

低成本・小型ラドン検出器の製作及び性能評価

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報系学科 物理工学 EP
学籍番号 1764153
鈴木 芹奈

2021年2月12日

概要

ラドンは空気中にも含まれる身近な放射性元素である。ラドンはまた、宇宙素粒子実験においても非常に重要な背景事象（バッググラウンド）となる。例えば、神岡地下実験施設で行われているスーパーカミオカンデ実験では、実験室の壁や検出器部品から湧き出るラドンガスが主要なバッググラウンドの一つになっている。このため、検出器内部に含まれるラドンの量を理解することが極めて重要となる。

本研究では、低成本、小型のラドン検出器を作製した。そして放射線源を用いてラドンを測定し、検出器の性能評価を行った。その後、測定結果とシミュレーションを比較することで、収集効率の測定を試みた。

目 次

第 1 章 スーパーカミオカンデ実験	4
1.1 スーパーカミオカンデ検出器 (SK)	4
1.2 超新星背景ニュートリノ (SRN)	5
1.3 SK-Gd プロジェクト	5
第 2 章 ラドンのバッググラウンド	7
2.1 ラドン	7
2.1.1 放射線	7
2.1.2 放射性壊変系列	8
2.1.3 半減期	11
2.1.4 連続崩壊	12
2.1.5 永続平衡	13
2.2 SK におけるラドンバッググラウンド	14
第 3 章 ラドンの検出原理	15
3.1 Si PIN フォトダイオード	15
3.2 PIN フォトダイオードによる α 線の検出	15
3.3 静電捕集法	17
第 4 章 ラドン検出器の製作	18
4.1 ステンレス缶	18
4.2 Front End 基板	19
4.2.1 高電圧分割回路	20
4.2.2 チャージセンシティブアンプ回路	20
4.3 整形アンプ基板	21
4.3.1 CR、RC 回路	22
4.3.2 パラメータ調整	22
4.3.3 整形アンプ基板の線形性	24
4.4 電源基板	25
4.5 Raspberry pi	26
第 5 章 ラドン測定	27
5.1 放射線源	27
5.1.1 モナズ石	27

5.1.2 ラジウムセラミックボール	28
5.2 ウェブサーバ	28
5.3 測定方法	29
5.3.1 放射線源をステンレス缶内に入れた測定	29
5.3.2 モナズ石をステンレス缶から取り出した測定	30
5.4 測定結果	31
5.4.1 放射線源をステンレス缶内に入れた測定	31
5.4.2 モナズ石をステンレス缶から取り出した測定	32
第6章 ラドンの崩壊シミュレーション	35
6.1 電場による ^{216}Po の収集効率のシミュレーション	35
6.1.1 シミュレーションのアルゴリズム	35
6.1.2 線源のかさ上げ測定とシミュレーション	37
6.2 PIN フォトダイオードから脱離する確率のシミュレーション	38
6.2.1 シミュレーションのアルゴリズム	38
6.2.2 測定データより得られた PIN フォトダイオードから脱離する確率	40
第7章 結論・今後の展望	43
謝辞	44
参考文献	45
付録	47

第1章 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ検出器 (SK) は岐阜県飛騨市神岡町に建設された宇宙素粒子観測装置であり、1996 年から観測を行っている。SK は、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ、超新星背景ニュートリノなどを観測することでニュートリノの性質及び宇宙の歴史の解明を目指している。スーパーカミオカンデ実験は、日本、アメリカ、中国、イギリス、イタリアなど世界各国の約 40 の大学や研究機関の共同研究である。

1.1 スーパーカミオカンデ検出器 (SK)

SK は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形をしたステンレス製の水タンクと、壁面に取り付けられたおよそ 13000 個の光電子増倍管 (PMT) によって構成されている世界最大の水チェレンコフ検出器である。水タンクの内部は超純水で満たされ、チェレンコフ光に対して 40m 以上の透過長と、低放射性不純物含有量を実現している。図 1.1 に検出器の全体図、図 1.2 に水タンク内部の写真を示す。

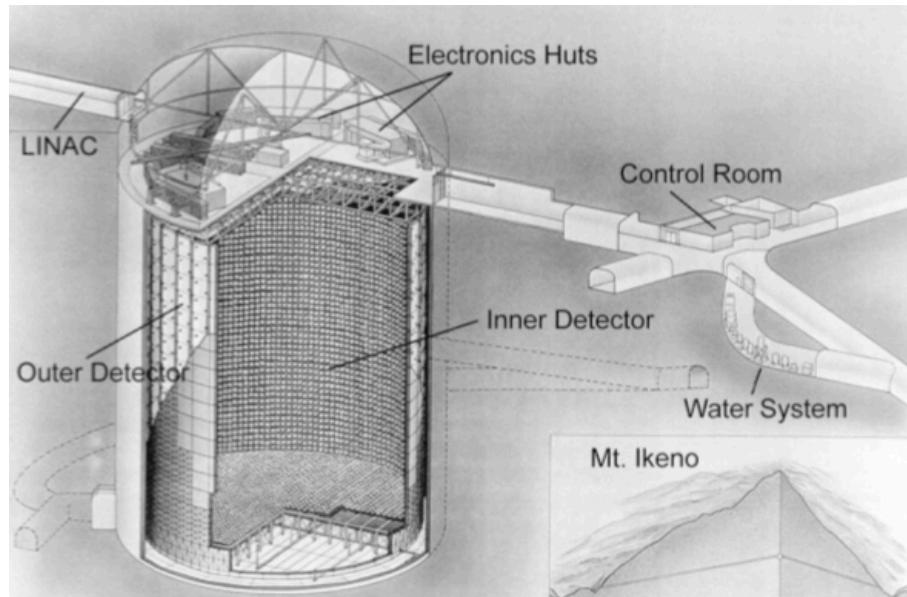


図 1.1: スーパーカミオカンデ検出器 [1]

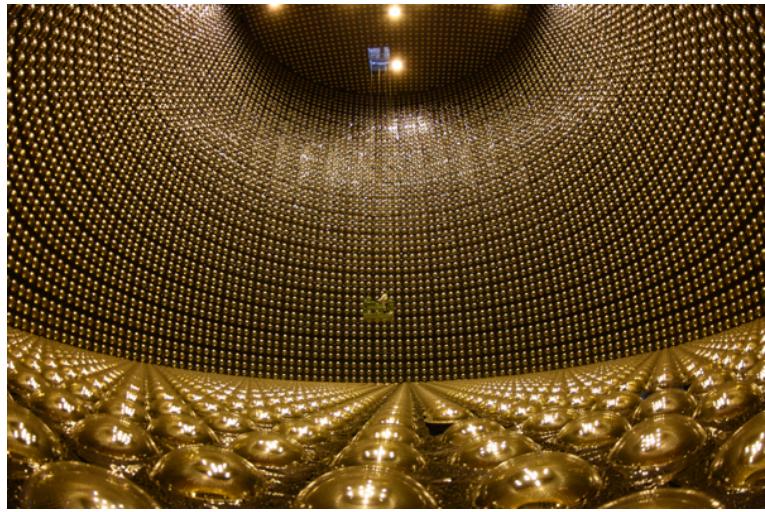


図 1.2: SK の水タンク内部の写真 [10]

SK では、ニュートリノと水標的との相互作用や陽子崩壊事象に伴って放出される荷電粒子が放射するチエレンコフ光を PMT で検出することで観測を行っている。

1.2 超新星背景ニュートリノ (SRN)

超新星爆発とは、太陽の 8 倍以上の質量を持つ恒星が一生を終える時に起こす爆発である。この時、太陽が約 45 億年かけて放出するエネルギーの 99 % 分のエネルギーがニュートリノとして放出される。超新星背景ニュートリノ (SRN) とは、宇宙の誕生から現在までに宇宙のあらゆる場所で起こった超新星爆発によって生成され現在も宇宙に漂っているニュートリノで、まだ観測されていない。SK は SRN の世界初観測を目指す。SRN を観測できれば、超新星爆発のメカニズムを詳細に知ることができる。その結果、宇宙の歴史の解明に大きく貢献することができる。

1.3 SK-Gd プロジェクト

スーパーカミオカンデガドリニウム (SK-Gd) プロジェクトは、SK の超純水に硫酸ガドリニウム八水和物 ($\text{Gd}_2 (\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) (以下硫酸 Gd) をおよそ 120 トン (0.1% Gd 相当) 溶解させるプロジェクトである。SK-Gd プロジェクトの最大の目標は、SRN の観測である。2020 年夏に、目標値の 10 % にあたる 0.01 % Gd 相当の硫酸 Gd が投入され、SK での観測が開始された。

SK 内では、図 1.3 に示すように主に二つのニュートリノ反応が起こる。SK では電子ニュートリノ反応によって放出される電子と、反電子ニュートリノ反応によって放出される陽電子を弁別することができない。そこで SK-Gd では、反電子ニュートリノ反応で生成される中性子を Gd に吸着させ、その時に放出されるガンマ線を後発信号として観測する。この中性子による後発信号は～

200 μ sで観測されるため、この信号の有無によって反電子ニュートリノと電子ニュートリノの信号識別が可能となる。

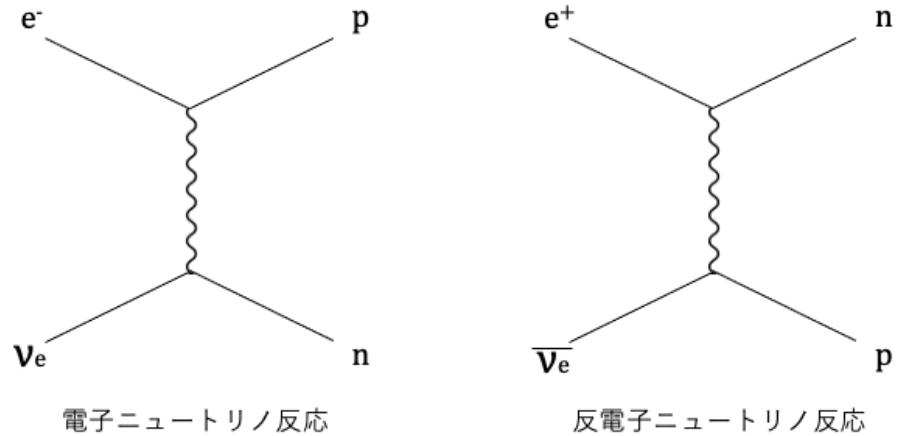


図 1.3: SK で観測される主なニュートリノ反応

さらには地球に近い距離で発生したある一つの超新星爆発由来のニュートリノを観測するとき、上記の中性子による後発信号で反電子ニュートリノ事象を同定し取り除くことで、図 1.4 のように超新星爆発発生方向の決定精度の向上も可能となる。

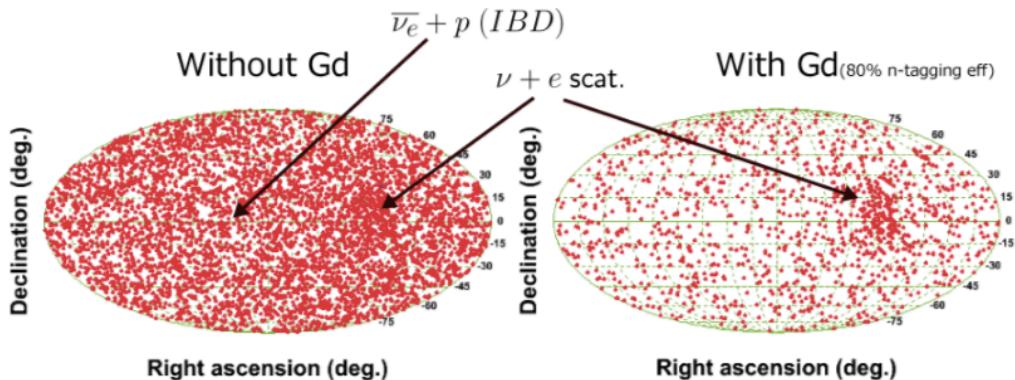


図 1.4: Gd 導入前後の超新星爆発発生方向決定精度のシミュレーション [1]

SRN は非常に検出が難しく、低バッググラウンド実験である SK では硫酸 Gd に含まれる放射性不純物が深刻なバッググラウンドとなってしまうため、この放射性不純物の量を可能な限り正確に測定し、純化などで低減する必要がある。

第2章 ラドンのバッググラウンド

SK の主要なバッググラウンドのひとつに放射性物質であるラドン (Rn) がある。この章では、ラドンによるバッググラウンドについて述べる。

2.1 ラドン

ラドン (Rn) は原子番号が 86 の希ガス元素で、唯一室温で気体の状態にある無味無臭の放射性物質である。安定した同位体は存在せず、放射性同位体として ^{222}Rn (ラドン)、 ^{220}Rn (トロン)、 ^{219}Rn (アクチノン) が存在する。ラドンの親核であるウランやトリウムは地中の岩石や海水中などに多く含まれており、空気中にもラドンは含まれている。人間は日々自然にある放射性物質や放射線によって被爆をしているが、ラドンの寄与は比較的大きい。

2.1.1 以降の小節では、放射性物質であるラドンに関連する事柄について述べる。

2.1.1 放射線

ラドンには安定した同位体がないため、安定した物質になるまで壊変を行う。その壊変の際に放出されるものが放射線と呼ばれる。放射線には、 α 線をはじめとしていくつかの種類に分類されている。 α 線はヘリウム (^4He) の原子核である。放射線には α 線以外に電子である β 線、電磁波である γ 線、中性子線などが存在する。これらの放射線は透過力に大きな違いがある。図 2.1 に、放射線の種類とその透過力を示した。 α 線では紙 1 枚程度で容易に遮蔽することができるが、 β 線や γ 線を遮蔽するためには金属の板などを用意する必要がある。

ラドンなどの放射性物質の壊変のうち、 α 線を放出する壊変を α 崩壊と呼ぶ。 α 崩壊は式 (2.1) のように表すことができる。

$${}_{Z}^A X \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4} Y + {}_2^4 \alpha \quad (2.1)$$

