不安定核ビームとトロイの木馬法を用いた ^{7}Be + n ビッグバン元素合成反応の間接測定

東京大学大学院理学系研究科物理専攻
山口英斉研究室　安部敬治郎

2017 年 1 月 31 日

目 次

第 1 章　研究背景：^{7}Li 問題 **1**
1.1 ビッグバン元素合成 2
1.2 宇宙背景放射観測 4
1.3 低金属星観測 4
1.4 原子核反応断面積 5
1.4.1 $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ ($Q = 1.644$ MeV) 6
1.4.2 $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ ($Q = 18.990$ MeV) 8
1.5 トロイの木馬法 10
1.5.1 Quasi-free 反応 11
1.6 本研究における寄与 12

第 2 章　実験方法 **13**
2.1 CRIB 13
2.2 ^{7}Be beam production 14
2.3 F3 のセットアップ・検出器 15
2.3.1 ビーム標的 19
2.3.2 回路 20
2.4 運動学計算 22

第 3 章　実験結果及びデータ解析 **24**
3.1 各検出器の補正 24
3.1.1 Position Calibration 24
3.1.2 Energy Calibration 26
3.2 二次粒子識別 31
3.3 ビーム情報 32
3.3.1 ビームの傾きと拡がり 32
3.3.2 ターゲット位置の外挿 33
3.4 $\Delta E - E$ 法による粒子選択 35
3.5 Q-value 37
3.6 Yields of each reactions 39
3.6.1 Background subtraction 42

3.7 Kinematic Factor 43

第 4 章 議論 **44**

4.1 THM の有効性 44

4.2 将来の解析 51

第 5 章 結論 **52**

5.1 まとめ 52

図 目 次

1.1 BBN での ^{4}He、^{3}He、^{2}H、^{7}Li の理論予測 (青、赤) と緑 (観測) での存在比 [1]。黄線は Planck 衛星による観測から求められたバリオン密度。 1

1.2 陽子に対する各元素の存在比 [3]。横軸は時間と対応するエネルギーを表している。Y_p は ^{4}He の質量分率を表す。 2

1.3 主要な BBN の反応 [4]。赤線が今回測定した ^{7}Be 3

1.4 Li の存在比と Fe の存在比の関係 [6]。鉄の存在比が小さい領域では ^{7}Li primordial と ^{7}Li total はほぼ一定である。 5

1.5 $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ の反応断面積 [8] と ^{8}Be の準位図。 6

1.6 $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ 反応断面積における ^{7}Li の第一励起状態と基底状態の分岐比 [10] 7

1.7 直接反応測定 [16] と時間反転測定 [17][18] による $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ の反応断面積 8

1.8 $^7\mathrm{Be}(n,\gamma\alpha)^4\mathrm{He}$ の反応断面積 [19]。青点は $^4\mathrm{He}(\alpha,\mathrm{n})^7\mathrm{Be}$ 反応と $^4\mathrm{He}(\alpha,\mathrm{p})^7\mathrm{Li}$ 反応から求められた反応断面積 [20]。 9

1.9 ^{8}Be の準位図と崩壊図 [19] 9

1.10 トロイの木馬法における準自由反応のダイアグラム 10

1.11 $^2\mathrm{H}(^{18}\mathrm{F},\alpha^{15}\mathrm{O})n$ 反応の観測より得られた重陽子中の中性子の内部運動量分布 [28]。点が観測点、実線は Hulthén function で与えられる運動量分布。 12

2.1 CRIB の全体像。Q、M、D、$\vec{E}\times\vec{B}$ はそれぞれ四極子磁石、多極子磁石、双極子磁石、速度分離器を表す。 13

2.2 $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ 反応における $|p_s| < 30$ MeV/c における $E_{\mathrm{c.m.}}$ 14

2.3 F3 のセットアップ (写真) 16

2.4 F3 チェンバーのシリコン検出器群の上方から見た配置図。図上方がビーム上流。 18

2.5 PPAC 内部構造の一例 [33] 18

2.6 実際にスライダーに配置された標的群 (中央三種)。左から Au, $\mathrm{CD_2}$, $\mathrm{CH_2}$。 20

2.7 シリコン検出器の回路 (図 2.8 の *Coin*) 21

2.8 Trigger 回路。*Coin* の内容は下の **Trigger condition** に記載。 21

2.9 ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応の測定する 2 粒子 ^{7}Li, p の角度相関とエネルギー相関 23
2.10 ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応の測定する 2 粒子 α, α の角度相関とエネルギー相関 23

3.1 マスクをつけた HPSD 24
3.2 HPSD2 の Y 座標に関する Position Calibration. 上図が較正前、下図が較正後である。 26
3.3 ^{7}Li+CH_2 反応に関する運動学計算 ($E_{^7\mathrm{Li}} = 33.272$ MeV) 27
3.4 Tel. 2 で観測した ^{7}Li+CH_2 反応のエネルギーと角度の相関図。 . . . 28
3.5 energy calibration 後の観測結果と運動学計算の比較図。 28
3.6 テレスコープ 1 の角度-エネルギー相関図 29
3.7 テレスコープ 5 の角度-エネルギー相関図 30
3.8 テレスコープ 6 の角度-エネルギー相関図 30
3.9 Wien Filter 使用前の F3 でのビーム粒子 31
3.10 Wien Filter 使用後の F3 でのビーム粒子 31
3.11 F3 に到達したビームの純度。 32
3.12 ビーム角度 33
3.13 ターゲット位置でのビーム図。赤線は標的のサイズを表している。 . 34
3.14 *Coin* trigger の時のターゲット位置でのビーム図。 34
3.15 テレスコープ 1($-56°$) と 2($-34°$) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が陽子と α 粒子の選択後の図。 36
3.16 テレスコープ 3($-12°$) と 4($+12°$) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が ^{7}Li の選択後の図。 36
3.17 テレスコープ 5($+34°$) と 6($+56°$) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が陽子と α 粒子の選択後の図。 37
3.18 ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応の Q-value。μ =-0.672, σ =0.597. 38
3.19 ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応の Q-value。μ =16.622 σ =0.619. 38
3.20 テレスコープ 3 の抽出したイベント 39
3.21 テレスコープ 4 の抽出したイベント 39
3.22 固定した Q-value で再構築されたビームエネルギー。左図が ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応、右図が ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応から得られたビームエネルギー。 . . . 40
3.23 CD_2 標的を使った時の反応の収量。左図が ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応、右図が ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応。 40
3.24 ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応の測定した 2 粒子の角度相関とエネルギー相関。 . 41
3.25 ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応の測定した 2 粒子の角度相関とエネルギー相関。 . . 41
3.26 CH_2 標的での収量。左図が ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応で、右図が ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 反応 42
3.27 kinematic factor of ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 43
3.28 kinematic factor of ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ 43

4.1 $^7\mathrm{Li}-p$ チャンネルの観測結果とシミュレーションの相関比較図。左図がエネルギー相関、右図が相対エネルギーと運動量の相関図。 45
4.2 $\alpha-\alpha$ チャンネルの観測結果とシミュレーションの相関比較図。左図がエネルギー相関、右図が相対エネルギーと運動量の相関図。 45
4.3 Experimental momentum distribution of deuteron by $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$. 47
4.4 Experimental momentum distribution of deuteron by $^7\mathrm{Be}(d,\,\alpha\alpha)p$ . . 47
4.5 momentum distribution with Hulthén function for $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ . . . 48
4.6 momentum distribution with Hulthén function for $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ for relatively high momentum range 49
4.7 momentum distribution with Hulthén function for $^7\mathrm{Be}(d,\,\alpha\alpha)p$ 50
4.8 momentum distribution with Hulthén function for $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ with different gate condition 51

表 目 次

2.1　本実験で使用した各値 15
2.2　実験に使用した標的の種類と用途 19

3.1　E_{beam}=22.3547 MeV で起こりうる 3 体反応の一覧と Q-value 38

概 要

ビッグバン理論は宇宙マイクロ波背景放射などの様々な観測と高い整合性を持ち、強固に支持されている。しかし、^{7}Li の存在比に関してはその限りではなく観測量は理論予測量に対して 3-4 倍程小さいという事実が知られている。この乖離のことを ^{7}Li 問題と呼び、様々な方面から長く研究されているものの未だに解決に至っていない。宇宙初期の ^{7}Li 存在量に関してはビッグバン元素合成時の ^{7}Be 存在量が強く作用することが知られているため、今回私はビッグバン元素合成における ^{7}Be に関する 2 つの反応について同時測定を行った。1 つは $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ 反応である。この反応は ^{7}Be の主要な崩壊プロセスであり、広く調べられてきた。しかしながら唯一の直接測定はビッグバン元素合成のエネルギー領域の極一部しかカバーしていない。また、^{7}Li の第一励起状態への分岐の効果は一切議論されておらず、この効果を測定することが本実験の第一目的である。今回測定したもう 1 つの反応は $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ 反応である。この反応は最近になりビッグバン元素合成の計算ネットワークに組み入れられたものの、データが全く不足しているため計算における ^{7}Li の不確かさに大きな寄与があり、この解消のために今回測定した。本測定は 2016 年 11 月に本学の原子核科学研究センターが理化学研究所内に所有する CNS Radio-Isotope Beam separator (CRIB) を用いて行った。^{7}Be 及び中性子は不安定で上記の 2 反応を直接測定することは困難であるため、3 体反応を通して 2 体反応の低いエネルギー領域における反応断面積を求めることができるトロイの木馬法という間接測定法を利用した。本論文ではトロイの木馬法において 2 体の反応断面積を求めるのに必要な要素である重水素標的内の陽子の運動量分布ならびに上述した 2 つの反応の収量を求めた。

第1章　研究背景：^{7}Li問題

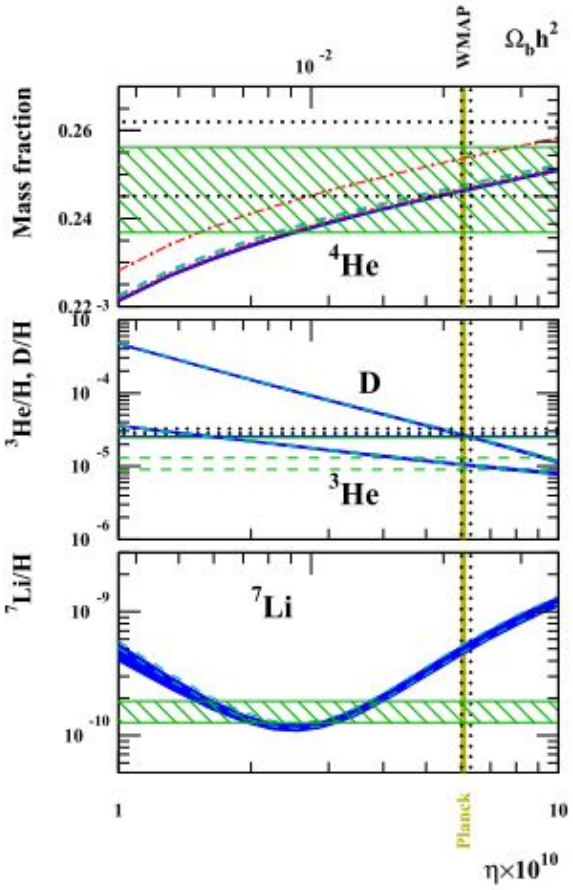

図 1.1: BBN での ^{4}He、^{3}He、^{2}H、^{7}Li の理論予測 (青、赤) と緑 (観測) での存在比 [1]。黄線は Planck 衛星による観測から求められたバリオン密度。

ビッグバン理論は現代科学の最大の成果の一つである。その証拠として宇宙マイクロ波背景放射、遠方銀河のハッブル則や軽元素の存在比が有り観測と理論に高い整合性がある。しかしここで合成される軽元素のうち ^{7}Li の ^{1}H に対する存在比の理論予測量 $(^7\mathrm{Li}/^1\mathrm{H})_{\mathrm{pred}} \approx (4.95 \pm 0.39) \times 10^{-10}$[1] に対して観測量 $(^7\mathrm{Li}/^1\mathrm{H})_{\mathrm{obs}} \approx (1.10 \pm 0.1) \times 10^{-10}$[2] は 3-4 倍ほども小さい (図 1.1) という事実が知られており、宇

宙論における「^{7}Li 問題」と呼ばれている。明確に現れるこの問題は、様々な角度から検証されてきたものの未だに決定的な原因は判明していない。この問題の解決のためにはビッグバン元素合成の理論モデル、バリオン密度を決める宇宙背景放射観測、リチウムの存在比を決める低金属星の観測、そして原子核物理学から求まる原子核反応断面積のそれぞれから検証する必要がある。

1.1 ビッグバン元素合成

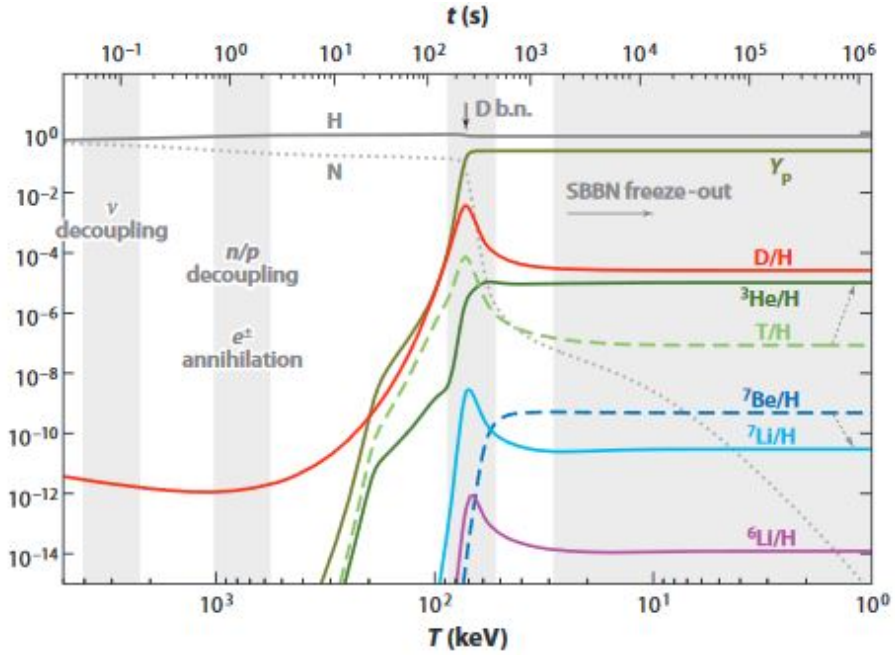

図 1.2: 陽子に対する各元素の存在比 [3]。横軸は時間と対応するエネルギーを表している。Y_p は ^{4}He の質量分率を表す。

ビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis、以下 BBN) は、宇宙の熱平衡状態が破れる $T < 10^{10}$ K まで温度が下がる頃から始まる。$T = 10^9$ K 頃まで下がると

$$p + n \rightleftarrows \mathrm{D} + \gamma \tag{1.1}$$

の平衡が崩れ、重陽子が存在できるようになる。これが引き金となってより重い核が合成されていき ^{4}He を主に ^{3}He や少量の ^{7}Li、^{6}Li や ^{7}Be が作られる (図 1.2)。ここでの元素合成は星の中心部で起こる熱融合反応と異なり、数密度が小さいために Coulomb 障壁の大きい重い原子核同士の反応はほぼ起こらない。そのため、質量数 $A = 5$ と $A = 8$ には安定な同位体が存在しないということもあり、核子が 1 つある

いは２つ付加されるような反応が主となる (標準) ビッグバン元素合成では Be より大きな核が生成されない。より重い元素は恒星の中でしか作られないが、逆に ^{2}H、Li や Be のような軽元素は、恒星の中ではむしろ壊される方向にあり、基本的には宇宙初期に合成された軽元素の量が現在存在する量を決めている。

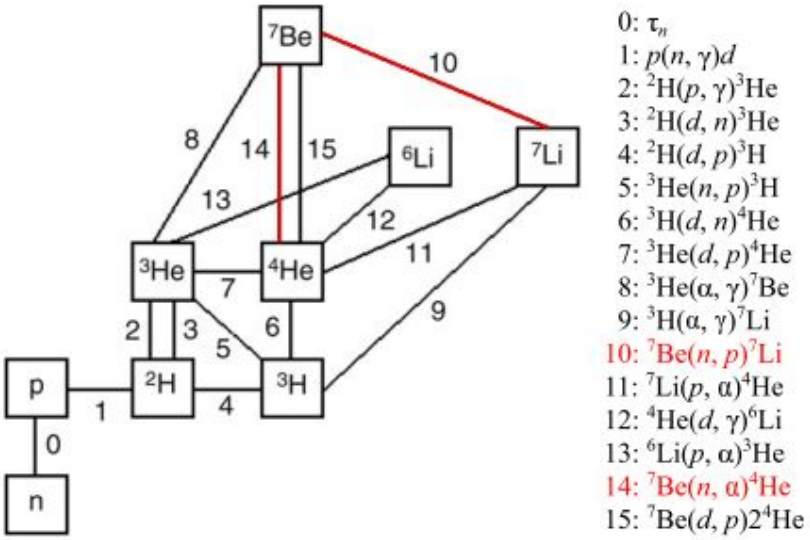

図 1.3: 主要な BBN の反応 [4]。赤線が今回測定した ^{7}Be の崩壊反応

実際の BBN 計算は、図 1.3 のように、BBN で起こりうる全ての反応を考慮に入れた原子核反応ネットワークを数値的に解析して実行される。この反応ネットワークに関しては BBN の理解だけではなく理論予測の不確かさの評価という点でも重要である。BBN 計算において唯一の自由なパラメータはバリオン密度であり、これは次節の **1.2 宇宙背景放射**に記述した通り観測によって良い精度で求められている。つまり、それぞれの核反応の反応率とその精度が理論予測精度向上の鍵となっている。例えば、^{2}H の存在比は以下のように表される [4]。

$$\frac{^2\mathrm{H}}{^1\mathrm{H}} \propto 2.53\times10^{-5} R_3^{-0.55} R_4^{-0.45} R_2^{-0.32} R_1^{-0.20} \left(\frac{\omega_b}{0.02273}\right)^{-1.62} \tag{1.2}$$

このとき、R_i の添字の i は図 1.3 の数字と対応しており、R_i はその反応の反応率を示している。また、ω_b はバリオン密度である。特に ^{7}Li に関しては、その存在量は BBN 中の ^{7}Li 生成量よりもむしろ ^{7}Be の生成量に依存することがわかっている。これは BBN 中で生成された ^{7}Li は ^{7}Li$(p,\alpha)^4$He 反応によって ^{7}Li は直ちに壊れてしまうが、BBN を生き残った ^{7}Be は半減期 53 日で電子捕獲によって ^{7}Li に崩壊するためであり、宇宙初期の ^{7}Li 存在量の約 95%がこのメカニズムにより生成される。図 1.3

中の赤線 (赤字) の反応に関しては特に本研究で実際に測定対象となった反応を示しており、個々の反応の詳細については後述の **1.4 原子核反応断面積**で紹介する。

1.2 宇宙背景放射観測

近年の観測衛星により、詳細な背景放射のゆらぎの分布が観測され、かなり良い精度でバリオン密度が導き出されている。最新の Planck 衛星 [5] によれば、バリオン密度は $\eta = n_{\mathrm{baryon}}/n_{\mathrm{photon}} = 0.02217 \pm 0.00033\,\Omega_b h^2$ という結果が得られている。この精度は以前の WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) より向上している。(図 1.1 黄線)

1.3 低金属星観測

^{7}Li の BBN での合成量は我々の銀河のハローに存在する重元素量の少ない世代の若い星 (低金属星) の観測によって求められる。Li/H の存在比と Fe/H の存在比 (金属度) の関係を個々の星で比べてみると金属度がある量より低い星、つまりある時点より若い星ではリチウムの存在比が金属度によらずにほぼ一定になることがわかっている (図 1.4, [6])。この結果からビッグバン元素合成で作られたリチウム量が外挿でき、最新の観測 [2] では $^7\mathrm{Li}/^1\mathrm{H} = 1.10 \pm 0.1 \times 10^{-10}$ と求められており、図 1.1 の緑色の帯に相当する。図 1.1 を見ると、他の元素と比べて ^{7}Li が黄色の直線上において理論と観測の量が合致していないことがわかる。

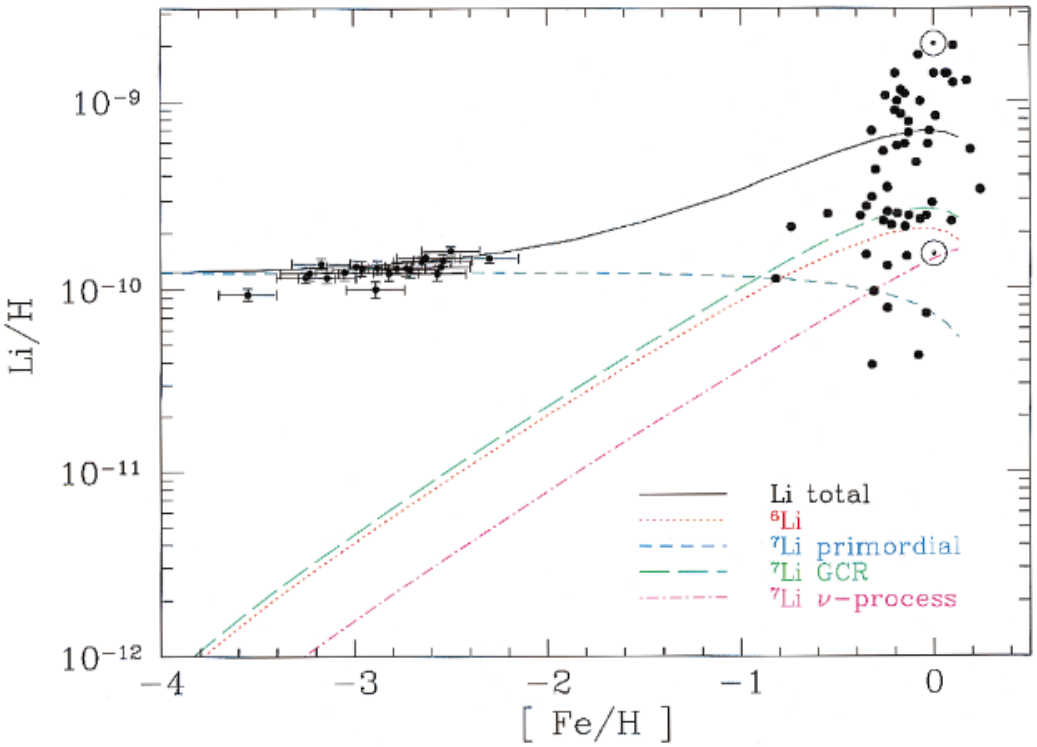

図 1.4: Li の存在比と Fe の存在比の関係 [6]。鉄の存在比が小さい領域では ^{7}Li primordial と ^{7}Li total はほぼ一定である。

