

岡山大学大学院 自然科学研究科 数理物理学専攻
修士学位論文

超新星背景ニュートリノ探索における
背景事象理解のための
中性子・酸素原子核反応に関する研究

- Study of neutron-oxygen interaction
for understanding background events
of supernova relic neutrino search -



素粒子物理学研究室
学籍番号：41M22214
田野 智大

2024年2月28日

目次

第1章 研究背景	1
1.1 超新星爆発とニュートリノ	1
1.1.1 研究の歴史	1
1.1.2 超新星の分類	2
1.1.3 重力崩壊型超新星の爆発機構	3
1.1.4 超新星ニュートリノ	7
1.1.5 超新星背景ニュートリノ	8
1.2 スーパーカミオカンデ実験	9
1.2.1 検出器	9
1.2.2 検出原理	10
1.2.3 SK-Gd 実験	11
1.2.4 SK-Gd 実験における SRN 探索	12
1.3 大気ニュートリノ反応	14
1.3.1 ニュートリノ中性カレント反応	14
1.3.2 T2K 実験	16
1.3.3 T2K ニュートリノビームを用いた NCQE 反応測定	17
1.4 中性子・酸素原子核反応	17
1.5 核子-原子核反応モデル	19
第2章 中性子-酸素原子核反応	21
2.1 概観	21
2.2 核内カスケード過程	21
2.2.1 直接過程	23
2.2.2 複合核過程	25
2.2.3 前平衡過程	26
2.3 液滴模型	27
2.3.1 液滴模型の由来	27
2.3.2 ベーテ・ヴァイツゼッカーの質量公式	28
2.3.3 液滴模型による核子放出	30
2.4 原子核のガンマ崩壊	30
2.4.1 遷移確率	31
2.4.2 選択則	32
2.5 原子核の励起準位	33

第3章 E525 実験	37
3.1 実験目的	37
3.2 測定系	37
3.2.1 サイクロトロン	37
3.2.2 陽子ビーム	39
3.2.3 中性子の生成	40
3.2.4 陽子ビームカレントの測定	41
3.3 セットアップ	42
3.3.1 水標的	43
3.3.2 検出器	44
3.3.3 データ読み出し	47
3.3.4 測定	47
第4章 中性子フラックス解析	49
4.1 解析の流れ	49
4.2 波形解析の手法	49
4.3 粒子弁別	51
4.3.1 粒子弁別の必要性	51
4.3.2 Pulse Shape Discrimination(PSD) の原理	52
4.3.3 PSD parameter の定義	54
4.3.4 PSD の結果	55
4.4 エネルギー再構成	56
4.4.1 ToF 法の原理	57
4.4.2 時間情報の取り出し	58
4.4.3 ToF 分布と運動エネルギー分布	59
4.4.4 即発ガンマ線の問題	60
4.4.5 運動エネルギー分布	62
4.5 中性子検出効率	63
4.6 中性子フラックス	64
4.7 誤差	65
第5章 ガンマ線スペクトル解析	68
5.1 解析の流れ	68
5.2 HPGe 検出器の位置決定	68
5.3 ベースラインと立ち上がり時間の取得	69
5.4 エネルギーキャリブレーション	71
5.4.1 キャリブレーションの手法	71
5.4.2 キャリブレーション結果	73
5.5 ガンマ線スペクトル	74
5.6 背景事象の見積もり	75
5.6.1 背景事象の種類とその見積もり手法	75
5.6.2 HPGe 検出器の ToF 分布	76
5.6.3 On-timing 領域の決定	76

5.6.4	信号事象のガンマ線スペクトル	79
5.7	スペクトルフィッティング	81
5.7.1	スペクトルフィッティングの手法	81
5.7.2	シミュレーション	81
5.7.3	HPGe 検出器のエネルギー分解能	82
5.7.4	シグナルテンプレート	83
5.7.5	HPGe 検出器の検出効率	85
5.7.6	連続成分	88
5.7.7	フィッティングの原理	88
5.7.8	初期値の決定	89
5.7.9	フィッティング結果	91
第 6 章 ガンマ線生成断面積		94
6.1	計算結果	94
6.2	考察	95
第 7 章 核子-原子核反応モデルとの比較		97
7.1	シミュレーションモデルの特徴	97
7.2	シミュレーションセットアップ	101
7.3	結果	102
7.4	考察	104
第 8 章 まとめ		105

第1章

研究背景

本研究は、超新星背景ニュートリノ探索における大気ニュートリノ由来の背景事象を理解するための、中性子・酸素原子核反応の研究である。この章では、超新星背景ニュートリノとスーパー・カミオカンデ実験について記載した後、背景事象について説明する。その後、中性子・酸素原子核反応を理解する重要性について述べる。

1.1 超新星爆発とニュートリノ

太陽の8倍以上の星は、その一生の最後に大爆発を起こす。これは超新星爆発と呼ばれ、爆発によって放出される総エネルギーは 10^{53} erg にも達する、宇宙で最大規模の爆発である。超新星爆発は、重元素合成や宇宙の化学進化、宇宙線の加速機構などを解明するために重要な爆発現象である [1]。

1.1.1 研究の歴史

以前には何もなかったはずの場所に突然明るい星が現れる現象は「新星 (Nova)」と呼ばれ、古くからその出現が観測されてきた。1934年、ドイツの天文学者ウォルター・バーデとスイスの天文学者フリッツ・ツヴィッキーは、1885年にアンドロメダ座大銀河 (M31) で見られた新星をはじめとしたいくつかの新星は特別明るい星であることに着目し、これらを「超新星 (Supernova)」と名付けた [2]。同時期には、かに星雲 (M1)(図 1.1、左図) が膨張していることが分かり、遡ると 1000 年ほど前は一点に集まっていたと予測された。実際、1054 年にこの位置に新星が出現していた記録があり、かに星雲は超新星の残骸であると結論づけられた。その後、宇宙の謎を解明するべく、様々な研究が行われてきた。超新星爆発は、太陽系の属する銀河系においては 100 年に 2-3 回程度の頻度で起こる [3]。地球上で観測された銀河系内における超新星爆発は、1604 年に起こった SN1604 (ケプラーの超新星) が最も新しく、それ以降のものは観測されていない。そのため、超新星爆発の観測は主に銀河系外の天体について行われる。1987 年、大マゼラン星雲において SN1987A が起り、ケプラーの超新星以来 383 年ぶりに肉眼でも観測された。図 1.1 の右図はハッブル宇宙望遠鏡で撮影された SN1987A の超新星残骸である。この超新星爆発ではコアの崩壊に伴うニュートリノが観測され、ニュートリノ天文学の幕開けとなった。詳しくは後述する。SN1987A 当時、1 年間に発見される超新星爆発は 20 個程度であったが、望遠鏡技術の進展や掃天探索の発展などにより発見数は増加していき、現在では 2 万個程発見されるようになっている。2008 年、銀河系の中心付近に位置している超新星残骸 G1.9+0.3 が、爆発から 150 年以下しか経過していないことが示唆された [4]。銀河のガスや塵などの影響で爆発は観測されなかつたが、G1.9+0.3 は現在見つかっている系内超新星爆発の証拠のうち最も新しいものである。

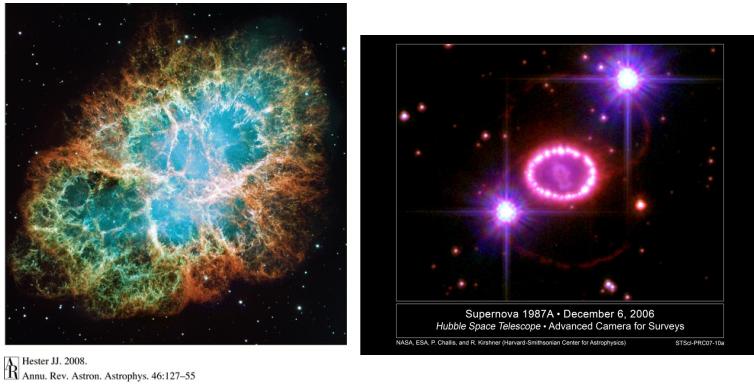


図 1.1: SN1054 の超新星残骸であるかに星雲 [5](左図) と SN1987A の超新星残骸 [6](右図)。

1.1.2 超新星の分類

超新星爆発は、光学スペクトルと光度曲線の特徴によって分類されている。図 1.2 は超新星の分類をまとめたものである。全ての超新星は水素スペクトルの有無について大きく 2 つに分けられ、水素の吸収線や輝線が見られるものは I 型超新星、見られないものは II 型超新星と呼ばれる。I 型超新星はさらにケイ素スペクトルの有無で分類され、ケイ素の吸収線が見られるものは Ia 型超新星と呼ばれる。ケイ素の吸収線が見られないもののうち、ヘリウムの吸収線が見られるものは Ib 型超新星、見られないものは Ic 型超新星に分類される。一方、II 型超新星は光度曲線の特徴に基づいて分類され、極大後 100 日程度光度が一定に保たれるものは III 型超新星、日数に比例して光度が減衰していくものは IIP 型超新星と呼ばれる。星の外層に含まれる水素が多いければ IIP 型、少なければ III 型になると考えられている。これらの典型的な超新星のタイプに属さない超新星も見つかっており、IIn 型・Ibn 型などの名前がつけられている。

超新星爆発機構については主に 2 つのシナリオが考えられている。Ia 型超新星は核爆発型超新星であり、白色矮星によって引き起こされる。白色矮星は恒星の残骸であり、電子の縮退圧によってコアを形成している。その質量の上限は、絶対零度において電子の縮退圧で支えられる質量として与えられ、チャンドラセカール限界と呼ばれる ($\sim 1.4 M_{\odot}$)。連星系において他の恒星から白色矮星に質量膠着が起こり、その質量がチャンドラセカール限界を超えると、コアが熱的・力学的に不安定になり超新星爆発を起こす。白色矮星は古い星であり水素の層は他の恒星の影響で引き剥がされているため、この爆発によって水素スペクトルは見られないと考えられている。一方、Ib 型・Ic 型・IIP 型・III 型超新星は重力崩壊型超新星であり、コアの重力崩壊によって引き起こされる。この爆発機構については、1.1.3 章で詳しく説明する。

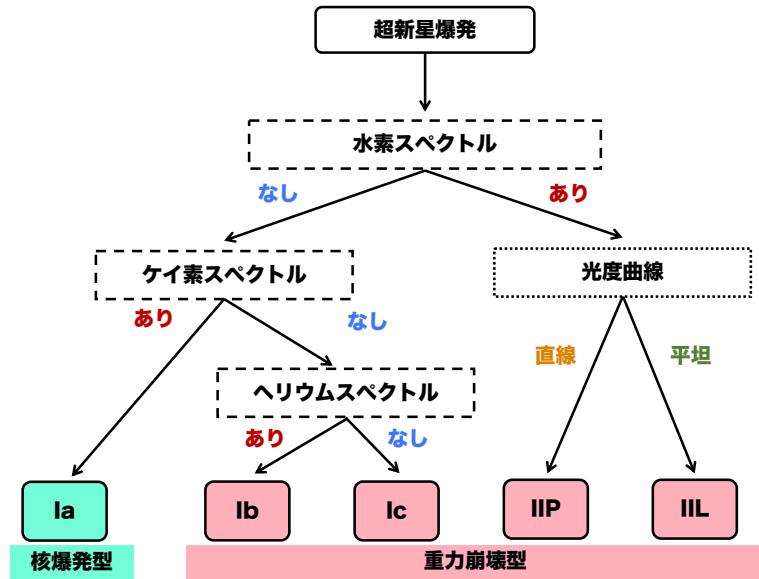


図 1.2: 超新星の分類。光学スペクトルと光度曲線の特徴に基づいて主に 5 つのタイプに分類される。

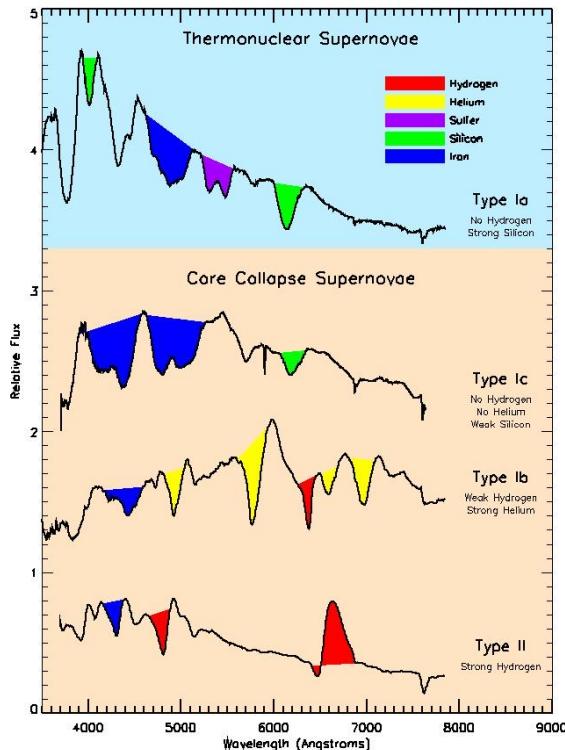


図 1.3: 超新星タイプ別の光学スペクトル (<https://supernova.lbl.gov/~dnkasen/tutorial/>)

1.1.3 重力崩壊型超新星の爆発機構

$8M_{\odot}$ 以上の質量をもつ恒星は、重力崩壊型の超新星爆発によってその一生を終える。図 1.4 はその様子を模式的に表したものである。

(1) 恒星はその一生の大半の期間、水素の核融合反応



によって輝いている。

(2) 式 1.1 の反応によって水素が消費され中心にヘリウムがたまつてくる。次第に恒星は、ヘリウムの核融合反応によって輝くようになる。

(3) その後、炭素・酸素の層、酸素・ネオン・マグネシウムの層、ケイ素の層が形成されていき、中心には鉄のコアが出現する。鉄は核子 1 個あたりの結合エネルギーが最小であり、全ての元素の中で最も安定な原子核であるため、それ以上核融合反応が進むことはない。この段階までの星は、重力エネルギー W と内部エネルギー U の和 $W+U$ の極値を与えるような半径 R_* をとることで、力学的平衡状態を保っている。星の半径を R とすると重力エネルギーは

$$W = -k_1 G \frac{M^2}{R} \quad (1.2)$$

と表される。ここで、 k_1 は星の状態に依存する定数、 G はニュートンの万有引力定数である。また、内部エネルギー U は、単位体積あたりの内部エネルギー e とガス密度 ρ の間に

$$e = k'_2 \rho^\Gamma \quad (1.3)$$

という関係が成り立つとすると (k_2 は定数)、

$$U \sim e \frac{4\pi}{3} R^3 = k_2 \frac{M^\Gamma}{R^{3\Gamma-3}} \quad (1.4)$$

と表される。ただし、 k_2 は定数であり、 $\rho \sim M/R^3$ と評価した。 Γ はガスの熱力学的性質から定まる定数である。平衡状態から微少量のずれが生じたとき、微少時間における星の変化が断熱過程であると近似すると、

$$\Gamma = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right)_s \quad (1.5)$$

と表される。ここで、 p は星の圧力であり、 s はエントロピーである。 $W+U$ の極値を与える半径 R_* は、

$$R_* = \left(\frac{(3\Gamma-3)k_2}{k_1 G} \right)^{\frac{1}{3\Gamma-4}} M^{\frac{\Gamma-2}{3\Gamma-4}} \quad (1.6)$$

で表される。すなわち、 $\Gamma \neq 4/3$ であれば、式 1.6 によって力学的平衡状態となる半径が定まる。 R_* における $W+U$ の二階微分の符号は、 $\Gamma > 4/3$ のとき正となり $\Gamma < 4/3$ のときは負となる。そのため、 $\Gamma > 4/3$ のとき、星は半径 R_* となることによって安定となる。これは星を圧縮した際、重力が強くなるよりも先に内部の圧力が強くなるため、元の半径に戻る方向に力が働くことを意味する。一方、 $\Gamma < 4/3$ であれば、重力が強くなる方が速く、星は不安定な状態となる。(3) の段階において、鉄コアの中心密度は約 10^{10} g/cm^3 にも達し、電子は限りなく光速に近い速度で運動している。温度ゼロで縮退した相互作用をしない電子が亜光速で運動するとき、統計力学を用いると $\Gamma = 4/3$ となる。従って、この段階におけるコアは安定と不安定の境界にある。

- (4) 実際に鉄コアを形成している核子や電子は相互作用をしている。特に、コアの密度が高くなると、陽子による電子捕獲反応が起こるようになる。



これによって、縮退圧を担っていた電子が減り、星は不安定な状態に近づく。さらに、 $T \sim 10^{10}$ Kになると原子核の分解反応が起こる。



この反応は吸熱反応であるため、この反応が起こることでコア形成する原子核の温度は0 Kに近づく。その結果、 Γ の値が小さくなり、星はより不安定な状態になる。

- (5) 式 1.7 の反応によって電子ニュートリノが放出される。ニュートリノは中性レプトンであり、標準模型においては、電子ニュートリノ・ミューニュートリノ・タウニュートリノとそれらの反粒子の計 6 種類存在す、弱い相互作用によってのみ反応する粒子である。弱い相互作用における、その典型的な反応断面積は

$$\sigma = 1.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2 \quad (1.9)$$

であり、電磁相互作用である電子-光子のトムソン散乱の断面積 6.7×10^{-25} と比べて 20 桁ほど小さい。従って、ニュートリノは滅多に物質と相互作用をせず、ほとんどの物質を通り抜けることができる。しかし、コアの密度が非常に高くなると、コアはニュートリノにとっても不透明となる。ニュートリノの平均自由行程 l_{mfp} は断面積 σ と原子核の数密度 n_A に反比例し、以下の式で表される。

$$l_{mfp} = \frac{1}{\sigma n_A} = 6 \times 10^7 \text{ cm} \left(\frac{\rho}{10^{10} \text{ g/cm}^3} \right)^{-5/3} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{-2/3} \left(\frac{A}{56} \right)^{-1} \quad (1.10)$$

ここで、 Y_e は核子 1 個あたりの電子数、 A は質量数を表す。コアの半径は $\mathcal{O}(10^2)$ km なので、密度が $\mathcal{O}(10^{10})$ g/cm³ 程度になると、ニュートリノはコアの中で相互作用を起こすことになる。このとき、ニュートリノはコアの中でジグザグと進むことになる。これを、ランダムウォークと呼ぶニュートリノがランダムウォークをしながらコアの表面に達するまでの時間は、

$$t_{diff} = \frac{3R^2}{l_{mfp}c} = 300 \text{ ms} \left(\frac{\rho}{10^{11} \text{ g/cm}^3} \right) \left(\frac{Y_e}{0.43} \right)^2 \left(\frac{A}{60} \right) \quad (1.11)$$

と表される。一方、コアが半径 R から一定の加速度 a で重力崩壊をするのに要する時間はダイナミカルタイムスケールと呼ばれ、

$$t_{dyn} = \left(\frac{R}{a} \right)^{1/2} = \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{G\rho} \right)^{1/2} = 100 \text{ ms} \left(\frac{\rho}{10^{11} \text{ g/cm}^3} \right)^{-1/2} \quad (1.12)$$

と評価される。従って、 $\rho \sim \mathcal{O}(10^{11})$ g/cm³ 程度になると、コアの崩壊速度がニュートリノが表面に達するのにかかる時間よりも早くなり、ニュートリノはコア内に閉じ込められていることになる。これを、ニュートリノトラッピングと呼び、ニュートリノが閉じ込められている領域をニュートリノ球と呼ぶ。

-
- (6) その後もコアが重力崩壊を続け、中心密度が $\mathcal{O}(10^{14}) \text{ g/cm}^3$ 以上になると、その値は核密度を超えることになる。このとき、核力による斥力が働くことでコアは安定性を取り戻し、反跳する。コアは、内部コアと外部コアの2層構造になっており、この反跳により境界面で衝撃波が生じて外側へと広がっていく。これを、コアバウンスと呼ぶ。中心には原始中性子星(PNS)が形成される。
 - (7) 衝撃波が通過した領域では、原子核が核子に分解され、陽子による電子捕獲反応(式1.7)による中性子化が進み、電子ニュートリノが放出される。衝撃波が発生する領域はニュートリノ球内部であるため、発生したニュートリノはコアの外に出てくることはできない。しかし、衝撃波がニュートリノ球を通過し、球の外側で式1.7が起こると、発生したニュートリノはコア外に出てくる。さらに、ニュートリノと相互作用を起こしていた原子核が分解されるため、閉じ込められていたニュートリノのいくつかはコア外に放出される。従って、この段階ではニュートリノが一気に放出されることになる。これを、中性子化バーストと呼ぶ。
 - (8) 衝撃波が発生し外部コアを伝播している際、外部コアからPNSへの物質膠着が起こっている。
 - (9) 衝撃波は発生時には約 $5 \times 10^{51} \text{ erg}$ のエネルギーを持っているが、物質膠着によって徐々にエネルギーを損失していく。その結果、衝撃波はコアの外に出る前に失速してしまう。その後、何らかの影響によって衝撃波が復活すると、超新星爆発が起こるとされている。このメカニズムは解明されておらず、現在の超新星爆発研究における最重要課題の一つとなっている。有力視されている説としてはニュートリノ加熱がある。これは、コア内部から放出されているニュートリノによって衝撃波が再加熱されるという理論である。またその他にも、対流や磁場、星の高速自転の効果による衝撃波復活シナリオも考えられている。
 - (10) 重力崩壊で解放されたエネルギーは、PNSの内部エネルギーとして蓄えられる。このエネルギーのほとんどは閉じ込められたニュートリノと電子が担っている。しかし、これらは完全に閉じ込められているわけではないため、ニュートリノは少しずつ逃げ出していく。これにより、中性子星の温度は下がり、さらに中性子化が進行する。この過程を、PNS冷却と呼ぶ。PNSが形成された当初、陽子が占める割合は約30%程度であったが、PNS冷却によって中性子星の典型的な値である10%に近づいていく。

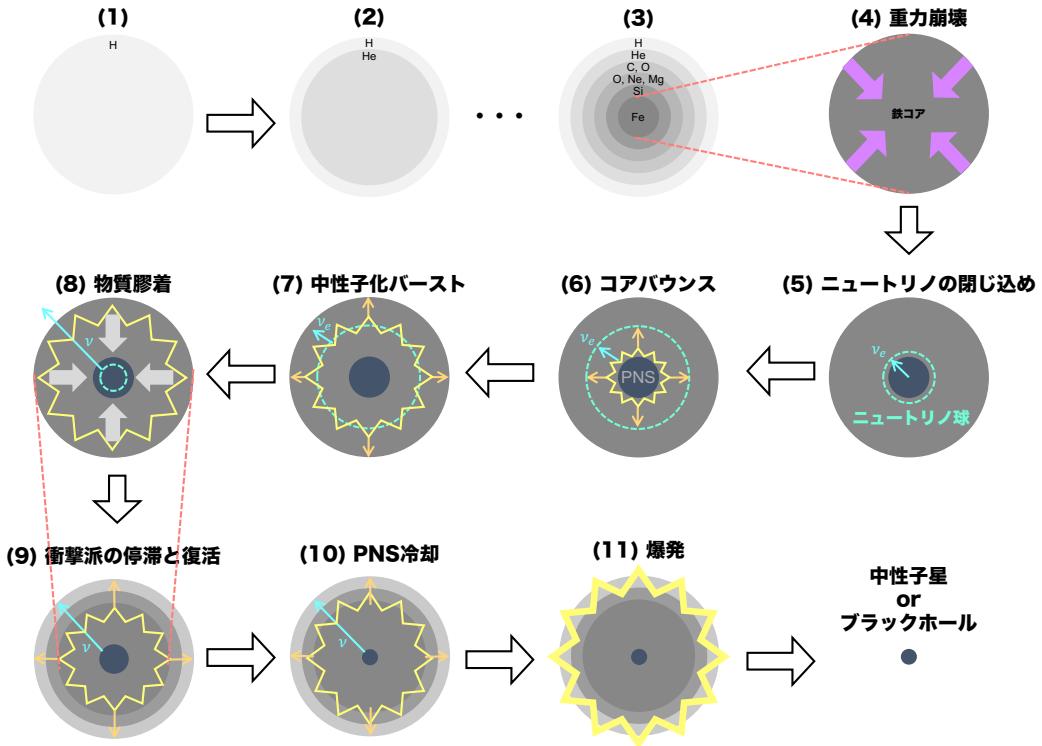


図 1.4: 重力崩壊型超新星爆発の機構

1.1.4 超新星ニュートリノ

超新星爆発で放出されるニュートリノを、超新星ニュートリノと呼ぶ。超新星爆発では、エネルギーの 99% をニュートリノが持ち出すため、超新星ニュートリノは様々な情報を持っている。また、ニュートリノは電荷を持っておらず、ほとんどの物質を通り抜けるため、銀河磁場や高密度天体などの影響を受けずに地球に飛来する。さらに、爆発過程においてニュートリノは光子よりも前の段階から放出されるため、光学観測よりも初期の情報を得ることができる。このような理由から、超新星ニュートリノ観測を通して超新星爆発機構を解明しようとする試みがなされてきた。

1987 年 2 月 23 日、地球から 16.4 万光年離れた大マゼラン星雲で超新星 SN1987A が観測され、地球から肉眼で観測された。爆発が可視光によって観測される 2-3 時間前、日本のカミオカンデ [7]、アメリカの IMB [8]、ロシアの Baksan [9] の 3 つのニュートリノ検出器によって、超新星ニュートリノバーストが捉えられていた。図 1.5 にカミオカンデと IMB で観測されたニュートリノバーストを示す。カミオカンデでは 11 個、IMB では 8 個の反ニュートリノが 13 秒間に見られている。これは、超新星ニュートリノを直接観測に成功した初めての例であり、ニュートリノ天文学の幕開けとなった。

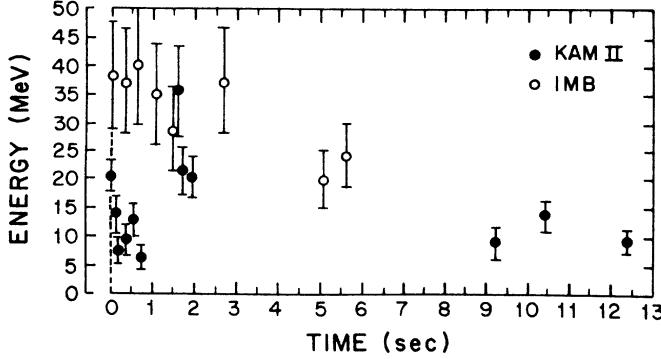


図 1.5: カミオカンデと IMB で観測された SN1987A による超新星ニュートリノ [7]. 黒点がカミオカンデ, 白点が IMB で検出されたイベントである.

1.1.5 超新星背景ニュートリノ

超新星ニュートリノは, 超新星爆発に関する多くの情報を持っている. しかし, 超新星爆発は1つの銀河内で100年に2-3回程度しか起こらない. そこで, 超新星背景ニュートリノ(SRN)が注目されている. SRNとは, 宇宙が始まってからこれまでに起きてきた超新星爆発ニュートリノの重ね合わせであり, ある一定のフラックスで宇宙空間を漂っていると考えられている. 地球で観測される SRN のフラックスは, 以下の式で表される [10].

$$\frac{dF(E_\nu)}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \times \left[R_{CC}(z) \int_0^{Z_{\max}} \psi_{ZF}(z, Z) \left\{ \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) \frac{dN(M, Z, E'_\nu)}{dE'_\nu} dM \right\} dZ \right] \quad (1.13)$$

c は光速, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ であり, それぞれハッブル定数, 物質の密度パラメータ, ダークエネルギーの密度パラメータであり, Z は金属量と呼ばれる量で天体に含まれる水素・ヘリウム以外の元素の割合を表す. E_ν は地球で観測される SRN のエネルギーであり, E'_ν は天体で放出される超新星ニュートリノのエネルギーである. これらは, 赤方遷移 z を用いて $E'_\nu = (1+z)E_\nu$ によって結びつけられる. M は恒星の初期質量であり, $dN(M, Z, E'_\nu)/dE'_\nu$ は放出されるニュートリノ数スペクトルを表す. また, $R_{CC}(z)$ は重力崩壊型超新星が起こる頻度であり, 宇宙における星形成率に依存する量である. $\psi_{\text{IMF}}(M)$, $\psi_{ZF}(z, Z)$ は天体の初期質量関数と金属量分布である. これらは,

$$\int_0^{Z_{\max}} \psi_{ZF}(z, Z) dZ = 1 \quad (1.14)$$

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) dM = 1 \quad (1.15)$$

で規格化されている. このように, SRN のフラックスは初期質量や金属量などの爆発天体の情報に加え, 宇宙において重力崩壊型の爆発が起こる頻度の情報も持ち合わせている. SRN フラックスの観測によってこれらのパラメータが決定され, 超新星爆発機構や宇宙の歴史が解明されることが期待されている.

図 1.6 は SRN フラックスの理論予測であり, 色の違いは爆発モデルの違いを表している. SRN フラックスはモデル毎に異なっており, 最大で 1 衡程度の差異が見られることが分かる. 実際に

SRN を観測してフラックスを見積もることで、どの爆発モデルが最もらしいかを決定することができる。

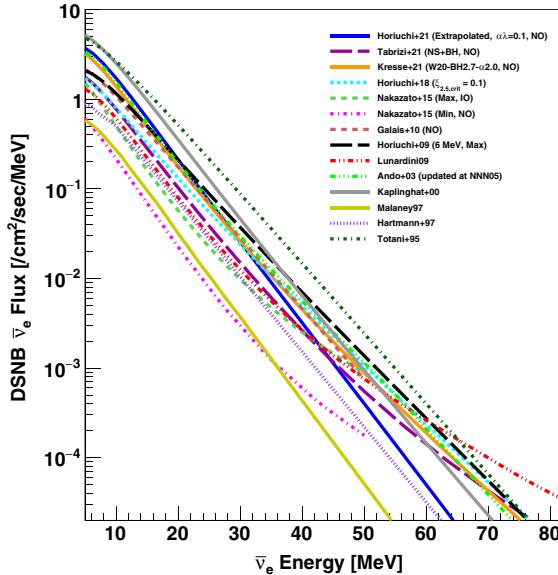


図 1.6: モデル毎の SRN フラックスの予測 [11].

1.2 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ (SK) は岐阜県飛騨市神岡町にある世界最大の水チェレンコフ検出器である。SK は 1996 年 4 月より観測を開始し、現在も 24 時間体制で観測が続けられている。

1.2.1 検出器

図 1.7 に SK の概観図を示す。SK の水タンクは、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形であり、その体積は超純水 50 kton にも匹敵する。荷電粒子によって放出されるチェレンコフ光を光電子増倍管 (photomultiplier tube; PMT) を用いて観測し、入射粒子の情報を再構成する。ニュートリノ観測において、宇宙線ミューオンは主要な背景事象となる。そこで、入射するミューオンの数を減らすため、SK は池ノ山の地下 1000 m に設置されている。これによって宇宙線ミューオンは、地表の約 10 万分の 1 まで現象する。

水タンクは内水槽 (inner detector; ID) と外水槽 (outer detector; OD) の 2 層構造になっている。宇宙線ミューオンは荷電粒子であり、水タンクに入射するとチェレンコフ光を放出するため、ID と OD の両方で検出される。一方ニュートリノは中性粒子であり、相互作用によって放出された荷電粒子がチェレンコフ光を放出するため、ID のみで検出される。この性質を用いて宇宙線ミューオン事象とニュートリノ事象を識別するために 2 層式構造となっている。ID は直径 33.8 m、高さ 36.2 m、有効体積は 22.5 kton であり、20 inch (50 cm) の PMT が 11,129 本取り付けられている。OD は ID の外側を取り巻く部分であり、8 inch (20 cm) の PMT が 1,885 本導入されている。

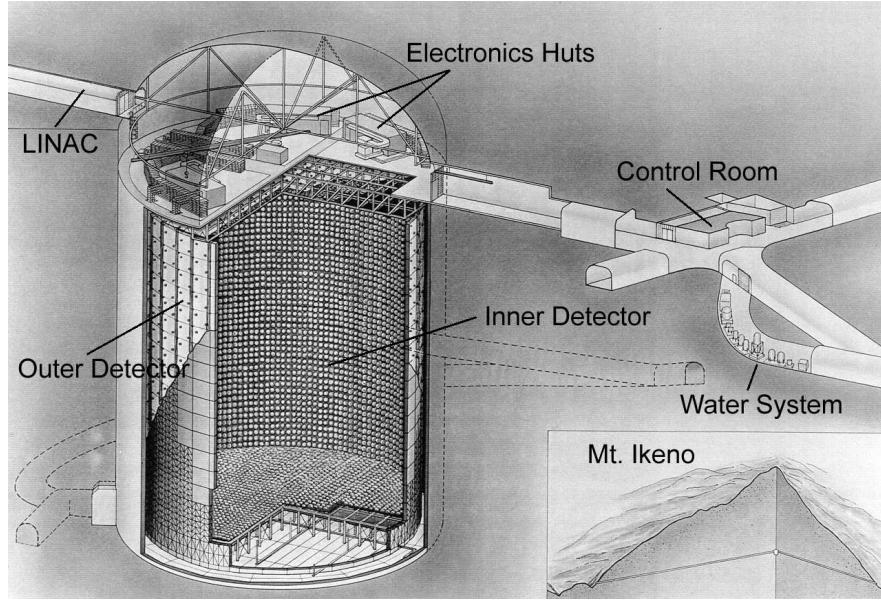


図 1.7: スーパーカミオカンデ検出器の外観図 [12]

1.2.2 検出原理

SK では、チエレンコフ光の検出によって粒子を観測する。チエレンコフ光とは、荷電粒子が物質中を進む際、粒子の速度が物質中の光速を超えた場合に発生する。図 1.8 はチエレンコフ光が発生する様子を表したものである。真空中の光速を c 、物質の屈折率を n 、荷電粒子の速度を v とすると、チエレンコフ光発生の条件は

$$v > \frac{c}{n} \quad (1.16)$$

で表される。チエレンコフ光は図 1.8 のように円錐を形成する。図中に示した θ_c をチエレンコフ角と呼び、 $\beta = v/c$ を用いて

$$\begin{aligned} \theta_c &= \frac{ct/n}{vt} \\ &= \frac{1}{n\beta} \end{aligned} \quad (1.17)$$

と表される。超純水の屈折率は $n \sim 1.33$ であり、典型的なチエレンコフ角は $\theta_c \sim 42^\circ$ となる。発生する光子数 N は、

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (1.18)$$

で与えられる。 λ は光の波長、 α は微細構造定数 ($\sim 1/137$) であり、 x は荷電粒子の移動距離である。

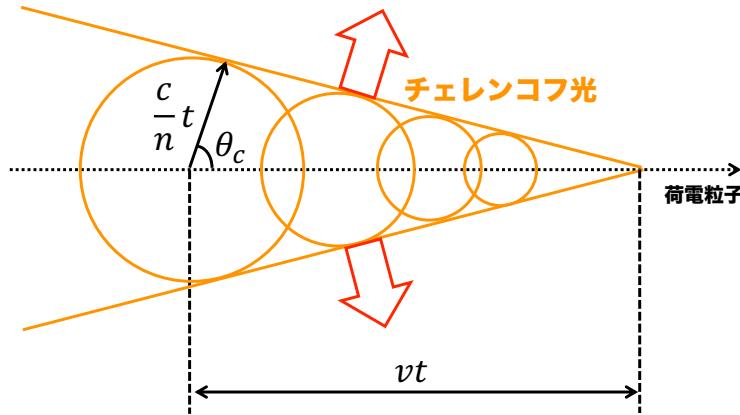


図 1.8: チェレンコフ光の模式図

図 1.9 は、SK で観測されたミューニュートリノ(左)と電子ニュートリノ(右)のイベントディスプレイである。中心には、SK の ID の展開図が描かれており、光を検出した PMT は色付きの点で示されている。このリングパターンや光量に基づき、入射粒子のエネルギーや到来方向などを再構成する。それぞれの色はその PMT が検出した光量を表しており、赤に近づくほど強い光を受けたことを意味する。右上の小さな展開図が OD を示している。左右のどちらも ID でのみ光子が検出されており、ニュートリノ事象であることが分かる。ミュニュートリノ事象では水との反応で生じたミューイオンによって、電子ニュートリノ事象では電子によってチェレンコフ光が放出される。電子は水中で電磁シャワーを起こすため、電子ニュートリノ事象では輪郭がぼやけたリングが、ミュニュートリノ事象では輪郭がくっきりとしたリングが観測される。この違いを利用して、ミュニュートリノと電子ニュートリノを識別することができる。

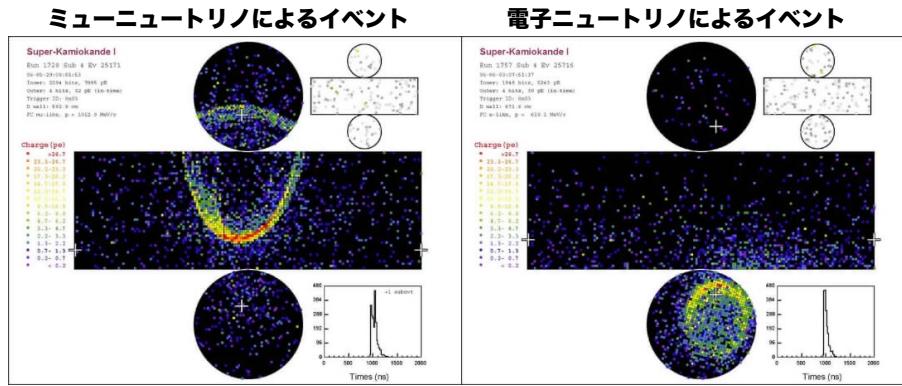


図 1.9: ミュニュートリノと電子ニュートリノ事象のイベントディスプレイ。画像は [13] より引用

1.2.3 SK-Gd 実験

現在 SK では、水タンク内にガドリニウム(Gd)を導入して中性子検出効率を向上させた、SK-Gd 実験が行われている。SK における中性子の検出は、SRN 探索や超新星爆発の方向感度向上など様々な点において重要である。超純水中でニュートリノ反応によって生じた中性子は、エネルギーを落として熱中性子となつたのち、 ^1H (陽子)に捕獲される。その後、以下の反応式に示すように重水素 ^2H が生じ、脱励起によって 2.2 MeV のガンマ線が放出される。



2.2 MeV は SK のトリガー閾値より小さく、検出が困難である。そこで、Gd が注目された。Gd は天然元素の中で熱中性子捕獲断面積が最大であり、中性子捕獲によって合計 8 MeV のガンマ線を放出する。図 1.10 に、Gd の質量濃度と中性子捕獲割合を示す。Gd の大きな中性子捕獲断面積により、低い質量濃度においても、高い捕獲確率が実現できる。さらに、8 MeV のガンマ線は SK で十分観測可能である。これらの事実より、超純水中に Gd を導入することで、水の透過率を維持しながら中性子検出効率を向上させることができる。

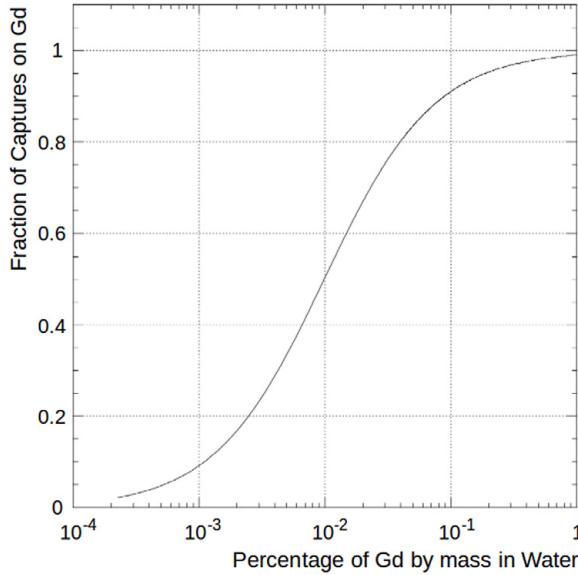


図 1.10: Gd の質量濃度と捕獲割合捕獲割合. [14]

2020 年 7 月、最初の Gd 導入作業が行われた [15]。Gd そのものはレアアースの一種であり水溶性を持たないため、硫酸ガドリニウム八水和物 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) として超純水に溶解する。このとき、13 トンの $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ が超純水中に溶解され、Gd の質量濃度で 0.011% が実現された。中性子捕獲時定数は 115μ であった [15]。

2022 年 6 月には、2 回目の Gd 導入作業が行われ、27.3 トンの $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ が追加で溶解された。これによって Gd の質量濃度は 0.03% まで上昇し、中性子捕獲時定数は $63 \mu\text{s}$ となった。

1.2.4 SK-Gd 実験における SRN 探索

SK-Gd 実験では、反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊 (IBD) を用いて SRN 探索を行っている。IBD は、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.20)$$

という反応である。図 1.11 は、いくつかのニュートリノ反応について、反応断面積を示したものである。SK-Gd 実験における SRN 探索領域 $\sim 30 \text{ MeV}$ においては、IBD が支配的な反応であることがわかる。そのため、この反応を信号事象として SRN 探索が行われる。SK-Gd では、IBD によって放出される陽電子の信号と、それに付随する中性子の信号の同時遅延計測を行う。これにより中性子を放出しない背景事象と区別することができる。

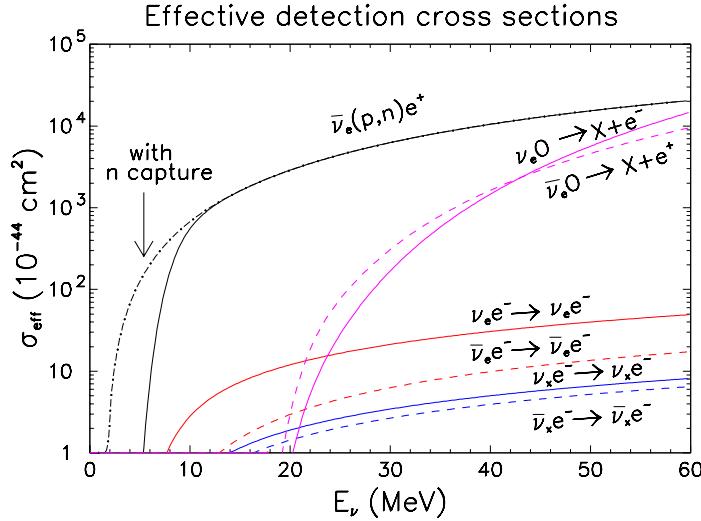


図 1.11: 水チェレンコフ検出器におけるニュートリノ反応の有効断面積 [16]. エネルギー分解能や閾値の効果なども考慮して計算されている.

