

# 修士論文

論文題名

クラスターロックアウト測定のための望遠鏡 TOGAXSI の  
GAGG シンチレーター応答研究

令和 8 年 3 月 10 日

専攻名 物理学専攻  
氏名 岡村 拓実

大阪大学大学院理学研究科

# 要旨

原子核中におけるクラスター構造の研究は、核物理学における重要課題の一つである。相対論的密度汎関数理論に基づく近年の理論研究では、核子飽和密度の 1/10 程度の低密度核物質において、 $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  といったクラスターが形成されることが示されている。また、有限の原子核系においても、核子が  $\alpha$  クラスターとして強く相関する現象が軽核を中心に多数報告されている。加えて近年、Sn 同位体表面における  $\alpha$  クラスター形成が理論的に予言された。これらは、クラスター相関が原子核の基本的性質として普遍的に存在する可能性を示唆している。

ONOKORO プロジェクトでは、クラスター  $X (= d, t, {}^3\text{He}, \alpha)$  を陽子との散乱によってノックアウトする  $(p, pX)$  反応をさまざまな核種に対して系統的に測定し、原子核におけるクラスター相関の普遍性を明らかにすることを目的としている。反跳陽子  $p$  およびノックアウトされたクラスター  $X$  の運動量を測定し、準自由散乱近似のもとで残留核の励起エネルギー分布やクラスターの運動量分布を導出することで、クラスター相関の情報を得ることができる。実験結果を DWIA に基づく理論計算と比較することにより、クラスター相関の強さや空間分布に関する情報が抽出されると期待される。パイロット実験として RCNP で行われた  ${}^{112-124}\text{Sn}$  に対する  $(p, p\alpha)$  反応測定では、クラスター相関の質量数依存性が明らかにされ、DWIA 計算との良好な一致から、 $(p, pX)$  反応がクラスター相関研究に有効な手段であることが示された。

不安定核に対する  $(p, pX)$  反応測定は、目的核種をビームとして供給する逆運動学実験として実施される。ONOKORO プロジェクトでは、RIKEN RIBF において逆運動学  $(p, pX)$  反応測定のための新しい検出器システム TOGAXSI を開発した。TOGAXSI は、反応点および飛跡測定を担う Si tracker と、粒子のエネルギー測定を担う GAGG(Ce) カロリメーターから構成され、反跳陽子を検出する Recoil アレイとノックアウトクラスターを測定する Cluster アレイを備える。

我々は RIBF にて、2025 年 6 月に完成した TOGAXSI 性能実証機を用い、 ${}^{50-52}\text{Ca}$  に対する逆運動学  $(p, pX)$  反応測定を行った。本実験では液体水素標的を用いて反応を誘起し、TOGAXSI により反跳陽子およびノックアウトクラスターの運動量を測定した。

本論文では、主として TOGAXSI 検出器に搭載された GAGG(Ce) カロリメーターの特性評価とエネルギー較正方法の検討について述べる。具体的には、(1) Si フォトダイオードのリーク電流増加に対する Gain 変動の評価、(2)  $dE$  GAGG および Recoil GAGG のエネルギー較正方法の検討、(3) Cluster アレイのヒット多重度分布およびヒットパターンの評価を行った。

## ■(1) Si フォトダイオードのリーク電流増加に対する Gain 変動の評価

実験中、 ${}^{50-52}\text{Ca}$  に混在して飛来した背景粒子に起因する放射線ダメージにより、GAGG(Ce) シンチレーターの光読み出し用 Si フォトダイオードのリーク電流が増加した。放射線ダメージに伴う量子効率低下の可能性を考慮し、リーク電流増加に対する GAGG(Ce) の Gain 変動を評価した。その結果、リーク電流の増加にもかかわらず Gain は 5% 精度で安定しており、放射線ダメージの影響は小さいと結論付けた。

## ■(2) GAGG(Ce) シンチレーターの発光量較正方法の検討

軽イオンビームと水素標的の弾性散乱を用いた GAGG(Ce) シンチレーターの発光量較正を検討した。弾性散

乱では結晶の設置位置により統計量の偏りが大きく、多くの結晶で十分な統計が得られず較正が困難であった。統計量が確保された結晶について、散乱角から決定される発光量の計算値と、実験で測定した発光量（ADC）を比較し、較正係数を決定した。較正後の発光量分解能は  $Z = 1$  の粒子に対して 3-6%、 $Z = 2$  の粒子で 3% 程度であった。また、発光量分布には GAGG(Ce) 結晶への入射位置依存性に起因すると考えられる構造が確認された。今後、位置依存性補正の導入により較正精度の改善を図る。

### ■(3) ヒット多重度分布の解析および Hit パターンの検討

Cluster アレイには、格子状に配置された 40 本の GAGG(Ce) シンチレーターが設置されている。粒子の散乱角や飛程に応じて複数結晶を貫通する場合があります、全エネルギー決定には貫通した全結晶の発光量の合算が必要となる。本論文ではその準備として、軽イオン弾性散乱における Cluster アレイの GAGG のヒットパターンと Si tracker から決定される粒子の飛跡の整合率を評価した。その結果、飛程の短い  $p, {}^3\text{He}, \alpha$  に対して整合率が 60-70%、飛程の長い  $d, t$  に対しては整合率が低下し、40% 程度であった。また、ヒット多重度の分布を評価したところ、飛程の短い粒子に対しては多重度 1 が約 70%、飛程の長い粒子に対しては多重度 1 が約 50% であった。また、整合したイベントについて多重度分布をみると、飛程の短い粒子は、98% が多重度 1 である一方、飛程の長い粒子について、多重度が 2 以上のイベントが 30% 程度存在した。多重度 1 のイベントは、エネルギー較正に用いる予定であり、その方法を検討した。今後は Si tracker の位置分解能補正と検出器相対位置補正により一致率の向上を目指し、同一粒子由来の複数結晶発光事象の同定を進める。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	核子多体系とクラスター	1
1.2	ノックアウト反応を用いた原子核のクラスター研究	5
1.3	ONOKORO project	11
第 2 章	TOGAXSI コミッショニングおよび SAMURAI57 実験	18
2.1	実験概要	18
2.2	TOGAXSI 検出器	21
2.3	DAQ システムとトリガーロジック	28
2.4	SAMURAI57 実験の初期解析結果	30
第 3 章	フォトダイオードのリーク電流の増加と Gain 変動	32
3.1	フォトダイオードのリーク電流	32
3.2	Gain 変動の解析	33
3.3	リーク電流の増加原因の考察	34
3.4	今後の調査項目	35
第 4 章	弾性散乱による GAGG 検出器のエネルギー較正	37
4.1	GAGG(Ce) シンチレーターの消光効果	37
4.2	粒子の全エネルギー決定方法	38
4.3	ADC 値から MeVee 単位への変換	39
4.4	今後の課題	52
第 5 章	Cluster アレイ解析に向けた基盤構築	55
5.1	Cluster アレイの解析計画	55
5.2	ヒットパターンの解析	56
5.3	Cluster GAGG の発光量較正	61
第 6 章	まとめと今後の展望	64
	謝辞	66
	参考文献	68

# 目次

1.1	核物質の密度とクラスター形成率の関係 . . . . .	2
1.2	陽子比率とクラスター形成率の関係 . . . . .	3
1.3	$^{12}\text{C}$ の核子密度分布 . . . . .	4
1.4	Sn 同位体における半径と中性子密度と $\alpha$ クラスター密度の関係 . . . . .	4
1.5	陽子誘起ロックアウト反応の模式図 . . . . .	5
1.6	Sn( $p, p\alpha$ ) 反応測定の Setup . . . . .	8
1.7	Sn 同位体に対する ( $p, p\alpha$ ) 測定の結果 . . . . .	10
1.8	順運動学と逆運動学条件下におけるロックアウト反応の運動学的模式図 . . . . .	13
1.9	順運動学条件下 (左) および逆運動学条件下 (右) での反跳陽子とロックアウトされたクラスターの散乱角度相関 . . . . .	16
2.1	RIBF のビームライン . . . . .	19
2.2	SAMURAI エリアに設置された標的および検出器群 . . . . .	19
2.3	TOGAXSI 検出器 右側:Recoil アレイ 左側:Cluster アレイ . . . . .	21
2.4	TOGAXSI 検出器の各アレイ . . . . .	22
2.5	( $p, pX$ ) 反応平面に対する TOGAXSI 検出器の各アレイの配置図 . . . . .	22
2.6	逆運動学条件下における $p$ と $X$ の弾性散乱の角度相関 . . . . .	23
2.7	Si ストリップ検出器 . . . . .	24
2.8	反応点・飛跡の再構成方法 . . . . .	25
2.9	GAGG シンチレーターの結晶・ライトガイド・反射フィルム (下) と、それらを組み立てたもの (上) . . . . .	26
2.10	Hamamatsu 社製 S3584-08 Si フォトダイオード . . . . .	27
2.11	ビームライン上流から見た TOGAXSI 検出器の各アレイに配置された GAGG 検出器 . . . . .	27
2.12	TOGAXSI GAGG 検出器の回路構成と他検出器との DAQ 接続図 . . . . .	28
2.13	実験で用いたトリガーロジック . . . . .	29
2.14	F2 コリメータをインストールした後の $dE-E$ 相関プロット . . . . .	31
3.1	実験中の Cluster アレイのフォトダイオードリーク電流の変動 . . . . .	32
3.2	F2 コリメータの設置前後の GAGG シンチレーターの発光量スペクトル . . . . .	33
3.3	Cluster アレイの GAGG シンチレーターの Gain 変動とリーク電流の関係 . . . . .	34
3.4	F2 コリメータの設置前後の $dE-E$ 相関 . . . . .	35
4.1	GAGG(Ce) シンチレーターの発光量特性の測定結果 . . . . .	38
4.2	さまざまな粒子の全エネルギーと発光量の関係 . . . . .	38
4.3	軽イオンビームと水素標的の散乱角度相関 . . . . .	40

4.4	各ビーム種に対して計算した $dE$ GAGG での発光量 $L_{\text{cal}}(\theta)$ とエネルギー損失 $dE$ の角度分布	41
4.5	軽イオンビーム ( $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ) と陽子標的の弾性散乱における GAGG(Ce) 結晶の発光量 $L_{\text{cal}}(\theta)$ と発光量の ADC 値 $L_{\text{ADC}}$ の散布図	43
4.6	解析対象とした $dE$ GAGG の結晶の位置と番号	44
4.7	$dE$ GAGG の各結晶に対して得られた発光量 $L_{\text{cal}}(\theta)$ と発光量の ADC 値 $L_{\text{ADC}}$ の散布図	45
4.8	$dE$ GAGG 1 に対して得られた $L_{\text{cal}}$ と $L_{\text{ADC}}$ の相関と直線フィット	46
4.9	$dE$ GAGG 1 に対して得られた相対残差分布	46
4.10	$dE$ GAGG 1 を除く各結晶に対して得られた発光量 $L_{\text{cal}}(\theta)$ と発光量の ADC 値 $L_{\text{ADC}}$ の散布図	47
4.11	$dE$ GAGG 2 に対して得られた $L_{\text{cal}}(\theta)$ と $L_{\text{ADC}}$ 相関と直線フィッティングの相対残差分布	48
4.12	解析対象とした Recoil GAGG の結晶の位置と番号	50
4.13	Cluster アレイの Si tracker で決定した方位角分布と RR1, RR6 の位置	51
4.14	Recoil GAGG の各結晶に対して得られた発光量 $L_{\text{cal}}(\theta)$ と発光量の ADC 値 $L_{\text{ADC}}$ の散布図	51
4.15	GAGG の発光量の入射位置依存性	52
4.16	GAGG の発光量の入射位置依存性補正前後の発光量スペクトル	53
4.17	GAGG(Ce) シンチレーターの相対発光量の温度依存性	54
5.1	Cluster アレイにおけるヒットパターンの例	57
5.2	Cluster アレイ左側におけるヒット多重度 $n_{\text{Hit}}$ 分布	60
5.3	$\alpha + p$ 弾性散乱において、Cluster アレイの結晶で測定された発光量 $L_{\text{ADC}}$ と粒子の入射角 $\theta_{\text{CL}}$ の相関	62

# 表目次

2.1	使用したビームの種類とエネルギー . . . . .	20
2.2	無機シンチレーターの性能 . . . . .	26
2.3	実験で使用したトリガーロジックとトリガーレート (バックグラウンド軽イオンが大量に入射していた実験前半) . . . . .	30
2.4	実験で使用したトリガーロジックとトリガーレート (F2 コリメータ設置後) . . . . .	30
4.1	直線フィットの相対残差の平均と標準偏差 . . . . .	47
4.2	$dE$ GAGG 2 に対する直線フィッティングの残差の平均と標準偏差 . . . . .	49
4.3	Recoil GAGG の各結晶に対する直線フィッティングの傾き、切片および相対残差の標準偏差 . . . . .	51
5.1	Cluster アレイにおけるヒットパターンと Si tracker の飛跡情報の整合率 . . . . .	58
5.2	Cluster アレイへの入射エネルギーと GAGG(Ce) 結晶中の飛程 . . . . .	59

# 第1章

## 序論

### 1.1 核子多体系とクラスター

核子多体系の振る舞いを理解することは、原子核物理の重要課題の一つである。核子で構成される無限系を核物質と呼び、その状態方程式 (EoS: equation of state) は、熱平衡状態における系のエネルギー (あるいはエネルギー密度) を、核子密度とアイソスピン非対称度の関数として与えるものである。本研究では、核子密度を

$$\rho = \rho_n + \rho_p \quad (1.1)$$

と定義し、アイソスピン非対称度を

$$\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (1.2)$$

とする。ここで、 $\rho_n$  および  $\rho_p$  はそれぞれ中性子密度と陽子密度である。クーロン相互作用を無視すれば、強い相互作用はアイソスピン交換に対してほぼ対称であるため、核子あたりのエネルギー  $E(\rho, \delta)$  は  $\delta$  の偶関数として展開できる:

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho) \delta^2 + O(\delta^4). \quad (1.3)$$

ここで  $S(\rho)$  は対称エネルギーであり、 $\delta \neq 0$  (中性子過剰/陽子過剰) に由来するエネルギー増分の主項を与える。したがって核物質の EoS は、密度  $\rho$  と非対称度  $\delta$  の二変数に依存する。一方、実験的に直接アクセスできる多体系は有限の原子核である。ゆえに、密度分布やアイソスピン非対称度の異なる多様な原子核を系統的に調べることは、核物質 EoS の密度依存性・非対称度依存性を理解する上で不可欠である。

#### 1.1.1 核物質とクラスター

近年の理論研究では、一般化相対論的密度汎関数を用いた計算により、低密度核物質において  $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  クラスターが形成されることが示されている [1]。図 1.1 は、核子数に対する陽子数の比  $Y_p = 0.4$ 、系の温度  $T = 10$  MeV の時の、核子密度  $n$  と核子・クラスターの存在比率  $X_i = n_i/n$  の関係を示している。図 1.1 に点線で示されたのは核子-核子散乱相関を考慮しない場合の結果であり、実線は核子-核子散乱相関を考慮した場合の結果である。また、 ${}^2\text{H}, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  はそれぞれ  $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  クラスターを表す。

原子核の飽和密度である  $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  に比べて  $1/10$  ほどの低密度領域において、クラスターの存在比率が増加していることがわかる。したがって、低密度核物質の状態を理解する上で、クラスター相関の研究が重要である。

また、クラスター構造は、アイソスピン非対称度とも密接に結びついている。図 1.2 は、核子数に対する陽子数の比  $Y_p = 0.1, 0.5$ 、 $T = 3, 10$  MeV の時の、核子密度とクラスターの存在比率の関係を示している。中

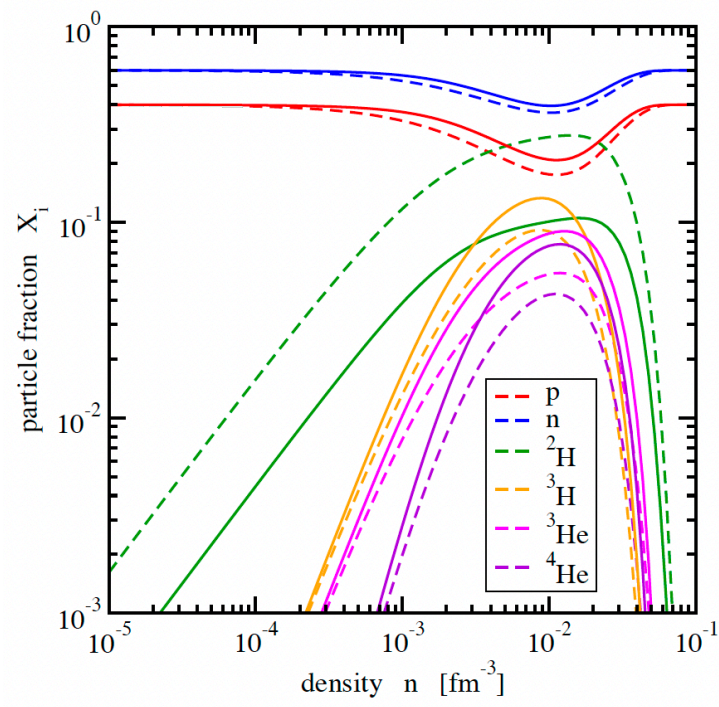


図 1.1: 核物質の密度とクラスター形成率の関係 (文献 [1] Fig.4 より引用)

中性子過剰な系においては  $d, {}^3\text{He}, \alpha$  クラスター形成が抑制され、 $t$  クラスターの形成は促進されることがわかる [2]。

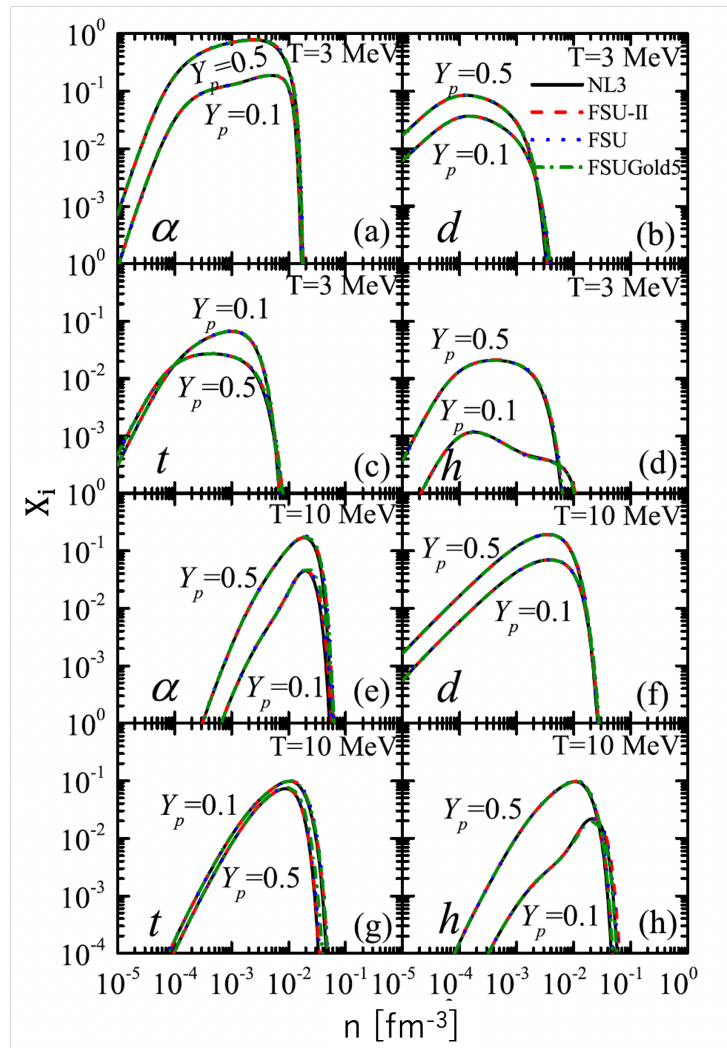


図 1.2: 陽子比率とクラスター形成率の関係 (文献 [2] Fig.4 より引用)

### 1.1.2 原子核のクラスター構造と低密度状態

有限系である原子核においても同様に、原子核の低密度状態とクラスター相関は密接に関連していることが知られている。陽子数と中性子数の等しい  $A = 4N$  核において、 $\alpha$  クラスター構造が  $\alpha$  崩壊閾値付近に形成されることが理論的に予測されている [3]。 ${}^8\text{Be}$  の基底状態は 2 つの、 ${}^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態は 3 つの  $\alpha$  粒子が  $0s$  軌道に凝縮した状態として理解されており [4,5]、その実在は確認されている [6]。 ${}^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態は  $4\alpha$  凝縮状態の候補として議論がなされており、 ${}^{20}\text{Ne}$  や  ${}^{24}\text{Mg}$  においても、 $\alpha$  凝縮状態の探索が精力的に行われている [7,8]。

${}^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態をはじめとした軽核における  $\alpha$  凝縮状態の特徴として、密度が飽和時に比べて大幅に低下していることが挙げられる。図 1.3 は、Yamada らによる  ${}^{12}\text{C}$  の基底状態と  $0_2^+$  状態における核密度分布の理論計算結果を示している [4]。基底状態に比べて  $0_2^+$  状態では中心部の密度が大幅に低下しており、平均密度が飽和密度の  $1/3$  程度であることがわかる。このように、原子核におけるクラスター構造も低密度状態と強く関連している。

また、近年の研究では、中重核領域のクラスター研究も進んでいる。図 1.4 は、Typel らによる Sn 同位体における半径と  $\alpha$  クラスター形成率の理論計算結果を示している [10]。図 1.4 中の破線は Sn 同位体の中性子密度、実線は  $\alpha$  粒子の分布である。中性子密度が急激に減少する核表面付近で  $\alpha$  粒子の分布がピークを持つことから、低密度な表面付近で  $\alpha$  クラスターが形成されていることが示唆されている。また、図 1.4 からは、Sn 同位体の質量数が増加するにつれて、 $\alpha$  クラスター形成率が減少しており、図 1.2 に示した無限系の核物質に対する理論計算において、中性子過剰度が増加するにつれて  $\alpha$  クラスター形成が抑制されることと整合する。

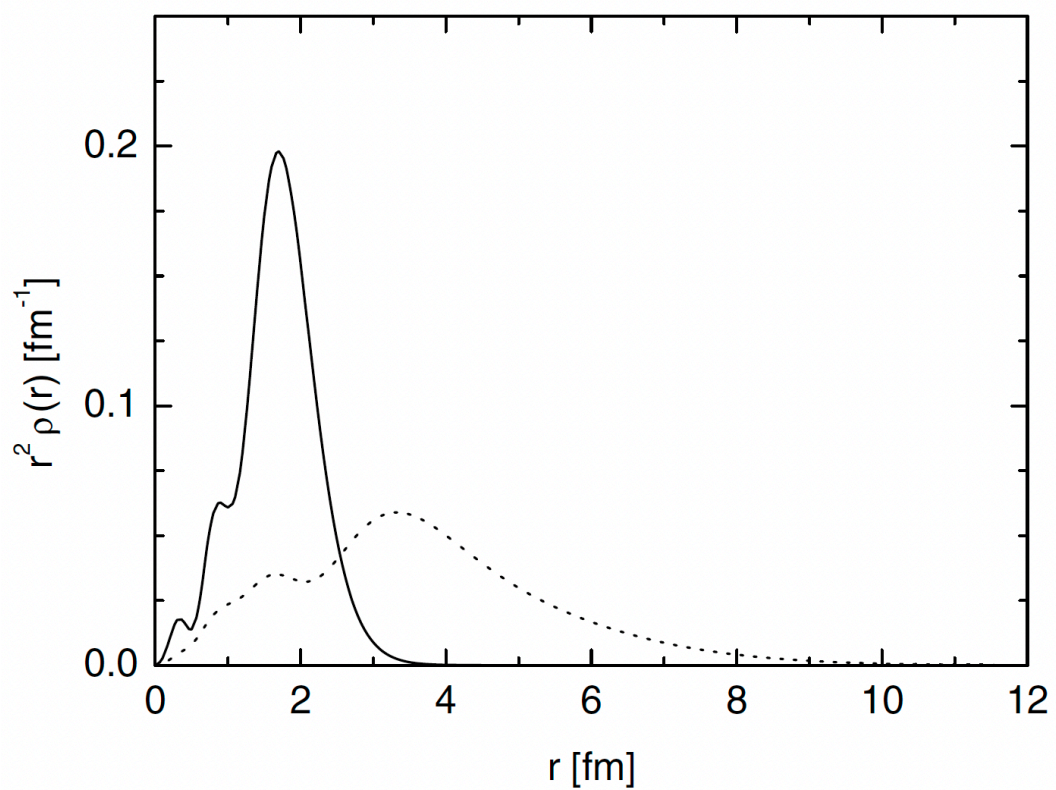


図 1.3:  $^{12}\text{C}$  の基底状態 (実線) と  $0_2^+$  状態 (破線) における核子密度分布 (文献 [9] Fig. 2 より引用)

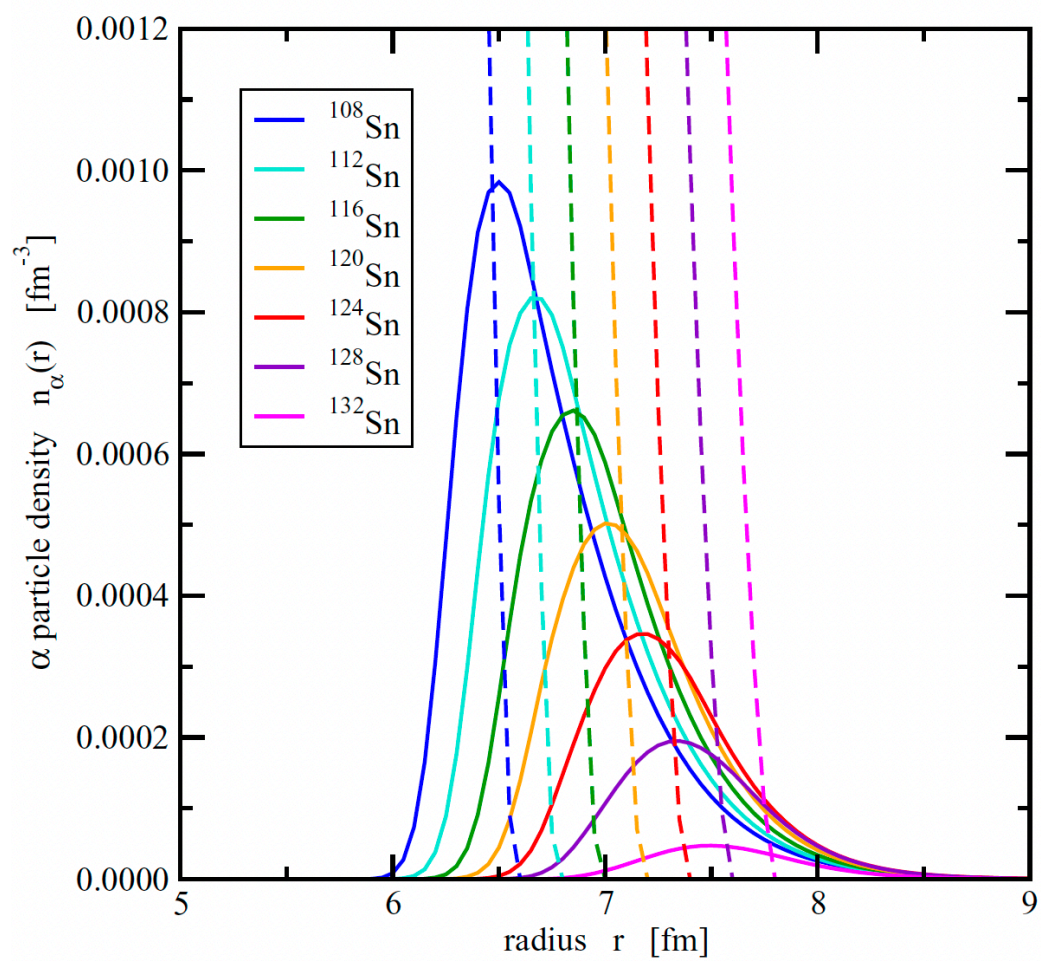


図 1.4: Sn 同位体における半径と中性子密度 (破線) と  $\alpha$  クラスター密度 (実線) の関係 (文献 [10] Fig.1 より引用)

Typel らによる Sn 同位体表面における  $\alpha$  クラスター形成を示唆した理論計算を契機に、Tanaka らによる Sn 同位体の  $\alpha$  クラスター形成を確認する実験が RCNP にて実施された [11]。Tanaka らによる実験は、本論文で述べる実験を含むクラスター研究のプロジェクトである、ONOKORO プロジェクトのパイロット実験として行われたものである。この実験の詳細については後述する。

## 1.2 ノックアウト反応を用いた原子核のクラスター研究

原子核中のクラスターを観測する手法として我々が注目しているものがノックアウト反応である。本研究では、原子核中に存在する核子、あるいは  $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  といったクラスター  $X$  を陽子散乱を用いてノックアウトする。この反応を  $(p, pX)$  反応と定義する。反跳陽子・ノックアウトされた核子/クラスター  $X$  の運動量を測定し、質量欠損スペクトルを算出することで原子核中でのクラスター形成に関する情報を引き出す。

### 1.2.1 ノックアウト反応による原子核構造の研究

陽子散乱を用いた  $(p, 2p)$  反応は、原子核の 1 粒子構造を調べる有力な手法として広く用いられてきた [12]。高エネルギー陽子を用いたノックアウト反応は、標的核における単一粒子構造のみならず、クラスター構造を直接的に調べる手段を提供することが知られている [13]。本節では、陽子誘起ノックアウト反応が原子核構造研究における分光学的手法として機能する理由を、運動学と断面積の表式から整理する。

#### ■運動学と分離エネルギー

陽子誘起の核子ノックアウト反応  $(p, 2p)$  では、入射陽子を 0、標的核  $A$  内で叩き出される前の陽子を 3、散乱後に検出される 2 つの陽子を 1, 2 とし、残留核を  $B$  と表す。この反応の模式図を図 1.5 に示す。測定量として、入射陽子 0 および散乱後の陽子 1, 2 の全エネルギー  $E_i$  と運動量  $\mathbf{p}_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) を測定すると仮定する (以降  $c = 1$  とする)。

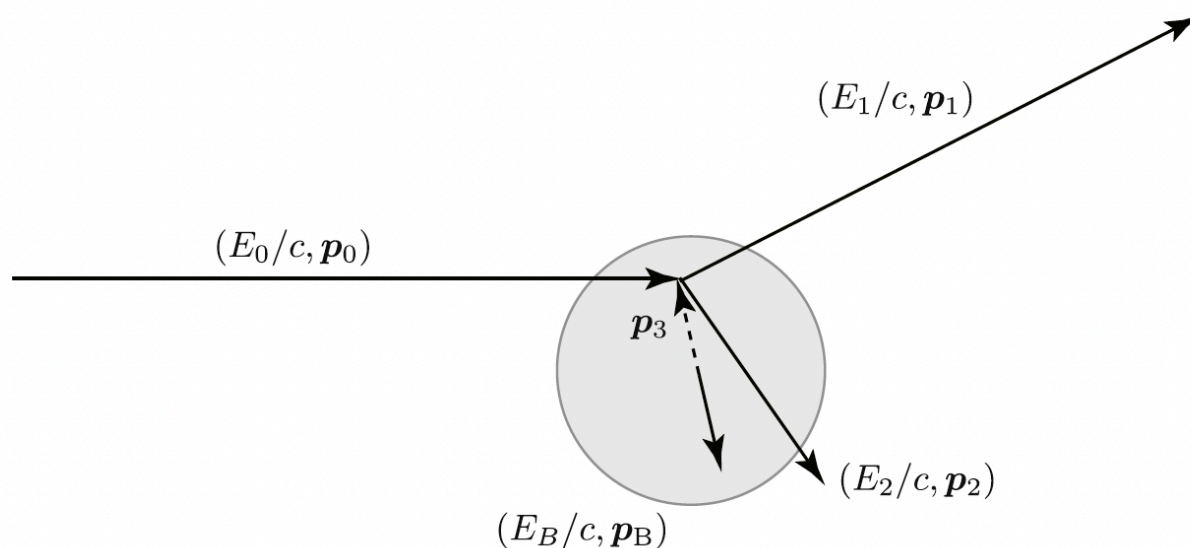


図 1.5: 陽子誘起ノックアウト反応の模式図 (文献 [13] Fig.1 より引用)

このとき、実験室系におけるエネルギー・運動量保存則は

$$E_0 + M_A = E_1 + E_2 + E_B, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_B \quad (1.5)$$

で与えられる。残留核の全エネルギー  $E_B$  は

$$E_B = M_B + E_x + T_B \quad (1.6)$$

と分解できる。ここで  $M_B$  は残留核  $B$  の基底状態質量、 $E_x$  は励起エネルギー、 $T_B$  は反跳運動エネルギーである。次に、標的核  $A$  から陽子 3 を取り除いて残留核  $B$  (励起を含む) を生成する反応の前後の質量差として、欠損質量  $M_x$  を

$$M_x \equiv (M_B + E_x + M_p) - M_A \quad (1.7)$$

と定義する ( $M_p$  は陽子質量)。式 (1.5) と (1.6)、(1.7) を用いると

$$M_x = E_1 + E_2 + T_B - E_0 - M_p \quad (1.8)$$

を得る。右辺は測定量  $E_0, E_1, E_2$  と、運動量保存から再構成される  $\mathbf{p}_B$  から算出可能な  $T_B$  のみで与えられるため、 $M_x$  は事象ごとに実験的に決定できる。

さらに式 (1.7) より、欠損質量は

$$M_x = S_p + E_x \quad (1.9)$$

と表される。ここで  $S_p \equiv (M_B + M_p) - M_A$  は  $A$  の陽子分離エネルギーであり、 $M_x$  は「陽子分離エネルギー  $S_p$ 」と「残留核の励起  $E_x$ 」の和に対応する。したがって、 $(p, 2p)$  反応で得られる 2 つの陽子の運動量  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  (およびエネルギー) を測定することで、残留核の反跳運動量  $\mathbf{p}_B$ 、欠損質量  $M_x$ 、ひいては励起エネルギー  $E_x$  を再構成でき、準自由散乱近似のもとで初期状態における核内核子の運動量分布に関する情報へアクセスできる。

### ■欠損運動量と準自由散乱

式 (1.5) より、欠損運動量 (未検出系である残留核の反跳運動量の符号反転)

$$\mathbf{p}_{\text{miss}} \equiv \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_0 = -\mathbf{p}_B \quad (1.10)$$

を定義できる。 $\mathbf{p}_{\text{miss}}$  は運動量保存から一意に再構成される量であるが、重要なのは、適切な反応機構の近似のもとでこれが核内の初期状態情報と直接結びつく点である。

入射陽子 0 が核内の単一陽子 3 と一次衝突するインパルス近似 (Impulse Approximation) が成り立つ運動学領域を考える。具体的には入射陽子のエネルギーが中間エネルギー領域 (概ね 200–1000 MeV) にあり、散乱による運動量移行  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_0$  が、核子の核内フェルミ運動量 ( $\sim 1.5 \text{ fm}^{-1}$ ) より大きい場合である。このような運動学領域では入射核子の波長が核子程度になり核子と直接に相互作用する。また、このエネルギー領域では相互作用も最小になるため、入射陽子 0 が原子核内にある陽子 3 とだけ相互作用する反応が支配的になると考えられる。この場合、陽子 3 が原子核という媒質中にあることを除いて、あたかも自由粒子のように入射陽子 0 と散乱するため、準自由散乱 (Quasi Free Scattering, QFS) 領域と呼ばれる。