1.4 原子核反応断面積

BBN ネットワークの計算においては、各々の原子核反応の情報がなければ正しい予測を導くことができない。本研究では、2 つの ^{7}Be 崩壊反応について測定を行った。

1.4.1 $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ ($Q = 1.644$ MeV)

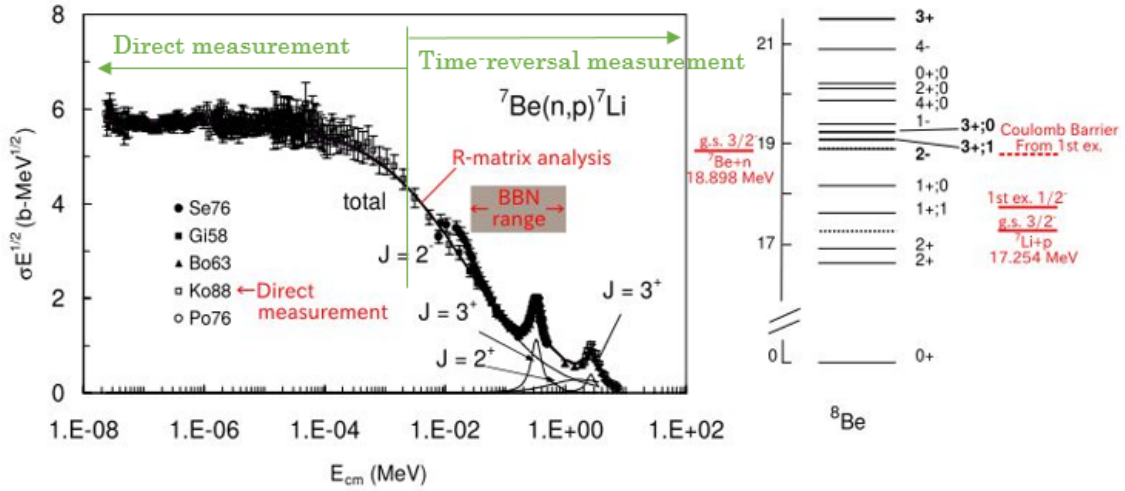

図 1.5: $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ の反応断面積 [8] と $^8\mathrm{Be}$ の準位図。

この反応は BBN 中における $^7\mathrm{Be}$ の主要な崩壊反応であり、$^7\mathrm{Be}$ の 97% がこの反応を通して崩壊する。この原子核反応の BBN ネットワーク計算に対する $^7\mathrm{Li}$ 存在量の感度は

$$\frac{\partial \log Y_{^7\mathrm{Li}}}{\partial \log \langle \sigma v \rangle_{^7\mathrm{Be}}} = -0.71 \tag{1.3}$$

のように表される [9]。ここで、$Y_{^7\mathrm{Li}}$ はネットワーク計算における $^7\mathrm{Li}$ の収量、$\langle \sigma v \rangle$ は $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ の反応率を表す。この関係式から、例えば反応率が 2 倍になると収量は 0.6 倍になるため大きな感度を持っているということがわかる。

$^7\mathrm{Be}$ 標的と中性子ビームを用いた直接測定は 13.5keV 以下でしか行われておらず [10]、そこから初期 BBN エネルギーまでの範囲では時間反転反応の測定 [11, 12, 13, 14] によるものである。このデータの断面積は低いエネルギー領域で $1/v$ 則に従っており、BBN エネルギー領域での共鳴の情報がより重要である。図 1.5 はこれらのデータを R-matrix で fit したものであり、数パーセントの精度で行われている [8]。ただし、27keV 付近の 2^- 状態の共鳴に関しては、直接測定のデータ [8] と時間反転でのデータ [14] には少し食い違いがある。

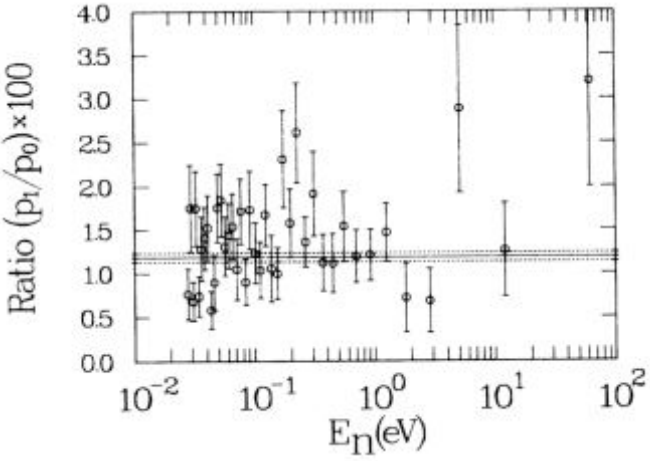

図 1.6: ^{7}Be$(n,p)^7$Li 反応断面積における ^{7}Li の第一励起状態と基底状態の分岐比 [10]

BBN のエネルギー領域においては時間反転反応の観測結果しか存在しない。しかしながら時間反転反応の測定では ^{7}Li の第一励起状態への遷移の効果ついては時間反転反応測定では原理的に測定することができない。^{7}Li の第一励起状態 (0.478 MeV, $1/2^-, p_1$) と基底状態 ($3/2^-, p_0$) の分岐比は [10] で見積もられているが、図 1.6 に示すように〜100 eV の領域までしか行われていない。この寄与 ($\sigma_{p_1}/\sigma_{p_0} \sim 1.1\%$) は第一励起状態がクーロンバリア (〜 1.1 MeV) に近いために小さいが、クーロンバリアの影響が小さくなるより高いエネルギー領域では、大きくなる可能性がある。この寄与は過去の成果である [8][15] では一切考慮されていないが式 (1.2) を見てわかるように第一励起状態への分岐比次第では大きな影響を与える可能性がある。以上より、本研究の第一の目的は ^{7}Be$(n,p)^7$Li 反応の BBN エネルギー範囲 (- a few MeV) における p_1 の寄与を求めることである。また、p_0 の励起関数と過去の測定の照合をすることも目的の一つである。

1.4.2 $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ (Q = 18.990 MeV)

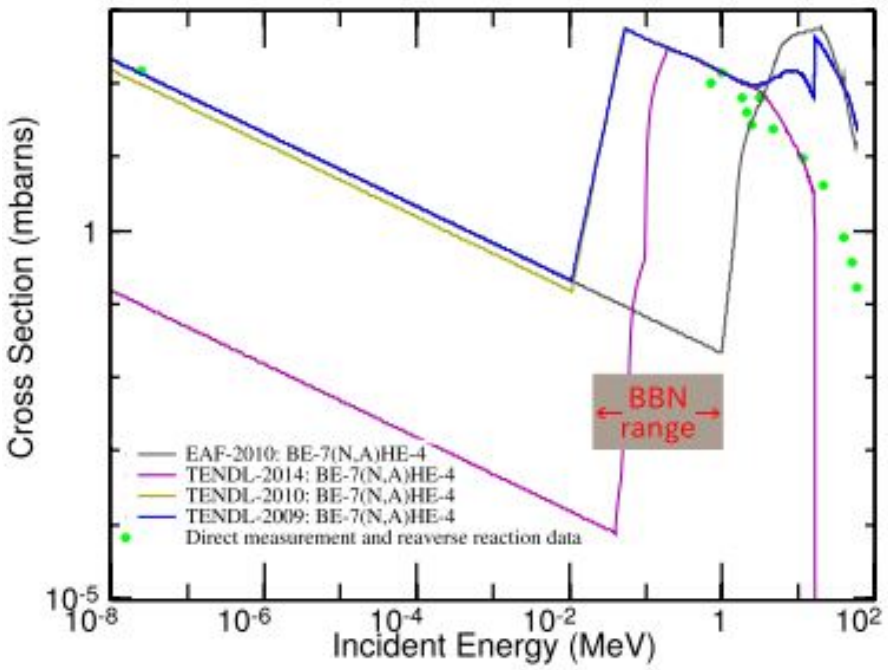

図 1.7: 直接反応測定 [16] と時間反転測定 [17][18] による $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ の反応断面積の理論計算 (ENDF の web サイトより) との比較

この反応は最近まで BBN の反応ネットワークに取り入れられておらず、寄与の程度の議論も未だ不十分である。BBN ネットワーク計算では十分な実験データがないためにこの反応の不定性を二桁大きく設定しており、結果として ^{7}Li 存在量の不定性の 40%になっている。熱中性子エネルギーの範囲においては直接反応のデータ [16] があり、その断面積は 155 mb である。時間反転のデータ [17, 18] と合わせることで 0.6-100 MeV 間の $^7\mathrm{Be(n,}\alpha)^4\mathrm{He}$ 反応断面積が外挿できるが、BBN のエネルギー領域であるである 25 keV 付近には大きな不定性が残る。このデータを図 1.7 に併記した。比較のために併記した理論予測は Evaluated Nuclear Data File (ENDF, https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm) で取得したものである。$10^{-2} - 10^4$ eV の範囲に関しては新たな直接反応測定が行われ [19]、その結果を図 1.8 に示した (紫点)。しかしながらこの観測結果は BBN の一部の領域しかカバーしておらず、他の領域では未だに実験データが十分に存在しない。従って、この BBN エネルギー範囲で新たに反応の測定することと過去の実験との照合を目的としてこの反応の観測を行った。

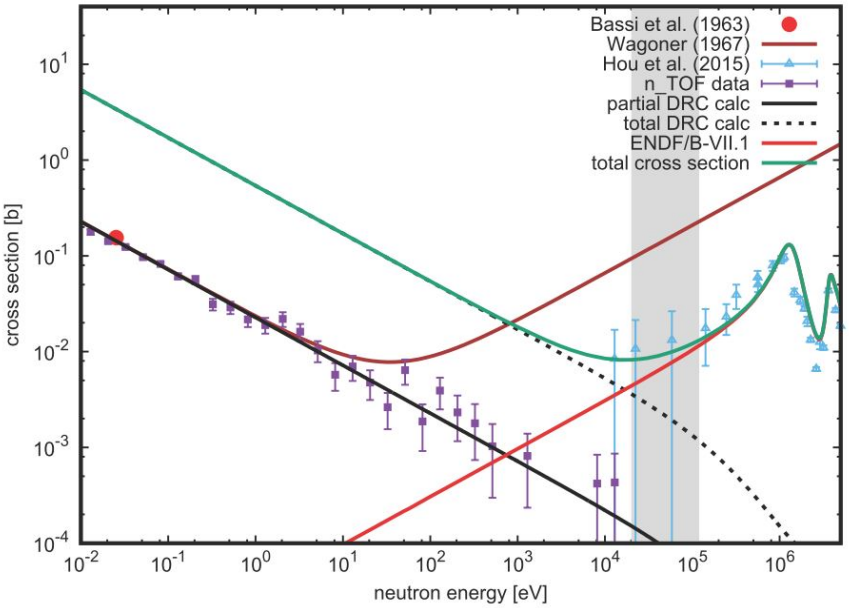

図 1.8: $^{7}\mathrm{Be}(n,\gamma\alpha)^{4}\mathrm{He}$ の反応断面積 [19]。青点は $^{4}\mathrm{He}(\alpha,\mathrm{n})^{7}\mathrm{Be}$ 反応と $^{4}\mathrm{He}(\alpha,\mathrm{p})^{7}\mathrm{Li}$ 反応から求められた反応断面積 [20]。

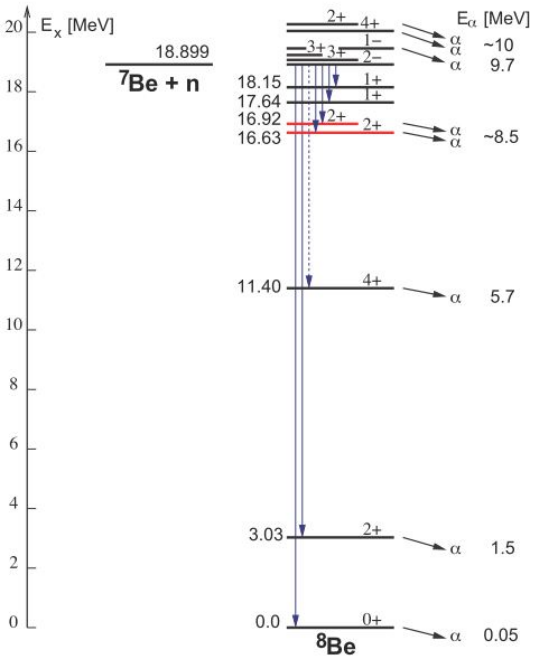

図 1.9: $^{8}\mathrm{Be}$ の準位図と崩壊図 [19]

1.5 トロイの木馬法

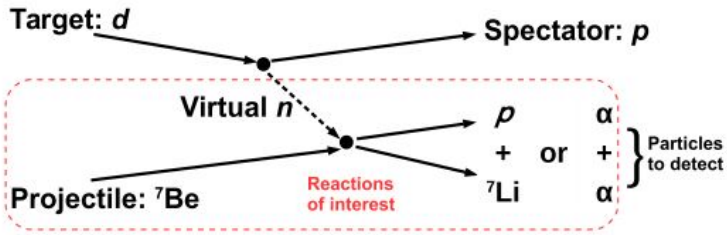

図 1.10: トロイの木馬法における準自由反応のダイアグラム

^{7}Be と中性子は共に不安定であるため直接反応を行うことは難しい。そこで、我々はトロイの木馬法 (Trojan Horse Method, THM) を用いて観測を行った。

THM は宇宙物理学に関連のある二体反応を通して測定する間接測定法の一つで、特に低いエネルギー領域 (〜MeV) での観測のために用いられる。近年には宇宙物理学以外にも様々な反応に対して応用されている [24]。THM では、測定したい二体反応 ($a + x \to c + d$) の断面積を、三体反応 ($a + b \to c + d + s$) のうち 2 体反応とみなせるような準自由 (Quasi-free, QF) 反応を選択することで測定する。このとき、粒子 b は Trojan Horse nucleus (TH 核) と呼び粒子 x と粒子 s から成るクラスターによって構成される。QF 反応においては、クーロンバリアを通過した粒子 a は標的内部のクラスターのうち一方の粒子 x とのみ反応し、もう一方の粒子 s はそのまま飛び去る。つまりビームエネルギーが束縛状態のエネルギーを相殺し $a - x$ の相対エネルギーが低い場合に、移行運動量の小ささから三体反応において粒子 s は「傍観者 (spectator)」のように振る舞い、$a + x \to c + d$ とみなせる反応 (QF 反応) を起こす。そのため、始状態の相対エネルギー E_{ab} は粒子 a と粒子 b の間のクーロンバリアより高い必要がある。

THM 反応は平面波近似 (Plain Wave Impulse Approximation, PWIA) で表現され、三体反応 $a + b \to c + d + s$ の断面積 $\mathrm{d}^3\sigma/\mathrm{d}\Omega_\mathrm{c}\mathrm{d}\Omega_\mathrm{d}\mathrm{d}E_\mathrm{c.m.}$ は half-off-energy-shell(HOES)[25] の二体反応 $a + x \to c + d$ の断面積で表される。

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}\Omega_\mathrm{c}\mathrm{d}\Omega_\mathrm{d}\mathrm{d}E_\mathrm{c.m.}} \propto (\mathrm{KF}) \cdot |\phi(\mathrm{p_s})|^2 \cdot \frac{\mathrm{d}\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{d}\Omega}^{\mathrm{HOES}} \tag{1.4}$$

ここで、(KF) は kinematic factor といい反応の終チャンネルの phase-space volume に関する要素で outgoing particles の質量、運動量と角度の関数である。これは以下のように表される。

$$\mathrm{KF} = \frac{(m_b + m_x)(m_c + m_d)k_c k_d}{\hbar^2 m_x k_a}\frac{K_i}{K_f} \times [1 + \frac{m_c}{m_d} + \frac{m_c}{m_s}\frac{k_c}{k_d}\cos\theta_\mathrm{cd} - \frac{m_d}{m_b}\frac{k_b}{k_d}\cos\theta_\mathrm{d}]^{-1} \tag{1.5}$$

このとき、K_i と K_f は始状態と終状態の相対波数で $\theta_c d$ は粒子 c と粒子 d の相対放出角度である。$|\phi(p_s)|$ は spectator の粒子 s を含む TH 核 b 中の s 核の運動量分布である。実際には 2 体反応断面積は penetrability の補正と正規化を経て求められる。

以下に THM の利点をまとめた [24]。

- 低エネルギー領域における bare nuclei の反応断面積や S-factor が求めることができる。
- 直接測定との比較により電子遮蔽効果の程度を測定できる。
- RI を含む測定への応用が可能。

THM の適用の際には当然、対象の反応においてこの間接測定法の有効性の確認を行う必要がある。

THM を応用することで今回の実験のように重水素標的を仮想中性子源や仮装陽子源として扱うことができる。これを利用した実験として [26] や [27] などがある。特に今回の実験の場合には、陽子が傍観粒子 s として、中性子が TH 核 x として振る舞う。重陽子は THM では以下の理由により標的としてよく用いられる。

- 束縛エネルギーが低い。
- 波動関数がよく知られている。
- 単純な構造を持つ。

近年、CRIB では THM を RI 誘起反応に初めて応用 [28] し、今回我々は更に ^{7}Be ビームと重水素標的を用いて RI + n 反応に関しての応用を試みた。つまり、本実験では逆運動学で $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ と $^7\mathrm{Be}(d,\alpha\alpha)p$ を通して $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ と $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ を測定した。実際には図 1.10 に示すように、$^7\mathrm{Li}-\mathrm{p}$ あるいは $\alpha-\alpha$ のコインシデンスをとることで対象の反応を測定した。

1.5.1 Quasi-free 反応

先述のように THM では粒子 s に関して移行運動量の小さなイベント (QF 反応) のみを抽出する必要がある。THM で QF 反応の選択は一般に観測結果から得られる反応後の粒子 s の運動量と理論計算から得られる TH 核 b 中の s 核の内部運動量を比較することで行われる。

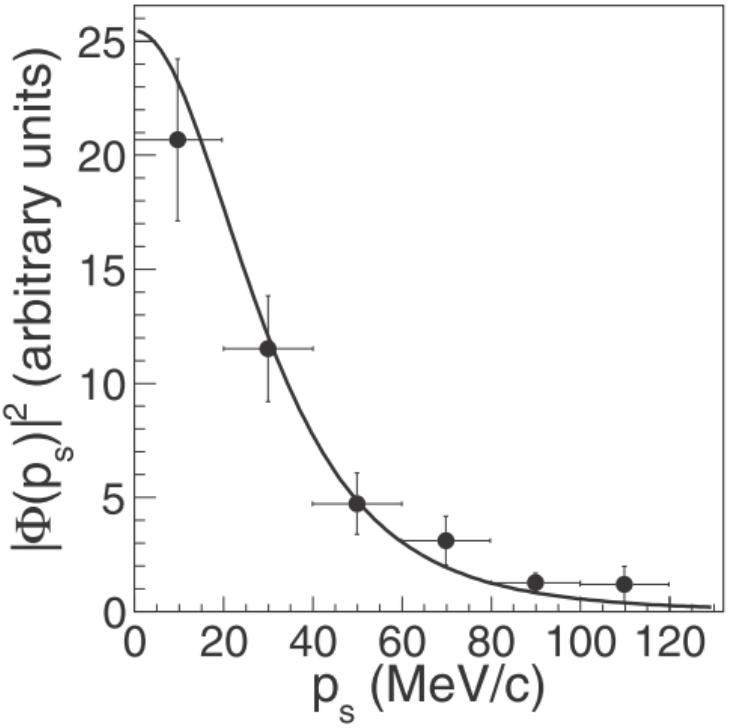

図 1.11: ^{2}H(^{18}F, α^{15}O)n 反応の観測より得られた重陽子中の中性子の内部運動量分布 [28]。点が観測点、実線は Hulthén function で与えられる運動量分布。

図 1.11 は実際に THM を適用した実験データ [28] より求められた重陽子中の中性子の運動量分布 (点) と Hulthén function より得られた運動量分布 (実線) の比較図である。このとき、理論による運動量分布が観測による運動量分布で良く再現されることは反応の前後で運動量分布が一致することを示すので、QF 反応として用いられ得る。しかし、distortion effect や理論の近似精度のためにある程度低い運動量でなくてはならなく、過去の研究から少なくとも重水素標的の場合半値幅に相当する p_s <30 MeV/c は QF 反応として扱われうることがわかっている。そのためこの領域を観測することが THM の適用において肝要であり、QF 反応が確認されることが THM が観測した反応に対して有効であるかを決定する。

1.6 本研究における寄与

本論文では QF 反応を抽出するために必要な要素の KF と $|\phi(p_s)|^2$(式 (1.4) 参照) を明らかにし、本実験における THM の有効性を確認を行った。また、本実験の実施・解析にあたって実行したシミュレーションの結果等も記載した。