図 1.12 は、SK-Gd 実験 (Gd 質量濃度 0.011%) における SRN 探索の結果 [17] である. 黒で示したプロットが得られたスペクトルであり、色付きの部分は期待される背景事象を表している. この探索においては、SRN による有意な信号は確認できなかった. そこで、図 1.13 に示すように、SRN フラックスの上限値がつけられた. 高い中性子検出効率により、SK-Gd 実験の 552.2 日間のデータを用いた結果は、2970 日の純水期のデータを用いた探索における結果 [11] と同等の SRN フラックス上限値を与えていていることが分かる. 現在は Gd 質量濃度 0.03%でのデータ取得が行われており、観測を続けることで、近い将来 SRN の世界初観測が期待されている.

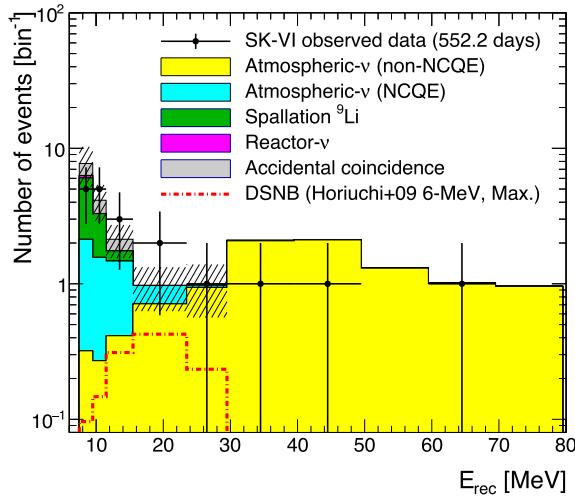


図 1.12: SK-Gd 実験での SRN 探索結果における再構成エネルギースペクトル [17]. データ点が黒で、シミュレーションを用いて見積もられた背景事象が色付きの部分で示されている. 赤の波線は SRN フラックスの理論予測 (Horiuchi+21 [18]) を示している.

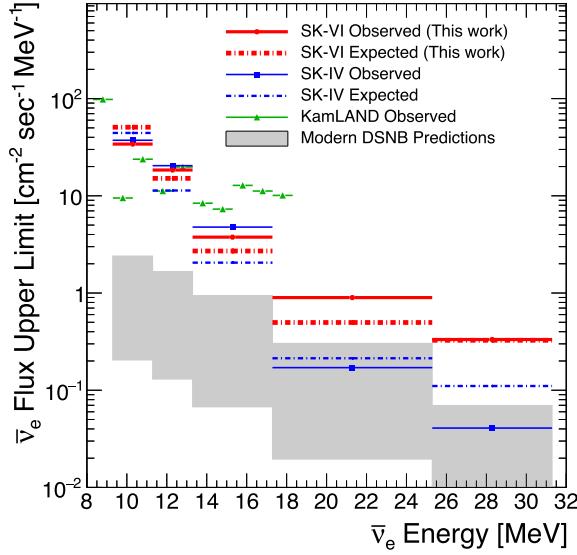


図 1.13: SRN フラックス上限値 [17]. 高い中性子検出効率により, SK-Gd 実験の 552.2 日間のデータを用いた結果は, 純水期の 2970 日間の結果と同等の上限値を与えている.

1.3 大気ニュートリノ反応

1.3.1 ニュートリノ中性カレント反応

ニュートリノは弱い相互作用によって物質と相互作用を起こす. W^\pm ポソンによって媒介される反応を荷電カレント反応 (Charged current; CC) と呼び, Z^0 ポソンによって媒介される反応を中性カレント反応 (Neutral current; NC) と呼ぶ. 反応式はそれぞれ

$$CC : \nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (1.21)$$

$$NC : \nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' \quad (1.22)$$

と表される. ここで, l は荷電レプトン ($l = e, \mu, \tau$) であり, ν_l はニュートリノとそのフレーバー, N は原子核を表す. このうち, NC 反応は終状態によって以下のように分類される [19, 20].

- Neutral current elastic scattering (NC elastic)

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' \quad (1.23)$$

- Neutral current quasielastic scattering (NCQE)

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' + X' \quad (1.24)$$

- Neutral current resonance pion production (NC1 π resonance, etc)

$$\nu + X \rightarrow \nu + X' + \pi/K/\eta \quad (1.25)$$

- Neutral current coherent π production (NC1 π coherent)

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi \quad (1.26)$$

- Neutral current deep inelastic scattering (NCDIS)

$$\nu + X \rightarrow \nu + X' + m\pi/K/\eta \quad (1.27)$$

ここで、 N, N' はそれぞれ標的原子核と反跳原子核、 X, X' はそれぞれ標的核子と反跳核子である。また、NCDIS 反応中の m は整数である。SK では、標的原子核は ^{16}O である。図 1.14 は、 ^{16}O を標的原子核とする NC 反応断面積の理論値を、ニュートリノエネルギーの関数として示したものである。大気ニュートリノフラックスは図 1.17 の右図に示すように 600 MeV 付近でピークをとる分布になっており、その領域では NCQE 反応が支配的であることが分かる。

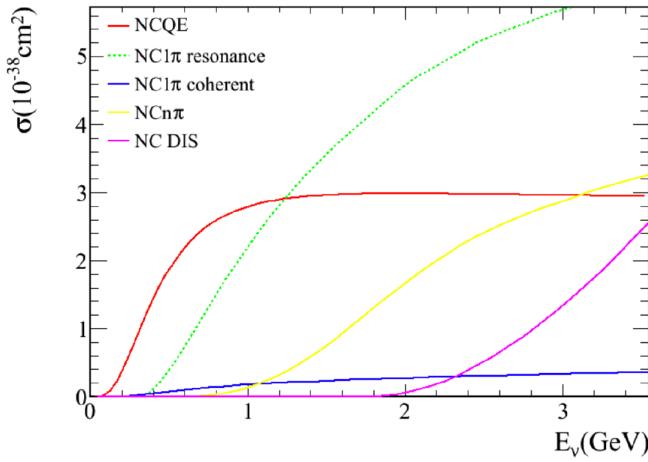


図 1.14: 中性カレント反応断面積 [21]。大気ニュートリノフラックスのピーク領域 (~ 600 MeV) では、NCQE 反応が支配的である。

NCQE 反応では式 1.24 に示すように反応後に核子放出を伴う。SK における NCQE 反応で反跳核子として中性子が放出された場合、



という反応が起こり、 $^{15}\text{O}^*$ の脱励起ガンマ線の信号と Gd による中性子捕獲信号が検出されることになる。IBD と NCQE による信号パターンの模式図を図 1.15 に示す。SK ではこれらの信号パターンを区別することができないため、SRN 探索における背景事象となる。そのため、SRN 探索では、様々なイベントカットをかけた後、混入している NCQE 反応の事象数をシミュレーションを用いて見積もっている。

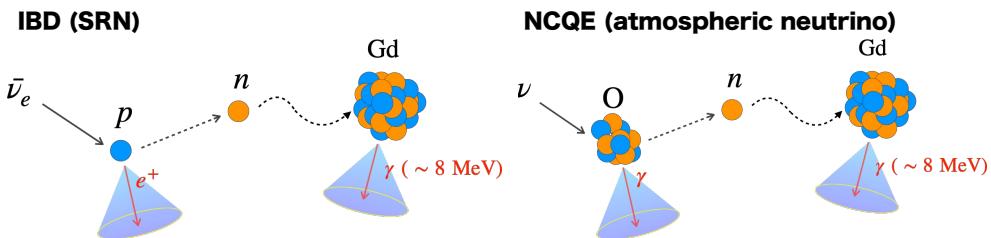


図 1.15: IBD の信号(左)と NCQE の信号(右)の比較。これらの信号は SK で区別することができない。

1.3.2 T2K 実験

Tokai to Kamioka (T2K) 実験は長基線ニュートリノ実験である [22]. 図 1.16 に示すように、茨城県東海村にある J-PARC で生成したニュートリノビームを SK を用いて観測する。T2K 実験の主な目的は、ニュートリノ振動を精密に測定し、レプトンフレーバーにおける CP 対称性の破れを実証することである。

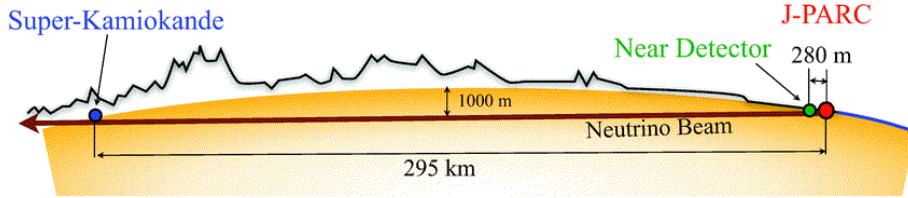


図 1.16: T2K 実験の模式図 [22].

T2K ニュートリノは、人工的に作られたビームであるため、SK においてその他のニュートリノと区別しやすい。例えば、到來方向が分かっている点やビームが生成された時間を元に飛来時間が計算できる点などを利用することができる。さらに、T2K ニュートリノビームは大気ニュートリノと同程度のエネルギーを持っている。図 1.17 は、T2K ニュートリノビームフラックスと、SK で観測された大気ニュートリノフラックスを比較したものである。これらは共に ~ 600 MeV 付近にピークを持っている分布になっていることが分かる。そのため、T2K ニュートリノビームは、大気ニュートリノによる反応測定に利用することができる。

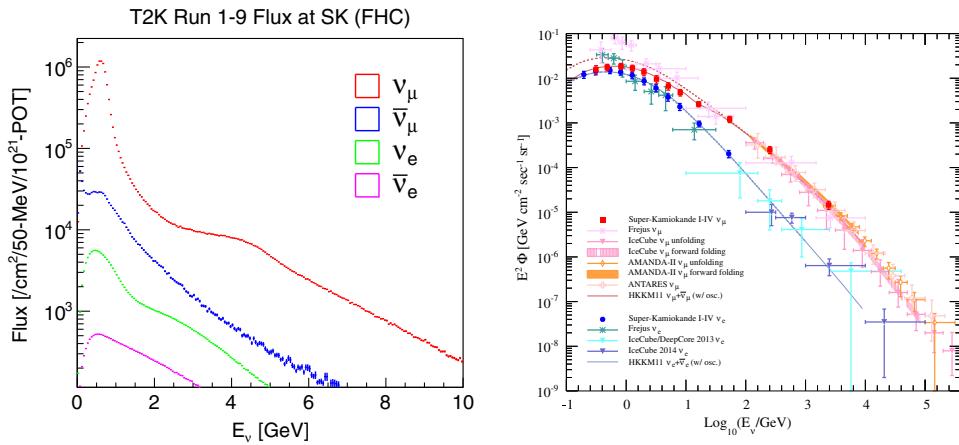


図 1.17: T2K ニュートリノフラックス [23](左) と大気ニュートリノフラック [24](右) の比較。ピークは共に ~ 600 MeV 付近に位置する。

1.3.3 T2K ニュートリノビームを用いた NCQE 反応測定

T2K のニュートリノビームを用いた NCQE 反応断面積の測定が行われた [23]. 図 1.18 は、この実験におけるチェレンコフ角分布を示したものである. 黒で示したものがデータ点であり、色付きの部分がシミュレーションを用いた予測値である. この分布を見ると、 $\theta_c = 80^\circ \sim 90^\circ$ において、シミュレーションによる予測値の方がデータ点よりも高くなっている. すなわち、現在 SK で使用されているシミュレーションはデータを再現していない. これは、SRN 探索における NCQE 反応事象数の見積もりの不定性が大きいということを意味する. 実際に現在の SRN 探索では、NCQE 反応事象数の見積もりにおいて 68-82% [17] の系統誤差がつけられている. SRN の世界初観測に向けて、この系統誤差を削減することは重要な課題である.

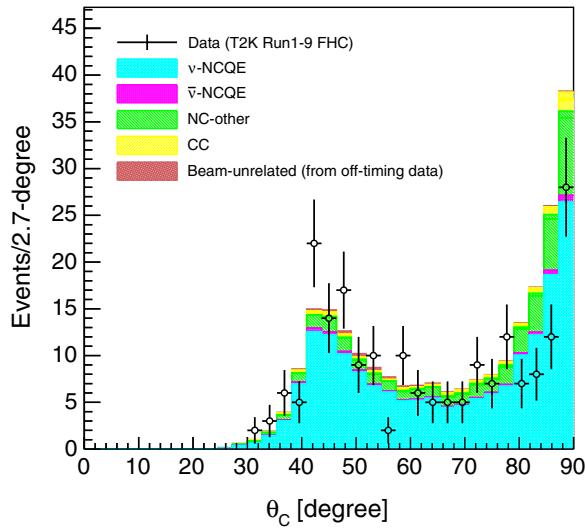


図 1.18: T2K ニュートリノビームを用いた NCQE 反応断面積測定におけるチェレンコフ角分布 [23]. 黒がデータ点、色付きの部分がシミュレーションによる予測値を示している. 大角度部分において、シミュレーションのイベント数がデータよりも多くなっている.

1.4 中性子・酸素原子核反応

図 1.18 に見られたデータとシミュレーションの差異は、NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応に由来するものであると考えられている. Gd による中性子捕獲は μs のオーダーで起こる反応であるが、中性子と酸素原子核の反応は、ns オーダーで起こる. また、NCQE 反応で放出される中性子は、図 1.19 に示すように数十 MeV から数百 MeV のエネルギーをもっている. そのため、図 1.20 に示すように、NCQE 反応(一次反応)によって生じた中性子は Gd に捕獲される前に他の酸素原子核と次々に反応する(二次反応). これに伴い、酸素原子核から脱励起ガンマ線が生じる. これらの反応は SK で用いられるトリガーの時間分解能よりも短い時間に起こるため、一つひとつの反応を区別して検出することができない. そのため、複数のガンマ線が 1 つのイベントとして検出されることになる. このようなイベントは、図 1.21 に示すように 1 つのチェレンコフリングとして検出されるため、チェレンコフ角は大角度に再構成されることになる. 従って、図 1.18 の大角度部分に寄与することになる. すなわち、中性子と酸素原子核の反応が正

しくシミュレーションに導入されていないため、データを再現できていないと考えられる。なお、この反応については第2章で詳細に述べる。

中性子と酸素原子核の反応については、実測されたデータも少なく、現在は正しく理解がされていない。NCQE反応由来の系統誤差を削減するためには、図1.19に示すエネルギー領域の中性子と酸素原子核の反応により、どのガムマ線がどのくらいの確率で放出されるかを正しく理解して、シミュレーションに導入する必要がある。

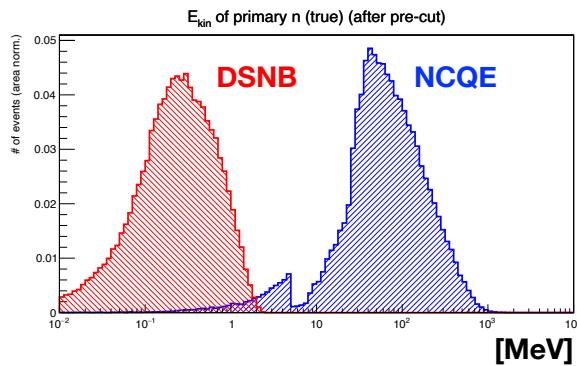


図1.19: IBDとNCQE反応で放出される中性子のエネルギー分布 [25]。NCQE反応後の中性子は $\mathcal{O}(10)$ MeV $\sim \mathcal{O}(10^2)$ MeV のエネルギーを持っているため、Gdに捕獲される前に酸素原子核と反応を起こす。

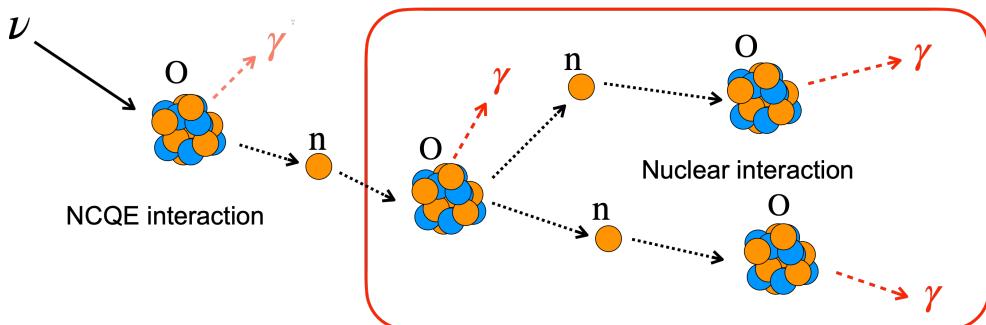


図1.20: NCQE反応と、それによって放出された中性子と酸素原子核の反応の模式図。それぞれ、1次反応、2次反応と呼ぶ。

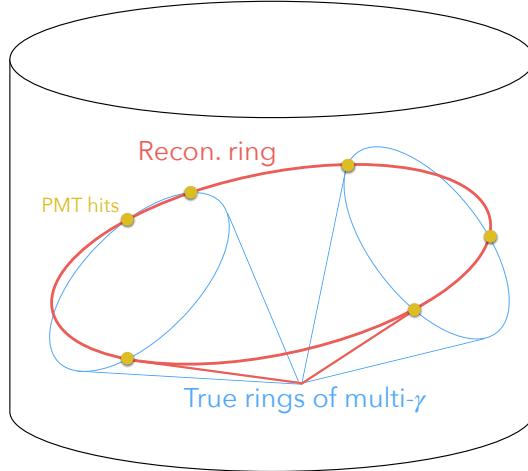


図 1.21: 複数のガンマ線が同時に検出されたイベントのチェレンコフリング再構成の模式図 [26]. チェレンコフ角は大角度に再構成される.

1.5 核子-原子核反応モデル

SK では, Geant4 ベースのシミュレーションが用いられている. Geant4 では, 核子-原子核反応をシミュレートするために, Bertini Cascade model (BERT), Binary Cascade model (BIC), Liège Intranuclear Cascade model (INCL++) の 3 つのモデルが用意されている. 現在 SK の解析では BERT が使用されており, 図 1.18 も BERT を用いて作成されている.

SK-Gd 実験において, 大気ニュートリノによる NCQE 反応断面積の測定が行われた. その測定において, BERT, BIC, INCL++ の核子-原子核反応モデルとデータの比較が行われた. 図 1.22 は, チェレンコフ角分布(左), 再構成エネルギー(中央), 後発信号の数(右)について, データと 3 つモデルの比較を示したものである. 図中に記された χ^2/ndf は,

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=1}^{\text{bin}} \left(N^{\exp,i} - N^{\text{obs},i} + N^{\text{obs},i} \ln \frac{N^{\text{obs},i}}{N^{\exp,i}} \right) \quad (1.29)$$

で計算されている. ここで, $N^{\text{obs},i}$ は i ビンにおける観測されたイベント数であり, $N^{\exp,i}$ はシミュレーションによって予測されたイベント数である. この値が小さいほど, シミュレーション結果とデータがよく一致していることを示している. また, ndf は各分布におけるビンの総数である. これらの分布を見ると, BERT の χ^2/ndf の値は, どの分布においても BIC や INCL++ に比べて大きな値になっていることが分かる. すなわち, 現在 SK で使用されている BERT は支持されず, BIC や INCL を支持する結果が得られている.

そこで, 本研究は, 中性子と酸素原子核の反応を直接測定し, そのデータと 3 つのモデルを比較することで, どのモデルが最もよくデータを再現しているかを調査すること目的とする.

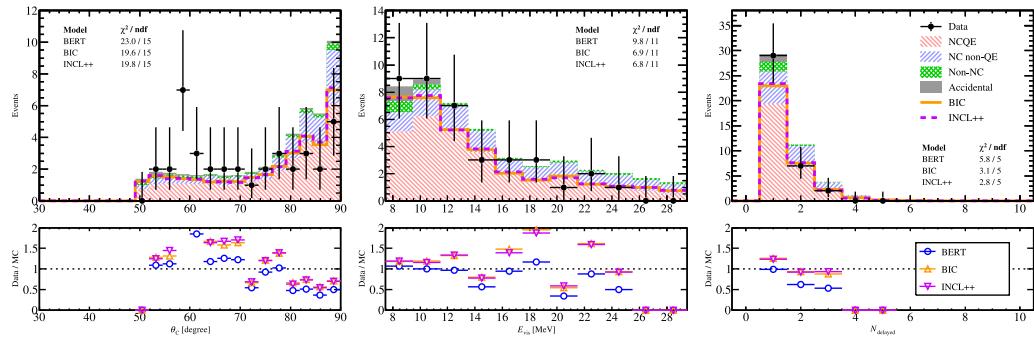


図 1.22: SK-Gd 実験における NCQE 反応測定実験のデータと核子-原子核反応モデルの比較 [27]. チェレンコフ角分布(左), 再構成エネルギー(中央), 後発信号の数(右)において比較している.

第2章

中性子-酸素原子核反応

本研究では、中性子と酸素原子核によって放出されるガンマ線の測定を行う。ガンマ線は、中性子と酸素原子核の反応によって励起された原子核が脱励起する際に放出される。本章では、中性子-酸素原子核反応について説明する。

2.1 概観

図2.1は、中性子-酸素原子核反応を模式的に示したものである。標的原子核に入射した核子は、原子核内の核子にエネルギーを付与し、核内カスケード過程を経て励起状態の原子核が形成される。核内カスケード過程は、入射核子のエネルギーによって支配的な過程が決まっており、エネルギーが高い側から、直接過程、前平衡過程、複合核過程と呼ばれる。その後、ガンマ線や核子を放出しながら原子核が脱励起する。この過程は蒸発過程と呼ばれる。なお、標的原子核が金や鉛などの重い原子核の場合、核分裂を起こして脱励起する。本研究では、蒸発過程によって放出されるガンマ線の測定を行う。

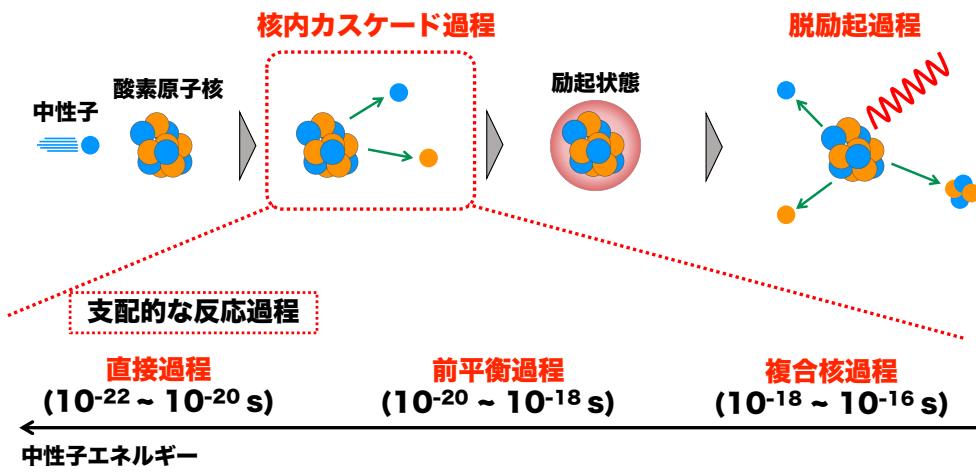


図2.1: 中性子と酸素原子核の反応過程

2.2 核内カスケード過程

原子核は、陽子と中性子が核力によって結びついて構成されており、核子1個あたり4~8 MeV程度の束縛エネルギーを持っている。この大きな束縛エネルギー下にも関わらず、核子は原子核内において比較的自由な振る舞いをしていることが分かっており、原子における電子軌道と同じように、核内核子についてもそのエネルギー準位を考えることができる。この準位は、核内核子

全体の平均場によって形成される。図 2.2 は、 ^{16}O について、核内核子のエネルギー準位と基底状態における核子の準位を模式的に示したものである。核子はフェルミ粒子であるため、同一の準位にはスピンの向きが異なる核子が入っており、全ての粒子はフェルミ面 ϵ_F よりも低い軌道を占める。これは、原子核における核模型であり、单一粒子模型と呼ばれる。現在では、この模型を用いて、核内カスケード過程が理解されている。

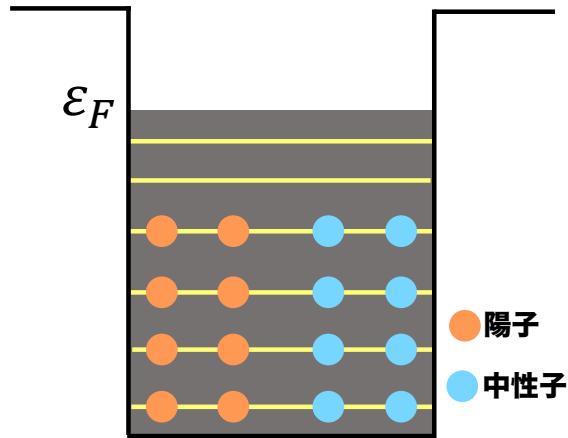


図 2.2: 単一粒子模型における核内モデル。 ϵ_F はフェルミエネルギーを表す。

図 2.3 は、核内カスケード過程の模式図である。原子核に入射した核子は、核内核子によって形成された平均場内を運動する。この状態は、1 粒子状態 (1p) と呼ばれる。入射核子が核内核子を励起させてフェルミ面より上の軌道へと遷移すると、フェルミ面以下に空孔ができる。1 つの核子が励起されて 1 つの空孔ができた状態は 2 粒子 1 空孔状態 (2p-1h)，2 つの核子が励起された状態は 3 粒子 2 空孔状態 (3p-2h) と呼ばれる。図 2.3 中に矢印で示した通り、これらの状態間の遷移は双方向に起こる。2p-1h や 3p-2h など励起子数が少ない状態においては、励起子数が増加する遷移確率(図 2.3 中の右向きの矢印)の方が大きく、入射核子が核内に留まっている間は次々に核子が励起されていく。しかし、励起子数が増加するにつれて状態間のエネルギー差が小さくなっている、あるところで図 2.3 中の右向きの遷移確率と左向きの遷移確率が等しくなるよう平衡状態が現れる。このときの原子核は複合核と呼ばれ、入射核子によって持ち込まれたエネルギーが核内全体へと分散している状態である。

核反応は、図 2.3 中のいずれかの状態からの核子放出によって終了する。どの状態から核子が放出されるかに基づき、核内カスケード過程は大きく 3 つに分類される。2p-1h や 3p-2h から核子が放出される過程を直接過程、複合核から核子が放出される過程を複合核過程、それらの中間の状態において核子が放出される過程を前平衡過程と呼ぶ。これらの過程を経て、励起した原子核が残留原子核として残ることになる。

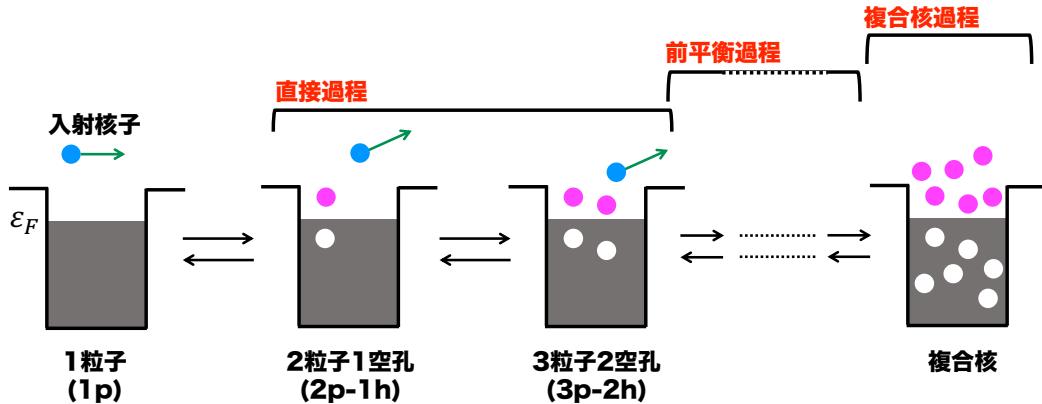
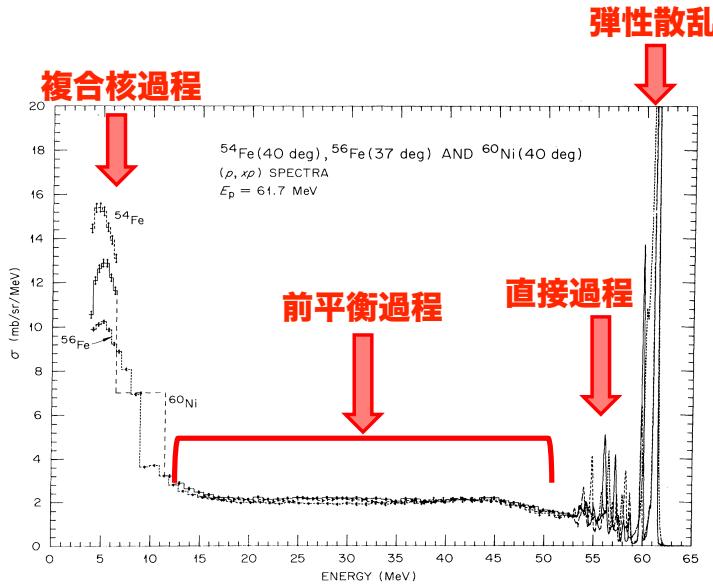


図 2.3: 核内カスケード過程の模式図.

図 2.4 は、 61.7 MeV の陽子と ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{60}Ni との衝突実験における放出核子のスペクトルである。 62 MeV 付近のピークは、入射核子が標的原子核にエネルギーを付与しない弾性散乱である。それ以外の部分は 3 つの構造が見られている。 55 MeV 以上の部分は直接過程によって放出された事象であり、離散的なピークがいくつか見られている。一方、 10 MeV 以下の領域は複合核過程をたどったものであり、スペクトルが高くなっていることが分かる。それらの中間領域には連続的なスペクトルとなっており、これが前平衡過程によって放出された核子である。

図 2.4: 62 MeV 陽子と ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{60}Ni の衝突実験における放出核子のスペクトル. [28]

2.2.1 直接過程

直接過程は、入射核子のエネルギーが大きい場合に支配的な過程である。原子核に入射したエネルギーの高い核子は、原子核表面付近の核子を励起させた後、平均場ポテンシャルをふりほどいてすぐに核外へと飛び出す。核子の入射に伴い、標的原子核は一旦 $2p-1h$ や $3p-2h$ となるが、励起子はすぐに空いているエネルギー準位へと落ちていく。この際、励起子は入射核子によってエネルギーを付与されているため、元々占めていた準位には戻らず、より高いエネルギー準位をと

る。そのため、残留原子核として励起した原子核が形成される。この過程では、高エネルギー核子が核内核子を素早く励起させるため、 $10^{-22} \sim 10^{-20}$ sという非常に短い時間スケールで起こる。直接過程によって起こる代表的な反応として、非弾性散乱が挙げられる。例えば、中性子と酸素原子核の非弾性散乱 $^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ は、入射した中性子によって酸素原子核が 2p-1h または 3p-2h となった後、すぐに中性子が平均場外へと飛び出し、励起した酸素原子核が残る。

直接過程は、関与する核子が少なく運動の自由度が低い単純な過程であるため、ボルン近似の手法を用いることができる。特に、入射核子を標的原子核の相互作用を、入射核子の波動関数のひずみとして取り扱う歪曲波ボルン近似 (Distorted Wave Born Approximation; DWBA) が用いられる [29] [30]。この理論では、ポテンシャルを重要かつ容易に解ける部分 U と摂動部分 V' に分けられると仮定し、外向波の波動関数 $\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})$ は、

$$(K + U(r) + V'(r) - E)\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1)$$

に従う。摂動項がない場合の解を $\chi_{\mathbf{k}}^{(\pm)}(\mathbf{r})$ とおく。すなわち、

$$(K + U(r) - E)\chi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.2)$$

$$(K + U^*(r) - E)\chi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.3)$$

ただし、 $U^*(r)$ は $U(r)$ の複素共役である。ここで導入した $\chi_{\mathbf{k}}^{(\pm)}(\mathbf{r})$ は歪曲波と呼ばれ、ポテンシャル $U(r)$ 内に入射する波(−)と $U(r)$ 外に出ていく波(+)を表している。複素共役を取ることは、時間反転と対応するため、内向きと外向きの歪曲波には

$$\chi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) = \chi_{-\mathbf{k}}^{(+)*}(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

の関係が成り立つ。 $\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})$ は、 $\chi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})$ に摂動の効果を入れた場合の解として求まるので、

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) = \chi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) + \mathcal{O}(V') \quad (2.5)$$

で与えられる。直接過程が起こる場合、入射核子のエネルギーは核内の平均場ポテンシャルよりも十分に大きいため、 $U \sim 0$ と近似する。波数 \mathbf{k} の核子が原子核によって散乱され、波数 \mathbf{k}' となって核外へと出ていくような確率振幅は、以下のような T 行列の行列要素に比例する。

$$T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \langle \chi_{\mathbf{k}'}^{(-)} | V' | \psi_{\mathbf{k}}^{(+)} \rangle \quad (2.6)$$

この式に、式 2.5 の表式を代入して、 $\mathcal{O}(V'^2)$ 以上の項を無視すると、

$$T^{DWBA}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \langle \chi_{\mathbf{k}'}^{(-)} | V' | \chi_{\mathbf{k}}^{(+)} \rangle \quad (2.7)$$

が得られる。この式を用いて、直接過程の確率振幅 f^{DWBA} は、

$$f^{DWBA} = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} T^{DWBA} \quad (2.8)$$

と表される。 μ は、入射核子と標的原子核間の相対運動の換算質量である。図 2.5 は、30 MeV の陽子と標的原子核の散乱測定実験における放出核子の角度分布のデータと DWBA による計算結果を比較したものである。この実験では、標的原子核として ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{120}Sn が用いられた。どの原子核についても、データと DWBA の計算結果はよく一致している。

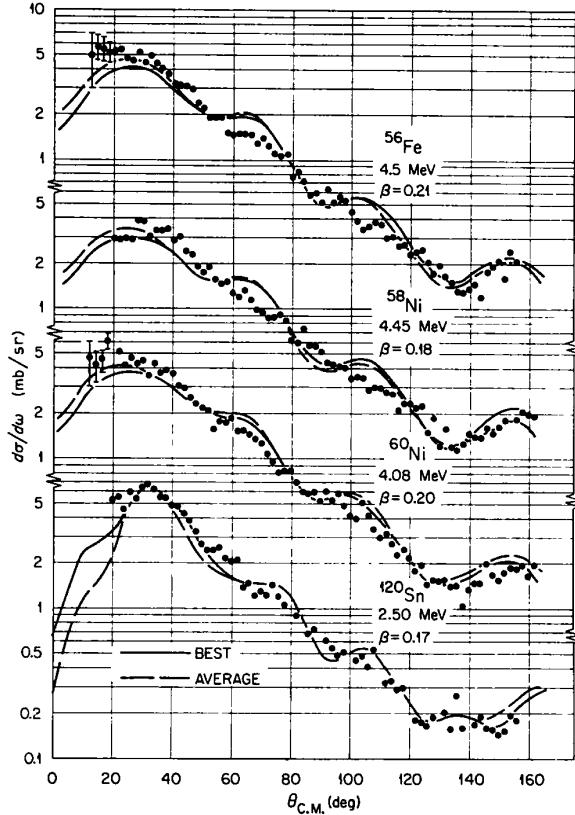


図 2.5: ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{120}Sn を用いた核子-原子核反応測定の実験データと DWBA を用いた計算結果の比較 [31]. 全ての標的原子核において, DWBA とデータはよく一致している.

2.2.2 複合核過程

複合核過程は, エネルギーの低い核子との反応において支配的である. エネルギーが低い核子が入射すると, その核子はいくつかの核内核子を励起させるとすぐに平均場に束縛され, 核外へと出られなくなる. そのため, 核子が次々に励起されていき, やがて平衡状態である複合核を形成する. 複合核では, 入射核子によって持ち込まれたエネルギーは核内全体に分散しており, 多くの励起子が存在している. これらの励起子は互いに衝突してエネルギーを交換し合っている. この状況下で偶然, 1つあるいは複数の励起子にエネルギーが集中し, その励起子が平均場ポテンシャルを振りほどくために必要なエネルギーを獲得すると, 核子が核外へと放出されて核反応が終了する. このようなエネルギーの集中が起こる確率は小さいため, 複合核過程は直接過程よりも 4 衡程度長い, $10^{-18} \sim 10^{-16}$ s の時間スケールで起こる. 複合核からの核子放出は, 液滴模型によって記述される.

複合核は長い寿命を持つ準束縛状態であり, 離散的なエネルギー準位を持つ. これは複合核準位と呼ばれ, 入射エネルギーがこの準位と一致した場合に, 複合核過程の断面積は大きくなる. これを複合核共鳴と呼ぶ. 寿命が τ である準位は不確定性原理によって,

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.9)$$

で定まるエネルギー幅 Γ を持つ. 従って, 複合核共鳴は Γ の幅を持っている. 上述した複合核過程が起こる時間スケール ($10^{-18} \sim 10^{-16}$ s) は, 共鳴の幅 Γ の測定によって算出された.