この時、反応直前における静止状態の標的核全体の運動量保存を考える。

$$\mathbf{p}_A = \mathbf{p}_{A-1}^{(\text{in})} + \mathbf{p}_3 \quad (1.11)$$

ここで  $\mathbf{p}_{A-1}^{(\text{in})}$  は反応直前のスペクテータ系 ( $A$  から陽子 3 を除いた系) の運動量であり、インパルス近似ではこの系がそのまま残留核  $B$  として観測されるため  $\mathbf{p}_{A-1}^{(\text{in})} = \mathbf{p}_B$  とみなすことができる。ゆえに

$$\mathbf{p}_B = -\mathbf{p}_3 \quad (1.12)$$

となり、式 (1.10) より

$$\mathbf{p}_{\text{miss}} = \mathbf{p}_3 \quad (1.13)$$

を得る。すなわち QFS 領域では、測定される 2 つの陽子の運動量から再構成した欠損運動量が、ノックアウトされる前の核内陽子の初期運動量分布を与える。

したがってノックアウト反応の運動学解析を通じて、核内陽子の運動量分布を調べることが可能となる。さらに、式 (1.6) と (1.7)、(1.10) を組み合わせると、 $\mathbf{p}_{\text{miss}}$  分布や  $M_x$  スペクトルから核内陽子の占有していた殻模型準位や運動量分布などの核構造情報にアクセスできる。実際、陽子誘起ノックアウト反応は核構造研究の有力なプローブとして用いられてきた [13–15]。

### ■断面積の因子化と分光因子

簡単な近似として、入射陽子 0 と原子核内でノックアウトされる前の陽子 3 を自由粒子とみなす平面波インパルス近似 (PWIA) を用いる。PWIA では、欠損質量  $M_x$  に対応する特定の終状態への微分断面積は以下のように表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 dT_2} = F_{\text{kin}} \sigma_{pp} \rho_{\text{th}}(\mathbf{p}_{\text{miss}}) \quad (1.14)$$

ここで  $F_{\text{kin}}$  は運動学因子、 $\sigma_{pp}$  は素過程  $p$ - $p$  散乱断面積である。 $\rho_{\text{th}}(\mathbf{p}_{\text{miss}})$  は、欠損運動量  $\mathbf{p}_{\text{miss}}$  に対する核内陽子の運動量分布である。QFS 領域では  $\mathbf{p}_{\text{miss}} = \mathbf{p}_3$  が成り立つため、 $\rho_{\text{th}}(\mathbf{p}_{\text{miss}})$  はノックアウトされる前の核内陽子 (粒子 3) の初期運動量分布を与える。式 (1.14) は、ノックアウト反応断面積が素過程  $p$ - $p$  散乱断面積と核内陽子の運動量分布に因子化されることを示している。ノックアウトされた粒子が核内で占有していた軌道を  $\alpha (= nlj)$  とすると、軌道  $\alpha$  の運動量分布は、単一粒子波動関数  $\phi_\alpha(\mathbf{r})$  のフーリエ変換から

$$\rho_{\text{th}}(\mathbf{p}) \equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_m \left| \int d^3\mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \phi_{\alpha m}(\mathbf{r}) \right|^2, \quad (1.15)$$

と表せる (和は磁気量子数  $m$  にわたる)。式 (1.15) は、軌道  $\alpha$  に属する 1 核子あたりの運動量分布を与える。したがって

$$\int \rho_{\text{th}}(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p} = 1 \quad (1.16)$$

と正規化される。したがって、PWIA を仮定した場合、ノックアウト反応の断面積は核内陽子の占有していた軌道  $\alpha$  の情報を反映する。

しかし、ハドロンプローブでは入射・出射核子が核内で強い相互作用を受けるため、PWIA の単純な因子化は一般に成立しない。そこで、入射・出射核子を歪曲波で記述する歪曲波インパルス近似 (DWIA) を用いる。DWIA では、核内核子が殻模型の単一粒子軌道  $\alpha (= nlj)$  を占有すると仮定し、入射・出射核子の歪曲波効果を含む有効運動量分布  $\rho_{\text{th}}^{\text{DW}}$  を用いて理論断面積を与える。

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 dT_2} \right)_{\text{th}} = F_{\text{kin}} \sigma_{pp} \rho_{\text{th}}^{\text{DW}}(\mathbf{p}_{\text{miss}}) \quad (1.17)$$

$\rho_{\text{th}}^{\text{DW}}$  は、入射・出射核子の歪曲波  $\chi_{\mathbf{p}_0}^{(+)}$ ,  $\chi_{\mathbf{p}_1}^{(-)}$ ,  $\chi_{\mathbf{p}_2}^{(-)}$  と、軌道  $\alpha$  の単一粒子波動関数  $\phi_{\alpha m}$  を用いて

$$\rho_{\text{th}}^{\text{DW}}(\mathbf{p}) \equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_m \left| \int d^3\mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \chi_{\mathbf{p}_1}^{(-)*}(\mathbf{r}) \chi_{\mathbf{p}_2}^{(-)*}(\mathbf{r}) \phi_{\alpha m}(\mathbf{r}) \chi_{\mathbf{p}_0}^{(+)}(\mathbf{r}) \right|^2 \quad (1.18)$$

と定義できる。 $\rho_{\text{th}}^{\text{DW}}$  は、入射・出射核子の歪曲波効果によって、核表面付近など特定の領域からの寄与が強調された運動量分布とみなすことができる。DWIA では、残留核の終状態を与える入力として励起エネルギー  $E_x$  を指定して断面積を評価する。欠損質量は  $M_x = S_p + E_x$  で与えられるため、 $E_x$  を固定することは  $M_x$  を固定することと同値である。したがって  $M_x$  の情報は、反応の  $Q$  値 (運動学) および  $\phi_{\alpha m}$  に与える分離エネルギーの設定を通じて理論に暗黙に含まれている。

実験断面積  $\sigma_{\text{exp}}$  と  $\sigma_{\text{th}}$  の比として分光因子

$$S_{\text{exp}} \equiv \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}} \quad (1.19)$$

を定義する。 $S_{\text{exp}}$  は、DWIA で仮定した軌道  $\alpha$  に対する有効な単一粒子強度として定義される量であり、 $\sigma_{\text{th}}$  のモデル依存性を含む。一般に  $S_{\text{exp}} < 1$  は、核内相関により 1 粒子強度が分散することを示唆する。したがって、ロックアウト反応断面積の測定と DWIA 計算を組み合わせることで、核内相関に関する情報を引き出すことが可能となる。

### ■ クラスタロックアウトへの拡張

以上の枠組みは、叩き出される粒子を核子からクラスター  $X (= d, t, {}^3\text{He}, \alpha)$  へ拡張した  $(p, pX)$  反応においても基本的に同様である。ただし、クラスターは核子に比べて束縛が弱い場合があり、ロックアウト後の崩壊 (breakup) や多段過程の寄与が増大し得るため、反応機構の記述 (DWIA やその拡張) を併用した上で、断面積の系統性から形成確率を抽出することが重要となる。ONOKORO プロジェクトでは、同一の反応形式  $(p, pX)$  を用いて複数の軽クラスターを同一基準で比較することにより、核表面の低密度環境におけるクラスター形成と核内相関の関係を包括的に検証する。

## 1.2.2 Sn 同位体のクラスター形成研究

Tanaka らにより大阪大学核物理研究センター (RCNP: Research Center for Nuclear Physics) で実施された Sn 同位体に対する  $\alpha$  ロックアウト測定について紹介する。この実験では、 ${}^{112,116,120,124}\text{Sn}$  の標的に対し、392 MeV の陽子ビームを照射し、Sn 同位体からの  $\alpha$  粒子ロックアウト反応を測定した。散乱した陽子とロックアウトされた  $\alpha$  粒子はそれぞれ、Grand Raiden スペクトロメーターと LAS スペクトロメーターで測定した。図 1.6 に、実験セットアップを示す。

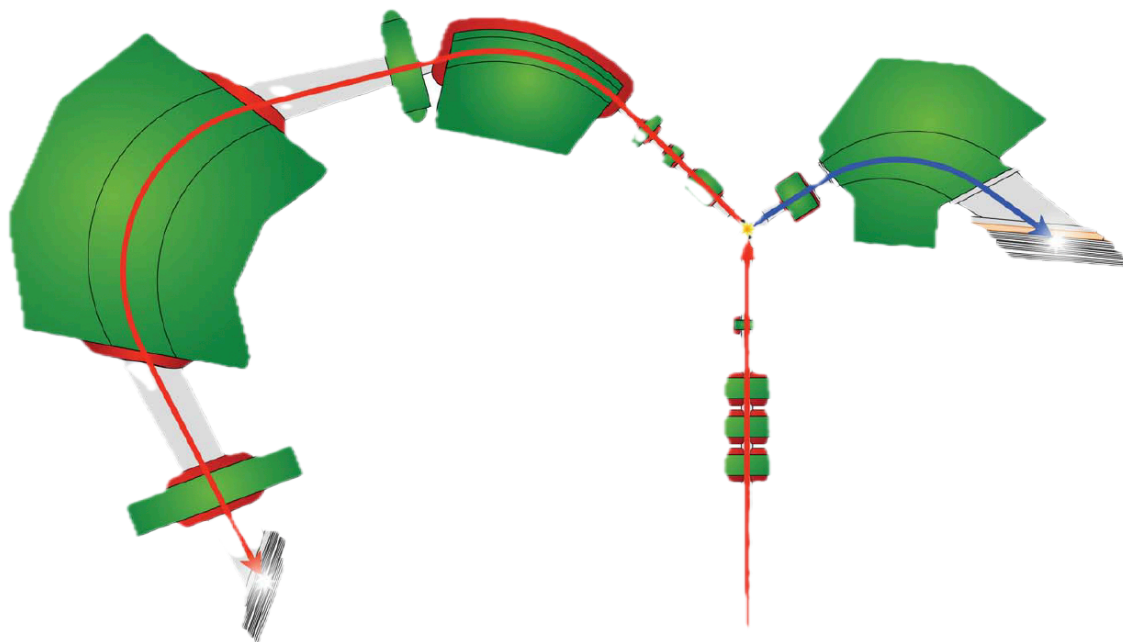


図 1.6: Sn(p, p $\alpha$ ) 反応測定の実験セットアップ (文献 [11] Fig.1 より引用)

それぞれのスペクトロメーターで測定された散乱陽子およびロックアウトされた  $\alpha$  粒子の運動量から、欠損質量スペクトルを再構成した。結果を図 1.7(A)–(D) に示す。欠損質量  $M_x$  は、標的核からの  $\alpha$  粒子分離エネ

ルギー  $S_\alpha$  と残留核の励起エネルギー  $E_x$  を用いて

$$M_x = S_\alpha + E_x \quad (1.20)$$

と表される。図 1.7(A)–(D) の赤線はフィット結果であり、基底状態ピークを表すガウス関数（黒一点鎖線）と、連続成分を模擬したシミュレーション形状（破線）の和である。フィットには、運動量・Grand Raiden と LAS の角度アクセプタンスの効果を取り込んでいる。

図 1.7(E) は、ピーク積分から導出した  $(p, p\alpha)$  反応断面積  $\sigma$ （黒点）と、DWIA に基づく理論計算（赤線）の比較である。断面積は質量数の増加（中性子数の増加）とともに滑らかに減少し、理論はその同位体依存性を良く再現している。さらに図 1.7(F) に示す gRDF 計算による有効  $\alpha$  クラスタ数  $N_\alpha$  も同様に同位体とともに減少し、断面積の傾向と整合する。最後に、図 1.7(G) の比  $\sigma/N_\alpha$  が同位体に対してほぼ一定であることは、観測された断面積の低下が主として  $N_\alpha$  の減少、すなわち核表面に存在する  $\alpha$  クラスタ形成確率の低下に起因し、反応機構側の系統的变化による寄与が小さいことを示している。

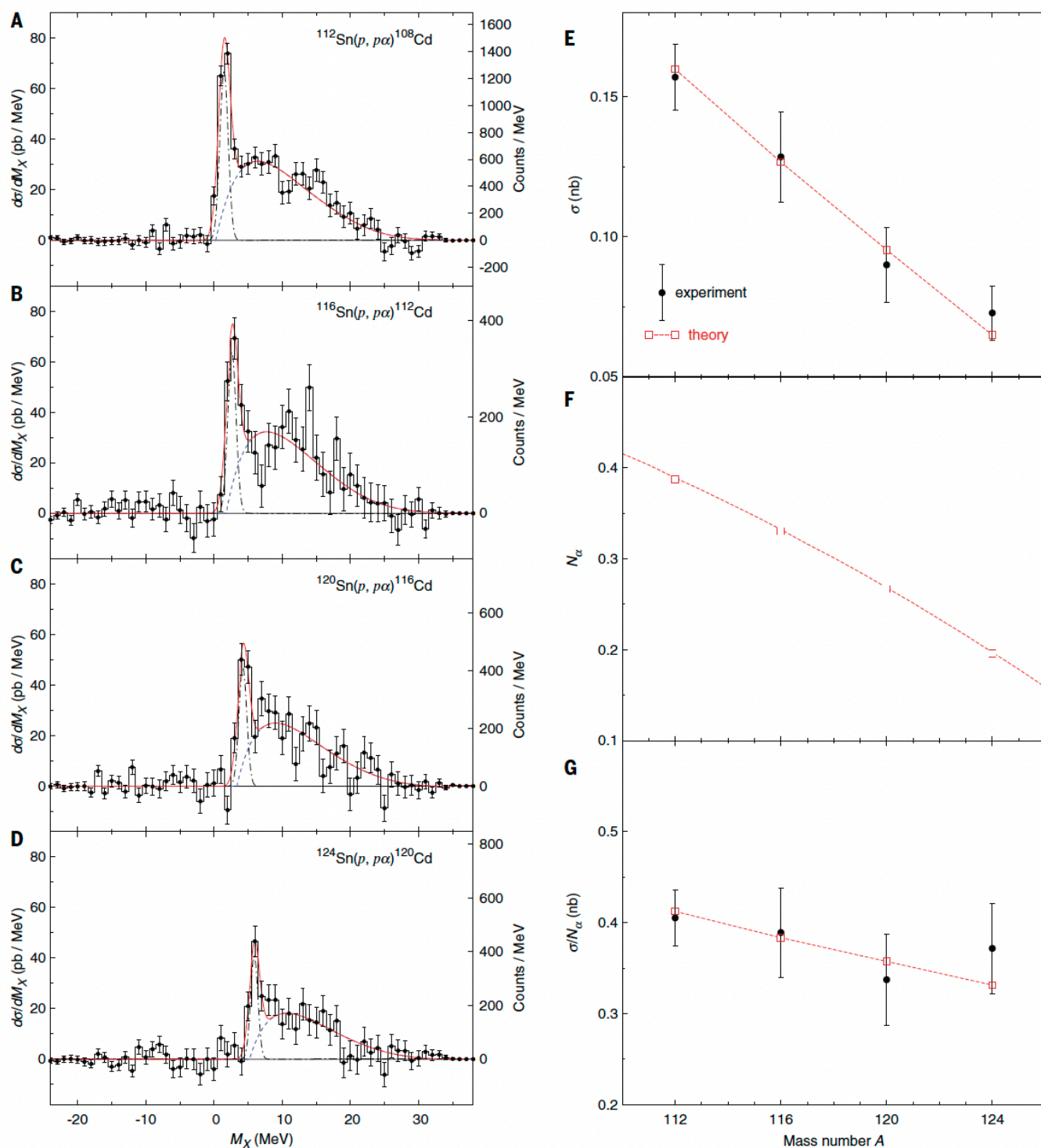


図 1.7: (A)–(D)  $^{112,116,120,124}\text{Sn}(p, p\alpha)$  反応の質量欠損スペクトル, (E)  $^{112,116,120,124}\text{Sn}$  の  $(p, p\alpha)$  反応断面積  $\sigma$ , (F) 理論計算による Sn 同位体における有効  $\alpha$  クラスター数  $N_\alpha$  [10], (G)  $\sigma$  と  $N_\alpha$  の比  $\sigma/N_\alpha$  (文献 [11] Fig.2 より引用)

これらの結果より、Sn 同位体における  $\alpha$  クラスター形成率が中性子数の増加とともに減少することが初めて実験的に示された。これは、無限系の核物質におけるアイソスピン非対称度依存性の理論計算結果 (図 1.2) と整合している。さらに、本実験では、ロックアウト反応を用いて原子核表面におけるクラスター形成率を定量的に調べる手法が確立された。この手法は、Sn 同位体に限らず、より広範な原子核に対して適用可能であり、原子核中のクラスター形成メカニズムを理解する上で重要な道を開くものである。

## 1.3 ONOKORO project

### 1.3.1 ONOKORO プロジェクトの目的

Tanaka らにより示された核表面の  $\alpha$  クラスターに対するノックアウト反応の有効性を契機に、原子核中のクラスター形成メカニズムを理解することを目指して、ONOKORO project が始動した。本プロジェクトは、安定核・不安定核に関わらず、広大な領域の原子核に対して核子・クラスターノックアウト反応測定を行う。本プロジェクトでは、以下の三つの観点からクラスター形成機構の理解を目指す。

1. 原子核における  $\alpha$  クラスター存在率の系統的研究
2. 原子核における弱束縛クラスター ( $d, t, {}^3\text{He}$ ) の探索
3. 原子核密度分布・アイソスピン非対称度とクラスター形成の関係の解明

#### ■原子核における $\alpha$ クラスター存在率の系統的研究

Tanaka らによる Sn 同位体に対する  $\alpha$  ノックアウト反応測定により、核表面における  $\alpha$  クラスター形成率が中性子数の増加とともに減少することが示された。ONOKORO プロジェクトでは、Sn 同位体に限らず、中重核を中心としたより広範な原子核に対して  $\alpha$  クラスターノックアウト反応測定を行い、原子核における  $\alpha$  クラスター存在率の系統的研究を進める。特に、長い同位体チェーンを持つ核種に対して  $\alpha$  クラスター形成率の変化を追跡することは、核物質のアイソスピン非対称度とクラスター形成の関係を理解する上で重要である。また、 $\alpha$  崩壊核に対する  $\alpha$  クラスターノックアウト測定を行うことで、 $\alpha$  崩壊の前駆体としての  $\alpha$  クラスター形成率を直接的に調べることが可能となる。これにより、 $\alpha$  崩壊メカニズムの理解が深まることが期待される。

#### ■原子核における弱束縛クラスター ( $d, t, {}^3\text{He}$ ) の探索

原子核中の  $d, t, {}^3\text{He}$  クラスターの存在は理論的に予測されているものの、実験的には十分に検証されていない。これらの弱束縛クラスターは  $\alpha$  クラスターに比べて束縛が弱く、breakup など反応機構の影響を受けやすいことから、形成確率の定量化には系統的な測定と理論の整備が不可欠である。ONOKORO プロジェクトでは、( $p, pX$ ) 反応を用いて  $\alpha$  クラスターと同一の枠組みで  $d, t, {}^3\text{He}$  クラスターの形成確率を決定するとともに、breakup の効果についても理論・実験の両面からアプローチを行い、クラスター形成機構の理解を拡張することを目指している。特に  $d$  クラスターは  $pn$  二体系 ( $T=0, J=1$ ) であり、原子核中のテンソル力に起因する  $pn$  相関と密接に関係すると考えられる。電子散乱を用いた短距離相関 (short-range correlation: SRC) 研究では、核内に高運動量成分を持つ  $pn$  対が卓越することが示されており [16]、( $p, pd$ ) 断面積の系統測定は、有限系における重陽子クラスター形成と SRC の関係を検証する新たな経路となる。

#### ■原子核密度分布・アイソスピン非対称度とクラスター形成の関係の解明

S. Typel らによる無限系の核物質におけるクラスター形成率の理論計算結果の密度依存性 (図 1.1) [1]、および Z.-W. Zhang らによるアイソスピン非対称度依存性 (図 1.2) [2] が示唆するように、核物質の密度およびアイソスピン非対称度はクラスター形成率に大きな影響を与える。有限系である原子核においても同様に、密度分布やアイソスピン非対称度がクラスター形成に与える影響を明らかにすることは重要である。

$t$  は中性子過剰な軽い束縛核であるため、その形成率のアイソスピン非対称度依存性は、 $d, {}^3\text{He}, \alpha$  といった陽子と中性子の数が対称または陽子過剰なクラスターとは異なる挙動を示すことが期待される。陽子比率が  $Y_p \sim 0.1$  と極めて中性子過剰な領域では、 $t$  クラスターの形成が促進される一方で、 $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  クラスターの形成が抑制されることが無限系の核物質における理論計算で示されているため [2]、これらのクラスターの同位体依存性を調べることは、アイソスピン非対称度がクラスター形成に与える影響を理解する上で重要であ

る。ONOKORO プロジェクトでは、陽子過剰・中性子過剰核を含む豊富な同位体チェーンを持つ核種に対して  $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  クラスターの形成確率を測定し、アイソスピン非対称度とクラスター形成の関係を明らかにすることを目指している。

### 1.3.2 加速器施設と実験計画

本プロジェクトは、大阪大学 RCNP、理化学研究所 RIBF (Radio Isotope Beam Factory)、量子医科学研究所 HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) の3つの加速器施設を中心に実験を計画している。各加速器施設での実験計画を紹介する。

#### ■大阪大学 RCNP

大阪大学の RCNP では、リングサイクロトロンにより加速された陽子ビームを用いて実験を行う。実験のセットアップは Tanaka らにより実施された実験と同様に、図 1.6 に示した2つのスペクトロメーターを用いる。世界最高の運動量分解能を持つ Grand Raiden スペクトロメーターなどを用いて高い精度で安定核の  $(p, pX)$  反応測定を行うことが可能である。Tanaka らによる Sn 同位体に対する  $\alpha$  ノックアウト反応測定では、欠損質量  $M_x$  の分解能が約 0.3 MeV であり、残留核の基底状態と励起状態を分離することができた。RCNP では主に安定核に対する高精度な  $(p, pX)$  反応測定を行い、理論モデルの検証や反応機構の理解を深めることを目指している。

#### ■理化学研究所 RIBF

理化学研究所の RIBF は、その名の通り核破砕反応を用いて生成した不安定核をビームとして用いることができる。1次ビームは線形加速器で初期加速された後、複数のサイクロトロンを用いて加速される。最終段の加速器である超伝導リングサイクロトロンでは、 ${}^{238}\text{U}$  までの原子核を核子あたり最大 345 MeV まで加速可能である。1次ビームは F0 焦点面に設置された生成標的に照射され、核破砕反応により不安定核を含む様々な原子核が生成される。核破砕片は、in-flight RI ビーム分離装置 BigRIPS により、分離・同定され、実験エリアへと輸送される。実験対象の原子核がビームとして飛来するため、静止した陽子標的を用いた逆運動学条件で測定を実施する。加えて、RIBF で生成される不安定核ビームは一般に強度が弱いため、高効率で大立体角を持つ検出器システムが必要となる。ONOKORO プロジェクトでは、RIBF の不安定核ビームと大立体角検出器システムを組み合わせ、逆運動学条件下でのノックアウト測定を行い、不安定原子核におけるクラスター形成機構の解明を目指している。

#### ■量子医科学研究所 HIMAC

量子医科学研究所の HIMAC は、重イオンビームを用いた放射線治療のための加速施設である。HIMAC では共同利用研究として重粒子線治療だけでなく臨床研究や基礎科学分野の研究が可能である。ビームはシンクロトロン加速器を用いて最大 800 MeV/u まで加速可能である。ONOKORO プロジェクトでは、安定核に対する逆運動学条件下でのノックアウト反応測定を行う。

### 1.3.3 逆運動学条件下でのノックアウト反応

ここでは、RIBF や HIMAC で企画されている逆運動学条件下でのノックアウト反応測定について紹介する。

#### ■逆運動学条件下での励起エネルギー再構成

逆運動学条件とは、入射粒子が標的より十分に重い場合を指し、本研究では目的核種をビームとして静止した陽子標的  $p$  に照射する。逆運動学は 1.2.1 節で述べた順運動学の枠組みとローレンツ変換で相互に対応するため、以下では 1.2.1 節で示したことをもとに、逆運動学での QFS 条件および ONOKORO project でのノック

アウト測定量 ( $T_{\text{beam}}, T'_p, T_X, \theta'_p, \phi'_p, \theta_X, \phi_X$ ) による励起エネルギー・クラスターの核内運動量の再構成について説明する。

図 1.8 に、順運動学条件下および逆運動学条件下でのノックアウト反応の運動学的模式図を示す。逆運動学条件では、入射核と静止した陽子標的  $p$  に対して、散乱陽子  $p'$  およびノックアウト粒子（核子またはクラスター） $X$  の散乱角度・エネルギーを測定する。

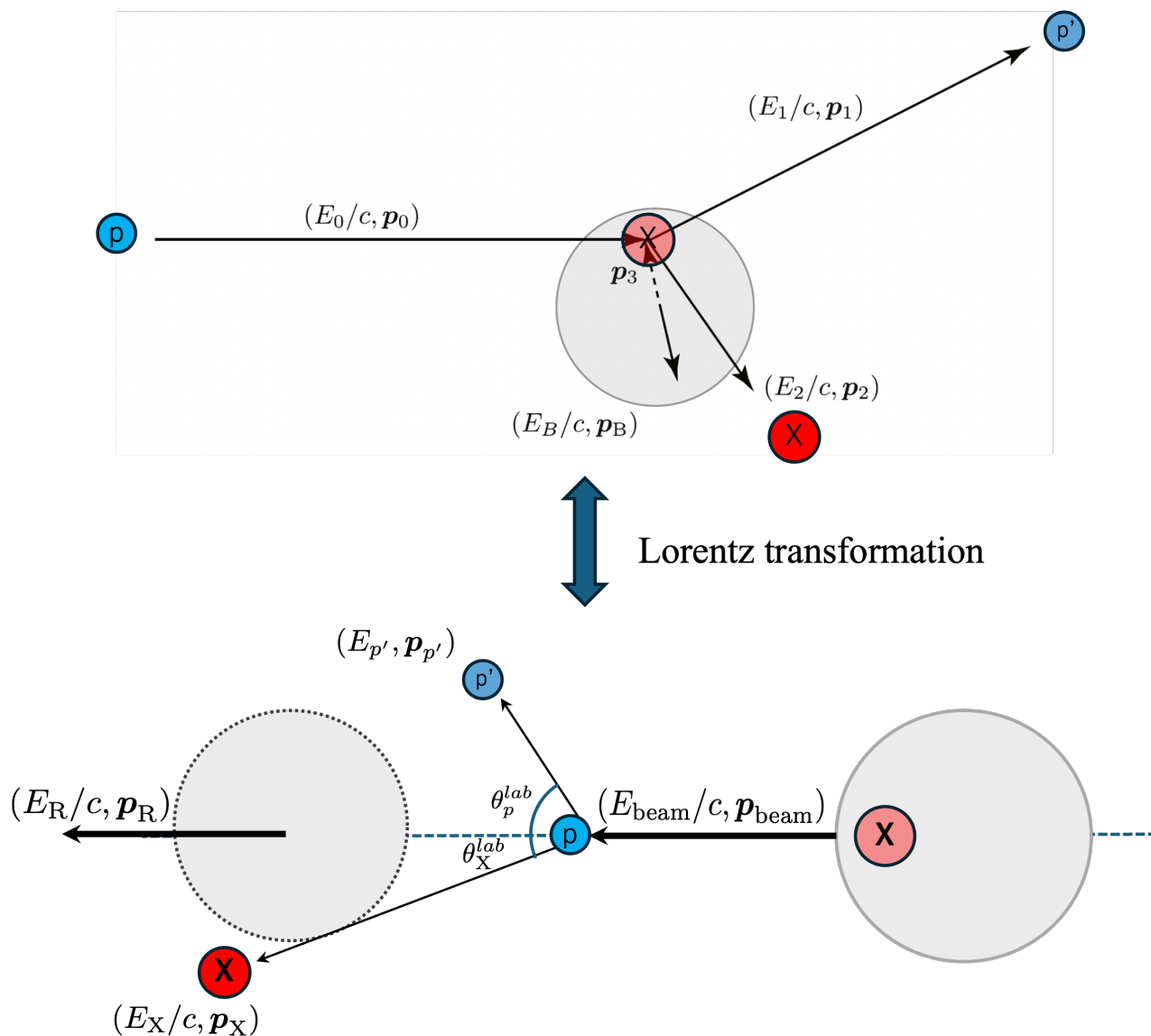


図 1.8: 順運動学と逆運動学条件下におけるノックアウト反応の運動学的模式図

以下では、入射核の進行方向を  $z$  軸とする実験室系を採用し、散乱角  $\theta$  を  $z$  軸から測った極角、 $\phi$  を方位角として定義する。このとき、散乱陽子  $p'$  およびノックアウト粒子  $X$  の実験室系での運動量は

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{p'} &= (p_{p'} \sin \theta_p \cos \phi_p, p_{p'} \sin \theta_p \sin \phi_p, p_{p'} \cos \theta_p), \\ \mathbf{p}_X &= (p_X \sin \theta_X \cos \phi_X, p_X \sin \theta_X \sin \phi_X, p_X \cos \theta_X) \end{aligned} \quad (1.21)$$

と書ける。

核内運動量に対応する欠損運動量は、入射核の静止系で定義される。入射核の速度  $\beta_{\text{beam}}$  の  $z$  方向ブーストに対して、任意の粒子  $i$  の 4 元運動量  $P_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$  は

$$\begin{aligned} E_i^* &= \gamma_{\text{beam}} (E_i - \beta_{\text{beam}} p_{i,z} c), \\ p_{i,z}^* &= \gamma_{\text{beam}} (p_{i,z} - \beta_{\text{beam}} E_i/c), \\ p_{i,x}^* &= p_{i,x}, \quad p_{i,y}^* = p_{i,y} \end{aligned} \quad (1.22)$$

と変換される (\* は入射核静止系の量)。実験室系では  $p$  が静止しているため、 $\mathbf{p}_p^* = (0, 0, -\gamma_{\text{beam}}\beta_{\text{beam}}m_p c)$  である。したがって欠損運動量は

$$\mathbf{p}_{\text{miss}}^* \equiv \mathbf{p}_{p'}^* + \mathbf{p}_X^* - \mathbf{p}_p^* \quad (1.23)$$

で与えられる。上式の成分は

$$\begin{aligned} p_{\text{miss},x}^* &= p_{p'} \sin \theta_p \cos \phi_p + p_X \sin \theta_X \cos \phi_X, \\ p_{\text{miss},y}^* &= p_{p'} \sin \theta_p \sin \phi_p + p_X \sin \theta_X \sin \phi_X, \\ p_{\text{miss},z}^* &= \gamma_{\text{beam}} \left[ (p_{p'} \cos \theta_p + p_X \cos \theta_X) - \beta_{\text{beam}}(E_{p'} + E_X)/c \right] + \gamma_{\text{beam}}\beta_{\text{beam}}m_p c, \end{aligned} \quad (1.24)$$

となる。測定される  $T_p, T_X$  から

$$\begin{aligned} E_{p'} &= T_p + m_p c^2, & p_{p'} &= \frac{1}{c} \sqrt{T_p(T_p + 2m_p c^2)}, \\ E_X &= T_X + m_X c^2, & p_X &= \frac{1}{c} \sqrt{T_X(T_X + 2m_X c^2)} \end{aligned} \quad (1.25)$$

を得る。したがって

$$|\mathbf{p}_{\text{miss}}^*| = \sqrt{\left(p_{\text{miss},x}^*\right)^2 + \left(p_{\text{miss},y}^*\right)^2 + \left(p_{\text{miss},z}^*\right)^2} \quad (1.26)$$

を測定量 ( $T_p, T_X, \theta_p, \phi_p, \theta_X, \phi_X$ ) から事象ごとに算出できる。

ここで、順運動学条件下ではインパルス近似が適用可能な条件として、陽子ビームの運動エネルギーが概ね  $T_p^* = 100\text{--}1000$  MeV 程度であった。逆運動学条件下では、ローレンツ変換を用いて入射核静止系における陽子の運動エネルギー  $T_p^*$  を用いて QFS 条件を評価する。

実験室系で標的陽子  $p$  は静止しているため、入射核静止系において陽子は速度  $-\beta_{\text{beam}}$  で運動している。入射核静止系での陽子の全エネルギーは

$$E_p^* = \gamma_{\text{beam}} m_p c^2 \quad (1.27)$$

であり、運動エネルギーは

$$T_p^* \equiv E_p^* - m_p c^2 = (\gamma_{\text{beam}} - 1)m_p c^2 \quad (1.28)$$

と与えられる。一方、逆運動学条件下における入射核の運動エネルギーは

$$T_{\text{beam}} \equiv E_{\text{beam}} - M_{\text{beam}} c^2 = (\gamma_{\text{beam}} - 1)M_{\text{beam}} c^2 \quad (1.29)$$

である。式 (1.28) と (1.29) より、ローレンツ因子を消去すると

$$T_p^* = \frac{m_p}{M_{\text{beam}}} T_{\text{beam}} \quad (1.30)$$

を得る。ここで、 $M_{\text{beam}}$  は入射核の質量であり、 $m_p/M_{\text{beam}}$  は質量数  $A$  を用いて  $m_p/M_{\text{beam}} \simeq 1/A$  と近似できる。従って、逆運動学条件下においては、入射エネルギー  $T_{\text{beam}}$  が  $100 - 1000$  MeV/u 程度であれば、入射核静止系での陽子エネルギー  $T_p^*$  も  $100 - 1000$  MeV 程度となり、QFS 条件が満たされる。

1.2.1 節で述べた通り、QFS 条件下では、欠損運動量  $\mathbf{p}_{\text{miss}}^*$  は入射核中でノックアウトされる核子 (またはクラスター) の初期運動量として解釈できる。また、残留核の励起エネルギーについて、実験室系での 4 元運動量を用いて、質量は

$$M_X = \frac{1}{c^2} \sqrt{(E_{\text{beam}} + m_p c^2 - E_{p'} - E_X)^2 - c^2 |\mathbf{p}_{\text{beam}} - \mathbf{p}_{p'} - \mathbf{p}_X|^2} \quad (1.31)$$

と表される。ここで入射核の運動量は

$$\mathbf{p}_{\text{beam}} = (0, 0, p_{\text{beam}}) \quad (1.32)$$

であり、 $p_{\text{beam}}$  は入射核の運動量  $\Delta\phi \equiv \phi_p - \phi_X$  とおくと

$$|\mathbf{p}_{\text{beam}} - \mathbf{p}_{p'} - \mathbf{p}_X|^2 = (p_{\text{beam}} - p_{p'} \cos \theta_p - p_X \cos \theta_X)^2 + p_{p'}^2 \sin^2 \theta_p + p_X^2 \sin^2 \theta_X + 2p_{p'} p_X \sin \theta_p \sin \theta_X \cos(\Delta\phi) \quad (1.33)$$

である。式 (1.10) より、残留核の運動量は  $\mathbf{p}_R = \mathbf{p}_{\text{beam}} - \mathbf{p}_{p'} - \mathbf{p}_X$  で与えられるため、式 (1.25) および式 (1.33) を用いて、残留核の質量  $M_R^*$  は

$$M_R^* = \frac{1}{c^2} \sqrt{(E_{\text{beam}} + m_p c^2 - E_{p'} - E_X)^2 - c^2 |\mathbf{p}_{\text{beam}} - \mathbf{p}_{p'} - \mathbf{p}_X|^2} \quad (1.34)$$

となる。さらに残留核の励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = M_R^* - M_R \quad (1.35)$$

と再構成される ( $M_R$  は残留核基底状態の質量)。また、核内運動量に対応する量としては入射核静止系で定義される欠損運動量を用い、

$$p_3 \simeq |\mathbf{p}_{\text{miss}}^*| \quad (1.36)$$

と与えられる。

ONOKORO プロジェクトでは、ノックアウト反応の質量欠損スペクトルを 2 MeV (r.m.s.) の分解能で再構成することを目標としており、その分解能は散乱陽子とノックアウト粒子の運動エネルギー・角度分解能に依存する。2 MeV (r.m.s.) の分解能を達成するための各測定量の要求分解能は、以下のように見積もられる [17]。

- 反跳陽子・ノックアウト粒子のエネルギー分解能: 1A MeV (r.m.s.)
- ノックアウト粒子の角度分解能: 3 mrad (r.m.s.)

