

宇宙素粒子実験のための AmBe中性子線源の研究

横浜国立大学 理工学府
数物電子情報系理工学専攻 物理工学教育分野
学籍番号 20NC240
和田航平

2023年1月17日

概要

Americium Beryllium(AmBe) 線源は宇宙素粒子実験において中性子検出効率較正に用いられる代表的な放射線源である。地下大型水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデ(SK)では、AmBe 線源が 4.4 MeV ガンマ線と中性子を同時に放出するチャンネルを利用して中性子検出効率を評価している。この際 AmBe 線源は、SK で検出可能な波長域の光子数を増やすために BGO 結晶に内包された状態となっている。SK で測定された中性子検出効率は、シミュレーションで予測された値よりも 10%程度低い値をとっている。本研究では SK で測定された中性子検出効率の不一致の原因として、4.4 MeV 以上の領域に見られる高エネルギー・テイルの成分に注目した。この高エネルギー・テイル成分の組成はまだ明らかになっていないが、AmBe 由来の中性子によるものであると考えられており、その理解は重要である。また、AmBe 線源は、放出する中性子のエネルギー・スペクトラムに個体差があることが報告されている。このため、SK の較正に使用する AmBe 線源から放出される中性子のエネルギー・スペクトラムを測定することは重要である。本研究では BGO と同様にこのテイル成分が確認されている NaI(Tl) 検出器を用いてテイル成分の特徴を調べるため、AmBe 線源と検出器の間の距離を変化させて、4.4MeV ピークの事象数に対するテイル成分の事象数の比の測定を行った。また、液体シンチレータ検出器と NaI シンチレーション検出器を用いた時間差測定による中性子のエネルギー・スペクトラム測定の測定も行った。得られた結果を Geant4 によるシミュレーションとの比較を行った。これにより、高エネルギー・テイル成分の組成が明らかとなった。測定された中性子のエネルギー・スペクトラムは、おおよそシミュレーションで予測したものと一致した。

目 次

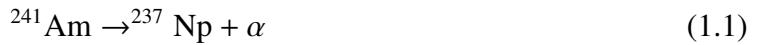
第1章 AmBe 線源	4
1.1 AmBe 線源由来の中性子	4
1.2 Super-Kamiokande 実験	6
1.2.1 Super-Kamiokande	6
1.2.2 SK における中性子タグ	7
1.2.3 BGO 発光スペクトルにおける高エネルギー成分	7
第2章 シンチレーション検出器	10
2.1 液体シンチレーション検出器	10
2.1.1 液体シンチレーション検出器における波形弁別	12
2.2 NaI(Tl) シンチレーション検出器	14
2.3 ガンマ線の相互作用	14
2.3.1 光電吸収	14
2.3.2 コンプトン散乱	15
2.3.3 電子対生成	16
2.3.4 ガンマ線の各相互作用の相対的重要性	17
2.4 中性子の相互作用	17
2.4.1 弹性散乱	17
2.4.2 非弾性散乱	18
2.4.3 中性子捕獲	18
第3章 実験準備	19
3.1 AmBe 線源	19
3.2 使用した検出器	20
3.3 NIM(nuclear Instrument Module)	22
第4章 高エネルギー成分の測定	24
4.1 NaI(Tl) シンチレーション検出器の較正	26
4.1.1 エネルギー較正	26
4.1.2 エネルギー分解能	28
4.2 back ground の測定	29
4.3 高エネルギー成分の割合 (ratio)	32
4.4 シミュレーション	34
4.4.1 ジオメトリ	34

4.4.2 クエンチ効果	35
4.4.3 中性子反応断面積	37
4.4.4 エネルギー分解能	37
4.5 測定結果、シミュレーションとの比較	39
第5章 中性子 n_1 の運動エネルギー測定	45
5.1 実験セットアップ	45
5.2 液体シンチレーション検出器による事象選別	47
5.3 rise time の決定	50
5.4 オフセットタイムの決定	52
5.5 中性子 n_1 の運動エネルギー	53
第6章 まとめ	55
第7章 謝辞	56
第8章 付録	58
8.1 液体シンチレータ検出器における波形弁別	58

第1章 AmBe線源

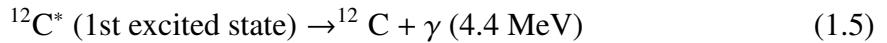
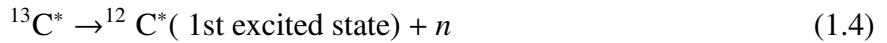
1.1 AmBe線源由来の中性子

AmBe線源は Am_2O_3 と Be がステンレス鋼容器に封入された放射線源である。以下の反応によって中性子を生成する。



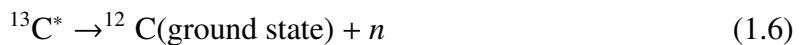
(1.3) 式が最終的に中性子を発生させる反応となっている。同時生成された $^{13}\text{C}^*$ が脱励起する際の過程により、(1.3) の分岐が生まれる。

$^{13}\text{C}^*$ が中性子を放出し、第一励起状態の ^{12}C を経由する場合、



という2段階の遷移が存在する。(1.4)、(1.5)間のインターバルは短く、中性子と 4.4 MeV ガンマ線はほぼ同時に放出される。そのためこの反応によって生じた中性子は 4.4 MeV ガンマ線によってタグづけすることが可能となる。なお本研究では、この中性子を n_1 と呼ぶこととする。

$^{13}\text{C}^*$ が中性子を放出し、そのまま基底状態の ^{12}C に遷移する場合、すなわち



の反応を辿る場合、ガンマ線を伴わない単体の中性子を放出する。この中性子を n_1 と呼ぶこととする。

また、生成された ^{12}C が第二励起状態にあるときにも中性子を放出すると考えられている。この中性子を n_2 と呼ぶ。 ^{12}C が第二励起状態にある場合、ほとんどガンマ線を出すことはなく、99.96%で3つの α 粒子を放出する[2]。図 1.1 が ^{12}C のエネルギー準位となっている。 n_0 、及び n_1 のスペクトラムは 1.1 に示す。 n_2 は 0-3 MeV、 n_1 は 2-6 MeV、 n_0 は 6-10 MeV に存在している。

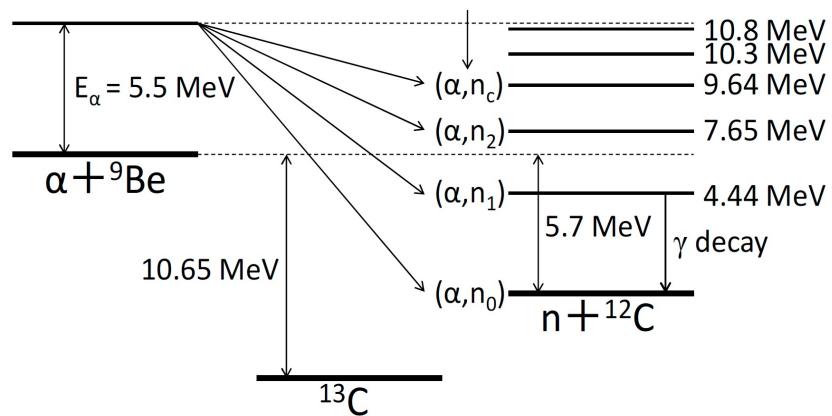


図 1.1: C^{12} のエネルギー準位 [3]

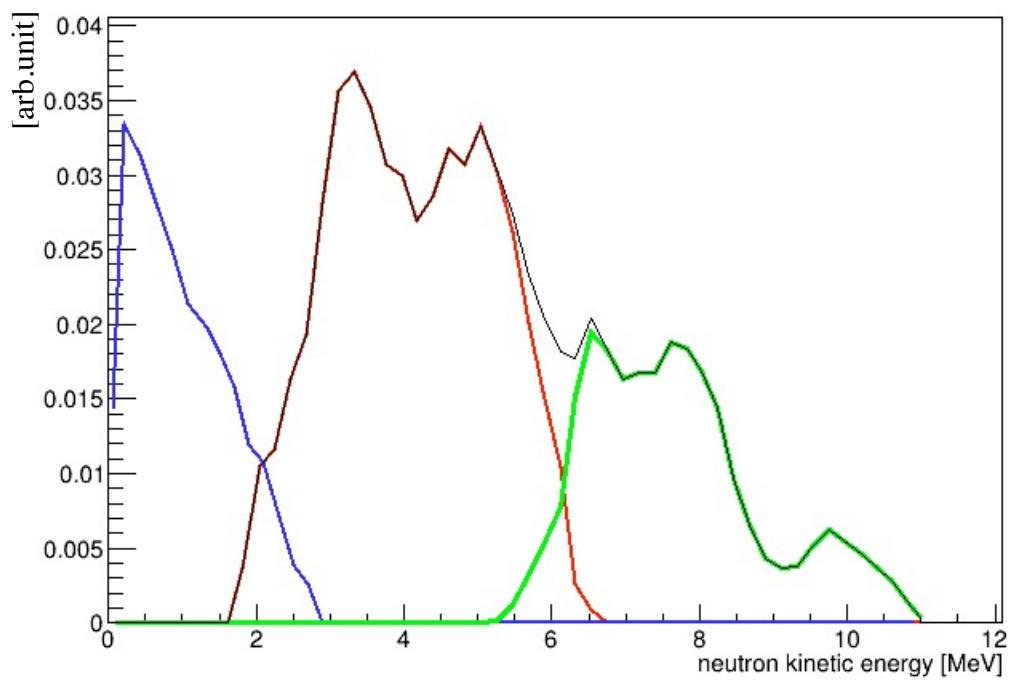


図 1.2: AmBe 中性子のエネルギースペクトラム [4]。青が n_2 、赤が n_1 、緑が n_0 の分布を示す。

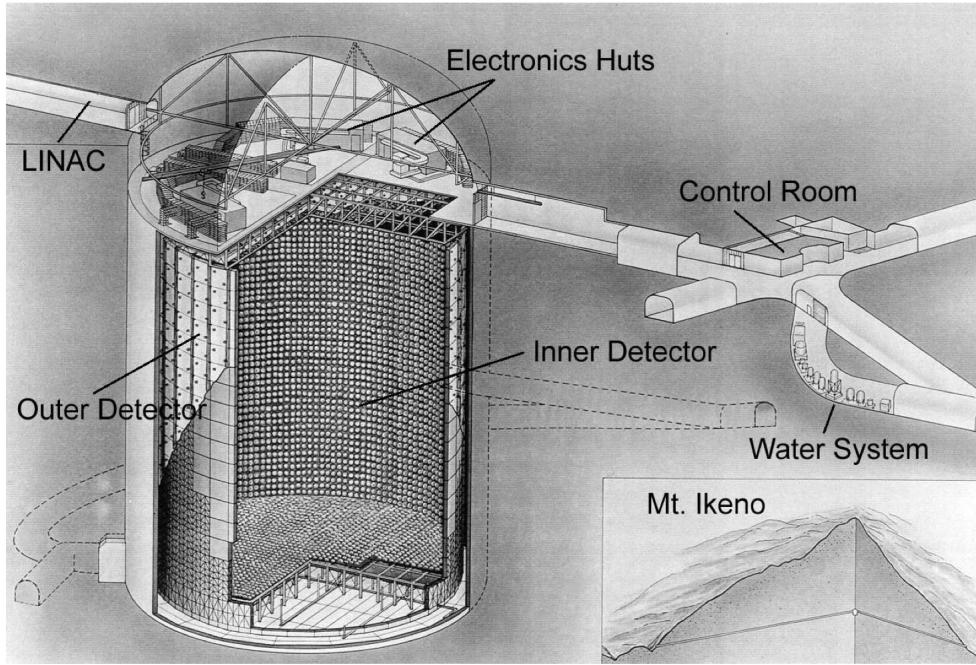


図 1.3: Super-Kamiokande の概略図

なお、放出する 4.4 MeV ガンマ線と中性子の比率、中性子のスペクトラムなどは線源の構造によって個体差があるため [1]、様々な研究グループによって、使用される AmBe 線源の放射線に関する測定が行われている。[5][6]

1.2 Super-Kamiokande 実験

1.2.1 Super-Kamiokande

Super-Kamiokande(SK) とは、地下大型水チエレンコフ検出器で、岐阜県飛騨市の神岡鉱山内に位置する。その概略図が図 1.3 である。宇宙線由来のバックグラウンドを減らすために地下 1000 m に建設された。検出器は 5 万トンの超純粋で満たされた二層式の水タンクと、その内部に取り付けられた 20 インチ光電子増倍管、タンク外側に設置された 8 インチ光電子増倍管から構成される。SK では、水とのニュートリノ反応によって生じた荷電粒子が水中を飛行する際に発するチエレンコフ光を光電子増倍管が感知することでニュートリノを観測している。

1.2.2 SK における中性子タグ

SK では現在、世界初の超新星背景ニュートリノ検出に向け、中性子タグに関する研究が進められている。中性子タグとは、反電子ニュートリノの相互作用によって生成された中性子をタグすることでバックグラウンド事象を低減し、検出感度を向上させる技術である。反電子ニュートリノが SK タンク内に侵入した際、陽子と反応し、陽電子と中性子を発生させる。中性子はその後水中の陽子に捕獲され、最大で 2.2 MeV のガンマ線を発生させる。この際の陽電子による信号を即発信号、ガンマ線による信号を後発信号として検出する。なお、中性子捕獲断面積が大きく、捕獲した際に発生するガンマ線のエネルギーが最大～8MeV まで向上する Gd を溶解させることで中性子測定効率を上昇させる SK-Gd プロジェクトも現在進行中である。中性子測定効率は、純水時には～20%であるが、目標溶解量である 0.1% の Gd を溶解した場合、中性子測定効率は～90%になることが期待されている。また SK では、中性子測定効率を評価するため、AmBe 線源と BGO シンチレータが用いられた測定が行われている。BGO シンチレータを導入することにより、4.4 MeV ガンマ線によるシンチレーション光を発生させ、SK の PMT で検出可能な光子数を増やす狙いがある(図 1.4)。



図 1.4: SK で用いられる AmBe 線源+BGO シンチレータ [7]

AmBe 線源を用いた測定においては、前章の中性子 $n_1+4.4 \text{ MeV}$ のガンマ線を放出する反応が利用されている。4.4MeV ガンマ線による BGO のシンチレーション光を即発信号、 n_1 が陽子に捕獲された時のガンマ線の信号を後発信号とする。AmBe+BGO シンチレータを用いた中性子タグ効率の測定においては現在、MC シミュレーションの値に比べ実測値が相対的に 10%程度低いという結果が報告されている [7]。

1.2.3 BGO 発光スペクトルにおける高エネルギー成分

純水で満たされた SK における AmBe と BGO シンチレータを用いた測定において 4.4 MeV ガンマ線を選択するための電荷分布を図 1.7 に示す。緑矢印に囲まれた領域が 4.4 MeV ガンマ線によるシンチレーション事象として選択される。およそ 1100 p.e にピークのエンドポイントが見られるが、1100 p.e 以上の領域に、尾を引くような構造が見て取れる。この

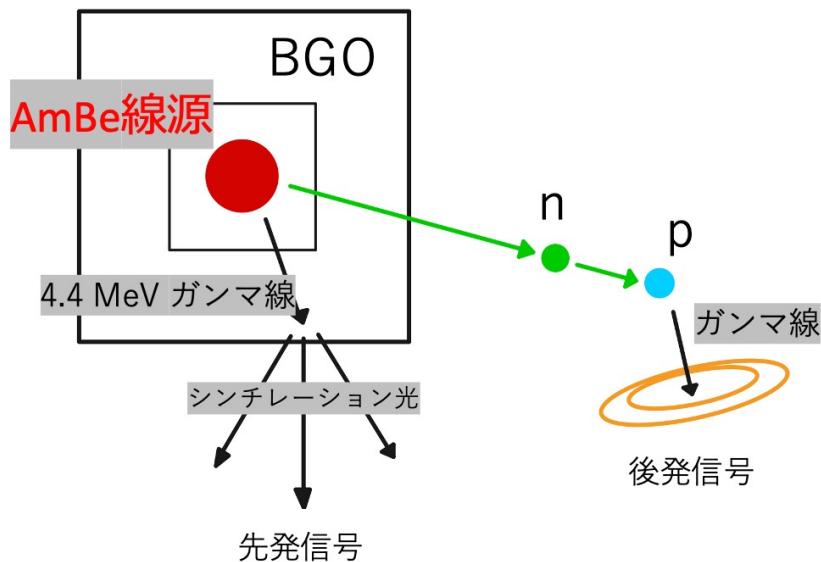


図 1.5: AmBe+BGO が SK 内で起こす反応

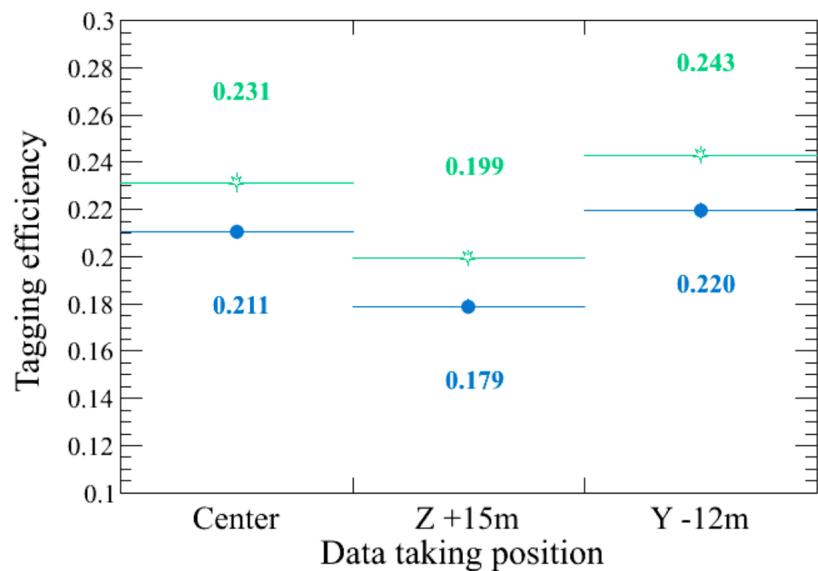


図 1.6: AmBe と BGO シンチレータを用いた SK の中性子タグ効率 [7]。青が実測値、緑が MC シミュレーションの結果を表す。

構造については、AmBe 線源由来の中性子によって作られていると考えられているが、詳しい原因についてはまだ明らかとなっていない。4.4 MeV ガンマ線のイベントを正しく同定するために、この成分、及び、使用された AmBe 由来の中性子について正しく理解することは重要である。

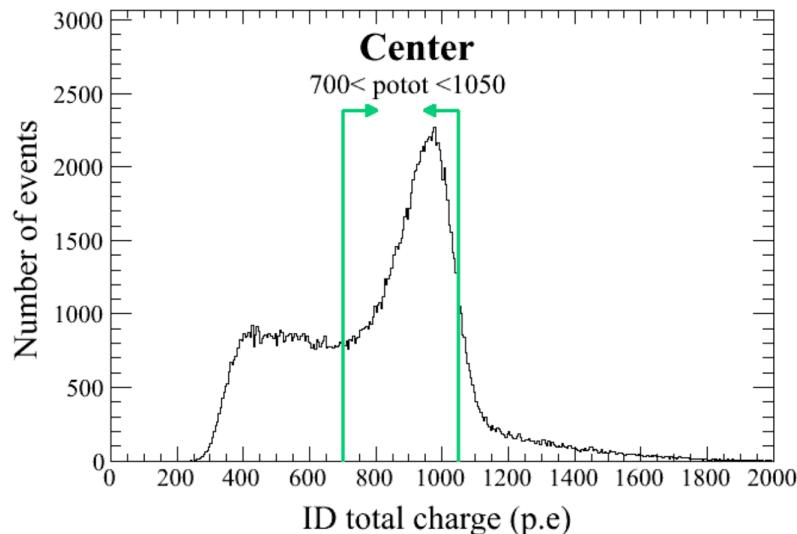


図 1.7: AmBe+BGO 測定における SK の PMT の電荷分布 [7]。矢印で囲まれた領域が 4.4 MeV ガンマ線によるシンチレーションイベントとして選択される。

