計算を行っている。この計算では、テンソル力を2体間の有効相互作用として核力に取り入れて第一原理計算にてこれらの状態を求めている。理論計算の結果は、過去の実験で得られた  ${}^4\text{He}$  の励起状態を再現しており、本研究で得られた遷移強度の再現性からも、テンソル力の効果は核力の有用な成分になっていることが分かる。

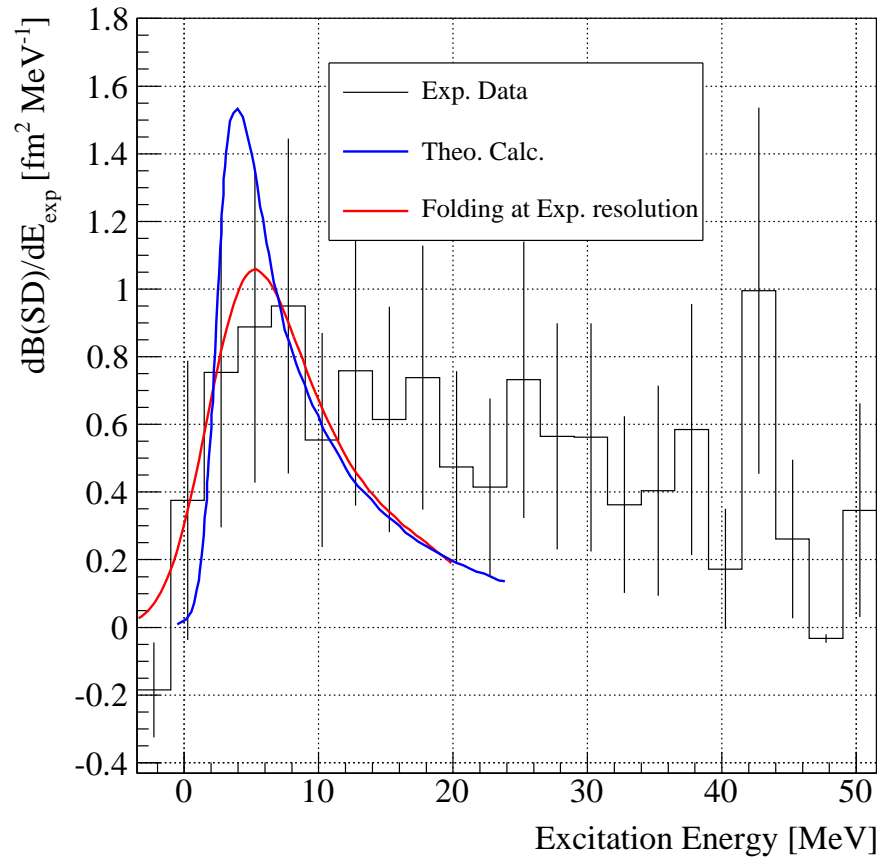


図 4.13  $^4\text{He}$  のスピン双極子遷移強度分布。縦軸はエネルギー微分スピン双極子遷移強度、横軸は  $^3\text{H} + \text{n}$  系の質量を基準とした励起エネルギーである。黒線は発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 測定にて得られた実験データ、赤線は黒線は発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) 測定にて得られた実験データ、青線は現実的な核力を基にした理論計算による  $^4\text{He}$  のスピン双極子強度関数 [23]、赤線はその理論計算を本測定におけるエネルギー分解能 (2.5 MeV) で畳み込み込んだスピン双極子遷移強度関数である。



## 第 5 章

# 結論

本研究の目的は、 $^4\text{He}$  核のスピンドUBLE極子応答について調べることである。スピンドUBLE極子遷移応答は、原子核の基本的な励起モードの、スピンドUBLEアイソスピンドUBLE応答の一つであり、ニュートリノが作用する弱い力と類似した演算子にて表すことが可能である。2 重閉殻構造を持つ原子核の中で最も軽い  $^4\text{He}$  を構成する核子の軌道は  $1s_{1/2}$  に含まれる。 $^4\text{He}$  の核構造からガモフテラー遷移はパウリの排他律によって禁止されるため、 $^4\text{He}$  はスピンドUBLE極子遷移応答を観測する上で最も適当な原子核となる。これまでのスピンドUBLEアイソスピンドUBLE応答の研究には、荷電交換反応が強力なプローブとして用いられてきた。 $^4\text{He}$  核のスピンドUBLE極子遷移応答を調べるため、発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いた。この反応では、不安定核である  $^8\text{He}$  をビームとして用いた。 $^8\text{He}$  の基底状態 ( $0^+$ ) から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) へ遷移させることによって、標的核のスピンドUBLE反転遷移を選択することが可能となる。また、入射粒子である  $^8\text{He}$  は  $^8\text{Li}$  に対して質量超過が大きい。この質量差分のエネルギーを反応に持ち込むことによって、安定核ビームの荷電交換反応に比べて、小さい運動量移行で高い励起状態を生成することが可能になった。過去の実験では、運動量移行の大きい運動学条件のプローブを用いた反応測定を行っており、微分断面積に対して運動学的補正を精度良く求める必要があり、スピンドUBLE極子遷移強度の信頼度が下がる。さらに、ビームの核子あたりのエネルギーを 200 MeV 程度に選択することで、まず、ディストーションの効果を抑制し、そして、アイソベクト型スピンドUBLE反転遷移で効果的に励起できる、スピンドUBLEアイソスピンドUBLE応答の測定に適した研究条件を設定した。また、 $^8\text{He}$  のビームエネルギーを 200 MeV/u の領域にすることで、スピンドUBLEアイソスピンドUBLE応答の観測に適した条件にした。

$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応を、理化学研究所仁科加速器研究センター RI ビームファクトリー施設に設置された BigRIPS、高分解能ビームライン、SHARAQ スペクトロメーターを用いて測定した。BigRIPS にて生成した不安定核である、核子あたりのエネルギーが 188 MeV の  $^8\text{He}$  を、液体  $^4\text{He}$  標的に 1.8 MHz 程度のビーム強度で照射した。標的前後のビームの運動量を測定し、質量欠損法を用いて、励起エネルギーを導出した。大強度の  $^8\text{He}$  ビームの運動量を測定するため、低圧動作型多芯線ドリフトチェンバー LP-MWDC をビームラインに設置した。この飛跡検出器は、大強度で面を通過するビームを多芯線で検出することによって、飛跡を安定的に測定することを実現した。また、反応生成物の  $^8\text{Li}$  の運動量を測定するため、SHARAQ スペクトロメーターの最終焦点面に、カソード読み出し型ドリフトチェンバー CRDC を設置した。そして、ビームである  $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態 ( $1^+$ ) へ反応にて遷移した際に放出される脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma=0.98$  MeV) を、標的周辺に設置した NaI (TI) シンチレーター検出器アレイ DALI2 を用いて測定した。

$^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)) ^4\text{H}$  反応の 2 重微分断面積を導出するため、データ解析を行った。まず、標的上流側にて大強度で照射した検出器から取得した複数のタイミングの中から、反応イベントに関与するタイミングだけを抽出した。そして、標的前後において、 $^8\text{He}$  と  $^8\text{Li}$  を識別し、反応チャンネルを同定した。また、ビームラインと SHARAQ スペクトロメーターのビーム光学解析を行い、ビーム運動量や散乱角度を導出するため、ビーム光学系の輸送行列要素を求めた。特に、ビーム運動量を精度良く決定するため、ビームラインと SHARAQ スペクトロメーターにおける輸送行列要素を 2 次の項までを求めて、データ解析に用いた。それ

により、本実験は、2 MeV ( $\sigma$ ) の質量欠損分解能、1.5 mrad ( $\sigma$ ) の散乱角度分解能で励起エネルギーと角度分布を求めることができた。DALI2 にて検出された  $\gamma$  線についてドップラー補正を行い、 $\gamma$  線のエネルギー分布から  $^8\text{Li}$  の  $1^+$  状態に遷移した際に放出される脱励起  $\gamma$  線 ( $E_\gamma=0.98$  MeV) を確認した。この  $\gamma$  遷移に同時計測されたイベントによって、 $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}^*(1^+)$  へのスピン反転遷移を同定することに成功した。

得られた 2 重微分断面積のデータには、2 次標的上流に設置した検出器 (主に、S0PI にて生じた  $^8\text{Li}$  が S2 焦点面まで到達したため、多くのバックグラウンドイベントが含まれていた。このことは、標的上流に設置した DCX0 にて得られた信号を用いることで、除去することに成功した。DCX0 の電荷情報として取得した信号を使用して弁別を行い、標的での反応イベントの数を評価した。

励起エネルギー、角度分布を導出した。励起エネルギーは -20 MeV から 50 MeV の範囲まで、そして、散乱角度は重心系において  $0^\circ$  から  $4.5^\circ$  の範囲までのデータを取得した。励起エネルギーが 0 MeV から 24 MeV までの範囲について、DALI2 が検出した  $^8\text{Li}$  から放出された 0.98 MeV の  $\gamma$  線の本数と ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}$ ) 反応の数を比較した。( $^8\text{He}, ^8\text{Li}$ ) 反応の内、91% が  $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}$  の第 1 励起状態  $1^+$  へ遷移していることを確認した。励起エネルギー分布を  $^8\text{He}$  から  $^8\text{Li}(1^+)$  に遷移しているものとして取り扱った。また、角度分布と DWBA による反応計算の比較を行い、得られたイベントがスピン双極子遷移 ( $\Delta L=1$ ) であることを確認した。

以上の結果から、 $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子遷移強度分布を導出した。励起エネルギーが 0 MeV から 20 MeV までのスピン双極子遷移強度を積分したとき、実験値は  $14.7 \text{ fm}^2 \pm 2.9 \text{ fm}^2$  で、理論値は  $12.4 \text{ fm}^2$  であり、エラーの範囲で一致しており、比較に用いた理論は、テンソル力を取り入れた現実的核力を用いた第一原理的に  $^4\text{H}$  の基底状態と励起状態および遷移強度を求めている。 $^4\text{He}$  核の基底状態およびネガティブパリティの励起状態は、過去の実験で得られた  $^4\text{He}$  の励起状態を再現している。本研究では、さらに、 $^4\text{He}$  核のスピン双極子遷移強度についての再現性を確認することができた。そのため、現実的核力を用いた理論計算から、 $^4\text{He}$  ならびに  $^4\text{H}$  の核構造を理論的に記述できるようになった。スピンアイソスピン応答を観測し、テンソル力へのスピンアイソスピン依存性を調べることで、核内におけるテンソル力の役割が理解されるようになる。

本研究にて得られた  $^4\text{He}$  核のアイソベクトル型スピン双極子遷移強度分布は、スピンアイソスピン応答の良いエネルギー領域で世界で初めて実験的に導出したものである。本実験にて得られた応答関数から、理論的にニュートリノ- $^4\text{He}$  反応の断面積が求められ、ニュートリノ過程における生成率が得られることが期待される。また、発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いて、スピン双極子応答について研究することが可能となった。 $^{12}\text{C}$  や  $^{16}\text{O}$  の原子核は、ニュートリノ検出のための標的として利用されている。ニュートリノ反応することにより、これらの原子核はスピン双極子遷移を引き起こす。この発熱型荷電交換反応 ( $^8\text{He}, ^8\text{Li}^*(1^+)$ ) を用いて  $^{12}\text{C}$  や  $^{16}\text{O}$  との反応を測定することで、今後、直接測ることができないニュートリノ反応との断面積の情報が引き出されることが期待される。

