

地下実験施設における環境中性子測定

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
南野研究室
学籍番号 19NC215
佐々木 遼太

2021年2月8日

概要

ニュートリノ実験、暗黒物質の直接探索実験、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験等の宇宙素粒子実験では、信号事象に対する宇宙線による背景事象を遮断するため、厚い岩盤に囲まれた地下環境に検出器を設置して測定を行う。しかし、地下環境においても信号事象と類似した背景事象は存在する。特に暗黒物質の直接探索実験やニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験では、環境中性子が主要な背景事象のひとつとなる。従って、こうした実験においての背景事象を排除するためには環境中性子についての理解を深める必要がある。

本研究では³He 比例計数管を 2 台用いて神岡地下実験室の熱中性子と高速中性子の同時測定を行った。また、データ収集に Raspberry Pi と Analog Discovery 2 という手のひらサイズのコンピュータとオシロスコープを導入することで、セットアップの小型化に成功した。³He 比例計数管で測定したイベントからは中性子のエネルギーに関する情報を得ることができない。そこで検出器応答シミュレーションツールである Geant4 や、(α,n) 反応のシミュレーションツールである NeuCBOT を用いて地下環境における中性子のエネルギースペクトルを予測した。これらのシミュレーションによる予測値と実測における測定結果を比較することで、神岡地下実験室の環境中性子のエネルギースペクトルやフラックスを測定した。

目 次

第1章 環境中性子	4
1.1 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	4
1.1.1 二重ベータ崩壊	4
1.1.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験	5
1.2 中性子の性質	5
1.2.1 中性子の種類	5
1.2.2 中性子の相互作用	5
1.2.3 地下環境における環境中性子	5
1.3 γ 線の性質	6
1.3.1 γ 線の相互作用	6
1.3.2 γ 線の各相互作用の相対的重要性	7
第2章 検出器	8
2.1 中性子の検出器	8
2.2 有機液体シンチレータ	8
2.2.1 有機液体シンチレータの測定原理	8
2.2.2 中性子と γ 線の波形弁別	10
2.3 ^3He 比例計数管	12
2.3.1 ^3He 比例計数管の測定原理	12
2.3.2 出力パルスの波高	14
2.3.3 出力パルスの時間特性	16
2.3.4 エネルギースペクトル	18
2.4 BF_3 比例計数管	19
第3章 実験準備	20
3.1 DAQ	20
3.1.1 Raspberry Pi	20
3.1.2 Analog Discovery 2	21
3.1.3 測定データのバックアップ	21
3.2 実験のセットアップ	22
3.2.1 実験に用いた機器	22
3.2.2 高速中性子の測定	22
3.2.3 実験セットアップ	25

第4章 実験	27
4.1 中性子信号の記録	27
4.2 中性子線源を用いた検出器の較正	28
4.2.1 壁際効果の確認	28
4.3 環境中性子測定	30
第5章 シミュレーション	32
5.1 各セットアップの感度	32
5.2 環境中性子の生成源	33
5.2.1 神岡坑内の岩盤成分	34
5.2.2 岩盤から発生する中性子	34
5.3 地下環境における中性子のエネルギースペクトル	36
5.4 岩盤中の水素含有量	38
5.5 フラックスの導出	40
第6章 考察	43
6.1 スペックシートとの比較	43
6.2 岩盤中の水素含有量による影響	43
6.3 先行研究との比較	44
6.4 神岡坑内の水分量との相関	45
第7章 結論	46
付録A プリアンプの作成	47
A.1 増幅回路	47
A.1.1 電荷増幅回路	47
A.1.2 反転増幅回路	49
A.2 波形整形	50
A.2.1 CR 整形回路	50
A.2.2 RC 整形回路	52
A.2.3 CR-RC 整形回路	54
A.3 その他の要素	55
A.4 回路の作成	56
付録B Watt Spectrum	57

第1章 環境中性子

地下宇宙素粒子実験において背景事象についての理解を深めることは必要不可欠である。環境中性子は、KamLAND-Zen 実験や CANDLES 実験等の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において主要な背景事象となる。

1.1 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

電荷を持たないレプトンであるニュートリノはスーパーカミオカンデ実験によるニュートリノ振動の発見によって質量を持つことが確認された。現在ではその質量の絶対値を求めるため、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) を探索する実験が世界各地で行われているが、まだ発見には至っていない。

1.1.1 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは原子核内の 2 つの中性子が 2 つの陽子に変わり、電子と反電子ニュートリノが 2 つずつ生成されること ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) であり、これは標準理論で予想される反応である。一方、ニュートリノにマヨラナ性がある場合は崩壊時にニュートリノが放出されない反応 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) が起こりうる。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊は通常のベータ崩壊が強く制限または禁止されている核種にのみ観測される。このため、候補となる核種は表 1.1 に示した次の 9 種類に絞られている。

表 1.1: 二重ベータ崩壊の候補となる核種と崩壊時の Q 値

核種	Q 値 (MeV)
^{48}Ca	4.271
^{76}Ge	2.039
^{82}Se	2.995
^{96}Zr	3.351
^{100}Mo	3.034
^{116}Cd	2.805
^{130}Te	2.529
^{136}Xe	2.476
^{150}Nd	3.367

1.1.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験

$0\nu\beta\beta$ 崩壊では $2\nu\beta\beta$ 崩壊と異なり 2つのニュートリノが放出されず、Q 値のエネルギーが放出される 2つの電子のみに付与される。そのため電子のエネルギースペクトルが連続スペクトルではなく単スペクトルとなり、これを精度の良い分解能で観測することで $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を検出することができる。従って $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験においては、この Q 値付近の背景事象を排除する必要がある。

表 1.1 の通り、二重ベータ崩壊時の Q 値は 2~4 MeV 付近であり、中でも最も Q 値の高い ^{48}Ca を用いた場合は、地下実験における典型的な背景事象である ^{208}Tl 由来の γ 線エネルギー (2.61 MeV) を無視することができる。一方で、中性子が検出器内外の原子核に捕獲されることによる (n,γ) 反応によって放出される γ 線のエネルギーは ^{48}Ca の Q 値と近いため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において環境中性子は主要な背景事象となる。

1.2 中性子の性質

1.2.1 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 0.5 eV 以下の熱中性子と 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 (n,γ) 反応による γ 線の放出が $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験における背景事象となる。また、高速中性子は暗黒物質の直接探索実験において、より直接的な背景事象となる。これは高速中性子の弾性散乱反応を、暗黒物質と標的原子核との弾性散乱事象と区別することが困難なためである。

1.2.2 中性子の相互作用

中性子は電荷を持たないため、測定においては入射してきた中性子を検出器内の標的原子核と相互作用させ、その結果生ずる荷電粒子を観測することで間接的に測定する。検出器ごとに標的原子核は異なるため、得意とする中性子のエネルギー領域も異なっている。例えば水素を標的原子核とした有機液体シンチレータは高速中性子に、 ^3He が標的原子核の ^3He 比例計数管は熱中性子にそれぞれ高い感度を持つ。各中性子の相互作用の詳細については、検出器の原理に関する 2 章で述べることとする。

1.2.3 地下環境における環境中性子

地下環境における環境中性子の生成源は、地下実験室岩盤内におけるウラン・トリウム系列由来のものと、宇宙線ミューオン由来のものに大別される。前者はウラン・トリウム系列核の崩壊にあたって放出される α 線が、岩盤中の原子核と (α,n) 反応を起こすことで ~ 10 MeV 付近の中性子が生成される。後者は宇宙線ミューオンが岩盤内で核粉碎を起こすことで ~ 10^5 MeV といった非常に大きなエネルギーを持つ中性子までを生成しうる。

1.3 γ 線の性質

γ 線も中性子と同様に電荷を持たず、標的原子核との相互作用によって反応を確認する。従って、検出器によっては中性子反応との弁別が必要となる場合がある。

1.3.1 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では次の3つの過程が重要となる。以下ではそれぞれの過程について簡単に説明をする。

光電吸收

光電吸收過程では、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。

光電吸收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、光電吸收の確率 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1.3のように角度符号を設定すると、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。

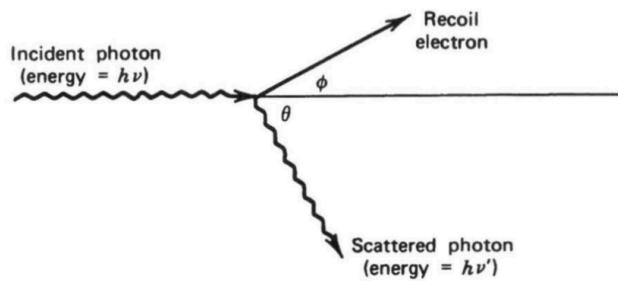


図 1.1: コンプトン散乱の様子 [1]

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。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 線光子は消滅して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。

1.3.2 γ 線の各相互作用の相対的重要性

エネルギー帯による γ 線の各相互作用過程の起こりやすさを図 1.2 に示した。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。

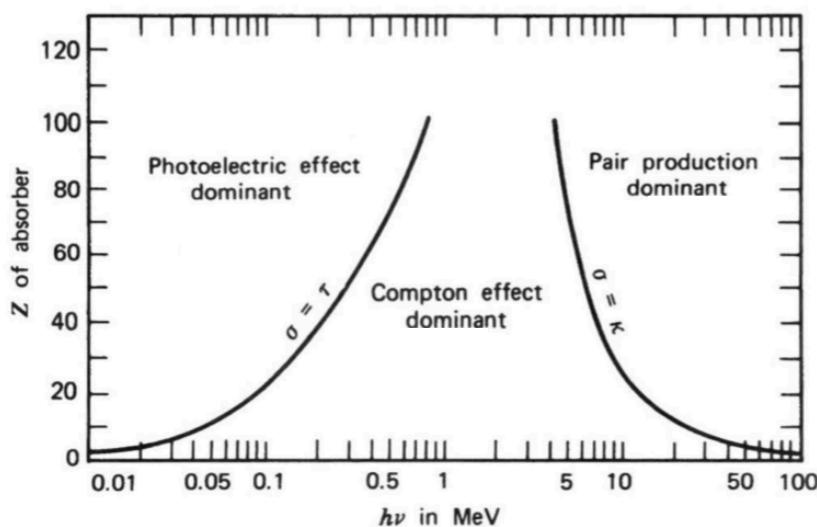


図 1.2: γ 線の各相互作用の相対的重要性 [1]

第2章 検出器

2.1 中性子の検出器

中性子の検出器は標的原子核や感度領域によって様々な種類のものがあるため、検出したい中性子の種類や他セットアップとの兼ね合いから、適切な検出器を選択することが必要である。その中でも卒業研究の際に取り組んだ有機液体シンチレータ、本実験で取り扱った³He 比例計数管、導入を検討したBF₃ 比例計数管について以下で詳しく述べることとする。

表 2.1: 取り扱った中性子の検出器

検出器	標的原子核	感度領域
有機液体シンチレータ	H	高速中性子
³ He 比例計数管	³ He	熱中性子
BF ₃ 比例計数管	¹⁰ B	熱中性子

2.2 有機液体シンチレータ

2.2.1 有機液体シンチレータの測定原理

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。例えば、中性子測定によく用いられる液体シンチレータである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弾性散乱をする。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主にコン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0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。更に、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} にいることになる。 π 電子はpsのオーダーで 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り、これを蛍光(特に、即発蛍光)と呼ぶ。 S_{10} 準位の寿命を τ とすると(多くの有機シンチレータで τ は数 ns 程度)、励起後時刻 t における蛍光の強度は

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

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(ms 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。

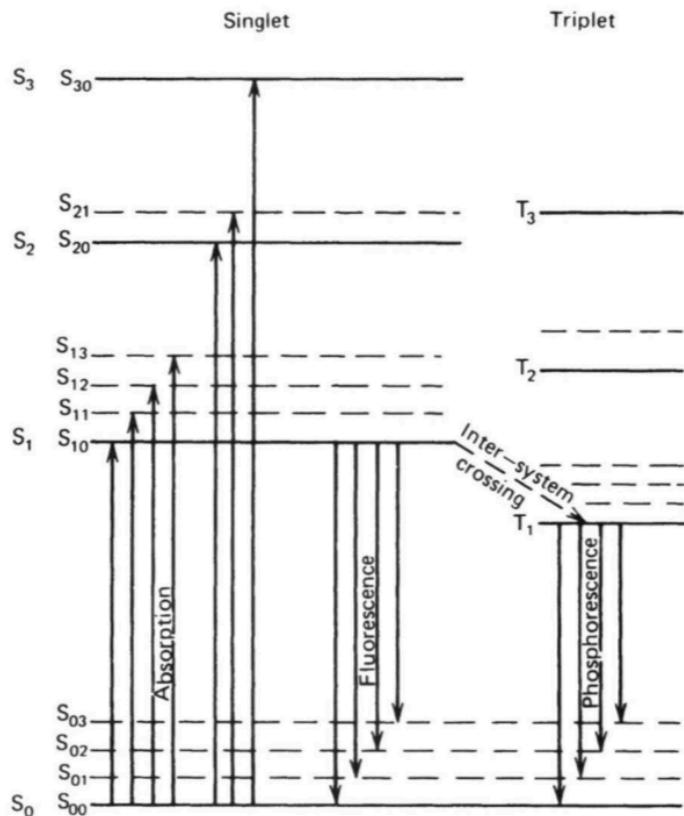


図 2.1: π 電子構造を持つ有機物質のエネルギー準位 [1]

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。

2.2.2 中性子と γ 線の波形弁別

有機液体シンチレータは高速中性子領域に高い感度を持つと同時に γ 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。

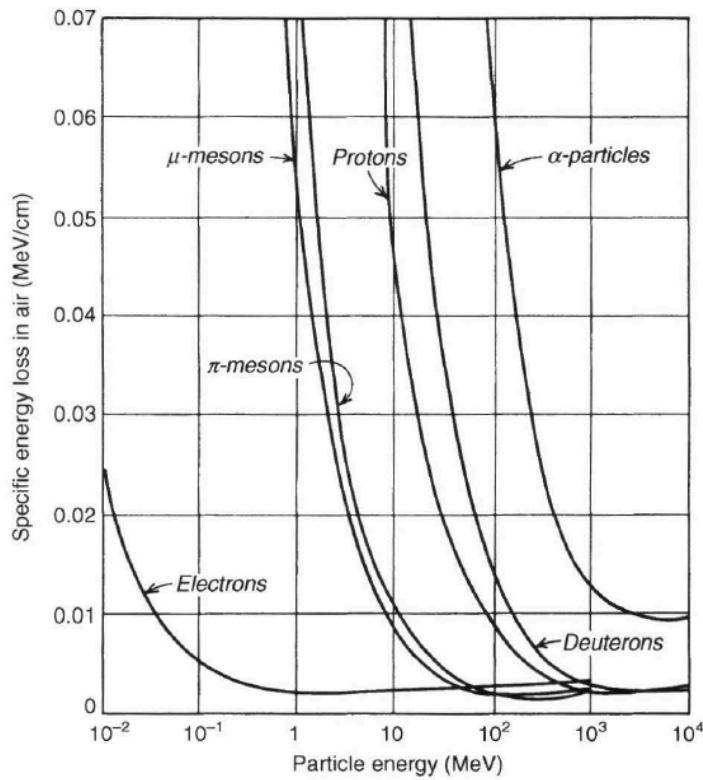


図 2.2: 荷電粒子のエネルギー損失率 [1]

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 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を高速中性子、少ないシンチレーション光を γ 線として、図 2.3 のように弁別することが可能となる。

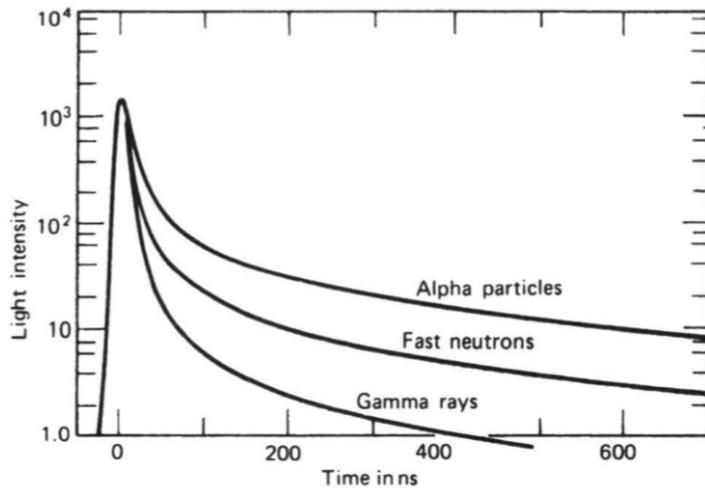


図 2.3: 異種放射線で励起したスチルベン中のシンチレーションパルスの時間特性 [1]

2.3 ${}^3\text{He}$ 比例計数管

2.3.1 ${}^3\text{He}$ 比例計数管の測定原理

${}^3\text{He}$ 比例計数管はガス検出器のひとつであり、図 2.4 に示した通り ${}^3\text{He}(n,p)$ 反応の熱中性子断面積が 5330 barn と大きいことが魅力である。(反応断面積：あるエネルギーの粒子が物質中で、単位行程あたりに相互作用をおこす確率, 1barn= 10^{-28} m^2)