第2章 シンチレーション検出器

本研究では AmBe 線源からの放射線を測定するため、シンチレーション検出器を用いた。以下にそれぞれの発光原理を示す。

2.1 液体シンチレーション検出器

有機液体シンチレーション検出器は、中性子やガンマ線の検出に用いられている代表的な検出器である。炭素と水素、 π 電子構造という対称性を持つ有機物質から構成されており、ここに中性子が入射すると水素の原子核である陽子と衝突する。このとき反跳された陽子の運動エネルギーが π 電子を励起することで吸収される。なおガンマ線が入射した場合はコンプトン散乱によって反跳された電子の運動エネルギーが吸収される。 π 電子の軌道はスピンが Θ の一重項(シングレット)状態(S_0, S_1, S_2, \dots)と、スピンが1の三重項(トリプレット)状態(T_0, T_1, T_2, \dots)に大別される。図 2.1 は π 電子のエネルギー準位で、 S_0 と S_1 間の感覚は3 – 4 eV 程度である。分子の振動状態によって分けられた S_{10}, S_{01} 間の間隔は 0.15 eV 程度であり、室温での熱運動のエネルギーは 0.025 eV なので、室温ではほぼ全ての π 電子が S_{00} にいる。

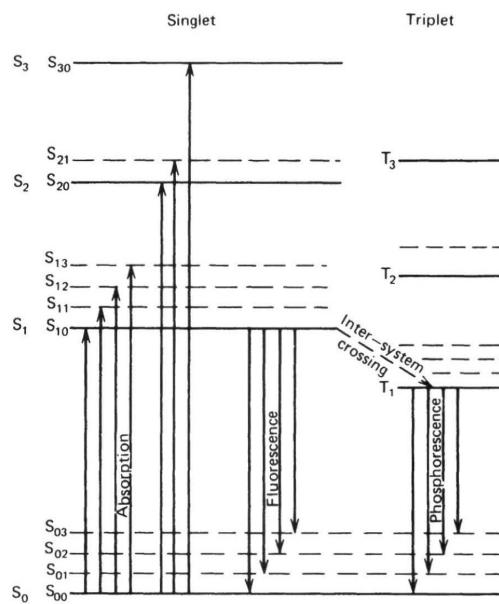


図 2.1: π 電子構造を持つ有機物質のエネルギー準位 [9]

π 電子は ps の時間で S_1, S_2, S_3, \dots に遷移することで荷電粒子の運動エネルギーを吸収し、内部転換という無放射過程により S_1 まで落ちてくる。また、 $S_{11}, S_{12}, S_{13}, \dots$ にいる分子も、近くの分子と相互作用することで振動エネルギーを失い S_{10} まで落ちてくる。こうしてできた多数の S_{10} 状態の π 電子が S_0 状態に下方遷移することで早い発光が起こる。これを蛍光(特に、即発蛍光)と呼び、 S_{10} 準位の寿命を τ とする(多くの有機シンチレータで、 τ は数 ns 程度)と、励起後時刻 t における蛍光の強度は次式で表される。

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (2.1)$$

これに対し、項間交差という無放射過程によってシングレット状態 S_{10} からトリプレット状態 T に系間遷移をすることがある。 T の寿命は S と比べて非常に長く(10^{-3} sec 程度)、 T_1 から S_0 への下方遷移による発光を燐光と呼ぶ。また、 T_1 状態の π 電子が熱的に S_1 状態へ再励起され、蛍光を出すことがあり、これが遅れた発光(遅発蛍光)となる。こうして発光した微弱なシンチレーション光を検出するために液体シンチレータには光電子増倍管(Photo Multiplier Tube、以下 PMT)が内蔵されている。PMT に入射した光は光電面で電子に変換され、PMT 内部の電場による加速とダイノードとの衝突を繰り返すことで電子の数を数千万倍まで増幅させ、電気信号として検出する仕組みとなっている。

2.1.1 液体シンチレーション検出器における波形弁別

液体シンチレーション検出器は高速中性子領域に高い感度を持つと同時にガンマ線にも感度があるため、中性子の測定を行う場合には2つの反応の発光波形を用いた弁別を行う必要がある。波形弁別(Pulse Shape Discrimination)は、即発蛍光と遅発蛍光の時定数の違いを利用して入射放射線の弁別を行う方法である。波形における遅い成分は、励起する粒子のエネルギー損失率 dE/dx に依存しており、 dE/dx の大きな粒子に対応して大きな値となる。エネルギー損失率は、ベーテの式により次のように表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N B \quad (2.2)$$

ここで

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2.3)$$

なお、これらの式において v 及び z は一次粒子の速度と電荷、 N は単位体積中の吸収物質 原子の個数、 Z は吸収物質原子の原子番号、 m_0 および e は電子の静止質量と電荷である。さらに I は吸収物質原子の平均励起およびイオン化ポテンシャルを示し、原子ごとに決定されている。式 2.2 より非相対論的な粒子のエネルギー損失率は $1/v^2$ に依存する。また、同じ速度の粒子を比較する際には z^2 によってのみ変化するので、電荷の大きい粒子の方がエネルギー損失率が大きいということが分かる。以上より、6種類の荷電粒子のエネルギー損失率の変化は図 2.2 のように表される。

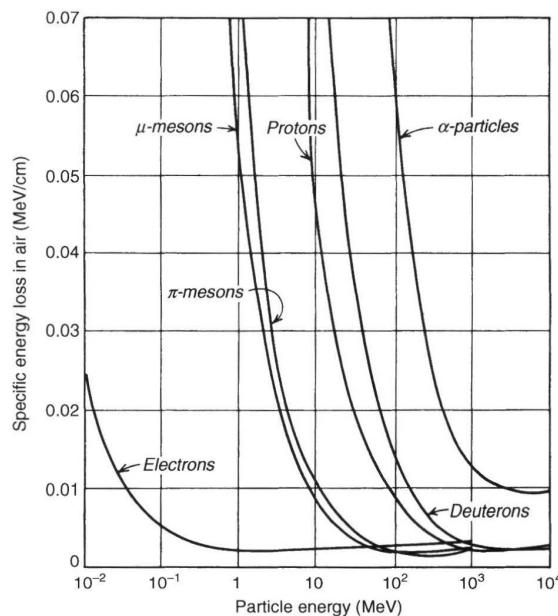


図 2.2: 荷電粒子のエネルギー損失率 [9]

図2.2より陽子のエネルギー損失率は電子の5倍以上はあることが見て取れるので、陽子を反跳する高速中性子の方が、電子を反跳するガンマ線に比べて遅い成分が多いということが分かる。このことから、遅い成分の多いシンチレーション光を高速中性子、少ないシンチレーション光をガンマ線として、図2.3のように弁別することが可能となる。

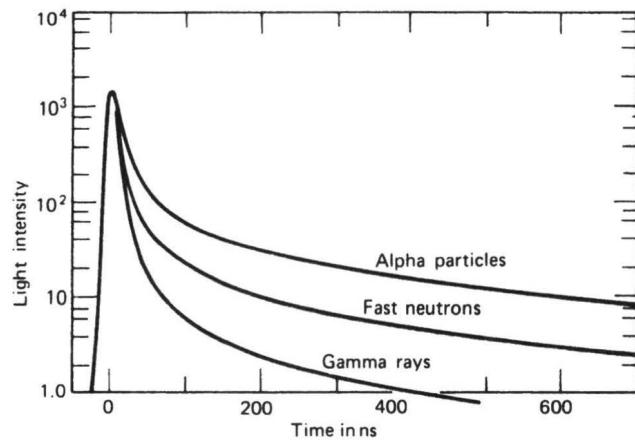


図2.3: 異種放射線で励起したスチルベン中のシンチレーションパルスの時間特性 [9]

2.2 NaI(Tl) シンチレーション検出器

本研究で用いる NaI(Tl) シンチレーション検出器、無機シンチレータの 1 つである。無機シンチレータにおける発光原理を紹介する。無機シンチレータ内で電子のとり得るエネルギー状態は、構成原子に強く束縛された価電子帯と、自由に動き回れる伝導帯に分かれている。ガンマ線がシンチレータに入射すると、価電子帯にある電子と相互作用を起こす。すると電子が励起されてエネルギーの高い伝導帯に上げられる。この励起された電子は、結晶中を動き回り、クーロン散乱により他の電子を励起させる。これらの電子が再び価電子帯に落ち込むときにエネルギーが光子の形で放出される。これが無機シンチレータの基本的な発光原理である。一般には価電子帯と伝導帯のエネルギー差は大き過ぎるため、少量の不純物(活性化物質)が加えられており、電子が励起されやすく、かつ可視光を放出するように工夫されている。NaI(Tl) シンチレータにおいては Tl がドープされている。

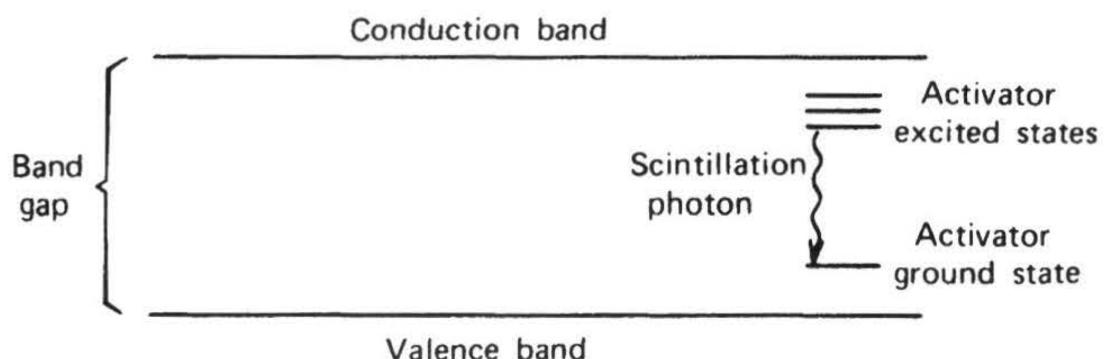


図 2.4: 無機シンチレータにおける発光原理 [9]

NaI(Tl) シンチレータは無機シンチレータの中でも高い高出力、優れたエネルギー分解能、また比較的安い価格で入手できることもあり、広い分野で利用されている。

2.3 ガンマ線の相互作用

放射線測定において、ガンマ線と物質の相互作用には次の 3 つの過程が重要となる。すなわち、光電吸収とコンプトン散乱と電子対生成である。以下にそれぞれの過程について簡単に説明をする。

2.3.1 光電吸収

光電吸収過程では、入射光子は吸収物質原子との相互作用で完全に消滅する。その後、エネルギーを持った光電子が原子の殻から放出される。十分なエネルギーを持ったガンマ

線はK殻電子を光電子として放出する確率が最も大きく、この光電子は次のようなエネルギーを持つ。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.4)$$

ここで、 E_b は光電子が存在した殻の結合エネルギーである。

光電吸収は比較的低エネルギーのガンマ線の相互作用として重要であり、原子番号Zが大きな吸収物質で特に顕著に現れる。これは、光電吸収の確率 τ が、近似式として次のように表されるためである。

$$\tau \simeq k \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.5)$$

k は定数であり、指数 n はガンマ線のエネルギー範囲によって、4 または 5 となる。ガンマ線の遮蔽のために原子番号の大きな鉛などが使われるのも、これが理由となっている。

2.3.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱の相互作用過程は入射ガンマ線光子 1 個と吸収物質中の電子 1 個の間で起こる。入射ガンマ線光子はコンプトン散乱によって、入射方向から θ の方向へ曲げられ、この時に光子は持っているエネルギーの一部を静止していた電子に伝達する。この電子を反跳電子と呼び、散乱は全方位に起こりうるので、電子に伝えられるエネルギーは 0 から入射ガンマ線エネルギー付近まで変化する。図 2.5 のように符号を設定すると、散乱光子エネルギーと散乱角の関係は次のようになる。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.6)$$

ここで m_0c^2 は電子の静止質量エネルギー (0.511[MeV]) であり、散乱角が小さいとエネルギーはほとんど伝達されない。コンプトン散乱の確率は吸収物質中の電子の数に依存するので、吸収物質の Z に比例する。

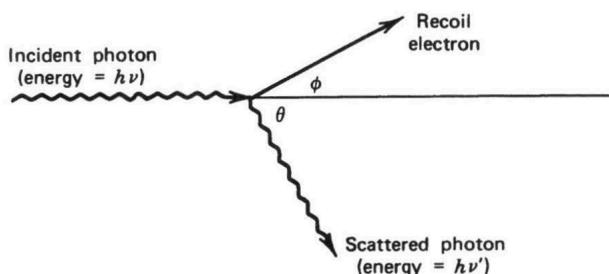


図 2.5: コンプトン散乱の様子 [9]

2.3.3 電子対生成

入射ガンマ線のエネルギーが静止質量の2倍(1.02[MeV])を超えると電子対生成がエネルギー的に可能となる。すなわち高エネルギーのガンマ線に限られたこの相互作用は、原子核のクーロン場の中で起こり、ガンマ線光子は消滅し、電子と陽電子の対に置き換えられる。電子対の生成に必要なエネルギー(1.02[MeV])を除いた余剰エネルギーは全て電子対の運動エネルギーとして分配される。電子対生成の確率は近似的に吸収物質のZの2乗にしたがって変化する。また、生成された陽電子は検出器中の電子と反応し、2本の0.511 MeV ガンマ線を放出する。検出器のサイズが小さい場合、このガンマ線が検出器外に飛び出る場合があるため、全吸収ピークに続きシングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークを形成する場合がある。

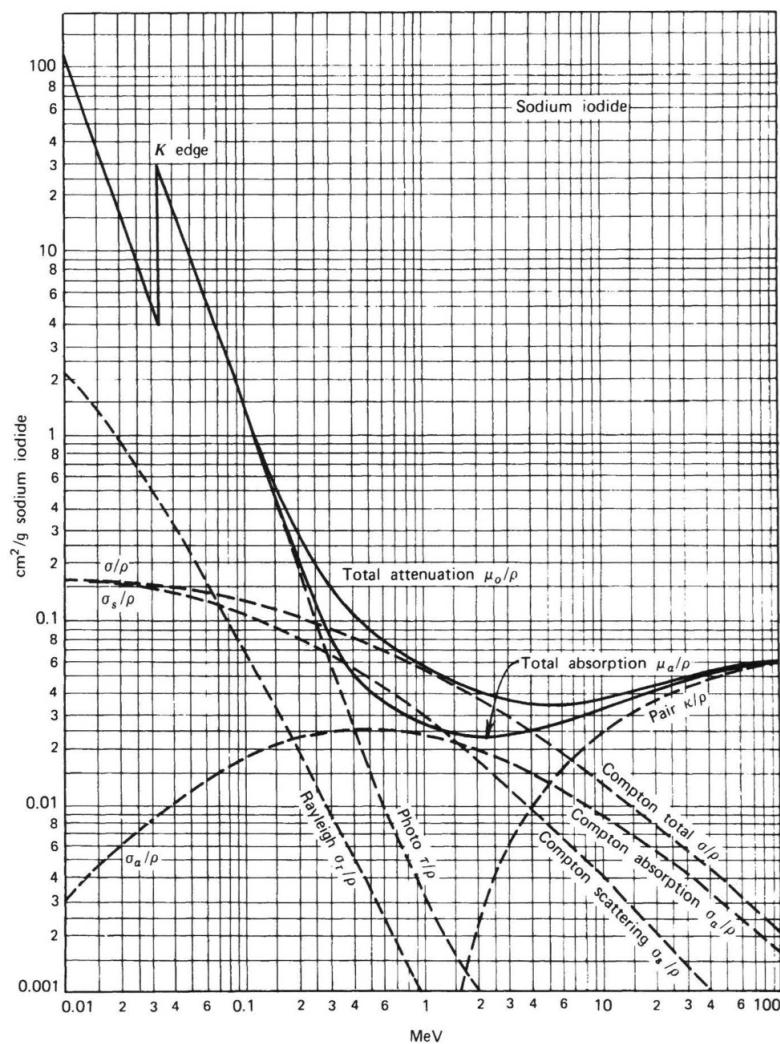


図 2.6: ヨウ化ナトリウム(NaI)中におけるガンマ線相互作用のエネルギー依存 [9]

2.3.4 ガンマ線の各相互作用の相対的重要性

以上、3つの過程が、それぞれどのエネルギー帯で起こりやすいかを示したのが以下の図である。左右の線はそれぞれ、光電吸収とコンプトン散乱、コンプトン散乱と電子対生成が同じ確率になるエネルギーを示しており、区域はそれぞれの過程が支配的になる領域である。図 2.7 に Z に対する支配的なガンマ線の相互作用の関係を示す。

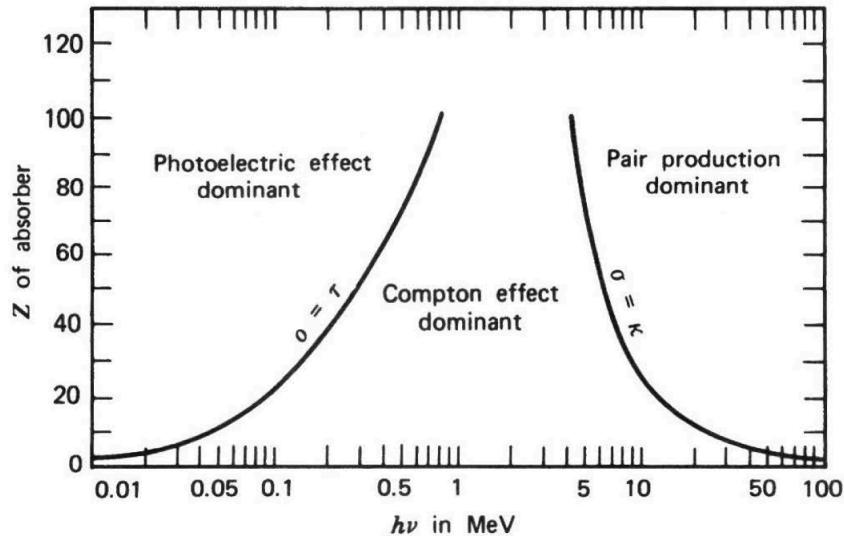


図 2.7: Z と支配的なガンマ線相互作用の関係 [9]

2.4 中性子の相互作用

中性子と物質の相互作用について、重要な3つの相互作用である弾性散乱、非弾性散乱、中性子捕獲について簡単に説明する。

2.4.1 弹性散乱

中性子は原子核と衝突し、玉つきのように中性子の運動エネルギーの一部または全部を原子核に与える。この際、原子核を励起しない場合を弾性散乱と呼び、数 MeV 以下の中性子と物質の相互作用において主要な役割を果たしている。このような衝突によって原子核に与えられる運動エネルギー E は原子核の物質量 A として、

$$E = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \phi \quad (2.7)$$

と与えられる。ここで E_n は中性子のエネルギー、 ϕ は放出された反跳核である。式 (2.7)において E の最小値は 0、最大値は $E_{max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n$ となる。また式 (2.7) より反跳核へのエネルギー移行は標的核の A が小さいほど大きくなり、標的核が水素核の場合には最大

