

神岡地下実験室における³He 比例計数管による環境中性子測定

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報学科 物理工学 EP
南野研究室
学籍番号 1864009
天内 昭吾

2022年2月15日

概要

ニュートリノ実験や暗黒物質の直接探索実験等の宇宙素粒子実験では、信号事象の背景事象となりえる宇宙線の影響を小さくするために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、信号事象に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、環境中性子は主要な背景事象の一つである。そのため、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 比例係数管を二台用いて神岡地下実験室の運動エネルギーが 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の同時測定を行った。また地下実験室での主な中性子発生源である岩盤中のウランやトリウムといった放射性不純物から発生するアルファ線と岩盤物質との (α, n) 反応で生成される中性子のエネルギースペクトルをシミュレーションにより予想した。

目次

1	環境中性子	5
1.1	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	5
1.1.1	二重ベータ崩壊	5
1.1.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験	5
1.2	中性子の性質	6
1.2.1	中性子の種類	6
1.2.2	中性子の相互作用	6
1.2.3	地下環境における環境中性子	6
2	^3He 比例計数管	7
2.1	^3He 比例計数管の測定原理	7
2.2	出力パルスの波高	9
2.3	出力パルスの時間特性	11
2.4	エネルギースペクトル	12
3	実験準備	14
3.1	データ収集	14
3.1.1	Raspberry Pi	14
3.1.2	Analog Discovery 2	14
3.1.3	測定データのバックアップ	14
3.2	実験のセットアップ	16
3.3	高速中性子の測定	16
3.4	実験セットアップ	18
4	中性子の測定	20
4.1	中性子信号の記録	20
4.2	壁際効果の確認	21
4.3	環境中性子測定	21
5	シミュレーション	23
5.1	環境中性子の生成源	23
5.1.1	ウラン・トリウム系列由来の中性子	23
5.1.2	宇宙線ミューオン由来の中性子	23
5.2	神岡坑内の岩盤成分	23
5.3	NeuCBOT	24
5.4	岩盤から生成する中性子	25
6	考察と展望	27

1 環境中性子

地下宇宙素粒子実験における背景事象についての理解は重要であり、環境中性子は KamLAND-Zen 実験や CANDLES 実験等のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索において主要な背景事象となりえる。

1.1 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノはニュートリノ振動から質量の存在が確認されたが、質量はわかっていない。世界各国でニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の観測によりニュートリノ質量の絶対値を求める実験が行われているが、未だ発見されていない。

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 つの陽子に変化し、電子と反電子ニュートリノが 2 つづつ生成される現象 ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) で、これは標準理論で予想されている。ニュートリノが粒子とその反粒子が同じであるという性質（マヨラナ性）を持つ場合は、崩壊時にニュートリノを伴わない反応 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) が起こりうる。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 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。この候補となる核種を表 1 に示す。

表 1: 二重ベータ崩壊の候補になる核種と崩壊時の Q 値 [1]

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

$0\nu\beta\beta$ 崩壊においては $2\nu\beta\beta$ 崩壊と異なり、Q 値のエネルギーが 2 つの電子のみに付与されるため、電子のスペクトルは連続ではなく単スペクトルとなる。これを精度良く観測することで $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索することになるが、この Q 値付近の背景事象を除去する必要がある。

表 1 の通り、Q 値の大きい ^{48}Ca を用いれば、地下環境における典型的な背景事象である ^{48}Ti 由来の γ 線 (2.61 MeV) を無視することができる。一方で、環境中性子は岩盤や検出器と (n,γ) 反応をおこして ^{48}Ca の Q 値に近い γ 線を放出するため、 $0\nu\beta\beta$ 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

中性子はそれぞれがもつ運動エネルギーで区別される。今回測定するのは運動エネルギーが 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である。

熱中性子は先述したように (n,γ) 反応から放出される γ 線が $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において主要な背景事象となる。また、高速中性子は暗黒物質の直接探索実験において、暗黒物質と標的原子核との弾性散乱事象と高速中性子の弾性散乱反応とを区別することが困難なため、背景事象となりえる。

1.2.2 中性子の相互作用

中性子は電荷を持たないため、測定は入射した中性子が検出器内の原子核と相互作用して発生された荷電粒子を観測することで間接的に測定する。そのため、検出器の標的原子核により、測定できる中性子のエネルギー領域が異なる。例えば、本テーマでは使用しなかったが、有機液体シンチレータは水素を標的原子核に持っており、高速中性子に高い感度を持つ。また、今回使用した ^3He 比例計数管は ^3He を標的原子核としてもち、熱中性子に高い感度をもつ。

1.2.3 地下環境における環境中性子

地下環境においては、地下実験室岩盤におけるウラン・トリウム系列の放射線物質の崩壊により放射される 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。また、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が、神岡地下環境においては宇宙線ミューオンフラックスは地表の $1/10^5$ となる [7]。そのため、神岡地下環境における宇宙線ミューオン由来の中性子の生成量は、岩盤中のウラン・トリウム系列崩壊由來の α 粒子が起こす (α,n) 反応の生成量の $1/100$ 以下 [4] である、 (α,n) 反応で生成された中性子が環境中性子スペクトルにおいて支配的である。

2 ${}^3\text{He}$ 比例計数管

2.1 ${}^3\text{He}$ 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一つであり、 ${}^3\text{He}(n,p)$ 反応の熱中性子断面積が 5330 barn と大きい（図 1）という利点がある。ここで、1 barn = 10^{-28}m^2 である。

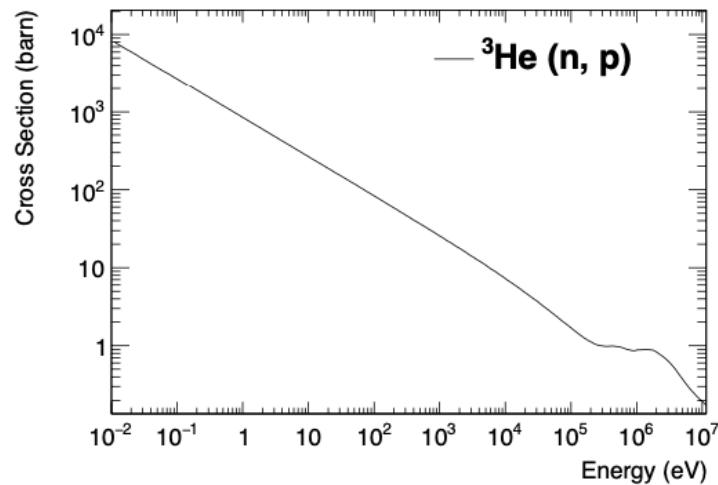


図 1: 中性子エネルギーに対する ${}^3\text{He}$ ガスの反応断面積 [2]