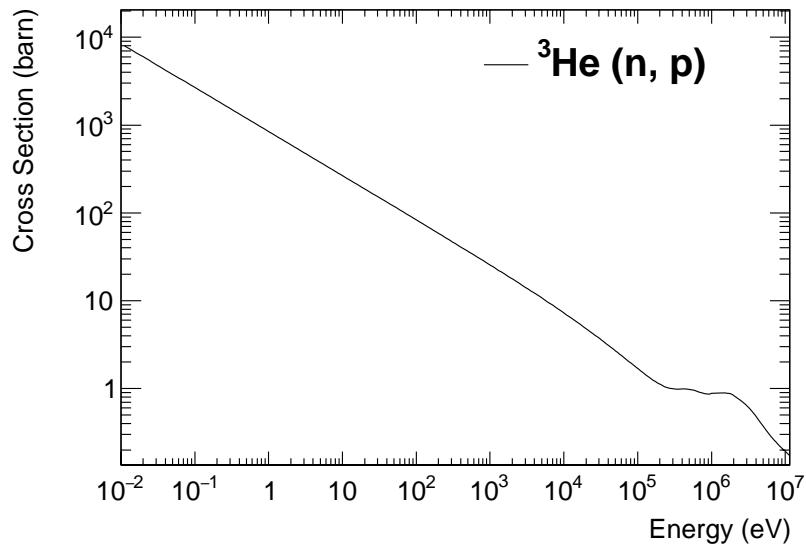


図 2.4: 中性子のエネルギーに対する ${}^3\text{He}$ ガスの反応断面積 [2]

形状としては図 2.5 のように中心に陽極線があり、円筒状の容器が陰極の役割を果たしている。この中に ${}^3\text{He}$ ガスが封入されており、入射中性子と ${}^3\text{He}$ ガスが式 2.4 の相互作用 (${}^3\text{He}(n,\alpha)$ 反応) をする。

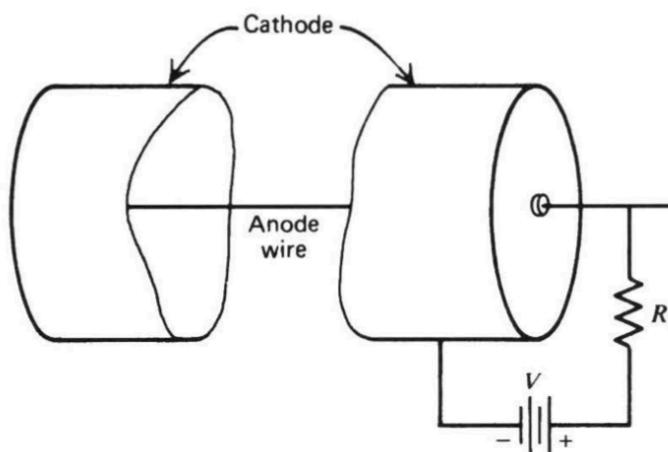


図 2.5: 比例計数管内の略図 [1]



陽極線に外部から高電圧 V を印加すると、生成された陽子とトリチウムによって以下の手順でパルスが形成される(図 2.6)。

- (a) 生成された陽子とトリチウムが ${}^3\text{He}$ ガスを電離(ns程度)。
- (b) 電離によって生じた電子が陽極線に向かって流動(μs 程度)。
- (c,d) 増倍領域に入った電子が電子なだれを生成し、それによって数百～数千の電子が素早く陽極線に吸収(μs 以下)。
- (e) 一方、電子なだれによって生じた陽イオンは陰極(比例計数管円筒部)に向かって移動し、出力パルス波高に寄与(μs 程度)。

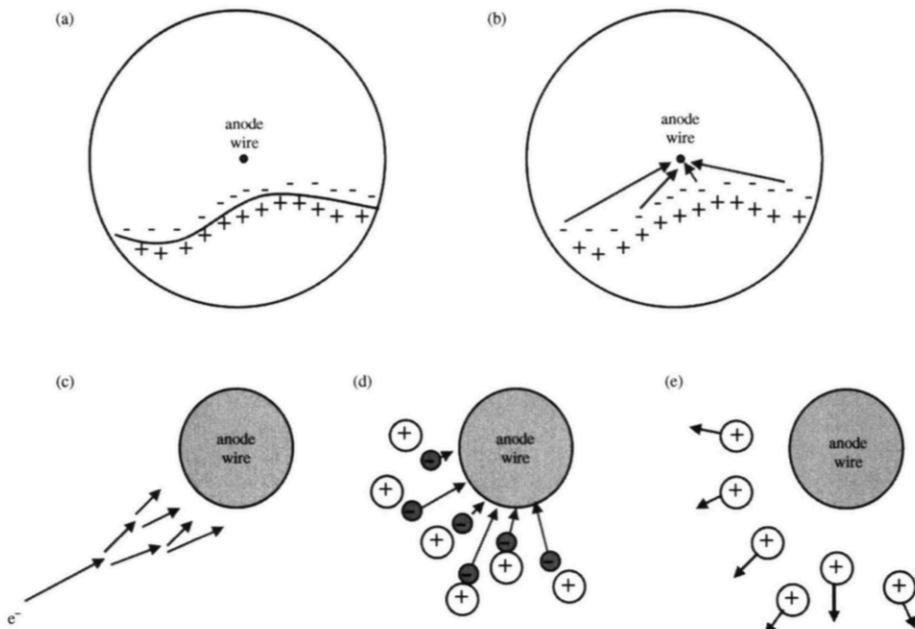


図 2.6: 比例計数管内のパルス形成の流れ [1]

この際、増倍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ので、最終的な出力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。ただし、比例計数管から流れる電気パルスは非常に微弱なので、前置増幅器(Pre Amplifier. 以下、プリアンプ)を用いて増幅する必要があり、実際のセットアップとしては図 2.7 のようになる。プリアンプの内部に図 2.5 の負荷抵抗 R が含まれており、その両端にかかる電圧が実際に測定されるパルス波高に寄与するものとなる。

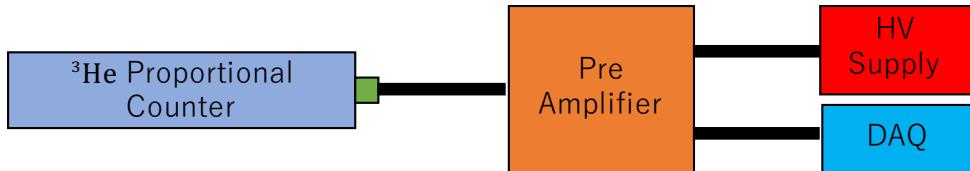


図 2.7: ${}^3\text{He}$ 比例計数管の接続

2.3.2 出力パルスの波高

次にパルスの波高について考える。一般に電位差 $d\varphi$ の場所で正電荷 Q を運動させると、吸収されるエネルギー dE は

$$dE = -Qd\varphi \quad (2.5)$$

円筒内の半径 r における電界は

$$-\frac{d\varphi}{dr} = \varepsilon(r) = \frac{V}{r \ln(\frac{b}{a})} \quad (2.6)$$

これより

$$\frac{dE}{dr} = Q\varepsilon(r) = Q \frac{V}{r \ln(\frac{b}{a})} \quad (2.7)$$

ここで図 2.8 のように半径 b の円筒内に半径 a の陽極線が通っている比例計数管について考え、陽極線から ρ の位置に電子なだれで電子と陽イオンが形成されると仮定する。

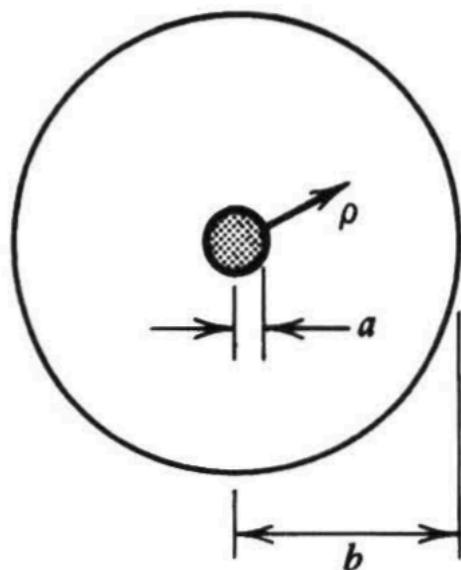


図 2.8: 比例計数管の断面 [1]

陽イオンが陰極へ移動することで吸収されるエネルギーは

$$E^+ = \int_{a+\rho}^b \frac{dE}{dr} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{b}{a+\rho}\right) \quad (2.8)$$

一方で負に帯電した電子が陽極へと移動することで吸収されるエネルギーは

$$E^- = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \int_{a+\rho}^a \frac{dr}{r} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{a+\rho}{a}\right) \quad (2.9)$$

従って吸収されるエネルギーの和は

$$\Delta E = E^+ + E^- = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{b}{a+\rho} \frac{a+\rho}{a}\right) = QV \quad (2.10)$$

比例計数管の回路を簡略化すると図 2.9 のように表すことができる。印加電圧を V 、負荷抵抗に発生する信号電圧を V_R 、検出器両端に残る電圧を V_{ch} とすると、 ΔE とコンデンサに蓄えられたエネルギーの関係は

$$\frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}CV_{ch}^2 + \Delta E \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{2}C(V_{ch} + V)(V_{ch} - V) = -\Delta E \quad (2.12)$$

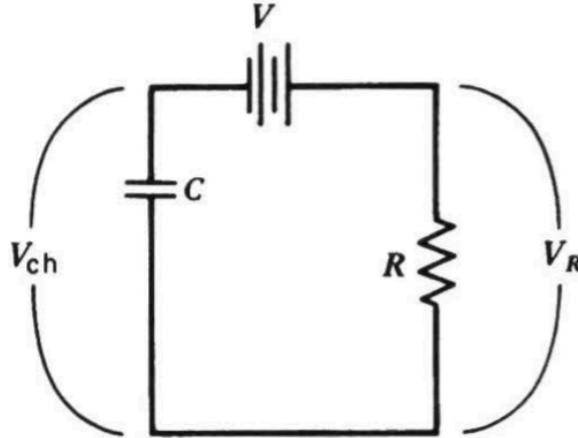


図 2.9: 比例計数管の回路 [1]

ここで $V \gg V_R$ より $V_{ch} + V \cong 2V$, $V_R = V - V_{ch}$ なので

$$V_R = \frac{\Delta E}{CV} = \frac{QV}{CV} = \frac{Q}{C} \quad (2.13)$$

比例計数管の時定数 RC が陽イオンの収集時間より長い場合、この値がパルスの最大波高となる。本実験で使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管は $R = 10^{12} \Omega$ 、 $C = 10 \text{ pF}$ であり、時定数は $RC = 10 \text{ s}$ と、陽イオンの収集時間 (μs 程度) と比べて十分に長いため V_R がパルスの最大波高となる。

電荷は $Q = n_0 e M$ であり、生成されたイオン対の数 n_0 と平均ガス增幅率 M で決まる。 n_0 は ${}^3\text{He}(n,\alpha)$ 反応の Q 値 (765 keV) とイオン対の生成に必要なエネルギー (W 値) より

$$n_0 = \frac{765 \times 10^3}{W} \quad (2.14)$$

M は Diethorn の式より

$$\ln M = \frac{V}{\ln(b/a)} \cdot \frac{\ln 2}{\Delta V} \left[\ln \frac{V}{p a \ln(b/a)} - \ln K \right] \quad (2.15)$$

ただし、それぞれの式における W 値及び、引き続いて起こる電離事象間に電子が移動する距離にかかっている電位差 $\Delta V(V)$ 、それ以下では增幅が起こらない \mathcal{E}/p の最低値 $K(10^4 \text{ V/cm} \cdot \text{atm})$ は充填ガスごとに一定値であり、同じ ${}^3\text{He}$ ガスでも混合気体の種類や量によって異なる。本実験に用いた ${}^3\text{He}$ 比例計数管においてはガスについての詳細な記述がなく、これらの値を決定することができなかった。

ところで、イオンの収集時間として陽イオンの値を用いたが、パルス波高への寄与はそのほとんどを陽イオンが占めていると考えることができる。陽イオンが陰極へ、電子が陽極へと移動することで吸収されるエネルギーはそれぞれ式 2.8、式 2.9 より

$$E^+ = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln \left(\frac{b}{a + \rho} \right) \quad (2.16)$$

$$E^- = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln \left(\frac{a + \rho}{a} \right) \quad (2.17)$$

本実験で使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管の寸法は $a = 25 \mu\text{m}$ 、 $b = 2.54 \text{ cm}$ 、 $\rho = 3 \mu\text{m}$ (a に関してはデータシートに記載がなかったため、knoll[1] に記載されている一般的な値を適用) なので

$$\frac{E^-}{E^+} = \frac{\ln(\frac{a+\rho}{a})}{\ln(\frac{b}{a+\rho})} = \frac{\ln(1.12)}{\ln(907)} = 0.017 \quad (2.18)$$

となり、陽イオンの流動がパルス形成を支配していることがわかる。

2.3.3 出力パルスの時間特性

次に出力パルスの時間特性について考える。 ${}^3\text{He}$ ガス中のイオンの流動速度 v は、電解強度を ε 、ガス圧を p 、ガス中の移動度を μ とすると

$$v = \mu \frac{\varepsilon}{p} \quad (2.19)$$

ここで円筒内の半径 r における電界は式 2.6 なのでイオンの流動速度は半径に依存し

$$v^+(r) = \mu \frac{\epsilon(r)}{p} = \frac{\mu V}{p \ln(\frac{b}{a})} \frac{1}{r} \quad (2.20)$$

また、 $r = vt$ より

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr}{v^+(r)} = \int_0^t dt \quad (2.21)$$

(2.20) を (2.21) に代入して積分すると

$$r(t) = \left\{ \frac{2\mu V}{p \ln(\frac{b}{a})} t + a^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

ここに $r(t) = b$ を代入することで、イオン収集にかかる時間 t^+ を導出することができ

$$t^+ = \frac{(b^2 - a^2) p \ln(\frac{b}{a})}{2\mu V} \quad (2.23)$$

2.3.2 節と同様に ${}^3\text{He}$ 比例計数管の寸法 a, b 及び ${}^3\text{He}$ ガス圧 $p = 9.8 \text{ atm}$ 、 ${}^3\text{He}$ ガス中の移動度 $\mu = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{atm} / \text{V} \cdot \text{s}$ 、印加電圧 $V = 1300 \text{ V}$ を代入すると、 $t^+ \cong 17 \text{ ms}$ と求めることができる。

イオンによって吸収されるエネルギー(式 2.8)を時間の関数として表すと

$$E^+ = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \int_a^{r(t)} \frac{dr}{r} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (2.24)$$

ここで $\Delta E = E^+ + E^-$ 、 $V_R = \Delta E / CV$ より、陽イオンのみを考えて $V_R = E^+ / CV$ 。さらに、(2.22) を代入することにより、信号パルスの時間による表式は

$$V_R = \frac{Q}{C \ln(\frac{b}{a})} \ln \left\{ \frac{2\mu V}{a^2 p \ln(\frac{b}{a})} t + 1 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

以上より、パルス波高が最大波高の半分に達するのに要する時間 t_{half} は

$$t_{\text{half}} = \frac{a}{a+b} t^+ \quad (2.26)$$

従って、 t^+ と同様に値を代入すると $t_{\text{half}} \cong 17 \mu\text{s}$ となる。

即ち、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管からの出力パルス波高は $\sim 10 \mu\text{s}$ で一気に最大波高の半分まで達した後は、ゆるやかに最大波高まで上昇していくステップ入力のような形となる。なお、これは等しい半径上にイオン対が形成された場合であり、実際にイオン対が比例計数管内で一様に作られた場合は、イオンの流動時間の広がりによって出力パルスの立ち上がり時間にも広がりが追加される。

2.3.4 エネルギースペクトル

次に ${}^3\text{He}$ 比例計数管による測定で得られるエネルギースペクトルについて考える。式 2.4 の反応の Q 値は 765 keV で、単純に考えるとこの Q 値がピークとなる単スペクトルが予測されるが、比例計数管においては壁際効果 (Wall Effect) が存在するため特殊な形のエネルギースペクトルとなる。

反応生成物である陽子とトリチウムは反対方向を向き次のエネルギーを得る。

$$E_p = 574 \text{ keV} \quad (2.27)$$

$$E_T = 191 \text{ keV} \quad (2.28)$$

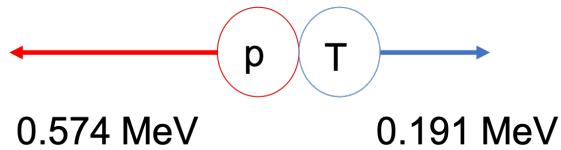


図 2.10: 陽子とトリチウムの生成

これらの粒子の飛程は ${}^3\text{He}$ 比例計数管の寸法に対して大きいので、反応が起こる場所によっては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うことがある(図 2.11)。

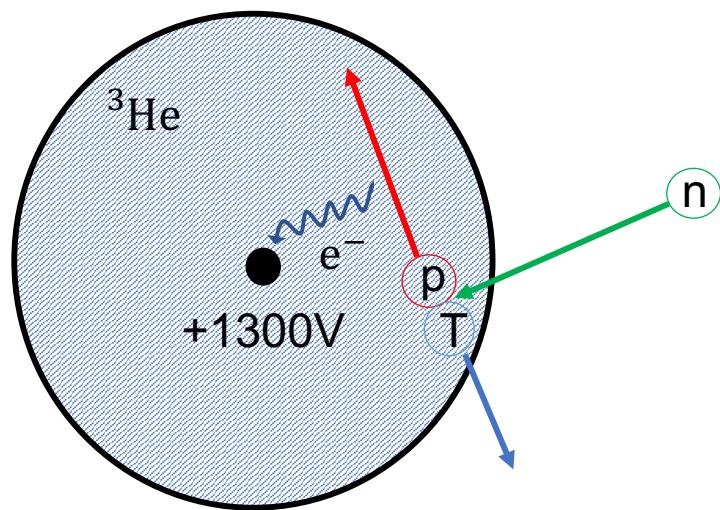


図 2.11: ${}^3\text{He}$ 比例計数管における壁際効果(断面図)

