

ニュートリノヘリシティの測定

京都大学理学部4回生 篠田遼太郎, 中村七海, 藤木恒成, 堀祐輔

2024年3月6日

概要

動機、先行実験、今回の結果について

目次

第 1 章	原理	1
1.1	ニュートリノヘリシティの測定原理	1
1.2	ニュートリノヘリシティの測定手法	1
1.2.1	観測量からのニュートリノヘリシティの算出	1
1.2.2	γ ヘリシティの測定手法	3
1.2.3	コンプトン散乱	3
1.3	実験室系での S_m^* からのガンマ線エネルギー	4
1.3.1	S_m^* 静止系での議論	4
1.3.2	実験室系での議論	4
1.3.3	ローレンツブースト	5
第 2 章	実験装置及び手順	6
2.1	装置全体図	6
2.2	各実験装置	6
2.2.1	シールド	6
2.2.2	散乱体	7
2.2.3	検出器	7
2.3	回路	9
2.3.1	回路全体図	9
2.3.2	反転回路	9
2.4	実験手順	12
第 3 章	統計	13
3.1	統計誤差	13
3.2	イベント数の見積	13
3.2.1	崩壊核子数の計算	13
3.2.2	散乱体立体角の計算	13
3.2.3	イベント数の見積	14
3.3	バックグラウンドの考察	14
3.3.1	鉛シールドでのコンプトン散乱	14
3.3.2	環境放射線	15
3.3.3	環境放射線の測定	15
第 4 章	解析	17
4.1	第 1 週の解析	17
4.2	第 2 週の解析	17
第 5 章	結果	18
5.1	第 1 週の結果	18
5.2	第 2 週の結果	18
第 6 章	考察	19
第 7 章	結論	20
参考文献		i

第1章 原理

1.1 ニュートリノヘリシティの測定原理

ニュートリノヘリシティの測定のために、 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ の電子捕獲によるニュートリノを利用する。



ここで $^{152\text{m}}\text{Eu}$ の半減期は 9.3h である。サマリウム の励起された原子核はガンマ線を出して基底状態に落ち着く。



この 1.2 で出たガンマ線のヘリシティを測定することで、ニュートリノのヘリシティを間接的に測定する。ニュートリノと電子が共にスピン $\frac{1}{2}$ の粒子であることから図 1.3 のように、 Sm^* の前方に放出された γ_{forward} がニュートリノのヘリシティを引き継いでいる。すなわち

$$h_\nu = h_\gamma \quad (1.3)$$

である。

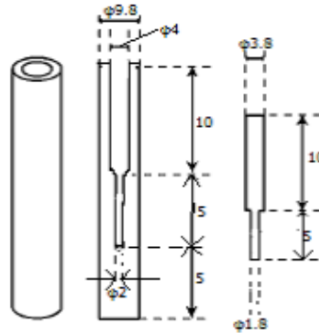


図 1.1: Eu の放射化の際に用いるケース

1.2 ニュートリノヘリシティの測定手法

1.2.1 観測量からのニュートリノヘリシティの算出

本実験でニュートリノヘリシティーを算出するのに用いる量は以下の通りである。

- N_+ : ヘリシティーが + の γ 線と鉄の電子のスピンを平行にしたときに測定される γ の数 (観測量)
- N_- : ヘリシティーが + の γ 線と鉄の電子のスピンを反平行にしたときに測定される γ の数 (観測量)
- P_{parallel} : γ 線と鉄の電子のスピンが平行なときの鉄を透過する確率 (理論で予想する量)
- $P_{\text{antiparallel}}$: γ 線と鉄の電子のスピンが反平行なときの鉄を透過する確率 (理論で予想する量)
- γ_+ : ヘリシティーが + の γ 線の数 (N と P から算出する量)
- γ_- : ヘリシティーが - の γ 線の数 (N と P から算出する量)

