

修士論文

300 MeV/u ^{16}C ビームを用いた
陽子弾性散乱微分断面積の測定

馬場辰雄



京都大学 理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
原子核ハドロン物理学研究室

概要

核子あたり 300 MeV の陽子弾性散乱は、インパルス近似が使えること、プローブとなる陽子の平均自由行程が長いことから、原子核の核子密度分布を探るのに適している。安定核では電子散乱測定によって得られた電荷分布の情報を用いることで中性子密度分布を抽出することにも成功している。我々、Elastic Scattering of Protons with RI beams(ESPRI) グループはこの手法を不安定核に応用するために、逆運動学にて弾性散乱測定が可能な装置を開発し、放射線医学総合研究所や独国 GSI において炭素、酸素、ニッケル同位体の測定を行ってきた。

炭素同位体は質量数ごとに中性子の密度分布が大きく変化することが理論的に予想されており、系統的な測定が必要である。そこで、本研究では放医研で行った^{9,10,11}C の測定に続き、中性子過剰核の¹⁶C の測定を行った。中性子過剰核の測定にあたり、高強度ビームが必要となったため、理化学研究所 RI Beam Factory (RIBF) にて測定を行った。測定では 300 MeV/u の¹⁶C 不安定核ビームを固体水素標的に照射し、反跳陽子の検出を行った。測定データに対して解析を行い、ビームと反跳陽子の情報から励起エネルギー分布を求め、弾性散乱事象を選択した。さらに立体角と検出効率を評価し、運動量移行約 1.1 fm⁻¹ から 2.1 fm⁻¹ の範囲で陽子弾性散乱微分断面積を決定した。

得られた結果に対して微視的理論計算との比較を行った。核構造を記述する密度分布には相対論的 Hatree 近似と反対称化分子動力学を用いた。核反応を記述する光学ポテンシャルには相対論的インパルス近似を用いた。計算した微分断面積の値は、重心系前方角度において実験値をよく再現していた。更に、微分断面積に対してフィッティングを行い、抽出した密度分布から物質平均二乗半径を求めた。その際、原子核中での媒質効果を考慮し、反応モデルに用いられる定数を密度依存性を含んだ形に修正した。求めた物質平均二乗半径は、反応断面積から得られた文献値と誤差の範囲で一致した。

大強度ビームを用いた陽子弾性散乱測定は本測定が初であり、炭素の中性子過剰核の陽子弾性微分断面積を求めた世界初の測定となる。今後も引き続き大強度ビームを用いた陽子弾性散乱測定が計画されており、本測定がその先駆けとなる。

目次

1	序章	5
1.1	動機	5
1.2	これまでの測定	5
1.3	炭素同位体	6
2	逆運動学を用いた不安定核-陽子弾性散乱測定	8
2.1	理想的な測定条件	8
3	実験	13
3.1	ビームライン	15
3.2	測定装置	19
3.3	測定回路	26
4	データ解析	29
4.1	両側読み出しシンチレーターの解析	30
4.2	ビーム粒子解析	31
4.3	反跳粒子解析	43
4.4	立体角の評価	57
4.5	標的陽子数	59
4.6	陽子弾性散乱微分断面積	60
5	議論	61
5.1	炭素同位体間の比較	61
5.2	微視的理論をもとにした計算値との比較	62
5.3	密度分布抽出	65
6	まとめ	67
A	BDC トラッキング	68
A.1	TDC	68
A.2	トラッキング方法	68
A.3	トラッキング分解能	70
B	RDC を用いた反跳陽子トラッキング	71
B.1	TDC	71
B.2	トラッキング方法	71
B.3	RDC の実験室系における位置測定	72
B.4	位置分解能の評価	72
B.5	トラッキング効率	72

C	<i>E</i> 検出器による反跳粒子エネルギー測定	73
C.1	<i>E</i> 検出器	73
C.2	パルサーを用いた ADC の補正	73
D	¹⁶ O 陽子散乱測定	75
D.1	¹⁶ O ビーム条件	75
D.2	ビーム解析	76
D.3	励起エネルギー分布	76

1 序章

1.1 動機

核子密度分布は、原子核の基礎物理量であり、原子核構造、核反応の研究を行う上で不可欠なものである。それゆえ、古くから多くの測定が行われてきた。代表的なものに、安定な原子核を対象とした電子散乱による電荷分布測定がある。これにより、安定核における陽子密度分布については高精度に求められている [1]。一方、中性子は電荷を持たないため、中性子密度分布を測定するためには電磁相互作用に頼らない他の手法が必要となる。

強い相互作用を用いた手法としては、陽子弾性散乱を用いた手法が考えられる。陽子弾性散乱測定による核子密度分布の情報と、電子散乱測定による電荷密度分布の情報を組み合わせることにより、中性子密度分布の抽出が可能となる。陽子ビームは実験的にも比較的扱い易いため、陽子弾性散乱による中性子密度分布の測定が古くから行われてきた。近年、核子あたり約 300 MeV の中間エネルギー領域における陽子弾性散乱を用いて、中性子分布を高精度で抽出する手法が開発された [2, 3]。例として $^{204,206,208}\text{Pb}$ に対して行われた測定結果を図 1.1 に示す。

300 MeV 付近における陽子は、核子との反応断面積が最も小さく、核子内での平均自由行程が約 2 fm と非常に長い。つまり、原子核の内部まで良く調べることができる。更に、反応機構が単純な一段階過程にてよく記述されるため、インパルス近似 [4] を用いることで反応モデルの不確定性を小さくできる。以上の理由により、中間エネルギーにおける陽子弾性散乱は原子核の密度分布を測定するのに非常に適した手法であるといえる。

本研究では、安定核において確立されたこの陽子弾性散乱測定の手法を不安定核に応用する。測定の困難性から、これまで不安定核の密度分布はおろか陽子弾性散乱の微分断面積を高精度で測定した研究はほぼ存在しない。唯一の例としてドイツの重イオン科学研究所 (GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung) で行われた $^{6,8}\text{He}$ と $^{8,9,11}\text{Li}$ の測定があるが、測定領域はおよそ 1 fm^{-1} までに限られている [5]。そこで、運動量移行の広い範囲に対して陽子弾性散乱測定を行い、微分断面積の測定から密度分布の導出を図る必要がある。

1.2 これまでの測定

不安定核における陽子弾性散乱測定は、不安定核ビームを水素標的に入射させ、反跳陽子を検出することによって行われる。しかし、反跳陽子の運動エネルギーと微分断面積が反跳角度によって急激に変化するため、その測定は困難であった。

不安定核に対してこの困難を克服し、陽子弾性散乱測定を実現すべく、Elastic Scattering of Protons with RI beams (ESPRI) グループが立ち上げられた。標的に固体水素を用いる [6]、高分解能による測定が可能な反跳陽子スペクトロメーターを開発する、といった努力の結果、不安定核に対する陽子弾性散乱測定を可能としてきた。

これまで、我々のグループでは、主に軽い原子核領域と中重核領域の 2 つのシリーズに分けて測定を行ってきた。軽い原子核領域については、同位体の種類が豊富な酸素と炭素に対して、放射線医学総合研究所 (HIMAC) にて系統的な測定を行ってきた。また、中重核領域における中性子スキンの発達を測定すべく GSI にてニッケル同位体の測定を行ってきた。炭素同位体については陽子過剰側の $^{9,10,11}\text{C}$ に対して測定を行った

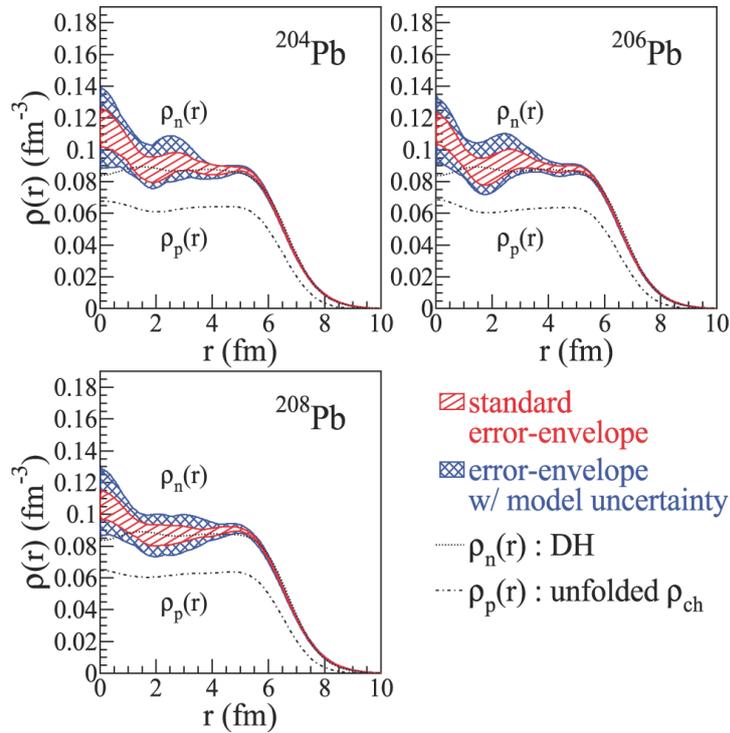


図 1.1 295 MeV における陽子弾性散乱測定により得られた $^{204,206,208}\text{Pb}$ の中性子密度分布 [3]。

[7]. 中性子過剰側の測定を行うためには $1 \times 10^6/\text{sec}$ といった高強度の不安定核ビームが必要である。そのような高強度の不安定核ビームの運用が可能な施設として、国内では理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF, RI Beam Factory) が存在する。今後、国内における拠点を RIBF へ移し、測定の対象を中性子過剰側に広げるために、RIBF での大強度ビームを用いた測定を成功させ、中性子過剰核においても陽子弾性散乱微分断面積が測定可能であることを示す必要があった。その重要な第一回目の測定として ^{16}C に対する本測定が行われた。

1.3 炭素同位体

炭素同位体は、質量数により密度分布が大きく変化することが反対称化分子動力学 (AMD, Antisymmetrized Molecular Dynamics) による計算で予測されている。Y.Kaneda-En'yo らによる AMD 計算によって導出された炭素同位体の密度分布を図 1.2 に示す [8]。陽子分布はパンケーキ型のまま大きな変化はない。一方、中性子分布は劇的に変化し、陽子と中性子がそれぞれあたかも独立な振る舞いをしているかのように見られる [9]。このような研究結果から、炭素同位体ごとの陽子、及び中性子密度分布の測定を行い、同位体間における陽子と中性子の構造の違いを調査することは非常に興味深い。

炭素の中性子過剰核では、陽子分布の変化が起きにくい反面、中性子分布は変化し易いと考えられており、中性子スキンの発達が予測されている。実際に ^{16}C は、他の核と比較して 2_1^+ 状態の長い寿命が観測されている [10]。この観測事実は、E2 遷移が抑制されていることを示している。これには様々な理由が挙げられるが、 ^{16}C が中性子スキンのようなエキゾチックな構造 [11] を持つことがその理由の一つと考えられている。他方で、近年 Wiedeking *et al* [12] や Ong *et al* [13] らの寿命測定では、より短い寿命の観測結果が得られており、

エキゾチックな構造を支持しないデータも存在する。このような事実から、 ^{16}C の測定を通じてその中性子密度分布についての精確な情報を得ることは非常に大きな意義がある。

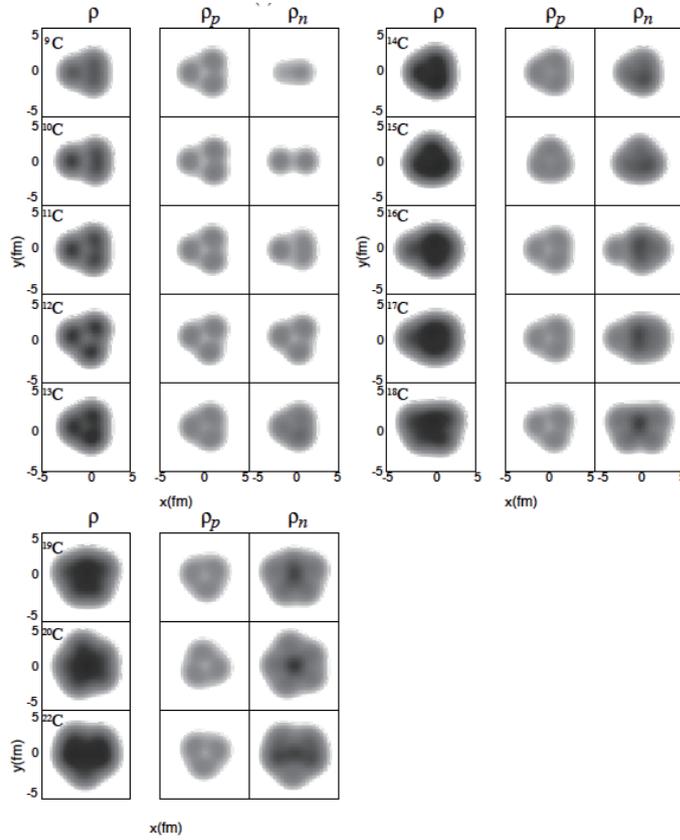


図 1.2 Y.Kaneda-En'yo による AMD 計算によって導出された、炭素同位体の密度分布 [8]。図は左から順に核子密度分布、点陽子密度分布と中性子密度分布。

2 逆運動学を用いた不安定核-陽子弾性散乱測定

2.1 理想的な測定条件

不安定核の陽子弾性散乱測定は、不安定核ビームを陽子標的に照射し、標的から反跳した陽子を検出する事で行われる。短寿命の不安定核を標的にすることはできないため、所謂、逆運動学が用いられる。非相対論での逆運動学に於ける実験室系と重心系の関係を図 2.1 に示す。実験室系での反跳陽子の運動量が運動量移行に対応している事が分かる。逆運動学の例として核子あたり 300 MeV での ^{16}C 陽子散乱における運動学的条件を図 2.2 に示す。実験室系での反跳エネルギー、重心系での散乱角度と運動量移行を反跳角度の関数として図上段、中段と下段に示す。弾性散乱、第一励起エネルギー 1.766 MeV と 30 MeV の非弾性散乱をそれぞれ図中に実線、点線と破線で示す。逆運動学条件下では、反跳角度によって急激な反跳エネルギーの変化が見られる。

Global ポテンシャル [14] を用いて計算した核子あたり 300 MeV での ^{16}C の陽子弾性散乱微分断面積の予測値を図 2.3 に実線で示す。散乱角度と共に急激に断面積が減少していく様子が見られる。

上記の反跳エネルギーと断面積が角度の関数として急激に変化している状況の中で弾性散乱と非弾性散乱の弁別を行い、且つ広い運動量移行の範囲を覆わなくてはならない事が不安定核の弾性散乱測定を困難にしている。測定を実現する為に要求される具体的な性能を以下に示す。

1. 分解能

逆運動学を用いた陽子弾性散乱測定では、ビーム粒子と反跳陽子の 4 元運動量を測定する。これら測定量からビーム粒子の励起エネルギー分布が構築され、弾性散乱事象と非弾性散乱事象の弁別が行われる。その励起エネルギー分布の分解能 ΔE_x は、

$$\begin{aligned} (\Delta E_x)^2 = & \frac{1}{(E_x + M_b)^2} [(P_b P_p \sin \theta_p)^2 (\Delta \theta_p)^2 \\ & + \left(\frac{P_b}{P_b} (T_b + M_b) \cos \theta_p - T_p - T_b - M_b \right)^2 (\Delta T_p)^2 \\ & + \left(\frac{P_b}{P_b} (T_b + M_b) \cos \theta_p - T_p \right)^2 (\Delta T_b)^2], \end{aligned} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで T 、 P 、 M はそれぞれ実験室系での運動エネルギー、運動量と質量である。添字の b と p はビーム粒子と陽子を表す。また θ_p は陽子の反跳角度である。図 2.4 に ^{16}C 陽子散乱の概念図を用いてこれらの関係を示す。以下に例として $\Delta E_x \sim 0.3$ MeV (rms, Root Mean Square) を実現する為に要求される $\Delta \theta_p$ 、 ΔT_p と ΔT_b の条件について記す。

(a) 反跳角度分解能 $\Delta \theta_p$

$\Delta \theta_p$ に要求される分解能は、 $\Delta \theta_p < 1$ mrad (rms) である。反跳角度は、標的へのビーム入射ベクトルと標的内での反応位置と反跳陽子が検出された位置を結ぶベクトルの内積から決定される。

ビーム粒子の標的上での入射位置と角度の分解能を Δx_b と $\Delta \theta_b$ とする。標的から反跳陽子位置検出器までの距離を L_p とし、反跳陽子位置検出器の位置分解能を Δx_p とする。また標的厚による反応位置の不確定性と反跳陽子の多重散乱を Δc と $\Delta \theta_{\text{mul}}$ とする。これらを用いて 90° 方向の

反跳角度分解能は、

$$(\Delta\theta_p)^2 \simeq (\Delta\theta_b)^2 + \left(\frac{\Delta\theta_b}{L_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta_p}{L_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c}{L_c}\right)^2 + (\Delta\theta_{\text{mul.}})^2, \quad (2.2)$$

と近似される。

位置検出器として有感面積が大きく物質量の少ないガス検出器を用いた場合、位置分解能は数 100 μm であり、 $L_p \sim 1 \text{ m}$ とする事で右辺第 1 項から第 3 項までを $(10^{-4})^2$ 台に出来る。我々のグループが開発したガス検出器の分解能を付録 A と付録 B に記したが、これらは上記の値を満足している。残された右辺第 4 項と第 5 項から、標的厚 c と放射距離 L_R との比に対する制限 $\frac{c}{L_R} < 10^{-4}$ が得られる。最も簡単な陽子標的として厚さ 0.1 mm の CH_2 膜が考えられるが、 CH_2 を用いた場合、標的中の炭素からのバックグラウンドによって後方散乱角度で弾性散乱事象が覆い隠されてしまう。そこで我々のグループではバックグラウンド無しの標的として厚さ 1 mm ($\frac{c}{L_R} \simeq 10^{-4}$) の固体水素標的 (SHT, Solid Hydrogen Target) を開発した。2 次ビームのエミッタンスを考慮し、標的の大きさが直径 30 mm 前後と大きなものになっている。固体水素の代わりに液体水素の使用も考えられるが、液体水素を用いて上記の 1 mm の厚さとその一様性、水素以外からのバックグラウンド無しという条件を満たす事は難しい。

(b) 反跳陽子エネルギー分解能 ΔT_p

ΔT_p に要求される分解能は、100 MeV の陽子に対して $\Delta T_p = 0.5 \text{ MeV}$ (rms) 程度である。この値は、無機シンチレーターや半導体検出器によって実現可能である。但し反跳陽子の飛行距離が 1 m 以上という条件の下で広い反跳角度の範囲を覆う必要があり、半導体検出器の使用は現実的でない。そこで我々のグループでは次章で示す 120 MeV までの陽子の測定が可能な NaI(Tl) 検出器を導入した。この検出器は 80 MeV の陽子に対して 0.3 MeV(rms) 以下の分解能を持っており [15, 16]、分解能としてはほぼ条件を満たしている。

ただ、問題として数 MeV から 100 MeV 前後までの陽子のエネルギー較正を上記の分解能と同程度の精度で行う必要がある。これには同程度のエネルギー領域において NaI(Tl) 検出器に入射した陽子のエネルギーを何らかの方法で確定し、参照値を得る必要があるが、特に高エネルギーにおいて陽子のエネルギーを確定させるのは容易ではない。本測定では ^{16}C に比べて弾性散乱事象の選択が容易である ^{16}O 陽子散乱測定を行い、運動学を用いて反跳角度から弾性散乱による反跳陽子の全エネルギーを求めた。

反跳陽子全エネルギーを飛行時間 (TOF, Time Of Flight) から求める方法も考えられる。しかし運動学的効果の為に、この方法を用いて広い反跳角度の範囲で陽子のエネルギーを測定する事は困難である。例えば反跳陽子の飛行距離を 1 m、TOF の分解能を 0.1 nsec とすると、反跳角度 80° 付近では $\Delta T_p = 0.2 \text{ MeV}$ の分解能となるが、 70° 付近では一桁悪化し 2 MeV 程度にもなる。

この他に ΔT_p を悪化させる成分としては標的中での反応位置の違いによるエネルギー損失の違いや標的と検出器間の物質でのエネルギーストラグリングが挙げられる。これらにより僅か厚さ 5 mm 程度の SHT やプラスチックシンチレーターであってもその使用は望ましくない。

(c) ビームエネルギー分解能 ΔT_b

ΔT_b に要求される分解能は、 $\frac{\Delta T_b}{T_b} = 10^{-3}(\text{rms})$ 程度である。不安定核ビームラインの運動量分散が約 20 mm/% であることから、この値はビームライン中の運動量分散焦点面に数 mm のスリットまたは位置検出器を配置してビームエネルギーを選択することで実現できる。ビームエネルギーは運動量分散焦点直前の偏向電磁石の磁場を元に決定した。

2. 収量

厚さ 1 mm の SHT と標的から反跳陽子検出器までの距離が 1 m の装置を用いて図 2.2 に示した範囲の断面積の測定を行う事を考える。固体水素の密度を 86.8 mg/cm^3 とし、標的数を $7.4 \times 10^{21}/\text{cm}^2$ とする。また、検出器が 1° あたり 10 msr の立体角を覆っているとすると、これらの装置を用いて数日程度のビーム照射時間で十分な収量を得るには、 10^6 個/sec のビーム強度が必要である。この強度を実現出来る不安定核ビームは核図表の広い範囲に対して多く存在する訳ではない。従って不安定核の高運動量移行領域の測定は収量という意味でも大変難しいものとなっている。低運動量移行領域の測定に限れば CH_2 と半導体検出器の組み合わせも選択肢の一つとなる。しかし適切な配置の元で上記と同じ分解能を実現させる為には、標的厚を $30 \mu\text{m}$ 程度にする必要がある。従って断面積が大きい領域にも関わらず最終的に得られる収量は高運動量移行領域とあまり変わらない。

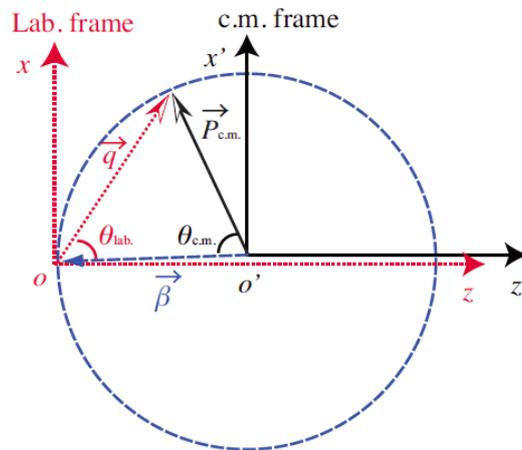


図 2.1 非相対論における弾性散乱陽子の実験室系での運動量 q と重心系での運動量 $P_{\text{c.m.}}$ の関係。点線(赤)が実験室系、実線(黒)が重心系での運動量を表す。

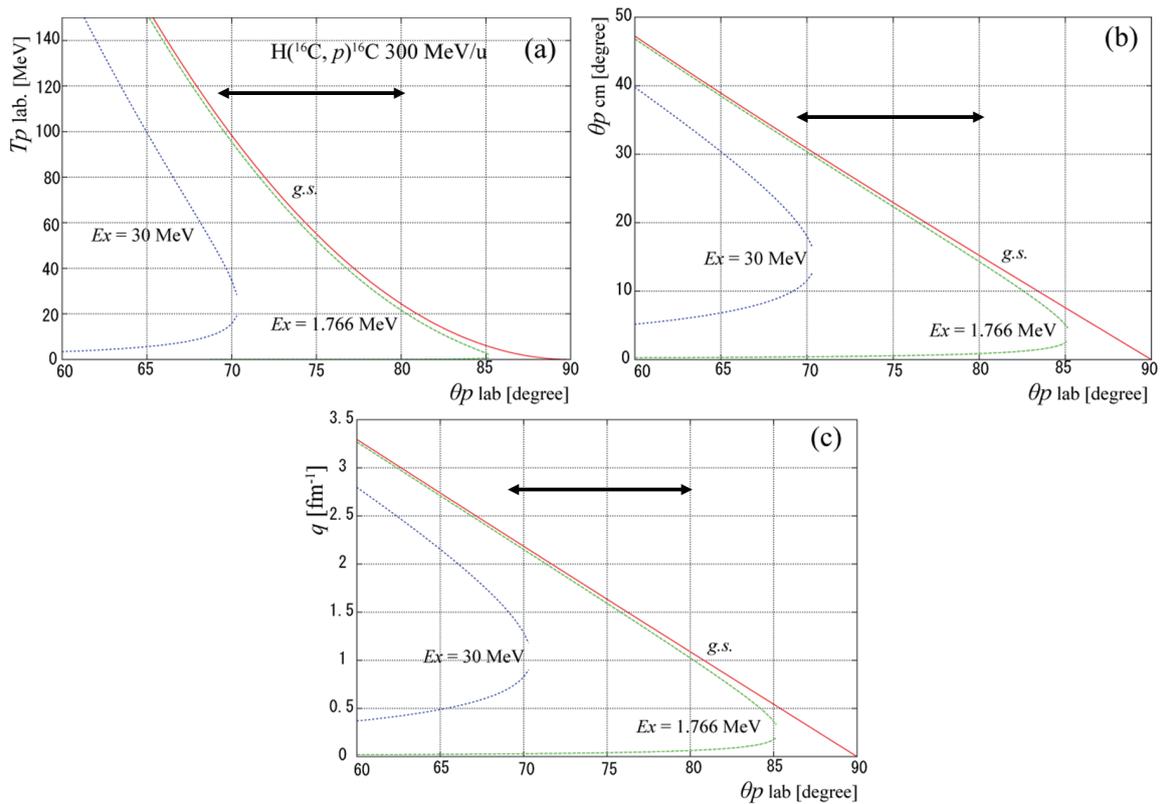


図 2.2 核子あたり 300 MeV での陽子散乱の運動学。(a) ^{16}C の実験室系での反跳角度と反跳エネルギーの関係。(b) ^{16}C の実験室系での反跳角度と重心系での散乱角度の関係。(c) ^{16}C の実験室系での反跳角度と運動量移行の関係。弾性散乱、励起エネルギー 1.77 MeV と 30 MeV の非弾性散乱を実線 (赤)、点線 (緑) と破線 (青) で示す。測定する角度領域を図中に矢印で示す。

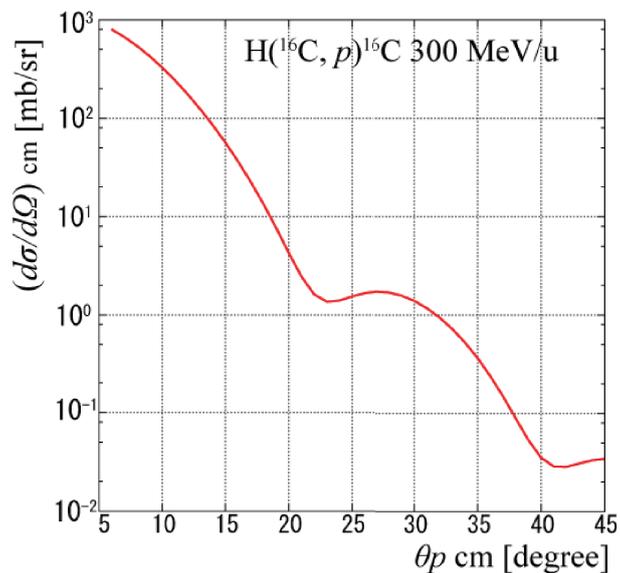


図 2.3 核子あたり 300 MeV での ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積の予測値。Global ポテンシャル [14] を用いて計算した値を示す。

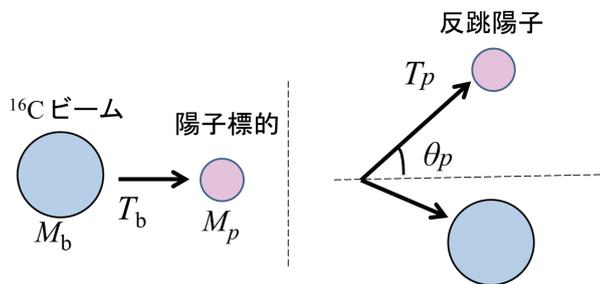


図 2.4 逆運動学条件下での ^{16}C 陽子散乱の概念図。ビーム粒子の質量 M_b とエネルギー T_b 、陽子の質量 M_p とエネルギー T_p 及び反跳角度 θ_p を図中に示す。

3 実験

^{16}C 陽子弾性散乱の測定は理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF, RI Beam Factory) [17] で行われた。その施設とビームラインについては 3.1 節で述べる。

