

修士論文

エネルギー損失 dE/dx による
粒子識別能力に関する包括的研究

～アルゴン検出器とシリコン検出器の双方の視点から～

早稲田大学理工学術院 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻 寄田浩平研究室

三谷貴志

2012 年 2 月 7 日

概要

素粒子実験では、検出器内で反応した粒子の種類を識別することによって、観測対象事象である信号を確認する。粒子識別には様々な方法があるが、その1つに荷電粒子の検出器中での単位距離あたりのエネルギー損失 dE/dx を用いる方法がある。エネルギー損失 dE/dx と運動量の関係は、ベーテ・ブロッホの式によってよく記述されており、粒子の運動エネルギーが低くなる程、エネルギー損失 dE/dx が大きくなることが知られている。粒子の質量によって dE/dx の上昇の仕方が異なるため、低運動量の荷電粒子に対して質量に感度をもった粒子識別を行うことができる。

アルゴン検出器である液体アルゴン TPC(Time Projection Chamber) は荷電粒子の飛跡を3次元で泡箱並の分解能で再構成すると同時に、その飛跡に沿ったエネルギー損失 dE/dx を測定することができ、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の測定、陽子崩壊、暗黒物質探索等の新物理に対して、非常に大きな可能性をもった検出器である。気液二相のアルゴン TPC 検出器にすることにより、電離電子信号を気体アルゴン中にてガス増幅させることが可能であり、これによりエネルギー分解能が向上し、エネルギー損失 dE/dx 測定の精度がよくなり、信号の検出感度を高めることができる。早稲田大学にて基礎研究としてアルゴンガス中での、GEM とワイヤー読み出しによるガス増幅に関する実験を行った。この結果純アルゴン中において、GEM 単体でのガス増幅ゲインとしておよそ 89 のゲイン、ワイヤー読み出し単体でのガス増幅ゲインとしておよそ 38 のゲインを得ることができた。

2010 年 10 月に茨城県東海村の J-PARC のハドロンホールにて、陽子崩壊の探索を行うために重要である K 中間子や π 中間子を含む荷電粒子ビームを、250L サイズの液体アルゴン TPC 検出器に打ち込むことにより検出器の応答を確認した (J-PARC T32 実験)。取得対象となる事象は、K 中間子が液体アルゴン TPC 検出器中で止まるものであるが、J-PARC T32 実験で用いた K 中間子ビームはおよそ 800MeV/c もあるため検出器中を通過してしまう。これを 250L サイズの検出器中にて止めるためには、K 中間子ビームを吸収物質 (Degrader) を通すことによってエネルギーを減少させなければならない。このため本実験の前に、必要となる Degrader の量と、そのビームライン中での配置をシミュレーションを用いて見積り、荷電粒子ビームの強度やトリガーも含めて J-PARC T32 実験の Run Configuration を決定した。実験後は、前置検出器を含めたビームラインのモンテカルロシミュレーションのチューニングを行い、ビームの初期エネルギー分布を見積もった。得られたデータを様々な角度から検証し、その結果 K 中間子の検出効率が約 80% に対して、 π 中間子の除去率 1/400 を確認した。J-PARC T32 実験の詳細に関しては、岡本迅人氏の論文を参照されたい。

シリコン検出器である SCT(SemiConductor Tracker) 検出器は、LHC ATLAS の内部飛跡検出器の1つである。いわゆるシリコンマイクロストリップ検出器であり飛跡の精密測定に特化している。SCT 検出器の各ストリップの出力は、ストリップに収集された電荷量がどのタイミングである閾値を超えたかどうか (1 or 0) の情報しか持っていない。このため荷電粒子が SCT 検出器中に落とした電荷量は測定することができないと考えられていたが、本研究ではあるアイデアを用い

て、SCT 検出器中のエネルギー損失 dE/dx を算出し、それを用いて SCT 検出器の粒子識別能力の性能評価を行うことに初めて成功した。

アルゴン検出器、シリコン検出器のそれぞれともに、異なる物理現象に特化した検出器であるが、この 2 つの検出器をエネルギー損失 dE/dx に主眼を置いてみたときに得られた知見に関して最後にまとめ、その展望に関して論ずる。

目次

1	動機・背景	7
1.1	序論	7
1.2	荷電粒子と物質の相互作用	7
1.2.1	ベーテ・ブロッホの式	9
1.2.2	チェレンコフ放射	10
1.2.3	制動放射	10
1.3	光子と物質の相互作用	12
1.3.1	光電効果	12
1.3.2	コンプトン散乱	13
1.3.3	電子対生成	13
1.3.4	光吸収係数	14
1.4	粒子同定	15
1.4.1	TOF(Time Of Flight)	15
1.4.2	チェレンコフカウンター	15
1.4.3	エネルギー損失 dE/dx による粒子識別	16
1.5	エネルギー損失 dE/dx を用いた新物理探索	18
1.5.1	陽子崩壊	18
1.5.2	加速器実験における長寿命荷電粒子	20
2	アルゴン検出器を用いた粒子識別能力の性能評価	23
2.1	アルゴンガス電離電子増幅の性能評価	23
2.1.1	ガス増幅の原理	24
2.1.2	実験機器	27
2.1.3	ゲインの見積り方法	29
2.1.4	GEM のゲインの GEM 間電圧 ΔV 依存性	31
2.1.5	ワイヤー読み出しのゲインの電圧依存性	32
2.1.6	アルゴンガス電離電子増幅に関するまとめと展望	34
2.2	J-PARC T32 実験	35
2.2.1	K1.1BR ビームライン	35
2.2.2	250L アルゴン検出器	38
2.2.3	Run Configuration	42
2.2.4	BDC 地点でのビームエネルギーの見積り	49
2.2.5	K/π 識別能力の評価	51

3	シリコン検出器を用いたエネルギー損失 dE/dx 測定と粒子識別能力の性能評価	53
3.1	LHC/ATLAS	53
3.1.1	内部飛跡検出器	54
3.1.2	シリコン検出器での電荷読み出し	56
3.2	データサンプル	59
3.3	SCT dE/dx	59
3.3.1	飛跡の選別	59
3.3.2	SCT dE/dx の定義	60
3.4	それぞれの事象でのエネルギー損失 dE/dx	61
3.4.1	Minimum Bias 事象	61
3.4.2	宇宙線事象	65
3.5	粒子識別能力の評価	66
3.5.1	粒子選別	67
3.5.2	Likelihood	67
3.5.3	陽子の同定効率と偽同定率	69
4	まとめと展望	73
	謝辞	75

図目次

1.1	荷電粒子が原子核の電子と相互作用している概念図	8
1.2	エネルギー損失 dE/dx と β の関係	11
1.3	チェレンコフ光の発生機構	11
1.4	光子と物質の相互作用	12
1.5	コンプトン散乱の様子	13
1.6	コンプトン散乱による反跳電子のエネルギー分布	14
1.7	カミオカンデ実験で得られるチェレンコフ光のリングパターン (左: ν_μ によるもの、右: ν_e によるもの)	16
1.8	液体アルゴン検出器の概念図	17
1.9	エネルギー損失 dE/dx と運動量の関係	18
1.10	ゲージボソンを介する核子崩壊のファインマン図	18
1.11	SU(5) 模型での実効結合定数	19
1.12	SUSY-SU(5) 模型での実効結合定数	21
2.1	MWPC と Drift Chamber がつくる電場	25
2.2	本研究で用いたワイヤー読み出し基板	25
2.3	GEM がつくる電場	26
2.4	本研究で用いた GEM	27
2.5	本研究で用いたガス電子増幅テスト用チェンバー	28
2.6	本研究で用いたグリッド	28
2.7	本研究で用いた Xe Flash Lamp	29
2.8	Xe Flash Lamp の光をカソードに当てている様子	29
2.9	カソード信号とアノード信号読み出しの概念図	30
2.10	GEM によって電離電子増幅されたアノード信号とカソード信号 (ゲイン ~ 20 、ドリフト時間 $\sim 2\mu s$)	30
2.11	GEM 間電圧 ΔV 依存性を確認するセットアップ図	31
2.12	GEM のゲインの GEM 間電圧 ΔV 依存性	32
2.13	電圧 ΔV 依存性を確認するセットアップ	33
2.14	ワイヤー読み出しのゲインの電圧依存性	33
2.15	K1.1BR ビームライン構成図	35
2.16	ビームライン上の機器の写真	36
2.17	ビームライン上の機器構成	36
2.18	フィッチチェレンコフカウンターの写真と構造	37
2.19	フィッチチェレンコフカウンター π リング、K リングの PMT のヒット数分布	37
2.20	Degrader(鉛ガラス 1 つと鉛ブロック 1 つの組み合わせ)	38

