

# 修 士 学 位 論 文

到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験 NEWAGE における感度向上のためのバックグラウンドの理解及び低減の研究

2016 年 2 月 5 日

専攻名 物理学専攻  
学籍番号 141s117s  
氏名 橋本 隆

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

# 概要

銀河の運動や、CMB 観測から存在が予言されている暗黒物質は、未だに直接検出された例はなく、宇宙の謎のひとつである。これまでに従来型の直接探索実験として大質量検出器を用いた観測が多く行われてきたが、暗黒物質検出の根拠となる計数率の季節変動は数 % と小さいため、より確度の高い証拠を得られる別手法による検出が期待されている。NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は読み出しに  $\mu$ -PIC(micro Pixel Chamber) を使用した 3 次元ガス検出器  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber) を用いた、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。NEWAGE は方向に感度を持つ手法では世界最高感度を有している。しかし従来型の直接探索実験に及ばずさらなる感度向上が求められている。現在 NEWAGE の検出感度を制限しているのは暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド) であり、バックグラウンドの理解・低減は必須である。

本研究では、バックグラウンドを理解・低減する研究を行った。先行研究から現在 NEWAGE の検出感度を制限しているバックグラウンドは  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線であることが示唆された。そこで HPGe 検出器を用いて検出器各部分の U/Th 含有量を測定し、測定値を元にシミュレーションをすることで、主要なバックグラウンド源を発見した。

バックグラウンドの低減に関して、主要なバックグラウンド源を含む材料について、低バックグラウンドな新材料を発見し、低バックグラウンド検出器を開発した。また低バックグラウンド検出器が想定通りに低バックグラウンド化しているかの確認を行った。



# 目次

1	暗黒物質	1
1.1	暗黒物質の存在	1
1.1.1	銀河の回転曲線	2
1.1.2	重力レンズ効果	3
1.1.3	宇宙論パラメータ測定	4
1.2	暗黒物質の候補粒子	9
1.2.1	WIMP	9
1.2.2	アクシオン	11
1.3	WIMP 探索	12
1.3.1	直接探索実験	13
1.3.2	間接探索実験	13
1.3.3	加速器実験	17
2	暗黒物質直接探索手法	18
2.1	エネルギースペクトル	18
2.2	散乱断面積	21
2.2.1	Spin Independent(SI)	21
2.2.2	Spin Dependent(SD)	22
2.3	フォームファクタ	25
2.4	暗黒物質の信号	28
2.4.1	エネルギースペクトルの核種依存性	28
2.4.2	季節変動	30
2.4.3	到来方向の異方性	30
2.5	バックグラウンド	32
2.5.1	内部バックグラウンド	32
2.5.2	外部バックグラウンド	33
3	暗黒物質直接探索実験	36
3.1	従来型の探索実験	37
3.1.1	固体シンチレータ	39
3.1.2	液体希ガスシンチレータ	39
3.1.3	半導体検出器 (ボロメータ、CCD)	40
3.1.4	泡箱	41

3.2	方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験	41
3.2.1	ガス検出器	42
3.2.2	原子核乾板	44
3.2.3	カーボンナノチューブ (CNT)	44
4	NEWAGE	45
4.1	NEWAGE-0.3b'	45
4.2	データ取得 (DAQ)	49
4.3	事象選別	52
4.4	検出器性能	55
4.5	暗黒物質探索実験	57
5	バックグラウンドの理解	59
5.1	放射性不純物含有量測定	62
5.1.1	HPGe 検出器	63
5.1.2	測定試料	65
5.1.3	データ解析	66
5.1.4	U,Th 含有量測定結果	70
5.2	バックグラウンドの理解	72
5.2.1	シミュレーション	72
5.2.2	シミュレーション結果	75
6	バックグラウンドの低減	80
6.1	材料選定	80
6.2	低バックグラウンド検出器開発	81
6.3	動作確認	84
7	展望	86
8	結論	90
	付録	91
	付録 A U 系列上流の系統誤差	91
	参考文献	94
	謝辞	97

# 1 暗黒物質

暗黒物質 (Dark Matter) とは、様々な宇宙観測から存在が予言されている未知の物質である。光や X 線、赤外線などの電磁波で観測できないことから”暗黒”と形容される。最新の宇宙観測から、既知の物質は宇宙の構成要素のうちわずか 4.9% でしかなく、残りの 26.8% が暗黒物質、68.3% が暗黒エネルギーであると考えられている (図 1.1[1])。暗黒物質は素粒子標準理論の枠組みを越えた新理論における粒子であることが予想されるが、その正体は不明であり、現在世界各国で暗黒物質発見を目指した研究が進められている。

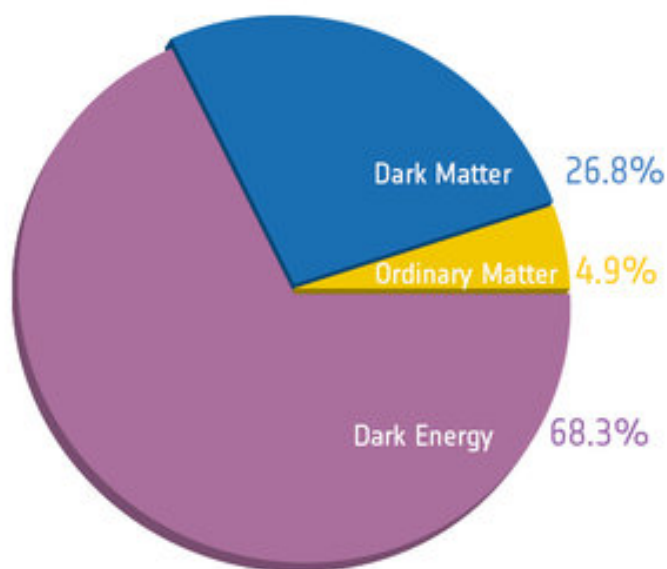


図 1.1 宇宙のエネルギー組成図。最新の宇宙観測から宇宙の 68.3% が暗黒エネルギー、26.8% が暗黒物質、4.9% が既知の物質とされている [1]。

## 1.1 暗黒物質の存在

暗黒物質は 1937 年にスイスの天文学者フリッツ・ツビッキーによって提唱された [2]。彼は銀河の運動速度を調べることにより、銀河の集まりである銀河団の総質量を見積もった。その結果は光って見えている銀河の数から予想される質量の 10 ~ 100 倍大きいものであった。この結果を受けて、彼はその質量差を埋めるために光で観測できない物質として暗黒物質を提案した。その後銀河や銀河団の観測が進むにつれ、暗黒物質の存在を示唆する様々な証拠が得られている。以下でそれらについていくつか紹介する。

### 1.1.1 銀河の回転曲線

暗黒物質の存在を示す代表的なものに、1970年代に報告された銀河の回転曲線問題がある。この問題は、星の分布から求められる質量より、銀河の回転曲線から予想される質量分布の方が大きいというものである。この問題を解決するために、暗黒物質が銀河スケールに渡って存在する必要がある。

銀河の回転速度はケプラーの法則に従い

$$\frac{v_c^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

と表される。ここで、 $v_c(r)$  は銀河の中心からの距離  $r$  における回転速度、 $M(r)$  は  $r$  より内側の質量である。銀河の回転速度は、21 cm 線で HI ガス、3.6 mm 線で CO ガスの輝線のドップラーシフトを観測することで求めることができる。銀河は円盤部分に対して中心部分が非常に明るいため、星は銀河中心に集中していると考えられる。もし、銀河が光る物質だけで構成されるとするならば、星の集まっている銀河中心部分の外側では  $M(r)$  はほぼ一定となり、(1.1) 式から円盤部分での速度分布  $v_c(r)$  は  $r^{-1/2}$  で減少していくはずである。

図 1.2 に NGC6503 銀河の回転曲線を示す [4]。NGC6503 銀河は中心から半径 2 kpc 内に星が多く集まっている。もし質量が銀河中心に集中しているなら、回転曲線は図中の破線のように半径の大きい所で遅くなるはずである。しかし、観測から得られた回転曲線は減少することなく図中の点のように一定の速度で分布している。このことから銀河ハローに光学的に観測することできない質量のある物質の存在が不可欠であり、暗黒物質存在の証拠となり得る。

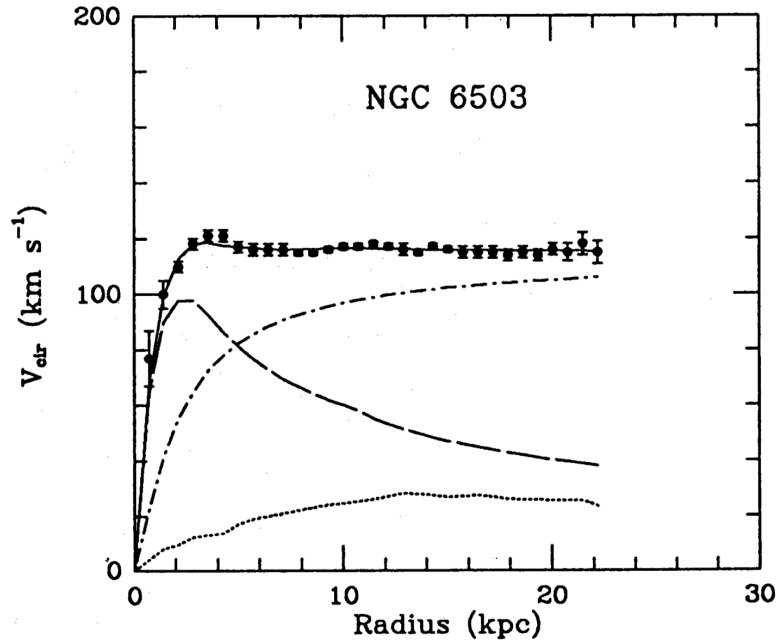


図 1.2 NGC6503 の回転曲線 [4]。縦軸が銀河の回転速度、横軸は銀河中心からの距離。誤差棒付きの点が観測点、破線と点線はそれぞれ観測される円盤部分とガスからの回転速度への寄与、一点鎖線は銀河ハローの見えない質量による寄与であり、実線はそれらの和を示す。

### 1.1.2 重力レンズ効果

重力レンズ効果とは、宇宙に存在する重力源の影響で光の経路が曲がることで、観測者からみると背景の銀河が複数見えたり歪んで見えたりする現象のことをいう。重力源がレンズのような役割をしているように考えられることからこのように呼ばれる。特に重力源が大きくなり背景の銀河が歪む程度の場合の重力レンズ効果のことを弱い重力レンズ効果と呼ぶ。弱い重力レンズ効果を用いて背景の銀河の歪みを統計的に調べることで、背景銀河と観測者の間にある重力源の分布を知ることができる。

弱い重力レンズ効果を用いて暗黒物質の質量空間分布を調べるために、ハッブル宇宙望遠鏡により銀河団「1E 0657-56」が観測された [5]。銀河団「1E 0657-56」は小さな銀河団と大きな銀河団が衝突したことで強い X 線を放つ銀河団であり、弾丸銀河団と呼ばれる。図 1.3 中の緑線は弾丸銀河団を弱い重力レンズ効果を用いて観測した暗黒物質の空間分布である。また銀河団「1E 0657-56」をマゼラン望遠鏡を用いた可視光での観測した結果が図 1.3 中左図、X 線天文衛星チャンドラを用いた X 線での観測結果が図 1.3 中右図である。その結果、X 線で観測された高温プラズマに対して反応率の低い暗黒物質が先行する分布が得られた。これは銀河団スケールでの暗黒物質が存在する証拠の一つである。

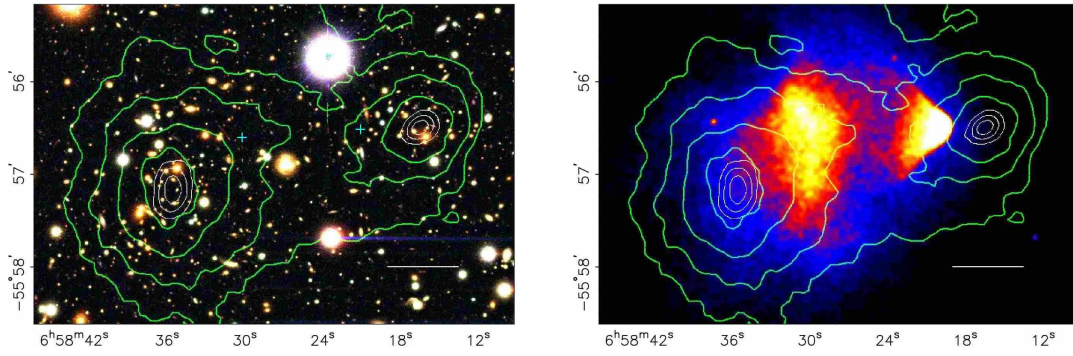


図 1.3 1E 0657-56 領域の観測結果 [5]。左図は可視光で、右図は X 線での観測結果。両図の緑線は弱い重力レンズ効果により見積もられた暗黒物質の質量分布。

### 1.1.3 宇宙論パラメータ測定

宇宙論とは宇宙全体を取り扱うことのできる理論のことである。現在の宇宙論における標準的なモデルとして  $\Lambda$ -CDM モデルがある。 $\Lambda$ -CDM モデルとは CDM (Cold Dark Matter) の存在を仮定し、宇宙項  $\Lambda$  を含んだビッグバン宇宙モデルである。 $\Lambda$ -CDM モデルでは、宇宙を占めるエネルギーはダークエネルギー、マター、放射から成り、エネルギー密度を臨界密度  $\rho_c \left( = \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G} \right)$  で割ることで無次元化された量によって議論を行う。これらは宇宙論パラメータと呼ばれ、それぞれ  $\Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_r$  とかく。放射におけるエネルギー密度  $\Omega_r$  のみは宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) 測定等から、 $\Omega_r h^2 = 2.37 \times 10^{-5}$  と求められている [6]。ここで  $h$  は  $100 [\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}]$  で規格・無次元化したハッブル定数である。また、宇宙初期 (赤方偏移  $z \sim 10^4$ ) での放射優勢から物質優勢に移り変わった後では  $\Omega_r$  は  $\Omega_m$  と比較して無視できるほど小さい。以後バリオンと暗黒物質を別々に考えるとき、マター  $\Omega_m$  はバリオン  $\Omega_b$  と暗黒物質  $\Omega_{DM}$  とに分けて表す。

ここで、宇宙論パラメータについて簡単に説明する。宇宙のサイズを表すスケールファクタ  $a$  を用いることにより

$$\left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (1.2)$$

とかける。ここで、 $H_0$  はハッブル定数、 $\Omega_k$  は宇宙の曲率を表すパラメータであり、(1.2) 式は規格化されたフリードマン方程式である。この微分方程式を解くことで、宇宙の収縮や膨張、宇宙は平坦であるのか否か、ビッグバン存在の有無といった宇宙発展の様子を求めることができ、宇宙発展の様子は宇宙論パラメータに依存していることがわかる。図 1.4 に宇宙論パラメータの観測結果を示し、 $\Omega_\Lambda, \Omega_m$  それぞれの値に対する宇宙発展の様子を記している。また  $\Omega_\Lambda, \Omega_m$  に対する制限は Ia 型超新星 (Type Ia Supernova : IaSN) 爆発のサーベ

イ観測 [7]、CMB 観測 [1]、バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation : BAO) 観測 [8] などからつけられている。それぞれについて以下で説明する。

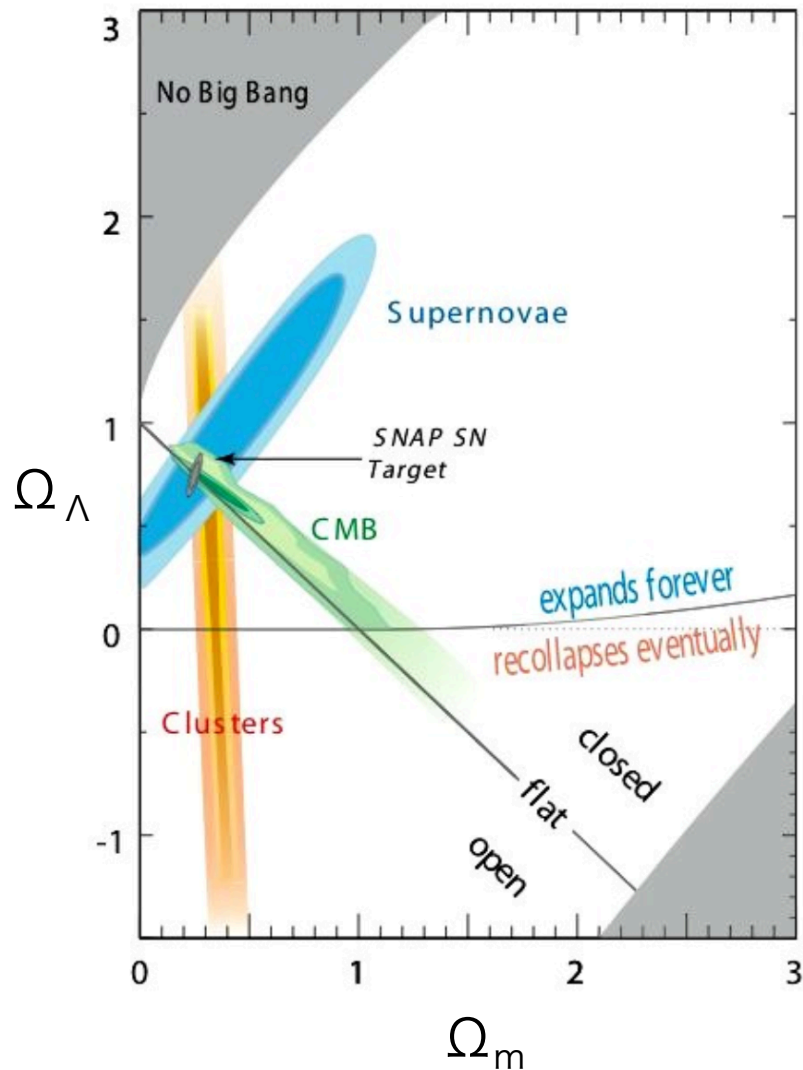


図 1.4 宇宙論パラメータ ( $\Omega_\Lambda, \Omega_m$ ) に対する制限。IaSN 爆発の観測 (図中”Supernovae”)[7]、CMB 観測 [1]、BAO 観測 (図中”Clusters”)[8] などからつけられている。3つの観測から  $(\Omega_\Lambda, \Omega_m) \simeq (0.7, 0.3)$  である平坦な宇宙であることが有力視されている。

#### Ia 型超新星 (Type Ia Supernova : IaSN) 爆発の観測

IaSN 爆発は、連星系を成している白色矮星に相手の星 (伴星) からのガスが降着して重くなり、重力を支えきれなくなった時に起こる爆発現象である。このときの白色矮星の質量はチャンドラセカール質量という理論的な上限値になるため、IaSN 爆発の最大光度は個体によらず一定になると考えられている。また超新星爆発は非常に明るいため、 $z \sim 1$  以上の遠



方の宇宙を見ることができる。

超新星爆発のスペクトルから赤方偏移を求めることで宇宙の膨張速度を知ることができ、見かけの光度から光度距離が分かる。図 1.5 は、地球で観測した IaSN フラックスを等級  $m$  に直し、赤方偏移  $z$  との関係を表したものである [7]。図 1.5 から、 $\Omega_m = 0.25, \Omega_\Lambda = 0.75$  のときのモデルが観測とよく一致していることがわかる。

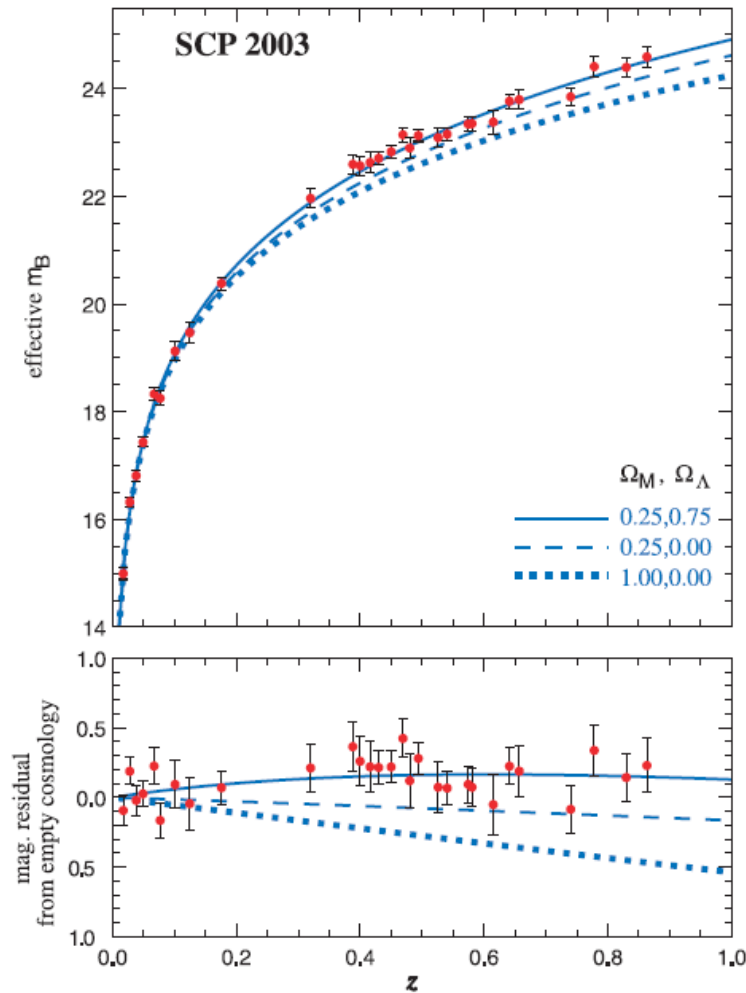


図 1.5 上図は IaSN 爆発の赤方偏移  $z$  と見かけの等級  $m$  の関係を示す [7]。下図は何もない宇宙との差を示す。ここで赤点は測定値、青の実線、破線、点線はそれぞれ異なる  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$  の値の組み合わせを表す。 $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0.25, 0.75)$  のモデルが観測と良く一致している。

#### 宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) 観測

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) とは全天球上で等方的に観測される電磁波である。CMB はビッグバン直後に発生したと考えられている。宇宙初期で高温のときは電子と陽子と光子はそれぞれ別々に存在し、光子は電子とコンプトン散乱を繰り返していたため光子は



直進することができなかった。その後、宇宙膨張により宇宙の温度が下がっていくと、電子が陽子と結合して原子を作り、光子は直進できるようになった。これはビッグバンの約 40 万年後で、この時期を「宇宙の晴れ上がり」あるいは「再結合期」などと呼び、この頃の宇宙の温度は  $\sim 3000\text{ K}$  であった。宇宙膨張により電磁波の波長が伸び、現在は  $2.725\text{ K}$  の黒体放射に非常に酷似したスペクトルが電波領域で等方的に観測されている。また、これらの温度から再結合は  $z \sim 1100$  で起きたことが分かる。

1992 年に COBE 衛星が初めて全天の CMB マップを観測し、WMAP によりさらに角度分解能の高い観測が行われた。最近では Planck 衛星が全天に渡り揺らぎを観測しており、揺らぎの大きさは  $\sim 100\ \mu\text{K}$  程度と観測された。図 1.6 は Planck 衛星によって得られた角度パワースペクトルである。測定値とモデルを比較することで宇宙論パラメータを求めることができ、 $\Omega_m \simeq 0.3, \Omega_\Lambda \simeq 0.7$  と評価することができる (図 1.4)。

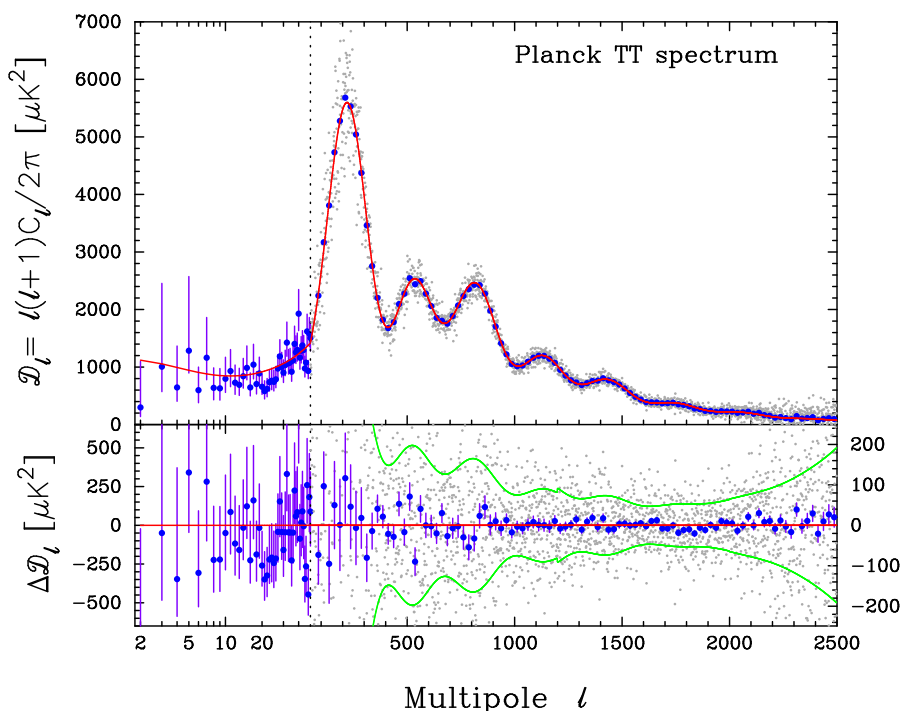


図 1.6 上図はプランク衛星による CMB の角度パワースペクトルの観測結果 [1]。青点は測定値、赤線はベストフィットモデルを表す。下図は測定値とベストフィットモデルとの差分を表す。緑線は  $\pm 1\sigma$  を示す。

### バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation : BAO) 観測

BAO とは初期宇宙に存在する音響振動が原因となって起こるバリオンの物質密度のゆらぎのことである。理論的な銀河団の構造形成モデルからどのように音響波から密度ゆらぎに発展したかを予想することができ、観測された銀河の分布と比較することで宇宙論パラメー

タを推定する。

四つの相互作用の中で重力は遠距離力であり引力であるため、密度ゆらぎは重力不安定性により成長する。密度ゆらぎを作り出すために、相対論的な速度で運動する軽い暗黒物質 (Hot Dark Matter : HDM) と非相対論的な運動をする重い暗黒物質 (Cold Dark Matter : CDM) の二種類が考えられる。暗黒物質が HDM の場合、暗黒物質の運動により微細構造をかき乱すため、大規模構造が形成された後に銀河や銀河団が形成されるというシナリオ (トップダウンシナリオ) が有力となる。しかし、 $z \sim 6$  程度の初期宇宙にも銀河の存在が確認されなかったため、トップダウンシナリオは支持されていない。一方で暗黒物質が CDM の場合、銀河や銀河団が形成された後に大規模構造が形成されるシナリオ (ボトムアップシナリオ) が有力となり、現在広く支持されている。

SDSS(Sloan Digital Sky Survey) は銀河分布を調査するために銀河をサーベイ観測する実験である [8]。測定結果と構造形成モデルを比較するために、“二点相関関数”を用いる。二点相関関数とは、ランダムな分布からのずれであり、以下のように定義する。距離  $r$  離れた 2 点  $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$  の周りの微小体積  $(dx_1)^3(dx_2)^3$  の両方に銀河が含まれる確率  $P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)(dx_1)^3(dx_2)^3$  を考える。銀河が完全にランダムな分布をしているとすると、この確率は銀河の数密度  $\bar{n}$  を用いて  $\bar{n}^2(dx_1)^3(dx_2)^3$  で与えられる。しかし、実際の分布はランダムではないため完全にランダムの場合からズレが生じ、

$$P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)d^3x_1d^3x_2 = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] (dx_1)^3(dx_2)^3 \quad (1.3)$$

と与えられる。ここで  $\xi(r)$  が二点相関関数である。

図 1.7 は SDSS による二点相関関数の測定結果である。 $\sim 100h^{-1}\text{Mpc}$  に存在するピークは音響ピークと呼ばれ、BAO のしるしである。

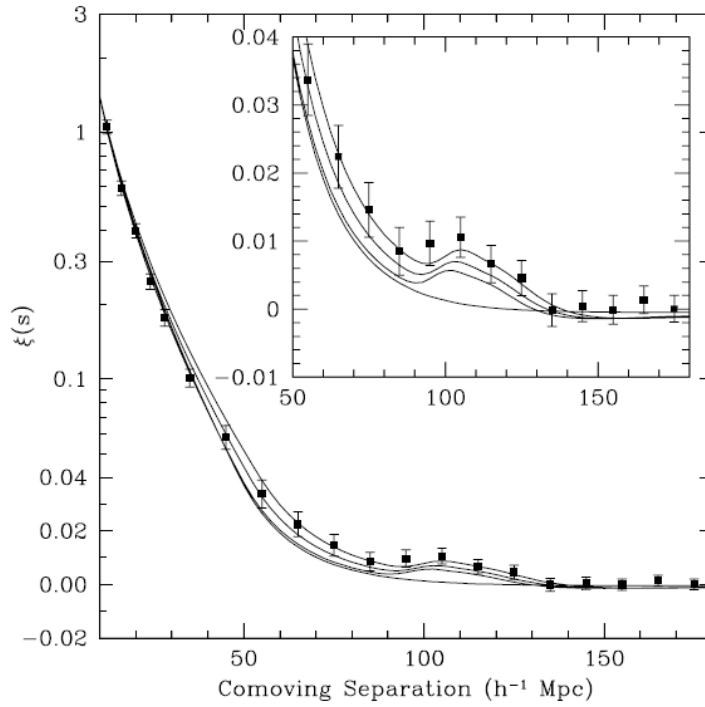


図 1.7 SDSS による二点相関関数の測定結果 [8]。上から 1,2,3 番目のモデル線はそれぞれ  $\Omega_m h^2 = 0.12, 0.13, 0.14$  に対応し、 $\Omega_b h^2 = 0.024, n = 0.98$  を仮定している。一番下のモデル線は  $\Omega_b h^2 = 0, \Omega_m h^2 = 0.105$  を仮定している。ここで、 $h$  は  $100 [\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}]$  で規格・無次元化したハッブル定数、 $n$  は銀河の数密度である。

## 1.2 暗黒物質の候補粒子

前節で述べたとおり、銀河の回転曲線や宇宙論パラメータの精密測定より物質の密度パラメータは  $\Omega_m \sim 0.3$  であることが知られている。しかしビッグバン元素合成を考えることにより得たバリオン密度は  $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$  であった [9]。以上のことから、バリオンのみで宇宙の物質を説明することができず、非バリオンな質量 (暗黒物質) の存在が期待される。本節では、非バリオンな暗黒物質の候補粒子について述べる。

### 1.2.1 WIMP

WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) とは、「相互作用が小さく質量を持つ粒子」の総称である。WIMP は標準理論 (standard model : SM) のエネルギースケール ( $\lesssim 1 \text{ TeV}$ ) を越えた理論から作られる粒子であり、その性質から暗黒物質の有力な候補となる。WIMP を作ることができる理論はいくつか存在し、代表的なものに超対称性理論 (Supersymmetry theory : SUSY)、余剰次元模型 (Universal extra dimension : UED) が

ある。特に SUSY から存在が予言される「ニュートラリーノ」は暗黒物質の候補として現在最も期待されている粒子である。以下で、WIMP になり得る粒子について紹介する。

### ニュートラリーノ

SUSY は標準理論の粒子のスピンを 1/2 だけ変化させた超対称性粒子 (SUSY 粒子) が存在するという理論である。SUSY 粒子の中で最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle : LSP) が電氣的に中性であった場合、暗黒物質の候補になり得る [10]。

SM に対して最小限の SUSY に基づいた拡張を行った理論を MSSM (Minimum Supersymmetric extension of the Standard Model) と呼び、表 1.1 に示すような SUSY 粒子を導入する。

表 1.1 MSSM で導入される超対称性粒子。

標準理論の粒子			SUSY 粒子		
記号	名称	スピン	記号	名称	スピン
$q = u, c, t$	アップクォーク	1/2	$\tilde{q}_u^1, \dots, \tilde{q}_u^6$	アップスクォーク	0
$q = d, s, b$	ダウンスクォーク	1/2	$\tilde{q}_d^1, \dots, \tilde{q}_d^6$	ダウンスクォーク	0
$l = e, \mu, \tau$	レプトン	1/2	$\tilde{l}_6, \dots, \tilde{l}_6$	スレプトン	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	ニュートリノ	1/2	$\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2, \tilde{\nu}_3$	スニュートリノ	0
$g$	グルーオン	1	$\tilde{g}$	グルイーノ	1/2
$W^\pm$	W ボソン	1	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	チャージーノ	1/2
$H^\pm$	荷電ヒッグス	0			
$\gamma$	光子	1	$\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0$	ニュートラリーノ	1/2
$Z^0$	Z ボソン	1			
$h^0$	軽ヒッグス	0			
$H^0$	重ヒッグス	0			
$A^0$	擬ヒッグス	0			

また、SUSY 粒子と標準理論の粒子の反応は R パリティ

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.4)$$

によって決められる。ここで、 $B$  はバリオン数、 $L$  はレプトン数、 $S$  はスピンである。標準理論の粒子は R パリティは 1 に、SUSY 粒子の R パリティは  $-1$  になる。反応の前後で R パリティが保存することから、LSP はそれ以上崩壊できず、安定に存在すること

ができる。LSP になり得るのはスピンの  $1/2$  であるグルイーノ、チャージーノ、ニュートラリーノの中で最も軽い粒子であり、ニュートラリーノが LSP であった場合は暗黒物質の有力な候補となる。最も軽いニュートラリーノ ( $\tilde{\chi}_1^0 \equiv \chi$ ) は、フォティーノ ( $\tilde{\gamma}$ )、ズイーノ ( $\tilde{Z}$ )、ヒグシーノ ( $\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$ ) の混合状態の中で質量固有値が最小になるものである。フォティーノはビーノ ( $\tilde{B}$ ) とウィーノ ( $\tilde{W}_3$ ) を用いて

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}_3 \tilde{Z} = -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}_3 \quad (1.5)$$

と表せるので、最も軽いニュートラリーノ  $\chi$  は

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \quad (1.6)$$

と表すことができる。ニュートラリーノの探索手法及び実験については、2 章、3 章で紹介する。

### カルツァクライン粒子

UED は重力相互作用と電磁相互作用を統合するために SM のエネルギースケールを越えた理論である。UED において、宇宙は 5 次元以上の次元を持っており、低エネルギー極限 (SM のエネルギースケール) では 4 次元として観測される。また、UED はカルツァクライン粒子が存在し、K-K パリティ  $(-1)^n$  が反応の前後で保存することが要求される。ここで  $n$  は K-K number と呼ばれそれぞれの状態でのカルツァクライン粒子の数を表す。反応の前後で K-K パリティーが保存することから、最も軽いカルツァクライン粒子 (Lightest Kaluza-Klein Particle : LKP) は安定であるため、LKP が電氣的に中性であった場合、暗黒物質の候補になり得る [11]。