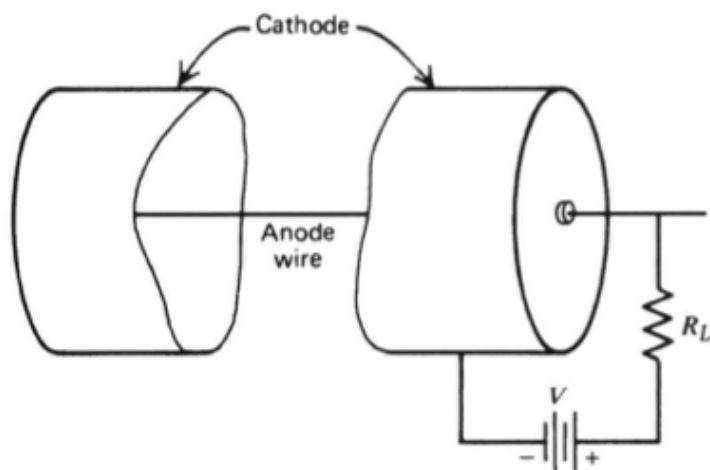


図 2: 比例計数管内の略図 [3]

${}^3\text{He}$ 比例計数管の形状(図2)は中心にアノードワイヤが張られ、ワイヤが陽極の役割を、円筒状の ${}^3\text{He}$ ガスが封入されている容器が陰極の役割を果たしている。容器中の ${}^3\text{He}$ ガスは、入射中性子と(1)式の(n,p)反応をする。



アノードワイヤに高電圧をかけることにより、形成された陽子とトリチウムによって以下の流れでパルスが生成される(図3)。

- (a) 生成されたQ値のエネルギーが付加された陽子とトリチウムが ${}^3\text{He}$ ガスを電離(ns程度)。
- (b) 電離されて生じた電子がアノードワイヤに向かって流動(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、生成された数百～数千の電子が陽極線に吸収される(μs以下)。
- (e) 電子なだれにより生成された陽イオンは印加された電圧により陰極(比例計数管円筒部)に向かって移動し、電荷の偏りが出力パルス波高に寄与する。(μs程度)

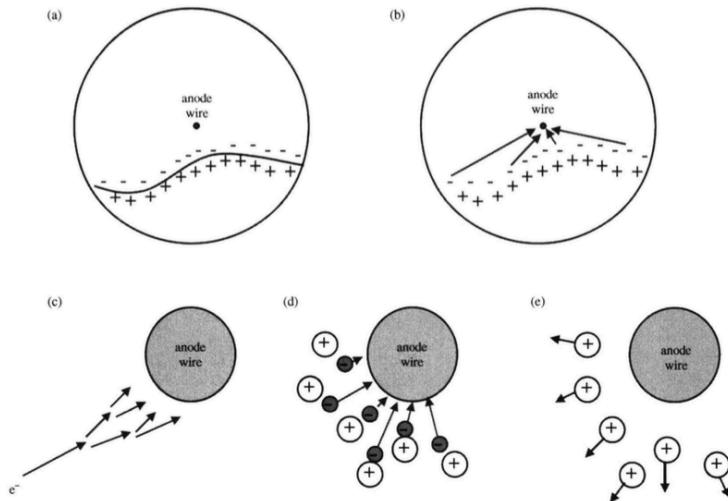


図3: 比例計数管内のパルス生成の流れ [3]

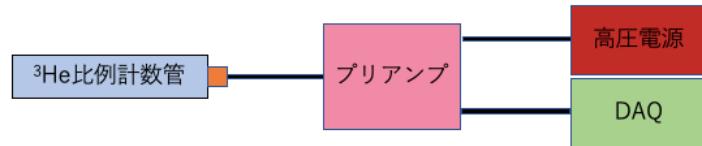


図4: ${}^3\text{He}$ 比例計数管の接続

この際、電子なだれで生成される電子は(a)で生成された電子の数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中性子のエネルギーを求めることができる。ただし、比例計数管から得られるパルスは非

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は図 4 のようになる。また、プリアンプの内部に図 2 の負荷抵抗 R_L が含まれており、抵抗の両端にかかる電圧は (e) で述べたパルス波高に寄与するものとなる。

2.2 出力パルスの波高

次にパルスの波高について述べる。一般に電位差 $d\phi$ 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、

$$dE = -Qd\phi \quad (2)$$

円筒内の半径 r における電界は

$$-\frac{d\phi}{dr} = \epsilon(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (3)$$

これより

$$\frac{dE}{dr} = Q\epsilon(r) = Q \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (4)$$

ここで、図 5 のように半径 b の円筒とその中心に半径 a のアノードワイヤが通っている比例計数管について、アノードワイヤから ρ の位置で電子なだれにより電子と陽イオンが生成されたと仮定する。

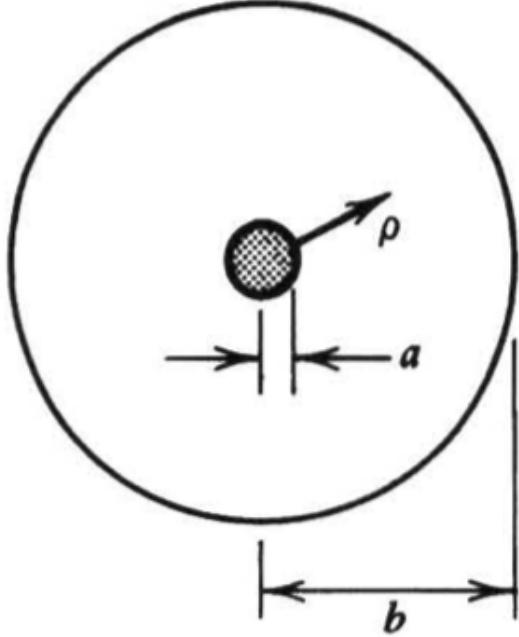


図 5: 比例計数管の断面の略図 [3]

生じた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、

$$E^+ = \int_{a+\rho}^b \frac{dE}{dr} dr = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{b}{a+\rho}\right) \quad (5)$$

一方で電子が陽極へと移動することで吸収されたエネルギーは

$$E^- = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \int_{a+\rho}^a \frac{dr}{r} = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{a+\rho}{a}\right) \quad (6)$$

従って吸収されるエネルギーの和は

$$\Delta E = E^+ + E^- = \frac{QV}{\ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{b}{a+\rho} \frac{a+\rho}{a}\right) = QV \quad (7)$$

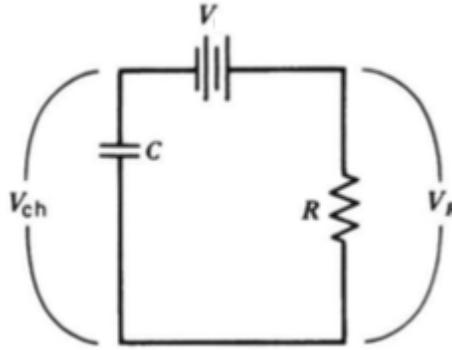


図 6: ${}^3\text{He}$ 比例計数管の回路図

比例計数管の回路を簡略化すると図 6 のように検出器部分をコンデンサとして表せる。印加電圧を V 、負荷抵抗に発生する信号電圧を V_R 、検出器両端にかかる電圧を 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

$$\frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}CV_{ch}^2 + \Delta E \quad (8)$$

$$\frac{1}{2}C(V_{ch} + V)(V_{ch} - V) = -\Delta E \quad (9)$$

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

$$V_R = \frac{\Delta E}{CV} = \frac{QV}{CV} = \frac{Q}{C} \quad (10)$$

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 ${}^3\text{He}$ 比例計数管の場合、 $R=10^{12} \Omega$ 、 $C=10 \text{ pF}$ であり、時定数が $RC=10 \text{ s}$ と、陽イオンの収集時間 (μs 程度) に比べて十分大きいため V_R がパルスの最大波高となる。