2.21	250L アルゴン検出器の写真	39
2.22	低温容器内の TPC 検出器 (左)、容器下部に設置した 2 本の光電子増倍管 (中央) と、TPB を塗った PMT	40
2.23	TPC 検出器本体の写真 (左上:1cm 幅のストリップが 76 チャンネル並んだ信号読み出しアノード、右:検出器を組み上げているところ、左下:完成した検出器を下部より見たもの。カソード・アノードグリッドの構造も見る事ができる。)	40
2.24	Degrader 通過後の運動量分布 (左上:鉛ガラス 1 つ、右上:鉛ガラス 1 つと鉛ブロック、左下:鉛ガラス 2 つ、右下:鉛ガラス 2 つと鉛ブロック)	43
2.25	液体アルゴン中での K 中間子ビームの拡がり (左上:鉛ガラス 1 つ、右上:鉛ガラス 1 つと鉛ブロック、左下:鉛ガラス 2 つ、右下:鉛ガラス 2 つと鉛ブロック)	43
2.26	Degrader、T32BDC と 250L アルゴン検出器のビームライン上の位置関係	44
2.27	Degrader 通過後 T32BDC に到達した各荷電粒子の運動量分布 (左:Degrader-LArBDC 間 20cm のとき、右:Degrader-LArBDC 間 200cm のとき)	45
2.28	フィッチチェレンコフカウンターの K リングと π リングの ADC カウントの関係 (run00166)	46
2.29	run00166 の荷電粒子ビーム中の K 中間子、 π 中間子、陽子の TOF 分布 (左:疑似 K トリガー要求前、右:疑似 K トリガー要求後、左図の赤線は右図の赤線に対応している。)	47
2.30	run00090 の鉛ガラス検出器の ADC 分布 (黒:疑似 K トリガーと TOF で K 中間子であることを要求、赤:黒の条件に T32BDC の通過を要求)	47
2.31	シミュレーションディスプレイの例、BDC にて生成された K 中間子が BDC、TOF1、ガスチェレンコフ、TOF2、Degrader、T32BDC を通過して 250LAr 検出器に入射しているのが分かる。	49
2.32	K1.1BR ビームラインのシミュレーションセットアップの概念図	50
2.33	BDC の地点での K 中間子、 π 中間子、陽子のビームエネルギー分布	50
2.34	電荷量と崩壊点からの距離の関係 (赤:K 中間子、青: π 中間子)	51
2.35	K 中間子らしさを表す尤度分布	52
3.1	ATLAS 検出器の概念図	54
3.2	内部飛跡検出器の全体図	55
3.3	内部飛跡検出器の断面図	55
3.4	Barrel 部の SCT モジュール	56
3.5	シリコンマイクロストリップ検出器による電荷読み出しの概念図	57
3.6	ToT による電荷量見積り	57
3.7	timebin の振る舞い (左:通常信号、右:信号が大きいとき)	58
3.8	それぞれの timebin の qp 分布	62
3.9	陽子陽子衝突からの飛跡の pixel dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)	63

3.10	陽子陽子衝突からの飛跡の SCT dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)	63
3.11	正電荷の荷電粒子の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布	64
3.12	負電荷の荷電粒子の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布	64
3.13	ビームパイプからの飛跡による pixel dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)	65
3.14	ビームパイプからの飛跡による SCT dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)	65
3.15	ビームパイプからの飛跡による正電荷の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布	66
3.16	宇宙線事象による dE/dx と qp の関係 (左:Pixel 検出器 右:SCT 検出器)	66
3.17	pixel dE/dx と qp の関係 (左: π 中間子 中央:K 中間子 右:陽子)	68
3.18	SCT dE/dx と qp の関係 (左: π 中間子 中央:K 中間子 右:陽子)	68
3.19	正電荷の各粒子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布	69
3.20	負電荷の各粒子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布	70
3.21	400-550MeV/c の運動量をもった粒子の $P_p^{norm}(SCT)$ 分布 (左:陽子と π 中間子、 右:陽子と K 中間子)	71
3.22	陽子の同定効率と偽同定率の関係	71

表目次

1.1	標準模型粒子とその超対称性パートナー	20
2.1	液体アルゴンの物理的・化学的性質	23
2.2	ワイヤー読み出し基板の仕様	26
2.3	厚型 GEM の仕様	27
2.4	ガス電子増幅テスト用チェンバーの仕様	28
2.5	層間の距離とその電場	31
2.6	層間の距離とその電場	32
2.7	放電電圧 (左) と得られる最大ゲイン (右)	34
2.8	250L アルゴン検出器の性能	41
2.9	シミュレーションの際の鉛ガラスのパラメータ	42
2.10	Degrader 通過後 T32BDC に到達した荷電粒子数	45
2.11	K 中間子の Degrader 通過後の T32BDC での検出効率と K 中間子純度	45
2.12	run00166 のビームの性質	46
2.13	疑似 K トリガー要求後のビームの性質	46
2.14	取得できる K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数	48
2.15	本実験の Run Configuration によって取得できると予想された K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数	48
3.1	LHC 加速器の主なデザインパラメータ	53
3.2	本研究で解析に用いたデータ	59
3.3	d_0 と z_0 に対する要求	60
3.4	timebin 情報	60
3.5	陽子の同定効率と偽同定率 ($400 < p[\text{MeV}/c] < 450$)	72
3.6	陽子の同定効率と偽同定率 ($450 < p[\text{MeV}/c] < 500$)	72
3.7	陽子の同定効率と偽同定率 ($500 < p[\text{MeV}/c] < 550$)	72

1 動機・背景

1.1 序論

素粒子物理学は、物質を構成している究極要素は何であることを追求し、それらに働く相互作用の仕組みを調べることを目標としている。

現在、素粒子の描像は標準模型によって、発見されている事象のほとんどが説明される。標準模型の枠組の中で、粒子は物質粒子であるクォーク、レプトンと、それらの間で力を媒介するゲージ粒子、そして、素粒子に質量を与え、電弱対称性の破れを自発的に引き起こすヒッグス粒子によって成り立つ。このうち唯一実験で発見されていない粒子が、ヒッグス粒子であり、現在、欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 LHC を用いて、世界各国の実験物理学者によって精力的に探索が行われている。LHC 実験の一つ ATLAS によって 2011 年 12 月に行われた公式な発表では、ヒッグス質量が $126\text{GeV}/c^2$ の付近に、およそ 2.3σ の徴候が見えており、2012 年にはヒッグスの発見に関して結果が出てくるであろうと期待されている。素粒子の研究者の興味は標準模型の中だけに留まらず、標準模型を超えた新しい物理、超対称性理論 (SUSY) や余剰次元、ニュートリノ物理、暗黒物質探索等、非常に多岐にわたっている。

こういった物理を実験によって発見する際には、対象とする事象がどのような粒子を生成するかを知り、その粒子と検出器をどのように反応させれば背景事象とよく識別できるかを理解し、検出器をデザインすることが非常に重要である。粒子を検出するには様々な方法があるが、その中の一つにエネルギー損失 dE/dx を用いるものがある。これは非相対論的な低運動領域において、質量に非常に高い感度をもって粒子を識別することのできる方法である。

アルゴン検出器である液体アルゴン TPC(Time Projection Chamber) とシリコン検出器である ATLAS の内部飛跡検出器 SCT(SemiConductor Tracker) の研究を行ってきたが、本論文では、その両方の検出器の視点から見たエネルギー損失 dE/dx に関してまとめ、その展望に関して論ずる。

この章では粒子と検出器である物質との相互作用、それを用いた粒子識別方法に関して簡単に説明し、最後にエネルギー損失 dE/dx を用いた新物理探索に関してまとめる。