ここで、X を壊変前の核種である親核、Y を壊変後の核種である娘核とする。

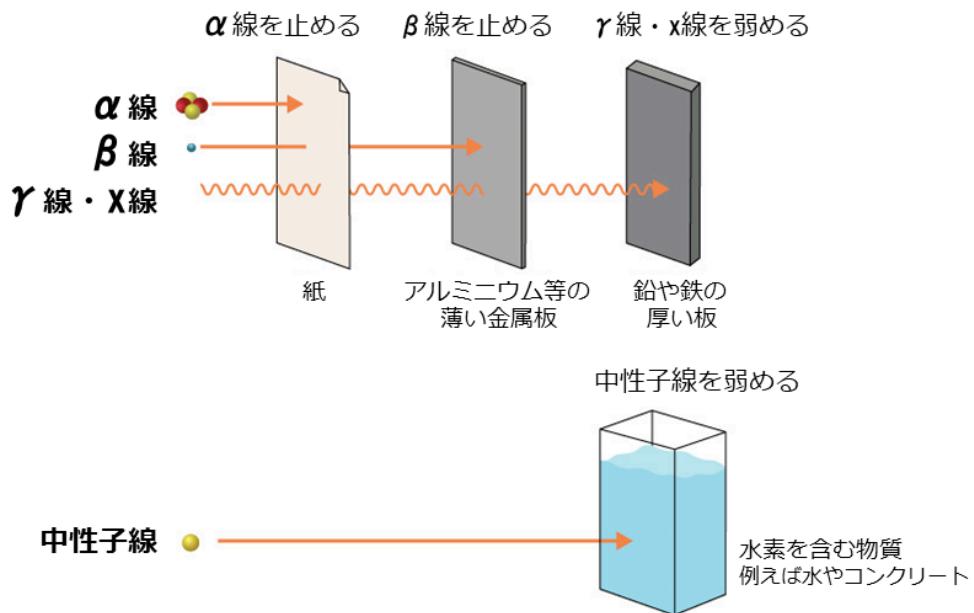


図 2.1: 放射線の種類と透過力 [11]

2.1.2 放射性壊変系列

ある放射性同位体が別の放射性同位体へと次々と壊変していく様子を表したものを、放射性壊変系列と呼ぶ。自然界にも天然にはウラン系列、トリウム系列、アクチニウム系列の3つの壊変系列が存在する。これらの系列は、原子核の質量数によって分けられている。図2.2から図2.4に、それぞれの壊変系列の図を示す。ウラン系列、トリウム系列、アクチニウム系列の他にも原子核の質量数が $4n+1$ であるネプツニウム系列があるが、人間によって作られた系列であり、自然界には存在しない。

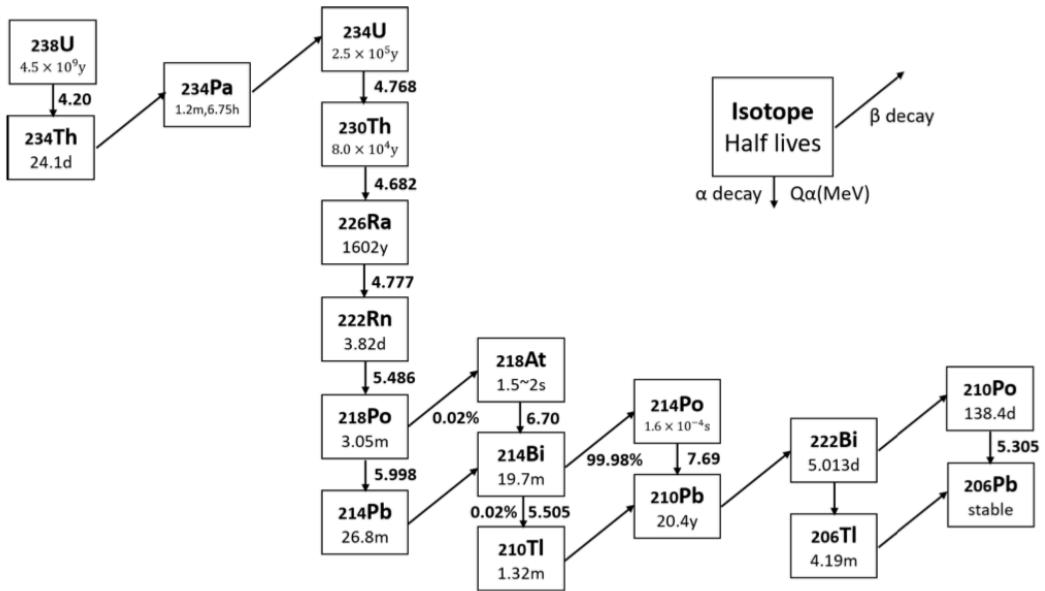


図 2.2: ウラン系列（質量数 $4n+2$ ）[4]

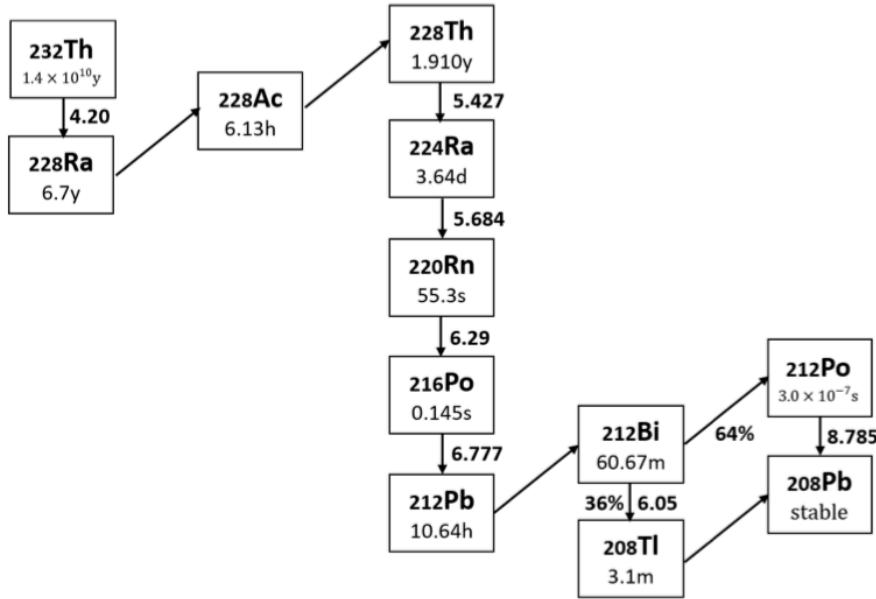


図 2.3: トリウム系列（質量数 $4n$ ）[4]

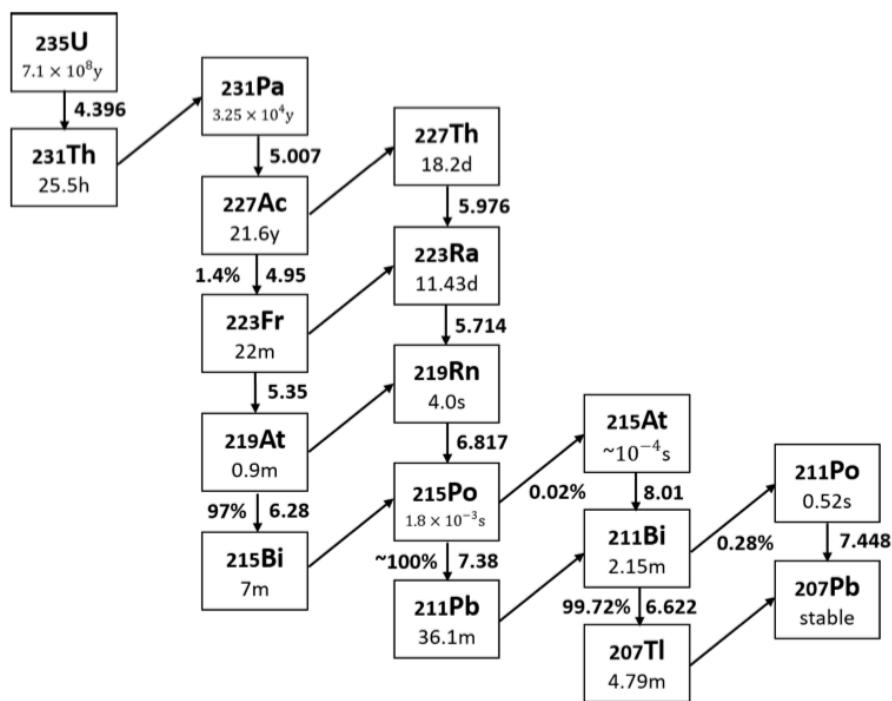


図 2.4: アクチニウム系列 (質量数 $4n+3$) [4]

2.1.3 半減期

放射性元素の個数が、壊変により半分になるまでの時間を半減期を呼ぶ。ここでは、核種 X の原子の集團に注目し時間変化について考える。

時刻 $t = 0$ のときの原子核の個数を N_0 、時刻 t のときの個数を $N(t)$ とする。また各放射性元素が単位時間当たりに壊変する確率を示した崩壊定数を λ とすると、式 (2.2) のように崩壊定数 λ と時刻 t における原子核の個数 $N(t)$ の積は、単位時間当たりに減少する原子核の個数と等しくなる。

$$\boxed{\text{原子核の減少数}} \quad \boxed{\text{壊変した原子核の個数}}$$

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \quad (2.2)$$

この式は”同次型 1 階常微分方程式”で、以下のように時間とともに減少する指數関数の解を求めることができる。

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{N(t)} dN &= -\lambda \int dt \\ \log N(t) &= -\lambda t + c \\ N(t) &= e^{-\lambda t + c} \end{aligned} \quad (2.3)$$

c は定数である。ここで、 $t = 0$ のとき $N(t) = N_0$ を代入すると $N_0 = e^c$ となる。したがって、微分方程式の解は式 (2.4) のように求められる。

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

半減期 T とすると $N(T) = \frac{N_0}{2}$ となるので代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda T} \\ \frac{1}{2} &= e^{-\lambda T} \\ T &= \frac{\ln 2}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.5)$$

式 (2.5) のように、半減期と崩壊定数の関係が導かれる。

また、以下のように時刻 t のときの原子核の個数を求める関係式を導くことができる。

$$N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}} \quad (2.6)$$

図 2.5 には、式 (2.6) によって得られる崩壊曲線を示した。半減期ごとに原子核の個数が半分になっていく様子がわかる。

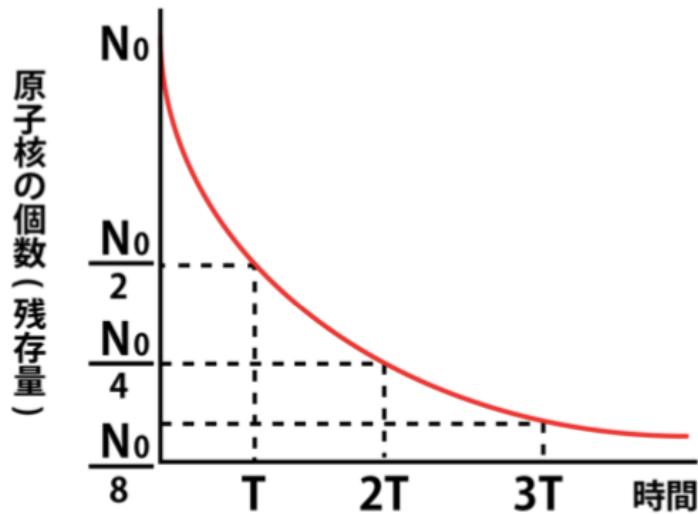


図 2.5: 崩壊曲線 [3]

2.1.4 連続崩壊

前節ではある核種単独での壊変についての議論を行っていたが、放射性壊変系列を構成している核種については、核種 X が α 崩壊して核種 Y になり、Y が β 崩壊して核種 Z になる、というよう に連続した壊変が起こる。連続崩壊が起こる場合、2 つ目の核種以降では式 (2.2) の微分方程式に親核 X の壊変による核種 Y の増加を新たに考える必要がある。このようにして、系列の連続崩壊の連立微分方程式を書くことができる。

核種 X、Y、Z の崩壊定数をそれぞれ λ_X 、 λ_Y 、 λ_Z とし、時刻 t のときの核種の個数をそれぞれ $N_X(t)$ 、 $N_Y(t)$ 、 $N_Z(t)$ とすると、

$$\frac{dN_X}{dt} = -\lambda_X N_X(t) \quad (2.7)$$

$$\frac{dN_Y}{dt} = +\lambda_X N_X(t) - \lambda_Y N_Y(t) \quad (2.8)$$

$$\frac{dN_Z}{dt} = +\lambda_Y N_Y(t) - \lambda_Z N_Z(t) \quad (2.9)$$

上記のような連立微分方程式を立てることができる。式 (2.7) は式 (2.4) のように解ける。核種 Y についての式 (2.8) は、式 (2.7) の解を代入することで求めることができる。時刻 $t = 0$ のとき核種の個数をそれぞれ N_0 、0、0 とする。核種 Y についての解を式 (2.9) のように置く。

$$N_Y(t) = C e^{-at} \quad (C : \text{定数}) \quad (2.10)$$

式(2.9)を式(2.8)に代入して一般解を考えると $a = \lambda_Y$ となる。式(2.7)の解と式(2.9)を式(2.8)に代入して計算を行うと、

$$\begin{aligned} \frac{dN_Y(t)}{dt} + \lambda_Y N_Y(t) &= \lambda_X N_0 e^{-\lambda_X t} \\ N_Y(t) &= \frac{\lambda_X N_0}{\lambda_Y - \lambda_X} e^{\lambda_Y t - \lambda_X t} + c \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる。ここで式(2.11)を式(2.10)に代入すると $t = 0$ のとき $N_Y(0) = 0$ となるため、積分定数は $c = -1$ となる。このようにして $N_Y(t)$ を求めることができ、核種Yについての解を出すことができる。さらに核種Zに関しても同様の議論ができる。

したがって、核種X、Y、Zの微分方程式の解は式(2.12)、(2.13)、(2.14)のように求められる。

$$N_X(t) = N_0 e^{-\lambda_X t} \quad (2.12)$$

$$N_Y(t) = \frac{\lambda_X N_0}{\lambda_Y - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t}) \quad (2.13)$$

$$N_Z(t) = N_0 \lambda_X \lambda_Y \left[\frac{e^{-\lambda_X t}}{(\lambda_Y - \lambda_X)(\lambda_Z - \lambda_X)} + \frac{e^{-\lambda_Y t}}{(\lambda_Z - \lambda_Y)(\lambda_X - \lambda_Y)} + \frac{e^{-\lambda_Z t}}{(\lambda_X - \lambda_Z)(\lambda_Y - \lambda_Z)} \right] \quad (2.14)$$