### ■実験セットアップの違い

順運動学・逆運動学条件下での反跳陽子とノックアウトされたクラスターの散乱角度相関を図 1.9 に示す。順運動学条件下でのノックアウト反応測定では、図 1.9(左) に示すように散乱陽子とノックアウトされたクラスターの散乱角度が近いため、反跳陽子とノックアウトされたクラスターの飛来する領域が重なりやすい。

RCNP での順運動学条件下でのノックアウト反応測定では、図 1.6 のように、Grand Raiden スペクトロメーターで散乱陽子を、LAS スペクトロメーターでノックアウトされたクラスターを測定した。このセットアップにおいて、Grand Raiden は設置角度  $\theta_p = 45.3^\circ$ 、LAS の設置角度は  $\theta_X = 60^\circ$  である。この条件は、図 1.9(左) に赤点で示されており、順運動学条件下での  $p + \alpha$  弾性散乱の運動学に対応していることが分かる。RCNP での順運動学条件下でのノックアウト反応測定では励起エネルギー分解能を確保するために、Grand Raiden および LAS のような高分解能スペクトロメーターを用いているが、これらは大立体角検出器ではないため、測定したいクラスター種別に応じて 2 つのスペクトロメーターの設置角度を変更する必要がある。

一方、逆運動学条件下でのノックアウト反応測定では、

- 反跳陽子とノックアウトされたクラスターの散乱角度が大きく異なる
- 反跳陽子・ノックアウトされたクラスターのエネルギーが高く、多重散乱の影響が小さい
- 残留核の分光が可能

といった複数の利点がある。特に、陽子とクラスターの放出角度が大きく異なる点は、実験セットアップにおいて重要な意味を持つ。図 1.9(右) に示すように、反跳陽子とノックアウトされたクラスターの散乱角度が大きく異なるため、前方角度にノックアウトされたクラスターと、後方角度に散乱した反跳陽子を、それぞれ独

立に測定する検出器セットアップが容易である。この特性を活かし、反跳陽子とノックアウトされたクラスターをそれぞれ独立に測定する大立体角の検出器テレスコープを開発することで、角度アクセプタンスを制限することなく、大立体角での測定が可能となる。ONOKORO プロジェクトでは、RIBF や HIMAC での逆運動学条件下実験において、散乱陽子とノックアウトされたクラスターをそれぞれ独立に測定する大立体角の検出器テレスコープを開発した。これが本研究で述べる TOGAXSI 検出器アレイである。TOGAXSI 検出器アレイの詳細については、第 2 章で述べる。

このような大立体角検出器テレスコープを用いることは、ビーム強度が限られる不安定核ビームを用いた実験において特に有効である。不安定核ビームを用いた実験では、ビーム強度が数百 kHz と限られているため、順運動学条件下でのノックアウト反応測定のように高分解能スペクトロメーターを用いて角度アクセプタンスを制限すると、十分な統計精度を得ることが困難となる。逆運動学条件下でのノックアウト反応測定において大立体角検出器テレスコープを用いることで、角度アクセプタンスを制限することなく、統計量を確保できる。

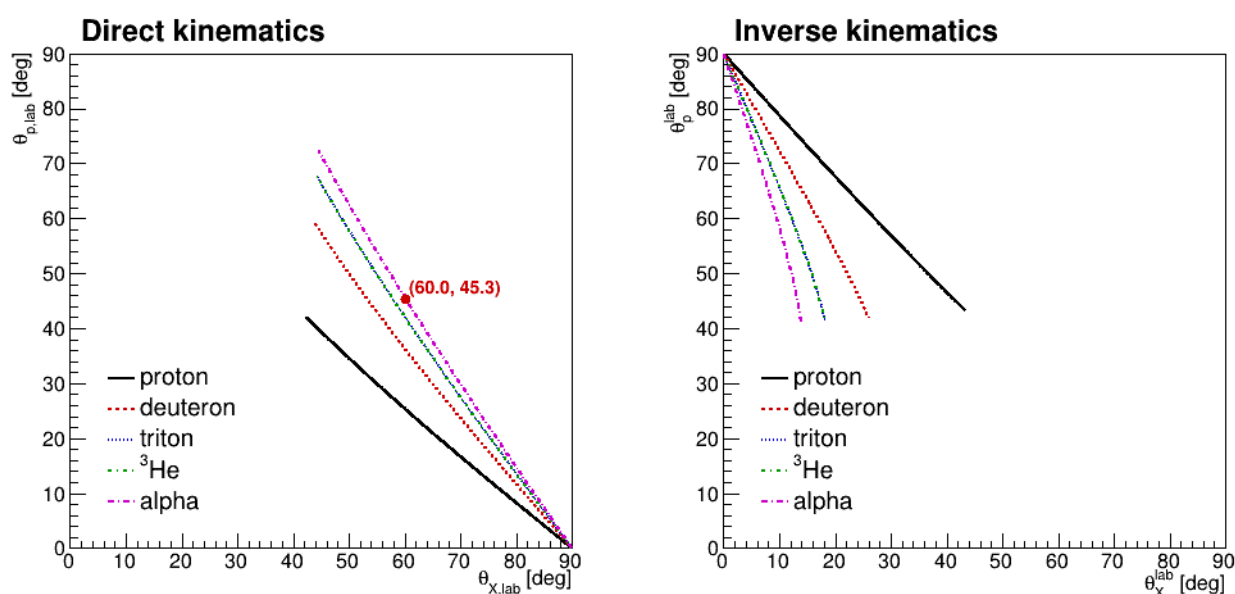


図 1.9: 順運動学条件下 (左) および逆運動学条件下 (右) での反跳陽子とノックアウトされたクラスターの散乱角度相関

### 1.3.4 ONOKORO プロジェクトの現在地と今後の展望

現在 ONOKORO プロジェクトでは、Ca 同位体に対して系統的にクラスターノックアウト測定を行っている。Ca 同位体は陽子数 20 が魔法数であり、中性子数 20 の  $^{40}\text{Ca}$ 、中性子数 28 の  $^{48}\text{Ca}$  が安定核における二重魔法数として知られている。2024 年に ONOKORO プロジェクトは、RCNP にて順運動学条件下での  $^{40,42,44,48}\text{Ca}$  に対するクラスターノックアウト測定を行った [18]。現在、詳細なデータ解析が進行中である。

本研究で紹介する実験は、より中性子過剰な Ca 同位体である  $^{50,52}\text{Ca}$  に対して逆運動学条件下での  $(p, pX)$  反応測定を行ったものである。特に  $^{52}\text{Ca}$  は、中性子数 32 が中性子過剰な領域において出現する新たな魔法数として注目されている不安定核である [19]。

また、将来計画として、RCNP で確立した順運動学の高分解能測定と、RIBF/HIMAC における逆運動学の大立体角測定を相補的に用いることで、より広い領域の原子核に対してクラスターノックアウト測定を展開する。とくに、同一の反応形式  $(p, pX)$  で  $p, d, t, ^3\text{He}, \alpha$  を同一基準で同時に比較できる点は、核表面の低密度環境におけるクラスター形成の普遍性を検証する上で本質的である。今後は、(i) 同位体チェーンに沿った中性子数依存性の確立、(ii) 対称核物質 ( $N = Z$ ) におけるアイソスカラー相関・SRC の分離、(iii) 重核・ $\alpha$  崩壊

核における  $\alpha$  前形成との接続、の 3 つを柱として系統的研究を進める。

ONOKORO プロジェクトが今後重点的に取り組む測定は以下の通りである。

- **Region 1 (Sn 同位体チェーン)**:  $A \simeq 104\text{--}134$  にわたる長い同位体列に対し、 $(p, p\alpha)$ ,  $(p, pd)$ ,  $(p, pt)$ ,  $(p, p^3\text{He})$  断面積を同時取得し、クラスター形成確率の中性子数依存性を明らかにする。
- **Region 2 ( $N = Z$  領域;  $^{56}\text{Ni}$  近傍)**: スピン-軌道相互作用による  $\alpha$  (および  $d$ ) 形成の軌道依存性を検証するとともに、アイソスピン自由度を固定した条件で  $(p, pd)$  断面積の質量依存性を調べ、SRC の質量依存性を Sn チェーンの結果と比較する。
- **Region 3 ( $\alpha$  崩壊核; Th 同位体)**: 最重核領域において  $(p, p\alpha)$  断面積の中性子数依存性を測定し、 $\alpha$  崩壊の縮約幅 (reduced  $\alpha$  width) と比較することで、核表面での  $\alpha$  形成との定量的対応を検証する。

これらの系統測定と DWIA 等の反応理論を組み合わせることで、有限核表面の低密度状態で生じるクラスター形成を、アイソスピン非対称度・殻構造・相関と結びつけて包括的に理解することが期待される。

## 第 2 章

# TOGAXSI コミッショニングおよび SAMURAI57 実験

### 2.1 実験概要

ONOKORO プロジェクトは、RIBF にて不安定核  $^{50-52}\text{Ca}$  ビームを用いた逆運動学条件下での  $(p, pX)$  反応測定を 2025 年の 6 月に実施した。この実験は、ONOKORO プロジェクトの一環としては初の逆運動学条件下での  $(p, pX)$  反応測定である。

実験は、TOGAXSI 検出器のコミッショニング実験と SAMURAI57 実験の 2 つのパートから構成される。TOGAXSI 検出器は、 $(p, pX)$  反応に特化したミッシングマステレスコープ検出器であり、1.3.3 節で述べたように、反跳陽子とノックアウト粒子  $X$  の運動エネルギー・散乱角度の測定を担う。また、本実験ではビーム強度の低い不安定核ビームに対してもルミノシティを確保するために、非常に厚い液体水素標的を用いているため、TOGAXSI 検出器は反応点の再構成も担うことができる設計となっている。

TOGAXSI 検出器のコミッショニング実験では、軽イオンビームを用いて TOGAXSI 検出器の性能評価および較正データの取得を行った。SAMURAI57 実験では、250 MeV/u の  $^{50-52}\text{Ca}$  を含む不安定核カクテルビームを用いた逆運動学条件下でのクラスターノックアウト測定を行った。本章では、実験の概要と、本実験の肝である TOGAXSI 検出器について述べる。

#### 2.1.1 実験セットアップ

図 2.1 に実験に用いた RIBF のビームラインを示す。本実験では、345 MeV/u に加速された  $^{70}\text{Zn}$  を一次ビームとして使用した。図 2.1 の F0 焦点面に生成標的を設置し、核破碎反応により不安定核を含む 2 次ビームを生成した。生成された 2 次ビームは BigRIPS で運動量分析され、目的核種が選別・同定された。選別された不安定核ビームは、SAMURAI エリアに設置された標的・検出器群に入射した。図 2.2 に SAMURAI エリアに設置した標的・検出器群を示す。

不安定核ビームは、SAMURAI エリアのスペクトロメーター上流に設置された液体水素標的 STRASSE [20] に入射し、 $(p, pX)$  反応が誘起された。本実験で使用した液体水素標的は、標的セルの半径が 15.5 mm、厚さ 50 mm の大型の液体水素標的であり、ビーム強度が低く、ビームスポットの広がった不安定核ビームに対してルミノシティを補うことができる設計となっている。

水素標的直前にはビームの到達を意味するトリガー信号を生成するとともに、エネルギー、位置、角度を測定する検出器群が設置されている [21]。 $(p, pX)$  反応によりノックアウトされたクラスター粒子と反跳陽子は TOGAXSI 検出器で検出された。 $(p, pX)$  反応後の反跳陽子およびノックアウトされたクラスター粒子は TOGAXSI 検出器で検出され、残留核および未反応のビーム粒子は SAMURAI スペクトロメーターおよび標準

検出器群で検出された [21]。

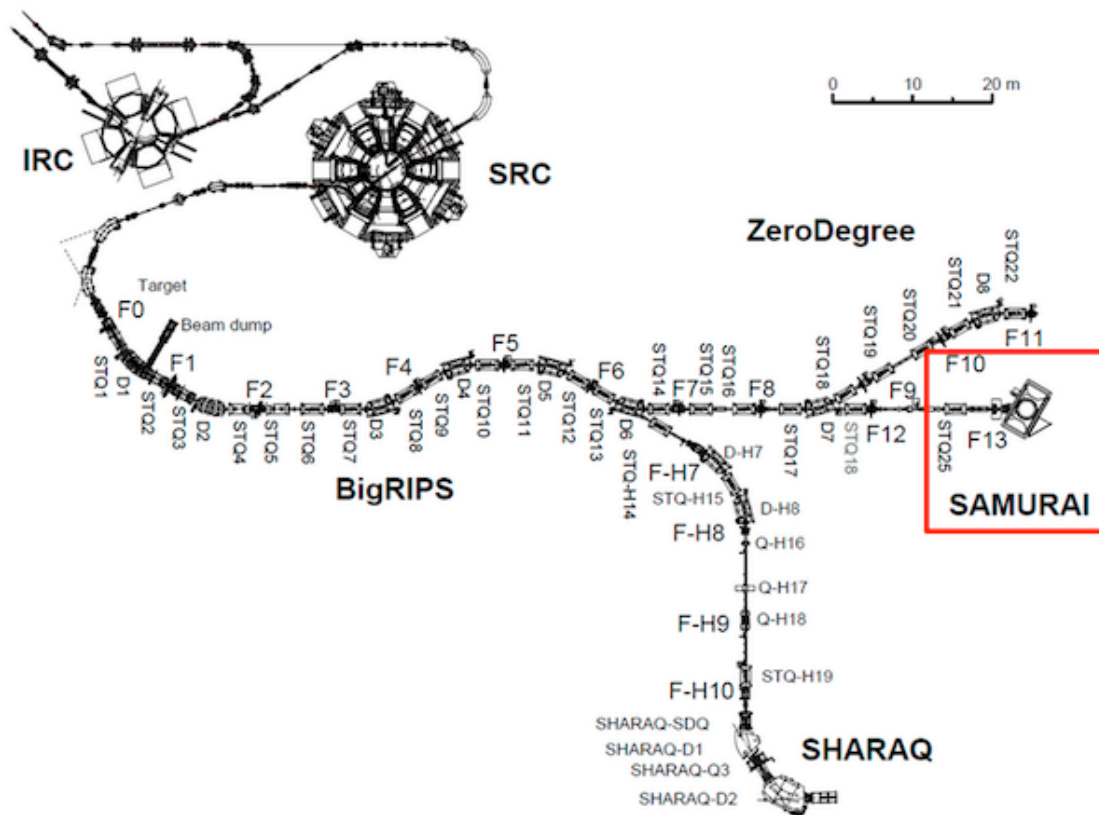


図 2.1: RIBF のビームライン [22]。赤い枠で囲まれた部分が本実験で使用した SAMURAI エリア。

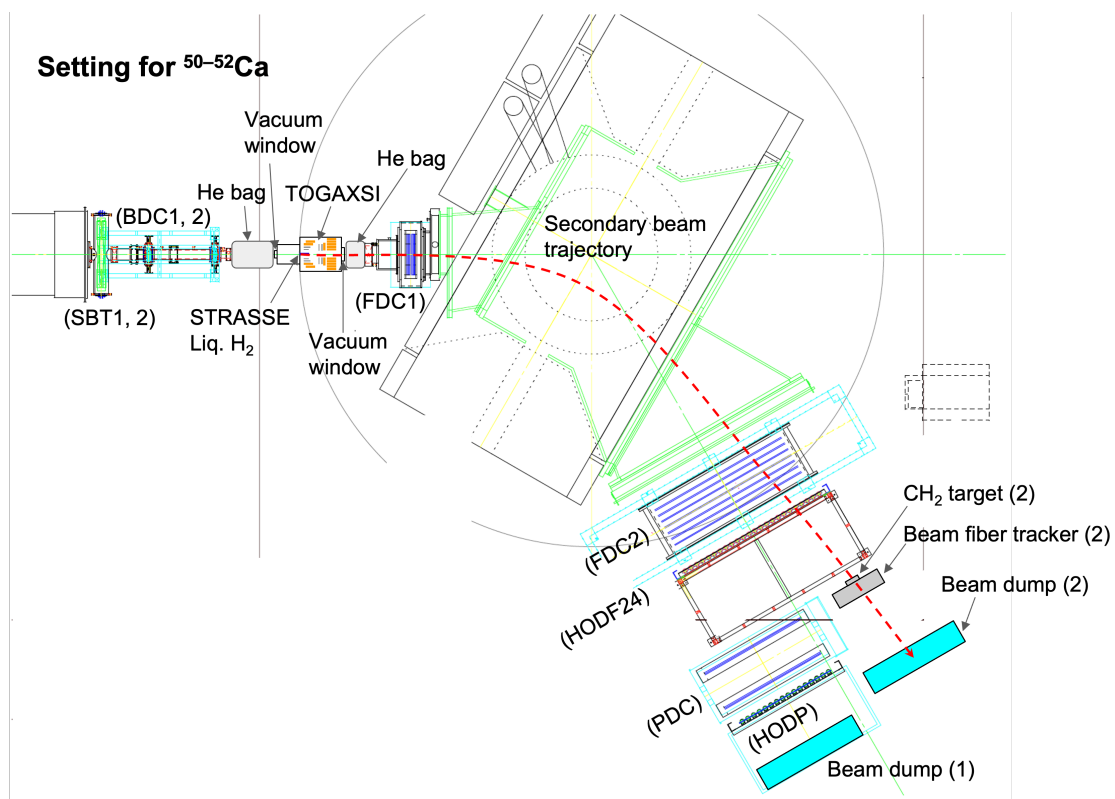


図 2.2: SAMURAI エリアに設置された標的および検出器群

## 2.1.2 TOGAXSI コミッショニング実験

TOGAXSI 検出器のコミッショニング実験では、軽イオンビームを用いて TOGAXSI 検出器の性能評価および較正データの取得を行った。

表 2.1 に、使用したビームの種類とエネルギーを示す。これらのビームは、BigRIPS の F0 焦点面に設置した生成標的で生成され、BigRIPS で運動量分析・選別された。表に示すビームエネルギーは、図 2.1 に示す BigRIPS の F6 焦点面と F7 焦点面の間の偏向電磁石の磁場と軌道半径からビームの磁気剛性  $B\rho$  を決定し、そこから計算したものである。本研究では、ビームは F7 に設置されたスリットの中心を通過していると仮定しているが、実際はビームライン検出器の解析を通して、イベントごとに各焦点面への入射位置、入射角度が決定可能であるため、後の解析でより正確なビームエネルギーを決定することが可能である。

表 2.1: 使用したビームの種類とエネルギー

ビーム種類	エネルギー
$p$	252 MeV/u
$d$	279 MeV/u
$t$	248 MeV/u
${}^3\text{He}$	239 MeV/u
$\alpha$	249 MeV/u

TOGAXSI コミッショニング実験は、主に以下の 3 つの目的で実施された。

- TOGAXSI 検出器の動作確認
- TOGAXSI 検出器のエネルギー・飛跡較正データの取得
- ノックアウト反応 ( $p, pX$ ) の素過程である  $p$  と  $X$  の自由空間での散乱データの取得

特に、ノックアウト反応 ( $p, pX$ ) のような準自由散乱は、 $p$  と  $X$  の自由空間での散乱過程を素過程として、そこに核内効果を加味した描像であるため、運動学的には  $p$  と  $X$  の自由空間での散乱と非常に類似している。したがって、 $p$  と  $X$  の弾性散乱の解析を通して、ノックアウト反応 ( $p, pX$ ) の解析方針の検討に重要な情報を提供することができる。

## 2.1.3 SAMURAI57 実験

先述の TOGAXSI コミッショニングに続いて、250 MeV/u の  ${}^{50-52}\text{Ca}$  を含む不安定核カクテルビームを用いた逆運動学条件下でのクラスターノックアウト測定を行った。2 次ビームの強度は、合計で 200-400 kHz 程度であり、実験中の初期的な解析では、 ${}^{52}\text{Ca}$  の割合は約 1.4% であった。

TOGAXSI 検出器で反跳陽子およびノックアウトされたクラスター粒子を検出し、SAMURAI スペクトロメータおよび標準検出器群で残留核および未反応ビーム粒子を検出した。

この実験中、前半はビームライン上流から大量のバックグラウンド軽イオンが入射し、SAMURAI エリアに飛来した。そのため、実験を行っている SAMURAI エリアの空間線量が非常に高く、ビーム強度を上げすぎるとインターロックが作動してしまい、ビームの輸送が強制的に停止してしまうため、最大強度の半分程度である 200 kHz 程度のビームレートで実験を行った。

実験後半に、F2 焦点面に非常に厚い鉄のコリメーターをインストールすると、バックグラウンド軽イオンの流入が大幅に減少した。これにより、ビーム強度を 400 kHz 程度まで上げて実験を進行することができた。

## 2.2 TOGAXSI 検出器

本実験をはじめとした、ONOKORO プロジェクトの逆運動学条件下での  $(p, pX)$  反応測定において中心的な役割を果たすのが TOGAXSI 検出器である [17]。TOGAXSI は、”Total energy measurement by GAgg and verteX measurement by SI tracker” の略称である。1.3.3 節で述べたように、逆運動学条件下での  $(p, pX)$  反応測定では、反跳陽子  $p$  とノックアウト粒子  $X$  の運動エネルギー・散乱角度を測定することで、残留核の励起エネルギーや  $X$  の核内運動量といった原子核中のクラスター構造情報を抜き出すことができる。

TOGAXSI 検出器は、Si tracker と GAGG シンチレーターから構成される。図 2.3 に実験に使用した TOGAXSI 検出器を示す。今回使用した TOGAXSI 検出器は、full Setup ではなく、Si tracker の一部を簡略化し、方位角方向のアクセプタンスを  $2/3$  に縮小した性能実証機である。

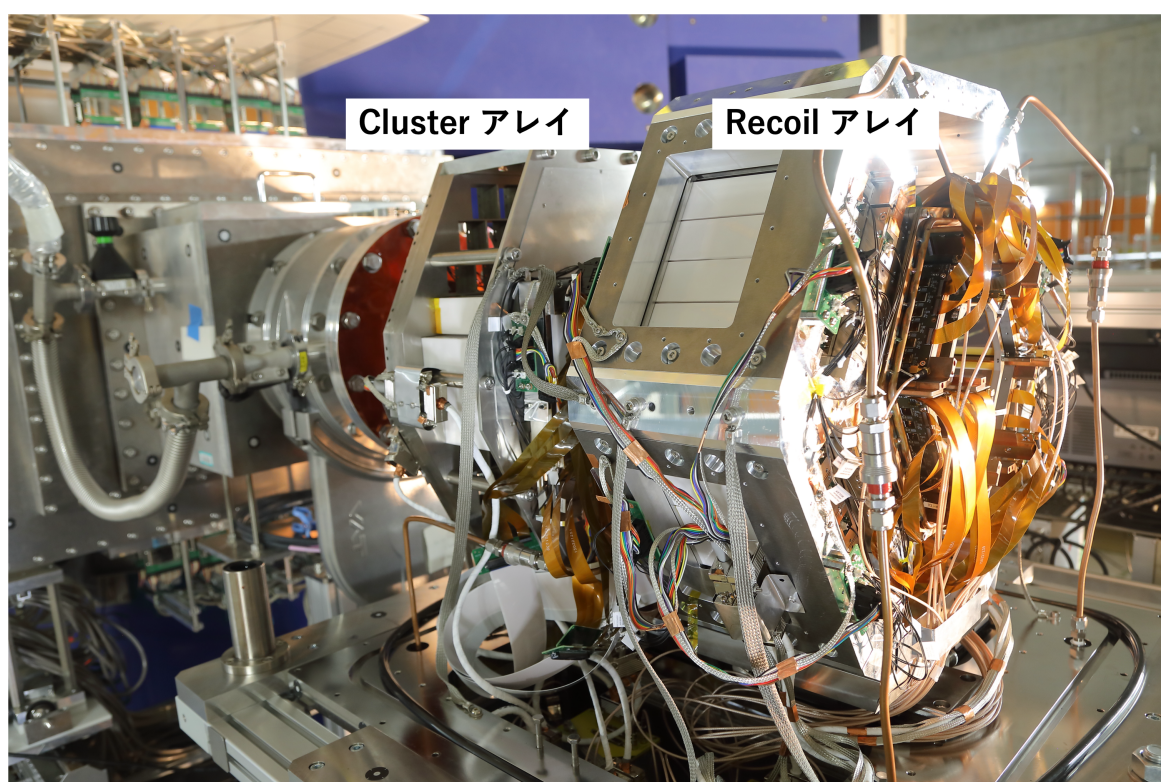


図 2.3: TOGAXSI 検出器 右側:Recoil アレイ 左側:Cluster アレイ

### 2.2.1 検出器の構成・アクセプタンス

TOGAXSI 検出器は、 $(p, pX)$  反応の測定に特化した検出器であり、ノックアウトされたクラスター  $X$  を検出する Cluster アレイ [図 2.3 左, 図 2.4(a)] と、反跳陽子  $p$  を検出する Recoil アレイ [図 2.3 右, 図 2.4(b)] から構成される。図 2.5 に、 $(p, pX)$  反応平面に対する TOGAXSI 検出器の各アレイの配置図を示す。Cluster アレイは、 $(p, pX)$  反応平面の前方に配置されており、ノックアウトされたクラスター粒子を検出する。Recoil アレイは、 $(p, pX)$  反応平面の後方に配置されており、反跳陽子を検出する。

それぞれのアレイは原子核内のクラスターをノックアウトする  $(p, pX)$  反応の素過程である  $p$  と  $X$  の弾性散乱を検出可能な角度アクセプタンスを持つ。図 2.6 に、逆運動学条件下における  $p$  と  $X$  の弾性散乱の角度相関を示す。 $X$  の入射エネルギーは核子あたり 250 MeV としており、これは先述の SAMURAI57 実験にて使用した不安定核の核子あたりビームエネルギーと同じである。図 2.6 に、TOGAXSI の角度アクセプタンスを四角で囲った領域で示している。TOGAXSI 検出器のアクセプタンスは、質量数 1-4 のノックアウト核子・

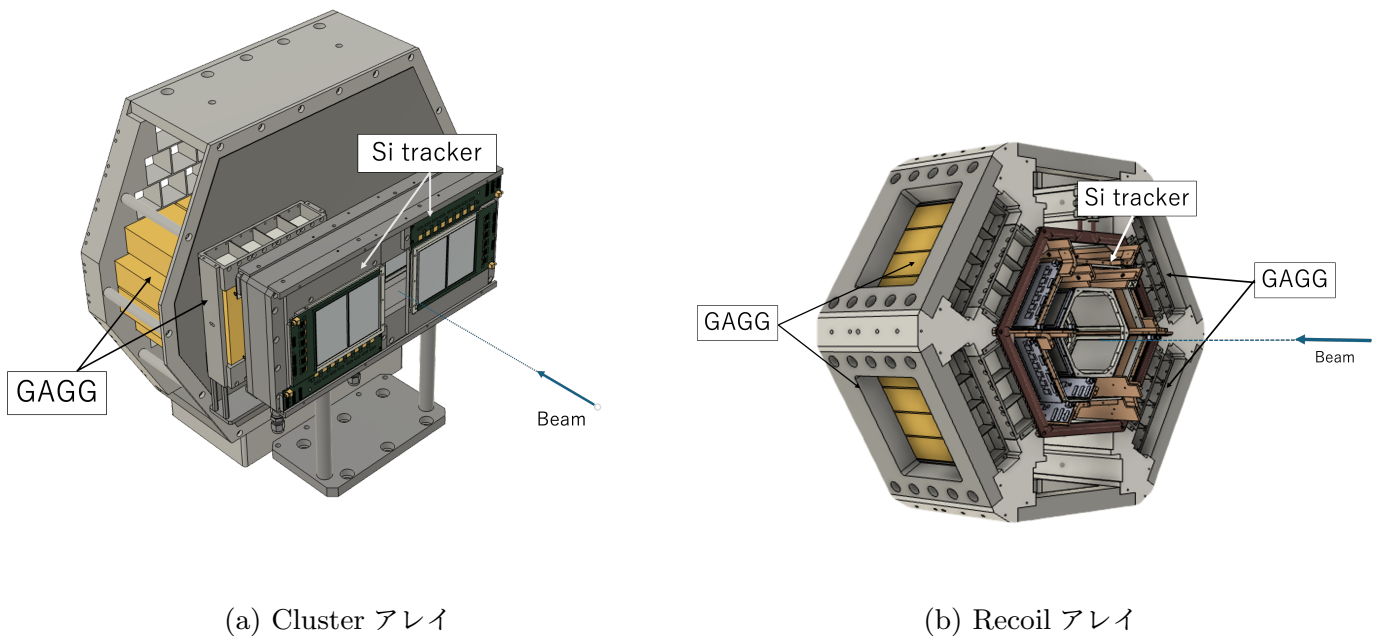


図 2.4: TOGAXSI 検出器の各アレイ

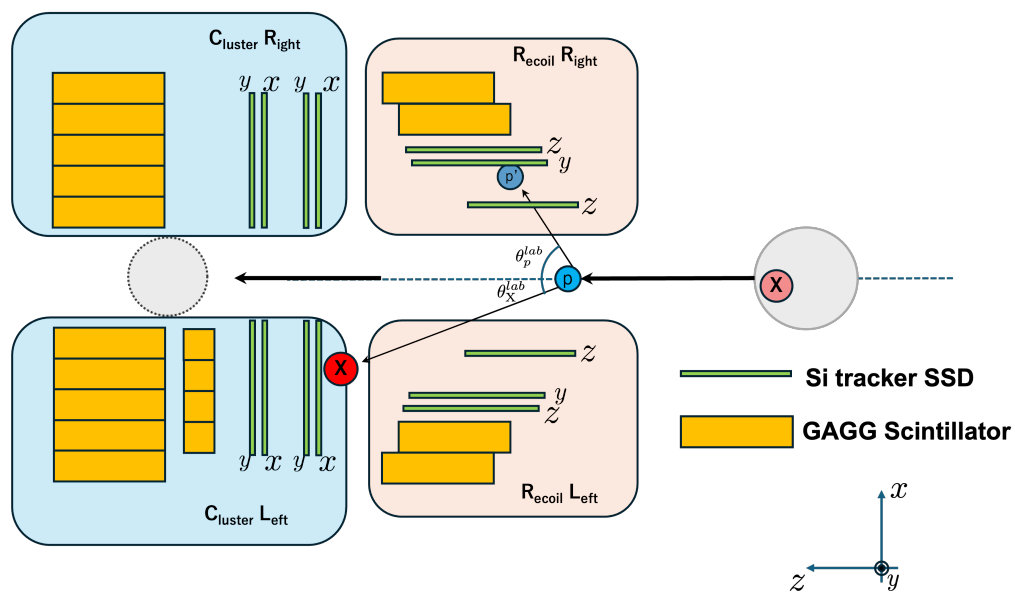


図 2.5:  $(p, pX)$  反応平面に対する TOGAXSI 検出器の各アレイの配置図

クラスターを反跳陽子と同時に測定することが可能な設計となっている。

Si tracker は、 $(p, pX)$  反応点の決定と粒子の飛跡検出を担い、GAGG シンチレーターは、粒子のエネルギー測定を担う。Si tracker および GAGG シンチレーターの詳細についてはそれぞれ 2.2.2 節、2.2.3 節で述べる。

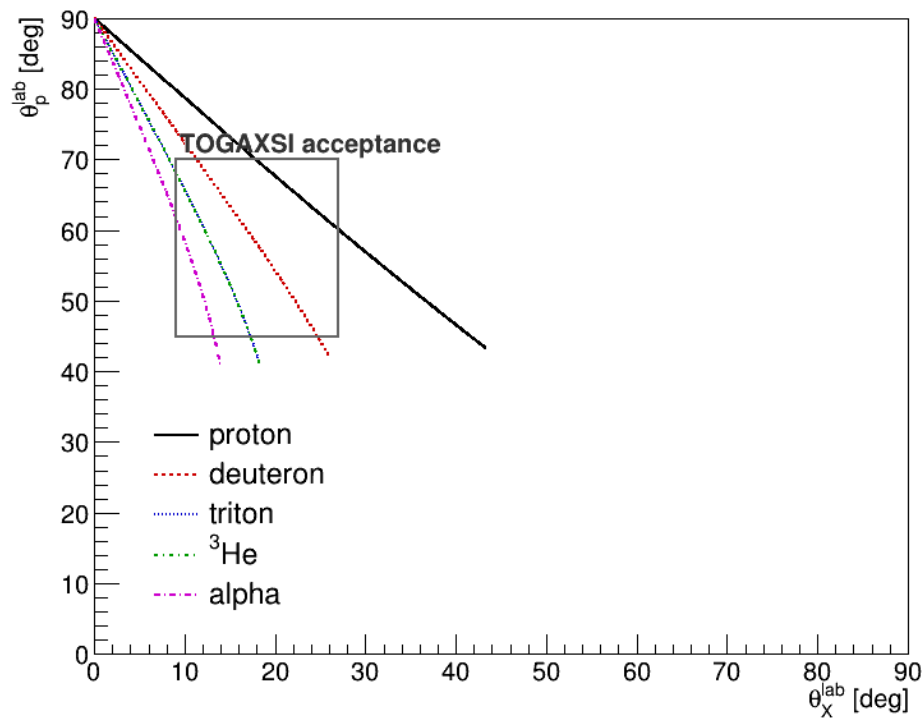
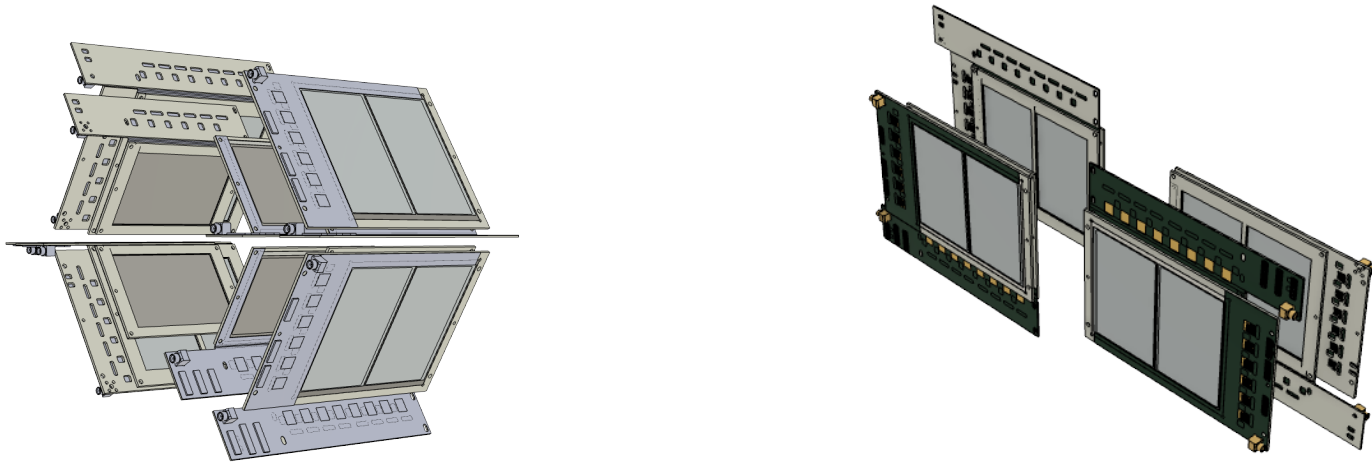