## 付録 A

# 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの開発

この章では、本研究にて用いた低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの詳細について説明する。

SHARAQ プロジェクトは 2004 年にスタートした。理化学研究所仁科加速器研究センターの RIBF 施設において、運動量分解能  $\delta p/p \simeq 14700$  を達成する SHARAQ スペクトロメーターおよび高分解能ビームラインが建設され、2009 年 3 月に完成した。そして、現在、不安定核ビームを用いて多くの原子核実験が行われている。SHARAQ スペクトロメーターの持つ高い運動量分解能を活かした測定を行うため、ビームラインとスペクトロメーターの運動量分散を整合するようビーム輸送が行われる。BigRIPS と高分解能ビームラインにおいて、運動量広がり大きな不安定核ビームを用いた実験でも、質量欠損法にて高い精度でエネルギーを決定できる。

SHARAQ プロジェクトでは、安定核ビームを用いてこれまで到達できなかった原子核の共鳴状態について、不安定核ビームを用いて研究する。これらの状態を生成する反応断面積は非常に小さい。このため、統計量を簡単に得るには、厚い標的を設置することを考える。しかしながら、高分解能測定を行うには、ビームの標的でのエネルギー損失による励起エネルギー分布に与える影響から、標的の厚さが制限される。そのため、この物理測定を高いエネルギー分解能でかつ有意な統計量を実現するには、薄い標的を使用して高いビーム強度条件下で測定することが求められる。

実際、SHARAQ スペクトロメーターを用いた実験では、典型的に、核子あたりのエネルギーが 150–350 MeV の領域の軽い不安定核ビームが用いられる。ここで、核子あたりのエネルギー 300 MeV の  $^{12}\text{N}$  のビームを想定する。実験では、運動量移行が小さい領域において標的から生成される粒子について興味があり、運動量移行  $\delta q$  を 10 MeV/c で制限して測定を行う場合、散乱角  $\theta$  は、以下の関係式から

$$\frac{\delta q}{\hbar} = k - k' \quad (\text{A.1})$$

$$= 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{if } |k| = |k'|) \quad (\text{A.2})$$

$$= k\theta \quad (\text{A.3})$$

から 1 mrad となる。この角度分解能で測定可能な飛跡検出器が必要になることがわかる。

SHARAQ スペクトロメーターを用いた実験で、また、運動量分解能  $\delta p/p \simeq 1/14700$  で測定を行うためには、高角度分解能 1 mrad (FWHM) で測定する必要がある。この角度分解能を達成するためには、検出器自身の位置分解能も然ることながら、検出器におけるビームの多重散乱による角度分解能への影響を抑えることが重要となる。そのためには、検出器が持つ物質量を制限することとなる。例えば、200 A MeV の  $^{14}\text{N}$  において、放射長の  $10^{-3}$  倍の物質を通過した際、多重散乱による散乱角は 0.6 mrad である。角度分解能 1 mrad を達成するためには、検出器の物質量は放射長の  $10^{-3}$  倍以下となる。しかし、検出器の物質量を少なくす

ることによって、ビームが検出器通過した際にその軌跡に沿って発生する電離電子の電荷量は少なくなる。

理化学研究所 RIBF 施設において、不安定核ビーム実験に用いる標準的なガス増幅型ビームライン検出器として、平行平板型雪崩計数管 PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) [78, 79] が用いられている。PPAC は、1 枚のアノード平板を 2 枚のカソード平板で 4 mm の間隔に挟んだ構成となっている。アノード平板に電圧  $V$  を掛けることで、間隔  $d$  のカソード平板間で平行電場  $E$  を形成する。

$$E(r) = V/d \quad (\text{A.4})$$

PPAC の電場強度は一定であるため、典型的にアノード面には 800 V の電圧が印加されるため、電極板表面での電場  $E$  は 2000 V/cm となる。充填ガスには、イソブタン ( $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ) (放射長 45.2 g/cm<sup>2</sup>) が用いられる。圧力は 3~50 Torr で、一般的なガス検出器の充填ガスの圧力が大気圧であることに對して、低く設定されている。しかしながら、PPAC が持つ平行平板構造による一様電場では高い電場を形成することは出来ない。原子番号 1 から 10 の領域の軽い RI ビームは PPAC にとって感度の弱い領域である。そのため、強い電場を形成することが可能な飛跡検出器が必要となる。

この問題は、ワイヤーチェンバーを使用することによって解決される。ワイヤーチェンバーは、ワイヤーを中心とした円筒状の電場  $E$  を形成する。

$$E(r) = \frac{V}{r \log\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 $V$  は陽極-陰極間のバイアス電圧、 $r$  は陽極ワイヤー中心からの距離、 $a$  は陽極ワイヤーの半径、 $b$  は陰極面の半径である。そのため、ワイヤー近傍では急激に電場勾配が上昇する。ワイヤー表面の電場は、ワイヤー半径 20  $\mu\text{m}$ 、陰極面の距離 5 mm で、バイアス電圧 800 V で、20000 V/cm となる。このため、PPAC と比べて、大きなガス増幅率を実現できる。また、ワイヤーチェンバーは 300  $\mu\text{m}$  程度の位置分解能を到達することが可能であるため、要求されたビームの測定精度を満たしている。ワイヤーチェンバーは、複数本のワイヤーで飛跡検出器を構成している。高強度のビームに対して、複数のワイヤーを用いることで、照射されているレイヤー 1 本当たりの計数率を減少させることが可能となる。そのため、SHARAQ の物理測定から要求された性能である、位置分解能、検出効率、強度耐性を満たす飛跡検出器として、低圧力動作型多芯線ドリフトチェンバー (LP-MWDC) を開発した。要求性能として、位置分解能は 300  $\mu\text{m}$  (FWHM) であり、検出効率は ~100% であり、強度耐性は ~1 MHz としている。

つぎに、これまで開発を行った LP-MWDC の仕様について説明する。LP-MWDC の仕様は、表 A.1 にまとめた。T20 から S23 までの複数の LP-MWDC を BigRIPS および高分解能ビームラインに配置する。T20 と T21 は、S20、S21、S22、S23 に比べて、有感面積やセルサイズが小さい。この 2 つの LP-MWDC は、主に SHARAQ のビーム光学系の起点である BigRIPS F3 焦点面にて設置して実験に使用されてきた。F3 ではビームをフォーカスさせるため、ビームサイズは小さくなっている。そのため、想定されるスポットサイズを満たす有感面積とセルサイズに設定した。つぎに、S20、S21、S22 は、ビームサイズが大きくなる F3 より下流側のビームライン焦点面に設置して使用されてきた。運動量焦点面にてビーム光学から設定される運動量分散から、ビームの運動量広がり  $\pm 1\%$  を有感面積が覆うことを考慮して設計した。S23 は、SHARAQ スペクトロメーターに設置する標的に入射するビームの飛跡を測定することを想定している。標的に入射するビームはフォーカスされるため、この焦点面でのビームの大きさは小さくなる。S23 のセルサイズを、S20、S21、S22 のセルサイズに比べて狭くすることによって、1 層の 1 ワイヤー当たりの計数率を抑えることが可能となる。また、S21 や S22 のワイヤー構成には、鉛直方向に張られたワイヤー面 (X) に対して、角度を持ったワイヤー面 (V および U) を用いている。これは、水平方向または鉛直方向にフォーカスするビームに対して、ワイヤー面に角度を持たせることで、ワイヤー当たりの計数率を減少させることが可能となるからである。

次に、すべての LP-MWDC の検出器ガスであるイソブタンについて説明する。一般的なガス増幅検出器には、典型的にガス増幅率の高い単原子分子ガスとガス増幅率を抑える多原子分子ガスの混合ガスを大気圧



表 A.1 低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの仕様。

型式名称	T20	T21	S20	S21	S22	S23
設置焦点面	F3	F3	FH7, FH9	FH10	F6	FH10
構成	(XX'YY') <sup>2</sup>	XX'YY'	XUY	XUV	VUU'V'	XX'YY'
有感面積 [mm <sup>2</sup> ]	80 × 80		216 × 144		96 × 96	
セルサイズ [mm <sup>2</sup> ]	5 × 4.8		9 × 9		6 × 6	
チャンネル数	16×8	16×4	24+24+16		24×4	16×4
アノードワイヤー	Au-W 12.5μm <sup>φ</sup>		Au-W 20μm <sup>φ</sup>			
フィールドワイヤー	Cu-W 75μm <sup>φ</sup>					
カソード面	Mayler 1.5 μm <sup>t</sup>					
検出器ガス	イソブタン (i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )					
印加電圧	−2.− −1. kV					

で充填して従来用られている。単原子分子である希ガスには、アルゴン (Ar) やネオン (Ne) などが挙げれる。励起された単原子が脱励起する際、紫外線領域 ( $100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$ ) の光を放出する。このエネルギー領域の光は、電子との間で光電効果の断面積が大きい。このため、荷電粒子にて電離された電子がアノードワイヤー近傍に到達したとき、電子雪崩が発生する。このとき、電離電子との相互作用により励起されたガス中の原子から放出された紫外線が、別の分子の軌道を回る電子と光電効果をして、新たな電子が生じる。この電離電子の雪崩的な発生量がアノードワイヤーで吸収できる処理量を上回ることによって、検出器内で放電が起こる。光子の発生量を抑えることには、バイアス電圧が放電の起こる領域に到達する前に、ガス増幅率が十分な領域に達した状態で検出器を動作させることが必要となる。

一方で、多原子分子は、球形の単原子分子に比べて複雑な分子構造になっている。励起された多原子分子は脱励起する際、放出エネルギーを、電子を電離させる以外に、多原子分子の回転や振動に用いることができる。多原子分子は回転や振動の光子非放射性的励起状態を多く持ち、幅広いエネルギーの光子を吸収することが可能なため、電子雪崩での電離電子の発生量を抑えることが可能である。故に、単原子分子ガスと多原子分子ガスの混合ガスを使用することによって、放電領域に到達するバイアス電圧を高め、高いバイアス電圧で検出器を安定に動作させることが可能となる。分子から放出される光子の発生量を抑えることから、検出器に用いられる多原子分子ガスは、クエンチガスと呼ばれる。クエンチガスには、メタン (CH<sub>4</sub>)、エタン (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>)、イソブタン (i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) などの多原子分子が挙げられる。本研究において、検出器の物質量を抑える必要があり、検出器の充填ガスの物質量を小さくする。混合ガスを低圧力下で用いた場合、全体の分子数が減少することによって、クエンチガスの働きが弱くなる。低圧力下では、放電現象が起こりやすい。検出器を高いバイアス電圧で長時間安定に動作させるため、クエンチガスを 100% で用いた。

次に、開発した LP-MWDC に対して、位置分解能、飛跡検出効率、ビーム強度耐性を評価した。性能評価実験では、SHARQA スペクトロメーターの物理実験において用いられることが想定されるエネルギーが核子あたり 200 MeV 前後の原子番号 1 から 7 までの核種のビームを用いた。性能評価のために用いた LP-MWDC は、XUY の面構成を持つ S20 であった。バイアス電圧と 200 MeV/A のエネルギーの核種の 2 つの量を関数として、位置分解能と飛跡検出効率の測定を行った。また、核子あたりのエネルギー 200 MeV の <sup>12</sup>N ビームを用いて、1 kHz から 1 MHz までの範囲でビーム強度を関数として、位置分解能の測定し、ビーム強度耐性について調べた。

まず、図 A.1(a) および (b) に、それぞれ、イソブタン 10 kPa における位置分解能曲線と飛跡検出効率曲線を示す。図 A.1(a) および (b) の横軸はバイアス電圧であり、縦軸は位置分解能、飛跡検出効率である。用いたビームは、<sup>3</sup>H、<sup>6</sup>He、<sup>9</sup>Li、<sup>10</sup>Be、<sup>12</sup>B、<sup>11</sup>C、<sup>14</sup>N である。位置分解能と検出効率の定義は、3.2.1 節に記