第2章　実験方法

2.1　CRIB

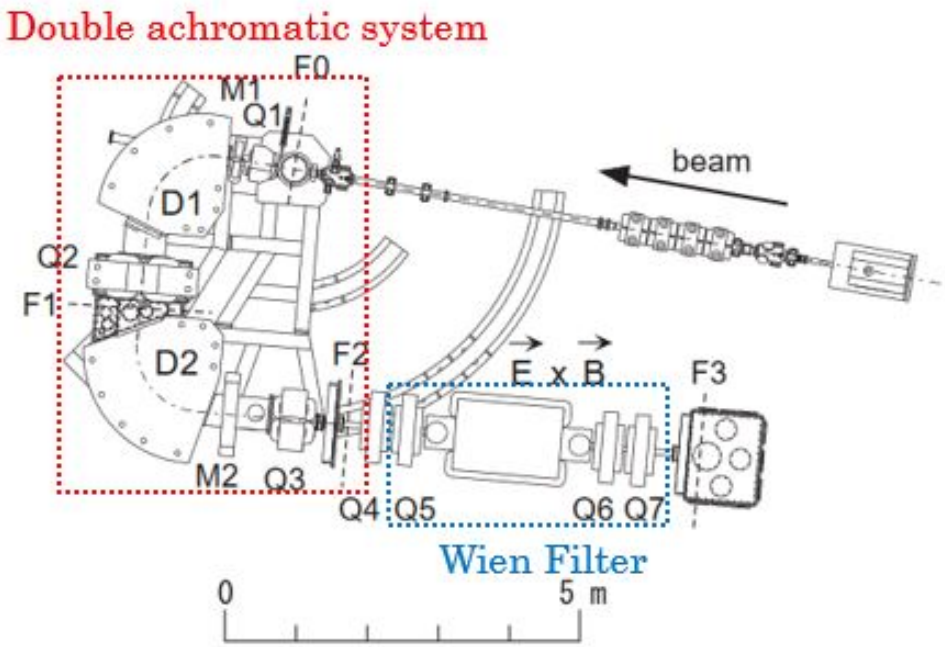

図 2.1: CRIB の全体像。Q、M、D、$\vec{E} \times \vec{B}$ はそれぞれ四極子磁石、多極子磁石、双極子磁石、速度分離器を表す。

本実験は CNS RadioIsotope Beam Separator (以下、CRIB, [32]) を用いて行われた。CRIB は埼玉県和光市の理化学研究所内にある低エネルギー用の RI beam separator で、本学の原子核科学研究センター (Center for Nuclear Study, CNS) が運営を行っている。ECR (Electron Cyclotron Resonance) イオン源と AVF (K=70 Azimuthally Varying Field) サイクロトロンによって 10 MeV/u までの高強度のイオンビームが得られる。RI (Radio Isotope) ビームは F0 で (p,n), (d,p) や $(^3\mathrm{He},d)$ のような反応を通して得ることができる。

CRIB は二つの部分に分けられる。一つは Double achromatic system と呼ばれ、図

2.1 において Q1 から F2 までの部分である。運動量 p と電荷 q の粒子の運動について電磁石による磁場 B と軌道半径を ρ として $B\rho = p/q = Amv/Ze$ が成り立つので電荷と運動量で粒子を選別できる。もう一つは、Wien filter と呼ばれ、直行する電場 E と磁場 B により $qE = qvB$ が成り立ち、速度で粒子を選別できる。これら二つの選別装置を用いることで高強度かつ高純度な二次ビームを得ることができる。

2.2 ^{7}Be beam production

我々は 150 counts/50-keV bin の収量で特に QF 反応となりうる p_s が低い領域を測定するため 24 MeV 程度の ^{7}Be ビームを 1×10^6 pps の強度で生成する必要があった。このとき、ビームエネルギーは BBN のエネルギー領域である数 keV～数 MeV の領域が観測されるように、かつ THM を適用するために Coulomb barrier((n,p) 反応のとき ～ 1.5 MeV) 以上のエネルギーを設定する必要があった。例として図 2.2 に運動学計算から得られた今回の実験のセットアップ (**2.3 F3 のセットアップ・検出器** 参照) で特に $|p_s| < 30$ MeV/c 以下で測定可能なエネルギー領域を記した。このとき、^{7}Be の入射エネルギー $E_{^7\mathrm{Be}}$ は 22.35 MeV である。

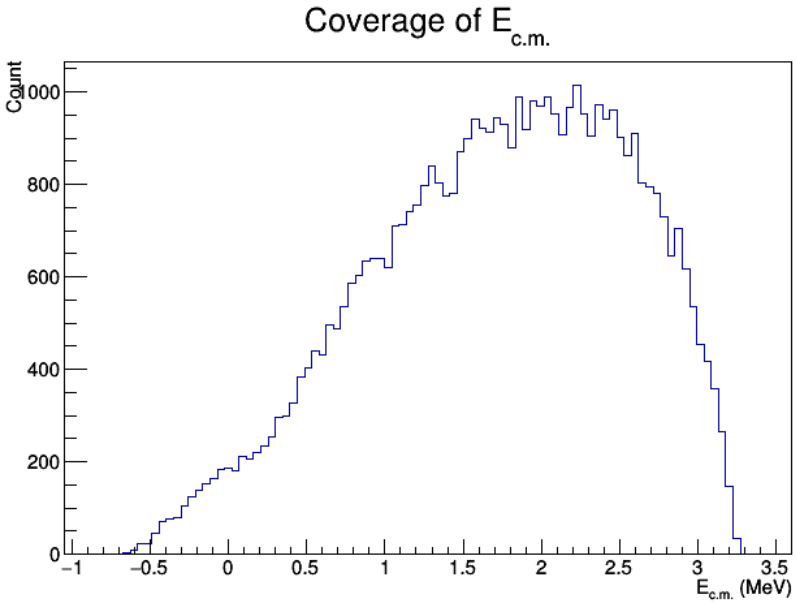

図 2.2: ^{7}Be$(n,p)^7$Li 反応における $|p_s| < 30$ MeV/c における $E_{\mathrm{c.m.}}$

CRIB では過去に今回のエネルギー付近の ^{7}Be ビームを用いた実験が多数あり [29, 30, 31]、その際には液体窒素による低温の標的 [29] を用いることで 10^6 以上の強度が

実現できた。
今回二次ビームの生成は以下の手順で行われた。

1. 標的 (F0 ガスセル) の中心で反応が起きると仮定し必要なエネルギー値の ^{7}Be が得られるような厚さのガス標的を充填する。

2. エネルギーと生成量を確認をして必要に応じてガス標的の厚さを変える。

3. スリットと Wien Filter を調整し Purity とフォーカスを向上させる。

この際、一次ビームは 4.74 MeV/u で 880 enA の ^{7}Li^{2+} を使用し、^{7}Be は逆運動学の ^{7}Li$(p,n)^{7}$Be (Q = -1.644 MeV) という荷電交換反応を通して生成した。水素標的を F0 に 300 Torr で封入し、液体窒素で 90 K を保つことで 3.78 MeV/u の ^{7}Be^{4+} イオンのみを取り出すことができた。液体窒素は、大強度の 1 次ビームによるガスセルのウィンドウ膜の破損を防ぐ用途で使用した。60 kV の Wien Filter で可能な限り、不純物 (主に ^{7}Li^{3+}) を取り除き、結果として純度約 100 %の ^{7}Be^{4+} を選別した。ビーム生成に使用した値を表 2.1 にまとめた。

表 2.1: 本実験で使用した各値

Energy of ^{7}Li	4.74 MeV/u
Intensity of ^{7}Li	880 enA
Target (hydrogen gas) pressure	300 Torr
$B\rho$ for D1	0.49155 Tm
Wien filter voltages	±60 kV

2.3 F3 のセットアップ・検出器

F3 の検出器セットアップを図 2.3 及び図 2.4 に記した。F3 には測定のためのチェンバーがあり、チェンバー内にビーム上流から 2 台の PPAC(PPACa、PPACb)、Target、シリコン検出器群の順番に配置した。ビームトラッキングを 2 台の PPAC で行い反応角はこの位置情報と後述するシリコン検出器の情報を用いて求めた。尚、測定中はこのチェンバーは低圧 (〜10^{-3} Pa) に保たれており、検出器以外でのエネルギー損失は無視できるようにした。以下に個々の検出器について詳しく記述した。

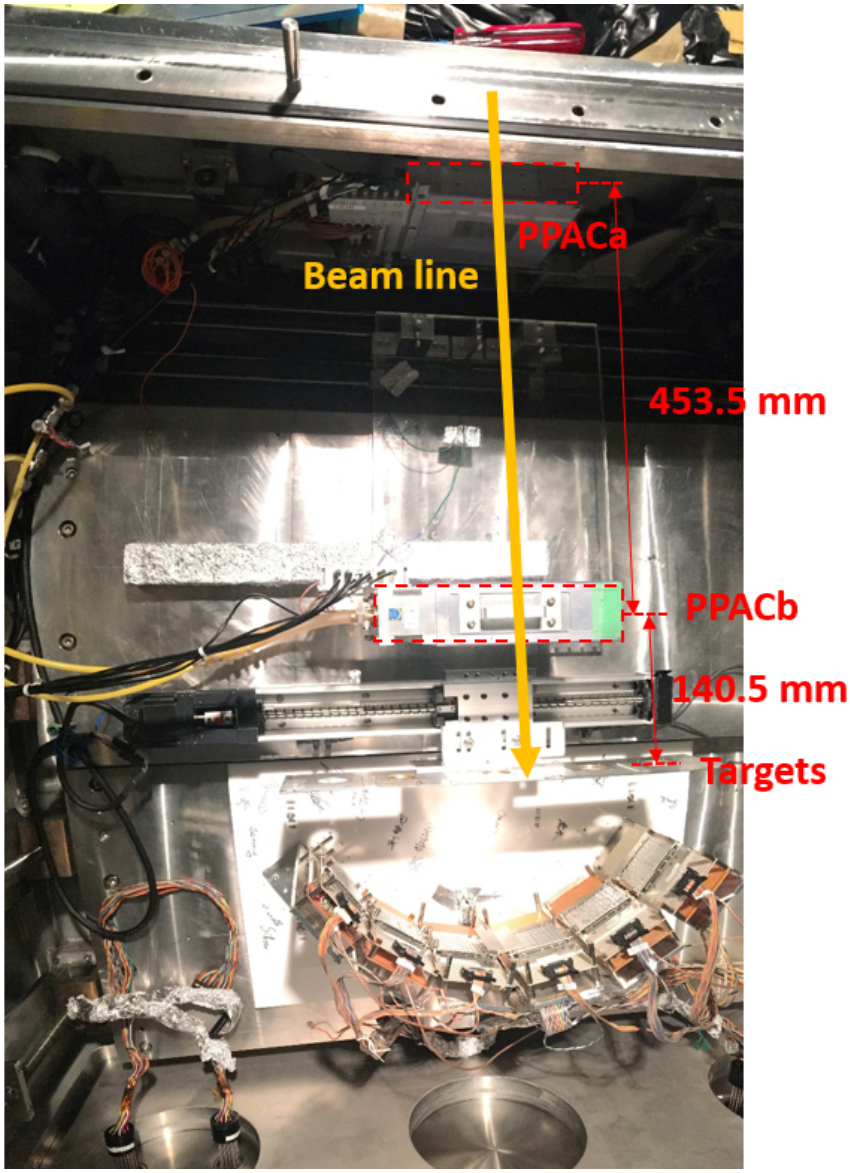

図 2.3: F3 のセットアップ (写真)

シリコン検出器

本実験では F3 で計 6 台のシリコン検出器を使用した。2 枚のシリコン検出器で構成される単位をテレスコープと呼ぶことにし、それぞれの構成要素については図 2.4 に詳しくまとめてある。図 2.4 では 16 本のストリップに分割された厚さ 20 μm の Micron 製シリコン検出器を PSD、厚さ 300 μm あるいは 500 μm で charge division 型の浜松ホトニクス製シリコン検出器を HPSD、厚さ 1.5 mm の Micron 製 1 ストリップシ

リコン検出器をSSDと呼んでおり、各テレスコープをビームから見て右から1,2,...,6と名付けている(図2.4参照)。尚、PSDは水平方向に対して16本が並ぶように配置した。

原理的には、例えばpn結合型シリコン検出器では検出器に逆バイアスを印加することで空乏層内の電場が強められ、正孔と電子が互いに遠ざけられるために結果として空乏層が広げられる。この空乏層に放射線が入射することで空乏層における価電子帯の電子が伝導帯に励起され、空乏層内で電子正孔対が生成される。そこで発生した電子が印加したバイアスにより流れることで放射線を電気信号に変更することができる。このとき、固定された電圧の元では集められる電子の数は入射粒子のエネルギーの大きさに依存し、信号の大きさと実際のエネルギーの関係を調べておく(キャリブレーションを行う)ことで粒子のエネルギー情報を知ることができる。例えば、今回使用したシリコン検出器では1対の電子正孔対をつくるために必要な平均の入射エネルギーは3.62 eVであるため入射エネルギーEと生成された電子正孔対の数nは$n = E/3.62$として表される。例えばガス検出器などでは平均入射エネルギーは∼30 eVであり、ストラグリングを考慮すると$\Delta E/E{=}\sqrt{N}/N$より$\Delta E/E_{\mathrm{semiconductor}} \sim 1/13 \times \Delta E/E_{\mathrm{gas}}$と表されることからもわかるように原理的には他の種類のエネルギー検出器と比べても良い分解能が得られるのが特徴である。charge division型と呼ばれる半導体検出器はこの原理を利用して発生した信号を複数の読み出しで分割し、それらの比を取ることで位置情報を決定している。

各テレスコープの上流側には薄いものを、下流側には厚いものを設置することで通過粒子のエネルギー損失並びに全エネルギーが得られる。この物質中のエネルギー損失は速度と電荷質量比に依存するためその関係を確認することで粒子が区別できる。特に±13°における厚さ20 μmのシリコン検出器は不純物として得られ得る^{7}Beと^{7}Liの区別のために使用した。尚、テレスコープの設置角度においては後述する**2.4 運動学計算**の図2.9や図2.10のようなモンテカルロシミュレーションから決定された。

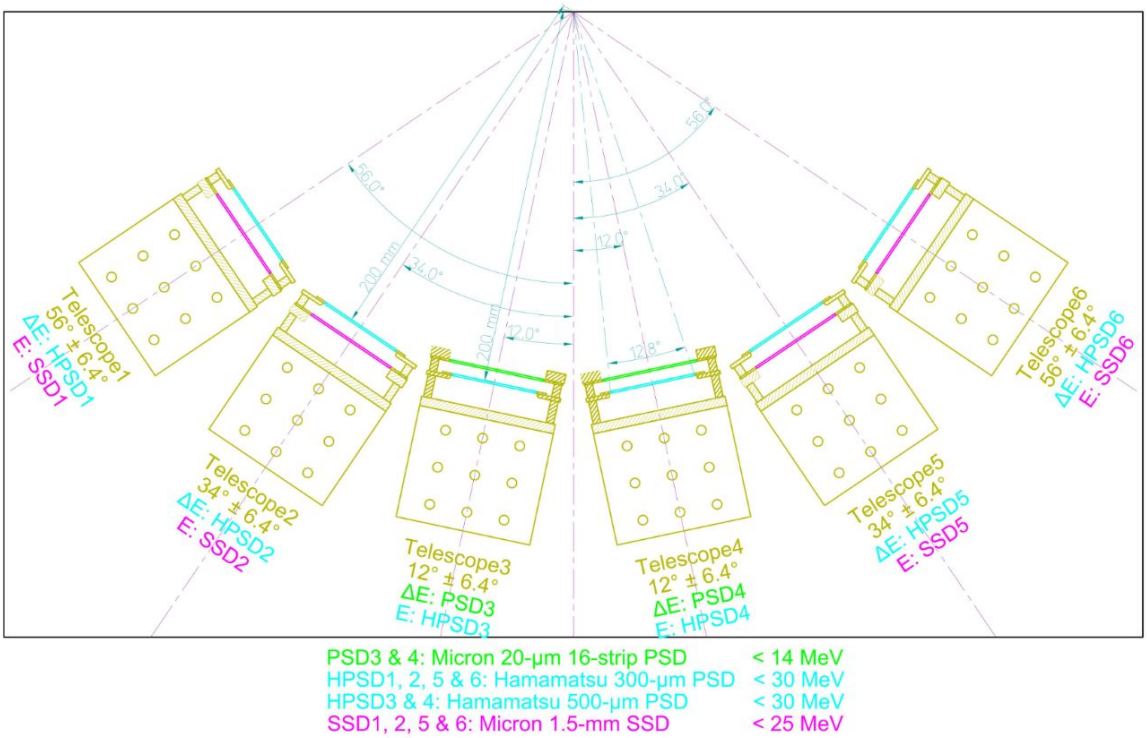

図 2.4: F3 チェンバーのシリコン検出器群の上方から見た配置図。図上方がビーム上流。

PPAC

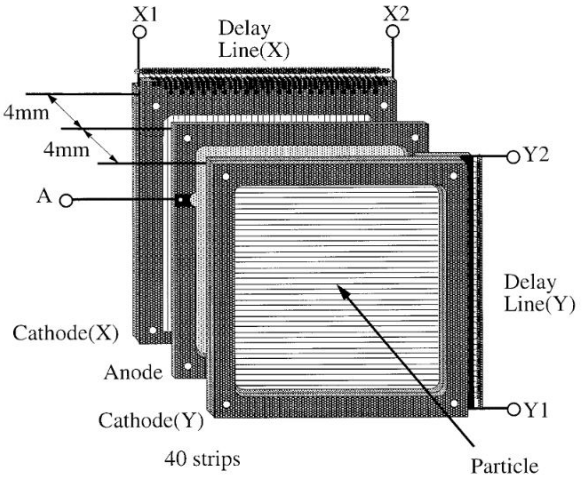

図 2.5: PPAC 内部構造の一例 [33]

本実験ではParallel Plate Avalanche Counter (PPAC)[33] をF3にてビームカウントと位置検出のため、更にはトリガーシグナルとして用いた。PPACはガスを使用しているためエネルギー損失が低く、立ち上がりや立ち下がりの速い信号が得られる。PPACは2つのカソードとその間のアノードで構成されている (図2.5)。アノードとカソードの間に電圧を印加することで荷電粒子によって電離された電子はアノードに、陽イオンはカソードに向かって加速される。加速されたこれらの粒子は更なる電離を引き起こし、これが連なることで結果として大きな信号増幅を実現する。今回使用したPPACはDelay line型と呼ばれるタイプのもので、X 方向と Y 方向の両端から信号を読み出し、その時間差を求めることで実際の位置情報を決定する。その際には各々のPPACに固有に存在する時間と位置の変換係数を考慮する必要がある。本実験ではパーフルオロプロパン (C_3F_8) とイソブタン (C_4H_{10}) ガスを使用した。

2.3.1 ビーム標的

本実験では CD_2 標的の他にいくつかの標的を用いた。表2.2に情報をまとめ、実際の配置された標的群の写真を図2.6に記した。本実験で使用した CD_2 標的におけるエネルギーストラグリングは計算によると100 keV程度なので、第一励起状態が478 keVであることを考慮すると十分に区別できる。

表 2.2: 実験に使用した標的の種類と用途

標的	厚さ ($\mu g/cm^2$)	直径 (mm)	用途 *
CD_2	64	30	^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ & ^{7}Be$(d,\alpha\alpha)p$ (^{7}Be)
CH_2	112	30	Background(^{7}Be) & Calibration(^{7}Li)
Au	242	30	Calibration(^{7}Li)

