

# 修 士 学 位 論 文

NEWAGE における陰イオンガス TPC の  
増幅機構の研究

2022年2月4日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 202S108S

氏名 窪田諒

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程



## 概要

現在の素粒子物理学では標準模型を用いて粒子の性質や物理現象を説明することができる。しかし、観測から宇宙の組成の約 95% は標準模型では説明できない物質で構成されていることが示唆されており、その宇宙の組成の約 27% を未知の粒子である暗黒物質が占めていると推測されている。暗黒物質の探索を目指して、世界規模で様々な実験が行われてきたが、未だに発見に至っていない。

方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験 NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では、3次元飛跡検出器である  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber) を用いて暗黒物質の直接探索を行ってきた。方向に感度を持つ手法の実験としては世界最高感度を有しているが、従来型の暗黒物質探索実験には及ばず、様々なアプローチから感度の向上を目指している。感度を制限している要因として、検出器内部の放射性不純物から発生する  $\alpha$  線バックグラウンドがあることが先行研究から知られている。NEWAGE では現在、感度向上のためのアプローチの一つとして陰イオンガスを用いた陰イオンガス TPC の開発を行なっている。陰イオンガスを用いることで、ドリフト速度の違いと信号到達時間の差から飛跡の絶対位置を決定して有効体積カットをするという手法が可能になり、バックグラウンドの低減に繋がると期待されている。NEWAGE では陰イオンガスに  $\text{SF}_6$  ガスを用いており様々な試験を行なわれてきたが、完全な理解には至っていない状況である。

本研究では、陰イオンガス TPC の増幅機構に用いられる GEM(gas electron multiplier) と  $\mu$ -PIC(micro pixel chamber) における課題点に焦点を当て理解を図った。陰イオンガスとして  $\text{SF}_6$  ガスを用いて GEM 検出器についてガスゲイン、エネルギー分解能の測定を行った。また、陰イオンガス TPC のために昨年拡張された Garfield++ のアップデートを行い、シミュレーション結果が測定結果を再現することを確認した。動作の確認がされたコードを用いて、陰イオンガスのシミュレーションを行い、理解されていなかった MPGD の挙動について新しい知見を得た。

# 目次

第1章	イントロダクション	2
第2章	暗黒物質 (Dark Matter)	3
2.1	暗黒物質の存在	4
2.1.1	銀河の回転曲線	4
2.1.2	重力レンズ効果	5
2.1.3	宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB)	6
2.2	暗黒物質の基本的性質	8
2.3	暗黒物質の候補粒子	9
2.3.1	原始ブラックホール (primordial black holes : PBH)	9
2.3.2	アクシオン	9
2.3.3	ステライルニュートリノ	9
2.3.4	WIMP	10
第3章	暗黒物質探索実験	11
3.1	直接探索	11
3.1.1	エネルギースペクトル	12
3.1.2	散乱断面積	13
3.1.3	暗黒物質の信号	17
3.1.4	暗黒物質探索実験の現状	21
3.1.5	NEWAGE	25
第4章	陰イオンガス TPC	31
4.1	NITPC 動作原理	31
4.2	SF <sub>6</sub> ガス	33

4.3	有効体積カット	35
4.4	NITPC における問題点	36
4.4.1	GEM の枚数によるエネルギー分解能の悪化	37
4.4.2	カソード信号の減衰	38
4.5	NEWAGE における NITPC	40
<b>第 5 章</b>	<b>SF6 ガスを用いたガスゲインと分解能の測定</b>	<b>41</b>
5.1	測定セットアップ	41
5.2	測定結果	43
5.2.1	ガスゲイン	43
5.2.2	エネルギー分解能	46
<b>第 6 章</b>	<b>NITPC シミュレーション</b>	<b>48</b>
6.1	Garfield++ シミュレーション	48
6.1.1	従来の Garfield++ の動作	49
6.1.2	Garfield++ の陰イオンガスへの拡張	50
6.2	Detach model	53
6.3	GEM におけるガスゲインシミュレーション	54
6.3.1	1 電子シミュレーション	54
6.3.2	5.9keV 信号シミュレーション	62
6.4	GEM におけるエネルギー分解能	68
6.5	$\mu$ -PIC による信号波形	70
6.5.1	シミュレーションセットアップ	71
6.5.2	陽イオンのドリフト	72
6.5.3	Garfield++ での波形の計算方法	76
<b>第 7 章</b>	<b>議論及び展望</b>	<b>82</b>
<b>第 8 章</b>	<b>結論</b>	<b>83</b>
	<b>参考文献</b>	<b>88</b>

## 第 1 章

# イントロダクション

現在の素粒子物理学では標準模型を用いて粒子の性質や物理現象を説明することができる。しかし、観測から宇宙の組成の約 95% は標準模型では説明できない物質で構成されていることが示唆されており、その宇宙の組成の約 27% を未知の粒子である暗黒物質が占めていると推測されている。暗黒物質の探索を目指して、世界規模で様々な実験が行われてきたが、未だに発見に至っていない。

方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験 NEWAGE(New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では、3次元飛跡検出器である  $\mu$ -TPC(micro Time Projection Chamber) を用いて暗黒物質の直接探索を行ってきた。方向に感度を持つ手法の実験としては世界最高感度を有しているが、従来型の暗黒物質探索実験には及ばず、様々なアプローチから感度の向上を目指している。感度を制限している要因として、検出器内部の放射性不純物から発生する  $\alpha$  線バックグラウンドがあることが先行研究から知られている。NEWAGE では現在、感度向上のためのアプローチの一つとして陰イオンガスを用いた陰イオンガス TPC の開発を行なっている。陰イオンガスを用いることで、ドリフト速度の違いによる信号到達時間の差から飛跡の絶対位置を決定して有効体積カットをするという手法が可能になり、バックグラウンドの低減に繋がると期待されている。NEWAGE では陰イオンガスに  $\text{SF}_6$  ガスを用いており様々な試験を行なわれてきたが、ガス特性、検出器特性などについて完全な理解には至っていない状況である。

本研究では、陰イオンガス TPC の実用化に向け、陰イオンガス TPC の増幅機構に用いられる GEM(gas electron multiplier) と  $\mu$ -PIC(micro pixel chamber) における課題点に焦点を当て理解を図った。

## 第2章

# 暗黒物質 (Dark Matter)

暗黒物質 (Dark Matter) とは様々な宇宙観測からその存在が示唆される宇宙の未発見の粒子である。光と相互作用することがなく、光学的な観測ができないことから「暗黒」と呼称される。暗黒物質は宇宙の組成の約 27% を占めると言われており、標準模型の枠組みで理解できるバリオン等の既知の物質の組成比 5% に対して大きな割合を占めていると言える。残りの約 68% は宇宙の加速膨張を担う暗黒エネルギーが占めるとされている。本章では、暗黒物質の存在証拠となる宇宙観測と、そこから要請される暗黒物質の性質について述べる [1]。

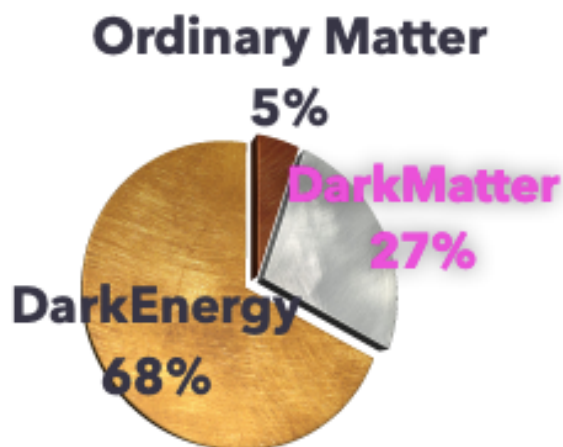


図 2.1: 宇宙のエネルギー組成

## 2.1 暗黒物質の存在

暗黒物質の存在は 1933 年、Fritz Zwicky によって提唱された [2]。かみのけ座銀河団において運動速度から計算される銀河団の総質量が、光学的に観測した銀河団の質量の 100 倍以上に相当することから、光学的に観測不可能な暗黒物質が存在するという主張である。それ以来、様々な宇宙観測により、暗黒物質の存在を示唆する証拠が得られている。以下、それらの証拠のうち代表的なものを紹介する。

### 2.1.1 銀河の回転曲線

1970 年代にアメリカの天文学者 Vera Rubin によって銀河に属する星と水素ガスの回転速度が観測され、銀河中心から十分離れたところで回転速度が一定となることが確認された [3]。一般に銀河中心からの距離  $r$  での回転速度  $v(r)$  はケプラーの法則より、

$$\frac{v^2(r)}{r} = G_N \frac{M(r)}{r^2} \quad (2.1)$$

と表される。ここで  $G_N$  は重力定数、 $M(r)$  は  $r$  より内側の総質量である。銀河はディスク (外側の円盤部分) に対してバルジ (中心部分) が非常に明るく、光学的に観測される物質のみで銀河が構成されるとすれば、質量を持つ星は銀河中心に集中していると考えられる。よって、ディスクでは  $M(r)$  はほぼ一定の値を取り、2.1 式から回転速度  $v(r)$  は  $r^{-\frac{1}{2}}$  に比例して減少することが期待される。しかし、ディスクの回転速度は図 2.2 に示すようにバルジから十分に離れた 20kpc 程度まで一定である。これは、銀河中心から数 kpc 以遠に光学的に観測されない質量の存在を示しており、一般にその総質量は通常物質の約 5 倍と考えられている。



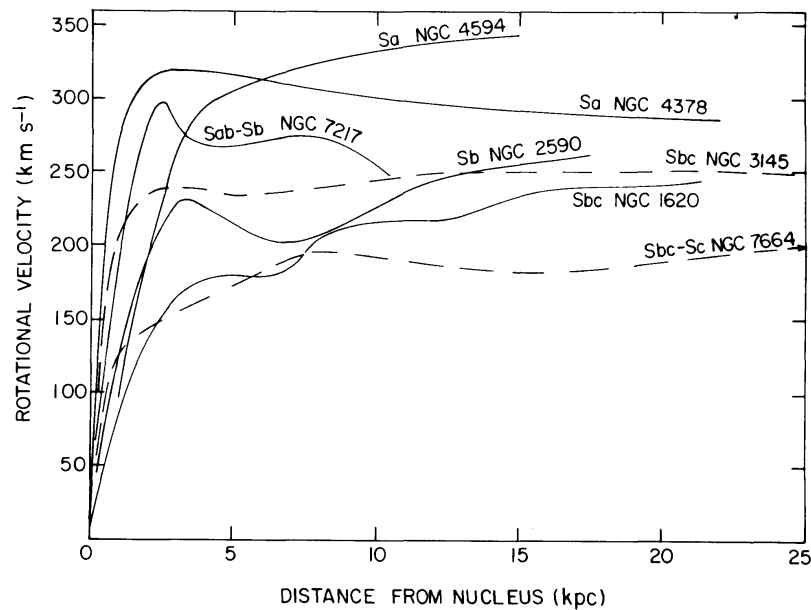


図 2.2: 7 つの渦巻き銀河の回転曲線図。全ての回転曲線で銀河中心外側における回転速度が一定になっている [3]。

### 2.1.2 重力レンズ効果

重力レンズ効果とは、天体などの強い重力源が作る重力場によって光路が曲げられて観測される現象である。「強い重力レンズ効果」と「弱い重力レンズ効果」の 2 種類が知られている。強い重力レンズ効果では、重力源の影響が非常に強く、光路の偏曲により背景にある銀河が多重に観測される。弱い重力レンズ効果は、背景の銀河の歪みを統計的に処理することで検出される [4]。重力レンズ効果は銀河団の質量分布を測定することを可能にし、銀河団には高温ガスなどのバリオンの 5 倍以上の暗黒物質が含まれることが分かっている。重力レンズ効果を用いた観測の中で、最も暗黒物質の直接的な証拠となるものは過去に衝突した銀河団「弾丸銀河団衝突」の観測である [5, 6]。図 2.3 に弾丸銀河団 IE0657-56 の観測を示す [6]。図 2.3 左図において、緑の等高線は重力レンズ効果によって推測される銀河の質量分布を示しており光学的に観測される銀河団の分布とほぼ一致している。一方で、図 2.3 右図において、Chandra 衛星の観測による熱 X 線の強度分布は衝突点付近に強く観測されている。この熱 X 線の元となる高温プラズマガスはクーロン相互作用をするため、互いに抵抗なく通過することはできない。しかし、質量分布からは銀河団中をすり抜けている相互作用の小さい質量成分が存在することが示唆されている。以上のことから、銀河団中にはクーロン相互作用より相互作用の小さい、

高温プラズマガスとは違う暗黒物質成分が含まれていることが分かる。

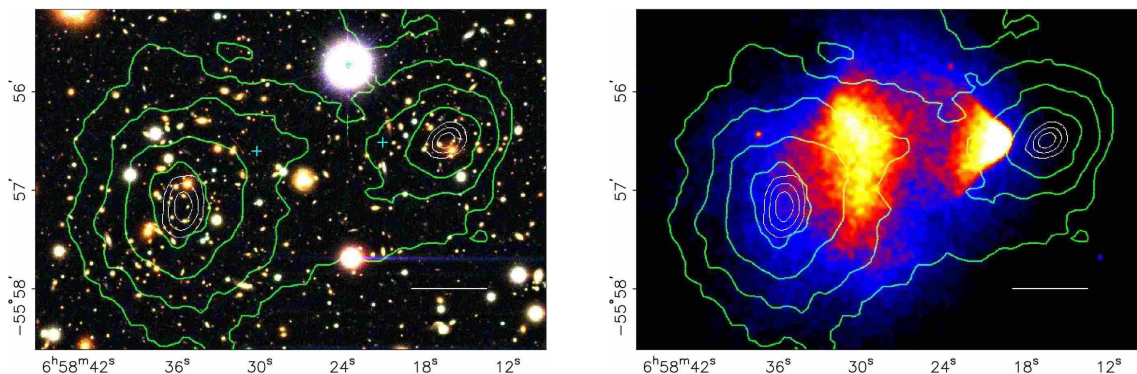


図 2.3: 左図:IE0657-56 銀河団の衝突観測図。白の直線の長さは 200kpc に相当する。図中の緑の等高線と水色の十字がそれぞれ重力レンズ効果によって観測された質量分布とプラズマガスの質量中心を示す。右図:Chandra 衛星による同銀河団の熱 X 線強度分布 [6]。

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

宇宙の発展において暗黒物質は密度揺らぎの成長に重要な役割を果たしている。初期宇宙では物質は熱平衡状態にあり、光子と物質の数密度は非常に大きい。そのため、光子と物質の相互作用の確率が高く、光子は直進することができなかった。宇宙の膨張につれ光子や物質はエネルギーを失い、数密度も減少していった。宇宙誕生から約 38 万年後、宇宙の温度が約 3000K まで下がると陽子やヘリウム原子核が自由電子を捕獲し、原子が生成される。これにより物質がイオン化状態にならないようになり、光子が直進できるようになる。この現象は一般的には再結合と呼ばれ、「宇宙の晴れ上がり」とも表現される。再結合後は、光子と物質の相互作用が止まり、宇宙は熱平衡状態ではなくなるため、光子のスペクトルは黒体放射のままとなる。黒体放射の温度は、宇宙の膨張により下がり続け、現在では 2.725K まで低下している。2.725K の黒体放射の輝度は波長約 2mm に相当し、マイクロ波により観測可能である。この黒体放射を宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background , CMB) と呼んでいる。

ここで、宇宙論の一般的なモデルとして Cold Dark Matter(CDM) の存在を仮定し、宇宙項  $\Lambda$  を含んだビックバン宇宙モデル  $\Lambda$ -CDM モデルを考える。 $\Lambda$ -CDM モデルは以下の式 2.2 のように表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (2.2)$$

$\Lambda$ -CDM モデルでは宇宙を占めるエネルギーはマター、放射、ダークエネルギーから成り、エネルギー密度を臨界密度  $\rho_c (= \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G})$  で割ることにより無次元化された量で議論する。これらは宇宙論パラメータと呼ばれ、式 2.2 ではそれぞれ  $\Omega_m, \Omega_r, \Omega_\Lambda$  で表される。また、 $a$  は宇宙のサイズを表すスケールファクタ、 $H_0$  はハッブル定数、 $\Lambda_k$  は宇宙の曲率を表すパラメータで、式 2.2 は規格化されたフリードマン方程式である。宇宙初期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。この微分方程式を解くことで、宇宙の収縮や膨張、宇宙が平坦か否か、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、宇宙発展の様子が宇宙論パラメータに依存していることが分かる。この宇宙論パラメータは前述した宇宙マイクロ波背景放射を観測することで決定できる。再結合時の密度揺らぎによって CMB にはわずかな非一様性が存在しており、近年では Planck 衛星によって CMB の温度揺らぎが測定されている [7]。図 2.4 は Planck 衛星による CMB 観測結果で、上図は角度パワースペクトル、下図は測定値と  $\Lambda$ -CDM モデルを用いたフィット曲線との差分を表している。角度パワースペクトルの最初のピーク的位置は宇宙が平坦であることを示している。2 番目と 3 番目のピークの相対値はダークマター密度  $\Omega_d = \rho_d/\rho_c$  がバリオン密度  $\Omega_b$  より 5 倍大きいことを示している。また、 $\Lambda$ CDM モデルとのフィットにより、暗黒物質を含めた全ての物質密度が  $\Omega_m h^2 = 0.1415 \pm 0.0019$ 、バリオンの物質密度が  $\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$  という結果が得られる。この観測結果はビッグバン元素合成モデルによって推測されたバリオン密度  $0.019 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.024$  とほぼ一致しており、宇宙スケールで暗黒物質が存在する証拠となっている。

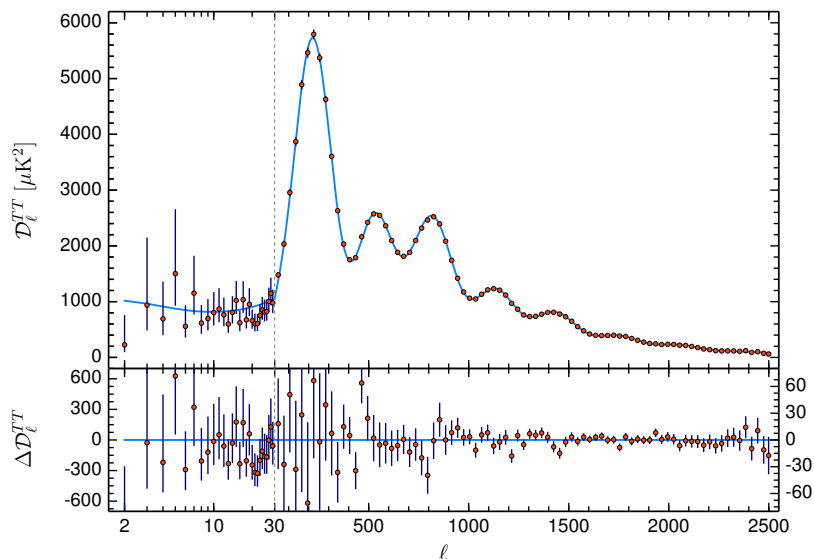


図 2.4: 上図: Planck 衛星によって観測された CMB の角度パワースペクトル。赤点が測定値を示し、青線が  $\Lambda$ CDM モデルを用いたフィット曲線を表す。下図: 測定値と  $\Lambda$ CDM モデルの差分 [7]。

上述の通り、様々な宇宙観測から暗黒物質の存在は証明されており、宇宙論のモデルを考えるとときに必要不可欠な要素となっている。また、暗黒物質は現在の素粒子標準模型の枠組みを超えた粒子であり、性質もいまだに分かっていない。現在の宇宙論や素粒子物理学において、暗黒物質の探索は最も重要な課題の一つである。

## 2.2 暗黒物質の基本的性質

一般的に暗黒物質は宇宙初期の熱平衡状態の時期に生成されたと考えられている。再結合時の速度のまま相対論的速度を持つ暗黒物質は Hot Dark Matter (HDM) と呼ばれている。一方、非相対論的速度を持つ暗黒物質を Cold Dark Matter (CDM) と呼ぶ。HDM であった場合、密度揺らぎの形成が行われず、銀河などの小規模な構造は形成されなかったと考えられる。CDM であれば、小さな密度揺らぎを成長させることができ、小スケールの構造を形成することができる。現在、数値シミュレーションにより再結合後の構造形成過程を追うことが可能であり、銀河などの小さな構造が形成され、後に大きな構造が形成されるという過程が見られた [8]。よって、この結果の再現が可能である CDM が暗黒物質の有力候補とされている。暗黒物質の候補として考えられているものはいくつかあるが、共通しているのは、「重力相互

作用以外の相互作用はしないか極めて小さい」という性質である。ビッグバン核合成や CMB から、既知のバリオンは暗黒物質になり得ないため強い相互作用を持たず、光学的に観測されないことから電磁相互作用も持たない。弱い相互作用を持つ可能性はあるが、 $W^\pm$  や  $Z$  ゲージボゾンとの結合は直接探索実験にていまだに観測されないため、標準模型粒子より弱い相互作用が小さいという要請がある。よって上述のような性質を持つと考えられており、いくつかの暗黒物質粒子の候補が考えられてきた。

## 2.3 暗黒物質の候補粒子

前節で述べた通り、暗黒物質の性質を満たす粒子は標準模型の枠組みでは存在しない。そのため、暗黒物質の候補として、標準模型の枠組みを超えた様々な候補が提案されていった。この節では、代表的なものを 4 つ紹介する。

### 2.3.1 原始ブラックホール (primordial black holes : PBH)

原始ブラックホールはビッグバン直後に形成されたと考えられる仮説上のブラックホールである。大質量で、いまだに蒸発していない原始ブラックホールは素粒子ではないが暗黒物質の候補になりえる。原始ブラックホールは Massive Compact Halo Object (MACHO) などの実験グループにより探索が行われている、非相対論的な速度を持つ CDM の候補である。なお、数々の宇宙観測により暗黒物質を構成する原始ブラックホールの質量は厳しく制限されている [9]。

### 2.3.2 アクシオン

アクシオンは強い相互作用の CP 対称性の破れを解決するために導入された擬似スカラーボゾンである [10]。アクシオンが強磁場中で光子に変換されるプリマコフ効果を用いて、アクシオンを観測する実験 Axion Dark Matter eXperiment (ADMX) が行われているがいまだ発見に至っていない。アクシオンは他の粒子との相互作用が極めて小さく、宇宙初期からほぼ速度を持たなかったと考えられるため、CDM の候補として挙げられている。

### 2.3.3 ステライルニュートリノ

標準模型の枠組みではニュートリノは  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の 3 種類が存在する。これに加え、LSND 実験 [11] の結果を説明する 4 番目のニュートリノとしてステライルニュートリノというニュー

トリノ混合の最終状態が提案されている。ステライルニュートリノが数 keV の質量を持つと仮定すれば、寿命が宇宙の寿命を超えるため暗黒物質の候補として考えることができる。

### 2.3.4 WIMP

WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) は弱い相互作用と質量を持つ粒子の総称であり、CDM の候補として最も有力な粒子である。WIMP の自己相互作用を考慮して妥当な数密度を得ることを考えると、WIMP 質量は  $100 \text{ GeV}/c^2$  程度と与えられる。一般的なモデルでは、宇宙初期の標準模型粒子の対消滅により新粒子が生成され、以下のような生成過程をとる。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (2.3)$$

宇宙の温度が WIMP 質量よりも十分に大きいとき、粒子・反粒子の消滅が WIMP 対を生成するのに十分なエネルギーを持つ。逆の過程も起こり、消滅率は以下の式で表される。

$$\Gamma_{ann} = (\sigma_{ann}v)n_{eq} \quad (2.4)$$

ここで、 $\sigma_{ann}$  は WIMP の対消滅断面積、 $v$  は WIMP の速度、 $n_{eq}$  は熱平衡状態にある WIMP の数密度である。WIMP の消滅率が宇宙の膨張による数密度の低下に伴って低下すると、WIMP の消滅はやがて止まり、現在の WIMP の数密度  $\Omega_\chi h^2$  はおおよそ一定になると考えられている。現在の WIMP の量はおおよそ次式で表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \left( \frac{10^{-9} \text{ GeV}^{-2}}{(\sigma v)} \right) \quad (2.5)$$

WIMP は実験的手法での観測も可能であり世界的に探索実験が行われている。本論文では、WIMP を探索対象とする。

## 第3章

# 暗黒物質探索実験

前章で述べた通り、WIMP は実験的手法による探索が可能であり、現在「直接探索」「間接探索」「加速器実験」の3種類の手法が取られている。図 3.1 に示すように、直接探索は WIMP とクォークの反応を観測し、間接探索は WIMP 同士の対消滅を観測し、加速器実験ではクォーク同士の反応で WIMP を観測する。本章では直接探索について紹介する。

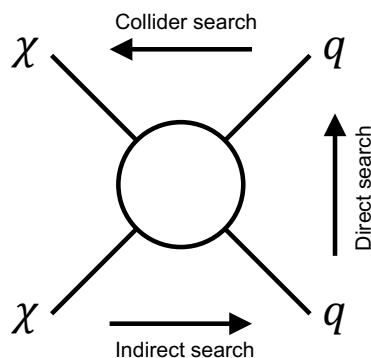


図 3.1: WIMP の直接探索 (Direct search)、間接探索 (Indirect search)、加速器実験 (Collider search) の関係図 [12]。 $\chi$  と  $q$  はそれぞれ WIMP とクォークを表している。

### 3.1 直接探索

直接探索実験では、天の川銀河ハローの暗黒物質と地球上に設置した検出器中の原子核との反跳を観測する。この事象は稀な事象であるので、バックグラウンド事象を十分に抑えることができる実験環境が必要である。宇宙線起源のバックグラウンドを低減するために、日本では

神岡地下実験施設で観測を行い、宇宙線によるバックグラウンド事象を減らしている。海外では、カナダのサドバリー、イタリアではグランサツソといった地下実験施設にて観測を行っている。

### 3.1.1 エネルギースペクトル

前述したように、直接探索では WIMP と弾性散乱した反跳原子核に与えられたエネルギーを測定する [12]。測定したエネルギースペクトルと期待されるエネルギースペクトルを比較することで暗黒物質の質量と散乱断面積を求めることができる。まず、標的質量 1kg、観測時間 1 日当たりの WIMP の事象数  $R$  について考える。 $R$  の微小変化量  $dR$  は

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma v dn \quad (3.1)$$

と表せる。ここで、 $N_A$  はアボガドロ数、 $A$  は標的原子核の原子数、 $v$  は暗黒物質-標的原子核間の相対速度、 $\sigma$  は散乱断面積  $dn$  は微分数密度を指す。式 3.1 を積分することで以下を得る。

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \quad (3.2)$$

地球と銀河ハローの相対速度  $v_E = 0$ 、銀河脱出速度  $v_{esc} = \infty$  のとき、事象率  $R_0$  は

$$R_0 = \frac{361}{M_D M_N} \left( \frac{\sigma_0}{1\text{pb}} \right) \left( \frac{\rho_D}{0.3\text{GeVc}^{-2}\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_0}{220\text{kms}^{-1}} \right) \quad (3.3)$$

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 ( $\text{GeVc}^{-2}$ )、 $M_N$  は標的原子核の質量 ( $\text{GeVc}^{-2}$ ) である。式 3.3 は  $\sigma_0 = 1\text{pb}$ 、 $\rho_D = 0.3\text{GeVc}^{-2}\text{cm}^{-3}$ 、 $v_0 = 220\text{kms}^{-1}$  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について考える。理論的に計算することで得られる、期待されるエネルギースペクトルは以下の式で表される。

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \quad (3.4)$$

ここで、 $R$  は単位質量当たりの反応率、 $E_R$  は反跳エネルギー、 $R_0$  は総計数率である。また、 $E_0$  は速度  $v_0$  の暗黒物質が持つ運動エネルギー、 $r$  は無次元のパラメータであり、それぞれ以下のように表される。



$$E_0 = \frac{1}{2} M_D v_0^2 \quad (3.5)$$

$$r = \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2} \quad (3.6)$$

式 3.1 で表されるエネルギースペクトルは図 3.2 のようになる [12]。

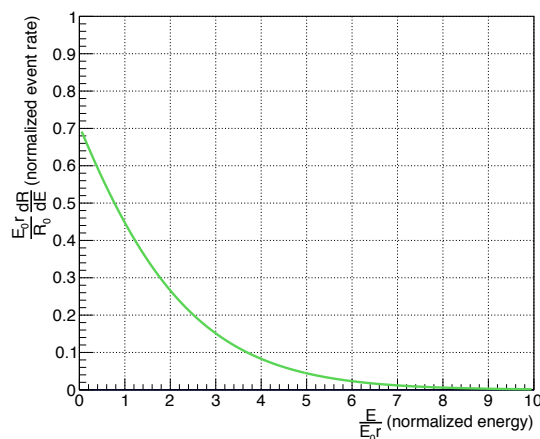


図 3.2: 暗黒物質との原子核反跳によって期待されるエネルギースペクトル [12]。

### 3.1.2 散乱断面積

暗黒物質と原子核の弾性散乱は図 3.3 に示すように、スピンの依存しない散乱 (Spin-Independent:SI) とスピンの依存した散乱 (Spin-Dependent:SD) のいずれかの反応を起こす。SI による散乱断面積を  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ 、SD による散乱断面積を  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$  とすると、暗黒物質と標的原子核の弾性散乱の散乱断面積は以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} + \sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} \quad (3.7)$$

