

令和 6 年度
修士論文

中重核領域の陽子弾性散乱測定を用いた
新反跳陽子テレスコープの性能評価



京都大学理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二分野
原子核・ハドロン物理学研究室

中田 智也

2025 年 3 月 3 日

概要

中性子と陽子の量子多体系である核物質の状態方程式 (Equation of State: EoS) の精密決定は、原子核物理学における重要なテーマの一つである。対称核物質の EoS は明らかになっている一方で、中性子過剰な非対称核物質では、EoS の振る舞いは未だに決定されていない。非対称核物質の EoS で最も重要なパラメータである対称エネルギー項 $S(\rho)$ は、中性子星などの高密度天体の理解に欠かせない。しかし、安定核 ($\rho \sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$) より密度が大きい領域での $S(\rho)$ は解明に至っておらず、様々なアプローチによる実験的研究が進められている。

対称エネルギー項 $S(\rho)$ へのアプローチの一つに中性子スキン厚 δR_{np} の測定がある。これは、中重核領域の二重魔法核では $S(\rho)$ と δR_{np} の間に関連があることが知られており、 δR_{np} の測定によって $S(\rho)$ を間接的に決定することができるためである。私たちのグループでは、不安定核ビームを用いた逆運動学での陽子弾性散乱 (Elastic Scattering of Protons with RI beams: ESPRI) による δR_{np} の測定を進めており、 ^{132}Sn の陽子弾性散乱に成功している。ESPRI 実験では、よりアイソスピン非対称度の大きい原子核の核子密度分布の精密決定を目指しており、そのフラッグシップとして中性子過剰な不安定核 ^{52}Ca の陽子弾性散乱測定を計画している。 ^{52}Ca は中性子過剰な二重魔法核であり、EoS の対称エネルギー項に対する新たな制約を与えることが期待される。また、核構造の観点からは ^{52}Ca の半径が発達していることが注目されており、その核子密度分布の測定は Ca アイソトープの構造的特徴の理解に寄与すると考えられる。しかしながら、大強度 RI ビームを誇る理化学研究所 (理研) RI ビームファクトリー (RIBF) をもってしても ^{52}Ca ビームのビーム強度は小さいため、従来の ESPRI 検出器では十分な統計量を得ることが難しい。そこで、新たな ESPRI 検出器としてアクセプタンスの大きい新反跳陽子テレスコープ ESPRI+ を開発している (ESPRI+ プロジェクト)。

本研究では、理研のグループ (TRIP MESA プロジェクト) と共同で、原子核弾性散乱測定のための検出器アレイ DELTA を開発し、その性能評価を行った。DELTA は、2 枚のシリコンストリップ検出器 (SSD) と GAGG(Ce) カロリメータからなる dE - dE - E 検出器であり、ESPRI+ プロジェクトと同様のセットアップで構成されている。2024 年 5 月に、主に 300 MeV/nucleon の ^{53}Sc や ^{50}Ca からなる中重核領域の不安定核ビームを用いた性能評価実験を理研 RIBF で行った。本測定では、反跳陽子のエネルギーと散乱角の相関から励起エネルギーを決定し、DELTA の励起エネルギー分解能を評価した。その結果、 ^{53}Sc 陽子散乱において、DELTA の励起エネルギー分解能は $\Delta E_x = 0.66 \text{ MeV}$ (1σ) と求められた。これは、ESPRI+ プロジェクトの先行研究のシミュレーション結果と概ね一致し、計画されている ^{52}Ca 陽子散乱測定における基底状態と第一励起状態の弁別に十分な分解能を持つことが示された。また、系統的な評価が不十分であるものの、陽子の反跳角 $81^\circ \leq \theta_p \leq 85^\circ$ において、 ^{52}Ca の近傍核であり物理的意義が大きい ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積を測定することに成功した。本測定で得られた知見をもとに、 ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定に向けた新しい反跳陽子テレスコープ ESPRI+ の開発を進めていく計画である。

目次

第 1 章	序論	8
1.1	Ca アイソトープの半径と核構造	8
1.1.1	Ca アイソトープの電荷半径の N 依存性	8
1.1.2	^{52}Ca , ^{54}Ca で現れる新しい魔法数 $N = 32, 34$	10
1.1.3	中性子過剰な Ca の中性子スキン厚	11
1.2	核物質の状態方程式と中性子スキン厚	12
1.2.1	核物質の状態方程式	12
1.2.2	EoS パラメータの実験的制限	15
1.2.3	対称エネルギーと中性子スキン厚	17
1.3	陽子弾性散乱による中性子スキン厚の決定	20
1.3.1	安定核の中性子スキン厚測定	20
1.3.2	ESPRI プロジェクト	22
	不安定核における陽子・中性子密度分布の導出	23
1.3.3	ESPRI+ プロジェクト	24
1.4	本研究の目的	25
第 2 章	実験	27
2.1	理化学研究所 RIBF について	27
2.2	本実験におけるビーム設定と BigRIPS のセットアップ	29
2.2.1	RI ビーム生成のセットアップ	29
2.2.2	BigRIPS での RI ビームの識別	31
2.3	陽子弾性散乱の運動学の概要	32
2.3.1	逆運動学と順運動学	32
2.3.2	運動学的関係	33
2.4	測定セットアップの概要	38
2.5	ビームライン検出器	41
2.6	反跳陽子テレスコープ DELTA	42
2.6.1	ESPRI+ プロジェクトでの実験的要請	43

2.6.2	励起エネルギー分解能について	44
2.6.3	DELTA セットアップ	46
2.7	2 章のまとめ	52
第 3 章	データ解析と考察	53
3.1	解析の流れ	53
3.2	ビームの解析	54
3.2.1	ビーム粒子の識別	54
3.2.2	ビームエネルギー	57
3.2.3	ビームのトラッキング	58
3.3	反跳陽子の解析	58
3.3.1	SSD1,2 の較正	59
3.3.2	GAGG(Ce) カロリメータの較正	63
3.4	DELTA の励起エネルギー分解能	69
3.4.1	励起エネルギーの求め方	70
3.4.2	励起エネルギー分布	71
3.4.3	励起エネルギー分解能の考察	79
3.5	$^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積	82
3.5.1	微分断面積の定義	82
3.5.2	微分断面積の導出	82
第 4 章	結論と展望	89
4.1	本研究のまとめ	89
4.2	今後の展望	90
付録 A	相対論的運動学	103
A.1	二体の衝突問題	103
A.2	重心系と実験室系での微分断面積	105
A.2.1	散乱角の変換	105
A.2.2	微分断面積の実験室系から重心系への変換	107

目次

1.1	${}^2\text{He}$ から ${}^{96}\text{Cm}$ までの原子核における, R_{ch} (実験値) の中性子数 N 依存性 . . .	9
1.2	アイソトープシフトを用いたレーザー分光により測定された ${}^{39}\text{Ca}$ から ${}^{52}\text{Ca}$ までの電荷半径 R_{ch} の A 依存性 (黒丸)	9
1.3	テンソル力の概念図	10
1.4	$N = 34$ のアイソトーン (a) ${}^{60}\text{Fe}$, (b) ${}^{58}\text{Cr}$, (c) ${}^{56}\text{Ti}$, (d) ${}^{54}\text{Ca}$ における中性子の一粒粒子軌道エネルギーの変化	11
1.5	Ca アイソトープの物質半径 R_m の N 依存性	12
1.6	Ca アイソトープの中性子スキン厚 δR_{np} の N 依存性	12
1.7	対称核物質および中性子核物質のエネルギーの密度変化のイメージ図.	13
1.8	異なる L や K_{sym} の値を持つ状態方程式による中性子星の半径と質量の関係. . . .	14
1.9	複数の異なる実験におけるパラメータ (L , J) の制限.	17
1.10	現象論的な相互作用を用いた相対論的・非相対論的平均場計算による, ${}^{208}\text{Pb}$ における中性子スキン厚と傾きパラメータ L の関係	19
1.11	核図表での第一原理計算による原子核構造計算が可能となっている領域 (2020 年現在)	20
1.12	既存の反跳陽子テレスコープ RPS(Recoil Proton Spectrometer) の概念図.	23
1.13	自由空間における陽子-陽子散乱と陽子-中性子散乱の全断面積 σ_{pp} , σ_{np} のエネルギー依存性	24
2.1	RI ビームファクトリーの加速器とビームラインの概要図 (鳥瞰図)	28
2.2	BigRIPS と下流の実験装置の概要図	29
2.3	BigRIPS のビームラインの概要図と標準検出器の配置.	31
2.4	順運動学における陽子 (非) 弾性散乱の概念図.	32
2.5	逆運動学における陽子 (非) 弾性散乱の概念図.	33
2.6	${}^{50}\text{Ca}$ 陽子弾性散乱における反跳陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性. .	34
2.7	順運動学での ${}^{50}\text{Ca}$ 陽子弾性散乱における散乱陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性.	34

2.8	図 2.6 と同じ. ただし, 非弾性散乱(励起エネルギー E_x を 10 MeV ごとに 100 MeV まで) の運動学曲線を書き加えた.	35
2.9	図 2.8 の重心系前方付近を拡大したもの.	35
2.10	^{50}Ca 陽子弾性散乱および非弾性散乱 (第一励起状態, 第二励起状態) における反跳陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性.	36
2.11	図 2.10 の重心系前方付近を拡大したもの.	36
2.12	図 2.10 と同じ. ただし, ^{53}Sc の場合.	36
2.13	図 2.11 と同じ. ただし, ^{53}Sc の場合.	36
2.14	$^{50}\text{Ca}(p, d)$ 反応の反跳重陽子の全運動エネルギー T_d の散乱角 θ_d 依存性.	37
2.15	図 2.14 と同じ. ただし, $^{50}\text{Ca}(p, t)$ 反応の場合.	37
2.16	F3 より下流の検出器の配置の概略図.	38
2.17	F12 N2 より下流の検出器の配置の概略図.	39
2.18	相対論的インパルス近似による ^{52}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積の計算結果.	43
2.19	300 MeV/nucleon での ^{52}Ca 陽子弾性散乱における励起エネルギー分解能 ΔE_x のそれぞれの係数の θ_p 依存性.	45
2.20	DELTA のセットアップの概要図.	47
2.21	DELTA の写真.	48
3.1	データ解析の流れ.	53
3.2	F3-F7 間の ToF と F5 の通過位置の相関 (補正前)	55
3.3	F3-F7 間の ToF と F5 の通過位置の相関 (補正後)	55
3.4	F12 Xe の QDC 値と補正後の ToF (F3-F7 間) の相関.	56
3.5	BigRIPS チームのビーム粒子識別の結果.	56
3.6	^{50}Ca ビームの運動エネルギーの分布.	57
3.7	^{53}Sc ビームの運動エネルギーの分布.	57
3.8	DELTA 標的上でのビームの位置.	58
3.9	ビームの傾き A, B	58
3.10	散乱角 θ_p の求め方の概略図.	60
3.11	較正前の SSD2 (中段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム)	61
3.12	運動学から予想される SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム)	61
3.13	^{53}Sc の陽子弾性散乱と非弾性散乱 (第一励起状態) における dE_{SSD2} と θ_p の相関.	61
3.14	較正後の SSD2 (上段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム)	62
3.15	較正後の SSD2 (中段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム)	62

3.16	校正後の SSD2 (下段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム)	63
3.17	SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} の相関 (dE - E 法)	64
3.18	GAGG(Ce) カロリメータの発光波形の積分値 Q と高さ H の比 Q/H と Q の相関 (波形識別法)	64
3.19	^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc ビーム由来のイベントを用いた GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関.	65
3.20	運動学から予想される GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関.	65
3.21	GAGG(Ce) カロリメータでの発光波形の積分値 Q を 50000 ごとに散乱角 θ_p の軸に射影した図.	66
3.22	GAGG(Ce) カロリメータの波形の積分値 Q とエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,kin}}$ の相関とフィッティング結果.	67
3.23	図 3.17 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果.	68
3.24	図 3.18 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果.	68
3.25	図 3.19 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果.	68
3.26	^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc ビームの陽子弾性散乱に対する GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関.	69
3.27	反跳陽子が SSD2 で止まる場合と GAGG(Ce) カロリメータに到達する場合のイベントの模式図.	70
3.28	SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の全運動エネルギー T_p と散乱角 θ_p の相関.	73
3.29	SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p の相関.	74
3.30	SSD2 でのエネルギー損失を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$).	75
3.31	SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$).	76
3.32	GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} を用いた反跳陽子の全運動エネルギー T_p と散乱角 θ_p の相関.	77
3.33	GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} を用いた反跳陽子の励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p の相関.	78
3.34	^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($76^\circ \leq \theta_p \leq 80^\circ$).	78
3.35	^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$).	78

3.36	SSD2 における ^{50}Ca 陽子散乱の locus について, $2.0\text{ MeV} \leq dE_{\text{SSD2}} \leq 2.2\text{ MeV}$ の範囲のイベントを θ_p 軸に射影した図.	81
3.37	^{50}Ca 陽子散乱の dE_{SSD2} と θ_p の相関.	86
3.38	^{50}Ca 陽子散乱の E_{GAGG} と θ_p の相関.	86
3.39	SSD2 におけるポリエチレン標的 (青) と炭素標的 (赤) での陽子散乱イベント数 ($70^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$).	86
3.40	SSD2 における ^{50}Ca 陽子弾性散乱の収量 ($76^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$).	86
3.41	GAGG(Ce) カロリメータでの ^{50}Ca 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($81^\circ \leq \theta_p \leq 82^\circ$).	87
3.42	GAGG(Ce) カロリメータでの ^{50}Ca 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($82^\circ \leq \theta_p \leq 83^\circ$).	87
3.43	本測定で得られた $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積 (実験室系)	88
4.1	炭素標的セットアップにおける SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の関係.	91
4.2	図 4.1 と同じ. ただし, ^{50}Ca ビームの場合.	91
A.1	逆運動学における二体の衝突問題の運動学の模式図.	103
A.2	重心系における二体の散乱の模式図.	106

表目次

2.1	本実験でのビームプロファイルの概要と BigRIPS のセットアップ.	30
2.2	それぞれの標的セットアップでの測定時間.	31
2.3	^{50}Ca と ^{53}Sc の励起エネルギー.	35
2.4	ビームライン検出器の概要.	42
2.5	新反跳陽子望遠鏡 DELTA のセグメント構成 (上段).	49
2.6	新反跳陽子望遠鏡 DELTA のセグメント構成 (中段).	49
2.7	新反跳陽子望遠鏡 DELTA のセグメント構成 (下段).	50
2.8	既存の反跳陽子望遠鏡 RPS と新反跳陽子望遠鏡が覆う散乱角 1° あ たりの立体角.	50
2.9	DELTA の標的の仕様.	51
3.1	DELTA の上段・中段・下段のそれぞれの較正パラメータの組 ($\delta\theta_p$, A_{dE}).	62
3.2	GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー較正の結果.	66
3.3	反跳陽子の散乱角分解能の見積もりに用いたパラメータの値.	80
3.4	$\theta_p = 82^\circ, 85^\circ$ における反跳陽子の標的中での多重散乱による角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul}}$ の値.	80
3.5	$\theta_p = 82, 85^\circ$ における散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ と各項の値.	81
3.6	SSD2 での $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積.	87
3.7	GAGG(Ce) カロリメータでの $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積.	88

第 1 章

序論

第 1 章では、本研究の物理的背景とそれに対する実験的アプローチ、本研究の目的について述べる。はじめに、1.1 節では、Ca アイソトープの電荷半径の中性子数依存性を取り上げて、Ca の原子核半径の特徴について紹介する。 ^{52}Ca , ^{54}Ca のような中性子過剰なアイソトープでは、新しい魔法数 $N = 32, 34$ が出現すること、中性子のスキン構造が発達していることに注目する。1.2 節では、無限核子系である核物質の状態方程式についてまとめた。核物質の状態方程式のパラメータの 1 つである傾きパラメータが、原子核の中性子スキン厚と強く関係していることに言及する。1.3 節では、中性子スキン厚を測定する手法の 1 つである陽子弾性散乱測定 (ESPRI プロジェクト) について、その歴史的な経緯も含めて述べられている。最後に、本研究の動機と目的について 1.4 節で述べる。

1.1 Ca アイソトープの半径と核構造

本節では、核構造の観点から本研究で対象とする Ca ($Z = 20$) のアイソトープ (同位体) の特徴を紹介する。以下では、Ca アイソトープの電荷半径、中性子魔法数、中性子スキン厚の 3 つの物理量に注目して議論を進める。

1.1.1 Ca アイソトープの電荷半径の N 依存性

原子核の電荷半径 R_{ch} は、核内の電荷分布 ρ_{ch} の 2 次のモーメントで定義される。つまり、

$$R_{\text{ch}} \equiv \sqrt{\frac{\int \rho_{\text{ch}}(r) r^2 d\mathbf{r}}{\int \rho_{\text{ch}}(r) d\mathbf{r}}}, \quad (1.1)$$

である。ここで、 r は原子核の中心からの距離である。 R_{ch} は、その定義から平均自乗半径 (RMS 半径) と呼ばれることもある。多くの原子核では、 R_{ch} は質量数 A について単調に増加する。図 1.1 は、 ^2He から ^{96}Cm までの原子核における、中性子数 N に対する R_{ch} (実験値) の変化のプロットである [1]。ほとんどの中重原子核では、 A の偶奇の差による多少のふらつきはあるものの、概ね A の増加に伴い R_{ch} は増加していることが分かる。

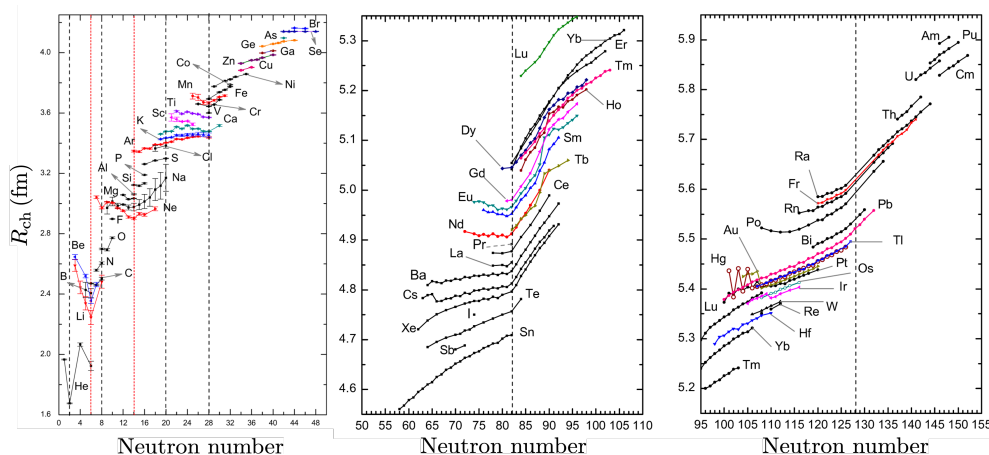


図 1.1: ${}^2\text{He}$ から ${}^{96}\text{Cm}$ までの原子核における, R_{ch} (実験値) の中性子数 N 依存性 [1].

しかし, 中重核領域の原子核の 1 つである Ca ($Z = 20$) の電荷半径の N 依存性に注目すると, そこには他の陽子数 Z の原子核とは異なる特徴的なふるまいが見られる. Ca アイソトープの電荷半径は, レーザー分光を利用した測定により, 高い精度で実験的に決定されている [2, 3]. 図 1.2 の黒丸は, Ca アイソトープ (${}^{39}\text{Ca}$ から ${}^{52}\text{Ca}$ まで) の R_{ch} を示している [2].

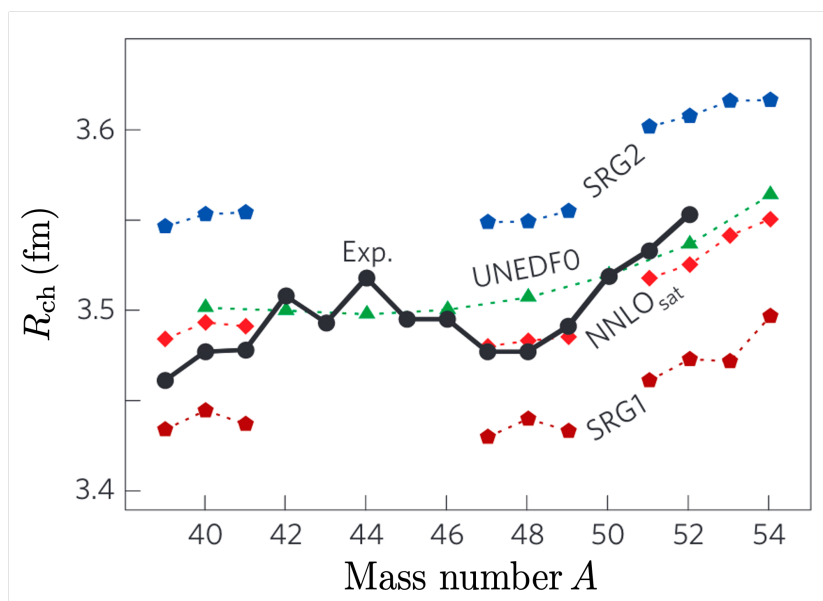


図 1.2: アイソトープシフトを用いたレーザー分光により測定された ${}^{39}\text{Ca}$ から ${}^{52}\text{Ca}$ までの電荷半径 R_{ch} の A 依存性 (黒丸) [2].

Ca アイソトープの R_{ch} の特徴として, $40 \leq A \leq 48$ の Arc 構造が挙げられる. 2 つの二重魔法核 ${}^{40}\text{Ca}$ と ${}^{48}\text{Ca}$ で R_{ch} がほぼ一致し, その間の $40 < A < 48$ のアイソトープの R_{ch} が大きくなっていることが分かる. この R_{ch} の変化を, ここでは Arc 構造と呼ぶことにする. $A = 43, 45$ での

R_{ch} の減少は, A の偶奇による核子相関の変化によるものと考えられている. 多くの理論計算では, $R_{\text{ch}}(A = 40) = R_{\text{ch}}(A = 48)$ は説明できているが, Arc 構造を再現する理論計算はまだ存在しておらず, なぜ Arc 構造が出現するかは解明されていない.

電荷半径の特徴的なふるまいとしては, $A \geq 48$ での R_{ch} の急激な増加が挙げられる. この中性子過剰側での R_{ch} の急激な増加の起源については, 系統的な説明はいまだになされていない. さらに, R_{ch} の大きい勾配は, 第一原理 (ab initio) 計算だけでなく, Skyrme 相互作用を用いた平均場計算や相対論的な平均場計算でも再現されていない.

1.1.2 ^{52}Ca , ^{54}Ca で現れる新しい魔法数 $N = 32, 34$

M. G. Mayer と J. H. D. Jensen によって, 1949 年に提案された殻模型と魔法数は, 複雑な多体系である原子核の構造を決める基本的な概念である [4]. Mayer と Jensen の魔法数 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 は, 安定核で成り立っていることが確かめられている. 以下では, Mayer と Jensen の魔法数を古典的魔法数と呼ぶ. Ca の $Z = 20$ は, 古典的魔法数であり, さらに $^{40}\text{Ca}(N = 20)$ と $^{48}\text{Ca}(N = 28)$ は, N も魔法数であるため, $^{40, 48}\text{Ca}$ は二重魔法核と呼ばれる.

古典的魔法数は地球上に存在する安定核では成り立つことが分かっているが, 陽子数 Z に対して中性子数 N が少ない, もしくは多いエキゾチック原子核でそれが成り立つかは自明ではない. エキゾチック原子核は寿命が短いために, 実験的にその構造を調べるのが難しい. しかし, 近年の研究により, 中性子過剰な不安定核である ^{52}Ca と ^{54}Ca では, 新しい魔法数 $N = 32, 34$ が現れることが明らかになった [5, 6]. これらは, 古典的魔法数には現れない新しい魔法数であり, 中性子過剰な領域においてのみ出現するものと考えられている.

中性子過剰な Ca での新しい魔法数 $N = 32, 34$ の出現は, 核内で 2 つの核子の間にはたらくテンソル力の寄与によるものと考えられている [7, 8]. テンソル力は 2 つの核子のスピンの向きが同じ方向を向いたときにはたらく力であり, 2 つの核子がスピンの向きと同じ方向にずれていれば引力, 直角方向にずれていれば斥力を及ぼす (図 1.3) .

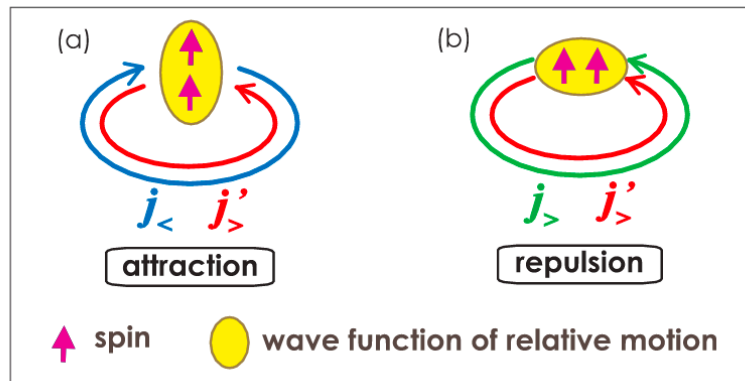


図 1.3: テンソル力の概念図 [8].

第 1. 序論

図 1.4 は, $N = 34$ のアイソトーン ^{60}Fe , ^{58}Cr , ^{56}Ti , ^{54}Ca の中性子の最外殻の一粒子軌道エネルギーの変化を表す概念図である. 陽子 $f_{7/2}$ 軌道に入る陽子数が少なくなるにつれて, 陽子 $f_{7/2}$ 軌道と中性子 $f_{7/2}$ 軌道の間にはたらく引力のテンソル力が弱まり, 中性子 $f_{7/2}$ 軌道の準位が相対的に上昇する. この結果, 中性子 $f_{7/2}$ 軌道は中性子 $p_{1/2}$ 軌道より高い準位になり, 新しい魔法数 $N = 32, 34$ が現れる.

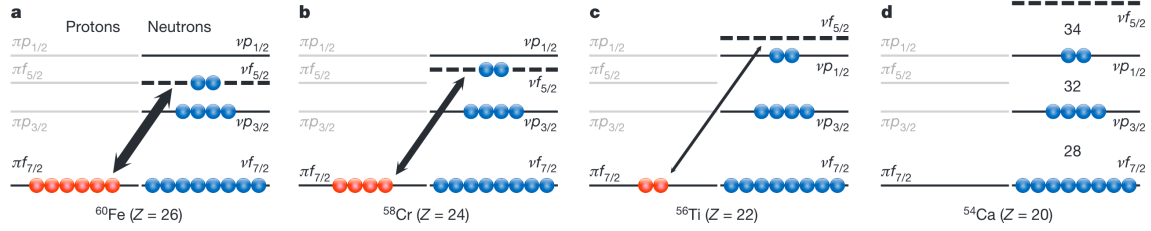


図 1.4: $N = 34$ のアイソトーン (a) ^{60}Fe , (b) ^{58}Cr , (c) ^{56}Ti , (d) ^{54}Ca における中性子の一粒子軌道エネルギーの変化 [6].

1.1.3 中性子過剰な Ca の中性子スキン厚

1.1.3 項では, 中性子過剰な Ca アイソトープの中性子スキン構造について議論する. M. Tanaka *et al.* は, $^{42-51}\text{Ca}$ の全反応断面積を測定し, その結果から物質半径 R_m と中性子スキン厚 δR_{np} を求めた [9]. 原子核の物質半径とは, 中性子密度分布 ρ_n と陽子密度分布 ρ_p が与えられたときに,

$$\rho_m \equiv \rho_n + \rho_p, \quad (1.2)$$

で定義される密度 ρ_m の平均二乗半径

$$R_m \equiv \sqrt{\frac{\int \rho_m(r) r^2 dr}{\int \rho_m(r) dr}}, \quad (1.3)$$

である.

この R_m を測定した全反応断面積から求めてから, 既知の電荷半径 R_{ch} を利用して, 中性子スキン厚 δR_{np} を求めている. 図 1.5 の赤丸は, 全反応断面積による $^{42-51}\text{Ca}$ の物質半径 R_m の N 依存性を表している. 黒十字は, [2] の電荷半径から算出した陽子密度半径 R_p である. $N > 28$ では, R_m が陽子密度半径に比べて大きく発達していることが分かる. これは, 原子核の表面付近で中性子分布が広がっていることを意味する. 実際に, R_m と R_p から求められる中性子スキン厚 $\delta R_{np} \equiv R_n - R_p$ も, $N > 28$ の領域で発達している (図 1.6). 測定された ^{51}Ca の δR_{np} の誤差は大きいものの, これらの結果は中性子過剰側で Ca の中性子スキン構造が発達していることを示唆していて, さらに中性子数が増えた $^{52, 54}\text{Ca}$ でも, 中性子スキン厚が大きいことが予想されている.

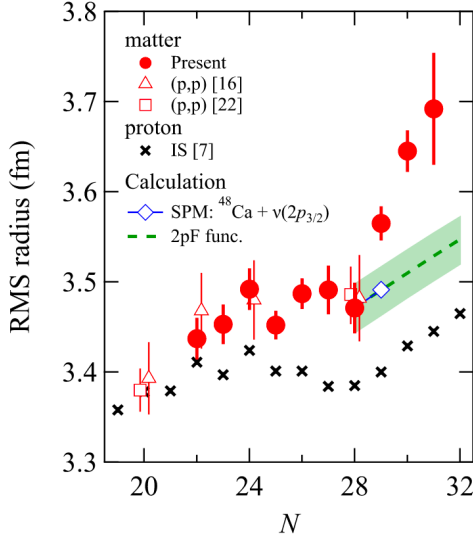


図 1.5: Ca アイソトープの物質半径 R_m の N 依存性 [9].

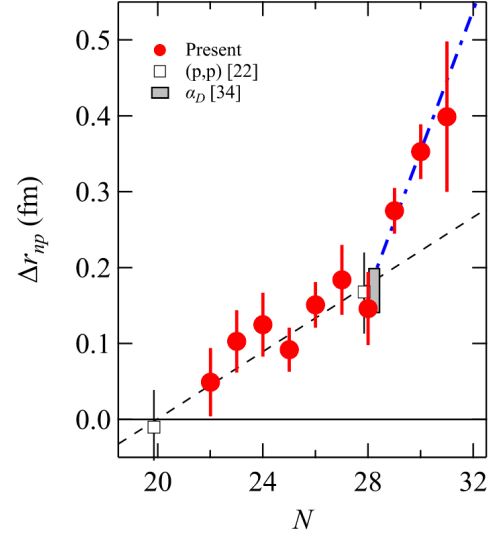


図 1.6: Ca アイソトープの中性子スキン厚 δR_{np} の N 依存性 [9].

本節で述べた Ca アイソトープの電荷半径, 新しい魔法数, 中性子スキン厚の特徴は, Ca アイソトープの核構造の特異性を示唆している. ただ, その起源については未だに解明されていない部分が多い. 多くの Ca アイソトープでは電荷半径や中性子スキン厚などは実験的に測られているが, 核子密度分布については $^{40,48}\text{Ca}$ [10] を除いて未だに測定されていない. このような核子密度分布の情報は, Ca アイソトープの核構造の理解を深める上で重要である. $^{40,48}\text{Ca}$ 以外の Ca アイソトープの核子密度分布が決定されれば, より詳細な Ca の核構造の議論が可能になると期待される.

1.2 核物質の状態方程式と中性子スキン厚

1.2.1 核物質の状態方程式

熱力学的な平衡状態において, 系の状態のみに依存し, その状態に至る過去の遍歴や経路に依らない巨視的な物理量を状態量と呼ぶ. 熱力学の代表的な状態量としては, 温度や圧力, 体積などが挙げられる. ある状態量を他の状態量の関数として表した関係式は状態方程式と呼ばれる. このような状態方程式は, 有限個または無限個の核子が集まったもの (核物質) に対しても考えることができる. 特に, 核子 1 つあたりのエネルギー $\mathcal{E}$ を, 中性子および陽子の密度 ρ_n, ρ_p の関数として表したものを, 核物質の状態方程式と呼ぶ.

核物質の状態方程式は, 慣例的に核子密度 $\rho \equiv \rho_n + \rho_p$ とアイソスピン非対称度 $\delta \equiv \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ を用いることが多い. 地球上に安定に存在する原子核は, 概ね $\delta \sim 0$, つまり $\rho_n = \rho_p$ とみなすことができ, $\delta = 0$ を満たす核物質を対称核物質と呼ぶ. 一方で, $\delta \sim 1$, つまり $\rho_p \sim 0$ である核物質は中性子核物質と呼ばれ, 中性子星はそのような中性子核物質で構成されていると考えられている.

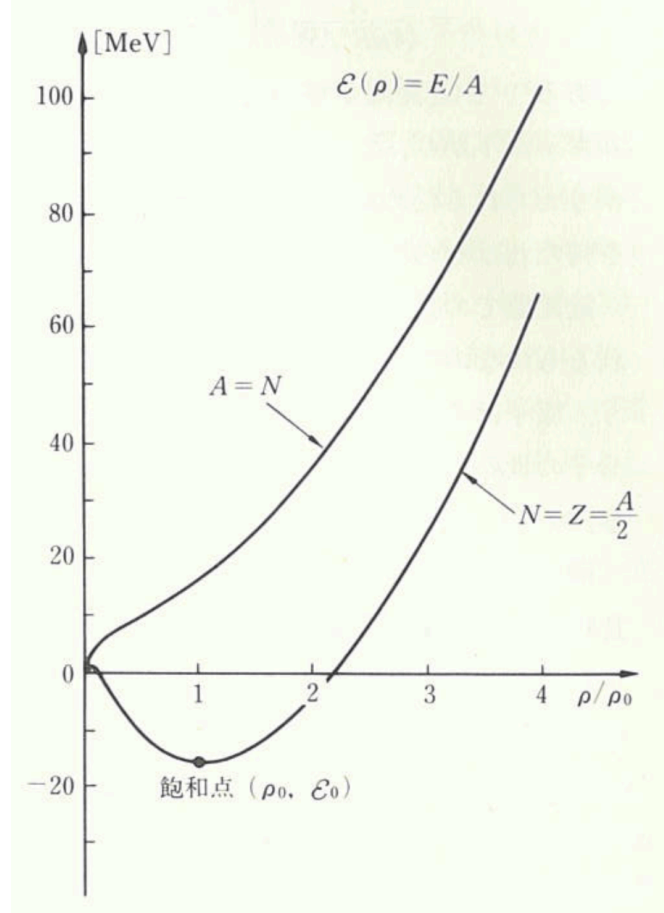


図 1.7: 対称核物質および中性子核物質のエネルギーの密度変化のイメージ図 [11]. 実際の状態方程式は, 図のように正確に決まっているわけではない.

核子 1 つあたりの (クーロン力を除いた) エネルギー $\mathcal{E}$ を, $\delta = 0$ の周りでテイラー展開すると,

$$\mathcal{E}(\rho, \delta) = \mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0) + S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4), \quad (1.4)$$

と書ける. ここで, $\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0)$ は対称核物質 ($\delta = 0$) のエネルギー, $S(\rho)$ は対称エネルギーと呼ばれる. δ の奇数次の項が現れないのは, 原子核におけるアイソスピン対称性を仮定しているからである. つまり, nn 系と pp 系ではたらく (クーロン力を除いた) 核力が等しいと仮定し, $\delta \rightarrow -\delta$ の変換に対して $\mathcal{E}$ が変化しないものとしている.

図 1.7 は, 対称核物質および中性子核物質のエネルギーの密度変化を示している.

対称核物質のエネルギー $\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0)$ を $\rho = \rho_0$ の周りでテイラー展開すると,

$$\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0) = \mathcal{E}_0 + \frac{K_0}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \mathcal{O}\left((\rho - \rho_0)^3\right), \quad (1.5)$$

と書ける. $\rho - \rho_0$ の 1 次の項が現れないのは, 経験的に $\rho = \rho_0$ で $\mathcal{E}$ が極小をとりエネルギー的に安定であることが分かっているためである. 言い換えると, $\mathcal{E}$ の 1 次の係数が 0 であるときの核子

第 1. 序論

密度 ρ_0 を飽和密度と定義して、そのときのエネルギー $\mathcal{E}_0$ を飽和エネルギーと呼ぶ。また、 $\rho - \rho_0$ の 2 次の係数の K_0 は非圧縮率 (Incompressibility) と呼ばれる量である。

また、式 (1.4) の対称エネルギー $S(\rho)$ についても、 $\rho = \rho_0$ の周りでテイラー展開することができる。

$$S(\rho) = J + \frac{L}{3\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{K_{\text{sym}}}{18\rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2 + \mathcal{O}\left((\rho - \rho_0)^3\right) \quad (1.6)$$

展開係数 J , L , K_{sym} は中性子核物質における状態方程式の形を決める重要なパラメータである。 L , K_{sym} はそれぞれ傾きパラメータ (Slope parameter), 曲率パラメータ (Curvature parameter) と呼ばれ、高密度核物質 ($\rho \gg \rho_0$) での状態方程式の決定に欠かせない物理量である。 L と K_{sym} は中性子核物質の内部圧力と関連があると考えられている。例えば、中性子核物質の 1 つである中性子星の半径と質量は、内部圧力と自己重力のつり合いから決まるため、 L や K_{sym} の値によって中性子星の半径と質量の関係が大きく変わることが知られている。図 1.8 に、異なる L の値を持つ状態方程式による中性子星の半径と質量の関係を示す [12]。この理論計算の結果によると、 L が大きいほど中性子星の半径が大きくなることが分かる。これは、定性的には中性子星の内部圧力が大きくなることで、中性子星が「硬く」なっていることを意味している。そのような理由で、 L が大きいとき「状態方程式が硬い」といい、反対に L が小さいとき「状態方程式が柔らかい」と表現することがある。

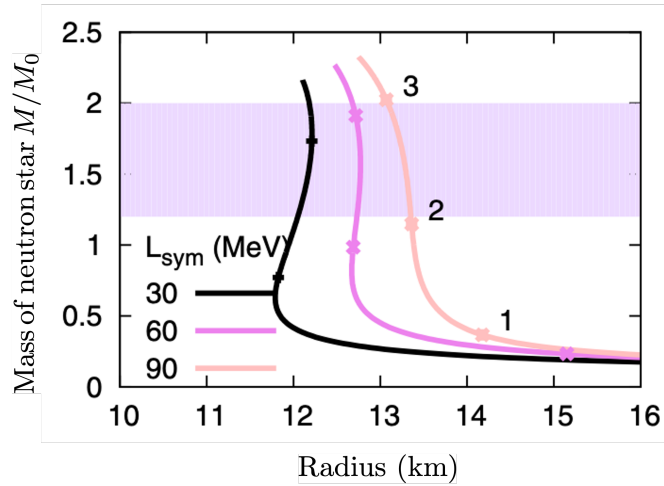


図 1.8: 異なる L や K_{sym} の値を持つ状態方程式による中性子星の半径と質量の関係 [12].

また, $\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0)$, $S(\rho)$ のそれぞれの展開係数は,

$$\mathcal{E}_0 \equiv \mathcal{E}(\rho = \rho_0, \delta = 0) \quad (1.7)$$

$$K_0 \equiv 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 \mathcal{E}_{\text{SNM}}}{d\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} \quad (1.8)$$

$$J \equiv \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \delta^2} \right|_{\rho=\rho_0, \delta=0} \quad (1.9)$$

$$L \equiv 3\rho_0 \left. \frac{dS}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_0} \quad (1.10)$$

$$K_{\text{sym}} \equiv 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 S}{d\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0}, \quad (1.11)$$

で定義される.

1.2.2 EoS パラメータの実験的制限

ここでは, $\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0)$ や $S(\rho)$ の各パラメータが, 実験的にどこまで制限されているかを簡単にまとめる.

