

2019年度
卒業研究まとめ

μ -PICを用いた宇宙線 μ 粒子の飛跡検出 実験

尾崎博紀
長崎大智

指導教員
身内賢太郎

2020/03/18

1 宇宙線 μ 粒子 (担当:尾崎)

地球には絶えず宇宙線が飛来している。この宇宙線は主成分が陽子であり最大で 10^{20} eV 以上のエネルギーを持つこともある。高エネルギーの粒子線であるために大気中の原子核と反応して多数の 2 次粒子を作り出す。宇宙から飛来しているものを 1 次宇宙線、1 次宇宙線が大気と反応してできた粒子を 2 次宇宙線と呼ぶ。高高度でできる 2 次宇宙線のうち π 中間子や K 中間子といった寿命の短い粒子は地表に到達する前に式 (1)~(4) のような反応を起こして崩壊する。[1]

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (3)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (4)$$

μ^+ と μ^- は粒子・反粒子の関係であり同じ寿命 τ を持ち ($2.2\mu\text{s}$)、以下のように崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (6)$$

μ 粒子の崩壊のファインマン図を図 1 に示した。全エネルギー E が 1GeV の μ 粒子について相対論的な効果を考えると $\gamma = \frac{E}{m_\mu} = 9.52$ となり見かけの寿命が伸びる。ここで μ 粒子の質量 $m_\mu = 105.6\text{MeV}$ を用いた。 1GeV の μ 粒子はほとんど光速で動いているので式 (7) より飛程は約 6300m であると見積もられる。

$$L_\mu = v(\approx c) \times \gamma\tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 9.52 \times 2.2 \times 10^{-6} \approx 6300[\text{m}] \quad (7)$$

運動エネルギーが 1GeV の π 粒子や K 粒子について同様に飛程を考えると、

$$L_\pi = v(\approx c) \times \gamma\tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 7.20 \times 2.6 \times 10^{-8} \approx 56[\text{m}] \quad (8)$$

$$L_K = v(\approx c) \times \gamma\tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 2.02 \times 1.2 \times 10^{-8} \approx 7.2[\text{m}] \quad (9)$$

となり π 粒子と K 粒子はほとんど地表に到達しないことがわかる。よって地表付近では宇宙線の主成分は μ 粒子である。本実験は宇宙線 μ 粒子中の μ^+ と μ^- の粒子数の比を求めることを最終目標とする。今年度の目標として宇宙線 μ 粒子の飛跡検出を設定した。

1.1 μ^- の減衰

物質中の μ^- は負電荷を持つために式 (6) の電子への崩壊に加えて、式 (10) のように弱い相互作用によって原子核中の陽子と反応して中性子とミューニュートリノに崩壊する反応を起こす。[2]

$$p + \mu^- \rightarrow n + \nu_\mu \quad (10)$$

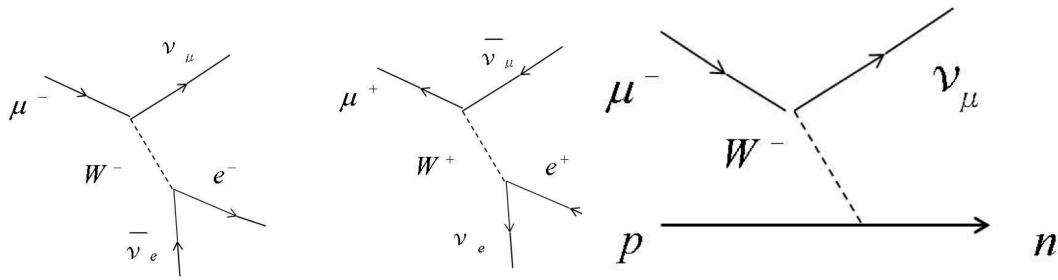


図1 μ 粒子の崩壊のファインマン図 [3]

図2 μ^- の原子核捕獲のファインマン図 [3]

図2に μ^- の原子核捕獲のファインマン図を示した。この反応は原子核中の陽子との反応であるために物質中の μ^- はその物質の原子番号が大きいほど減衰が大きくなる。表1に幾つかの例を記した。物質の原子番号が大きいほど真空中での寿命 $2.2\mu\text{s}$ から短くなっていることが見て取れる。 μ^+ は正電荷を持ちこのような原子核中の陽子との反応を起こさないため、物質中でも μ^+ の寿命は $2.2\mu\text{s}$ である。

表1 物質中での μ^- の寿命

原子番号	元素記号	物質中での μ^- の寿命 (μs)
6	C	2.02
7	N	1.86
13	Al	0.88
20	Ca	0.33
26	Fe	0.20

1.2 N_{μ^+}/N_{μ^-}

2次宇宙線に含まれる μ^+ と μ^- は1次宇宙線の陽子を起源としているので、電荷が+の粒子が1つだけ多いはずである。しかし1次宇宙線は多数の2次宇宙線を生成するために地表付近ではその影響は無視できるほど小さい。よって μ^+ と μ^- の粒子数の比 N_{μ^+}/N_{μ^-} は μ^+ と μ^- の物質中での寿命の違いによって決定される。1.1節で述べたように μ^- は μ^+ より物質中での寿命は短い。このため、8階建ての建物の2階で行う本実験では μ^- がコンクリート(主成分Ca)によって μ^+ より強く減衰し μ^+ の割合が増えると考えられる。地面によって遮蔽されているLHCのCMS実験(深さ50~175m)において $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1.3$ 程度(図3)になることが分かっている[4]。図3の高エネルギー領域においては2次宇宙線の総数が少ないために1次宇宙線の主成分が陽子である影響を受け

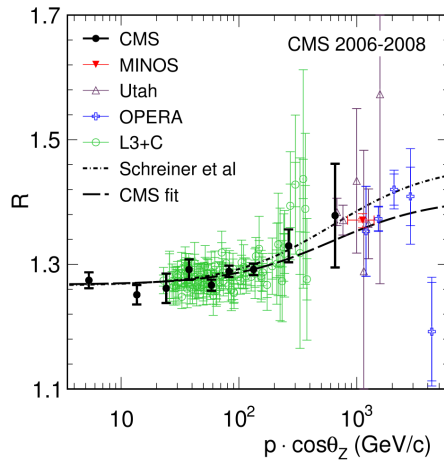


図3 地下の実験室における N_{μ^+}/N_{μ^-} [4]

N_{μ^+}/N_{μ^-} が大きくなっている。

1.3 まとめ

宇宙から飛来する1次宇宙線は大気と反応して多数の2次宇宙線を作り出す。地表付近では宇宙線の主成分は μ 粒子である。1次宇宙線の主成分は陽子であるが、地表付近では2次宇宙線の粒子数が多くこの影響は小さく $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} \approx 1$ である。一方で宇宙線に含まれる μ^- は物質中で原子核中の陽子と反応してしまうので μ^+ より寿命が短くなる。この原子核捕獲の影響を強く受ける地下実験において $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} \approx 1.3$ であることが知られている。今回の実験では建物のコンクリートによって μ^- が μ^+ より強く減衰し N_{μ^+}/N_{μ^-} は1よりわずかに大きくなると考えられる。

2 荷電粒子の飛跡検出の原理 (担当:尾崎)