これが壁際効果であり、これにより ${}^3\text{He}$ 比例計数管のエネルギースペクトルは理論上、図 2.12 ようなものになる。

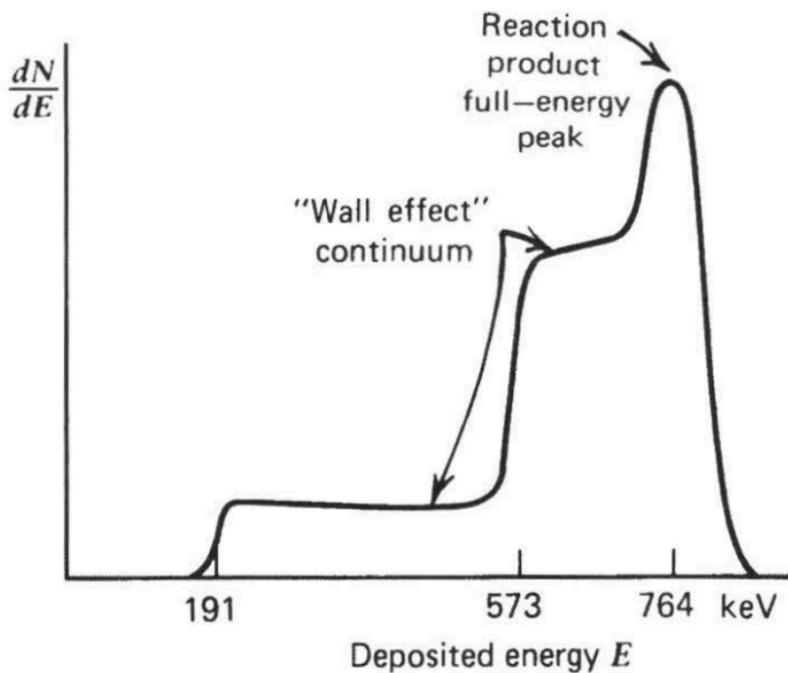


図 2.12: ${}^3\text{He}$ 比例計数管のエネルギースペクトル [1]

このスペクトル形からは、反応が容器の中心付近で発生したことで全エネルギーが測定できた際のピークと、壁際で起こったことで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。

2.4 BF_3 比例計数管

BF_3 比例計数管の基本的な構造は ${}^3\text{He}$ 比例計数管と同様である。ただし、その名の通り比例計数管の内部には高濃縮 ${}^{10}\text{B}$ を含む BF_3 ガスが充填されているため、中性子との相互作用 (${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ 反応) は



この反応の熱中性子断面積は 3840 barn となっており、 ${}^3\text{He}(\text{n},\alpha)$ 反応と比べると劣るが、十分な感度を持っている。また、 ${}^3\text{He}$ ガスと比べて入手しやすく安価なため、一般的によく使用されている。

本研究では複数台の比例計数管を用いることが目標であったため BF_3 比例計数管の導入を検討したが、新たに受注製造してもらうためには有毒である BF_3 ガスの取り扱い資格や設備が必要となり、費用や時間が折り合わなかったため断念することになった。

第3章 実験準備

3.1 DAQ

データ収集 (DAQ:Data AcQuisition) に関してはこれまで、Linux 等の PC にインターフェースモジュールを組み込むという方法が一般的であった。しかし、神戸大学の水越氏に小型の多機能計測器である Analog Discovery 2 を紹介していただいたことにより、Raspberry Pi を用いたデータ収集系の構築が可能となった。これらの機器を導入することによって DAQ 周りのセットアップを大幅に小型化することに成功し、測定環境の自由度を高めることができた。

3.1.1 Raspberry Pi

Raspberry Pi(以下、ラズパイ)とは PC に必要となる最低限の機能を 1 枚の回路基盤に搭載したシングルボードコンピュータである。一般的な PC と比較して非常に小さく安価で入手できる反面、処理速度が遅い点やインターフェースモジュールを組み込めない点が本実験においては問題であった。しかし、Analog Discovery 2 と USB 接続ができ、中性子の測定に関しては十分な処理性能を持っていることが確認できたため、本実験への導入を決定した。こうして、DAQ 用 PC として図 3.1 のようなラズパイを 2 台用いることとなった。



図 3.1: Raspverry Pi

3.1.2 Analog Discovery 2

Analog Discovery 2 とは混合信号回路の測定や可視化、生成、記録及び制御をユーザー自身が行うことのできる USB オシロスコープ及び多機能計測器である。図 3.2 にその写真を示す。中性子の測定においては³He 比例計数管からのアナログ信号を十分なサンプリングレートでデジタル信号として記録する必要があるが、Analog Discovery 2 はこの要件も満たしていた。更に、オシロスコープとしての機能も備えていたため、測定の際にデジタルオシロスコープを持ち運ぶ必要が無くなった。

なお、Analog Discovery 2 を用いた³He 比例計数管からのデータを収集にあたっては、水越氏が作成されたコードを使用させていただいた。



図 3.2: Analog Discovery 2

3.1.3 測定データのバックアップ

中性子を長期間測定すると膨大な量のデータを格納する必要が出てくるが、前述の通りラズパイは非常に小型の PC のため、測定データを格納する十分なストレージを持っていない。そのため、ラズパイには 4 TB の外付け HDD を接続した。加えてバックアップとして、本来 DAQ として用いる予定であった PC をデータサーバーとして活用することとした。10 TB の HDD を 2 台用いて RAID0 を組み、神岡坑内に設置してあるラズパイから、収集したデータを定期的にこの PC に転送するように設定した。これによりラズパイに溜まったデータは適宜削除することができ、またラズパイに取り付けた外付け HDD がクラッシュした場合の保険を用意することができた。

3.2 実験のセットアップ

3.2.1 実験に用いた機器

本実験では東京大学宇宙線研究所の小林氏に貸していただいた図 3.3 のような 2 台の ${}^3\text{He}$ 比例計数管 (Reuter Stokes, RS-P4-1615-207) を使用した。使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管の詳細なスペックについて表 3.1 にまとめた。

表 3.1: 使用した比例計数管のスペック

熱中性子感度	146 cps/nv $\pm 10\%$
陽極電圧のプラトー領域	1125-1625 V
分解能	< 15 %
封入ガス気圧	9.8 atm
長さ	43.2 cm
有感長	38.1 cm
直径	5.08 cm



図 3.3: 2 台の ${}^3\text{He}$ 比例計数管

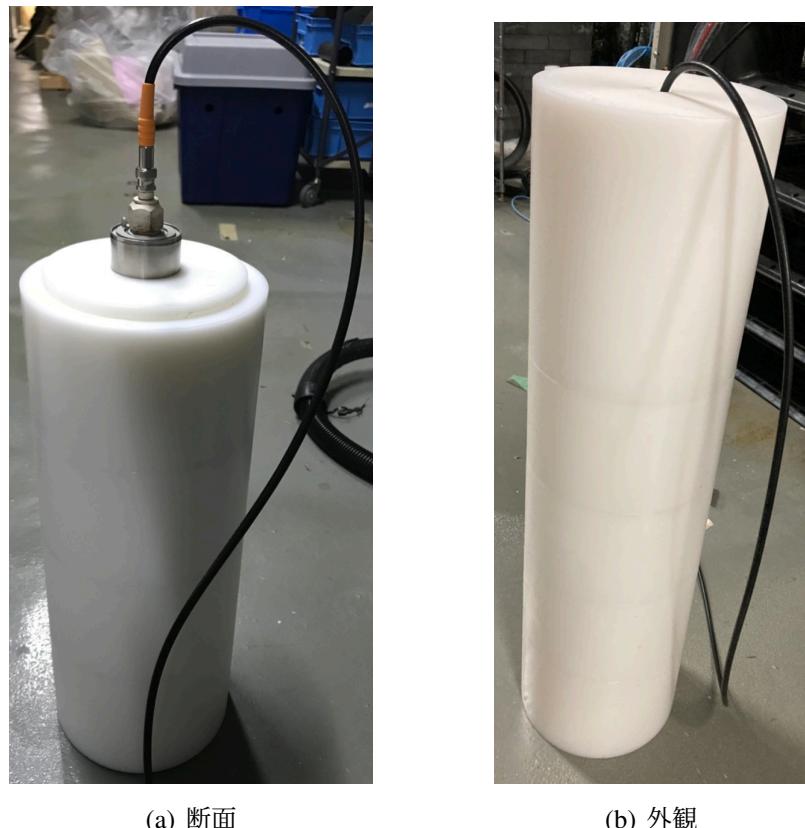
その他に使用した機器についても以下に示す。

- 前置増幅器 : Clear Pulse, 581
- 前置増幅器電源 : Clear Pulse, E610
- 高電圧供給機 : Hayashi Repic, RPH-034
- ADC 及びオシロスコープ : Digilent, Analog Discovery 2
- 制御 PC : Raspberry Pi, Raspberry Pi 4
- ポリエチレン容器 : 日鈴精機, 受注
- ボロンシート : アスク・サンシンエンジニアリング, SM(流し込み), 40% B₄C

3.2.2 高速中性子の測定

図 2.4 でも示されている通り、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管は熱中性子には高い感度を持つが、高速中性子に対する感度は非常に低い。そこで、中性子の減速材であるポリエチレンで ${}^3\text{He}$ 比

例計数管を収納する容器を用意した。ポリエチレン容器は厚さ 6.5 cm、長さ 60.5 cm のものを受注し、その中に ^3He 比例計数管を収納した(図 3.4)。さらにポリエチレン容器の表面に熱中性子吸収材であるボロンシートを貼り付けた。ボロンシートは厚さ 5 mm のものを大阪大学の梅原氏に貸していただいた(図 3.6)。以降、この高速中性子に対して感度を持つ ^3He 比例計数管を Setup B、直接設置した(熱中性子に感度を持つ) ^3He 比例計数管を Setup A とする(図 3.5、図 3.6)。



(a) 断面

(b) 外観

図 3.4: ポリエチレン容器と ^3He 比例計数管

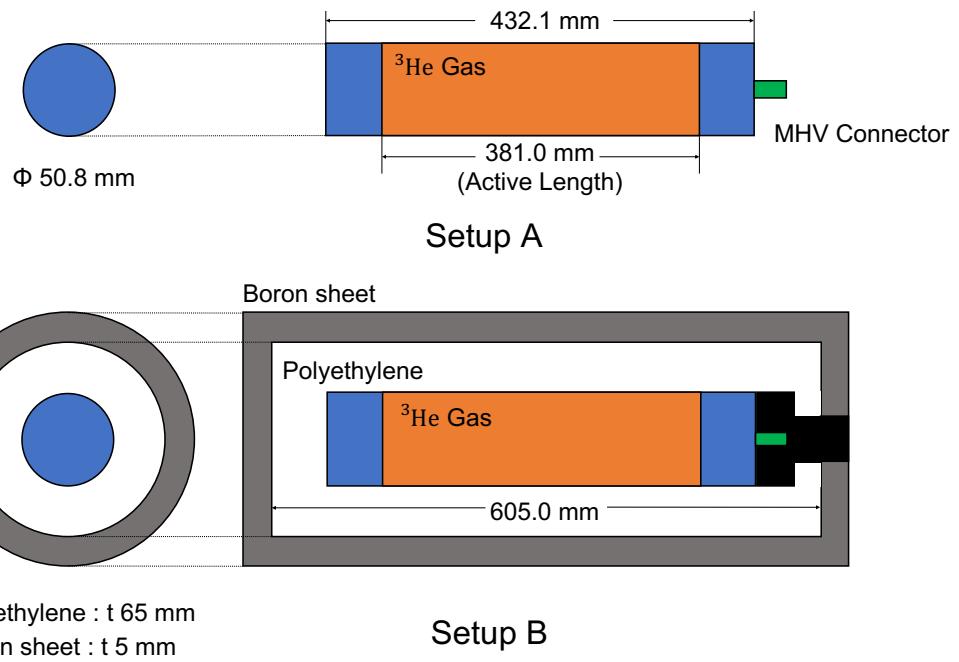


図 3.5: Setup A と Setup B の概形



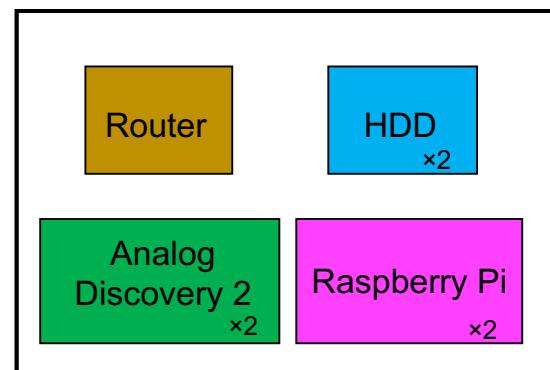
図 3.6: Setup A(左) と Setup B(右)

3.2.3 実験セットアップ

本実験は岐阜県の神岡宇宙線研究所における地下実験施設内 Lab-B にて測定を行なった。DAQ 周りのセットアップは図 3.7 のように一枚の棚の上に収まった。実験機器は図 3.8 のように配置しラック最上段に Setup A を、最下段に Setup B を設置した。セットアップの全体図についても図 3.9 に示す。なお、各機器間の接続については、図 2.7 に示した通りである。



(a) 実物

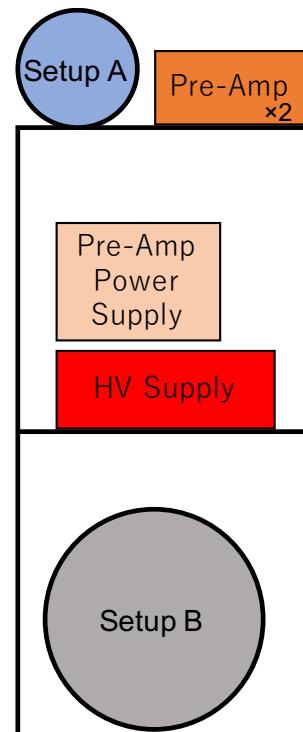


(b) 上面からの概形

図 3.7: DAQ 周り



(a) 実物



(b) 正面からの概形

図 3.8: 検出器周り

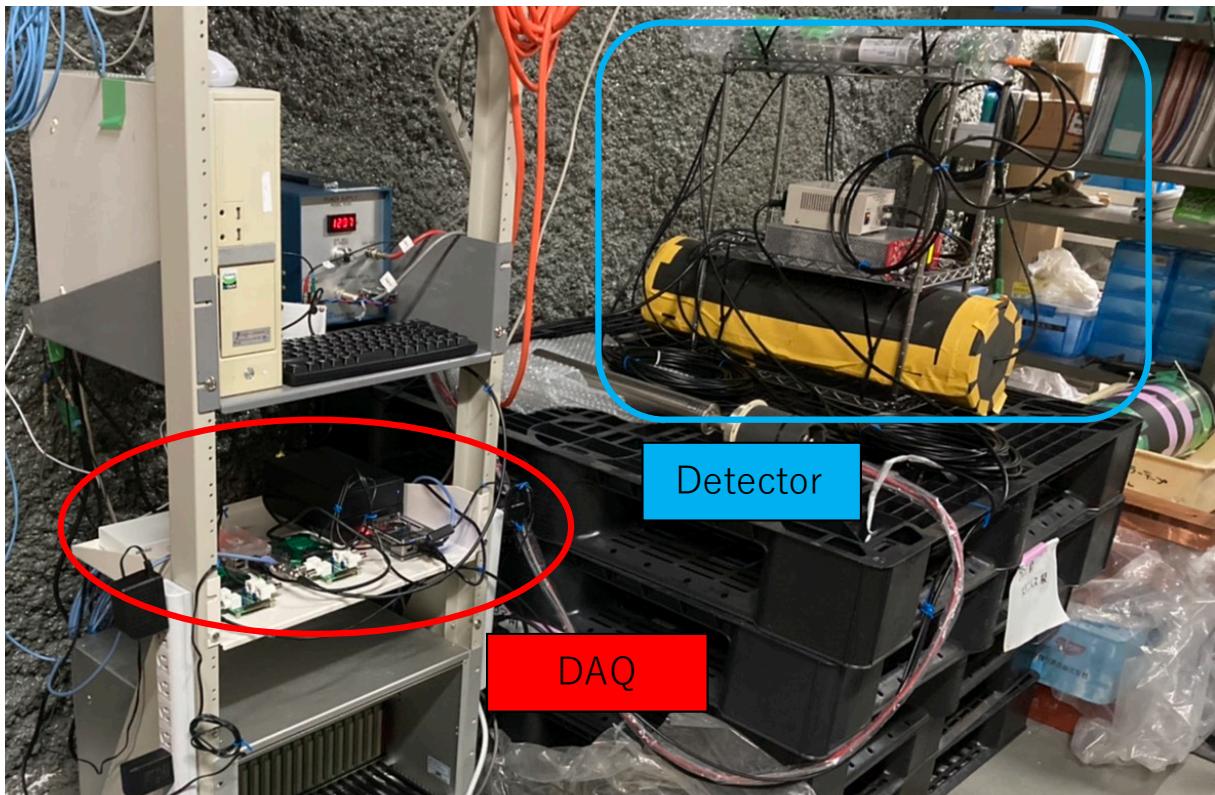


図 3.9: セットアップの全体図

第4章 実験

4.1 中性子信号の記録

測定における中性子信号の波形と、信号の記録方法について説明する。 ${}^3\text{He}$ 比例計数管からの中性子の信号パルスは図 4.1 のような波形となっている。

