

^{57}Fe を用いたアクシオン探索
2018 年度卒業研究

島田拓弥, 乃一雄也
神戸大学理学部物理学科 粒子物理学研究室

2018 年 3 月 11 日

概要

アクシオンは、標準模型における強い CP 問題を解決する存在として期待されている未発見の素粒子である。また、宇宙の約 25 % を構成するとされている暗黒物質の候補の一つである。太陽アクシオンのスペクトルは、黒体輻射のような連続成分に加えて原子核の磁気双極子遷移に対応する線スペクトルが期待され、 ^{57}Fe の場合のエネルギーは 14.4 keV である。本研究ではこの太陽アクシオンを探索することを目的とする。

本研究では太陽アクシオン探索をするために、 ^{57}Fe をターゲットとして測定を行う。様々な ^{57}Fe を用いた太陽アクシオンの探索実験が行われている。我々も ^{57}Fe と PIN フォトダイオードを用いて探索を行ったが有意な信号は得られず、アクシオンの質量 m_a に対して $m_a < 428.3 \text{ eV}$ の制限を与えた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	アクシオン・実験原理	2
2.1	強い CP 問題とアクシオン	2
2.2	磁気双極子遷移とアクシオンのエネルギースペクトル	3
2.3	アクシオンの質量制限	4
第 3 章	実験装置	7
3.1	実験セットアップ	7
3.2	前段回路の開発	11
3.3	エネルギー較正・エネルギー分解能	14
3.4	モンテカルロシミュレーションによる検出効率の導出	19
第 4 章	解析方法	24
4.1	解析方針	24
4.2	定量的な誤差の見積もり	24
4.3	スペクトル解析	25
4.4	アクシオンの質量に対する制限	33
第 5 章	結論	35
	参考文献	38

第 1 章

序論

QCD (Quantum Chromodynamics: 量子色力学) の理論において、強い CP 問題というものが存在する。そこで、Peccei-Quinn 機構というものをを用いると強い CP 問題は解決する [2]。それと同時に、南部・ゴールドストーンボソンとして、新粒子「アクシオン」が予言される [3]。さらに、アクシオンは暗黒物質の候補でもある。現在、宇宙において全物質エネルギーの 68 % を暗黒エネルギー、27 % を暗黒物質が占め、普通の物質は 5 % しかないと考えられている。暗黒エネルギーや暗黒物質は、性質が解明されている途中段階であり、未だ発見されていない。暗黒物質は普通の物質ではなく、ビッグバンの中で作られた、素粒子の標準理論を超えた物質である可能性が高い。暗黒物質は、質量が存在していて僅かではあるが相互作用をすると考えられている。超対称性理論から、GeV~TeV 領域の質量を持つと考えられる WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) が暗黒物質の最有力候補と考えられているが、発見には至っていない。WIMP の実験はパラメータスペースが狭まっており、WIMP より軽い暗黒物質の可能性を考える必要がある。アクシオンがその有力候補となっている。アクシオン探索実験のパラメータスペースは、WIMP に比べて広く、真面目に探索していく必要がある。アクシオンは非常にカップリングしにくい粒子であり、暗黒物質の性質と一致する。アクシオンを発見することで、強い CP 問題の解決や暗黒物質の発見へとつながる。

アクシオンは μeV 以下から keV 領域までの幅広い質量の可能性があり、様々な手法の実験を行う必要がある。本研究では、太陽アクシオンというものに注目する。太陽アクシオンは、太陽コアから地球に降り注ぐアクシオンであり、理論的に地球表面での flux が予想されている [4]。 ^{57}Fe の磁気双極子遷移という特徴から、アクシオンは地球表面にある ^{57}Fe を励起させ、14.4 keV の γ 線に変わる。このアクシオンの信号である 14.4 keV の γ 線を検出する。この太陽アクシオンの信号領域は、テーブルトップで実験が可能なものになっているため、実験のセットアップが容易である。

同様に ^{57}Fe と PIN フォトダイオードを用いた先行研究では、アクシオンの質量 m_a に対して、 $m_a < 216 \text{ eV}$ という制限を与えている [1]。本研究では先行研究と同様の方法で、アクシオンの探索をすることが目標である。

第 2 章

アクシオン・実験原理

2.1 強い CP 問題とアクシオン

素粒子の強い相互作用を記述する量子色力学 (Quantum Chromodynamics: QCD) において、そのラグランジアンの中に CP 対称性を破る項が存在することが知られている。

QCD のラグランジアンを式 2.1 に示す。

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_{ij})\psi_j - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{g^2\theta}{32\pi^2}G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (2.1)$$

ここで \mathcal{L}_{QCD} はラグランジアンの中で CP 対称性を保存する部分で、 $G_{\mu\nu}^a$ はグルーオンの場の強さのテンソル、 $\tilde{G}^{a\mu\nu}$ はその共役テンソルである。空間反転に対して $G_{\mu\nu}^a$ は符号を変えないが $\tilde{G}^{a\mu\nu}$ は符号を変えるので、CP を破る項が存在することを示している。また、CP を破る項の大きさは θ というパラメータで決定されており、この θ の値は 1 に比べてあまり小さくないことが自然であると考えられる。すなわち、QCD において、理論的には CP が保存する理由はないということである。

ところが、中性子の電気双極子モーメントの測定実験から CP 対称性が非常に良く保存していることが確かめられており [5]、式 2.1 の θ に対して

$$\theta < 10^{-9}$$

という厳しい制限が付けられ、式 2.1 の第三項はほぼ 0 となる。すなわち、CP を保存することになる。

QCD ではこの CP 保存を自然に説明することができず、強い CP 問題と呼ばれている。この強い CP 問題に対して解決法を示したのが Peccei と Quinn であり、彼らは CP の破れ度合いを示すパラメータである θ を $U(1)$ 対称性を持つスカラー場の位相の自由度に対応させた [2]。つまり、 θ をスカラー場という力学変数とみなしたのである。新しく導入された $U(1)$ 対称性はエネルギースケール f_a で自発的に壊れ、その際に南部・ゴールドストーン粒子としてアクシオンが現れるのである [3]。ラグランジアンに次の項が追加され

$$\mathcal{L}_{axion} = \frac{1}{2}\partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{g^2}{32\pi^2} \frac{a}{f_a} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}$$

\mathcal{L}'_{QCD} の有効ポテンシャルが最小の点が

$$\theta - \frac{a}{f_a} = 0$$

となり、実験結果と一致する。これを Peccei-Quinn 機構という。

もともと崩壊定数 f_a は弱い相互作用のスケール (~ 250 GeV) であり、アクシオンの結合強度は比較的大きなものだと考えられていた。この、いわゆる「オリジナルのアクシオンモデル」は実験的に除外されているが、 f_a が電弱相互作用のスケールよりはるかに大きいいくつかの変形アクシオンモデルはまだ実行可能であると考えられている。

アクシオン質量 (m_a) とそのカップリングの強さは f_a の逆数に比例する。よって f_a が大きいアクシオンは弱く相互作用する。そのような弱い相互作用のアクシオンモデルの 1 つは KSVZ (Kim, Shifman, Vainshtein, および Zakharov) アクシオン、またはハドロンアクシオンと呼ばれる [6]。

アクシオンを探索するために多くの実験が行われたが、それらは 10 keV 以上の領域を除外しただけであった [7, 8]。いくつかの宇宙論的または天体物理学的議論によって、 m_a は以下の範囲に束縛される。

$$10^{-6}\text{eV} < m_a < 10^{-2}\text{eV}$$

しかしそれらの多くは宇宙論的モデルまたは恒星モデルに依存する [9]。

さらに、アクシオンモデル自体からも別の不確定性が生じる。多くの天体物理学的議論はアクシオン・光子結合に依存する恒星エネルギーの損失の議論に基づいているが、この結合は電磁気とカラーの異常の比であるモデル依存パラメータ $\frac{E}{N}$ を持っている [10]。KSVZ モデル ($\frac{E}{N} \simeq 2$) のような場合、アクシオン・光子結合はほとんど消え、この結合に基づく制約は弱くなる。この場合、信頼性があるのはアクシオン・核子結合だけであり、許可された質量範囲は、およそ数十 eV となる [11]。

本研究では、最もよく知られている天体である太陽をアクシオン源と仮定し、実験室で太陽アクシオンを探索した。またアクシオンの放出と観測のために、我々は $\frac{E}{N}$ の不確定性の影響を受けないアクシオン・核子結合のみを仮定した。

2.2 磁気双極子遷移とアクシオンのエネルギースペクトル

ここでは、本研究と関わりの深い磁気双極子遷移について述べる。

磁気双極子遷移とは、原子核の放射遷移のうち以下に示す選択律を満たし、かつ遷移前後で量子状態の偶奇性 (パリティ) が変化しないときに起こりうる遷移である。

$$\Delta J = \pm 1, 0$$

$$\Delta l = 0$$

$$\Delta m = \pm 1, 0$$

ここで ΔJ は原子の全角運動量変化、 Δl は軌道角運動量変化、 Δm は角運動量第三成分の変化である。水素または水素様イオンでは、

$$2^3 S_{\frac{1}{2}} = {}^2 S_{\frac{1}{2}} + \gamma$$

ヘリウムまたはヘリウム様イオンでは

$$2^3 S_1 = {}^1 S_0 + \gamma$$

の様に遷移を起こす。それぞれ左上の添字は多重度、右下の添字は全角運動量である。

このように、磁気双極子遷移が起きた結果、光子が発生する。この光子のエネルギーはその原子によって決まった値をもつ。2.3 節に述べる検出原理にはこの磁気双極子遷移の特性が大きく関わっている。

本研究では太陽中心で生成される太陽アクシオンを探索することを目的とする。この太陽アクシオンは太陽中心部での光子のエネルギー分布を反映し、図 2.1 に示すように $kT \sim 1.3$ keV の黒体輻射の形をした連続スペクトルをもつ。

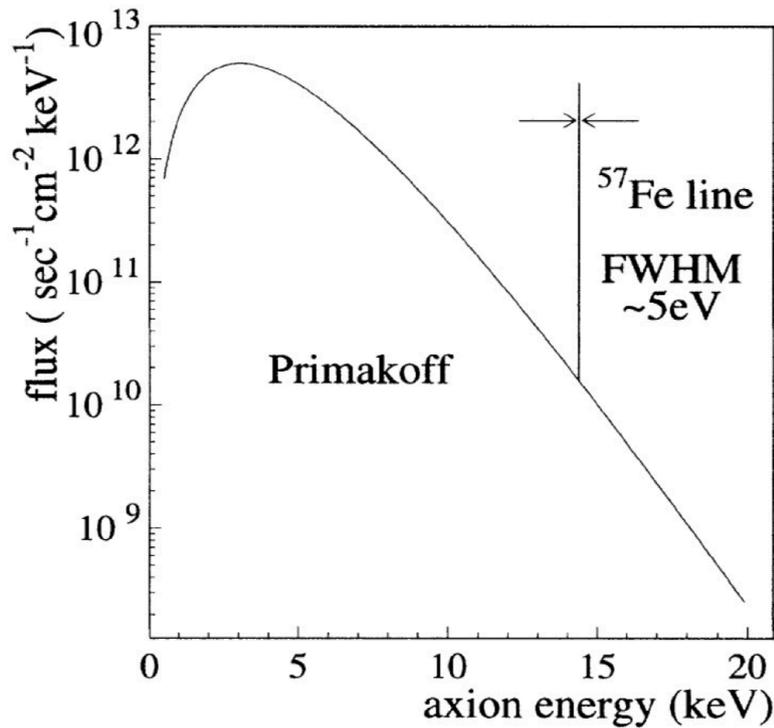


図 2.1 太陽アクシオンのエネルギースペクトル [4]

これに対して、 $m_a \sim \text{eV}$ 領域であれば (m_a はアクシオン質量)、磁気双極子遷移を持つ原子核からの線スペクトルが放射されることが期待されている [4]。その代表がこの図に示されている ^{57}Fe の 14.4 keV ラインである。他に ^7Li の 0.745 keV、 ^{83}Kr の 9.4 keV 等のラインも期待される。

2.3 アクシオンの質量制限

アクシオンと中性パイ中間子とともにカイラル対称性の破れによる南部・ゴールドストーン粒子である。よって両者の間にはいくらかの類似点が見られる。例えば、次のような関係がある。

$$m_a \simeq \frac{m_\pi f_\pi}{f_a}$$

ここで m_a と f_a はアクシオンの質量と崩壊定数 (相互作用の起こりやすさを表す値)、 m_π と f_π は中性パイ中間子の質量と崩壊定数である [13]。

本研究では、太陽アクシオンについて考える。Primakoff 効果によって生成されるアクシオンのフラックス

は次のようになる [1]。

$$A = 2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \left(\frac{10^6 \text{ GeV}}{f_a} \right)^2 C^2$$

アクシオンと物質の間の弱いカップリングのため、放出されたアクシオンは容易に太陽コアから抜け出せる。

また、アクシオンの地上での励起レート R は次のように表せる [1]。

$$R = 3.0 \times 10^2 \text{ day}^{-1} \text{ kg}^{-1} \left(\frac{10^6 \text{ GeV}}{f_a} \right)^4 C^4$$

この C は次のような核構造のパラメータからなる [1]。

$$C(D, F, S, z) = -1.19 \left(\frac{3F - D + 2S}{3} \right) + (D + F) \frac{1 - z}{1 + z}$$

ここで D, F は $SU(3)$ オクテット軸方向ベクトル電流の縮小行列要素を表し、 S はフレーバーの一重項カップリングを特徴付けるパラメータであり、 z はアップクォークとダウンクォークの質量の比である。

以上より、アクシオンの質量とレートの関係式は次のようになる [1]。

$$m_a = 1 \text{ eV} \frac{\sqrt{z}}{1 + z} \frac{1.3 \times 10^7 \text{ GeV}}{C \times 10^6} \left(\frac{R}{3 \times 10^2} \right)^{\frac{1}{4}}$$