図 2.6: 逆運動学条件下における  $p$  と  $X$  の弾性散乱の角度相関

## 2.2.2 Si tracker

Si tracker は、厚さ 100  $\mu\text{m}$ 、ストリップ間隔 100  $\mu\text{m}$  の Si ストリップ検出器である。Recoil アレイには  $x$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が 2 層、 $y$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が 1 層配置されている。Cluster アレイには  $x$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が 2 層、 $y$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が 2 層設置されている。図 2.7(a), 2.7(b) にそれぞれのアレイに配置された Si ストリップ検出器を示す。Recoil アレイの Si ストリップ検出器のうち、1 層目と 2 層目は  $z$  軸方向にストリップが配列されており、3 層目は  $y$  軸方向にストリップが配列されている。2 層目と 3 層目の Si ストリップ検出器は、近接して配置されている。

Cluster アレイの Si ストリップ検出器のうち、1 層目と 3 層目は  $x$  軸方向にストリップが配列されており、2 層目と 4 層目は  $y$  軸方向にストリップが配列されている。1 層目と 2 層目、3 層目と 4 層目の Si ストリップ検出器は、近接して配置されている。



(a) Recoil アレイに配置された Si ストリップ検出器

(b) Cluster アレイに配置された Si ストリップ検出器

図 2.7: Si ストリップ検出器

#### ■ Si tracker による反応点および飛跡の再構成

TOGAXSI の Si tracker で得られるヒット位置情報を用いて、反跳陽子およびロックアウトされたクラスター粒子の飛跡方向、ならびに反応点の再構成を行う。本解析で対象とする  $(p, pX)$  反応の終状態は三体であり、その運動学は一般に複雑であるが、本解析ではビームライン検出器群による事象ごとの入射方向再構成を用いないため、入射ビームの進行方向は実験室系において  $z$  軸と平行であると仮定する。すなわち、ビーム軸  $l_{\text{beam}}$  は  $z$  軸に平行な直線として与える。

TOGAXSI の Si ストリップ検出器は、面ごとに読み出し方向が定まっており、 $x$  方向または  $y$  方向の位置情報のみを与える。したがって、単一の Si 面の情報のみから三次元通過点  $(x, y, z)$  を直接決定することはできない。本解析では、同一事象内において、クラスター粒子の進行方向に沿って異なる位置に配置された複数の Si ストリップ検出器で得られたヒット情報を対応付けることにより、粒子の三次元通過点を再構成する。

クラスター粒子の飛跡方向ベクトル  $\vec{c}$  は、Cluster アレイに配置された Si ストリップ検出器で得られる二点の通過点  $\vec{P}_2$  および  $\vec{P}_3$  から一意に決定される。これら二点を通る直線

$$\vec{l}_c(t) = \vec{P}_2 + t(\vec{P}_3 - \vec{P}_2) \equiv \vec{P}_2 + t\vec{c}, \quad (t \in \mathbb{R}) \quad (2.1)$$

をクラスター粒子の飛跡として定義する。

一方、Recoil アレイには、 $z$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が二層、 $y$  軸方向にストリップが配列された Si 検出器が一層配置されている。この構成により、Recoil 側では  $z_0$ 、 $z_1$  および  $y_1$  の位置情報が取得される。このうち、 $z_1$  および  $y_1$  の情報から、反跳陽子の通過点として一点  $\vec{P}_1$  が決定される。一方で、 $z_0$  を測定する Si 検出器では  $y$  座標が測定されないため、対応する通過点は一次元の不定性を持つ。

本解析では、反応点  $\vec{V}$  はビーム軸上に存在する点であると仮定し、クラスター粒子の飛跡  $l_c$  と Recoil 側の測定情報によって定まる幾何学的制約を同時に満たす点として決定する。具体的には、Recoil 側で得られる通過点  $\vec{P}_1$  と、 $y$  座標が未測定である第 1 層の情報から導かれる一次元自由度  $l_0$  を用いて、反跳陽子の飛跡が存在し得る平面  $H$  を定義する。すなわち、 $H$  を  $l_0$  と  $\vec{P}_1$  を通る平面として定義する。反応点  $\vec{V}$  はクラスター粒子の飛跡  $l_c$  と平面  $H$  の交点として

$$\vec{V} \in l_c \cap H$$

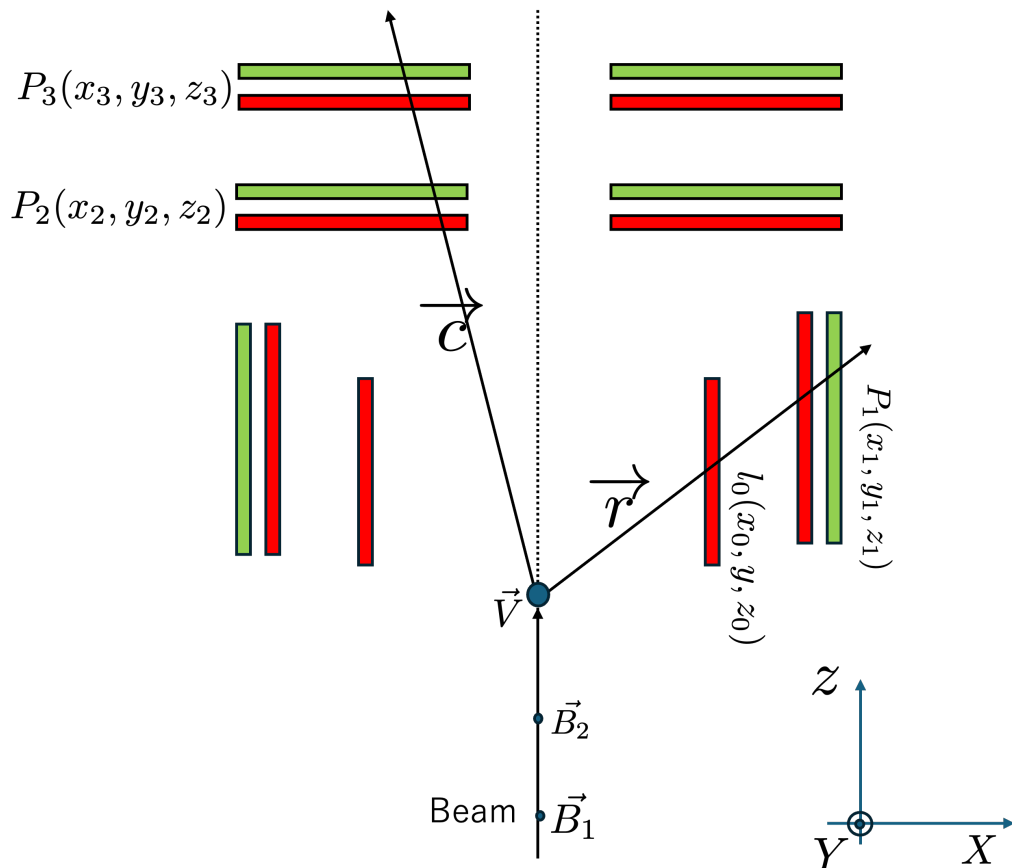


図 2.8: 反応点・飛跡の再構成方法

により決定される。さらに、本解析ではビーム方向が  $z$  軸に平行であると仮定しているため、反応点を通り  $z$  軸に平行な直線をビーム軸  $l_{\text{beam}}$  として定義する。このとき、ビーム軸の横位置  $(x_b, y_b)$  は事前には固定せず、反応点  $\vec{V}$  の座標  $(V_x, V_y)$  によって事後的に定まる。

反応点  $\vec{V}$  が定まることで、反跳陽子の飛跡方向ベクトル  $\vec{r}$  は、Recoil アレイで再構成された通過点  $\vec{P}_1$  と反応点  $\vec{V}$  を結ぶ方向として、任意実数  $t \in \mathbb{R}$  に対して

$$\vec{r} = t(\vec{P}_1 - \vec{V})$$

により決定される。

### 2.2.3 GAGG カロリメーター

GAGG シンチレーターは、 $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$  結晶に Ce をドープしたシンチレーション検出器である。TOGAXSI 検出器は Recoil アレイ、Cluster アレイ共に、図 2.9 下に示すような  $35 \text{ mm} \times 35 \text{ mm} \times 120 \text{ mm}$  の GAGG(Ce) 結晶を用いて構成されている。GAGG(Ce) 結晶には、アクリル製のライトガイドを光学グリスで接着し、それらを麗光社製の高反射フィルム LuireMirror で覆った [23]。ライトガイドと反射フィルムを取り付けた後の GAGG シンチレーターを図 2.9 上に示す。

表 2.2 に GAGG シンチレーターとその他の代表的な無機シンチレーターの性能を示す。本実験では、核子あたり最大 250 MeV 程度のエネルギーを持つ反跳陽子およびクラスター粒子の全エネルギーを測定する必要があるため、高い阻止能を持つシンチレーターが要求される。そのため、密度が高く、光出力が大きい GAGG シンチレーターを採用した。また、潮解性がなく、取り扱いが容易であること、崩壊時間が比較的短く高レートへの耐性が期待できることも採用の理由である。

続いて、シンチレーション光の読み出しには、Hamamatsu 社製 S3584-08 Si フォトダイオードを使用した [24]。Si フォトダイオードの写真と図面を図 2.10(a)、2.10(b) に示す。この Si フォトダイオードは、

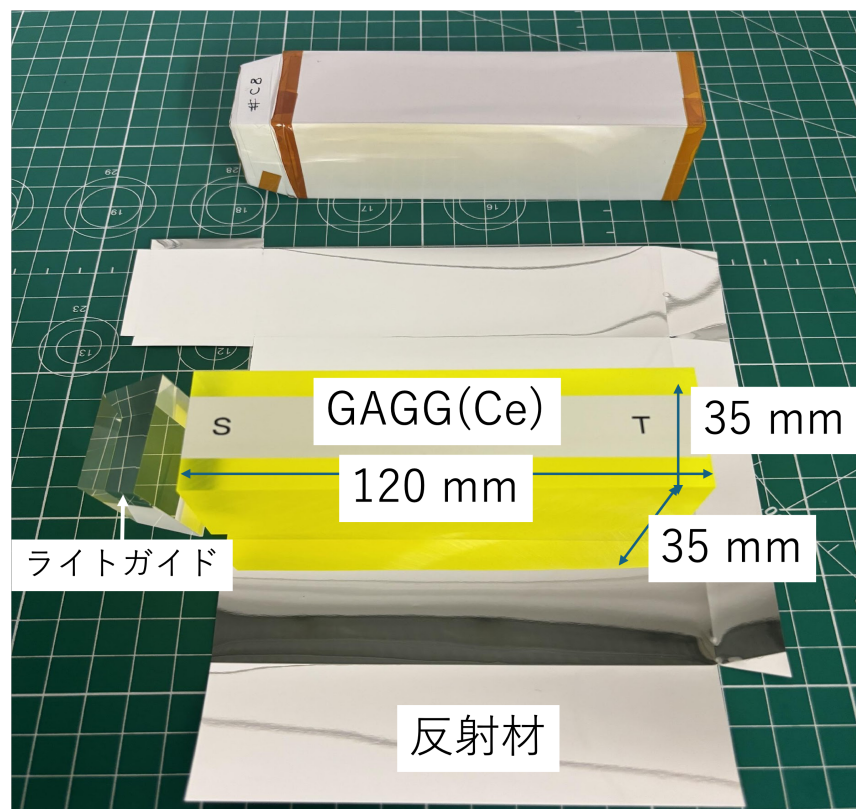


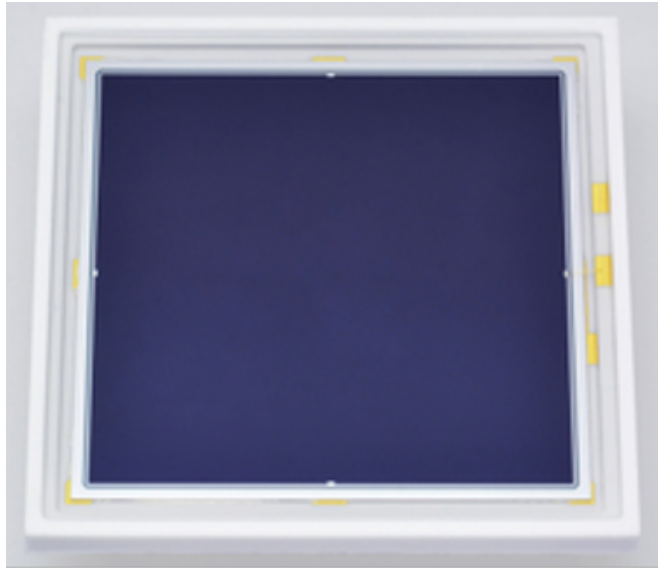
図 2.9: GAGG シンチレーターの結晶・ライトガイド・反射フィルム (下) と、それらを組み立てたもの (上)

表 2.2: 無機シンチレーターの性能

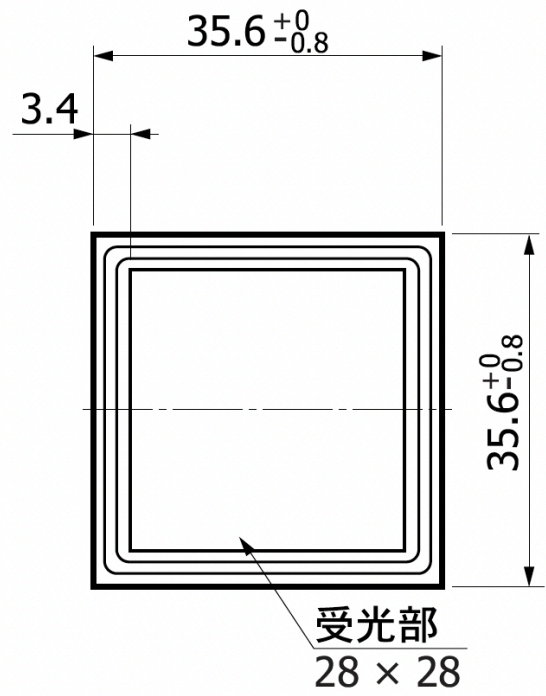
シンチレーター	密度	崩壊時間	光出力	波長ピーク	屈折率	潮解性
GAGG(Ce)	6.63 g/cm <sup>3</sup>	90 ns	55,000 ph/MeV	520 nm	1.9	無し
NaI(Tl)	3.67 g/cm <sup>3</sup>	230 ns	38,000 ph/MeV	415 nm	1.8	有り
CsI(Tl)	4.51 g/cm <sup>3</sup>	1000 ns	54,000 ph/MeV	550 nm	1.8	有り
LaBr <sub>3</sub> (Ce)	5.29 g/cm <sup>3</sup>	16 ns	63,000 ph/MeV	380 nm	1.9	無し

28 mm × 28 mm の有感領域を持ち、GAGG シンチレーターからのシンチレーション光に対する量子効率が約 80% である。GAGG シンチレーターは、長方形面 (35 mm × 120 mm の面) 入射と正方形面 (35 mm × 35 mm の面) 入射の配置でを使用した。長方形面入射のシンチレーターには、正方形面の両面にシンチレーション光読み出しのためのフォトダイオードを接着し、両側読み出しを行った。正方形面入射のシンチレーターには、入射面と反対側の正方形面にフォトダイオードを接着し片面読み出しとし、もう一方の面は反射材で覆った。

Recoil アレイには、図 2.11(a) に示すように 1 層目に 3 本、2 層目に 4 本の GAGG シンチレーターが配置されており、反跳陽子は図 2.5 に示すように長方形面に入射する。Cluster アレイには、ビームライン上流から見て左側にのみ 1 層目に 4 本の GAGG シンチレーター、2 層目に 20 本の GAGG シンチレーターを配置した。1 層目に粒子のエネルギー損失  $dE$  を測定する  $dE$  GAGG を図 2.11(b) に示すように配置した。その奥に 2 層目の Cluster GAGG が配置されており、これらの結晶で粒子の残り全てのエネルギーを測定した。これらの結晶には、図 2.5 の粒子  $X$  のようにノックアウトされたクラスターが  $dE$  GAGG の長方形面、Cluster GAGG の正方形面に入射する。 $dE$  GAGG へのエネルギー付与  $dE$  と Cluster GAGG へのエネルギー付与  $E$  の相関を用いる  $dE$ - $E$  法によって Cluster アレイに飛来した粒子の同定を行う。

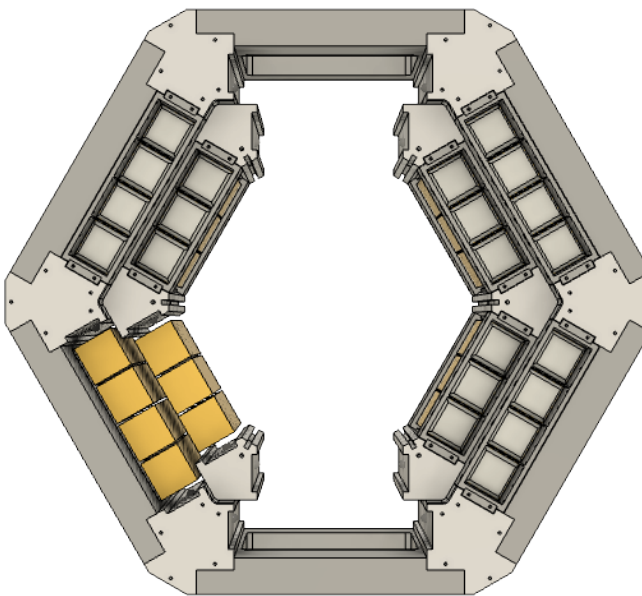


(a) 使用した Si フォトダイオードの写真 [24]

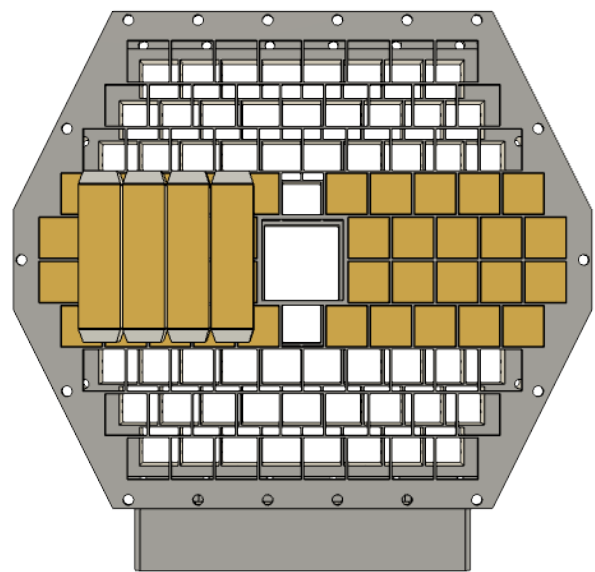


(b) Si フォトダイオードの図面 [24]

図 2.10: Hamamatsu 社製 S3584-08 Si フォトダイオード



(a) Recoil アレイに配置された GAGG 検出器



(b) Cluster アレイに配置された GAGG 検出器

図 2.11: ビームライン上流から見た TOGAXSI 検出器の各アレイに配置された GAGG 検出器

## 2.3 DAQ システムとトリガーロジック

本実験の DAQ システムについて、その構成とトリガーロジックについて述べる。本実験では、バイプロダクトとして数多くの検出器のテストデータを取得しているが、ここでは TOGAXSI 検出器による  $(p, pX)$  反応測定に関連する DAQ システムについてのみ述べる。

図 2.12 に、TOGAXSI GAGG 検出器の回路構成と他検出器との DAQ 接続図を示す。本実験では、TOGAXSI 検出器の GAGG シンチレーターのシンチレーション光を Si フォトダイオードで読み出し、Mesytec 社製の電荷感応型プリアンプ MPR-32 を用いて前置増幅した。プリアンプ出力信号は、3 台の CAEN 社製の VX2740 デジタイザで波形サンプリングを行い、波形情報を取得した。本実験では、VX2740 によるデータ取得を各チャンネルのセルフトリガーで行い、各結晶の発光量が閾値を超えた場合にのみ波形データを取得した。

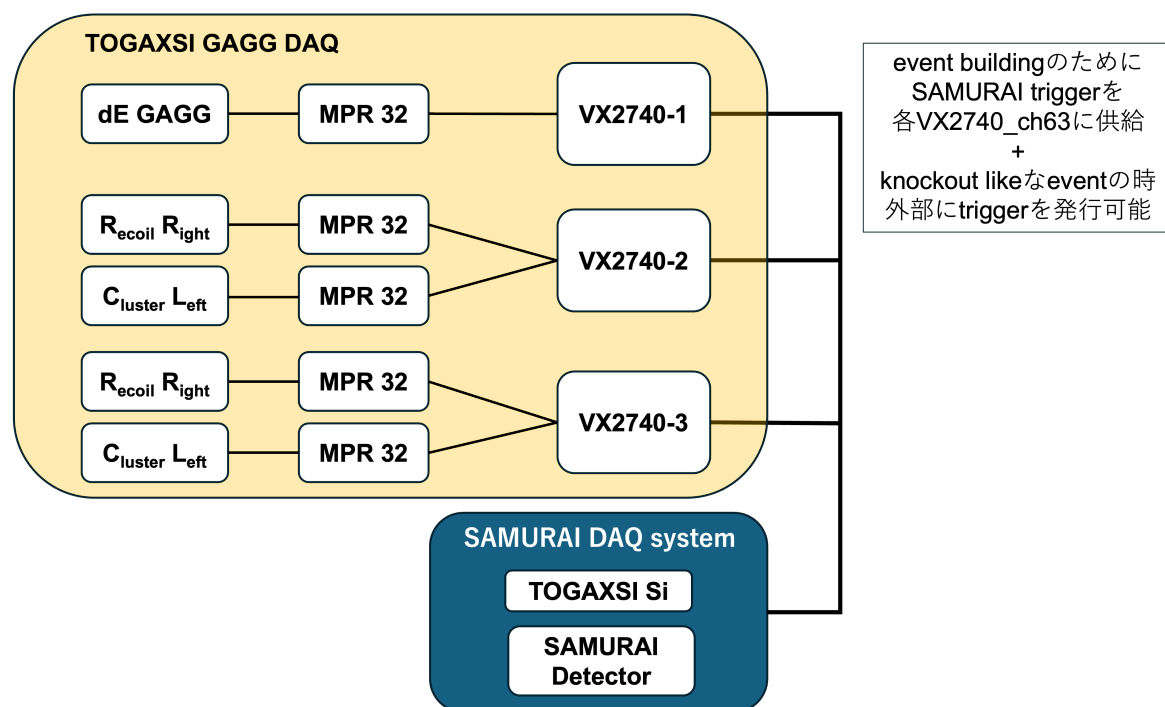


図 2.12: TOGAXSI GAGG 検出器の回路構成と他検出器との DAQ 接続図

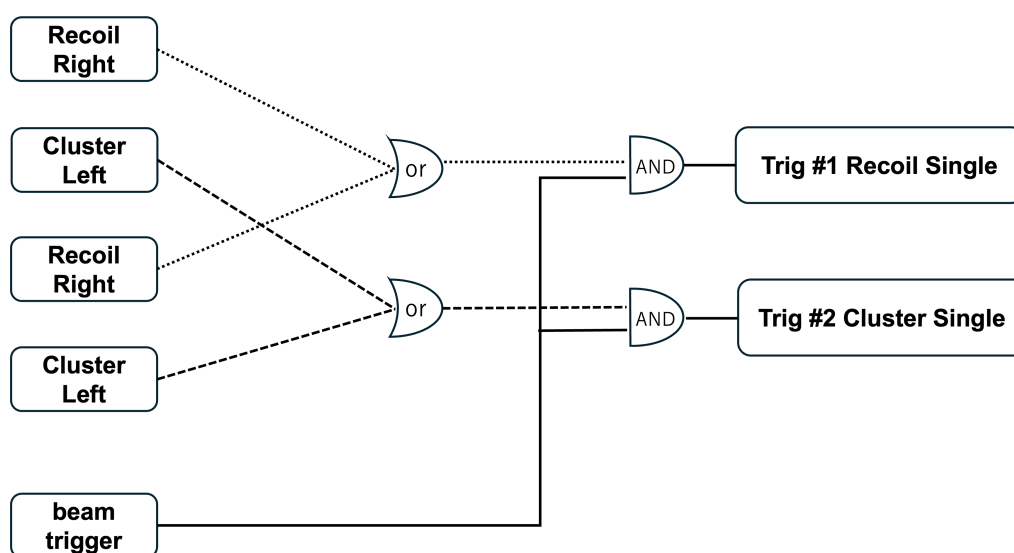
TOGAXSI Si ストリップ検出器および SAMURAI エリアの他検出器群のデータ取得は、SAMURAI DAQ システムに統合され、後述するコモントリガーロジックに基づいて行われた [25]。

TOGAXSI GAGG 検出器のデータと SAMURAI DAQ システムで取得されたデータのイベントビルドを容易にするため、各 VX2740 デジタイザには TOGAXSI GAGG の信号と合わせて SAMURAI DAQ のコモントリガーを入力している。

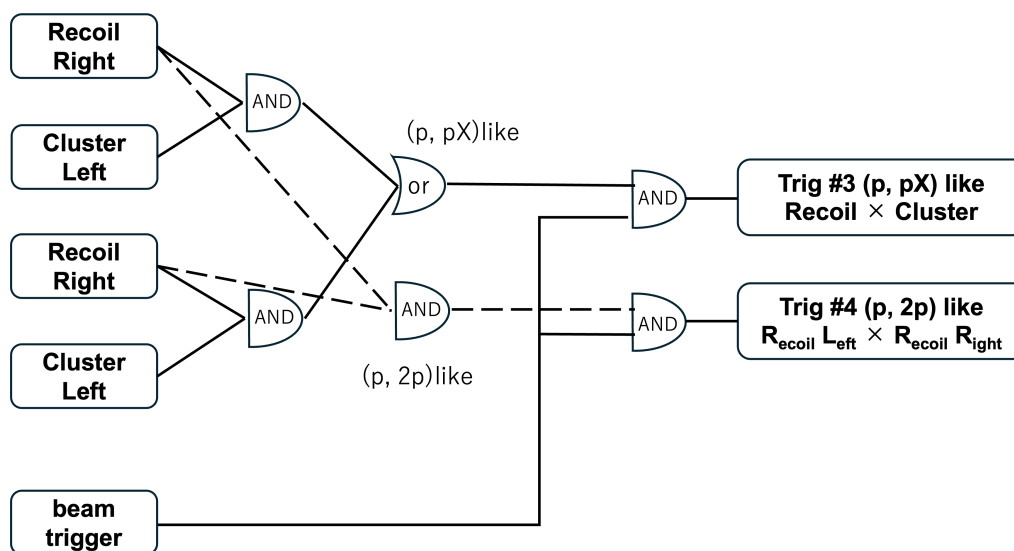
本実験で使用したトリガーロジックについて述べる。SAMURAI 検出器は、デッドタイムが  $300 \mu\text{s}$  程度と非常に長く、 $1 \text{ keps}$  程度のトリガーレートが限界であった。実験に先んじて、SAMURAI DAQ のアップグレードが行われ、デッドタイムが  $150 \mu\text{s}$  まで短縮されたことで、2 倍のトリガーレートに対応可能となった。しかしながら、未だ実験のレートを律速している要因であるため、目的事象であるノックアウト反応を取り逃さないようなトリガーロジックの設計が重要である。ノックアウト反応においては、反跳陽子  $p$  とノックアウトされたクラスター粒子  $X$  の両方を同時に検出することで、残留核の励起エネルギーや  $X$  の核内運動量といった原子核中のクラスター構造情報を抜き出すことができるため、これら両方の粒子を効率的に検出するトリガーロジックを設計する必要がある。また、実験のバイプロダクトとして、中性子ノックアウト反応  $(p, pn)$

や非弾性散乱による不安定核の励起状態生成なども期待されているため、これらの反応にも感度があるトリガーロジックも必要である。

TOGAXSI 検出器の GAGG シンチレーターの信号を用いてトリガーロジックを構築した。本実験では、5種類のトリガーロジックを用いてデータ取得を行った。図 2.13 に、使用したトリガーロジックのうち、TOGAXSI GAGG を用いて生成されるものを示す。トリガーロジック 1 [図 2.13(a)] は、Recoil アレイまたは Cluster アレイのいずれかの GAGG シンチレーターで信号が検出された場合にトリガーを発生させるロジックである。これは主に、中性子ノックアウト反応 ( $p, pn$ ) や非弾性散乱反応の測定に感度のあるトリガーロジックである。トリガーロジック 2 [図 2.13(b)] は、Recoil アレイと Cluster アレイ、または Recoil アレイの左右両側で信号が検出された場合にトリガーを発生させるロジックである。これは、核子・クラスターノックアウト反応の測定に特化したトリガーロジックであり、ノックアウトされたクラスター粒子  $X$  と反跳陽子  $p$  の両方を同時に検出することで、 $(p, pX)$  反応イベントを効率的に選択することができる。また、 $(p, 2p)$  反応においては、Recoil アレイの左右両方に用紙が入射する角度相関領域が存在するため、Recoil アレイの左右両方で信号が検出された場合にもトリガーを発生させるロジックを追加で実装した。



(a) トリガーロジック 1



(b) トリガーロジック 2

図 2.13: 実験で用いたトリガーロジック

実験では、これらのトリガーロジックに加えて、ビームライン上流に設置されたビームカウンター群の信号

を用いたトリガーロジックや、SAMURAI スペクトロメーター下流の標準検出器群、中性子検出器によるトリガーロジックも使用した。これらのトリガーロジックについては、表 2.3 および表 2.4 にまとめる。各トリガーロジックの Down Scale factor および実験で得られたトリガーレートも示している。ここで、Down Scale factor  $1/N$  は、トリガーロジックを満たした回数  $N$  回に対して 1 回のみ DAQ システムにトリガー信号を発行することを意味する。

トリガーレートは、バックグラウンド軽イオンが大量に入射していた実験前半と、F2 焦点面にコリメーターを設置してバックグラウンドを低減した実験後半で Down Scale factor を変更しているため、前者を表 2.3、後者を表 2.4 に示す。表中に示している DAQ 効率  $\epsilon_{\text{DAQ}}$  は、live time  $T_{\text{live}}$  と総測定時間  $T_{\text{total}}$  の比率で定義される。

トリガーロジック	内容	Down Scale factor	トリガーレート (cps)
#0	Down Scaled Beam	1/5000	43
#1	Recoil single	1/50	220
#2	Cluster Single	1/200	270
#3	( $p, pX$ ) like	1	1500
#4	( $p, 2p$ ) like	1	260
Total trigger request rate		2300 cps	
DAQ 効率 $\epsilon_{\text{DAQ}} = T_{\text{live}}/T_{\text{total}}$		70%	

表 2.3: 実験で使用したトリガーロジックとトリガーレート (バックグラウンド軽イオンが大量に入射していた実験前半)

トリガーロジック	内容	Down Scale factor	トリガーレート (cps)
#0	Down Scaled Beam	1/20,000	21
#1	Recoil single	1/100	65
#2	Cluster Single	1/500	70
#3	( $p, pX$ ) like	1	2700
#4	( $p, 2p$ ) like	1	350
Total trigger request rate		3200 cps	
DAQ 効率 $\epsilon_{\text{DAQ}} = T_{\text{live}}/T_{\text{total}}$		60%	

表 2.4: 実験で使用したトリガーロジックとトリガーレート (F2 コリメータ設置後)

## 2.4 SAMURAI57 実験の初期解析結果

本節では、SAMURAI57 実験で取得した初期的な解析結果を示す。図 2.14 に、F2 焦点面にコリメーターを設置した後に取得した  $dE$ - $E$  相関の一例を示す。バックグラウンド粒子が大幅に削減されたことにより、S/N 比が改善し、Cluster アレイに飛来した複数種類の軽イオンを  $dE$ - $E$  法により識別することに成功した。図 2.14 に、SAMURAI57 実験で取得した  $dE$ - $E$  プロットの一例を示す。図 2.14 では、 $dE$ - $E$  法により  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  が識別されている。この粒子が不安定核ビームのノックアウト反応由来のものであるかどうか、詳細な解析は今後の課題である。

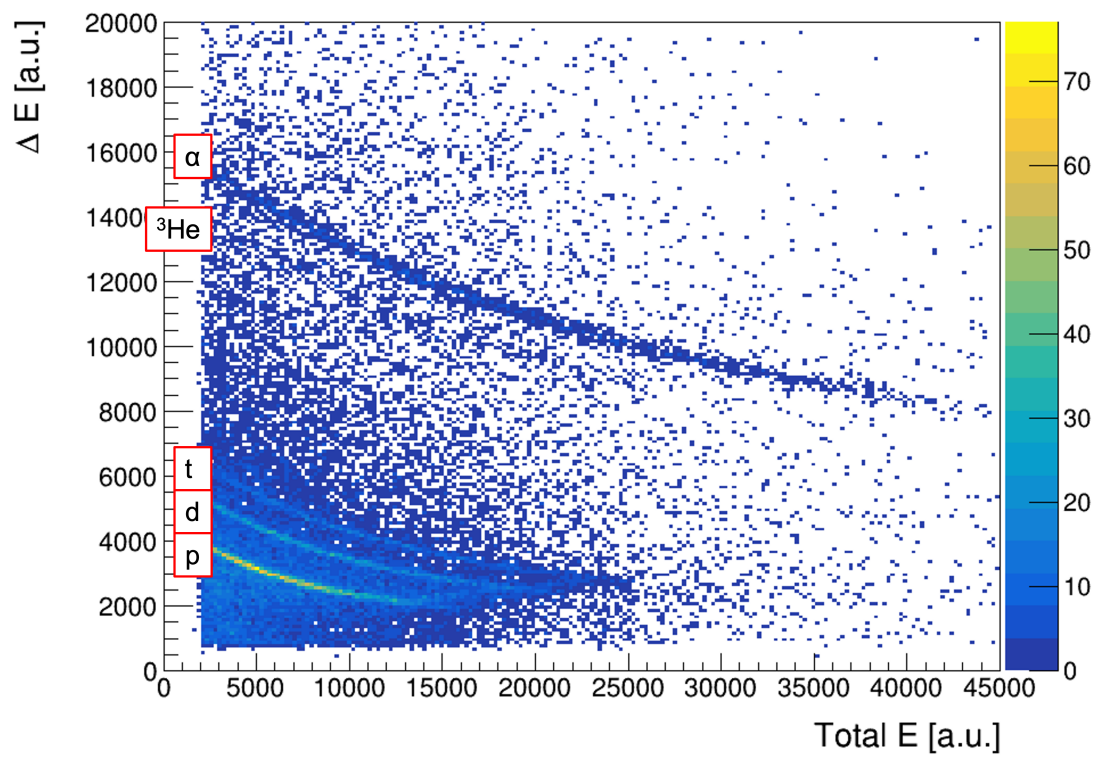


図 2.14: F2 コリメータをインストールした後の  $dE$ - $E$  相関プロット

## 第 3 章

# フォトダイオードのリーク電流の増加と Gain 変動

本章では、TOGAXSI 検出器群に搭載されている Cluster アレイの GAGG シンチレーターの光読み出しに使用しているフォトダイオードのリーク電流の増加と、GAGG シンチレーターの Gain 変動について述べる。