載した。

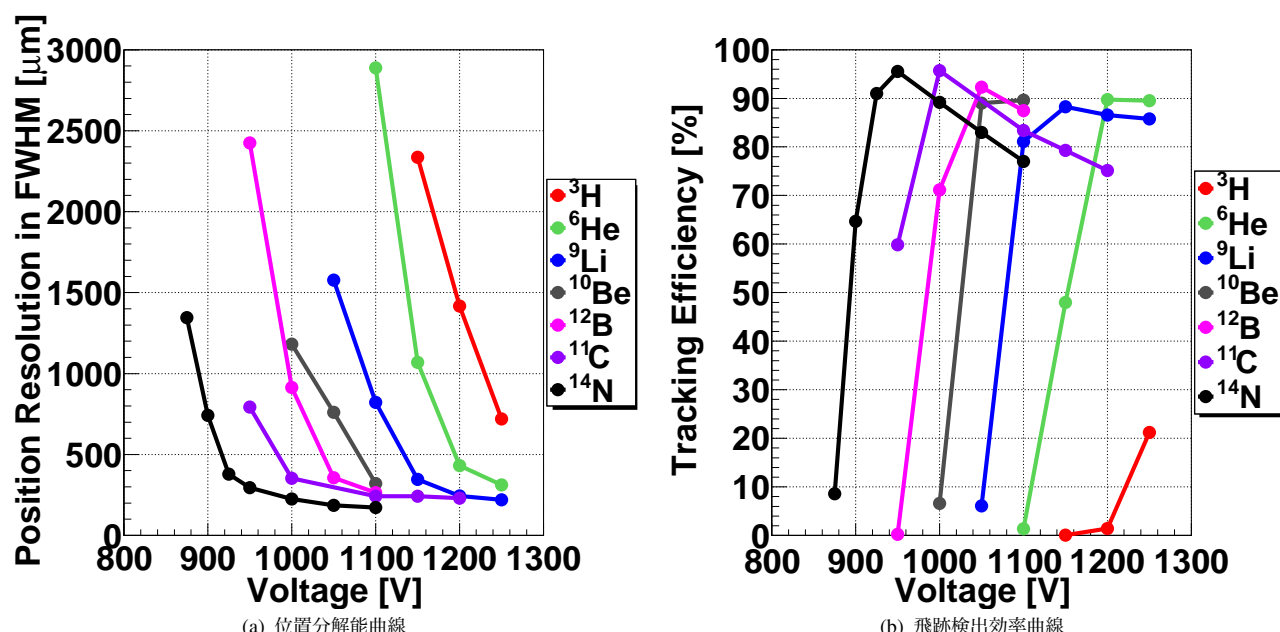


図 A.1 イソブタン 10 kPa における (a) 位置分解能曲線と (b) 飛跡検出効率曲線。横軸はバイアス電圧である。核子あたり 200 MeV 前後のエネルギーをもつ  $^3\text{H}$ 、 $^6\text{He}$ 、 $^9\text{Li}$ 、 $^{10}\text{Be}$ 、 $^{12}\text{B}$ 、 $^{11}\text{C}$ 、 $^{14}\text{N}$  を LP-MWDC に照射した。

位置分解能は、すべての核種に対してバイアス電圧の上昇に伴い、向上している。そして、 $^9\text{Li}$  から  $^{14}\text{N}$  までのビームに対して、位置分解能は、200–300  $\mu\text{m}$  を達成した。また、2 台の検出器を 0.5 m の距離に離して、ビームの角度を測定することを想定しているため、0.4–0.6 mrad の角度分解能となる。そのため、LP-MWDC は、ビームライン飛跡検出器として要求された角度分解能に関して、十分な測定精度を持っていることがわかった。

飛跡検出効率は、 $^6\text{He}$  から  $^{14}\text{N}$  までのビームの飛跡検出効率は、約 90 % に到達した。各粒子の飛跡検出効率は、最高値に到達した後、バイアス電圧の上昇にしたがって、減少している。飛跡検出効率を評価する際に用いた残差分布がテールを持っているためであり、 $\pm 3\sigma$  の外側の領域にあるイベントが外れてしまったためである。飛跡検出効率の見地から、バイアス電圧 1100 V から 1150 V において、最大で原子番号 3 から 7 までのビームを同時に測定を行えることが分かった。

核子あたりエネルギーが 200 MeV の  $^{12}\text{N}$  ビームに対する、位置分解能のビーム強度依存性を、図 A.2 に示す。縦軸が位置分解能、横軸は  $^{12}\text{N}$  の LP-MWDC に照射したビーム強度である。図 A.2 より、位置分解能はビーム強度に対して依存していることが分かる。ビーム強度が 1 MHz のときに、およそ 300  $\mu\text{m}$  (FWHM) の位置分解能が得られた。LP-MWDC は、要求された性能を十分満たすビーム強度耐性があることを確認した。

性能評価測定から、LP-MWDC の、位置分解能、飛跡検出効率、およびビーム強度耐性は、SHARAQ スペクトロメーターのビームライン飛跡検出器として、十分満たすものであることを確認した。このような実績を踏まえて、LP-MWDC は、SHARAQ スペクトロメーターの実験に用いる標準的なビームライン飛跡検出器として、設置されることとなった。低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの性能とこれまでの研究開発をまとめて、成果として、誌上論文 [34] にて発表した。現在は、SHARAQ スペクトロメーターのビームライン検出器としてだけでなく、大強度不安定核ビームを用いた汎用的な飛跡検出器として、RIBF 施設での原子核実験で運用されている。

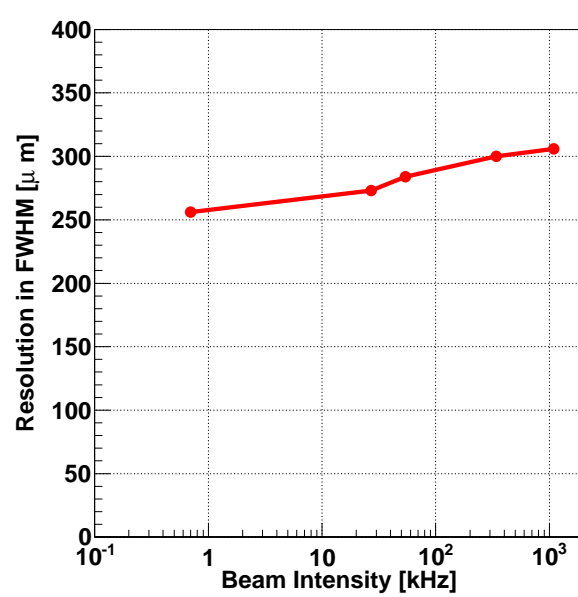


図 A.2 位置分解能のビーム強度依存性。縦軸は位置分解能、横軸はビーム強度である。



## 付録 B

# ビーム光学の原理

ここでは、ビーム光学の輸送行列について説明する。輸送行列は、ある2つの焦点面の間 ( $i \rightarrow f$ ) の粒子の位置、角度および運動量の関係を表したものである。焦点面  $i$  におけるビームの位置、角度、運動量を含むベクトル  $\vec{X}_i$  を以下のように書き表すことが可能である。

$$\vec{X}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ a_i \\ y_i \\ b_i \\ \delta_i \\ l_i \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

ここで、 $x_i$  は水平方向の位置、 $y_i$  は鉛直方向の位置、 $a_i$  は水平方向の入射角度、 $b_i$  は鉛直方向の入射角度、 $\delta_i$  は中心軌道の運動量に対する分散、 $l_i$  は中心軌道の飛行距離に対する分散である。それぞれの単位は、 $x_i$  と  $y_i$  と  $l_i$  が [m]、 $a_i$  と  $b_i$  が [rad]、 $\delta$  が [%] である。そして、焦点面  $f$  を焦点面  $i$  と焦点面間の輸送行列  $M_{i \rightarrow f}$  を用いて表すと、

$$\vec{X}_f = M_{i \rightarrow f} \vec{X}_i, \quad (\text{B.2})$$

となる。この  $M_{i \rightarrow f}$  を構成する係数を輸送行列要素と呼ぶ。輸送行列  $M_{i \rightarrow f}$  は、輸送行列要素を用いて次のように示される。

$$\vec{X}_f = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) & (x|l) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) & (a|l) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) & (y|l) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) & (b|l) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) & (\delta|l) \\ (l|x) & (l|a) & (l|y) & (l|b) & (l|\delta) & (l|l) \end{pmatrix} \vec{X}_i. \quad (\text{B.3})$$

ビームラインには、複数の双極電磁石や四重極電磁石が設置されている。これら電磁石各々の輸送行列について、以下のように表される。

$$Q_x = \begin{pmatrix} \cos kL & k^{-1} \sin kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin kL & \cos kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh kL & k^{-1} \sinh kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \sinh kL & \cosh kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L/\gamma^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.4})$$

$$Q_y = \begin{pmatrix} \cosh kL & k^{-1} \sinh kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ k \sinh kL & \cosh kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos kL & k^{-1} \sin kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k \sin kL & \cos kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L/\gamma^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.5})$$

$$D_x = \begin{pmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta & 0 & 0 & (1 - \cos \theta)\rho & 0 \\ -\rho^{-1} \sin \theta & \cos \theta & 0 & 0 & \sin \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & -\rho(1 - \cos \theta) & 0 & 0 & \gamma^{-2}L - \rho(\theta - \sin \theta) & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

ここで、 $k$  は

$$k^2 = -2 \frac{qV}{a^2 v m} \quad (\text{B.7})$$

である。 $q$  は粒子の電荷、 $v$  は粒子の速度、 $m$  は粒子の質量、 $V$  は四重極電磁石の印加電圧、 $a$  は四重極電磁石同士の距離である。また、水平方向にビームを収束させる四重極電磁石の輸送行列を  $Q_x$ 、鉛直方向にビームを収束させる四重極電磁石の輸送行列を  $Q_y$ 、水平方向にビームを偏向させる双極電磁石の輸送行列を  $D_x$  とする。 $L$  は電磁石のドリフト長、 $\rho$  は双極電磁石の中心軌道の回転半径、 $\theta$  は回転角、 $\gamma$  はビームのローレンツ因子である。ビームラインは一般的に複数の双極電磁石や四重極電磁石で構成される。ビームラインの  $M_{i \rightarrow f}$  は、 $k$ 、 $L$ 、 $\rho$ 、 $\theta$  の異なった双極電磁石や四重極電磁石の行列要素の掛けあわせになる。

本測定において、BigRIPS、高分解能ビームラインおよび SHARAQ スペクトロメーターのビームラインに設置した四重極電磁石や双極電磁石を用いている。そのため、一次の行列要素において、以下のように記すことが可能となる。

$$\vec{X}_f = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & 0 & 0 & (x|\delta) & 0 \\ (a|x) & (a|a) & 0 & 0 & (a|\delta) & 0 \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|b) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (b|y) & (b|b) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ (l|x) & (l|a) & 0 & 0 & (l|\delta) & 1 \end{pmatrix} \vec{X}_i. \quad (\text{B.8})$$

## 付録 C

### 時間幅のシミュレーション

本章では、ビームが検出器のセル内を通過した際に発生した電離電子の電荷量と、アノードワイヤーの波高弁別器から出力されたロジック信号の時間幅の関係について説明する。ビームが検出器内を通過した際に、軌道に沿って電離された電子はアノードワイヤーに向かってドリフトして、アノードワイヤーから電流信号として読み出される。そして、この読み出された信号はプリアンプを通過し、アナログ信号として波高弁別器に入力される。このとき、波高弁別器に設定したスレショルド電圧以上の波高を持つアナログ信号だけがロジック信号として出力される。まず、図 C.1 に、アノードワイヤーから読み出された電子の電荷量とロジック信号の時間幅の関係を示す。