どちらの反応が起きやすいかは標的原子核によって異なり、暗黒物質探索実験においてどちらの反応が優位かも不明である。以下、それぞれの散乱について説明する。

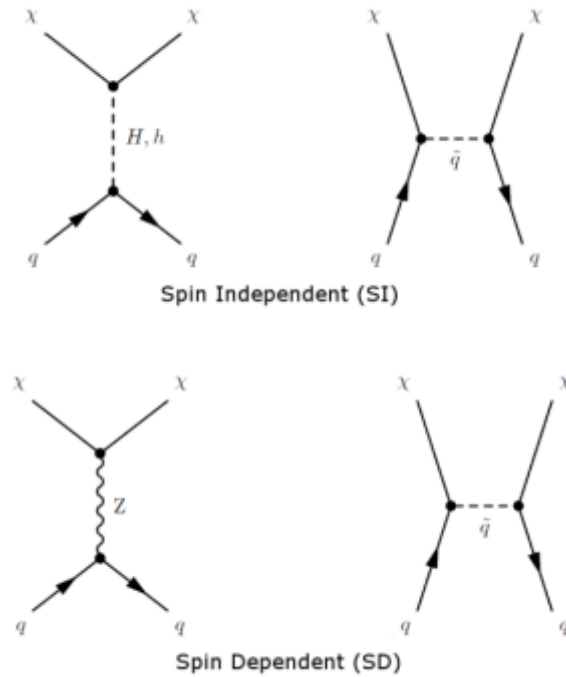


図 3.3: 暗黒物質と標的原子核の弾性散乱のファインマンダイアグラム。上図が SI で下図が SD。

- Spin-Independent(SI)

暗黒物質と標的原子核の SI による散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (3.8)$$

と表せる。ここで、 $Z$  は原子番号、 $A$  は質量数、 $\mu_{\chi-N}$  は  $M_D$  と  $M_N$  の換算質量で

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \quad (3.9)$$

である。また、 $f_p, f_n$  はそれぞれ暗黒物質-陽子、暗黒物質-中性子の SI カップリングで、 $f_p$  と  $f_n$  が等しいとしたときの SI 散乱断面積は、陽子に対する散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$  を用いて、以下のように書くことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (3.10)$$

式 3.10 から、SI において標的原子核の質量数  $A$  が大きいほど散乱断面積が大きいことが分かるので、SI 反応においては標的原子核には  $A$  の大きいものを用いた方が有利になる。図 3.4

に暗黒物質-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI の散乱断面積を示す。

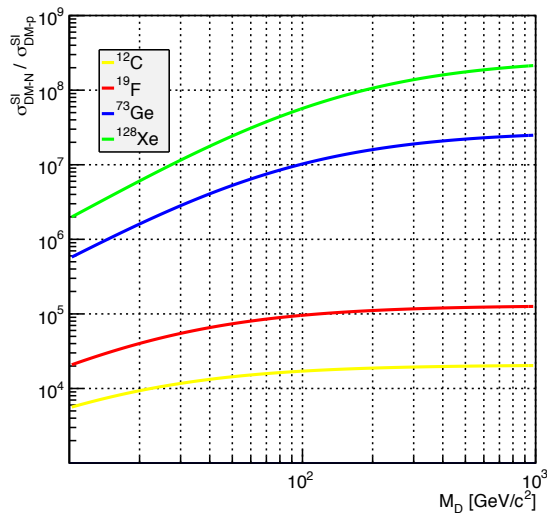


図 3.4: 暗黒物質-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 散乱断面積 [13]。

- Spin-Dependent(SD)

暗黒物質と標的原子核の SD による散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (3.11)$$

と表せる。ここで、 $G_F (= 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} (\hbar c)^3)$  はフェルミカップリング定数、 $\langle S_p \rangle$ 、 $\langle S_n \rangle$  はそれぞれ原子核中の陽子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  $a_n$  は暗黒物質-陽子、暗黒物質-中性子の SD カップリングでそれぞれ以下のように表される。

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(p)} \quad (3.12)$$

$$a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(n)} \quad (3.13)$$

ここで、 $\Delta_q^{(p)}$  と  $\Delta_q^{(n)}$  はそれぞれ原子核中の陽子と中性子のスピンであり、 $\Delta_u^{(p)} = \Delta_d^{(n)} = 0.78 \pm 0.02$ 、 $\Delta_d^{(p)} = \Delta_u^{(n)} = -0.48 \pm 0.02$ 、 $\Delta_s^{(p)} = \Delta_s^{(n)} = -0.15 \pm 0.02$  である。Landé 因子  $\lambda = \frac{a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle}{J}$  を用いると標的原子核に対する SD 散乱断面積は、陽子に対する散乱断面積  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$  を用いて、以下のように書くことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (3.14)$$

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方が SD 反応に対する散乱断面積が大きくなり有利となる。表 3.1 にいくつかの核種に対する  $\lambda^2 J(J+1)$  の値をまとめる [14]。また、図 3.5、図 3.6 にそれぞれ標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-n}^{\text{SD}}$  を示す。

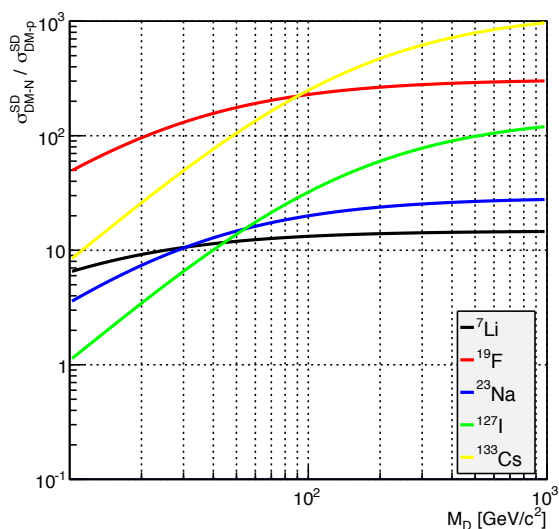


図 3.5: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ 。  
横軸は暗黒物質質量を指す [13]。

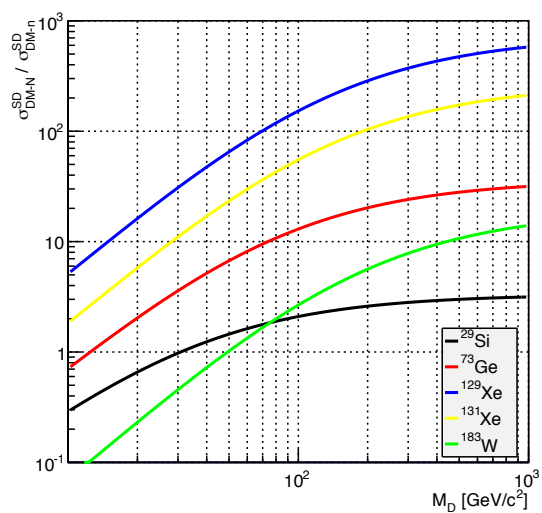


図 3.6: 標的原子核ごとの  $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-n}^{\text{SD}}$ 。  
横軸は暗黒物質質量を指す [13]。

表 3.1: 標的原子核ごとのスピン  $J$ 、自然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$  の計算値 [14]

元素	$J$	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンに寄与する核子
$^1\text{H}$	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	0.52	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

### 3.1.3 暗黒物質の信号

暗黒物質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図 3.1 のように指数関数的な形状をしており、暗黒物質由来の信号を検出するためにはバックグラウンド由来の信号との識別が必要不可欠である。暗黒物質特有の信号として「核種依存性」「季節変動」「到来方向異方性」が挙げられる。

- 核種依存性

暗黒物質と標的原子核の散乱断面積は核種により異なる。そのため、予想されるエネルギースペクトルも核種依存で形状が変化する。図 3.7、図 3.8 はそれぞれ SI、SD 反応において核種ごとの予想されるエネルギースペクトルである。ただし、暗黒物質の質量は  $M_D = 100\text{GeV}/c^2$ 、散乱断面積は  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6}\text{pb}$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$  としている。図 3.7、図 3.8 のように、エネルギースペクトルの核種依存性を検出できれば暗黒物質の証拠となり得る

が、バックグラウンドのエネルギースペクトルも核種依存性があるため、高レベルのバックグラウンドの削減が求められる。そのため、この手法をもって暗黒物質由来の信号を得ることは困難である。

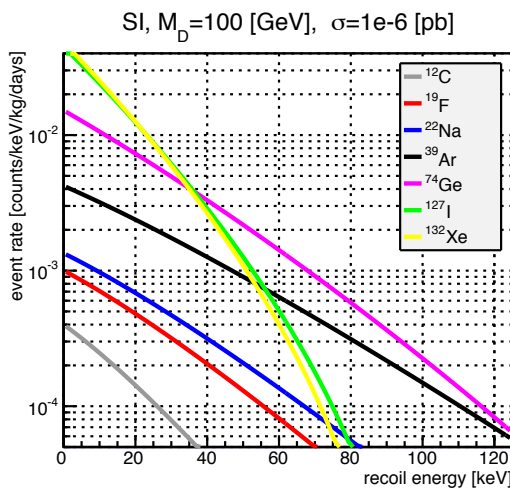


図 3.7: 標的原子核ごとの SI 反応で予想されるエネルギースペクトル [13]。

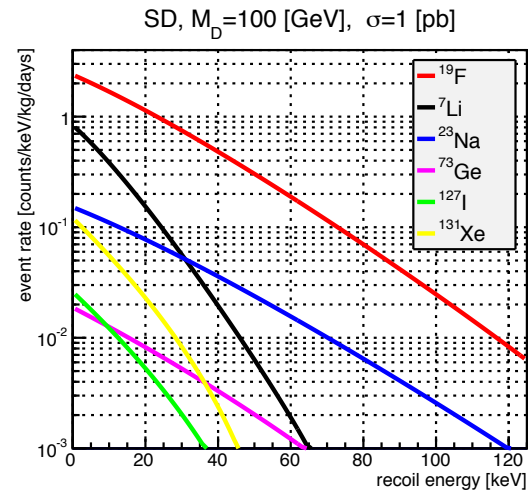


図 3.8: 標的原子核ごとの SD 反応で予想されるエネルギースペクトル [13]。

#### ● 季節変動

地球が公転することで、銀河に対する地球の相対速度  $v_E$  が季節によって変化し、エネルギースペクトルの季節変動が生じる。 $v_E$  は 6 月 2 日に最大となり、12 月 4 日に最小となるが、その変動率はわずか 5% 程度である。図 3.9 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  $^{19}\text{F}$ 、WIMP との反応は SD を仮定している。このわずかな季節変動を検出するためには、大質量かつ長時間の測定環境で統計数を貯めることで統計誤差を小さくした上で系統誤差も十分に小さくする必要がある。

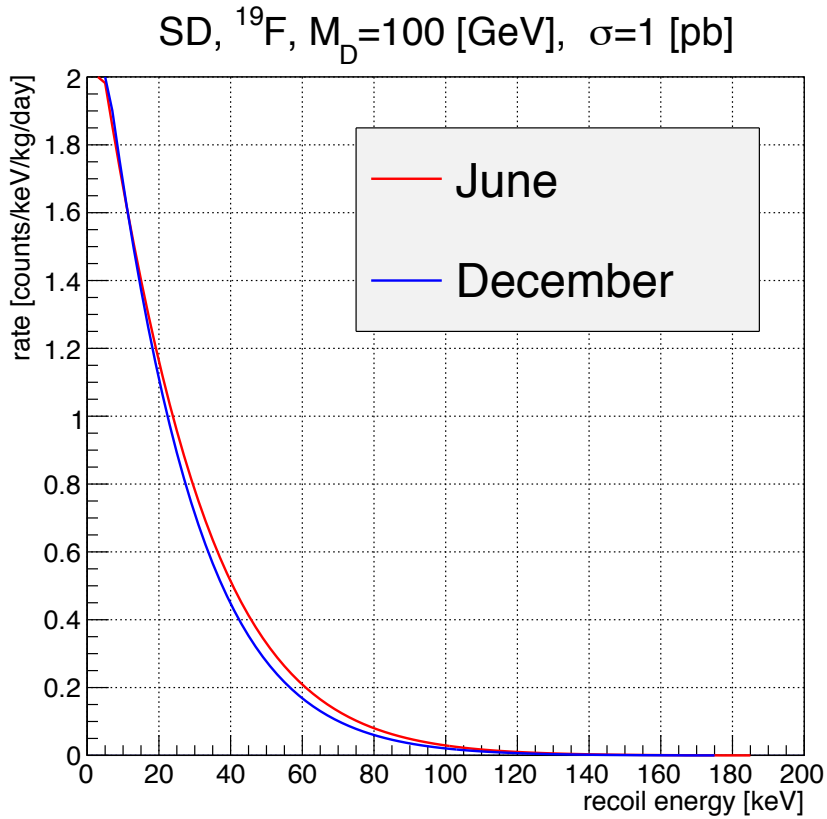


図 3.9: 予想されるエネルギースペクトルの季節変動 [13]。

- 到来方向異方性

エネルギースペクトルの季節変動が 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異方性が挙げられる。これは、太陽系が銀河中を運動していることから生じる「暗黒物質の風」を測定することで暗黒物質の証拠とする手法である。太陽系は同銀河系内のはくちょう座方向に運動しており、暗黒物質の到来方向は、はくちょう座に偏っていると考えられる。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 [15]。

$$\frac{d^2R}{dE_R d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left\{-\frac{(v_E \cos\theta - v_{min}^2)}{v_0^2}\right\} \quad (3.15)$$

ここで、 $\theta$  は、はくちょう座方向と原子核反跳の飛跡のなす角を示す。 $\theta$  と反跳エネルギーの関係は図 3.10 のようになり、反跳エネルギー 50keV-100keV の事象を取り出すと図 3.11 が得られる。バックグラウンド由来の  $\cos\theta$  分布はその等方性から一様になると予想されるため、図 3.11 のような  $\cos\theta = 1$  にピークを持つ分布は暗黒物質の強い証拠となることが期待さ

れる。

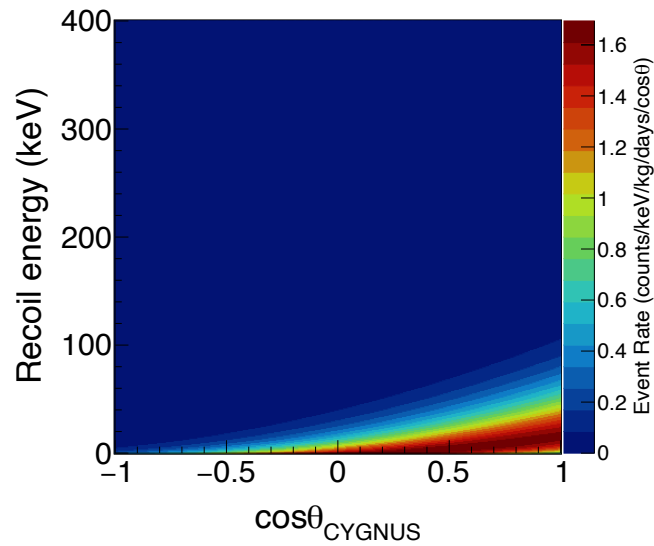


図 3.10: 標的原子核を  $^{19}\text{F}$ 、SD 散乱断面積を  $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1\text{pb}$ 、WIMP 質量を  $m_{\chi} = 100\text{GeV}/c^2$  を想定した時の反跳エネルギー- $\cos\theta$  分布 [16]。

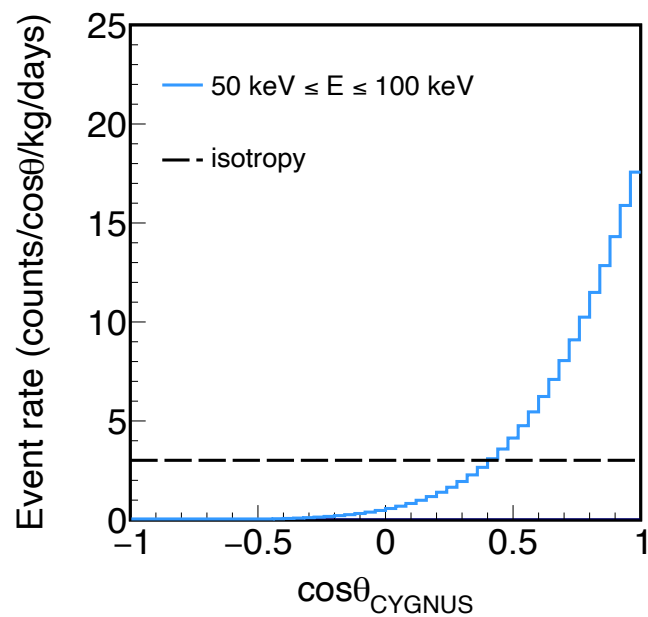


図 3.11: 図 3.10 において反跳エネルギー範囲 50keV-100keV での角度分布。等方性を持つ背景事象の角度分布を黒の破線で示す [16]。



### 3.1.4 暗黒物質探索実験の現状

現在、様々な場所、検出器、観測手法で暗黒物質直接探索実験が行われている。直接探索実験は、反跳原子核のエネルギーのみを観測する「従来型の探索実験」と反跳飛跡の方向を観測する「到来方向に感度を持つ探索実験」に大別される。

#### 従来型の探索実験

表 3.2 に過去や現在の「従来型の探索実験」をまとめる。現在、NaI シンチレータを用いた DAMA/LIBRA 実験 [17] は、2-6keV の反跳エネルギー領域で季節変動を証拠として暗黒物質の存在を主張している。しかし、他の直接探索実験では、十分な感度を達成しているにも関わらず、DAMA/LIBRA の主張する暗黒物質信号は見つからず、SI の WIMP-原子核散乱断面積の上限値が決められている。SI 散乱断面積の制限曲線を図 3.12 に示す。DAMA/LIBRA の主張を検証するために、同じ標的物質である NaI を用いた実験として韓国の COSINE[18]、日本の PICO-LON[19]、イタリアとオーストラリアの共同で SABRE[20]、スペインの ANAIS[21] などのグループが実験を行っている。COSINE-100[18] と ANAIS-112[21, 22] での季節変動測定の結果は、十分な統計的優位性を持つ発見または排除には至っておらず、観測が続けられている。

10GeV/c<sup>2</sup> 以上の高質量領域において、XENON1T[31]、LUX[32]、PANDAX-II[33] は二相式液体検出器を用いた観測によって、最高感度を得ている (図 3.11)。液体キセノンは質量数が大きいため、式 3.10 から分かるように SI 散乱断面積の検出において優位な媒体である。また、液体キセノンは環境放射線の遮蔽能力が高く、バックグラウンド低減に秀でている。また、二相検出器はシンチレーション光 + イオン化信号による読み出しが可能であり、これら二つの信号強度を比較することで電子事象を解析的に排除することができる。かつ、両信号の検出時間の差から反応点の位置を見積もることも可能である。上記の利点により感度が飛躍的に向上した。

10GeV/c<sup>2</sup> 以下の低質量領域では、EDELWEISS[26]、CRESST[27] などのボロメータを検出器として用いた実験が高感度を達成している。

表 3.2: 従来型の暗黒物質直接探索実験まとめ

実験名	検出器	標的	信号の種類
DAMA/LIBRA[17]	固体シンチレータ	NaI	光
COSINE[18]	固体シンチレータ	NaI	光
PICO-LON[19]	固体シンチレータ	NaI	光
SABRE[20]	固体シンチレータ	NaI	光
ANAIS[21, 22]	固体シンチレータ	NaI	光
SuperCDMS[23, 24]	ボロメータ	Si,Ge	熱、電荷
CoGeNT[25]	ボロメータ	Ge	熱、電荷
EDELWEISS[26]	ボロメータ	Ge	熱、電荷
CRESST[27]	ボロメータ	CaWO <sub>4</sub>	熱、光
DEAP-3600[28]	液体シンチレータ	Ar	光
DarkSide[29]	二相式液体シンチレータ	Ar	光、電荷
XMASS[30]	液体シンチレータ	Xe	光
XENON1T[31]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
LUX[32]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
PANDAX-II[33]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
XENONnT	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
LZ[34]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷

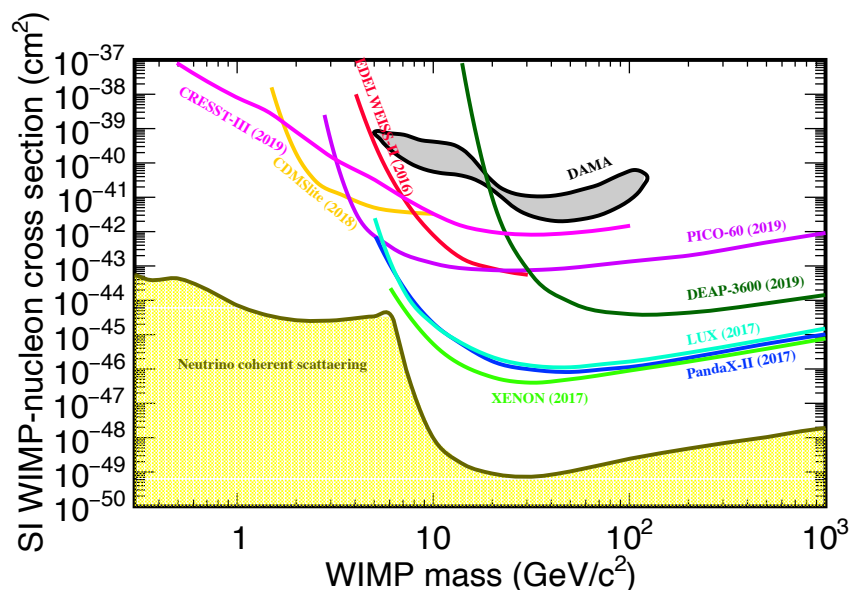


図 3.12:SI 散乱断面積の上限値。DAMA/LIBRA は灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している [17]。黄色の斜線部分は Xe ターゲットを用いた時のコヒーレントニュートリノ散乱の背景を示す。

### 到来方向に感度を持つ探索実験

到来方向に感度を持つ暗黒物質探索実験ではガス検出器を用いることが多い。方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である DRIFT[35]、MIMAC[36]、DMTPC[37]、NEWSdm[38] について紹介し、次節にて本論文の研究の目的である NEWAGE について紹介する。

### DRIFT

DRIFT はイギリスの地下実験施設 STFC Boulby Underground Science Facility にて行われている実験である。また、最も古くからガス検出器を用いた暗黒物質探直接探索実験を行っており、低圧ガス TPC(Time Projection Chamber) を用いた暗黒物質探索実験の先駆者としても知られている。測定には  $\text{CS}_2 + \text{CF}_4 + \text{O}_2$  (73%, 25%, 2%) の混合ガスを用いている。 $\text{CS}_2$  ガス分子は、電離した 1 次電子を捕獲して陰イオンを形成し、陰イオンがドリフトされる。陰イオンがドリフトすることでガス拡散の影響を抑えることができ、ドリフト領域の大きい大型検出器の開発が可能になる。最近ではこの手法を用いて  $100\text{GeV}/c^2$  で  $0.28\text{pb}$  の感度を飛跡の方向情報なしで達成している [35]。

## MIMAC

MIMAC は 2007 年にフランスの Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie で開始された到来方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。2012 年にフランスの地下実験施設の Modane underground laboratory に検出器が設置され測定が始まった。MIMAC は読み出しに MPGD の一種である MICROMEGAS(Micro-MESH Gaseous Structure) を用いた  $\mu$ -TPC を検出器として用いている。測定には 50bmar の  $\text{CF}_4 + \text{CHF}_3 + \text{C}_4\text{H}_{10}$ (70%, 28%, 2%) を用いて高ガスゲインと数 keV 領域の原子核反跳飛跡の 3 次元再構成を実現した。最近では、フッ素の運動エネルギー 6.3keV と 26.3keV に対してそれぞれ  $14^\circ$  と  $2^\circ$  の角度分解能を達成している [36]。

## DMTPC

DMTPC では読み出しとして CCD を用いており、ガスは  $\text{CF}_4$  ガスを用いている。10L のプロトタイプ検出器を用いて 80keV の閾値で  $40^\circ$  の角度分解能を実証し、暗黒物質探索実験の結果として SD 散乱断面積の上限値を与えた [37]。

## NEWSdm

NEWSdm 共同研究では原子核乾板技術を用いたナノイメージトラッカーの開発を行っている [38]。方向に感度を持つ暗黒物質の中では異色で固体検出器を用いており、密度と質量が大きいというメリットがある。しかし、原子核乾板の検出器は時間情報の取得ができないため、常にはくちょう座方向を向く必要があるという制約がある。最近では、Laboratori Nazionali del Gran Sasso(LNGS) にて 10g のエマルジョンサンプルを用いた技術試験が行われた。

ここで、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験による SD 散乱断面積の制限曲線を図 3.13 にまとめる。

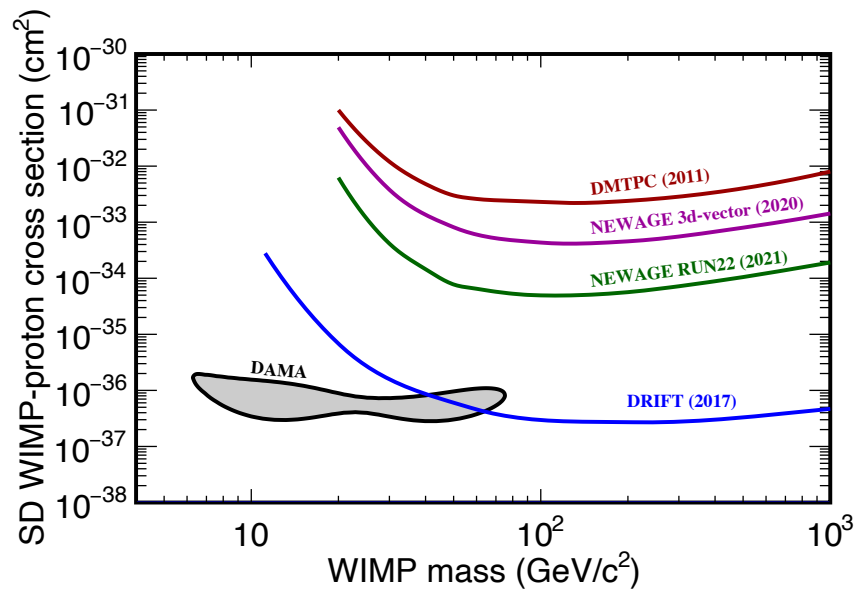


図 3.13: DRIFT[35]、NEWAGE[16]、DMTPC[37] 実験からの SD 散乱断面積の上限値。

### 3.1.5 NEWAGE

NEWAGE(New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は低圧ガス  $\mu$ -TPC を用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。TPC に加え、読み出し装置に MPGD(micro pattern gas detector) の一つである  $\mu$ -PIC を用いて原子核反跳の飛跡方向を検出している。現行検出器 NEWAGE-0.3b' では SD の WIMP 探索において有利であるフッ素原子核を含んだ  $\text{CF}_4$  ガスを用いている。

#### NEWAGE-0.3b'

NEWAGE では 2013 年より NEWAGE-0.3b' という検出器で観測を行っている。NEWAGE-0.3b' は増幅機構として MPGD の一つである GEM(図 3.14) を、増幅 + 読み出し機構として  $\mu$ -PIC(図 3.15) を搭載した  $\mu$ -TPC(図 3.16)(図 3.17)(図 3.18) を用いている。

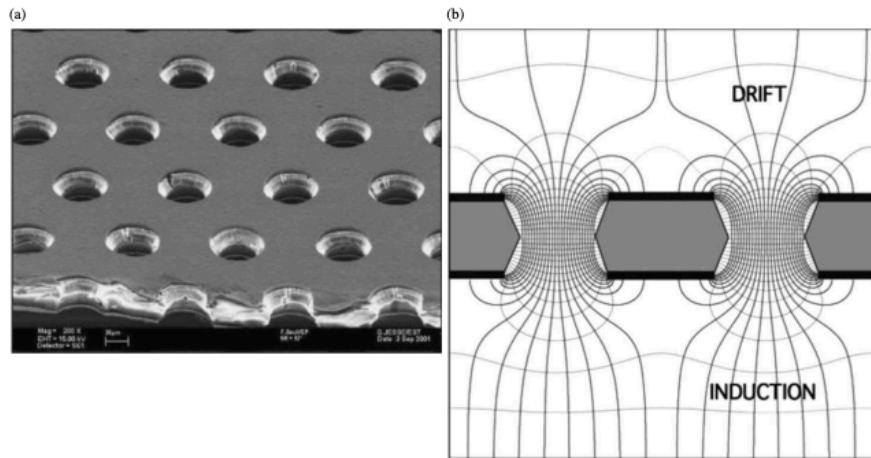


図 3.14:(a)GEM の拡大写真 [41]。 (b)GEM の断面模式図。100 $\mu\text{m}$  の厚さの絶縁体の両面に銅を付着させたもので、140 $\mu\text{m}$  ピッチの間隔で、70 $\mu\text{m}$  の穴が空いている。ガス中で両面の銅電極間に電圧を印加すると穴の中に強電場が形成され、穴に入った電子が雪崩増幅を起こし、増幅する仕組みである。NEWAGE では GEM を前段増幅器として用いている。