対称核物質のエネルギー $\mathcal{E}_{\text{SNM}}(\rho, \delta = 0)$

■Weizsäcker-Bethe の質量公式

対称核物質の飽和エネルギー $\mathcal{E}_0$ は, 液滴模型に基づいて安定核の質量の実験値を再現する Weizsäcker-Bethe の質量公式 (1.12)[13, 14] から求められる.

$$-E_B = -a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta_p(A) \quad (1.12)$$

$$\delta_p(A) = \begin{cases} a_p A^{-1/2} & (\text{偶偶核}) \\ 0 & (\text{偶奇核}) \\ -a_p A^{-1/2} & (\text{奇奇核}) \end{cases} \quad (1.13)$$

ただし, E_B は安定核の結合エネルギー, A, N, Z , はそれぞれ質量数, 中性子数, 陽子数, a_v, a_s, a_c, a_a, a_p は実験値から決定される定数である. 無限核子系 ($A \rightarrow \infty$) での核子 1 個あたりの結合エネルギーは,

$$-E_B/A = -a_v + a_a \left(\frac{N - Z}{A} \right), \quad (1.14)$$

と書ける. ただし, 核力由来の結合エネルギーのみを考えているため, クーロンエネルギーは式 (1.14) から除外した. $\mathcal{E}_0$ は, 質量公式 (1.12) の a_v 項に対応し, 安定核の質量 [15] と電荷分布 [16] の実験データからかなりよい制限が与えられている. その結果, $\mathcal{E}_0 = -16 \pm 1 \text{ MeV}$, $\rho_0 = 0.14\text{--}0.17 \text{ fm}^{-3}$ であることが分かっている.

■巨大共鳴による K_0 の制限

非圧縮率 K_0 については, Zr, Sn, Pb のアイソスカラー巨大単極子共鳴 (ISGMR) やアイソスカラー巨大双極子共鳴 (ISGDR) の測定から K_0 を決定しようという試みがある. [17] では, ISGMR や ISGDR の実験結果から, ハートリー-フォック計算と乱雑位相近似に基づいて K_0 を求めている. その結果, Sn アイソトープの励起状態の ISGMR の測定から, 非圧縮率に対して $K_0 = 240 \pm 10 \text{ MeV}$ という制限がかけられている [18, 19].

対称エネルギー $S(\rho)$

■重イオン衝突実験による制限

Au + Au や Sn + Sn のような重イオン衝突 (HIC) により実験的に高密度領域を作ることで, 核物質の状態方程式のパラメータを制限しようとする試みがある. 高密度状態の輸送模型計算に状態方程式のパラメータが必要であるので, HIC の実験結果と輸送模型計算を比較することで, 状態方程式に制限を与えようとしている. この戦略により, 対称核物質については $\mathcal{E}_{\text{SNM}}$ に対して, $2\rho_0 \leq \rho \leq 5\rho_0$ の密度領域で制限を与えることに成功している [20].

また, アメリカ国立超伝導サイクロトロン研究所 (NSCL) で, 50 MeV/nucleon における $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ と $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ の衝突実験が行われた [21]. この研究では, $S(\rho)$ を反映するとされている Isospin diffusion という観測量に着目して, 状態方程式に制限を与えようとしている [22, 23]. その結果, 図 1.9 のように (L, J) 平面内で制限が加えられている [24]. ただ, HIC による状態方程式へのアプローチには輸送模型のモデル依存性があり, $S(\rho)$ のそれぞれの展開係数の強い制限には至っていないのが実情である.

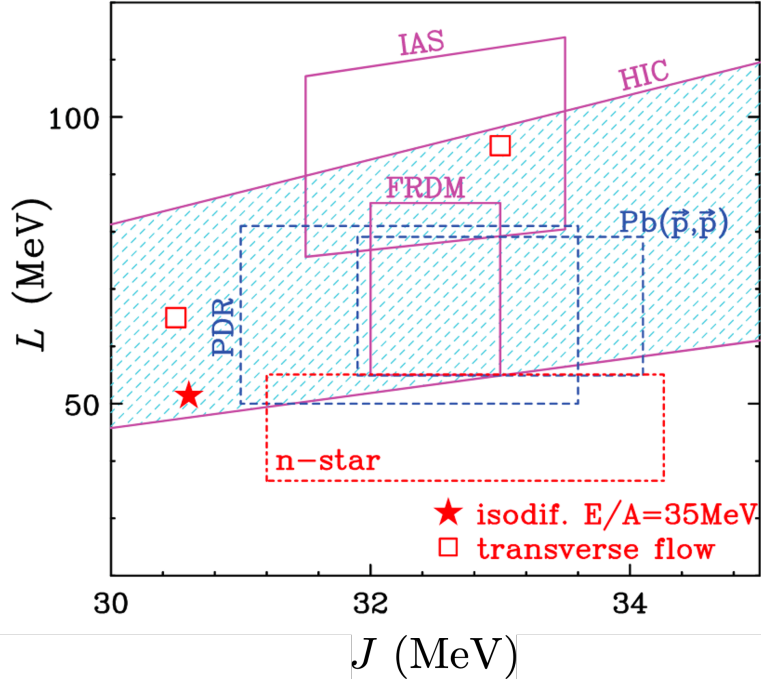


図 1.9: 複数の異なる実験におけるパラメータ (L, J) の制限 [24].

1.2.3 対称エネルギーと中性子スキン厚

重い安定核では, 中性子密度半径 R_n が陽子密度半径 R_p よりも大きくなることが知られている. これは, 原子核表面で中性子分布が陽子分布よりも外側に広がっていることを意味し, この構造は中性子スキンと呼ばれる. R_n と R_p の差 δR_{np} は中性子スキン厚と呼ばれ, 中性子スキンの大きさを表す物理量である. つまり,

$$\delta R_{np} \equiv R_n - R_p. \quad (1.15)$$

ただし, 中性子 (陽子) 密度半径 $R_{n(p)}$ は, 中性子 (陽子) 密度分布 $\rho_{n(p)}(r)$ を使って,

$$R_{n(p)} \equiv \sqrt{\frac{\int \rho_{n(p)}(r) r^2 dr}{\int \rho_{n(p)}(r) dr}}, \quad (1.16)$$

と定義される平均二乗半径 (RMS 半径) である.

^{208}Pb や ^{132}Sn などの重い安定核では, 陽子間にはたらくクーロン力の影響で, 中性子数 N は陽子数 Z よりも多くなっている. このアイソスピンの非対称性に由来する対称エネルギー $S(\rho)$ による圧力が, 中性子スキン厚を発達させていると考えられている. 特に, $S(\rho)$ の $\rho - \rho_0$ の 1 次の係数である傾きパラメータ L は, 中性子スキン厚と関連があるとされている.

ここで, 傾きパラメータ L と核物質の圧力 P の関係をまとめる. 核物質の状態方程式 (1.4) に式

(1.5), (1.6) を代入して, $\delta, (\rho - \rho_0)$ の 2 次まで残すと,

$$\mathcal{E}(\rho, \delta) = \left[\mathcal{E}_0 + \frac{K_0}{18\rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2 \right] + \left[J + \frac{L}{3\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{K_{\text{sym}}}{18\rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2 \right] \delta^2, \quad (1.17)$$

となる. 系の体積を V とすると, 式 (1.17) と熱力学関係式より, 飽和密度 $\rho = \rho_0$ における圧力 P_0 は

$$\begin{aligned} P_0 &= - \left. \frac{\partial(\mathcal{E}A)}{\partial V} \right|_{\rho=\rho_0} \\ &= \rho^2 \left. \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} \\ &= \frac{\delta^2 \rho_0}{3} L, \end{aligned} \quad (1.18)$$

のように, P_0 が L に比例することが分かる. よって, L は飽和密度付近の核物質の圧力 $P \sim P_0$ を決定するパラメータであり, このアイソスピン非対称性による圧力が中性子スキン構造の発達に寄与していると考えられている.

相対論的・非相対論的な有効相互作用を用いた平均場計算によると, 中性子スキン厚 δR_{np} と傾きパラメータ L の間には, 強い線形相関があることが分かっている [25–28]. 図 1.10 は, ^{208}Pb の中性子スキン厚 δR_{np} と傾きパラメータ L の関係を示している [29]. 特に, ^{208}Pb や ^{132}Sn などの重い二重魔法核では, 中性子スキン厚と L の間に強い線形相関があることが分かっている. これらの安定核では δR_{np} の測定により L を決定しようとする試みが行われている. このように, 中性子スキン厚 δR_{np} による対称エネルギー $S(\rho)$ の制限は, 非対称核物質の状態方程式を決定する上での重要なアプローチの 1 つである.

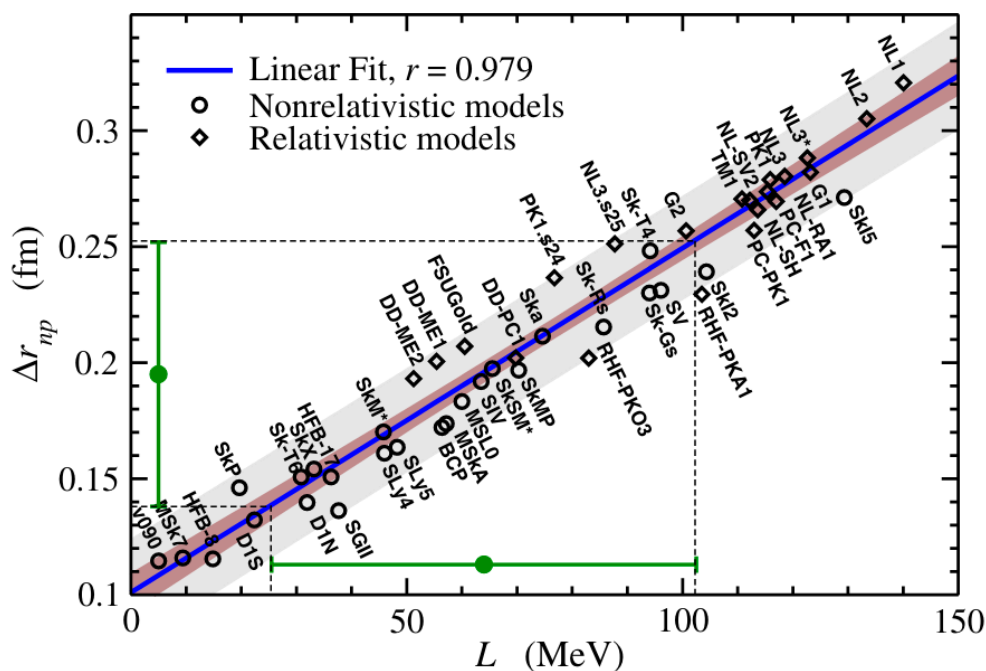


図 1.10: 現象論的な相互作用を用いた相対論的・非相対論的平均場計算による, ^{208}Pb における中性子スキン厚と傾きパラメータ L の関係 [29].

中性子スキン厚と L の線形相関は, 重い原子核だけでなく Ca のような中間質量原子核でも見られる特徴である. 二重魔法核である ^{48}Ca では, ^{208}Pb や ^{132}Sn ほどの強い相関は見られないものの, 中性子スキン厚と L の間には線形相関があることが知られている. また, Ca などの中間質量原子核では, 二体力や三体力などの核力をもとに多体系の核構造を計算する第一原理計算 [30] (図 1.11) との比較が可能である. 実験的に求めた密度分布と第一原理計算の結果を比較することで現実的な核力の検証が可能であるため, ^{48}Ca などの中間質量原子核での中性子スキン厚の測定も盛んに行われている.

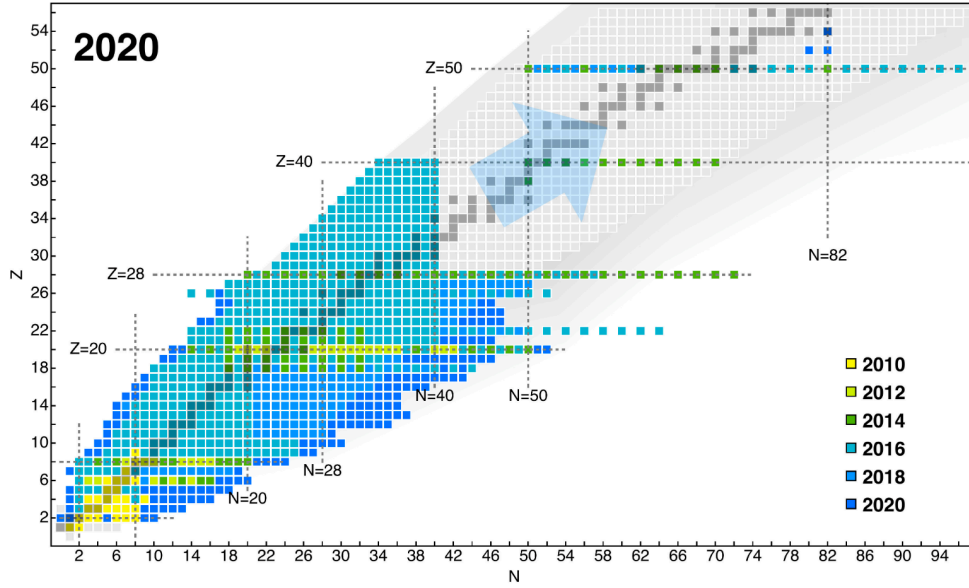


図 1.11: 核図表で第一原理計算による原子核構造計算が可能となっている領域 (2020 年現在) [30].

1.3 陽子弾性散乱による中性子スキン厚の決定

本節では、核物質の状態方程式へのアプローチとして、私たちのグループが取り組んでいる陽子弾性散乱による中性子スキン厚測定について述べる。まず、安定核での陽子弾性散乱から核子密度分布を導出する手法について説明する。次に、本研究の研究手法である逆運動学を用いた不安定核に対する陽子弾性散乱測定 (ESPRI プロジェクト) を紹介する。

1.3.1 安定核の中性子スキン厚測定

1.2 節で導入した中性子スキン厚は、中性子密度半径と陽子密度半径の差で定義される。つまり、原子核内の核子密度分布、もしくはその平均二乗半径が決定できれば、中性子スキン厚を求めることができる。ここでは、安定核の中性子スキン厚を決める実験的手法を説明する。

安定核の陽子密度分布 ρ_p は、電子散乱により原子核の電荷分布測定から高い精度で決定されている。これは電子と原子核の相互作用が電磁相互作用で記述でき、その反応機構がすでに確立されているからである。実際に、多くの安定核の電荷分布 $\rho_{ch}(r)$ は、電子散乱により求められている。核子のうち陽子のみが電荷をもつため、既知の $\rho_{ch}(r)$ から陽子密度分布 $\rho_p(r)$ を高精度で決定できる。

しかし、電荷をもたない中性子に対しては、電子散乱による測定は非常に困難である。安定核の中性子密度分布 $\rho_n(r)$ を電子散乱から求める理論的検証は行われている [31] が、実験的手法はまだ確立されていない。そのため、安定核の中性子密度分布 $\rho_n(r)$ や中性子密度半径 R_n は、別の方法で決定する必要がある。ここでは、 $\rho_n(r)$ や R_n を決めるために確立されている代表的な 2 つの手法、

1) 弱い相互作用に基づく電子散乱, そして本研究で採用した手法である 2) 強い相互作用による陽子弾性散乱を紹介する.

(1) 弱い相互作用に基づく電子散乱

電弱相互作用を用いた ^{208}Pb 核半径測定実験 (PREX)[32, 33] や ^{48}Ca 核半径測定実験 (CREX)[34] は, 中性子分布を決定する強力なプローブの 1 つである. PREX や CREX では, 弱い相互作用による電子散乱から, 核内の弱電荷分布を測定している. 弱電荷分布は, 核内の中性子分布によってほとんど決まっているので, 測定した弱電荷分布から中性子分布を抽出しようとする戦略である. 弱い相互作用の反応機構は後述する強い相互作用に比べて不定性が小さいため, モデルに依存しない手法で中性子分布を決定できるのが, PREX や CREX の強みである. 具体的には, パリティ対称性の破れによる散乱の非対称度測定から, 電子散乱の内の弱い相互作用の寄与のみを抽出している. その結果, 中性子スキン厚は, ^{208}Pb では $\delta R_{np} = 0.278 \pm 0.078$ (実験誤差) ± 0.012 (理論的不定性) fm, ^{48}Ca では $\delta R_{np} = 0.121 \pm 0.026$ (実験誤差) ± 0.024 (理論的不定性) fm と求められている. PREX や CREX は実験の統計誤差が大きく, また一つの散乱角 (運動量移行) でしか測定できていないために, 核構造を決める上でのモデルの不定性が大きいという問題が残っている. そのようなデメリットがあるものの, PREX, CREX は中性子スキン厚を比較的小さい理論的不定性で決定できるという観点で非常に強力なアプローチである.

(2) 強い相互作用による陽子弾性散乱

強い相互作用による中性子スキン厚へのアプローチとして, 安定核に対する陽子弾性散乱がある. 陽子弾性散乱は, 電子散乱に比べて散乱強度が大きいため, 強い相互作用による反応として古くから原子核物理学の研究対象とされてきた. 電子散乱が電磁相互作用をもとに陽子密度分布を決定したように, 強い相互作用による陽子弾性散乱から中性子密度分布を決めようとするのは自然な発想である. その中でも, 中間エネルギー (~ 300 MeV) での陽子弾性散乱は, 中性子密度分布の決定手法としてすでに確立されている強力なプローブである [10, 35–37]. 中間エネルギーでは, 核内の平均自由行程が最も大きくなるため原子核が「透明」になり, 原子核内部の情報を詳細に調べることができる (図 1.13). このエネルギー領域では, 反応機構が 1 段階過程で記述できるため, 入射陽子は核内で 1 回の散乱のみが起こると仮定して解析が行われる. 具体的には, 入射陽子と原子核内の核子が 1 回だけ相互作用すると仮定する相対論的インパルス近似 (Relativistic Impulse Approximation: RIA) 計算を反応の理論モデルとして用いている. Sakaguchi *et al.* は, 核内での核子相互作用が式 (1.19), (1.20) のように変化すると仮定した RIA 計算を行った [35]. この仮定では, 反応で交換する σ, ω メソンの結合定数 g と質量 m に, 核子密度分布 $\rho(r)$ に依存する項が導入されている. これは媒質効果と呼ばれ, 核子密度分布に依存する項の係数 a_i, b_i は, 陽子弾性散乱の

実験データから現象論的に決定される.

$$g^2 \longrightarrow g^{2*} = \frac{g^2}{1 + a_i \frac{\rho(r)}{\rho_0}} \quad (1.19)$$

$$m \longrightarrow m^* = m \left(1 + b_i \frac{\rho(r)}{\rho_0} \right) \quad (1.20)$$

ここで, 陽子弾性散乱による中性子密度分布決定に関する近年の研究成果を簡単にまとめる. Terashima *et al.* は ^{58}Ni の核子密度分布から, 媒質効果に現れる現象論的パラメータ a_j, b_j を決定した [36]. このパラメータを使った媒質効果を含めた RIA 計算により, Zenihiro *et al.* は ^{208}Pb の中性子密度分布を決定した [38]. この結果と電子散乱で測定された陽子密度分布から, 中性子スキン厚 $\delta R_{np} = 0.211^{+0.054}_{-0.063} \text{ fm}$ が求められた.

本項では, 安定核に対する中性子スキン厚測定手法として, 弱い相互作用に基づく電子散乱と強い相互作用に基づく陽子弾性散乱を紹介した. どちらの測定も, 安定核を対象とした実験であり, 中性子スキン厚の決定に成功している. さて中重原子核のスキン構造研究の次のステップとしては, 不安定核における中性子スキン厚の測定が挙げられるだろう. しかし, 一般に不安定核に対する散乱測定は, 安定核に比べて実験的に困難である. これは寿命が短い不安定核はすぐに β 崩壊してしまうので, 静止標的として用いることができないためである. 不安定核, とりわけ中性子過剰核では, 中性子スキン厚が安定核よりも発達することが予想されている. 中性子過剰核の中性子スキン厚が測定できれば, 状態方程式の対称エネルギー $S(\rho)$ に対するさらなる理解が進むことも期待される. 次項では, 不安定核に対する陽子弾性散乱測定の試みについて述べる.

1.3.2 ESPRI プロジェクト

不安定核は静止標的として用いることが困難であるため, 不安定核に対する陽子弾性散乱測定は, 安定核のそれとは異なる実験的アプローチが必要である. 不安定核の陽子弾性散乱では, 「入射粒子」である陽子を標的として静止させ, 陽子標的に不安定核ビーム (RI beam: Radioisotope beam) を入射させて散乱された陽子を測定する. これが不安定核に対する陽子弾性散乱測定の基本的なアイデアである. 私たちのグループでは, 本手法を用いて, RI ビームを用いた陽子弾性散乱 (ESPRI: Elastic Scattering of Protons with RI beams) 実験を行っている.

図 1.12 は, ESPRI グループが不安定核の陽子弾性散乱のために開発した装置の概要図である.

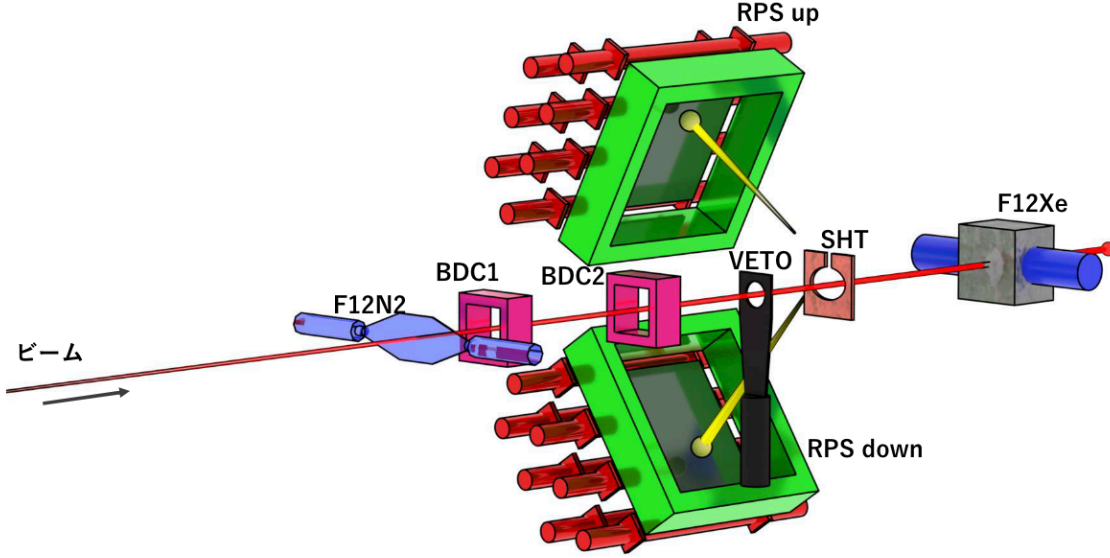


図 1.12: 既存の反跳陽子テレスコープ RPS(Recoil Proton Spectrometer) の概念図 [39].

不安定核における陽子・中性子密度分布の導出

1.3.1 項で述べた安定核に対する陽子弾性散乱測定では、安定核の電荷分布 $\rho_{ch}(r)$ が電子散乱により既知であることを前提としている。しかし、ESPRI プロジェクトが対象とする不安定核においては、ほとんどの核種において $\rho_{ch}(r)$ が測定できないため、陽子弾性散乱測定のみから陽子・中性子密度分布 $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ を決定する必要がある。私たちのグループはこの問題を克服するために、2つの異なる中間エネルギーにおける陽子弾性散乱から核子密度分布 $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ を導出する手法を確立した。これは、核子間 (NN) 相互作用のエネルギー依存性が、陽子-陽子間と陽子-中性子間で異なることに基づいている。図 1.13 に、自由空間における陽子-陽子散乱と陽子-中性子散乱の全断面積 σ_{pp} , σ_{np} の入射エネルギー依存性を示す [40]。 σ_{pp} が約 200 MeV で最小値をとるのに対して、 σ_{np} は約 300 MeV で最小値をとる。この振る舞いが原子核内でも現れると仮定すれば、核子あたり 200 MeV と 300 MeV の陽子散乱では、核子と原子核の相互作用にもエネルギー依存性が現れることが期待される。

ESPRI グループでは、このエネルギー依存性を利用した手法から、2つの異なるエネルギーでの ^{90}Zr 陽子弾性散乱の測定データから ^{90}Zr の核子密度分布 $\rho_p(r)$, $\rho_n(r)$ を求めることに成功している [37]。この手法で計算された ^{90}Zr の陽子密度分布は $R_p = 4.210 \pm 0.020 \text{ fm}$ であり、これは電子散乱などから求められた値 $R_p = 4.198 \pm 0.001 \text{ fm}$ [41] と誤差の範囲で一致している。2つのエネルギーの陽子弾性散乱から核子密度分布を求める手法により、不安定核に対する陽子・中性子密度分布および中性子スキン厚の決定が可能となった。

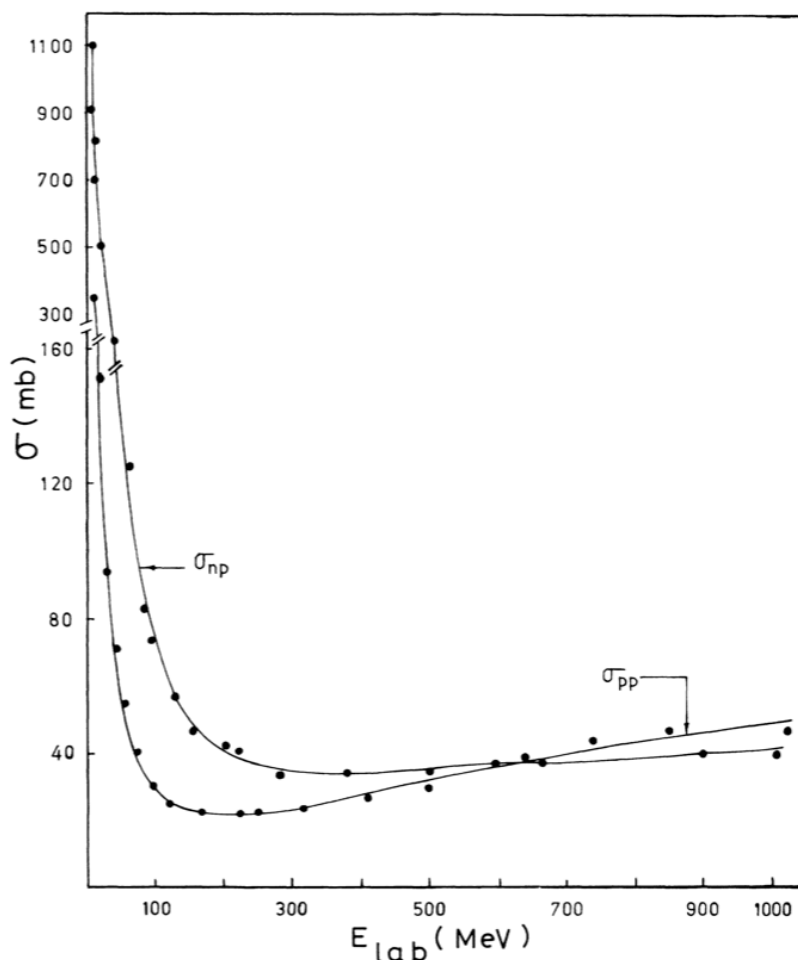


図 1.13: 自由空間における陽子-陽子散乱と陽子-中性子散乱の全断面積 σ_{pp} , σ_{np} のエネルギー依存性 [40].

1.3.3 ESPRI+ プロジェクト

不安定核の陽子弾性散乱の先駆けとなった ESPRI プロジェクトは、フラッグシップ実験として ^{132}Sn の測定に成功している [42]. ^{132}Sn は、アイソスピン非対称度が $\delta \equiv (N - Z)/A = 0.242$ であり、中性子スキン厚の発達が予想されている。また、 ^{132}Sn は陽子数 $Z = 50$, 中性子数 $N = 82$ の二重魔法核であるため、原子核構造のバルクな性質にアプローチできる理想的な核種の一つである。そのため、ESPRI プロジェクトのフラッグシップとして、 ^{132}Sn の陽子弾性散乱測定が理化学研究所 RIBF で行われた [42].

ESPRI プロジェクトの次のステップとして、よりアイソスピン非対称度 δ の大きい原子核への拡張が考えられる。より非対称度 δ の大きい核種としては、厚いスキン構造が期待される ^{54}Ca ($\delta = 0.259$) や ^{78}Ni ($\delta = 0.282$) が挙げられる。ただし、これらの核種は、現在の RI ビームの

技術では十分なビーム強度を得ることが難しい。そこで、私たちのグループでは、アイソスピン非対称度が高い核種の陽子弾性散乱のフラッグシップとして、中性子過剰な Ca アイソトープである ^{52}Ca の陽子弾性散乱測定を計画している。1.1 節で述べたように、 ^{52}Ca は二重魔法核である [5] 上に、中性子スキン厚が発達していることが予想されている [9]。 ^{52}Ca の中性子スキン厚の測定により、核物質状態方程式に関係する核構造のバルクな性質に対する新たな知見が得られることが期待される。また、Ca は中間質量原子核であるため、第一原理計算による構造計算が可能であるという利点もある。さらに、近傍の安定核の二重魔法核 $^{40,48}\text{Ca}$ の陽子・中性子密度分布がすでに測定されている [10] ため、それらの密度分布との比較が可能である。以上の理由から、ESPRI プロジェクトの次の拡張として、 ^{52}Ca の陽子弾性散乱測定による陽子・中性子密度分布の決定を目指している。

しかしながら、 ^{52}Ca のビーム強度は、従来の ESPRI プロジェクトで用いられたビーム核種に比べて 1/10 程度と非常に弱い。そのため、従来の検出器である RPS では、密度分布を求めるために必要な十分な収量を得ることは難しい。そこで私たちのグループは、 ^{52}Ca のようなビーム強度が弱い不安定核に対しても、十分な収量を測定できる新しい反跳陽子テレスコープを開発している。この逆運動学における新たな検出器を用いた陽子弾性散乱測定を ESPRI+ プロジェクトと名付け、 ^{52}Ca の密度分布および中性子スキン厚の決定を目指している。

1.4 本研究の目的

第 1 章の最終節として、本節では 1.1 節、1.2 節、1.3 節で述べた物理的、実験的な背景に基づいた本研究の動機と目的をまとめる。1.3.2 項で紹介した既存の反跳陽子検出器 RPS は、不安定核に対する陽子弾性散乱測定に成功しているものの、低い運動量移行領域においてはアクセプタンスが低いという問題がある。また、より中性子スキン厚が発達しているとされる中性子過剰核に対しては、RI ビームの強度が弱いために、RPS では収量が不足するという問題もある。そこで本グループでは、低い RI ビーム強度の不安定核に対しても高い収量を実現するために、新たな反跳陽子検出器を開発している (ESPRI+ プロジェクト)。ESPRI+ プロジェクトの物理的目標は、 ^{52}Ca の密度分布の決定であるが、そのためにまずは開発中の新検出器の性能評価を行うことが必要である。本研究では、従来の RPS と比較して立体角が大きく、また低運動量移行領域に対するアクセプタンスを向上させた新しい検出器 DELTA (DELta-e-e Telescope Array) を開発する。その性能評価として ^{50}Ca をはじめとした中重核領域の陽子弾性散乱測定を行い、弾性散乱イベントと非弾性散乱イベントの識別の指標となる励起エネルギー分解能を求めることを本研究の目的とする。DELTA に具体的に要請される性能は、第 2 章で DELTA の詳細に合わせて言及する。

また、中間エネルギー領域での ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積はまだ測定されていない。そこで、本研究では、新検出器 DELTA の性能評価と合わせて、 ^{50}Ca の陽子弾性散乱測定の $q \sim 1\text{fm}^{-1}$ 周辺での微分断面積の測定も行う。

以上をまとめると、

- 既存の反跳陽子検出器 RPS よりもアクセプタンスが大きく、低運動量移行領域の測定が可

能な新検出器 DELTA を開発する.

- 開発した新しい反跳陽子検出器 DELTA の性能評価を行う.
- 中間エネルギーでの ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積を測定する.

ことを本研究の目的とする.

第 2 章で本研究で開発した DELTA と, それを用いて行った陽子弾性散乱測定について述べる. 第 3 章では, 測定データの解析結果についてまとめ, ^{53}Sc 陽子散乱を用いた DELTA の性能評価と ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積の結果を示す. 最後に, 第 4 章で本研究のまとめと今後の展望を述べる.

第 2 章

実験

2024 年 5 月, 理化学研究所・仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリー (RIBF) において, 305 MeV/nucleon の ^{50}Ca 陽子弾性散乱の測定が行われた. 第 2 章では, ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積を測定するために行われた逆運動学実験について述べる. まず, 2.1 節で測定が行われた理化学研究所 RI Beam Factory (RIBF) について説明する. 2.2 節では, 本実験の ^{50}Ca ビーム生成の基本設定にも触れる. 2.4 節では, 本研究の実験の概要を述べる. RI ビームを測定するビームライン検出器 (Big RIPS 検出器を含む) と, 反応後の散乱陽子を測定する反跳粒子検出器 (DELTA) については, 2.5 節および 2.6 節でそれぞれ詳しく紹介する.

2.1 理化学研究所 RIBF について

理化学研究所・仁科加速器研究センターの重イオン加速器施設 RI ビームファクトリー (RIBF) [43, 44] は, 世界最高レベルの強度の放射性同位元素 (RI) ビームを生成する施設である. RIBF は, 重イオン加速器, 不安定核ビーム生成分離装置, およびその下流の様々な実験装置からなり, 低エネルギー原子核物理学に関する多くの研究が行われている. 図 2.1 に, RIBF のビームラインの概要図 [43] を示す. RIBF の重イオン加速器は, イオン源と入射加速器である線形加速器 RIRAC, AVF サイクロトロン, および加速用の 4 つのリングサイクロトロン RRC, fRC, IRC, SRC からなる. 特に, 後段の SRC (超伝導リングサイクロトロン) は, 大強度の重イオンビーム (ウランや亜鉛など) を 345 MeV/nucleon まで加速できる加速器である [45].

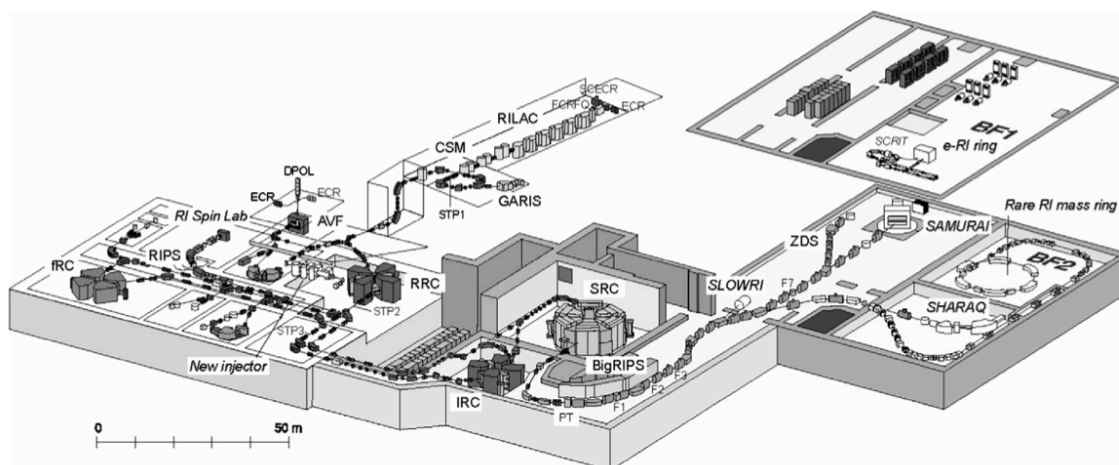


図 2.1: RI ビームファクトリーの加速器とビームラインの概要図（鳥瞰図）[43].

RIBF での不安定核ビームの生成・分離には, In-flight 法と呼ばれる方法が採用されている. In-flight 法とは, 重イオン加速器で加速されたビーム核を標的に照射して, 核破碎反応によって不安定核ビームを生成する方法である. SRC で最高 345 MeV/nucleon まで加速された重イオンビームは, 下流の超伝導不安定核ビーム生成分離装置 (BigRIPS) に送られる. BigRIPS には, 検出器や標的などを設置するための複数の焦点面が存在し, 上流側から F0, F1, F2, のように番号が振られている (図 2.2). 最初の焦点面である F0 に配置されている 2 次ビーム生成標的にビームが入射すると, 核破碎反応によって様々な種類の不安定核ビームが生成される. 生成された不安定核ビームは, 後段の分離電磁石や粒子検出器によって原子番号, 質量, 電荷, 運動量を識別し, さらに下流の実験装置に送り出される.

BigRIPS で行っている不安定核ビームの識別の詳細については, 2.2 節で本実験のビーム設定と合わせて述べる.

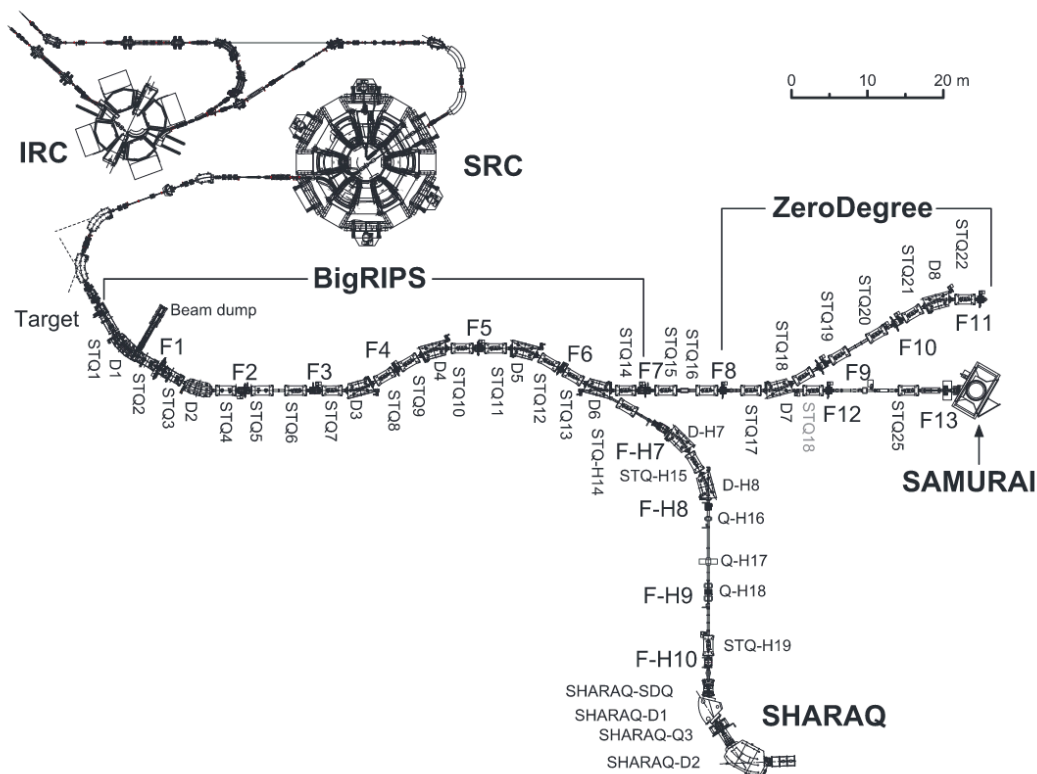


図 2.2: BigRIPS と下流の実験装置の概要図 [46].

2.2 本実験におけるビーム設定と BigRIPS のセットアップ

本節では、本実験における RI ビーム生成の設定と不安定核ビームの識別に用いた BigRIPS の検出器群の概要を説明する。ただし、弾性散乱のデータ解析に使うビームプロファイルの詳細（エネルギー、粒子の識別など）は、第 3 章でデータ解析の結果として述べる。2.2 節では、まず本測定での ^{50}Ca ビームの生成のセットアップを紹介し、次に BigRIPS の検出器群と RI ビームの識別の原理について説明する。

2.2.1 RI ビーム生成のセットアップ

本研究の目的核である Ca ($Z = 20$) や Sc ($Z = 21$) などの RI ビームの生成には、345 MeV/nucleon まで加速された ^{70}Zn を 1 次ビームとして利用した。 ^{70}Zn ビームを F0 の ^9Be 標的（2 次ビーム生成標的）に照射して、目的の ^{50}Ca や ^{53}Sc などの RI ビーム（2 次ビーム）を生成した。

F0 の ^9Be 標的や F1 の Al エネルギー減衰板の実際の厚さに合わせて、F1, F2, F7 のスリットの幅や分離電磁石の磁気剛性が調整された。本測定では、約 300 MeV/nucleon の ^{50}Ca と ^{53}Sc の

第 2. 実験

ビーム強度が最大となるように BigRIPS の調整が行われた. 表 2.1 に, 本実験での RI ビーム生成のセットアップを示す.

