

地上環境における中性子フラックスと宇宙線ミュ オンフラックスとの相関測定

横浜国立大学
数物・電子情報系学科 物理工学 EP
南野・Bronner 研究室
学籍番号 2264041
岩橋 快斗

2026年2月12日

概要

素粒子・原子核実験においては、環境中性子によって生じる反応がバックグラウンド事象となる場合がある。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信号事象と区別の難しいバックグラウンドとなる。また、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験では、環境中性子と検出器周辺物質との反応により放出される γ 線がバックグラウンドとなることが知られている。したがって、環境中性子フラックスを把握することは、これらの希少事象探索実験の感度向上にとって重要である。

本研究では、 ^3He 比例計数管を用いて環境中性子の測定を行い、さらに環境中性子の主な生成要因の一つである宇宙線ミュオンを NaI(Tl) シンチレータにより測定した。加えて、両者の同時測定を行うことで、環境中性子フラックスと宇宙線ミュオンフラックスとの相関を評価した。本研究は、宇宙線起源中性子の生成機構と環境中性子フラックスの理解に資する基礎的測定である。

目次

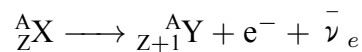
1	背景	4
1.1	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	4
1.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験	4
2	環境中性子	6
2.1	中性子の性質と種類	6
2.2	環境中性子の由来	6
3	^3He 比例計数管	8
3.1	^3He 比例計数管測定原理	8
3.2	^3He 比例計数管から得られる波形	9
3.3	エネルギースペクトル	12
4	NaI(Tl) シンチレータ	14
4.1	無機結晶中のシンチレーション機構	14
4.2	光電子増倍管	15
4.3	NaI(Tl) シンチレータの信号の識別	16
4.4	NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正	16
5	実験準備	17
5.1	DAQ	17
5.2	実験セットアップ	17
5.3	NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正	18
5.4	環境中性子と宇宙線ミューオンの同時測定	19
6	実験結果	21
6.1	環境中性子測定	21
6.2	NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正実験	24
6.3	環境中性子と宇宙線ミューオンの同時測定	27
7	結論	30

1 背景

新物理の発見を目指して、地下における宇宙線遮蔽環境を利用した素粒子・原子核実験が行われている。その一つが、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 探索実験である。

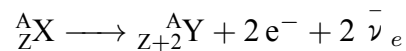
1.1 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

通常のベータ崩壊は

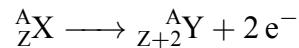


で表される。

二重ベータ崩壊には、ニュートリノを伴うもの ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) と、伴わないもの ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の二種類存在する。前者は、



という反応式で表され、後者は、



で表される。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊は既に多くの核種で観測されているが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊はいまだに観測されていない。

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊は、ニュートリノがマヨラナ粒子 (反粒子が、それ自身と一致する粒子) である場合に起こり得ると考えられている。これはレプトン数非保存過程であり、もし観測されれば素粒子標準模型を超える新しい物理の存在を示唆する重要な証拠となる。

1.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験

$2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊は通常のベータ崩壊がエネルギー的に禁止または強く制限されている核種においてのみ観測が期待できる。そのため、実験に用いられる核種は限られている。表 1 に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験に用いられる核種と崩壊 Q 値を示す。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊では、放出される全エネルギー (Q 値) が 2 つの電子のみに付与される。そのため、電子の和エネルギーは Q 値に対応する単一ピークとして観測される。このピークを高いエネルギー分解能で測定することが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索において重要である。

表 1: $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験で用いられる核種と、崩壊時の Q 値 (文献 [2] より引用)

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

表 1 に示す通り、二重ベータ崩壊時の Q 値は 2 から 4MeV ほどであり、その中で最も 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 (2.61MeV) による影響を低減できる利点がある。しかし、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 値と近い値を持つ。そのため、環境中性子の測定を行うことで、その寄与を評価することが重要となる。

2 環境中性子

空気中には、さまざまなエネルギーの中性子が存在している。そして、それらはまた、さまざまな場所から発生している。これらをまとめて環境中性子と呼ぶ。環境中性子は、放射線計測や $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験などの気象事象探索実験において、重要な背景事象となる。

2.1 中性子の性質と種類

中性子は電荷を持たない粒子であるため、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、その結果生じる荷電粒子や放射線を観測することで間接的に検出を行う。検出器ごとに標的原子核が異なるため、得意とする中性子のエネルギー領域も異なっている。

中性子は、その運動エネルギーによって細かく分類されている。通常、0.5eV から 1keV を熱外または共鳴中性子、1keV から 0.5MeV を中速中性子と呼び、0.5eV 以下を熱中性子、0.5MeV 以上を高速中性子という。本論文では主に熱中性子について取り扱う。

2.2 環境中性子の由来

環境中性子の主な由来は大きく二つに分類される。一つは宇宙線に起因するものであり、もう一つは地殻や建材中に含まれる放射性物質に由来するものである。一般に、地上環境においては宇宙線由来の中性子が支配的である。

2.2.1 宇宙線起源中性子

一次宇宙線は、銀河系あるいは太陽系外を起源とする高エネルギー粒子であり、主成分は高い運動エネルギーを持つ陽子である。これに加えて、ヘリウム原子核や重イオンも含まれている。

一次宇宙線が地球大気と相互作用すると、核反応やカスケード過程を通じて、パイ中間子、ミューオン、電子、陽子、中性子、光子などの多様な二次粒子が生成される。これらの二次粒子のエネルギーは数百 MeV 以上に及ぶ場合もある。

この過程で直接生成された中性子、および二次粒子が測定場所周辺の物質と相互作用して生成される中性子を総称して、宇宙線起源中性子と呼ぶ。地表付近に到達する宇宙線二次粒子のうち、粒子数としては約 80% をミューオンが占めている。

2.2.2 地殻・建材起源中性子

地殻や建材中には、ウランやトリウムなどの天然放射性核種が含まれている。これらの核種の自発核分裂によって中性子が生成されるほか、 α 崩壊によって放出された α 線が、Li, Be, B, C, Fなどの軽元素と (α, n) 反応を起こすことで中性子が生成される。

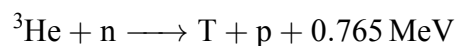
これらの過程によって生じる中性子を、地殻・建材起源中性子と呼ぶ。

3 ^3He 比例計数管

比例計数管はガス検出器の一形式であり、ガイガーミュラー計数管と同様に常にパルスモードで作動させ、ガス中に最初に作られたイオン対の電荷を増幅するいわゆるガス増幅の現象に基づいているものである。