本測定の手法を模した概念図を図 3.1 に示す。陽子弾性散乱の微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ を実験的に得るには弾性散乱陽子数 y 、 ^{16}C ビーム数 I 、標的陽子数 N 、検出効率 ϵ と立体角 $d\Omega$ を測定データから求める必要がある。

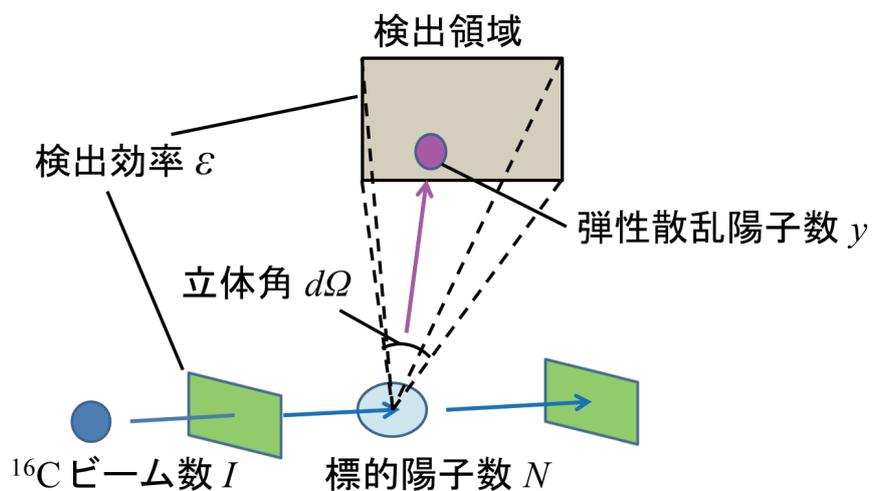


図 3.1 本測定の手法を模した概念図。陽子弾性散乱の微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ を得るために必要な観測量を図中に示す。

図 3.1 に示す測定量と微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は以下の関係を満たす。

$$y = IN \int \epsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (3.1)$$

解析の詳細を第 4 章に示すが、装置の紹介をするにあたり先にその概略を以下に示す。

- 弾性散乱陽子数 y

反跳陽子検出器で検出した事象のうち、弾性散乱事象による陽子を選択し、その数を数えた。弾性散乱事象の選択は以下の 2 つにより行った。

- 前方散乱粒子の電荷
- 励起エネルギー

前者の分布作成には 3.2.2 節に示す前方散乱粒子検出器を用いた。

後者の分布を作成する為に、まず反跳粒子識別分布を作成し反跳陽子を選択した。次に反跳陽子のエネルギーと軌跡を求め、励起エネルギー分布を作成した。これら分布をビーム検出器と 3.2.4 節に示す反跳陽子検出器を用いて作成した。

- ^{16}C ビーム数 I

3.2.1 節に示すビーム検出器を用いてビーム粒子識別とビームのトラッキングを行い、ビーム分布全体に対する陽子標的に入射した ^{16}C ビームの割合を求めた。この割合と各種解析の効率 (粒子識別とトラッキング) を用いて、スケーラーで数えたビーム数から陽子標的に入射した ^{16}C ビーム数を求めた。スケーラーなどの回路については 3.3 節に示す。

- 標的陽子数 N

^{16}O 陽子散乱測定を行い、得られた断面積から標的に含まれる陽子数を決定した。標的については 3.2.3 節に示す。 ^{16}O 陽子散乱測定については付録 D にまとめた。

- 検出効率 ϵ

以下 4 つの効率を考慮した。

- データ取得の効率 (回路)
- 前方散乱粒子電荷識別の効率 (前方散乱粒子検出器)
- 反跳陽子トラッキング効率 (ビーム検出器と反跳陽子検出器)
- 反跳粒子識別の効率 (ビーム検出器と反跳陽子検出器)
- E 検出器内での反応による損失の割合

- 立体角 $d\Omega$

標的での多重散乱や検出器の分解能により、実際の反跳角度と検出器で求めた反跳角度が同じであるとは限らない。これらの効果をモンテカルロシミュレーションで見積もり、その結果を用いて断面積を求めた。

また、バックグラウンドによる寄与を確認するために、標的セルに固体水素が入っていない状況でのバックグラウンド測定を行った。

3.1 ビームライン

測定で用いた RIBF の加速器とビームラインについて述べる。

RIBF の加速器施設の概観を図 3.2 に示す。イオン源で作られた重イオンは入射系の重イオン線形加速器 (RILAC) と主加速器であるサイクロトロンで加速される。RILAC は、コックロフト-ワトソン型の入射装置と 6 台の Wideroe 型の加速タンクの組み合わせから成る。サイクロトロンは 理研リングサイクロトロン (RRC)、固定加速周波数型リングサイクロトロン (fRC)、中間段リングサイクロトロン (IRC) 及び超伝導リングサイクロトロン (SRC) の 4 器のリングサイクロトロンと、Azimuthally Varying Field (AVF) サイクロトロンが運用されている [17]。本測定では、RILAC による入射から、RRC、IRC、SRC を多段式に用いて、1 次ビームである ^{18}O を核子あたり 345 MeV まで加速させた。発生させた 1 次ビームの強度は 2 次ビーム生成標的において約 1pnA であった。

測定に用いたビームコースの概観を図 3.3 に示す。本測定において、F0 から測定装置のある F12 までの間に設置された主な装置を図 3.4 に示す。以下この図に沿って上流側からビームラインの説明を行う。

F0 が 2 次ビーム生成標的位置になる。標的には ^9Be を用いた。F0 より下流には入射核破砕片分離装置 BigRIPS があり、これを用いて ^{16}C 粒子の選択とビームの運動量の選択を行った。

F1 の位置には Al のエネルギー減衰板が置かれる。これは電荷によるエネルギー損失の違いを用いて 2 次ビームを分離するためのものである。

F1 と F5 の位置が運動量分散焦点面であり、F2 と F8 の位置が質量分散焦点面である。本測定では F1 と F2、F8 にあるスリットを狭めることで、 ^{16}C 粒子の選択とビームの運動量の選択を行った。F12 の下流のスペースに SHT 及び陽子散乱測定装置を設置し、測定を行った。SHT の位置がアクロマティック焦点面となるように F8-F12 の光学を調整した。

2 次ビームにおける ^{16}C 粒子の割合とビームの運動量の幅は、 ^9Be 標的の厚さ、エネルギー減衰板の厚さとかさび角度、F1 と F2、F8 スリットのスリット幅で決定される。これらについて、LISE++[18] によるシミュレーションを行うことで測定に必要な値を決定した。

その結果、F1 スリット幅を ± 2 mm、F2 スリット幅を ± 4 mm にまで狭めれば、十分な ^{16}C の純度と運動量分解能が得られることがわかった。運動量分解能については解析の章にて述べる。

F1、F2 スリットと比べると、F8 スリット幅を変化させることによる ^{16}C 粒子の割合への効果はほとんど見られなかった。F8 スリット幅については測定の際に実際にビーム強度を確認しながら調整して決めることにした。調整の結果、最終的に F8 スリット幅は ± 70 mm とした。

^9Be 標的とエネルギー減衰板については、表 2 に示す RIBF が保有するものの中から最適な組み合わせを選択した。上記の F1、F2 スリット幅の条件の下、 ^9Be 標的とエネルギー減衰板それぞれの組み合わせに対してシミュレーションを行い、得られる ^{16}C の収量及び最も割合の大きい不純物と ^{16}C の収量の比を求めた。そのときの結果を表 3 に示す。

シミュレーションの結果、厚さ 15 mm の ^9Be 標的と厚さ 8.05 mm、かさび角度 9.98 mrad のエネルギー減衰板を用いることに決定した。単純に ^{16}C の純度だけを比べると厚さ 15 mm の ^9Be 標的と厚さ 10 mm のエネルギー減衰板を用いた方が良い結果が出ているが、本測定での条件下ではどちらも十分な純度が得られているため、 ^{16}C の収量を優先した。結果として、 ^{16}C 粒子の割合を 99 % 以上、運動量分解能を全幅 0.2 % 以下で得られることがわかった。ビーム粒子の選択は、最終的には後述するビーム検出器を用いることによって行った。

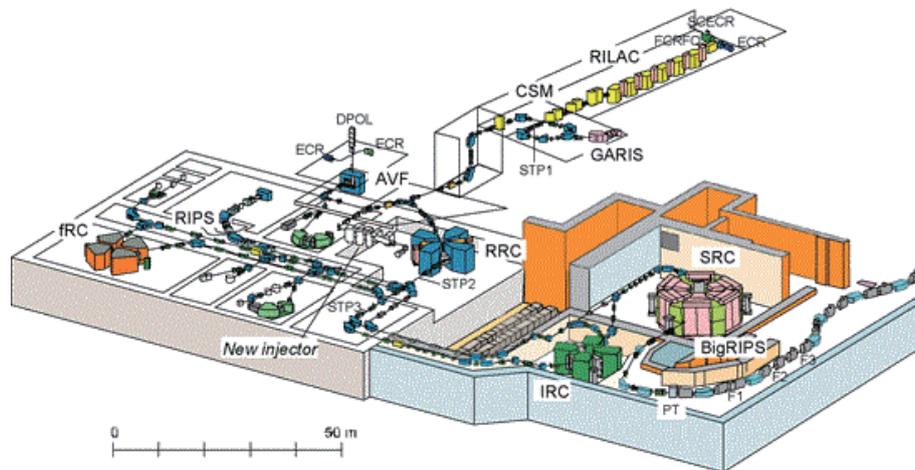


図 3.2 RIBF の加速器施設の概観。

表 1 2次ビーム ^{16}C 用のビームライン条件

^{18}O 一次ビームエネルギー	345 MeV/u
^{18}O ビーム強度	1 pnA
RF 周期	27 ns
2次ビーム生成標的	^9Be 厚さ 15 mm
エネルギー減衰板	Al 厚さ 8.05 mm (くさび角度 9.98 mrad)
F1 スリット幅	± 2 mm
F2 スリット幅	± 4 mm
F8 スリット幅	± 70 mm
^{16}C 一次ビームエネルギー	300 MeV/u
^{16}C ビーム強度	150-300 kcps
^{16}C ビーム純度	99 % 以上
運動量分散焦点面 F1 での運動量分散 ($x \delta$)	-21.4 mm/%
F7-SHT 間距離	26.3 m

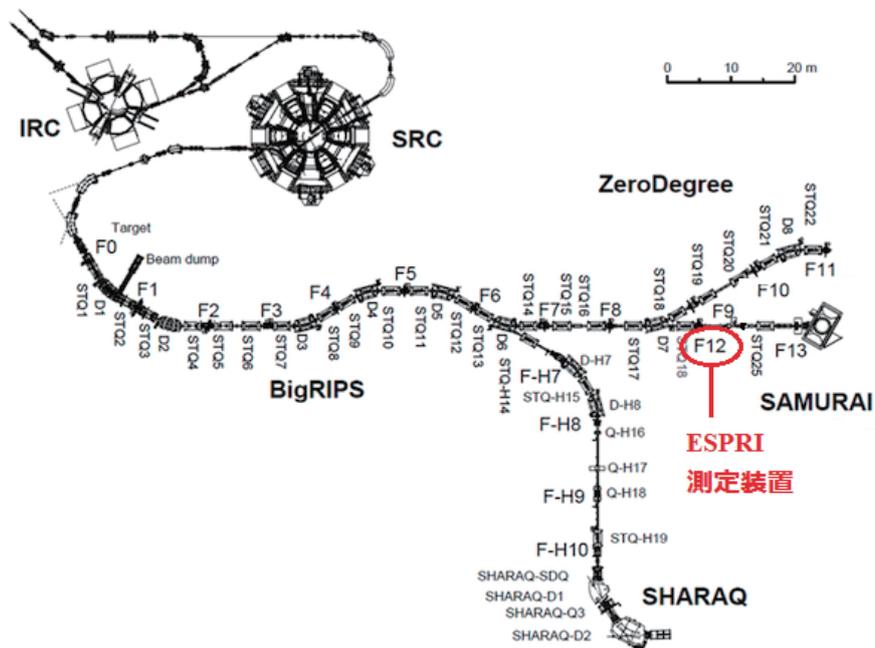


図 3.3 RIBF のビームコースの概観。F0 より下流には入射核破砕片分離装置 BigRIPS があり、これを用いて ^{16}C 粒子の選択とビームの運動量の選択を行った。F12 の下流の位置に SHT 及び陽子散乱測定装置を設置し、測定を行った。SHT の位置がアクロマティック焦点面となるように F8-F12 の光学を調整した。

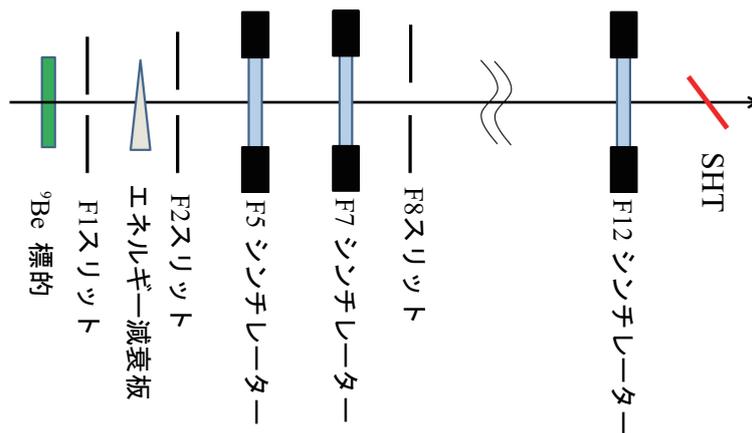


図 3.4 F0 から F12 までの間にビームコース内に置かれた装置の一覧。F1 の位置には Al のエネルギー減衰板が置かれた。本測定では F1 と F2、F8 にあるスリットを狭めることで、 ^{16}C 粒子の選択とビームの運動量の選択を行った。F5 と F7、F12 の位置には後述するプラスチックシンチレータが設置された。

表 2 実験当時、RIBF が保有していた ^9Be 標的とエネルギー減衰板の種類

^9Be 厚さ	Al 厚さ (くさび角度)
5 mm	2.98 mm (3.26 mrad)
10 mm	6.11 mm (6.85 mrad)
15 mm	8.05 mm (9.98 mrad)
20 mm	10.0 mm (12.4 mrad)

表 3 LISE++ による収量のシミュレーション結果。F1 スリット幅を ± 2 mm、F2 スリット幅を ± 4 mm とした。RIBF が保有する ^9Be 標的とエネルギー減衰板の組み合わせに対して、 ^{16}C の収量と、最も割合の大きい不純物と ^{16}C の収量の比を求めた。結果を踏まえて太字で示した組み合わせを本測定では用いた。

^9Be 厚さ	Al 厚さ (くさび角度)	収量	他核種の割合
10 mm	2.98 mm (3.26 mrad)	0.247 %	3.963 %
15 mm	2.98 mm (3.26 mrad)	1.716 %	45.5 %
20 mm	2.98 mm (3.26 mrad)	3.311 %	13.9 %
10 mm	6.11 mm (6.85 mrad)	1.109 %	41.0 %
15 mm	6.11 mm (6.85 mrad)	3.463 %	1.44 %
20 mm	6.11 mm (6.85 mrad)	2.945 %	2.38 %
10 mm	8.05 mm (9.98 mrad)	2.120 %	3.68 %
15 mm	8.05 mm (9.98 mrad)	3.978 %	0.176 %
20 mm	8.05 mm (9.98 mrad)	2.200 %	2.05 %
10 mm	10.0 mm (12.4 mrad)	3.267 %	0.245 %
15 mm	10.0 mm (12.4 mrad)	3.652 %	0.110 %
20 mm	10.0 mm (12.4 mrad)	1.367 %	1.39 %

3.2 測定装置

本測定で使用した実験装置を図 3.5、3.6、3.7 に示す。

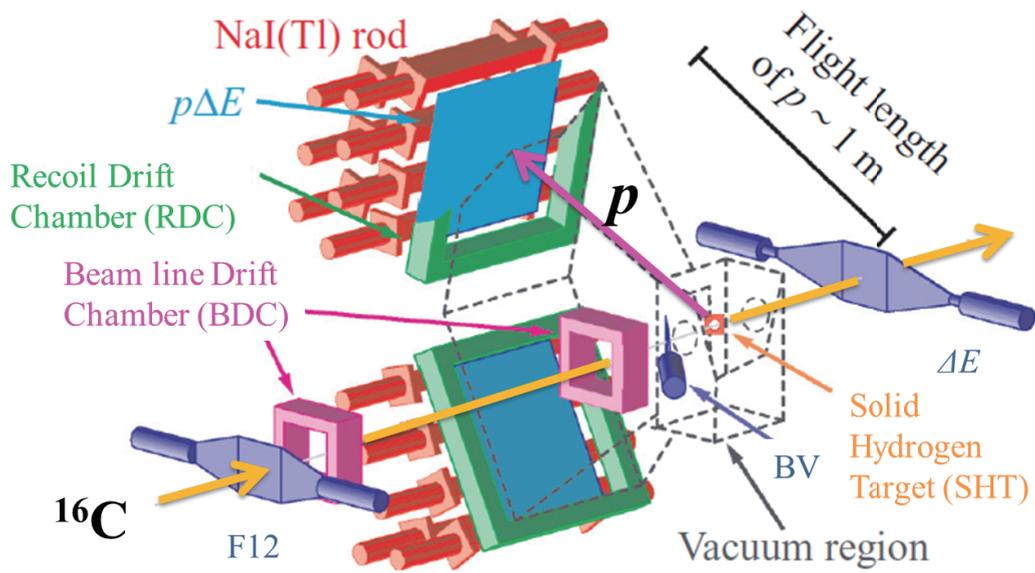


図 3.5 F12 に設置した測定装置の概観。

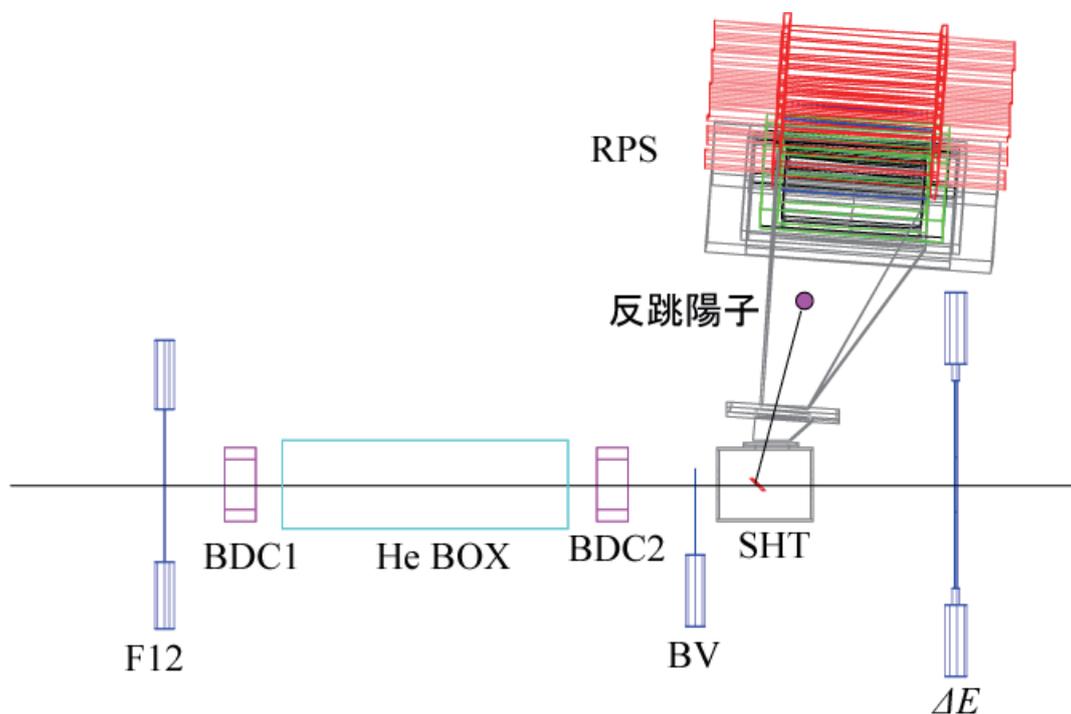


図 3.6 F12 に設置した測定装置を鉛直方向から見た図。ビーム軸には上流から順番に、プラスチックシンチレーター (F12)、ビームドリフトチェンバー 1 (BDC1、Beam Drift Chamber)、He box、BDC2、ビーム起因のバックグラウンド除去用プラスチックシンチレーター (BV)、SHT とプラスチックシンチレーター (ΔE) が設置された。ビームラインから見て 90° 方向に反跳陽子スペクトロメーター (RPS, Recoil Proton Spectrometer) が設置された。各検出器の詳細は本文参照。

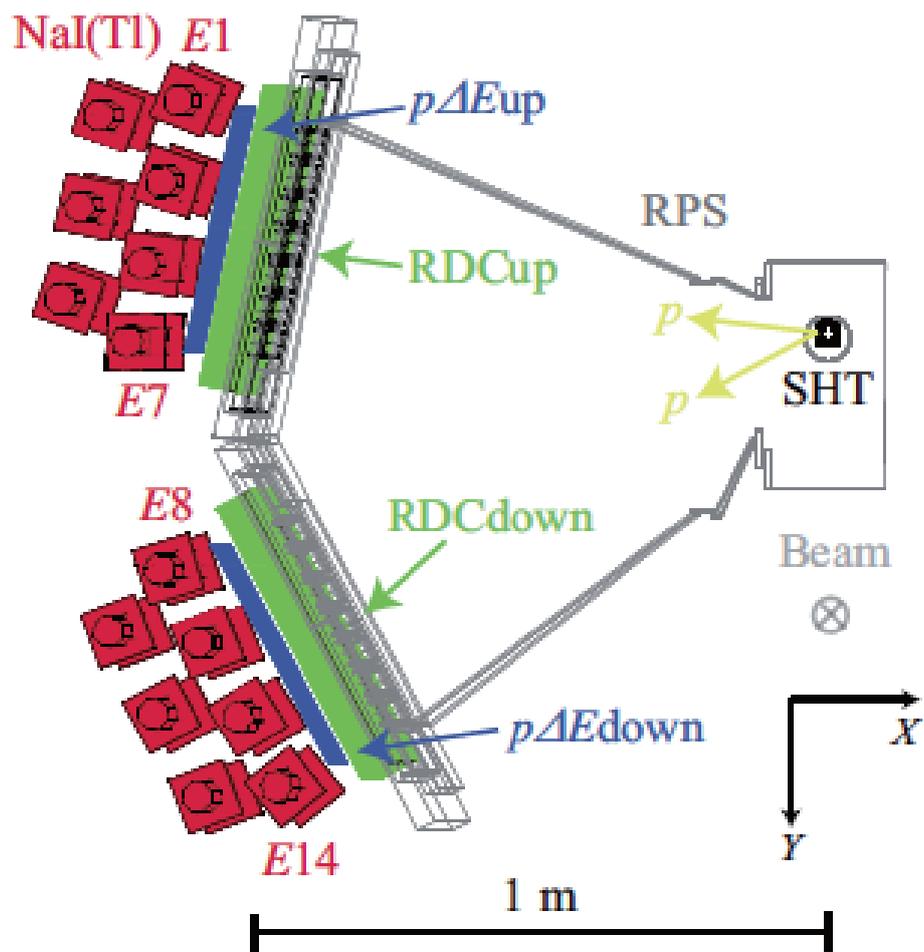


図 3.7 反跳陽子スペクトロメーター (RPS, Recoil Proton Spectrometer)。ビーム軸に乗って正面から見た図。RPS の真空槽中に固体水素標的 (SHT, Solid Hydrogen Target) があり、真空隔壁を挟んで反跳陽子検出器が設置された。反跳陽子検出器は 2 台の反跳ドリフトチェンバー (RDC, Recoil Drift Chamber)、2 台のプラスチックシンチレーター ($p\Delta E$) と 14 本の NaI(Tl) 検出器 (E 検出器) から成る。各検出器の詳細は本文参照。

3.2.1 ビーム検出器

ビーム検出器の仕様を表 4 に示す。

図 3.3 に示す F5 と F7、F12 の位置に 3 枚のプラスチックシンチレーターを使用した。以後、それぞれ F5、F7、F12 と呼ぶ。

入射核破砕反応によって生成された 2 次ビーム中に含まれる ^{16}C 以外の粒子を除去するために、まず 3.1 節で述べた F1、F2 スリットを用いた。これにより ^{16}C 以外の粒子の割合を 1 % 以下にまで減らした。最終的には F12 でのエネルギー損失の情報を用いることで、 ^{16}C 以外の粒子の割合は $10^{-2}\%$ 程度にまで抑えられた。

^{16}C ビームの運動量については、まず運動量分散焦点面である F5 の上流にある D4 の磁気剛性 $B\rho$ の値を元に、F5 における ^{16}C ビームの運動量を求めた。その後、SHT までの物質中におけるエネルギー損失を計算することにより求めた。

^{16}C ビームの陽子標的への入射位置と角度は図 3.6 に示す 2 台のビームドリフトチェンバー (BDC, Beam Drift Chamber) BDC1 と BDC2 を用いて測定された。角度分解能の向上の為に 2 台の BDC は約 1 m 離されて設置された。クーロン多重散乱による分解能の悪化を抑える為に、2 台の BDC の間に約 1 気圧の He が充填された箱 (He Box) が設置された。

固体水素周辺を通過する粒子は、その周辺にある物質と反応しバックグランド源になる。このビーム起因のバックグランドを除去する為にプラスチックシンチレーター (BV) が図 3.6 に示す SHT 前方に設置された。本測定にて用いた BV を図 3.8 に示す。ビームが通過する BV 中心には直径 23 mm の穴が開けられており、この穴の領域を通り抜けたビーム粒子を解析の対象とした。

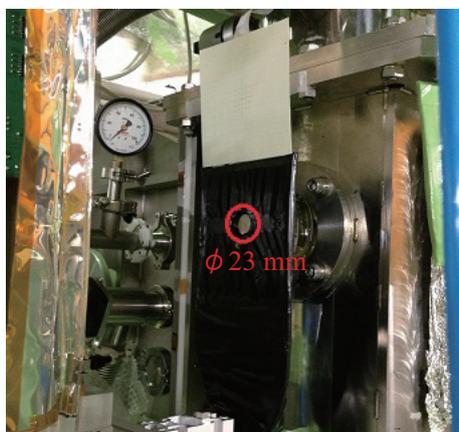


図 3.8 ビーム上流側から見たプラスチックシンチレーター (BV)。ビーム起因のバックグランドを除去する為に SHT 容器の前方に設置された。ビームが通過する BV 中心には図中に示すように直径 23 mm の穴が開けられている。

3.2.2 前方散乱粒子検出器

前方散乱粒子検出器であるプラスチックシンチレーター ΔE の仕様を表 5 に示す。 ΔE は図 3.6 に示すように SHT の下流に設置され、前方散乱粒子の電荷情報は反応チャンネルの選択に用いられた。

3.2.3 陽子標的

陽子標的として固体水素標的 (SHT, Solid Hydrogen Target)[6] が用いられた。SHT の仕様と略図を表 6 と図 3.9 に示す。

本測定において、励起エネルギーの分解能を悪化させる大きな要因の一つは固体水素中での反跳陽子の多重散乱であった。実験室系で $60^\circ \sim 85^\circ$ の方向に飛んでくる反跳粒子の SHT 内での通過距離を短くするために、SHT はビーム軸から 45° 傾けて設置された。標的表面には水素が真空中に漏れないよう厚さ $6 \mu\text{m}$ のアラミド膜で封止した。励起エネルギー分布から弾性散乱と非弾性散乱の弁別を行うには、SHT の厚さを 1 mm ($\sim 8.68 \text{ mg/cm}^2$) 以下にする必要がある。SHT に含まれる陽子数は付録 D に記す ^{16}O の陽子散乱測定から評価した。

3.2.4 反跳陽子検出器

反跳陽子検出器の仕様を表 7 に示す。検出器は図 3.7 に示すように RPS 真空槽出口上下に 1 組ずつ設置された。その組み合わせは 1 台の反跳ドリフトチェンバー (RDC, recoil drift chamber)、1 枚のプラスチックシンチレーター ($p\Delta E$) と 7 本の NaI(Tl) 検出器である。上下それぞれの RDC を RDCup と RDCdown と名付ける。 $p\Delta E$ も同様に名付ける。NaI(Tl) 検出器は $-y$ 方向から順に $E1$ 、 $E2$ 、 \dots 、 $E14$ と名付ける。

RDC の構成は $Z4$ 面と $Y3$ 面であり、トラッキングにより RDC 内での反跳粒子の通過位置が求められる。BDC のトラック情報から得られる SHT 上での反応点と角度を考慮する事で、反跳角度が求められた。その詳細を付録 B に示す。