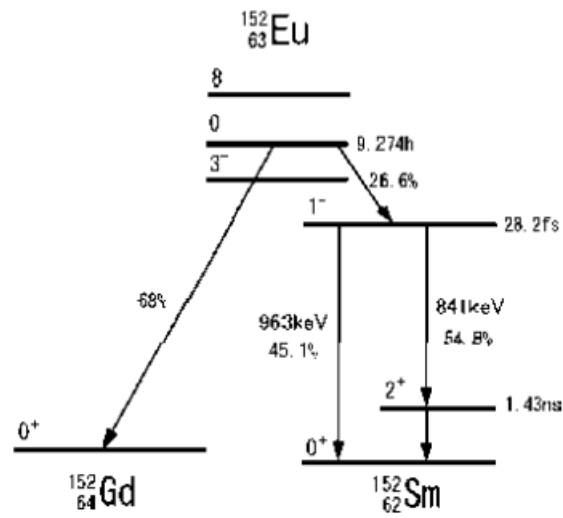


図 1.2: ^{152m}Eu の崩壊図式

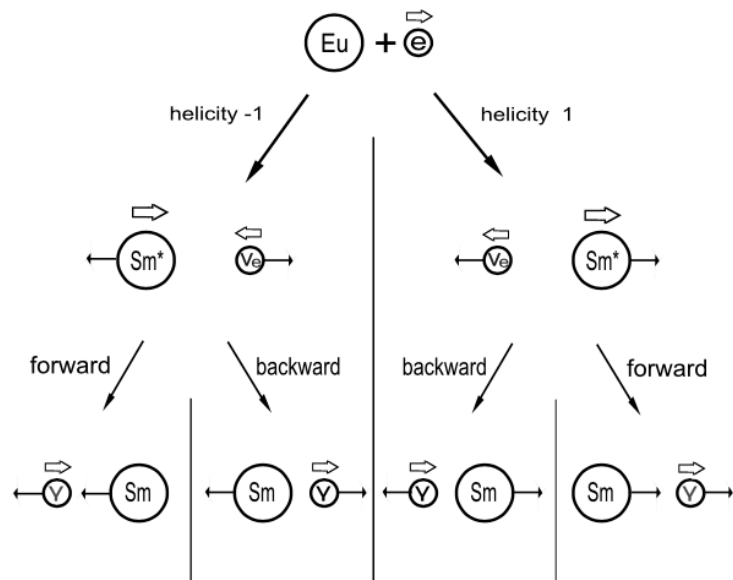


図 1.3: ^{152m}Eu の崩壊

これらの値からニュートリノヘリシティを算出するためには以下の通りである。 γ_+ および γ_- の値が十分に大きければ、これらのアシンメトリーは ^{152m}Eu 由来の γ のヘリシティ h_γ に一致する。すなわち

$$h_\gamma = \frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-} \quad (1.4)$$

である。式 (1.3) より、この h_γ を求めれば良い。

1.2.2 γ ヘリシティの測定手法

h_γ を求めるためには具体的には以下のようにする。 N のアシンメトリーは

$$\begin{aligned} N_+ &= P_{\text{parallel}}\gamma_+ + P_{\text{antiparallel}}\gamma_- \\ N_- &= P_{\text{antiparallel}}\gamma_+ + P_{\text{parallel}}\gamma_- \end{aligned} \quad (1.5)$$

と表せるので

$$N_{\text{aym}} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1.6)$$

$$P_{\text{aym}} = \frac{P_{\text{parallel}} - P_{\text{antiparallel}}}{P_{\text{parallel}} + P_{\text{antiparallel}}} \quad (1.7)$$

$$\gamma_{\text{aym}} = \frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-} \quad (1.8)$$

とおくと

$$\begin{aligned} N_{\text{aym}} &= \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \\ &= \frac{P_{\text{parallel}} - P_{\text{antiparallel}}}{P_{\text{parallel}} + P_{\text{antiparallel}}} \cdot \frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\gamma_+ + \gamma_-} \\ &= P_{\text{aym}} \cdot \gamma_{\text{aym}} \end{aligned} \quad (1.9)$$

より γ のヘリシティは

$$h_\gamma = \gamma_{\text{aym}} = \frac{N_{\text{aym}}}{P_{\text{aym}}} \quad (1.10)$$

と求まる。

1.2.3 コンプトン散乱

γ のヘリシティの測定のためにコンプトン散乱を用いる。コンプトン散乱の断面積は γ と電子のスピンの反平行であるときに一番大きく、平行であるときに一番小さい。よって、偏極した鉄に γ を通過させると、透過する数は γ の偏極に応じて変化する。この差を見ることで γ のヘリシティを測定できる。コンプトン散乱のダイアグラムを図 1.4 に示す。

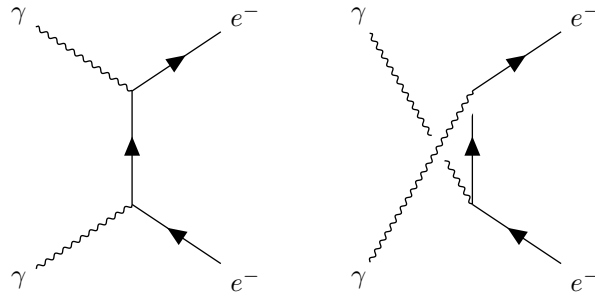


図 1.4: コンプトン散乱のダイアグラム

この最低次の振幅は

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_1 &= \bar{u}^{(s')}(p') \left[\epsilon_\nu^*(ie\gamma^\nu) \frac{i(\not{p} + \not{k} + m)}{(p+k)^2 - m^2} (ie\gamma^\mu) \epsilon_\mu \right] u^{(s)}(p) \\ -i\mathcal{M}_2 &= \bar{u}^{(s')}(p') \left[\epsilon_\mu (ie\gamma^\mu) \frac{i(\not{p} - \not{k}' + m)}{(p-k')^2 - m^2} (ie\gamma^\nu) \epsilon_\nu^* \right] u^{(s)}(p) \end{aligned} \quad (1.11)$$

であり、 M 行列は

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 \quad (1.12)$$

である。微分散乱断面積は

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{d^3p' d^3k'}{(2\pi)^6 2\omega_{p'} 2\omega_{k'}} \cdot \frac{|\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p \cdot k)^2}} (2\pi)^4 \delta(p' + k' - p - k) \\ &= \frac{d^3k'}{(2\pi)^2 8m\omega_{p'}\omega_{k'}} \end{aligned} \quad (1.13)$$

より

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \int_0^\infty \frac{|k'|^2 d|k'|}{(2\pi)^2 8m\omega_{p'}} \delta\left((p + k - k')^2 - m^2\right) \Theta(m + \omega - \omega') |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2 8m} \cdot \frac{\omega'^2}{\omega} \cdot |\mathcal{M}|^2 \end{aligned} \quad (1.14)$$

で与えられる。

1.3 実験室系での Sm^* からのガンマ線エネルギー

Sm^* から放出される γ のエネルギー 963keV は、 Sm^* 静止系で見たエネルギーである。我々の実験室系では、静止しているのは Eu と e^- なので、反応 (1.2) 直後に実験室系で観測される γ のエネルギーは、厳密には 963keV とは異なる。以下では実験室系で観測される γ のエネルギーを求める。具体的には Sm^* 静止系から実験室系へのローレンツブーストにより求める。