となり、全エネルギーが反跳核に移行する場合もある。散乱後の中性子は複数回の衝突を繰り返した後にエネルギーを失い、物質中の原子の熱運動と平衡状態になるに至る。

2.4.2 非弾性散乱

弾性散乱の場合とほぼ同様であるが、衝突に際して原子核の励起を伴う場合も存在し、その散乱を非弾性散乱と呼ぶ。なお、励起した原子核がもとの基底状態に戻る際にガンマ線の放出を伴う。なお、非弾性散乱は数 MeV 以上の高エネルギー中性子が主に関与し、この反応を起こす最低の閾値が存在するため、速い中性子のエネルギーの識別に利用できる。

2.4.3 中性子捕獲

遅い中性子は原子核に衝突する際にそのまま吸収され、原子核は質量数の一つ多い核に変化する。これを中性子捕獲と呼ぶ。この際中性子の結合エネルギーに相当する数 MeV のガンマ線を放出する。このガンマ線を捕獲ガンマ線と呼ぶ。この中性子捕獲の断面積は低エネルギー領域では中性子の速度に逆比例する。(これを $1/\nu$ 法則と呼ぶ) が、数 eV 程度以上の領域では共鳴現象のため複雑な様相を示す。なお、中性子捕獲によって生成された核は不安定な RI であることが多く、RI の主要な生産手段の 1 つとなっている。

第3章 実験準備

3.1 AmBe 線源

今回使用した AmBe 線源は、東京大学が所有する”神岡 1 番”であり、SK における中性子検出効率の較正に使用されているものと同じ線源である。図 3.1 が使用した AmBe 線源である。直径 1.2 cm、高さ 1.2 cm の円筒ステンレス鋼カプセルに封入されており、 ^{241}Am の崩壊強度は 3.6 MBq となっている。



図 3.1: AmBe 線源: 神岡 1 番

3.2 使用した検出器

本研究で使用した検出器は以下である。

- 液体シンチレータ BC501A

本研究ではBC501A という液体シンチレータを使用した。BC501A は溶媒であるキシレン、発光剤である POP、波長変換剤の POPOP によって構成されている中性子とガンマ線の波形弁別に適した液体シンチレータである。表 3.1 に、データシート [8] に記載されている特性をまとめた。図 3.2 が使用した検出器 BC501A である。

表 3.1: 液体シンチレータ BC501A の特性

光量	78 [%Anthracene]
最大放出波長	425[nm]
水素/炭素 原子比	1.212
密度	0.874[g/cm ³]
屈折率	1.505
発光時定数	3.16, 32.3, 270 [ns]
シンチレータの形状	3 インチ Φ×3 インチ 円筒

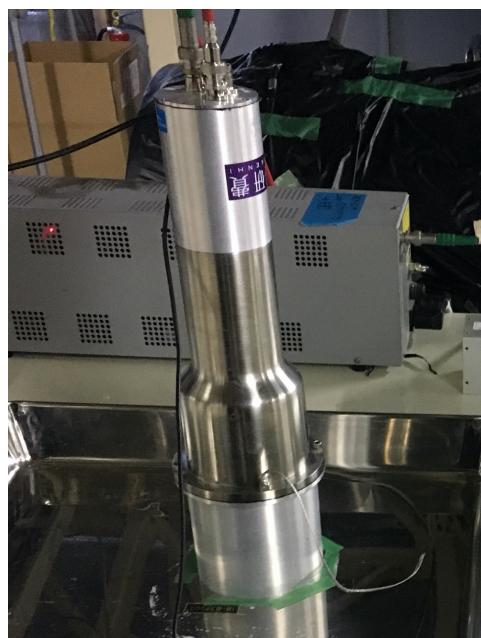


図 3.2: 液体シンチレーション検出器 BC501A

- NaI(Tl) シンチレーション検出器

表 3.2 に NaI(Tl) の特徴を載せる。

図 3.3 が使用した検出器 NaI(Tl) 検出器である。

表 3.2: NaI(Tl) の特性

発光量	38000 光子/MeV
最大放出波長	415 nm
比重	3.67
屈折率	1.85
減衰時間	0.23 us
シンチレータの形状	2 インチ × 2 インチ × 2 インチ 直方体



図 3.3: NaI(Tl) シンチレーション検出器

その他データ取得に使用した機器についても以下に示す。

- 高電圧供給器 : clear pulse 6722P
- 高電圧供給器 : Matsusada HJPM-2R7.5-SP
- 光電子増倍管(液体シンチレータ) : ET Enterprises 社 9822B
- 光電子増倍管(NaI 検出器) : 浜松ホトニクス Hamamatsu R980
- オシロスコープ : LECROY wave runner 104Mxi 表 3.2 にオシロスコープの基本性能を載せる。

表 3.3: LECROY ,wave runner 104Mxi の基本性能

帯域	400 MHz @ 50 Ω
立ち上がり時間	875 ps
チャンネル数	4
サンプリングレート	5 GHz
感度	2 mV/div~1 V/div

3.3 NIM(nuclear Instrument Module)

NIM とは「放射線測定モジュール標準規格 TID-20893」に準拠した標準規格のことであり、ここで信号レベル・コネクタ形状・電源・サイズなどについて規定されている。この規格は米国原子力委員会(AEC)において 1966 年に制定された。この規格に準拠した回路は NIM モジュールと呼ばれ、高エネルギー加速器研究、宇宙線研究などの研究で広く活用されている。本研究で使用した NIM は以下である。

- アンプ：カイズワークス ,12ch PM AMP (1-in 2-out) KN2104
入力信号を設定されたゲインで増幅させ出力するモジュール
- ディスクリミネータ：Technoland Corporation, 4CH DISCRIMINATOR N-TM716V
設定された閾値を超える信号が入力された時、方形(パルス)波を出力するモジュール。放射線検出器からのシグナルの波高分析やタイミングパルスの発生などに使用される。
- コインシデンス：カイズワークス, TRIPLE 4-FOLD 1-VETO COINCIDENCE KN470
複数の信号が同時に入力された際、新たに方形波信号を出力するモジュール。使用したコインシデンスマジュールは 4ch の入力に対し、スイッチでどの入力信号の and を取るか選択することができる。
- スケーラー：カイズワークス, 8ch VISUAL SCALER KN1860
オシロスコープから PC へのデータ転送時間などの要因により、DAQ には deadtime が存在する。スケーラーは deadtime 中も入力 NIM シグナルをカウントするモジュールである。それにより、 $\text{realtime} \times \frac{\text{オシロ取得イベント数}}{\text{スケーラーカウント数}}$ で測定の livetime を計算することができる。

図 3.4 がそれらのモジュールが搭載された NIM ピンである。

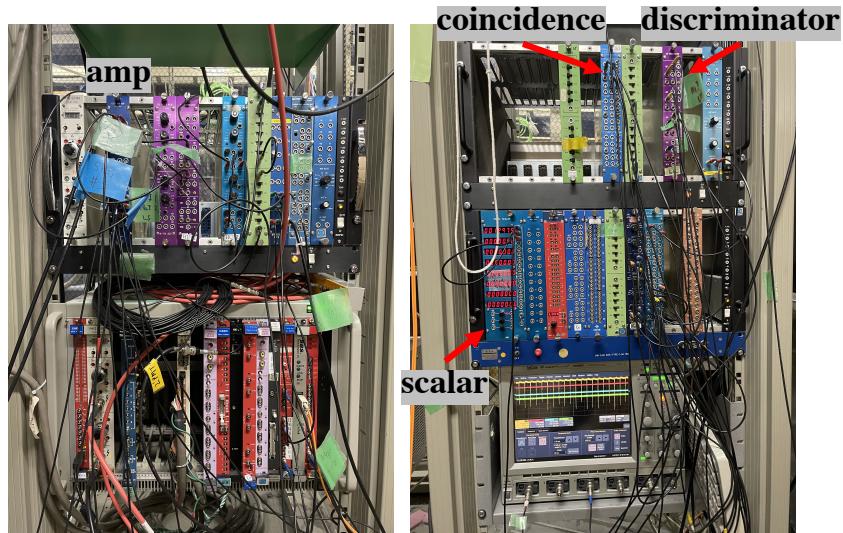


図 3.4: NIM ビン

第4章 高エネルギーtail成分の測定

AmBe 線源を用いる測定で系統誤差を生み出しうる原因是 4.4 MeV 以上の領域に見られる高エネルギーtail成分の影響である。このtail成分がどのように構成されているのか、まだ明らかになってはいない。AmBe 線源と BGO シンチレータを用いた SK での測定で確認されたものと同様に、NaI(Tl) シンチレーション検出器を用いた AmBe 線源の測定においても 4.4 MeV 以上の領域に tail 成分が確認された。AmBe 線源を NaI(Tl) 検出器にベタ付けに設置し、測定した際のデポジットエネルギーを図 4.1 に示す。実験セットアップは図 4.2、測定回路は図 4.3 のようになっている。なお、本実験は、地面による影響(放射線の反跳など)を低減するために鉄製のメッシュラック上にて行った。この測定ではスケーラーを使用しており、 $\text{realtime} \times \frac{\text{オシロ取得イベント数}}{\text{スケーラーカウント数}}$ で測定の livetime を計算することができる。取得したイベントを livetime で除算しスケールすることでイベントレートを取得することができる。

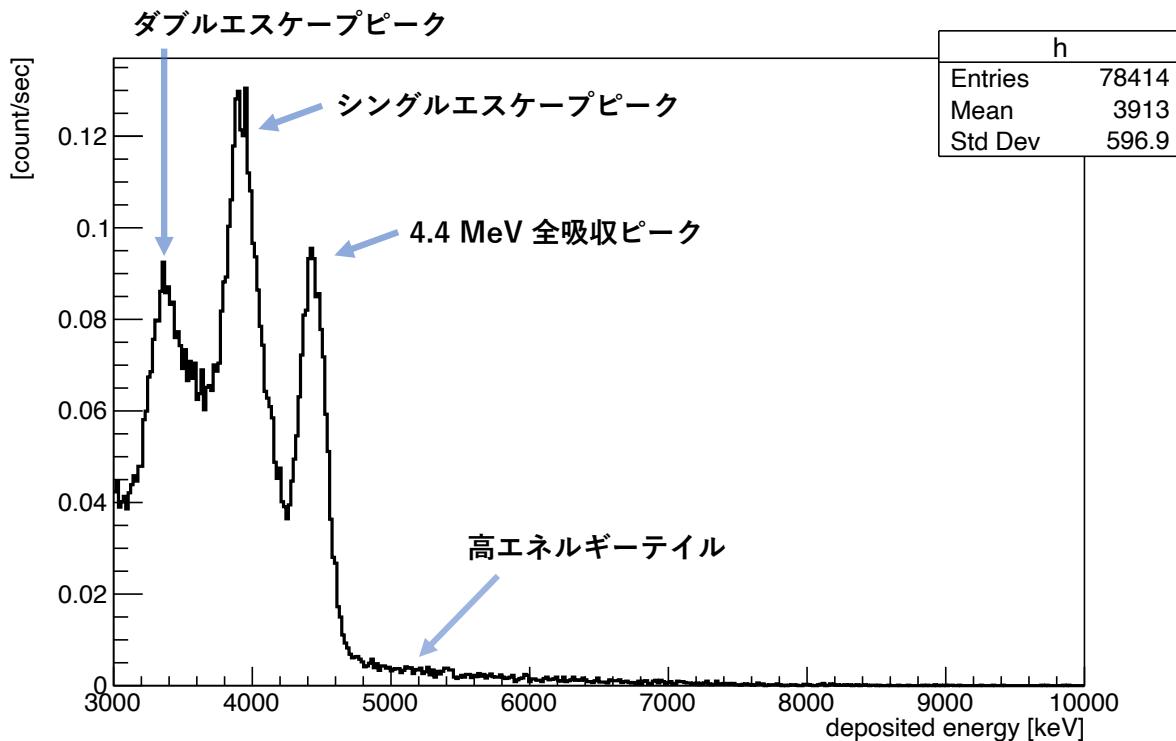


図 4.1: 線源を NaI(Tl) 検出器にベタ付けした測定における NaI(Tl) のデポジットエネルギー。

この高エネルギーtail成分の組成についての理解を進めるため、NaI(Tl) 検出器単体でセルフトリガーをかけ、線源と検出器の間の距離を変化させた測定を行った。

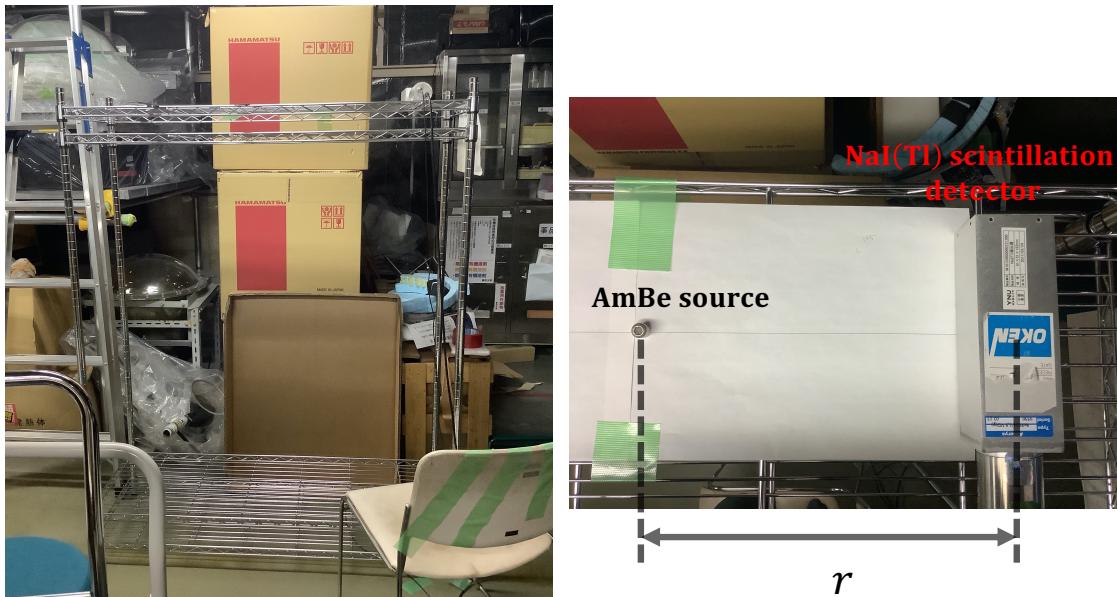


図 4.2: 高エネルギーtail測定のためのセットアップ。鉄製メッシュラック上（地面からの距離 1.5 m）で測定を行った。線源中心と NaI(Tl) 検出器中心間の距離を r としている。

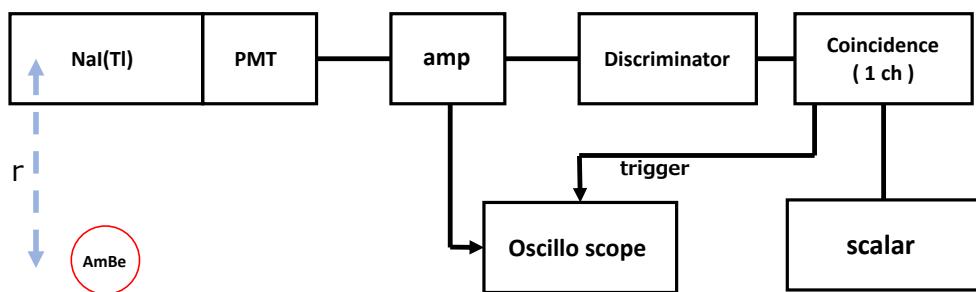


図 4.3: ratio 測定における測定回路

4.1 NaI(Tl)シンチレーション検出器の較正

4.1.1 エネルギー較正

オシロスコープから取得した信号波形に対して、積分電荷を計算することでガンマ線エネルギーに変換することができる。図4.4に取得波形を示す。

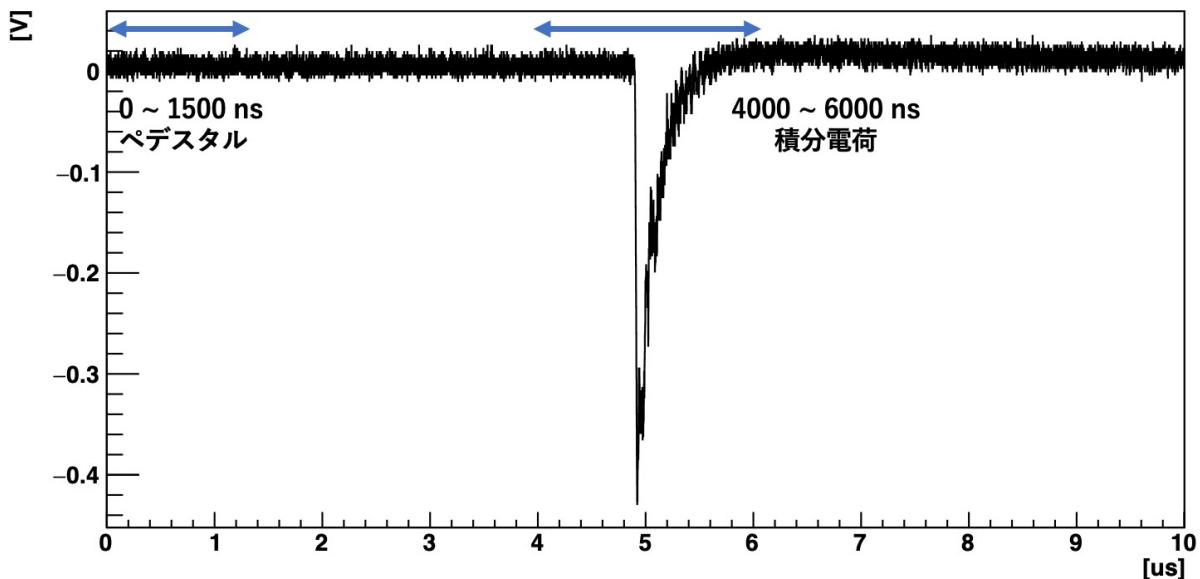


図 4.4: NaI(Tl) 検出器におけるオシロスコープからの取得波形。オシロスコープのサンプリングレートは 1GSa/s としている。

なお、 $t=0\text{-}1500\text{ [ns]}$ の平均値をペデスタル、 $t=4000\text{-}6000\text{ [ns]}$ を信号領域とし、積分電荷を計算している。

本研究では ^{22}Na : 511 keV+1262 keV、 ^{137}Cs : 662 keV、AmBe : 4438 keV(全吸収ピーク)+3927 keV(シングルエスケープピーク)+3416 keV(ダブルエスケープピーク)に加え、NaI(Tl) 検出器中に含まれる、 ^{40}K : 1461 keV、 ^{208}Tl : 2615 keV の、計 7 ピークを用いてエネルギー較正を行った。NaI(Tl) 検出器は一般に、信号に対し直線性を持つエネルギー応答が期待される検出器である。しかし本実験においては、AmBe のピーク付近($E > 3\text{ MeV}$ 領域)において非線型的な振る舞いが見られた。原因は明らかではないが、この効果により線源と検出器間の距離 r によって、4.4 MeV ピークの積分電荷値が一致しない現象が確認された。そのため同一の、電荷からエネルギーへの変換関数を用いた場合、ピークがシフトしてしまい、4.4 MeV ピークの事象数を正しくカウントすることができない。よって本実験では各 r で測定されたそれぞれの積分電荷分布における 4.4 MeV ピークに対し、gaussian fitting を行い、それぞれの r における積分電荷→エネルギーへの変換関数を求めた。なお、fitting に用いた関数は $p_0 \times (1 - \exp \frac{-(x - p_3)}{p_1}) + p_2$ である(図 4.5)。 p_0 、 p_1 、 p_2 、 p_3 はフィッティングパラメータである。この操作により、それぞれの r における 4.4 MeV ピークの一致が確認された。