### 1.2.2 アクシオン

アクシオンとは強い相互作用を記述する量子色力学での CP 対称性の問題を説明するために存在が予想された中性で軽い擬スカラーボゾン粒子である [12]。アクシオンの質量は、アクシオンが星の進化に与える影響、超新星爆発によるニュートリノ・バーストの観測結果、宇宙の質量密度に関する理論、などから制限がついており、 $1 \mu\text{eV} - 1 \text{meV}$ ,  $2 \text{eV} - 5 \text{eV}$  の 2 つの範囲が現在許される質量領域である。前者の軽い領域は CDM になり得ると考えられている [13]。非常に軽いアクシオンが CDM の候補となり得るのは、アクシオンはインフレーション前後の真空の相転移から発生したと考えられており、他の粒子と熱平衡にはなかったためである。

アクシオンの探索では、プリマコフ効果で生成された光子を検出する。プリマコフ効果とは強磁場中においてアクシオンが光子に変換されることを言う [14]。図 1.8 は軽い質量領域におけるアクシオンの探索結果である。アクシオンは未発見であり、アクシオン各質量ごとにアクシオン-光子カップリングに対する制限が 90% の信頼度でつけられている [15]。

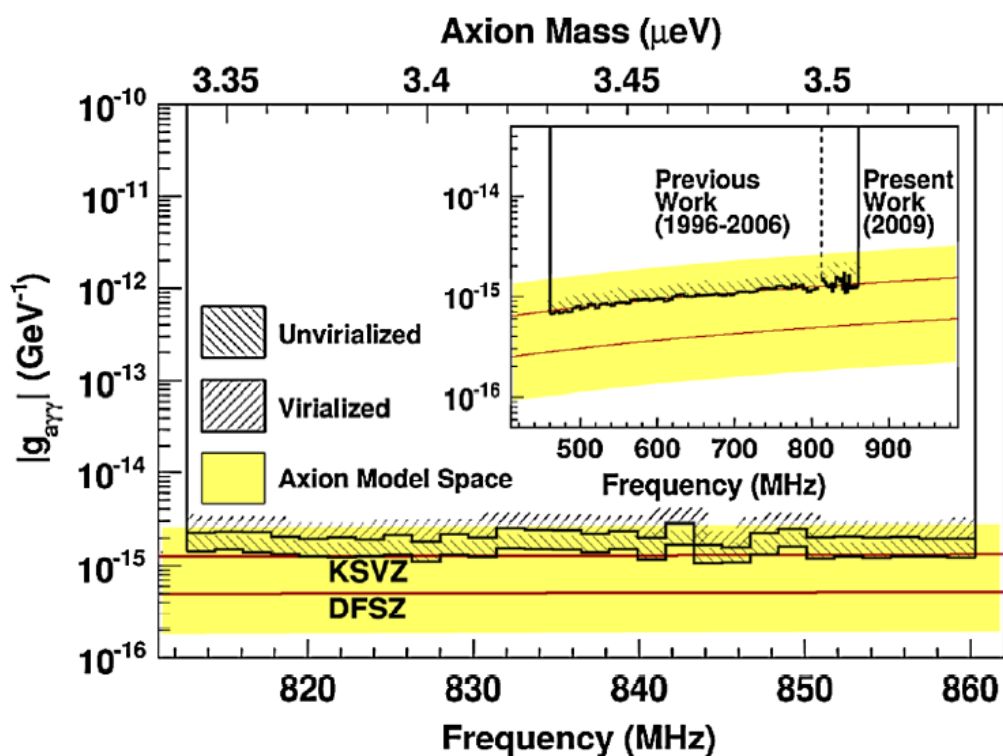


図 1.8 アクシオン-光子カップリングに対する 90% の信頼度の制限 [15]。

### 1.3 WIMP 探索

WIMP 探索には直接探索実験 (地下実験)、間接探索実験 (宇宙観測)、加速器実験 (対生成) の三種類がある。図 1.9 に WIMP 探索のファイマンダイアグラムを示す。図 1.9 から、三種類の WIMP 探索は時間発展は異なるが、原理的には同じであることがわかる。直接探索では WIMP と原子核の弾性散乱を探索する。間接探索では、WIMP の対消滅や崩壊から生じた  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子を探索する。加速器実験では SM 粒子を加速し衝突させることで WIMP を創り出すことにより探索を行う。以下の節でそれぞれについて説明する。

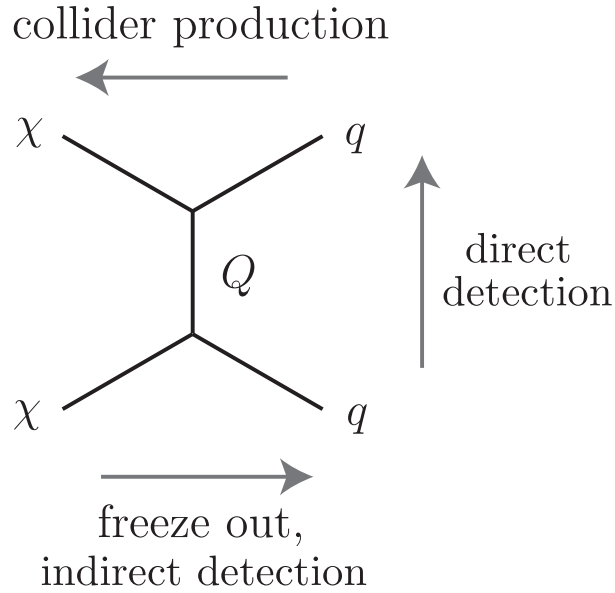


図 1.9 直接探索 (direct detection)、間接探索 (indirect detection)、加速器実験 (collider production) による WIMP 探索のファイマンダイアグラム [16]。ここで  $\chi, q, Q$  はそれぞれニュートラリーノ、SM 粒子、相互作用を媒介するボソンを表している。

### 1.3.1 直接探索実験

直接探索実験とは、銀河ハローに付随する WIMP と原子核の弾性散乱事象を地球上に置いた検出器で捉えることを目的とした実験のことを指す。直接探索は暗黒物質存在に対して決定的な証拠となるが、WIMP と原子核との相互作用の散乱断面積は非常に小さいため、予想される計数率は非常に小さい。そのため直接探索実験は、宇宙線バックグラウンドを避けるために地下の実験施設で行われる。また、直接探索手法の詳細は 2 章で、具体的な直接探索手法については 3 章で述べる。

### 1.3.2 間接探索実験

ニュートラリーノは粒子と反粒子が同一のマヨラナフェルミオンであると考えられており、ニュートラリーノ同士の対消滅が可能である [17]。対消滅のレート  $\Gamma_{\text{ann}}$  は

$$\Gamma_{\text{ann}} \propto n_{\chi}^2 \langle \sigma_{\text{ann}}(v)v \rangle. \quad (1.7)$$

と表される。ここで、 $n_{\chi}$  は数密度、 $\Gamma_{\text{ann}}$  は対消滅の散乱断面積、 $v$  は暗黒物質同士の相対速度である。銀河、太陽または地球の中心といった暗黒物質の密度が大きいとされる高重力場領域では、ニュートラリーノの対消滅が定常的に起こるとされている。間接探索実験では、上記の領域から対消滅により生じた  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子を検出することでニュート



ラリノ存在の間接的な証拠を得ることを目的としている。以下でニュートラリノ対消滅由来の  $\gamma$  線、ニュートリノ、反粒子それぞれの探索について紹介する。

### $\gamma$ 線

ニュートラリノ対消滅由来の  $\gamma$  線は  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\chi\chi \rightarrow Z^0\gamma$  の過程を経て生成される。観測される  $\gamma$  線のスペクトルはニュートラリノの質量に対応するピークと、ハドロンやレプトンを生成した際の連続成分から成ると考えられている。崩壊レートは SUSY パラメータ ( $\sigma_{\text{ann}}(v)$  や崩壊比) や銀河ハローの密度プロファイル ( $n_\chi$  や  $v$ ) に依存しているため、フラックスやエネルギースペクトルの推定が困難である。

EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) は CGRO 衛星上にある  $\gamma$  線望遠鏡で 30 MeV – 30 GeV の  $\gamma$  線を観測できる。これは 1991 年に打ち上げられた。EGRET による銀河面の観測から、1 GeV 以上の  $\gamma$  線フラックスがモデル計算よりも 60% 多いという結果が得られた [18]。しかし測定による系統誤差が大きく、暗黒物質の発見には至っていない。

Fermi 衛星は 30 MeV – 300 GeV の  $\gamma$  線を観測できる 線天文衛星であり、2008 年に打ち上げられた。Fermi 衛星の検出感度は EGRET の 30 倍である。Fermi 衛星の銀河面と銀河中心の観測から、130 GeV 付近での  $\gamma$  線超過が  $4.5\sigma$  で観測された (図 1.10[19])。暗黒物質の信号である可能性、装置の系統誤差等の詳細が引き続き検討され、観測が継続されている。

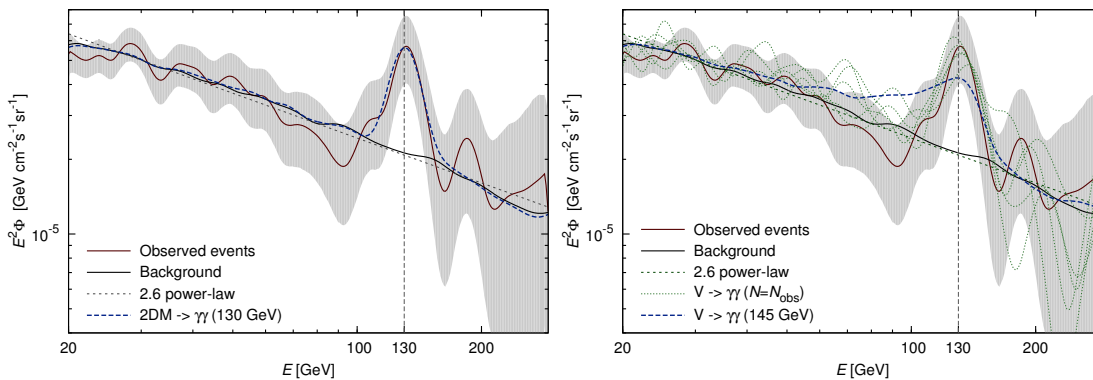


図 1.10 Fermi 衛星が観測した銀河中心からの  $\gamma$  線のエネルギースペクトル [19]。赤線が測定値、灰色の領域が 95% の信頼度におけるエラー領域、黒線はバックグラウンド、黒点線は暗黒物質の対消滅から予想されるスペクトルを示す。左図は  $2\text{DM} \rightarrow 2\gamma$  チャンネル、右図は  $2\text{DM} \rightarrow 2V \rightarrow 4\gamma$  チャンネルでのフィットを表す。ここで  $V$  は仮想的な終状態である。二つの図におけるベストフィット質量はそれぞれ 130 GeV と 145 GeV である。

CTA(Cherenkov Telescope Array) は Fermi 衛星よりも高いエネルギー領域 (20 GeV –



200 TeV) の  $\gamma$  線を観測するための大気チェレンコフ望遠鏡であり地上に設置する。現在 2017 年の観測開始に向けて計画が進行中である。現在 MAGIC や H.E.S.S. といった大気チェレンコフ望遠鏡を用いた実験が稼働しているが、CTA はそれらの 10 倍近い感度を達成するとされており、対消滅による  $\gamma$  線の検出が期待される。また CTA は、ニュートラリーノが TeV 領域に及ぶ大きな質量を持つ場合、衛星では観測できないエネルギー領域の  $\gamma$  線を観測することができるという利点をもつ [20]。

## ニュートリノ

ニュートリノはニュートラリーノ対消滅の終状態として生成され、そのエネルギーはニュートラリーノの質量の  $1/3 \sim 1/2$  程度となる。また、ニュートリノは  $\gamma$  線と違い他の物質とほとんど相互作用しないので、 $\gamma$  線では観測できない地球や太陽に捕らわれたニュートラリーノの対消滅を捉えることが可能である。

太陽の構成元素は主に水素であるので、ニュートラリーノは Spin dependent(SD) 反応 (2.2 節参照) によって捕らわれていると考えられる。そのため太陽からのニュートリノを観測することで SD 反応の散乱断面積に対して制限をつけることができる。一方地球は質量数の大きい原子で構成されるので、地球からきたニュートリノの観測は Spin independent(SI) 反応 (2.2 節参照) の散乱断面積に感度がある。

スーパーカミオカンデは太陽の方向からくるエネルギーの高いニュートリノの観測から SD 反応の制限をつけた [21]。スーパーカミオカンデとは岐阜県神岡の地下に建設された水チェレンコフ検出器で、約 50000 トンの純水を約 10000 個の光電子増倍管で覆った構造をした検出器である。同じチェレンコフ検出器に南極の氷の中にある IceCube がある。

IceCube のチェレンコフ検出器は約 5000 個の光電子増倍管を持ち、約 2.4km の深さの穴に埋められている。図 1.11 は IceCube による SI,SD に対する制限曲線である [22]。

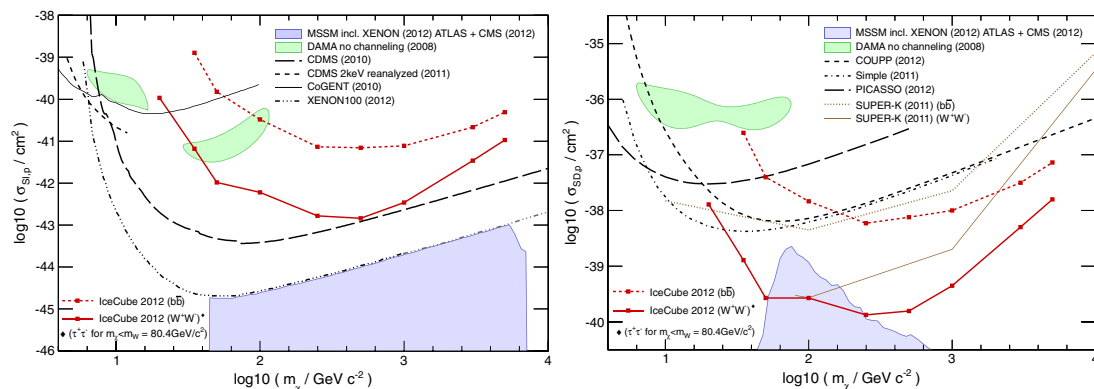


図 1.11 IceCube における間接探索による暗黒物質探索結果 [22]。左図、右図はそれぞれニュートラリーノとの SI,SD 反応での制限曲線を表す。赤線は  $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$  崩壊チャンネル、赤破線は  $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$  崩壊チャンネルによる探索結果を表す。

## 反粒子

ニュートラリーノ対消滅により、粒子-反粒子対が生成されると考えられている。宇宙に存在する反粒子は基本的に宇宙線の核破砕で作られたと考えられており、宇宙線中の反粒子の超過は暗黒物質の間接的な証拠になり得る。ただし反粒子は電荷を持つために到来方向が特定できないため、反粒子の観測による間接探索で暗黒物質のモデルを決定するのは困難である。

PAMELA(a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)[23] や AMS(Alpha Magnetic Spectrometer)[24] は磁場を用いて反粒子を識別して検出する。PAMELA は 2006 年から 2009 年の間稼働し、陽子に対する反陽子の比 ( $N_{\bar{p}}/N_p + N_{\bar{p}}$ ) の観測を行った。この観測から 10 GeV あたりから上昇し、検出器の上限である 100 GeV まで上がり続けるという結果を得た。AMS-02 は 2011 年に ISS(国際宇宙ステーション) に設置され、より高い精度で PAMELA と一致する結果を観測した。図 1.12 にこれまでに得られた電子に対する陽電子の比の観測結果を示す。陽電子の超過は暗黒物質の対消滅・崩壊によるものと考えられるが、パルサーの対消滅によっても説明されるため、超過の起源の理解のためにはさらなる観測が必要である。

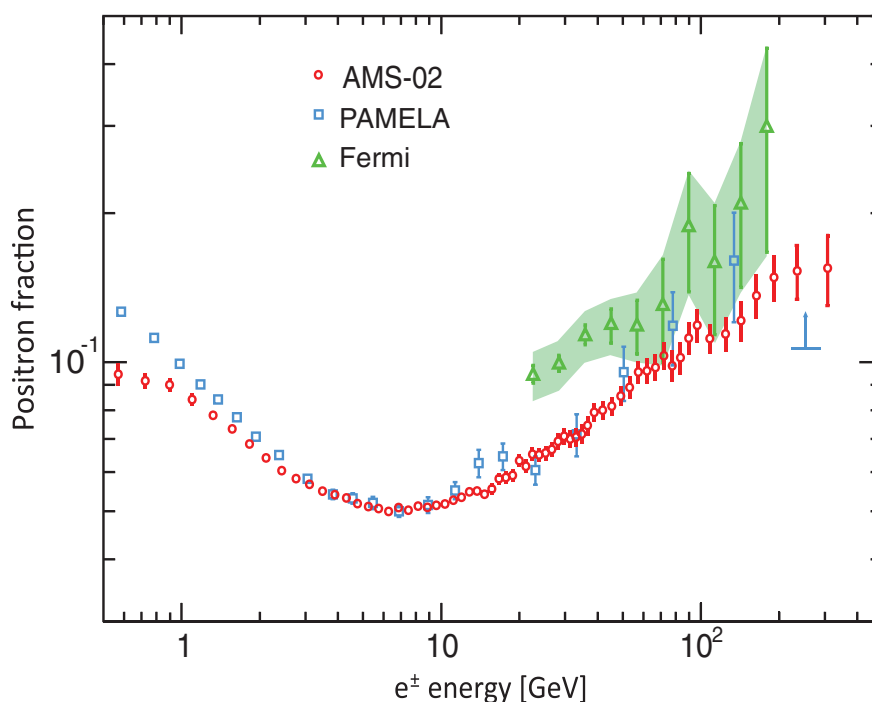


図 1.12 AMS-02、PAMERA、Fermi によって観測された陽電子の比率 ( $N_{e^+}/N_{e^+} + N_{e^-}$ )[24]。ここで  $N_{e^-}$ 、 $N_{e^+}$  はそれぞれ電子、陽電子の数を表す。エネルギーの増加とともに陽電子の比率が増加している。

### 1.3.3 加速器実験

加速器において、衝突が十分高エネルギーであるなら、粒子の衝突から SUSY 粒子が生成される。生成された SUSY 粒子は直ちに崩壊し、最も軽い SUSY 粒子 (LSP) になる。LSP がニュートラリーノの場合、中性粒子であり物質とほとんど相互作用をしないため周囲の検出器では検出されず、エネルギー欠損及び運動量欠損として検出される。さらに、このような事象の発生率や欠損の運動量・エネルギーを測定することにより、ニュートラリーノの質量や散乱断面積を求めることができる。加速器実験からはニュートラリーノが暗黒物質かどうかについては言及できないが、ニュートラリーノの発見やその性質の研究を行うことは、他の暗黒物質探索実験にとって非常に重要である。

LEP(Large Electron-Positron Collider) 及び LEP2 は電子陽電子衝突型の円形の加速器であり、現在は運用は終了している。衝突エネルギーの最大値は重心系でそれぞれ 90 GeV, 200 GeV である。LEP ではニュートラリーノの事象は発見できず、ニュートラリーノの質量について  $M_D > 40 \text{ GeV}$  という下限値をつけた [25]。

LHC(Large Hadron Collider) はスイス・ジュネーブにある CERN(欧州原子核研究機構) の陽子陽子衝突型の円形加速器である。円周 27 km のトンネル内で反対方向に加速された陽子同士を正面衝突させる。2013 年まで最大エネルギーは 8 GeV で運用されていた (RUN1)。2015 年からはアップグレードされ最大エネルギー 13 ~ 14 TeV で稼働している (RUN2)。LHC を用いた実験のひとつにアトラス実験がある。アトラス実験は、38 カ国及び領域、176 の研究機関からの約 3000 人の素粒子実験物理学者が共同で行う実験である。ATLAS 検出器は、LHC によって加速された 2 本の陽子ビームを検出器の中心で衝突させ、その衝突によって発生する粒子を精密測定するトロイド型の観測装置である。アトラス実験では様々な崩壊チャンネルでの SUSY 探索が行われている。RUN1 における観測データを用いた解析では SUSY 粒子の発見には至っておらず、SUSY 粒子に質量制限がつけられている [26]。

ILC(International lineare collider) は電子-陽電子衝突型の線形加速器であり、現在は計画段階である。ハドロンの衝突と比べレプトンの衝突はより単純であるので、電子-陽電子衝突型の加速器はバックグラウンドが少なく、より詳細なパラメータを求めるのに適している。また円形加速器の場合シンクロトロン放射の影響で到達できるエネルギーに限界があるが、直線上の ILC はそういった課題を克服することができる。LHC で SUSY 粒子が発見された場合に、ILC での質量や散乱断面積の詳細なパラメータの測定が期待される [27]。

## 2 暗黒物質直接探索手法

直接探索実験では、WIMP と弾性散乱した反跳原子核を検出することを目的としている。直接探索は銀河ハロー内の暗黒物質存在の直接的な証拠となる。本章では、WIMP の直接探索の予想されるエネルギースペクトルについて議論する [28]。

### 2.1 エネルギースペクトル

直接探索では、WIMP と弾性散乱した反跳原子核が検出器に落とすエネルギーを検出するので、期待されるエネルギースペクトルを予め予想しておく必要がある。エネルギースペクトルは、銀河中に対する地球の運動と銀河に対する WIMP の運動をそれぞれ考え、WIMP と地球の相対速度を考えることで計算できる。

太陽系は銀河中心から 8 kpc の距離で回転しており、地球は太陽のまわりを公転している。このことから地球と銀河ハローの相対速度は

$$v_E(=|\mathbf{v}_E|) = v_{\text{sun}} + v_{\text{orb}} \cos \theta_{\text{orb}} \sin 2\pi y \quad (2.1)$$

$$\simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) \text{ [km/sec]},$$

と表せる。ここで  $v_{\text{sun}}$  は銀河ハローに対する太陽の速度、 $v_{\text{orb}}$  は太陽のまわりを回る地球の公転速度、 $\cos \theta_{\text{orb}}$  は銀河面に対する地球の公転面、 $y$  は 3 月 2 日からの経過時間を表している。図 2.1 は銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図である。地球は太陽の回りを公転しており、6 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が同じになるので相対速度は最大となる。一方で 12 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が逆になるので相対速度は最小となる。

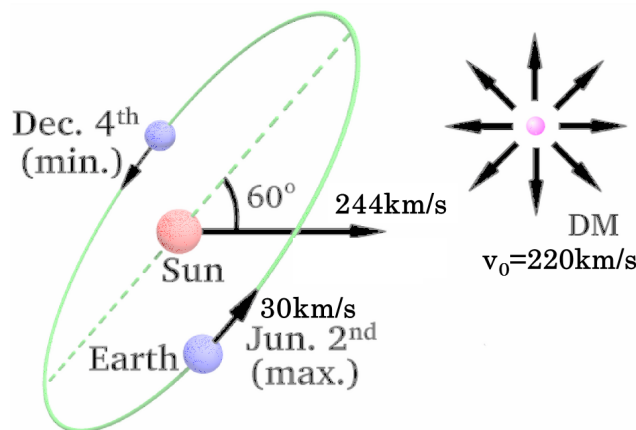


図 2.1 銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図

WIMP の微分数密度  $dn$  は、 $v_E$  を用いて

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v, \quad (2.2)$$

$$n_0 \equiv \int_0^{v_{\text{esc}}} dn, \quad k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{\text{esc}}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) v^2 dv,$$

と表せる。ここで  $k$  は規格化定数、 $n_0$  は WIMP の全数密度、 $v_{\text{esc}}$  は銀河脱出速度、 $\theta$  は  $\mathbf{v}_E$  と WIMP 速度とが成す角、 $\phi$  は天頂と WIMP 速度とが成す方位角である。ここで、暗黒物質の速度分布  $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$  はボルツマン分布に従うと仮定すると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2}, \quad (2.3)$$

と表せる。ここで  $v_0^2$  は銀河の分散速度であり、銀河の回転曲線が一定の場合、銀河の回転速度と等しくなる。また  $k$  は  $v_{\text{esc}}$  が無限か有限かで場合分けできて

$$k = k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (v_{\text{esc}} = \infty) \quad (2.4)$$

$$k = k_1 = k_0 \left\{ \text{erf} \left( \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right\} \quad (v_{\text{esc}} \neq \infty), \quad (2.5)$$

と表せる。ここで  $\text{erf}(x) \equiv \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  は誤差関数である。

次に標的質量 1 kg、観測時間 1 日あたりの WIMP の事象数  $R$  (total rate unit : tru) について考える。 $R$  の微小変化  $dR$  (differential rate unit : dru) は

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma v dn, \quad (2.6)$$

と表せる。ここで  $N_A$  はアボガドロ数 ( $6.02 \times 10^{23}$ )、 $A$  は標的原子核の原子数、 $v = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_E|$  は暗黒物質と標的原子核の相対速度、 $\sigma$  は WIMP と標的原子核の散乱断面積である。また  $\sigma$  は運動量移行に依存する。運動量移行を考慮に入れた散乱断面積については 2.2 節で議論し、ここでは  $\sigma = \sigma_0$  (定数) として議論する。 $R$  は 2.6 式を積分することで求めることができ

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \quad (2.7)$$

となる。 $v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$  のとき、事象数  $R_0$  は

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (2.8)$$

$$= \frac{361}{M_D M_N} \left( \frac{\sigma_0}{1 \text{ pb}} \right) \left( \frac{\rho_D}{0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3} \right) \left( \frac{v_0}{220 \text{ km/s}} \right), \quad (2.9)$$

となる。ここで  $\rho_D$  は暗黒物質の質量密度、 $M_D$  は暗黒物質の質量、 $M_N (= 0.932A)$  標的原子核の質量である。また 2.9 式は  $\sigma_0 = 1 \text{ pb}$ 、 $v_0 = 220 \text{ km/s}$ 、 $\rho_D = 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$  で規格化している。

次に WIMP との弾性散乱した反跳原子核のエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_R}$  について考える。実験室系での WIMP の運動エネルギーを  $E (= \frac{1}{2}M_D v^2)$  とすると、質量  $M_N$  の原子核が受ける反跳エネルギー  $E_R$  は

$$E_R = Er (1 - \cos \theta) / 2, \quad (2.10)$$

$$r = \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2}, \quad (2.11)$$

である。ここで、 $\theta$  は重心系での散乱角、 $r$  は換算質量である。重心系において等方散乱を仮定すると  $\cos \theta$  分布は一様となり  $E_R$  分布は  $0 \leq E_R \leq Er$  の範囲で一様となる。したがってエネルギースペクトル  $\frac{dR}{dE_R}$  は

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{Er} dR(E) \\ &= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v), \end{aligned}$$

とかける。ここで  $E_{\min} = E_R/r$  は反跳原子核に反跳エネルギー  $E_R$  を渡すことのできる最小の WIMP の運動エネルギーであり、 $E_{\max}$  は  $v_{\text{esc}}$  と地球の運動から決まる実験室系での WIMP の運動エネルギーの最大値である。 $v_{\min}$ 、 $v_{\max}(= v_{\text{esc}})$  はそれぞれに対応する WIMP の速度であり、 $E_0 = \frac{1}{2}m_D v_0^2 = \frac{v_0^2}{v^2} E$  と定義される。2.6、2.2、2.3 式から、 $\rho_0 = \frac{\rho_D}{M_D}$  であるので

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 v. \quad (2.12)$$

となる。2.12 式の積分を実行すると以下のような結果を得ることができる。

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r}, \quad (2.13)$$

$$\frac{dR(0, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(0, \infty)}{dE_R} e^{-E_R/E_0 r} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right], \quad (2.14)$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\min} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left( \frac{v_{\min} - v_E}{v_0} \right) \right], \quad (2.15)$$

$$\frac{dR(v_E, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right]. \quad (2.16)$$

図 2.2 は縦軸と横軸が規格化されたエネルギースペクトルである。

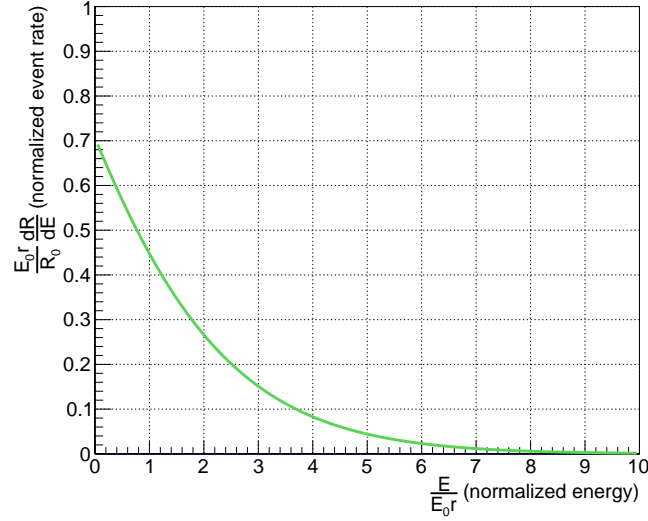


図 2.2 WIMP と弾性散乱した原子核の規格化されたエネルギースペクトル。

## 2.2 散乱断面積

WIMP の候補粒子であるニュートラリーノと原子核中のクォークと Spin Independent(SI)、Spin Dependent(SD) いずれかの反応を起こし原子核と弾性散乱する。このことからニュートラリーノと原子核との弾性散乱の散乱断面積は以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} + \sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} \quad (2.17)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$  はそれぞれ SI、SD の反応による散乱断面積である。標的となる原子核によって SI、SD のどちらの反応が優位になるか異なり、暗黒物質物質直接探索実験においては SI、SD とともに重要である。

### 2.2.1 Spin Independent(SI)

ニュートラリーノと原子核の SI 反応による散乱断面積は以下のように表される [28]。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (2.18)$$

ここで、 $Z$  は原子番号、 $A$  は質量数、 $\mu_{\chi-N}$  はニュートラリーノの質量  $M_D$  と標的の原子核  $M_N$  の換算質量であり

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \quad (2.19)$$

と表される。 $f_p$ 、 $f_n$  はそれぞれニュートラリーノ-陽子、ニュートラリーノ-中性子の SI カップリングである。 $f_{T_q}^{(p)} \simeq f_{T_q}^{(n)}$  であるので、2.18 式から  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} \propto \mu_{\chi-N}^2 A^2$  という関係があ



る。したがって、原子核に対する SI の散乱断面積は、陽子に対する SI の散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$  を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (2.20)$$

と表される。2.20 式から SI においては標的原子核の  $A$  が大きいほど散乱断面積が大きくなることが分かる。そのため SI 反応においては  $A$  の大きい標的原子核を用いるほうが有利となる。図 2.3 にニュートラリーノ-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積を示した。

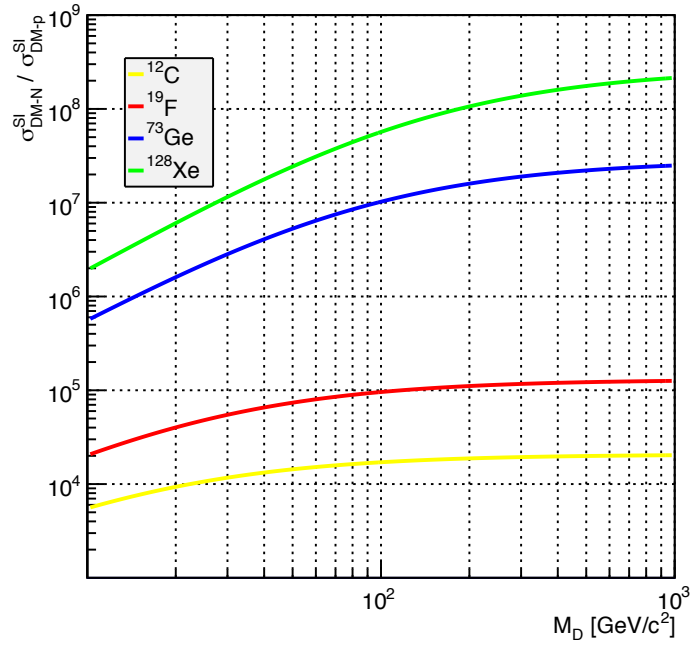


図 2.3 ニュートラリーノ-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積。

### 2.2.2 Spin Dependent(SD)

ニュートラリーノと原子核の SD 反応による散乱断面積はフェルミカップリング定数  $G_F (= 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (\hbar c)^3)$  を用いて以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 \left( a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \right)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.21)$$

ここで  $\langle S_p \rangle$  と  $\langle S_n \rangle$  は原子核中の陽子のスピンと中性子のスピンであり、 $J$  は原子核の全スピンである。係数  $a_p$  と  $a_n$  はニュートラリーノ-原子核の SD カップリングであり、

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(p)}, \quad (2.22)$$

$$a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(n)} \quad (2.23)$$



と表される。ここで、 $\Delta_q^{(p)}$  と  $\Delta_q^{(n)}$  は原子核中のクォークのスピンであり、計算値は

$$\Delta_u^{(p)} = \Delta_d^{(n)} = 0.78 \pm 0.02, \quad \Delta_d^{(p)} = \Delta_u^{(n)} = -0.48 \pm 0.02, \quad \Delta_s^{(p)} = \Delta_s^{(n)} = -0.15 \pm 0.02$$

である [29]。ここで、Lande 因子  $\lambda = \frac{a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle}{J}$  を用いると原子核に対する SD の散乱断面積は、陽子に対する断面積  $\sigma_{\chi-p}^{SD}$  を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \sigma_{\chi-p}^{SD} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (2.24)$$

と表せる。SD 反応はスピンを持つ原子核に対してのみ起こり、 $\lambda^2 J(J+1)$  の大きい標的原子核のほうが SD 反応に対する散乱断面積が大きくなるため有利となる。表 2.1 に幾つかの核種に対する  $\lambda^2 J(J+1)$  の値をまとめる [69]。また図 2.4、図 2.5 に標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{SD}/\sigma_{\chi-p}^{SD}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{SD}/\sigma_{\chi-n}^{SD}$  を示す。

表 2.1 標的原子核ごとの  $J$ 、天然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$  の計算値 [69]。

元素	$J$	天然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピんに寄与する核子
$^1\text{H}$	1/2	100	0.750	proton
$^7\text{Li}$	3/2	92.5	0.244	proton
$^{11}\text{B}$	3/2	80.1	0.112	proton
$^{15}\text{N}$	1/2	0.4	0.087	proton
$^{19}\text{F}$	1/2	100	0.647	proton
$^{23}\text{Na}$	3/2	100	0.041	proton
$^{127}\text{I}$	5/2	100	0.007	proton
$^{133}\text{Cs}$	7/2	100	0.052	proton
$^3\text{He}$	1/2	$1.0 \times 10^{-4}$	0.928	neutron
$^{17}\text{O}$	5/2	0.0	0.342	neutron
$^{29}\text{Si}$	1/2	4.7	0.063	neutron
$^{73}\text{Ge}$	9/2	7.8	0.065	neutron
$^{129}\text{Xe}$	1/2	26.4	0.124	neutron
$^{131}\text{Xe}$	3/2	21.2	0.055	neutron
$^{183}\text{W}$	1/2	14.3	0.003	neutron