1.3.1 Sm^* 静止系での議論

今回注目する Sm^* と Sm の準位間のエネルギー 963.4keV は、放出される γ のエネルギーとは厳密には異なる。なぜならば、準位間のエネルギーが γ と Sm 原子核自身の反跳に分配されるからである。しかし、後者は無視できるほど小さいので、 Sm^* 静止系では放出される γ のエネルギーが 963.4keV だと考えて問題ない。(このとき Sm^* 静止系と Sm 静止系は一致している。) したがって、この系での γ 放出前後でのエネルギー保存則は、 $E = 963.4\text{keV}$ 、放出される光子の運動量 (の空間成分) を \boldsymbol{p} として

$$\begin{aligned} m_{\text{Sm}} + E &= |\boldsymbol{p}| + \sqrt{|\boldsymbol{p}|^2 + m_{\text{Sm}}^2} \\ &\simeq |\boldsymbol{p}| + m_{\text{Sm}} \end{aligned} \quad (1.15)$$

とかける。ここで一行目から二行目に移る際に原子核の反跳を無視した。よって

$$E \simeq |\boldsymbol{p}| \quad (1.16)$$

である。

1.3.2 実験室系での議論

Eu と e^- は Lab 系ではほぼ静止している。以下ではまず Lab 系で考える。反応 (1.1) において生成される $^{152}\text{Sm}^*$ の四元運動量は

$$k_{\text{Sm}^*} = \left(\sqrt{|\boldsymbol{k}|^2 + m_{\text{Sm}}^2}, \boldsymbol{k} \right) \quad (1.17)$$

ν_e については

$$k_{\nu_e} = (|\boldsymbol{k}|, -\boldsymbol{k}) \quad (1.18)$$

とかける。ここでエネルギー保存則より

$$m_{\text{Eu}} = |\boldsymbol{k}| + \sqrt{|\boldsymbol{k}|^2 + m_{\text{Sm}}^2} \simeq |\boldsymbol{k}| + m_{\text{Sm}} \quad (1.19)$$

よって

$$|\mathbf{k}| = m_{\text{Eu}} - m_{\text{Sm}} \quad (1.20)$$

よって Sm^* 静止系から実験室系に移るには、この速度 \mathbf{k} で系を Sm^* の進行方向にブーストすれば良い。

1.3.3 ローレンツブースト

今回は Sm 原子核前方に放出された γ を考えるので、実験室系に移るには γ の進行方向に系をローレンツブーストしてやればよい。結論から言うと、これにより forward γ のエネルギーは Sm^* 静止系で見るよりも、実験室系で見る場合の方が大きく見える。 Sm と γ の進行方向を x 軸の方向にとるとローレンツ変換は行列によって

$$\Lambda_{\text{rest} \rightarrow \text{lab}} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

と表せる。ここで

$$\beta = -\frac{|\mathbf{k}|}{m_{\text{Sm}}} \quad (1.22)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.23)$$

である。ブースト後の実験室系での γ の運動量を p' とすると、 $p' = \Lambda p$ より、実験室系での γ のエネルギーは

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}'| &= \gamma|\mathbf{p}| - \beta\gamma|\mathbf{p}| \\ &= (1 - \beta)\gamma|\mathbf{p}| \\ &= \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}|\mathbf{p}| \\ &= \sqrt{\frac{m_{\text{Eu}}/m_{\text{Sm}}}{2 - m_{\text{Eu}}/m_{\text{Sm}}}} E \\ &\simeq 974 \text{keV} \end{aligned} \quad (1.24)$$

よってコンプトン散乱により 10MeV 程度光子がエネルギーを落とす場合に、forward γ の共鳴散乱が起きることになる。

第2章 実験装置及び手順

2.1 装置全体図

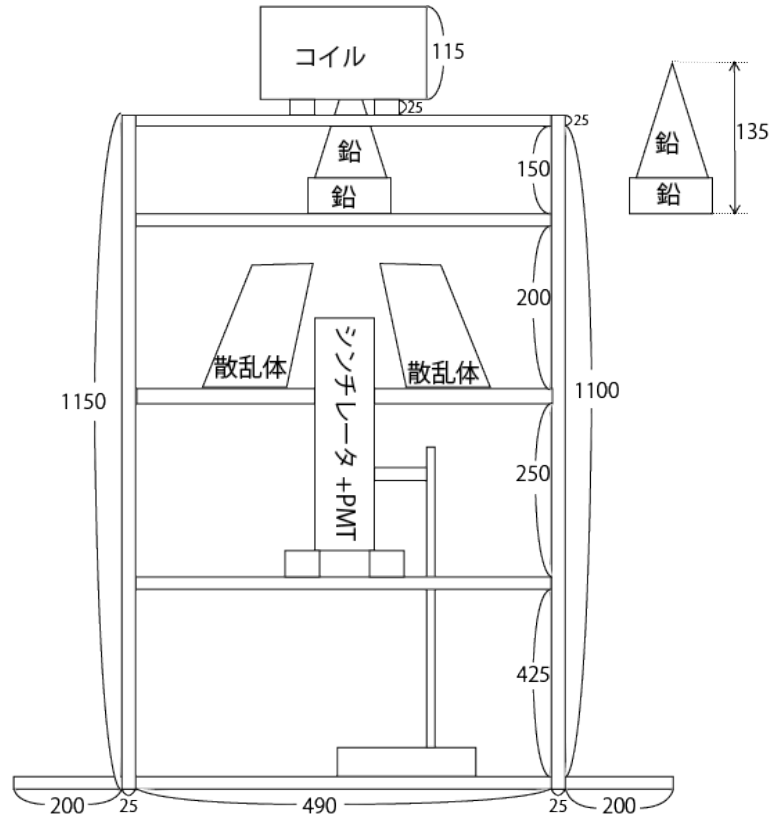


図 2.1: 装置全体図

2.2 各実験装置

2.2.1 シールド

鉛シールドによるガンマ線の吸収

物質中をガンマ線が透過する際に、進んだ長さに対応して強度は減衰する。物質中に1個のガンマ線が入射した際に透過する確率は、吸収係数 μ /cm (入射光子のエネルギーに依存) と、物質中を光子が通過する長さ x cm を用いて