* () 内は使用したビームの核種

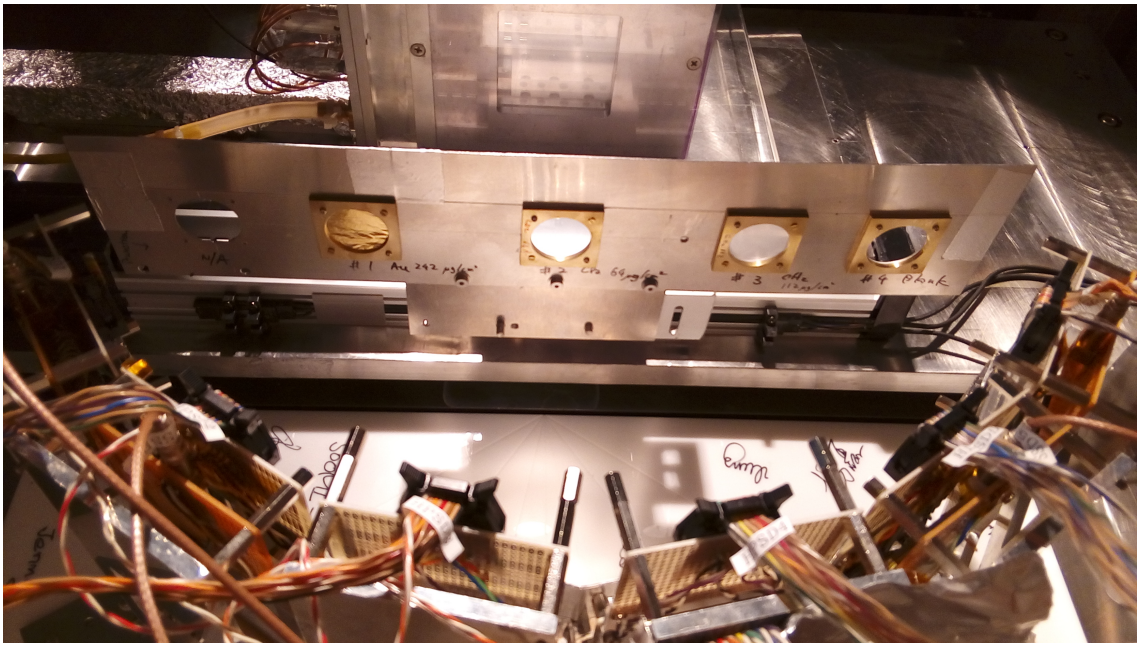

図 2.6: 実際にスライダーに配置された標的群 (中央三種)。左から Au, CD_2, CH_2。

2.3.2 回路

本実験で使用したシリコン検出器に関連する回路を特に図 2.7 に、Trigger 回路全体を図 2.8 に示した。

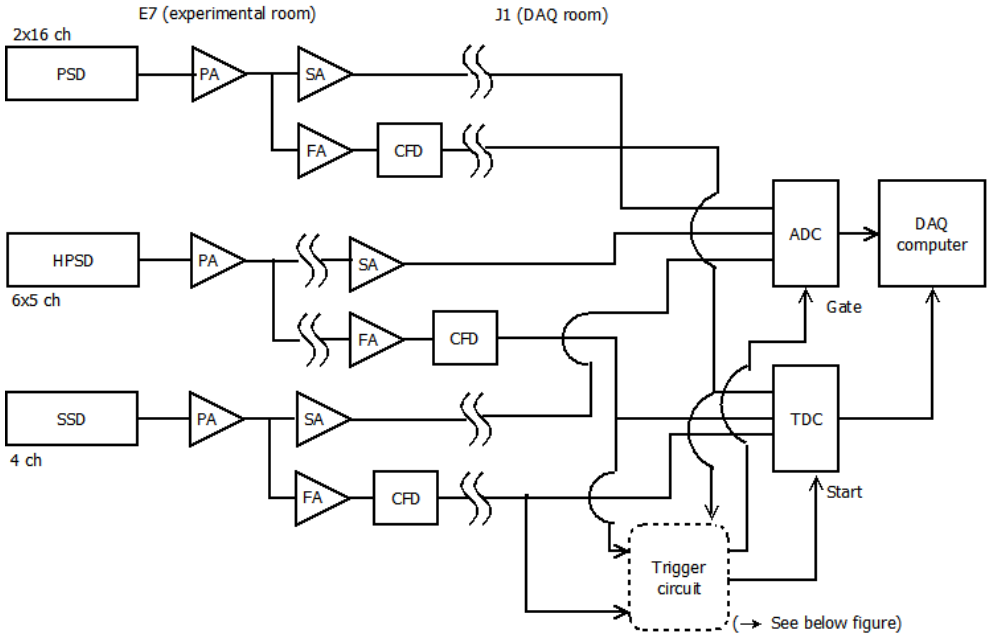

図 2.7: シリコン検出器の回路 (図 2.8 の *Coin*)

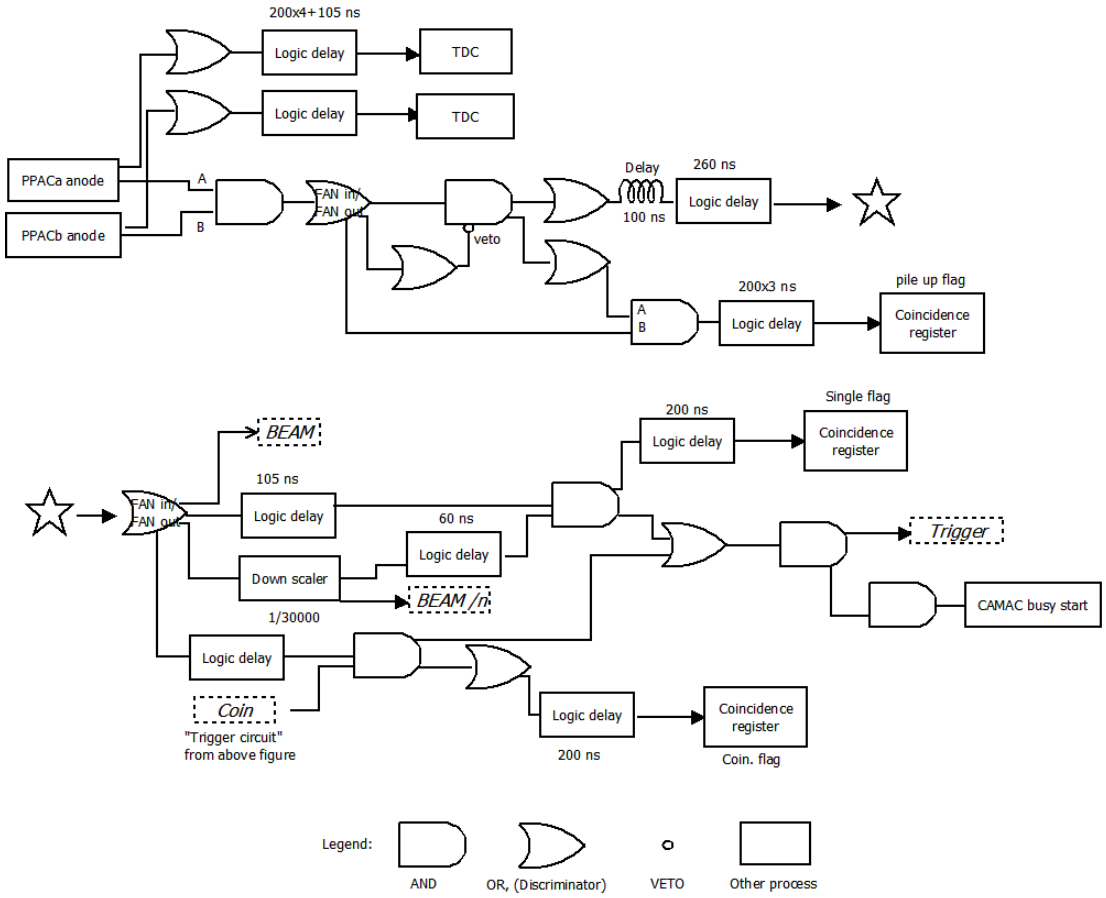

図 2.8: Trigger 回路。*Coin* の内容は下の **Trigger condition** に記載。

Trigger condition

Trigger condition (図 2.8 中では $Trigger$) は以下の通りである。

$$
\begin{aligned}
Trigger &= Beam/30000 \oplus \{(Coin \oplus \Sigma SSD) \otimes Beam\} \\
Coin &= (\Sigma SSD \otimes \mathrm{HPSD3}) \oplus (\Sigma \mathrm{SSD} \otimes \mathrm{HPSD4}) \\
&\quad \oplus (\mathrm{HPSD3} \otimes \mathrm{HPSD4}) \\
Beam &= (\mathrm{PPACa} \otimes \mathrm{PPACb}) \otimes \overline{\text{pile up}}
\end{aligned}
$$

このとき PPACa⊗PPACb を用いているのは PPACa を通過したが PPACb を通過しなかった粒子を取り除くためである。最後の粒子の通過から 500 ns 以内の信号に関しては pile up として省いた。PPAC 自体は高レートのカウントに対して良く信号を出すが、今回使用した DAQ(Data Acquisition System) の Babarl[35] では高カウントレートの場合には dead time の影響が大きくなってしまうため down scaler を用いて $Trigger$ の各項がほぼ同数となるように間引きを行った。

2.4 運動学計算

実験に先立って、検出器の厚さや設置位置等を決めるために運動学計算を行った。ただし、図 2.9 と図 2.10 においてビームエネルギーは実際の実験で用いた $B\rho = 0.49155$ Tm $\Longleftrightarrow$ E_{beam}=26.53 MeV から 2 台の PPAC の Window(Mylar 4.25 μm $\times$ 4) によるエネルギー損失を考慮して、E_{beam}=22.35 MeV とした。緑で色塗られている領域は今回のセットアップで測定可能な範囲を示している。このとき、右のエネルギー相関図は左の角度相関図の緑に色塗られた領域のゲートをかけている、つまり今回のセットアップで測定可能なエネルギー領域を示している。。図の黒点は許されうる反応の全範囲を表しており、青点は粒子 s の運動量 $|p_s| < 30$ MeV/c の範囲の反応を、赤点は $|p_s| < 10$ MeV/c の範囲の反応を表している。この範囲はトロイの木馬法において典型的に QF 反応として扱われうる範囲であるため非常に重要である。これら 2 つの反応に関する計算結果と所有していた検出器の種類や性能を考慮して緑の領域を測定することに決定した。

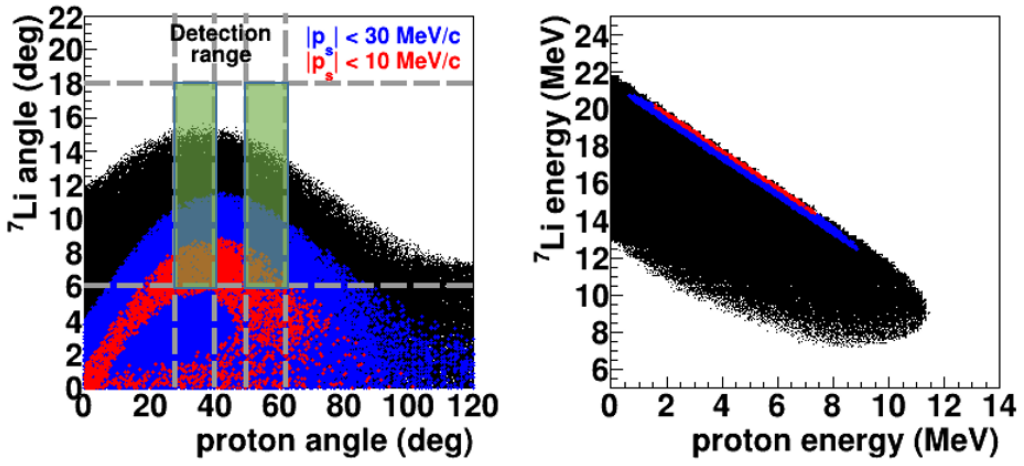

図 2.9: ^{7}Be$(d, ^7$Li$p)p$ 反応の測定する 2 粒子 ^{7}Li, p の角度相関とエネルギー相関

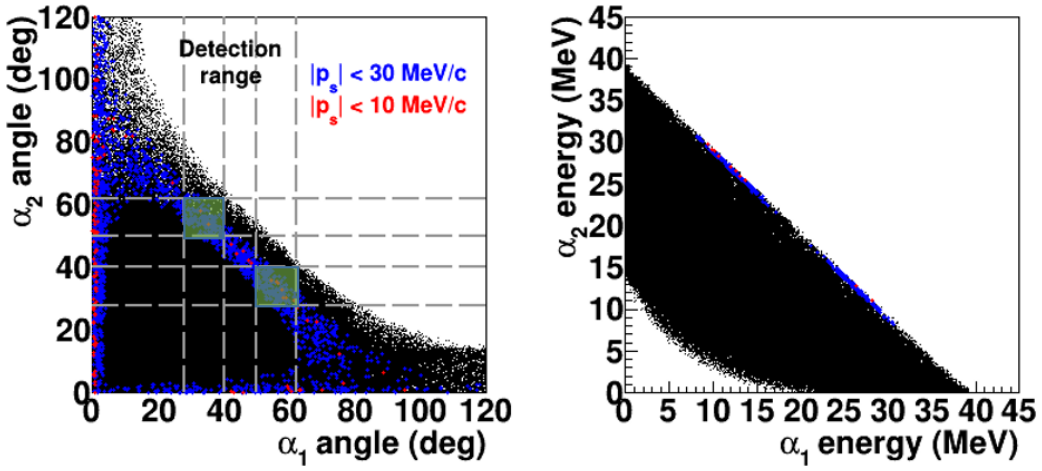

図 2.10: ^{7}Be$(d, \alpha\alpha)p$ 反応の測定する 2 粒子 α, α の角度相関とエネルギー相関

第3章　実験結果及びデータ解析

3.1　各検出器の補正

3.1.1　Position Calibration

HPSD は charge division 型のシリコン検出器でこの検出器でエネルギー損失と粒子の位置を測定した。この HPSD の位置情報は以下のように位置情報が決定される。

$$
\begin{aligned}
X &\propto \frac{(A+D)-(B+C)}{A+B+C+D} \\
Y &\propto \frac{(A+B)-(C+D)}{A+B+C+D}
\end{aligned}
\tag{3.1}
$$

ここで、A, B, C, D はそれぞれ HPSD の上下左右にある読み出しの値 (図 3.1 参照) である。それぞれの X, Y に較正を行うことで正確な位置を決定する。正確な位置の較正のために図 3.1 のようにマスクをつけて ^{7}Li+Au の弾性散乱反応を観測した。このとき、穴の位置に来た粒子のみが観測されるのでその観測位置と実際のマスクの穴の位置の関係を調べて較正を行った。また、各読み出しのゲインやオフセットに関してはビームタイム前とビームタイム後にパルサーを用いてキャリブレーションを行った。

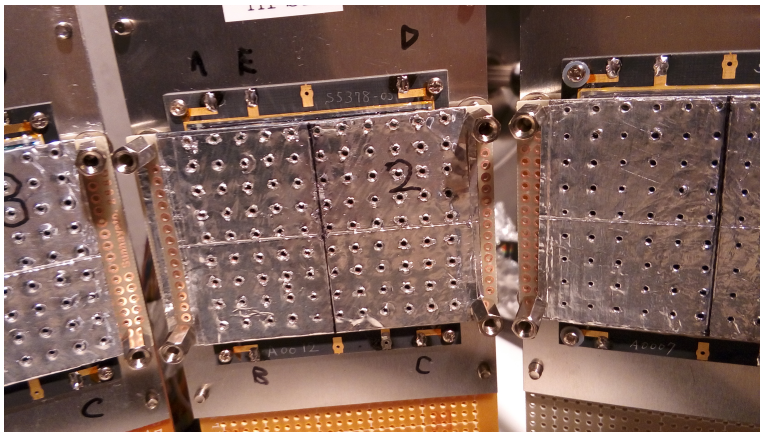

図 3.1: マスクをつけた HPSD

実際には図 3.2 のように HPSD は観測位置に対してエネルギー依存性があり低いエネルギーでは式 (3.1) は正確な位置を与えなかった。そのためエネルギー依存の解消するための補正を行い、その結果の例を図 3.2 に記した。ここで、図 3.2 の上図は補正前であり下図が補正後である。ただし、0 MeV に近い低エネルギー付近では検出位置が ADC の個々の入力チャンネルのオフセットやゲイン、ノイズシグナル等々に非常に敏感なため正確な位置を与えなかったためエネルギーが 0 MeV 付近で検出位置が 0 mm になるように各読出しのオフセットを微調整した後、下式を用いて行われた。

$$P_{\mathrm{after}} = \frac{P_{\mathrm{before}}}{\arctan(E \times C_1) \times C_2} \tag{3.2}$$

ここで、P は補正前後の X/Y 座標の値で、E は HPSD で検出したエネルギー、C_1, C_2 は補正因子である。

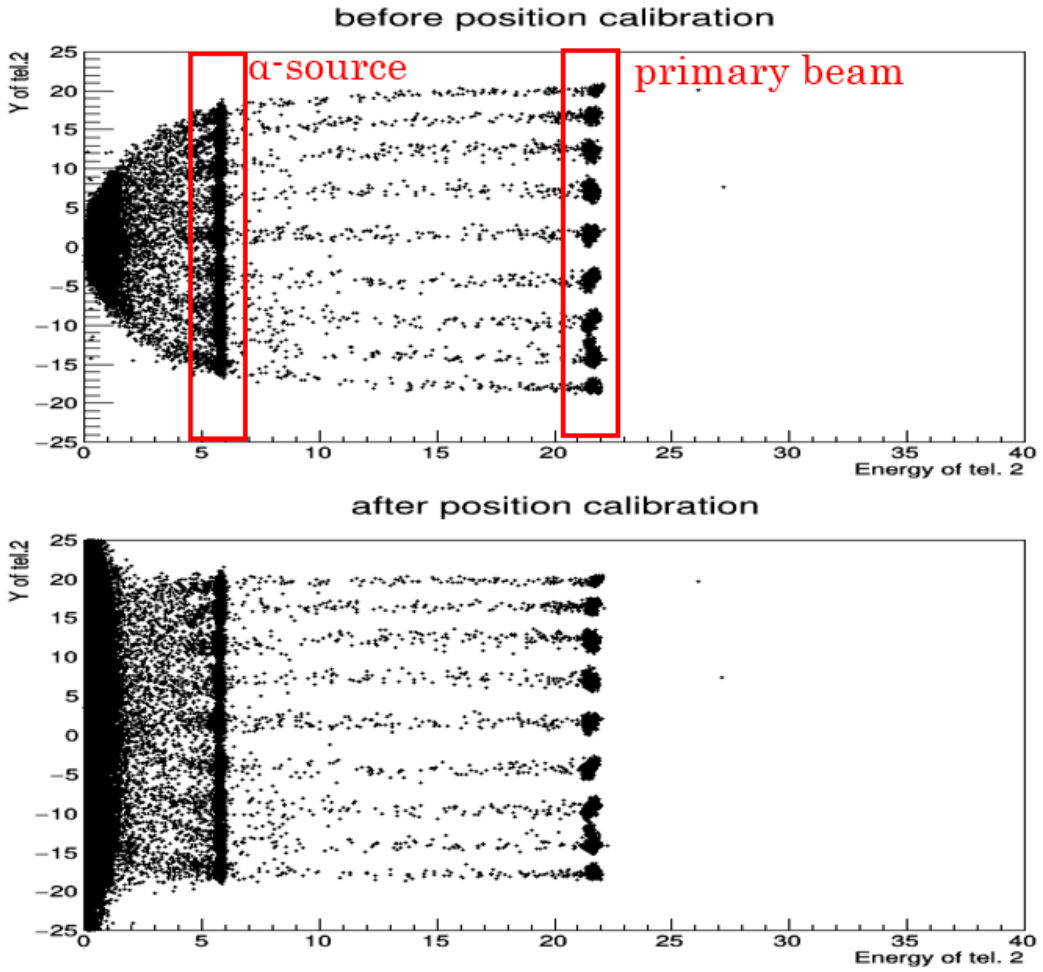

図 3.2: HPSD2 の Y 座標に関する Position Calibration. 上図が較正前、下図が較正後である。

図 3.2 を見てわかるように、低エネルギー領域 (〜2 MeV) では検出位置の拡がりが見られ正しい位置を与えないため以降の解析ではその領域を除外して行われた。

3.1.2 Energy Calibration

各検出器においては予め実験前に α-source(3.148 MeV, 5.462 MeV, 5.771 MeV 等) を用いて energy calibration を行っていたが高いエネルギー領域でのより正確な較正のため、1 次ビームである ^{7}Li を CH_2 標的に照射した。$^7\mathrm{Li} + CH_2$ 反応の観測量と運動学計算値を比較することでエネルギーの較正を行った。図 3.3 は運動学計算から得られた ^{7}Li+CH_2 反応の個々の反応チャンネルの角度とエネルギーの相関である。こ

の時、計算は入射粒子エネルギー $^{7}\mathrm{Li}^{2+}$ を E=33.319 MeV ($B\rho$=1.10196 Tm) として全ての反応は CH_2 標的の厚みの中央で起こると仮定した。

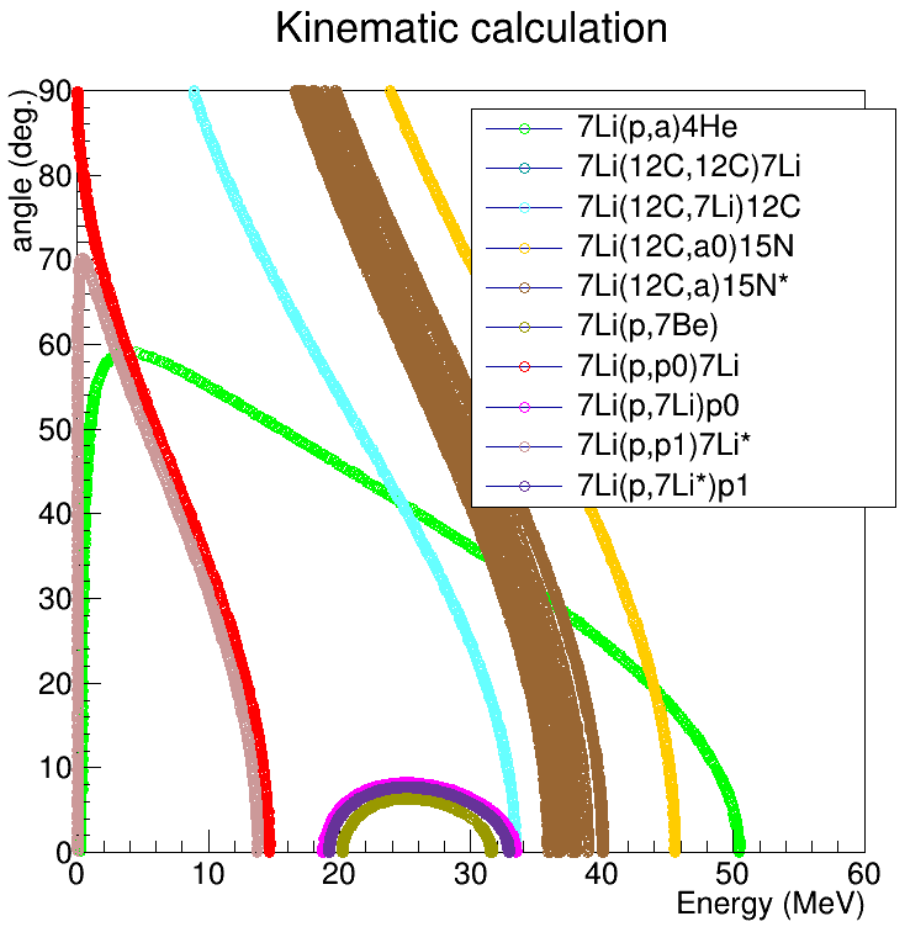

図 3.3: $^{7}\mathrm{Li}$+CH_2 反応に関する運動学計算 ($E_{^7\mathrm{Li}}$ = 33.272 MeV)