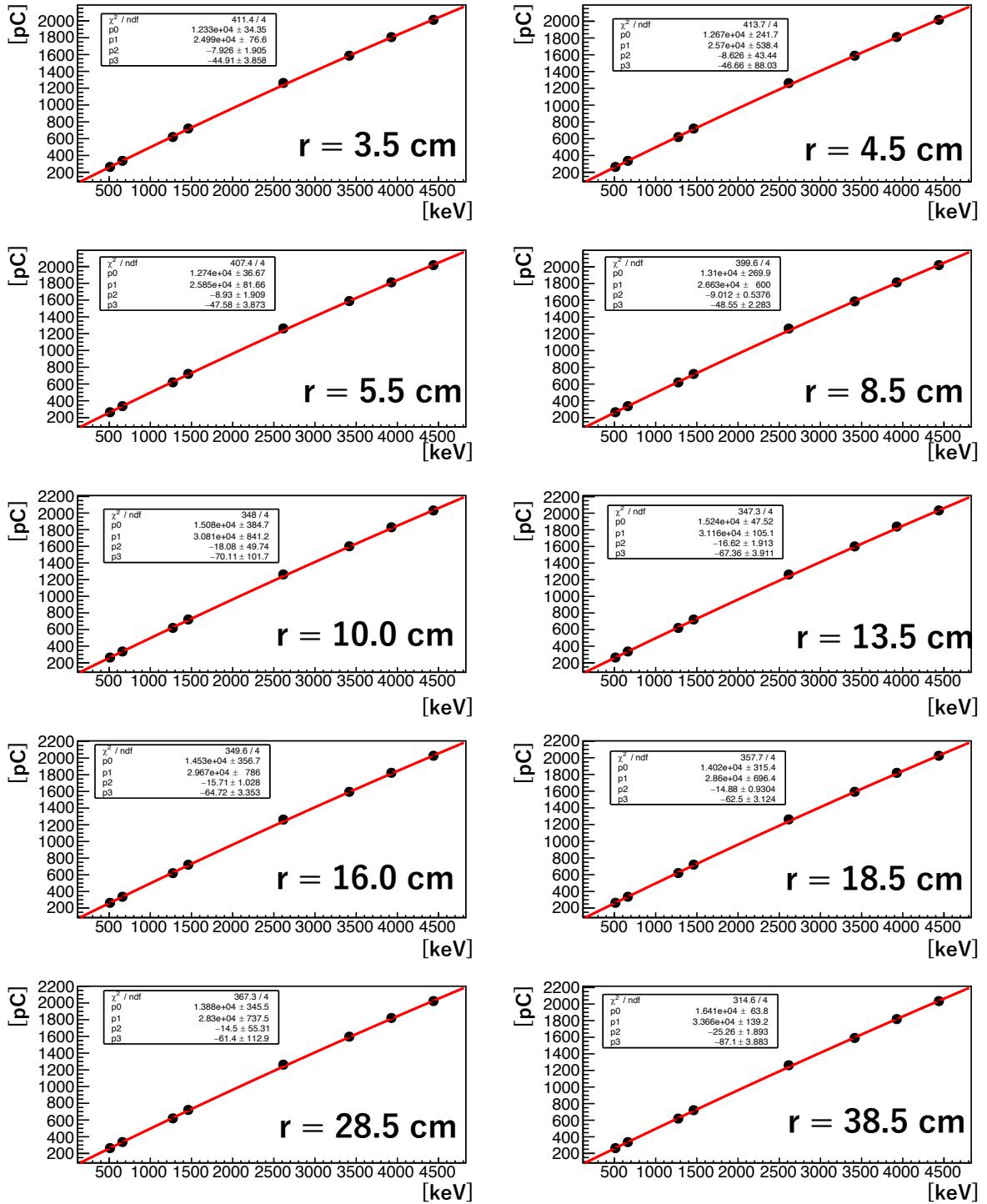


図 4.5: r におけるガンマ線エネルギーに対する積分電荷の分布。高エネルギー側のピークにおいてへたりが見えている。それぞれの分布に対して $p_0 \times \left(1 - \exp \frac{-(x - p_3)}{p_1}\right) + p_2$ を用いてフィットを行っている。

4.1.2 エネルギー分解能

シンチレータ結晶では、ピークを広げるもっとも重要な原因は光電子の統計的な広がりである。パルス波高はガンマ線エネルギーに比例するため次式を得ることができる。

$$\text{resolution} = \frac{\sigma}{H} = a \times \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (4.1)$$

ここで H はパルス波高、 a は比例定数である。式(4.1)よりエネルギー分解能は入射ガンマ線のエネルギーに依存し、高エネルギーであるほど良い分解能が得られることが分かる。なお、エネルギー分解能は電荷収集の統計、電子回路雑音、有限体積での検出器応答の変動、などによって変わってくる。

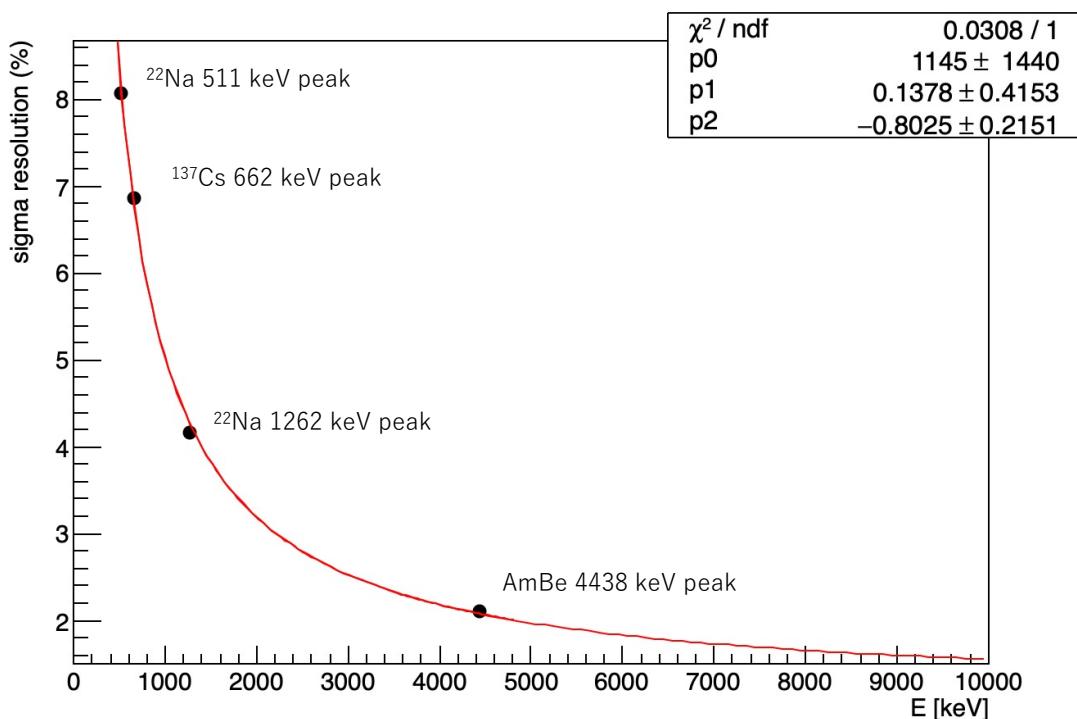


図 4.6: NaI(Tl) 検出器エネルギー分解能(σ)のエネルギー依存

図 4.6 が測定された NaI(Tl) の σ 分解能である。スペックシートには ^{137}Cs 662 keV での σ 分解能は 8% 以下と記載されており、本測定では 662 keV で 6.9% の σ 分解能をもっていることが確認された。なおフィットの関数には、

$$\sigma = (p_0 + p_1 \times E) \times E^{p_2} \quad (4.2)$$

を用いている。 p_0 、 p_1 、 p_2 はフィッティングパラメータである。

4.2 back ground の測定

本測定においては線源と検出器間の距離を大きくするごとに線源由来の放射線のカウントレートは減少し、バックグラウンド事象が無視できなくなる。よって、AmBe 由来の事象を正しくカウントするためバックグラウンドの差引きが必要となる。そこで ratio 測定のセットアップのまま AmBe 線源だけを取り除き、測定を行った。図 4.7 が測定のセットアップである。測定は夏と冬に分けて行った。夏、冬に測定したバックグラウンドのエネルギー分布をそれぞれ図 4.8、図 4.9 に示す。



図 4.7: background 測定のセットアップ。ratio 測定と同様の測定回路で AmBe 線源を取り除き測定を行った。

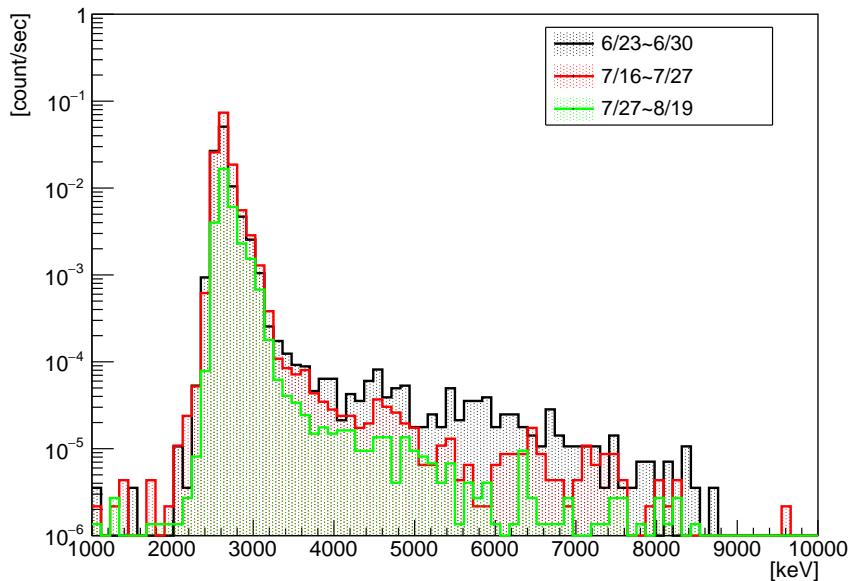


図 4.8: 2021 年度夏に測定したバックグラウンドのエネルギー分布。黒が 2021 年 6 月 23 日から 2021 年 6 月 30 日、赤が 2021 年 7 月 16 日から 2021 年 7 月 27 日、緑が 2021 年 7 月 27 日から 2021 年 8 月 19 日に測定した結果である。

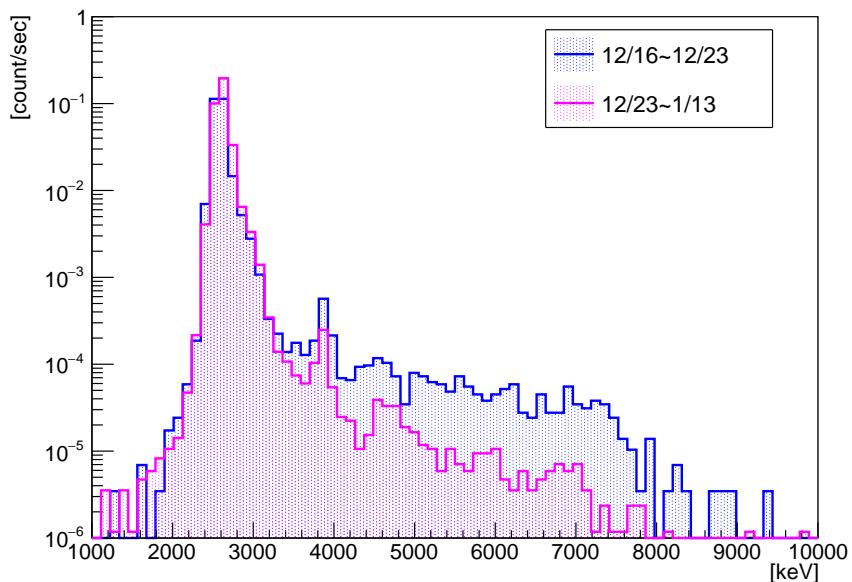


図 4.9: 2021 年度冬に測定したバックグラウンドのエネルギー分布。青が 2021 年 12 月 16 日から 2021 年 12 月 23 日、マゼンタが 2021 年 12 月 23 日から 2022 年 1 月 13 日に測定した結果である。

夏測定においては2021年6月18日から2021年6月23日までと、2021年6月30日から2021年7月16日まで、冬測定においては2021年11月4日から2021年12月16日までAmBe線源をNaI(Tl)検出器の側に置き、測定を行っていた。AmBe線源を検出器まわりのセットアップから取り除いてから時間が経るごとに事象数が減少していることが確認できる。表4.1に、後に高エネルギー・テイルとして扱う領域($E_{deposit} > 4750 \text{ keV}$)におけるバックグラウンドのカウントを示す。数週間の間に坑内のbackgroundが大きく変動することは

表4.1: $E_{deposit} > 4750 \text{ keV}$ におけるバックグラウンド

測定期間	カウントレート [count/sec]
2021年6月23日から2021年6月30日	$(599 \pm 46) \times 10^{-6}$
2021年7月16日から2021年7月27日	$(234 \pm 26) \times 10^{-6}$
2021年7月27日から2021年8月19日	$(103 \pm 12) \times 10^{-6}$
2021年12月16日から2021年12月23日	$(1234 \pm 65) \times 10^{-6}$
2021年12月23日から2022年1月13日	$(215 \pm 16) \times 10^{-6}$

考えられないため、AmBeからの中性子による、NaI(Tl)検出器やセットアップ周りの物質の放射化による影響であると考えられる。表4.2より、放射化された原子核の半減期は1週間程度であると考えられる。この原子核についてはまだ調査中であるが、この程度の半減期をもつ原子核候補の一つとしては $^{127}\text{I}(n, 1n)^{126}\text{I}$ で生成される ^{126}I が挙げられる。 ^{126}I は13.11日の半減期を持っており、56.3%が軌道電子捕獲で ^{126}Te に($Q = 2155 \text{ keV}$)、43.7%が $-\beta$ 崩壊で ^{126}Xe に($Q = 1258 \text{ keV}$)に遷移する。しかしこの原子核において4750 keV以上の発光を起こす機構が存在するかは不明である。AmBe測定においてはNaI(Tl)を常に放射化させている状態だと考えられる。そのためこの後のバックグラウンドの差引きにおいては、検出器にAmBe線源をさらしていた期間が長かった12/23-1/13の測定データを用いることとする。

4.3 高エネルギー成分の割合 (ratio)

4.4MeV以上のエネルギーを持つ高エネルギー成分を構成しうる AmBe 線源由來の事象は (a) AmBe 線源からの中性子 n_1 とガンマ線が検出器内で同時に検出される事象、(b) AmBe 線源からの中性子 n_0 単体が検出される事象、の 2つであると考えられる。この仮説を検証するため、線源と検出器間の距離 ($=r$) を変化させ、次の ratio の変化を見た。

$$\text{ratio} = \frac{\text{高エネルギー成分の事象数}}{\text{4.4MeV ピークの事象数}} \quad (4.3)$$

4.4 MeV ピークと高エネルギー成分の事象数はそれぞれ表 4.2 のようにカウントする。ここで 4.4 MeV ピークについてはガウス関数でフィットを行い、平均から $\pm 107 \text{ keV}$ の範囲の事象を足し上げた (表 4.2)。ここで 107 keV とは、 $r=3.5 \text{ cm}$ における 1σ の幅である。

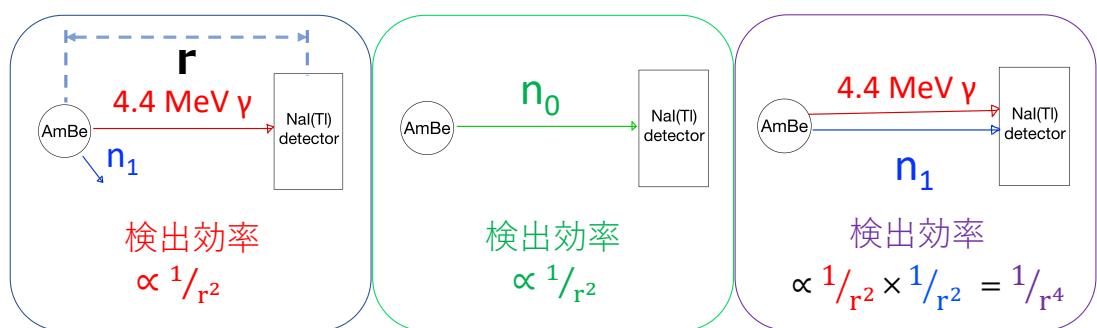
表 4.2: ratio 計算におけるカウント方法

事象	計算範囲
4.4 MeV ピーク	[平均 - 107 keV, 平均 + 107 keV]
高エネルギー成分	[4750 keV, 10000 keV]

検出器の立体角を考慮すると、図 4.10 のように、ガンマ線単体が検出されるイベント、ガンマ線と中性子 n_1 が同時検出されるイベント、中性子 n_0 単体が検出されるイベントの検出効率はそれぞれ、 $1/r^2$ 、 $1/r^4$ 、 $1/r^2$ に比例する。よって前述の (a)、(b) のイベントによって高エネルギー成分が構成される場合、(4.3) は次のように表せる。

$$\text{ratio} = \frac{[n_1 \text{ event}(\propto 1/r^2)] + [n_0 + \gamma \text{ event}(\propto 1/r^4)]}{\gamma \text{ event}(\propto 1/r^2)} = \text{constant} + 1/r^2 \quad (4.4)$$

以上より、ratio は r^2 に反比例する成分と、距離によらず一定な成分を持つと考えられる。



4.4 シミュレーション

Geant4 は欧州原子核研究機構 (CERN) を中心に高エネルギー物理学、天文学、医学の分野で利用できるように国際共同研究で開発された。粒子が物質中を通過するときに生じる相互作用や過程をシミュレーションするソフトウェア・パッケージである。Geant4 は C++ クラスをまとめたツールキットと呼ばれるパッケージの集まりから構成される。ユーザは各自の目的に応じて、必要なツールキットを使ってアプリケーション・プログラムを作り、シミュレーションを実行する。今回は Geant4 を用いて、AmBe 線源を用いた測定のシミュレーションを行った。

4.4.1 ジオメトリ

geometry 測定環境を再現するため、以下のようにジオメトリを設定した。図 4.12 が可視化したシミュレーションのジオメトリである。

- 鉄製メッシュラック

AmBe 線源と検出器を床の上に設置した場合、線源由来の放射線が床で反跳し検出器に入射する可能性がある。その影響を低減させるために、本測定はメッシュ状のラック上にて行っている。今回は 1.29 g/cm^3 と、密度を小さくした厚さ 0.5 cm の鉄の仮装板で代用し、シミュレーションに実装した。メッシュラックを仮想板で代用しているためこの仮想板の厚さは不定性となる。そこで 0.4 cm、0.6 cm に変化させ、系統誤差とした。