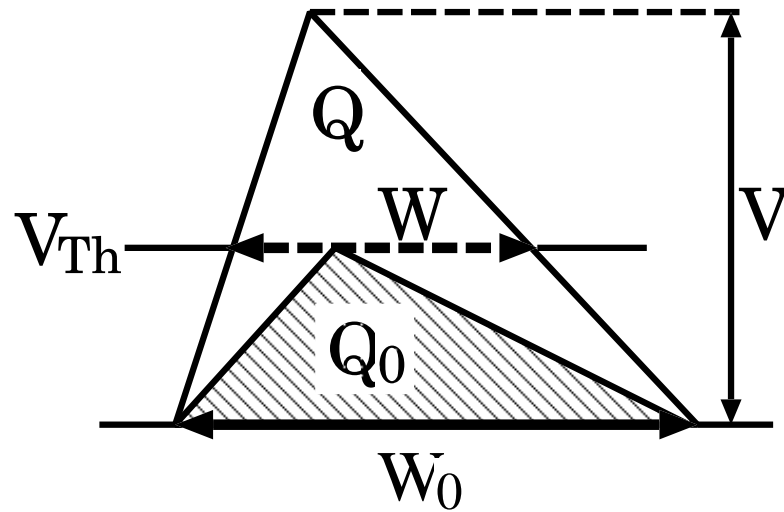


図 C.1 アノードワイヤーから読み出された電子の電荷量とロジック信号の時間幅の関係

ここで、 $V$  は信号の波高、 $V_{Th}$  は波高弁別器のスレショルド電圧、 $W$  はアノードのロジック信号の時間幅、 $W_0$  は波形の立ち上がりから立ち下がりまでの時間、 $Q_0$  と  $Q$  はアナログ信号の電圧が  $V_{Th}$  と  $V$  におけるときに発生した電荷量である。アナログ信号の電荷量を、波形の面積として近似的に三角形として考えると、以下の式のように、

$$Q \propto \frac{1}{2} W_0 V \quad (C.1)$$

$$Q_0 \propto \frac{1}{2} W_0 V_{Th} \quad (C.2)$$

となる。アナログ信号の波高が設定させた  $V_{Th}$  以上を上回ると、スレショルド電圧を上回った時間幅  $W$  を持つロジック信号が得られる。アノードワイヤーから得られるロジック信号の時間幅と、アノードワイ

ヤー近傍に発生した電荷量の関係について考えると、次のような式が得られる。

$$\frac{W}{W_0} \propto 1 - \frac{Q_0}{Q} \quad (\text{C.3})$$

$$\propto 1 - \frac{V_{\text{Th}}}{V} \quad (\text{C.4})$$

ここで、 $Q_0$  は、アナログ信号の波高値が波高弁別器のスレシヨルド電圧と同等の時に得られる電荷量である。アナログ信号の波高がスレシヨルド値  $V_{\text{Th}}$  を上回る電荷量がガス増幅によって発生しない限り、ロジック信号が得られないことを示している。さらに、 $W$  について考えることで、

$$W = W_0 \left( 1 - \frac{Q_0}{Q} \right)^\alpha \quad (\text{C.5})$$

となる。図 C.2 に、波高弁別器から出力されたロジック信号の時間幅と、カソード面に誘起された電荷量の相関を示す。縦軸はアノードワイヤーから読み出されたアナログ信号の時間幅であり、横軸はカソード面に誘起された電荷量である。アノードワイヤー近傍に電荷が生じることで、カソード面に電荷が誘導される。この電荷量を QDC (Charge to Digital Converter, V792 CAEN) を用いて測定した。示した相関は、イソプタンの圧力 10 kPa において、650 V から 800 V までのバイアス電圧を印加したときの、測定データを重ね合わせたものである。この測定では、標準線源  $^{241}\text{Am}$  から放出された  $\alpha$  線を LP-MWDC に照射した。そして、式 (C.5) から得られる曲線をこの相関に合うようにプロットした。式 (C.5) のパラメーターについて、 $Q_0$  は

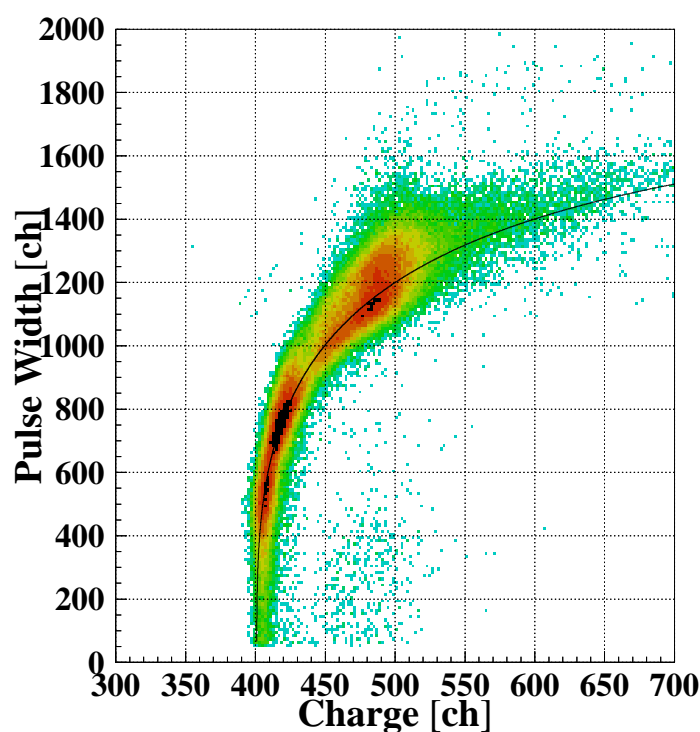


図 C.2 アノード信号の時間幅とカソード面の誘導電荷量の相関。バイアス電圧 650 V から 800 V の間のデータを足し合わせ。縦軸がアノード信号の時間幅、横軸が誘導電荷量である。

401、 $W_0$  は 1950、 $\alpha$  は 0.3 とした。

図 C.3 は、波高弁別器から出力されたロジック信号の時間幅をシミュレートした結果である。このシミュレーションでは、検出器の検出効率に対して、ロジック信号の時間幅の分布の変化を計算した。図 C.3 (a) か



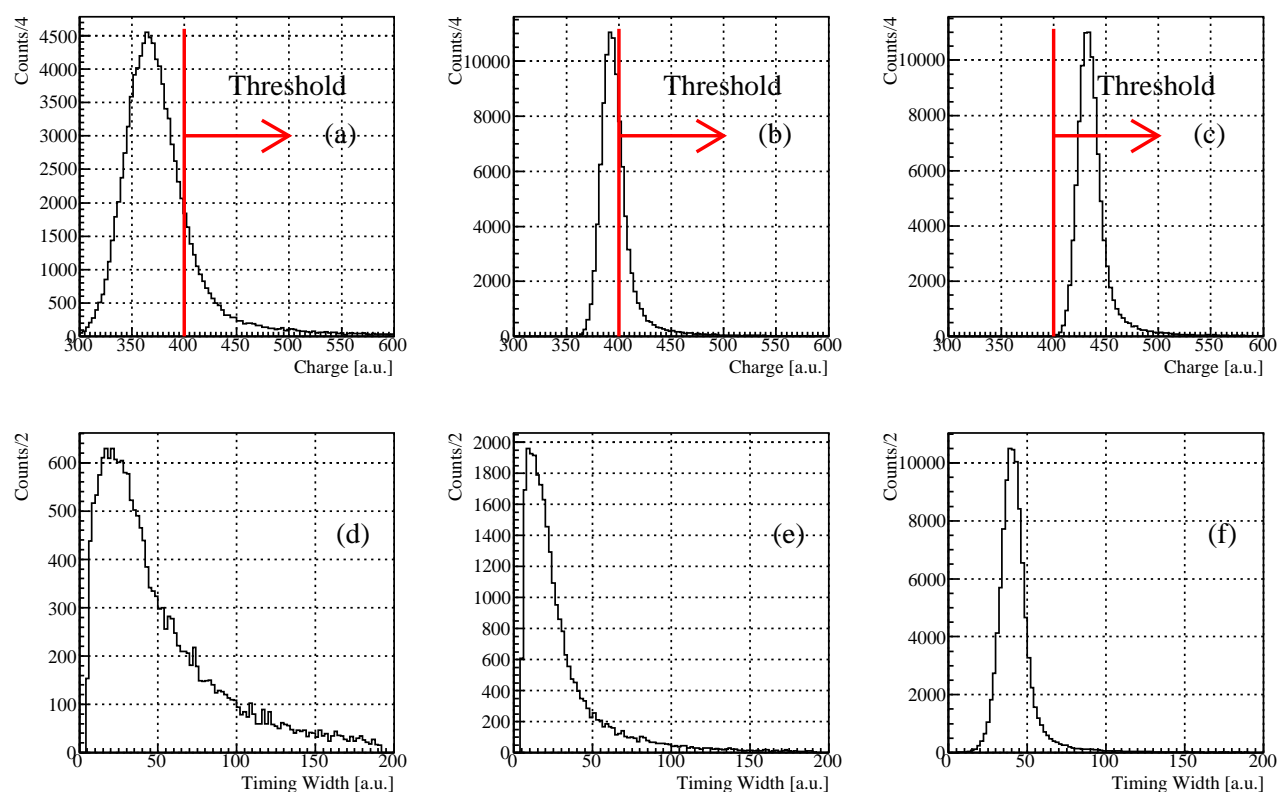


図 C.3 時間幅分布のシミュレーション。

ら (c) は、プリアンプに入力される電荷量の分布である。この電荷量の分布と、式??を用いて、出力されるロジック信号の時間幅分布を図 C.3 (d) から (f) に示す。発生した電荷量がスレシヨルドより低い時、ロジック信号の時間幅の分布は大きく広がる。発生した電荷量がスレシヨルドを十分超えている時、ロジック信号の時間幅の分布は狭くなる。そのため、検出効率が低かった  $^8\text{He}$  の時間幅は、シミュレーションで得られた結果を良く反映している。



## 付録 D

# 液体 $^4\text{He}$ 標的のウィンドウ膜のたわみと標的の厚さ

この章では、本測定の 2 次標的に用いた液体  $^4\text{He}$  のウィンドウ膜のたわみを考慮した有効標的厚さと系統誤差の推定について説明する。標的セルの直径は 30 mm であり、セルの厚さは 8 mm である。セルを覆うウィンドウにはハーバー膜が用いられており、その厚さは  $6\text{ }\mu\text{m}$  である。標的セルは、真空が保たれているビームライン内に設置されるため、液化された  $^4\text{He}$  と真空槽との間で圧力差が生じ、ウィンドウ膜は真空槽側へ膨らむ。実験データから断面積を導出する際に、膜のふくらみだけ標的数が増加するため、断面積が大きく評価される。 $^4\text{He}$  を標的セルに注入したウィンドウ膜にレーザーを照射し、膜のたわみを測定した。測定した結果を図 D.1 [33] に示す。