これらの式を用いて、節 4.4 でアクシオンの質量制限を引く。

2.3.1 ^{57}Fe を用いる理由と期待される信号

本研究では磁気双極子遷移を持つ原子のうち、 ^{57}Fe を用いる。その理由は三つある。

一つ目の理由として、 ^{57}Fe がもつ線スペクトルのエネルギーである 14.4 keV が、ノイズに飲み込まれることなく、かつ極端に大きすぎることもない測定しやすい大きさであるからである。二つ目の理由として、我々が太陽アクシオンを探索する以上、太陽中心に多く含まれていることが必要であり、 ^{57}Fe は太陽中心に多く含まれているからである。三つ目に、比較的入手がしやすいからである。

^{57}Fe による線スペクトルのエネルギーは 14.4 keV である。まず太陽中心に存在する ^{57}Fe 原子核が熱放射による光子によって励起され、その脱励起において磁気双極子遷移が起こりアクシオンが放出される。このアクシオンが地上に用意した ^{57}Fe に吸収され、励起が起こる。その後脱励起により 14.4 keV の γ 線が放出される。この γ 線を検出する。

もしアクシオンが存在する場合、図 2.2 に示すように、バックグラウンド上に 14.4 keV の信号が乗ったような結果が期待される。

このバックグラウンド上に乗った 14.4 keV 信号を正確に検出するための検出器、実験セットアップを 3.1 節で考えていく。

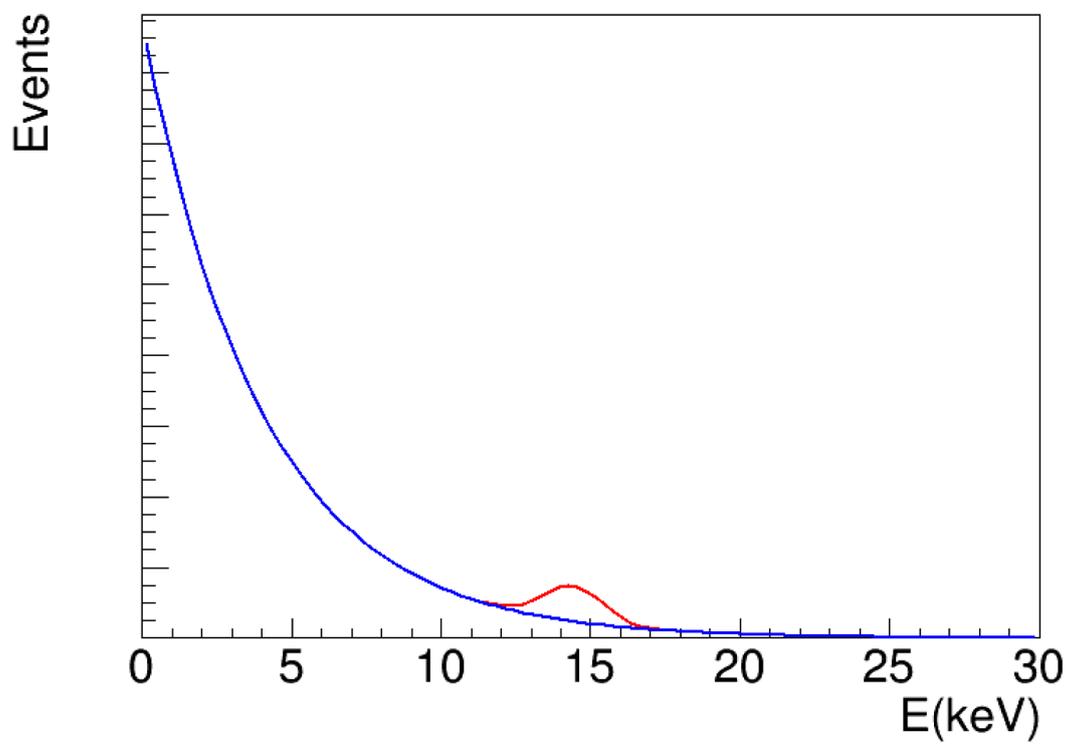


図 2.2 期待される信号。バックグラウンド上に 14.4 keV の信号が乗った形をしている。

第 3 章

実験装置

3.1 実験セットアップ

本研究では、アクシオン由来の 14.4 keV の γ 線を検出する。そのための検出器にはいくつか要求される条件がある。

もしアクシオンが存在する場合、バックグラウンド上に 14.4 keV の信号が乗った形の結果が期待される。したがって、前提として数十 keV というスケールの信号が検出できる検出器でなければならない。また 14.4 keV の信号部分の面積が検出器の検出効率に比例するため、より良い検出効率を持つことも求められる。そのため、14.4 keV の γ 線に対して高い感度と検出効率を持つ PIN フォトダイオードを用いる。

また、バックグラウンドと 14.4 keV の信号が重なっている以上、バックグラウンドが小さいほど 14.4 keV の信号を定量的に見やすくなる。よって、低ノイズ、バックグラウンドであることも求められる。そのため、鉛シールドと銅箱で環境放射線の遮蔽を行う。

実験セットアップを図 3.1 に示す。セットアップ全体は、直径 35 cm、高さ 30 cm のステンレス製容器で覆われている。測定の際にはステンレス製の蓋をした上でブラックシートで遮光を行う。また、その周りは鉛シールドで遮蔽されている。ステンレス容器の中には銅板で組み立てられた銅箱が設置されており、その銅箱の底に検出器と ^{57}Fe 箔、通常 Fe 箔が入っている。

3.1.1 PIN フォトダイオード

今回用いる PIN フォトダイオードは浜松フォトニクス製の Si PIN フォトダイオードである。フォトダイオードとは、光半導体素子の PN 接合部に光を照射すると電流や電圧を発生する受光素子である。特に Si フォトダイオードには、入射光に対する優れた直線性、高い機械強度、低ノイズ、小型軽量という特徴がある。これはアクシオンの信号に対して良い感度を持つ。

Si フォトダイオードの断面構造を図 1 に示す (図 3.2)。受光面側の P 型領域 (P 層) と基板側の N 型領域 (N 層) は、PN 接合を形成し光電変換部として働く。P 層と N 層の接合部の真性領域を空乏層という。

Si フォトダイオードに光が照射され、その光エネルギーがバンドギャップエネルギーより大きいと、価電子帯の電子は伝導帯へと励起され、価電子帯に正孔を残す (図 3.3)。この電子正孔対は P 層・空乏層・N 層のいたるところで生成され、空乏層では電界のため電子は N 層へ、正孔は P 層へと加速される。そして P 層には正孔、N 層には電子が集まる。このようにして入射光量に対して比例して発生する電子正孔対は帯電し、外部回路を接続すれば、N 層からは電子が、P 層からは正孔が反対側の電極に向かって流れ、電流が発生する。

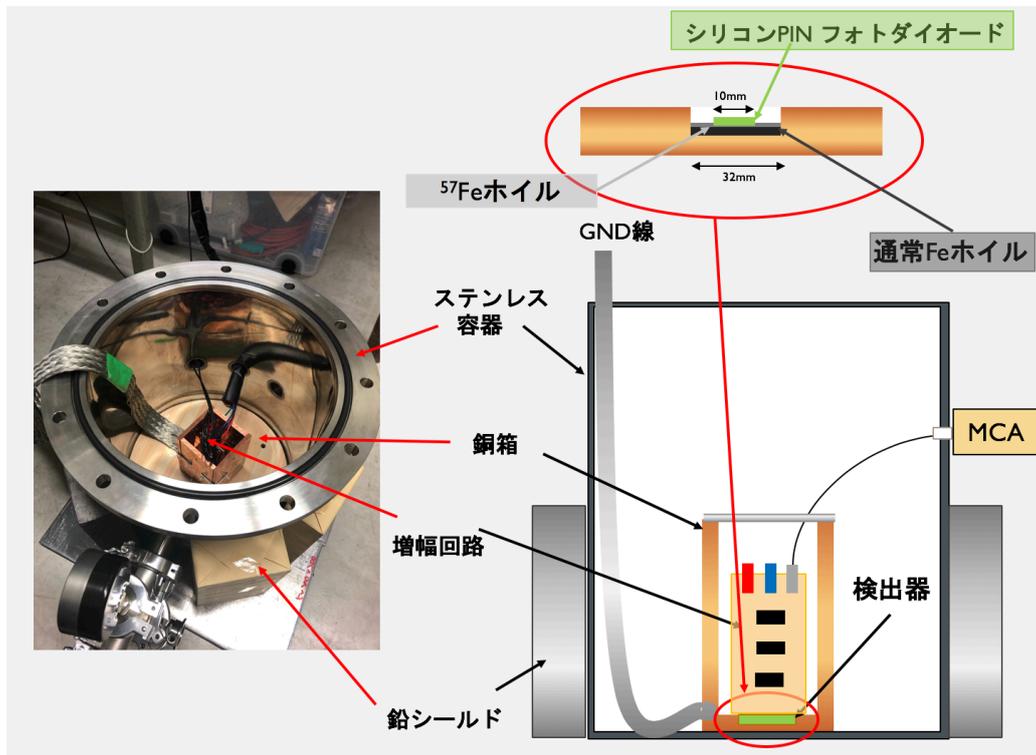


図 3.1 実験セットアップ

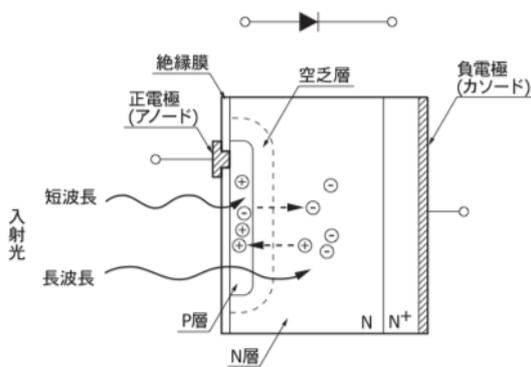


図 3.2 Si フォトダイオードの断面図

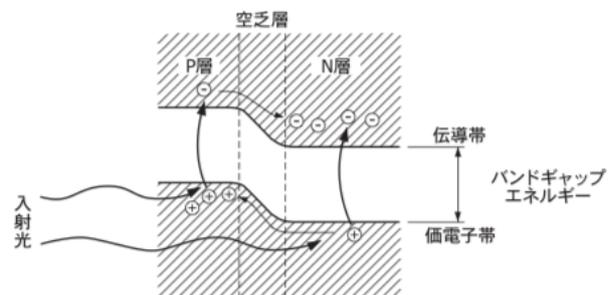


図 3.3 Si フォトダイオードのPN 接合の状態

本実験で用いる PIN フォトダイオードは浜松フォトニクス製の S3590-08 である。特性を表 3.1 に示す。

3.1.2 銅箱、⁵⁷Fe 箔、通常 Fe 箔

PIN フォトダイオード (図 3.6) を覆う銅箱は図 3.4、図 3.5 に示す様に厚さ 8mm、大きさ 72mm × 72mm × 110mm で作製した。組み立ての際は環境放射線の影響が少ないプラスチック製ビス、ナットを使用した。⁵⁷Fe 箔 (図 2.1) は厚さ 40 μ m、大きさ 32mm × 32mm のものを使用した。通常 Fe 箔 (図 3.8) は厚さ 0.5mm、

窓枠材質	エポキシ樹脂
受光面積	10×10 mm
空乏層厚	0.3 mm
逆電圧 V_R max	100 V
動作温度	-20 ~ +60 °C

表 3.1 S3590-08(PIN フォトダイオード) の特性

大きさ 30mm × 30mm のものを使用した。

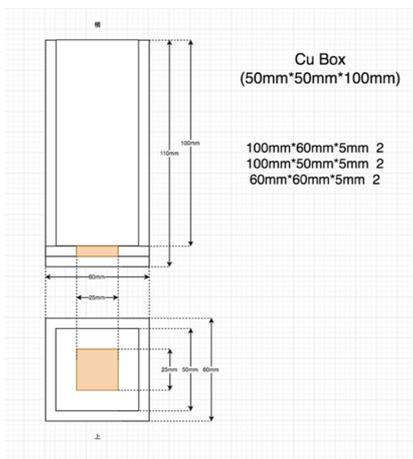


図 3.4 銅箱の設計図

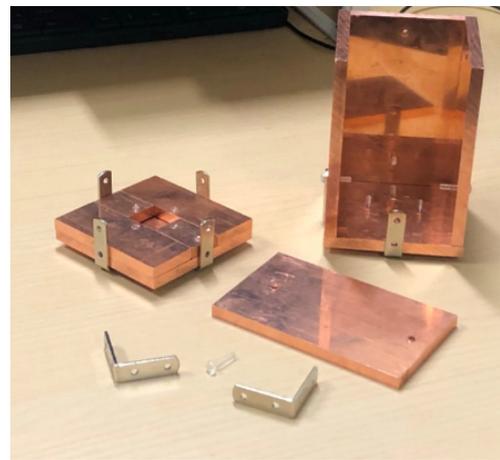


図 3.5 銅箱

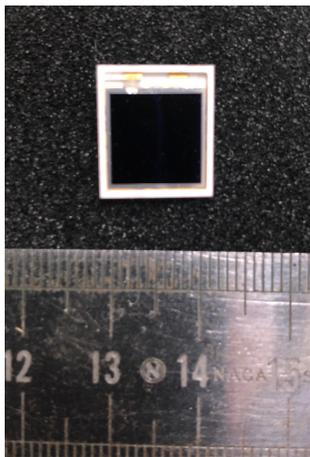


図 3.6 シリコン PIN フォトダイオード

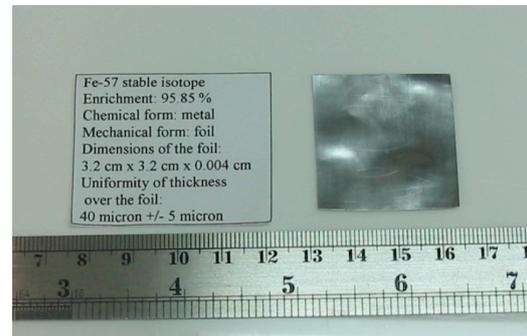


図 3.7 ⁵⁷Fe 箔

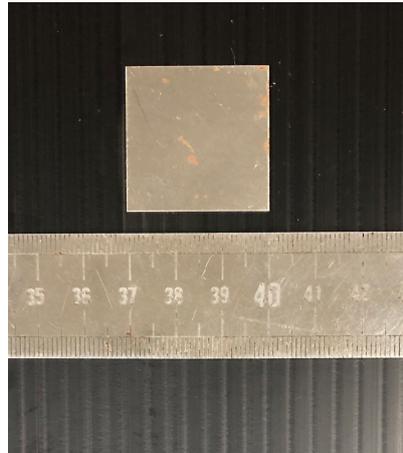


図 3.8 通常 Fe 箔

3.1.3 BIAS 電源、±12V 電源、MCA

また、BIAS 電源については CLEAR PULSE MODEL E6625、±12V 電源は KENWOOD DC POWER SUPPLY を用いた (表 3.2、表 3.3)。

