

修士論文

NaI 検出器中の放射線不純物測定

早稲田大学 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻 素粒子実験研究
寄田浩平研究室

飯島 耕太郎

2019年2月10日

概要

暗黒物質の存在は 1933 年に F.Zwicky によって示唆された。その後も様々な天文学的観測結果からその存在は強く示唆され続けており、現在でも世界中で探索実験が行われている。暗黒物質は非常に稀な事象であるため、暗黒物質直接探索実験では中性子や γ 線などの背景事象と暗黒物質による信号事象との分離を行うことが重要となる。精度の高い評価を行うためには背景事象の定量的な理解が必要となる。環境 γ 線は背景事象の中でも量が多くその種類も測定場所ごとに異なるため測定場所ごとに測定を行う必要がある。そこでまずは本研究室で環境 γ 線測定を γ 線に対して感度が高く持ち運びや運用が容易な NaI シンチレータを用いて行った。さらに測定したデータを Simulation によって構築された各環境放射線のスペクトラムの足し合わせで再現し、各環境放射線の Flux を算出した。暗黒物質探索実験では外部からの放射線に対してシールド等を用いて減衰させる工夫がなされているためシールドの必要量や実験感度の定量評価を行うことが重要となる。以上のことを踏まえ、本研究では NaI 検出器を用いてシールドの効果を検証するため鉛シールドや銅シールドを NaI 検出器周囲に設置した状態で放射線測定を行った。測定結果からシールドによる外部由来の放射線成分の減衰やシールド由来の放射線、検出器内部由来の放射線成分を観測した。検出器内部由来の成分の同定を行うため測定結果に対して波形弁別と遅延同時計測法を用いて解析を行った。波形弁別は入射した粒子の種類によって信号波形が異なることを用いて事象を選別する。遅延同時計測法は事象間の時間差を利用して ^{214}Po などの事象間の時間差が短いものを特定する手法である。本研究では波形弁別を行うことにより γ 線事象と α 線事象を分離し α 線事象を選別した。さらに遅延同時計測法を用いることによって ^{214}Po 由来の α 線事象を特定し含有量を算出した。また特定した ^{214}Po のピークを基準として U/Th 系列内の放射性核種ごとのピークを作成した。作成した各ピークと測定結果との比較を行うことで NaI シンチレータ中の U/Th 系列の含有量を算出した。

目次

目次	i
表目次	iii
図目次	iv
第1章 序論	1
1.1 暗黒物質の存在	1
1.2 暗黒物質の候補	3
1.3 暗黒物質探索実験	3
第2章 ANKOK 実験	5
2.1 ANKOK 実験の物理目標	5
2.2 気液2相型 Ar 光検出器	6
2.2.1 Ar の特性	6
2.2.2 検出原理	7
2.3 ANKOK 実験における背景事象	10
2.3.1 内部背景事象	10
2.3.2 外部背景事象	10
第3章 γ 線と実験装置	11
3.1 環境 γ 線の発生源	11
3.1.1 宇宙線起因の γ 線	11
3.1.2 放射性核種起因の γ 線	12
3.2 γ 線の相互作用	13
3.2.1 光電効果	13
3.2.2 コンプトン散乱	14
3.2.3 電子対生成	15
3.3 実験装置	15
3.3.1 NaI シンチレータ	15
3.3.2 光電子増倍管	17
3.3.3 FADC SIS3316	19
第4章 シールドを設置した状態での NaI 検出器を用いた放射線測定	20
4.1 実験セットアップ	22
4.2 測定結果	25
4.3 シールド評価	28
4.3.1 鉛シールド有り/無しデータの比較	28
4.3.2 鉛シールドの厚みを変えたデータの比較	29
4.3.3 銅シールド有り/無しデータの比較	29
4.3.4 ^{40}K 検出量の算出	30

第 5 章 NaI 検出器中の放射線不純物	33
5.1 事象選択	33
5.1.1 PSD	33
5.1.2 Delayed Coincidence	37
5.2 NaI 検出器の消光因子	39
5.3 NaI シンチレータ中の放射線不純物の含有量	40
第 6 章 まとめ・今後の展望	43
謝辞	44
参考文献	45

表 目 次

2.2.1 Ar の性質 [4]	6
3.3.1 NaI(Tl) シンチレータの特性	17
3.3.2 R329-02 の特性 [10]	19
3.3.3 SIS3316 の基本特性	19
4.0.1 <i>Flux</i> の算出結果[12]	21
4.1.1 各測定の状態	23
4.1.2 Photocount の各パラメータ	23
4.2.1 各測定における ^{40}K ピークに対する Fit 結果	27
4.3.1 各測定における ^{40}K 検出量	31
5.3.1 U 系列内における放射性核種のエネルギー	41
5.3.2 Th 系列内における放射性核種のエネルギー	41
5.3.3 NaI 検出器中の各放射性核種含有量	41

目次

1.1.1 宇宙の組成	1
1.1.2 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線 [1]	2
1.3.1 暗黒物質探索のアプローチ	4
2.1.1 WIMP 直接探索実験の状況 [2]	5
2.1.2 反応断面積 10^{-41}cm^2 を仮定した際の Ar 原子核の反跳エネルギー [3]	6
2.2.1 気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理	8
2.2.2 入射粒子による Slow 成分と Fast 成分の違い	9
3.1.1 一次宇宙線と二次宇宙線 [6]	11
3.1.2 U 系列壊変図 [7]	12
3.1.3 Th 系列壊変図 [7]	12
3.2.1 光電効果	14
3.2.2 コンプトン散乱	14
3.2.3 電子対生成	15
3.3.1 無機シンチレータの発光機構	16
3.3.2 NaI(Tl) シンチレータでの γ 線の吸収特性 [8]	17
3.3.3 PMT の構造図	18
4.0.1 環境 γ 線スペクトルに対しての Fit 結果 [12]	21
4.1.1 セットアップ概略図	22
4.1.2 鉛 10cm のシールド	22
4.1.3 鉛 20cm のシールド	22
4.1.4 取得した信号波形例	24
4.1.5 取得したノイズ波形例	24
4.1.6 鉛中における γ 線の透過率 [11]	24
4.2.1 鉛 10cm を設置した測定結果	25
4.2.2 鉛 20cm を設置した測定結果	25
4.2.3 鉛 20cm+銅 1cm を設置した測定結果	26
4.2.4 シールド無しデータ ^{40}K ピークに対しての Fit	27
4.2.5 鉛 10cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit	27
4.2.6 鉛 20cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit	27
4.2.7 鉛 20cm+銅 1cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit	27
4.3.1 鉛シールド有り/無しデータの比較	28
4.3.2 シールドの厚みを変えた結果の比較	29
4.3.3 銅シールド有り/無しデータの比較	30
4.3.4 銅シールド有り/無しデータの比較拡大図	30
4.3.5 シールド無しデータ K40 ピークに対する Fit	31
4.3.6 鉛 10cm データ K40 ピークに対する Fit	31
4.3.7 鉛 20cm データ K40 ピークに対する Fit	31

4.3.8 鉛 20cm+銅 1cm データ K40 ピークに対する Fit	31
5.1.1 シールド無しデータにおける PSD 分布	34
5.1.2 鉛 10cm データにおける PSD 分布	34
5.1.3 鉛 20cm データにおける PSD 分布	34
5.1.4 鉛 20cm+銅 1cm データにおける PSD 分布	34
5.1.5 PSDCut 後のシールド無しデータ	35
5.1.6 PSDCut 後の鉛 10cm データ	35
5.1.7 PSDCut 後の鉛 20cm データ	35
5.1.8 PSDCut 後の鉛 20cm+銅 1cm データ	35
5.1.9 PSDCut 後の測定データ比較	36
5.1.10 PSDCut 後の各測定データ比較拡大図	36
5.1.11 PSDCut 後の鉛 20cm+銅 1cm データ拡大図	36
5.1.12 PICO-LON 測定結果 [12]	36
5.1.13 U 系列の一部	37
5.1.14 Delayed Coincidence	37
5.1.15 鉛 20cm+銅 1cm データの Cut 比較	38
5.2.1 NaI の quenching factor	40

第1章 序論

1.1 暗黒物質の存在

現在、我々がいる宇宙空間で観測できている物質は全体の5%程度しかない。これは宇宙マイクロ背景放射線 (CMB) を用いた観測によって推定されている。この観測結果から残り95%のうち約27%が暗黒物質であり、残りの約68%が暗黒エネルギーと推定されている。(図(1.1.1)) 暗黒物質は光学的に観測できないため力学的な手法を用いてその存在や質量が測定されてきた。

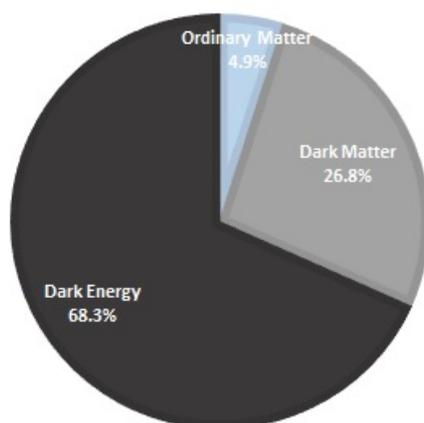


図 1.1.1: 宇宙の組成

暗黒物質の存在は1933年にF.Zwickyによって示唆された。Zwicky はかみのけ座銀河団内の力学的質量が光学的質量に比べ約400倍になっていることを発見し、この差を説明するために光学的に観測できないが質量のある暗黒物質が存在するとした。その後も渦巻き銀河の回転曲線や重力レンズ効果などの複数の天文学的観測結果から暗黒物質の存在は強く示唆されている。以下に詳細を示す。

渦巻き銀河は中心部の質量が密集したバルジ、その周囲を円盤状に恒星が分布しているディスク、さらにそれらを球状に星間物質が取り囲むハローの3つで構成されている。渦巻き銀河の回転速度はKeplerの法則を用いて得られる式(1.1.1)より、式(1.1.2)で表される。

$$\frac{v(r)^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.1.1)$$

r : 銀河中心からの距離
 $v(r)$: 銀河の回転速度
 $M(r)$: 銀河の質量
 G : 万有引力定数

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1.2)$$

式 (1.1.1) から回転速度 $v(r)$ は銀河中心からの距離 r の平方根に反比例する。また渦巻き銀河の質量は光学的観測結果から中心部に集中していることが予想されるため、銀河中心から離れば離れる程回転速度は遅くなると考えられる。ここで図 (1.1.2[1]) に電場を用いて観測された渦巻き銀河 NGC6503 の回転曲線を示す。図 (1.1.2) の横軸は銀河中心からの距離、縦軸は回転速度を表している。実線が観測結果、破線が光学的に観測できる物質の寄与、点線がガスによる寄与、破点線が光学的に観測できない物質の寄与を示している。観測結果から実際の回転速度は銀河中心から距離が離れた場合でも一定に保たれおり、このことが暗黒物質の存在を示唆している。

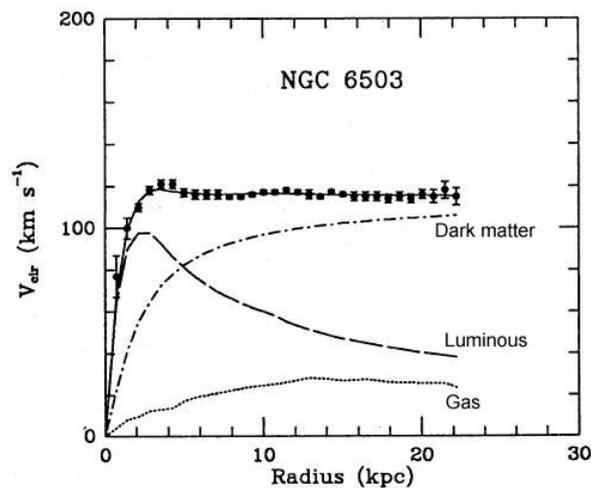


図 1.1.2: 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線 [1]

一般相対性理論から重力源が存在するとその周囲の空間が歪み、その空間を光が通過する際にその経路を曲げることが知られている。重力レンズ効果とはこの影響により観測者と遠方の恒星の間に重力源が存在する際、光源が歪んだり複数に見える現象をいう。天体望遠鏡の観測結果から光学的に観測的できている重力源以上に重力源が存在することが分かっている。このことも暗黒物質の存在を示唆している。

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質の候補と考えられているものは複数存在し、それらは以下のような特性を持つ。

- カラーを持たない
- 質量を持つ
- 電氣的に中性で電磁相互作用を行わない
- 物質として安定

候補としてはニュートリノ、アクシオン、WIMP などがあげられる。またこれらの候補は冷たい暗黒物質と熱い暗黒物質に分類される。冷たい暗黒物質は非相対論的運動をし、熱い暗黒物質は相対論的運動をする。

ニュートリノ

熱い暗黒物質候補の一つで 10eV 程度であれば暗黒物質になり得るとされてきたが、現在までの実験でその質量は非常に小さいことが判明したため暗黒物質の候補として有力ではない。

アクシオン

冷たい暗黒物質候補の一つで強い CP 問題を解決するために存在が提言されている粒子。アクシオンは磁場をかけることによって光子に変換される特性があり、この性質を用いて探索が行われている。

WIMP (Weakly-Interacting Massive Particle)

冷たい暗黒物質候補の一つで物質と弱い相互作用程度の相互作用をする粒子。WIMP の候補としては超対称性理論でその存在が予言されているニュートラリーノがあげられ暗黒物質の有力候補となっている。

1.3 暗黒物質探索実験

暗黒物質探索には直接探索 (Direct Search)、間接探索 (Indirect Search)、加速器探索 (Collider Search) の 3 つのアプローチが存在する。直接探索は地上や地下に設置された検出器を用いて行われ、通常物質と暗黒物質が相互作用することによって生まれる光や熱などの変化を観測する。間接探索は地上や衛星に搭載された検出器を用いて行われ、宇宙上のどこかで暗黒物質が崩壊もしくは対消滅した際に生まれる粒子を観測する。加速器探索は加速器に

よって高エネルギー状態にされた粒子同士を衝突させることで暗黒物質を生成しそれを観測する。これらのアプローチ方法は図 (1.3.1) ファインマンダイアグラムを異なる方向から見ることに相当する。また各実験で発見されたものが暗黒物質であるかはそれぞれの探索手法で検証する必要がある。