$p\Delta E$ と E 検出器の情報から反跳粒子の質量数 A と電荷 Z の 2 乗の積 AZ^2 の分布が作成された。この分布を用いて反跳粒子識別を行った。反跳陽子全エネルギーは、 E 検出器中のエネルギー損失から求められた。 E 検出器の詳細については付録 C に記す。

表4 ビーム検出器の仕様。BDC のプライムのついた面のアノードワイヤーの位置は、プライム無しの面と比べセル幅半分異なる。

F5、F7、F12 (プラスチックシンチレーター)	
厚さ	3 mm ^t
BDC1 と BDC2	
構成	1 台当たり $Y - Y' - X - X' - U(45^\circ)$
有感領域	150 mm(X) × 150 mm(Y)
アノード- カソード間隔	5 mm
アノード間隔	20 mm
アノードワイヤー	20 $\mu\text{m}\phi$ Au-W/Re
カソード、ポテンシャルワイヤー	75 $\mu\text{m}\phi$ Be-Cu
充填ガス	He(40 %)-CH ₄ (60 %) イソプロピルアルコール (飽和蒸気圧 3°C)
BV (プラスチックシンチレーター)	
大きさ	6 mm ^t 、中心に 23 mm ϕ の穴

表5 前方散乱検出器 ΔE の仕様

ΔE (プラスチックシンチレーター)	
有感領域と厚さ	150 mm(X) × 150 mm(Y) × 3 mm ^t

表6 SHT の仕様

SHT	
有効領域と厚さ	楕円 (長径 35 mm(X)、短径 25 mm(Y)) × 1 mm ^t
アラミド窓の厚さ	6 μm
傾斜角度	$Z - X$ 平面上で Z 軸から 45° 回転

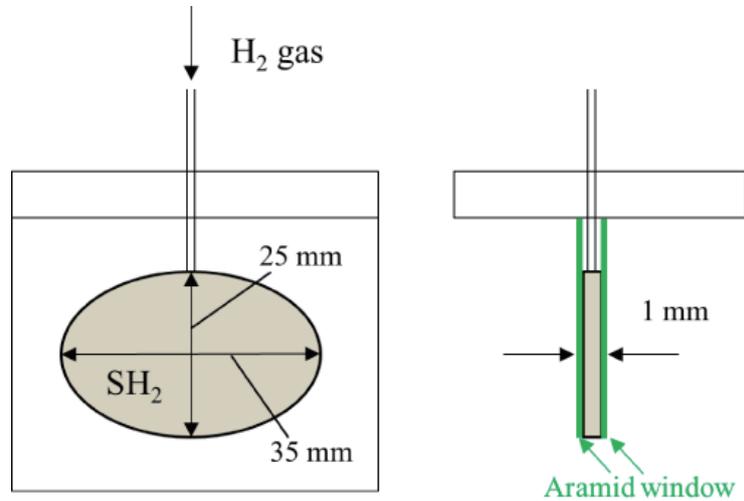


図 3.9 SHT セルの形状。SHT の大きさは長径 35 mm、短径 25 mm の楕円で、厚さは約 1 mm である。セルは無酸素銅製。

表 7 反跳陽子検出器の仕様。RDC のプライムのついた面のアノードワイヤーの位置は、プライム無しの面と比べセル幅半分異なる。

$p\Delta E_{up}$ 、 $p\Delta E_{down}$ (プラスチックシンチレーター)	
有感領域と厚さ	440 mm(Z) × 440 mm(Y) × 2.53 mm ^t (up) 、 3.09 mm ^t (down)
RDC _{up} 、RDC _{down}	
構成	1 台当たり Z - Y' - Z - Y' - Z' - Y - Z'
有感領域	436 mm(Z) × 436 mm(Y)
アノード- カソード間隔	5 mm
アノード間隔	14 mm
アノードワイヤー	30 μmφ Au-W/Re
カソード、ポテンシャルワイヤー	100 μmφ Be-Cu
充填ガス	Ar-C ₂ H ₆ (50 %)
$E1$ 、…、 $E14$ (NaI(Tl))	
有感領域と厚さ	1 本当たり 431.8 mm(Z) × 45.72 mm(Y) × 50.8 mm ^t

3.3 測定回路

各検出器の回路を図 3.10 に示す。BV はシンチレーターの長さ方向の片側に、それ以外のシンチレーターは両側に PMT が取り付けられた。以降両側読み出しのそれぞれを L、R と名付ける。

PMT で増幅されたプラスチックシンチレーターからの信号は、F5、F7 以外については、PM amp. で増幅された後、一つは 300 nsec 程度の遅延を加えて ADC に送られ、他方は Discriminator (Discr.) で NIM 信号に変換され 300 nsec 程度の遅延を加えた後に更に 2 つに分けられて、TDC と Multi Hit TDC (MHTDC) へ送られた。F5、F7 からの信号は、PM amp. で増幅された後、Discr. で NIM 信号に変換され、数十 m ほどの距離を経て F12 付近にある回路の位置まで送られた。その後、再び Discr. で成形されてから、2 つに分けられて、TDC と Multi Hit TDC (MHTDC) へ送られた。NIM 信号の幅は、パンチ幅 27 ns より短くなるように 20 ns とした。 $p\Delta E$ の ADC には LeCroy 2249W が用いられた。それ以外の ADC には CAEN V792 が用いられた。TDC には CAEN V775 が用いられ、MHTDC には CAEN V1190A が用いられた。

解析に必要な各種発生頻度の情報はスケーラー LeCroy 2551 と RPV-100 に送られた。

BDC と RDC からのアノード信号は、Amplifier-Shaper-Discriminator (ASD) で LVDS 信号に変換され、MHTDC に送られた。BDC の MHTDC にはシンチレーターに用いた同じ個体の CAEN V1190A が用いられた。RDC の MHTDC には AMSC AMT-VME が用いられた。

PMT で増幅された E 検出器 L、R の信号は、エミッタフォロア型の電荷積分型前置増幅器 (Pre.Amp.) によって電圧信号に変換され Shaping Amplifier (SA) で整形された後、Peak Hold 型 Analog to Digital Converter (PHADC) に送られた。SA と PHADC には CAEN N568B と Phillips 7164 が用いられた。

F12、BV と $p\Delta E$ からの NIM 信号はデータ取得のトリガーとして用いられた。バックグラウンド除去の為に、反転させた BV の NIM 信号 (Vb) がトリガーに加えられた。

トリガーの構成を図 3.11 に示す。本測定では主に以下に示す 3 つのトリガーを用いた。

1. ビームトリガー

F12 の L と R、Vb の論理積をとった信号。これはビーム調整時に使用した。

2. Down Scale(DS) トリガー

F12 の L と R の論理積をとった信号を約 1/16000 の割合で間引きした信号。ビーム解析にはこちらを使用した。

3. 反応トリガー

$p\Delta E$ up、down に対して、L と R の論理積の論理和をとり、ビームトリガーとの論理積をとった信号。

陽子散乱測定の際には、DS トリガーによるイベントと反応トリガーによるイベントのデータを同時に取得した。DS トリガーによるイベントは、主にビームのパラメータを調べるために用いた。2 つのトリガーによるイベントを区別するために、コインシデンスレジスター KC3200 を用いた。反応トリガーがこれの 1 ch に、DS トリガーが 2 ch に送られる。KC3200 から送られるデータを元にイベントのタグ付けを行った。

本測定では、データ収集速度の向上のために、回路系統を 2 つに分け、2 台の DAQ PC で並列して処理を行わせた。最終的な 1 イベントあたりのデータ収集時間は約 400 μ s であった。

2 系統の間でタイミングのずれが起きないためには、お互いの処理が終了するのを待ち、その後で次のトリガー信号を受け入れることが必要となる。そのため、図 3.12 のような Latch Gate を用いたトリガー回路を用意した。処理の完了を示す Output Register の信号が 2 系統から出力されるまでは、トリガー回路に Veto

がかかり、データを取得しないようになっている。それでもなお、2系統の間でとったイベントがずれる恐れがあるため、それぞれの系統ごとにイベント数をスケーラーで数え、双方でずれが生じていないか確認を行った。

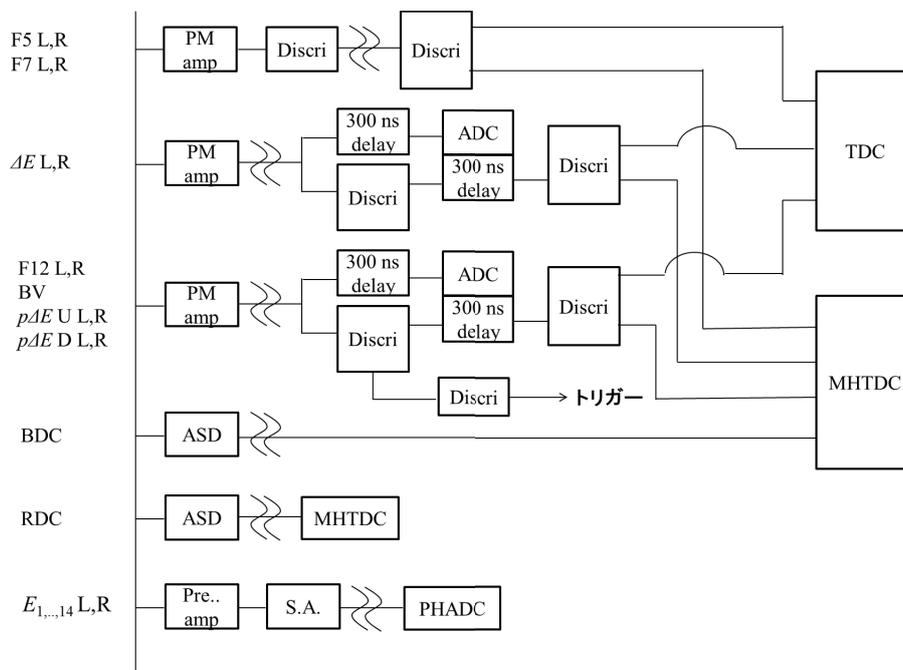


図 3.10 検出器の回路。各モジュールの型番は本文参照。

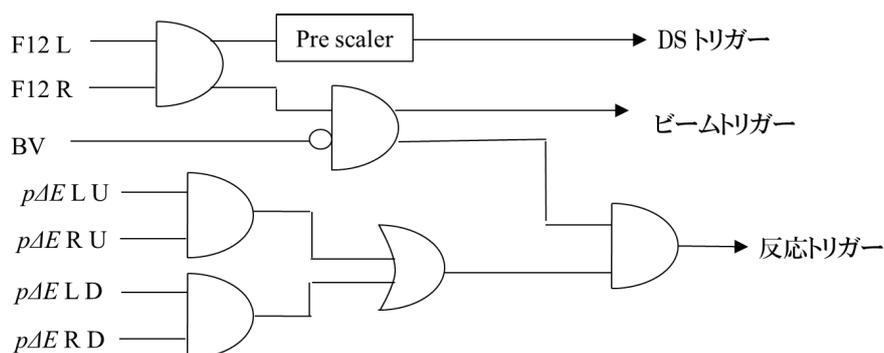


図 3.11 トリガーの構成。ビームトリガーと $p\Delta E$ トリガーの論理積を取ったものを反応トリガーとしてデータが取得された。

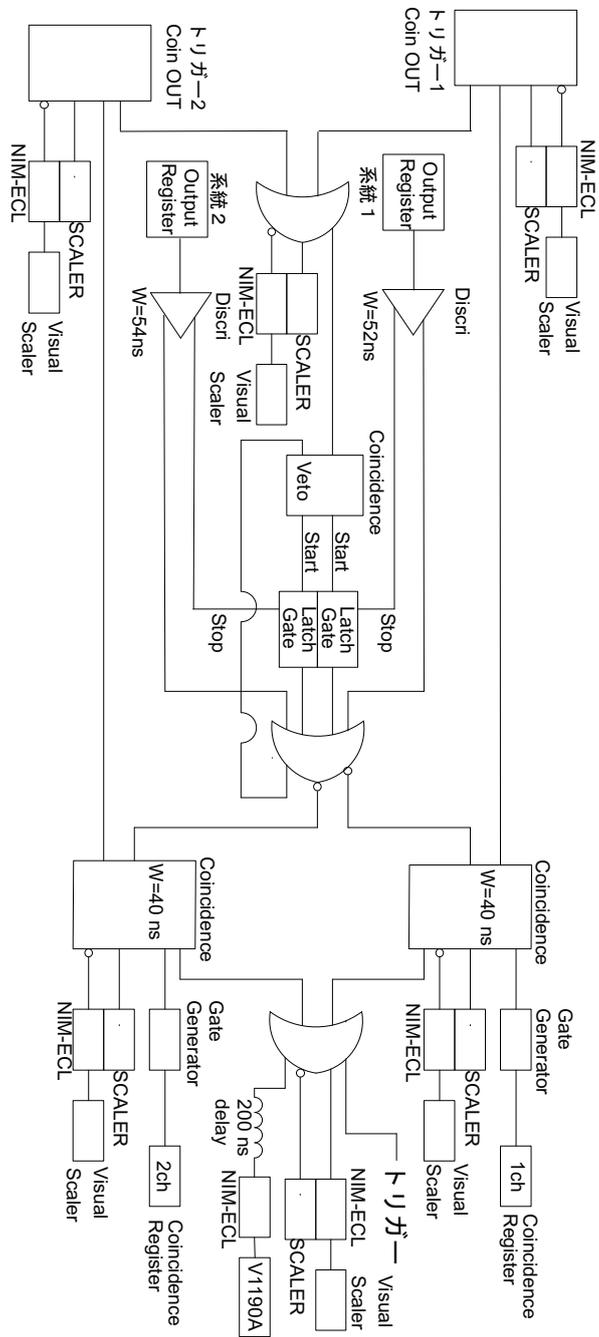


図 3.12 2 系統の処理

4 データ解析

測定データから重心系で 16° から 30° までの陽子弾性散乱微分断面積を求めた。弾性散乱陽子数 y 、 ^{16}C ビーム数 I 、標的陽子数 N 、検出効率 ϵ と立体角 $d\Omega$ の評価について記した箇所を以下に示す。

- 弾性散乱陽子数 y
 - 前方散乱粒子の電荷 4.3.4 節
 - ^{16}C 励起エネルギー 4.3.6 節
 - * ビーム 4 元運動量 4.2.2 節、4.2.6 節
 - * 反跳陽子 4 元運動量 4.3.2 節、4.3.5 節、
 - * 反跳陽子識別 4.3.1 節
- ^{16}C ビーム数 I
 - ビーム粒子識別 4.2.1 節
 - ビーム分布 4.2.4 節
- 標的陽子数 N 4.5 節
- 検出効率 ϵ
 - 反跳陽子トラッキング効率 4.3.3 節
 - E 検出器のエネルギー検出効率 4.3.3 節
- 立体角 $d\Omega$ 4.4 節
- 断面積の決定 4.6 節

4.1 両側読み出しシンチレーターの解析

両側読み出しのシンチレーターの解析において、粒子の入射位置による依存性を打ち消すために以下の処理を行った。

図 4.1 のようにシンチレーターに対して、PMT L 側から x の距離に粒子が入射したとする。シンチレーターの全長を l とすると、PMT L、R へのシンチレーション光の伝達距離はそれぞれ x 、 $l-x$ と表せる。シンチレーター中での光の伝達速度を v_c とすると、シンチレーター内で発光が起きてから PMT L、R へシンチレーション光が届くまでの時間 t_L, t_R は、

$$\begin{aligned} t_L &= \frac{x}{v_c}, \\ t_R &= \frac{l-x}{v_c}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

と表せる。従って TDC L、R には、共通の値 $T_L = T_R \equiv T$ に加えて、それぞれ入射位置 x に依存したオフセットが含まれる。

この位置依存性を打ち消すために、TDC L、R の相加平均をとり、時間情報とすることで、時間情報 $\langle T \rangle$ を、

$$\langle T \rangle = \frac{(T_L + t_L) + (T_R + t_R)}{2} = T + \frac{l}{2v_c}, \quad (4.2)$$

という位置依存性のない形にした。

ADC L、R の値 A_L, A_R には、光の伝達距離に応じた光量の減衰の効果が含まれる。 A_L, A_R は、減衰前の光量 A' 、 x 、 l 及び定数 a を用いて

$$\begin{aligned} A_L &= A' e^{-a \frac{x}{l}}, \\ A_R &= A' e^{-a \frac{l-x}{l}}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

と表せる。この効果による入射位置依存性を打ち消すために、ADC L、R の相乗平均

$$\langle A \rangle \equiv \sqrt{A_L A_R} = A' e^{-\frac{a}{2}}, \quad (4.4)$$

をエネルギー損失の情報とした。ただし、 ΔE については、節 4.3.4 で述べる理由により、ADC L をエネルギー損失の情報とした。

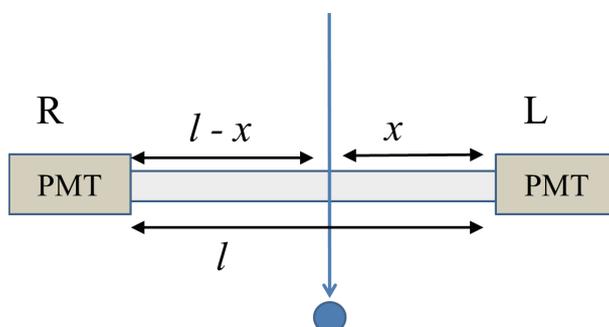


図 4.1 シンチレーターへの粒子の入射位置とシンチレーション光の伝達距離の関係を表した図。

4.2 ビーム粒子解析

4.2.1 ビーム粒子識別

物質中でのビームのエネルギー損失量 $\frac{dE}{dx}$ は、Bethe-Bloch の公式 [19]、

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_b^2}{\beta_b^2}, \quad (4.5)$$

にて与えられるように、ビーム粒子の電荷 Z_b の 2 乗に比例し、速度 β_b の 2 乗に反比例する。

また、ビームライン中の粒子の運動量 P_b は、 β_b と磁気剛性 $B\rho$ とを用いて、

$$P_b = m_b \gamma_b \beta_b, \quad (4.6)$$

$$P_b = Z_b B\rho, \quad (4.7)$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_b^2}},$$

のように 2 通りの方法で表せる。ここで、 m_b はビーム粒子の質量を表す。式 4.6 と式 4.7 を用いて、ビーム粒子の質量数 A_b は、

$$A_b = \frac{m_b}{m_0} = \frac{B\rho Z_b}{m_0 \beta_b \gamma_b} \quad (4.8)$$

と表せる。ここで m_0 は原子質量単位を表す。

この関係から、プラスチックシンチレーターでのエネルギー損失と、 β_b の逆数に比例する飛行時間 (TOF, Time Of Flight) を求めることで、ビーム粒子の電荷と質量数の選択を行うことができる。

今回は簡単のために、F12 でのエネルギー損失 E_{F12} のみから ^{16}C の選択を行った。

^{16}C の選択を行う前に、 E_{F12} と F7 と F12 間の TOF に対応する TDC の時間差 Δt_{F7-F12} との相関図を用いて、 ^{16}C 及び他の核種の分布を確認した。核種の分布確認用に、なるべく多くの核種の事象が含まれるようにスリット幅の条件を変えた上での測定を数分間行った。図 4.2 の (a) に、F1、F2 スリット幅を最大に広げたときの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関を示す。また、図 4.2 の (b) に、同じ条件を仮定して行ったモンテカルロシミュレーションによる TOF - ΔE の相関を示す。モンテカルロシミュレーションには LISE++ を用いた。

図 4.3 の (a) と (b) に F1 スリット幅のみ 2 mm に狭めたときの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関とシミュレーション結果を示す。元々のシミュレーション図には多くのバックグラウンドとなる核種が存在したが、図に示した核種以外は非常に数が少なかったため、ここでは省略した。シミュレーション図との比較から相関図の各々の縞に対応する核種を同定した。結果を図中に示す。スリット幅を狭めることで、ビームの運動量が制限され、縞の分布がよりはっきり分かれることが確認できる。

^{16}C と他の核種の縞の位置が確認できたので、陽子弾性散乱測定時と同じく F1 スリット幅を 2 mm、F2 スリット幅を 4 mm、F8 スリット幅を 70 mm に狭め、ビームに対して ^{16}C の選択を行った。DS トリガーでの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関を図 4.4 に示す。スリットによる制限で ^{16}C 以外の粒子はほとんど除かれており、 ^{13}B 粒子のみがわずかに残っていることがわかる。

そこで、 ^{13}B の事象を排除するために E_{F12} に制限を設けた。 ^{16}C として選択する E_{F12} の範囲を決定するために、図 4.4 から ^{13}B と ^{16}C の範囲をそれぞれ選択し、縦軸に射影した。射影した ^{13}B と ^{16}C の E_{F12} 分布を図 4.5 の (a) と (b) にそれぞれ示す。

分布の幅を調べるために、それぞれの分布に対してガウス関数を仮定してフィッティングを行った。フィッ

ト結果から、 ^{16}C の E_{F12} 分布の中心値より標準偏差の 3 倍の範囲を選択すれば、 ^{13}B が混じる割合を $10^{-2}\%$ 程度に抑えられることがわかった。

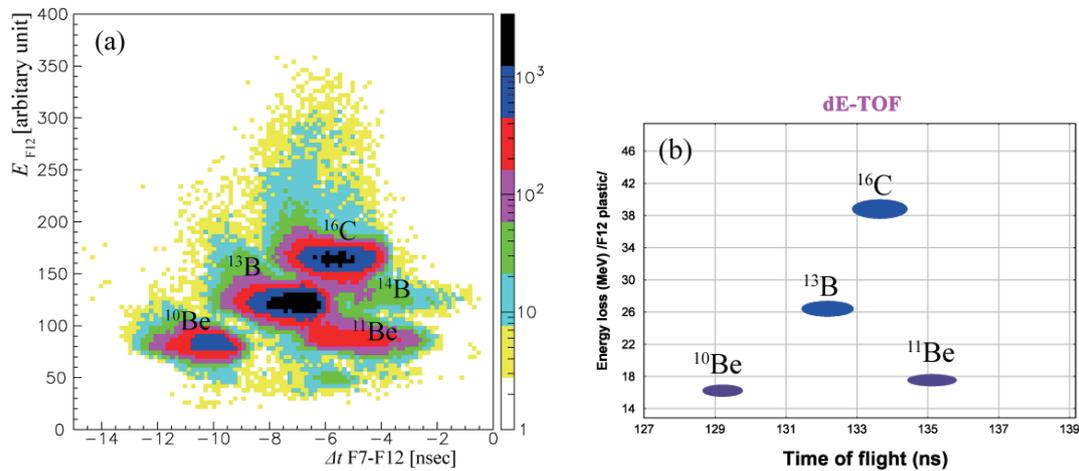


図 4.2 (a) F1、F2 スリット幅を最大に広げたときの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関。(b) モンテカルロシミュレーションによる同スリット条件での TOF- ΔE 相関。シミュレーション図との比較から同定した各々の縞に対応する核種を図中に示す。

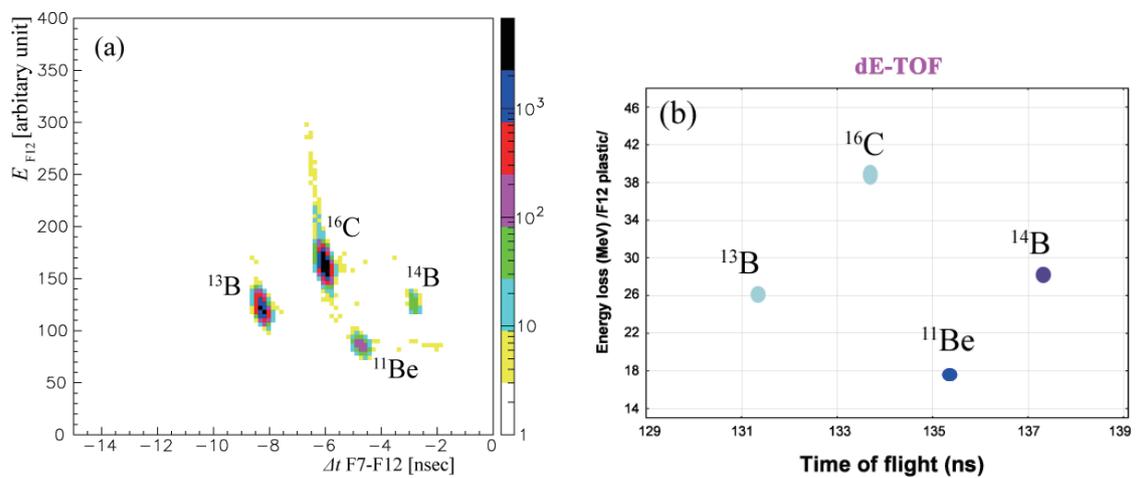


図 4.3 (a) 図 4.2 の条件から F1 スリット幅を ± 2 mm に狭めたときの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関。(b) モンテカルロシミュレーションによる同スリット条件での TOF- ΔE 相関。シミュレーション図との比較から同定した各々の縞に対応する核種を図中に示す。

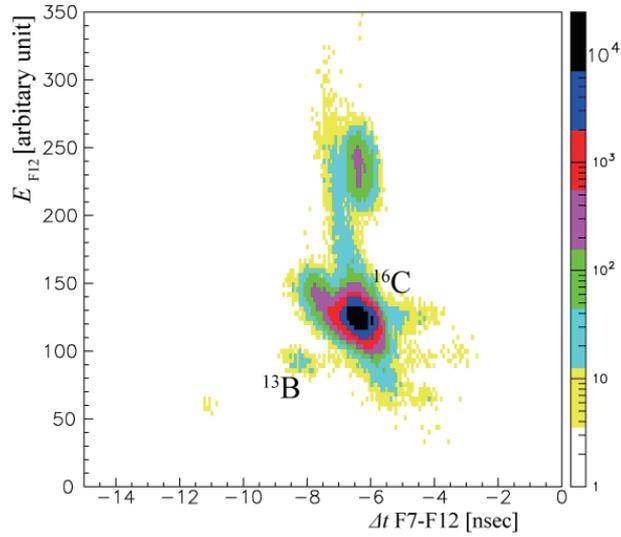


図 4.4 DS トリガーでの Δt_{F7-F12} と E_{F12} の相関。分布の縞に対応する核種を図中に示す。スリットによる制限で ^{16}C 以外の粒子はほとんど除かれており、 ^{13}B 粒子のみがわずかに残っていることがわかる。

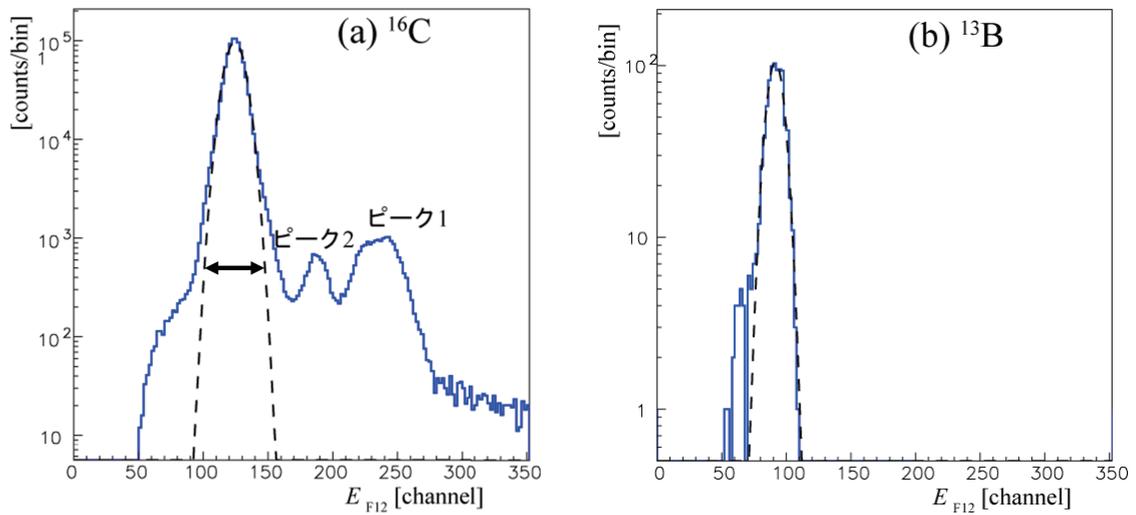


図 4.5 (a) ^{16}C 、(b) ^{13}B の E_{F12} 分布。ガウス関数によるフィッティング結果を図中点線にて示す。また、 ^{16}C の高チャンネル側には 2 つのピークが存在することがわかる。チャンネルの高い方からそれぞれピーク 1、ピーク 2 として図中に示す。 ^{16}C に対して図の矢印の範囲に制限をかければ、 ^{13}B とピーク 1 から ^{16}C の領域を選択できることがわかった。ピーク 2 は異なるバンチからの事象により生じたものであり、後述するシングルトラックの条件を用いることで分離できる。