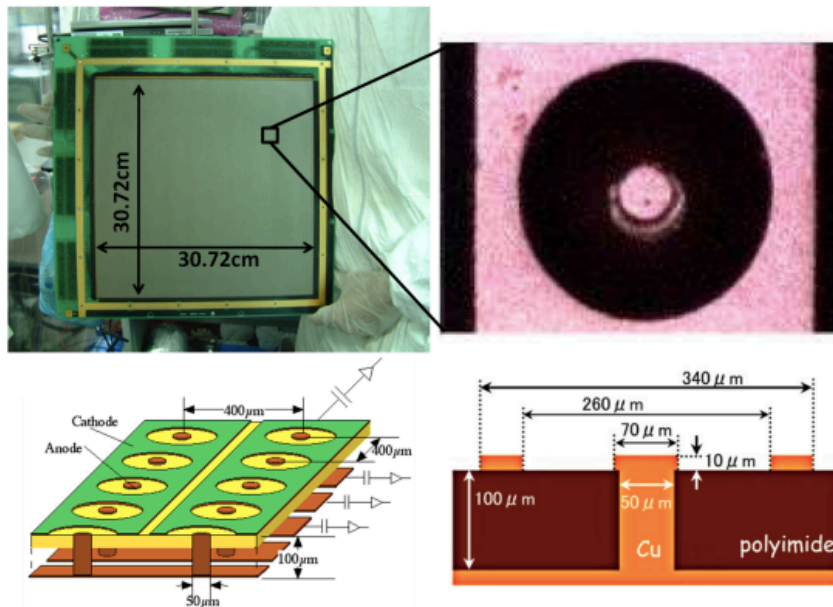


図 3.15: 左上図: $\mu$ -PIC の写真。右上図: $\mu$ -PIC の 1 ピクセルの拡大写真。左下図: $\mu$ -PIC 模式図。右下図: $\mu$ -PIC の構造の断面模式図 [40]。

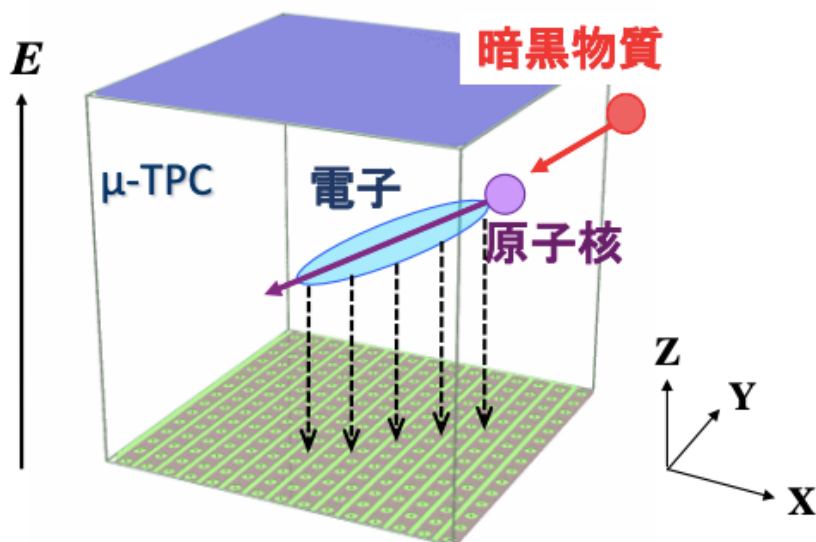


図 3.16:  $\mu$ -TPC の概念図。暗黒物質によって反跳された原子核がガス中のガス分子を電離させ、生成された電子をドリフトさせて読み出し面の  $\mu$ -PIC で増幅と信号読み出しを行う。

図 3.17、3.18 に NEWAGE-0.3b' における  $\mu$ -TPC の内部の写真と外観を示す。

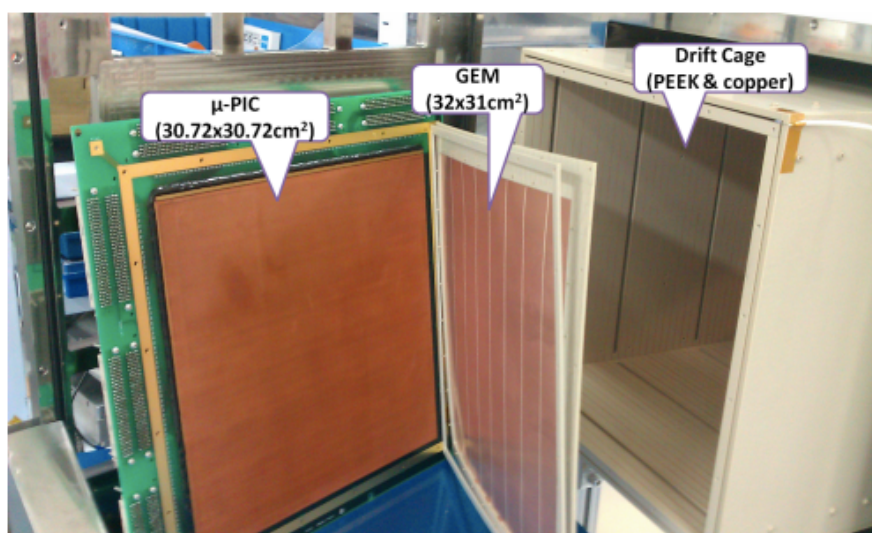


図 3.17: NEWAGE-0.3b' の  $\mu$ -TPC の内部の写真 [39]。

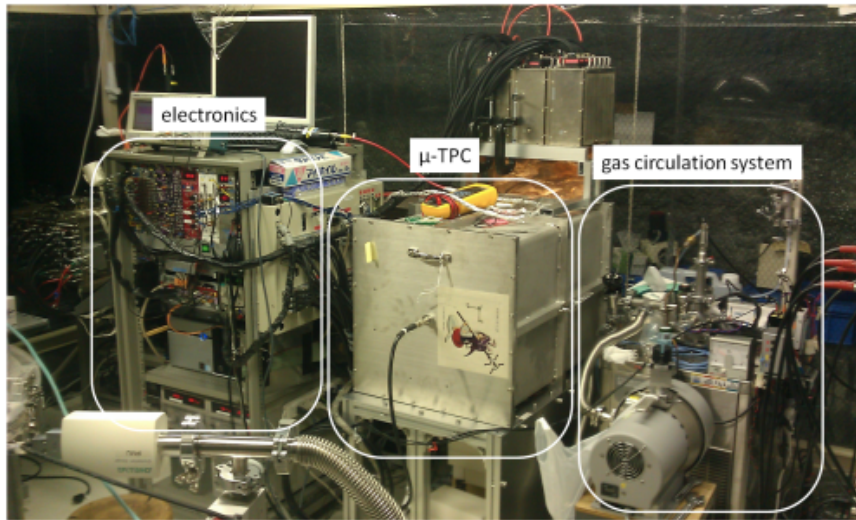


図 3.18:NEWAGE-0.3b' の外観 [39]。

### NEWAGE の現状

2007年に地上実験室で行った方向に感度を持つ暗黒物質探索 [42] に始まり、アップデートが繰り返されている。2010年にはNEWAGE-0.3a 検出器を用いた神岡地下研究施設での測定が行われた [43]。その後、低エネルギー閾値化のための低ガス圧化、ラドンバックグラウンドを低減するためのガス循環システムの導入というアップデートを施し、NEWAGE-0.3b'を開発した。2015年にNEWAGE-0.3b' 検出器を用いた地下測定を行い、方向に感度を持つ暗黒物質探索実験で最高感度を達成した [44]。NEWAGE-0.3b' に用いている  $\mu$ -PIC は本来、暗黒物質探索を目的として作成されておらず、バックグラウンド源となる放射性不純物が含まれていた。感度向上のためにバックグラウンド源である  $\mu$ -PIC 表面の物質を放射性不純物の少ない物質に置き換えた LA $\mu$ -PIC (low- $\alpha$  emitting  $\mu$ -PIC) を開発した。そして2017年には、この LA $\mu$ -PIC を導入して NEWAGE-0.3b'' へとアップグレードし、測定が開始された [45]。2021年にはNEWAGE-0.3b'' を用いた測定で前後判定を用いた解析により、前後判定を含めた到来方向に感度を持つ測定で初の結果を示した (図 3.19)[16]。



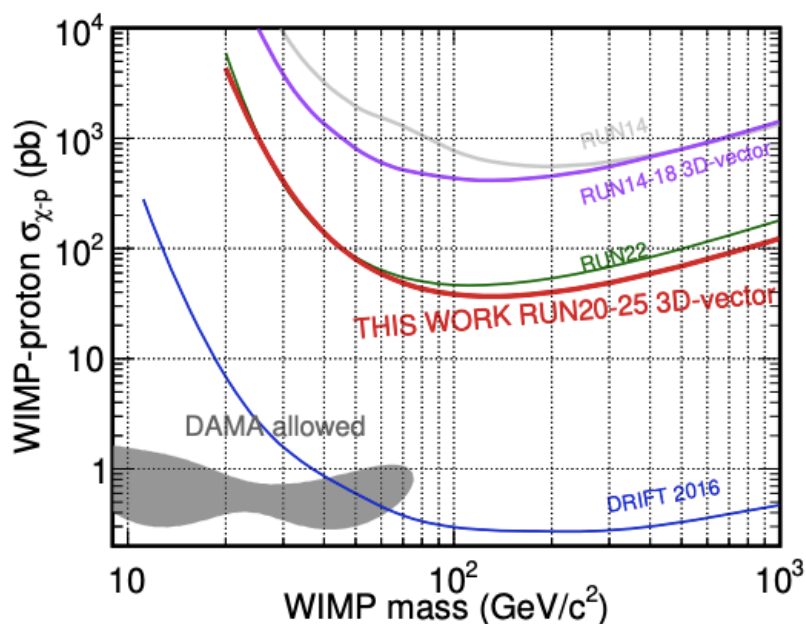


図 3.19:WIMP の質量に対する SD 散乱断面積の 90% C.L.[16] 上限値の制限曲線。青線が DRIFT[35] 実験の制限曲線、灰色の領域が DAMA/LIBRA[17] 実験により許されている領域。NEWAGE は現在、赤線で示される領域まで制限曲線を更新している。

### NEWAGE における課題

- バックグラウンド

前述した通り、図 3.20 のような検出器由来のバックグラウンドの影響を無視できないため、NEWAGE における大きな課題はバックグラウンド削減である。以下の二つのアプローチからバックグラウンド削減を目指している。

- $\mu$ -PIC 自体の低放射能化 (検出器自体の放射性不純物を減らす)
- 陰イオンガス TPC を用いた有効体積カットによる背景事象選別。

前者に関しては、前述した通り LA $\mu$ -PIC の開発により解決が図られている。本論文では後者の手法の確立のための陰イオンガス TPC について次章で詳しく説明し、さらに、陰イオンガス TPC の導入のために私が行った「陰イオンガス TPC の増幅機構の研究」について述べる。

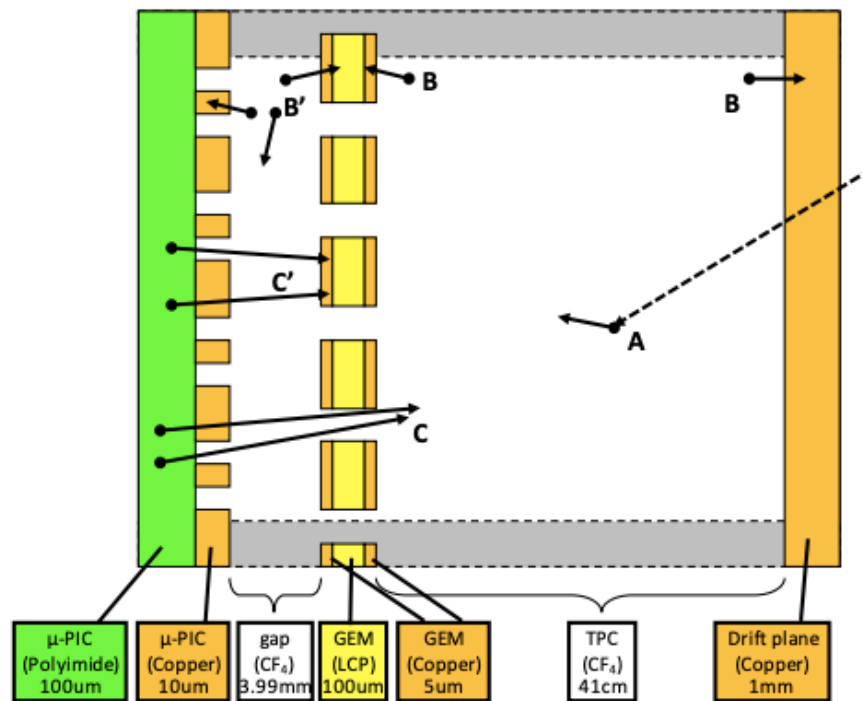


図 3.20: 検出器由来のバックグラウンド事象。A は環境放射線、B はガス中ラドンからの  $\alpha$  線事象、C は  $\mu$ -PIC に含まれるウラン・トリウム系列放射性不純物からの事象。B'、C' は  $\mu$ -PIC と GEM の間で生じた事象。A,B,C は通常の TPC 検出領域内での事象である [13]。

## 第4章

# 陰イオンガス TPC

前章で述べた通り、従来のガス検出器では Ar ガスや  $\text{CF}_4$  ガスなどを用いており、ガス検出器内をドリフトする物質は電子であった。これに対して、陰イオンガス TPC(Negative Ion Time Projection Chamber, NITPC) は  $\text{CS}_2$  ガスや  $\text{SF}_6$  ガスなどを用いて、ドリフト粒子として複数種の陰イオンを想定している。本章では、NITPC の動作原理や、NITPC を用いることで得られる利点について説明する。

### 4.1 NITPC 動作原理

従来のガス TPC と同じく、NITPC においても TPC 内を荷電粒子が通過した際に電離電子が生成される。その後、NITPC では電離電子が電気陰性度の高いガスに電子捕獲 (attachment) されて陰イオンが生成された後、生成された陰イオンがドリフト電場中をドリフトする。電子に比べて陰イオンは重いため、従来の電子ドリフトに対して、陰イオンドリフトはガス拡散の低減が期待できる。ドリフトしてきた陰イオンは高電場領域に入ると電子を脱離し (detachment)、その電子がアバランシェ増幅する。このような過程で生成された増幅電子は  $\mu$ -PIC などの MPGD を用いて読み出すことができる。図 4.1 に NITPC の動作原理の概略図を示す。

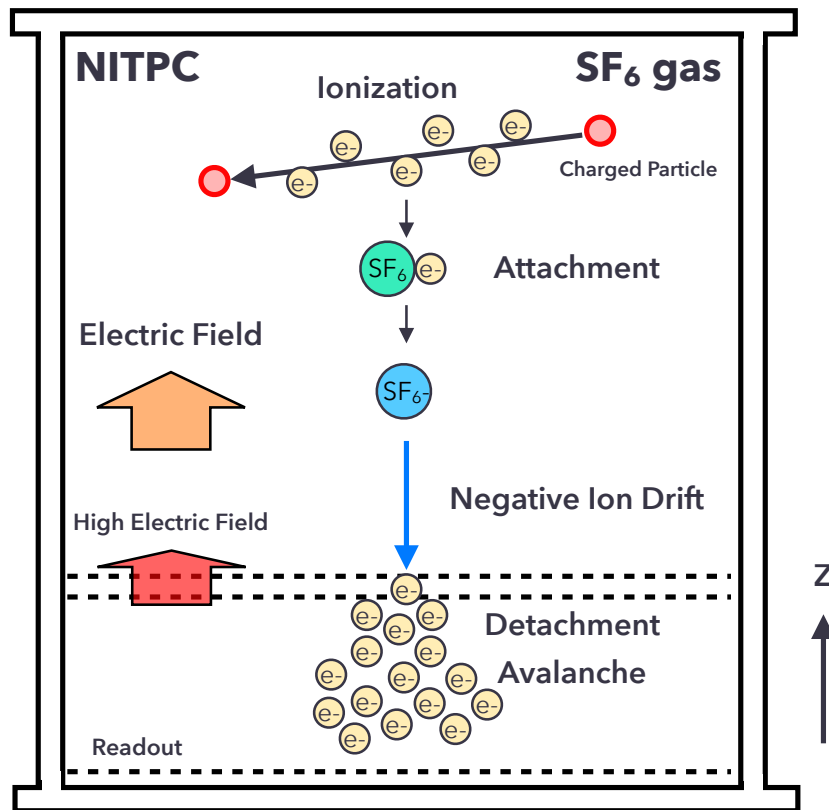


図 4.1: NITPC の動作原理の概略図。TPC 内を通る荷電粒子によって電離電子が生成 (ionization) され、直ちに陰イオンガスにより電子捕獲 (attachment) され、陰イオンが生成される。この陰イオンが電場中をドリフトし、高電場領域に入ると電子脱離 (detachment) する。脱離電子により、アバランシェ増幅が起き、増幅された電子を読み出し面の MPGD で読み出す。

また、NITPC の中には特徴として複数種の陰イオンがドリフトするものがある。これは、DRIFT (Directional Recoil Identification from Tracks) グループによる先行研究により確認されている [46]。DRIFT によると、CS<sub>2</sub> ガスに少量の O<sub>2</sub> ガスを混合することで複数種の陰イオンが生成されることが確認された。主に生成される陰イオン (メインキャリア) に対して、それ以外に生成される陰イオンをマイノリティーキャリアと呼ぶ。メインキャリアとマイノリティーキャリアではドリフト速度が異なるため、読み出し面の MPGD に到達する時間に差が生じる。これらの速度の違う複数の陰イオンを観測した波形を図 4.2 に示す。

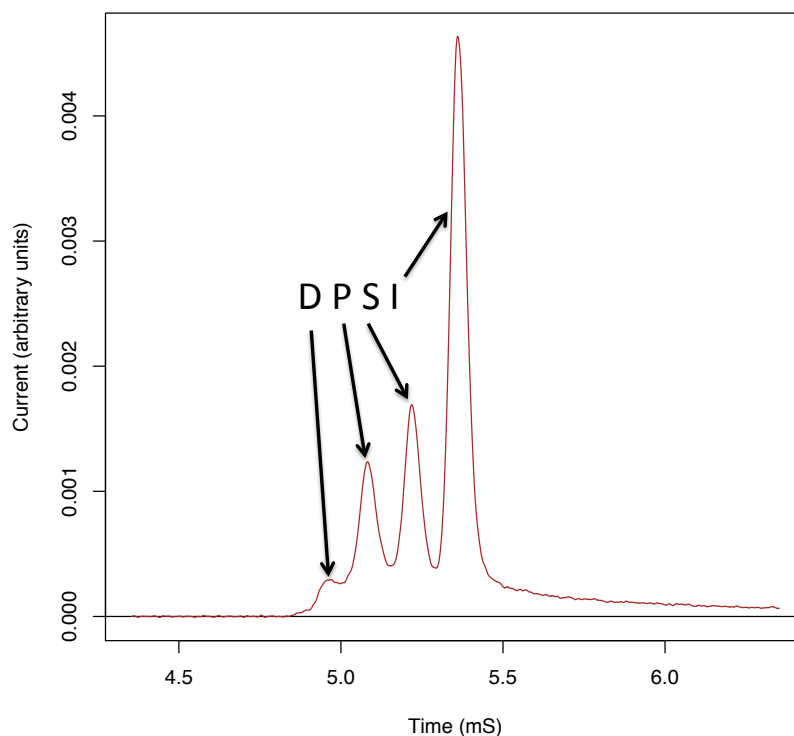


図 4.2: 速度の違う複数種の陰イオンの信号波形。CS<sub>2</sub> ガス 30Torr、O<sub>2</sub> ガス 1Torr、CF<sub>4</sub> ガス 1Torr を用いている。図中の I が CS<sub>2</sub><sup>-</sup> (メインキャリア) による信号で、S,P,D がマイノリティーキャリアによる信号である [47]。

## 4.2 SF<sub>6</sub> ガス

前述したマイノリティーキャリアの発見により、NITPC のガスとして CS<sub>2</sub> が有力な候補であるが、揮発性や有毒性のガスであるため扱いが困難である。そうした中、安全性の高い、SF<sub>6</sub> ガスにおいてもマイノリティーキャリアが発生することが報告された [50]。SF<sub>6</sub> ガスは工業的に絶縁ガスとして用いられており、ガス検出器ではクエンチングガスとして使われることもある。また、暗黒物質直接探索において SD 散乱に有利な F 原子核を含んでいるという魅力がある。表 4.1 に CS<sub>2</sub> ガスと SF<sub>6</sub> ガスの性質をまとめる。

表 4.1:CS<sub>2</sub> ガスと SF<sub>6</sub> ガスの性質

	CS <sub>2</sub> ガス	SF <sub>6</sub> ガス
化学的性質	可燃性、有毒、揮発性	不燃性、無毒、無揮発性
分子量 [g/mol]	76.139	146.06
密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	1.261 × 10 <sup>-3</sup>	6.164 × 10 <sup>-3</sup>
W 値	34.3eV[48]	34.0eV[49]

SF<sub>6</sub> ガスを用いたガス TPC ではメインキャリアとして SF<sub>6</sub><sup>-</sup> が、マイノリティーキャリアとして SF<sub>5</sub><sup>-</sup> が 100:3 の比率で生成、ドリフトされる。図 4.3 に SF<sub>6</sub> ガスを用いたガス TPC 測定で得られた信号波形を示す。

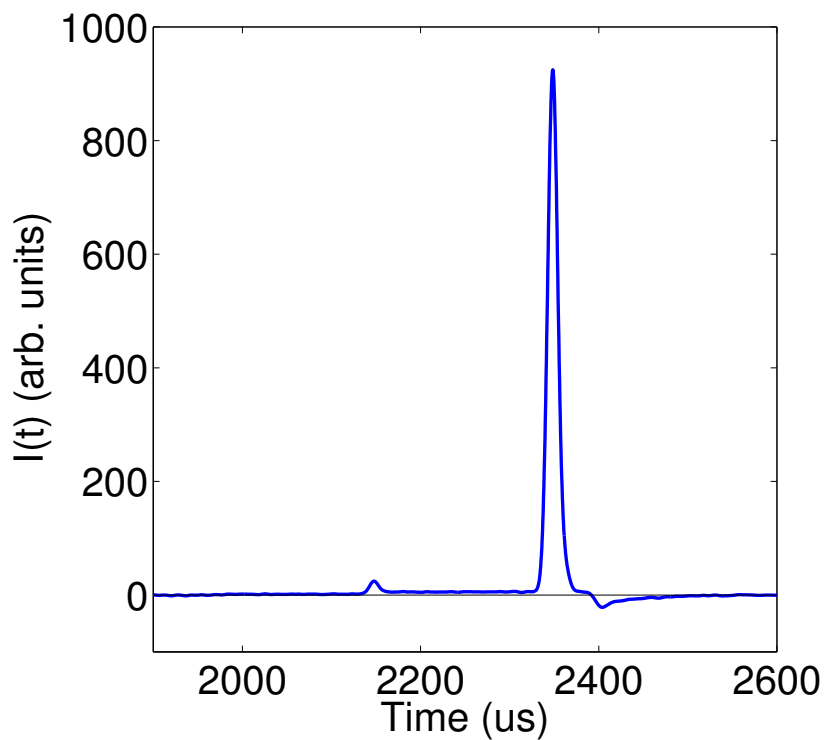


図 4.3:N.Phan による SF<sub>6</sub> ガスを用いたガス TPC 測定による信号波形。波高値の大きいピークがメインキャリアである SF<sub>6</sub><sup>-</sup> によるものであり、波高値の小さいピークがマイノリティーキャリアである SF<sub>5</sub><sup>-</sup> によるものである。その波高値の比は、100:3 である [50]。

### 4.3 有効体積カット

前述した通り、陰イオンガスを用いたガス TPC による測定では、速度の違う複数種の陰イオンがドリフトされる。以下、 $\text{SF}_6$  ガスについて議論する。 $\text{SF}_6$  における 2 種類の陰イオンの生成過程は以下の式で表される。



上記の式において  $\text{SF}_6^{-*}$  は準安定状態であり、式 4.1 の反応に次ぐ式 4.2、4.3 によって、 $\text{SF}_6^-$  と  $\text{SF}_5^-$  が生成される。

図 4.4 に示すように、検出器内で電離電子が生じた位置から  $\text{SF}_6^-$  と  $\text{SF}_5^-$  の 2 種類の陰イオンがドリフトし、読み出し面への到達速度に差が生じる。

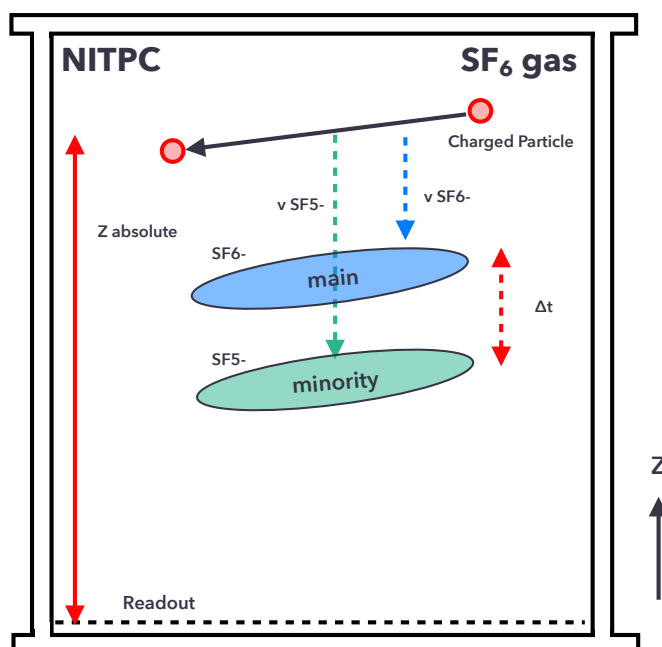


図 4.4: NITPC の陰イオンのドリフトの様子

この到達時間の差とドリフト速度の差を用いて式 4.5 から、イベントの Z 座標の絶対位置を得ることができる。

$$z = (t_{\text{SF}_6^-} - t_{\text{SF}_5^-}) \frac{v_{\text{SF}_6^-} v_{\text{SF}_5^-}}{(v_{\text{SF}_5^-} - v_{\text{SF}_6^-})} \quad (4.4)$$

ここで、 $t_{\text{SF}_6^-}$ 、 $t_{\text{SF}_5^-}$  はそれぞれ  $\text{SF}_6^-$  と  $\text{SF}_5^-$  の読み出し面に到達した時間、 $v_{\text{SF}_6^-}$ 、 $v_{\text{SF}_5^-}$  はそれぞれ、 $\text{SF}_6^-$  と  $\text{SF}_5^-$  のドリフト速度を指す。

この Z 座標の絶対位置特定により、有効体積カットを行うことで NEWAGE における検出器由来の  $\alpha$  線バックグラウンドを低減することができる (図 4.5)。

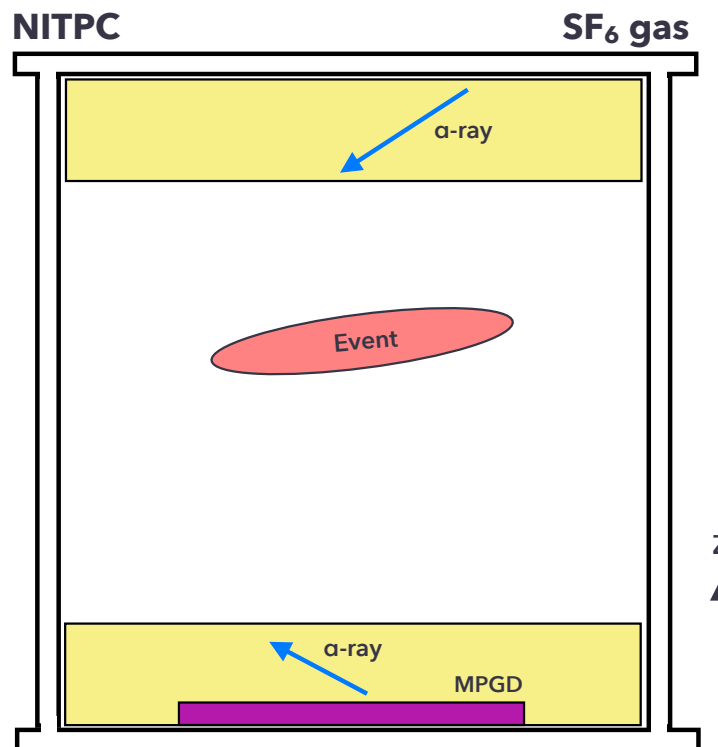


図 4.5: 有効体積カットの原理図。Z 座標絶対位置の特定により  $\alpha$  線バックグラウンドの影響のある領域 (図中の黄色囲み) 由来の信号を排除することができる。