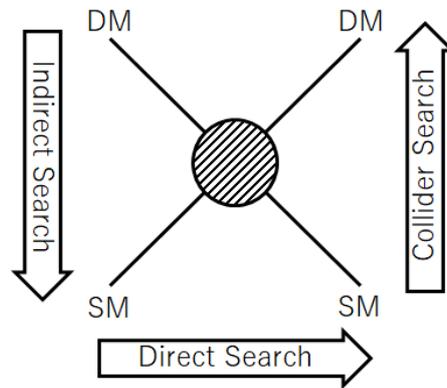


図 1.3.1: 暗黒物質探索のアプローチ

第2章 ANKOK 実験

2.1 ANKOK 実験の物理目標

ANKOK 実験は早稲田大学寄田研究室で行われている暗黒物質直接探索実験である。その目標は WIMP 質量 $\sim 10\text{GeV}/c^2$ 、核子との散乱断面積 $\sim 10^{-41}\text{cm}^2$ の領域の探索である。図 (2.1.1[2]) は横軸 WIMP の質量、縦軸は WIMP と核子との散乱断面積を表している。図中の曲線や色の塗られた領域は世界中の暗黒物質直接探索実験の結果を表している。曲線はそれより上の領域における暗黒物質の存在を棄却しており、色の塗られた領域はその領域に暗黒物質の発見を主張している。図 (2.1.1) で示したように ANKOK 実験が目標とする領域は発見を主張する実験と棄却する実験が混在している。このような領域を探索するためには様々な手法を用いて多角的に検証していくことが重要となる。

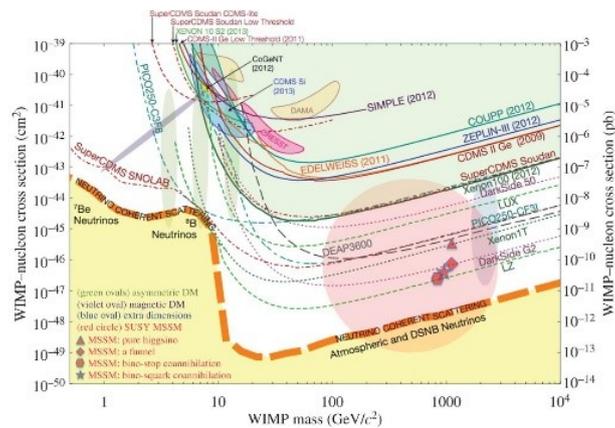


図 2.1.1: WIMP 直接探索実験の状況 [2]

図 (2.1.2) に核子との散乱断面積が 10^{-41}cm^2 を仮定した際の Ar の反跳エネルギーの分布を示す。横軸は Ar 原子核の反跳エネルギー、縦軸は WIMP と Ar 原子核との反応率を示している。図より WIMP の質量が 10GeV の場合、反跳された Ar 原子核のエネルギーはおよそ 20keV と低くなるため高感度で高い背景事象分離能力が求められる。精度の高い評価を行うためには背景事象の定量的な理解やその低減が必要となる。

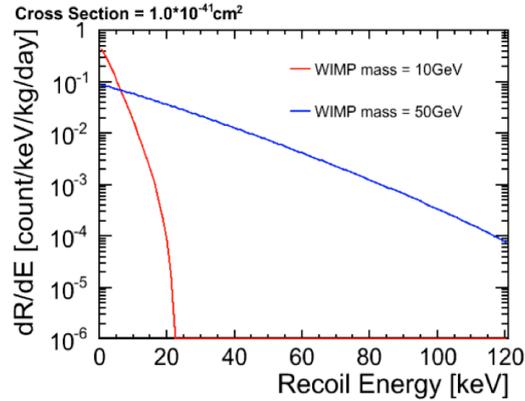


図 2.1.2: 反応断面積 10^{-41}cm^2 を仮定した際の Ar 原子核の反跳エネルギー [3]

2.2 気液 2 相型 Ar 光検出器

ANKOK 実験では液体 Ar とガス Ar の 2 相に分けた気液 2 相型検出器を用いており、検出器内部で発生したシンチレーション光を観測することで事象の特定を行う。以下に Ar の特性と検出原理を述べる。

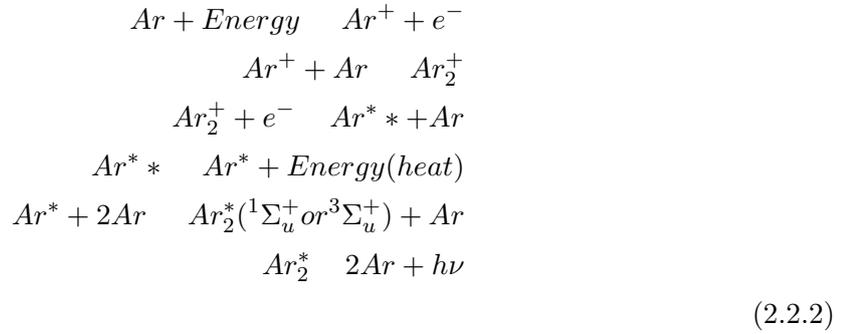
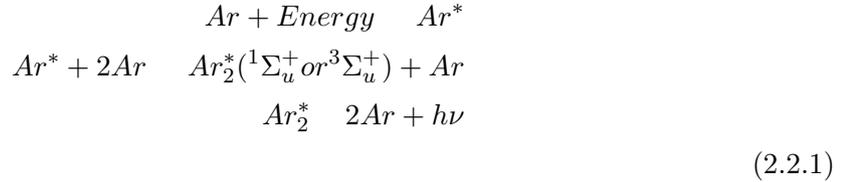
2.2.1 Ar の特性

Ar を含めた希ガスは単体で閉殻構造をとっており非常に安定した物質である。また放射線に対しては電離・励起を起こし易く、多くの光子や電子を放出する。そのため直接探索実験を行う上で非常に有効であり、世界でも液体 Ar を用いた WArP や DarkSide、液体 Xe を用いた LUX や XENON などの実験がある。Ar の基本的性質を表 (2.2.1[4]) に示す。

原子番号	18
質量数	39.95
融点@1atm[K]	84.0
沸点@1atm[K]	87.4
液体 Ar 密度 [g/cm^3]	1.398
蛍光波長 [nm]	128
dE/dx [MeV/cm]	2.11
電離の W 値 [eV]	23.3
蛍光の W 値 [eV]	19.5
放射長 [cm]	14.3

表 2.2.1: Ar の性質 [4]

また Ar の発光過程は 2 種類に大別される。入射粒子のエネルギーを付与されることで直接 Ar が励起を起こす場合 (式 (2.2.1)) と、アルゴンイオンと電子に分離した後再結合を起こす場合 (式 (2.2.2)) である。[5]



式 (2.2.1) と式 (2.2.2) より Ar 原子は Energy を受け取り周囲の Ar 原子を励起させ Ar の 2 量体を作ることにより発光する。Ar の励起状態にはスピンの向きが異なる 1 重項励起状態と 3 重項励起状態の 2 種類が存在し、それぞれで基底状態に落ち込む際に発するシンチレーション光の寿命が異なる。1 重項励起状態では 6ns、3 重項励起状態では 1.6 μ s である。Ar 原子の元々のスピンは 0 であるため直接エネルギーを付与され励起状態に変化する際は 1 重項励起状態となることが多い。それに対し再結合を起こす場合ではスピンの向きが逆になるとは限らず 3 重項励起状態となる場合もある。

2.2.2 検出原理

ANKOK 実験で用いている気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理の概要を図 (2.2.1) に示す。まず粒子が液相部に入射し Ar 原子と相互作用を起こして励起、電離させる。励起した Ar 原子からは 1 次シンチレーション光 (S1) が発生する。また電離した電子は検出器内にかかけられた電場によってガスアルゴンによって構成される気相部にドリフトされ、気相部でも周囲の Ar 原子と相互作用し励起させることで 2 次シンチレーション光 (S2) が発生する。これら二つの光を上下に設置した PMT によって検出し電気信号として読み取る。この際 PMT の感度波長に合わせるため、Ar から発生する 128nm の真空紫外光を検出器内部に設置された波長変換材を塗布した反射材で 420nm の可視光に変換している。

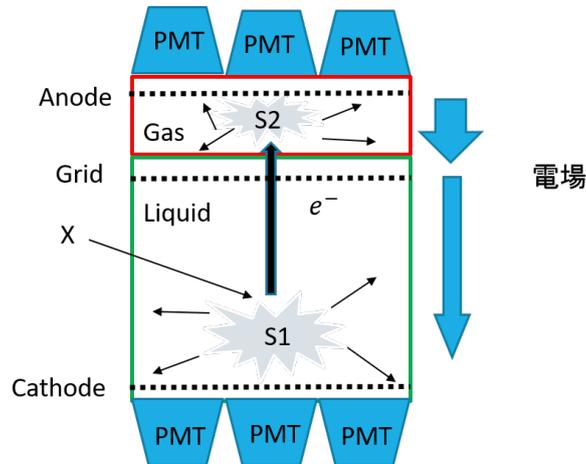


図 2.2.1: 気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理

また入射粒子の種類によって Ar 原子との相互作用は 2 種類に大別される。1 つは中性子や DM が Ar 原子核と弾性散乱する原子核反跳事象 (NR:Nuclear Recoil)、もう 1 つは線が Ar 電子と弾性散乱する電子反跳事象 (ER:Electron Recoil) である。これらの事象を弁別するため ANKOK 実験では波形弁別 PSD(Pulse Shape Discrimination) と S1/S2 の光量比を用いた 2 通りの手法を用いている。

PSD

PSD は Ar が 1 重項励起状態と 3 重項励起状態の 2 つの発光時定数が異なることを利用する。ANKOK 実験では 1 重項励起状態を Fast 成分、3 重項励起状態を Slow 成分と呼んでいる。Ar 原子では ER 事象のほうが NR 事象に比べ電離の割合が多くなる。そのため 2.2.2 項で前述したように ER 事象のほうが NR 事象に比べて Slow 成分が多くなる。図 (2.2.2) に波形例を示す。PSD はこのことを利用し、S1 の Slow 成分の割合を見ることで ER と NR 事象の分別などを行う手法である。

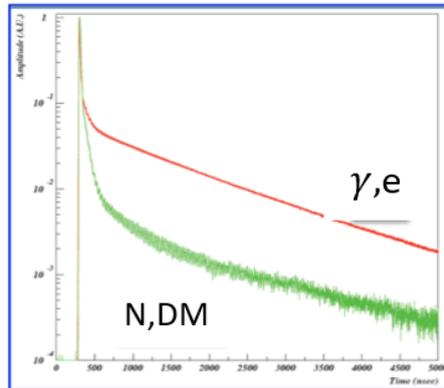


図 2.2.2: 入射粒子による Slow 成分と Fast 成分の違い

S1/S2 光量比

S1/S2 光量比は反跳された粒子の単位長さあたりに落とすエネルギー dE/dx が粒子ごとに異なることを利用する。粒子は大きさが大きくなるほど dE/dx も大きくなるため電離電子間の距離は小さくなる。そのため電離電子の再結合率が高くなり電離電子により発生する S2 の光量は減少する。原子核は電子に比べ非常に大きいいため S1/S2 比をとることで事象の分別が可能となる。粒子ごとの dE/dx は式 (2.2.3) の Bethe-Bloch の式より求められる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (2.2.3)$$

r_e : 古典電子半径

m_e : 電子質量

N_a : アボガドロ数

I : 物質の平均イオン化ポテンシャル

Z : 物質の原子番号

A : 物質の原子質量

ρ : 物質の密度

z : 入射粒子の電荷

$\beta = \frac{v}{c}$: 入射粒子の速度

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$: ローレンツ因子

W_{max} : 入射粒子が一回の衝突で物質に与えることができる最大のエネルギー

2.3 ANKOK 実験における背景事象

ANKOK 実験における背景事象は内部背景事象と外部背景事象とに大別される。以下にそれぞれの詳細を述べる。

2.3.1 内部背景事象

内部背景事象は検出器内で発生する事象のことを指し、検出器部材中の放射性同位体から発生する放射線や Ar 中に存在する放射性同位体 ^{39}Ar から放出される β 線などがあげられる。検出器部材から発生する放射線は部材スクリーニングを行うことで低減を行う。それに対して放射性同位体の ^{39}Ar は Ar 中に $1.01 \pm 0.08 \text{Bq/kg}$ 含まれており半減期も 269 年と長いので完全に除去することが難しい。さらに ^{39}Ar から放出される β 線のエネルギースペクトルは信号事象領域に重なってしまっているため解析的に除去することが必要となる。

2.3.2 外部背景事象

外部背景事象は検出器外部で発生した放射線が検出器内に入射して発生する事象を指し、主な外部背景事象として環境 γ 線と環境中性子による事象が考えられる。環境中性子は宇宙線の μ 粒子と検出器周辺の岩盤とが反応し生成される宇宙線起因のものと岩盤中の U/Th 系列の自発核分裂などにより生成される岩盤起因のものがある。環境中性子は水やポリエチレンシールドを設置することによって低減することが可能である。また μ 粒子は地下環境に行くことで低減できるため地下で測定することによっても環境中性子は低減することができる。環境 γ 線は検出器周辺の岩盤に含まれる放射性物質から放出される放射性核種起因のものと宇宙線が大気中の原子核と相互作用し生成される宇宙線起因のものがある。環境 γ 線は鉛シールドなどによって低減することが可能である。しかしこれらの環境放射線は測定環境によって量や種類が異なり、特に低エネルギー領域では信号事象との分離が難しくなる。信号事象との分離を行うためには背景事象に対する理解が重要となる。そのため ANKOK 実験では運用や持ち運びが気液 2 相型 Ar 検出器に比べて容易な液体シンチレータや NaI シンチレータを用いて環境放射線を測定し、その理解を行っている。

第3章 γ 線と実験装置

暗黒物質探索実験では信号事象であると暗黒物質と背景事象との分離が重要となる。背景事象の中でも環境 γ 線は量が多く場所ごとに種類も異なるため測定場所ごとに測定を行い理解を行うことが重要となる。本章ではこの環境 γ 線と本研究の測定で用いた実験装置の詳細を述べる。