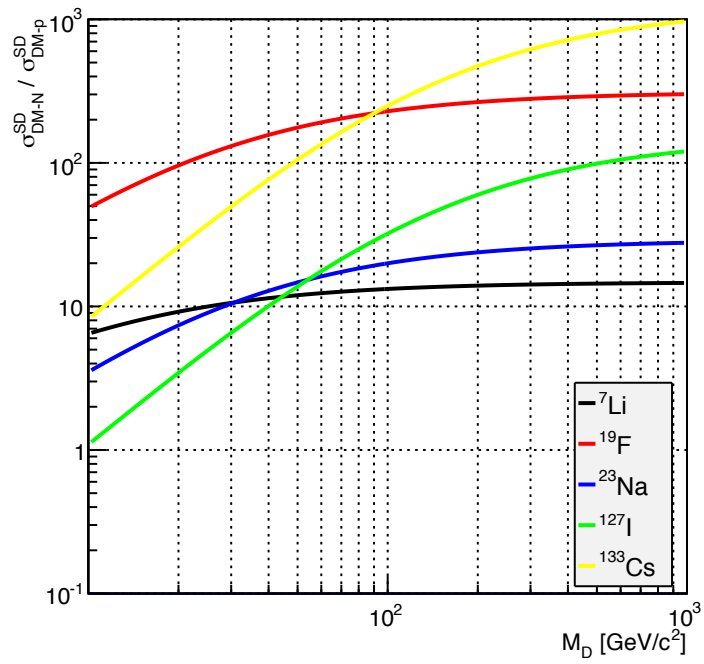


図 2.4 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi\text{-N}}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}}$ 。横軸はニュートラリーノの質量。

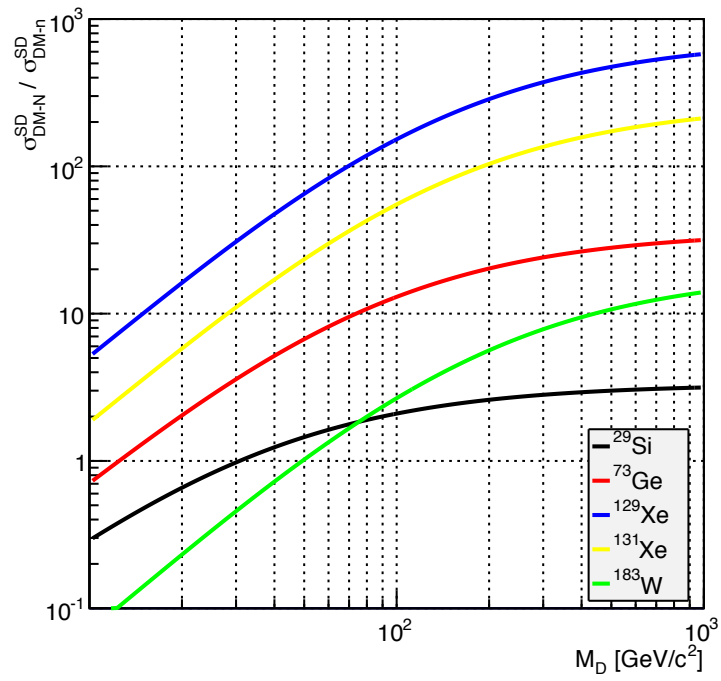


図 2.5 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi\text{-N}}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi\text{-n}}^{\text{SD}}$ 。横軸はニュートラリーノの質量。

## 2.3 フォームファクタ

ドブロイ波長  $h/q$  が原子核の大きさに比べて十分に小さいとき、反跳エネルギーが  $E_R$  である原子核は、 $q = \sqrt{2M_N E_R}$  の運動量を受け取る。ここで  $h$  はプランク定数である。このため実効的な散乱断面積は以下のような補正をうけて

$$\sigma(qr_n) = \sigma_{\chi-N} F^2(qr_n) \quad (2.25)$$

と表される。ここで、 $\sigma_{\chi-N}$  は運動量移行が 0 のときの散乱断面積、 $r_n$  は実効的な原子核のサイズ、 $F$  はフォームファクタである。第一ボルン近似によりフォームファクタは原子核の密度のフーリエ変換で与えられ、

$$\begin{aligned} F(qr_n) &= \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr. \end{aligned}$$

と表される。

SI 反応ではニュートラリーノは核子と相互作用するため剛体球近似が用いられ、ベッセル関数  $j_i(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$  を用いて以下のように表される。

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (2.26)$$

ここで、原子核のサイズは  $r_n \simeq 1.14A^{1/3}$  fm、原子核の厚みは  $s \simeq 0.9$  fm である。図 2.6 はいくつかの元素における反跳エネルギー  $E_R$  の関数とした SI 反応によるフォームファクタを示す。また標的原子核が  $^{19}\text{F}$  のときのフォームファクタを考慮に入れた SI 反応で予想されるエネルギースペクトルを図 2.7 に示す。

SD 反応ではニュートラリーノは原子核中の余剰核子と相互作用するため球殻近似が用いられ、ベッセル関数  $j_0 = \sin x/x$  を用いて以下のように表される。

$$F(qr_n) = j_0(qr_n) \quad (2.27)$$

ここで、原子核のサイズは  $r_n \simeq 1.0A^{1/3}$  fm である。図 2.8 はいくつかの元素における反跳エネルギー  $E_R$  の関数とした SD 反応によるフォームファクタを示す。また標的原子核が  $^{19}\text{F}$  のときのフォームファクタを考慮に入れた SD 反応で予想されるエネルギースペクトルを図 2.9 に示す。

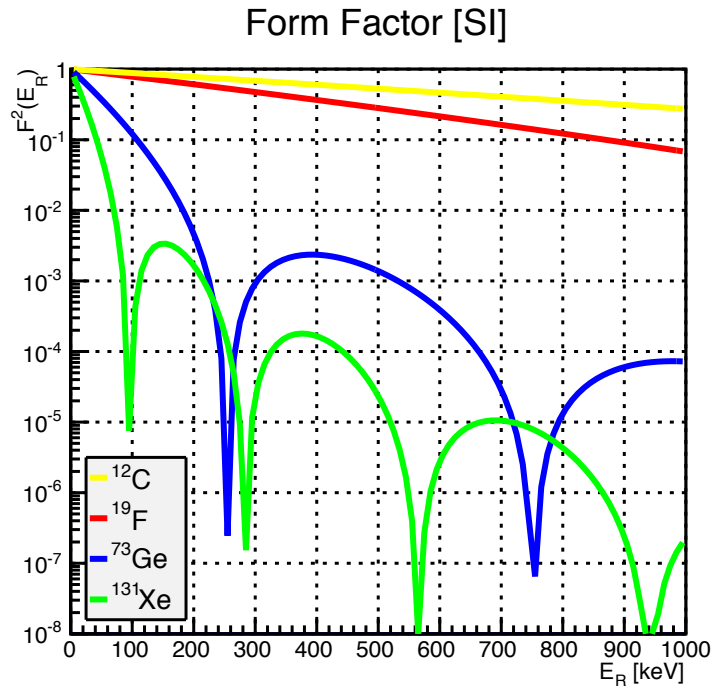


図 2.6 いくつかの元素における反跳エネルギー  $E_R$  の関数とした SI 反応によるフォームファクタ。

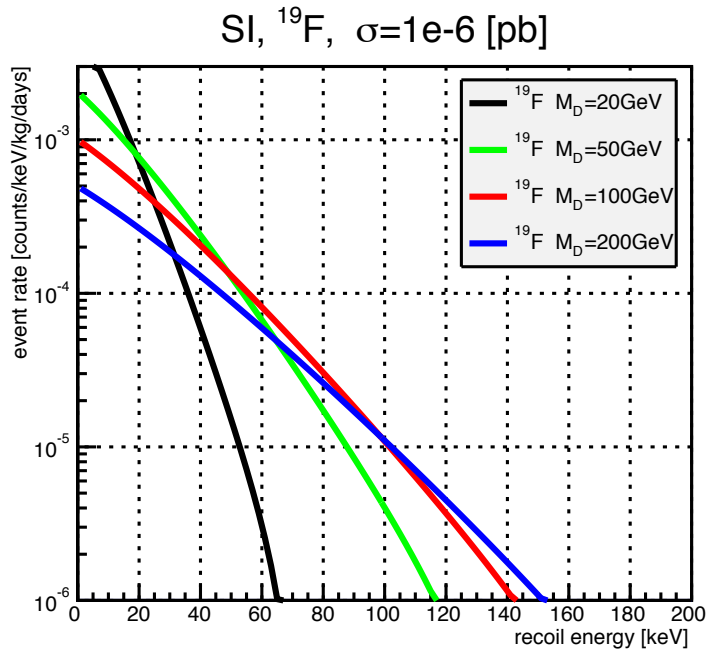


図 2.7  $^{19}\text{F}$  原子核に対する SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。 $M_D = 20, 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$  の 4 種類のニュートラリーノの質量について記す。 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1^{-6} \text{ pb}$  とした。

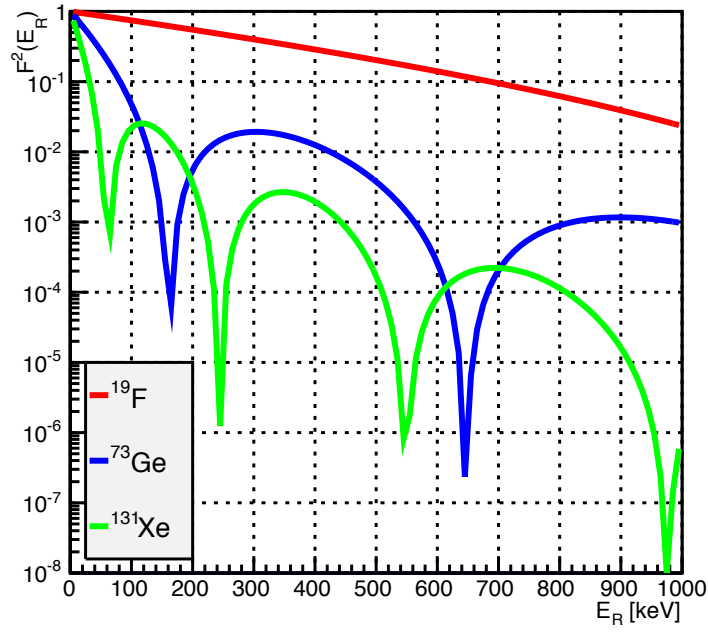


図 2.8 いくつかの元素における反跳エネルギー  $E_R$  の関数とした SD 反応によるフォームファクタ。

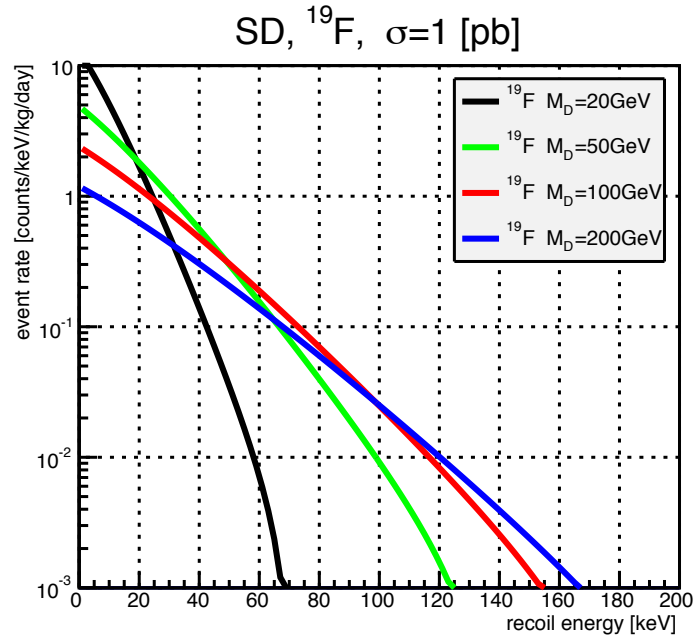


図 2.9  $^{19}\text{F}$  原子核に対する SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。  $M_D = 20, 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$  の 4 種類のニュートラリーノの質量について記す。  $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

## 2.4 暗黒物質の信号

図 2.7 や図 2.9 に示したようにニュートラリーノと弾性散乱した反跳原子核から得られるエネルギースペクトルは特徴のない指数関数の形状をしている。そのため直接探索において暗黒物質の検出を主張するために、暗黒物質特有の信号を観測する必要がある。暗黒物質特有の信号に以下のものがあげられる。特に NEWAGE においては「到来方向の異方性」を観測を目指している。

- エネルギースペクトルの核種依存性
- エネルギースペクトルの季節変動
- 暗黒物質の到来方向異方性

### 2.4.1 エネルギースペクトルの核種依存性

ニュートラリーノと原子核との散乱断面積は原子核の核種によって異なる。よって、予想されるエネルギースペクトル  $dR/dE_R$  も原子核の核種に依存し形状が変化する。図 2.10、図 2.11 はそれぞれ SI、SD 反応において、異なる標的原子核を用いたときの予想されるエネルギースペクトルである。ここでニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$ ,  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。図 2.10、図 2.11 のように、エネルギースペクトルの核種依存性を検出すれば暗黒物質の証拠となり得る。しかし、暗黒物質以外のイベント (バックグラウンド) も核種ごとに反応が異なるため、この手法で高い有意性を得るのは困難である。

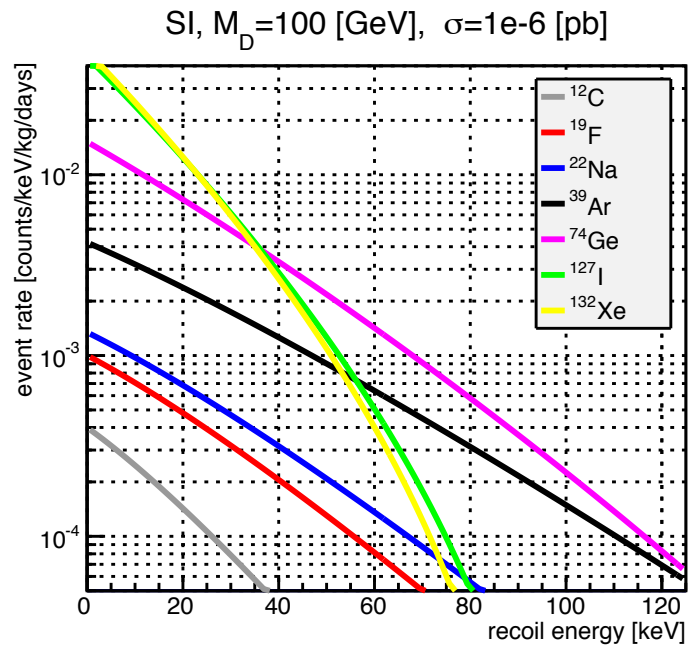


図 2.10 異なる標的原子核に対する、SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。ニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$  とした。

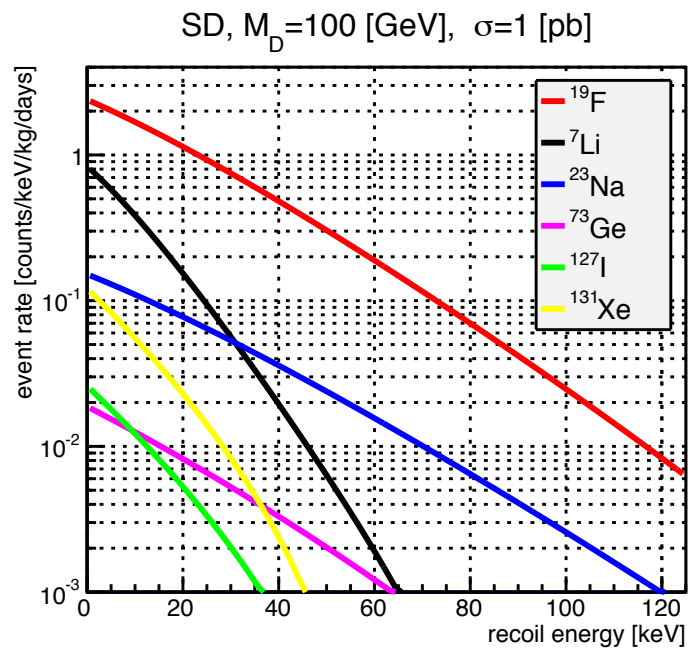


図 2.11 異なる標的原子核に対する、SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。ニュートラリーノの質量は  $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

## 2.4.2 季節変動

エネルギースペクトルの季節変動は地球の公転による銀河に対する地球の相対速度  $v_E$  の変化 (2.1 式) によって生じる。 $v_E$  は 6 月 2 日に最大となり、12 月 4 日に最小となる。またその変動率は 5% 程度である。この僅かな季節変化を測定するためには、固体検出器といった大質量検出器を用いた長時間観測を行って統計を貯め統計誤差を小さくし、非常に安定した環境で実験を行うことで系統誤差を低くする必要がある。季節変動の観測結果については 3.1.1 で述べる。

図 2.12 は 6 月と 12 月で予想されるエネルギースペクトルである。ここで、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  を用いた。

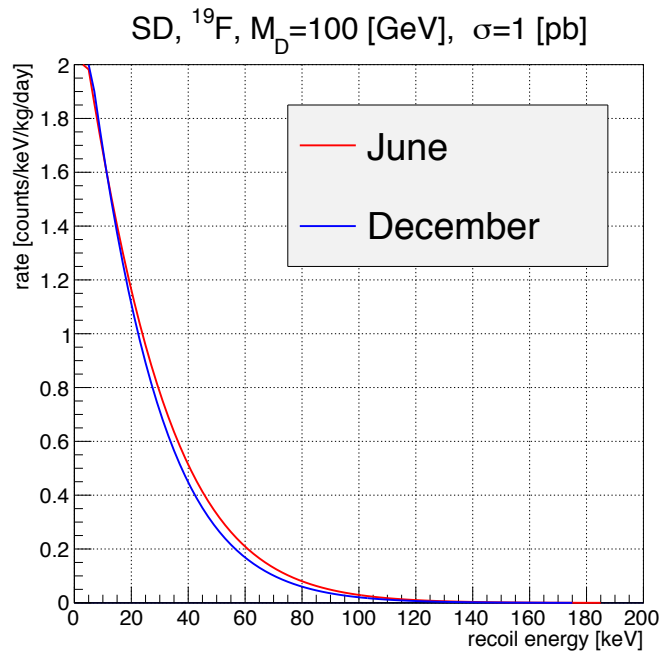


図 2.12 予想されるエネルギースペクトルの季節変化。標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

## 2.4.3 到来方向の異方性

地球の公転によるエネルギースペクトルの変化が約 5% 程度であるのに対し、暗黒物質特有の信号としてより確実性の高いものとして到来方向の異方性がある。これは、太陽系が銀河中を運動していることにより生じる「暗黒物質の風」の方向を測定することで、暗黒物質の検出の証拠とするものである。銀河系の中で太陽系ははくちょう座の方向に向かって運動しているため、暗黒物質ははくちょう座の方向から多く飛来していると考えられる。はくちょう座の方向は一日を通して変化し、また一年を通して変化するため、時刻や季節に依



存した環境変化を打ち消すことができる。

実験室系において、暗黒物質の弾性散乱による角度スペクトルは以下のように計算される [30]。

$$\frac{d^2 R}{dE_R d \cos \theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp \left[ -\frac{(v_E \cos \theta - v_{\min})^2}{v_0^2} \right] \quad (2.28)$$

ここで  $\theta$  はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角である。この角度とエネルギーの関係を図 2.13 に示す。ここで、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。図 2.13 の中から反跳エネルギーが 100–120 keV の事象を抽出すると、図 2.14 が得られる。バックグラウンド事象による  $\cos \theta$  分布は平坦になることが予想されるため、図 2.14 に示したような  $\cos \theta = 1$  のピークは暗黒物質存在の強い証拠となる。

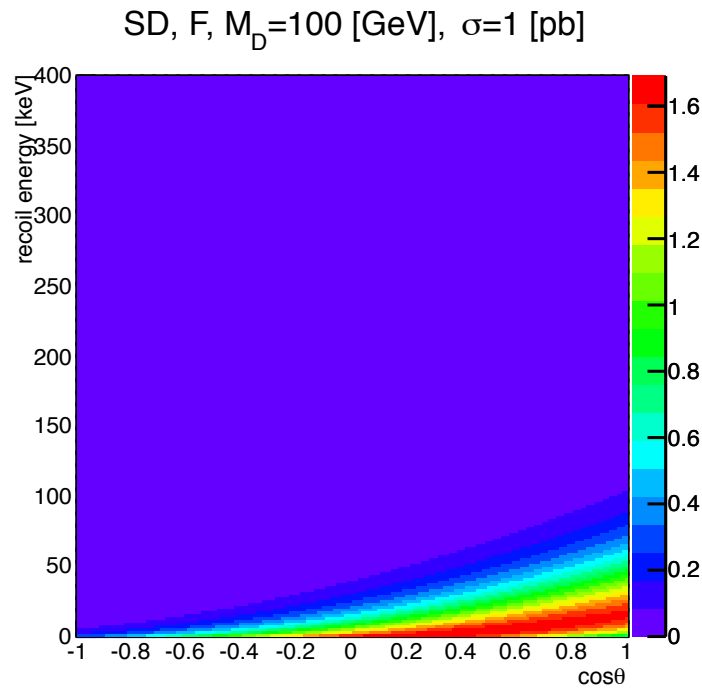


図 2.13 ニュートラリーノとの弾性散乱による予想される角度スペクトル。 $\theta$  はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

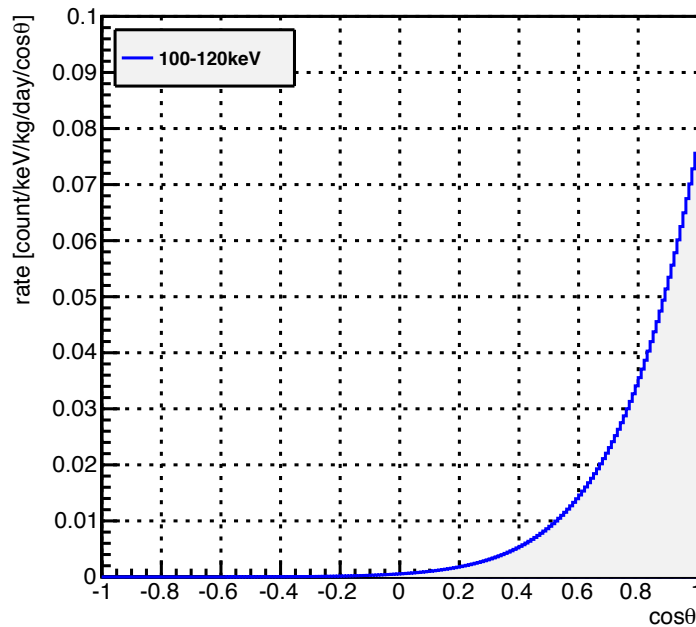


図 2.14 ニュートラリーノとの弾性散乱による予想される  $\cos \theta = 1$  分布 (100 – 120 keV)。 $\theta$  はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角、標的原子核は  $^{19}\text{F}$ 、ニュートラリーノとの反応は SD、 $M_{\text{D}} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$  とした。

## 2.5 バックグラウンド

暗黒物質による弾性散乱事象は非常に稀な事象である。そのため暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド) の理解は非常に重要である。暗黒物質直接探索実験におけるバックグラウンドは、検出器自身に含まれている放射性不純物由来のバックグラウンド (内部バックグラウンド) と検出器外部由来のバックグラウンド (外部バックグラウンド) の二種類に分類できる。本節では一般的な暗黒物質直接探索実験における内部バックグラウンドと外部バックグラウンドについてまとめる。

### 2.5.1 内部バックグラウンド

#### 放射性不純物

暗黒物質直接探索実験の代表的なバックグラウンドに  $^{238}\text{U}$  から安定な  $^{206}\text{Pb}$  まで系列崩壊する U 系列と、 $^{232}\text{Th}$  から始まり安定な  $^{208}\text{Pb}$  まで系列崩壊する Th 系列がある。U/Th 系列を壊変系列図 2.15 に示す。 $^{238}\text{U}$  や  $^{232}\text{Th}$  は自然界に多く存在し様々な物質の中に存在しており、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$  が  $^{206}\text{Pb}$ 、 $^{208}\text{Pb}$  に崩壊していく過程で様々なエネルギーの  $\alpha$  線、 $\beta$  線、 $\gamma$  線を放出する。また  $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$  の半減期はそれぞれ  $4.468 \times 10^9$  年、 $1.405 \times 10^{10}$  年と非常に長い。そのため検出器に使われる物質に入っていた場合、様々なエネルギーの  $\alpha$

線、 $\beta$  線、 $\gamma$  線を放出し続けるので、深刻なバックグラウンド源になり得る。暗黒物質直接探索実験では検出器製作に純度の高い物質を用いることにより U/Th 系列の混入を防ぐ。

壊変系列において放射平衡が成り立っているとすると、すべての核種の崩壊が単位時間当たり同数だけ起きていることになり、壊変系列中のすべての核種が同じ放射能として検出される。しかし、U 系列には比較半減期の長い  $^{226}\text{Ra}$  と  $^{210}\text{Pb}$  が含まれているので放射平衡が成り立たない可能性がある。そこで U 系列を  $^{226}\text{Ra}$  と  $^{210}\text{Pb}$  の前後で壊変系列を 3 つにわけて放射平衡が成り立っているか確認することが U/Th 系列由来のバックグラウンドを見積もる上で重要となる。ここで  $^{226}\text{Ra}$  と  $^{210}\text{Pb}$  の前後で 3 つにわけた U 系列を上から上流、中流、下流と定義する。また、U/Th 系列以外にも  $^{40}\text{K}$  や  $^{60}\text{Co}$  など寿命の長い放射性不純物が問題になることもある。

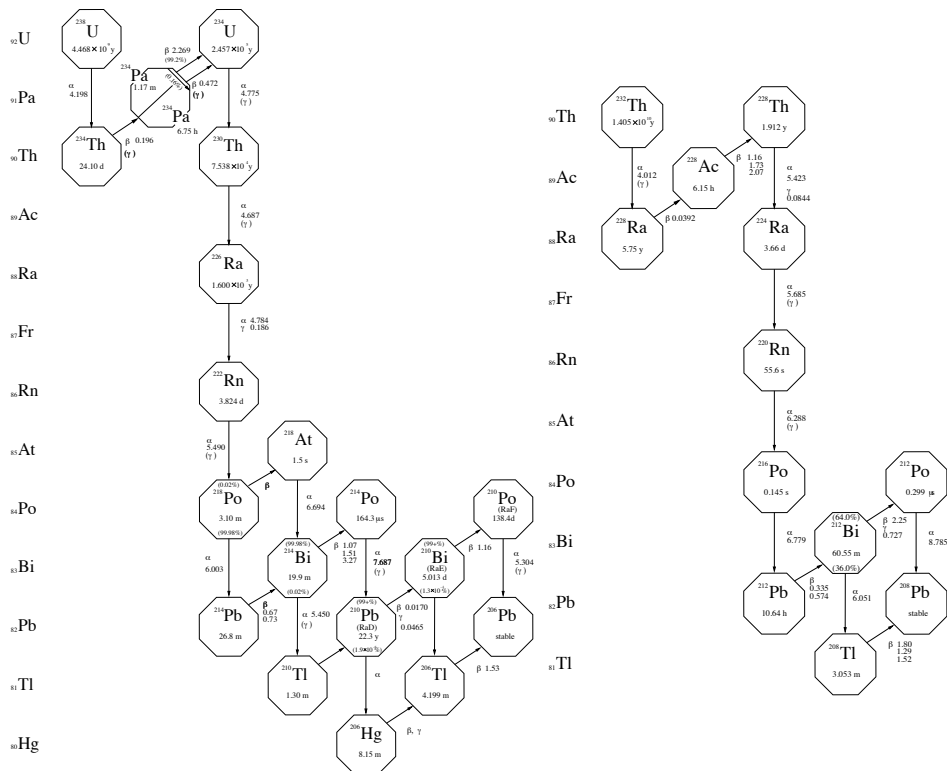


図 2.15 U/系列(左図)と Th 系列(右図)[31]。U 系列において  $^{226}\text{Ra}$  と  $^{210}\text{Pb}$  の前後で 3 つにわけ、上から上流、中流、下流と定義する。

## 2.5.2 外部バックグラウンド

### 宇宙線ミュオン

宇宙線ミュオン及びミュオンによって生じる放射線は暗黒物質直接探索実験の代表的

なバックグラウンドである。宇宙線ミュオンに由来するバックグラウンドを減らすために暗黒物質直接探索実験は一般的に地下の研究施設で行われることが多い。日本にある代表的な地下研究施設に東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設 (以降、神岡地下実験施設) がある。神岡地下実験施設は約 1000 m の山の下に位置し、実効的に地下 1000 m、水換算で 2700 m と同等の低バックグラウンド環境を実現している。図 2.16 に世界の地下実験施設の深さと宇宙線ミュオンの強度の関係を示す [32]。神岡地下実験施設の宇宙線ミュオンの強度は  $\sim 6 \times 10^{-8} / \text{cm}^2 / \text{s} / \text{sr}$  であり、地表の約 1/100000 である。

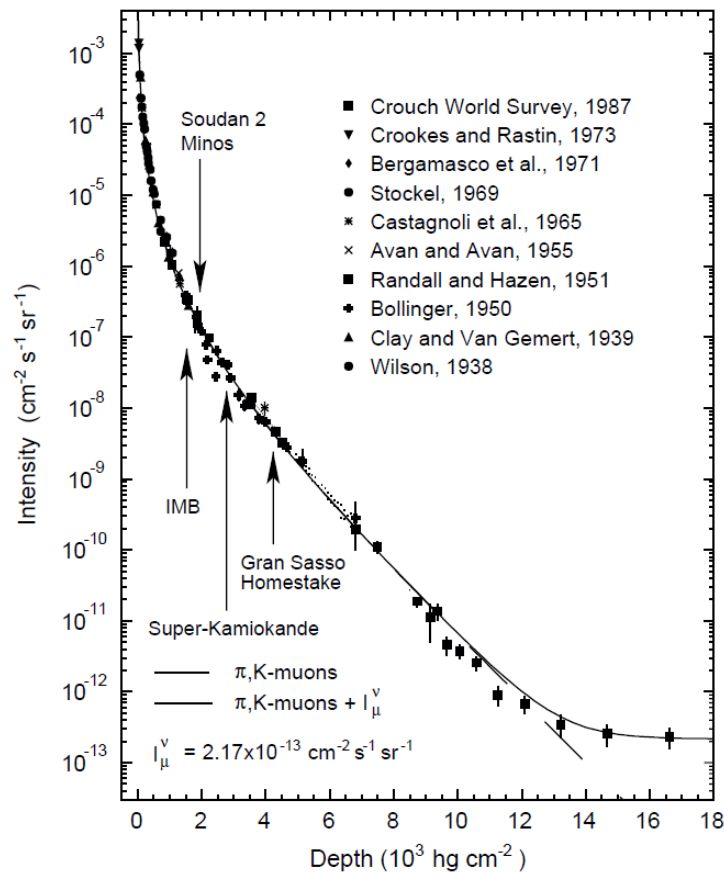


図 2.16 世界の地下実験施設の深さと宇宙線ミュオンの強度の関係 [32]

### 環境放射線

環境放射線には環境中性子と環境ガンマ線の二種類がある。環境中性子は宇宙線ミュオンによる原子核破砕により生じる。また地下実験施設のまわりにある岩盤には U/Th 系列が多く含まれており、岩盤中の U/Th 系列の放射性物質が核分裂をするときに中性子を放出したり、U/Th 系列の崩壊で生じた  $\alpha$  線が岩盤中で  $(\alpha, n)$  反応により吸収することで中性子を放出する。中性子は物質の原子核と弾性散乱するので、WIMP による原子核の弾性散乱と区別することが難しい。質量の近い原子核と弾性散乱したときに大きなエネルギー

を失いやすいので、環境中性子の遮蔽物として水素原子を多く含む水を用いることが多い。図 2.17 に神岡坑内で予想される環境中性子フラックスを示す [33]。環境ガンマ線は  $^{40}\text{K}$  や U/Th 系列の崩壊により生じる。  $5 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$  の CsI(Tl) シンチレータによる測定を元に予想される神岡坑内の環境ガンマ線フラックスを図 2.18 に示す [34]。

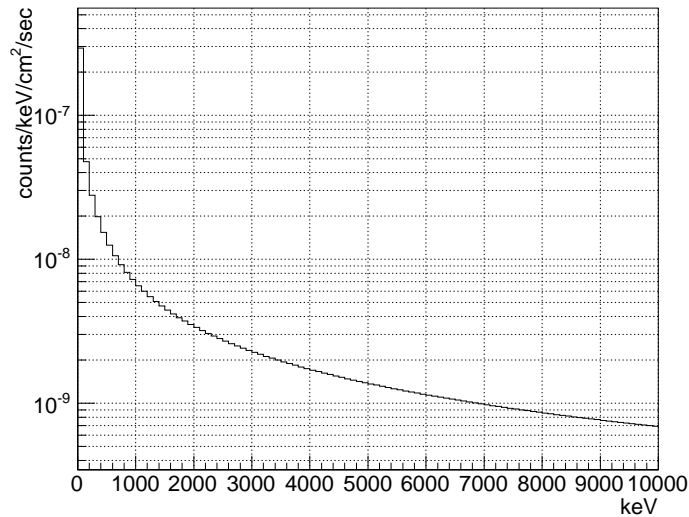


図 2.17 神岡坑内での予想される環境中性子フラックス [33]。

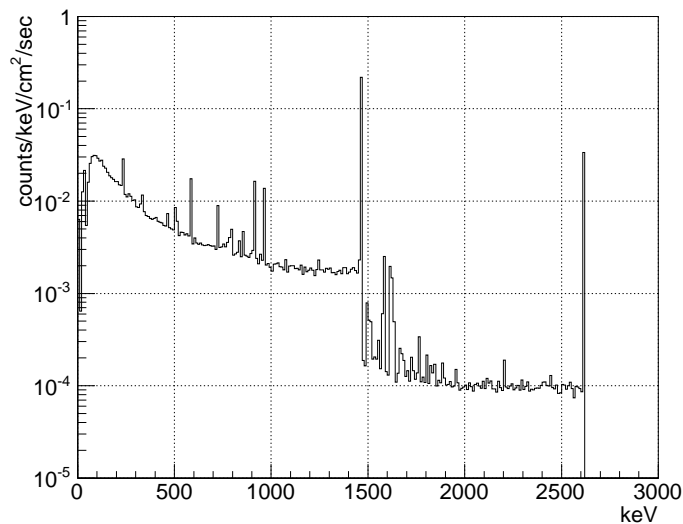


図 2.18 CsI(Tl) シンチレータによる測定から予想される神岡坑内での環境ガンマ線フラックス [34]。岩盤中の  $^{40}\text{K}$ 、U/Th 系列の崩壊により生じるガンマ線を考慮に入れている。

### 3 暗黒物質直接探索実験

現在、世界中で様々な検出器を用いた暗黒物質直接探索実験が行われている。直接探索実験では、WIMP と散乱した反跳原子核のエネルギーを光、熱、電離といった形で検出する。検出されるエネルギーは典型的に 100 keV 以下であるため、暗黒物質直接探索に用いる検出器は以下の特徴を持つことが重要となる。

- 低エネルギー閾値

2章に述べたように、予想されるエネルギースペクトルは指数関数的な形状をしている。そのため、エネルギー閾値が低い方がより多くの事象が期待される。2.4 から、重要なエネルギー領域は 100 keV 以下であることがわかる。