#### 4.4 NITPC における問題点

上述の通り、NITPC は暗黒物質探索実験において魅力的な性質が多いが、先行研究において問題点が顕在化している。以下の 2 点の問題について説明する。



#### 4.4.1 GEM の枚数によるエネルギー分解能の悪化

SF<sub>6</sub> ガスを用いた測定で得られるガスゲインは、従来の Ar ガスや CF<sub>4</sub> ガスで得られるガスゲインより低いことが知られている。十分なガスゲインを得るために前段増幅器として GEM を複数枚用いると、図 4.6 に示すように枚数を増やすとエネルギー分解能が低下する。ここで、エネルギー分解能は以下の式で定義する。

$$\sigma_{\text{energy}}(\%) = \frac{\sigma}{E_{\text{peak}}} \quad (4.5)$$

ここで、 $\sigma_{\text{energy}}$  はエネルギー分解能、 $\sigma$  はガウシアンにおける標準偏差、 $E_{\text{peak}}$  はガウシアンにおけるピークの値を指す。エネルギー分解能が低下する原因については電子捕獲 (attachment) や電子脱離 (detachment) の過程によるものだと考えられるが、原因の究明には未だ至っていない。

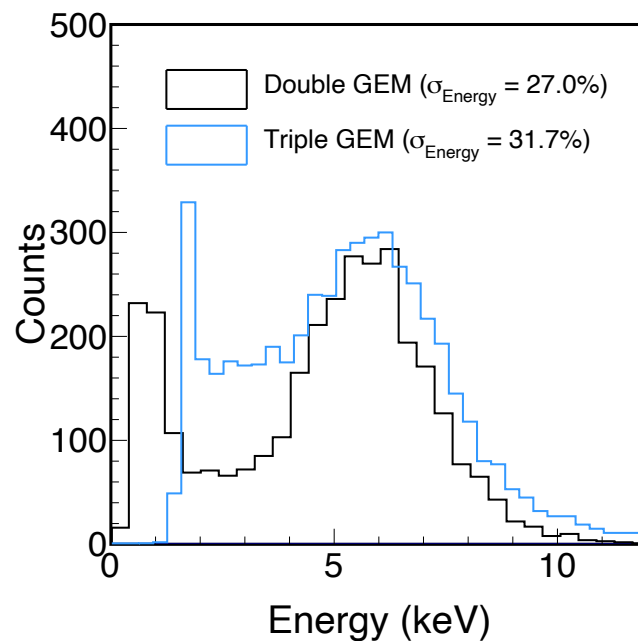


図 4.6: GEM の枚数を増やすことによるエネルギー分解能の低下。黒線が GEM2 枚のとき、青線が GEM3 枚のときのエネルギースペクトルであり、それぞれのエネルギー分解能は 27.0%、31.7% である [52]。

### 4.4.2 カソード信号の減衰

先行研究 [51] で NITPC の読み出しとして  $\mu$ -PIC を用い、 $^{55}\text{Fe}$  の X 線照射により得られた信号波形の例を図 4.7 に示す [51]。

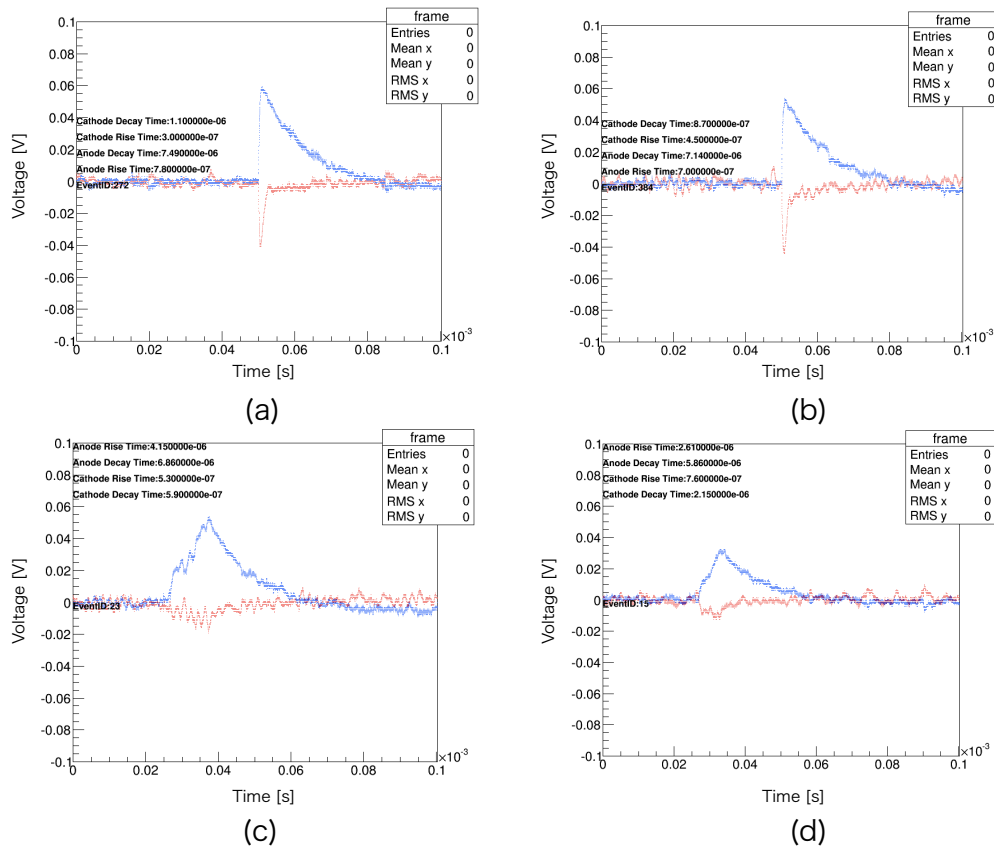


図 4.7: 観測された  $^{55}\text{Fe}$  の信号波形。青がアノードの信号、赤がカソードの信号を表す [51]。(a)(b)(c)(d) はいずれも同条件の観測で、立ち上がりの速い典型的な事象を (a) 及び (b)、立ち上がりの遅い典型的な事象を (c) 及び (d) として示している。

(a)(b)(c)(d) の波形は同条件で得られた波形から典型的なものを選んでいる。(a),(b) では、アノード信号とカソード信号の立ち上がり時間が速く、立ち下がりに関してはカソード信号はシェイパーの時定数の  $7\mu\text{s}$  よりも速く立ち下がっている。(c),(d) のようにアノード信号の立ち上がり時間が遅い信号も検出されている。これは陰イオンのドリフト速度が遅いため、ドリフト領域における陰イオン雲の電荷の広がり電荷の積分時間に有意に影響してくるためだと考えられる。積分時間が長いとき、カソードの信号はアノードの信号に比べて小さいことが確

認されており、以下に議論する陰イオンガス特有の効果によるものではないかと考えられる。

NITPC 中で、読み出し面の  $\mu$ -PIC の Anode 電極付近の高電場領域に陰イオンが到達すると電子脱離 (Detachment) したのち、雪崩増幅が起き、同時に増幅電子数と同数の陽イオンが生成される。この陽イオンは通常アノード-カソード間の電場によりカソードの方向に移動すると考えられるが、一部の陽イオンはインダクション電場により GEM 方向に引き戻される。この現象をイオンフィードバックと呼ぶ。図 4.8 に GEM+ $\mu$ -PIC システムの NITPC とイオンの移動の模式図を示す。

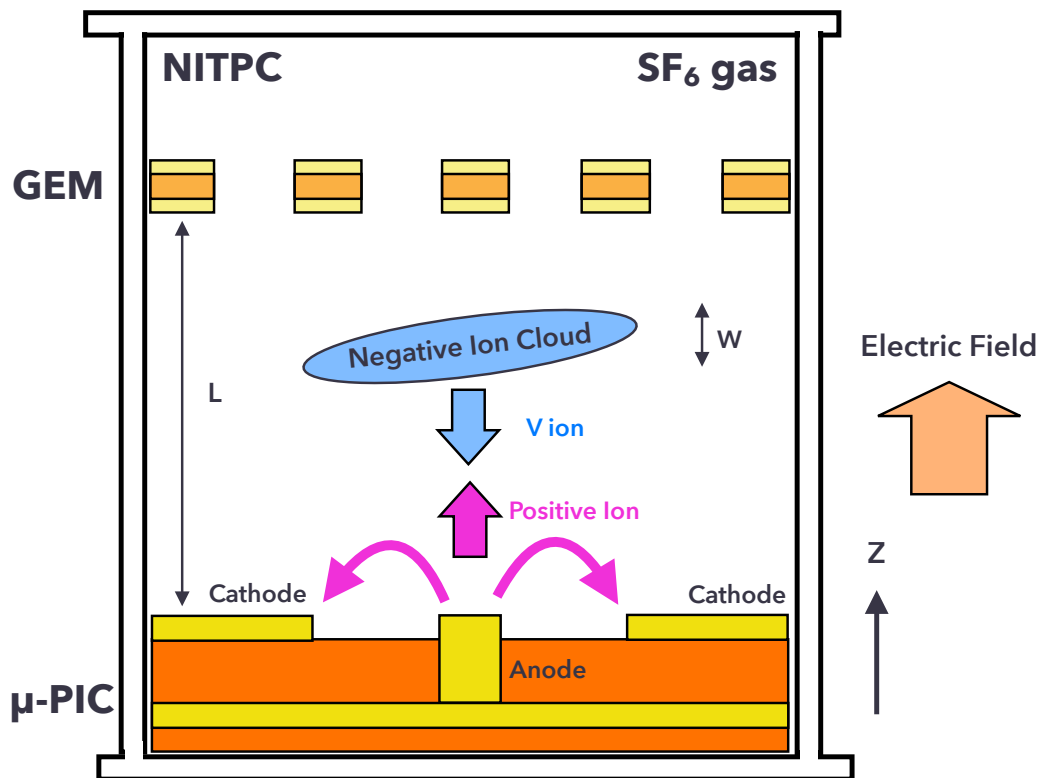


図 4.8: インダクション領域におけるイオンの移動の模式図

ここで、 $W$  はドリフトしてきた陰イオン雲のドリフト方向に対する幅、 $L$  は GEM と  $\mu$ -PIC 間の距離を指す。 $\mu$ -PIC のカソードでは通常アノードカソード間の陽イオンの移動が電荷として読み出される。このとき、電荷の積分時間  $T_p$  は  $W/v_{ion}$  で表される。また、イオンフィードバックにより GEM 方向に移動する陽イオンもカソードで検出されるが、これは陽イオン

がカソードから遠ざかる方向に移動しているため、積分時間  $T_n (=L/v_{ion})$  の間、先ほどとは逆符号の電荷が検出されることとなる。 $T_p \ll T_n$  のとき、 $\mu$ -PIC のアノード-カソード間の陽イオンの移動が電荷として検出されてからイオンフィードバックによる逆符号の信号が誘起されるので、図 4.7 の (a),(b) のようなカソードの立ち下がり時間がシェイパーの時定数  $7\mu s$  よりも速い波形が検出できる。 $T_p \sim T_n$  とき、ドリフトしてきた陰イオンとイオンフィードバックの陽イオンが電荷を相殺してしまうため、図 4.7 の (c),(d) のような、カソードの信号減衰が起きると考えられる。電子ドリフトのガス検出器ではインダクション領域のドリフト物質が陰イオンより 100~1000 倍速い電子なので、常に  $T_p \ll T_n$  が成り立つが、NITPC においては、 $T_p \sim T_n$  のイベントが起きるため、このような波形が検出される可能性があると考えられている。この仮説についても、シミュレーションによる確認が待たれている。

## 4.5 NEWAGE における NITPC

NEWAGE では  $SF_6$  ガスを用いた NITPC での暗黒物質探索実験を目指し、様々な先行研究が行われてきた。 $^{55}Fe$  の X 線源を用いたマイノリティーキャリアの検出 [51]、様々なガス圧でのガスゲインの測定 [52]、z 座標の絶対位置の決定と 3 次元飛跡の同時検出 [45] などの実験、そしてドリフト速度の遅い陰イオンを検出するための時定数の長い読み出し回路の開発 [53][54]、NITPC 理解のためのシミュレーションツールの開発 [16] などが行われている。しかし、前節で説明した通り、測定のみでは説明がつかない問題があり、シミュレーションによる理解をすることが求められている。本研究では、 $SF_6$  ガスを用いた NITPC での暗黒物質探索の実現のため、現在顕在化している NITPC の問題点を含め、「NITPC シミュレーション」「 $SF_6$  ガスを用いた NITPC 測定」の双方から NITPC の理解を図った。

## 第 5 章

# SF<sub>6</sub> ガスを用いたガスゲインと分解能の測定

前述した通り、陰イオンガス中での MPGD の特性については現在包括的な理解がされておらず、問題点が顕在化している。本章では、前段増幅器である GEM のガスゲイン、エネルギー分解能について評価した「TripleGEM 測定」について結果を提示し、議論を行う。

NITPC における GEM の動作原理は第 3 章第 1 節で述べた通りである。本実験は NITPC を用いた測定での、GEM におけるガスゲイン、エネルギー分解能について検出器応答を確認することを目的とする。

### 5.1 測定セットアップ

本測定で用いた GEM は Scienergy 社製の LCP(液晶ポリマー:Liquid Crystal Polymer) を絶縁体として用いた厚さ 100 $\mu\text{m}$ 、穴の直径 70 $\mu\text{m}$ 、ピッチ 140 $\mu\text{m}$  の GEM である。100 Torr の SF<sub>6</sub> 中で GEM を 3 段重ねで増幅機構として用い、<sup>55</sup>Fe 線源から 5.9keV の X 線を照射して測定を行った。400 $\mu\text{m}$  間隔の銅ストリップで信号を読み出し、ORTEC 社製のプリアンプ (1.4V/pC) に入力し、プリアンプからの出力を、シェイパー (時定数:5  $\mu\text{s}$ ) で波形整形し、自作の Low-Pass-Filter により高周波ノイズを低減した上で ADI 社製の高機能アクティブラーニングモジュール ADALM2000 に入力し、電圧波形を取得し解析によって波高値を取得した。図 5.1 に実験セットアップの写真及び、断面模式図を、図 5.2 にデータ取得システムの概念図を示す。

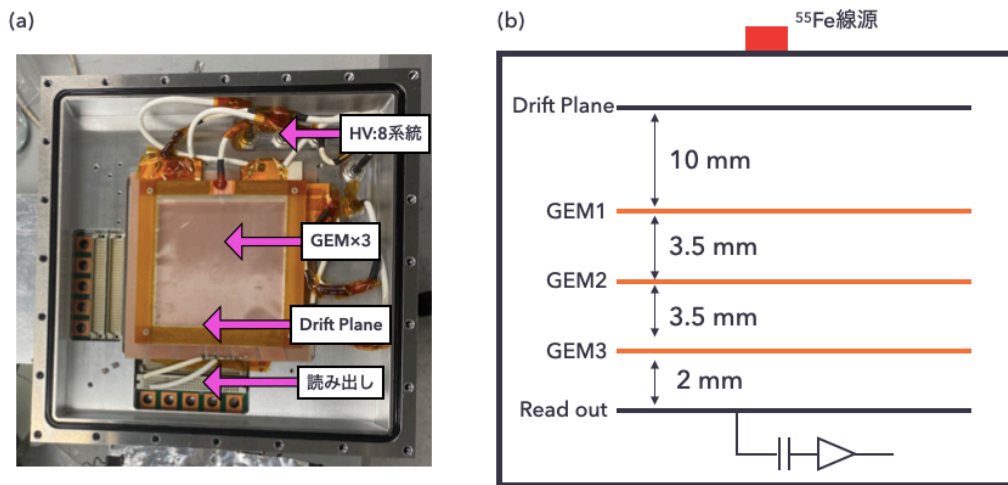


図 5.1:(a) 実験セットアップの写真。(b) 実験セットアップの断面模式図。

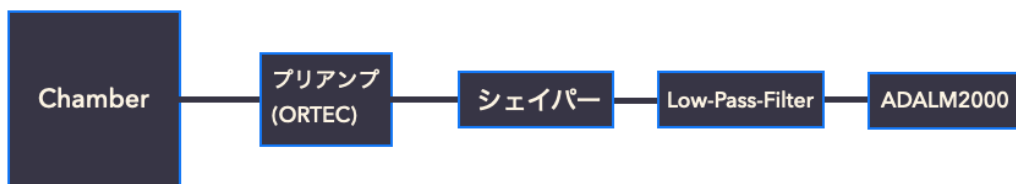


図 5.2: データ取得システムの概念図。

プリアンプに対して、入力電荷と出力波高のキャリブレーションを行ったのちに、式 5.1 を用いてガスゲインを算出した。

$$\frac{E_d}{W} \times e \times A_{\text{gas}} \times A_{\text{amp}} = h \quad (5.1)$$

ここで、 $E_d$  はガス中に落とされた 5.9keV X 線のエネルギー損失で、全エネルギーが電子イオン対生成に使われる。 $W$  は 1 対の電子イオン対を生成するのに要するエネルギー  $W$  値のことであり、SF<sub>6</sub> では 34 eV である。 $e$ [C] は電荷素量 ( $= 1.6 \times 10^{-19}$ [C])、 $A_{\text{gas}}$  はガスゲイン、 $A_{\text{amp}}$  はプリアンプのゲイン ( $= 1.4\text{V/pC}$ )、 $h$ [V] は最終出力波高値を指す。既知の値である  $\frac{E_d}{W}$ 、 $e$ [C]、 $A_{\text{amp}}$  と測定で得られた  $h$ [V] から、 $A_{\text{gas}}$  を算出できる。

## 5.2 測定結果

図 5.3 に TripleGEM 測定で得られたエネルギースペクトルの一例を示す。

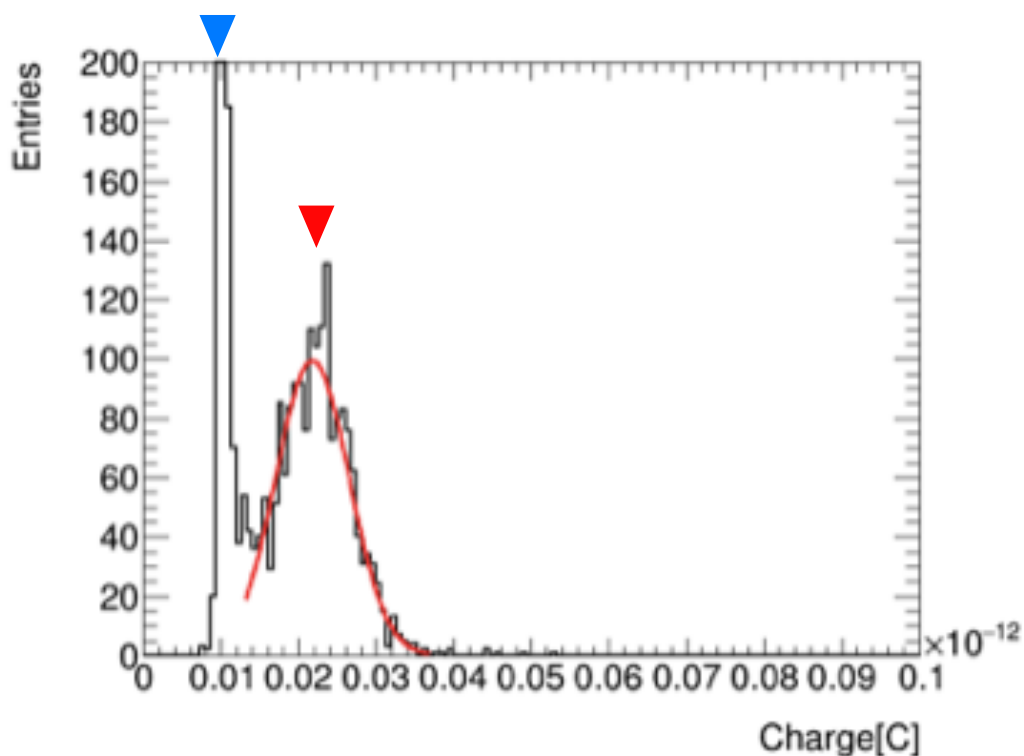


図 5.3: TripleGEM で測定した <sup>55</sup>Fe 線源による 5.9keV X 線のエネルギースペクトル (SF<sub>6</sub> ガス 100 Torr ,  $\Delta V_{\text{GEM}}=520$  V)

図 5.3 の青い三角が回路ノイズによる信号を、赤い三角が <sup>55</sup>Fe によるピークを表している。図 5.3 のエネルギースペクトルによると、ガスゲインは 810、エネルギー分解能は 22% である。

### 5.2.1 ガスゲイン

GEM<sub>top</sub> と GEM<sub>bottom</sub> への印加電圧を変えることで  $\Delta V_{\text{GEM}}$  の電位差を変え、ガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧依存性を調べた。ガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧依存性 (ゲインカーブ) を図 5.4 に示す。

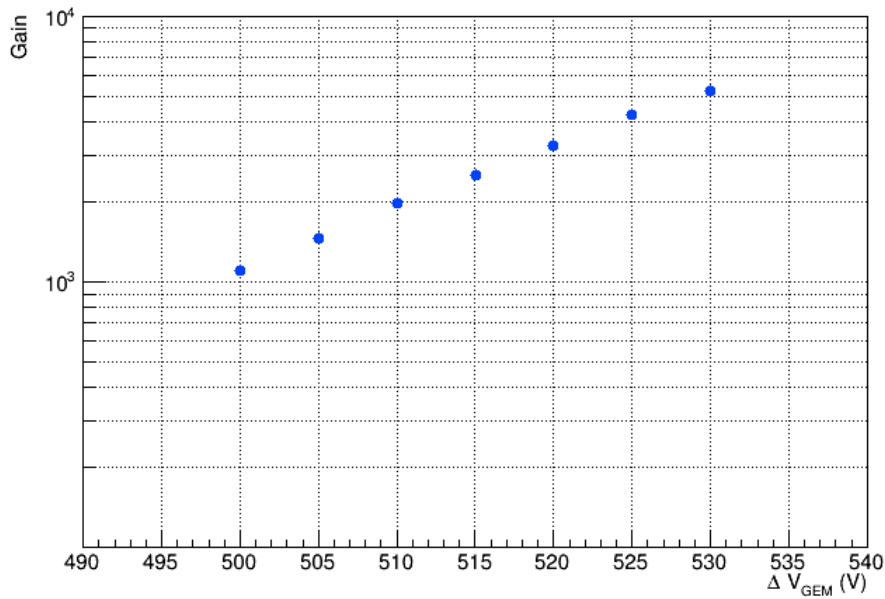


図 5.4:SF<sub>6</sub> ガス 100 Torr における TripleGEM でのガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧依存性

回路ノイズと <sup>55</sup>Fe による信号を区別するために、約 700 以上のガスゲインを得ることが必要だが、本測定で ~6000 程度のガスゲインを得られているため、十分な信号対雑音比である。

また、GEM 間の drift 電場、transfer 電場、induction 電場を独立に変化させ、ゲインを測定した。ここで、transfer 電場とは隣接する GEM の間の電場、induction 電場とは読み出し面に面した GEM と読み出し面との間の電場を指す。上記の測定で得られたゲインカーブを図 5.5、図 5.6、図 5.7 にそれぞれ示す。



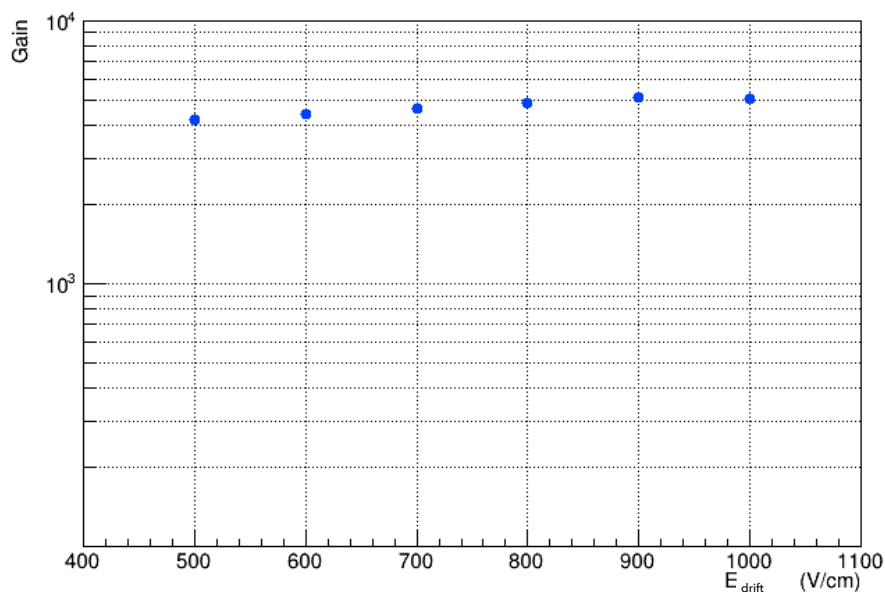


図 5.5:SF<sub>6</sub> ガス 100 Torr における tripleGEM でのガスゲインの drift 電場依存性

drift 電場を変化させた測定 (図 5.5) では電場によるガスゲインの変動は見られず、測定した電場の範囲では drift 領域から GEM に収集される陰イオン数は電場によらないと考えられる。

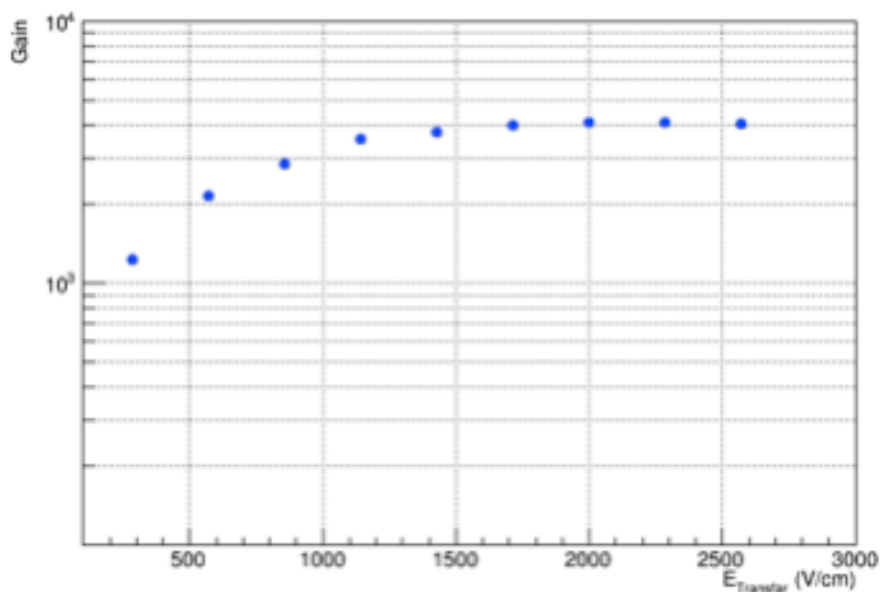


図 5.6:SF<sub>6</sub> ガス 100 Torr における tripleGEM でのガスゲインの transfer 電場依存性

transfer 電場を変化させた測定 (図 5.6) では、2000 V/cm 以下の電場では、電場の上昇と共にガスゲインが上昇し、2000 V/cm 以上の電場ではガスゲインがほぼ一定となった。よって、陰イオン収集率で良い効率を得るためには 2000 V/cm 以上の transfer 電場をかける必要があると分かる。

