

# 卒業論文

題目 175MeV 準単色中性子入射による炭素からの水素同位体生成に関する研究

氏名 平山 嵩祐

所属教育分野 プラズマ理工学

指導教員 渡辺幸信 准教授

九州大学工学部エネルギー科学科

提出年月 平成 21 年 2 月

# 目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	3
第2章 実験装置	4
2.1 The Svedberg Laboratory	4
2.2 MEDLEY スペクトロメータ	5
2.3 検出器	6
第3章 データ解析	7
3.1 エネルギー校正	8
3.2 粒子弁別	14
3.3 検出効率	16
3.3.1 PHITS を用いた導出方法	16
3.3.2 光学模型を用いた導出方法	19
3.4 反跳陽子法による入射中性子スペクトルの導出	21
3.4.1 入射中性子スペクトル	22
3.4.2 微分断面積テーブル	24
第4章 PHITS による解析手法	26
4.1 計算方法	26
4.2 計算に使用した原子核反応モデル	27
第5章 結果及び考察	28
5.1 二重微分収量	28
5.2 系統誤差	31
5.3 PHITS コードによる計算値と実験結果の比較	31
5.3.1 陽子二重微分収量	31
5.3.2 重陽子二重微分収量	36
5.3.3 三重陽子二重微分収量	39
5.3.4 収量	42
5.3.5 入射中性子のピーク部分の寄与	44
5.3.6 入射中性子スペクトルの違いによる計算値の変化	45
第6章 結論及び今後の課題	48
謝辞	49
参考文献	50
付録	

# 第1章 序論

## 1.1 研究背景

高エネルギー中性子と物質との相互作用及び物質内輸送を正確に把握することは、粒子線がん治療の線量評価<sup>(1)</sup>、航空機乗務員の宇宙線中性子による被曝線量評価、宇宙線中性子誘起による半導体デバイスの誤作動現象(SEU)<sup>(2)</sup>、加速器駆動核変換システム(ADS)などの諸分野において重要である。

例えば、高エネルギー中性子が人体組織に与える影響を考える場合、人体組織の構成元素(C、O、H、N、など)と高エネルギー中性子の物理的相互作用に関する理解が不可欠である。図 1.1 に人体組織と高エネルギー中性子の相互作用の概念図を示す。人体組織との相互作用は、初期過程として原子核反応を通じて起こる。原子核反応により、2次イオン(陽子、重陽子、 $\alpha$ 粒子などの軽イオンや反跳重イオン)が染色体近傍で生成されると、2次イオンがDNA構成分子を局所的に電離することで、DNA連鎖の破壊損傷を起こし、修復できなければ細胞レベルでの損傷へと発展していく。よって、初期物理過程である原子核反応による2次イオンの生成とその物質内輸送現象の理解を深めることが重要となる。

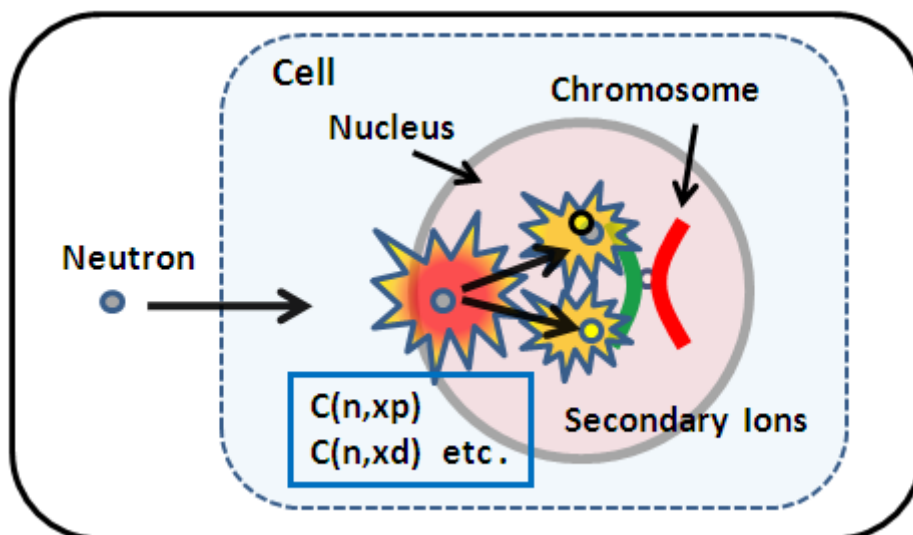


図 1.1 : 人体組織と高エネルギー中性子の相互作用

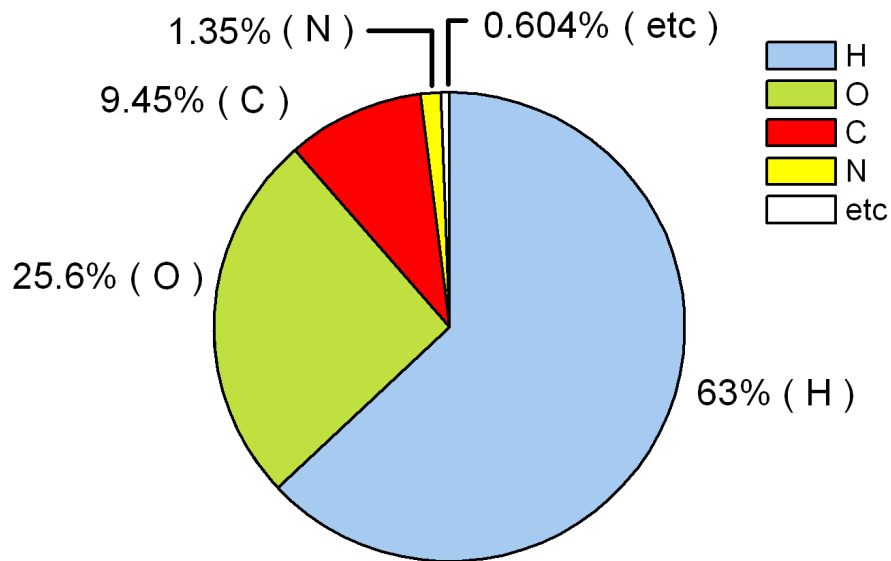


図 1.2：人体の構成元素原子数比

本研究では、人体構成元素のうち、炭素に着目する。図 1.2 に示すように、炭素は原子数比で全体の 9.4% を占め、3 番目に重要な原子である。過去に行われた炭素標的に対する中性子入射生成軽イオン生成実験を調査して、入射エネルギーに従って整理した結果を図 1.3 に示す。100MeV 以下の領域に限ると、非常に少ないながらも国内外の利用可能な準単色中性子源施設にて測定が行われた。その主な実験施設はウプサラ大学 TSL、UC Davis, Louvain-la-Neuve、東北大学、などである。UC Davis では 3 つの検出器からなる 3 つのテレスコープを持つ装置を用いた。27.4 MeV、39.7 MeV、60.7 MeV の入射エネルギーで陽子、重陽子、三重陽子、 $^3\text{He}$ 、 $\alpha$  粒子の測定が実施された<sup>(3)</sup>。Louvain-la-Neuve は 2 つの検出器からなる 4 つのテレスコープを持つ装置を使用した。30 MeV、75 MeV の入射エネルギーで同様の軽イオンの測定がなされた<sup>(4)</sup>。また、ウプサラ大学,TSL では、MEDLEY<sup>(12,13)</sup>を用いて 95MeV の入射エネルギーで同様の軽イオンの測定が行われていた<sup>(5)</sup>。東北大学では 2 つの検出器からなるテレスコープを用い、65 MeV、75 MeV の入射エネルギーで陽子、重陽子の測定が前方角のみで行われた<sup>(6)</sup>。また、300MeV 以上の領域では中性子入射生成軽イオン生成実験は一度しか実施されていない。この実験は SIN で行われた。3 つの検出器からなるテレスコープを 2 つ用いて 300 ~ 500 MeV のエネルギー領域で陽子、重陽子、三重陽子の測定がなされた<sup>(7)</sup>。

しかしながら、100~300 MeV のエネルギー領域の高エネルギー中性子における軽イオンの生成収量のデータは高強度の準単色中性子源施設がなかったために、皆無の状況である。

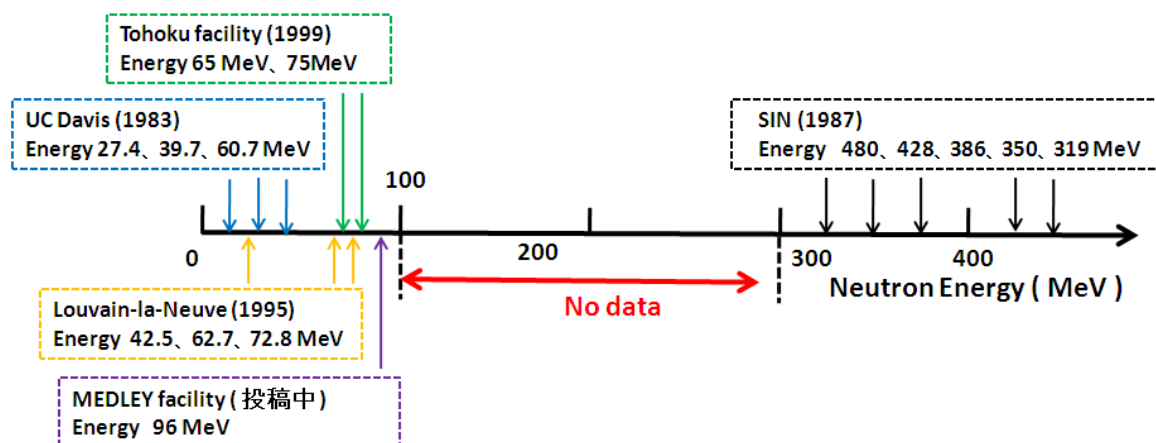


図 1.3 : 今までに行われた炭素標的への中性子入射軽イオン生成実験

一方、高エネルギー中性子と物質との相互作用の素過程である原子核反応理論に注目すると、この反応過程を記述する理論モデルはいくつか提案されているが、経験的に求めるパラメータを含んでいるため、実験によって入射エネルギー依存性を決め、応用に向けて予測能力を高めることが望まれている。実験での生成収量の多い陽子や中性子については理論モデルの予測精度は比較的改善されてきた。しかし収量の少ない軽イオン、特に重陽子、三重陽子、 $^3\text{He}$ 、 $\alpha$ 粒子などの軽クラスターイオンに関しては、理論モデルの計算の予測能力に現状では限界があり、その改良が指摘されており現在研究が進められている<sup>(29)</sup>。生成機構の詳細を解明し、理論モデルの予測能力を改良するために、広いエネルギー範囲にわたる実験データの蓄積が要求されている状況にある。

## 1.2 研究目的

2007年10月に、ウプサラ大学、The Svedberg laboratory(TSL)で 当研究グループの林によって人体組織の構成元素の1つである炭素を標的核に用いて175MeV 準単色中性子入射軽イオン生成実験が行われた<sup>(8,9)</sup>。林は、TOFを用いて陽子の予備的な解析を行った。

本研究は林の解析を拡張し、この時に測定された軽イオン生成反応データをTOFを用いずに解析し、放出陽子、重陽子及び三重陽子の二重微分収量を導出すると共に、実験結果をPHITS コード計算<sup>(10)</sup>と比較し、核反応モデル及び評価済み高エネルギー核データファイルのベンチマークを行うことを目的とする。

## 第2章 実験装置

### 2.1 The Svedberg Laboratory

実験は2007年度に林によって、ウプサラ大学、The Svedberg Laboratory (TSL) 準単色中性子源施設<sup>(11)</sup>にて行われた。図2.1にTSL準単色中性子源施設の構成を示す。

Gustaf Werner サイクロトロンにより加速された陽子ビームはLiターゲット(99.99%  ${}^7\text{Li}$ 、厚さ23.5mm)に入射し、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応によって準単色中性子を発生させる。

入射陽子ビームは、Liターゲット通過後、電磁石によって曲げられビームダンプに導かれる。そして、ビーム電流をモニターするために、ファラデーカップが置かれている。発生した中性子は、長さ100cm、終端半径54mmである円錐形の鉄製コリメータを通過した後、MEDLEY<sup>(12,13)</sup>の中心に設置された反応ターゲットに入射する。相対中性子ビーム強度はビームダンプに置かれているファラデーカップとMEDLEYの下流に設置されているTFBCによってモニターされる。

測定されるバックグラウンド中性子の遮蔽性を向上させるため、MEDLEYの前に厚さ50cmの鉄の壁が置かれている。また、Liターゲットから、MEDLEYの中心までの距離は86cmである。

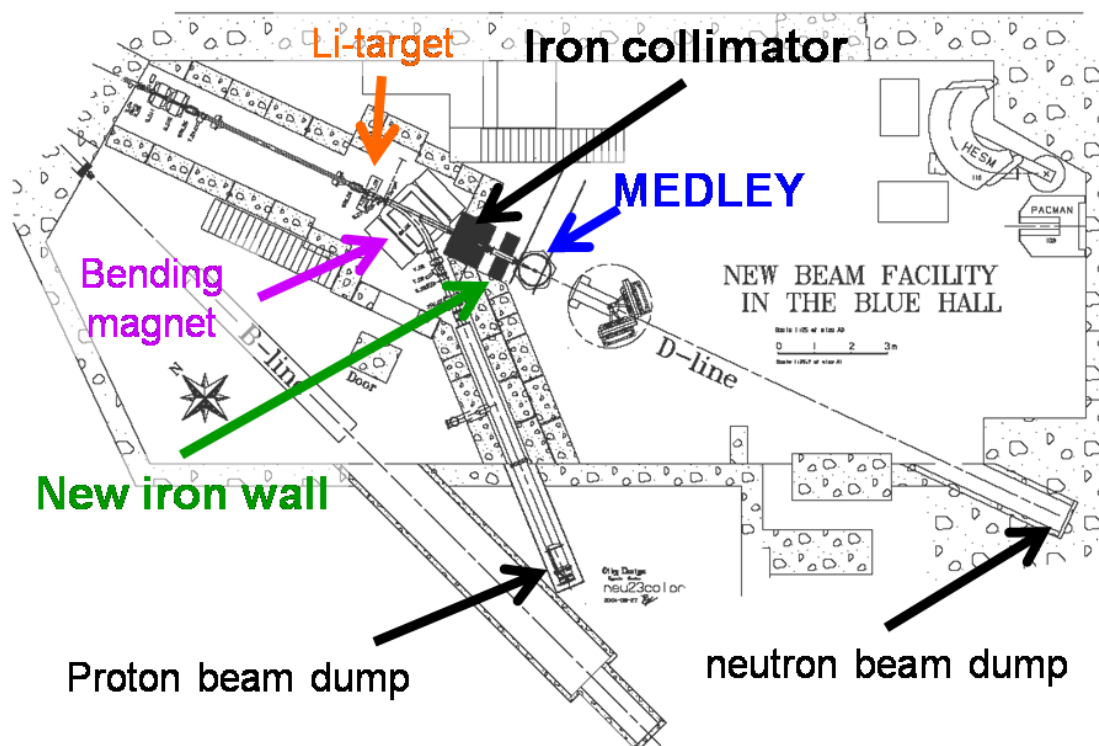


図 2.1 : The Svedberg Laboratory (TSL) 準単色中性子源施設

## 2.2 MEDLEY スペクトロメータ

MEDLEY スペクトロメータの構成を図 2.2 に示す。MEDLEY スペクトロメータは高さ 24cm、直径 90cm の円筒形の真空槽である。この槽の内部には放出される軽イオンの種類を弁別する目的で  $20^\circ$  から  $160^\circ$  まで  $20^\circ$  間隔で 8 台の望遠鏡が搭載されている。全ての望遠鏡は槽の底にある回転可能なテーブルに固定されている。このテーブルを動かすことによって、望遠鏡の前方、後方を入れ替えることができる。ターゲットからそれぞれの望遠鏡までの距離もまた変化させることができる。

炭素 (C) ターゲットは MEDLEY の中央に置かれている。バックグラウンドの信号を減らすために、各ターゲットは細いワイヤーでアルミニウムのフレームにつるされている。炭素ターゲットは直径 22mm、厚さ 1.0mm である。反跳陽子法を用い、入射中性子スペクトルを得るために直径 25mm、厚さ 1.0mm のポリエチレン ( $\text{CH}_2$ ) ターゲットも使用した。バックグラウンドはターゲットを空にして測定した。ターゲットは真空を壊すことなく簡単に切り換えることができる。

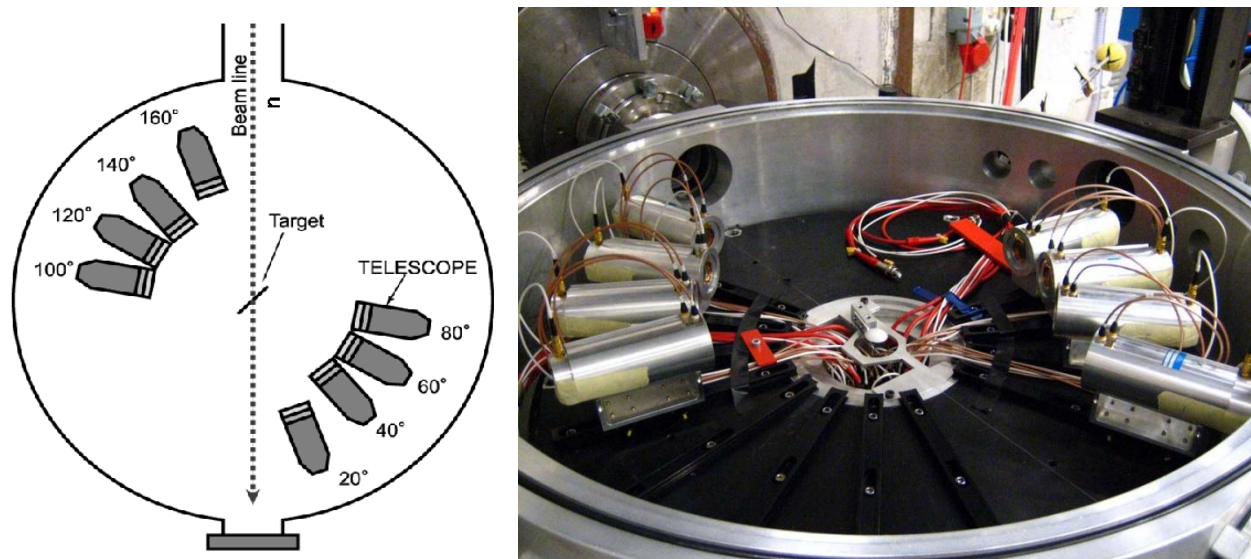


図 2.2 : MEDLEY スペクトロメータの構成

(左図) : MEDLEY 散乱槽の概略図

(右図) : MEDLEY 散乱槽の内部

## 2.3 テレスコープ検出器

図 2.3 にテレスコープ検出器の構成を示す。それぞれのテレスコープは $\Delta E$  検出器としてのシリコン表面障壁型検出器 2 個と E 検出器としての CsI(Tl)シンチレータからなる。前方のシリコン表面障壁型検出器 ( $\Delta E_1$ ) は直径 23.9mm、厚さ 50~60  $\mu\text{m}$  のものを、また後方のシリコン表面障壁型検出器 ( $\Delta E_2$ ) は直径 23.9mm、厚さ約 1000  $\mu\text{m}$  のものを使用した。E 検出器である CsI(Tl)シンチレータは直径 50mm、長さ 100mm の円筒形 (終端部 30mm がテーパ形状) であり、軽イオンのエネルギーをシンチレータ内で完全に付与させるのに十分な大きさのものを使用した  $\Delta E$ - $\Delta E$ -E テレスコープを用いることで数 MeV から 200MeV までのエネルギー領域において軽イオンの弁別とエネルギー測定が可能である。

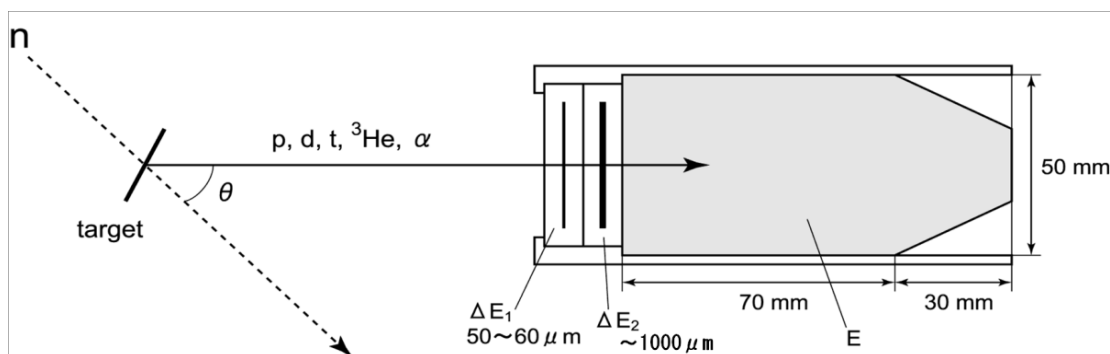


図 2.3 : テレスコープ検出器の構成

また、回路系とデータ取得の詳細に関しては 2005 年に TSL で行われた、カルシウムを標的として行った実験<sup>(14)</sup>を参照する。実験の詳細を表 2.1 に示す。

表 2.1 : 実験の詳細

陽子エネルギー [MeV]	179.3
最大陽子電流 [ $\mu\text{A}$ ]	0.3
ピーク中性子エネルギー [MeV]	174.9
Li ターゲット厚さ [mm]	23.5
炭素ターゲットサイズ (直径×厚さ) [mm]	22×1.0
CH <sub>2</sub> ターゲットサイズ (直径×厚さ) [mm]	25×1.0

## 第3章 データ解析

解析には、おもに ROOT<sup>(15)</sup>を用いた。MEDLEY 実験の測定データ処理を行う場合、測定した raw data を ROOT に適したフォーマット (ROOT フォーマット) に変換する必要がある<sup>(14)</sup>。よって、raw data を ROOT フォーマットに変換した後、標的ごとに、各検出器の ROOT ファイルを作成する。この ROOT ファイルを用いてこの先の解析を行っていく。

図 3.1 に解析の流れ図を示す。解析は図 3.1 のように行っていく。まず Si 半導体検出器と CsI(Tl)検出器の ADC 値をエネルギーに校正する。次に粒子を選択し、粒子ごとに新たな ROOT ファイルを作成し、このファイルを用いてバックグラウンドの差し引きや検出効率など様々な効果の補正を行い最終的な二重微分収量を導出する。

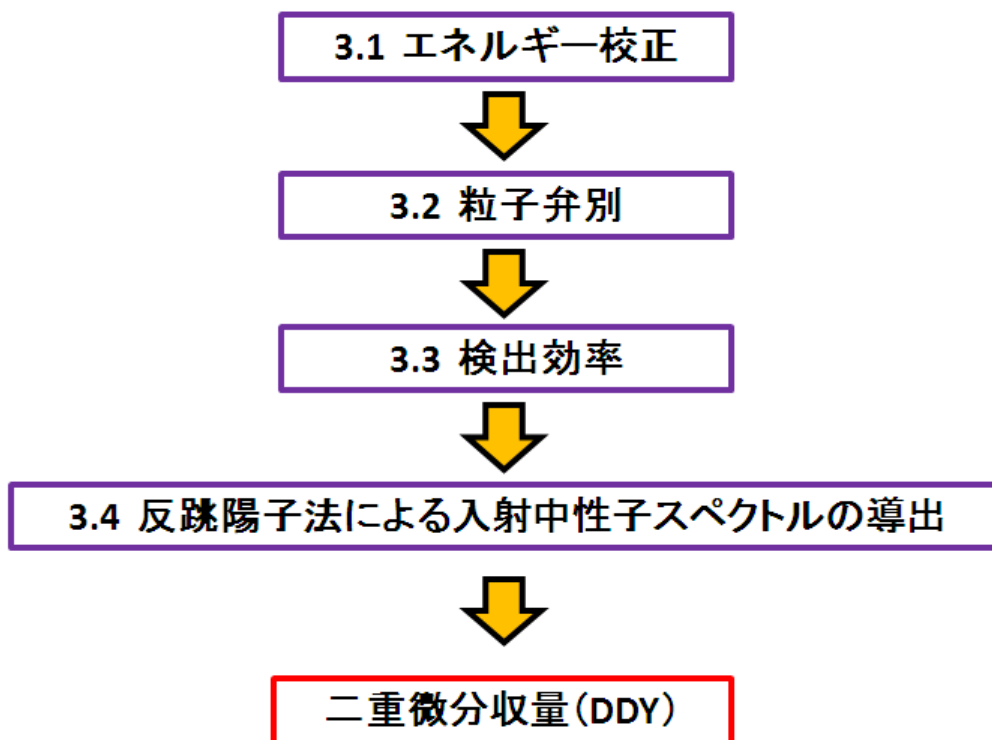


図 3.1 : データ解析の流れ図

### 3.1 エネルギー校正

シリコン半導体検出器と CsI(Tl)検出器の ADC 値をエネルギー値に校正する。

MEDLEY 検出器から得られる典型的な  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図と  $\Delta E_2 - \Delta E$  相関図を図 3.2 と図 3.3 に示す。

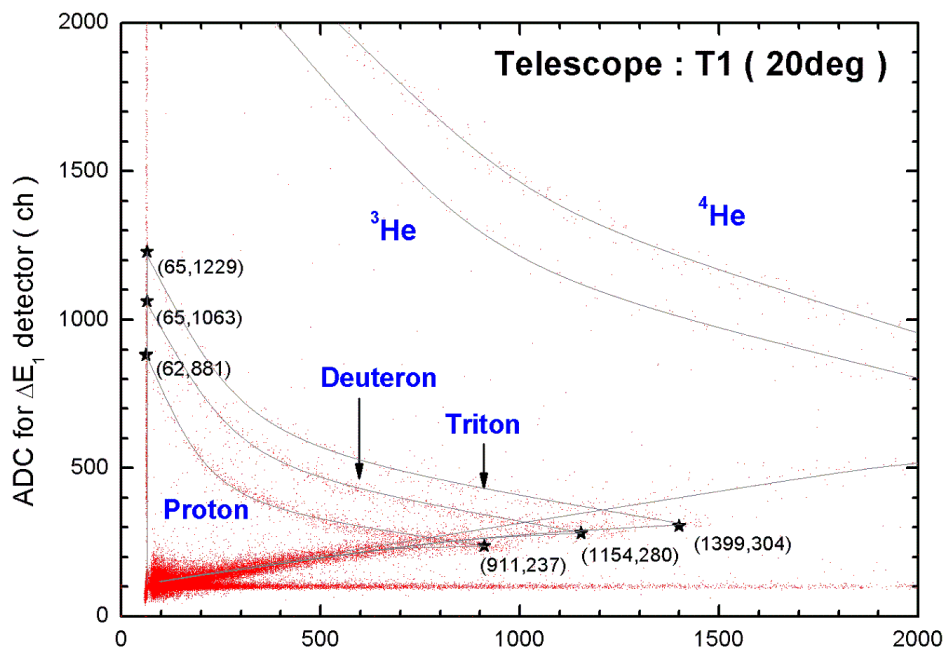


図 3.2 :  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図 (T1)

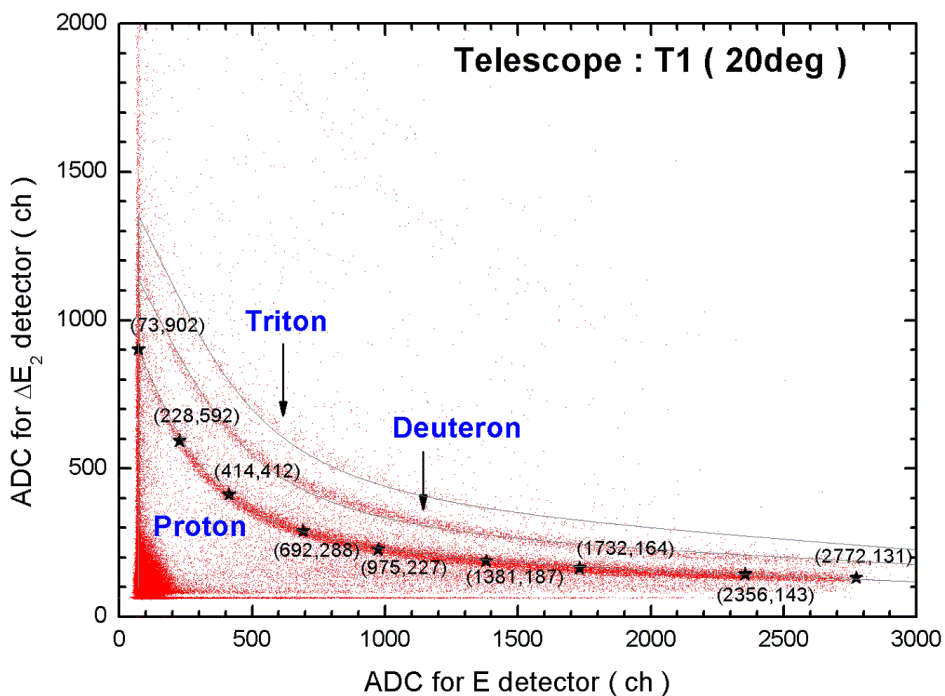


図 3.3 :  $\Delta E_2 - \Delta E$  相関図 (T1)