例えば、 $N(\alpha, \beta)N'$ という核反応が複合核過程によって起こる場合、この反応は複合核 X が形成された中間状態を経由する。すなわち、



という反応が起こり、励起した残留原子核 N' が形成される。この核反応断面積 σ は、 $N + \alpha \rightarrow X$ によって複合核 X が形成される反応の断面積を σ_X 、X が $X \rightarrow N' + \beta$ という反応を起こして崩壊する確率を P_β とすると、

$$\sigma = P_\beta \sigma_X \quad (2.11)$$

と表される。

非常に低いエネルギーの核子が原子核内に入射すると、角運動量 $l = 0$ の波動関数のみが反応に寄与する。このような状況において、 $N(\alpha, \beta)N'$ 反応の断面積 $\sigma_{\beta\alpha}(E_\alpha)$ は以下の式で表される [32] [33]。

$$\sigma_{\beta\alpha}(E_\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \frac{\Gamma_{\lambda\beta}\Gamma_{\lambda\alpha}}{(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} \quad (2.12)$$

これは、Breit-Wigner の準位公式と呼ばれ、Breit と Wigner が複合核過程を原子の共鳴熒光現象となぞらえて導いたものである。ここで、 E は系の全エネルギー、 E_γ は共鳴エネルギー、 Γ_λ は共鳴の幅(半値幅)であり、 $\Gamma_{\lambda\alpha}$, $\Gamma_{\lambda\beta}$ はチャンネル α とチャンネル β におけるエネルギー幅である。また、 k_α は入射核子の波数を表す。図 2.6 に、 ^{209}Bi と中性子の複合核反応断面積の測定結果と Breit-Wigner の準位公式を用いた計算結果の比較を示す。準位公式を用いた計算結果は非常に良い精度でデータと一致していることが分かる。

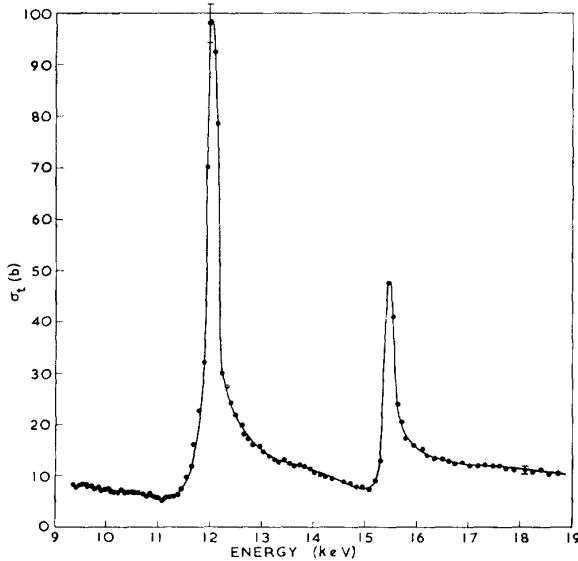


図 2.6: ^{209}Bi による中性子吸収反応の断面積における実験データ(黒丸)と Breit-Wigner の準位公式(実線)の比較。[34]

2.2.3 前平衡過程

入射核子のエネルギーが、直接過程を起こすものよりも低く、複合核過程を起こすものよりも高い場合に起こる反応を前平衡過程と呼ぶ。入射核子はすぐに核外へ飛び出さず、3つ以上の励起子を生成する。しかし、平衡状態となって複合核を形成する前にいずれかの核子が核外へと飛び

出して核反応が終了することになる。反応が起こる時間スケールも、直接過程と複合核過程の間の値をとる ($10^{-20} \sim 10^{-18}$ s)。

この過程は、量子力学的にミクロに扱うことも、統計力学的にマクロに扱うこともできない領域であり、定式化が難しい。そこで、様々な仮定をおいて多くのモデルが考案されている。その一例として、最も単純なモデルである励起子モデル(Exciton Model; EM)について説明する。EMでは、核子の配位が異なるが励起子数が等しい状態は、全て等しい確率で実現するという仮定の下で定式化が行われる。時刻 t における励起子数 n の状態の占有確率を $P(n, t)$ とすると、非平衡過程における $P(n, t)$ は以下のマスター方程式によって記述される。

$$\frac{d}{dt}P(n, t) = \sum_m W_{m \rightarrow n} P(m, t) - \left(\sum_m W_{n \rightarrow m} + W_n \right) P(n, t) \quad (2.13)$$

ここで、 $W_{m \rightarrow n}$ は m 励起子状態から n 励起子状態への内部遷移確率、 W_n は n 励起子状態からの粒子放出率を表す。式 2.13 の右辺の第 1 項は 2 体相互作用によって、着目している n 励起子状態へと遷移する確率の流入を表し、第 2 項は内部遷移または連続状態への粒子放出による確率の流出を表している。この過程による放出粒子のエネルギースペクトルは、

$$\frac{d\sigma}{dE} = \sigma_{abs} \sum_{n=3} W_b(n, \epsilon) \tau(n) \quad (2.14)$$

で表される。ここで、 σ_{abs} は複合核の形成断面積で、 $W_b(n, \epsilon)$ は n 励起子状態から ϵ のエネルギーを持った粒子 b が放出される確率、 $\tau(n)$ は n 励起子状態の平均寿命である。現在、前平衡過程の確立した理論は存在せず、様々な仮定や経験則の下でモデルが考案されている。

2.3 液滴模型

複合核からの核子放出は、原子核全体を電荷が一様に分布した液滴であるとみなした液滴模型によって記述される。

2.3.1 液滴模型の由来

質量数 A の原子核の半径 R は、

$$R = R_0 A^{1/3} \text{ fm} \quad (2.15)$$

と表される。ここで、 $R_0 = 1.2$ である。陽子と中性子の質量はほとんど等しく、これを m とおくと、原子核の質量 M は

$$M = mA \quad (2.16)$$

となる。ここで、厳密には結合エネルギーの分だけ質量が小さくなるが、図 2.7 に示すように、結合エネルギーはどの原子でも 9 MeV 以下であり、これは陽子や中性子の質量 ~ 940 MeV の 1% に過ぎないため、ここでは無視している。このとき、原子核密度 D は

$$\begin{aligned} D &= \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \\ &= \frac{mA}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} \\ &= \frac{3m}{4\pi R_0^3} \end{aligned} \quad (2.17)$$

と表される。 D は A に依存しない定数となるため、どの原子核でも密度は一定値をとる。さらに、原子核の核子あたりの結合エネルギーは図 2.7 のようになり、質量数 20 以上の原子核においてほとんど一定値をとる。これらの性質は、液体の密度や結合エネルギーの飽和性と類似しているため、原子核を一種の液体であるとみなして励起状態を解釈する液滴模型が考案された。

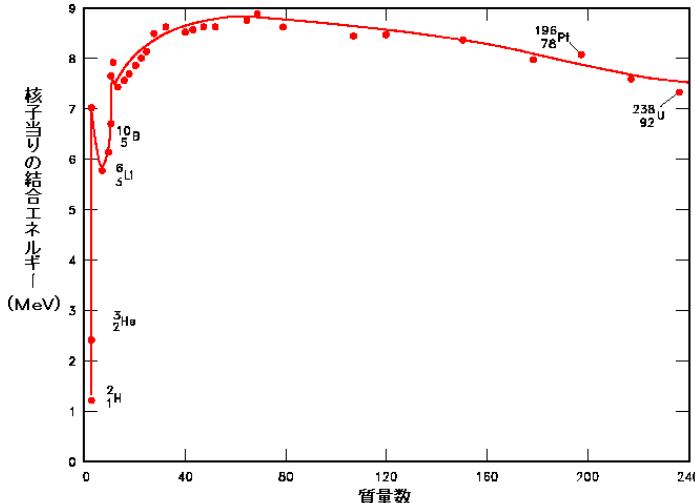


図 2.7: 原子核の核子あたりの結合エネルギー (画像は https://atomica.jaea.go.jp/data/fig/fig_pict_03-06-01-03-09.html より引用)

2.3.2 ベーテ・ヴァイツゼッカーの質量公式

液滴模型の考え方に基づき、ベーテとヴァイツゼッカーは原子核の結合エネルギーを表す以下の式を考案した [35] [36]。

$$B(A, Z) = b_{vol}A - b_{surf}A^{2/3} - b_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - b_{sym} \frac{(A/2-Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (2.18)$$

ただし、 b_{vol} , b_{surf} , b_c , b_{sym} は実測値に基づいて決められた定数であり、それぞれ

$$b_{vol} = 15.519 \text{ MeV} \quad (2.19)$$

$$b_{surf} = 17.476 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

$$b_c = 0.674 \text{ MeV} \quad (2.21)$$

$$b_{sym} = 98.304 \text{ MeV} \quad (2.22)$$

である [37]。式 2.18 における各項は、以下のような物理的意味を持つ。

- 体積エネルギー : $b_{vol}A$

上述した通り、原子核の半径は $A^{1/3}$ に比例するため、体積は A に比例する。従って、この項は原子核の体積に比例する。体積エネルギー項は、核子間に働く強い力に起因する引力エネルギーを表す。強い力は短距離力であり最近接核子とのみ相互作用するため、全ての原子核が最密構造をとっており隣接核子数がどの核子も等しいとすると、そのエネルギーは A に比例する。

- 表面エネルギー : $-b_{surf}A^{2/3}$

半径 $\propto A^{1/3}$ より、表面積 $\propto A^{2/3}$ である。すなわち、この項は原子核の表面積に比例する項であり、液滴の表面張力に対応している。原子核表面付近の核子は、内部にある核子に比べて隣接する核子が少ないため、体積エネルギー項で与えられるものよりもエネルギーが小さくなる。そこで、表面積に比例した負の項を考慮することで、表面効果を補正している。

- クーロンエネルギー : $-b_c Z(Z-1)/A^{1/3}$

この項は、陽子間に働くクーロン斥力によるエネルギーを表す。電荷密度一定の球における静電エネルギーはその球の半径に反比例するため、 $A^{-1/3}$ に比例する項となっており、斥力であるため負の符号となる。また、 Z 個の陽子が自分以外の $(Z-1)$ 個の陽子と反発するため、 $Z(Z-1)$ に比例する。電磁気力は強い力よりも弱い ($\sim 1/137$) ため、係数 b_c は式 2.21 に示すように、他の項に比べて小さくなっている。

- 対称エネルギー : $-b_{sym}(A/2 - Z)^2/A$

フェルミ粒子の量子力学的な性質により、陽子と中性子の数を揃えようとする効果が働く。陽子数と中性子数 N の非対称度 η を

$$\eta = \frac{N - Z}{2} \quad (2.23)$$

と定義する。この非対称性によって系の全運動エネルギー $K(A, Z)$ が増加し、結合エネルギーが小さくなる。その増加量は、 C を定数として

$$K(A, Z) - K(A, A/2) = C \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\eta}{A}\right)^4\right) \quad (2.24)$$

と表される。 $(\eta/A)^4$ 以上の項を無視し、対称エネルギー項を式 2.18 の第 4 項の形で表している。

- 対エネルギー : $\delta(A)$

この項は、核子間に働くペアリングによる相互作用エネルギーを表している。陽子数と中性子数が偶数の場合は奇数の場合に比べて原子核が安定に存在することが、観測的に知られている。核子数が偶数である場合、基底状態ではどの準位にもスピンが反対の核子がペアになって入るため、それぞれの準位で核子のスピンが打ち消され、全体のスピンが 0 になる。殻モデルによると全体のスpinが 0 になる方が安定であるため、奇数よりも偶数の方が安定となる。このエネルギーは、経験的に

$$\delta(A) = \begin{cases} b_p A^{-1/2} & (\text{both are even}) \\ 0 & (\text{one is even, the other is odd}) \\ -b_p A^{-1/2} & (\text{both are odd}) \end{cases} \quad (2.25)$$

と表される。ただし、 $b_p = 11.2 \text{ MeV}$ である。

図 2.8 に、核子あたりの結合エネルギーについて、ベーテ・ヴァイツゼッカーの質量公式と実験データの比較を示す。全体的にデータをよく再現していることが分かる。ただし、 $A = 90, 140, 210$ あたりでは、データの方が結合エネルギーが大きくなっている。これは、殻模型によって記述される効果であり、魔法数に対応している。

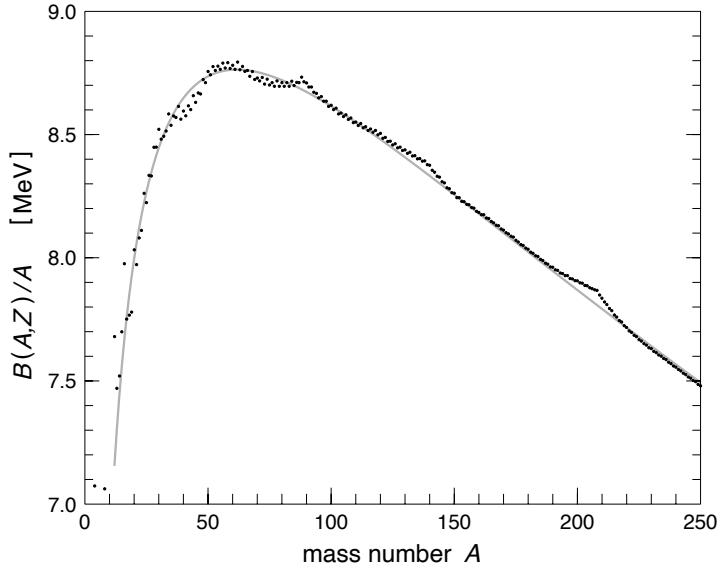


図 2.8: ベーテ・ヴァイツゼッカーの質量公式と実験データの比較. (画像は http://www.th.phys.titech.ac.jp/~muto/lectures/INP02/INP02_chap03.pdf より引用)

2.3.3 液滴模型による核子放出

液滴模型における核子放出は、ベーテ・ヴァイツゼッカーの質量公式を用いて表される、核子の分離エネルギーによって記述される。分離エネルギーとは、原子核から核子を取り出すのに必要なエネルギーである。質量数 A 、原子番号 Z である原子核(複合核)において、陽子と中性子の分離エネルギーをそれぞれ $S_p(A, Z)$, $S_n(A, Z)$ とおくと、

$$S_p(A, Z) = B(A, Z) - B(A - 1, Z) \quad (2.26)$$

$$S_n(A, Z) = B(A, Z) - B(A - 1, Z - 1) \quad (2.27)$$

と表される。分離エネルギーが負である場合、核子を取り出した後の結合エネルギーの方が取り出す前よりも高い。すなわち、元々の複合核は不安定であり、核子放出を伴って安定な原子核へと変化する。

2.4 原子核のガンマ崩壊

核子-原子核反応による核内カスケード過程によって残った励起原子核は、核子の分離エネルギーが負の間は核子放出によって脱励起する。分離エネルギーが正となり安定な原子核となつても、通常核内核子は励起準位を占めている。このような励起原子核はガンマ線を放出するガンマ崩壊によって脱励起し、基底状態へと遷移する。この遷移は原子核と電磁場の相互作用によって起こり、核種は変わらない。ガンマ崩壊は、核種を N とすると、

$$N^* \rightarrow N + \gamma \quad (2.28)$$

と表される。ガンマ崩壊前後の原子核のエネルギーをそれぞれ E_i , E_f , 放出されるガンマ線の振動数を ν , ガンマ崩壊後の反跳原子核の運動量を p , 質量を M とすると、エネルギー保存則と運

動量保存則より,

$$E_i = E_f + \frac{p^2}{2M} + h\nu \quad (2.29)$$

$$p - \frac{h\nu}{c} = 0 \quad (2.30)$$

が要求される. 従って,

$$E_i - E_f = h\nu + \frac{(h\nu/c)^2}{2M} \quad (2.31)$$

が成り立つ. 本研究で扱う酸素原子核の場合, $M \sim 16 \times 940 \text{ MeV}/c^2$ であるのに対し, $h\nu \sim \mathcal{O}(10) \text{ MeV}$ である. そのため, 式 2.31 の第二項は第一項に比べて十分小さく,

$$E_i - E_f \sim h\nu \quad (2.32)$$

である. すなわち, 励起状態と基底状態のエネルギー差に対応するエネルギーのガンマ線が放出されることになる.

2.4.1 遷移確率

フェルミの黄金律によると, ある固有状態 $\langle \phi_i |$ から別の固有状態 $\langle \phi_f |$ への単位時間あたりの遷移確率 $T_{i \rightarrow f}$ は, 摂動項の最低次近似によって以下の式で表される.

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \phi_f | \hat{H}' | \phi_i \rangle \right|^2 \rho(E_f) \quad (2.33)$$

ここで, \hat{H}' は摂動ハミルトニアン, $\rho(E_f)$ は終状態の状態密度である. ガンマ崩壊は, 原子核と電磁場の相互作用によって生じ, 多重極放射の重ね合わせで記述される. この多重極放射には, 核内の電荷分布による電磁場と原子核の相互作用によるものと, 核子がもつ磁気モーメントとの相互作用によるものに分けられ, それぞれ電気的遷移 ($E\lambda$), 磁気的遷移 ($M\lambda$) と呼ぶ. ただし, λ は自然数であり, 多重極度を表す. 例えば, $E1, E2, E3$ はそれぞれ電気 2 重極放射, 4 重極放射, 8 重極放射であり, $M1, M2, M3$ は磁気 2 重極放射, 4 重極放射, 8 重極放射である. 電気的遷移, 磁気的遷移を引き起こす相互作用演算子 $\mathcal{O}_{\lambda\mu}(E\lambda), \mathcal{O}_{\lambda\mu}(M\lambda)$ はそれぞれ

$$\mathcal{O}_{\lambda\mu}(E\lambda) = \sum_{i=1}^A e(i) r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \phi_i) \quad (2.34)$$

$$\mathcal{O}_{\lambda\mu}(M\lambda) = \sum_{i=1}^A \left\{ g_s(i) s_i + g_l(i) \frac{2l_i}{\lambda+1} \right\} \cdot \nabla_i \left(r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \phi_i) \right) \mu_N \quad (2.35)$$

で与えられる. ここで, r_i, s_i, l_i はそれぞれ核子 i の中心からの距離, スピン角運動量, 軌道角運動量であり, $Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \phi_i)$ は球面調和関数である. また, $e(i), g_s(i), g_l(i)$ は, それぞれ電荷分布, スピン, 軌道角運動量がもつ電気的・磁気的遷移への寄与であり, $e(i) = 1 \text{ or } 0, g_s(i) = 5.586 \text{ or } -3.826, g_l(i) = 1 \text{ or } 0$ である. このとき, 角運動量が J_i から J_f の状態の遷移において, フェルミの黄金律を用いると全遷移確率は次の式で表される.

$$T_{J_i \rightarrow J_f}(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\hbar\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B_{J_i \rightarrow J_f}(\lambda) \quad (2.36)$$

ここで、 E_γ は放出されるガンマ線のエネルギーである。また、 $B_{J_i \rightarrow J_f}(\lambda)$ は換算遷移確率と呼ばれ、

$$\begin{aligned} B_{J_i \rightarrow J_f}(\lambda) &= \sum_{\mu M_f} |\langle J_f M_f | \mathcal{O}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f | \mathcal{O}_\lambda | J_i \rangle|^2 \end{aligned} \quad (2.37)$$

と表される、ガンマ線のエネルギーに依存しない確率である。式 2.37において、電気的遷移確率の計算には $\mathcal{O}_{\lambda\mu}(E\lambda)$ を用い、磁気的遷移確率には $\mathcal{O}_{\lambda\mu}(M\lambda)$ を用いる。

2.4.2 選択則

ガンマ崩壊による遷移の多重極度は角運動量とパリティによる制限を受ける。これを、ガンマ遷移の選択則と呼ぶ。 J_i から J_f の遷移において、

$$|J_f - J_i| \leq \lambda \leq J_f + J_i \quad (2.38)$$

を満たす多重極度 λ 間の遷移のみが許される。また、遷移によるパリティの変化は、電気的遷移 $E\lambda$ は $(-1)^\lambda$ 、磁気的遷移 $M\lambda$ は $(-1)^{\lambda+1}$ と表される。そのため、 J_i におけるパリティを π_i 、 J_f におけるパリティを π_f とすると、

$$E\lambda \text{遷移} : \pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \quad (2.39)$$

$$M\lambda \text{遷移} : \pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad (2.40)$$

を満たす λ 間の遷移のみが許される。一般に、多重極度 λ が小さいほど遷移確率が大きく、 $M\lambda$ 放射の遷移確率は $E(\lambda + 1)$ 放射の遷移確率と同程度の値を取る。また一般に、多重極度 λ が小さいほど遷移確率が大きく、 $M\lambda$ 放射の遷移確率は $E(\lambda + 1)$ 放射の遷移確率と同程度の値を取る。これらをまとめると、 $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$ の遷移においては以下のようないくつかの選択則が得られる。

1. $J_i \neq J_f$ の場合、 $\lambda_{min} = |J_f - J_i|$ である。

- $\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda_{min}}$ であれば、 $E\lambda_{min}$ 遷移が起こる。
- $\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda_{min}+1}$ であれば、 $E(\lambda_{min} + 1)$ 遷移と $M\lambda_{min}$ 遷移の競合が起こる。

2. $J_i = J_f \neq 0$ の場合、 $\lambda_{min} = 0$ であるが、ガンマ線放出は 2 重極以上で起こる。そのため、 $\pi_i \pi_f = -1$ であれば $E1$ 遷移が起こり、 $\pi_i \pi_f = 1$ であれば $E2$ 遷移と $M1$ 遷移の競合が起こる。

3. $J_i = J_f = 0$ の場合、ガンマ線放出による遷移は禁止される。このとき、原子核は励起エネルギーを軌道電子に与え、基底状態へと戻る。この過程を内部転換と呼び、ガンマ線放出を伴わない。

例えば、 1^+ 状態から 2^- 状態への遷移の場合、上記の選択則を考慮すると、 $E1, M2, E3$ 遷移が可能である。実際には $E1$ 遷移の確率が大きく、他の 2 つの寄与は無視できるレベルである。さらに、 $4^+, 2^+, 0^+$ の状態がある場合、 $E4$ 遷移によって $4^+ \rightarrow 0^+$ と遷移するよりも、 $E2$ 遷移を 2 回起こして $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ と遷移する方が確率が大きい。そのため、高い励起状態にある原子核は一気に基底状態へ遷移するのではなく、いくつかの段階に分けて基底状態まで脱励起する。

表 2.1: ^{16}O の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	0^+	stable	-	-	-
1st	6.049	0^+	67.5 ps	-	E0	grand
2nd	6.130	3^-	18.4 ps	6.129	E3	grand
3rd	6.917	2^+	4.70 fs	6.916	E2	grand
4th	7.117	1^-	8.3 fs	7.115	E1	grand
5th	8.872	2^-	125 fs	2.742	M1+E2	2nd
6th	9.585	1^-	420 keV	9.582	E1	grand

^{15}O の励起準位

この原子核は、 $^{16}\text{O}(n, nn')^{15}\text{O}^*$ 反応によって形成される。分離エネルギーは、

$$S_p = 7.296 \times 10^3 \text{ keV} \quad (2.43)$$

$$S_n = 1.322 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.44)$$

である [38]。表 2.2 に主な準位と支配的な脱励起過程を示す。 ^{15}O は不安定な原子核であり、 β^+ 崩壊によって $^{15}\text{N}^*$ へと崩壊する。その半減期は、122.24 秒である。

表 2.2: ^{15}O の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	$1/2^-$	122.24s	-	β^+ decay	^{15}N
1st	5.183	$1/2^+$	5.7 fs	5.182	E1	grand
2nd	5.240	$5/2^+$	2.25 ps	5.240	M2+E3	grand
3rd	6.176	$3/2^-$	< 1.74 fs	6.175	M1+E2	grand
4th	6.793	$3/2^+$	< 20 fs	6.791	E1+M2	grand
5th	6.859	$5/2^+$	11.1 fs	1.618	E2+M1	2nd
6th	7.276	$7/2^+$	0.49 ps	2.035	M1	2nd

^{15}N の励起準位

この原子核は、 $^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$ 反応によって形成される。分離エネルギーは、

$$S_p = 1.021 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.45)$$

$$S_n = 1.083 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.46)$$

である [38]。表 2.3 に主な準位と支配的な脱励起過程を示す。

表 2.3: ^{15}N の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	$1/2^-$	stable	-	-	-
1st	5.270	$5/2^+$	1.79 ps	5.269	M2+E3	grand
2nd	5.299	$1/2^+$	17 fs	5.298	E1	grand
3rd	6.324	$3/2^-$	0.146 fs	6.322	M1+E2	grand
4th	7.155	$5/2^+$	12 fs	1.885	M1+E2	1st
5th	7.301	$3/2^+$	0.42 fs	7.299	E1+M2	grand
6th	7.567	$7/2^+$	8 fs	2.297	M1+E2	1st

^{14}N の励起準位

この原子核は, $^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$ 反応によって形成される. 分離エネルギーは,

$$S_p = 7.551 \times 10^3 \text{ keV} \quad (2.47)$$

$$S_n = 1.055 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.48)$$

である [38]. 表 2.4 に主な準位と支配的な脱励起過程を示す.

表 2.4: ^{14}N の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	1^+	stable	-	-	-
1st	2.313	0^+	68 fs	2.313	M1	grand
2nd	3.948	1^+	4.8 fs	1.635	M1	1st
3rd	4.915	0^-	5.3 fs	4.914	E1	grand
4th	5.106	2^-	4.35 ps	5.105	E1+M2+E3	grand
5th	5.691	1^-	11 fs	3.378	E1	1st
6th	5.834	3^-	8.30 ps	0.728	M1+E2	4th

^{13}C の励起準位

この原子核は, $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}^*$ 反応によって形成される. 分離エネルギーは,

$$S_p = 1.753 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.49)$$

$$S_n = 4.946 \times 10^3 \text{ keV} \quad (2.50)$$

である [38]. 表 2.5 に主な準位と支配的な脱励起過程を示す.

表 2.5: ^{13}C の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	$1/2^-$	stable	-	-	-
1st	3.089	$1/2^+$	1.07 fs	3.089	E1	grand
2nd	3.685	$3/2^-$	1.10 fs	3.684	M1+E2	grand
3rd	3.854	$5/2^+$	8.60 ps	3.853	M2+E3	grand

^{12}C の励起準位

この原子核は, $^{16}\text{O}(n, n\alpha)^{12}\text{C}^*$ 反応, あるいは, $^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ 反応の後, アルファ崩壊 $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ によって形成される. 分離エネルギーは,

$$S_p = 1.596 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.51)$$

$$S_n = 1.872 \times 10^4 \text{ keV} \quad (2.52)$$

である [38]. 表 2.6 に主な準位と支配的な脱励起過程を示す.

表 2.6: ^{12}C の励起準位と支配的な脱励起過程 [38]

Level	Energy [MeV]	J^π	$T_{1/2}$	E_γ [MeV]	Mode	Final level
grand	0.0	0^+	stable	-	-	-
1st	4.440	2^+	$10.8 \times 10^{-3} \text{ eV}$	4.439	E2	grand
2nd	7.654	0^+	9.3 eV	3.214	E2	1st
3rd	9.642	3^-	46 eV	9.637	E3	grand

第3章

E525 実験

中性子と酸素原子核の反応を測定する実験が、2018年10月30日と同年12月16日に大阪大学核物理研究センターで行われた。(E525 実験) E525 実験では、30 MeV と 250 MeV の陽子ビームを用いて中性子ビームを生成して水標的に入射させ、酸素原子核との反応によって放出されるガンマ線が測定された。本章では、E525 実験目的とセットアップについて説明する。

3.1 実験目的

E525 実験の目的は、中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線を測定することである。この反応はこれまでほとんど測定が行われておらず、特に 20 MeV 以上の中性子と酸素原子核の反応によって各ガンマ線がどのくらいの確率で放出されるのか全く理解されていない。そこで、本実験においてこの反応を測定し、各ガンマ線の発生確率(生成断面積)を算出することが、本実験の目的である。

3.2 測定系

3.2.1 サイクロトロン

本実験は、大阪大学核物理研究センター(Research Center for Nuclear Physics; RCNP)の N0 コースにおいて行われた。図 3.1 に、RCNP 施設の全体図を示す。N0 コースは図中の左端に位置している、長さ 100 m のトンネルである。ここでは、陽子ビームを Li ターゲットに照射することで中性子を生成することができる。

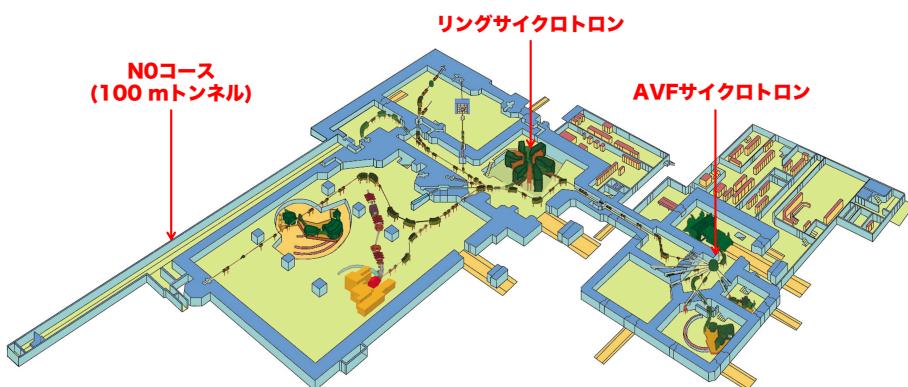


図 3.1: RCNP サイクロトロンの施設配置図 [39]

RCNP では、AVF サイクロトロンとリングサイクロトロンによって陽子を加速させている。図 3.2 にこれらのサイクロトロンの写真を示す。最初の加速には AVF サイクロトロンが用いられ、運動エネルギー 65 MeV まで加速される。その後、陽子はリングサイクロトロンへと入射し、最大 392 MeV まで加速可能である。リングサイクロトロンは、6 つの電磁石によって構成されており、直径は 14.4 m である。最大で 1.75 T の磁場をかけることができ、最大ビームカレント 900 A を実現できる。表 3.1 はその特徴をまとめたものである。

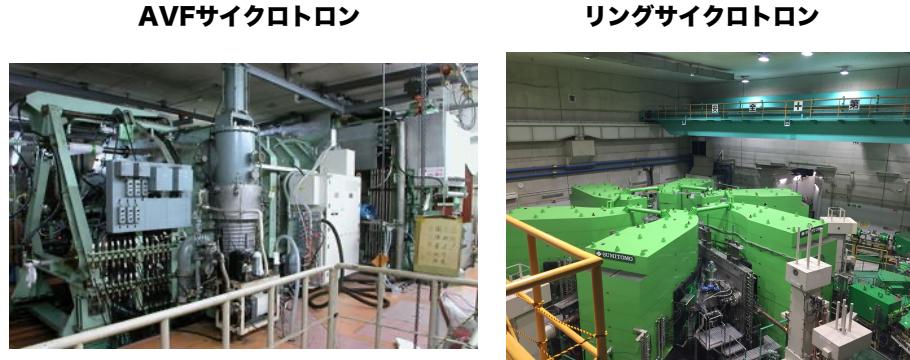


図 3.2: AVF サイクロトロン [40](左) とリングサイクロトロン(右)

表 3.1: リングサイクロトロンの特徴

Number of sector magnets	6
Gap width	60 mm
Height of magnet	5.26 m
Overall diameter	14.4 m
Total weight	~ 2200 tons
Max. magnetic field	1.75 T
Max. ampere turns	1.4×10^5 A.T
Max. current	900 A
Max. power	440 kW
Injection radius	2 m
Extraction radius	4 m

リングサイクロトロンで加速された陽子は、図 3.3 に示すように、N0 コースへと運ばれる。

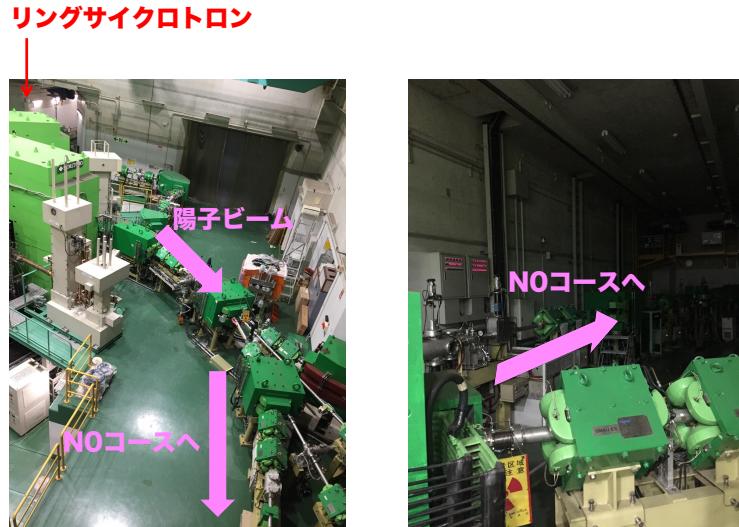


図 3.3: リングサイクロトロンで加速された陽子ビームは N0 コースへと運ばれる.

3.2.2 陽子ビーム

E525 実験は中性子と酸素原子核の反応を測定する実験であり、その目的は、NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応を理解することである。従って、使用する陽子ビームのエネルギーは、NCQE 反応によって放出される中性子のエネルギーに基づいて決定する必要がある。そこで、図 1.19 に基づいて、E525 実験においては 30 MeV と 250 MeV のエネルギーが用いられた。本実験の先行研究にあたる E487 実験では 80 MeV の陽子ビームを用いて酸素原子核との反応測定が行われており、E487 実験と E525 実験の結果を合わせると図 1.19 のエネルギー領域をおよそカバーすることができる。

陽子ビームは、バンチと呼ばれる一つの塊の形で加速される。図 3.4 の上図に示すように、RCNP における陽子ビームのバンチ幅は 200 ps、バンチ間隔は 62.5 ns である。E525 実験では、3.2.3 で説明するように、 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}^*$ 反応によって中性子ビームを生成する。このとき、陽子ビームエネルギーよりも低いエネルギーの中性子も生成され、高いエネルギーの中性子よりも遅れてトンネル内を飛来する。そのため、バンチを全て用いて測定を行うと、あるバンチによって生成された中性子に、一つ前のバンチによって生成された中性子が混入してしまい、事象選別が困難となる。この混入をなくすため、図 3.4 のようにチョッパーを用いてバンチを 1/9 に間引いて使用された。

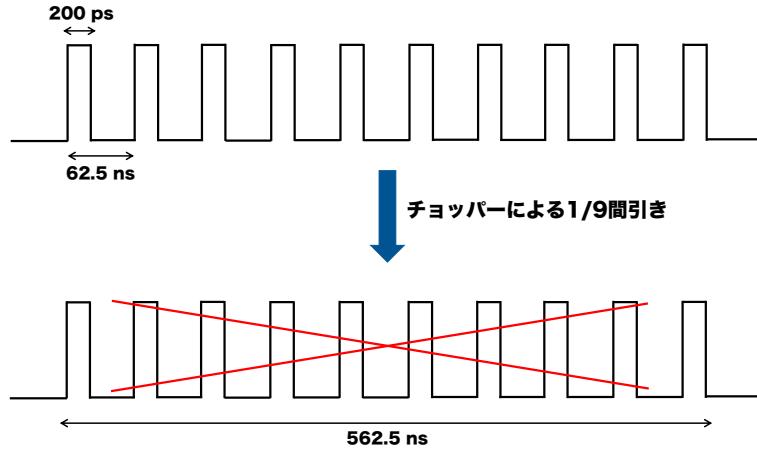


図 3.4: 上: RCNP の陽子ビームのバンチ構造. バンチ幅は 200 ps, バンチ間隔は 62.5 ns である. 下: チョッパーを用いてバンチを間引く様子. 程エネルギー中性子の混入を防ぐために本実験では 1/9 に間引いて使用した.

3.2.3 中性子の生成

陽子ビームはリングサイクロトロンで加速された後, N0 コースに入射する. 図 3.5 は, N0 コースの 100 m トンネル上流の写真である. 陽子ビームを図 3.6 に示した Li ターゲットに入射し, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}^*$ 反応を利用して中性子ビームを生成する. Li ターゲットの組成は, ^7Li が 92.5%, ^6Li が 7.5% であり, 厚さは 1 cm のものが使用された. また, 荷電粒子を曲げてビームダンプへ捨てるため, この領域には磁場がかけられている. そのため, 中性粒子(中性子とガンマ線)のみがトンネル内へと入射する. Li ターゲットとトンネルの間には, 図 3.7 の純鉄と低炭素鋼(炭素成分 0.2% 以下)で構成されたコリメータが設置されている. 穴のサイズは 10 cm × 12 cm であり, 厚さは 150 cm である. 中性粒子は, このコリメータを通ってトンネル内へと入射する.

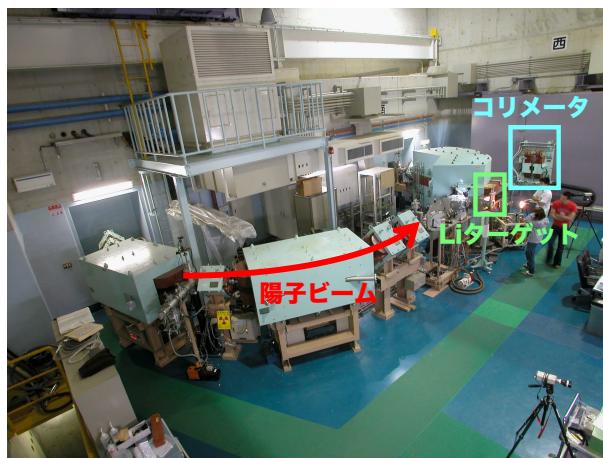


図 3.5: N0 コースにおける中性子生成の様子. $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}^*$ 反応によって生成された中性子はコリメータを通って 100 m トンネルへと入射する.

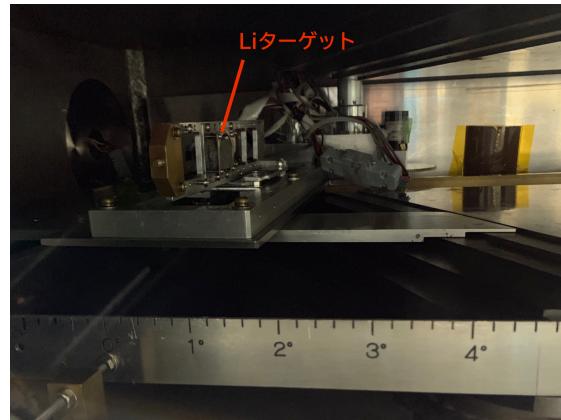


図 3.6: Li ターゲット [41]

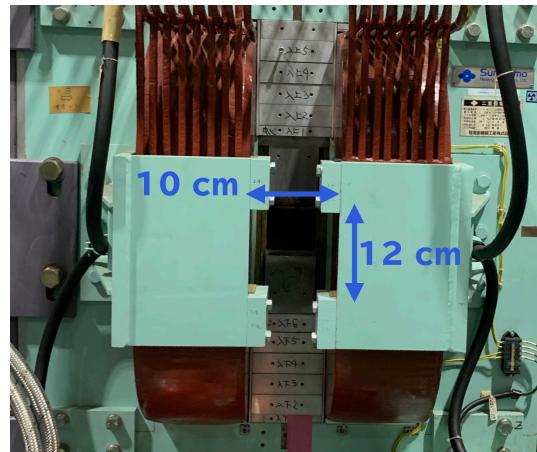


図 3.7: コリメータ [41]

3.2.4 陽子ビームカレントの測定

陽子ビームカレントは RCNP のビームラインに設置されているファラデーカップにより計測し, 図 3.8 に示した ORTEC 社製のカレントインテグレータ (Model 439 Digital Current Integrator) を用いて測定した. このインテグレータは NIM 規格のデジタル信号を出力するため, NIM Scaler に接続して計測した. Scaler には Clock Generator からの信号も同時に投入し, 時間あたりのカウント数 (電流値) を算出できるようにしている. 解析の際に, 各ランにおける電流値に検出器の Live Time をかけることで, 測定が行われた間に Li ターゲットに入射した陽子のカウント数を計算し, 規格化に用いる.



