

液体シンチレータと比例計数管を用いた
中性子バックグラウンドの測定とその理解

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報系学科 物理工学EP
学籍番号 1564360
佐々木 遼太

平成 31 年 2 月 13 日

概要

地下素粒子実験では、信号事象と類似した反応が背景事象(バックグラウンド)となることがある。例えば、暗黒物質直接探索実験では、環境中性子による原子核反跳が背景事象となり、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索実験では、環境中性子と検出器周辺の物質との反応で放出された γ 線が背景事象となる。このように、環境中性子は低バックグラウンド実験において重要な背景事象となるので、中性子を理解することは重要である。

本研究では液体シンチレータ(BC501A)を用いて高速中性子の測定を、 ^3He 比例計数管(RS-P4-0810-220)を用いて熱中性子の測定を行い、それぞれの検出器の性能評価を行った。

目次

第1章	中性子と γ 線	4
1.1	中性子の性質	4
1.1.1	中性子の種類	4
1.1.2	中性子の相互作用	4
1.2	γ 線の性質	4
1.2.1	γ 線の相互作用	4
1.2.2	γ 線の各相互作用の相対的重要性	6
第2章	有機液体シンチレータ	7
2.1	有機液体シンチレータの発光原理	7
2.2	実験器具	8
2.2.1	液体シンチレータ BC501A	9
2.3	FADCによる測定	9
2.4	^{137}Cs を用いたエネルギー較正	10
2.4.1	実験	11
2.4.2	データ解析	12
2.5	高速中性子に対する検出器の較正	14
2.5.1	波形弁別 (Pulse Shape Discrimination)	14
2.5.2	実験	15
2.5.3	データ解析	17
2.5.4	環境中性子測定	19
2.6	BC501Aの性能評価	20
2.7	Time Of Flightを用いた入射中性子エネルギーの測定	22
2.7.1	原理	22
2.7.2	実験	22
2.7.3	データ解析	24
第3章	^3He 比例計数管	27
3.1	原理	27
3.2	壁際効果	27
3.3	実験	28
3.3.1	^3He 比例計数管	28
3.3.2	検出器の較正	30
3.3.3	^{252}Cf 線源を用いた測定	31

3.3.4	環境熱中性子の測定	33
第 4 章	結論	34

第1章 中性子と γ 線

1.1 中性子の性質

1.1.1 中性子の種類

中性子は、その運動エネルギーにより細かく分類されるが、本論文では特に運動エネルギーが0.025[eV]付近の熱中性子と1[MeV]を超えるような高速中性子について考える。

熱中性子は二重ベータ崩壊探索実験において、岩盤中の原子核との(n, γ)反応により、 γ 線を生成することで、背景事象になりうる。また、高速中性子は暗黒物質探索実験において、暗黒物質と標的原子核の弾性散乱事象と同様の反応をするため背景事象となる。

1.1.2 中性子の相互作用

中性子は電荷を持たないため直接検出することは困難である。そのため標的原子核と相互作用させ、その結果生ずる荷電粒子を考える。熱中性子と高速中性子それぞれの相互作用の詳細については、それぞれの検出器の章で述べることとする。

1.2 γ 線の性質

1.2.1 γ 線の相互作用

放射線測定において、 γ 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。

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 γ 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。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.1)$$

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 γ 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。

$$\tau \approx k \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (1.2)$$

k は定数であり、指数 n は γ 線のエネルギー範囲によって、4または5となる。 γ 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。

コンプトン散乱

コンプトン散乱の相互作用過程は入射 γ 線光子1個と吸収物質中の電子1個の間で起こる。入射 γ 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 γ 線エネルギー付近まで変化する。図1.1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。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.3)$$

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。

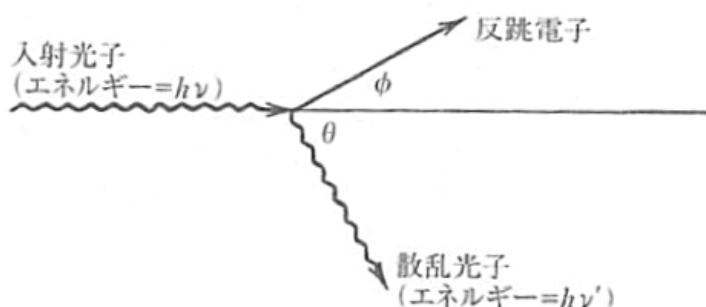


図 1.1: コンプトン散乱の様子 [1]

電子対生成

入射 γ 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 γ 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、 γ 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。

1.2.2 γ 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。

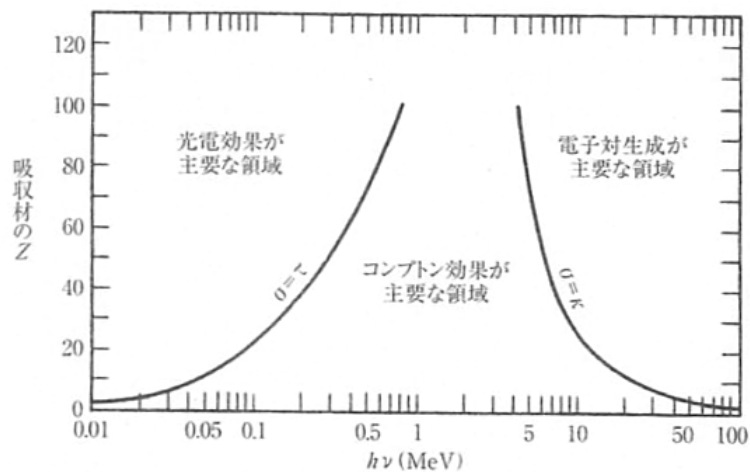


図 1.2: γ 線の各相互作用の相対的重要性 [1]

第2章 有機液体シンチレータ

2.1 有機液体シンチレータの発光原理

有機液体シンチレータ検出器は、中性子や γ 線の検出に用いられている代表的な検出器である。液体シンチレータ BC501A は炭素と水素、 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、 γ 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の0の一重項(シングレット)状態(S_0, S_1, S_2, \dots)と、スピンの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_{00}, 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。 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_{10} に系間遷移をすることがある。 T_1 の寿命は S_1 と比べて非常に長く(10^{-3} [s]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。

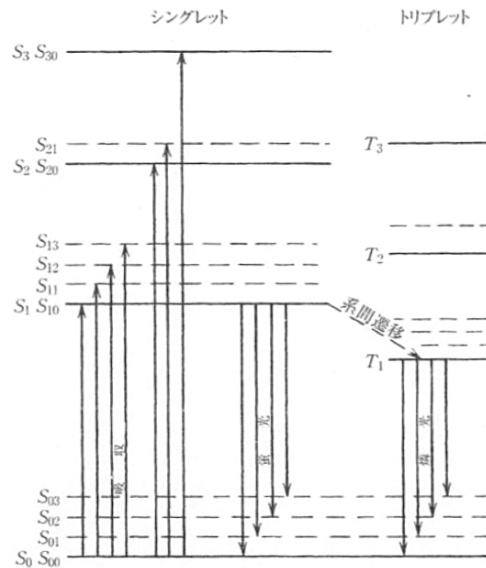


図 2.1: π 電子構造を持つ有機物質のエネルギー準位 [1]

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光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube、以下 PMT) を用いる。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電極との衝突を繰り返すことで電子の数を増幅させることが可能となる。その後、数十万から数千万倍に増幅された電子を電気信号に変換して検出するという仕組みとなっている。

2.2 実験器具

測定に用いた器具についてここに示す。

- 液体シンチレータ：(SAINT-GOBAIN 社製)：BC501A
- 光電子増倍管 (BC501A 用)：(浜松ホトニクス製)：R329-02
- NaI(Tl) シンチレータ：(応用光研製)
- 光電子増倍管 (NaI 用)：(浜松ホトニクス製)：H1161
- FADC：(Struck Innovative Systeme 社製)：SIS3316-250-14

2.2.1 液体シンチレータ BC501A

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 γ 線の波形弁別に適した液体シンチレータである。表 2.1 に、データシート [2] に記載されている特性をまとめた。

表 2.1: 液体シンチレータ BC501A の特性 [2]

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
発火点	24[°C]
発光時定数	3.16, 32.3, 270 [ns]



図 2.2: 液体シンチレータ BC501A と光電子増倍管

2.3 FADC による測定

本実験では FADC(Flash Analog- to-Digital Converter) を用いて測定を行なった。FADC とは、アナログ信号をデジタル信号に変換する ADC の中でも特に高速なもので、時間と電圧に対応したオシロスコープのような波形を得ることができる。

実際に今回測定した高速中性子の FADC による波形データを以下に示す。(図 2.3)