1.2 荷電粒子と物質の相互作用

荷電粒子は、そのもっている電荷と荷電粒子が通過する吸収物質原子の電子殻との間のクーロン力による相互作用によって、そのエネルギーを物質中に落とす。以下、荷電粒子がエネルギーを損失する機構を古典的に考察する。

図 1.1 のように、質量 M 、電荷 ze の荷電粒子が速度 v で原子の電子から b の距離を通過している。このとき電子は静止状態であり、また荷電粒子の質量は電子質量よりも十分に大きいため ($M \gg m_e$)、荷電粒子の軌跡は電子によって変化しないものとする。荷電粒子の通過後、電子に与えられる力積 I を計算する。対称性があるためこの場合電界は平行成分は考えなくてよく、 b 方向

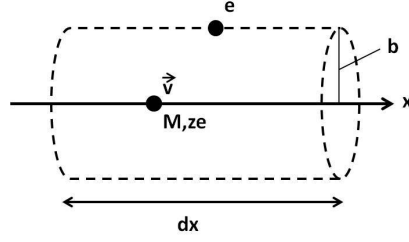


図 1.1 荷電粒子が原子核の電子と相互作用している概念図

の垂直成分 $E_{\perp}$ だけを考えればよいので、

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (1.2.1)$$

ガウスの法則を用いれば、

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi ze, \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b} \quad (1.2.2)$$

であるので、電子に与えられる力積 I は、

$$I = \frac{2ze^2}{bv} \quad (1.2.3)$$

となる。すなわち、電子に与えられる運動エネルギーは、

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (1.2.4)$$

となる。

ここで、物質中の電子密度を N_e とし、物質中 dx を通過したとき、軌跡から b から $b + db$ の間にある電子によって損失するエネルギーを考える。このエネルギー損失は、

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \quad (1.2.5)$$

で与えられる。今 b の最小値から最大値まで式 (1.2.5) を積分すると、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (1.2.6)$$

と単位距離に対するエネルギー損失が与えられる。古典的に、最もエネルギーを落とすのは、荷電粒子が電子と正面衝突するときである。このとき電子が荷電粒子からもらうエネルギーは $\frac{1}{2}m_e(2v)^2$ 、相対論的效果を考慮すると、 $2\gamma^2 m_e v^2$ である。式 (1.2.4) を用いれば b_{min} は

$$\frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b_{min}^2} = 2\gamma^2 m_e v^2, b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2} \quad (1.2.7)$$

となる。次に b_{max} を求めるが、ここで電子が実際には自由粒子ではなく、原子の軌道周波数 ν によって束縛されていること考える。電子がエネルギーを吸収するためには、その摂動時間 t が

$\tau = 1/\nu$ よりも小さくなければならない (断熱不変の原理)。この衝突において摂動時間が $t \simeq b/v$ であることと相対論を考慮すると、

$$\frac{b}{\gamma v} \leq \tau = \frac{1}{\bar{\nu}} \quad (1.2.8)$$

の関係があることがわかる。ここで電子は様々な束縛状態 (ν) があるため、平均した軌道周波数 $\bar{\nu}$ を用いた。これにより、 b_{max} は、

$$b_{max} = \frac{\gamma v}{\bar{\nu}} \quad (1.2.9)$$

とかける。以上から、式 (1.2.6) は、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m v^3}{z e^2 \bar{\nu}} \quad (1.2.10)$$

となる。式 (1.2.10) は古典的ではあるが、荷電粒子による電離損失の効果を非常によくとらえており、 α 粒子や原子核などの重い粒子のエネルギー損失は、この式により、よく記述することができる。しかし、量子効果が効いてきてしまうため、陽子など、質量が軽い荷電粒子には適用することができない。

1.2.1 ベーテ・ブロッホの式

量子効果を正しく考慮に入れ、荷電粒子の電離損失の計算を行ったのが Bethe と Bloch 達である。式 (1.2.11) にベーテ・ブロッホ (Bethe-Bloch) の式を示す。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (1.2.11)$$

実際には、式 (1.2.11) に密度効果の補正が加えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (1.2.12)$$

r_e : 古典電子半径 $= 2.817 \times 10^{-13} \text{cm}$

m_e : 電子質量 $0.511 \text{MeV}/c^2$

N_a : アボガドロ数 $= 6.022 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$

I : 物質の平均イオン化ポテンシャル

Z : 物質の原子番号

A : 物質の原子質量

ρ : 物質の密度

z : 入射粒子の電荷

$\beta = v/c$: 入射粒子の速度

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$: 入射粒子の速度

δ : 密度効果を表す量。 γ の大きいところで dE/dx を定数に近づける作用をもつ。

W_{max} : 入射粒子が1回の衝突で物質に与えることのできる最大エネルギー

入射粒子が1回の衝突で物質に与えることのできる最大エネルギーは、荷電粒子の質量を M として、 $s = m_e/M$ を用いると、

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \gamma^2 \beta^2} + s^2} \quad (1.2.13)$$

となる。このエネルギー移行は knock-on 衝突を仮定している。今、 $M \gg m_e$ であるならば式 (1.2.13) は、

$$W_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (1.2.14)$$

となるので、結局式 (1.2.12) は、

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.2.15)$$

となる。

この式から、エネルギー損失 dE/dx は、入射粒子の速度 β のみの関数であることがわかる。エネルギー損失 dE/dx と、 $\beta\gamma$ の関係を図 1.2 に示す。 β が小さいとき、すなわち入射粒子のエネルギーが小さいときは、エネルギー損失 dE/dx は $1/\beta^2$ に比例する。 $\gamma \simeq 3$ のあたりで、エネルギー損失 dE/dx は最小値 (minimum ionization loss 最小イオン化損失値) に達する。 $\gamma \geq 4$ からは、 $\ln \gamma^2$ でゆっくりと上昇し、やがては密度効果で飽和値に達する。図 1.2 を見ると、高エネルギーをもった粒子のエネルギー損失 dE/dx は、ほとんど $1.2 \text{ MeVg}^{-1} \text{cm}^2$ の間にあることがわかる。高エネルギーの粒子で $\beta\gamma$ の値がこの範囲にあるような粒子のことを MIP (Minimum Ionization Particle) という。

1.2.2 チェレンコフ放射

物質中を通過している荷電粒子の速度がその物質中での光速を越えたとき、すなわち屈折率 n の物質中において、荷電粒子の速度が

$$\beta c = v = c/n \quad (1.2.16)$$

を超えているとき、荷電粒子はチェレンコフ放射を起こし、そのエネルギーを落とす。飛行機等が音速を越える際に発生させる衝撃波が観測されるが、チェレンコフ放射の発生機構はそれと同様のものである。この発生機構の様子を図 1.3 に示す。この光は、荷電粒子の進行方向に対して円錐型に形成され、その方向 θ は

$$\cos \theta = 1/\beta n \quad (1.2.17)$$

の式に従う。

1.2.3 制動放射

高速の荷電粒子は、原子核のつくる強い電場の影響を受け、制動放射により光子を放出して、そのエネルギーを失う。古典電磁気学によれば、光子放出の割合は加速度を α として、 $(2/3)(e^2/4\pi)\alpha^2$

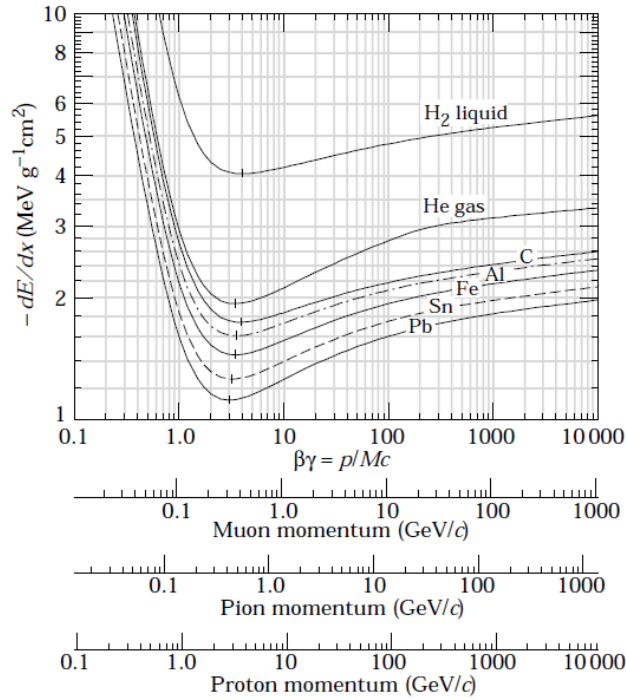
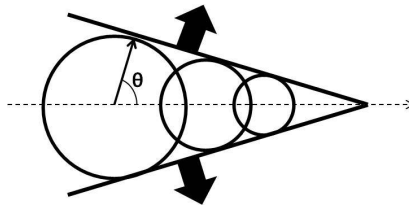
図 1.2 エネルギー損失 dE/dx と β の関係