$$I = \exp(-\mu x) \quad (2.1)$$

とかける。一般には質量吸収係数 $\mu_m = \mu/\rho$ cm²/g がよく用いられ、これと物質の密度 ρ g/cm³ を用いると

$$I = \exp(-\mu_m \rho x) \quad (2.2)$$

とかける。ただし、実際に検出器で検出されるガンマ線は、吸収物質を透過したものだけでなく、吸収物質中で散乱されたものも含まれている。この効果の補正を入れるために式 2.1 の係数を以下のようにビルドアップ係数 $B(x, E_\gamma)$ で置き換える。

$$I = B(x, E_\gamma) \exp(-\mu x) \quad (2.3)$$

ビルドアップ係数は経験則的には、吸収物質の厚さを入射ガンマ線の平均自由行程で割った値にほぼ等しい。本実験で用いる鉛の場合、1MeV に対応する質量吸収係数が約 $6.8 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2/\text{g}$ 、密度が $11.34 \text{g}/\text{cm}^3$ であるから、式 2.5 より鉛中の平均自由行程は 1.29cm であり、経験則的なビルドアップ係数は

$$B_{\text{experimental}} = \frac{x}{1.29 \text{cm}} \quad (2.4)$$

となる。今回用いるシールドは厚みが 20cm のものであり、それに対する透過確率を図 2.2 に示す。

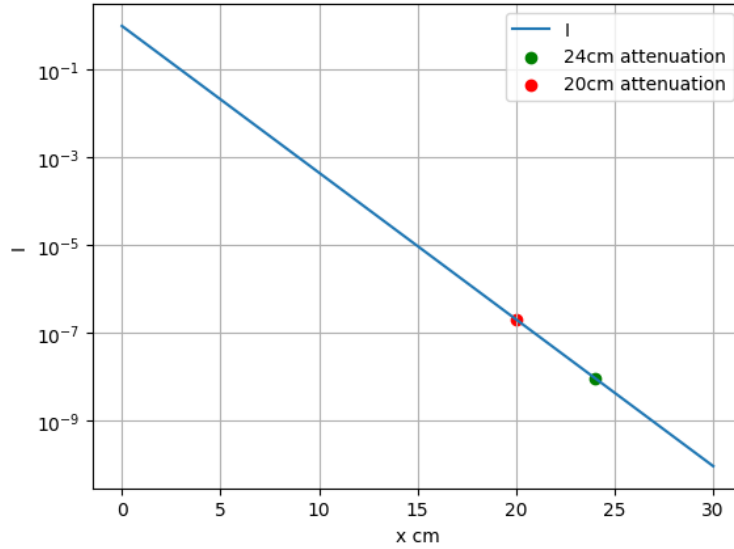


図 2.2: 鉛の長さに対する γ の透過確率

2.2.2 散乱体

Sm₂O₃ 散乱体におけるガンマ線の平均自由行程

平均自由行程は

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_m \rho} \quad (2.5)$$

とかける。Sm₂O₃ 散乱体の密度を $1.7 \text{ g}/\text{cm}^3$ とした場合の 960 keV のガンマ線の平均自由行程は 9.8 cm である。

散乱体ケース材質の選定

ノイズ信号として散乱体ケースによりコンプトン散乱された光子が考えられる。散乱 γ 線の微分散乱断面積は、クライン・仁科の式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right] \quad (2.6)$$

に従う。これは吸収物質の原子番号 Z に比例するので、なるべくこの値が小さいものを散乱体ケースに採用するのが望ましい。

散乱体ケースの設計

2.2.3 検出器

LaBr₃ シンチレータ

LaBr₃ シンチレータの特徴として

- 高いエネルギー分解能
- 短い減衰時間
- 大きい結晶密度

が挙げられる。減衰時間 26ns。

光電子増倍管

シンチレータで発生した光子が、光電面に入射することで光電効果により光電子を叩き出す。この光電子が持っているエネルギーは高々1eV 程度である。光電子は増倍部でダイノード間の数 100eV 程度の電位差によって加速され、ダイノードと衝突し二次電子が放出される。典型的な二次電子の個数は 5 から 10 個程度である。光電子増倍管の全利得を考える。1 個の入射光電子ごとに δ 個の電子が生成されるとすると、増倍部が N 段ある場合、全体での利得は

$$\text{gain} = \alpha \delta^N \quad (2.7)$$

で与えられる。ただし、 α は増倍部に集められる光電子の割合である。 δ は一般的にはダイノード間電圧の 1 より小さい累乗で変化し、10 段程度の場合、全利得は V^6 から V^9 に比例する。

AD 変換器

光電子増倍管からの信号である電圧はアナログ信号であるため、AD 変換器を通してデジタル信号に変換する。本実験で用いる ADC は CAEN DT5740 である。これは電荷積分型 ADC で、GATE 信号が入力されている間のみ電荷積分を行う。この GATE 信号を作るために Discriminator を用いる。ADC からの出力波形の面積がエネルギーに対応している。キャリブレーションを行う際には、この面積を測って、ある面積の波が何個きているか数える。サンプリングレートは 62.5MS/s であり、18ns/S である。