3.1 環境 γ 線の発生源

環境 γ 線は波長が 10^{-10}m 以下の電磁波であり宇宙線起因のものと放射性核種起因のものに分類される。

3.1.1 宇宙線起因の γ 線

宇宙線は太陽粒子や太陽風、銀河宇宙線などによって構成されている。太陽粒子と太陽風は太陽の表面から放出される高エネルギー粒子をさし、銀河宇宙線は超新星爆発などにより太陽系外から飛来する粒子をさす。宇宙線の構成粒子としては陽子、中性子、 μ や π などがあげられ陽子が最も多い。宇宙線は大気中の窒素分子や酸素分子などの原子核と相互作用することにより2次宇宙線の π などの中間子を生成する。中間子は崩壊することにより ν や μ などを放出する。(図(3.1.1)[6])宇宙線起因の γ 線は二次宇宙線の π^0 中間子が崩壊することによって生成される。こうして生まれた宇宙線起因の γ 線は高いエネルギーを持つ。

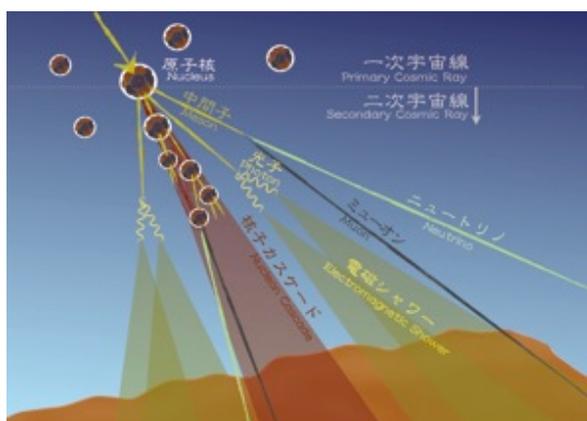


図 3.1.1: 一次宇宙線と二次宇宙線 [6]

3.1.2 放射性核種起因の γ 線

環境中には U/Th 系列や ^{40}K 、 ^{60}Co 、 ^{22}Na など数多くの放射性核種が存在する。U/Th 系列や ^{40}K は原始放射性核種であり環境中の放射性核種の大部分がこれらにあたる。U/Th 系列の壊変図を図 (3.1.2)、図 (3.1.3) に示す。また図 (3.1.2)、図 (3.1.3) の様な放射性壊変は式 (3.1.1) で示される壊変法則にしたがい生じる。また U 系列/Th 系列などの逐次的な壊変の場合は式 (3.1.2) にしたがう。

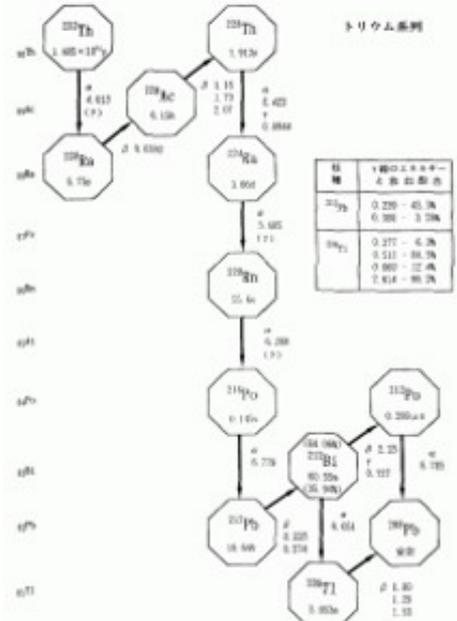
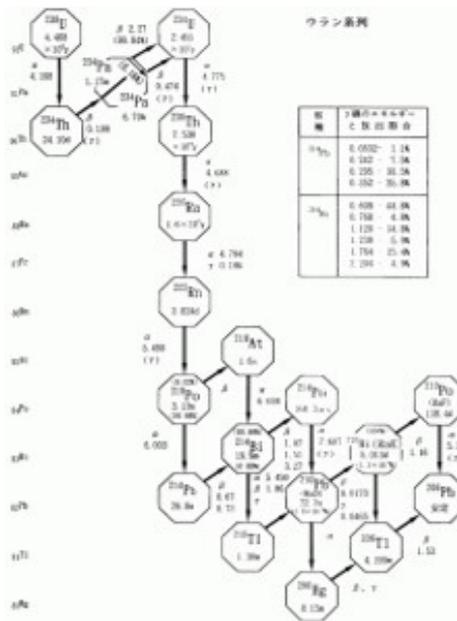


図 3.1.2: U 系列壊変図 [7]

図 3.1.3: Th 系列壊変図 [7]

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = A \tag{3.1.1}$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

- N : 時刻 t における原子数
- A : 時刻 t における放射能
- λ : 壊変定数 T : 半減期

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ &= A_1 - A_2\end{aligned}\quad (3.1.2)$$

N_1, N_2 : 時刻 t における核種 A、B の原子数
 A_1, A_2 : 時刻 t における核種 A、B の放射能
 λ_1, λ_2 : 核種 A、B の壊変定数

放射性核種起因の γ 線は放射性核種の α 崩壊や β 崩壊に伴い原子核で余分な Energy が放出されたもので、宇宙線起因の γ 線とは異なり核種によって決まったエネルギーの γ 線を放出する。また放射性核種起因の γ 線の量や種類は周囲の岩盤や物質に依存する点でも宇宙線起因の γ 線と異なる。

3.2 γ 線の相互作用

γ 線は電荷をもっていないため物質とは主に弾性散乱や非弾性散乱などを起こす。相互作用としては光電効果、コンプトン散乱、電子対生成に大別される。以下にそれぞれの詳細を示す。[8]

3.2.1 光電効果

光電効果は入射 γ 線と原子内電子との相互作用である。光電効果は入射した γ 線の持つエネルギーが物質のイオン化エネルギーより大きい際に起きる。入射した γ 線が電子に吸収され、電子は入射した γ 線の全エネルギーからイオン化エネルギーを引いたエネルギーをもち放出される図 (3.2.1)。光電効果の散乱断面積 $\sigma_{p.e}$ は式 (3.2.1) となり散乱断面積は原子番号 Z^5 に比例する。また検出器内で光電効果が起こった場合、全吸収ピークを作りだし入射 γ 線のエネルギーを知るための指標となる。

$$\sigma_{p.e} = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^5 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{k}\right)^7 \quad (3.2.1)$$

σ_T : トムソン散乱の断面積

α : 微細構造定数

Z : 原子番号

k : 入射した γ 線のエネルギー

m_e : 電子の質量

c : 光速

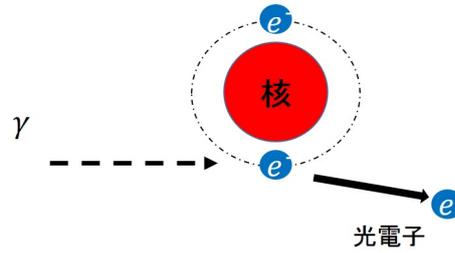


図 3.2.1: 光電効果

3.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱も光電効果と同じく原子内電子と入射 γ の相互作用である。コンプトン散乱は入射した γ 線のエネルギーがイオン化エネルギーより非常に大きい際に起きる。コンプトン散乱では電子が入射 γ 線のエネルギーの一部を得て放出され、入射した γ 線も散乱される。(図 (3.2.2))。コンプトン散乱の断面積 $\sigma_{compton}$ と反跳された電子が得る運動エネルギー T' を式 (3.2.2)、式 (3.2.3) に示す。式 (3.2.3) より、反跳された電子が得る運動エネルギーは散乱角が 180° の時最大値をとり 0° で最小値をとる。最大エネルギーをもった反張電子はコンプトンエッジを作りだす。散乱断面積は原子番号 Z に比例する。

$$\sigma_{compton} = \frac{3\sigma_T}{8\kappa} \left(\frac{2(\kappa^3 + 9\kappa^2 + 8\kappa + 2)}{\kappa(1 + 2\kappa)^2} + \left(\frac{\kappa^2 - 2\kappa - 2}{\kappa^2} \right) \ln(1 + 2\kappa) \right) \quad (3.2.2)$$

$$\kappa: \frac{m_e c^2}{k}$$

$$T' = k \frac{\frac{k}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \left(\frac{k}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta)} \quad (3.2.3)$$

θ : γ 線の散乱角

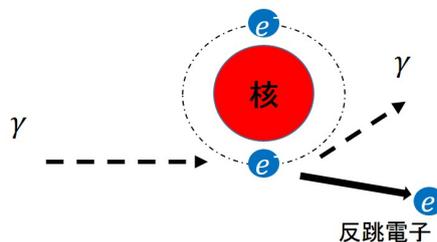


図 3.2.2: コンプトン散乱

3.2.3 電子対生成

電子対生成は入射 γ 線と原子内電子や原子核のクローン場による相互作用である。電子対生成は入射 γ 線のエネルギーが $2m_e c^2$ より大きい場合にのみ起きる。原子核がクローン場との相互作用によって γ 線が消滅した際、電子・陽電子対が生成される (図 (3.2.3))。生成された陽電子はエネルギーを失い近くの電子と衝突することで 511keV の γ 線を 2 本放出する。電子対生成における高エネルギー側の散乱断面積 σ_{pair} を式 (3.2.4) に示す。散乱断面積は Z^2 に比例する。

$$\sigma_{pair} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2}{137} \left(\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} - \frac{1}{54}\right) \right) \quad (3.2.4)$$

r_e : 電子の古典半径

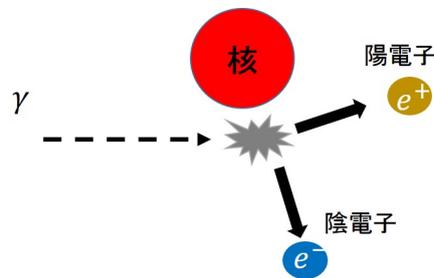


図 3.2.3: 電子対生成

3.3 実験装置

3.3.1 NaI シンチレータ

本研究では無機シンチレータである NaI シンチレータを用いて測定を行った。放射線の検出には様々な検出器が用いられるが無機シンチレータはその中の代表的な検出器の一つである。無機シンチレータの発光機構は以下の通りである。荷電粒子はシンチレータ中の原子と相互作用し原子内電子を励起、電離させながら通過する。電離された電子は再結合を起こすか、周囲の電子と相互作用しエネルギーを付与する。また励起され伝導帯にあがった電子は価電子帯に落ち込む際に余分なエネルギーを光に変換して放出する。無機シンチレータでは価電子帯と伝導帯のエネルギーギャップが広いので電子が励起されにくく励起された電子も価電子帯に落ち込みにくい。そのため活性体を少量シンチレータに混ぜ込みエネルギーギャップ中に活性体物質の基底準位と励起準位を作り出し、遷移させやすくしている。また荷電粒子でない中性子や γ 線もシンチレータ中の原子や電子と弾性散乱や非弾性散乱を起こし荷電粒子を発生させるため間接的に検出することが可能となる。

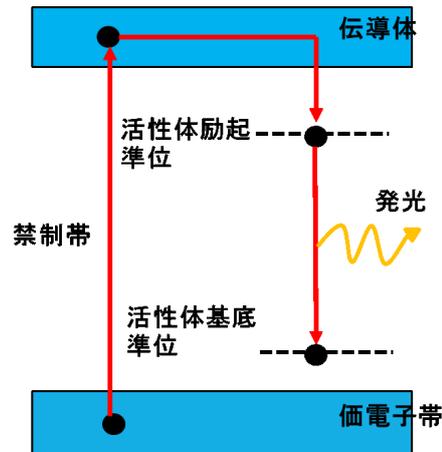


図 3.3.1: 無機シンチレータの発光機構

無機シンチレータの特徴としては以下の点があげられる。

- 構成物質は気体、液体、単結晶、ガラスなど様々な種類が存在する
- 蛍光の減衰は 200-3000[ns] と遅い
- シンチレーション効率は 0.13-0.001 とばらつきが大きい
- 密度が大きいものが多く γ 線の検出に適している

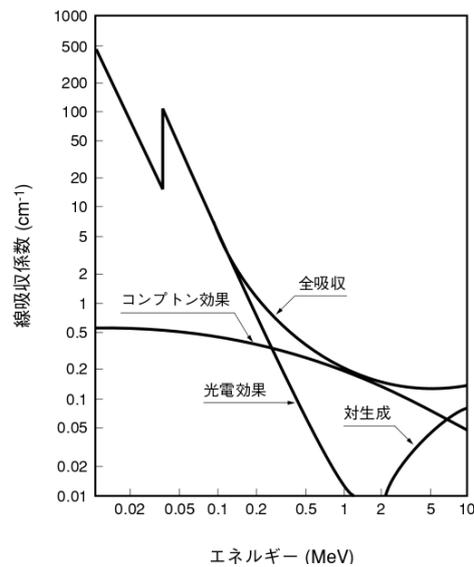
次に本研究で用いた NaI(Tl) シンチレータの特性を表 (3.3.1) に示す。また NaI(Tl) シンチレータの特徴を以下に上げる。[9]

- 無機シンチレータの中でも発光量が多くエネルギー分解能が高いため放射線測定で用いられることが多い
- 結晶の成分であるヨウ素 I の原子番号が高いため γ 線と反応しやすい
- 単結晶であるため温度変化に弱く潮解性がある
- 比較的容易に大質量化が可能

大きさ [cm]	5.08 × 5.08(円筒形)
密度 [g/cm^2]	3.67
光量 [ph/MeV]	40000
最大蛍光波長 [nm]	415
蛍光時定数 [ns]	230
屈折率	1.85

表 3.3.1: NaI(Tl) シンチレータの特性

図 (3.3.2[8]) に NaI(Tl) シンチレータでの γ 線エネルギーに対する相互作用の割合を示す。縦軸は線吸収特性を示しており、各相互作用の断面積、NaI(Tl) の密度、アボガドロ数の積をとり NaI の質量数で割ったものである。図 (3.3.2) より低エネルギー領域では光電効果が支配的でエネルギーが高くなるにつれコンプトン散乱と電子対生成が支配的になっている。

図 3.3.2: NaI(Tl) シンチレータでの γ 線の吸収特性 [8]

3.3.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT:Photomultiplier tube) は光電効果を用いて光信号を電気信号に変換するとともに電気増幅を行う光検出器である。PMT の変換と増幅の過程を以下に示す。(図 (3.3.3))[10]