図 1.3 チェレンコフ光の発生機構

に比例する。 $\alpha \propto z/m$ であるので、制動放射の場合は、 $(z/m)^2$ に比例する。したがって軽い荷電粒子、すなわち電子の場合には大きな効果となる。このとき微小な厚さ dx の間を通過する際に落とすエネルギーは、微細構造定数 α を用いて次式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) = \frac{E}{X_0} \quad (1.2.18)$$

X_0 は放射長 (radiation length) と呼ばれる。放射長は、電子が制動放射によってエネルギーを失い、初期のエネルギー (E_0) の $1/e$ になる平均の長さであり、次式によって表される。

$$X_0 = 716.4 \times \frac{A}{Z(Z+1)287\sqrt{Z}} \quad [\text{g/cm}^2] \quad (1.2.19)$$

このとき、式 (1.2.18) から、荷電粒子の初期エネルギーを E_0 、物質の放射長 X_0 をすると、荷電粒子が厚さ x の物質を通過した後持っているエネルギーは、

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (1.2.20)$$

と表される。電離損失によって失うエネルギーと、制動放射によって失うエネルギーが一致する時の入射電子のエネルギーのことを臨界エネルギー E_c (critical energy) と呼ぶ。この値よりも入射粒子のエネルギーが低いと、エネルギー損失 dE/dx はベーテ・ブロッホの式に従い、逆にこの値よりも入射エネルギーが高いと制動放射によって、入射粒子はそのエネルギーを失う。物質毎に E_c の値は決められており、電磁カロリメータを設計するときの重要なパラメータである。 E_c は近似的に以下の式で与えられる。

$$E_c = \frac{800}{(Z + 1.2)} \text{ [MeV]} \quad (1.2.21)$$

1.3 光子と物質の相互作用

光子は主に、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の 3 つの過程により物質と相互作用してそのエネルギーを失う。図 1.4 に、それぞれの光子と物質の相互作用の様子を示した。

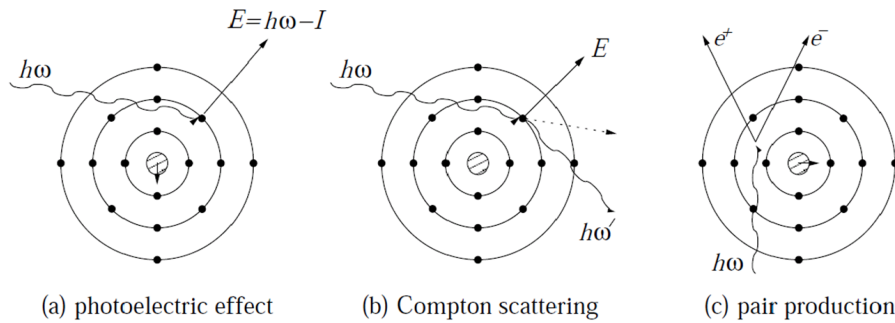


図 1.4 光子と物質の相互作用

1.3.1 光電効果

光電効果とは、光子が原子の軌道殻電子に吸収され、そのエネルギーが電子に与えられ、電子が原子から飛び出す現象である。電子の束縛エネルギー I とすると、電子の運動エネルギーは、 $T_e = E_\gamma - I$ となる。低エネルギー領域の K 軌道電子による反応断面積は、次のように計算されている。

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}\pi Z^5 r_e^2 \alpha^4}{3} \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{\frac{7}{2}} = 1.02 \times 10^{-33} \frac{Z^5}{E_\gamma^{\frac{7}{2}}} \text{ [cm}^2/\text{atom]} \quad (1.3.1)$$

これから光電効果の断面積は物質の原子番号 Z の 5 乗に比例し、光子のエネルギー E_γ の $7/2$ 乗に反比例することが分かる。

1.3.2 コンプトン散乱

光子が電子により散乱される現象である。電子の束縛エネルギーを無視して、相対論的にエネルギー・運動量保存則を用いると、散乱光子のエネルギー $E_{\gamma'}$ 、反跳電子の運動エネルギー T_{e-} は

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos \theta)E_{\gamma}/m_e c^2} \quad (1.3.2)$$

$$T_{e-} = \frac{E_{\gamma}}{1 + m_e c^2/(1 - \cos \theta)E_{\gamma}} \quad (1.3.3)$$

と表される。電子のエネルギーは、散乱光子の方向によって、 $T_{e-} = 0$ から最大値

$$T_{max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + m_e c^2/2E_{\gamma}} \quad (1.3.4)$$

の Compton edge へかけて連続分布する。したがって、この過程によりエネルギースペクトルには、0 から Compton edge にかけて連続スペクトルが現れる (図 1.6)。 $E_{\gamma} \gg m_e c^2$ の場合は、 $T_{max} = E_{\gamma} - \frac{1}{2}m_e c^2$ と近似できる。

コンプトン散乱断面積 σ_{comp} は、次のように近似できる。

$$\sigma_{comp} \simeq \begin{cases} \frac{8\pi}{3} r_e^2 & (\text{Thomson 散乱断面積}) \quad (E_{\gamma} \ll m_e c^2) \\ \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \left\{ \ln \left(2 \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right\} r_e^2 & (E_{\gamma} \gg m_e c^2) \end{cases} \quad (1.3.5)$$

原子内の電子はそれぞれ単独に光子と散乱を起こす。それゆえに、原子当たりのコンプトン散乱断面積は原子番号 Z に比例する。また $E_{\gamma} \gg m_e c^2$ では E_{γ} に反比例する。

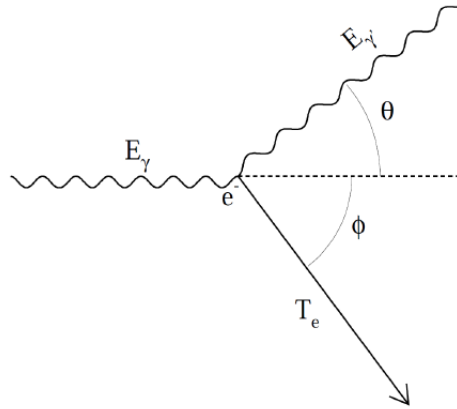


図 1.5 コンプトン散乱の様子

1.3.3 電子対生成

光子が原子核の作るクーロン場の影響を受け、電子・陽電子対に転換する現象である。その運動エネルギーの和は、

$$T_{e+} + T_{e-} = E_{\gamma} - 2m_e c^2 \quad (1.3.6)$$

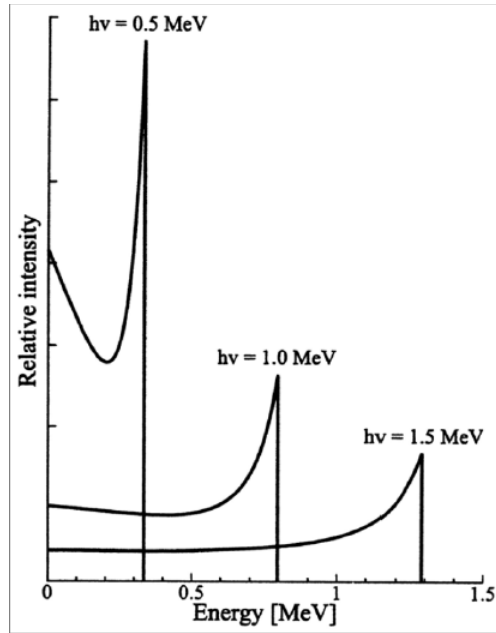


図 1.6 コンプトン散乱による反跳電子のエネルギー分布

である。よって、電子対を発生させることのできるエネルギー、すなわち $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ 以上のときにのみこの現象は起こる。