3.1 ^3He 比例計数管測定原理

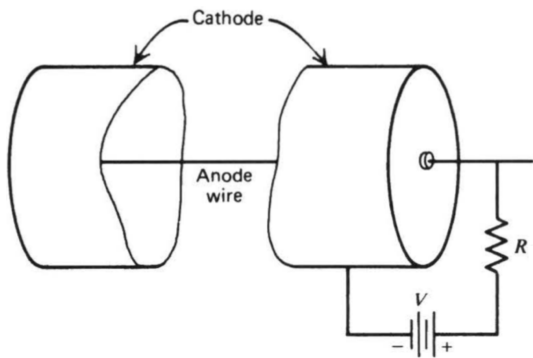
^3He 比例計数管の形状としては、図 1a のように中心に陽極線があり、円筒状の容器が陰極の役割を果たしている。この中に ^3He ガスが封入されており、入射中性子と ^3He ガスが以下の相互作用 ($^3\text{He}(n,\alpha)$ 反応) をする。



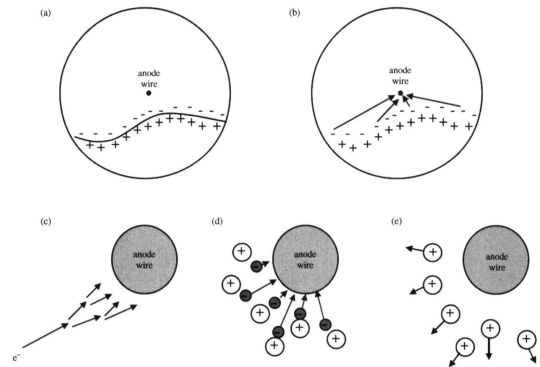
陽極線に外部から高電圧 V を印加すると、生成された陽子とトリチウムによって以下の手順でパルスが形成される (図 1b)。

- (a) 生成された陽子とトリチウムが ^3He ガスを電離 (ns 程度)
- (b) 電離によって生じた電子が陰極に向かって流動 (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～数千個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。

この際、倍増によってできる二次電子の数は一次電子の数に比例しているため、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ため、前置増幅器 (Pre Amplifier. 以下、プレアンプ) を用いて増幅する必要がある。このプレアンプの内部に図 1a 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。



(a) 比例計数管の形状略図 (文献 [1] より引用)



(b) パルス形成の流れ (文献 [1] より引用)

図 1: ^3He 比例計数管の測定原理

3.2 ^3He 比例計数管から得られる波形

3.2.1 波高

^3He 比例計数管から得られる波形の波高について考える。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、

$$dE = -Qd\phi$$

図 2 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る。円筒内の半径 r におけるポアソン方程式は、

$$\Delta\phi = 0$$

ϕ は r のみに依存するので、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0$$

$$r \frac{\partial \phi}{\partial r} = A$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{A}{r}$$

$$\phi = A \ln(r) + B$$

ここで A 、 B は定数。初期条件として $r = a$ の時、 $\phi = V$ 、 $r = b$ の時、 $\phi = 0$ を与えると、

$$A \ln(a) + B = V$$

$$A \ln(b) + B = 0$$

これより、

$$A = \frac{V}{\ln(a/b)}$$

$$B = -\frac{\ln(b)}{\ln(a/b)}V$$

と求まるので、

$$\phi = \frac{V}{\ln(a/b)} \ln(r) - \frac{\ln(b)}{\ln(a/b)}V = \frac{\ln(r/b)}{\ln(a/b)}V$$

したがって、円筒内の半径 r における電界 ϵ は、

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

以上より、 $\frac{dE}{dr}$ は、

$$\frac{dE}{dr} = -Q \frac{d\phi}{dr} = Q\epsilon = Q \frac{V}{\ln(b/a)}$$

と求めることができる。今、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ていると仮定する。

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

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

一方で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

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

したがって、吸収されるエネルギーの和は

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

本実験で使用した ^3He 比例計数管の寸法は、 $a = 25\mu\text{m}$ 、 $b = 2.5\text{cm}$ である。また、電子なだれ中に形成される電子とイオンの大半は陽極線付近で形成され、電子数の指数関数的

な上昇はその半分が平均自由行程以内、すなわち通常、陽極線からわずか $2\sim 3\ \mu\text{m}$ 以内で形成されると予測される。そのため、 $\rho = 3\ \mu\text{m}$ として考えると、

$$\frac{E^+}{E^-} = \frac{\ln\left(\frac{a+\rho}{a}\right)}{\ln\left(\frac{b}{a+\rho}\right)} = \frac{\ln(1.12)}{\ln(893)} = 0.0167$$

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。

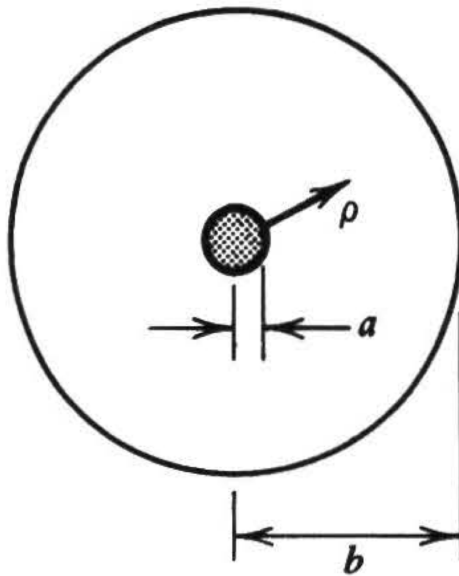


図 2: 比例計数管の断面 (文献 [1] より引用)

3.2.2 時間特性

^3He 比例計数管から得られる波形の時間特性は、 ^3He 比例計数管の内部の陽極線の半径 a 、陰極円筒部の半径 b 、印加電圧 V および封入されている ^3He ガスによって決まる、比例計数管内におけるイオンの収集時間と同じ特性となる。イオン流動の非常に初期の段階の間に信号の主要部は形成される。そして、パルス波高が最大は甲の半分の大きさに達するまでの時間は、

$$t_{half} = \frac{a}{a+b}t$$

となる。ここで t は全イオン収集時間である。本実験での a, b の値を代入すると、 $t_{half} = 0.001t$ 、すなわちイオン流動の 0.1% の時間で最大波高の半分に達する。パルスのこの高速の立ち上がりの次に、より大きな半径方向位置で見られる低い電界の領域を通してイオンが流動するのに対応して、発生する非常に緩やかな立ち上がりが続く波形となる。

3.3 エネルギースペクトル

次に、 ^3He 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。ここで、エネルギースペクトルは事象数のエネルギー微分 $\frac{dN}{dE}$ として定義する。ただし、実験では $E \sim E + dE$ の範囲のイベント数を dN とし、 $\frac{dN}{dE}$ を見積もる。