出力電圧	0~200 V
出力コネクタ	BNC コネクタ (裏面パネル)
出力極性	正 または 負 (裏面スイッチ切換)
出力安定度	±1%
出力電圧表示	パネルメータ (200V F.S.)
所要電源	AC100V 50/60Hz
外形寸法	120(W) × 81(H) × 150(D) mm

表 3.2 BIAS 電源 CLEAR PULSE MODEL E6625

出力電圧	0~ +36V / 0~-36V
出力電流	0~ +1A / 0~-1A
負荷変動 (0~100% 変動に対し)	CV: 2mV CC: 2mA: Typical
入力変動	(AC ±10% 変動に対し) CV: 2mV CC: 10mA Typical
リップル/ノイズ	10Hz~1MHz / CV: 0.5mVrms CC: 2mArms
外形寸法/最大寸法	104(W) × 147(H) × 330(D)mm / 109(W) × 167(H) × 350(D)mm

表 3.3 ±12V 電源 KENWOOD DC POWER SUPPLY

アナログ信号をデジタル信号に変換する MCA(マルチチャンネルアナライザ) は AMPTEK 8000D を用いた (表 3.4)。ダイナミックレンジは 1V、8192 分割に設定した。

最小パルスピーキング時間	500 ns
変換時間	10 ns
最大カウント	1.67×10^7 counts/ch
動作温度	-20 ~ +60 °C
微分非直線性	$\leq \pm 0.6\%$
積分非直線性	$\leq \pm 0.02\%$
重量	165g
外形寸法	125 × 71 × 20mm

表 3.4 MCA AMPTEK 8000D

3.2 前段回路の開発

本研究で用いる PIN フォトダイオードは、見たい信号である 14.4 keV の γ 線が照射することによる出力が約 1 fC であり、大変微弱なものになっている。この出力を MCA で読み取るためには、電荷を電圧に変換し、増幅・整形する必要がある。

3.2.1 回路全体像

回路の全体像は図のようになっている (図 3.9)。

本研究では、PIN フォトダイオードに 50 V の逆印加電圧をかける。逆電圧をかけることで優れた応答特性を実現している。Charge アンプによって電荷を電圧に変換し、増幅する。その後に DC カットのため、ハイパスフィルタを挟む。反転増幅回路と非反転増幅回路を 3 段用いて増幅と整形を行う。最後に低周波のノイズを落とすためにハイパスフィルタを挟む。出力を MCA によって測定可能な波形へと増幅・整形した。

入力電源の高周波ノイズを落として増幅の安定させるために、オペアンプと CS-515、PIN フォトダイオードの電源入力部分にコンデンサを並列につなげた。

3.2.2 Charge アンプ

PIN フォトダイオードの出力である電荷を電圧に変換する必要がある。本実験で用いる Charge アンプはクリアパルス製の CS-515-1 型である。大きさとしては 20 mm × 15 mm × 5 mm である (図 3.10)。等価回路は図のようになっており、帰還抵抗 1000 M Ω 、帰還コンデンサ 1 pC の回路である (図 3.11)。この CS-515 の特性を表に示す (表 3.5)。

電荷電圧変換係数は 1 V/pC となっており、1 pC の入力に対して 1 V の出力に変換するものである。雑音特性は FWHM で 1.5 keV とかなり精度の良いものとなっている。所要電源は ± 12 V で、出力インピーダンスは約 0 Ω 、または 50 Ω である。本研究では約 0 Ω を用いる。

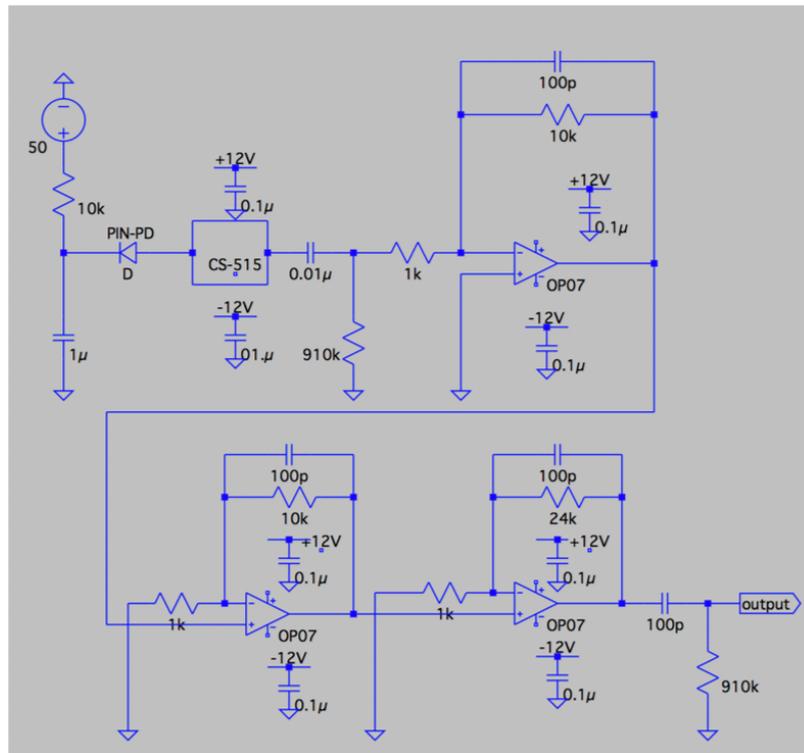


図 3.9 前段回路

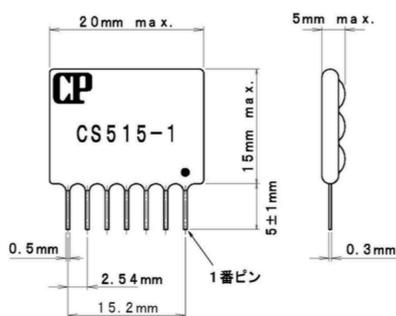


図 3.10 CS-515 外形

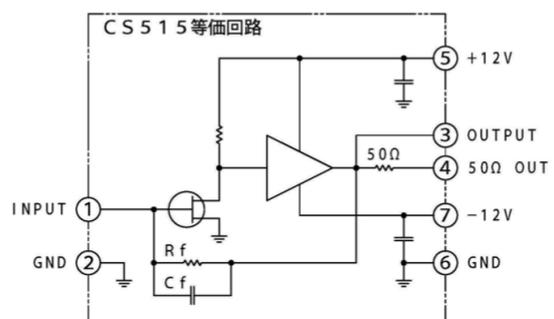


図 3.11 CS-515 等価回路

3.2.3 反転増幅回路・非反転増幅回路

オペアンプを用いて増幅をする。帰還抵抗と帰還コンデンサを用いた簡単な増幅回路を組む。コンデンサにより高周波を落とし、波形を鈍らせる。1 段目は反転増幅回路で 10 倍して、2 段目と 3 段目は非反転増幅回路で 10 倍と 24 倍とした。

今回用いたオペアンプは TL810CP であり、シングルオペアンプである。供給電源は $\pm 12\text{V}$ でも動作する

電荷電圧変換係数	1 V/pico-coulomb Typical *
雑音特性	1.5 keV(Si)FWHM Typical(0pF) *
容量勾配	15 eV/pF(Si) Typical *
帰還抵抗	1000 M Ω
帰還コンデンサ	1pF
出力インピーダンス	約 0 Ω 並びに 50 Ω
所要電源	+12 V 8 mA、-12V 3mA
外形寸法	7ピン 20 ×15×5 mm

表 3.5 CS-515-1 型の特性 *波形整形時定数 2 μ 秒にて測定

ようになっている。動作温度としては、0 $^{\circ}$ C ~ 70 $^{\circ}$ C になっている。

3.2.4 回路シミュレーション

LTspice を用いて前段回路のシミュレーションをする。LTspice は高性能な Spice シミュレーション・ソフトウェアで、回路図入力や波形ビューワなどを容易にするためのモデルが搭載されている。CS-515 に関しては等価回路を作成し、PIN フォトダイオードの出力はパルスジェネレータとコンデンサを用いて電荷を回路に入力する。1 fC の入力に対して 540 mV の出力が得られた (図 3.12)。立ち上がり時間は 10 μ s となっており、MCA で読み取れる値である。

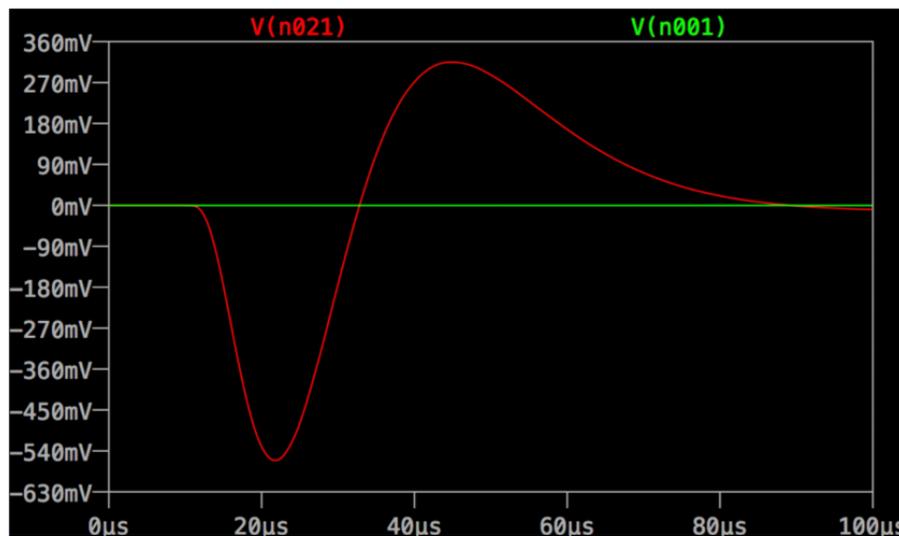


図 3.12 LTspice による回路シミュレーションの Input(緑)、Output(赤) 波形

3.2.5 性能評価

この回路を用いて ^{241}Am を線源とした測定波形は、59.54 keV の γ 線に対して約 600 mV となった (図 3.13)。立ち上がり時間も $7\ \mu\text{s}$ となっていて、この出力はシミュレーションにクエンチなどの効果を考慮すると相違はない結果が得られる。電気ノイズの最大値は約 100 mV であり、14.4 keV の γ 線に対しての感度はあまり良くない (図 3.14)。

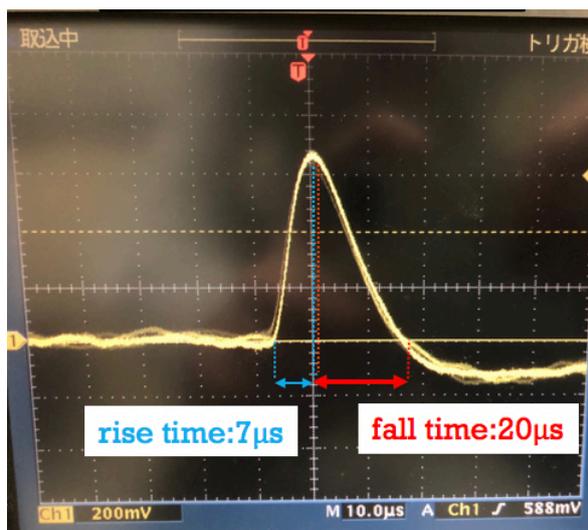


図 3.13 ^{241}Am を用いた測定波形

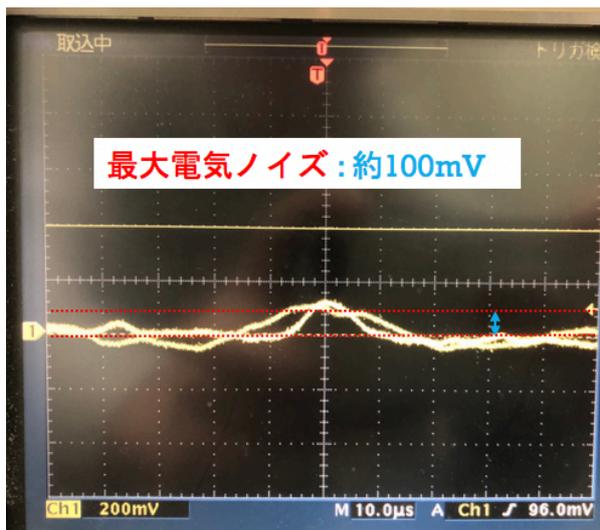


図 3.14 Background 測定での波形

ノイズが大きくなる主な原因として、電源や Ground の不安定性である。オペアンプや Charge アンプの電源入力部分にパソコンを挟むとよりノイズを落とすことができたため電源のノイズは大きく関わっているに違いない。Ground のつなげ方などでノイズレベルが変化するため、信頼のある Ground を用いる必要がある。細かい原因としては、回路への外来電磁波と回路の熱雑音だと思われる。そう思われる要因としては、銅箱の上部が空いていて、その部分の電磁波の遮蔽を簡易にアルミホイルで覆うことしかしていない。冷却をしていない室温での測定であったため、熱雑音もノイズの原因であると思われる。