電子対生成断面積は次のように近似されている。

$$\sigma_{pair} \simeq \begin{cases} 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right) & \left(m_e c^2 \ll E_\gamma \ll \frac{m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}}{\alpha} \right) \\ r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{1}{54} \right) & \left(E_\gamma \gg \frac{m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}}{\alpha} \right) \end{cases} \quad (1.3.7)$$

電子対生成断面積は、 Z^2 に比例する。また、 E_γ が高くなるにつれて、断面積が $\ln(E_\gamma)$ に比例してゆっくり大きくなる。エネルギーが十分高くなると、スクリーニング効果のため、断面積が光子のエネルギーに依存しなくなる。

1.3.4 光吸収係数

光子は上に挙げた 3 つの過程によって物質と相互作用してエネルギーを失う。光子強度 (エネルギー $\times$ 光子数) I が物質 dx を通過すると、そのエネルギーは

$$\begin{aligned} dI &= -I\mu dx \\ \therefore I &= I_0 \exp(-\mu x) \equiv I_0 \exp(-x/X_p) \end{aligned} \quad (1.3.8)$$

と変化する。 μ は吸収係数と呼ばれ、次のようにかける。

$$\mu \equiv \sigma \rho \frac{N_A}{A} \quad (1.3.9)$$

ここで σ は、

$$\sigma = \sigma_{photo} + Z \times \sigma_{comp} + \sigma_{pair} \quad (1.3.10)$$

$$\sigma_{photo} = \sigma_K + \sigma_L + \sigma_M + \cdots \quad (1.3.11)$$

である。また、 $\mu^{-1} \equiv X_p$ は変換長 (conversion length) と呼ばれる量である。物質の吸収係数が大きいということは、それだけ多くのイオン対をつくることを意味する。エネルギー分解能は統計的要素による部分が大きいため、吸収係数の大きい物質を検出物体として用いると、エネルギー分解能が向上する。

1.4 粒子同定

ここではよく用いられる粒子同定の方法に関してまとめる。

1.4.1 TOF(Time Of Flight)

TOF による粒子同定に関して説明する。まず、2 組以上のシンチレーションカウンタによって、その間を通過した荷電粒子の飛行時間 (TOF) を求める。シンチレーションカウンタ間の距離を L とすると、粒子速度 v は

$$v = d/TOF \quad (1.4.1)$$

である。磁場中での荷電粒子の飛跡の曲率から運動量 p が分かっているならば、

$$\beta = v/c = m/E = p/\sqrt{m^2 + p^2} \quad (1.4.2)$$

の関係から、粒子の質量 m を決定することができる。このため、運動量 p と速度 β 、すなわち飛行時間 TOF を精度よく測定することによって、粒子識別能力を向上させることができる。

1.4.2 チェレンコフカウンタ

チェレンコフカウンタによる粒子同定に関して説明する。1.2.2 節にも書いたように、チェレンコフ光は荷電粒子の速度 v が物質中での光速度を超えないと発光せず、その放射方向が速度 v に依存する光である。このチェレンコフ光の特徴を用いた粒子識別方法は大きく分けて次の 3 つがある。

閾値型チェレンコフカウンタ

$\beta > 1/n$ にならないと発光しないことを利用して粒子の同定をする。例えば、電子、 μ 、 π の混在した運動量一定のビームがある場合、 $m_e < m_\mu < m_\pi$ であるので、 $\beta_e > \beta_\mu > \beta_\pi$ となる。気体の屈折率 n はガスの圧力に比例するので、2 つのガスチェレンコフカウンタを並べて、1 つは電子のみを、他は電子と μ は数えるが π は数えないように圧力を調整すれば、信号の組み合わせにより 3 種類の粒子を識別できる。

微分型チェレンコフカウンター

荷電粒子の速度 $\beta > 1/n$ のときチェレンコフ光は発生し、その放射角 θ は速度 β に依存する。この放射角度方向 ($\theta \sim \theta + d\theta$) に光電子増倍管等の光検出器を設置しチェレンコフ光の信号を取得することにより、荷電粒子の速度 β が $\beta \sim \beta + d\beta$ であるものを選別することができる。

RICH(Ring Image CHerenkov) カウンター

チェレンコフ光のつくるリングを光電子増倍管等の光検出器で直接観測することによって粒子識別を行うことができる。これはスーパーカミオカンデ実験でも用いられている粒子識別方法である。スーパーカミオカンデ実験は、約 13000 本の光電子増倍管が取り付けられた 50kton の巨大な水のタンクを用いて (水チェレンコフ検出器)、主にニュートリノなどの観測研究を行っている。図 1.7 に、カミオカンデ実験で得られるチェレンコフ光のリングパターンを示す。左図が ν_μ によるチェレンコフリングパターンである。 ν_μ は、水中の陽子などと弱い相互作用を介して、 μ 粒子に変化する。実際に検出されるのは、この μ 粒子が放出したチェレンコフ光であるが、はっきりとそのリングの形を見ることができる。これに対し、右図は ν_e によるチェレンコフ光のリングパターンである。 ν_e は、同様に弱い相互作用を介して、電子に変化するが、電子は水中で電磁シャワーを発生させるため、チェレンコフリングがぼやけて見える。このぼやけ具合から、 ν_μ と ν_e の粒子識別をすることができる。

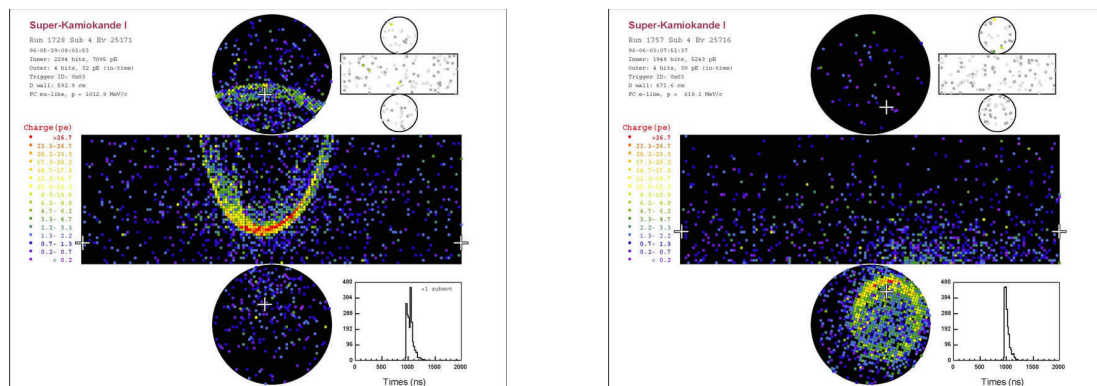


図 1.7 カミオカンデ実験で得られるチェレンコフ光のリングパターン (左: ν_μ によるもの、右: ν_e によるもの)