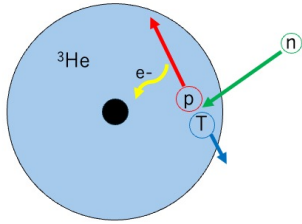
比例計数管の測定原理で用いられている $^3\text{He}(n, \alpha)$ 反応の Q 値は、 765keV であるため、単純に考えるとこの Q 値がピークとなる単スペクトルが予測される。しかし、比例計数管においては、壁際効果 (wall Effect) が存在するため、特殊な形のエネルギースペクトルとなる。

反応生成物である陽子とトリチウムはその質量比から、反対方向で、次のエネルギーを得る。

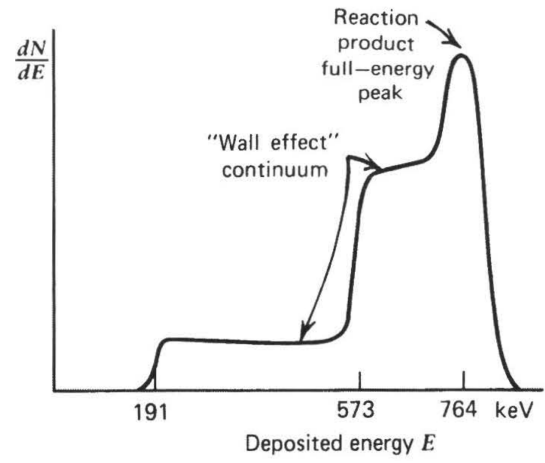
$$E_p = 574[\text{keV}]$$

$$E_T = 191[\text{keV}]$$

これらの粒子の飛程は ^3He 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 3a)。その結果、 ^3He 比例計数管のエネルギースペクトルは図 3b のようなものになる。初めの領域はトリチウムのみが測定できた場合、中の領域が陽子のみが測定できた場合、最後の領域がその両方が測定できた場合に対応する。



(a) ^3He 比例計数管内の相互作用の様子



(b) ^3He 比例計数管のエネルギースペクトル
(文献 [1] より引用)

図 3: ^3He 比例計数管における壁際効果

4 NaI(Tl) シンチレータ

ある種の物質中で発生するシンチレーションの光によって電離性放射線を検出するものをシンチレーション検出器という。最も広く用いられているシンチレータは、ヨウ化ナトリウムなどの無機のアルカリハライド結晶、有機の液体およびプラスチックである。無機材料は光出力と直線性の点で優れているが、応答時間がかなり長い。有機シンチレータの応答は一般に速いが発光量が少ない。したがって、使用目的によってシンチレータを選択しなければならない。無機結晶は成分中の Z の値が大きく、密度も大きいため、ガンマ線スペクトル測定用として優れている。

4.1 無機結晶中のシンチレーション機構

無機物質中のシンチレーション機構は材料の結晶格子で決まるエネルギー状態に依存する。純粋な結晶では、図 4 におけるバンドギャップ (Band gap) の領域には電子は存在できない。エネルギーを吸収し、電子が価電子帯 (Valence band) から伝導帯 (Conduction band) へ移行し、元の位置が正孔となる。そこへ伝導帯の電子が光子を放出しながら価電子帯へ落ちて、光子を放出する。しかし、純粋結晶のギャップ幅では光子のエネルギーが大き過ぎてしまう。そこで、活性化物質と呼ばれる少量の不純物を添加することで、エネルギー帯の構造を少し変形させる。そうすることで、適切なエネルギーを持つ光子を放出するようになる。

本実験で用いた NaI(Tl) の基本データは、比重 3.67g/cm^3 、最高放出波長 415nm 、減衰時間 $0.23\mu\text{s}$ 、絶対発光量 38000 個/MeV である。また、NaI(Tl) は吸湿性があるので、大気中に一定時間放置すると、水分を吸収して劣化するため、通常気密容器内に封入する。

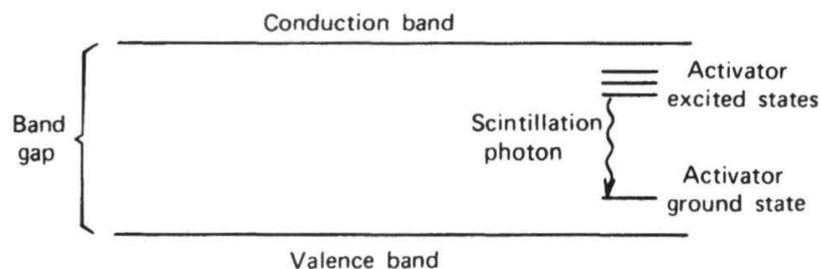


図 4: 活性化された結晶のエネルギー帯 (文献 [1] より引用)

4.2 光電子増倍管

シンチレーション計数法では、微弱なシンチレーション光を電気信号に変換する装置が必要となる。この目的に広く用いられるのが光電子増倍管 (photomultiplier, PMT) である。典型的な光電子増倍管の構造の概要を図 5 に示す。PMT は、数百個程度の光子からなる微弱な光信号を、雑音をほとんど増やさずに測定可能な電流パルスへ変換することができる。PMT は主に、光電陰極 (photocathode) と電子増倍器 (electron multiplier) から構成される。光電陰極では入射光子が光電子へ変換され、シンチレーション光がパルスである場合、生成される光電子も同様の時間構造を持つ。しかし、生成される光電子数は数百個程度と少ないため、そのままでは電気信号として小さい。電子増倍器では、光電子がダイノードに順次衝突することで二次電子が放出され、段階的に増幅される。増幅段数を N 、1 段あたりの二次電子放出数を δ とすると、全利得は

$$G = \alpha \delta^N$$

と表される。ここで α は光電子の収集効率である。典型的には $\delta \approx 5$ 、 $N \approx 10$ であり、全利得は約 10^7 となり、十分大きな電気信号として検出可能となる。

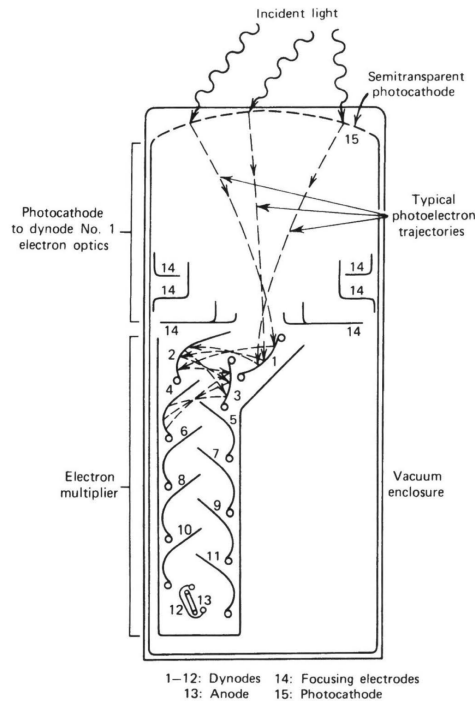


図 5: 光電子増倍管の概略図 (文献 [1] より引用)