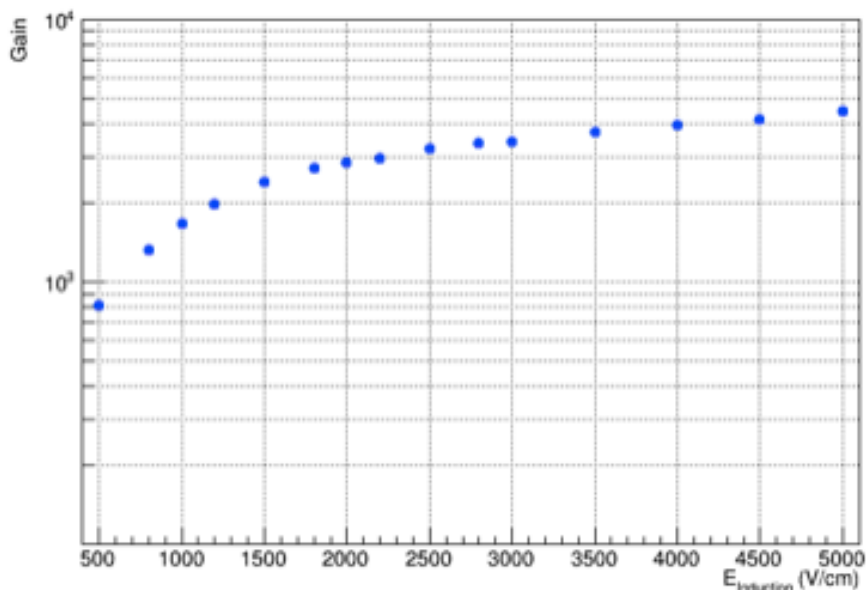


図 5.7: SF<sub>6</sub> ガス 100 Torr における tripleGEM でのガスゲインの induction 電場依存性

induction 電場を変化させた測定 (図 5.7) では、induction 電場の上昇と共にガスゲイン上昇が見られる。また、3000 V/cm 付近の電場から傾きが変化していることも分かる。

## 5.2.2 エネルギー分解能

本測定ではエネルギー分解能を式 4.5 で定義する。一方、ガス TPC におけるエネルギー分解能は理論的に以下の式 5.2 で表される。

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 \quad (5.2)$$

ここで、 $\sigma_E, \sigma_{n_0}, \sigma_A, \sigma_N$  はそれぞれ、<sup>55</sup>Fe による信号のピーク値、初期電子数 (=173)、ガスゲイン、エレキノイズによる信号のピーク値の標準偏差であり、 $E, n_0, A, N$  はそれぞれ、<sup>55</sup>Fe による信号のピーク値、初期電子数 (=173)、ガスゲインの平均値、回路ノイズによる信号のピーク値を指す。図 (5.5) にエネルギー分解能のガスゲイン依存性を示す。

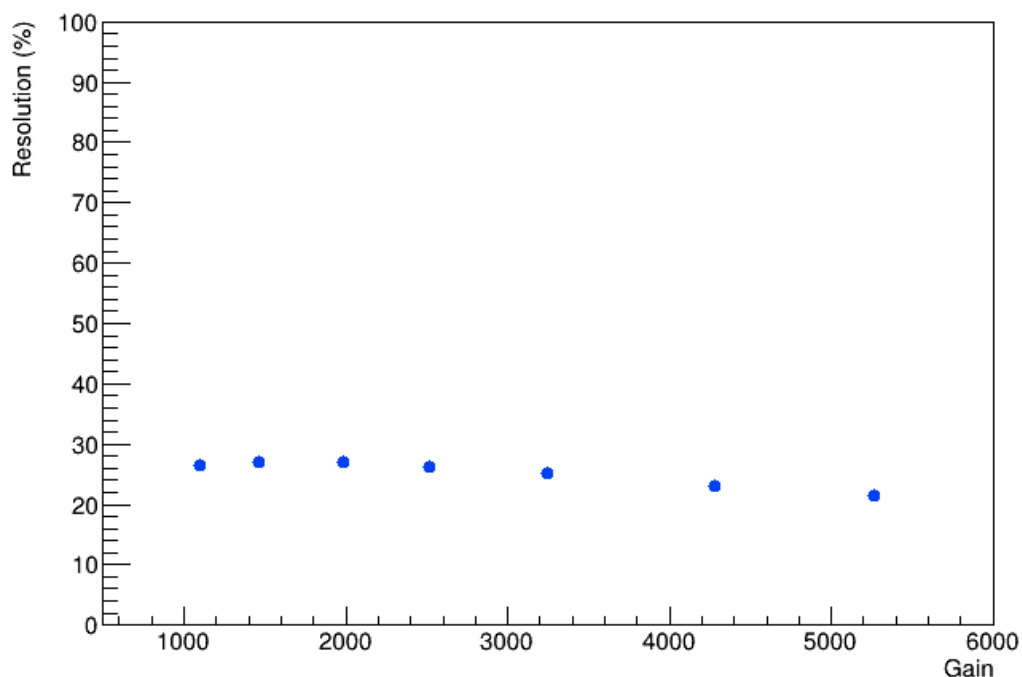


図 5.8: エネルギー分解能のガスゲイン依存性。

図 5.8 から分かるように、ガスゲインによるエネルギー分解能は有意に変化しない。同セットアップで Ar ガス (Ar : C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 90 : 10 1 気圧) を用いた測定でのエネルギー分解能より相対的にエネルギー分解能が悪いことから、NITPC でのエネルギー分解能の悪化は陰イオン特有の過程である電子脱離の効果を検討する必要があると考えた。以下の理由でエネルギー分解能が悪化すると考え、事象でシミュレーションによる説明を試みる。

- 電子脱離の平均自由行程 (数  $\mu\text{m}$  オーダー) が GEM の増幅領域と同じスケールであるため、増幅開始位置のばらつきから増幅率のばらつきが生じ、エネルギー分解能が悪化する。
- GEM を複数枚重ねることで、電子脱離が各 GEM ごとに行われてエネルギー分解能が悪化する。

## 第 6 章

# NITPC シミュレーション

NEWAGE では NITPC の開発のため、様々な開発や測定が行われてきたが、第 3 章第 5 節で述べたように、いくつかの問題点が顕在化している。これらの問題点の原因を究明し、適切な対策を講じるためにはシミュレーションによる理解が必要不可欠である。既存のガス検出器用のシミュレーションツール Garfield++ には NITPC 用のシミュレーションコードがほとんど含まれておらず、先行研究として一昨年に Garfield++ シミュレーションへの NITPC の実装 [52]、昨年に電子脱離後の陰イオンガスによる再電子捕獲の実装 [16] が行われた。しかし、電子脱離の効果に対して正確な挙動が実装されておらず、さらなる改良が必要であった。そのため本研究では NITPC のための Garfield++ シミュレーションをアップデートし、未だにシミュレーションされていなかった  $\mu$ -PIC 付近の NITPC の挙動について理解を図った。

### 6.1 Garfield++ シミュレーション

Garfield++ は CERN で開発されているガス検出器や半導体検出器中での電子、ホール、イオンの挙動をシミュレートするソフトである [55]。C++ で記述され、Macroscopic な計算 (電場中のドリフトやガス拡散などの数 cm オーダーの計算) だけでなく、Microscopic な計算 (衝突確率やアバランシェ増幅などの数  $\mu\text{m}$  オーダーの計算) を行うことで MPGD の動作を再現することもできる。本研究のシミュレーションに用いる電場構造は外部プログラム Elmer [56] で、ジオメトリは外部プログラム Gmesh [57] でそれぞれ作成し、その結果を Garfield++ に読み込ませてシミュレーションを行った。

### 6.1.1 従来の Garfield++ の動作

従来の Garfield++ シミュレーションで実行できる電子ドリフト及びガス増幅の例として図 6.1 に 76 Torr(0.1 気圧) の  $\text{CF}_4$  ガス中での GEM によるガス増幅の様子を示す。

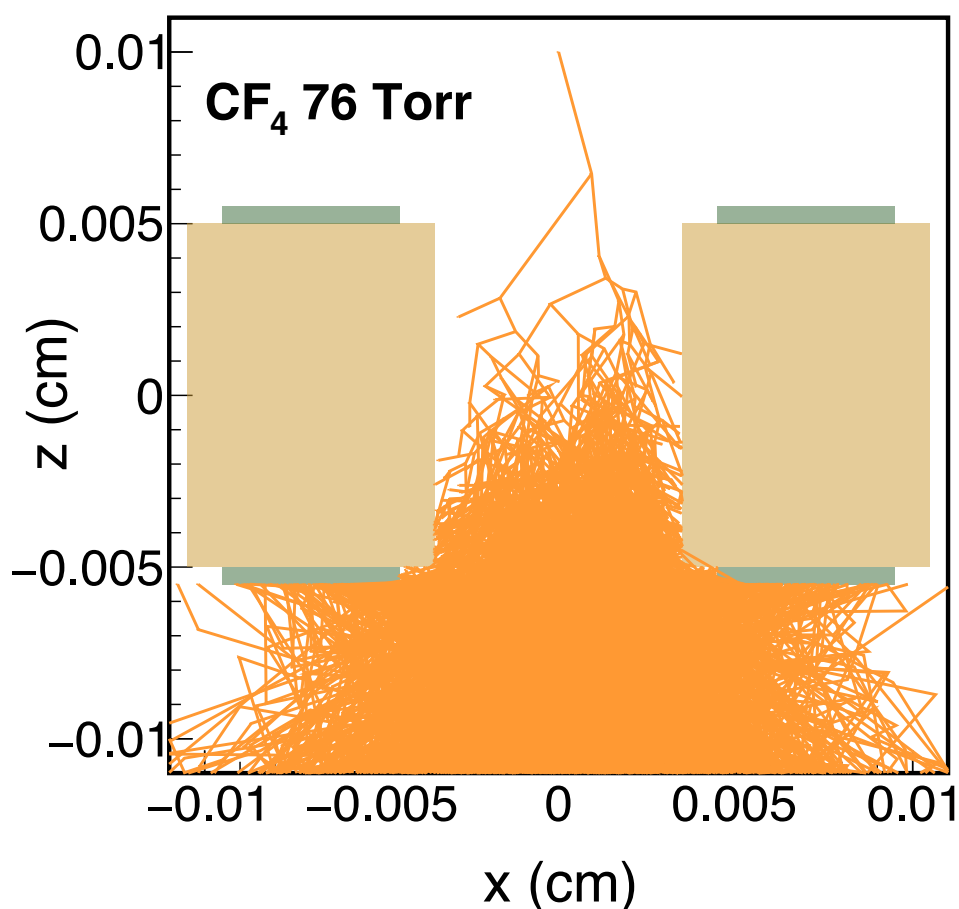


図 6.1:76 Torr の  $\text{CF}_4$  ガス中での GEM によるガス増幅のシミュレーションの様子。GEM の top と bottom の電位差は 500V としている。オレンジの線が電子のドリフト線で、薄茶色の四角が GEM のポリイミド、緑の四角が GEM の電極の銅を示す。陽イオンは描画していない [16]。

図 6.1 から分かるように、初期電子がドリフトされたのち高電場領域に入ることによってアバランシェ増幅を起こし、ガス増幅している。このように、Garfield++ は電子ドリフトに関して開発されたシミュレーションツールでその動作は実験結果をよく再現することが知られている

が、陰イオンのドリフトに関しては実装されていなかった。

### 6.1.2 Garfield++ の陰イオンガスへの拡張

従来の Garfield++ に陰イオンの計算が実装されていなかったことを受け、昨年陰イオンガス TPC への利用を目的とした Garfield++ の拡張が行われた [16]。本節では [16] で開発されたアルゴリズムを概説する。NITPC の動作を計算可能にするために追加されたプロセスは以下の 3 点である。

1. 電子捕獲 (Attachment) による陰イオンの生成
2. 電場中の陰イオンのドリフト
3. 陰イオンからの電子脱離 (Detachment)

上記の追加点を含め、新しく作成されたシミュレーションのアルゴリズムは図 6.2 のようになっている。

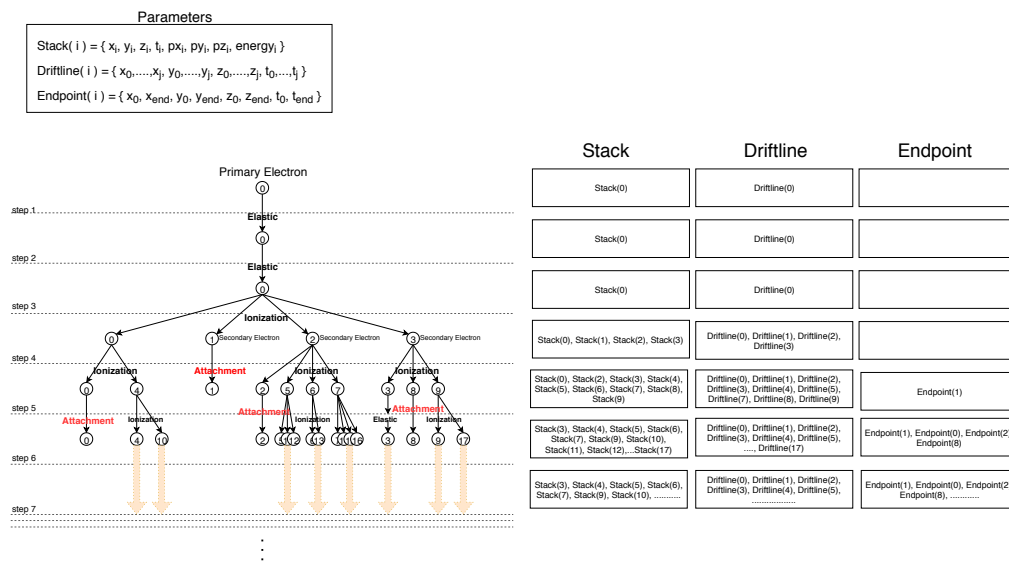


図 6.2: 昨年実装された NITPC のための陰イオン、電子ドリフトのアルゴリズム [16]

以下、アルゴリズムの各過程について説明する。電子捕獲過程において、ガス中の電子が捕獲された (attachment) という情報を取得し、その位置に陰イオンを置く。なお、现阶段のシミュレーションでは  $SF_5^-$  等のマイノリティーキャリアの生成過程は導入していない。次に陰イオンのドリフト過程では、あらかじめ定義した長さ (デフォルト値は  $0.1\mu m$  とした) ごと

に陰イオンのドリフト情報が計算される。ドリフト速度は陰イオンの位置と電場のイオンの mobility 図 6.3 から計算され、速度から運動エネルギーが計算される。

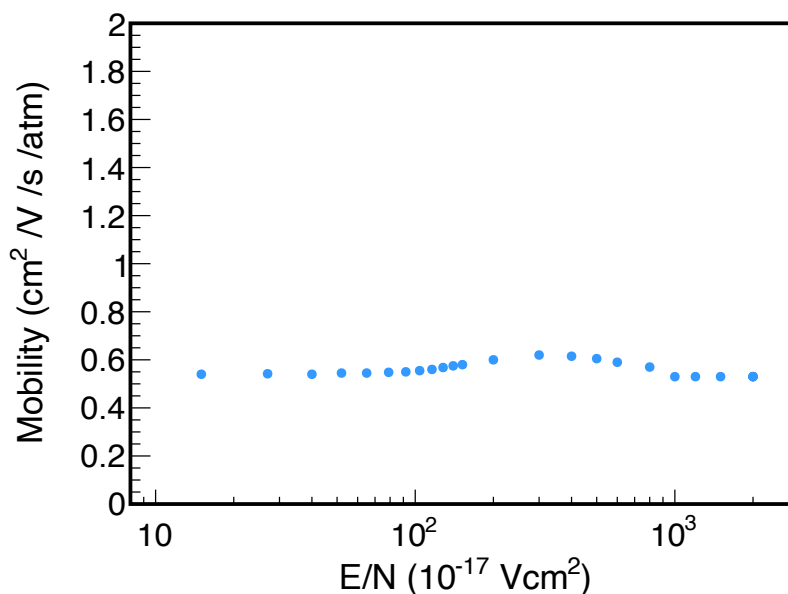
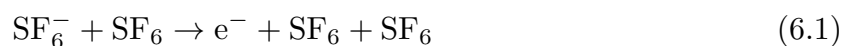
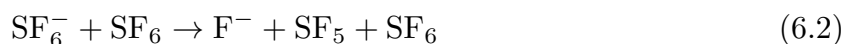


図 6.3: SF<sub>6</sub> ガス中の SF<sub>6</sub><sup>-</sup> の mobility の電場依存性 [56]

Stack の情報にドリフト物質の種類情報を入れることで、陰イオンと電子の区別が付き、計算過程が陰イオンか電子かを選択できる。この計算結果に基づいて、必要に応じて陰イオンが電場中をドリフトする。最後の SF<sub>6</sub><sup>-</sup> の電子脱離過程は、以下の二つの反応が考えられる。1つ目は SF<sub>6</sub><sup>-</sup> から直接電子が放出される反応である。



2つ目は SF<sub>6</sub><sup>-</sup> から F<sup>-</sup> が脱離し、その F<sup>-</sup> から電子が放出される反応である。



上記の2つの電子脱離の反応の断面積は、それぞれ図 6.4 のようになる。

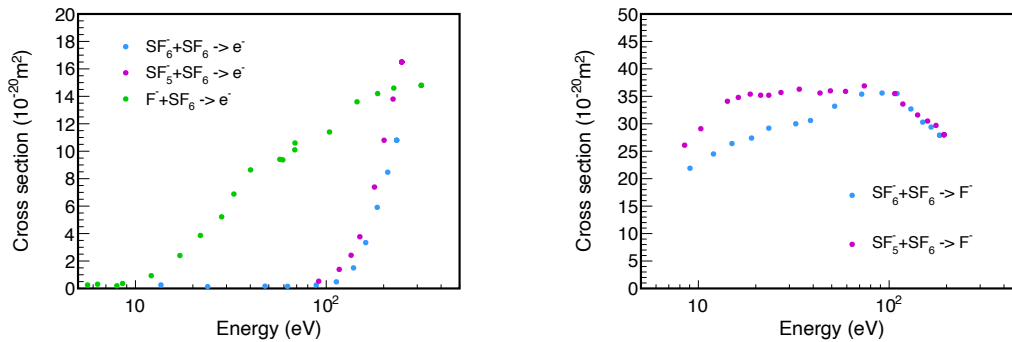


図 6.4:(左図)SF<sub>6</sub><sup>-</sup>(青) と SF<sub>5</sub><sup>-</sup>(マゼンタ) と F<sup>-</sup>(緑) の電子脱離の散乱断面積。(右図)SF<sub>6</sub><sup>-</sup>(青) と SF<sub>5</sub><sup>-</sup>(マゼンタ) の F<sup>-</sup> 脱離の散乱断面積 [59]。

図 6.4 の左図から、最終的な電子脱離過程においては F<sup>-</sup> からの電子脱離の断面積が大きく、低エネルギー領域で式 6.3(図 6.4 での緑) の反応が優位であることが分かる。測定においても SF<sub>6</sub><sup>-</sup> は高電場領域に徐々に入っていき、エネルギーも徐々に上がることから式 6.3 の F<sup>-</sup> が最も支配的な電子脱離過程となると考えられる。このため、本シミュレーションには式 6.3 の電子脱離断面積が使用されている。陰イオンのドリフトの計算中で、ステップごとに電子脱離の有無を計算し、電子脱離した場合は Stack の情報を電子に書き換えることで電子脱離の過程を再現している。電子脱離のモデルに関して、次節で詳しく説明する。そして、各ドリフト物質が GEM への吸着、読み出し面への到達などによりシミュレーションが終了するとその物質の種類(電子か陰イオンか)、位置情報、時間情報が EndPoint に格納される。以上のアルゴリズムを用いて 76 Torr の SF<sub>6</sub> ガス中で GEM によるガス増幅をシミュレートした図を図 6.5 に示す。



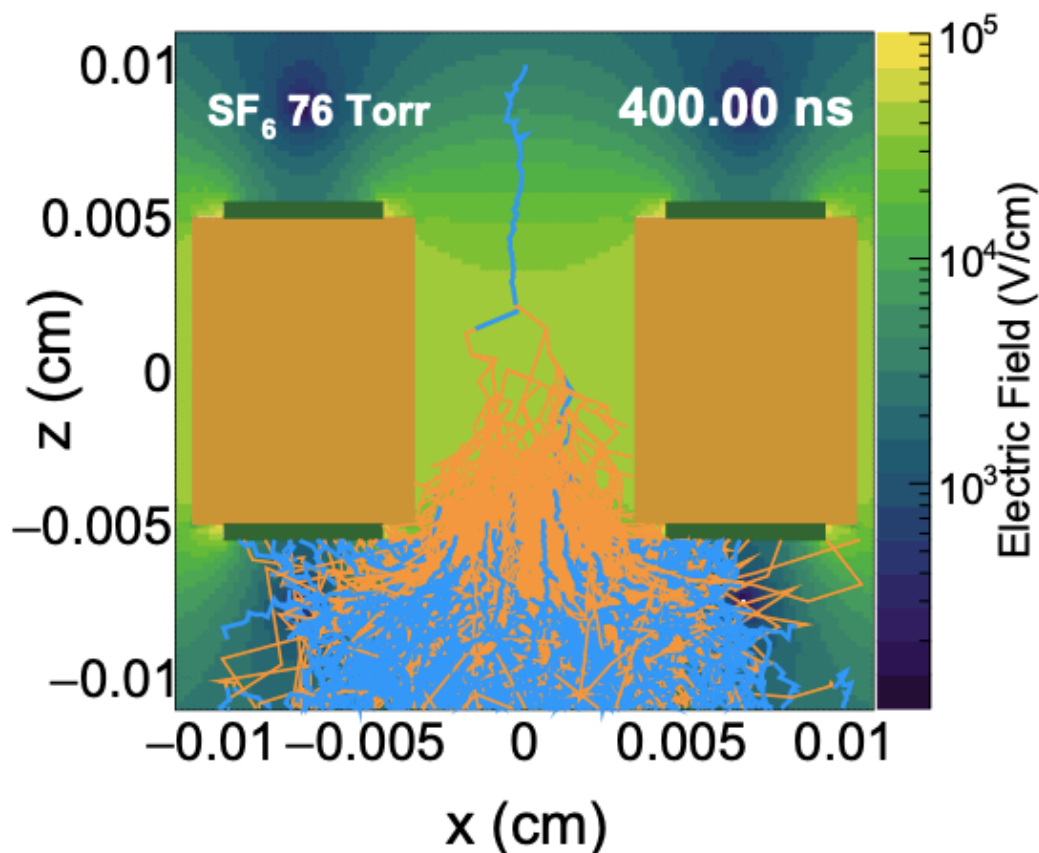


図 6.5:76 Torr の  $\text{SF}_6$  ガス中で、初期電子を  $(0,0,0.01\text{cm})$  においたときの電子捕獲、陰イオンドリフト、電子脱離、GEM によるガス増幅のシミュレーションの図。なお、初期電子は直ちに電子捕獲されるため、陰イオンと重なり見えにくい。オレンジ線が電子のドリフト、青線が陰イオン ( $\text{SF}_6^-$ ) のドリフトである。薄茶色の四角が GEM のポリイミド、緑の四角が GEM の電極の銅を表す [16]。

## 6.2 Detach model

NITPC におけるシミュレーションの開発においては電子脱離の過程の実装が重要である。電子脱離の過程を考える上で、前節で述べた電子脱離の散乱断面積を考慮する必要があるが、動作確認のためのモデルとして、ある電場以上の領域で高確率で電子脱離を起こすモデル (=threshold model) が考案され、試験が行われた (図 6.5)。本研究ではこれを受けて本来の物理過程に基づく、電子脱離の散乱断面積から電場強度に対する電子脱離の有無が決定されるモデル (=cross section model) の動作確認及び実用化を行った。それぞれ、図 6.6 のような確

率で電子脱離が起きるようになっている。

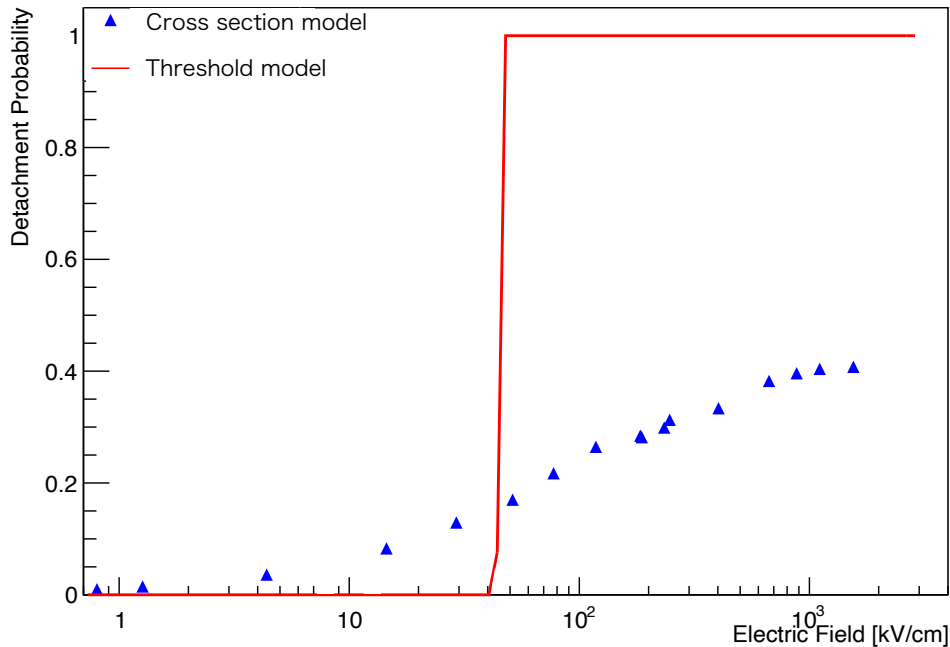


図 6.6: Threshold model 及び cross section model での電子脱離確率の電場依存性。赤線: threshold model。40000 V/cm 以上の電場領域で高確率で電子脱離が起きる。青点 : cross section model。

## 6.3 GEM におけるガスゲインシミュレーション

ガス検出器のシミュレーションとして最も重要な結果がガスゲインである。ここでは、ガスゲインの定義から実測値との比較までを議論する。

### 6.3.1 1 電子シミュレーション

NITPC における GEM によるガスゲインの算出として、まずは 1 電子のガスゲインを計算する。図 6.7 にガスゲインシミュレーションの様子の一例を示す。1つの初期電子を (0,0,0.01cm) におき、GEM でアバランシェ増幅後、 $z < -0.02\text{cm}$  に到達した粒子の数を数えることでガスゲインを算出する。

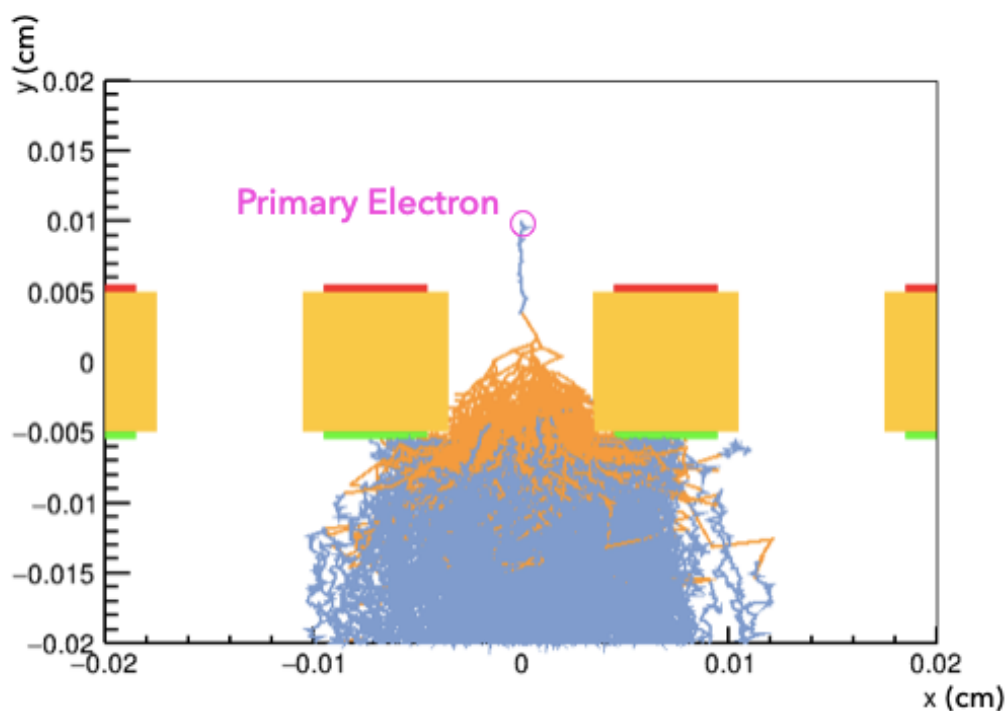


図 6.7: 初期電子を  $(0,0,0.01\text{cm})$  においたときのガスゲインシミュレーションの様子。圧力 100 Torr の  $\text{SF}_6$  ガスを用いている。Drift 電場=1500 V/cm、 $\Delta V_{\text{GEM}}=520$  V、induction 電場=2500 V/cm、detach モデルは threshold モデルを用いている。