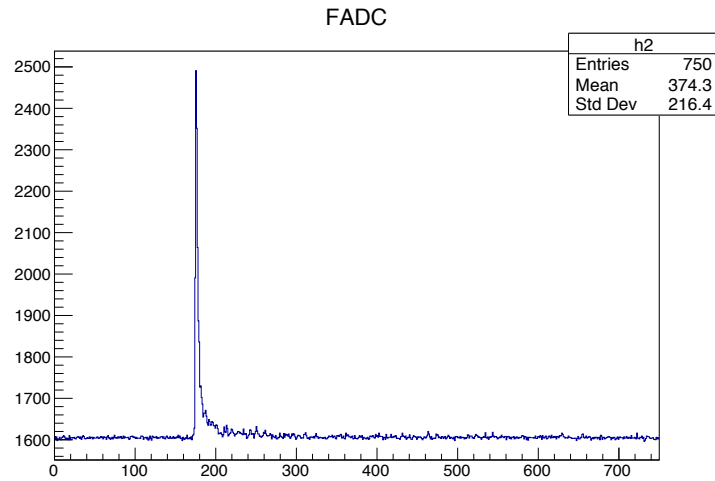


図 2.3: FADC による液体シンチレータの波形データ (高速中性子の候補)

この FADC の Sampling Rate は 250MS/s なので、横軸 1bin の幅は 4ns となっている。また、縦軸は FADC counts となっており、このままではエネルギーとの対応が分からない。そこで、2.4 で述べる ^{137}Cs を用いたエネルギー較正を行う。

2.4 ^{137}Cs を用いたエネルギー較正

FADC を用いて測定すると、その結果は FADC counts で表される。これは、波形の大きさの違いなどは判別できるが、具体的なエネルギーの値等は求めることができない。そこで、以下に示す方法を用いてエネルギー較正を行い、FADC counts とエネルギーの対応を調べた。

液体シンチレータ BC501A を構成する原子は原子番号 1 の水素と 6 の炭素なので、図 1.2 から考えると、 γ 線のエネルギーが数 10[keV] から数 10[MeV] の領域ではコンプトン散乱が支配的であることが分かる。また今回、線源として使用した ^{137}Cs の平均エネルギーは 661.64[KeV] なので、以下ではコンプトン散乱が支配的であると考えられる。

反跳電子の持つエネルギーは式 (1.3) より、 θ が 180° の時 (これを後方散乱とよぶ) に最大になり、 ^{137}Cs では、反跳電子のエネルギーが 477.32[keV]、散乱 γ 線のエネルギーは 184.32[keV] となる。

そこで、検出器を後方散乱のみを測定するようにセットアップし、その時の波形データを見ることで FADC counts とエネルギーを対応させるのがこの実験の目的である。

2.4.1 実験

この実験では ^{137}Cs 線源から出た γ 線が液体シンチレータ内の電子とコンプトン散乱を起こし、液体シンチレータではその反跳電子を、液体シンチレータの向かい側に設置した NaI(Tl) シンチレータでは散乱 γ 線を測定する。液体シンチレータと NaI(Tl) シンチレータを直線上に設置し、両方の検出器でヒットがあったという条件でトリガーすることで、後方散乱したイベントのみを測定することができ、エネルギーを決定することが可能となる。

セットアップの概略は図 2.4 のようになる。

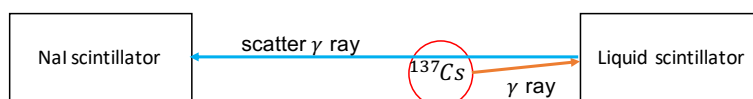


図 2.4: ^{137}Cs を用いた液体シンチレータ検出器のエネルギー較正のためのセットアップの略図

また、実際のセットアップは図 2.5 のように行い、右のシンチレータが液体シンチレータ BC501A、左のシンチレータが NaI(Tl) シンチレータ、液体シンチレータの前に設置されているのが、 γ 線源の ^{137}Cs である。

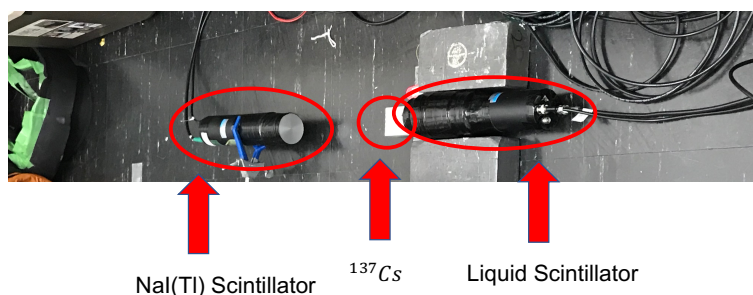


図 2.5: ^{137}Cs を用いた液体シンチレータ検出器のエネルギー較正のためのセットアップ

^{137}Cs 線源は、1 回の放射性壊変で 1 本だけ γ 線を放出するので、この測定に適した線源といえる。また、データ取得率の向上を期待して γ 線に対する検出効率の高い NaI(Tl) シンチレータを用いた。

2.4.2 データ解析

測定により得られた液体シンチレータ中の反跳電子のエネルギー分布は次の図 2.6 のようになった。

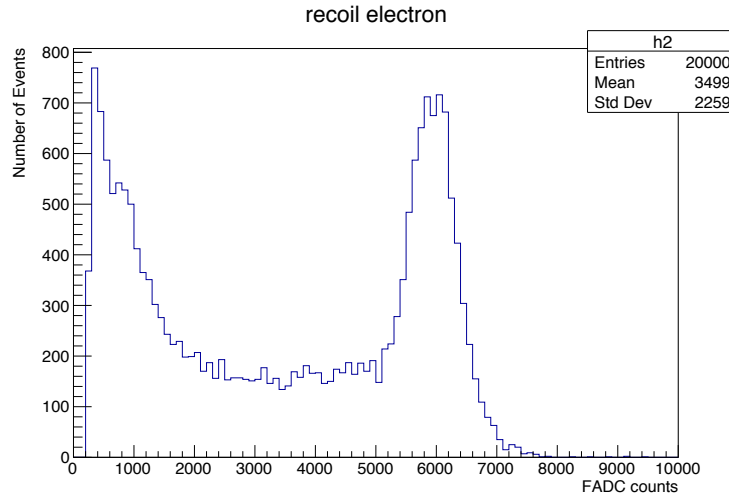


図 2.6: 液体シンチレータ中の反跳電子のエネルギー分布

FADC counts が 1000 付近の値はノイズによるものと考えられるので、6000 付近のピークが 477.32[keV] に対応する。ここにガウシアンフィットを行ったものが図 2.7 であり、ピークでの Mean : 5908.72[FADC counts] が反跳電子のエネルギー 477.32[keV] と対応しているので、1[FADC counts] はおよそ 0.08[keV] と対応していると考えられる。

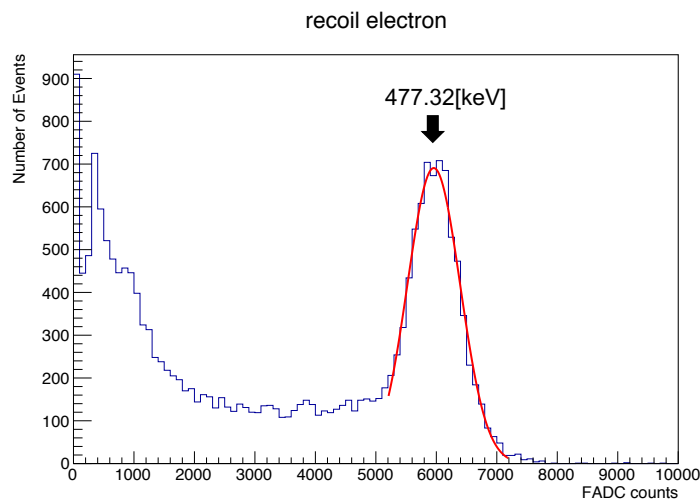


図 2.7: 液体シンチレータ中の反跳電子のエネルギー分布 (ガウシアンフィット後)

これにより、液体シンチレータ BC501A のエネルギー較正が行えた。同様に NaI(Tl) シンチレータについても散乱 γ 線のエネルギー分布からガウシアンフィットを行うと図 2.8 のようになった。

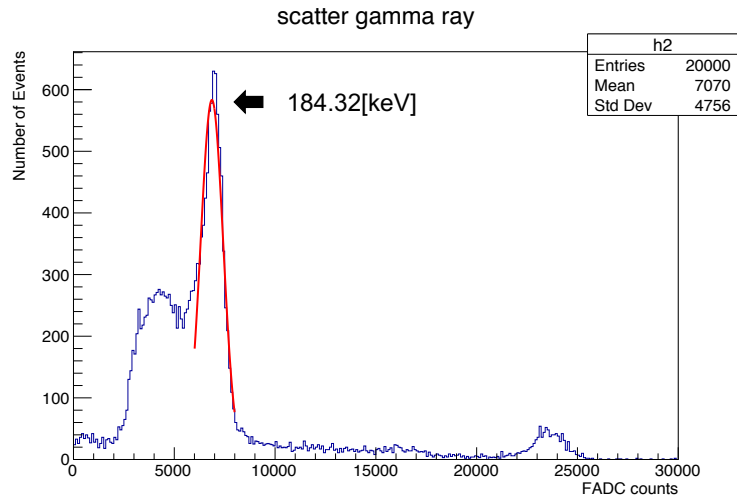


図 2.8: NaI(Tl) で光電吸収された散乱 γ 線のエネルギー分布 (ガウシアンフィット後)