- 大質量

暗黒物質と原子核とが散乱する事象は非常に稀な事象であるので、標的となる物質の質量を大きくして効率よく統計を稼ぐことが重要となる。エネルギースペクトルの季節変動を観測するために必要とされる標的物質の典型的な質量は kg ~ ton 程度である。

- 低バックグラウンド

暗黒物質による稀な事象をバックグラウンドに埋もれることなく検出するために低バックグラウンドな環境で観測を行う必要がある。一般的に直接探索実験は、宇宙線バックグラウンドを減らすため地下の研究施設で行われる。また検出器の素材に含まれる放射性不純物がバックグラウンド源になりえるので、直接探索実験に用いる検出器は放射性不純物の少ない素材でつくる必要がある。また、検出器によってはエネルギー損失などの情報から粒子同定による解析的なバックグラウンド事象の分離が可能なものもある。

暗黒物質の直接探索実験はその手法の違いから「従来型の探索実験」と「方向に感度を持つ探索実験」の二つに分類される。従来型の探索実験とは反跳原子核のエネルギーのみを測定する実験のことである。一方で方向に感度を持つ探索実験とは反跳原子核のエネルギーに加えて反跳原子核の飛跡を測定する。2.4.3 節で述べたように、飛跡の方向に関する情報はより確かな暗黒物質の存在の証拠となり得る。表 3.1 に現在行われている代表的な暗黒物質直接探索実験をまとめた。本章では現在行われている暗黒物質直接探索実験について検出器ごとに紹介する。

表 3.1 暗黒物質直接探索実験

実験グループ	検出器 (material)	信号	参考文献
従来型の探索実験			
DAMA/LIBRA	Solid scintillator (NaI(Tl))	photon	[35, 36, 37, 38]
NAIAD	Solid scintillator (NaI(Tl))	photon	[39]
KIMS	Solid scintillator (CsI(Tl))	photon	[41]
DAMA/LXe	Liquid scintillator (Xe)	photon	[40]
XMASS	Liquid scintillator (Xe)	photon	[42]
XENON100	Liquid scintillator (Xe)	photon, charge	[43, 44]
LUX	Liquid scintillator (Xe)	photon, charge	[45]
WARP	Liquid scintillator (Ar)	photon, charge	[46]
CDMS	Bolometer (Si,Ge)	phonon, charge	[47]
CoGeNT	Bolometer (Ge)	phonon, charge	[48]
CRESST	Bolometer (CaWO <sub>4</sub> )	phonon, photon	[49]
DAMIC	CCD (Si)	charge	[50]
COUPP	Bubble chamber (CF <sub>3</sub> I)	charge	[51]
SIMPLE	Bubble chamber (C <sub>2</sub> ClF <sub>5</sub> )	charge	[52]
PICASSO	Bubble chamber (C <sub>4</sub> F <sub>10</sub> )	charge	[53]
方向に感度を持つ探索実験			
DRIFT	Gasous TPC (CS <sub>2</sub> , CF <sub>4</sub> )	charge	[55]
DM-TPC	Gasous TPC (CF <sub>4</sub> )	charge	[56]
NEWAGE	Gasous TPC (CF <sub>4</sub> )	charge	[57]
MIMAC	Gasous TPC (CF <sub>4</sub> )	charge	[58]
NIT-group	Emulsion (AgBr, C,N,O)	charge	[59]

### 3.1 従来型の探索実験

従来型の探索実験では、大質量を得るために標的は固体や液体が用いられ、反跳原子核のエネルギーのみを測定する。原子核の反跳エネルギーは熱・光・電荷のいずれかに変換されて検出される。検出する信号の違いから、光のみを検出するタイプに固体シンチレータ・液体希ガスシンチレータ、光と電離を検出するタイプに液体希ガスシンチレータ、熱と電離を検出するタイプに半導体ボロメータ、熱と光を検出するタイプに結晶ボロメータ、電離を検出するタイプに半導体検出器・泡箱のように分類される。この節ではそれぞれの特徴を述べ

ていく。図 3.1、図 3.2 はこれまでに行われてきた代表的な従来型暗黒物質直接探索実験の結果をまとめたものである。反跳原子核のエネルギーのみを測定する手法により DAMA は暗黒物質の存在を主張しているが、他の実験グループが同手法により DAMA の結果を否定しており従来型の暗黒物質直接探索では決着がついていない。

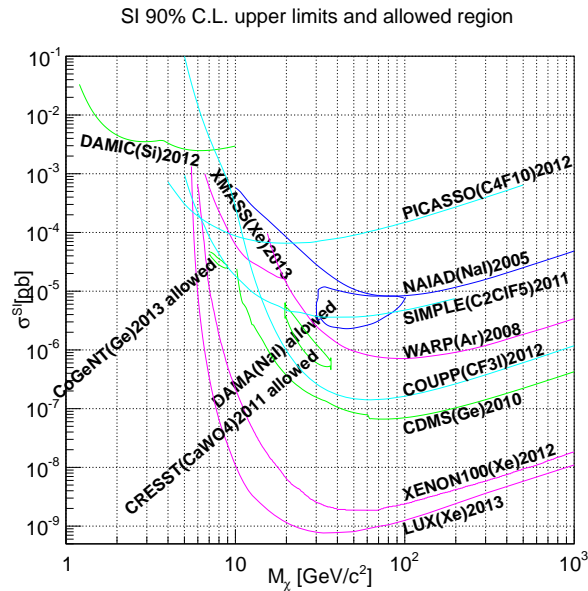


図 3.1 暗黒物質探索結果 [69]。WIMP との SI 反応での制限曲線を表す。

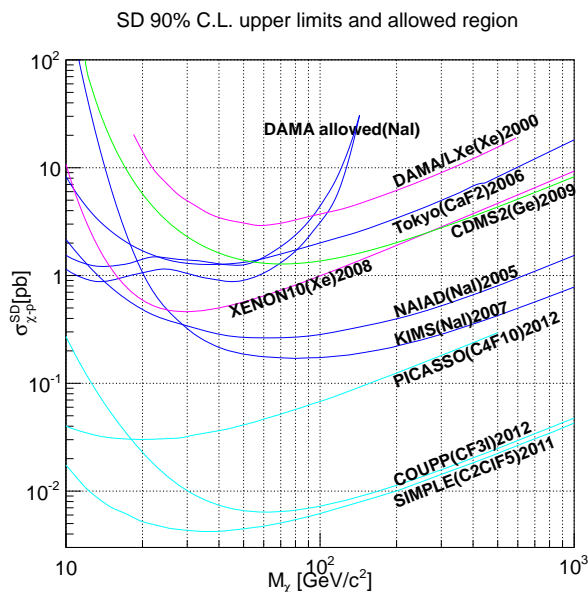


図 3.2 暗黒物質探索結果 [69]。WIMP との SD 反応での制限曲線を表す。



### 3.1.1 固体シンチレータ

固体シンチレータの利点は大量化が容易で、特性についての研究が進んでいる点である。これまでの直接探索実験では NaI(Tl) や CsI(Tl) など様々な種類のシンチレータが用いられている。

DAMA は 100 kg の NaI(Tl) シンチレータを用いて 7 年間の観測を行い、季節変動を観測したことから暗黒物質の発見を報告したイタリアのグループである [38]。結果の信頼度を増すために、DAMA は新たに DAMA/LIBRA としてより純度の高い NaI(Tl) シンチレータ 250 kg を用いて追実験を行い、再度精度よく季節変動を観測した (図 3.3 [35])。DAMA/NaI と DAMA/LIBRA の観測量は 1.17 ton · year となり、暗黒物質の発見を力強く主張した。しかし他実験でこの季節変動を棄却する結果を得ていることから、DAMA の観測した季節変動は周期的なバックグラウンドによる系統誤差から生じたものではないかという主張もある。DAMA の主張を確かめるために、他の実験施設で NaI(Tl) シンチレータを用いた現在稼働中の実験があり結果に期待される [60, 61]。

その他の固体シンチレータを用いた実験として、現在は終了した 55 kg の NaI(Tl) シンチレータを用いた NAIAD[39]、34.8 kg の CsI(Tl) を用いた韓国の KIMS[41] がある。NAIAD は 44.9 kg · year の観測で DAMA に匹敵する感度を示したが、季節変動の検出には至っていない。KIMS は 3490 kg · days の観測を行い、SD 反応において制限をつけた。

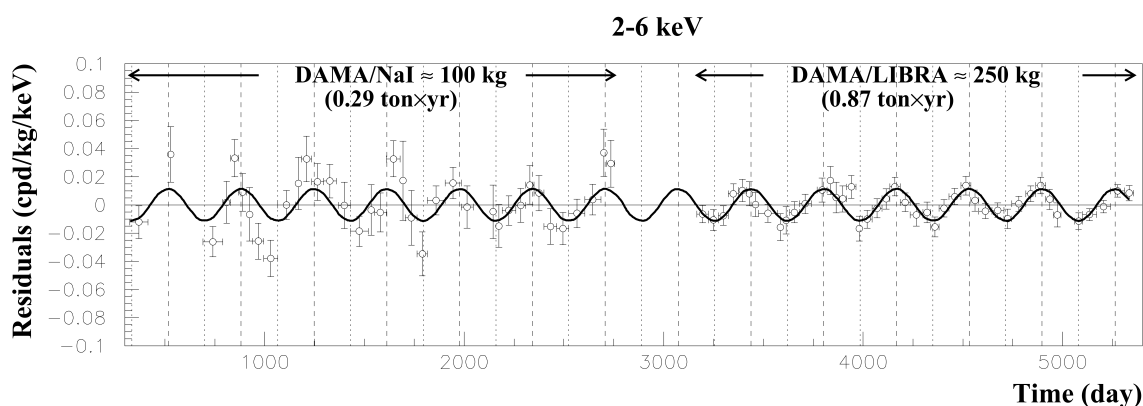


図 3.3 DAMA,DAMA/LIBRA での 2 – 6 keV 領域における季節変動の観測結果 [35]。

### 3.1.2 液体希ガスシンチレータ

液体希ガスシンチレータとしては液体キセノン (LXe) や液体アルゴン (LAr) が挙げられる。LXe は質量数が大きく、またシンチレーション光の光量も多いため、暗黒物質探索実験に非常に適した物質である。一方、LAr は LXe に比べて質量数は小さいが、バックグラ

ンドの分離という点や、安価に利用できるという LXe にない特徴を持つ。

液体希ガスシンチレータは単相式と二相式の検出器に分類される。単相式はシンチレーション光の信号のみを光検出器で検出する。また検出器自身からのバックグラウンドを減らすためシンプルな構造をしており、環境ガンマ線を自己遮蔽により除去する。一方、二相式は液相に加えて気相がある。二相式では液相で発生する 1 次シンチレーション光 (S1) の信号だけでなく電離による信号も検出する。電離による信号は、液相で電離した電子がドリフトされ気相で増幅される際に発生する 2 次シンチレーション光 (S2) として検出される。原子核反跳事象ではエネルギー損失が大きいのでイオンの密度が大きくなる。よって再結合が起こりやすく S2 に対する S1 の比が小さくなる。電子反跳事象ではエネルギー損失が原子核反跳事象に比べて小さいのでイオンの密度が小さい。そのため原子核反跳事象に比べて再結合が起こりにくく S2 に対する S1 の比が大きい。このことから、原子核反跳事象と電子反跳事象を強力に分離することができ、これが二相式の大きな長所となる。

単相式の検出器を用いた暗黒物質直接直接実験として、DAMA/LXe[40] や XMASS[42] がある。DAMA/LXe は 6.5 kg の液体  $^{129}\text{Xe}$  を用いて 2500 kg · days の観測を行った。XMASS は約 800 kg の LXe を用いた単相式の検出器であり、岐阜県神岡の地下 1000 m で実験が行われている。359.2 live days × 832 kg の観測を行い季節変動の解析によって DAMA 実験の許容するパラメータ領域の多くを排除した。二相式検出器を用いた実験としては LUX[45] や XENON[43] がある。LUX は 118 kg の LXe を用いて 10 – 1000 GeV の質量領域における WIMP との SI 反応について最も良い制限を与えている。WARP は 3.2 kg の LAr を用いており 96.5 kg · days の観測を行った [46]。

### 3.1.3 半導体検出器 (ボロメータ、CCD)

ボロメータはを用いた直接探索では、原子核反跳によるエネルギーを温度上昇として検出する。絶縁体の熱容量は低温で温度の 3 乗に比例するため mK 以下の温度変化を感知することができ、極低温で動作させることで低エネルギー閾値が可能となる。半導体を用いたボロメータでは、熱と同時に電子-ホール対が生成するため、熱と電離の情報から粒子識別が可能となり、電子反跳によるバックグラウンドを分離することができる。また特別な結晶を用いたボロメータを用いた実験もある。結晶が熱と同時にシンチレーション光を放出するため、熱と光の情報から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる。

CDMS-II は厚さ 1 cm の Ge 結晶 (250 g)19 個と Si 結晶 (100 g)11 個を用いて 40 mK に冷却、観測を行った実験である [47]。熱と電離の信号の読み出し時間の違いから、事象の発生点の深さを測定できるため、検出器表面からの電子のバックグラウンドを分離することができる。Ge(Si) でそれぞれ 612(140.2) kg · days の観測を行い、事象選別後それぞれ 2(3) 事象が残った。WIMP の信号であることが期待されたが、CDM-II はバックグラウンドで説明できるとし暗黒物質の発見とはしなかった。CoGeNT は 443 g の p 型 Ge 検出器を用

いた実験であり、0.4 keV という低いエネルギー閾値を達成している。約  $\sim 200 \text{ kg} \cdot \text{days}$  の観測を行い、低エネルギー領域で1年以上の期間の季節変動を  $\sim 2.8\sigma$  で観測した [48]。CRESST-II は 10 kg の  $\text{CaWO}_4$  の結晶を用いた実験であり、熱とシンチレーション光の電離の比から電子反跳のバックグラウンドを分離することができる [49]。730  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測からバックグラウンドで説明できる計数率を得た。暗黒物質の低質量領域の探索はエネルギー閾値により測定感度が足りず探索は困難であったが CCD を用いた DAMIC はエネルギー閾値 40 eV を達成した [50]。DAMIC は 1 g の CCD を用いて 1.5  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測を行い低質量領域に制限をつけた。

### 3.1.4 泡箱

泡箱は沸点以上に加熱された過熱状態の液体を用いた検出器である。その中に荷電粒子が入射すると、液体から気体への相転移が起こり、粒子が通過した部分に泡が発生する。その泡を撮影することにより反跳原子核を検出する。泡箱の利点としては、電子識別、大質量、SD 反応に対する標的選択などがあげられる。欠点として反跳原子核のエネルギーを測定することができないことがあげられるが、温度や圧力などの調整によって感度を調整し、実効的に閾値を調整することが可能である。

泡箱を用いた実験に COUPP[51], SIMPLE[52], PICASSO[53] がある。COUPP は  $\text{CF}_3\text{I}$  を 4.0 kg 用いて 553  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測を行った。SIMPLE は  $\text{C}_2\text{ClF}_5$  を 0.215 kg 用いて 13.67  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測を行った。PICASSO は  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  中の  $^{19}\text{F}$  を 0.72 kg 用いて 114  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測を行った。また PICASSO と COUPP が合わさった PICO 実験がある [54]。PICO は 2 L の  $\text{C}_3\text{H}_8$  を用いて 211.6  $\text{kg} \cdot \text{days}$  の観測を行い、SD 反応での暗黒物質直接探索実験における世界最高の結果を得た。上記の実験の標的原子核に  $^{19}\text{F}$  が含まれている。 $^{19}\text{F}$  は  $\lambda^2 J(J+1)$  が大きく SD 反応に対する感度が高い。

## 3.2 方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験

地球の公転による暗黒物質のエネルギースペクトルの変動率は約 5% と小さい。それに比べて太陽系の運動自体に起因する暗黒物質の風の非対称性は大きく、暗黒物質存在の強力な証拠になる得る。方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験では反跳原子核の飛跡を検出することで、検出器に対する WIMP の到来方向を測定する。反跳原子核のもつエネルギーが 100 keV であるときの典型的な飛跡の長さは、1 気圧のガス中において 1 mm 以下となる。そのため多くの方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験は、低圧ガスを用いたガス検出器で実験が行われている。現在では大質量にすることが容易な、固体検出器を用いた方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験についての研究も進んでいる。

### 3.2.1 ガス検出器

方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験では、低圧ガスを用いた TPC(Time Projection Chamber) が用いられる。一般的には MPGD(Micro-Patterned Gaseous Detector) と組み合わせて用いられており、それらは  $\mu$ -TPC と呼ばれる。低圧ガスを用いるため検出器の大きさとしては  $1\text{ m}^3$  以上の体積が必要とされる。3.1 節で述べた従来型の検出器と比べると標的の質量密度は  $\sim 1/1000$  であるが、暗黒物質の到来方向の異方性が観測できれば暗黒物質存在の強い証拠となる。

図 3.4 に TPC の概念図を示す。 $\mu$ -TPC は荷電粒子の飛跡を得ることができる。WIMP との弾性散乱により反跳した荷電粒子がガス中を運動すると、飛跡に沿ってガスが電離する。電離により生じた電子は、TPC 内部に印加されたドリフト電場によって  $Z$  方向にドリフトされ、読み出し面 ( $XY$  平面) で飛跡の 2 次元情報を得ることができる。またこのとき、電子のドリフト速度とドリフトに要する時間を考えることで  $Z$  座標を得ることができ 3 次元の飛跡情報を得ることができる。

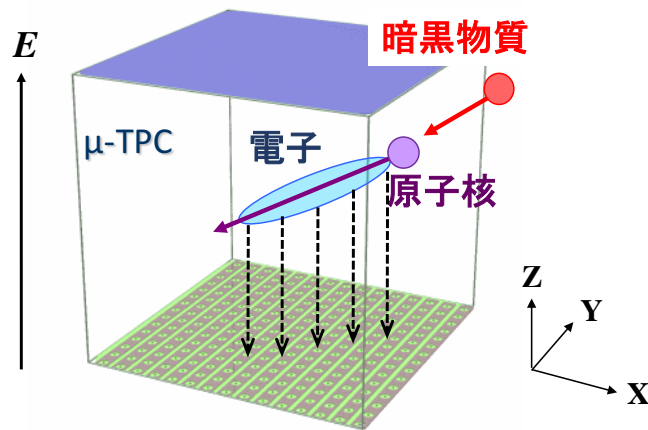


図 3.4 TPC の概念図。

ガス検出器では Xe や Ar といった希ガスが用いられることが多い。特に Xe は質量数が大きいことから SI 反応に対する感度が高いが、ドリフト中の電子拡散が大きいいため、大型のガス検出器では反跳原子核の微細な飛跡を捉えることが困難である。図 3.5 にガス中の電子の運動を計算するソフト MAGBOLTZ[62] での計算結果を示す。ガスの種類により拡散係数が異なることが図 3.5 から分かる。CS<sub>2</sub> を用いると、陰イオン TPC(Negative Ion Time Projection Chamber : NITPC) を作ることができる。この場合はイオンがドリフトするため拡散が少なくなり、微細な飛跡を捉えることができる。CF<sub>4</sub> は NITPC を作ることはできないが、ドリフト速度が速いため電子の拡散が小さい(図 3.5)。また CS<sub>2</sub> は引火性

が強く有毒であるが  $\text{CF}_4$  は不燃で無毒であるため取扱いが容易である。 $\text{CS}_2$  は S の質量数が 32 と比較的大きいため SI 反応に感度を持ち、 $\text{CF}_4$  は F の  $\lambda^2 J(J+1)$  が大きいため SD 反応に感度をもつ (表 2.1)。本研究では  $\text{CF}_4$  を用いている。表 3.2 に  $\text{CF}_4$  の性質を示す。

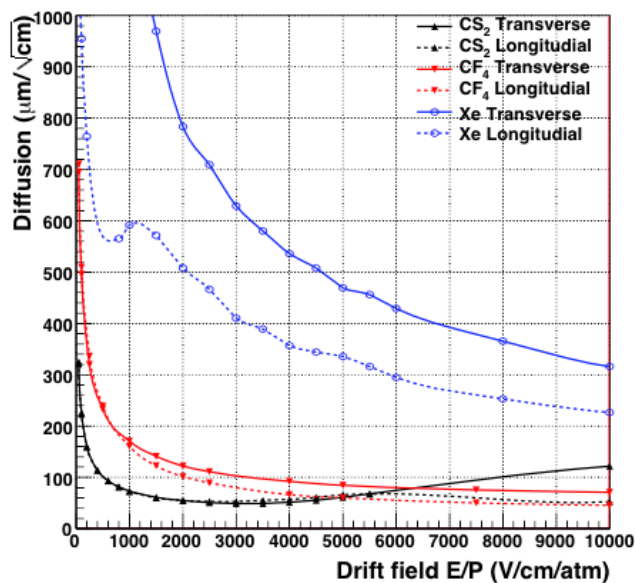


図 3.5 MAGBOLTZ による、温度 300 K を仮定した場合の電子と陰イオンの拡散を電場の関数として表した図 [69]。点線と実線はそれぞれ電場方向に対して縦拡散と横拡散を表す。色は分子の種類を表し赤、青、黒はそれぞれ  $\text{CF}_4$ 、Xe、 $\text{CS}_2$  を表す。

表 3.2  $\text{CF}_4$  ガスの性質

化学式	$\text{CF}_4$
名称	四フッ化炭素
形状	無色気体
分子量	88.01 g/mol
密度	3.76 g/l (15°C, 1 atm)
融点	89.55°K
沸点	145.35°K
W 値	34eV [63]

ガス検出器を用いた方向に感度を持つ実験としてはイギリスの DRIFT [64]、アメリカの DM-TPC [65] などがある。DRIFT グループは方向に感度を持つ暗黒物質探索実験のパイオニアであり、特にバックグラウンド低減技術についての研究が進んでいる。検出器は  $1\text{ m}^3$  のガス検出器で、読み出しに MWPC (Multi Wire Proportional Counter) を用いてい



る。現在は 30 torr の  $\text{CS}_2$ 、10 torr の  $\text{CF}_4$ 、1 torr の  $\text{O}_2$  の混合ガスを用いた DRIFT-IIId が稼働中で、方向の情報を有いた解析は行っていないものの、大型の従来型検出器と競い合える制限 (100 GeV の暗黒物質質量に対して 1.1 pb : 図 4.16) をつけている。DM-TPC は CCD 読み出しの TPC を用いた暗黒物質探索実験を行っているグループである。ドリフトした電子が読み出し面で発するシンチレーション光を CCD カメラで読み出すことにより飛跡を得ることができる。そのため得られる飛跡は 2 次元的であるが、飛跡に沿った原子核のエネルギー損失を光量の情報として簡単に得ることができる。ガスは  $\text{CF}_4$  を用いている。DM-TPC は地上での観測で 115 GeV の暗黒物質質量に対して  $2.0 \times 10^3$  pb の制限をつけている (図 4.16)。

### 3.2.2 原子核乾板

原子核乾板は臭化銀をゼラチンで固めた放射線検出器であり、固体検出器でありながら暗黒物質の到来方向に感度を持つ [59]。荷電粒子が通過すると臭化銀をイオン化し、銀が生じる。これを現像して成長させることにより電子顕微鏡で荷電粒子の飛跡を観察することができる。また、原子核乾板は荷電粒子の微細な飛跡 ( $< \sim \mu\text{m}$ ) を検出することができる。NIT では WIMP による弾性散乱の飛跡検出するための原理実証において低速 Kr の飛跡観測を行った。原子核乾板は大型化の実績があるため、大型の固体検出器を用いた方向に感度を持つ暗黒物質直接探索ができると期待される。

### 3.2.3 カーボンナノチューブ (CNT)

カーボンナノチューブ (Carbon NanoTubes : CNT) は炭素原子を円筒状の構造体としたものである [66]。CNT の開口部を太陽系の進行方向にむけて設置し、WIMP との反跳原子核を CNT でチャネリングすることにより、WIMP の到来方向を測定する。太陽系の進行方向からの原子核反跳事象と進行方向と反対方向の原子核反跳事象を比較することで WIMP の到来方向の非対称性を示すことができる。C は WIMP との SI 反応に感度がある。CNT の特性に関する研究は進んでおり大質量化は CNT を並べるだけと容易であるため、WIMP との SI 反応における方向に感度をもつ探索での結果に期待される。

## 4 NEWAGE

NEWAGE(NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。2.4.3 節で論じたように、方向性に感度を持つ手法は暗黒物質の強力な証拠になり得る。NEWAGE の検出器は読み出しに MPGD の一つである二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC(micro Pixel Chamber)[67] を使用した 3次元ガス飛跡検出器  $\mu$ -TPC を用いている。 $\mu$ -TPC では、荷電粒子がガス中を運動するとガスを電離し、粒子が通過した飛跡に沿って電子が発生する。この電子を Drift Plane と  $\mu$ -PIC の間に印加しているドリフト電場によりドリフトさせ、補助増幅器 GEM で電子をガス増幅し、 $\mu$ -PIC で電子をガス増幅し二次元の位置情報と時間情報を読み出す。

### 4.1 NEWAGE-0.3b'

NEWAGE では、 $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$  の二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC、 $32 \times 31 \text{ cm}^2$  の中間増幅器 GEM、41 cm のドリフト領域を組み合わせた  $\mu$ -TPC 「NEWAGE-0.3b'」を製作し、2013 年に神岡地下実験施設で観測を開始した [57]。装置の外観を図 4.1 に、装置の概念図を図 4.2、装置の中の様子を図 4.3 に示す [69]。

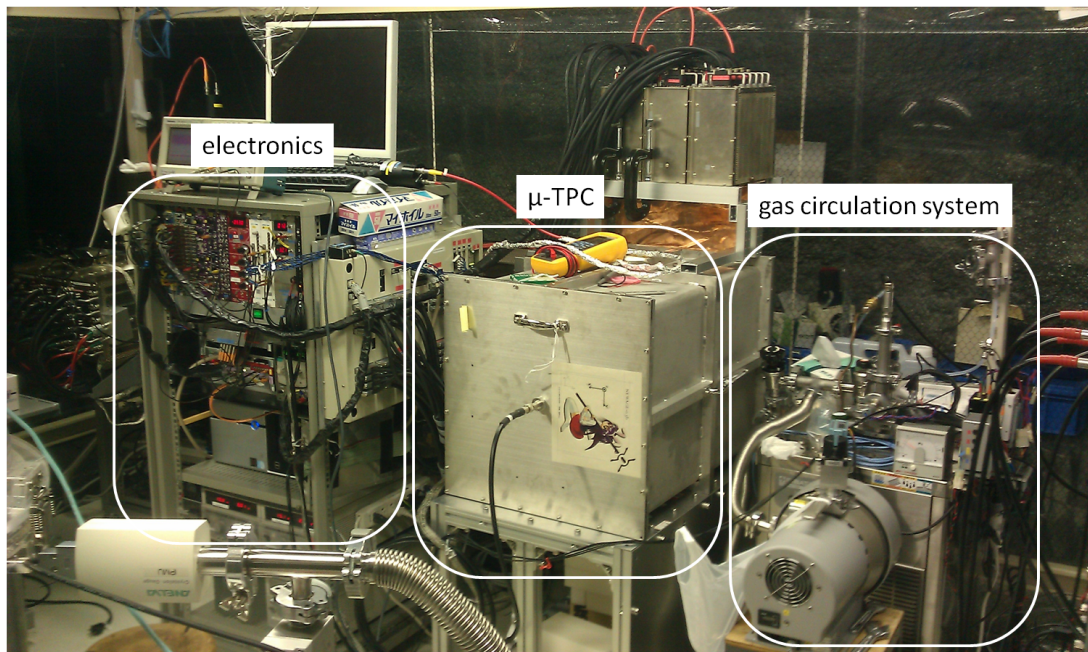


図 4.1 NEWAGE-0.3' の外観 [69]。図中”electronics”は NEWAGE 検出器で用いているエレクトロニクスを入れたラック、図中” $\mu$ -TPC”は検出器本体、図中”gas circulation system”はガスを循環、冷却するガス循環器系を表す。

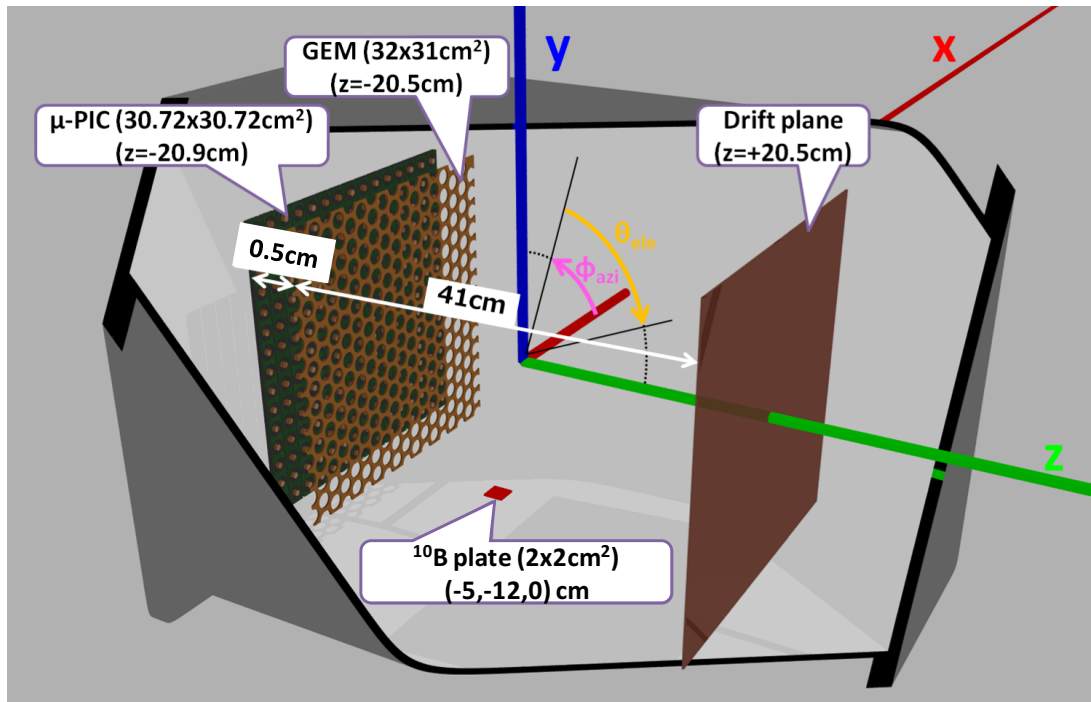


図 4.2 NEWAGE-0.3b' の概念図 [57]。赤、青、緑の線はそれぞれ x、y、z 軸であり、TPC の中心が原点 (0, 0, 0) である。(-5, -12, 0) cm にエネルギー較正に用いる  $^{10}\text{B}$  が蒸着されたガラスプレートが設置されている。



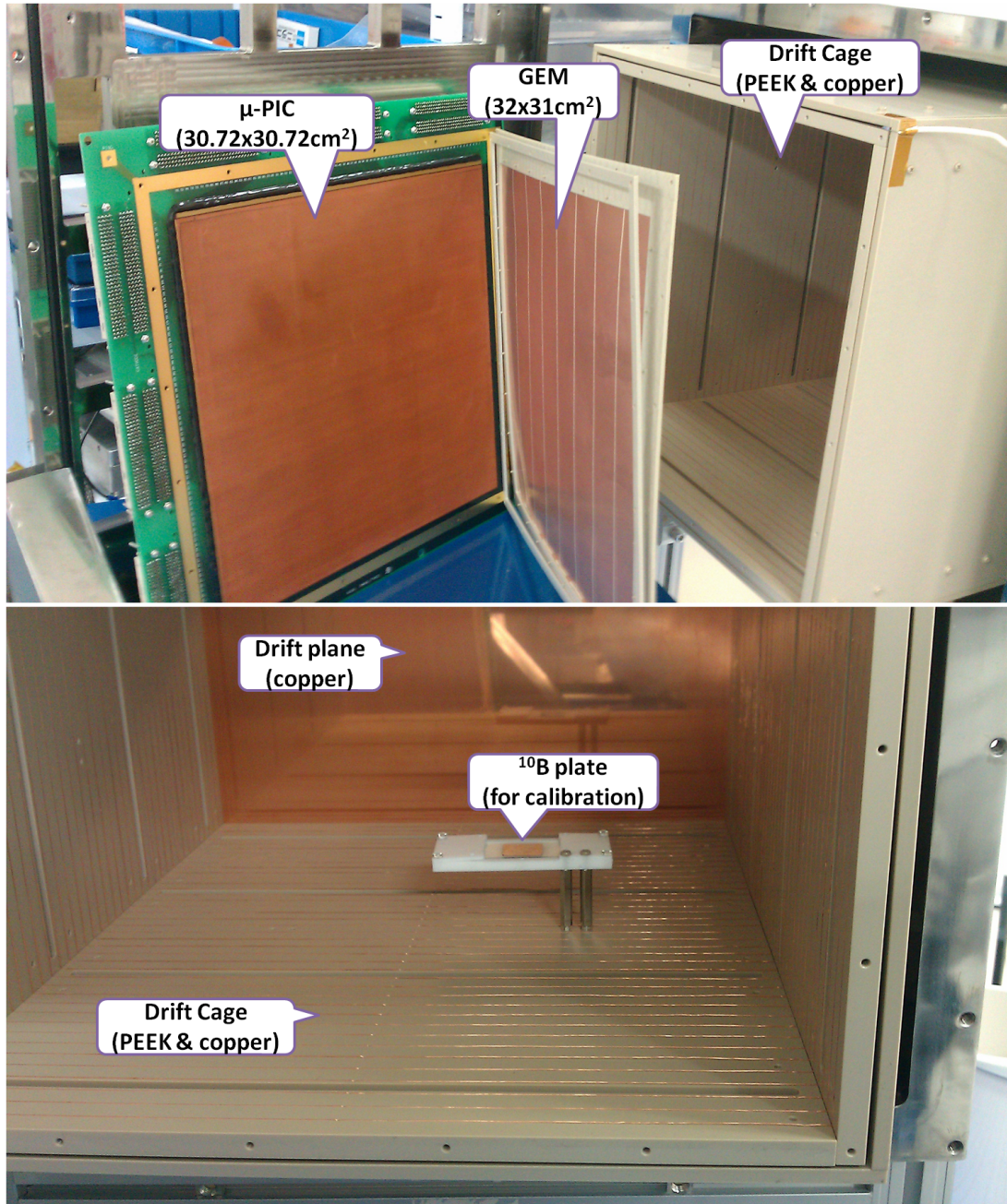


図 4.3 上図は NEWAGE-0.3b' に設置されている  $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$  の二次元画像飛跡検出器  $\mu$ -PIC と  $32 \times 31 \text{ cm}^2$  の中間増幅器 GEM。下図は NEWAGE-0.3b' の電場形成ゲージと内部に設置されている  $^{10}\text{B}$  が蒸着されたガラスプレートを示す [69]。

$\mu$ -PIC 写真と構造の模式図を図 4.4 に示す。 $\mu$ -PIC はプリント基板加工技術を用いて作られる検出器であり、ガス増幅と電荷の読み出しに用いられる。プリント基板加工技術は安価で大型の検出器を作ることが可能であり、大質量を必要とする暗黒物質探索実験に用いる検出器を製作するうえで利点となる。 $\mu$ -PIC は輪切りにした比例計数管をピクセル状に配置した電極構造をしている。ピクセル間隔は  $400 \mu\text{m}$  であるので、WIMP との弾性散乱に