エネルギー校正を行う前に、10keV から 200MeV までのエネルギー領域において SRIM コード<sup>(16)</sup>を用いてシリコン半導体中と CsI シンチレータ中の粒子(陽子、重陽子、三重陽子)の阻止能をそれぞれ得た。そして、それらの阻止能を用いて粒子の様々な入射エネルギーに対して、 $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$ -E 検出器のそれぞれにおける粒子の損失エネルギーを計算した。損失エネルギーの  $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$  相関図と  $\Delta E_2$ - $\Delta E$  相関図を図 3.4 と図 3.5 に示す。

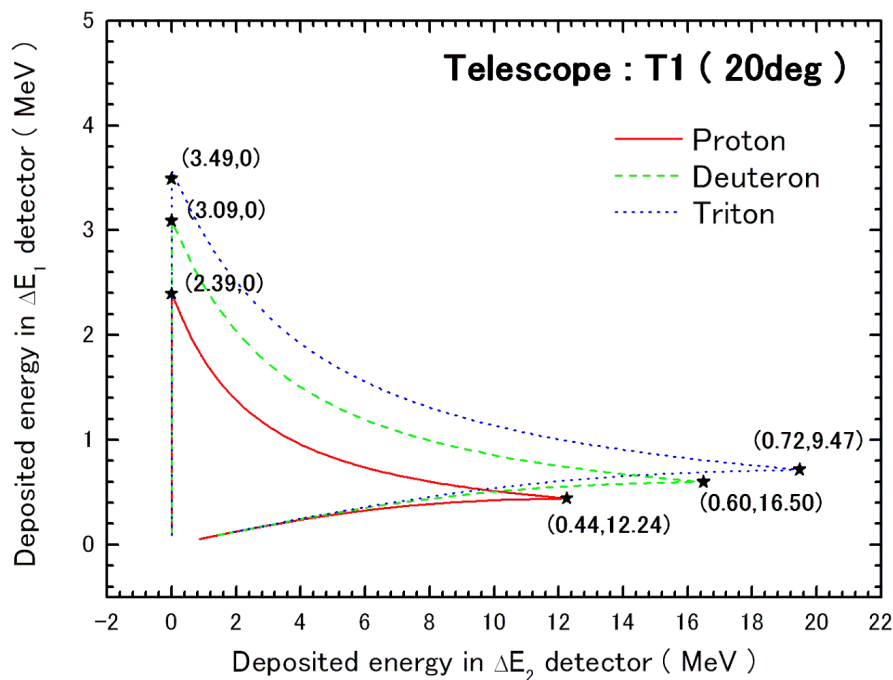


図 3.4 :  $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$  相関図-SRIM (T1)

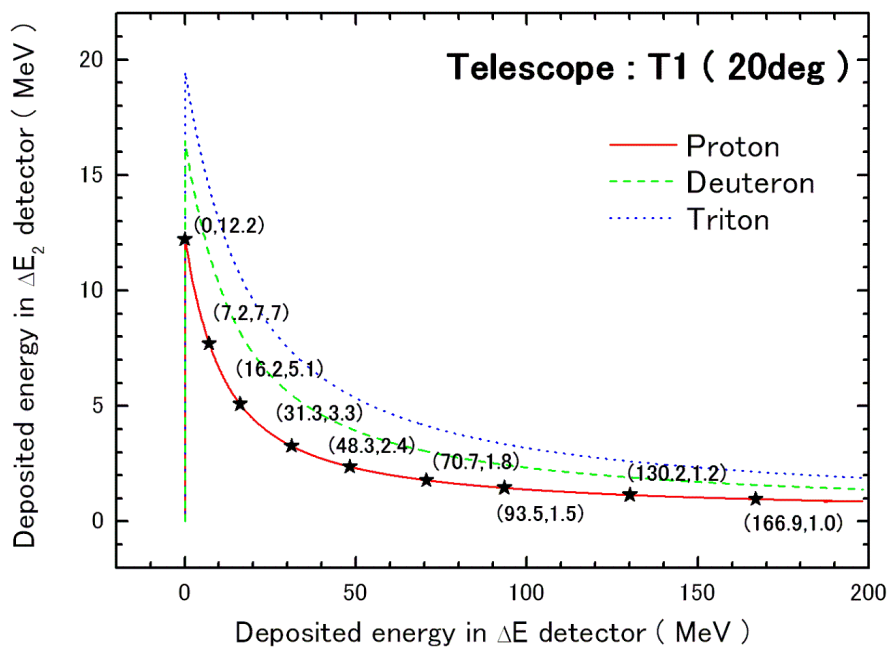


図 3.5 :  $\Delta E_2$ - $\Delta E$  相関図-SRIM (T1)

シリコン半導体検出器はエネルギーに関して線形応答を持つことが知られている。つまりエネルギー校正曲線は次式で表わされる。

$$E = kL + m \quad (3.1)$$

ここで、 $E$  はエネルギー出力、 $L$  は ADC チャンネル値、 $k$ 、 $m$  はフィッティングパラメータである。 $\Delta E_1$  検出器と  $\Delta E_2$  検出器をそれぞれ荷電粒子が突き抜ける箇所(★)を校正点に用いて、エネルギー校正を行った。図 3.1 と図 3.3 の比較より式 (3.1) を用いて、 $\Delta E_1$  検出器と  $\Delta E_2$  検出器のエネルギー校正曲線を求めた。T1 の  $\Delta E_1$  検出器、 $\Delta E_2$  検出器のエネルギー校正の結果を図 3.6 と図 3.7 に示す。また、全テレスコープ検出器の  $\Delta E_1$  検出器と  $\Delta E_2$  検出器のフィッティングパラメータを表 3.1 に示す。

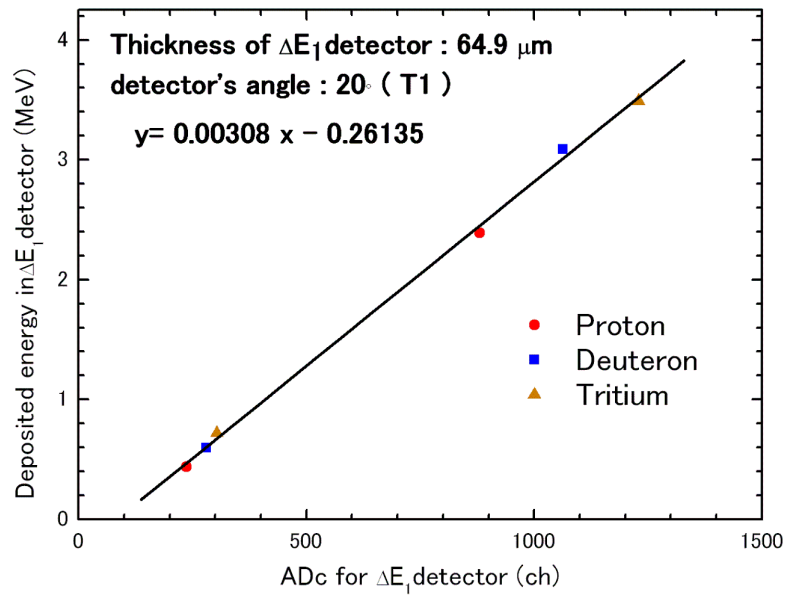


図 3.6 :  $\Delta E_1$  検出器校正曲線 (T1)

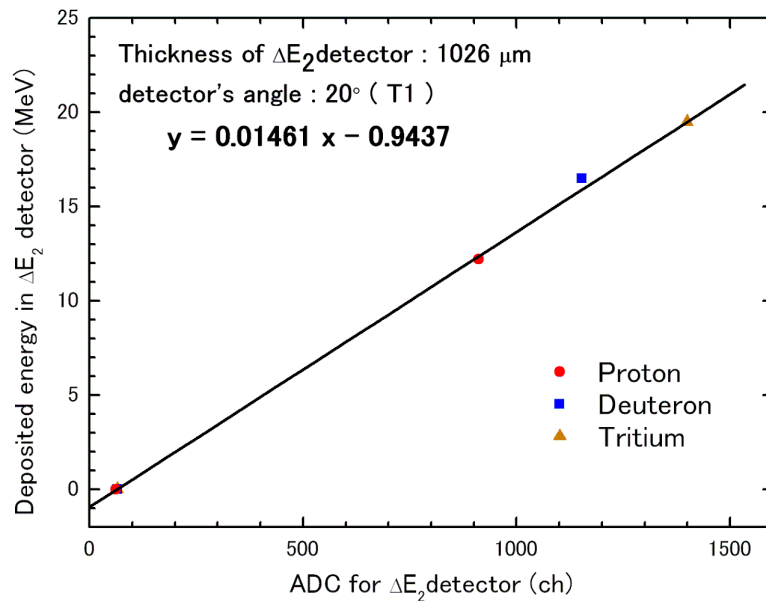


図 3.7 :  $\Delta E_2$  検出器校正曲線 (T1)

表 3.1 :  $\Delta E_1$ 、 $\Delta E_2$  検出器-フィッティングパラメータ

telescope	$\Delta E_1$ 検出器		$\Delta E_2$ 検出器	
	K	m	k	M
T1	0.00308	-0.26135	0.01461	-0.9437
T2	0.00227	-0.17902	0.01708	-1.79864
T3	0.00331	-0.35008	0.01589	-1.35144
T4	0.00369	-0.30245	0.01497	-1.33679
T5	0.00332	-0.21929	0.01474	-0.92680
T6	0.00337	-0.22911	0.01516	-0.18810
T7	0.00320	-0.25360	0.01482	-1.13563
T8	0.00307	-0.21084	0.01410	-1.01867

CsI(Tl)検出器では、光出力  $L$  と入射エネルギー  $E$  との関係が非線形であるため、エネルギー校正は容易ではなく、エネルギー校正曲線はより複雑になる。CsI(Tl)の光出力は次の式で表わされる。

$$L = a_0 + a_1 \left( E - a_2 AZ^2 \ln \left[ \frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right] \right) \quad (3.2)$$

ここで、 $a_i$  はフィッティングパラメータ、 $A$ 、 $Z$  は入射粒子の質量数と電子数である。しかしながら、エネルギー校正に必要な関係式は (3.2) 式の逆関数である。入射粒子が水素同位体であるという近似を用いて解析的に計算された逆関数を (3.3) 式<sup>(5)</sup>に示す。

$$E = a + bL + c(bL)^2 \quad (3.3)$$

ここで、 $a$ 、 $b$ 、 $c$  はフィッティングパラメータである。粒子群上の任意の点 (★) を校正点に用いて、エネルギー校正を行った。校正点の  $\Delta E_2$  検出器 ADC チャンネル値は  $\Delta E_2$  検出器の校正曲線を用いてエネルギーに校正可能である。この  $\Delta E_2$  検出器での損失エネルギーを用いて計算を行うことで  $E$  検出器での損失エネルギーを求めることができる。よって、図 3.2 と図 3.5 の比較より式 (3.3) を用いて  $E$  検出器の校正曲線を求めた。

また、校正曲線のフィッティングパラメータは入射粒子種により異なる。特に、 $c$  パラメータが各粒子種の特徴を示す。陽子では  $c = 0.0030 \sim 0.0020$ 、重陽子では  $c = 0.0020 \sim 0.0010$ 、三重陽子では  $c = 0.0010 \sim 0$  であり、校正曲線は質量数が大きくなるにつれて、線形に近づいていく。粒子種ごとの  $E$  検出器校正曲線を図 3.8 ~ 図 3.10 に示す。また、各粒子種での全テレスコープ検出器のフィッティングパラメータを表 3.2 ~ 表 3.4 に示す。

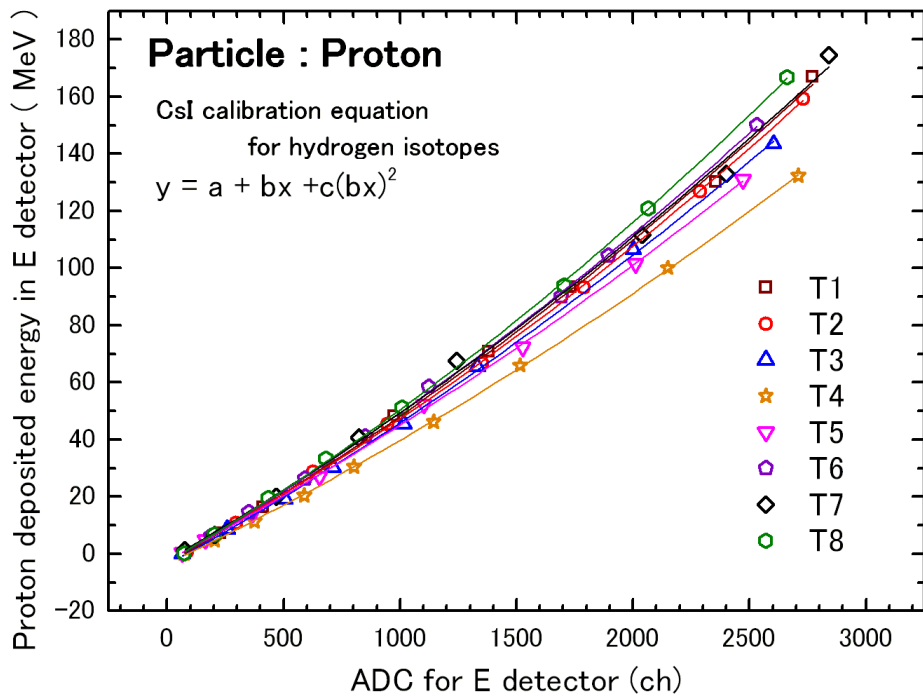


図 3.8 : E 検出器校正曲線 (陽子)

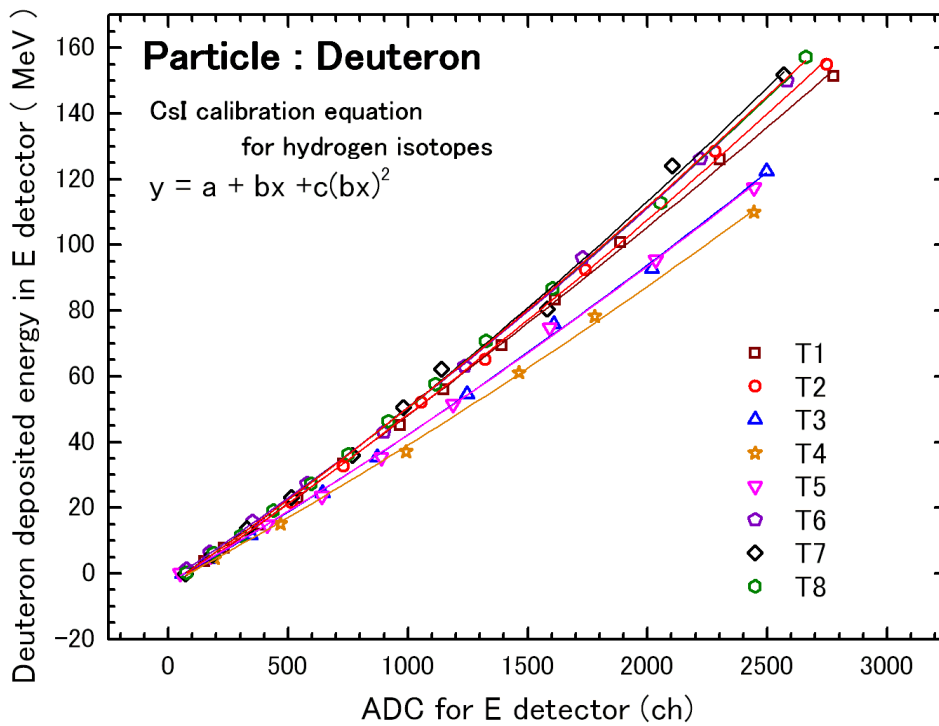


図 3.9 : E 検出器校正曲線 (重陽子)

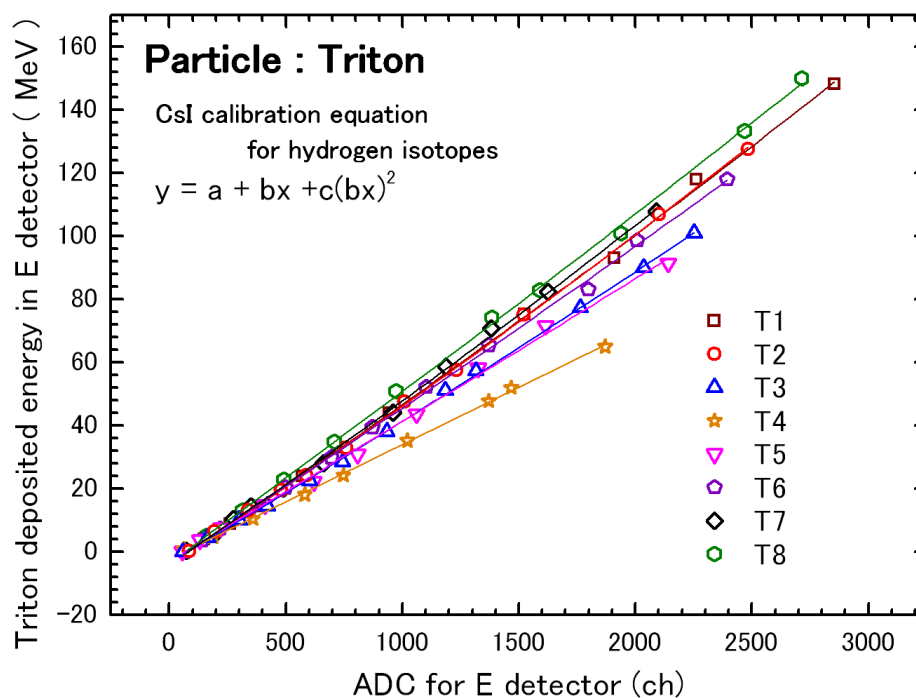


図 3.10 : E 検出器校正曲線 (三重陽子)

表 3.2 : E 検出器フィッティングパラメータ (陽子)

telescope	a	b	c
T1	-3.33545	0.04648	0.00235
T2	-2.63860	0.04452	0.00270
T3	-3.85326	0.04525	0.00219
T4	-3.52631	0.03916	0.00267
T5	-2.33864	0.04312	0.00231
T6	-2.83002	0.04693	0.00238
T7	-2.06477	0.04631	0.00237
T8	-2.66543	0.04683	0.00286

表 3.3 : E 検出器フィッティングパラメータ (重陽子)

telescope	a	b	c
T1	-4.43869	0.05029	0.00092
T2	-4.10082	0.04904	0.00142
T3	-2.95049	0.04194	0.00185
T4	-3.38342	0.03951	0.00189
T5	-2.75320	0.04179	0.00182
T6	-2.29223	0.04848	0.00177
T7	-3.48317	0.04979	0.00173
T8	-3.75397	0.05049	0.00195

表 3.4 : E 検出器フィッティングパラメータ (三重陽子)

telescope	a	b	c
T1	-3.96793	0.04911	0.00064
T2	-3.75298	0.04786	0.00093
T3	-3.19804	0.04322	0.00073
T4	-2.18509	0.03594	0.00014
T5	-2.75111	0.04363	0.00027
T6	-3.39780	0.04783	0.00050
T7	-3.93875	0.04973	0.00080
T8	-3.47952	0.05335	0.00034

## 3.2 粒子弁別

粒子の弁別を行い、粒子種ごとの ROOT ファイルを作成する。図 3.2 と図 3.3 より、異なった種類の荷電粒子に対応するバンドが見られる。直接、このバンドを切り取ることによって粒子弁別を行った。粒子弁別の手順を次に示す。

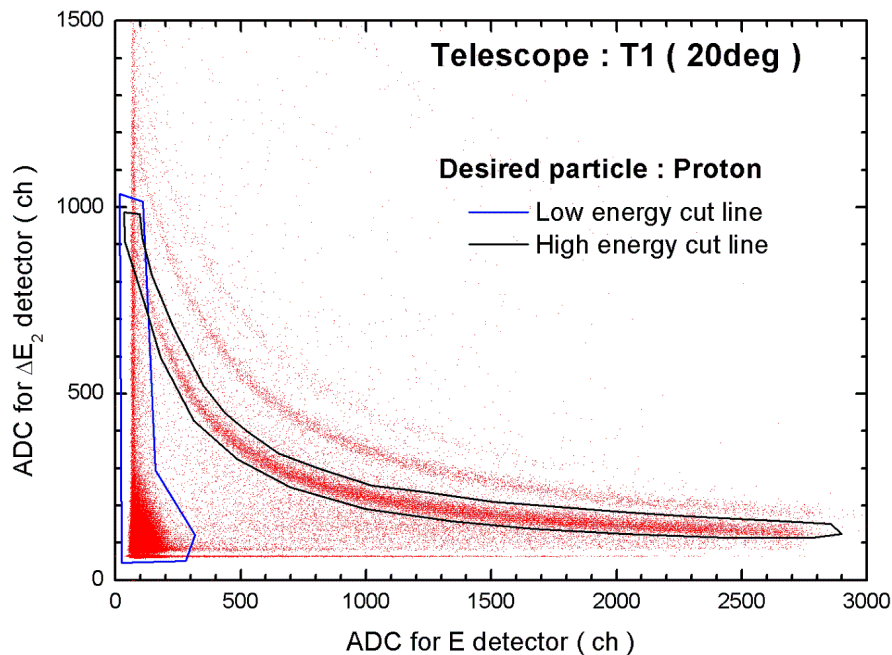


図 3.11 :  $\Delta E_2$ - $\Delta E$  相関図の粒子弁別 [陽子]

まず、図 3.11 に示すように、 $\Delta E_2$ - $\Delta E$  相関図の陽子バンドを二つの場合に分ける。一つ目 (黒線) は  $\Delta E_2$  検出器を突き抜けた事象、二つ目 (青線) は  $\Delta E_2$  検出器を突き抜けることができなかった事象である。青線のバンドの下方にはノイズなどによって生じる不要な事象が存在する。よって、青線のバンドは再度弁別する必要がある。図 3.12

に青線で囲まれた領域の  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図を示す。この  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図を用いて再度弁別を行う。この  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図より選択された事象と、 $\Delta E_2 - \Delta E$  相関図より黒線で選択された事象を用いることで、各粒子をきれいに弁別することができる。このようにして、各粒子（陽子、重陽子、三重陽子）の粒子弁別を行った。エネルギー校正後の陽子粒子群を図 3.12 に示す。

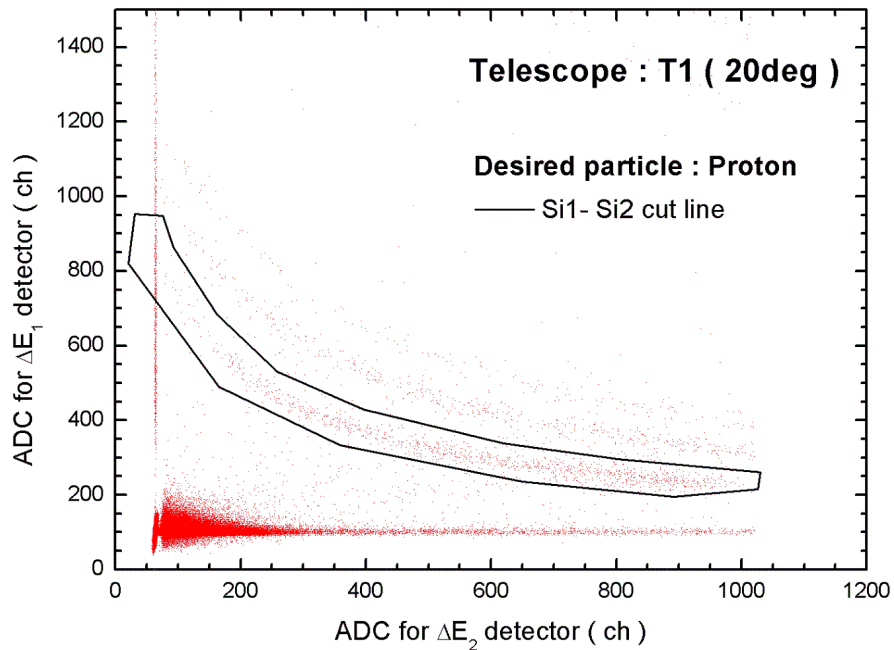


図 3.12 : 青線で囲まれた領域の  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  相関図の粒子弁別 [陽子]

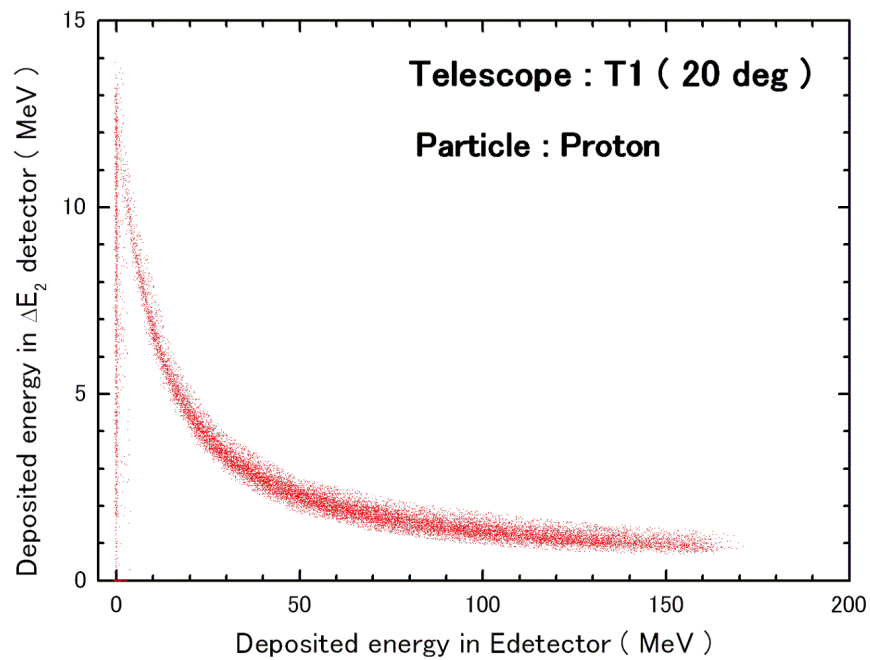


図 3.13 : エネルギー校正後の陽子粒子群の  $\Delta E_2 - \Delta E$  相関図

### 3.3 検出効率

検出器内に入射した荷電粒子には検出器内全エネルギーを付与する場合と一部分しか付与しない場合がある。一部分しかエネルギーを付与しない原因として、検出器内の構成原子と入射粒子が核反応を起こす場合などが考えられる。エネルギーを一部分しか付与しない事象は、粒子バンドからそれて測定されるため、解析結果に考慮されない。よって、検出効率の補正が必要となる。次の二つの計算方法で検出効率を求めた。

#### 3.3.1 PHITS を用いた導出方法

陽子と重陽子に対して PHITS を用いて、応答関数を計算した。PHITS による検出効率の計算に用いた体系を図 3.14 に示す。25MeV ~ 180MeV の陽子、重陽子の入射エネルギーに対して MEDLEY を構成する CsI 検出器の応答関数を計算した。150MeV の陽子に対する応答関数の結果を図 3.15 に、180MeV の重陽子に対する応答関数の結果を図 3.16 に示す。図 3.15、図 3.16 には高いピークの部分がある。この部分が全エネルギーを付与した事象である。そして、その他の部分が一部分しかエネルギーを付与しない事象である。これらの応答関数の計算結果からテール対トータル比をとり、全エネルギーを付与しない割合を求めた。この結果を図 3.17 に示す。また、25 MeV 以下の検出効率については、25 MeV の PHITS を用いて計算したテール対トータル比が 0.007 と非常に小さく、また、PHITS で用いている核反応モデルの QMD や Bertini は数百 MeV 領域で信頼性の高い核反応モデルであるため、PHITS 計算を用いて、25MeV 以下でテール対トータル比を求めるのは信頼性が低いと考えた。よって 25MeV 以下では論文より参照した計算値<sup>(17)</sup>を用いた。