### 3.1 フォトダイオードのリーク電流

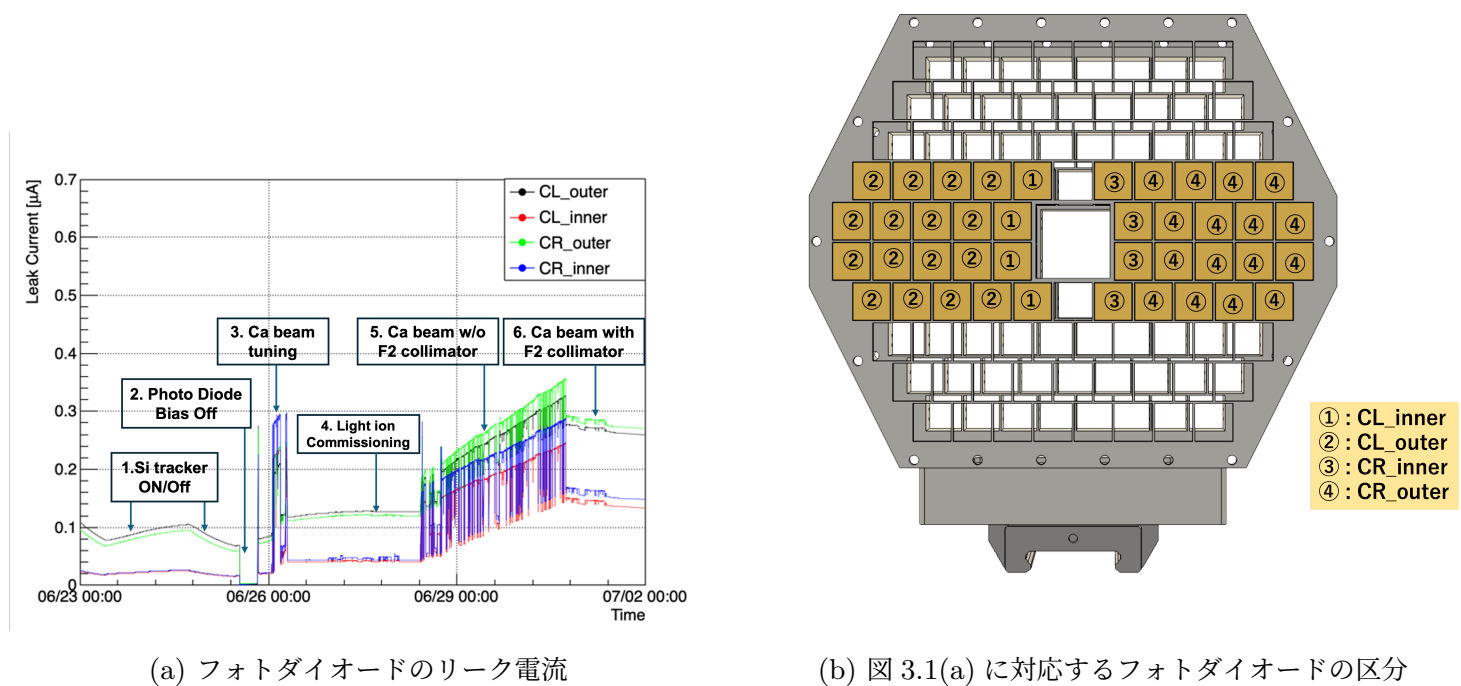
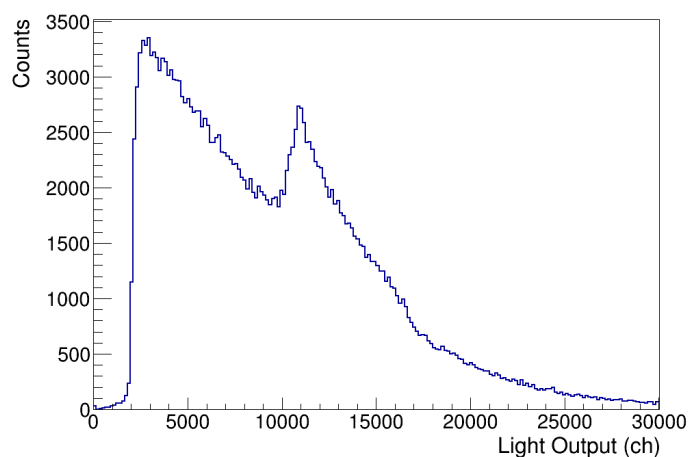
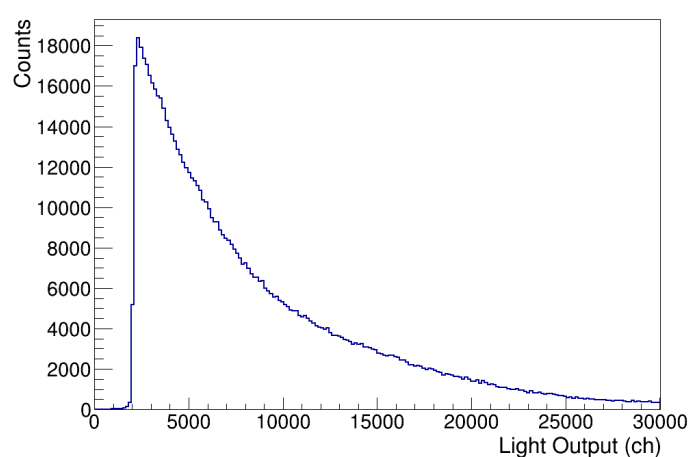


図 3.1: 実験中の Cluster アレイのフォトダイオードリーク電流の変動

図 3.1(a) に、実験開始直前から終了までのリーク電流の変動を示す。実験中のフォトダイオードのリーク電流は、複数のチャンネルをまとめて測定している。図 3.1(b) に、リーク電流の測定の際にまとめられたフォトダイオードの区分を示す。①は Cluster アレイ左側の最も内側に位置する 4 本の GAGG シンチレーター (CLinner) に取り付けられたフォトダイオード、②は Cluster アレイ左側に位置するその他の GAGG シンチレーター (CLouter) に取り付けられたフォトダイオードである。Cluster アレイ右側に位置する③、④についても同様である。



(a) F2 コリメーターを設置する前のスペクトル



(b) F2 コリメーターを設置した後のスペクトル

図 3.2: F2 コリメーターの設置前後の GAGG シンチレーターの発光量スペクトル

図 3.1(a) に実験開始直前から終了までのリーク電流の変動を示す。outer 区分 (②, ④) はそれぞれ 16 個の、inner 区分 (①, ③) はそれぞれ 4 個のフォトダイオードのリーク電流の合計を示している。図 3.1(a) から、以下の 6 つの特徴が見られる。

1. ビーム供給が開始される前、Si Tracker のバイアス電圧印加直後に、全ての区分でリーク電流が緩やかに増加し、バイアス電圧印加を停止すると緩やかに減少した。これは、TOGAXSI 検出器群を設置した真空チャンバー内の温度が、バイアス電圧印加により上昇したことが原因である。
2. 一時的にフォトダイオードのバイアス電圧を停止したため、リーク電流が 0 に戻った。
3. Ca ビームの調整が開始されると、全ての区分でリーク電流が急激に増加した。特に、Cluster アレイ内側の区分 (①, ③) で顕著であった。この増加は、ビーム調整中に発生した背景粒子がフォトダイオードに与えた影響であると考えられる。
4. TOGAXSI コミッショニングとして、軽イオンビームを用いた実験が行われた。この期間中、リーク電流の増減は見られなかった。
5. Ca ビームを用いた本実験が開始されると、再びリーク電流が急激に増加した。特に、Cluster アレイ内側の区分 (①, ③) で顕著であった。ビームの供給が断続的であったため、急激に増減している箇所が見られる。
6. F2 焦点面にコリメーターを設置した後、リーク電流の増加が抑制された。このことから、F2 コリメーターにより遮蔽された背景粒子がフォトダイオードに与える影響が大きかったと考えられる。

## 3.2 Gain 変動の解析

F2 焦点面にコリメーターを設置する前後について、区分①のうちのある GAGG(Ce) シンチレーターが計測した発光量スペクトルを図 3.2 に示す。2 つを比較すると、コリメーターが設置される前のスペクトル [図 3.2(a)] には、10,000 ch 付近に構造が見られ、F2 コリメーターを設置した後 [図 3.2(b)] ではこれが消えていることがわかる。

Cluster アレイの GAGG シンチレーターの Gain 変動を調べるために、図 3.2(a) に見られるピーク位置を時間ごとに追跡した。ピーク位置の変動を図 3.3 に示す。リーク電流が増加しても、ピーク位置に変動はなく、Gain は 5 % の精度で安定していたことが分かる。したがって、リーク電流の増加は GAGG シンチレーター

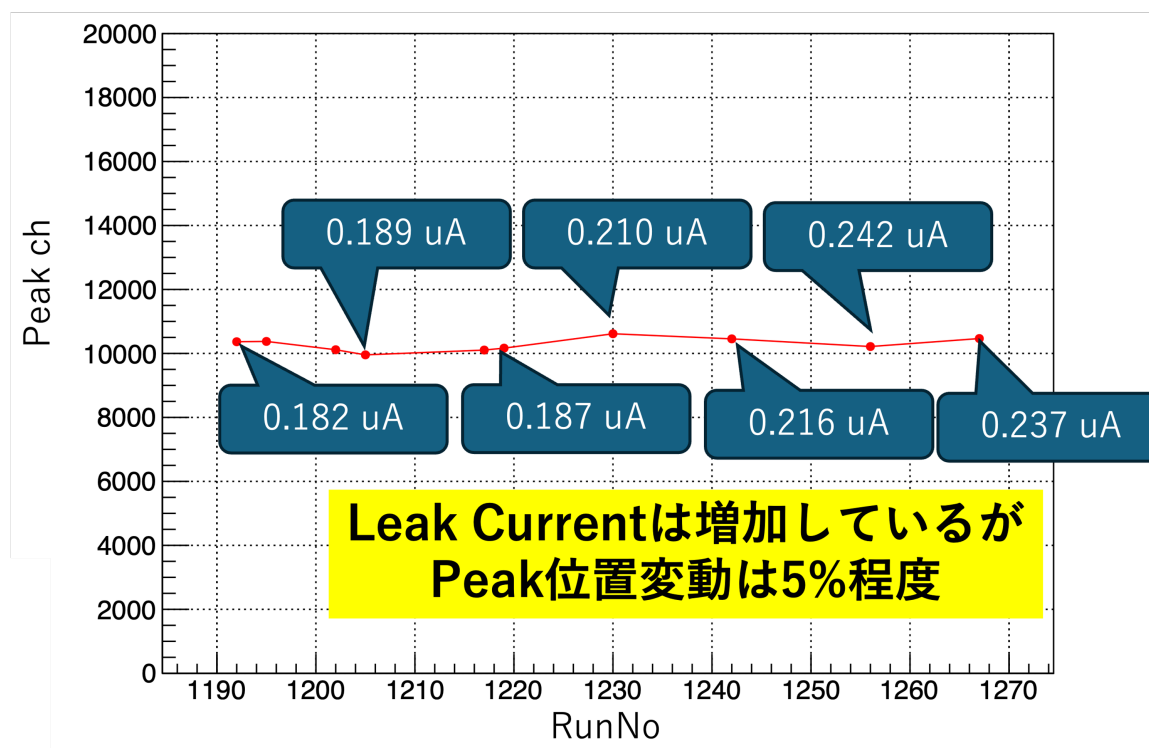


図 3.3: Cluster アレイの GAGG シンチレーターの Gain 変動とリーク電流の関係

の Gain 変動はたかだか 5%で、リーク電流との相関はなかったと結論付けられる。

### 3.3 リーク電流の増加原因の考察

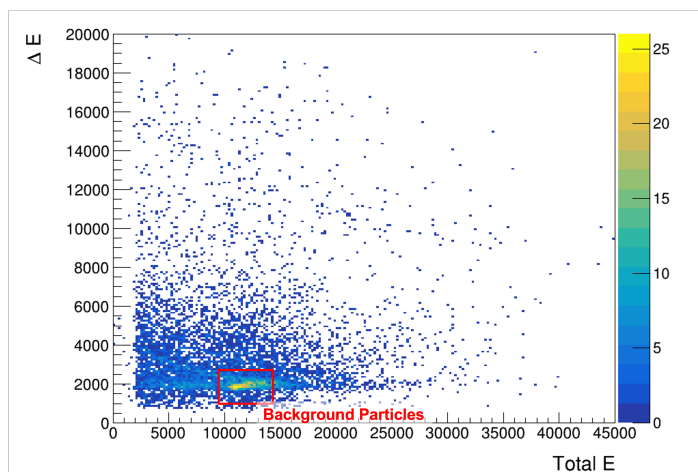
フォトダイオードのリーク電流は、半導体中の熱励起キャリアや放射線損傷によって生成される欠陥準位に起因して増加することが知られている。また、その値は温度や印加バイアス電圧にも依存する。本実験においては、リーク電流増加の明確な要因特定には至らなかったが、放射線環境下での動作安定性の評価は重要な課題である。リーク電流の増加原因を考察するために、F2 コリメーターの設置前後で変化した点を洗い出した。

- SAMURAI エリアのバックグラウンドの抑制
- ビームピークの消失
- リーク電流の抑制

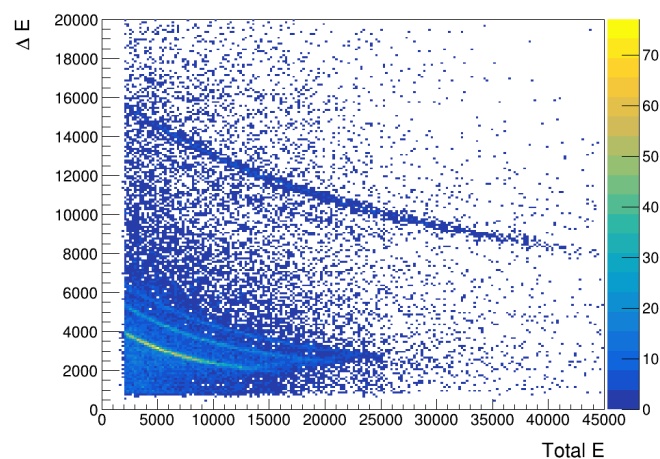
実験中、F2 焦点面にコリメーターを設置したことで、上記の変化が起こった。F0 焦点面で不安定核ビームを生成しているが、ビーム輸送の設定を変えずに F2 コリメーターを設置したところ、上記の変化が起こったため、F2 コリメーターにより遮蔽された背景粒子が存在したと考えられる。この粒子について考察する。

$dE-E$  相関を用いて、バックグラウンド粒子の正体を調べた。図 3.4(a) および図 3.4(b) に F2 コリメーター設置前後の  $dE-E$  プロットを示す。図 3.4(a) において、赤く囲った領域のイベントに注目すると、 $dE$  GAGG でのエネルギーが小さいことが分かる。このことから、背景粒子は  $dE/dx$  の小さな荷電粒子であると考えられる。そのような荷電粒子としては、主に  $d, t$  が考えられる。これらの粒子は、SAMURAI ビームライン内で生成され、Cluster アレイに到達したと考えられる。F2 コリメーターを設置することで、これらの粒子が遮蔽され、リーク電流の増加が抑制されたと考えられる。

今後の詳細な背景粒子の解析として、イベントごとに  $^{50-52}\text{Ca}$  の飛来事象と背景粒子事象を分離し、物理解析を可能にすることを目指す。これにより、背景粒子が目的事象に与える影響をより定量的に評価できる。この解析のためには、ビームライン検出器のより詳細な解析が必要となるが、背景事象として考えられる



(a) F2 コリメーターを設置する前の  $dE$ - $E$  相関



(b) F2 コリメーターを設置した後の  $dE$ - $E$  相関

図 3.4: F2 コリメーターの設置前後の  $dE$ - $E$  相関

$Z = 1$  の粒子は、 $dE/dx$  が小さいため、ビームライン検出器での検出効率が低いことが予想される。そこで、TOGAXSI 検出器下流に設置されている SAMURAI 検出器群の情報も活用し、背景粒子事象と目的事象の分離を試みる。SAMURAI は、TOGAXSI 検出器を通過した後の粒子の運動量分析を行うスペクトロメーターであり、粒子の種類やエネルギーに関する情報を提供する。これらの情報を組み合わせることで、背景粒子事象と目的事象の識別精度を向上させることが可能であると考えられる。

### 3.4 今後の調査項目

本章では、TOGAXSI 検出器群に搭載されている Cluster アレイの GAGG シンチレーターの光読み出しに使用しているフォトダイオードのリーク電流の増加と、GAGG シンチレーターの Gain 変動について述べた。今後の調査項目として、以下の 3 点が挙げられる。

- リーク電流の増加がエネルギー分解能に与える影響の評価
- 背景粒子の正体の特定とその発生源の解析
- 真空チャンバー内の温度変動の影響

#### ■リーク電流の増加がエネルギー分解能に与える影響の評価

フォトダイオードのリーク電流の増加が GAGG シンチレーターのエネルギー分解能に与える影響の評価は、検出器の性能維持に重要である。今回は、大きな Gain 変動がないことを確認するための解析を行ったが、リーク電流の増加がエネルギー分解能に与える影響については詳細に調査していない。今後、リーク電流の増加とエネルギー分解能の関係を定量的に評価する必要がある。

#### ■背景粒子の正体の特定とその発生源の解析

背景粒子の正体の特定とその発生源の解析も重要な課題である。F2 コリメーターの設置によりリーク電流の増加が抑制されたことから、背景粒子がフォトダイオードに与える影響が大きいことが示唆された。今後、背景粒子の種類やエネルギー分布を詳細に調査し、その発生源を特定することが求められる。

#### ■真空チャンバー内の温度変動の影響

真空チャンバー内の温度変動も、フォトダイオードのリーク電流に影響を与える可能性がある。バイアス電圧印加直後にリーク電流が増加したことから、温度上昇がリーク電流の増加に寄与していると考えられる。今後、

温度変動とエネルギー分解能の関係を調査し、検出器の安定動作に寄与する要因を明らかにする必要がある。加えて、GAGG(Ce) シンチレーターの発光量の温度依存性も調査する必要がある。GAGG(Ce) シンチレーターの発光量は温度に依存することが知られており、温度変動がシンチレーターの性能に与える影響を評価することも重要である [26]。今回の実験では、発熱の大きい Si tracker の信号読み出し回路の温度がモニターされていたが、GAGG シンチレーター自体の温度は測定されていなかった。シミュレーションを用いて温度変動を推定するとともに、TOGAXSI 検出器群を用いた将来の実験においては、GAGG シンチレーターの温度を直接測定することが望ましい。

本章で確認した Gain 変動は、検出器の健全性を確認するためのものであり、エネルギー較正および分解能評価そのものを与えるものではない。精密なエネルギー応答の評価については、第 4 章で系統的に議論する。また、リーク電流の増加がエネルギー分解能に与える影響については、今後詳細な調査が必要である。

## 第 4 章

# 弾性散乱による GAGG 検出器のエネルギー較正

本章では、弾性散乱による TOGAXSI 検出器のエネルギー較正について述べる。TOGAXSI 検出器の GAGG(Ce) カロリメーターは、100 MeV 程度の反跳陽子と 200 MeV/u 程度のノックアウトクラスターに対して、1A MeV 以下のエネルギー分解能が要求される。本研究では、軽イオンビームと水素標的の弾性散乱を用いた GAGG(Ce) シンチレーターの発光量較正を検討した。また、発光量較正後のエネルギー分解能を評価した。

### 4.1 GAGG(Ce) シンチレーターの消光効果

GAGG(Ce) シンチレーターは、発光効率  $dL/dE$  が  $dE/dx$  の大きい領域で低下する非線形特性を持つ。この効果を消光効果という。Furuno らによる、GAGG(Ce) シンチレーターにおける消光効果の研究を紹介する [27]。この研究では、GAGG(Ce) シンチレーターの発光量と入射粒子のエネルギーの関係を測定し、消光効果の影響を定量的に評価した。図 4.1(a) に、CsI(Tl) および GAGG(Ce) シンチレーターへの入射エネルギーと発光量の関係を示す。GAGG(Ce) シンチレーターでは、 $\alpha$  粒子の発光量は同じ入射エネルギーの陽子に比べて低くなっていることがわかる。

図 4.1(a) に示された実験結果をもとに計算した発光効率  $dL/dE$  と  $dE/dx$  の関係を図 4.1(b) に示す。 $dE/dx$  の小さいデータ点は陽子であり、 $dE/dx$  の大きいデータ点は  $\alpha$  粒子である。このデータに対して、Furuno らは、以下の 2 つの関数を用いてフィッティングを行った。実線は、 $dL/dE$  と  $dE/dx$  の関係式 (4.1) に基づくフィット結果、破線は式 (4.2) を用いたフィット結果である。

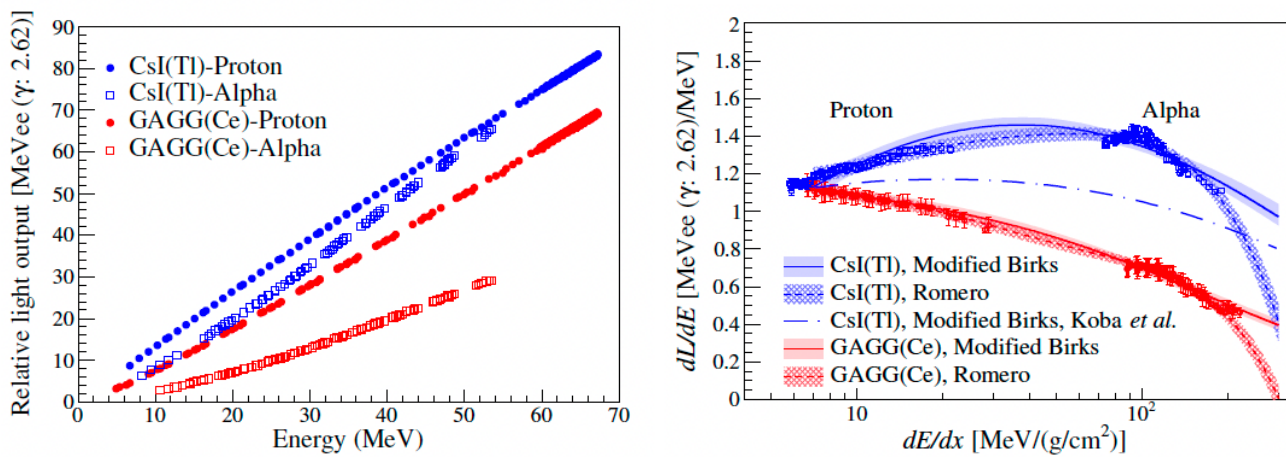
$$\frac{dL}{dE} = \frac{a_0}{1 + a_1 \frac{dE}{dx} + a_{-1} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1}} \quad (4.1)$$

式 (4.1) は、Birks の提案した有機シンチレーターの発光効率の記述を、CsI(Tl) に適用できるように拡張したものである [28]。以降、この式を Modified Birks と呼ぶ。

$$\frac{dL}{dE} = \sum_{j=0}^5 a_j \left(\ln \frac{dE}{dx}\right)^j \quad (4.2)$$

式 (4.2) は、Romero らが NaI(Tl) シンチレーターの発光効率を再現するように提案した関数である [29]。

図 4.1(b) より、Modified Birks, Romero の両関数ともに、GAGG(Ce) シンチレーターの消光効果をよく再現していることがわかる。以降は、Modified Birks を用いて解析を行う。



(a) シンチレーターへの入射エネルギーと発光量の関係 (文献 [27]Figure 11 より引用)  
 (b) 発光効率  $dL/dE$  と  $dE/dx$  の関係 (文献 [27]Figure 13 より引用)

図 4.1: GAGG(Ce) シンチレーターの発光量特性の測定結果 [27]

## 4.2 粒子の全エネルギー決定方法

消光効果のため、発光量をエネルギーに変換する際には、 $dE/dx$  の違いによる発光量の変化を考慮する必要がある。 $dE/dx \propto AZ^2/E$  であるので、消光効果は粒子の種類とエネルギーに依存する。したがって、全エネルギーに対する発光量は粒子の種類で異なる。図 4.2 に、文献 [27] で与えられた式 (4.1) を用いて計算した  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子の全エネルギーと GAGG(Ce) シンチレーター中の発光総量の関係の計算結果を示す。

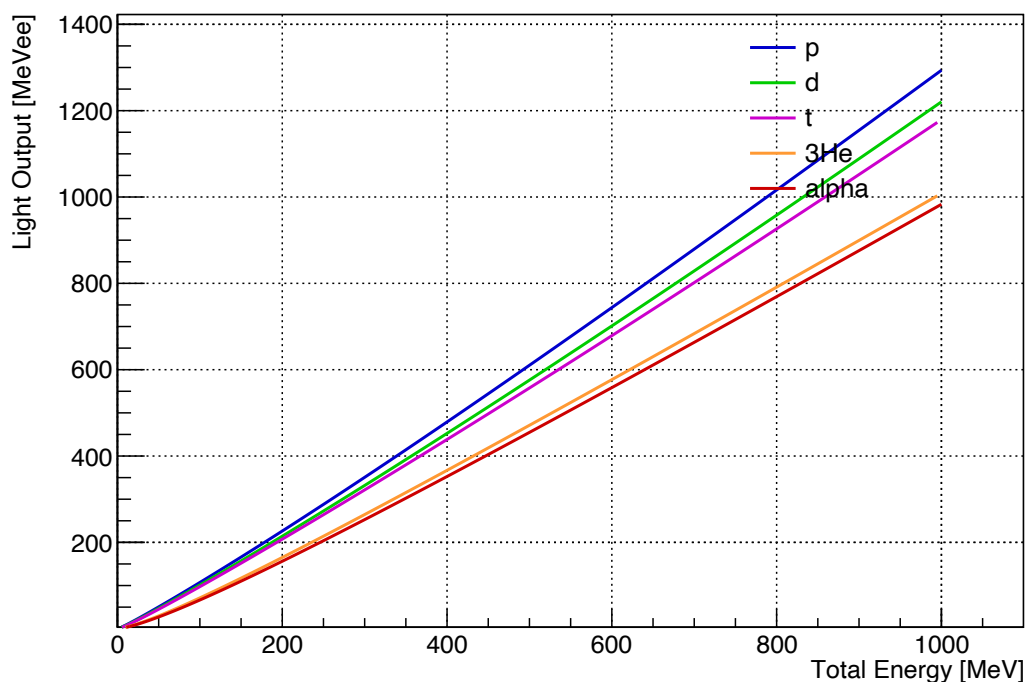


図 4.2: さまざまな粒子の全エネルギーと発光量の関係

図 4.2 より、粒子の種類が決まれば、発光量からエネルギーを決定できることがわかる。そこで、TOGAXSI 検出器では、以下の方法で粒子のエネルギーを決定する。

- TOGAXSI 検出器の Cluster アレイは、 $dE-E$  法による粒子同定を行うため、粒子の種類は既知であ

る。また、TOGAXSI GAGG(Ce) カロリメーターでの発光量も測定可能である。

- 粒子の種類と発光量の合計が既知であれば、図 4.2 に示したエネルギーと発光量の対応関係より、粒子のエネルギーを決定することができる。

したがって、TOGAXSI 検出器での粒子の全エネルギーの決定には、ADC 値で与えられる結晶ごとの発光量を同一の基準で評価する必要がある。GAGG(Ce) シンチレーターは、結晶作成時の Ce 濃度のばらつきや、成長過程のわずかな条件差により、結晶ごとに発光効率が異なる。また、各結晶にライトガイドやフォトダイオードを接着する際に気泡が入るなどの影響により、シンチレーターごとに光変換効率も異なる。そこに、回路のゲイン差や、ケーブル長の違いなども加わり、同じエネルギーを検出した場合でも、結晶ごとに異なる ADC 値が得られる。そのため、各結晶ごとに個別に変換係数を求める必要がある。なお、本章ではシンチレーター発光量を電子等価エネルギー MeVee (MeV electron-equivalent) に較正する。MeVee は「同じ発光量を与える電子のエネルギー付与」に換算した量である。

### 4.3 ADC 値から MeVee 単位への変換

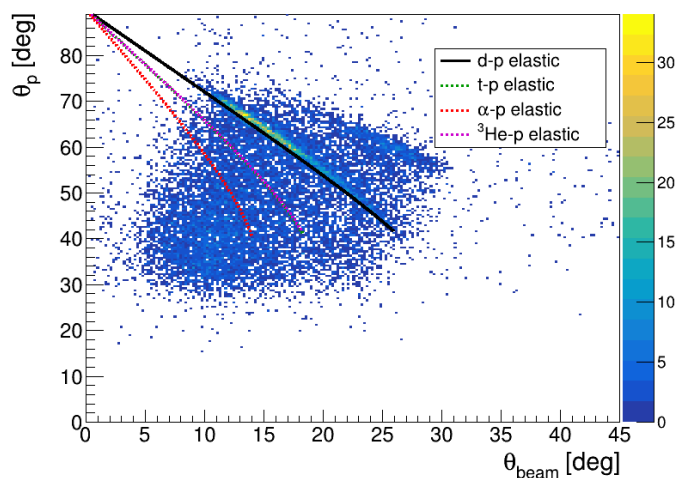
本研究では、MeVee 単位で表された発光量  $L$  が各結晶の発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  を用いて  $L = C \cdot L_{ADC} + D$  のような一次関数で表されると仮定し、軽イオンビームと水素標的の弾性散乱を解析することにより各結晶の変換係数  $C, D$  を求める。解析の手順を以下に示す。

1.  $\theta_{beam}$  と  $\theta_p$  の角度相関を用いて弾性散乱イベントを選択する。
2. LISE++ により阻止能  $dE/dx$  を計算し、各イベントについて式 (4.1) を用いて発光量  $L_{cal}(\theta)$  を算出する。この  $L_{cal}(\theta)$  を、MeVee 単位で表された発光量  $L$  とする。
3.  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  ビームを用いた測定データに対して同様の手順を適用する。
4.  $L_{cal}(\theta)$  と  $L_{ADC}$  の関係を  $L_{cal}(\theta) = C \cdot L_{ADC} + D$  でフィッティングし、各結晶の変換係数  $C, D$  を決定する。
5. フィット結果と各点の残差を解析し、変換係数の精度、発光量分解能を評価する。200 AMeV 程度の粒子に対してエネルギー分解能 1 AMeV 以下を目標とするため、発光量分解能として 0.5% 以下を目標とする。

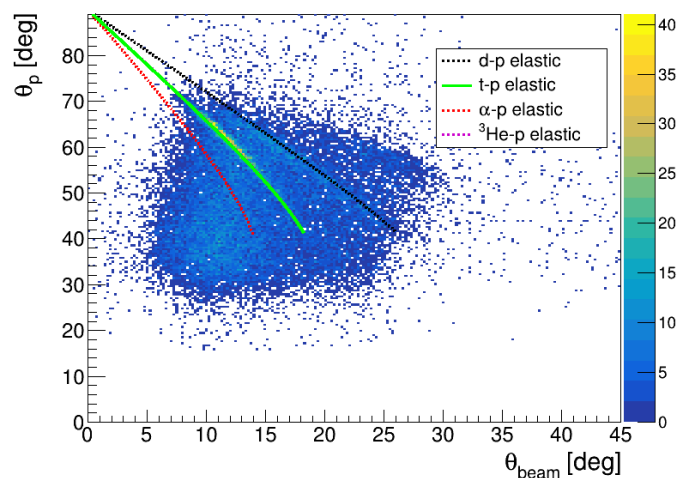
以下では各手順について詳述する。

#### 4.3.1 弾性散乱イベントの選択

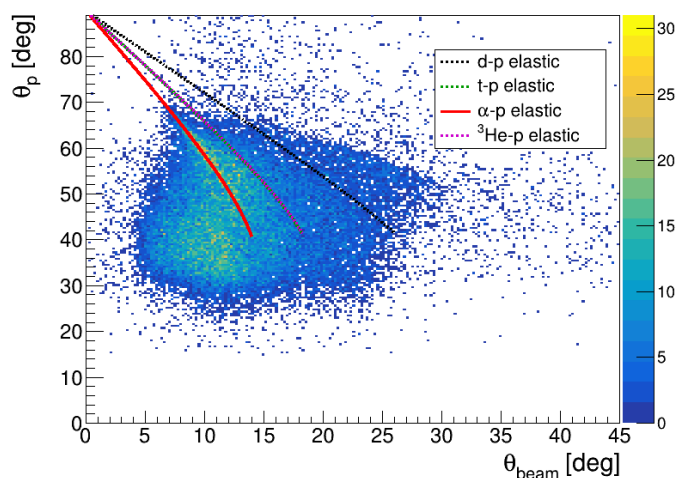
図 4.3 に、各軽イオンビームと水素標的の散乱角の相関の例を示す。なお、TOGAXSI の Recoil アレイで検出された粒子を水素標的由来、Cluster アレイで検出された粒子をビーム粒子として扱う。横軸はビーム粒子の散乱角  $\theta_{beam}$ 、縦軸は TOGAXSI 検出器で検出された陽子の散乱角  $\theta_p$  である。図 4.3 に示すように、弾性散乱の角度相関に対応するローカスが存在するため、運動学計算で得られた角度相関と TOGAXSI のアクセプタンスの共通領域を選択することで弾性散乱イベントを抽出した。



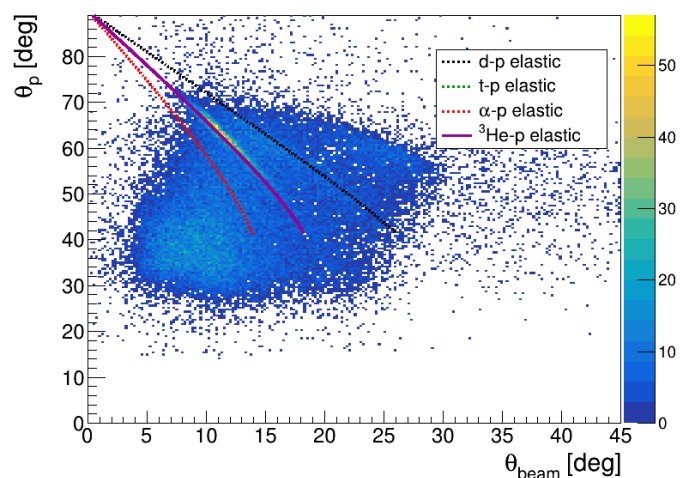
(a) 279 MeV/u  $d$  ビームと  $p$  標的の散乱角の相関