電荷は生成されたイオン対の数 n_0 と平均ガス增幅率 M で決まり、 $Q = n_0 e M$ となる。 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

$$n_0 = \frac{765 \times 10^3}{W} \quad (11)$$

であり、 M が Diethorn の式により

$$\ln M = \frac{V}{\ln(\frac{b}{a})} \cdot \frac{\ln 2}{\Delta V} \left[\ln \frac{V}{p a \ln(\frac{b}{a})} - \ln K \right] \quad (12)$$

Q を求める式における W 値、電子なだれ中に電子が移動した距離にかかっている電位差 ΔE 、增幅が起こり得る場合の ϵ/p の最低値 $K(10^4 / cm \cdot atm)$ は計数管の充填されているガスに依存して一定値をもつ。しかし、同じ ${}^3\text{He}$ ガスでも混合気体の種類や量によって異なり、本実験で使用した ${}^3\text{He}$ 比例計数管においてはガスについての詳細な記述がないため、これらの値を求めることはできなかった。ところで、パルス波高への寄与は陽イオンによるものが大部分を占めていると考えることができる。陽イオンが陰極へ、電子が陽極へ移動する際に吸収されるエネルギーはそれぞれ式 5、式 6 に値を入れることで求めることができる。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 に関してデータシートに記載がなかったため、knoll[3] に記載されている一般的な値を用いた) を用いて

$$\frac{E^-}{E^+} = \frac{\ln \frac{a+\rho}{a}}{\ln \frac{b}{a+\rho}} = \frac{\ln(1.12)}{\ln(907)} = 0.017 \quad (13)$$

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 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、電界強度 ϵ 、ガス圧 p 、ガス中の移動度 μ を用いて、

$$v = \mu \frac{\epsilon}{p} \quad (14)$$

と表せる。ここで、円筒内の半径 r における電界は式 3 を用いて

$$v^+(r) = \mu \frac{\epsilon(r)}{p} = \frac{\mu V}{p \ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \quad (15)$$

と半径 r に依存する事がわかる。また、 $r = vt$ であるので

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr}{v^+(r)} = \int_0^t dt \quad (16)$$

式 16 の左辺に式 15 を代入して積分すれば

$$r(t) = \left[\frac{2\mu V}{p \ln \frac{b}{a}} t + a^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

ここで $r(t) = b$ を代入することで、イオン収集にかかる時間 t^+ を計算すると

$$t^+ = \frac{(b^2 - a^2) p \ln \left(\frac{b}{a} \right)}{2\mu V} \quad (18)$$

前節と同様に、 ${}^3\text{He}$ 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 $\mu = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{atm/V} \cdot \text{s}$ 、印加電圧 $V = 1300 \text{ V}$ を代入することで、 $t^+ \cong 17 \text{ ms}$ と求めることができる。

これとイオン収集にかかる時間より、 $\sim 10 \mu\text{s}$ で出力パルス波高は半分まで到達し、その後 $\sim 10 \text{ ms}$ で最大波高まで緩やかに上昇していくステップ入力のような形となる。なお、この計算はイオン対がある比例計数管の円筒の円周上で形成された場合であり、実際にイオン対が比例計数管で一様に作られた場合は、イオンの流動時間に広がりがあるため、出力パルスの立ち上がり時間にも広がりが追加される。

2.4 エネルギースペクトル

${}^3\text{He}$ 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。比例計数管では、式 1 の Q 値は一定で 765 keV なので、これのみを考えれば 765 keV がピークとなる単エネルギースペクトルと予想されるが、比例計数管においては壁際効果 (Wall Effect) が存在するため、単スペクトルにはならない。

式 1 の反応で生成される陽子とトリチウムはお互いの反対に進行し次のエネルギーを得る

$$E_p = 574 \text{ keV} \quad (19)$$

$$E_T = 191 \text{ MeV} \quad (20)$$

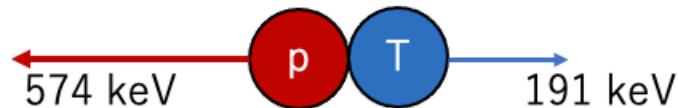


図 7: (α, n) 反応で生成された陽子とトリチウム

生成された陽子とトリチウムの飛程は ${}^3\text{He}$ 比例計数管の寸法に対して大きいため、式 1 の反応が発生する場所により、それぞれに与えられた運動エネルギーをガスのイオン化に変換しきらずに検出器外へ飛び出し得る(図 8)。これを壁際効果と呼び、これにより ${}^3\text{He}$ 比例計数管による測定のエネルギースペクトルは理論上、図 9 のようになる。

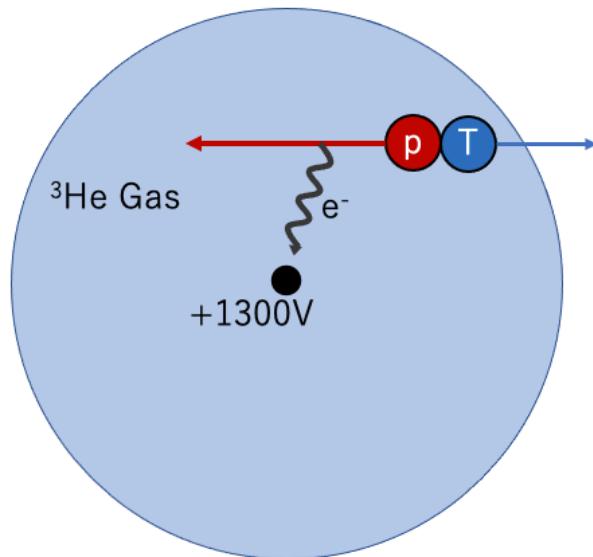


図 8: ${}^3\text{He}$ 比例計数管における壁際効果

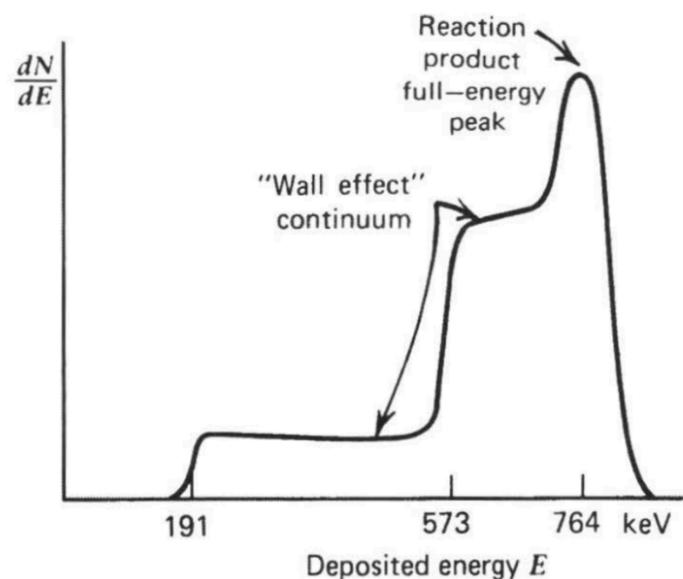


図 9: ${}^3\text{He}$ 比例計数管で測定されるエネルギースペクトル

このスペクトル形から、反応が円筒の中心部分で発生したことから Q 値の全エネルギーを測定できた場合と、壁際で発生したことから陽子あるいはトリウムのエネルギーのみを測定できた場合のスペクトルを読み取ることができる。