表 2.1: 本実験でのビームプロファイルの概要と BigRIPS のセットアップ.

設定	^{50}Ca , ^{53}Sc	
1 次ビーム	核種 エネルギー	^{70}Zn 345 MeV/nucleon
2 次ビーム生成標的	^9Be 5 mm	
エネルギー減衰板	F1	Al 3 mm
	F5	Empty (減衰板なし)
スリット幅	F1 (運動量分散焦点面)	(L) 21.5 mm, (R) 64.3 mm
	F2	(L) 6.1 mm, (R) 3.9 mm
	F5 (運動量分散焦点面)	(L) 110.0 mm, (R) 47.5 mm
	F7	(L) 6.9 mm, (R) 8.9 mm
分離電磁石の磁気剛性	D1	7.1700 Tm
	D2	6.9732 Tm
	D3, D4	6.9455 Tm
	D5, D6	6.9402 Tm
カクテルビーム	ビーム強度	約 140 kcps
2 次ビーム (^{50}Ca)	エネルギー (F12)	約 305 MeV/nucleon
	純度	約 20%
2 次ビーム (^{53}Sc)	エネルギー (F12)	約 300 MeV/nucleon
	純度	約 20%

詳細は 2.6 節で述べるが, 本測定ではポリエチレン (CH_2) を陽子弾性散乱測定の陽子標的として採用した. さらに背景事象の評価のために炭素 (C) 標的および Blank 標的 (標的なし) の 2 種類の標的セットアップも用意した. ここで, それぞれの標的セットアップでの測定時間を表 2.2 にまとめる. ただし, ^{50}Ca または ^{53}Sc ビームの標的照射数は, 表 2.1 のビーム強度と ^{50}Ca , ^{53}Sc の純度に基づいた概算である.

表 2.2: それぞれの標的セットアップでの測定時間.

標的	測定時間	^{50}Ca ビームの標的照射数 (概算)
ポリエチレン (CH_2)	8.7 h	8.8×10^8 個
炭素 (C)	1.8 h	1.8×10^8 個
Blank (標的なし)	0.17 h	—

2.2.2 BigRIPS での RI ビームの識別

F0 の ^9Be 標的で生成されたカクテルビームの質量, 電荷, 運動量の識別は, 主に BigRIPS の標準検出器 [47] によって行われた. 図 2.3 に, BigRIPS のビームラインの概要図と標準検出器の配置を示す. BigRIPS の検出器では, RI ビームは $\text{ToF} - B\rho - \Delta E$ 法によって同定される. RI ビームの飛行時間 (ToF) の測定には, F3, F7 に配置されたプラスチックシンチレーション検出器を用いた. ToF から求めたビームの速度 β と磁気剛性 $B\rho$ から, RI ビームの質量数と電荷の比 A/Q を同定することができる. また, 原子番号 Z の識別に利用する δE 検出器であるマルチサンプリングイオンチェンバー (MUSIC) は F7 に配置されている. ただし, 本測定の大強度のビームに対しては, MUSIC の応答速度は十分でないため, 本研究のビーム解析では F7 の MUSIC は使用しなかった. 原子番号の識別は, MUSIC の代わりに ESPRI のビームライン検出器である Xe シンチレーション検出器により行った (2.5 節). Xe シンチレーション検出器は反応後の残留核を測定するために設置したため, 厳密には入射ビームを測定しているわけではないが, 反応前後で Z が変化していないことを仮定して, 入射ビームの Z の同定に使用した. 以上の検出器を用いたビームの識別の結果は, 第 3 章でデータ解析の結果として説明する.

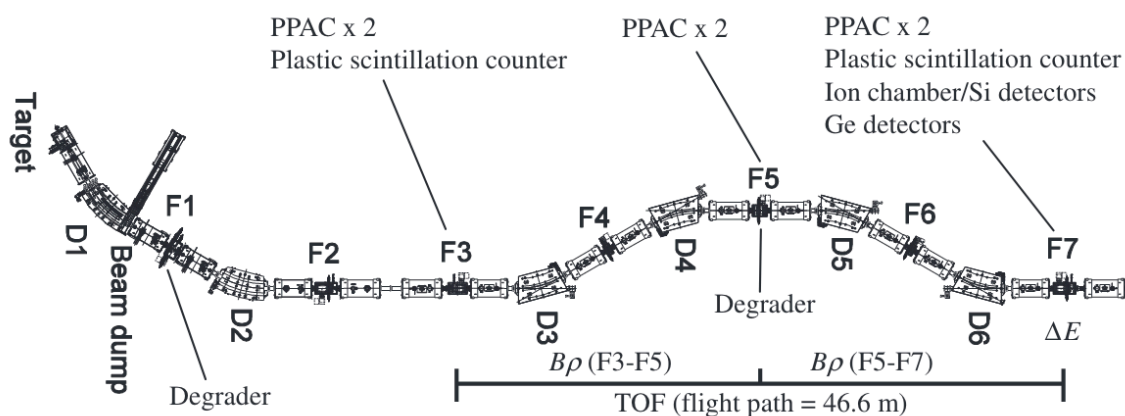


図 2.3: BigRIPS のビームラインの概要図と標準検出器の配置 [47].

2.3 陽子弾性散乱の運動学の概要

本節では、逆運動学における陽子弾性散乱の運動学について簡単に述べる。

2.3.1 逆運動学と順運動学

はじめに、逆運動学と順運動学の基本的な概念について説明する。多くの陽子散乱実験では、対象の原子核を静止標的として固定し、プローブとなる陽子ビームを衝突させることにより散乱実験が行われる。このような運動学は、順運動学 (normal kinematics) と呼ばれ、散乱された陽子の運動エネルギーや散乱角を測定することで、標的原子核の性質を調べることができる。順運動学における陽子弾性散乱の概念図を図 2.4 に示す。"normal"と呼ばれるのは、この手法が比較的容易に実施できるため、歴史的に多くの陽子散乱実験が行われてきたからである。しかし、順運動学では標的となる原子核が長寿命である必要があるため、対象となる原子核は安定核に限られてきた。したがって、不安定核に対しては順運動学に対しては別の手法が必要となる。

不安定核に対する散乱実験の一つとして、興味がある原子核をビームとして加速させる逆運動学 (inverse kinematics) がある。これは、プローブとなる陽子を静止標的として、それに不安定核ビームを照射することで、散乱された陽子 (反跳陽子) を検出する手法である。プローブと対象原子核の関係が逆転しているため、このような運動学のことを「逆」運動学と呼ぶ。図 2.5 に、逆運動学における陽子散乱の反応の概念図を示す。

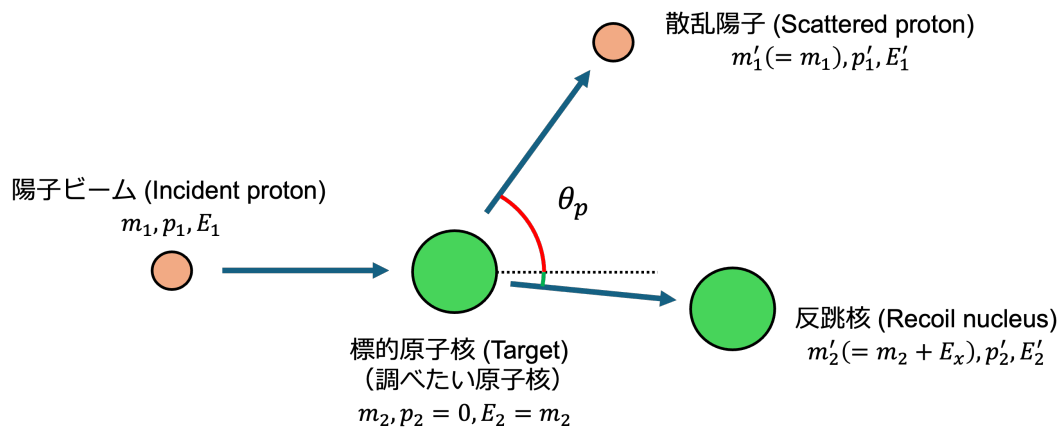


図 2.4: 順運動学における陽子弾性散乱の概念図.

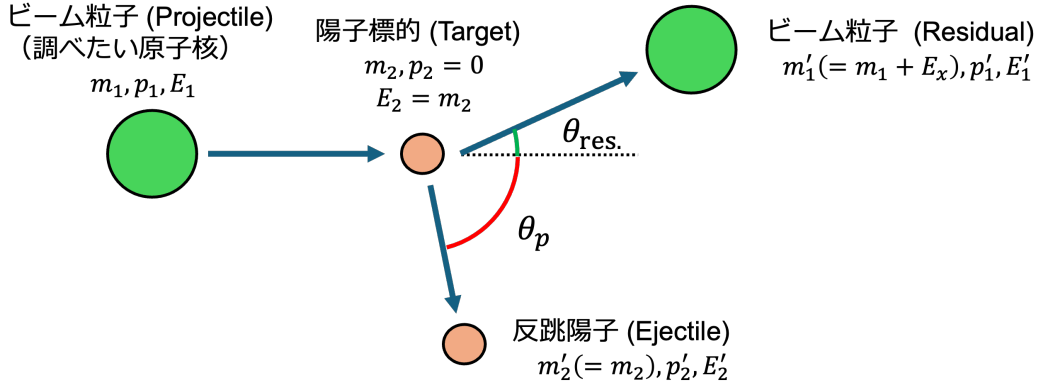


図 2.5: 逆運動学における陽子散乱の概念図. 残留核の励起エネルギー E_x を導入して, 非弾性散乱も含めた.

2.3.2 運動学的関係

陽子弾性散乱は二体の散乱であるため, そのエネルギーや散乱角などの運動学的関係は一意に決定される. 付録 A の式 (A.8), (A.9) より, 粒子の質量 m_i , m'_i ($i = 1, 2$), ビーム粒子の全エネルギー E_1 , 実験室系の反跳陽子の散乱角 θ_p , 反跳陽子の運動エネルギー T_p , 残留核の励起エネルギー E_x の間には以下の関係がある.

$$aT_p^2 + bT_p + c = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} a = (E_1 + m_2)^2 - \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ b = 2(E_1 + m_2) \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right) - 2m_2 \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ c = \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right)^2 \end{cases} \quad (2.2)$$

ただし, $\beta_1 = |\mathbf{p}_1|/E_1$ は散乱前のビーム粒子の速度である.

以下では, θ_p , T_p , E_x の関係を図示しながら, 例として ^{50}Ca と ^{53}Sc の陽子散乱の運動学について説明する. ビームエネルギーを $T_{\text{beam}} = E_1 - m_1 = 300 \text{ MeV/nucleon}$, ^{50}Ca と ^{53}Sc の質量をそれぞれ $m_{1,^{50}\text{Ca}} = 49.947 \text{ amu}$, $m_{1,^{53}\text{Sc}} = 52.947 \text{ amu}$, 陽子の質量を $m_2 = 938.272 \text{ MeV}$ とする [48, 49]. ただし, $m_{1,^{50}\text{Ca}}$, $m_{1,^{53}\text{Sc}}$ は電子が完全にストリップされた状態 (fully-stripped) の質量である.

図 2.6 は, 逆運動学での ^{50}Ca 陽子弾性散乱における反跳陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性を示している. 逆運動学では, 反跳陽子の散乱角 $\theta_p = 90^\circ$ が重心系前方 $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ (低運動量移行) に対応し, $\theta_p = 0^\circ$ が重心系後方 $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$ (高運動量移行) に対応する. θ_{cm} が大きくなるほど反跳陽子が受け取る運動エネルギー T_p が増加するため, 逆運動学においては θ_p が小さくな

第 2. 実験

るにつれて T_p は単調に増加する。また、反跳陽子の運動エネルギーの変化が大きいことも、逆運動学散乱の特徴の一つである。 $\theta_p = 90^\circ$ ($\theta_{cm} = 0^\circ$) と $\theta_p = 0^\circ$ ($\theta_{cm} = 180^\circ$) では、 T_p に約 1.4 GeV の差がある。これは、陽子を加速させて静止標的に衝突させる順運動学での陽子散乱とは大きく異なる特徴である。図 2.7 は、順運動学での ^{50}Ca 陽子弾性散乱における散乱陽子の全運動エネルギー T_p と陽子の実験室系散乱角 θ_p の相関である。順運動学では、重心系最前方 ($\theta_{cm} = 0^\circ$) と重心系最後方 ($\theta_{cm} = 180^\circ$) での運動エネルギー T_p の差は、 ^{50}Ca の場合でも約 30 MeV 程度である。

逆運動学での散乱測定では、断面積が大きい重心系前方において反跳陽子の運動エネルギー T_p が小さいため、検出器のエネルギー分解能が重要となる。

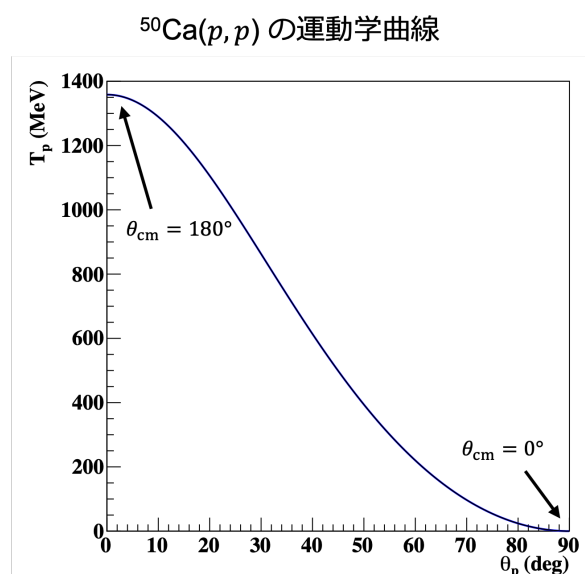


図 2.6: ^{50}Ca 陽子弾性散乱における反跳陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性。

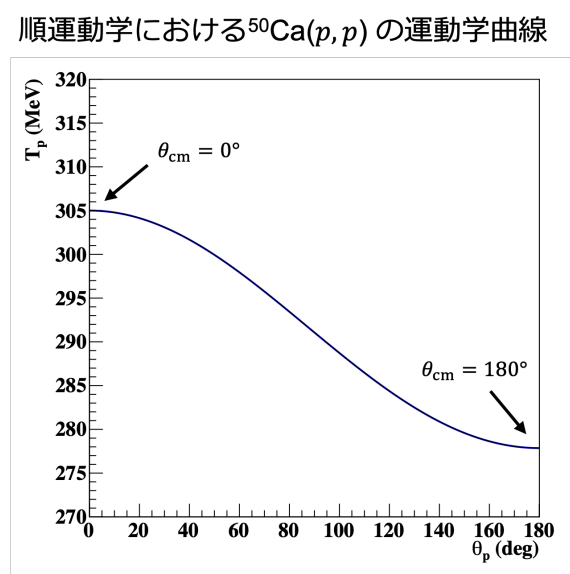


図 2.7: 順運動学での ^{50}Ca 陽子弾性散乱における散乱陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性。

逆運動学における非弾性散乱の振る舞いも重要である。図 2.8 は、図 2.6 に非弾性散乱 (^{50}Ca が励起される $Q < 0$ の散乱) の運動学曲線を書き加えた図である。ここでは、励起エネルギー E_x を 5 MeV ごとに 100 MeV まで大きくした時の運動学曲線を青実線で示している。また、赤実線は重心系の散乱角 θ_{cm} が等しい点を 5° ごとに結んだ曲線である。図 2.8 を見ると、 E_x が大きくなるにつれて、非弾性散乱の運動学曲線は弾性散乱の運動学曲線から離れていくことがわかる。また、非弾性散乱では $\theta_p < 90^\circ$ であり、散乱角 θ_p はある閾値 $\theta_{p, \text{thre}} < 90^\circ$ より小さい値に制限される。図 2.9 は、図 2.8 の重心系前方付近を拡大したものであり、非弾性散乱の場合は T_p が小さくなると θ_p は最大値を取ったあと急激に小さくなることをわかる。

図 2.10, 図 2.11 は、 ^{50}Ca 陽子弾性散乱の運動学曲線および非弾性散乱 (第一励起状態, 第二励起状態) の運動学曲線である。また、 ^{53}Sc の場合についても、図 2.12, 図 2.13 に示した。表 2.3 に、

第 2. 実験

^{50}Ca と ^{53}Sc の第一励起状態と第二励起状態の励起エネルギーとスピンパリティをまとめた. 量子力学的な性質が現れる原子核では励起エネルギーは離散的であるため, 図 2.10-2.13 のように離散的な運動学曲線が現れる. これらの図では, 弾性散乱 (青実線) に加えて, ^{50}Ca , ^{53}Sc が第一励起状態と第二励起状態へ遷移する非弾性散乱 (黒実線) も示している. ^{50}Ca の場合は, 第一励起エネルギーが $E_x(1\text{st}) = 1.027\text{ MeV}$ と小さいため, 弾性散乱と非弾性散乱を識別するのが難しい. 一方, ^{53}Sc の場合は, 第一励起エネルギーが $E_x(1\text{st}) = 2.109\text{ MeV}$ と比較的大きいため, ^{50}Ca の場合と比べて弾性散乱と非弾性散乱の識別が容易である.

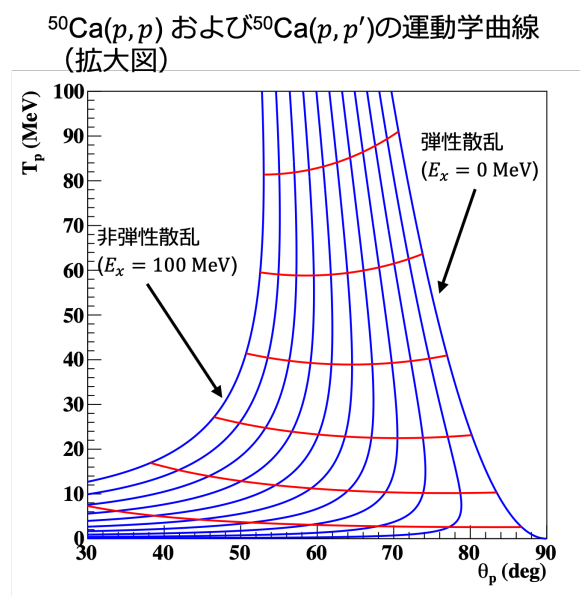
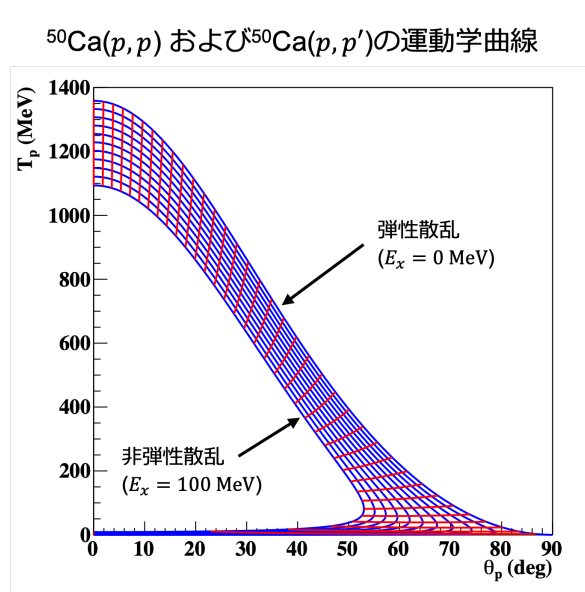


図 2.8: 図 2.6 と同じ. ただし, 非弾性散乱 (励起エネルギー E_x 10 MeV ごとに 100 MeV まで) の運動学曲線を書き加えた. また, 赤線は重心系の散乱角 θ_{cm} が等しい点を 5° ごとに結んだ曲線.

図 2.9: 図 2.8 の重心系前方付近を拡大したもの.

表 2.3: ^{50}Ca と ^{53}Sc の励起エネルギーとスピンパリティ [50].

核種	第一励起状態	第二励起状態
^{50}Ca	$E_x = 1.027\text{ MeV}, 2^+$	$E_x = 3.002\text{ MeV}, (2^+)$
^{53}Sc	$E_x = 2.109\text{ MeV}, (3/2^-)$	$E_x = 2.283\text{ MeV}, (9/2^-)$

$^{50}\text{Ca}(p, p)$ および $^{50}\text{Ca}(p, p')$ の運動学曲線
(G.S., 1st E.S., 2nd E.S.)

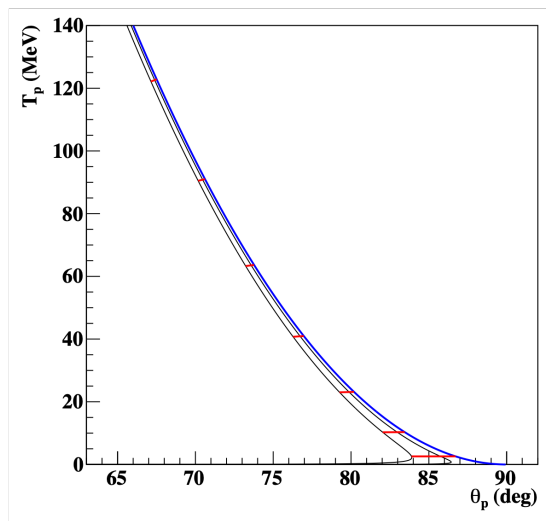


図 2.10: ^{50}Ca の陽子弾性散乱および非弾性散乱 (第一励起状態, 第二励起状態) における反跳陽子の全運動エネルギー T_p の散乱角 θ_p 依存性. また, 赤線は重心系の散乱角 θ_{cm} が等しい点を 5° ごとに結んだ曲線.

$^{50}\text{Ca}(p, p)$ および $^{50}\text{Ca}(p, p')$ の運動学曲線
(G.S., 1st E.S., 2nd E.S., 拡大図)

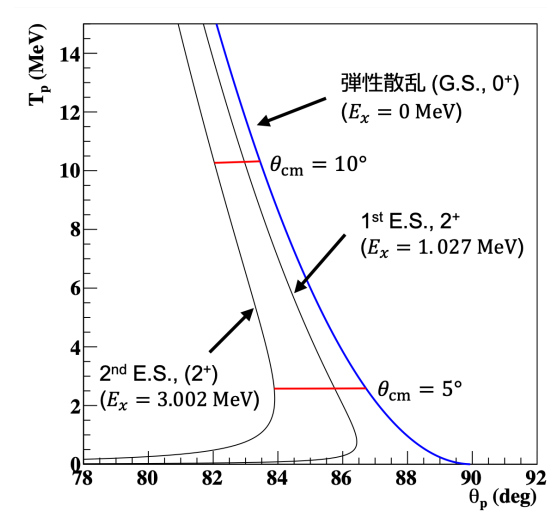


図 2.11: 図 2.10 の重心系前方付近を拡大したもの.

$^{53}\text{Sc}(p, p)$ および $^{53}\text{Sc}(p, p')$ の運動学曲線
(G.S., 1st E.S., 2nd E.S.)

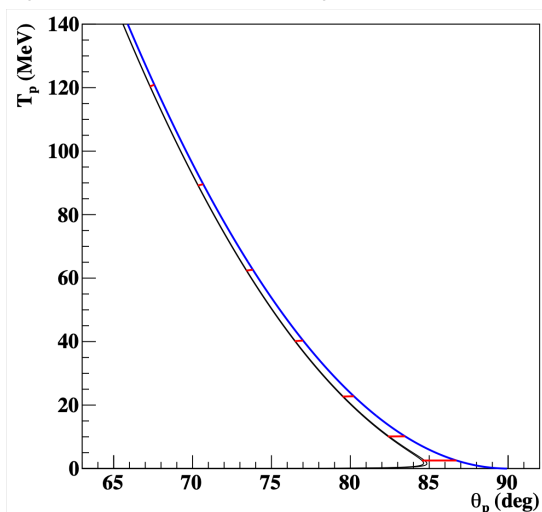


図 2.12: 図 2.10 と同じ. ただし, ^{53}Sc の場合.

$^{53}\text{Sc}(p, p)$ および $^{53}\text{Sc}(p, p')$ の運動学曲線
(G.S., 1st E.S., 2nd E.S., 拡大図)

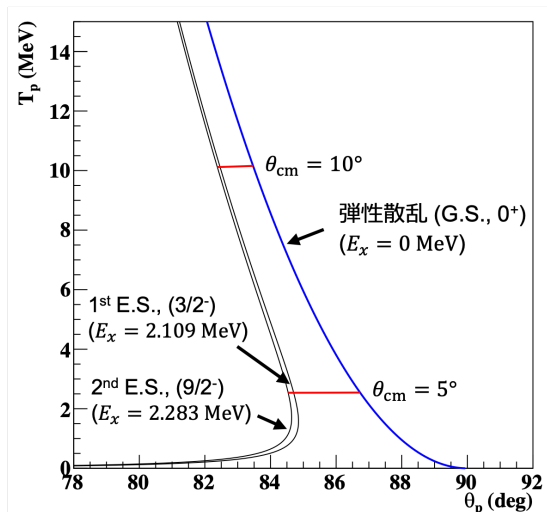


図 2.13: 図 2.11 と同じ. ただし, ^{53}Sc の場合.

第 2. 実験

本節の最後に、逆運動学における (p, d) 反応と (p, t) 反応の運動学について簡単に述べる．図 2.14, 図 2.15 は, $^{50}\text{Ca}(p, d)$ 反応と $^{50}\text{Ca}(p, t)$ 反応における反跳粒子（重陽子または三重陽子）の全運動エネルギー T_d , T_t と散乱角 θ_d , θ_t の関係を示している．どちらも残留核が基底状態の場合のみを描画しているが, その運動学曲線は陽子弾性散乱（図 2.10-2.13）の運動学曲線とは大きく異なる．これは, 陽子と重陽子, 三重陽子の質量の違いによるもので, 取りうる散乱角の範囲は, (p, d) 反応では $\theta_d \lesssim 42^\circ$, (p, t) 反応では $\theta_t \lesssim 32^\circ$ に制限される．したがって, 重心系前方 ($\theta_p \gtrsim 70^\circ$) では, (p, d) 反応や (p, t) 反応などの二体散乱に由来する重い粒子（重陽子や三重陽子）は検出されない．言い換えれば, この領域で運動学に基づく相関（散乱角やエネルギー損失に依存した相関）が観測された場合, それは反跳陽子が検出されていることを意味している．

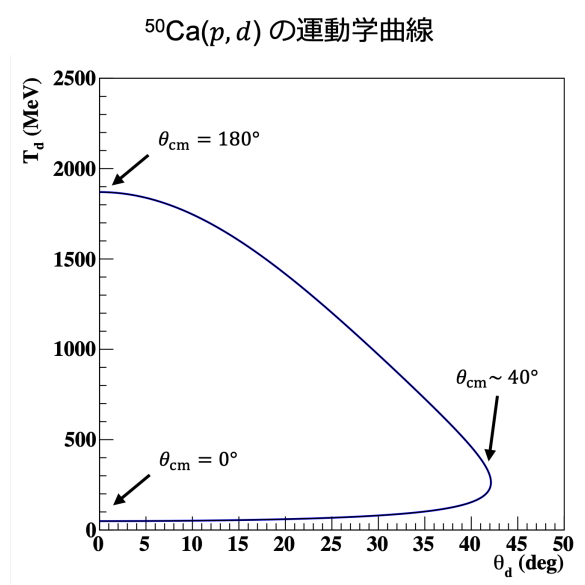


図 2.14: $^{50}\text{Ca}(p, d)$ 反応の反跳重陽子の全運動エネルギー T_d の散乱角 θ_d 依存性．ただし, 残留核が基底状態の場合のみ．

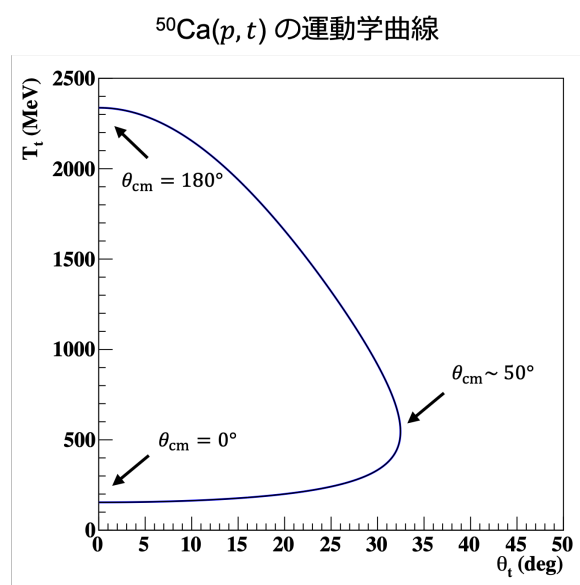


図 2.15: 図 2.14 と同じ．ただし, $^{50}\text{Ca}(p, t)$ 反応の場合．

図 2.6–2.15 の描画には, ROOT ベースの解析フレームワーク Artemis[51–53] を使用した．ROOT は欧州原子核研究機構（CERN）が提供するオープンソースのデータ解析フレームワークである [54, 55]．また, Artemis は大田ら Artemis 開発チームにより開発された ROOT ベースの解析フレームワーク [51] である．本論文では特に言及しない限り, データ解析およびヒストグラムの作成に ROOT（バージョン 6.26/10）をベースとした Artemis を用いた．

2.4 測定セットアップの概要

2.4 節以降では、実際に測定に用いた検出器について説明する。図 2.16 は、F3 より下流の検出器の配置の概念図である。F3,F5,F7 には RI ビームの識別とビームエネルギーの測定に使用した BigRIPS 標準検出器, F12 より下流の測定エリアにはビーム識別とトラッキングを担うビームライン検出器と反跳陽子テレスコープ DELTA を設置した。本論文の解析とは直接の関わりはないが, F12 と DELTA の間には従来型の反跳陽子検出器 RPS も設置した。F12 N2 より下流の検出器については、図 2.17 に示す。

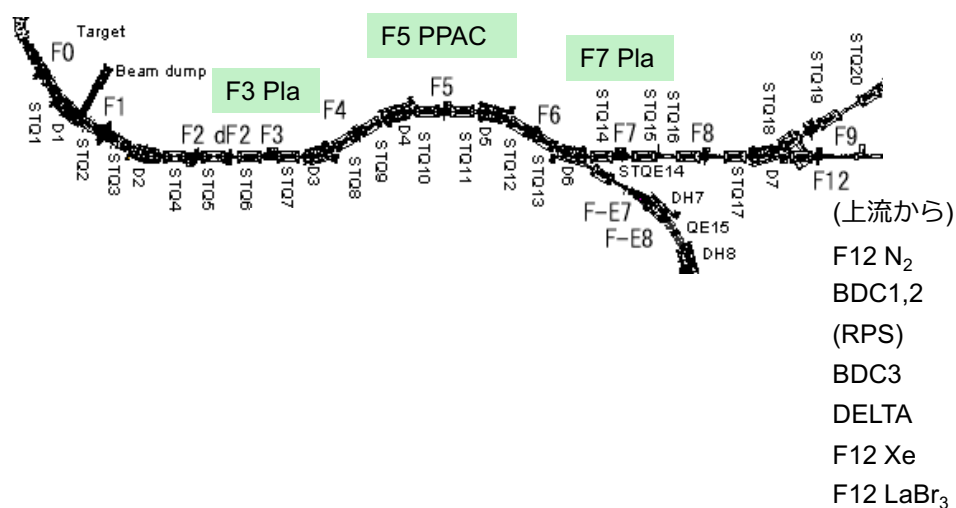


図 2.16: F3 より下流の検出器の配置の概略図. [47] に加筆. F12 N2 より下流の検出器の配置は図 2.17 を参照.

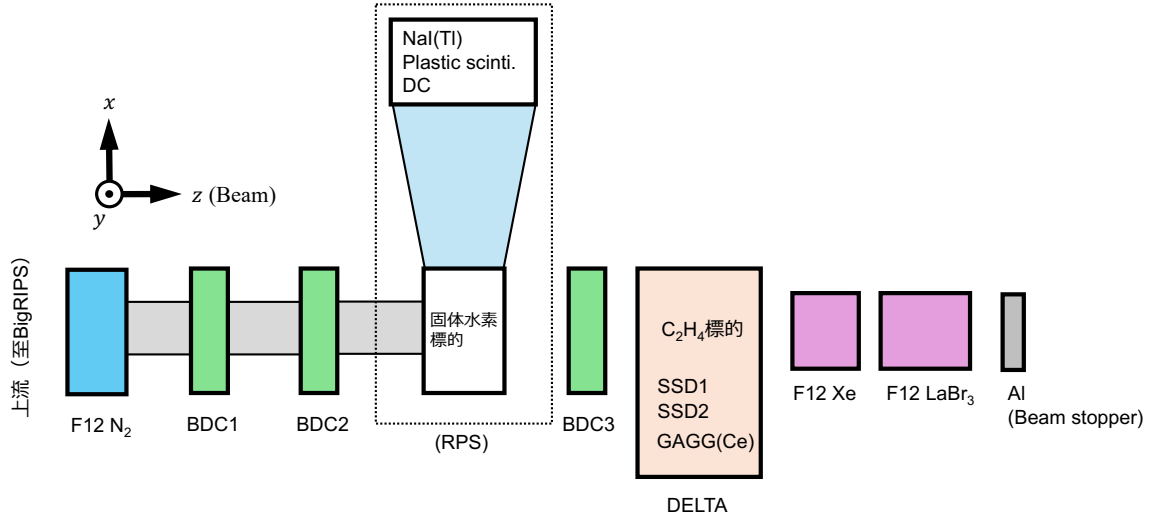


図 2.17: F12 N2 より下流の検出器の配置の概略図. 各検出器の寸法や検出器間の距離は正確でない.

^{50}Ca などのビームの解析に利用した検出器は 2.5 節で, 新しい反跳陽子テレスコープ DELTA は 2.6 節でそれぞれ説明する.

以下では, それぞれの検出器の目的を明らかにするために, はじめに陽子弾性散乱測定に必要な物理量についてまとめる.

■陽子弾性散乱に必要な物理量

第 1 章で述べたように, 本研究の第一の目的は, DELTA における陽子弾性散乱の測定上の励起エネルギーを求めることである. つまり, 式 (2.1), (2.2) 中の残留核の励起エネルギー E_x が決定したい物理量である. したがって, E_x 以外の物理量をそれぞれの検出器で測定することが, E_x を求めるために必要である.

$$aT_p^2 + bT_p + c = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} a = (E_1 + m_2)^2 - \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ b = 2(E_1 + m_2) \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right) - 2m_2 \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ c = \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right)^2 \end{cases} \quad (2.2)$$

ビーム粒子, 反跳粒子それぞれについて測定すべき物理量は以下の通りである.

ビーム粒子

まず, ビーム粒子の質量 m_1 は, 入射 RI ビームの核種を定めることによって導出できる. 入射ビームの原子番号 Z と質量数と電荷の比 A/Q から核種の情報を同定する. 原子番号 Z を決定する

第 2. 実験

には, ある検出器でのエネルギー損失 dE を測定することが最も簡単な方法である. これは, Bethe の式 [13] の近似式 (2.3) より, 検出器での dE が $(Z/\beta)^2$ に比例することを利用している.

$$-\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \quad (2.3)$$

質量数と電荷の比 A/Q の識別は, RI ビームの飛行時間 (ToF) の測定により可能である. A/Q とビームの速度 β の関係式は, 分離電磁石でのローレンツ力の式から,

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u}, \quad (2.4)$$

で与えられる. ここで, $B\rho$ はビームの磁気剛性, γ はローレンツ因子, m_u は原子単位質量である. 式 (2.3) , (2.4) から, 検出器でのエネルギー損失 dE と有限距離でのビームの飛行時間 (ToF) を測定することにより, RI ビームの核種 (と荷電状態) の識別が可能となる.

本測定のような核破碎反応を用いた 2 次ビーム生成の場合, 生成された RI カクテルビームは運動量の広がりをもつ. ビームの運動量によって通過位置が変化する運動量分散焦点面 (F5) では, ビーム運動量の広がり測定することができる. ビーム運動量 P_1 は,

$$P_1 = QcB\rho, \quad (2.5)$$

と書ける. また, ビームエネルギーに相当する磁気剛性 $B\rho$ は, 運動量分散焦点面でのビームの通過位置によって定まる運動量変化 $\delta \equiv (P_0 - P)/P_0$ から,

$$B\rho = B\rho_0 (1 + \delta), \quad (2.6)$$

で与えられる. ただし, 2 次以上の輸送行列は無視した. ここで, $B\rho_0$ は運動量分散焦点面の中心を通過したときの磁気剛性である. つまり, 運動量分散焦点面 (F5) でのビームの通過位置を測定すれば, 入射ビームのエネルギー E_1 を求めることができる.

散乱の反応点を求めるために, ビームが標的に入射した位置と角度も測定する. これは, 反跳粒子の散乱角 θ_p を決定するために必要な情報である.

反跳陽子

反跳粒子についても, ビームと同様に粒子の識別が必要である. 反跳陽子の同定には, 粒子のある物質でのエネルギー損失と全運動エネルギー $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ の相関を利用する. この粒子の識別方法は, $E - \Delta E$ 法と呼ばれる. 物質でのエネルギー損失は式 (2.3) で与えられるので, dE と E を測定することで反跳粒子の質量 m'_2 と原子番号 Z を決めることができる.

また, 反跳粒子の散乱角 θ_p を決定するために, 散乱後に粒子が通過した位置も測定する必要がある. 入射ビームのトラッキング情報と組み合わせることで, 反跳陽子の散乱角 θ_p を決めることができる.

以上で述べたビーム粒子と反跳粒子に関する物理量を実験的に測定すれば、ビーム粒子の散乱後の励起エネルギー E_x を求めることができる。

2.5 ビームライン検出器

表 2.4 に本測定で用いたビームライン検出器の概要を示す。BigRIPS の F3, F7 にプラスチックシンチレーション検出器 (F3 Pla, F7 Pla) を設置した。F3 Pla, F7 Pla は RI ビームが通過したタイミング情報を測定, F3-F7 間 (飛行距離 46.6 m) のビームの ToF を測定する。プラスチックシンチレーション検出器が利用されているのは、検出器の応答速度が速いので、粒子の識別に十分な時間分解能が得られるためである。

運動量分散焦点面である F5 には、位置検出器として DL-PPAC (Delay-line Parallel Plate Avalanche Counter: F5 PPAC) が設置されている [56, 57]。F5 PPAC でのビームの通過位置を測定して、式 (2.5), (2.6) から RI ビームの運動量 (エネルギー) を求めた。

F12 より下流のビームラインには、 N_2 ガスシンチレーション検出器 (F12 N2), 3 台のドリフトチェンバー (Beamline Drift Chamber: BDC1,2,3), Xe ガスシンチレーション検出器 (F12 Xe), $LaBr_3$ (Ce) シンチレーション検出器 (F12 $LaBr_3$) を設置した。F12 N2 は主にビームのタイミング情報を測定するために使用した。F12 N2 での発光タイミングを反跳陽子の ToF のスタートタイミングとした。ただし、本測定では DELTA での ToF の測定ができなかったため、解析では反跳陽子の ToF は用いていない。また、F12 N2 はビームトリガーの役割も担っていて、陽子弾性散乱の微分断面積を導出する際の入射ビームカウント数の導出にも使用した。

DELTA の標的前に設置された 3 台のドリフトチェンバー (Beamline Drift Chamber: BDC1,2,3) は、入射ビームのトラッキングを担う。それぞれ $X_1X'_1Y_1Y'_1X_2X'_2Y_2Y'_2$ の 8 面構成である BDC1,2 と、 $YY'XX'U$ の 5 面構成である BDC3 を、F12 N2 より下流のビームライン上に設置した。ただし、実際の測定時には BDC3 がうまく動作しなかったため、データ解析では BDC3 の情報は使用せず、BDC1,2 の 16 面の情報からビームのトラッキングを行った。BDC1,2,3 のワイヤーコンフィグレーションや使用したガスなどは表 2.4 にまとめた。

DELTA の下流には、Xe ガスシンチレーション検出器 (F12 Xe) と $LaBr_3$ (Ce) シンチレーション検出器 (F12 $LaBr_3$) を設置した。これらは、散乱後のビーム (残留核) の原子番号 Z や質量数 A を識別するための ΔE - E 検出器である。Xe ガスシンチレーション検出器は、RIBF などでの大強度の RI ビームに対する強いレート耐性をもつことから、近年開発が進められている検出器である [58–60]。また、 $LaBr_3$ (Ce) シンチレーション検出器も同様に大強度ビームに対して高いレート耐性を持ち、さらに優れたエネルギー分解能をもち、 γ 線検出などに多く使われる無機シンチレータである。散乱前後でビームの Z や質量数 A が変化していないことを仮定すれば、F12 Xe と F12 $LaBr_3$ は入射ビームの Z の同定に使用できる。本研究のデータ解析では、F12 Xe でのエネルギー損失と F3-F7 間の ToF を組み合わせることで、RI ビームの Z , A/Q の識別を行った。

表 2.4: ビームライン検出器の概要.