2.1.5 永続平衡

前節の連続崩壊では、核種が3種類あった場合の個数の時間変化を議論していた。本節では、核種固有の崩壊定数に条件が付いた場合について考える。

核種X、Y、Zの崩壊定数がそれぞれ λ_X 、 λ_Y 、 λ_Z であり、 $\lambda_X \ll \lambda_Y, \lambda_Z$ であるとき式(2.12)から式(2.14)で求めた連立微分方程式の解は以下のように近似できる。

$$N_X(t) = N_0 e^{-\lambda_X t} \quad (2.15)$$

$$N_Y(t) = \frac{\lambda_X N_0}{\lambda_Y - \lambda_X} e^{-\lambda_X t} \quad (2.16)$$

$$N_Z(t) = N_0 \lambda_X \lambda_Y \frac{e^{-\lambda_X t}}{(\lambda_Y - \lambda_X)(\lambda_Z - \lambda_X)} \quad (2.17)$$

λ_X に対して λ_Y 、 λ_Z が十分に大きいため、 $e^{-\lambda_Y t}$ 、 $e^{-\lambda_Z t}$ の項を無視することができる。

このような状態を永続平衡と呼び、核種Y、Zは核種Xの半減期でゆっくりと減少していくこと

になる。また核種比も一定となり、両者の崩壊定数の比となる。

$$\frac{N_X(t)}{N_Y(t)} \simeq \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} \sim \frac{\lambda_X}{\lambda_Y} \quad (2.18)$$

$$\frac{N_X(t)}{N_Z(t)} \simeq \frac{\lambda_X \lambda_Y}{(\lambda_Y - \lambda_X)(\lambda_Z - \lambda_X)} \sim \frac{\lambda_X}{\lambda_Z} \quad (2.19)$$

2.2 SK におけるラドンバッググラウンド

1章で述べたように、SK 検出器では水タンク内で起こったイベントに伴って放出される荷電粒子が放射するチエレンコフ光を検出している。しかし、ラドンの娘核では β 崩壊が起こり β 線として電子を放出し、その電子がチエレンコフ光を放射してしまう。SK 検出器ではこの β 崩壊による電子のバッググラウンド電子（反電子）ニュートリノ反応の信号の区別が原理的にできないため、これらのチエレンコフ光の判別が困難となっており、タンク内のラドンの低減が課題となっている。

第3章 ラドンの検出原理

3.1 Si PIN フォトダイオード

Si PIN フォトダイオードは、半導体の pn 接合部分に光が入射すると電流が流れる受光素子である。本研究では、ラドンが崩壊した際の信号を検出するために Si PIN フォトダイオードを使用した。PIN フォトダイオードは、正孔が多数キャリアである p 型半導体と電子が多数キャリアである n 型半導体の間に半絶縁層 (i 層) が挟み込まれている素子である。接合容量を小さくすることで高速応答が可能となり、高安定性、高エネルギー分解能を持ち、放射線検出に適した素子となっている。

本研究では浜松ホトニクス社の S3590-9(図 3.1) を使用した。素子の中央にある灰色や茶色部分が受光面となっている。また、表 3.1 に S3590-9 の仕様を示す。

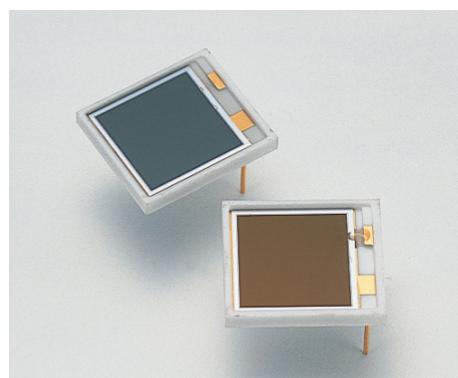


図 3.1: Si PIN フォトダイオード S3590-9[8]

表 3.1: S3590-9 の仕様 [8]

受光面サイズ (mm)	10×10
空乏層厚 (mm)	0.3
最大逆電圧 (V)	100
許容損失 (mW)	100
動作温度 (°C)	-20 ~ +60
最大感度波長 (nm)	960
感度波長範囲 (nm)	340 ~ 1100
最大暗電流 (nA)	6
遮断周波数 (MHz)	40
端子間容量 (pF)	40

3.2 PIN フォトダイオードによる α 線の検出

ラドン検出器では、ラドンやその娘核が壊変を起こした際に放出される α 線が PIN フォトダイオードの受光面に入射してきたときに流れる電流を信号として検出する。このように、ラドン壊変生成物である α 線を観測することによって間接的にラドンを検出する。放射線が半導体に入射すると電離作用が生じる。電離作用とは、 α 線などの荷電粒子が物質の近くを通り、軌道電子を原子の外に弾き飛ばしてしまうものである。電離作用によって、正に帯電した原子と自由電子に

分離することができる。 α 線や β 線は直接電離を起こすことができるが、特に α 線は電離密度が高く電離が発生しやすい。

PIN フォトダイオードに逆バイアスをかけると、正孔は陰極側に、電子は陽極側にそれぞれ引きつけられるため電流は流れない。また、p 型半導体層と n 型半導体層の間に空乏層が形成される。その状態の PIN フォトダイオードに放射線が入射すると、通常よりも少ないエネルギーで電離作用が発生し、電子正孔対が生成される。電子正孔対はそれぞれ逆バイアスによる電場により陰極、陽極に引きつけられて電流が流れる。図 3.2 に、PIN フォトダイオードで電気信号が発生するまでの様子を示す。

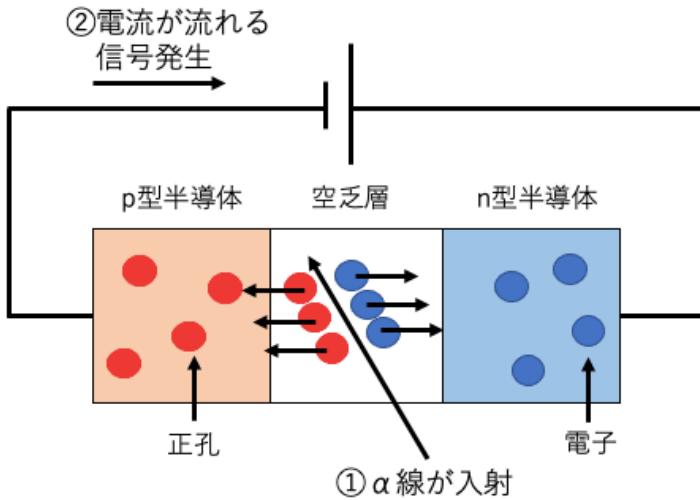


図 3.2: PIN フォトダイオードの動作原理

次に、PIN フォトダイオードに流れる電流値について考える。素子を構成するシリコンでは、およそ 3.6 eV のエネルギーで一つの電子正孔対が生成される。ここで、PIN フォトダイオードに 5 MeV の α 線が入射した場合、生成される電子正孔対の数を求めると、

$$\frac{5.0 \times 10^6 \text{ eV}}{3.6 \text{ eV}} = 1.39 \times 10^6 \text{ 個} \quad (3.1)$$

となる。素電荷が $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ より電気量を求めるとき以下のようになる。

$$\{1.39 \times 10^6\} \times \{1.6 \times 10^{-19}\} = 2.22 \times 10^{-13} \text{ C} \quad (3.2)$$

よって電流値 I は $I = \frac{dQ}{dt}$ より、 $t = 1 \mu\text{s}$ とすると、

$$I = \frac{2.22 \times 10^{-13} \text{ C}}{1.0 \times 10^{-6} \text{ s}} = 2.2 \times 10^{-7} \text{ A} \quad (3.3)$$

と求められる。式 (3.3) からわかるように、PIN フォトダイオードに流れる電流は極めて小さく、検出するために増幅などを行う必要がある。

3.3 静電捕集法

前節までは、PIN フォトダイオードに α 線が入って信号が発生するまでの過程について述べたが、ここでは放射線源から PIN フォトダイオード付近までラドンの娘核を集める方法について述べる。

通常 α 線は大気中では数 cm 程度しか飛ぶことができず、すぐに動きが止まってしまう。よって、放射線源から出てくるラドンの娘核を可能な限り PIN フォトダイオードに近づけてから α 崩壊が起こるようにする必要がある。本研究では静電捕集法と呼ばれる、電場を利用してラドンの娘核を PIN フォトダイオードへ効率的に近づける方法を用いた。

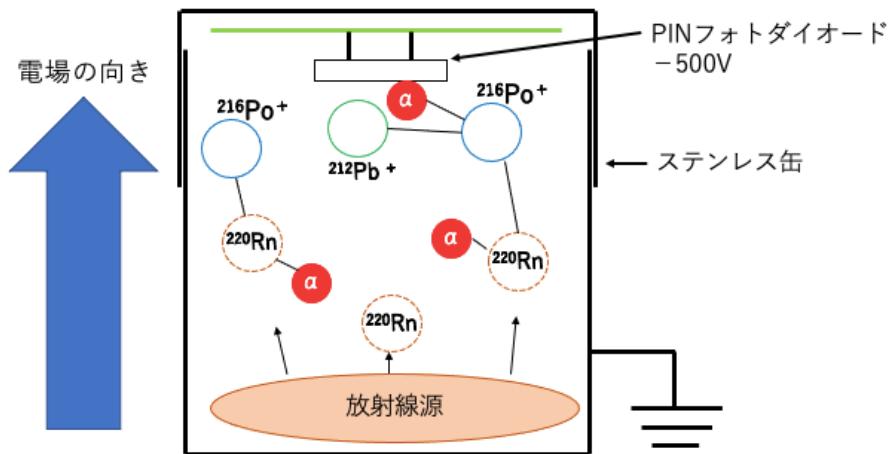


図 3.3: 静電捕集法

図 3.3 ではトリウム系列のラドンの場合の静電捕集法の流れを示した。図に示されているように、ラドンが α 崩壊して生成されたポロニウムは、陽イオンの状態になっている。ここで、PIN フォトダイオードを -500V の高電位の状態にし、ステンレス缶の縁を接地することで電場を形成する。この電場によって陽イオンであるポロニウムは、負の電極側である PIN フォトダイオードの表面に吸着する。このようにして、 α 線を最大限効率的に検出することができる仕組みとなっている。

第4章 ラドン検出器の製作

ラドン検出器は、線源を入れるステンレス缶と放射性物質が壊変した際の信号を検出するための複数の基板から成り立っている。高さ約 15cm、幅約 7cm と小型になっており、図 4.1 で示すように上から整形アンプ基板、ラズベリーパイ、電源基板、Front End 基板の順で取り付けられている。

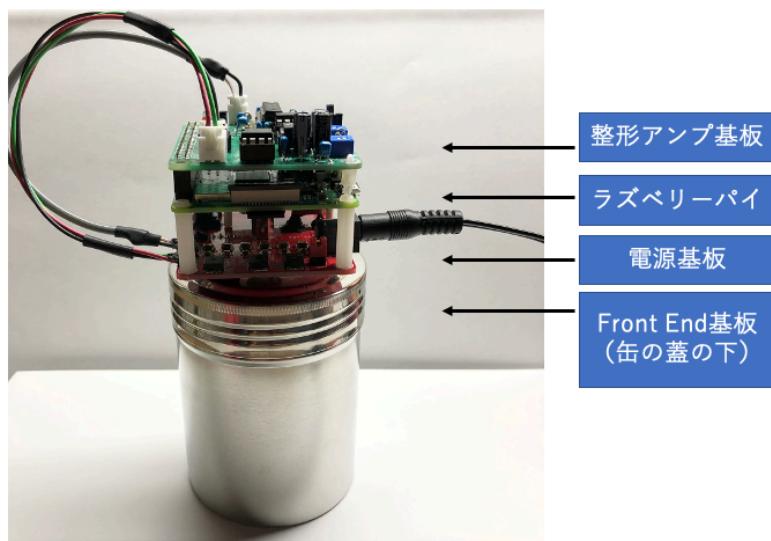


図 4.1: ラドン検出器

必要な電力は、電源基板に取り付けられたプラグを 100 V コンセントに差し込むことで全ての基板に供給できるため、どこでも測定を行うことができる。

4.1 ステンレス缶

本研究では、直径約 7 cm、高さ約 9.5 cm の円柱状のステンレス缶を用いた。PIN フォトダイオード付近でおよそ -500 V の電圧がかかっている中、ステンレス缶の縁で接地するという役割を担っている。蓋の部分に穴を開けて必要な基板を設置していくが、その際にも金属製のねじを用いて、接地が確実にできるようになっている。



図 4.2: ステンレス缶

4.2 Front End 基板

ステンレス缶の蓋の裏に取り付けられている Front End 基板では、主に高電圧分割回路とチャージセンシティブアンプ回路が組み込まれており、PIN フォトダイオードを装着してラドンの信号を検出するという重要な役割を果たしている。

α 線が入射し PIN フォトダイオードで流れた微小な電流を、チャージセンシティブアンプ回路で電圧信号に変換する。そのようにして変換された電圧信号は、整形アンプ回路の方へ流れていく。