1 電子のアバランシェ増幅シミュレーションを多数回行うことで得られたガスゲインの分布を図 6.8 に示す。

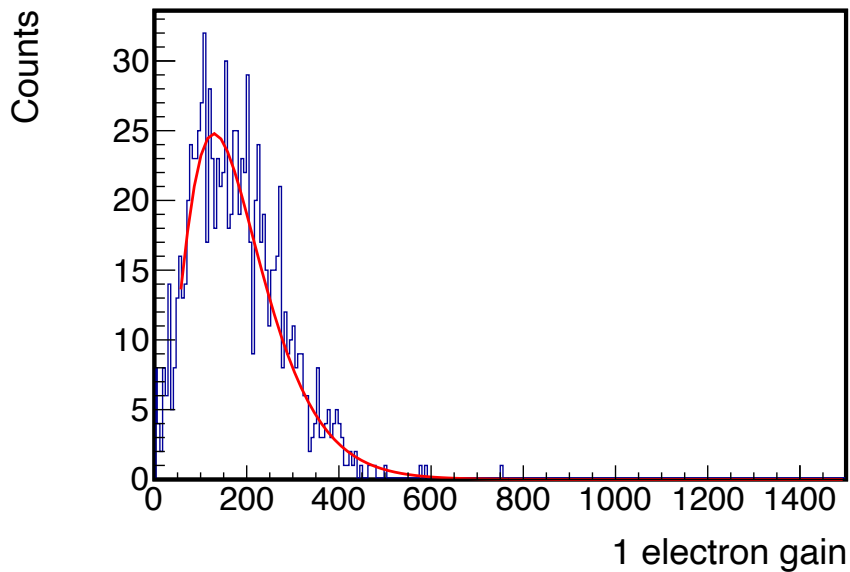


図 6.8: 図 6.7 のシミュレーションにより得られた 1 電子のガスゲインの分布。

図 6.8 の分布は以下の式 6.4 で表されるポリヤ分布に従う [60]。

$$P(A) = \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left( \frac{A}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left[ - (1 + \theta) \frac{A}{\bar{A}} \right] \quad (6.4)$$

ここで、 $A$  はガスゲイン、 $\bar{A}$  は平均ガスゲイン、 $\theta$  は以下の相対増幅率分散  $f$  によって与えられる。

$$f = \left( \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = \frac{1}{1 + \theta} \quad (6.5)$$

ここで、 $\sigma_A$  はガスゲインの標準偏差である。一般的に比例計数管における 1 電子シミュレーションによるガスゲイン分布はポリヤ分布に従うと知られており、従来の  $\text{CF}_4$  ガスを用いた 1 電子シミュレーションで得られるガスゲインの分布 (図 6.9) もポリヤ分布に従っている。

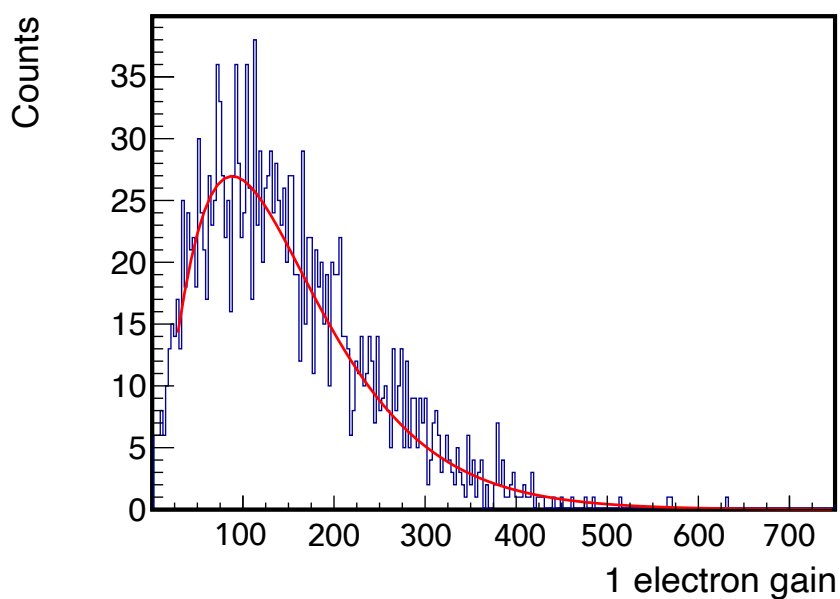


図 6.9:CF<sub>4</sub> ガスを用いた TPC における GEM によるガスゲインの分布。

100 Torr の SF<sub>6</sub> ガスについて、threshold モデルを用いた陰イオンガスシミュレーションを行い、得られたゲイン分布を polya 分布でフィットすることで、ゲインの値を算出した。1 枚の GEM での 1 電子のガスゲインを計算し、ガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  依存性を図 6.10 に示す。また、第 4 章の測定で得られた GEM3 枚のガスゲインの 3 乗根を取って GEM1 枚におけるガスゲインに焼き直したものを同じく図 6.10 に示す。ここで、threshold モデルの threshold の値は図 6.6 に示すように 40000 V/cm とした。

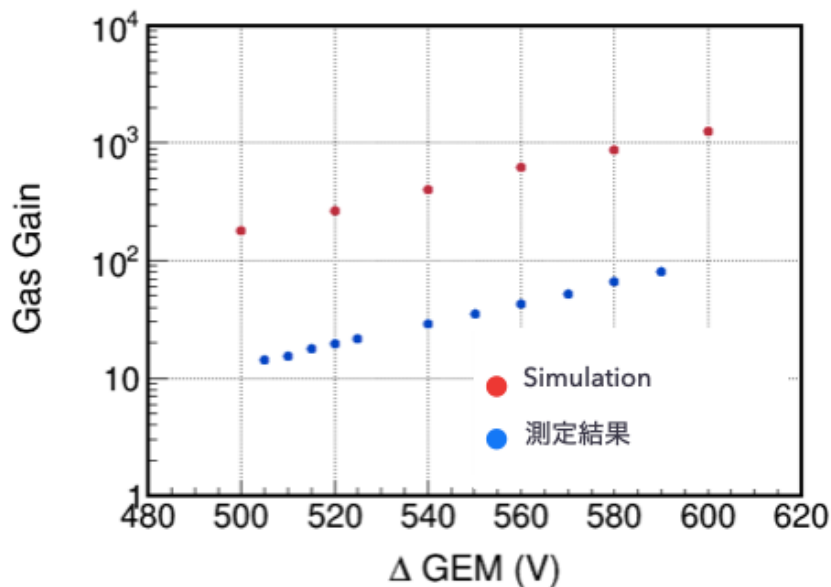


図 6.10: Threshold model を用いた、1 電子シミュレーションによるガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  依存性と測定によるガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  依存性。測定によるガスゲインは GEM3 枚のガスゲインの 3 乗根を取って GEM1 枚におけるガスゲインに焼き直している。

図 6.10 のように、ガスゲインは  $\Delta V_{\text{GEM}}$  の上昇と共に指数関数的に上昇しているが、ガスゲインの値は実測値に対してシミュレーション結果が 1 桁大きく出ている。これは Threshold モデルを最適化していないためであり、threshold 値として大きい値を採用すれば実測値を再現することが予想されたが、本研究では物理的な意味を持つ cross section モデルの実用化を目的としていたため、これ以上の追及はせず、研究を進めることにした。

次に、電子脱離の過程に cross section model を採用し、計算を行った。シミュレーションでは、threshold モデルでのシミュレーションと同じく、100 Torr の  $\text{SF}_6$  ガスを用いた。このときの 1 電子シミュレーションで得られる 1 電子のガスゲインの分布の例を図 6.11 に示す。1 電子シミュレーション 2500 事象に対して約 80% の事象が増幅せず、一部の事象が増幅していることが分かる。また増幅した事象に関してもガスゲインがばらついている。

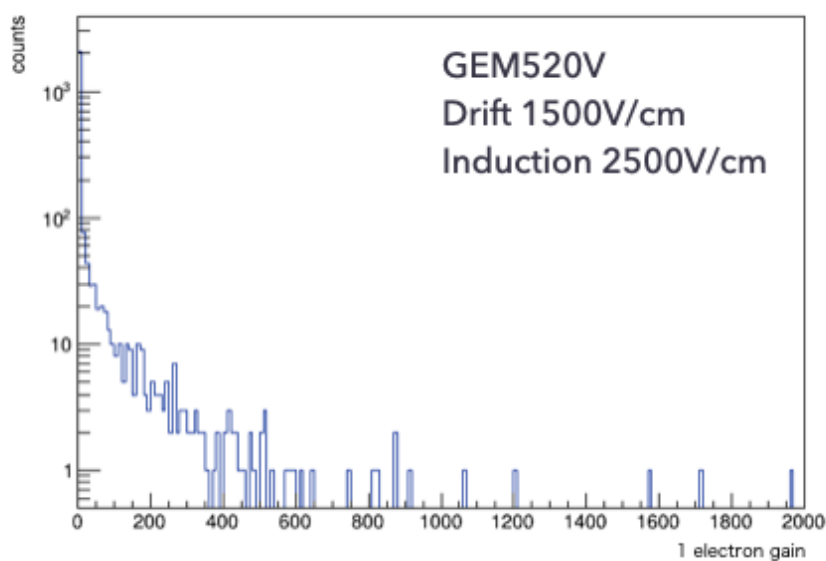


図 6.11: 電子脱離過程に Cross section model を用いたときの 1 電子シミュレーションによる 2500 事象の 1 電子の増幅率の分布。80% のイベントは増幅せず、一部のイベントのみが増幅している。

Cross section model は電子脱離した位置によってガスゲインが変化することが予想される。これを確認するために、図 6.12 に電子脱離した位置とガスゲインの関係を示す。図 6.12 から、GEM の下方で電子脱離した事象はガスゲインが低く、ガスゲインが大きい事象は GEM の上方で電子脱離していることが分かる。また、全体の 80% を占める増幅が起きていない事象は、陰イオンからの脱離が起きずにそのまま GEM を通過した事象 (ガスゲイン=1) であることが確認された。

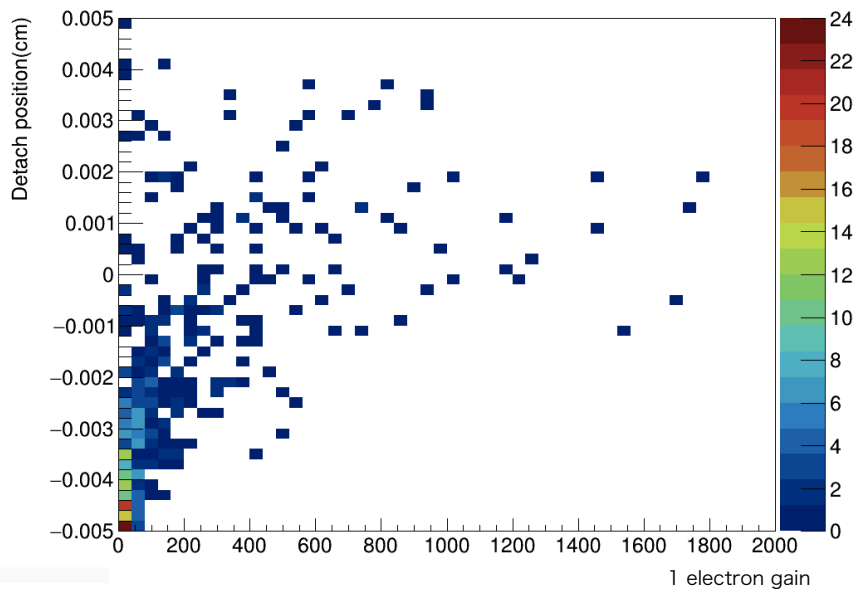


図 6.12: Cross section model における電子脱離した位置 ( $z$  座標) とガスゲインの関係。ガスゲインの大きい事象は GEM の上方で電子脱離しているという傾向が見られる。

また、GEM の穴の中の電場構造は図 6.13 の上図のようになっており、GEM の穴の中心からの距離  $r$  [cm] としたとき、 $r$  と電子脱離の  $z$  座標空間におけるガスゲインの分布は図 6.13 の下図のようになる。



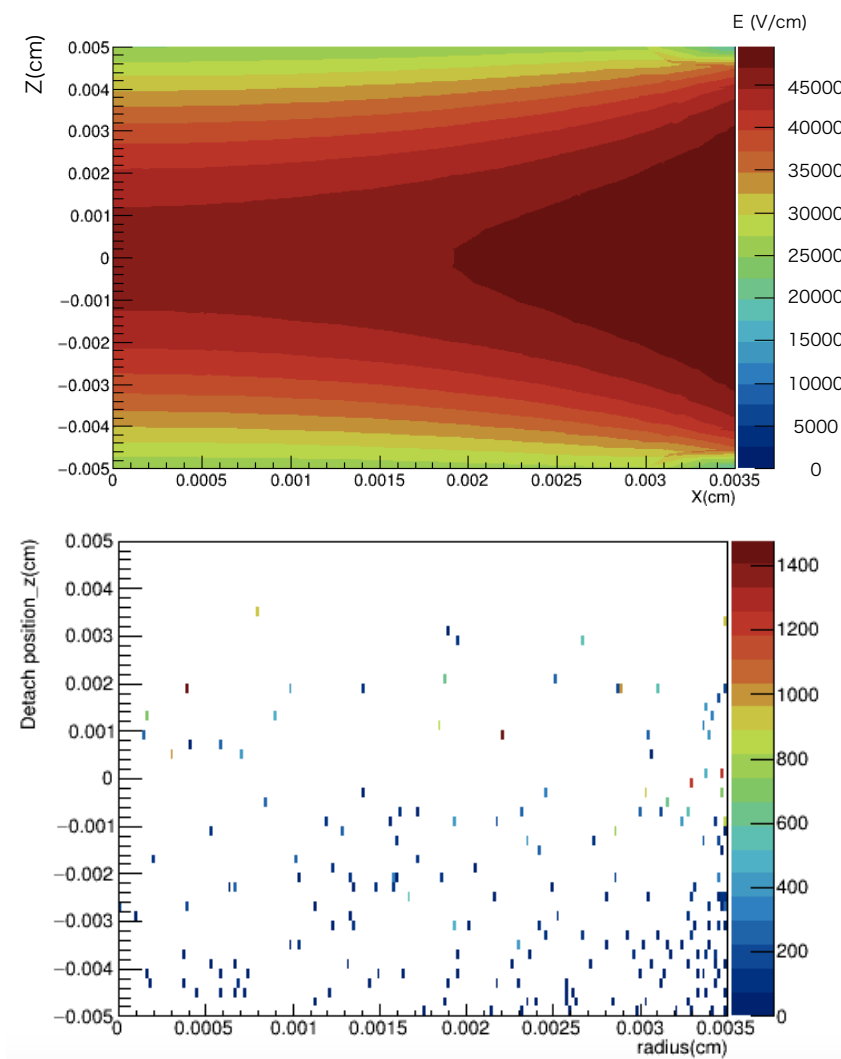


図 6.13: 上図:GEM の穴の中の電場構造。下図:r-z 空間でのガスゲインの分布。

図 6.13 の上図によると、GEM の穴内部の電場構造は中心から離れた位置で強くなっている。そのため図 6.13 下図のように、GEM 穴の中心から離れるにつれ、ガスゲインが大きくなっている傾向が見られる。

また、図 6.11 によって得られたガスゲインの分布をガスゲイン方向に累積した図を図 6.14 に示す。

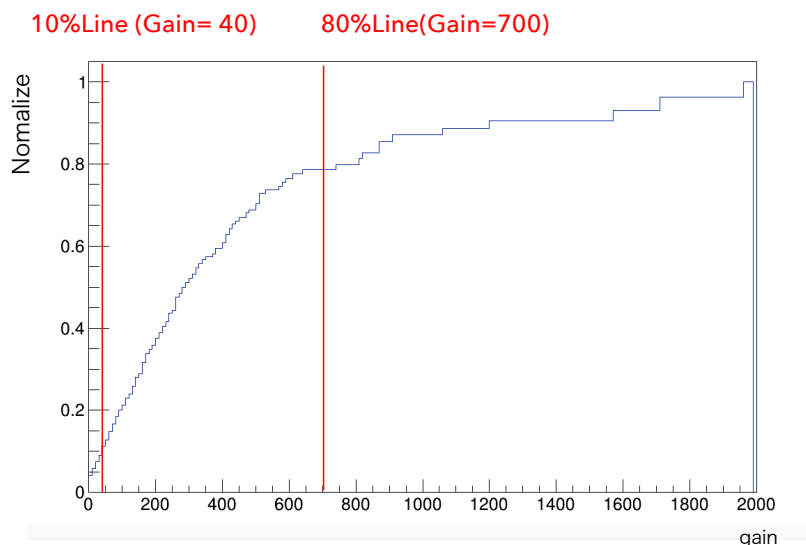


図 6.14: 図 6.11 を増幅率方向に累積した図。増幅率 700 以下のイベントで得られた電子数が、総電子数の 80% を占めている。

図 6.14 から、図 6.11 において増幅率 700 以下のイベントが総電子数の 80% を占めていることが分かる。電子脱離の位置により増幅率が大きく出るイベントもあるが、全体の 80% の電子を計算することで増幅率の 80% を計算することができる。

### 6.3.2 5.9keV 信号シミュレーション

前節では 1 電子の増幅を cross section model によってシミュレートできることを示した。本節では、結果として得られた 1 電子についてのガスゲインの分布を用いて、 $^{55}\text{Fe}$  線源を用いた実測値とのガスゲインの比較を行う。測定により得られる 5.9keV X 線に相当するエネルギースペクトルを、計算時間短縮のために以下のトイモンテカルロ手法で得る。

1. 5.9 keV に対応する 173 電子 ( $5.9 \text{ keV}/34 \text{ eV(W 値)}$ ) の増幅値を図 6.11 の分布に従って生成。
2. 得られた総電子数を 173 で割り、観測されるガスゲインを得る。
3. 1 及び 2 を 10000 回繰り返し、エネルギースペクトルを得る。

上記の手法で得られたエネルギースペクトルの例を図 6.15 に示す。得られたエネルギースペクトルを、ガウシアンでフィットし、観測されるガスゲインの平均値を求めることで、実測

値と比較可能なガスゲインを得ることができる。

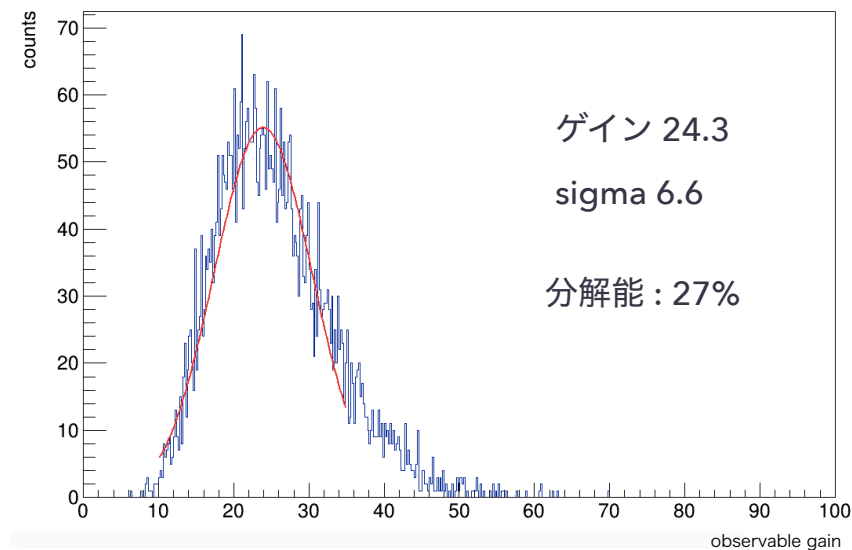


図 6.15: シミュレーションによる 5.9keV X 線相当のエネルギースペクトルの例。Drift 電場:1500 V/cm ,  $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$  , induction 電場:2500 V/cm である。

このトイモンテカルロを様々な  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧に対して実行し、観測されるガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧依存性を得た。図 6.16 に、threshold model により得られたゲインカーブ、上記手法で cross section model により得られたゲインカーブ、測定により得られたゲインカーブを示す (図 5.16 参照)。

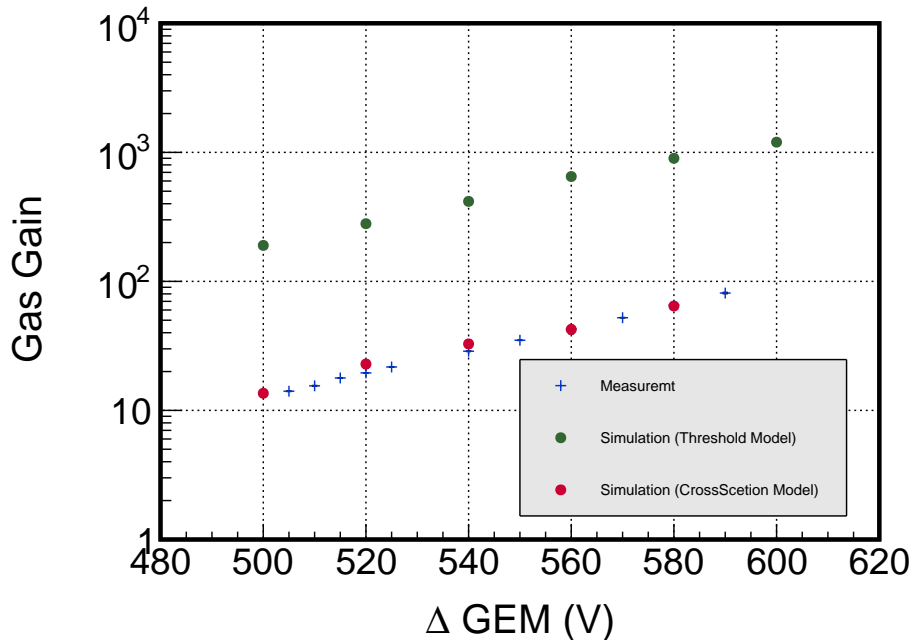


図 6.16: 測定及びシミュレーションによるガスゲインの  $\Delta V_{GEM}$  依存。青: 測定により得られたガスゲインの  $\Delta V_{GEM}$  依存性。緑: threshold model により得られた ガスゲインの  $\Delta V_{GEM}$  依存性。赤: cross section model により得られたガスゲインの  $\Delta V_{GEM}$  依存性。

図 6.16 に示す通り、40000 V/cm という threshold 値を用いた threshold model ではシミュレーションによるガスゲインと測定によるガスゲインのオーダーが 1 桁ずれていたが、電子脱離の散乱断面積を正しく組み込んだ cross section model ではシミュレーションが実測をよく再現しているといえることができる。

また、cross section model でのガスゲインの drift 電場依存性、induction 電場依存性についてもこのトイモンテカルコを用いて評価することができる。図 6.17 に、ガスゲインの各電場依存性を示す。得られた結果は実測をよく再現する結果となった。

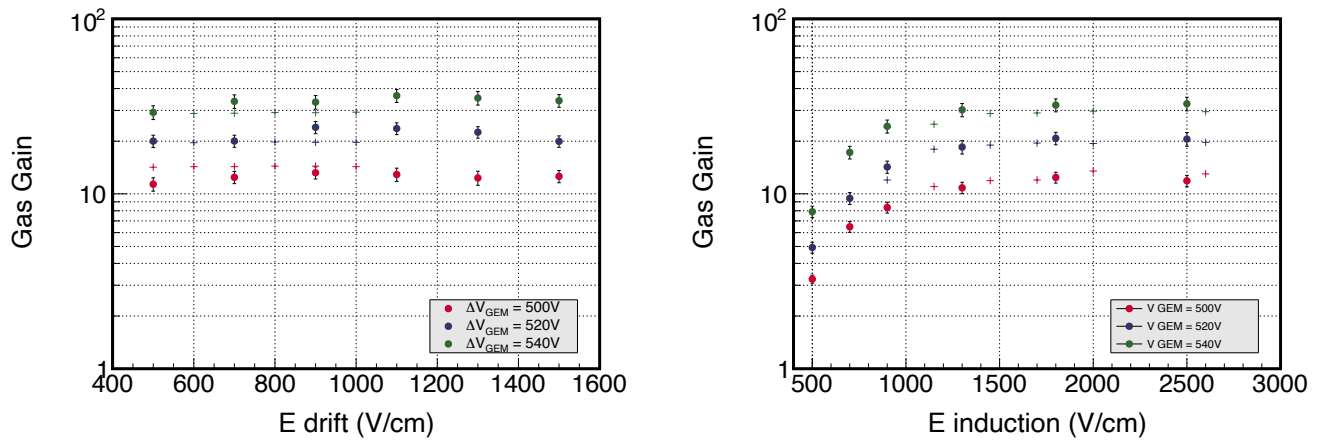


図 6.17: 左: ガスゲインの drift 電場依存性。右: ガスゲインの induction 電場依存性。共に、赤点が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 500\text{V}$ , 青点が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$ , 緑点が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 540\text{V}$  でのシミュレーションにより得られた依存性である。両図の十字は測定で得られた各  $\Delta V_{\text{GEM}}$  での依存性である。

次に、DoubleGEM と TripleGEM のエネルギースペクトルを下記のトイモンテカルロの手法を用いて得た。

- Double GEM エネルギースペクトル

1. 5.9 keV に対応する 173 電子の増幅を図 6.11 の分布に従って生成。
2. 1 で得られた総電子数分の増幅を再度、図 6.11 の分布に従って生成。

- Triple GEM エネルギースペクトル

1. 5.9 keV に対応する 173 電子の増幅を図 6.11 の分布に従って生成。
2. 1 で得られた総電子数分の増幅を再度、図 6.11 の分布に従って生成。
3. 2 で得られた総電子数分の増幅を再々度、図 6.11 の分布に従って生成。

上記のトイモンテカルロにより得られた、Double GEM でのエネルギースペクトルと Triple GEM でのエネルギースペクトルの例をそれぞれ図 6.18、図 6.19 に示す。

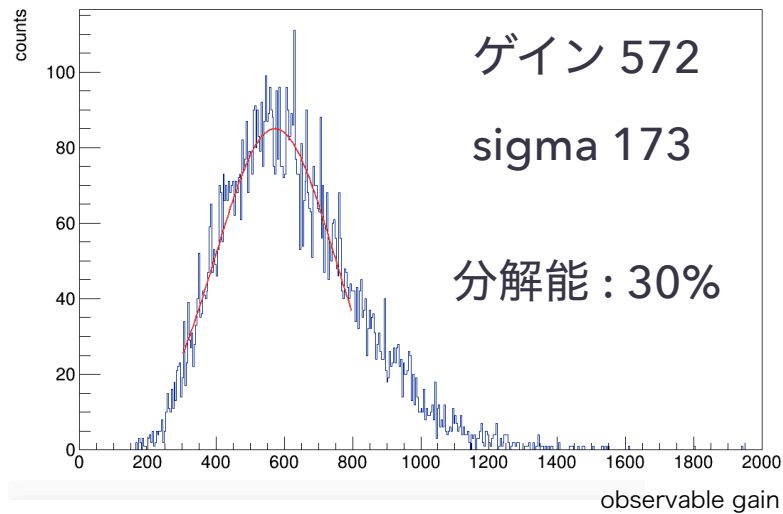


図 6.18: Double GEM におけるシミュレーションによる  $^{55}\text{Fe}$  線源の 5.9keV X 線由来のエネルギースペクトルの例。drift 電場:1500 V/cm、 $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$ 、transfer 電場:2000 V/cm、induction 電場:2500 V/cm である。

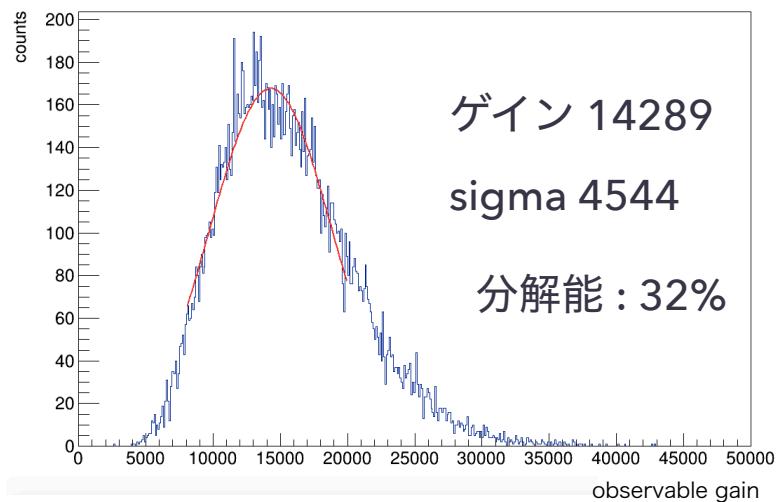


図 6.19: Triple GEM におけるシミュレーションによる  $^{55}\text{Fe}$  線源の 5.9keV X 線由来のエネルギースペクトルの例。Drift 電場:1500 V/cm、 $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$ 、Transfar 電場:2000 V/cm、Induction 電場:2500 V/cm である。