次に、 E_{F12} 分布の高チャンネル側に注目する。図 4.5 の (a) をみると、 E_{F12} の高チャンネル側には 2 つのピークが存在することがわかる。チャンネルの高い方からそれぞれピーク 1、ピーク 2 として図中に示す。ピーク 1 は、 ^{16}C のピークのほぼ倍の値の位置に分布しているため、 ^{16}C のダブルパルスに起因するパイルアップ事象であることがわかる。ピーク 2 が何から起因しているのか調べるために、F12 の MHTDC 情報を用いてバンチ構造を含めたより広範囲における時間分布を調べた。F12 TDC と E_{F12} の相関を図 4.6 に示す。ビームのバンチ幅に対応した 27 ns の間隔で縞が並んでおり、ビームのバンチ構造を確認できる。相関図から、問題のピークは 1 バンチ前の事象により、部分的にパイルアップが生じたことに起因するピークであったことがわかった。そこで、ダブルパルス事象とシングルパルス事象を区別するために、低チャンネル側と同じくピーク中心から標準偏差の 3 倍の範囲を選択した。部分的なパイルアップによる事象はこれでは分離できなかったため、時間情報を用いて分離することにした。実際には後述するシングルトラック条件を課すことで、パイルアップ事象の排除を行った。そのことについては 4.2.3 節で述べる。

以後の解析では、あらかじめ E_{F12} の範囲に制限を設けて、ビーム粒子を選択した上で解析を行った。選択した E_{F12} の範囲を図 4.5 (a) 内の矢印と図 4.6 内の破線で示す。

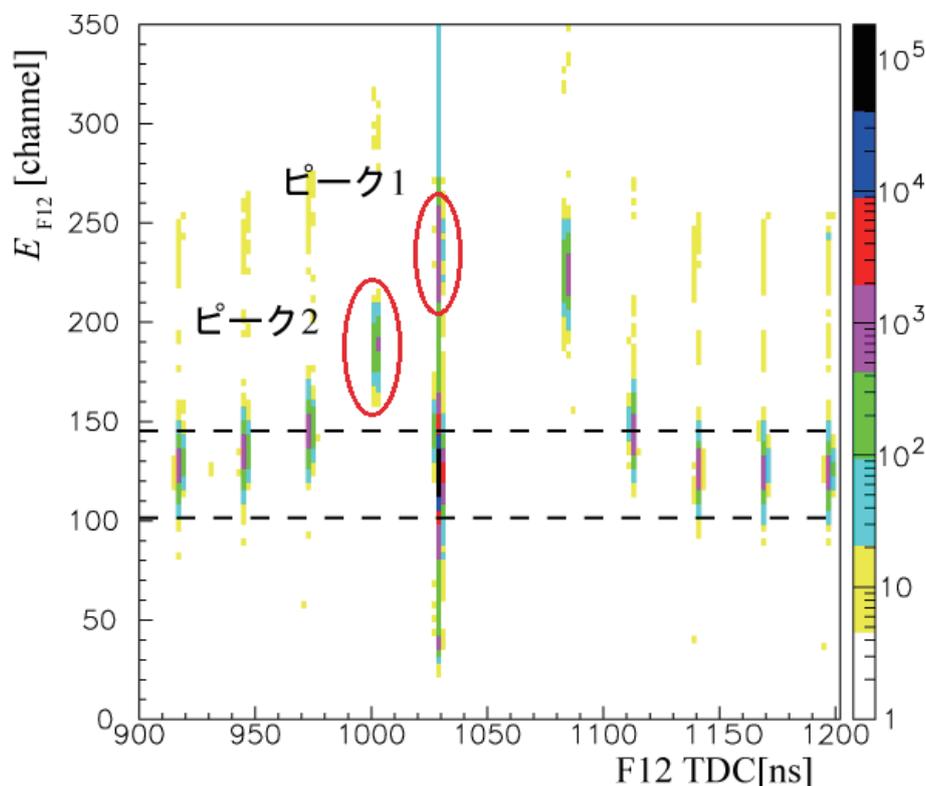


図 4.6 F12 TDC と E_{F12} の相関。MHTDC を用いており、27 ns 間隔のビームのバンチ構造を確認できる。図 4.5 (a) 内のピーク 1 とピーク 2 の主な成分となる領域を実線で囲んで示す。ピーク 1 は同バンチ内の、ピーク 2 は 1 バンチ前の事象に起因するパイルアップ事象であった。選択した E_{F12} の範囲を図中破線にて示す。

4.2.2 BDC トラッキング

ビームの軌跡を求めるために、BDC を用いたトラッキングを行った。BDC の TDC 情報を用いてドリフト時間を求め、その情報から BDC 上でのビームの通過位置を導出した。TDC の値はトリガーとの時間差を表すが、トリガーは複数の信号の論理和で構成されるため、トリガーを構成する信号の時間関係によってトリガーのタイミングにはばらつきが生じる。この影響を打ち消すために、スタートカウンターとして BDC の直前に位置する F12 を利用した。ビームに対する F12 と BDC の位置関係を図 3.6 に示す。F12 と BDC の TDC の時間差をとったものをドリフト時間として以下の解析を行った。

ビームが有感領域にほぼ垂直に入射するので、ポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間のドリフト時間が最も短いと仮定する。ドリフト時間からポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間での粒子の通過位置を参考文献 [20] の式 (52) より求めた。これら各面の通過位置を最も良く表すビームの軌跡を最小二乗法により求めた。トラッキング方法の詳細については付録 A に示す。

4.2.3 シングルトラック条件

トラッキングを行う際、F12 TDC には BDC と同じくマルチヒット TDC V1190A を用いた。そのため、時間差をとる F12 と BDC の TDC には複数の組み合わせが存在しうる。

図 4.7 に示すように 1 つのトリガー事象に対して、F12 と BDC にそれぞれ 2 個の粒子が入射した場合を考える。その際、図 4.8 に示すように F12 と BDC の TDC にはそれぞれ 2 つずつ信号が送られる。ビーム粒子 a により F12a、BDCa の信号が発生し、ビーム粒子 b により F12b、BDCb の信号が発生したとする。

BDCa に対するドリフト時間を求めるため、F12 の信号との時間差をとるが、この場合、時間差をとる相手として、正しい組み合わせである F12a の他に F12b が存在する。もし間違っても F12b との時間差をとった場合には、誤ったトラッキング結果を求める恐れがある。このような事象はトラッキングを求める前に排除しておかなければいけない。

BDC1 の X1 面におけるドリフト時間分布を図 4.9 に示す。ポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間におけるドリフト時間は図中の矢印にて示すように約 400 ns の幅の分布を持っている。F12b と BDCa との時間差が図 4.9 に示すドリフト時間分布の範囲から外れる場合には、正しい組み合わせとの分離が可能である。図 4.9 の分布を参考に、正しいドリフト時間分布の範囲から前後 50 ns の余裕をみて、約 500 ns の範囲内に制限を設けた。設定した範囲を図中に破線にて示す。

F12b と BDCa との時間差が図 4.9 に示すドリフト時間分布の範囲内に収まってしまう場合には、正しい組み合わせを選ぶことは不可能となる。この場合はマルチトラック事象として、2 つとも解析から除外した。

以上のことをまとめると TDC 情報の取得からトラッキングに至るまでの流れは以下ようになる。

- F12 と BDC の TDC の差をとり、ドリフト時間とする。
- 求めたドリフト時間が設定した 500 ns の範囲から外れる場合、解析の候補から除く。
- 1 つの BDC 信号に対して候補を絞った上で、解析の候補が複数存在した場合、マルチトラック事象であるとして全て解析から除いた。

以上をシングルトラック条件とし、条件を満たした BDC の信号に対して粒子の通過位置を求め、トラッキングを行った。この条件を課すことで、4.2.1 節で述べた 1 バンチ前のビームからのパルス信号によるパイルアップ事象も除くことができた。

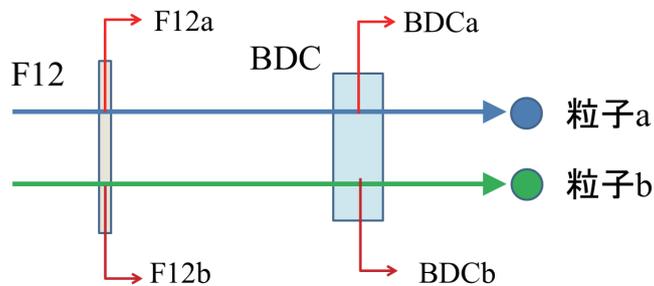


図 4.7 F12 と BDC の位置関係。マルチトラック事象におけるビーム粒子と発生する信号の関係を併せて示す。粒子 a から発生した信号 F12a と BDCa、粒子 b から発生した信号 F12b と BDCb を図中に示す。

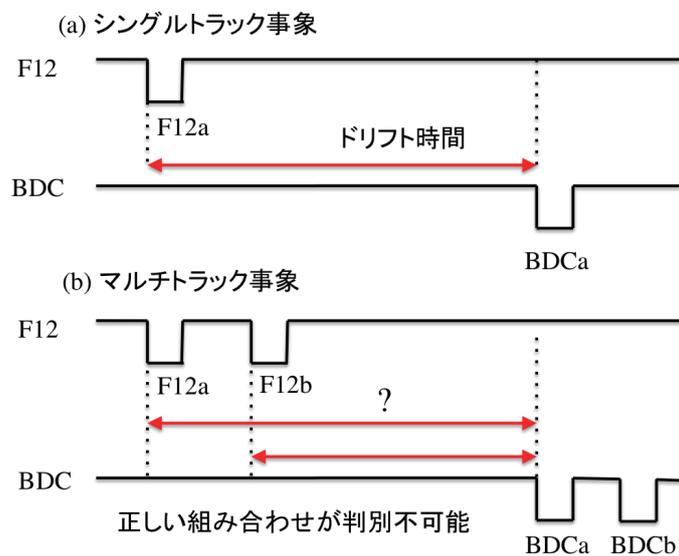


図 4.8 (a) シングルトラック事象と (b) マルチトラック事象の例。図の矢印の範囲がドリフト時間の候補にあたる。

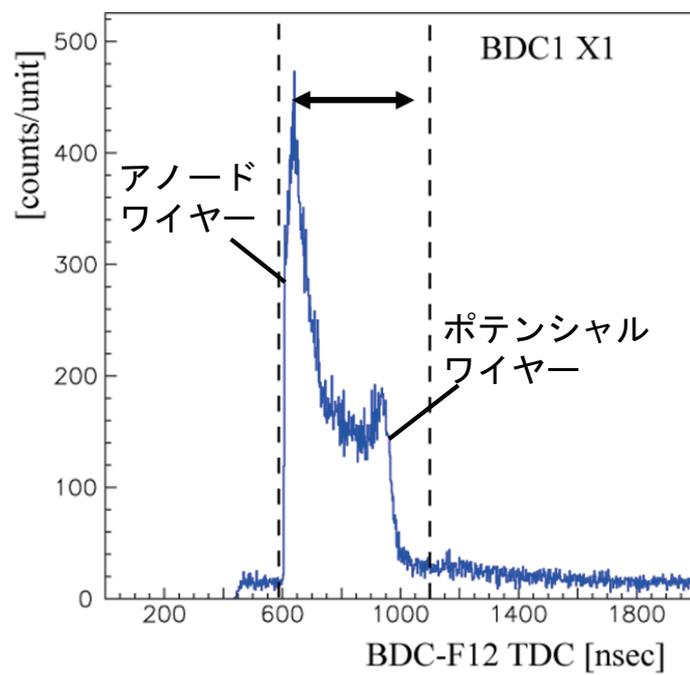


図 4.9 BDC1 の X1 面におけるドリフト時間分布。図中に示す分布の左端がアノードワイヤー、右端がポテンシャルワイヤーの位置に対応する。図中に矢印で示す範囲がポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間でのドリフト時間領域にあたる。ドリフト時間領域から前後 50 ns の余裕をみて、約 500 ns の範囲内に制限を設けた。設定した範囲を図中に破線にて示す。

4.2.4 SHT 上でのビーム分布

BDC のトラッキング結果を用いて SHT 上での ^{16}C ビーム入射位置と角度を粒子毎に求めた。SHT 上での ^{16}C ビーム入射位置の 2 次元分布を図 4.10 の (a) と (b) に示す。(a) が DS トリガーによる事象、(b) が反応トリガーによる事象である。図 4.10 の (a) を X 、 Y 方向に射影した 1 次元分布、及び X 、 Y 方向の角度分布をそれぞれ図 4.11 の (a)、(b) 及び (c)、(d) に実線で示す。分布に対してガウス関数でフィットして求めたそれぞれの幅の値を図中に示す。求めた分布から、SHT 領域を通過したビームの選択を行った。

ビームの選択を行うために、まずビームに対する SHT 領域の相対位置を求めた。ビーム入射側から見た SHT の写真を図 4.12 に示す。SHT は横長の楕円形をしているが、 45° 傾けて設置しているため、ビーム入射方向からは円に見えるようになっている。固体水素の輪郭を図中に二点鎖線で示す。

測定前に、望遠鏡を用いた測量によって、ビームラインの中心と、SHT 中心、BV シンチレーターに開けた穴の中心の相対位置を求めた。BV シンチレーターの穴の中心はほぼビームライン中心にあったが、SHT 中心は x 、 y 方向ともに 1 mm 程度のずれがあった。測量結果をもとに求めたビーム軸の位置を図 4.12 中に示す。

測量結果を踏まえて、図 4.10 に対して設ける制限の範囲を決めた。図 4.10 の (b) 内にて示すように、固体水素周りの銅製の枠に衝突したビームから無視出来ない量のバックグラウンドがあった。銅は水素に比べて体積あたりの核子数が多く、その分反応断面積も非常に大きいため、ビームが当たる面積が小さくても主要なバックグラウンド源となる。そのため、解析の範囲を小さく設定する必要があった。解析には図 4.12 の固体水素領域のうち、実線で示した BV シンチレーターの ϕ 18 mm の穴を通過した事象を用いた。BV シンチレーターからのバックグラウンドも考慮して、実測値の ϕ 20 mm よりも領域を小さくとった。また破線で示した長方形の内側は、固体水素の生成が不完全で、周辺より水素の密度が低い領域である。この内側に来た事象を解析から除外した。

解析に用いる領域を選択した後の SHT 上でのビーム入射位置の 2 次元分布を図 4.13 の (a) と (b) に示す。また、図 4.11 の (a)、(b) 及び (c)、(d) にそれぞれ破線で示す。

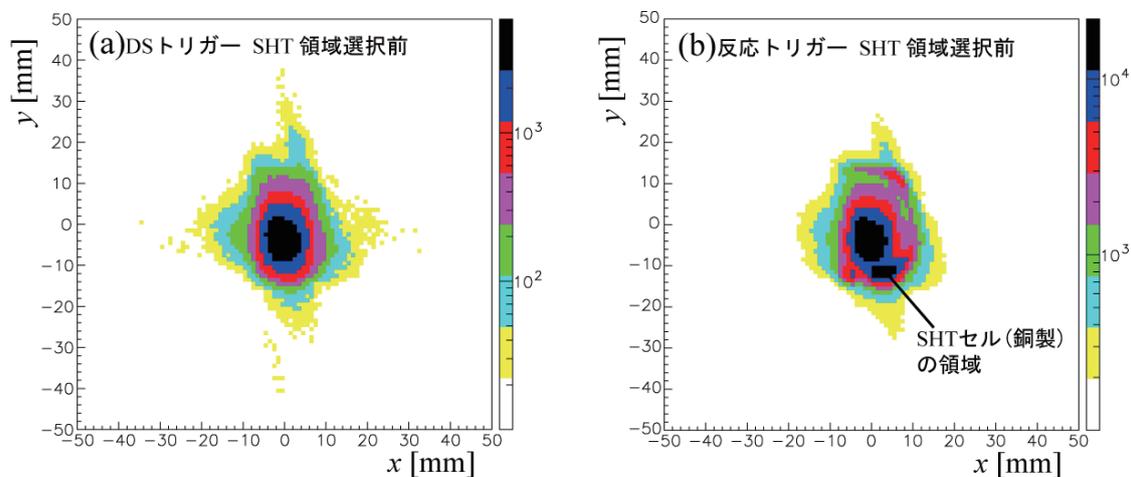


図 4.10 SHT 上での ^{16}C ビーム入射位置の 2 次元分布。(a) DS トリガー、(b) 反応トリガーによる事象。(b) の分布には DS トリガーと違い、反応断面積の違いによって銅製の標的セル由来のイベントが多く得られている。 y 軸は負方向が鉛直上向きであることに注意。

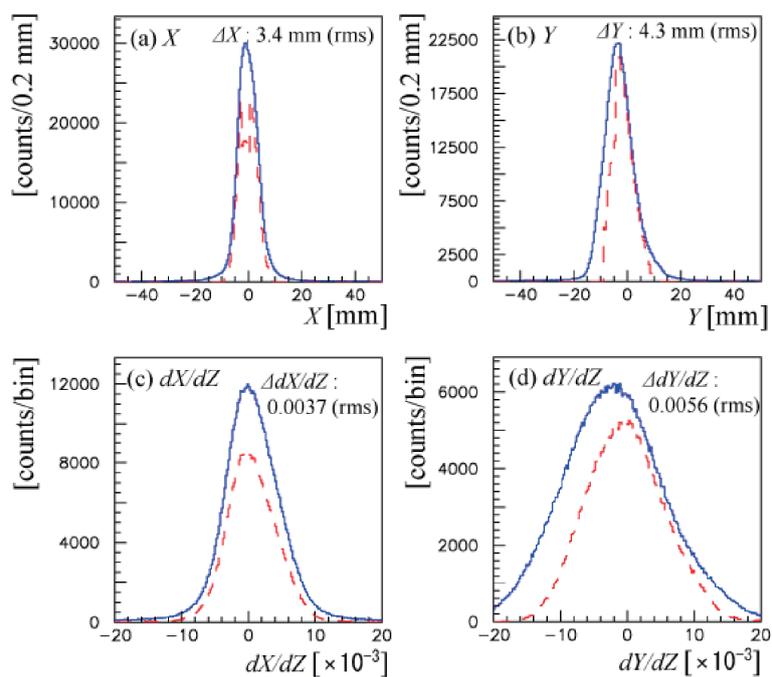


図 4.11 DS トリガーでの SHT 中心における ^{16}C ビーム分布。(a) X 方向の位置分布。(b) Y 方向の位置分布。(c) X 方向の角度分布。(d) Y 方向の角度分布。ビーム領域 ^{16}C ビーム分布全体と固体水素領域に入射した分布を実線と破線で示す。図中に分布の幅を rms で記す。

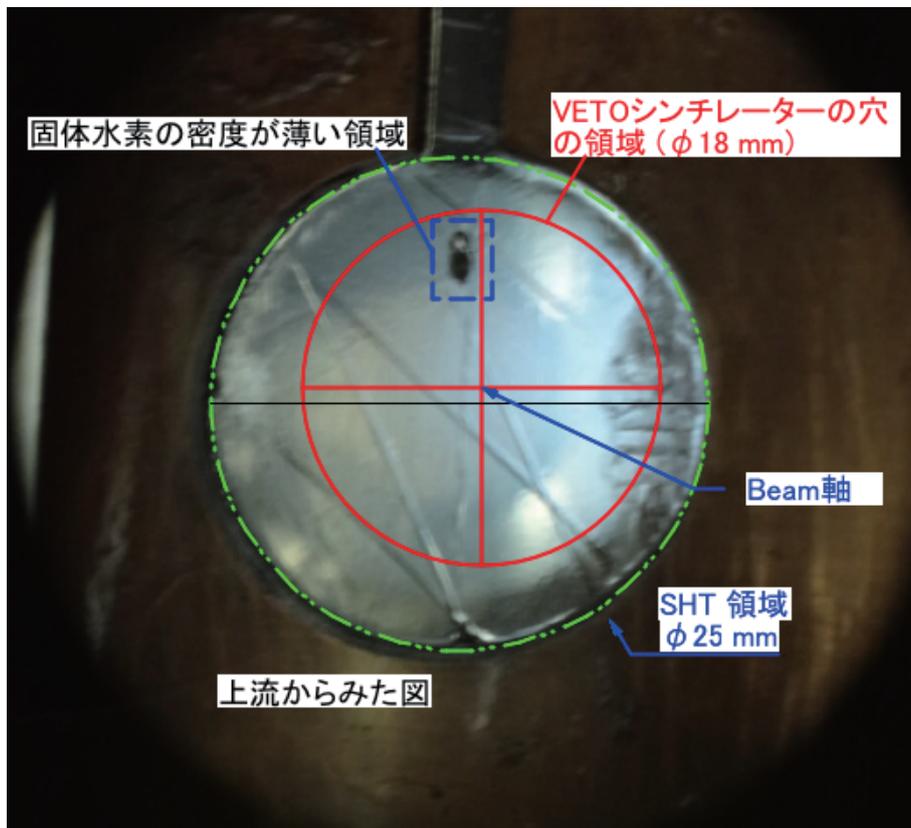


図 4.12 ビーム入射側から見た SHT の写真。固体水素の輪郭 (二点鎖線)、Veto シンチレーターの穴の内側 (実線) と、固体水素の密度が薄く解析から除外する領域 (破線) を示す。

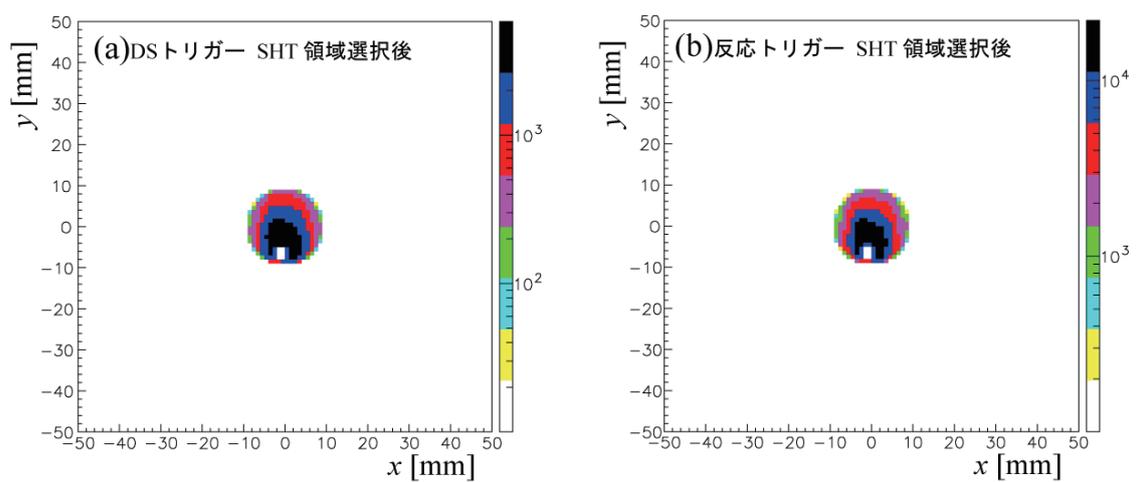


図 4.13 解析に用いる領域を選択した後の SHT 上でのビーム分布。(a) DS トリガー (b) 反応トリガーによる事象。 y 軸は負方向が鉛直上向きであることに注意。

4.2.5 ビーム数

本解析では以下の手順により解析するビーム数を求めた。

- DS トリガーのデータを解析し、固体水素領域に入射した ^{16}C ビーム数を求める。
この値とスケーラーに記録された DS トリガーの accept 数との比をとる。
- スケーラーに記録された F12 の個数に上述の割合をかける。

- 反応トリガーにおけるデータ取得効率を求め、その割合をかけてビーム数とする。

測定条件毎のビーム量と各種効率を表 8 に示す。シングルトラック条件を課すことで、ビーム数を約 20 % 削ることとなった。また、ビームスポットの大きさを $\phi 18\text{ mm}$ に制限することで、トラックできたビームのうち約 37% を削る結果となった。しかし、大強度ビームを用いたお陰で、 6.95×10^9 個という十分な統計量を得ることができた。

反応トリガー強度は SHT ありのとき約 100 cps であった。SHT なしの場合もバックグラウンドが多く含まれるため、同じく約 100 cps であった。

表 8 ビーム強度、各効率と ^{16}C ビーム数。最上段は F12 のスケーラーのカウント数をクロックで割って求めたビーム強度の平均値、2 行目は、スケーラーの反応トリガーの accept 数をクロックで割って求めた反応トリガー強度の平均値、3 行目は、 ^{16}C ビーム事象全体に対するシングルトラック事象の割合、4 行目は、シングルトラック事象に対する BDC のトラッキング効率、5 行目は、トラック事象に対する SHT 領域に入射したビームの割合、6 行目は、反応トリガーでのデータ取得効率、最下段は解析する SHT の領域を通過した ^{16}C ビーム数をそれぞれ示す。

	SHT あり	SHT なし
ビーム強度	235 [kcps]	242 [kcps]
反応トリガー強度	100 [cps]	96.4 [cps]
シングルトラック事象	78.39%	81.99%
BDC トラッキング効率	91.48%	92.19%
SHT 領域入射事象	63.05%	60.51%
データ取得効率	90.7%	91.9%
^{16}C ビーム数	$6.95 [\times 10^9 \text{ 個}]$	$1.66 [\times 10^9 \text{ 個}]$

4.2.6 ビームエネルギー

SHT 中心での ^{16}C ビームエネルギー T_b を運動量分散焦点面である F5 の上流にある D4 磁石の磁気剛性 $B\rho$ より求めた。ビームの運動量 P_b は、 $B\rho$ を用いて以下の式により表せる。

$$P_b[\text{MeV}/c] = c[\text{m}/\text{s}]B\rho[\text{Tm}]Z/10^6 \quad (4.9)$$

ここで、 c は光速 (m/s) であり、 Z はビーム粒子の電荷である。

本測定では、 ^{16}C ビームを用いた測定を大きく前半と後半の 2 回に分けて行った。D4 の磁気剛性 $B\rho$ の値は前半と後半で異なるため、ビームエネルギーは前半と後半でそれぞれ別の値を用いた。D4 でのビームエネルギーから、D4 から SHT 中心の間にある物質によるエネルギー損失を計算し、SHT 中心での T_b を求めた。エネルギー損失の計算には ENEW [21] を用いた。計算結果を表 9 に示す。ビーム自身が持つ運動量分布の広がりを F1 スリットの幅から評価した。F1 での運動量分散値 -21.4 [mm/%]、F1 スリット幅 ± 2 mm から、運動量の幅は $\frac{\Delta P_b}{P_b} = 0.187\%$ となる。

表 9 ^{16}C ビームエネルギー

前半	
D4 磁気剛性	7.2726 Tm
^{16}C ビームエネルギー (D4)	307.5 ± 0.57 MeV/u
^{16}C ビームエネルギー (SHT)	299.5 ± 0.56 MeV/u
後半	
D4 磁気剛性	7.2653 Tm
^{16}C ビームエネルギー (D4)	307.0 ± 0.57 MeV/u
^{16}C ビームエネルギー (SHT)	299.0 ± 0.56 MeV/u

4.3 反跳粒子解析

今節以降、反応トリガーで ^{16}C ビームが固体水素領域を通過した事象のみ解析した。

4.3.1 反跳粒子識別

$p\Delta E$ でのエネルギー損失 $p\Delta E\langle A \rangle$ と E 検出器でのエネルギー損失 $E\langle A \rangle$ の $\Delta E - E$ 相関を用いて、反跳粒子識別を行った。

運動エネルギー T_α を持った反跳粒子 α が、 $p\Delta E$ にてエネルギーを ΔT_α だけ失い、その後、 E 検出器にて残りのエネルギーを全て失ったと仮定する。反跳粒子 α の $p\Delta E$ でのエネルギー損失 ΔT_α は、式 4.5 に示したように電荷 Z_α の 2 乗に比例し、速度 β_α の 2 乗に反比例する。この関係を用いると、 ΔT_α は、反跳粒子の質量数 A_α 及び定数 a_1, a_2 を用いて、

$$\Delta T_\alpha = a_1 \frac{Z_\alpha^2}{\beta_\alpha^2} = a_2 \frac{Z_\alpha^2}{T_\alpha/A_\alpha}, \quad (4.10)$$

と表せる。上式を用いると、 E 検出器へのエネルギー損失 T'_α は、

$$\begin{aligned} T'_\alpha &= T_\alpha - \Delta T_\alpha, \\ &= a \frac{A_\alpha Z_\alpha^2}{\Delta T_\alpha} - \Delta T_\alpha, \end{aligned} \quad (4.11)$$