1.4.3 エネルギー損失 dE/dx による粒子識別

この方法を最も効果的に扱うのが TPC 検出器であるので、まず本研究の 1 つのテーマでもある液体アルゴン TPC 検出器に関して説明する。

液体アルゴン TPC 検出器は、電離電子、シンチレーション光、チェレンコフ光の 3 つの信号を

検出することのできる検出器であり、荷電粒子の飛跡を泡箱並の分解能で 3 次元で再構成することができる。図 1.8 に液体アルゴン TPC 検出器の概念図を示す。

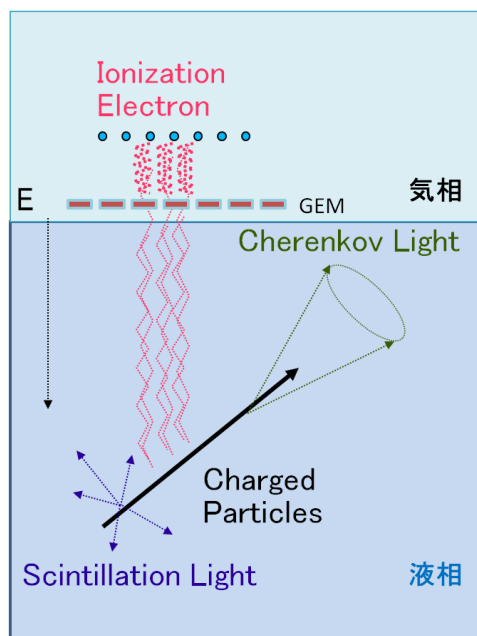
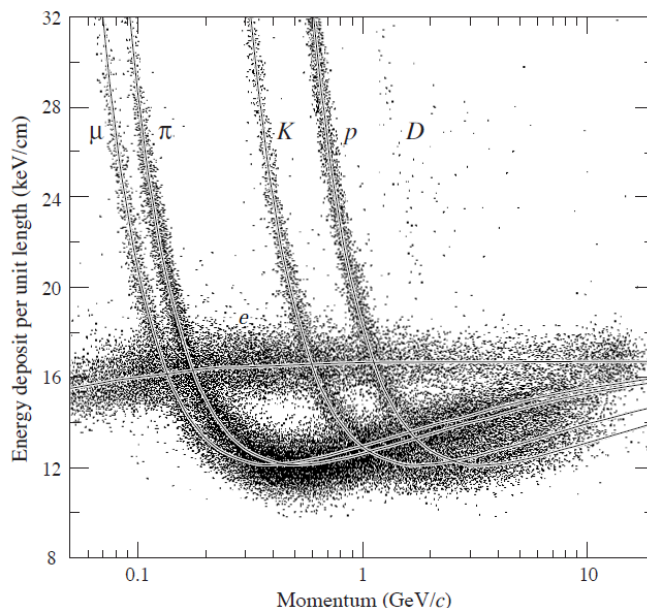


図 1.8 液体アルゴン検出器の概念図

液体アルゴン TPC 検出器の応答に関して説明する。液体アルゴンの中にカソードと二次元的にセグメント化した多チャンネルアノードを用意しその間に電場をかけておく (図 1.8 ではワイヤーで描かれている)。荷電粒子が検出器中を通過すると液体アルゴン中にそのエネルギーを落とし、その量に応じたシンチレーション光と電離電子を発生させる。こうして発生した電離電子はカソード-アノード間の電場によって液体アルゴン中をドリフトしアノードに到達する。アノードはセグメント化されているため、信号を読み出したアノードの場所から、アノードと平行な平面での二次元の座標がわかり、電子のアノードに達するまでにかかった時間から、アノードと垂直な方向の座標がわかる。アノードでの信号の大きさは、荷電粒子の液体アルゴン中でのエネルギー損失に比例するため、1 本の飛跡について、読み出されたアノードのチャンネル数だけの 3 次元座標とエネルギー損失 dE/dx を求めることができる。エネルギー損失 dE/dx の振る舞いは粒子の質量によって異なるので (図 1.9)、これにより飛跡を残した荷電粒子の種類を識別することができる。

また図 1.8 のように、液体アルゴンと気体アルゴンの両方を用いた気液二相のアルゴン TPC にすることにより、電離電子を液相から気相に引き出しアルゴンガスによって電離電子増幅させることができる。アルゴンガスによる電離電子増幅に関しては 2.1 にまとめた。

図 1.9 エネルギー損失 dE/dx と運動量の関係

1.5 エネルギー損失 dE/dx を用いた新物理探索

1.5.1 陽子崩壊

強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用を 1 つの結合定数を用いて統合する理論を大統一理論 (Grand Unified Theories: GUTS) という。この大統一理論によれば、クォークとレプトンとの間の変換が可能になるため、その結果、非常に安定な粒子であると考えられてきた陽子は崩壊することが可能になる。

1974 年 Georgi と Glashow によって提案された一番最初の GUT のモデルが minimal $SU(5)$ 模型であり、標準模型の $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ を含む最も小さい群 $SU(5)$ を考えている。このモデルによると、ゲージボソンに新しく X(6 個)、Y(6 個) が加わり、このゲージボソンを介することによって、クォーク-レプトン間に遷移が起こる。これが陽子内のクォークに起こった場合陽子が崩壊する。図 1.10 に陽子崩壊のファインマン図を示す。図 1.10 示したものの以外にも様々な

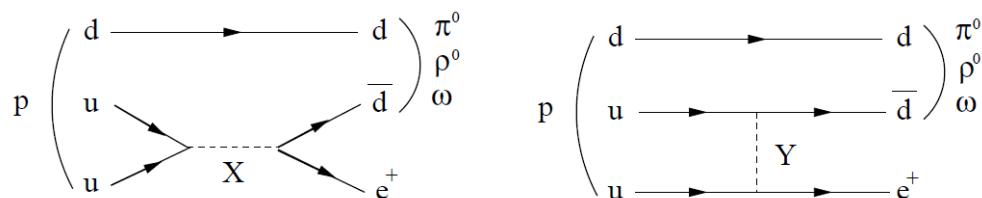


図 1.10 ゲージボソンを介する核子崩壊のファインマン図

崩壊モードがあるが、最も大きな分岐比をもっているのは $p \rightarrow e^+ \pi^0$ である。スーパーカミオカン

デによる陽子の寿命 τ_p の実験値は、

$$\frac{\tau_p}{B(p \rightarrow e^+ \pi^0)} > 8.2 \times 10^{33} \text{ year (90\%CL)} \quad (1.5.1)$$

を算出しているが、これは minimal SU(5) の模型での予想値と矛盾している。また、図 1.11 のように、本来あるエネルギーにおいて一致するはずの 3 つの相互作用の実効結合定数が一致しない。これらのことから SU(5) 模型は実験的に否定されている。

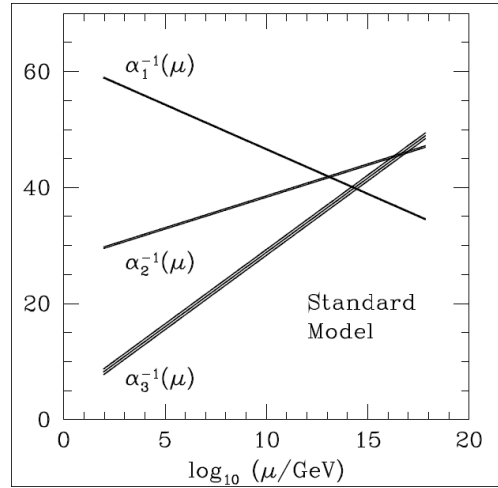


図 1.11 SU(5) 模型での実効結合定数

ここで、大統一理論に超対称性を組み入れた超対称性大統一理論 (SUperSYmmetric GUT:SUSY GUT) を考える。超対称性理論では、標準模型での粒子に対して、フェルミオンとボソンの対称性を入れ替えた超粒子がパートナーとして存在する。標準模型粒子とその超対称性パートナーを表 1.1 に示す。これら超対称パートナーは実効結合定数に対する放射補正が粒子とは逆方向に働く。その結果エネルギースケールに対する実効結合定数の傾きは全体に小さくなるが、詳しい計算によれば図 1.12 のように、SU(5) 模型のときよりも大きいエネルギースケールで 3 つの実効結合定数が一致する。大統一のエネルギースケールが大きくなるにしたがって、ゲージボソン X、Y の質量も大きくなるため、その結果陽子崩壊の寿命も

$$\frac{\tau_p}{B(p \rightarrow e^+ \pi^0)} \sim 10^{38} \text{ year} \quad (1.5.2)$$

程度に長くなり、実験結果と矛盾しなくなるが長い寿命をもつため $p \rightarrow e^+ \pi^0$ の崩壊モードを検出するのは困難になる。しかし、SUSY GUT では、X、Y の他にヒグシーノ $\tilde{H}^0$ の寄与が含まれるようになり、ヒグシーノは重い粒子に結合しやすいので、崩壊モードは s クォークを含む K 中間子関わっている $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ が支配的になる。

カミオカンデ実験のように大型の水チェレンコフ検出器を用いて $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ の核子崩壊を探索することを考える。この場合、陽子が崩壊して出てくる K 中間子のエネルギーは $340 \text{ MeV}/c$ であり、K 中間子の速度が式 (1.2.16) のチェレンコフ閾値を超えないためチェレンコフ光を発生するこ

とができない。そのため、大型の水チェレンコフ検出器を用いて、 $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ の崩壊モードを直接検出することができない。