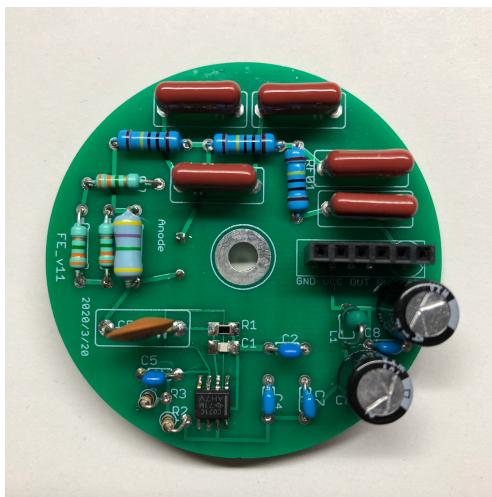


図 4.3: Front End 基板

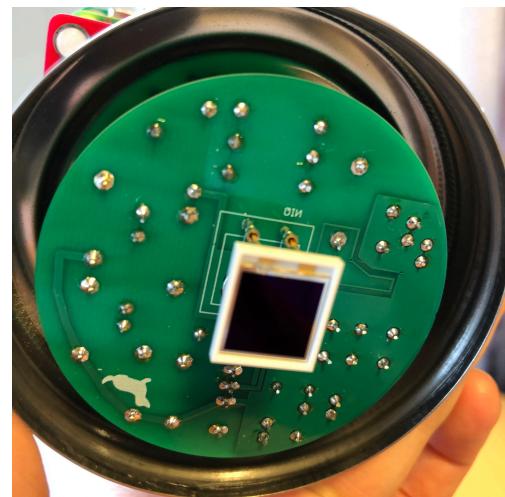


図 4.4: PIN フォトダイオード装着時

図 4.5 に Front End 基板の回路図を示す。四角で囲まれている部分が、それぞれ高電圧分割回路

とチャージセンシティブアンプ回路の位置を示している。

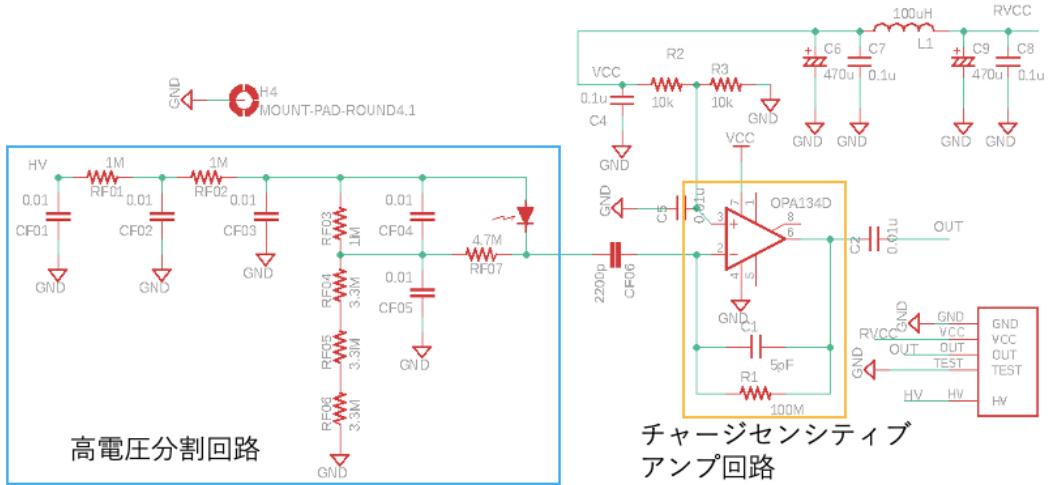


図 4.5: Front End 基板の回路図

4.2.1 高電圧分割回路

効率的に α 線を検出する静電捕集法では、3章で述べたように500Vほどの電位差を作る必要があるが、PINフォトダイオードの最大逆電圧は-100Vとなっている。したがって、単純にPINフォトダイオードに-500Vをかけて電場を作ることができない。この問題を解決するために採用されたものが高電圧分割回路であり、PINフォトダイオードにかける逆バイアスを-100V以下に抑えつつ、検出器内部では500Vほどの電位差を生じさせることが可能となる。

図4.5で示されているように、高電圧分割回路はPINフォトダイオードよりも前に配置されている。回路中盤付近にある4個の抵抗があり、1Mの抵抗が1つと3.3Mの抵抗3つが並列に付けられている。よって、1Mの抵抗と10Mの抵抗が並列に付けられることになり、PINフォトダイオードにかかる電位差をおよそ $\frac{1}{10}$ にすることができる。

4.2.2 チャージセンシティブアンプ回路

チャージセンシティブアンプ回路は、図4.5にあるようにオペアンプとコンデンサから構成される負帰還回路の一種である。PINフォトダイオードから得られる電流信号を、時間積分して求められる出力電荷量に変えることで、それぞれの核種の α 崩壊のエネルギーとの比例関係を得ることができる。放射線検出器の多くは電流出力であるため、PMTや比例計数管などにも広く用いられている回路である。

ここで、5 MeV の α 線が入ってきたときに出力される電圧信号を考える。式(3.2)より、電気量 2.22×10^{-13} C が今回使用した 5 pF のコンデンサに全て流れた場合、

$$V_{out} = \frac{Q_{in}}{C} \quad (4.1)$$

$$V_{out} = \frac{2.22 \times 10^{-13} \text{ C}}{5 \text{ pF}} = 0.0444 \text{ V} \quad (4.2)$$

となり、出力電圧は 44.4 mV と求められる。

4.3 整形アンプ基板

整形アンプ基板では、Front End 基板から届いた電圧信号は非常に微小な信号であるため、オペアンプの增幅回路を利用して数回増幅を行う。また、増幅時に波形整形も同時に行い、次第に滑らかな山型の信号とする。その後、この信号がしきい値を超えるとタイマー回路が作動し、サンプル&ホールド回路(SH 回路)によって矩形波が出力される。最後にこの矩形波を ADC 回路(Analog Digital Converter)が読み取り、アナログ信号である電圧からデジタル信号である ADC カウントに変換される。ADC 回路で波形を読み取るために、SH 回路で一定時間電圧を保っている。

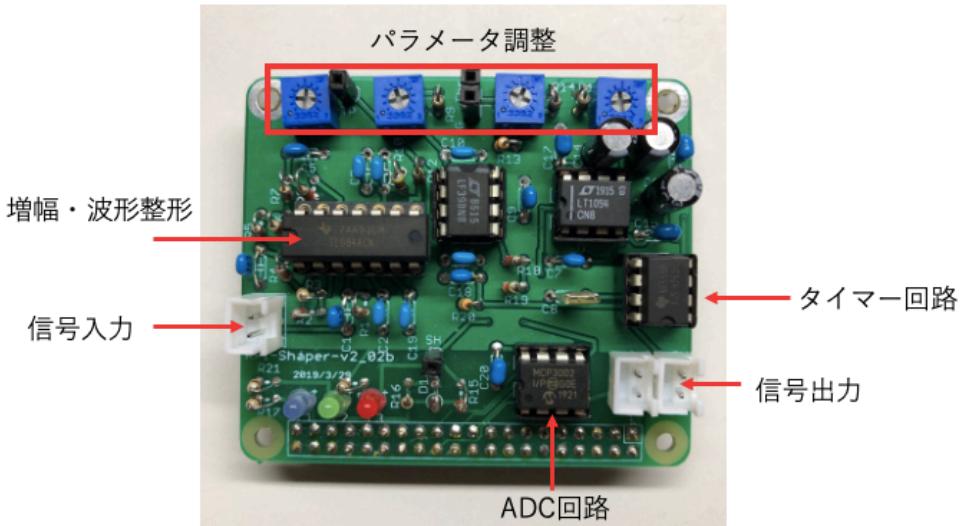


図 4.6: 整形アンプ基板

図 4.6 に整形アンプ基板の写真と、一部機能を示した。基板左下には、DAQ 実行中を表す青色、信号が入って記録されたことを示す緑色、PIN フォトダイオードで電流が流れたことを示す赤色の LED がそれぞれ取り付けられている。

4.3.1 CR、RC回路

Front End 基板から送られてくる波形は、図 4.7 に示すような矩形波である。矩形波では、その波形のピークの位置を元にして動く SH 回路が正常に作動できなくなってしまう。よって、整形アンプ基板では CR 回路が 1 回、RC 回路が 2 回の計 3 回の波形整形回路を通すことになる。3 回の波形整形を行うことで、近似ガウス波形にすることが可能となる。

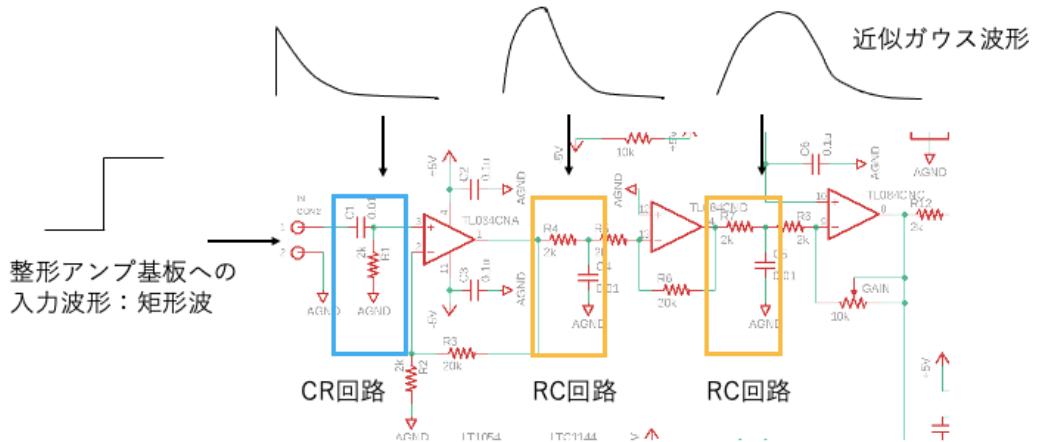


図 4.7: 整形アンプ基板の各地点における波形の様子

まず CR 回路はハイパスフィルタとも呼ばれる微分回路であり、高周波領域のみが通過することができる。したがって、整形アンプ基板に送られてきた波形の立ち上がり部分がよく通過することができる。一方で緩やかに下っている部分全てがフィルタを通過することはできないため、出力される波形では下がりの傾斜が急になる。

次に RC 回路はローパスフィルタとも呼ばれる積分回路であり、低周波領域のみが通過することができる。この場合、CR 回路とは逆に波形の立ち上がりや下がりの傾斜が急である部分は通過することが困難となる。よって、出力される波形は立ち上がりが滑らかな曲線を描く。

CR、RC 回路の両方において、抵抗値 R とコンデンサのキャパシタ C を用いて時定数を以下のように表すことができる。

$$\tau = RC \quad (4.3)$$

4.3.2 パラメータ調整

図 4.6 の上部についている四つの調整装置では、增幅率 (GAIN) やオフセット (BIAS)、トリガー (THR)、サンプル&ホールドのタイミング (WID) の調整ができるようになっており、同じ素子を使っていても、検出器ごとに細かく違うパラメータを設定することが可能である。

調整を行う際にはパルスジェネレーターやオシロスコープなどの多様な機能を搭載した Digilent 社の Analog Discovery2 と WaveForms と呼ばれるソフトウェアを使用した。図 4.8 に Analog Discovery2 の写真と、図 4.9 に各パラメータの調整を行った際の WaveForms の画面を示す。図 4.8 の上部と下部にそれぞれ付属のケーブルを装着してパソコンや基板との接続を行う。



図 4.8: Analog Discovery2



図 4.9: WaveForms での調整の様子

Analog Discovery2 のパルスジェネレーター機能で生成した波形を整形アンプ基板に入力し、整形アンプ基板からの出力波形を Analog Discovery2 のオシロスコープ機能で測定した。ラドン検出器に最適な値として、GAIN を 1000 倍、BIAS を 0V、THR を 130mV、WID では図 4.9 のように電圧信号のピークが矩形波の立ち下がりの位置に合うように調整を行った。

4.3.3 整形アンプ基板の線形性

α 粒子のエネルギーと、整形アンプ基板の出力である ADC カウントは比例関係があるとされている。よって、作製した整形アンプ基板の線形性を確認するテストを行った。前節でパラメータを調整する際にも用いた Analog Discovery2 と WaveForms を使って整形アンプ基板への入力電圧を次々と変化させていき、その結果出力されるチャンネルの値を調べた。図 4.10 に、測定の結果を示す。

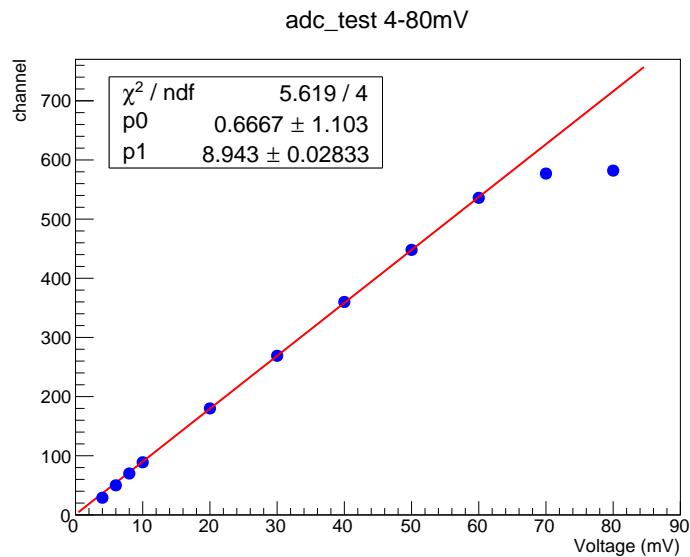


図 4.10: 入力電圧と出力チャンネルの関係

このグラフを見ると、入力電圧が 10 mV から 60 mV の範囲ではフィッティング直線とよく一致し、良い線形性が現れていることがわかる。しかし、入力電圧が 10 mV 未満である場合は徐々に線形性が失われていることがわかる。また、60 mV より大きい場合には急激に線形性が失われる。よって、この整形アンプ基板は 100 ch から 600 ch の範囲で良い線形性を持つことがわかった。

4.4 電源基板

電源基板は、プリアンプ基板、整形アンプ基板、ラズベリーパイに電源を供給する役割を持つ。100 V のコンセントから電源を取り、各基板が必要とする電圧に昇圧または降圧することで電源を供給している。高電圧が必要となる Front End 基板の電源は、HV モジュールと呼ばれるコイルが付いた昇圧回路で電圧を 500 V 程度に上げてから送られている。