と表される。式 4.11 の関係を用いることで、 $p\Delta E\langle A \rangle$ と $E\langle A \rangle$ から反跳粒子の質量数と電荷の 2 乗の積 AZ^2 を求めることができる。例として、 $P\Delta E$ up と $E1$ の相関を図 4.14 の (a) に、 $P\Delta E$ down と $E8$ の相関を図 4.14 の (b) にそれぞれ示す。 $E\langle A \rangle$ についてはパルサーを用いて ADC の積分非直線性を補正した値を用いた。行った補正の詳細については付録 C で述べる。式 4.11 を用いて $p\Delta E\langle A \rangle - E\langle A \rangle$ 相関における $AZ^2 = 1$ の縞に対してフィッティングを行った。結果を図中に実線で示す。標的に純粋な水素を用いたので、反跳粒子として AZ^2 が 1 よりも大きい粒子はほとんど存在しなかった。

E 検出器毎にフィットで得られたパラメーターをもとに AZ^2 による PID (Particle IDentification) 分布を作成した。例として $E1$ と $E8$ に対する PID 分布を図 4.15 の (a) と (b) に示す。次節の RDC を用いたトラッキングを行うために、PID 分布に対して 2σ の範囲を陽子として選択した。選択した範囲を図中に点線にて示す。その他に、励起エネルギー分布を求めるために、RDC トラッキングによって反跳角度 θ_p を求めた後に、 $\theta_p=1^\circ$ ごとに PID 分布を作成し、 3σ の範囲を陽子として選択した。また、RDC のトラッキング効率を求めるために、RDC のトラッキングに依らずに求めた θ_p を用いて、 $\theta_p=1^\circ$ ごとに PID 分布を作成し、 2σ の範囲を陽子として選択した。 θ_p を求めた方法については付録 B に示す。

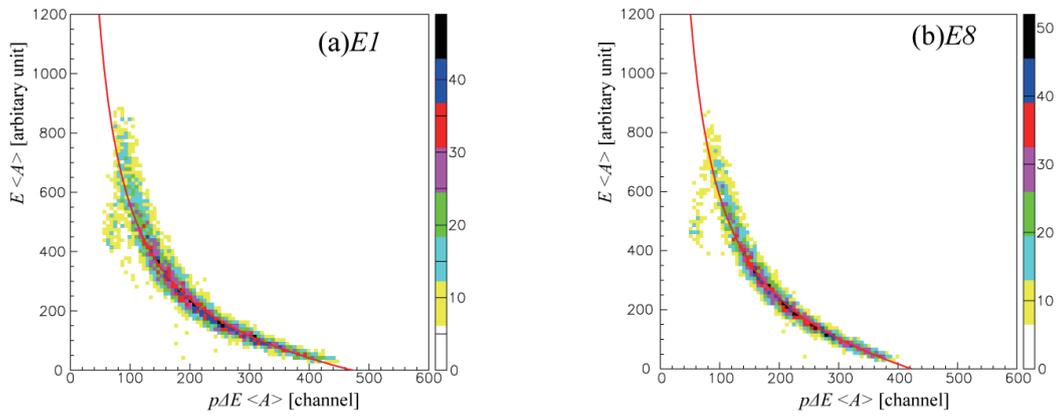


図 4.14 $p\Delta E$ でのエネルギー損失 $p\Delta E\langle A \rangle$ と E 検出器でのエネルギー損失 $E\langle A \rangle$ の相関。(a) $P\Delta E$ up と $E1$ の相関。(b) $P\Delta E$ down と $E8$ の相関。式 (4.11) を用いて $AZ^2 = 1$ の線をフィットした結果を図に実線で示す。

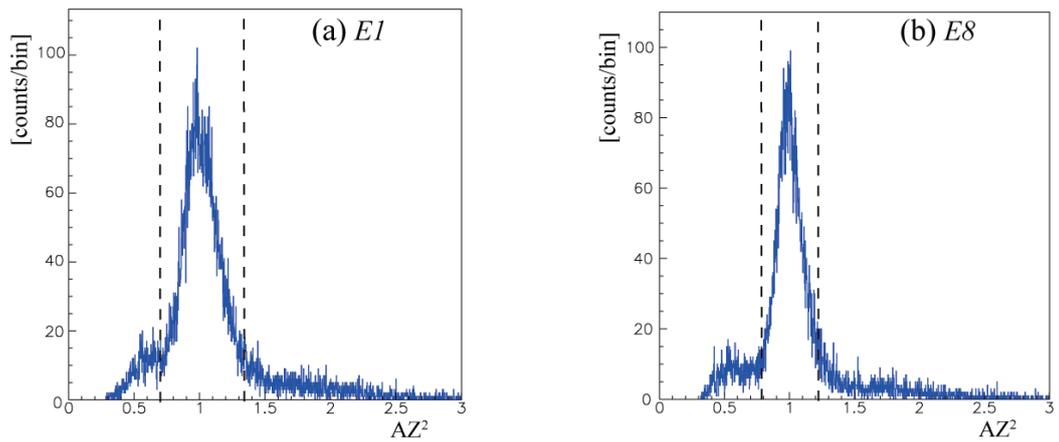


図 4.15 $p\Delta E\langle A \rangle - E\langle A \rangle$ 相関をもとに作成した AZ^2 分布。(a) $E1$ (b) $E8$ に入射した粒子に対する分布。分布の中心から 2σ の範囲を破線にて示す。

4.3.2 反跳角度

反跳角度 θ_p を求めるために、RDC を用いて反跳陽子のトラッキングを行った。RDC を用いた解析は、up 側と down 側とで個別に行った。以降、特に言及が無い場合は up 側と down 側で同様の解析を行ったものとする。

トラッキング方法は 4.2.2 節および付録 A で述べた BDC を用いた方法と同じである。RDC の TDC にはマルチヒット TDC である AMSC AMT を用いた。スタートカウンターとして $p\Delta E$ を用いた。 $p\Delta E$ と RDC の TDC の差をとったものを RDC におけるドリフト時間とした。ドリフト時間分布を図 4.16 に示す。図には RDCup の Z4 面で一番ドリフト時間が短かった信号のみを示した。図の分布をもとにポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間のドリフト時間の領域を決定した。設定したドリフト時間の範囲を図中破線にて示す。 $p\Delta E$ と RDC の時間差が、設定したドリフト時間の範囲内に収まっている事象のみ解析を行った。

当初は RDC の Z4 面、Y3 面を全て使用してトラッキングを行う予定であったが、最前面に位置する Z1 面に非常に多くのノイズが入ってしまっていた。Z1 面は、Z2～Z4 面と異なり読み出し基盤のパターンの間隔が狭く、チャンネル間のクロストークが起り易い。そのため、実際よりも多くのワイヤーが鳴っているように観測されていた。クロストークの信号と実際の信号とでは波形に違いがあるので、TDC の立ち上がり立ち下りの幅の分布を調べることで、クロストークの除去は可能である。ただ、本解析においては、結果的に Z3 面によるトラックでも十分な位置分解能が出せたことから、Z1 面を除いて解析を行うことにした。トラッキングの詳細は付録 B にて述べる。

RDC によるトラッキングの結果から、実験室系における RDC 中心面での反跳粒子の通過位置 $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ が求まった。反跳角度はこれと BDC によるトラッキングの結果を用いて決定した。BDC で求めたトラックから、実験室系におけるビームの方向ベクトル $\hat{\mathbf{b}} = (b_x, b_y, b_z)$ と、ビームと水素標的の交点の座標 $\mathbf{t} = (t_x, t_y, t_z)$ が求まっている。 \mathbf{t} をビーム粒子と標的陽子の反応点とする。反跳角度 θ_p は、 $\hat{\mathbf{b}}$ と反応点から見た反跳陽子の方向ベクトルとの内積を用いて、

$$\theta_p = \cos^{-1}(\hat{\theta} \cdot \hat{\mathbf{b}}), \quad (4.12)$$

$$\hat{\theta} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{t}}{|\mathbf{p} - \mathbf{t}|}, \quad (4.13)$$

と表せる。励起エネルギー分布を求めるために、得られた反跳角度を用いて、反跳角度 1° ごとの PID 分布を作成した。PID は RPS up、down ごとにまとめて行った。例として $\theta_p = 71 \sim 72^\circ$ に対して求めた PID 分布を図 4.17 に示す。

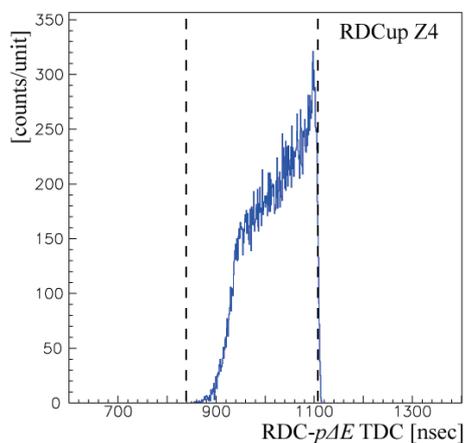


図 4.16 RDC up Z4 面でのドリフト時間分布。面に最初に当たった粒子の事象のみを示した。設定したポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間の範囲を図の破線にて示す。

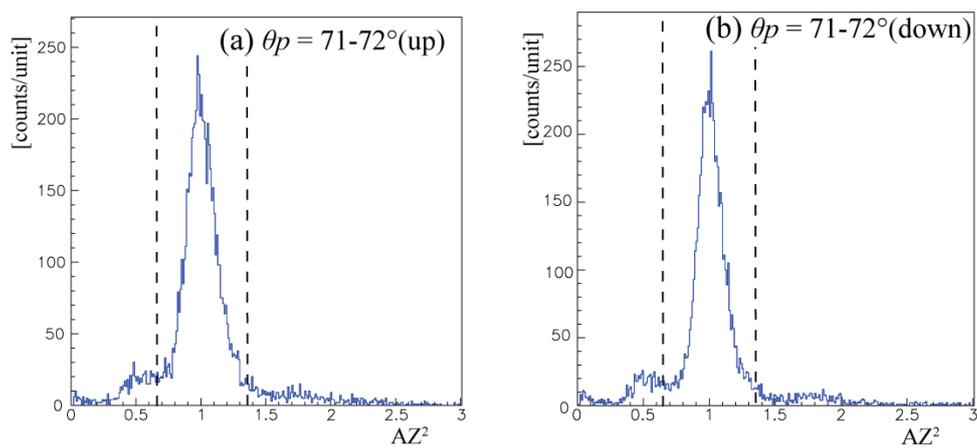


図 4.17 $\theta_p = 71 \sim 72^\circ$ における PID 分布。(a) up(b) down ごとにまとめて表示する。分布の中心から 3σ の範囲を破線にて示す。

4.3.3 反跳陽子検出効率

反跳陽子に対して、軌跡とエネルギーが求められた割合を評価した。

まずは RDC におけるトラッキング効率を評価した。解析には ^{16}O 陽子散乱測定データを用いた。評価は反跳角度 1° ごとに行った。その際、RDC によるトラッキングを用いずに反跳角度を求める必要がある。そこで、 $p\Delta E$ TDC の L と R の時間差 ΔT を用いて反跳角度の情報を得た。 ΔT から θ_p を求めた方法は付録 B に示す。

更に、 E 検出器に入射した陽子の事象うち、反応によって正しくエネルギーを評価できなくなる事象の割合を文献値 [22, 23] を用いて評価した。求めたトラッキング効率と E 検出器の検出効率を図 4.18 に示す。実験室系後方角度では 95 % 以上の検出効率が得られた。一方、前方角度の高エネルギーの反跳陽子に対しては、 E 検出器内での反応による損失の割合が大きく、90% を下回る結果となった。

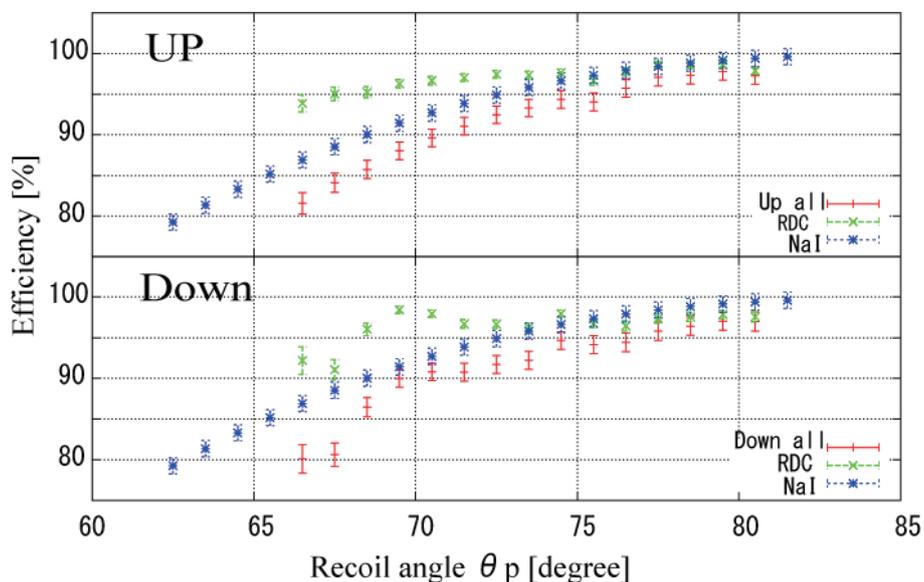


図 4.18 RPS up (上側)、down (下側) の検出効率。RDC によるトラッキング効率を緑線、 E 検出器によるエネルギー検出効率を青線、どちらも考慮した場合の検出効率を赤線で示す。共に $\theta_p = 66^\circ$ から 80° まで 1° ごとに評価した。

4.3.4 前方散乱粒子電荷分布

弾性散乱以外の過程により、散乱粒子として炭素以外の粒子が発生するチャンネルを除去するために、 ΔE シンチレーターを用いて前方散乱粒子電荷分布を作成した。

本来、プラスチックシンチレーターの ADC の情報を用いる場合は L と R の相乗平均をエネルギー損失の情報とする予定だったが、PMT のブリーダー回路の故障により $\Delta E R$ の ADC の値 $A_{\Delta ER}$ のピーク位置が時間とともに変動してしまっていた。 $A_{\Delta ER}$ の時間変動の様子を図 4.19 の (a) に示す。参考として、変動がなかった $\Delta E L$ の ADC の値 $A_{\Delta EL}$ の時間変動の様子を図 4.19 の (b) に示した。図の横軸はデータを取得し始めてからの総イベント数であり、経過時間に相当する。

$A_{\Delta ER}$ のピーク位置は時間とともに細かく変動していたため、補正を行って解析に用いることを断念した。

本解析では、 $A_{\Delta EL}$ を ΔE でのエネルギー損失の値として用いた。

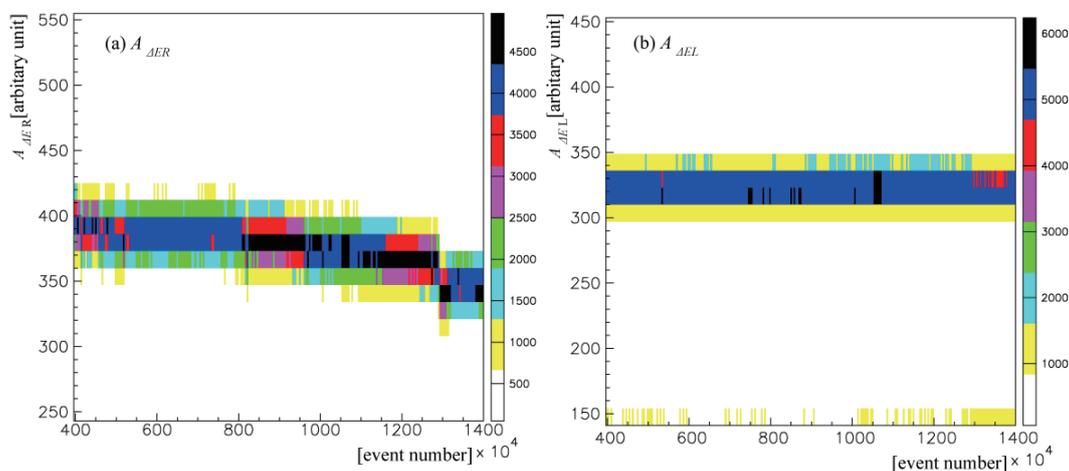


図 4.19 (a) $\Delta E R$ の ADC の値 $A_{\Delta ER}$ の時間変動。横軸はデータを取得し始めてからの総イベント数であり、経過時間に相当する。変動がなかった $\Delta E L$ の ADC の値 $A_{\Delta EL}$ の時間変動の様子と比較すると、時間とともに $A_{\Delta ER}$ のピーク位置が大きく変動していることがわかる。

反応トリガーで反跳粒子が陽子である事象を選んだときの $A_{\Delta EL}$ 分布を図 4.20 に示す。 $A_{\Delta EL}$ 分布中の $Z = 6$ に対応する領域をガウス関数でフィットした。ガウス関数の中心値より標準偏差の 2 倍の領域で $Z = 6$ の粒子を選択した。選択した範囲を図中に破線にて示す。

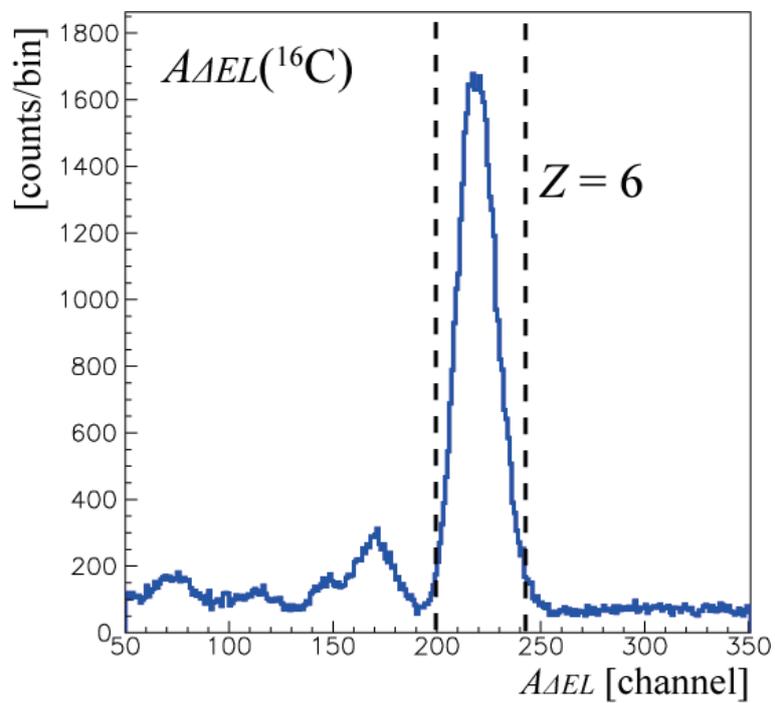


図 4.20 反応トリガーで反跳粒子が陽子である事象を選んだときの $A_{\Delta EL}$ 分布。 $A_{\Delta EL}$ 分布中の $Z = 6$ に対応する領域をガウス関数でフィットした。分布の中心から 2σ の範囲に制限を設けて $Z = 6$ の粒子を選択した。選択した範囲を破線にて示す。

4.3.5 反跳陽子エネルギー較正

反跳陽子エネルギー較正には、 ^{16}O 陽子散乱のデータを用いた。 ^{16}O 陽子散乱を用いた理由は下に述べる。

ビームエネルギー T_b と反跳角度 θ_p 及び励起エネルギー E_x を用いて、反跳陽子のエネルギー T_p は以下の式、

$$T_p = \frac{\left(m_p (P_b \cos \theta_p)^2 - E_0 \epsilon\right) \pm P_b \cos \theta_p \sqrt{\left(m_p P_b \cos \theta_p\right)^2 - (2m_p E_0 - \epsilon) \epsilon}}{\left(E_0 + (P_b \cos \theta_p)\right) \left(E_0 - (P_b \cos \theta_p)\right)}, \quad (4.14)$$

$$E_0 = m_p + m_b + T_b,$$

$$\epsilon = E_x \left(m_b + \frac{E_x}{2}\right),$$

により求められる。ここで、 m_b 、 m_p はビーム粒子及び反跳陽子の質量であり、 P_b はビーム粒子の運動量、 E_0 は 2 体散乱における実験室系での全エネルギーを表す。

式 4.14 は $E_x = 0$ のときに特に以下の式に書き換えられる。

$$T_p = \frac{2m_p (P_b \cos \theta_p)^2}{(E_0 + P_b \cos \theta_p) (E_0 - P_b \cos \theta_p)}. \quad (4.15)$$

^{16}O 陽子散乱における E 検出器中でのエネルギー損失と、検出した陽子の反跳角度から式 4.15 を用いて計算した T_p を用いて、 E 検出器ごとに反跳陽子エネルギー較正を行った。 $E1, E8$ でのエネルギー損失 T_1, T_8 と T_p の相関を図 4.21 の (a) と (c) に示す。弾性散乱事象は式 4.15 に対応した相関を持つが、非弾性散乱事象では式 4.14 に従い、励起エネルギーごとに異なった相関を持つ。相関図からエネルギー較正を行うためには、弾性散乱事象の領域を選択する必要がある。 ^{16}O の第一励起状態の励起エネルギーは 6.049 MeV と ^{16}C の 1.766 MeV に比べて高く、弾性散乱事象と非弾性散乱事象が縞となって分かれているため、弾性散乱事象の選択が可能である。これがエネルギー較正に ^{16}O 陽子散乱を用いた理由である。弾性散乱事象の縞を選択し、適当な関数でフィットすることで、 T' から T_p への変換パラメーターを決定した。領域選択後の相関を図 4.21 の (b) と (d) に示す。本解析ではフィット関数として、

$$f(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 \log(x) \quad (4.16)$$

を用いた。 a_0, a_1, a_2, a_3 がフィットパラメーターとなる。フィット結果を図 (b)、(d) 中の破線にて示す。

フィッティングによって得られたパラメーターを用いて、反跳陽子に対するエネルギー較正を行った。 ^{16}O のデータに対して、 $E1$ と $E8$ のエネルギー較正を行って得られた運動学の相関を図 4.22 の (a) と (b) に示す。図の横軸が θ_p 、縦軸がエネルギー較正後の反跳陽子エネルギー T_p である。式 4.14 を用いて、反跳角度から求めた $E_x = 0$ MeV と $E_x = 6.049$ MeV それぞれの場合での運動学の曲線を図中に一点鎖線と破線にて示す。 $E_x = 0$ MeV と $E_x = 6.049$ MeV のどちらの曲線対しても図中の縞の分布が一致していることから、図 4.21 で選んだ縞は弾性散乱事象で間違いがないことが確認できた。

較正後の反跳陽子エネルギー T_p と θ_p を用いて、 ^{16}O の励起エネルギー E_x を求めた。 E_x は、関係式

$$E_x = -m_b + \sqrt{m_b^2 + 2P_b P_p \cos \theta_p - 2E_0 T_p} \quad (4.17)$$

$$(4.18)$$

を用いて求められる。ここで、 P_p は反跳陽子の運動量である。

今回のエネルギー較正の妥当性を確認するために、得られた ^{16}O の励起エネルギーと反跳角度との相関を図 4.23 に示す。エネルギー較正が正しく行われた場合は、角度に依らず基底状態 $E_x = 0$ MeV と第一励起状態 $E_x = 6.049$ MeV の位置に分布するはずである。目安として $E_x = 0$ MeV と $E_x = 6.049$ MeV の直線を図中に示す。得られた分布は反跳角度に対して相関を持っているようには見え、直線上に分布している。従って、概ね正しい結果が得られていると判断した。

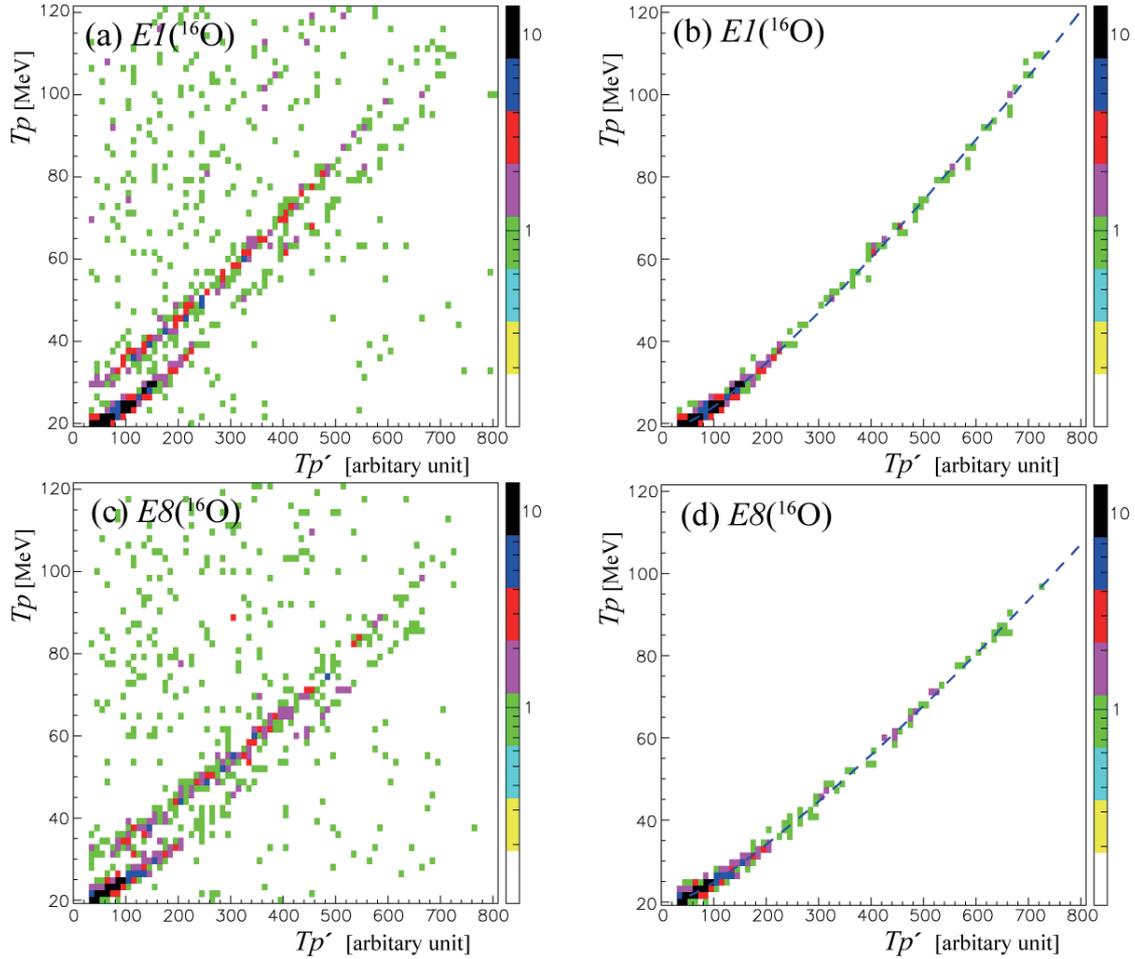


図 4.21 ^{16}O 陽子散乱における運動学の相関図。横軸に E 検出器中でのエネルギー損失 T_p' 、縦軸に検出した陽子の反跳角度から式 4.15 を用いて計算した反跳陽子エネルギー T_p を示す。(a) $E1$ 、(c) $E8$ に関する相関図。(a) と (c) の分布から弾性散乱事象の縞を選択したものを図 (b) と (d) に示す。分布に対して 4.16 を用いてフィッティングを行った。フィット結果を破線にて示す。

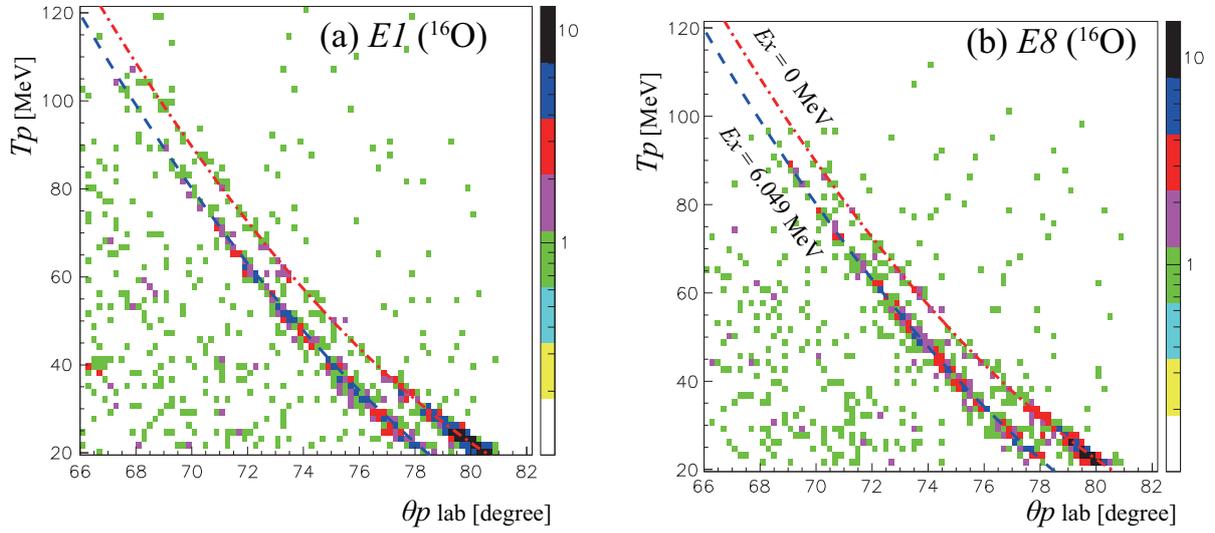


図 4.22 (a) $E1$ と (b) $E8$ におけるエネルギー較正後の T_p と θ_p の相関。運動学による $E_x = 0$ MeV と $E_x = 6.049$ MeV に対応する曲線を図中に一点鎖線と破線で示す。