図 3.8: 陽子ビームカレントの測定 [41]

3.3 セットアップ

E525 実験では、中性子ビームを水標的に入射させ、酸素原子核との反応によって放出されるガンマ線を測定する。図 3.9 に E525 実験のセットアップ図を示す。ビーム軸上に水標的を設置し、中性子測定には液体シンチレータ BC-501A、ガンマ線測定には高純度ゲルマニウム半導体検出器が用いられ、散乱中性子測定には CsI(Tl) 検出器が使用された。図 3.10 に水標的と検出器の配置図を示す。

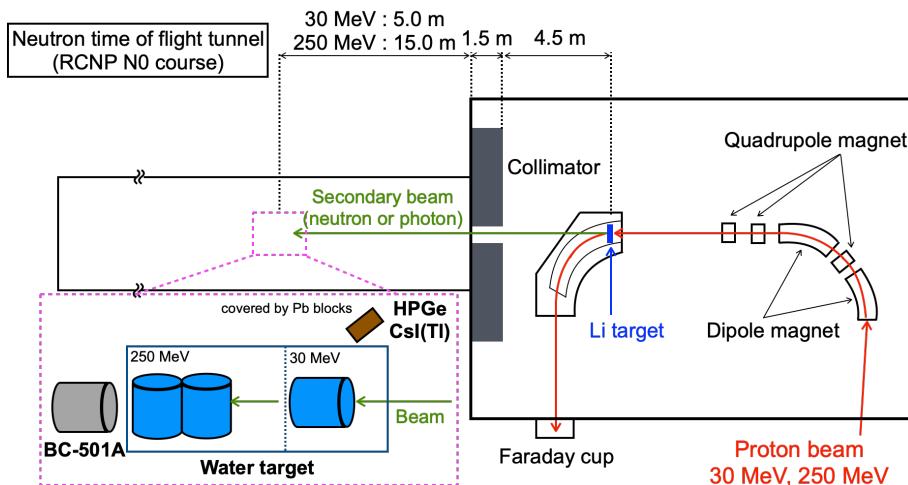


図 3.9: E525 実験のセットアップ

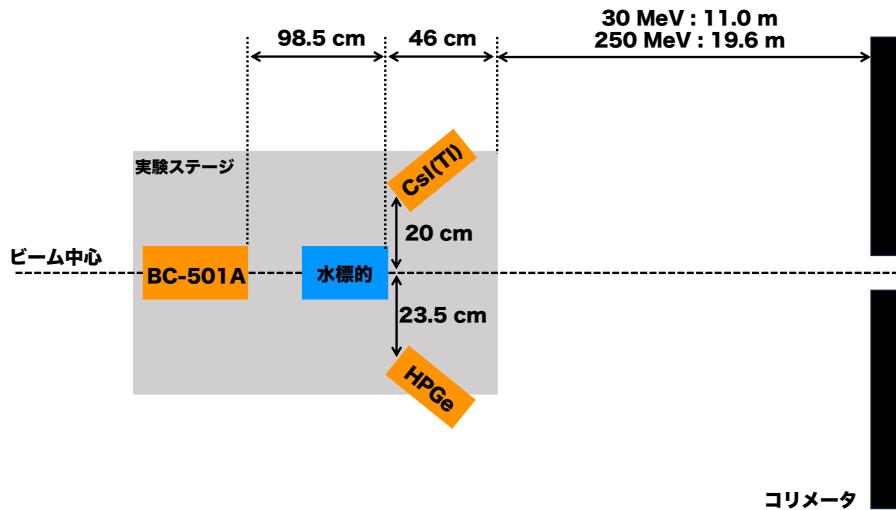


図 3.10: 水標的と検出器の配置図

3.3.1 水標的

水標的は、先行研究(E487 実験)と同じものが使用された。そのサイズは、中性子と酸素原子核の反応によって放出されたガンマ線の平均自由行程に基づいて決定された。酸素原子核からの典型的なガンマ線領域である 6 MeVにおいて、水中での平均自由行程は約 36 cm である。このガンマ線が水標的のどの場所で発生しても、標的内で相互作用を起こさずに標的外まで達するように、水標的の最長辺が 36 cm 以下になるように決定された。図 3.11 は本実験で使用した水標的である。直径 20 cm、高さ 26.5 cm の円柱形のアクリル容器に水を入れて使用した。この容器の最長辺は、円柱の対角線の 31.4 cm であり、36 cm 以下という要求を満たしている。アクリル容器の厚さは 1 cm であるため、水標的の部分は、直径 19 cm、高さ 24.5 cm である。水標的の置き方は図 3.9 に示した通りである。30 MeV 実験においては 1 つの水標的を使用し、円柱の底面がビームに垂直になるように設置した。250 MeV 実験においても同様の置き方でデータ取得が試みられたが、30 MeV と比べて観測するイベント数が少なかった。そこで、十分な統計を取るために、水標的を 2 つ使用して円柱の側面にビームが入射するように設置した。

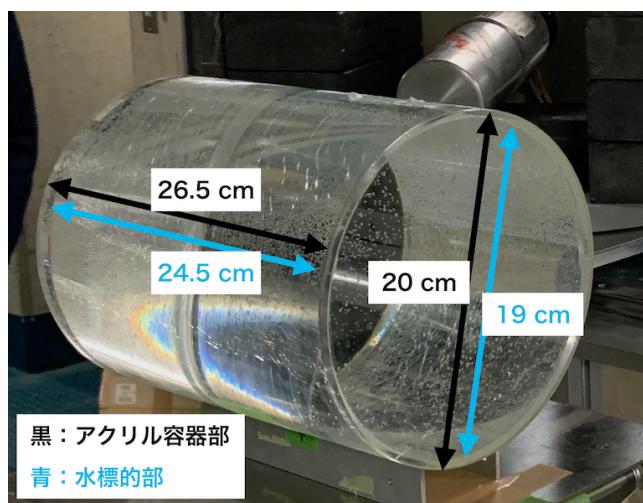


図 3.11: E525 実験で使用された水標的 [41]

3.3.2 検出器

中性子検出器

本実験では、中性子検出器として Saint-Gobain 社製の有機液体シンチレータ BC-501A(20LA32)が用いられた。有感領域である有機液体の部分はアルミニウム容器で覆われており、直径 12.7 cm、高さ 20.32 cm の円筒形である。シンチレーション光を電気信号を変換するための光電子増倍管としては、浜松ホトニクス社製の Hamamatsu H6527 PMT が取り付けられている。

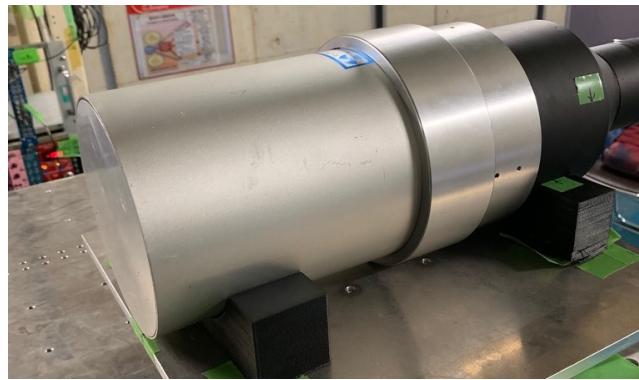


図 3.12: 有機液体シンチレータ BC-501A(20LA32) [41]

表 3.2 に BC-501A の特性をまとめた。BC-501A はキシレン (C_8H_{10}) を主成分とする液体シンチレータである。これは、無機シンチレータの主成分と比べると、原子番号が小さいそのため、無機シンチレータで見られる光電吸収スペクトルは見られず、光出力も NaI(Tl) の 34%程度と小さくなる。しかし、入射粒子のエネルギー損失の違いを利用して、高い精度で粒子弁別を行うことができる。上述した通り、主に中性子とガンマ線が BC-501A に入射するため、中性子フラックスを算出するためには中性子イベントのみを選別する必要がある。そこで、本実験では有機液体シンチレータを使用することとした。

表 3.2: BC-501A の特性

光出力	最高放出波長	減衰定数	水素/炭素比	密度
34%	425 nm	3.2 ns	1.212	0.874 g/cm ³

ガンマ線検出器

ガンマ線検出器としては、高純度ゲルマニウム半導体検出器 (HPGe) が使用された。本実験では、ORTEC 社製の GEM 20180-P (36-TP210) が用いられた。これは、p 型半導体結晶の検出器である。図 3.13 は、使用された HPGe 検出器の仕様書である。

HPGe 検出器の結晶の形は、大きく分けると 2 種類で、ディスクの形をしたプレナ型と円柱形の同軸型に分けられる。同軸型の結晶を用いた方が、有感領域が大きい検出器となる。そこで、本実験では同軸型のものが採用された。図 3.14 は、同軸型の HPGe 結晶の種類である。真の同軸型は漏れ電流の影響を大きく受けるため、真の同軸の片側を閉じた closed-end 型同軸がよく用いられる。しかし、単に片側を閉じた形だと、結晶の角付近において電場が弱められるため、ドリフト速

度が遅くなるという問題がある。これを解決するために考案されたものが、角を丸めた closed-end 型が考案された。E525 実験でも、角を丸めた closed-end 型が用いられた。

HPGe 検出器などの半導体検出器は、空乏層と呼ばれる電子や正孔が少ない領域に粒子が入射することで、エネルギーに比例する電子・正孔対が生成される。そのため、空乏層化している領域のみが有感領域となる。同軸型の HPGe 検出器を完全に空乏層化させるために必要な印加電圧 V_d は、

$$V_d = \frac{\rho}{2\epsilon} \left[r_1^2 \ln \frac{r_2^2}{r_1^2} - \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2) \right] \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 r_1 , r_2 はそれぞれ内径と外径であり、 ϵ は Ge の誘電率である。使用した結晶では、

$$\begin{aligned} r_1 &= 4.6 \text{ mm} \\ r_2 &= 27.5 \text{ mm} \\ \epsilon &= 16.3 \times \epsilon_0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

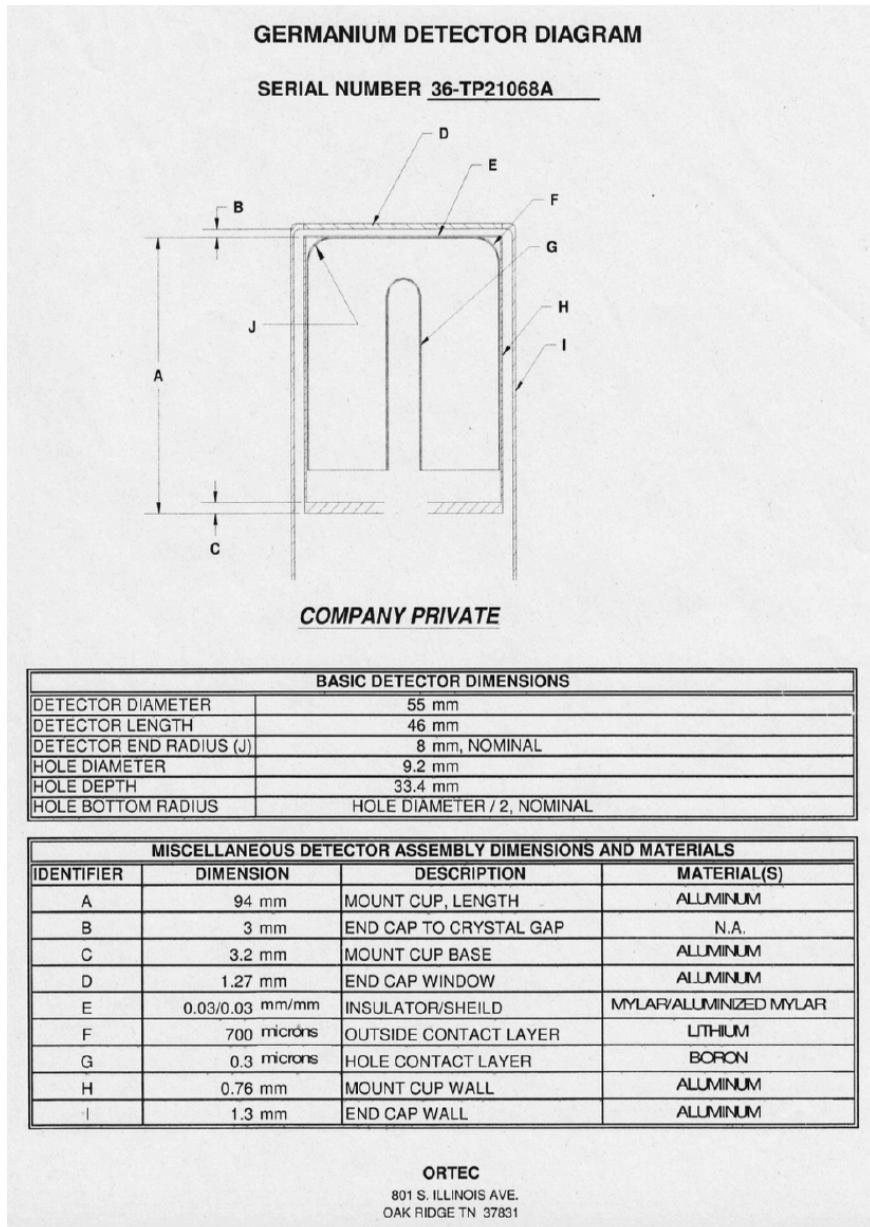
である。ただし、 ϵ_0 は真空の誘電率 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ である。また、 ρ は電荷密度であり、p 型半導体ではアクセプタ密度 $N_A \sim 10^{10} / \text{cm}^3$ 、電荷素量 $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ を用いて

$$\rho = -eN_A \quad (3.3)$$

となる。従って、完全に空乏層化するために必要な電圧は

$$V_d = 1828.4 \text{ V} \quad (3.4)$$

となる。E525 実験では 2200 V の電圧を印加した。



1

図 3.13: ORTEC 社製の HPGe 検出器 MODEL GEM 20180-P (シリアル番号 36-TP21068A)



図 3.14: ゲルマニウム結晶の形

散乱中性子検出器

実験セットアップなどに散乱された中性子が直接 HPGe 検出器内に入射すると、ガンマ線測定における背景事象となる。この影響の見積もりのため、OKEN 社製の CsI(Tl) 検出器が用いられた。HPGe 検出器内にどの程度の散乱中性子が入射するかを見積もるために、ビーム軸に対して HPGe 検出器と対称な位置に設置された。取り付けられている光電子増倍管は、浜松ホトニクス社製の H6410 PMT である。BC-501A の解析と同様、粒子弁別によって中性子イベントを選別し、背景事象となりうる散乱中性子の数を見積もる。

3.3.3 データ読み出し

データ取得には Flash-ADC (CAEN DT5725) が用いられた。CAEN DT5725 は 250 MS/s (4 ns サンプリング), 分解能 14 bit, ダイナミックレンジ 2 V の性能である。リアルタイムでの確認のために HPGe 検出器の信号を divider で分割して、マルチチャンネルアナライザ (MCA) を併用した。こうすることで、エネルギー分解能の高い HPGe 検出器で観測されたスペクトルをリアルタイムでチェックすることができる。しかしながら、MCA では時間情報を取得することができない。後述する Time of Flight に基づいた解析においては波形の時間情報が必要となるため、データ読み出しには Flash-ADC を用いた。

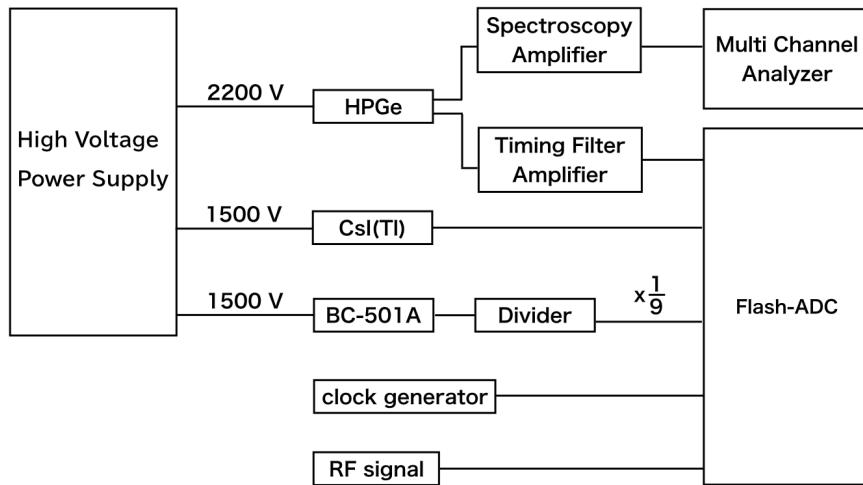


図 3.15: データ読み出し回路 [41]

3.3.4 測定

中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線の生成断面積を算出するためには、ガンマ線の測定と中性子フランクスの測定が必要である。本実験では、表 3.3 の 4 種類の測定を行われた。Neutron Flux Run は、中性子フランクスを測定するためのランであり、BC-501A をトリガーとしてデータを取得する。このランの目的はビームの中性子フランクスを見積もることであるため、ビーム軸上にアクリル容器を設置せず、BC-501A のみを置いて測定された。Physics Run ではガンマ線が測定された。背景事象となるガンマ線を見積もるために、アクリル容器内に水を入れて測定する Physics (w/ water) Run と水を抜いたアクリル容器を置いて測定する Physics (w/o

water) Run のデータが取得された。共に、トリガー発行は HPGe 検出器の波形である。散乱中性子の背景事象を測定する Scattered Neutron Run では、CsI(Tl) をトリガー条件として、水を入れたアクリル容器を置いてデータ取得を行われた。

表 3.3: 測定条件

Run	Trigger	Target
Neutron Flux	BC-501A	w/o acrylic container
Physics (w/ water)	HPGe	w/ water
Physics (w/o water)	HPGe	w/o water, w/ acrylic container
Scattered Neutron	CsI(Tl)	w/ water

第4章

中性子フラックス解析

本研究では、250 MeV 実験についての解析を行なった。液体シンチレータ BC-501A から見積もられた中性子フラックスは、235-270 MeV にピークを持っており、その値は 5.01×10^9 [sr/ μ C] であった。この章では、中性子フラックス解析の手法と結果について述べる。

4.1 解析の流れ

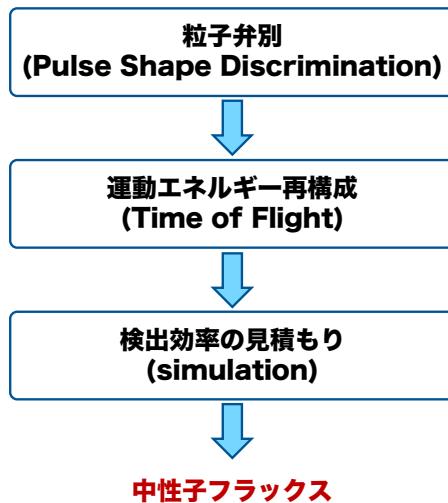


図 4.1: 中性子フラックス解析の流れ

図 4.1 に中性子フラックス解析の流れを示す。まず初めに、Pulse Shape Discrimination (PSD) による粒子弁別を行い、中性子イベントを選別する。その後、Time of Flight (ToF) に基づいた中性子の運動エネルギー再構成を行い、中性子のエネルギー分布を得る。BC-501A の中性子検出効率はシミュレーションによって見積もられ、その値を用いてエネルギー分布を規格化することで中性子フラックス分布が得られる。

4.2 波形解析の手法

液体シンチレータでは、図 4.2 のような波形が得られる。この波形から、中性子イベントのエネルギー分布を作成して中性子フラックスを求める。そのためには、まず、波形のベースラインと立ち上がり時間を求める必要がある。

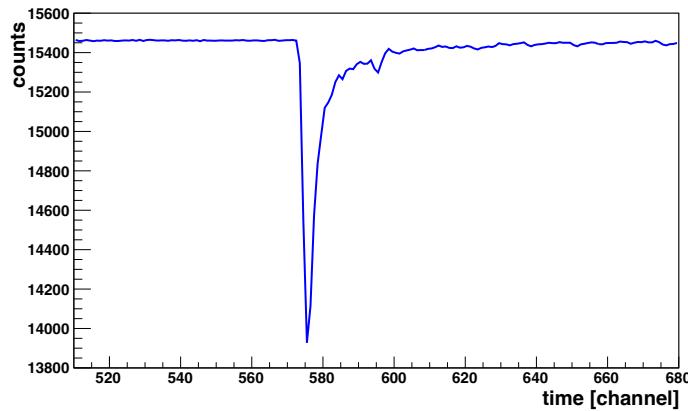


図 4.2: 液体シンチレータの波形. 横軸は時間 [channel], 縦軸は Flash-ADC のカウントを示す.

E525 実験におけるウィンドウ幅は, 減衰が遅い HPGe の波形も保存できるように定められた. BC-501A は HPGe に比べて減衰が早いため, ウィンドウ内のほとんどのサンプリング点をベースラインが占める. そこで, ベースラインの計算は以下ののような手順で行った. 図 4.3 は, その流れの概略を示したものであり, 図中の番号は以下の箇条書きの番号に対応する.

- (1) 2050 個の全てのサンプリング点を用いて, それらの平均値と標準偏差 σ を計算する.
- (2) (1) で求めた平均値から 5σ 以上離れているサンプリング点は信号領域であるとみなす.
- (3) 信号領域を除いた点の平均値と標準偏差を計算する.
- (4) (2) と (3) を繰り返し行う.

図 4.4 は, 計算されたベースラインの分布である. イベント毎のベースラインのふらつきは 0.02% 程度と小さく, 正しくベースラインが計算されていることが分かる.

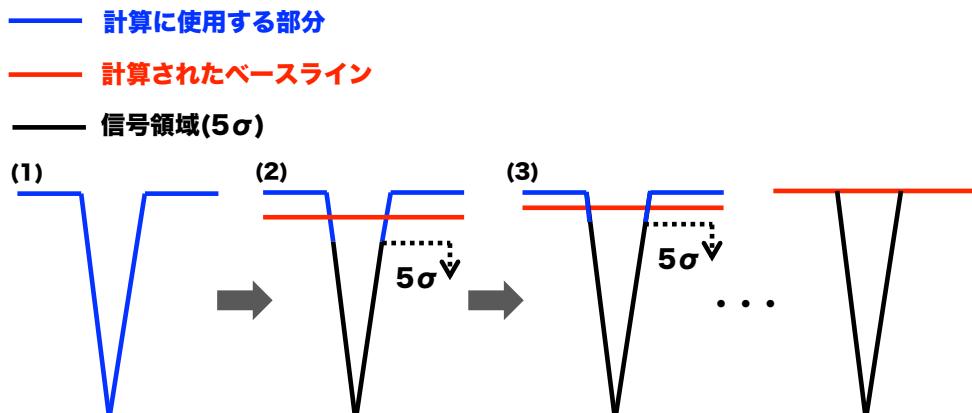


図 4.3: ベースライン計算の流れ.

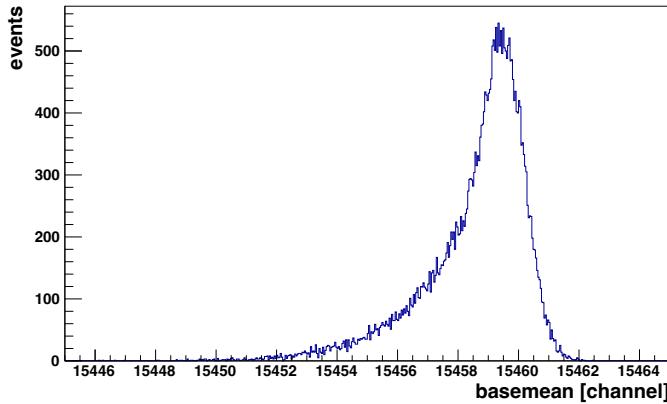


図 4.4: 計算されたベースラインの分布. 良い精度でベースラインを求めることができている.

次に, 立ち上がり時間の計算手法について説明する. 本解析ではベースラインから 5σ 離れた点を信号領域としているため, その直前の点を立ち上がり点であるとしても良い. しかし, この手法では時間分解能が 1 channel (4 ns) となってしまう. そこで, より高い精度で解析を行うために, 波形の立ち上がり部分が直線的であると仮定して, 以下の手法で立ち上がり時間を取得した. まず, 初めてベースラインから 5σ 以上離れる点とその次の点(図 4.5 中の緑の丸で示している点)を通る直線を求める. そして, その直線とベースラインの交点を求め, その点を波形の立ち上がり時間と定義した.

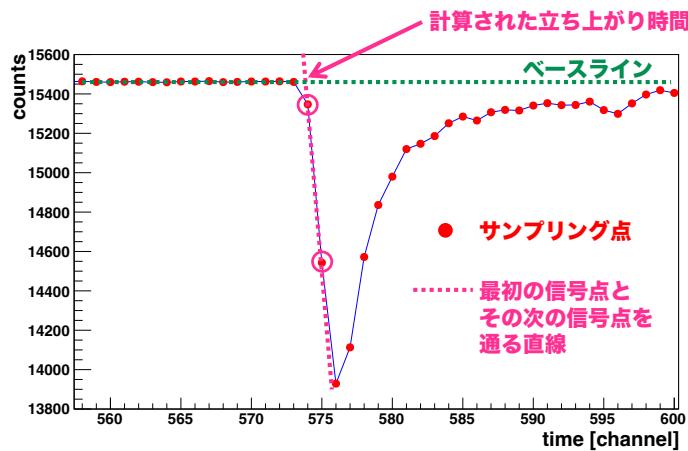


図 4.5: 立ち上がり時間の取得方法. 緑で示された 2 点を通る直線とベースラインの交点を立ち上がり時間とする.

4.3 粒子弁別

4.3.1 粒子弁別の必要性

中性子と酸素原子核の反応で発生するガンマ線の生成断面積を算出するためには, 水標的に入射した中性子フラックスを見積もることが必要である. 中性子フラックスの見積もりにおいて, 中

性子以外の粒子によるイベントは背景事象となる。中性子がセットアップと核反応を起こして生成されたガンマ線などが一例であり、このような反応と高速中性子による反応を識別するために、粒子弁別が必要である。さらに、詳しくは後述するが、中性子エネルギー再構成では、 $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ 反応によって放出される ^7Be の脱励起ガンマ線からの時間差を用いる。この観点からも、中性子イベントとガンマ線イベントを識別することは重要である。

4.3.2 Pulse Shape Discrimination(PSD) の原理

上述した通り、本解析では PSD と呼ばれる手法を用いて粒子弁別を行う。これは、波形の違いを利用して粒子を識別する手法である。シンチレーション光は、有機物質中の單一分子のエネルギー準位間の遷移によって生じる。図 4.6 は、シンチレーション発光が起こる原理を模式的に表したものである。シンチレータを構成する有機物質中の分子は、スピンが 0 であるスピン一重項状態(シングレット)と、スピンが 1 であるスピン三重項状態(トリプレット)の励起準位を有している。それぞれの励起準位を、 $S_0, S_1, S_2, \dots, T_1, T_2, \dots$ と表す。通常、分子は基底状態 S_0 の電子配置をとっている。シンチレータ内を荷電粒子が通過すると、運動エネルギーを吸収して分子が励起する。この際、 S_2 よりも高い準位に励起された場合は、発光を伴わない内部転換によって S_1 まで遷移する。 S_1 から S_0 へと遷移する際、分子はそのエネルギー差に対応する光を放出する。これを蛍光と呼び、減衰時間を τ とおくと、励起してから t 秒後の蛍光の強度は

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (4.1)$$

と表される。有機シンチレータにおける典型的な減衰時間 τ は 2-3 ns 程度である。一方、系間遷移によって S_1 から T_1 へと遷移することもあり、 T_1 にある分子は光を放出して S_0 へと遷移する。これを燐光と呼び、典型的な減衰時間は 1 ms と蛍光よりもかなり長く、 $T_1 - S_0$ 間のエネルギー差は $S_1 - S_0$ 間のものよりも小さいため波長は蛍光よりも長い。シンチレーション光は、図 4.7 のように即発成分である蛍光と遅発成分である燐光によって構成されている。

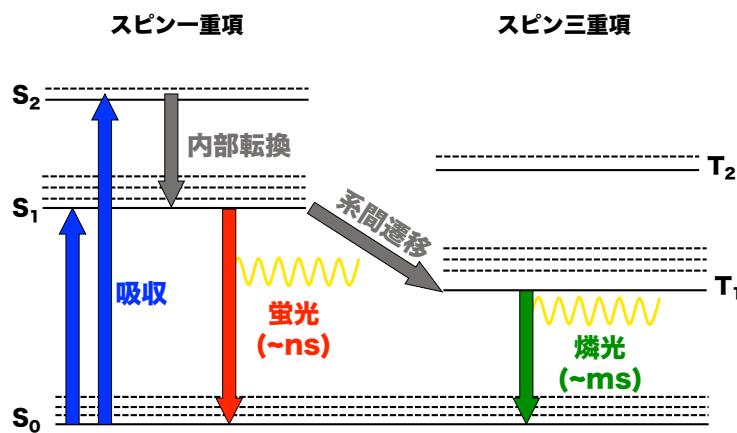


図 4.6: 蛍光と燐光

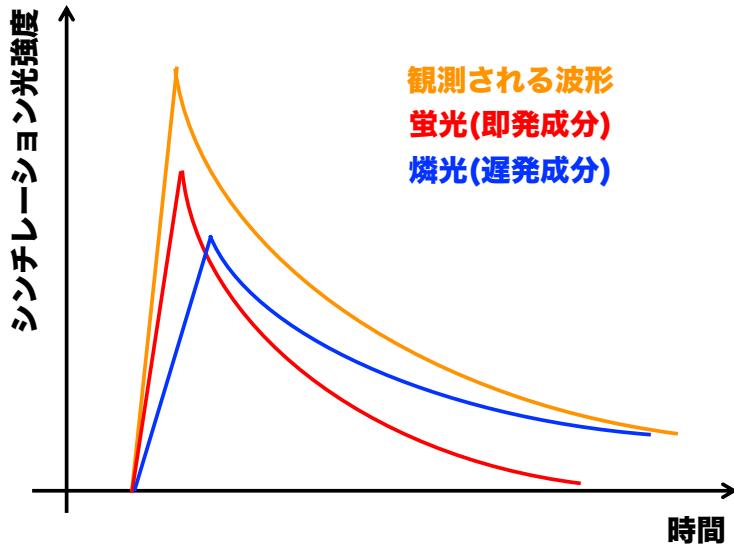


図 4.7: シンチレーション波形の模式図. 即発成分である蛍光と遅発成分である燐光の重ね合わせが観測される波形である.

損失エネルギー dE/dx が大きい粒子が通過する方が、有機物質中のより多くの電子が励起される。そのため、系間遷移によって T_1 に遷移する分子も多く、従って遅発成分である燐光が多くなる。すなわち、 dE/dx が大きい粒子の方が小さい粒子よりもテール部分が長い波形が観測されることになる。本実験において、液体シンチレータ内に入射する主要な粒子は、中性子とガンマ線である。これらはともに中性粒子であるため、検出器内における反応が重要となる。中性子は有機物質中の陽子と相互作用を起こし、中性子からエネルギーを受け取った陽子によってシンチレーション光が引き起こされる。一方、ガンマ線は電子と相互作用を起こし、電子によってシンチレーション光が発せられる。陽子の方が電子よりも dE/dx が大きいため、検出器に付与するエネルギーが同じ場合は、陽子によるシンチレーション光の方が波形のテール部分が長くなる。従って、中性子による波形の方がガンマ線のものよりもテール部分が長くなる。この違いを利用して粒子弁別を行うことができる。

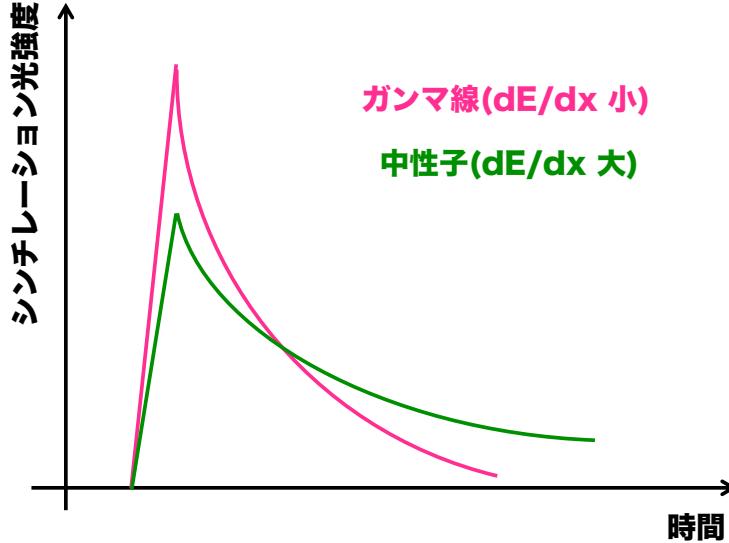


図 4.8: 液体シンチレータで観測される中性子とガンマ線波形の模式図. dE/dx が大きい粒子と相互作用をする中性子の方が波形が長くなる.

4.3.3 PSD parameter の定義

PSD による粒子弁別を行うためには、各イベントの波形におけるテール部分の長さを定量的に評価する必要がある. そこで、PSD parameter を以下の式で定義する.

$$\text{PSD parameter} = \frac{Q_{tail}}{Q_{total}} \quad (4.2)$$

ここで、図 4.9 に示した通り、 Q_{total} と Q_{tail} はそれぞれ波形全体の積分値とテール部分の積分値である. 中性子イベントはガンマ線イベントよりもテール部分が長くなるため、PSD parameter は大きくなる. そこで、基準となる値 PSD_{cut} を設定し、 PSD_{cut} より大きな PSD parameter を持つイベントを中性子イベントとして選別する.

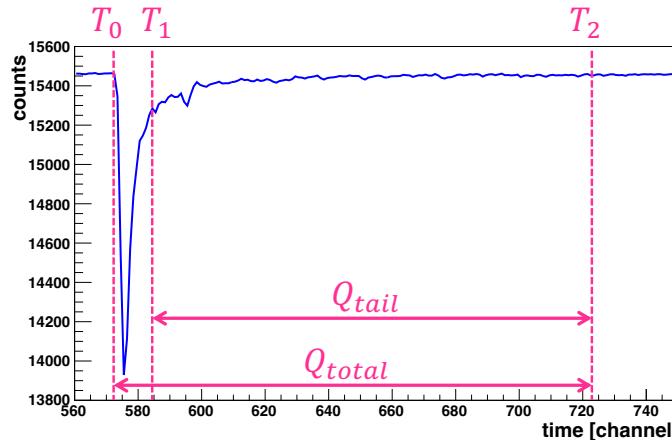


図 4.9: 液体シンチレータで観測される波形と Q_{total} , Q_{tail} の定義. T_0 は波形の立ち上がり時間であり、 $T_1 = T_0 + 12 \text{ ch}$, $T_2 = T_0 + 150 \text{ ch}$ である. T_1 , T_2 は先行研究 [41] を元に決定した.

4.3.4 PSD の結果

エネルギー毎の PSD parameter 分布を作成し、カット条件を決定した。図 4.10 の左図は、付与エネルギーが 0 – 10 MeV のイベントについて、右図は 73 – 76 MeV のイベントについての分布である。図 4.10 のように、エネルギーが高いイベントは低いイベントに比べて中性子イベントとガンマ線イベントの PSD parameter の差が小さく、粒子弁別の精度が悪くなつた。また、76 MeV 以上のイベントについては PSD parameter 分布に 2 つのピークが確認できず、弁別不可能であつた。従つて、76 MeV までのエネルギー範囲を表 4.10 のように 10 領域に分割し、それぞれの領域でカット条件を決定した。ここでは、各領域で PSD parameter 分布を作成してガンマ線と中性子のピークをガウシアンでフィッティングし、得られた mean 値の平均をその領域でのカット条件と定義した。これらの点を付与エネルギーの 2 次関数 ($PSD_{cut} = p_0 + p_1 \times energy + p_2 \times energy^2$) でフィッティングした。その結果、

$$\begin{aligned} p_0 &= 0.1810 \\ p_1 &= -5.792 \times 10^{-4} \\ p_2 &= 1.044 \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (4.3)$$

となり、この関数を用いて中性子とガンマ線の弁別を行つた。

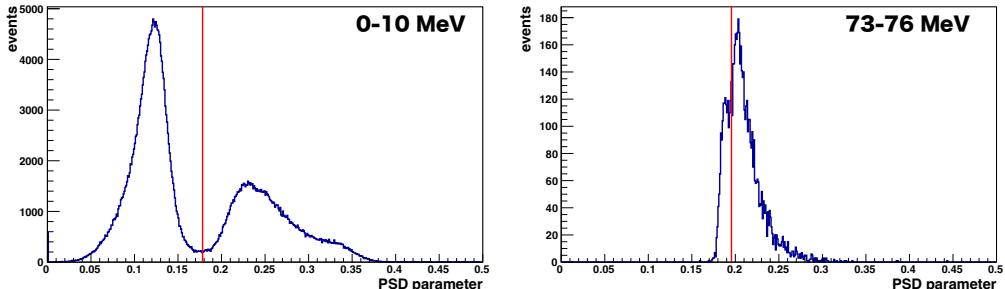


図 4.10: 左 : 0-10 MeV, 右 : 73-76 MeV における PSD parameter 分布とカット条件。エネルギーが高くなるにつれて中性子とガンマ線の PSD parameter の違いが小さくなる。

表 4.1: エネルギー領域ごとのカット条件. この 10 点を 2 次関数でフィッティングして、カットに使用する関数を求めた.

Deposit Energy [MeV]	PSD_{cut}
0 - 10	0.178
10 - 20	0.175
20 - 30	0.172
30 - 40	0.173
40 - 50	0.176
50 - 60	0.181
60 - 65	0.186
65 - 70	0.190
70 - 73	0.193
73 - 76	0.196

図 4.11 は付与エネルギーと PSD parameter の 2 次元分布を示している. 赤線がカット条件となる 2 次関数であり、この線より上側のイベントを中性子のイベント、下側をガンマ線のイベントと定義した.

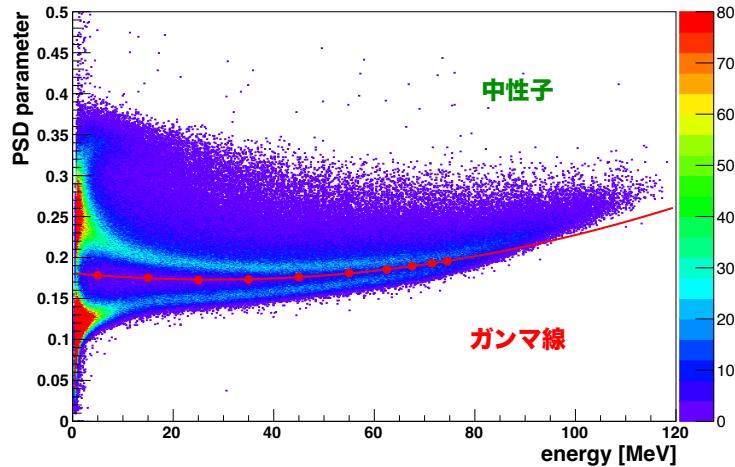


図 4.11: PSD parameter とエネルギー

4.4 エネルギー再構成

続いて、ToF 法を用いて水標的に入射する中性子の運動エネルギー再構成を行う.