次にテール対トータル比  $r$  と検出効率  $\varepsilon_p$  の関係は次式で与えられる。

$$\varepsilon_p = 1 - r \quad (3.4)$$

この(3.4)式を用いてテール対トータル比  $r$  を検出効率  $\varepsilon_p$  に変換した。

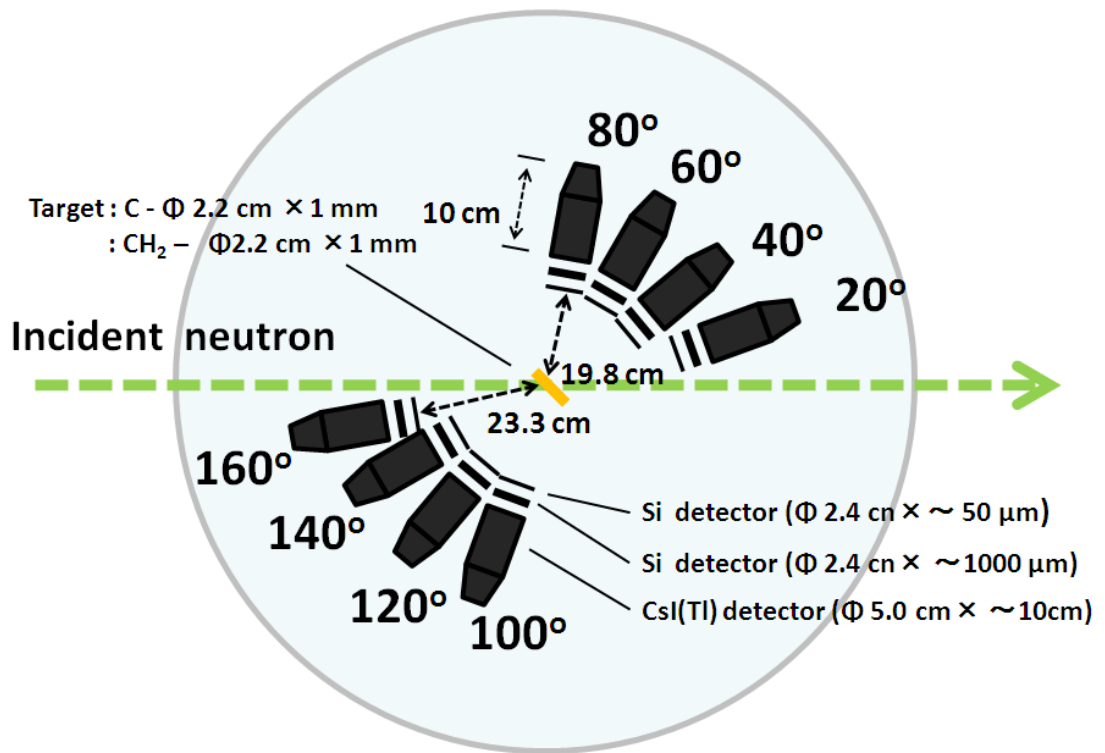


図 3.14 : PHITS による検出効率の計算に用いた検出器体系

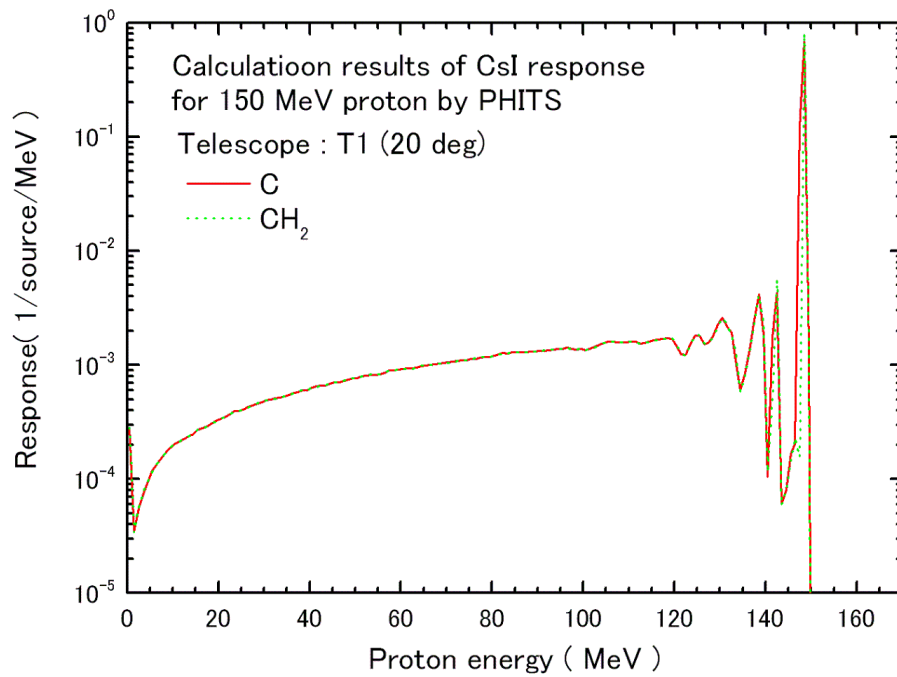


図 3.15 : MEDLEY 検出器の陽子 ( $E_p=150$  MeV) に対する応答関数の計算結果

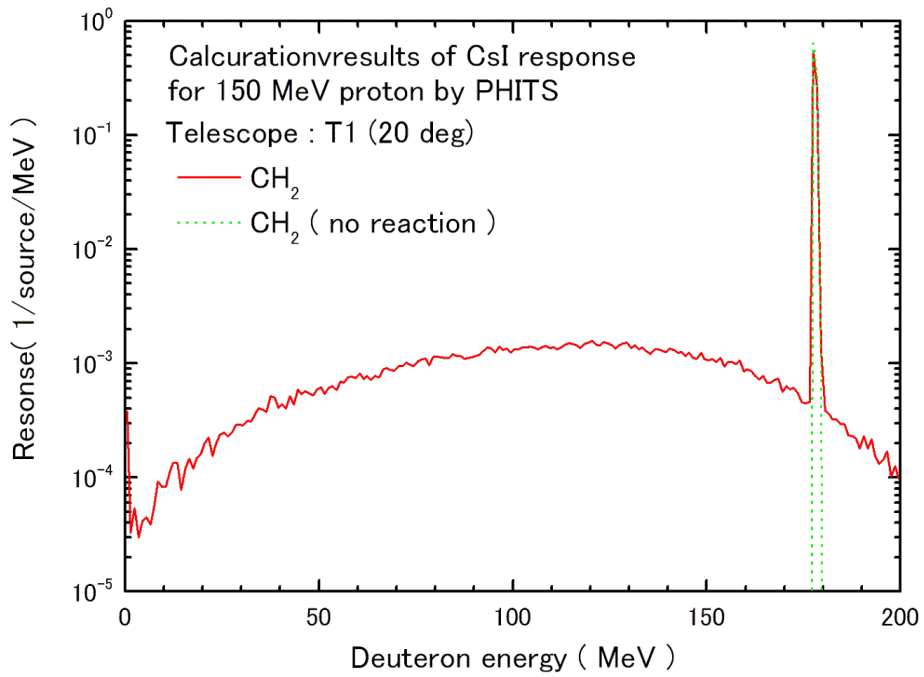


図 3.16 : MEDLEY 検出器の重陽子 ( $E_d = 180$  MeV) に対する応答関数の計算結果

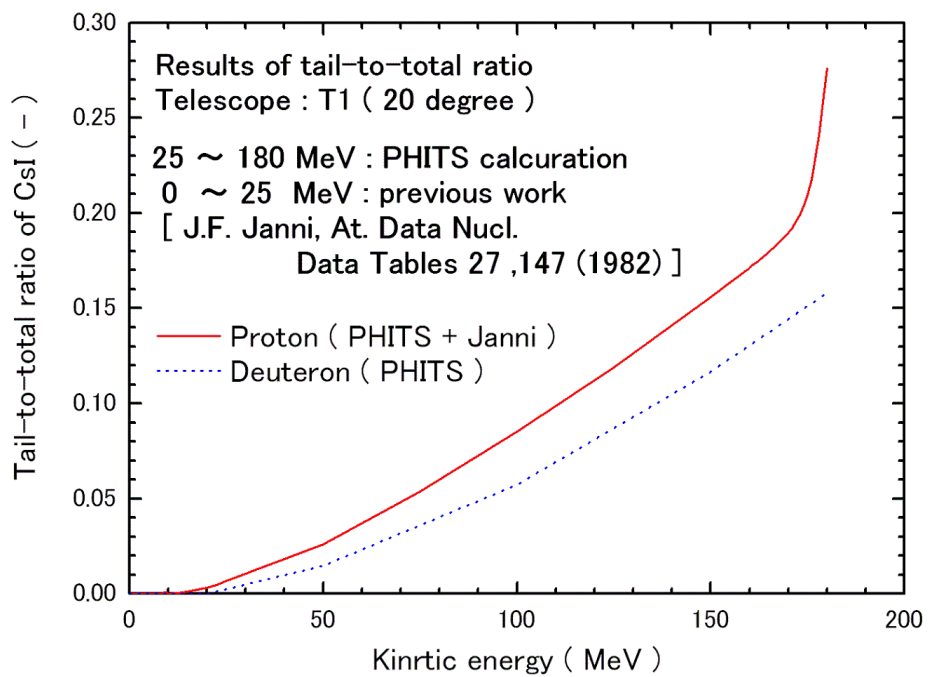


図 3.17 : PHITS による MEDLEY 検出器のテール対トータル比の計算結果

### 3.3.2 光学模型を用いた導出方法

検出器内に入射した荷電粒子がエネルギーを一部分しか付与しない事象の多くは、荷電粒子と検出器内の構成原子の核反応によるものである。よって、エネルギーを一部分しか付与しない要因が核反応に起因する事象のみであると近似し、一次元で考えることにより検出効率を求めた。

次式<sup>(17)</sup>を用いて各荷電粒子の  $0 \sim 200\text{MeV}$  の入射エネルギー  $E_0[\text{MeV}]$  に対して、核反応を起こさない確率  $P_n$  を求め、これを検出効率とした。

$$P_n(E_0) = \exp \left[ -N_0 \int_{E_f}^{E_0} \frac{dE}{\rho \frac{dX}{dE}} \sum_i r_i \sigma_i \right] \quad (3.5)$$

ここで、 $E > 10[\text{eV}]$  である。 $\sigma_i$  は反応断面積であり、 $\sigma_i$  には光学ポテンシャルで計算した反応断面積を用いた。陽子には<sup>(18)</sup>、重陽子には<sup>(19,20)</sup>、三重陽子には<sup>(21)</sup>の光学ポテンシャルを用いた。計算された陽子、重陽子の反応断面積を図 3.18 に示す。また、 $\rho$  は検出器構成原子の密度、 $dE/dX$  は粒子の阻止能、 $A$  は検出器構成原子の質量数である。また  $N_0$  はアボガドロ数である。次式に、核反応を起こさない確率  $P_n$ 、検出効率  $\varepsilon_p$ 、テール対トータル比  $r$  の関係を示す。

$$\varepsilon_p = P_n = 1 - r \quad (3.6)$$

全粒子のテール対トータル比の結果を図 3.19 に示す。また、PHITS によるテール対トータル比の結果との比較を図 3.20 に示す。

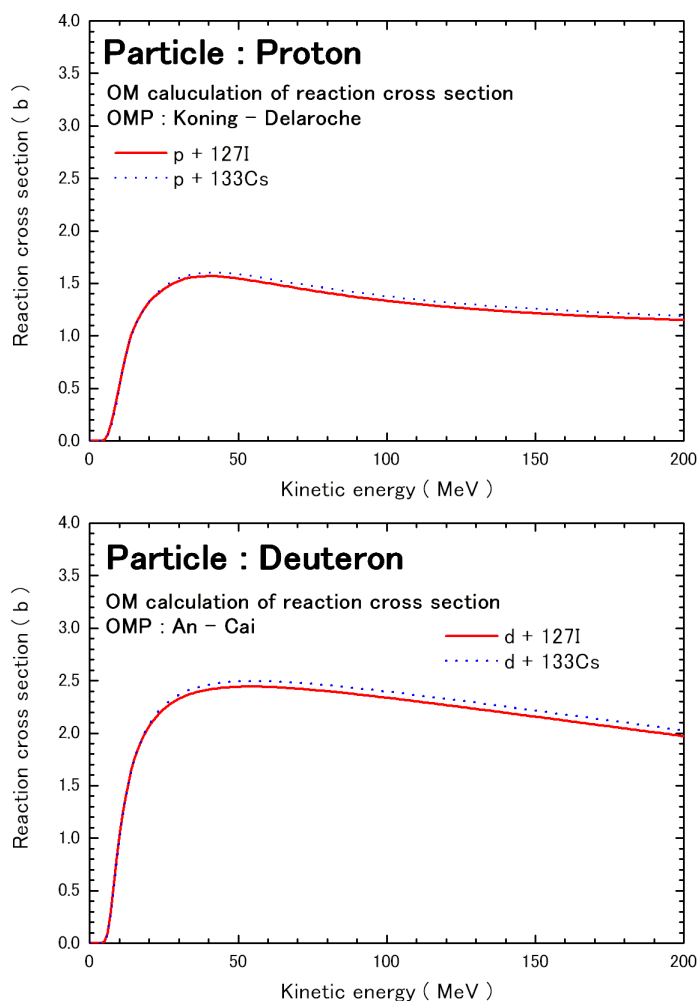


図 3.18 : 光学ポテンシャルより計算された陽子、重陽子の反応断面積

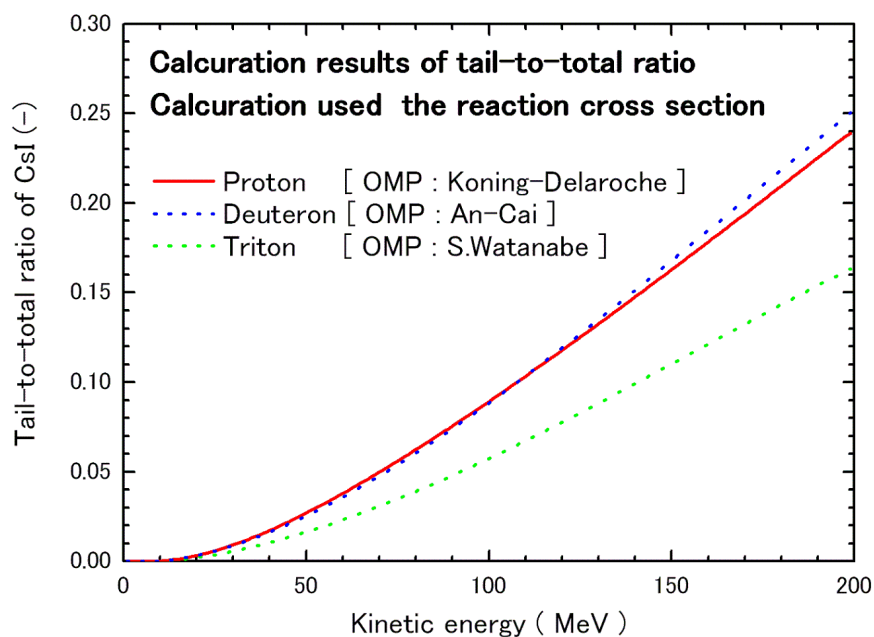


図 3.19 : 反応断面積を用いた MEDLEY 検出器のテール対トータル比

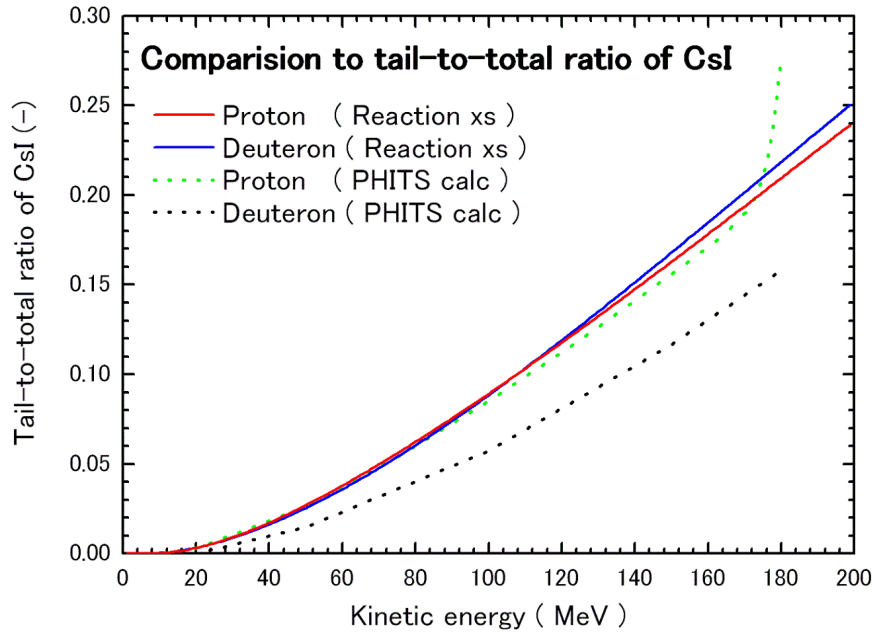


図 3.20 : MEDLEY 検出器のテール対トータル比の比較

図 3.20 より陽子のテール対トータル比は広いエネルギー領域で比較的一致しているが、重陽子に関しては大きく値が異なっている。PHITS コード (ver2.12) では重陽子などの複合粒子に対して信頼性が低いため、重陽子、三重陽子の解析には反応断面積を用いて計算した検出効率を使用し、陽子の解析には PHITS を用いて計算した検出効率を使用した。

### 3.4 反跳陽子法による入射中性子スペクトルの導出

反跳陽子法とは、中性子との衝突の結果生じた反跳陽子を検出し、その結果より中性子スペクトルを導出方法である。

$n$  をターゲットの数密度、 $\delta x$  をビーム方向からのターゲットの厚さ、 $A$  をビームから見たターゲットの面積、 $F_n$  を入射中性子フラックスとすると、単位時間あたりに散乱された粒子数  $N_s$  は次式で表わされる。

$$N_s = F_n A n \delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.7)$$

また、 $F_n A$  は単位時間当たりの入射中性子数である。これを  $N_n$  とすると(3.7)式は次式に変形できる。この式を利用して入射中性子スペクトルを導出した。

$$N_n = \frac{N_s}{n \delta x \times \frac{d\sigma}{d\Omega}} \quad (3.8)$$

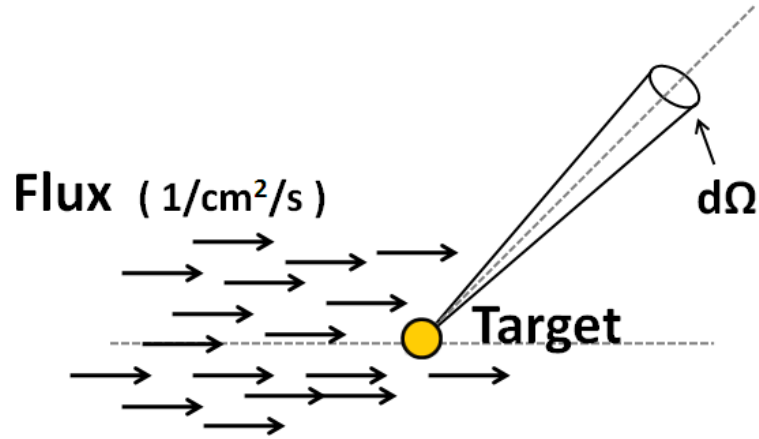


図 3.20 : 散乱断面積の利用

### 3.4.1 入射中性子スペクトル

入射中性子スペクトルを導出するのに使用した式を (3.9) 式、(3.10) 式に示す。

$$S_{H,p}(E_p) = \left( \frac{N_{CH_2,p}(E_p)}{\frac{C_{7,CH_2}}{C_{6,CH_2}} \times C_{12,CH_2}} - \frac{N_{BG,p}(E_p)}{\frac{C_{7,BG}}{C_{6,BG}} \times C_{12,BG}} \right) - 0.5510 \times \left( \frac{N_{C,p}(E_p)}{\frac{C_{7,C}}{C_{6,C}} \times C_{12,C}} - \frac{N_{BG,p}(E_p)}{\frac{C_{7,BG}}{C_{6,BG}} \times C_{12,BG}} \right) \quad (3.9)$$

ここで、 $C_{6,i}$ 、 $C_{7,i}$ 、 $C_{12,i}$  ( $i = CH_2, C, BG$ ) はそれぞれ測定における全トリガー信号数、データ取得を行ったトリガー信号数、ICM 中性子モニターの信号数を表す。

$$S_n(E_n) = \frac{S_{H,p}(E_p)}{\varepsilon_p(E_p) \times \left( \frac{d\sigma_H}{d\Omega} \Big|_{\theta=20^\circ} \Delta\Omega \right) \times \rho_H} \quad (3.10)$$

ここで、 $\varepsilon_p(E_p)$  は 3.3 より得られる  $20^\circ$  方向における MEDLEY 検出器の陽子に対する検出率、 $\Delta\Omega$  は  $20^\circ$  方向の MEDLEY 検出器 ( $\Delta E_1$  検出器) がターゲットに対して張る立体角 ( $0.00829683$  sr) である。相対論を考慮した  $H(n,p)$  反応の運動学は付録 A に、 $H(n,p)$  弾性散乱微分断面積については 3.4.2 に示す。

(3.8) 式を用いて、ターゲットにポリエチレン ( $CH_2$ ) を用いて得られた陽子のエネルギースペクトルからターゲットに炭素 ( $C$ ) を用いて得られた陽子のエネルギースペクトルにポリエチレンターゲットと炭素ターゲットの炭素原子数比 ( $0.5510$ ) を乗じたものを差し引く。測定はバックグラウンド測定も行っている。また、それぞれのスペクトルは不感時間の補正を行い、中性子モニターの係数で規格化してある。

その後、(3.10)式のように検出効率  $\varepsilon_p$ 、 $H(n,p)$ 弾性散乱微分断面積、検出器がターゲットに張る立体角  $\Delta \Omega$  を用いて入射中性子のエネルギースペクトルを求める。図 3.21 に  $CH_2$  ターゲット、C ターゲット、そしてバックグラウンド測定における相対的スペクトルを示す。図 3.22 に MEDLEY で測定された中性子モニターのカウント数当たりの相対的中性子束を示す。この時求められた入射中性子束のピーク中性子エネルギーは  $174.39 \pm 0.38$  MeV であり、半値幅は 13.54 MeV である。

(3.11)式のように、図 3.22 に示す入射中性子エネルギースペクトルを全エネルギー領域にわたって積分すると、中性子モニターのカウント数当たりの中性子数が得られる。積分領域をエネルギーピーク領域に限ると(3.12)式のようになる。これらの結果から Peak : Tail = 1 : 1.301 であることが分かった。

$$\int_0^{190} \frac{dS_n(E_n)}{dE_n} dE_n = 7.71 \times 10^3 \pm 2.59 \times 10^2 \quad (\text{neutron/fission}) \quad (3.11)$$

$$\int_{\text{peak}} \frac{dS_n(E_n)}{dE_n} dE_n = 3.62 \times 10^3 \pm 1.34 \times 10^2 \quad (\text{neutron/fission}) \quad (3.12)$$

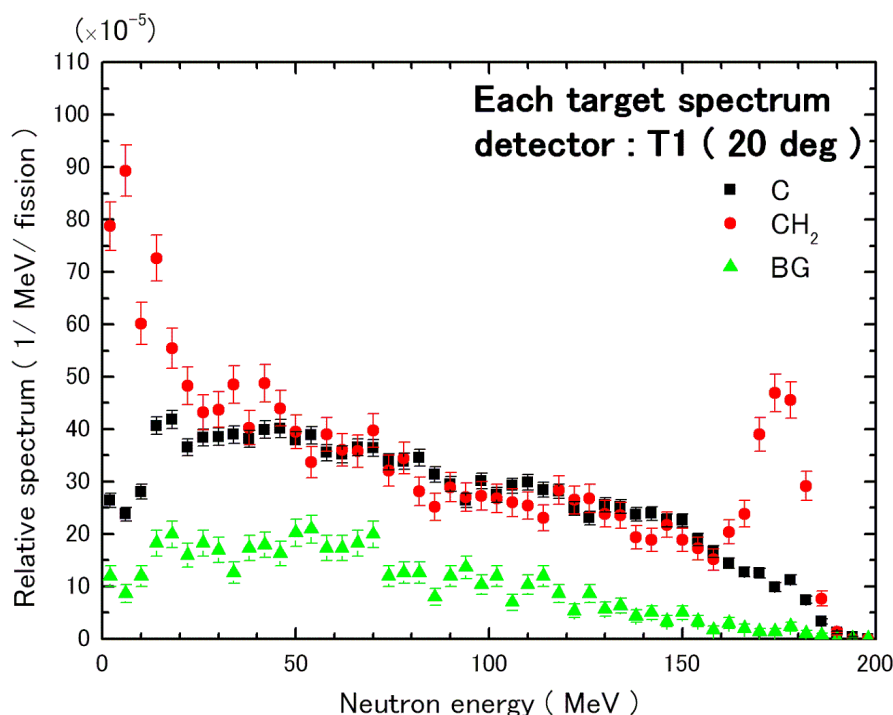


図 3.21 : サンプルインとサンプルアウトのエネルギースペクトル

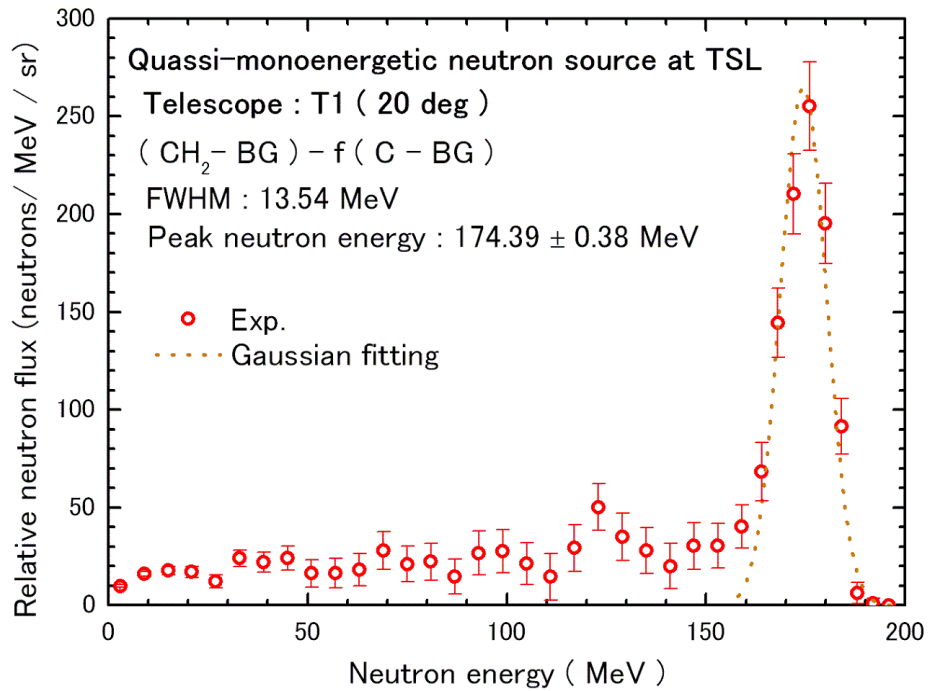


図 3.22 : 検出器で観測された中性子モニターのカウント数当たりの相対的中性子束

### 3.4.2 H(n,p)弾性散乱微分断面積

入射中性子のエネルギースペクトルを導出するために H(n,p)弾性散乱微分断面積が必要となる。SAID プログラム<sup>(22)</sup>を利用することで断面積数値を得ることができる。

SAID プログラムでは中性子の散乱角をパラメータとして入力し、散乱中性子の微分断面積を得ることができる。散乱陽子の微分断面積が必要であるため、SAID プログラムの出力をそのまま利用することはできない。次のようにして、散乱陽子の微分断面積を求めた。

まず、相対論を考慮した運動学から、実験室系での陽子の散乱角  $\theta_p^L$  が  $20^\circ$  のときの中性子の実験室系での散乱角  $\theta_n^L$  を求める。 $\theta_n^L$  を SAID プログラムのインプットパラメータ "Alab" に入力し、"DSGL" オプションである入射中性子エネルギー "Tlab" に