4.3 NaI(Tl) シンチレータの信号の識別

NaI(Tl) シンチレータは主にガンマ線と、ミューオンが入射した場合に信号を出力する。このガンマ線は主に地殻、建材中の放射性物質から生じており、 ^{40}K から 1.46MeV 、 ^{232}Th の崩壊系列から 2.61MeV の γ 線が主な信号として得られる。これに対し、ミューオンは、次のベータの式に従って NaI(Tl) シンチレータにそのエネルギーを残す。

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

ここで、

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

宇宙線起源のミューオンは非常に高いエネルギーを持つため、最小電離粒子と呼ばれ、比エネルギー損失は約 2MeV/g/cm^2 という値になる。NaI(Tl) シンチレータに使われている NaI(Tl) の密度と大きさから、明らかに γ 線のエネルギーよりも大きいエネルギーを付与することが分かる。従って、得られた電気信号のエネルギーによって、 γ 線による信号か、ミューオンによる信号か判断することができる。

4.4 NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正

信号を生じさせた元のエネルギーは、得られた波形のパルス部分の積分値に比例する。従って、特定のエネルギーを持つ γ 線を出す γ 線源である ^{60}Co , ^{137}Cs を用いれば、エネルギーとパルス積分の関係式を求めることができる。ここで、 ^{60}Co が出す γ 線のエネルギーは、 1.173MeV と 1.332MeV の 2 つであり、 ^{137}Cs が出す γ 線のエネルギーは、 0.662MeV の 1 つだけである。

5 実験準備

5.1 DAQ

本実験ではデータ収集 (DAQ:Data AcQuisition) のために、Raspberry Pi(以下、ラズパイ) という PC と、Analog Discovery 2 という計測器を使用した。

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という弱点もある。しかし、Analog Discovery 2 と USB 接続ができ、測定に関して十分な処理性能を持っていることが確認されているため、本実験でも使用することとなった。

Analog Discovery 2 とは混合信号回路測定や可視化、生成、記録、および制御をユーザー自身が行うことができる USB オシロスコープおよび多機能計測器である。

5.2 実験セットアップ

いずれの実験も、横浜国立大学物理工学科エネルギー工学棟の三階の実験室 301 で行った。

5.2.1 環境中性子測定

環境中性子測定実験のセットアップの概略図を図 6 に示す。

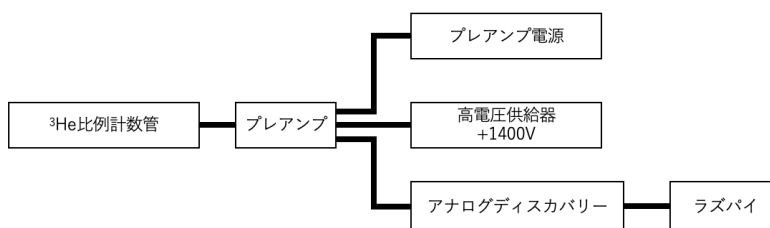


図 6: ³He 比例計数管による環境中性子測定実験セットアップ概略図

また、各実験機器は以下の通りである。

- ・³He 比例計数管：Reuter-Stokes 社、モデル番号 RS-P4-0810-220

- ・ プリアンプ：クレアパルス株式会社, 型番 581
- ・ プリアンプ電源：CANBERRA
- ・ 高電圧供給器：サトウ電子株式会社, MODEL HV-02W
- ・ ADC およびオシロスコープ：Analog Discovery 2
- ・ 制御 PC：Raspberry Pi 4

5.3 NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正

放射線源 ^{60}Co , ^{137}Cs (図 8) を用いた、NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正実験のセットアップの概略図を図 7 に示す。

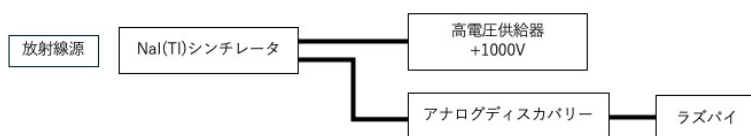


図 7: NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正実験セットアップ概略図



図 8: エネルギー較正に用いた放射線源 (左) ^{137}Cs (右) ^{60}Co

また、各実験機器は以下の通りである。

- NaI(Tl) シンチレータ：OKEN
- 高電圧供給器：MODEL HV-02W
- ADC およびオシロスコープ：Analog Discovery 2
- 制御 PC：Raspberry Pi 4