これに対し、液体アルゴン TPC 検出器は、荷電粒子である K 中間子の飛跡を電離電子を用いて直接測定することができる。この探索の際に背景事象となるのは、K 中間子と同程度の飛跡をアルゴン検出器に残す大気ニュートリノ由来の π 中間子である。これは飛跡の情報とその飛跡に沿ったエネルギー損失 dE/dx を用いることによって、粒子識別することが可能で、K 中間子の検出効率が 96.8% を保った状態で、背景事象を 0.1 事象/100kton/year まで減らせるという結果がシミュレーションによって出されている。

これによって、100kton の液体アルゴン TPC 検出器を用いることにより、10 年間の陽子崩壊探索で $\tau_p/B(p \rightarrow K^+ \bar{\nu})$ の下限値を 10^{35} まで達成させることが可能である。これは SUSY GUT の予言している陽子寿命の範囲を超えているため、実験を行うことにより、陽子崩壊を発見もしくは SUSY GUT を棄却することができる。

表 1.1 標準模型粒子とその超対称性パートナー

粒子	スピン	超粒子	スピン
quark(u, d, c, s, t, b)	1/2	squark($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}, \tilde{b}$)	0
lepton(e, μ, τ)	1/2	slepton($\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$)	0
neutrino(ν_e, ν_μ, ν_τ)	1/2	sneutrino($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$)	0
Higgs($h^0, H^0, A^0, H^\pm$)	0	higgsino($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$)	1/2
photon(γ)	1	bino($\tilde{B}^0$)	1/2
weak boson($W^\pm, Z^0$)	1	wino($\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$)	1/2
gluon(g)	1	gluino($\tilde{g}$)	1/2
graviton(G)	1	gravitino($\tilde{G}$)	1/2

1.5.2 加速器実験における長寿命荷電粒子

LHC ATLAS 実験での新物理探索の 1 つに超対称性粒子 (SUSY 粒子) 探索がある。ここでは超対称性理論に関して簡単に説明した後、加速器実験における長寿命な荷電粒子の例としてスタウの探索に関して説明する。

上記の通り超対称性とは、フェルミオンとボソンの対称性であり、フェルミオンの粒子にはボソンの、ボソンの粒子にはフェルミオンの対となる粒子、超対称性パートナーが存在するという機構である。GUT スケールでの実効結合定数の統一をはじめとして、ゲージ階層性の問題の解決や、暗黒物質の候補となりうるために、SUSY 粒子の存在が期待されている。

標準模型が超対称性を満たすように最小限の拡張を行ったのが Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) である。全ての標準模型粒子が表 1.1 のように超対称性パートナーをもつ。もし超対称性が破れていなければ、標準理論の粒子と、そのスーパーパートナーである SUSY

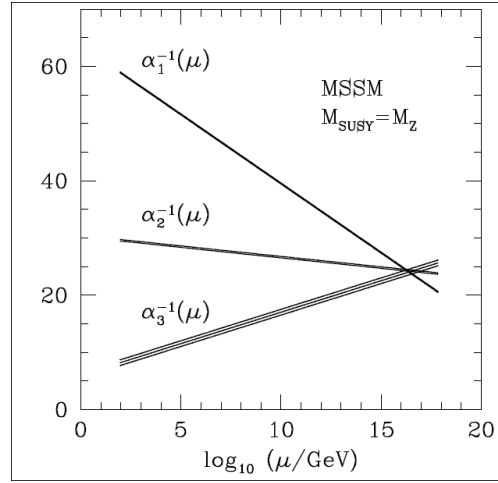


図 1.12 SUSY-SU(5) 模型での実効結合定数

粒子は等しい質量を持つはずであるが、実験で標準理論の粒子と等しい質量を持つ SUSY 粒子は発見されていない。このため超対称性は破れており、SUSY 粒子は重くなっていると考えられる。超対称性の破れは、隠れた世界 (Hidden セクター) から何らかの相互作用によって伝えられると考えられており、様々なモデルが提唱されている。その中の 1 つがゲージ相互作用を通して破れるとする Gauge mediation モデル (GMSB) である。

ここで、R-Parity と呼ばれる量子数を定義する。これは SUSY 粒子の生成や崩壊の性質を決める重要な量となる。R-Parity は次式で定義される。

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.5.3)$$

ここで、 B はバリオン数、 L はレプトン数、 s は粒子のスピンを表す。これは理論中の各粒子についてとられる量子数であり、式 (1.5.3) から標準模型粒子であれば $P_R = +1$ をとり、SUSY 粒子であれば $P_R = -1$ をとる。この R-parity が保存するように仮定すると次の 3 つの重要な現象論的結果が導かれる。

- 最も軽い SUSY 粒子 (Lightest Supersymmetric Particle: LSP) は完全に安定である。もし LSP が電氣的に中性であれば、暗黒物質の候補になる。
- LSP 以外の SUSY 粒子は最終的に奇数個の LSP をもつ状態に崩壊する。
- 加速器実験では SUSY 粒子は必ず偶数個で生成される。

GMSB では、我々の世界と Hidden セクターとの間にメッセンジャーセクターが存在し、メッセンジャーセクターを通して超対称性の破れが伝わる。GMSB には以下の 6 つのパラメータがある。

- M_m : 超対称性の破れを伝えるメッセンジャー粒子の質量。
- Λ : 超対称性の破れの程度。超対称性の破れのスケールの 2 乗を F とすると、 $\Lambda \sim F/M_m$ となる。

- N_5 : メッセンジャー粒子の数。
- C_{grav} : Hidden セクターとメッセンジャーセクターの結合の強さ。
- $sign(\mu)$: higgsino の質量パラメータの符号。
- $\tan \beta$: 2 つの higgs doublet の真空期待値の比 $\langle H_u^0 \rangle / \langle H_d^0 \rangle$

GMSB でのグラヴィティーノ $\tilde{G}$ の質量 $m_{3/2}$ は、プランクエネルギー $M_{Plank}(10^{19}\text{GeV})$ を用いて、

$$m_{3/2} = \frac{F}{\sqrt{3}M_{Plank}} \quad (1.5.4)$$

と書け、GMSB で最も軽い粒子 LSP はグラヴィティーノとなる。このときメッセンジャー粒子の数 $N_5 > 1$ かつ $\tan \beta$ の値が大きいと、2 番目に軽い SUSY 粒子 (NLSP) はスタウ $\tilde{\tau}$ になる。NLSP はグラヴィティーノに次のような反応で壊れる。

$$\tilde{\tau}^\pm \rightarrow \tau^\pm + \tilde{G} \quad (1.5.5)$$

この崩壊距離 $c\tau$ は計算によると、

$$c\tau \simeq 20\mu\text{m} \left(\frac{m_{3/2}}{1\text{eV}} \right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{\tau}}}{100\text{GeV}} \right)^{-5} \quad (1.5.6)$$

となる。よって、スタウの崩壊長はグラヴィティーノの質量 $m_{3/2}$ と、スタウの質量 $m_{\tilde{\tau}}$ によって決まる。このため現時点で崩壊長を決定することができない。もし崩壊長が $\sim 10\text{cm}$ オーダーであるとする、ATLAS 検出器において生成されたスタウは、内部飛跡検出器のあたりで崩壊してしまいその他の検出器に情報を残さない。このためスタウを加速器実験において検出するのは困難である。しかしスタウの質量は通常の粒子よりもはるかに大きいため (LHC ATLAS により 95%CL で $m_{\tilde{\tau}} < 136\text{GeV}/c^2$ の領域は棄却されている)、内部飛跡検出器により飛跡のエネルギー損失 dE/dx とその運動量を測定しておくことにより、その検出感度を高めることができ SUSY 粒子スタウの発見につなげることができると考えられる。

ここでは SUSY 粒子であるスタウを一つの例として紹介したが、加速器において寿命が長く質量の大きい新粒子が生成されたならば、どのような新物理に対してもエネルギー損失 dE/dx による新粒子探索は有用である。