よって生じる数 mm 程度の短い飛跡を捉えることができる。またアノード、カソードがそれぞれ縦横につながっておりストリップ読み出しでデータを収集する。 $\mu$ -PIC は印加電圧を上げると高いゲインを得ることができるが、上げ過ぎると放電により壊れる恐れがある。

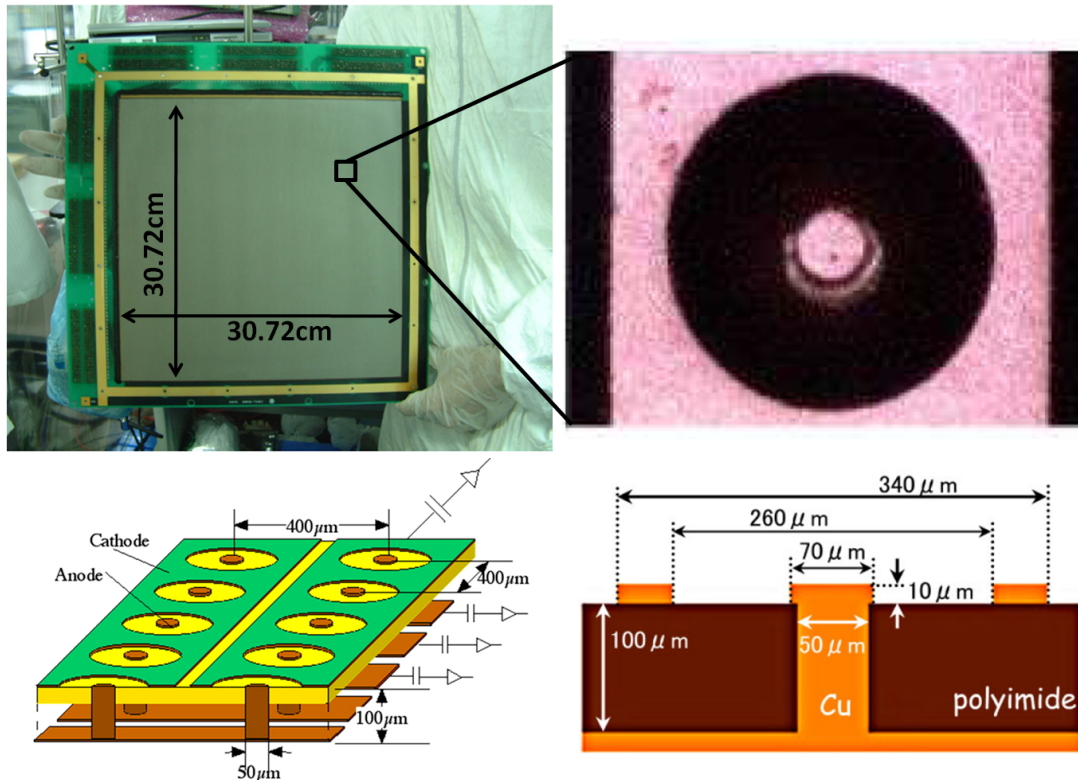


図 4.4 左上図は  $\mu$ -PIC の写真、左下図は  $\mu$ -PIC の模式図、右上図は  $\mu$ -PIC の 1 ピクセルの写真、右図は  $\mu$ -PIC の構造の模式図を表す [69]。

低圧力のガス中において  $\mu$ -PIC のみでは十分なガスゲインを得られない場合や、 $\mu$ -PIC のガスゲインを低めに設定し安全に動作させるために、補助増幅器として GEM[68] を用いる。GEM の拡大図を図 4.5 に示す。GEM は厚さ 100  $\mu\text{m}$  の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ 5  $\mu\text{m}$  の銅電極が融着されており、このシートに直径 70  $\mu\text{m}$  の穴が 140  $\mu\text{m}$  間隔で空いた構造をしている。両面についた銅電極に電位差を与え高電場を作ることで、電子を雪崩増幅させる。現在神岡で稼働中の NEWAGE-0.3b' では  $\mu$ -PIC と 5 mm の間隔において GEM を設置している。

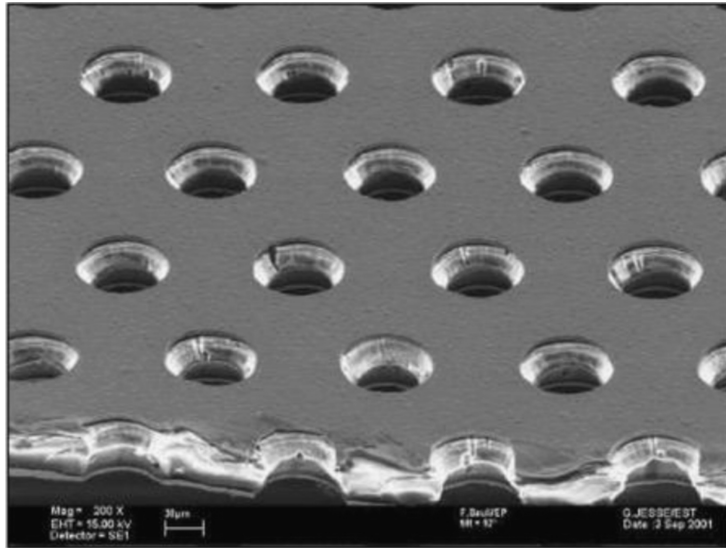


図 4.5 GEM の拡大図 [68]。

3.2.1 節、2.4.1 節で述べたように、電子拡散が小さい点とフッ素の SD 反応に対する散乱断面積が比較的大きい点から、NEWAGE では  $\text{CF}_4$  ガスを用いる。

## 4.2 データ取得 (DAQ)

$\mu$ -PIC で読み出された信号は図 4.6 に示すデータ取得 (Data Acquisition : DAQ) システムで処理される。 $\mu$ -PIC のアノードとカソードそれぞれ 756 本のストリップからの信号は ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) で処理された後、複数のストリップの信号を足し合わせた波形を残す「電荷情報」(図 4.6 中 analogSUM) と、情報を二値化して残す「飛跡情報」(図 4.6 中 LVDS) に分けて記録される。

DAQ のトリガーモードには自己トリガーモード (図 4.6 中 self TRIG) と外部トリガーモード (図 4.6 中 ext TRIG) がある。自己トリガーモードでは、 $\mu$ -PIC の 768 のアノードストリップを 16 チャンネルにグループ化し、そのうちのどれかに hit がきた時にトリガーが生成される。自己トリガーモードでは  $\mu$ -TPC 内での反応時刻に対応したトリガー情報が得られないので、Z 方向の情報は相対的な Z 成分の長さとなる。自己トリガーモードでは Z 方向の絶対的な位置情報を得ることはできないが、暗黒物質探索実験など多くの測定に用いる。

一方外部トリガーモードでは、トリガーにプラスチックシンチレータからの信号を光電子増倍管で読み出し、ディスクリミネータを通過した信号を用いる。外部トリガーモードは  $^{252}\text{Cf}$  線源を用いた測定の際に用いられる。 $^{252}\text{Cf}$  が崩壊する際に中性子と同時に放出される  $\gamma$  線をトリガーに用いることにより、TPC 内の原子核反跳の起きた Z 方向の絶対的な位置を決定することができる。



「電荷情報」については、カソード側 ASD のアナログ出力 768 本の波形を足し合わせて 4 本とした波形をそれぞれ 100 MHz の Flash ADC(FADC) を用いて記録する。FADC 波形は縦軸 ADC 値、横軸 clock[10 ns] で表されるので、波形の面積が電荷量となる。

「飛跡情報」の取得するパラメータは位置と全ヒットストリップの ToT(Time Over Threshold) を取得する。ここで ToT の概念図を図 4.7 に示す。ToT は波形がスレッシュホールドを越えている継続時間のことであり、スレッシュホールドを越えた部分の信号の立ち上がり立ち下りの clock を記録する。ドリフト速度は 8 cm/ $\mu$ s であるので 1 clock は 0.8 mm に対応する。図 4.8 に得られる飛跡の例を示す。ToT はエネルギー損失と相関を持っており、エネルギー損失が大きいと ToT も大きくなる。

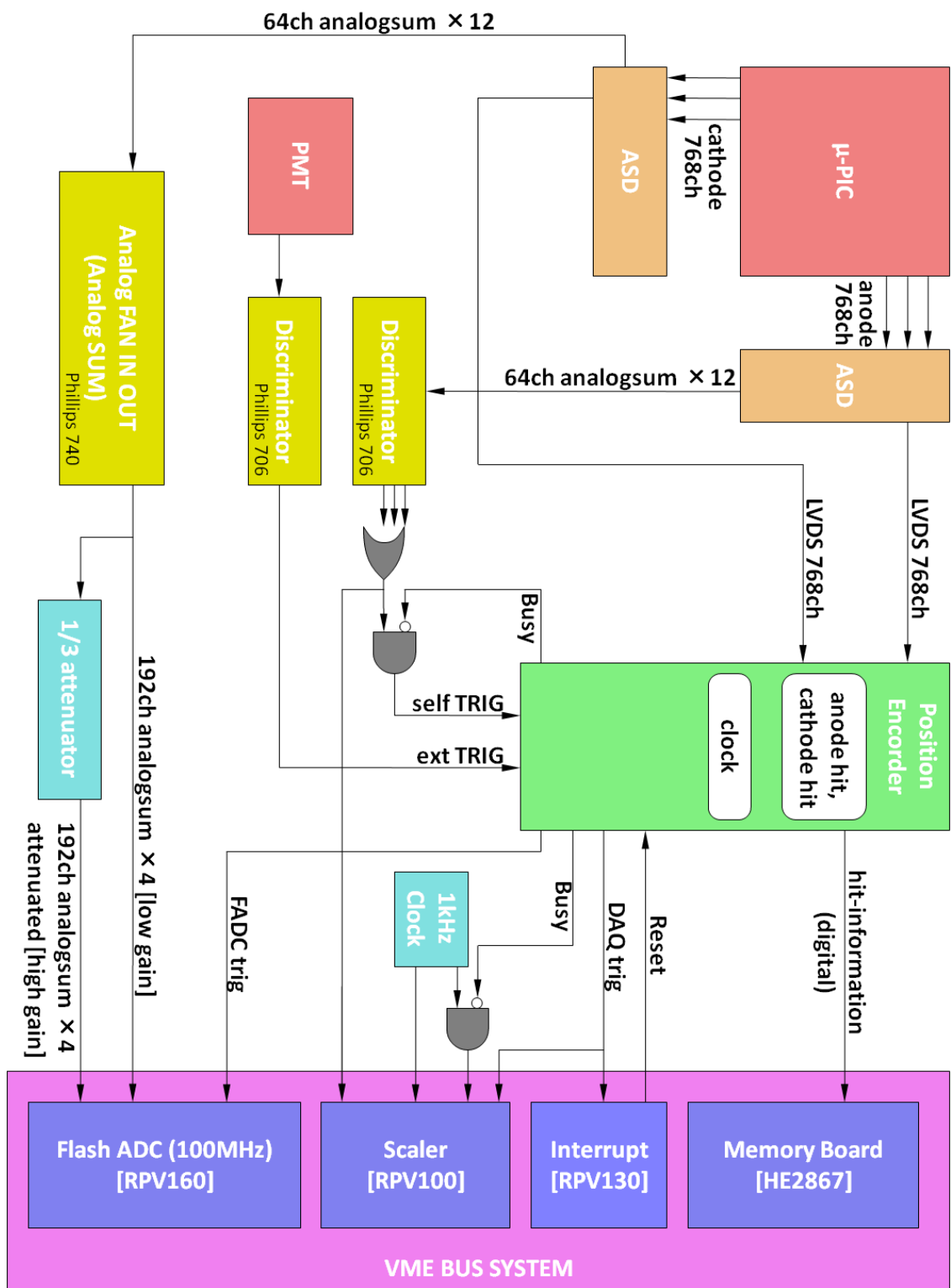


図 4.6 NEWAGE-0.3b' におけるデータ取得 (DAQ) フローチャート。

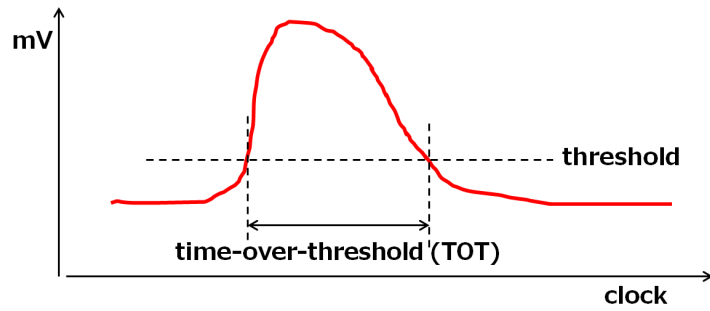


図 4.7 ToT(Time Over Threshold) の概念図 [69]。赤線は一つのストリップにおける信号を表す。

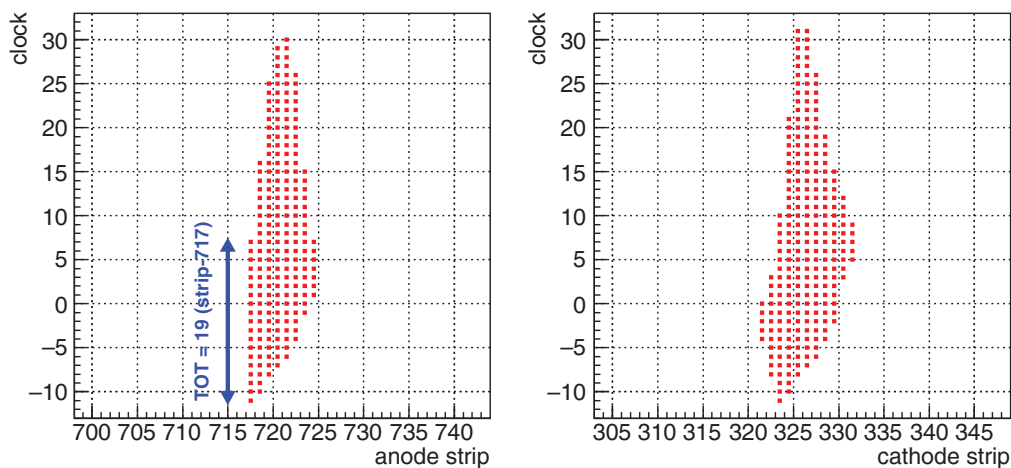


図 4.8  $\alpha$  線による飛跡の例 [57]。左図は (z-x) 平面におけるデジタルヒット点、右図は (z-y) 平面におけるデジタルヒット点を示す。図中の直線がそれぞれのストリップの ToT を表す。

### 4.3 事象選別

暗黒物質事象に対する様々なバックグラウンド事象を取り除くために検出器で取得したデータに対して事象選別を行う必要がある。NEWAGE-0.3b' の検出領域は  $30.72 \times 30.72 \times 41 \text{ cm}^3$  であるが、Fiducial カットにより有効体積は  $28 \times 24 \times 41 \text{ cm}^3$  とする。これは  $^{10}\text{B}$  プレート部分と壁からのバックグラウンドを取り除くためである。

ガンマ線バックグラウンドを取り除くために 3 種類のカットを導入する。用いるカットパラメータは "track-length"、"ToT-sum"、"roundness" である。これら 3 種類のカットは、電子のエネルギー損失が原子核に比べて小さいことに着目し、ガンマ線除去を目的としたカットである。図 4.9 は 3 つのカットから生き残った  $^{252}\text{Cf}$  線源を用いた原子核反跳事象の例、図 4.10 は track-length-cut により除去される電子反跳の事象例、4.11 は ToT-sum-cut により除去される電子反跳の事象例、4.12 は roundness-cut により除去される電子反跳の

事象例である。原子核反跳事象の生成には  $^{252}\text{Cf}$  線源、電子反跳事象の生成には  $^{137}\text{Cs}$  線源を用いた。track-length とは検出された飛跡長のことである。原子核反跳事象は飛跡の長さあたりに対するエネルギー損失が大きく、電子反跳事象は原子核反跳事象に比べて飛跡の長さあたりに対するエネルギー損失が小さい。このことからガンマ線による電子反跳事象は原子核反跳事象より飛跡長が長く検出されるため、これを利用することで電子反跳事象を除去することができる。ToT-sum とは  $\mu\text{-PIC}$  全ストリップの ToT の和である。ToT はエネルギー損失と相関を持っており、エネルギー損失が大きいと ToT も大きくなる。これを利用することで電子反跳事象を除去することができる。

roundness は 4.1 式のように定義される。

$$\text{roundness}_x = \frac{\sum_{N_x} (z_{\text{risex}} - a_x x - b_x)^2}{N_x}, \quad \text{roundness}_y = \frac{\sum_{N_y} (z_{\text{risey}} - a_y y - b_y)^2}{N_y},$$

$$\text{roundness} = \min(\text{roundness}_x, \text{roundness}_y), \quad (4.1)$$

ここで  $N_x, N_y$  は  $x, y$  ストリップでのヒット数、 $z_{\text{risex}}, z_{\text{risey}}$  は図 4.9、4.10、4.11、4.12 において青点で示した立ち上がりにおける  $z$  の最小値、 $(a_x, b_x), (a_y, b_y)$  はそれぞれ  $(x, z_{\text{risex}}), (y, z_{\text{risey}})$  に対する直線フィットにおけるベストフィット値である。原子核反跳事象は roundness が大きくなり、電子反跳事象は roundness が小さくなる。これを利用することで電子反跳事象を除去することができる。

$^{137}\text{Cs}$  線源による電子反跳事象から  $^{252}\text{Cf}$  線源による原子核反跳事象を選び出すカットパラメータを以下にまとめる [69]。

- **length-cut** : track-length[cm] > 0.6 + 0.004 × E[keV]  
飛跡が長い事象を取り除く (例 : 図 4.10[69])
- **TOT-sum-cut** : TOT-sum < 100  
ToT-sum が小さい事象を取り除く (例 : 図 4.11[69])
- **roundness-cut** : roundness < 0.05  
 $z$  の立ち上がりが直線になる事象を取り除く (例 : 図 4.12[69])

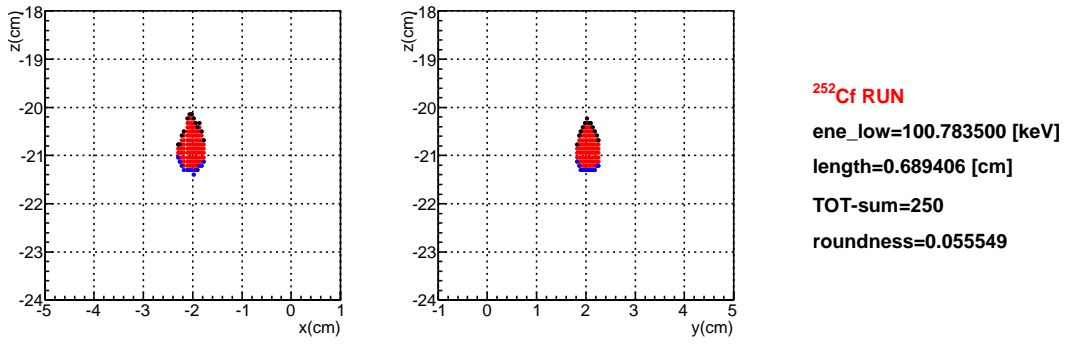


図 4.9 <sup>252</sup>Cf 線源における 3 種類のカットを生き残った事象例 [69]。左図は  $x - z$  平面、右図は  $y - z$  平面を表す。青点、黒点はそれぞれ立ち上がり点と立ち下がり点を表す。

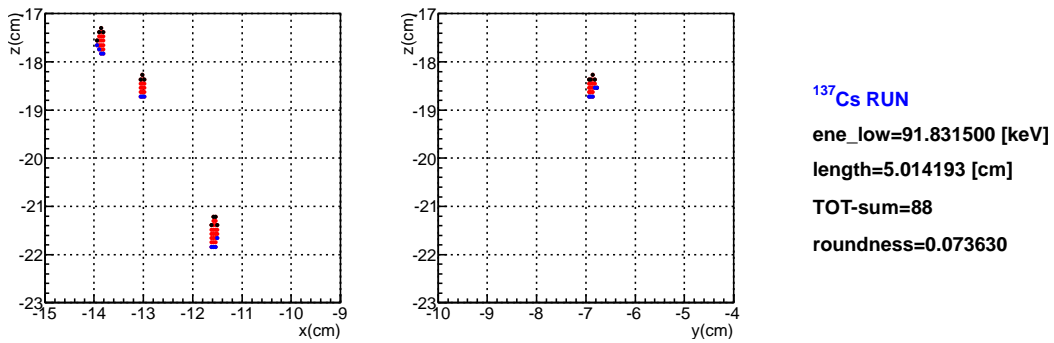


図 4.10 <sup>137</sup>Cs 線源における length-cut により除去される事象例 [69]。

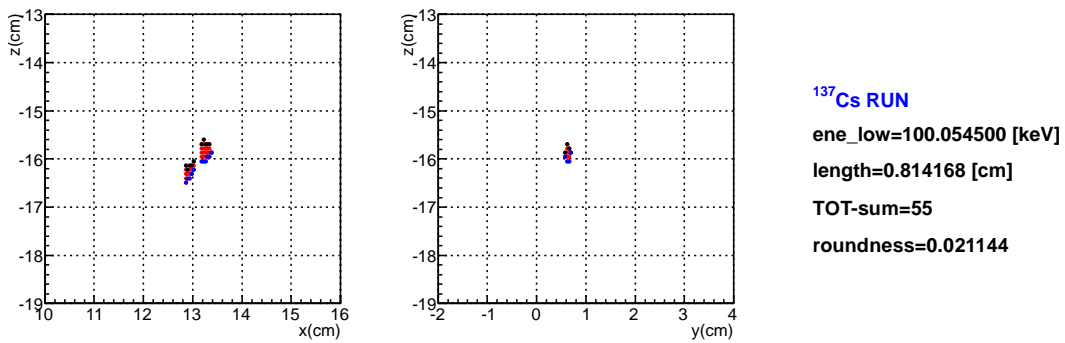


図 4.11 <sup>137</sup>Cs 線源における TOT-sum-cut により除去される事象例 [69]。

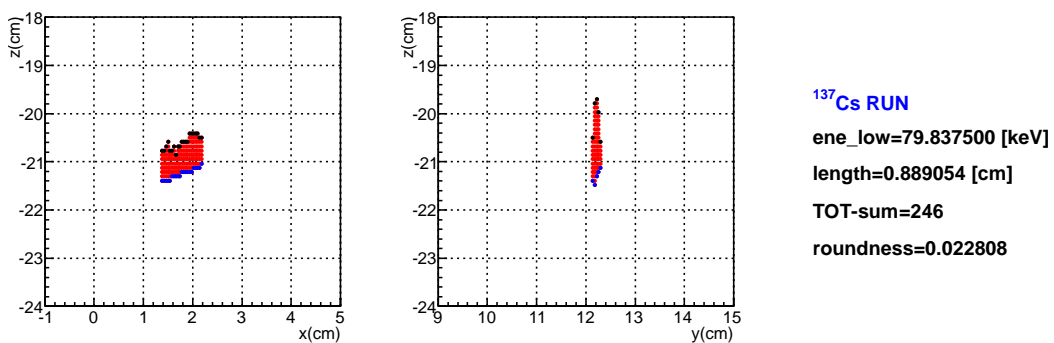


図 4.12 <sup>137</sup>Cs 線源における roundness-cut により除去される事象例 [69]。



暗黒物質探索においては自己トリガーモードで行っているため  $z$  方向の絶対座標を測定することは困難である。しかしカットパラメータのひとつである roundness は  $z$  の絶対座標と相関があることがわかった。図 4.13 は外部トリガーを用いて roundness とドリフト距離を測定したものである。roundness を適切に設定することで  $z$  方向の Fiducial カットとして用いることもできる。

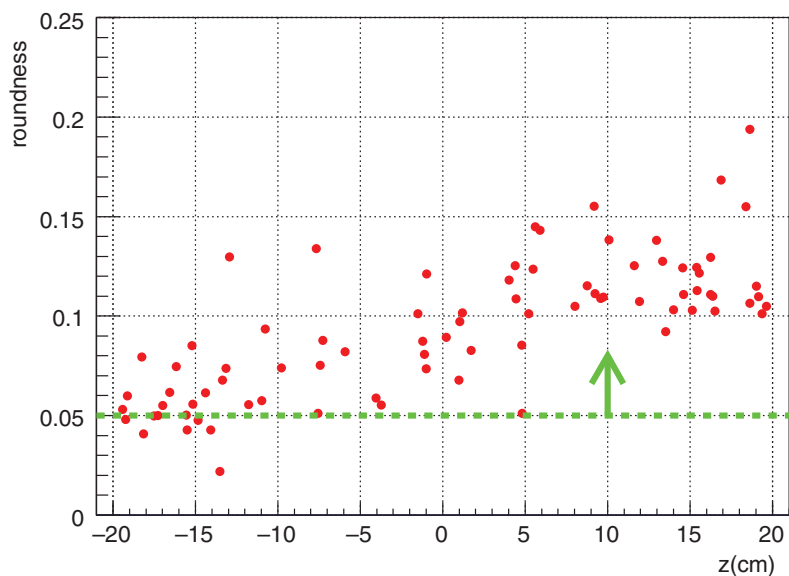


図 4.13 測定された roundness とドリフト距離の関係 [57]。

#### 4.4 検出器性能

原子核事象の検出効率と電子反跳事象検出効率についてまとめる。

図 4.14 に 4.3 節で述べた 3 種類のカットを行った後の原子核反跳事象の検出効率を示す。検出効率の分母はシミュレーションから得た  $^{252}\text{Cf}$  線源による原子核反跳事象のエネルギースペクトルである。誤差を統計誤差でつけているので図 4.14 中の事象数の少ない高エネルギー側では検出効率が 1 を超えているものもある。エネルギーレッシュョルドにあたる 50 keV での原子核反跳事象の検出効率は約 40% である。

図 4.15 に 4.3 節で述べた 3 種類のカットを行うことによる電子反跳事象の除去能力を示す。検出効率の分母はシミュレーションから得た  $^{137}\text{Cs}$  線源による電子反跳事象のエネルギースペクトルである。50 – 100 keV での電子反跳事象検出効率は  $2.5 \times 10^{-5}$  である。

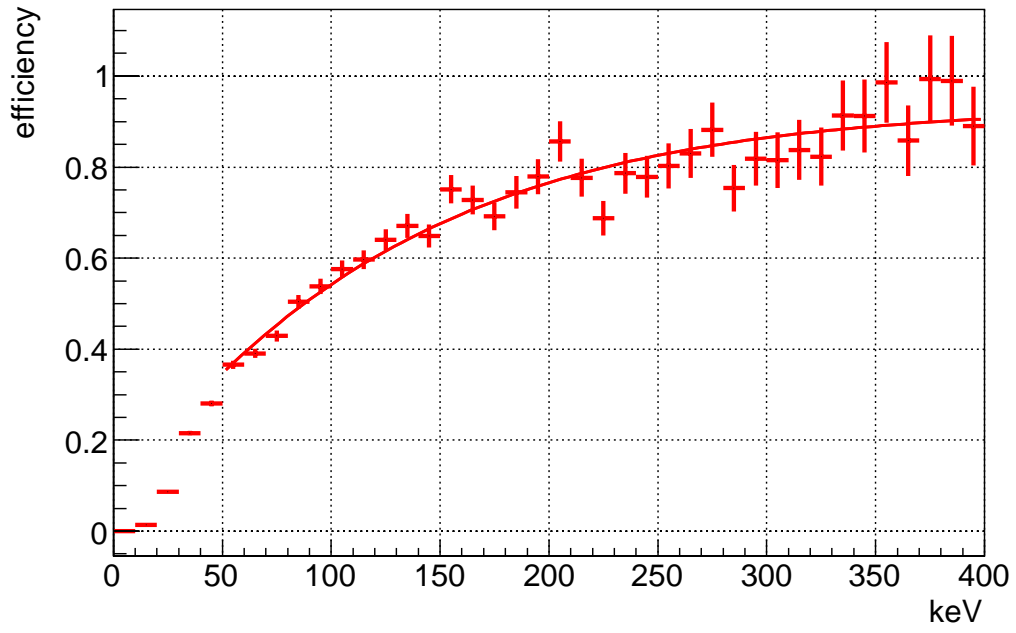


図 4.14 原子核反跳事象の検出効率 [57]。誤差は統計誤差によるもの。

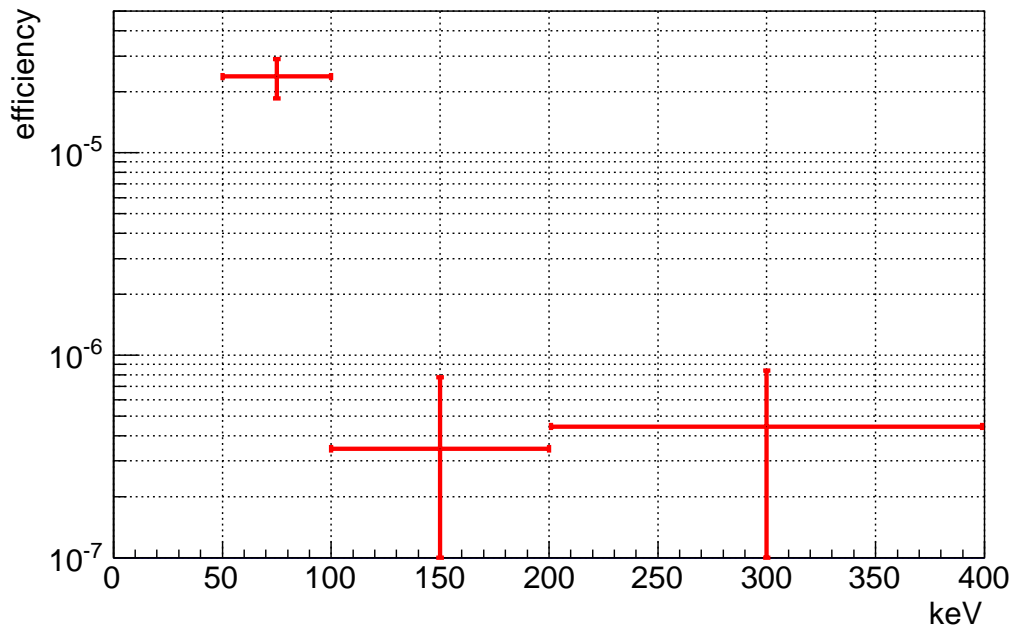


図 4.15 電子反跳事象検出効率 [57]。

## 4.5 暗黒物質探索実験

NEWAGE-0.3b' で 2013 年 7 月から 11 月にかけて神岡地下実験施設において観測を行い、 $0.327 \text{ kg} \cdot \text{days}$  のデータを取得した。NEWAGE におけるこれまでの探索結果を図 4.16 に示す。赤線が方向に感度を持つ手法を用いた結果、青色の点線は従来型のエネルギースペクトルを用いた測定結果を表す。細い赤線は先行機 NEWAGE-0.3a を用いて行った地上での測定結果と、神岡での結果である。2013 年の観測により、WIMP-陽子の SD 反応における制限曲線を更新し方向に感度を持った探索手法では世界最高感度を得た [69](図 4.16 中 THIS WORK(RUN14))。しかし現在の検出感度は暗黒物質の存在が示唆されている領域 (DAMA 領域 : 図 4.16 中 DAMA allowed) には届いておらず更なる感度向上が求められる。現在の感度を制限しているのはバックグラウンド事象であり、バックグラウンドの理解・低減は必須である。

SD 90% C.L. upper limits and allowed region

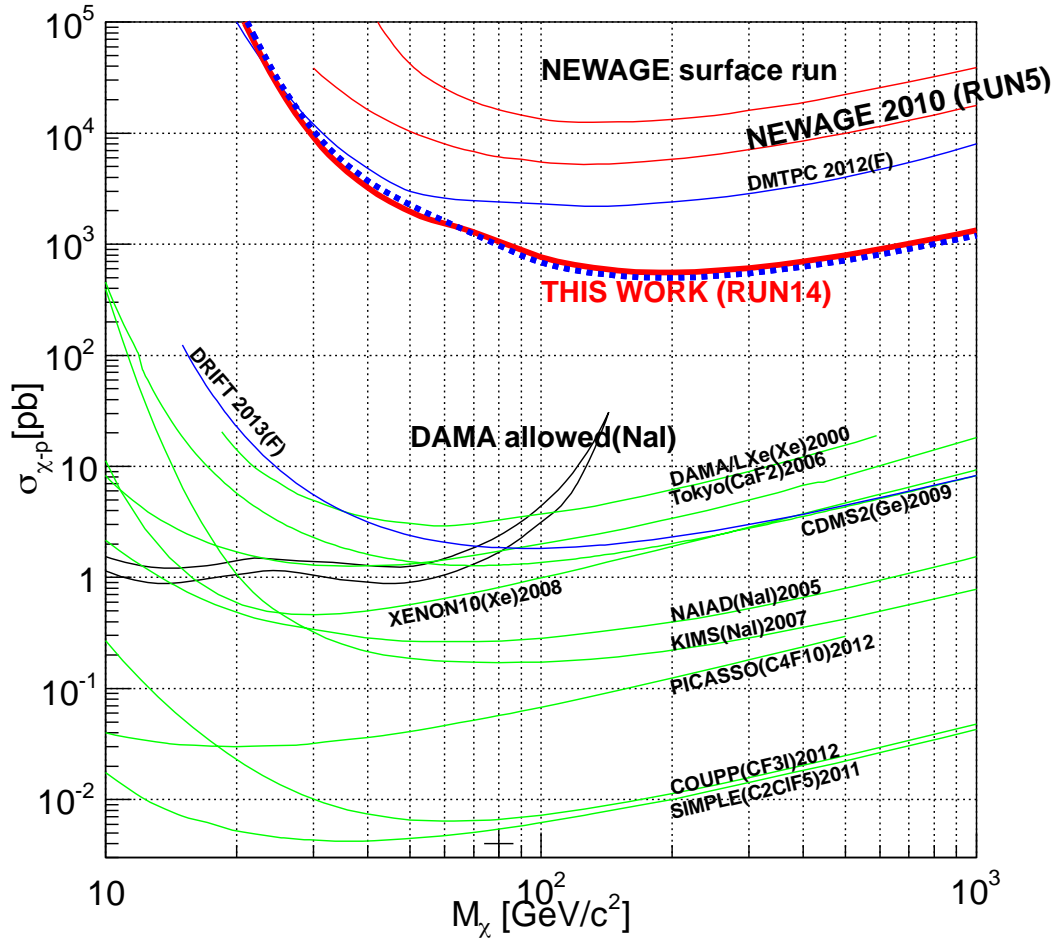


図 4.16 NEWAGE におけるこれまでの暗黒物質探索結果 [57](図中 NEWAGE surface run, NEWAGE 2010, This work)。横軸に WIMP の質量、縦軸に陽子と WIMP の SD 反応における散乱断面積を示す。THIS WORK(RUN14) が 2013 年の観測で得た制限である。

## 5 バックグラウンドの理解

4.5 節で述べたように、NEWAGE は方向に感度を持つ手法では世界最高の検出感度を有している。しかし現在の検出感度では他手法による制限に及ばず更なる感度向上が求められる。現在の検出感度を制限しているのはバックグラウンド事象であり、バックグラウンドの理解・低減は必須である。