7000 付近のピークをガウス分布でフィッティングを行なった。ピークでの Mean : 6866.04[FADC counts] が散乱 γ 線のエネルギー 184.32[keV] と対応しているので、1[FADC counts] はおよそ 0.027[keV] と対応していると考えた。

以上の結果から、NaI(Tl) シンチレータと液体シンチレータの FADC counts をエネルギーに変換し、横軸を液体シンチレータ、縦軸を NaI(Tl) シンチレータとして scatter plot を作った。(図 2.9)

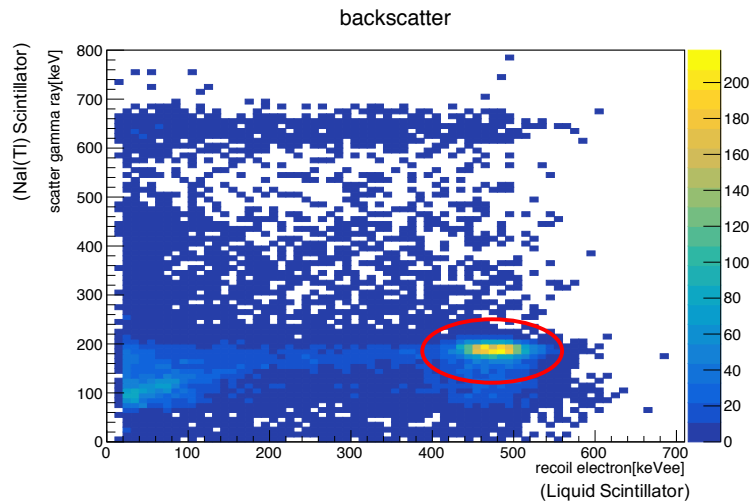


図 2.9: 液体シンチレータと NaI(Tl) シンチレータで測定されたエネルギーの散布図。丸で囲んだ領域は液体シンチレータでの反跳電子のピークと NaI(Tl) シンチレータでの光電吸収のピークに対応する。

図 2.9 から、液体シンチレータでの 477.32[keV] の反跳電子のピークが NaI(Tl) シンチレータでの 184.32[keV] の光電吸収のピークに対応していることが分かる。

2.5 高速中性子に対する検出器の較正

高速中性子に対する液体シンチレータ BC501A の応答を調べるために、中性子線源 ^{252}Cf を用いて較正を行なった。

ここでは、高速中性子と γ 線の波形弁別を行う方法とその結果について述べる。

2.5.1 波形弁別 (Pulse Shape Discrimination)

波形弁別 (Pulse Shape Discrimination、以下 PSD) 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。この遅い成分は、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。

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

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 および ze 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 2.10 のように表される。

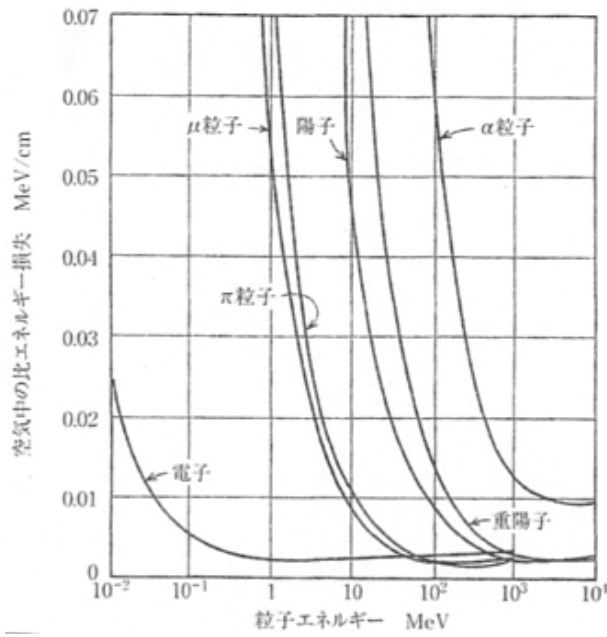


図 2.10: 荷電粒子のエネルギー損失率 [1]

すなわち、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 γ 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が高速中性子、少ないのが γ 線として、弁別することが可能となる。(図 2.11)

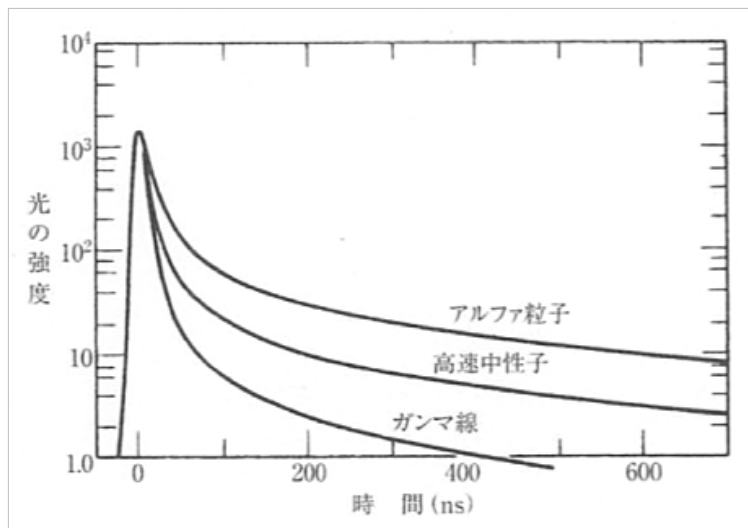


図 2.11: 異種放射線で励起したスチルベン中のシンチレーションパルスの時間特性 [1]

2.5.2 実験

実験では中性子線源として ^{252}Cf を用いて高速中性子に対する液体シンチレータの応答を測定した。なお、光電子増倍管 (PMT) への印加電圧は 1500[V] とした。線源により得られた波形は図 2.12 である。信号の前の 400[ns] の領域を用いて Pedestal を求めた。