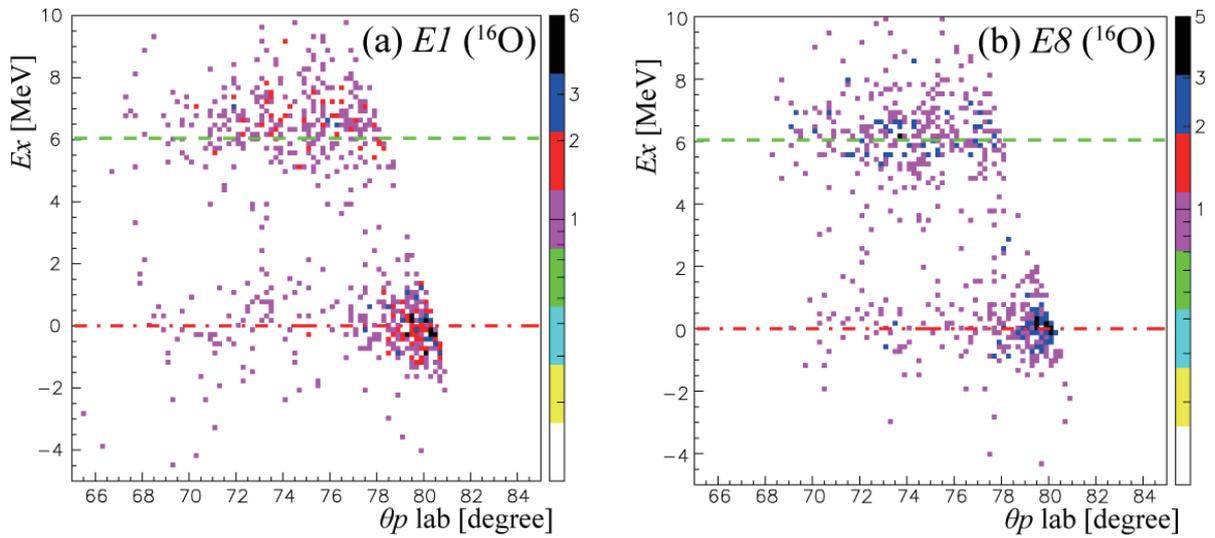


図 4.23 (a) $E1$ と (b) $E8$ に対して求めた E_x と反跳角度 θ_p との相関。基底状態 $E_x = 0$ MeV と第一励起状態 $E_x = 6.049$ MeV の直線を図中に一点鎖線と点線にて示す。

^{16}O 陽子散乱から得られた較正パラメーターを用いて、 ^{16}C の測定データに対してエネルギー較正を行った。例として $E1$ と $E8$ のエネルギー較正の結果を図 4.24 の (a) と (b) に示す。図の横軸が θ_p 、縦軸がエネルギー較正後の反跳陽子エネルギー T_p である。基底状態 ($E_x = 0$ MeV) と第一励起状態 ($E_x = 1.766$ MeV) に対応した曲線を図中に一点鎖線と点線で示す。

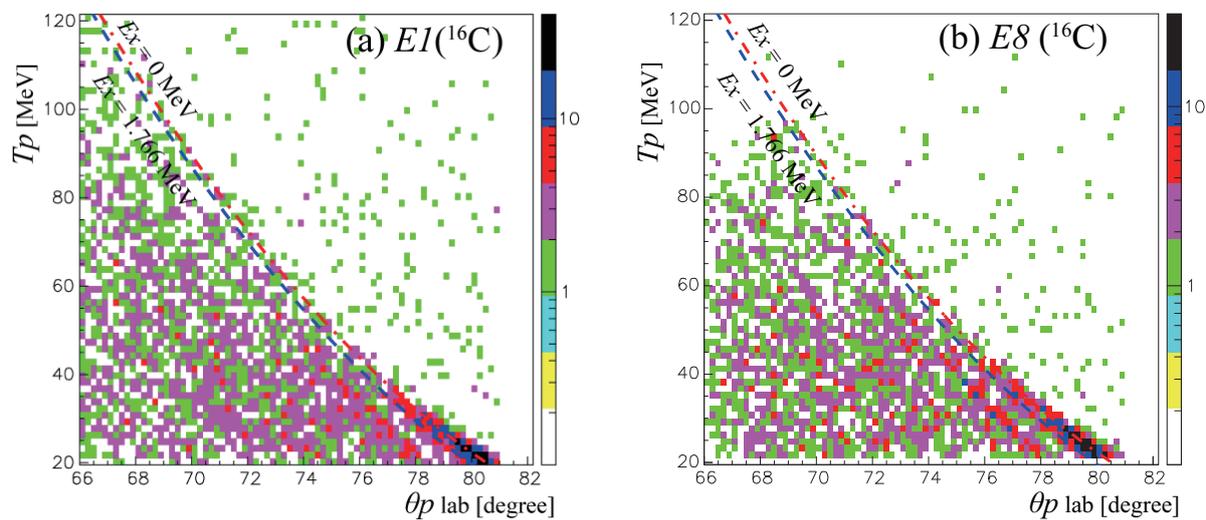


図 4.24 (a) $E1$ と (b) $E8$ におけるエネルギー較正後の T_p と θ_p の相関。運動学による $E_x = 0$ MeV と $E_x = 1.766$ MeV に対応する曲線を図中に一点鎖線と破線で示す。

4.3.6 励起エネルギー分布

エネルギー較正により得られた T_p から、式 4.17 を用いて ^{16}C の励起エネルギー E_x を求めた。例として $E1$ と $E8$ に対して求めた E_x と反跳角度 θ_p との相関を図 4.25 (a) と (b) に示す。基底状態 $E_x = 0$ MeV と第一励起状態 $E_x = 1.766$ MeV の直線を図中に一点鎖線と点線にて示す。

得られた E_x 分布を基に弾性散乱事象と非弾性散乱事象を分離し、弾性散乱事象の収量 y を求めた。反応のチャンネルによって微分断面積の角度分布が異なるため、反跳角度によって弾性散乱事象と非弾性散乱事象の収量の比が変化する。それに従い、 E_x 分布は反跳角度によって異なるため、弾性散乱事象の選択は反跳角度 1° ごとに行った。

バックグラウンドによる事象を評価するために、SHT なしの条件下で行ったバックグラウンド測定データのに対して、SHT ありのデータと同じ条件をかけて励起エネルギー分布を求めた。求めた励起エネルギー分布を図 4.26 に示す。このバックグラウンド測定の分布をビームの統計量比に合わせて 4.18 倍し、SHT ありの励起エネルギー分布から差し引いた分布に対して解析を行った。

図 4.27 に $\theta_p = 78 \sim 79^\circ$ における E_x 分布を示す。弾性散乱事象と第一励起状態による事象とを分離するため、以下のガウス関数の和で表される関数、

$$g(x) = \frac{S_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(x-a_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{S_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{(x-1.766-a_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (4.19)$$

を用いて E_x 分布に対してフィッティングを行った。ここで、 $\sigma_1 = \sigma_2 \equiv \sigma$ 、 $a_1 = a_2 \equiv a$ と仮定し、 S_1 、 S_2 、 σ 、 a の 4 つをフィットパラメーターとした。 S_1 はガウス分布の面積であり、弾性散乱事象の収量 y に対応する量である。フィット結果を図中に実線にて示す。反跳角度 1° ごとにフィッティングを行い、弾性散乱事象の収量 y を求めた。 $\theta_p = 69 \sim 80^\circ$ に対して得られた収量 y を図 4.28 に示す。

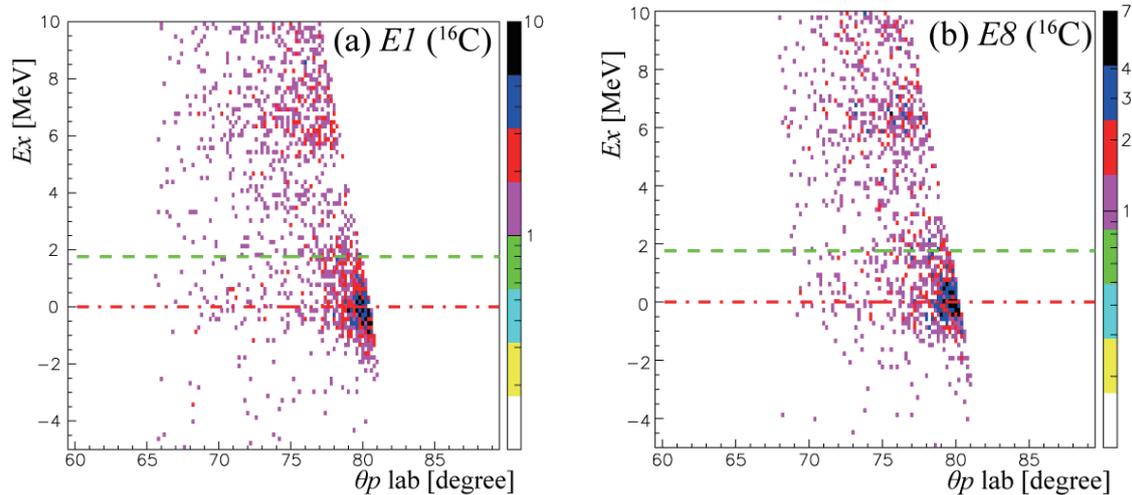


図 4.25 (a) $E1$ と (b) $E8$ に対して求めた E_x と反跳角度 θ_p との相関。基底状態 $E_x = 0$ MeV と第一励起状態 $E_x = 1.766$ MeV の直線を図中に一点鎖線と点線にて示す。

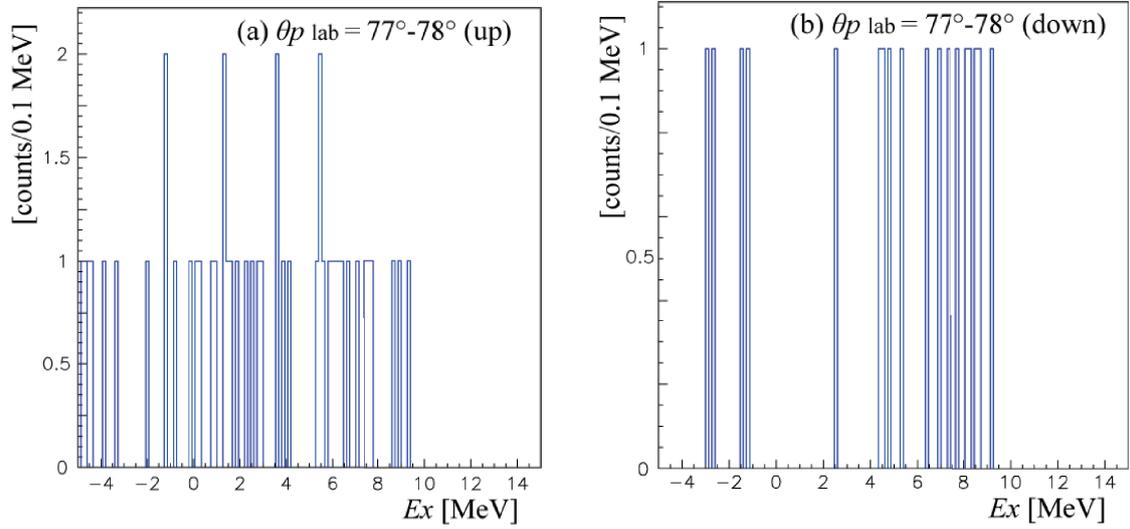


図 4.26 (a) up、(b) down での、SHT なしのバックグラウンド測定の $\theta_p = 77 \sim 78^\circ$ における E_x 分布。

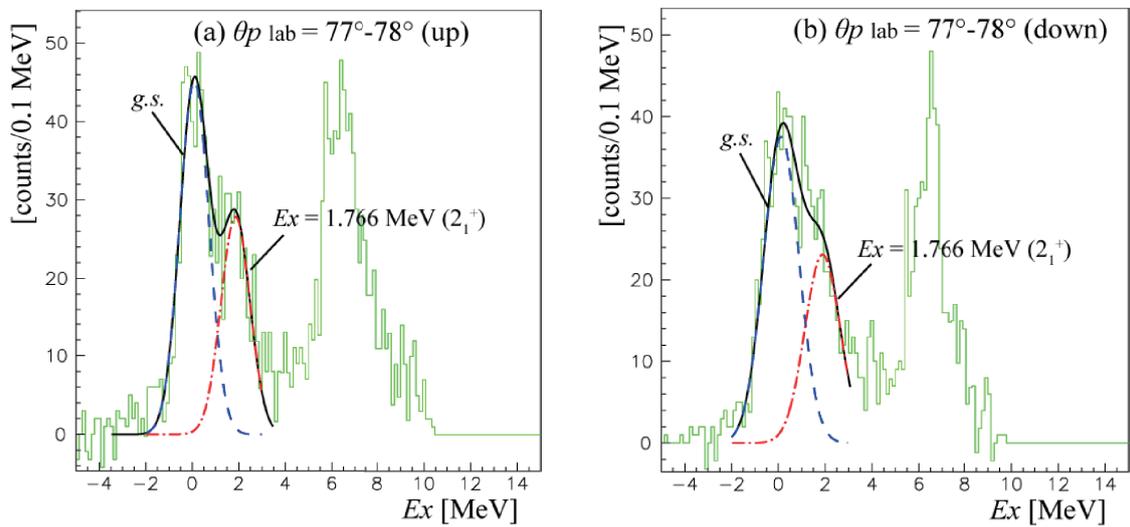


図 4.27 (a) up、(b) down での $\theta_p = 77 \sim 78^\circ$ における E_x 分布。バックグラウンド測定の分布を引いた後の図。分布に対するフィット結果を実線 (黒) にて示す。そのうち基底状態 $E_x = 0$ MeV と第一励起状態 $E_x = 1.766$ MeV に対応する分布を点線 (青) と一点鎖線 (赤) にて示す。

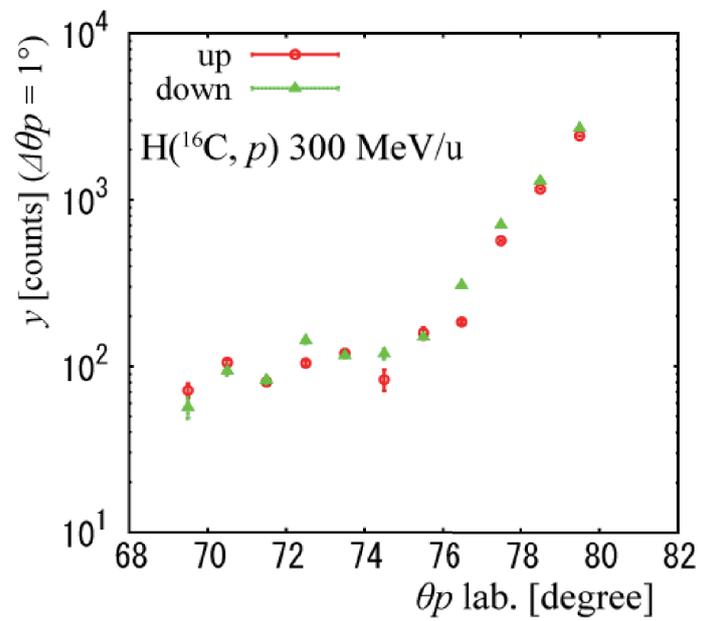


図 4.28 E_x 分布に対するフィッティングから求めた反跳角度 1° ごとの弾性散乱事象の収量 y 。RPS up 側の収量を丸、down 側の収量を三角で示す。

4.4 立体角の評価

測定で得られた角度分布は断面積そのものの角度分布とは異なり、反跳角度の関数で畳み込まれたものになる。これを解き、断面積を求めた。以下にその方法を示す。

実験室系での微分断面積を $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{lab.}}$ とする。 ϕ 方向のみ積分した断面積を、

$$\sigma(\theta)d\theta = \int_0^{2\pi} d\cos\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab.}} d\phi, \quad (4.20)$$

とする。ビーム数、標的陽子数、反跳角度に依存する効率と依存しない効率をそれぞれ I 、 N 、 $\epsilon(\theta)$ と ϵ_1 とする。反跳角度 θ' に放出された陽子が RPS にて角度 θ_i で検出される割合を $f(\theta_i - \theta')$ とする。これらを用いて、角度 $\theta_i \pm \frac{\Delta\theta_i}{2}$ に検出される収量 $y(\theta_i)$ を、

$$y(\theta_i) = \int_{\theta_i - \frac{\Delta\theta_i}{2}}^{\theta_i + \frac{\Delta\theta_i}{2}} d\theta'' \epsilon_1 I N \int_0^\pi d\theta' \epsilon(\theta') \sigma(\theta') f(\theta'' - \theta'), \quad (4.21)$$

とする。この式を離散化し、

$$y_i = \epsilon_1 I N \sum_{j=1}^m \epsilon_j (\Delta\theta'_j \sigma_j) (\Delta\theta_i f_{ij}), \quad (4.22)$$

とする。ここで $\Delta\theta = \Delta\theta_i = \Delta\theta'_j$ とすれば、 y と σ の定義域が共に $[0, \pi]$ なので (f_{ij}) は正方行列となる。 $f'_{ij} = f_{ij} \Delta\theta$ 、 $\sigma'_i = \sigma_i \Delta\theta$ と置き、式 4.21 を行列で書けば、

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_i \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \epsilon_1 I N \begin{pmatrix} f'_{11} & \cdots & f'_{1i} & \cdots & f'_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots \\ f'_{i1} & \cdots & f'_{ii} & \cdots & f'_{in} \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ f'_{n1} & \cdots & f'_{ni} & \cdots & f'_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \sigma'_1 \\ \vdots \\ \epsilon_i \sigma'_i \\ \vdots \\ \epsilon_n \sigma'_n \end{pmatrix}, \quad (4.23)$$

である。 (f'_{ij}) の逆行列 (f'^{-1}_{ij}) を求めれば σ'_i が得られる。以上より、

$$\begin{pmatrix} \sigma'_1 \\ \vdots \\ \sigma'_i \\ \vdots \\ \sigma'_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\epsilon_1} & & & & \\ & \ddots & & & \\ & & \frac{1}{\epsilon_i} & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \frac{1}{\epsilon_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f'^{-1}_{11} & \cdots & f'^{-1}_{1i} & \cdots & f'^{-1}_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots \\ f'^{-1}_{i1} & \cdots & f'^{-1}_{ii} & \cdots & f'^{-1}_{in} \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ f'^{-1}_{n1} & \cdots & f'^{-1}_{ni} & \cdots & f'^{-1}_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{y'_1}{\epsilon_1 I N} \\ \vdots \\ \frac{y'_i}{\epsilon_i I N} \\ \vdots \\ \frac{y'_n}{\epsilon_n I N} \end{pmatrix}, \quad (4.24)$$

である。測定された収量の範囲を y_a から y_b とする。ただし、 $1 \leq a \leq b \leq n$ とする。これに合わせて式 4.23 は、

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_i \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \epsilon I N \begin{pmatrix} f'_{aa} & \cdots & f'_{ai} & \cdots & f'_{ab} \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots \\ f'_{ia} & \cdots & f'_{ii} & \cdots & f'_{ib} \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ f'_{ba} & \cdots & f'_{bi} & \cdots & f'_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_a \sigma'_a \\ \vdots \\ \epsilon_i \sigma'_i \\ \vdots \\ \epsilon_b \sigma'_b \end{pmatrix}, \quad (4.25)$$

本測定における式 4.23 での (f'_{ij}) を求め、立体角 $d\Omega$ を評価するために GEANT3 [24] によるモンテカルロシミュレーションを行った。本測定での検出器の配置を再現した空間上で、SHT から散乱粒子を一樣に発生させ、 $63 \sim 83^\circ$ の範囲で $f(\theta)$ を 1° 刻みで足し合わせ、 20×20 の行列として求めた。求めた $f(\theta)$ を図 4.29 の (a) と (b) に示す。これら行列を用いて畳み込み積分を解いた。反跳角度 $\theta_i \pm 0.5^\circ$ 、 $\phi = [0, 2\pi]$ の覆う立体角を $\Delta\Omega_{\text{lab.}}^i$ とすれば、求められた σ'_i は、

$$\sigma'_i = \int_{\Delta\Omega_{\text{lab.}}^i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab.}} d\Omega, \quad (4.26)$$

である。右辺の被積分関数を直接求める事は出来ないので、重心系での微分断面積を仮定無しに求める事は難しい。そこで次の方法を用いて微分断面積を求めた。

重心系での陽子弾性散乱微分断面積を $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}}$ とし、重心系での $\Delta\Omega_{\text{lab.}}$ を $\Delta\Omega_{\text{c.m.}}$ とする。ここで、

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}}} \equiv \frac{\int_{\Delta\Omega_{\text{c.m.}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}} d\Omega}{\int_{\Delta\Omega_{\text{c.m.}}} d\Omega} \quad (4.27)$$

を定義する。 $\Delta\Omega_{\text{lab.}}$ と $\Delta\Omega_{\text{c.m.}}$ 内の断面積の積分値は等しいので、

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}}} = \frac{\int_{\Delta\Omega_{\text{lab.}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab.}} d\Omega}{\int_{\Delta\Omega_{\text{c.m.}}} d\Omega} \quad (4.28)$$

である。この量を重心系での微分断面積とした。

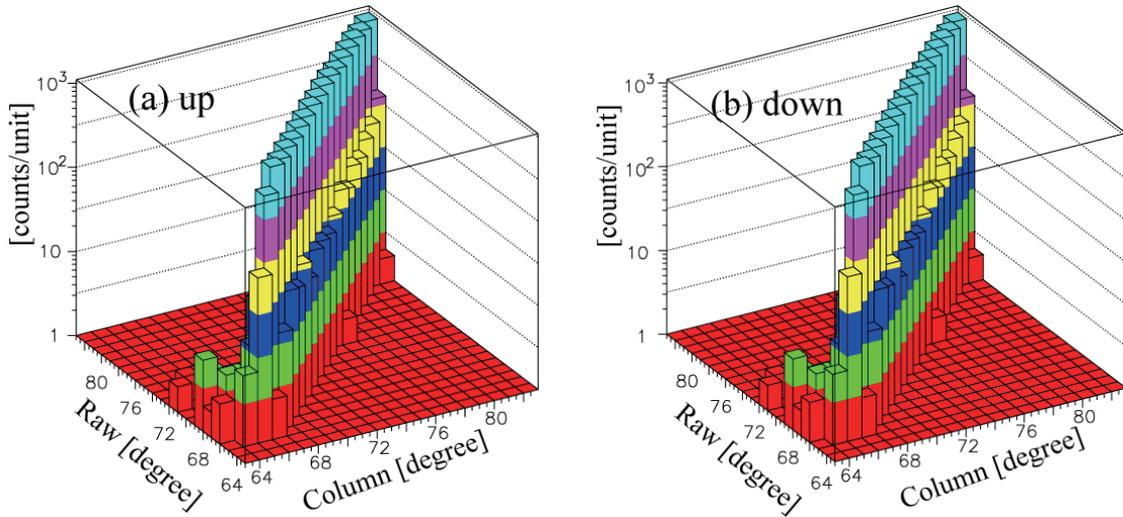


図 4.29 ^{16}C に対する $f(\theta)$ 。(a)up、(b)down に対する行列。 $63 \sim 83^\circ$ の範囲で 1° 刻みで足し合わせ、 20×20 の行列として表す。

4.5 標的陽子数

SHT 標的の物質量を決定するために、 ^{16}O 陽子散乱の解析から得られた微分断面積と大阪大学核物理研究センター (RCNP, Research Center for Nuclear Physics, Osaka University) で得られた実験データ [25] との比較を行った。 ^{16}O の測定データに対して ^{16}C と同様の解析を行い、微分断面積を決定した。解析の詳細を付録 D に示す。標的陽子数には標的セルの厚さの測定値 1 mm を暫定値として用いた。得られた断面積を図 4.30 の黒丸で示す。誤差としてビーム数 I と反跳陽子の収量 y の統計誤差 ΔI 、 Δy と反跳陽子トラッキング効率の誤差を与えた。比較に用いた実験値を图中的の赤丸で示す。

参照した実験値は絶対値が確定しておらず、両者に大きな差が無いことから、今回は SHT の厚さを 1 mm として標的陽子数を決定した。

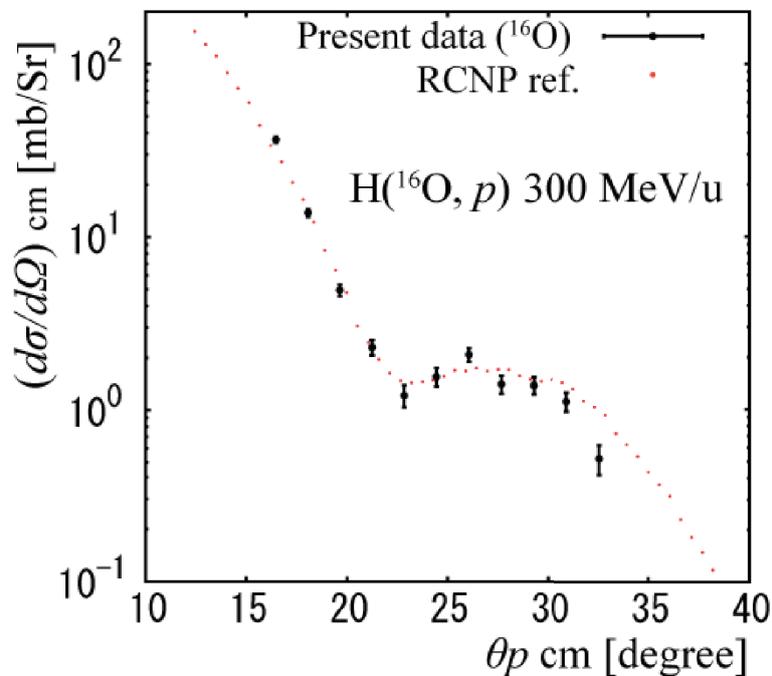


図 4.30 ^{16}O 陽子散乱の解析から得られた微分断面積。得られた断面積を黒丸で示す。比較に用いた実験値 [25] を图中的の赤丸で示す。誤差としてビーム数 I と反跳陽子の収量 y の統計誤差 ΔI 、 Δy と反跳陽子トラッキング効率の誤差を与えた。

4.6 陽子弾性散乱微分断面積

前節までの解析により求めた重心系における ^{16}C 陽子弾性散乱の微分断面積を図 4.31 に示す。誤差としてビーム数 I と反跳陽子の収量 y の統計誤差 ΔI 、 Δy と反跳陽子トラッキング効率の誤差を与えた。

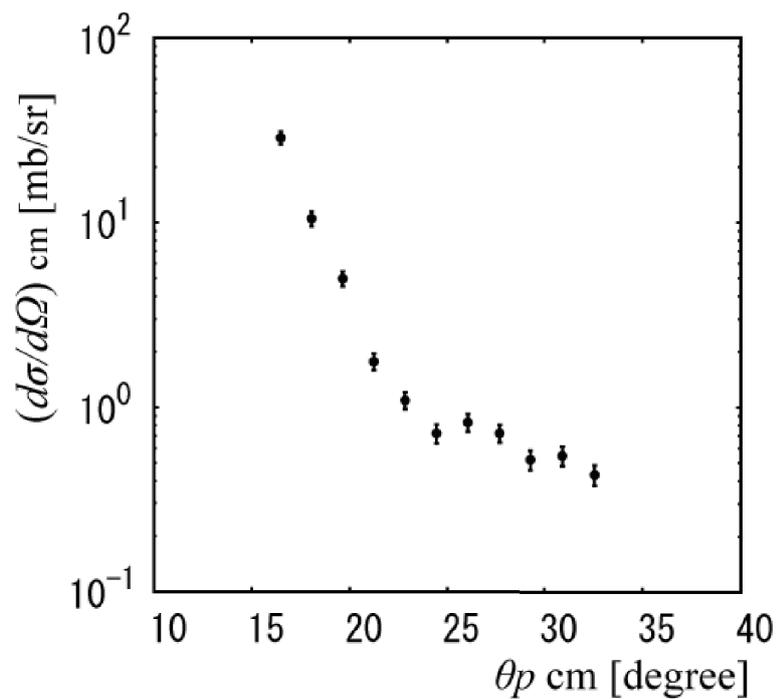


図 4.31 重心系における ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積の角度分布。重心系で約 16.5° から 32.5° までのプロットを示す。誤差としてビーム数 I と反跳陽子の収量 y の統計誤差 ΔI 、 Δy と反跳陽子トラッキング効率の誤差を与えた。