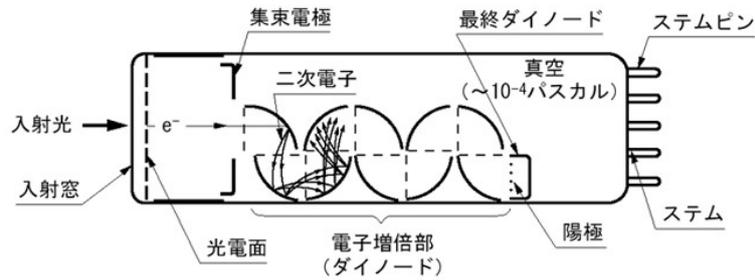


図 3.3.3: PMT の構造図

1. 光が窓材を通過し光電面で相互作用を起こすことで電子を放出する。
2. 電子が収束電極からの電場を受け第一ダイノードに収束される
3. 電子が多数の二次電子を放出し、次のダイノードに加速される。この過程を繰り返し電子が増幅される。
4. 最終ダイノードに到達した電子群は陽極から電気信号として取り出される。

PMT から読み出される電荷量 Q は使用される窓材の材質、光電面の感度、ダイノードの段数、量子効率によって異なるが式 (3.3.1) で表すことができる。また本研究で使用した PMT の R329-02 の特性を表 (3.3.2[11]) に示す。

$$Q = N_{\gamma} \times QE \times e \times g \quad (3.3.1)$$

N_{γ} : 入射光子数

$N_p e$: 放出される電子数

QE(量子効率): $\frac{N_{pe}}{N_{\gamma}}$

e : 素電荷

g : ゲイン (窓材の材質、ダイノードの段数による)

管径 [cm]	5.1
有効波長領域 [nm]	300-650
最大感度波長 [nm]	450
光電面材質	バイアルカリ
窓材	硼硅酸ガラス
ダイノード段数	12
陽極 陰極 最大電圧 [V]	2700

表 3.3.2: R329-02 の特性 [10]

3.3.3 FADC SIS3316

FADC は ADC (Analog-to-digital converter) の一種で ADC はアナログ信号をデジタル信号に変換する回路である。ADC の変換は標本化、量子化、符号化の順で行われる。標本化は連続したアナログ信号を一定時間で区切ることにより離散的な値に変換する。量子化は変換された値を整数などの値に近似的に変換する。符号化は量子化された値を 2 進数などのデジタル信号に変換する。2 進数などの桁数を分解能と呼ぶ。また ADC にはフラッシュ形、パイプライン形、逐次比較型、デルタシグマ形、二重積分形などが存在しそれぞれに高分解能や低消費電力などの特徴がある。フラッシュ形は他の種類に比べて早く変換を行うことが出来る。本研究で使用した FADC SIS3316 の基本性能を表 (3.3.3) に示す。SIS3316 のサンプリング間隔は 250MHz となっているため、取得される波形データの 1bin は 4ns となる。

分解能 [bit]	14
チャンネル数	16
サンプリング間隔 [MHz]	250
ダイナミックレンジ [V]	2

表 3.3.3: SIS3316 の基本特性

第4章 シールドを設置した状態でのNaI検出器を用いた放射線測定

暗黒物質探索実験では信号事象となる暗黒物質事象が非常に稀事象であり、背景事象との分離を行うことが重要となる。背景事象の中でも環境 γ 線はその量が多く測定場所によってその種類も異なるため測定場所ごとに測定を行い理解することやシールドなどを用いて低減することが重要である。ANKOK 実験でも前述したように別の検出器を用いて環境放射線の測定を行っている。そこでまずはNaIシンチレータを用いて環境 γ 線測定を行った。またその測定結果に対して粒子・重イオン輸送計算コードのPHITSを用いて作成されたFit関数を用いてFitを行った。U/Th系列や ^{40}K など環境中における主要な放射性核種からの放射線をFit関数として用いた。またU/Th系列は系列中の ^{222}Rn や ^{220}Rn が気体の状態で存在しそれぞれの Rn を境に放射線量が異なる可能性があるため、 Rn を境にそれぞれの系列を上流と下流に分けて考えた。Fit結果より各環境放射線のFluxを算出し、実験環境における環境 γ の理解を行った。Fluxの算出結果を図(4.0.1)と表(4.0.1)に示す。[12]

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

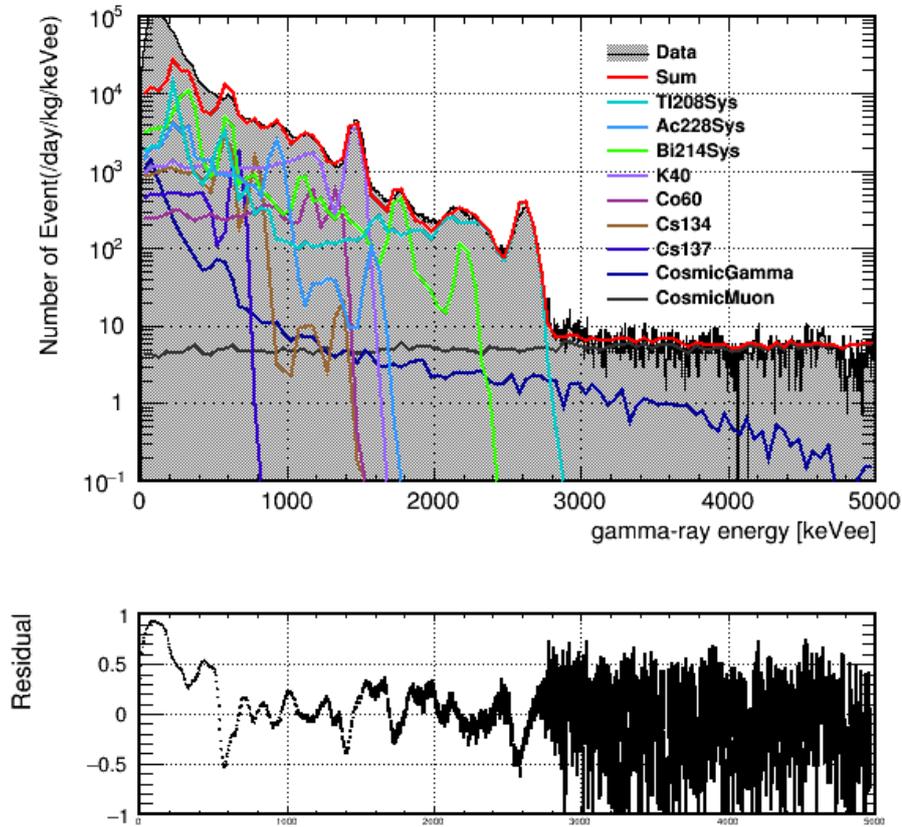


図 4.0.1: 環境 γ 線スペクトルに対しての Fit 結果 [12]

Source	Flux[$1/cm^2/s$]
$^{228}AcSys$ (Th 系列上流)	0.44
$^{208}TlSys$ (Th 系列下流)	0.59
$^{214}BiSys$ (U 系列下流)	0.84
^{40}K	0.68
^{60}Co	0.13
^{134}Cs	0.24
^{137}Cs	0.11
Cosmic γ	0.05
Csmic μ	0.01

表 4.0.1: Flux の算出結果[12]

また実際の暗黒物質探索実験ではシールドなどを用いた測定が行われておりそのシールド

内の環境を適切に測定することが重要となる。そのためシールドの構築が容易な NaI 検出器で様々な環境で簡易的な測定を行い必要なシールド量や実験感度の定量評価を行うことが重要となる。その意味でシールドからの放射線や検出器内部由来の放射線を理解することが重要となる。以上のことから、本研究では同様の測定場所、同様の検出器を用いてその周囲にシールドを設置した状態で測定を行い、シールドによる放射線量の変化や検出された放射線についての解析を行った。

4.1 実験セットアップ

早稲田大学西早稲田キャンパス 65 号館 109 室でシールドを設置し NaI シンチレータを用いて環境放射線測定を行った。図 (4.1.1) にシールド設置前のセットアップ概略図、図 (4.1.2) と図 (4.1.3) に実際のシールドの様子を示す。データ取得の過程としては 1.NaI に放射線が入射し NaI が発光 2.PMT でその光信号を電気信号に変換し増幅 3.FADC でアナログ信号をデジタル信号に変換、4.PC で Photocount を行い得られた信号の情報からスペクトラムを生成する。また各測定の条件を表 (4.1.1) に示す。

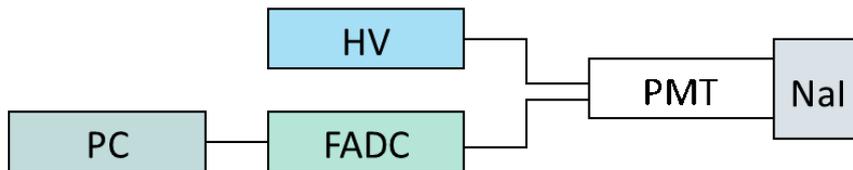


図 4.1.1: セットアップ概略図



図 4.1.2: 鉛 10cm のシールド



図 4.1.3: 鉛 20cm のシールド

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

RunNumber	取得時間	Event 数	シールド
22	42:38:22	270000	鉛 10cm
104	144:14:20	1596000	鉛 20cm
109	285:2:13	2233000	鉛 20cm+銅 1cm

表 4.1.1: 各測定の状態

Photocount

Photocount は定義した時間範囲の波形の平均値や積分値を計算しパラメータ化するアルゴリズムである。測定では FADC によって変換されたデジタル信号に対して Photocount を行い各パラメータを ROOT ファイル化し、それらを用いて解析を行った。今回の測定で定義した各パラメータの時間範囲や具体的な計算方法を表 (4.1.2) に示す。また測定で取得した信号波形の例を図 (4.1.4)、ノイズ波形の例を図 (4.1.5) に示す。また図 (4.1.4) には今回定義した Fast 領域と Slow 領域を示している。Photocount は波形の Time=0 を基準として計算している。図 (4.1.5) の様なエレクトロニクス的なノイズは pedestal の値や分散値、ピーク時間などが放射線由来の信号と異なるためそれらのパラメータを用いて解析的に除去することが可能となる。

パラメータ	計算範囲 [ns]	計算方法
Fast	-268 ~ -160	積分
Slow	-156 ~ 2000	積分
Total	-268 ~ 2000	積分
Pedestal	-1000 ~ -500	平均

表 4.1.2: Photocount の各パラメータ

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

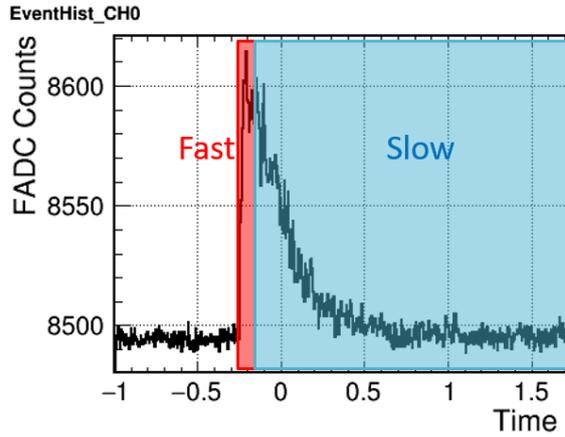


図 4.1.4: 取得した信号波形例

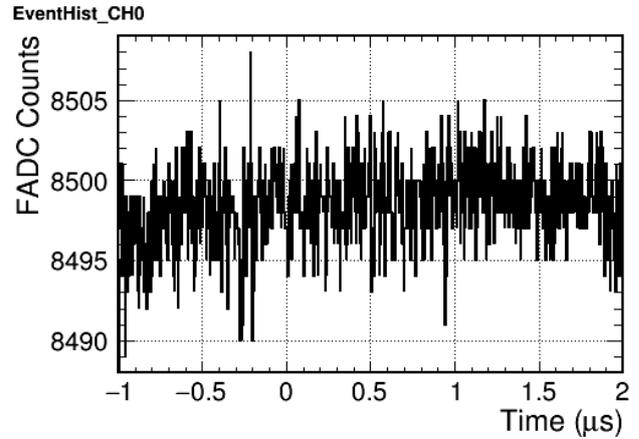


図 4.1.5: 取得したノイズ波形例

鉛/銅シールド

鉛や銅は放射線の遮蔽物として多くの暗黒物質探索実験で用いられている。これは鉛や銅の密度が高いため、透過力が強く環境中に多く存在する γ 線の遮蔽に適しているからである。3.2 節で述べたように γ 線は原子番号が高い物質と相互作用を起こしやすくエネルギーを失いやすい。鉛中における γ 線の透過率を図 (4.1.6[11]) に示す。

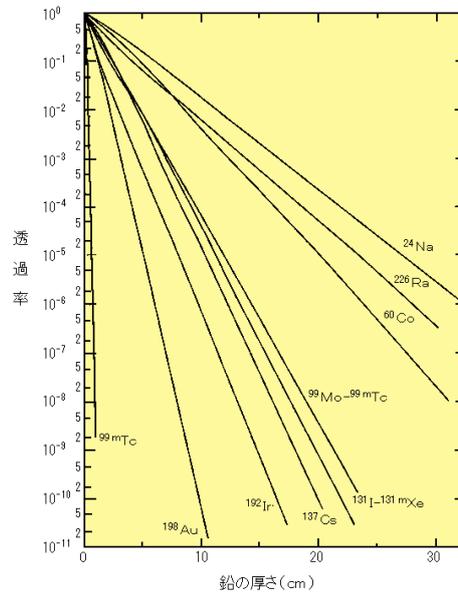


図 4.1.6: 鉛中における γ 線の透過率 [11]

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

また一般的に銅シールドは鉛シールドの内側に設置される。これは外部からの μ によって励起された鉛由来の γ 線や鉛に付着している放射性核種からの放射線を遮蔽するためである。鉛由来の γ 線は U/Th 系列内の ^{214}Pb や ^{212}Pb 、 ^{210}Pb などが存在し放出される放射線は数十 keV ~ 数百 keV のエネルギーを持つ。また銅シールドに放射線不純物が含有されている場合も放射線が放出されてしまうため、本研究では銅シールドに放射線不純物の含有量が極めて少ない無酸素銅を用いた。