5.4 環境中性子と宇宙線ミュオン同時測定

^3He 比例計数管と NaI(Tl) シンチレータを用いた、環境中性子と宇宙線ミュオンの同時測定のセットアップの概略図を図 9 に示す。

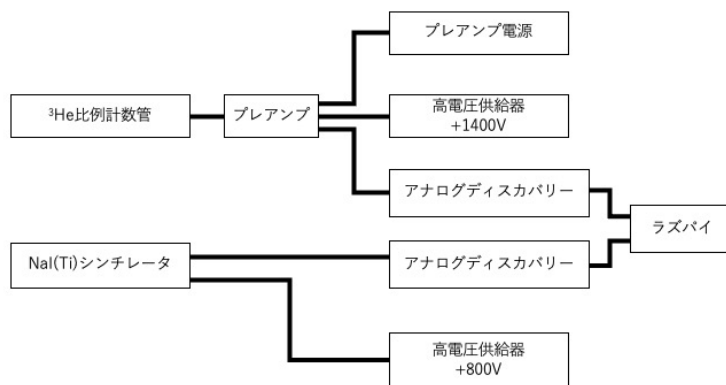


図 9: 環境中性子と宇宙線ミュオンの同時測定実験セットアップ概略図

各実験装置は、前述の実験で用いたものと同じである。

また、以下が実物のセットアップである。

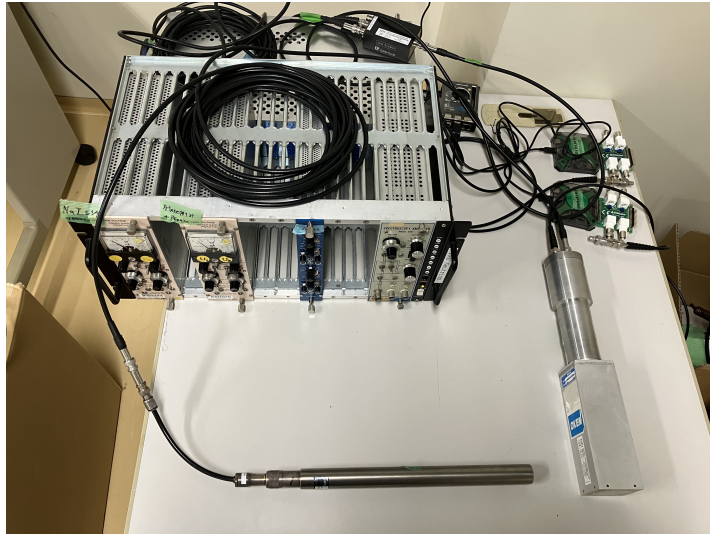


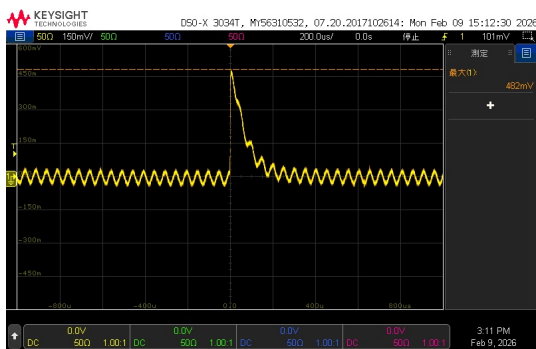
図 10: 環境中性子と宇宙線ミュオンの同時測定実験セットアップ実物図

6 実験結果

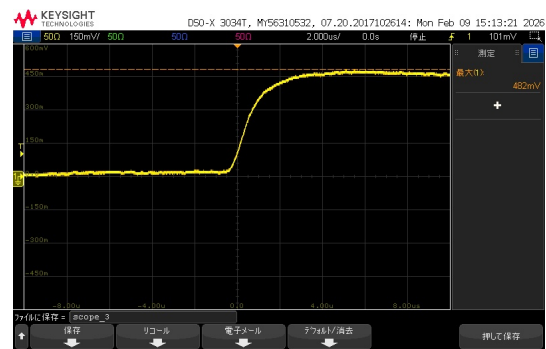
6.1 環境中性子測定

6.1.1 ^3He 比例計数管から得られた波形

オシロスコープを用いて ^3He 比例計数管から得られた波形を図 11 に示す。



(a) 波形全体 (縦軸 1 目盛 150mV, 横軸 1 目盛 200 μs)



(b) 波形の拡大図 (縦軸 1 目盛 150mV, 横軸 1 目盛 2.0 μs)

図 11: オシロスコープを用いて ^3He 比例計数管から得られた波形

図 11 のように、 ^3He 比例計数管から得られた電気信号の電圧はおよそ 300mV から 500mV であった。またパルスの幅はおよそ数百 μs であり、図 11b より、およそ数 μs で波高最大の半分に達し、そこから比較的緩やかに波高最大に達すると分かる。この時間特性から、これは ^3He 比例計数管から得られる典型的な波形であると言える。

次にアナログディスカバリーを用いて ^3He 比例計数管から得られた波形を図 12 に示す。このとき、縦軸の ADC は電気信号の電圧に比例する値であり、単位としては任意単位 [arb. unit] を用いた。

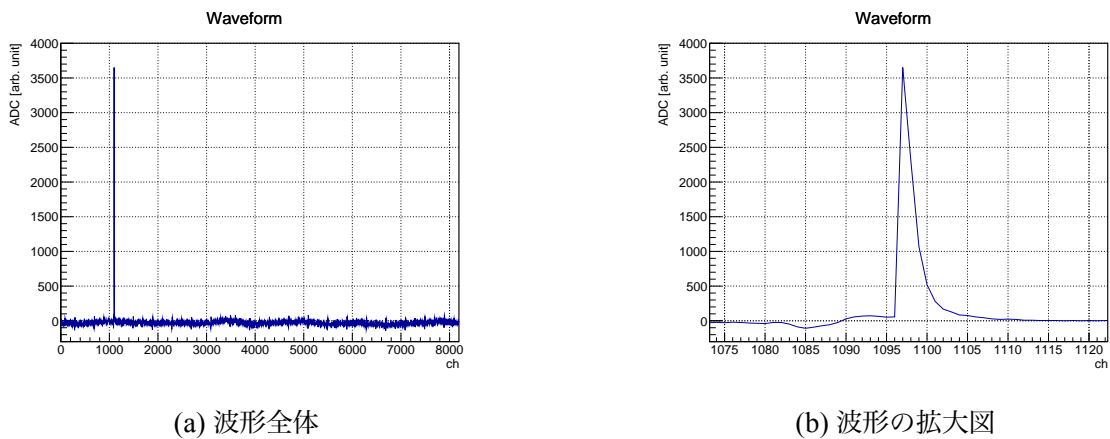


図 12: アナログディスカバリーを用いて ^3He 比例計数管から得られた波形

図 12b より、 ^3He 比例計数管から得られる波形の典型的な時間特性を見ることはできないが、これはアナログディスカバリーの分解能が低いためであると考えられる。

6.1.2 ^3He 比例計数管のパルス波高分布

14 日間にわたる測定によって得られた電気信号のパルス波高の分布を図 13 に示す。

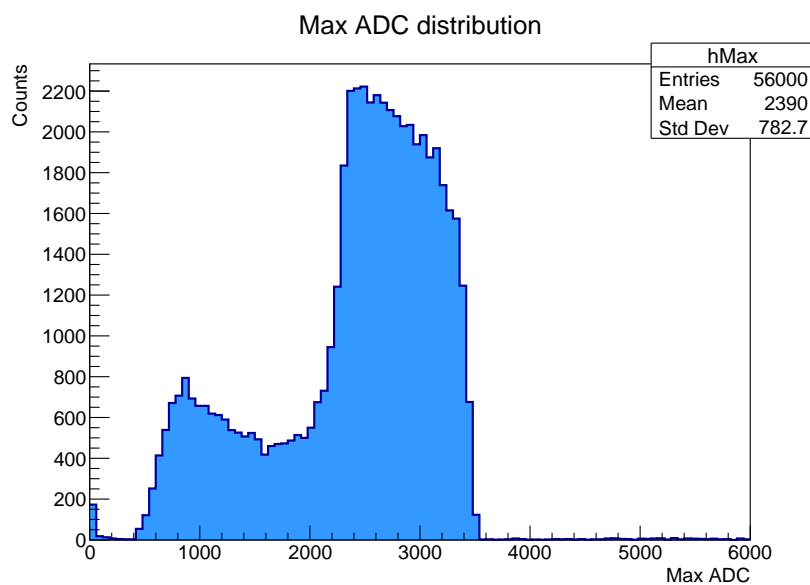


図 13: ^3He 比例計数管のパルス波高の分布

図 13 より、分布は波高の最高値が 1000 から 2000 の領域と、2400 から 3200 の領域に分かれている。これは ^3He 比例計数管の壁際効果によるものと考えられる。一つ目の領域がトリチウムのみが ^3He 比例計数管にエネルギーを残した時の信号で、二つ目の領域が陽子のみがエネルギーを残した時の信号と考えられる。本来であれば、三つ目の領域として陽子とトリチウムの両方がエネルギーを残した時の信号の領域が見られるはずだが、図 13 ではその領域を見ることはできなかった。これは、本実験で用いた ^3He 比例計数管の寸法がトリチウムと陽子の飛程に比べて小さかったためであると考えられる。