おける実験室系での微分断面積  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_n}\right)_{\theta_n^L}^{\text{LAB}}$  を得る。この散乱された中性子に関する微

分断面積は、散乱された中性子に関する微分断面積  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\theta_p^L=20^\circ}^{\text{LAB}}$  と(3.13)式のような

関係がある。(3.12)式から求めたい微分断面積が得られる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p^L}\right)_{\theta_p^L=20^\circ}^{\text{LAB}} \times d\Omega_p^L = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_n^L}\right)_{\theta_n^L}^{\text{LAB}} \times d\Omega_n^L \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p^L}\right)_{\theta_p^L=20^\circ}^{\text{LAB}} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_n^L}\right)_{\theta_n^L}^{\text{LAB}} \times \frac{d\Omega_n^L}{d\Omega_p^L} \\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_n^L}\right)_{\theta_n^L}^{\text{LAB}} \times \frac{d(\cos\theta_n^L)}{d(\cos\theta_p^L)} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_n^L}\right)_{\theta_n^L}^{\text{LAB}} \times \frac{\cos\theta_n^L - \cos(\theta_n^L + \Delta\theta_n^L)}{\cos\theta_p^L - \cos(\theta_p^L + \Delta\theta_p^L)} \end{aligned} \quad (3.14)$$

よって、SAID プログラムを利用して得られた H(n,p)弾性散乱微分断面積を図 3.23 に示す。この H(n,p)弾性散乱微分断面積を用いて入射中性子スペクトルを導出した。

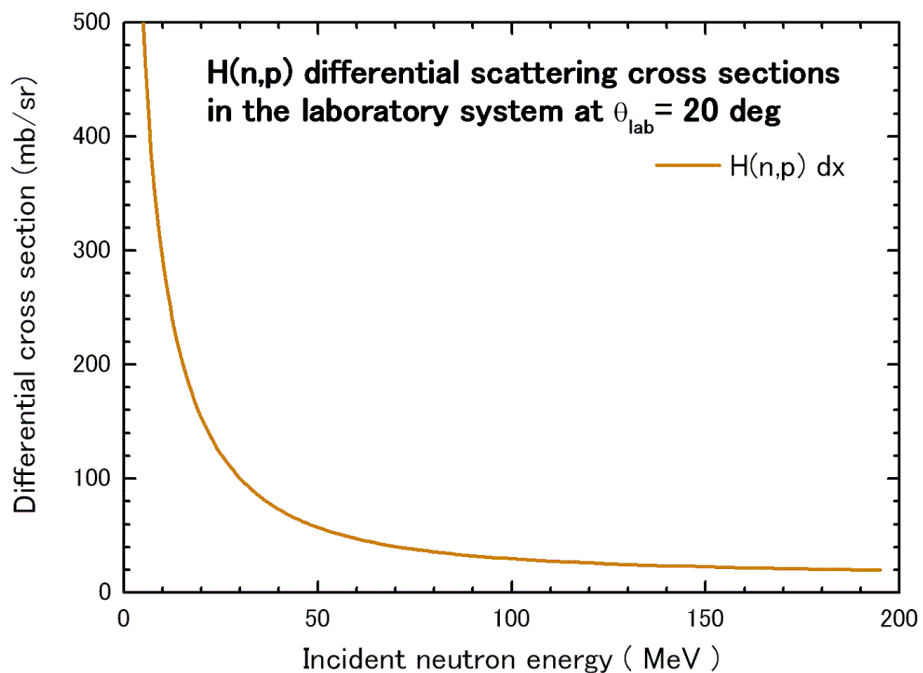


図 3.23 : H(n,p)弾性散乱微分断面積

## 第4章 PHITS による解析手法

PHITS とは Particle and Heavy Ion Transport code System の略称で、ほぼすべての粒子と重イオンの核反応および粒子輸送を計算する汎用三次元モンテカルロシミュレーションコードのことである。ここで、モンテカルロ法とはフォンノイマンにより開発された方法で、物理現象を確率的にとらえ、確率過程を記述する確率変数を導き、その過程を乱数を発生させて追跡する手法である。PHITS は旧日本原子力研究所（現在の原子力研究開発機構）で開発された NMTC/JAM を基に、東北大学および高度情報科学技術研究機構（RIST）において開発された<sup>(23)</sup>。その利用範囲は加速器や原子炉の設計および安全評価、宇宙や高高度での被ばく線量評価などの航空宇宙分野、がんの放射線治療などの医療分野と、幅広い分野にわたっている。

### 4.1 計算方法

PHITS を用いて今回の実験のシミュレーションを行った。このシミュレーションの体系は本実験の検出器系を簡略化したものを用いた。使用した体系を図 4.1 に示す。また入力中性子スペクトルとして、第三章のデータ解析で導出された入射中性子スペクトル（図 3.22）を使用した。

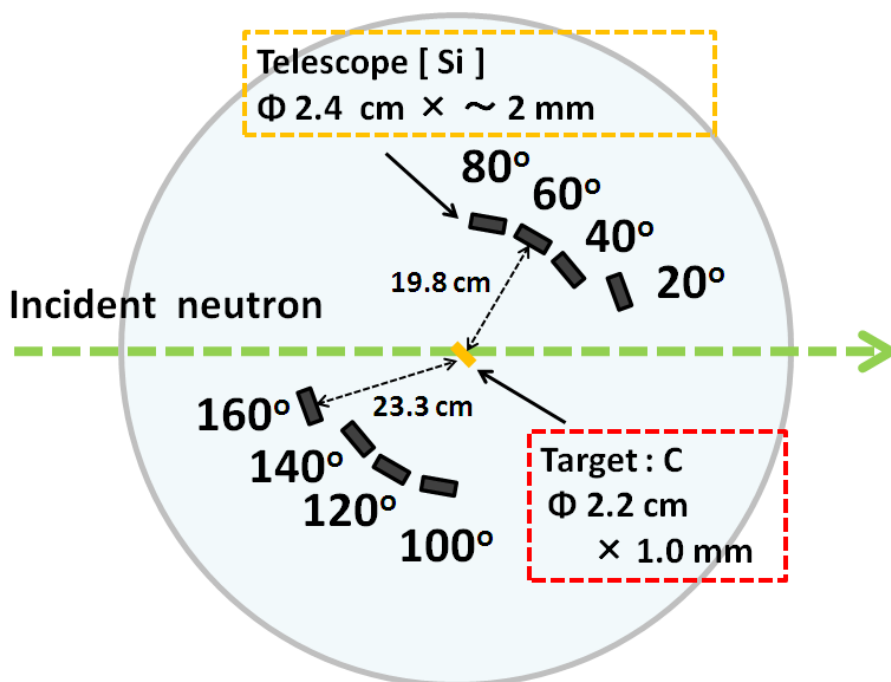


図 4.1 : PHITS の解析に利用した検出器体系

## 4.2 原子核反応モデル

実験値と PHITS コードによる計算値との比較を行った。以下の 2 種類の核反応モデルと 1 種類の評価済み高エネルギー核データファイルを使用した。

1 つ目は Bertini による核内カスケード(INC)モデル<sup>(24)</sup>を使用した。INC モデルは原子核内の核子をサンプリングして抽出し、抽出された核子と入射粒子との衝突を計算するものである。INC モデルでの核子の取り扱いは古典的なもので、原子核内の核子間の相互作用は考慮されていない。

2 つ目は QMD モデル<sup>(25)</sup>である。QMD モデルは、核子の状態を量的に取り扱うことで核子間の相互作用を考慮した半古典的なモデルである。INC モデルと違い、系全体の時間発展を追っている。

評価済み高エネルギー核データファイルである JENDL/HE-2004<sup>(26)</sup>を使用した。JENDL/HE-2004 は、中性子及び陽子入射反応に対する核データを格納し、3GeV までの高エネルギー加速器用データまでが対象となっている。JENDL/HE-2004 は入射エネルギー 150 MeV 以下に対して、前平衡励起子モデル+統計モデルに基づく GNASH コード<sup>(27)</sup>による計算結果、150 MeV 以上では QMD モデルによる計算結果で構成されている。但し、重陽子と三重陽子に関しては実験データ<sup>(7)</sup>に規格化して計算値を大きく評価しており、C(n, xp) 反応に関しては 150 MeV 以下で GNASH 計算を 1.3 倍した値が採用されている。

## 第5章 結果及び考察

### 5.1 二重微分収量

二重微分収量の式は次式で与えられる。また、重陽子、三重陽子に関しては、水素との核反応によって生じることがないため、ポリエチレンの測定データも炭素ターゲットとポリエチレンターゲットの炭素原子数比を乗じ、炭素の測定データと共に使用し二重微分収量を導出した。

$$Y_{C,\theta_{i,j}}(E_j) = \frac{\text{角度}\theta_i\text{の検出器で測定された放出粒子数(particles/fissions)}}{\text{入射中性子数(neutrons/fissions)}}$$

$$= \frac{N_{\text{net},C,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{1}{\varepsilon_j(E_j)}}{\int_0^{190} \frac{dS_n(E_n)}{dE_n} dE_n \times \Delta E_j \times \Delta\Omega} \quad (1/\text{source/MeV/sr}) \quad (5.1)$$

但し、 $j = p$  (proton)の場合

$$N_{\text{net},C,\theta_{i,j}}(E_j) = \frac{N_{C,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{C_{6,C}}{C_{7,C}}}{C_{12,C}} - \frac{N_{BG,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{C_{6,BG}}{C_{7,BG}}}{C_{12,BG}}$$

$j = d$  (deuteron)、 $t$  (triton)の場合

$$N_{\text{net},C,\theta_{i,j}}(E_j) = \frac{N_{C,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{C_{6,C}}{C_{7,C}} + 1.815 \times N_{CH_2,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{C_{6,CH_2}}{C_{7,CH_2}}}{C_{12,C} + C_{12,CH_2}} - \frac{N_{BG,\theta_{i,j}}(E_j) \times \frac{C_{6,BG}}{C_{7,BG}}}{C_{12,BG}}$$

この(5.1)式を用いて、二重微分収量として実験結果を求めた。ここで、 $\theta_i$ は測定された検出器の角度、 $E_j$  ( $j = p, d, t$ )は放出粒子のエネルギーである。また、 $\varepsilon_j$  ( $j = p, d, t$ )は放出粒子の検出効率、 $\Delta\Omega$ は検出器に張る立体角である。ここで、 $C_{6,i}$ 、 $C_{7,i}$ 、 $C_{12,i}$  ( $i = CH_2, C, BG$ )はそれぞれ測定における全トリガー信号数、データ取得を行ったトリガー信号数、ICM中性子モニターの信号数を表す。入射中性子数はTOFによる制限を加えずに全エネルギー領域にわたって図 3.22 に示すエネルギースペクトルをエネルギー積分して得られた数を用いた。

本実験では、MEDLEY 真空槽の底のテーブルを動かすことによって、テレスコープの前方、後方を入れ替えることができるため、1つの角度を二つの検出器で測定することができる。この二つの結果の平均をとることによって、その角度の結果とした。例として、 $20^\circ$ の結果を図 5.1 に示す。

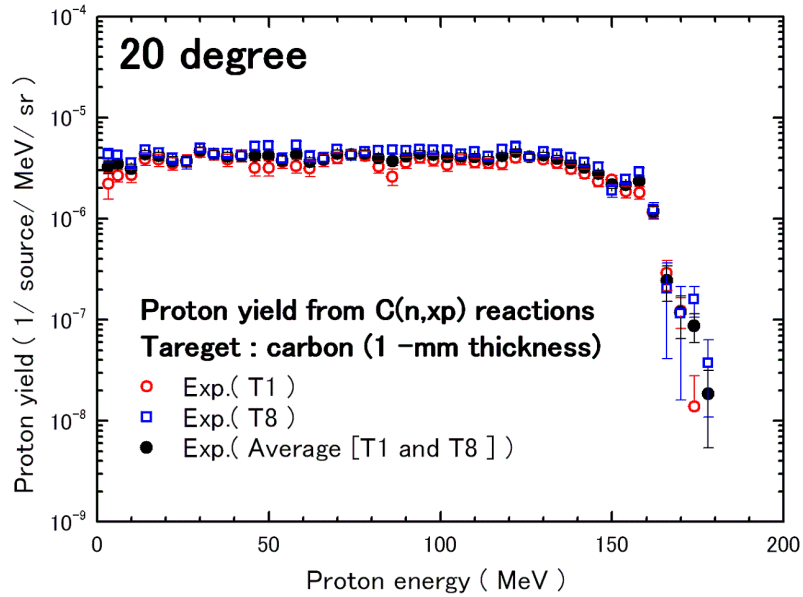


図 5.1 : C(n,xp)反応による二重微分収量 ( 20° )

統計量が少なかったため重陽子、三重陽子は全角度を解析することができなかった。よって重陽子の 20° ~100° の解析結果を図 5.2 に、三重陽子の 20° ~80° の解析結果を図 5.3 にそれぞれ示す。陽子の全角度の解析結果を図 5.4 に示す。図中には統計誤差のみ示している。エネルギービン幅は統計量によって変化させた。図 5.2~図 5.4 より全ての粒子で強い前方性が見られる。また、三重陽子は陽子、重陽子に比べ前方性が小さいといえる。なお陽子の数値データを付録 A-2 の表 A.2.1.1~表 A.2.1.8 に、重陽子の数値データを付録 A-2 の表 A.2.2.1~表 A.2.2.5 に、三重陽子の数値データを付録 A-2 の表 A.2.3.1~表 A.2.3.4 に示す。

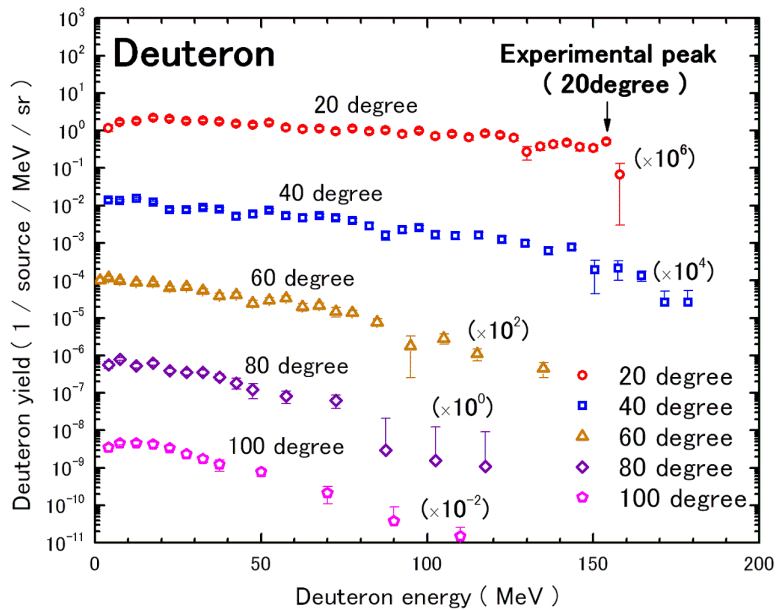


図 5.2 : C(n,xd)反応による重陽子二重微分収量

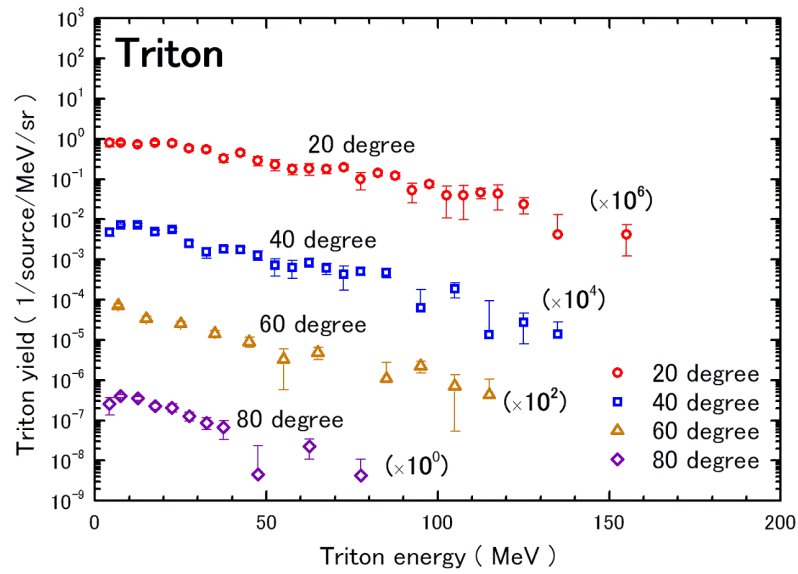


図 5.3 : C(n,xt)反応による三重陽子二重微分収量

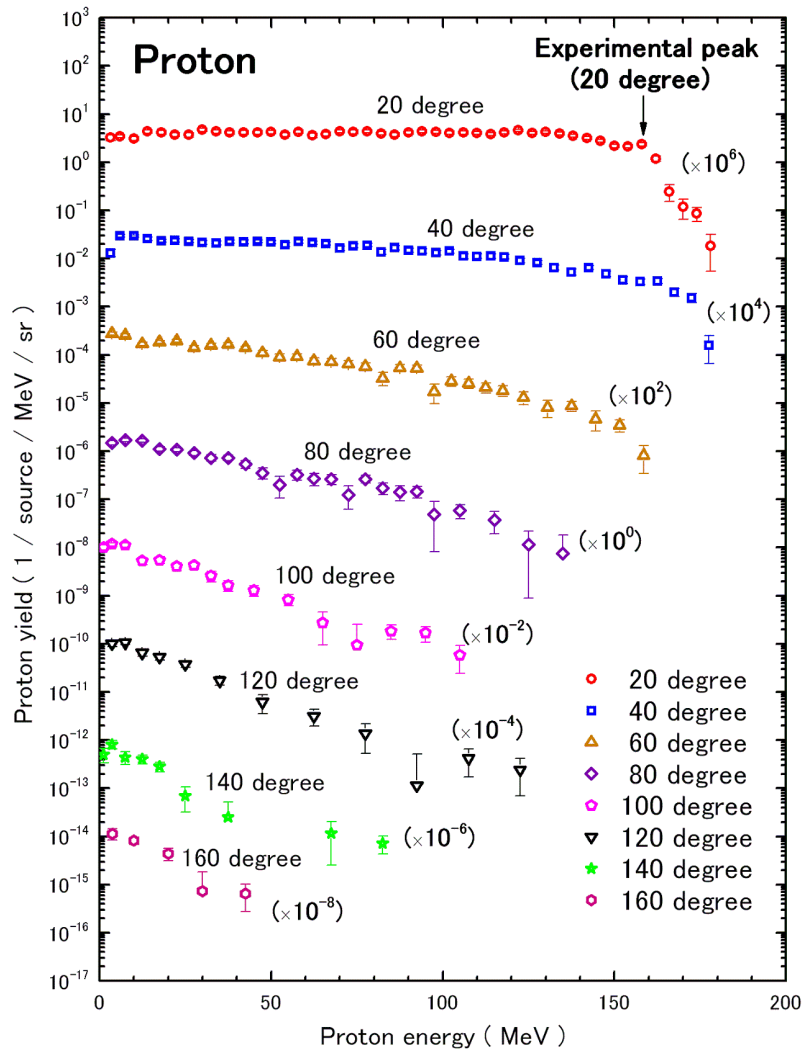


図 5.4 : C(n,xp)反応による陽子二重微分収量

## 5.2 系統誤差

この論文中の図には統計誤差のみ載せている。測定に含まれる系統誤差の要因を検討する。過去に TSL で行われた MEDLEY を用いた実験<sup>(12,13,14)</sup>を参考に系統誤差を求めた。系統誤差はおよそ 4.2 ~ 9.2% となった。誤差を表 5.1 に示す。

表 5.1 : 系統誤差

要素	誤差
立体角	1% - 5%
ビームモニタリング	2% - 3%
粒子弁別	1%
検出効率	1% - 2%
不感時間	< 0.1%
C 原子核数	1%
np 散乱角	3%
H 原子核数	0.1%
SAID np 断面積	1% - 6%
総計	4.2% - 9.2%

## 5.3 PHITS コードによる計算値と実験値の比較

### 5.3.1 陽子二重微分収量

PHITS コードによる計算値と実験値を比較することで、第 4 章で述べた二つの核反応モデル (QMD[ 以下 QMD ], 核内カスケードモデル[ 以下 Bertini ]) と評価済み高エネルギー核データファイルである JEMDL/HE-2004[ 以下 JENDL ]のベンチマークを行った。エネルギービン幅は統計量によって変化させた。また、 $\Delta E_1$  検出器を突き抜け始めるエネルギーより小さいエネルギー領域の測定データは無視した。20° から 160° までの結果をそれぞれ図 5.5 から図 5.12 に示す。

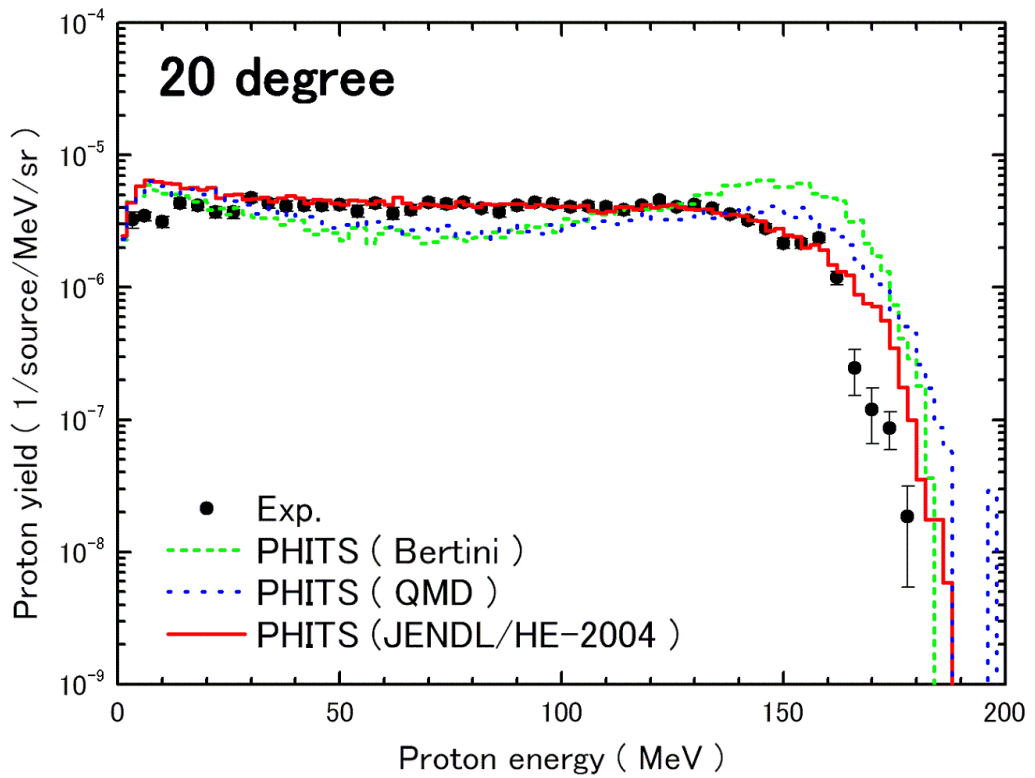


図 5.5 : 実験値と計算値の比較 ( 20° )

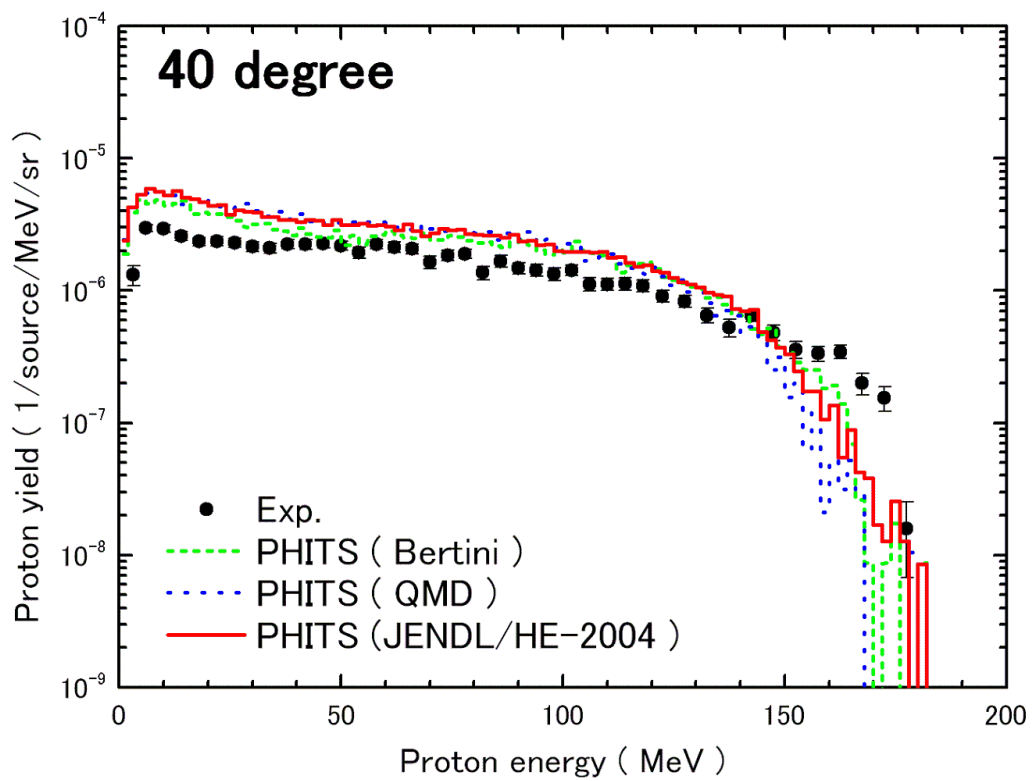


図 5.6 : 実験値と計算値の比較 ( 40° )

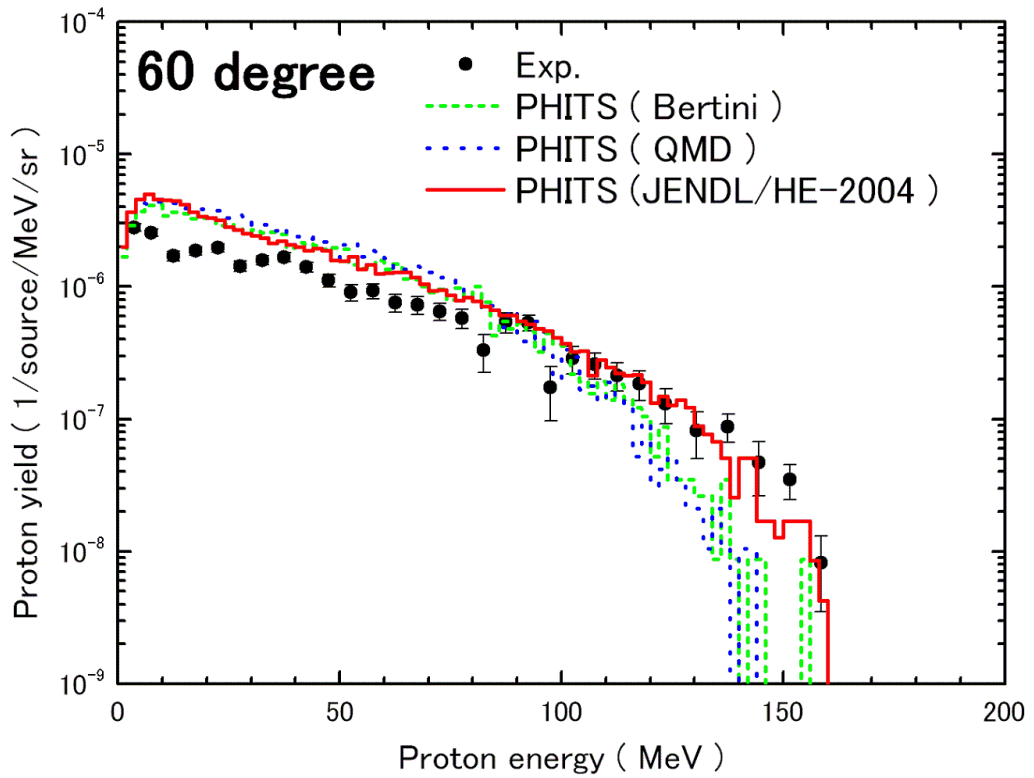


図 5.7 : 実験値と計算値の比較 (60° )