検出器		
F3, F7 Pla	厚さ	500 μm
	有感領域	120 (or 100) mm $\times$ 100 mm
F5 PPAC1,2	有感領域	240 $\times$ 150 mm ²
	面構成	XAY, YAX (1 台あたり)
	ストリップ幅	2.55 mm
F12 N2	厚さ	140 mm
	ガス	N ₂ 1.5 atm $\sim$ 1.5×10^5 Pa
BDC1,2	面構成	$X_1X'_1Y_1Y'_1X_2X'_2Y_2Y'_2$ (1 台あたり)
	アノード面-カソード面間隔	2.4 mm
	アノードワイヤー間隔	5 mm
	アノード-ポテンシャルワイヤー距離	2.5 mm (Cell size: 5 mm)
	ガス	C ₄ H ₁₀ (イソブタン) 50 Torr $\sim$ 7.0×10^3 Pa
BDC3	面構成	$YY'XX'U$
	アノード面-カソード面間隔	5 mm
	アノードワイヤー間隔	5 mm
	アノード-ポテンシャルワイヤー距離	10 mm (Cell size: 20 mm)
	ガス	Ar (50 %) , C ₂ H ₆ (50 %) 混合ガス 0.2 atm $\sim$ 2×10^4 Pa
F12 Xe	厚さ	120 mm
	ガス	Xe 0.4 MPa

2.6 反跳陽子テレスコープ DELTA

第 1 章の 1.4 節で述べたように, 本研究の目的はビーム強度の弱い不安定核に対しても十分なアクセプタンスをもつ新しい反跳陽子テレスコープを開発することである. 本説では, まず ESPRI+ プロジェクトでの陽子弾性散乱測定に必要な実験的要請を述べた後, 検出器に必要な性能を励起エネルギーの観点から議論する. 励起エネルギーとは, 弾性散乱イベントと非弾性散乱

イベントが実験的にどのくらい区別できているかを示す指標である。本節の最後には、理化学研究所の TRIP MESA(RIKEN Transformative Research Innovation Platform, Measurement of Elastic Scattering Anytime anywhere any-beam) プロジェクトで開発された反跳陽子テレスコープ DELTA の詳細なセットアップを説明する。

2.6.1 ESPRI+ プロジェクトでの実験的要請

世界最大レベルの大強度ビームを供給する RIBF でも、他の核種に比べて ^{52}Ca のビーム強度は非常に低い。第 1 章の 1.3.3 項で述べたように、 ^{52}Ca のビーム強度は RPS で測られた ^{132}Sn などと比較して、約 1/10 である。ビーム強度の低下に伴う統計量の減少は、陽子弾性散乱の微分断面積の統計誤差の原因になってしまう。私たちのグループでは、この統計量の減少を防ぐために、低いビーム強度に対しても十分な収量を得られる大立体角の新しい検出器の開発を行っている [61]。また、新しい検出器でも ^{52}Ca の基底状態と第一励起状態を区別できるエネルギー分解能も必要である。つまり、 ^{52}Ca の陽子・中性子密度分布の精密決定に十分なエネルギー分解能と十分な収量が得られる新しい反跳陽子テレスコープの開発が必要である。以下では、[61, 62] の議論に基づいて、新反跳陽子テレスコープにおいて RPS と同等の精度で陽子・中性子密度分布を決定するための要求性能を説明する。

1. 広い散乱角（運動量移行）領域

一般に、核子散乱の微分断面積は、有限の散乱角で複数の極小点を持つ（図 2.18）。 ^{52}Ca の核子密度分布を導出するためには、おおよそ微分断面積の 2 つ目の極小点までの散乱角をカバーすることが望ましい。これは、運動量移行に換算すると $q \sim 2.5 \text{ fm}^{-1}$ に対応する。

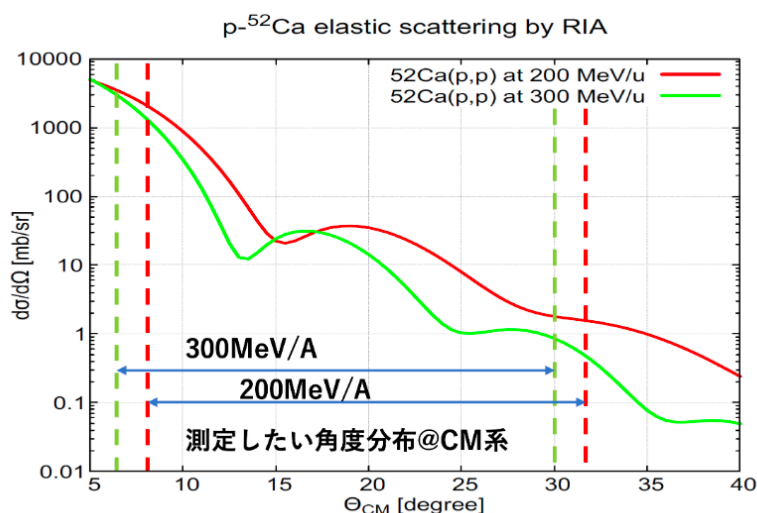


図 2.18: 相対論的インパルス近似による ^{52}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積の計算結果 [61]。赤実線が 200 MeV/nucleon で緑実線が 300 MeV/nucleon。

2. 励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \sim 500$ keV

^{52}Ca の第一励起状態の励起エネルギーは $E_x \sim 2.5$ MeV である。陽子弾性散乱測定には、基底状態と第一励起状態の弁別は必要条件である。ESPRI+ プロジェクトでは、基底状態と第一励起状態を 4σ で分離することを目指している。したがって、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \sim 600$ keV (1σ) をテレスコープのエネルギー分解能の目標とする。ESPRI+ プロジェクトの先行研究でのシミュレーションによると、この励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \sim 600$ keV (1σ) は実現可能であることが確認されている [61]。この値を実際に達成できるかどうかを確認するために、本研究では DELTA の性能評価を行う。

3. 十分な収量

^{52}Ca の陽子・中性子密度分布を導出するために必要な統計量を確保しなければならない。ビームライン検出器の応答速度の点から、ビーム強度をこれ以上増やすことは不可能である。したがって、従来検出器に比べて反跳陽子テレスコープのアクセプタンスを大きくすることが必要である。

2.6.2 励起エネルギー分解能について

2.4 節で述べたように、陽子散乱は二体の衝突現象であるため、その運動学は厳密に記述できる。陽子散乱の励起エネルギー E_x は、付録 A の式 (A.11) より次の式で与えられる。

$$E_x = \sqrt{m_1^2 - 2(m_1 + m_2 + T_{\text{beam}})T_p + 2p_1p'_2 \cos \theta_p} - m_1 \quad (2.7)$$

ここで、 m_1 はビーム粒子の質量、 m_2 は陽子の質量、 T_{beam} はビーム粒子の運動エネルギー、 T_p は反跳陽子の運動エネルギー、 p_1 はビーム粒子の運動量、 p'_2 は反跳陽子の運動量、 θ_p は反跳陽子の散乱角である。励起エネルギー E_x は、式 (2.7) で厳密に書けるため、運動エネルギーや運動量、散乱角の分解能が励起エネルギー分解能にどのように影響するかを議論することができる。誤差伝播の式から、励起エネルギー分解能 ΔE_x は次のように書ける。

$$\begin{aligned} (\Delta E_x)^2 = & \frac{1}{(E_x + m_1)^2} \left[(p_1p'_2 \sin \theta_p)^2 (\Delta \theta_p)^2 \right. \\ & + \left\{ \frac{p_1}{p'_2} (T_p + m_2) \cos \theta_p - T_p - T_{\text{beam}} - m_1 \right\}^2 (\Delta T_p)^2 \\ & \left. + \left\{ \frac{p'_2}{p_1} (T_{\text{beam}} + m_1) \cos \theta_p - T_p \right\}^2 (\Delta T_{\text{beam}})^2 \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

つまり、励起エネルギー分解能 ΔE_x は、3 つの測定量の分解能 $\Delta \theta_p$, ΔT_p , ΔT_{beam} によって決まる。ここで図 2.19, 300 MeV での ^{52}Ca 陽子弾性散乱における式 (2.8) の $\Delta \theta_p$, ΔT_p , ΔT_{beam} の係数の θ_p 依存性を示す。

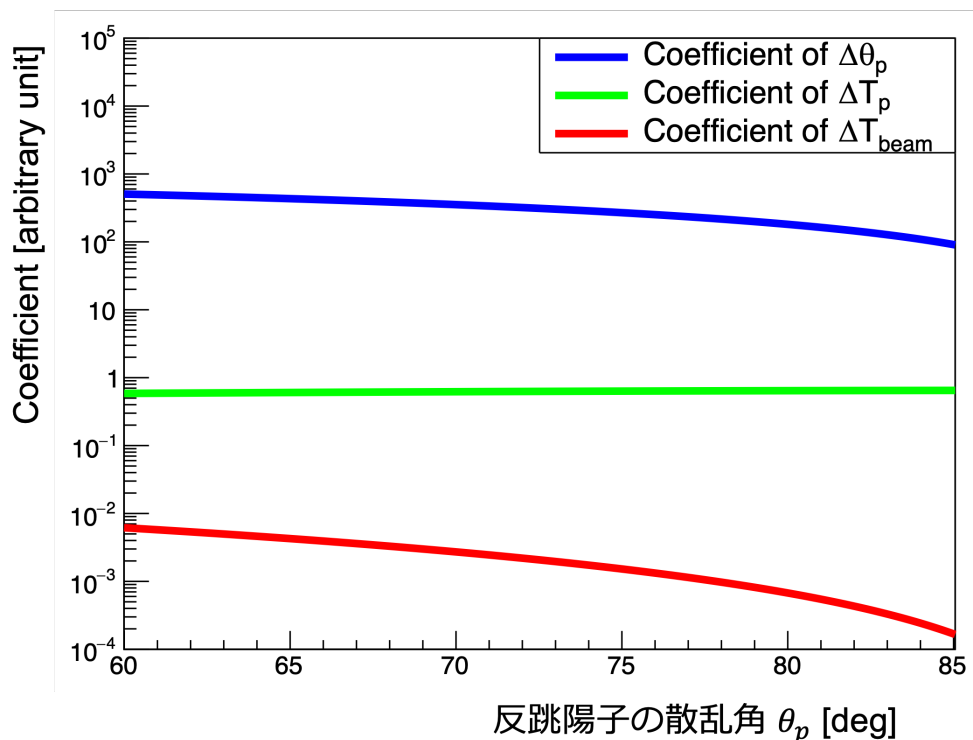


図 2.19: 300 MeV/nucleon での ^{52}Ca 陽子弾性散乱における励起エネルギー分解能 ΔE_x のそれぞれの係数の θ_p 依存性.

以下に, $\Delta E_x \sim 500 \text{ keV}$ を実現するために必要な $\Delta\theta_p$, ΔT_p , ΔT_{beam} の値をまとめる [61].

1. 反跳陽子の散乱角の分解能 $\Delta\theta_p$

反跳陽子の散乱角 θ_p は, 入射ビームのベクトルおよび, 反跳陽子の反応点からのベクトルの内積から求められる. そのため, 入射ビームのトラッキングや反跳陽子のトラッキングの分解能や標的厚由来の不確定性が, 散乱角の分解能 $\Delta\theta_p$ に影響を与えと考えられる. したがって, 重心系前方 (低運動量以降側) での散乱角 θ_p の分解能は, 以下の式のように分解できる.

$$(\Delta\theta_p)^2 \sim (\Delta\theta_{\text{beam}})^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{beam}}}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{tele.}}}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{tar.}}}{L}\right)^2 + (\Delta\theta_{\text{mul.}})^2 \quad (2.9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\theta_{\text{beam}}: \text{ビーム粒子のトラッキングの角度分解能} \\ \Delta x_{\text{beam}}: \text{ビーム粒子のトラッキングの位置分解能} \\ \Delta x_{\text{tele.}}: \text{反跳陽子のトラッキングの位置分解能} \\ \Delta x_{\text{tar.}}: \text{標的厚による反応点の不確定性} \\ \Delta\theta_{\text{mul.}}: \text{反跳陽子の標的中での多重散乱による角度ストラグリング} \\ L: \text{標的から反跳陽子検出器までの距離} \end{array} \right.$$

第 2. 実験

図 2.19 より, 実験室系 80° 付近では, $\Delta\theta_p \sim 5 \text{ mrad}$, 実験室系 70° 付近では, $\Delta\theta_p \sim 1 \text{ mrad}$ が要求される角度分解能である. よって, 式 (2.9) の右辺の各項を $(10^{-4})^2$ のオーダーまで抑えることが必要である. 重心系前方の散乱を考慮すると, 式 (2.9) の右辺の各項は, 散乱角 θ_p にほとんど依存しない. ゆえに, 右辺第 1,2,3 項は主にビーム粒子と反跳陽子のトラッキングの分解能に, 右辺第 4,5 項は主に標的厚に起因すると考えられる. 反跳陽子テレスコープの立体角を大きくするためには, できるだけ L を小さくすることが望まれるが, L を小さくしすぎると式 (2.9) の右辺第 2,3,4 項の分解能が悪化してしまう. つまり, テレスコープの大立体角化と角度分解能 $\Delta\theta_p$ の向上は互いにトレードオフの関係にあり, 両者を両立する最適な設定を見つける必要がある.

2. 反跳陽子の運動エネルギーの分解能 ΔT_p

反跳陽子の運動エネルギー T_p については, $\Delta T_p \sim 0.5 \text{ MeV}$ が要求分解能である. この値は, 多くの無機シンチレーション検出器や半導体検出器で実現可能である.

3. ビーム粒子の運動エネルギーの分解能 ΔT_{beam}

ビーム粒子の運動エネルギー T_{beam} については, $\Delta T_{\text{beam}}/T_{\text{beam}} = 10^{-2} \sim 10^{-3}$ (1% ~ 0.1%) が要求分解能である. RIBF での測定の場合, T_{beam} は BigRIPS の F5 PPAC での運動量測定によって決定される. F5 での運動量分散は $31.7 \text{ mm}/\%$ であるため, F5 焦点面の通過位置を 3 mm 以下の精度で測定できれば, 要求分解能を満たすことができる.

2.6.3 DELTA セットアップ

^{52}Ca 陽子弾性散乱測定に向けた開発研究の一環として, 理化学研究所のプロジェクトチーム (RIKEN Transformative Research Innovation Platform of RIKEN platforms プロジェクト: TRIP プロジェクト [63]) と共同で新しい反跳陽子テレスコープ DELTA[64] を開発した. TRIP プロジェクトのプログラムの一つである MESA (Measurement of elastic scattering anytime anywhere any-beam) では, 不安定核弾性散乱の網羅測定を目的としていて, DELTA は TRIP MESA における弾性散乱の反跳粒子の検出のための検出器アレイとして開発されている. ESPRI+ プロジェクトと同じく弾性散乱測定を目的としているため, ほとんどの使用する検出器のコンセプトは共通している. よって, ESPRI+ プロジェクトの検出器開発へのフィードバック的な位置付けとして, TRIP MESA プロジェクトの DELTA の開発研究に参加した. DELTA は将来的に計画されている ^{52}Ca の陽子弾性散乱測定で用いる検出器ではないものの, ESPRI+ プロジェクトのコンセプトと合致した大立体角を覆う反跳陽子検出器である. 以下では, 本測定のために開発した DELTA のセットアップの詳細を説明する.

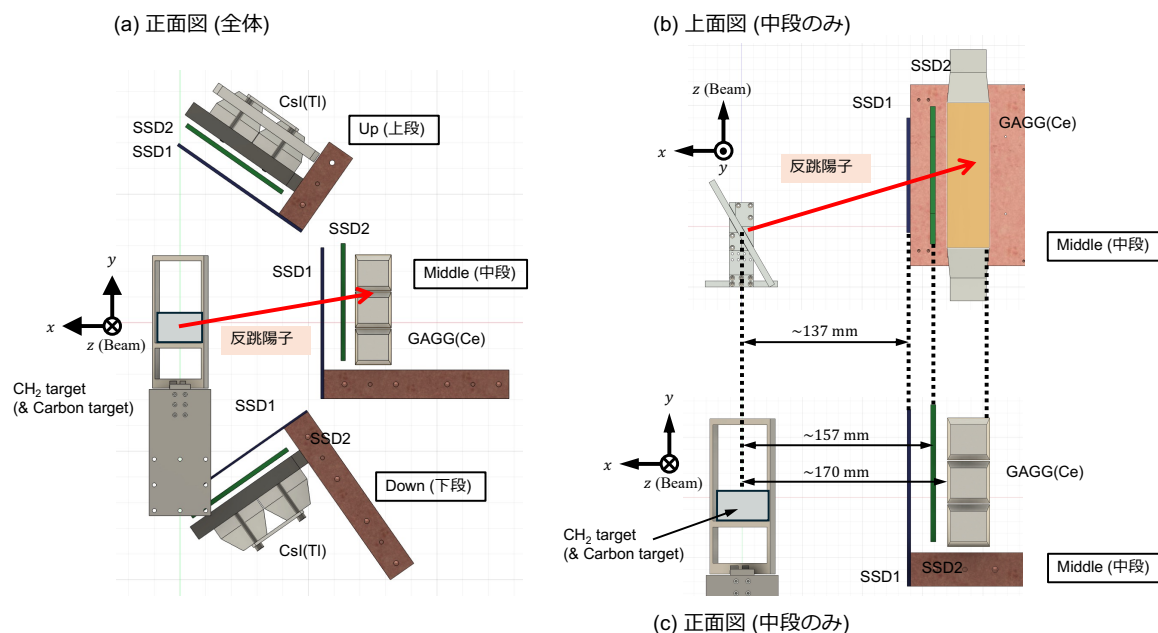


図 2.20: DELTA のセットアップの概要図. (a) 上段, 中段, 下段の 3 セグメントから構成される DELTA をビーム軸方向から見た正面図. (b) 中段のみを鉛直方向から見た上面図. (c) 中段のみをビーム軸方向から見た正面図.

ポリエチレン標的で散乱された陽子は, 上段, 中段, 下段の 3 つのセグメントからなる DELTA (図 2.21) によって検出される. それぞれのセグメントは, dE - E テレスコープに反跳陽子の散乱方向を測定するための位置検出器を組み合わせた構成をなしている. 図 2.20 (a) は, DELTA 全体をビーム軸方向 (z 軸) からみた図である. また, 図 2.20 (b), (c) は, DELTA の中段のみをそれぞれ鉛直方向 (y 軸), ビーム軸方向 (x 軸) から見た概略図である. それぞれのセグメントが, ポリエチレン標的を囲むように設置されていて, 標的との距離は約 15 cm である. 表 2.5, 表 2.6, 表 2.7 に DELTA の各セグメントの検出器構成をまとめた.

それぞれのセグメントは, 2 枚のシリコンストリップ検出器 (Silicon Strip Detector: SSD1,2) とカロリメータ (CsI(Tl) または GAGG(Ce)) から構成される. SSD1 は, 反跳陽子の z 方向の位置を測定するための位置検出器であり, SSD2 は, 反跳陽子の y 方向の位置とエネルギーを測定するための位置検出器である. SSD1,2 で測定した反跳陽子の通過位置に加えて入射ビームの情報を用いることで, 散乱角 θ_p を決定することができる. また, SSD2 は dE 検出器も兼ねていて, 反跳陽子の SSD2 ($300 \mu\text{m}^t$) でのエネルギー損失を測定する. SSD1,2 を通り抜けた反跳陽子は, 後段のカロリメータで残りの運動エネルギーを測定される. 上段, 下段のカロリメータには CsI(Tl) を採用し, 中段のカロリメータには GAGG(Ce) を使用した.

100 μm 厚の SSD1 は, y 方向に幅 100 μm のストリップが張られていて, z 方向の位置を測定する位置検出器である. また, 300 μm 厚の SSD2 は, y 方向に幅 5 mm のストリップが張られていて, こちらは y 方向の位置とエネルギー損失 dE_{SSD2} を測定するために使用された. 当初は, SSD1 も

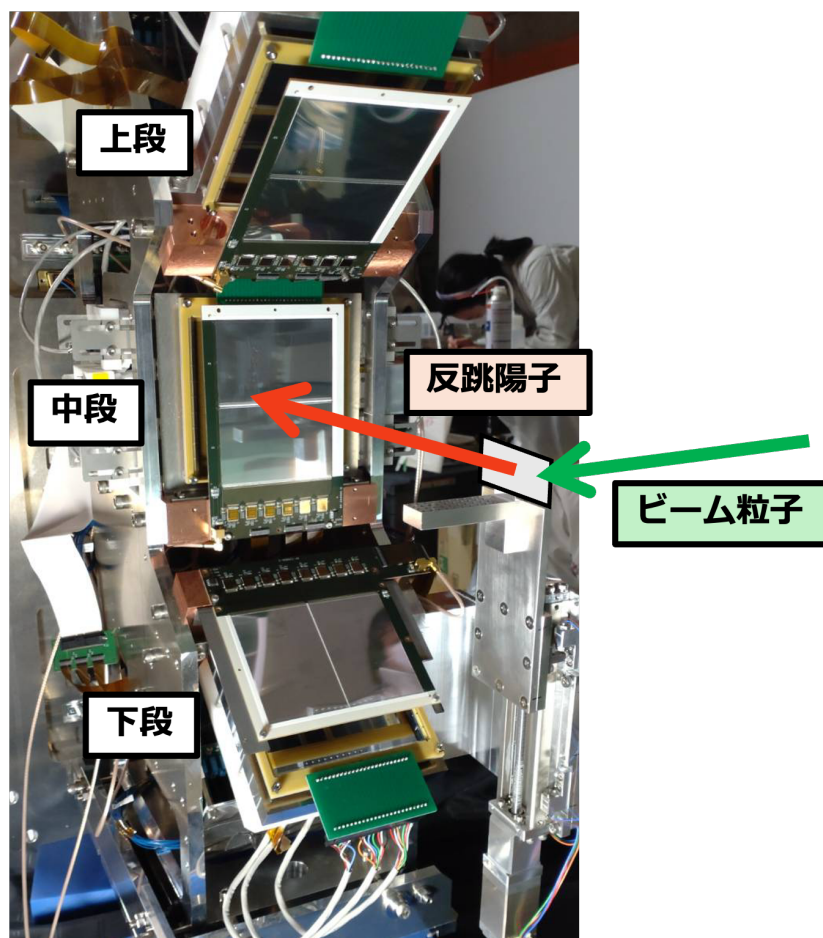


図 2.21: DELTA の写真.

dE 検出器として用いる予定であったが, SSD1 のエネルギーのダイナミックレンジを小さくしていたため, SSD1 を dE 検出器として使用することはできなかった. そのため, 本測定では, SSD1 は位置検出器としてのみ使用し, SSD2 のみを dE 検出器として使用した.

DELTA の各セグメントがカバーする立体角は, 散乱角 1° あたり $\sim 10 \text{ msr}$ であり, 3 つのセグメントを合わせると, 約 30 msr の立体角をカバーする (表 2.8). 既存の反跳陽子テレスコープ RPS が覆う立体角は, $8 \sim 9 \text{ msr}$ であるため, DELTA は RPS に比べて約 3 倍の立体角をカバーすることができる.

第 2. 実験

表 2.5: 新反跳陽子望遠鏡 DELTA のセグメント構成 (上段) .

セグメント	検出器	測定量	仕様	
上段 (Up)	SSD1 (S10938-5847)	Position (z)	厚さ	100 μm
			ストリップ幅 (pitch)	100 μm (z 方向)
			有感面積	76.9 $\times$ 95.6 mm^2
			読み出し	APV25-S1
	SSD2 (TTT12)	Position (y), dE	厚さ	300 μm
			ストリップ幅 (pitch)	5 mm (y 方向)
			有感面積	96.50 $\times$ 96.50 mm^2
			読み出し	Cremat CR-110
	CsI(Tl)	E	厚さ	25 mm
			有感面積	50 $\times$ 50 $\text{mm}^2 \times 4$ 個
			読み出し	Cremat CR-110

表 2.6: 新反跳陽子望遠鏡 DELTA のセグメント構成 (中段) .

セグメント	検出器	測定量	仕様	
中段 (Middle)	SSD1 (S10938-5847)	Position (z)	厚さ	100 μm
			ストリップ幅 (pitch)	100 μm (z 方向)
			有感面積	76.9 $\times$ 95.6 mm^2
			読み出し	APV25-S1
	SSD2 (TTT12)	Position (y), dE	厚さ	300 μm
			ストリップ幅 (pitch)	5 mm (y 方向)
			有感面積	96.50 $\times$ 96.50 mm^2
			読み出し	Cremat CR-110
	GAGG(Ce)	E	厚さ	35 mm
			有感面積	35 $\times$ 120 $\text{mm}^2 \times 3$ 個
			読み出し	S3584-08 (PD)
				R11265U-300 (PMT)

第 2. 実験

表 2.7: 新反跳陽子テレスコープ DELTA のセグメント構成 (下段) .

セグメント	検出器	測定量	仕様	
下段 (Down)	SSD1 (S10938-5847)	Position (z)	厚さ	100 μm
			ストリップ幅 (pitch)	100 μm (z 方向)
			有感面積	76.9 $\times$ 95.6 mm^2
			読み出し	APV25-S1
	SSD2 (TTT12)	Position (y), dE	厚さ	300 μm
			ストリップ幅 (pitch)	5 mm (y 方向)
			有感面積	96.50 $\times$ 96.50 mm^2
			読み出し	Cremat CR-110
	CsI(Tl)	E	厚さ	25 mm
			有感面積	50 $\times$ 50 $\text{mm}^2 \times 4$ 個
			読み出し	Cremat CR-110

表 2.8: 既存の反跳陽子テレスコープ RPS と新反跳陽子テレスコープが覆う散乱角 1° あたりの立体角.

検出器	立体角 (散乱角 1° あたり)
RPS	8 $\sim$ 9 msr
DELTA	$\sim$ 30 msr (上段・中段・下段合わせて)

ポリエチレン標的

DELTA では、陽子標的としてポリエチレン標的を採用した。ポリエチレン標的は、背景事象の原因となる炭素が含まれているため、純粋な水素標的よりも S/N 比 (信号・背景事象比) の低下が懸念される。しかし、ポリエチレン標的は水素標的に比べてオペレーションが容易であるため、DELTA の標的として選ばれた。2.6.2 項の議論を踏まえて、標的厚およそ 50 μm のポリエチレンフィルムを使用した。正確な標的厚は、測定したフィルムの質量とポリエチレンの密度から、 $4.43 \pm 0.13 \text{ mg/cm}^2$ と求まった (表 2.9)。また、背景事象を評価するために、炭素標的 (グラフィートシート) と標的なしの 2 つのセットアップでも測定を行った。これらの標的は、フレームにポリエチレンフィルムや炭素フィルムを貼り付ける形で設置された。さらに、標的中の多重散乱を抑えて励起エネルギー分解能の低下を避けるために、標的フレームはビーム軸に対して 30° 傾けた状態で設置した。表 2.9 に、本測定で使用した標的セットアップの仕様をまとめる。

表 2.9: DELTA の標的の仕様.

標的	標的厚 (面密度) (mg/cm^2)	有効面積 (mm^2)
ポリエチレン標的	4.43 ± 0.13	30×41
炭素標的	4.3 ± 0.3	30×41
標的なし	-	20×41

シリコンストリップ検出器

反跳陽子の位置検出器および dE 検出器として, シリコンストリップ検出器 (Silicon Strip Detector: SSD) を採用した. DELTA は既存のテレスコープ RPS と比べてコンパクトな構造をしているため, SSD を使用することができる. それぞれのセグメント (上段・中段・下段) には, z 方向の位置を測定する SSD1 と, y 方向の位置およびエネルギーを測定する SSD2 が設置されている. SSD1 は, 反跳陽子の z 方向の位置を測定するための位置検出器であり, 浜松ホトニクス [65] 製の SSD S10938-5847 を使用した. S10938-5847 は, 原子核内のクラスター構造の解明を目指している ONOKORO プロジェクトで使われている SSD であり [66–68], 反跳粒子検出器としての実用実績があったため, DELTA の検出器として採用した. 厳密には, 上段・中段と下段で SSD1 のサイズが若干異なるが, SSD1 の基本的な仕様はすべてのセグメントで共通である. また, SSD2 は, 反跳陽子の y 方向の位置とエネルギーを測定するための位置検出器であり, Micron Semiconductor 社 [69] 製の SSD TTT12[70] を採用した. SSD1,2 のストリップ状電極は直交しており, SSD1,2 の検出位置から反跳陽子の通過位置を特定する. 散乱角 θ_p は, ほとんど SSD1 での反跳陽子の通過位置 (z 方向の位置) で決まるが, $100 \mu\text{m}$ のストリップピッチ幅ならば, 十分な角度分解能が得られると期待される. SSD1 の読み出しは, CERN LHC(Large Hadron Collider) の CMS(Compact Muon Solenoid) 実験で開発された ASIC チップである APV25-S1[71, 72] を使用した. また, SSD2 の読み出しには, Cremat 社 [73] 製の電荷感応型プリアンプ (Charge sensitive preamplifier) CR-110[74] を採用した.

GAGG(Ce) カロリメータ

DELTA では, 反跳陽子のエネルギーを測定するために, GAGG(Ce) シンチレーション検出器 (中段) と CsI(Tl) シンチレーション検出器 (上段・下段) の 2 種類を採用した. 私たちのグループでは, エネルギーカロリメータとして GAGG(Ce) シンチレーション検出器の開発が進められている [75, 76]. GAGG(Ce) カロリメータは, 過去の性能評価実験で, 十分なエネルギー分解能が得られることが確認されている. ESPRI+ プロジェクトで要求されるエネルギー分解能は $\Delta T_p \sim 0.5 \text{ MeV}$ であり, GAGG(Ce) カロリメータはこの要求を満たす性能を持っている.

本測定では, 表 2.6 に示すように, $35 \times 120 \text{ mm}^2 \times 35 \text{ mm}^t$ の GAGG(Ce) 結晶を 3 個使用した.

読み出しは、それぞれの結晶の両端に光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) またはフォトダイオード (Photodiode: PD) を接続することで行った. 2 本の結晶は PD で読み出し, 残りの 1 本は PMT で読み出しを行った. PD は浜松ホトニクス製の Si Pin フォトダイオード S3584-08[77] を使用し, PMT は浜松ホトニクス製の R11265U-300[78] を使用した.

2.7 2 章のまとめ

理化学研究所仁科加速器研究センターの TRIP MESA プロジェクトにおいて, 原子核弾性散乱のための検出器アレイ DELTA の開発を行った. DELTA の 1 つのセグメント (中段) は, 2 枚のシリコンストリップ検出器 (SSD1,2) と GAGG(Ce) カロリメータで, 残り 2 つのセグメント (上段・下段) は 2 枚の SSD と CsI(Tl) カロリメータで構成される dE - dE - E 検出器である. また, アイソスピン非対称度の高くルミノシティが小さい不安定核ビームに対応するために, DELTA は既存の反跳陽子テレスコープよりも大立体角を覆うように設計されている. 2024 年 5 月, 理研 RIBF で, 主に 300 MeV/nucleon の ^{53}Sc や ^{50}Ca からなる中重核領域の不安定核カクテルビームを用いた陽子弾性散乱測定を行った. このビームタイムでは, 開発した DELTA の他に既存の検出器である RPS もビームライン上に設置し, DELTA と RPS の 2 つのテレスコープによる測定を行った.

本論文では, 特に DELTA の中段 (SSD1,2 と GAGG(Ce) カロリメータ) のデータに注目し, その測定データの解析結果について報告する. DELTA 中段のセットアップは, 核物質の状態方程式の解明を目的とする ESPRI プロジェクトの検出器と共通するため, その性能評価は ESPRI プロジェクトにとっても重要な結果となる. 3 以降では, $^{53}\text{Sc}(p, p)$ 反応を用いて DELTA の性能評価を行い, DELTA の励起エネルギー分解能について議論する. また, 同時に $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の測定も行い, いまだ測られたことがない ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積の結果も示す.

第3章

データ解析と考察

第3章では、DELTA での ^{50}Ca , ^{53}Sc などの陽子弾性散乱の測定のデータ解析とその結果について報告する。3.1 節で、本測定データの解析の流れについて簡単に説明する。さらに、3.2 節と 3.3 節で、それぞれ入射ビームと反跳陽子の解析結果を具体的に示す。3.2, 3.3 節の結果をもとに、本研究の目的である DELTA テレスコープにおける励起エネルギー分解能 (3.4 節) と、 ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積 (3.5 節) を導出する。

3.1 解析の流れ

はじめに、本測定のデータ解析の流れをまとめておく。本研究の目的は、反跳陽子テレスコープ DELTA の励起エネルギー分解能と、 ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積を求めることである。本章で扱うデータ解析の流れを、必要な測定量と合わせて図 3.1 に示す。

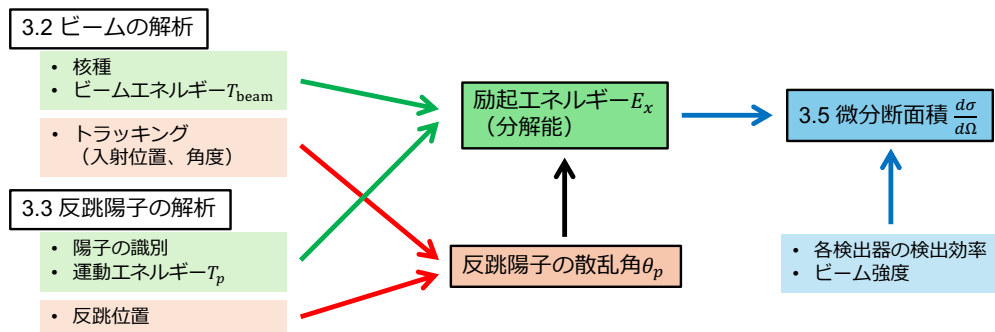


図 3.1: データ解析の流れ. 本研究の目的である DELTA の励起エネルギー分解能と ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積を導出するために必要な測定量をまとめた。

3.2 ビームの解析

3.2 節では, 入射ビームの解析結果について述べる. ビームの解析は大きく分けて, 核種の同定, ビームエネルギーの算出, ビームのトラッキングの 3 つに分類される. 以下では, それぞれの解析結果について順に報告する.

3.2.1 ビーム粒子の識別

RI カクテルビームの核種の同定は, ビーム粒子のエネルギー損失 dE と飛行時間 ToF の測定によって行った. 測定した dE と ToF から, 式 (2.3), (2.4) より, ビーム粒子の原子番号 Z と質量数 A を求めた.

エネルギー損失は, DELTA 後方に設置した Xe ガスシンチレーション検出器 (F12 Xe) での発光量を QDC で測定したものをを用いた. F12 Xe は, 左右 2 つの読み出しを PMT で行い, 左右それぞれの QDC の値の相乗平均を発光量とした.

また, F3-F7 間の ToF は, F3, F7 のプラスチックシンチレーション検出器 (F3 pla, F7 pla) での検出時間の差を測定することで求めた. ただし, F3 と F7 の間にある運動量分散焦点面 F5 では, ビームの運動量の違いにより F5 の通過位置が変化する. つまり, ビームの運動量によって F3-F7 間の飛行距離 L が変化するため, ToF の測定値に運動量の影響が生じる. L の変化はビーム粒子の識別の分離度の低下につながるため, F5 の通過位置を用いた ToF の補正が必要である. 図 3.2, 3.3 に, 補正前後の F3-F7 間の ToF と F5 でのビーム通過位置の相関を示す.

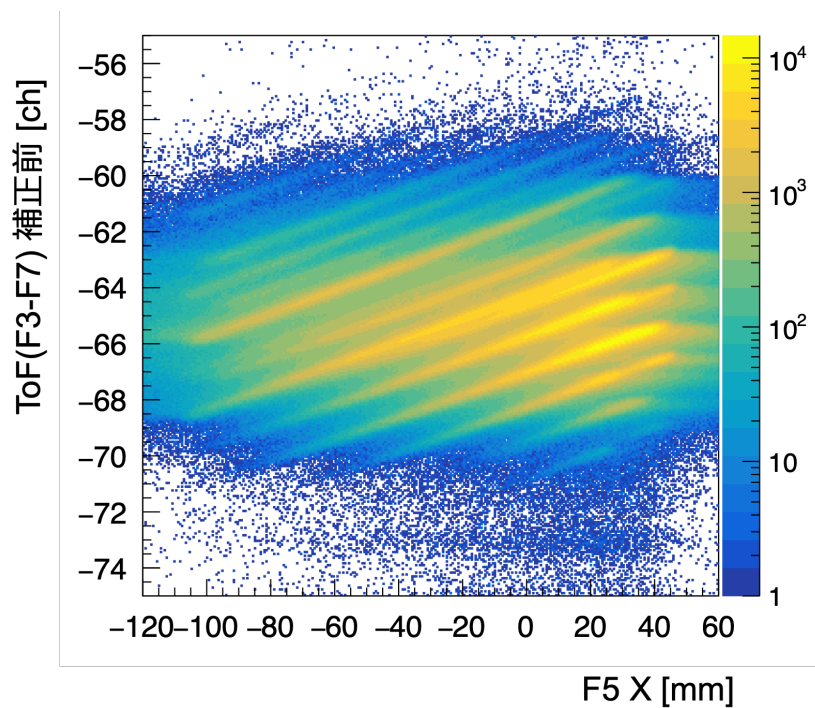


図 3.2: F3-F7 間の ToF と F5 の通過位置の相関（補正前）.

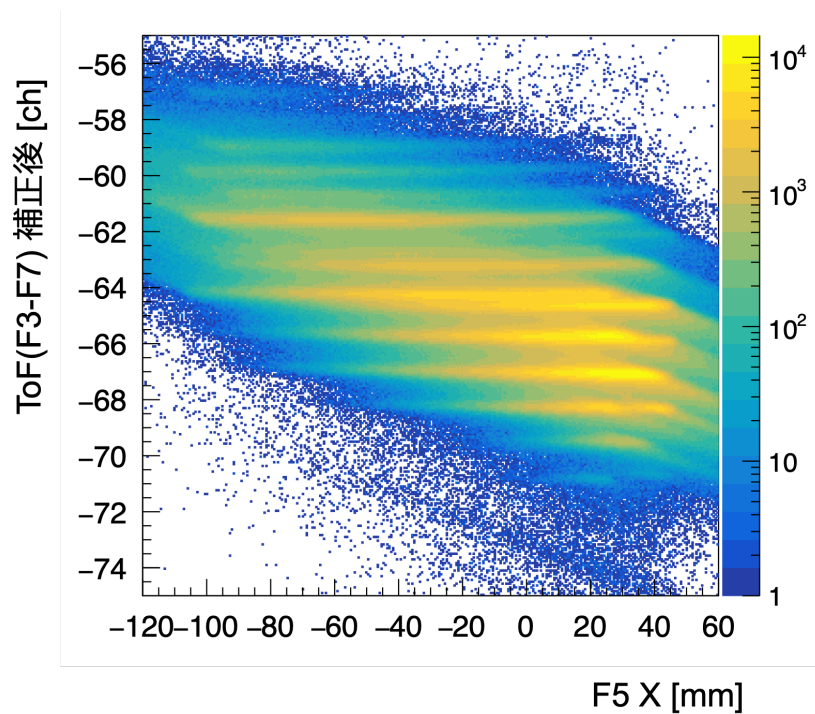


図 3.3: F3-F7 間の ToF と F5 の通過位置の相関（補正後）.