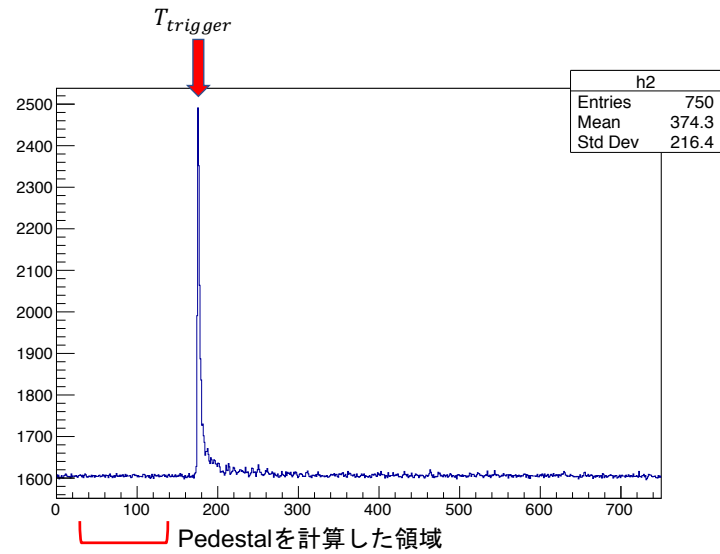


図 2.12: 液体シンチレータ検出器の Pedestal の計算方法

その後、Pedestal をひいた高速中性子と γ 線の波形は次の図 2.13、図 2.14 のようになった。

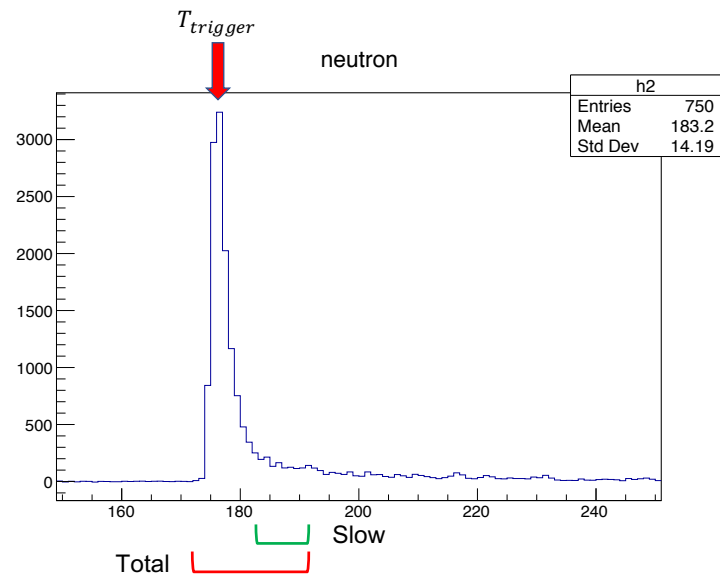


図 2.13: 液体シンチレータ検出器の高速中性子による反跳イベントの波形

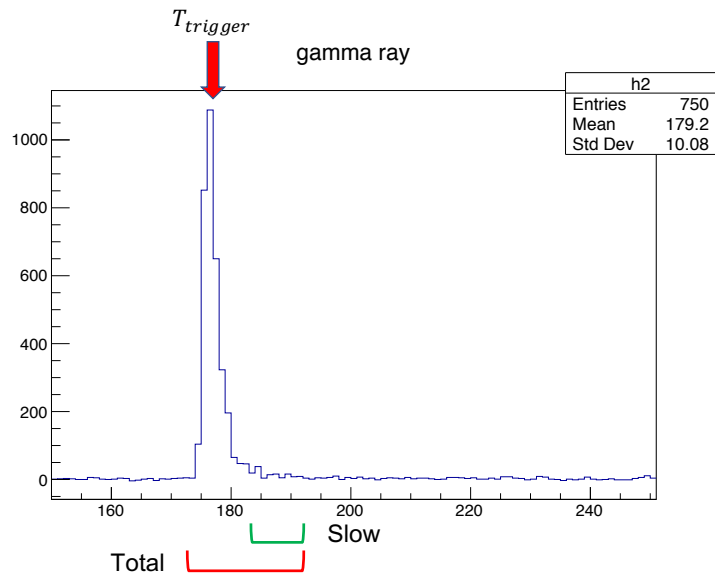


図 2.14: 液体シンチレータ検出器の γ 線による電子反跳イベントの波形

2.5.3 データ解析

FADC で得られた波形データより、液体シンチレータ BC501A の波形弁別能力を確認するためデータ解析を行なった。図 2.13、図 2.14 より、波形のピークの時刻を $T_{trigger}$ として、各パラメータを以下のように設定した。

表 2.2: パラメータの設定

パラメータ	計算方法	時間範囲 [μ s]
pedestal	平均値	$[T_{trigger}-0.45, T_{trigger}-0.05]$
Slow	積分値	$[T_{trigger}+0.02, T_{trigger}+0.06]$
Total	積分値	$[T_{trigger}-0.02, T_{trigger}+0.06]$

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 γ 線を弁別することが可能となる。高速中性子は γ 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 ^{252}Cf 線源を用いて得られたデータ (イベント数 1000000) に波形弁別を行なった結果が図 2.15 であり、縦軸に Slow/Total、横軸に検出器のシンチレーション光の信号の大きさをとっている。

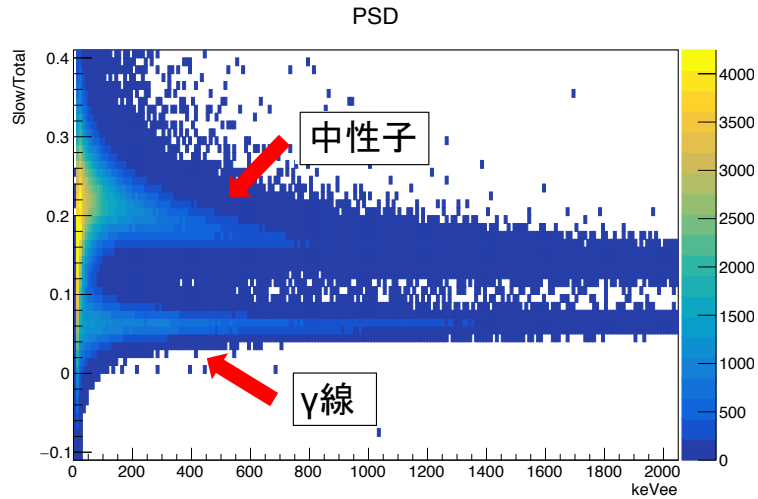


図 2.15: 液体シンチレータ BC501A の波形弁別 (^{252}Cf 線源のデータ)

Slow/Total の値が 0.05 と 0.2 の付近に 2 つのバンドがある。ここまでの議論から、上のバンドが高速中性子であると予想されるが、確認のためにエネルギー較正の際に取得した ^{137}Cs 線源のデータ (イベント数 200000) に同様の解析を行なった。その結果が図 2.16 である。

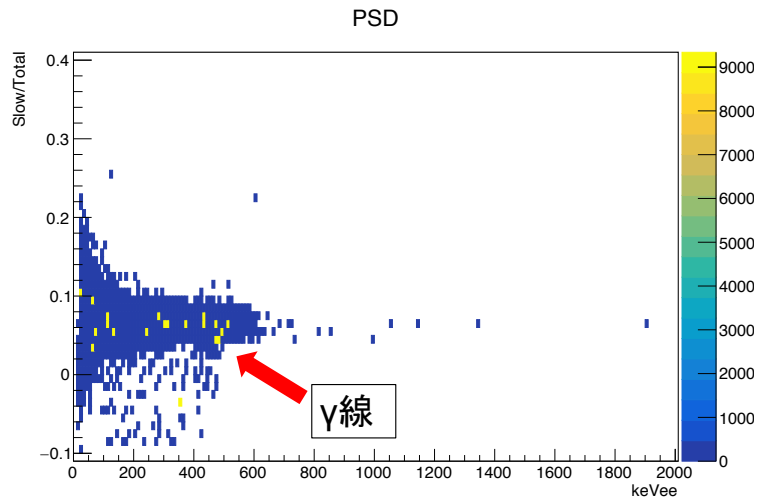


図 2.16: 液体シンチレータ BC501A の波形弁別 (^{137}Cs 線源のデータ)

^{137}Cs 線源は γ 線のみを放出するので、このバンドが γ 線であることが分かる。 ^{252}Cf 線源に比べてデータ数が少ないが、これにより、図 2.15 の上のバンドは高速中性子であることが確認できた。

2.5.4 環境中性子測定

早稲田大学地下一階にて、環境中性子測定を行なった。データ取得は3時間しか行えなかった。測定結果は図 2.17 となった。

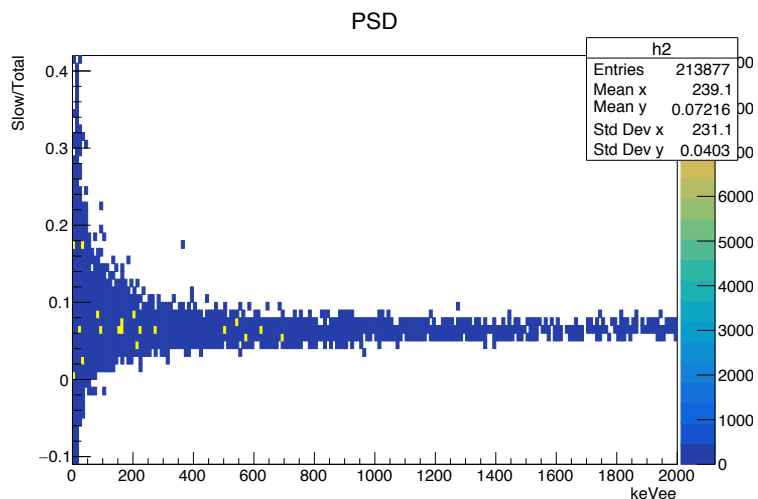


図 2.17: 早稲田大学における液体シンチレータ検出器による環境中性子測定 (測定時間は3時間)

この結果から、3時間ではほとんどのイベントが γ 線であり、環境中性子と思われる範囲にはわずかなイベントしか確認できなかった。従って環境中性子を測定し、理解するためには、数十日間の長期間の測定が必要であることが分かった。

2.6 BC501A の性能評価

波形弁別を行なったデータから、液体シンチレータ BC501A の弁別能力の評価を行う。図 2.15 から 200[keVee] 以上のイベントのみを抽出し、横軸を Slow/Total、縦軸をイベント数とすると次の図 2.18 のような結果が得られた。