6.1.3 環境中性子計数

14 日間にわたる測定から、24 時間ごとに得られた中性子数を図 14 に示す。このとき、得られた電気信号のうち、図 13 より波高が 300[arb. unit] を超える信号を中性子とみなした。

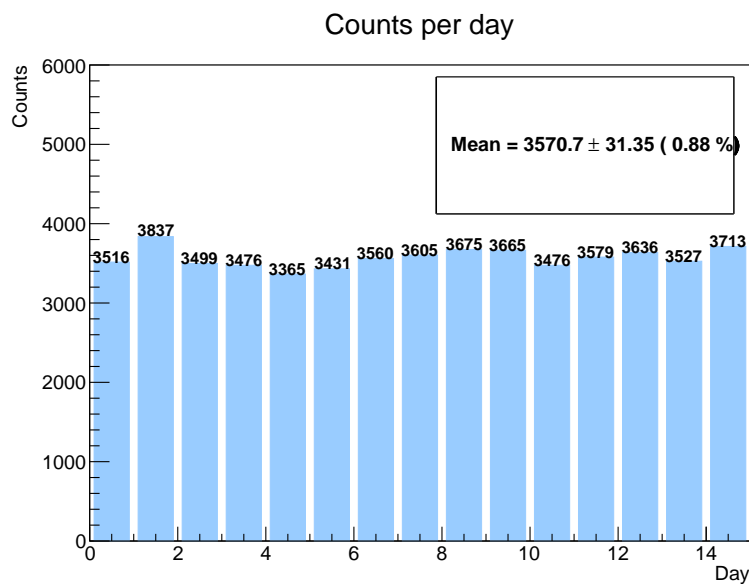


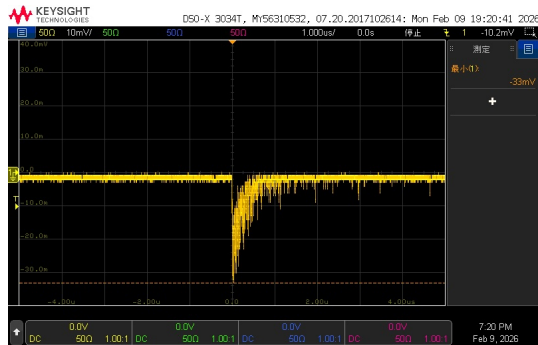
図 14: ^3He 比例計数管で観測された 24 時間ごとの中性子数

図 14 より、24 時間で得られる中性子信号数平均は 3570.7 ± 31.35 個であり、誤差 0.88% という安定した信号数を得られた。また、信号数のばらつきの原因としては、環境中性子の主な由来となる、宇宙線ミュオンのフラックスの変化が考えられる。

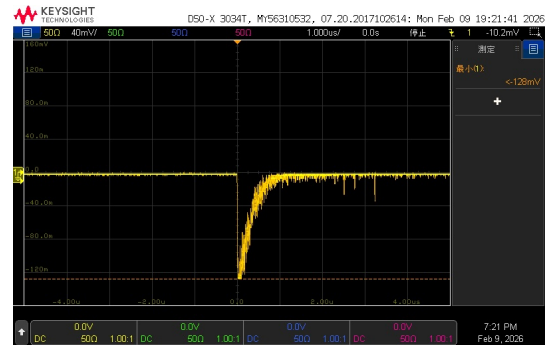
6.2 NaI(Tl) シンチレータのエネルギー較正実験

6.2.1 NaI(Tl) シンチレータから得られた波形

オシロスコープを用いて NaI(Tl) シンチレータから得られた波形を図 15b に示す。



(a) 波高の低い波形 (縦軸 1 目盛 10mV, 横軸 1 目盛 1.0 μ s)



(b) 波高の高い波形 (縦軸 1 目盛 40mV, 横軸 1 目盛 200 μ s)

図 15: オシロスコープを用いて NaI(Tl) シンチレータから得られた波形

オシロスコープを用いて NaI(Tl) シンチレータから得られた波形はその最小値が、-30mV ほどの小さい値を取るもの (15a) と、-100mV よりも低い大きい値をとるもの (15b) の二種類得られた。これらはそれぞれ、 γ 線が反応したことによる信号、宇宙線ミュオンが反応したことによる信号であると考えられる。

次に、アナログディスカバリーを用いて NaI(Tl) シンチレータから得られた波形を図 16 に示す。

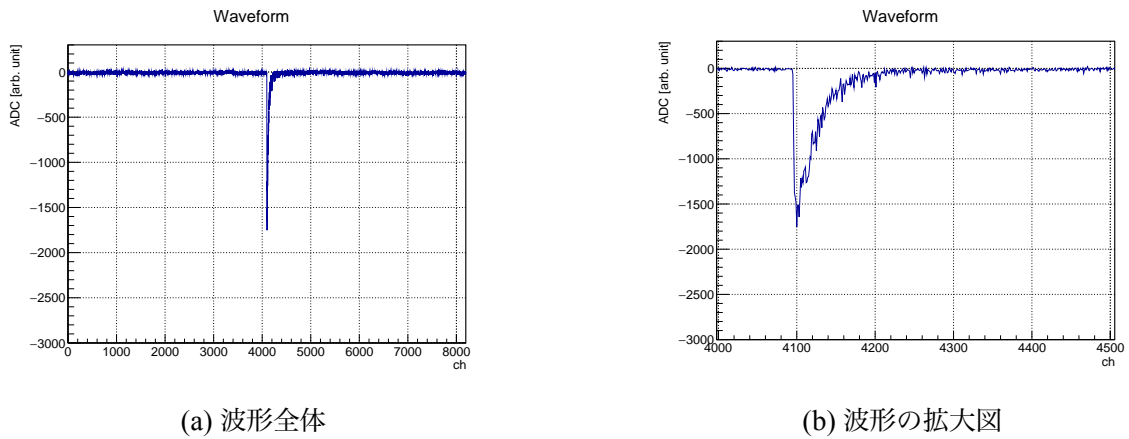


図 16: NaI(Tl) シンチレータから得られた波形

NaI(Tl) シンチレータから得られた波形は、 ^3He 比例計数管のものよりも、ぎざぎざとした波形となった。これは NaI(Tl) シンチレータから得られた信号はプレアンプを通してないため、適切な波形整形を施していないためであると考えられる。しかし、宇宙線ミュオンのフラックス測定にはその荒さによる影響は小さいため、引き続き同様のセットアップで測定を行った。