第 3. データ解析と考察

F12 Xe の QDC 値と補正後の ToF の相関を図 3.4 に示す. 図 3.4 と BigRIPS チームの粒子識別の結果 (図 3.5) を比較することで, ビーム粒子の同定を行った.

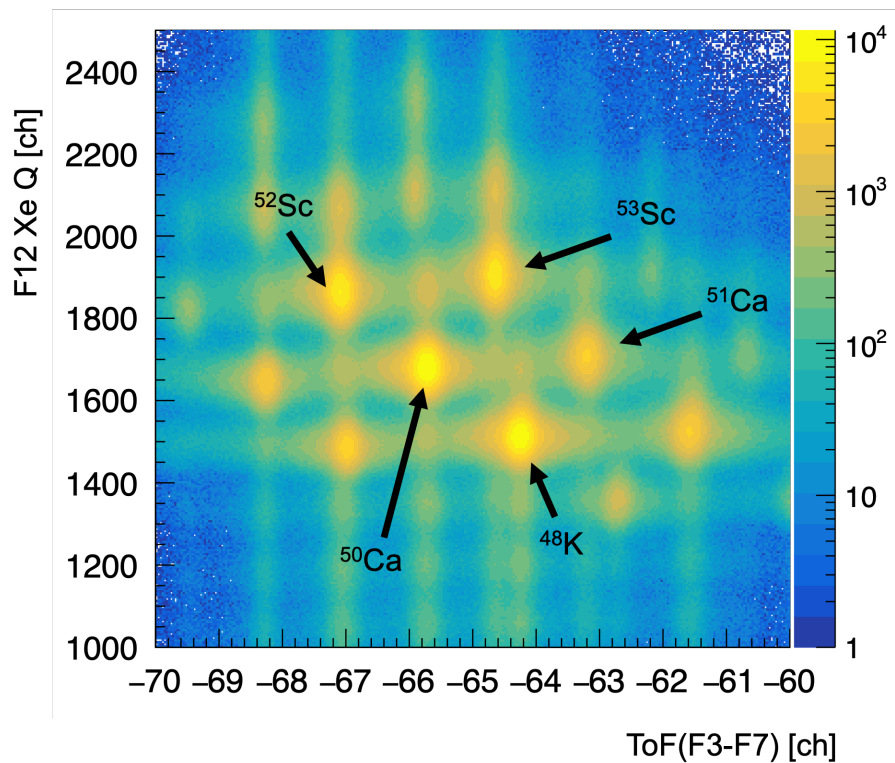


図 3.4: F12 Xe の QDC 値と補正後の ToF (F3-F7 間) の相関.

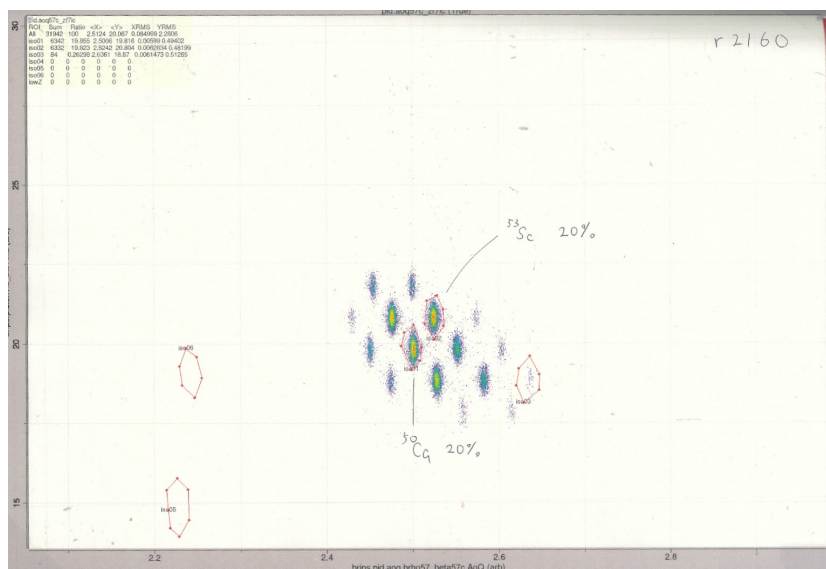


図 3.5: BigRIPS チームのビーム粒子識別の結果. BigRIPS チームのログノートより引用.

3.2.2 ビームエネルギー

F0 で生成された 2 次 RI ビームのエネルギーは, 運動量分散焦点面 F5 でのビーム通過位置から求められる. 式 (2.5), (2.6) から, F5 での通過位置 $F5X$ とビームの運動量 P_b の関係は, F5 の運動量分散 (31.7 mm/%) を用いて,

$$P_b = QB\rho_0 \left(1 + \frac{F5X}{F5 \text{ の運動量分散}} \right), \quad (3.1)$$

で与えられる. ここで, Q はビームの電荷, $B\rho_0$ は $F5X = 0$ のときのビームの磁気剛性である. 3.2.1 節で同定した核種の情報と合わせて, ビームの運動エネルギー T_{beam} を決定した.

式 (3.1) から算出したエネルギーは, F5 通過時のビームエネルギーである. ただし, いま興味があるのは, DELTA の標的に入射する時のエネルギーである. よって, 式 (3.1) から求めたエネルギーから, F5 と F12 (DELTA の直前の焦点面) までのビームのエネルギー損失も考慮しなければならない. DELTA の標的に入射する直前の ^{50}Ca と ^{53}Sc のビームエネルギー分布を図 3.6, 3.7 に示す.

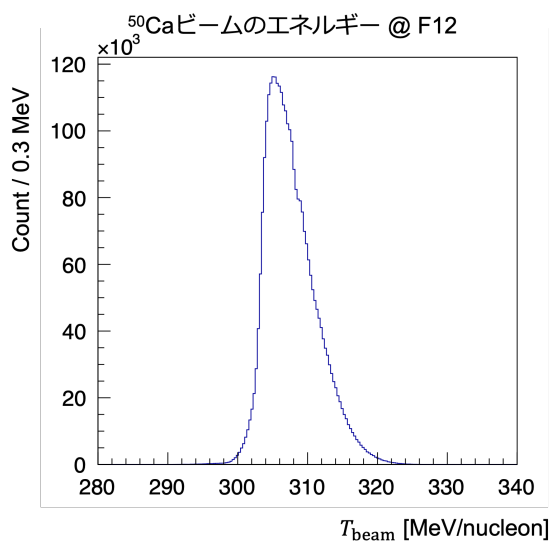


図 3.6: ^{50}Ca ビームの運動エネルギーの分布.

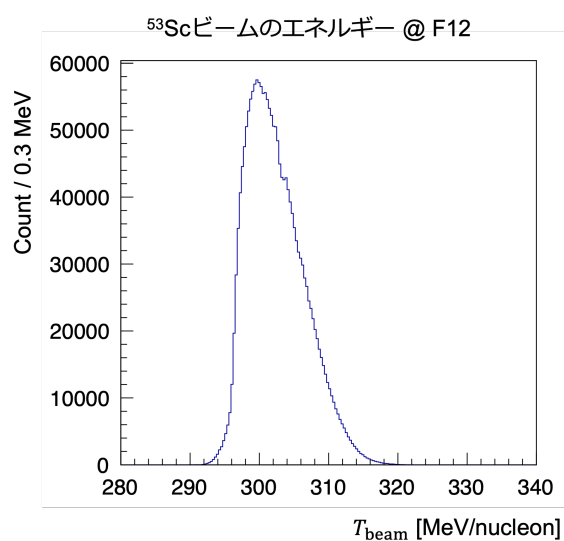


図 3.7: ^{53}Sc ビームの運動エネルギーの分布.

今回の BigRIPS のセットアップでは, ^{50}Ca と ^{53}Sc の収量を増やすために, ^{50}Ca と ^{53}Sc の生成率が高い高運動量の RI ビームのみを取り出している. 具体的には, 運動量分散焦点面である F1 のスリットの幅を調整することで, 高運動量のビームのみを選別している. そのため, ビームエネルギー分布は, 図 3.6, 3.7 のように, ガウス分布の高エネルギー側の裾を切り出したような形をしている.

3.2.3 ビームのトラッキング

DELTA 標的に入射するビームは, 概ねビーム軸に沿って並行に入射するが, わすかにビーム軸からずれている. DELTA 直前のビームライン上に置かれたドリフトチェンバー (BDC1,2,3) で, ビームのトラッキングを行った. トラッキングにより, ビームの傾きと標的での反応点を求めることができ, これらの情報は反跳陽子の散乱角の解析に利用される. 図 3.8, 3.9 は, BDC のトラッキング結果を示している. 図 3.8 が, トラッキングを外挿して求めた DELTA 標的上でのビームの位置を表している. また, 図 3.9 は, ビームの傾きを表していて, A , B はそれぞれビーム軸単位長さあたりの x , y のずれであり,

$$A \equiv \frac{\Delta x}{\Delta z}, B \equiv \frac{\Delta y}{\Delta z}, \quad (3.2)$$

である.

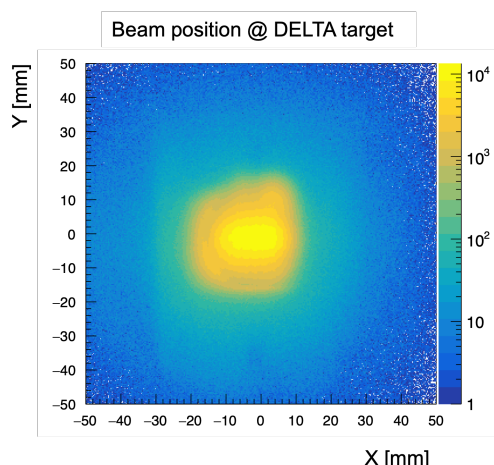


図 3.8: DELTA 標的上でのビームの位置.

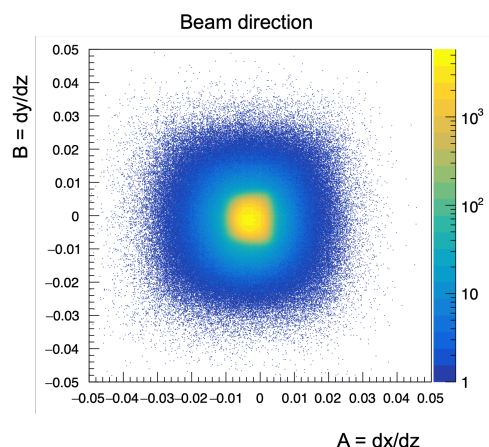


図 3.9: ビームの傾き A , B .

3.3 反跳陽子の解析

3.3 節では, 標的で散乱された後の反跳陽子の解析結果について述べる. DELTA は Up, Middle, Down の 3 つのセグメントからなるが, SSD1,2 については 3 つすべてのセグメントのデータを解析した. また, GAGG(Ce) カロリメータは, Middle にのみ設置したので, Middle のみのデータを解析した. 本節では, まずテレスコープの各検出器 (SSD1,2, GAGG(Ce) カロリメータ) の較正について説明する. 較正された検出器の測定値から, 観測された各イベントの散乱角 θ_p , 運動エネルギー T_p , 粒子の種類 (陽子であるかどうか) を決定した. 第 2 章で述べたように, 残留核の励起エネルギー E_x は, 反跳陽子の θ_p と T_p から一意に決まる. 反跳粒子が陽子であるイベントを取り出して, $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応と $^{53}\text{Sc}(p, p)$ 反応の励起エネルギー分布を求めた.

3.3.1 SSD1,2 の較正

2 層目の SSD2 は反跳粒子の位置の測定のほかに, 反跳粒子のエネルギー損失 dE の測定にも用いられた. よって, SSD2 を dE 検出器として使用するには, SSD のエネルギー較正が必要である. 本測定では, α 線源 (^{237}Np , ^{241}Am , ^{244}Cm 混合) を用いて SSD2 のエネルギー較正を行った. しかし, ビームタイム中の SSD2 への印加電圧が不十分であったため, 残念ながら α 線源による較正ができなかった. そこで, 本測定では後述するように, ^{53}Sc の弾性散乱イベントを用いたエネルギー較正を行った.

もう 1 つの測定量である反跳陽子の位置についても, ^{53}Sc の弾性散乱イベントを利用した較正を行った. つまり, 今回の測定では, ^{53}Sc の弾性散乱イベントを用いて, 反跳粒子の位置およびエネルギーを現象論的に決定した.

^{53}Sc の陽子弾性散乱を用いた較正

前述したように, 本測定では, SSD1,2 の較正に ^{53}Sc の陽子弾性散乱イベントを用いた. これは, 二体の散乱である陽子弾性散乱では相対論的運動学 (付録 A) から, 反跳陽子の散乱角と運動エネルギー T_p の関係が一意に定まるためである. さらに, 陽子の全運動エネルギー T_p と SSD2 でのエネルギー損失 dE の関係も 1 対 1 に対応するため, θ_p と dE の相関から SSD の較正が可能である. 実際に行った較正について記述する前に, 本セットアップでの較正前の θ_p の算出方法をまとめる.

- 反跳陽子の散乱角 θ_p

反跳粒子の散乱角 θ_p は, 入射ビームのベクトルと反跳粒子の反応点から SSD での検出位置までのベクトルの内積から求めた. 図 3.10 に, DELTA における θ_p の求め方の概略図を示す. BDC のトラッキングから求めた入射ビームのベクトル $\mathbf{a}$ と, 同じく BDC のトラッキングから決定したポリエチレン標的での反応点と SSD での検出位置を結ぶベクトル $\mathbf{b}$ を考える. このとき, 2 つのベクトルの内積 $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$ と散乱角 θ_p には,

$$\cos \theta_p = \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}}{|\mathbf{a}| |\mathbf{b}|}, \quad (3.3)$$

の関係がある. よって, ベクトル $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ をトラッキング等から求めることで, θ_p を決定することができる. 本測定では, BDC1,2 のトラッキング情報 (反応点の位置, ビームの角度) と SSD1,2 での反跳粒子の検出位置から θ_p を求めた.

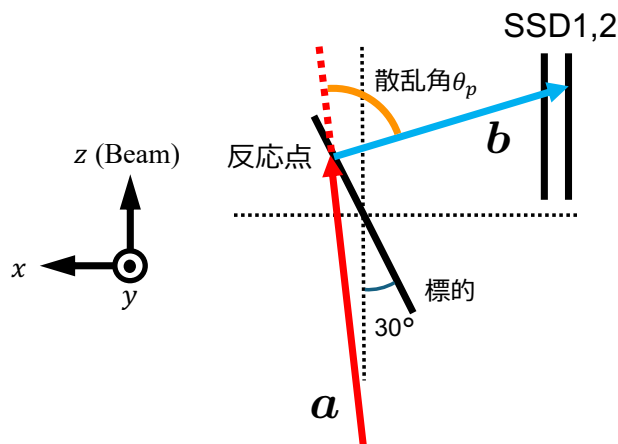


図 3.10: 散乱角 θ_p の求め方の概略図. 入射ビームのベクトル **a** と反跳粒子のベクトル **b** の内積から θ_p を決定した.

図 3.11 に, DELTA 中段 (Middle) のデータについて, ^{53}Sc ビームを選んだときの SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関を示す. $\theta_p \sim 86^\circ$ の位置に山形の相関が見られるが, これが ^{53}Sc の陽子弾性散乱イベントに由来するものである. 山の右側の右下がりの相関が SSD2 で止まる反跳陽子であり, 山の左側の左下がりの相関が SSD2 を通過した反跳陽子である. また, 相対論的運動学から予想される dE_{SSD2} と θ_p の運動学曲線を図 3.12 に示す. この曲線は, 二体の弾性散乱の運動学のみから計算されたものであり, 反応計算や核構造計算の結果は含まれていない.

^{53}Sc の第一励起エネルギーは $E_{x, 1\text{st}} = 2.109 \text{ MeV}$ と, ^{50}Ca の $E_{x, 1\text{st}} = 1.027 \text{ MeV}$ よりも大きい. また, 励起エネルギーが大きいほど, ある θ_p での反跳陽子の運動エネルギー $T_p(\theta_p)$ の分離も容易になる. 図 3.13 は, ^{53}Sc の陽子弾性散乱と非弾性散乱 (第一励起状態) の運動学曲線である. 2 本の曲線の幅が図 3.11 の相関の幅よりも大きいので, 図 3.11 の相関はほとんどが弾性散乱イベントであると考えられる. また, ^{53}Sc の第一励起状態のスピンパリティは $3/2^-$ とされていて [50], 山形の相関が見られる重心系前方では, 有限スピンの微分断面積は小さいことも予想される.

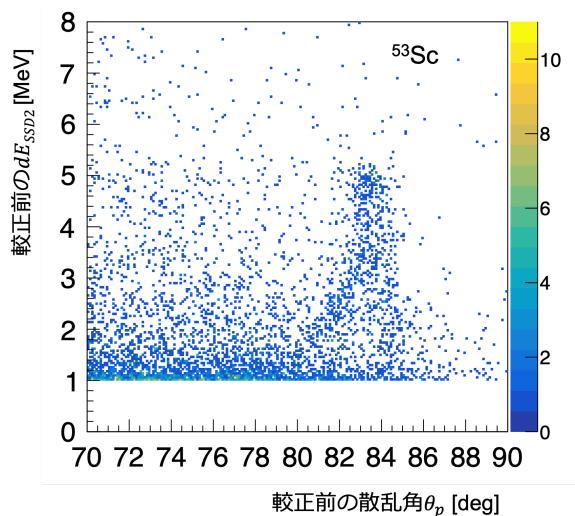


図 3.11: 較正前の SSD2 (中段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム). 1 MeV 以下のイベントは描画していない.

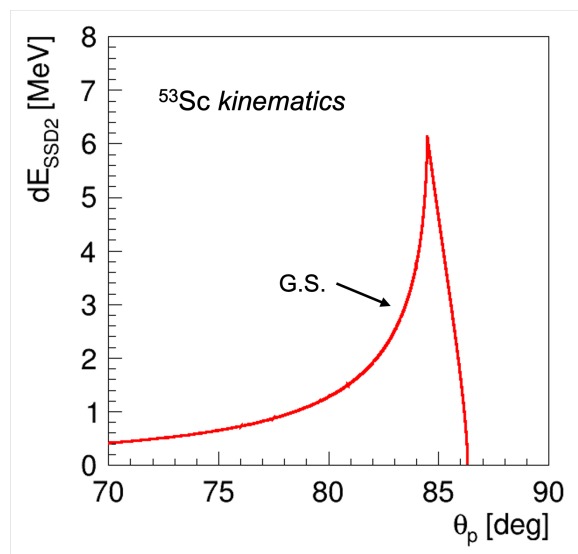


図 3.12: 運動学から予想される SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (赤実線).

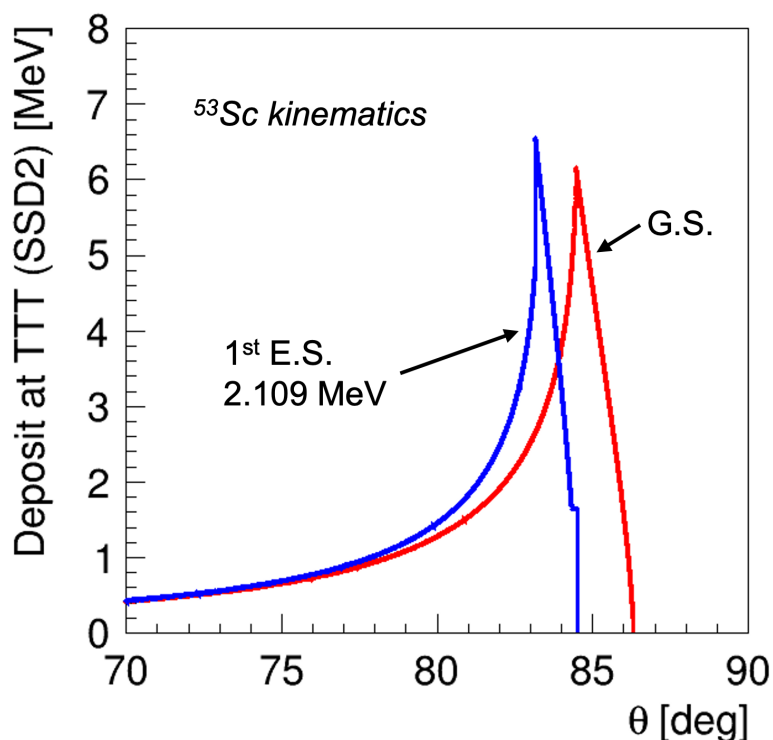


図 3.13: ^{53}Sc の陽子弾性散乱 (赤実線) と非弾性散乱 (第一励起状態, 青実線) における dE_{SSD2} と θ_p の相関.

第 3. データ解析と考察

測定された $(\theta_p, dE_{\text{SSD2}})$ は, 散乱角のオフセット定数 $\delta\theta_p$ とエネルギー損失の比例定数 A_{dE} を使って,

$$\theta_p \rightarrow \theta_p + \delta\theta_p \quad (3.4)$$

$$dE_{\text{SSD2}} \rightarrow A_{dE} \times dE_{\text{SSD2}}, \quad (3.5)$$

という変換式で較正を行った. 測定データ (図 3.11) の各エントリーと運動学曲線 (図 3.12) の距離の和が最小になるような組 $(\delta\theta_p, A_{dE})$ を計算し, その組を変換係数とした. つまり, ^{53}Sc ビームのデータが運動学曲線と最もよく一致するように, フィッティングパラメータ $(\delta\theta_p, A_{dE})$ を調整した. 表 3.1 は, 上段・中段・下段のそれぞれのセグメントにおいて得られた較正パラメータの結果である. 式 (3.4),(3.5) に, 表 3.1 のパラメータを代入して, 較正後の dE_{SSD2} と θ_p の相関を図 3.14, 3.15, 3.16 に示す. 図 3.14, 3.15, 3.16 には, 図 3.12 の運動学曲線も重ね書きした.

表 3.1: DELTA の上段・中段・下段のそれぞれの較正パラメータの組 $(\delta\theta_p, A_{dE})$.

セグメント	$\delta\theta_p$	A_{dE}
上段 (Up)	$0.715 \pm 0.039^\circ$	1.100 ± 0.011
中段 (Middle)	$1.017 \pm 0.036^\circ$	1.131 ± 0.010
下段 (Down)	$0.572 \pm 0.026^\circ$	1.144 ± 0.008

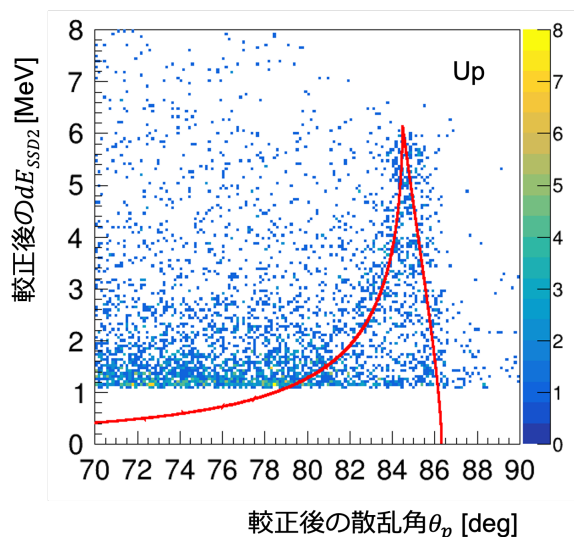


図 3.14: 較正後の SSD2 (上段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム). 1 MeV 以下のイベントは描画していない.

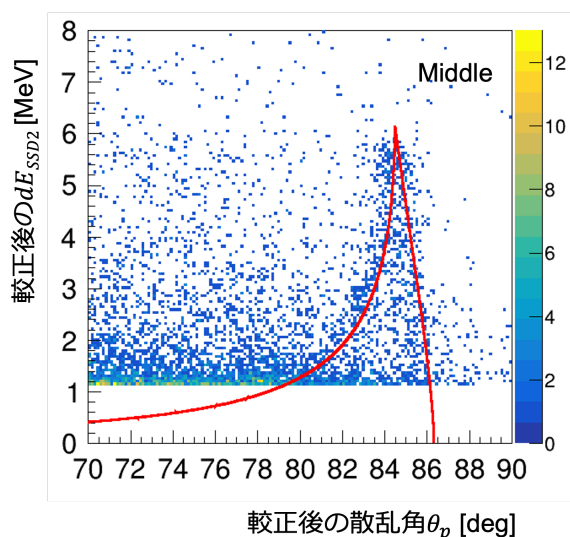


図 3.15: 較正後の SSD2 (中段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム). 1 MeV 以下のイベントは描画していない.

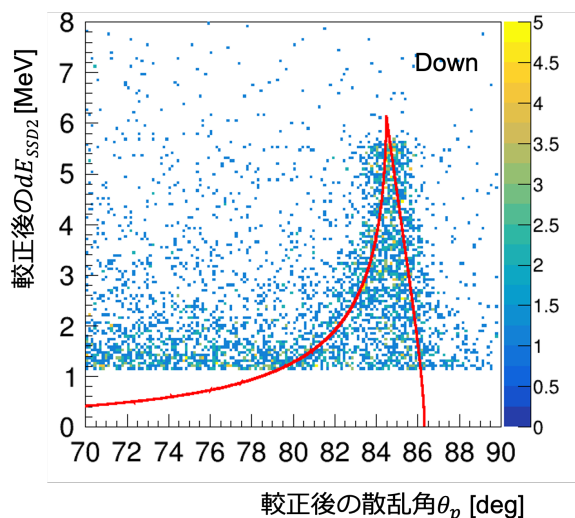


図 3.16: 較正後の SSD2 (下段) でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の相関 (^{53}Sc ビーム). 1 MeV 以下のイベントは描画していない.

3.3.2 GAGG(Ce) カロリメータの較正

E -検出器である GAGG(Ce) カロリメータも、エネルギー損失と散乱角の相関を用いて、エネルギー較正を行った. 当初は、SSD と同様に ^{53}Sc の陽子弾性散乱イベントを用いて較正を行う計画であった. しかし、3 本用意した GAGG(Ce) 結晶のうち、正確に読み出しができたのが 1 本にもなかったため、 ^{53}Sc の陽子弾性散乱イベントの統計量が少なく、 $^{53}\text{Sc}(p, p)$ による較正は行えなかった. そこで、GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー較正は、 ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc ビーム由来のイベントをまとめて用いて行った.

GAGG(Ce) カロリメータに届く粒子の識別も必要である. いま興味がある陽子以外にも、重陽子や三重陽子 (トライトン), α 粒子などが GAGG(Ce) カロリメータに到達する. GAGG(Ce) カロリメータで検出した粒子の識別には、1) dE - E 法と 2) 波形識別法の 2 つを用いた. 1) dE - E 法は、SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} の相関を用いて、粒子の種類を識別する手法である. 粒子の質量の違いにより、 dE_{SSD2} と E_{GAGG} の相関が異なるため、この手法を用いて粒子の識別を行うことができる. 2) 波形識別法は、近年 ESPRI グループで開発された手法であり、GAGG(Ce) カロリメータの波形データから、粒子の種類を識別する手法である [75, 76]. この手法では、発光波形の積分値 Q と波形の高さ H を用いて、 Q/H と Q の相関を用いて粒子の識別を行う. 図 3.17 に dE_{SSD2} と E_{GAGG} の相関 (1) dE - E 法) を、図 3.18 に Q/H と Q の相関 (2) 波形識別法) を示す. また、1) dE - E 法は低エネルギー側 ($T \lesssim 50$ MeV) の反跳粒子に対して、2) 波形識別法は高エネルギー側 ($T \gtrsim 50$ MeV) の反跳粒子に対して有効である. 本測定では、GAGG(Ce) カロリメータでの統計量が十分でなかったため、観測

第 3. データ解析と考察

されたイベントはほとんどが $T \lesssim 50$ MeV の低いエネルギーの粒子であった。したがって、本測定では主に 1) dE - E 法を用いて、GAGG(Ce) カロリメータでの粒子の識別を行った。

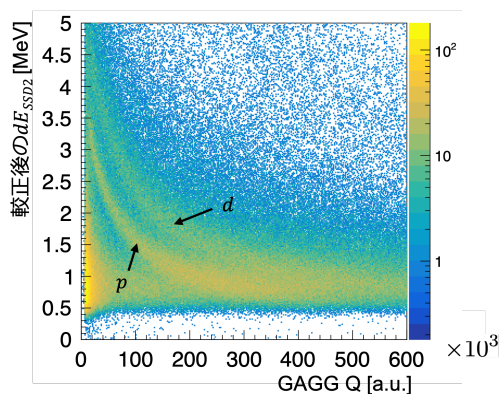


図 3.17: SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} と GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} の相関 (dE - E 法)。

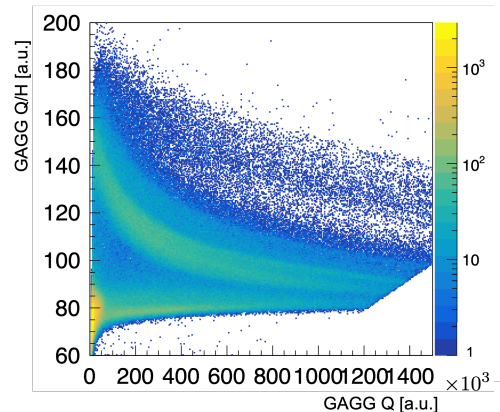


図 3.18: GAGG(Ce) カロリメータの発光波形の積分値 Q と高さ H の比 Q/H と Q の相関 (波形識別法)。

図 3.17 の軌跡の中から陽子 p の軌跡を選び、エネルギー損失と散乱角の相関をプロットしたものが図 3.19 である。ただし、入射ビームは ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の 5 種類を選択し、それらのビームのデータをまとめてプロットした。 $\theta_p = 84^\circ$ 付近から左上がりの相関が見られるが、これが陽子弾性散乱イベントに由来する反跳粒子である。図 3.19 のプロットでは、 dE - E 法による粒子識別の情報から陽子のみを選択してプロットした。図 3.19 の相関の左側に見られる一様なバックグラウンドは、非弾性散乱由来の陽子や他の重い粒子 (d , ^4He など) であると考えられる。また、図 3.20 には、相対論的運動学から予想されるエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関を示す。

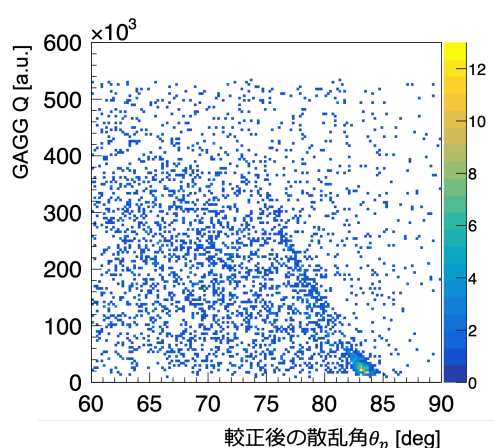


図 3.19: ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc ビーム由来のイベントを用いた GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関. ただし, $dE-E$ 法による粒子識別により陽子のみを選択した.

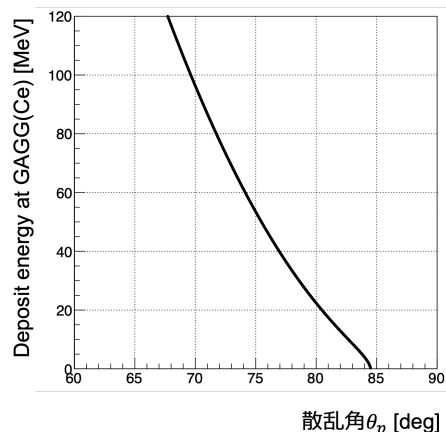


図 3.20: 運動学から予想される GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関.

図 3.20 の運動学曲線と図 3.19 の相関に基づき, GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー較正を行った. 図 3.19 から, 陽子弾性散乱イベントと考えられる相関を, 発光波形の積分値 Q 50000 ごとに 3000000 まで分割し, それぞれの分割について横軸 (散乱角 θ_p) に射影した. θ_p について射影し, それぞれの分布についてガウス分布でフィッティングしたものを図 3.21 に示す. フィッティングで求めたそれぞれの散乱角 θ_p に対して, ^{53}Sc 陽子弾性散乱の運動学曲線からエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,kin}}$ を決定した. 表 3.2 は, それぞれの Q の領域における散乱角 θ_p のフィッティング結果および対応するエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,kin}}$ の結果である.

第 3. データ解析と考察

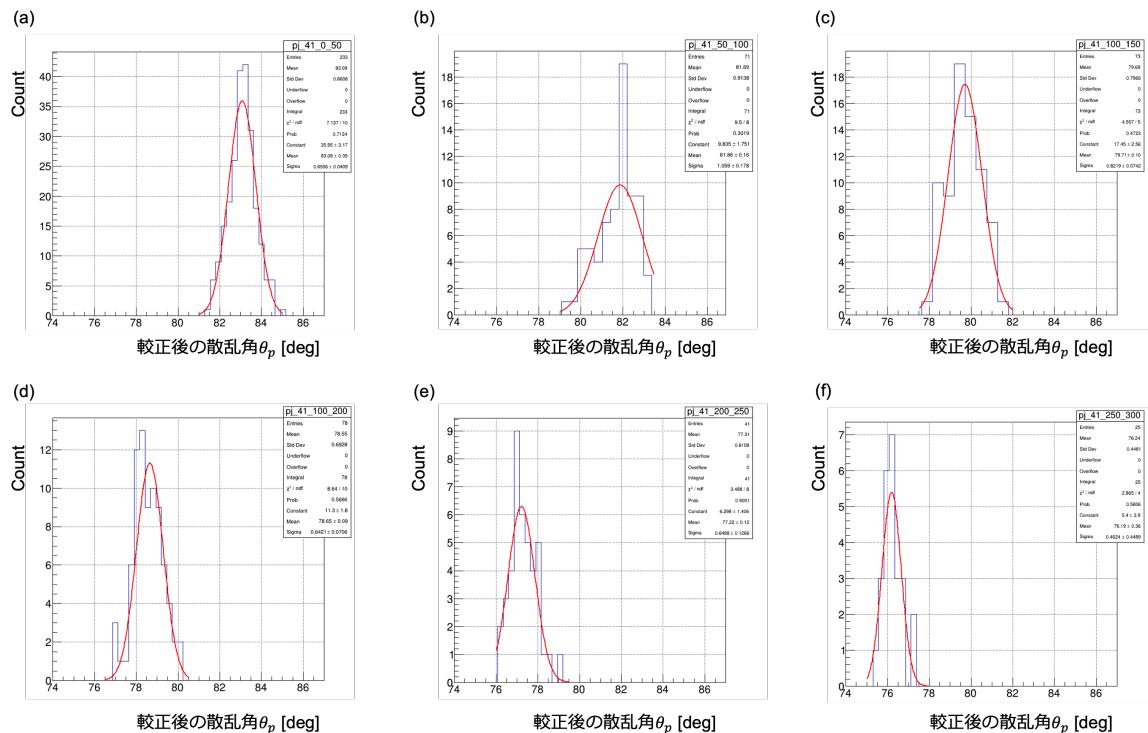


図 3.21: GAGG(Ce) カロリメータでの発光波形の積分値 Q を 50000 ごとに散乱角 θ_p の軸に射影した図. Q は (a)0~50000, (b)50000~100000, (c)100000~150000, (d)150000~200000, (e)200000~250000, (f)250000~300000 で分割した. それぞれの分布に対してガウス分布でフィッティングを行った.

表 3.2: GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー較正の結果.

	波形の積分値 Q	散乱角 θ_p (フィッティング結果)	エネルギー損失 E_{GAGG}
(a)	$(25 \pm 14) \times 10^3$	$83.08 \pm 0.655^\circ$	$8.20^{+2.82}_{-2.92}$ MeV
(b)	$(75 \pm 14) \times 10^3$	$81.86 \pm 1.059^\circ$	$13.51^{+4.89}_{-4.61}$ MeV
(c)	$(125 \pm 14) \times 10^3$	$79.71 \pm 0.821^\circ$	$23.87^{+4.43}_{-4.15}$ MeV
(d)	$(175 \pm 14) \times 10^3$	$78.65 \pm 0.642^\circ$	$29.64^{+3.73}_{-3.55}$ MeV
(e)	$(225 \pm 14) \times 10^3$	$77.22 \pm 0.648^\circ$	$38.23^{+4.19}_{-4.00}$ MeV
(f)	$(275 \pm 14) \times 10^3$	$76.19 \pm 0.462^\circ$	$44.99^{+3.19}_{-3.09}$ MeV

それぞれの $E_{\text{GAGG,kin}}$ が, 波形の積分値 Q に対応していると仮定し, Q と $E_{\text{GAGG,kin}}$ の相関を 1 次関数でフィッティングした. Q と $E_{\text{GAGG,kin}}$ の相関とフィッティング直線を図 3.22 に示す. ただし, Q は分割領域の中で一様分布していると仮定し, 1σ (標準偏差) を Q の誤差とした. その

結果, GAGG(Ce) カロリメータの発光波形の積分値 Q とエネルギー損失 E_{GAGG} の間の較正式は,

$$E_{\text{GAGG}} = p_0 + p_1 \times Q, \quad (3.6)$$

$$\begin{cases} p_0 = 4.10 \pm 3.36 \\ p_1 = (1.49 \pm 0.19) \times 10^{-4}, \end{cases} \quad (3.7)$$

と求まった.

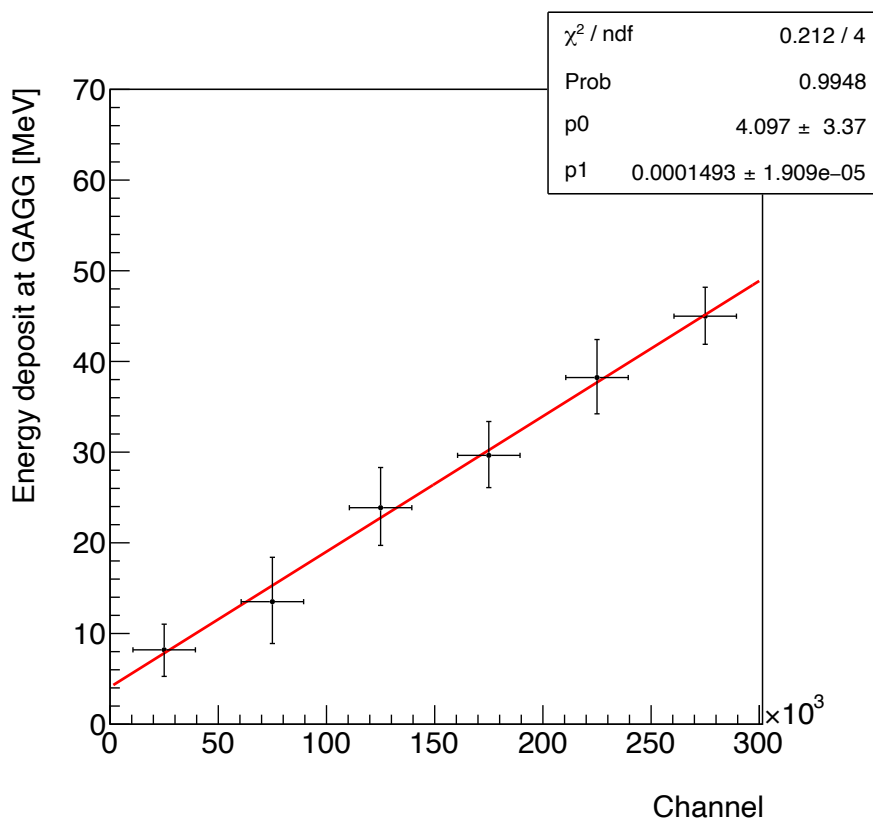


図 3.22: GAGG(Ce) カロリメータの波形の積分値 Q とエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,kin}}$ の相関とフィッティング結果.