図 6.18、図 6.19 のエネルギースペクトルをガウシアンでフィットし、観測される増幅率の平均値を得る。図 6.20 に、GEM の枚数によるガスゲインの変化を示す。

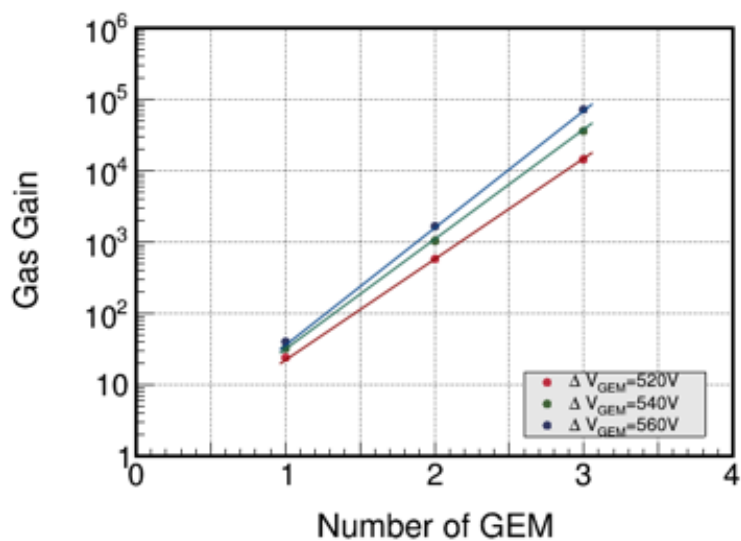


図 6.20:GEM の枚数によるガスゲインの変化。赤が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$ , 緑が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 540\text{V}$ , 青が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 560\text{V}$  である。各  $\Delta V_{\text{GEM}}$  において、ガスゲインが 3 乗で伸びている。

図 6.20 により、GEM の枚数を重ねることでガスゲインは枚数乗で上昇することが分かる。そして、トイモンテカルロを用いて得られる Triple GEM でのガスゲインの  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧依存性を図 6.21 に示す。

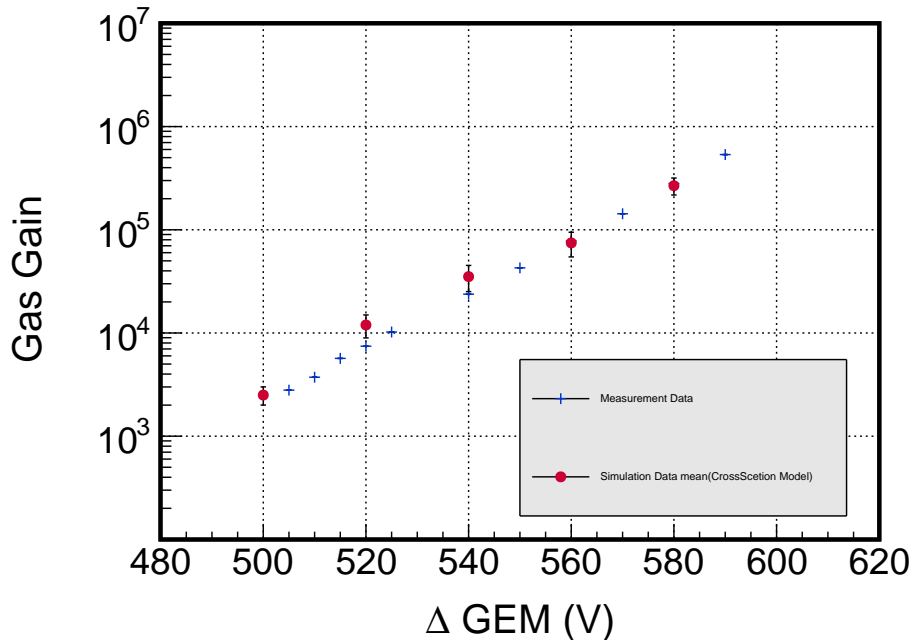


図 6.21: トイモンテカルロを用いてシミュレートした Triple GEM でのガスゲインの  $\Delta V_{GEM}$  電圧依存性。赤点がシミュレーション結果で、青十字が測定結果である。

図 6.21 で得られたゲインカーブは実測をよく再現しており、single GEM でのガスゲインシミュレーションからトイモンテカルロを用いて Triple GEM でのガスゲインを見積もることができることが分かった。図 6.17 のように、各電場の値をパラメタライズしたガスゲインの値を組み合わせることで、様々な電場条件での Triple GEM でのガスゲインを求めることができ、これにより Garfield++ を用いた Triple GEM でのガスゲインのシミュレーション手法が確立された。

## 6.4 GEM におけるエネルギー分解能

陰イオンガス TPC のシミュレーションの妥当性の評価の一つにエネルギー分解能の実験値の再現性がある。前節で得た、シミュレーションによる 5.9keV 相当のエネルギースペクトルをガウシアンでフィットすることで、エネルギー分解能を得ることができる。式 3.5 に従い、各エネルギースペクトルに対してエネルギー分解能を計算した。Triple GEM でのエネルギー分解能のガスゲイン依存性を図 6.22 に示す。



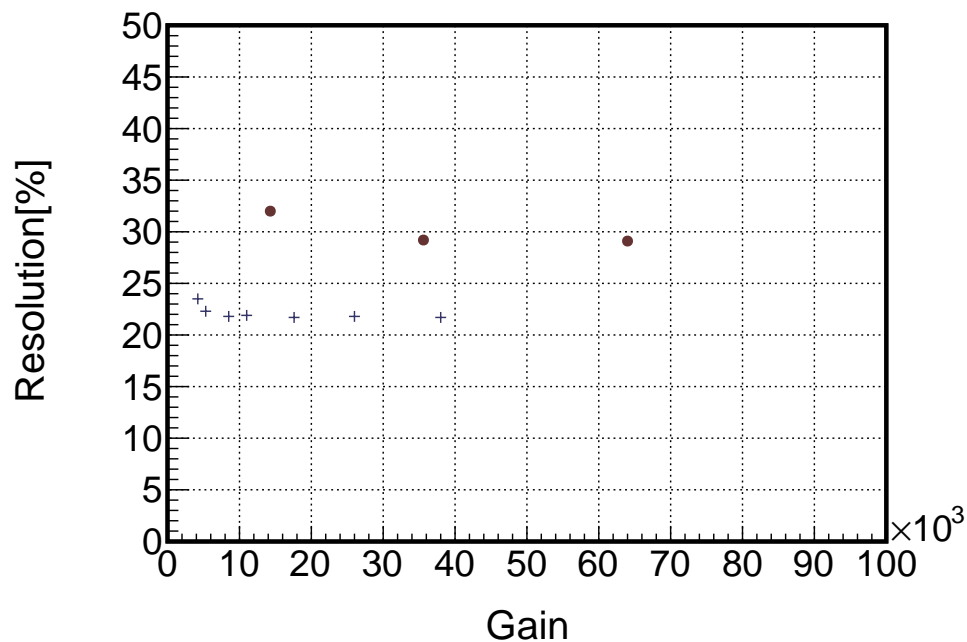


図 6.22: Triple GEM でのエネルギー分解能のガスゲイン依存性。茶色の点がシミュレーション結果。黒十字が測定で得られた結果である。ガスゲインによるエネルギー分解能の変化は有意にはみられない。

ガスゲインの増加によるエネルギー分解能の変化は図 6.22 から分かるように、有意には変化しない。これは、実測の傾向を再現していると言える。

次に、GEM の枚数によるエネルギー分解能の低下について評価をする。各  $\Delta V_{\text{GEM}}$  について、GEM の枚数ごとにエネルギー分解能を求めた。図 6.23 にシミュレーションで得られた GEM の枚数とエネルギー分解能の関係を示す。

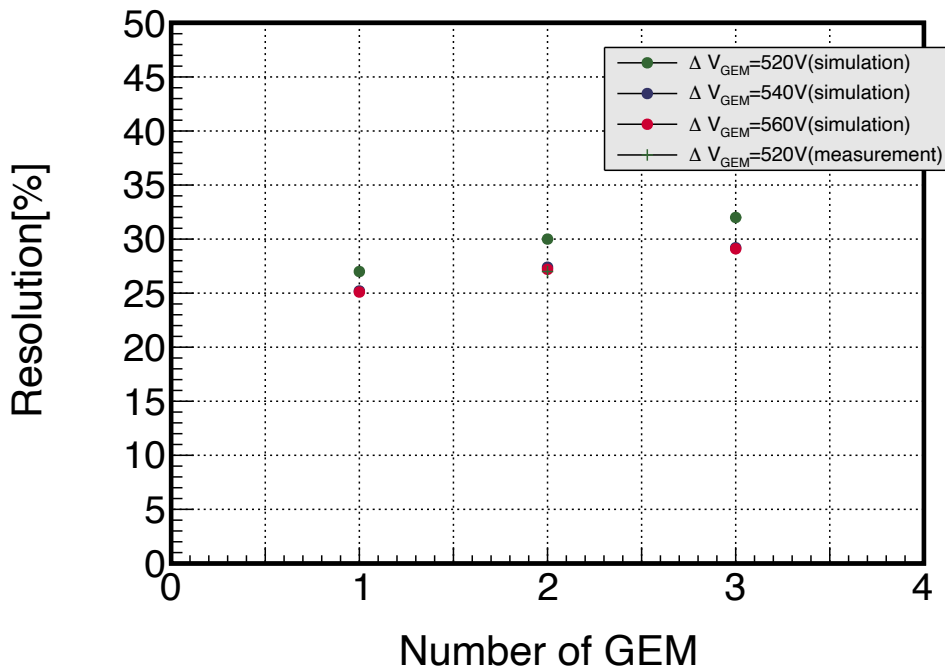


図 6.23: シミュレーションで得られた GEM の枚数によるエネルギー分解能の変化。緑が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$ , 青が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 540\text{V}$ , 赤が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 560\text{V}$  におけるシミュレーションで得られたエネルギー分解能の変化を示す。緑の十字が  $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$  での測定結果である ( $\Delta V_{\text{GEM}} = 520\text{V}$  における GEM3 枚での測定結果は同条件のシミュレーション結果と同じ値であり、図中で被っている。)。各  $\Delta V_{\text{GEM}}$  電圧で、GEM の枚数が増えるとエネルギー分解能が悪化する傾向が見られる。

図 6.23 から、GEM の枚数が増えることでエネルギー分解能が悪化することが分かる。これは、先行研究の実測で確認された GEM の枚数によるエネルギー分解能の悪化と同じ傾向を示している。しかし、第 4 章の測定で得た Triple GEM でのエネルギー分解能 21% に対して、シミュレーションにより得られたエネルギー分解能は悪く出ている。これは、式 4.2 における Fano Factor の項がシミュレーションおよび解析に組み込まれていないためだと考えられる。

## 6.5 $\mu$ -PIC による信号波形

第 2 章で述べたように、NEWAGE では方向に感度を持つ暗黒物質探索のために、複数ストリップ読み出しによる飛跡検出が可能な  $\mu$ -PIC を読み出し機構に用いている。NITPC においても読み出し機構に  $\mu$ -PIC を用いるために、第 3 章で述べた問題点の解決が重要である。

前節で、物理的な意味を持つ cross section model でのシミュレーションが正しい挙動を示していることが確認できたため、同じシミュレーションツールを用いて  $\mu$ -PIC による信号波形の評価を行った。

### 6.5.1 シミュレーションセットアップ

図 6.24 に  $\mu$ -PIC シミュレーションの一例を示す。先行研究の実測により動作が確認されている 20 Torr の SF<sub>6</sub> ガスを用いている。第 3 章で述べた通り、 $\mu$ -PIC の anode 付近の高電場領域に陰イオンが到達すると電子脱離したのち雪崩増幅が起き、電子-陽イオン対が生成される。この陽イオンがアノード-カソード間の電場 (図 6.24) によりカソード方向に移動するものと、インダクション電場 (図 6.24) により上方にドリフトするものに分かれる。カソードに移動する陽イオンはその動きがカソードからの正の信号として読み出される一方、上方にドリフトする陽イオンは負の信号となる。

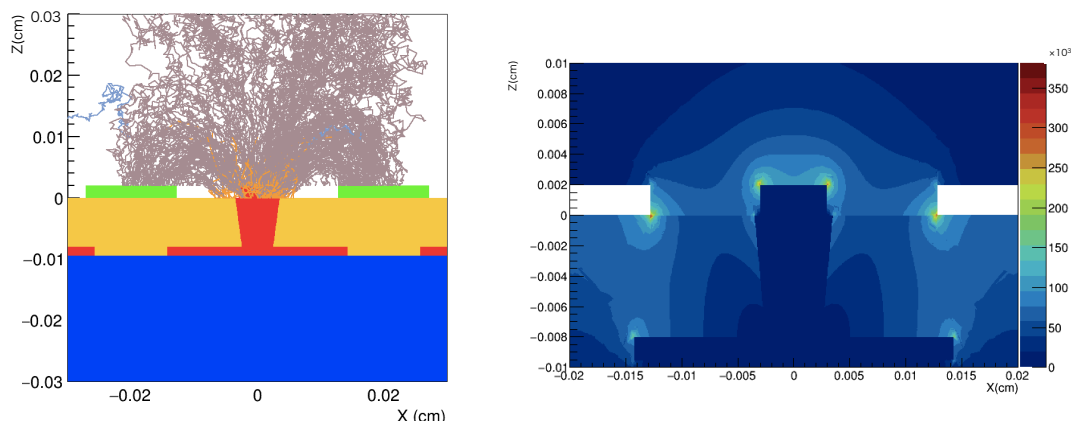


図 6.24:(左図) 初期電子を  $(-0.02, 0, 0.01)$  から  $(0.02, 0, 0.01)$  の範囲に均等に 11 個置いたときの  $\mu$ -PIC シミュレーションの様子。20 Torr の  $\text{SF}_6$  ガスを用いている。緑の四角が cathode 電極、赤の部分が anode を表す。Induction 電場=2000 V/cm、anode 電圧=500 V、cathode 電圧=0 V である。オレンジ色が電子、青色が陰イオン、茶色が陽イオンを表す。陽イオンのフィードバックにより電子や陰イオンのドリフトラインが見えにくくなっている。(右図) 左図のセットアップでの  $\mu$ -PIC 付近の断面の電場の様子。Anode で雪崩増幅して生成された陽イオンは Anode 付近の電場構造に従い、カソード方向にドリフトするものと上方にドリフトするものに分かれる。第 3 章 4.2 節で議論した通り、陰イオン TPC においては、上方にドリフトする陽イオンの挙動がカソードからの読み出し信号に影響を与えると考えられる。次節では、まず電子ドリフトのシミュレーションで陽イオンの挙動を確認する。その後、NITPC の特徴的な信号について議論する。

### 6.5.2 陽イオンのドリフト

$\mu$ -PIC の anode 近傍で生成された陽イオンはその付近の電場によりカソード方向と上方に分かれてドリフトする。このドリフトの様子を確認するために、従来の 760 Torr のアルゴンガスで予備的なシミュレーションを行った。図 6.25 の左図に示すように、電子の運動を anode 電極の真上から開始させることで電子を検出面に対して垂直にドリフトさせると anode 上方で雪崩増幅が起きる。anode 上方では電気力線が上方方向を向いているため、多くの陽イオンが上方にドリフトしていることが分かる。一方で、図 6.25 の右図に示すように、電子の運動を anode 電極からずらして開始させることで電子を検出面に対して斜めにドリフトさせると anode の角で雪崩増幅が起きる。anode の側面近傍では電気力線が cathode 方向を向いて

いるため、多くの陽イオンが cathode 側面近傍方向にドリフトする。

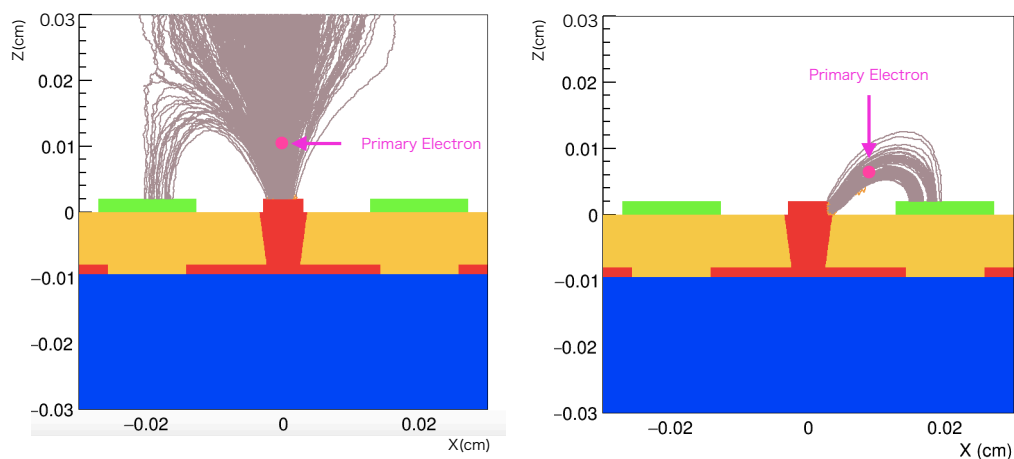


図 6.25:760 Torr の Ar ガス中での  $\mu$ -PIC シミュレーションの様子。左図: ドリフト電子が検出面に垂直にドリフトしてくると anode 上方で雪崩増幅が起きて anode 上方で生成された陽イオンの多くがフィードバックしている。右図: ドリフト電子が検出面に斜めにドリフトしてくると anode の側面近傍で雪崩増幅が起きて生成された陽イオンが cathode 側面近傍方向にドリフトしている。

$\mu$ -PIC で増幅して生成された陽イオンのカソードに移動するものと、上方ドリフトのものとの数の比率は図 6.26 に示すように約 3:2 の比率となる。

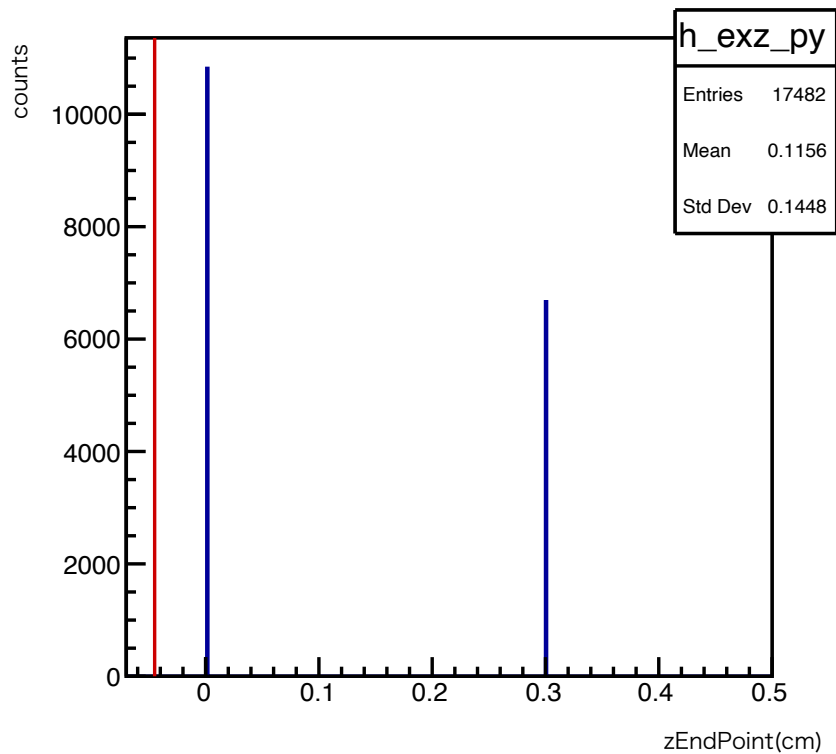


図 6.26: 生成された陽イオン 17482 個に対し、カソードに移動する陽イオンの数と上方にドリフトする陽イオンの数。EndPoint(z)=0 がカソードに移動したもの、EndPoint(z)=0.3cm が上方にドリフトしたものを指す。その比率は約 3:2 である。

また、 $\mu$ -PIC での増幅率 (=陽イオンの生成数) に対するカソードにドリフトする陽イオン数の比率の初期電子の x 座標依存を図 6.27 に示す。この時、x 座標以外の初期位置は  $y=0$  cm,  $z=0.001$  cm で固定した。

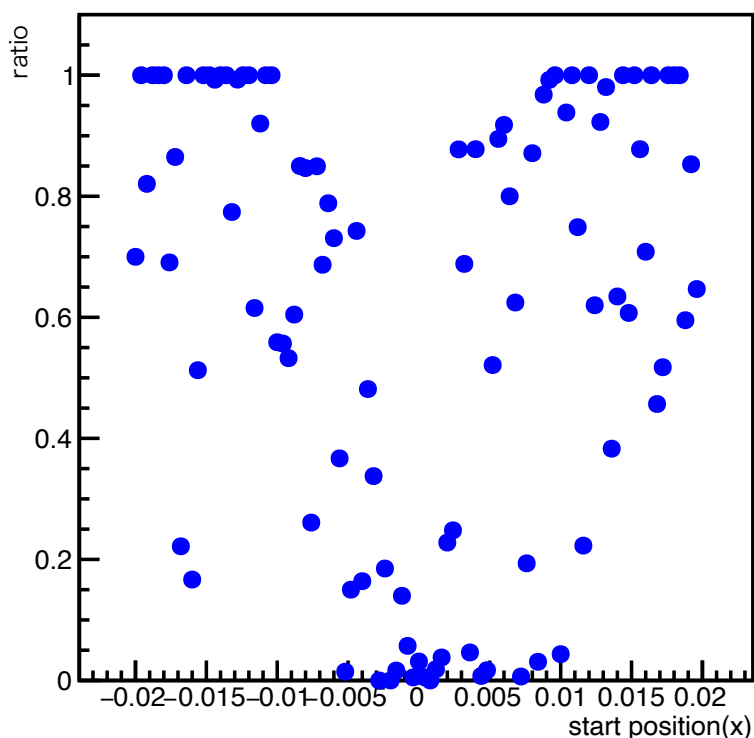


図 6.27:760 Torr の Ar ガス中での初期電子の位置 ( $x$  座標) に対する cathode に移動する陽イオンの割合。Anode 電極中心 ( $x=0$ ) よりの  $x$  座標から初期電子をドリフトさせると、検出面に垂直に侵入するため上向きの電気力線に従って陽イオンが上方にドリフトしてしまい、cathode に移動する陽イオンの割合は低くなる。Anode 電極中心から離れた  $x$  座標から初期電子をドリフトさせると、検出面に斜めに侵入するため、cathode 方向の電気力線に従って、カソード方向に移動する陽イオンの割合が高くなる傾向が見られる。

SF<sub>6</sub> ガスについても同様のシミュレーションを行った結果、図 6.28 に示すように、従来の Ar ガスと同じ傾向が見られた。

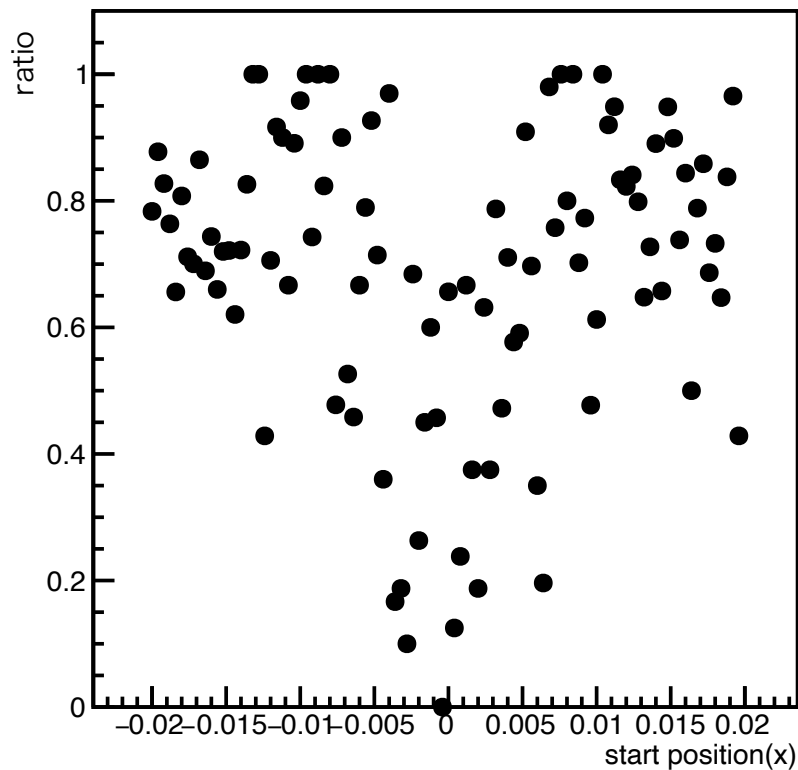


図 6.28:20 Torr の  $\text{SF}_6$  ガス中での初期電子の位置 ( $x$  座標) に対する cathode に移動する陽イオンの割合。Anode 電極中心 ( $x=0$ ) よりの  $x$  座標から初期電子をドリフトさせると、検出面に垂直に侵入するため上向きの電気力線に従って陽イオンが上方にドリフトしてしまい、cathode に移動する陽イオンの割合は低くなる。Anode 電極中心から離れた  $x$  座標から初期電子をドリフトさせると、検出面に斜めに侵入するため、cathode 方向の電気力線に従って、cathode 方向に移動する陽イオンの割合が高くなる傾向が見られる。

### 6.5.3 Garfield ++ での波形の計算方法

Garfield ++ では、電子や陽イオンにより anode 電極、cathode 電極に誘起される電流を計算し波形を取得することができる。この誘起電流は Shockley-Ramo の公式 (式 6.6) を用いて計算される [62]。

$$i(t) = -qv\mathbf{E}_W(\mathbf{r}) \quad (6.6)$$

ここで、 $i(t)$  は時刻  $t$  に誘起される電流、 $q$  は荷電粒子の電荷、 $\mathbf{v}$  は荷電粒子の速度、 $\mathbf{E}_W(\mathbf{r})$



は重み付けポテンシャル (=1V) によって規格化された位置  $r$  での電場を表す。

この Shockley-Ramo の公式を用いて得られる 760 Torr の Ar ガス中での信号波形の例を図 6.29 に示す。

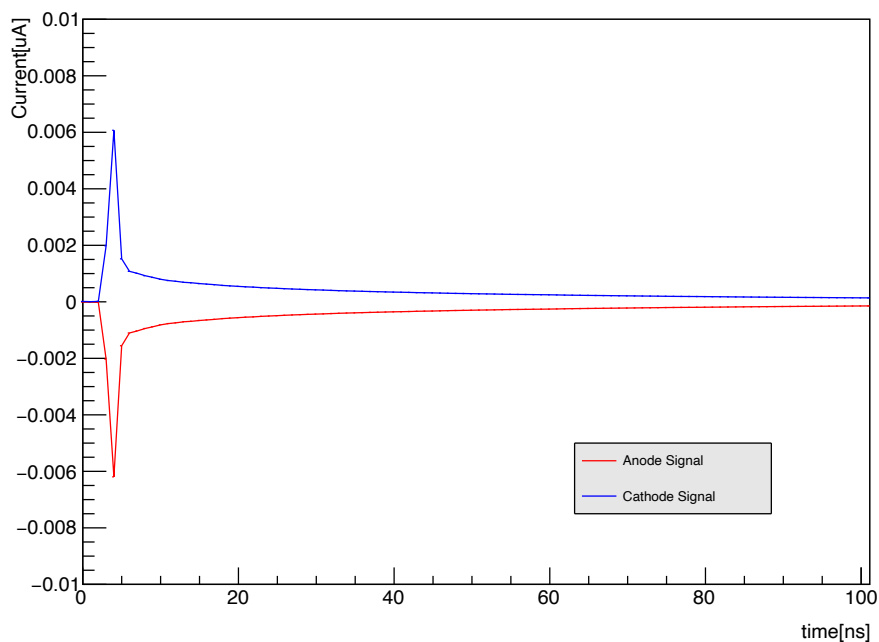


図 6.29: 760 Torr の Ar ガス中で得られた anode 波形と cathode 波形の例。

図 6.29 では、anode 信号、cathode 信号ともに最初に電子による鋭い信号が観測されたのち、カソードに移動する陽イオンによる信号が観測されている。

次に、20 Torr の  $\text{SF}_6$  ガス中で得られる信号波形の例を図 6.30 に示す。

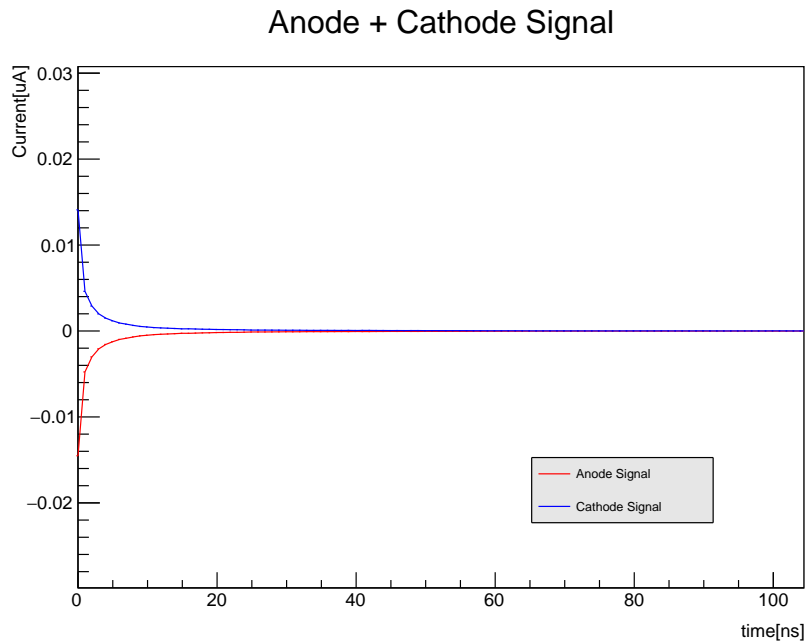


図 6.30:20Torr の  $\text{SF}_6$  ガス中で得られた anode 波形と cathode 波形の例。

$\text{SF}_6$  ガスにおいても、anode 信号、cathode 信号ともに最初に電子による鋭い信号が観測されたのち、カソードに移動する陽イオンによる信号が観測されている。また、cathode 電極に誘起される、イオンフィードバックによる負の信号は図 6.30 からは確認するのが難しい。図 6.31 に図 6.30 の Cathode 信号の縦軸、横軸の描画範囲を調整したものを示す。