暗黒物質直接探索実験の代表的なバックグラウンドに 2.5.1 節で前述した U/Th 系列の原子核の崩壊に伴う放射線がある。先行研究から現在 NEWAGE の検出感度を制限しているバックグラウンドは  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線であることが示唆された [69]。図 5.1 にバックグラウンドの候補を模式的に示す。図 4.2 で定義した通り、 $\mu$ -PIC から Drift plane への方向が +Z 方向である。A は環境放射線事象、B はガス中のラドンから発生した  $\alpha$  線事象、C は  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の原子核の崩壊により生じる  $\alpha$  線事象である。ここで  $\mu$ -PIC と GEM の間の領域を”gap 領域”と定義し、GEM によるガス増幅を得ることができなかった事象を gap 事象 (B',C') と呼ぶ。また GEM とドリフトプレーンの間を”TPC 領域”と定義し、GEM によるガス増幅を得ることができた事象を TPC 事象 (A,B,C) と呼ぶ。

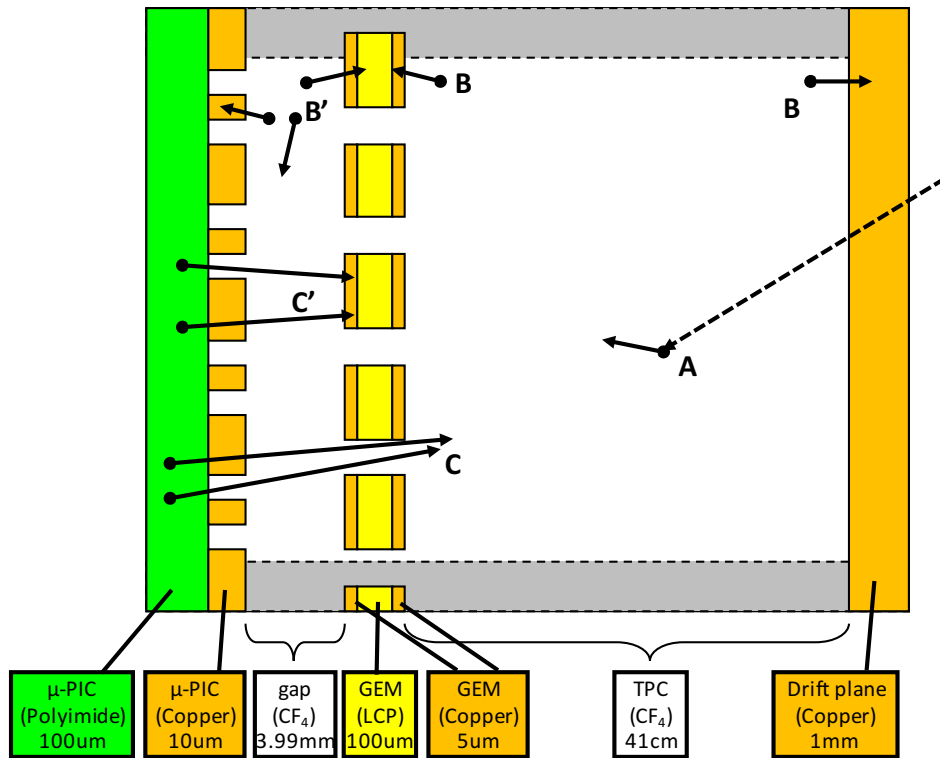


図 5.1 NEWAGE 検出器で考えられるバックグラウンド事象 [69]。図 4.2 で定義した通り、 $\mu$ -PIC から Drift plane への方向が +Z 方向と定義する。A は環境放射線事象、B はガス中のラドンから発生した  $\alpha$  線事象、C は  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線事象を表す。また B', C' は gap 事象、A, B, C は TPC 事象を表す。

はじめに環境放射線事象 (図 5.1 中 A) について考える。予想される環境放射線によるエネルギースペクトルを図 5.2 に示す。ここで、図 5.2 中の RUN14(with all cuts) と環境放射線によるエネルギースペクトルを比較する。事象選別によるガンマ線除去能力は 50 – 100 keV のエネルギー領域で  $2.5 \times 10^{-5}$  と非常によく、50 – 60 keV での予想される環境ガンマ線の事象頻度は 2.4 counts/keV/kg/day である。また 50 – 60 keV での予想される環境中性子線の事象頻度は 0.3 counts/keV/kg/day である。RUN14(with all cuts) における 50 – 60 keV での事象頻度は 25 counts/keV/kg/day であるので、環境放射線による事象頻度のほうが 1 桁低い。このことから環境放射線による事象は、現状において主要なバックグラウンドではないことがわかる。

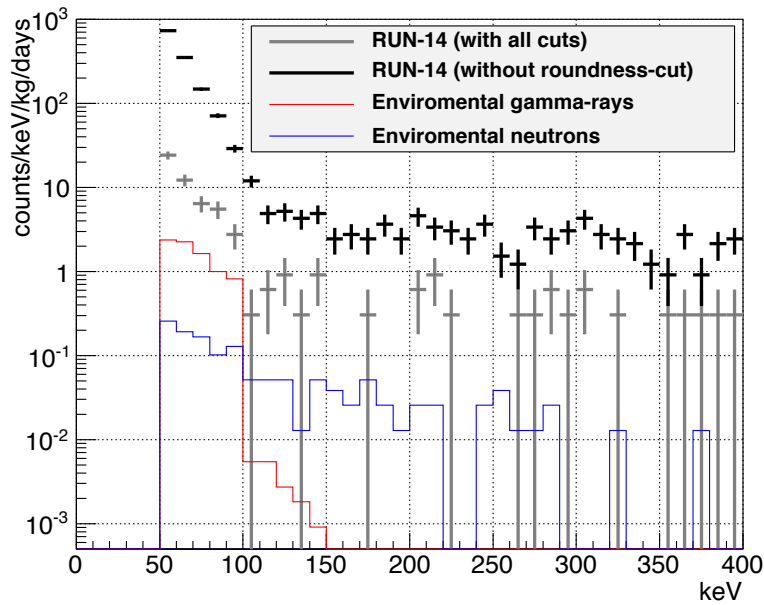


図 5.2 見積もられた環境放射線のエネルギースペクトル [69]。灰色十字線は全てのカットを行った RUN14 のエネルギースペクトル、黒十字線は roundness カットのみを外した RUN14 のエネルギースペクトル、赤線は環境ガンマ線、青線は環境中性子線のエネルギースペクトルの寄与を表す。

次にガス中のラドンから発生した  $\alpha$  線事象 (図 5.1 中 B, B') と  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線事象 (図 5.1 中 C, C') について考える。ここで言うラドンとは U 系列中の  $^{222}\text{Rn}$ 、Th 系列中の  $^{220}\text{Rn}$  のことである。ラドンは希ガスであるために、検出器の構成物質に含まれる U/Th の崩壊に伴い、ガス中にしみ出してくるという特徴を持つ。これらは崩壊すると  $\alpha$  線を放出し 6 MeV 付近にピークをつくる。ガス中のラドン含有量は 6 MeV 付近のピーク成分から、 $^{222}\text{Rn}$  は  $< 9.3 \text{ mBq/m}^3$ 、 $^{220}\text{Rn}$  は  $< 14 \text{ mBq/m}^3$  であることがわかった [69]。

次に 4 MeV 以下の事象に関して方向分布解析を行った結果、+Z に走る事象が多いことがわかり、 $\mu$ -PIC から放出される  $\alpha$  線を仮定することで、こうした方向分布が最も自然に説明されることが分かった [69]。そして  $\mu$ -PIC に U 系列が 0.9 ppm 含まれるとした場合、または Th 系列が 2.2 ppm 含まれているとした場合、500 keV – 4 MeV のエネルギースペクトルを説明することができた [69]。

$\alpha$  線のエネルギーは数 MeV 程度である。しかし、 $\alpha$  線が  $\mu$ -PIC の素材であるポリイミドや  $\mu$ -PIC 表面の銅でエネルギーを落としてからガス領域に到達する場合は考えられる。また gap 領域は 5 mm と短く  $\alpha$  線が全てのエネルギーを落とさずに通過することが予想され、さらに gap 領域は GEM によるガス増幅 ( $\sim 10$ ) を得ることができない。このことから  $\alpha$  線の gap 事象が閾値付近のバックグラウンド、すなわち暗黒物質に対する感度を制限するパッ

クグラウンドになりえる。

図 5.3 は 500 keV 以上の高エネルギー側のバックグラウンドから得られた値をもとにした低エネルギー側におけるエネルギースペクトルである。ここで roundness カットは図 4.13 に示すドリフト距離に対するカット効率及びバックグラウンドのドリフト距離依存の定量的評価が行われていないため、図 5.3 中の RUN14(without roundness cut) と  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th によるエネルギースペクトルを比較する。 $\mu$ -PIC に U/Th が含まれているとした場合、RUN14 におけるエネルギースペクトルを定性的に説明することができている。こうして NEWAGE の主要なバックグラウンド源は  $\mu$ -PIC から放出される U/Th 系列由来の  $\alpha$  線である可能性が示唆された。

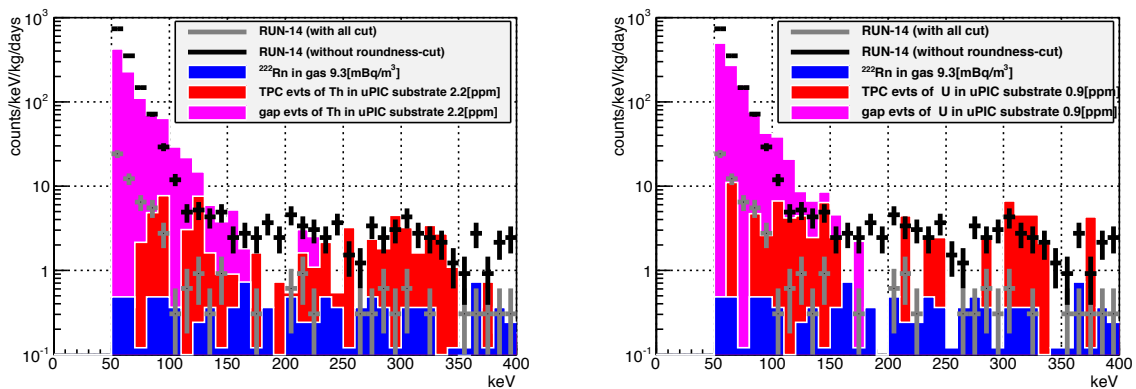


図 5.3 予想される内部バックグラウンド [69]。灰色十字線は全てのカットを行った RUN14 のエネルギースペクトル、黒十字線は roundness カットのみを外した RUN14 のエネルギースペクトル、赤は予想される U/Th における TPC 事象のエネルギースペクトル、マゼンダは予想される U/Th における gap 事象のエネルギースペクトル、青は予想されるラジンのエネルギースペクトルを表す。左図は  $\mu$ -PIC の放射性不純物を Th のみとし 2.2 ppm とした場合、右図は  $\mu$ -PIC の放射性不純物を U のみとし 0.9 ppm とした場合を表す。roundness カットはカット効率の定量的評価が行われていないため、RUN14(without roundness cut) と  $\mu$ -PIC に含まれる U/Th によるエネルギースペクトルを比較する。

## 5.1 放射性不純物含有量測定

先行研究から、 $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線が、主要なバックグラウンドである可能性が示唆された。また U/Th 系列を別々に考えることにより、それぞれの含有量に上限値をつけた。そこで本研究では、 $\mu$ -PIC を含めた NEWAGE-0.3b' 検出器各部分の U/Th 含有量を精密測定し、 $\alpha$  線によるバックグラウンドを考える。 $\alpha$  線が検出感度を制限するバックグラウンドであった場合、 $\alpha$  線は  $^4\text{He}$  原子核であるので原子核飛跡となり解析的に除去することが困難である。そのためこうした場合には、 $\alpha$  線を放出するバツ



クグラウンド源を根本的に取り除く必要がある。このことから  $\mu$ -PIC を含めた検出器各部分における U/Th の存在分布を知ることは、バックグラウンドを理解・低減し、感度を向上する上で重要となる。

### 5.1.1 HPGe 検出器

U/Th 含有量測定には、 $\gamma$  線検出器の一つである HPGe 検出器 (High Purity Germanium detector) を用いた。HPGe 検出器は高純度の Ge 結晶を用いた半導体検出器である。HPGe 検出器は他の検出器と比べてエネルギー分解能が高く、精度よく U/Th 含有量を測定することができる。

図 5.4 に本研究で用いた HPGe 検出器のレイアウトを示す。本研究で用いた HPGe 検出器は東京大学本郷キャンパス理 1 号館地下 1 階にある。Ge 結晶は直径 57.1 mm、長さ 54.6 mm、体積  $134\text{ cm}^3$  で、エネルギー分解能は FWHM でおよそ 1 keV である。外部からのガンマ線やベータ線を遮蔽するために、シールドとして 15 cm の鉛と 7.5 cm の無酸素銅を用いている。Ge 結晶は価電子帯と伝導帯の間のバンドギャップが狭く、常温では電子が熱励起する。電子の熱励起によってノイズが生じてしまうので、Ge 結晶は液体窒素を用いて 77 K に冷却している。Ge 結晶の冷却は放射線の遮蔽効果を失わないように液体窒素容器からコールドフィンガーを通して Ge 結晶を冷却するコールドフィンガー方式で行う。HPGe 検出器の外観を図 5.5、内部の様子を図 5.6 に示す。Ge 結晶の上に 1.5 mm のマグネシウム合金の板があり、その上に試料を置いて測定を行う。

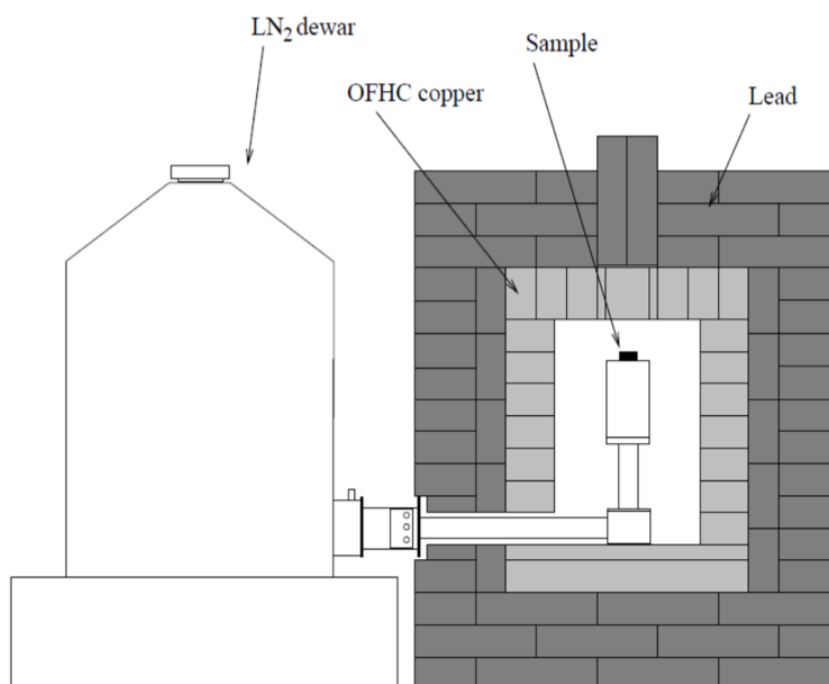


図 5.4 HPGe 検出器のレイアウト。“LN<sub>2</sub>dewar”は液体窒素容器、“OFHC copper”は無酸素銅を表しており外部からのガンマ線やベータ線を遮蔽するための内部シールドとして用いている、“Lead”は鉛でありガンマ線やベータ線を遮蔽するための外部シールドとして用いている。



図 5.5 HPGe 検出器の外観。上部の鉛ブロックを外し試料を中に入れる。



図 5.6 HPGe 検出器の遮蔽の様子。試料を紐で結び中に入れる。

### 5.1.2 測定試料

$\mu$ -PIC の構造図と測定試料の関係を図 5.7 に示す。先行研究から、 $\mu$ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線がバックグラウンドであることが示唆されているので  $\mu$ -PIC 及び GEM の関連材料を測定した。 $\mu$ -PIC はポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分 (図 5.7 中  $\mu$ -PIC 断面図 B) をポリイミド 100  $\mu\text{m}$  (図 5.7 中  $\mu$ -PIC 断面図 A) ではさみ、プレスで圧着された構造をしている。放射性不純物測定では、 $\mu$ -PIC 全体を測定するとともに、800  $\mu\text{m}$  部分、100  $\mu\text{m}$  部分、電極形成のためのメッキ液とそれぞれわけて測定した。ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分、ポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分には補強材としてガラス繊維が入っている。そこで、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分を NaOH, KOH 水溶液を用いたエッチングによりポリイミドを溶かすことで補強材のガラス繊維を取り出し測定試料に加えた。ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分から取り出したガラス繊維 12 枚の厚さを 1  $\mu\text{m}$  の精度で長さを測定できるマイクロメータを用いて測定ところ、ガラス繊維の厚さ  $t$  は  $87 \pm 6 \mu\text{m}$  であった。ここで、誤差は標準偏差である。ポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分はポリイミド部分を溶かすことができずガラス繊維の詳細を知ることはできなかったが複数枚のガラス繊維を確認した。GEM は  $\mu$ -PIC の真上に位置しており、放射性不純物が少量でも含まれていた場合深刻なバックグラウンド源となるため、測定試料に加えた。測定試料に関しての、形状、質量、測定期間を表 5.1 に示す。

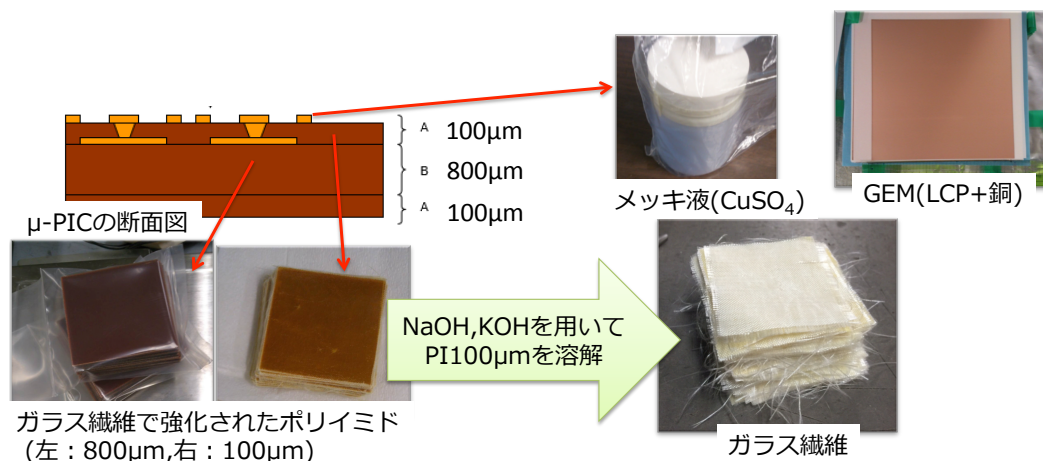


図 5.7 μ-PIC の構造図と測定試料の関連図。μ-PIC 及び GEM の関連材料を測定試料とした。

表 5.1 測定試料の詳細とエネルギーごとのガンマ線検出効率

測定試料	ジオメトリ [cm <sup>3</sup> ]	質量 [g]	測定期間 [s]	93 keV[%]	583 keV[%]	609 keV[%]
μ-PIC	5 × 5 × 2.47	169.5	1110000	13.8	4.50	4.36
ポリイミド 800 μm 部分	5 × 5 × 2.88	134	748800	8.51	2.94	2.82
ポリイミド 100 μm 部分	5 × 5 × 0.98	35	583200	13.8	4.50	4.36
メッキ液 (硫酸銅水溶液)	φ5 × 3.3	72	511200	6.98	3.03	2.90
ガラス繊維	5 × 5 × 0.76	15	1958400	14.0	4.51	4.50
GEM	5 × 5 × 0.40	27	532800	14.2	5.31	4.97

### 5.1.3 データ解析

HPGe 検出器では試料に含まれる放射性不純物から放出されるガンマ線を検出することができる。放射性核種が崩壊して放出されるガンマ線はその核種に対応したいくつかのエネルギーのピークを持っており、各ピークごとにそれぞれ放出される割合が決まっている。図 5.8 に μ-PIC を HPGe 検出器で測定した際に得られたエネルギースペクトルを示す。青線が試料において測定したスペクトル、赤線は試料を置かずに測定したバックグラウンドスペクトルである。本研究では U 系列中流は <sup>214</sup>Bi が崩壊して放出する 609 keV のピーク、U 系列上流は <sup>232</sup>Th が崩壊して放出する 93 keV のピーク、Th 系列は <sup>208</sup>Tl が崩壊して放出する 583 keV のピークの放射能を求める。こうして得られた U 系列上流、Th 系列の放射能より <sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th の含有量 [g/g] を求める。2.5.1 節で述べたように、U 系列では放射平衡が成り立っていない可能性がある。このため U 系列に関しては、中流についても放射平衡を仮定して <sup>238</sup>U の含有量を求め、上流の結果から求めた含有量と比較することで放射平衡について議論を行う。解析で用いるピークの選定は、近くに他の核種由来のピークがないもの、崩壊分岐比が大きく事象を得やすいもの、という条件をもとに行った。表 5.2 にそれぞ

れの核種についてまとめた。

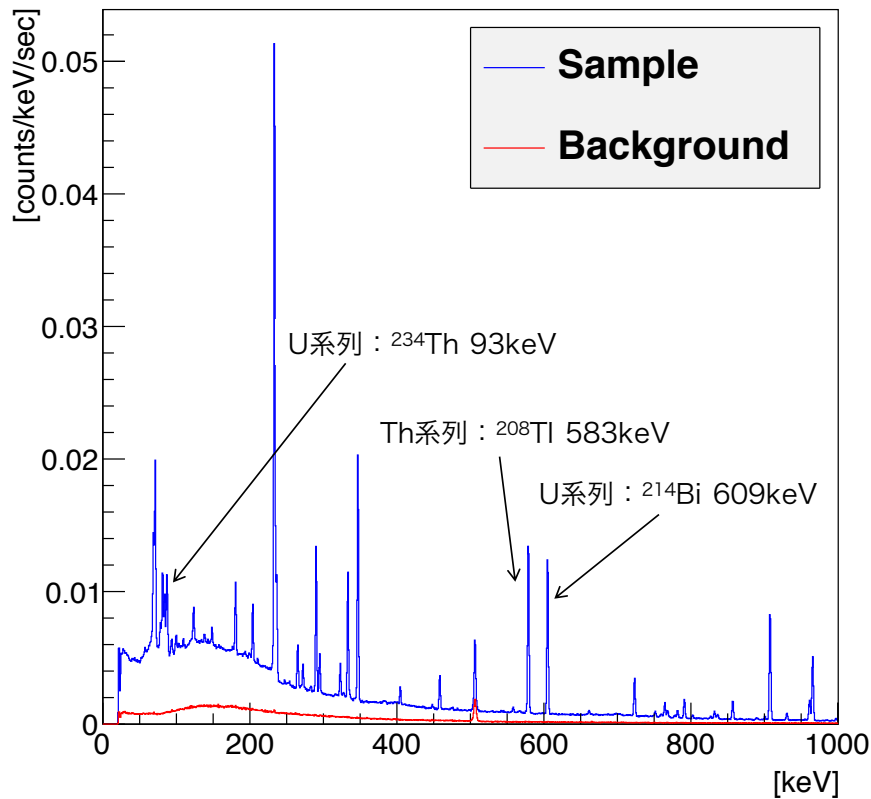


図 5.8 HPGe 検出器による測定から得たエネルギースペクトル

表 5.2 U/Th 含有量測定で用いた核種

核種	系列	$\gamma$ 線エネルギー [keV]	崩壊分岐比 [%]
$^{214}\text{Bi}$	U 系列中流	609	46.1
$^{234}\text{Th}$	U 系列上流	93	5.4
$^{208}\text{Tl}$	Th 系列	583	84.5

具体的には、まず試料の測定データからバックグラウンドを引き実効的なスペクトルを得る。図 5.9 に得られた実効的なピークの例を示す。実効的なスペクトルについて得られたピークを正規分布でフィットし、その面積からピーク計数率  $S$  [counts/sec] を求める。ここで高いエネルギーを持つガンマ線由来のコンプトン散乱による連続成分を除去するために正規分布に定数を加えた 5.1 式でフィットをする。フィットする際、 $b$  は初期値としてピークのエネルギー、 $c$  は初期値として HPGe 検出器のエネルギー分解能 1 keV を与えた。

$$f(x) = a \exp \left\{ -\frac{(x-b)^2}{2c^2} \right\} + d \quad (5.1)$$

ここで、計数率  $S$  [counts/sec] は

$$S = \sqrt{2\pi}ac \quad (5.2)$$

で与えられる。次に試料に含まれる放射性不純物の放射能を求める。ある核種が単一ピークのみガンマ線を出す場合、その核種の放射能を  $R$  [counts/sec](= [Bq]) とすると

$$R = \frac{S}{branch \times efficiency} \quad (5.3)$$

で与えられる。ここで  $branch$  はガンマ線を出す崩壊の分岐比、 $efficiency$  は HPGe 検出器によるガンマ線検出効率である。含有量を求めるのに用いたピークの崩壊分岐比は表 5.2 の通りである。検出効率は測定試料の物質や形状により異なる。そこで検出効率は Geant4 によるモンテカルロ・シミュレーションを用いて求めた。表 5.1 に測定試料におけるエネルギーごとのガンマ線検出効率をまとめる。ガンマ線エネルギーが低いほうが Ge 結晶内での反応率が高く、検出効率が高い。また測定試料が小さいほうが Ge 結晶にガンマ線が入りやすく検出効率が高いことがわかった。

最後に  $R$  [Bq] から U/Th 含有量  $X$  [g/g] を求める。

放射平衡が成立している場合、 $R$  を系列の親である  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  の放射能と考えることができ、以下のとおり U/Th 含有量  $X$  [g/g] を得ることができる。

$$X = \frac{1}{M_s} \frac{A}{N_A} N_0 \quad (5.4)$$

$$N_0 = \frac{R}{\lambda} \quad (5.5)$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (5.6)$$

で与えられる。ここで  $M_s$  は試料の質量、 $A$  は原子数、 $N_A$  はアボガドロ数、 $N_0$  は原子の個数、 $\lambda$  は壊変定数、 $T_{1/2}$  は崩壊系列の親の半減期である。



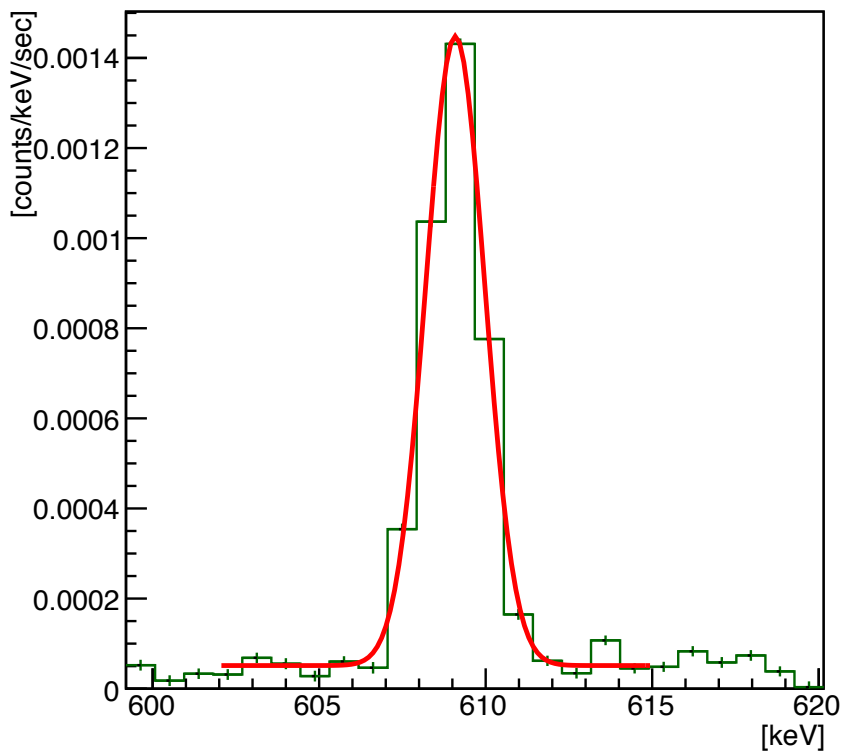


図 5.9 実効的なピークの例。正規分布でフィットしている。誤差は統計誤差を表示している。

統計的な理由により、ピーク近傍のエネルギー領域で試料の信号よりバックグラウンドのほうが大きい場合がある。この場合ベイズ原理にもとづいて上限値をつける。ベイズ原理は事前確率を導入し、事後確率に反映させる原理である。ここであるエネルギー領域で期待される計数率の期待値を  $\mu$  に対して、事前確率として

$$P(\mu) = \begin{cases} 0 : \mu < 0 \\ 1 : \mu \geq 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

を導入する。これは  $\mu$  が 0 以上のときは物理的に意味があり、0 未満のときは物理的に意味が無い値であることを意味する。試料からバックグラウンドを引いてピーク計数率が負になった場合を図 5.10 に示す。正規分布でフィットし、ピーク値が負の値になった場合、ピーク計数率の統計誤差を考慮に入れ、正の範囲において 90% の信頼度でピーク値の上限値を求める。



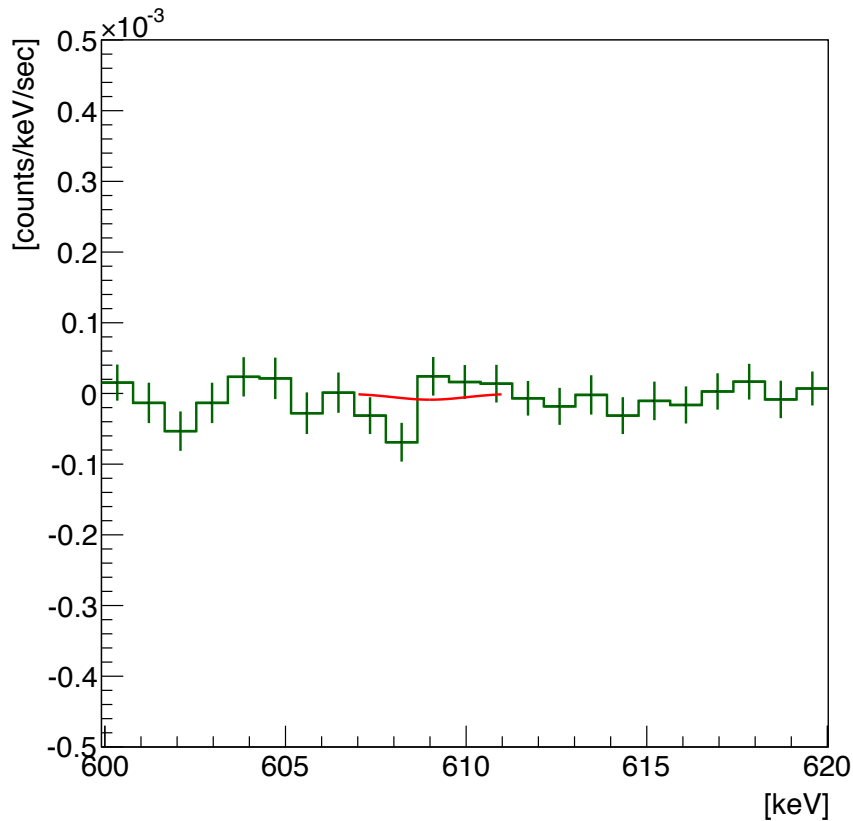


図 5.10 試料の信号よりバックグラウンドのほうが大きい場合の例。正規分布でフィットし、ピーク値が負の値になっている。誤差は統計誤差を表示している。

#### 5.1.4 U,Th 含有量測定結果

HPGe 検出器による  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  含有量測定結果を表 5.3 に示す。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。全ての試料において、U 系列中流と U 系列上流が  $2\sigma$  の誤差範囲で一致しており U 系列の放射平衡が成り立っていると考えられる。測定から  $\mu$ -PIC 及び関連材料のポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分、ガラス繊維に  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  が多く含まれることがわかった。

ガラス繊維はポリイミドの補強材として用いられており、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分 1 枚に対してガラス繊維が 1 枚含まれている。ここでポリイミド 100  $\mu\text{m}$  中の放射能を考えるために、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分とガラス繊維それぞれ一枚について単位面積あたりの放射能を表 5.4 に示す。ガラス繊維の U/Th 含有量はポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分と比べてやや小さい。U/Th の中心値で比較すると、U/Th とともに 10% 程度減少していると考えられる。このことから、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分からガラス繊維を取り出す工程の最後に行う洗浄の際に U/Th が溶け出した可能性とポリイミド部分に含まれていた可能性が考えられる。

$\mu$ -PIC は図 5.7 に示したように、ポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分をポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分で挟んで圧着した構造をしている。表 5.5 に  $\mu$ -PIC 単位面積あたりの放射能を示す。U/Th と

もにポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分、メッキ液を足しあわせても  $\mu\text{-PIC}$  本体の約 50% 程度しか説明できないことがわかる。この結果から未知のバックグラウンド源の存在が示唆される。未知のバックグラウンド源について、未測定 of  $\mu\text{-PIC}$  の構成材料に U/Th が含まれている場合と  $\mu\text{-PIC}$  を製作する際に U/Th 系列が混入した場合が考えられる。各工程に関して製造業者との打ち合わせを十分に行い、考えうる材料はすべて測定しているが、補助接着剤など意図せず使用している材料の有無を再度確認する必要がある。また、本研究での測定試料は工作に用いる前の試料であるので、 $\mu\text{-PIC}$  製作中における U/Th 系列混入の有無を考慮することができていない。ポリイミドを圧着するとき用いるプレスに U/Th が付着していた場合、ポリイミドに U/Th が混入することが考えられる。どちらの場合でも、 $\mu\text{-PIC}$  単位面積あたりの U/Th 含有量において、 $\mu\text{-PIC}$  本体の測定結果に比べて  $\mu\text{-PIC}$  素材の和の方が優位に小さいことが説明できる。今後の試作では  $\mu\text{-PIC}$  製作の工程ごとに試料を測定し、未測定材料の有無の確認、製作工程中に U/Th の混入がないかの確認を行う。5.2 節では未知のバックグラウンドの存在にも触れながら議論を行う。

表 5.3 U/Th 含有量。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}\text{U}$ 中流 [ $10^{-6}$ g/g]	$^{238}\text{U}$ 上流 [ $10^{-6}$ g/g]	$^{232}\text{Th}$ [ $10^{-6}$ g/g]
$\mu\text{-PIC}$	$1.17 \pm 0.01$	$1.14 \pm 0.01$	$5.84 \pm 0.03$
ポリイミド 800 $\mu\text{m}$ 部分	$0.78 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.01$	$3.42 \pm 0.03$
ポリイミド 100 $\mu\text{m}$ 部分	$0.39 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.01$	$1.81 \pm 0.04$
メッキ液 (硫酸銅水溶液)	$< 0.01$	$< 0.13$	$< 0.06$
ガラス繊維	$0.84 \pm 0.03$	$0.91 \pm 0.02$	$3.48 \pm 0.12$
GEM	$< 0.02$	$< 0.17$	$< 0.12$