例として、図 3.4 に Tel. 2 の観測データを記した。また、energy calibration をした後の Tel. 2 の観測結果と図 3.3 の Tel. 2 に対応する領域を併記した図を図 3.5 に記した。

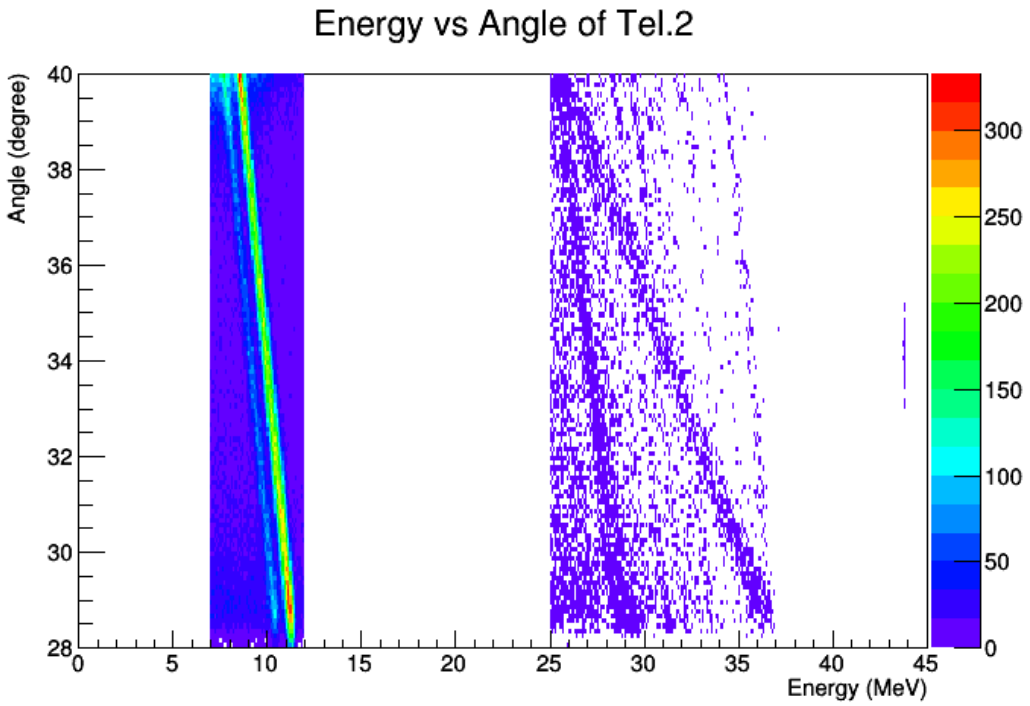

図 3.4: Tel. 2 で観測した ^{7}Li+CH_2 反応のエネルギーと角度の相関図。

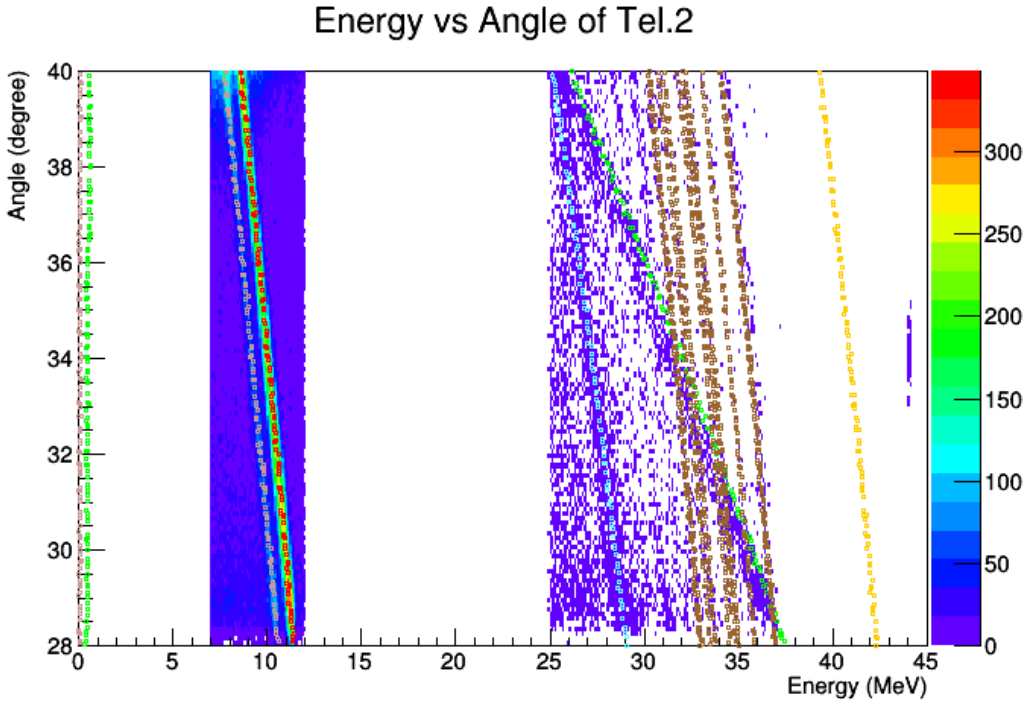

図 3.5: energy calibration 後の観測結果と運動学計算の比較図。

他のテレスコープの energy calibration も同様に行い、その結果を図 3.6-3.8 に記した。ただし、テレスコープ 3 とテレスコープ 4 に関しては反応の判別が困難であったため ^{7}Li + CH_2 のデータに加え、dipole で選別後の 2 次ビーム ($^{7}Be^{4+}$, $^{7}Li^{3+}$) を PPAC(Mylar 4.25 μm×4) in/out の 2 通りで Au に照射し、弾性散乱を観測して較正した。その際、PSD に関しては 1 event の中で最も出力が大きかったストリップの値をその PSD でのエネルギー損失として扱った。

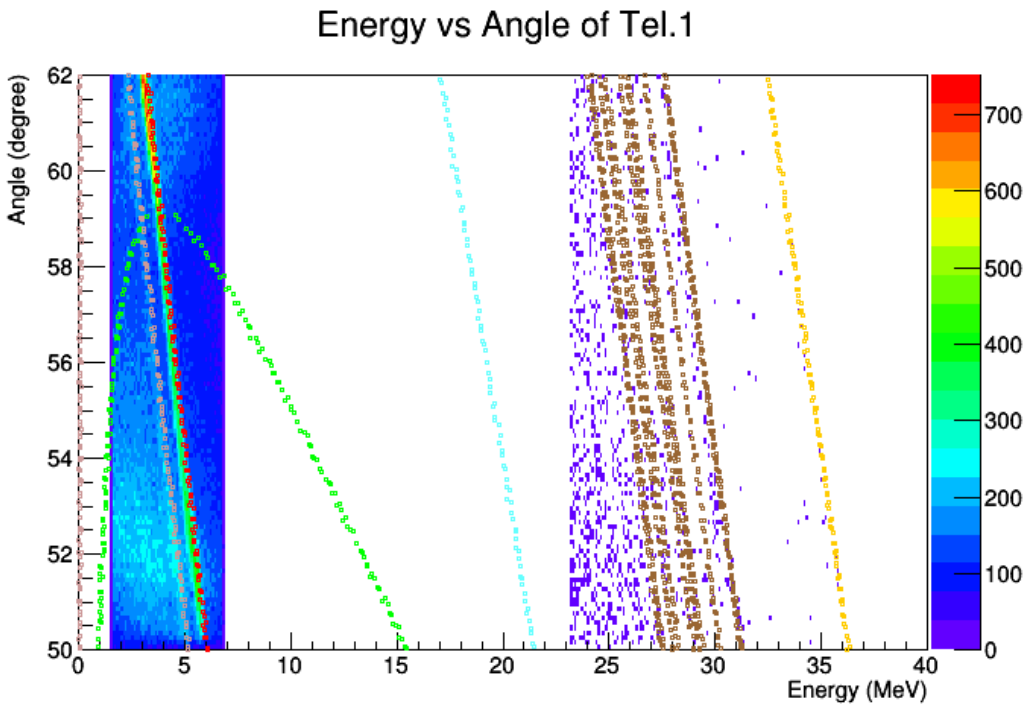

図 3.6: テレスコープ 1 の角度-エネルギー相関図

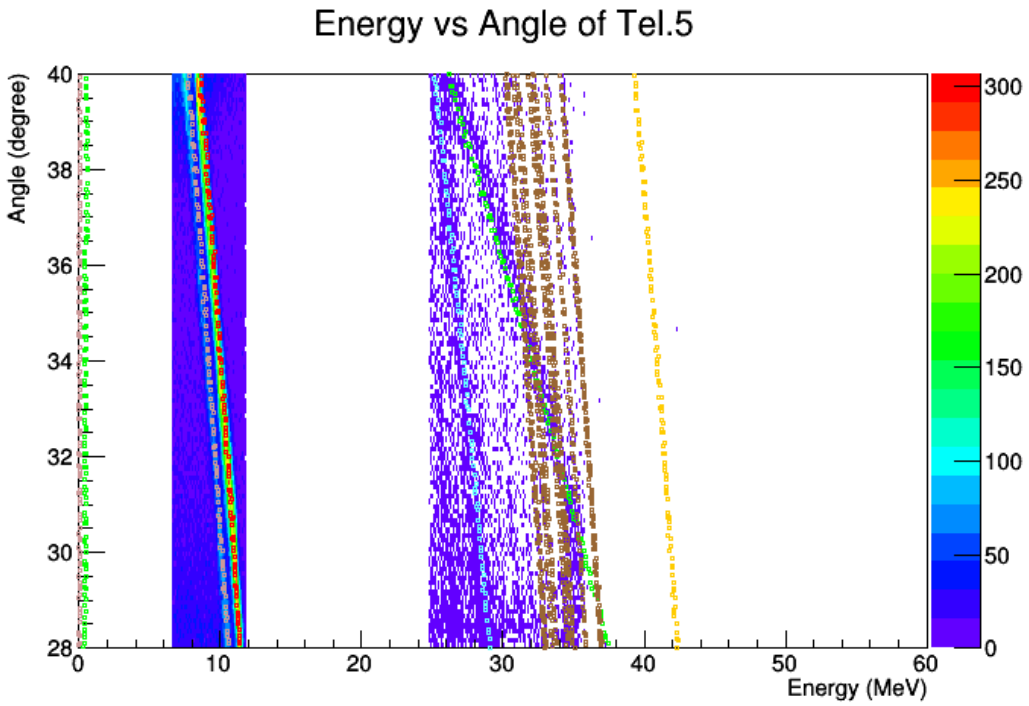

図 3.7: テレスコープ 5 の角度-エネルギー相関図

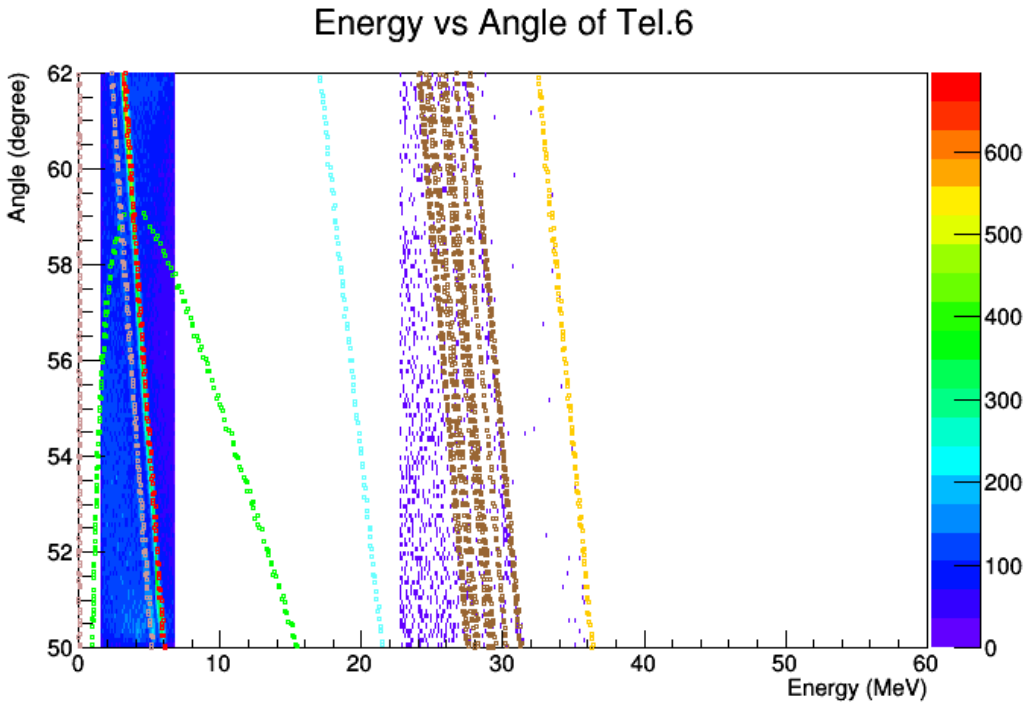

図 3.8: テレスコープ 6 の角度-エネルギー相関図

3.2　二次粒子識別

Wien Filter の使用前での F3 での粒子識別の図を図 3.9 に記した。使用前では $^{7}Li^{3+}$ が不純物として混ざっていたが Wien Filter ±60 kV の運用後は図 3.10 のようになり F3 で実験を通して $^{7}Be^{4+}$ を 95%程度の純度を達成した。ここで図中の TOF は F3PPACa-PPACb 間の時間差である。尚、図 3.10 は PPACa を通過したものの PPACb には入射しなかった粒子も含まれており、F3 に到達したビーム自体の純度は図 3.11 のように実験を通して約 100% を達成した。

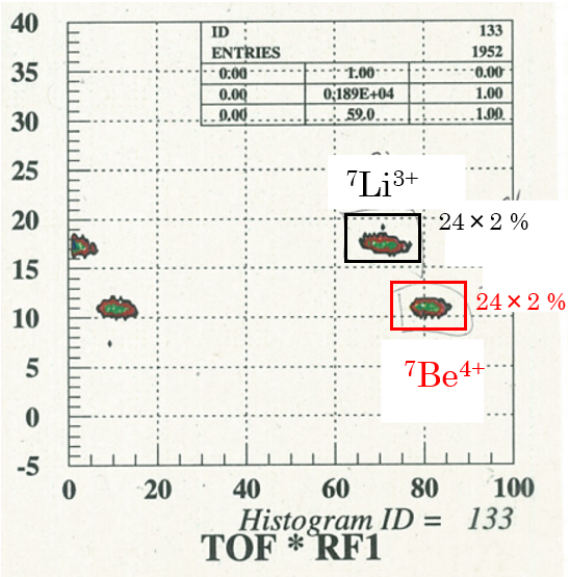

図 3.9: Wien Filter 使用前の F3 でのビーム粒子

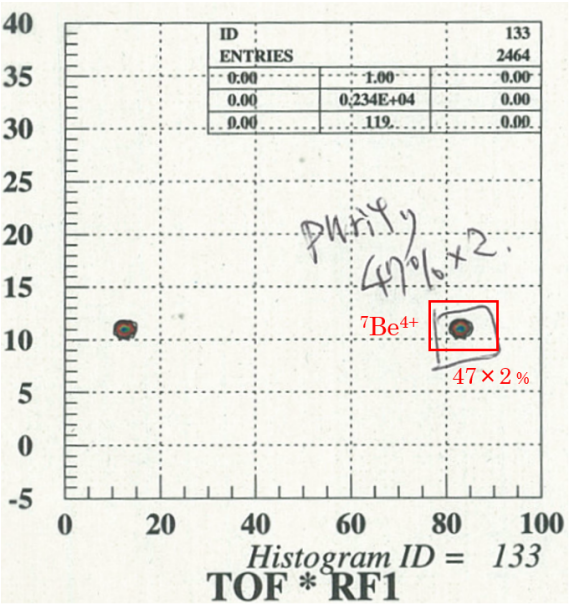

図 3.10: Wien Filter 使用後の F3 でのビーム粒子

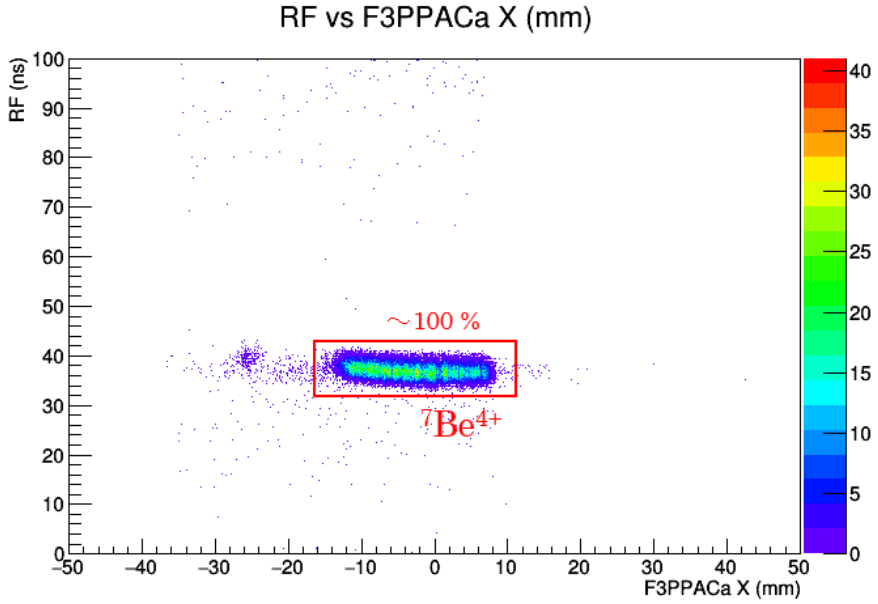

図 3.11: F3 に到達したビームの純度。

3.3 ビーム情報

3.3.1 ビームの傾きと拡がり

正確な反応角度を求めるためには検出位置のほかに、ビームの傾きが必要である。また、角度によっては想定した角度の検出器とは異なるものに入射する可能性があるのでそのような粒子については別に考慮せねばならない。ビームの傾きは 2 台の PPAC 間の距離と PPAC における測定位置を用いてビームの角度が計算できる。^{7}Be+d 反応に用いたビームの情報を図 3.12 に記した。以降の解析においては、このようにビーム角度を event by event で計算して考慮に入れている。

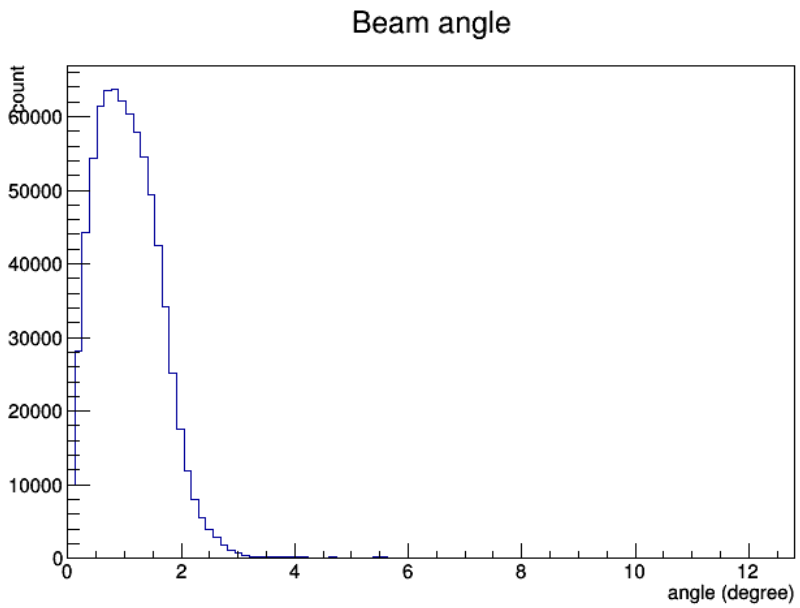

図 3.12: ビーム角度

3.3.2 ターゲット位置の外挿

本実験では固体ターゲットにビームを照射し、ターゲットからの放出粒子の物理量を測定しているためにターゲットに照射された位置が反応角度を求める上で重要である。そのため、F3 に設置された PPACa と PPACb の 2 台の PPAC のデータ並びにジオメトリ情報を用いて以下のように外挿した。

$$
\begin{aligned}
X_{\mathrm{target}} &= \frac{(X_{\mathrm{PPACb}} - X_{\mathrm{PPACa}}) * D_{\mathrm{PPACa-target}}}{D_{\mathrm{PPACa-PPACb}}} + X_{\mathrm{PPACa}} \\
Y_{\mathrm{target}} &= \frac{(Y_{\mathrm{PPACb}} - Y_{\mathrm{PPACa}}) * D_{\mathrm{PPACa-target}}}{D_{\mathrm{PPACa-PPACb}}} + Y_{\mathrm{PPACa}}
\end{aligned}
$$

X, Y は添字の位置で検出における X, Y 座標の値で、D は添字の物体間の距離を表している。図 3.13 にターゲット位置に外挿した時のビーム位置を記した。表 2.2 にも記載している通りターゲットの大きさは 30 mmϕ でありその外側に来た粒子は目的の反応ではないため、図 3.13 に記したように赤線 (標的) 内のイベントのみを抽出し解析に用いた。また、ジオメトリ情報の確認のため **2.3.2 回路**の **Trigger condition** の項の *Coin* のトリガーの時のターゲット位置への外挿図を図 3.14 に記した。ターゲットフレームでの散乱反応やノイズなどの影響のため実際のターゲットフレームの輪郭は明らかには見えないものの図 3.13 と比較すると図 3.14 はターゲットフレーム外のイベントが除外されているのが見てわかる。