今年度の目標である宇宙線 μ 粒子の飛跡検出を行うために μ -PIC を用いた TPC を使用した。

2.1 実験装置

図 4 は今回使用した μ -PIC を用いた TPC を側面から見た模式図である。この μ -PIC を用いた TPC はガス検出器でありチェンバー内にはガス ($\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6 = 90 : 10$) が封入されている。検出器内を荷電粒子が通過することでガス分子が電離される。電離した電子は電場によって GEM(Gas Electron Multiplier) 及び μ -PIC 側に引き寄せられ、そこで増幅と信号読み出しが行われる。

2.1.1 TPC (Time Projection Chamber)

装置全体の概要図及び増幅と信号読み出しの流れについて説明する。検出器全体の概要図は図 4 に示した。Drift 領域内を荷電粒子が通過することでガス分子が電離される。Drift 電場によって GEM 側に引き寄せられた電子は 1 度目の雪崩増幅をされる。GEM を通過した電子は induction 電場によって μ -PIC 側に引き寄せられ、 μ -PIC の anode-cathode 間の電場によって 2 度目の雪崩増幅が行われ、anode 及び cathode 電極から信号が読み出される。

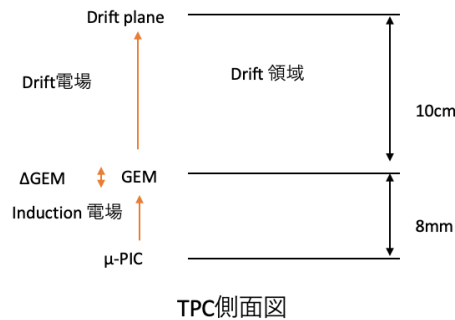


図 4 TPC 側面図

2.1.2 電子ドリフト速度

今回検出を目指す宇宙線 μ 粒子はエネルギーの最頻値が 1GeV 程度であり、ほぼ光速で検出器を通過する。よって宇宙線 μ 粒子が検出器内を通過した際のガス分子のイオン化は同時に起こったとみなしてよく、信号読み出しの時間差は電子ドリフトにかかった時間だと考えられる。図 5 は今回使用したガス ($\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6 = 90 : 10$) の 1 気圧での電子ドリフト速度を表している。本実験において高さ 10cm の Drift 領域の上下間の電位差は 2500V 程度であり図 5 より電子ドリフト速度は $V \approx 4.5\text{cm}/\mu\text{s}$ だと見積もられる。本実験において Drift 領域は 10cm であるので、ある荷電粒子が Drift 領域の上

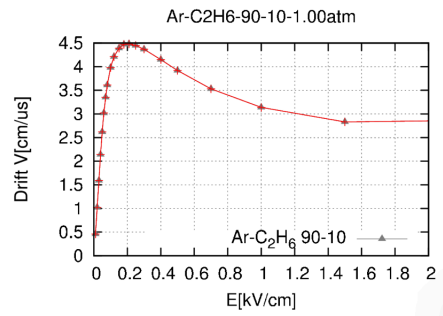


図5 電子ドリフト速度のシミュレーション

端で電離させた電子と下端で電離させた電子の電子ドリフトにかかる時間差は2~3 μ s程度と考えられる。

2.1.3 GEM(Gas Electron Multiplier)

増幅率の向上を目的として、 μ -PIC 近傍での雪崩増幅を行う前の電子の前増幅器として GEM(Gas Electron Multiplier) を使用した。本実験に使用した GEM は厚さ 100 μ m の液晶ポリマーの上下に厚さ 5 μ m の銅電極が形成されており、直径 70 μ m の穴が 140 μ m 間隔で空いている。両側の電極に電位差を与えることで発生する穴の上下の強い電場によって、電子が GEM を通過する際に雪崩増幅される。GEM 及び GEM による電子増幅の概念図を図 6 に示す。

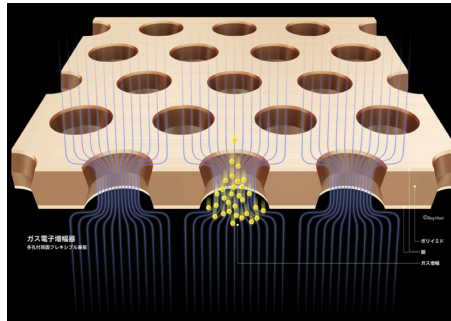


図6 GEM の構造、増幅の様子 [5]

2.1.4 μ -PIC(micro Pixel Chamber)

図 7 は μ -PIC の構造を示したもので、図 8 は μ -PIC の 1 ピクセルの模式図である。また図 9 は実際に実験に使用した μ -PIC の写真である。本実験で用いた μ -PIC の検出面積は 10 \times 10cm² で 256 \times 256 ピクセルあり、図 7 のように直交する anode と cathode それぞれ 256 本のストリップが 400 μ m 間隔で形成されている。各ピクセル中心の陽極付近の強い電場により電子が加速され、ガス

分子をイオン化させる。それによって生じた電子が、また同じように加速されてガス分子をイオン化させる。これを繰り返して電子雪崩を起こし電子を増幅することで荷電粒子を検出する。 μ -PIC ではそれぞれのピクセルで起きた電子の雪崩増幅を、ストリップごとに信号読み出しすることが可能であるために高位置分解能を持つ。

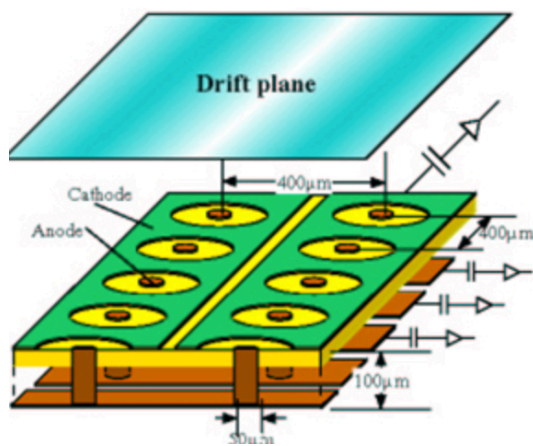


図7 μ -PIC の構造 [6]

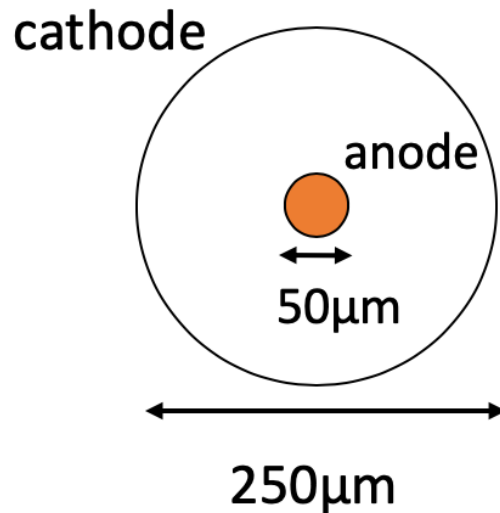


図8 μ -PIC の1ピクセル図

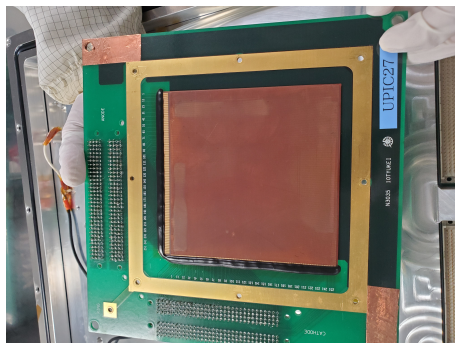


図9 使用した μ -PIC

2.1.5 DAQ

μ -PIC から $\text{anode}256\text{ch} + \text{cathode}256\text{ch} = 512\text{ch}$ 分の信号を得て2次元イメージングを行う。2次元イメージングは10ns 間隔 (100MHz) で行われる。anode と cathode の各ストリップごとに信号が来ているかどうか記録される。図10が実際に得られるデータである。縦方向は時間であり横方向