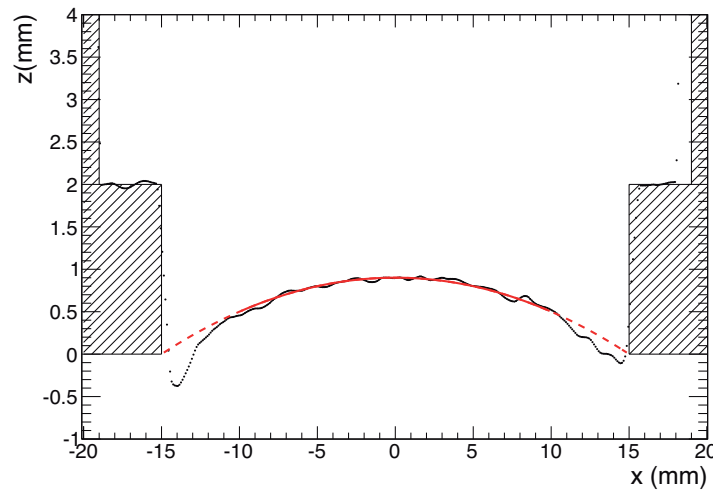


図 D.1 液体  $^4\text{He}$  標的セルの膨らみ。[33]

縦軸はビーム軸方向、横軸は水平方向の膜の位置を表している。膜の位置はレーザーを照射して測定した。ウィンドウ膜の膨らみは、測定した膜の水平方向の位置を 2 次関数にてフィッティングを行い、評価した。

$$z = d \left\{ 1 - \left( \frac{x}{r} \right)^2 \right\} \quad (\text{D.1})$$

ここで、 $d$  は標的セル中心でのウィンドウ膜の膨らみ、 $r$  は標的セルの半径 (15 mm) である。2 次関数を用いたフィッティングからウィンドウ膜の膨らみを  $d = 0.9\text{ mm}$  と評価した。従って、標的セル中心における

厚みは 9.8 mm として、液体  $^4\text{He}$  標的の中心の厚さを  $123.4 \text{ mg/cm}^2$  とした。

本測定で用いたビームの標的上でのスポットの位置と広がりから、平均的な厚さを評価した。ビームは、水平方向  $-4.5 \text{ mm} (\sigma=3.6 \text{ mm})$ 、垂直方向  $-1.0 \text{ mm} (\sigma=2.9 \text{ mm})$  に位置していた。標的の厚さ  $\tau$  はビームが通過した位置  $x, y$  の関数とすると、

$$\tau = T + 2d \left\{ 1 - \left( \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r} \right)^2 \right\} \quad (\text{D.2})$$

となる。ここで  $T$  はセルの大きさ (8 mm) である。ビームの位置と広がりに対する平均的な厚さを、モンテカルロ法を用いて計算を行った。計算結果について図 D.2 に示す。

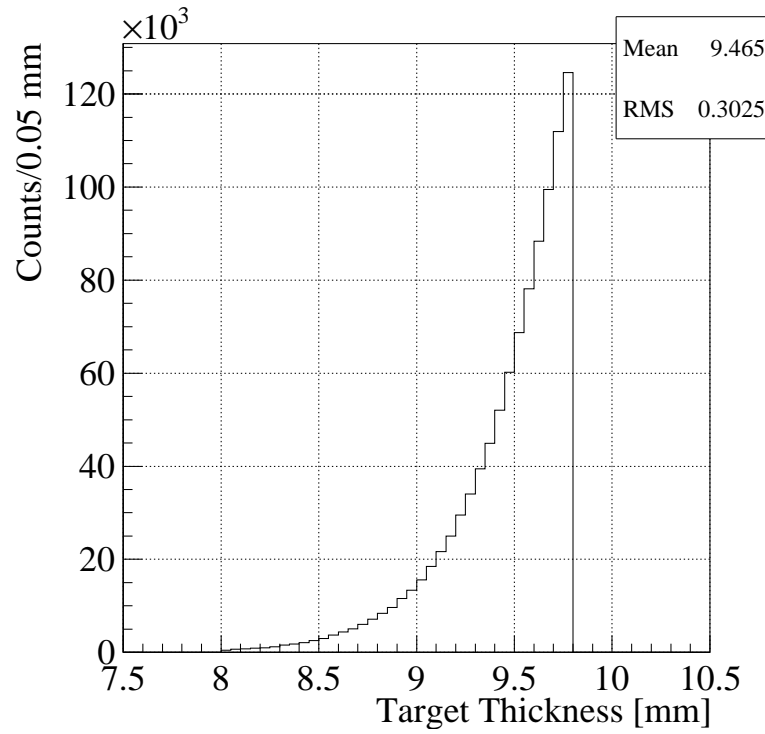


図 D.2 液体  $^4\text{He}$  標的の厚さについてのシミュレーション。

得られた分布から、本測定に用いた液体  $^4\text{He}$  標的の厚さは、

$$9.5 \pm 0.3 [\text{mm}]$$

とする。液体  $^4\text{He}$  標的の厚さの分布の標準偏差である 0.3 mm (3%) を系統誤差として評価する。

## 付録 E

# アクセプタンスのシミュレーション

本研究にて決定した、液体  $^4\text{He}$  標的から SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面までにかけてのアクセプタンスをシミュレーションを用いて確認する。本測定におけるアクセプタンスは、液体  $^4\text{He}$  標的で生じた実験室系の散乱角度  $0\text{ mrad}$  から  $24\text{ mrad}$  までとした。

3.7 章において、SHARAQ スペクトロメーターのアクセプタンスは、 $^8\text{He}$  ビームが液体  $^4\text{He}$  標的にて  $^6\text{He}$  に崩壊したイベントを用いて決定した。そのとき、データ解析に用いたアクセプタンスの範囲は、水平方向と鉛直方向の散乱角度相関にて、アクセプタンスで切れていない領域までとした。ここで、実験データにおける、実験室系の散乱角度  $0\text{ mrad}$  から  $24\text{ mrad}$  までの範囲が、モンテカルロシミュレーションを用いて、アクセプタンスの内側で切れていないことを調べる。実験データから、散乱角度の水平方向と鉛直方向の広がり、それぞれは  $14.9\text{ mrad}$  ( $\sigma$ ) と  $14.4\text{ mrad}$  ( $\sigma$ ) であった。この値を用いて、実験データの広がりを再現するように、モンテカルロシミュレーションによる水平方向と鉛直方向の散乱角度の分布を作成する。作成した、散乱角度の分布を図 E.1 に示す。縦軸と横軸は、実験室系の散乱角度の水平方向と鉛直方向である。

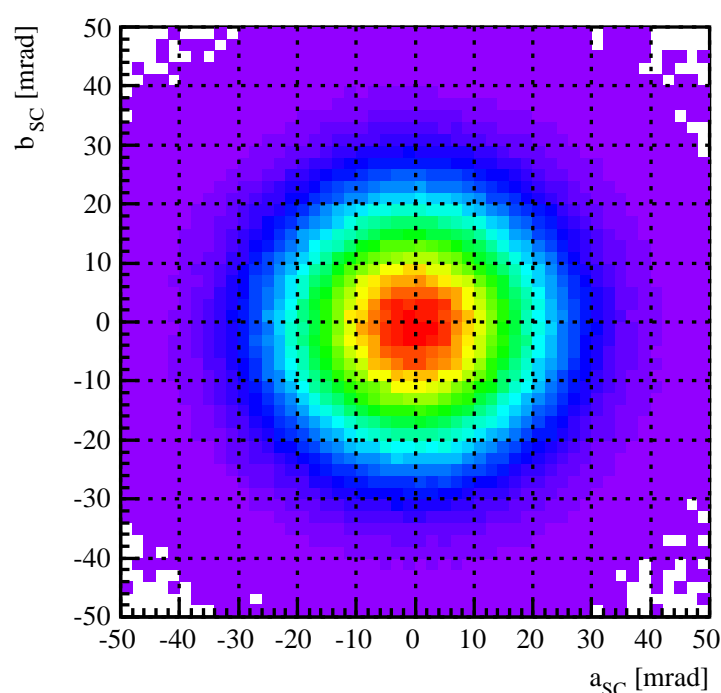


図 E.1 シミュレーションによる、散乱角度の分布。縦軸と横軸は、実験室系の散乱角度の水平方向と鉛直方向である。

この分布を用いて、散乱角度 0 mrad から 24 mrad までの範囲を 4 分割して、6mrad ごとのアクセプタンスの粒子数を求める。そして、6 mrad ごとのアクセプタンスの粒子数に関して、シミュレーションと実験データを比較する。そのシミュレーションと実験データの比較を図 E.2 に示す。縦軸はシミュレーションと実験データの粒子数の比、横軸は実験室系の散乱角度である。

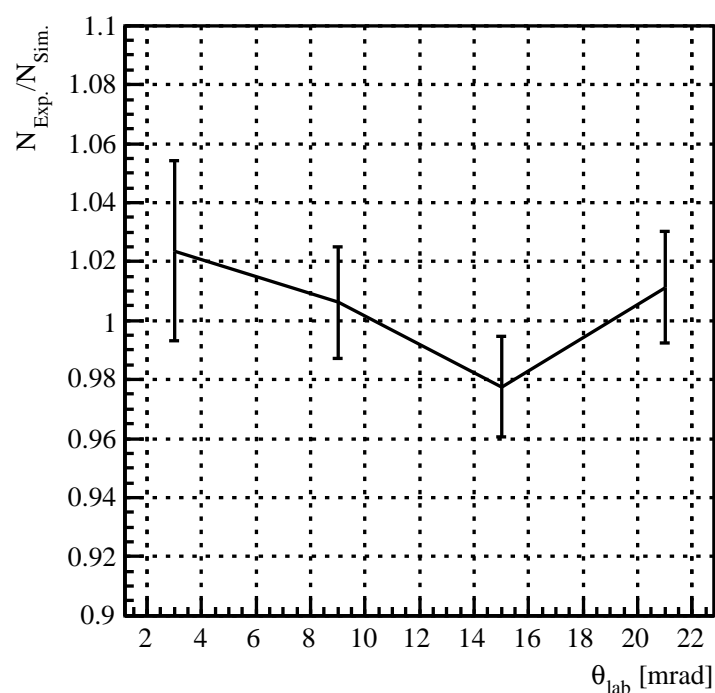


図 E.2 実験室系の散乱角度の、シミュレーションと実験データの比較。縦軸はシミュレーションと実験データの粒子数の比、横軸は実験室系の散乱角度である。

上図より、シミュレーションは、実験データを再現している。そのため、実験室系の散乱角度 0 mrad から 24 mrad の範囲は、アクセプタンスの内側に入っている。

## 付録 F

# トリガーのライブタイム

ここでは、発熱型荷電交換反応  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Li}^*(1+)){}^4\text{H}$  測定にて用いた DAQ システムの、SHARAQ スペクトロメーター S2 焦点面に設置したトリガーのライブタイムの評価に関わる系統誤差の推定について説明する。

S2 焦点面には、3 個のプラスチックシンチレータ検出器が設置されており、両端に接続した PMT から読み出された合計 6 個の信号のコインシデンスにてトリガー信号を発行した。トリガー信号のタイミングに関して、S2PI1 の L の信号が決定するように、DAQ システムの回路を構成している。しかしながら、本研究において想定したトリガーシステムの動作要件を満たすことはできなかった。そのため、S2 焦点面に粒子が通過しても安定した動作を得ることがなく、ほぼ 100% でトリガーを発行することはなかった。これは、S2PI2 の R 側の PMT から読み出された信号が、S2 焦点面の DAQ システムに入力されなかったことが原因である。そこで、ビームトリガーを用いて取得した S2 焦点面のプラスチックシンチレータ検出器の信号を用いて、S2 焦点面固有のライブタイムを評価した。

図 F.1 に、ビームトリガーにて収集した S0 焦点面-S2 焦点面間の粒子識別図を示す。縦軸は  $Q_{\text{S2PI}}$ 、横軸は焦点面間の TOF である。(a) は S2PI2L を用いた粒子識別図、(b) は S2PI2L を除く 5 つの PMT のコインシデンスによる粒子識別図である。