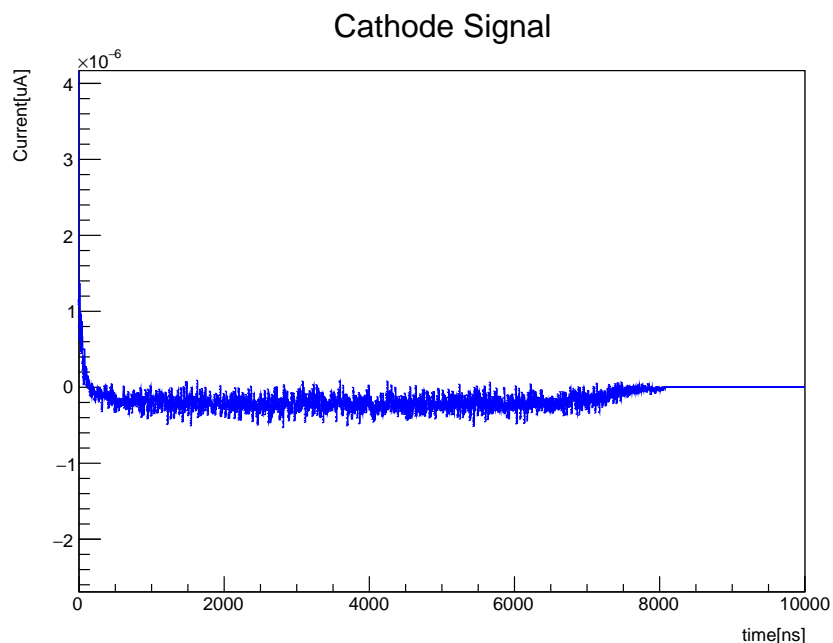


図 6.31: 図 6.30 の Cathode 波形の縦軸・横軸の描画範囲を調整した図。正の信号が誘起されたのち、フィードバックイオンによる負の信号が検出されていることが分かる。

図 6.31 より、約  $8\mu\text{s}$  の間、フィードバックする陽イオンによる逆符号の信号が観測されていることが分かる。また、カソードに移動する陽イオンによる信号がおおよそ  $10^{-3} \mu\text{A}$  のオーダーであったのに対して、フィードバックする陽イオンによる信号はおおよそ  $10^{-6} \mu\text{A}$  のオーダーである。従来の Ar ガスを用いた測定では、時定数が数 10ns の読み出し回路を用いていたのに対して、時定数陰イオンガス TPC の測定では、時定数の長い ( $4\sim 7\mu\text{s}$ [54]) 読み出し回路を用いるため、フィードバックする陽イオンによる小さな信号を 1000 倍の時間観測することになる。よって、陰イオンガス TPC の信号読み出しにおいては、フィードバックする陽イオンによる逆符号の信号が無視できない大きさとなり、Cathode 信号の減衰が起きることが予想できる。

また、陰イオンガス特有の信号として、陰イオンが幅を持ってドリフトしてくる場合に信号が時間差を持って観測される。初期電子の座標を  $z$  方向にずらしたシミュレーションのセットアップの概念図を図 6.32、結果を図 6.33 に示す。

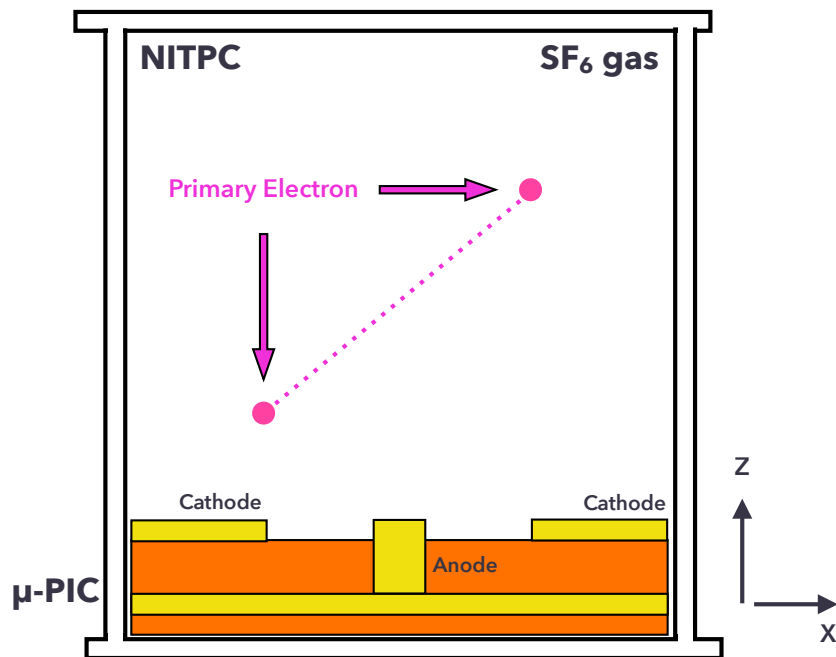


図 6.32: 初期電子の座標を  $z$  方向にずらしたシミュレーションのセットアップの概念図。初期電子の運動の開始位置を  $(-0.02, 0, 0.01)$  から  $(0.02, 0, 0.2)$  の範囲に直線状に均等に 21 個置いている。

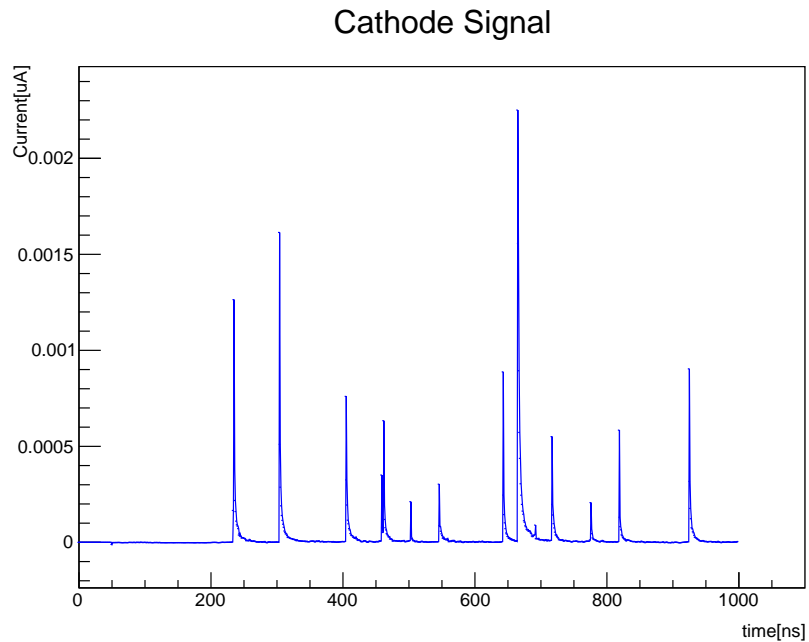


図 6.33:20 Torr の  $\text{SF}_6$  ガス中で得られた cathode 波形の例。初期電子の座標を  $z$  方向にずらしてシミュレーションすると、 $\mu\text{-PIC}$  への到達時間に差が生まれ、信号が時間幅を持って観測される。

図 6.33 から、初期電子のドリフト開始位置によって  $\mu\text{-PIC}$  への到達時間に差が生じ、幅を持って信号が観測されていることが分かる。これは陰イオンのドリフト速度が電子のドリフト速度に比べて 1000 倍遅いため観測される、陰イオンガス特有の信号波形である。

## 第7章

# 議論及び展望

本研究では、陰イオンガス TPC の実用化に向け、先行研究で報告されていた「GEM の枚数によるエネルギー分解能の悪化」「 $\mu$ -PIC における Cathode 信号の信号減衰」の課題について Garfield++ を用いて理解を図った。昨年陰イオンガス TPC のために拡張された Garfield++ について、陰イオンからの電子脱離の断面積を実装した cross section model を用いることで GEM におけるガス増幅率のシミュレーションが実測を再現することを確認した。これによって、陰イオンガス TPC のためのシミュレーションツールとして信頼に値することが分かった。エネルギー分解能については、先行研究で報告されていた通り、GEM の枚数が増えることで悪化する傾向が確認された。実測との比較では、Fano Factor を考慮してエネルギー分解能を計算する必要があるという予測が立てられた。また、 $\mu$ -PIC における Cathode 信号の信号減衰については、フィードバック陽イオンによる信号を確認し、Cathode の信号減衰に起因する可能性が考えられた。今後、より詳しく信号波形についてのシミュレーションを行い、フィードバック陽イオンの影響を削減できるモデルを考案し、実装する予定である。シミュレーションによる陰イオンガス中での増幅機構の理解が進められることで、現在計画されている方向に感度を持つ暗黒物質探索に向けた、大型陰イオンガス TPC の始動が可能になることが期待される。

## 第 8 章

# 結論

NEWAGE は方向に感度を持つ暗黒物質探索実験を行っている。NEWAGE における課題は検出器内部の背景事象の削減であり、解決策として陰イオンガス TPC の導入が計画されている。本研究では、陰イオンガス TPC の実用化に向け先行研究で報告されていた課題を解決することを目的として、Garfield++ を用いたシミュレーションにより新たな知見を得た。

GEM におけるガス増幅率は、物理的な意味を持つ Cross section model を用いることで、100Torr の SF<sub>6</sub> ガス中での測定を再現することが分かった。また実測との一致は見られなかったものの、GEM の枚数によるエネルギー分解能の悪化も確認することができた。

$\mu$ -PIC における Cathode 信号の減衰に関しては、フィードバック陽イオンに起因する逆符号の信号成分を確認し、今後のさらなるシミュレーションにより実測との比較をし、フィードバック成分を削減する機構を考えることで、陰イオンガス TPC の読み出し機構として  $\mu$ -PIC を用いることができると期待される。

## 謝辞

この修士論文を執筆するにあたって、そして修士課程の生活においてお世話になった皆様に感謝申し上げます。

### To Kentaro Miuchi

2年に渡って私の指導教員をしていただいた身内賢太郎様、初めに感謝の気持ちを述べさせていただきます。研究における知識や技術に留まらず、人としての力など様々な点で時には厳しく、時には優しくご指導いただき、この2年を経て研究者としてそして人として大きく成長することができたと感じております。本当に心から感謝申し上げます。私に施してくださったその教育法、指導力を将来私が教員になった際にぜひ参考にさせていただきます。

### To DarkMatter Group

NEWAGE-XENON グループの東野聡様、石浦宏尚様、中山郁香様、水越慧太様、前田剛志様、金崎圭様には日頃から特にお世話になっております。ダークマター部屋の御三方とは、くだらないことで笑い合い、とても楽しい時間を過ごすことができ大変嬉しく思っております。おかげさまで、落ち着いた環境で研究活動をするのができ私は幸せ者でした。東野様、あの部屋から3人とも去ってしまうということで寂しいとは思いますが、来年は、自慢の後輩である中山様と金崎様が来てくれると思いますので、彼らにも僕が味わったあの楽しい空間を提供してあげてください。そして、昨年卒業された島田拓弥様にはM1の時だけに留まらず、M2になっても面倒を見ていただきとても感謝しております。

### To Staff

蔵重久弥様。研究室の環境作りから、様々な雑学のお話まで多方面でお世話になりました。知識の幅広さには驚愕を覚えました。

竹内康雄様。私がB4の時に作った研究室紹介ムービーの出来を褒めていただいたのが嬉しかったのを今でも覚えています。

山崎祐司様。TAではお世話になりました。そして、音楽に携わっていた身として山崎さんの音楽に関する話はとても深く、お話ししていて楽しかったです。

越智敦彦様。卒業研究ではお世話になりました。今年も教務委員のお仕事で大変だったとは思いますが、いつも笑顔で、なんだか元気をもらっていました。



前田順平様。とても積極的にいろいろなことを教えていただいてありがとうございました。上手にスローイングするコツも是非ご教授ください。

鈴木州様。B4ゼミの頃からお世話になっております。ありがとうございました。

吉田和美様。バイト先でお会いするようになってからたくさんお話ができて嬉しかったです。毎度、お買い上げありがとうございます。僕がいなくなっても是非あのコンビニを利用してあげてください。

東野聡様。私が辛い時、悩んでいる時にいつも手を差し伸べてくださったのは東野さんでした。その優しさに何度救われたか、思い返すだけで胸が一杯になります。研究の内容に関して、とても丁寧に、そして私が成長するように教えてくださり誠にありがとうございました。

## To Student

### Doctor

石浦宏尚様。私が研究に関する質問をするといつも丁寧に教えていただいてとても助かりました。頭の中で考えていたことを独り言で言っただけなのにすぐに答えが返ってくるのも驚きや面白さもありましたが、助けられたところも多かったです。2年に渡り面倒を見ていただきありがとうございました。

水越慧太様。僕の後輩としての態度は最悪だったのかもしれませんが、いつも気にかけてくださってありがとうございました。どんなことにも探究的に取り組む姿は是非見習わせていただきます。

日比宏明様。修士生活の日々が楽しかったのは日比さんのおかげと言っても過言ではありません。隙があれば構っていただいて、マードーミステリーというとても面白いボードゲームにも誘ってもらえて、とても楽しかったです。

### Master(1st)

中山郁香様、金崎圭様、高橋真斗様、中村竜也様、山下翼様、丸元星弥様。私の代は同期が11人もいてさぞ暑苦しかったとは思いますが、息抜きに付き合っていてありがとうございました。

## Master(2nd)

安部草太様、池森隆太郎様、寺村七都様、野口健太様、谷口大悟様、長崎大智様、尾崎博紀様、Koster Yuri 様、前田剛志様、末田皓介先輩。名前を書きだけでも多いですね。でもその多さのおかげで毎日楽しかったです。

谷口くんに関しては学部時代の部活も同じで、長い付き合いですね。お互い昔と比べたら変わりましたね。岐阜から出てきた私が想像していたザ・関西人を具現化したような谷口くんとこれだけ長い交流があったおかげで、私もちょっぴり関西に染まることができました。地元に戻ると染まったなどよく言われます。プライベートでも親しくしてもらって、修士生活に留まらず、神戸での6年間は楽しかったのは谷口くんのおかげでもあります。今までありがとうございました。そしてこれからもよろしくお祈いします。

末田さん。いや、コースケさんの方が良いでしょうか。コースケさんも同じ部活で1-3の先輩だったはずが一緒に卒業ということで僕としては嬉しいです。ずっと頼りにしておりましたのでそばにいてもらって心強かったです。

長崎くん。いつも散歩に付き合ってくれてありがとうございました。気が置けない仲で、なんだかんだ6年間疎遠になることもなく仲良くしてもらいました。きっとこれからもずっと友達の間でいるのでしょう。これからもよろしくお祈いします。

みなさんが同期で本当に良かったです。

## Bachelor

高木優祐様、品田快成様、大藤瑞乃様、安博充様、和田萌絵美様、山下智愛様、森本晴己様、小山真矢様、川田悠統様、田路航也様、濱田悠斗様。粒子物理研究室に入ってくれてありがとうございました。賑やかな君たちのおかげで、研究室が明るい空気に包まれていました。進路はそれぞれ異なるかと思いますが、それぞれの道を突き進んでください。

## To my family

家族の皆様。弟の大学受験と私の修士卒業が被りとても大変な1年だったとは思いますが、私のことを遠くから見守ってくださりありがとうございます。その無条件の愛とこれまでの教育のおかげで今の僕は成り立っています。

改めまして、本謝辞に記した全ての皆様に感謝申し上げます。皆様の存在なくして、今の私は存在し得ません。この受けた全ての御恩は社会人として社会に貢献することでお返しさせていただきます。本当に2年間ありがとうございました。

2022年2月4日 神戸大学理学研究科物理学専攻 修士2年 窪田諒

## 参考文献

- [1] M.Klasen,M.Pohl,and G.Sigl.Indirect and direct search for dark matter.Progress in Particle and Nuclear Physics,85:1â 32, Nov 2015. doi:10.1016/j.ppnp.2015.07.001.
- [2] F. Zwicky, The Astrophysical Journal 86, 217 (1937). doi:10.1086/143864.
- [3] Vera C. Rubin, Jr. Ford, W. Kent, and Norbert Thonnard. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc. *Astrophys. J. Lett.*, 225:L107–L111, 1978. doi:10.1086/182804.
- [4] Alexandre Refregier. Weak gravitational lensing by large scale structure. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 41:645–668, 2003. doi:10.1146/annurev.astro.41.111302.102207.
- [5] Douglas Clowe, Maruša Bradač, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, Aug 2006.doi:10.1086/508162.
- [6] Richard Massey et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, 445:286, 2007.doi:10.1038/nature05497.
- [7] Planck Collaboration. Planck 2018 results - vi. cosmological parameters. *A&A*, 641:A6, 2020.doi:10.1051/0004-6361/201833910.
- [8] Volker Springel, Simon D. M. White, Adrian Jenkins, Carlos S. Frenk, Naoki Yoshida, Liang Gao, Julio Navarro, Robert Thacker, Darren Croton, John Helly, and et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435(7042):629â 636, Jun 2005. doi:10.1038/nature03597.
- [9] B. Carr, M. Raidal, T. Tenkanen, V. Vaskonen, and H. Veerm ae, *Physical Review D* 96, 1 (2017). <https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.96.023514>

- [10] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977. doi:10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [11] Carlos Blanco, Dan Hooper, and Pedro Machado. Constraining sterile neutrino interpretations of the LSND and miniboone anomalies with coherent neutrino scattering experiments. *Phys. Rev. D*, 101:075051, Apr 2020. doi:10.1103/PhysRevD.101.075051.
- [12] 中澤美季, 修士論文, 神戸大学, 2018. [https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Nakazawa\\_thesis.pdf](https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Nakazawa_thesis.pdf)
- [13] 橋本隆, 修士論文, 神戸大学, 2016. [https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Hashimoto\\_thesis.pdf](https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Hashimoto_thesis.pdf)
- [14] K. Nakamura, (2014).
- [15] David N. Spergel. Motion of the earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Phys. Rev. D*, 37:1353–1355, Mar 1988.
- [16] 島田拓弥, 修士論文, 神戸大学, 2021. [https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Shimada\\_mron.pdf](https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Shimada_mron.pdf)
- [17] R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C.J. Dai, A. d’ Angelo, A. Di Marco, and et al. First model independent results from DAMA/LIBRA phase2. *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 19(4):307–325, Dec 2018. doi:10.15407/jnpae2018.04.307.
- [18] G. Adhikari, P. Adhikari, and others. Search for a dark matter-induced annual modulation signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 123:031302, Jul 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.123.031302.
- [19] K Fushimi, H Ejiri, et al. Dark matter search project PICO-LON. *Journal of Physics: Conference Series*, 718:042022, May 2016. doi:10.1088/1742-6596/718/4/042022.
- [20] Emily Shields, Jingke Xu, and Frank Calaprice. Sabre: A new NaI(Tl) dark matter direct detection experiment. *Physics Procedia*, 61:169 – 178, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. doi: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.028>.
- [21] J. Amaré, S. Cebrián, et al. First results on dark matter annual modulation from the ANAIS-112 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 123:031301, Jul 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.123.031301.

- [22] J. Amaré, S. Cebrián, et al. ANAIS-112 status: two years results on annual modulation. *Journal of Physics: Conference Series*, 1468:012014, Feb 2020. doi:[10.1088/1742-6596/1468/1/012014](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012014).
- [23] R. Agnese, T. Aralis, et al. First dark matter constraints from a supercdms single-charge sensitive detector. *Phys. Rev. Lett.*, 121:051301, Aug 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.121.051301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.051301).
- [24] R. Agnese, A. J. Anderson, et al. New results from the search for low-mass weakly interacting massive particles with the CDMS low ionization threshold experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 116:071301, Feb 2016. doi:[10.1103/PhysRevLett.116.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.071301).
- [25] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, et al. Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 88:012002, Jul 2013. doi:[10.1103/PhysRevD.88.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.012002).
- [26] L. Hehn, E. Armengaud, et al. Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass wimps using a profile likelihood approach. *The European Physical Journal C*, 76(10):548, 2016. doi:[10.1140/epjc/s10052-016-4388-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4388-y).
- [27] A.âH. Abdelhameed, G. Angloher, and et al. First results from the CRESSE-III low-mass dark matter program. *Physical Review D*, 100(10), Nov 2019. doi:[10.1103/physrevd.100.102002](https://doi.org/10.1103/physrevd.100.102002).
- [28] P.-A. Amaudruz, M. Baldwin, et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at snolab. *Phys. Rev. Lett.*, 121:071801, Aug 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.121.071801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.071801).
- [29] P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, et al. Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 121:081307, Aug 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.121.081307](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.081307).
- [30] K. Abe, K. Hiraide, et al. Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I. *Physics Letters B*, 759:272 – 276, 2016. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.05.081>
- [31] E. Aprile, J. Aalbers, et al. Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 121:111302, Sep 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.121.111302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.111302).
- [32] D. S. Akerib, S. Alsum, et al. Results from a search for dark matter in the complete

- LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118:021303, Jan 2017. doi:[10.1103/PhysRevLett.118.021303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.021303)
- [33] Xiangyi Cui, Abdusalam Abdukerim, et al. Dark matter results from 54-ton-day exposure of PandaX-II experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119:181302, Oct 2017. doi:[10.1103/PhysRevLett.119.181302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.181302).
- [34] M. Szydagis. The present and future of searching for dark matter with LUX and LZ, 2016. [arXiv:1611.05525](https://arxiv.org/abs/1611.05525).
- [35] J.B.R. Battat et al. Low Threshold Results and Limits from the DRIFT Directional Dark Matter Detector. *Astropart. Phys.*, 91:65–74, 2017. doi:[10.1016/j.astropartphys.2017.03.007](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.03.007).
- [36] Y. Tao, C. Beaufort, I. Moric, C. Tao, D. Santos, N. Sauzet, C. Couturier, O. Guillaudin, J. F. Muraz, F. Naraghi, N. Zhou, and J. Busto. Track length measurement of  $^{19}\text{F}^+$  ions with the MIMAC dark matter directional detector prototype, 2020. [arXiv:1903.02159](https://arxiv.org/abs/1903.02159).
- [37] S. Ahlen, J.B.R. Battat, et al. First dark matter search results from a surface run of the 10-l DMTPC directional dark matter detector. *Physics Letters B*, 695(1):124 – 129, 2011. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.11.041>.
- [38] N. Di Marco et al. NEWSdm: an emulsion-based directional dark matter experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, 1056:012018, jul 2018. doi:[10.1088/1742-6596/1056/1/012018](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1056/1/012018).
- [39] Kiseki NAKAMURA. Direction-sensitive dark matter search with a gaseous micro time projection chamber. Doctoral Dissertation, 3 2013.
- [40] F. Sauli, The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 805 (2016) 2 – 24, special Issue in memory of Glenn F. Knoll (2016). doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980>.
- [41] R. Yakabe, Direction-sensitive direct dark matter search with a three dimensional tracking gaseous detector, Ph.D. thesis, Kobe University (2018).
- [42] Kentaro Miuchi, Kaori Hattori, et al. Direction-sensitive dark matter search results in a surface laboratory. *Physics Letters B*, 654(3):58 – 64, 2007. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.05.011>.

- [org/10.1016/j.physletb.2007.08.042](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.08.042).
- [43] Kentaro Miuchi, Hironobu Nishimura, et al. First underground results with NEWAGE0.3a direction-sensitive dark matter detector. *Physics Letters B*, 686(1):11 – 17, 2010. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.02.028>.
- [44] Tomonori IKEDA. Directional dark matter search with a low-background gaseous detector. Doctoral Dissertation, 3 2020.
- [45] T. Ikeda, T. Shimada, H. Ishiura, K.D. Nakamura, T. Nakamura, and K. Miuchi. Development of a negative ion micro TPC detector with SF6 gas for the directional dark matter search. *Journal of Instrumentation*, 15(07):P07015–P07015, jul 2020. doi:[10.1088/1748-0221/15/07/p07015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/p07015).
- [46] J.B.R. Battat, J. Brack, et al. First background-free limit from a directional dark matter experiment: Results from a fully fiducialised drift detector. *Physics of the Dark Universe*, 9-10:1 – 7, 2015. doi:<https://doi.org/10.1016/j.dark.2015.06.001>.
- [47] Daniel P. Snowden-Ifft. Discovery of multiple, ionization-created anions in gas mixtures containing CS2 and O2. 2013. arXiv:[1308.0354](https://arxiv.org/abs/1308.0354).
- [48] Kirill Pushkin and Daniel Snowden-Ifft. Measurements of W-value, mobility and gas gain in electronegative gaseous CS2 and CS2 gas mixtures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606(3):569–577, Jul 2009. doi:[10.1016/j.nima.2009.04.045](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.04.045).
- [49] I Lopes, H Hilmert, and W F Schmidt. Ionisation of gaseous and liquid sulphur hexafluoride by  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -radiation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 19(6):L107–L110, Jun 1986. doi:[10.1088/0022-3727/19/6/004](https://doi.org/10.1088/0022-3727/19/6/004).
- [50] N.S. Phan, R. Lafler, R.J. Lauer, E.R. Lee, D. Loomba, J.A.J. Matthews, and E.H. Miller. The novel properties of SF6 for directional dark matter experiments. *Journal of Instrumentation*, 12(02):P02012–P02012, Feb 2017. doi:[10.1088/1748-0221/12/02/p02012](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02012).
- [51] 池田智紀. 修士論文,2017 方向に感度を持った暗黒物質探索実験のための陰イオン3次元飛跡検出器の研究.
- [52] 石浦宏尚. 修士論文,2019 方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験に用いる3次元飛跡検出器のための陰イオンガス中MPGD基礎特性の研究.



- [53] M. Nakazawa, T. Kishishita, M. Shoji, K. Sakashita, T. Ikeda, H. Ishiura, J.B.R. Battat, C. Nicoloff, M.M. Tanaka, T. Hasegawa, and K. Miuchi. Prototype analog frontend for negative-ion gas and dual-phase liquid-Ar TPCs. *Journal of Instrumentation*, 14(01):T01008–T01008, jan 2019.
- [54] 中村拓馬. 修士論文,2020, NEWAGE 実験における陰イオン 3次元飛跡検出器のための多チャンネル読み出し用集積回路の開発.
- [55] Heinrich Schindler and Rob Veenhof. Garfield++. <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [56] Elmer. <https://www.csc.fi/web/elmer>.
- [57] A three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilitiesY. <https://gmsh.info/>.
- [58] M. Yousfi, A. Hennad, and O. Eichwald. Improved Monte Carlo method for ion transport in ion-molecule asymmetric systems at high electric fields. *Journal of Applied Physics*, 84(1):107–114, 1998. doi:10.1063/1.368007.
- [59] J. K. Olthoff, R. J. Van Brunt, Yicheng Wang, L. D. Doverspike, and R. L. Champion. Collisional Electron-Detachment and Ion-Conversion Processes in SF<sub>6</sub>, pages 229–244. Springer US, Boston, MA, 1990. doi:10.1007/978-1-4613-0661-0\_14.
- [60] T. Zerguerras et al. (2014) “Understanding avalanches in a Micromegas from single-electronresponse measurement” , *Nucl. Instr. and Meth. A* 772 (2015) 76-82.
- [61] Kiseki Nakamura, Kentaro Miuchi, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b’ . *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2015(4), 04 2015. 043F01. doi:10.1093/ptep/ptv041.
- [62] Z. He. Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. A463, pp. 250–267, 2001