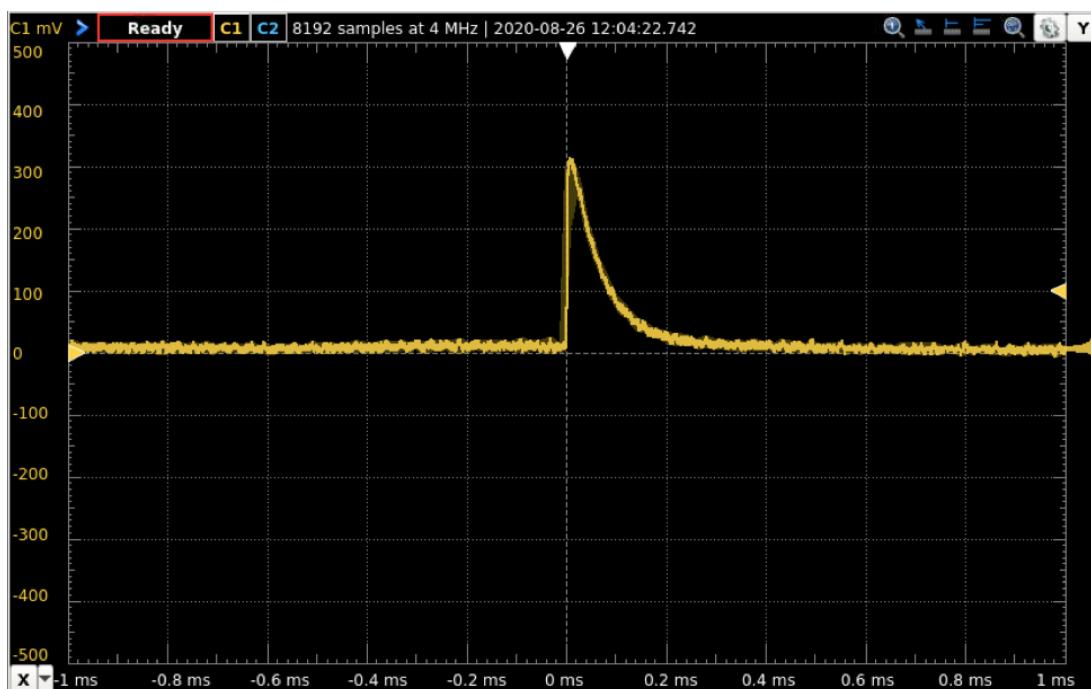


図 4.1: 中性子信号の生波形

このような波形が現れた際にイベントとして記録するためにはトリガーを設定する必要がある。トリガーはある一定の値(閾値)を超えた場合にかかり、その前後の波形情報を記録するという仕組みとなっている。また、閾値は測定したい波形以外のノイズを排除できる値が望ましい。

本実験のセットアップにおける中性子信号は、図 4.1 のように波高が~0.3 V、減衰時間が~0.2 ms というものである。従って閾値を 0.1 V、トリガーを Rising Positive(閾値を下から通過したタイミングでトリガーする)という設定をすることで図 4.2 のように中性子イベントとして記録することができる。

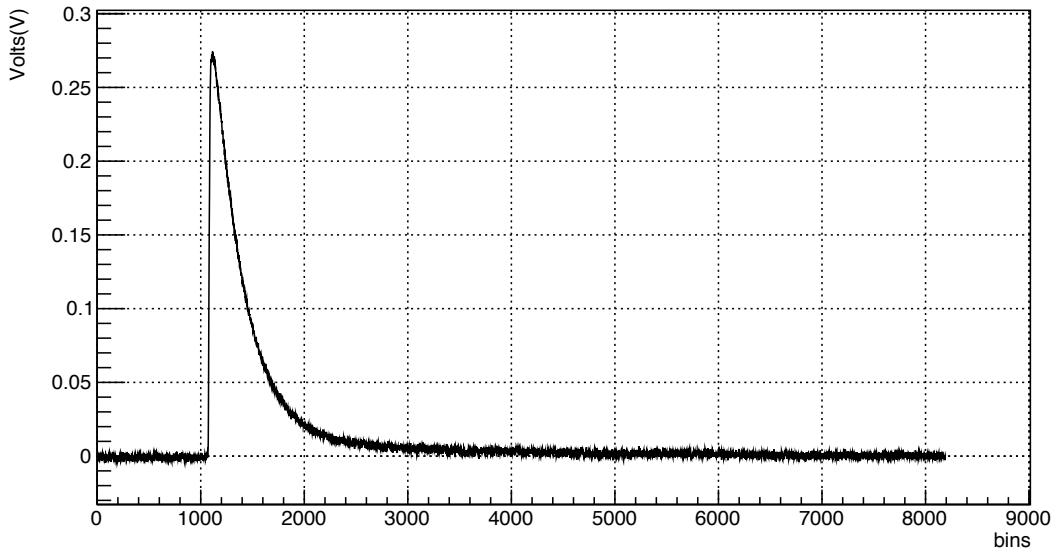


図 4.2: 記録された中性子イベントの波形

4.2 中性子線源を用いた検出器の較正

本実験では中性子線源 ^{252}Cf を用いて中性子を照射することで ^3He 比例計数管の較正を行なった。大阪大学の梅原氏に貸していただき、較正作業に用いた中性子線源 ^{252}Cf のスペックを表 4.1 にまとめた。

表 4.1: 中性子線源”神岡-51”のスペック(2017 年 2 月 15 日時点)

線源元素	^{252}Cf
線源強度	3.7 MBq
中性子線量	$4.12 \times 10^5 \text{ n/s}$
カプセル材質	ステンレス鋼
カプセル直径	9.4 mm
カプセル長さ	36.3 mm

4.2.1 壁際効果の確認

2.2 節で述べたように ^3He 比例計数管の信号は、 ^3He ガスの中性子捕獲時に生成される陽子及びトリチウムが ^3He 比例計数管内で落としたエネルギーと、その後のプリアンプによる波形の整形及び増幅で決まる。

中性子線源 ^{252}Cf を用いて ^3He 比例計数管の波高スペクトルを図 4.3 のように求めた。なお、線源から照射される中性子のレートは高く、バックグラウンドの混入はほとんど無視できるため線源照射時の閾値は 0.03 V と低めに設定した。

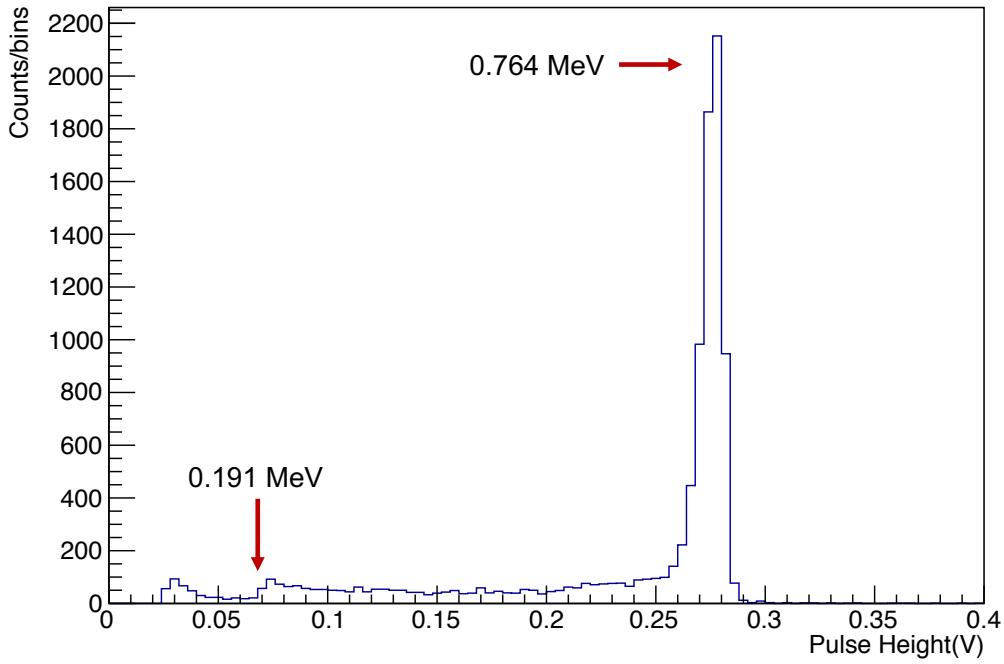


図 4.3: ${}^3\text{He}$ 比例計数管の波高のスペクトル

得られた波高のスペクトルからピークと壁際効果を確認することができた。これをエネルギースペクトルに変換するため、図 2.12 と比較して波高のスペクトルのピークを 0.764 MeV、壁際効果が途切れている点を 0.191 MeV として対応させた。更に ${}^3\text{He}$ 比例計数管の分解能を考慮して中性子のイベント領域 (RoN) を 0.15 MeV - 0.85 MeV と定めた。

実際に環境中性子を測定する際は線源照射時と比べてレートが著しく低下するため、高い閾値を設定してノイズの混入を防ぐ必要がある。閾値を 0.5 MeV(0.18 V) とすると環境中性子測定時のイベント領域 (RoM) は 0.5 MeV - 0.85 MeV となり、それぞれのイベント数 (N_{RoN} , N_{RoM}) の比 ε は

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{RoN}}}{N_{\text{RoM}}} = 1.18 \quad (4.1)$$

また、この値を用いることで実測における中性子のカウントレート R を以下のように求めることができる。 $(N$: イベント数, t : 測定時間)

$$R = \frac{\varepsilon \cdot N}{t} \quad (4.2)$$

横軸を MeV に対応させ、それぞれのイベント領域を示した波高のスペクトルを図 4.4 に示した。

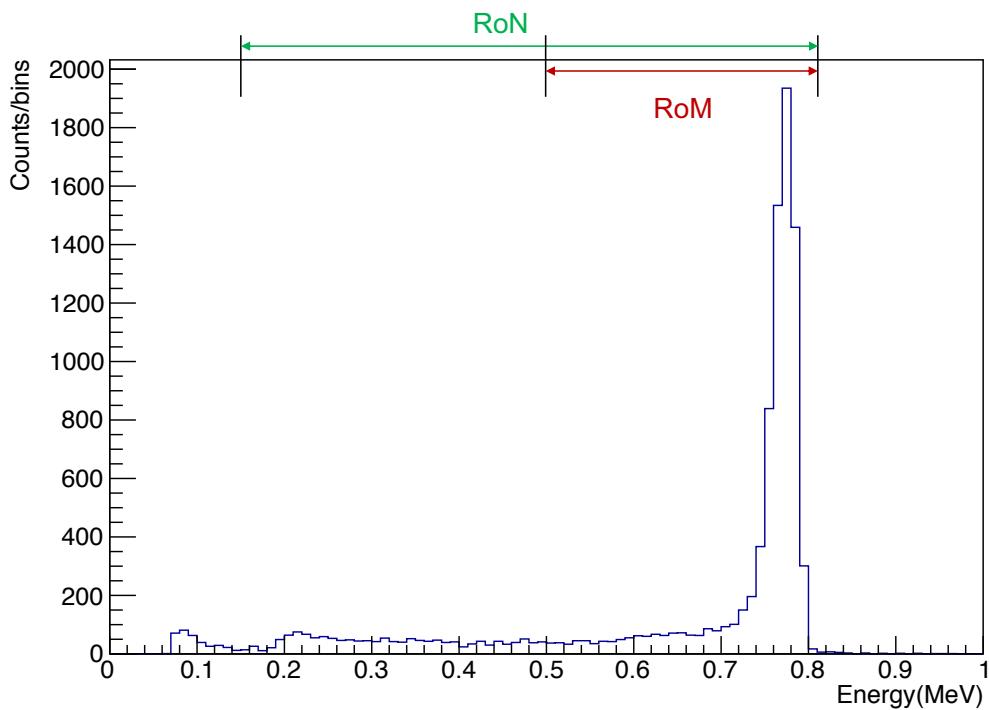


図 4.4: ${}^3\text{He}$ 比例計数管の波高のスペクトル

4.3 環境中性子測定

Lab-B における環境中性子測定は 2020 年 10 月 10 日より開始し、2021 年 1 月 13 日まで行った。その期間の 1 日辺りのイベント数の推移を図 4.6 に、測定数の誤差を図 4.7 に示す。ただし、Lab-B 内では不定期で中性子線源が使用されていたため、線源の使用されていない 45 日間を測定時間とした。

測定された中性子イベントの波高スペクトルは図 4.5 のようになり、図 4.4 の較正時の波高スペクトルと一致していることを確認した。式 4.2 から求めた各セットアップのカウントレート R を表 4.2 に示す。

表 4.2: 各セットアップの測定情報

Setup	Live Time (day)	N (counts)	R (10^{-3} cps)
A	45	5094	1.546
B	45	1333	0.405

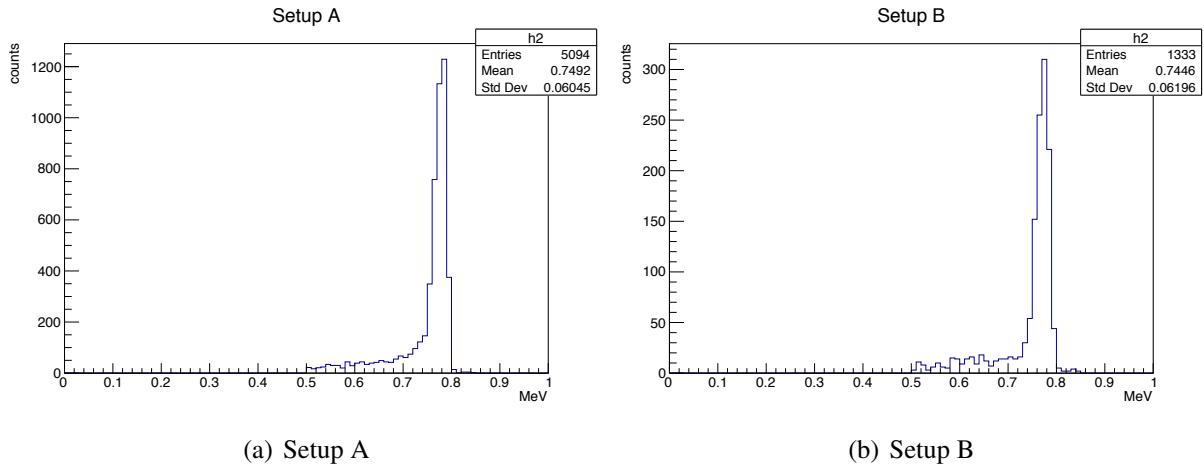


図 4.5: 各セットアップの波高スペクトル

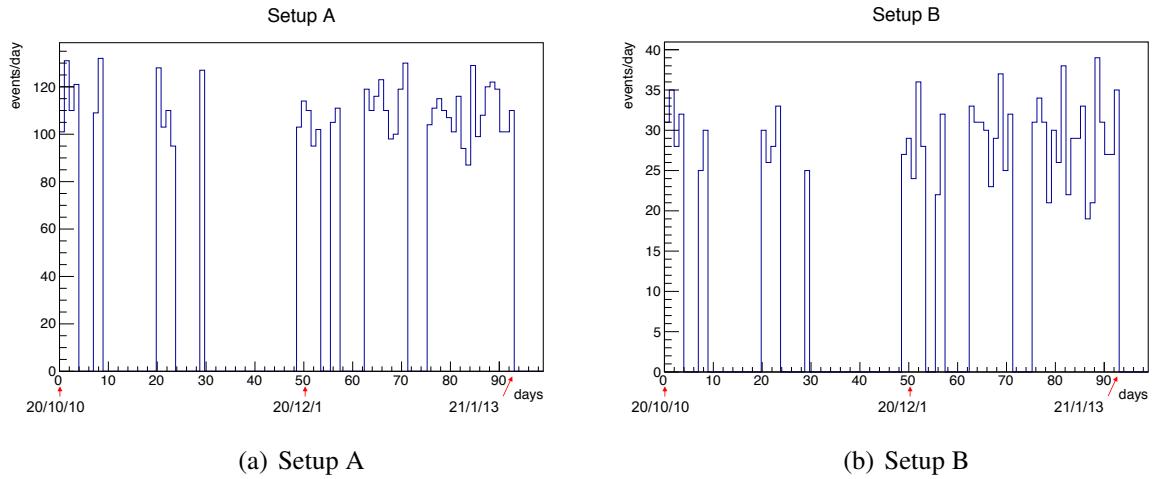


図 4.6: 1 日あたりの測定数

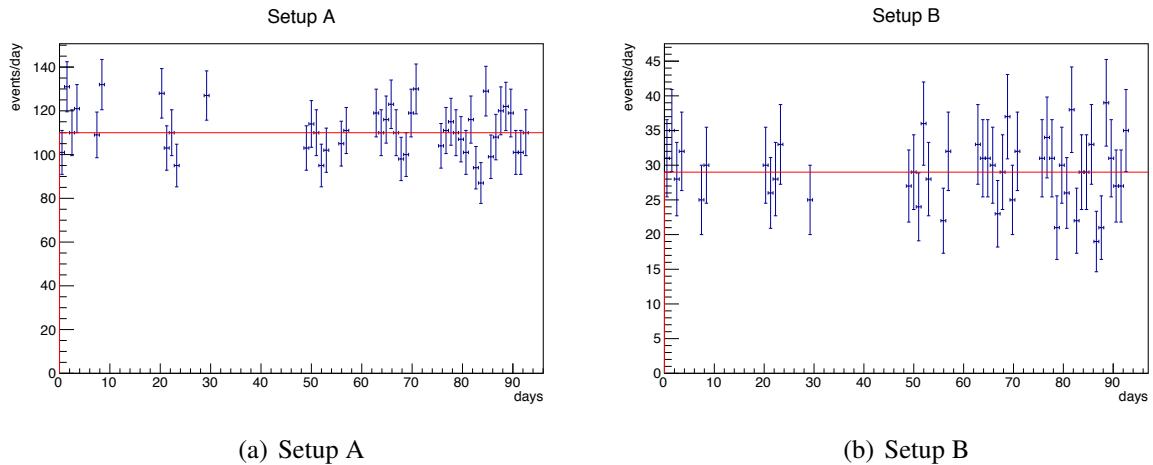


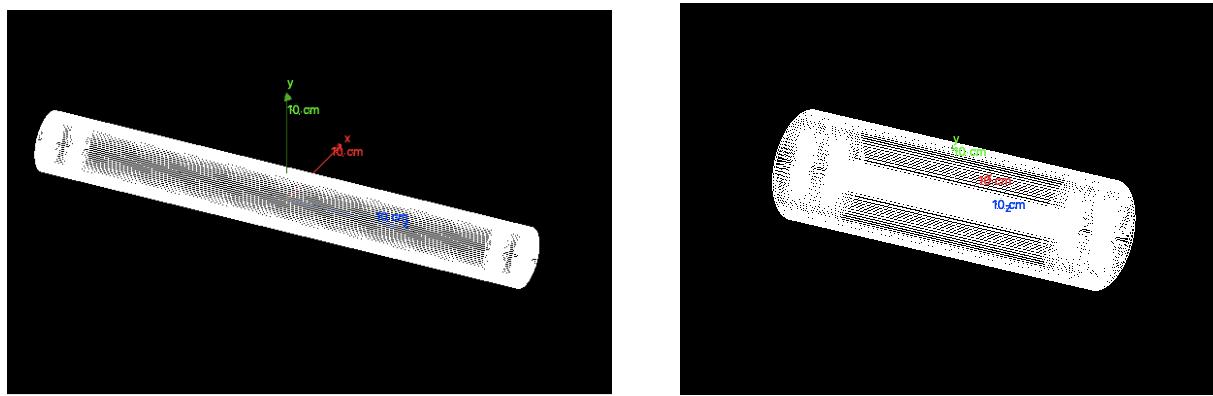
図 4.7: 測定数の誤差 (赤線が平均値)