はそれぞれ anode と cathode のストリップである。赤くなっている点が信号が来ていたストリップである。anode ストリップを x ストリップ、cathode ストリップを y ストリップとする。

μ -PIC の雪崩増幅により、あるピクセルの近傍でガス増幅が起きるときには anode と cathode の両方から同時に信号が得られることから同じ時間になっている x ストリップと y ストリップは同じピクセルによる信号だと考えて、この時の x ストリップと y ストリップを位置情報とする。xy 座標を μ -PIC のヒットストリップ情報から得られ、z 座標は DAQ の時間情報及び電子ドリフト速度から計算できる。このようにして (x,y,z) の情報を得て 3 次元イメージングを行う。2.1.2 節で述べた電子ドリフト速度 $V = 4.5(\text{cm}/\mu\text{s})$ から、電子が 2 次元イメージングの間隔 10ns の間にドリフトする距離は $V \times t = 4.5(\text{cm}/\mu\text{s}) \times 0.01(\mu\text{s}) = 0.45(\text{cm})$ となり z 座標に対する位置分解能が高いことがわかる。

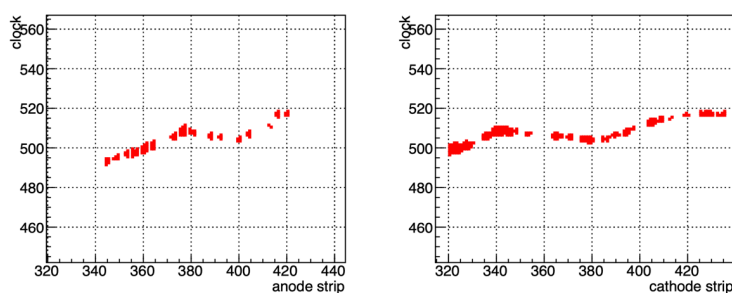


図 10 実際に DAQ で得られるデータ

2.2 まとめ

宇宙線 μ 粒子の飛跡検出に μ -PIC を用いた TPC を使用する。高位置分解能を持つ μ -PIC から得られる (x,y)、時間情報と電子ドリフト速度から計算される z 座標によって 3 次元イメージングを行う。増幅率を向上させるために、電子の前置増幅器として GEM を使用した。

3 ガス検出器の基礎特性測定 (担当:長崎)

荷電粒子の飛跡検出のために、検出器に適切な電圧を印加して、必要なガス利得を得ることができる状態で動作させる必要がある。本章ではガス利得の μ -PIC 及び GEM の印加電圧依存に関する測定について述べる。

3.1 実験セットアップ

本実験で用いた検出器のセットアップを図 11 に、実際の検出器を側面から眺めた写真を図 12 に示す。

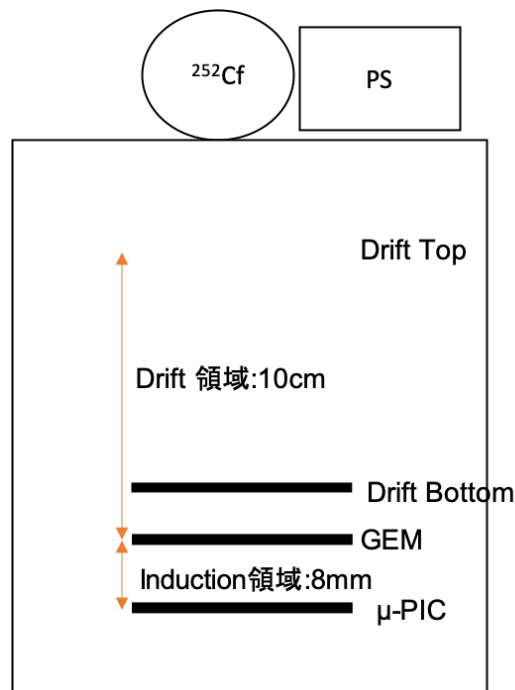


図 11 ガス検出器基礎特性測定実験のセットアップの概念図

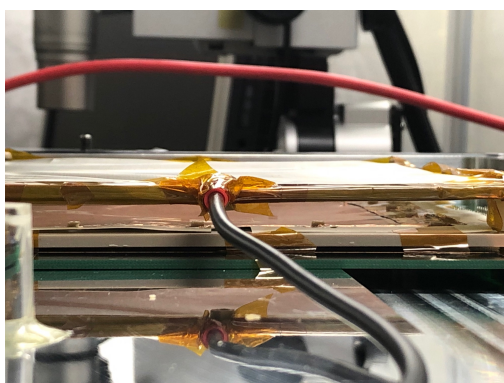


図 12 検出器を側面から眺めた写真

ガス検出器基礎特性測定実験においては検出器ガスとして $\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6=9:1$ の混合ガスを用いた。検出器内気圧を 3Pa 程度まで排気し、後に上記混合ガスを大気圧まで流入、その後は混合ガスを 30cc/sec でフローさせ測定を行った。

GEM、 μ -PIC を用いたガス検出器の基礎特性理解のために、ガス利得について DriftPlane と GEMTop の Drift 領域、GEMBottom と μ -PIC 間の induction 領域の電場依存性及び GEM 間電圧、Anode 印加電圧依存性を測定した。

3.2 回路の較正

ガス検出器の信号取得に先立って、回路の較正を行った。図 13 に検出器からの信号読み出し回路のブロック図を示す。回路の較正においては、コンデンサーを介してテストパルスに接続されている部分のスイッチを接続して、テストパルスをアンプに入力した。

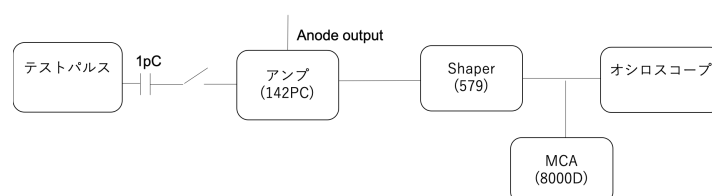


図 13 信号読み出し回路のブロック図

検出器からの信号は電荷であり、電圧を検出するマルチチャンネルアナライザー (MCA) を用いて電荷分布を検出するためには、電圧に変換する必要がある。そこで図 13 のようにチャージアンプにより電圧に変換し、Shaper によって波形を整形し、MCA を用いて検出器からの電荷スペクトルを測定した。回路の較正としてはテストパルスからの矩形波を 1pF のコンデンサーで電荷としてアンプに入力、MCA でデータを取得した。入力電荷に対する MCA 値の結果を図 14 に示す。回路較正の