エネルギー分解能

原理 シンチレータの発光に引き続いて、光電子増倍管の光電陰極から発生する電子の数は統計的にランダムに変動する離散的な数である。このキャリア形成過程がポアソン分布に従うと仮定する。あるエネルギーの光子が光電子増倍管に入射した際に、平均として N 個のキャリアが形成されたとすると、その統計的な変動における標準偏差は \sqrt{N} になる。通常、 N は非常に大きい数なので、エネルギーに対する計数の応答はガウス分布となる。そこで、一般的には分解能 R はスペクトルの半値幅をピークの中央値 H_0 で割ったものとして無次元化されて定義される

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} = \frac{2.35\sigma}{H_0} \quad (2.8)$$

形成されるキャリアの数は入射光子のエネルギーに対し線形に応答するので、比例定数を K とおいて

$$H_0 = KN \quad (2.9)$$

その標準偏差は

$$\sigma = K\sqrt{N} \quad (2.10)$$

となる。したがってキャリア数の統計的な変動による分解能の限界値は以下ようになる。

$$R_{\text{ポアソン限界}} = \frac{\text{FWHM}}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} \quad (2.11)$$

実際の検出器の分解能には、個々のキャリアの形成過程が独立でないことによる補正が加わる。この統計的な変動のポアソン分布からのずれを以下のファノ因子を用いて表す。

$$F = \frac{\text{観測された } N \text{ の分散}}{\text{ポアソン分布で予想された分散 (= } N \text{)}} \quad (2.12)$$

ファノ因子の値は検出器によって異なる。シンチレータではファノ因子は 1 と等しいことが知られている。ファノ因子を用いると分解能の統計限界は

$$R_{\text{統計限界}} = \frac{2.35\sqrt{F}}{\sqrt{N}} \quad (2.13)$$

と求まる。

理論値 理論的な分解能は以下に示す値によって決定される。

- LaBr₃ シンチレータの絶対発光量 (光子/MeV) : 63000
- 光電子増倍管の量子効率 : 0.2~0.3

ただし、量子効率と増倍係数は以下のように定義される。

$$\text{量子効率 (QE)} = \frac{\text{発生する光電子の数}}{\text{入射した光子の数}} \quad (2.14)$$

したがって 1MeV におけるキャリア形成数は 10 段の PMT を用いたとき

$$N = 63000 \times 0.2 = 1.26 \cdot 10^4 \quad (2.15)$$

であり

$$\sqrt{N} = 1.1 \cdot 10^2 \quad (2.16)$$

なので分解能の統計限界は

$$R_{\text{統計限界}} = \frac{2.35\sqrt{F}}{\sqrt{N}} = 2.0 \cdot 10^{-2} \quad (2.17)$$

と求まる。

実験値 今回用いる LaBr₃ シンチレータの 841keV と 963keV における分解能を、表 2.1 の値を外挿して求めた。分解能がキャリア形成数の平方根の逆乗に比例し、キャリア形成数はエネルギーに比例することから、外挿する関数としてエネルギーの平方根の逆乗に比例する関数を選んだ。その結果を表 2.2 に示す。

表 2.1: キャリブレーション

核種	エネルギー	中心 H_0 (channel)	標準偏差 σ (channel)	分解能 R
²² Na	511keV	204.0	8.1	$9.3 \cdot 10^{-2}$
¹³⁷ Cs	662keV	265.0	9.3	$8.3 \cdot 10^{-2}$
²² Na	1275keV	501.0	14.0	$6.6 \cdot 10^{-2}$

表 2.2: エネルギー分解能

核種	エネルギー	分解能 R	FWHM(keV)
^{152m} Eu	841keV	$7.4 \cdot 10^{-2}$	62.2
^{152m} Eu	963keV	$7.0 \cdot 10^{-2}$	67.4

キャリブレーション

図 2.3 と図 2.4 に ²²Na の波形を示す。また、図 2.5 に ¹³⁷Cs の波形を示す。以上より図 2.6 に示すように線形に外挿すると、今回のセットアップを用いた際の ADC のチャンネルとエネルギーの関係が

$$\text{Energy keV} = 2.58 \times \text{channel} - 18.0 \quad (2.18)$$

と求まる。

2.3 回路

2.3.1 回路全体図

2.3.2 反転回路

本実験では各回での放射化における放射能の差による誤差をできるだけ少なくするため、短い時間間隔で磁場を反転させる。反転回路の概略を図 2.8 に載せる。また、その制御を表 2.3 に載せる。10 秒のスリープタイムを設け、5 分間測定のための磁場を反転する。今回の実験では、ds3484 イーサネットリレーを用いて反転信号を制御する。