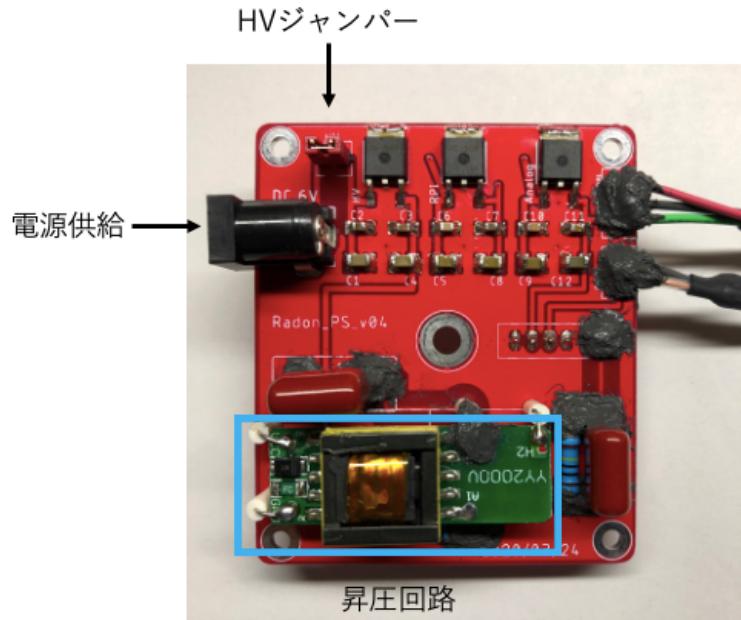


図 4.11: 電源基板

基板左上に付けられている赤い素子は HV ジャンパーと呼ばれ、赤い部分が取り外し可能となっている。外すことによって、高電圧部分のスイッチを切ることができる。基板の動作確認など高電圧が必要ない作業をする際には外し、ラドン測定で高電圧が必要な際には取り付ける。また、電源基板の数か所に塗布されている灰色の部分は電気絶縁性を持つシリコン（信越シリコーン 一液型 RTV ゴム KE-3490）である。この部分には 500 V 程度の高電圧がかかるため、誤って触れて感電することを防ぐ役割を果たしている。

4.5 Raspberry pi

整形アンプ基板から送られてくるデジタル信号を記録していくため、イギリスのラズベリーパイ財団のラズベリーパイ 3 モデル A+を使用した。SD カードを挿入できるため膨大なデータを記録することができとなり、無線 LAN で接続することができるため、検出器全体の小型化が可能となっている。



図 4.12: ラズベリーパイ (3 モデル A+)

図 4.12 の上部にある 40 本の GPIO ピンを整形アンプ基板と 接続することで、整形アンプ基板からのデジタル信号を受け取ることができるようになっている。

第5章 ラドン測定

5.1 放射線源

本研究においてラドン測定実験を行うにあたり、二種類の放射線源を用いた。

5.1.1 モナズ石

一つ目の放射線源として、モナズ石を用いた。モナズ石とは、花崗岩ペグマタイト中や鉱脈床中で産出される自然の鉱物である。セリウム、ランタン、トリウムを主に含むリン酸塩鉱物であり、トリウムを含むためトリウム系列の放射線を放出すると期待される。今回使用したモナズ石は縦約2 cm、横約3 cmの大きさで重さは9 gであった。図 5.1 に実験で用いたモナズ石の写真を示す。



図 5.1: モナズ石

5.1.2 ラジウムセラミックボール

二つ目の放射線源として、トリウム系列とウラン系列の核種を含むとされる鉱石である、ラジウムセラミックボールを使用した。家庭用などにも市販されているものであり、微量な放射線を放出している。ひとつひとつが直径 8 mm の球体であり、100 g を用いた。ラジウムセラミックボールの写真を図 5.2 に示す。



図 5.2: ラジウムセラミックボール

本研究では、ラジウムセラミックボールが二つの放射性壊変系列を含むとされていることから、モナズ石の測定を主に行い、ラジウムセラミックボールはトリウム系列のラドンの娘核の α 崩壊を検出するための比較用として用いた。

5.2 ウェブサーバ

ラドン測定をするに当たって、筑波大学の三明康郎先生が作成したラズベリーパイ上で動くウェブサーバを活用した。ラズベリーパイが起動すると同時にサーバが立ち上がるよう設定されており、同じネットワークに接続した PC やスマートフォンからデータを確認することができる。

このウェブサーバでは、ADC 分布、ピーク解析、時間条件を定めての解析、単位時間当たりのイベント数を確認できるといった四種類の解析方法があり、様々な視点から解析を行うことができる。図 5.3 に、ウェブサーバの画面と機能の一部を示した。解析時の各パラメータ調整やデータのダウンロードをはじめ、ラズベリーパイのシャットダウンなども可能で、多彩な機能を有している。

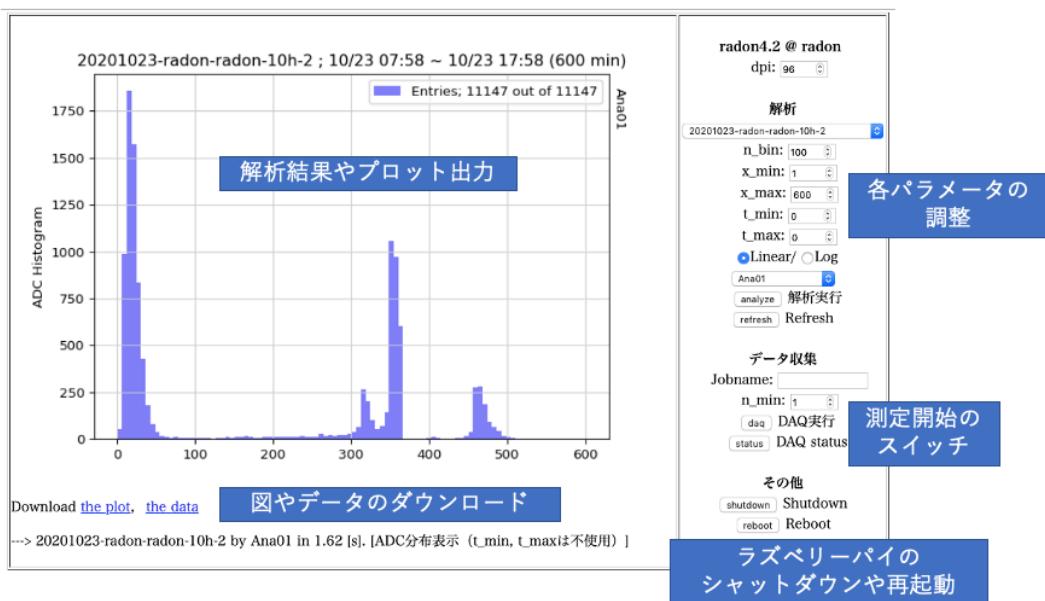


図 5.3: ウェブサーバ

5.3 測定方法

5.3.1 放射線源をステンレス缶内に入れた測定

ラドン測定実験では、モナズ石とラジウムセラミックボールの線源を用いて、それぞれラドン検出器の缶内に入れて 10 時間の測定を行った。測定中はステンレス缶内に放射線源が入った状態である。ラドンの娘核であるポロニウムやビスマスの陽イオンの吸着を容易にするために、乾燥剤であるシリカゲルを缶の中に入れている。

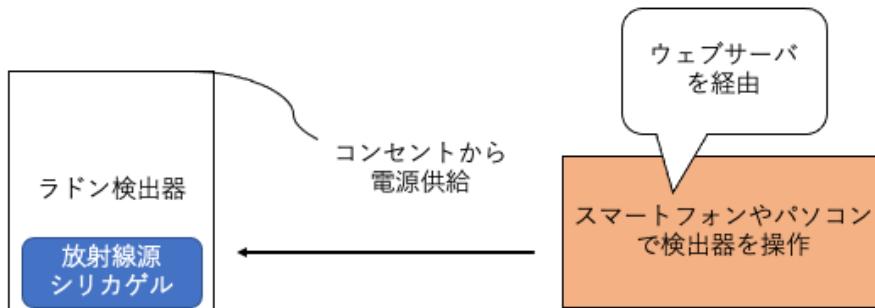


図 5.4: 測定実験の方法

図 5.4 に測定実験を行う際のセットアップを示した。ラドン検出器は 100 V の家庭用コンセントか

ら電源を供給する。電源が供給されラドン検出器のスイッチが入ると、ウェブサーバに接続できるようになり、同じネットワークに接続したPCやスマートフォンから検出器の遠隔操作を行った。

表 5.1: トリウム系列の核種の α 線のエネルギー

元素	エネルギー (MeV)
ポロニウム (^{216}Po)	6.777
ビスマス (^{212}Bi)	6.05
ポロニウム (^{212}Po)	8.785

表 5.1 に、トリウム系列の核種が α 崩壊して放出する α 線のエネルギーを示した。ラドンより下流部分の核種について示しており、測定の結果このエネルギーに対応した信号のピークが得られると期待される。

5.3.2 モナズ石をステンレス缶から取り出した測定

放射線源をしばらく検出器内に入れた後に取り出して測定を行うと、ラドンの娘核の半減期を測定することができる。本研究では、トリウム系列のみが含まれるとされるモナズ石をステンレス缶から取り出した後、11 時間の測定を行った。

表 5.2: トリウム系列の核種の半減期

元素	半減期
ラドン (^{220}Rn)	55.3 s
ポロニウム (^{216}Po)	0.145 s
鉛 (^{212}Pb)	10.64 h
ビスマス (^{212}Bi)	60.67 m
ポロニウム (^{212}Po)	3.0×10^{-7} s

表 5.2 に、トリウム系列のラドンよりも下流に位置する主な核種の半減期(図 2.3 より)を示した。各半減期を見ると、数時間単位の今回の測定では鉛 (^{212}Pb) の半減期である 10.64 時間が見えてくることが予測される。

5.4 測定結果

5.4.1 放射線源をステンレス缶内に入れた測定

まず、モナズ石とラジウムセラミックボールのそれぞれ 10 時間のラドンの測定結果を、ADC 分布で図 5.5 と図 5.6 に示す。

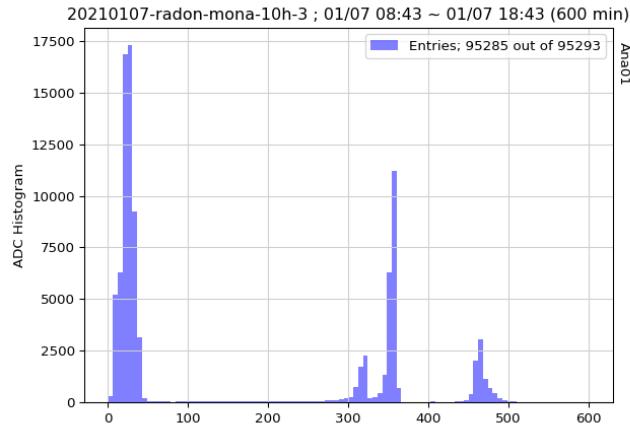


図 5.5: モナズ石の ADC 分布

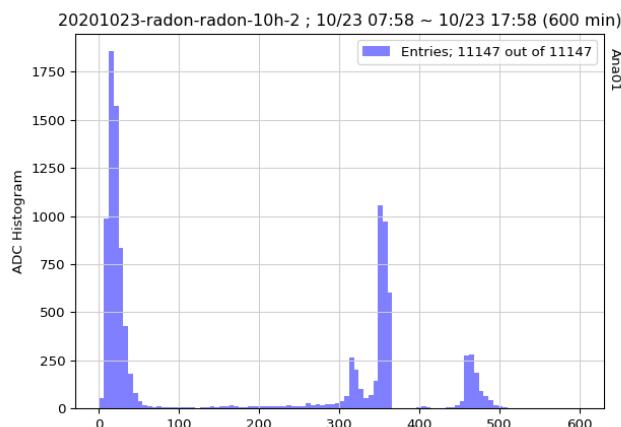


図 5.6: ラジウムセラミックボールの ADC 分布

それぞれの ADC 分布を見ると、ピークが主に四つ確認できる。0 ch に一番近い左端のピークは、ノイズである可能性が高い。残りの三つのピークは 310 ch 付近、350 ch 付近、450 ch 付近に分布

し、用いた放射線源のいずれもトリウム系列を含んでいるとされていることから、それぞれトリウム系列の核種である ^{212}Bi 、 ^{216}Po 、 ^{212}Po に該当するものと思われる。以後、この三つのピークについて解析を進める。

次に、4章で整形アンプ基板の線形性を確認したが、 α 線のエネルギーと、ADCチャンネルのピーク値が比例関係があるかについて確認するために、各ピークの値と核種のエネルギー文献値を図5.7と図5.8に示す。

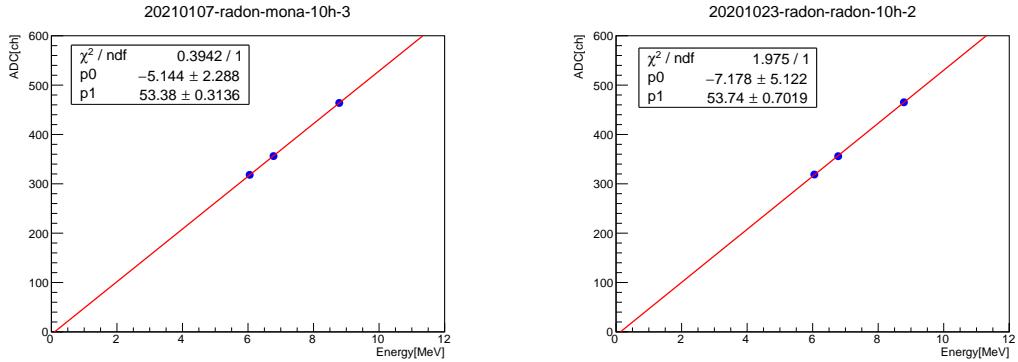


図5.7: エネルギーとADCチャンネルのピーク値
(モナズ石)

図5.8: エネルギーとADCチャンネルのピーク値
(ラジウムセラミックボール)

青点は測定結果で、左からそれぞれ ^{212}Bi 、 ^{216}Po 、 ^{212}Po に対応する。図5.7と図5.8から、どちらの放射線源でも三つの測定点に良い線形性が現れていることがわかる。一次関数でフィットした結果は、

$$\text{モナズ石} : f(x) = 53.58x - 5.144 \quad (5.1)$$

$$\text{ラジウムセラミックボール} : f(x) = 53.74x - 7.178 \quad (5.2)$$

となった。直線の傾きの値も非常に近く、切片に関しても原点に比較的近い値を取っている。よって、検出された α 線のエネルギー値と出力されるチャンネル値には比例関係があり、図5.5、図5.6の三つのピークはそれぞれトリウム系列の ^{212}Bi 、 ^{216}Po 、 ^{212}Po に該当することが確認できた。