(b) 248 MeV/u  $t$  ビームと  $p$  標的の散乱角の相関



(c) 249 MeV/u  $\alpha$  ビームと  $p$  標的の散乱角の相関



(d) 239 MeV/u  ${}^3\text{He}$  ビームと  $p$  標的の散乱角の相関

図 4.3: 軽イオンビームと水素標的の弾性散乱における角度相関。(a)  $d$  ビーム, (b)  $t$  ビーム, (c)  $\alpha$  ビーム, (d)  ${}^3\text{He}$  ビーム

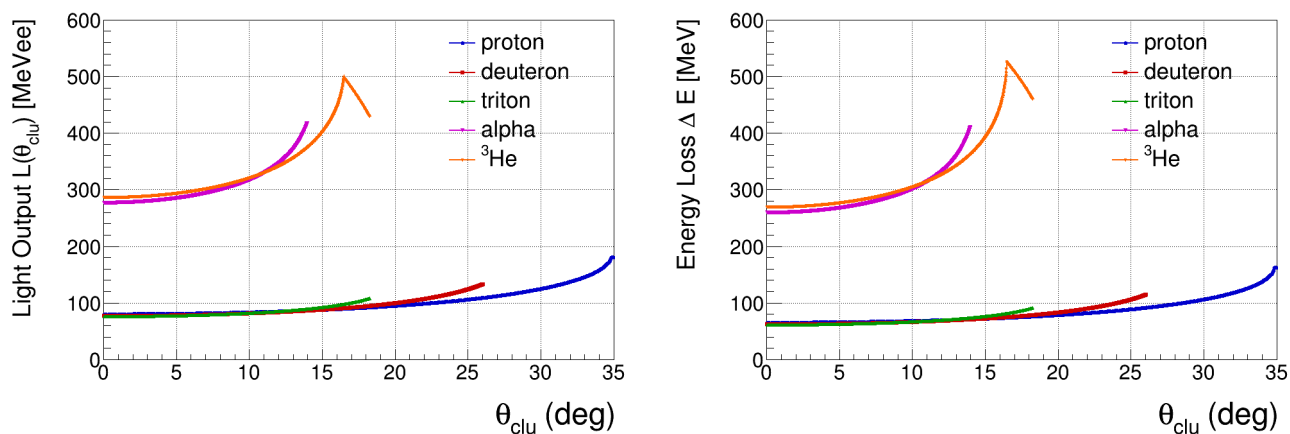
### 4.3.2 発光量の計算

発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  は以下の式 (4.3) を用いて、散乱角  $\theta$  に対して発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  を計算できる。

$$L_{\text{cal}}(\theta) = \int_0^{r(\theta)} dx \frac{dL}{dE} \left( \frac{dE}{dx} \right) \cdot \frac{dE}{dx} (E(\theta, x)) \quad (4.3)$$

ここで、 $r(\theta)$  は角度  $\theta$  で粒子が入射した時の飛程、 $E(\theta, x)$  は角度  $\theta$  に散乱した粒子の結晶中の深さ  $x$  におけるエネルギーである。 $r(\theta)$  は、粒子が結晶を貫通する場合には結晶の厚さ  $l$  と入射角  $\theta_{\text{in}}$  を用いて  $l/\cos\theta_{\text{in}}$  と表され、結晶内で止まる場合には粒子の飛程に等しい。弾性散乱のみを考えると入射エネルギーは散乱角  $\theta$  で一意に決まるため、簡単のため  $r(\theta)$  と表記している。ここでは  $\theta_{\text{in}}$  は Si tracker で再構成した飛跡から決定し、以降は  $\theta \equiv \theta_{\text{in}}$  として扱う。 $dE/dx$  は LISE++ [30] を用いて計算し、 $dL/dE$  は式 (4.1) を用いて計算する。図 4.4(a) に、各ビーム種に対して計算した  $dE$  GAGG での発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  の角度分布を示す。

Cluster アレイには、 $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  といった複数の粒子が飛来する。50 MeV/u の  ${}^{50-52}\text{Ca}$  ビームによる実験を想定し、250 MeV/u のエネルギーで入射した  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  と陽子標的との弾性散乱に対して計算した発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  の角度分布を図 4.4(a) に示す。この計算には、運動学的要素による入射エネルギーの変化とそれ



(a)  $dE$  GAGG の発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  の角度分布

(b)  $dE$  GAGG のエネルギー損失  $dE$  の角度分布

図 4.4: 各ビーム種に対して計算した  $dE$  GAGG での発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  とエネルギー損失  $dE$  の角度分布

による投与エネルギーの変化、そして  $dE/dx$  の変化による消光効果の影響を考慮している。

図 4.4(b) に、消光効果を考慮せずに計算した  $dE$  GAGG でのエネルギー損失  $dE$  の角度分布を示す。図 4.4(a) と図 4.4(b) を比較すると、 $dE/dx$  の小さい  $Z = 1$  の粒子では、発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  がエネルギー損失  $dE$  に比べて大きくなっている。これは、図 4.1(b) に示されるように、 $dE/dx$  の小さい領域では発光効率  $dL/dE$  が  $1 \text{ MeVee/MeV}$  より大きいからである。

一方、 $dE/dx$  の大きい  $Z = 2$  の粒子では、特に大角度散乱において、発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  がエネルギー損失  $dE$  に比べて小さくなっている。これは、図 4.1(b) に示されるように、 $dE/dx$  の大きい領域では発光効率  $dL/dE$  が  $1 \text{ MeVee/MeV}$  より小さくなるためである。

### 4.3.3 変換係数の決定

本節では、各結晶の発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  と計算した発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  の関係を用いて、各結晶の変換係数  $C, D$  を決定する手順について述べる。図 4.5 は、ある結晶に対して、(4.3) により得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と、測定された発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図である。ただし、 $L_{\text{ADC}}$  は、各結晶の両側についているフォトダイオードの ADC 値の相乗平均を用いている。

Recoil GAGG および  $dE$  GAGG は結晶両端にフォトダイオードが接着された両端読み出し構造である。両端で測定された ADC 値をそれぞれ  $L_{\text{ADC},1}$ 、 $L_{\text{ADC},2}$  とすると、結晶長手方向（長さ  $L$ ）に沿った入射位置  $x$  により両者は異なる。光の減衰を簡単に指数関数で近似すると

$$L_{\text{ADC},1}(x) = A \exp \left[ -\mu \left( \frac{L}{2} - x \right) \right], \quad (4.4)$$

$$L_{\text{ADC},2}(x) = A \exp \left[ -\mu \left( \frac{L}{2} + x \right) \right], \quad (4.5)$$

と書ける。ここで  $\mu$  は減衰係数、 $A$  は発光点での初期光量に比例する定数である。両端の相乗平均

$$L_{\text{ADC}} \equiv \sqrt{L_{\text{ADC},1}(x) L_{\text{ADC},2}(x)} = A \exp \left( -\mu \frac{L}{2} \right) \quad (4.6)$$

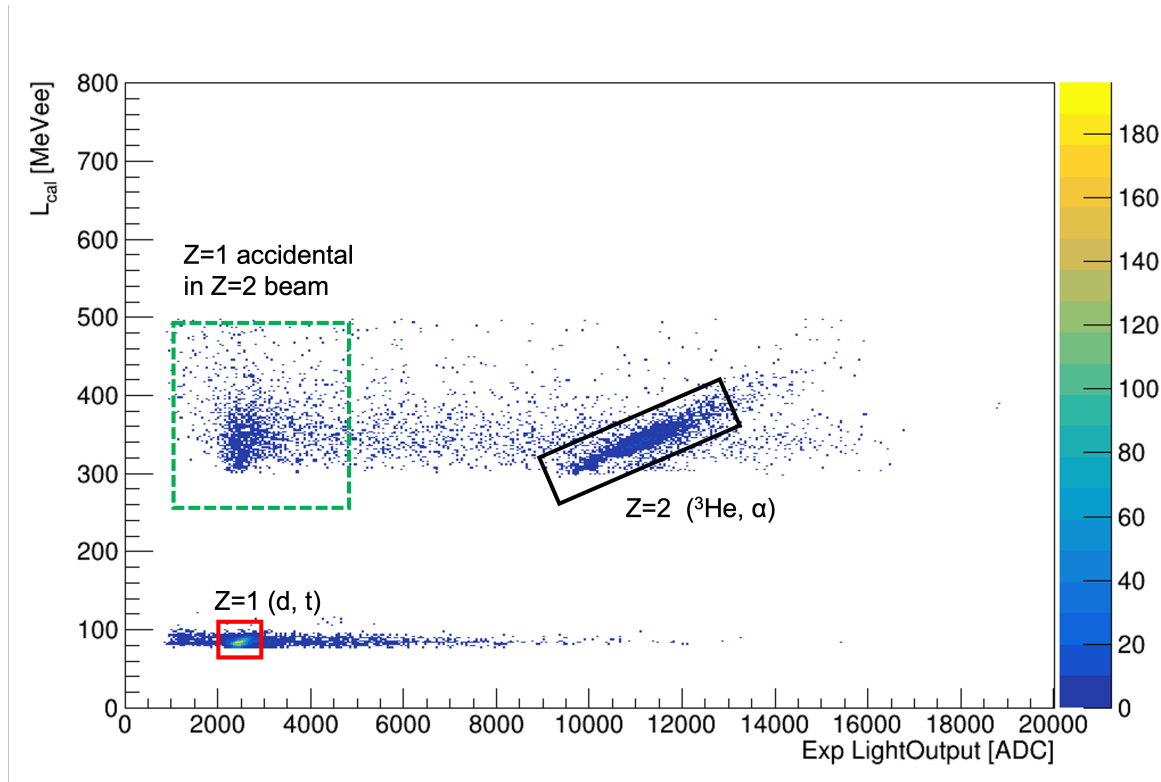
を用いると、入射位置  $x$  への一次の依存性を低減できる。以降、本解析で用いる  $L_{\text{ADC}}$  はこの相乗平均で定義する。

図 4.5(a) に  $dE$  GAGG の最も内側の結晶に対して得られた散布図を、図 4.5(b) に Recoil GAGG の最も内側の結晶に対して得られた散布図を示す。 $dE$  GAGG の散布図には、 $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  ビームに対して得られた

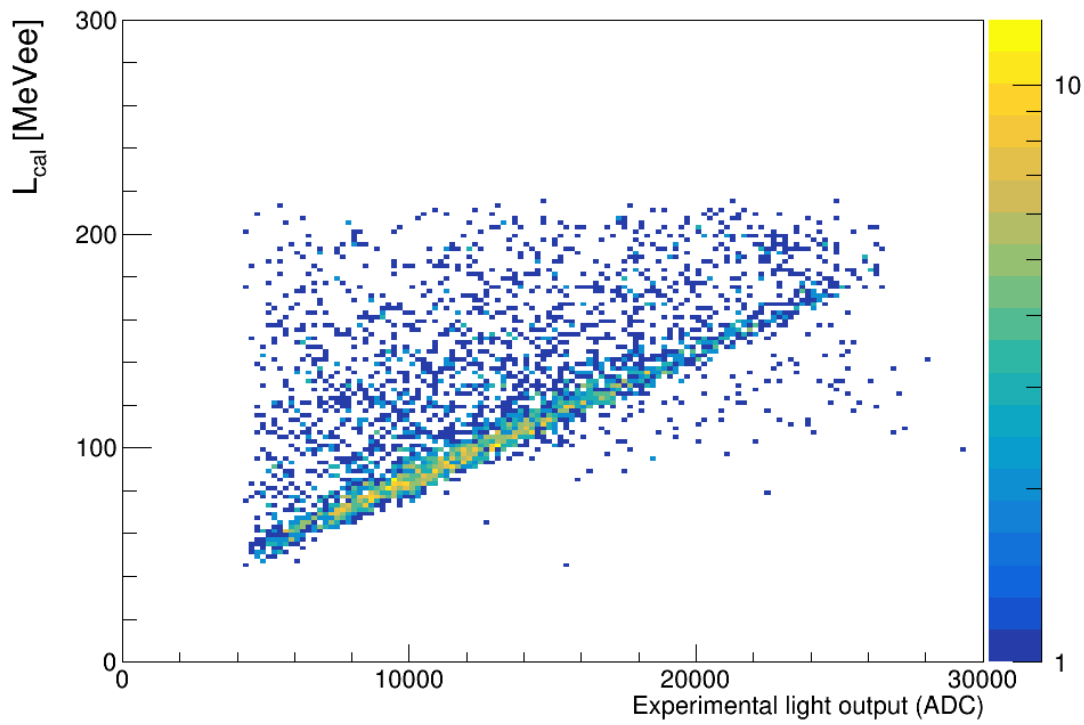
データが含まれているため、 $Z = 1, 2$  の粒子に対応する 2 つのローカスが確認できる。また、 $L_{cal} = 300 - 500$  (MeVee) に対して、 $L_{ADC}$  の値が 2000 程度である点群が存在する。これは、 $Z = 2$  の粒子を仮定した発光量計算に対して、実際には  $Z = 1$  の粒子が入射している場合に生じる点群であると考えられる。一方、Recoil GAGG に入射する粒子は陽子に限られるため、図 4.5(b) には、陽子のローカスのみが確認できる。

各結晶に対して、以下の式でフィッティングを行い、変換係数  $C, D$  を決定する。

$$L_{cal}(\theta) = C \cdot L_{ADC} + D \quad (4.7)$$



(a)  $dE$  GAGG の最も内側の結晶に対して得られた発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図。黒四角で示した点群は  $Z = 2$  の粒子に対応する。赤で示した点群は  $Z = 1$  の粒子に対応する。緑の四角で囲んだ点群は、 $Z = 2$  の粒子を仮定した発光量計算に対して、実際には  $Z = 1$  の粒子が入射している場合に生じる点群であると考えられる。



(b) Recoil GAGG の最も内側の結晶に対して得られた発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図

図 4.5: 軽イオンビーム ( $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ) と陽子標的の弾性散乱における GAGG(Ce) 結晶の発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図

以降は、消光効果を取り入れた発光量計算に基づき、各結晶の発光量の ADC 値が発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  に対してどのように対応するかを解析し、1 次関数によるフィットが可能であるか評価する。

#### $dE$ GAGG の解析

まずは、 $dE$  GAGG に対して変換係数を決定する。図 4.5(a) に示すように、 $dE$  GAGG はロックアウトされた Cluster(弾性散乱ならビーム粒子)が入射するため、 $Z = 1, 2$  の粒子が飛来する。図 4.4(a) からわかるように、 $Z = 1$  の粒子と  $Z = 2$  の粒子では発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  に大きな差があり、これは図 4.5(a) に示される散布図にも反映されている。

$dE$  GAGG の各結晶の解析に先立ち、解析した結晶の位置と番号を図 4.6 に示す。図 4.6 の 1 と書かれた最も内側の結晶を  $dE$  GAGG 1 とする。同様に、外側に向かって  $dE$  GAGG 2, 3, 4 とする。

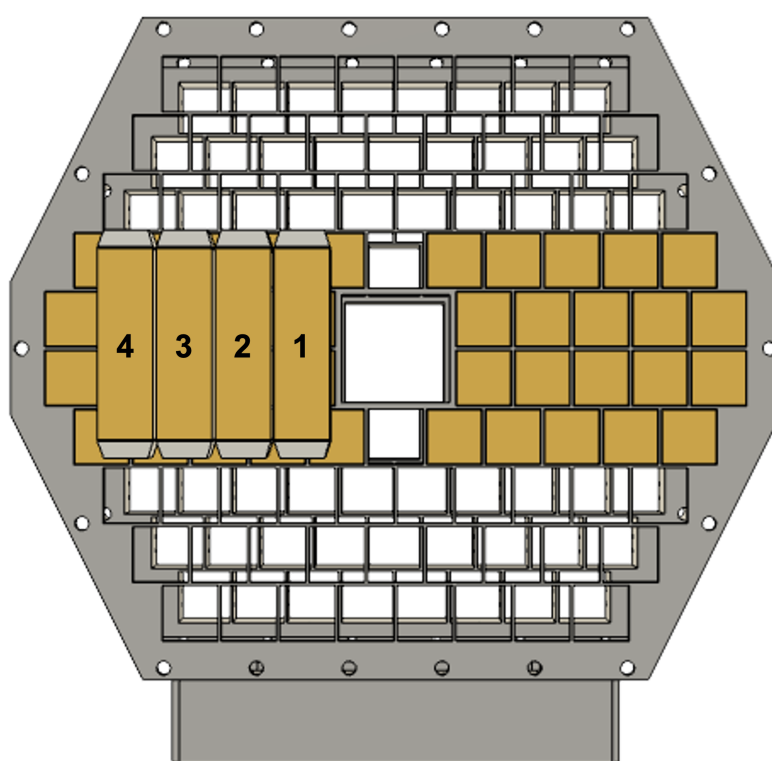
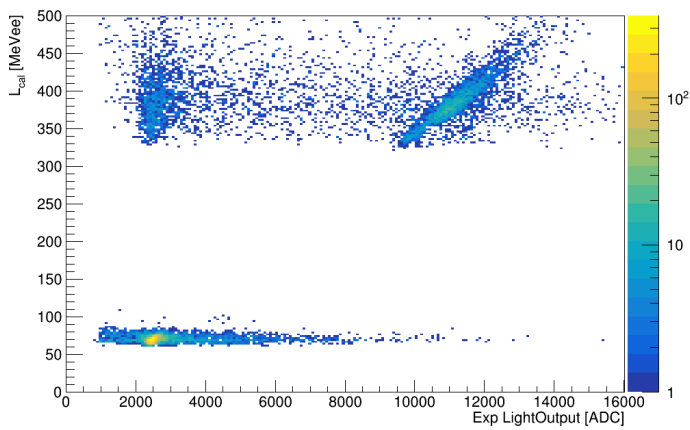
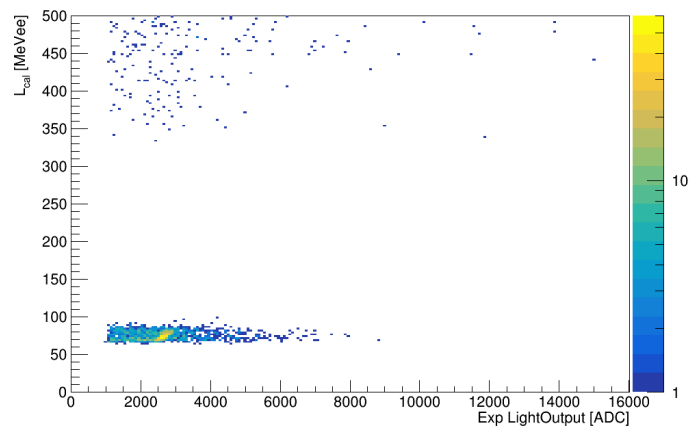


図 4.6: 解析対象とした  $dE$  GAGG の結晶の位置と番号

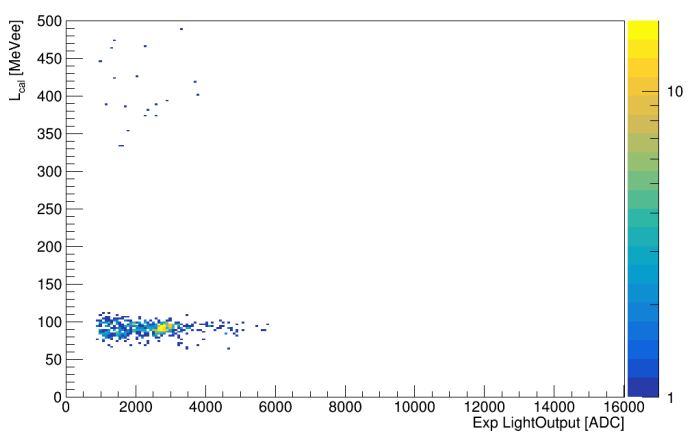
$dE$  GAGG の全結晶に対して、式 (4.3) を用いた計算で得られた発光量  $L_{\text{cal}}$  と、発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図を示す。図 4.7(a) から順に内側の結晶から外側の結晶まで示している。 $dE$  GAGG 1 に関しては、 $Z = 1, 2$  に対応するローカスを確認できる。しかし、外側の結晶に行くにつれて、 $Z = 2$  の粒子の統計が極端に減少し、 $Z = 1$  の粒子の統計量も減少している。これは、特に質量数の大きい粒子は散乱角が前方に集中しやすいため、後方角度の結晶に入射するイベント数が少ないことが原因であると考えられる。そのため、今回は  $dE$  GAGG 1 の結晶に対して  $Z = 1$  の粒子と  $Z = 2$  の粒子の発光量を同一の関数で較正できるか議論する。 $dE$  GAGG 2, 3 に対しては、 $dE$  GAGG 1 のフィット結果と比較することで、結晶ごとの個性による発光量のばらつきを議論する。



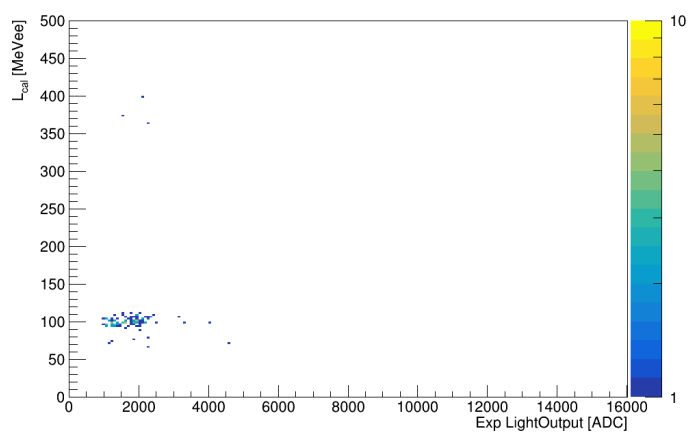
(a)  $dE$  GAGG 1



(b)  $dE$  GAGG 2



(c)  $dE$  GAGG 3



(d)  $dE$  GAGG 4

図 4.7:  $dE$  GAGG の各結晶に対して得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図

### ■ $dE$ GAGG 1 の解析

$dE$  GAGG 1 について、 $L_{\text{cal}}$  と  $L_{\text{ADC}}$  の関係を式 (4.7) でフィットし、変換係数  $C, D$  を決定した。直線フィットには、 $Z = 1, 2$  の粒子すべてを使用した。その結果を図 4.8 に示す。 $Z = 1$  の粒子と、 $Z = 2$  の粒子のロカスが同一直線上に分布していることがわかる。

フィット結果を評価するために、点  $(L_{\text{ADC}}, L_{\text{cal}})$  に対して相対残差  $R$  を

$$L_{\text{fit}} = C \cdot L_{\text{ADC}} + D \quad (4.8)$$

$$R = \frac{L_{\text{cal}} - L_{\text{fit}}}{L_{\text{fit}}} \quad (4.9)$$

で定義する。相対残差の分布を図 4.9 に示す。相対残差の分布はピーク構造を示しており、この残差分布をガウス関数でフィットし、残差の平均および標準偏差を求めた。

表 4.1 に示された  $\mu_R$  および  $\sigma_R$  の結果を、目標性能である発光量分解能 0.5% 以下と比較する。 $\mu_R$  は、直線からのずれを発光量で規格化したものであり、変換係数の精度を示す指標である。表 4.1 に示すように、 $\mu_R$  は  $d$  に対して -6.2%、 $\alpha$  に対して 1.0% となっており、目標としていた分解能 0.5% に対して  $\mu_R$  の値が大きくなっていることがわかる。この結果は、発光量計算に何らかの系統的なずれが存在する可能性を示唆している。特に、 $d$  に対して  $\mu_R$  が大きくなっていることから、 $d$  の発光量計算に対して、他の粒子種と比較して何らかの系統的なずれが存在する可能性があると考えられる。発光量計算に対する系統的なずれの原因としては、入射粒子のエネルギー広がり、Si tracker の角度・反応点位置分解能、GAGG 結晶の発光量分解能など、様々

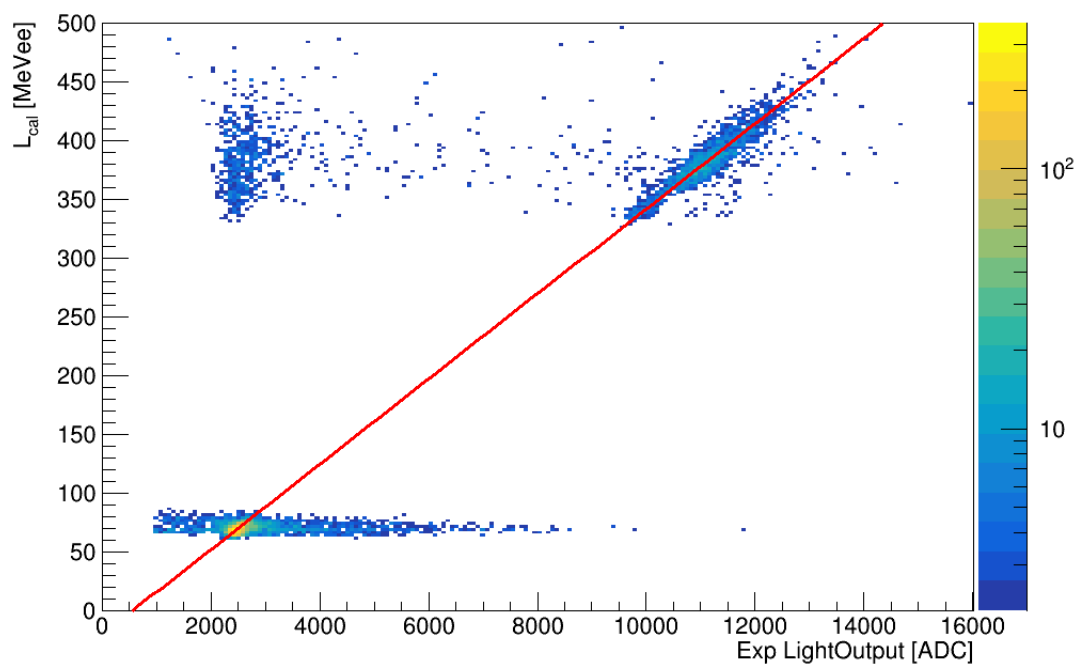
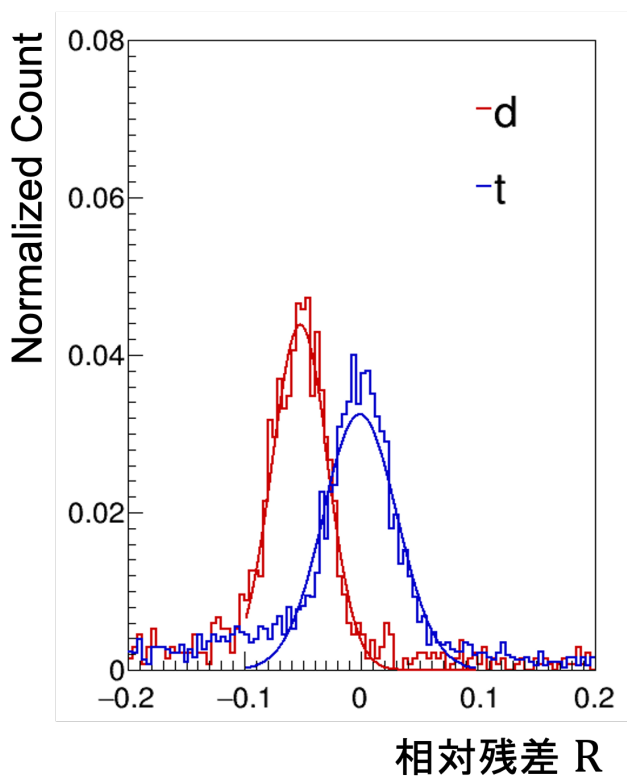
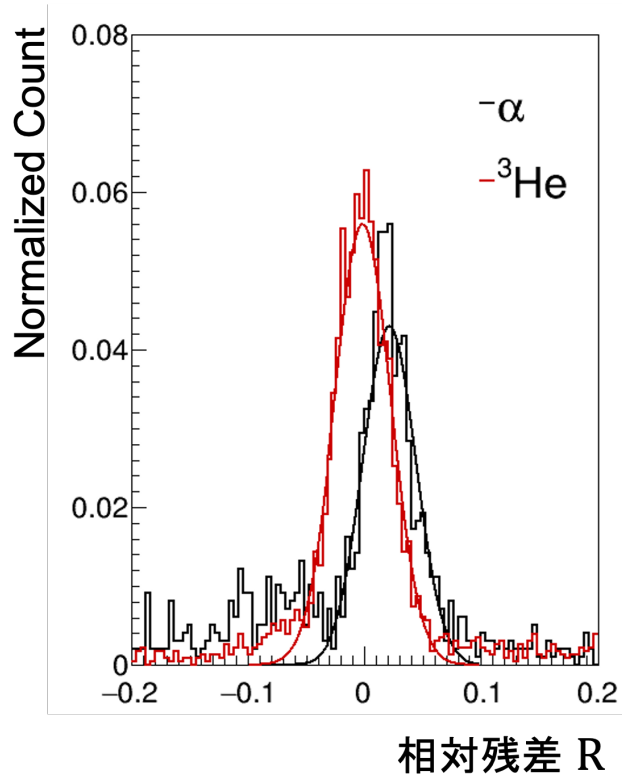


図 4.8:  $dE$  GAGG 1 に対して得られた  $L_{\text{cal}}$  と  $L_{\text{ADC}}$  の相関と直線フィット



(a)  $d, t$  に対する相対残差分布



(b)  ${}^3\text{He}, \alpha$  に対する相対残差分布

図 4.9:  $dE$  GAGG 1 に対して得られた相対残差分布

表 4.1: 直線フィットの相対残差の平均と標準偏差

粒子種	$\mu_R(\%)$	$\sigma_R(\%)$
$d$	-6.2(2)%	2.9(1)%
$t$	0.1(1)%	4.3(1)%
${}^3\text{He}$	-0.23(7)%	2.81(7)%
$\alpha$	1.0(1)%	2.8(1)%

な要因が考えられる。

続いて、発光量分解能を示す指標である  $\sigma_R$  について議論する。表 4.1 に示すように、 $\sigma_R$  は  $Z = 1$  の粒子で 2.9% と 4.3%、 $Z = 2$  の粒子で 2.81% と 2.8% となっており、いずれも目標性能である 0.5% を超えている。残差の分解能は、入射粒子のエネルギー広がり、GAGG 結晶以外でのエネルギー損失、Si tracker の角度・反応点位置分解能など、様々な要因によって  $L_{\text{cal}}$  に系統的な不定性が生じることで悪化してしまう。発光量計算の系統的な不定性を排除することができれば、 $\sigma_R$  は大幅に改善され、GAGG(Ce) シンチレーターの純粋な性能を示す指標となると考えられる。

#### ■ $dE$ GAGG 2, 3 の解析

先述した通り、外側の結晶に行くにつれて、 $Z = 2$  の粒子の統計が極端に減少し、 $Z = 1$  の粒子の統計量も減少している。そのため、外側の結晶に対しては、最も内側の結晶との発光量傾向の差を評価することで、結晶ごとの個性による影響を確認する。図 4.10 に、 $dE$  GAGG 1 を除く 3 本の  $dE$  GAGG の各結晶に対して得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図を示す。図 4.10 中の直線は、 $dE$  GAGG 1 に対して得られたフィッティング結果を示している。また、図 4.10 の各図は、図 4.7 のうち、 $Z = 1$  の粒子のイベントが集中している部分を拡大して表示している。

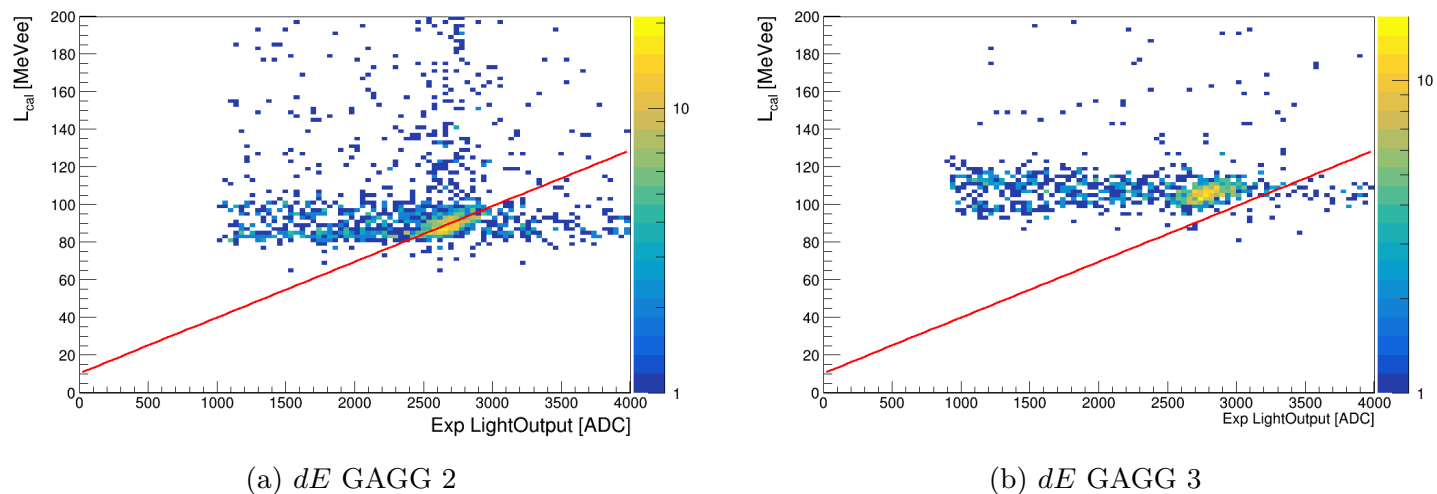


図 4.10:  $dE$  GAGG 1 を除く各結晶に対して得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図

$dE$  GAGG 2 は、 $dE$  GAGG 1 のフィッティング結果によく一致しているが、 $dE$  GAGG 3 では、直線よりもやや上側に分布していることがわかる。また、 $dE$  GAGG 4 については、データ点がほとんど存在しないため、評価が困難である。 $dE$  GAGG 3 の相関関係を  $dE$  GAGG 1 のフィッティング結果が再現しなかった要因として、結晶ごとの個性による影響と、発光量計算の不定性による影響が考えられる。GAGG(Ce) シンチレーターは、結晶中にドーパされた Ce の非一様性のため、結晶ごとに発光量が異なる。また、各結晶に取り付けられたライトガイド、光検出用のフォトダイオードの接着時に気泡が入るなどの影響により、結晶ごとに光吸収効率も

異なる。これらの要素により、同じエネルギーが投与された場合でも、結晶ごとに異なる発光量・ADC 値が得られる。

$dE$  GAGG 1 のフィット結果と比較的よく一致した  $dE$  GAGG 2 の結晶について議論する。 $dE$  GAGG 2 に対して、直線とデータ点の残差を図 4.11 に示す。この結晶に飛来していたのは主に  $d$  であり、 $p, t$  はほとんど検出されなかった。本解析では、反跳陽子も TOGAXSI のアクセプタンスに入っている場合にのみ弾性散乱イベントとして選択している。 $p + p$  散乱に対して、2つの散乱粒子を同時に TOGAXSI で検出可能なアクセプタンスが狭いため、 $p$  入射イベントが不足したと考えられる。また、 $t$  や  ${}^3\text{He}$ 、 $\alpha$  の弾性散乱イベントについて、外側の結晶に飛来する確率が低いため、イベント数が不足していると考えられる。