- 神岡地下実験施設 Lab-B 岩盤

今回我々は神岡地下実験施設 Lab-B にて測定をおこなっている。セットアップから最も近い壁面までの距離を測り、厚さ 20 cm の平板として実装した。実装した壁は 3 枚で、セットアップから +z 方向に 260 cm、-z 方向に 150 cm、+x 方向（図 4.2 奥の方向）に 370 cm に設置している。なお、岩盤の組成に関しては、先行研究 [10] で調査された結果を用いた。表 4.11 に先行研究で調査された神岡坑内の岩盤の組成を載せる。

	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	P ₂ O ₅	SO ₃	ZnO	
Sample 1	35.75	11.35	10.95	1.09	0.99	39.37	0.02	0.35	0.10	0.03	
Sample 2	33.74	0.74	23.94	4.63	1.92	34.35	0.32	0.02	0.17	0.17	
Sample 3	25.62	0.25	19.32	3.73	1.16	41.54	0.00	0.02	3.01	5.35	
	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	P ₂ O ₅	TiO ₂	K ₂ O	H ₂ O
JR-1	75.45	12.83	0.91	0.10	0.12	0.67	4.02	0.02	0.11	4.41	1.36
JA-3	62.27	15.56	6.38	0.10	3.72	6.24	3.19	0.12	0.70	1.41	0.31

図 4.11: 神岡坑内の岩盤組成。sample1 が神岡坑内の岩盤の調査結果、JR-1、JA-3 地球科学標準物質データベース [13] を参照したもの。

本シミュレーションでは、岩盤の組成として表 4.11 の sample1 を採用した。

- 線源封入カプセル

AmBe 線源封入したカプセルの素材には、SUS316L を使用した。SUS316L の組成は Ni:14%、Cr:17%、Mo:2.5%、Fe:66.5% となっている。内径 0.6 cm、外径 1.2 cm の円筒形のカプセルを実装した。

- NaI(Tl) 検出器+PMT

今回用いた NaI(Tl) 結晶は 2" × 2" × 6" の直方体状のものである。その上層に厚さ 0.2 cm の MgO 反射材、さらにその上層に厚さ 1.1 cm の Al ハウジングを実装している。また、直方体の 1 面には SUS316L 製、PMT を実装した。しかし、PMT 全体が SUS316L でできているわけではないため、PMT 素材による影響は不定性となる。PMT の主な素材は一般にガラス、鉄であるため、SiO₂:100%、SUS316L 50%+SiO₂ 50% に変更したものでもシミュレーションを行い、系統誤差を見積った。

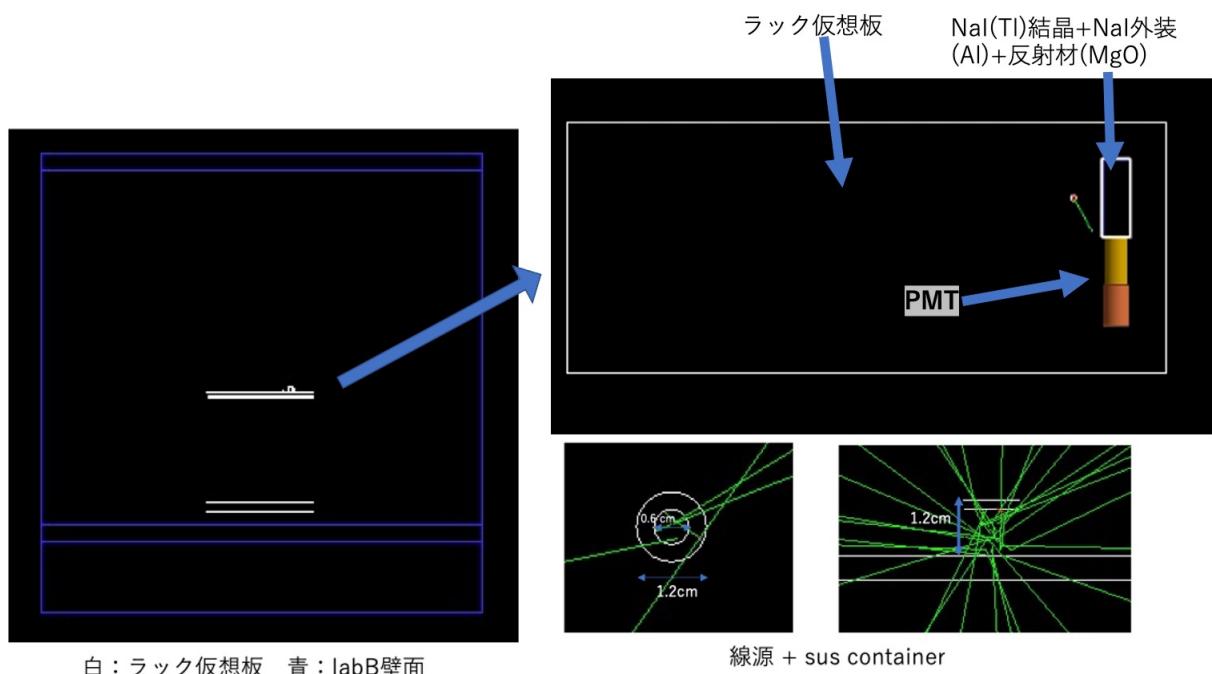


図 4.12: シミュレーションのジオメトリ

4.4.2 クエンチ効果

シンチレーション検出器では、検出器を放射線が通過すると、放射線との相互作用によってシンチレータを組成する原子内の電子が励起する。イオン化した原子は安定状態に戻るために励起エネルギーを放出し、その際にシンチレーション光が発せられる。この時、電子の励起エネルギーの一部が振動エネルギーや熱エネルギーに変換されたり、他の原子などとの相互作用のために、シンチレーション光として観測されるエネルギーの一部

が消失する。これをクエンチ(消光)効果という。反跳エネルギー E_{recoil} に対して実際に観測することのできるエネルギー $E_{visible}$ は

$$E_{visible} = Q \cdot E_{recoil} \quad (4.5)$$

となる。反跳エネルギー E_{recoil} に対する観測されるエネルギー $E_{visible}$ の比 Q をクエンチングファクターと呼ぶ。NaIに関するクエンチングファクターに関しても様々なグループで測定が行われている(4.13)。今回は先行研究[14]にて測定されたクエンチングファクターを用いてシミュレーションを行った。図4.14に使用したJoo2019のクエンチングファクターのモデルを示す。

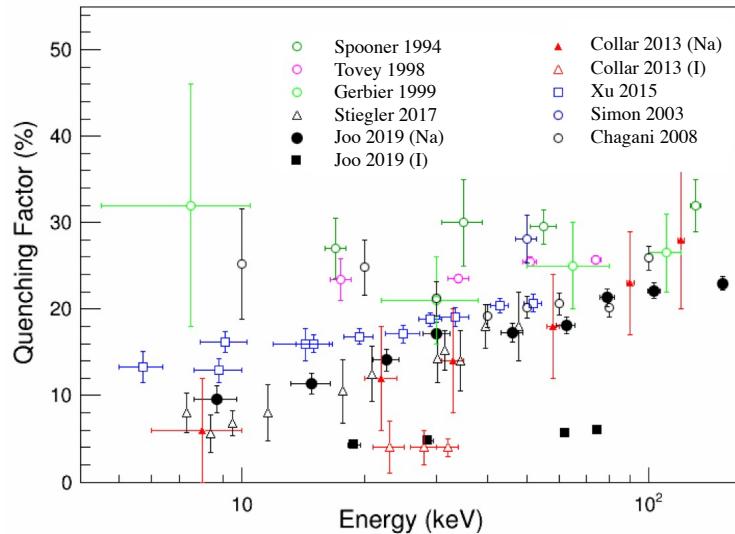


図4.13: 反跳原子核エネルギーに対する、NaIにおけるクエンチングファクター[14]。

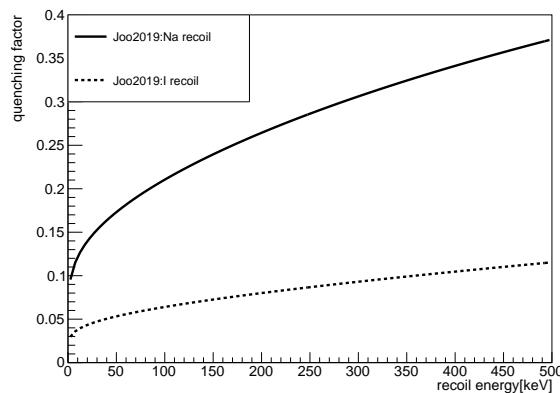


図4.14: シミュレーションで使用したJoo2019のクエンチングファクター[14]

4.4.3 中性子反応断面積

NaI との中性子の相互作用の断面積については geant4 に様々なデータセットが用意されており、用いるデータセットを選択することができる。中性子によって高エネルギーインダクションができる場合、データセットの反応断面積の差が不定性となりうる。本研究では、G4NDL4.2[15] を基準とし、加えて ENDF-VIII.0[15]、ENDF-VII.1[15]、BROND-3.1[16]、JEFF-3.3[17]、JENDL-4.0u[18] の 5 つのデータセットを用いて、シミュレーションを行い、その差を系統誤差として扱う。図 4.15 に Na、I それぞれとの中性子の散乱断面積を載せる[]。

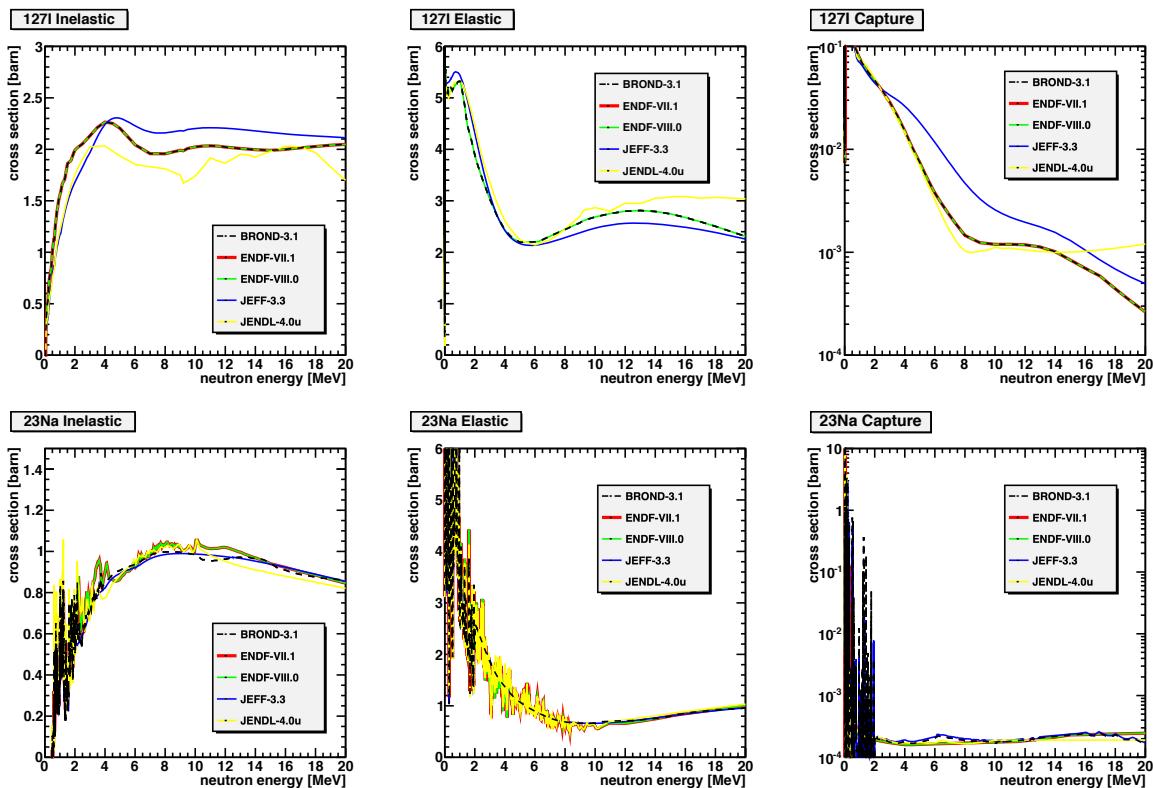


図 4.15: Geant4 に実装されている中性子の散乱断面積[15]、[16]、[17]、[18]。上段が ^{127}I 、下段が ^{23}Na と中性子の反応断面積となっており、左から非弾性散乱、弾性散乱。中性子捕獲となっている。

4.4.4 エネルギー分解能

Geant4 で得られる NaI(Tl) 検出器に落とされるエネルギーにはエネルギー分解能が考慮されていないため、統計的な広がりがないため、実際に観測されるエネルギーとは異なる。そこで、使用した NaI(Tl) 検出器のエネルギー分解能を再現するため、図 4.6 の較正結果に従うように、式 4.4 を用いてエネルギーのスマーリングを行った(図 4.16)。

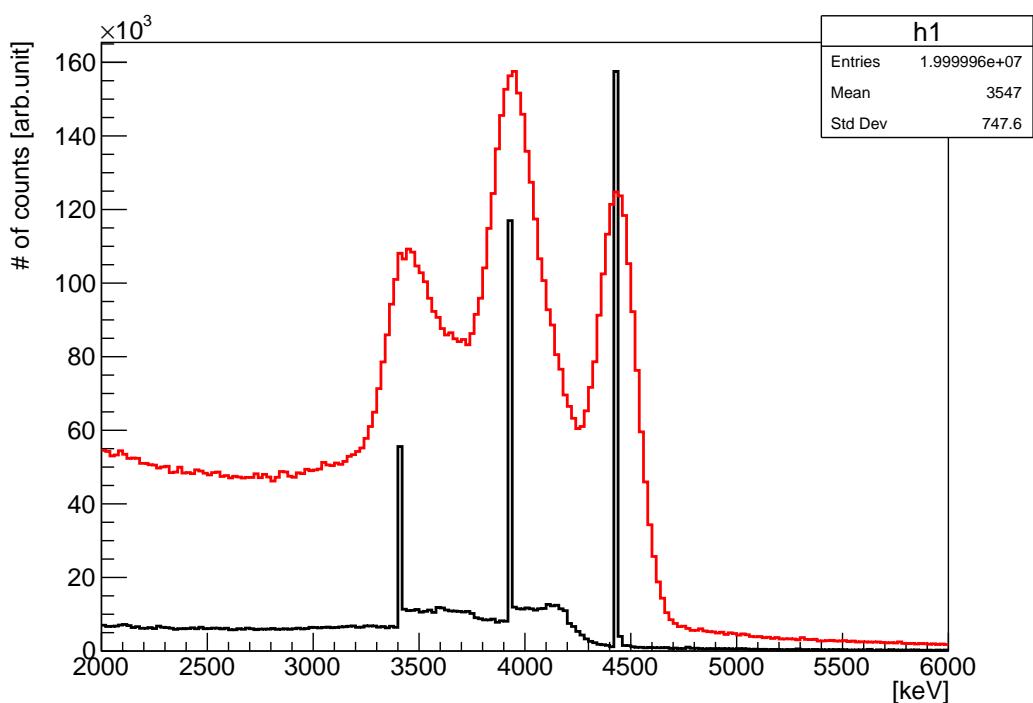


図 4.16: Geant4 による AmBe からの放射線を NaI(Tl) に打ち込んだ時に NaI(Tl) で観測されるエネルギー分布の予想値。黒が検出器の分解能を考慮しない場合、赤が検出器の分解能(図 4.6)の再現を行った場合のエネルギー分布である。

4.5 測定結果、シミュレーションとの比較

図 4.17、4.18 $r = 0.0 \text{ cm} \sim 35.0 \text{ cm}$ における NaI(Tl) 検出器におとされたエネルギー分布を示す。図 4.17、4.18 で、シミュレーションでは、

A 4.4 MeV ガンマ線+中性子 n_1

B 単体中性子 n_0

C 単体中性子 n_2

の 3 つに分けて粒子を生成しており、A を青、B を緑、C をマゼンタ、A と B の合計を赤の曲線で示している。シミュレーションの分布に関しては、4.4 MeV ピークのカウントをデータに合わせるように事象数を規格化している。なお中性子反応断面積のデータセットは G4NDL4.2 を使用している。この結果より、 r の変化に対するシミュレーションの分布の変化は測定データによく一致しており、高エネルギー成分は AmBe 由来の中性子により作られることがわかる。C は 0-3 MeV 程度のエネルギーしか持たないものの、中性子捕獲(n, γ) 反応によって高エネルギー成分を作ることがわかった。しかし、その寄与は小さいためこの後の ratio 計算には考慮していない。よって、高エネルギー成分の主な内訳は A、B で、 r が小さい領域では A の事象が支配的であり、 r が大きくなるにつれて B の事象が徐々に支配的になる。AmBe からの中性子による反跳原子核に対するクエンチングファクターは $\approx 40\%$ ほどで、中性子の弾性散乱による発光は 100 keV 程度である。そのため A, B の事象では中性子の非弾性散乱に高エネルギー成分を作ることがわかる。

次に、図 4.19~4.22 に ratio 分布を示す。まず、シミュレーションの予想値を図 4.19~4.21 に示す。図 4.19~4.21 では、基準となる設定値として PMT の素材を 100% SUS316L、ラック仮想板の厚さを 0.5 cm、中性子反応断面積データセットを G4NDL4.2 とした。章??で述べたように、それぞれの値を誤差の範囲で変化させ、シミュレーションにおける ratio の系統誤差をもとめた。仮想板、PMT 素材に関しては、基準 ratio 値に対する最大誤差をそれぞれ σ_{lack} 、 σ_{pmt} とし、断面積に関しては基準 ratio 値からの標準偏差を $\sigma_{cross \ section}$ とする（モデル JENDL-4.0u に関しては、特異的に大きな値をとったため、今回は誤差の考慮に入れていない）。そして、

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{lack}^2 + \sigma_{pmt}^2 + \sigma_{cross \ section}^2} \quad (4.6)$$

をシミュレーションの系統誤差とした。図 4.22 に測定データの ratio とシミュレーションで得られた ratio の分布を示す。 $r < 10 \text{ cm}$ の領域に関しては、 r の増加に対して ratio の減少が測定データとシミュレーションのどちらでも確認された。また、 $r > 10 \text{ cm}$ の領域に関しては、ratio ≈ 0.15 の一定成分が測定データとシミュレーションのどちらでも確認された。この結果より、仮説の通り、高エネルギー成分は (a) AmBe 線源からの中性子 n_1 とガンマ線が検出器内で同時に検出される事象、(b) AmBe 線源からの中性子 n_0 単体が検出される事象、の 2 つで構成されることが分かった。また、全 r の領域において、測定データの方がシミュレーションに比べて ratio 値が 0.03 ほど小さい値が得られた。以下、この原因について考察する。まず 1 つ目に原因として考えられるのは、シミュレーション

における中性子の反応断面積モデルである。高エネルギー成分を作る中性子の相互作用は非弾性散乱であるため、中性子の非弾性散乱断面積が使用したモデルよりも大きい場合、データの方が大きい ratio 値をとることになる。2つ目に原因として考えられるのは、AmBe 線源から放出される中性子 n_1 と n_0 の数の割合である。AmBe 線源が放出する n_1 の割合がシミュレーションよりも小さい場合、ratio の分母である 4.4 MeV ガンマ線の事象数は小さくなるため、データにおける ratio が大きくなる。