図5.6ではさらに400 ch付近にも僅かにピークを確認することができた。これは式(5.1)に代入すると7.58 MeVとなり、ウラン系列の ^{214}Po から放出される α 線のエネルギー 7.69 MeVに酷似している。よって、製品情報に示されていたように、ラジウムセラミックボールには僅かにウラン系列が含まれていることが確認できた。

5.4.2 モナズ石をステンレス缶から取り出した測定

まず、しばらく検出器内に入っていたモナズ石を取り出した後、11時間測定を行って得られたADC分布を図5.9に示す。図5.9では、ADCチャンネルが100 chから600 chの範囲を示している。また、図5.9のデータを用いて図5.10に単位時間あたりにADCチャンネルが100 chから600 chに検出されたイベント数をプロットした。

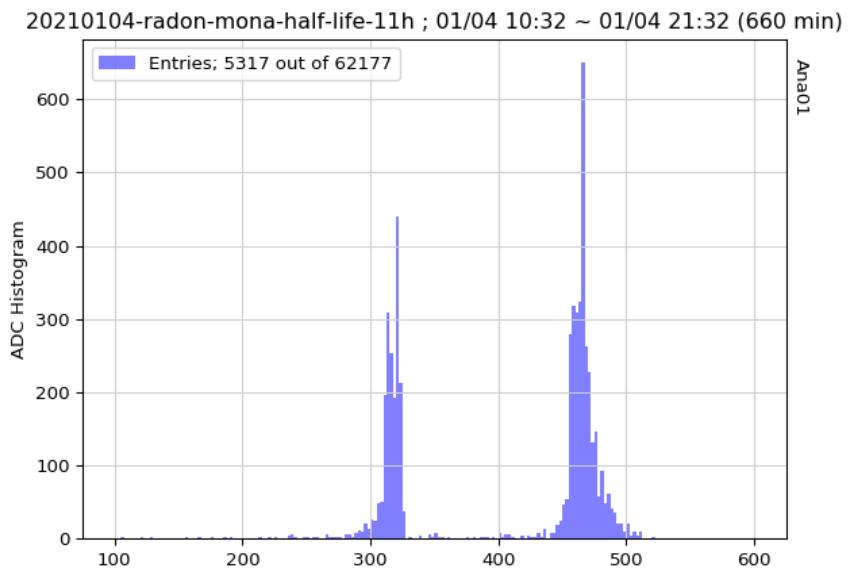


図 5.9: モナズ石半減期測定の ADC 分布

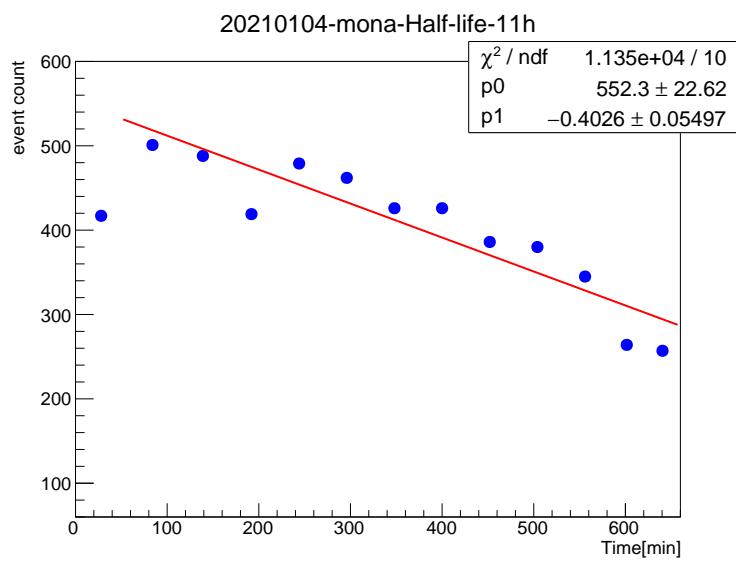


図 5.10: 単位時間あたりに ADC チャンネルが 100 ch から 600 ch に検出されたイベント数

図 5.9 の ADC 分布を見ると、放射線源を入れて測定していたときと比べて、ピークの数が一つ減少して二つになっていることがわかる。詳しく確認すると、350 ch 付近の ^{216}Po のピークがなくなっていることがわかった。これは、 ^{216}Po の半減期が 0.145 秒であることから、放射線源を抜くと残存していた ^{216}Po のほとんどがすぐに壊変してなくなってしまうと考えられるため、妥当な結果である。

次に図 5.10 を見ると、検出されているイベント数にはらつきはあるものの、全体的に見ると徐々に減少している様子がわかる。このイベント数の変化は、トリウム系列で ^{212}Bi と ^{212}Po の上流にある ^{212}Pb の半減期で決まっていると考えられる。図 5.10 を一次関数でフィットすると、

$$f(x) = -0.4026x + 552.3 \quad (5.3)$$

が得られた。式 (5.3) から $f(x)$ の値が半分になる時間を計算して半減期を求めると、

$$\begin{aligned} \frac{552.3}{2} &= -0.4026x + 552.3 \\ 276.15 - 552.3 &= -0.4026x \\ 276.15 &= 0.4026x \\ x &= 685.9 \text{ min} = 11.43 \text{ h} \end{aligned} \quad (5.4)$$

となる。統計誤差を考慮に入れると、 ^{212}Pb の半減期は 11.43 ± 2.071 h と求められた。

この測定結果は、 ^{212}Pb の半減期である 10.64 時間を確認することができたと考えられ、図 5.5 と図 5.6 で得られた ADC チャンネルのピークがそれぞれトリウム系列の核種であることが確認できたと言える。

第6章 ラドンの崩壊シミュレーション

ラドン検出器を用いてラドン壊変生成物のイベント数を測定したが、本研究では検出器に関する様々な確率を概算するため、トリウム系列の連続崩壊シミュレーションプログラムを作成し、測定結果とシミュレーションによる予測値の比較を行った。

6.1 電場による ^{216}Po の収集効率のシミュレーション

まずラドン検出器に関する確率として、電場によって PIN フォトダイオードに引き付けられる ^{216}Po の収集効率 E_1 を求めることを目指した。

6.1.1 シミュレーションのアルゴリズム

ラドンが次々と壊変していく様子をシミュレーションするために、2章で述べた連続崩壊と永続平衡の考え方を用いた。今回のシミュレーションは、式(2.7)から式(2.9)のようにトリウム系列のラドンから下流部分の核種についての連続崩壊の連立微分方程式を立て、単位時間ごとに核種の変化を計算し、PIN フォトダイオードで検出される α 崩壊のイベント数を算出するものである。作成したプログラムでは、 ^{220}Rn 、 ^{216}Po 、 ^{212}Pb 、 ^{212}Bi 、 ^{212}Po についての連続崩壊を考えた。図 6.1 に、シミュレーションプログラムのアルゴリズムを示す。

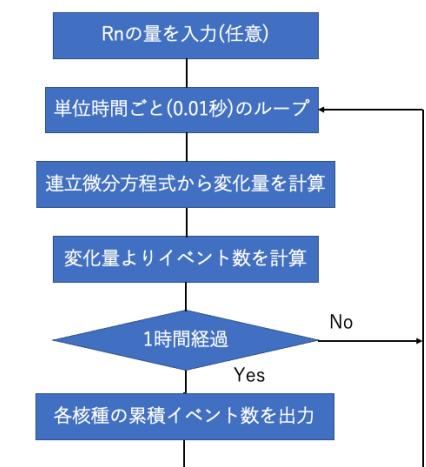


図 6.1: E_1 のシミュレーションのアルゴリズム

このシミュレーションでは、静電捕集法における電場によって PIN フォトダイオードに引き寄せられる ^{216}Po の収集効率 E_1 と、PIN フォトダイオードに付着した核種の α 崩壊を検出する効率 E_2 を考え、 E_1 の見積もりを行った。今回 E_2 については、議論が複雑化することを避けるため $E_2 = 0.50$ と設定した。 α 線は等方的に放出されるため、受光面が平面である PIN フォトダイオードには、最大で 50% の確率で α 線が入射することが考えられるためである。

トリウム系列を見ると、 ^{220}Rn の親核にあたる ^{224}Ra の半減期が 3.64 日、さらに上流の ^{228}Th の半減期が 1.910 年と ^{220}Rn の 55.3 秒と比較して十分に長い。このシミュレーションでは、 ^{220}Rn の親核の永続平衡により、ステンレス缶の中に存在する ^{220}Rn の原子の数が常に一定値を保っているものと仮定しており、任意で値を代入することができるよう設定した。また、式 (2.5) で求められる崩壊定数が核種によって数桁の幅があるため、シミュレーションを正確に行うことができるよう単位時間ごとのループが 0.01 秒ごととなっている。

単位時間ごとに核種ごとの変化量を計算し、足し合わせることで時刻 $t = 0$ からの各核種の累積イベント数を求めることができる。図 6.2 にシミュレーション結果の一例を示す。

The screenshot shows a terminal window with the following text:

↓ 任意の数値を入力

ステンレス缶内のRn原子の数 : 150				
時刻t=0からの累積イベント数				
時刻(h)	^{216}Po	^{212}Bi	^{212}Po	電場による ^{216}Po 収集効率
1	3384.07	7.58	13.47	→ 0.33
2	6768.33	51.40	91.39	→ 0.33
3	10152.59	149.10	265.07	→ 0.33
4	13536.85	307.29	546.30	→ 0.33
5	16921.12	527.22	937.27	→ 0.33
6	20305.38	807.52	1435.60	→ 0.33
7	23689.64	1145.69	2036.78	→ 0.33
8	27073.91	1538.71	2735.48	→ 0.33
9	30458.17	1983.45	3526.13	→ 0.32
10	33842.43	2476.81	4403.23	→ 0.31

↓ 各核種の累積イベント数の時間推移

図 6.2: E_1 のシミュレーション結果の出力例

シミュレーション結果には、今回の測定実験で確認されたトリウム系列の ^{216}Po 、 ^{212}Bi 、 ^{212}Po の三つの累積イベント数の時間推移が確認できるように設定した。出力結果が小数となっているが、連続崩壊が一回一回の単位時間あたりで単独に起こっているわけではなく連続的に起こっているためである。また、プログラム内に実際の ^{216}Po の測定データを入力し、 ^{216}Po のシミュレーション結果と同時に比較を行うことによって電場による収集効率 E_1 も計算している。

ステンレス缶内に含まれる ^{220}Rn の原子の個数は未知であるため、 ^{220}Rn の数値の代入は次のような方法で行った。まず実際に測定したデータを用意し、基準とする核種をあらかじめ決定しておく。続いて、基準とした核種の 10 時間後のシミュレーション結果と、10 時間後の測定データの値

がほとんど一致するように ^{220}Rn の値を調整しながら代入を行う。例えば、基準とした ^{216}Po の 10 時間後の測定したイベント数が 1000 であった場合、 ^{216}Po の 10 時間後のシミュレーションの累積イベント数が 1000 となるように ^{220}Rn の値を代入する、という具合である。

6.1.2 線源のかさ上げ測定とシミュレーション

^{216}Po の収集効率 E_1 は、基本的にどのような条件で測定を行ったとしても一定値を保っている必要がある。収集効率 E_1 は、ラドンの原子がステンレス缶内に一様に分布している場合を考えているためである。そこで、測定条件を変えた場合でも E_1 が一定であることを確認するため、5.4.1 のモナズ石の測定実験に加え PIN フォトダイオードと放射線源との距離を変化させてかさ上げをした状態での測定実験を行った。

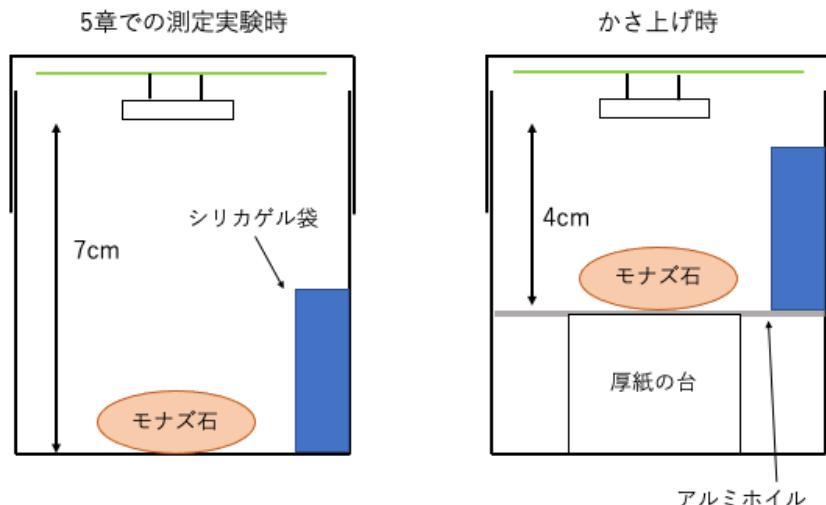


図 6.3: かさ上げ実験時の検出器の中の様子

図 6.3 のように厚紙とアルミホイルで台を作製した。5 章で行った測定実験では PIN フォトダイオードと放射線源との距離が約 7cm であったが、かさ上げを行ってその距離を約 4cm にして実験を行った。 ^{212}Po を基準の核種としてシミュレーションを行い、得られた ^{216}Po の結果の比較を行って収集効率 E_1 を求めた。