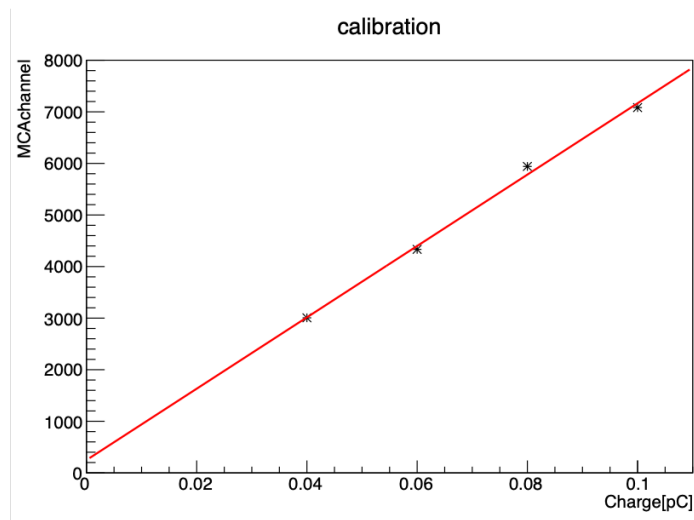


図 14 回路較正結果

結果を直線でフィットすることで、入力電荷量と MCAchannel の関係を式 (11) の通り得た。

$$Q[pC] = 1.44 \times 10^{-5} \times [MCAchannel] - 0.0033 \quad (11)$$

3.3 ガス利得計算

本節ではガス利得の計算方法を説明する。ガス利得の計算は ^{55}Fe 線源のメインピークの波高値から計算する。表 2 の条件で ^{55}Fe の波高スペクトルを図 15 に示す。

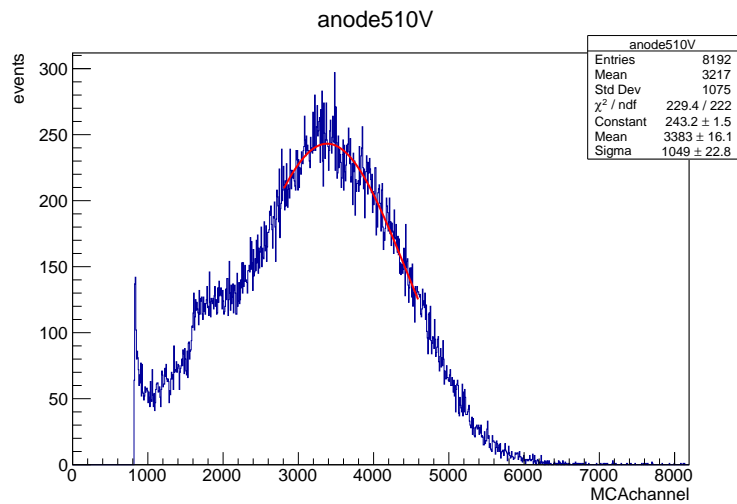


図 15 波高分布 (MCA)

印加電圧 (V)	
DriftPlane	-970
GEMTop	-570
GEMBottom	-300
Anode	510

表 2 典型的な ^{55}Fe のエネルギースペクトルを取得した際の検出器各部の印加電圧

^{55}Fe の特性 X 線のエネルギーは $5.9[\text{keV}]$ であり、Ar の W 値は $26[\text{eV}]$ である。したがって発生する一次電子の数 N を計算すると

$$N = \frac{5.9[\text{keV}]}{26[\text{eV}]} \simeq 226 \quad (12)$$

である。図 15 において取得した波高スペクトルをガウス分布でフィットしたとこと、赤線のような結果が得られた。フィットのパラメータは右上に示す通りである。このうち Mean がガウス分布の中心値を表し、この場合のピークの MCA 値は 3383 である。式 (11) を用いて電荷数 Q を求めると

$$Q = 1.44 \times 10^{-5} \times 3383 - 0.0033 \simeq 0.0454[\text{pC}] \quad (13)$$

したがってガス利得は

$$\text{Gain} = \frac{Q}{e \times N} \simeq 1255 \quad (14)$$

と求められる。(ただし e は素電荷)。以降の測定ではこの方法で求めたガス利得を使って議論を進める。

3.4 ガス利得と印加電圧の依存性

3.4.1 ガス利得の Drift 電場依存性

図 11 の Drift 領域の電場と得られるガス利得の関係を測定した。induction 電場、GEM 間電圧、Anode 印加電圧を一定にし、Drift 電場のみ変化させ測定を行った。検出器の各パラメータを表 3 に示す。

電場 (V/cm)	
Drift 電場	250~625
Induction 電場	750
電圧 (V)	
ΔGEM	270
Anode	490

表 3 ガス利得の Drift 電場依存測定における検出器の各パラメータ

測定結果を図 16 に示す。図 16 に示す通り。ガス利得は Drift 電場に対して大きな依存は見られな

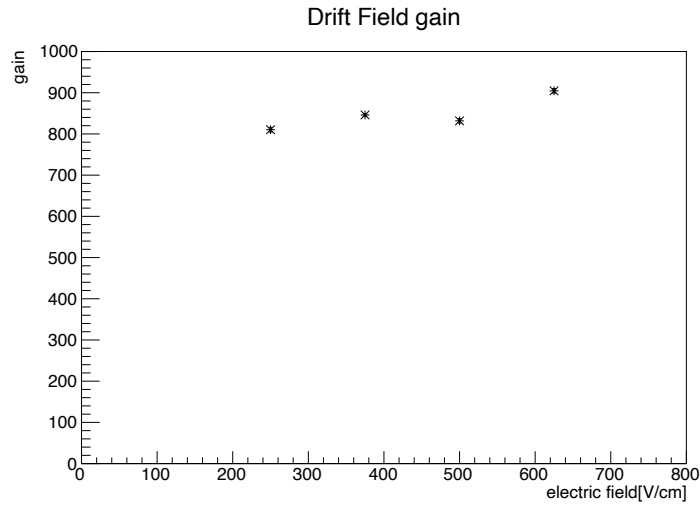


図 16 ガス利得の Drift 電場依存性

かった。図 11 に示す通り、Drift 領域は、GEM に一次電子を運ぶ領域であり、電子の増幅領域ではないため、一次電子を drift するために十分な電場があれば電場の強弱と得られるガス利得に強い相関が見られないと考えられる。

3.4.2 ガス利得の induction 電場依存性

図 11 の induction 領域の電場と得られるガス利得の関係を測定した。Drift 電場、GEM 間電圧、Anode 印加電圧を一定にし、Induction 電場を変化させ測定を行った。検出器の各パラメータを表 4 に示す。

電場 (V/cm)	
Drift 電場	500
Induction 電場	250~875
電圧 (V)	
Δ GEM	270
Anode	490

表 4 ガス利得の Induction 電場依存測定における検出器の各パラメータ

測定結果を図 17 に示す。図 17 に示す通り、induction 電場と得られるガス利得の間に正の相関が見られる。図 11 より induction 領域は GEM で初段増幅した電子を μ -PIC に運ぶ領域であり、電子増幅領域ではない。Drift 領域との違いは GEM の初段増幅の後の電子が通過する領域であることで