第5章 シミュレーション

${}^3\text{He}$ 比例計数管では測定した中性子のエネルギースペクトルを判定することができない。本研究ではシミュレーションパッケージである NeuCBOT や Geant4 を用いて、神岡地下実験室の環境中性子のエネルギースペクトルやフラックスを予測した。

5.1 各セットアップの感度

${}^3\text{He}$ 比例計数管の中性子に対する感度を、検出器応答シミュレーションパッケージである Geant4 (Ver 10.07)[8] を用いて確認した。図 5.1 のように Setup A と Setup B を再現し、直径 1 m の球面から等方的に単エネルギーの中性子をそれぞれ照射した。ここで、 ${}^3\text{He}$ ガスは有感体積内(図 3.5 の Active Length 内)のみに満たされているものとした。



(a) Setup A

(b) Setup B

図 5.1: Geant4 における ${}^3\text{He}$ 比例計数管のジオメトリ

各セットアップでの中性子観測数をフルエンスで規格化して中性子の運動エネルギー毎に求めた結果を図 5.2 に示す。ここでフルエンス ϕ とは、ランダムに打ち出された粒子が半径 $r \text{ cm}$ の球を通過した時、その通過数 N_{Flu} を球の大円の断面積で割ったものである。

$$\phi = \frac{N_{\text{Flu}}}{\pi r^2} \quad (5.1)$$

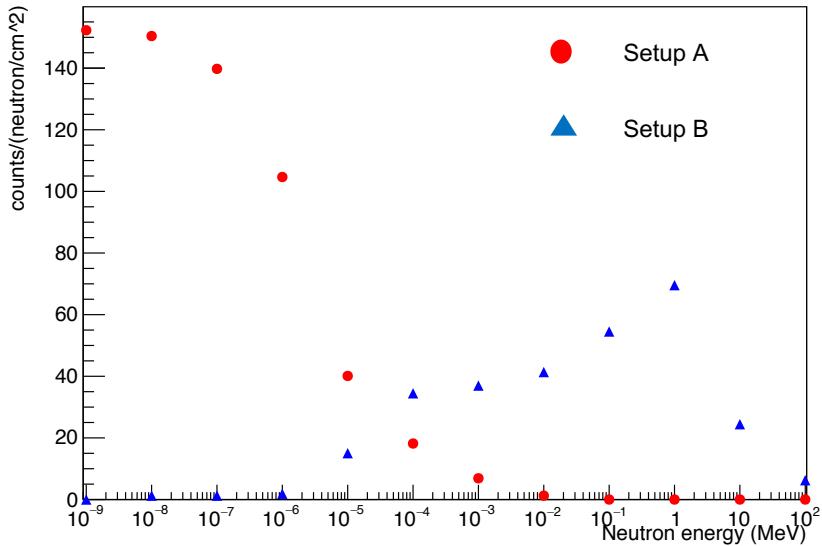


図 5.2: 各セットアップの感度

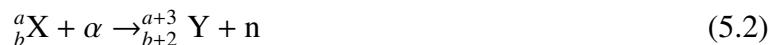
図 5.2 より、Setup A の熱中性子に対する感度は表 3.1 の値 $146 \text{ cps/nv} \pm 10\%$ と一致していること (cps:counts per seconds, nv=neutron flux:neutron/cm²·s) が確認できた。

5.2 環境中性子の生成源

1.2.3 節で述べた通り、地下実験室における環境中性子は岩盤中のウラン・トリウム系列や宇宙線ミューオンに由来する。以下にそれぞれの中性子生成過程を述べるが、本研究におけるシミュレーションではウラン・トリウム系列由来の中性子のみを考慮した。これは、宇宙線ミューオン由来の中性子が³He 比例計数管の感度領域に対してはその影響を無視できることが先行研究 [4] によって確認されているためである。

ウラン・トリウム系列由来の中性子

地下実験室周囲の岩盤の中にはウランやトリウムといった非常に重たい原子核が含まれている。これらの不安定な原子核は α 崩壊や β 崩壊を繰り返して安定核へ推移する。この際、放出される α 線が岩盤中の原子核と (α, n) 反応 (式 5.2) を起こすことで ~ 10MeV 付近の中性子が生成される。



更に、²³⁸U は崩壊する際に $5.4 \times 10^{-5}\%$ の確率で自発核分裂する。この時生成される中性子は Watt Spectrum[5] によって決定される。

宇宙線ミューオン由来の中性子

宇宙線ミューオンもまた、岩盤中の原子核と衝突し複数の核破片を生成する。これを核破碎反応と呼び、この時に $\sim 10^5$ MeV といった非常に大きなエネルギーを持つ中性子までもが生成されうる。

5.2.1 神岡坑内の岩盤成分

神岡坑内における岩盤の成分については先行研究[4]にて調査された結果を参考とした。この調査では Lab-B の壁面から岩石を採取し、蛍光 X 線分析を行うことで化学組成を調べた。その結果、岩盤はおよそ 3 種類の異なる化学組成をもつ部分 (Sample 1~3) に分かれていた。また、神岡地域に広く分布すると考えられる岩盤の化学組成として、地球科学標準物質データベース[6]より JR-1、JA-3 を参照した。これらの岩盤の化学組成を表 5.1 に示す。

表 5.1 における化学組成のばらつきは測定の不定性ではなく、様々な種類の岩盤が神岡坑内に分布していることを示している。このことからも今後、Lab-B だけでなく様々な地点で環境中性子を測定していく必要性がある。

表 5.1: 神岡坑内における岩盤成分の重量比(%)

	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

また、Lab-B の壁面から採取した岩石に対して Ge 検出器で放射能を測定したところ、岩石中には²³⁸U が 0.6 ppm gU/g、²³⁸Th が 1.3 ppm gTh/g (ppm:parts per million) 含まれており、各系列は放射平衡に達していることも確認された。

5.2.2 岩盤から発生する中性子

岩盤から発生するウラン・トリウム系列由来の中性子について、(α, n) 反応のシミュレーションパッケージである NeuCBOT[7] を用いてシミュレーションを行った。表 5.1 の各岩盤成分及び Sample 1 に水素を 3% 加えた組成に対して、ウラン・トリウムが 1 つ崩壊した際に生成される中性子を NeuCBOT を用いて見積もった。また、²³⁸U の自発核分裂由来の中性子は Watt Spectrum から算出した。これらの結果を図 5.3 にまとめた。

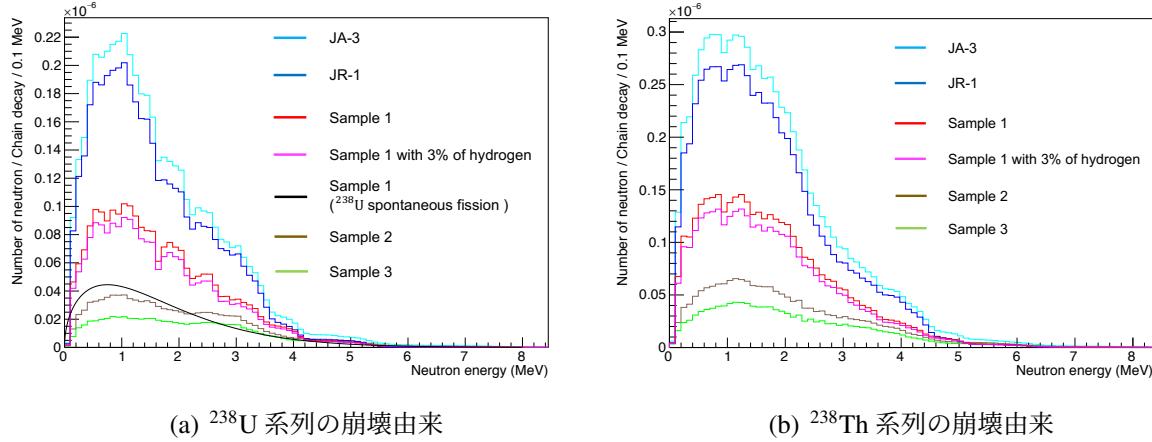


図 5.3: 各岩盤中で生成される中性子のエネルギースペクトル

水素の有無による Sample 1 のスペクトルを比べると、 (α, n) 反応に対しては水素の影響は弱いことが見て取れる。また、各サンプルごとのスペクトルに大きな違いが見られた。そこで、この差分がどの成分によるものかを調査するために、岩盤の成分毎に同様のシミュレーションを行なった(図 5.4)。

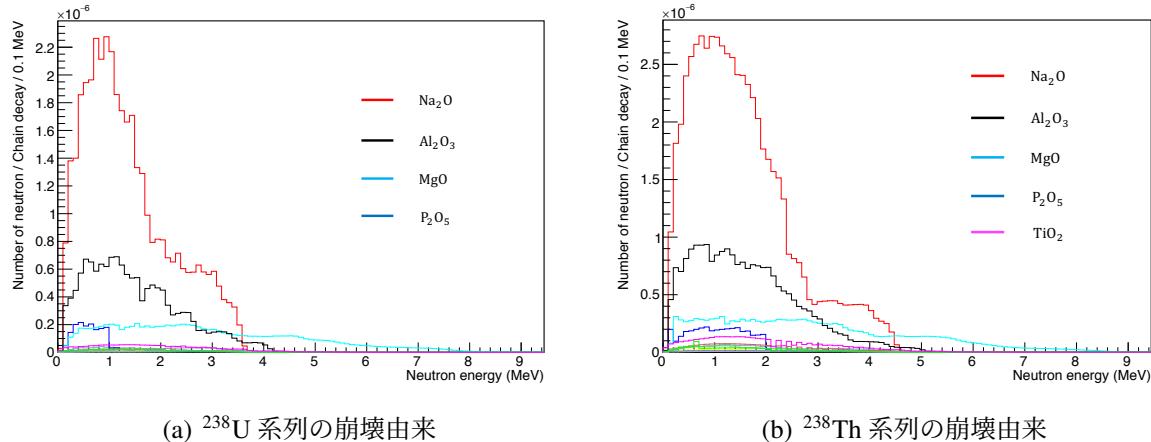


図 5.4: 各岩盤成分で生成される中性子のエネルギースペクトル

この結果から Na_2O や Al_2O_3 が (α, n) 反応に対する影響の大部分を占めていることが判明した。実際に、採取された 3 つの Sample と比べて Na_2O の含有量が多い JR-1 及び JR-3 のスペクトルや、3 つの Sample の中で Al_2O_3 の含有量が突出している Sample 1 のスペクトルにこれらの成分の影響が色濃く現れていることが確認できる。

以降のシミュレーションでは採取された岩石の割合を考慮して図 5.5 に示した Sample 1 のエネルギースペクトルを用いることとする。

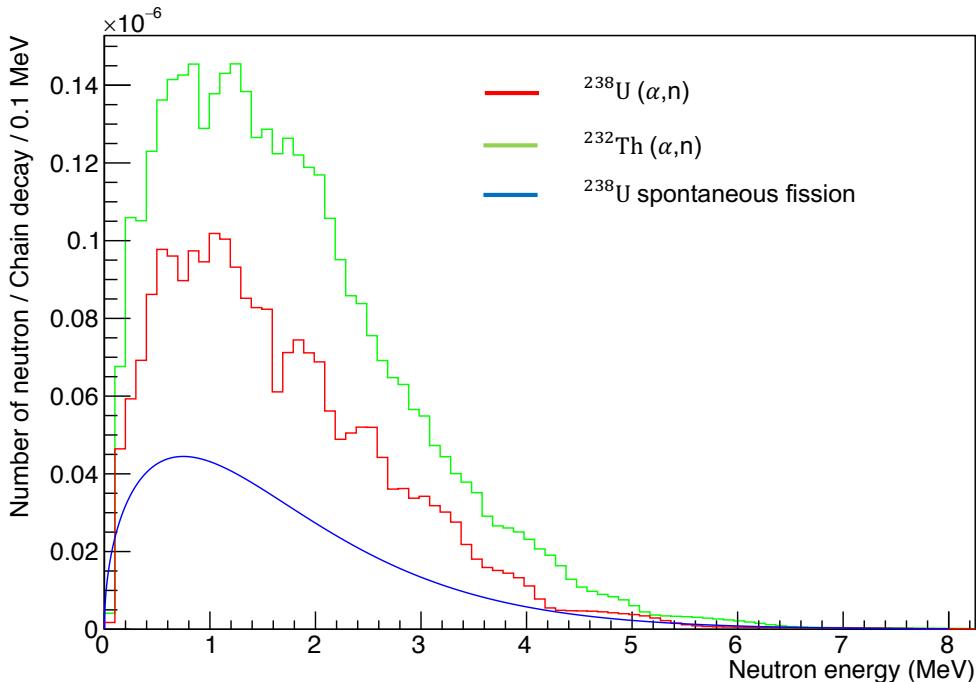


図 5.5: Sample 1 に対するウラン・トリウム系列由来の中性子

5.3 地下環境における中性子のエネルギースペクトル

Lab-B に輸送される環境中性子のエネルギースペクトルを仮定するため、Geant4 用いてシミュレーションを行った。シミュレーションでは図 5.6 に示したとおり、直径 1m の球を実験室に見立て、その周囲 2m を Sample 1 の重量比で構成した岩盤の球殻で囲んだ。

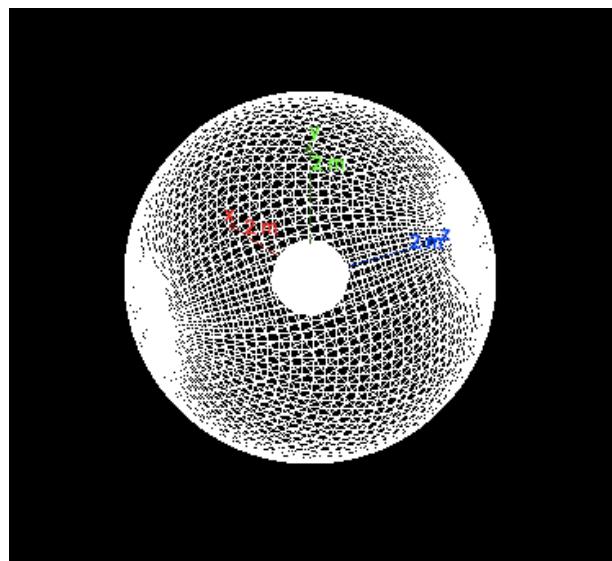


図 5.6: Geant4 で再現した岩盤と実験室

この岩盤球殼の内径から深さ 1m までの場所で図 5.5 のエネルギースペクトルに従った中性子を等方一様に発生させ、実験室に輸送された中性子のエネルギースペクトルを図 5.7 のように見積もった。

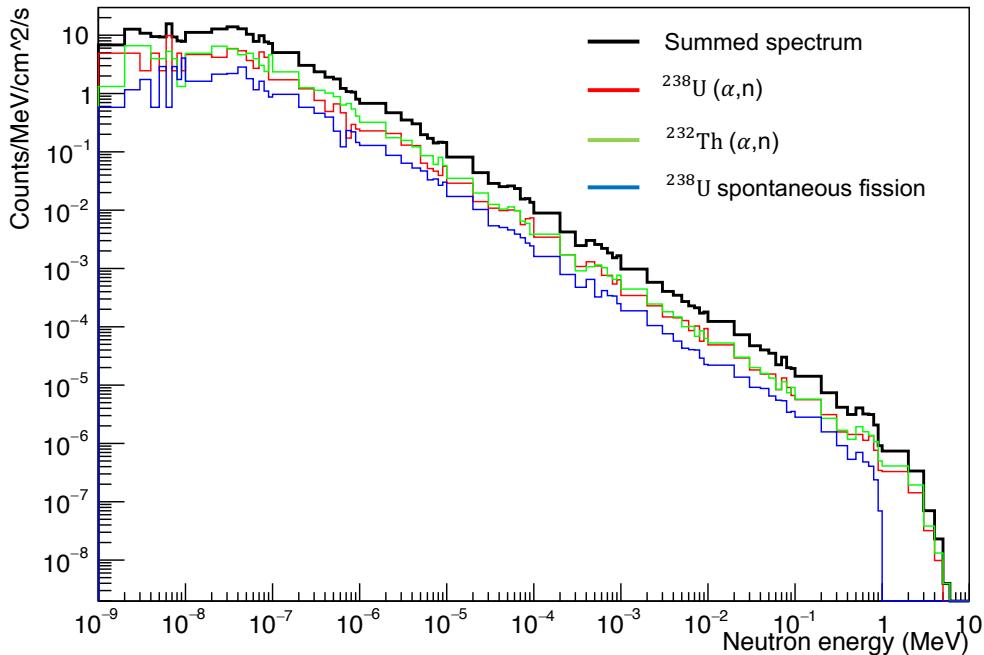


図 5.7: 実験室に輸送された環境中性子のエネルギースペクトル

ここで図 5.7 における縦軸は環境中性子のエネルギー、実験室の表面積、中性子を発生させた時間で規格化されている。中性子を発生させた時間は以下のようにして決定された。