4.4.1 ToF 法の原理

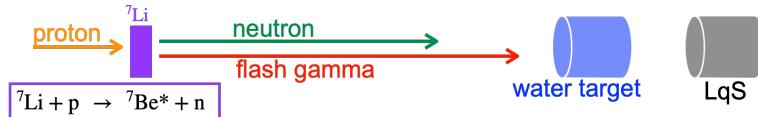


図 4.12: ToF 法の原理

本実験では、図 4.12 のように、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ 反応によって中性子ビームを生成している。この際、 ${}^7\text{Be}^*$ による脱励起ガンマ線が放出される。これを、即発ガンマ線(flash gamma)と呼ぶ。Be の第一励起状態(429.08 keV)の半減期は 133 fs である。それに対して BC-501A の時間分解能は約 2 ns であるため、BC-501A で観測すると、中性子と即発ガンマ線はほぼ同時に放出されることになる。これらは共にトンネル内を進み、BC-501A に到達する。ここで、即発ガンマ線は光速で BC-501A に飛来するため、中性子と即発ガンマ線の飛来時間(Time of Flight; ToF)には時間差が生じる。中性子の速度はその運動エネルギーによって定まるため、即発ガンマ線との飛来時間差に基づいて中性子の運動エネルギー再構成を行うことができる。ある基準から測定した即発ガンマ線の飛来時間を t_γ 、中性子の飛来時間を t_n とする。即発ガンマ線と中性子の飛来時間差を Δt とすると、

$$\Delta t = t_n - t_\gamma \quad (4.4)$$

と表される。ここで、特殊相対性理論により、中性子の全エネルギー E は、

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.5)$$

と表される。ただし、 m は中性子の質量($939.6 \text{ MeV}/c^2$)であり、 $\beta = v/c$ (v は中性子の速度)である。全エネルギー E は、静止質量エネルギー mc^2 と運動エネルギー K の和であるため、

$$K = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - mc^2 \quad (4.6)$$

と表される。また、Li ターゲットから水標的までの距離を L とすると、

$$t_\gamma = \frac{L}{c} \quad (4.7)$$

$$t_n = \frac{L}{v} = \frac{L}{\beta c} \quad (4.8)$$

であるため、飛来時間差 Δt は、

$$\begin{aligned} \Delta t &= t_n - t_\gamma \\ &= \frac{L}{\beta c} - \frac{L}{c} \\ &= \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

従って、

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{c}{L} \Delta t} \quad (4.10)$$

が得られる。これを、式4.6に代入することで、水標的に入射する中性子の運動エネルギーは、飛来時間差 Δt を用いて

$$K = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{c}{L} \Delta t} \right)^2}} - mc^2 \quad (4.11)$$

と表される。各中性子イベントについて即発ガンマ線との時間差を算出し、式4.11を用いることで、運動エネルギー再構成を行う。

4.4.2 時間情報の取り出し

飛来時間の情報は、各イベントの波形とそれに付随する高周波 (Radio Frequency; RF) 信号の波形に基づいて計算される。RF信号は、図4.13のように周期的な信号であり、その周期はビームタイミングに同期している。RF信号のどの部分でビームが発砲されたかまでは分からぬが、時間測定の際の基準点を揃えておけば、飛来時間差 Δt は基準点の場所に依存することはない。本解析では、RF信号の谷の部分でビームが発砲されていると考え、解析を行った。谷の部分は、RF信号をフィッティングして以下のような手順で求めた。

1. まず、RF信号全体を以下のような関数でフィッティングする。

$$y = p_0 + p_1 x + p_2 x^2 + p_3 \sin(p_4 + p_5 x) \quad (4.12)$$

2. フィッティング結果を用いて、谷の部分 t_{valley} は

$$p_4 + p_5 t_{valley} = n\pi \quad (4.13)$$

$$\iff t_{valley} = \frac{n\pi - p_4}{p_5} \quad (4.14)$$

と表される。ただし、 n は整数である。式4.14によって、波形の立ち上がり時間の直前の谷の部分 T_0 を求める。

3. T_0 の周り ± 50 channel の範囲で、sin 波で再度フィッティングを行う。

$$y = p_6 \sin(p_7 + p_8 x) \quad (4.15)$$

4. 谷の部分を 2. と同様に求める。これを、ToF の基準時刻 t_0 と定義する。

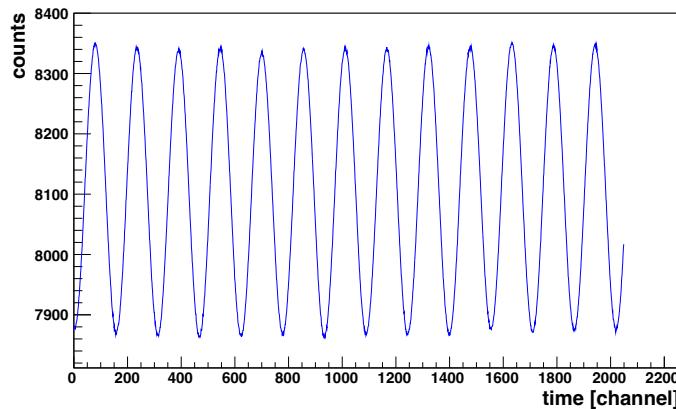


図 4.13: RF 信号. 陽子ビームに同期した信号であり, その周期は ~ 155 channel (~ 620 ns) である.

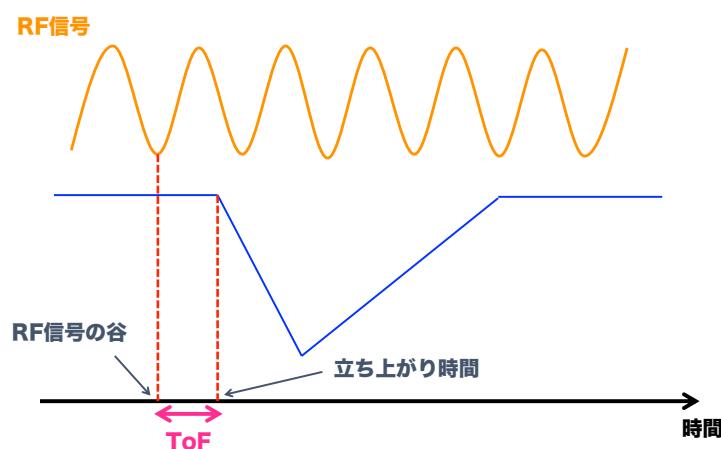


図 4.14: ToF 計算の概念図. BC-501A の波形の立ち上がり時間直前の RF 信号の谷を基準とし, 各イベントの ToF を計算する.

4.4.3 ToF 分布と運動エネルギー分布

各イベントに対して ToF の計算を行った. 得られた ToF 分布を図 4.15 に示す. 4.3 で説明した PSD によって粒子弁別を行っている. 即発ガンマ線のピークと中性子のピークを確認することができる. また, 中性子ピークとほぼ同じ時刻にガンマ線のピークも見られている. これは, ビーム中の中性子が他のセットアップと相互作用を起こして発生したガンマ線や電子などのピークであると考えられる.

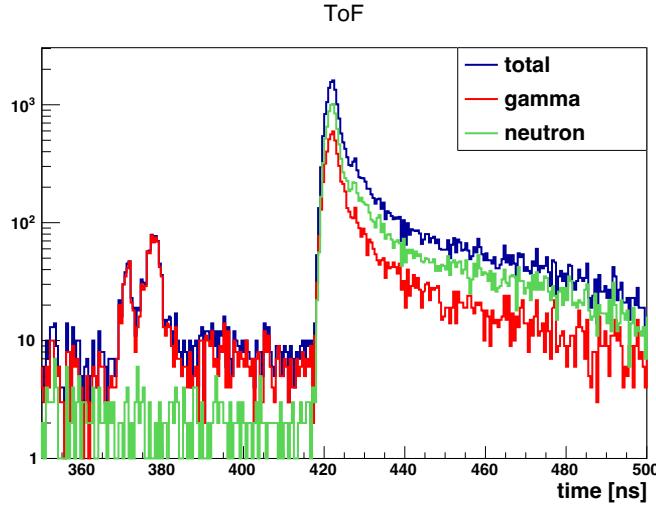


図 4.15: ToF 分布

4.4.4 即発ガンマ線の問題

図 4.15 を見ると、即発ガンマ線が飛来する時間帯に 2 つのピークが見られている。しかし、即発ガンマ線は本来 1 つのピークになるはずである。実際、図 30 MeV 実験では 1 つのピークのみ確認できる。

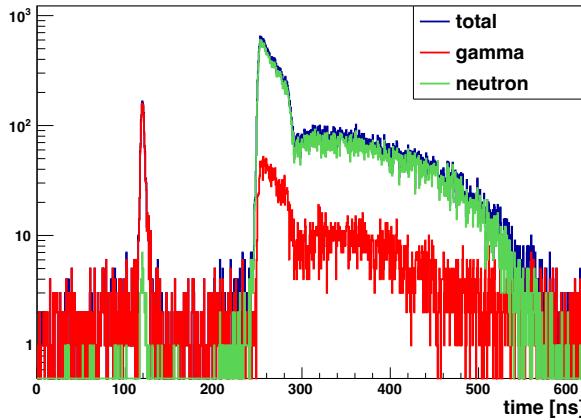


図 4.16: 30 MeV 実験における ToF 分布

250 MeV 実験における即発ガンマ線の 2 つのピークは、中性子フラックス測定に使用する 8 ラン全てで見られており、共通して以下の 2 つの特徴がある。

1. 2 つのピークの時間差は約 7 ns である。
2. ToF が遅いピーク(右)の方が、早いピーク(左)よりも 1.5-3 倍程度大きい。

上述した通り、 ^{7}Be の第一励起準位の半減期は 133 fs であり、それより高いエネルギー準位の半減期はこれよりも短い。そのため、7 ns の時間差で、実際に 2 種類のガンマ線が ^{7}Be から放出されていた可能性は考えられない。従って、2 ピークのうちどちらか一方が ^{7}Be の脱励起ガンマ線であり、もう一方は別の要因で見られているものだと考えた。

2 ピークの要因について、まずは時間情報を取り出す解析プログラムに影響がないかを確認した。本解析で使用したプログラムは、30 MeV 実験の解析で使われたものを元に、RF 信号をフィッティングする部分の改良を加えたものである。この改良が原因で 2 つのピークが見られている可能性を考えた。まず、即発ガンマ線ピークに含まれる合計約 200 イベントについて、BC-501A の波形と RF 信号を確認したが、計算された ToF が大きく間違っているということはなさそうであった。さらに、改良前後の解析プログラムを用いて 250 MeV 実験の ToF 分布を作成した。その結果は図 4.17 のようになり、30 MeV で使用されたものと全く同じプログラムを使用しても 2 ピークは見られていた。むしろ、改良を加えた後のプログラムの方が 2 ピークがよりはっきりと分かれているように見える。それに加え、解析プログラムに問題があれば、中性子ピークとそこに見られているガンマ線ピークについても 2 つのピークが確認できる方が自然であるが、そちらは 1 つのピークのみが見られている。これらの事実から、波形から正しく時間情報を取り出すことができており、2 つのピークが見られる原因になっている可能性は少ないと判断した。

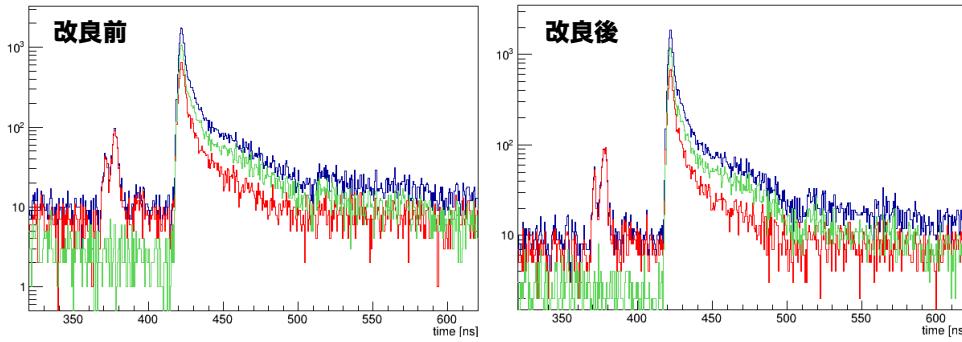


図 4.17: 30 MeV 実験で使用された解析プログラムを用いた場合と本解析で使用したプログラムを用いた場合における、250 MeV 実験の ToF 分布

続いて、実際に ${}^7\text{Be}$ 以外からガンマ線が放出されている可能性を考えた。当時の資料を見ると、E525 実験と同じ時期に E519 実験が行われていた。当時の実験スケジュールは、表 4.2 の通りである。E519 実験では、スインガーマグネットに繋がる真空槽と上流ビーム偏極度モニターとの間に、ToF のスタート信号を作るためのプラスチックシンチレータを設置していた。E519 実験のセットアップは非常に大がかりであったため、プラスチックシンチレータを装着するための準備は E525 @250 MeV 実験が始まる前から行われていたようだ。この影響で、本実験の際にはビームラインは図 4.18 に示すように、真空槽の間にヘリウムバッグが設置されていた。この際、フランジとヘリウムバッグ間とヘリウムバッグの繋ぎ目の計 3箇所にカプトン膜が使用されていた。カプトンとは、超耐熱・超耐寒性ポリイミドフィルムである。ポリイミドは高分子化合物であり、陽子ビームと核反応を起こし、ガンマ線を放しうる。そして実際、2 つのヘリウムバッグ間において陽子ビームとカプトン膜が反応してガンマ線が放出していたとすると、 ${}^7\text{Be}$ から放出されるガンマ線よりも 7.2 ns 早く検出されることになる。この時間差は、実際の ToF 分布で見られている 2 ピークの時間差に一致する。さらに、表 4.2 に示すように、E525 @30 MeV 実験は E519 実験終了後に行われているため、この実験の影響は受けないはずである。これは、図 4.16 において 1 ピークのみ確認できていることと辻褄がある。一方、フランジとヘリウムバッグ間のカプトン膜によって放出されるガンマ線は、 ${}^7\text{Be}$ 由来のものよりも 3.7 ns, 9.7 ns 早く検出されるはずである。これらの時間差を持つガンマ線ピークについては、確認されていない。しかしながら、これらを総合的に考え、陽子ビームがカプトン膜と反応して放出されるガンマ線の影響によって、即発ガンマ線よりも 7 ns 早い時間に別のガンマ線ピークが確認できている可能性が高いと判断した。

表 4.2: E525 実験と E519 実験のスケジュール

Experiment	Schedule
E525 @250 MeV	10/30 15:00 - 10/31 15:00
偏極ビーム開発	10/31 15:00 - 11/1 9:00
E519	11/1 9:00 - 11/3 9:00
E525 @30 MeV	12/16 - 12/17

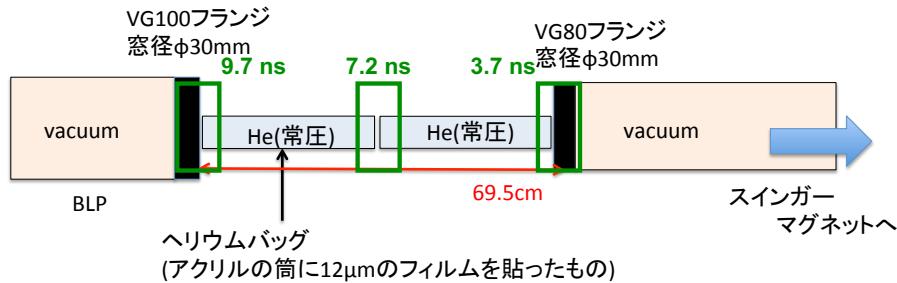


図 4.18: ビームラインの状況

従って、本解析では 2 のピークのうち ToF が遅い (右) ピークが ${}^7\text{Be}$ からの即発ガンマ線であると考え、以降の解析を行うこととした。

4.4.5 運動エネルギー分布

図 4.15に基づいて、中性子の運動エネルギー再構成を行った。各ランで ToF 分布を作成して即発ガンマ線ピークをガウシアンでフィッティングし、即発ガンマ線の飛来時間 t_γ を求めた。その後、各中性子イベントについて、飛来時間差 Δt を計算し、式 4.11 を用いて運動エネルギーを再構成した。図 4.19 に、得られた運動エネルギー分布を示す。この分布は 270 MeV 付近まで広がっており、250 MeV よりも高いエネルギーに再構成された中性子が存在している。これについて、本実験の後ろで同じ中性子ビームを用いて測定をしていた実験グループに確認を取った。そのグループで得られた分布は図 4.20 に示す通りである。この分布も 270 MeV 付近まで広がっており、これは本実験で得られたものと同じ傾向である。従って、実際の陽子ビームが 250 MeV よりも少し高いエネルギーに設定されていた可能性が考えられる。

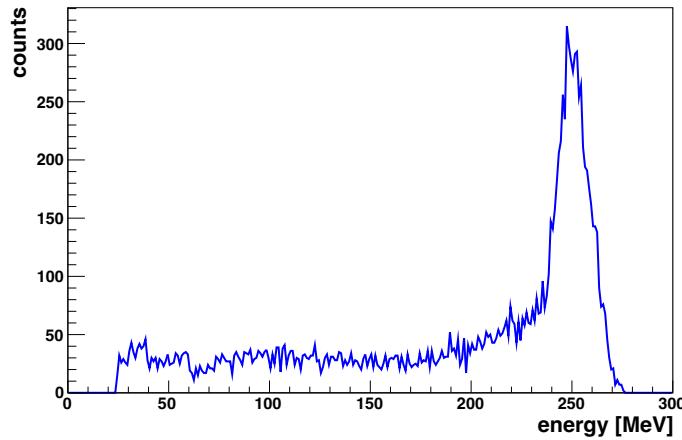


図 4.19: 水標的に入射する中性子の運動エネルギー分布

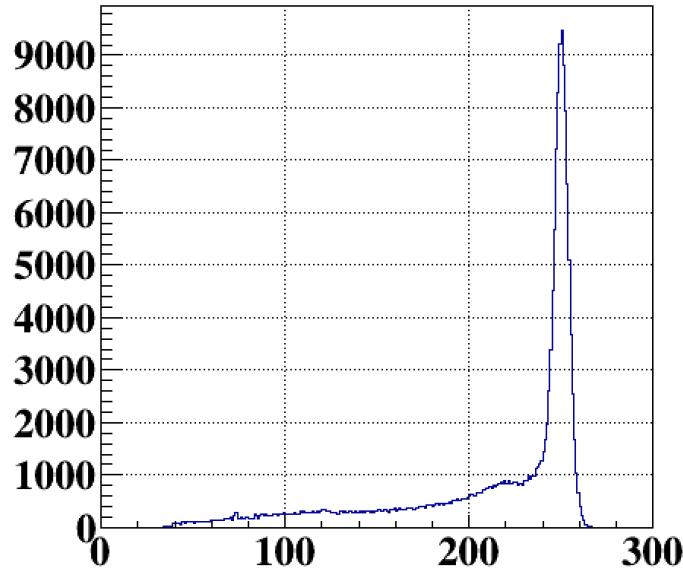


図 4.20: 本実験の下流で行っていたグループが作成した中性子の運動エネルギー分布

4.5 中性子検出効率

中性子は全てが BC-501A 内で相互作用を起こすわけではない。そのため、中性子フラックスを算出するためには中性子検出効率を見積もる必要がある。見積もりには、日本原子力研究開発機構が開発した SCINFUL-QMD コードを用いた。このコードでは、中性子が有機液体シンチレータ内で相互作用を起こし、PMT によって信号が出力されるまでの過程のシミュレーションを行うことができる。3 GeV 以下の中性子に対応しており、80 MeV 以下の中性子については SCINFUL コードが、80 MeV 以上 3 GeV 以下の中性子については Statistical Decay Model (SDM) と Quantum Molecular Model (QMD) という 2 つの理論計算を元にしたシミュレーションが行われる。シミュレーションを行うにあたり、インプットとなるパラメータを設定する必要がある。重要なパラメータの一つが、光減衰因子である。シンチレーション光は減衰しながら PMT まで検出器内を

伝播する。出力 L の光が、距離 d を進んだ後の出力を L' とすると、 L' は以下の式で表される。

$$L' = L \exp(-Gd) \quad (4.16)$$

ここで、 G を光減衰因子と呼び、シミュレーションの際の重要なパラメータである。本解析では、BC-501A の典型的な値である

$$G = 0.008 \text{ cm}^{-1} \quad (4.17)$$

を用いた。また、検出器のトリガー閾値の設定も必要となる。本解析では、 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源でキャリブレーションすることができる 4.44 MeV_{ee} とした。単位が MeV_{ee} となっているのは、シミュレーション内ではクエンチ効果が実装されているため、閾値の設定をする際にはほとんどクエンチを起こさない電子の損失エネルギーを基準とした単位で表現していることに由来する。さらに、光出力モデルとしては、SCINFUL コードで使用されているモデル、Nakano *et al* モデル、Satoh *et al* モデルが用意されている。本解析では、推奨されている Satoh *et al* モデルを使用した。

シミュレーション上で実験セットアップを再現し、検出効率の見積もりを行った。結果を図 4.21 に示す。今回は、300 MeV_{ee} まで 1 MeV_{ee} 刻みで計算した。80 MeV から 150 MeV までの間は、本来エネルギーが高くなるにつれて減少していく反応断面積を SCINFUL コードでは一定値として計算する仕様になっている。そのため、図 4.21 に見られるように 150 MeV において不連続な分布が得られる。SCINFUL-QMD で計算する場合、80 MeV と 150 MeV を直線で内挿して使用することが推奨されているため、本解析でもその手法を用いた。

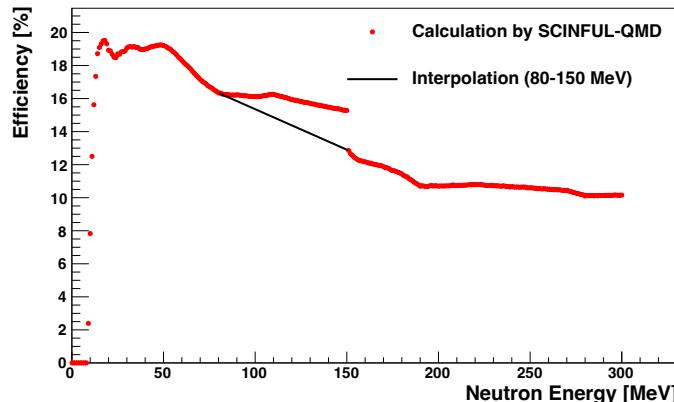


図 4.21: SCINFUL-QMD コードを用いて見積もった BC-501A の中性子検出効率

4.6 中性子フラックス

図 4.19 のエネルギー分布を、検出効率で割ることで BC-501A に入射した中性子数が得られる。さらに、faraday cup で計数した陽子のカウント数と、Li ターゲットから BC-501A の底面を見込む立体角の値で規格化し、図 4.22 のような中性子フラックス分布を得た。フラックスのピーク部分は 235-270 MeV であり、その値は 5.01×10^9 [/sr/ μC] であった。このピーク部分をガンマ線の生成断面積算出に用いる。

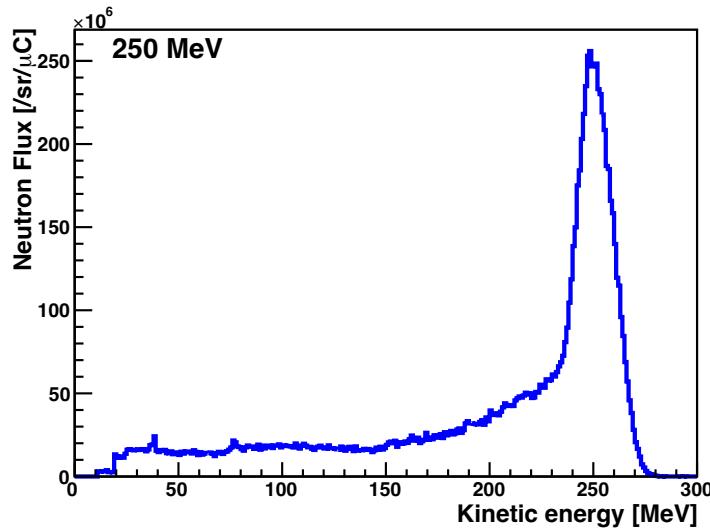


図 4.22: 中性子flux分布

4.7 誤差

中性子flux測定における誤差を見積もった。表4.3はその結果をまとめたものである。まず、統計誤差については0.4%であった。系統誤差については以下のように見積もった。

表 4.3: 中性子flux測定における系統誤差

Error Source	Size (235-270 MeV) [%]
Statistical	0.4
Detection efficiency by SCINFUL-QMD	15.0
Beam stability	10.0
Neutron selection	0.5
Solid angle	0.1
Total	18.0

検出効率の計算

先行研究によると、SCINFUL-QMDを用いて計算された検出効率の系統誤差は、80 MeV以下の領域では10%，80 MeV以上の領域では15%である。これは、シミュレーションに使用する物理モデルの違いに由来するものである。トリガー閾値の値や光減衰因子、光出力モデルなどに由来するその他の系統誤差は全て0.1%未満である。従って、本解析では15%とした。

ビーム安定性

中性子flux測定は合計8個のランで行われた。それぞれのランにおける中性子fluxの値はふらついており、これは系統誤差として考慮される。図4.23は、各ランにおける中性子fluxの値をプロットしたものである。この8つのランでのfluxのふらつきは31%であ

り、これは 30 MeV 実験における値 1.1% よりもかなり大きな値であった。そこで、水標的をおいた Physics run を用いて、この安定性が妥当であるか確認を行った。2.2 MeV のガンマ線は、陽子の中性子捕獲によって放出されるものであり、中性子フラックスに比例すると考えられる。そのため、このガンマ線の時間経過を求めてフラックスランで見られたふらつきと比較することにした。図 4.24 はその結果を示したものである。Physics Run と Flux Run でそれぞれ基準となる Run を定め、その値との比をプロットしている。Physics Run の間におけるふらつきは 4.2 % であり、Flux Run のみで見積もった 30% よりも小さい。Flux Run におけるふらつきが大きくなる原因として、3 番目と 4 番目のフラックスが大きいことが挙げられる。図 4.24 を見ると、3 番目と 4 番目の Flux Run における値が他の点と比べて大きくなっていることが確認できる。この 2 つのランは、表 4.4 のように他のランと比べて Live Time が短く、検出器の Dead time の計算が正しく行われていない可能性がある。そのため、この 2 つのランは中性子フラックス測定に使用せず、合計 6 ランを解析に使用することにした。その結果、ビーム安定性は 8.7% となったため、系統誤差は 10% とした。

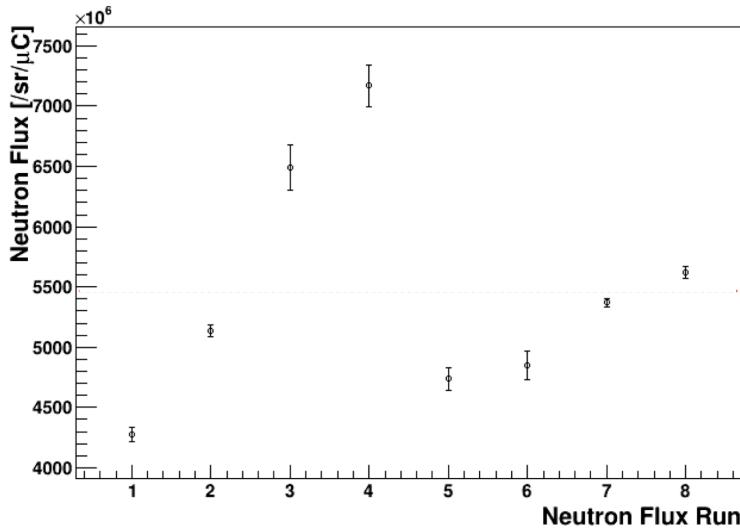


図 4.23: 各フラックスランにおける中性子フラックスの値

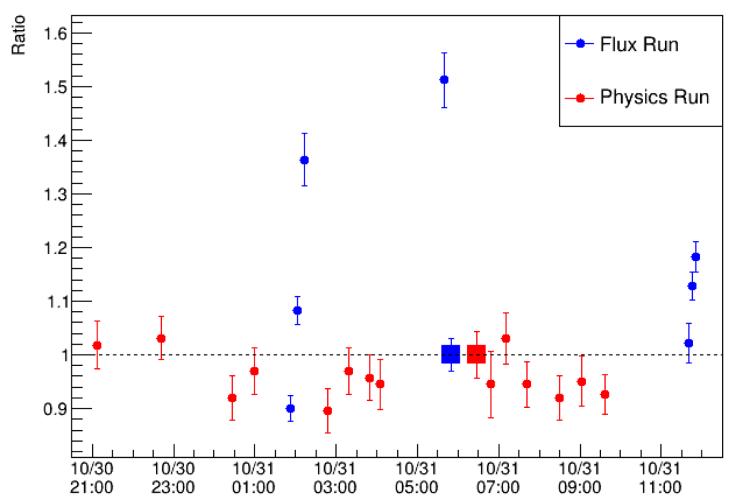


図 4.24: Physics Run を用いて行ったビーム安定性の確認

表 4.4: フラックスランと測定時間

Flux Run	Live Time [sec]
1st	28
2nd	51
3rd	4
4th	5
5th	12
6th	10
7th	142
8th	61

粒子弁別

PSD によって中性子イベントを選別する際、その中に含まれるガンマ線イベントは系統誤差となる。これは、図 4.10 の分布の 2 つのピークを、各エネルギー領域においてガウシアンでフィッティングし、中性子イベント内に混入するガンマ線イベントの量を見積もった。その結果、0.5% となつたため、これを系統誤差として考慮した。

立体角

立体角測定に由来する系統誤差は、実験セットアップのジオメトリ測定において全てのメモリを 1 cm 読み間違えたとして見積もった。その結果は 0.1% であった。

第5章

ガンマ線スペクトル解析

HPGe で取得されたデータを解析し、中性子と酸素原子核の反応によって放出されたガンマ線スペクトルを求めた。また、スペクトルフィッティングによって各ガンマ線の相対強度を見積もった。この章では、ガンマ線スペクトル解析の手法と結果について述べる。

5.1 解析の流れ

図 5.1 にスペクトル解析の流れを示す。まず初めに、エネルギーキャリブレーションを行う。その後、ToF に基づいて背景事象となるイベントを見積もり、中性子フラックス(図 4.22) のピーク部分である 235-270 MeV の中性子と酸素原子核の反応によって放出されたガンマ線スペクトルを算出する。最後に、スペクトルフィッティングによって各ガンマ線の相対強度を見積もる。

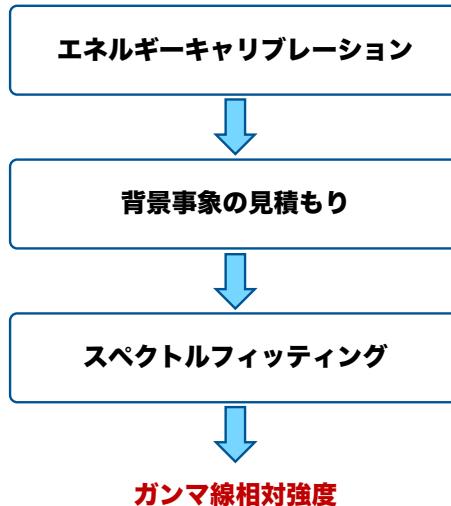


図 5.1: ガンマ線スペクトル解析の流れ

5.2 HPGe 検出器の位置決定

HPGe 検出器は水標的内から放出されるガンマ線測定に用いられるため、できるだけ水標的に近づけて配置した方がカバーできる立体角が大きくなり、統計がたまりやすい。しかし、水標的に近くに配置するほど、ビームから直接 HPGe 検出器に入射する高速中性子も多くなる。そこで、HPGe 検出器の位置を決定するために、中性子ビームのプロファイル測定を行った。BC-501A を、ビーム中心から 0 cm(中心)・7 cm・14 cm・21 cm・28 cm・35 cm だけ離した位置に置き、中性子

イベントのレートを見積もった。中性子イベントレートは中性子フラックスに比例するため、イベントレートを算出することでビームプロファイルを得ることができる。図5.2に得られた中性子ビームプロファイルを示す。この分布を元に、HPGe検出器は水標的から24 cm離れたところに設置された。これにより、高速中性子による背景事象をビーム中心に比べて1桁小さくすることができる。

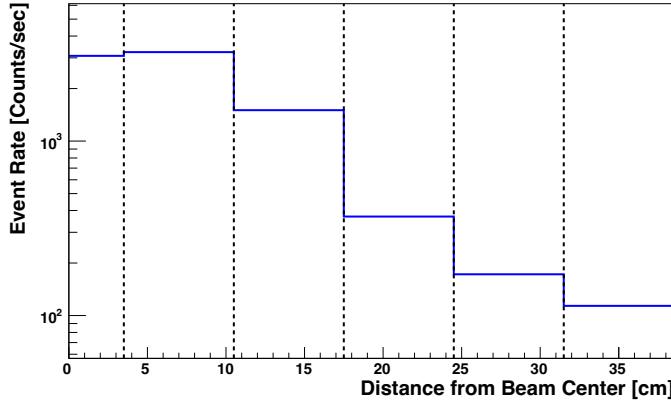


図 5.2: 中性子ビームプロファイル

5.3 ベースラインと立ち上がり時間の取得

HPGe検出器では、図5.3のような波形が観測される。中性子フラックス解析と同様に、この波形からベースラインと立ち上がり時間を取得する。

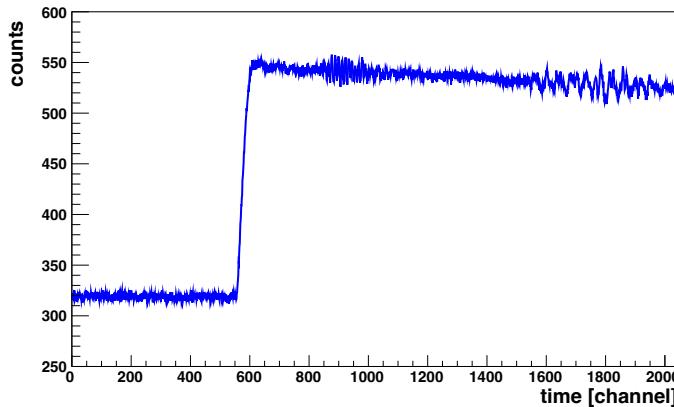


図 5.3: HPGe で観測される波形。横軸は時間チャンネルであり、1 ch は 4 ns に対応する。

図5.3において、300 channelまでの出力の平均値をベースラインとし、その標準偏差をベースラインの誤差 σ とした。本実験で使用した1ウィンドウは2050 channel = 8.2 μ sであり、HPGeの波形はこのウィンドウ内で完全に減衰しない。そのため、図5.4の左図のように、1つのイベントに対して、波形の立ち上がりと立ち下がりにおいて、トリガーが発行される。このうち、立ち上がりでトリガーが発行されたイベントのみを解析に使用することができる。トリガーされた点が

立ち上がりと立ち下がりのどちらであるかについては、ベースラインの値で区別することができる。立ち上がりにおいてトリガーが発行されたイベントは、立ち下がりにおいてトリガーされたものよりも、計算されるベースラインの値が小さくなることを利用する。図 5.4 の右図は、計算されたベースラインの分布である。複数のピークが見られるが、最も小さい 320 付近のピークが立ち上がりにおいてトリガーされたイベントによるものである。そのため、本解析ではベースラインが 350 以下のイベントのみを使用した。

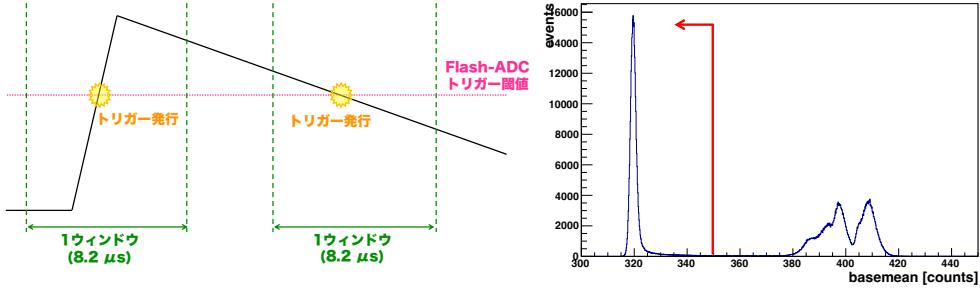


図 5.4: 左: HPGe の波形とトリガー発行の様子の模式図。1 ウィンドウ内で波形が減衰し切らないため、複数回トリガーされることになる。右: 計算されたベースラインの分布。本解析では、赤線で示したようにベースラインが 350 以下のイベントのみを使用する。

波形の立ち上がり時間については、以下のような手順で取得した。図 5.5 はその様子を模式的に表したものである。

1. channel が大きい側から小さい側(波形の右側から左側)に向かって各サンプリング点をスキャンしていく、初めてベースラインから 6σ , 5σ を下回る点を探索する。それぞれの点を, P_5 , P_6 とする。
2. channel が小さい側から大きい側(波形の左側から右側)に向かって各サンプリング点をスキャンしていく、初めてベースラインから 7σ , 8σ , 9σ , 10σ , 11σ , 12σ を上回る点を探索する。それぞれ, P_7 , P_8 , P_9 , P_{10} , P_{11} , P_{12} とする。
3. P_5 から P_{12} までの計 8 点を直線でフィッティングする。
4. ベースラインと 3. で求めた直線の交点を立ち上がり時間とする。

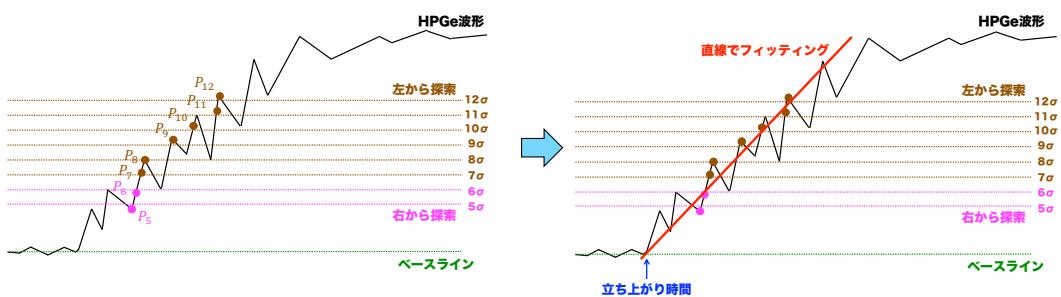


図 5.5: 立ち上がり時間の取得方法。合計で 8 点を用いて直線でフィッティングし、ベースラインとの交点を立ち上がり時間とする。

上記のような手法を用いたのは、以下のような理由からである。まず、HPGe の波形は立ち上がり時間が長いため、フィッティングによって立ち上がり部分に沿うような直線を求めるためには、多

くの点を必要とする。例えば、BC-501A の解析と同じように初めの 2 点を用いた場合、波形の立ち上がり部分に全く合わない直線が得られてしまう。また、波形は図 5.5 のようにジグザグしながら立ち上がっているため、波形の一部分ではなく全体から満遍なく点を選ぶ方が望ましい。そこで、ベースラインから 5σ - 12σ 離れる計 8 点を選ぶことにした。波形の左側からサンプリング点をスキャンしていく、 5σ - 12σ を初めて上回る点を取得する方法で立ち上がり点を求め、合計 100 イベントについて目視で確認を行った。すると、そのうち 5 個程度のイベントでは、図 5.6 のようにベースラインの中に 5σ を超える点が存在しており、その点を用いてフィッティングしたため計算された立ち上がり時間が間違っていた。また、ベースライン中の点を選んでいなくても、図 5.7 のようにジグザグしている波形の上側の点が選ばれるために立ち上がり時間が早く計算されていた。そのため 5σ と 6σ の点については、波形の右側からスキャンしていく、初めてベースラインから 5σ , 6σ を下回る点を用いることにした。こうすることで、上述した問題を解決することができた。