最後に, 式 (3.6) によりエネルギー較正を行った E_{GAGG} を用いて, GAGG(Ce) カロリメータの粒子識別のプロット図 3.17, 3.18 を再掲しておく. 図 3.23 は, dE - E 法による粒子識別の結果であり, 図 3.24 は, 波形識別法による粒子識別の結果である. また, E_{GAGG} と θ_p の相関についても, エネルギー較正後の結果を図 3.25 に示す.

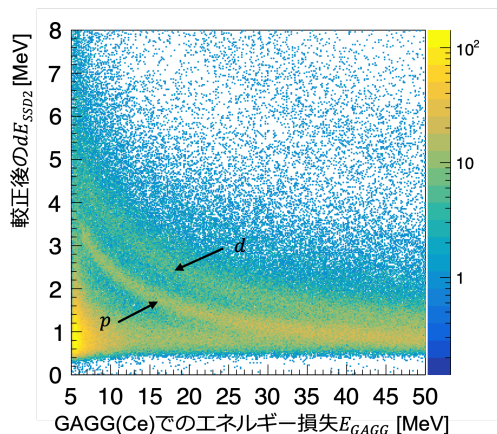


図 3.23: 図 3.17 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果.

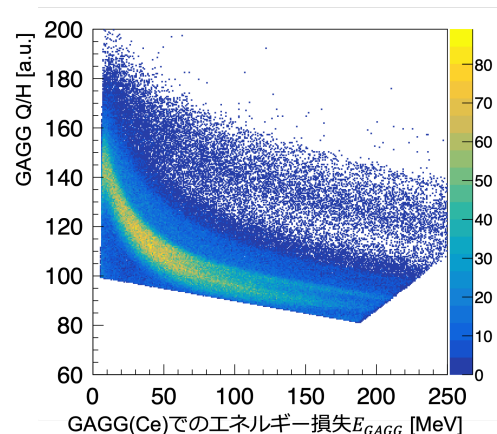


図 3.24: 図 3.18 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果. 見やすさのため, p と d の粒子識別に関係のある部分を取り出している.

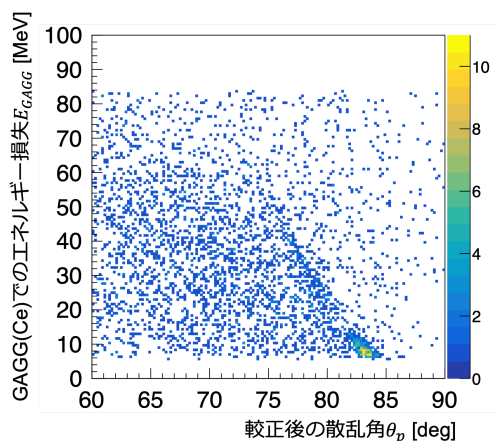


図 3.25: 図 3.19 と同じ. ただし, E_{GAGG} は校正後の結果.

■ ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc のデータをまとめて使用することの妥当性

GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー校正には, ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の 5 種類のビームのデータをまとめて使用した. 入射ビームの核種が異なると, 散乱の運動学的性質が異なるため, エネルギー損失 $dE_{GAGG(\text{Ce})}$ と散乱角 θ_p の相関も異なる. ここでは, エネルギー校正に対して, ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc のデータをまとめて使用することの妥当性について述べる. 図 3.26 は, これら 5 つの核種における陽子弾性散乱に対して, 全運動エネルギー T_p と反跳陽子の散乱角 θ_p の相関を示している. 5 本の曲線は, ^{50}Ca (赤), ^{53}Sc (青), ^{48}K (緑), ^{51}Ca (シアン), ^{52}Sc (マゼンタ) ビームに対する運動学曲線である. この 5 つの核種は質量がほとんど同じであるため

運動学曲線はほぼ重なっていて、ある θ_p についての運動学曲線のずれは高々 50 keV 程度である。一方で、GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー較正では、表 3.2 で示したように、 E_{GAGG} の統計誤差は約 3 ~ 4 MeV 程度と大きい。よって、5 つの核種をまとめて使用することによる運動学曲線のずれの影響は、エネルギー較正の統計誤差に比べて十分小さい。したがって、 ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc のデータをまとめて使用することは妥当であると考えられる。

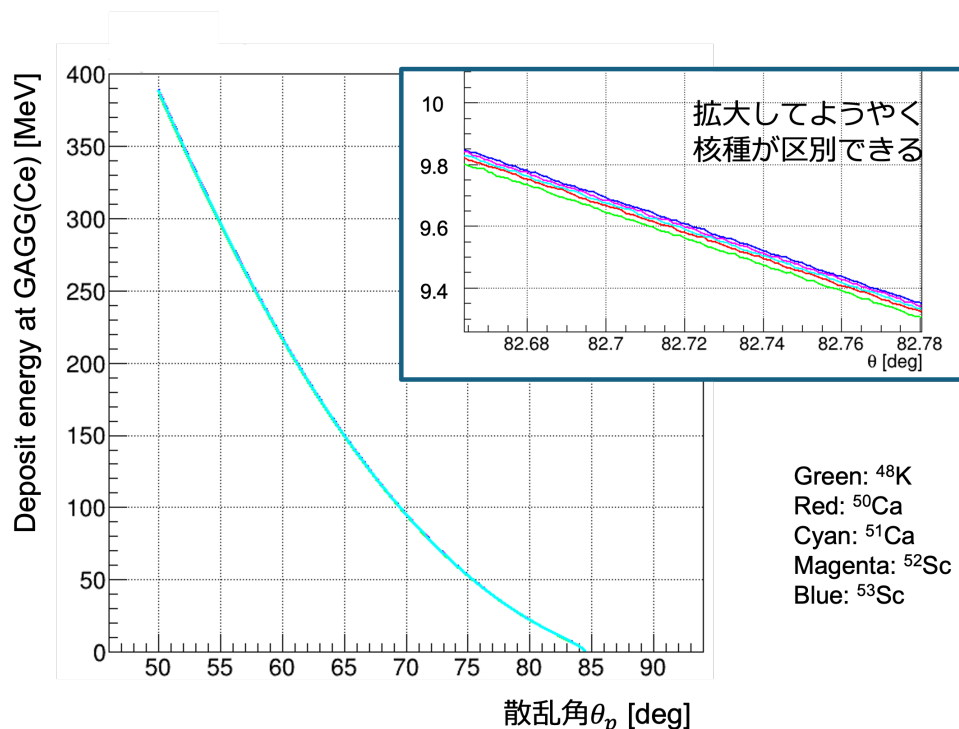


図 3.26: ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc ビームの陽子弾性散乱に対する GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} と散乱角 θ_p の相関。

3.4 DELTA の励起エネルギー分解能

前節で、SSD1,2 と GAGG(Ce) カロリメータの較正を行い、反跳陽子の散乱角 θ_p と運動エネルギー T_p を決定した。本節では、それぞれの検出器の励起エネルギー分布を求めて、本セットアップでの DELTA テレスコプの励起エネルギー分解能を評価する。以下では、SSD2 (dE 検出器) と GAGG(Ce) カロリメータ (E 検出器) での励起エネルギー分布をそれぞれ求めた。SSD2 については、 ^{53}Sc 陽子散乱および ^{50}Ca 陽子散乱における励起エネルギー分布を求めた。また、GAGG(Ce) カロリメータについては統計量が少なかったため、 ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc のデータをまとめた場合の励起エネルギー分布を求めた。

3.4.1 励起エネルギーの求め方

まず, 本研究で各イベントの励起エネルギー E_x をどのように決定したかについて述べる. 第 2 章の 2.4 節で言及したように, 二体の陽子散乱では 3 つの変数 (T_p , θ_p , E_x) のうち 2 つが決まれば, 残りの 1 つは式 (2.1), (2.2) から決定できる. ここで, T_p は反跳陽子の全運動エネルギー, θ_p は反跳陽子の散乱角である.

散乱角 θ_p については SSD1,2 での反跳陽子の位置情報からすでに決定されている. 一方, SSD2 と GAGG(Ce) カロリメータで測定されたエネルギー情報は, それぞれの検出器でのエネルギー損失 dE_{SSD2} , E_{GAGG} である. よって, dE_{SSD2} や E_{GAGG} もしくはその両方を用いて, 各イベントに対して反跳陽子の全運動エネルギー T_p を導出する必要がある. 以下では, 反跳陽子が (a) SSD2 で止まる場合と (b) GAGG(Ce) カロリメータに到達する場合 (図 3.27) での, T_p の求め方を簡単に述べる.

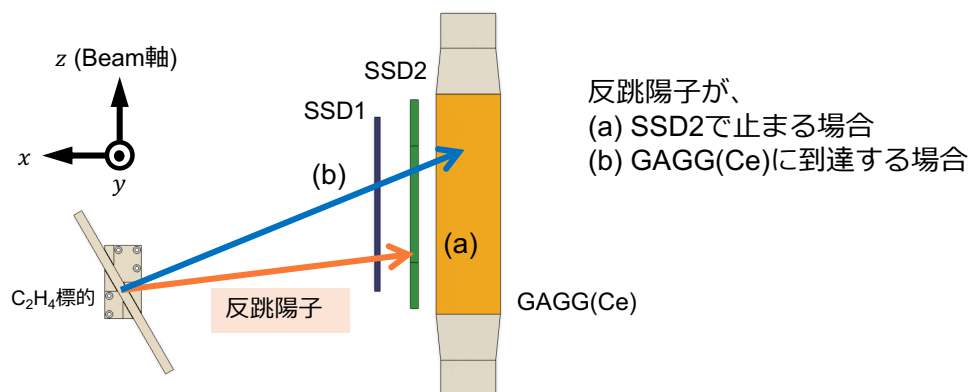


図 3.27: 反跳陽子が (a) SSD2 で止まる場合と (b) GAGG(Ce) カロリメータに到達する場合のイベントの模式図.

(a) SSD2 で陽子が止まる場合

反跳陽子が SSD2 で止まる場合 (図 3.27(a)) は, 陽子が SSD1,2 ですべての運動エネルギーを失った場合である. いま C_2H_4 標的の標的厚と検出器以外でのエネルギー損失を無視すると, 陽子の全運動エネルギーは,

$$T_p = dE_{SSD1} + E_{SSD2,obs}, \quad (3.8)$$

で与えられる. ただし, dE_{SSD1} , $E_{SSD2,obs}$ はそれぞれ SSD1, SSD2 でのエネルギー損失である. ここでは, SSD1 が dE 検出器として, SSD2 が E 検出器として機能していることに注意されたい. また, 測定量には添え字 “obs” をつけて, 実際に観測された値であることを明示した.

ここで, dE_{SSD1} を T_p の関数として, T_p についての関数

$$f(T_p) = dE_{\text{SSD1}}(T_p) - T_p + E_{\text{SSD2,obs}}, \quad (3.9)$$

を定義すると, $f(T_p) = 0$ の解 T_p は, まさに求めたい反跳陽子の全運動エネルギーである. ところで, 式 (2.3) より, SSD1 でのエネルギー損失 dE_{SSD1} は反跳陽子の全運動エネルギー T_p について単調に減少する. つまり, $f(T_p)$ は T_p について単調減少関数である. したがって, $f(T_p) = 0$ は数値的に解くことができ, これがいま求めたい反跳陽子の全運動エネルギーである.

SSD2 で陽子が止まるイベントに対しては, 式 (3.9) を数値的に解くことにより, 反跳陽子の全運動エネルギー T_p を決定した.

(b) GAGG(Ce) カロリメータに陽子が到達する場合

反跳陽子が GAGG(Ce) カロリメータに到達する場合も, (a) と同様の方法で T_p を決定することができる. 陽子の全運動エネルギー T_p は,

$$T_p = dE_{\text{SSD1}} + dE_{\text{SSD2,obs}} + E_{\text{GAGG,obs}}, \quad (3.10)$$

で与えられる. ただし, $E_{\text{GAGG,obs}}$ は, GAGG(Ce) カロリメータでの陽子のエネルギー損失である. また, $dE_{\text{SSD2,obs}}$ は SSD2 でのエネルギー損失である. T_p についての関数

$$g(T_p) = dE_{\text{SSD1}}(T_p) - T_p + dE_{\text{SSD2,obs}} + E_{\text{GAGG,obs}}, \quad (3.11)$$

を定義すると, $g(T_p)$ も T_p について単調減少関数である. したがって, この場合も (a) と同様にして, $g(T_p) = 0$ は数値的に解くことができ, T_p を決定することができる.

また, GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,obs}}$ を使用せずに, T_p を決定する方法も考えられる. 反跳陽子が SSD2 を通過するとき, dE_{SSD2} は T_p について単調減少関数であるため,

$$h(T_p) = dE_{\text{SSD2}}(T_p) - dE_{\text{SSD2,obs}}, \quad (3.12)$$

について, $h(T_p) = 0$ を逆に解くことにより T_p を決定することができる. この方法は, GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 $E_{\text{GAGG,obs}}$ を使用しないため, T_p の不定性が大きくなる可能性がある. しかし, GAGG(Ce) カロリメータの統計量が少ないことの影響を受けないため, 本測定での T_p の決定には有用である.

本論文では上記 2 つの方法により, (b) GAGG(Ce) カロリメータに陽子が到達する場合の反跳陽子の全運動エネルギー T_p を決定した.

3.4.2 励起エネルギー分布

ビームの解析 (3.2 節) と反跳陽子の解析 (3.3 節) ができたので, 本節では弾性散乱イベントの抽出と励起エネルギー分布の決定を行う. 前述したように, 本セットアップでは SSD1 (dE 検出器),

SSD2 (dE 検出器), GAGG(Ce) カロリメータ (E 検出器) の 3 つの検出器からなる dE - dE - E テレスコープにより反跳粒子の観測を行った. 特に, SSD2 と GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失から, 各イベントの全運動エネルギー T_p を算出した. また, 励起エネルギー E_x については, 3.4.1 項の方法により各イベントの E_x を決定し, 励起エネルギー分布を求めた. 以下では, SSD2 での励起エネルギー分布 (3.4.2 段), GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分布 (3.4.2 段) について述べる.

■SSD2 での励起エネルギー分布

^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の運動エネルギー T_p と散乱角 θ_p のプロットを図 3.28 に示した. SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を使って, $\theta_p = 84.47^\circ (T_p \sim 7.2 \text{ MeV})$ を反跳陽子が SSD2 で止まるかどうかの境界として設定した. $T_p \lesssim 7.2 \text{ MeV}$ のイベントは式 (3.9) をもとに T_p を決定し, $T_p \gtrsim 7.2 \text{ MeV}$ のイベントは式 (3.12) をもとに T_p を決定した. 図 3.28 内の赤実線は, ^{53}Sc 陽子弾性散乱の運動学曲線であり, 弾性散乱イベントはこの曲線に沿って分布するはずである. また, 黒実線は非弾性散乱による ^{53}Sc の第一励起状態 $E_x = 2.109 \text{ MeV}$ と第二励起状態 $E_x = 2.283 \text{ MeV}$ の運動学曲線である. 弾性散乱イベントの locus が $\theta_p = 82^\circ$ から $\theta_p = 86^\circ$ までの範囲で見えていることが確認できた. 第一励起状態, 第二励起状態の locus は, 背景事象との区別が困難であったため, これらのイベントを確認することはできなかった.

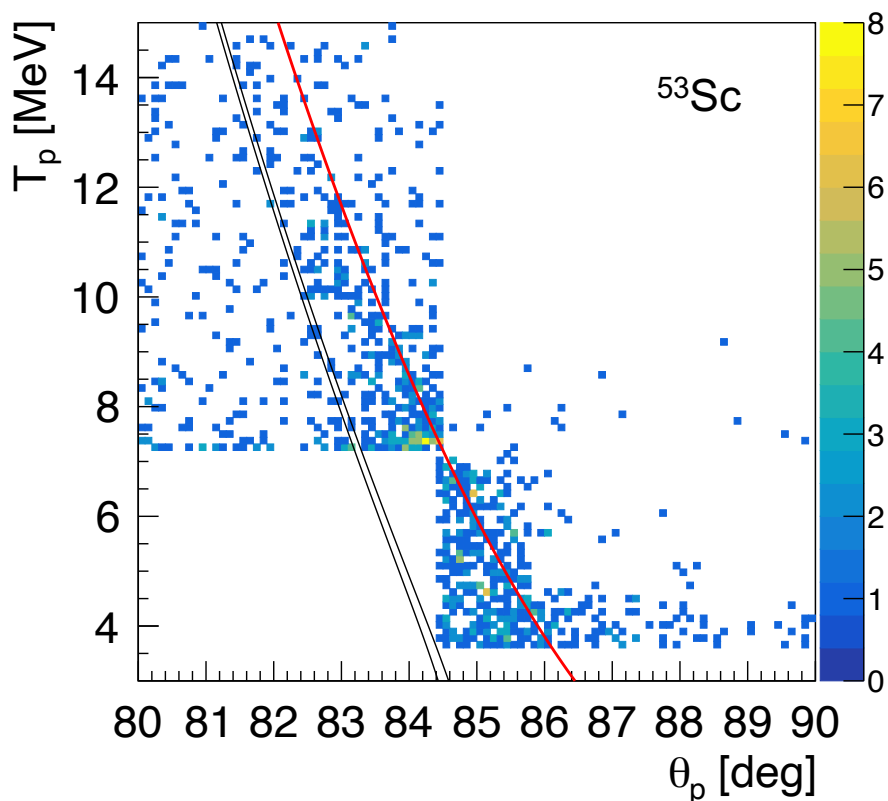


図 3.28: SSD2 の情報のみを用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の全運動エネルギー T_p と散乱角 θ_p の相関. 弾性散乱と非弾性散乱（第一励起状態, 第二励起状態）の運動学曲線もそれぞれ赤実線, 黒実線で描画した.

2 章の 2.3 節で述べたように, 励起エネルギー E_x がゼロでない時は散乱角 θ_p が取りうる範囲が運動学的に制限される. また, 今回のデータ解析では, 低エネルギーの背景事象の除去のために, 解析上で T_p の範囲を制限している. したがって, 励起エネルギー分解能を決定する時には θ_p の範囲に注意する必要がある. 図 3.29 は, SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p のプロットである. 励起エネルギー E_x は, θ_p によって取りうる範囲が変化することが分かる. 例えば, $\theta_p \sim 85^\circ$ では $E_{x,\text{max}} \sim 2 \text{ MeV}$ が励起エネルギーが取りうる最大値である.

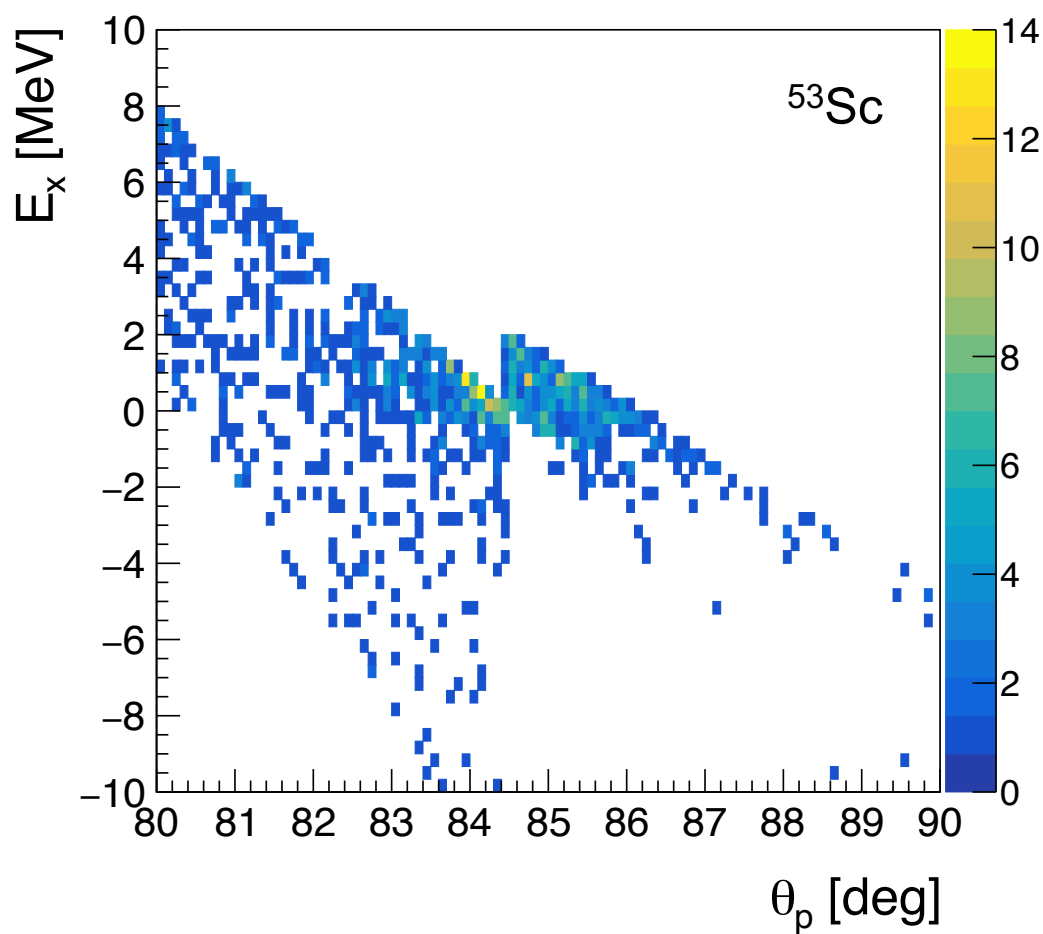


図 3.29: SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p の相関.

E_x の取りうる範囲を考慮して, ^{53}Sc 陽子散乱の励起エネルギー分布は $82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$ と $85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$ の 2 つの角度範囲で求めた. $85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$ における ^{53}Sc 陽子散乱の励起エネルギー分布を図 3.30 に示す. これが本論文の重要な結果の一つである. 得られた励起エネルギー分布を 1 つのガウス関数でフィットした結果, DELTA の SSD2 における励起エネルギー分解能は $\Delta E_x = 0.66 \pm 0.05 \text{ MeV} (1\sigma)$ と求まった.

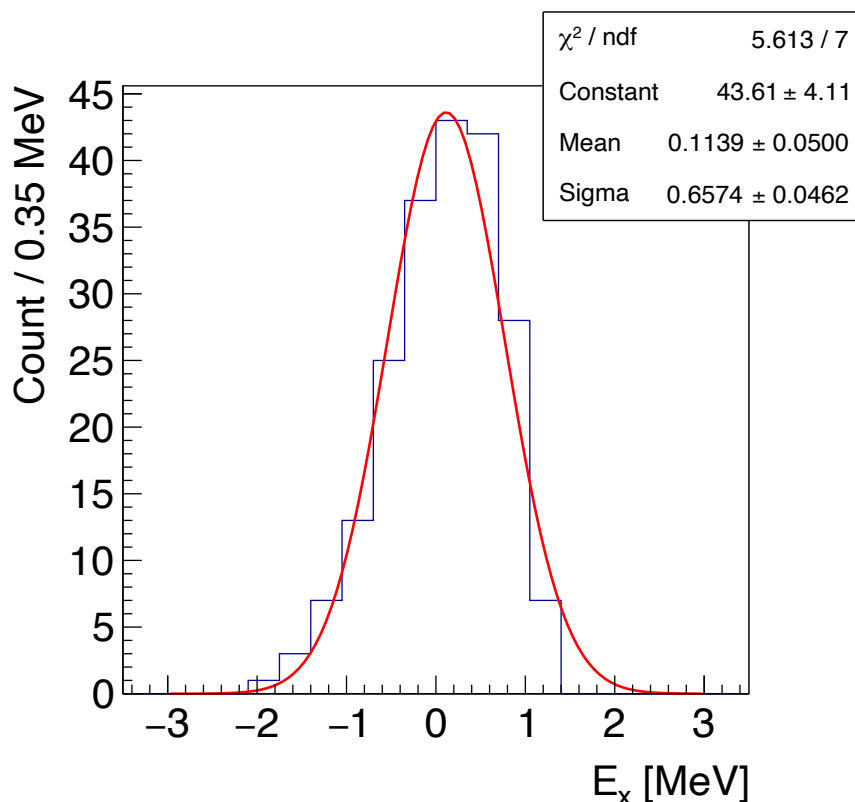


図 3.30: SSD2 でのエネルギー損失を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$). 赤実線は 1 つのガウス分布でフィッティングした結果.

また, $82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$ における ^{53}Sc 陽子散乱の励起エネルギー分布を図 3.31 に示す. 図 3.31 も同様に 1 つのガウス関数でフィットした結果, $82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$ での励起エネルギー分解能は $\Delta E_x = 1.16 \pm 0.10 \text{ MeV}$ (1σ) と求まった. これは, $85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$ の結果 (図 3.30) よりも悪い分解能であった. また, ピークの位置も $E_x = 1.14 \pm 0.09 \text{ MeV}$ と, $E_x = 0$ からずれた値となった. この結果は, SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} のストラグリングが大きいためであると考えられる. この角度領域の反跳陽子は SSD2 を通り抜けるがエネルギーの大部分を SSD2 で失うため, SSD2 でのエネルギーストラグリングが T_p のエネルギー分解能に与える影響が大きい. これが $82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$ での励起エネルギー分解能が悪い原因であると考えられる.

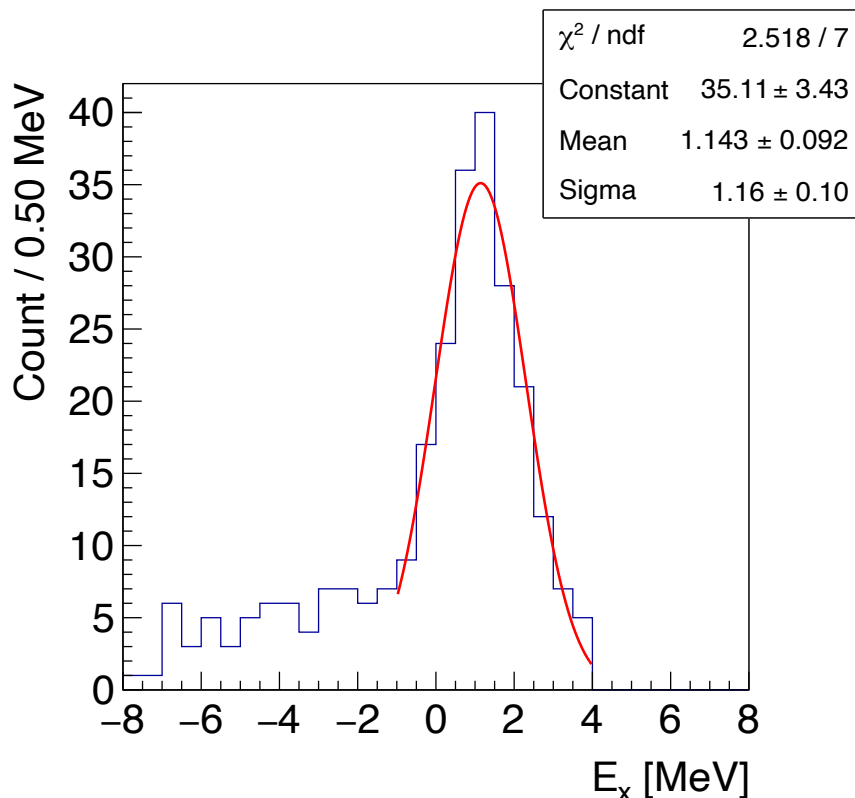


図 3.31: SSD2 でのエネルギー損失 dE_{SSD2} を用いた ^{53}Sc 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($82^\circ \leq \theta_p \leq 83.5^\circ$). 赤実線は 1 つのガウス分布でフィッティングした結果.

■GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分布

SSD2 を通り抜けて GAGG(Ce) カロリメータに到達した反跳陽子は, GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} を用いて全運動エネルギー T_p を決定することができる. 図 3.32 は, SSD2 と GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 dE_{SSD2} , E_{GAGG} から求めた T_p と θ_p のプロットである. GAGG(Ce) カロリメータは十分な統計量が得られなかったため, 質量がほとんど等しい 5 つの核種 (^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc) のデータをまとめてプロットした. 図 3.32 の赤実線は, 代表して質量の順で中間に位置する ^{51}Ca の弾性散乱の運動学曲線を示している. $\theta_p = 82^\circ$ から $\theta_p = 84^\circ$ までで弾性散乱イベントと考えられる locus が観測された. $\theta_p \leq 80^\circ$ では, 弾性散乱イベントの locus は確認できなかったが, 運動学曲線 (赤実線) を境界としてイベント数の変化が見られた. 全体に分布している背景事象に加えて, 運動学曲線の下側の領域では背景事象が増加していることが確認できたが, これは非弾性散乱イベントと考えられる. 図 3.32 は, 5 つの核種のイベントをまとめてプロットしているため, 非弾性散乱では様々な励起状態のイベントが混在している可能性が高い. そのため, 非弾性散乱イベントの locus を確認することはできず, 一様な背景事象のように分布していると考えられる.

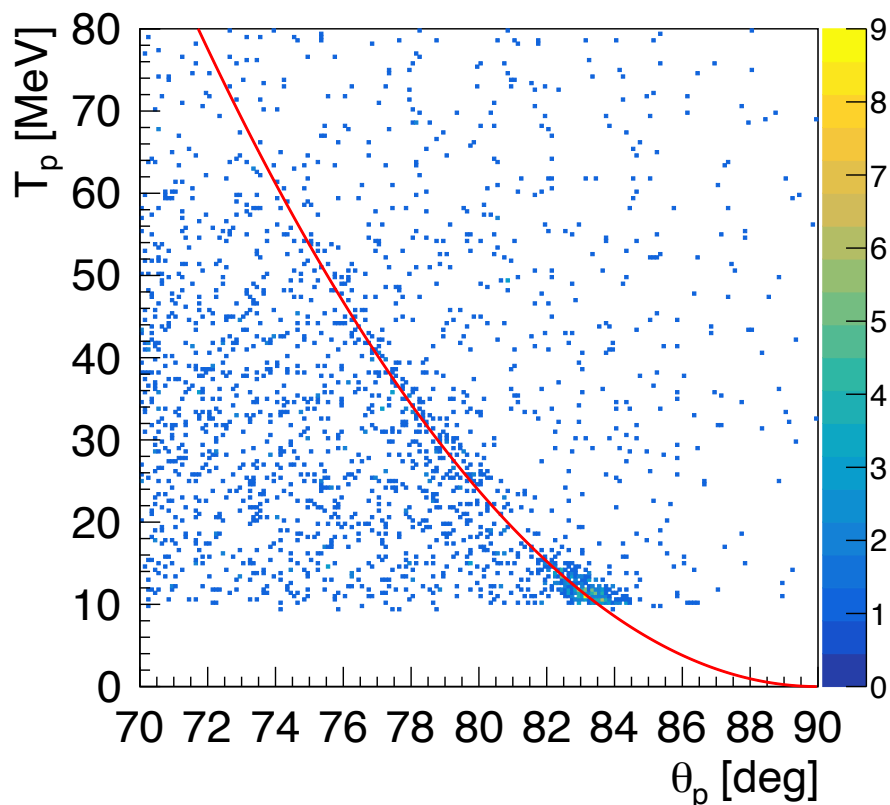


図 3.32: GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} を用いた反跳陽子の全運動エネルギー T_p と散乱角 θ_p の相関. ただし, 5 つの核種 (^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc) のデータをまとめてプロットしている. 運動学曲線 (赤実線) の下側に非弾性散乱イベントがあると考えられる.

図 3.33 は, GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p のプロットである. SSD2 の場合と同様に, 励起エネルギー E_x の取りうる範囲は θ_p によって制限されることが分かる. GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分布は, $76^\circ \leq \theta_p \leq 80^\circ$ および $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$ の 2 つの角度範囲で求めた. 図 3.34, 3.35 は, それぞれ $76^\circ \leq \theta_p \leq 80^\circ$ および $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$ での励起エネルギー分布である. $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$ (図 3.35) では, DELTA の GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分解能は $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07 \text{ MeV}$ (1σ) と求まった.

一方, $76^\circ \leq \theta_p \leq 80^\circ$ (図 3.34) では非弾性散乱イベントが多いため, 弾性散乱イベントの励起エネルギー分解能を求めることはできなかった. これは, 前述したように励起エネルギーが低い核種 (^{51}Ca , ^{52}Sc) などの非弾性散乱イベントが多いためと考えられる.

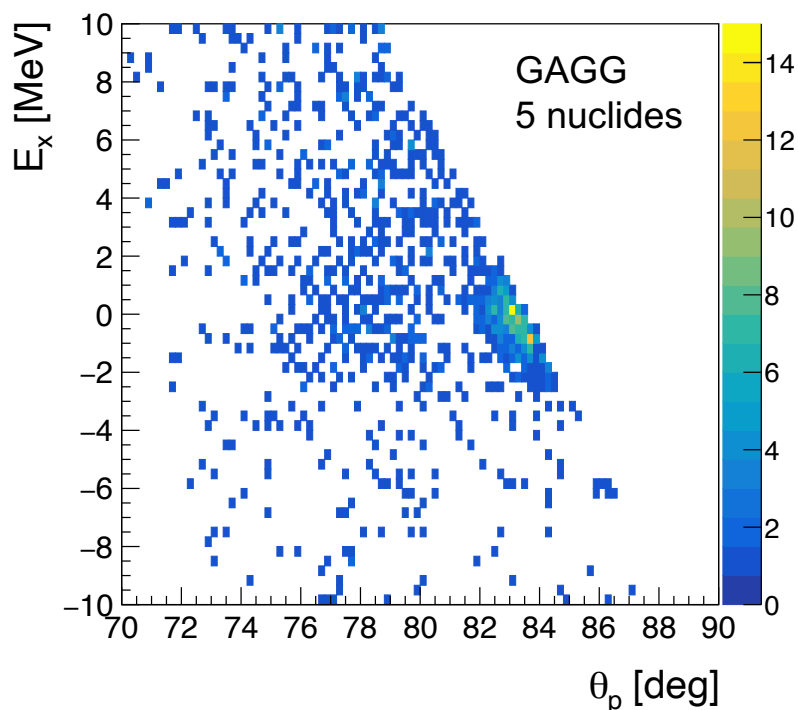


図 3.33: GAGG(Ce) カロリメータでのエネルギー損失 E_{GAGG} を用いた反跳陽子の励起エネルギー E_x と散乱角 θ_p の相関. ただし, 5 つの核種 (^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc) のデータをまとめてプロットしている.

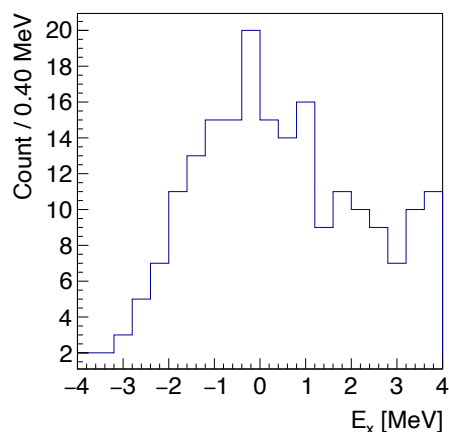


図 3.34: ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($76^\circ \leq \theta_p \leq 80^\circ$).

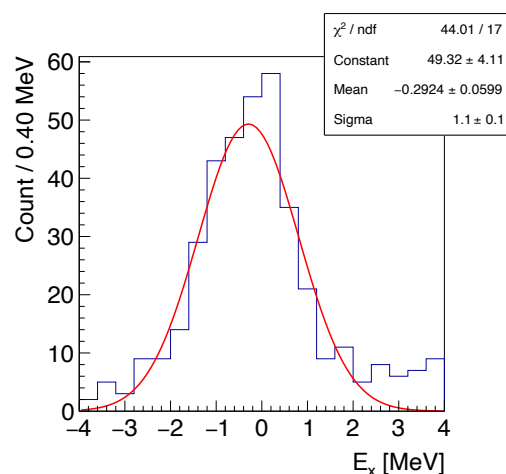


図 3.35: ^{53}Sc , ^{50}Ca , ^{48}K , ^{51}Ca , ^{52}Sc の陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$).

3.4.3 励起エネルギー分解能の考察

本研究で求めた DELTA の励起エネルギー分解能は, dE 検出器である SSD2 で $\Delta E_x = 0.66 \pm 0.05 \text{ MeV}$, E 検出器である GAGG(Ce) カロリメータで $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07 \text{ MeV}$ であった. 3.4.3 節では, SSD2 と GAGG(Ce) カロリメータのそれぞれで得られた励起エネルギー分解能について考察を行う.

■SSD2 の励起エネルギー分解能について

SSD2 での励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 0.66 \pm 0.05 \text{ MeV}$ (1σ) は, 先行研究のシミュレーション結果 [61] と一致した結果となった. この値は, ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定における基底状態と第一励起状態 ($E_x = 2.563 \text{ MeV}$) をおよそ 4σ で弁別できることを示している. $\Delta E_x = 0.66 \text{ MeV}$ は十分小さい値であるが, 以下ではさらなる励起エネルギー分解能の向上を目指すには, 何が必要であるかを検討する.

2 章の 2.6.2 項で述べたように, 励起エネルギー分解能 ΔE_x は, 角度分解能 $\Delta\theta_p$, 反跳陽子の運動エネルギーの分解能 ΔT_p , ビーム粒子の運動エネルギーの分解能 ΔT_{beam} によって次式で与えられる.

$$\begin{aligned} (\Delta E_x)^2 = \frac{1}{(E_x + m_1)^2} & \left[(p_1 p'_2 \sin \theta_p)^2 (\Delta\theta_p)^2 \right. \\ & + \left\{ \frac{p_1}{p'_2} (T_p + m_2) \cos \theta_p - T_p - T_{\text{beam}} - m_1 \right\}^2 (\Delta T_p)^2 \\ & \left. + \left\{ \frac{p'_2}{p_1} (T_{\text{beam}} + m_1) \cos \theta_p - T_p \right\}^2 (\Delta T_{\text{beam}})^2 \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$\Delta\theta_p$, ΔT_p , ΔT_{beam} のそれぞれの係数を比較すると, 反跳陽子の散乱角 θ_p の分解能が励起エネルギー分解能 ΔE_x に最も影響を与える (図 2.19). また, 散乱角の分解能 $\Delta\theta_p$ は,

$$(\Delta\theta_p)^2 \sim (\Delta\theta_{\text{beam}})^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{beam}}}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{tele.}}}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{tar.}}}{L} \right)^2 + (\Delta\theta_{\text{mul.}})^2, \quad (2.9)$$

で与えられる.

ここでは, 励起エネルギー分解能 ΔE_x の主要な要因である反跳陽子の散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ について, 本測定での結果をもとに考察する. 表 3.3 は, 反跳陽子の散乱角分解能の見積もりに用いたパラメータの値である.

表 3.3: 反跳陽子の散乱角分解能の見積もりに用いたパラメータの値.

パラメータ	物理量
ビーム粒子の角度分解能 $\Delta\theta_{\text{beam}}$	$< 1 \text{ mrad}$
ビーム粒子の位置分解能 Δx_{beam}	$< 200 \mu\text{m}$
反跳陽子の位置分解能 $\Delta x_{\text{tele.}}$	$\sim 30 \mu\text{m}$
標的厚による反応点の不確定性 $\Delta x_{\text{tar.}}$	$\sim 100 \mu\text{m}$
標的から DELTA までの距離 L	137 mm

また, 反跳陽子がポリエチレン標的中で多重散乱することによる散乱角の変化 $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ は, 陽子の運動エネルギー T_p に依存して変化する. つまり, 散乱角 θ_p によって角度ストラグリングの大きさが変化するため, 散乱角分解能には θ_p 依存性が生じる. 表 3.4 に, $\theta_p = 82, 85^\circ$ における $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ の値を示した.