5 議論

得られた ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積と、同位体である ^{12}C の実験データ及び微視的理論をもとにした計算値との比較を行った。更に微分断面積に対してフィッティングを行い、物質半径を求めた。

5.1 炭素同位体間の比較

炭素同位体間の比較として、本測定における ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積と、295 MeV における $^{12}\text{C} (p, p)^{12}\text{C}$ 反応による陽子弾性散乱微分断面積 [26] を図 5.1 に示す。 ^{16}C と ^{12}C に対して、それぞれ微分断面積の角度分布における回折パターンの谷の位置を読み取ると、 ^{16}C は 24.5° 、 ^{12}C は 26.5° の点が谷の位置にあたる。運動量移行 q がおよそ 1.4 fm^{-1} 付近の領域における回折の谷の位置は、物質半径の値を反映する。回折の谷の位置 θ_{cm} と物質半径 r_m とは $\theta_{\text{cm}} \propto \frac{1}{r_m}$ の関係を示す。従って、 ^{16}C の物質半径は ^{12}C の物質半径よりも大きいということがわかる。これは中性子数の増加分を考えると至極当然の結果であるが、両者の微分断面積の比較から同位体間の形状の違いを議論できたことには非常に大きな意義がある。

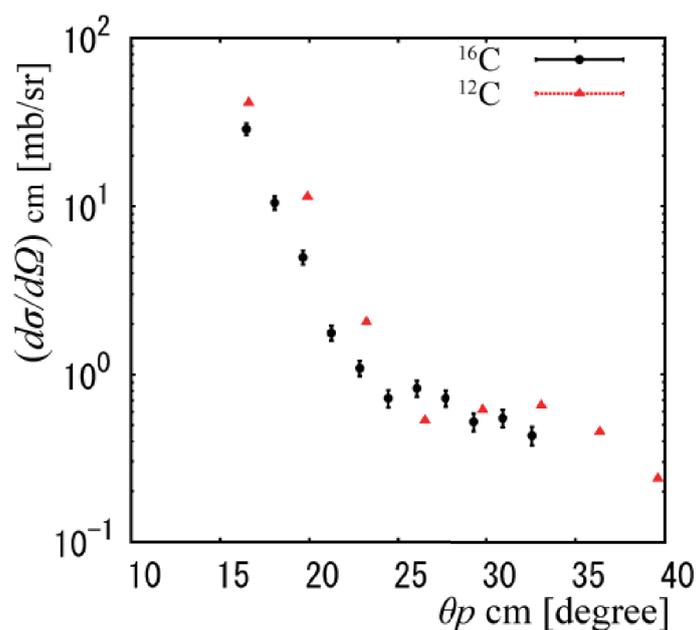


図 5.1 炭素同位体間の陽子弾性散乱微分断面積の比較。丸点 (黒) が本測定における ^{16}C に対する実験データ。三角点 (赤) が 295 MeV における ^{12}C 陽子弾性散乱微分断面積。 [26]

5.2 微視的理論をもとにした計算値との比較

得られた ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積と、微視的理論をもとにした計算値との比較を行った。弾性散乱は光学ポテンシャルを用いて記述することができる。その光学ポテンシャルの作成方法として幾つかの模型が存在するが、いずれも標的核の基底状態の波動関数 (今回は密度分布) と有効相互作用が入力として必要である。以下では、まず入力に用いた密度分布について述べる。次に光学ポテンシャルの模型と有効相互作用について述べる。その後、微分断面積の計算結果と実験値の比較を行う。

5.2.1 密度分布

今回は2種類の密度分布を用いて微分断面積を計算した。1つは相対論的平均場 (RMF, Relativistic Mean Field) 計算の一種である相対論的 Hartree 近似 (RH, Relativistic Hartree Approximation) [4, 27] による密度分布である。もう1つは平均場とクラスター両方の性質を記述する手法として用いられる反対称化分子動力学 (AMD, Antisymmetrized Molecular Dynamics) による密度分布である。

RMF では球形核を仮定しており、ディラック方程式において、相対論的な中間子とバリオンの相互作用を古典的なクーロンポテンシャルと中間子ポテンシャルで近似することにより、陽子密度分布と中性子密度分布の計算を行っている。文献 [4, 27] では、結合定数が核物質の性質を再現するように決められている。今回の計算でもそれらの値を用いた。スカラー中間子の質量 m_s については、中重核領域の場合は ^{40}Ca の電荷平均二乗半径を再現する $m_s = 520 \text{ MeV}/c^2$ [27] が用いられる。一方、軽い核では m_s をより軽くしなければ半径が実験値を再現できない。例えば ^4He では $m_s = 443 \text{ MeV}/c^2$ [28] になる。そこで、 ^{16}C の密度分布を求めるにあたり、計算で求めた密度分布の物質平均二乗半径 $\langle r_m^2 \rangle$ が実験値を再現するように m_s を調整した。 $\langle r_m^2 \rangle$ は、陽子平均二乗半径 $\langle r_p^2 \rangle$ と中性子平均二乗半径 $\langle r_n^2 \rangle$ から以下のように求めた。

$\langle r_m^2 \rangle$ は、陽子密度分布 ρ_p と中性子密度分布 ρ_n とを用いて、

$$\langle r_m^2 \rangle = \frac{1}{A} \int d\mathbf{r} \rho_p(r) r^2 + \frac{1}{A} \int d\mathbf{r} \rho_n(r) r^2, \quad (5.1)$$

と表される。 $\langle r_p^2 \rangle$ の定義式、

$$\langle r_p^2 \rangle = \frac{\int d\mathbf{r} \rho_p(r) r^2}{\int d\mathbf{r} \rho_p(r)}, \quad (5.2)$$

及び、陽子数 Z が、

$$\int d\mathbf{r} \rho_p(r) = Z, \quad (5.3)$$

で表されることを用いると、関係式、

$$\int d\mathbf{r} \rho_p(r) r^2 = Z \langle r_p^2 \rangle, \quad (5.4)$$

を得る。 $\langle r_n^2 \rangle$ と中性子数 N の間にも同じ関係式が成り立つので、式 5.1 は、

$$\langle r_m^2 \rangle = \frac{Z}{A} \langle r_p^2 \rangle + \frac{N}{A} \langle r_n^2 \rangle, \quad (5.5)$$

と書き換えられる。式 5.5 を用いて $\langle r_m^2 \rangle$ の値を計算した。参照する ^{16}C の物質平均二乗半径として文献 [29] の値 $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2.756 \text{ fm}$ を用いた。調整後の m_s と点陽子、点中性子と物質平均二乗半径 $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ を表 10 に示す。得られた RMF での点陽子と点中性子の密度分布を図 5.2 の (a) に破線と実線にて

示す。

AMD 計算 [30] による陽子と中性子密度分布を図 5.2 の (b) に破線と実線にて示す。分布をもとに求めた陽子半径、中性子半径と物質平均二乗半径を表 11 に示す。

表 10 調整した ^{16}C のスカラー中間子の質量 m_s と、RMF による点陽子、点中性子と物質の平均二乗半径 $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ の計算結果と $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ の文献値 [29]

m_s [MeV]	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ [fm] [31]
520.2	2.4172	2.9593	2.756	2.70 ± 0.03

表 11 AMD による陽子半径、中性子半径と物質の平均二乗半径 $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ 、 $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ の計算結果

$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ [fm]
2.513	2.738	2.656

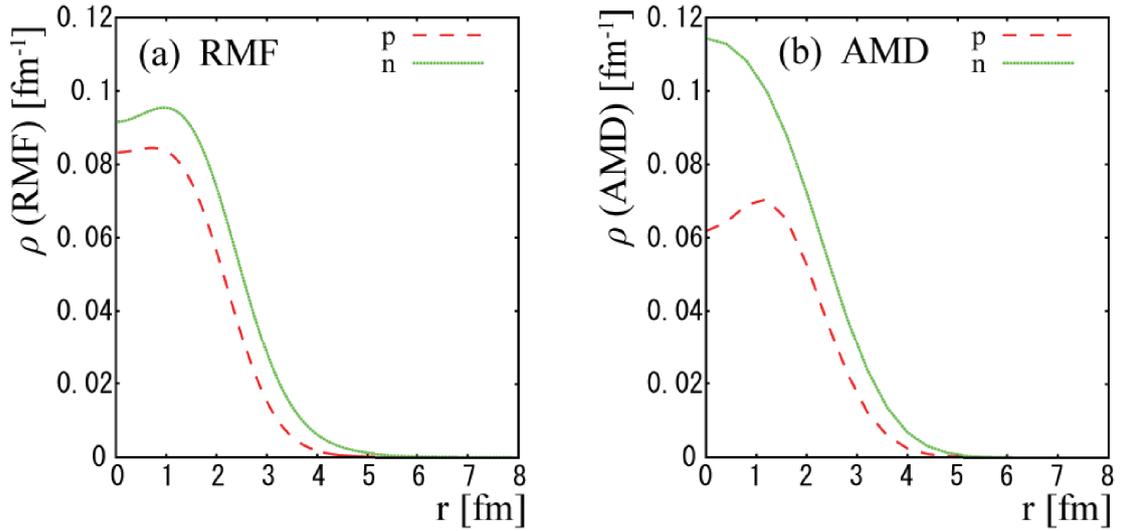


図 5.2 (a) RMF による陽子、中性子密度分布。(b) AMD による陽子、中性子密度分布 [30]。破線 (赤) が陽子密度分布、実線 (緑) が中性子密度分布。

5.2.2 光学ポテンシャル

光学ポテンシャルを Murdock と Horowitz による相対論的インパルス近似 (RIA, Relativistic Impulse Approximation) [4, 32] を用いて計算した。RIA では陽子及び中性子のベクター密度分布 $\rho_V(r)$ とスカラー密度分布 $\rho_S(r)$ を用いて光学ポテンシャルを計算する。前節の RMF 計算からは $\rho_V(r)$ と $\rho_S(r)$ が得られる

が、AMD 計算からは $\rho_V(r)$ しか得られない。そこで、以下の近似式 [32]

$$\rho_S(r) = \rho_V(r) \left(1 - \frac{3}{10} \frac{k_F^2}{M^{*2}} \right), \quad (5.6)$$

$$k_F^3 = \frac{3}{2} \pi^2 \rho_B(r), \quad (5.7)$$

$$\frac{M^*}{M} = 1 - \alpha \frac{\rho_B(r)}{\rho_0}, \quad (5.8)$$

を用いて $\rho_V(r)$ から $\rho_S(r)$ を求めた。ここで k_F はフェルミ運動量、 M は核子質量、 $\rho_B(r)$ はバリオン密度を表す。文献 [7] を参考に $\alpha = 0$ として計算した。得られた密度分布から文献 [4] の方法で光学ポテンシャルを計算した。ここで有効相互作用はオリジナルの RIA 模型の値を用いており、後述する補正は行っていない。

5.2.3 断面積の比較

前節で求めた光学ポテンシャルを用いて計算した 300 MeV/u での ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積を図 5.3 に示す。本測定によって得られた微分断面積を図中に黒丸で示す。前方角度においては RMF、AMD ともに実験値をよく再現している。前方角度の微分断面積の形は原子核の半径の値を反映しており、理論模型、実験値ともに正しい半径を示しているように見える。

しかし、後方角度においては原子核内部におけるより複雑な核子間相互作用の情報を含むため、理論模型の間でも異なる結果を示している。AMD に比べると RMF の方が若干実験値を良く再現しているように見えるが、理論模型の妥当性を論じるにはデータ点の数が足りないため、現段階ではこれ以上の議論はできない。

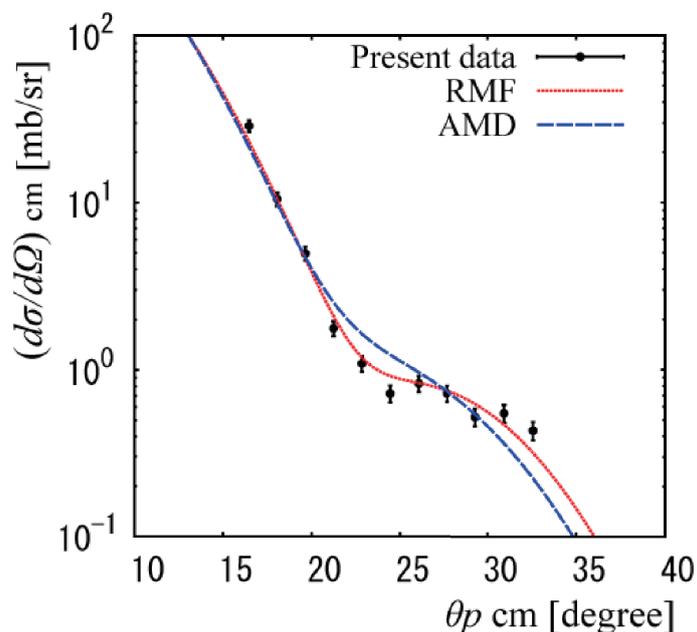


図 5.3 RMF と AMD を用いて計算した 300 MeV/u での ^{16}C 陽子弾性散乱微分断面積。赤線が RMF、青線が AMD を用いて計算した微分断面積。本測定での実験値を黒丸で示す。

5.3 密度分布抽出

本測定で得られた微分断面積に対してフィッティングを行い、密度分布の抽出を行った。得られた密度分布から ^{16}C の物質平均二乗半径を求めた。光学ポテンシャルを求める際には、5.2.2 節で述べた RIA による反応模型を用いた。ただし、今節では原子核内での媒質効果を考慮し、 σ メソンと ω メソンの質量 m_σ 、 m_ω 及び核子との結合定数 g_σ 、 g_ω を

$$g_i^2, \bar{g}_i^2 \rightarrow \frac{g_i^2}{1 + a_i \rho_B(r)/\rho_0}, \frac{\bar{g}_i^2}{1 + \bar{a}_i \rho_B(r)/\rho_0}, \quad (5.9)$$

$$m_i, \bar{m}_i \rightarrow m_i \left(1 + b_i \frac{\rho_B(r)}{\rho_0}\right), \bar{m}_i \left(1 + \bar{b}_i \frac{\rho_B(r)}{\rho_0}\right), i = \sigma, \omega \quad (5.10)$$

と密度依存性を取り入れた形に修正している。定数 $a_i, \bar{a}_i, b_i, \bar{b}_i$ は ^{12}C の実験値を再現する値 [7] を用いた。

フィッティングに用いる陽子と中性子の密度分布には以下の 2 パラメーターのフェルミ分布関数

$$\rho_i(r) = \frac{N_i}{1 + \exp((r - R_i)/a_i)}, i = p, n. \quad (5.11)$$

を用いた。 R_p, a_p, R_n, a_n がフィットパラメーターとなる。ここで N_i は規格化定数であり、式 5.3 を満たすように定められる。フィッティングの χ^2 は以下の式

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \frac{[y_j - y(\theta_j; a_i; b_i)]^2}{\Delta y_j^2}, \quad (5.12)$$

で与えられる。 N がデータ点の個数であり、 y_j 微分断面積の実験値で、その誤差が Δy_j である。 $y(\theta_i)$ がフィット関数である。 χ^2 が最小となったときのフィッティングの結果を図 5.4 の点線で示す。そのときの各パラメーターの値を表 12 に示す。フィッティングの誤差を求めるために R_p, a_p, R_n, a_n の 4 つのパラメーターのうち、 (R_p, a_p) もしくは (R_n, a_n) の 2 つを固定パラメーターとし、残りの 2 つのパラメーターを用いてフィッティングを行い、 χ^2 を求めた。固定パラメーターの値を変えながら、 $R = 0.0 \sim 4.0$ [fm], $a = 0.0 \sim 1.0$ [fm] の範囲において χ^2 を求めた。その結果を図 5.5 の (R_p, a_p) 及び (R_n, a_n) の 2 次元分布にて示す。 χ^2 が以下に示す条件

$$\chi^2 \leq \chi_{\min}^2 + \Delta\chi^2, \quad (5.13)$$

を満たしている領域を信頼領域と定義する。ここで χ_{\min}^2 は χ^2 最小値であり、 $\chi_{\min}^2 = 9.591$ であった。また、 $\Delta\chi^2 = 4.72$ である [7]。本解析では信頼領域に含まれる範囲を誤差の範囲とする。得られた密度分布関数から、 ^{16}C の物質平均二乗半径の値を表 12 に示す。得られた値 $2.726^{+0.055}_{-0.169}$ fm は相互作用断面積測定から求められた文献値 [31] の値 2.70 ± 0.03 fm と誤差の範囲内で一致した。

表 12 微分断面積のフィッティングにより得られた密度分布関数のパラメーター及び ^{16}C の物質平均二乗半径 $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ 。パラメーターの誤差は図 5.5 で式 5.13 によって定義される範囲である。

$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ [fm]	χ^2	R_p [fm]	R_n [fm]	a_p [fm]	a_n [fm]
$2.726^{+0.055}_{-0.169}$	9.591	1.995	3.951	0.1729	0.2465

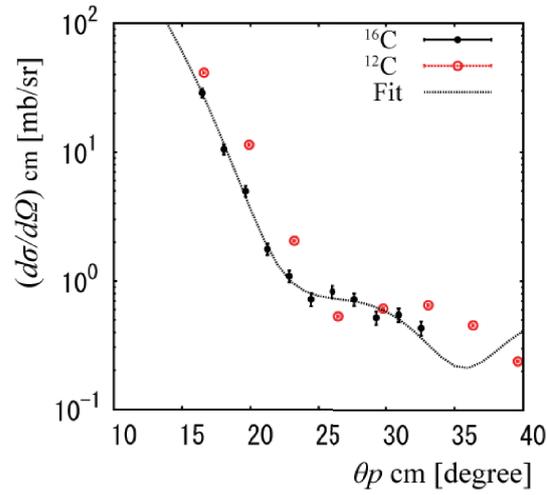


図 5.4 ^{16}C と ^{12}C の 陽子弾性散乱微分断面積。丸点 (黒) が本測定における ^{16}C の測定データ。白抜き丸 (赤) が 295 MeV における $^{12}\text{C} (p, p)^{12}\text{C}$ 反応によって得られたデータ。 ^{16}C の測定データに対して行ったフィット結果を図中の点線にて示す。

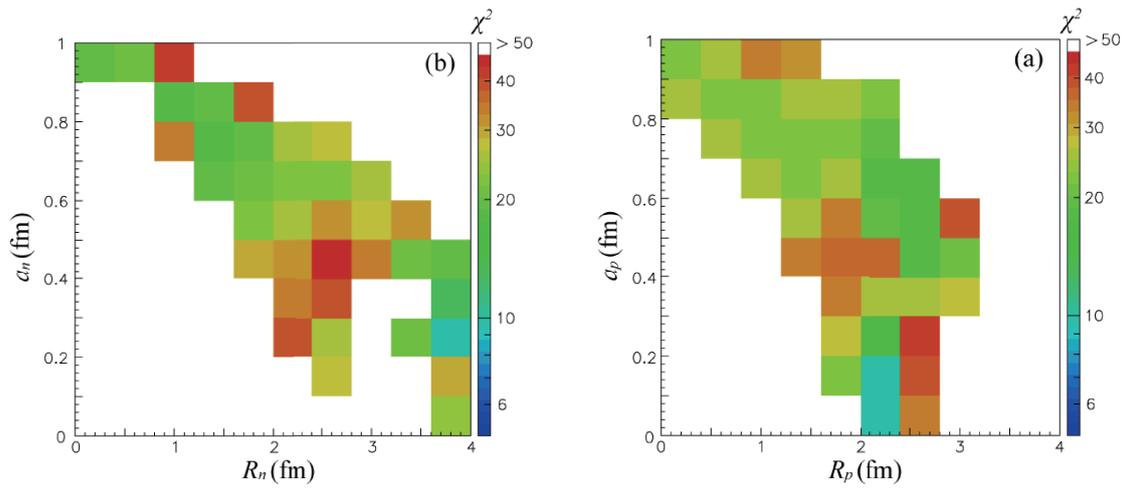


図 5.5 (a) (R_p, a_p) 及び (b) (R_n, a_n) に対する χ^2 の相関。式 5.13 で定義される信頼領域に含まれる範囲が誤差の範囲となる。

6 まとめ

核子あたり 300 MeV の ^{16}C 不安定核ビームを用いた陽子弾性散乱実験を理化学研究所 RI Beam Factory にて行った。これまで大強度ビームを用いた陽子弾性散乱の測定は行われておらず、本測定がその先駆けとなる。測定には固体水素と反跳陽子スペクトロメーターを用いた。測定データの解析により、運動量移行 $1.1 \sim 2.1 \text{ fm}^{-1}$ にかけて ^{16}C 陽子弾性散乱の微分断面積を決定した。

得られた微分断面積と ^{12}C 陽子弾性散乱の文献値を用いて同位体間の物質半径の比較を行った。微分断面積の角度分布の谷の位置の比較から、 ^{16}C の物質半径が ^{12}C の物質半径よりも大きいことが確認できた。また、微視的模型を用いた微分断面積の計算値との比較を行った。核構造を記述する密度分布には相対論的 Hartree 近似と反対称化分子動力学を用いた。反応模型には相対論的インパルス近似を用いた。計算した微分断面積の値は、重心系前方角度において実験値をよく再現していた。更に、微分断面積に対してフィッティングを行い、抽出した密度分布から物質平均二乗半径を求めた。その際、原子核中での媒質効果を考慮し、反応模型に用いられる定数を密度依存性を含んだ形に修正した。求めた物質平均二乗半径は、反応断面積から得られた文献値と誤差の範囲で一致した。

最後に今後の展望を述べる。現在 ESPRI グループでは核子あたり 200 MeV と 300 MeV の異なるエネルギー領域において陽子弾性散乱の微分断面積測定を行い、クーロンポテンシャルと核力ポテンシャルのエネルギー依存性の違いを利用して、陽子密度分布と中性子密度分布の同時抽出を試みている。まずは安定核での成功を目指しているが、もし不安定核にこの手法が適用できるならば、本測定結果に加えて核子あたり 200 MeV における陽子弾性散乱測定を行うことで、電子散乱測定を行わずとも、不安定核の陽子密度分布と中性子密度分布の違いが議論できる。RIBF では蓄積リングを用いた不安定核の電子散乱測定が計画されており、これが成功すれば不安定核の陽子分布に対する有意義な情報が得られる。将来的にはこれらの測定により、不安定核においても陽子密度分布と中性子密度分布を個別に抽出することが可能になり、不安定核内で起こる物理現象の解明がより進むことが期待される。

A BDC トラッキング

BDC 解析の詳細を以下に述べる。

A.1 TDC

使用した MHTDC V1190A の設定を表 A.1 に示す。モジュール内部での信号処理によって、トリガー信号の時間に $1 \mu\text{s}$ のオフセットをかけたため、TDC 信号に遅延を加えることなくコモンスタートモードでの運用を行った。V1190A のトリガー用のチャンネルの時間分解能が悪いため、そのままトリガー信号との時間差をとると、時間分解能が悪化してしまう。そこで、モジュールによるタイミングのずれを打ち消すために、ストップ信号用のチャンネルに約 500 ns 遅延させたトリガー信号を送り、他のチャンネルの TDC 情報との差をとった。全てのチャンネルの TDC 情報に対して、トリガーチャンネルの TDC 情報との差をとったものを、TDC 情報として扱った。その後の F12 TDC との時間差による補正とシングルトラック条件については本文にて述べた通りである。

表 13 MHTDC V1190 の設定。

トリガーモード	コモンスタートモード
エッジ検出	リーディングエッジモード
データ取得幅	$2 \mu\text{s}$
内部オフセット	$1 \mu\text{s}$
時間分解能	0.1 [ns/bit]

A.2 トラッキング方法

ビームが有感領域にほぼ垂直に入射するので、ポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間のドリフト時間が最も短いと仮定する。ドリフト時間からポテンシャルワイヤーとアノードワイヤー間での粒子の通過位置を参考文献 [20] の式 (52) より求めた。これら各面の通過位置を最も良く表すビームの軌跡を以下に示す最小二乗法で求めた。

ビームの軌跡を直線とする。X と Y 座標での位置 (x_i, y_i) を Z 座標の位置 z_i の関数として、

$$\begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 \\ a_4 \end{pmatrix} z_i + \begin{pmatrix} a_1 \\ a_3 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

とする。X-Y 座標系を θ 回転させた U-V 座標系を用意する。位置 (x_i, y_i) を U-V 座標系で表すと、

$$\begin{pmatrix} u_i \\ v_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

である。 δ_x を z 座標が BDC の X 面の位置と一致した場合のみ 1 となり、それ以外零となる関数とする。 δ_y 、 δ_u と δ_v も同様に定義する。以上より BDC の各面で検出される位置 $f(z)$ は、

$$\begin{aligned} f(z) &= (a_1 + a_2 z)\delta_x + (a_3 + a_4 z)\delta_y \\ &\quad + \{(a_1 + a_2 z)\cos\theta + (a_3 + a_4 z)\sin\theta\}\delta_u \\ &\quad + \{-(a_1 + a_2 z)\sin\theta + (a_3 + a_4 z)\cos\theta\}\delta_v \\ &= \sum_{i=1}^4 a_i g_i(z). \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

と表される。

n 個のデータがそれぞれ $N(f(z_i), \sigma_i^2)$ の正規分布に従うと仮定し、 χ^2 を、

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \frac{(p_i - f(z_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (\text{A.4})$$

と定義する。 p_i は x_i 、 y_i 、 u_i 、 v_i のいずれかである。また $f(z)$ が a_i の変数であるとし、 $f(a_1, a_2, a_3, a_4; z)$ と考える。この χ^2 が最小となる、つまり尤度関数が極大になる条件、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_j} = 0 (j = 1, \dots, 4), \quad (\text{A.5})$$

$$\sum_{k=1}^4 \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} g_j(z_i) g_k(z_i) \right) a_k = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} p_i g_j(z_i), \quad (\text{A.6})$$

を解いてパラメーター a_k を求める。式 (A.6) の左辺は、 4×4 の対称行列とベクトル \mathbf{a} の積であり、対称行列が正則であれば \mathbf{a} の値が求まる。本解析では \mathbf{a} を求める際に以下の条件をつけた。

- 全ての面の σ_i が等しいとした。
- 面当たりのマルチヒットの最大数を 5 とした。それ以上ヒットがあった場合、その面の位置情報を解析から除外した。
- 最初に直行する X 面と Y 面単体で χ^2 が最小となる解を求め、 X 面と Y 面の最も確からしい位置情報を探した。次にその位置情報に U 面の位置情報も加えて再度解を求め直した。
- 最終的に X 、 Y と U 面の計 10 面を用いて解を求める際に自由度が 5 または 6 である事を要求し、5 未満の事象を解析から除外した。

トラックの例として BDC1 $X1$ 面での p_i と残差 $(p_i - f(z_i))$ の相関を図 A.1 に示す。反応トリガーで固体水素ありのデータである。横軸 p_i をアノードワイヤーからの距離とした。縦軸と横軸共にアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔 10 mm で規格化した。残差が通過位置と相関を持っており、これを補正する為に相関を、

$$r(x) = x(x-1)(x+1) \left(\sum_{i=1}^5 c_i x^{2(i-1)} \right), \quad (\text{A.7})$$

でフィットした。 c_i はパラメータである。得られた補正関数を用いて新たな位置 $p_i^1 = p_i - r(x)$ を作り、これを入力としてトラックをやり直した。

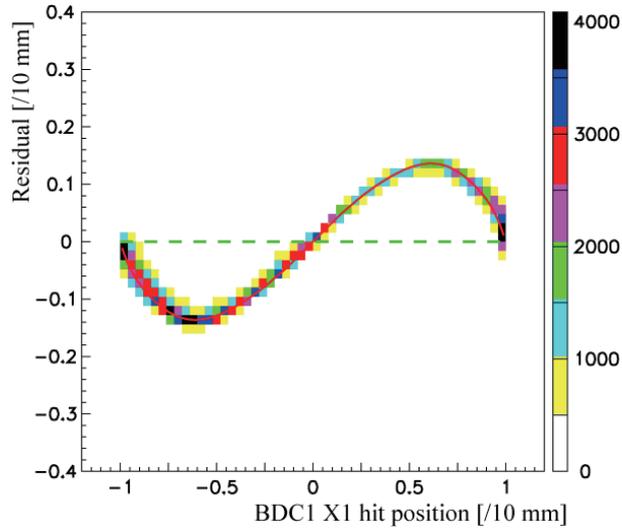


図 A.1 BDC1 X1 面での p_i と残差 $(p_i - f(z_i))$ の相関。横軸 p_i をアノードワイヤーからの距離とした。縦軸と横軸共にアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔 10 mm で規格化した。本文で示した補正関数を実線で示す。目安として残差が零となる線を破線で示す。