3.3 エネルギー較正・エネルギー分解能

^{241}Am 線源を用いた測定でのエネルギースペクトルをガウシアンで Fit したグラフを示す (図 3.15)。 ^{241}Am のスペクトルから見てもわかるように、ピークが重なり合っており、Fit の不確定性が大きい。このデータを用いてエネルギー較正を行い、エネルギー分解能を見積もる。

3.3.1 エネルギー較正

図 3.15 のスペクトルをガウシアンで Fit する。9 つのガウシアンで Fit を行い、そのうち 5 つ (13.94, 17.75, 20.74 keV の X 線、26.34, 59.54 keV の γ 線) のガウシアンを用いる。 ^{241}Am の崩壊では非常に多くのエネルギーの放射線があり、選択した 5 つ以外の内 3 つは 2 つ以上のピークを Fit しており、排除し

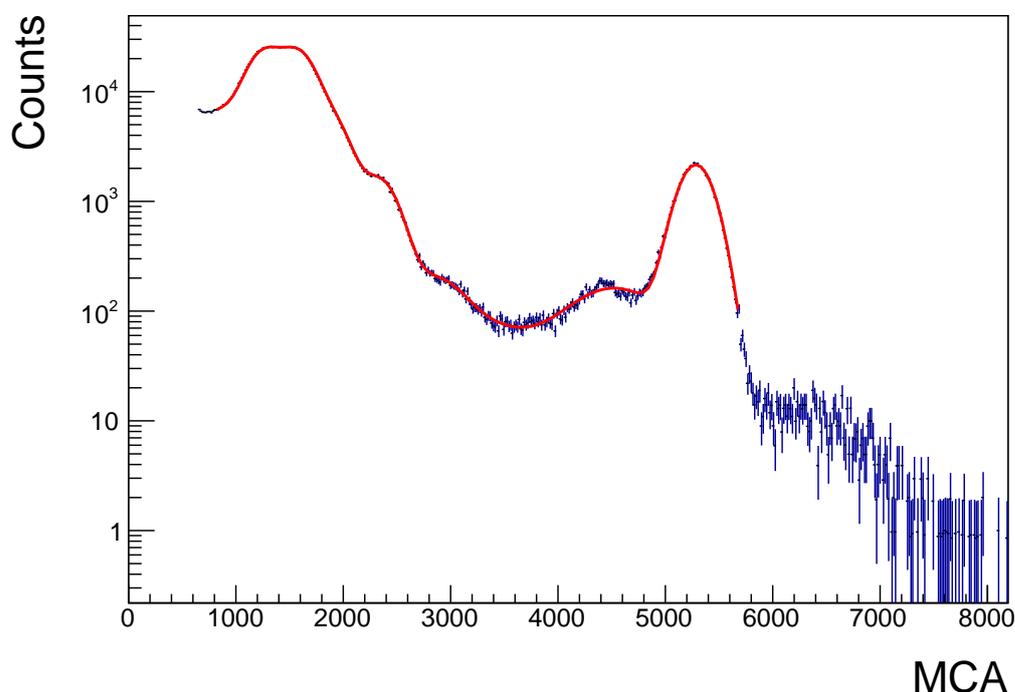


図 3.15 ^{241}Am を用いた測定のエネルギースペクトル。9つのガウシアンで Fit している。Threshold は 7.582 keV となっている。

た。もう 1つのピークに関しては、ノイズ領域のピークであったため解析に用いない。結果は図 3.16 に示す。Fit 関数としては、ADC を MCA での出力とすると

$$E = \frac{ADC - b}{a} \quad (3.1)$$

得られたパラメータの値とその誤差は次の通り。

$$a = 88.3789 \pm 0.121148 \quad (3.2)$$

$$b = 22.4736 \pm 7.10026 \quad (3.3)$$

b の不確定性が大きく、ベースライン変動が原因であると思われる。本研究では ^{241}Am を用いてエネルギー較正をおこなったが、14.4 keV 付近のスペクトルに不確定性が大きくなっている。14.4 keV のガンマ線に対してより良い較正を行うためには、 ^{57}Co を線源として用いると良い。 ^{57}Co は崩壊によって、14.4 keV の γ 線を放出する。そのため、エネルギー較正の精度は上がると思われる。a,b の不確定性がどのレベルで結果にきいてくるかは、3.3.2 で議論する。このパラメータを解析に用いる。

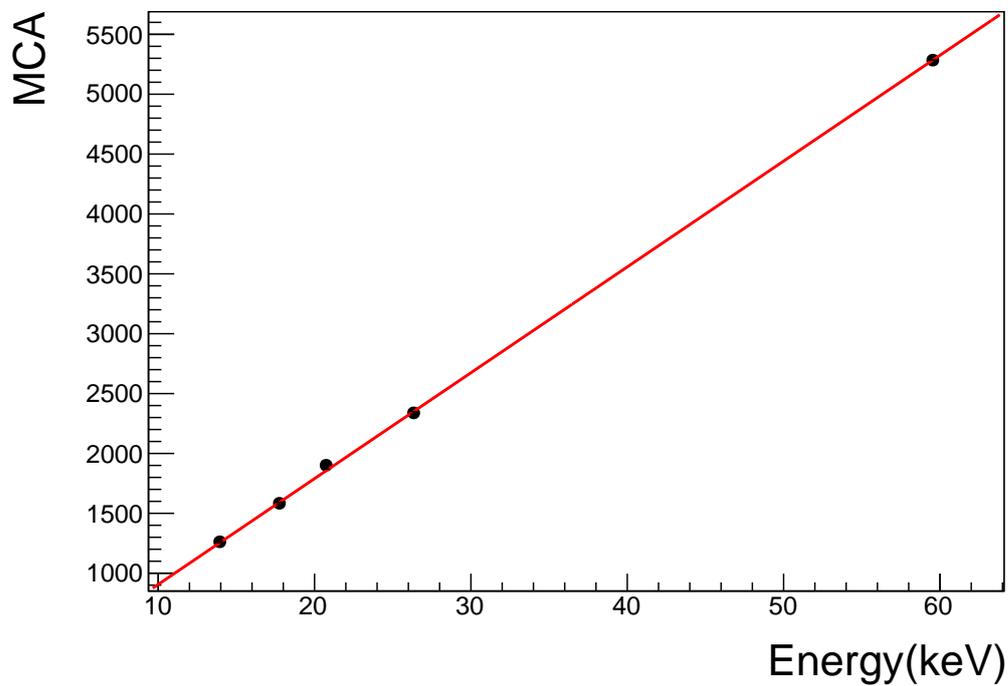


図 3.16 ^{241}Am スペクトルを用いたエネルギー較正データ。

3.3.2 エネルギー較正による系統誤差の見積もり

エネルギー較正における誤差を考慮してこの系統誤差を見積もる。つまり、エネルギー較正の 2 つのパラメータ a , b の誤差を考える。 a , b の値と誤差の大きさは次の通り。

$$a = 88.3789 \quad (3.4)$$

$$b = 22.4736 \quad (3.5)$$

$$\Delta a = 0.121148 \quad (3.6)$$

$$\Delta b = 7.10026 \quad (3.7)$$

ベスト Fit の時の Energy の ADC に対する値を E とすると

$$E = \frac{ADC - b}{a} \quad (3.8)$$

Δa 、 Δb を考慮すると E の誤差を見積もることができる。以下のように $E_{+\Delta a}$ 、 $E_{-\Delta a}$ 、 $E_{+\Delta b}$ 、 $E_{-\Delta b}$ を決める。

$$E_{+\Delta a} = \frac{ADC - b}{a + \Delta a} \quad (3.9)$$

$$E_{-\Delta a} = \frac{ADC - b}{a - \Delta a} \quad (3.10)$$

$$E_{+\Delta b} = \frac{ADC - (b + \Delta b)}{a} \quad (3.11)$$

$$E_{-\Delta b} = \frac{ADC - (b - \Delta b)}{a} \quad (3.12)$$

これより E の誤差は、+ の誤差を ΔE_+ 、- の誤差を ΔE_- とすると

$$\Delta E_+ = (E_{-\Delta a} - E) + (E_{-\Delta b} - E) \quad (3.13)$$

$$\Delta E_- = -(E_{+\Delta a} - E) - (E_{+\Delta b} - E) \quad (3.14)$$

E と $E + \Delta E_+$ 、 $E - \Delta E_-$ の Fill の例を図 3.17 に示す。

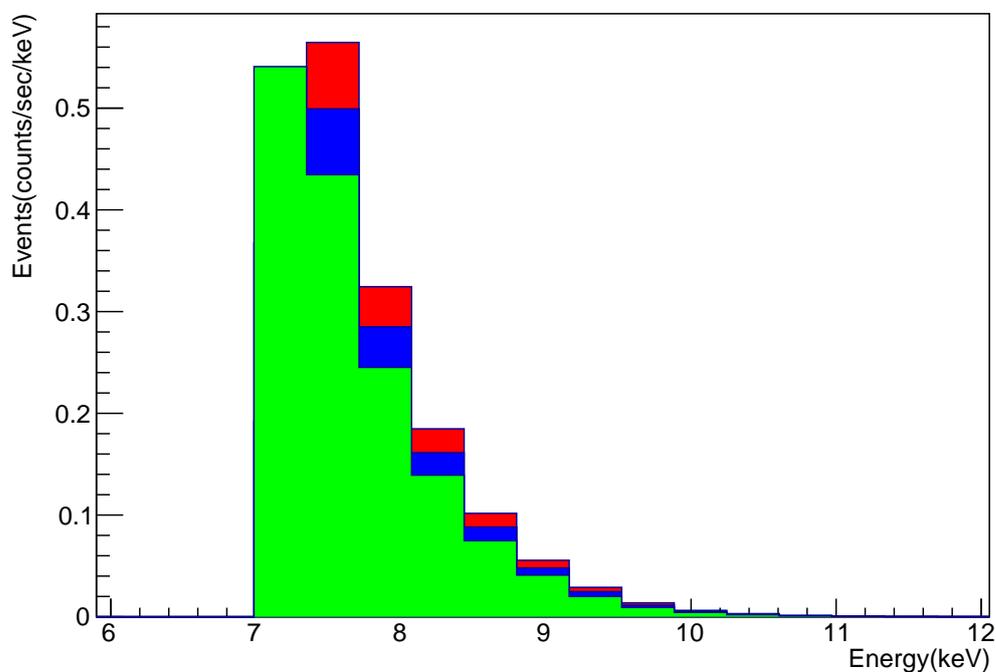


図 3.17 E (青) と $E + \Delta E_+$ (赤)、 $E - \Delta E_-$ (緑) の Fill の例。

このデータの各 Bin に対して、(赤 - 青) と (緑 - 青) の値が両方正であれば値の大きい方を正の誤差とし、両方負であれば値の絶対値が大きい方を負の誤差とする。その値が 1 つは正でもう 1 つが負であれば、それぞれ正の誤差と負の誤差とする。この系統誤差を統計誤差に足し合わせ、それを誤差として解析を行う。

3.3.3 エネルギー分解能の見積もり

測定スペクトル (図) とエネルギー較正のパラメータを用いてエネルギー分解能を見積もる。

Fit から得られたガウシアン の σ をその時のエネルギーで割ったものをプロットする (図 3.18)。

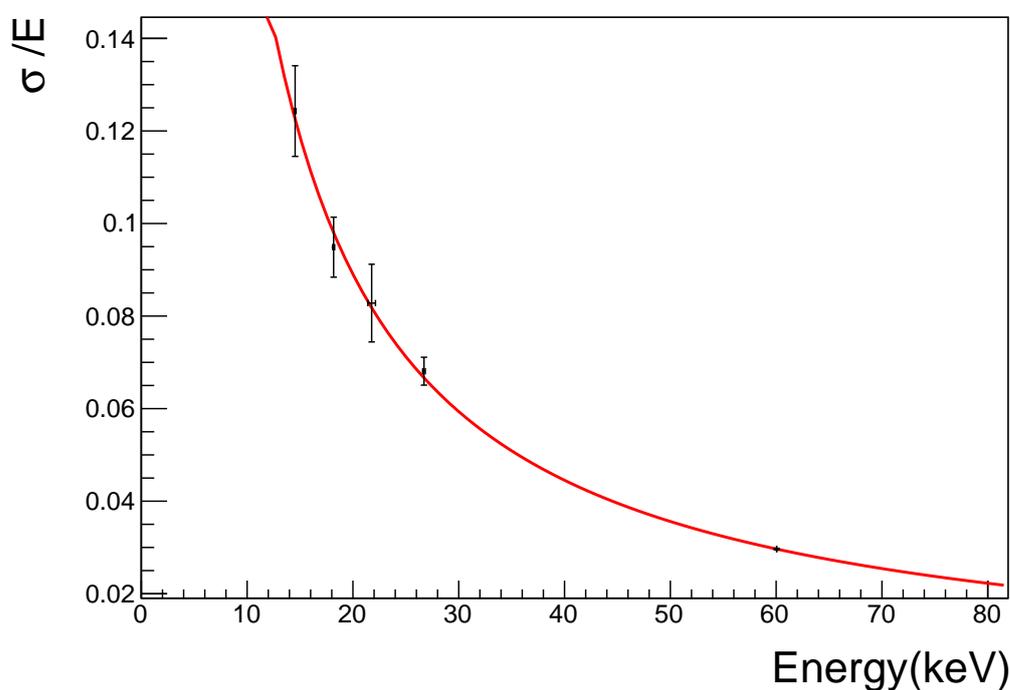


図 3.18 ^{241}Am のスペクトルを用いて見積もったエネルギー分解能。

このプロットを Fit した関数としては

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} + \frac{B}{\sqrt{E}} \quad (3.15)$$