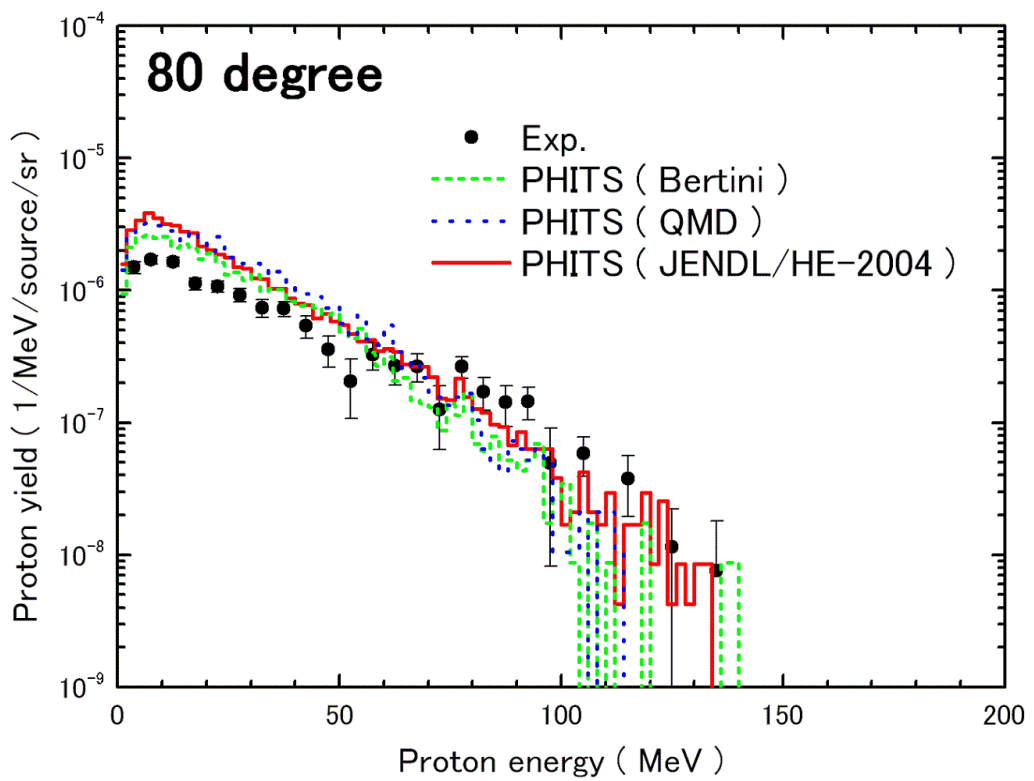


図 5.8 : 実験値と計算値の比較 (80° )

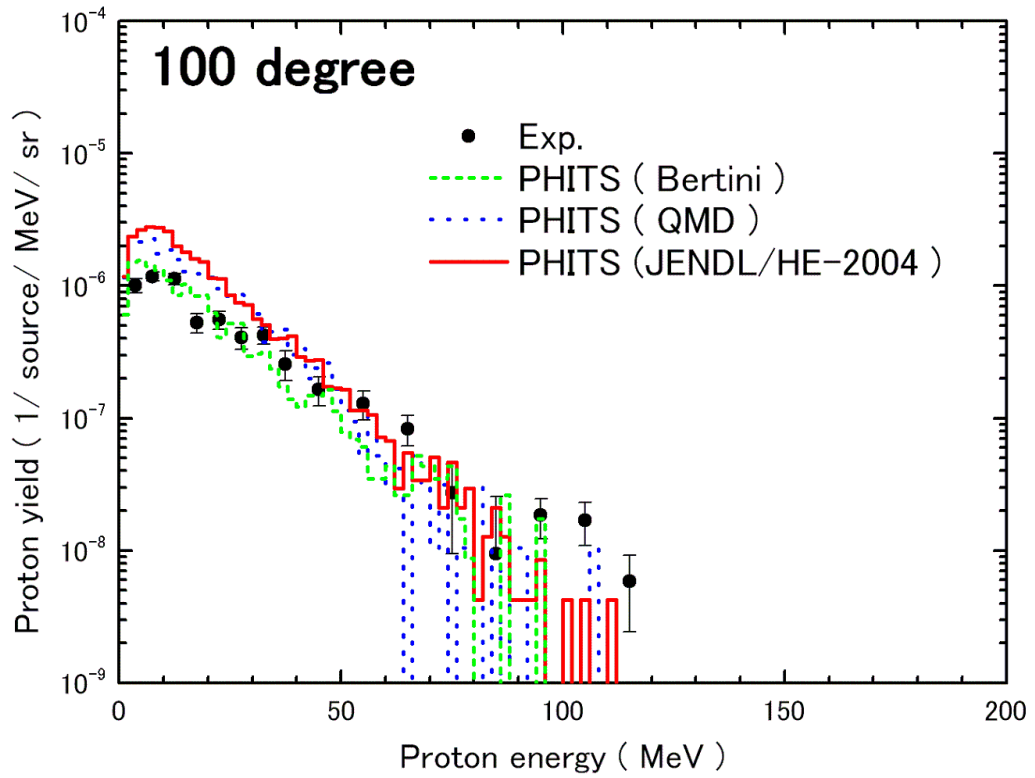


図 5.9 : 実験値と計算値の比較 (100° )

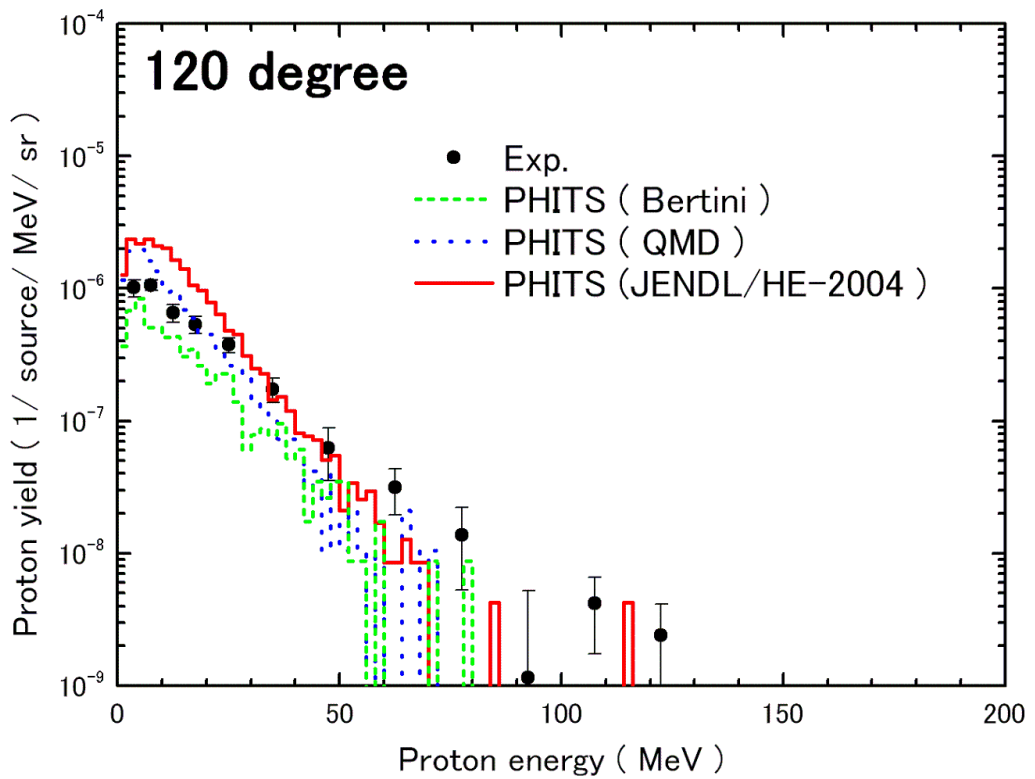


図 5.10 : 実験値と計算値の比較 (120° )

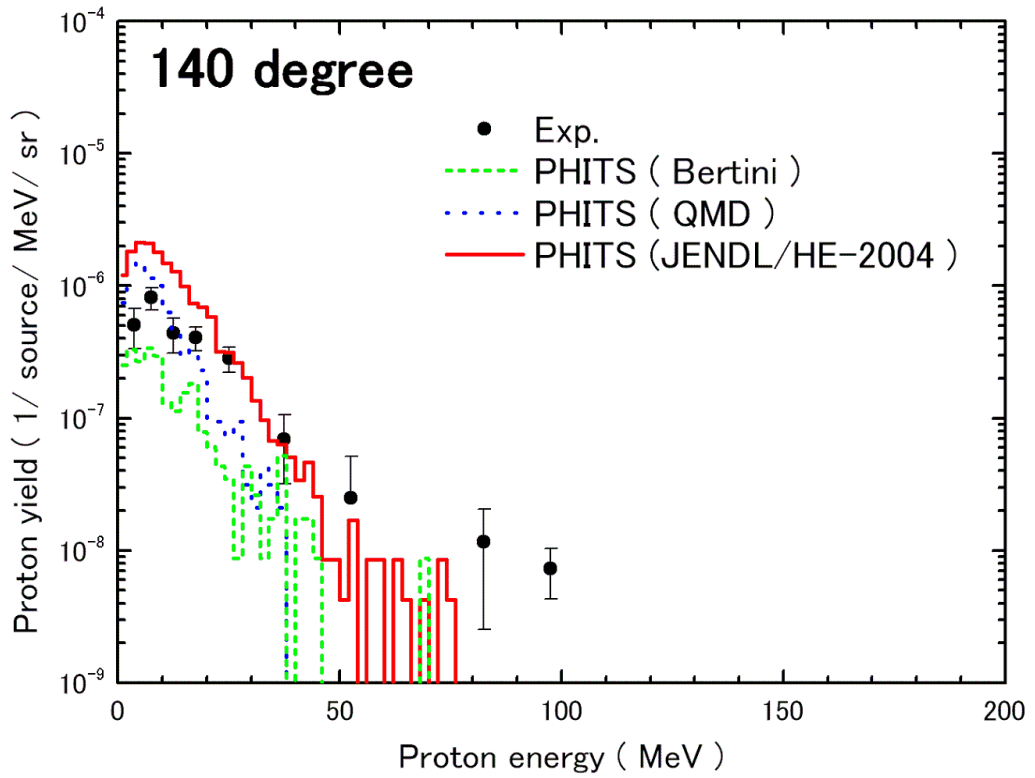


図 5.11 : 実験値と計算値の比較 (140° )

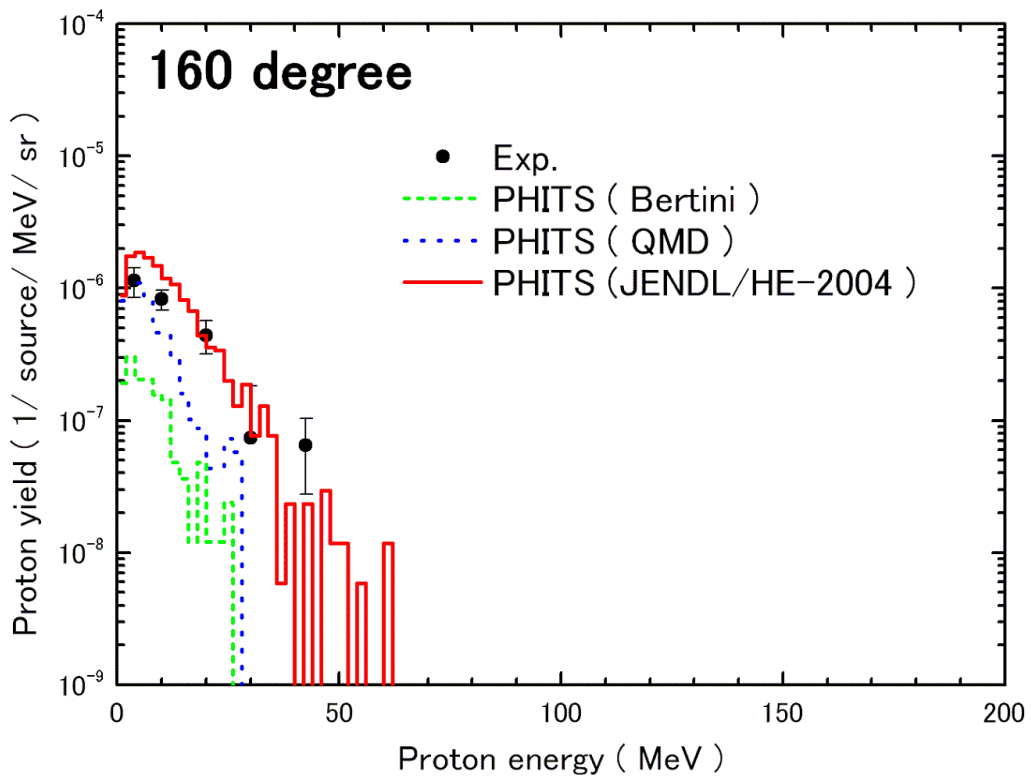


図 5.12 : 実験値と計算値の比較 (140° )

図 5.5 ~ 図 5.12 より、 $20^\circ$  方向と後方角( $140^\circ$ 、 $160^\circ$ ) で最も核反応モデルによる差が大きいことが分かる。

JENDL は、 $20^\circ$  方向で実験値と非常に良い一致を示す。しかし、 $40^\circ$  方向では広いエネルギー領域で過大評価となる。また、 $60^\circ \sim 100^\circ$  方向では低エネルギー側 ( $70 \sim 35$  MeV 以下) では過大評価となるが高エネルギー側 ( $80 \sim 30$  MeV 以上) では実験値の誤差の範囲内になり、比較的良い一致を示す。 $120^\circ$  以上の後方角でも、 $60^\circ$ 、 $80^\circ$  方向と同様の傾向を示すが過大評価となるエネルギー領域が後方になるにつれて狭まって行き、高エネルギー側で過小評価となるエネルギー領域が現れる。

QMD は  $20^\circ$  方向では  $15 \sim 30$  MeV または  $120 \sim 140$  MeV のエネルギー領域で実験値とよく一致するが、 $30 \sim 140$  MeV のエネルギー領域で過小評価となり、他のエネルギー領域では過大評価となる。 $40^\circ$  方向では JENDL と同様の傾向を示す。 $60^\circ \sim 100^\circ$  方向ではおおむね JENDL と同じ傾向を示すが  $60^\circ$  方向で高エネルギー側が過小評価となる。また  $120^\circ$  以上の後方角では低エネルギー側 ( $20 \sim 30$  MeV 以下) では実験値と比較的一致するが、他のエネルギー領域では過小評価となる。

Bertini モデルは  $20^\circ$  方向では QMD と同様の傾向を示すが、実験値とのずれは QMD より大きい。 $40^\circ \sim 80^\circ$  方向では QMD と同様の傾向を示す。 $100^\circ$  方向では低エネルギー側 ( $50$  MeV 以下) で実験値とよく一致するが、他のエネルギー領域で過小評価となる。また  $120^\circ$  以上の後方角では、広いエネルギー範囲で過小評価となる。

以上の考察から、 $20^\circ$  方向または  $60^\circ$ 、 $80^\circ$  方向の高エネルギー領域では JENDL が最もよく実験値を表す。また、 $40^\circ \sim 80^\circ$  方向の低エネルギー側ではどの核反応モデルも過大評価となると言える。

### 5.3.2 重陽子二重微分収量

陽子と同様に核反応モデルのベンチマークを行った。しかし、Bertini は動的な過程を表すことができないため炭素標的からの重陽子放出を予測することができない。よって比較する核反応モデルから Bertini を外し、QMD と JENDL を用いた計算結果と実験値を比較した。エネルギービン幅は統計量によって変化させた。また、 $\Delta E_1$  検出器を突き抜け始めるエネルギーより小さいエネルギー領域の測定データは無視した。 $20^\circ$  から  $100^\circ$  までの結果を図 5.13 から図 5.17 に示す。

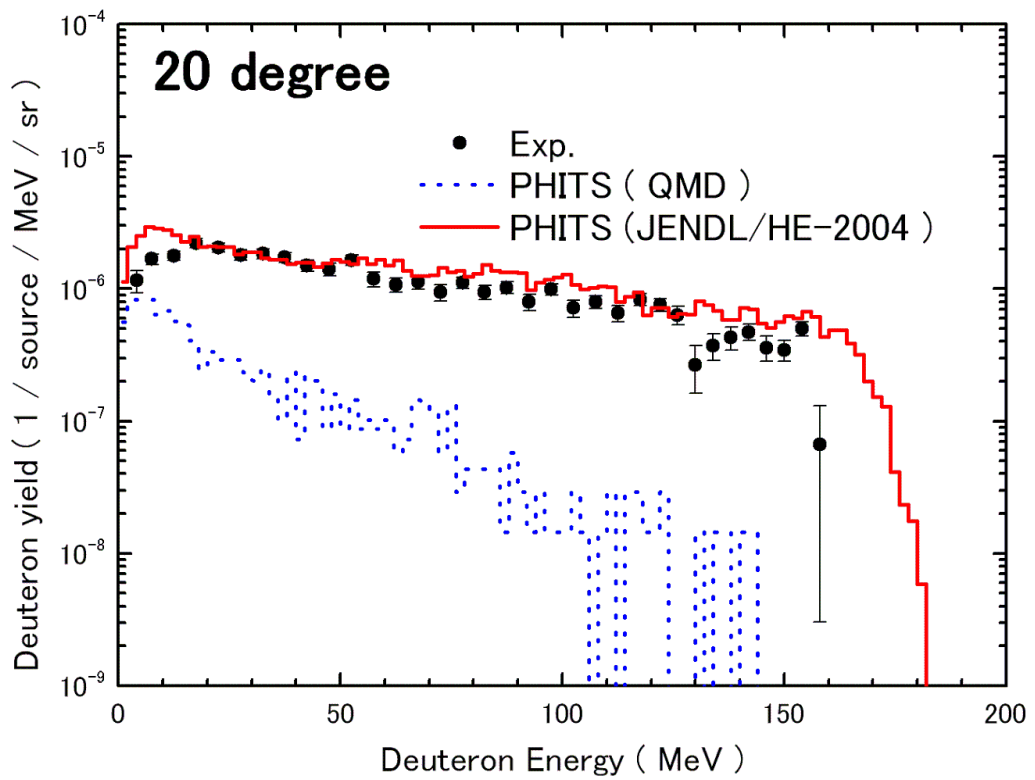


図 5.13 : 実験値と計算値の比較 (20°)

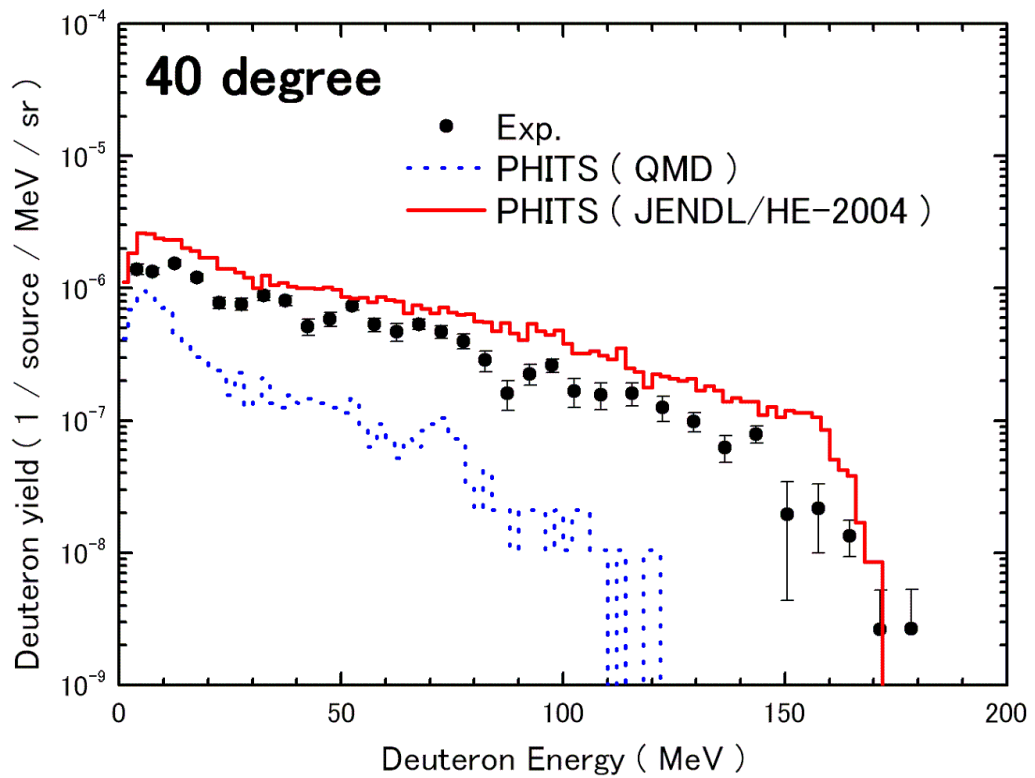


図 5.14 : 実験値と計算値の比較 (40°)

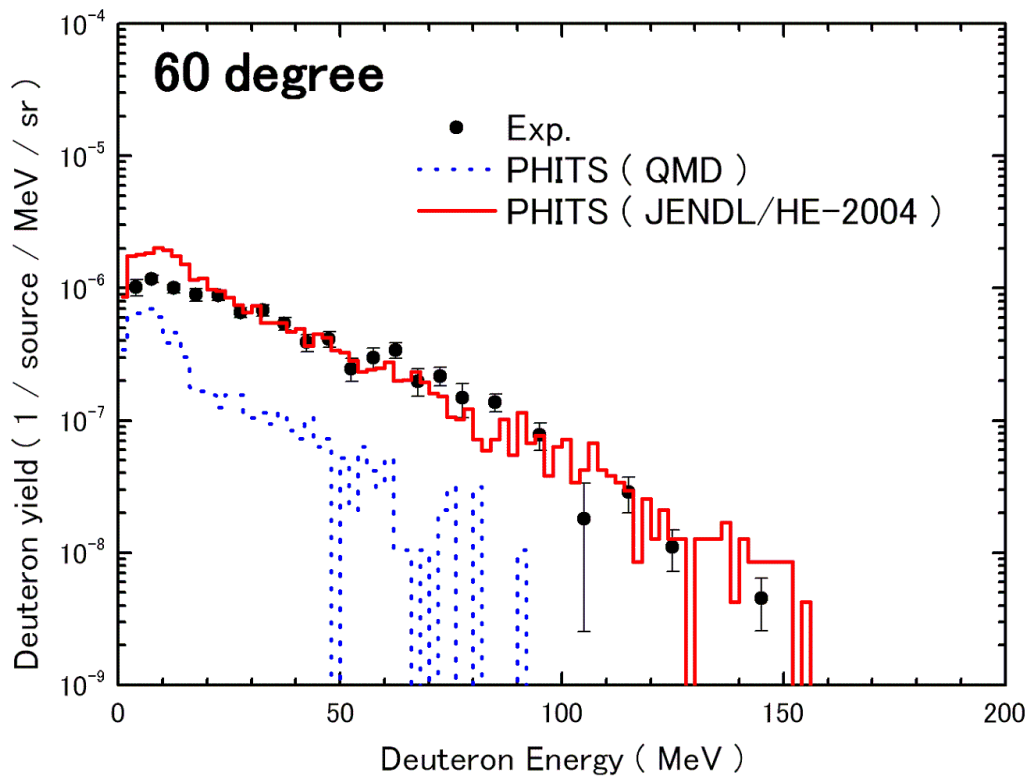


図 5.15 : 実験値と計算値の比較 (60° )

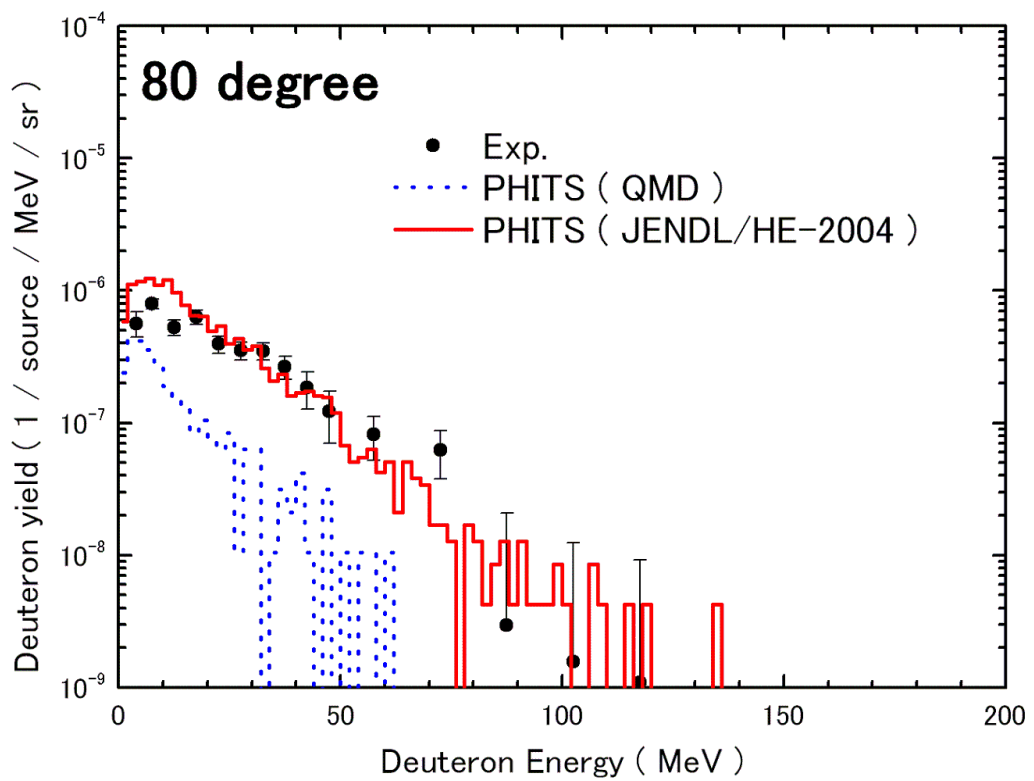


図 5.16 : 実験値と計算値の比較 (80° )

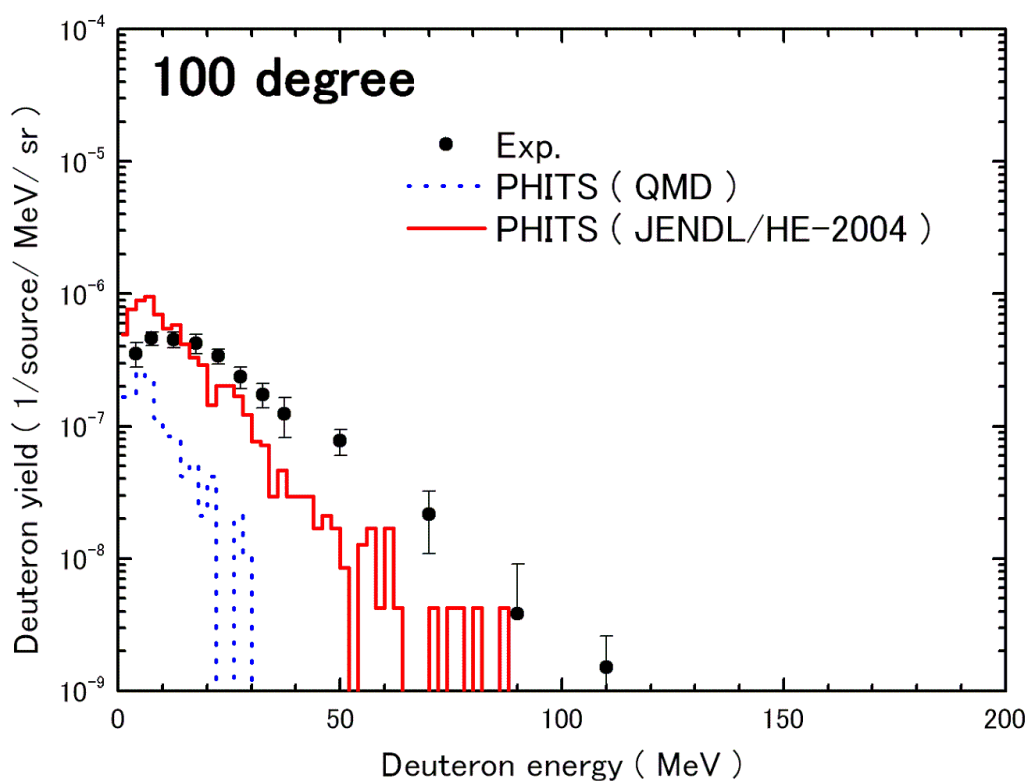


図 5.17 : 実験値と計算値の比較 (100° )