表 5.2: 放射量と含有量の関係 (ppb:parts per billion)

	放射量	含有量
^{238}U	1Bq/kg	81 ppb gU/g
^{232}Th	1Bq/kg	246 ppb gTh/g

表 5.2 と 5.1.1 節の岩盤中のウラン・トリウム含有量を比較すると、各元素の単位質量あたりの放射量が求まり、Geant4 で中性子を発生させた岩盤球殼の質量を考慮することで放射量 Bq(=Decay/s) が決定する。NeuCBOT ではウラン・トリウム系列が崩壊する際に生成される中性子の個数 n/Decay が算出されているため、これにより単位時間当たりの中性子の生成量求めることができる。最後にシミュレーションにおいて発生させた中性子数をこの値で割ることで、中性子を発生させた時間を導出できる。

5.4 岩盤中の水素含有量

5.2.2 節では Sample 1 に水素を 3% 加えても、 (α, n) 反応によって生成される中性子のエネルギースペクトルには大きな影響がないことを確認した。ところが、同様にして Sample 1 に水素を 3% 加えた重量比の岩盤から実験室に輸送される中性子のエネルギースペクトルについて図 5.8 のように確かめると、実験室に輸送される中性子は水素による熱化の影響を大きく受けることが確認できた。

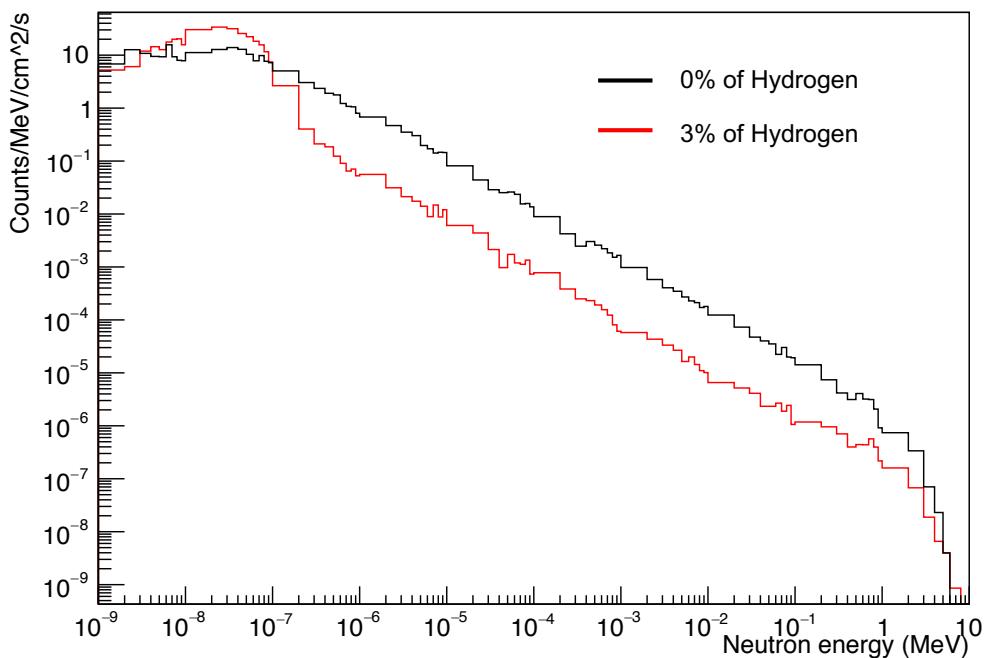


図 5.8: 岩盤中の水素含有量による環境中性子のエネルギースペクトルの変化

そこで、最も確からしい岩盤中の水素含有量を決定するために、シミュレーションにおける Setup A と Setup B のレートの比 $R_{A,G4}/R_{B,G4}$ を求め、表 5.3 に示した。

表 5.3: 岩盤中の水素含有量と測定レートの関係

% of Hydrogen	$R_{A,G4}/R_{B,G4}$
0	0.946
1	2.521
2	3.452
3	4.650

表 4.2 より実測における R_A/R_B は 3.817 と求まるため、これと最も近い 2% of Hydrogen を岩盤中の水素含有量と考え、図 5.9 のように実験室に輸送された中性子のエネルギースペクトルを見積もった。

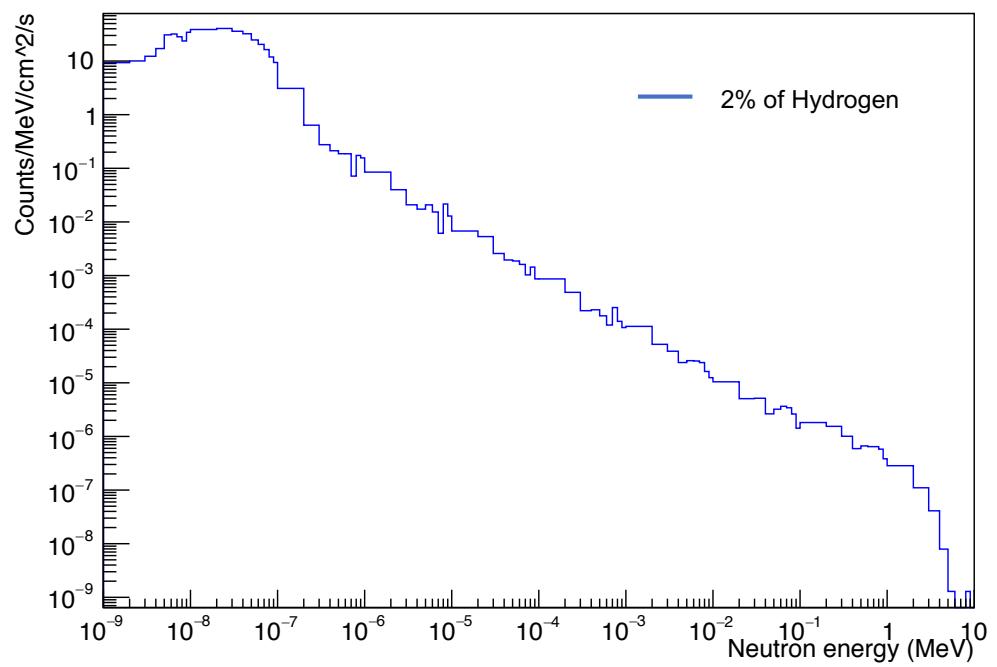


図 5.9: 測定レートの比 R_A/R_B を最もよく再現する環境中性子のエネルギースペクトル

5.5 フラックスの導出

図 5.9 のエネルギースペクトルより、神岡地下実験室 Lab-B に輸送される中性子フラックスは図 5.10 のようなスペクトル形になる。なお、図 5.10 のスペクトル形は非常に歪な形となっているが、これは横軸を対数でプロットしたことにより、1 bin あたりの幅が 1 枠毎に異なっているためである。

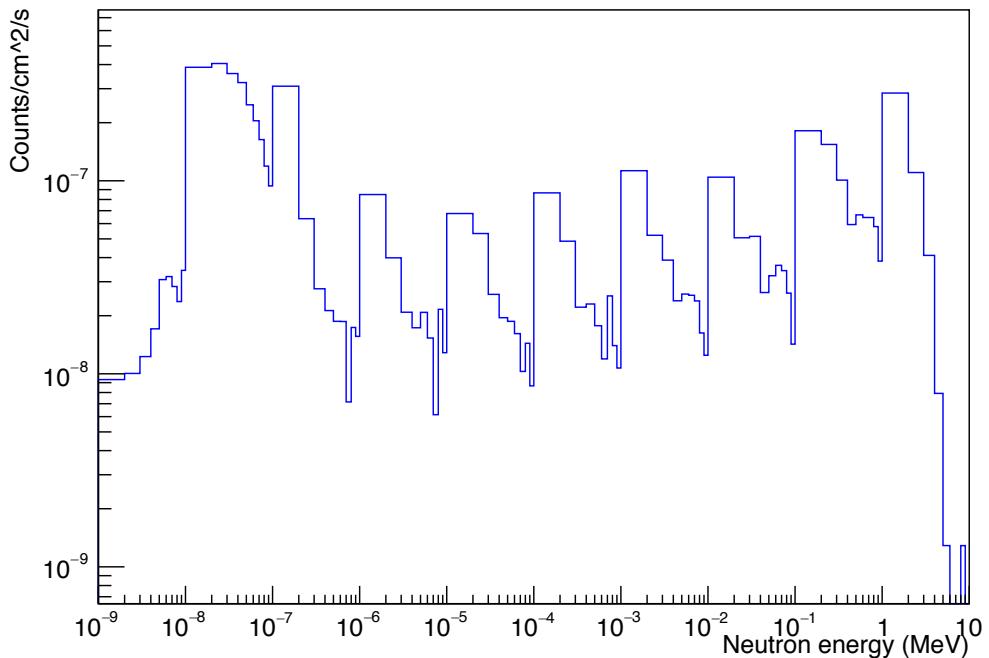


図 5.10: 神岡地下実験室 Lab-B に輸送された環境中性子のフラックス

図 5.10 のスペクトル形に従った中性子を実験室の球面から $\cos \theta$ で法線に対して重み付けを行って発生させた。この時の発生数 $N_{\text{G4,gen}}$ と実験室の球の断面積から実験室内におけるフルエンス ϕ_{G4} を次のように計算することができる。

$$\phi_{\text{G4}} = \frac{N_{\text{G4,gen}}}{\pi r^2} \quad (5.3)$$

このフルエンスと ${}^3\text{He}$ 比例計数管にヒットした中性子の総数 $N_{\text{G4,Det}}$ 及び実験における測定レート R を用いることで本実験におけるフラックス Φ が導出される。

$$\Phi = \frac{\phi_{\text{G4}}}{N_{\text{G4,Det}}} \times R \quad (5.4)$$

ここで、図 5.10 のスペクトル形に従った中性子を発生させた際に Setup A で期待される環境中性子測定数は図 5.11 のようになる。

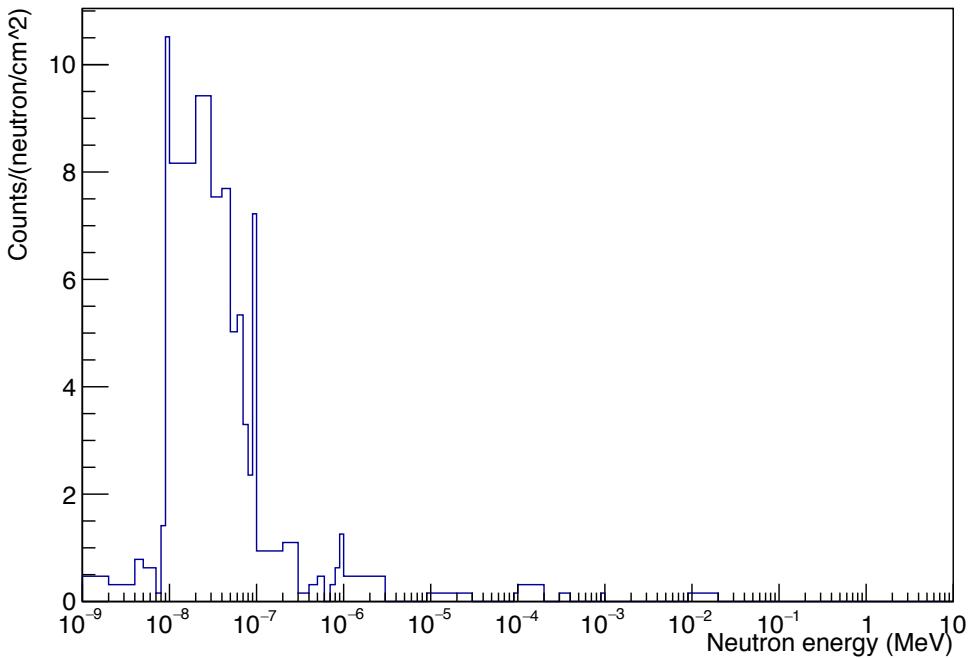


図 5.11: 神岡地下実験室 Lab-B において Setup A で期待される環境中性子測定数

図 5.10 より、地下環境における各エネルギー領域のフラックスの割合を求めた。更に、図 5.11 より Setup A の全検出数と 0.5 eV 以下の中性子の検出数の比から、実測における 0.5 eV 以下の中性子の測定レートを求めることができた(表 5.4)。

表 5.4: 各エネルギー領域における種々の割合

	< 0.5 eV	0.5 eV ~ 1 keV	1 keV ~ 1 MeV	$\geq 1 \text{ MeV}$	Total
$N_{\text{G4,Det}} (\%)$	93.45	6.15	0.40	0.0	100
$R_A (10^{-3} \text{ cps})$	1.445	0.095	0.006	0.000	1.546
$\Phi (\%)$	51.49	14.30	26.36	7.85	100

表 5.4 の値を式 5.4 に代入することで、エネルギーが 0.5 eV 以下の中性子のフラックス $\Phi_{<0.5\text{eV}}$ を算出した。この値を用いて、他のエネルギー領域のフラックスとの関係(表 5.4)を考慮することで、神岡地下実験室 Lab-B における環境中性子は表 5.5 のように求まった。

表 5.5: Lab-B における環境中性子フラックス

Energy range	Flux $\Phi (\times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})$
< 0.5 eV	10.06
0.5 eV ~ 1 keV	2.79
1 keV ~ 1 MeV	5.15
$\geq 1 \text{ MeV}$	1.53
Total	19.54

求めた環境中性子フラックスを図 5.9 と比較することで、神岡地下実験室 Lab-B における環境中性子のエネルギースペクトルを図 5.12 のように求めた。

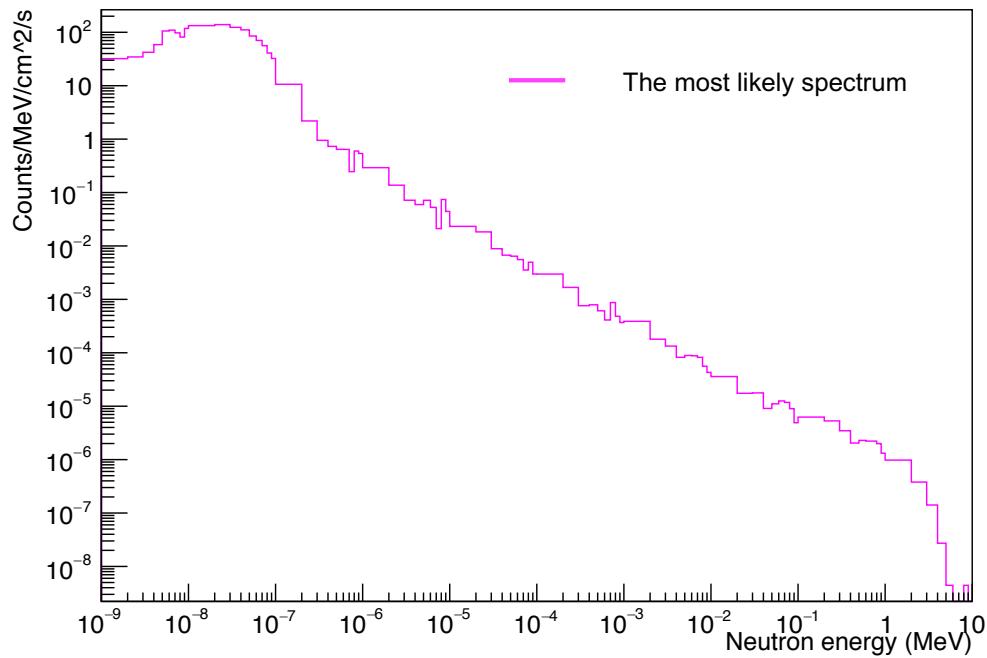


図 5.12: 測定結果を再現する Lab-B における環境中性子のエネルギースペクトル

第6章 考察

6.1 スペックシートとの比較

実験に使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管の熱中性子感度(表3.1)と $R_{A,<0.5\text{eV}}$ から、スペックシートによる熱中性子のフラックスは $\Phi_{\text{Spec},<0.5\text{eV}}=9.60 \times 10^{-6}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \pm 10\%$ と求まった。この値は表5.5の $\Phi_{<0.5\text{eV}}$ と比較して誤差の範囲内であるため、実験に使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管が期待通りの動作をしていることが確認できた。