例として $\theta_p = 82, 85^\circ$ における散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ とそれぞれの項の値を表 3.5 にまとめた. $\theta_p = 82^\circ$ では $\Delta\theta_p = 0.23^\circ$ (1σ), $\theta_p = 85^\circ$ では $\Delta\theta_p = 0.54^\circ$ (1σ) となり, これは本測定の結果と概ね一致している. 実験データでの散乱角分解能の結果の一例として, 本測定の ^{50}Ca 陽子散乱における $\theta_p \sim 85.5^\circ$ での $\Delta\theta_p$ を, 図 3.36 に示す. $\theta_p = 85.5^\circ$ での, 実験的に得られた散乱角分解能は $\Delta\theta_p = 0.45 \pm 0.09^\circ$ であり, これは表 3.5 の計算と矛盾しない.

また, $\Delta\theta_p$ の主要な要因は, 反跳陽子のポリエチレン標的中の多重散乱による角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ であることも分かる. $\Delta\theta_p$ に対して角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ が占める割合は, 重心系前方では 80% を超え, 特に $\theta_p = 85^\circ$ では約 98% を占める. したがって, 反跳陽子の散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ は, SSD のエネルギー分解能が十分良いという条件のもとでは, 主に多重散乱による角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ によって決定されることが分かる.

表 3.4: $\theta_p = 82^\circ, 85^\circ$ における反跳陽子の標的中の多重散乱による角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ の値.

θ_p (deg)	T_p (MeV)	$\Delta\theta_{\text{mul.}} (1\sigma)$ (mrad)	$\Delta\theta_{\text{mul.}} (1\sigma)$ (deg)
82	15.2	3.5	0.20
85	5.9	9.2	0.53

表 3.5: $\theta_p = 82, 85^\circ$ における散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ と各項の値.

θ_p (deg)	$\Delta\theta_{\text{beam}}$ (mrad)	Δx_{beam} (mrad)	$\Delta x_{\text{tele.}}$ (mrad)	$\Delta x_{\text{tar.}}$ (mrad)	$\Delta\theta_{\text{mul.}}$ (mrad)	$\Delta\theta_p$ (mrad)	$\Delta\theta_p$ (deg)
82	< 1	< 1.5	0.2	0.7	3.5	4.0	0.23
85	< 1	< 1.5	0.2	0.7	9.2	9.4	0.54

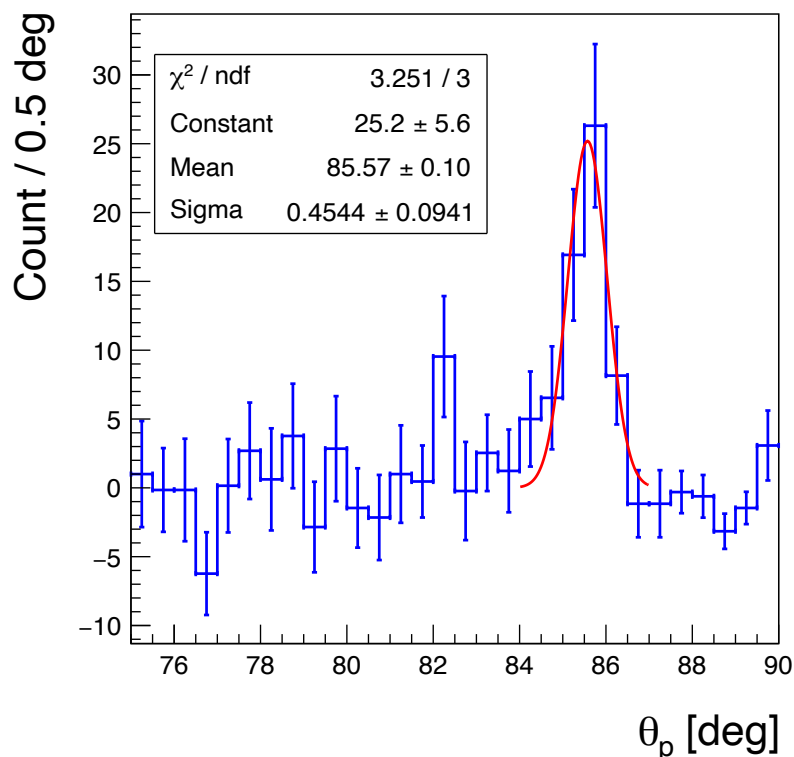


図 3.36: SSD2 における ^{50}Ca 陽子散乱の locus について, $2.0\text{ MeV} \leq dE_{\text{SSD2}} \leq 2.2\text{ MeV}$ の範囲のイベントを θ_p 軸に射影した図. 赤実線は 1 つのガウス分布でフィッティングした結果である.

以上の考察から, 重心系前方をカバーする SSD2 での励起エネルギー分解能 ΔE_x では, ポリエチレン標的中での反跳陽子の多重散乱による角度ストラグリング $\Delta\theta_{\text{mul.}}$ の寄与が最も大きいことが分かった. また, その次に重要な要因は, 標的厚が有限であるために生じる反応点の不確定性 $\Delta x_{\text{tar.}}$ である. つまり, SSD2 が対象とする重心系前方では, 励起エネルギー分解能 ΔE_x のほとんどが標的厚 z によって決定されることが分かる.

■GAGG(Ce) カロリメータの励起エネルギー分解能について

GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07\text{ MeV}$ は, SSD2 での結果 $\Delta E_x = 0.66 \pm 0.05\text{ MeV}$ よりも悪い値であった. この原因としては, 標的中の角度ストラグ

リングによる散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ の悪化に加えて, GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー分解能が影響していると推測される. GAGG(Ce) カロリメータは, 反跳陽子の通過位置によって発光量に変化する位置依存性があることが確認されていて, GAGG(Ce) カロリメータのエネルギー分解能に影響を与えることが分かっている [75]. 先行研究で位置依存性があることがすでに分かっているが, 本論文ではこの効果を取り入れた解析はまだできていないので, それが DELTA の励起エネルギー分解能 ΔE_x の悪化の原因になっていると予想される. 今後は, この位置依存性も考慮した解析を進めていく予定である.

3.5 $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積

3.5 節では, 本研究のもう一つの目的である $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積の導出を行う.

3.5.1 微分断面積の定義

面積数密度が均一な N_{in} 個のビーム粒子が, 面積 S で N_{atom} 個の原子を持つ標的に入射されたとする. このとき, ある立体角領域 Ω に散乱される粒子の個数が $N_{\text{sca}}(\Omega)$ 個であったならば, 「反応の頻度を定量的に表す指標」である断面積 $\sigma(\Omega)$ は,

$$\sigma(\Omega) = \frac{N_{\text{sca}}(\Omega)}{N_{\text{in}}} \frac{S}{N_{\text{atom}}}, \quad (3.13)$$

で定義される. 標的の密度を ρ , 厚さを d , 原子量を M , アボガドロ数を N_A とすると, N_{atom} は,

$$N_{\text{atom}} = \frac{\rho S d N_A}{M}, \quad (3.14)$$

と書けるので, 式 (3.13) は,

$$\sigma(\Omega) = \frac{N_{\text{sca}}(\Omega)}{N_{\text{in}}} \frac{M}{\rho d N_A}, \quad (3.15)$$

と表すことができる [79].

ところで, 実験的に得られる観測量は, ある有限な立体角 $\Delta\Omega$ での断面積 $\Delta\sigma$ である. ここで, $\Delta\Omega$ 内での断面積の平均値として,

$$\overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \equiv \frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega}, \quad (3.16)$$

という量を考える. 本論文では, 式 (3.16) を実験的に決定する微分断面積とする.

3.5.2 微分断面積の導出

式 (3.16) より, 実験的に求めたい微分断面積は,

$$\overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}} = \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{N_{\text{sca}}(\Delta\Omega)/\epsilon}{N_{\text{in}}} \frac{M}{\rho d N_A}, \quad (3.17)$$

第 3. データ解析と考察

である。ただし、 ϵ は検出器の検出効率である。3.5.2 項では、式 (3.17) の右辺のそれぞれのパラメータを実験データから決定し、 $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積を導出する。

■標的陽子数 N_{target}

ポリエチレン標的に含まれる単位面積あたりの陽子数

$$N_{\text{target}} \equiv \frac{\rho d N_A}{M}, \quad (3.18)$$

を求める。表 2.9 から、ポリエチレンの標的厚（面密度）は、 $\rho d = 4.43 \pm 0.13 \text{ mg/cm}^2$ である。ポリエチレンの単量体 C_2H_4 には 4 つの陽子が含まれていることに注意すると、 N_{target} は、

$$\begin{aligned} N_{\text{target}} &= (3.803 \pm 0.111) \times 10^{20} / \text{cm}^2 \\ &= (3.803 \pm 0.111) \times 10^{-7} / \text{mb}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

である。ただし、アボガドロ数は $N_A = 6.02214076 \times 10^{23}$ 、エチレンの分子量は $M_{\text{ethylene}} = 28.054$ とした。

■ビーム粒子数 N_{in}

ビーム粒子数 N_{in} は、F12 N2 でのイベント数をスケーラーで測定した値をもとに求めた。さらに、スケーラーの値から実際の ^{50}Ca の入射ビーム数を求めるために、1) F12 N2 の QDC 値が一定以上である（ビーム由来の信号である）、2) ポリエチレン標的に当たった、3) ビーム核種が ^{50}Ca である、イベントの割合を算出した。スケーラーの値に 1~3 の割合をかけて、 ^{50}Ca の入射ビーム数を決定した。F12 N2 の TDC をスケーラーで数えた値は、約 8 時間 40 分の測定で $N_{\text{scaler}} = 4.508 \times 10^9$ 個であった。

1. F12 N2 の QDC 値が一定以上である（ビーム由来の信号である）割合: $92.08 \pm 0.02 \%$

スケーラーで計測されたカウント数の中には、QDC の値が非常に小さいものも含まれている。これは、RI ビーム由来ではないと考えられるため、ビーム数 N_{in} には含めないこととした。F12 N2 の QDC 値は 250 ch 以上のイベントをビーム由来の信号とみなし、その割合を求めた。F12 N2 の信号のうち、ビーム由来と考えられる割合は、 $92.08 \pm 0.02 \%$ であった。

2. ポリエチレン標的に当たった割合: $66.36 \pm 0.01 \%$

DELTA のポリエチレン標的に当たった（On-target）の割合を、BDC のトラッキングの結果を用いて求めた。ポリエチレン標的の中心に対して、横方向に $\pm 7.5 \text{ mm}$ 、縦方向に $\pm 5.0 \text{ mm}$ の範囲に入射したイベントを On-target とした。その割合は、 $66.36 \pm 0.01 \%$ であった。

3. ビーム核種が ^{50}Ca である割合: $17.46 \pm 0.01 \%$

On-target の入射ビームのうち、核種が ^{50}Ca である割合を求めた。核種の識別は、3.2.1 項と同様に、F12 Xe と F3-F7 間の ToF の相関から行った。その結果、F12 Xe と ToF (F3-F7 間) で測定されたビームイベントの内、 ^{50}Ca ビームの割合は、 $17.46 \pm 0.01 \%$ であった。

ビーム粒子数 N_{in} は、スケーラーの値 N_{scaler} に、上で求めた 1~3 の割合をかけて求めた。その結果、ビーム粒子数、 $N_{\text{in}} = (4.809 \pm 0.003) \times 10^8$ 個と求められた。

■検出効率 ϵ

ある角度ビンでの収量を散乱粒子数に変換するには、収量を検出効率で割る必要がある。ここでは、1) BigRIPS 標準検出器 F3 Pla, F5 PPAC, F7 Pla の検出効率, 2) F12 N2 の検出効率, 3) BDC1,2 の検出効率, 4) F12 Xe の検出効率, 5) SSD1,2, GAGG(Ce) カロリメータの検出効率を考慮した。また、厳密には検出効率に分類されないが、6) データ収集システム (Data Acquisition system: DAQ) の収集効率も測定系全体の検出効率 ϵ に含めた。

1. BigRIPS 検出器 F3 Pla, F5 PPAC, F7 Pla の検出効率: $97.66 \pm 0.03 \%$

RI ビームの粒子識別では、BigRIPS 標準検出器の F3 Pla, F5 PPAC, F7 Pla を使った (3.2 節)。これら 3 つの検出器をまとめた検出効率は、 $97.66 \pm 0.03 \%$ と求められた。

2. F12 N2 の検出効率: (100 %)

本セットアップでは、F12 N2 の検出効率は考慮する必要はない。なぜなら、本測定の DAQ のトリガーに N2 の TDC を使っているため、F12 N2 の検出効率は微分断面積の式 (3.17) の分母と分子で打ち消し合うからである。よって、F12 N2 の検出効率は 100 % とした。

3. BDC1,2 の検出効率: $99.09 \pm 0.10 \%$

入射ビームのトラッキングに用いた BDC1,2 の検出効率は、以下の式 (3.20) に従って計算した。

$$\epsilon_{\text{BDC1,2}} = \prod_{\text{BDC1,2}} \left(\prod_{i=1,2,3,4} \frac{X_1, X_2, X_3, X_4 \text{ のすべての面にヒットしたイベント数}}{X_i \text{ の面以外の 3 面にヒットしたイベント数}} \right) \left(\prod_{j=1,2,3,4} \frac{X_1, X_2, X_3, X_4 \text{ のすべての面にヒットしたイベント数}}{X_j \text{ の面以外の 3 面にヒットしたイベント数}} \right) \quad (3.20)$$

その結果、BDC1,2 を合わせた検出効率は、 $99.09 \pm 0.10 \%$ と求められた。

4. F12 Xe の検出効率: $91.91 \pm 0.02 \%$

ビーム粒子の識別に使った F12 Xe の検出効率は、 $91.91 \pm 0.02 \%$ となった。

5. SSD1,2, GAGG(Ce) カロリメータの検出効率: 100 %

本測定では、DELTA 検出器である SSD1,2 と GAGG(Ce) カロリメータの検出効率は 100 % と仮定した。

6. DAQ 収集効率: $96.31 \pm 0.06 \%$

スケーラーの Requested 信号に対する Accepted 信号の割合を DAQ システムのデータ収集効率とした。本セットアップでの DAQ 収集効率は、 $96.31 \pm 0.06 \%$ であった。

以上で求めた各検出器の検出効率の積は, $\epsilon = 88.93 \pm 0.09\%$ となった.

■立体角 $\Delta\Omega$

$\Delta\Omega$ は, 弾性散乱の反応点から DELTA 検出器の有感領域を見込む立体角である. 3 次元図面ソフトウェア Fusion360[80] で DELTA のセットアップを再現し, ソフトウェア上で標的が検出器を見込む立体角を求めた. ただし, 反応点はポリエチレン標的の中心であると仮定して立体角の計算を行った.

本論文では, 実験室系の散乱角 1° ごとに微分断面積を求めた. 式 (3.17) の立体角 $\Delta\Omega$ は, 実験室系での角度ビン i ($\theta_{p,i} - 0.5^\circ \leq \theta_p \leq \theta_{p,i} + 0.5^\circ$) の立体角である. 重心系におけるある角度ビン i のの立体角 $\Delta\Omega_{\text{cm}}$ は,

$$\begin{aligned}\Delta\Omega_{\text{cm}} &= \int d\phi \int_{\theta_{i,\text{cm},\min}}^{\theta_{i,\text{cm},\max}} \sin \theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}} \\ &= \Delta\phi (\cos \theta_{i,\text{cm},\min} - \cos \theta_{i,\text{cm},\max}),\end{aligned}\tag{3.21}$$

で与えられる. ただし, $\Delta\phi$ は標的から DELTA テレスコープの有感領域を望む方位角である. ここでは, 散乱角 θ_p が 3 次元曲座標の仰角 (天頂角) に対応する. 方位角成分 ϕ は実験室系から重心系へのローレンツ変換で不変であるため, 式 (3.17) では実験室系と重心系で ϕ を区別していない.

■ ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積の導出

^{50}Ca ビームでの弾性散乱イベントの抽出を SSD2 と GAGG(Ce) カロリメータのそれぞれを用いて行った. 図 3.37 は, SSD2 での ^{50}Ca に対するエネルギー損失と散乱角の相関を示している. 前述したように, 図 3.37 で見られる逆 V 字型の locus は, 陽子散乱の特徴的な相関である. ここでは, この相関を構成するイベントが全て陽子弾性散乱に由来すると仮定し, この locus を用いて ^{50}Ca 陽子弾性散乱のイベント数を算出した. また, ポリエチレン標的の炭素原子由来のバックグラウンドを考慮するため, 炭素標的での散乱イベント数を差し引くことにより, ^{50}Ca 陽子弾性散乱のイベント数を求めた. 図 3.39 は, SSD2 におけるポリエチレン標的 (青) と炭素標的 (赤) での陽子散乱イベント数を示している. 炭素標的のイベント数は, ビーム粒子識別で ^{50}Ca を選択すると統計量が不足するため, ビーム粒子によって炭素起源のバックグラウンド収量は変わらないと仮定し, ビーム粒子を識別せずに求めた. 図 3.40 は, 図 3.39 の結果を用いて炭素標的のイベント数を差し引いた ^{50}Ca 陽子弾性散乱の収量である.

GAGG(Ce) カロリメータについては, それぞれの散乱角における励起エネルギー E_x の値から, 弾性散乱イベントの抽出を行った. $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$ における GAGG(Ce) カロリメータの励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07 \text{ MeV} (1\sigma)$ (図 3.35) に対して, $E_x \leq 3\sigma = 3.30 \text{ MeV}$ の範囲にある散乱イベントのカウント数を弾性散乱の収量とした. $81^\circ \leq \theta_p \leq 82^\circ$ および $82^\circ \leq \theta_p \leq 83^\circ$ の散乱角範囲の励起エネルギー分布をそれぞれ図 3.41, 3.42 に示す.

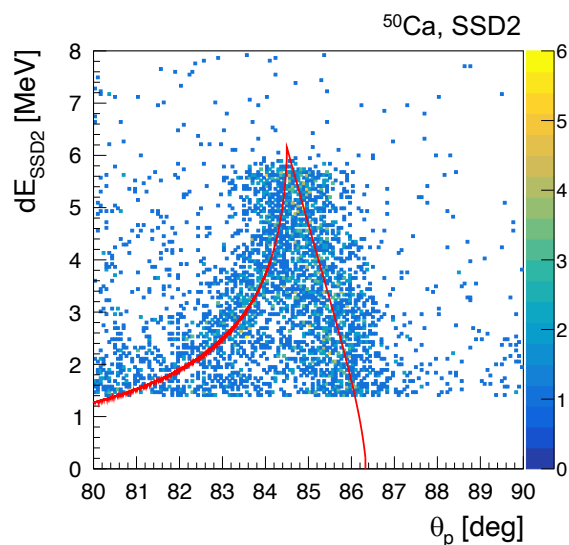


図 3.37: ^{50}Ca 陽子散乱の dE_{SSD2} と θ_p の相関. 赤実線は $^{50}\text{Ca}(p, p)$ に基づく運動学曲線.

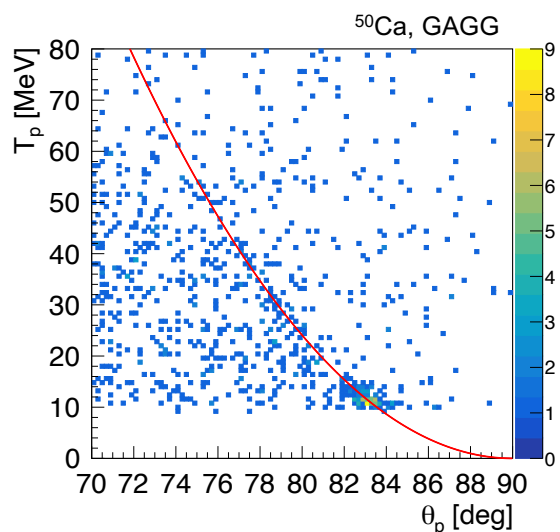


図 3.38: ^{50}Ca 陽子散乱の E_{GAGG} と θ_p の相関. 赤実線は $^{50}\text{Ca}(p, p)$ に基づく運動学曲線.

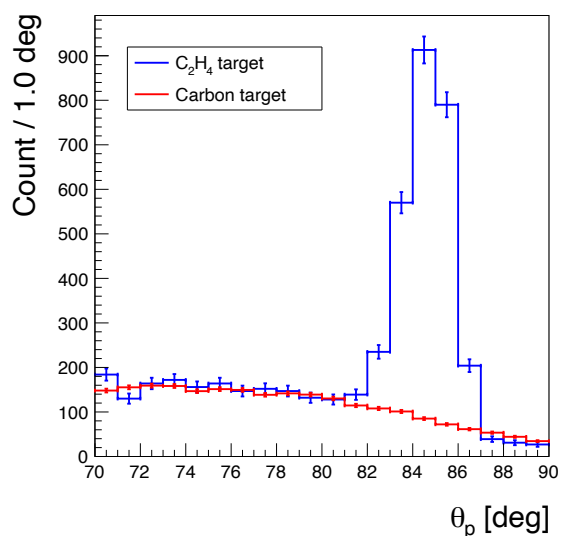


図 3.39: SSD2 におけるポリエチレン標的 (青) と炭素標的 (赤) での陽子散乱イベント数 ($70^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$). ただし, 炭素標的のイベントはビーム粒子の識別は行っていない.

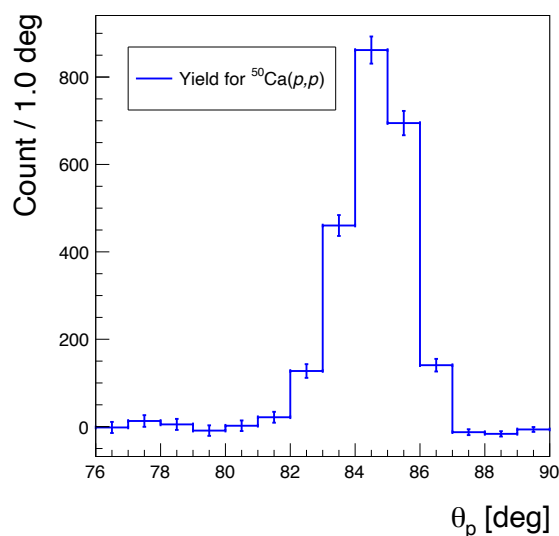


図 3.40: SSD2 における ^{50}Ca 陽子弾性散乱の収量 ($76^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$). 炭素由来のバックグラウンドを差し引いた.

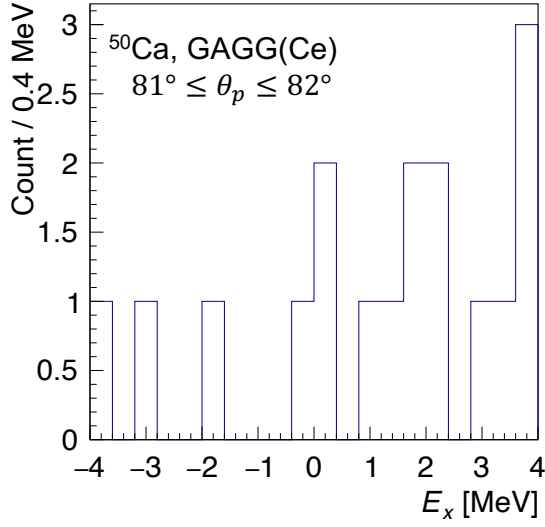


図 3.41: GAGG(Ce) カロリメータでの ^{50}Ca 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($81^\circ \leq \theta_p \leq 82^\circ$).

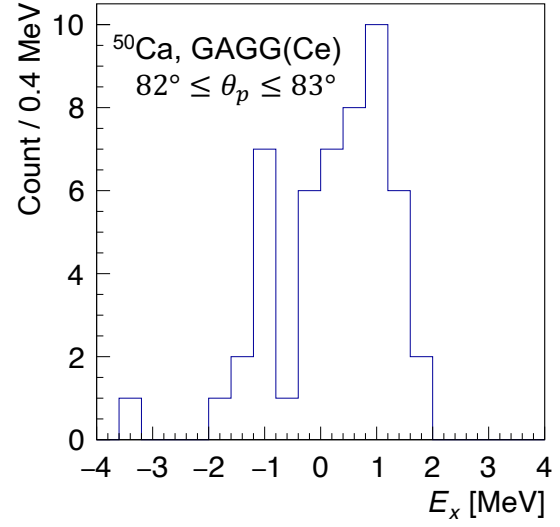


図 3.42: GAGG(Ce) カロリメータでの ^{50}Ca 陽子散乱における反跳陽子の励起エネルギー分布 ($82^\circ \leq \theta_p \leq 83^\circ$).

図 3.40, 3.41, 3.42 から, ^{50}Ca 陽子弾性散乱のイベント数 N_{sca} を決定し, 式 (3.17) を用いて微分断面積を求めた. N_{sca} 以外のパラメータ N_{target} , N_{in} , ϵ , $\Delta\Omega$ は前節で求めた値を用いた. SSD2 に関しては, 弾性散乱の locus が確認できた $\theta_p = 82.5, 83.5, 85.5 \text{ deg}$ の 3 つの散乱角で微分断面積を求めた. また, GAGG(Ce) カロリメータに関しては, $\theta_p = 81.5, 82.5 \text{ deg}$ で微分断面積を求めた. これらの散乱角では, 射影したイベントがほとんど弾性散乱イベントであると仮定して, 弾性散乱のカウント数 N_{sca} を決定した. 本測定で求めた $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の実験室系における微分断面積の結果を表 3.6, 3.7 にまとめた. また, 実験室系における微分断面積の結果を図 3.43 にプロットした. 図中の黒実線は, 相対論的インパルス近似 (RIA) による核反応計算の結果である.

表 3.6: SSD2 での $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積.

θ_p (deg) (lab.)	N_{sca} (個)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr) (lab.)
84.5	828 ± 30	503 ± 24
83.5	469 ± 24	286 ± 17
82.5	127 ± 16	78 ± 10

表 3.7: GAGG(Ce) カロリメータでの $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積. GAGG(Ce) カロリメータの励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07 \text{ MeV}$ (1σ , $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$) に対して, $E_x \leq 3\sigma = 3.30 \text{ MeV}$ のイベントのカウント数を弾性散乱の収量 N_{sca} とした.

θ_p (deg) (lab.)	N_{sca} (個)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr) (lab.)
82.5	50 ± 7	91 ± 13
81.5	12 ± 3	22 ± 6

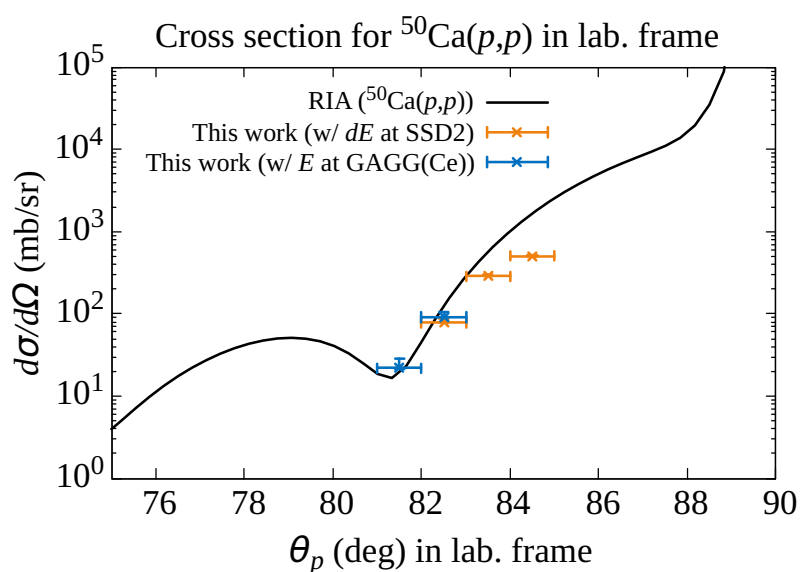


図 3.43: 本測定で得られた $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積 (実験室系). 相対論的インパルス近似 (RIA) による理論計算の結果を黒実線で重ね書きした.

第 4 章

結論と展望

最後に、本研究のまとめと今後の展望を述べる。

4.1 本研究のまとめ

ESPRI+ プロジェクトでは、中性子過剰な二重魔法核である ^{52}Ca の逆運動学による陽子弾性散乱測定を計画している。ビーム強度の小さい ^{52}Ca に対して、高いアクセプタンスと励起エネルギー分解能を合わせもつ新反跳陽子テレスコープの開発を進めている。本研究では、新テレスコープの開発的研究として、理研の TRIP MESA プロジェクトの原子核弾性散乱のための検出器アレイ DELTA の開発に参加し、その性能評価を行った。

理研 RIBF において、300 MeV/nucleon の ^{53}Sc ビームを用いて、DELTA の性能評価実験を行った。その結果、エネルギーと散乱角の相関において $^{53}\text{Sc}(p, p)$ 反応に特有の locus を観測することに成功し、データ解析により DELTA の励起エネルギー分解能は、重心系前方の $85^\circ \leq \theta_p \leq 86^\circ$ で $\Delta E_x = 0.66 \pm 0.05 \text{ MeV}$ (1σ) と求められた。これは、ESPRI グループの先行研究におけるシミュレーション結果と一致し、測定が計画されている ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定における基底状態と第一励起状態の弁別に必要なエネルギー分解能を満たすことが確認された。ただし、GAGG(Ce) カロリメータでの励起エネルギー分解能は、 $80^\circ \leq \theta_p \leq 84^\circ$ で $\Delta E_x = 1.10 \pm 0.07 \text{ MeV}$ (1σ) と、SSD2 に比べて劣る結果となった。

また、系統誤差の評価が不十分であるものの、 ^{52}Ca の近傍核であり物理的意義も大きい ^{50}Ca の陽子弾性散乱の微分断面積を、散乱角 $81^\circ \leq \theta_p \leq 85^\circ$ において測定することに成功した。これは、DELTA の検出器性能が ^{50}Ca ビームに対しても有効であることを示しており、 ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定に向けた ESPRI+ の開発に向けて期待を持たせる結果である。

4.2 今後の展望

散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ の向上

3 章の 3.4.3 項で考察したように、重心系前方での励起エネルギー分解能を決定する最も大きい要因は、標的中での多重散乱による散乱角分解能 $\Delta\theta_p$ である。また、2 番目に大きい要因は、有限の標的厚によって生じる反応点の不確定性であった。標的厚を小さくすればこれらの影響を減らすことができるが、同時に統計量も減少するため、この場合は統計誤差の影響が大きくなる。したがって、励起エネルギー分解能のさらなる向上を目指すには標的厚の最適化が必要であり、これはシミュレーションによる詳細な検証が必要である。励起エネルギー分解能に大きな影響を与える陽子標的の最適化は、今後の研究課題としたい。

微分断面積を決定する上で必要な系統的な評価

本研究で得られた $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積には、いくつかの系統誤差が考えられる。図 3.43 に示した実験室系での微分断面積のグラフには、エラーバーが含まれているが、これは統計誤差のみを示している。系統的な評価についてはまだ不十分であり、これらは今後の研究課題となる。また、計画されている ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定においても、系統誤差の評価による高精度での微分断面積の測定は ^{52}Ca の密度分布の決定に不可欠である。以下では、本測定で求めた ^{50}Ca 陽子弾性散乱の微分断面積について予想される系統誤差を議論する。

1. Carbon 標的由来の背景事象

本測定では、陽子標的としてポリエチレン標的を使用した。しかし、ポリエチレン標的に含まれる炭素原子核との散乱イベントは、 $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の背景事象となりうる。3.5.2 節では、弾性散乱の locus が観測された領域のイベントは全て $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応に由来すると仮定したが、炭素原子核に由来する背景事象も一部含まれている可能性がある。図 3.37 の $dE_{\text{SSD}2} > 2 \text{ MeV}$ や図 3.38 の運動学曲線（赤実線）より上側に一様に分布している背景事象は、炭素原子核に由来するものと考えられる。

本測定では、炭素原子核に由来する背景事象を取り除くために、炭素標的を用いた測定も行った。図 4.1 は、炭素標的のセットアップにおける SSD2 でのエネルギー損失 $dE_{\text{SSD}2}$ と散乱角 θ_p の関係を示している。 $dE_{\text{SSD}2} > 2 \text{ MeV}$ の領域では、 θ_p に依存した背景事象が観測されていることが分かる。また、 $dE_{\text{SSD}2} \sim 0.5 \text{ MeV}$ 付近の背景事象は、はっきりとした原因は分かっていないが、標的以外の場所で発生した δ 線によるものと考えられる。前者の背景事象は、弾性散乱の locus と重なってしまうため、 $^{50}\text{Ca}(p, p)$ 反応の微分断面積の測定に影響を与える可能性がある。

図 4.2 は、図 4.1 について、 ^{50}Ca ビームのみを選んだ場合の結果である。本測定では、炭素標的のセットアップでの測定時間が短かったため、 $dE_{\text{SSD}2} > 2 \text{ MeV}$ の背景事象は十分な統

第 4. 結論と展望

計量を得ることができなかった。3.5.2 節の微分断面積の導出では、背景事象の評価には炭素標的セットアップでの測定データを、ビーム粒子識別を行わずに用いた。これは、 ^{50}Ca ビームのみを選択した場合に、背景事象の統計量が不足しているため、かえって統計誤差を増大させてしまうからである。したがって、本測定の背景事象の評価ではビーム核種による背景事象の変化を考慮していないため、厳密にはその変化も微分断面積の系統誤差の一つとして考慮する必要があるだろう。本測定で得られた背景事象の評価をもとに、それぞれのセットアップでの測定時間の最適化を行い、計画されている ^{52}Ca 陽子弾性散乱測定においては、背景事象の影響を最小限に抑えた微分断面積の測定を目指す予定である。

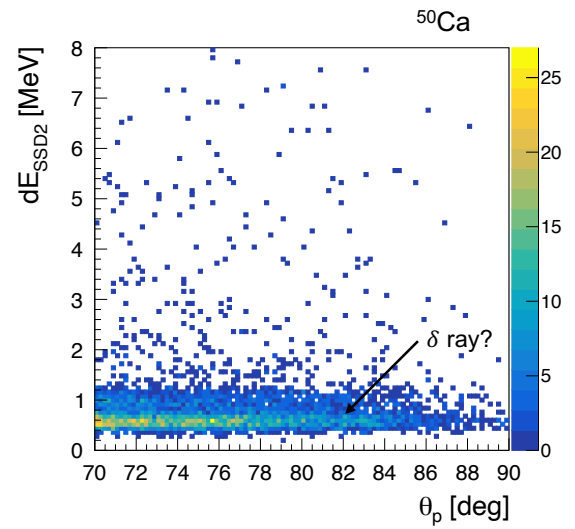
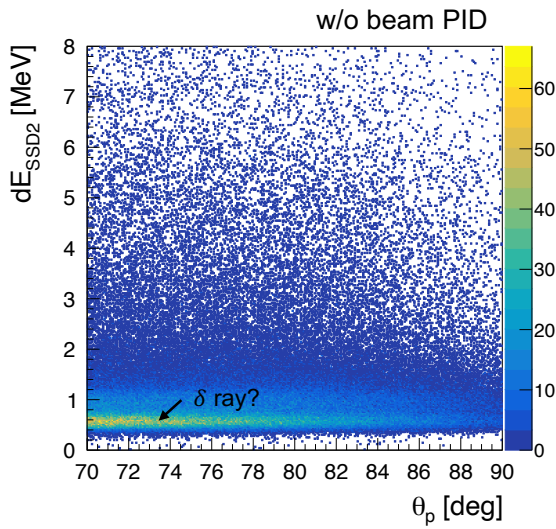


図 4.1: 炭素標的セットアップにおける SSD2 のエネルギー損失 dE_{SSD2} と散乱角 θ_p の関係。図 4.2: 図 4.1 と同じ。ただし、ビーム核種の識別を行い、 ^{50}Ca ビームのみを選択した。標的に当たったイベントのみを選んでいる。

2. 非弾性散乱のもれ込み

図 3.37 で見られた locus には、非弾性散乱イベントも含まれている可能性がある。本セットアップでの DELTA の励起エネルギーの分解能 $\Delta E_x = 0.66 \text{ MeV}$ (1σ) に対して、 ^{50}Ca の第一励起エネルギーは $E_x = 1.027 \text{ MeV}$ であり、分離能力は 1.5σ 程度しかない。そのため、非弾性散乱イベントも弾性散乱の locus に含まれてしまっていると考えられる。無論、 ^{50}Ca の第一励起状態のスピンパリティは 2^+ であり有限のスピンを持つため、本研究で測定した重心系前方では非弾性散乱は弾性散乱 ($0^+ \rightarrow 0^+$) に比べて少ないことが予想される。ただし、非弾性散乱の定量的な評価を行っているわけではないため、非弾性散乱のもれ込みが微分断面積にどの程度影響を与えるかは不明である。したがって、非弾性散乱イベントを数え上げてしまっている可能性があるため、この系統誤差も考慮する必要がある。

3. アクセプタンスの評価

- 標的での反応点のずれ

微分断面積の式 (3.17) の立体角 $\Delta\Omega$ は, 反応点から DELTA 検出器の有感領域を見込む立体角である. 入射ビームは中心から x, y 方向に $\phi 15\text{ mm}$ 程度の広がりをもつ (図 3.8) ため, 弾性散乱の反応点もポリエチレン標的上で広がっていると考えられる. 本測定 of $\Delta\Omega$ の評価では, 散乱の反応がポリエチレン標的の中心で起こったと仮定しているため, 反応点のずれによる系統誤差が生じる可能性がある. この系統誤差を評価するためには, 入射ビームの広がりを考慮したモンテカルロシミュレーションによるアクセプタンスの評価が必要である. 本研究では時間的制約のためアクセプタンスの評価にはビームの広がりを考慮していないが, 微分断面積を高い精度で決定するためには考慮する必要がある.