図 5.13 ~ 図 5.17 より JENDL は 20°、60°、80° 方向で広いエネルギー領域でおおむね、誤差の範囲内で実験値と一致している。しかし 40° 方向では陽子と同様に広いエネルギー領域で過大評価となっている。また 100° 方向では、広いエネルギー領域で過大評価となっている。

また、QMD は全角度で広いエネルギー領域で大きく過小評価となっており、特に高エネルギー側の予測精度が低い。

よって、以上の考察より重陽子に関しては全角度方向で QMD に比べ、JENDLの方がはるかに実験値の予測精度が高いことが分かる。

### 5.3.3 三重陽子二重微分収量

重陽子の場合と同様に QMD と JENDL を用いた計算結果と実験値を比較した。エネルギービン幅は統計量によって変化させた。また、 $\Delta E_1$  検出器を突き抜け始めるエネルギーより小さいエネルギー領域の測定データは無視した。20° から 80° までの結果を図 5.18 から図 5.21 に示す。

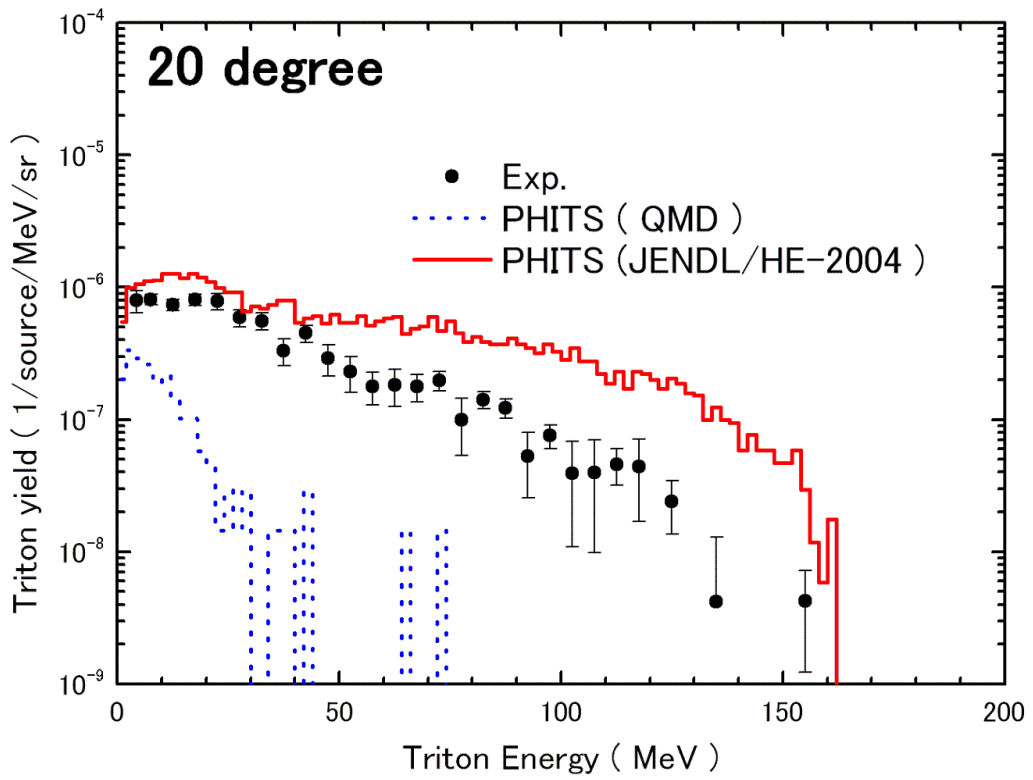


図 5.18 : 実験値と計算値の比較 (20° )

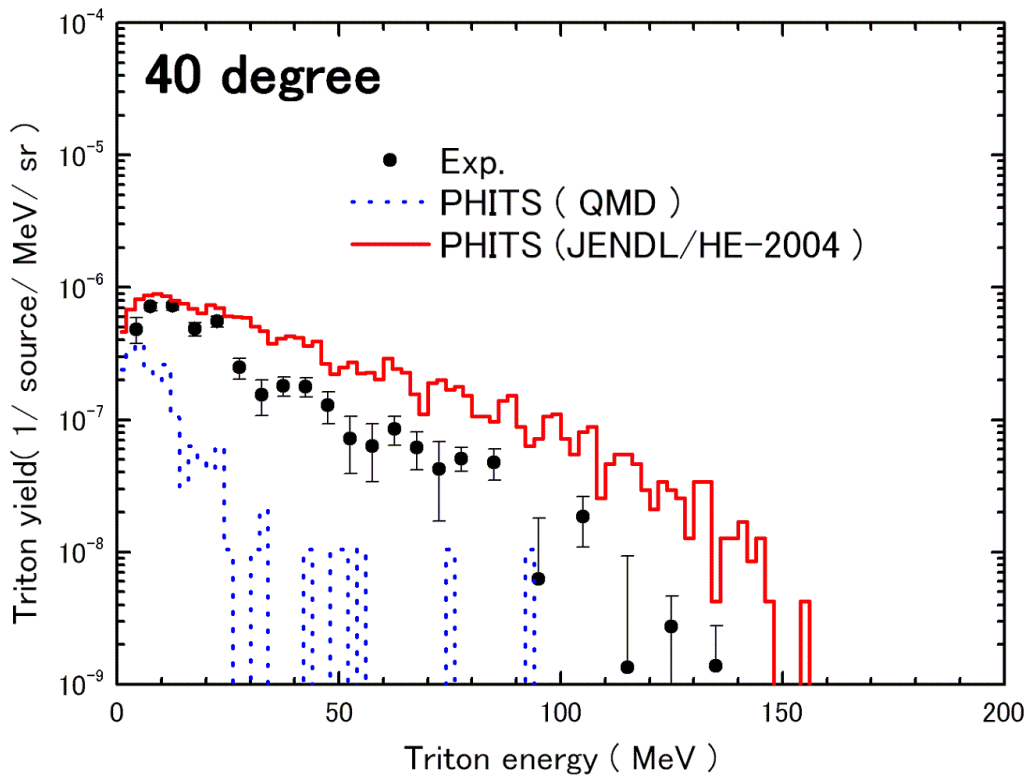


図 5.19 : 実験値と計算値の比較 (40° )

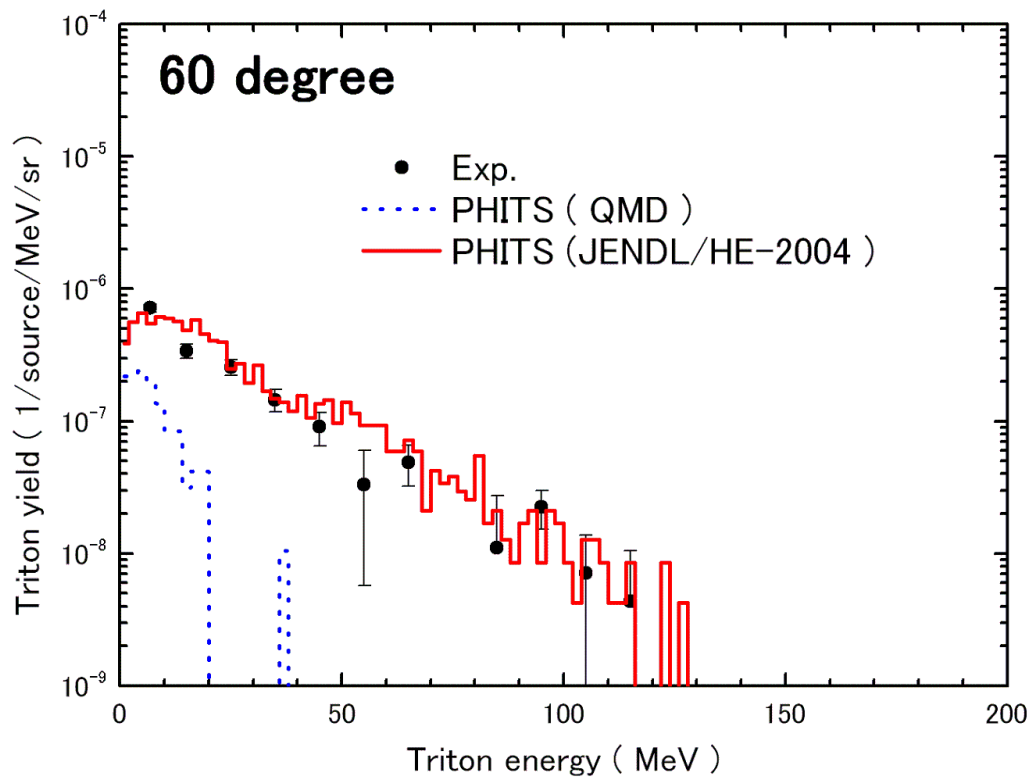


図 5.20 : 実験値と計算値の比較 ( 60° )

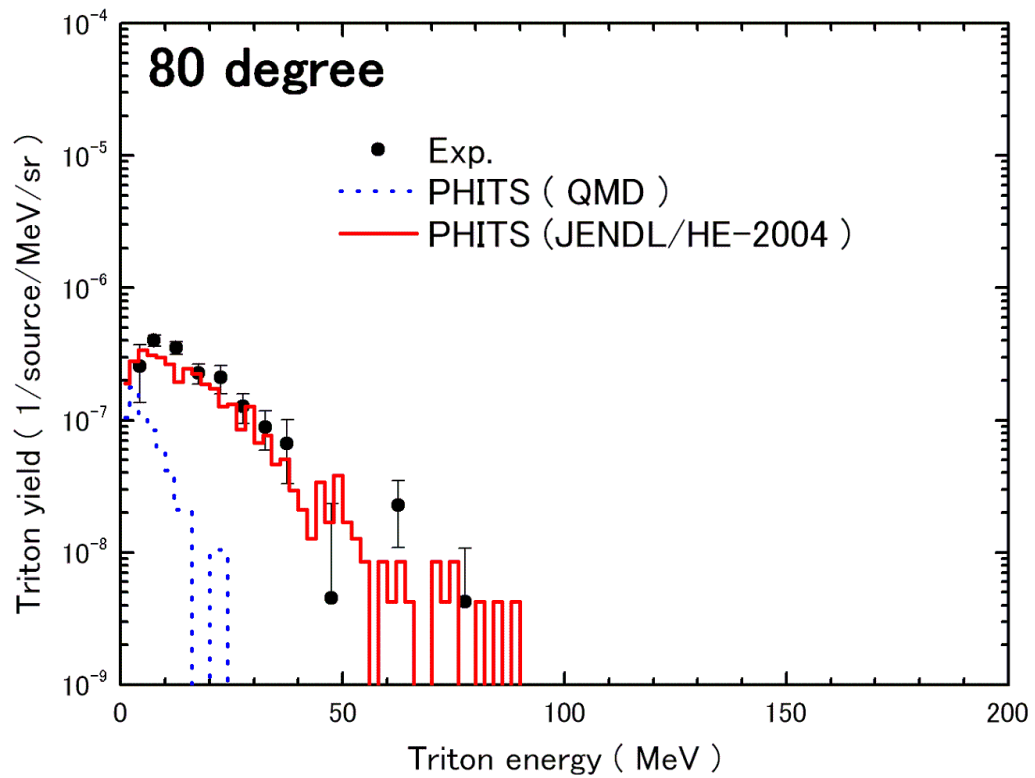


図 5.21 : 実験値と計算値の比較 ( 80° )

図 5.18 ~ 図 5.21 より JENDL は  $20^\circ$ 、 $40^\circ$  方向で広いエネルギー範囲で過大評価となる。しかし、 $60^\circ$  度方向では比較的实验値と一致している。また  $80^\circ$  方向では広いエネルギー範囲で過小評価となっている。

QMD は重陽子の場合と同様に広いエネルギー領域で大きく過小評価しており、特に高エネルギー側で予測精度が低い。

よって、以上の考察より JENDL と QMD を比べると JENDL は QMD より予測精度が高いが、実験値と一致している部分は少ない。

### 5.3.4 収量

二重微分収量の結果をエネルギー積分することによって微分収量を求めた。微分収量の結果を図 5.22 に示す。さらに、これを図 5.22 の破線のように短冊状に近似し  $0^\circ$  から  $80^\circ$  まで立体角で積分することで前方角での収量を求めた。PHITS での計算値 (Bertini、QMD、JENDL) も実験値と同様の処理を行い、収量の比を比較した。この収量の数値データを表 5.2 に示し、結果を図 5.23 に示す。

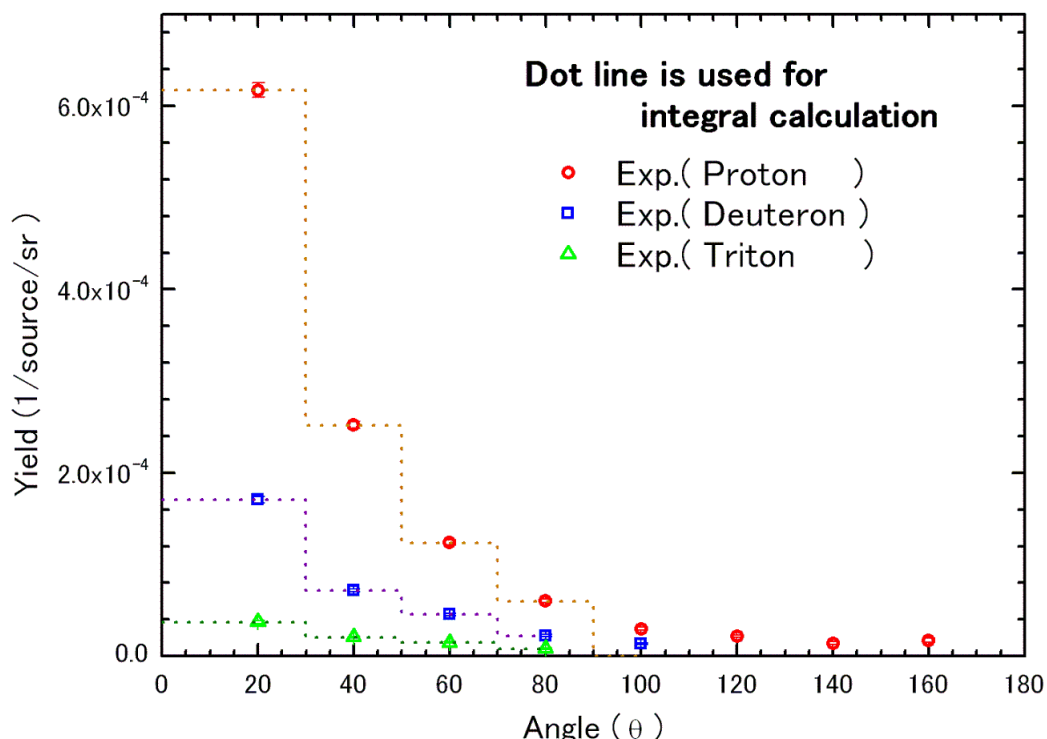


図 5.22 : 微分収量  $dY/d\Omega$  (角度分布)

表 5.2 : 各粒子の収量

-	Yield ( 1/ source )		
	proton	deuteron	Triton
Exp.	$1.236 \times 10^{-3} \pm 1.09 \times 10^{-5}$	$3.776 \times 10^{-4} \pm 4.974 \times 10^{-6}$	$1.063 \times 10^{-4} \pm 2.688 \times 10^{-6}$
Bertini	$1.600 \times 10^{-3}$	—	—
QMD	$1.725 \times 10^{-3}$	$8.301 \times 10^{-5}$	$1.716 \times 10^{-5}$
JENDL	$1.771 \times 10^{-3}$	$4.776 \times 10^{-4}$	$1.715 \times 10^{-4}$

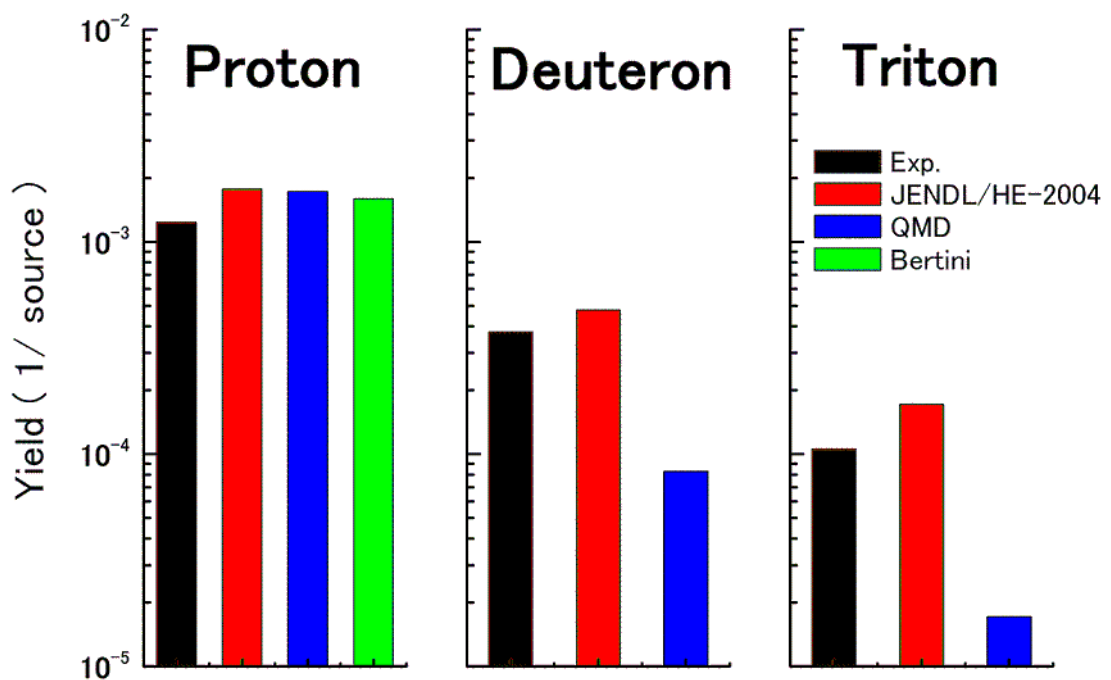


図 5.23 : 計算値と実験値の収量の比較

図 5.23 と表 5.2 より、陽子に関しては収量の比較からは核反応モデルによる大きな違いは見られなかった。しかし、重陽子、三重陽子に関しては QMD が大きく過小評価している。収量の比較からも重陽子、三陽子重陽子に関しては JENDL/HE-2004 が最もよく実験値を再現できていることが分かる。収量の比の比較を表 5.3 に示す。

表 5.3 : 計算値と実験値の収量の比の比較

—	ratio ( proton : deuteron : triton )
Exp.	1 : 0.31 : 0.086
QMD	1 : 0.0048 : 0.00099
JENDL	1 : 0.27 : 0.099

### 5.3.5 入射中性子スペクトルの Peak 部分の寄与

PHITS コードの入力には図 3.22 のデータ解析より導出された入射中性子スペクトルを用いている。この中性子スペクトルのピーク対テール比は Peak : Tail = 1 : 1.301 であるが、この中性子スペクトルのピーク部分の寄与を調べる。この陽子の前方角の比較の図を図 5.24 に示す。なお、JENDL/HE-2004 を用いて計算を行った。

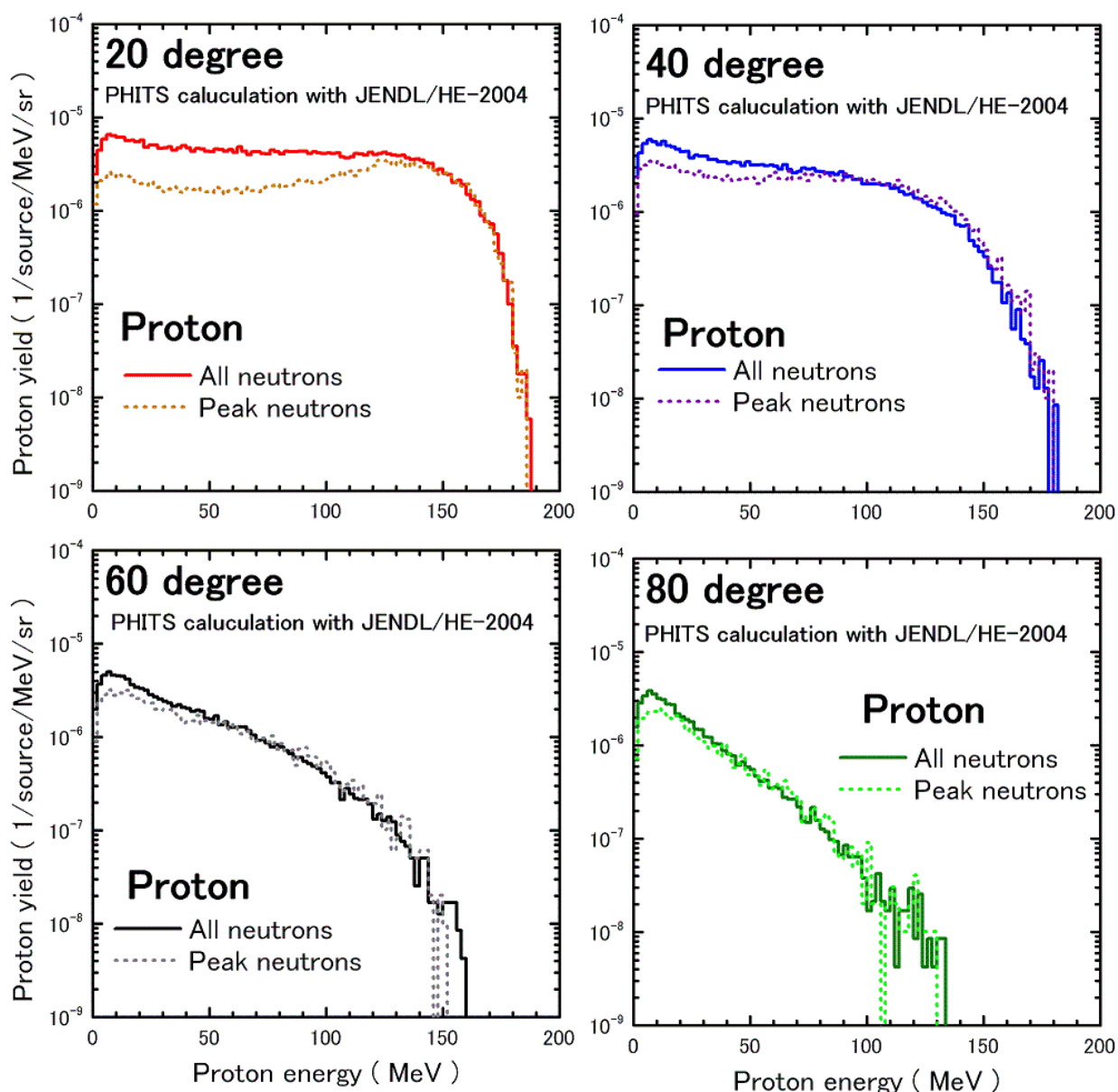


図 5.24 : 入射中性子 Peak 部分の寄与 (陽子 : 20° )

図 5.24 より高エネルギー側ではピーク中性子による寄与が大きくほぼ全てがピーク中性子によって引き起こされる事象であるのに対して、低エネルギー側ではピーク中性子による寄与が小さいことが分かる。また、前方角ほど低エネルギー側でのテール部分の中性子による寄与が大きいことが分かる。

### 5.3.6 入射中性子スペクトルの違いによる計算値の変化

PROKOFIEV による実験式<sup>(28)</sup>を用いて求められた TSL 準単色中性子スペクトルを図 5.25 に示す。

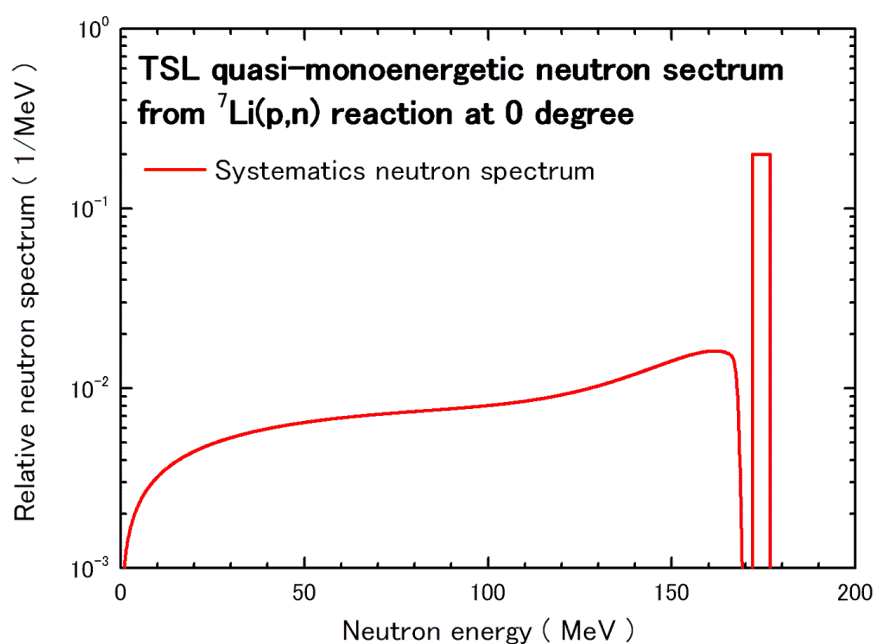


図 5.25 : 実験式より求められた TSL 175MeV 準単色中性子スペクトル

また、図 5.25 に示した中性子スペクトルと、データ解析によって求められた中性子スペクトル (図 3.22) のピーク中性子数と、テール中性子数の比を比較する。この比較の表を表 5.4 に示す。

表 5.4 : ピークテール比の比較

—	Peak : Tail
Neutron spectrum by data analysis	1 : 1.301
Neutron spectrum by PROKOFIEV	1 : 1.383

また、表 5.4 より図 5.25 の入射スペクトルと反跳陽子法より導出した入射スペクトルのピークテール比がほぼ一致した。この結果から本実験の測定結果が妥当であると言える。

PHITS の入力中性子スペクトルに図 5.25 を用いた時の計算結果と比較する。なお、JENDL/HE-2004 を用いて計算を行った。陽子の前方角の結果を図 5.26、重陽子の前方角の結果を図 5.27 に示す。

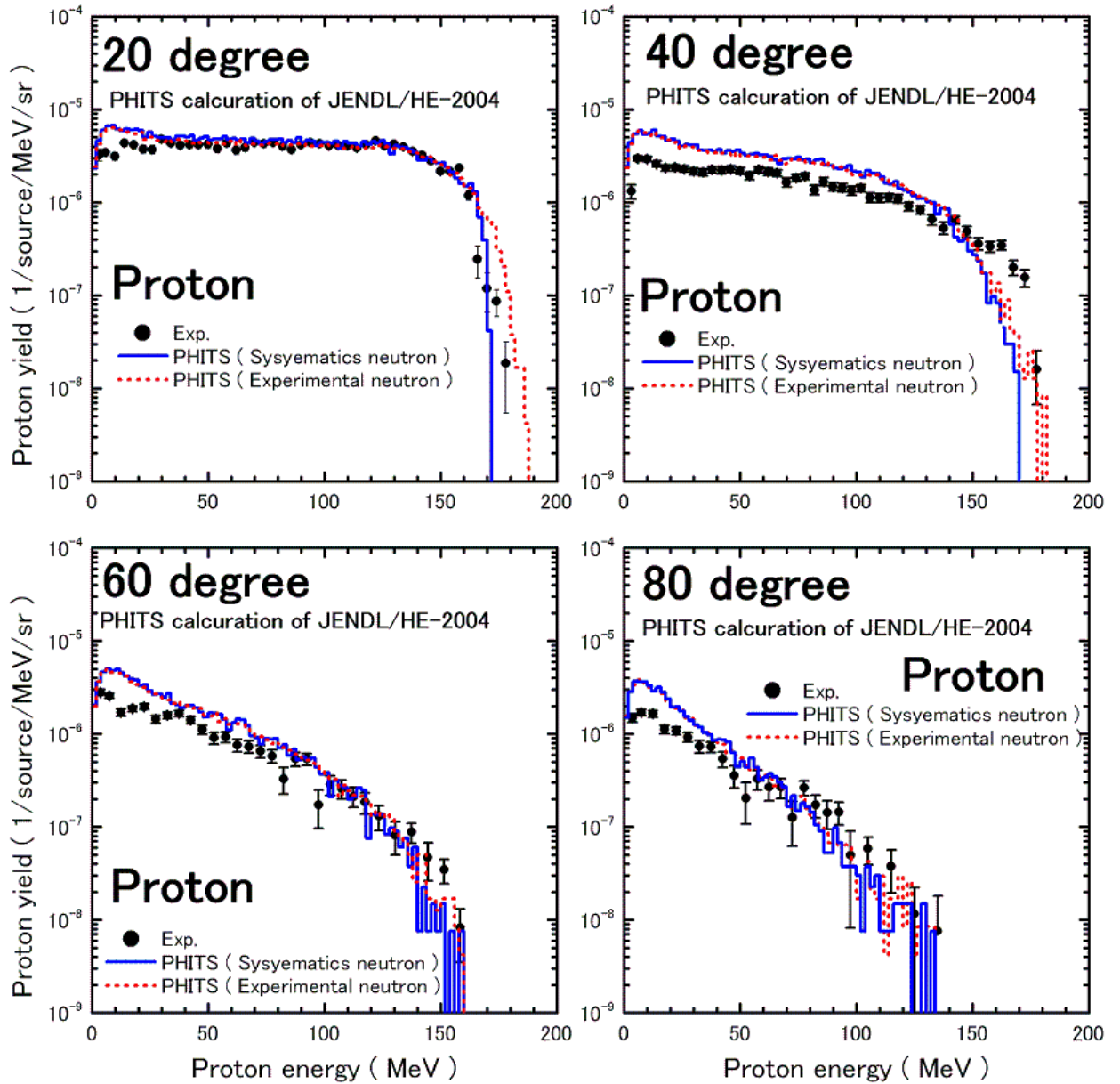


図 5.26 : 二つの計算値と実験値の比較 (陽子：前方角)