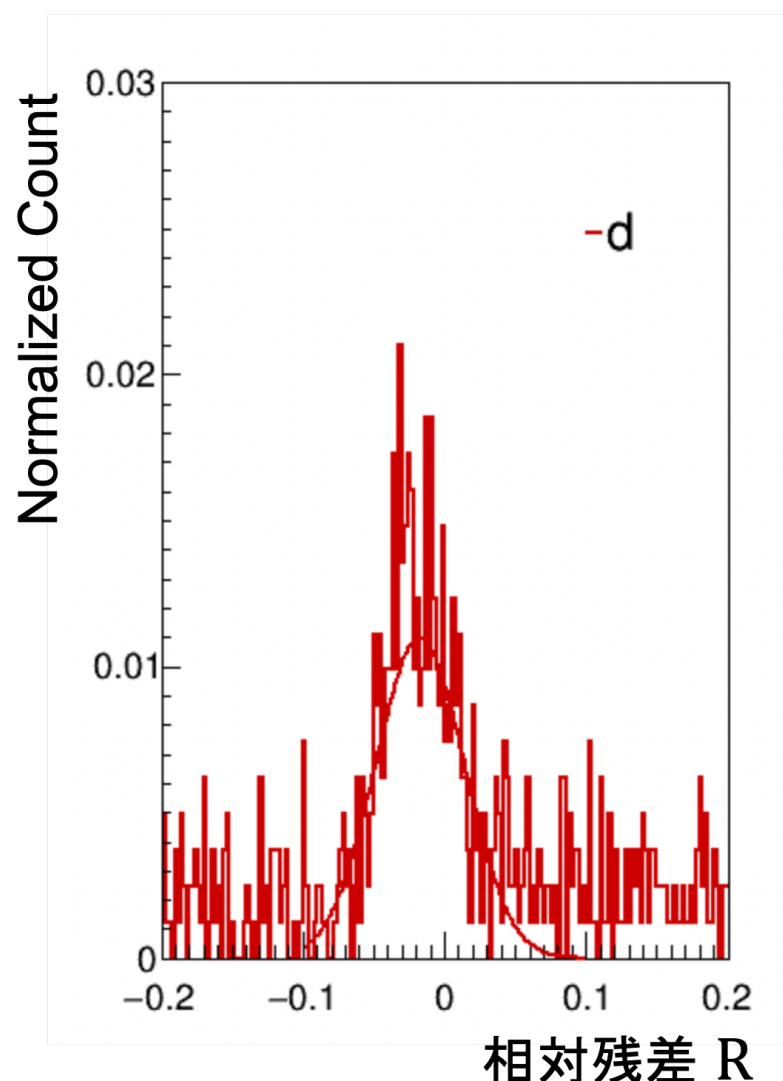


図 4.11:  $dE$  GAGG 2 に対して得られた  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と  $L_{\text{ADC}}$  相関と直線フィッティングの相対残差分布

相対残差の分布はガウス関数によく従っているため、この分布をガウス関数でフィットし、相対残差の平均および標準偏差を求めた。結果を表 4.2 に示す。 $dE$  GAGG 1 の  $d$  に対する結果と比較すると、標準偏差は 3.1% とほぼ同等である。また、相対残差の平均は 1.7% であり、 $dE$  GAGG 1 の  $d$  に対する結果である -6.2(2)% に比べて小さいことがわかる。この残差平均の違いが結晶の個性による影響であると仮定すると、 $dE$  GAGG 1 と  $dE$  GAGG 2 の個性の違いによるばらつきは、目標性能に対して大きく、個別に発光量較正を行う必要があると評価できる。

表 4.2:  $dE$  GAGG 2 に対する直線フィッティングの残差の平均と標準偏差

粒子種	$\mu_R$ (%)	$\sigma_R$ (%)
$d$	1.7(2)	3.1(3)

### ■まとめ

$dE$  GAGG に対して、最も内側の結晶については、 $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  が入射し、それらを用いて発光量較正を行った。Si tracker の情報を用いた発光量計算の結果と発光量の実験値の相関は、一次関数で良く表された。直線フィッティングと実際の相関の残差を評価した結果、5% 程度の精度で (ch)  $\rightarrow$  (MeVee) 変換を実現できていると評価できる。

一方、外側の結晶については、統計量の減少により  $Z = 2$  の粒子がほとんど存在せず、主に  $d$  が入射していた。内側から 2 番目の結晶については、最も内側の結晶で得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図の直線フィッティング結果を良く再現していたが、外側から 2 番目の結晶および最も外側の結晶では、直線よりも上側に分布していた。これは、結晶ごとの個性による影響である。したがって、エネルギー較正においては、結晶ごとの個性が無視できず、結晶ごとに独立に発光量較正を行う必要があると評価できる。しかし、外側の結晶では弾性散乱イベントの統計量が不足しており、弾性散乱データを用いて各結晶に対して独立に発光量較正を行うことが困難である。

そこで、宇宙線を用いた結晶ごとの発光量較正方法を検討する。宇宙線は、TOGAXSI の全ての GAGG 結晶に均一に入射する。また、入射頻度は極めて低いものの、ビームタイム期間を除いて常時観測を行うことが可能であるため、各結晶に対して十分な時間を掛ければ統計量を確保できると期待される。しかし、宇宙線はさまざまな角度から入射するため、発光量計算における不定性が大きくなる可能性がある。そこで、TOGAXSI の上下に宇宙線をトラッキングする検出器を設置し、入射角度や入射位置を決定することで、宇宙線の投与エネルギーや発光量計算の不定性を低減することができると考えられる。宇宙線を用いた結晶ごとの発光量較正方法の検討と実装を今後の課題とする。

### Recoil GAGG の解析

Recoil GAGG に対しても、同様に変換係数を決定する。解析に先立ち、図 4.12 に、解析した結晶の位置と番号を示す。図 4.12 の 1 と書かれた結晶を RR1 とする。Recoil アレイは、2 層の GAGG シンチレーターで構成されている。2 層目の結晶に関しては、1 層目でのエネルギー損失やストラグリングの効果による不定性が生じる。そのため、Recoil GAGG の内側の結晶を解析対象とした。

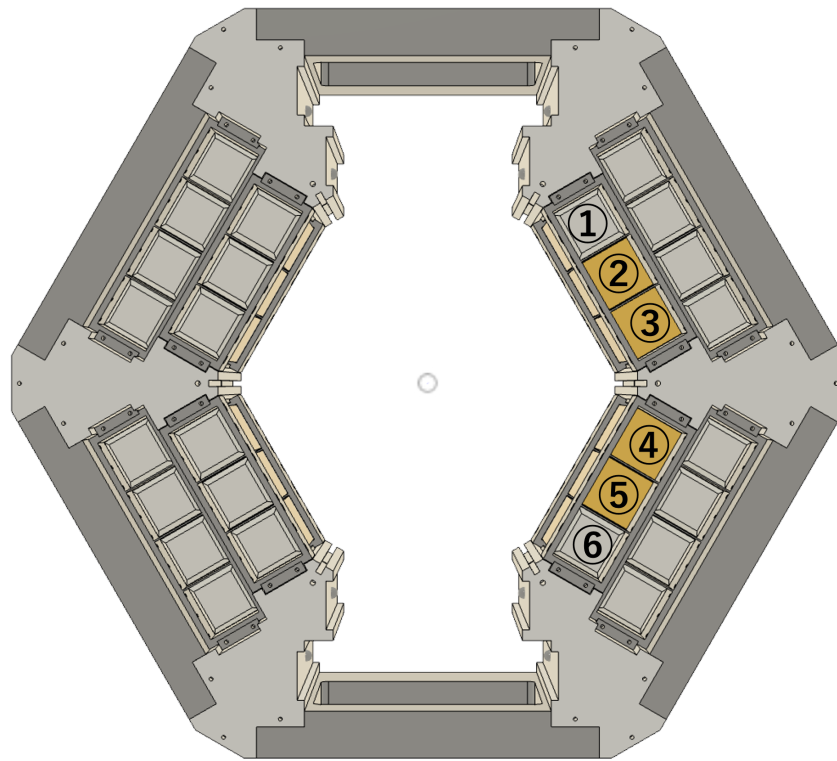


図 4.12: 解析対象とした Recoil GAGG の結晶の位置と番号

RR1, RR6 について、統計量が不足していたため、解析が行えなかった。今回の解析においては、軽イオンビームと陽子標的の散乱角度相関によって弾性散乱を同定しているため、Recoil アレイ、Cluster アレイの両方のアクセプタンスに入るイベントを選択している。RR1, RR6 に対応する方位角  $\pm 60^\circ$  は、Cluster アレイの境界付近に位置している。そのため、RR1, RR6 に飛来する粒子は少なく、統計量が不足していたと考えられる。図 4.13 に、Cluster アレイの Si tracker で決定した方位角分布と RR1, RR6 の位置を示す。本解析の対象は 2 体散乱であるため、Cluster アレイに入射した粒子の方位角分布は、Recoil アレイの方位角分布と一致する。Recoil アレイの Si tracker 単体では方位角を決定できないため、Cluster アレイの Si tracker で決定した方位角分布を用いて評価した。図 4.13 より、RR1, RR6 は Cluster アレイの Si tracker で決定した方位角分布のテール部分に位置していることがわかる。したがって、RR1, RR6 に飛来する粒子の統計量が不足していたと考えられる。

以降では、RR2, RR3, RR4, RR5 の 4 つの結晶に対して解析を行った。

4.5(b) が示すように、Recoil GAGG の発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の間には直線的な関係がある。直線より右側に存在するイベントは、発光量の計算値  $L_{\text{cal}}(\theta)$  に比べて発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  が小さくなっている。これは、Recoil GAGG に入射する粒子が結晶を貫通する場合や、結晶同士の境目に入射した場合など、一つの結晶にすべてのエネルギーを投与しない場合に対応していると考えられる。本解析における発光量の計算では、Recoil GAGG の各層をまとめて一つの結晶として扱っているため、貫通イベントに対しては発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  が過大評価されることになる。エネルギー較正には、このようなイベントを使用せず、発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  が直線的な関係を示すイベントのみを使用する。

図 4.14(a) に、Recoil GAGG 2 に対して得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図を示す。図 4.14(b) に、相対残差分布を示す。相対残差の分布はガウス関数によく似た構造があり、その右側にテールが確認できる。このテール構造は、直線の上側に存在するイベントである。これらのイベントは、期待される発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  に対して、発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  が小さくなっているイベントである。

残差分布のピーク構造をガウス関数でフィットし、残差の平均および標準偏差を求めた。Recoil アレイにつ

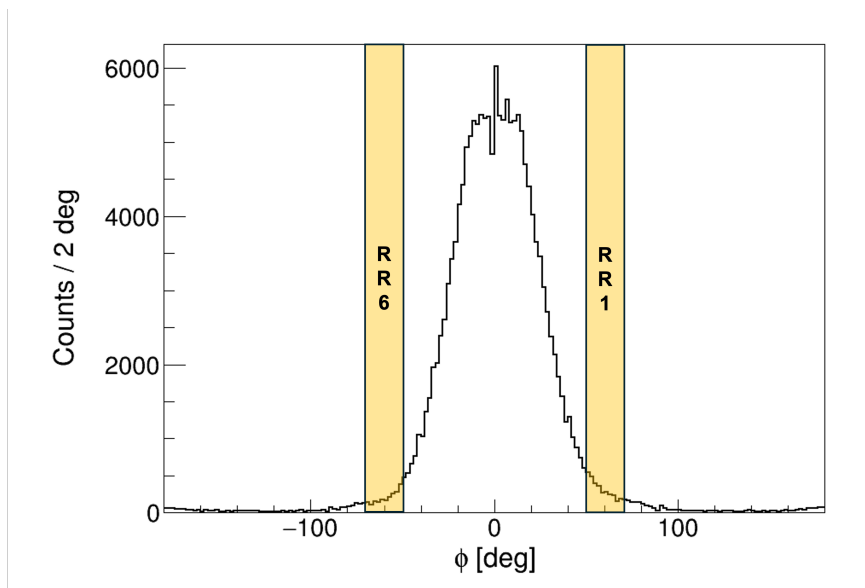
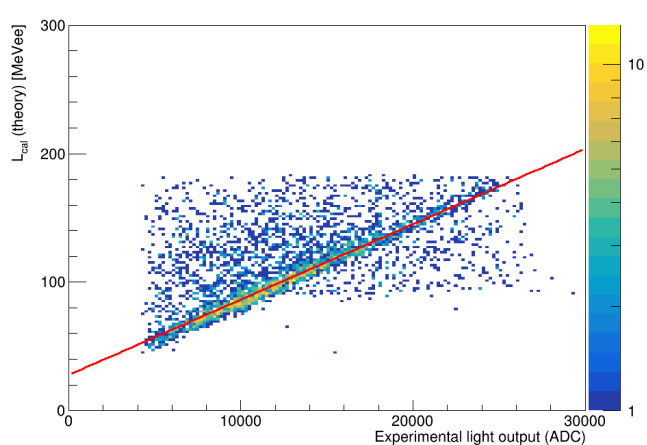
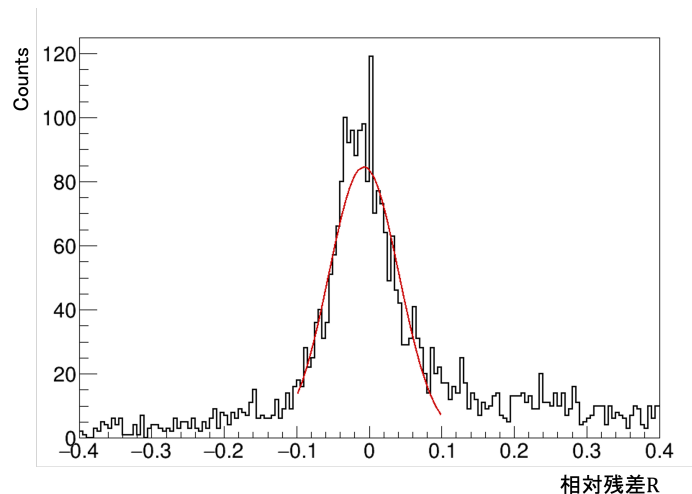


図 4.13: Cluster アレイの Si tracker で決定した方位角分布と RR1, RR6 の位置



(a) Recoil GAGG 2 に対して得られた発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図



(b) 図 4.14(a) に示した直線と各点の相対残差分布

図 4.14: Recoil GAGG の各結晶に対して得られた発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図

いては、各結晶のフィット直線との残差から発光量分解能を、結晶ごとのフィット直線の傾きの差から結晶ごとの個性を評価した。

表 4.3 に、Recoil GAGG の各結晶に対して得られた発光量  $L_{cal}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{ADC}$  の散布図を直線フィッティングした際の傾きと切片を示す。また、表 4.3 にフィット直線との残差をガウス関数でフィットした際の標準偏差を示す。

表 4.3: Recoil GAGG の各結晶に対する直線フィッティングの傾き、切片および相対残差の標準偏差

結晶番号	傾き (MeVee/ch)	切片 (MeVee)	相対残差の標準偏差 $\sigma_R$ (%)
RR2	$5.9 \times 10^{-3}$	27	4.7(1)
RR3	$7.4 \times 10^{-3}$	28	5.9(1)
RR4	$6.8 \times 10^{-3}$	24	5.6(1)
RR5	$4.8 \times 10^{-3}$	21	5.5(2)

表 4.3 より、Recoil GAGG の各結晶に対する相対残差の標準偏差は 4.7-5.9% であり、目標性能である 0.5%

を大幅に超えていることがわかる。Recoil GAGG の発光量計算に対する系統的な不定性を排除することができれば、相対残差の標準偏差は大幅に改善され、GAGG(Ce) シンチレーターの純粋な性能を示す指標となると考えられる。結晶ごとの個性による影響は傾きの差で評価できる。傾きの差を見ると、Recoil GAGG の各結晶に対して、結晶ごとの個性による影響を補正する必要があることがわかる。

#### 4.4 今後の課題

本解析では、発光量計算に Si tracker の情報を用いることで、GAGG 結晶の発光量較正を試みた。しかし、発光量分解能 0.5% 以下という目標性能には達していない。そこで、本節では今後の課題として補正すべき要素について議論する。補正すべき要素として、

- 発光量の位置依存性の補正
- 発光効率  $dL/dE$  の関数の改善
- ビームエネルギーの最適化
- 入射するまでのエネルギー損失の最適化
- GAGG(Ce) 結晶の発光量の温度依存性の補正

があげられる。

##### ■ 発光量の位置依存性の補正

図 4.14(b) に示した Recoil GAGG の各結晶に対して得られた発光量  $L_{\text{cal}}(\theta)$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の散布図の直線フィッティングの残差分布には、右側にテールが確認できる。これは、Recoil GAGG の発光量の入射位置依存性によるものと考えられる [31, 32]。

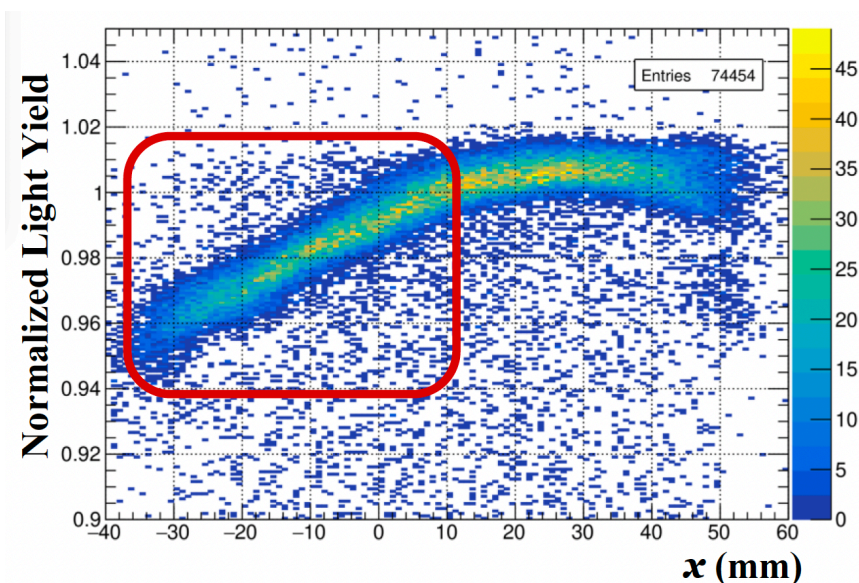


図 4.15: GAGG の発光量の入射位置依存性 [31]

図 4.15 に、本実験で用いたものと同じ GAGG(Ce) 結晶の発光量の入射位置依存性を示す [31]。先行研究では、100 MeV/u の  $\alpha$  粒子を GAGG(Ce) 結晶の長方形面に入射させた。結晶の左右には光検出用のフォトダイオードが接着されており、左右のフォトダイオードの出力信号の相乗平均を発光量として測定した。図 4.15 に示すように、GAGG の長方形面への入射位置によって、発光量が最大で約 5% 減衰していることがわかる。これは、結晶作成時にドーパされる Ce の非一様性や、集光効率の位置依存性によるものである。先行研究において、入射位置による発光量の変化を補正することで、図 4.16 に示すように発光量スペクトルのテール部分

が改善されることが示されている [31]。加えて、補正前の発光量スペクトルのエネルギー分解能は FWHM で 1.1% であったが、補正後には 0.79% に改善されている。

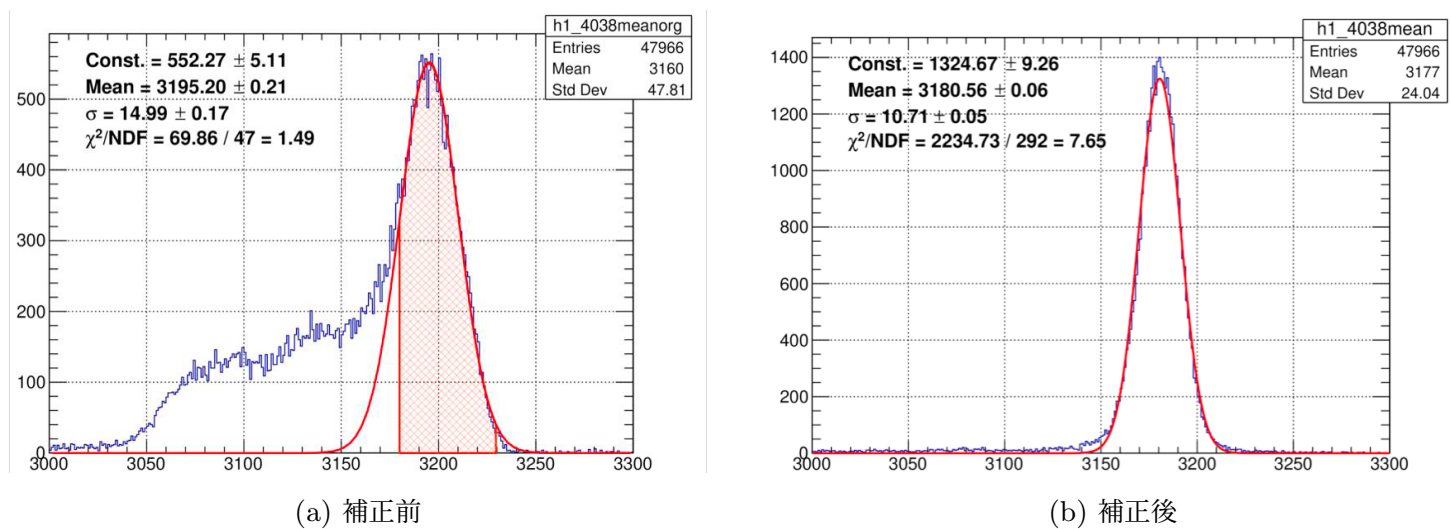


図 4.16: GAGG の発光量の入射位置依存性補正前後の発光量スペクトル [31]

発光量の位置依存性は、特に長方形面入射の場合に顕著であるため、Recoil GAGG や  $dE$  GAGG に対する影響が大きいと考えられる。本研究で用いた TOGAXSI 検出器では、Si tracker により粒子の飛跡を決定できるため、GAGG(Ce) 結晶への入射位置も決定可能である。GAGG(Ce) 結晶の Ce ドープメントの非一様性は結晶ごとに異なるため、各結晶に対して独立に位置依存性の補正を行う必要がある。弾性散乱のデータ解析により、各結晶に対して独立に位置依存性の補正を行うことを今後の課題とする。

#### ■ GAGG(Ce) 結晶の発光量の温度依存性の補正

第 3 章で述べたように、GAGG(Ce) シンチレーターの発光量は温度に依存するため、温度変化による影響もエネルギー分解能に影響を与える可能性がある。図 4.17 に、GAGG(Ce) シンチレーターの相対発光量の温度依存性を示す [26]。図 4.17 に示すように、温度が上昇するにつれて、発光量が減少していることがわかる。特に、20 °C から 40 °C の範囲で、発光量が約 15% 減衰していることがわかる。

今回のビームタイムでは、Si tracker 読み出し回路の温度は測定されていたものの、GAGG(Ce) 結晶の温度は測定されていなかった。長時間のビームタイム期間中には、GAGG(Ce) 結晶の温度が変化している可能性があるため、温度変化による影響を補正する必要があると考えられる。今後の課題として、GAGG(Ce) 結晶の温度変化の影響を評価するために、GAGG(Ce) 結晶の温度を測定する方法を検討し、長時間のビームタイム期間中における GAGG(Ce) 結晶の温度変化の時間スケールを評価する。また、GAGG(Ce) 結晶の温度変化の影響を補正する方法も検討する必要がある。

**■ 発光効率  $dL/dE$  の関数の改善とビームエネルギーの最適化** 発光効率  $dL/dE$  の関数の改善について議論する。4.1(b) に示される発光効率  $dL/dE$  の関数は、限られた粒子種とエネルギー範囲の測定データをもとに決定されている。特に  $dE$  GAGG を通過する  $Z = 1$  の粒子は  $dE/dx$  が非常に小さく、Furuno らの測定範囲外である。本解析では  $dE/dx < 3 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  領域の発光効率  $dL/dE$  の関数を外挿によって決定しているため、発光効率  $dL/dE$  の関数に不確かさが存在する可能性がある。発光効率  $dL/dE$  の関数の不確かさを低減するためには、発光効率  $dL/dE$  の関数を決定するための測定データを拡充する必要がある。

#### ■ ビームエネルギーの最適化

本解析では、ビームライン検出器の解析は行わず、BigRIPS の F6 焦点面と F7 焦点面間の偏向電磁石の磁場と軌道半径からビームの磁気剛性  $B\rho$  を決定し、そこから計算したものである。本研究では、ビームは F7

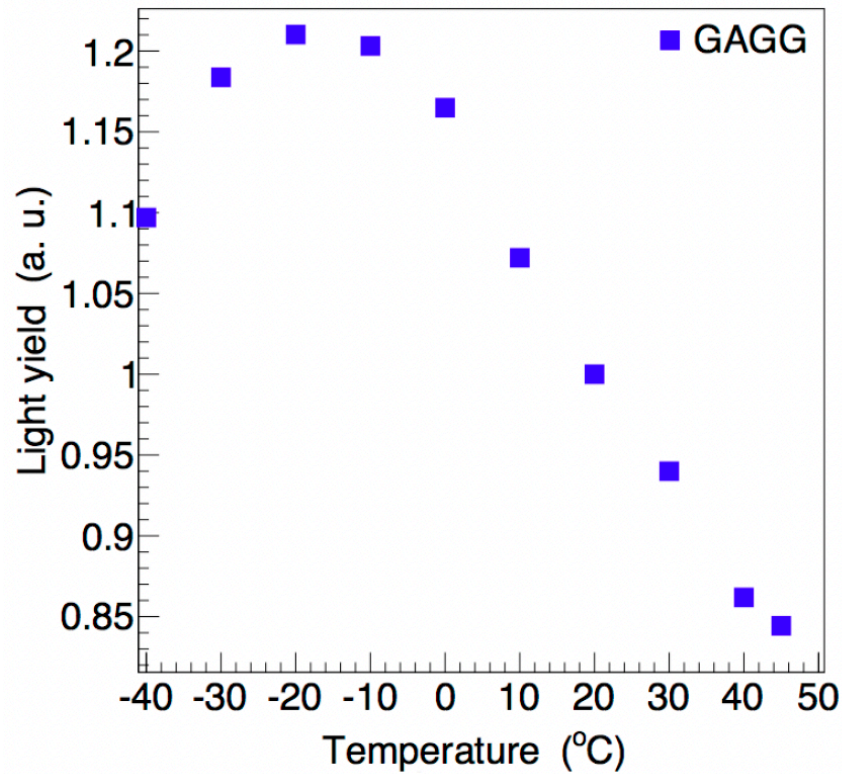


図 4.17: GAGG(Ce) シンチレーターの相対発光量の温度依存性 [26]

に設置されたスリットの中を通過していると仮定しているが、実際はビームライン検出器の解析を通して、イベントごとに各焦点面への入射位置、入射角度が決定可能であるため、後の解析でより正確なビームエネルギーを決定することが可能である。

ビームエネルギーの不確かさは、Si tracker で決定した入射角度と反応点位置に基づいて発光量を計算する際に影響を与える。ビームエネルギーの不確かさを低減するために、ビームライン検出器の解析を通して、イベントごとにビームエネルギーを決定することを今後の課題とする。

#### ■入射するまでのエネルギー損失の最適化

本解析では、粒子が TOGAXSI 検出器に入射するまでのエネルギー損失として、水素標的中のエネルギー損失のみを考慮している。しかし、実際には TOGAXSI 検出器のフレームや、Si tracker といった物質が存在するため、これらの物質中でのエネルギー損失も考慮する必要がある。特に、Si tracker は厚さが約 100  $\mu\text{m}$  のシリコン検出器が 4 層存在するため、入射するまでのエネルギー損失に与える影響が大きいと考えられる。入射するまでのエネルギー損失を正確に評価するためには、Si tracker の各検出器の厚さや材質、位置情報を正確に把握する必要がある。これらの情報をもとに、Geant4 などを用いたシミュレーションを用いて入射するまでのエネルギー損失を詳細に評価することを今後の課題とする。

## 第 5 章

# Cluster アレイ解析に向けた基盤構築

本実験で得られたデータを基に、物理解析に向けた基盤を構築するための手法を検討した。TOGAXSI GAGG 検出器は多数の結晶から構成されており、それらのデータは独立に記録されている。また、特に Cluster アレイに入射する粒子は 200MeV/u 程度と高エネルギーであり、複数の結晶を貫通することも多い。このため、各結晶からの信号を統合して一つの粒子イベントとして扱う必要がある。本章では、Cluster アレイにおける複数同時ヒット（多重ヒット）およびヒット位置の解析、発光量較正方法の検討を通して、Cluster アレイ解析に向けた基盤構築について述べる。

### 5.1 Cluster アレイの解析計画

本章のはじめに述べたとおり、Cluster アレイに使用された結晶は、セットアップの単純化のため、Recoil アレイや  $dE$  GAGG と同様の結晶を使用している。その代償として飛程の長い粒子が複数の結晶を貫通することも多い。また、Cluster アレイに設置された 40 本もの GAGG(Ce) シンチレーターの信号は、それぞれがセルフトリガーによって独立に記録される。セルフトリガーによる DAQ の弱点として、粒子が通過したにも関わらず、発光量がセルフトリガー閾値以下であった場合に信号が記録されないことや、ノイズによって誤って信号が記録されることが挙げられる。

加えて、TOGAXSI 検出器は Si tracker と GAGG(Ce) カロリメーターの組み合わせによって反跳陽子・ノックアウトされたクラスターの運動学測定を行う。そのため、解析にあたっては、Si tracker と GAGG(Ce) カロリメーターの両方で同一の粒子を検出していることを担保する必要がある。

以上を踏まえ、ノックアウト反応によって Cluster アレイに飛来した粒子の運動量を決定することのできるイベントは、以下の条件を満たす必要がある。

1. Si tracker の飛跡情報と整合する位置に存在する GAGG(Ce) シンチレーターにヒットが記録されていること。
2. 粒子が通過したすべての結晶で発光量が記録されていること。
3. 各結晶の発光量が共通の単位 (MeVee) に較正されていること。

そこで、本研究では、上記 1. および 2. の条件を満たすイベントを選択するために、Cluster アレイにおけるヒット位置を解析し、Si tracker の飛跡情報と照合した。また、弾性散乱を用いた各結晶の発光量較正方法を検討し、3. の条件を満たす基盤を構築した。

## 5.2 ヒットパターンの解析

本節では、軽イオンビームと水素標的の弾性散乱測定において、Cluster アレイにおけるヒットパターンについて解析を行った結果を示す。ここでいうヒットパターンとは、Cluster アレイを構成する 40 本の GAGG シンチレーターのうち、どの結晶で信号が記録されたかを示すものである。運動量を解析可能なイベントは、Si tracker の飛跡情報と整合する位置に存在する GAGG シンチレーターで信号が記録されている必要がある。ヒットパターンの解析によって、以下の指針が与えられることが期待される。

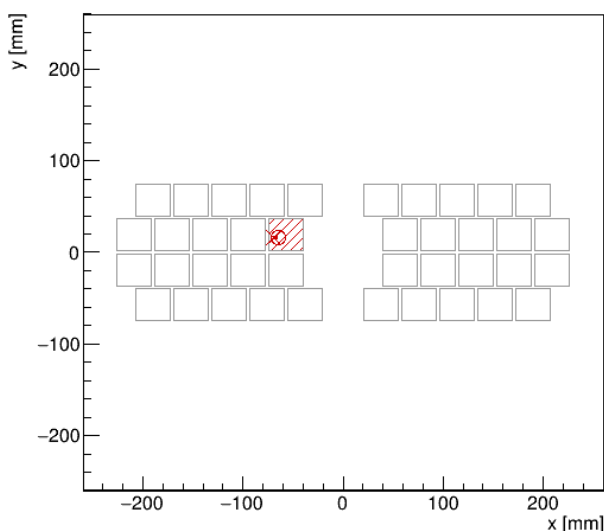
■Cluster GAGG のエネルギー較正 Cluster アレイには、 $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  といった様々な粒子種が入射する。粒子の全エネルギーを測定する Cluster GAGG 中では、 $dE/dx$  が大きく変化するため、発光効率  $dL/dE$  の変動も大きい。そのため、各粒子種に対して正確な発光量計算を行うことが、エネルギー較正精度向上の鍵となる。エネルギー較正の対象として望ましいのは、較正自由度の少ないヒット多重度 1 の事象である。ヒット多重度 1 の事象に対して、Si tracker の飛跡情報と整合するヒットパターンを有する事象の割合を評価することで、エネルギー較正に用いるべき粒子種や事象の選択基準を検討できる。

■ ${}^{50-52}\text{Ca}$  ノックアウト反応解析への応用 最終的な解析目標である  ${}^{50-52}\text{Ca}$  のノックアウト反応では、反跳陽子やノックアウトクラスターの散乱角度・エネルギーは自由空間での散乱に核内運動の効果が重畳した量であり、弾性散乱の運動学に類似した分布を示すと期待される。したがって、弾性散乱におけるヒットパターンの解析結果は、ノックアウト反応解析におけるヒットパターンの予測にも応用できると考えられる。特に、ヒット多重度分布を評価することで、ノックアウト反応における解析難易度の高い貫通粒子事象の割合を把握できる。また、Si tracker の飛跡情報と整合するヒットパターンを有する事象の割合を評価することで、ノックアウト反応解析における解析可能な事象の割合を予測できる。

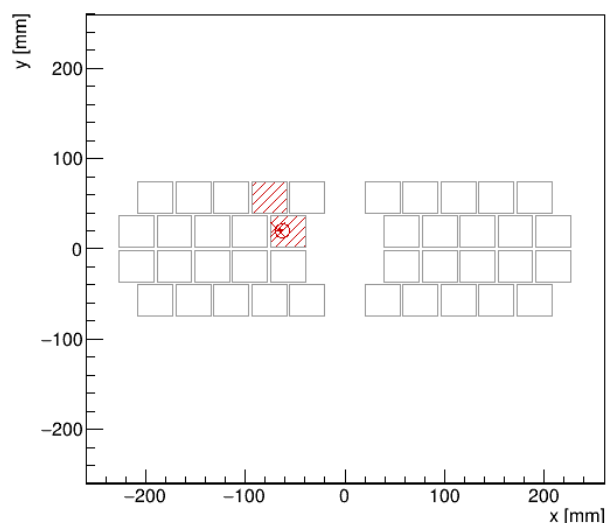
本節では、Si tracker の情報から期待されるヒットパターンと実際のヒットパターンの整合性を評価した結果を示す。