6.2.2 NaI(Tl) シンチレータのエネルギー分布

NaI(Tl) シンチレータの側に ^{60}Co , ^{137}Cs を置いたとき、何も置かなかったときの、NaI(Tl) シンチレータから得られる波形のパルス積分値の分布図を図 17 と図 18 に示す。

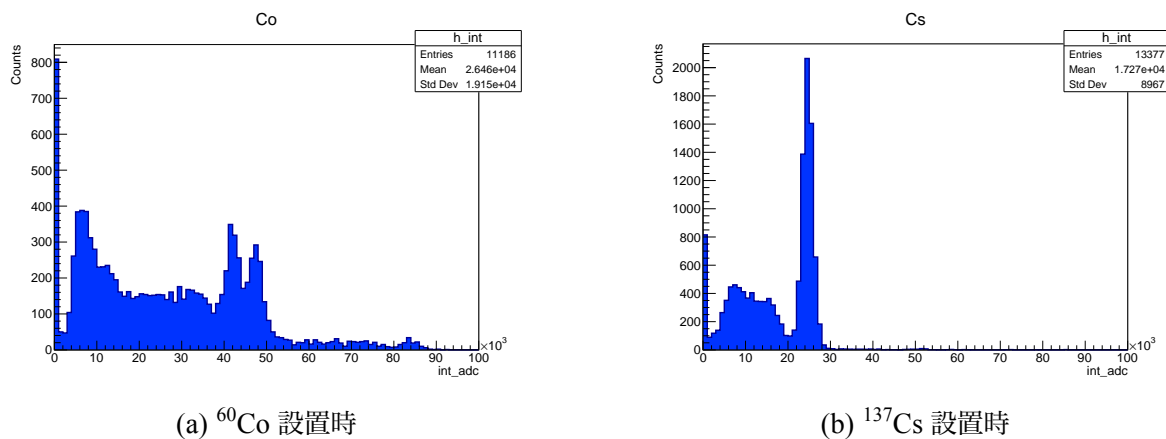


図 17: γ 線源 ^{60}Co および ^{137}Cs を側に置いたときの NaI(Tl) シンチレータから得られる波形のパルス積分値分布

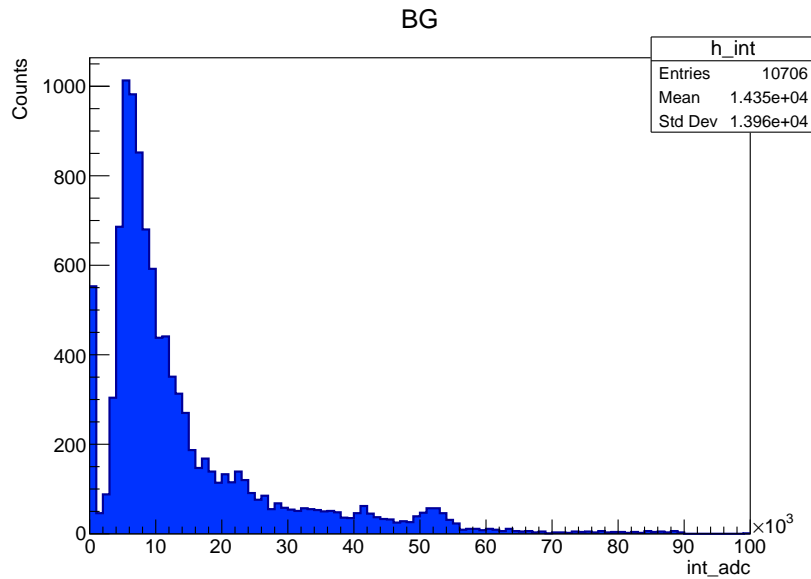


図 18: 何も置かなかったときの NaI(Tl) シンチレータから得られる波形のパルス積分値の分布

^{60}Co 設置時の横軸 40×10^3 から 50×10^3 における二つのピークがそれぞれ 1.173MeV と 1.332MeV に対応し、また ^{137}Cs 設置時の横軸 20×10^3 から 30×10^3 に見られるピークが 0.662MeV に対応すると考えられる。 ^{60}Co 設置時の 10×10^3 手前付近のピークは何も置かなかった時の結果図??より、放射線源以外からの γ 線によるピークであると考えられる。また、このピークが ^{137}Cs 設置時に見られなかったのは、 ^{137}Cs が ^{60}Co よりも単位時間あたりにはるかに多くの γ 線を放出していたからであると考えられる。

次に、 $(I, E) = (24500, 0.0662), (41500, 1.173), (47500, 1.332)$ をプロットし、直線近似した図を図 19 に示す。

直線近似より、パルス積分値 I とエネルギー E の関係式が以下と求められた。

$$E = 2.933 \times 10^{-5}I - 0.054[\text{MeV}]$$

確かに、波形のパルス積分と、その元となるエネルギーとが比例関係にあることが確かめられた。

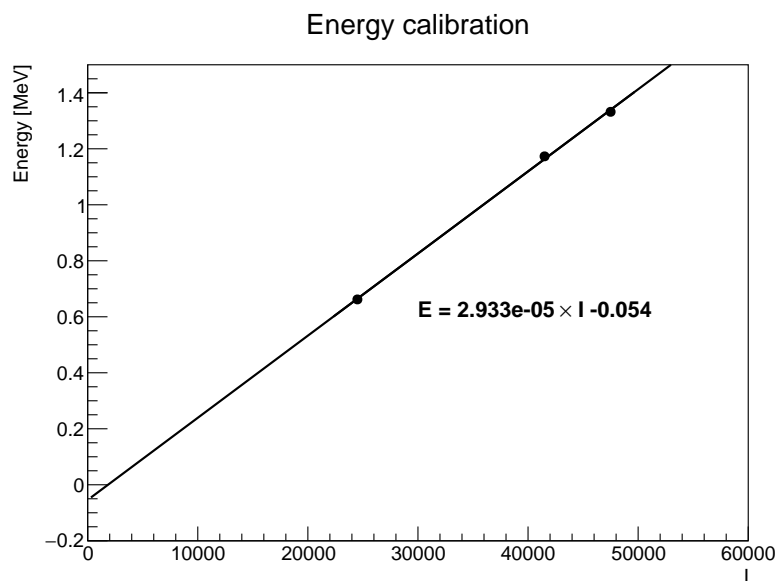


図 19: パルス積分値とエネルギーの関係

6.3 環境中性子と宇宙線ミュオンの同時測定

^3He 比例計数管を用いた中性子測定と、NaI(Tl) シンチレータを用いた宇宙線ミュオン測定を同時に行い、1 時間毎に得られる環境中性子と宇宙線ミュオンの相関を測定した。その結果を図 20 に示す。このとき、NaI(Tl) シンチレータから得られる信号のうち、前実験で求めた、パルス積分値 I とエネルギー E の関係式を用いてその信号の元のエネルギーを求め、それが 5MeV 以上の信号を宇宙線ミュオンによるものとみなした。