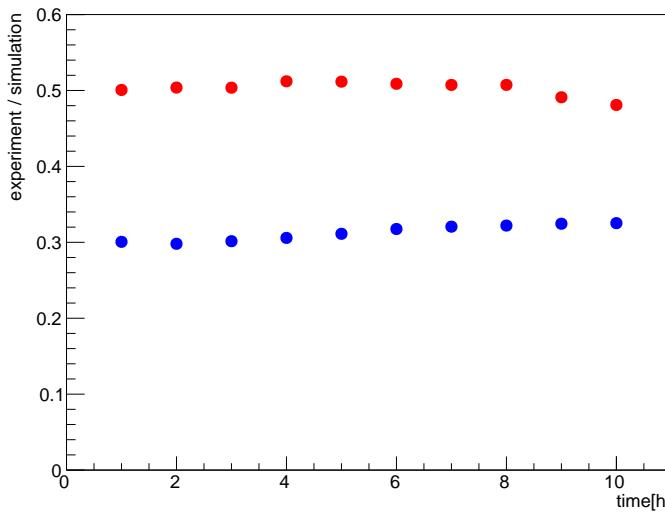


図 6.4: ^{216}Po のシミュレーション結果に対する測定データの割合の時間推移

図 6.4 では、青のプロットが 5 章で行った測定実験、赤のプロットがかさ上げ実験となっており、 ^{216}Po のシミュレーション結果に対する測定データの割合の時間推移を示している。かさ上げを行っていない測定では、割合が 0.3 付近で一定していることがわかる。一方かさ上げを行った実験では、割合が 0.5 付近で一定している結果となり、PIN フォトダイオードまでの距離が短くなることによって値が上昇した。この結果から ^{220}Rn が検出器内に一様に分布しているという仮定が否定されるため、このモナズ石を用いた測定で ^{216}Po の収集効率 E_1 を正確に求めることは困難であることがわかった。

6.2 PIN フォトダイオードから脱離する確率のシミュレーション

次に、PIN フォトダイオードに付着した核種が単位時間当たりに脱離する確率を E_3 と置き、 E_3 の値の概算を目指した。

6.2.1 シミュレーションのアルゴリズム

前節までは、電場による ^{216}Po の収集効率 E_1 を求めるシミュレーションプログラムを作成していたが、PIN フォトダイオードから核種が単位時間当たりに脱離する確率 E_3 を求めるために、新たにシミュレーションプログラムを作成した。基本的に前節のシミュレーションと仕組みは同じである。図 6.5 に、プログラムのアルゴリズムを示す。

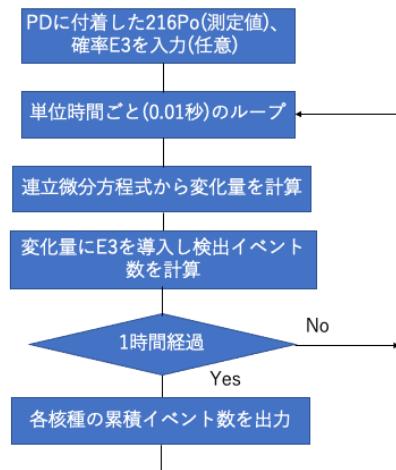


図 6.5: E_3 のシミュレーションのアルゴリズム

まずははじめに、PIN フォトダイオードに付着した ^{216}Po 原子の個数や E_3 を任意に代入する。前節のシミュレーションと変わった点は、 ^{216}Po の収集効率 E_1 をあらかじめ代入する値に盛り込んでいることである。数時間単位のシミュレーションでは、 ^{220}Rn や ^{216}Po の半減期が短く、1 時間で湧き出す量や生成される量は一定であると仮定し簡略化した。次に式 (2.7) から式 (2.9) のように連立方程式を考え、各核種の単位時間当たりの変化量を求める。単位時間当たりに脱離する確率 E_3 を導入し、それぞれ PIN フォトダイオードに付着した核種の α 崩壊を検出する効率 E_2 を核種の変化量に掛け、検出されるイベント数を出力する。図 6.6 に、出力結果の一例を示す。

測定データを入力	→	PDに付着した216Poの個数 : 1000		
任意の数値を入力	→	PDから脱離する確率E3 : 0.2		
時刻t=0からの累積イベント数				
	時刻(h)	216Po	Bi	212Po
	1	50.00	0.18	0.32
	2	100.00	1.22	2.16
	3	150.00	3.52	6.27
	4	200.00	7.26	12.91
	5	250.00	12.46	22.16
	6	300.00	19.09	33.94
	7	350.00	27.08	48.15
	8	400.00	36.37	64.66
	9	450.00	46.89	83.35
	10	500.00	58.55	104.09

↓ ↓ ↓

各核種の累積イベント数の時間推移

図 6.6: E_3 のシミュレーション結果の出力例

PIN フォトダイオードに付着した ^{216}Po 原子の個数には、実際に測定を行って得られた結果を代入し、任意に脱離する確率 E_3 の値を変化させていくことができる。 E_3 を変化させると、やがて測定データに一番近い各核種の検出イベント数が出力される。その時の E_3 の値を得ることで、PIN フォトダイオードから核種が脱離する確率を決定した。

6.2.2 測定データより得られた PIN フォトダイオードから脱離する確率

5 章で行ったかさ上げなしの測定と 6.1.2 で行ったかさ上げ測定の 2 種類の測定データを用いて、シミュレーションを行い PIN フォトダイオードから核種が脱離する確率 E_3 を求めた。結果を表 6.1 に示す。

表 6.1: PIN フォトダイオードから核種が脱離する確率

PIN フォトダイオードから核種が脱離する確率 (概算値)	
かさ上げなし	求めることが不可能
かさ上げあり	0.03

かさ上げありの測定ではおよそ 3%であることが概算できたが、かさ上げなしの測定では概算値を求めることができなかった。測定された ^{216}Po のイベント数を代入してシミュレーションを行った結果、 ^{212}Bi や ^{212}Po の測定データがシミュレーション結果を大幅に上回り、 $E_3 = 0.0$ と代入を行った場合においてもその傾向に変化がなかったためである。図 6.7 から図 6.9 にかさ上げなしの各核種の測定データと、シミュレーション結果の時間推移を、図 6.10 から図 6.12 にはかさ上げありの測定について同様のイベント数の時間推移を示す。図 6.7 から図 6.9 では $E_3 = 0.0$ 、図 6.10 から図 6.12 では $E_3 = 0.03$ としてシミュレーションを行った。

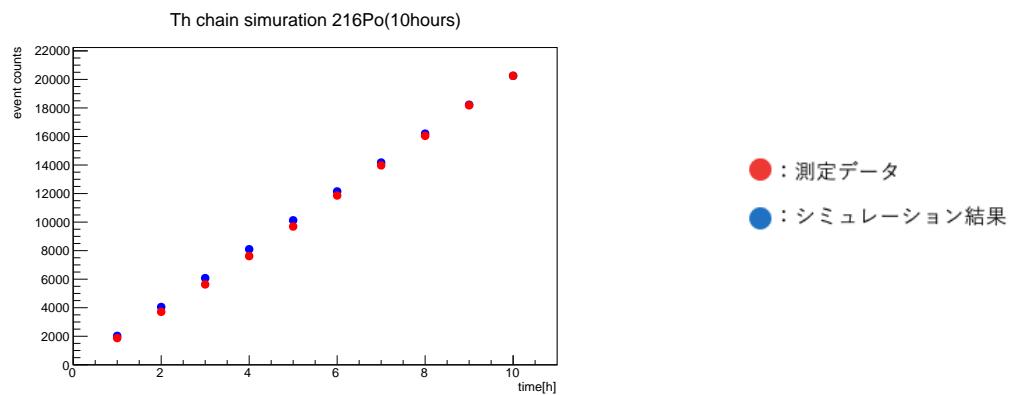


図 6.7: ^{216}Po の比較

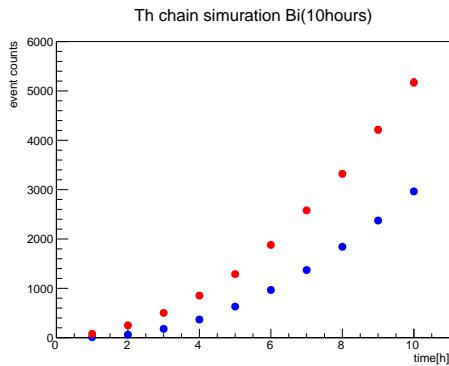


図 6.8: ^{212}Bi の比較

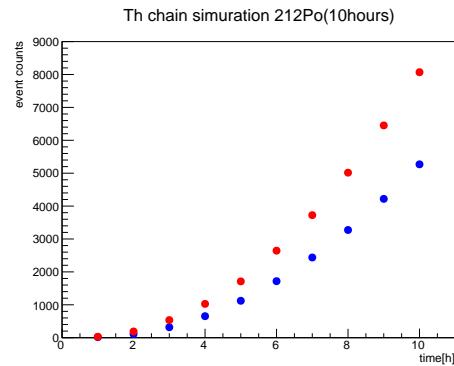


図 6.9: ^{212}Po の比較

図 6.7 から図 6.9 のかさ上げなしの測定では、測定データをもとに代入を行っている ^{216}Po についてはほとんどの一致を確認できたが、 ^{212}Bi と ^{212}Po については前述したように測定結果がシミュレーション結果を大幅に上回っている。

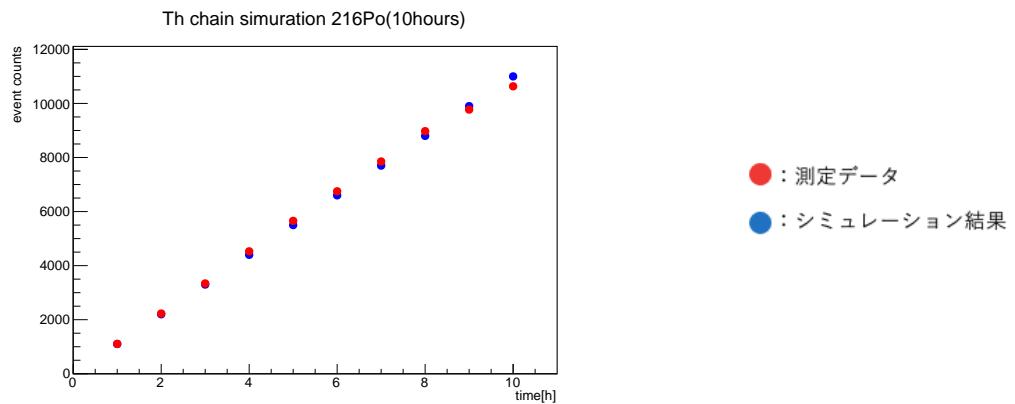


図 6.10: ^{216}Po の比較

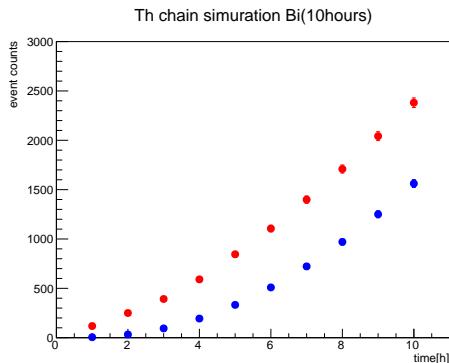


図 6.11: ^{212}Bi の比較

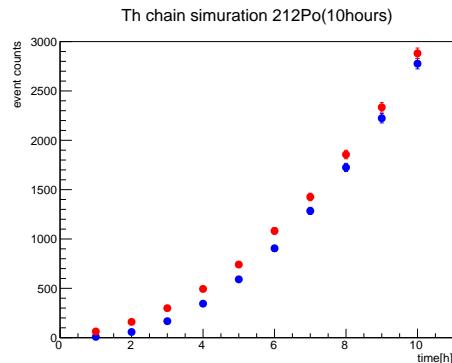


図 6.12: ^{212}Po の比較

図 6.10 から図 6.12 では ^{216}Po と ^{212}Po のイベント数の時間推移がほとんど一致することが確認できた。 ^{212}Bi については、多少の差が生じているものの図 6.8 と比較するとその割合は低くなっている。

PIN フォトダイオードから脱離する確率 E_3 は PIN フォトダイオードにかける電圧値や、測定を行う場所の気温や湿度などの環境要因によっても変動することが考えられる。また、個々の測定でなんらかの要因が働き、良いシミュレーションが不可能であったことも考えられる。しかし、かさ上げありの測定においておおよそ 3%と出すことができ、かさ上げなしの測定においても非常に低い確率であることが考えられる。従って、PIN フォトダイオードから単位時間当たりに核種が脱離する確率 E_3 は数%であることが考えられる。

第7章 結論・今後の展望

本研究では、SK 実験における主要なバッググラウンドとなっているラドンについて理解を深めていくため、低成本・小型ラドン検出器を自作し、測定実験、さらにシミュレーションを併せて行うことで性能評価を行った。

ラジウムセラミックボールとモナズ石の二種類の放射線源を用いて測定実験を行うことで、核種のイベントのピークが確認され、放射線源に含まれる放射性壊変系列がトリウム系列やウラン系列であることを特定することができた。さらに、測定実験で得られたイベント数のデータを用いて、シミュレーション結果と比較して電場による ^{216}Po の収集効率や PIN フォトダイオードから核種が脱離する確率について議論を行った。 ^{216}Po の収集効率については、測定条件の変化で値が変動してしまい正確に求めることは困難であったが、脱離する確率については値を概算することに成功した。

今後さらなる解析や測定を行い、現時点できめることができていないラドン検出器の検出効率の概算を目指していく。また、実際のラドンバッググラウンド測定実験への実用化に向けて、高精度化も合わせて行っていきたい。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力とご指導をしていただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

まず、担当教員である南野彰宏先生には研究についての助言をしていただき、文献が見つからず困っていたときには資料を揃えてくださいました。研究のみならず日頃のゼミナールでのご指導や、講習会などの機会も与えてくださり、様々な経験をすることができた一年となりました。ご多忙の中でサポートをしてくださり、本当にありがとうございました。感謝申し上げます。

また、コロナ禍にもかかわらず、筑波大学の三明康郎先生にはラドン検出器の部品を送っていたとき、検出器の作製から測定、解析方法などまで丁寧に教えてくださいました。新型コロナウイルス感染症によって直接訪問させていただくことができませんでしたが、度々テレビ会議システムを用いて研究についてのご相談やご指導をしていただきました。さらに、頻繁にメールでもやり取りをさせていただき、私の至らない質問にも丁寧に答えていただきました。心より御礼申し上げます。