3 実験準備

3.1 データ収集

3.1.1 Raspberry Pi

Raspberry Pi（以下、ラズパイ）とは PC に必要な最低限の機能を一枚の回路基板に搭載したシングルボードコンピュータである。ラズパイは、一般的な PC と比べサイズは非常に小さく更に安価であるとともに、処理速度は遅く、インターフェースモジュールを組み込めないため、Analog Discovery 2 を USB 接続をすることで、中性子測定を行った。ラズパイの写真を図 10 に示す。



図 10: Raspberry Pi

3.1.2 Analog Discovery 2

Analog Discovery 2 とは混合信号回路の計測や可視化、生成、記録などが可能な USB オシロスコープ及び多機能計測器である。中性子の測定においては、 ${}^3\text{He}$ 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 はこの要件を満たしている。なお、Analog Discovery 2 を用いた ${}^3\text{He}$ 比例計数管からのデータ収集には、神戸大学の水越氏が作成したコードを使用した。Analog Discovery 2 の写真を図 11 に示す。

3.1.3 測定データのバックアップ

長期的な中性子測定には膨大な量のデータを格納する必要があるが、ラズパイには前述の通り小型化されているため、測定データの格納に必要なストレージは持ち合わせていない。そのため、ラズパイに 4TB のストレージを持つ外付け HDD を備え付けている。また、別の PC に 10TB の HDD を二台用いて RAID0 を組み、データサーバーとして、神岡坑内に設置してあるラズパイから、収集されたデータを定期的にこの PC に転送するよう設定されている。これにより、ラズパイに溜まったデータは適時削除することができ、さらにラ



図 11: Analog Discovery 2

ズパイの外付け HDD のバックアップをとっている。

3.2 実験のセットアップ

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ている図 18 のような 2 台の ${}^3\text{He}$ 比例計数管 (Reuter Strokes, 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を表 2 にまとめる。

その他に使用した機器は以下の通りである。

- 前置增幅器: Clear Pulse, 581
- 前置增幅器電源: 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: 日鉛精機, 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% B_4C

表 2: 使用した ${}^3\text{He}$ 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 12: ${}^3\text{He}$ 比例計数管

3.3 高速中性子の測定

${}^3\text{He}$ 比例計数管は熱中性子に高い感度を持つが、高速中性子には感度を持たない。そこで、高速中性子測定のために中性子減速材であるポリエチレンで ${}^3\text{He}$ 比例計数管を覆ったセットアップも準備した。ポリエチレン容器は厚さ 6.5cm、長さ 60.5cm でその中に ${}^3\text{He}$ 比例計数管を収納している (図??)。また、この容器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 5mm のものを大阪大学の梅原氏に貸していただいている。以降、熱中性子に感度を持つ ${}^3\text{He}$ 比例計数管を Setup A、容器に覆われている高速中性

子に感度を持つ ^3He 比例計数管をSetup Bとする。(図14,図15)