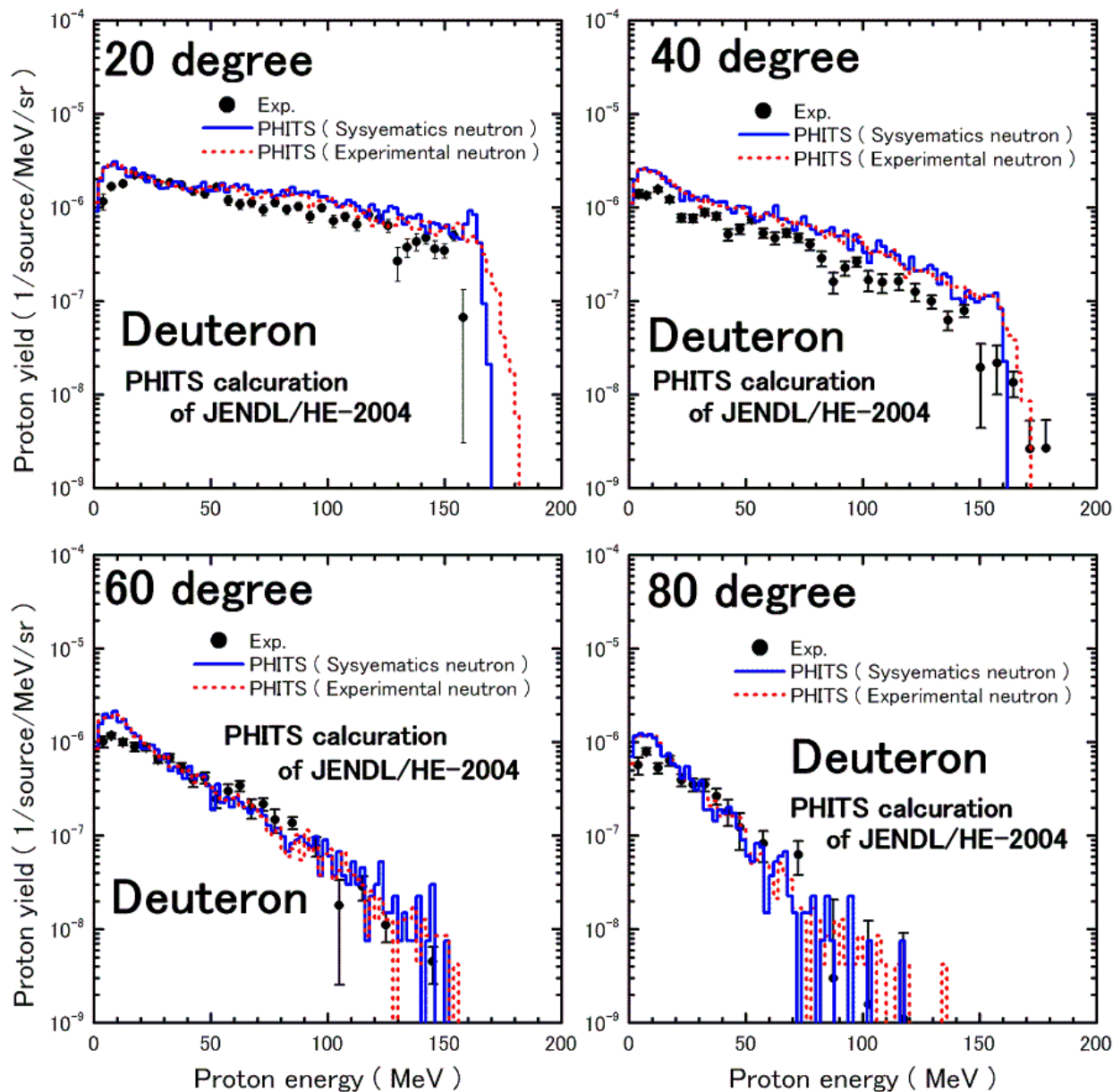


図 5.27 : 二つの計算値と実験値の比較 (重陽子 : 前方角)

図 5.26 より、陽子の 2 つの計算結果が高エネルギー端を除いて非常によく一致していることが分かる。また、このことは図 5.27 より重陽子にも言える。また、このことから、高エネルギー端がずれる理由として図 3.22 の入射中性子スペクトルが角度の広がり と検出器の分解能の広がりを含んでいることが考えられる。このスペクトルを PHITS の入力として用いると結果は角度の広がりを二度計算したものになる。そのため、図 3.22 のスペクトルを入力した結果の方が高エネルギー端が高めに出ていると考えられる。

また、図 5.26 と図 5.27 とともに、後方角での二つの計算値の差が前方角に比べ、比較的小さくなっていることがわかる。

## 第6章 結論及び今後の課題

ウプサラ大学、TSL 準単色中性子源施設にて行った 175 MeV 準単色中性子入射軽イオン生成実験から、 $C(n, xp)$ 、 $C(n, xd)$ 及び、 $C(n, xt)$ 反応による陽子、重陽子、三重陽子二重微分収量を求めることができた。

PHITS コードを用いて二種類の核反応モデル (Bertini、QMD) と評価済み高エネルギー核データファイルである JENDL/HE-2004 を使用した計算値と実験値と比較した。重陽子、三重陽子に関しては QMD が広いエネルギー範囲で過小評価しているのに対し、JENDL を用いた計算結果は実験値を全体的によく再現できていることが分かった。しかし三重陽子に関しては広いエネルギー領域で過大評価となるといった改善すべき点も見出される。また、陽子に関しては JENDL/HE-2004 を用いた計算結果は、最も核反応モデルによる差がみられる  $20^\circ$  方向で非常によく実験値を再現していた。また、陽子、重陽子、三重陽子の収量の比についても JENDL/HE-2004 が実験値をよく再現していたことから JENDL/HE-2004 は他の核反応モデルに比べ実験値の再現性が高いといえる。

また、PHITS の入力入射スペクトルを統計的に求められた中性子スペクトルに変えた計算値と比較した。特に前方角で高エネルギー端のずれが見られた。高エネルギー端以外の計算値が極めて一致していたことから、データ解析によって求められた中性子スペクトルが角度と検出効率の広がりを含んでいたことが原因であるとわかった。

今後の課題として、まず計算値と実験値との比較をより正確なものにするために、PROKOFIEV による実験式によって求められた中性子スペクトルを検出器の分解能でフォールディングしたものを入射中性子スペクトルとして計算し、再度実験値との比較を行うことである。

また、QMD モデルは重陽子、三重陽子に関して広いエネルギー領域で大きく過小評価となっている。現在 QMD モデルの改良の研究<sup>(29)</sup>が進められている。このような改良された QMD を用いた計算値と実験値を比較することは大変興味深い。

## 謝辞

この一年間研究を行うにあたって、貴重な研究の場を提供して頂き、また様々な御指導を頂きました中島秀紀教授に深く感謝致します。学部3年の課題集約の時から心が揺さぶられるようなご指導をしてくださり、また研究することの難しさ、楽しさを教えてくださった渡辺幸信准教授に心から感謝します。多くの至らない点をご指導して頂き、また、食事の際など、気さくに話しかけていただき、楽しい時間を作っていただいた山本直嗣助教に深く感謝致します。

ROOTの解析手法や、プログラミングの基礎など、研究の仕方や、研究者のものの見方、誤差の重要さなど研究者としての非常に多くのことを教えていただいた渡邊健人氏に心から感謝いたします。TSLで行われた175MeV準単色中性子入射軽イオン生成実験の実験者であり、当研究グループOBの林氏に深く感謝いたします。学会発表の練習でのためになるアドバイスをしていただいた叶涛氏に深く感謝いたします。英語を身近に感じるものにしてくださった蘭長林氏に深く感謝いたします。初めての学会発表に、忙しい中、様子を見に来てくださったり、研究の栄養源をくださった本岡親英氏に深く感謝いたします。パソコンのことや研究に関しての様々なことを教えていただいた内藤有紀氏に深く感謝いたします。PHITSなどについて教えてくださり、また、研究生活に新たな刺激を与えてくださった安部信一郎氏に深く感謝いたします。

色々なことを教えていただいた永田英隆氏に深く感謝いたします。研究室に不思議と活気を運んでくださった鶴哲平氏に深く感謝します。パソコンのことなど多くの知識、アドバイスをくださり、研究室の雰囲気をも明るくしてくださった松田伸人氏に深く感謝いたします。独特な雰囲気を持っており、楽しい時間を作ってくださった大宅将史氏に深く感謝いたします。パソコンのことなど様々なことを教えてもらい、また、体験談などを交えて団欒の時間を作ってくださった前野旭弘氏に深く感謝いたします。ゾンネなどで御飯を食べる際に気さくに話しかけてくださった小谷優介氏に深く感謝いたします。そして、多くのことを感じ取らせていただいた新谷将氏に深く感謝いたします。

ともに、励ましあい、切磋琢磨した仲間である江崎徹氏、西山貴章氏、花屋倫生氏に感謝いたします。また、研究生活を快適なものにしてくれた大神めぐみ氏に深く感謝いたします。

また、大学生活を楽しいものにしてくれた九州大学吹奏楽団の友達、エネルギー科学科の級友、10年間ともに苦楽を共にしてきたトランペットに感謝いたします。

最後に、ここまで育ててくださり、大学生活を支えてくださった父、母に心から感謝いたします。

## 参考文献

- 1) 日本原子力学会誌, Vol. 43, No. 7 (2001).
- 2) 安部信一郎, 2007年度九州大学工学部エネルギー科学科卒業論文(2008).
- 3) T.S. Subramanian, et al., Phys. Rev. C 28 (1983) 521.
- 4) I. Slypen, V. Corcalciuc, J.P. Meulders, Phys. Rev. C 51 (1995) 1303.
- 5) S. Dangtip et al., Nucl. Instrum. Meth. A452, 484 (2000).
- 6) Y. Nauchi, et al., J. Nucl. Sci. Tech. 36 (1999) 143.
- 7) J. FRANZ, et al., Nucl. Phys. A472, 733 (1987).
- 8) M. Hayashi et al., in Proc. of ND2007;EDP Sciences(2008),pp.1091-1094.
- 9) M. Hayashi et al., Proc. of 2007 Symp. on Nuclear Data; JAEA-Conf 2008-008(2008), pp.62-67.
- 10) H. Iwase, et al., J. Nucl. Sci. and Technol. Vol.39, No.11, 1142 (2002).
- 11) S. Pomp, et al., in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, September 26-October 1; edited by R.C. Haight, M.B. Chadwick, T. Kawano, and P. Talou (AIP, New York, 2005), p. 780
- 12) U. Tippawan et al., Phys. Rev. C69, 064609 (2004).
- 13) U. Tippawan et al., Phys. Rev. C73, 034611 (2006).
- 14) P.A. Söderström, Diploma thesis, Uppsala University Neutron Physics Report, Feb. 2007.
- 15) URL : <http://root.cern.ch/>.
- 16) SRIM-2008 , URL : <http://www.srim.org/>.
- 17) J.F. Janni, Atom. Data Tab. 27, (1982) 147-339.
- 18) A.J. Koning et al., Nucl. Phys. A713, 231 (2003).
- 19) H. An et al., Phys. Rev. C73, 054605 (2006).
- 20) Y. Han et al., Phys. Rev. C74, 044615 (2006).
- 21) S. Watanabe, Nucl. Phys. 8, 484 (1958).
- 22) SAID Nucleon Nucleon scattering database. Available from Center for Nuclear Studies, Department of Physics, George Washington University, USA, URL: <http://gwdac.phys.gwu.edu>.
- 23) K.Niita, RISTニュース, No.43, 20 (2007).
- 24) H.W. Bertini, ORNL-3383, Oak Ridge National Laboratory (1963).
- 25) K.Niita, S.Chiba, T.Maruyama, T.Maruyama, H.Takada, T.Hukahori, Y.Nakahara, and A.Iwamoto, Phys. rev., C52, no.5, 2620 (1995).

- 26) Y. Watanabe, et al., in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, September 26-October 1; edited by R.C. Haight, M.B. Chadwick, T. Kawano, and P. Talou (AIP New York, 2005), p. 326.
- 27) P. G. Young, et al., Los Alamos National Laboratory Report No. LA-12343-MS, (1992).
- 28) A. Prokofiev, private communication (2007); A. Prokofiev, M. Chadwick, S. Mashink, N. Olsson, and L. Waters, J. Nucl. Sci. and Technol., Suppl. 2, 112 (2002).
- 29) Y. Watanabe, D.N. Kadrev, in *Proceedings of 10th Symposium on Neutron Dosimetry, Uppsala, Sweden, June 6-10, 2006*, Radiat. Prot. Dosim. (2007).

## 付録

### A.1 相対論的運動学

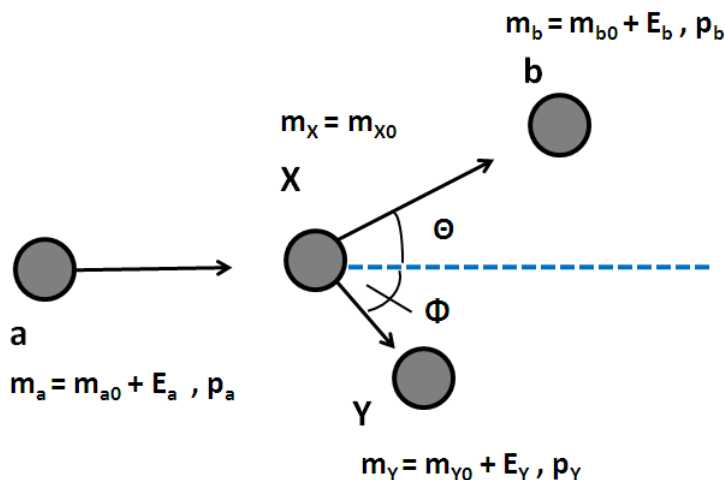


図 A.1.1 : 核反応  $X(a,b)Y$  の模式図 (実験室系)

図 A.1.1 のような核反応  $X(a,b)Y$  において、放出粒子  $b$  の運動エネルギーを相対論的運動学で求める。エネルギー保存則より、

$$(m_{a0} + E_a) + m_{X0} = (m_{b0} + E_b) + (m_{Y0} + E_Y) \quad (\text{A.1.1})$$

任意の粒子の静止質量と運動エネルギーをそれぞれ  $m_{i0}$ 、 $E_i$  ( $i = a, X, b, Y$ ) と置いた。反応の  $Q$  値が既知であるとすれば、

$$E_Y = Q + E_a - E_b \quad (\text{A.1.2})$$

$$m_{Y0} = -Q + (m_{a0} + m_{X0}) - m_{b0} \quad (\text{A.1.3})$$

となり、残留原子核の運動エネルギー  $E_Y$  と静止質量  $m_{Y0}$  が消去できる。

運動量保存則から、

$$p_a = p_b + p_Y \quad (\text{A.1.4})$$

(A.1.4)式において、入射粒子  $a$  の進行方向と、それに対して垂直な方向についてそれぞれ運動量保存を考えると、

$$p_a = p_b \cos \theta + p_Y \cos \phi \quad (\text{A.1.5})$$

$$0 = p_b \sin \theta + p_Y \sin \phi \quad (\text{A.1.6})$$

(A.1.5)、(A.1.6)式より  $\phi$  を消去すると、

$$\begin{aligned} (p_a - p_b \cos \theta)^2 + p_b^2 \sin^2 \theta &= p_Y^2 (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi) \\ p_a^2 - 2p_a p_b \cos \theta + p_b^2 (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) &= p_Y^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.7})$$

特殊相対論では運動量は次の式で与えられる。

$$p^2 = m^2 - m_0^2 = (m_0 + E)^2 - m_0^2 = E^2 + 2m_0E \quad (\text{A.1.8})$$

従って、(A.1.7)式に(A.1.8)式と(A.1.2)式を代入すると

$$(Q + E_a - E_b)^2 + 2m_{Y0}(Q + E_a - E_b) = p_a^2 + (E_b^2 + 2m_{b0}E_b) - 2p_a \cos\theta \sqrt{E_b^2 + 2m_{b0}E_b}$$

$$2\{m_{a0} - (Q - E_b) - m_{Y0}\}E_a - (Q - E_b)^2 - 2m_{Y0}(Q - E_b) + (E_b^2 + 2m_{b0}E_b) = 2p_b \cos\theta \sqrt{E_a^2 + 2m_{a0}E_a}$$

これを辺々二乗すると、

$$(AE_a + E_b)^2 = C(E_a^2 + 2m_{a0}E_a)$$

$$(A^2 - C)E_a^2 + 2(AB - m_{a0}C)E_a + B^2 = 0 \quad (\text{A.1.9})$$

但し、

$$A = 2\{m_{a0} - (Q - E_b) - m_{Y0}\}$$

$$B = -(Q - E_b)^2 - 2m_{Y0}(Q - E_b) + (E_b^2 + 2m_{b0}E_b)$$

$$C = 4(E_b^2 + 2m_{b0}E_b)\cos^2\theta$$

と置いた。入射粒子 a のエネルギー  $E_a$  は、二次方程式(3.11.9)の解として以下のように与えられる。

$$E_a = \frac{-(AB - m_{a0}C) \pm \sqrt{(AB - m_{a0}C)^2 - (A^2 - C)B^2}}{A^2 - C} \quad (\text{A.1.10})$$

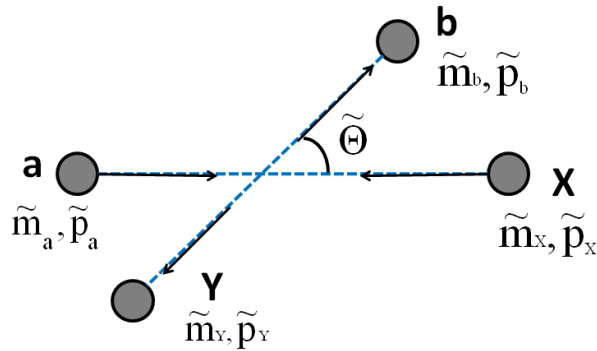


図 A.1.2 : 核反応 X(a,b)Y の模式図 (重心系)

核データの整理及び様々なモデル計算は全て重心系で行われる。よって実験室系から重心系の変換は重要である。重心系の図を図 A.1.2 に示す。入射粒子 a のもつエネルギーを実験室系から重心系へと変換する。

重心系の定義により、重心の実験室系に対する速度は

$$\beta_G = \frac{p_a}{m_a + m_{X0}} = \frac{\sqrt{E_a(E_a + 2m_{a0})}}{m_a + m_{X0}} = \frac{\sqrt{m_a^2 - m_{a0}^2}}{m_a + m_{X0}} \quad (\text{A.1.11})$$

入射粒子 a に関して、ローレンツ変換を用いると、

$$\widetilde{p}_a = \gamma_G(p_a - \beta_G m_a) \quad (\text{A.1.12})$$

$$\widetilde{m}_a = \gamma_G(-\beta_G + m_a) \quad (\text{A.1.13})$$

但し、

$$\beta_i = \frac{v_i}{c} = \frac{p_i}{m_i} \quad \gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}}$$

また、次の関係式が成り立つ。

$$m_a = \gamma_a E_0 \quad p_a = \beta_a \gamma_a E_0 \quad (\text{A.1.14})$$

よって、(A.1.14)式を用いて、(A.1.13)、(A.1.12)式を整理すると、

$$\widetilde{\gamma}_a \widetilde{\beta}_a = \gamma_G(\beta_a \gamma_a - \gamma_a \beta_G)$$

$$\widetilde{\gamma}_a = \gamma_G(-\beta_G \beta_a \gamma_a + \gamma_a)$$

辺々割ると、次式が導出される。

$$\widetilde{\beta}_a = \frac{\beta_a - \beta_G}{1 - \beta_G \beta_a} \quad (\text{A.1.15})$$

$$\beta_a = \frac{p_a}{m_a} = \frac{\sqrt{m_a^2 - m_{a0}^2}}{m_a} \quad (\text{A.1.16})$$

粒子 X の速度は重心の速度に等しいので、

$$\widetilde{\beta}_X = \beta_G = \frac{\sqrt{m_a^2 - m_{a0}^2}}{m_a + m_{X0}} \quad (\text{A.1.17})$$

よって、粒子 a、粒子 X の重心系における運動量は、

$$\widetilde{p}_a = \widetilde{p}_X = m_{X0} \widetilde{\beta}_X = m_{a0} \widetilde{\beta}_a = \frac{m_{X0} (\sqrt{m_a^2 - m_{a0}^2})}{m_a + m_{X0}} \quad (\text{A.1.18})$$

よって、粒子 a、粒子 X のエネルギーは、

$$\widetilde{m}_a = \frac{\widetilde{p}_a}{\widetilde{\beta}_a} = m_{X0} \frac{\widetilde{\beta}_X}{\widetilde{\beta}_a} = \frac{m_{X0} \beta_G (1 - \beta_G \beta_a)}{\beta_a - \beta_G} \quad (\text{A.1.19})$$

$$\widetilde{m}_X = \frac{\widetilde{p}_X}{\widetilde{\beta}_X} = m_{a0} \frac{\widetilde{\beta}_a}{\widetilde{\beta}_X} = \frac{m_{a0}(\beta_a - \beta_G)}{\beta_G(1 - \beta_G\beta_a)} \quad (\text{A.1.20})$$

(A.1.19)、(A.1.20)式より、エネルギー保存則、運動量保存則を用いることで $\widetilde{E}_b$ 、 $\widetilde{E}_Y$ を求めることができる。

次に、反応断面積の実験室系から重心系への変換を考える。

図 A.1.3 に実験室系と重心系の散乱角の関係を示す。

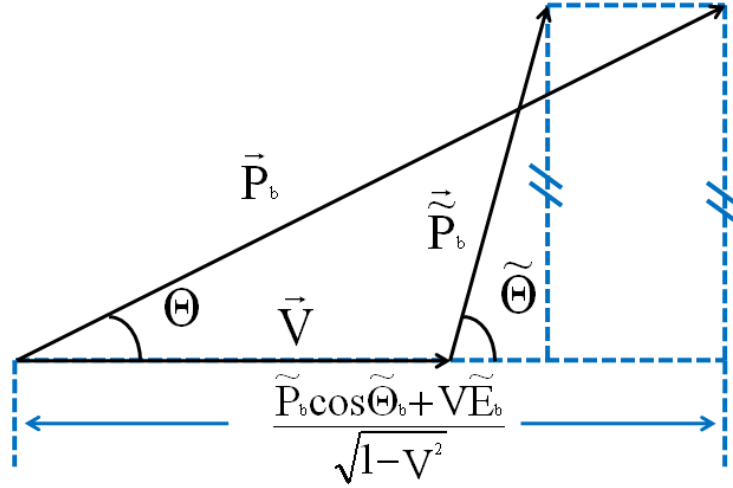


図 A.1.3 : 実験室系と重心系の散乱角の関係

ローレンツ変換より

$$P_b \cos \theta = \frac{\widetilde{P}_b \cos \widetilde{\theta} + \beta_G \widetilde{m}_b}{\sqrt{1 - \beta_G^2}} \quad (\text{A.1.21})$$

$$P_b \sin \theta = \widetilde{P}_b \sin \widetilde{\theta} \quad (\text{A.1.22})$$

(A.1.21)、(A.1.22)式より、

$$\cot \theta = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = \frac{\cos \widetilde{\theta} + \rho}{\sqrt{1 - \beta_G^2} \sin \widetilde{\theta}} = \frac{\gamma_G (\cos \widetilde{\theta} + \rho)}{\sin \widetilde{\theta}} \quad (\text{3.1.23})$$

但し、

$$\rho = \beta_G \frac{\widetilde{m}_b}{\widetilde{p}_b}$$

また、 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi = d(\cos\theta)d\varphi$  より実験室系と重心系の反応断面積の間には次の関係式が成り立つ

$$\frac{\sigma_{\text{CM}}}{\sigma_{\text{L}}} = \frac{d\Omega_{\text{L}}}{d\Omega_{\text{CM}}} = \frac{d(\cos\theta)}{d(\cos\tilde{\theta})} \quad (\text{A. 1.24})$$

ここで、(A.1.23)式を  $1 + \cot^2\theta = 1/\cos^2\theta$  を用いて変形すると

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1 - x^2}{(\gamma_{\text{G}}^2 - 1)x^2 + 2\rho\gamma_{\text{G}}^2x + \gamma_{\text{G}}^2\rho^2 + 1}} \quad (x = \cos\tilde{\theta}) \quad (\text{A. 1.25})$$

(A.1.24)式を $\cos\tilde{\theta}$  微分すると

$$\frac{d(\cos\theta)}{d(\cos\tilde{\theta})} = \frac{\gamma_{\text{G}}^2[\rho x^2 + (\rho^2 + 1)x + \rho]}{(1 - x^2)^{\frac{1}{2}}[(\gamma_{\text{G}}^2 - 1)x^2 + 2\rho\gamma_{\text{G}}^2x + \gamma_{\text{G}}^2\rho^2 + 1]^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A. 1.25})$$

となる。よって実験室系と重心系の反応断面積の間には次の関係式が成り立つ。

$$\frac{\sigma_{\text{CM}}}{\sigma_{\text{L}}} = \frac{\gamma_{\text{G}}^2[\rho x^2 + (\rho^2 + 1)x + \rho]}{(1 - x^2)^{\frac{1}{2}}[(\gamma_{\text{G}}^2 - 1)x^2 + 2\rho\gamma_{\text{G}}^2x + \gamma_{\text{G}}^2\rho^2 + 1]^{\frac{3}{2}}}$$

## A-2 データテーブル

### A-2.1 陽子二重微分収量

陽子の  $0^\circ$  から  $180^\circ$  までの全角度での、二重微分収量のデータを載せる。表 A.2.1.1 から表 A.2.1.8 まで角度ごとの陽子の結果を示す。

$E_{\text{low}}$  : 最低エネルギービン[MeV]

Bin : エネルギービン幅[MeV]

$E_{\text{high}}$  : 最高エネルギービン[MeV]

yield : 二重微分収量[1/source/MeV/sr]

$E_{\text{mean}}$  : エネルギービンの中点[MeV]

Err : 統計誤差[1/source/MeV/sr]

表 A.2.1.1 : 陽子二重微分収量 ( $20^\circ$ )

$E_{\text{low}}$	$E_{\text{high}}$	Bin	$E_{\text{mean}}$	Yield	Err
0	2.5	1.5	1.25	—	—
2.5	4	1.5	3.25	3.25414E-06	4.60063E-07
4	8	4	6	3.46215E-06	2.69997E-07
8	12	4	10	3.13172E-06	3.02656E-07
12	16	4	14	4.35301E-06	3.70726E-07
16	20	4	18	4.16251E-06	3.71794E-07
20	24	4	22	3.72921E-06	3.60253E-07
24	28	4	26	3.69671E-06	3.71396E-07
28	32	4	30	4.75437E-06	3.68062E-07
32	36	4	34	4.33328E-06	3.57716E-07
36	40	4	38	4.12161E-06	3.75652E-07
40	44	4	42	4.19632E-06	3.68899E-07
44	48	4	46	4.18758E-06	3.78012E-07
48	52	4	50	4.21575E-06	3.73512E-07
52	56	4	54	3.77514E-06	3.71063E-07
56	60	4	58	4.32717E-06	3.65176E-07
60	64	4	62	3.64025E-06	3.71214E-07
64	68	4	66	3.87854E-06	3.55115E-07
68	72	4	70	4.41036E-06	3.36896E-07
72	76	4	74	4.28331E-06	3.50391E-07
76	80	4	78	4.40563E-06	3.2997E-07
80	84	4	82	3.97913E-06	3.27522E-07