6.2 岩盤中の水素含有量による影響

実験室に輸送される環境中性子のエネルギースペクトルを、岩盤中の水素含有量毎に図6.1にまとめた。

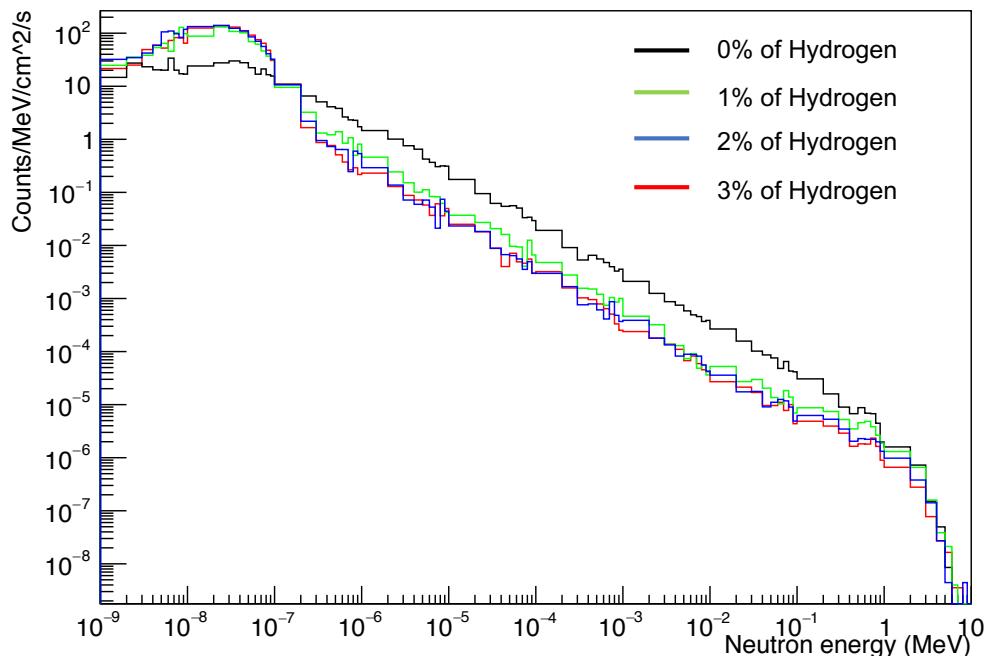


図 6.1: 岩盤中の水素含有量毎の環境中性子のエネルギースペクトル

ここから、水素含有量の増加に伴って中性子が熱化されて実験室に輸送されていることが確認できる。特に水素含有量0%から1%での変化が顕著である。このことは表5.3における $R_{A,\text{G4}}/R_{B,\text{G4}}$ が水素含有量の増加に比例していることからも確認できる。

更に、岩盤中の水素含有量毎の実験室における環境中性子フラックスを表 6.1 にまとめた。

表 6.1: 岩盤中の水素含有量による環境中性子フラックスの変化

	0 %	1 %	2 %	3 %
$\Phi_{<0.5\text{eV}}$	4.87	8.86	10.06	10.05
$\Phi_{0.5\text{eV} \sim 1\text{keV}}$	18.92	4.77	2.79	2.67
$\Phi_{1\text{keV} \sim 1\text{MeV}}$	25.23	7.55	5.15	4.32
$\Phi_{\geq 1\text{MeV}}$	2.53	2.20	1.53	1.07
Φ_{Total}	51.56	23.39	19.54	18.10

以上より、地下実験室における環境中性子のフラックスは、岩盤中の水素含有量の増加に伴って減少し、熱中性子の占める割合が大きくなることが分かった。

6.3 先行研究との比較

先行研究 [4] で求められた神岡地下実験室 Lab-B の環境中性子フラックス及び、水素含有量によるトータルフラックスの変化を表 6.2 と表 6.3 に示した。

表 6.2: 先行研究 [4] で求められた Lab-B における環境中性子フラックス

Energy range	Flux $\Phi(\times 10^{-6}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$
< 0.5 eV	7.88
0.5 eV ~ 1 keV	3.11
1 keV ~ 1 MeV	8.65
$\geq 1 \text{MeV}$	3.88
Total	23.52

表 6.3: 先行研究 [4] での水素含有量による環境中性子フラックスの変化

% of Hydrogen	0	1	2	3	4	5	6	7
Φ_{Total}	43.63	28.50	24.80	23.52	21.81	21.81	21.67	21.26

先行研究 [4] では、測定レートの比を最もよく再現するのは岩盤中の水素含有量が 3% の時であると考察されていた。本論文で求めた結果では 2% が測定レートの比を最もよく再現しており、岩盤中の水素含有量は測定時期によって変化していると考えられる。

また、先行研究 [4] では表 6.4 のように誤差が評価された。本研究ではこれに加えて、用いた岩盤の重量比や Geant4 の Version(先行研究 [4] : 10.3.3、本研究 : 10.7)、Geant4 の Physics(本研究では ^3He 比例計数管の Active Length を考慮) が先行研究 [4] と異なる。こ

これらを考慮すると、本研究で求めた環境中性子フラックス(表5.5)は、先行研究で求められたフラックス(表6.2)と比較して誤差の範囲内で一致していると考えられる。

表6.4: 先行研究[4]で評価された環境中性子フラックスの誤差

誤差の要因	値(%)	
測定の統計誤差	± 2.8	
測定の系統誤差	+3.0	-2.5
スペクトル形の誤差	+5.4	-7.2
検出器シミュレーションの誤差	+5.1	-4.7
合計	+8.5	-9.4

6.4 神岡坑内の水分量との相関

神岡坑内の水分量と環境中性子フラックスの相関に関して、国立天文台の鷺見氏との共同研究が進行中である。本論文では、岩盤中の水素含有量を一定の値として環境中性子フラックスを導出したが、実際には降水量の変化や春にかけての雪解けによって神岡地下実験室周囲の岩盤の水素含有量は変化することが予測される。6.2節、6.3節でも考察した通り、測定時期による岩盤中の水素含有量の変化は環境中性子フラックスの測定に大きな影響を及ぼす。

この議論は、神岡坑内における水分量の定量的な評価と、熱中性子及び高速中性子に感度を持った2台の³He比例計数管による同時測定によって可能となる。現在、共同研究に向けての準備が進んでおり、来年度以降の測定を目指している。

第7章 結論

本論文では2台の³He 比例計数管を用いた測定による神岡地下実験室における環境中性子フラックスの導出についてを論じた。本研究で求めた神岡地下実験室 Lab-B における環境中性子フラックスは、先行研究 [4] と誤差の範囲内で一致した。NeuCBOT を用いたウラン・トリウム系列由来の (α, n) 反応についてのシミュレーションでは、岩盤を構成する元素ごとの中性子生成数の差異を明らかにした。これは、地下環境における周囲の岩盤の元素構成比が岩盤中の (α, n) 反応で生成される中性子のエネルギースペクトルに大きく関わることを裏付け、多地点での環境中性子測定が重要であることを示唆している。また、熱中性子及び高速中性子に感度を持った2台の³He 比例計数管による同時測定によって、神岡地下実験室 Lab-B の環境中性子フラックスを測定した。

今後は、様々な場所で環境中性子フラックスの測定を行い、環境中性子フラックスにサイト依存性がないかの調査を行う。また、神岡地下実験室の岩盤内の水分量変化との相関の調査も重要となる。本研究で開発した小型化したデータ収集系が今後の神岡地下実験室での多地点同時観測において役に立つ。

付録A プリアンプの作成

複数台のプリアンプが必要となった際の低成本での量産を目的として、電子回路シミュレータである LTspice[9] を用いたシミュレーションを行い、Texas Instruments 社のオペアンプ LF356 を用いたプリアンプ回路の作成を試みた。新型コロナウイルスによる自粛期間の影響もあり、最終的には2台のプリアンプを購入して実験を行なったが、作成過程における回路についての理解を以下にまとめた。

A.1 増幅回路

2.3.1 節で述べたように、比例計数管からの信号は非常に微弱なため、信号として読み取るために増幅する必要がある。従ってプリアンプには基本的に電荷増幅回路及び反転増幅回路が内蔵されている。

A.1.1 電荷増幅回路

光電子増倍管や比例計数管等、多くの放射線検出器は電流出力であるため、電荷増幅回路を用いて電荷量を積分し、電圧に変換して測定を行っている。

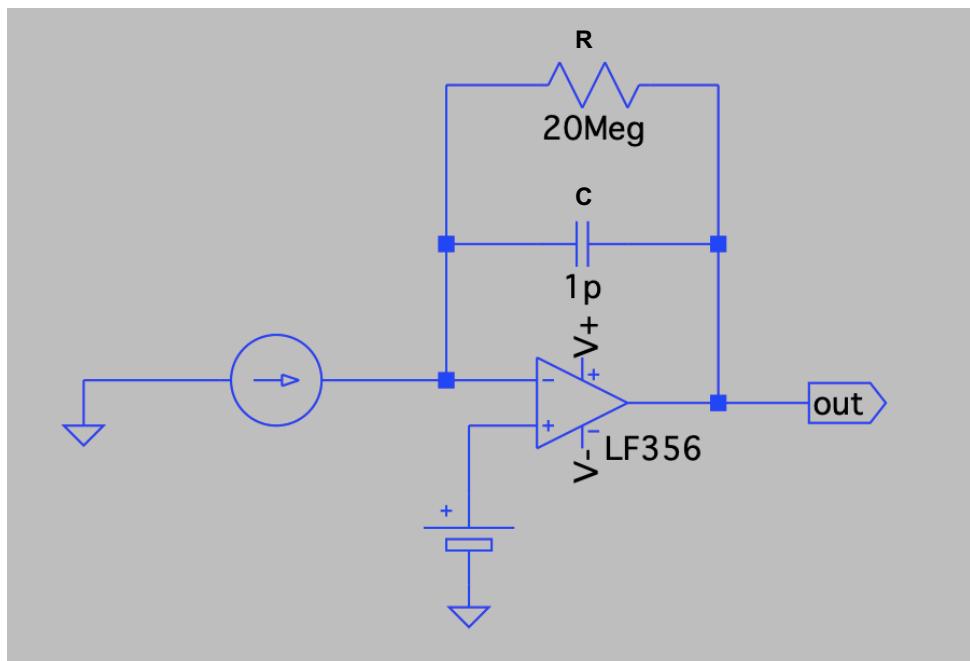


図 A.1: LTspice における電荷増幅回路

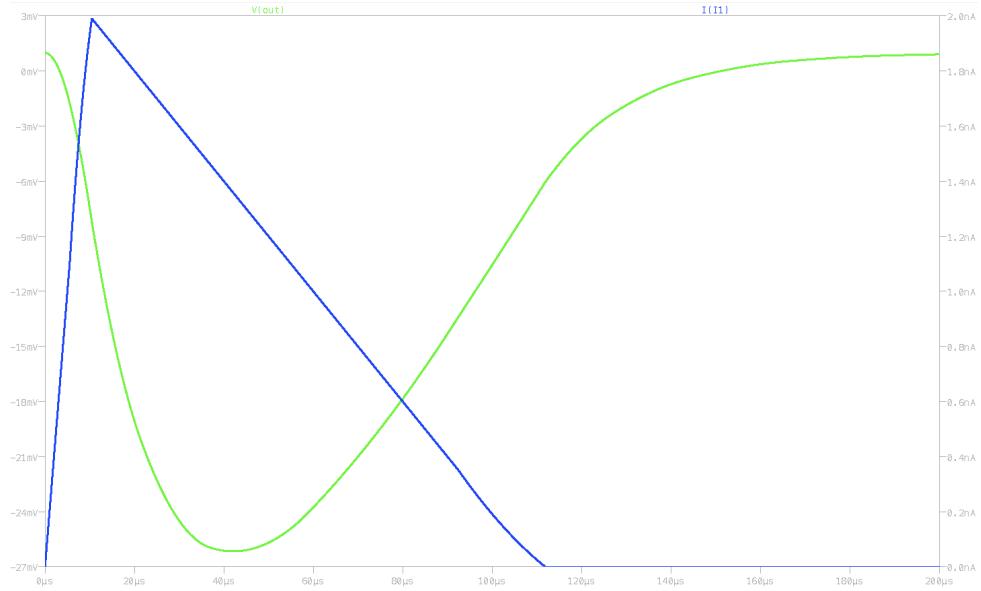


図 A.2: 電荷増幅回路の入出力波形 (青: 入力電流 緑: 出力電圧)

電荷増幅回路における出力電圧は

$$V = -\frac{Q}{C} \quad (\text{A.1})$$

ただし、これだけだと電荷入力毎に電圧が加算されてしまうため、抵抗を並列に繋いで時定数 $\tau = C \cdot R$ で放電することで、イベント毎にリセットする必要がある。

A.1.2 反転増幅回路

反転増幅回路は入力電圧の極性を逆転して増幅するもので、増幅回路の中で最も一般的なものである。

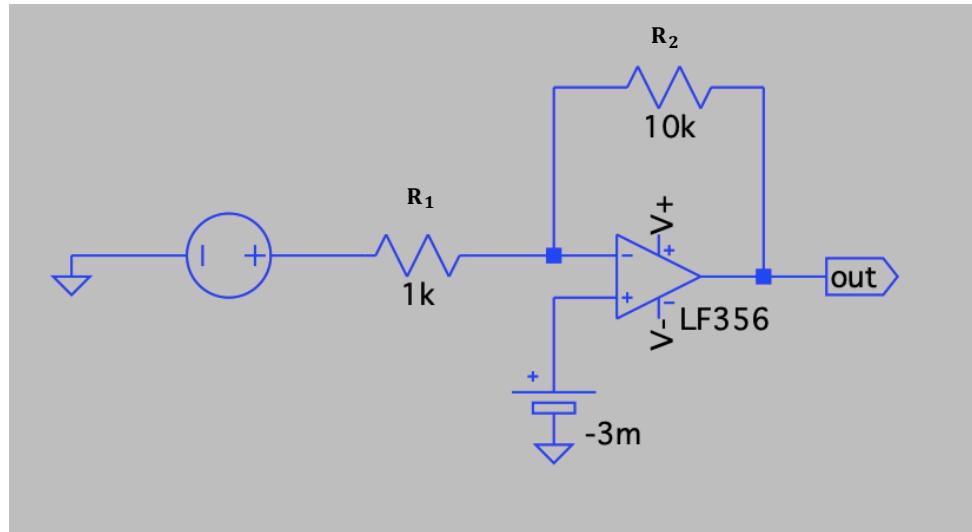


図 A.3: LTspice における反転増幅回路

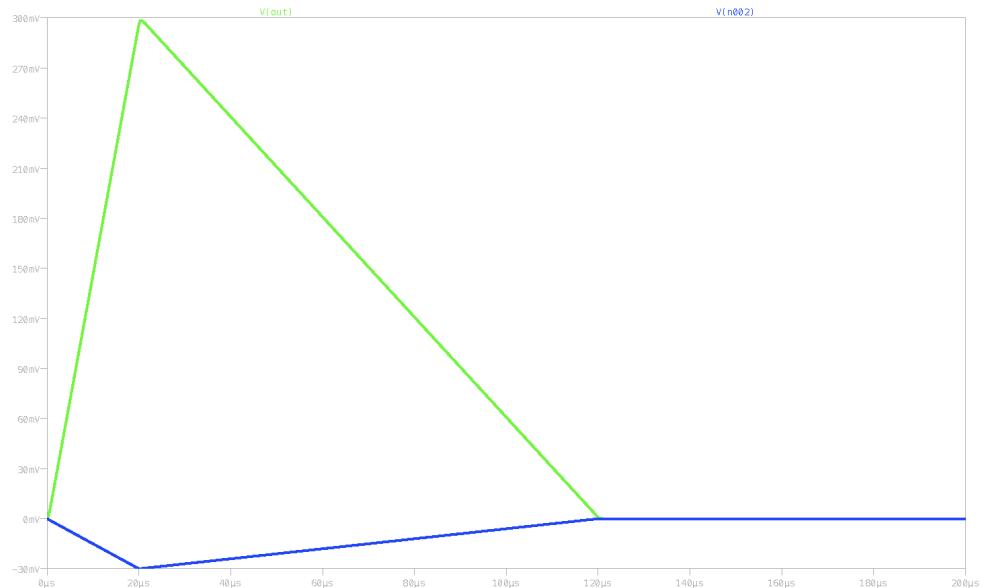


図 A.4: 反転増幅回路の入出力波形 (青: 入力電圧 緑: 出力電圧)

反転増幅回路における出力電圧は以下の式で決まる。

$$V_{\text{out}} = -\frac{R_2}{R_1} V_{\text{in}} + \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) V_{\text{io}} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 V_{io} はオフセット電圧を示しており、この値はオペアンプの種類によって異なる。オフセット電圧が残っていると出力波形全体が上下にずれてしまうため、オフセット電圧の補正を行うことがある場合もある。

A.2 波形整形

放射線線源を用いた際等、非常に高いレートでパルスが連続すると、1つのパルスが落ちきる前に次のパルスが現れて重なってしまうことがある(パイルアップ)。また、実際に測定を行う際にはケーブルや他の測定機器からの電気ノイズが現れる。こうした波形情報の損失を防ぐために検出器からの波形の整形やノイズの軽減を行う必要があり、代表的なものとして CR 整形と RC 整形を用いることが多い。2.3.3 節で述べた通り、比例計数管からの信号は $\sim 10 \mu\text{s}$ で一気に最大波高の半分まで達した後、 $\sim 10 \text{ ms}$ の最大波高までゆるやかに上昇していくため、ここではステップ入力と仮定して考える。

A.2.1 CR 整形回路

CR 整形回路は微分回路の役割を果たす。

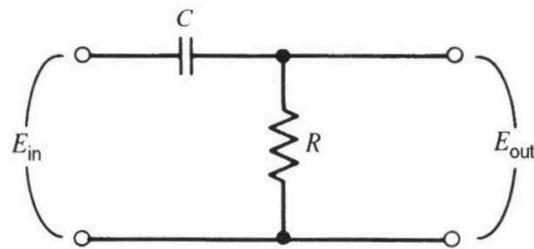


図 A.5: CR 整形回路 [1]

入出力電圧の関係は

$$E_{in} = \frac{Q}{C} + E_{out} \quad (\text{A.3})$$

これを時間積分することで

$$\frac{dE_{in}}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} + \frac{dE_{out}}{dt} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dE_{in}}{dt} = \frac{1}{C} i + \frac{dE_{out}}{dt} \quad (\text{A.5})$$

$E_{\text{out}} = iR$ であり、両辺に時定数 $\tau = RC$ をかけると

$$E_{\text{out}} + \tau \frac{dE_{\text{out}}}{dt} = \tau \frac{dE_{\text{in}}}{dt} \quad (\text{A.6})$$