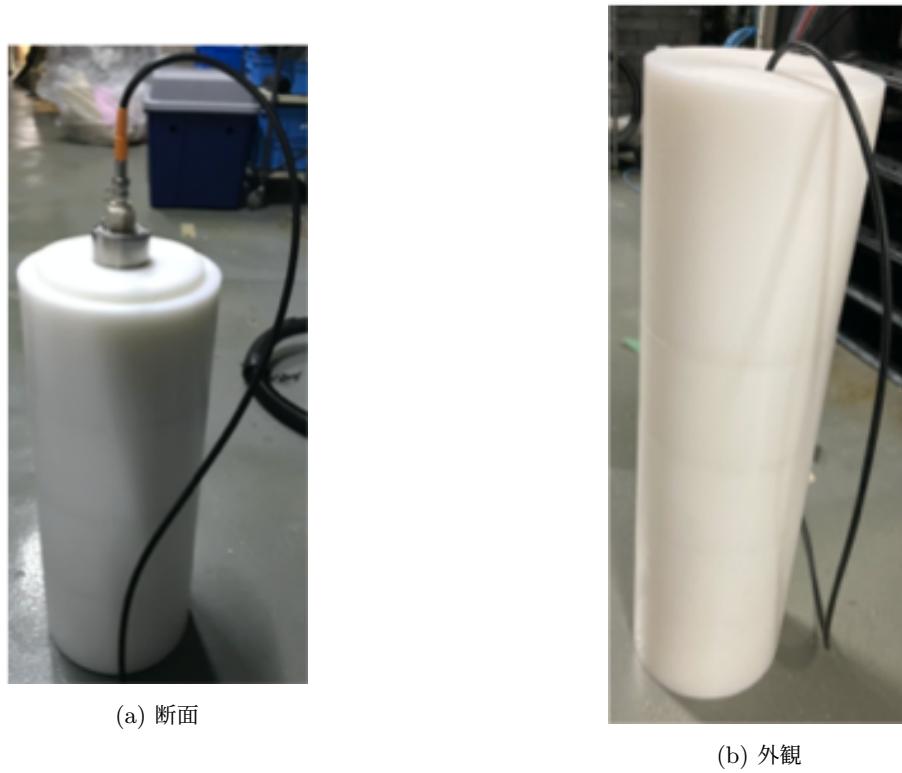


図13: Setup B に用いたポリエチレン容器とボロンシート

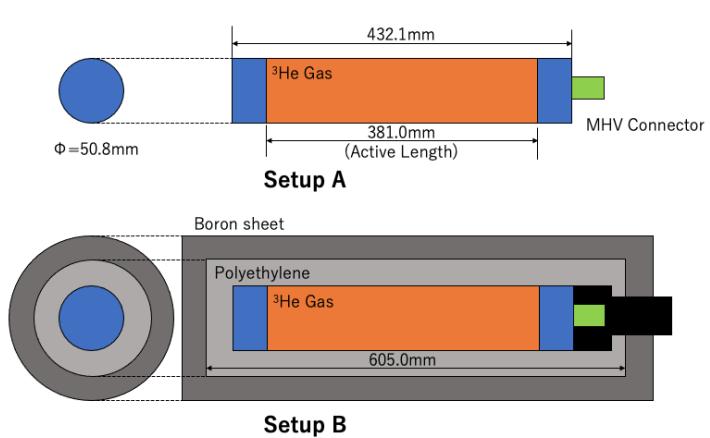


図14: Setup A と Setup B の概形



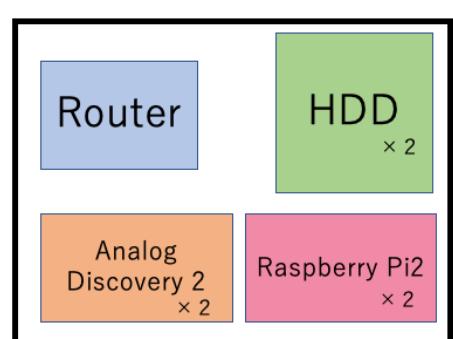
図 15: Setup A(左)と Setup B(右) の実物

3.4 実験セットアップ

本実験は神岡宇宙研究所における地下実験施設内 Lab-B にて測定を行った。DAQ 関連のセットアップは図 16 のようにラックに配置した。さらに、実験機器は別のラックに図 17 のように最上段に Setup A、最下段に Setup B を配置した。



(a) 実際のセットアップ

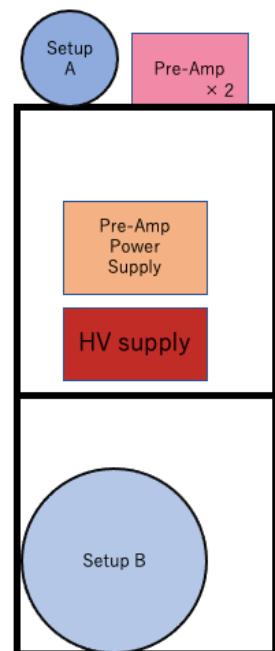


(b) 配置の略図

図 16: DAQ 関連



(a) 実際のセットアップ



(b) 配置の略図

図 17: 検出器関連

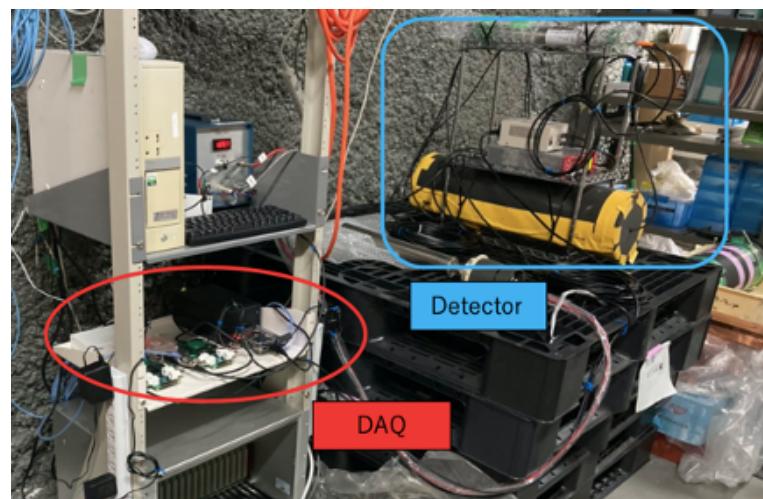


図 18: セットアップの全体図

4 中性子の測定

4.1 中性子信号の記録

${}^3\text{He}$ 比例計数管で測定される典型的な中性子事象の信号の波形は、図 20 に示す。この信号が現れた場合

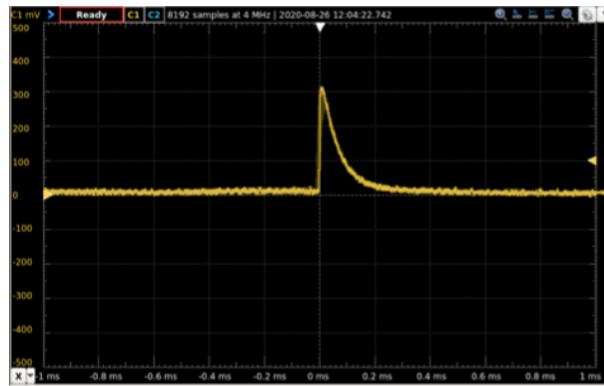
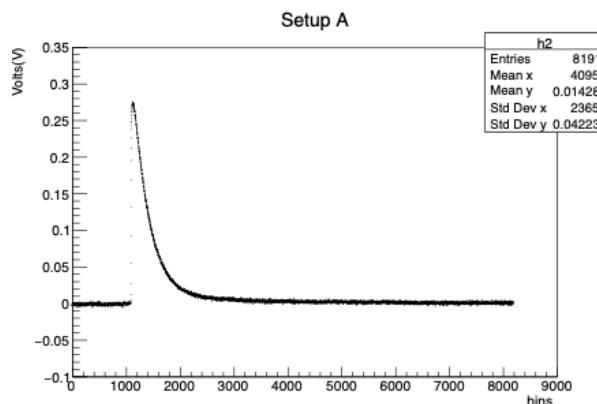


図 19: 中性子信号の生波形

イベントとして記録するためのトリガーを設定する必要がある。トリガーは閾値を超えた場合にその前後を記録するという仕組みになっている。また、閾値の設定は観測したい事象以外による波形を取り除かれる値が望ましい。

本測定では、Analog Discovery 2 のセルフトリガー機能を用いて、中性子信号の測定を行った。本実験のセットアップにおける中性子信号は、図 20 のように波高が $\sim 0.3 \text{ V}$ 、減衰時間を $\sim 0.2 \text{ ms}$ の値を持つ。従って閾値を 0.1 V とし、トリガーは閾値より小さい値から閾値を超える際に記録する Rising Positive とした。



h2	
Entries	8191
Mean x	4095
Mean y	0.01428
Std Dev x	2365
Std Dev y	0.04223

図 20: Analog Discovery 2 で記録された中性子信号

4.2 壁際効果の確認

先行研究 [6] で、中性子線源 ^{252}Cf を用いて今回使用した ^3He 比例計数管の校正を行った。線源を用いて得られた ^3He 比例計数管の波高スペクトルは図 21 のようになり、2.4 節で見たスペクトルと見比べてピークと壁際効果が確認することができる。これをエネルギースペクトルに変換するため、図 21 のピーク点を 0.764

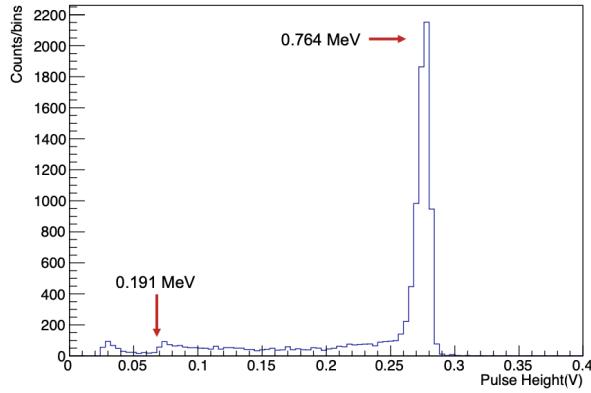


図 21: ^3He 比例計数管の波高スペクトル [6]