84	88	4	86	3.71302E-06	3.39114E-07
88	92	4	90	4.15047E-06	3.21446E-07
92	96	4	94	4.41326E-06	3.13962E-07
96	100	4	98	4.28894E-06	3.21507E-07
100	104	4	102	4.08762E-06	3.28832E-07
104	108	4	106	4.12326E-06	3.08231E-07
108	112	4	110	4.08105E-06	2.91737E-07
112	116	4	114	3.83948E-06	2.92053E-07
116	120	4	118	4.17695E-06	2.87831E-07
120	124	4	122	4.58185E-06	2.81093E-07
124	128	4	126	4.08888E-06	2.6747E-07
128	132	4	130	4.24116E-06	2.62923E-07
132	136	4	134	3.93949E-06	2.65492E-07
136	140	4	138	3.56493E-06	2.30109E-07
140	144	4	142	3.20693E-06	2.22606E-07
144	148	4	146	2.79007E-06	2.1099E-07
148	152	4	150	2.1614E-06	1.88515E-07
152	156	4	154	2.15267E-06	1.8106E-07
156	160	4	158	2.35882E-06	1.86651E-07
160	164	4	162	1.18609E-06	1.34558E-07
164	168	4	166	2.45625E-07	9.37934E-08
168	172	4	170	1.1885E-07	5.3497E-08
172	176	4	174	8.64661E-08	2.75331E-08
176	180	4	178	1.85345E-08	1.31207E-08
180	184	4	182	0	0
184	188	4	186	0	0
188	192	4	190	0	0
192	196	4	194	0	0
196	200	4	198	0	0

表 A.2.1.2 : 陽子二重微分収量 (40°)

$E_{\text{low}}$	$E_{\text{high}}$	Bin	$E_{\text{mean}}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	4	1.6	3.2	1.31493E-06	2.26796E-07
4	8	4	6	2.97447E-06	1.72593E-07
8	12	4	10	2.9358E-06	1.8226E-07
12	16	4	14	2.58352E-06	1.98404E-07
16	20	4	18	2.34668E-06	1.75381E-07
20	24	4	22	2.36852E-06	1.78036E-07
24	28	4	26	2.29328E-06	1.77087E-07
28	32	4	30	2.15503E-06	1.82583E-07
32	36	4	34	2.10131E-06	1.7328E-07
36	40	4	38	2.2528E-06	1.85304E-07
40	44	4	42	2.22972E-06	1.91319E-07
44	48	4	46	2.27644E-06	1.75741E-07
48	52	4	50	2.18679E-06	1.72302E-07
52	56	4	54	1.93783E-06	1.8068E-07
56	60	4	58	2.24945E-06	1.78116E-07
60	64	4	62	2.13611E-06	1.91765E-07
64	68	4	66	2.06262E-06	1.66437E-07
68	72	4	70	1.65094E-06	1.80019E-07
72	76	4	74	1.84617E-06	1.67493E-07
76	80	4	78	1.90414E-06	1.55374E-07
80	84	4	82	1.36511E-06	1.64519E-07
84	88	4	86	1.67526E-06	1.66593E-07
88	92	4	90	1.48112E-06	1.47731E-07
92	96	4	94	1.43318E-06	1.47201E-07
96	100	4	98	1.33122E-06	1.47893E-07
100	104	4	102	1.42492E-06	1.27457E-07
104	108	4	106	1.12236E-06	1.30967E-07
108	112	4	110	1.11989E-06	1.18933E-07
112	116	4	114	1.12878E-06	1.18625E-07
116	120	4	118	1.08953E-06	1.10567E-07
120	125	5	122.5	9.08576E-07	9.48554E-08
125	130	5	127.5	8.3015E-07	8.49788E-08
130	135	5	132.5	6.52203E-07	8.32842E-08

135	140	5	137.5	5.28245E-07	8.10956E-08
140	145	5	142.5	6.45085E-07	6.18981E-08
145	150	5	147.5	4.83911E-07	6.64521E-08
150	155	5	152.5	3.58593E-07	5.36428E-08
155	160	5	157.5	3.34609E-07	4.43075E-08
160	165	5	162.5	3.45624E-07	3.99438E-08
165	170	5	167.5	1.99879E-07	3.73526E-08
170	175	5	172.5	1.54567E-07	3.20692E-08
175	180	5	177.5	1.59407E-08	9.21902E-09
180	185	5	182.5	0	0
185	190	5	187.5	0	0
190	195	5	192.5	0	0
195	200	5	197.5	0	0

表 A.2.1.3 : 陽子二重微分収量 (60° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	5	2.6	3.7	2.797E-06	1.95083E-07
5	10	5	7.5	2.56212E-06	1.61928E-07
10	15	5	12.5	1.70556E-06	1.44647E-07
15	20	5	17.5	1.8668E-06	1.36076E-07
20	25	5	22.5	1.96395E-06	1.36152E-07
25	30	5	27.5	1.43358E-06	1.34796E-07
30	35	5	32.5	1.59017E-06	1.27853E-07
35	40	5	37.5	1.66483E-06	1.28366E-07
40	45	5	42.5	1.40615E-06	1.23666E-07
45	50	5	47.5	1.11448E-06	1.25006E-07
50	55	5	52.5	9.04808E-07	1.29799E-07
55	60	5	57.5	9.28927E-07	1.18311E-07
60	65	5	62.5	7.54027E-07	1.15133E-07
65	70	5	67.5	7.2715E-07	1.09795E-07
70	75	5	72.5	6.50947E-07	9.88594E-08
75	80	5	77.5	5.79498E-07	9.59126E-08
80	85	5	82.5	3.29926E-07	1.04821E-07
85	90	5	87.5	5.37843E-07	9.34642E-08
90	95	5	92.5	5.35026E-07	7.47195E-08

95	100	5	97.5	1.72785E-07	7.62424E-08
100	105	5	102.5	2.86701E-07	6.74321E-08
105	110	5	107.5	2.57818E-07	5.73364E-08
110	115	5	112.5	2.129E-07	5.1051E-08
115	120	5	117.5	1.83838E-07	4.66229E-08
120	127	7	123.5	1.30269E-07	3.85332E-08
127	134	7	130.5	8.15769E-08	3.16422E-08
134	141	7	137.5	8.76828E-08	2.1423E-08
141	148	7	144.5	4.70042E-08	2.06422E-08
148	155	7	151.5	3.47728E-08	1.01608E-08
155	162	7	158.5	8.24795E-09	4.77567E-09
162	169	7	165.5	0	0
169	176	7	172.5	0	0
176	183	7	179.5	0	0
183	190	7	186.5	0	0
190	197	7	193.5	0	0
197	204	7	200.5	0	0

表 A.2.1.4 : 陽子二重微分収量 (80° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	5	2.6	3.7	1.4924E-06	1.49952E-07
5	10	5	7.5	1.70871E-06	1.23461E-07
10	15	5	12.5	1.64939E-06	1.3347E-07
15	20	5	17.5	1.12295E-06	1.14809E-07
20	25	5	22.5	1.07547E-06	1.04799E-07
25	30	5	27.5	9.23642E-07	1.08668E-07
30	35	5	32.5	7.33486E-07	1.13074E-07
35	40	5	37.5	7.24604E-07	9.60195E-08
40	45	5	42.5	5.38711E-07	1.02467E-07
45	50	5	47.5	3.57096E-07	9.39863E-08
50	55	5	52.5	2.04274E-07	9.67124E-08
55	60	5	57.5	3.26525E-07	7.69215E-08
60	65	5	62.5	2.68731E-07	7.67498E-08
65	70	5	67.5	2.66248E-07	6.32094E-08
70	75	5	72.5	1.25909E-07	6.34601E-08

75	80	5	77.5	2.65096E-07	4.82329E-08
80	85	5	82.5	1.72034E-07	4.78839E-08
85	90	5	87.5	1.42104E-07	4.85215E-08
90	95	5	92.5	1.44447E-07	3.93653E-08
95	100	5	97.5	4.92571E-08	4.10883E-08
100	110	10	105	5.84664E-08	1.92559E-08
110	120	10	115	3.78108E-08	1.83695E-08
120	130	10	125	1.15451E-08	1.06434E-08
130	140	10	135	7.61263E-09	1.04205E-08
140	150	10	145	0	0
150	160	10	155	0	0
160	170	10	165	0	0
170	180	10	175	0	0
180	190	10	185	0	0

表 A.2.1.5 : 陽子二重微分収量 (100°)

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	5	1.6	3.7	1.00779E-06	1.21143E-07
5	10	5	7.5	1.1739E-06	9.29965E-08
10	15	5	12.5	1.12801E-06	1.1409E-07
15	20	5	17.5	5.28689E-07	8.79035E-08
20	25	5	22.5	5.53111E-07	8.4788E-08
25	30	5	27.5	4.05484E-07	7.28462E-08
30	35	5	32.5	4.25475E-07	6.42514E-08
35	40	5	37.5	2.56574E-07	6.46388E-08
40	50	10	45	1.64048E-07	4.03426E-08
50	60	10	55	1.28519E-07	3.15215E-08
60	70	10	65	8.29899E-08	2.15535E-08
70	80	10	75	2.73872E-08	1.79264E-08
80	90	10	85	9.45928E-09	1.60285E-08
90	100	10	95	1.84468E-08	6.20492E-09
100	110	10	105	1.69505E-08	6.04015E-09
110	120	10	115	5.84839E-09	3.40405E-09
120	130	10	125	0	0
130	140	10	135	0	0

140	150	10	145	0	0
150	160	10	155	0	0
160	170	10	165	0	0
170	180	10	175	0	0
180	190	10	185	0	0
190	200	10	195	0	0

表 A.2.1.6 : 陽子二重微分収量 (120° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	5	2.6	3.7	1.01363E-06	1.50693E-07
5	10	5	7.5	1.06395E-06	9.50326E-08
10	15	5	12.5	6.54576E-07	9.76807E-08
15	20	5	17.5	5.34883E-07	7.81099E-08
20	30	10	25	3.7598E-07	4.79938E-08
30	40	10	35	1.73067E-07	3.62185E-08
40	55	15	47.5	6.20574E-08	2.66584E-08
55	70	15	62.5	3.14819E-08	1.19627E-08
70	85	15	77.5	1.3697E-08	8.4113E-09
85	100	15	92.5	1.15377E-09	4.06795E-09
100	115	15	107.5	4.17383E-09	2.42642E-09
115	130	15	122.5	2.41179E-09	1.70867E-09
130	145	15	137.5	0	0
145	160	15	152.5	0	0
160	175	15	167.5	0	0
175	190	15	182.5	0	0

表 A.2.1.7 : 陽子二重微分収量 (140° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.4	2.4	1.2	—	—
2.4	5	2.6	3.7	5.04555E-07	1.68493E-07
5	10	5	7.5	8.14752E-07	1.58963E-07
10	15	5	12.5	4.39976E-07	1.29007E-07
15	20	10	17.5	4.04601E-07	8.31698E-08
20	30	10	25	2.83102E-07	6.17142E-08
30	45	15	37.5	6.88064E-08	3.70957E-08
45	60	15	52.5	2.50372E-08	2.66218E-08
60	75	15	67.5	0	1.78422E-08
75	90	15	82.5	1.15695E-08	9.03687E-09
90	105	15	97.5	7.28406E-09	2.99875E-09
105	120	15	112.5	0	0
120	135	15	127.5	0	0
135	150	15	142.5	0	0
150	165	15	157.5	0	0
165	180	15	172.5	0	0
180	195	15	187.5	0	0

表 A.2.1.8 : 陽子二重微分収量 (160° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	2.5	2.5	1.25000E+00	—	—
2.5	5	2.5	3.75000E+00	1.13741E-06	2.87857E-07
5	15	10	1.00000E+01	8.26232E-07	1.45281E-07
15	25	10	2.00000E+01	4.42570E-07	1.25165E-07
25	35	10	3.00000E+01	7.37521E-08	1.09313E-07
35	50	15	4.25000E+01	6.51571E-08	3.75889E-08
50	65	15	5.75000E+01	0	0
65	80	15	7.25000E+01	0	0
80	95	15	8.75000E+01	0	0
95	110	15	1.02500E+02	0	0

## A-2.2 重陽子二重微分収量

重陽子の  $0^\circ$  から  $100^\circ$  までの、二重微分収量のデータを載せる。表 A.2.2.1 から表 A.2.2.5 まで角度ごとの陽子の結果を示す。

表 A.2.2.1 : 重陽子二重微分収量 ( $20^\circ$ )

$E_{\text{low}}$	$E_{\text{high}}$	Bin	$E_{\text{mean}}$	Yield	Err
0	3.2	3.2	1.60000E+00	—	—
3.2	5	1.8	4.10000E+00	1.15437E-06	2.23944E-07
5	10	5	7.50000E+00	1.67726E-06	1.46956E-07
10	15	5	1.25000E+01	1.78794E-06	1.34561E-07
15	20	5	1.75000E+01	2.22192E-06	1.78354E-07
20	25	5	2.25000E+01	2.05424E-06	1.66110E-07
25	30	5	2.75000E+01	1.80334E-06	1.64614E-07
30	35	5	3.25000E+01	1.84334E-06	1.50473E-07
35	40	5	3.75000E+01	1.72659E-06	1.48675E-07
40	45	5	4.25000E+01	1.49872E-06	1.49672E-07
45	50	5	4.75000E+01	1.40158E-06	1.50440E-07
50	55	5	5.25000E+01	1.64587E-06	1.51535E-07
55	60	5	5.75000E+01	1.18652E-06	1.48970E-07
60	65	5	6.25000E+01	1.07783E-06	1.34421E-07
65	70	5	6.75000E+01	1.12683E-06	1.28329E-07
70	75	5	7.25000E+01	9.40286E-07	1.29771E-07
75	80	5	7.75000E+01	1.11572E-06	1.04109E-07
80	85	5	8.25000E+01	9.43504E-07	1.11091E-07
85	90	5	8.75000E+01	1.02331E-06	1.08988E-07
90	95	5	9.25000E+01	7.95353E-07	1.12610E-07
95	100	5	9.75000E+01	9.90235E-07	9.43289E-08
100	105	5	1.02500E+02	7.14839E-07	1.06907E-07
105	110	5	1.07500E+02	7.97229E-07	8.51782E-08
110	115	5	1.12500E+02	6.53782E-07	9.33294E-08
115	120	5	1.17500E+02	8.30781E-07	8.47201E-08
120	124	4	1.22000E+02	7.54514E-07	8.29084E-08
124	128	4	1.26000E+02	6.34102E-07	9.93091E-08
128	132	4	1.30000E+02	2.66828E-07	1.04825E-07
132	136	4	1.34000E+02	3.73330E-07	8.46938E-08
136	140	4	1.38000E+02	4.29328E-07	8.70010E-08

140	144	4	1.42000E+02	4.71150E-07	6.65200E-08
144	148	4	1.46000E+02	3.59727E-07	7.78660E-08
148	152	4	1.50000E+02	3.44650E-07	6.00498E-08
152	156	4	1.54000E+02	5.01110E-07	6.19384E-08
156	160	4	1.58000E+02	6.66327E-08	6.36203E-08
160	164	4	1.62000E+02	0	3.21415E-08
164	168	4	1.66000E+02	0	0
168	172	4	1.70000E+02	0	0
172	176	4	1.74000E+02	0	0
176	180	4	1.78000E+02	0	0
180	184	4	1.82000E+02	0	0
184	188	4	1.86000E+02	0	0
188	192	4	1.90000E+02	0	0
192	196	4	1.94000E+02	0	0
196	200	4	1.98000E+02	0	0

表 A.2.2.2 : 重陽子二重微分収量 (40° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.1	3.1	1.55000E+00	—	—
3.1	5	1.9	4.05000E+00	1.39500E-06	1.32058E-07
5	10	5	7.50000E+00	1.34493E-06	8.28669E-08
10	15	5	1.25000E+01	1.54948E-06	8.86115E-08
15	20	5	1.75000E+01	1.20992E-06	7.66241E-08
20	25	5	2.25000E+01	7.74994E-07	7.30617E-08
25	30	5	2.75000E+01	7.59297E-07	7.54566E-08
30	35	5	3.25000E+01	8.78821E-07	7.25709E-08
35	40	5	3.75000E+01	8.06422E-07	6.84434E-08
40	45	5	4.25000E+01	5.13942E-07	7.33959E-08
45	50	5	4.75000E+01	5.85233E-07	6.86308E-08
50	55	5	5.25000E+01	7.40644E-07	6.11904E-08
55	60	5	5.75000E+01	5.30491E-07	6.42833E-08
60	65	5	6.25000E+01	4.68617E-07	7.11876E-08
65	70	5	6.75000E+01	5.34413E-07	4.98765E-08
70	75	5	7.25000E+01	4.69941E-07	5.10227E-08
75	80	5	7.75000E+01	3.98628E-07	4.98521E-08
80	85	5	8.25000E+01	2.85201E-07	5.09692E-08

85	90	5	8.75000E+01	1.59706E-07	4.01773E-08
90	95	5	9.25000E+01	2.25000E-07	3.98518E-08
95	100	5	9.75000E+01	2.60930E-07	3.11112E-08
100	105	5	1.02500E+02	1.67240E-07	4.10697E-08
105	112	7	1.08500E+02	1.57015E-07	3.63515E-08
112	119	7	1.15500E+02	1.61269E-07	3.20798E-08
119	126	7	1.22500E+02	1.25376E-07	2.69556E-08
126	133	7	1.29500E+02	9.83761E-08	1.60526E-08
133	140	7	1.36500E+02	6.24294E-08	1.43642E-08
140	147	7	1.43500E+02	7.87797E-08	1.15858E-08
147	154	7	1.50500E+02	1.94131E-08	1.50545E-08
154	161	7	1.57500E+02	2.16044E-08	1.15954E-08
161	168	7	1.64500E+02	1.34036E-08	4.09342E-09
168	175	7	1.71500E+02	2.61378E-09	2.61629E-09
175	182	7	1.78500E+02	2.65329E-09	2.65584E-09
182	189	7	1.85500E+02	0	0
189	196	7	1.92500E+02	0	0

表 A.2.2.3 : 重陽子二重微分収量 (60°)

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.1	3.1	1.55	—	—
3.1	5	1.9	4.05	1.01337E-06	1.44265E-07
5	10	5	7.5	1.17533E-06	7.99664E-08
10	15	5	12.5	1.00099E-06	7.69609E-08
15	20	5	17.5	8.92901E-07	9.38914E-08
20	25	5	22.5	8.78504E-07	7.34602E-08
25	30	5	27.5	6.5389E-07	5.66372E-08
30	35	5	32.5	6.79911E-07	6.66464E-08
35	40	5	37.5	5.38224E-07	5.99202E-08
40	45	5	42.5	3.90146E-07	5.78147E-08
45	50	5	47.5	4.14159E-07	5.48588E-08
50	55	5	52.5	2.45883E-07	4.92417E-08
55	60	5	57.5	2.97941E-07	5.56704E-08
60	65	5	62.5	3.40024E-07	4.47066E-08
65	70	5	67.5	1.98343E-07	4.67918E-08
70	75	5	72.5	2.16926E-07	3.42587E-08

75	80	5	77.5	1.47566E-07	4.22588E-08
80	90	5	85	1.37293E-07	2.10967E-08
90	100	5	95	7.78867E-08	1.83E-08
100	110	10	105	1.79542E-08	1.5421E-08
110	120	10	115	2.86095E-08	8.5221E-09
120	130	10	125	1.1065E-08	3.83983E-09
130	140	10	135	0	5.90707E-09
140	150	10	145	4.50886E-09	1.93732E-09
150	160	10	155	0	0
160	170	10	165	0	0
170	180	10	175	0	0
180	190	10	185	0	0
190	200	10	195	0	0

表 A.2.2.4 : 重陽子二重微分収量 (80° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.1	3.1	1.55	—	—
3.1	5	1.9	4.05	5.65559E-07	1.21398E-07
5	10	5	7.5	7.92866E-07	6.51303E-08
10	15	5	12.5	5.29423E-07	6.93756E-08
15	20	5	17.5	6.31773E-07	7.72995E-08
20	25	5	22.5	3.94486E-07	5.8164E-08
25	30	5	27.5	3.51071E-07	5.45373E-08
30	35	5	32.5	3.49627E-07	5.30924E-08
35	40	5	37.5	2.64611E-07	5.18715E-08
40	45	5	42.5	1.85038E-07	5.77473E-08
45	50	5	47.5	1.21962E-07	5.21572E-08
50	65	15	57.5	8.17886E-08	2.98651E-08
65	80	15	72.5	6.23318E-08	2.45704E-08
80	95	15	87.5	2.96326E-09	1.78539E-08
95	110	15	102.5	1.56446E-09	1.07824E-08
110	125	15	117.5	1.09705E-09	8.08109E-09
125	140	15	132.5	0	0
140	155	15	147.5	0	0
155	170	15	162.5	0	0
170	185	15	177.5	0	0
185	200	15	192.5	0	0

表 A.2.2.5 : 重陽子二重微分収量 (100° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.1	3.1	1.55	—	—
3.1	5	1.9	4.05	3.52031E-07	7.37237E-08
5	10	5	7.5	4.6169E-07	5.46004E-08
10	15	5	12.5	4.53407E-07	5.9618E-08
15	20	5	17.5	4.25151E-07	7.01914E-08
20	25	5	22.5	3.38374E-07	4.35706E-08
25	30	5	27.5	2.35845E-07	4.41091E-08
30	35	5	32.5	1.73678E-07	3.64635E-08
35	40	5	37.5	1.23488E-07	4.2104E-08
40	60	20	50	7.73353E-08	1.73204E-08
60	80	20	70	2.15256E-08	1.06211E-08
80	100	20	90	3.80095E-09	5.27298E-09
100	120	20	110	1.50874E-09	1.07099E-09
120	140	20	130	0	0
140	160	20	150	0	0
160	180	20	170	0	0
180	200	20	190	0	0

### A-2.3 三重陽子二重微分収量

三重陽子の 0° から 80° までの、二重微分収量のデータを載せる。表 A.2.3.1 から表 A.2.3.4 まで角度ごとの陽子の結果を示す。

表 A.2.3.1 : 三重陽子二重微分収量 (20° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.6	3.6	1.80000E+00	—	—
3.6	5	1.4	4.30000E+00	7.94738E-07	1.52752E-07
5	10	5	7.50000E+00	8.10550E-07	7.09241E-08
10	15	5	1.25000E+01	7.37388E-07	7.00114E-08
15	20	5	1.75000E+01	8.02337E-07	7.65345E-08
20	25	5	2.25000E+01	7.82445E-07	1.07497E-07
25	30	5	2.75000E+01	5.88899E-07	8.85827E-08
30	35	5	3.25000E+01	5.56537E-07	7.97994E-08
35	40	5	3.75000E+01	3.31899E-07	7.62326E-08

40	45	5	4.25000E+01	4.49329E-07	6.69217E-08
45	50	5	4.75000E+01	2.90672E-07	7.76310E-08
50	55	5	5.25000E+01	2.29767E-07	7.02005E-08
55	60	5	5.75000E+01	1.77751E-07	4.83855E-08
60	65	5	6.25000E+01	1.81730E-07	5.68091E-08
65	70	5	6.75000E+01	1.77672E-07	4.17487E-08
70	75	5	7.25000E+01	1.96738E-07	3.21764E-08
75	80	5	7.75000E+01	9.88220E-08	4.52360E-08
80	85	5	8.25000E+01	1.41311E-07	2.13651E-08
85	90	5	8.75000E+01	1.22648E-07	2.07490E-08
90	95	5	9.25000E+01	5.28322E-08	2.70898E-08
95	100	5	9.75000E+01	7.55433E-08	1.53337E-08
100	105	5	1.02500E+02	3.94262E-08	2.85770E-08
105	110	5	1.07500E+02	3.99568E-08	3.01846E-08
110	115	5	1.12500E+02	4.58470E-08	1.39451E-08
115	120	5	1.17500E+02	4.39954E-08	2.69788E-08
120	130	10	1.25000E+02	2.40603E-08	1.05129E-08
130	140	10	1.35000E+02	4.17645E-09	8.77455E-09
140	150	10	1.45000E+02	0	0
150	160	10	1.55000E+02	4.23655E-09	3.00734E-09
160	170	10	1.65000E+02	0	0
170	180	10	1.75000E+02	0	0
180	190	10	1.85000E+02	0	0
190	200	10	1.95000E+02	0	0

表 A.2.3.2 : 三重陽子二重微分収量 (40° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.5	3.5	1.75	—	—
3.5	5	1.5	4.25	4.83948E-07	1.07528E-07
5	10	5	7.5	7.16588E-07	5.3371E-08
10	15	5	12.5	7.2512E-07	5.22227E-08
15	20	5	17.5	4.85108E-07	5.62678E-08
20	25	5	22.5	5.5494E-07	5.42577E-08
25	30	5	27.5	2.47869E-07	4.4401E-08
30	35	5	32.5	1.53709E-07	4.64516E-08
35	40	5	37.5	1.79995E-07	3.04593E-08

40	45	5	42.5	1.7814E-07	2.90672E-08
45	50	5	47.5	1.27963E-07	3.4176E-08
50	55	5	52.5	7.23789E-08	3.32595E-08
55	60	5	57.5	6.35085E-08	2.96538E-08
60	65	5	62.5	8.48614E-08	2.10201E-08
65	70	5	67.5	6.1335E-08	1.9306E-08
70	75	5	72.5	4.25521E-08	2.53656E-08
75	80	5	77.5	5.10298E-08	1.0544E-08
80	90	10	85	4.74329E-08	1.26527E-08
90	100	10	95	6.21011E-09	1.18957E-08
100	110	10	105	1.85461E-08	7.58849E-09
110	120	10	115	1.3467E-09	7.99004E-09
120	130	10	125	2.72416E-09	1.92997E-09
130	140	10	135	1.37825E-09	1.37957E-09
140	150	10	145	0	0
150	160	10	155	0	0
160	170	10	165	0	0
170	180	10	175	0	0
180	190	10	185	0	0
190	200	10	195	0	0

表 A.2.3.3 : 三重陽子二重微分収量 (60° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.6	3.6	1.8	—	—
3.6	10	6.4	6.8	7.1613E-07	5.02029E-08
10	20	10	15	3.40042E-07	3.98256E-08
20	30	10	25	2.55273E-07	3.46262E-08
30	40	10	35	1.44624E-07	2.76082E-08
40	50	10	45	9.0239E-08	2.55096E-08
50	60	10	55	3.3052E-08	2.73643E-08
60	70	10	65	4.91407E-08	1.66635E-08
70	80	10	75	0	2.04472E-08
80	90	10	85	1.0995E-08	1.63343E-08
90	100	10	95	2.25491E-08	7.28441E-09
100	110	10	105	7.13244E-09	6.59684E-09
110	120	10	115	4.33877E-09	6.1463E-09
120	130	10	125	0	0

130	140	10	135	0	0
140	150	10	145	0	0
150	160	10	155	0	0
160	170	10	165	0	0
170	180	10	175	0	0
180	190	10	185	0	0
190	200	10	195	0	0

表 A.2.3.4 : 三重陽子二重微分収量 (80° )

$E_{low}$	$E_{high}$	Bin	$E_{mean}$	Yield	Err
0	3.5	3.5	1.75	—	—
3.5	5	1.5	4.25	2.54321E-07	1.18683E-07
5	10	5	7.5	4.0029E-07	3.73446E-08
10	15	5	12.5	3.53254E-07	3.8914E-08
15	20	5	17.5	2.27229E-07	3.88083E-08
20	25	5	22.5	2.09363E-07	5.03496E-08
25	30	5	27.5	1.26816E-07	3.2041E-08
30	35	5	32.5	8.8119E-08	2.89062E-08
35	40	5	37.5	6.67512E-08	3.34709E-08
40	55	15	47.5	4.50438E-09	1.89703E-08
55	70	15	62.5	2.28512E-08	1.19016E-08
70	85	15	77.5	4.24103E-09	6.55476E-09
85	100	15	92.5	0	3.93765E-09
100	115	15	107.5	0	0
115	130	15	122.5	0	0
130	145	15	137.5	0	0
145	160	15	152.5	0	0
160	175	15	167.5	0	0