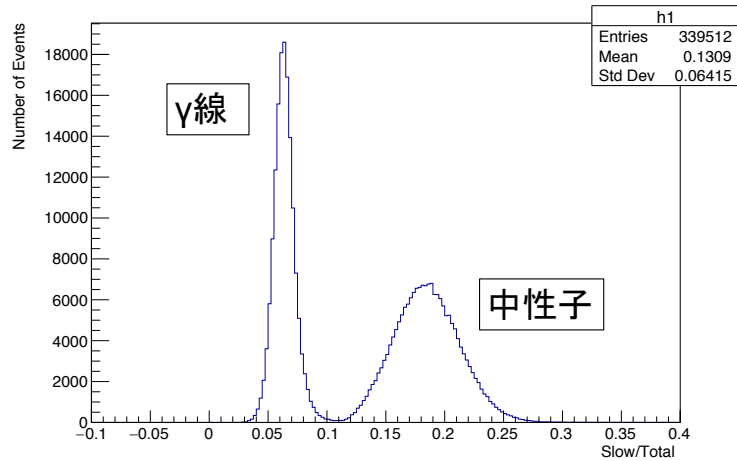


図 2.18: 液体シンチレータ検出器 BC501A で測定された 200keVee 以上の Slow/Total 分布

これにガウシアンフィットを行うと、図 2.19 のようになり、表 2.3 の結果が得られた。

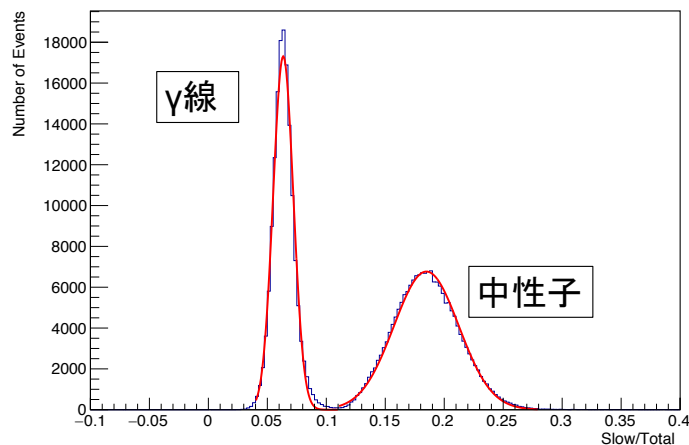


図 2.19: 液体シンチレータ検出器で測定された 200keVee 以上の Slow/Total 分布 (ガウシアンフィット後)

表 2.3: 各放射線のピーク

	中心値	分散 (σ)
γ 線のピーク	0.064	0.0096
中性子のピーク	0.18	0.028

従って、BC501A では Slow/Total の値が平均値のまわり 1.64σ の領域を選ぶことで (表 2.4) それぞれを γ 線と中性子のイベントとする。

表 2.4: 各放射線の定義

	Slow/Total の 範囲
γ 線	0.048 ~ 0.080
中性子	0.13 ~ 0.23

環境中性子の測定データについても同様に 200[keVee] 以上のイベントのみを取り出すと、図 2.20 が得られた。 γ 線の範囲ではイベントが多くあるが、中性子の範囲ではイベントがほとんどない。この結果からも、環境中性子の測定にはより長時間の測定が必要であることが分かった。

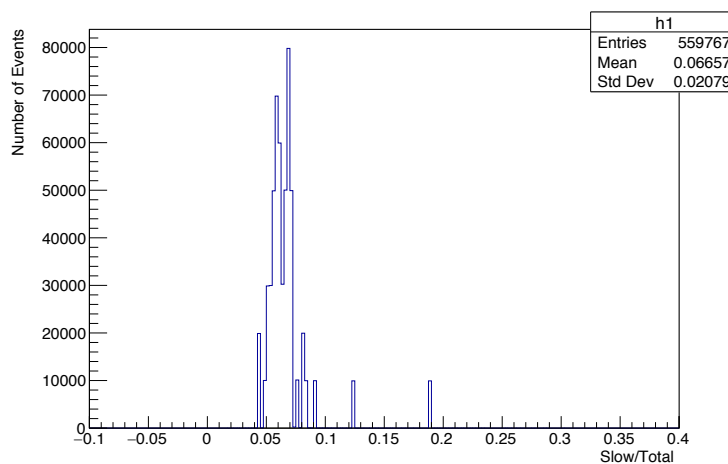


図 2.20: 液体シンチレータ検出器による早稲田大学地下 1 階での環境中性子測定 (測定時間は 3 時間)

2.7 Time Of Flight を用いた入射中性子エネルギーの測定

2.7.1 原理

実データから応答関数を理解する場合には、検出器に入射した中性子のエネルギーと検出器内で標的原子核が反跳されたエネルギーを両方を知っていなければならない。入射中性子のエネルギーは直接測定することは難しいので飛行時間 (Time Of Flight、以下 TOF) 計測法を用いる。この計測法は、一定の間隔を開けた2点に検出器をそれぞれ設置し、その検出器間を通過する際に要した時間からエネルギーを再構成するという方法である。TOF を T 、検出器間の距離を L 、中性子の質量を m_n とすると、中性子エネルギー E は次のように計算できる。

$$E = \frac{1}{2}m_n \left(\frac{L}{T}\right)^2 \quad (2.4)$$

中性子エネルギーが 10[MeV] 以上になると相対論の効果を考慮しなければいけなくなり、 E は $E = \gamma m_n c^2 - m_n c^2$ と計算される。TOF には検出器の時間分解能が良いほど、また、距離 L が大きいほど求められるエネルギー分解能が向上するという特徴がある。先ほどの式で誤差をそれぞれ ΔE 、 ΔL 、 ΔT とすると、誤差の伝播法則より

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dL}\right)^2 \Delta L^2 + \left(\frac{dE}{dT}\right)^2 \Delta T^2 \quad (2.5)$$

さらに式変形をすると

$$\Delta E = 2E \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (2.6)$$

となる。TOF によって再構成されるエネルギーの誤差は、エネルギーに比例して大きくなり、 ΔE を小さくするためには距離と時間の分解能をどちらも小さくしなければならない。

2.7.2 実験

今回中性子線源は ^{252}Cf を用いて TOF のデータ取得を行った。図 2.21 のように NaI(Tl) シンチレータと液体シンチレータを用いてセットアップをして、測定を行った。

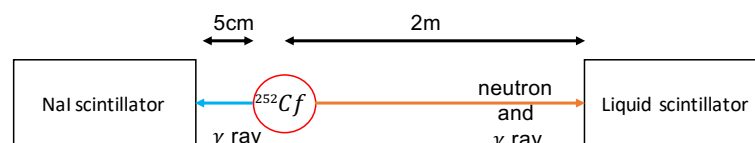


図 2.21: 入射中性子のエネルギー測定の設定アップの略図

^{252}Cf は自然核分裂によって中性子と γ 線を放出する。今回の測定では NaI(Tl) シンチレータで γ 線を、液体シンチレータで中性子を捉える。 ^{252}Cf 線源は NaI(Tl) シンチレータの真下に設置するため、NaI(Tl) シンチレータのピークの測定時間を 0 とし、液体シンチレータのピークとの時間差から TOF を求め、 ^{252}Cf のエネルギースペクトルを算出することを目的とした。 γ 線のトリガーにデータの取得効率向上を期待して、液体シンチレータに比べて γ 線の検出効率の高い NaI(Tl) シンチレータを用いた。

実際のセットアップは図 2.22 のように行なった。 ^{252}Cf 線源と NaI(Tl) シンチレータは 5[cm]、 ^{252}Cf 線源と液体シンチレータは 2[m] 離し、液体シンチレータ BC501A はサイズの異なるものを 2 つ用意した。また、各シンチレータは FADC と繋ぎ波形データを測定した。なお、各チャンネルとシンチレータの対応は表 2.5 の通りである。

表 2.5: 各チャンネルとシンチレータの対応

CH1	液体シンチレータ BC501A(大)
CH2	NaI(Tl) シンチレータ
CH3	液体シンチレータ BC501A (小)

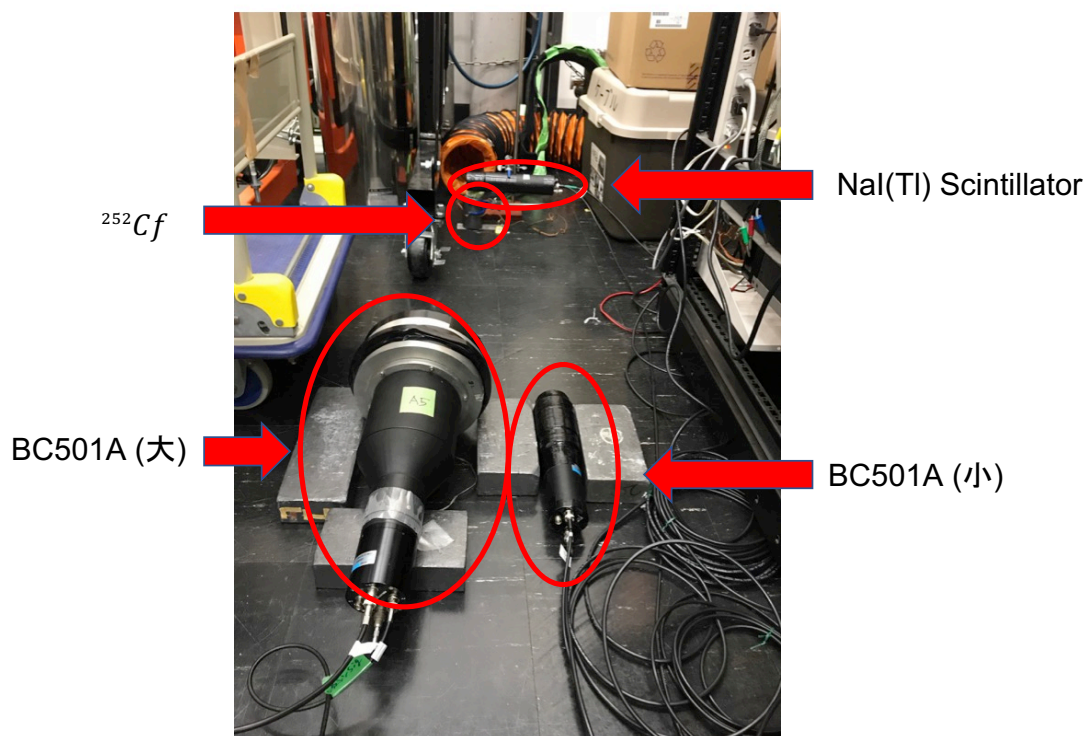


図 2.22: 入射中性子のエネルギー測定の設定アップ

2.7.3 データ解析

実験から図 2.23 のような波形信号が得られた。なお、図 2.23 は BC501A (小) と NaI(Tl) シンチレータにヒットがあった場合だが、BC501A(大) と NaI(Tl) シンチレータにヒットがあった場合についても同様である。