表 5.4 試料 1 枚あたりの U/Th。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}\text{U}$ 中流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{238}\text{U}$ 上流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{232}\text{Th}$ [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]
ポリイミド 100 $\mu\text{m}$ 部分	$68.5 \pm 1.5$	$66.4 \pm 2.5$	$102.1 \pm 2.3$
ガラス繊維	$64.5 \pm 0.8$	$71.3 \pm 1.4$	$86.8 \pm 1.1$

表 5.5  $\mu$ -PIC 単位面積あたりの U/Th。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}\text{U}$ 中流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{238}\text{U}$ 上流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{232}\text{Th}$ [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]
$\mu$ -PIC	$2803 \pm 16$	$2732 \pm 27$	$4464 \pm 24$
ポリイミド 800 $\mu\text{m}$ 部分	$1438 \pm 13$	$1407 \pm 22$	$2011 \pm 19$
ポリイミド 100 $\mu\text{m}$ 部分	$138 \pm 3$	$133 \pm 5$	$204 \pm 3$
メッキ液 (硫酸銅水溶液)	$< 0.5$	$< 67$	$< 0.9$

## 5.2 バックグラウンドの理解

5.1.4 節から、GEM と  $\mu$ -PIC のメッキ液である硫酸銅水溶液は現状の  $\mu$ -PIC の放射線レベルの 5% 以下であることがわかった。また  $\mu$ -PIC の補強材に用いられているガラス繊維に U/Th が多く含まれていることがわかった。本節では、5.1.4 節で得た測定結果をもとに U/Th 系列崩壊で生じる  $\alpha$  線由来のバックグラウンドをシミュレーションによって定量的に推定し、RUN14 で得たエネルギースペクトルと比較を行う。

### 5.2.1 シミュレーション

$\mu$ -PIC の補強材に用いられているガラス繊維からのバックグラウンド源について議論する際、U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線がポリイミド中でどの程度エネルギーを落とすかを知ることは重要である。SRIM(Stopping and Range of Ions in Matter)[70] によるポリイミド中での  $\alpha$  線のエネルギー損失の計算結果を図 5.11 に示す。SRIM はイオンが物質中を通過する際の、イオンの飛程、エネルギー損失を実験値を基にした半経験式で算出するシミュレーションソフトウェアである。この結果から、10 MeV の  $\alpha$  線は 90  $\mu\text{m}$  以上のポリイミドを通過できないことがわかる。U/Th 系列由来の  $\alpha$  線の最大エネルギーは 8.785 MeV である。このことから、ポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分と検出面から遠い側のポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分に含まれている U/Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線は考慮に入れる必要がないと判断できる。未知のバックグラウンド源が接着剤などポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分より基板側に存在するもの場合にも、バックグラウンドになることはない。一方、製作中にバックグラウンド源が  $\mu$ -PIC 表面に付着した場合はバックグラウンドになり得ると言える。本シミュレーションでは、製作中の不純物混入についての定量的な議論はできないが、最終結果の議論の際にその可能性を議論する。

$\alpha$  線起源のバックグラウンドについてのシミュレーションは Geant4[71] を用いて行った。Geant4 とは、放射線と物質間の反応をシミュレーションする C++ ベースのソフトウェア・ツールキットである。シミュレーションにおける検出器のジオメトリを図 5.12 に示す。U, Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線は 100  $\mu\text{m}$  部分のオレンジメッシュ部分からを発生させる。オ

レンジメッシュ部分の厚さ  $t$  は 5.1.2 節で述べたように実際に測定したガラス繊維の厚さ  $87\ \mu\text{m}$  を用いる。また、標準偏差  $\pm 6\ \mu\text{m}$  をシミュレーションによる見積もりの系統誤差として扱う。

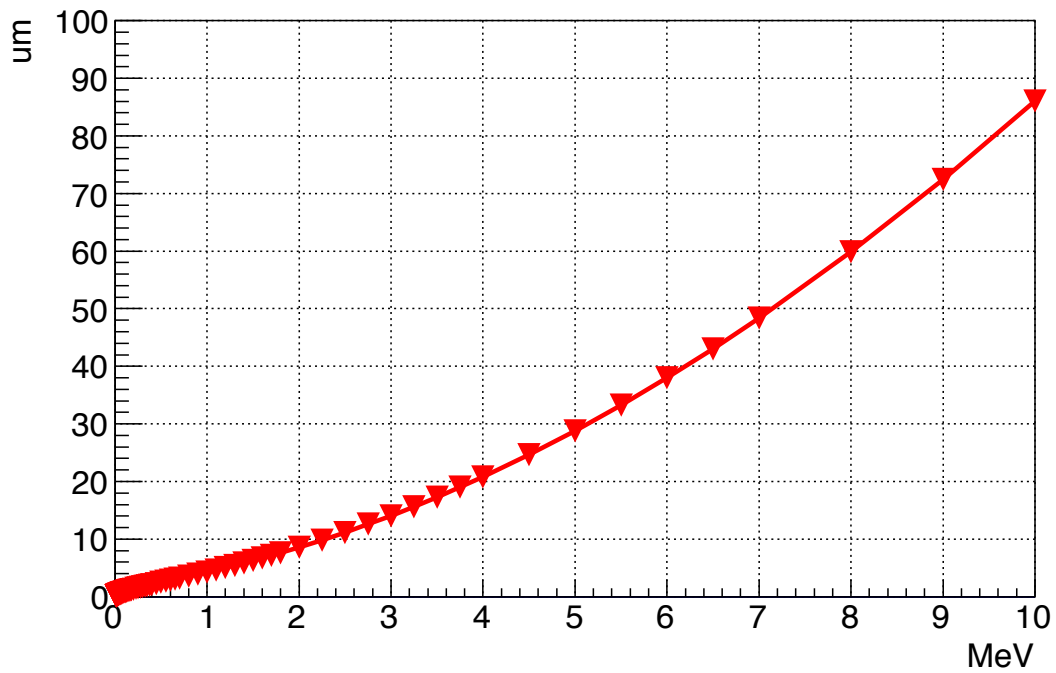


図 5.11 SRIM によるシミュレーション結果 [69]。U/Th 由来の線はポリイミド  $100\ \mu\text{m}$  部分を通過できないことがわかる

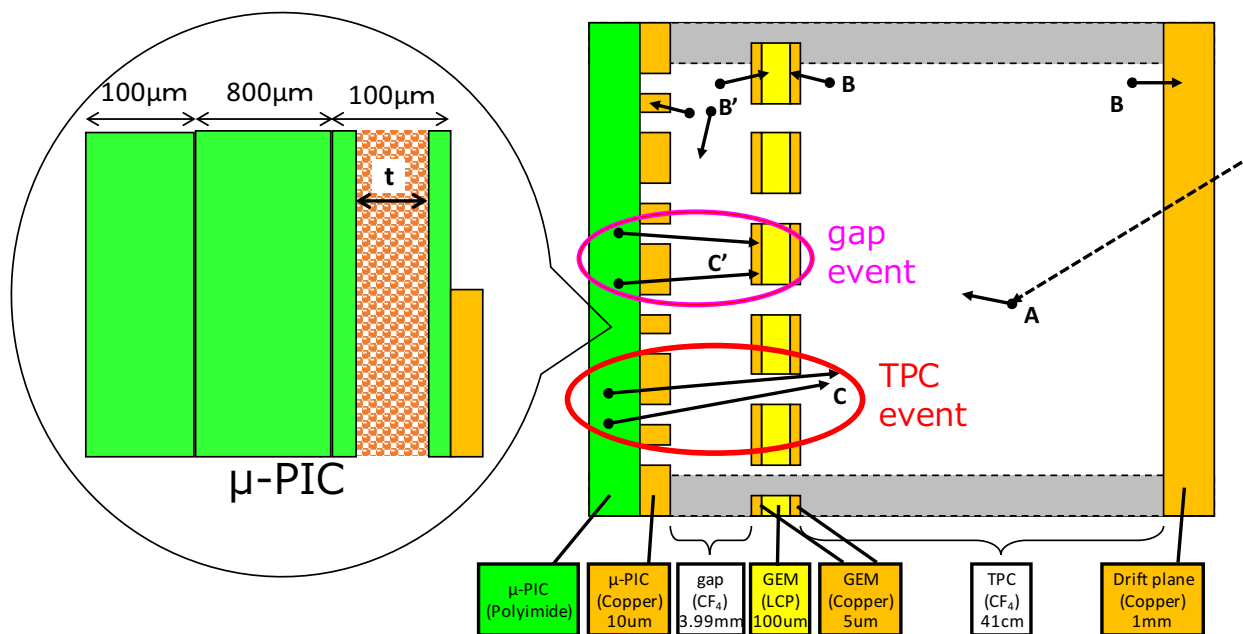


図 5.12 Geant4 によるシミュレーションにおける装置のジオメトリ

本研究では U/Th 含有量を HPGe 検出器による測定結果を用いるとともに、先行研究で使用されていたシミュレーションにおける検出器ジオメトリの更新を行った (図 5.13)。更新箇所を以下に記す。

- 解析的に考慮に入れていた GEM の構造をシミュレーションのジオメトリに組み込む (図 5.14)
- U/Th 由来の  $\alpha$  線をポリイミド 100  $\mu\text{m}$  全体から発生させていたところを測定値  $t$  を用いて発生させる
- $\mu$ -PIC の銅電極の横に入っていたポリイミドを gas にした (図 5.13 中①)
- gap 領域を 4 mm を 3.99 mm に修正した (図 5.13 中②)
- LCP の厚さを 90  $\mu\text{m}$  を 100  $\mu\text{m}$  に修正した (図 5.13 中③)
- GEM 穴の大きさの修正をデザイン値である 70  $\mu\text{m}$  から実測値 80  $\mu\text{m}$  に修正した (図 5.13 中④)

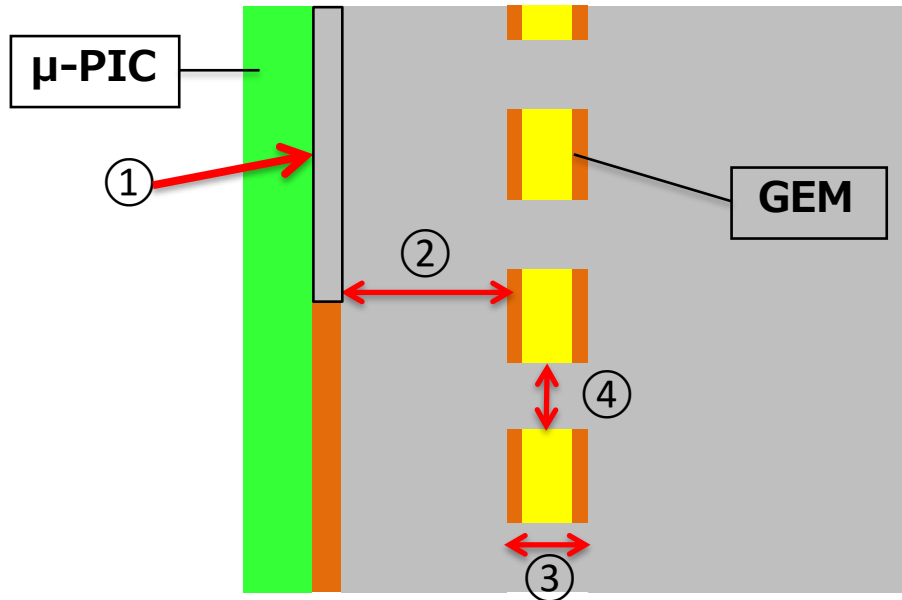


図 5.13 シミュレーションにおける装置のジオメトリの改善箇所

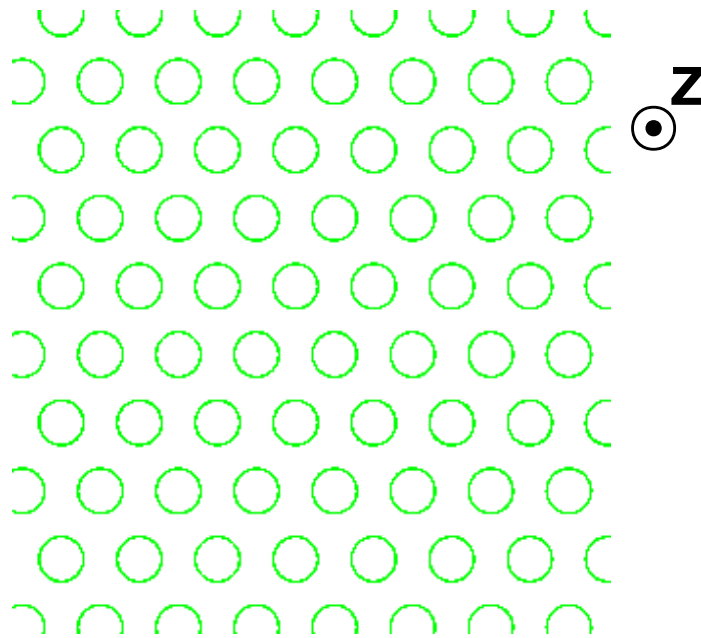


図 5.14 シミュレーションのジオメトリにおける GEM の様子。規則的に穴が並んでいる。

### 5.2.2 シミュレーション結果

上記の更新を行ったシミュレーション結果を図 5.15 に示す。黒十字は roundness カットのみを外した RUN14 における測定結果、マゼンダは gap 事象、赤は TPC 事象を表す。GEM の増幅率は 10 倍としている。gap 領域での  $\alpha$  線によるエネルギー損失は微小な上に

GEM による増幅 10 倍を受けていないため、TPC 事象に対して定義されるエネルギーとしては小さく解釈され、低エネルギー側に集中する。このことからポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分中のガラス繊維に含まれる U/Th 系列由来の  $\alpha$  線が GEM によるガス増幅を受けなかった場合、閾値付近のバックグラウンド、すなわち検出感度を制限するバックグラウンドとなる。

ガラス繊維の厚さ  $t$  は測定の平均値 87  $\mu\text{m}$  に対して 6  $\mu\text{m}$  の不定性がある。ガラス繊維の厚さの不定性による gap 事象のエネルギースペクトルの変化を図 5.16 に示す。ガラス繊維の厚さの不定性の範囲内で 50 keV – 150 keV のエネルギー領域の立ち上がり成分を説明することが可能である。次にガラス繊維の厚さの不定性による TPC 事象のエネルギースペクトルの変化を図 5.17 に示す。RUN14 における 150 keV – 400 keV のエネルギー領域の 76(+9 – 1)% の事象を説明可能である。ここで、中心値はガラスの厚みが 93  $\mu\text{m}$  のときのもの、系統誤差の正はガラス繊維の厚みが 87  $\mu\text{m}$ 、負は 81  $\mu\text{m}$  のものを表す。

ガラス繊維を単一の厚さと考えた場合、 $t = 81 \mu\text{m}$  のとき gap 事象が RUN14 による測定結果と比べて少なく  $t = 93 \mu\text{m}$  のとき gap 事象が RUN14 による測定結果と比べて多くなる部分がある。また、150 keV 以下の傾きを完全に再現できている厚みはない。このことからガラス繊維を単一の厚さと考えた場合 gap 事象を定量的に説明することができない。実際のガラス繊維には凹凸がある。今後ガラス繊維の凹凸を考慮に入れたジオメトリを製作する必要などのさらなる改善が必要であると考えられる。また、GEM の増幅率を 10 倍と仮定したが、これについても実測やシミュレーションなどによってより正確な値を求め、反映させる必要がある。

ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分中のガラス繊維が暗黒物質直接探索実験において重要なエネルギー領域で主要なバックグラウンドであることがわかった。一方で未知のバックグラウンド源によってはガラス繊維で足りない分を説明できる可能性がある。未知のバックグラウンド源がポリイミド 100  $\mu\text{m}$  より-Z 軸方向に存在した場合、バックグラウンドになることはない。しかし未知のバックグラウンド源がポリイミド 100  $\mu\text{m}$  より +Z 軸方向に存在していた場合バックグラウンドになる可能性がある。この場合ポリイミドを通過する事象が増えるため、gap 事象が増加すると考えることができる。今後未知のバックグラウンド源の確認を行う必要がある。



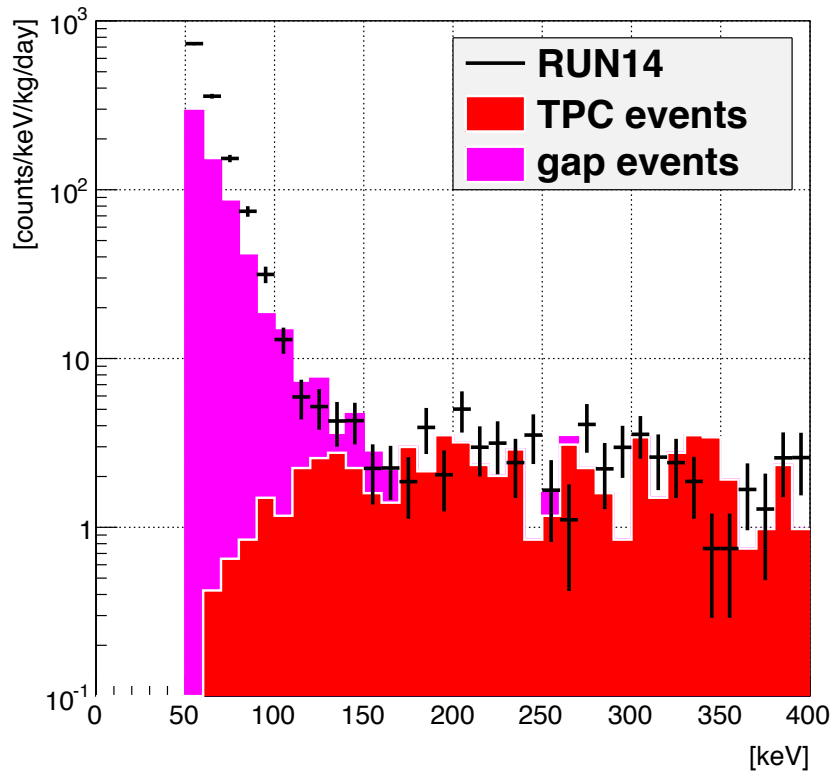


図 5.15 シミュレーションにより予想されるエネルギースペクトル。赤が TPC 事象、マゼンダが gap 事象、黒十字が roundness カットのみに行ってない RUN14 による測定結果。

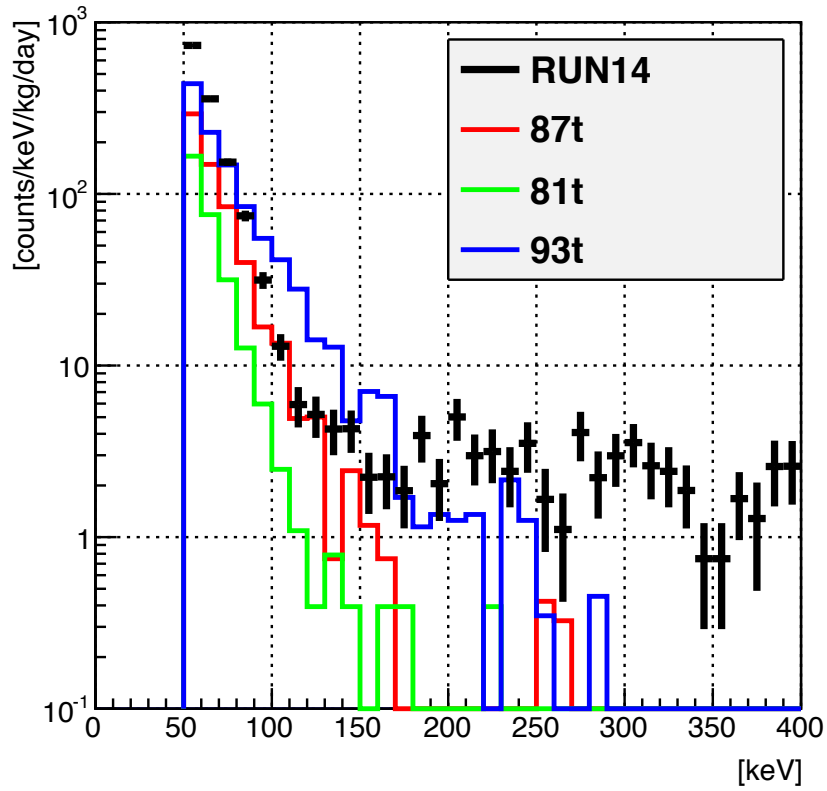


図 5.16 ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  中にあるガラス繊維の厚さの不定性による gap 事象のエネルギースペクトルの変化。GEM のガス増幅は 10 倍を仮定している。赤線はガラス繊維の厚さが 87  $\mu\text{m}$  のとき、緑線はガラス繊維の厚さが 81  $\mu\text{m}$  のとき、青線はガラス繊維の厚さが 93  $\mu\text{m}$  のとき、黒十字が roundness カットのみに行ってない RUN14 による測定結果。

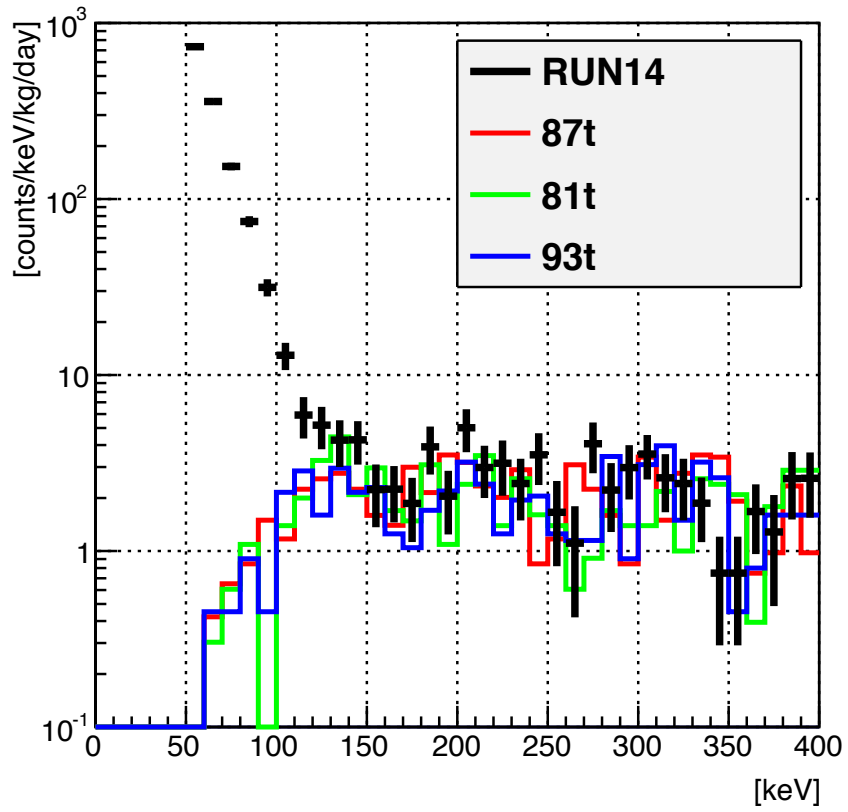


図 5.17 ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  中にあるガラス繊維の厚さの不定性による TPC 事象のエネルギースペクトルの変化。赤線はガラス繊維の厚さが 87  $\mu\text{m}$  のとき、緑線はガラス繊維の厚さが 81  $\mu\text{m}$  のとき、青線はガラス繊維の厚さが 93  $\mu\text{m}$  のとき、黒十字が roundness カットのみ行っていない RUN14 による測定結果。

## 6 バックグラウンドの低減

前章の議論により、現在 NEWAGE の主要なバックグラウンドはポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分中のガラス繊維に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線による gap 事象であることがわかった。 $\alpha$  線は He 原子核であり原子核反跳事象となるので解析的に除去することは困難である。そこで検出感度を制限しているバックグラウンドを根本的に取り除く必要がある。またひとつの目標として DAMA 領域の探索を行うために、ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分に U/Th 含有量 1/100 以下の材料を用いた  $\mu$ -PIC を新たに製作する。

### 6.1 材料選定

現在用いているポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分の新材料候補としてガラス繊維を含まないポリイミド + エポキシでできた材料がある。これはポリイミド部分が 5  $\mu\text{m}$ 、エポキシ部分が 75  $\mu\text{m}$  の合計 80  $\mu\text{m}$  の層状構造をしている。図 6.1 に示す通り補強材のガラス繊維が無い場合単体では形状を維持することが不可能で丸まってしまう。しかし製作する際はポリイミド 800  $\mu\text{m}$  部分に圧着するため工作上的問題は無い。本材料に含まれる U/Th 含有量を HPGe 検出器で測定した。ここでの試料測定には U/Th 含有量が 1/100 以下であることを確認するために神岡地下実験施設の HPGe 検出器を用いた。東京大学本郷キャンパスと比べて神岡地下実験施設は地下にあるため宇宙線ミュオン由来のバックグラウンドが少なく、より精度よく試料測定ができる。東京大学本郷キャンパスの HPGe 検出器での 609 keV におけるバックグラウンドが 576 counts/keV/kg/day なのに対し、神岡地下実験施設の HPGe 検出器は 0.7 counts/keV/kg/day である。ポリイミド + エポキシの詳細を表 6.1、測定結果を表 6.2 にまとめる。U 系列上流の上限値が一桁大きくなっているのは 609 keV の崩壊分岐比が 46.1% に対して 93 keV の崩壊分岐比が 5.4% と小さいことに起因している。また上限値の範囲内で放射平衡をが成り立っていると考えられる。新素材候補であるポリイミド + エポキシは U/Th 含有量が現行のポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分の 1/100 以下であることがわかった。これは新材料候補として定めた基準値を達成しており、今後ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分を新素材に取り替えた  $\mu$ -PIC を製作した。



図 6.1 新材料候補、ガラス繊維を含まないポリイミド + エポキシ。

表 6.1 ガラス繊維を含まないポリイミド + エポキシの詳細とエネルギーごとのガンマ線検出効率

測定試料	ジオメトリ [cm <sup>3</sup> ]	質量 [g]	測定期間 [s]	93 keV[%]	583 keV[%]	609 keV[%]
ポリイミド + エポキシ	5 × 5 × 0.86	22.67	583200	14.31	6.79	6.45

表 6.2 U/Th 含有量

測定試料	<sup>238</sup> U 中流 [10 <sup>-6</sup> g/g]	<sup>238</sup> U 上流 [10 <sup>-6</sup> g/g]	<sup>232</sup> Th [10 <sup>-6</sup> g/g]
ポリイミド 100 μm 部分 (現行の材料)	0.39 ± 0.01	0.38 ± 0.01	1.81 ± 0.04
ポリイミド + エポキシ (新材料)	< 2.98 × 10 <sup>-3</sup>	< 2.86 × 10 <sup>-2</sup>	< 6.77 × 10 <sup>-3</sup>

## 6.2 低バックグラウンド検出器開発

ポリイミド 100 μm 部分を、新材料であるガラス繊維を含まないポリイミド + エポキシに変更した 10 × 10 cm<sup>2</sup> の低バックグラウンド μ-PIC 試作機を製作した。低バックグラウンド μ-PIC 試作機の外観を図 6.2 に示す。工作上的大きな問題はなかった。またピクセル電極の様子を図 6.3 に示す。アノード径の測定値は 67 μm でカソード径の測定値は 250 μm だった。アノードとカソードとの導通箇所がいくつかみられた。これは新材料を用いたことによる工作の不慣れのためで、今後改善が見込まれる。材料を変更したことによる大きな不具合は見つかっていない。今後この低バックグラウンド μ-PIC 試作機のカソード増幅率を確認する。同時に現行機とのカソード増幅率の違いなどを定量的に評価し、シミュレーションと比較する。その後、表面から放出される α 線の定量的な評価や、安定動作の確認など暗黒物質直接探索実験にむけた試験を行う。

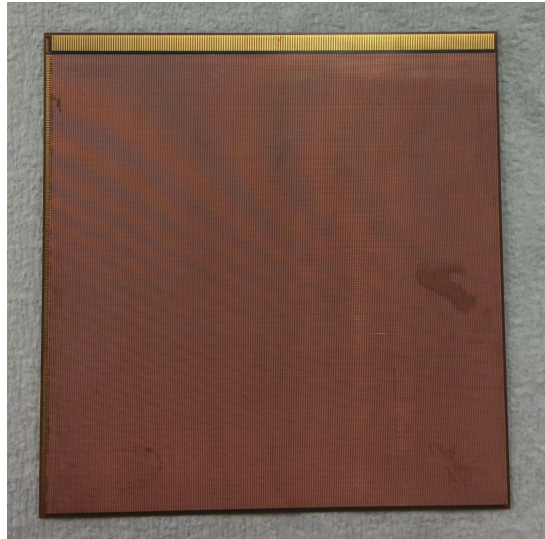


図 6.2 10 × 10 cm<sup>2</sup> の低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機の外観。

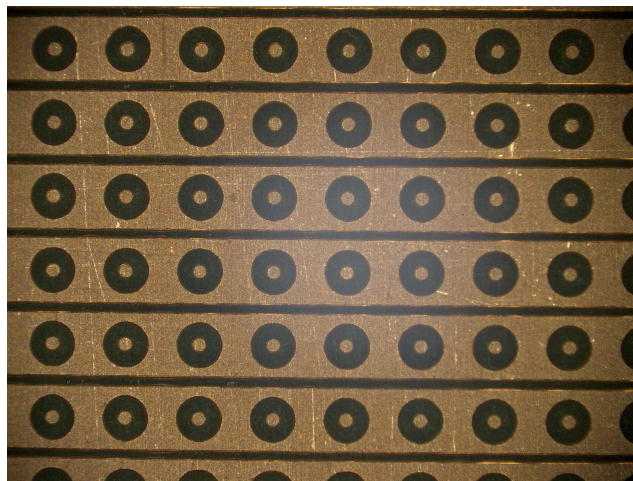


図 6.3 低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機のピクセル電極の様子。

低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機製作にあたり、製作途中に放射性不純物混入調査のために製作過程での試料を確保した。

試料を確保した製作工程は以下である。

工程 1 製作の元となるコア基板のポリイミド 800  $\mu\text{m}$ (製作開始前)

工程 2 ポリイミド 800  $\mu\text{m}$  上にアノードストリップを形成し、ポリイミド + エポキシとコア基板の積層プレス後

工程 3 レーザーで穴を開けて銅電極を成長させてつくるビアフェルメッキ加工後

工程 4 ワイヤーボンディング用の電極に加工後 (完成品)

それぞれの測定試料を図 6.4 に示す。本研究では上記の工程ごとに U/Th 含有量測定を行っ



た。表 6.3 に試料の詳細、表 6.4 に工程ごとの U/Th 含有量測定結果を示す。U 系列上流の解析手法による系統誤差を考慮にいれることで U 系列の放射平衡を確認した。詳細は付録 A に示す。表 6.5 に  $\mu$ -PIC 単位面積あたりの放射能を示す。この結果から低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機 (表 6.5 中工程 4 試料) の U/Th 含有量はコア基板のポリイミド 800  $\mu$ m 部分 (表 6.5 中工程 1 試料) で説明することができる事がわかった。このことから低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機では期待通りに U/Th を除去できたといえる。また表 6.5 より、工程ごとに比較して U/Th 含有量の大きな変動がないことから低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機製作において製作途中の放射性不純物混入はないことがわかった。



図 6.4 製作工程の各段階での測定試料。左上が工程 1、右上が工程 2、左下が工程 3、右下が工程 4。

表 6.3 測定試料の詳細とエネルギーごとのガンマ線検出効率。

測定試料	ジオメトリ [cm <sup>3</sup> ]	質量 [g]	測定期間 [s]	93 keV[%]	583 keV[%]	609 keV[%]
工程 1 試料	5 × 5 × 0.69	35.80	583200	15.17	4.97	4.77
工程 2 試料	5 × 5 × 0.79	43.16	583200	14.73	4.79	4.49
工程 3 試料	5 × 5 × 0.60	51.06	518400	14.38	4.54	4.39
工程 4 試料	5 × 5 × 0.40	20.78	453600	16.59	5.37	5.13



表 6.4 試料ごとの U/Th 含有量。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}\text{U}$ 中流 [ $10^{-6}$ g/g]	$^{238}\text{U}$ 上流 [ $10^{-6}$ g/g]	$^{232}\text{Th}$ [ $10^{-6}$ g/g]
工程 1 試料	$0.62 \pm 0.01$	$0.77 \pm 0.02$	$2.99 \pm 0.05$
工程 2 試料	$0.49 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.01$	$2.46 \pm 0.04$
工程 3 試料	$0.43 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.01$	$2.16 \pm 0.04$
工程 4 試料	$0.49 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.02$	$2.61 \pm 0.07$

表 6.5  $\mu$ -PIC 単位面積あたりの U/Th。誤差は統計誤差のみを考慮に入れている。

測定試料	$^{238}\text{U}$ 中流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{238}\text{U}$ 上流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	$^{232}\text{Th}$ [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]
工程 1 試料	$1366 \pm 23$	$1719 \pm 42$	$2112 \pm 35$
工程 2 試料	$1307 \pm 23$	$1475 \pm 40$	$2096 \pm 35$
工程 3 試料	$1354 \pm 25$	$1472 \pm 42$	$2174 \pm 39$
工程 4 試料	$1268 \pm 34$	$1580 \pm 62$	$2150 \pm 54$

### 6.3 動作確認

図 6.5 に低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機の動作確認に用いる検出器の外観、図 6.6 に検出器内部の概念図を示す。真空容器内に低バックグラウンド  $\mu$ -PIC 試作機を設置しており、ドリフト領域は約 1 cm である。ガスは  $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 9 : 1$  の混合ガスを用いている。アノードからの信号をアンプで増幅しオシロスコープで信号を確認する。線源は  $^{55}\text{Fe}$  を用いる。今後信号を確認することで動作確認を行う。