パラメータの値と誤差は

$$A = 1.78076 \pm 0.00896083 \quad (3.16)$$

$$B = 3.83638 \times 10^{-9} \pm 0.0620716 \quad (3.17)$$

この値からわかるように B の依存性がなく、ノイズの影響のみが分解能に関わる。このデータからもノイズの影響は大きく、エネルギーの効果が分解能に効いてこないレベルとなった。

そのため、以下の関数で Fit を行った。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} \quad (3.18)$$

$$A = 1.78076 \pm 0.00896 \quad (3.19)$$

A のパラメータに変化がないので、分解能に対してエネルギー依存性が見えないものであることがわかった。

この分解能では ^{241}Am のスペクトルのピークは明確に見えないため、不確定性が大きくなる。さらに、14.4 keV でのピークのガウシアンが Threshold で切れてしまう可能性がある。分解能にエネルギー依存性がないことから、分解能に対するノイズの寄与が大きい。分解能が悪くなっている主な原因は、このノイズであり、エネルギーの依存性が見えるレベルの分解能にする必要がある。改善すべき点としては、回路を見直すべきである。ノイズの主な原因は不安定な電源と Ground であるので、より良い電源と回路の組み方を考えるべきである。自作回路では限界があるので、検出器を PIN フォトダイオードではなく、14.4 keV の γ 線に対して感度を持ち、よりエネルギー分解能のよい検出器を用いることができれば、結果はより良くなるだろう。銅箱につないでいた Ground によって、ノイズのレベルが大きく変化したため、銅箱による外来電磁波の遮蔽も見直す必要がある。

このパラメータを解析に用いる。3.4 でこのパラメータを用いて、データのスマアリングを行う。

3.4 モンテカルロシミュレーションによる検出効率の導出

アクションのレートを算出するための補正係数として検出効率を求める。本研究では、Geant4 (Geometry And Tracking 4)[14] を用いたモンテカルロシミュレーションによってこれを求める。

Geant4 は物質と粒子の相互作用をシミュレートするために開発されたソフトウェアであり、CERN (Conseil European pour la Recherche Nucleaire, 欧州素粒子物理学研究所) の LHC(Large Hadron Collider) 実験など大規模な実験でも使用されており高エネルギー物理学だけでなく宇宙や医療分野などにも幅広く用いられている。

本研究で用いる ^{57}Fe 箔と通常 Fe 箔の厚さが異なるため、単に ^{57}Fe 箔のみを用いた場合と通常 Fe 箔のみを用いた場合で環境放射線の遮蔽において差が生じる。その影響を考慮して、三種類の検出効率について検討する (表 3.6)。

ε_{57}	^{57}Fe 箔 + 通常 Fe を置いた時の ^{57}Fe 箔からの 14.4 keV γ 線を検出する効率
ε'_{Fe}	^{57}Fe 箔 + 通常 Fe を置いた時の通常 Fe からの 14.4 keV γ 線を検出する効率
ε_{Fe}	通常 Fe を置いた時の通常 Fe からの 14.4 keV γ 線を検出する効率

表 3.6 3 種類の検出効率

3.4.1 ジオメトリ

今回作成したジオメトリを図 3.19 に示す。

実際に用いる実験セットアップと同じように、大きさ 72mm×72mm×110mm、厚さ 8mm の銅箱と、大きさ 32mm × 32mm、厚さ 40 μm の ^{57}Fe 箔、大きさ 30mm×30mm、厚さ 0.5mm の通常 Fe 箔、受光面積

10mm×10mm、空乏層厚さ 300 μ m の理想的な PIN フォトダイオードによって構成されている。理想的な PIN フォトダイオードは、入射した γ 線のエネルギー損失を分解能の影響なく検出可能な仮想的な検出器である。また、PIN フォトダイオードの空乏層は μ m の P 層と N 層に挟まれており、この空乏層でのエネルギー損失のみを検討する。

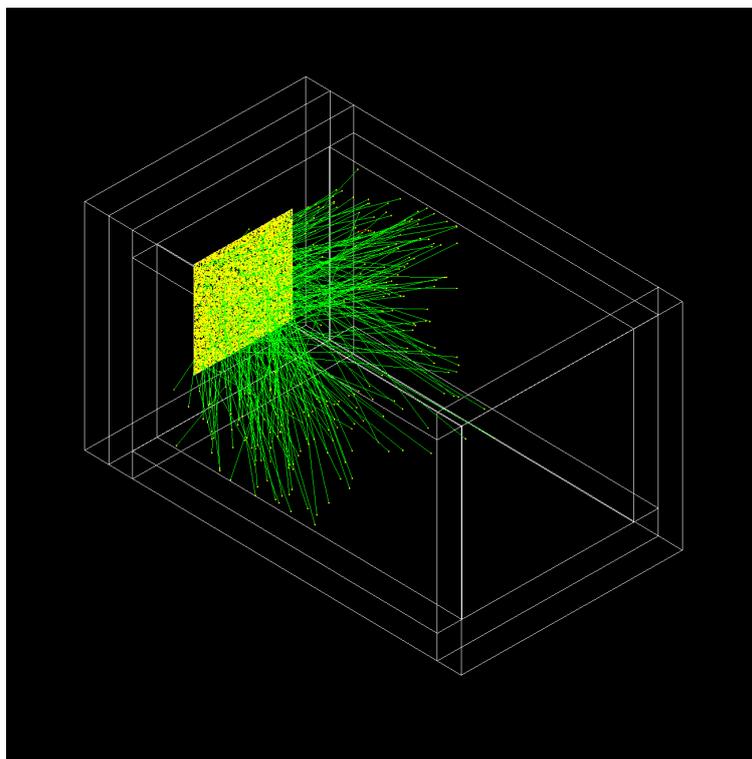


図 3.19 構築したジオメトリ。実際の実験セットアップと同じように、銅箱、PIN フォトダイオード、⁵⁷Fe 箔、通常 Fe 箔を配置した。緑線で γ 線の軌跡を示す。粒子の軌跡は 1000 事象行った際の例である。

3.4.2 初期粒子の発生

一つの事象をシミュレーションするにあたり、初期条件として与える粒子を初期粒子と呼ぶ。

図 (3.20)、図 (3.21)、図 (3.22) はそれぞれ前述した ϵ_{57} 、 ϵ'_{Fe} 、 ϵ_{Fe} の検出効率のシミュレーションを行う際の初期粒子の概念図である。

等方的に γ 線を発生させる際には、初期運動量 (p_x, p_y, p_z) に対し、 $[-1, 1]$ 上の一様乱数 p_z 及び、 $[0, 2\pi]$ 上の一様乱数 ϕ を用いて、

$$p_x = \sqrt{1 - p_z^2} \cos\phi$$

$$p_y = \sqrt{1 - p_z^2} \sin\phi$$

$$p_z = p_z$$

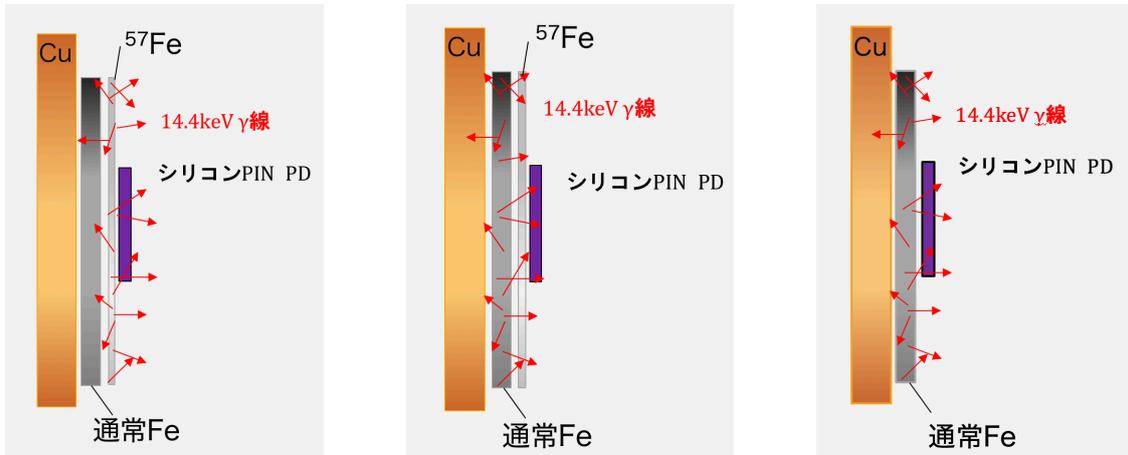


図 3.20 ε_{57} の初期粒子発生 の概念図 図 3.21 ε'_{Fe} の初期粒子発生 の概念図 図 3.22 ε_{Fe_e} の初期粒子発生 の概念図

で与えられる p_x, p_y, p_z を用いた。

3.4.3 検出効率と考察

図 3.23 は ^{57}Fe 箔から 10^7 回 14.4 keV の γ 線を生成した際の PIN フォトダイオード空乏層でのエネルギー損失に対して分解能を振ったものである。

分解能は以下に示す実際の PIN フォトダイオードの分解能を用いた。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E}$$

$$A = 1.7808$$

スレッシュホールドを 7.52 keV に設定しそれ以下の事象を排除して得られた結果から検出効率を算出した。それぞれの検出効率について、得られた結果を以下に示す。

$$\varepsilon_{57} = 0.8319$$

$$\varepsilon'_{Fe} = 0.0335$$

$$\varepsilon_{Fe_e} = 0.8231$$

得られた検出効率に対して、統計誤差と系統誤差の見積もりを行なった。

統計誤差に関しては、総事象数 N と検出効率 ε に対して次の式から求めた。

$$\sigma[\varepsilon] = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}}$$

また系統誤差については、エネルギー分解能を与えるパラメータ a, b の誤差およびキャリブレーションの際のパラメータ A, B の誤差を考慮した。

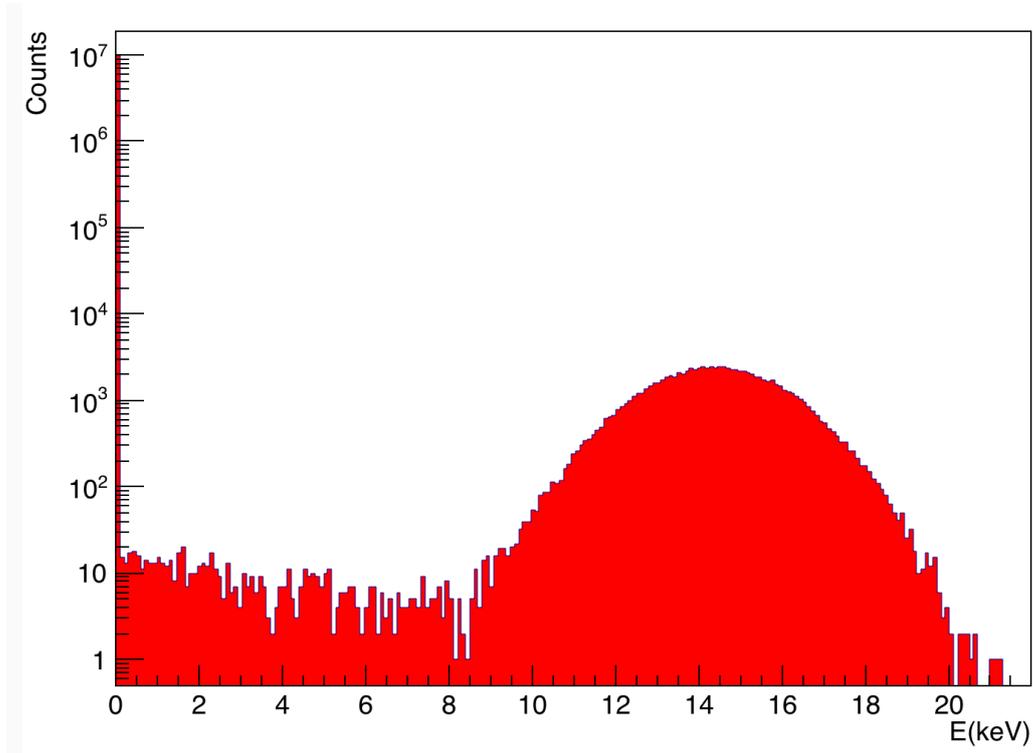


図 3.23 10^8 事象生成し得られた結果。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} + \frac{B}{\sqrt{E}}$$

$$A = 1.7807 \pm 0.0089$$

$$B = 3.8363 \times 10^{-9} \pm 0.0621$$

$$E = \frac{ADC - b}{a}$$

$$a = 88.379 \pm 0.121$$

$$b = 22.474 \pm 7.100$$

統計誤差と系統誤差を考慮した検出効率の値は以下ようになった。

$$\varepsilon_{57} = 0.8319 (\pm 0.003)$$

$$\varepsilon'_{Fe} = 0.0335 (\pm 0.0006)$$

$$\varepsilon_{Fe} = 0.8231 (\pm 0.0026)$$

ε_{57} は、先行研究での検出効率である 14.8 % に対して 0.83 % という比較的小さな値が得られた。この原因としては、検出器の有効面積が原因と考えられる。先行研究での検出器有効面積が 2.8cm×2.8cm であったのに対し、本研究では 1.0cm×1.0cm と約 9 分の 1 の大きさの検出器を用いた。また先行研究では ^{57}Fe 箔を表裏両面から検出器で挟んでいたが本研究では片面のみであることから、さらに有効面積が半分となる。以上より先行研究と比べ検出器の有効面積は約 18 分の 1 となる。これは先行研究での検出効率 14.8 % に対して 0.83 % と約 18 分の 1 の結果が得られたことと一致している。