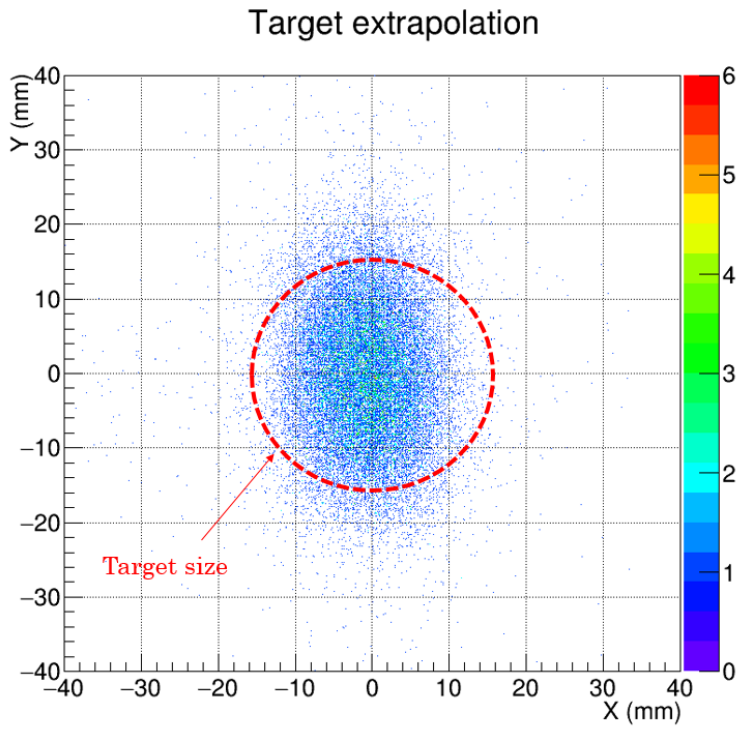

図 3.13: ターゲット位置でのビーム図。赤線は標的のサイズを表している。

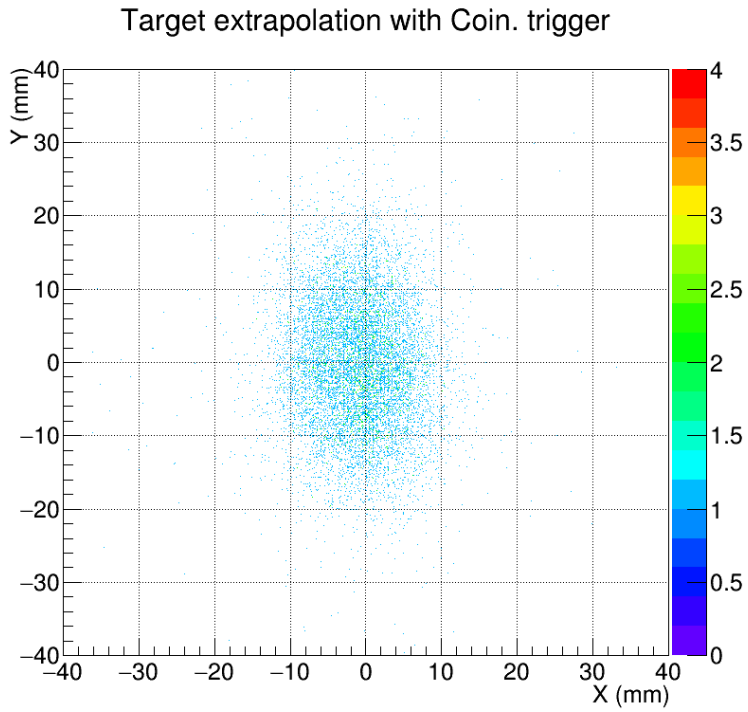

図 3.14: *Coin* trigger の時のターゲット位置でのビーム図。

3.4 $\Delta E - E$ 法による粒子選択

電荷の異なる原子核はエネルギー損失が異なるので観測したエネルギー損失 ΔE と粒子の全エネルギー E の関係と計算結果を比較することで観測した粒子の識別ができる。図 3.15-図 3.17 にテレスコープ 1-6 の $\Delta E - E$ 図 (左) と抽出した範囲 (右) を記した。本実験では ^{7}Li - p のチャンネルと α - α のチャンネルを観測する必要がある。つまり、図 2.9 や図 2.10 に示した通り前者の反応に関しては ±12°-∓34° or ±12°-∓56° のコインシデンスを、後者に関しては ±34°-∓56° のコインシデンスを取れば良い。つまり、$\Delta E - E$ 法によって該当粒子のみを抽出した後、テレスコープ間の AND/OR を取ることで必要なコインシデンスイベントのみを抽出した。ただし図 3.15 と図 3.17 では α 粒子と陽子を選択している図を掲載しているが、実際には注目するチャンネルに合わせて片方だけを選択している。

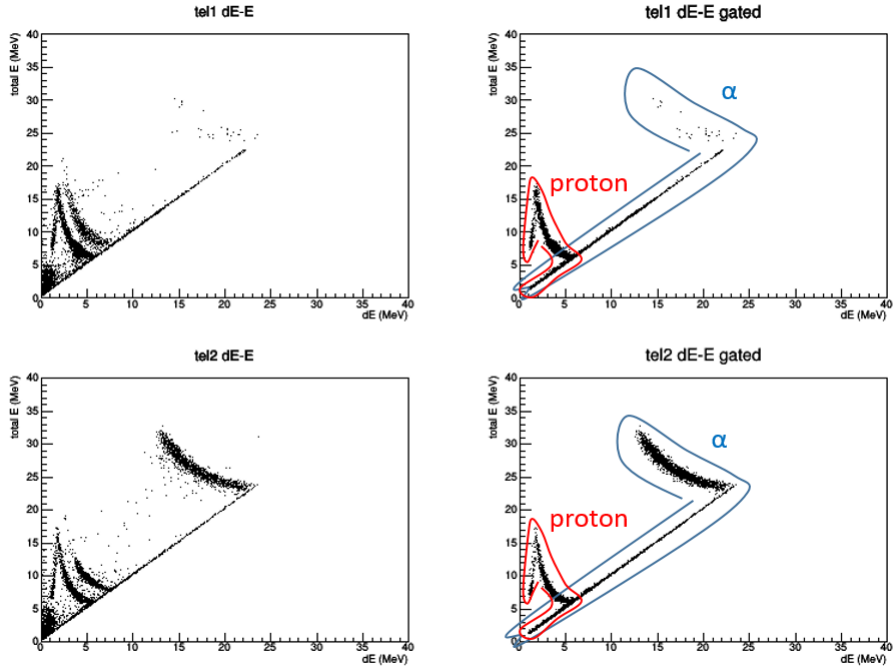

図 3.15: テレスコープ 1(−56°) と 2(−34°) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が陽子と α 粒子の選択後の図。

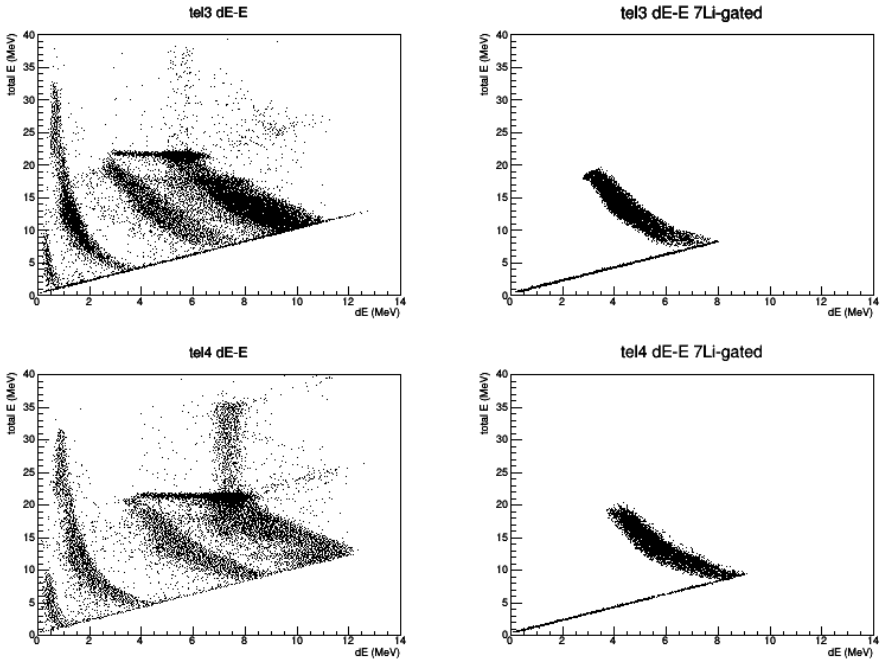

図 3.16: テレスコープ 3(−12°) と 4(+12°) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が ^{7}Li の選択後の図。

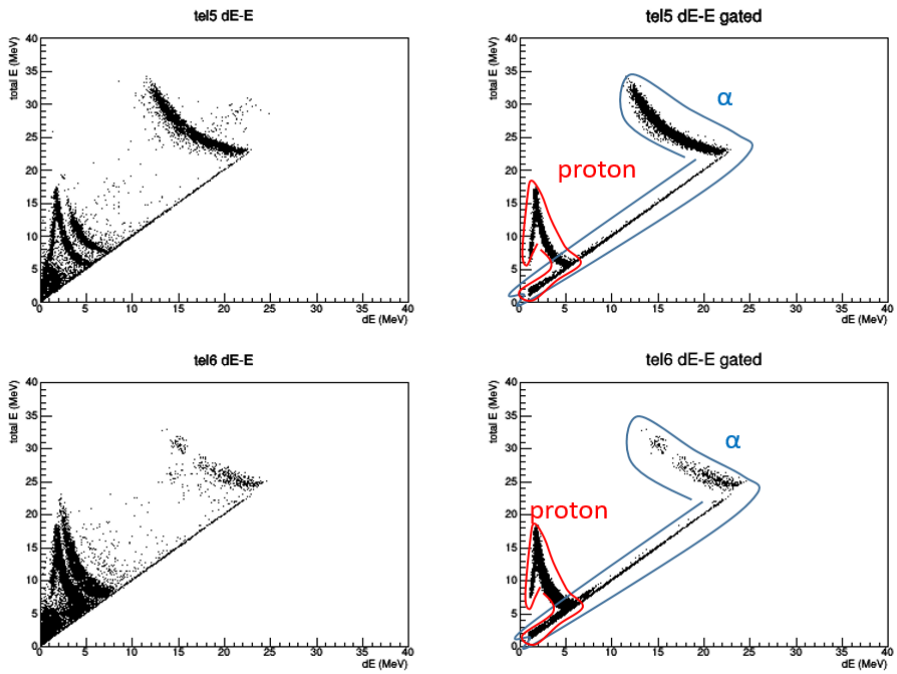

図 3.17: テレスコープ 5(+34°) と 6(+56°) の $\Delta E - E$ 図。左側が粒子選択前で右側が陽子と α 粒子の選択後の図。

3.5 Q-value

3 体反応 $a + b \to c + d + s$ について、エネルギー保存則と運動量保存則より以下の式が成立する。

$$E_a + E_b + Q = E_c + E_d + E_s \tag{3.3}$$

$$\vec{p_a} + \vec{p_b} = \vec{p_c} + \vec{p_d} + \vec{p_s} \tag{3.4}$$

ここで、Q は三体反応の Q-value である。今、固体標的なので $\vec{p_t} = \vec{0}$ かつ $E_b = 0$ とみなせる。また、z 軸をビーム方向に取れば $\vec{p_p} = (0, 0, p_p)$ とし、(3.4) より xyz のそれぞれの成分に対して以下の式が成立する。

$$0 = \sum_{i=c,d,s} p_i \sin\theta_i \cos\phi_i$$

$$0 = \sum_{i=c,d,s} p_i \sin\theta_i \sin\phi_i$$

$$p_p = \sum_{i=c,d,s} p_i \cos\theta_i$$

これを粒子 s について解くと、

$$
\begin{aligned}
{p_s}^2 = {p_a}^2 + {p_c}^2 + {p_d}^2 - 2p_a(p_c\cos\theta_c + p_d\cos\theta_d) \\
+2p_cp_d(\sin\theta_c\sin\theta_d\cos(\phi_c-\phi_d) + \cos\theta_c\cos\theta_d)
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

が求まり、これより粒子 s の物理量が得られる。更に (3.3) を用いることで、Q-value が求められる。以上により得られた Q-value spectrum を以下の図 3.18 と図 3.19 に記す。尚、観測される可能性のある 3 体反応の Q-value については表 3.1 にまとめた。

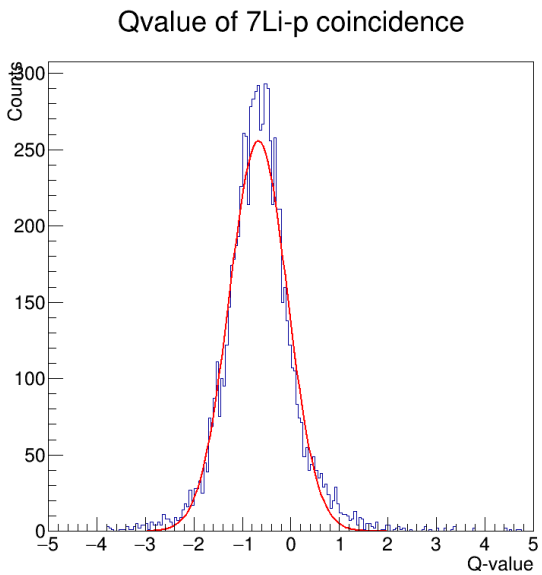

図 3.18: ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$ 反応の Q-value。μ =-0.672, σ =0.597.

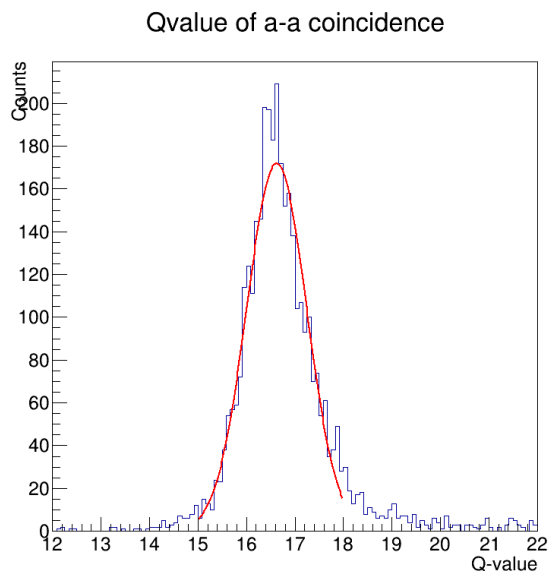

図 3.19: ^{7}Be$(d,\ \alpha\alpha)p$ 反応の Q-value。μ =16.622 σ =0.619.

表 3.1: $E_{\rm beam}$=22.3547 MeV で起こりうる 3 体反応の一覧と Q-value

反応生成物	Q-value	Threshold (MeV)
$p+2\alpha$	16.766	0
^{7}Li + $2p$	-0.580	2.602
^{7}Be+$n+p$	-2.225	9.975
^{5}He+p+^{3}He	-4.547	20.387

表 3.1 と実際に得られた Q-value spectra から、他の反応の混入の可能性は十分に低い。^{7}Be+n+p と ^{7}Li + $2p$ の反応に関しては図 3.15-図 3.17 に示した抽出領域ではテレスコープ 3 と 4 の 1 枚目の PSD で止まった粒子の領域で重複しうるが、実際にコイ

ンシデンスをとった領域 (図 3.20 と図 3.21) で、図を見てわかる通り 1 枚目の PSD で止まった粒子はほとんどコインシデンスには含まれておらず、この重複はほぼない。

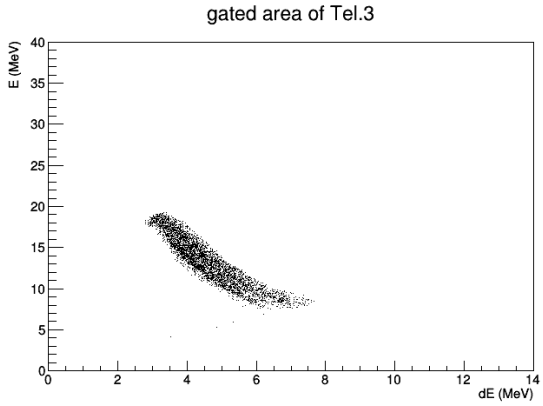

図 3.20: テレスコープ 3 の抽出したイベント

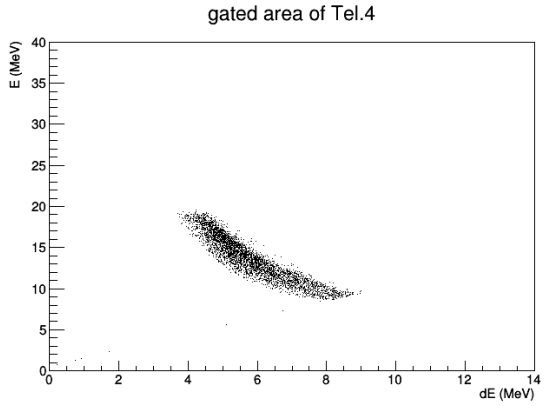

図 3.21: テレスコープ 4 の抽出したイベント

3.6 Yields of each reactions

(3.3) と (3.4) を粒子 p について解いてあげれば

$$\begin{aligned}&(m_a - m_s)E_a + (m_c + m_s)E_c + (m_d + m_s)E_d - m_s Q \\ &\quad -2\sqrt{m_a E_a}(\sqrt{m_c E_c}\cos\theta_c + \sqrt{m_d E_d}\cos\theta_d) \\ &\qquad +2\sqrt{m_c E_c m_d E_d}(\sin\theta_c \sin\theta_d \cos(\phi_c - \phi_d) + \cos\theta_c \cos\theta_d) = 0 \end{aligned} \tag{3.6}$$

という $\sqrt{E_a}$ に関する 2 次方程式が求まる。これより入射粒子 a のエネルギーが求められる。このとき QF 反応だけ注目するので以下のエネルギー保存則が成立する。

$$\begin{aligned} E_{\rm cm} &= E_{cd} + E_{ds} + E_{sc} - Q_{\rm 3body} \\ &= E_{cd} - Q_{\rm 2body} \end{aligned} \tag{3.7}$$

このとき、$E_{\rm cm}$ は重心系のエネルギーでその他の E は添字の 2 粒子の間の相対エネルギーである。$Q_{\rm 3body}$ は $a + b \to c + d + s$ 反応の Q-value で $Q_{\rm 2body}$ は $a + x \to c + d$ の Q-value である。**3.5 Q-value** の項で反応の確認を行ったためそれぞれの反応のチャンネルを選択し Q-value を固定した上で、式 (3.6) を用いて粒子 a、つまり今回の場合 ^{7}Be ビームについての物理量を求めた。尚、この時 Q-value は $mean \pm 2\sigma$ のみを抽出した。Q-value を固定し、ビームエネルギーを再構築した結果を下図 3.22 に記した。尚、用いた $B\rho$ の大きさからビームエネルギーに変換し、PPAC のウィンドウによるエネルギー損失を考慮すると $E_{\rm beam}$ ~22.35 MeV である。

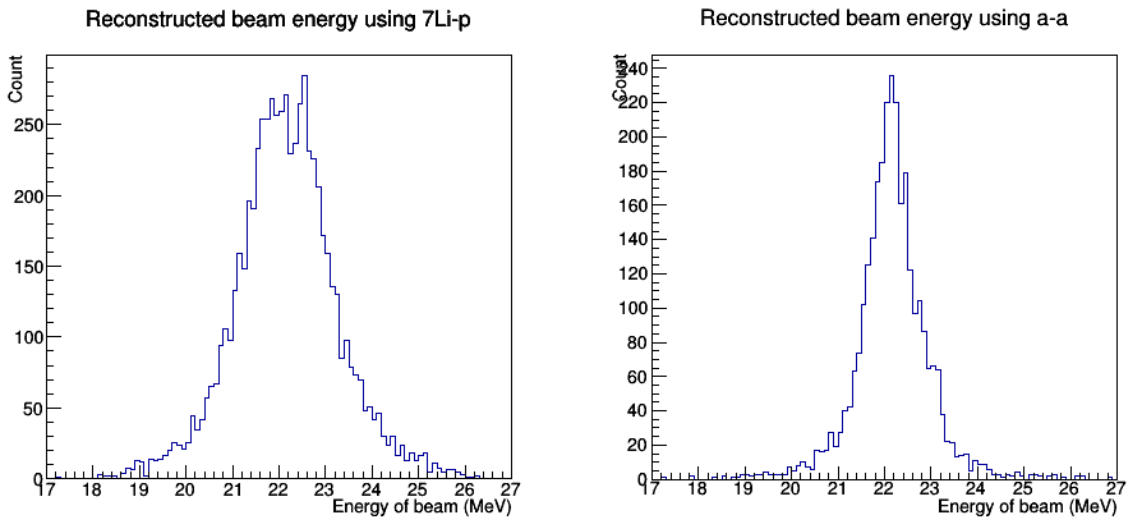

図 3.22: 固定した Q-value で再構築されたビームエネルギー。左図が ^{7}Be$(d, ^7$Li$p)p$ 反応、右図が ^{7}Be$(d,\ \alpha\alpha)p$ 反応から得られたビームエネルギー。