4.2 測定結果

シールドを用いた放射線測定の結果を図 (4.2.1)、図 (4.2.2)、図 (4.2.3) に示す。

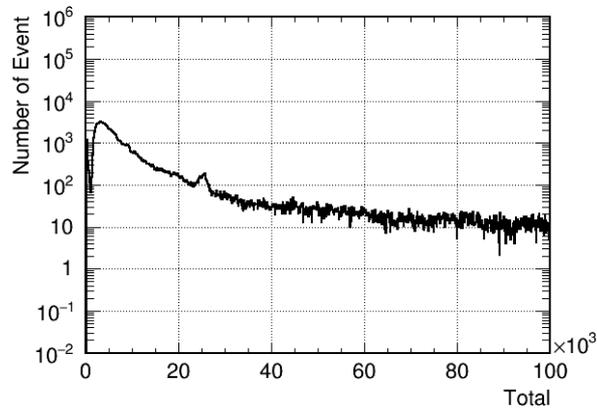


図 4.2.1: 鉛 10cm を設置した測定結果

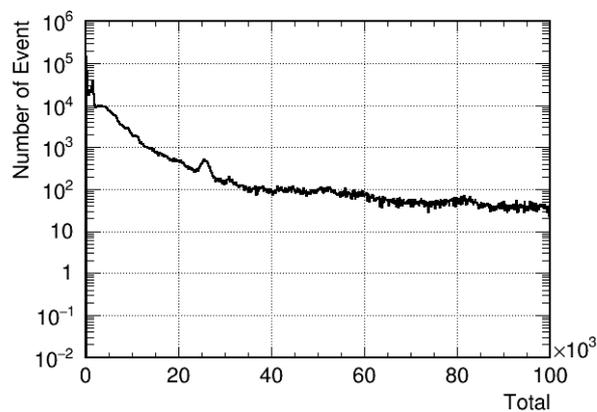


図 4.2.2: 鉛 20cm を設置した測定結果

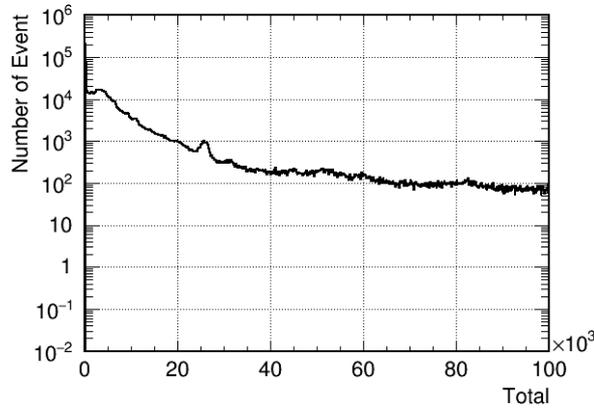


図 4.2.3: 鉛 20cm+銅 1cm を設置した測定結果

各測定結果の横軸は表 (4.1.2) で定義された Total、縦軸は Event 数を示している。測定されたそれぞれのスペクトルでは Total が 25000 付近にピークが見えている。これは ^{40}K 由来の全吸収ピークである。全吸収ピークは入射した γ 線に Energy が等しいため ^{40}K の全吸収ピークに対して Fit を行いピークの mean 値を算出することで Total 値と Energy 値の比を算出できる。算出された結果を用いてそれぞれの結果でエネルギー較正を行った。Fit 関数には式 (4.2.1) で表されるガウシアンと指数関数を足し合わせたものを用いた。ここで Total を変数 x として $N1$ はピークの面積、 μ はピークの mean 値、 $N2$ は指数関数の初期値、 τ は時定数を示している。またシールドを設置した場合と設置しなかった場合を比較するため以前に測定したシールド無しのデータ (Run10) に対しても同様にエネルギー較正を行った。各測定データで ^{40}K のピークに対して Fit を行ったものを図 (4.2.4)、(4.2.5)、(4.2.6)、(4.2.7) に示し各測定における Fit parameter の結果を表 (4.2.1) に示す。またエネルギー較正後、イベント数を NaI シンチレータの質量や測定時間を用いて規格化し各測定データの比較を行う。

$$\frac{N1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) + N2 \exp\left(-\frac{x}{\tau}\right) \quad (4.2.1)$$

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

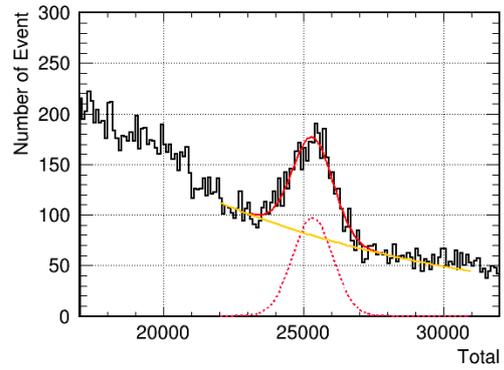
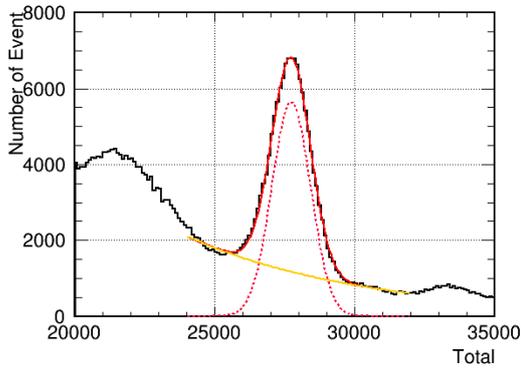


図 4.2.4: シールド無しデータ ^{40}K ピークに対しての Fit 図 4.2.5: 鉛 10cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit

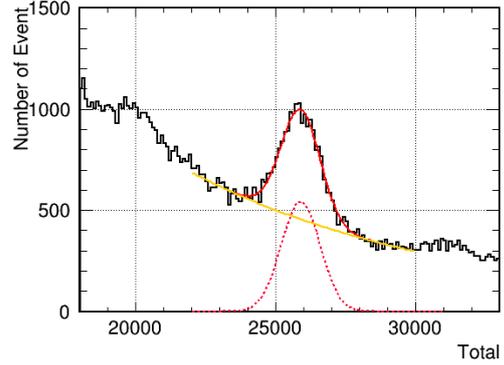
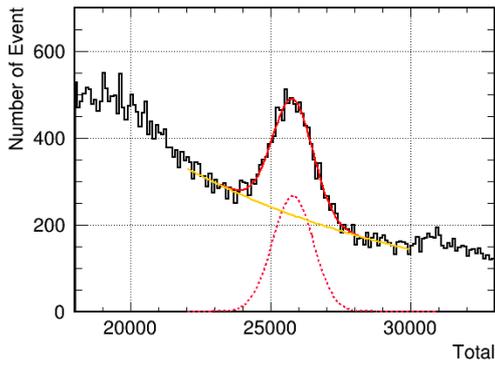


図 4.2.6: 鉛 20cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit 図 4.2.7: 鉛 20cm+銅 1cm データ ^{40}K ピークに対しての Fit

	Run10	Run22	Run104	Run109
N1	9850000±40000	174000±9000	470000±10000	950000±20000
μ	27710±3	25200±40	25740±20	25850±10
σ	697±3	720±40	700±20	700±10
N2	101000±4000	800±100	2500±200	7000±400
τ	6200±60	11100±600	10800±300	9500±200

表 4.2.1: 各測定における ^{40}K ピークに対しての Fit 結果

4.3 シールド評価

4.3.1 鉛シールド有り/無しデータの比較

まず鉛シールドを検出器の周囲に 10cm 設置した測定データとシールドを設置せず測定したデータの比較を行う。図 (4.3.1) にエネルギー較生後の各結果を重ね書きしたものを示す。赤線がシールド無しデータでピンク線が鉛 10cm データを表している。

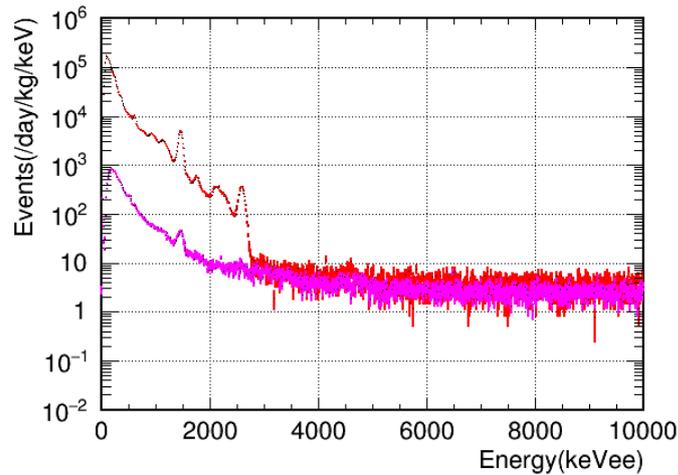


図 4.3.1: 鉛シールド有り/無しデータの比較

図 (4.3.1) よりそれぞれのデータを比較すると約 0 ~ 3000keVee までの領域で Event 数に大きく差が生まれていることが確認できる。それぞれのスペクトラムの構造に注目するとシールド無しデータでは ^{208}Tl や ^{214}Bi などに代表される環境中の各放射性物質由来の全吸収ピークが複数観測できる。対して鉛 10cm データでは観測できる全吸収ピークは ^{40}K のものだけとなっている。3000keVee 以上のエネルギーを持った γ 線を放出する放射性物質は環境中にほとんど存在せず、それ以上の領域では宇宙線である μ などの高いエネルギーをもった放射線が支配的となる。また高いエネルギーを持った μ などは鉛で遮蔽することが難しい。これらのことから鉛によって環境中の各放射性物質由来の放射線が低減できていることが分かる。各 Rate を計算するとシールド無しデータが $163.52 \pm 0.05\text{Hz}$ 、鉛 10cm データが $1.759 \pm 0.003\text{Hz}$ と算出され、鉛を 10cm シールドとして用いることで約 1/100 程度まで減少していた。数百 keVee の領域と数千 keVee の領域を比較すると数百 keVee の領域の放射線量の方が減少する割合が大きく、図 (4.1.6) でも示したように低エネルギー領域の放射線の方が鉛のシールドによって遮蔽されやすいことが分かる。

4.3.2 鉛シールドの厚みを変えたデータの比較

鉛シールドを検出器の周囲に 10cm 設置した測定データと 20cm 設置した測定データを比較する。図 (4.1.6) より鉛中における γ 線の透過率は鉛の厚さに対してある程度の線形性を持って減衰するため鉛 10cm データと鉛 20cm データでもイベント数やスペクトラムの構造が異なることが予想できる。図 (4.3.2) にエネルギー較正後の各結果を重ね書きしたものを示す。ピンク線が鉛 10cm データで青線が鉛 20cm データを表している。

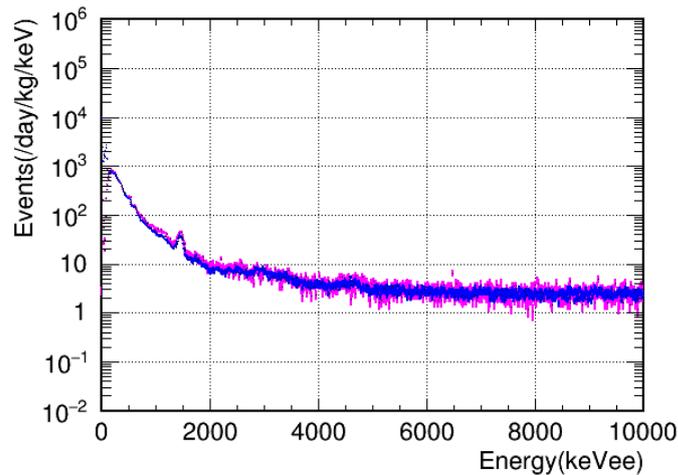


図 4.3.2: シールドの厚みを変えた結果の比較

図 (4.3.2) よりそれぞれのデータを比較すると Event 数に大きな差が生まれている領域を確認することができず、ほとんどスペクトルの構造的に一致しているように見える。鉛 20cm データの Rate を計算すると $1.714 \pm 0.002 \text{ Hz}$ と算出され Rate でも鉛 10cm とシールド無しの測定データほどの大きな差はみられなかった。このことから 20cm の鉛シールドによって外部由来の環境放射線は遮蔽することができており、その影響で外部からの環境放射線に比べシールド起因や検出器起因の内部放射線が多く検出されていることが分かる。そのためこれ以上の厚みをもたせた鉛シールドによる外部放射線の低減能力を評価するためには NaI 検出器やシールドによる内部放射線を理解し低減する必要がある。

4.3.3 銅シールド有り/無しデータの比較

鉛シールドを検出器の周囲に 20cm 設置した測定データと鉛シールド 20cm の中に銅シールド 1cm を設置した測定データを比較する。図 (4.3.3) にエネルギー較正後の各結果を重ね書きしたものを示し、図 (4.3.4) に 0 ~ 1000keVee の領域の拡大図を示す。青線が鉛 20cm データで水色線が鉛 20cm+銅 1cm データを示している。

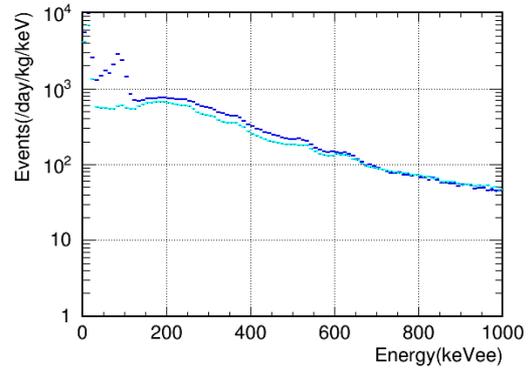
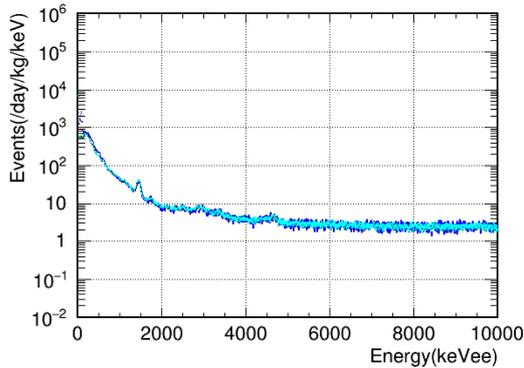