よって、今後検出効率を上げるためには検出器の面積を大きくする必要があると考えられる。

第 4 章

解析方法

4.1 解析方針

解析の方針としては、 ^{57}Fe を用いたデータと通常 Fe を用いたデータを差し引くことでアクシオンシグナルのピークをガウシアンで Fit することを可能にする。差し引きデータに誤差を導入することで、アクシオンシグナルの事象数の上限値を Fit を用いて見積もる。時間あたりの事象数とアクシオンの質量の関係式から、アクシオンの質量の制限を見積もる [4]。

4.2 定量的な誤差の見積もり

実際の測定データにおける定量的な統計誤差と系統誤差の見積もりをする。各 Bin に対する統計誤差とそれに系統誤差の大きさ重ね合わせたものを図 4.1 に示す。このグラフからはノイズ部分では、統計誤差より系統誤差の寄与が 1 桁程度大きい。14.4 keV 付近では、統計誤差の寄与が大きくなっているが、ノイズ部分に近いところではエネルギー較正による系統誤差の寄与は統計誤差と同等レベルのものである。(図 4.2)

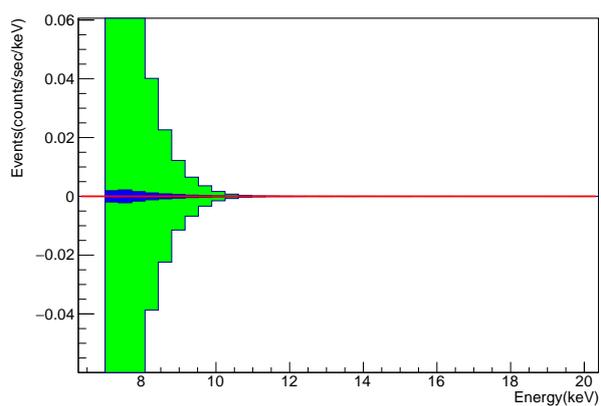


図 4.1 青は各 Bin に対する統計誤差の大きさ。緑は統計誤差に系統誤差を加えたものの大きさ。正の誤差は+(赤線より上)に、負の誤差は-(赤線より下)に表示している。

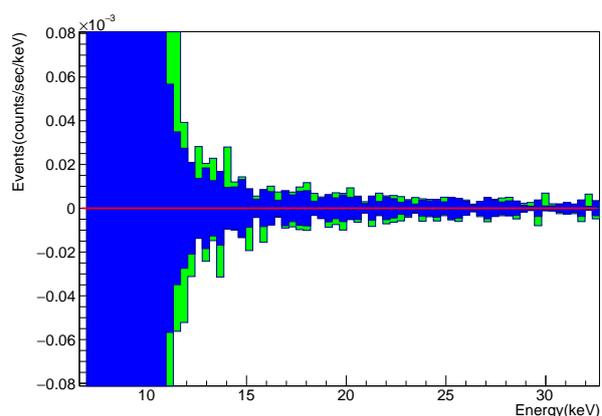


図 4.2 14.4 keV 付近の統計誤差(青)と統計誤差 + 系統誤差の大きさ。Threshold は 7.582 keV。

アクションシグナルの事象数の上限値は、誤差の大きさに比例するように大きくなる。14.4 keV 付近とそれ以上のエネルギー領域での誤差の大きさは、約 10^{-3} counts/sec となっている。この誤差は、放射線 Background 事象の統計量に依存している。この Background を減らすためには、第一に鉛ブロックなどで遮蔽をすることである。今回は、ステンレス容器の側面に厚み 5 cm 程度の鉛ブロックと、底に厚み 3 cm 程度の鉛板を置いている。容器の上部にも鉛ブロックをおけば、放射線 Background は軽減できる。

14.4 keV のピークは、本実験の分解能レベルでは少しノイズに埋もれてしまう。更に、よりノイズ側の誤差 (10 keV あたり) は、約 10^{-2} counts/sec である。ノイズレベルを下げることができると、本研究のセットアップでは誤差を約 10^{-3} counts/sec 程度にすることは可能である。そのため、このノイズを解消すれば、アクションの事象数の上限値は 1 桁ほど良くなる見込みがある。

4.3 スペクトル解析

4.3.1 それぞれの測定スペクトル

^{57}Fe 箔のみと通常 Fe のみ、 ^{57}Fe + 通常 Fe、なにも置かない場合の 4 パターンの測定を行った (図 4.3)。

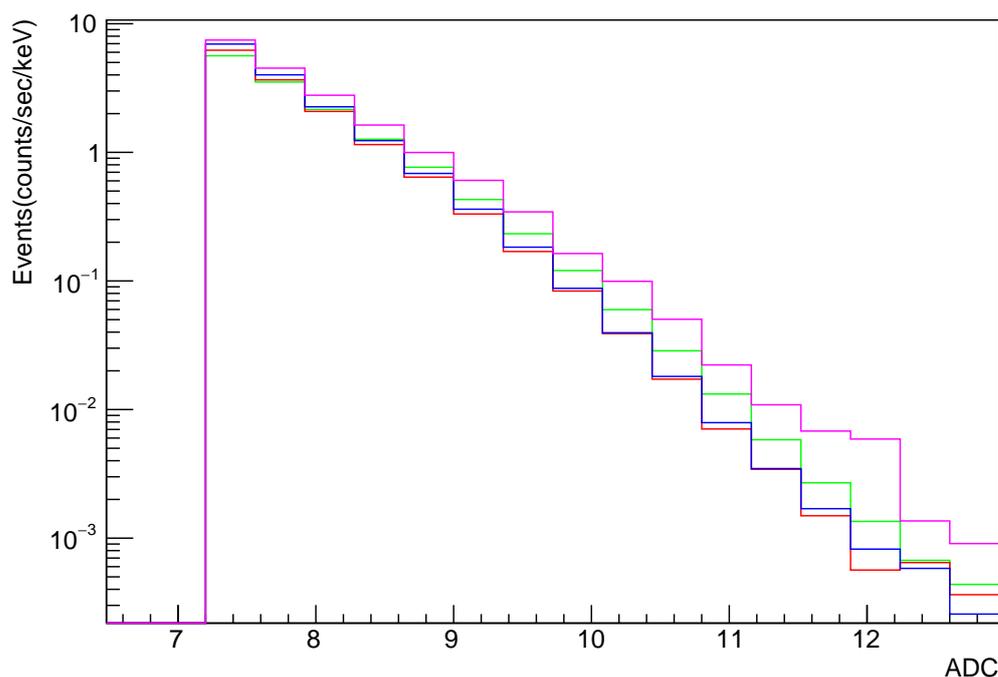


図 4.3 ^{57}Fe 箔のみ (緑) と通常 Fe のみ (青)、 ^{57}Fe + 通常 Fe (赤)、なにも置かない場合 (ピンク) での測定スペクトル。それぞれの測定時間は、178583 秒 (緑) と 58420 秒 (青)、24779 秒 (赤)、2204 秒 (ピンク) となっている。Threshold は 7.582 keV。

そのノイズ部分に注目してみる。何もおいてない場合のノイズが大きく、通常 Fe をおいた場合のノイズが小さい。これから PIN フォトダイオードの近くに ^{57}Fe 箔や通常 Fe を置くことによってそれが遮蔽物となり、

ノイズレベルが変化する事がわかる。放射線 Background の遮蔽が十分でないため、 ^{57}Fe 箔を置くだけでも Background の量が大きく変動する。改善点として、 ^{57}Fe 箔の遮蔽レベルがどの程度であるかのシミュレーションを行い、放射線 Background の削減をする必要がある。さらに、その寄与がどの程度結果に関わってくるかを考慮して補正を行えば、結果の精度は向上するだろう。

本研究では、 $^{57}\text{Fe}+$ 通常 Fe の測定 (赤) と通常 Fe の測定 (青) のノイズ領域での Event 数は誤差の範囲で一致しているため、この 2 つのデータを用いて解析を行う。signal のデータと background のデータを差し引くことによる解析を可能にする。

4.3.2 差し引き

$^{57}\text{Fe}+$ 通常 Fe(signal) のスペクトルと通常 Fe(background) のスペクトルのグラフを図 4.4 に示す。それぞれ 3 回にわけて測定を行った。signal データと background データの測定時間の合計はそれぞれ 89823 s と 69442 s である。Threshold は、MCA によってオンラインでカットしている。エネルギー較正をして、Threshold は 7.582 keV とした。この Threshold は 3.4 でも用いる。14.4 keV 付近のグラフからアクションシグナルは見当たらない (図 4.5)。

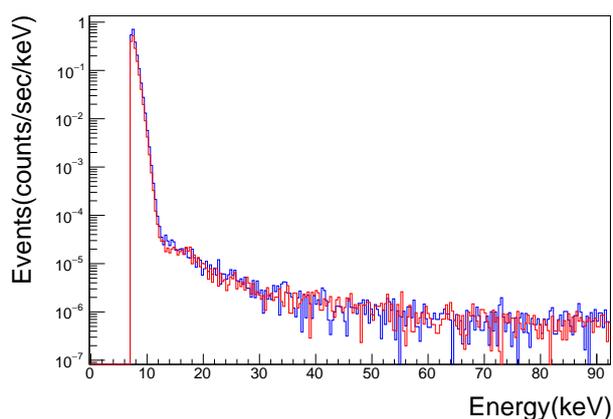


図 4.4 $^{57}\text{Fe}+$ 通常 Fe(signal:赤) のスペクトルと通常 Fe(background:青) のスペクトル。Threshold は 7.582 keV。

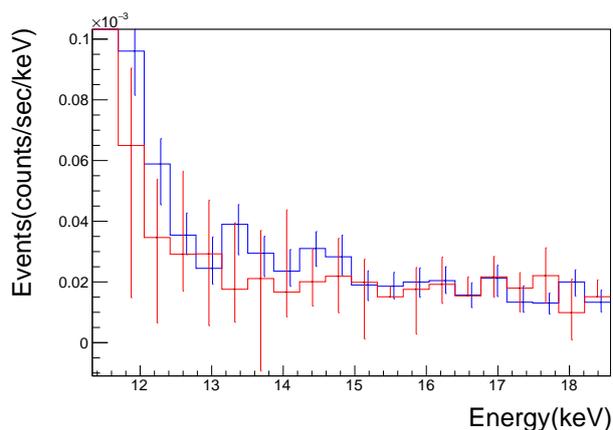


図 4.5 4.4 のグラフの 14.4 keV 付近のスペクトルデータ

このデータは、統計量が少なく信号領域が少しノイズに飲まれているため、誤差が大きくなっている。本実験で考慮している系統誤差は、エネルギー較正の誤差についてのみである。温度や湿度などでも回路のパフォーマンスは変動する。エネルギー較正のデータは signal の測定と background 測定の間で行ったもののみである。統計量を増やせば、このデータでも background データの方が事象数が比較的多くなっており、 ^{57}Fe 箔が遮蔽物となっている事がよく分かる。

改善点として、MCA では事象ごとの識別はできないため、Live Time を短くし、Run ごとにエネルギー較正 (ペダスタルを取得するなど) をして測定データを較正して、安定したデータを得る必要がある。温度などで較正を行えばより正しいデータが得られる。放射線 Background の遮蔽を強化し、ノイズレベルが等しくなるか確認する必要がある。

アクシオンの信号のみを抽出するために、差し引いたグラフを図 4.6 に示す。このグラフからも 14.4 keV 付近にはシグナルは見当たらない。このデータをガウシアンで Fit することでアクシオンシグナルのレートに上限値を与えることができる

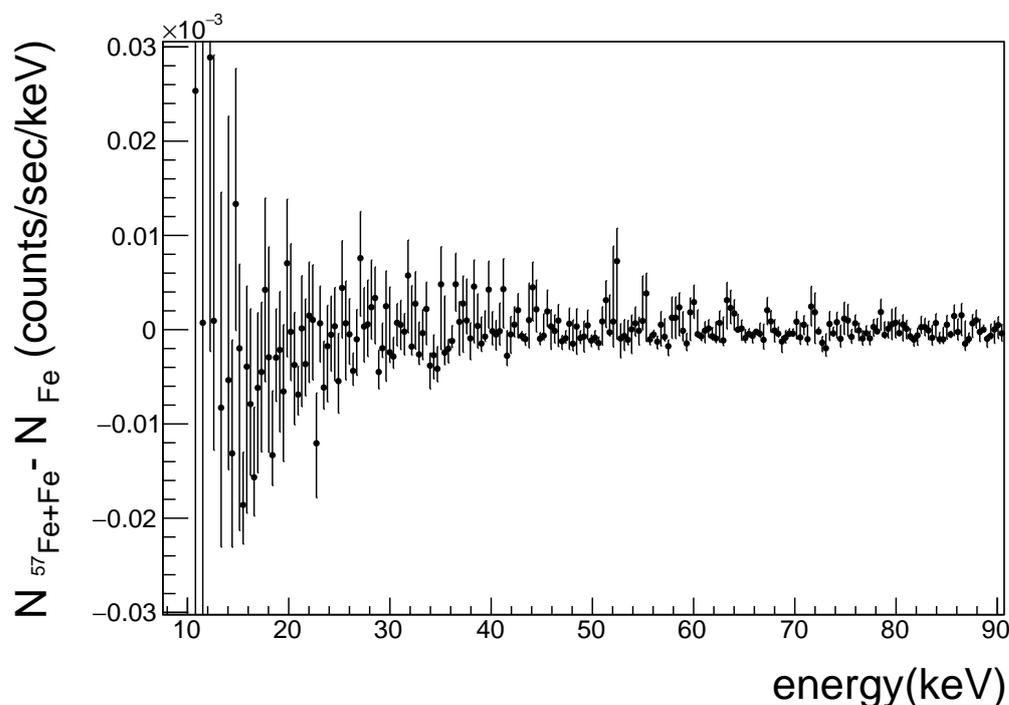


図 4.6 signal から background を差し引いたデータ。黒線の縦線はエラーバーを示す。統計誤差とエネルギー較正による系統誤差を考慮したものになっている。