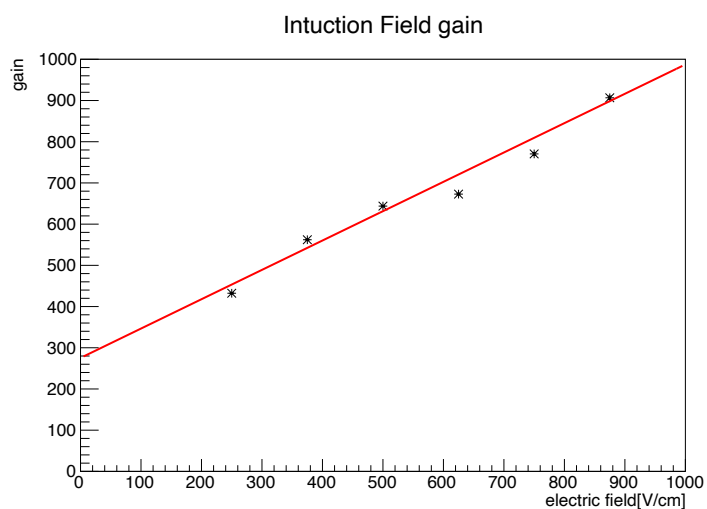


図 17 ガス利得の induction 電場依存性

ある。つまり Drift 電場と異なり電場が弱いと GEM で増幅した電子を μ -PIC に運ぶことができな
いためガス利得と電場の間に正の相関が存在すると考えられる。

3.4.3 ガス利得の GEM 間電圧依存性

GEM 間電圧とガス利得の関係を測定した。Drift 電場、induction 電場、Anode 印加電圧を一定に
し、GEM 間電圧を変化させ測定を行った。検出器の各パラメータを表 5 に示す。

電場 (V/cm)	
DriftField	500
InductionField	750
電圧 (V)	
Δ GEM	260~300
Anode	490

表 5 ガス利得の GEM 間電圧依存測定における検出器の各パラメータ

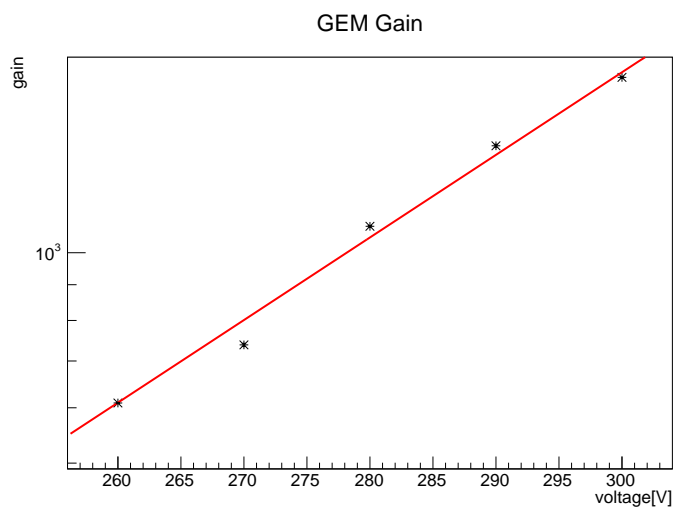


図 18 ガス利得の GEM 間電圧依存性

測定結果を図 18 に示す。図 18 に示す通りガス利得は GEM 間電圧に対して指数的に上昇している。つまり GEM 間で電子が雪崩増幅しており、検出器の主たる増幅領域の一つであると言える。

3.4.4 ガス利得の Anode 印加電圧依存性

Anode 印加電圧と得られるガス利得の関係を測定した。Drift 電圧、Induction 電場、GEM 間電圧を一定にし、Anode 印加電圧を変化させ測定を行った。検出器の各パラメータを表 6 に示す。

電場 (V/cm)	
DriftField	500
InductionField	750
電圧 (V)	
Δ GEM	270
Anode	480~530

表 6 ガス利得の Anode 印加電圧依存測定における検出器の各パラメータ

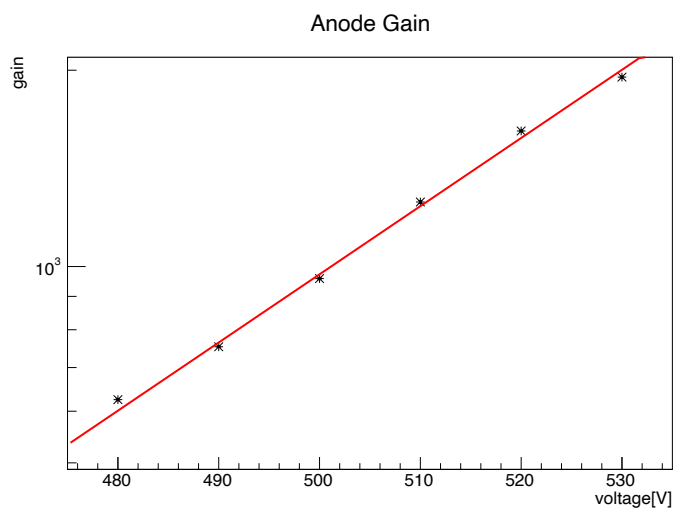


図 19 Gain の Anode 印加電圧依存性

測定結果を図 18 に示す。図 19 よりガス利得が Anode 印加電圧に対して指数的に上昇している。つまり GEM 間と同様に Anode でも電子が雪崩増幅しており、検出器の主たる増幅領域であると言える。

3.5 まとめ

本章では荷電粒子飛跡検出の前段実験として、信号検出のための検出器の電子増幅特性を求める実験を行った。GEM 間、及び Anode 近傍で電子が雪崩増幅を引き起こしているという結果が実験的に得られた。

4 飛跡検出実験 (担当:長崎)

本年度は宇宙線 μ 粒子の飛跡検出を目標とした。高いガス利得を必要とする μ 粒子の飛跡の測定に先立って、陽子の飛跡検出実験を行い、TPC の動作確認とした。その後 μ 粒子飛跡検出実験を行った。

4.1 陽子線飛跡検出

4.1.1 実験セットアップ

実験のセットアップを図 20 に、実際の検出器の写真を図 21 に示す。

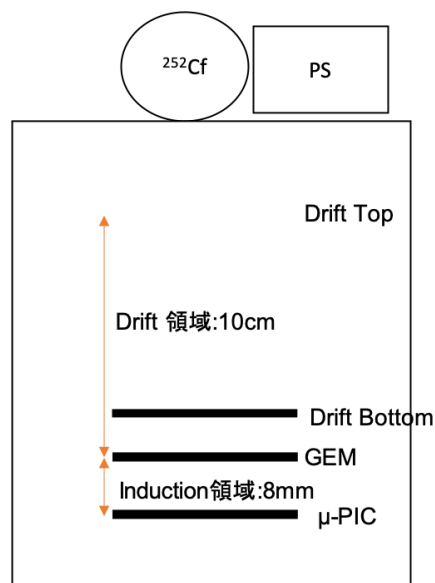


図 20 陽子線飛跡検出実験の SetUp

図 20 において PS はプラスチックシンチレータを表す。

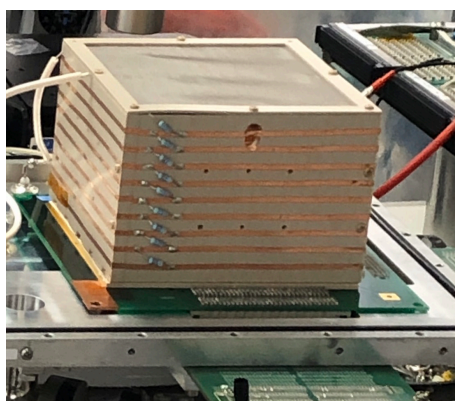


図 21 飛跡検出実験で用いた検出器

飛跡検出においては検出器のガスは $\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6=9:1$ の混合ガスを 1 気圧で封じ切りで用いた。