図 F.1 の TOF は、S2 焦点面のプラスチックシンチレータ検出器各々の PMT のタイミングと FH10PI のタイミングとの時間差で決定した。S2 トリガー回路固有のライブタイムを評価するため、ビームトリガーにて S2 焦点面に通過した  ${}^6\text{He}$  の数を導出した。S2PI2L だけと、S2PI2L を除いたコインシデンスの、ビームトリガーにて係数した  ${}^6\text{He}$  の数は、それぞれ、9 個と 41 個であった。そのため、S2 固有のライブタイム  $\epsilon$  と誤差  $\delta\epsilon$  は、

$$\epsilon = \frac{9}{41} \times 100 \sim 22.0\% \quad (\text{F.1})$$

$$\delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{9}}{9}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{41}}{41}\right)^2} \times 100\epsilon \sim 7.9\% \quad (\text{F.2})$$

と評価した。

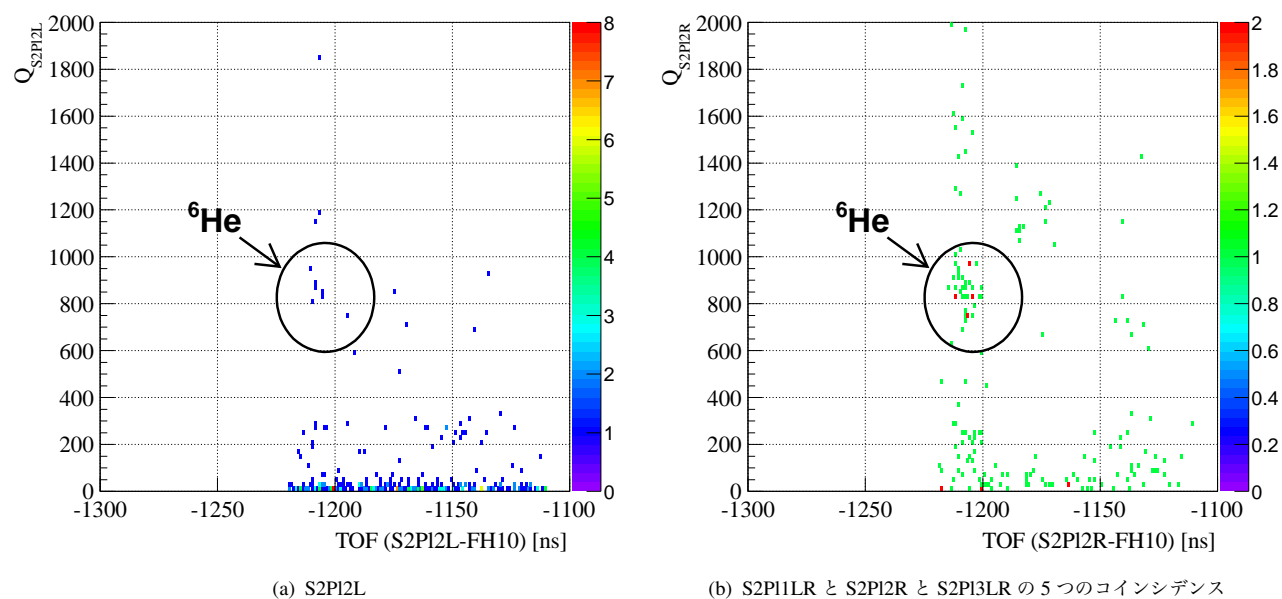


図 F.1 ビームトリガーにて収集した S0 焦点面-S2 焦点面間の粒子識別図。縦軸は  $Q_{S2P1}$ 、横軸は焦点面間の TOF である。(a) は S2PI2L を用いた粒子識別図、(b) は S2PI2L を除く 5つの PMT のコインシデンスによる粒子識別図である。



## 謝辞

本論文の執筆及び本研究を行うにあたり、様々な方々からの御指導、御協力、御助力を頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

まず、指導教員である下浦亨教授には、本研究での実験、データ解析、結果、そして、本論文の執筆に至るまでの、多くの御指導を頂きました。また、研究を行っていく上での物事の考え方、研究者の心構えなどを示して頂きました。本論文を完成させるにあたり、教授の御指導、叱咤、激励、の何が欠けても、ここまで到達することは出来ませんでした。深く感謝の意を申し上げます。

木佐森慶一氏には、本研究を遂行するにあたり、実験の準備段階からデータ解析にかけて協力して頂き、深く感謝しております。実験準備では、測定の一環であるカソード読み出しドリフトチェンバーや液体標的の立ち上げを行って頂きました。また、互いに目指す物理は違えどデータ解析の指針は同じであるため、議論を進めながら、直面した困難に協力して頂きました。

道正新一郎助教には、ビームラインのイオン光学設計などの実験準備、データ解析、論文執筆に至る場面で、多くの助言を頂きました。データ解析では、バックグラウンドの弁別に関していろいろと助言や議論をして頂きました。また、研究の進め方や物理的思考方法など多岐に渡ってご指導ご鞭撻して頂きました。深く感謝の意を申し上げます。

大田晋輔助教には、実験でのデータ収集系やビームライン検出器などの実験準備やデータ解析に協力して頂きました。研究生活を送る中で、困難に直面した時、親身になって助言や叱咤激励をして頂きました。深く感謝の意を申し上げます。

東京工業大学の武内聡氏には、 $\gamma$ 線検出器に関わる実験準備やデータ解析にて、さまざまな助言をして頂きました。データ解析を進める中で、的確な助言をして頂き、感謝しております。

附属原子核科学研究センターのNUSPEQのメンバーである、井手口栄治准教授、松下昌史氏、郷慎太郎氏、高木基伸氏、横山輪氏、藤井俊彦氏、小林幹氏、小林和馬氏、山口勇貴氏、増岡翔一郎氏、David Steppenbeck氏には、同じ研究室で長き間、過ごさせて頂きました。グループ打ち合わせでの、さまざまな助言や議論は、研究を進める中で、非常に重要なものでした。そして、研究室旅行や飲み会などのレクリエーションをはじめ、共に楽しい日々を共有させて頂きました。深く感謝の意を申し上げます。また、皆様忙しい中、私の他愛のない話にも嫌な顔一つせず、付き合って頂き、感謝しております。

SHARQA スペクトロメータのグループメンバーである、上坂友洋氏、川瀬頌一郎氏、川畑貴裕教授、菊地陽介氏、久保田悠樹氏、酒井英行氏、笹野匡紀氏、堂園昌伯氏、馬場秀忠氏、松原礼明氏、三木謙二郎氏、矢向謙太郎准教授、李清秀氏には、実験の準備から測定でのシフトなど、様々な場面でご協力して頂きました。私はSHARQA スペクトロメータの立ち上げメンバーの一人であり、様々な実験にて共同研究をさせて頂きました。中でも、ビームライン検出器である低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの開発を修士論文から取り組み、論文として成果を公表することが出来ました。これも皆様の協力があったことです。深く感謝の意を申し上げます。

本研究のコラボレータである、伊藤正俊准教授、近藤洋介助教、民井淳准教授、津村美保氏、西村美月氏、西隆博氏、前田幸重准教授、李清秀氏には、実験の準備や測定時において、多くの場面でご協力して頂きました。皆様の協力がなければ、本実験を達成することは不可能でした。深く感謝の意を申し上げます。

今井伸明准教授には、論文の執筆内容について、多くの意見や議論をして頂きました。多くの有用な助言を頂き、論文に反映することが出来ました。深く感謝の意を申し上げます。

理化学研究所の竹谷篤氏には、大学院ジュニアリサーチ・アシスタントの時より研究を通じて、様々な支援や助言をして頂きました。また、低圧動作型多芯線ドリフトチェンバーの発表論文においては、多くのコメントを頂き、非常に有用なものとなりました。論文執筆に至っては、激励の言葉を頂きました。これまで公私に渡って、いろいろと気を遣って頂き感謝しております。

樽井博氏には、私と同じ居室であり、日々激励して頂きました。特に、実験での重要な標的周りの準備において、具体的な設計をしていただき、私の手の届かないところまで支援していただきました。

伊藤由太氏、小林信之氏、酒向正己氏、時枝紘史氏、吉永健太氏には、学生のころから、研究や私生活を通じて、公私に渡る支援をして頂きました。皆様とは大学院は違えど同期ということもあり、長き間、理化学研究所周辺にて生活を共にさせて頂きました。特に、時枝氏は、附属原子核科学研究センターで多くの時間を過ごした氏であり、SHARAQ スペクトロメーターの立ち上げからを共に研究生活を送ってきました。研究だけでなく、私事についても、的確な助言をして頂きました。どうもありがとうございます。

附属原子核科学研究センターの教員、事務職員、技術職員、学生の方々には、研究生活を通して、日々の励ましと温かい言葉を掛けていただきました。ここまで研究生活を送ることが出来たのも、皆様の支援や激励の言葉があつてのこそです。深く感謝の意を申し上げます。

また、紙面に名前を名前をあげることができなかった多くの方々にも、論文執筆に際して、多くの支援を頂きました。深く感謝の意を申し上げます。

最後になりますが、家族の方々には、長きに渡る研究活動について理解を示し、精神的に並び経済的に支援して頂きました。特段、両親には多くの負担をしていただき、感謝しております。この場を借りて、学業やこれまでの研究生活に対して、感謝を言葉では表すことはできませんが、心より”どうもありがとうございます。”。

## 参考文献

- [1] W. Bothe and W. Gentner, “Atomumwandlungen durch r-Strahlen.”, *Z. Phys.*, 106(0044-3328):236–248, 1937
- [2] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, “Photo-fission in heavy elements”, *Phys. Rev.*, 71(1):3–10, 1947
- [3] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, “X-Ray Yield Curves for  $\gamma$ -n Reactions”, *Phys. Rev.*, 73(10):1156–1163, 1948
- [4] R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, “Observation of Giant Gamow-Teller Strength in (p, n) Reactions\*”, *Phys. Rev. Lett.*, 35(25):1691–1693, 1975
- [5] M. N. Harakeh and A. V. D. Woude, “Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation”, Oxford University Press, 2001
- [6] F. Osterfeld, “Nuclear spin and isospin excitations”, *Rev. Mod. Phys.*, 64(2):491–557, 1992
- [7] K. Miki, “Study of the isovector spin monopole resonance via the (t,  $^3\text{He}$ ) reactions at 300 MeV/u”, PhD thesis, University of Tokyo, 2010
- [8] K. Miki, H. Sakai, T. Uesaka, H. Baba, C. L. Bai, G. P. a. Berg, N. Fukuda, D. Kameda, T. Kawabata, S. Kawase, T. Kubo, S. Michimasa, H. Miya, S. Noji, T. Ohnishi, S. Ota, A. Saito, Y. Sasamoto, H. Sagawa, M. Sasano, S. Shimoura, H. Takeda, H. Tokieda, K. Yako, Y. Yanagisawa, and R. G. T. Zegers, “Identification of the  $\beta^+$  Isovector Spin Monopole Resonance via the  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{90}\text{Zr}(t, ^3\text{He})$  Reactions at 300 MeV/u”, *Phys. Rev. Lett.*, 108(26):262503, 2012
- [9] M. Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, “Spin—ispin responses via (p,n) and (n,p) reactions”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 56(2):446–531, 2006
- [10] Y. Fujita, B. Rubio, and W. Gelletly, “Spin—ispin excitations probed by strong, weak and electromagnetic interactions”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66(3):549–606, 2011
- [11] D. Horen, C. Goodman, C. Foster, C. Gouling, M. Greenfield, J. Rapaport, D. Bainum, E. Sugarbaker, T. Masterson, F. Petrovich, and W. Love, “Search for isobaric analogues of M1 states and giant spinflip resonances in the  $^{208}\text{Pb}(p, n)$  reaction”, *Phys. Lett. B*, 95(1):27–30, 1980
- [12] W. G. Love and M. A. Franey, “Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies”, *Phys. Rev. C*, 24:1073–1094, 1981
- [13] H. Okamura, S. Fujita, Y. Hara, K. Hatanaka, T. Ichihara, S. Ishida, K. Katoh, T. Niizeki, H. Ohnuma, H. Otsu, H. Sakai, N. Sakamoto, Y. Satou, T. Uesaka, T. Wakasa, and T. Yamashita, “Tensor analyzing power of the (d,  $^2\text{He}$ ) reaction at 270 MeV”, *Phys. Lett. B*, 345(1):1–5, 1995
- [14] T. Wakasa, M. Okamoto, M. Takaki, M. Dozono, K. Hatanaka, M. Ichimura, T. Noro, H. Okamura, and Y. Sakemi, “Complete set of polarization transfer observables for the  $^{16}\text{O}(\vec{p}, \vec{n})^{16}\text{F}$  reaction at 296 MeV and 0 degrees”, *Phys. Rev. C*, 84:014614, 2011
- [15] K. Yako, H. Sagawa, and H. Sakai, “Neutron skin thickness of  $^{90}\text{Zr}$  determined by charge exchange reactions”, *Phys. Rev. C*, 74:051303, 2006
- [16] T. Suzuki and H. Sagawa, “Shell-model study of spin-dipole strength in  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$ ”, *Nucl. Phys. A*,