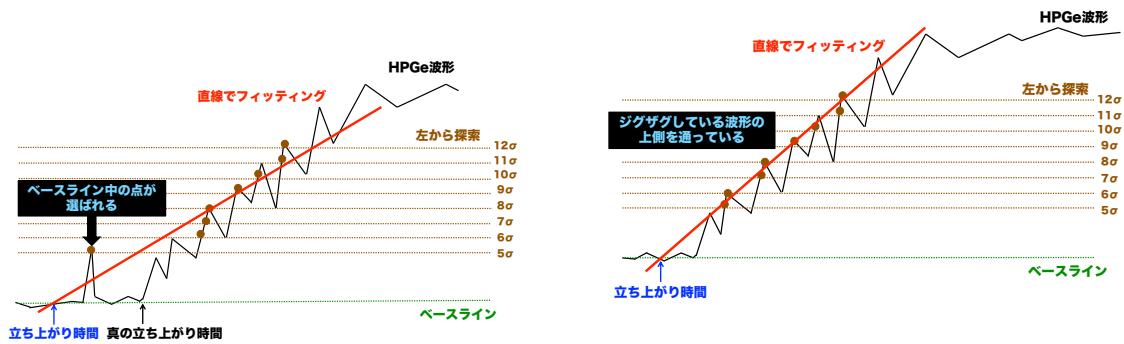


図 5.6: ベースライン中に 5σ を超える点が存在し立ち上がり時間計算の様子。 5σ - 12σ のラインをていた場合。立ち上がり時間は真の時間より早く初めて上回る点を取得するため、ジクザグしている波形の上側を通る直線になり、真の時間よりも早く計算される。

5.4 エネルギーキャリブレーション

5.4.1 キャリブレーションの手法

HPGe の波形は減衰時間が長く、1 イベントの波形は 1 ウィンドウ内に収まらない。そのため、波形の積分値ではなく波高とエネルギーを対応づける手法をとった。エネルギーキャリブレーションに使用したガンマ線を表 5.1 に示す。

表 5.1: HPGe のエネルギーキャリブレーションに使用するガンマ線

ガンマ線源	エネルギー [MeV]
^{60}Co	1.17, 1.33
^{40}K (環境放射線)	1.46
^1H (熱中性子捕獲)	2.22
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	4.44
^{56}Fe (熱中性子捕獲)	$7.63 + \text{S.E.} + \text{D.E.}$

^{60}Co については、図 5.8 の左図のように線源を用いてデータ取得が行われた。得られた波高分布を図 5.9 に示す。 ^{60}Co 由来の 1.17 MeV, 1.33 MeV のピークと ^{40}K の環境放射線 1.46 MeV のピークを確認することができる。環境放射線はランにも含まれるが、 ^{60}Co 線源を用いたキャリブレーションデータにおいて最もはっきりとしたピークがみられたため、そのデータを使用した。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ と ^{56}Fe については、図 5.8 の右図のようなセットアップで測定が行われた。 $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源は図 5.10 のような波高分布が得られ、4.44 MeV の光電吸収ピークとコンプトンエッジが確認できた。また、この分布において ^{56}Fe 由来のピークは確認されなかった。統計が少ないと考えられる。そこで、水標的において測定した物理ランのスペクトルを使用してキャリブレーションを行った。図 5.11 に、水ありランで確認された ^1H 由来のピークと ^{56}Fe 由来のピークを示す。

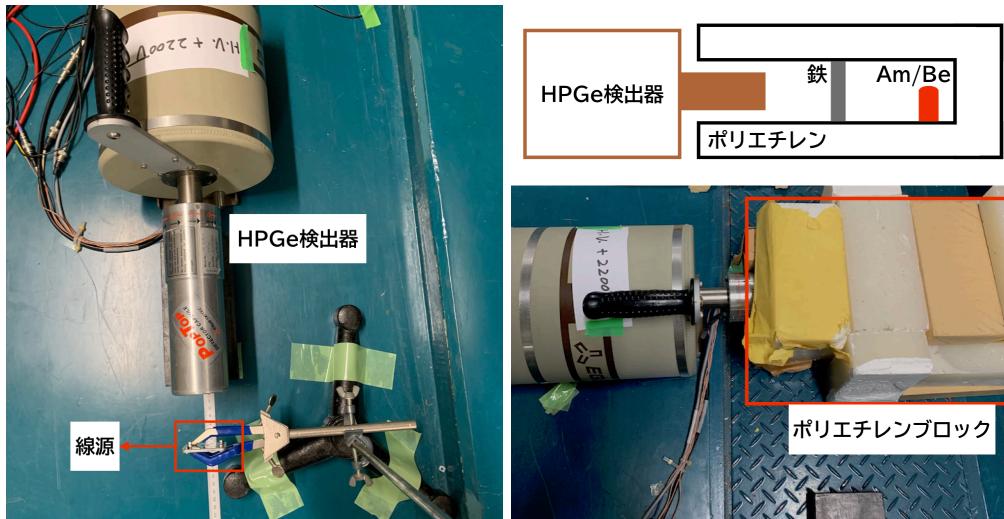


図 5.8: 左： ^{60}Co 線源を用いたキャリブレーションのセットアップ。右： $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源と ^{56}Fe を用いたキャリブレーションのセットアップ。

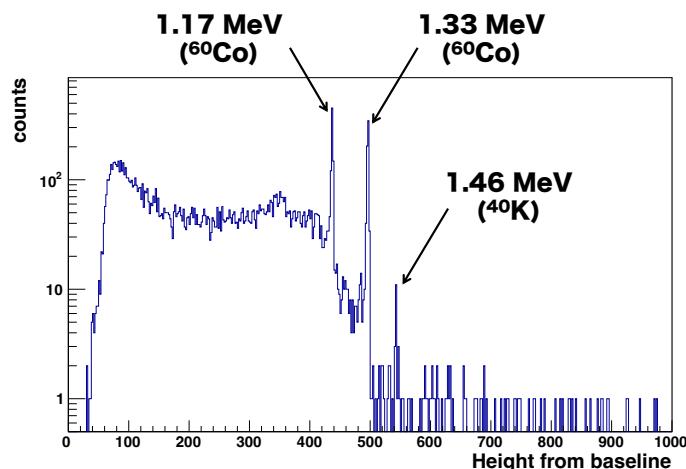


図 5.9: ^{60}Co 線源を用いた測定における波高分布。 ^{60}Co 由来の 2 つのピークと環境放射線である ^{40}K のピークが確認できる。

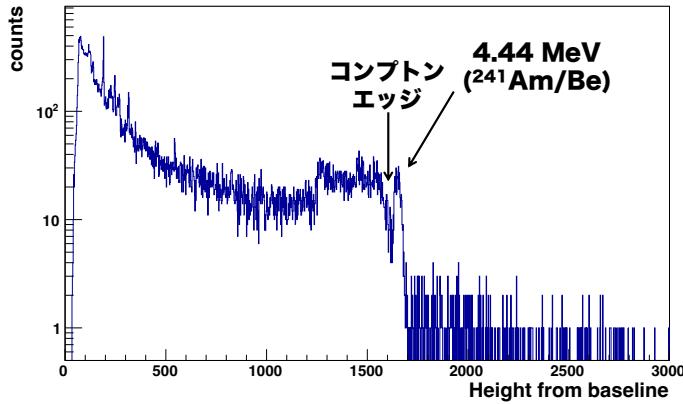


図 5.10: $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 線源と ^{56}Fe を用いた測定における波高分布。コンプトンエッジと 4.44 MeV の光電吸収ピークが確認できる。 ^{56}Fe 由来のピークは統計が不十分のため確認することができなかった。

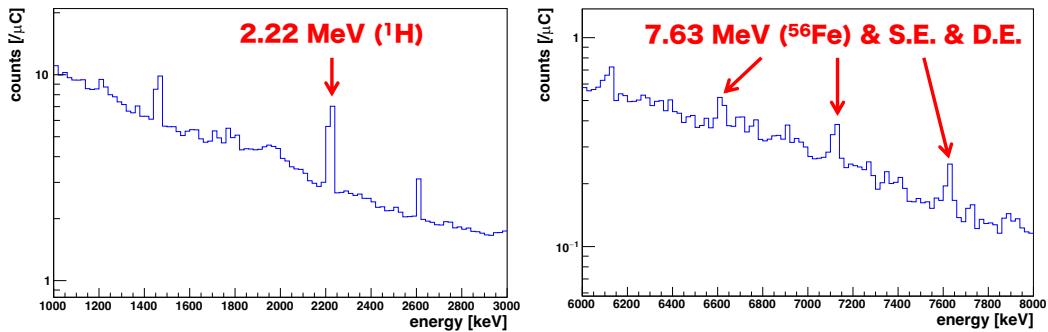


図 5.11: 水標的を置いた物理ランで確認された ^1H による中性子捕獲由来のガンマ線(左)と ^{56}Fe による中性子捕獲由来のガンマ線とシングル・ダブルエスケープピーク(右)

5.4.2 キャリブレーション結果

図 5.12 にキャリブレーション結果を示す。酸素原子核由来のガンマ線領域である 6 MeV を含め、波高とエネルギーの間には良い線形性を確認できる。表 5.1 に示した 8 点と原点を用いて、直線でフィッティングを行った。この際、直線が原点を通るように、 y 切片を 0 で固定して、以下の式で傾き p_1 のみを求めた。

$$\text{Energy} = p_1 \times \text{Height} \quad (5.1)$$

その結果、

$$p_1 = 2.684 \pm 0.003 \quad (5.2)$$

であった。この線形性は、8 MeV 付近まで 1% の精度で保たれていた。

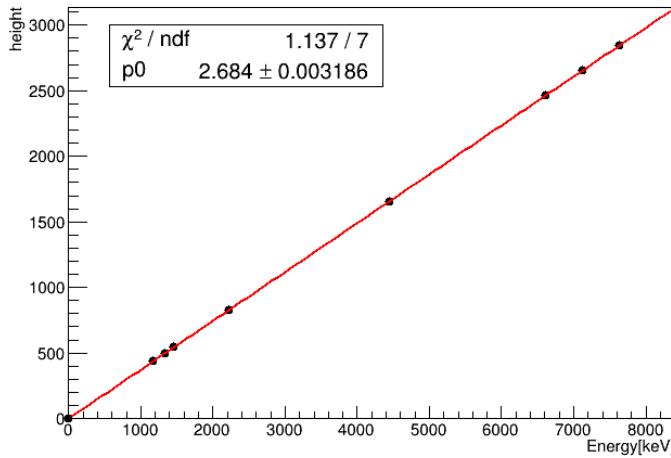


図 5.12: キャリブレーション結果. 良い線形性が確認できる.

5.5 ガンマ線スペクトル

キャリブレーション結果をもとに, ガンマ線スペクトルを作成した. 図 5.13 は, アクリル容器に水を入れて測定したランと水を抜いて測定したランにおけるガンマ線スペクトルを示す. ^{40}K 由来の環境放射線 (1.46 MeV), ^{208}Tl 由来の環境放射線 (2.61 MeV), ^1H の中性子捕獲によるガンマ線 (2.22 MeV) のピークが見られている. また, 中性子と酸素原子核の反応に由来するものとしては, 酸素原子核の脱励起ガンマ線である 6.13 MeV のピークとそのシングルエスケープ, ダブルエスケープピークが確認できる.

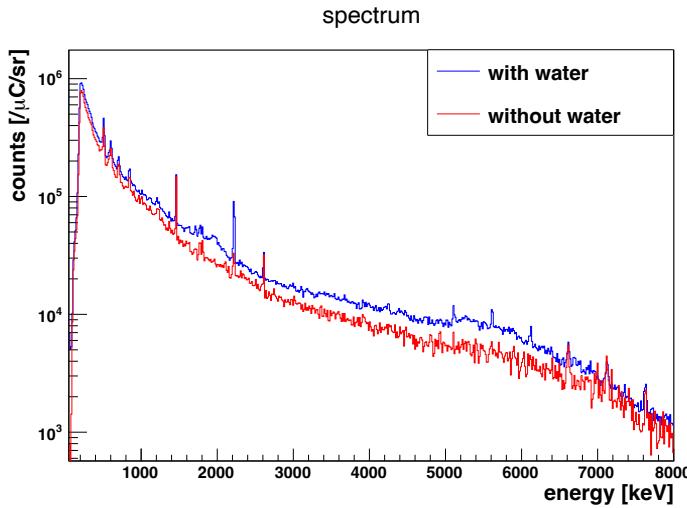


図 5.13: 水を入れたランと水を抜いたランにおけるガンマ線スペクトル

5.6 背景事象の見積もり

5.6.1 背景事象の種類とその見積もり手法

本実験における信号事象は、中性子フラックスのピーク領域(235-270 MeV)の中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線である。中性子とアクリル容器の反応によるガンマ線や、中性子と実験ステージの反応によるガンマ線は背景事象となるが、これらは水ありランのスペクトルから水なしランのスペクトルを差し引くことで、取り除くことができる。しかしながら、単に差し引くだけでは取り除かれない背景事象も存在する。まず、中性子フラックスのピーク領域外の中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線が挙げられる。図4.22を見ると、水標的に入射する中性子の中には、ピーク領域よりも低いエネルギー(235 MeV)以下ものも存在する。これらの中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線は背景事象となる。このガンマ線は、エネルギーが235 MeV以下の中性子によって引き起こされるため、信号事象となるイベントよりも遅れてやってくる。そのため、ToFを計算すると図5.14のように、信号事象よりも遅い領域に分布することになる。従って、ToFに基づいたカットをかけることで、これらのガンマ線イベントを取り除くことが可能である。また、¹Hの中性子捕獲によるガンマ線も背景事象の1つである。中性子と酸素原子核反応によるガンマ線は、主に脱励起ガンマ線であり、相互作用を起こしてからガンマ線が放出されるまでの典型的な時間はfsオーダーである。一方、¹Hによる中性子捕獲によるガンマ線は、中性子と酸素原子核の相互作用の後、μsオーダーで放出される。そのため、ToF分布を作成すると、図5.14に青色で示したように、中性子捕獲由来のガンマ線は広い範囲に分布することになる。高速中性子が直接 HPGe 検出器内に入射する事象も、背景事象となる。この事象は、図3.10に示したように、水標的に対して HPGe 検出器と対称な位置にCsI(Tl)を設置して測定が行われた。その寄与は、7 MeV以下の領域において0.2%以下と無視できるレベルであることが先行研究[41]によって見積もられている。以上のような特徴を用いて、以下のよいうな手法で背景事象を取り除き、信号事象のみのガンマ線スペクトルを算出する。

- 1 HPGe 検出器で観測されたイベントを用いて ToF 分布を作成する。
- 2 中性子のエネルギー 235-270 MeV は、即発ガンマ線からの時間差 44.2-49.5 ns に対応する。この領域を On-timing 領域、即発ガンマ線のピークから On-timing 領域までの間を Off-timing 領域と呼ぶこととする。信号事象は全て On-timing 領域に含まれる。一方で、Off-timing 領域には中性子捕獲反応によるガンマ線のみが含まれている。そのため、On-timing 領域に混入している中性子捕獲由来のガンマ線イベント数については、Off-timing 領域のスペクトルを用いて見積もることができる。従って、水あり・なしそれぞれについて、On-timing 領域・Off-timing 領域のガンマ線スペクトルを作成する必要がある。
- 3 信号領域のスペクトル Signal は、水ありランの On-timing (w/ water_on), 水ありランの Off-timing (w/ water_off), 水なしランの On-timing (w/o water_on), 水なしランの Off-timing (w/o water_off) を用いて、以下のようにして求めることができる。

$$\text{Signal} = (\text{w/ water_on} - \text{w/ water_off}) - (\text{w/o water_on} - \text{w/o water_off}) \quad (5.3)$$

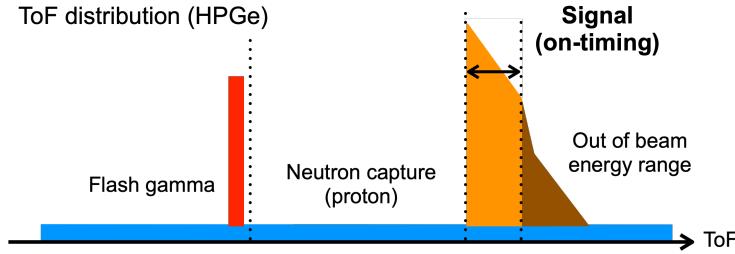


図 5.14: ガンマ線スペクトラムにおける背景事象の見積もりの概念図

5.6.2 HPGe 検出器の ToF 分布

信号事象のガンマ線スペクトルを求めるために、HPGe 検出器で観測されたイベントについて ToF を計算し、その分布を作成する必要がある。液体シンチレータ BC-501A の解析と同様に、RF 信号の谷の部分と波形の立ち上がり時間の差を ToF として計算する。その手法は、4.4.2 章で説明した通りである。図 5.15 に HPGe 検出器における ToF 分布を示す。HPGe 検出器はビーム軸上に置かれていないため、Be からの即発ガンマ線のピークは確認できず、中性子ビームに由来するメインピークのみが見られている。

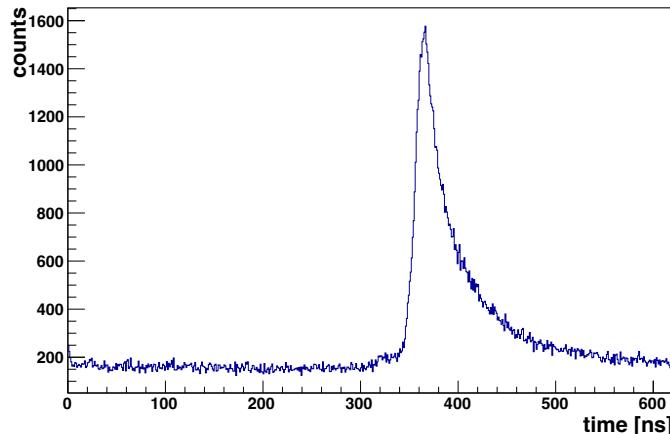


図 5.15: HPGe 検出器における ToF 分布。ビーム軸上に置かれていないため、即発ガンマ線のピークは見られていない。

5.6.3 On-timing 領域の決定

液体シンチレータ BC-501A の時間分解能は 1.9 ns であるのに対し、HPGe 検出器は 6.8 ns である。従って、図 5.16 に示すように、HPGe の ToF 分布は BC-501A のものよりも広がった分布になる。そのため、HPGe の解析において BC-501A と同じ範囲を使用すると、信号事象であるイベントのほとんどをロスしてしまうことになる。

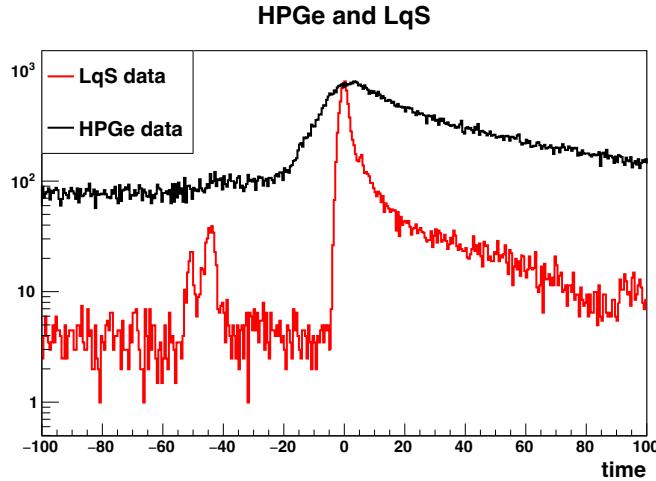


図 5.16: BC-501A と HPGe における ToF 分布の比較. 黒線が HPGe, 赤線が BC-501A の ToF 分布を示す. 時間分解能が異なるため, メインピークの幅に違いが現れている. なお, RF 信号の谷の部分を利用して両者の分布の時間を揃えて描いている.

そこで, 以下のような手法を用いて HPGe における On-timing 領域を決定した.

1. BC-501A で観測されたあるイベントについて, ToF の値 (ToF_{data}) を取得する.
2. ToF_{data} を平均値とし, $\sigma = 1.9$ の幅をもつガウス分布に従う乱数を振る. こうすることで, 実際に粒子が BC-501A 内で反応した時間 (ToF_{true}) が推定される.
3. ToF_{true} を平均値とし, $\sigma = 6.8$ の幅をもつガウス分布に従う乱数を振る. これにより, そのイベントを 6.8 ns の時間分解能をもつ検出器で観測した際の時間 $ToF_{predicted}$ が推定される.
4. これらの手順を, 1 つのフラックスランに含まれる全ての BC-501A のイベントについて行う.
5. BC-501A における On-timing 領域に含まれていたイベントについて, $ToF_{predicted}$ の分布を作成する. これは BC-501A の ToF 分布を時間分解能が 6.8 ns になるように鈍らせた分布である.
6. 5. の分布をガウシアンでフィッティングし, 平均値の周り 2σ の範囲を On-timing 領域とする.

図 5.17 に, 上記の手順で計算した $ToF_{predicted}$ の分布を示す. これは, BC-501A(時間分解能: 1.9 ns) で測定された ToF 分布をもとに, 時間分解能が 6.8 ns の検出器を用いて同じイベントを測定した場合 ToF 分布はどの程度広がるかを推定したものである. 特に, メインピークの立ち上がりの部分において, その広がりが顕著に見られている. 図 5.18 は, BC-501A の On-timing 領域の分布と, それらのイベントから求められた $ToF_{predicted}$ の分布を比較したものである. BC-501A における On-timing 領域に含まれていたイベント(赤色)は, 時間分解能が 6.8 ns まで広がることによって, 青色の分布のように広がることを表している. 青色で示した分布をガウシアンでフィッティングし, $mean \pm 2\sigma$ の範囲を, HPGe 検出器における On-timing 領域とした. こうすることで, HPGe 検出器における On-timing 領域内には, BC-501A の On-timing 領域に含まれていたイベントの約 95%(2σ) が入ることになる. 図 5.19 は, $ToF_{predicted}$ の分布と HPGe 検出器における ToF 分布を比較したものである. HPGe 検出器における ToF 分布は, 時間分解能 6.8 ns の HPGe で測定さ

れたものであり、 $ToF_{predicted}$ は BC-501A の分布を時間分解能が 6.8 ns になるように鈍らせた分布であるため、両者のピーク幅は概ね一致することが期待される。実際に図 5.19 を見ると、メインピークの立ち上がり部分(左側)の傾きはよく一致していることが分かる。本解析では、図 5.19 に示した区間を、それぞれ On-timing・Off-timing 領域として使用した。なお、Off-timing 領域については、その時間幅が On-timing 領域と等しくなるように規格化して使用する。

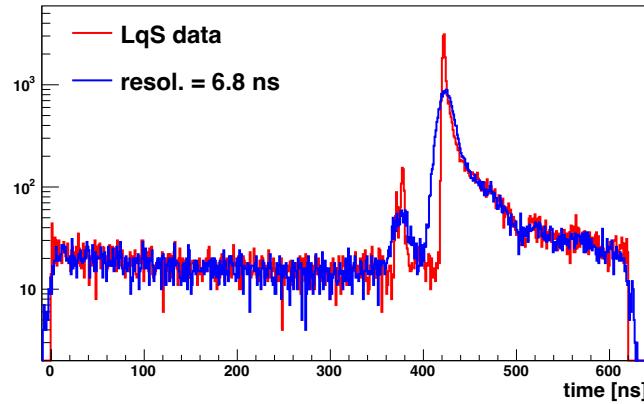


図 5.17: BC-501A における ToF 分布(赤色)とそれを時間分解能 6.8 ns に鈍らせた分布(青色)

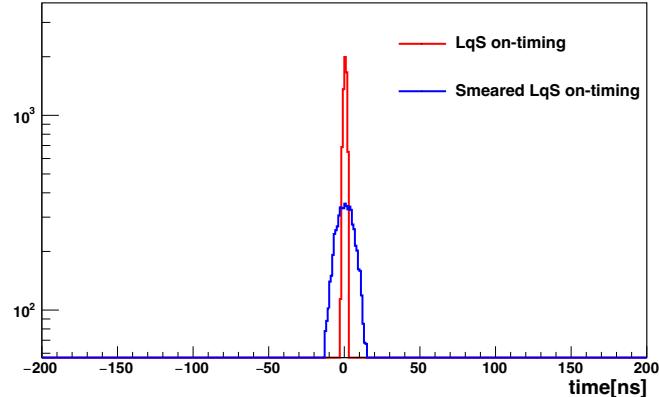


図 5.18: BC-501A の On-timing 領域における ToF 分布(赤色)とそれを時間分解能 6.8 ns に鈍らせた分布(青色)。

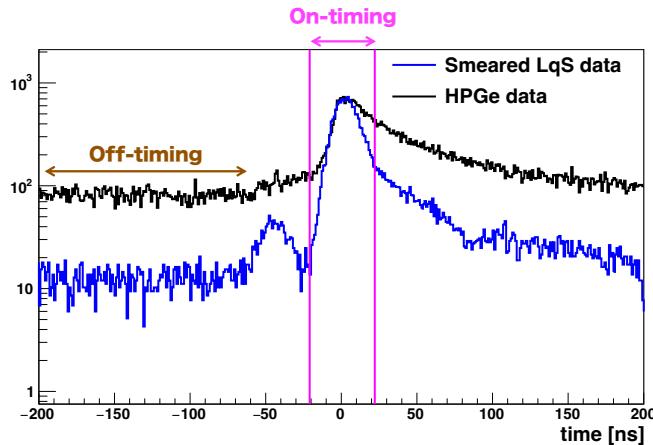


図 5.19: BC-501A の ToF 分布を鈍らせた分布(青色)と HPGe の ToF 分布(黒色).

5.6.4 信号事象のガンマ線スペクトル

図 5.20 には、水ありランと水なしランそれぞれにおける On-timing・Off-timing 領域でのガンマ線スペクトルを示す。それぞれを、水あり(On)・水あり(Off)・水なし(On)・水なし(Off)と表記する。水あり(On)と水なし(On)を比較すると、水あり(On)の方が全体的にガンマ線発生量が多いことが分かる。特に酸素原子核由来の 6.13 MeV のピークとそのシングルエスケープ・ダブルエスケープピークがはっきりと確認できる。これらの特徴は、水ありの方が標的となる酸素原子核数が多いことから理解できる。水あり(Off)と水なし(Off)では、連続成分は同程度であるが、水あり(Off)の方が¹H 中性子捕獲由来の 2.2 MeV のガンマ線が多く発生している。Off-timing 領域に存在するイベントはビームタイミング外のものであるため、水の有無に関わらずガンマ線発生量が同程度になっていると考えられる。また、水ありの方が¹H の数が多いため、水あり(Off)の方が 2.2 MeV のガンマ線発生量が多くなっている。一方で、1.46 MeV や 2.61 MeV の環境放射線は水あり(Off)と水なし(Off)でほぼ同じ高さになっており、環境放射線の強度が水の有無に依存しないことと矛盾しない。これらの考察より、図 5.20 の 4 つのスペクトルは期待される通りの特徴となっており、解析に大きな間違いはないと考えられる。

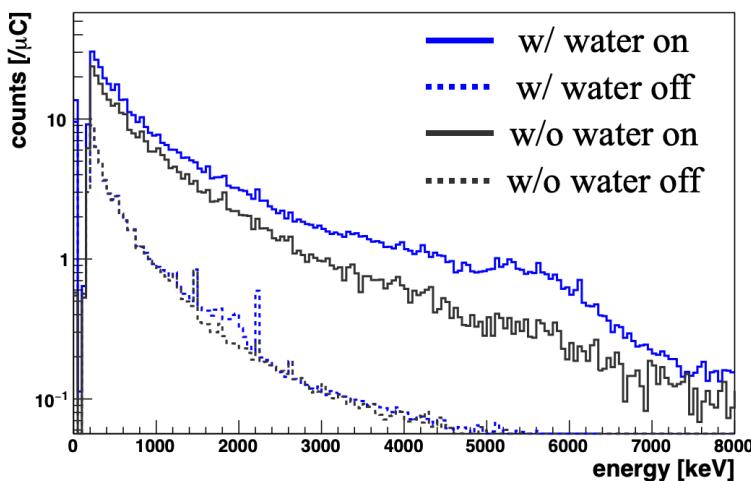


図 5.20: タイミング別のガンマ線スペクトル

表 5.2: 信号事象のスペクトルに含まれていると考えられるガンマ線ピーク

Energy[MeV]	Parent nucleus (J^π)	Physics process
2.30	$^{15}\text{N}(\frac{7}{2}^+)$	$^{16}\text{O}(n, np)^{15}\text{N}^*$
2.74	$^{16}\text{O}(2^-)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
3.68	$^{13}\text{C}(\frac{3}{2}^-)$	$^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}^*$
4.44	$^{12}\text{C}(2^+)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ or $^{16}\text{O}(n, n\alpha)^{12}\text{C}^*$
4.91	$^{14}\text{N}(0^-)$	$^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$
5.10	$^{14}\text{N}(2^-)$	$^{16}\text{O}(n, 2np)^{14}\text{N}^*$
5.18	$^{15}\text{O}(\frac{1}{2}^+)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{O}^* + n$ or $^{16}\text{O}(n, 2n)^{15}\text{O}^*$
5.27	$^{15}\text{N}(\frac{5}{2}^+)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{N}^* + p$ or $^{16}\text{O}(n, np)^{15}\text{N}^*$ or $^{16}\text{O}(n, d)^{15}\text{N}^*$
6.13	$^{16}\text{O}(3^-)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
6.18	$^{15}\text{O}(\frac{3}{2}^-)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ then $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{15}\text{O}^* + n$ or $^{16}\text{O}(n, 2n)^{15}\text{O}^*$
6.32	$^{15}\text{N}(\frac{3}{2}^-)$	$^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$
6.92	$^{16}\text{O}(2^+)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$
7.12	$^{16}\text{O}(1^-)$	$^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$

式 5.3 を用いて、信号事象となるスペクトルを求めた。その結果を図 5.21 に示す。これが 235-270 MeV の中性子と酸素原子核の反応によって放出されたガンマ線スペクトルであり、これを用いてフィッティングを行う。

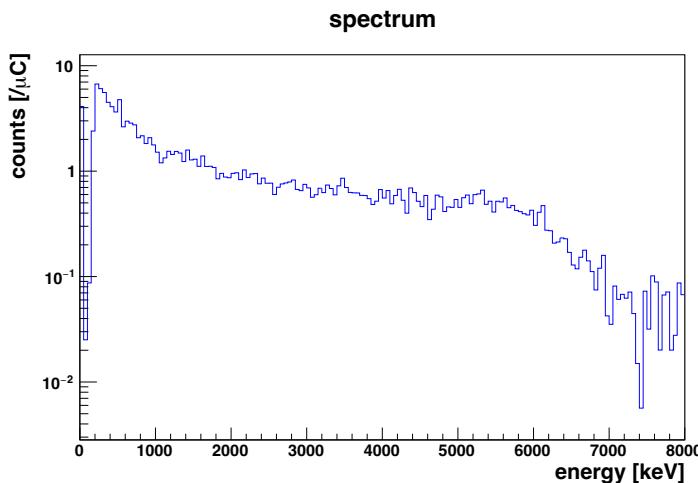


図 5.21: 信号事象のガンマ線スペクトル

5.7 スペクトルフィッティング

5.7.1 スペクトルフィッティングの手法

図 5.21 に示したガンマ線スペクトルをフィッティングすることで、各ガンマ線の相対強度を算出する。図 5.22 は、スペクトルフィッティングの手法を概念的に示したものである。まず、ガンマ線ピークに対応するシグナルテンプレートと連続成分のテンプレートを用意する。例えば、6.13 MeV のガンマ線ピークについてのシグナルテンプレートとは、そのガンマ線が水標的内で発生した際に HPGe 検出器で観測されるスペクトルを表している。これを、表 5.2 中のガンマ線ピークにそれについて準備する。図 5.22 中では、確認されたガンマ線ピークが 4 つであった場合の例を示しており、Signal 1~4 がそれぞれのピークに対応するガンマ線スペクトルである。また、信号事象のスペクトルには、連続的な成分も含まれているため、連続成分のテンプレートも作成する。図 5.22 中では、4 つのシグナルテンプレートと 1 つの連続成分テンプレートの計 5 つがフィッティングのインプットとなる。この 5 つのインプットそれぞれに適当なパラメータ $p_1, p_2, p_3, p_4, p_{continuous}$ をかけて足し合わせる。これらのパラメータを様々変化させていきながら、最もよくデータに合う（ベストフィット）ようなパラメータの組を探索する。ベストフィットにおけるパラメータが、それぞれのガンマ線の相対強度である。

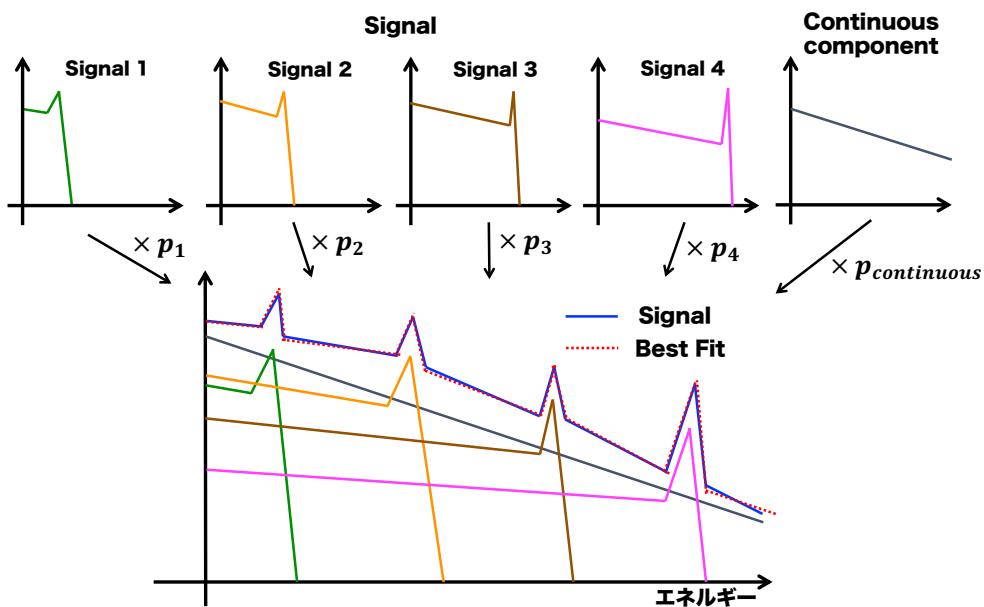


図 5.22: スペクトルフィッティングの概念図

5.7.2 シミュレーション

ガンマ線ピークに対応するシグナルテンプレートは、Geant4 [42] を用いたシミュレーションを用いて作成した。まず、図 5.23 のように、実験セットアップをシミュレーション上で再現する。そして、単一エネルギーのガンマ線を水標的内のあらゆる点から等方に放出させて、HPGe 検出器で計数する。例えば、6.13 MeV のシグナルテンプレート作成においては、6.13 MeV のガンマ線を 10^8 本放出させて、HPGe 検出器で観測されるスペクトルを作成する。

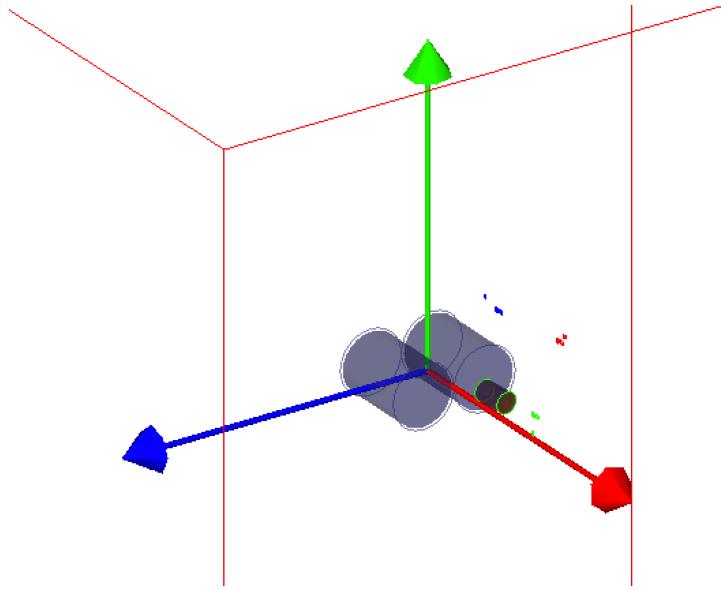


図 5.23: シミュレーション上で再現された実験セットアップ

5.7.3 HPGe 検出器のエネルギー分解能

シミュレーションにおいて HPGe で計数されたガンマ線スペクトルを作成すると、ガンマ線が検出器内で落とした真のエネルギー分布が得られる。しかし実際に観測されるスペクトルは、HPGe 検出器のエネルギー分解能の影響を受けるため、真のエネルギー分布よりもピーク幅が広い分布になる。そのため、シグナルテンプレート作成の際には、エネルギー分解能を考慮して、ピーク幅を広げておく必要がある。そこで、表 5.1 に示したガンマ線のうち $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 以外のガンマ線、 e^- 由来の 0.511 MeV, ^{208}Tl 由来の 2.61 MeV(環境放射線), ^{16}O 由来の 6.13 MeV とそのシングルエスケープ・ダブルエスケープを使用して、Ge 検出器のエネルギー分解能曲線を作成した。上述したガンマ線ピークを一つずつガウシアンでフィッティングし、ピーク幅 σ を求め、分解能 [%] を求めた。それらを図 5.24 のように、横軸にエネルギーをとり縦軸に分解能をとったグラフにプロットし、パラメータ p_0 , p_1 を用いて

$$\text{Resolution} = p_0 + \frac{p_1}{\text{Energy}} \quad (5.4)$$

でフィッティングした。その結果、

$$\begin{aligned} p_0 &= (2.32 \pm 0.1) \times 10^{-1} \\ p_1 &= (5.38 \pm 0.2) \times 10^2 \end{aligned} \quad (5.5)$$

となった。この関数を用いて、シミュレーションで求めた真のエネルギー値に、そのエネルギーにおける分解能 σ をもつガウス分布に従う乱数を用いて補正を加える。ただし、2.74 MeV, 3.68 MeV, 4.91 MeV, 6.32 MeV, 6.92 MeV, 7.12 MeV のガンマ線は、反跳された核子が止まるよりも先にガンマ線が放出されるため、ドップラーシフトを起こして分解能が悪くなる。そこで、これらのガンマ線については 1 % の分解能を付与した。4.44 MeV のガンマ線もドップラーシフトを起こすが、これは他のものに比べて分解能が悪かったため、2 % を付与している。こうすることで、実際に観測されるピーク幅に合わせたシグナルテンプレートを作成することができる。