A.3 トラッキング分解能

残差分布の幅より位置分解能を見積もる。文献 [20] を元に SHT 上でのビーム位置分解能 Δa_0 と角度分解能 Δa_1 を見積もった。文献中の式 (53) の重み c_i を得られた残差の二乗の逆数とする。簡単の為に X と Y の 8 面でのトラッキングを仮定した。文献中の式 (63) と (64) より評価すると、 X 面では $\Delta a_0 \sim 170 \mu\text{m}$ と $\Delta a_0 \sim 0.134 \text{ mrad}$ 、 Y 面では $\Delta a_0 \sim 196 \mu\text{m}$ と $\Delta a_0 \sim 0.155 \text{ mrad}$ であった。

B RDC を用いた反跳陽子トラッキング

RDC 解析の詳細を以下に述べる。

B.1 TDC

TDC にはマルチヒット TDC AMSC AMT-VME を用いた。時間分解能は 0.78 nsec/bit である。RDC からの信号をスタート信号とし、反応トリガーを更に約 $1\mu\text{s}$ 遅延させたトリガー信号をコモンストップ信号とし、その時間差を TDC 情報とした。トリガー信号の時間のばらつきによる影響を打ち消す為に、RDC と $p\Delta E$ の TDC 情報の差をドリフト時間として用いた。

B.2 トラッキング方法

BDC と異なり U 面が存在しないので、 Z 面によるトラックと Y 面によるトラックをそれぞれ個別に求めた。本文で述べたように $Z1$ 面はノイズが多かったために解析から除外し、 $Z3$ 面、 $Y3$ 面を用いてトラッキングを行った。トラッキングの方法は付録 A で述べたものと同じである。トラックを求める際の条件は以下の通りである。

- 全ての面の σ_i が等しいとした。
- 面当たりのマルチヒットの最大数を 5 とした。それ以上ヒットがあった場合、その面の位置情報を解析から除外した。
- Z 面と Y 面単体で χ^2 が最小となる解を求め、 Z 面と Y 面の最も確からしい位置情報を探した。

トラックの例として RDC up $Z4$ 面での p_i と残差 ($p_i - f(z_i)$) の相関を図 B.1 に示す。横軸 p_i をアノードワイヤーからの距離とした。縦軸と横軸共にアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔 7 mm で規格化した。付録 A.2 節と同じ手法で補正を 2 回繰り返した。

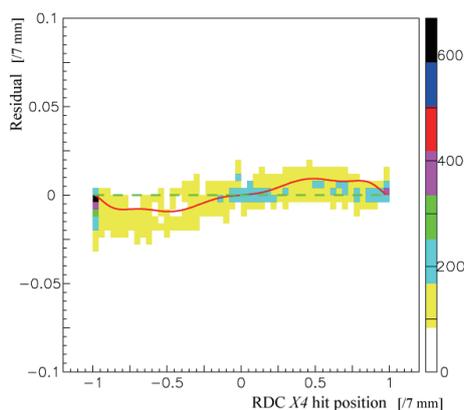


図 B.1 RDC up $Z4$ 面での p_i と残差 ($p_i - f(z_i)$) の相関。横軸 p_i をアノードワイヤーからの距離とした。縦軸と横軸共にアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔 7 mm で規格化した。本文で示した補正関数を実線で示す。目安として残差が零となる線を破線で示す。

B.3 RDC の実験室系における位置測定

RDC を用いたトラッキングの結果、RDC の Y, Z 面を基準とした内部座標における RDC 内での粒子の通過位置が求まった。RDC 中心を原点としたこの内部座標を RDC 中心座標と呼ぶ。粒子の通過位置を RDC 中心座標系から実験室系へ移すためには、実験室系における RDC の精確な位置を知る必要がある。そのために、測定前に SHT の位置にセオドライトを設置し、基準となる RDC ワイヤーの位置の測定を行った。SHT 中心の位置からワイヤーを覗いたときのセオドライトの角度の読みを記録した。RDC の設計図からの位置のずれをパラメーターとして、セオドライトによる測定結果に対してフィッティングを行い、設計値からの補正値を求め、実験室系での RDC ワイヤーの位置を決定した。

B.4 位置分解能の評価

付録 A.3 節と同じ方法で反跳陽子位置分解能 Δa_0 を見積もった。 Z と Y それぞれ 3 面でのトラッキングを仮定した。文献中の式 (63) と (64) より評価すると、 Z 面では $\Delta a_0 \sim 160 \mu\text{m}$ と $\Delta a_0 \sim 0.134 \text{ mrad}$ 、 Y 面では $\Delta a_0 \sim 196 \mu\text{m}$ と $\Delta a_0 \sim 0.155 \text{ mrad}$ であった。

B.5 トラッキング効率

反跳角度 1° ごとにトラッキング効率を求めるために、反跳角度 θ_p を $p\Delta E$ の時間差 ΔT より求めた。 ΔT と θ_p の相関を図 B.2 に示す。図中の縞を直線でフィットすることにより、 ΔT から θ_p への変換パラメーターを求めた。変換式をもとに ΔT によって反跳角度を求め、 1° ごとに反跳陽子に対するトラッキング効率を求めた。

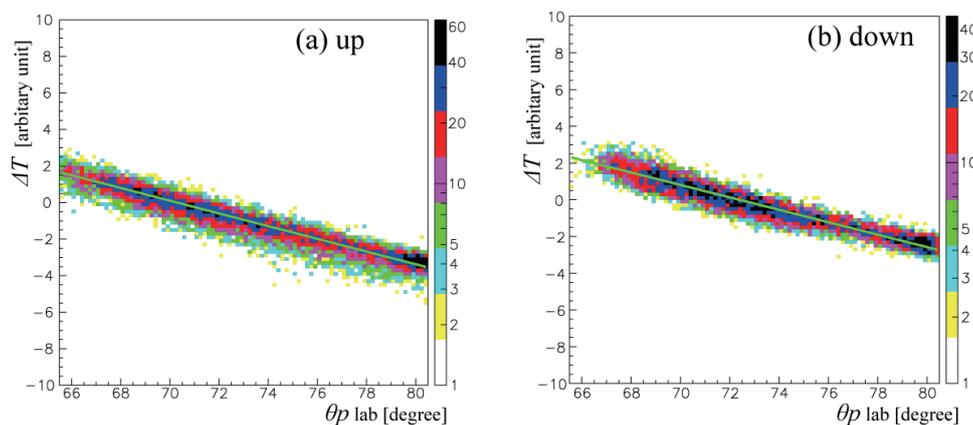


図 B.2 (a) up、(b) down における反跳角度 θ_p と $p\Delta E$ の時間差 ΔT の相関。図の相関を直線によりフィットした結果を実線にて示す。フィット結果をもとに ΔT から反跳角度への変換パラメーターを求めた。

C E 検出器による反跳粒子エネルギー測定

本章では E 検出器を用いて行った反跳粒子エネルギー測定の詳細について述べる。

C.1 E 検出器

本測定にて用いた E 検出器の写真を図 C.1 に示す。NaI(Tl) 結晶の断面は 50.4 mm(2 インチ) 角で長さは 457.2 mm(18 インチ) である。結晶は Al 製の箱に封入されている。結晶、光学窓と PMT の間にはシリコン樹脂のゲルが挟まれ接合されている。結晶の中心と箱の中心が ± 0.4 mm の精度で一致するよう箱の隅にはテフロン板が挟まれている。箱の陽子入射窓の部分は厚さ 0.1 mm となっている。厚さ 0.1 mm の板と周辺の箱との接合部分はハーメチックシールされ、気密性が保たれている。このシールがはみ出していない領域が E 検出器の有感領域であり、431.8 mm \times 45.72 mm となっている。



図 C.1 本測定にて用いた E 検出器の写真。

C.2 パルサーを用いた ADC の補正

リサーチパルサー ORTEC 448 を用いて E 検出器用の ADC Phillips 7164 の積分非直線性を補正した。例として E1L の補正結果を図 C.2 に示す。パルサーの値を x として、補正関数を多項式 $y = \sum_{i=0}^n a_i x^i$ とした。n = 1, 2, 3 の時のパルサーの値 x と ADC と補正関数 y の残差の相関をそれぞれ (a)、(b) と (c) に示す。3 次まで考慮する事で残差に相関が無くなった。3 次での較正曲線を (d) に示す。以上から x の三次方程式を解いて ADC を較正した。3 実数解が得られる場合較正值は存在し、3 つの解のうち中間の値を持つ x が較正值となる。

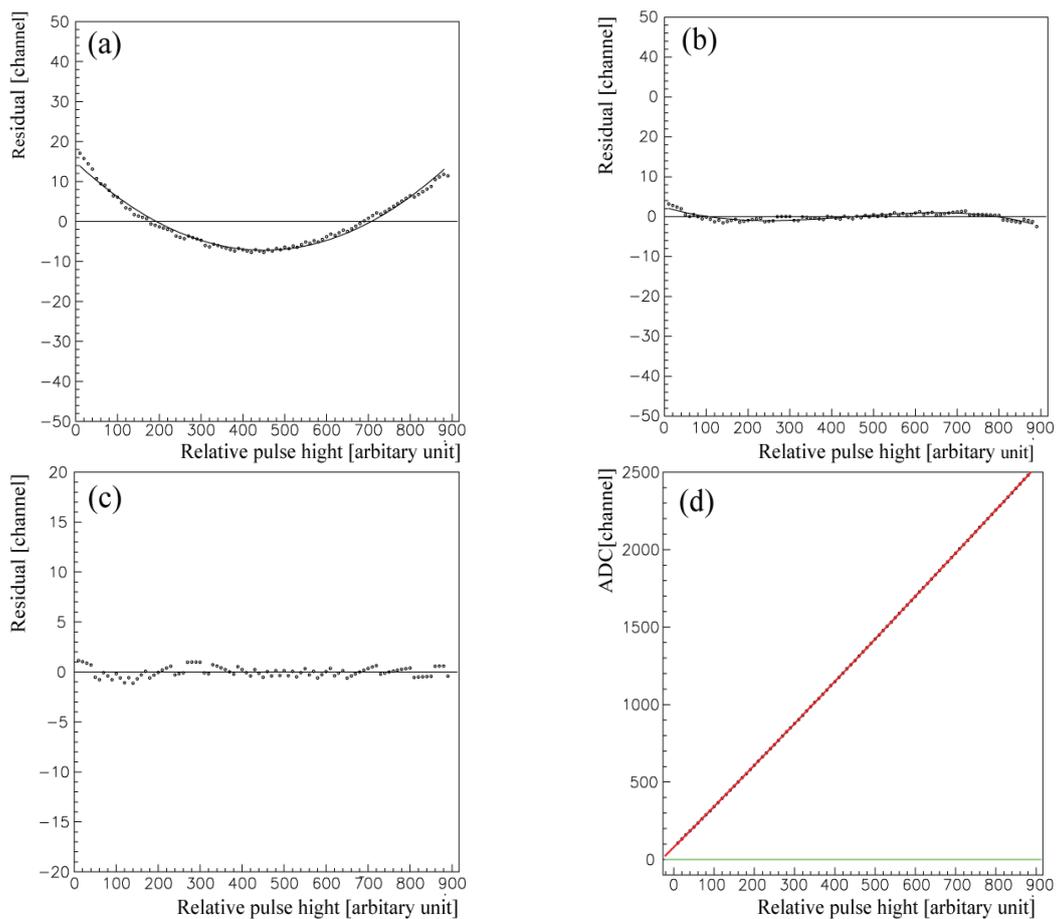


図 C.2 $E1L$ の ADC 積分非直線性の補正。(a)1 次の多項式で較正した場合のパルサーの値 x と ADC と補正関数 y の残差の相関。(b) 同 2 次の多項式での相関。(c) 同 3 次の多項式での相関。(d) パルサーと $E1L$ の ADC の相関。パルサーの値と補正関数を点と実線で示す。参照として ADC 又は残差が零になる線を点線で示す。

D ^{16}O 陽子散乱測定

固体水素中に含まれる陽子数を ^{16}O 陽子弾性散乱の微分断面積から決定した。

また、 E 検出器のエネルギー較正や反跳陽子検出器の検出効率を求める際にも ^{16}O 陽子散乱の測定データを用いた。

以下、 ^{16}O 陽子散乱の測定条件と得られた測定データに対して行った解析の結果について述べる。解析の方法について、本文で述べた ^{16}C 陽子散乱に対して行った方法と同様の場合はここでは省略する。

D.1 ^{16}O ビーム条件

本測定における ^{16}O ビームの条件を表 14 にまとめる。

表 14 2 次ビーム ^{16}O 用のビームライン条件

^{18}O 一次ビームエネルギー	345 MeV/u
^{18}O ビーム強度	1 pA
2 次ビーム生成標的	^9Be 厚さ 5 mm
エネルギー減衰板	Al 厚さ 6.11 mm (くさび角度 6.85 mrad)
F1 スリット幅	± 2 mm
F2 スリット幅	± 3 mm
F8 スリット幅	± 170 mm
^{16}O 一次ビームエネルギー	300 MeV/u
^{16}O ビーム強度	150-300 kcps
^{16}O ビーム純度	99 % 以上

D.2 ビーム解析

ビーム解析の結果を表 15 に示す。

表 15 ビーム強度、各効率と ^{16}O ビーム数。最上段は F12 のスケーラーのカウンタ数をクロックで割って求めたビーム強度の平均値、2 行目は、スケーラーの反応トリガーの accept 数をクロックで割って求めた反応トリガー強度の平均値、3 行目は、 ^{16}O ビーム事象全体に対するシングルトラック事象の割合、4 行目は、シングルトラック事象に対する BDC のトラッキング効率、5 行目は、トラック事象に対する SHT 領域に入射したビームの割合、6 行目は、反応トリガーでのデータ取得効率、最下段は解析する SHT の領域を通過した ^{16}O ビーム数をそれぞれ示す。

ビーム強度	204 [kcps]
反応トリガー強度	74.7 [cps]
シングルトラック事象	78.39%
BDC トラッキング効率	89.41%
SHT 入射事象	61.77%
データ取得効率	90.7%
^{16}O ビーム数	$2.56 [\times 10^9]$ 個

D.3 励起エネルギー分布

反跳陽子解析により $E1$ と $E8$ に対して $\theta_p = 66 \sim 81^\circ$ の範囲で求めた E_x 分布を図 D.1 の (a) と (b) に示す。 $E_x = 0$ MeV のピークに対してガウス関数を仮定してフィッティングを行った。フィッティングの結果をもとに弾性散乱事象の収量 y を求めた。また $E_x \leq -3$ MeV をバックグラウンド領域とし、この領域での収量を求めることでバックグラウンドの評価を行った。 ^{16}O 陽子弾性散乱の微分断面積を求める際には、弾性散乱領域の収量からバックグラウンドの収量を差し引いた値を用いた。得られた微分断面積については本文中に示した。

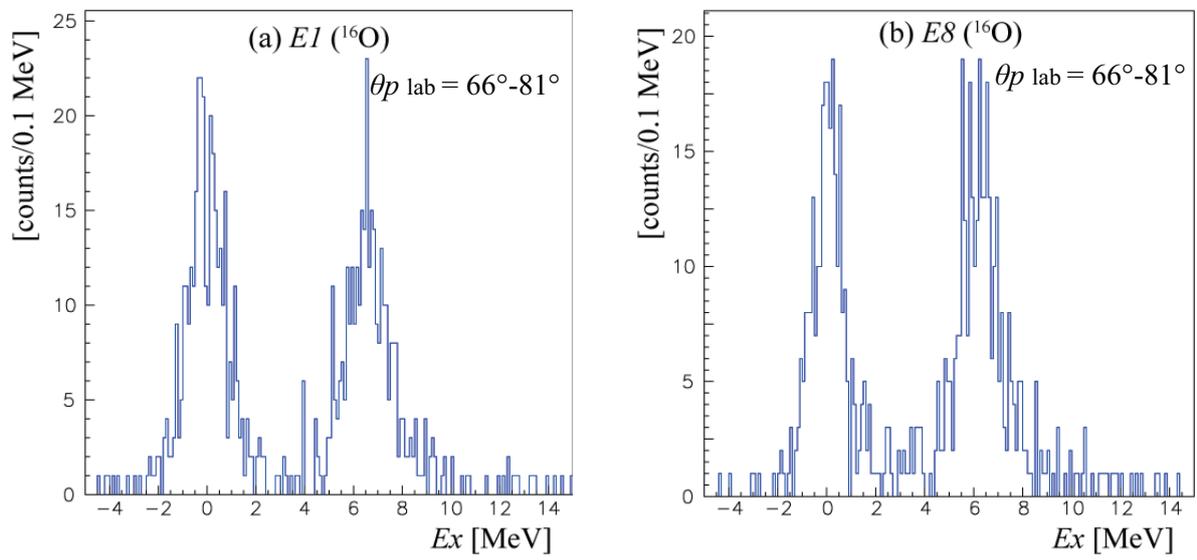


図 D.1 (a) $E1$ と (b) $E8$ に対して求めた E_x 分布。

謝辞

本論文の執筆にあたり、非常に多くの方々のご協力を賜りました。本章にて改めて感謝申し上げます。

まずは指導教官である川畑さんに感謝申し上げます。川畑さんには4回生のゼミから非常に長期間に渡り指導して頂きました。物理について全くの無知であった私に対しても非常に熱心に指導して下さい、私が原子核物理に興味を持つきっかけを与えて下さいました。研究面以外でも、地元のソフトボールチームで共に汗を流したり、川畑さんが指導教官であったからこそできた経験を数えきれないほどさせていただきました。本当に3年間お世話になりました。

本研究を行うにあたり、文字通り最初から最後まで指導して戴きました松田さんに感謝申し上げます。本研究を行った約1年間の間、本当に多くの時間を費やして私を指導して下さいました。私にとっての研究者、ひいては社会人としてのお手本となる存在であり、松田さんの下で研究ができたことが非常に幸運であったと感じております。私はまだまだ未熟者で、教わったことのほとんどをまだ実践できておりませんが、少しでも近づけるように今後も精進致します。

次に修士課程での研究生生活を見守って下さった京都大学原子核ハドロン物理学研究室の皆様にご感謝申し上げます。特に論文執筆時には、多くの助言と励ましの言葉を頂いたことが励みになりました。永江さん、村上さんには常日頃より多くの助言を賜っていましたが、本研究の発表会に際して的確な助言を頂いたことが助けになりました。同グループの足立さんには川畑さんと同じく4回生のゼミから長期間に渡り指導して頂きました。私の質問に対して、常に優しく丁寧に説明して下さいましたことに深く感謝申し上げます。同期の古野君、津村さん、天野君、中塚君には同じ修士の立場から、良き相談相手として議論して頂きました。特に同じグループである古野君と津村さんにはRIBFでの本実験にも助力して頂きました。

次に本研究を行うにあたり支援、指導して下さいました ESPRI グループの皆様にご感謝申し上げます。坂口さんはRIBFでの実験、その後のRCNPでの解析の両方で私を支えて下さいました。また、ビームライン設計など、ご自身の体験による多くの貴重なお話を聞かせて頂きました。寺嶋さんには主に本実験における私の担当であった測定回路について指導して頂きました。回路についてほとんど知識の無かった私に多くを教えて下さいました。銭廣さんには学部生の頃から作業を通じて実験の基礎について指導して頂きました。また、 ^{16}O 陽子散乱のデータを頂いた際には解析についても助言を頂きました。大津さんには、RIBFでの実験生活のお世話になったほか、解析の際には資料やプログラムを参考にさせて頂きました。その他本実験に助力して頂いた上坂さん、前田さん、五反田君、金谷君、郭君、屈君にご感謝申し上げます。実験準備の際には大田さん、道正さん、宮さん、川瀬さん、高木さんを始めとした東大CNSの方々にお世話になりました。また、不安定核ビームの生成にご協力頂いたBigRIPSチームの方々に感謝申し上げます。皆様本当にありがとうございました。

実験後の解析、論文執筆の際には大阪大学RCNPの皆様のご支援を頂きました。谷畑さん、青井さん、民井さん、井手口さん、王さん、橋本さん、岩本さん、松宮さん、三木さん、Yassidさん、田中さん、伊藤さん、山本さん、井上さん、三浦君、鈴木君、西崎さんを始め、非常に多くの方々が約1年に渡る解析生活を暖かく見守って下さったことを深く感謝致します。学部生実験で施設を利用して頂いてから非常に多くの時間をRCNPで過ごさせて頂きましたが、RCNPの皆様からは内部の学生と変わらないほどのご厚意を賜りました。非常に恵まれた環境の中で研究させて頂いたことに心から感謝申し上げます。

最後に、本論文を執筆するに至るまで私を支えて下さった両親を始めとする全ての方々へ感謝申し上げます。皆様本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] C.W. de Jager, H. de Vries, and C. de Vries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **14**, 479 (1974)
- [2] 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, *Phys. Rev. C* **77**, 024317 (2008).
- [3] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, T. Murakami, M. Yosoi, Y. Yasuda, S. Terashima, Y. Iwao, H. Takeda, M. Itoh, H. P. Yoshida, and M. Uchida, *Phys. Rev. C* **82**, 044611 (2010).
- [4] C. J. Horowitz, D. P. Murdock, and B. D. Serot, *Computational Nuclear Physics 1*, (Springer-Verlag, Berlin, 1991), Chapter 7.
- [5] A. V. Dobrovolskya, G. D. Alkhazova, M. N. Andronenko, A. Bauchetb, P. Egelhofb, S. Fritzlb, H. Geisselb, C. Grossb, A.V. Khanzadeeva, G. A. Koroleva, G. Krausb, A. A. Lobodenkoa, G. Münzenbergb, M. Muttererc, S. R. Neumaierb, T. Schäferb, C. Scheidenbergerb, D. M. Seliverstova, N. A. Timofeeva, A. A. Vorobyova, and V. I. Yatsoura, *Nucl. Phys. A* **766**, 1 (2006).
- [6] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, J. Zenihiro, S. Ishimoto, S. Suzuki, H. Otsu, T. Ohnishi, H. Takeda, K. Ozeki, K. Tanaka, S. Terashima, Y. Maeda, T. Kobayashi, A. Koreeda, and K. Kamei, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **643**, 6 (2011).
- [7] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, J. Zenihiro, T. Kobayashi, T. Murakami, Y. Iwao, T. Ichihara, T. Suda, T. Ohnishi, Y. Watanabe, H. Otsu, K. Yoneda, Y. Satou, K. Ozeki, and M. Kanazawa, *Phys. Rev. C* **87**, 034614 (2013).
- [8] Y.Kaneda-En'yo and H.Horiuchi, *Prog. Theor. phys. Suppl.* **142**, 205 (2001)
- [9] Y.Kaneda-En'yo, *Phys. Rev. C* **71**, 014310 (2005).
- [10] N. Imai, H. J. Ong, N. Aoi, H. Sakurai, K. Demichi, H. Kawasaki, H. Baba, Zs. Dombra 卒 di, Z. Elekes, N. Fukuda, Zs. Fülöp, A. Gelberg, T. Gomi, H. Hasegawa, K. Ishikawa, H. Iwasaki, E. Kaneko, S. Kanno, T. Kishida, Y. Kondo, T. Kubo, K. Kurita, S. Michimasa, T. Minemura, M. Miura, T. Motobayashi, T. Nakamura, M. Notani, T. K. Onishi, A. Saito, S. Shimoura, T. Sugimoto, M. K. Suzuki, E. Takeshita, S. Takeuchi, M. Tamaki, K. Yamada, K. Yoneda, H.Watanabe, and M. Ishihara, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 062501 (2004).
- [11] T. Zhenga, T. Yamaguchi, A. Ozawa, M. Chiba, R. Kanungo, T. Kato, K. Katori, K. Morimoto, T. Ohnishi, T. Suda. Tanihata, Y. Yamaguchi, A. Yoshida, K. Yoshida, H. Toki, N. Nakajima, *Nucl. Phys. A* **709**, 103 (2002).
- [12] M. Wiedeking, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, J. Gibelin, M. S. Basunia, R. M. Clark, M. Cromaz, M.-A. Deleplanque, S. Gros, H. B. Jeppesen, P. T. Lake, I.-Y. Lee, L. G. Moretto, J. Pavan, L. Phair, and E. Rodriguez-Vietiez, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 152501 (2008).
- [13] H. J. Ong, N. Imai, D. Suzuki, H. Iwasaki, H. Sakurai, T. K. Onishi, M. K. Suzuki, S. Ota, S. Takeuchi, T. Nakao, Y. Togano, Y. Kondo, N. Aoi, H. Baba, S. Bishop, Y. Ichikawa, M. Ishihara, T. Kubo, K. Kurita, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Okumura, and Y. Yanagisawa, *Phys. Rev. C* **78**, 014308 (2008)
- [14] E.D.Cooper, S.Hama, B.C.Clark, and R.L.Mercer, *Phys. Rev. C* **47**, 297 (1993).

- [15] J. Zenihiro, Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, Y. Iwao, H. Matsumoto, and M. Itoh, CYRIC Annual Report 2005, p. 20 (2005).
- [16] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, J. Zenihiro, M. Itoh, K. Ozeki, and T. Kobayashi, CYRIC Annual Report 2006, p. 15 (2006).
- [17] Y. Yano, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **261**, 1009 (2007)
- [18] O.B. Tarasov, D. Bazin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **266**, 4657 (2008).
- [19] Particle Data Group, R. M. Barnett, C. D. Carone, D. E. Groom, T. G. Trippe, C. G. Wohl, B. Armstrong, P. S. Gee, G. S. Wagman, F. James, M. L. Mangano, K. Monig, L. Montanet, J. L. Feng, H. Murayama, J. J. Hernandez, A. Manohar, M. Aguilar-Benitez, C. Caso, R. L. Crawford, M. Roos, N. A. Tornqvist, K. G. Hayes, K. Hagiwara, K. Nakamura, M. Tanabashi, K. A. Olive, K. Honscheid, P. R. Burchat, R. E. Shrock, S. Eidelman, R. H. Schindler, A. Gurtu, K. Hikasa, G. Conforto, R. L. Workman, C. Grab, and C. Amsler, Phys. Rev. D **54**, 1 (1996).
- [20] H.Otsu, <http://he4.phys.tohoku.ac.jp/otsu/edu/angular01.pdf>
- [21] Computer Program ENEW.
- [22] A. M. Sourkes, M. S. de Jong, C. A. Goulding, W. T. H. van Oers, E. A. Ginkel, R. F. Carlson, A. J. Cox, and D. J. Margaziotis, Nucl. Instrum. Methods **143**, 589 (1977).
- [23] G. A. Goulding, J. G. Rogers, Nucl. Instrum. Methods **153**, 511 (1978).
- [24] GEANT 3.2.1, CERN Computing Library (1993).
- [25] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, T. Murakami, H. Takeda, S. Terashima, Y. Matsuda, M. Yosoi, Y. Yasuda, and M. Itoh, Nucl. Phys. A **805**, 281 (2008).
- [26] A. Tamii, Y. Fujita, H. Matsubara, T. Adachi, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, K. Fujita, H. Hashimoto, K. Hatanaka, T. Itahashi, M. Itoh, T. Kawabata, K. Nakanishi, S. Ninomiya, A. B. Perez-Cerdan, L. Popescu, B. Rubio, T. Saito, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, Y. Sasamoto, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F. D. Smit, Y. Tameshige, M. Yosoi, and J. Zenihiro, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **605**, 326 (2009).
- [27] C. J. Horowitz, Phys. Rev. C **31**, 1340 (1985).
- [28] M. Yoshimura, M. Nakamura, H. Akimune, I. Daito, T. Inomata, M. Itoh, M. Kawabata, T. Noro, H. Sakaguchi, H. Takeda, A. Tamii, K. Yonehara, H. P. Yoshida, and M. Yosoi, Phys. Rev. C **63**, 034618 (2001).
- [29] E. Liatard, J. F. Bruandet, F. Glasser, S. Kox, Tsan Ung Chan, G. J. Costa, C. Heitz, Y. El Masri, F. Hanappe, R. Bimbot, D. Guillemaud-Mueller and A. C. Mueller, Europhys. Lett. **13**, 401 (1990).
- [30] Y.Kaneda-En'yo, private communication
- [31] A. Ozawa, T. Suzuki, I. Tanihata, Nucl. Phys. A **693**, 32 (2001).
- [32] D. P. Murdock and C. J. Horowitz, Phys Rev. C **35**, 1442 (1987)