以上のようにビームエネルギーを求めた後、QF 反応の選択に重要である低い運動量領域における収量を図 3.23 に貼り付けた。

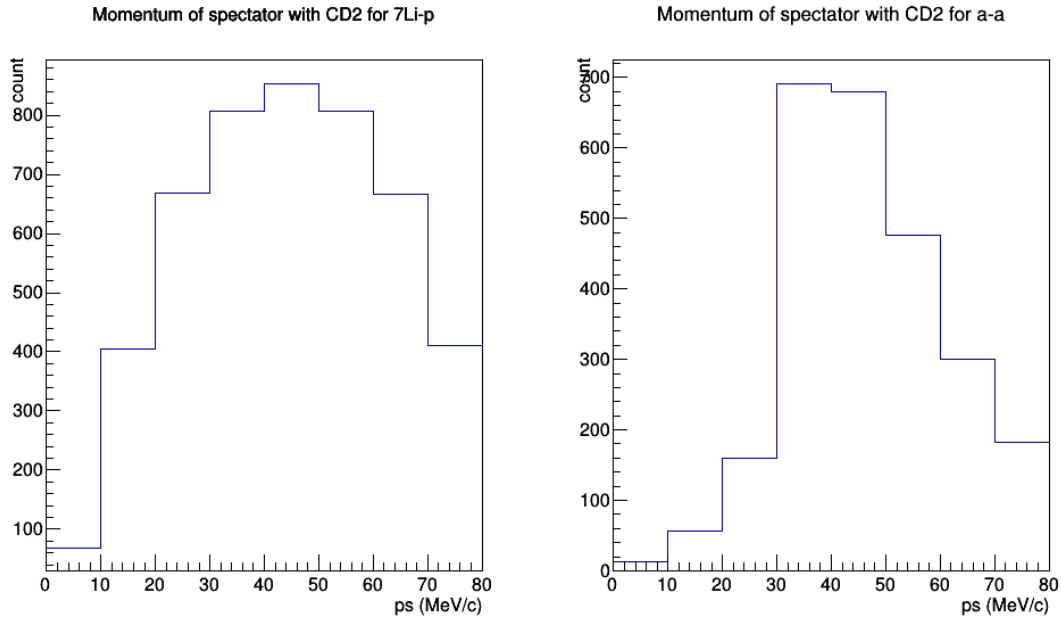

図 3.23: CD_2 標的を使った時の反応の収量。左図が ^{7}Be$(d, ^7$Li$p)p$ 反応、右図が ^{7}Be$(d,\ \alpha\alpha)p$ 反応。

また、この時解析に使用したイベントにおける 2 粒子のエネルギー相関と角度相関は図 3.24 と図 3.25 に記した。

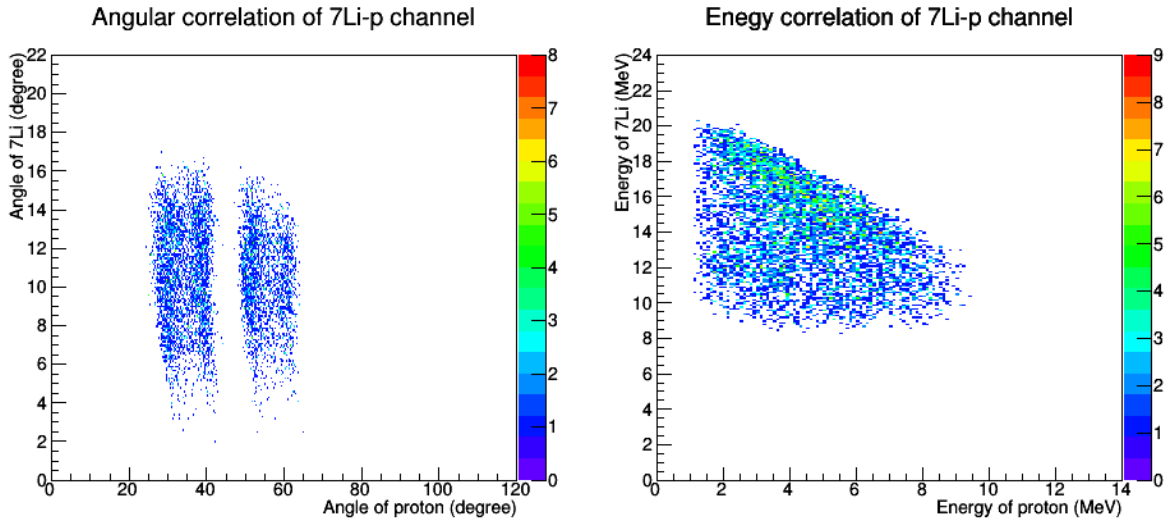

図 3.24: ^{7}Be$(d, {}^{7}$Li$p)p$ 反応の測定した 2 粒子の角度相関とエネルギー相関。

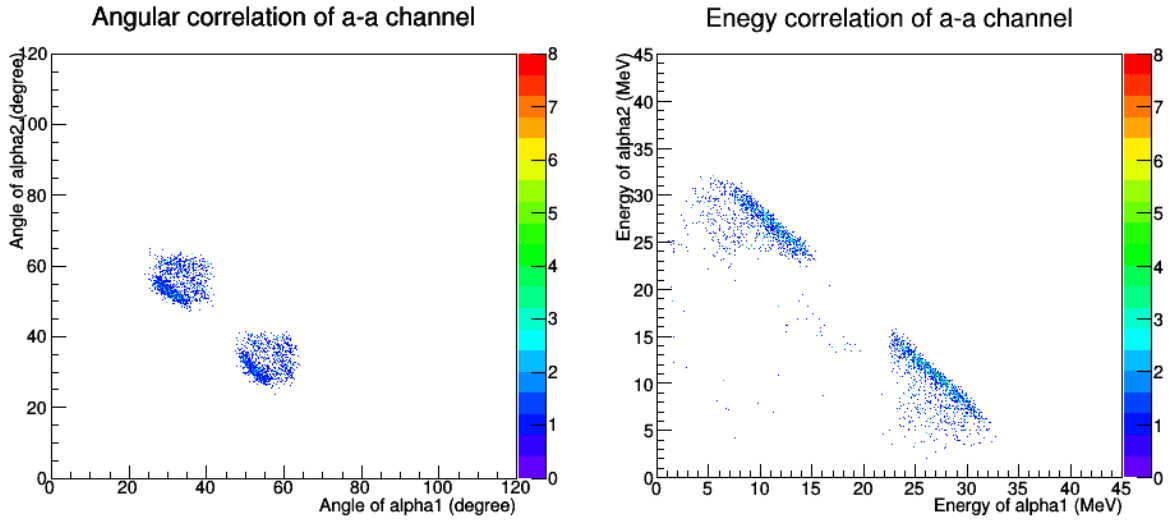

図 3.25: ^{7}Be$(d,\, \alpha\alpha)p$ 反応の測定した 2 粒子の角度相関とエネルギー相関。

3.6.1 Background subtraction

本研究では CD_2 固体標的を用い、重水素との反応を研究した。しかしながら標的中の炭素 C や残存水素 H との反応がバックグラウンドとして混ざっている可能性があるため、CH_2 固体標的に関しても同様に測定・解析を行った。この際、CD_2 標的と CH_2 標的との厚みの違いに関する補正係数は以下のように表される。

$$\begin{aligned}\frac{N_{\mathrm{C}}^{\mathrm{CD_2}}}{N_{\mathrm{C}}^{\mathrm{CH_2}}} &= \frac{64\times\frac{12}{16}}{112\times\frac{12}{14}} = 0.5\\ \frac{N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{CD_2}}}{N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{CH_2}}} &= \frac{64\times\frac{4}{16}\times 0.01}{112\times\frac{2}{14}} = 0.01\end{aligned}$$

この時、N_B^A は上添字の物質 A の元素 B の数を表している。CD_2 中の水素に関しては標的生成元の情報より CD_2 が ∼99% の純度であることがわかっているので水素を 1% として扱った。以上より、補正係数 C は

$$C = \frac{E_{\mathrm{CD_2}}}{E_{\mathrm{CH_2}}}\times(0.5+0.01) \tag{3.8}$$

と表される。このとき、E は添字の標的を用いた時のイベント数である。これを用いると CH_2 標的を用いたときの収量は図 3.26 のように表される。ただし、ゲートコンディションは CD_2 標的の際と全く同様にした。

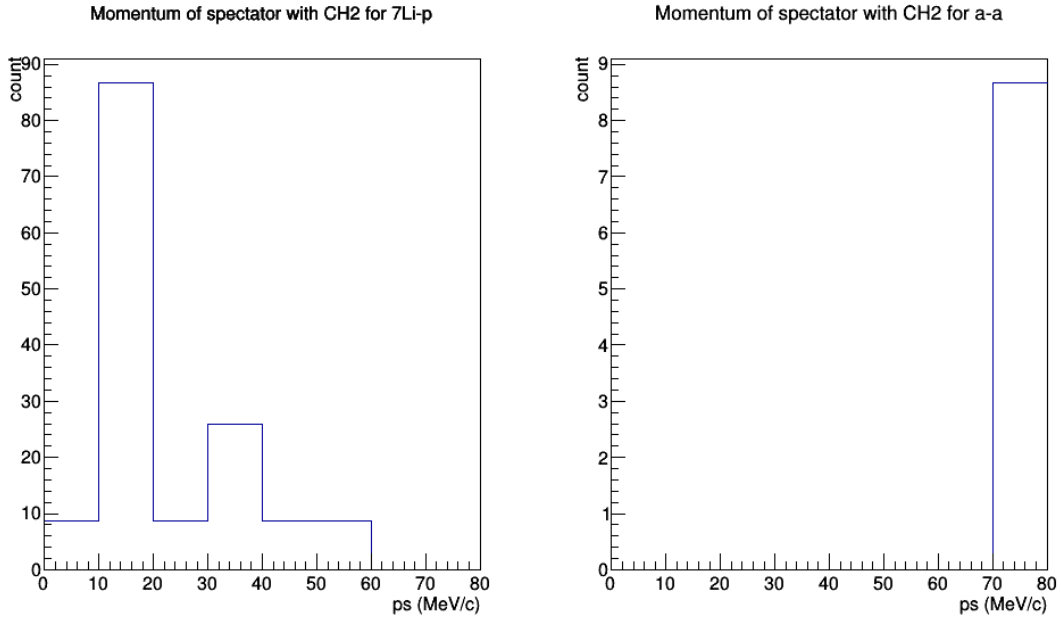

図 3.26: CH_2 標的での収量。左図が $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ 反応で、右図が $^7\mathrm{Be}(d,\,\alpha\alpha)p$ 反応

3.7 Kinematic Factor

3 体反応の断面積を 2 体反応の断面積に変換する際に必要な要素として Kinematic Factor があり、終チャンネルの phase space factor である。この量は、本実験セットアップにおける運動学計算により求められる。この計算においてはジオメトリ情報や実際の解析で用いた gate condition を同様に扱う必要がある。具体的には注目する反応において始状態のエネルギーを実際の実験結果と同様に設定し反応が全方向に当確率で発生すると仮定する。ここで得られるシミュレーションデータのうち、ビームの角度を考慮に入れた上で実際の検出器セットアップの位置で観測され得るデータに対して実際の解析でかけた gate と同様の gate をかけて選別する。このとき得られた phase space volume の p_s 依存性を下図 3.27 と図 3.28 に記した。

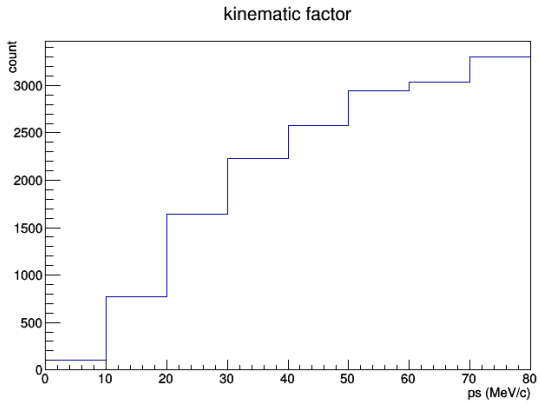

図 3.27: kinematic factor of ^{7}Be$(d, ^7$Li$p)p$

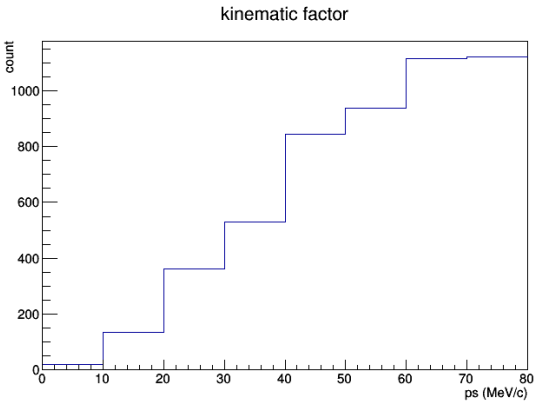

図 3.28: kinematic factor of ^{7}Be$(d,\, \alpha\alpha)p$

第4章　議論

4.1　THMの有効性

1.5 トロイの木馬法でも述べたようにTHMが適用されるためにはQF反応が確認され、選別する必要がある。このとき、THMの関係式(1.4)において制限された微小エネルギーΔEと微小角θにおいては式(1.4)は以下のように表される。

$$\begin{aligned} Y &\propto (\mathrm{KF})|\phi(\mathrm{p_s})|^2 \\ |\phi(p_s)|^2 &\propto \frac{Y}{\mathrm{KF}} \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで、Yは測定から得られた収量であり、この関係式で反応後の粒子sの運動量分布を求めることができる。このとき、トロイの木馬法が適用できるという仮定の下、トロイの木馬法の関係式を利用して運動量分布を求め、理論的な内部運動量分布と比較を通してQF反応を確認することでその仮定が正しかったことを証明するという手順を踏む。このとき、Kinematic Factorの領域と粒子sの運動量分布を求める際に用いた領域を図4.1と図4.2に示した。それらの図において、黒点がkinematic factorの全領域で青点はそのうち$|p_s| < 30$ MeV/cを表し、赤点が観測点である。

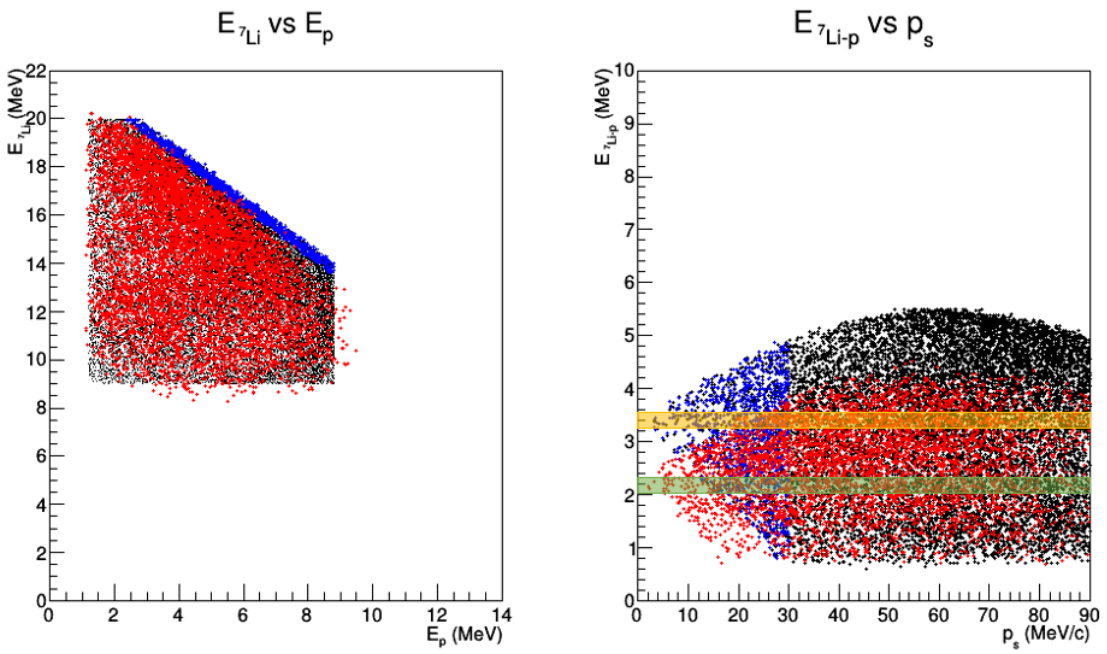

図 4.1: $^7\mathrm{Li}-p$ チャンネルの観測結果とシミュレーションの相関比較図。左図がエネルギー相関、右図が相対エネルギーと運動量の相関図。

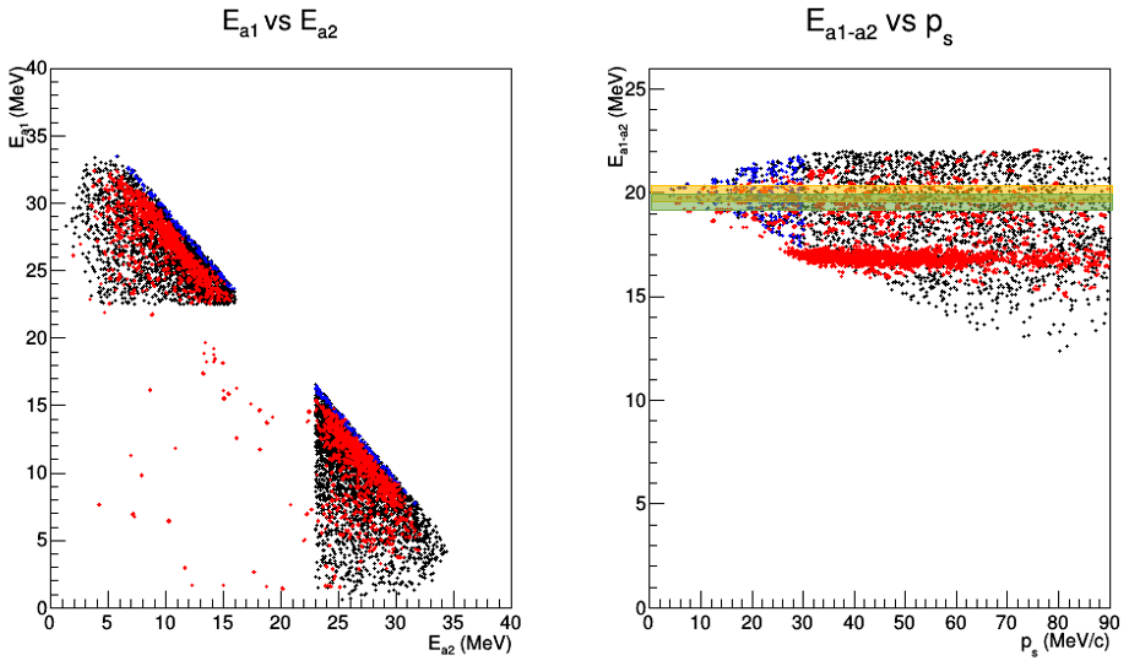

図 4.2: $\alpha-\alpha$ チャンネルの観測結果とシミュレーションの相関比較図。左図がエネルギー相関、右図が相対エネルギーと運動量の相関図。

^{7}Li-p では、左図のエネルギー相関図から ^{7}Li の観測エネルギーが 1 MeV 弱、計算値より低く表示されていることがわかる。一方で左図のエネルギー相関で観測点 (赤点) が計算値の $|p_s|$ <30 MeV/c に重なっている量よりも右の相関図で $|p_s| < 30$ MeV/c の観測点の数のほうが明らかに多い。このことと粒子 s の運動量は式 (3.5) で与えられることから、観測した角度が実際よりも小さく観測されたことに因って $|p_s|$ が低く与えられていることがわかる。また、右相関図において相対エネルギー $E_{^7\mathrm{Li-p}}$ が計算値よりも観測値のほうが 1 MeV 程度低く測定されている。先の議論を踏まえて観測した $E_{^7\mathrm{Li}}$ を $E_{^7\mathrm{Li}} + 1.0$ として計算を行ったところ $\Delta E_{^7\mathrm{Li-p}}$ は $\sim \Delta E_{^7\mathrm{Li-p}} + 0.5$ となった。終チャンネルの 2 粒子 c, d の相対エネルギー E_{cd} は 2 粒子の角度と 2 粒子のエネルギーで表されるので、このことから相対エネルギーの不足分は角度に因るということがわかった。$\alpha - \alpha$ チャンネルについてもエネルギーは計算値よりも観測値のほうが低く測定されている。しかしながら上の議論を踏まえた上で相対エネルギーや $|p_s| < 30$ MeV/c 以下の領域を見ると角度には大きな問題はないように見え、エネルギーキャリブレーションの精度のみが問題となっている。これらの物理量の差を理解した上で、微小 $\Delta E_{^7\mathrm{Li}}$ のみを抽出し、運動量分布を図 4.3 と図 4.4 のように求めた。その際の抽出領域を図 4.1 と図 4.2 上に黄帯と緑帯で示した。このとき、黄帯が kinematic factor の抽出領域で緑帯が観測の抽出領域である。