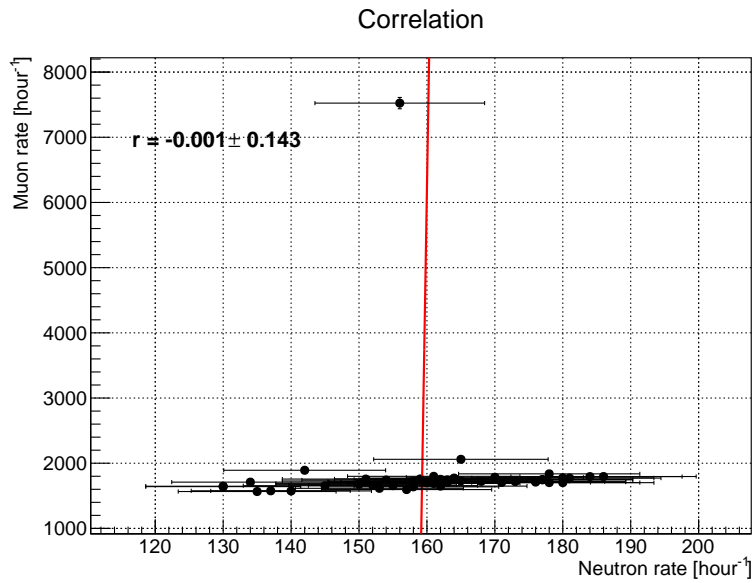


図 20: 環境中性子と宇宙線ミュオンの相関測定

図 20 では、ミュオン計数が異常に大きい点が 1 点確認された。この点は測定系の一時的なノイズや外乱の影響による外れ値である可能性があるため、統計的評価から除外して相関係数を求めた。その結果を図 21 に示す。

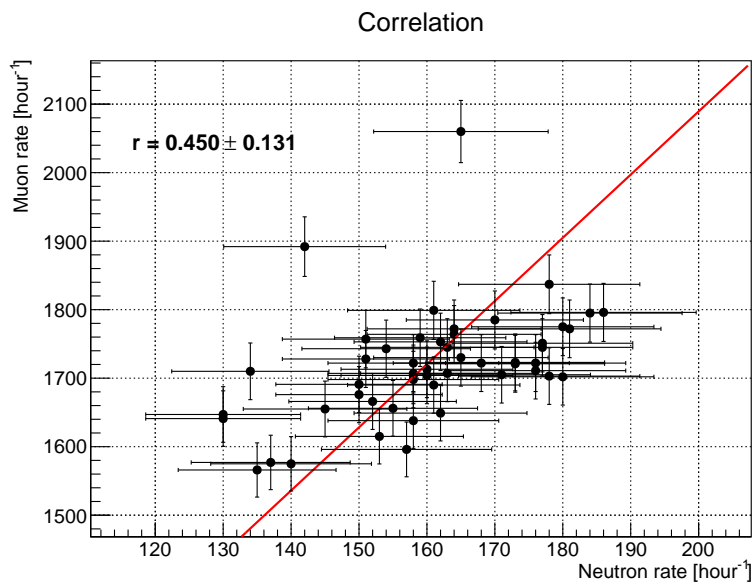


図 21: 外れ値を除いた環境中性子と宇宙線ミュオンの相関測定

図 21 より、1 時間毎に得られる環境中性子と宇宙線ミュオンとの相関は

$$r = 0.450 \pm 0.131$$

となった。ただし、相関係数の誤差に関しては、母集団の相関係数との誤差を近似式 $\delta r = \sqrt{\frac{1-r^2}{N-2}}$ から計算したものである。この結果から、地上環境における環境中性子と宇宙線ミュオンの間には弱い正の相関が示唆される。

相関が強く現れなかった原因として、 ^3He 比例計数管が主に感度を持つ中性子が熱中性子であることが挙げられる。宇宙線ミュオンは平均で数 GeV 程度の高いエネルギーを持ち、物質中で核反応により生成される中性子は比較的高いエネルギーを持つと考えられる。一方、 ^3He 比例計数管が高い検出効率を持つ熱中性子のエネルギーは約 0.5 eV 程度であり、生成直後の高速中性子は周囲の物質との散乱により減速される必要がある。しかし、十分に減速されない場合、 ^3He 比例計数管で検出されずに通過してしまう可能性がある。

以上から、熱中性子だけでなく、より高いエネルギー領域にも感度を持つ検出器を用いて同様の測定を行えば、宇宙線ミュオンとの相関がより明瞭に現れる可能性がある。また、 ^3He 比例計数管を用いた測定に、減速材（ポリエチレン等）の配置を加えることによって検出効率の変化を測定できる可能性がある。

また、今回の測定ではデータ数が十分でなかったため、今後は測定時間を延長し統計数を増やすことで、より信頼性の高い評価が可能になると期待される。

7 結論

本研究では、 ^3He 比例計数管を用いた環境中性子の測定、および NaI(Tl) シンチレータを用いた宇宙線ミュオンの測定を行い、さらに両者の同時測定による相関について検討した。

^3He 比例計数管による環境中性子測定では、典型的な波形を確認するとともに、壁際効果の存在を確認することができた。

また、NaI(Tl) シンチレータについては、 ^{60}Co および ^{137}Cs 線源を用いてエネルギー較正を行った。較正結果を用いることで、得られた信号を γ 線由来のものと宇宙線ミュオン由来のものにエネルギーによって識別し、宇宙線ミュオンの測定を行うことができた。

さらに、環境中性子と宇宙線ミュオンの相関を評価した結果、弱い正の相関が示唆された。

今後は測定時間を延長して統計数を増やすことに加え、 ^3He 比例計数管の主な感度領域である熱中性子よりも高いエネルギーに感度を持つ検出器を併用することで、宇宙線ミュオンとの相関をより明瞭に評価できると考えられる。

References

- [1] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4th ed. Wiley, 2010.
- [2] 佐々木 涼太. “地下実験施設における環境中性子測定”. 修士論文. 横浜国立大学, 2021.