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 ^3He 比例計数管の分解能を考慮して中性子イベント領域 (RoN) を 0.15 MeV-0.85 MeV と定めた。また環境中性子のイベントレートは小さく、閾値を高く取る必要がある。閾値を 0.5 MeV とすれば、中性子測定イベント領域 (RoM) は 0.5 MeV-0.85 MeV となり、それぞれのイベント数の比 ϵ は

$$\epsilon = \frac{N_{RoN}}{N_{RoM}} = 1.18 \quad (21)$$

また、この値、実測したイベント数 N 、測定時間 t を用いることで、カウントレート R を算出することができる。

$$R = \frac{\epsilon \times N}{t} \quad (22)$$

4.3 環境中性子測定

Lab-B における観測は 2021 年 5 月上旬から開始したが、同部屋での中性子線源の使用期間などを考慮して 2021 年 7 月 16 日のデータから解析に用いた。また、観測期間中も中性子線源使用期間のデータは解析に用いていない。データは中性子イベント数を測定した時間で割ることにより、カウントレートを得た。このカウントレートを週ごとにまとめた。図 22 は Setup A、図 23 は Setup B の観測結果である。図 22 は

図??,??より、冬に近づくにつれて A のカウントレート R_A が小さくなり、一方 B のカウントレート R_B が大きくなっていることがわかる。また、2021 年 12 月 10 日から週毎に R_A と R_B に注目すると、 R_A が前週より増加すると R_B は前週より減少する週、また、 R_A が前週より減少すると R_B は前週より増加している週が見受けられる。

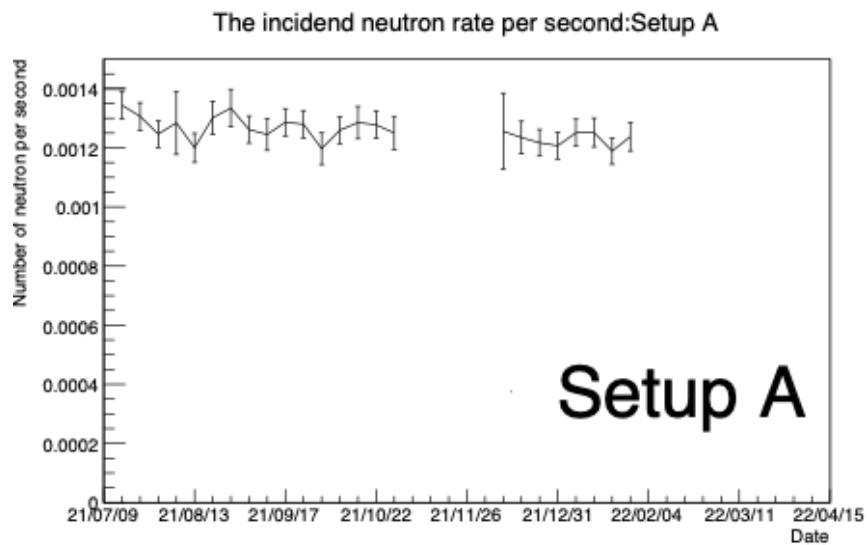


図 22: Setup A の中性子イベントのカウントレート

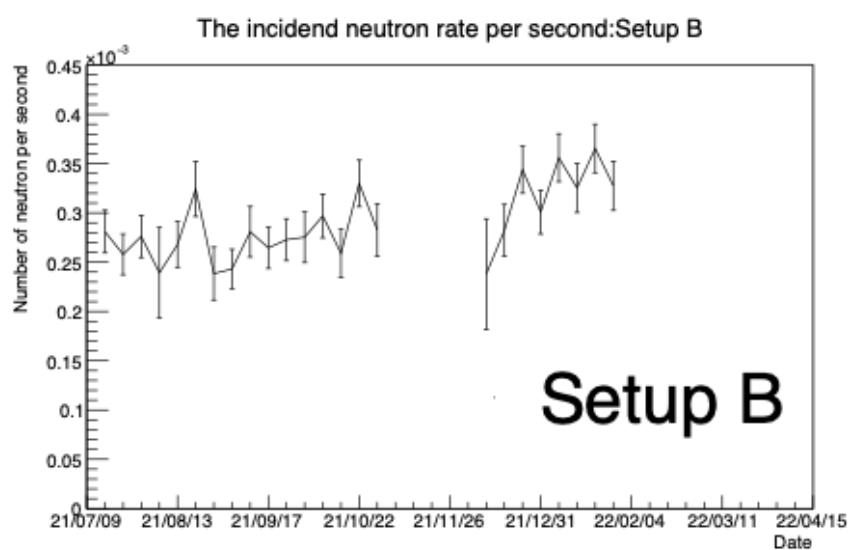


図 23: Setup B の中性子イベントのカウントレート

5 シミュレーション

5.1 環境中性子の生成源

地下実験施設における環境中性子の放射性核子は岩盤中のウラン・トリウム系列の放射性核子による α 崩壊時の(α, n)反応や宇宙線ミューオンによる核粉碎反応である。ただし、宇宙線ミューオン由来の中性子は先行研究[4]により ${}^3\text{He}$ 比例計数管の感度領域に対しては影響を無視できること確かめられているので、ウラン・トリウム系列の中性子について考える。

5.1.1 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にはウラン・トリウム系列の放射性核子が含まれている。これらの原子核は α 崩壊や β 崩壊を安定核になるまで繰り返す。この際、崩壊時に生成される α 線が岩盤中の原子核と式23の(α, n)反応を起こすことにより~10MeV程度の中性子が生成される。



更に、 ${}^{238}\text{U}$ は崩壊する際に $5.4 \times 10^{-5}\%$ の確率で自発核分裂する。

5.1.2 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内の原子核と衝突し、衝突した原子核を破碎し、原子核、中性子、中間子などの二次粒子が放出される。これを核破碎反応と呼び、このとき放出される中性子は最大で 10^5MeV といった非常に大きなエネルギーをもつ。

5.2 神岡坑内の岩盤成分

神岡構内における岩盤成分は先行研究[4]を参考にした。この調査では、Lab-Bの壁面から岩盤を採取し、蛍光X線分析により化学成分を調べた。これにより、表3のSample1~3のように岩盤はおおよそ三種類の化学成分を持つ部分に分かれていた。また、神岡地域に広く分布されると考える岩盤成分を、地球科学標準物質データベース[5]よりJR-1、JA-3を参照した。

表3: 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	SO ₃	ZnO
JR-1	75.45	12.83	0.91	0.10	0.12	0.67	4.02	0.02	0.11	4.41
JA-3	62.27	15.56	6.38	0.10	3.72	6.24	3.19	0.12	0.70	1.41
										H ₂ O