図 4.3.3: 銅シールド有り/無しデータの比較 図 4.3.4: 銅シールド有り/無しデータの比較
拡大図

図 (4.3.3) よりそれぞれのデータを比較すると、Event 数に大きな差が生まれている領域を確認することができずほとんど一致しているように見える。図 (4.3.4) を見ると数百 keV 以下の領域で差が生まれていることが観測できる。鉛 20cm+銅 1cm データの Rate は $1.376 \pm 0.002 \text{ Hz}$ と算出された。4.1 節で述べた様に鉛起因の放射線としては鉛内に含まれる U/Th 系列内の放射性核種から放出される放射線が考えられる。図 (4.3.4) で観測できる差はこれらの放射線が設置した銅シールドによって遮蔽され生まれていると考えられ、低エネルギーの放射線の方が低減されやすいためこの差が生まれていると考えられる。このことから測定で用いた鉛から放射線が放出されていることが分かり、かつ銅シールドによってその放射線を遮蔽できることが分かった。また鉛シールドからの放射線としては鉛表面に放射性核種が付着し、それらが崩壊することにより放出される放射線なども考えられる。しかし図 (4.3.3) より 1000keV 以上の領域では差が見られない。銅シールドは 1000keV 以上の放射線も遮蔽することが可能であるため、1000keV 以上の領域でスペクトラムを構成している成分は銅シールド内部にある検出器内部由来のものと考えられる。

4.3.4 ^{40}K 検出量の算出

NaI 検出器の場合、一般的に NaI シンチレータや PMT に放射線不純物が含有されていることが知られており、含有されている主な放射線不純物は U/Th 系列や ^{40}K である。各測定データでも ^{40}K のピークを観測することができる。この ^{40}K のピークに対して Fit を行うことで ^{40}K の検出量を定量化することでシールドの効果や内部起因の放射線を考察する。Fit には式 (4.2.1) を用いた。Fit を行ったものを図 (4.3.5)、図 (4.3.6)、図 (4.3.7) 図 (4.3.4) に示す。また Fit によって算出した ^{40}K の検出量を表 (4.3.1) に示す。誤差はイベント数の平方根でつけた。各測定の比は上の測定条件に対する下の条件の割合を示している。

第 4. シールドを設置した状態での NAI 検出器を用いた放射線測定

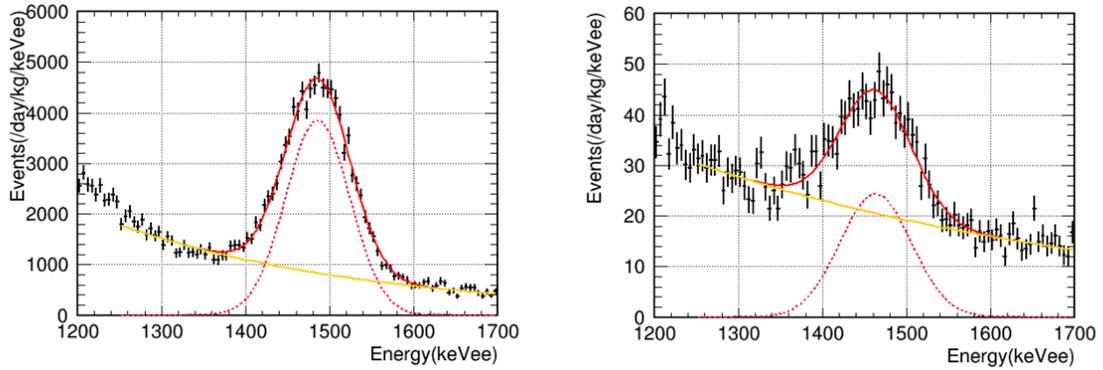


図 4.3.5: シールド無しデータ K40 ピークに対する Fit 図 4.3.6: 鉛 10cm データ K40 ピークに対する Fit

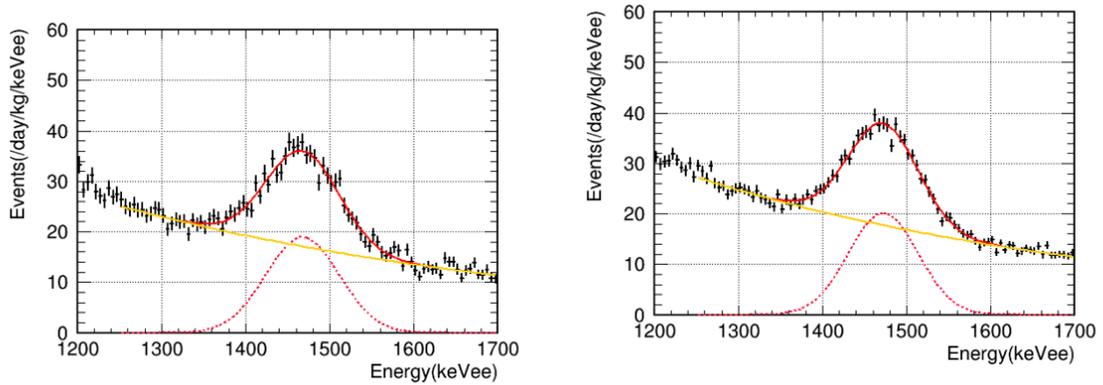


図 4.3.7: 鉛 20cm データ K40 ピークに対する Fit 図 4.3.8: 鉛 20cm+銅 1cm データ K40 ピークに対する Fit

測定条件	Rate[mBq]	各測定の比 [%]
シールド無し	1617±5	
鉛 10cm	11.4±0.3	0.71±0.02
鉛 20cm	9.4±0.1	82.5±2.3
鉛 20cm+銅 1cm	9.3±0.1	98.9±1.5

表 4.3.1: 各測定における ^{40}K 検出量

検出量の算出結果よりシールド無しデータに比べ鉛 10cm データでは ^{40}K は 0.7%程度まで減少していることが分かる。また鉛 20cm データと鉛 20cm+銅 1cm データを比較すると誤差の範囲で検出量は一致しており、検出器内部由来の ^{40}K が今回の測定では $9.3 \pm 0.1 \text{ mBq}$ 検出できたことが分かった。この ^{40}K は主に検出器中の PMT に含有されている。ここで PMT 内の ^{40}K が点線源であると考えた場合、NaI シンチレータに対する立体角 Ω は式 (4.3.1) で表される。

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.3.1)$$

a: NaI シンチレータの半径

d: NaI シンチレータまでの距離

NaI シンチレータまでの距離を 5cm と仮定し、今回用いたシンチレータの半径が 2.54cm であることや ^{40}K から等方的に γ 線が放出されることを考慮すると、式 (4.3.1) よりシンチレータ内に入射する γ 線の割合は全体の 5%程度であると算出される。また 1461keV の γ 線が NaI シンチレータに入射した際、図 (3.3.2[8]) から分かるように全吸収とコンプトン散乱を同程度の割合で起こす。そのため先程算出した ^{40}K の検出量から PMT 内の ^{40}K の含有量を算出すると 300 ~ 400[mBq] 程度となる。PMT の種類によって ^{40}K の含有量は異なる場合があるが、他実験での PMT 内の ^{40}K の含有量は概ね数百 mBq 程度であることが知られており、算出された結果は矛盾していない。次章では ^{40}K 以外の検出器内部の放射線不純物の算出を行う。

第5章 NaI検出器中の放射線不純物

鉛シールドや銅シールドを設置した状態で NaI シンチレータを用いて放射線測定を行うことで NaI 検出器内部からと考えられる放射線成分や鉛起因と考えられる放射線を観測した。本章では NaI シンチレータ内部の各放射線不純物の含有量の算出や種類の同定について述べる。

5.1 事象選択

一般的に NaI シンチレータ中には U/Th 系列などが含有されていることが知られている。図 (3.1.2) と図 (3.1.3) から分かるように U 系列と Th 系列では α 崩壊を起こし α 線を放出する。 α 線は高いエネルギーをもった ${}^4\text{He}$ の原子核であり、物質と相互作用を起こしやすく透過力が極めて弱いため、NaI シンチレータで検出される α 線は環境中からくるものではなく、主にシンチレータ内部の U/Th 系列の放射性核種由来であることが考えられる。そのため本節では観測された全事象に対して波形弁別 (PSD) と遅延同時計測法 (Delayed Coincidence) を用いて α 線事象の抽出を行い NaI シンチレータ内における U/Th 系列の含有量の算出を行う。

5.1.1 PSD

PSD は 2.2.2 項で述べたようにシンチレータに入射する粒子の種類によって Fast 成分と Slow 成分の割合が異なることを利用する。図 (5.1.1)、図 (5.1.2)、図 (5.1.3)、図 (5.1.4) に各測定結果の横軸 Energy[keVee]、縦軸 Slow/Total にとった PSD 分布を示す。

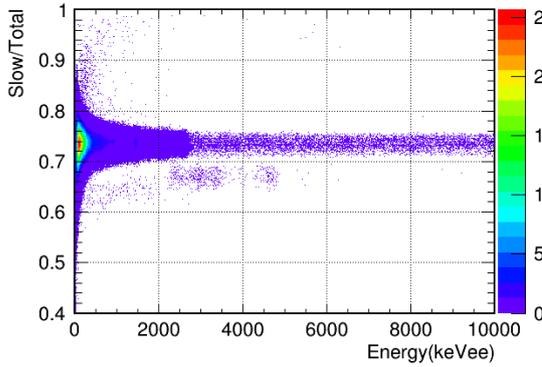


図 5.1.1: シールド無しデータにおける PSD 分布

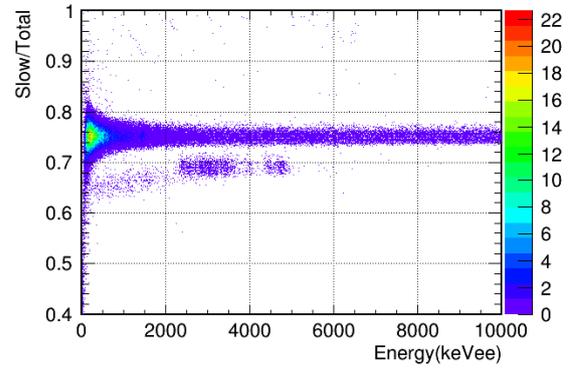


図 5.1.2: 鉛 10cm データにおける PSD 分布

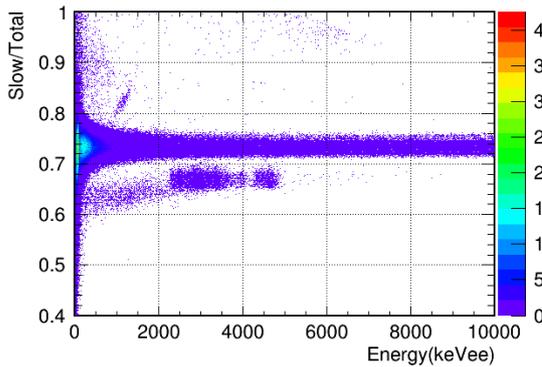


図 5.1.3: 鉛 20cm データにおける PSD 分布

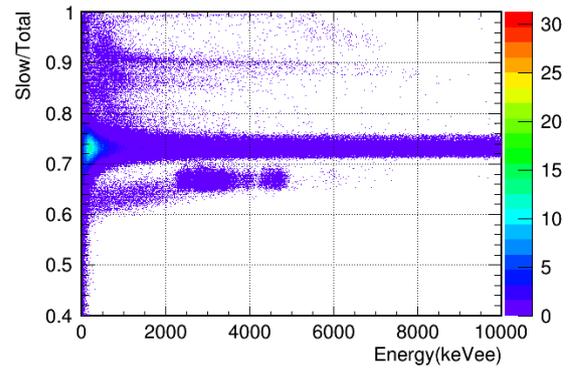


図 5.1.4: 鉛 20cm+銅 1cm データにおける PSD 分布

各測定データで Slow/Total が 0.75 付近と 0.68 付近に 2 本のバンドを確認することが出来る。NaI シンチレータが発光する際、 γ 線の方が α 線に比べて Slow 成分が多くなることが確認されている。そのため本研究では α 事象領域をシールド無しデータ、鉛 20cm データ、鉛 20cm+銅 1cm データでは $0.58 < \text{Slow/Total} < 0.7$ 、鉛 10cm データでは $0.6 < \text{Slow/Total} < 0.72$ と定義した。また数百 keVee 以上の領域では γ イベントが α 事象領域に染み出して来る確率は低く、基本的に α イベントと考えられる。 α イベントは検出器の部材中に U/Th 系列が含まれている場合や空気中に存在する ^{222}Rn や ^{220}Rn が何らかの形で検出器中に混入することにより放出されることが考えられる。後者の ^{222}Rn や ^{220}Rn は半減期が約 3.8 日と約 56 秒と短いため数日経過すれば影響はほとんど無視することが出来る。今回使用した NaI 検出器中は作成してから測定まで半年以上経過しており ^{222}Rn や ^{220}Rn の影響はほとんど無

視することが出来る。したがって各測定の α イベントは NaI シンチレータに含有されている U/Th 系列である可能性が高い。[14] これらのことを踏まえて各測定データに対して PSD 分布によって定義した α 事象領域で PSDCut を行い α イベントを抽出した。