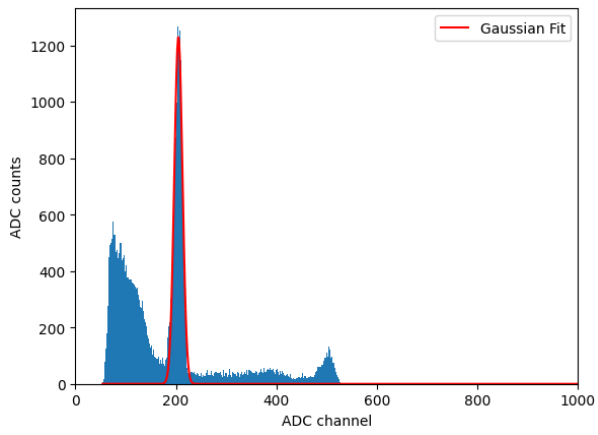


図 2.3: ^{22}Na 511keV

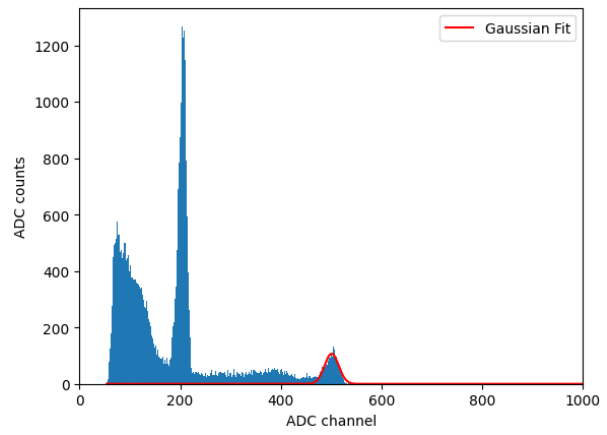


図 2.4: ^{22}Na 1275keV

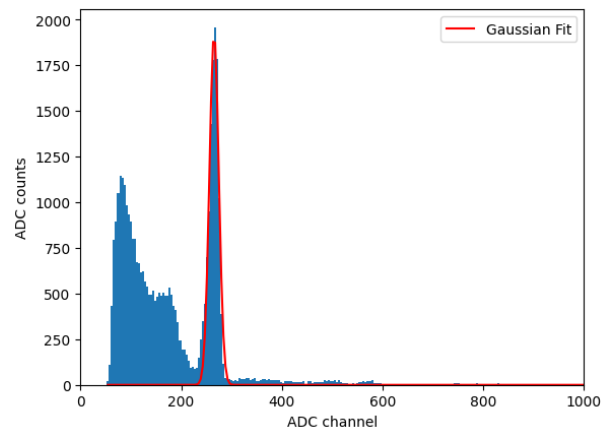


図 2.5: ^{137}Cs 662keV

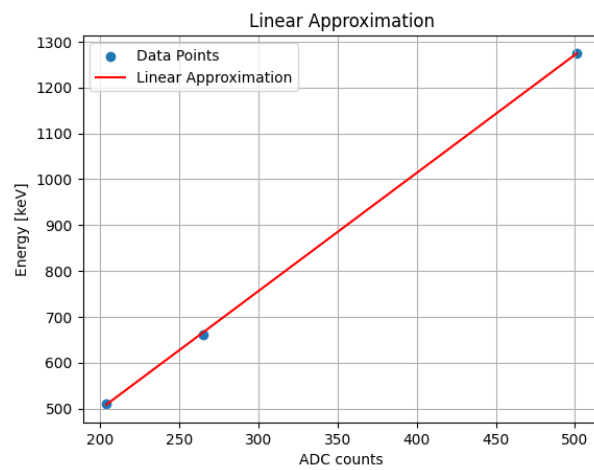


図 2.6: キャリブレーション

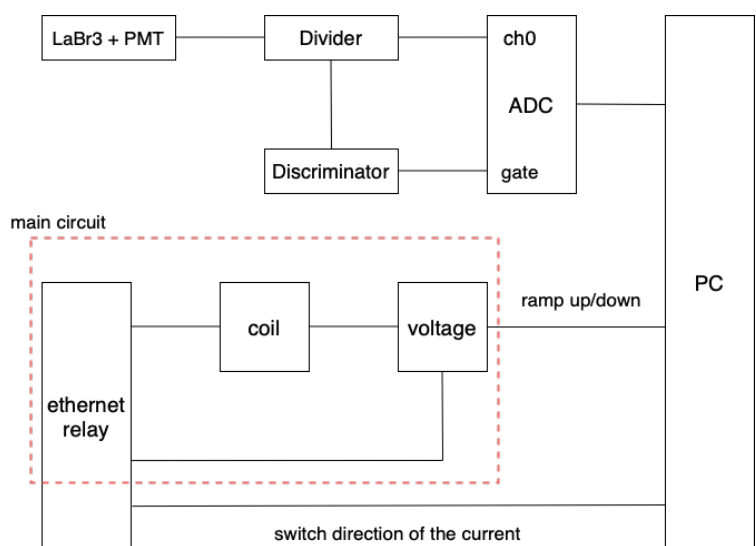


图 2.7: 回路全体図

表 2.3: 反転信号

①	②	③	④	status
0	0	0	0	off
1	0	0	0	off
1	1	0	0	on(down)
1	0	0	0	off
0	0	0	0	off
0	0	1	0	off
0	0	1	1	on(up)
0	0	1	0	off

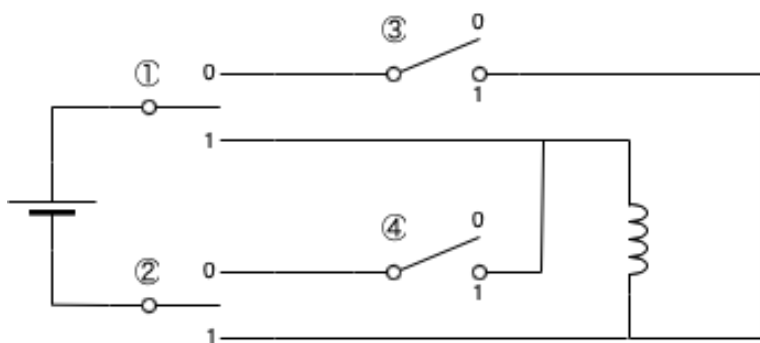


图 2.8: 反転回路

2.4 実験手順

第3章 統計

3.1 統計誤差

磁場を光子のスピンと平行/反平行にかけた時のイベント数をそれぞれ N_+ 、 N_- とすると大まかには $N_+ \simeq N_-$ なので、この二つの値が共に N 程度であるとする、アシンメトリー