また、先行研究[6]からLab-Bの壁面から採取された岩石をGe検出器を用いることにより、岩石中には ${}^{238}\text{U}$ が0.6 ppm gU/g、 ${}^{238}\text{Th}$ が1.3 ppm gTh/g(ppm:parts per million)が含まれていること、各系列

が放射平衡に達していることがわかっている。

5.3 NeuCBOT

NeuCBOT(Neutron Calculator Based On TALYS) とは、名前にあるよう原子核反応シミュレーションツールの TALYS のデータベースを元とした (α, n) 反応のシミュレーションツールである。データベースには、元素の同位体別の入射する α 粒子のエネルギーごとに、(α, n) 反応を含む α 粒子が原子核と起こしうる反応の反応断面積などが入っている。TALYS のバージョンアップに伴い、データベースが更新されたため、シミュレーションの結果の違いを調べた。以下、データ更新前のバージョンを Version 1、更新後を Version 2 と呼ぶ。TALYS は原子核の質量や共鳴などのデータベースをもち、いくつかの核反応のシミュレーションツールを結合したものである。TALYS のバージョンアップにより、より良い計算値をだすコードや計算方法が導入される。NeuCBOT Version 1 のデータベースの計算に用いられた TALYS のバージョンは TALYS-1.6 で、NeuCBOT Version 2 は TALYS-1.95 である。

NeuCBOT の開発者である Princeton University の Shawn Westerdale 氏よりいただいたバージョン前後の (α, n) 反応の反応断面積の変化をまとめた表を示す(図 24)。Al などは相対比で 80 % と大きく変化していることがわかる。

NeuCBOT-v1.0 → NeuCBOT-v2.0

Relative change from v1→v2: <10% 10-20% 20-30% 30-40% ~ 60-70% 70-80% >80%

Neutron yield [n/ α] for $E_{\alpha} = 4$ MeV													
	natBe	natB	natC	natN	natO	natF	natAl	natSi	natAr	natTi	natFe	natCu	natXe
v1	5.09 $\times 10^{-5}$	1.28 $\times 10^{-5}$	8.38 $\times 10^{-8}$	0	1.28 $\times 10^{-8}$	2.03 $\times 10^{-6}$	6.91 $\times 10^{-9}$	4.04 $\times 10^{-9}$	3.13 $\times 10^{-9}$	5.86 $\times 10^{-11}$	3.70 $\times 10^{-14}$	0	0
v2	4.85 $\times 10^{-5}$	1.04 $\times 10^{-5}$	7.98 $\times 10^{-8}$	0	1.24 $\times 10^{-8}$	1.17 $\times 10^{-6}$	2.04 $\times 10^{-8}$	3.88 $\times 10^{-9}$	2.68 $\times 10^{-9}$	2.55 $\times 10^{-9}$	1.16 $\times 10^{-14}$	0	0
Neutron yield [n/ α] for $E_{\alpha} = 9$ MeV													
	natBe	natB	natC	natN	natO	natF	natAl	natSi	natAr	natTi	natFe	natCu	natXe
v1	2.75 $\times 10^{-4}$	1.20 $\times 10^{-4}$	1.19 $\times 10^{-6}$	3.28 $\times 10^{-5}$	3.38 $\times 10^{-7}$	1.05 $\times 10^{-4}$	4.03 $\times 10^{-5}$	3.20 $\times 10^{-6}$	3.47 $\times 10^{-5}$	1.26 $\times 10^{-5}$	3.27 $\times 10^{-6}$	9.43 $\times 10^{-7}$	1.87 $\times 10^{-11}$
v2	2.72 $\times 10^{-4}$	1.04 $\times 10^{-4}$	1.19 $\times 10^{-6}$	2.05 $\times 10^{-5}$	3.42 $\times 10^{-7}$	8.05 $\times 10^{-5}$	2.14 $\times 10^{-5}$	2.48 $\times 10^{-6}$	3.37 $\times 10^{-5}$	1.06 $\times 10^{-5}$	3.32 $\times 10^{-6}$	6.74 $\times 10^{-7}$	2.40 $\times 10^{-12}$

S. Westerdale (Princeton U.)

IAEA Technical Meeting on (α, n)

12

図 24: TALYS のバージョン変化に伴う中性子収率の相対変化??

5.4 岩盤から生成する中性子

図 25、図 26 は、表 3 の岩盤成分の分子に対して、ウラン・トリウムが一つ崩壊した際に生成される中性子量をシミュレーションで求めた結果である。図 25 は ^{238}U の崩壊の結果で、図 25 は ^{232}Th の崩壊の結果である。それぞれ (a)、(b) において NeuCBOT のデータベースは TALYS Version 1、Version 2 を用いた。これより、 Na_2O や Al_2O_3 、 P_2O_5 の中性子生成量は大きく変化した。一方、 MgO には変化は見られなかった。