長い飛跡を検出できるように前章の実験から Drift 領域を $0.8\text{cm} \rightarrow 10\text{cm}$ とした。これに伴って、治具の都合により、induction 領域も $4\text{mm} \rightarrow 8\text{mm}$ に変更された。

本実験は、ガス中のエタンに含まれる陽子を標的として ^{252}Cf 線源からの中性子によって反跳された陽子の飛跡を検出した。この測定では、 ^{252}Cf 線源の各破碎反応で数この中性子と数本のガンマ線が同時に放出されることを用いて、線源の近傍にプラスチックシンチレータを設置、その信号を事象の時刻として用いることにした。これによってドリフト時間を知ることができるため、事象のドリフト方向の絶対位置を求められる。 ^{252}Cf がシンチレータをトリガーしたのと同時に中性子線が検出器方向に出るか検出器内のガスと反応した事象を選択した。検出器各部の印加電圧を表 7 に示す。

	電圧 (V)
DriftTop	-3000
DriftBottom	-1000
GEMTop	-750
GEMBottom	-450
Anode	520
Scintillator	-1450

表 7 陽子飛跡検出実験での検出器各部の印加電圧

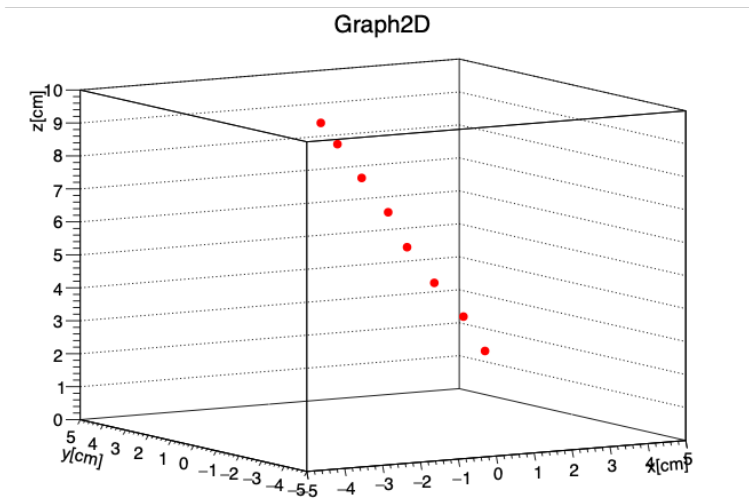


図 23 陽子線の三次元飛跡

4.1.2 結果

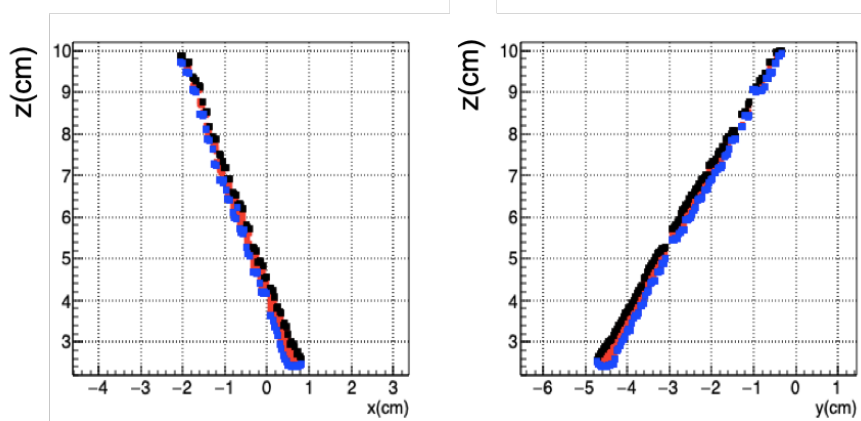


図 22 陽子飛跡検出実験で実際に観測された信号 (左が XZ 平面、右が YZ 平面での信号)

陽子の飛跡検出実験で得られた反跳陽子の軌跡を検証するため1事象の測定結果を図22、23に示す。図22に示す通り、それぞれストリップに対して、波形が閾値を超えた時間が記録され、X-Z及びX-Y平面でのそれぞれ2次元の飛跡が得られる。これらの飛跡について、時刻情報を元にして3次元で構成したものが図23である。以下ではこの事象について議論する。

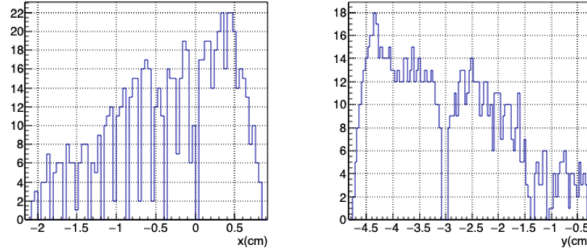


図24 図22, 図23の事象のTOT数のグラフ(縦軸:TOT数、横軸:場所x,y)

図24は当該事象の横軸の場所に対する、TOT数のグラフである。TOT数とはストリップの波形が閾値を超えていたclock数(1clock=10ns)である。つまりTOT数が多い箇所は長い間閾値を超えており、そのストリップで多くのエネルギーが落とされたと言える。中性子による陽子の前方散乱の事象を見ていると考えると、線源はZ=18cmの付近に設置したため、陽子の飛跡はZについて正→負の方向に進んでいると考えられる。図22よりX方向は負→正の方向に、Y方向は正→負の方向に進行していると考えられる。図24より、X,Yともに進行方向が増えるにつれてTOT数が上昇し、ある点を境にTOT数が急激に減少していることが分かる。つまりこの軌跡は検出器内を進行するに応じて落とすエネルギーを増やし、ある点を境に急激にエネルギー損失が小さくなるという特性が見て取れる。

ここで陽子のエネルギー損失を考えるためBethe-Blochの式[9](式(15))を考える。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = D \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \left[\frac{2mc^2\beta^2}{I(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 \right) \quad (15)$$

ここで ρ はガスの密度、Aはガスの質量数、Zはガスの原子番号、mは陽子の質量、cは光速、IはW値、 $\beta = \frac{v}{c}$ である。また式中のDは式(16)に示す通り求められる。

$$D = \frac{e^4 n}{4\pi\epsilon_0^2 mc^2 \rho Z} \approx 0.3071 (MeV cm^2/g) \quad (16)$$