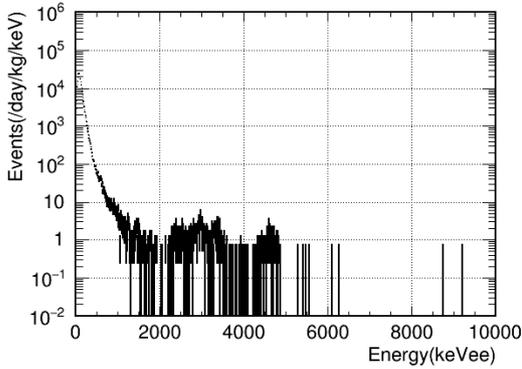


図 5.1.5: PSDCut 後のシールド無しデータ

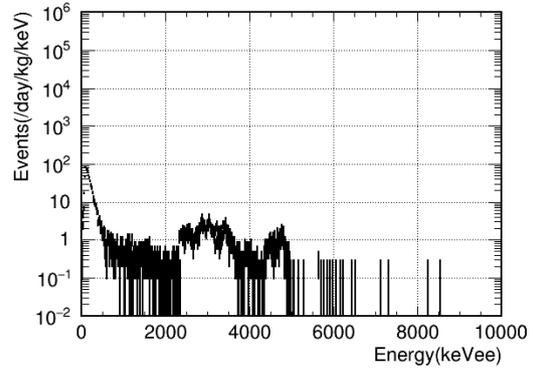


図 5.1.6: PSDCut 後の鉛 10cm データ

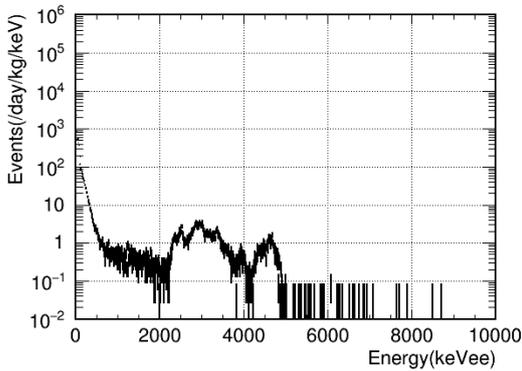


図 5.1.7: PSDCut 後の鉛 20cm データ

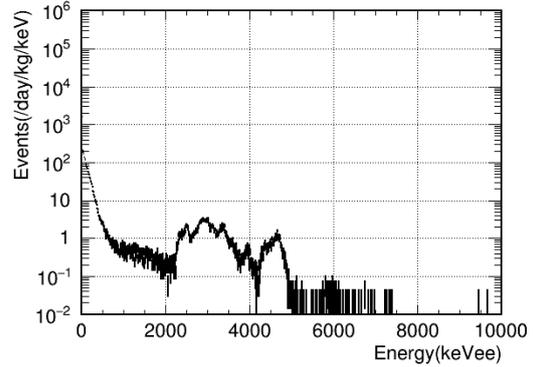


図 5.1.8: PSDCut 後の鉛 20cm+銅 1cm データ

PSDCut 後の各結果から 2000keVee ~ 5000keVee の間に複数のピークを確認することが出来る。これらは NaI シンチレータ内部に存在する U/Th 系列内の放射性核種由来の α 線によるピークと考えられる。PSDCut 後の各測定データの比較を図 (5.1.9) に示し、その 1000keVee ~ 6000keVee までを拡大したものを図 (5.1.10) に示す。PSDCut 後の各測定データを比較するとピーク部分では全ての測定データでピーク位置やイベント数が一致していることが分かる。このことから検出されている α 線事象が NaI シンチレータ内部由来のものであることが確認できる。

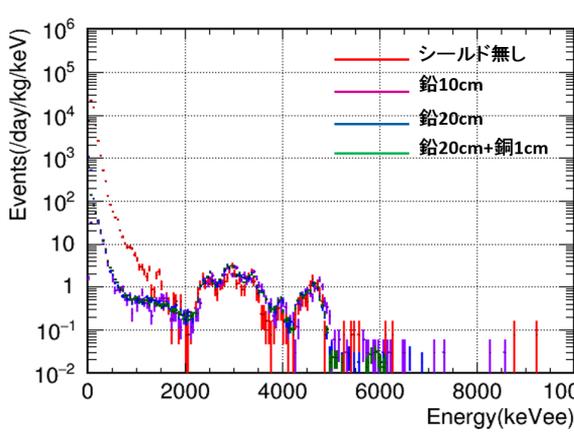


図 5.1.9: PSDCut 後の測定データ比較

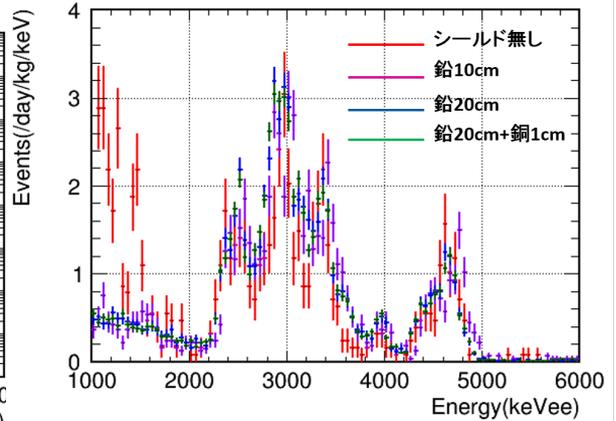


図 5.1.10: PSDCut 後の各測定データ比較拡大図

ここで NaI 検出器を用いた測定を行っている PICO-LON の測定結果 (図 (5.1.12))[15] と最も環境放射線や鉛由来の放射線の影響が少ないと考えられる鉛 20cm+銅 1cm データの 1000keVee ~ 6000keVee までを拡大したものを図 (5.1.1) に示す。PICO-LON の結果も α イベントに着目したものとなっている。

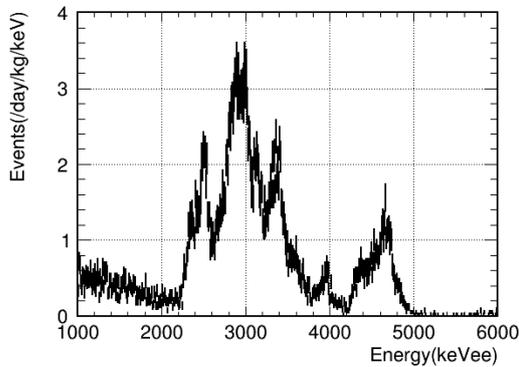


図 5.1.11: PSDCut 後の鉛 20cm+銅 1cm データ拡大図

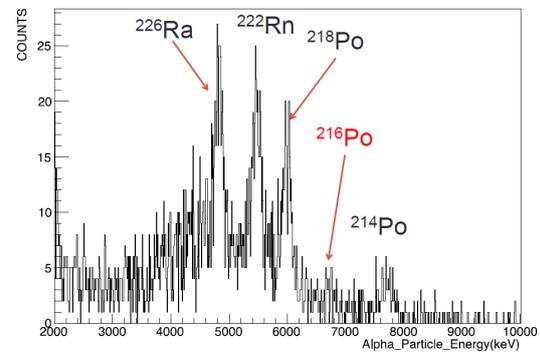


図 5.1.12: PICO-LON 測定結果 [12]

それぞれの測定結果を比較するとピーク間の構造などが似通っておりどちらの結果も α イベントに着目していることから同じ放射性核種由来の α イベントであると予想できる。ここで各測定の単位に用いている keVee は光量の単位を表しており、keV electron equivalent の略である。これは 1keV のエネルギーを持つ電子が検出器中で全エネルギーを落とした際の光量を表している。そのため観測された α イベントが何の放射性核種由来かを特定するた

めには横軸の単位を図 (5.1.12) と同様の α 線を基準とした Energy に較正する必要がある。そのためには NaI 検出器の消光因子を考慮する必要がある。本論文では 4.2 節で消光因子について述べる。

5.1.2 Delayed Coincidence

Delayed Coincidence は観測された事象間の発生する時間差を利用して特定の事象を抽出する手法である。図 (5.1.13) に示したように U 系列内の ^{214}Po は他の放射性核種と比べ半減期が $164.3\mu\text{s}$ と極めて短い。そのため ^{214}Bi の β 崩壊による β 線の直後に ^{214}Po 由来の α 線が観測される。この事象間の時間間隔の短さを利用し ^{214}Po 由来の α 線事象を抽出することで検出器内に U 系列の放射性各種が含有されていることを示すことができる。今回の測定では FADC でイベントごとの時刻を記録しているためイベント間の時間間隔でカットすることが可能となる。

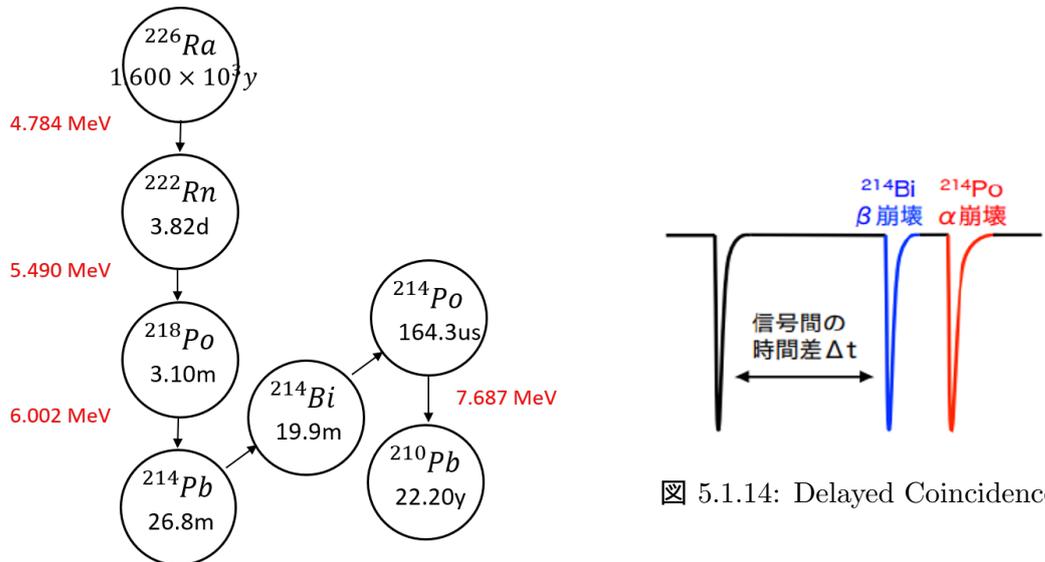


図 5.1.13: U 系列の一部

今回は Delayed Coincidence で用いる事象間の時間差 Δt で $<1\text{ms}$ を要求した。以下、Delayed Coincidence による Cut を Bi-PoCut と記す。鉛 20cm+銅 1cm データに対して PSD Cut と Bi-Po Cut をかけ重ねがいたものを図 (5.1.15) に示す。

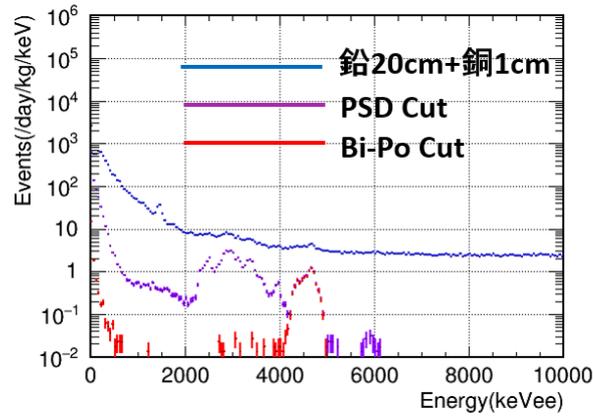


図 5.1.15: 鉛 20cm+銅 1cm データの Cut 比較

各測定データで Cut 前後を比較すると Bi-Po Cut をかけることによって PSDCut で抽出された α イベントの中から 4000keVee ~ 5000keVee の範囲に一つのピークが抽出されているのが観測できる。このピークは ^{214}Po 由来の α 成分であると考えられる。このことから NaI シンチレータ中に U 系列核種が存在し、その α 崩壊による信号が NaI 検出器で検出されていることが確認できた。また図 (5.1.1) と図 (5.1.12) を比較した際にも 4000keVee ~ 5000keVee に存在するピークが ^{214}Po 由来のピークであると予想でき、このこととも整合性がとれている。次に ^{214}Po の Rate を算出する。算出する際 Δt の Cut Efficiency を考慮した。信号間の時間差 Δt が半減期よりも短いイベントを抽出した場合の Cut Efficiency は式 (3.1.1) より式 (5.1.1) で表される。

$$\int_0^T f(t)dt = 1 - \lambda e^{-\lambda T} \quad (5.1.1)$$

T:経過時間

λ :壊変定数

式 (5.1.1) より今回カットに用いた 1ms を T に代入すると 0.985 と算出できる。このことを考慮し、鉛 20cm+銅 1cm データにおける ^{214}Po 由来の α 線の Rate を算出した。Rate は 1.89 ± 0.04 [mBq] と算出できた。誤差はイベント数の平方根でつけた。

5.2 NaI 検出器の消光因子

NaI シンチレータの光量は NaI 中を通過する荷電粒子の電離損失やエネルギーに依存する。荷電粒子は重い粒子であるほど単位長さあたりのエネルギー損失が大きくなる。 α 線は電子に比べて重くエネルギー損失が大きくなるため、シンチレーション光の振る舞いは電子の場合と異なる。この振る舞いは式 (5.2.1) の Birks' Law によって理解されている。[14][12]

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (5.2.1)$$

$\frac{dL}{dx}$: 単位長さあたりの発光量

$\frac{dE}{dx}$: 単位長さあたりのエネルギー損失

S: シンチレーション効率

kB: Birks factor (実験により求められる定数)

また式 (5.2.1) を積分することによって全発光量を求めることができる。反跳後の粒子の Energy を E とすると全発光量は式 (5.2.2) で表される。

$$L(E) = \int_0^E \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (5.2.2)$$

式 (5.2.2) より dE/dx が小さくなるほど発光量が増加する。そのため同じエネルギーを持った陽子と電子では電子の方が発光量が多くなる。ここで陽子の発光量 $L_p(E)$ と電子の発光量 $L_e(E)$ の比 Q は quenching factor と呼ばれ式 (5.2.3) で表される。

$$Q = \frac{L_p(E)}{L_e(E)} \quad (5.2.3)$$

この quenching factor は様々なシンチレータでの測定、理解が行われている。NaI シンチレータの quenching factor に関しても DAMA や PICO-LON など多くの実験で測定が行われている。DAMA の測定結果より求められた quenching factor を図 (5.2.1) に示す。図 (5.2.1) の黒の実線は Birks factor: kB を $1.25 \times 10^{-3} \text{g/MeV}$ として結果に対して Fit したものを示しており、赤い部分は Fit 結果の不確定性のある領域を表している。図 (5.2.1) より図 (5.1.12) で示されている U/Th 系列の α 線のエネルギー領域では、 α 線を基準としたエネルギーと電子を基準としたエネルギーはほぼ線形であると考えられる。そのため本研究では Bi-PoCut によって特定した ^{214}Po のイベントと、 α 線のピークで 2500keVee 付近のものを ^{226}Ra と考え、その間が線形であるとし測定データを α 線を基準としたエネルギーに較正した。