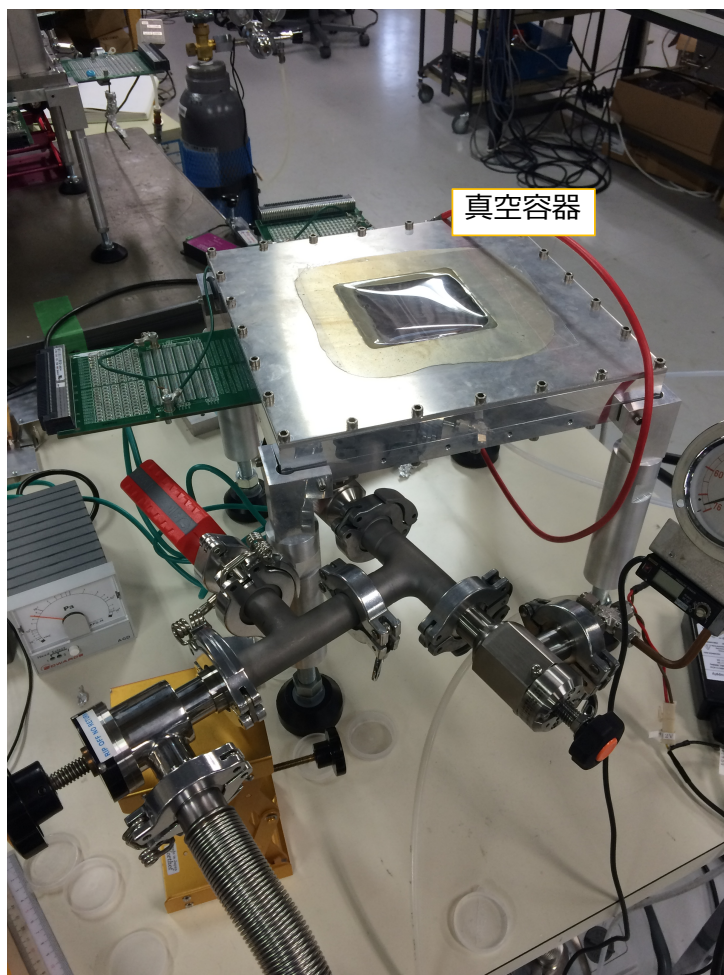


図 6.5 動作試験に用いた検出器の外観。

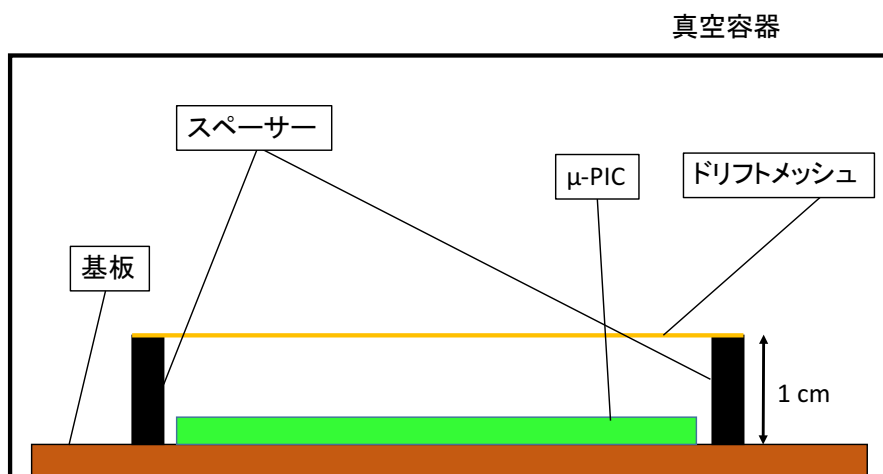


図 6.6 動作試験に用いた検出器内の概念図。

## 7 展望

5章、6章の議論によりポリイミド中のガラス繊維が暗黒物質直接探索実験において重要なエネルギー領域で、主要なバックグラウンド源であることがわかった。ガラス繊維に含まれている U/Th 系列の崩壊で生じた  $\alpha$  線がバックグラウンドに対して大きな寄与をなしている。また放射性不純物の混入量が 1/100 以下の新材料を発見し  $\mu$ -PIC の試作機を製作した。この試作機と同等の放射線レベルの検出器を用いて神岡地下実験施設で観測を行った場合、U/Th 系列の崩壊で生じた  $\alpha$  線バックグラウンドは現在の 1/100 以下になることが予想される。図 7.1 に新材料にかえた  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  の低バックグラウンド  $\mu$ -PIC で測定を行った場合に予想される U/Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線バックグラウンドによるエネルギースペクトルを示す。

次に 2.5.2 節で述べた環境放射線バックグラウンドを考慮する。U/Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線バックグラウンドが 1/100 になると検出感度は 100 倍になることが予想される。新材料は上限値で U/Th 系列の含有量が 1/100 であったので、実際の含有量は 1/100 以下であることが予想される。その場合、 $\alpha$  線バックグラウンドの gap 事象のほかに環境ガンマ線事象と環境中性子線事象が主要なバックグラウンドとなることが予想される。図 7.2 に環境中性子線バックグラウンドを考慮に入れたエネルギースペクトルを示す。図 4.15 にガンマ線除去能力を示したが、roundness カットにおけるガンマ線のエネルギーに対するカット効率の理解が十分でないため、環境ガンマ線バックグラウンドは考慮に入れていない。環境ガンマ線に関しては、今後も解析的なカットを研究することで、寄与を環境中性子以下に抑える工夫を行う予定である。

ポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分を新材料にかえた 30 cm 角  $\mu$ -PIC を用いた検出器での測定で予想される感度曲線を図 7.3 に示す。これは神岡地下実験施設で一年間の測定を仮定している。U/Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線バックグラウンドが 1/100 であることを仮定しているが、実際の含有量は 1/100 より小さいことが予想される。その場合、DAMA 領域のより多くの部分を方向に感度をもつ手法で探索することができる。

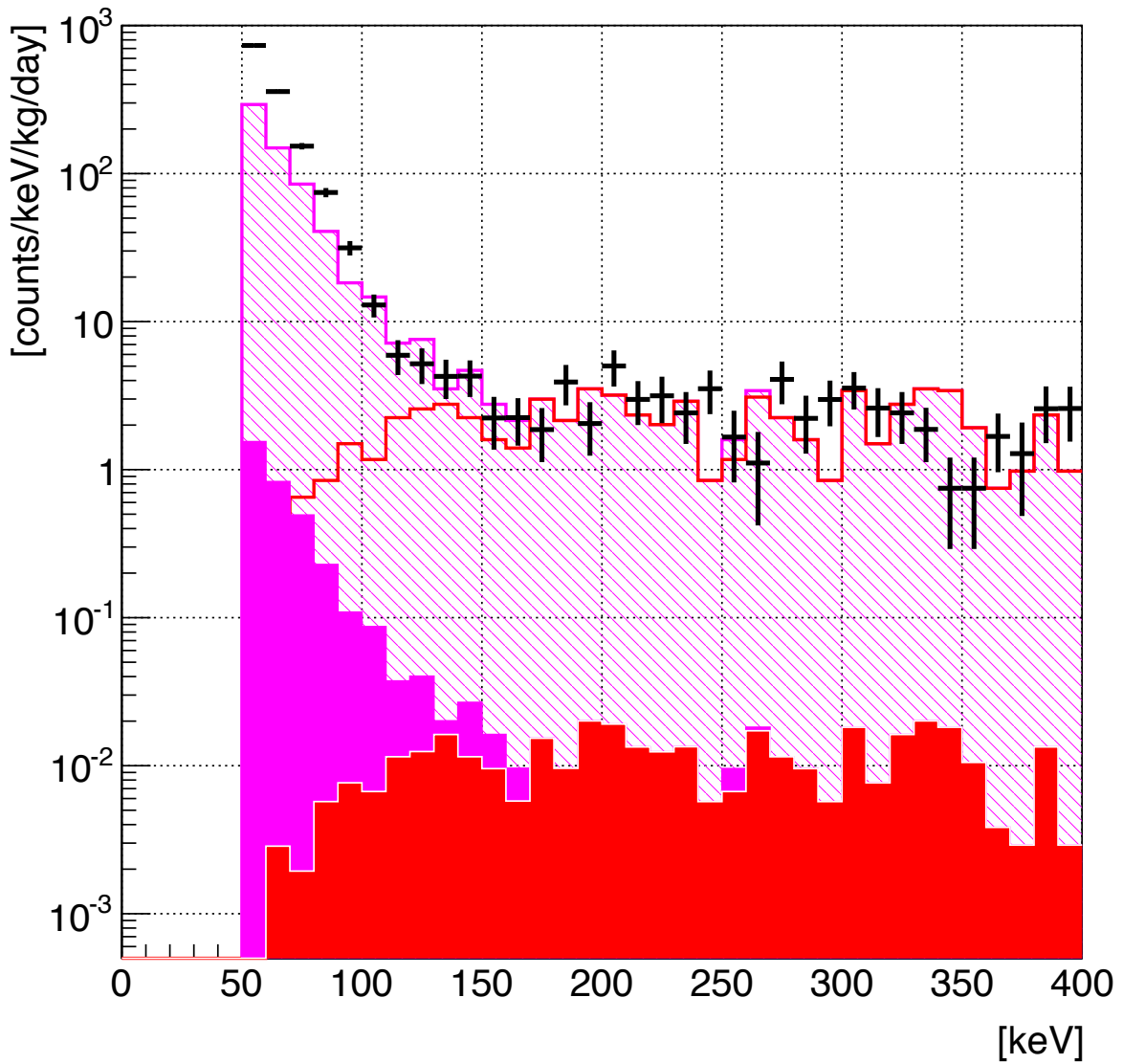


図 7.1 低バックグラウンド検出器を用いた場合の予想される U/Th 系列崩壊由来の  $\alpha$  線バックグラウンドによるエネルギースペクトルの変化。赤が TPC 事象、マゼンダが gap 事象の寄与を表す。黒十字が roundness カットのみを外した RUN14 のエネルギースペクトルを表す。また斜線部分が現状の検出器で予想される U/Th 系列由来のバックグラウンドスペクトル、塗りつぶし部分が低バックグラウンド化した検出器で予想される U/Th 系列由来のバックグラウンドスペクトルを表す。

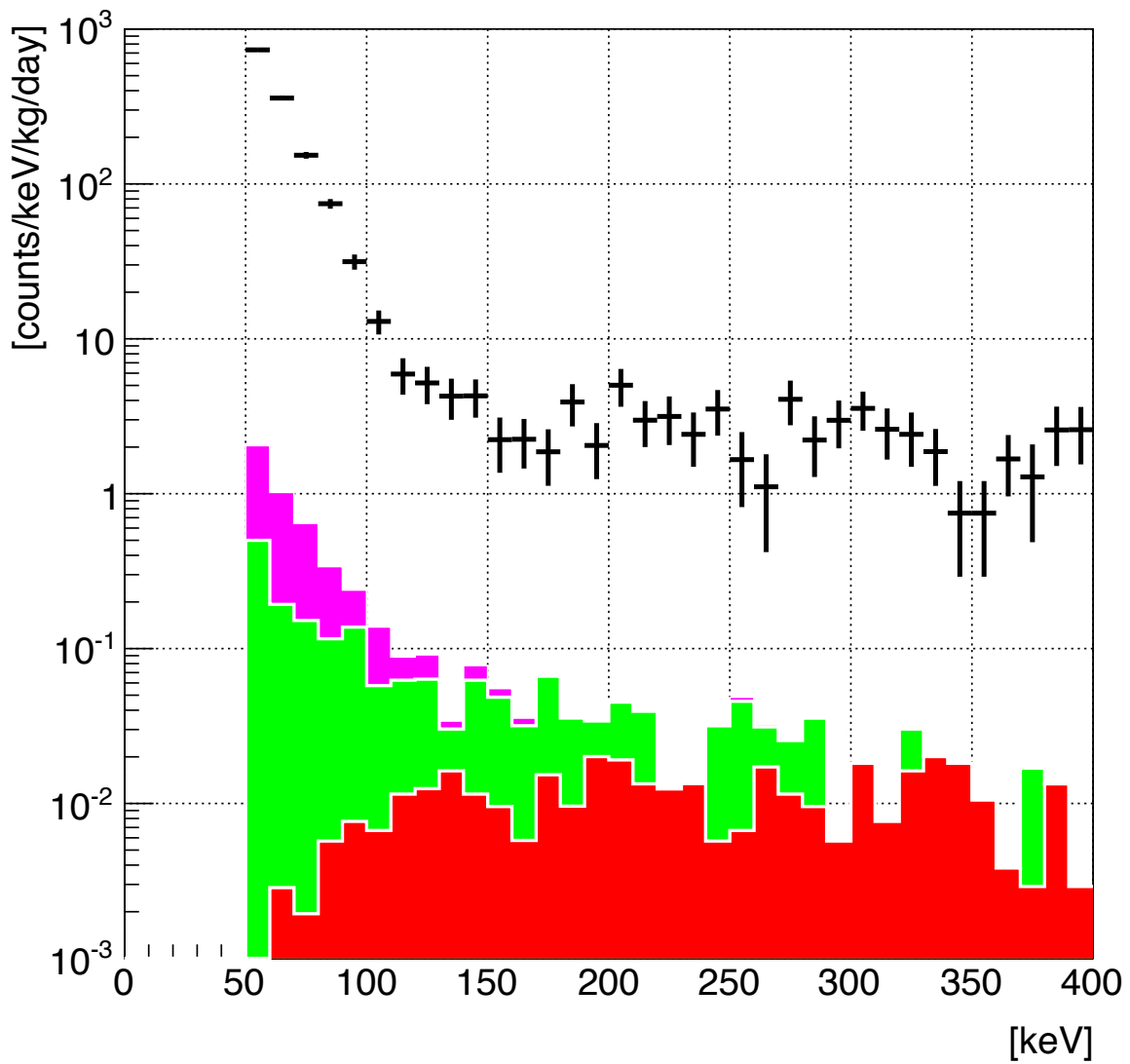


図 7.2 低バックグラウンド検出器を用いた場合の予想されるエネルギースペクトル。赤が TPC 事象、マゼンダが gap 事象、緑が環境中性子線事象の寄与を表す。黒十字が roundness カットのみの外した RUN14 のエネルギースペクトルを表す。

### SD 90% C.L. upper limits and allowed region

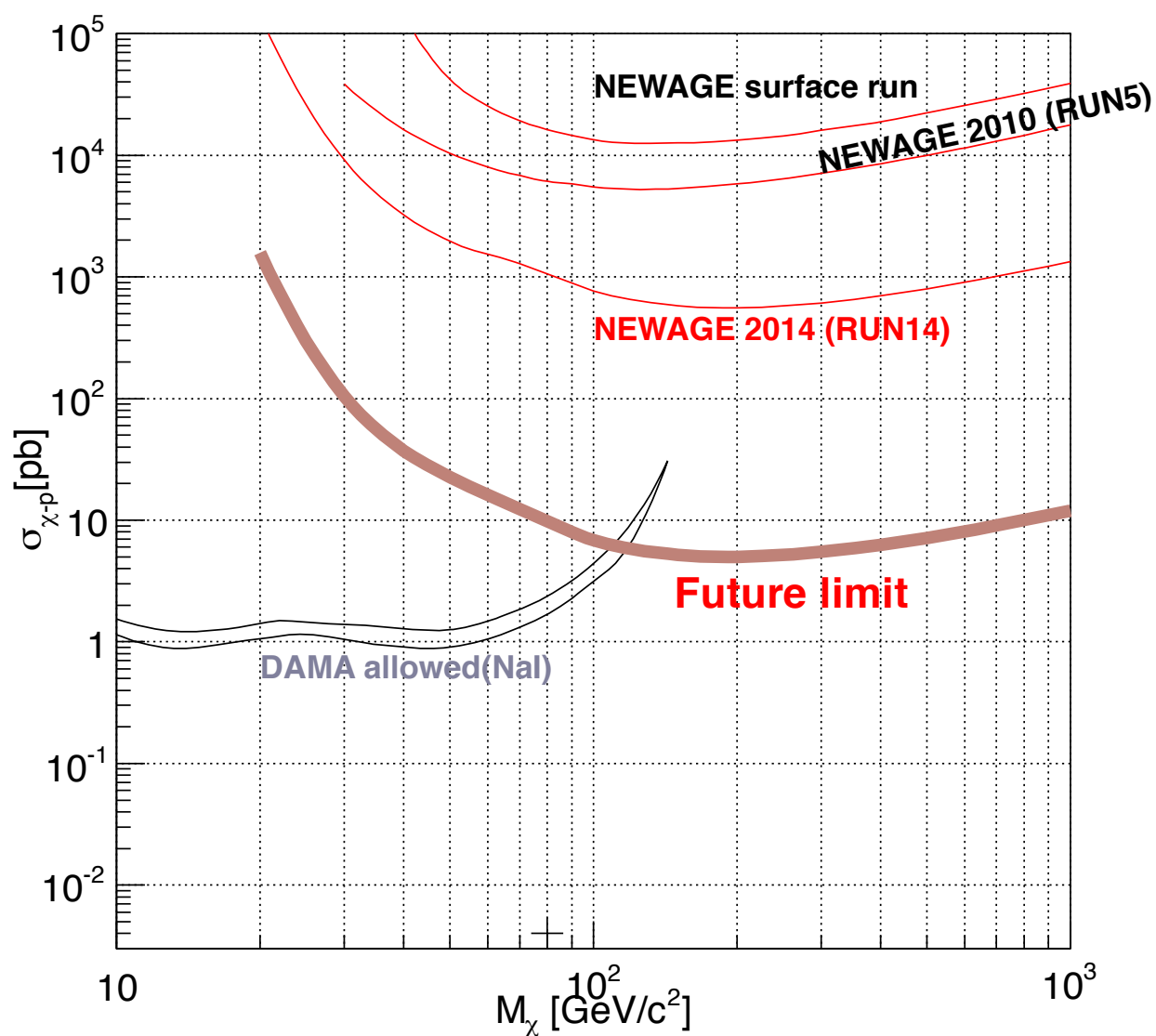


図 7.3 低バックグラウンド化した検出器を用いた場合に予想される感度曲線 (図中“Future limit”)。

## 8 結論

NEWAGE は方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験である。方向に感度を持つ手法では世界最高感度を有しているが、従来型の暗黒物質直接探索実験には検出感度が至っておらず、さらなる感度向上が求められる。そこで検出感度を向上させるために、バックグラウンドの理解・低減を行った。まず HPGe 検出器を用いて NEWAGE 検出器各部分の U/Th 含有量を測定した。その結果  $\mu$ -PIC の補強材のガラス繊維に U/Th が多く含まれていることが分かった。また、U/Th 含有量の測定値をもとに Geant4 を用いたシミュレーションを行った。シミュレーションから NEWAGE の主要なバックグラウンドはポリイミド 100  $\mu\text{m}$  に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる  $\alpha$  線であることがわかった。

さらにポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分にかわるガラス繊維を含まない低バックグラウンドな新材料を見つけ、U/Th 含有量はポリイミド 100  $\mu\text{m}$  部分の 1/100 以下であることを確認した。低バックグラウンド材料を用いた  $\mu$ -PIC を試作、製造上の大きな問題はないことを確認した。今後は低バックグラウンド検出器の性能評価を行った後、神岡地下実験施設で暗黒物質直接探索実験を行い、これまで以上の感度で方向に感度をもった暗黒物質探索を進めていく。



## 付録 A U 系列上流の系統誤差

U 系列上流は  $^{232}\text{Th}$  が崩壊して放出する 93 keV のピークから放射能を求め、含有量 [g/g] を得る。図 A.1 に HPGe 検出器による測定で得られた 93 keV 付近のエネルギースペクトルを示す。93 keV のピーク付近に 87.2 keV の Bi 由来の  $K_\alpha$  線ピークが存在するのでダブルガウシアンに定数を加えた A.1 式でフィットする。

$$f(x) = a \exp \left\{ -\frac{(x-b)^2}{2c^2} \right\} + d \exp \left\{ -\frac{(x-e)^2}{2f^2} \right\} + g \quad (\text{A.1})$$

フィットする際、 $b, e$  は初期値としてピークのエネルギー、 $c, f$  は初期値として HPGe 検出器のエネルギー分解能 1 keV を与えた。ここで、93 keV のピーク成分は  $^{232}\text{Th}$  が崩壊して放出されたガンマ線以外に、U/Th 系列の核種である Bi や Po 由来の  $K_\alpha$  線や  $K_\beta$  線による事象が含まれている。 $K_\alpha$  線、 $K_\beta$  線はいずれも特性 X 線である。L 殻から K 殻に電子が移動した際に発生する特性 X 線を  $K_\alpha$  線、M 殻から K 殻に電子が移動した際に発生する特性 X 線を  $K_\beta$  線という。表 A.1 に U/Th 系列に含まれる核種の  $K_\alpha$  線、 $K_\beta$  線のエネルギーが 93 keV 程度になるものをまとめた [31]。93 keV のピークには  $^{232}\text{Th}$  由来のガンマ線事象のほかに表 A.1 に示した  $K_\alpha$  線、 $K_\beta$  線事象が含まれているので、ピークから求めた U 系列上流の放射能は多めに見積もっている。ピーク成分のうち  $^{232}\text{Th}$  由来のガンマ線以外の事象がどの程度あるかが系統誤差となる。

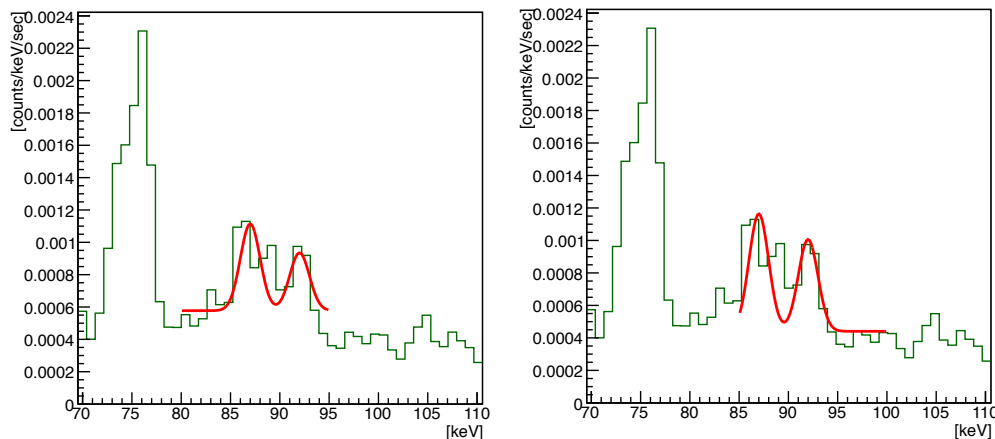


図 A.1 93 keV 付近の実効的なピークの例。左は 87.2 keV ピークより低エネルギー側を定数成分として A.1 式でフィット (Fit1) を行った場合、右は 93 keV ピークより高エネルギー側を定数成分としたフィット (Fit2) を行った場合を表す。

表 A.1 U/Th 系列に含まれる核種の  $K_{\alpha}$  線、 $K_{\beta}$  線のエネルギー [31]。93 keV 程度になるものをまとめている。

元素名	$K_{\beta 1}$ [keV]	$K_{\alpha 1}$ [keV]	$K_{\alpha 2}$ [keV]
Bi	87.349	77.107	74.815
Po	89.807	79.290	76.863
Rn	94.868	83.787	81.069
Ra	100.130	88.471	85.431
Ac	102.841	90.886	87.675
Th	105.604	93.350	89.957
Pa	108.422	95.863	92.282
U	111.298	98.434	94.654

図 A.1 から、87.2 keV ピークより低エネルギー側の定数成分と 93 keV ピークより高エネルギー側の定数成分に差があることがわかる。これは 87.2 keV の Bi 由来の  $K_{\alpha}$  線事象と  $^{232}\text{Th}$  由来の 93 keV のガンマ線事象以外の事象によるものである。本研究では、A.1 式でフィットした際の 87.2 keV ピークより低エネルギー側の定数成分と 93 keV ピークより高エネルギー側の定数成分の差から系統誤差を求める。図 A.1(左) は 87.2 keV ピークより低エネルギー側を定数成分としたフィット (Fit1) を行った場合、図 A.1(右) は 93 keV ピークより高エネルギー側を定数成分としたフィット (Fit2) を行った場合を表している。表 A.2 に Fit1 と Fit2 から得た 93 keV ピークの計数率をまとめた。Fit による計数率の差が系統誤差となる。系統誤差を考慮に入れた作業工程ごとの U/Th 含有量を表 A.3、 $\mu$ -PIC 単位面積あたりの U/Th 含有量を表 A.4 に示す。表 A.3、表 A.4 における  $^{238}\text{U}$  上流の中心値は Fit2 から得た計数率から導出したものである。このことから低バックグラウンド検出器の製作工程ごとの測定試料では、誤差の範囲で放射平衡が成り立っているといえる。

表 A.2 Fit1 と Fit2 から得た 93 keV ピークの計数率。

測定試料	Fit1[counts/keV/day]	Fit2[counts/keV/day]
工程 1 試料	$7.46 \times 10^{-4}$	$11.2 \times 10^{-4}$
工程 2 試料	$7.51 \times 10^{-4}$	$9.36 \times 10^{-4}$
工程 3 試料	$6.39 \times 10^{-4}$	$9.12 \times 10^{-4}$
工程 4 試料	$3.58 \times 10^{-4}$	$5.66 \times 10^{-4}$

表 A.3 試料ごとの U/Th 含有量。<sup>238</sup>U 上流 の誤差は統計誤差、系統誤差の順につけている。

測定試料	<sup>238</sup> U 中流 [ $10^{-6}$ g/g]	<sup>238</sup> U 上流 [ $10^{-6}$ g/g]	<sup>232</sup> Th [ $10^{-6}$ g/g]
工程 1 試料	$0.62 \pm 0.01$	$0.77 \pm 0.02^{+0}_{-0.26}$	$2.99 \pm 0.05$
工程 2 試料	$0.49 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.01^{+0}_{-0.11}$	$2.46 \pm 0.04$
工程 3 試料	$0.43 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.01^{+0}_{-0.15}$	$2.16 \pm 0.04$
工程 4 試料	$0.49 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.02^{+0}_{-0.22}$	$2.61 \pm 0.07$

表 A.4  $\mu$ -PIC 単位面積あたりの U/Th。<sup>238</sup>U 上流 の誤差は統計誤差、系統誤差の順につけている。

測定試料	<sup>238</sup> U 中流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	<sup>238</sup> U 上流 [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]	<sup>232</sup> Th [ $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ]
工程 1 試料	$1366 \pm 23$	$1719 \pm 42^{+0}_{-577}$	$2112 \pm 35$
工程 2 試料	$1307 \pm 23$	$1475 \pm 40^{+0}_{-292}$	$2096 \pm 35$
工程 3 試料	$1354 \pm 25$	$1472 \pm 42^{+0}_{-441}$	$2174 \pm 39$
工程 4 試料	$1268 \pm 34$	$1580 \pm 62^{+0}_{-575}$	$2150 \pm 54$

## 参考文献

- [1] Planck Collaboration A&A 571,A16 (2014).
- [2] F. Z. et al. Astrophys. J. (1937) 217.
- [3] V.C. Rubin, N. Thonnard, W.K. Ford Jr., Astrophys. J. Lett. 225 (1978) 107.
- [4] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders MNRAS (1991) 523.
- [5] D. Crowe et al., Astrophys. J. 648 (2006) L109 .
- [6] D. J. Fixsen AstroPhys. J. 707 (2009) 916.
- [7] R. A. Knop et al. Astrophys. J. 598 (2003) 102.
- [8] D. J. Eisenstein et al. Astrophys. J. 633 (2005) 560.
- [9] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O'Meara and D. Lubin *et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 149 (2003) 1
- [10] G. Jungman *et al.*, Phys. Rep. 267 (1996) 195
- [11] G. Servant *et al.*, New J. Phys. 4 (2002) 99
- [12] R. D. Peccei and Helen R. Quinn et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440.
- [13] L. D. Luffy and K. Bibber et al. New Journal of Physics 11 (2009) 105008
- [14] P. Sikivie et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1415.
- [15] S. J. Asztalos et al. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 041301.
- [16] Spencer Chang, Ralph Edezhath, Jeffrey Hutchinson and Markus Luty hep-ph 1307.8120v1 (2013).
- [17] G. Servant et al. New J. Phys. 4 (2002) 99.
- [18] S. D. Hunter Astrophys. J. 481 (1997) 205.
- [19] A. H. E. Tempel and M. Raidal J. Cosmology Astropart. Phys. 09 (2012) 032.
- [20] CTA Japan: <http://www.cta-observatory.jp/index.html>
- [21] S. Desai et. al Phys. Rev. D 70 (2004) 083523.
- [22] M.G. Aartsen, *et al.*, PRL 110, 131302 (2013).
- [23] O. Adriani et. al Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 081102.
- [24] M. Aguilar et. al Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 141102.
- [25] ALEPH Collaboration Phys. Lett. B 583 (2004) 247.
- [26] Daniel Abercrombie et al. arXiv:1507.00966 (hep-ex)(2015).
- [27] H. Baer et al. arXiv:1307.5248 (hep-ph) (2013).
- [28] J. D. Lewin and P. F. Smith Astropart. Phys. 6 (1996) 87.
- [29] J. Ellis et al. Phys. Lett. B 481 (2000) 304.
- [30] D. Spergel Phys. Rev. D 37 (1988) 1353.

- [31] アイソトープ手帳 11 版 日本アイソトープ協会
- [32] S. Fukuda et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 501 (2003) 418
- [33] A. Minamoto, Doctor thesis of Tokyo University (2008)
- [34] H. Nishimura Doctor Thesis Kyoto University (January 2009).
- [35] R. Bernabei et al. J. Phys. Conf. Ser. 375 (2012) 012002.
- [36] R. Bernabei et al. Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [37] C. Savage et al. Phys. Rev. D 70 (2004) 123513.
- [38] R. Bernabei et al. Phys. Lett. B 480 (2000) 23.
- [39] G. J. Alner et al. Phys. Lett. B 616 (2005) 17.
- [40] R. B. et al. New J. Phys. 2 (2000) 15.1.
- [41] H. S. Lee, et al. (KIMS Collaboration) Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301.
- [42] XMASS Collaboration arXiv:1511.04807v1.
- [43] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 181301.
- [44] E. Aprile et al. (XENON Collaboration) Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 021301.
- [45] D.S. Akerib et al. (LUX Collaboration) Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 091303.
- [46] P. B. et al. Astropart. Phys. 28 (2000) 495.
- [47] Z. Ahmed et al. (CDMS Collaboration) Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 011301.
- [48] C. E. Aalseth et al. Phys. Rev. D 88 (2013) 012002.
- [49] G. Angloher et al. Eur. Phys. J. C (2012) 27.
- [50] J. Barreto et al. Phys. Lett. B 711 (2012) 264.
- [51] E. Behnke et al. Phys. Rev. D 86 (2012) 052001.
- [52] M. Felizardo et al. 1106.3014v3 (2011).
- [53] S. Archambault et al. Phys. Lett. B 711 (2012) 153.
- [54] C. Amole et al. (PICO Collaboration) Phys. Rev. Lett. 114, 231302 (2015).
- [55] E. Daw et al. Astropart. Phys. 35 (2012) 397.
- [56] S. Ahlen et al. Phys. Lett. B 695 (2011) 124.
- [57] K. Nakamura et al. Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 043F01.
- [58] D. Santos et al. J. Phys. Conf. Ser. 309 (2011) 012014.
- [59] T. Naka et al. Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. Sect. A 581 (2007) 761.
- [60] K. Fushimi et al. J. Phys. Conf. Ser. 469 (2013) 012011.
- [61] J. Cherwinka et al. Astropart. Phys. 35 (2012) 749.
- [62] S. F. Biagi Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 283 (1989) 716.
- [63] James B. R. Battat et al. Journal of Physics: Conference Series 469 (2013) 012001
- [64] J.B.R. Battat et al. Physics of the Dark Universe 9 (2015) 1.
- [65] S. Ahlen et al. Phys. Lett. B 695 (2011) 124.

- [66] L.M. Capparelli et al. *Physics of the Dark Universe* 9-10 (2015) 24-30.
- [67] A. Takada et. al. *Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. Sect. A* 573 (2007) 195.
- [68] Fabio Sauli *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 805 (2016) 2.
- [69] K. Nakamura Doctor Thesis Kyoto University (January 2014).
- [70] J.F. Ziegler, J.P. Biersack SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter, Code (1985).
- [71] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 506 (2003) 250.

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多くのひとからご支援をいただきここに修士論文として成果をまとめることができました。この場を借りて御礼申し上げます。

指導教員である身内賢太郎先生には数多くの指導をしていただきました。最後まで妥協しない姿勢や計画性の大切さなどこの二年間でたくさんを学ぶことができました。学振や本修士論文の執筆にあたり、細かいところまで丁寧に指導していただきました。夜遅くまで研究に付き合ってくださいました。心から感謝申し上げます。京都大学の中村さんには NEWAGE グループの先輩として大変お世話になりました。研究と趣味をともに全力で楽しむ姿勢には激しく影響を受けました。

東京大学みのわ研究室の井上慶純先生には東京大学での放射性不純物測定を幾度と無く行って頂きました。いつも迅速に測定していただけたおかげでスムーズに研究することができました。東京大学宇宙線研究所の市村晃一先生には神岡地下実験施設での放射性不純物測定を行って頂きました。ありがとうございました。

研究室の先生がたには大変お世話になりました。蔵重先生はコロキウムの際にお世話になりました。教育的で的確な質問のおかげでより理解の深まるコロキウムを行うことができました。竹内先生には、本修士論文の執筆にあたり的確な指摘をいくつもしていただき、よりよいものをつくり上げることができました。山崎先生には様々な雑談を聞かせていただきました。雑談のバラエティにとんでおり興味深きかせていただきました。越智先生には検出器ゼミで指導して頂きました。ゼミでは多少脱線しつつも検出器の細かい原理まで教えていただきました。今となっては脱線した際の話も重要であったと気づきとても有意義な時間を過ごせたと思っています。鈴木先生にはダークマターゼミでお世話になりました。清水先生には学会前の発表練習で鋭すぎる指摘を多数いただきました。あの経験は今でもぼくの中で貴重な財産となっています。前田先生には、linux のシステムを復旧する際に大変お世話になりました。今後 chown する際は細心の注意をもって行うことにします。矢野先生には主に神岡でお世話になりました。富山でもお寿司は非常に美味しかったです。原先生には B4 のゼミのときに非常にお世話になりました。基礎がなっていないぼくにはじめから丁寧に指導していただきました。秘書の横山さんには電池やログブックの場所、FAX の使い方などを教えていただきました。また横山さんにはよく話しかけていただきました。

研究室の先輩にもお世話になりました。細川さんには研究、私生活ともにお世話になりました。細川さんには何回も飲み連れて行ってもらいました。ありがとうございました。岸本さんには飲み会でも話題の作り方、人の見る目の鋭さにびっくりさせられました。B4 から M2 まで楽しい研究室生活を過ごすことができたのは細川さんと岸本さんの存在が大きかったと思います。山根さんはサークル時代からお世話になりました。B4 で知らない人



ばかりのなか、山根さんの存在は大きなものとなりました。岡さん、長谷川さん、矢ヶ部さん、陳さんのおかげで楽しい研究室を過ごすことができました。

同期の藤田黎くん、山内悟くんとは6年間の付き合いとなりました。藤田くんとは学部の時から仲もよく一緒に良くテスト勉強をしました。たくさん愚痴りあったりもしました。夜遅くまで研究室に残って研究をしたり、帰り道にくだらない話をしたりしました。この6年間を振り返ってみるといつも横に藤田くんがいたと思います。6年間仲良くしてくれてありがとう。これからは別々の道を歩むこととなりますが、東京で頑張ってください。また遊びましょう。山内悟くんとは家で一緒にテスト勉強をしたり、明け方までゲームをしたりと良い遊び相手でした。サークル活動の大変さをお互い語り合ったのは今ではいい思い出です。また遊びましょう。木戸くんは後期課程ともに頑張らしましょう。

研究室の後輩にもお世話になりました。同実験グループの帝釋くん、池田くんは非常に有能で刺激を受けてばかりでした。阿部くんはぼくのくだらない話によくつきあってくれました。ありがとう。中澤さんは荒んだ研究生活からぼくを救い出してくれた、と勝手に思っています。癒やされました。谷口くんには研究にはスタミナが大事であることを教えてもらいました。研究に没頭するあまり、ともに研究室で夜を明かしたことは今ではいい思い出です。小川くんとはこの一年で名前呼び合う仲となりました。時間がなくて書ききれませんが後輩の皆さん、こんなぼくと仲良くしてくれてありがとう。今後はもう少し先輩らしい一面を見せることができるようにします。

最後に、ここまで私を育てて支えてくれた両親に心から感謝します。