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (3.1)$$

の統計誤差は誤差伝搬の式より $\frac{1}{\sqrt{N}}$ となる。実験での期待されるアシンメトリー (3.1) は約 0.08 なので、統計誤差がその 10% になるのに必要なイベント数は N_+ 、 N_- 合わせて約 2×10^4 である。

3.2 イベント数の見積

3.2.1 崩壊核子数の計算

本実験では一回の照射で 100MBq の Eu 線源を作ることができる。このうち核異性体 ^{152m}Eu の割合は?である。放射能の初期値を

$$A_0 = 100\text{MBq} \quad (3.2)$$

としたとき、強度は

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (3.3)$$

で減衰する。ここで λ は崩壊定数と呼ばれ、半減期を $T = 9.31\text{h}$ として

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T} \quad (3.4)$$

とかける。放射能 $A(t)$ と核子数 $N(t)$ との間には

$$N(t) = \frac{A(t)}{\lambda} \quad (3.5)$$

という関係があり、したがって照射後から時刻 t までに崩壊する ^{152m}Eu の核子数 N_{decay} は

$$N_{\text{decay}} = N(0) - N(t) = \frac{A(0) - A(t)}{\lambda} \quad (3.6)$$

と求まる。測定時間を $t = 14\text{h}$ としたとき

$$N_{\text{decay}} = 3.58 \cdot 10^{12} \quad (3.7)$$

となる。

3.2.2 散乱体立体角の計算

6deg に対応する立体角は 0.03、散乱体の角度を 10deg まで取ることになると 10deg に対応する立体角は 0.09 なので、散乱体方向の立体角の割合は $\frac{0.06}{4\pi} = 0.004$ となる。

3.2.3 イベント数の見積

一回の実験 (14h) で得られるイベント数は

$$3.58 \cdot 10^{12} \times 0.13 \times e^{-\frac{5}{2.3}} \times 0.004 \times e^{-\frac{10}{9.8}} \times 0.5 \times 0.049 \simeq 1.89 \times 10^6 \text{events} \quad (3.8)$$

- 10^{12} : 本実験で測定時間の間に崩壊する Eu 核子数
- 0.13 : 963keV の γ が放出される ^{152m}Eu の EC 崩壊の分岐比
- $e^{-\frac{5}{2.3}}$: 鉄電磁石の中を γ が通過するときの減衰割合、2.3cm は鉄中での 1MeV γ 線の平均自由行程
- 0.004 : Eu 線源から見た全立体角のうち、Sm 散乱体の方向の立体角の割合
- $e^{-\frac{10}{9.8}}$: 散乱体の中を γ が通過するときの減衰割合、9.8cm は鉄中での 1MeV γ 線の平均自由行程
- 0.5 : Sm_2O_3 共鳴散乱体から見た検出器方向への立体角の割合
- 0.049 : 963keV γ 線に対する LaBr_3 シンチレータの検出率

3.3 バックグラウンドの考察

本実験では Sm_2O_3 散乱体で散乱された後の 963keV と 841keV の γ を見たい。そこでこのエネルギー帯のバックグラウンドを考える。

3.3.1 鉛シールドでのコンプトン散乱

974keV の γ が鉛シールドでコンプトン散乱され、 LaBr_3 シンチレータに入ると 974keV を端とするコンプトンエッジが現れる。この形は LaBr_3 シンチレータのエネルギー分解能に依存し、理想的には 974keV を端とするステップ関数になるが、実際に ADC で見ることのできるスペクトラムは、図 3.1 にあるようなガウシアンとの畳み込みが観測される。

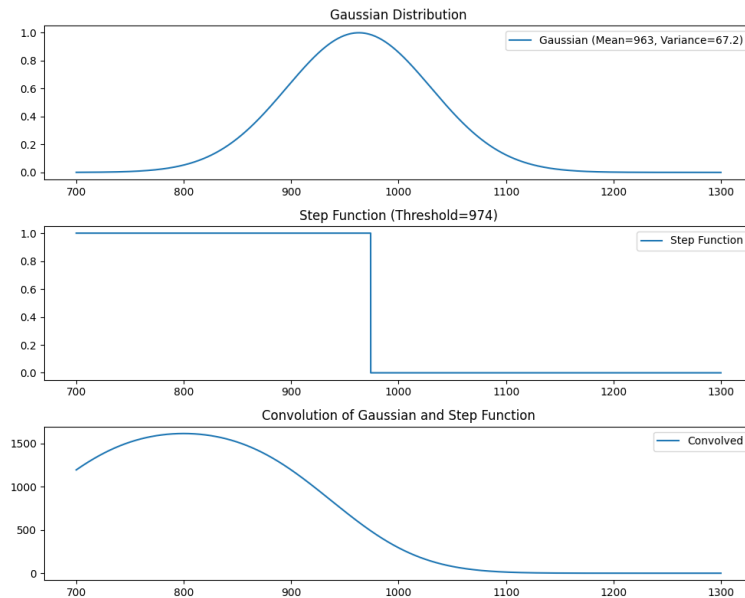


図 3.1: スペクトル

3.3.2 環境放射線

そのほかに考えられるノイズとしては環境放射線が挙げられる。特に今回観測したいエネルギー帯に寄与するものとしては、図 3.2 と図 3.3 に示すようなウラン系列とトリウム系列がある。

- ^{228}Ac 836keV (トリウム系列)
- ^{208}Tl 861keV (トリウム系列)
- ^{228}Ac 911keV (トリウム系列)
- ^{214}Bi 934keV (ウラン系列)
- ^{228}Ac 965keV (トリウム系列)
- ^{228}Ac 969keV (トリウム系列)