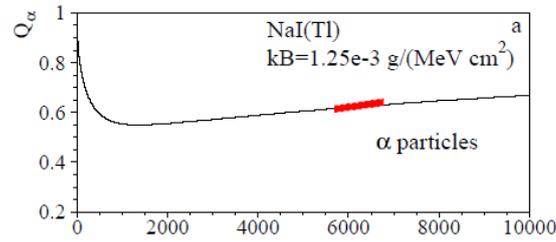
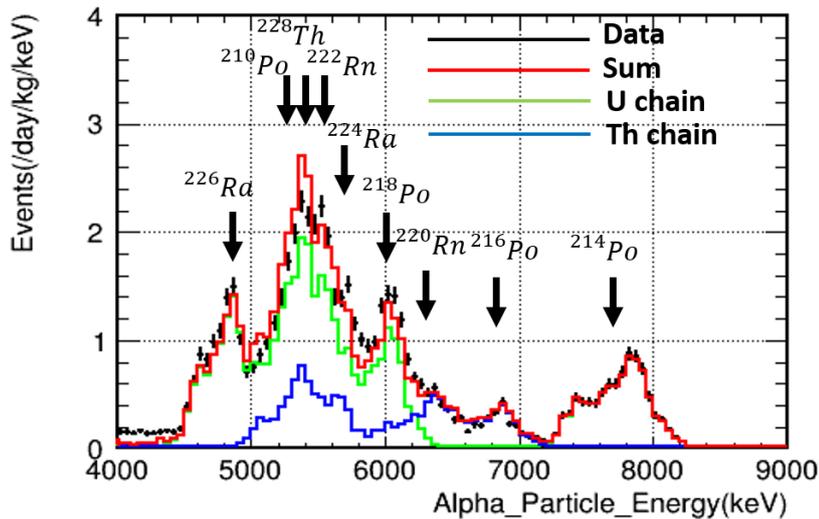


図 5.2.1: NaI の quenching factor

5.3 NaI シンチレータ中の放射線不純物の含有量

NaI シンチレータ中の放射線不純物の含有量は、U/Th 系列内の α 線によるピークを足し合わせたものを測定データと比較し算出する。U 系列や Th 系列は親核種である ^{238}U や ^{232}Th などの半減期が長く放射平衡が成り立つと考えられるため検出器内での系列内の核種からの放射線量は同量程度になると考えられる。このことを踏まえて Bi-Po Cut によって特定した ^{214}Po 事象の Energy 値、ピークの形、含有量を基準とした。U 系列内の他の放射性核種は ^{214}Po のピークを基準に Energy 値に応じてスケールし、それぞれのピークを作成した。Th 系列は ^{216}Po が 4000keV 付近に観測できており、ピークから含有量が ^{214}Po の 0.4 倍程度と算出できるため ^{216}Po を基準として放射性核種を再現した。それぞれの作成したピークと測定データを重ねがいたものを図 (5.3) に示す。また作成した各放射性各種のエネルギーをまとめたものを表 (5.3.1) と表 (5.3.2) に示し、算出した各放射線不純物の含有量を表 (5.3.3) に示す。



放射性核種	Energy[keV]
^{226}Ra	4784
^{210}Po	5304
^{222}Rn	5490
^{218}Po	6003
^{214}Po	7687

表 5.3.1: U 系列内における放射性核種のエネルギー

放射性核種	Energy[keV]
^{228}Th	5423
^{224}Ra	5685
^{220}Rn	6288
^{216}Po	6779

表 5.3.2: Th 系列内における放射性核種のエネルギー

放射性物質	Rate[mBq]
U 系列	1.84 ± 0.04
Th 系列	0.76 ± 0.03

表 5.3.3: NaI 検出器中の各放射性核種含有量

図 (5.3) では緑が U 系列、青が Th 系列の放射性核種のピークを作成したものを表しており、赤がそれらを足し合わせたものを示している。また矢印で U/Th 系列内の作成した放射性核種のエネルギーを示している。それぞれ作成した放射性核種の種類は壊変の割合などを考慮し決定しており、割合が少ないものは作成していない。図 (5.3) をみると観測されているピークのほとんどは U 系列の放射性核種由来であることが分かる。また 5400keV 付近のピークは一つの放射性核種由来で構成されているわけではなく、 ^{210}Po と ^{222}Rn の二つが支配的にこのピークを構成していることが分かる。Th 系列では ^{216}Po 以外にも ^{220}Rn もピークが観測できている。作成したピークの足し合わせと測定データを比較すると概ねデータを説明できている。また各放射性核種のピークは U 系列では ^{226}Ra 、Th 系列では ^{228}Th より下流のものを作成した。このことから本研究で用いた NaI シンチレータ内には ^{226}Ra と ^{228}Th が含有されており、それらが崩壊することにより α 線が放出されていると考えられる。それぞれのピークは ^{214}Po の量を基準として系列内で同量であることを仮定して足し合わせを行っているため、U/Th 系列内で放射平衡が成り立つという仮定と矛盾しない。また Th 系列の含有量は U 系列よりも少なく 40%程度であることが分かった。また図 (5.3) と図 (5.1.12) を比較すると本実験で使用した NaI シンチレータの分解能は PICO-LON のものよ

り悪く、その影響で各ピークが重なって検出されてしまっていることが分かる。このことから、測定によってより詳細に NaI シンチレータに含有されている放射線不純物を理解するためにはより分解能の優れたシンチレータで測定を行う必要がある。

第6章 まとめ・今後の展望

暗黒物質探索実験では外部からの環境 γ 線に対してシールド等で遮蔽を行っており、シールド内の環境を適切に測定することが重要となる。NaI 検出器等を用いて様々な環境で簡易的な測定を行うことで必要なシールド量や実験感度の評価を行うことが可能となる。またこれらの評価を行うためには使用するシールドや検出器内部の背景事象の理解が不可欠となる。以上のことから本研究では NaI シンチレータの周囲にシールドを設置し放射線測定を行った。鉛シールド有りのデータと無しのデータを比較することにより鉛 10cm で環境放射線を約 1/100 低減できることを確認した。また鉛 10cm データと鉛 20cm データを比較することにより鉛 20cm で低減される環境放射線以上に NaI 検出器中の放射線不純物や鉛由来の放射線が検出されていることが分かった。このことから、より厚い鉛シールドの遮蔽能力の検証には検出器内や鉛由来の放射線を理解しそれらの量を低減する必要がある。鉛 20cm データと鉛 20cm+銅 1cm データを比較することにより鉛由来の放射線が観測された。また鉛由来の放射線に関して鉛シールド内に銅シールドを設置することにより低減可能であることが確認できた。鉛由来の放射線量や銅シールドの遮蔽能力の検証を行うためには、銅シールドの厚みを変更しての測定や Simulation による検証が必要となる。鉛 20cm+銅 1cm データから ^{40}K の検出量を算出した。算出結果から PMT の含有量に換算すると一般的な PMT に含有されている ^{40}K の量と比べ矛盾しない結果が得られた。NaI シンチレータ内部の放射線不純物の含有量は PSD や Bi-Po Cut によって事象選択を行うことで確認した。その結果、NaI シンチレータ中に原子放射性核種である ^{40}K や U 系列、Th 系列内の放射線不純物が含有されていることが確認でき、その含有量を算出した。以上のことから NaI 検出器を用いた測定において、環境 γ 線、鉛からの γ 線、検出器内部の PMT や NaI シンチレータ内部からの放射線を観測し理解することが出来たと考えられる。

今後の展望としては、暗黒物質直接探索実験ではシールドや検出器内部由来の背景事象の詳細な理解が必要となるため、Simulation などを用いて検出器内部やシールド由来の放射線を再現し検証していく必要がある。

謝辞

まず本研究を行う環境や機会を与えて下さった寄田浩平教授に心から感謝を申し上げます。寄田教授には研究に関することだけでなく、物事に対する姿勢や考え方などこれから生きていく上で大切なことを数多く教えて頂きました。また体調のことや研究で行き詰まった際には話し合いの場を設けて頂き親身に相談に乗って頂きました。田中雅士准教授には研究に関する知識や進め方、安全面についてなど研究を進めていく上で多くの助言を頂きました。招聘研究員の蛸名幸二氏には研究室のシステム関連の知識を教えて頂いただけでなく、いつも気さくに話しかけて下さることで研究室の雰囲気をややかなものにして頂きました。秘書の坂本さんには事務手続き等でお世話になり、健康状態に関しても気にかけて頂きました。

また同じ ANKOK グループのメンバーや同期にも感謝を申し上げます。研究員である鷲見貴生氏には物理に関する幅広い知識を教えて頂きました。博士2年の木村真人氏には Simulation や測定に関することを教えていただきました。お二人は学部4年のころから質問の多かった自分に対していつも真摯に答えて下さりました。同期の下釜佳大君や奥村健人君は研究だけでなく、様々な話を日々することができ研究を行う上での活力になりました。また後輩で修士1年の青山一天君、武田知将君、学部4年の小津龍吉君、本田侑己君、諸星博之君は非常に優秀で、懸命に研究に取り組んでる姿にも触発されました。

研究室での3年間は非常に内容が濃くこれから社会に出て行く上で非常に大きな財産となると思います。学んだことをよく心に刻みこれから頑張っていこうと思います。最後に大学時代から精神面や生活面、金銭面で支えてくれた家族に感謝致します。

参考文献

- [1] Begeman, K. G., Broeils, A. H., and Sanders, R. H., "Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (ISSN 0035-8711), vol. 249, 1991, p. 523, ,1991
- [2] P. Cushman et al., "Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection", arXiv:1310.8327v2,2013
- [3] 竹村 祐輝,"ANKOK 実験における内部放射線背景事象の理解と低減", 修士論文 (2017 年度, 早稲田大学)
- [4] E. Aprile et al.,"Noble Gas Detector"(2006)
- [5] 鷲見 貴生,"ANKOK 実験における大光量プロトタイプ検出器の開発と性能評価", 修士論文 (2014 年度, 早稲田大学)
- [6] 東京大学宇宙線研究所,"宇宙線とは",<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/about/cosmicray.html>
- [7] 日本アイソトープ協会,"アイソトープ手帳 11"
- [8] 小林 正明,"シンチレータを用いる放射線計測", こだま出版,2017
- [9] 応用光研工業株式会社,"各種シンチレータ特性表",
<http://www.oken.co.jp/weboken/Phosphorsjp.htm>,2006
- [10] 浜松ホトニクス, "光電子増倍管 (PMT) の原理 ",
<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/technology/innovation/photocathode/index.html>,2017
- [11] 浜松ホトニクス,<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/R329-02/index.html>
- [12] 飯島 耕太郎"ANKOK のための環境 γ 線測定と理解", 卒業論文 (2016 年度, 早稲田大学)
- [13] ATOMICA,"放射線防護上の遮蔽",<http://www.rist.or.jp/atomica/data/pict/09/09041003/02.gif>
- [14] 鈴木 優人,"神岡地下実験室における液体シンチレータを用いた環境中性子測定" 修士論文 (2016 年度, 早稲田大学)
- [15] 伏見 賢一,"PICO-LON の課題", 極低放射能技術研究会,2015

- [16] V.I. Tetyak et al., "Semi-empirical calculation of quenching factors for ions scintillators", arXiv:0911.3041v1, 2009

学籍番号: 5317A001-5

研究活動の不正行為 定義確認書

2019年 2月 10日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長 殿

早稲田大学大学院先進理工学研究科

物理学及応用物理学 専攻 2年

本人氏名 飯島 耕太郎

(自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為または不正行為と疑われる行為を一切行っていないことを誓約します。
なお、当該行為を行なうと、厳重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。

研究倫理教育受講確認書

2019年 2月 10日

本人氏名 飯島 耕太郎 (印)

私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

<input checked="" type="radio"/>	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講
<input type="radio"/>	専攻設置科目の受講 科目名 ()
<input type="radio"/>	その他 () ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※受講証明を添付すること。

研究活動の不正行為（捏造、改ざん、盗用、剽窃）について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

- ◆既存の文書・資料や自ら取得したデータ等に関し、「捏造・改ざん」は絶対に行ってははいけません。これらの行為は、社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※捏造：事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

※改ざん：文書やデータ等の全部あるいは一部を、故意に本来のものでない内容・形式・時期等に変更すること。悪意の有無は問わない。

- ◆学問の体系に新たな知見を加えるとき、その信頼性は命です。学術研究でも、そのための対応が求められます。そこでは上記に加え、資料・データ等の適切な利用と管理、情報取得に当たってのインフォームドコンセントの適用、取得した個人情報の保護等に配慮しなければなりません。他人の著作物（書籍や論文などに加え、講演での発言やインターネットに掲載された文章・図表・データ等も含む）を活用する場合には、「盗用・剽窃」に十分配慮してください。盗用・剽窃は、著作権法で禁止された行為です。社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※盗用・剽窃：引用元を適切に記載せずに、他人の文章、結果、意見、アイデア、理論、学説などを自分のものとして発表すること。

- ◆学問の発展は独創性・独自性が基盤です。初めにそれを公表した人のオリジナリティを尊重し、敬意を払うことは学問の府に身を置く者の当然の責務です。学術論文においても、自分の考えと他人の意見を明確に区別し、表現しなければなりません。このためには、適切な「引用」が重要です。学術論文では、他人の意見・アイデア・理論などを参照・参考にした箇所ごとに番号を付け、巻末や脚注で、その出所を明らかにすることが一般的です。学会等によって、その記載順序が若干異なりますが、以下を標準にします。

- ・論文・総説：著者、題名、掲載誌名、巻号、ページ、発表年（月）等
 - ・国際会議・シンポジウム・口頭発表：著者、題目、シンポジウム等の名称、場所、年月、巻号、ページ、出版元、出版年等
 - ・著書：題目、著者、ページ、出版元、出版年等
- インターネットのからの引用では、以下の通りとします。
- ・著者、タイトル、URL、検索日

- ◆プレゼンテーション用のパワーポイントでは、上記の引用方法を簡略化して用いることを認めます。簡略化の原則は確認・参照の容易性です。例えば、論文からの引用では、著者、掲載誌名、発表年月のみの記載を認めます。著書や論文、インターネットなどの文章をそのまま記載する場合は、「」を付け、その文章を誰が公表しているかを明示するのが一般的です。