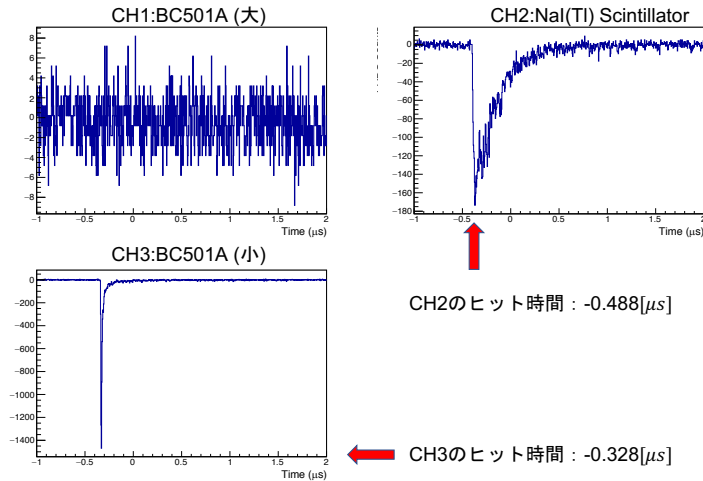


図 2.23: 入射中性子のエネルギー測定で BC501A (小) と NaI(Tl) シンチレータにヒットがあった場合の波形信号

図 2.23 から 2 つの検出器の測定に時間差があることが分かる。そこで、それぞれの波形のピークの時間差を TOF として計算し、その分布を調べたところ、図 2.24 のような結果が得られた。

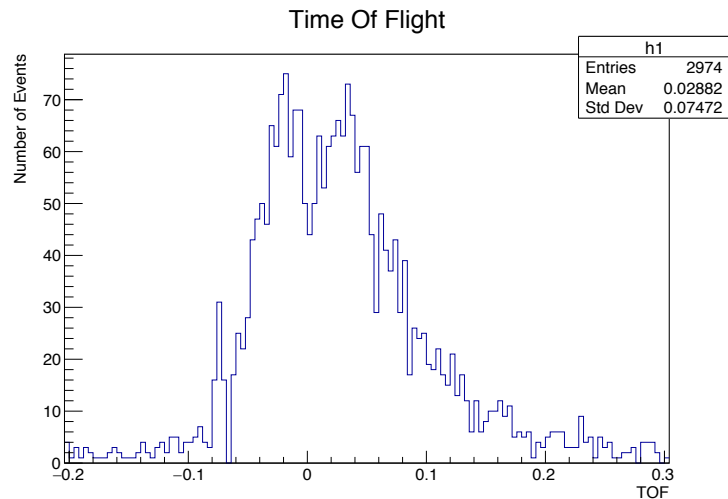


図 2.24: BC501A (小) と NaI(Tl) シンチレータのヒット時間の差 (TOF)

ここで、液体シンチレータ BC501A の性能評価の結果より、 $\text{Slow/Total} > 0.13$ のものを中性子イベントとして考えると、 γ 線と中性子の TOF は図 2.25 の赤いヒストグラフのようになった。BC501A (小) だけではイベント数が少なかったため、BC501A(大) と NaI(Tl) シンチレータのデータでも同様に分布を調べた。(図 2.26)

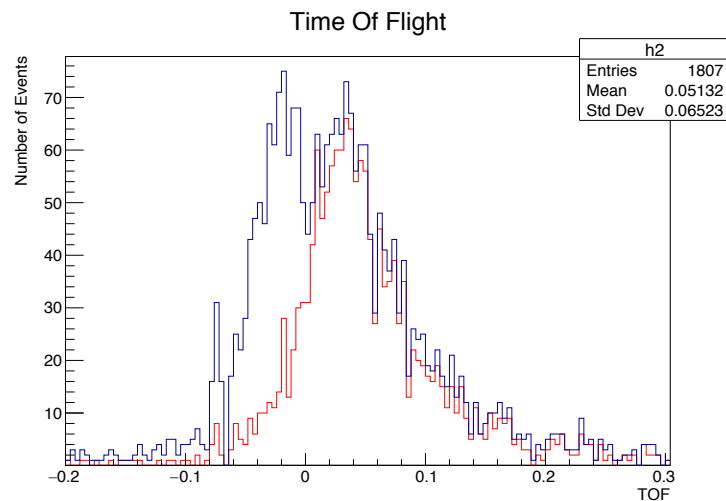


図 2.25: BC501A (小) と NaI(Tl) シンチレータの中性子イベントのヒット時間の差 (TOF) (全体が青、 $\text{Slow/Total} > 0.13$ を選んだ時が赤いヒストグラム)

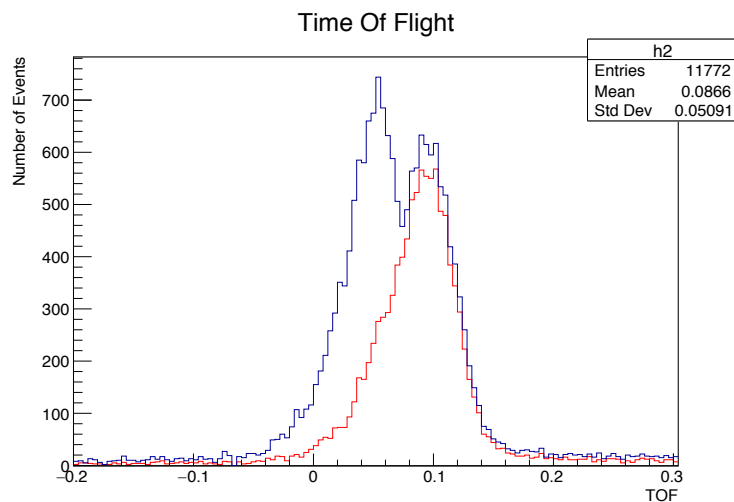


図 2.26: BC501A(大) と NaI(Tl) シンチレータのヒット時間の差 (TOF)(全体が青、 $\text{Slow/Total} > 0.13$ を選んだ時が赤いヒストグラム)

これより、TOF が 0.03 付近のピークは両方の検出器が共に γ 線を測定したもので、0.1 付近のピークが液体シンチレータが中性子を測定したものと考えられる。また、 $\text{TOF} < 0$ にもイベントが確認できるが、これは線源によるものではない環境 γ 線 (Accidental イベント) を液体シンチレータ検出器が測定したものと考えられる。

さらに、イベント数の多いBC501A(大)とNaI(Tl)シンチレータのデータでTOFとSlow/Totalの関係を確認したところ、図2.27のようになった。これにより、TOFの大きい方のピークはSlow/Totalも大きいので、確かに中性子イベントを検出できていると言える。

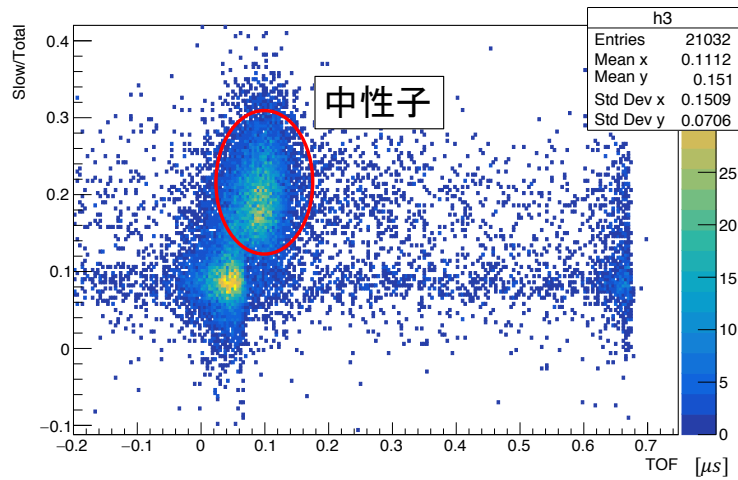


図 2.27: BC501A(大) と NaI(Tl) シンチレータの TOF と Slow/Total の関係

第3章 ^3He 比例計数管

3.1 原理

^3He 比例計数管とはガス検出器のひとつである。円筒状の容器の中に ^3He ガスが封入されており、入射中性子と ^3He ガスが相互作用する。



生成された陽子とトリチウムが ^3He ガスを電離することで電子ができ、その電子は再び ^3He ガスを電離していく。この繰り返しによって増殖した電子を、容器の中心にひかかれている陽極線に高電圧をかけることで中心に引き寄せ、電流として読み出す。この際、増殖によってできる二次電子の数は一次電子に比例しているため、最終的な電気パルスの大きさから、元の放射線のエネルギーを求めることができる。