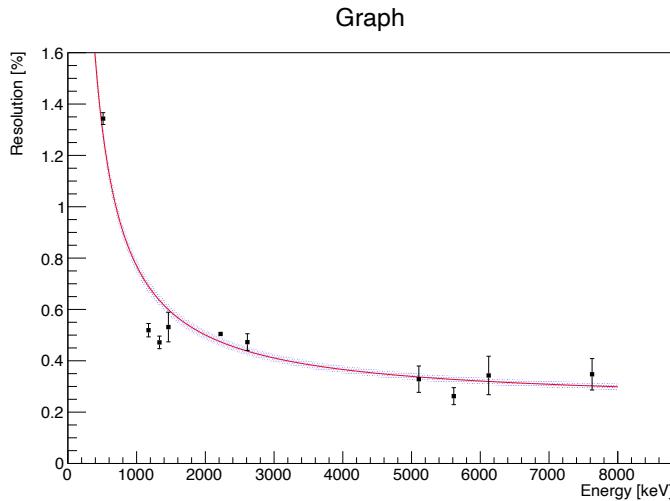


図 5.24: HPGe 検出器のエネルギー分解能曲線

5.7.4 シグナルテンプレート

図 5.25 にそれぞれのガンマ線についてのシグナルテンプレートを示す。水標的の中からガンマ線を発生させて HPGe 検出器で計数したスペクトルを、エネルギー分解能を考慮して鈍らせて作成した。それぞれのテンプレート中には、光電吸収ピークとシングルエスケープ・ダブルエスケープピークが確認できる。エネルギー分解能で鈍らせる際、図 5.24 におけるフィッティングの誤差を考慮するため、式 5.5 で示した誤差 σ について、 $\pm 1\sigma$ の範囲内で分解能を良くした場合と悪くした場合についてもテンプレートを作成した。

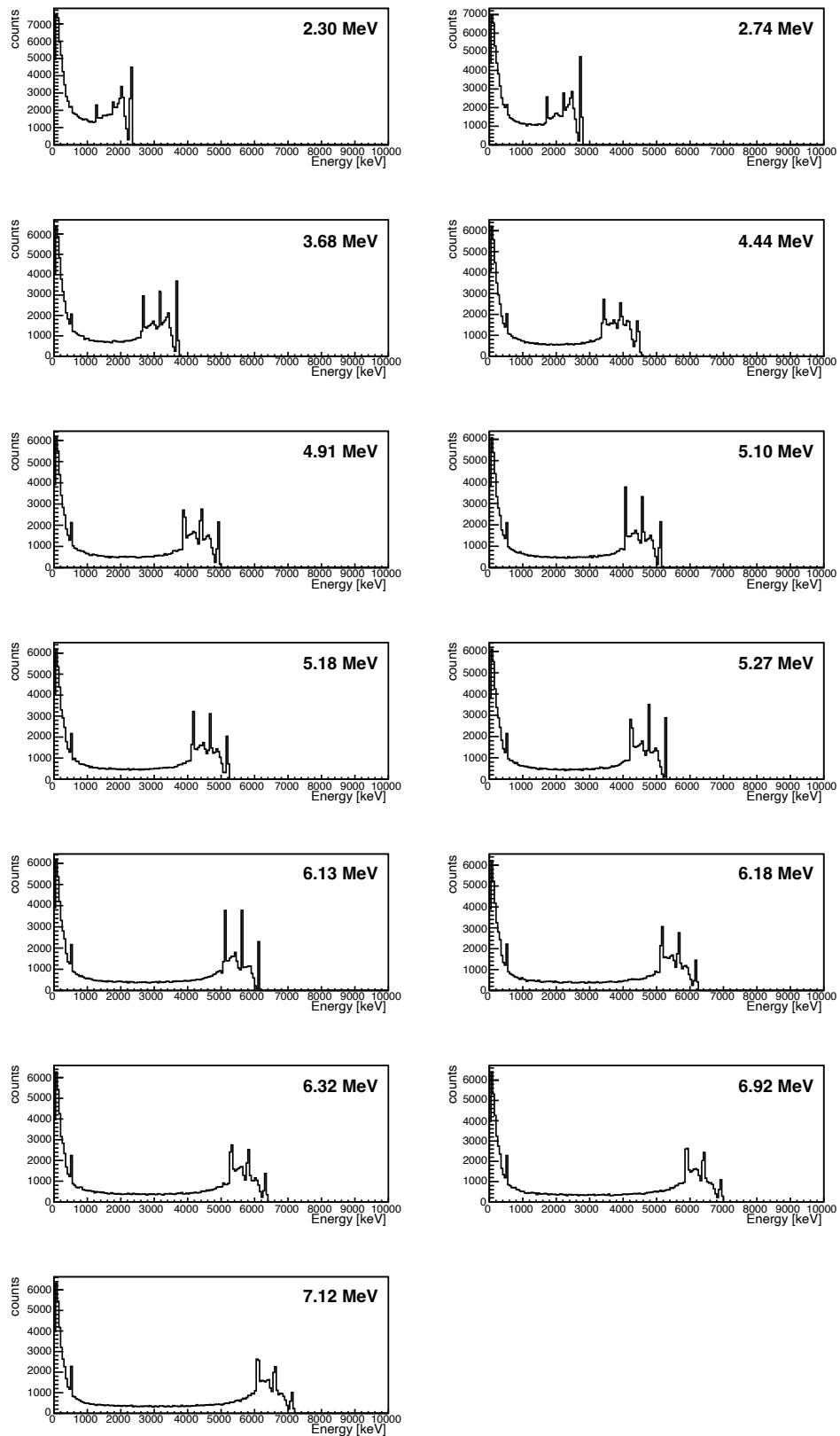


図 5.25: 用意したシグナルテンプレート

5.7.5 HPGe 検出器の検出効率

シグナルテンプレート作成において、実験セットアップをシミュレーション上で再現する際、実際の HPGe 検出器の検出効率とシミュレーション上の検出効率を合わせておく必要がある。もし、これらが異なっていた場合、その程度を見積もって系統誤差として考慮する。ここでは、30 MeV の解析において使用された結晶サイズ [41] を使用して、検出効率が実際のデータと同程度になっているか比較を行った。確認には、 ^{60}Co のキャリブレーションデータを使用する。250 MeV 実験では、30 MeV 実験と同じ HPGe 検出器を使用しており、高電圧の値も変化させていないことから、30 MeV 実験の際に取得されたデータを使用することにした。使用された ^{60}Co 線源の強度は 1979 年 1 月 24 日に測定が行われており、370 kBq である。ここで、放射強度を β としたとき、 T 秒間の測定中に放出されるガンマ線の本数 N は、

$$N = \beta \times T \quad (5.6)$$

と表される。また、ある時刻における線源の放射強度を β' 、核種の平均寿命を τ とすると、その時点から t 秒後の放射強度 β は、

$$\beta = \beta' \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.7)$$

と表される。なお、核種の半減期 $t_{1/2}$ と平均寿命の関係は、

$$t_{1/2} = \tau \times \ln 2 \quad (5.8)$$

である。 ^{60}Co の半減期が 5.27 年であることを用いると、式 5.7 と式 5.8 より、30 MeV 実験日 (2019 年 12 月 16 日) における線源強度は、

$$\beta = 1940.5 \text{ Bq} \quad (5.9)$$

と計算される。シミュレーションにおいて発生させるガンマ線の本数を N_{MC} とすると、実際の線源において N_{MC} 本のガンマ線が発生するまでの時間 T_{MC} は、式 5.6 より

$$T_{\text{MC}} = \frac{N_{\text{MC}}}{1940.5} \quad (5.10)$$

となる。この T_{MC} を用いて単位時間当たりのスペクトルを作成し、キャリブレーションデータとの比較を行う。

キャリブレーションは、 ^{60}Co 線源と HPGe 検出器の距離が 6 cm, 9 cm, 12 cm の 3 つの場合について行われた。図 5.26, 図 5.27, 図 5.28 にデータとシミュレーションの比較を示す。それぞれ、HPGe 検出器と ^{60}Co 線源の距離が 6 cm, 9 cm, 12 cm の場合である。測定データのスペクトルを黒線で、シミュレーションを赤線で示しており、スペクトルの下にはデータとシミュレーションの差分を取った分布を示している。これらを見ると、スペクトル全体においてデータの方がシミュレーションよりも約 30 % ガンマ線発生が多いことが分かる。この特徴は、6 cm, 9 cm, 12 cm 全ての距離の分布において共通しており、シミュレーションがデータを再現しない結果となった。

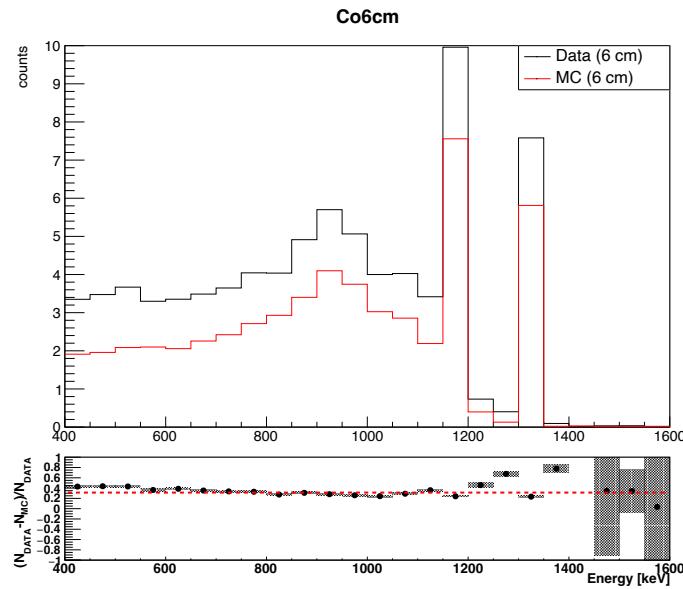


図 5.26: ^{60}Co と HPGe 検出器の距離が 6 cm の場合における比較. 上: データ (黒線) とシミュレーション (赤線) のスペクトル. 下: データとシミュレーションの差分を表したもの.

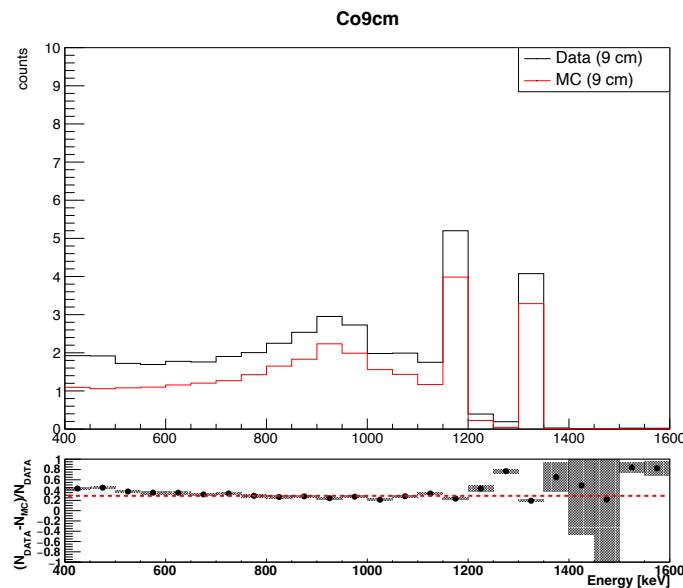


図 5.27: ^{60}Co と HPGe 検出器の距離が 9 cm の場合における比較. 上: データ (黒線) とシミュレーション (赤線) のスペクトル. 下: データとシミュレーションの差分を表したもの.

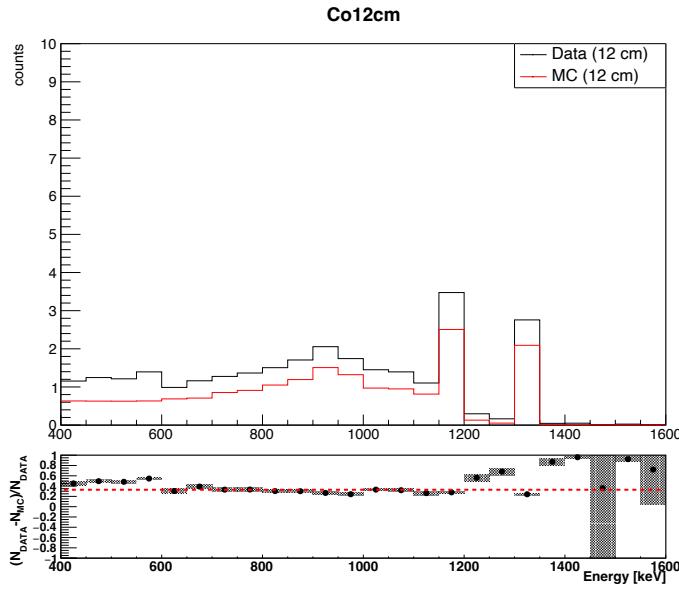


図 5.28: ^{60}Co と HPGe 検出器の距離が 12 cm の場合における比較. 上: データ (黒線) とシミュレーション (赤線) のスペクトル. 下: データとシミュレーションの差分を表したもの.

しかし, Ge 結晶の不感領域のサイズがシミュレーション上でうまく再現できていない場合, スペクトルの形もデータとは異なるはずである.¹しかし実際には, 図 5.26～図 5.28 における差分の分布を見ると, 約 30%付近で平らな分布となっていることが分かる. また, 面積で規格化してデータとシミュレーションを比較した結果を図 5.29 に示す. どの距離においても, スペクトルの形はデータとシミュレーションで良く一致している.

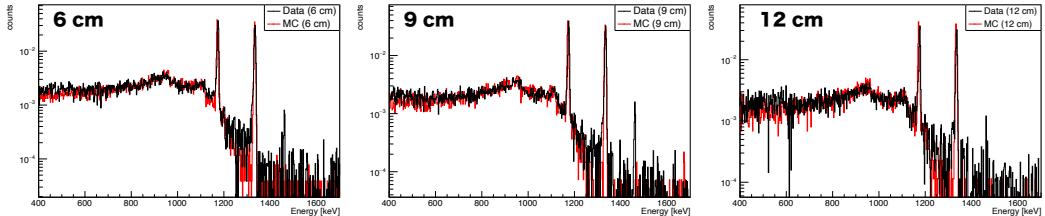


図 5.29: 面積で規格化して比較したデータ (黒線) とシミュレーション (赤線) のスペクトル. 全ての距離において, 両者のスペクトルの形はよく一致している.

図 5.26～図 5.28 に見られているデータとシミュレーションの 30%のズレの原因として, ^{60}Co 線源強度の不定性が挙げられる. 上述した通り, 線源強度は 1979 年に測定されたものであり, 誤差の大きさについても不明である. 実際の線源強度が使用した値よりも大きく, 図 5.26～図 5.28 に示したシミュレーションのスペクトルよりも大きかった可能性が考えられる.

本解析では, スペクトルの形がデータとシミュレーションで良く一致していることや, 30%の差異が全ての距離において見られていることから, Ge 結晶の不感領域のサイズはシミュレーション上で適切に再現することができていると考えた. また, 図 5.26～図 5.28 で示した差異の分布において, それぞれの距離での標準偏差を HPGe 検出器の検出効率の由来する系統誤差としてフィッ

¹ 例えば, シミュレーション上の結晶サイズが実際よりも小さい場合, 全てのエネルギーを検出器内で落とす粒子が減少し, コンプトン散乱を起こしてそのまま検出器外へと飛んでいくようなイベントが増える. すると, スペクトルが全体的に低くなることに加え, コンプトン散乱部分の高さに対する光電吸収ピークの高さが高くなることが予想される.

ティングの際に考慮した。標準偏差を計算すると、表 5.3 のようになった。標準偏差の値に明確な距離相関は見られなかったため、本解析では系統誤差を 10%とした。

表 5.3: それぞれの距離における標準偏差

HPGe 検出器から ^{60}Co までの距離	標準偏差
6 cm	5.6%
9 cm	2.9%
12 cm	8.3%

5.7.6 連続成分

連続成分のテンプレートは、図 5.13 に示した水なしランのデータを用いて作成した。その結果を、図 5.30 に示す。水なしランのスペクトルには、アクリル容器からのガンマ線が含まれているが、このガンマ線は信号となるものと共通のものがある。そのため、アクリル由来のガンマ線領域は使用せず、その前後のデータを用いた。指數関数を仮定して、パラメータ p_0 , p_1 を用いて

$$\text{Counts} = \exp(p_0 + p_1 \times \text{Energy}) \quad (5.11)$$

でフィッティングしてパラメータを求めた。その結果、

$$\begin{aligned} p_0 &= 9.65 \pm 0.05 \\ p_1 &= (-5.3 \pm 0.1) \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (5.12)$$

となった。この指數関数を連続成分のテンプレートとして使用する。

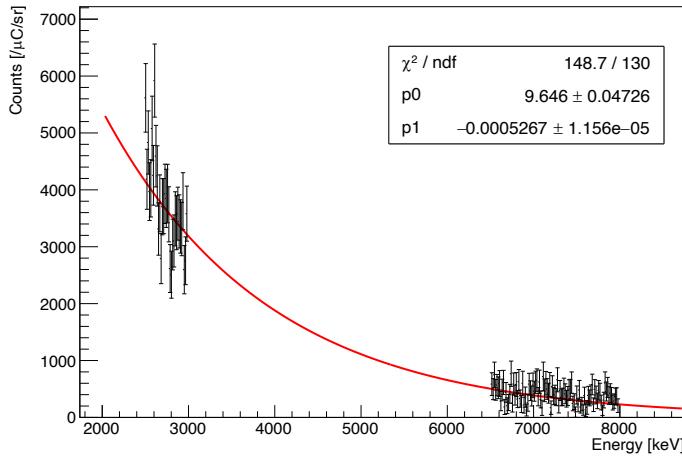


図 5.30: 連続成分のテンプレート

5.7.7 フィッティングの原理

10 個のシグナルテンプレートと 1 つの連続成分テンプレートをインプットとして、スペクトルフィッティングを行う。 χ^2 は、以下の式によって計算される。

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2 = \sum_i \frac{(y_i^{\text{obs.}} - y_i^{\text{pred.}})^2}{(\sigma_i^{\text{stat.}})^2} + \frac{(f - 1)^2}{(\sigma^{\text{MC}})^2} \quad (5.13)$$

ここで、 χ_i^2 は i 番目のビンにおける χ^2 の値であり、 $y_i^{\text{obs.}}$ はそのビンにおけるデータのスペクトルのカウント数である。また、 $y_i^{\text{pred.}}$ は、テンプレートにパラメータをかけて足し合わせたスペクトルの i ビンにおけるカウント数である。これは、連続成分テンプレートのカウント数 $y_i^{\text{cont.}}$ とパラメータ f_0 、シグナルテンプレートのカウント数 $y_i^{\text{sig., } j}$ とパラメータ f_j (ただし、 j はシグナルの種類であり、 $j = 1, 2, \dots, 10$) を用いて以下の式で表される。

$$y_i^{\text{pred.}} = f_0 \cdot y_i^{\text{cont.}} + \sum_j f_j \cdot y_i^{\text{sig., } j} \quad (5.14)$$

また、 $\sigma_i^{\text{stat.}}$ はデータの統計誤差であり、 σ^{MC} は HPGe 検出器の検出効率に由来する系統誤差である。本解析においては、第 5.7.5 章で述べた見積もりにより

$$\sigma^{\text{MC}} = 0.1 \quad (5.15)$$

としている。 f は、シミュレーション上で作成した HPGe 検出器の検出効率と実際の検出効率の比を表すパラメータである。各テンプレートのパラメータ $f_0 \sim f_{10}$ と、検出効率の比を表すパラメータ f の計 12 個のパラメータを変化させながら、式 5.13 によって χ^2 を計算していく。 χ^2 の値が最も小さくなるパラメータセットがベストフィットにおける値であり、ガンマ線の相対強度を示すものとなる。

5.7.8 初期値の決定

最終的なフィッティングは、CERN が開発している ROOT で使用できるツールである Minuit2 を用いて行った。Minuit2 とは、ユーザが定義した関数値を最小化するソフトウェアであり、 χ^2 が最小となるようなパラメータセットを求めるフィッティングにおいて有用である。ユーザは最小化したい関数と各パラメータの初期値を設定する必要がある。本解析では、パラメータの数が 12 個と多いため、初期値としてデタラメな値を使用した場合、フィッティング結果は局所的に χ^2 が小さくなる場所となり、ベストフィットのスペクトルはデータを再現しないものとなってしまう。そのため、求めたい解に近い値を初期値としておく必要がある。そこで、まず初めに Minuit2 を使用せずにフィッティングを行った。このフィッティングでは検出効率に関するパラメータ f は考慮せず、 χ^2 は式 5.13 から f を含む項を除いた以下の式で計算した。

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2 = \sum_i \frac{(y_i^{\text{obs.}} - y_i^{\text{pred.}})^2}{(\sigma_i^{\text{stat.}})^2} \quad (5.16)$$

このフィッティングは、2.74 MeV, 3.68 MeV, 4.44 MeV, 4.91 MeV, 5.27 MeV, 6.13 MeV, 6.32 MeV, 6.92 MeV のガンマ線ピークと連続成分を用い、以下のような手順で行った。

1. 11 個のパラメータ全てを同時にフィッティングする。全パラメータを 0.00 から 3.00 まで 0.01 刻みで変化させ、 χ^2 が最も小さくなるパラメータセットとを求める。
2. 連続成分パラメータ f_0 を得られた値に固定する。
3. 各ガンマ線のパラメータ $f_1 \sim f_{10}$ を、高エネルギー側から 1 つずつフィッティングする。この際、それぞれの光電吸収ピークを使用する。
4. $f_1 \sim f_{10}$ を 3. で得られた値で固定する。

5. 連続成分パラメータをフィッティングする.
6. 2. から 5. を繰り返し行う.
7. 5.において、1 ループ前と同じ値が得られたら終了する.

図 5.31 に、上記の 2. から 5. を繰り返してフィッティングを行った際の各パラメータの変化を示す。6 回目の連続成分のフィッティングにおいて、5 回目で得られた値と同じ値となったため、ここでフィッティングを終了した。また、 χ^2 の変化の様子を図 5.32 に示す。フィッティングを繰り返し行うことによって、 χ^2 の値が小さくなっていること、よりデータを再現するパラメータセットが求められていることが分かる。表 5.4 は、各パラメータの初期値をまとめたものである。このフィッティングによって得られたパラメータを、Minuit2 を用いたフィッティングにおける初期値として利用する。なお、表 5.2 に示したガンマ線のうち、このフィッティングに使用しなかったもの(2.30 MeV, 5.10 MeV, 5.18 MeV, 6.18 MeV)については、初期値を 0.00 としてフィッティングを行なった。

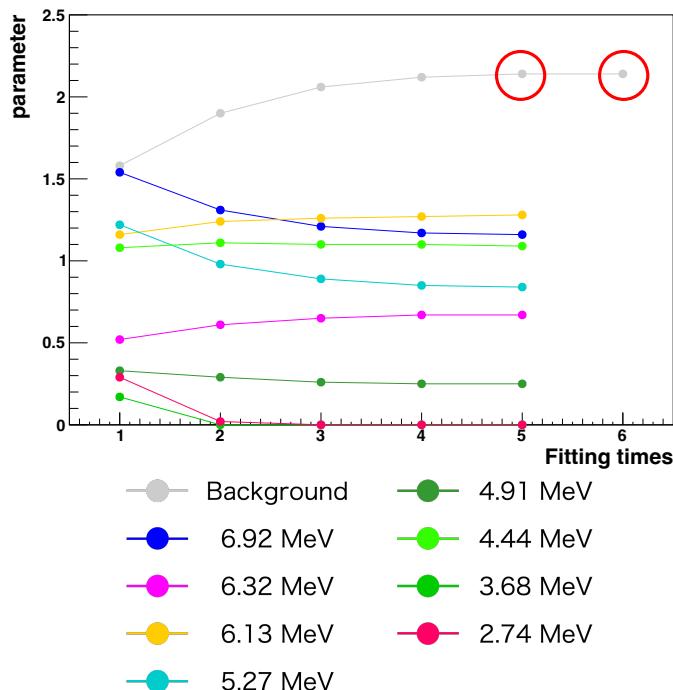


図 5.31: フィッティングを繰り返し行った際の各パラメータの変化。横軸がフィッティングを行なった回数、縦軸がパラメータの値を表す。

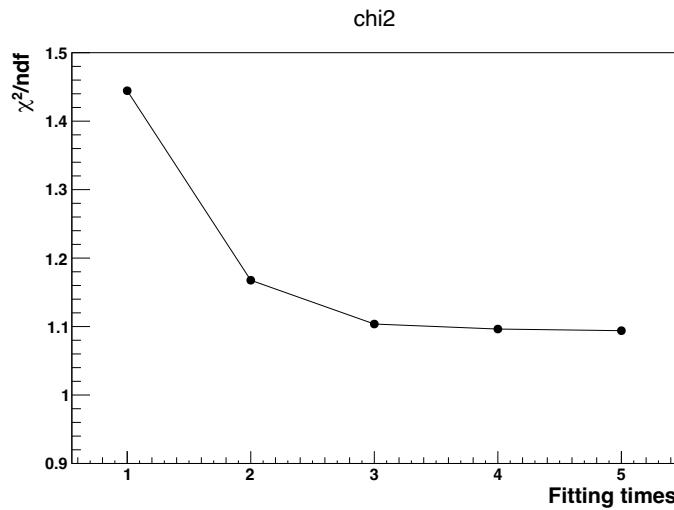


図 5.32: フィッティングを繰り返し行った際の χ^2 の変化.

表 5.4: Minuit2 を使ったフィッティングにおける初期値

Template	parameter [$\times 10^{-5}$]
Continuous	2.14
2.74 MeV	0.00
3.68 MeV	0.00
4.44 MeV	1.09
4.92 MeV	0.25
5.11 MeV	0.00
5.27 MeV	0.84
6.13 MeV	1.28
6.32 MeV	0.67
6.92 MeV	1.16
7.12 MeV	0.00

5.7.9 フィッティング結果

Minuit2 を用いたフィッティングによって、ベストフィットとなるパラメータセットとその誤差を見積もった。その結果、ベストフィットのスペクトルは図 5.33 のようになり、各パラメータの値は表 5.5 のようになった。

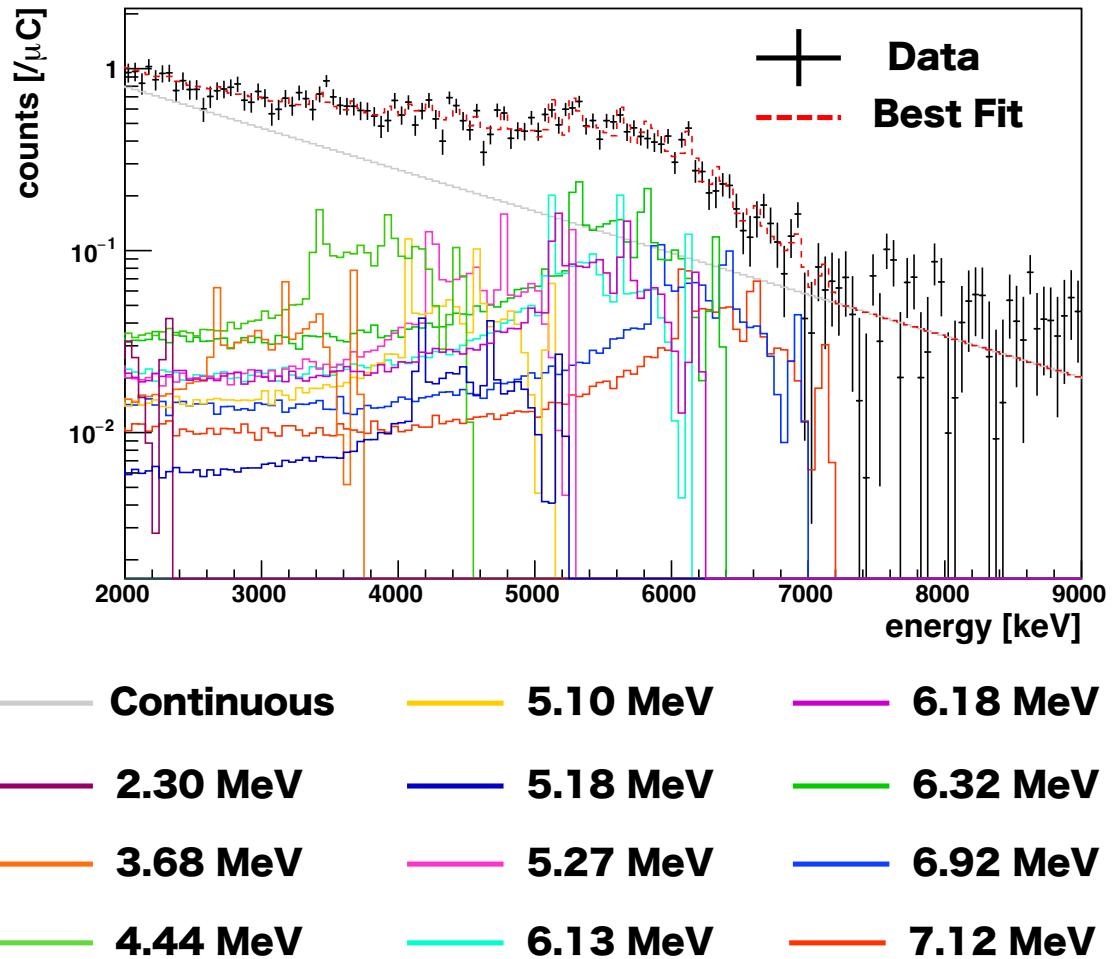


図 5.33: フィッティングで得たベストフィットのスペクトル(赤線)とデータ(黒). 色付きのプロットは各ガンマ線のシグナルテンプレートである.

表 5.5: フィッティングによって得られたパラメータ

Template	parameter [$\times 10^{-5}$]
Continuous	14.81 ± 0.9
2.30 MeV	0.942 ± 1.8
2.74 MeV	0.00709 ± 0.98
3.68 MeV	2.11 ± 1.4
4.44 MeV	6.17 ± 1.5
4.92 MeV	0.00711 ± 1.3
5.10 MeV	3.08 ± 1.3
5.18 MeV	1.32 ± 1.3
5.27 MeV	4.52 ± 1.3
6.13 MeV	5.34 ± 1.4
6.18 MeV	5.25 ± 1.7
6.32 MeV	8.69 ± 1.8
6.92 MeV	4.08 ± 1.3
7.12 MeV	3.00 ± 1.2

第6章

ガンマ線生成断面積

スペクトルフィッティングによって求めたガンマ線の相対強度と、中性子フラックスの値を用いることで、ガンマ線の生成断面積を算出した。この章ではその計算手法と結果、考察について述べる。

6.1 計算結果

ガンマ線 i の生成断面積 σ_i は以下の式で計算される。

$$\sigma_i [\text{cm}^2] = \frac{f_i \cdot N_{MC} [/\mu\text{C}]}{T \cdot \phi_n [/\text{cm}^2/\mu\text{C}]} \quad (6.1)$$

ここで、 f_i はフィッティングによって求めたパラメータ、 N_{MC} はテンプレート作成において発生させたガンマ線の本数で、本解析では 10^8 である。また、 T は水標的中に含まれる酸素原子核数であり、 ϕ_n が中性子フラックスの値である。中性子フラックスは、検出器の底面積で規格化し、単位面積あたりの中性子数として使用する。それぞれ、

$$T = 4.644 \times 10^{26} \quad (6.2)$$

$$\phi_n = 1.224 \times 10^3 / \text{cm}^2/\mu\text{C} \quad (6.3)$$

である。各ガンマ線の生成断面積計算の結果を表 6.1 に示す。2.30 MeV, 2.74 MeV, 4.92 MeV のガンマ線については、断面積の値が 0 と無矛盾であったため、上限値(90% C.L.)を設定した。

表 6.1: 250 MeV 実験における生成断面積

Gamma-ray	Parent nucleus (J^π)	Cross section [mb]
2.30 MeV	$^{15}\text{N}(\frac{7}{2}^+)$	< 6.9 (90% C.L.)
2.74 MeV	$^{16}\text{O}(2^-)$	< 2.8 (90% C.L.)
3.68 MeV	$^{13}\text{C}(\frac{3}{2}^-)$	3.7 ± 2.6
4.44 MeV	$^{12}\text{C}(2^+)$	10.8 ± 3.3
4.91 MeV	$^{14}\text{N}(0^-)$	< 3.7 (90% C.L.)
5.10 MeV	$^{14}\text{N}(2^-)$	5.4 ± 2.6
5.18 MeV	$^{15}\text{O}(\frac{1}{2}^+)$	< 6.2 (90% C.L.)
5.27 MeV	$^{15}\text{N}(\frac{5}{2}^+)$	8.0 ± 2.7
6.13 MeV	$^{16}\text{O}(3^-)$	9.4 ± 3.1
6.18 MeV	$^{15}\text{O}(\frac{3}{2}^-)$	9.2 ± 3.4
6.32 MeV	$^{15}\text{N}(\frac{3}{2}^-)$	15.3 ± 4.2
6.92 MeV	$^{16}\text{O}(2^+)$	7.2 ± 2.6
7.12 MeV	$^{16}\text{O}(1^-)$	5.3 ± 2.3

6.2 考察

2.30 MeV, 2.74 MeV, 4.92 MeV, 5.18 MeV のガンマ線は、ベストフィットにおけるパラメータが 0 と無矛盾であった。2.30 MeV のガンマ線は、第 6 励起状態 (7.57 MeV) に励起された ^{15}N が、第 1 励起状態 (5.27 MeV) へ脱励起する際に放出されるものである。2.74 MeV のガンマ線は、第 5 励起状態 (8.87 MeV) に励起された ^{16}O が、第 2 励起状態 (6.13 MeV) へ脱励起する際に放出されるものである。また、4.91 MeV のガンマ線は、 ^{14}N の第 3 励起状態から、5.18 MeV のガンマ線は ^{15}O の第 1 励起状態から基底状態への遷移に伴って放出される。従って、これらの励起状態を経由する過程によるガンマ線信号は、本研究では有意に確認されなかった。最も断面積が大きいガンマ線は 6.32 MeV であった。これは、 $^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$ 反応によって、 $^{15}\text{N}^*$ の第 3 励起状態から放出されるガンマ線である。また、6.13 MeV は、 $^{16}\text{O}(n, n')^{16}\text{O}^*$ 反応によって、 $^{16}\text{O}^*$ の第 2 励起状態から放出される。このガンマ線ピークは、ToF に基づいたカットを施す前の図 5.13においても確認することができる。従ってこの反応は、235-270 MeV の中性子だけではなくより低い中性子との反応によって起こっていることが分かる。また、6.92 MeV と 7.12 MeV のガンマ線も中性子と酸素原子核の非弾性散乱によって、それぞれ第 3 励起状態と第 4 励起状態から放出されるものである。そのため、非弾性散乱で酸素原子核が励起されやすい順に、第 2 励起状態、第 3 励起状態、第 4 励起状態であった。なお、第 1 励起状態 (6.05 MeV) に励起されたガンマ線はガンマ線を伴わない内部転換によって脱励起する。4.44 MeV のガンマ線は ^{16}O から α 粒子が放出されることによって形成される ^{12}C から放出されるものであり、6.32 MeV に次いで大きな断面積であった。これは、 α クラスター模型 [43] を支持する結果であると考えられる。この模型は、 α 粒子を原子核の基本的な構成単位であるとするモデルであり、これによって原子核のエネルギー状態をうまく記述することができる。この模型では ^{16}O は 4 つの α 粒子で構成されていると記述されることになるため、 α 粒子が放出される反応が比較的よく起こっていたと考えられる。

また、30 MeV 実験におけるガンマ線の生成断面積との比較を表 6.2 に示す。30 MeV と 250 MeV

の結果を比較すると、7.12 MeV, 6.13 MeV の生成断面積は、30 MeV の方が 250 MeV よりも大きい。これらは共に、中性子と酸素原子核の非弾性散乱によって放出されるものである。一方、6.32 MeV, 5.27 MeV, 3.68 MeV については、30 MeV と 250 MeV の断面積が同程度になっている。これは中性子が酸素原子核中の核子をノックアウトする反応によって放出される。すなわち、非弾性散乱は 30 MeV の方が起こりやすく、ノックアウト反応は 30 MeV と 250 MeV で同じくらいの確率で起こるという傾向が見られている。

表 6.2: 30 MeV 実験における生成断面積と 250 MeV 実験における生成断面積の比較。

Gamma-ray	Cross section [mb] (30 MeV)	Cross Section [mb] (250 MeV)
2.30 MeV	0.82 ± 0.7	< 6.9
2.74 MeV	2.2 ± 0.9	< 2.8
3.68 MeV	4.1 ± 1.2	3.7 ± 2.6
4.44 MeV	37.5 ± 6.8	10.8 ± 3.3
4.92 MeV	1.9 ± 1.2	< 3.7
5.10 MeV	< 0.11	5.4 ± 2.6
5.18 MeV	1.3 ± 0.9	< 6.2
5.27 MeV	9.9 ± 1.9	8.0 ± 2.7
6.13 MeV	22.3 ± 4.1	9.4 ± 3.1
6.18 MeV	4.6 ± 1.3	9.2 ± 3.4
6.32 MeV	12.9 ± 2.5	15.3 ± 4.2
6.92 MeV	6.0 ± 1.5	7.2 ± 2.6
7.12 MeV	9.0 ± 1.9	5.3 ± 2.3

第7章

核子-原子核反応モデルとの比較

E525 実験で得られたガンマ線スペクトルと核子-原子核反応モデルとの比較を行い、どのモデルが最もよくデータを再現しているかを調査した。使用したモデルは、Bertini Cascade model (BERT), Binary Cascade model (BIC), Liège Intranuclear Cascade model (INCL++) の 3 つである。データとの比較によって、現在使用されている BERT モデルよりも INCL++ モデルの方が支持されるという結果が得られた。本章では、シミュレーションモデルの特徴と比較の手法、結果について述べる。

7.1 シミュレーションモデルの特徴

現在、Geant4 で使用できる核子-原子核反応モデルは、BERT, BIC, INCL++ モデルである。これらのモデル間の違いを、反応点、反応終了時間、核子密度、前平衡・蒸発モデルの 4 つの観点から説明する。

反応点

反応点とは、原子核内へ入射した核子が、標的である原子核内の核子と相互作用を起こす場所である。BERT は、space-dependent な核内カスケードモデルと呼ばれ、原子核内における核子の平均自由行程 λ に基づいて反応点 x が以下の式で与えられる [44]。

$$\begin{aligned} x &= -\lambda \ln \xi \\ &= -\frac{1}{\rho \sigma_{NN}} \ln \xi \\ &= -\frac{A}{\rho \{Z\sigma_{Np} + (A-Z)\sigma_{Nn}\}} \ln \xi \end{aligned} \tag{7.1}$$

ここで、 ξ は 0 から 1 までの乱数である。また、 ρ は核子密度であり、 σ_{NN} , σ_{Np} , σ_{Nn} はそれぞれ入射核子と標的原子核、入射核子と標的原子核内の陽子、入射核子と標的原子核内の中性子の反応断面積を表している。 Z は標的原子核の原子番号、 A は質量数である。

BIC と INCL++ は、time-dependent な核内カスケードモデルと呼ばれる。これらのモデルでは、標的原子核内の核子に位置と運動量を与えておく。ある時刻における入射核子の原子核内における位置は、場の運動方程式をルンゲ＝クッタ法を用いて解くことで求められる。その際、入射核子から標的核子 i までの距離 d_i を計算し、

$$d_i < \sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}} \tag{7.2}$$

を満たしていれば、反応を起こす [45]。ここで、 σ_i は入射核子と標的核子 i の反応断面積である。

核子密度

BERT では、以下のように原子核の半径を定義し、その領域においてフェルミ気体モデルに従って運動量が与えられる。酸素原子核の場合、3つの同心球によって原子核がモデリングされる。それらの半径 r_i ($i = 1, 2, 3$) は、

$$r_i(\alpha_i) = C_2 \ln \left(\frac{1 + e^{-C_1/C_2}}{\alpha_i} - 1 \right) + C_1 \quad (7.3)$$

と表される [45]。ここで、 $C_1 = 3.3836A^{1/3}$, $C_2 = 1.7234$ である。各領域の運動量分布は、0 K におけるフェルミ分布に従い、

$$f(p) = cp^2 \quad (7.4)$$

によって与えられ、

$$\int_0^{p_F} f(p) dp = n_p \text{ or } n_n \quad (7.5)$$

が成り立つ。ただし、 n_p , n_n はそれぞれその領域における陽子、中性子の数を表している。ここで、 p_F はフェルミエネルギーであり、半径 r_i を用いて

$$p_F(r_i) = \left(\frac{3\pi^2 \rho(r_i)}{2} \right)^{1/3} \quad (7.6)$$

で与えられる。式 7.4, 7.5, 7.6 より、各領域における核子密度は、

$$\rho(r_i) = \frac{2n_p}{c\pi^2} \text{ or } \frac{2n_n}{c\pi^2} \quad (7.7)$$

従って、それぞれの領域内では核子密度は一定となるため、BERT では離散的に核子密度が変化する。図 7.1 に ^{65}Cu における核子密度分布を示す。原子核の外側になるにつれて、3段階に分かれて離散的に核子密度が小さくなっている様子が分かる。また、点線で示したホフスタッター曲線とよく一致している。

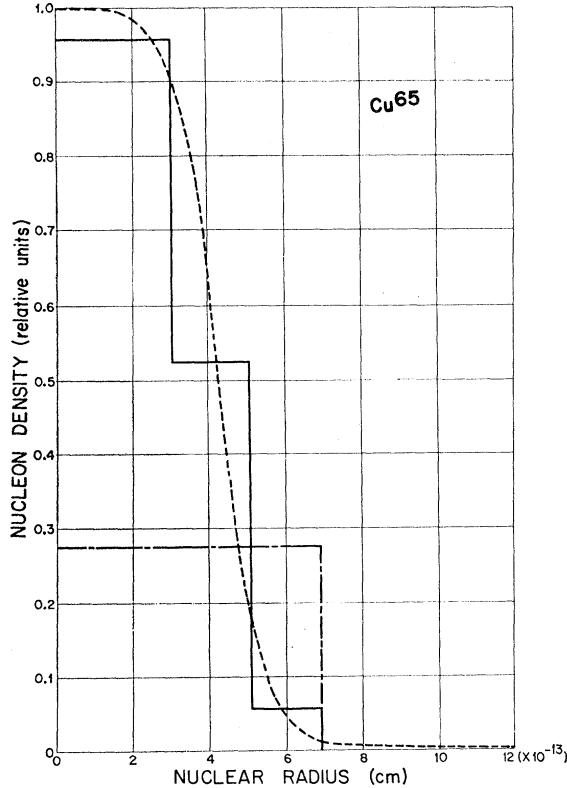


図 7.1: ^{65}Cu の原子核密度 [46]. 実線が 3 つの同心球モデル, 波線が単一球モデル, 点線がホフス タッター曲線を表している.