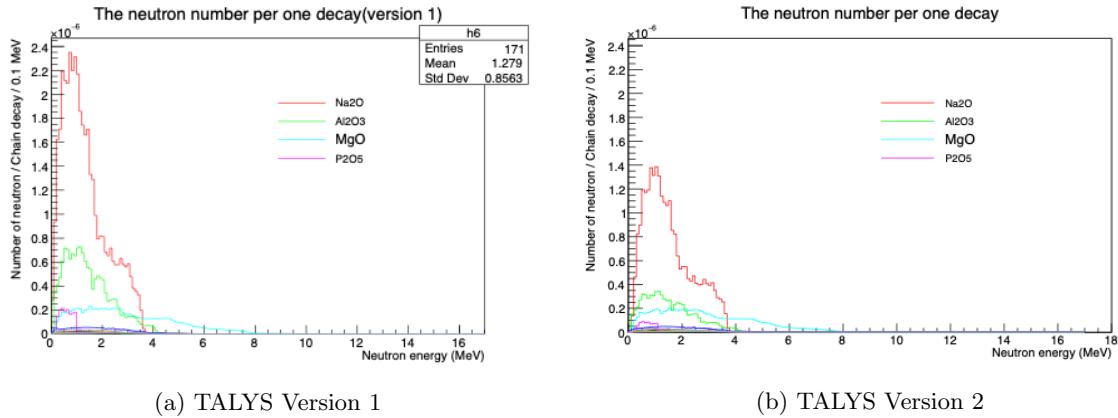


図 25: 各岩盤成分の ^{238}U 系列の崩壊由来で生成される中性子のエネルギースペクトル

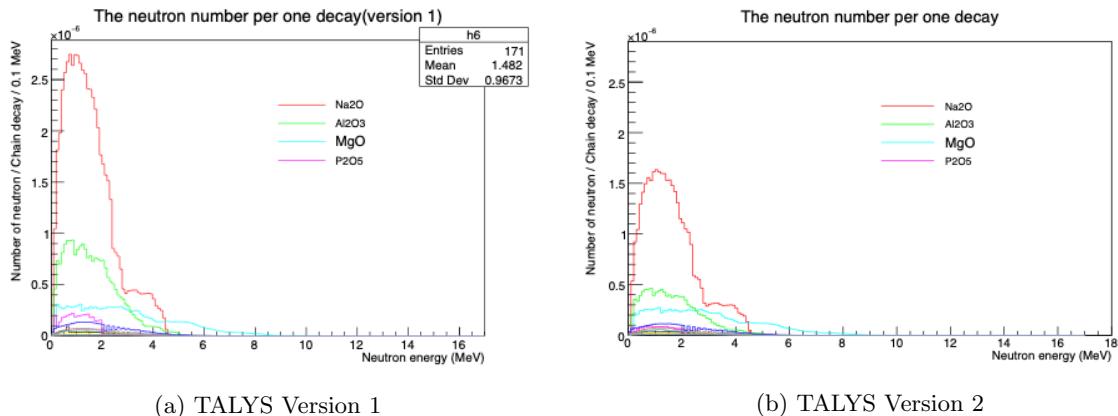


図 26: 各岩盤成分の ^{232}Th 系列の崩壊由来で生成される中性子のエネルギースペクトル

さらに、表 3 の岩盤組成に対してウラン・トリウムが一つ崩壊した際に生成される中性子量をシミュレーションで求めた (図 27)。なお NeuCBOT のデータベースは TALYS Version 2 を用いて計算した。(a) は ^{238}U 系列の放射性核子が由来の結果で、(b) は ^{232}Th 系列の放射性核子が由来の結果である。図 27 より

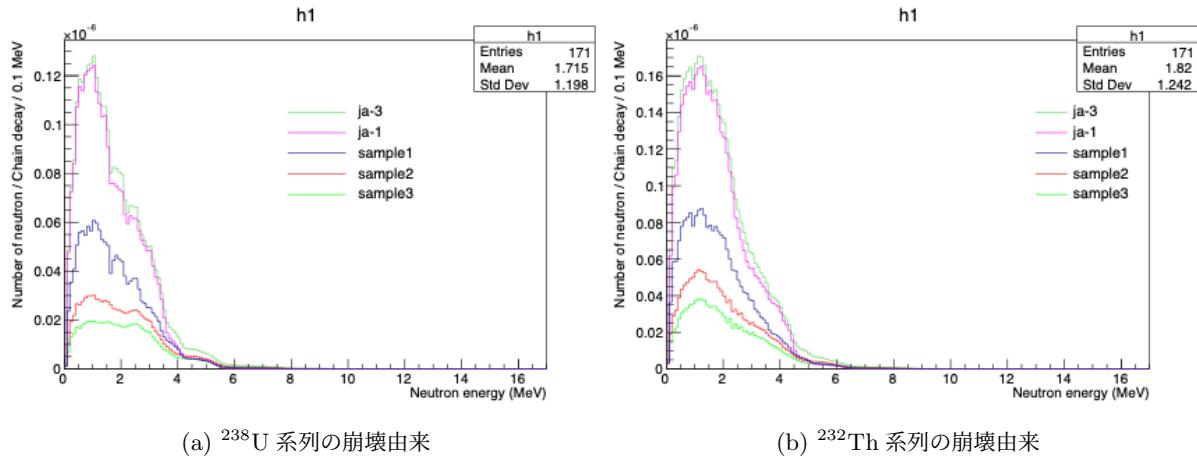


図 27: 各試料で生成される中性子のエネルギースペクトル (TALYS Version 2 を使用)

この内、Sample1 の岩盤成分で生成される中性子のエネルギースペクトルを図 28 にまとめた。赤線はトリウムが崩壊した場合で、青線はウランが崩壊した場合の結果であり、点線は NeuCBOT のデータベースに TALYS Version 1 を、実線は TALYS Version 2 を用いた。Version 1 に比べ Version 2 では 中性子量が特に 2MeV 以下の範囲で大きく減少し、スペクトル形が変化した。

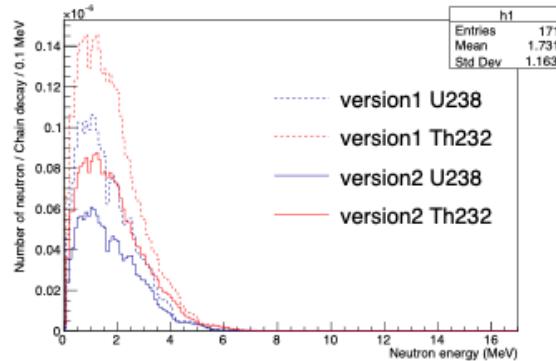


図 28: Sample1 の岩盤成分で生成される中性子のエネルギースペクトル

6 考察と展望

環境中性子のカウントレートの測定結果は、Setup A に関しては観測期間を通して統計誤差内の範囲で安定していたが、一方 Setup B はレートが安定せず、特に 2021 年 12 月以降でレートの増減が激しく増減した。また、観測を始めてから季節が冬になるにつれて Setup A のカウントレート R_A と Setup B のカウントレート R_B に負の相関が見られた。環境中性子は、岩盤中で生成後、実験室に輸送されるまでに岩盤中の水と相互作用をすることにより持っている運動エネルギーが小さくなり、高速中性子が熱化することが先行研究 [6] により確認されている。今回の観測結果は、冬になって R_A が増えて R_B が減ったので、夏から冬になり岩盤中の水分が増えたと考えられる。これについては、今後、神岡地下実験室の岩盤中水分量の測定と比較することで検証していく。

NeuCBOT による中性子生成のシミュレーションの結果、TALYS のバージョンを Ver. 1 から Ver. 2 に変更すると、標的物質が Na_2O や Al_2O_3 などの場合、中性子の生成量が大きく増加した。一方で、 Mg のスペクトルはバージョンの変化によるスペクトルの増減は小さかった。この結果は、TALYS Ver. 1 から Ver. 2 での (α, n) 反応断面積の変化で理解できる。本研究から生成される中性子スペクトル形が変化することがわかったため、環境中性子フラックスを再度見積もる必要があることがわかった。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方に助けを頂いたのでここにお礼を申し上げます。研究に身が入らない時や何度もミスをしてしまった際にも心強いお言葉でアドバイスをくださった南野先生には、多分のご迷惑をおかけしたとともに、大変お世話になりました。また、小林君にはコーヒーなどのお話を、先輩の鈴木さんには研究室の些細な質問や、Lluis には自分の稚拙な技術的な質問に親身になって対応していただきました。さらに、ROOT の使い方を始め、プライベートの東京横浜探索まで様々な助言、さらには叱咤激励をくれたコアタイムの森田君、守山君にも多大なる感謝の意を評します。

7 参考文献

参考文献

- [1] Boris Pritychenko, Systematics of Evaluated Half-Lives of Double-Beta Decay, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA (Dated: June 15, 2021) p.2
- [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] Glenn F. Knoll (2010). Radiation Detection and Measurement, 4th edition. Wiley.p162,180
- [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] 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)
- [6] 佐々木 遼太 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 物理工学教育分野修士論文（未公刊）
- [7] J. M. Carmona et al, Astroparticle Physics 21 (2004) 523-533
- [8] Shawn Westerdale, Private communication