この時のエラーバーの大きさは統計誤差とエネルギー較正から見積もった系統誤差を考慮したものである。アクシオンの信号領域での誤差が大きくなっている。信号領域とノイズ領域がオーバーラップしていることが主な原因である。このノイズを落とすことが最優先である。

4.3.3 モンテカルロによるアクシオンピークの見積もり

14.4 keV の γ 線が PIN フォトダイオードでどのようなエネルギーを落とすかを次の節で説明するが、そのシミュレーションにエネルギー較正とエネルギー分解能のパラメータを導入する。これにより実際に MCA で読み取った ADC の値を再現し、そのデータを用いて解析に導入する。エネルギー較正とエネルギー分解能の式は以下の通り。

$$E = \frac{ADC - b}{a} \quad (4.1)$$

$$a = 88.3789 \pm 0.121148, \quad b = 22.4736 \pm 7.10026 \quad (4.2)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} \quad (4.3)$$

$$A = 1.78076 \pm 0.00896 \quad (4.4)$$

この値と誤差を考慮してモンテカルロシミュレーションから得られたスペクトルをガウシアンで Fit する (図 4.7)。この Fit から得られたガウシアンのパークの位置と幅を、 M_{adc} と σ_{adc} とする。この Fit の際に得られた統計誤差を ΔM_{stat} 、 $\Delta \sigma_{stat}$ とする。

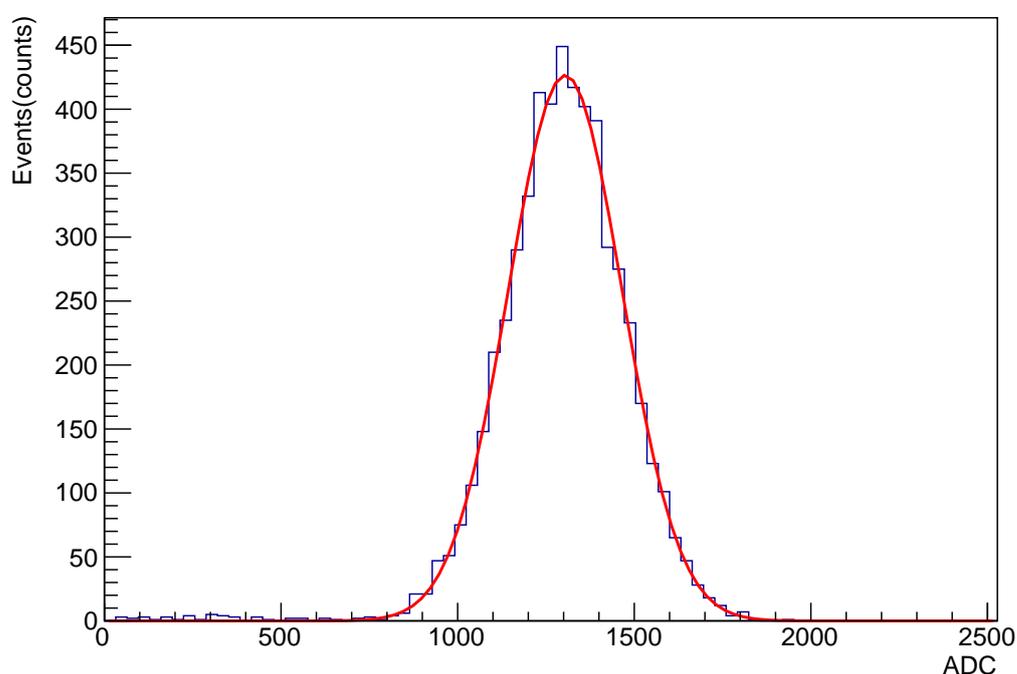


図 4.7 モンテカルロシミュレーションから得られたスペクトル。ガウシアンで Fit している。

さらなる誤差の考慮を行う。エネルギー較正の正の誤差と負の誤差を、位置と幅でそれぞれ $M_{+sca} - M_{adc}$ と $M_{-sca} - M_{adc}$ 、 $\sigma_{+sca} - \sigma_{adc}$ と $\sigma_{-sca} - \sigma_{adc}$ とする。同様に、エネルギー分解能の誤差は、 $M_{+res} - M_{adc}$ と $M_{-res} - M_{adc}$ 、 $\sigma_{+res} - \sigma_{adc}$ と $\sigma_{-res} - \sigma_{adc}$ とする。それぞれの求め方は、

$$E = \frac{ADC - (b - \Delta b)}{a - \Delta a} \quad (4.5)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} \quad (4.6)$$

の時のガウシアンのパークの位置と幅が、 M_{+sca} と σ_{+sca} である。同様に、

$$E = \frac{ADC - (b + \Delta b)}{a + \Delta a} \quad (4.7)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{E} \quad (4.8)$$

の時のガウシアンのパークの位置と幅が、 M_{-sca} と σ_{-sca} で、

$$E = \frac{ADC - b}{a} \quad (4.9)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A + \Delta A}{E} \quad (4.10)$$

の時のガウシアンのパークの位置と幅が、 M_{+res} と σ_{+res}

$$E = \frac{ADC - b}{a} \quad (4.11)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A - \Delta A}{E} \quad (4.12)$$

の時のガウシアンのパークの位置と幅が、 M_{-res} と σ_{-res} である。

それぞれの誤差は、正であれば + の誤差 ($M_{\text{正 } sca}$, $M_{\text{正 } res}$, $\sigma_{\text{正 } sca}$, $\sigma_{\text{正 } res}$)、負であれば - の誤差 ($M_{\text{負 } sca}$, $M_{\text{負 } res}$, $\sigma_{\text{負 } sca}$, $\sigma_{\text{負 } res}$) として扱う。最終的なモンテカルロの誤差を ΔM_{+adc} , ΔM_{-adc} と $\Delta \sigma_{+adc}$, $\Delta \sigma_{-adc}$ とすると

$$\Delta M_{+adc} = \sqrt{(\Delta M_{stat})^2 + (M_{\text{正 } sca} - M_{adc})^2 + (M_{\text{正 } res} - M_{adc})^2} \quad (4.13)$$

$$\Delta M_{-adc} = \sqrt{(\Delta M_{stat})^2 + (M_{\text{負 } sca} - M_{adc})^2 + (M_{\text{負 } res} - M_{adc})^2} \quad (4.14)$$

$$\Delta \sigma_{+adc} = \sqrt{(\Delta \sigma_{stat})^2 + (\sigma_{\text{正 } sca} - \sigma_{adc})^2 + (\sigma_{\text{正 } res} - \sigma_{adc})^2} \quad (4.15)$$

$$\Delta \sigma_{-adc} = \sqrt{(\Delta \sigma_{stat})^2 + (\sigma_{\text{負 } sca} - \sigma_{adc})^2 + (\sigma_{\text{負 } res} - \sigma_{adc})^2} \quad (4.16)$$

値としては表 4.1 に示す。

パラ	値	+ δ (%)	- δ (%)
M_{adc}	1305.5	0.696426	0.643857
σ_{adc}	163.414	0.597617	0.364974

表 4.1 誤差表

これらを用いてモンテカルロから導出されたパークの位置と幅の ADC での値は、

$$M_{adc} = 1305.5^{+0.70\%}_{-0.65\%} \quad (4.17)$$

$$\sigma_{adc} = 163.414^{+0.60\%}_{-0.37\%} \quad (4.18)$$

この値をエネルギー較正を用いて ADC からエネルギーの値に変換する。それぞれ

$$M_{MC} = 14.51734^{+0.70\%}_{-0.65\%} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{MC} = 1.8491^{+0.60\%}_{-0.37\%} \quad (4.20)$$

この値を χ^2 の定義に導入し、その誤差を考慮してプルトームで動かす。このモンテカルロの誤差は 1 % 以下であり、測定結果にほとんど依存しない。4.3.5 で詳しく説明する。

4.3.4 χ^2 の定義

図 4.6 のグラフを解析する際、ROOT の TMinuit を用いて Fit を行う。TMinuit とは、ROOT における minimizer である。Fit する時に最小化する χ^2 を自ら定義することが可能となっている。さらに、最小化する時のパラメータの値の可動域やステップ幅を決めることもできる。

まず、Fit する関数 $f(x)$ を定義する。

$$f(x) = \text{Gaus}(H, M, \sigma) + C \quad (4.21)$$

ガウシアンと Constant の関数で Fit する。パラメータは H, M, σ , C の 4 つである。H, M, σ はそれぞれガウシアンの高さ、位置、幅である。前小節でも説明したモンテカルロシミュレーションの結果からもわかるように、14.4 keV の γ 線の信号はほぼガウシアンピークである。そのため、この関数で Fit する。

次に、 χ^2 の定義をする。

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{f(x_i) - h_i}{\sigma_i} \right\}^2 + \left(\frac{M - M_{MC}}{\Delta M_{MC}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma - \sigma_{MC}}{\Delta \sigma_{MC}} \right)^2 \quad (4.22)$$

$f(x_i)$ は Fit 関数の i 番目の Bin の x 軸の中央値の値、 h_i は測定スペクトルの i 番目の Bin の事象数。 σ_i は i 番目の Bin の誤差で、この時の誤差の大きさはグラフのエラーバーの上下で絶対値の大きい方とする。 M_{MC} と σ_{MC} は前小節で見積もったガウシアンピークの位置と幅である。 ΔM_{MC} , $\Delta \sigma_{MC}$ に関しては、4.3.3 でモンテカルロで見積もった誤差の絶対値が大きい方を選択する。

ここで定義した χ^2 を最小化し、Fit する。

4.3.5 アクシオンの事象数の上限値

4.3.4 の解析をすることで $\Delta\chi^2$ を求めることができる。ガウシアンの高さである H を変化させ、 χ^2 をスキャンする。その他のパラメータは最小化する。 χ^2 の最小値から χ^2 の値を引いて、H に対する $\Delta\chi^2$ を求める (図 4.8)。

H の 1σ の値は $\Delta\chi^2 = 1$ の時の H の値である。H の 95 % C.L. の上限値 ($\Delta\chi^2 = 3.84$) を見積もることができる。

$$H = 1.08215 \times 10^{-5} @1\sigma \quad (4.23)$$

$$H = 1.64275 \times 10^{-5} @95\% \text{ C.L.} \quad (4.24)$$

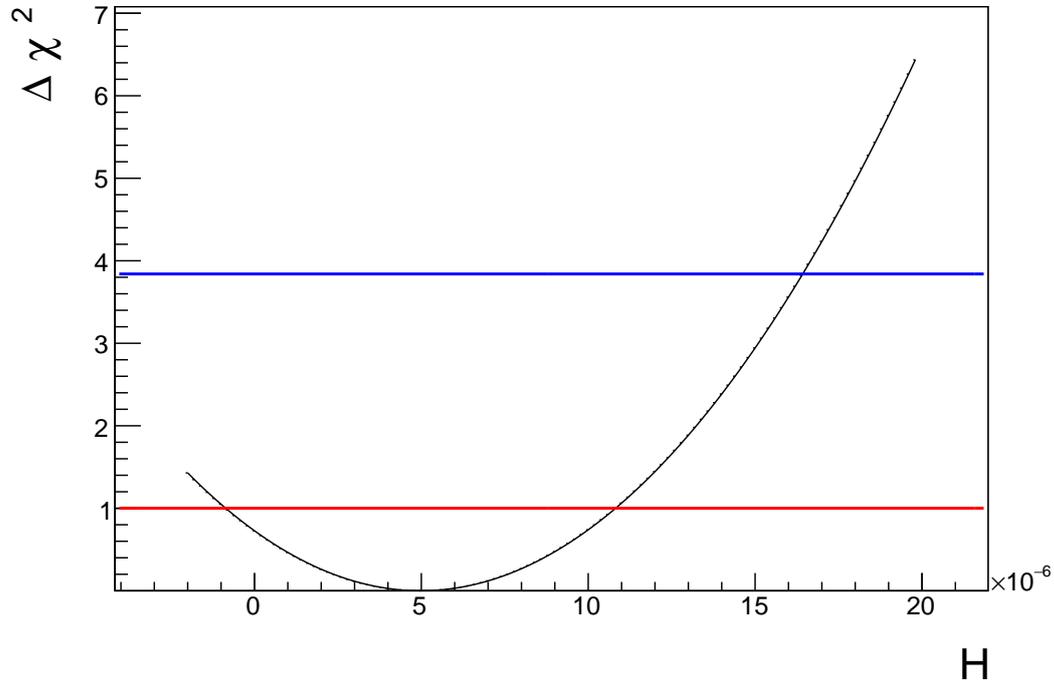


図 4.8 $\Delta\chi^2$ を H でスキャンしたもの。1 σ の値は $\Delta\chi^2 = 1$ の時の H の値 (赤)、95 % C.L. の上限値 ($\Delta\chi^2 = 3.84$) の H の値 (青) である

プルタームで動かしたガウシアン の位置と幅の値は、1 σ ($\Delta\chi^2 = 1$) の時と、95 % C.L. ($\Delta\chi^2 = 3.84$) の時とで

$$M = 14.5171 @1\sigma \quad (4.25)$$

$$\sigma = 1.84889 @1\sigma \quad (4.26)$$

$$M = 14.5169 @95 \% \text{ C.L.} \quad (4.27)$$

$$\sigma = 1.84871 @95 \% \text{ C.L.} \quad (4.28)$$

これらの値は 4.3.3 での $M_{MC} = 14.51734$ と $\sigma_{MC} = 1.8491$ の値から大きく見積もっても 0.02 % 程度のズレしかない。 M_{MC} と σ_{MC} の誤差は 4.3.3 では最も大きいもので 0.7 % 程度である。モンテカルロで見積もった誤差はこのレベルでは結果にほとんど依存しない。

次に、アクシオンシグナルのレートの 95 % C.L. の上限値を見積もる。実際に Fit をした時のグラフを図 4.9 に示す。 $\Delta\chi^2 = 0$ と $\Delta\chi^2 = 3.84$ の時の H を用いた Fit である。