陽子の検出器中のエネルギー損失を計算したところ図25のような結果が得られた。

図25と今事象の落とすエネルギーの進行距離依存性(図24)の特性は類似している。つまりここで議論した事象は ^{252}Cf の中性子線によって反跳された陽子の軌跡であると考えられる。

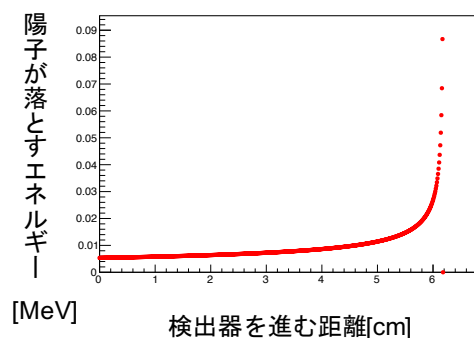


図 25 6MeV の陽子のエネルギー損失

4.2 宇宙線 μ 粒子の飛跡検出

4.2.1 実験のセットアップ

μ 粒子飛跡検出実験のセットアップを図 26 に示す。

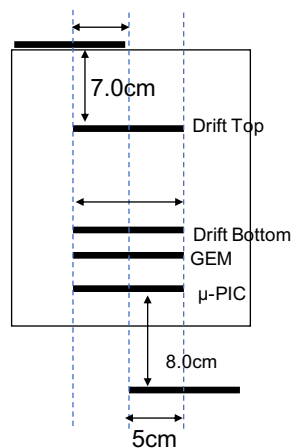


図 26 μ 粒子飛跡検出実験のセットアップの概念図

検出器を 2 枚のプラスチックシンチレータ (検出領域 $10 \times 10 \text{cm}^2$) で挟みその coincidence をトリガーとして信号を測定した。図 26 のように上のシンチレータを Y 軸正方向に 5cm、下のシンチレータを Y 軸負方向に 5cm ずらし、検出面に対して斜めに入射する μ 粒子の飛跡検出を狙った。

検出器各部の印加電圧を表 8 に示す。

4.2.2 宇宙線 μ 粒子の軌跡

宇宙線 μ 粒子の飛跡検出実験については、18 時間の測定を行い合計 239 事象が取得された。

	電圧 (V)
DriftTop	-3300
DriftBottom	-1100
GEMTop	-850
GEMBottom	-550
Anode	555
Scintillator	-1550

表 8 検出器各部の印加電圧

図 27 に宇宙線 μ 粒子飛跡の可能性のある事象を示す。

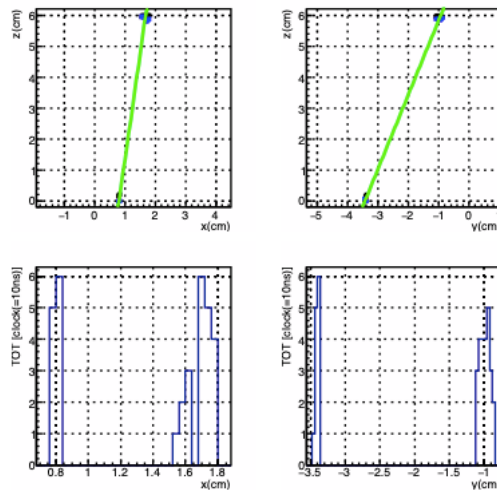


図 27 μ 粒子のものである可能性がある飛跡

図 26 より二枚のプラスチックシンチレータを上は正方向、下は負方向にずらして測定を行ったため、 μ 粒子の飛跡は Y 軸正 \rightarrow 負の方向に進行していることが期待される。図 27 の事象はこれを満たしている。また Bethe-Block の式 (式 (15)) を用いて μ 粒子の単位長さあたりの落とすエネルギーを計算すると、 $31[\text{keV}/\text{cm}]$ である。図 27 の下の TOT 数のグラフを見ると TOT 数は進行距離に対して大きな変化は無い。つまりこの事象はほぼ一定のエネルギー損失を持ち、この点は μ 粒子の条件を満たしている。しかし、図 27 の上のグラフを見て分かる通り、測定点が 2 点しかなく、この信号がたまたま観測されたノイズや μ 粒子以外のバックグラウンドによる偶然同時計測である可能性を否定できない。そのためこの信号を μ 粒子と結論づけることはできなかった。

残念ながら、宇宙線 μ 粒子らしき飛跡は帆赤に見当たらなかつたため、本測定で μ 粒子の測定には至らなかったと言える。宇宙線 μ 粒子の信号を測定するために必要なガス利得が 10000 を超えるのに対して表 8 のセットアップで得られるガス利得が 4500 程度であり、必要とされるガス利得の半分に

も届いていない。十分なガス利得が得られなかった原因については、4.2.3 節に述べる。

4.2.3 低ガス利得の原因と対策

今回の実験の低ガセス利得の原因として使用した μ -PIC の導通しているストリップに電圧を印加しないようにする処置が行われていなかったことが挙げられる。これについて Anode の読み出し回路 (図 28) の図を用いて説明する。

Anode 読み出し回路は $1\text{G}\Omega$ の抵抗があり、そこから pixel ごとに $20\text{M}\Omega$ の抵抗を通して Anode-Strip に電圧を印加している。ここで、図 28 の BCH133 のように Anode-Cathode 間で導通していると、HV から Cathode(GND) までの経路ができ、電流が流れる。電流が流れると $1\text{G}\Omega$ の大元の抵抗で電圧降下が発生し、導通していない他のストリップへの供給電圧が低下し、結果としてガス利得が低下する。

このように導通しているピクセルがあるときは、図 28 の赤丸で示している Junper Wire を切除し、HV-GND の経路を断ち大元の抵抗での電圧降下を防がなければならない。

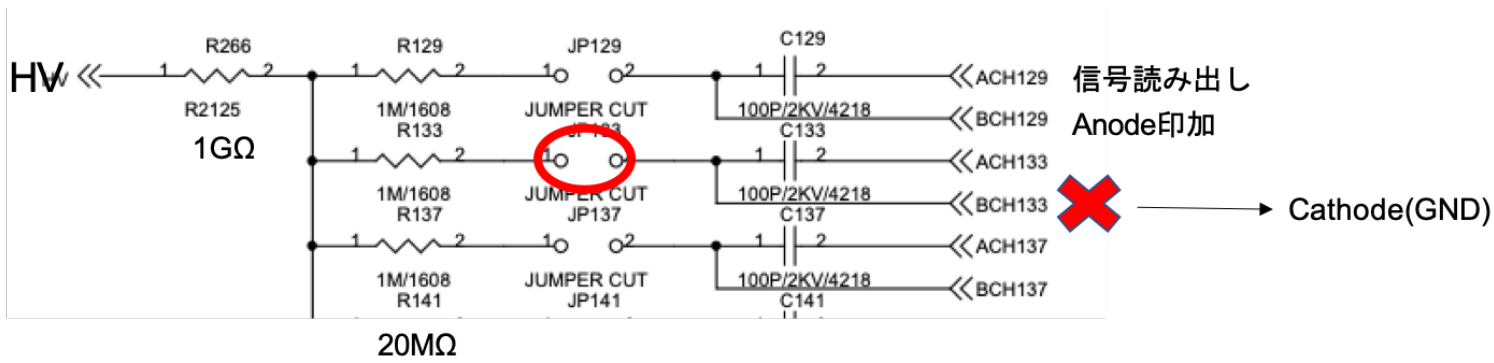


図 28 Anode 読み出し回路 (一部)