本実験で使用した ^3He 比例計数管は $^3\text{He}(n, p)$ 反応の熱中性子断面積 (あるエネルギーの中性子とその物質中で、単位行程あたりに相互作用をおこす確率) が 5330 [barn] と大きいことが魅力である。

式(3.1)の反応の Q 値は 765keV で、反応生成物は反対方向を向き次のエネルギーを得る。

$$E_p = 574\text{keV} \quad (3.2)$$

$$E_T = 191\text{keV} \quad (3.3)$$

3.2 壁際効果

前述した反応生成物である陽子とトリチウムの飛程は、計数管の寸法に対して大きいので、容器の壁際で反応が起こると、生成物である陽子とトリチウムはその運動エネルギーの全てをガスのイオン化によって失わずに検出器の外へ飛び出してしまふ。これを壁際効果 (Wall Effect) と呼び、これによりエネルギースペクトルは図 3.1 ようなものになると予想される。

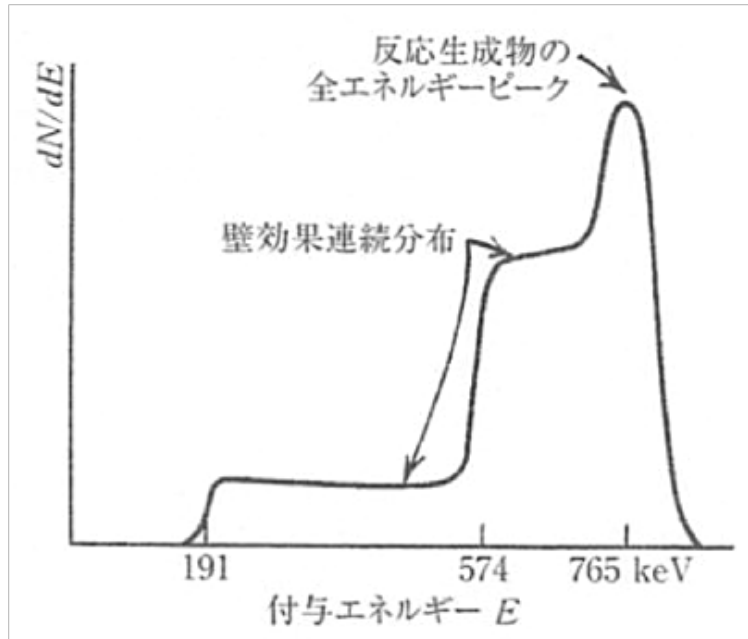


図 3.1: 壁際効果を含んだ³He 比例計数管の予測エネルギースペクトル [1]

図 3.1 からは、反応が容器の中心付近で発生し、全エネルギーが測定できた際のピークと、壁際で起こり、陽子あるいはトリチウムのみが測定できた場合のピークを読み取ることができる。

3.3 実験

3.3.1 ³He 比例計数管

測定に用いた³He 比例計数管は Reuter-Stokes 社のモデル番号 RS-P4-0810-220 である。(図 3.2) 検出器は外壁が厚さ 0.508[mm] のステンレス鋼製で、直径 2.5[cm]、全長 34.1[cm] である。10 気圧の³He が封入されており、以降の実験では 1400[V] の電圧をかけた。

また、比例計数管から流れる電流は非常に小さなもので、そのままでは測定することが難しいため、その信号を増幅するために前置増幅機を使用した。(図 3.3)



図 3.2: ^3He 比例計数管



図 3.3: 前置増幅器

なお、その他使用した実験器具についても以下に記す。

- ^3He 比例計数管 : Reuter-Stokes : RS-P4-0810-220
- オシロスコープ : KEYSIGHT : DSOX3034T
- 前置増幅器 (Preamplifier) : ORETEC : 142PC
- 電源 (Spectroscopy Amplifier) : CANBERRA
- 高電圧供給 (HV Supply) : HAYASHI REPIC : RPH-034

それぞれの装置は図 3.4 のようにセットアップして、測定を行なった。

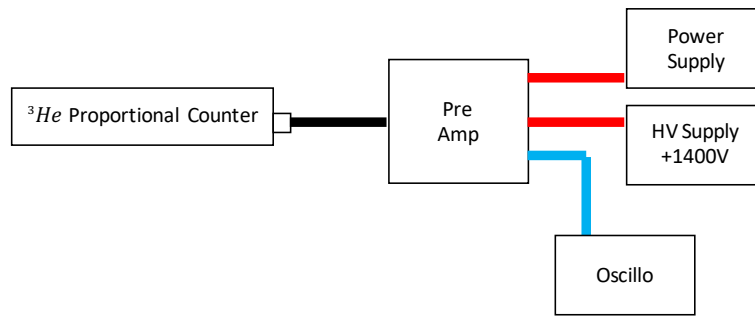


図 3.4: ^3He 比例計数管による中性子測定の設定アップの略図

3.3.2 検出器の較正

まず横浜国立大学内にて、線源を使用せず測定を行って見たところ、図 3.5 のような波形がオシロスコープから得られた。これが熱中性子反応であることを確認するため、早稲田大学で熱中性子線源として鉛の金庫で遮蔽した ^{252}Cf を使用し、同様に検出したところ、図 3.6 のような波形が確認できた。それぞれの波形のピークの大きさや減衰時間は一致していたため、横浜国立大学で検出した波形は中性子であると判断した。

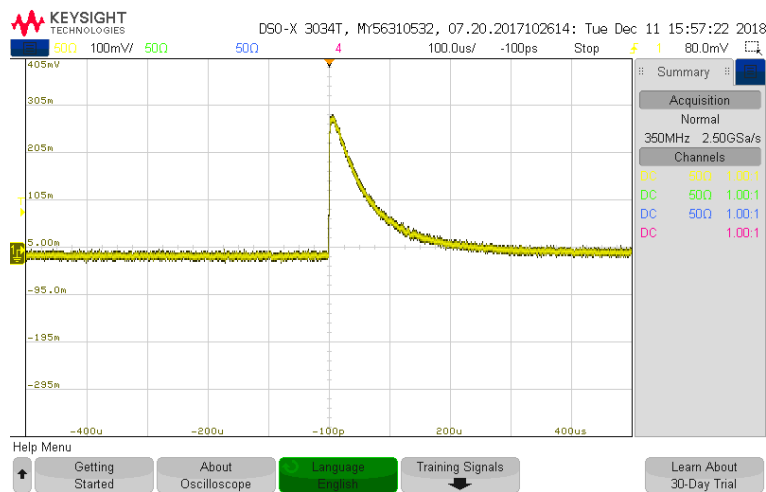


図 3.5: 横浜国立大学で計測した ^3He 比例計数管の波形

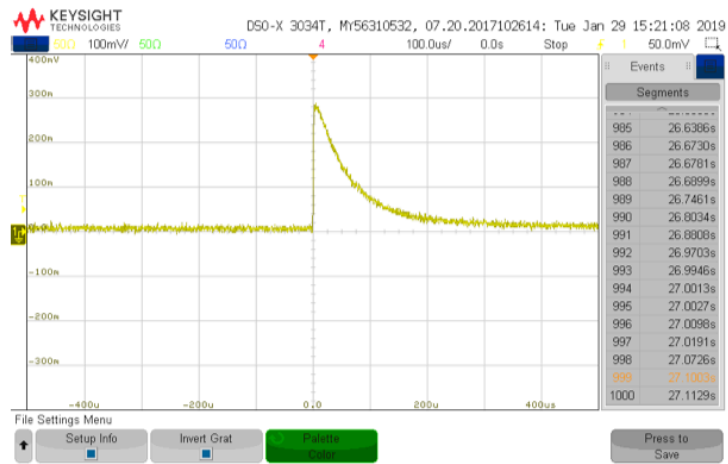


図 3.6: 早稲田大学で ^{252}Cf 線源をあてて計測した ^3He 比例計数管の波形

3.3.3 ^{252}Cf 線源を用いた測定

早稲田大学では、 ^{252}Cf 線源からおよそ 30[cm] の場所に ^3He 比例計数管を設置して測定を行なった。こうして集めた波形データで、0.05[V] を超えた時間を立ち上がり時間として、そこから 300[μs] 間で積分、立ち上がりまでの平均値を Pedestal とした。(図 3.7)