- 637(4):547–558, 1998
- [17] T. Taddeucci, C. Goulding, T. Carey, R. Byrd, C. Goodman, C. Gaarde, J. Larsen, D. Horen, J. Rapaport, and E. Sugarbaker, “The (p, n) reaction as a probe of beta decay strength”, *Nucl. Phys. A*, 469(1):125–172, 1987
- [18] S. Fukuda, Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, K. Kaneyuki, S. Kasuga, K. Kobayashi, Y. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura, S. Moriyama, M. Nakahata, S. Nakayama, T. Namba, Y. Obayashi, A. Okada, M. Oketa, K. Okumura, T. Oyabu, N. Sakurai, M. Shiozawa, Y. Suzuki, Y. Takeuchi, T. Toshito, Y. Totsuka, S. Yamada, S. Desai, M. Earl, J. Hong, E. Kearns, M. Masuzawa, M. Messier, J. Stone, L. Sulak, C. Walter, W. Wang, K. Scholberg, T. Barszczak, D. Casper, D. Liu, W. Gajewski, P. Halverson, J. Hsu, W. Kropp, S. Mine, L. Price, F. Reines, M. Smy, H. Sobel, M. Vagins, K. Ganezer, W. Keig, R. Ellsworth, S. Tasaka, J. Flanagan, A. Kibayashi, J. Learned, S. Matsuno, V. Stenger, Y. Hayato, T. Ishii, A. Ichikawa, J. Kanzaki, T. Kobayashi, T. Maruyama, K. Nakamura, Y. Oyama, A. Sakai, M. Sakuda, O. Sasaki, S. Echigo, T. Iwashita, M. Kohama, A. Suzuki, M. Hasegawa, T. Inagaki, I. Kato, H. Maesaka, T. Nakaya, K. Nishikawa, S. Yamamoto, T. Haines, B. Kim, R. Sanford, R. Svoboda, E. Blaufuss, M. Chen, Z. Conner, J. Goodman, E. Guillian, G. Sullivan, D. Turcan, A. Habig, M. Ackerman, F. Goebel, J. Hill, C. Jung, T. Kato, D. Kerr, M. Malek, K. Martens, C. Mauger, C. McGrew, E. Sharkey, B. Viren, C. Yanagisawa, W. Doki, S. Inaba, K. Ito, M. Kirisawa, M. Kitaguchi, C. Mitsuda, K. Miyano, C. Saji, M. Takahata, M. Takahashi, K. Higuchi, Y. Kajiyama, A. Kusano, Y. Nagashima, K. Nitta, M. Takita, T. Yamaguchi, M. Yoshida, H. Kim, S. Kim, J. Yoo, H. Okazawa, M. Etoh, K. Fujita, Y. Gando, A. Hasegawa, T. Hasegawa, S. Hatakeyama, K. Inoue, K. Ishihara, T. Iwamoto, M. Koga, I. Nishiyama, H. Ogawa, J. Shirai, A. Suzuki, T. Takayama, F. Tsushima, M. Koshiba, Y. Ichikawa, T. Hashimoto, Y. Hatakeyama, M. Koike, T. Horiuchi, M. Nemoto, K. Nishijima, H. Takeda, H. Fujiyasu, T. Futagami, H. Ishino, Y. Kanaya, M. Morii, H. Nishihama, H. Nishimura, T. Suzuki, Y. Watanabe, D. Kielczewska, U. Golebiewska, H. Berns, S. Boyd, R. Doyle, J. George, A. Stachyra, L. Wai, R. Wilkes, K. Young, and H. Kobayashi, “The Super-Kamiokande detector”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 501(2-3):418–462, 2003
- [19] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago, H. Ikeda, K. Inoue, K. Ishidoshiro, H. Ishikawa, M. Koga, R. Matsuda, S. Matsuda, T. Mitsui, D. Motoki, K. Nakamura, A. Obata, A. Oki, Y. Oki, M. Otani, I. Shimizu, J. Shirai, A. Suzuki, Y. Takemoto, K. Tamae, K. Ueshima, H. Watanabe, B. D. Xu, S. Yamada, Y. Yamauchi, H. Yoshida, A. Kozlov, S. Yoshida, A. Piepke, T. I. Banks, B. K. Fujikawa, K. Han, T. O’Donnell, B. E. Berger, J. G. Learned, S. Matsuno, M. Sakai, Y. Efremenko, H. J. Karwowski, D. M. Markoff, W. Tornow, J. a. Detwiler, S. Enomoto, and M. P. Decowski, “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. D*, 88(3):033001, 2013
- [20] J. Boger, R. Hahn, J. Rowley, A. Carter, B. Hollebone, D. Kessler, I. Blevis, F. Dalnoki-Veress, A. DeKok, J. Farine, D. Grant, C. Hargrove, G. Laberge, I. Levine, K. McFarlane, H. Mes, A. Noble, V. Novikov, M. O’Neill, M. Shatkay, C. Shewchuk, D. Sinclair, E. Clifford, R. Deal, E. Earle, E. Gaudette, G. Milton, B. Sur, J. Bigu, J. Cowan, D. Cluff, E. Hallman, R. Haq, J. Hewett, J. Hykawy, G. Jonkmans, R. Michaud, A. Roberge, J. Roberts, E. Saettler, M. Schwendener, H. Seifert, D. Sweezey, R. Tafirout, C. Virtue, D. Beck, Y. Chan, X. Chen, M. Dragowsky, F. Dycus, J. Gonzalez, M. Isaac, Y. Kajiyama, G. Koehler, K. Lesko, M. Moebus, E. Norman, C. Okada, A. Poon, P. Purgalis, A. Schuelke, A. Smith, R. Stokstad, S. Turner, I. Zliten, J. Anaya, T. Bowles, S. Brice, E.-I. Esch, M. Fowler, A. Goldschmidt, A. Hime, A. McGirt, G. Miller, W. Teasdale, J. Wilhelmy, J. Wouters, J. Anglin, M. Bercovitch, W. Davidson, R. Storey, S. Biller, R. Black, R. Boardman, M. Bowler, J. Cameron, B. Cleveland, A. Ferraris, G. Doucas, H. Heron, C. Howard, N. Jelley, A. Knox, M. Lay, W. Locke, J. Lyon, S. Majerus, M. Moorhead, M. Omori, N. Tanner,

- R. Taplin, M. Thorman, D. Wark, N. West, J. Barton, P. Trent, R. Kouzes, M. Lowry, A. Bell, E. Bonvin, M. Boulay, M. Dayon, F. Duncan, L. Erhardt, H. Evans, G. Ewan, R. Ford, A. Hallin, A. Hamer, P. Hart, P. Harvey, D. Haslip, C. Hearn, R. Heaton, J. Hepburn, C. Jillings, E. Korpach, H. Lee, J. Leslie, M.-Q. Liu, H. Mak, A. McDonald, J. MacArthur, W. McLatchie, B. Moffat, S. Noel, T. Radcliffe, B. Robertson, P. Skensved, R. Stevenson, X. Zhu, S. Gil, J. Heise, R. Helmer, R. Komar, C. Nally, H. Ng, C. Waltham, R. Allen, G. Bühler, H. Chen, G. Aardsma, T. Andersen, K. Cameron, M. Chon, R. Hanson, P. Jagam, J. Karn, J. Law, R. Ollerhead, J. Simpson, N. Tagg, J.-X. Wang, C. Alexander, E. Beier, J. Cook, D. Cowen, E. Frank, W. Frati, P. Keener, J. Klein, G. Mayers, D. McDonald, M. Neubauer, F. Newcomer, R. Pearce, R. de Water, R. Berg, P. Wittich, Q. Ahmad, J. Beck, M. Browne, T. Burritt, P. Doe, C. Duba, S. Elliott, J. Franklin, J. Germani, P. Green, A. Hamian, K. Heeger, M. Howe, R. Drees, A. Myers, R. Robertson, M. Smith, T. Steiger, T. Wechel, and J. Wilkerson, “The Sudbury Neutrino Observatory”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 449(1-2):172–207, 2000
- [21] T. Yoshida, M. Terasawa, T. Kajino, and K. Sumiyoshi, “Nucleosynthesis of Light Elements and Heavy  $r$ -Process Elements through the  $\nu$ -Process in Supernova Explosions”, *Astrophys. J.*, 600(1):204–213, 2004
- [22] T. Suzuki and T. Kajino, “Element synthesis in the supernova environment and neutrino oscillations”, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.*, 40(8):083101, 2013
- [23] W. Horiuchi and Y. Suzuki, “Spin-dipole strength functions of  $^4\text{He}$  with realistic nuclear forces”, *Phys. Rev. C*, 87(3):034001, 2013
- [24] W. Horiuchi, Y. Suzuki, and K. Arai, “*Ab initio* study of the photoabsorption of  $^4\text{He}$ ”, *Phys. Rev. C*, 85(5):054002, 2012
- [25] S. Nakayama, E. Matsumoto, R. Hayami, K. Fushimi, H. Kawasuso, K. Yasuda, T. Yamagata, H. Akimune, H. Ikemizu, M. Fujiwara, M. Yosoi, K. Nakanishi, K. Kawase, H. Hashimoto, T. Oota, K. Sagara, T. Kudoh, S. Asaji, T. Ishida, M. Tanaka, and M. B. Greenfield, “Analog of the giant dipole resonance in  $^4\text{He}$ ”, *Phys. Rev. C*, 76(2):021305, 2007
- [26] S. Nakayama, T. Yamagata, E. Matsumoto, H. Akimune, S. Asaji, M. Fujiwara, K. Fushimi, M. B. Greenfield, H. Hashimoto, R. Hayami, H. Ikemizu, T. Ishida, K. Kawase, H. Kawasuso, T. Kudoh, K. Nakanishi, T. Oota, K. Sagara, M. Tanaka, K. Yasuda, and M. Yosoi, “Analog of the giant dipole and spin-dipole resonances in  $^4\text{He}$  and in  $\alpha$  clusters of  $^6,^7\text{Li}$  studied by the  $^4\text{He}, ^6,^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^7\text{Be} \gamma)$  reactions”, *Phys. Rev. C*, 78(1):014303, 2008
- [27] H. Okamura, “終状態相互作用を伴う重陽子分解反応による核分光”, PhD thesis, Kyoto University, 1989
- [28] D. Tilley, J. Kelley, J. Godwin, D. Millener, J. Purcell, C. Sheu, and H. Weller, “Energy levels of light nuclei”, *Nucl. Phys. A*, 745(3-4):155–362, 2004
- [29] T. Björnstad, H. Gustafsson, B. Jonson, P. Larsson, V. Lindfors, S. Mattsson, G. Nyman, a.M. Poskanzer, H. Ravn, and D. Schardt, “The decay of  $8\text{He}$ ”, *Nucl. Phys. A*, 366(3):461–468, 1981
- [30] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. Greiner, N. Takahashi, and Y. Nojiri, “Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes”, *Phys. Lett. B*, 160(6):380–384, 1985
- [31] Y. Sasamoto, “Study of the isovector non-spin-flip monopole resonance via the super-allowed Fermi type charge exchange ( $^{10}\text{C}$ ,  $^{10}\text{B}\gamma$ )”, PhD thesis, the University of Tokyo, 2012
- [32] S. Noji, “A New Spectroscopic Tool by the Radioactive-Isotope-Beam Induced Exothermic Charge-Exchange Reaction”, PhD thesis, the University of Tokyo, 2012
- [33] K. Kisamori, “Study of Tetra Neutron System via Exothermic Double Charge Exchange Reaction  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})4n$ ”, PhD thesis, the University of Tokyo, 2014
- [34] H. Miya, S. Ota, T. Fujii, S. Kawase, Y. Kubota, C. Lee, H. Matsubara, K. Miki, a. Saito, S. Michimasa,