さらに、本研究室の先輩方であるジョジョさん、佐々木さん、片山さん、谷原さん、佐野さん、和田さんにも感謝申し上げます。本年度は数えるほどしか研究室に行くことがなく、ほとんどお会いすることができませんでしたが日頃のミーティングでアドバイスをいただきました。また、直接お会いした際には研究のみならず様々なお話をさせていただき、大変お世話になりました。次に、本研究室の同期である永井君、金島君、藤中君には気軽に相談に乗っていただきました。お礼申し上げます。

最後に、私の両親にも感謝申し上げます。家にいながらの研究生活が続く中、困っているときは研究の相談に乗っていただきました。また、ラドン検出器の作製の際には工具一式を使わせていただき、正しいやり方まで丁寧に教えていただきました。

改めまして、ご協力いただいた全ての方々に深く御礼申し上げます。研究を通して得た知識や経験を生かして、今後も研究活動に励んでいきたいと思っております。

参考文献

- [1] 岡田 健, "SK-Gd プロジェクトに向けた放射性不純物の測定と検出器較正", 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 修士論文 (2020)
- [2] 中野 佑樹, "スーパーカミオカンデ検出器におけるラドン濃度測定と超新星爆発ニュートリノバースト探索", 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 修士論文 (2013)
- [3] 儀間 智美, "PIN フォトダイオードを用いたラドン検出器の開発", 横浜国立大学 理工学部 数物・電子情報系学科 卒業論文 (2020)
- [4] 港 陽子, 鈴木 彩香, "小型ラドン検出器の開発", 奈良女子大学 理学部 数物科学科 卒業論文 (2018)
- [5] 青山 美嶺, 西川 愛, "小型ラドン検出器の性能評価及び改良", 奈良女子大学 理学部 数物科学科 卒業論文 (2019)
- [6] 多田順一郎, 中島宏, 早野龍五, 小林仁, 浅野芳裕, "わかりやすい放射線物理学 (改訂 3 版)", オーム社, 2018
- [7] 國岡昭夫, 上村喜一, "基礎半導体工学", 朝倉書店, 1989
- [8] 浜松ホトニクス, "Si PIN フォトダイオード S3590-9 データシート"
- [9] スーパーカミオカンデ, "検出器について", 2020/12/30
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/index.html>
- [10] スーパーカミオカンデ, "最新情報 新生スーパーカミオカンデがスタート、ガドリニウムを加え、新たに観測開始", 2020/12/30
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/news/2020/08/sk-gd.html>
- [11] 環境省, "放射線による健康影響等に関する統一的な基礎資料 (平成 30 年度)", 2021/1/4
<http://www.env.go.jp/chemi/rhm/h30kisoshiryo/h30kiso-01-03-08.html>
- [12] ラズベリーパイ財団, "ラズベリーパイ 3 モデル A+", 2020/12/24
<https://www.raspberrypi.org/products/raspberry-pi-3-model-a-plus/>
- [13] サイトカイン社, "ラジウムセラミックボール", 2021/1/10
<https://www.ceramic-kouseki.com/product/2?>

[14] vec stone club, ”モナズ石”, 2021/1/14
<https://www.vecstone.jp/search/%25E3%2583%25A2%25E3%2583%258A%25E3%2582%25BA%25E7%259F%25B3/>

付録

本研究でシミュレーションを行うために作成したプログラムソースを以下に示す。このソースはC言語を用いて書いている。一つ目として E_1 を求めるプログラムを示す。

```
#include<stdio.h>
#include<math.h>

int main(void){
    int t,n;                                //時間、ループ用整数
    double Rn,Po216,Pb,Bi,Po212,C;          //各核種の個数と Rn の原子の数 C
    double lam1,lam2,lam3,lam4;              //崩壊定数
    double delta1,delta2,delta3,delta4,delta5; //各核種の微小時間あたりの変化量
    double Po216_count,Bi_count,Po212_count; //各核種のイベント数
    double E1;                                //電場による  $^{216}\text{Po}$  の収集効率
    double E2;                                //PD で  $\alpha$  線を検出する確率

    double data[10] ={1107.0,2228.0,3341.0,4529.0,5656.0,6750.0,7852.0,8975.0,9772.0,10634.0};
                    // $^{216}\text{Po}$  の測定データ (シミュレーション結果との比較用)

    lam1 = log(2)/(55.3*100);
    lam2 = log(2)/(0.145*100);                //0.01 秒ごとの崩壊定数を求める
    lam3 = log(2)/(10.64*100*3600);
    lam4 = log(2)/(60.67*100*60);

    printf("ステンレス缶内の Rn 原子の数： ");
    scanf("%lf",&C);                         //Rn が常に一定数 C を保っていると仮定
    Rn = C;

    E2 = 0.50;
    Po216 = 0.0;
    Pb = 0.0;
    Bi = 0.0;
    Po212 = 0.0;
```

```

delta1 = 0.0;
delta2 = 0.0;
delta3 = 0.0;                                //初期値設定
delta4 = 0.0;
delta5 = 0.0;

Po216_count = 0.0;
Bi_count = 0.0;
Po212_count = 0.0;
n = 0;

printf("時刻 t=0 からの累積イベント数");
printf("時刻 (h) 216Po Bi 212Po 電場による 216Po 収集効率");

for(t=1; t<=3600000; t++){                  //0.01 秒ごとに 1 回回す、10 時間分
    delta1 = -(lam1*Rn);
    delta2 = (lam1*Rn)-(lam2*Po216);
    delta3 = (lam2*Po216)-(lam3*Pb);        //連続微分方程式を各核種で計算
    delta4 = (lam3*Pb)-(lam4*Bi);
    delta5 = (lam4*Bi)*0.64;

    Po216_count += lam2*Po216*E2;
    Bi_count += (lam4*Bi*0.36)*E2;           //Bi のカウントは、 $\alpha$ 、 $\beta$  崩壊の確率も加味
    Po212_count += (lam4*Bi*0.64)*E2;

    Po216 = Po216+delta2;
    Pb = Pb+delta3;                         //変化後の各核種の個数を計算
    Bi = Bi+delta4;
    Po212 = 0.0;

    if(t%360000 == 0){                      //結果出力 1 時間経過ごとに累積カウント数を出力
        E1 = data[n]/Po216_count;            //収集効率を計算
        printf("%2d %8.2lf %7.2lf %7.2lf → %4.2lf",t/360000,Po216_count,Bi_count,Po212_count,E1);
        n++;
    }
}
return 0;
}

```

二つ目に E_3 を求めるシミュレーションプログラムを示す。一つ目と比べて簡略化している。

```
#include<stdio.h>
#include<math.h>

int main(void){
    int t;                                //時間
    double C;                             //PD に付着した  $^{216}\text{Po}$  の個数
    double Pb,Bi;                         //PD に付着した各核種の個数
    double lam1, lam2;                     //崩壊定数
    double delta_Pb,delta_Bi;              //各核種の微小時間あたりの変化量
    double Po216_count,Bi_count,Po212_count; //各核種のイベント数
    double E2,E3;                          //E2:PD で  $\alpha$  線を検出する確率、E3:PD から脱離する確率

    lam1 = log(2)/(10.64*100*3600);        //0.01 秒ごとの崩壊定数を求める
    lam2 = log(2)/(60.67*100*60);

    printf("PD に付着した  $^{216}\text{Po}$  の個数： ");           //パラメータの代入
    scanf("%lf",&C);
    printf("PD から脱離する確率 E3： ");
    scanf("%lf",&E3);

    E2 = 0.50;
    Pb = C/(10*60*60*100);
    Bi = 0.0;

    delta_Pb = 0.0;
    delta_Bi = 0.0;
    Po216_count = 0.0;
    Bi_count = 0.0;
    Po212_count = 0.0;

    printf("時刻 t=0 からの累積イベント数");
    printf("時刻 (h)  $^{216}\text{Po}$   $^{212}\text{Po}$ ");

    for(t=1; t<=3600000; t++){             //0.01 秒ごとに 1 回回す、10 時間分
        delta_Pb = (C/(10*60*60*100))-(lam1*Pb);
        delta_Bi = (lam1*Pb)-(lam2*Bi);
```

```

Po216_count += (C/(10*60*60*100))*E2;
Bi_count += (lam2*Bi*0.36)*(1-E3)*E2;           //確率 E3 を考慮
Po212_count += (lam2*Bi*0.64)*(1-E3)*E2;
Pb = Pb + delta_Pb + (C/(10*60*60*100));
Bi = Bi + delta_Bi;                            //変化後の各核種の個数を計算

if(t%360000 == 0){                         //結果出力 1 時間ごとに各イベント数を出力
    printf("%2d %8.2lf %7.2lf %7.2lf",t/360000,Po216_count,Bi_count,Po212_count);
}
return 0;
}

```

次に、電源基板と整形アンプ基板の全体の回路図をそれぞれ示す。

V04, Cockcroft Walton HV + SMD 5V regulator with center hole

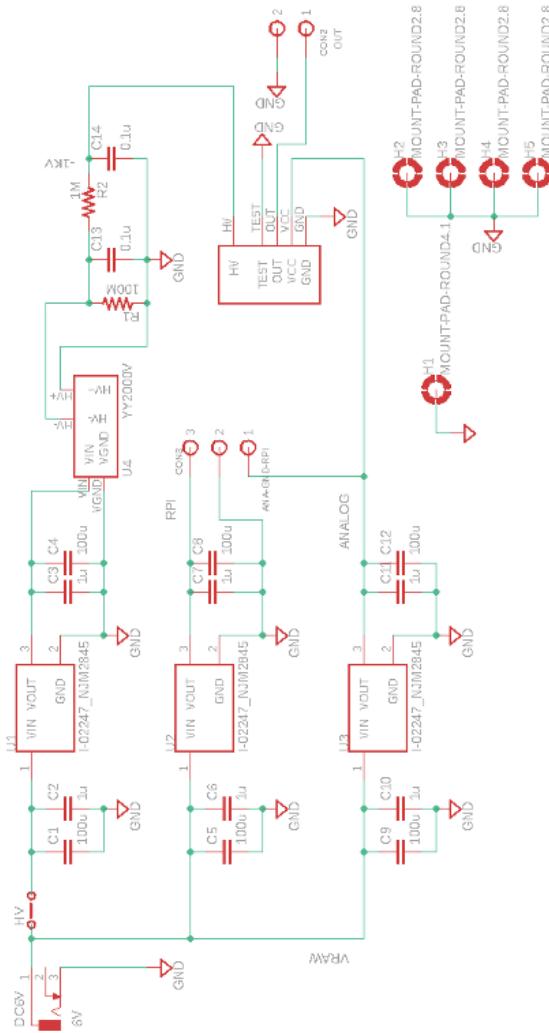


図 A.1: 電源基板の回路図

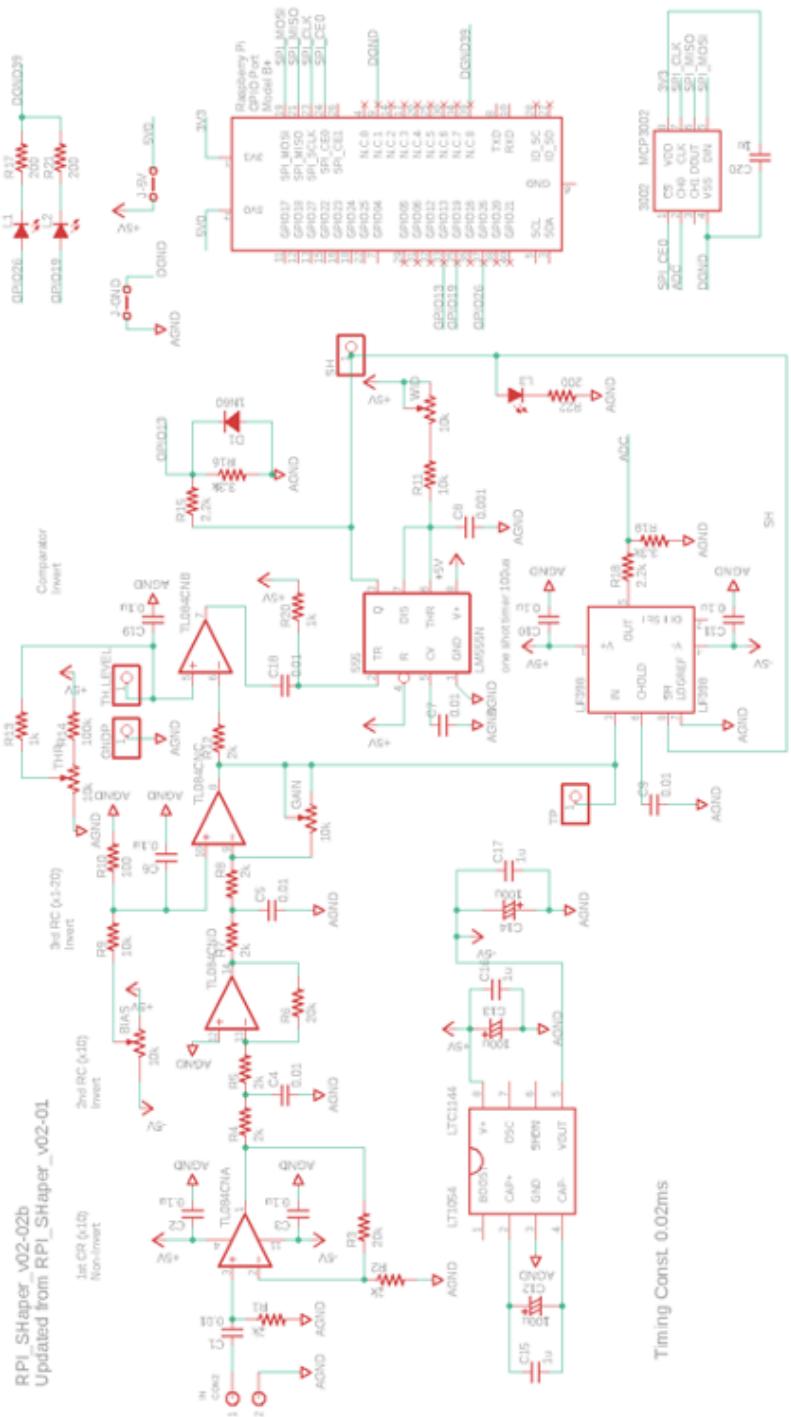


図 A.2: 整形アンプ基板の回路図