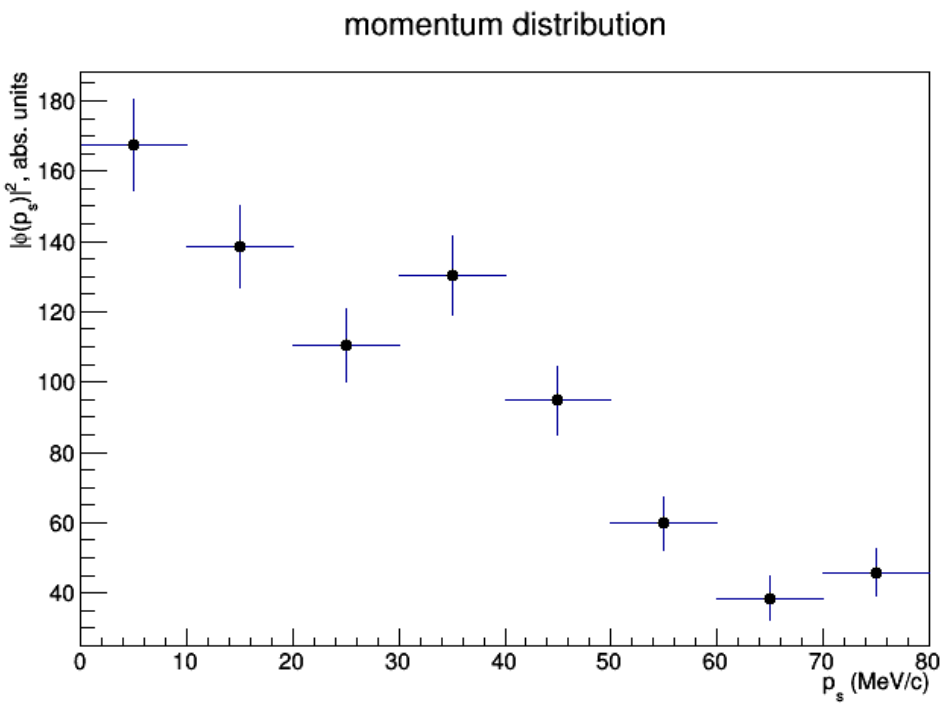

図 4.3: Experimental momentum distribution of deuteron by ^{7}Be$(d, {}^7$Li$p)p$

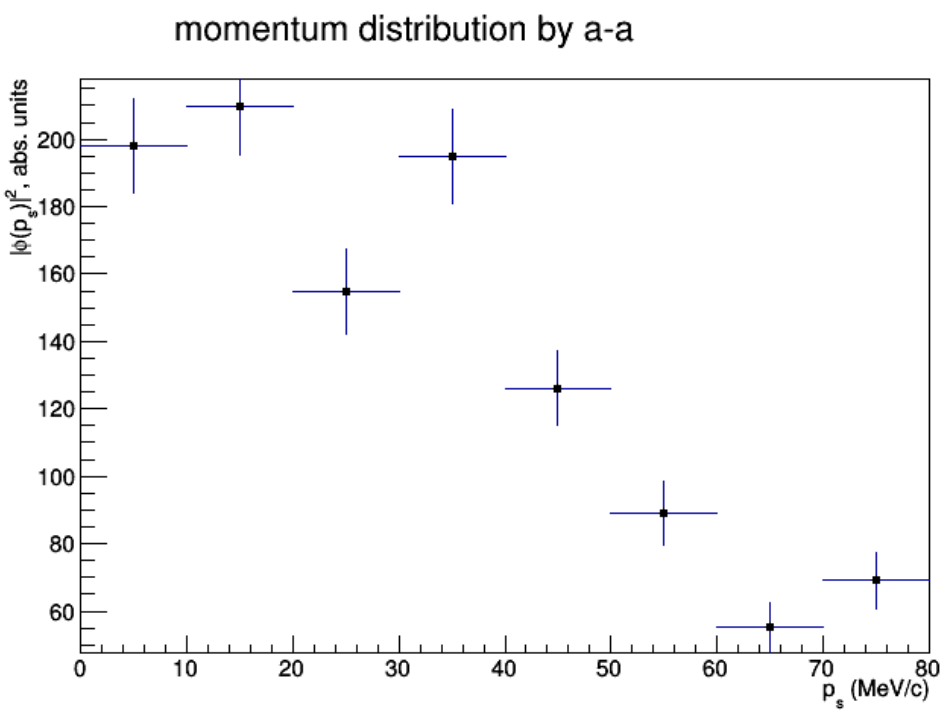

図 4.4: Experimental momentum distribution of deuteron by ^{7}Be$(d,\ \alpha\alpha)p$

重水素中の陽子の内部運動量分布についてはHulthén functionの運動量空間へのフーリエ変換 (下式) を用いれば良い。

$$\Phi(\vec{p_s}) = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{ab(a+b)}{(a-b)^2}}\left(\frac{1}{a^2+p_s^2} - \frac{1}{b^2+p_s^2}\right) \tag{4.2}$$

このとき、a=0.2317 fm^{-1}、b=1.202 fm^{-1}[36] であり、これが重陽子の基底状態の運動量分布に相当する。また、過去のdistorted wave impulse approximationやdistorted wave Born approximationのQF反応への適用により、distortion effectは波数 $\sqrt{2\mu_{xs}B_{xs}}$ (μ_{xs}: 粒子xと粒子sのreduced mass, B_{xs}: 粒子xと粒子sの束縛エネルギー) 以下の領域、特に重陽子の場合は少なくとも40 MeV/c以下では無視できることがわかっている [37]。

図4.5と図4.7にその結果を記した。実験データは黒のドットで表されており、青線が上式で表されるHulthén functionである。

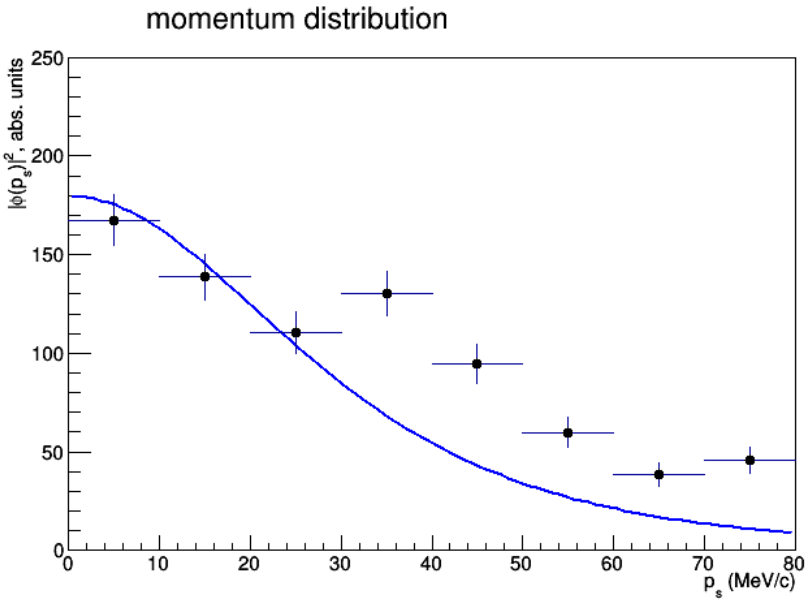

図 4.5: momentum distribution with Hulthén function for ^{7}Be$(d,{}^7$Li$p)p$

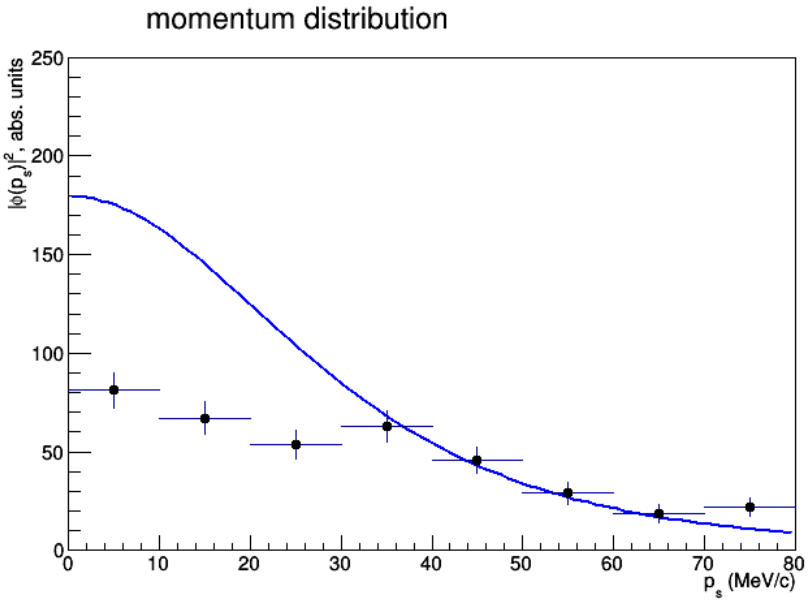

図 4.6: momentum distribution with Hulthén function for ^{7}Be$(d, ^7$Li$p)p$ for relatively high momentum range

図 4.5 を見ると〜30 MeV/c までは比較的実線に近い値を示しているがそれ以上の領域では差が大きくなっているように見える。しかし、$|p_s| > 30$ MeV/c の領域を Hulthén function に合わせてみると図 4.6 のようになり、こちらの領域でもうまく合う。つまり、$|p_s| > 30$ MeV/c の領域が多い、あるいは $|p_s| < 30$ MeV/c の領域が少ないという解釈ができる。ここで先の議論においてエネルギーが低く観測されており、計算における $|p_s|$ <30 MeV/c の領域にあまり重なっていなかったことを考えると、$|p_s|$ <30 MeV/c の領域が少ないという解釈がより合致する。ただし、上に述べたようにこの放出チャンネルにおいてはエネルギー、位置キャリブレーションともに再考する必要があるため確実ではない。

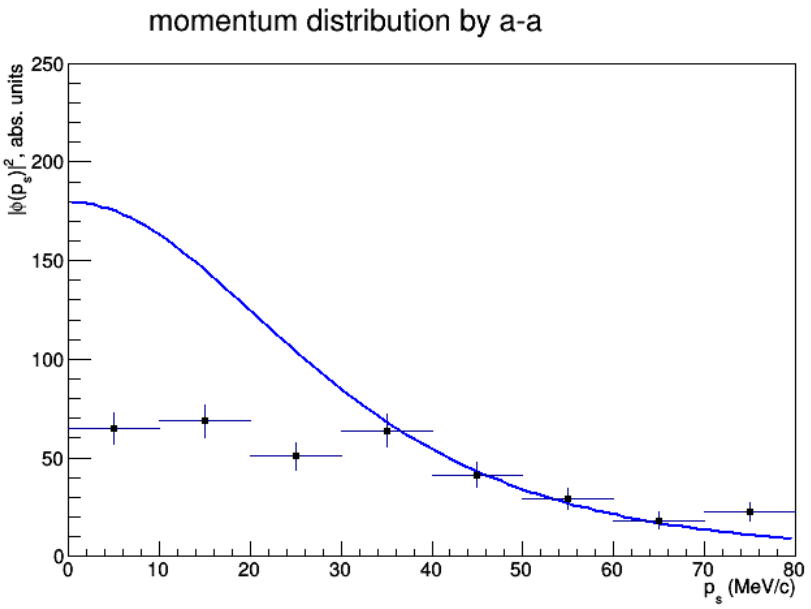

図 4.7: momentum distribution with Hulthén function for ^{7}Be(d, $\alpha\alpha$)p

一方、図 4.7 でも $|p_s| < 30$ MeV/c の領域で理論量と合致していない。このチャンネルの場合は先に述べたように位置キャリブレーションはほぼ妥当であることから同じく観測エネルギーが理論より低いことから $|p_s| < 30$ MeV/c の領域でカウント数が少なくなったと考えられる。

以上では観測の観点から議論を行ったが、実際に運動量分布を求める際に大きな影響を与える要素として kinematic factor がある。この量はモンテカルロシミュレーションで求められているので定量的な評価は難しいが、例えば $^7\mathrm{Li} - p$ チャンネルの観測における抽出領域を $E_{^7\mathrm{Li}} \sim E_{^7\mathrm{Li}} + \Delta E_{^7\mathrm{Li}}$ から $E_{^7\mathrm{Li}} - 0.1 \sim E_{^7\mathrm{Li}} + \Delta E_{^7\mathrm{Li}} - 0.1$ などと 0.1 MeV ずらしてみると、運動量は図 4.8 のようになり、非常に大きな感度を持っていることがわかる。

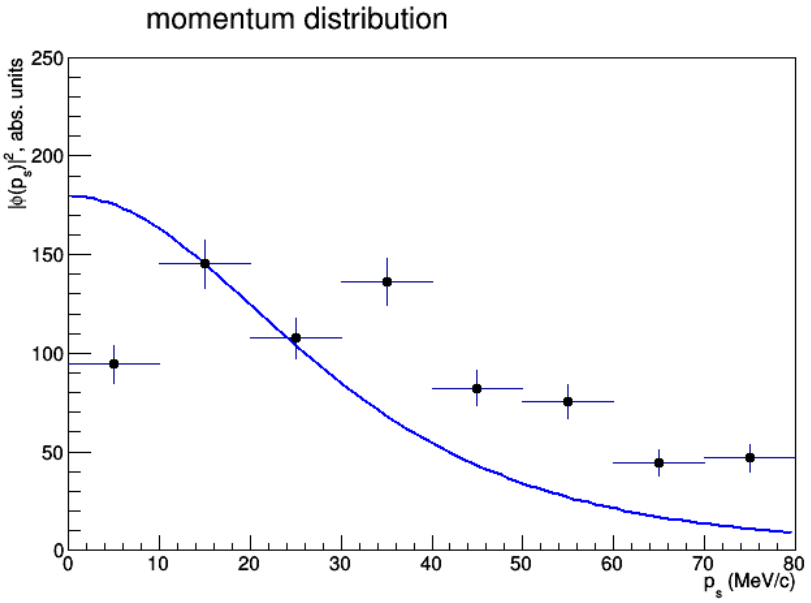

図 4.8: momentum distribution with Hulthén function for $^7\mathrm{Be}(d,{}^7\mathrm{Li}p)p$ with different gate condition

このことと同様に、抽出領域だけではなく図 4.1 と図 4.2 の全領域に関しても観測領域と計算領域が高い精度で一致している必要があり、この効果を多分に含んでいることが予想される。

以上より、現時点における解析では $^7\mathrm{Li}-p$ チャンネル、$\alpha-\alpha$ チャンネル共に QF 反応が確認されたと断定することはできない。しかしながら、$^7\mathrm{Li}-p$ チャンネル、$\alpha-\alpha$ チャンネル共に一部で理論量と観測量の一致が観られ、将来の解析次第で QF 反応が確認される可能性はある。

4.2 将来の解析

以上の議論を踏まえ、要求される改善点は

- エネルギー、位置キャリブレーションを再度行い、計算と一致するようにする。
- その際、ビームタイムにおけるゲインドリフトの効果やデッドレイヤーなどの効果を考慮する。
- kinematic factor と実際の解析のゲートコンディションを精細に合致させる。

等がある。これらを精巧に実行し、QF 反応を確認して初めて断面積を求めることができる。

第5章　結論

5.1　まとめ

^{7}Li の存在量に関して観測量は理論予測量に対して 3-4 倍程小さいという ^{7}Li 問題を解決するため ^{7}Be に関する 2 つの反応について同時測定を行った。1 つは ^{7}Be の主要な崩壊プロセスである $^7\mathrm{Be}(n,p)^7\mathrm{Li}$ 反応である。もう 1 つは最近になりビッグバン元素合成の計算ネットワークに組み入れられた $^7\mathrm{Be}(n,\alpha)^4\mathrm{He}$ 反応である。本測定は 2016 年 11 月に本学の原子核科学研究センターが理化学研究所内に所有する CNS Radio-Isotope Beam separator (CRIB) を用いて行った。3 体反応を通して 2 体反応の反応断面積の相対値を求めるトロイの木馬法という間接測定法を利用する本実験において、本論文ではその有効性の議論を行った。解析においては Q-value を通じて、実際に観測した反応チャンネルが上述した 2 反応に対応していることを確認した。その上でトロイの木馬法の有効性を議論するために、放出チャンネルの 3 粒子のうち反応に関与しない粒子の運動量分布を導きだした。観測における運動量分布と理論で導かれる運動量分布を比較することでトロイの木馬法の有効性を確認することができるが、現段階においては $^7\mathrm{Li}-\mathrm{p}$ のチャンネルと $\alpha-\alpha$ チャンネル共に、トロイの木馬法が有効であると断定できなかった。しかしながら一部で理論量と観測量の一致がみられ、今後の解析次第で改善する可能性がある。

参考文献

[1] A. Coc, J. P. Uzan, and E. Vangioni, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2014**, 050 (2014).

[2] A. Hosford, S. G. Ryan, A. E. García Pérez, J. E. Norris, and K. A. Olive, Astronomy and Astrophysics **493**, 601 (2009)

[3] M. Pospelov and J. Pradler, Annual Review of Nuclear and Particle Science **60**, 539 (2010).

[4] F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, O. Pisanti, and P. D. Serpico, Physics Reports **472**, 1 (2009).

[5] Planck Collaboration, Astronomy and Astrophysics **571**, 1 (2013).

[6] Sean G. Ryan et al., The Astrophysical Journal Letters, **530**, 2(2000).

[7] A. Adahchour and P. Descouvemont, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **29**, 395 (2003).

[8] A. Adahchour and P. Descouvemont, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **29**, 395 (2003).

[9] A. Coc and E. Vagioni, Journal of Physics: Conference Series **202**, 012001 (2001).

[10] P. Koehler, C. Bowman, F. Steinkruger, D. Moddy, G. Hale, J. Starner, S. Wender, R. Haight, P. Lisowski, and W. Talbert, Physical Review C **37**, 917 (1988).

[11] R. L. Macklin and J. H. Gibbons, Physical Review **109**, 105 (1958).

[12] R. R. Borchers and C. H. Poppe, Physical Review **129**, 2679 (1963).

[13] C. H. Poppe, J. D. Anderson, J. C. Davis, S. M. Grimes, and C. Wong, Physical Review C **14**, 438 (1976).

[14] K. Sekharan, H. Laumer, B. Kern, and F. Gabbard, Nuclear Instruments and Methods **133**, 253 (1976).

[15] P. D. Serpico, S. Esposito, F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, and O. Pisanti, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **2004**, 010 (2004).

[16] P. Bassi, B. Ferretti, G. Venturini, G. C. Bertolini, F. Cappellani, V. Mandl, G. B. Restelli, and A. Rota, II Nuovo Ci mento **28**, 1049 (1963).

[17] C. King, S. Austin, H. Rossner, and W. Chien, Physical Review C **16**, 1712 (1977).

[18] D. Mercer, S. Austin, and B. Glagola, Physical Review C **55**, 946 (1997).

[19] M. Barbagallo, A. Musumarra, L. Cosentino et. al., Physical Review Letter **117**, 152701(2016).

[20] . Q. Hou, J. J. He, S. Kubono, and Y. S. Chen, Phys. Rev. C **91**, 055802 (2015). M. Barbagallo, A. Musumarra, L. Cosentino et. al., Physical Review Letter **117**, 152701

[21] R. V. Wagoner, Astrophysical Journal **148**, 3 (1967).

[22] R. V. Wagoner, Astrophysical Journal Suppliment Series **18**, 247 (1967).

[23] R. V. Wagoner et al., Astrophysical Journal **179**, 343 (1973).

[24] C. Spitaleri, A. M. Mukhamedzhanov, L. D. Blokhintsev, M. La Cognata, R. G. Pizzone, and A. Tumino, Physics of Atomic Nuclei **74**, 1725 (2011).

[25] G. Chew and G. Wick, Physical Review **85**, 636 (1952).

[26] M. Gulino, C. Spitaleri, S. Cherubini, V. Crucillá, M. La Cognata, L. Lamia, R. G. Pizzone, S. Romano, M. L. Sergi, A. Tumino, L. Chengbo, Z. Elekes, E. Somorjai, V. Burjan, V. Kroha, and A. Mukhamedzhanov, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **37**, 125105 (2010).

[27] M. Gulino, C. Spitaleri, X. D. Tang, G. L. Guardo, L. Lamia, S. Cherubini, B. Bucher, V. Burjan, M. Couder, O. Davies, R. DeBoer, X. Fang, V. Z. Goldberg, Z. Hons, V. Kroha, L. Lamm, M. La Cognata, C. Li, C. Ma, J, Mrazek, A. Mukhamedzhanov, M. Notnani, S. Obrien, R. G. Pizzone, G. G. Rapisarda, D. Roberson, W. Tan, I. J. Thompson, and M. Wiescher, Physical Review C **87**, 012801 (2013).

[28] S. Cherubini, M. Gulino, C. Spitaleri, G. G. Rapisarda, M. La Cognata, L. Lamia, R. G. Pizzone, S. Romano, S. Kubono, H. Yamaguchi, S. Hayakawa, Y. Wakabayashi, N. Iwasa, S. Kato, T. Komatsubara, T. Teranishi, A. Coc, N. de Séréville, F. Hammache, G. Kiss, S. Bishop, and D. N. Binh, Physical Review C **92**, 015805 (2015).

[29] H. Yamaguchi, Y. Wakabayashi, G. Amadio, S. Hayakawa, H. Fujikawa, S. Kubono, J. J. He, A. Kim, and D. N. Binh, Nuclear Instruments and Method in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **589**, 150 (2008).

[30] H. Yamaguchi, Y. Wakabayashi, S. Kubono, G. Amadio, H. Fujikawa, T. Teranishi, A. Saito, J. J. He, S. Nishimura, and Y. Togano, Physics Letters B **672**, 230 (2009).

[31] H. Yamaguchi, D. Kahl, Y. Wakabayashi, S. Kubono, T. Hashimoto, S. Hayakawa, T. Kawabata, N. Iwasa, T. Teranishi, Y. K. Kwon, D. N. Binh, L. H. Khiem, and N. N. Duy, Physical Review C **87**, 034303 (2013).

[32] Y. Yanagisawa, S. Kubono, T. Teranichi, K. Ue, S. Michimasa, M. Notani, J. He, Y. Ohsiro, S. Shimoura, S. Watanabe, N. Yamazai, H. Iwasaki, S. Kato, T. Kishida, T. Morikawa, and Y. Mizoi, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **539**, 74 (2005).

[33] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. S*ü*mmerer, and I. Tanihata, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment **470**, 562 (2001).

[34] M. Zadro, D. Miljanić, C. Spitaleri, G. Calvi, M. Latuada, and F. Riggi, Physical Review C **40**, 1181 (1989).

[35] H. Baba, S. Takeuchi, K. Yamada, S. Shimoura, and K. Ieki, RIKEN Accel. Prog. Rep. **34**, 221 (2001).

[36] M. Zadro et al., Phys. Rev. C **41**, 1840 (1989).

[37] L.Lamia et al, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39**, 1(2012)