謝辞

本研究の遂行にあたり、大変多くの方のご指導、ご協力をいただきました。ここに、深く感謝の意を表します。

指導教官である京都大学の錢廣十三准教授には、学部4回生の頃から原子核実験の基礎から陽子弾性散乱の物理まで、多くのことを教えていただきました。また、未熟な自分に対して研究のいろはから丁寧に教えていただき、研究の進め方や論文の書き方など、研究者として必要なことを一から学ばせていただきました。私は生活リズムが乱れがちで午後から研究室に来ることが多く、錢廣さんとの議論が夕方や夜になることも多かったですが、どんな時も真剣に向き合ってくださいました。錢廣さんなしには、本論文の執筆はなしえませんでした。本当にありがとうございました。

本論文のテーマである ^{50}Ca , ^{53}Sc 陽子弾性散乱の測定実験およびそのデータ解析では、ESPRI プロジェクトや TRIP MESA プロジェクトの共同研究者をはじめ、京都大学原子核ハドロン物理学研究室原子核グループの皆さんなど多くの方々のお世話になりました。

原子核ハドロン物理学研究室の土方佑斗さん、辻峻太郎さんは、博士論文執筆でお忙しい中でも、実験の間などで多くのご協力をいただきました。土方佑斗さんには、研究の基本をはじめ、ESPRI のデータ解析や Xe ガスシンチレーション検出器のオペレーションなどで多くのことを教えていただきました。辻峻太郎さんには、測定回路の準備をしてもらったほか、Artemis によるデータ解析の方法を教えていただくなど、多くの面でお世話になりました。また、辻さんの専門であるノックアウト反応の研究の話は勉強になり、いつも興味深く聞かせていただきました。同研究室の吉田凌祐さんは、学部3回時の課題演習の時からお世話になり、私が同研究室に所属してからも多くのご助言をいただきました。吉田さんには、本測定でも ESPRI 関係の準備などでご協力いただきました。同研究室の矢野隆之さんには、学部4回生の頃から原子核実験に関する多くのことを学ばせていただき、大変お世話になりました。いつも気さくに接してくださり、日頃から私の稚拙な質問にも丁寧に答えていただきました。矢野さんとは、物理の話からプライベートの話まで幅広い話をするのができ、とても楽しい時間を過ごすことができました。同研究室 OB の荻尾慎吾さんは、修士1回生の頃に大変お世話になりました。学部生の課題研究の TA を一緒に担当した際は、未熟な私を何度も助けていただきました。池水玄さん、伊津野勝英さんは、同研究室の原子核グループの同期であり、研究室での日々の生活や研究の話を通じて多くのことを学ばせていただきました。お二方とのざっくばらんな議論は、私の研究生活の糧となりました。小倉誠さん、石井大智さんは、研究室の雰囲気や和ませてくれる存在であり、お二方のおかげで楽しい時間を過ごすことができました。これ

第 4. 謝辞

からも一緒に研究を進めていくことができることを楽しみにしています。同研究室の堂園昌伯助教には、グループミーティングなどでデータ解析について多くのご助言をいただきました。堂園さんのアドバイスには、自分が気づけなかったものも多く、私にとって非常に有意義なものでした。また、原子核物理の教科書の輪読会を開いてくれるなど、学生に寄り添ったご指導をいただきました。原子核ハドロン物理学研究室原子核グループの皆様に、心より感謝いたします。

理化学研究所仁科加速器科学研究センター情報処理技術チームの馬場秀忠チームリーダーは、TRIP MESA プロジェクトの主宰者であり、反跳陽子テレスコープ DELTA を用いた本測定は馬場さんのご厚意により実施することができました。DELTA の開発および DELTA による弾性散乱測定に参加させていただけたこと、大変感謝しております。同チームの一戸悠人研究員、立教大の武重祥子さん、理化学研究所仁科加速器科学研究センター核反応研究部の小山俊平さんは、DELTA の開発や弾性散乱測定、データ解析など、大変ご助力いただきました。特に、武重さんは同じ測定セットアップのデータ解析を行っていたこともあり、実験後のデータ解析では非常に多くのことを教えていただきました。DELTA を用いた ^{50}Ca , ^{53}Sc 陽子弾性散乱の測定は、馬場さんをはじめ TRIP MESA プロジェクトの皆さんのご協力なしにはできませんでした。改めて厚くお礼申し上げます。

中国科学院近代物理研究所 (IMP) の寺嶋知研究員、甲南大学の松田洋平准教授、山崎敦博さん、安村昂紀さんには、本実験で多大なるご尽力をいただきました。また、実験終了後のデータ解析でも多くのご助言をいただきました。大阪大学核物理研究センターの坂口治隆研究員には、陽子弾性散乱測定についてご指導いただきました。ESPRI プロジェクトの皆様に深く感謝しております。

実験遂行に際しては ONOKORO プロジェクトの共同研究者の方々にもご協力いただきました。埼玉大 OB の樋口浩志さんには、本測定で使用したシリコンストリップ検出器 SSD1 のオペレーションに関して教えていただきました。また、埼玉大の杉山大樹さんは、理研での数少ない同期の一人であり、理研で共に過ごした時間は思い出深いものとなりました。私が理研に滞在している時に、お二方がよく食事などに誘ってくださり、そのおかげで理研での研究生生活が楽しいものとなりました。心から感謝しております。

本論文のデータ解析では、ROOT ベースの解析フレームワーク Artemis を使用しました。本研究を開始した当初は Artemis の使い方が全く分からない状況でしたが、多くの方のおかげでどうにか使い方を身につけることができました。まだまだ勉強中ではありますが、ご助力いただいた皆様に感謝しております。大阪大学核物理研究センターの大田晋輔准教授は Artemis の開発者の 1 人であり、学生向けの Artemis 勉強会を開催していただきました。勉強会を通して、Artemis を使ったデータ解析方法について多くのことを学ばせていただきました。さらに、原子核ハドロン物理学研究室の原子核グループの皆さんにも、多くのアドバイスをいただきました。同研究室の先輩方がまとめてくださった Artemis に関する資料は非常に勉強になりました。お世話になった皆様に感謝いたします。

原子核ハドロン物理学研究室の成木恵教授、後神利志助教、富田夏希助教は、研究に関する議論をしていただいたり、時には研究以外の話に花を咲かせたりと、京都での研究生生活で大変お世話になりました。同研究室の前教授である大阪大学核物理研究センターの永江知文特任教授は、修士 1 回

第 4. 謝辞

生の 1 年間という短い期間でしたが、多くのことを学ばせていただきました。永江さんが専門とされるストレンジネス核物理だけでなく、研究者としての姿勢など多岐にわたることを教えていただきました。修士課程の同期である岩井沙彩さん、岩本哲平さん、岡崎凜太郎さん、小池諒太郎さんには、お互いの研究の話や日々の生活の話を通じて大いに励まされました。同期の皆さんと互いに切磋琢磨しながら研究を進めることができたことは、私にとって非常に貴重な経験でした。原子核ハドロン物理学研究室の皆様には大変お世話になりました。心より感謝いたします。

学部 4 回生の課題研究の同期の橘刀生さん、立花万梨子さん、牧田藍瑠さん、和田辰也さんにも大変お世話になりました。RCNP での ^{208}Pb 中性子弾性散乱の測定実験は、かけがいのない経験でした。修士課程に進学してからも交流することが多く、皆さんからはたくさんの良い刺激を受けました。原子核ハドロン物理学研究室の皆さんも含めて同世代の優秀な皆さんに囲まれていたことは、非常に幸運なことでした。本当にありがとうございました。

本研究に直接の関わりはありませんでしたが、京都大学原子核理論研究室の萩野浩一教授、金田佳子准教授、大阪大学核物理研究センターの吉田賢市准教授には、学部 3,4 回生の頃のゼミナールで多くのご指導をいただきました。原子核物理学に関する基礎的な知識を学ぶことができ、研究を進める上で大変役立ちました。学部生時代のゼミナールでの貴重な経験は、私が原子核物理学を志したきっかけの一つとなりました。改めて厚くお礼申し上げます。

最後に、今まで 25 年余り私を支えてくれた家族、友人の皆さんに感謝いたします。これからも、私のことを見守っていただければ幸いです。

参考文献

- [1] I. Angeli and K. Marinova, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **99**, 69 (2013).
- [2] R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, T. Papenbrock, J. Papuga, A. Schwenk, J. Simonis, K. A. Wendt, and D. T. Yordanov, *Nature Physics* **12**, 594 (2016).
- [3] A. J. Miller, K. Minamisono, A. Klose, D. Garand, C. Kujawa, J. D. Lantis, Y. Liu, B. Maaß, P. F. Mantica, W. Nazarewicz, W. Nörtershäuser, S. V. Pineda, P.-G. Reinhard, D. M. Rossi, F. Sommer, C. Sumithrarachchi, A. Teigelhöfer, and J. Watkins, *Nature Physics* **15**, 432 (2019).
- [4] M. G. Mayer, *Physical Review* **75**, 1969 (1949).
- [5] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miehé, C. Richard-Serre, G. Walter, A. Poves, H. L. Ravn, and G. Marguier, *Physical Review C* **31**, 2226 (1985).
- [6] D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, H. Sakurai, Y. Shiga, P.-A. Söderström, T. Sumikama, H. Suzuki, R. Taniuchi, Y. Utsuno, J. J. Valiente-Dobón, and K. Yoneda, *Nature* **502**, 207 (2013).
- [7] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma, and T. Mizusaki, *Physical Review Letters* **87**, 082502 (2001).
- [8] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, and Y. Akaishi, *Physical Review Letters* **95**, 232502 (2005).
- [9] M. Tanaka, M. Takechi, A. Homma, M. Fukuda, D. Nishimura, T. Suzuki, Y. Tanaka, T. Moriguchi, D. S. Ahn, A. Aimaganbetov, M. Amano, H. Arakawa, S. Bagchi, K.-H. Behr, N. Burtebayev, K. Chikaato, H. Du, S. Ebata, T. Fujii, N. Fukuda, H. Geissel, T. Hori, W. Horiuchi, S. Hoshino, R. Igosawa, A. Ikeda, N. Inabe, K. Inomata, K. Itahashi, T. Izumikawa, D. Kamioka, N. Kanda, I. Kato, I. Kenzhina, Z. Korkulu, Y. Kuk, K. Kusaka, K. Matsuta, M. Mihara, E. Miyata, D. Nagae, S. Nakamura, M. Nas-

- surlla, K. Nishimuro, K. Nishizuka, K. Ohnishi, M. Ohtake, T. Ohtsubo, S. Omika, H. J. Ong, A. Ozawa, A. Prochazka, H. Sakurai, C. Scheidenberger, Y. Shimizu, T. Sugihara, T. Sumikama, H. Suzuki, S. Suzuki, H. Takeda, Y. K. Tanaka, I. Tanihata, T. Wada, K. Wakayama, S. Yagi, T. Yamaguchi, R. Yanagihara, Y. Yanagisawa, K. Yoshida, and T. K. Zholdybayev, *Physical Review Letters* **124**, 102501 (2020).
- [10] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, S. Terashima, T. Uesaka, G. Hagen, M. Itoh, T. Murakami, Y. Nakatsugawa, T. Ohnishi, H. Sagawa, H. Takeda, M. Uchida, H. P. Yoshida, S. Yoshida, and M. Yosoi, *arXiv:1810.11796 [nucl-ex, physics:nucl-th]* (2018).
- [11] S. Nakamura, 大学院 原子核物理 (講談社サイエンティフィック, 1996).
- [12] J. Margueron, R. Hoffmann Casali, and F. Gulminelli, *Physical Review C* **97**, 025805 (2018).
- [13] H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Reviews of Modern Physics* **8**, 82 (1936).
- [14] C. F. v. Weizsäcker, *Zeitschrift für Physik* **96**, 431 (1935).
- [15] G. Audi, A. Wapstra, and C. Thibault, *The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations* **729**, 337 (2003).
- [16] H. De Vries, C. De Jager, and C. De Vries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **36**, 495 (1987).
- [17] J. Blaizot, J. Berger, J. Dechargé, and M. Girod, *Nuclear Physics A* **591**, 435 (1995).
- [18] T. Li, U. Garg, Y. Liu, R. Marks, B. K. Nayak, P. V. M. Rao, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Kawase, K. Nakanishi, S. Okumura, M. Yosoi, M. Itoh, M. Ichikawa, R. Matsuo, T. Terazono, M. Uchida, T. Kawabata, H. Akimune, Y. Iwao, T. Murakami, H. Sakaguchi, S. Terashima, Y. Yasuda, J. Zenihiro, and M. N. Harakeh, *Physical Review Letters* **99**, 162503 (2007).
- [19] G. Colò, N. Van Giai, J. Meyer, K. Bennaceur, and P. Bonche, *Physical Review C* **70**, 024307 (2004).
- [20] P. Danielewicz, R. Lacey, and W. G. Lynch, *Science* **298**, 1592 (2002).
- [21] M. B. Tsang, T. X. Liu, L. Shi, P. Danielewicz, C. K. Gelbke, X. D. Liu, W. G. Lynch, W. P. Tan, G. Verde, A. Wagner, H. S. Xu, W. A. Friedman, L. Beaulieu, B. Davin, R. T. de Souza, Y. Larochele, T. Lefort, R. Yanez, V. E. Viola, R. J. Charity, and L. G. Sobotka, *Physical Review Letters* **92**, 062701 (2004).
- [22] M. A. Famiano, T. Liu, W. G. Lynch, M. Mocko, A. M. Rogers, M. B. Tsang, M. S. Wallace, R. J. Charity, S. Komarov, D. G. Sarantites, L. G. Sobotka, and G. Verde, *Physical Review Letters* **97**, 052701 (2006).
- [23] M. B. Tsang, Y. Zhang, P. Danielewicz, M. Famiano, Z. Li, W. G. Lynch, and A. W. Steiner, *Physical Review Letters* **102**, 122701 (2009).
- [24] M. B. Tsang, J. R. Stone, F. Camera, P. Danielewicz, S. Gandolfi, K. Hebeler, C. J. Horowitz, J. Lee, W. G. Lynch, Z. Kohley, R. Lemmon, P. Möller, T. Murakami, S. Ri-

- ordan, X. Roca-Maza, F. Sammarruca, A. W. Steiner, I. Vidaña, and S. J. Yennello, *Physical Review C* **86**, 015803 (2012).
- [25] B. Alex Brown, *Physical Review Letters* **85**, 5296 (2000).
- [26] S. Typel and B. A. Brown, *Physical Review C* **64**, 027302 (2001).
- [27] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, *Physical Review Letters* **86**, 5647 (2001).
- [28] X. Viñas, M. Centelles, X. Roca-Maza, and M. Warda, *The European Physical Journal A* **50**, 27 (2014).
- [29] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Viñas, and M. Warda, *Physical Review Letters* **106**, 252501 (2011).
- [30] H. Hergert, *Frontiers in Physics* **8**, 10.3389/fphy.2020.00379 (2020).
- [31] H. Kurasawa and T. Suzuki, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2019**, 113D01 (2019).
- [32] PREX Collaboration, S. Abrahamyan, Z. Ahmed, H. Albataineh, K. Aniol, D. S. Armstrong, W. Armstrong, T. Averett, B. Babineau, A. Barbieri, V. Bellini, R. Beminiwattha, J. Benesch, F. Benmokhtar, T. Bielarski, W. Boeglin, A. Camsonne, M. Canan, P. Carter, G. D. Cates, C. Chen, J.-P. Chen, O. Hen, F. Cusanno, M. M. Dalton, R. De Leo, K. de Jager, W. Deconinck, P. Decowski, X. Deng, A. Deur, D. Dutta, A. Etile, D. Flay, G. B. Franklin, M. Friend, S. Frullani, E. Fuchey, F. Garibaldi, E. Gasser, R. Gilman, A. Giusa, A. Glamazdin, J. Gomez, J. Grames, C. Gu, O. Hansen, J. Hansknecht, D. W. Higinbotham, R. S. Holmes, T. Holmstrom, C. J. Horowitz, J. Hoskins, J. Huang, C. E. Hyde, F. Itard, C.-M. Jen, E. Jensen, G. Jin, S. Johnston, A. Kelleher, K. Kliakhandler, P. M. King, S. Kowalski, K. S. Kumar, J. Leacock, J. Leckey, J. H. Lee, J. J. LeRose, R. Lindgren, N. Liyanage, N. Lubinsky, J. Mammei, F. Mammoliti, D. J. Margaziotis, P. Markowitz, A. McCreary, D. McNulty, L. Mercado, Z.-E. Meziani, R. W. Michaels, M. Mihovilovic, N. Muangma, C. Muñoz-Camacho, S. Nanda, V. Nelyubin, N. Nuruzzaman, Y. Oh, A. Palmer, D. Parno, K. D. Paschke, S. K. Phillips, B. Poelker, R. Pomatsalyuk, M. Posik, A. J. R. Puckett, B. Quinn, A. Rakhman, P. E. Reimer, S. Riordan, P. Rogan, G. Ron, G. Russo, K. Saenboonruang, A. Saha, B. Sawatzky, A. Shahinyan, R. Silwal, S. Sirca, K. Slifer, P. Solvignon, P. A. Souder, M. L. Sperduto, R. Subedi, R. Suleiman, V. Sulkosky, C. M. Sutura, W. A. Tobias, W. Troth, G. M. Urciuoli, B. Waidyawansa, D. Wang, J. Wexler, R. Wilson, B. Wojtsekhowski, X. Yan, H. Yao, Y. Ye, Z. Ye, V. Yim, L. Zana, X. Zhan, J. Zhang, Y. Zhang, X. Zheng, and P. Zhu, *Physical Review Letters* **108**, 112502 (2012).
- [33] PREX Collaboration, D. Adhikari, H. Albataineh, D. Androic, K. Aniol, D. S. Armstrong, T. Averett, C. Ayerbe Gayoso, S. Barcus, V. Bellini, R. S. Beminiwattha, J. F. Benesch, H. Bhatt, D. Bhatta Pathak, D. Bhetuwal, B. Blaikie, Q. Campagna, A. Camsonne, G. D. Cates, Y. Chen, C. Clarke, J. C. Cornejo, S. Covrig Dusa, P. Datta, A. Deshpande,

- D. Dutta, C. Feldman, E. Fuchey, C. Gal, D. Gaskell, T. Gautam, M. Gericke, C. Ghosh, I. Halilovic, J.-O. Hansen, F. Hauenstein, W. Henry, C. J. Horowitz, C. Jantzi, S. Jian, S. Johnston, D. C. Jones, B. Karki, S. Katugampola, C. Keppel, P. M. King, D. E. King, M. Knauss, K. S. Kumar, T. Kutz, N. Lashley-Colthirst, G. Leverick, H. Liu, N. Liyange, S. Malace, R. Mammei, J. Mammei, M. McCaughan, D. McNulty, D. Meekins, C. Metts, R. Michaels, M. M. Mondal, J. Napolitano, A. Narayan, D. Nikolaev, M. N. H. Rashad, V. Owen, C. Palatchi, J. Pan, B. Pandey, S. Park, K. D. Paschke, M. Petrusky, M. L. Pitt, S. Premathilake, A. J. R. Puckett, B. Quinn, R. Radloff, S. Rahman, A. Rathnayake, B. T. Reed, P. E. Reimer, R. Richards, S. Riordan, Y. Roblin, S. Seeds, A. Shahinyan, P. Souder, L. Tang, M. Thiel, Y. Tian, G. M. Urciuoli, E. W. Wertz, B. Wojtsekhowski, B. Yale, T. Ye, A. Yoon, A. Zec, W. Zhang, J. Zhang, and X. Zheng, *Physical Review Letters* **126**, 172502 (2021).
- [34] CREX Collaboration, D. Adhikari, H. Albataineh, D. Androic, K. A. Aniol, D. S. Armstrong, T. Averett, C. Ayerbe Gayoso, S. K. Barcus, V. Bellini, R. S. Beminiwattha, J. F. Benesch, H. Bhatt, D. Bhatta Pathak, D. Bhetuwal, B. Blaikie, J. Boyd, Q. Campagna, A. Camsonne, G. D. Cates, Y. Chen, C. Clarke, J. C. Cornejo, S. Covrig Dusa, M. M. Dalton, P. Datta, A. Deshpande, D. Dutta, C. Feldman, E. Fuchey, C. Gal, D. Gaskell, T. Gautam, M. Gericke, C. Ghosh, I. Halilovic, J.-O. Hansen, O. Hassan, F. Hauenstein, W. Henry, C. J. Horowitz, C. Jantzi, S. Jian, S. Johnston, D. C. Jones, S. Kakkar, S. Katugampola, C. Keppel, P. M. King, D. E. King, K. S. Kumar, T. Kutz, N. Lashley-Colthirst, G. Leverick, H. Liu, N. Liyanage, J. Mammei, R. Mammei, M. McCaughan, D. McNulty, D. Meekins, C. Metts, R. Michaels, M. Mihovilovic, M. M. Mondal, J. Napolitano, A. Narayan, D. Nikolaev, V. Owen, C. Palatchi, J. Pan, B. Pandey, S. Park, K. D. Paschke, M. Petrusky, M. L. Pitt, S. Premathilake, B. Quinn, R. Radloff, S. Rahman, M. N. H. Rashad, A. Rathnayake, B. T. Reed, P. E. Reimer, R. Richards, S. Riordan, Y. R. Roblin, S. Seeds, A. Shahinyan, P. Souder, M. Thiel, Y. Tian, G. M. Urciuoli, E. W. Wertz, B. Wojtsekhowski, B. Yale, T. Ye, A. Yoon, W. Xiong, A. Zec, W. Zhang, J. Zhang, and X. Zheng, *Physical Review Letters* **129**, 042501 (2022).
- [35] H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Toyama, M. Itoh, A. Yamagoshi, A. Tamii, M. Yosoi, H. Akimune, I. Daito, T. Inomata, T. Noro, and Y. Hosono, *Physical Review C* **57**, 1749 (1998).
- [36] S. Terashima, H. Sakaguchi, H. Takeda, T. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, T. Murakami, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, J. Zenihiro, H. P. Yoshida, T. Noro, T. Ishida, S. Asaji, and T. Yonemura, *Physical Review C* **77**, 024317 (2008).
- [37] H. Sakaguchi and J. Zenihiro, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **97**, 1 (2017).
- [38] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, T. Murakami, M. Yosoi, Y. Yasuda, S. Terashima, Y. Iwao, H. Takeda, M. Itoh, H. P. Yoshida, and M. Uchida, *Physical Review C* **82**, 044611 (2010).

- [39] S. Enyo, 逆運動学による ^{48}Ca 陽子弾性散乱を用いた 固体水素標的厚測定手法の確立, Master thesis (2021).
- [40] S. K. Charagi and S. K. Gupta, *Physical Review C* **41**, 1610 (1990).
- [41] I. Angeli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **87**, 185 (2004).
- [42] J. Zenihiro *et al.*, *RIKEN Accel. Prog. Rep.* **53**, 44 (2019).
- [43] Y. Yano, *The Application of Accelerators in Research and Industry* **261**, 1009 (2007).
- [44] H. Sakurai, *Kasokuki* **17**, 212 (2021).
- [45] RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science, <https://www.nishina.riken.jp>, accessed: 2024-12-29.
- [46] T. Kubo, D. Kameda, H. Suzuki, N. Fukuda, H. Takeda, Y. Yanagisawa, M. Ohtake, K. Kusaka, K. Yoshida, N. Inabe, T. Ohnishi, A. Yoshida, K. Tanaka, and Y. Mizoi, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2012**, 03C003 (2012).
- [47] N. Fukuda, T. Kubo, T. Ohnishi, N. Inabe, H. Takeda, D. Kameda, and H. Suzuki, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, 323 (2013).
- [48] The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty, <https://physics.nist.gov/cuu/Constants>, accessed: 2025-1-10.
- [49] P. Mohr, D. Newell, B. Taylor, and E. Tiesinga, arXiv:2409.03787 [hep-ph] (2024).
- [50] National Nuclear Data Center, <https://www.nndc.bnl.gov>, accessed: 2024-12-29.
- [51] Artemis A RooT Extension with Modular processors for Instant Switching, <https://github.com/artemis-dev/artemis>, accessed: 2025-1-11.
- [52] FUMI'S WEBSITE, <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~fendo>, accessed: 2025-1-12.
- [53] Masuoka's web site, <https://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/~masuoka>, accessed: 2025-1-12.
- [54] R. Brun and F. Rademakers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **389**, 81 (1997).
- [55] ROOT Data Analysis Framework, <https://root.cern>, accessed: 2025-1-11.
- [56] H. Kumagai, T. Ohnishi, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kameda, N. Inabe, K. Yoshida, and T. Kubo, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, 717 (2013).
- [57] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. Sümmerer, and I. Tanihata, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **470**, 562 (2001).
- [58] Y. Hijikata, 重い大強度不安定核ビームの粒子識別に向けたキセノンガスシンチレータの開発, Master thesis (2021).
- [59] Y. Hijikata, J. Zenihiro, H. Baba, M. Dozono, S. Enyo, N. Fukuda, T. Harada, Y. Mat-

- suda, S. Michimasa, D. Nishimura, S. Nishimura, S. Ota, Y. Shimizu, H. Sakaguchi, H. Sato, S. Sugawara, H. Suzuki, H. Takahashi, H. Takeda, S. Takeshige, J. Tanaka, S. Terashima, R. Tsuji, T. Uesaka, and K. Yoshida, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **541**, 333 (2023).
- [60] J. Zenihiro *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **51**, 156 (2018).
- [61] K. Yahiro, 稀少不安定核での陽子弾性散乱測定に向けた新反跳陽子テレスコープの開発, Master thesis (2023).
- [62] Y. Matsuda, 陽子弾性散乱による陽子過剰核 ${}^9\text{C}$ の研究, PhD thesis (2009).
- [63] H. Baba *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **57**, 27 (2024).
- [64] S. Takeshige *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **57**, 116 (2024).
- [65] Hamamatsu, <https://www.hamamatsu.com/jp/ja.html>, accessed: 2025-1-20.
- [66] K. Higuchi, 逆運動学クラスターロックアウト反応実験に向けた大立体角シリコントラッカーの開発, Master thesis (2024).
- [67] K. Higuchi *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **55**, 75 (2022).
- [68] K. Higuchi, J. Tanaka, R. Tsuji, M. Böhmer, R. Gernhäuser, S. Kawase, J. Zenihiro, Y. Hijikata, R. Matsumura, K. Yahiro, S. Takeshige, H. Baba, E. Takada, and T. Uesaka, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **542**, 84 (2023).
- [69] Micron Semiconductor Ltd, <https://www.micronsemiconductor.co.uk> (), accessed: 2025-1-20.
- [70] Micron Semiconductor Ltd, TTT12, <https://www.micronsemiconductor.co.uk/product/ttt12> (), accessed: 2025-1-20.
- [71] APV25-S1 User Guide Version 2.2, <https://cds.cern.ch/record/1069892/files/cer-002725643.pdf>, accessed: 2025-1-24.
- [72] M. French, L. Jones, Q. Morrissey, A. Neviani, R. Turchetta, J. Fulcher, G. Hall, E. Noah, M. Raymond, G. Cervelli, P. Moreira, and G. Marseguerra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **466**, 359 (2001), 4th Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors.
- [73] Cremat Inc., <https://www.cremat.com>, accessed: 2025-1-24.
- [74] CR-110-R2.2 charge sensitive preamplifier: application guide, <https://www.cremat.com/CR-110-R2.2.pdf>, accessed: 2025-1-24.
- [75] T. Yano, ESPRI+ 実験に向けた GAGG(Ce) カロリメータの波形解析による粒子識別新手法の開発, Master thesis (2024).
- [76] R. Tsuji, 逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた GAGG(Ce) カロリメータの開発, Master thesis (2022).

- [77] HAMAMATSU, Si PIN フォトダイオード S3584-08, <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/photodiodes/si-photodiodes/S3584-08.html>, accessed: 2025-1-24.
- [78] HAMAMATSU, 光電子増倍管 R11265U-300, https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/metal-package-type/R11265U-300.html, accessed: 2025-1-24.
- [79] K. Ogata, 量子散乱理論への招待 (共立出版, 2017).
- [80] Fusion 360, <https://www.autodesk.com/jp/products/fusion-360>, accessed: 2025-1-4.
- [81] A. Einstein, Annalen der Physik **322**, 891 (1905).

付録 A

相対論的運動学

A.1 二体の衝突問題

本研究で取り扱った弾性散乱および非弾性散乱を記述するための相対論 [81] を考慮した運動学について説明する．二体の衝突問題では，散乱角 θ と散乱粒子の運動エネルギー T ，残留核の励起エネルギー E_x のうち，独立な 2 つの量が決まれば運動学は一意に決定される．つまり， (θ, T, E_x) のいずれか 2 つの変数が決まれば，残りの 1 つの変数は一意に決まる．付録 A.1 では，二体の衝突問題における相対論的運動学について説明する．

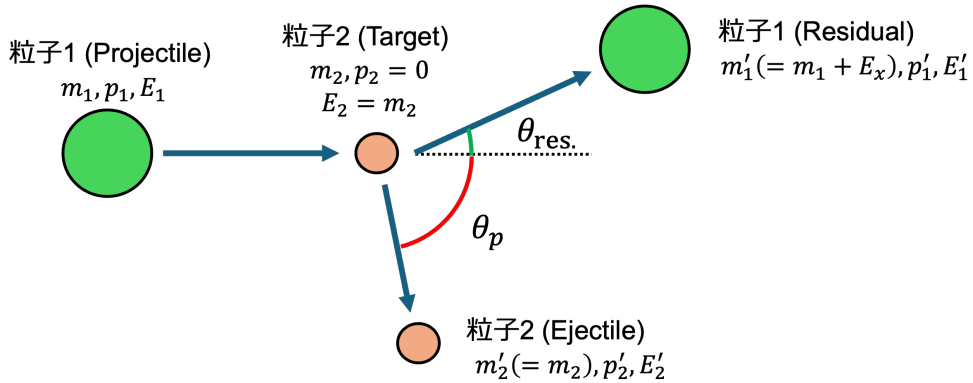


図 A.1: 逆運動学における二体の衝突問題の運動学の模式図. m_i はそれぞれの粒子の質量で, p_i はそれぞれの粒子の 4 元運動量を表す. また, $\theta_{\text{res.}}$, θ_p はそれぞれ粒子 1, 2 の散乱角である.

図 A.1 は，実験室系における二体の散乱の模式図である．ここでは，静止質量 m_1 の粒子 1 (Projectile) が静止質量 m_2 の粒子 2 (Target) に衝突する過程を考える．散乱後の粒子 1, 2 の散乱角をそれぞれ $\theta_{\text{res.}}$, θ_p として，散乱前後の粒子 1, 2 の 4 元運動量をそれぞれ p_1, p_2, p'_1, p'_2 とする．4 元運動量は，相対論的なエネルギー E と運動量 $\mathbf{p}$ を用いて，

$$p^\mu = (E, \mathbf{p}) \quad (\text{A.1})$$

と表される．ただし，自然単位系を用いて， $\hbar = c = 1$ とした．以下でも，簡単のため自然単位系を

用いて議論を進めることにする。計量テンソルを,

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

として, ある反変ベクトル V^μ について, ベクトル V の共変成分 V_μ を, $V_\mu = \eta_{\mu\nu} V^\nu$ と定義する。

ある 4 元運動量 p^μ の内積 $\eta_{\mu\nu} p^\mu p^\nu$ はローレンツ不変量であり,

$$\eta_{\mu\nu} p^\mu p^\nu = p^\mu p_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad (\text{A.3})$$

となる。ここで, m は粒子の静止質量である。

図 A.1 の二体散乱の系がエネルギー的に閉じていると仮定すると, 系全体の相対論的なエネルギーと運動量は保存される。このとき, 粒子 1, 2 の 4 元運動量は以下の関係を満たす。

$$p_1^\mu + p_2^\mu = p_1'^\mu + p_2'^\mu \quad (\text{A.4})$$

式 (A.4) を出発点として, 粒子 2 (Ejectile) の散乱角 θ_p , 運動エネルギー T_p , 残留核の励起エネルギー E_x の関係式を求める。式 (A.4) の $p_2^\mu, p_2'^\mu$ を移項してから, 両辺の 2 乗を取ると,

$$p_{1\mu} p_1^\mu + p_{2\mu} p_2^\mu - 2p_{1\mu} p_2^\mu = p_{1\mu} p_1'^\mu + p_{2\mu} p_2'^\mu - 2p_{1\mu} p_2'^\mu \quad (\text{A.5})$$

となる。式 (A.3) を用いて, $m_1' = m_1 + E_x$, $m_2' = m_2$ として, 両辺を整理すると,

$$E_1 E_2' - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2' = E_1' E_2 - \mathbf{p}_1' \cdot \mathbf{p}_2 - m_1 E_x - \frac{1}{2} E_x^2 \quad (\text{A.6})$$

と変形できる。ここで, $E_i, E_i', \mathbf{p}_i, \mathbf{p}_i'$ はそれぞれ散乱前後の粒子 i の相対論的エネルギーと運動量である。衝突前に粒子 2 は静止しているため, $E_2 = m_2$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{0}$ であること, およびエネルギー保存則 $E_1' = E_1 + E_2 - E_2'$ に注意すると, 上式は,

$$(E_1 + m_2)(E_2' - m_2) + m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 = \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2' \quad (\text{A.7})$$

となる。 $E_2' - m_2 = E_2' - m_2' = T_p$ と $\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2' = |\mathbf{p}_1| |\mathbf{p}_2'| \cos \theta_p = \beta_1 E_1 \sqrt{(2m_2 + T_p) T_p} \cos \theta_p$ を用いると, θ_p, T_p, E_x の間に成り立つ関係式 (A.8), (A.9) が得られる。

$$aT_p^2 + bT_p + c = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{cases} a = (E_1 + m_2)^2 - \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ b = 2(E_1 + m_2) \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right) - 2m_2 \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p \\ c = \left(m_1 E_x + \frac{1}{2} E_x^2 \right)^2 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

ただし, $\beta_1 = |\mathbf{p}_1|/E_1$ は散乱前の粒子 1 の速度である.

式 (A.9) で $E_x = 0$ として, 式 (A.8) を T_p について解くと,

$$T_p(\theta_p, E_x = 0) = \frac{2m_2 \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p}{(E_1 + m_2)^2 - \beta_1^2 E_1^2 \cos^2 \theta_p} \quad (\text{A.10})$$

となる. 式 (A.10) が, 弾性散乱 ($E_x = 0$) における散乱角 θ_p と散乱粒子の運動エネルギー T_p の関係式である.

最後に, 非弾性散乱 ($E_x \neq 0$) における粒子 1 の励起エネルギー E_x を求める. E_x は散乱前後の粒子 1 の静止質量の差から求められる. よって, E_x は,

$$\begin{aligned} E_x &= m'_1 - m_1 \\ &= \sqrt{E_1^2 - \mathbf{p}_1^2} - m_1 \\ &= \sqrt{(E_1 + E_2 - E'_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_2)^2} - m_1 \\ &= \sqrt{(E_1 - T_p)^2 - (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_2)^2} - m_1 \\ &= \sqrt{m_1^2 - 2(m_1 + m_2 + T_{\text{beam}})T_p + 2|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}'_2|\cos\theta_p} - m_1 \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

となる. ここで, $T_{\text{beam}} = E_1 - m_1$ は, 散乱前の粒子 1 の運動エネルギーである.

A.2 重心系と実験室系での微分断面積

本研究で測定した微分断面積は, 陽子標的が固定された実験室系で測定された. しかし, 理論計算と比較する際には, 重心系での微分断面積を用いることが一般的である. 付録 A.2 では, 微分断面積の実験室系から重心系への変換についてまとめる.

A.2.1 散乱角の変換

実験室系の微小立体角要素 $d\Omega_{\text{lab}}$ と重心系の微小立体角要素 $d\Omega_{\text{cm}}$ は, 一般に異なる. 微分断面積の実験室系から重心系への変換のために, まずは実験室系の散乱角と重心系の散乱角の変換式を求めておく.

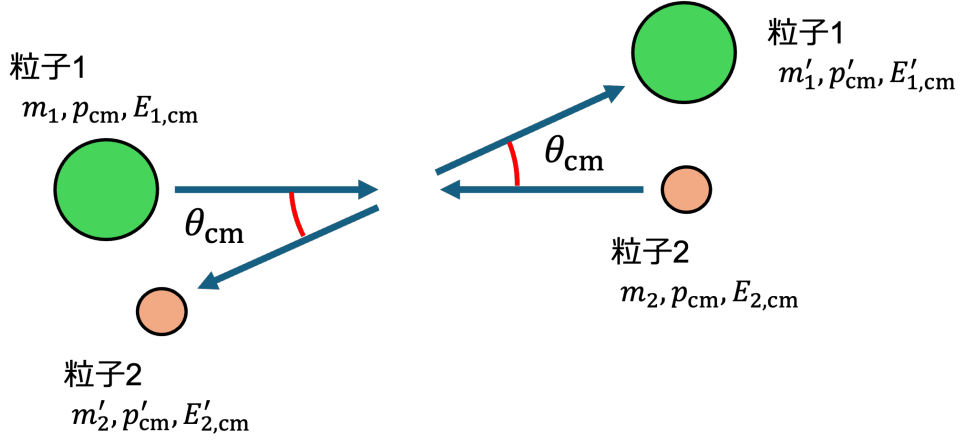


図 A.2: 重心系における二体の散乱の模式図.

図 A.2 は, 重心系における二体の散乱の模式図である. 以下では, 散乱前の粒子 1 (残留核) が進む方向に x 軸をとり, 散乱は x - y 平面内で行われると仮定する. 実験室系 (図 A.1) に対して, 重心系 (図 A.2) が x 軸方向に速度 $\beta = V/c$ で運動しているとする.

散乱前の粒子 2 (反跳陽子) について, 実験室系から重心系へのローレンツ変換を考えると,

$$\begin{pmatrix} E_{2,\text{cm}} \\ -p_{\text{cm}} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

が成り立つ. ここで, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ は速度 β に対応するローレンツ因子である.

また, 散乱後の粒子 1 について, 重心系から実験室系へのローレンツ変換を考えると,

$$\begin{pmatrix} E'_1 \\ p'_1 \cos \theta_{\text{res.}} \\ p'_1 \sin \theta_{\text{res.}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_{1,\text{cm}} \\ p'_{\text{cm}} \cos \theta_{\text{cm}} \\ p'_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

が成り立ち, 式 (A.13) の第 2 成分と第 3 成分から, 実験室系での散乱角 θ と重心系の散乱角 θ_{cm} の関係式

$$\tan \theta_{\text{res.}} = \frac{p'_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}}}{\beta\gamma E'_{1,\text{cm}} + \gamma p'_{\text{cm}} \cos \theta_{\text{cm}}} \quad (\text{A.14})$$

が得られる.

同様に, 散乱後の粒子 2 について, 重心系から実験室系へのローレンツ変換を考えると,

$$\begin{pmatrix} E'_2 \\ p'_2 \cos \theta_p \\ -p'_2 \sin \theta_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_{2,\text{cm}} \\ -p'_{\text{cm}} \cos \theta_{\text{cm}} \\ -p'_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

が成り立ち, 式 (A.15) の第 2 成分と第 3 成分から, 実験室系での散乱角 θ_p と重心系の散乱角 θ_{cm} の関係式

$$\tan \theta_p = \frac{p'_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}}}{\beta \gamma E'_{2,\text{cm}} - \gamma p'_{\text{cm}} \cos \theta_{\text{cm}}} \quad (\text{A.16})$$

が得られる.

式 (A.14), (A.16) が, 実験室系での散乱角 θ , θ_p と重心系の散乱角 θ_{cm} の間の関係式である.

A.2.2 微分断面積の実験室系から重心系への変換

ある立体角で観測される断面積 σ は, どの座標系で見ても等しいので,

$$\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab.}} d\Omega_{\text{lab.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} d\Omega_{\text{cm}} \quad (\text{A.17})$$

が成り立つ. 式 (A.17) を出発点として, 以下で実験室系での微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{lab.}}$ から重心系での微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{cm}}$ を導く変換式を求める.

簡単のため, 式 (A.16) について,

$$A \equiv \frac{\beta E'_{2,\text{cm}}}{p'_{\text{cm}}} \quad (\text{A.18})$$

とすると, 式 (A.16) は,

$$\tan \theta_p = -\frac{\sin \theta_{\text{cm}}}{\gamma (\cos \theta_{\text{cm}} - A)} \quad (\text{A.19})$$

と書き換えられる.

上式から,

$$\cos \theta_p = \frac{\gamma |\cos \theta_{\text{cm}} - A|}{\sqrt{\gamma^2 \cos \theta_{\text{cm}} - A^2 + \sin^2 \theta_{\text{cm}}}} \quad (\text{A.20})$$

が得られて, 両辺を θ_{cm} について微分すると,

$$-\sin \theta_p \frac{d\theta_p}{d\theta_{\text{cm}}} = -\frac{\gamma \sin \theta_{\text{cm}} |1 - A \cos \theta_{\text{cm}}|}{\left((\gamma^2 \cos \theta_{\text{cm}} - A)^2 + \sin^2 \theta_{\text{cm}} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.21})$$

となる.

よって, 重心系での微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{cm}}$ は, 実験室系の微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{lab.}}$ を用いて

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} &= \frac{d\Omega_{\text{lab.}}}{d\Omega_{\text{cm}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}} \\
 &= \frac{\sin\theta_p d\theta_p d\phi}{\sin\theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}} d\phi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}} \\
 &= \frac{\sin\theta_p d\theta_p}{\sin\theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}} \\
 &= \frac{\gamma |1 - A \cos\theta_{\text{cm}}|}{\left((\gamma^2 \cos\theta_{\text{cm}} - A)^2 + \sin^2\theta_{\text{cm}}\right)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab.}}
 \end{aligned} \tag{A.22}$$

と表すことができる. これが, 実験室系での微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{lab.}}$ から重心系での微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{cm}}$ への変換式である.