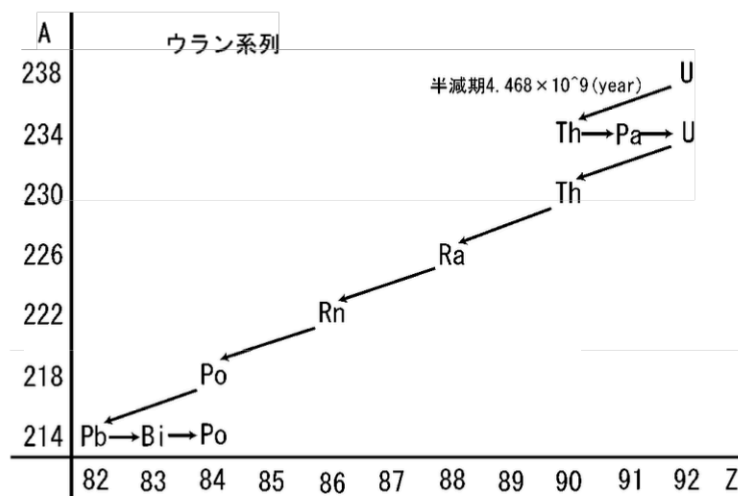


図 3.2: ウラン系列

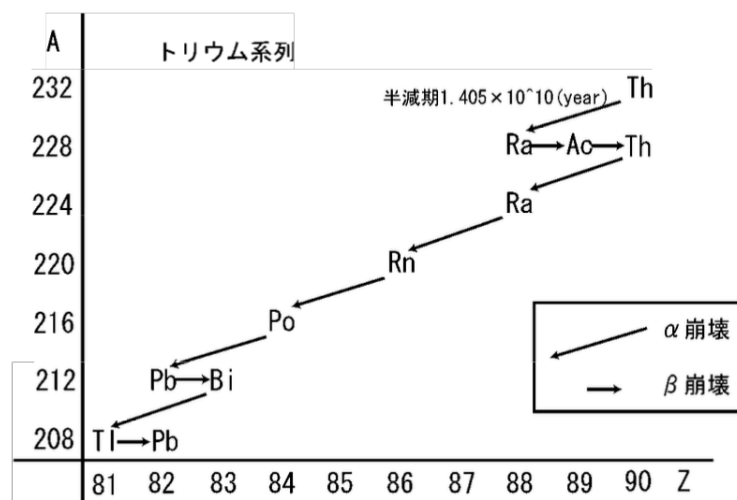


図 3.3: トリウム系列

3.3.3 環境放射線の測定

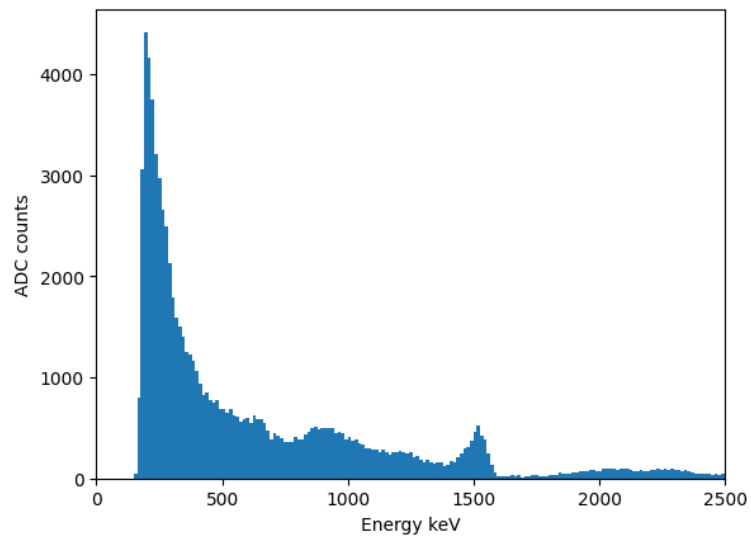


図 3.4: 遮蔽なしのバックグラウンド

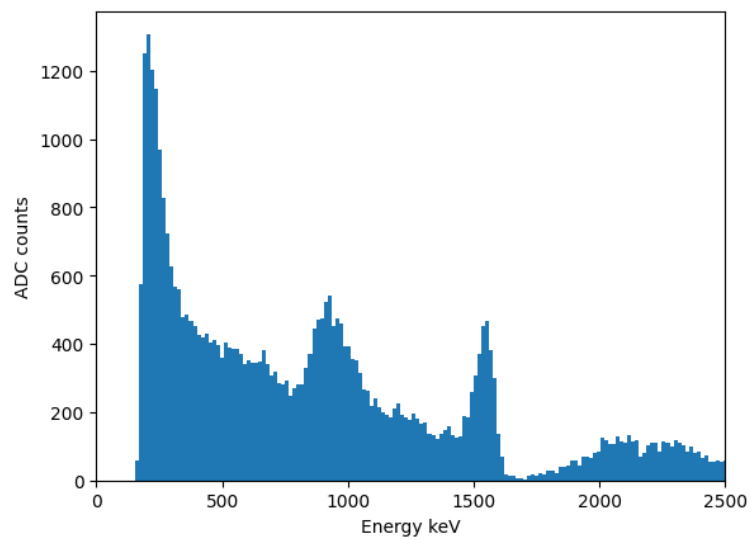


図 3.5: 遮蔽ありのバックグラウンド

第4章 解析

4.1 第1週の解析

4.2 第2週の解析

第5章 結果

5.1 第1週の結果

5.2 第2週の結果

第6章 考察

第7章 結論

関連図書

- [1] あ,『ほげほげ』, (2020)