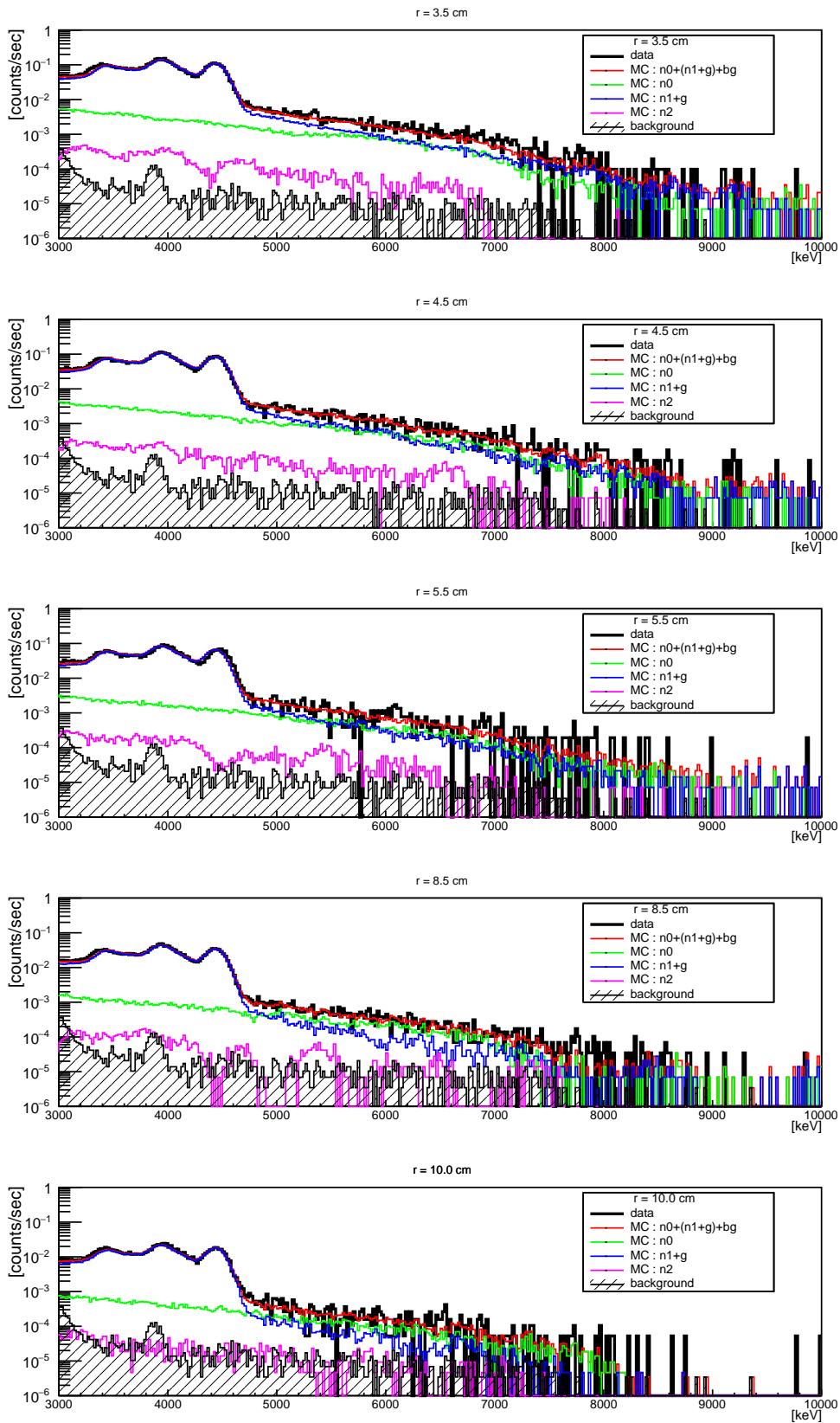


図 4.17: $r=3.5 \text{ cm}$ 、 4.5 cm 、 5.5 cm 、 8.5 cm 、 10.0 cm における NaI(Tl) 検出器に落とされたエネルギー

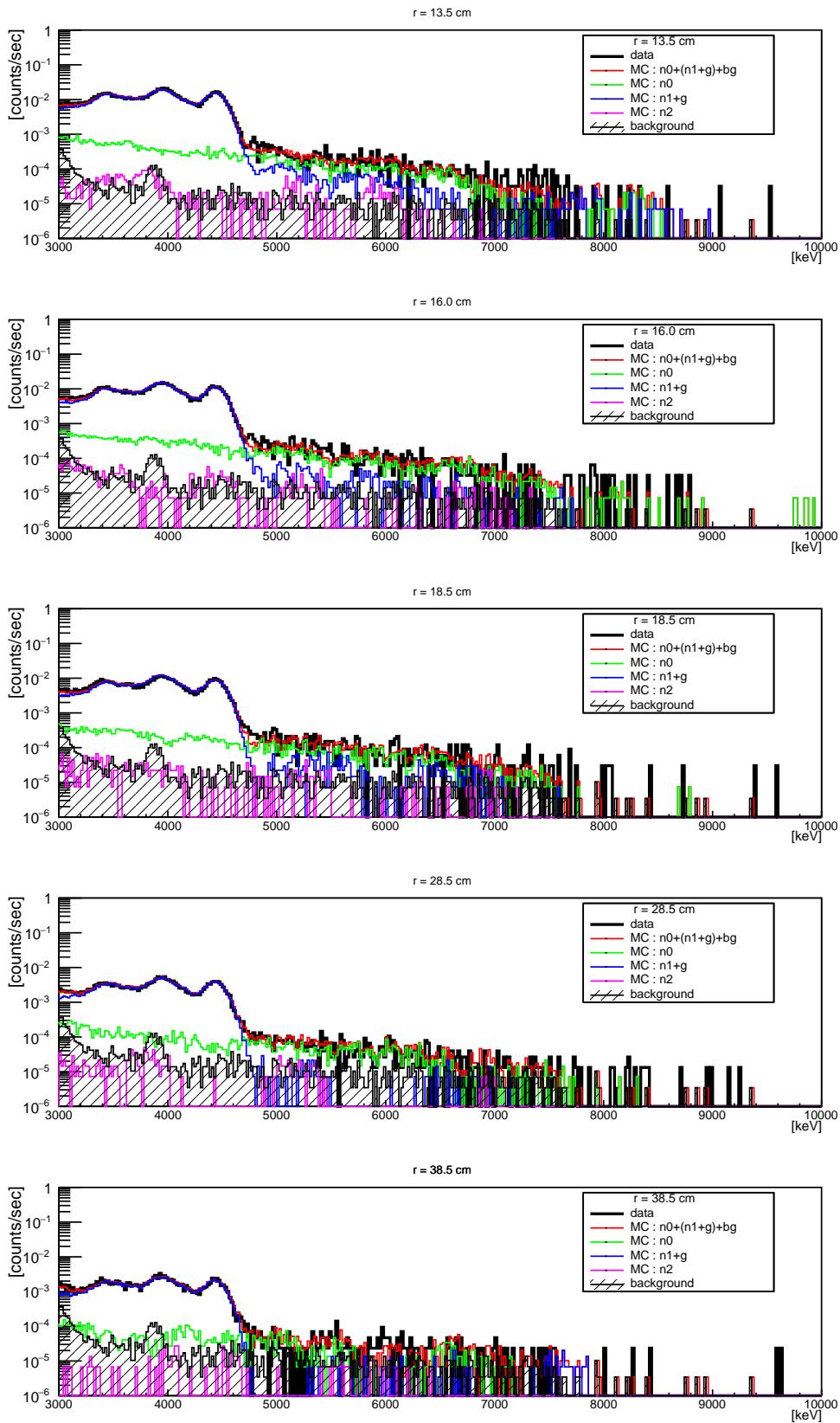


図 4.18: $r=13.5 \text{ cm}$ 、 16.0 cm 、 18.5 cm 、 28.5 cm 、 38.5 cm における NaI(Tl) 検出器に落とされたエネルギー

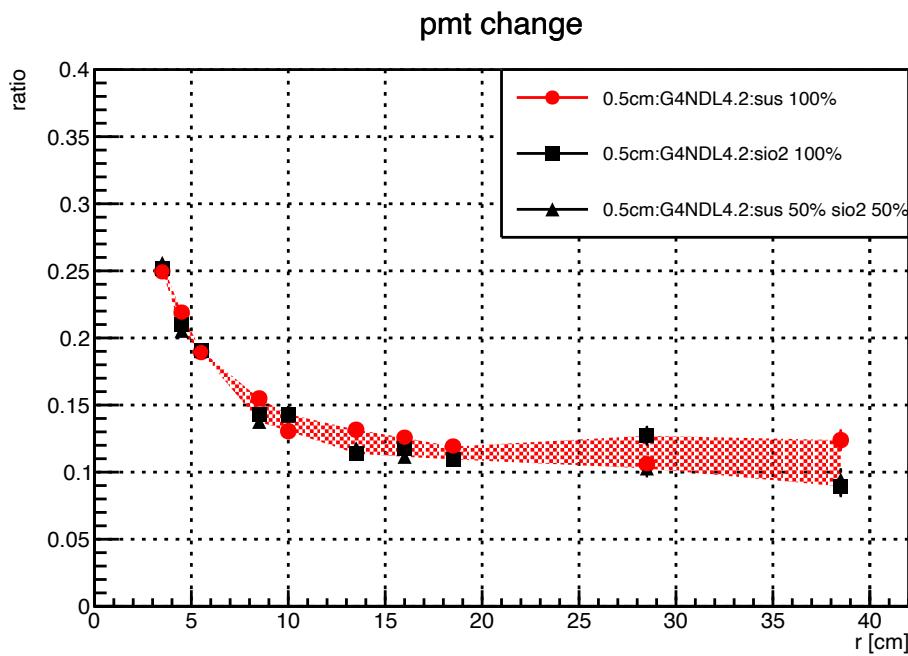


図 4.19: PMT 素材を (50% SUS316L,50% SiO_2)、(100% SiO_2) に変化させたときの ratio 分布。基準 (SUS316L100%) からの最大誤差を PMT 素材変化に対する系統誤差としている

◦

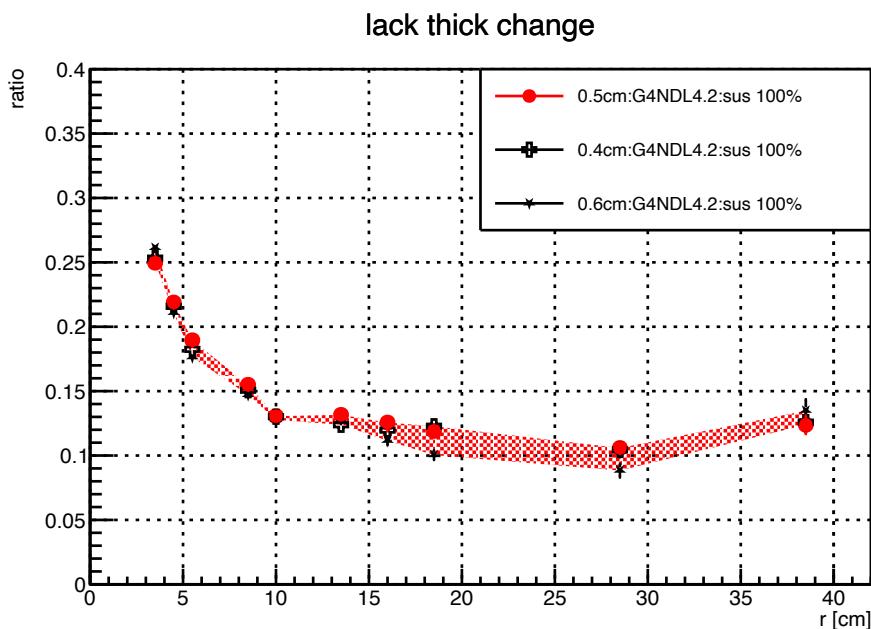


図 4.20: ラック仮装板の厚さを 0.4 cm、0.6 cm に変化させた時の ratio 分布。基準 (0.5 cm) からの最大誤差を ラック仮装板厚さ変化に対する系統誤差としている。

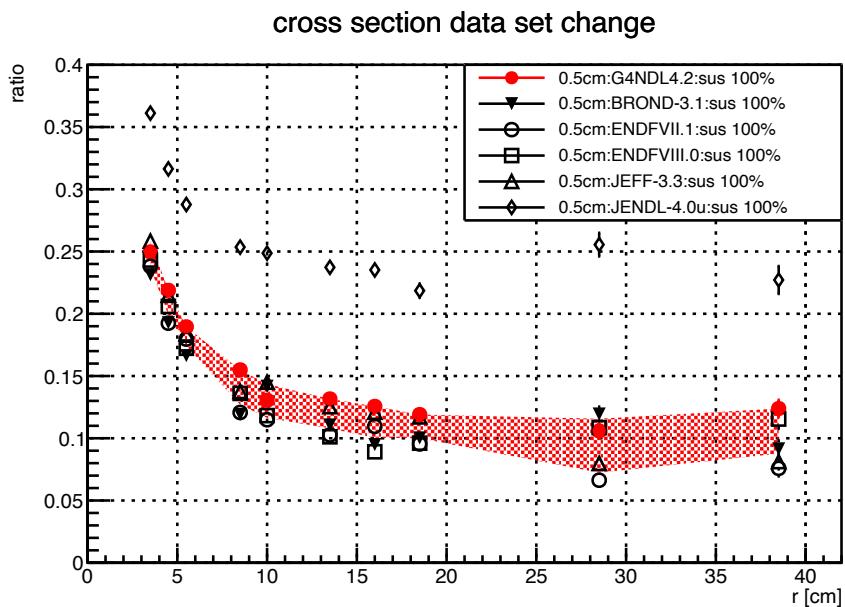


図 4.21: 中性子反応断面積のデータセットを変化させた時の ratio 分布。基準(G4NDL-4.2)からの標準偏差をデータセット変更に対する系統誤差としている。

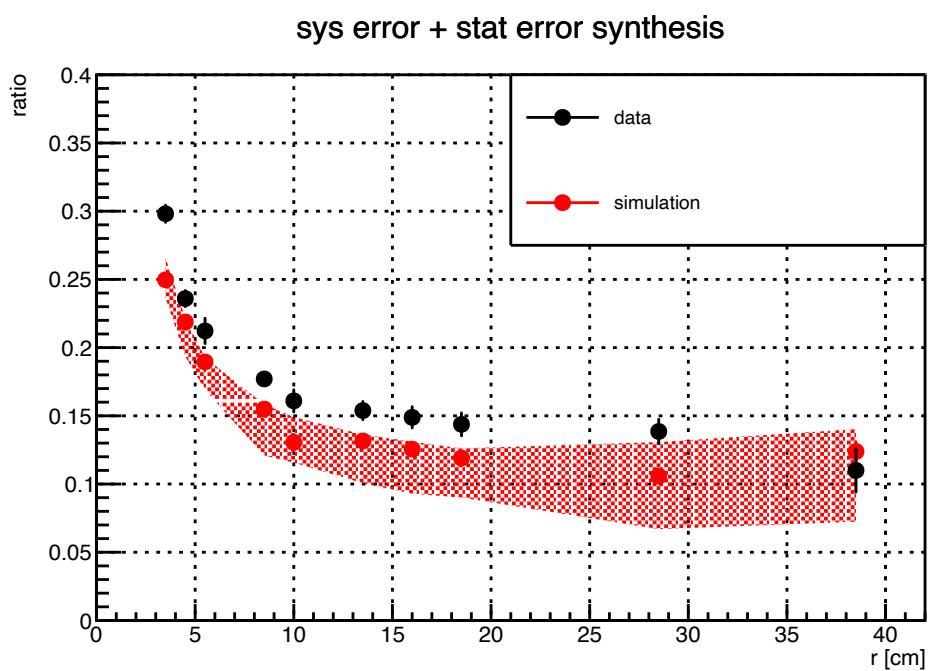


図 4.22: 測定データとシミュレーションの ratio 分布

第5章 中性子 n_1 の運動エネルギー測定

5.1 実験セットアップ

この章では AmBe 線源から 4.4 MeV のガンマ線と同時に放出される中性子 n_1 のエネルギースペクトラムを Time Of Flight(ToF) から導出する。4.4 MeV ガンマ線を NaI 検出器で検出し、その後 5us のタイムウインドウ内で液体シンチレータ検出器でのヒットを探す。NaI 検出器では 4.4 MeV のガンマ線をタグするために、3200 keV の閾値を解析時に設定した。液体シンチレータ検出器では波形の減衰時定数の違いにより、中性子の事象を選別した。その後、液体シンチレータ検出器と NaI(Tl) 検出器の波形の rise time の差を TOF とし、中性子 n_1 の運動エネルギーを再構成した。今回は液体シンチレーター検出器と NaI(Tl) 検出器表面間距離を 60 cm とした(液体シンチレータ検出器中心と線源中心間の距離は 63.2 cm)。この測定においては時間の情報が重要となるため、オシロスコープのサンプリングレートは 5 GSa/s に変更している。図 5.1 が本測定のセットアップ、図 5.2 がオシロスコープで取得された波形、図 5.3 が測定回路である。



図 5.1: TOF エネルギー測定におけるセットアップ

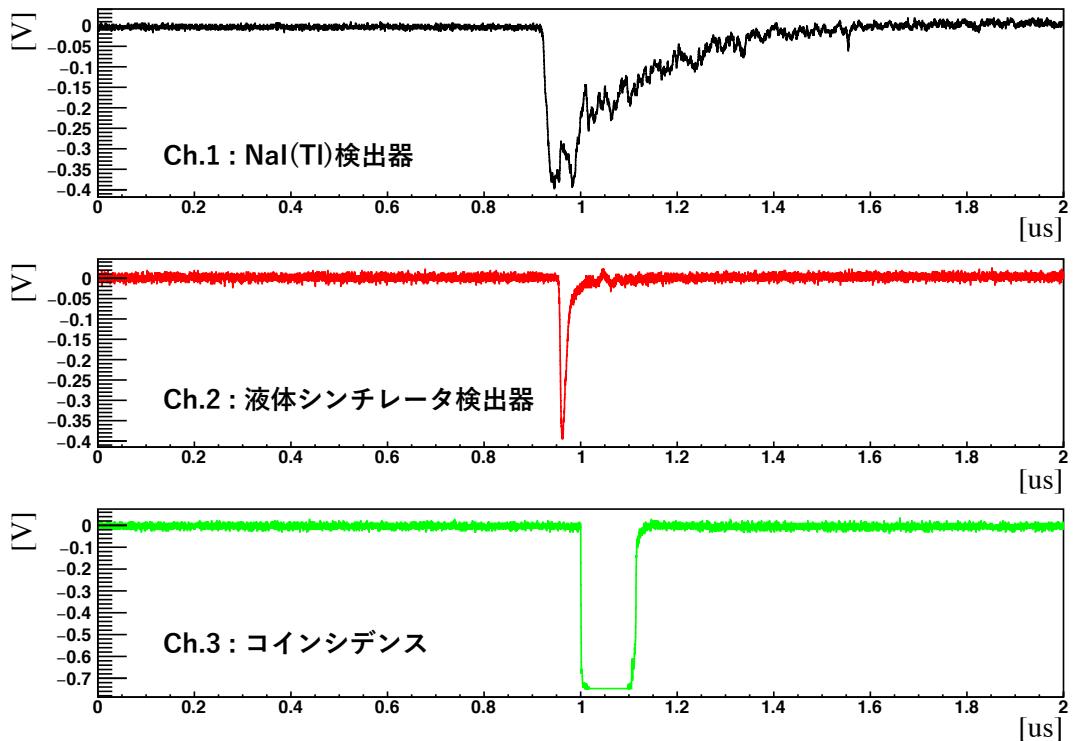


図 5.2: 中性子 n_1 の運動量測定時の測定波形。オシロスコープの ch1(上) が NaI(Tl) 検出器、ch2(中) が液体シンチレータ、ch3(下) がコインシデンスモジュールからの信号となって いる。