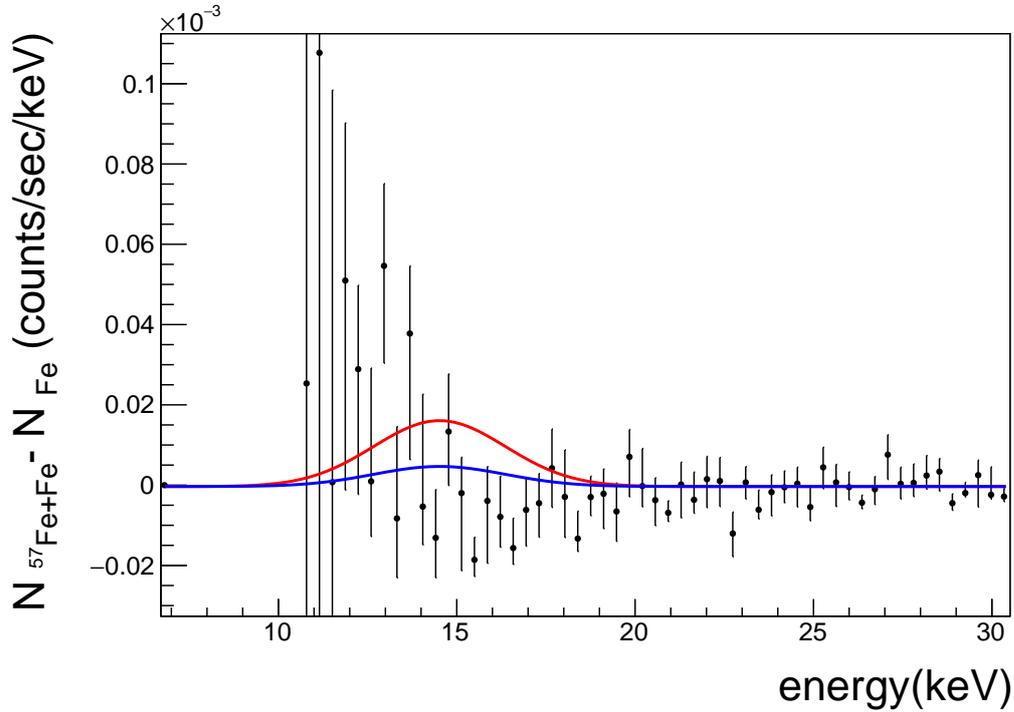


図 4.9 図 4.6 に対して $f(x)$ で Fit したもの。青線は $\Delta\chi^2 = 0$ 、赤線は $\Delta\chi^2 = 3.84$ のときの H で Fit したもの。

この Fit したガウシアンを積分した値を、アクシオンの事象数 N_γ とする。95 % C.L. での Fit(赤線) のガウシアンの積分値をアクシオンの事象数の上限値として、

$$N_\gamma < 95.49 \text{ counts/day (95 \% C.L.)} \quad (4.29)$$

と見積もることができた。先行研究では $N_\gamma < 7.12 \text{ counts/day (95 \% C.L.)}$ であり、本研究の結果はこれより 1 桁悪いものになった [1]。

統計量とノイズの大きさが主な原因である。さらに、ノイズ領域も Fit に含んでしまっているため、結果の精度がかなり低いものになっている。測定時間が短いため、統計誤差が大きいものになっている。さらに、信号領域がノイズの部分にかかっているため、14.4 keV 付近で系統誤差の寄与も大きくなっている。そのため、誤差は 14.4 keV 付近での $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ counts/sec}$ 程度となる。事象数の上限値は誤差の大きさに大きく依存するため、この誤差を 1 桁程度改善すれば先行研究と同等の上限値が得られると思われる。

改善の方法として、回路の電気ノイズを小さくすることで、エネルギー分解能も良くなる。分解能が良くなると、信号領域とノイズのオーバーラップを解消し、統計誤差を小さくできる。さらに、 ^{241}Am でエネルギー較正を行う際の誤差も小さくなり、系統誤差も軽減される。

4.4 アクシオンの質量に対する制限

事象数をアクシオンの質量に変換していく。事象数から 1 日あたりのアクシオンの信号レートが分かる。4.3.5 で求めた N_γ からレート R は

$$R = \frac{N_\gamma}{\gamma_E(\varepsilon_{57} \cdot M_{57} + \varepsilon'_{Fe} \cdot m_{57} - \varepsilon_{Fe} \cdot m_{57})} \text{ /day/mg} \quad (4.30)$$

いくつかの補正係数によって決定される。それぞれのパラメータを表 4.2 にまとめる。

補正係数	値 (誤差)	説明
γ_E	0.105	^{57}Fe から 14.4 keV の γ 線が放出する割合
ε_{57}	0.8319(± 0.003)%	^{57}Fe 箔 + 通常 Fe を置いた時の ^{57}Fe 箔からの 14.4 keV γ 線を検出する効率
ε'_{Fe}	0.0335(± 0.0006)%	^{57}Fe 箔 + 通常 Fe を置いた時の通常 Fe からの 14.4 keV γ 線を検出する効率
ε_{Fe}	0.8231(± 0.0026)%	通常 Fe を置いた時の通常 Fe からの 14.4 keV γ 線を検出する効率
M_{57}	347.0(± 1.0) mg	^{57}Fe 箔中の ^{57}Fe の質量
m^{57}	7.916(± 0.002) mg	Fe 中の ^{57}Fe の質量

表 4.2 補正係数

検出効率は、3.4 で導出したものである。これらの補正係数とその誤差を考慮すると、アクシオンレートの上限値は

$$R < 4.288 \times 10^2 \text{ /day/mg (95\% C.L.)} \quad (4.31)$$

この結果と 2.3 から、崩壊定数 f_a とアクシオンの質量 m_a の制限は

$$f_a > 1.945 \times 10^4 \text{ GeV (95\% C.L.)} \quad (4.32)$$

$$m_a < 428.3 \text{ eV (95\% C.L.)} \quad (4.33)$$

このように見積もることができた。

先行研究では、 $m_a < 216 \text{ eV (95\% C.L.)}$ であり、約 2 倍ほど悪いものになっている [1]。先行研究と大きく異なる部分は、検出効率である。本研究で得られた値の約 18 倍であり、検出効率はアクシオンの質量に対して 1/4 乗の効果があり、制限に大きく関わってくる。統計量が本実験の約 10 倍であり、統計誤差の大きさは約 $\sqrt{10}$ 倍も異なる。

先行研究と本研究の定量的な比較をする。レートの値とアクシオンの質量には

$$m_a \propto R^{\frac{1}{4}}$$

の関係があり、レートの上限を 16 倍よくするとアクシオンの質量の制限は 2 倍良くなる。そのため、レートの上限値を 1/16 倍程度良くすると先行研究のレベルになる。

改善の見込みとしては、検出効率と N_γ である。PIN フォトダイオードの受光面積を大きくしたり、個数を増やすことで検出効率を容易に上げることができる。(何か他にないか) N_γ の大部分は、データの誤差に

依存する。誤差には、統計誤差とエネルギー較正による系統誤差を考慮している。3.3.2 からわかるように 14.4 keV 付近では統計誤差の寄与が大きく、統計量を増やせばその誤差の改善は見込める。簡単に、10 倍にすれば統計誤差は $1/\sqrt{10}$ 倍となる。本研究の測定時間は約 10^5 s 程度であるので、測定時間を 10^6 s、つまり 10 日間ずつ測定を行えば、 N_γ は約 1/3 倍に改善される。放射線 Background の遮蔽を強化することでさらに実験感度が上がるだろう。これらを改善すれば、レートの上限值を 1/16 にすることは可能である。

本研究の最大の課題は、回路のノイズの改善である。結果の差つききグラフ (図 4.9) からわかるように、信号領域がノイズ領域に重なっている。ノイズ領域での誤差は大きく、 N_γ への不確実性が大きくなる。さらに、エネルギー較正の誤差やエネルギー分解能を改善することができる。エネルギー較正による系統誤差をより小さくでき、14.4 keV のガウシアンピークのピークの不確実性が小さくなる。アクションに対する感度は自作の回路では難しいノイズレベルであるので、より良い検出器や前段回路を用いて実験を行えば、結果の制限をよりよくできると思われる。

第 5 章

結論

本研究では、暗黒物質の候補であり、QCD における強い CP 問題の解決策となっている新粒子「アクシオン」の探索を行った。太陽アクシオンに着目し、 ^{57}Fe の磁気双極子遷移という特性を用いて 14.4 keV の γ 線を検出する手法で実験した。14.4 keV の γ 線に対して良い感度を持つ PIN フォトダイオードを検出器として用いた。PIN フォトダイオードの測定を MCA で読み取れるように前段回路の開発を行った。ノイズが大きくなり、14.4 keV の γ 線に対する感度はあまり良くないが、出力スペクトルを測定可能なものにできた。この回路を用いてエネルギー較正とエネルギー分解能の見積もりを行った。線源として ^{241}Am を用いた。 ^{241}Am は様々なエネルギーの放射線を放出するため、測定は困難であった。今後はより良い線源を用いて較正を行うべきである。より良いものとしては、様々なアクシオン探索実験で用いられている ^{57}Co である。 ^{57}Co は、14.4 keV、122 keV、136 keV の γ 線を放出し、本研究で測定する 14.4 keV の γ 線に対するエネルギー較正とエネルギー分解能の見積もりを可能にする。次に、Geant4 を用いてモンテカルロシミュレーションを行った。本研究の PIN フォトダイオードでの 14.4 keV の γ 線の検出効率を見積もった。モンテカルロシミュレーションで見積もった検出効率から、測定は可能であることがわかった。測定の結果、アクシオンの信号領域では統計的に優位でなかった。 ^{57}Fe 箔 + 通常 Fe を置いた時の測定と通常 Fe を置いた時の測定を差し引くことでアクシオンの信号レートの上限值を見積もる事ができた。信号レートの補正係数にモンテカルロシミュレーションで見積もった検出効率を用いた。理論によってアクシオンの信号レートはモデリングされている [4]。このモデルを用いて、アクシオンの質量 m_a の制限を見積もる。

本研究は自ら卒業研究としてアクシオン探索実験を立ち上げ、テーブルトップで可能な実験方法を用いて実験を行った。半年という期間で、発見には至らなかったものの、アクシオンの質量 m_a に $m_a < 428.3$ eV の制限を与えることができた。しかし、様々な系統誤差の影響を無視しており、本来の制限の結果はより悪くなるだろう。

実験感度をより向上するためには、第一に前段回路によるノイズの削減をする必要がある。回路のノイズを小さくすることで 14.4 keV の γ 線の検出感度を上げることが可能である。さらに、 ^{241}Am を用いてのエネルギー較正とエネルギー分解能をより明確に見積もることができる。そのため、エネルギー較正とエネルギー分解能の誤差を小さくすることができ、系統誤差の軽減が見込める。次に、放射線 Background の軽減である。本研究では、PIN フォトダイオードの近くに遮蔽物を置くことによって事象数が少なくなった。このことが原因で実験の精度が落ちている。放射線 Background の影響を減らすことで、 ^{57}Fe 箔や通常 Fe の遮蔽の影響を小さくすることができる。また、 ^{57}Fe 箔と同じ厚みを持つ通常 Fe を用いれば、データの差し引きによって遮蔽の影響を少なくできる。先行研究との大きな差は検出効率であり、これも改善する必要がある [1]。検出効率はアクシオンの信号レートに直接的に関わる。 ^{57}Fe 箔と同じ大きさかまたそれ以上にすれば、容易に検出

効率を上げることができる。もう一つの違いは統計量である。測定時間を長くすることで、統計誤差の軽減も見込める。今後は、様々な系統誤差の影響を考えて実験精度も上げるべきであろう。

謝辞

本論文は神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室在籍中の卒業研究の成果をまとめたものです。指導教員として同大学物理学専攻前田順平講師には本研究実施の機会だけでなく、実験に必要な装置を与えていただき、また様々な助言と共に最後までご指導をいただきました。同専攻藏重久弥教授にもまた、プログラミング関係について適切なお助言をいただきました。同専攻身内賢太郎准教授には、回路開発のご指導や ^{57}Fe 箔貸出の交渉などをしていただきました。東京大学素粒子物理国際研究センター難波俊雄氏には、貴重な ^{57}Fe 箔を快く提供していただきました。また神戸大学粒子物理学研究室各位には研究遂行にあたり日頃より有益なご討論ご助言をいただきました。本研究を行うにあたってご協力いただいたすべての皆様への感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

参考文献

- [1] T. Namba, *Phys. Lett. B* **645** (2007) 398.
- [2] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440; *Phys. Rev. D* **16** (1977) 1791.
- [3] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 223; F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 279.
- [4] S. Moriyama, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3222.
- [5] C.A.Baker, et al. , *Phys. Rev. Lett.* **97**:131801, (2006).
- [6] J. E. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 103; M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys. B* **166** (1980) 493.
- [7] M. S. Turner, *Phys. Rep.* **197** (1990) 67.
- [8] M. Minowa, et al. , *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 4120.
- [9] S. Eidelman, et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **592** (2004) 1.
- [10] J. E. Kim, *Phys. Rep.* **150** (1987) 1.
- [11] D. B. Kaplan, *Nucl. Phys. B* **260** (1985) 215.
- [12] V. Baluni, *Phys. Rev. D* **19** (1979) 2227–2230.
- [13] S. Andriamonje, *JCAP* **1003**, 032 (2010).
- [14] S. Agostinelli et al. , *Nucl. Instr. Meth. A* **506** (2003) 250–303.
- [15] R. J. Crewther, P. Di Vecchia, G. Veneziano, and E. Witten, *Phys. Lett. B* **88** (1979) 123. [Erratum: *Phys. Lett. B* **91**, 487(1980)].
- [16] S. Andriamonje, *Phys. Ser.* **44** (2007) 10-113