BICにおいては、以下の式で核子密度が与えられる [45].

$$\rho(r_i) = (\pi R^2)^{-3/2} \exp(-r_i^2/R^2) \quad (A \leq 16) \quad (7.8)$$

ここで、 $R^2 = 0.8133A^{2/3} \text{ fm}^2$ であり、 i は核子を表している ($i = 1, 2, \dots, A$). r_i は核子 i の原子核中心からの距離である. BIC では、この原子核密度に従う乱数を用いて、 r_i が選択される.

INCL++では、Wood-Saxon 密度分布と呼ばれる以下の式によって核子密度が定義されている [47].

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} & (r < R_{max}) \\ 0 & (r > R_{max}) \end{cases} \quad (7.9)$$

ここで、 $R_0 = (2.745 \times 10^{-4}A + 1.063)A^{1/3} \text{ fm}$, $a = 0.510 + 1.63 \times 10^{-4}A \text{ fm}$, $R_{max} = R_0 + 8a$ である.

反応終了時間

BERT と BIC では、入射核子との反応によって原子核外へ放出されるのに十分なエネルギーを与えられた標的核子が、全て原子核外へ放出されるまでの過程を扱う [45]. 一方、INCL++では、以下の式で与えられる t_{stop} をが経過すると反応が終了され、それ以降のカスケードは考えない [47].

$$t_{stop} = t_0 \left(\frac{A_{target}}{208} \right)^{0.16} \quad (7.10)$$

ここで, $t_0 = 70 \text{ fm/c}$ であり, A_{target} は標的原子核の質量数である. 図 7.2 は, 1 GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー, 放出された粒子の平均運動エネルギー, 励起エネルギーの時間微分, 運動量の非対称性の時間変化を表すグラフ中に, 式 7.10 で計算される t_{stop} の値を矢印で示したものである. 4 つの分布において, ほとんどのイベントは t_{stop} よりも早い時間に分布していることが分かる.

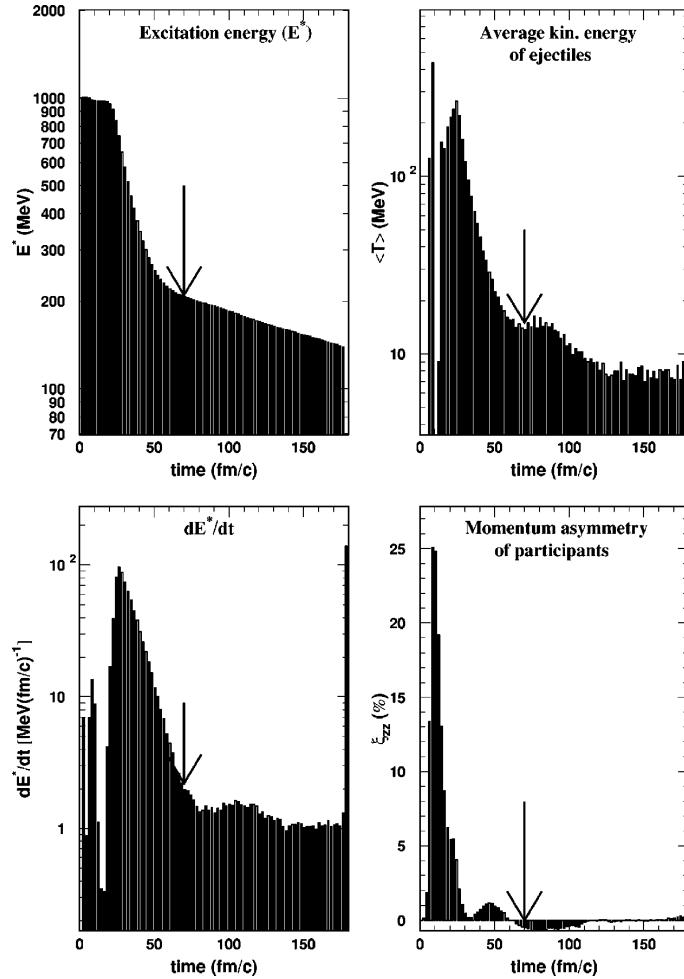


図 7.2: 1 GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー(左上), 放出核子の平均運動エネルギー(右上), 励起エネルギーの時間微分(左下), 運動量の非対称性(右下)の時間変化 [47]. 図中の矢印は t_{stop} の位置を表している.

前平衡モデルと蒸発モデル

2 章で説明した通り, 核内カスケード過程において前平衡過程とそれに伴う核子放出の確立した理論は存在していない.そのため, 現象論的な様々なモデルが存在している. BERT では, 独自の前平衡モデル (pre-compound model) と蒸発モデル (evaporation model) を使用している. このモデルでは, 励起エネルギーが $E_{cutoff} = 0.1 \text{ MeV}$ を下回るまで核子が放出され, $E_{cutoff}^\gamma = 10^{-15} \text{ MeV}$ を下回るまでガンマ線が放出される [45]. 一方, BIC と INCL++では, Geant4 の前平衡モデルと蒸発モデルが使用される [48]. このモデルでは, 核子放出は一般化された蒸発モデル (Generalized evaporation model; GEM モデル) に基づいてシミュレーションされる. また, ガンマ崩壊について

は、高励起エネルギーでは電気双極子型巨大共鳴の理論に基づいて連続的なエネルギー分布をもつガンマ線が、低励起エネルギーでは式 2.36 で与えられる $E_1, M_1 E_2$ 遷移確率を用いてガンマ線が放出される。

7.2 シミュレーションセットアップ

Geant4 を用いてシミュレーションを行い、E525 実験で得られたスペクトルとの比較を行なった。Geant4 のバージョンは SK の解析において使用されているものと揃えるため、Geant4.10.5.1 を使用した。図 7.3 に、シミュレーション上で再現した 30 MeV 実験と 250 MeV 実験のセットアップ図を示す。図の方向から中性子を入射し、hadroninelastic で発生したガンマ線を HPGe 検出器で計数し、エネルギー分解能曲線(図 5.24)で鈍らせて、HPGe 検出器で観測されるガンマ線スペクトルを作成した。規格化は中性子数を用いて行なった。すなわち、実験データについては中性子フラックスで、シミュレーションは入射した中性子数で規格化を行い、中性子当たりのガンマ線スペクトルに直して比較した。

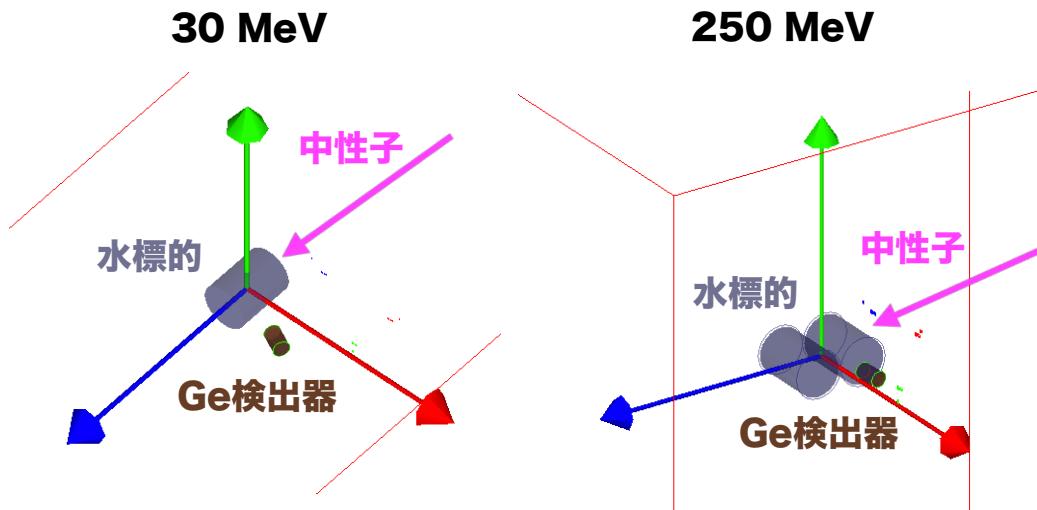


図 7.3: 30 MeV(左) と 250 MeV(右) におけるシミュレーションのセットアップ図。ピンクで示した矢印の方向から中性子ビームを入射する。

使用する核子-原子核反応モデルとして、BERT, BIC, INCL++の 3 つを使用した。モデル毎のガンマ線スペクトルを図 7.4 に示す。BIC と INCL++ は似たような分布となっている。一方 BERT は連続成分が多く、ピークの本数が少ないという特徴がある。

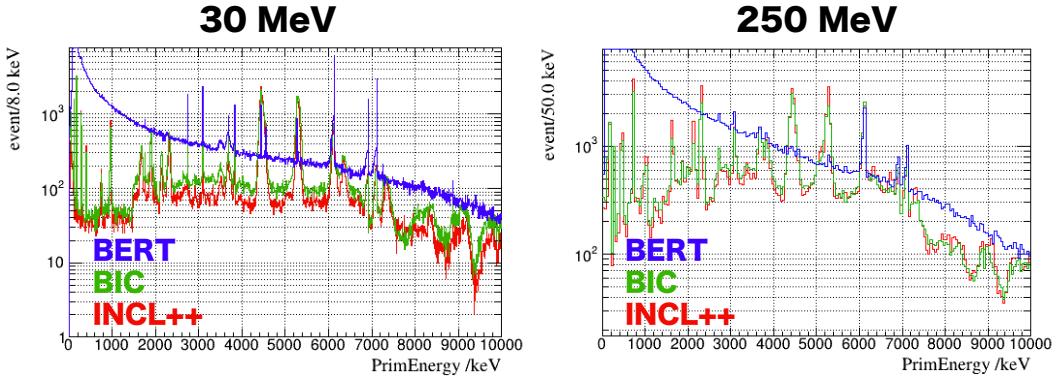


図 7.4: 30 MeV(左) と 250 MeV(右) におけるモデル毎のガンマ線スペクトル. 青が BERT, 緑が BIC, 赤が INCL++を表す. このスペクトルをエネルギー分解能曲線で鈍らせ, 検出器の応答を考慮する.

各モデルがデータをどの程度再現しているかについて定量的に評価するために, 以下の式によつて χ^2 を計算した.

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{N_i^{\text{data}} - f \cdot N_i^{\text{mc}}}{\sigma_i^{\text{stat.}}} \right)^2 + \left(\frac{1-f}{\sigma_i^{\text{syst.}}} \right)^2 \quad (7.11)$$

N_i^{data} , N_i^{mc} はそれぞれ i 番目の bin におけるデータとシミュレーションのカウント数, $\sigma_i^{\text{stat.}}$ は i 番目の bin における統計誤差, $\sigma_i^{\text{syst.}}$ は中性子フラックス測定における系統誤差であり, f は中性子フラックスの誤差に由来する規格化因子のずれを補正する係数である. データがシミュレーションをよりよく再現しているほど, χ^2 の値は小さくなる.

7.3 結果

図 7.5 に 30 MeV 実験との比較を, 図 7.6 に 250 MeV 実験との比較を示す. また, χ^2/ndf の計算結果を表 7.1 にまとめている. ただし, 自由度 ndf は χ^2 計算に用いた bin の総数から 1 を引いたものである.

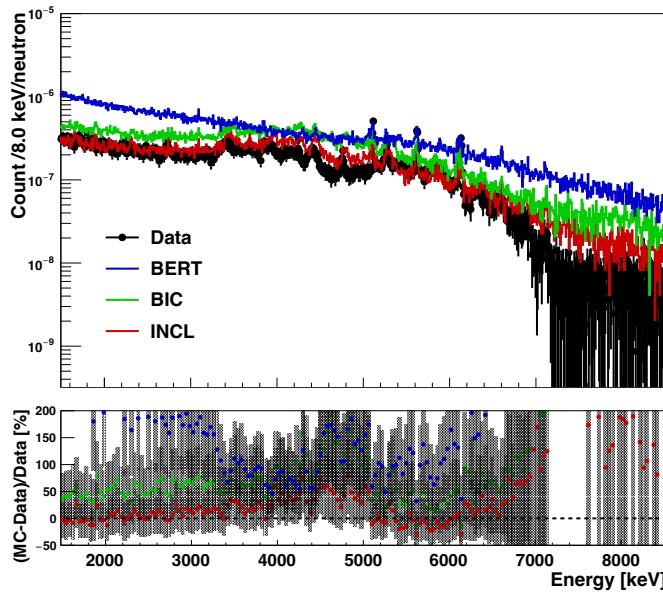


図 7.5: 30 MeV 実験で得られたスペクトルとモデルの比較. 黒がデータ, 青が BERT, 緑が BIC, 赤が INCL++を表す.

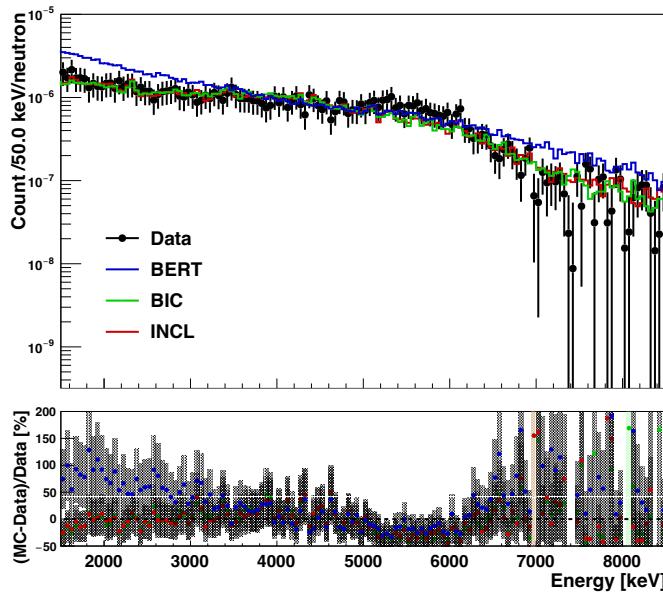


図 7.6: 250 MeV 実験で得られたスペクトルとの比較. 黒がデータ, 青が BERT, 緑が BIC, 赤が INCL++を表す.

表 7.1: χ^2 の計算結果

Model	χ^2/ndf (30 MeV)	χ^2/ndf (250 MeV)
BERT	4632.9/750	238.6/120
BIC	2405.5/750	133.0/120
INCL++	1933.4/750	122.4/120

7.4 考察

表 7.1 を見ると、30 MeV, 250 MeV の両方において、BERT の χ^2 が最も大きくなっている。ICNL++が最も小さい。すなわち、現在 SK で使用されている BERT よりも INCL++の方が支持される結果となっている。スペクトルを見ると、BERT の連続成分がデータよりも多くなっており、特に 30 MeV(図 7.5)において顕著である。これは、BERT で使用されている独自の蒸発モデルにおけるガンマ線放出よりも、BIC や INCL++で使用されている Geant4 の蒸発モデルの方がデータを再現していることを示している。BERT 独自のモデルでは励起エネルギーが 10^{-15} MeV を下回るまでガンマ線が放出されるようになっている。しかし実際には、2 で説明した通り原子核の第一励起準位は $\mathcal{O}(1)$ MeV であるため、BERT を用いたシミュレーションでは現実よりも多くのガンマ線が放出されており、連続成分が多くなっていると考えられる。これに対し、電気的・磁気的遷移確率を用いている Geant4 の蒸発モデルは、現実をよりよく再現していることがわかる。

図 7.7 の上段は、NCQE 反応で放出された中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線スペクトルについて、3 つのモデル間で比較を行なった図である。BERT では独自の前平衡・蒸発モデルが使用されているが、オプションを変更することで BIC, INCL++と同じ前平衡・蒸発モデルを使用することができる。図 7.7 の下段は、そのように変更した BERT によるガンマ線スペクトルである。これらを見ると、前平衡・蒸発モデルを揃えることで、BERT の連続成分が多いという問題は解決し、スペクトル図は 3 つのモデルでよく一致している。このことから、前平衡・蒸発モデルがガンマ線スペクトルに最も大きく寄与していることが分かる。

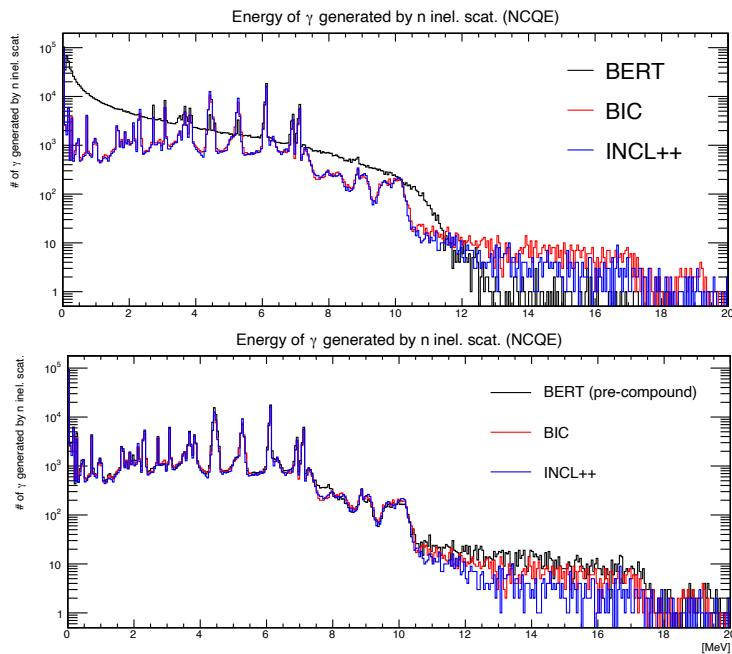


図 7.7: NCQE 反応によって放出された中性子と酸素原子核の反応で放出されるガンマ線スペクトル [25]。BERT については、独自の前平衡・蒸発モデル(上段)と Geant4 のモデル(下段)を使用している。黒が BERT, 赤が BIC, 青が INCL++を示す。

これらのことから、SK で使用する核子-原子核反応モデルを INCL++に変更する、あるいは、前平衡・蒸発モデルを Geant4 のものを使用することで、NCQE 反応における 2 次ガンマ線由来の不確定性を削減することができると考えられる。

第8章

まとめ

現在スーパーカミオカンデでは、超純水中に Gd を導入して中性子検出効率を向上させた SK-Gd 実験が行われており、SRN の世界初観測は現在の重要な目的の 1 つとなっている。SRN 探索において、大気ニュートリノの NCQE 反応は主要な背景事象の一つとなるため、シミュレーションによる事象数の見積もりが必要となる。しかし、シミュレーションがデータを再現しておらず、68-82% の系統誤差がつけられている。特に、NCQE 反応後の中性子が Gd に捕獲される前に起こす、酸素原子核との反応に由来する不定性が大きい。Geant4 では、核子-原子核反応モデルとして BERT, BIC, INCL++ の 3 つが用意されており、現在の SK では BERT が使用されている。しかし、SK-Gd 実験における NCQE 反応断面積測定において、これらの 3 つのモデルとデータの比較が行われ、BERT を支持しない結果が得られた。そこで本研究は、中性子・酸素原子核の反応を直接測定し、核子-原子核反応モデルを決定することを目的として行われた。

2018 年 10 月 30 日と同年 12 月 16 日に、大阪大学 RCNP で E525 実験が行われた。この実験では、30 MeV・250 MeV の陽子ビームと Li ターゲットを用いて生成された中性子を水標的に入射し、反応によって放出されるガンマ線が測定された。中性子検出器として液体シンチレータ、ガンマ線検出器として高純度ゲルマニウム半導体検出器が用いられた。

本論文では、250 MeV 実験のデータ解析について記した。各ガンマ線の生成断面積を算出するため、中性子フラックスの見積もりとガンマ線スペクトルのフィッティングを行った。中性子フラックスの見積もりは、PSD による粒子弁別によって中性子イベントを選別した後、 Be^* の脱励起ガンマ線からの時間差を用いてエネルギー再構成を行った。その後、SCINFUL-QMD コードを用いて検出効率を計算し、中性子フラックスを得た。結果は、 $(5.0 \pm 0.9) \times 10^9 \text{ [/sr}/\mu\text{C}]$ であった。一方ガンマ線の解析では、ToF に基づいて背景事象となるガンマ線の見積もりを行い、中性子フラックスのピーク領域の中性子と酸素原子核の反応によって放出されるガンマ線スペクトルを算出した。そして、シミュレーションを用いて用意したシグナルテンプレートと連続成分テンプレートによってスペクトルフィッティングを行い、ガンマ線の相対強度を見積もった。その結果、最も強く確認されたガンマ線は 6.32 MeV であり、これは $^{16}\text{O}(n, n'p)^{15}\text{N}^*$ 反応によって生じた $^{15}\text{N}^*$ の第 3 励起状態から放出されるものであった。中性子フラックスとフィッティング結果を利用して、各ガンマ線の生成断面積を算出した。30 MeV 実験と 250 MeV 実験における断面積を比較すると、非弾性散乱は 30 MeV の方が起こりやすく、ノックアウト反応は同程度の確率で起こるという傾向が見られていた。

また、E525 実験で得られたスペクトルと BERT, BIC, INCL++ の比較を行なった。Geant4 上で実験セットアップを再現して 30 MeV・250 MeV の中性子を水標的に入射し、それぞれのモデルについてガンマ線スペクトルを作成した。 χ^2 を用いてデータとの一致具合を評価した結果、30 MeV・250 MeV のどちらにおいても BERT は支持されず、BIC・INCL++ を支持する結果が得られた。SK の解析で使用する核子-原子核反応モデルを BIC または INCL++ に変更することで、SRN

探索における NCQE 反応由来の系統誤差を削減できると期待される。

参考文献

- [1] S Eo Woosley and Thomas A Weaver. The physics of supernova explosions. *Annual review of astronomy and astrophysics*, Vol. 24, No. 1, pp. 205–253, 1986.
- [2] 野本憲一・定金晃三・佐藤勝彦. 恒星. 現代の天文学 第7巻. 日本評論社, 第3版, 2015.
- [3] G. A. Tammann, et al. The galactic supernova rate. *Astrophysical Journal Supplement*, Vol. v.92, p. 487, 1994.
- [4] DA Green, SP Reynolds, KJ Borkowski, U Hwang, I Harrus, and R Petre. The radio expansion and brightening of the very young supernova remnant g1. 9+ 0.3. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, Vol. 387, No. 1, pp. L54–L58, 2008.
- [5] J Jeff Hester. The crab nebula: an astrophysical chimera. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 46, pp. 127–155, 2008.
- [6] P.Challis NASA, ESA and R.Kirshner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics). A string of 'cosmic pearls' surrounds an exploding star, 2006. <https://hubblesite.org/contents/media/images/2007/16/2097-Image.html?news=true>.
- [7] K. Hirata, et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1490–1493, Apr 1987.
- [8] Todd Haines, et al. Neutrinos from sn1987a in the imb detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 264, No. 1, pp. 28–31, 1988.
- [9] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, I. V. Krivosheina, and V. I. Volchenko. Detection of the Neutrino Signal From SN1987A in the LMC Using the Inr Baksan Underground Scintillation Telescope. *Phys. Lett. B*, Vol. 205, pp. 209–214, 1988.
- [10] Ken ' ichiroNakazato, Eri Mochida, Yuu Niino, Hideyuki Suzuki. Spectrum of the supernova relic neutrino background and metallicity evolution of galaxies. *The Astrophysical Journal*, Vol. 804, No. 1, p. 75, may 2015.
- [11] K. Abe, et al. Diffuse supernova neutrino background search at super-kamiokande. *Phys. Rev. D*, Vol. 104, p. 122002, Dec 2021.
- [12] S. Fukuda, et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 501, No. 2, pp. 418–462, 2003.
- [13] The Univ. of Tokyo Kamioka Observatory, ICRR. Super-kamiokande. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/sk/about/detector/>.

- [14] LL Marti, et al. Evaluation of gadolinium's action on water cherenkov detector systems with egads. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 959, p. 163549, 2020.
- [15] K. Abe ant others. First gadolinium loading to super-kamiokande. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 1027, p. 166248, 2022.
- [16] G L Fogli, E Lisi, A Mirizzi, and D Montanino. Probing supernova shock waves and neutrino flavour transitions in next-generation water cherenkov detectors. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2005, No. 04, p. 002, apr 2005.
- [17] M. Harada and other. Search for Astrophysical Electron Antineutrinos in Super-Kamiokande with 0.01% Gadolinium-loaded Water. *apjl*, Vol. 951, No. 2, p. L27, July 2023.
- [18] Shunsaku Horiuchi, Tomoya Kinugawa, Tomoya Takiwaki, Koh Takahashi, and Kei Kotake. Impact of binary interactions on the diffuse supernova neutrino background. *Phys. Rev. D*, Vol. 103, p. 043003, Feb 2021.
- [19] H. Kunxian. Measurement of the neutrino-oxygen neutral current quasi-elastic interaction cross-section by observing nuclear de-excitation γ -rays in the t2k experiment. *Ph.D. Thesis, Kyoto University*, 2015.
- [20] Carlotta Giusti and Martin V Ivanov. Neutral current neutrino-nucleus scattering: theory. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 47, No. 2, p. 024001, jan 2020.
- [21] Y. Hayato. Neut. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Vol. 112, No. 1, pp. 171–176, 2002.
- [22] K. Abe, et al. The T2K Experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 659, pp. 106–135, 2011.
- [23] K. Abe, et al. Measurement of neutrino and antineutrino neutral-current quasielasticlike interactions on oxygen by detecting nuclear deexcitation γ rays. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, p. 112009, Dec 2019.
- [24] E. Richard, et al. Measurements of the atmospheric neutrino flux by super-kamiokande: Energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation. *Phys. Rev. D*, Vol. 94, p. 052001, Sep 2016.
- [25] S.Sakai. Measurement of the neutrino-oxygen neutral-current quasielastic cross section using atmospheric neutrinos in the sk-gd experiment. *Ph.D. Thesis, Okayama University*, 2024.
- [26] M. Harada. Development of neutron tagging algorithm and search for supernova relic neutrino in sk-gd experiment. *Ph.D. Thesis, Okayama University*, 2023.
- [27] S. Sakai, et al. Measurement of the neutrino-oxygen neutral-current quasielastic cross section using atmospheric neutrinos in the sk-gd experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 109, p. L011101, Jan 2024.
- [28] FE Bertrand and RW Peelle. Complete hydrogen and helium particle spectra from 30-to 60-mev proton bombardment of nuclei with $a= 12$ to 209 and comparison with the intranuclear cascade model. *Physical Review C*, Vol. 8, No. 3, p. 1045, 1973.

- [29] 市村宗武・坂田文彦・松柳研一. 原子核の理論. 岩波書店, 第1版, 2001.
- [30] George H Vineyard. Grazing-incidence diffraction and the distorted-wave approximation for the study of surfaces. *Physical Review B*, Vol. 26, No. 8, p. 4146, 1982.
- [31] S.A. Fulling and G.R. Satchler. Theoretical analysis of 30 mev proton inelastic scattering. *Nuclear Physics A*, Vol. 111, No. 1, pp. 81–99, 1968.
- [32] Gregory Breit and Eugene Wigner. Capture of slow neutrons. *Physical review*, Vol. 49, No. 7, p. 519, 1936.
- [33] 河合光路. 核反応. パリティ物理学コース. 丸善株式会社, 第1版, 1995.
- [34] F.W.K. Firk, J.E. Lynn, and M.C. Moxon. Resonances in the neutron cross section of bismuth. *Nuclear Physics*, Vol. 44, pp. 431–438, 1963.
- [35] H. A. Bethe and R. F. Bacher. Nuclear physics a. stationary states of nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 8, pp. 82–229, Apr 1936.
- [36] 末包文彦, 白井淳平, 湯田春雄. 素粒子・原子核物理学の基礎. 共立出版株式会社, 第1版, 2011.
- [37] Mirzaei Mahmoud Abadi Vahid, Mirhabibi Mohsen, and Askari Mohammad Bagher. Estimation of semi-empirical mass formula coefficients. *Bulletin of Advanced Scientific Research*, Vol. 2, p. 01, 2016.
- [38] Brookhaven National Laboratory. National nuclear data center. <https://www.nndc.bnl.gov/>.
- [39] 大阪大学核物理研究センター. RCNP サイクロトロン施設配置図. <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-a/RCF/RCPNCF-Layout-j.html>.
- [40] 大阪大学核物理研究センター. RCNP 加速器 avf サイクロトロン. <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-a/RCF/RCPNCF-ACj.html>.
- [41] T.Horai. 中性子・酸素原子核反応に由来するガンマ線の測定. *Okayama Univ.*, 2020.
- [42] S. Agostinelli, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250–303, 2003.
- [43] T Otsuka, T Abe, T Yoshida, Y Tsunoda, N Shimizu, N Itagaki, Y Utsuno, J Vary, P Maris, and H Ueno. α -clustering in atomic nuclei from first principles with statistical learning and the hoyle state character. *Nature Communications*, Vol. 13, No. 1, p. 2234, 2022.
- [44] M.J.Kobra. Intranuclear cascade model for deuteron-and alpha-induced reactions at intermediate energies. *Ph.D. Thesis, Kyushu University*, 2017.
- [45] European Organization for Nuclear Research. Physics reference manual, 2018. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V10.5-2.0/html/index.html>.

- [46] Hugo W. Bertini. Low-energy intranuclear cascade calculation. *Phys. Rev.*, Vol. 131, pp. 1801–1821, Aug 1963.
- [47] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data. *Phys. Rev. C*, Vol. 66, p. 044615, Oct 2002.
- [48] José Manuel Quesada, Vladimir Ivanchenko, Anton Ivanchenko, Miguel Antonio Cortés-Giraldo, Gunter Folger, Alex Howard, and Dennis Wright. Recent developments in pre-equilibrium and de-excitation models in geant4. *Progress in Nuclear Science and Technology*, Vol. 2, pp. 936–941, 2011.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に助けていただきました。この場をお借りして、心より感謝申し上げます。

指導教員である小汐由介先生には、私がフロンティアサイエンティストコースの先取りプロジェクト研究において本研究室に配属された学部3年次より、大変お世話になりました。研究室ミーティングの進捗報告では、様々な質問やコメントをしてくださり、非常に勉強になりました。普段の研究室での雑談の中でも私の進捗を聞いてくださり、分からぬことがあれば一緒に考えてくださいました。小汐先生との議論は勉強になることばかりで、解析手法のことから研究者として大切なことまで、たくさんのこと学びました。また、学会や研究会にもたくさん参加させていただきました。発表準備では、完成がギリギリになってしまふことも多くあった私のスライドを丁寧に見ていただきました。また、発表練習の時間も設けてくださいり、その中で自分の研究に関する理解を深めることができました。お忙しい中、本当にありがとうございました。

ユタ大学の芦田洋輔さんには、データ解析を進めるにあたって大変お世話になりました。時差のある中ミーティングをしていただき、私の進捗に関して議論を深めることができました。解析を進める中で問題に直面した際には、その問題を多角的に捉え、どのように進めていけば良いかアドバイスをしていただきました。芦田さんとのミーティングが終わった後は、自分のやり方の良いところと問題点、そして次に何をやるべきかが明確になっていたのを覚えています。初めてオンラインでお話しさせていただいてから約3年後、修士2年次の8月に瀬戸内海の豊島で初めてお会いできた時は、感無量でした。本当にありがとうございました。

小汐研究室の皆様にも大変お世話になりました。特任助教の日野陽太さんとは、解析に関してたくさん議論させていただき、その中でデータ解析や素粒子物理に関する多くのことを学びました。解析に行き詰った際には、まず日野さんに相談させていただくことが多かったですが、お忙しい中、親切にご指導いただきました。私が相談した問題に対して、慣習にとらわれず物事の本質から論理を組み立てておられる姿を見て、自分もそうなりたいという気持ちを抱いていました。また、シミュレーションやGitHubの使い方など、テクニカルな事もたくさん教えていただきました。ありがとうございました。同期の白石悠樹君と多田智昭君には、なんとお礼を申し上げてよいか、感謝の言葉もありません。白石君は物理全般のことにも詳しく述べ、研究のことやゼミでの内容などを議論する時間は非常に有意義なものでした。白石君のちょっとしたぼやきから、自分でも気になって考えたり調べたりすることが多くあり、たくさんのこと学びました。偕楽園や修善寺にも一緒に行きましたね、懐かしいです。多田君とは、お互いの研究の話をしたり、スーパー・カミオカンデについて色々教えてもらったり、一緒にサッカーを見たり、飲みに行ったりしました。神岡に出張に行った際には、運転手としてよくご飯に連れて行ってもらいました。一緒に兼六園にも行きました、帰り際に金沢駅までダッシュしたことがついこの間の事のように思い出されます。同期の2人のおかげで最後までやり切ることができました、本当にありがとうございました。4月から博士課程に進学する2人のことを、修士卒の元同期として陰ながら応援しています。研究員の原田将之さんは、私が質問をしたら丁寧に答えてくださいり、とても心強かったです。私が行き詰った際には解析について一緒に考えてくださったり、発表練習では丁寧にご指導い

ただいたり、普段の研究室では他愛もない話をしたりと、多くの場面でお世話になりました。D3の酒井聖矢さんとは研究内容が関連していたこともあり、物理について教わりました。酒井さんの作るスライドはとても見やすく、美しく、おしゃれで、お手本としていました。D1の中西史美さんは研究に対して真摯に向き合っておられ、自分も見習おうという気持ちで研究に取り組んでいました。M1の竹谷浩鷹君には、研究に関する質問をしていただき、私自身の理解を深めることに繋がりました。B4の濱口紘希君、東昌徳君、本間芽糸さんはいつも一生懸命勉強に励んでおり、その姿を見て自分の気を引き締めていました。秘書の山本理恵さんには、出張関連のものを始めとする様々な手続きをしていただき、大変お世話になりました。ハワイ出張の際には私の不手際でご迷惑をおかけしたにも関わらず、嫌な顔一つせずに対応していただきました。みなさま本当にありがとうございました。

小汐研究室OBの方々にもお礼申し上げます。蓬莱明日さんは私と同じ実験の解析をやっておられた方で、蓬莱さんの後を引き継ぐ形で私はこの研究を始めました。就職してお仕事が忙しいにも関わらずミーティングをしていただき、始めは何も分からなかった私に解析マニュアルも作成してくださいました。蓬莱さんの修論は私のバイブルとなっていました、ありがとうございました。岡田涼さんは、学部3年次に研究を始めるにあたり、コンピュータの環境と一緒に整えてくださいました。また、ROOTの使い方やプログラミングについても教わりました。卒業された後も、研究室ホームページのサーバー管理に関するこでお力添えいただきました。留学生として小汐研究室に3ヶ月間在籍された、グルノーブル大学のAlexandre Sevestre君とMathieu Lelong君とは、研究室での席が近かったこともあります、楽しくお話しさせていただきました。一緒に神岡へも行きました、新大阪駅では串カツとたこ焼きと一緒に食べ、とても楽しい時間を過ごしました。現在はピサ大学に所属されている北川芙西音さんには、研究に関する質問に丁寧に答えてくださいました。Sikaras Mahasawin君は自分と同じFSコースで頑張っており、応援していました。

他大学の研究者の方々にもお世話になりました。大阪大学核物理研究センターの嶋達志さんは、私がRCNPに行った際に施設を丁寧に案内してくださいました。それまでは写真でしか見たことがなかったN0コースを実際に見学することができ、とても興奮しました。高エネルギー加速器研究機構の塩見公志さんは、E525実験の際に我々の下流でデータ取得を行っていたこともあり、私が求めた結果と比較するためにデータを再度確認していただきました。日本原子力研究開発機構の小川達彦さんとは、日本物理学会の私の講演に質問をしてくださったことがきっかけで、シミュレーションに関するお話をさせていただきました。東京大学宇宙線研究所の池田一得さんには、LINACの作業の際に何も分らない私に親切にご指導いただきました。また、ハワイで開催されたDBD23に参加した際には、同じ宿に滞在させていただきました。帰り際にはワイキキビーチまで一緒に行かせていただき、とても楽しい時間となりました。同じく宇宙線研の中野祐樹さんは、初めて神岡に行った際に実験施設の案内をしてくださいました。また、よく飲み会にも誘っていただき、充実した時間となりました。東京大学の河内弘樹君とは、私が神岡に出張に行った際に仲良くしてもらいました。研究所で他愛もない話をしたり、一緒にご飯を食べに行ったりと、とても楽しかったです。東京工業大学の泉山将大さんとは、神岡や学会でお会いした際にとても良くしてくださいました。東京理科大学の篠木正隆さんは、NNN22で私のポスターを見にきてくださいり、色々なお話しをすることができました。カブリ数物連携宇宙研究機構の藤田紗希さんは、NCQE反応について様々な議論をさせていただきました。筑波大学の鈴木尚紀さんとは、DBD23に参加した際にお世話になりました。

岡山大学理学部物理学科の同期である、小林映斗君、田村翔君には私生活でとてもお世話になりました。また、渡邊久美子さんを始めとするアルバイト先の方々は、私の心の支えとなっていました。

ました。ありがとうございました。

ここまで私を育てくれた両親にも感謝いたします。父は、いつも私の進む道を応援してくれました。母は私の体調を気遣ってくれ、生活を支えてくれました。心からお礼申し上げます、ありがとうございました。これからもよろしくお願ひいたします。

最後に、これまで私の知的好奇心を掻き立て続けてくれた物理そのものに敬意を表したいと思います。この世の物理法則を決定した神様へ、心からの感謝を込めて。

2024年2月28日

田野智大