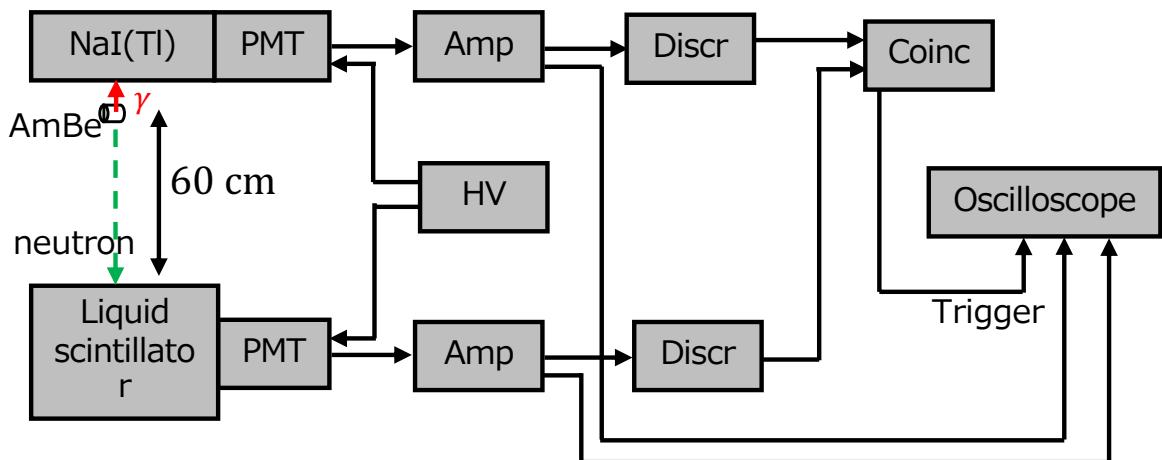


図 5.3: 中性子 n_1 運動エネルギー測定における測定回路

5.2 液体シンチレーション検出器による事象選別

2.1.1 章で述べた手法により、液体シンチレータでは波形の遅発成分により入射粒子を選別することが可能である。今回は表 5.1 の様に事象選別のパラメータを設定した。

表 5.1: セレクションパラメータの設定

パラメータ	時間範囲 [ns]
Slow	$[T_s+30, T_s+350]$
Total	$[T_s, T_s+350]$

ここで、 T_s は、波形の立ち上がり部分が最大波高の $1/3$ に達した時間である。このようにパラメータを設定すると、Slow/Total の値で高速中性子とガンマ線を弁別することが可能となる。中性子はガンマ線と比べて減衰時間が長いため、Slow/Total の値が大きくなる。実際に AmBe 線源を用いて得られたデータに波形弁別を行なった結果が図 5.4 であり、縦軸に Slow/Total、横軸に液体シンチレーション検出器の波形の積分電荷の大きさをとっている。Slow/Total 値が 0.3 付近のバンドが中性子による原子核反跳事象、Slow/Total 値が 0 付近のバンドがガンマ線による電子反跳事象である。Y 軸方向で 8 pC ごとに図 5.4 の分布をスライスし、ガンマ線バンド、中性子バンドを gaussian fitting を行った。その後、ガンマ線バンドのフィットで、平均 $+3\sigma$ 以上の部分で、中性子バンドのフィットで、平均 $+3\sigma$ 以下の領域を中性子による反跳原子核事象とした(図 5.5、5.6)。また、Total の電荷が小さい領域ほどバックグラウンド事象などが混入するため、Total=50 pC 以上の中性子事象を選択した。

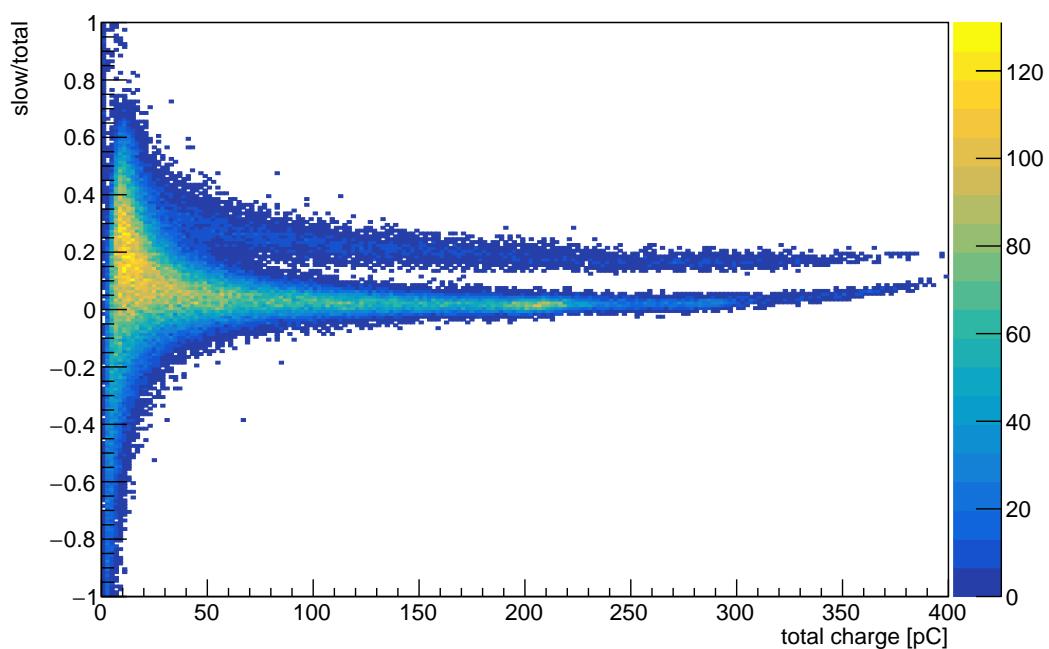


図 5.4: 液体シンチレータ検出器に AmBe 線源からの放射線を照射したときの総電荷量に対する slow/total の分布。上のバンドが中性子による原子核反跳事象、下のバンドがガンマ線による電子反跳事象である。

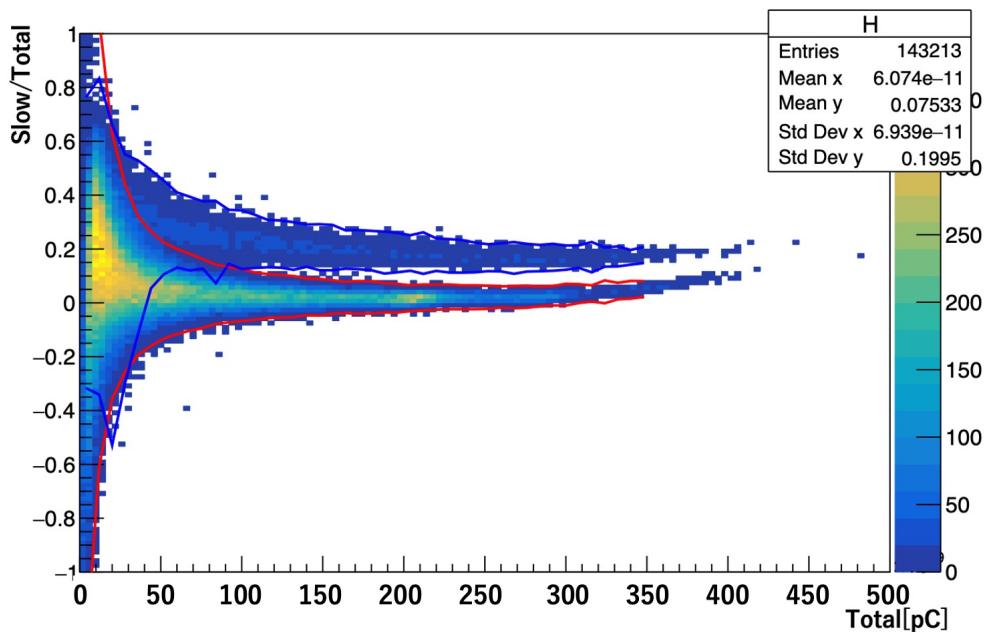


図 5.5: 液体シンチレータ検出器に AmBe 線源からの放射線を照射したときの総電荷量に対する slow/total の分布。赤線はガンマ線バンドで gaussian fit した際の平均 $\pm 3\sigma$ 、青線は中性子バンドに対し gaussian fit した際の平均 $\pm 3\sigma$

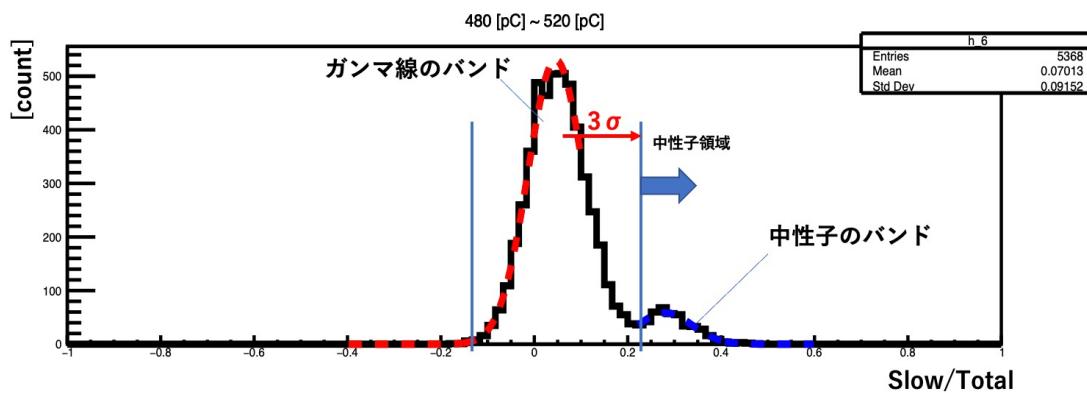


図 5.6: 例)Total=480 pC から 580 pC の領域でスライスした際の slow/total 分布

5.3 rise time の決定

波形の risetime の差により TOF を決定する際、注意しなければならぬのは time walk 効果である。time walk とは、信号の波高の違いによって、discriminator の閾値を超える時間に違いが出てくる効果である(図 5.7)。粒子が同時刻に検出器に入射しても、波高が大きいほど閾値を超える時間が早くなる。今回我々はこの time walk の影響をキャンセルするため、解析において CFD(Constant Fraction Discrimination) 法を用いた。CFD では、元波形に対して、立ち上がり時間より小さい一定の時間遅延させ、一定のスケールファクターをかけた新たな波形をつくりだす。その波形は、上下にピークを持ち、 $V=0$ との交差点をもつ波形となる。元の波形は直線的に立ち上がるため、この 0 交差点は元波形の波高によらない一定の時間に決定される。CFD 解析におけるパラメータを表 5.3 に示す。

表 5.2: CFD 解析、遅延時間、スケールファクターの設定

検出器	遅延時間	スケールファクター
液体シンチレータ	2 ns	3
NaI(Tl) 検出器	10 ns	3

以上のパラメータのもと新たな合成波形を生成し、 $V = 0$ と交わる点を T_c とした。検出器間の T_c の差を見ることで、波高に影響を受けない TOF を決定することが可能となる。元波形、そして生成した CFD 波形を図 5.8 に示す。

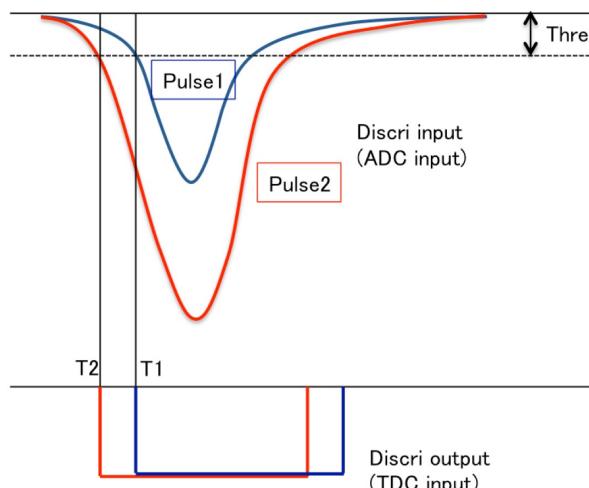


図 5.7: time walk 効果の概念図 [12]。波形の立ちあがり時間は同じだが閾値を超える時間が波高で異なるため、トリガーかかる時間 T_1 と T_2 の差が生まれる。

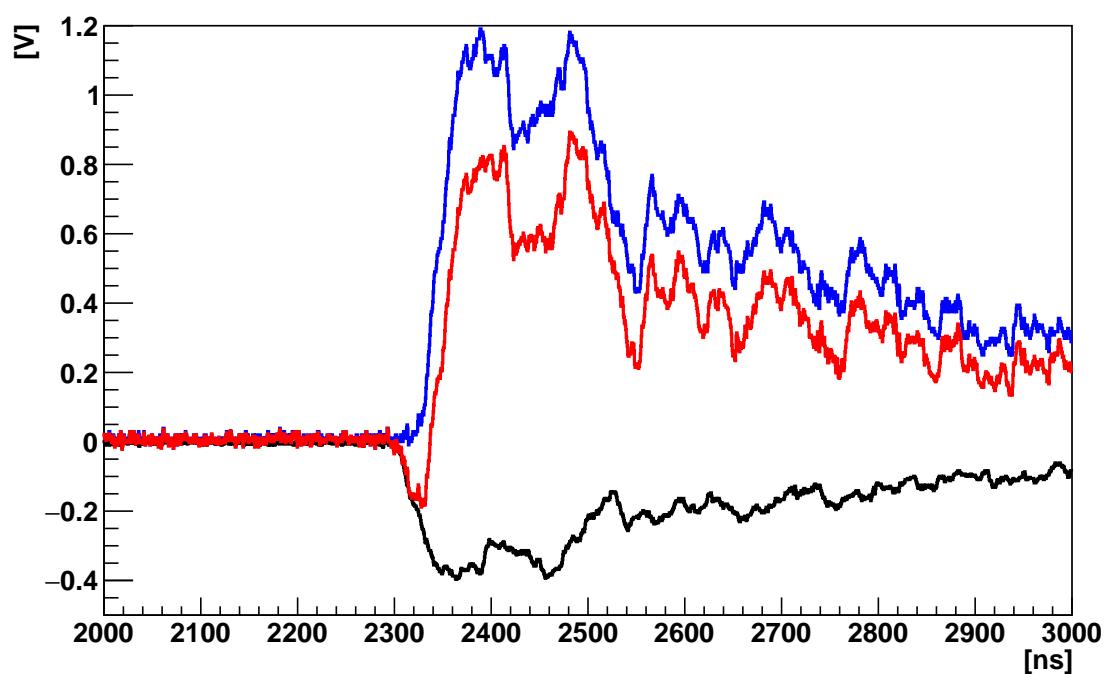


図 5.8: NaI(Tl) における合成波形の生成。黒が生波形、青が 10 ns 遅延、波高を 3 倍し反転させた波形、赤がそれらを合成した波形。赤波形が 0 と交わる点は波高に依存しない。

5.4 オフセットタイムの決定

NaI(Tl) 検出器と液体シンチレーション検出器の T_c の差には、配線によるオフセットも含まれる。セットアップは図 5.1 と同様のものを用い、NaI(Tl) 検出器で中性子を、液体シンチレータ検出器でガンマ線を検出した事象を選択することで決定できる(図 5.9)。前述の事象を選んだ場合の時間差の分布が図 5.10 である。gaussian fitting 結果の mean 値が 0.8 ns であった。検出器間距離が 60 cm であるためガンマ線が液体シンチレータに到達する時間 2 ns を差引いた -1.2 ns を本測定におけるオフセットタイムとした。またこの時の時間差分布の標準偏差が測定系の時間分解能となる。今回の測定では時間分解能は 1.3 ns となった。

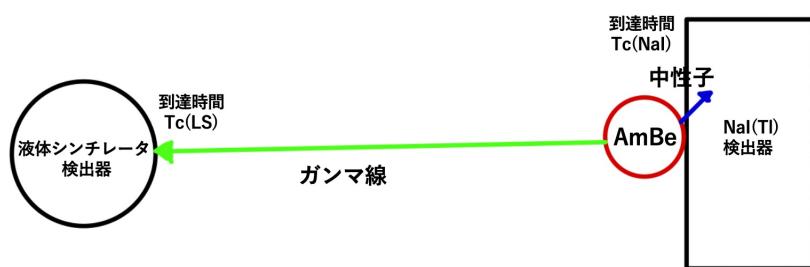


図 5.9: オフセットタイムの測定の概略図。 $T_c(LS) - Tc(NaI) - 2.0$ が本測定のオフセットタイムとなる。

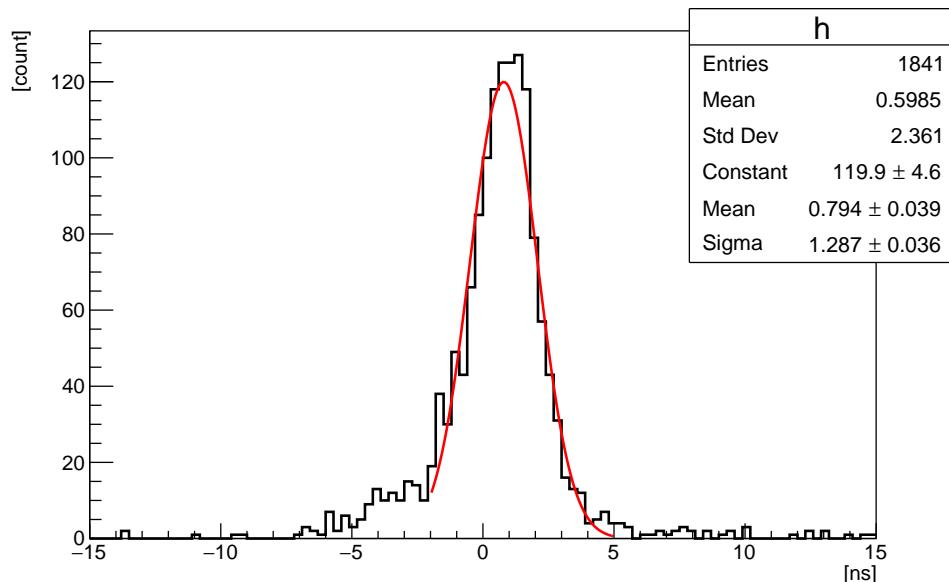


図 5.10: オフセットタイムの測定。横軸は測定された図 5.9 で測定された $T_c(LS) - Tc(NaI) - 2.0$ になっている。

5.5 中性子 n_1 の運動エネルギー

図 5.11 が測定された TOF の分布である。事象数は、NaI(Tl) 検出器でタグされた 4.4 MeV ガンマ線のカウント数で規格化されている。なおシミュレーションには 5.4 章で測定された時間分解能 (σ) 1.3 ns が導入されている。Time Of Flight の分布は測定データとシミュレーションで良い一致が見られた。