### 5.2.1 ヒットパターンの可視化

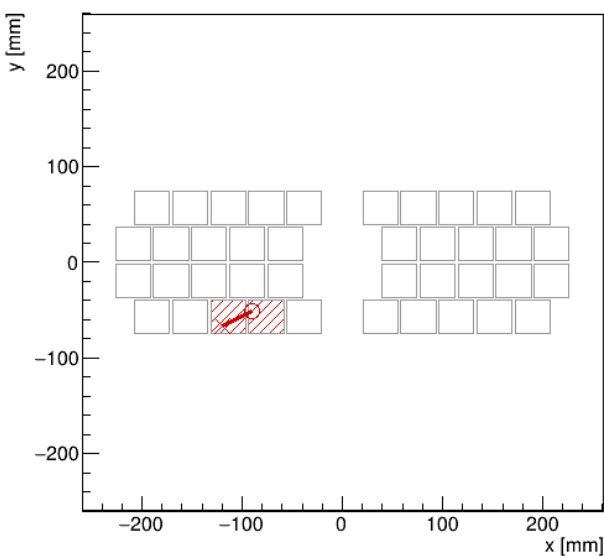
まず、Cluster アレイにおけるヒットパターンを可視化した。図 5.1 に、 $\alpha + p$  弾性散乱および  $d + p$  弾性散乱の測定において記録されたヒットパターンの一例を示す。図 5.1 では、網掛けで示された部分が信号を記録した結晶を示している。また、図中の線分は、Si tracker で再構成された Cluster GAGG 中の飛跡を表している。Cluster GAGG への入射位置を○で、停止位置を×で表した。Si tracker で決定された飛跡と Cluster GAGG のヒットパターンの整合性を視覚的に確認可能である。



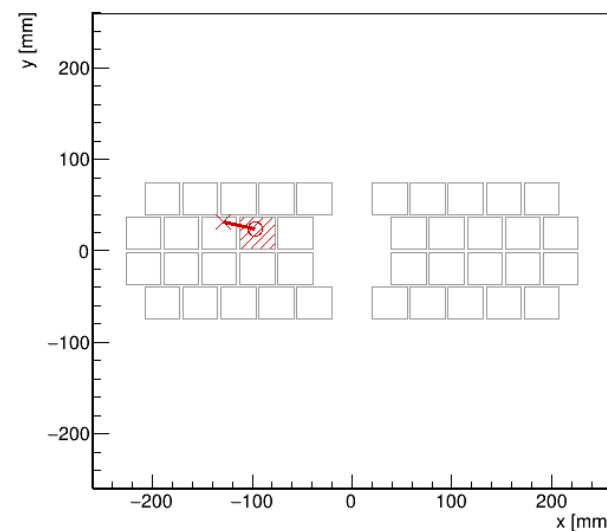
(a)  $\alpha + p$  弾性散乱測定時のヒットパターンの一例 (飛跡情報と整合)



(b)  $\alpha + p$  弾性散乱測定時のヒットパターンの一例 (飛跡情報と不整合)



(c)  $d + p$  弾性散乱測定時のヒットパターンの一例 (飛跡情報と整合)



(d)  $d + p$  弾性散乱測定時のヒットパターンの一例 (飛跡情報と不整合)

図 5.1: Cluster アレイにおけるヒットパターンの例

ヒットパターンを確認していくと、図 5.1(a) や図 5.1(c) のように、Si tracker で決定された飛跡と Cluster GAGG のヒットパターンが整合する事象が存在した。一方で、図 5.1(b) や図 5.1(d) のように、Si tracker で決定された飛跡と Cluster GAGG のヒットパターンの不整合が見られた。特に、 $d, t$  といった飛程の長い粒子は、Cluster GAGG の複数の結晶を貫通しやすく、ヒットパターンと飛跡情報の不一致が顕著であった。これに対して、 $\alpha$  粒子のような飛程の短い粒子では、ヒットパターンと飛跡情報の整合性が比較的良好であった。

## 5.2.2 ヒットパターンと飛跡情報の整合性評価

ヒットパターンと飛跡情報の整合性を定量的に評価するために、Si tracker によって決定された飛跡が通過した GAGG 結晶が実際にヒットした結晶と一致している割合を算出した。

ここで、以下の集合を定義する。

- Hit: 実際に Cluster アレイで信号を記録した GAGG 結晶の集合
- Pred: Si tracker の飛跡情報からヒットしたと期待される GAGG 結晶の集合

このとき、Si tracker の飛跡から Cluster アレイ（左側）に入射すると予測され、予測ヒット集合 Pred が空でない事象数を  $N(|\text{Pred}| > 0)$ 、Hit と Pred が完全に一致した事象数を  $N(\text{Hit} = \text{Pred})$  とする。ヒットパターンと飛跡情報の整合率  $P_C$  を以下の式で定義する。

$$P_C = \frac{N(\text{Hit} = \text{Pred})}{N(|\text{Pred}| > 0)} \quad (5.1)$$

$P_C$  が高いほど、Si tracker の飛跡情報と Cluster GAGG のヒットパターンの整合性が良好であることを示す。表 5.1 に、各粒子種ごとの Cluster アレイ左側へのヒットパターンと飛跡情報の整合性評価結果を示す。今回は、全体の整合率に加えて、同時にヒットした結晶数（ヒット多重度,  $n_{\text{Hit}}$ ）ごとに整合率を算出した。ヒット多重度 1 の事象は、複数の結晶からの信号を統合する必要がなく、全エネルギーの解析が容易であることが期待されるため、エネルギー較正や全エネルギー測定に向けた基盤構築の観点からも重要である。一方、ヒット多重度 2 以上の事象は、貫通粒子によるものと、ノイズやバックグラウンド事象による誤ヒットが混在している可能性がある。運動量解析の対象となるイベントは、Hit = Pred を満たす必要があるため、解析可能なイベントの割合を評価するために、ヒット多重度 2 以上の事象に対しても整合率を算出した。

表 5.1: Cluster アレイにおけるヒットパターンと Si tracker の飛跡情報の整合率

粒子種	$P_C$	$P_C (n_{\text{Hit}} = 1)$	$P_C (n_{\text{Hit}} \geq 2)$
$p$	72%	76%	16%
$d$	38%	37%	46%
$t$	40%	26%	50%
${}^3\text{He}$	64%	81%	0%
$\alpha$	59%	78%	1%

表 5.1 の結果をみると、全体の整合率  $P_C$  は、飛程の長い  $d, t$  については 40% 程度と低く、飛程の短い  $p, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子については 60–70% 程度と比較的高い値を示した。ヒット多重度 1 の事象に限定すると、 $p, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子については整合率がさらに向上し、80% 程度を示した。一方、 $d, t$  についてはヒット多重度 1 の事象で整合率が低い一方、ヒット多重度 2 以上の事象で整合率が向上している傾向が見られた。表 5.1 の結果をみると、全体の整合率  $P_C$  は、飛程の長い  $d, t$  については 40% 程度と低く、飛程の短い  $p, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子については 60–70% 程度と比較的高い値を示した。

この結果を解釈するために、GAGG(Ce) 結晶中の飛跡の  $z$  軸に垂直な成分  $R_{\perp}$  を比較する。ただし、 $z$  軸はビームライン上流から見て Cluster アレイの奥行き方向を指す。表 5.2 に、軽イオンビームと水素標的の弾性散乱における Cluster アレイへの入射エネルギー  $E_{\text{in}}$ 、GAGG(Ce) 結晶中の飛程  $R$ 、 $R_{\perp}$  を示す。ビームエネルギー  $E_{\text{beam}}$  は、2 章で紹介した表 2.1 の値を用いた。

$R_{\perp}$  は、図 5.1 に示された飛跡線の長さに該当する量であり、 $R_{\perp}$  が大きいほど、Cluster アレイ内で複数の結晶を貫通する可能性が高くなる。表 5.2 の結果をみると、飛程の長い  $d, t$  については  $R_{\perp}$  が 30 mm 程度と大きく、Cluster アレイ内で複数の結晶を貫通する可能性が高いことが分かる。一方、飛程の短い  $p, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子については  $R_{\perp}$  が 10 mm 程度と小さく、複数の結晶を跨ぐ可能性が低いことが分かる。

表 5.2 に示した  $R_{\perp}$  の大きさを踏まえ、表 5.1 に示された整合率  $P_C$  のヒット多重度別の結果は次のように説明できる。

表 5.2: Cluster アレイへの入射エネルギーと GAGG(Ce) 結晶中の飛程

粒子種	$E_{\text{beam}}$ [MeV/u]	$E_{\text{in}}$ [MeV/u]	$R$ [mm]	$R_{\perp}$ [mm]
$p$	252	200–240	60–80	14–24
$d$	279	180–240	100–160	31–43
$t$	248	150–230	110–230	35–42
$^3\text{He}$	239	150–230	27–55	8.6–10
$\alpha$	249	165–220	44–71	10–12

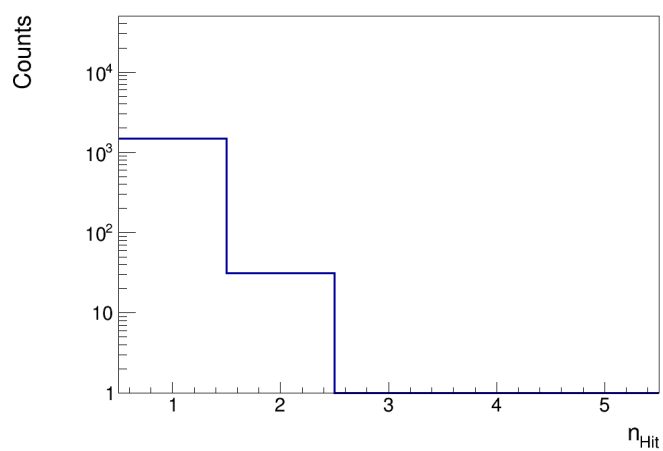
- 飛程の長い  $d, t$  では、ヒット多重度 1 の事象で整合率が低い一方、ヒット多重度 2 以上の事象で整合率が向上している。これらの粒子は  $R_{\perp}$  が結晶幅と同程度であり、複数結晶を貫通する確率が高い。そのため、ヒット多重度 1 には、入射したにもかかわらず発光量がセルフトリガー閾値以下で記録されなかった事象が含まれると考えられる。ヒット多重度 2 以上に限定すると、そうした事象の割合が低減され、整合率が向上したと解釈できる。
- 飛程の短い  $p, ^3\text{He}, \alpha$  粒子では、ヒット多重度 1 の事象で高い整合率を示す一方、ヒット多重度 2 以上では整合率が低下している。 $R_{\perp}$  が結晶幅より小さく、複数結晶を跨ぐ可能性が低いため、ヒット多重度 1 では Si tracker の飛跡情報と一致しやすいことが主因と考えられる。逆に、ヒット多重度 2 以上の事象にはノイズやバックグラウンドによる誤ヒットが混在しやすく、整合率の低下につながったと解釈できる。

以上の解析結果から、Cluster アレイにおけるヒットパターンと Si tracker の飛跡情報の整合性を評価することができた。 $d, t$  については、ヒット多重度 1 のイベントに比べて、ヒット多重度が高いイベントの方が整合性が良好になることが示された。一方、 $p, ^3\text{He}, \alpha$  粒子については、ヒット多重度 1 の場合に高い整合率を示し、ヒット多重度 2 以上の場合には整合率が低下する傾向が見られた。

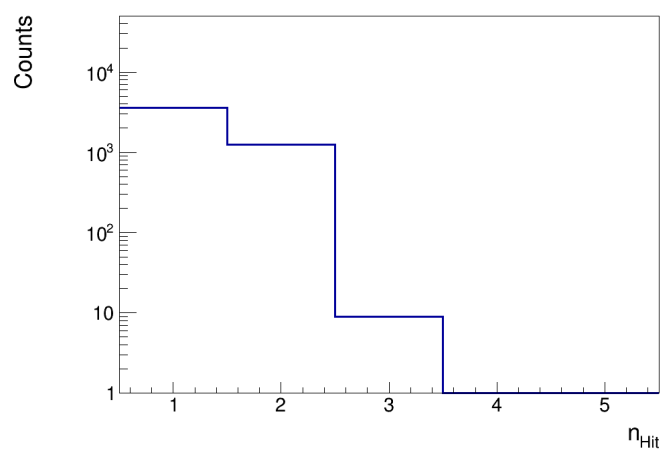
### 5.2.3 ヒット多重度分布

先述の通り、粒子の飛程に応じて、Cluster アレイにおけるヒットパターンは大きく異なる。飛程の長い粒子は複数の結晶を貫通しやすく、ヒット多重度が高くなる傾向がある。一方、飛程の短い粒子は単一の結晶で停止することが多く、ヒット多重度が低くなる傾向がある。ヒット多重度の高いイベントは、複数の結晶の個性差や ClusterGAGG の架台フレームでのエネルギー損失に起因する系統誤差の影響が大きくなりやすい。そのため、ヒット多重度分布を評価することで、解析難易度の高い貫通粒子事象の割合を把握できる。

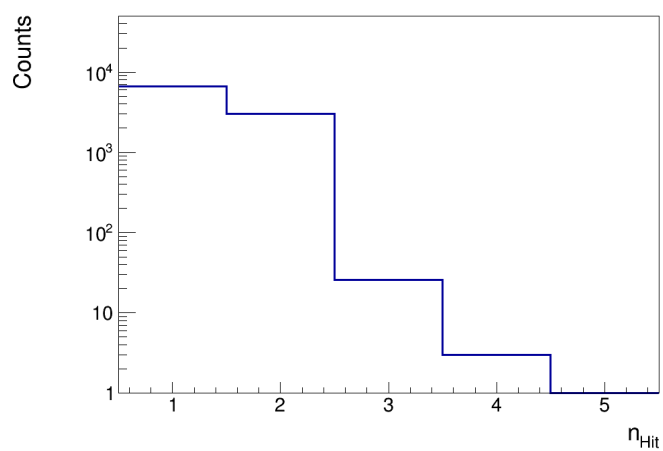
図 5.2 に、各粒子種ごとの Cluster アレイにおけるヒット多重度  $n_{\text{Hit}}$  の分布を示す。なお、Hit = Pred を満たす事象のみを対象としている。



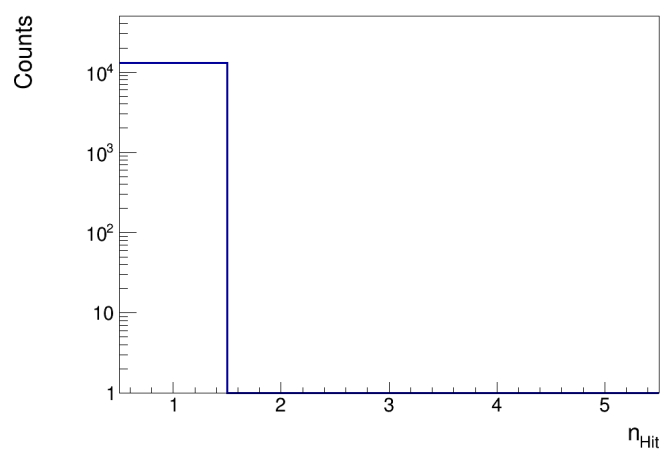
(a)  $p$  のヒット多重度分布



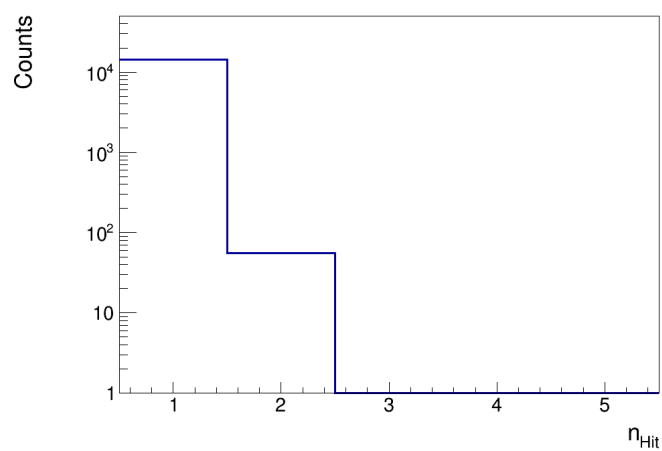
(b)  $d$  のヒット多重度分布



(c)  $t$  のヒット多重度分布



(d)  $^3\text{He}$  のヒット多重度分布



(e)  $\alpha$  のヒット多重度分布

図 5.2: Cluster アレイ左側におけるヒット多重度  $n_{Hit}$  分布

図 5.2 の結果をみると、飛程の短い  $p$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  粒子についてはヒット多重度 1 の事象が 98% 以上を占めており、ヒット多重度 2 以上の事象はヒット多重度 1 の事象に比べて非常に少ないことが分かる。一方、飛程の長い  $d, t$  についてはヒット多重度 1 の事象が 68%、ヒット多重度 2 以上の事象が 32% を占めている。したがって、 $d, t$  クラスターの解析にあたっては、ヒット多重度 2 以上の事象を適切に処理する手法を確立することが重要である。一方、 $p$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  粒子については、ヒット多重度 1 の事象を中心に解析を進めることで、十分な統計量を確保できると考えられる。

## 5.2.4 ヒットパターン解析のまとめ

以上の解析結果から、Cluster アレイにおけるヒットパターンと Si tracker の飛跡情報の整合性を評価し、各粒子種ごとのヒット多重度分布を明らかにした。その結果、飛程の長い  $d, t$  については、ヒット多重度 2 以上の事象が多く存在し、ヒット多重度 1 の事象に比べて整合率が向上する傾向が示された。一方、飛程の短い  $p, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子については、ヒット多重度 1 の事象で高い整合率を示し、ヒット多重度 2 以上の事象では整合率が低下する傾向が見られた。

しかし、現在の解析では、ヒットパターンと飛跡情報が整合しない事象の原因を特定できていない。今後の解析では、ヒットパターンの調査項目を細分化し、ノイズやバックグラウンド事象、DAQ のセルフトリガー特性、Si tracker の飛跡再構成精度など、様々な要因を検討する必要がある。また、GAGG(Ce) 結晶中でのストラグリングによる飛跡のばらつきや、Cluster アレイに複数の粒子が同時に入射する多重事象の影響も考慮する必要がある。

## 5.3 Cluster GAGG の発光量較正

本節では、Cluster アレイにおける GAGG 結晶の発光量較正について、実験データを用いた本格的な較正解析に先立ち、較正手順の枠組みと課題を整理する。Cluster アレイでは、入射粒子のエネルギーが高く複数結晶を貫通する事象が多いため、各結晶の出力を共通単位 (MeVee) へ較正した上で、複数結晶に分散した発光量を統合して全エネルギーを再構成する必要がある。

一方で、本研究で取得した弾性散乱データでは、結晶の設置位置により統計量に大きな偏りがあり、全結晶に対して一様な精度で較正係数を決定するには追加データまたは補助的な較正手段が必要である。そこで本論文では、較正に用いる事象選別条件と解析フローを明確化し、今後の解析で較正を確立するための指針を示す。

### 5.3.1 弾性散乱を用いた較正手順の検討

弾性散乱事象では散乱角から運動学的に粒子エネルギーが決まり、既知の入射エネルギーに対応する発光量 (MeVee) を事象ごとに見積もることができる。そのため、計算された発光量と各結晶で記録された ADC 値の対応を調べることで、結晶ごとの較正係数を決定できる可能性がある。以下に、本研究で想定した較正手順をまとめる。

1. Si tracker で再構成された飛跡情報を用いて、軽イオンビームと陽子標的の弾性散乱事象を選択する。
2. Si tracker の飛跡情報と Cluster GAGG のヒットパターンが一致する事象を選別し、入射結晶の同定精度を確保する。
3. ヒット多重度 1 の事象を選別し、単一結晶で停止する粒子に対応するデータセットを構築し、発光量計算の結果と各結晶の ADC 値の相関を調べる。
4. 各結晶ごとに、発光量 (MeVee) と ADC 値の相関から較正式を決定する。

較正の手順は、第 4 章で行ったものと同様であるが、Cluster アレイにおいては複数結晶を貫通する事象が多く存在する。ヒット多重度の大きいイベントでは、各結晶の個性差に起因する自由度が増えるため、まずはヒット多重度 1 の事象に限定して較正を行う必要がある。また、 $dE$  GAGG と同様に、各結晶の設置位置により統計量に偏りがあることが考えられるため、全結晶に対して一様な精度で較正係数を決定するには追加データまたは補助的な較正手段が必要である。

### 5.3.2 ヒット多重度 1 のイベントを用いた発光量較正の検討

本節では、ヒット多重度 1 のイベントを用いた発光量較正の検討を行う。ヒット多重度 1 のイベントは、単一の結晶で停止する粒子に対応しており、複数結晶を跨ぐ事象に比べて解析が容易であるため、較正手順の確立に向けた第一歩として重要である。ヒット多重度 1 のイベントを用いた発光量較正の手順は、第 4 章で述べた手順と同様であるが、Cluster GAGG は、正方形面の一方にのみフォトダイオードが接続されているため、集光効率の位置依存性を考慮する必要がある。

本研究では、ヒット多重度 1 のイベントを用いた発光量較正の有効性を評価するために発光量の実測値  $L_{\text{ADC}}$  と、Cluster アレイの結晶への入射角  $\theta_{\text{CL}}$  の相関を調べた。図 5.3 に、Cluster アレイのうち、最も内側に存在する結晶の一つにおける粒子の入射角  $\theta_{\text{CL}}$  と発光量の ADC 値  $L_{\text{ADC}}$  の相関の一例を示す。

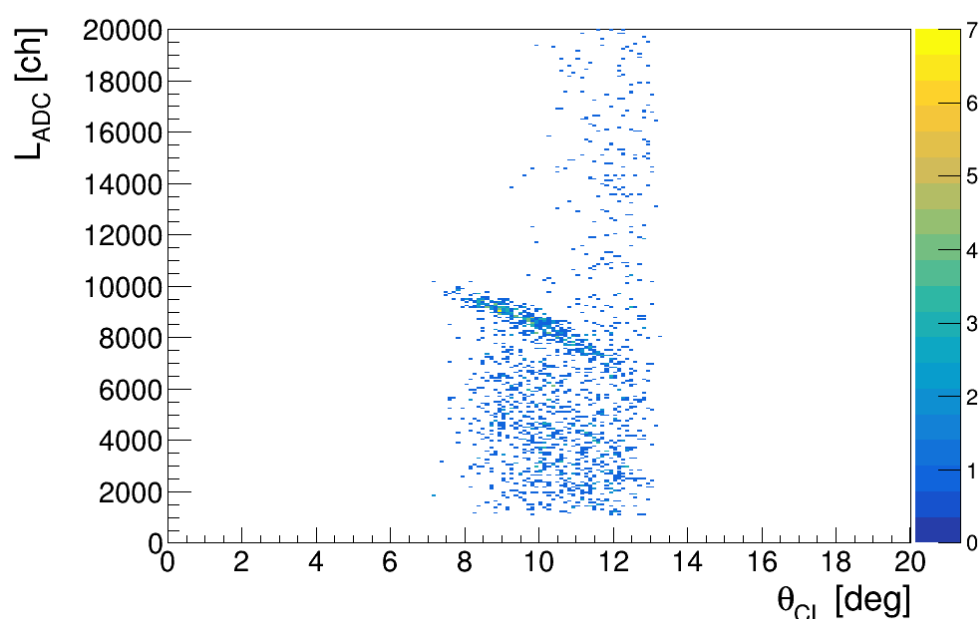


図 5.3:  $\alpha + p$  弾性散乱において、Cluster アレイの結晶で測定された発光量  $L_{\text{ADC}}$  と粒子の入射角  $\theta_{\text{CL}}$  の相関

図 5.3 において、 $L_{\text{ADC}}$  と  $\theta_{\text{CL}}$  の間に運動学相関を示すローカスを確認できる。

粒子の入射角  $\theta_{\text{CL}}$  の関数として期待発光量  $L_{\text{cal}}$  を計算することができるため、 $L_{\text{ADC}}$  と  $L_{\text{cal}}$  の間にも相関が存在することが予想される。この相関を調べることで、各結晶の較正係数を決定することが可能であると考えられる。

### 5.3.3 Cluster アレイ全結晶の較正に向けて

図 5.3 に示したように、ヒット多重度 1 のイベントを用いることで、Cluster アレイの一部結晶において、散乱角度と発光量の相関を確認できた。これを用いて、各結晶の較正係数を決定することが可能であると考えられる。

しかし、本研究で取得した弾性散乱データでは、Cluster アレイの結晶ごとに統計量に大きな偏りがあり、全結晶に対して一様な精度で較正係数を決定するには追加データまたは補助的な較正手段が必要である。そこで、補助的な較正手段として、宇宙線を用いた較正手法を紹介する。

宇宙線を用いた較正手法は、各結晶に一様に入射する宇宙線を利用して、結晶間の相対的な較正を行う方法である。高エネルギーの宇宙線は、GAGG(Ce) 結晶を貫通する際に一定のエネルギー損失を与えるため、発

光量は入射した宇宙線が GAGG(Ce) 結晶中を通過した距離に比例する。そのため、入射角度を制限することにより、各結晶における発光量の比較が可能となる。TOGAXSI 検出器を用いた実験は、年間で最大数週間程度しか実施されないため、入射頻度の低い宇宙線であっても、実験期間外に常時較正データを取得し、十分な統計量を確保することができる。

## 第6章

# まとめと今後の展望

ONOKORO プロジェクトでは、逆運動学 ( $p, pX$ ) 反応によるクラスター相関研究のため、TOGAXSI 検出器を開発し、2025年6月にRIBFで $^{50-52}\text{Ca}$ の測定を実施した。TOGAXSIは72本のGAGG(Ce)カロリメーターと100 $\mu\text{m}$ 厚のSiストリップ検出器から構成される。GAGG(Ce)カロリメーターには1A MeVのエネルギー分解能が要求されている。本研究では主に、GAGG(Ce)カロリメーターの特性評価とエネルギー較正の方法の検討を行った。以下に、本研究のまとめと今後の展望を述べる。

1. フォトダイオードのリーク電流増加に対する Gain 変動の評価
2.  $dE$  GAGG および Recoil GAGG のエネルギー較正方法の検討
3. Cluster GAGG のヒットパターン解析

### ■解析 1: リーク電流の変動

実験中に $^{50-52}\text{Ca}$ に混ざって飛来した背景粒子による放射線ダメージのため、GAGG(Ce)シンチレーターの光読み出しフォトダイオードのリーク電流が増加した。放射線ダメージによる量子効率の低下を懸念して、リーク電流増加に伴うGAGG(Ce)シンチレーターのGain変動を評価した。リーク電流が増加したにもかかわらず、GAGG(Ce)のGainは5%精度で安定していた。したがって、放射線ダメージの影響は小さいと結論付けられる。今後は、 $^{50-52}\text{Ca}$ 飛来事象と背景粒子の飛来事象を区別するための方法を検討する必要がある。また、Siストリップ検出器読み出し回路の発熱による温度変化がリーク電流に与える影響も調査する必要がある。

### ■GAGG(Ce)シンチレーターの発光量較正方法の検討

軽イオンビームと水素標的の弾性散乱を用いたGAGG(Ce)シンチレーターの発光量較正を検討した。弾性散乱では、結晶の設置位置によって統計量の偏りが大きく、多くの検出器で弾性散乱によるエネルギー較正が困難であった。統計量が十分確保された結晶について、散乱角度から決定される発光量の計算値と実験で測定された発光量を比較した。較正後の発光量分解能は、 $Z = 1$ の粒子に対して3-6%、 $Z = 2$ の粒子で3%程度であった。また、発光量分布に発光量や集光効率の位置依存性に起因する構造が確認された。位置依存性補正を導入し、較正精度の改善を図る。

### ■Clusterアレイのヒットパターン解析

ノックアウトされたクラスターが飛来するClusterアレイには、格子状に配置された40本のGAGG(Ce)シンチレーターが設置された。粒子の散乱角度や飛程に応じて、複数の結晶を貫通することがある。そこで、Si trackerから決定される粒子の飛跡情報とCluster GAGGのヒットパターンの整合率を評価した。その結果、飛程の短い $p, ^3\text{He}, \alpha$ に対しては整合率が60-70%、飛程の長い $d, t$ に対しては整合率が40%程度であった。また、ヒット多重度分布を評価したところ、飛程の短い粒子に対しては多重度1が約70%、飛程の長い粒子に

対しては多重度 1 が約 50% であった。今後の解析では、ヒットパターンの調査項目を細分化し、ノイズやバックグラウンド事象、DAQ のセルフトリガー特性、Si tracker の飛跡再構成精度など、様々な要因を検討する必要がある。また、多重度 1 のイベントを用いたエネルギー較正方法を検討した。多重度 1 の事象において、GAGG(Ce) 結晶の発光量と散乱角度に相関が見られたため、発光量計算を用いた較正が可能であると考えられる。

# 謝辞

本研究の遂行にあたり、ご指導・ご助言を賜った先生方ならびに関係者の皆様に深く感謝いたします。指導教員の川畑貴裕教授には、修士課程での指導だけでなく普段の研究室生活でも大変お世話になりました。とくに、本論文の執筆にあたっては、ご多忙の中丁寧にご指導いただきました。また、研究以外にも、研究室のレクリエーションや地域のイベントなど、様々な活動にご一緒させていただき、充実した大学生活を送ることができました。特に、5月5日のこどもの日には、共にお神輿を担いで地域の祭りに参加するなど、先生と研究室の仲間とともに楽しい思い出を作ることができました。心より感謝申し上げます。

阪上朱音助教は、まだ理研の基礎科学特別研究員でいらっしゃった頃に SAMURAI57 実験で一緒に、液体水素ターゲットの取り扱いなどについてご指導いただきました。その後、阪上助教が大阪大学に着任されてからも、修士論文の執筆などで大変お世話になりました。特に、修士論文の執筆にあたっては、内容のご指導だけでなく、文章の構成や表現方法などについても丁寧にご指導いただきました。心より感謝申し上げます。

原子核実験研究室の板橋健太教授、小田原厚子准教授、吉田斉准教授、清水俊助教、三原基嗣助教には、学会や修士論文の発表などでご指導いただきました。特に、板橋教授には、副査として修士論文の内容について多くのご指導、ご助言をいただきました。また、関屋涼平特任研究員には、ご自身の論文の執筆等で多忙な中、たびたび激励の言葉をかけていただきました。心より感謝申し上げます。

また、原子核実験研究室の秘書を務めていらっしゃる佐藤純代さんには、研究室の運営や事務手続きなどで多大なご支援をいただいただけでなく、研究がうまくいかずに悩んでいるときなどにも、温かい励ましの言葉をかけていただきました。ありがとうございます。

ONOKORO プロジェクトの共同研究者である理研仁科センターの上坂友洋主任研究員 ONOKORO プロジェクトへの参画の機会をいただき深く感謝申し上げます。元々クラスター関連研究に興味を持っていた私にとって、ONOKORO プロジェクトでの研究活動は非常に有意義なものでした。久保田研究員には、実験責任者として実験準備からその後の解析に至るまで丁寧にご指導いただきました。心より感謝申し上げます。

実験準備からビームタイムまで共に働いた TOGAXSI GAGG チームのメンバーである、上坂研の杉山大樹さん、京都大学の矢野隆之さん、池水玄さんには、理研での約2ヶ月の間、非常にお世話になりました。新しい検出器を立ち上げるということで、多くの困難がありましたが、それをいかにして乗り越えるかということをおしなべていただきました。心より感謝申し上げます。また、深夜までの作業のあとに皆で食べるご飯がとても美味しかったことも、良い思い出となっています。

また、研究室の同期とは、研究や日常生活において多くの刺激を受け、大変感謝しております。特に、研究面では互いに切磋琢磨しながら励まし合うことができました。心より感謝申し上げます。同じグループの同期である下條くん、前里くんとは、幾つもの実験を共に行い、研究面での協力はもちろんのこと、日常生活においても多くの時間を共に過ごすことができました。心より感謝申し上げます。松田くん、野田くん、谷川くん、安田くんとは、修士論文の執筆にあたって、互いに助け合い、励まし合うことでなんとか乗り越えることができました。心より感謝申し上げます。これからの研究生生活でも、互いに切磋琢磨しながら励まし合うことができればと思います。

研究室の先輩方、特に、同じグループの先輩である本多さん、Lin さん、坂上さんには、研究面でのご指導

はもちろんのこと、日常生活においても多くのアドバイスをいただきました。同じグループの後輩である田中さん、山本くん、藪本くん、渡辺くんには、研究の姿勢や発表の仕方など、様々な面で刺激を受けました。心より感謝申し上げます。また、研究室の皆様には、研究面でのご指導はもちろんのこと、日常生活においても多くのアドバイスをいただきました。心より感謝申し上げます。

最後に、1人では何もできない私を遠く離れた福岡から見守り、支えてくれた両親に深く感謝いたします。

# 参考文献

- [1] S. Typel. *J. Phys. Conf. Ser.*, 420:012078, 2013.
- [2] Z.-W. Zhang and L.-W. Chen. *Phys. Rev. C*, 95:064330, 2017.
- [3] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 68:464, 1968.
- [4] Y. Funaki, H. Horiuchi, A. Tohsaki, P. Schuck, and G. Röpke. *Prog. Theor. Phys.*, 108:297, 2002.
- [5] M. Kamimura. *Nucl. Phys. A*, 351:456, 1981.
- [6] M. Freer and H. Fynbo. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 78:1, 2014.
- [7] S. Adachi et al. *Phys. Lett. B*, 819:136411, 2021.
- [8] Y. Fujikawa et al. *Phys. Lett. B*, 848:138384, 2024.
- [9] T. Yamada and P. Schuck. *Eur. Phys. J. A*, 26:185, 2005.
- [10] S. Typel. *Phys. Rev. C*, 89:064321, 2014.
- [11] J. Tanaka, Z. H. Yang, S. Typel, et al. *Science*, 371:6526, 2021.
- [12] K. Ogata, T. Uesaka, et al. *日本物理学会誌*, 76(9):575, 2020.
- [13] T. Wakasa, K. Ogata, and T. Noro. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 96:32, 2017.
- [14] G. Jacob and T. A. J. Maris. *Rev. Mod. Phys.*, 38:121, 1966.
- [15] G. Jacob and T. A. J. Maris. *Rev. Mod. Phys.*, 43:6, 1973.
- [16] O. Hen et al. *Science*, 346:614, 2014.
- [17] J. Tanaka et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 542:4, 2023.
- [18] Y. Kubota et al. *Nucl. Phys. A*, 1060:123123, 2025.
- [19] F. Wienholtz et al. *Nature*, 498:346, 2013.
- [20] H. N. Liu et al. *Eur. Phys. J. A*, 59:121, 2023.
- [21] T. Kobayashi et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 317:294, 2013.
- [22] 理研 RIBF. Samurai overview.
- [23] 株式会社 麗光 機能フィルム販売課. ルイルミラー製品情報.
- [24] 浜松ホトニクス. S3204/s3584 シリーズデータシート.
- [25] S. Takeshige et al. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 56:86, 2023.
- [26] M. Yoneyama, J. Kataoka, M. Arimoto, T. Masuda, M. Yoshino, K. Kamada, A. Yoshikawa, H. Sato, and Y. Usuki. *J. Inst.*, 13:P02023, 2018.
- [27] T. Furuno, A. Koshikawa, T. Kawabata, M. Itoh, S. Kurosawa, T. Morimoto, M. Murata, K. Sakanashi, M. Tsumura, and A. Yamaji. *J. Inst.*, 16:P10012, 2021.
- [28] Y. Koba, H. Iwamoto, K. Kiyohara, T. Nagasaki, G. Wakabayashi, Y. Uozumi, and N. Matsufuji. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 1:218, 2011.
- [29] R. Romero, G. A. Needham, F. P. Brady, C. M. Castaneda, and T. D. Ford. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 301:241, 1991.
- [30] Lise++, a simulation for exotic beam production with fragment separation.

- [31] 京都大学 理学研究科 物理学教室 原子核ハドロン物理学研究室 課題研究 p4 2021 年度 p4 前期.
- [32] 辻 峻太郎. 逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた GAGG(Ce) カロリメーターの開発. Master's thesis, 京都大学, 3 月 2022.