ここで、時定数が入力パルスの時間幅に対して十分に小さい場合は式 A.6 の左辺第 2 項を無視するため、入力波形の時間微分を出力する微分回路となる。

$$E_{\text{out}} \cong \tau \frac{dE_{\text{in}}}{dt} \quad (\text{A.7})$$

一方で、時定数が入力パルスの時間幅に対して十分に大きい場合は式 A.6 の左辺第 1 項を無視するため

$$\tau \frac{dE_{\text{out}}}{dt} \cong \tau \frac{dE_{\text{in}}}{dt} \quad (\text{A.8})$$

$$E_{\text{out}} \cong E_{\text{in}} \quad (\text{A.9})$$

従ってステップ入力

$$E_{\text{in}} = \begin{cases} E & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

に対する出力は

$$E_{\text{out}} = E e^{-t/\tau} \quad (\text{A.11})$$

即ち、ステップ入力における速い立ち上がり部分は(時定数が立ち上がり時間と比べて小さくないため)そのまま通過させるが、長いテイル部分は微分によって除かれることとなる。

以上を踏まえて、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管からの信号を再現した波形を CR 整形回路に入力した結果が図 A.6 である。

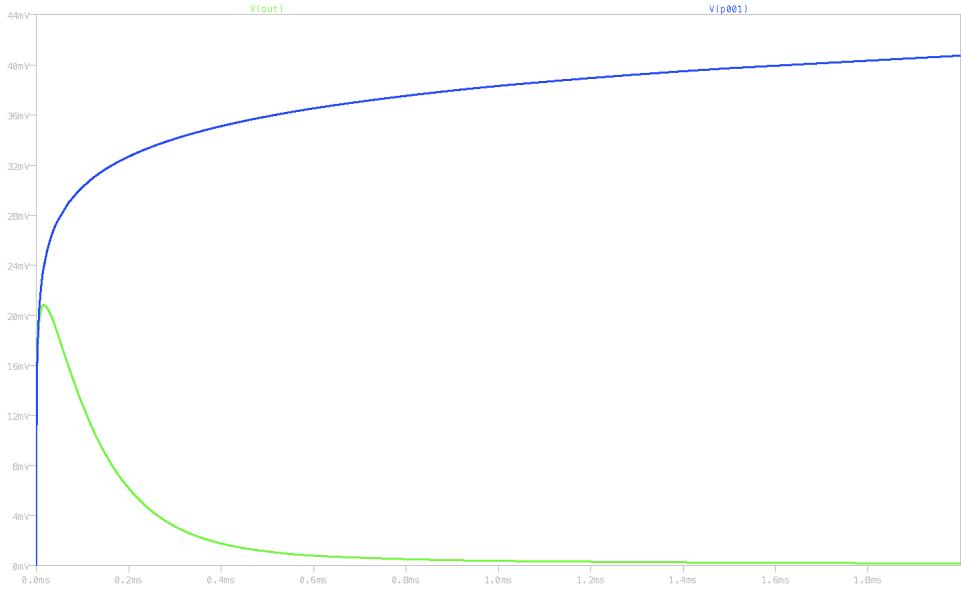


図 A.6: CR 整形回路における入出力波形 (青: 入力電圧 緑: 出力電圧)

A.2.2 RC 整形回路

RC 整形回路は積分回路の役割を果たす。

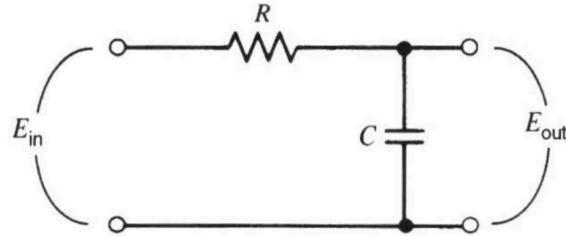


図 A.7: RC 整形回路 [1]

入出力電圧の関係は

$$E_{in} = iR + E_{out} \quad (\text{A.12})$$

キャパシタの充電あるいは放電率 $i = C(dE_{out}/dt)$ 、時定数 $\tau = RC$ を用いると

$$E_{in} = \tau \frac{dE_{out}}{dt} + E_{out} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{dE_{out}}{dt} + \frac{1}{\tau} E_{out} = \frac{1}{\tau} E_{in} \quad (\text{A.14})$$

ここで、時定数が入力パルスの時間幅に対して十分に大きい場合は式 A.14 の左辺第 2 項を無視するため、入力波形を積分して出力する積分回路となる。

$$\frac{dE_{\text{out}}}{dt} \cong \frac{1}{\tau} E_{\text{in}} \quad (\text{A.15})$$

$$E_{\text{out}} \cong \frac{1}{\tau} \int E_{\text{in}} dt \quad (\text{A.16})$$

一方で、時定数が入力パルスの時間幅に対して十分に小さい場合は式 A.14 の左辺第 1 項を無視するため

$$\frac{1}{\tau} E_{\text{out}} \cong \frac{1}{\tau} E_{\text{in}} \quad (\text{A.17})$$

$$E_{\text{out}} \cong dE_{\text{in}} \quad (\text{A.18})$$

CR 回路と同様に、ステップ入力

$$E_{\text{in}} = \begin{cases} E & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

に対する出力は

$$E_{\text{out}} = E(1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.20})$$

即ち、ステップ入力における速い立ち上がり部分は(時定数が立ち上がり時間と比べて小さくないため)除かれるが、徐々に積分によって限界値 E まで増加することとなる。

以上を踏まえて、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管からの信号を再現した波形を RC 整形回路に入力した結果が図 A.8 である。

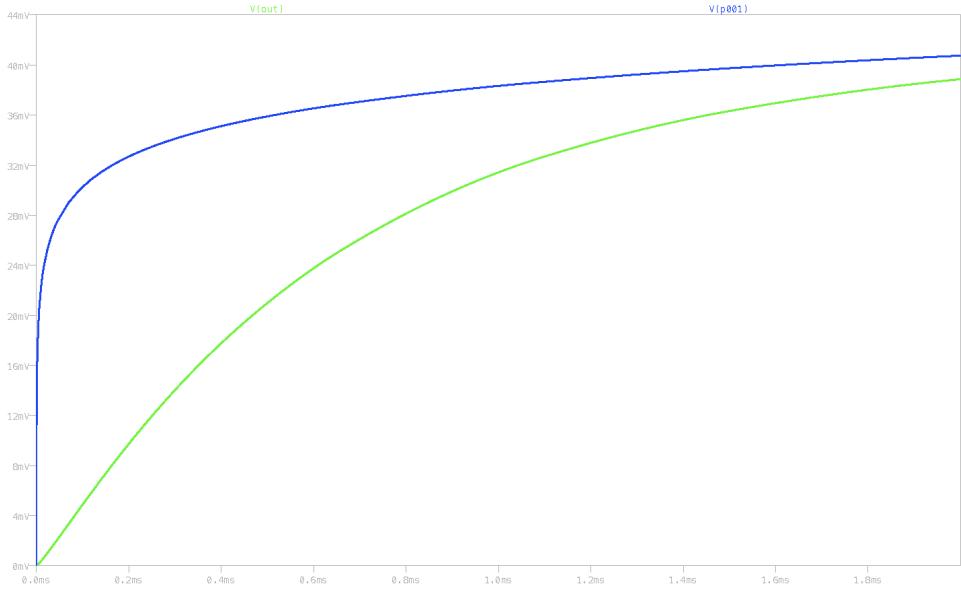


図 A.8: RC 整形回路における入出力波形 (青: 入力電圧 緑: 出力電圧)

A.2.3 CR-RC 整形回路

CR 整形回路や RC 整形回路は、これらを組み合わせた CR-RC 整形回路として組み込まれることが多い。これにより、低周波と高周波双方のノイズの軽減や波形情報(波高の最大値等)の保持が可能となる。

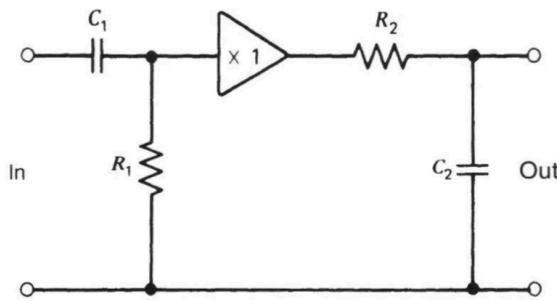


図 A.9: CR-RC 整形回路 [1]

CR 整形回路における時定数を τ_1 、RC 整形回路における時定数を τ_2 とすると $t = 0$ におけるステップ入力に対する応答の一般解は

$$E_{\text{out}} = \frac{E\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \quad (\text{A.21})$$

となり、種々の時定数の組み合わせに対する応答は図 A.10 のようになる。従って、各整形回路の時定数を調節することで、測定の目的に沿った波形を出力することが可能である。

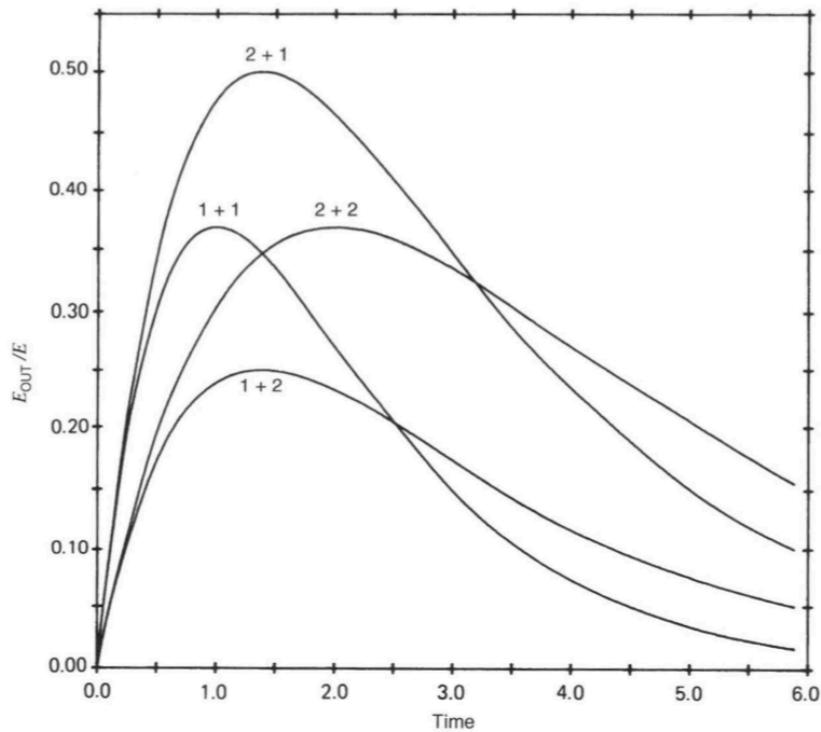


図 A.10: 時刻 0 に波高 E のステップ入力を印加した際の CR-RC 回路の応答 ($\tau_1 + \tau_2$)
横軸の時間と時定数のスケールの単位は同等 [1]

A.3 その他の要素

HV との接続

オペアンプは比例計数管に高電圧をかける際の中継機器としての役割も果たすため、設計する際には高電圧を印加する回路と增幅回路部分をコンデンサで分断する必要がある。

オフセット電圧の補正

オフセット電圧とはオペアンプの両極端子間の電圧差が 0 V であるにも関わらず出力されてしまう電圧のことである。これはオペアンプの製造段階における内部のトランジスタのばらつきによるものなので、オペアンプの種類や個体ごとに異なる値を示す。オフセット電圧の逆電圧をオペアンプにかけることが最も単純な補正の方法である。

ポールゼロ補償

CR-RC 回路等によって整形された減衰時間の短いパルス波形では、減衰部分がアンダーシュートしてしまうことがある。この現象は、CR 整形回路に抵抗を並列接続することでキャンセルすることが可能であり、これをポールゼロ補償と呼ぶ。

バイパスコンデンサ

オペアンプへ電源電圧を供給する際に乗ってしまう電源の低周波ノイズをキャンセルするため、電源電圧とオペアンプ間に挿入する高容量のコンデンサのことを特にバイパスコンデンサと呼ぶ。

A.4 回路の作成

以上の要素を踏まえて図 A.11 のような回路の作成を予定していた。

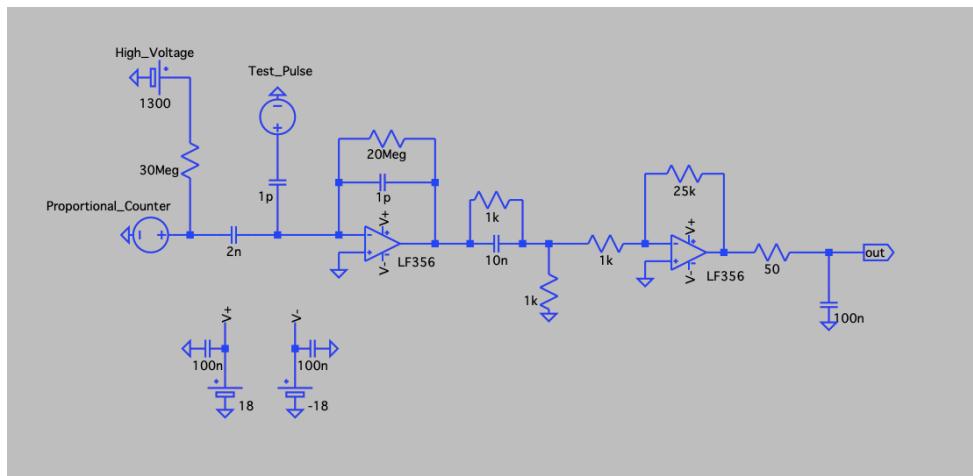


図 A.11: 作成を予定していた回路

この回路には理論上プリアンプに必要な構造が全て揃っているが、実際に作成する際は基盤や外箱とのサイズや相性、用意できる接続機器や部品などこの他にも考慮すべき点が多く存在するため、さらなる改良が必要になると予想される。

付録B Watt Spectrum

ウランやトリウム等の非常に重たい元素は外部からのエネルギーを受けることなく自然に核分裂がある。これを自発核分裂と呼び、この際放出されるエネルギー E' の中性子は式 B.1 の Watt Spectrum[5] に従って決定される。

$$W(a, b, E') = Ce^{-aE'} \sinh(\sqrt{bE'}) \quad (\text{B.1})$$

ここで C は式 B.2 のように定義されている。

$$C = \sqrt{\pi \frac{b}{4a}} \frac{e^{\frac{b}{4a}}}{a} \quad (\text{B.2})$$

また、係数 a, b は同位体毎に異なる値を持つ。

本論文で計算した ^{238}U の各係数及び自発核分裂時に放出される中性子数 $\bar{\nu}$ を表 B.1 にまとめた。

表 B.1: Watt Spectrum における ^{238}U の各係数

$a (\text{MeV}^{-1})$	1.54245
$b (\text{MeV}^{-1})$	6.81057
$\bar{\nu}$	2.01

謝辞

本論文の執筆にあたっては、多くの方にご指導ご協力していただきました。

南野准教授には研究室配属されてから今日まで実験の内容から進め方等、多くのことを指導していただきました。佐々木教授には素粒子物理学の理論に関して熱心に教えていただきました。秘書の山田さんには出張や書類提出の度に大変お世話になりました。

博士課程のジョジョさん、卒業された浅田さんと岡本さんには研究に対するアドバイスを数多くいただきました。同期の片山さん、谷原君、山本君。後輩の儀間さん、栗田君、佐野君、和田君とは、研究に関する議論や息抜きの雑談等、多くの言葉を交わしていました。

東京大学宇宙線研究所の小林様には本実験において必要不可欠な³He 比例計数管を快く貸していただき、神岡での測定において多くの助言をしていただきました。大阪大学の梅原様、東京大学宇宙線研究所の竹田様には中性子線源やボロンシートの貸し出し及び使用方法の説明をして頂きました。神戸大学の身内様と水越様には³He 比例計数管の測定に関して数多くの助言及びサポートをしていただきました。早稲田大学の田中様と木村さん、小津君には学士の頃より共同で実験を行い、大変お世話になりました。国立天文台の鷺見様には神岡における水分量について様々なことを教えていただきました。上記の方々を含め、中性子測定コンソーシアムの皆様には神岡に出向いた際や発表の折に多くの助言をいただきました。

多くの方々の支えによって本研究を完遂することができました。ここに改めて感謝を申し上げます。

最後に、私の判断を常に尊重し 24 年間支えてくれた両親と、多くの時間を共有した全ての友人にこの場を借りて深く感謝を申し上げます。3 年間の研究活動で培った能力とマインドを今後の社会人生活で活かしていきたいと思います。

参考文献

- [1] Glenn F. Knoll (2010). *Radiation Detection and Measurement*, 4th edition. Wiley.
- [2] Keiichi SHIBATA et al. Jendl-4.0: A new library for nuclear science and engineering. Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 48, No. 1, pp.1-30, 2011.
- [3] 今井一雄 (2017). 「Raspberry Pi Zero による IoT 入門」. コロナ社.
- [4] 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.
- [5] J. M. Verbeke, C. Hagmann, and D. Wright. Simulation of neutron and gamma ray emission from fission and photofission. UCRL-AR-228518, 2014.
- [6] 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)
- [7] S. Westerdale and P.D. Meyers. Radiogenic neutron yield calculations for low-background experiments. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 875, No. Supplement C, pp. 57-64, 2017.
- [8] Geant4 A simulation tool kit (2020). Book For Application Developers Release 10.7. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForApplicationDevelopers.pdf>, (accessed 2021-1-20)
- [9] 渋谷道雄 (2019). 「回路シミュレータ LTSpice で学ぶ電子回路(第3版)」. オーム社.
- [10] Paul Horowitz, Winfield Hill (2015). *The Art of Electronics*. Cambridge University Press.