4.3 追加実験

4.2 の実験では実験装置保護を目的として GEM 間電圧を最大 300V で作動させた。ところが、短時間の測定では 350V まで上昇させても問題なく動作していたことより、ガス利得上昇のために電圧をあげることが可能と考えられる。そこで 4.2 節の μ 粒子飛跡検出実験の追加実験として GEM 間電圧を上昇させた測定について述べる。

4.3.1 実験のセットアップ

本実験のセットアップを図 29 に示す。

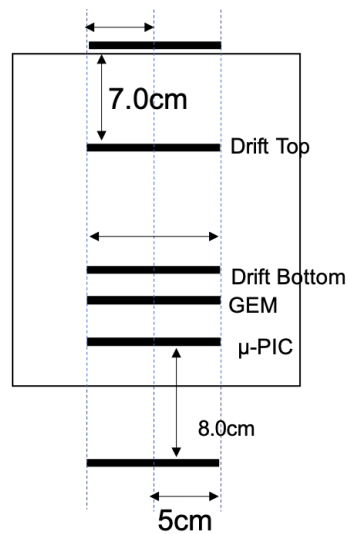


図 29 追加実験として行った μ 粒子飛跡測定のセットアップの概念図

図 29 に示す通り、実験のセットアップは 4.2 節の実験とほぼ同じであり、異なる点として 4.2 節ではそれぞれ 5cm ずつずらしていたプラスチックシンチレータを中心に戻し、 μ 粒子が飛来する角度に対して検出効率を上昇させた。表 9 に各部の印加電圧を記す。

印加電圧 (V)	
DriftTop	-3370
DriftBottom	-770
GEMTop	-770
GEMBotto	-400
Anode	540
PlasticScintillator	-1750V

表 9 各部の印加電圧

4.3.2 結果

本実験では 84 時間の実験を行い、取得した事象のうち μ 粒子の飛跡である可能性が高い飛跡長さ 10cm 以上の条件で事象を選定したのち、ノイズと見られる事象の除去した結果合計 22 事象取得された。そのうち μ 粒子の飛跡と考えられる事象を図 30、図 31 に示す。

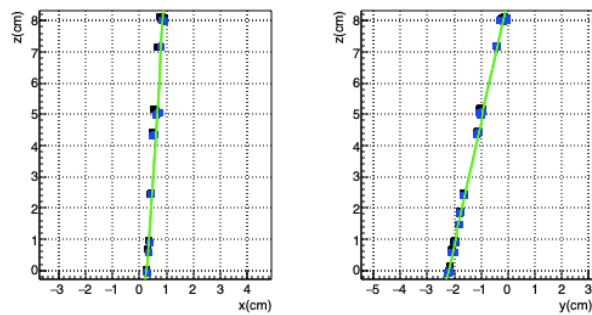


図 30 μ 粒子の二次元飛跡 (右:X-Z、左:Y-Z)

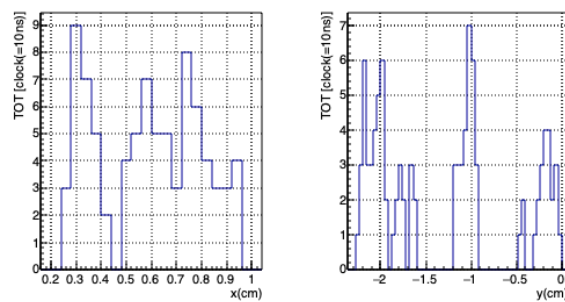


図 31 TOT 数のグラフ

図 30 に示す通り当該事象は測定点が 8 点以上見られ 4.2 節で考えられたノイズによる信号ではな

いと考えられる。また、図 31 に示す通り、この事象のエネルギー損失特性は測定点ごとに多少の揺らぎは見られるもののおよそ一定で μ 粒子のエネルギー損失特性から大きく離れていないと言える。したがってこの飛跡は μ 粒子の飛跡だと考えられる。当該事象の 3 次元飛跡を図 32 に示す。

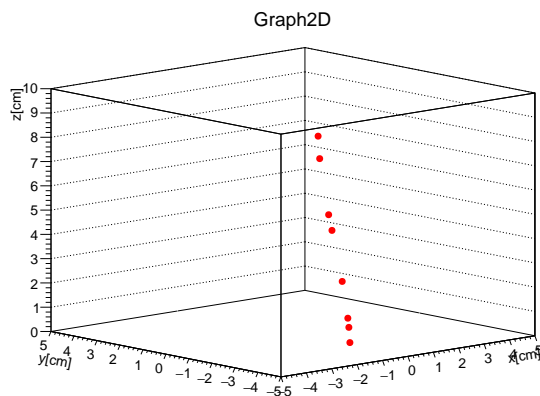


図 32 3 次元飛跡

4.4 まとめ

本章では 2 種類の荷電粒子の飛跡検出実験について述べた。 ^{252}Cf 線源を用いた陽子線の飛跡検出を行うことができた。一方で宇宙線 μ 粒子の飛跡検出を行うことはできなかった。要求される Gain が 10000 を超えるのに対して、今回の検出器では 4500 程度までしか Gain を上げることができず信号を得ることができなかった。

追加実験では μ 粒子のものと見られる信号が見られた。84 時間の測定時間に対して 22 事象の事象候補が検出され、良い検出効率とはいえない結であるが、解析の最適化や検出状況の改良により改善することが見込まれる。本研究の目標の μ 粒子、反粒子の割合測定の統計をとるために多数の μ 粒子の事象が要求される。したがって導通したストリップの除去や Anode 印加電圧の上昇 (実績:570V) など GEM 間電圧の上昇以外の要素でも安定したガス利得を得る方法を得る必要がある。

5 謝辞

本研究を行うにあたって、担当教員の身内准教授の熱心なご指導、実験が行き詰ってしまった時にご助力を賜りました。ここに感謝の意を表します。また、私達の実験及び発表について多くのご指導や教唆を頂いた神戸大学粒子物理学研究室の皆様に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Cosmic Rays and Particle Physics. T.K.Gaisser
- [2] total nuclear capture rate for negative muons. T. Suzuki, D. F. Measday, and J. P. Roalsvig
- [3] <http://www.nucl.phys.titech.ac.jp/presen/data/thesis/b/ay2009/sanpei/soturon/sotuken.pdf>
- [4] Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the CMS detector. Gavin Hesketh
- [5] <https://iblc.co.jp/tsukuba/contents/15.html>
- [6] <http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/laboratory/micro/index.html>
- [7] ダブルベータ崩壊の探索. 神戸大学学部卒業論文 2015 中地 亮介 帝釋 稜介 齊藤 大起 石浦 宏 尚 池田 智法
- [8] ダブルベータ崩壊の探索. 神戸大学学部卒業論文 2016 小川 圭将 中澤 美季 又吉 康平 若宮 光太郎
- [9] <http://www.nucl.phys.titech.ac.jp/presen/data/thesis/b/ay2008/okamura/Bthesis.pdf>