- T. Uesaka, H. Sakai, and S. Shimoura, “Development of low-pressure multi-wire drift chambers for high-resolution spectroscopy with radioactive isotope beams”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 317(PART B):701–704, 2013
- [35] Y. Yano, “The RIKEN RI Beam Factory Project: A status report”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 261(1-2):1009–1013, 2007
- [36] K. Kumagaito, N. Fukunishi, T. Maie, S. Fukuzawa, Y. Watanabe, and M. Kase, “New beam line for the AVF-RRC-SRC acceleration”, *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 42, 2009
- [37] T. Kubo, D. Kameda, H. Suzuki, N. Fukuda, H. Takeda, Y. Yanagisawa, M. Ohtake, K. Kusaka, K. Yoshida, N. Inabe, T. Ohnishi, a. Yoshida, K. Tanaka, and Y. Mizoi, “BigRIPS separator and ZeroDegree spectrometer at RIKEN RI Beam Factory”, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2012(1):3C003–0, 2012
- [38] T. Kawabata, G. Berg, T. Kubo, H. Sakai, S. Shimoura, and T. Uesaka, “High resolution beam line for the SHARAQ spectrometer”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 266(19-20):4201–4204, 2008
- [39] Y. Yanagisawa, T. Kubo, K. Kusaka, M. Ohtake, K. Yoshida, T. Ohnishi, Y. Sasamoto, A. Saito, T. Uesaka, S. Shimoura, T. Kawabata, S. Noji, and H. Sakai, “Construction of high resolution beam line for the SHARAQ spectrometer”, *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 43, 2010
- [40] K. Kusaka, T. Kubo, Y. Mizoi, K. Yoshida, a. Yoshida, T. Tominaka, Y. Yano, T. Tsuchihashi, N. Kakutani, and K. Sato, “Prototype of Superferric Quadrupole Magnets for the BigRIPS Separator at RIKEN”, *IEEE Trans. Applied Supercond.*, 14(2):310–315, 2004
- [41] S. Michimasa, M. Takaki, Y. Sasamoto, M. Dozono, T. Nishi, T. Kawabata, S. Ota, H. Baba, T. Baba, T. Fujii, S. Go, S. Kawase, Y. Kikuchi, K. Kisamori, M. Kobayashi, Y. Kubota, C. Lee, H. Matsubara, K. Miki, H. Miya, S. Noji, H. Tokieda, M. Tsumura, K. Yako, R. Yokoyama, H. Takeda, Y. Yanagisawa, T. Kubo, N. Inabe, N. Fukuda, D. Kameda, H. Suzuki, Y. Shimizu, H. Sato, T. Ichihara, a. Stolz, R. Zegers, H. Sakai, T. Uesaka, and S. Shimoura, “SHARAQ spectrometer for high-resolution studies for RI-induced reactions”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 317(PART B):305–310, 2013
- [42] H. Miya, “Development of Tracking Chamber for High-resolution Spectroscopic with RI beam”, Master thesis, University of Tokyo, 2009
- [43] T. Uesaka, S. Shimoura, H. Sakai, and for the SHARAQ Collaboration, “The SHARAQ spectrometer”, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2012(1):3C007–0, 2012
- [44] H. Tokieda, “Cathode Readout Drift Chambers for the SHARAQ Spectrometer”, Master thesis, University of Tokyo, 2010
- [45] K. Kisamori, “Development of two-alpha detection system for exothermic double-charge exchange reaction ( $^8\text{He}$ ,  $^8\text{Be}$ )”, Master thesis, University of Tokyo, 201
- [46] S. Michimasa, S. Ota, S. Shimoura, T. Uesaka, Y. Sasamoto, K. Miki, S. Noji, H. Matsubara, M. Dozono, H. Miya, H. Tokieda, S. Kasase, S. Sasano, K. Kisamori, M. Takaki, R. Yokoyama, T. Fujii, Y. Kubota, C. Lee, H. Kurei, T. Kawabata, K. Yako, N. Yamazaki, A. Yoshino, H. Sakai, T. Kubo, N. Inabe, Y. Yanagisawa, D. Kameda, H. Suzuki, H. Takeda, T. Ichihara, H. Baba, G. Berg, P. Roussel-Chomaz, D. Bazin, and for the SHARAQ collaboration, “SHARAQ Project – Progress in FY2011 –”, *CNS Ann. Rep. 2011*, 2012
- [47] K. Makino and M. Berz, “COSY INFINITY Version 9”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 558(1):346–350, 2006
- [48] H. Ryuto, M. Kunibu, T. Minemura, T. Motobayashi, K. Sagara, S. Shimoura, M. Tamaki, Y. Yanagisawa, and Y. Yano, “Liquid hydrogen and helium targets for radioisotope beams at RIKEN”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 555(1-2):1–5, 2005

- [49] Y. Kikuchi, “大強度不安定核ビーム実験のための 1mm 角プラスチックシンチレータを用いたホドスコープの開発”, Master thesis, University of Tokyo, 2012
- [50] Y. Kikuchi, S. Ota, M. H., Y. Kubota, C. Lee, S. Kawase, and U. T., “ $\mu$ Hodescope using 1-mm square plastic scintillators for the experiments with high-resolution beam”, *CNS Ann. Rep.* 2011, 2012
- [51] E. Beuville, K. Borer, E. Chesi, E. Heijne, P. Jarron, B. Lisowski, and S. Singh, “Amplex, a low-noise, low-power analog CMOS signal processor for multi-element silicon particle detectors”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 288(1):157–167, 1990
- [52] J. C. Santiard. “The GASSIPLEX is a re-designed chip of the AMPLEX by J. C. -Santiard of CERN.”
- [53] “A 16 integrated channels front end analog amplifiers with multiplexed serial readout”
- [54] S. Takeuchi, T. Motobayashi, Y. Togano, M. Matsushita, N. Aoi, K. Demichi, H. Hasegawa, and H. Murakami, “DALI2: A NaI(Tl) detector array for measurements of  $\gamma$  rays from fast nuclei”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 763:596–603, 2014
- [55] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, S. Takeuchi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, and S. Shimoura, “New data acquisition system for the RIKEN Radioactive Isotope Beam Factory”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 616(1):65–68, 2010
- [56] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi, S. Takeuchi, K. Yoshida, Y. Watanabe, S. Ota, S. Shimoura, and K. Yoshinaga, “Time-stamping system for nuclear physics experiments at RIKEN RIBF”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 777:75–79, 2015
- [57] K. Lau and J. Pyrlik, “Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 366(2-3):298–309, 1995
- [58] “National Nuclear Data Center (NNDC)”
- [59] G. Collaboration. “Geant4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter”, 2010
- [60] D. Pieter. “GEANT4 Simulation Code for  $\gamma$  -Ray Detectors used in the RIKEN-RIBF Facility”
- [61] M. Kobayashi, “Spin-isospin response of neutron-rich nucleus  $^8\text{He}$  via (p, n) reaction in inverse kinematics”, Master thesis, University of Tokyo, 2014
- [62] O. Tarasov and D. Bazin, “LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 266(19-20):4657–4664, 2008
- [63] A. Wapstra, G. Audi, and C. Thibault, “The Ame2003 atomic mass evaluation”, *Nucl. Phys. A*, 729(1):129–336, 2003
- [64] 川合光路 and 吉田思郎, “朝倉書店物理学大系 19 原子核反応論”, 朝倉書店, 2002
- [65] J. Cook and J. Carr. “Computer code FOLD/DWHI”. Florida State University, 1988
- [66] F. Petrovich and D. Stanley, “Microscopic interpretation of  $^7\text{Li}+^{24}\text{Mg}$  inelastic scattering at 34 MeV”, *Nucl. Phys. A*, 275(2):487–508, 1977
- [67] J. Cook, K. W. Kemper, P. V. Drumm, L. K. Fifield, M. A. C. Hotchkis, T. R. Ophel, and C. L. Woods, “ $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{16}\text{N}$  reaction at 50 MeV”, *Phys. Rev. C*, 30(5):1538–1544, 1984
- [68] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering”, *Phys. Rev.*, 95(2):577–578, 1954
- [69] B. A. Brown, A. Etchegoyen, N. S. Godwin, W. D. M. Rae, W. E. Ormand, E. K. Warburton, J. S. Winfield, L. Zhao, and Z. C. H. “Oxbash for Windows PC”. MSU-NSCL Report No. 1289, 2004
- [70] S. Cohen and D. Kurath, “Effective interactions for the 1p shell”, *Nucl. Phys.*, 73(1):1–24, 1965
- [71] E. K. Warburton and B. a. Brown, “Effective interactions for the 0p1s0d nuclear shell-model space”, *Phys. Rev. C*, 46(3):923–944, 1992
- [72] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, “New complex G-matrix interactions derived from two- and three-body forces and application to proton-nucleus elastic scattering”, *Phys. Rev. C*, 78(4):044610, 2008

- 
- [73] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, “Effect of repulsive and attractive three-body forces on nucleus-nucleus elastic scattering”, *Phys. Rev. C*, 80(4):044614, 2009
- [74] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, “Three-body-force effect on nucleus-nucleus elastic scattering”, *Phys. Rev. C*, 79(1):011601, 2009
- [75] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, “Effect of repulsive and attractive three-body forces on nucleus-nucleus elastic scattering”, *Phys. Rev. C*, 80(4):044614, 2009
- [76] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, “Repulsive nature of optical potentials for high-energy heavy-ion scattering”, *Phys. Rev. C*, 82(4):044612, 2010
- [77] F. P. Brady, T. D. Ford, G. A. Needham, J. L. Romero, D. S. Sorenson, C. M. Castaneda, J. L. Drummond, E. L. Hjort, B. McEachern, N. S. P. King, and D. J. Millener, “ $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$  reaction at 56, 60, and 65 MeV”, *Phys. Rev. C*, 43(5):2284–2302, 1991
- [78] H. Kumagai, a. Ozawa, N. Fukuda, K. Sümmerer, and I. Tanihata, “Delay-line PPAC for high-energy light ions”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 470(3):562–570, 2001
- [79] H. Kumagai, T. Ohnishi, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kameda, N. Inabe, K. Yoshida, and T. Kubo, “Development of Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) for BigRIPS fragment separator”, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, 317(PART B):717–727, 2013