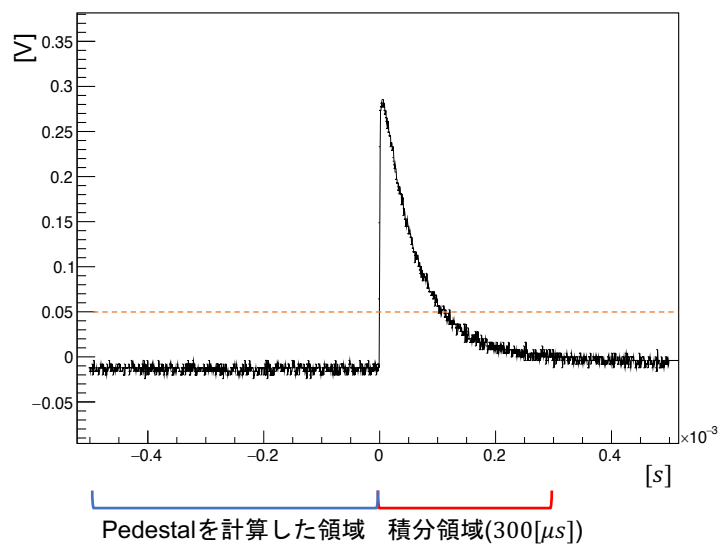


図 3.7: ^3He 比例計数管による ^{252}Cf 線源を用いて測定した熱中性子の波形データ

この積分値の分布を表したものが図 3.8 である。

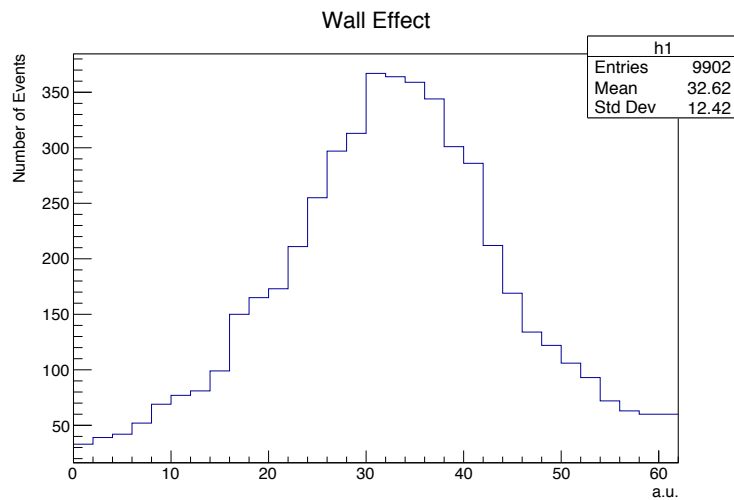


図 3.8: ${}^3\text{He}$ 比例計数管による ${}^{252}\text{Cf}$ 線源を用いて測定した熱中性子の測定

なお、ここで図 3.8 の横軸である [a.u.] とは、arbitrary unit のことである。今回の測定では ${}^3\text{He}$ 比例計数管のエネルギー較正ができていないため任意単位である [a.u.] を用いた。図 3.1 で予測されたエネルギースペクトルと比べ、500[keV] 付近での立ち上がりが見えづらい。今回測定に用いた ${}^3\text{He}$ 比例計数管は直径が 2.5[cm] と、比較的小さいため、壁際効果の割合が多く、このような分布になった可能性がある。この点については、今後詳細に調べていく。また、ノイズを全て取り除くことができなかったため、ピーク後のイベント数が多くなってしまった。しかし、おおよそ同様の結果が得られ、壁際効果を確認することができたと考えた。

3.3.4 環境熱中性子の測定

横浜国立大学では、線源を用いずに約5日間に渡って測定を行なった。線源を用いた測定の際は1秒間に20発の頻度でイベントが得られたが、環境中性子測定では1分間に1発という頻度であった。こうして得た波形データを同様に積分した結果が図3.9である。

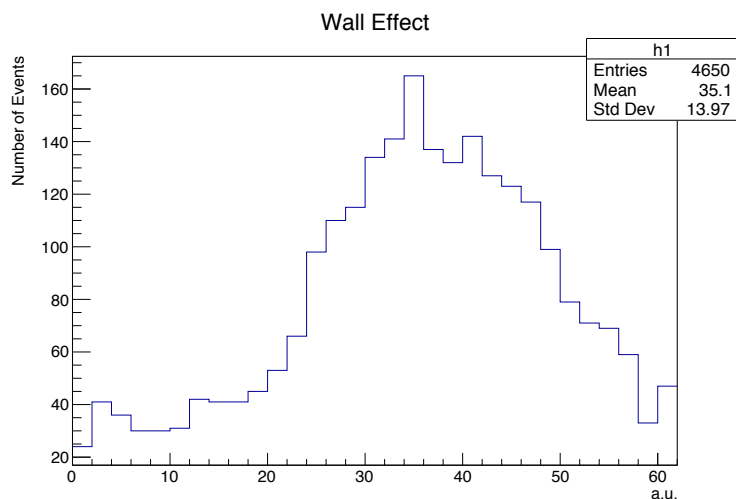


図 3.9: ${}^3\text{He}$ 比例計数管による横浜国立大学での環境熱中性子の測定

これらのグラフを重ねてみると図3.10のようになり、緑色の線源のエネルギースペクトルと赤色の環境中性子のスペクトルはイベント数に違いはあるものの、ピークの位置は一致していることから、環境中性子が測定できていることが確認できた。

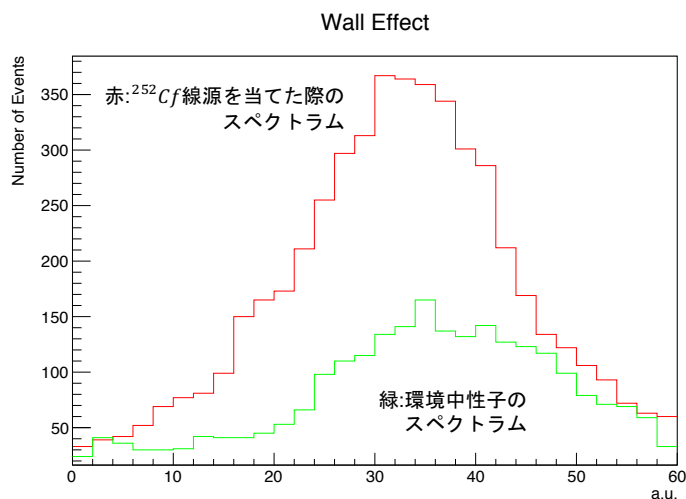


図 3.10: ${}^3\text{He}$ 比例計数管による ${}^{252}\text{Cf}$ 線源を当てた際のスペクトラム (赤) と環境中性子のスペクトラム (緑) の比較

第4章 結論

液体シンチレータ BC501A を用いた実験では、 ^{252}Cf 線源を用いた較正を行い、中性子と γ 線の波形弁別能力を確認できた。また検出器のエネルギー較正を行なった。早稲田大学地下1階での環境中性子測定は、測定時間が短かったために、フラックスの上限値しか得られなかった。今後、地上と神岡地下で液体シンチレータ検出器を用いた環境中性子測定を行う。

^3He 比例計数管を用いた実験では、オシロスコープでデータ収集を行なった。 ^{252}Cf 線源を用いた測定から ^3He 比例計数管特有の壁際効果を観測できた。今後、 BF_3 比例計数管での計測、 ^3He 比例計数管との比較などを行った後、地上と神岡地下での環境中性子測定を行う。

謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方に助けて頂いたので、ここにお礼を申し上げます。

まずは、理論や実験の内容から進め方、また研究とはなにか等、多くのことを熱心に指導して下さった本研究室の南野准教授には、大変お世話になりました。

さらに、研究を進めるにあたって訪問させていただき、実験装置や線源等を快く貸して下さった早稲田大学、寄田研究室の皆さん。特に右も左も分からなかった私にも丁寧に教えて下さった田中准教授、実験や解析について多くのアドバイスを下さった木村さん、一緒に実験を進め、議論をした小津君には、多大なる感謝の意を表します。

また、些細なことでもひとつひとつアドバイスを頂いた本研究室の先輩の、浅田さん、岡本さん、ジョジョ、そして共に研究室で研究を進めた同期の友人、山本君、谷原君、片山さんにも感謝いたします。

多くの方々の支えによって研究を進められたことを意識し、今後も研究生活を送っていききたいと思います。

参考文献

- [1] Glenn F. Knoll 放射線計測ハンドブック (オーム社; 第4版; 2013年)
- [2] BC501A データシート (SAINT-GABAIN 社)
- [3] 鈴木優飛 (2016, 早稲田大学, 修士論文) 「神岡地下実験室における液体シンチレータを用いた環境中性子測定」
- [4] 南野彰宏 (2004, 東京大学, 修士論文) 「XMASS 実験、100kg 検出器の性能評価と中性子バックグラウンドの研究」