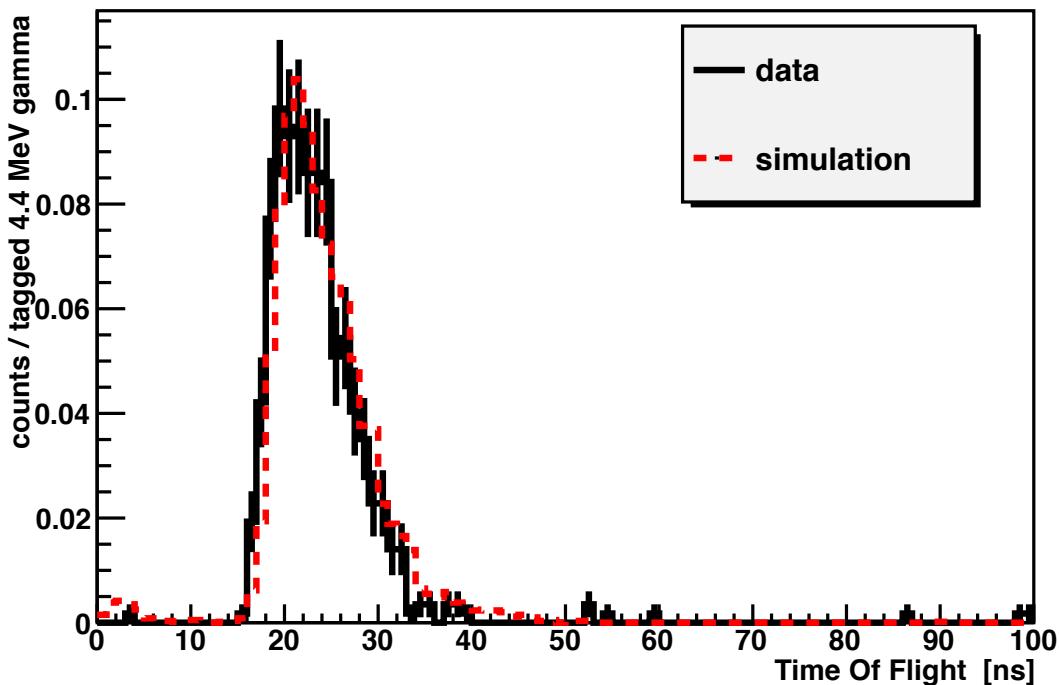


図 5.11: Time Of Flight の分布。事象数は、NaI(Tl) 検出器でタグされた 4.4 MeV ガンマ線のカウント数で規格化している。

得られた TOF より、次の式で中性子の運動エネルギーが求められる。

$$K = m_n \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d}{c \cdot TOF} \right)^2}} - 1 \right) \quad (5.1)$$

K は中性子の運動エネルギー、 m_n は中性子の静止質量、 d は中性子の飛距離、 c は光速である。図 5.12 に TOF より再構成した中性子 n_1 のエネルギー分布を示す。

中性子 n_1 の運動エネルギー分布はおおよそシミュレーションで得られた分布と一致していた。測定データとシミュレーションの予測はそちらも 3 MeV 付近でピークを持っており、2~6 MeV 付近でしている。測定データとシミュレーションの差については、5~6 MeV 付近で測定データの値が小さくなっている点である。この原因としては、測定データのみで行っている PSD でのカットによる影響が考えられる。 PSD は *Total* の電荷が小さい領域

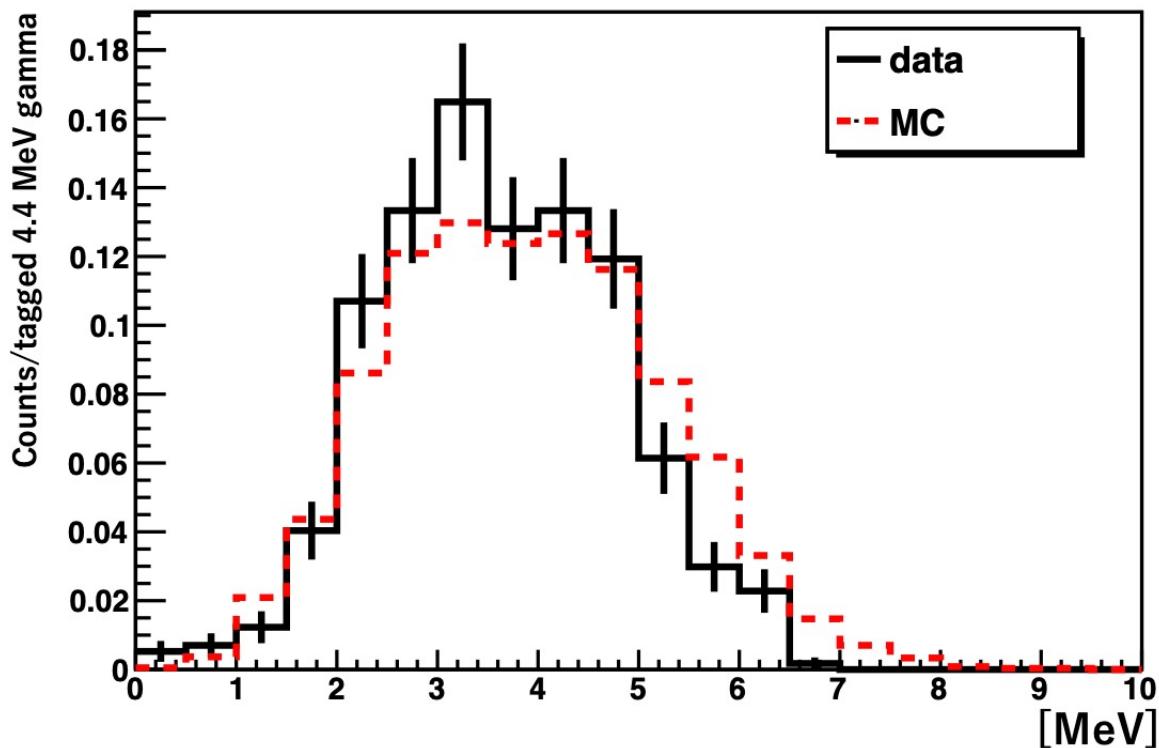


図 5.12: Time Of Flight より再構成された中性子 n_1 の運動エネルギー。事象数は 4.4 MeV ガンマ線のカウント数で規格化している。

ほどガンマ線の電子反跳事象がしみこんでくるため、選択されない中性子の数が大きくなる。そのため測定データでのみカットされてしまう中性子事象も存在する。中性子のエネルギースペクトラムが明らかとなっている線源を用いて、TOF エネルギーによる PSD の中性子の選択効率を測定することで、シミュレーションの予測値に近づくことが予想される。

第6章 まとめ

本研究では、SK での AmBe 線源の測定や他無機シンチレータを用いた測定において確認されている 4.4 MeV 以上の高エネルギーテイル成分への理解、および使用している AmBe 線源、”神岡 1 番”が発する中性子への理解を深めることをモチベーションとした。結果としてまず、NaI(Tl) シンチレータ検出器を用いた AmBe 線源の測定により、4.4 MeV ピーク以上の領域に見られる高エネルギーテイル成分の組成が明らかになった。その組成は、(a) 中性子 n_1 の非弾性散乱と 4.4 MeV ガンマ線のサム効果による成分 (b) 中性子 n_0 単体の非弾性散乱による成分の 2 つである。検出器と AmBe 線源間の距離が近いところでは (a) が、距離が遠いところでは (b) の効果が支配的となる。*SK* における AmBe 線源の測定においては AmBe 線源を BGO シンチレータで囲う形を取っているため、(a) による高エネルギーテイル成分が支配的であると考えられる。今後は *SK* での使用されている BGO シンチレータを用いて同様の測定を行い、*SK* での中性子検出効率の系統誤差の低減させたい。次に、NaI(Tl) 検出器と液体シンチレータ検出器を用いて、AmBe 線源からの中性子 n_1 の運動エネルギーを TOF 法で測定した。測定したエネルギー分布はシミュレーションで予測した分布とおおよそ一致した。今後、液体シンチレータ検出器における波形弁別法における中性子選択効率も考慮に入れたスペクトラムの導出をする予定である。

第7章 謝辞

本研究室に配属してから、この修士論文の執筆をするまでにあたり、多くの方々にご協力及びご指導を賜りました。この場をお借りして感謝申し上げます。指導教員である南野彰宏准教授には、テーマの提供から研究のサポート、論文や発表スライドの添削までしていただきました。ご多忙の中、手厚いご指導をいただき、深く感謝いたします。ICRRの矢野孝臣助教には神岡に出張に行った際に解析のアドバイスをいただいたり、シミュレーションの環境構築をしていただき、大変お世話になりました。東京理科大学の伊藤博士助教には、解析手法や方針、コーディングまであらゆる面でお世話になりました。お忙しい中個別ミーティングの機会も多々設けていただき、大変お世話になりました。東京理科大学の石塚正基教授にはお忙しい中、学会ポスターの添削やスライドの添削をしていただきました。未熟な私がここまで研究を続けてこれたのはこの1年間皆さんにご指導いただいたからに他なりません。この場を借りて深く感謝いたします。秘書の山田さんには、出張申請などの手続きをする際に大変お世話になりました。研究室の先輩方である Giorgio、Lluis、片山さん、佐々木さん、谷原さんには、研究生活を送る上で多くのアドバイスをいただきました。研究室の同期である佐野には、研究の内容だけでなく、趣味である音楽に関する議論する場面が多々あり、大学生活で大きな刺激をもらいました。最後に、修士論文の執筆に至るまで自分を支えてくださった皆様に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] J.W. Marsh et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 366 (1995) 340-348
- [2] B. Alshahrani1 et al .EPJ Web of Conferences 63,01022(2013)
- [3] Isao Murata, J Nucl Sci Technol. 4 (2014) 345
- [4] Reference neutron radiations — Part 1: Characteristics and methods of production, ISO 8529-1:2001.
- [5] Ali Asghar Mowlavia and Rahim Koohi-Fayegh. Applied Radiation and Isotopes 60 (2004) 959–962
- [6] J. Scherzinger et al. Applied Radiation and Isotopes 127 (2017) 98–102
- [7] Ryosuke Akutsu. University of Tokyo, 2019, Ph.D. thesis.
- [8] BC501A データシート (SAINT-GABAIN 社)
- [9] Glenn F. Knoll (2010). Radiation Detection and Measurement, 4th edition. Wiley.
- [10] K. Mizukoshi et al. Measurement of ambient neutrons in an underground laboratory at the Kamioka Observatory. Progress of Theoretical and Experimental Physics, Vol 2018, Issue 12.
- [11] Table of Isotope, 1st edition, A Wiley-Interscience Publication.
- [12] 市間 俊宏, “シンチレーション光測定による多ピクセル型光子検出器 MPPC 時間特性の評価”, 広島大学 卒業論文 (2013)
- [13] 産総研.「地球化学標準物質データベース」. <https://gbank.gsj.jp/geostandards/>, (accessed 2021-1-20)
- [14] H. W. Joo et al., Astropart. Phys. 108 (2019) 50.
- [15] M. B. Chadwick, et al., Nucl. Data Sheets 107 (2006) 2931.
- [16] A. I. Blokhin, et al., Prob. Atom. Scie. Tech. 2 (2016) 2-5.
- [17] A. J. M. Plomp, et al., Eur. Phys. J. A (2020) 56:181
- [18] O. Iwamoto, et al., EPJ Web of Conferences 146, 02005 (2017).

第8章 付録

8.1 液体シンチレータ検出器における波形弁別

章 5.2 で液体シンチレータ検出器における波形弁別について説明した。Total の電荷を 8 pC ごとに区切ったフィッティングを図 8.1、図 8.2 に示す。

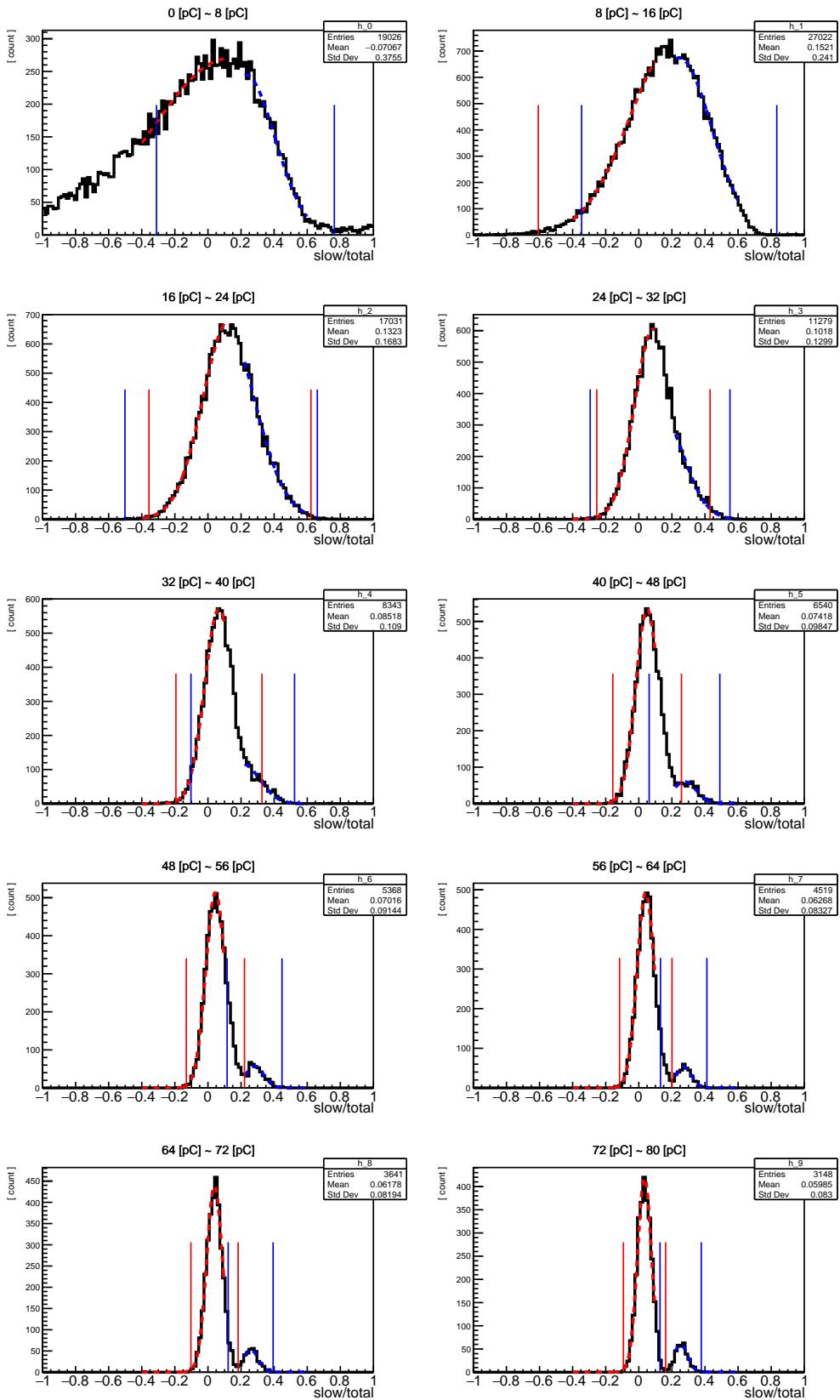


図 8.1: 波形弁別におけるフィッティング。Total が 0 pC から 80 pC までを 8 pC ごとに区切ってフィッティングしている。赤がガンマ線事象、青が中性子事象のフィッティングとなっており、点線がフィットしたガウス関数、実践が平均 $\pm 3\sigma$ を表している。

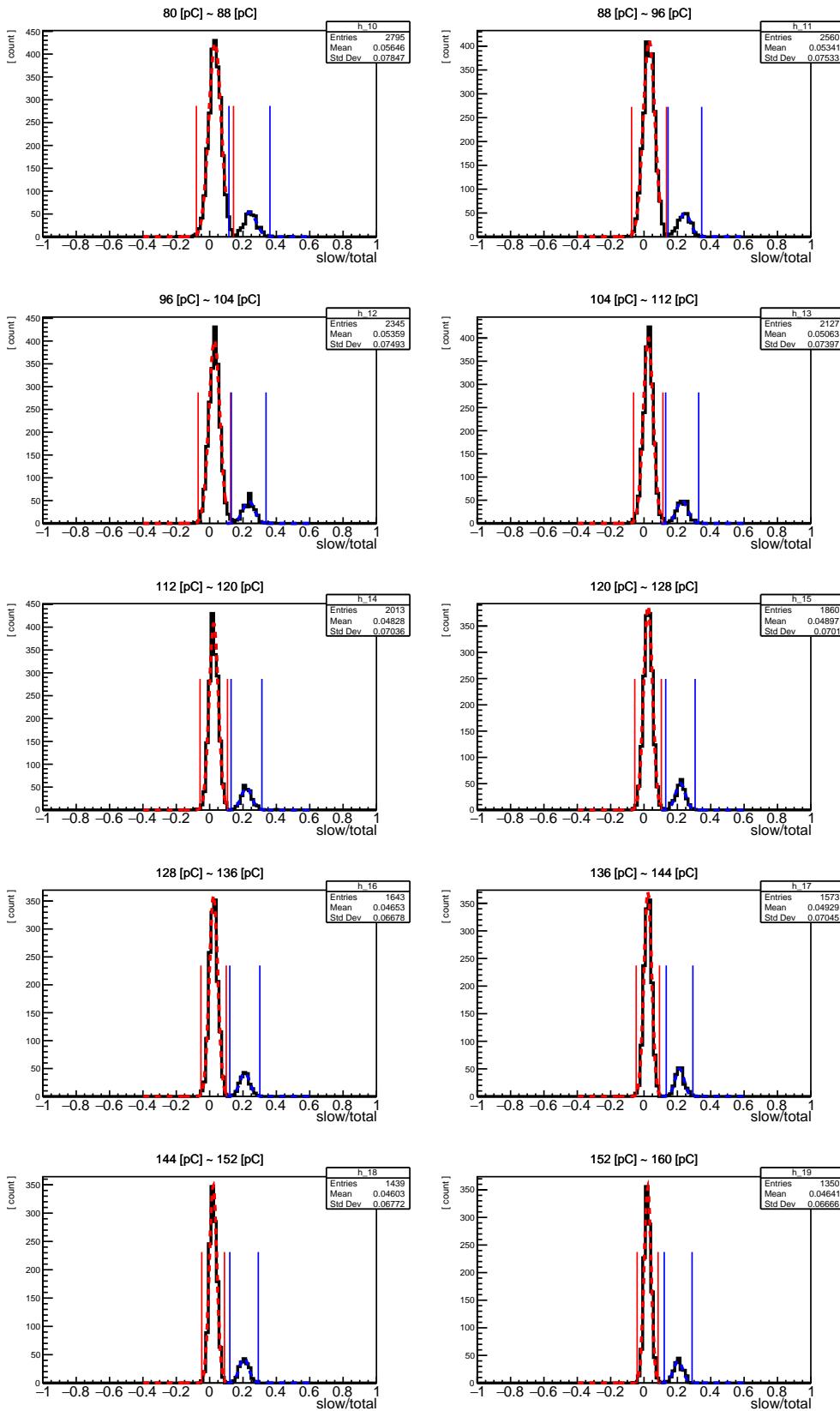


図 8.2: 波形弁別におけるフィッティング。Total が 80 pC から 160 pC までを 8pC ごとに区切ってフィッティングしている。赤がガンマ線事象、青が中性子事象のフィッティングとなっており、点線がフィットしたガウス関数、実践が平均 $\pm 3\sigma$ を表している