2 アルゴン検出器を用いた粒子識別能力の性能評価

アルゴン検出器である液体アルゴン TPC(Time Projection Chamber) は荷電粒子の飛跡を 3 次元で泡箱並の分解能で再構成すると同時に、その飛跡に沿ったエネルギー損失 dE/dx を測定することができ、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の測定、陽子崩壊、暗黒物質探索等の新物理に対して、非常に大きな可能性をもった検出器である。液体アルゴン TPC の基本的な動作に関しては、章 1.4.3 にて説明した。液体アルゴンの物理的・化学的性質に関して、表 2.1 にまとめる。

表 2.1 液体アルゴンの物理的・化学的性質

原子番号	18
原子量	39.95
密度 [g/cm ³]	1.39
融点 [K]	83.8
沸点 [K]	87.3
ドリフト速度 [mm/ μ s]@1(5)kV/cm	1.8(3.0)
放射長 [cm]	14.3
dE/dx [MeV/cm]@MIP	2.11
W 値 [eV](ionization)	2.11
W 値 [eV](scintillation)	2.11
シンチレーション光の波長 [nm]	130
屈折率@170nm	1.24

アルゴンは希ガスであり安定であるためドリフト電子を捕獲しないが、酸素や水などの不純物が液体アルゴン中に混在すると、ドリフト電子を捕獲してしまう。このため大型の液体アルゴン TPC 検出器等で電子を長い距離ドリフトさせたい場合には、酸素や水を除去して液体アルゴンの純度を高くすることが求められる (ドリフトによる減衰長 $\lambda = 0.5\text{m/ppb}$)。また、アルゴンの沸点が 87.3K であるため検出器の安定動作のためには低温維持が不可欠である。

この章では、早稲田大学にて行ったアルゴン検出器の基礎研究であるアルゴンガス中での電離電子増幅の性能評価に関する実験と、茨城県東海村の J-PARC にて行った T32 実験に関してまとめる。

2.1 アルゴンガス電離電子増幅の性能評価

ここではアルゴンガス中での電離電子増幅に関してまとめる。液体アルゴン TPC を液体一相から気液二相のアルゴン検出器にし、液相から気相に取り出したドリフト電子をガス中で電離電子増幅することにより、ドリフトによって減衰した電離電子量を補うことができる。さらにガス中にお

ける電離電子増幅はアンプによる増幅と異なり、ノイズを抑えたまま電離電子そのものを増幅することができるので、S/N 比も向上させることができる。このようにして電離電子信号の検出感度を向上させることができるため、液体アルゴン TPC 検出器を大型化するためには、ガス中における電離電子増幅の機構を確立させることが重要である。電離電子信号の検出感度の向上のみならず、これによりアルゴン検出器のエネルギー分解能 (dE) も向上させることができるため、エネルギー損失 dE/dx による粒子識別をより精度よく行えることが期待できる。

2.1.1 ガス増幅の原理

検出器内を入射粒子が通ると、検出器内のガス分子は電離され、入射粒子の飛跡に沿って電子と陽イオンの組ができる (一次電離)。ガス中の電場を強くすると、電離によってできた電子は加速され、高い運動エネルギーをもつ。電場がある一定以上の大きさを持ち、これによって、電離してできた電子の運動エネルギーがガス分子を電離化させるほどの大きさをもっていると、さらにガス分子を電離させイオン対ができる (二次電離)。こうして生成された 2 次電子もまた同様にエネルギーを得るため、他のガス分子を電離化させ、これ以降同様にイオン対の生成が三次、四次と連鎖的に続く。このように雪崩的に電子を増幅させていくことを、アバランシェ増幅、またはガス増幅と呼ぶ。

今、 λ を電子の平均自由行程とすると、 $\alpha = 1/\lambda$ は単位距離あたりの衝突確率になるので、 n 個あった電子がガス中を dx 進んだときに、ガス増幅によって得られる電子数 dn は、

$$dn = n\alpha dx \quad (2.1.1)$$

となる。この α は第 1 次タウンゼンド係数 (first Townsend coefficient) と呼ばれており、電場の強さとガスの種類に依存している。今 α を一定とし、初期電子数を n_0 とすると、 x 進んだきに得られる電子の総数は、

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (2.1.2)$$

となる。よって増幅係数 M は

$$M = n/n_0 = \exp(\alpha x) \quad (2.1.3)$$

となる。電場が場所に依存している場合 α が一定でないため、増幅係数 M は次のように与えられる。

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.1.4)$$

実際には、増幅係数 M の値には物理的に制限がついており (Raether limit)、 M の値は $M < 10^8$ で抑えられる。

ワイヤー読み出し

ワイヤー読み出しでは、張られている細いワイヤーに高電圧を印加することにより、ワイヤーの周りに高電場を形成する。この高電場によって、ワイヤーで電離電子を読み出す際にガス増

幅させることができる。ワイヤー読み出しによって、飛跡を検出することのできる検出器には MWPC(Multiwire Proportional Chamber) や、Drift Chamber などがあるが、本研究で用いたものは、MWPC 型の読み出し装置である。一般に、MWPC の増幅率は 10^5 程度あり、検出器の低質量化や安価で容易に大型化ができることから、素粒子実験への貢献度は大きい。

図 2.1 に、MWPC と Drift Chamber がつくる電場の様子を示す。ワイヤーの付近で電気力線が密になっており高電場になっていることが分かる。

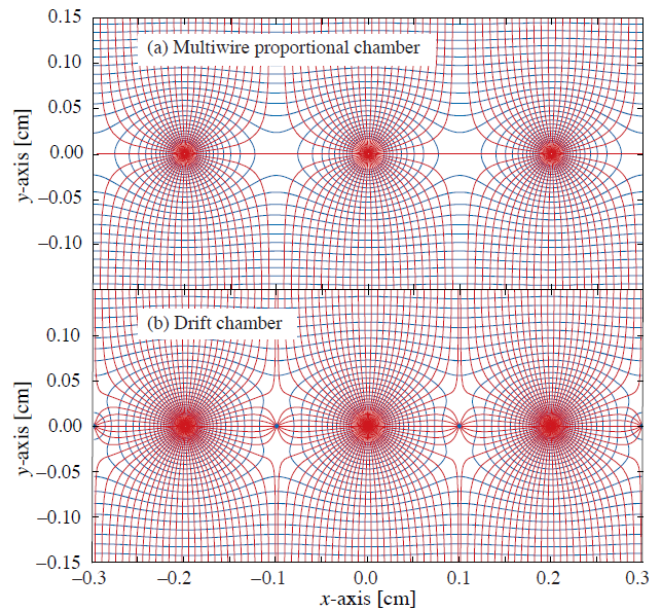


図 2.1 MWPC と Drift Chamber がつくる電場

本研究で用いた自作のワイヤー読み出し基板を図 2.2 に、その仕様を表 2.2 にそれぞれ示す。

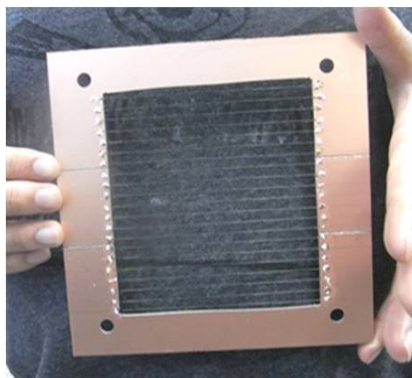


図 2.2 本研究で用いたワイヤー読み出し基板

表 2.2 ワイヤー読み出し基板の仕様

ワイヤー材質	金メッキタングステン (金 3%)
ワイヤー直径	30 μm
ワイヤー間隔	5mm
ワイヤー張力	0.45N
基板面積	100cm ²

GEM (Gas Electron Multiplier)

GEM とは、薄い絶縁膜の両側に金属の電極があり、無数の細かい孔が開けられているものである。両面の金属電極に電圧を印加することによって、孔内に高電場を形成しそこでガス増幅を起こすことができる。GEM 単体での増幅率は、ワイヤー読み出しに比べると小さいが ($10 \sim 10^2$)、GEM は増幅部分のみでできているため、読み出し部分とは独立に設計できるという利点がある。これから、GEM を多層化させることによって、検出器において読み出しに必要とされる増幅率 10^4 倍を達成させることができる。図 2.3 に、厚さ $50\mu\text{m}$ 、孔間隔 $140\mu\text{m}$ の GEM によってつくられる電場を示す。孔内の電気力線が密になっており高電場になっていることが分かる。

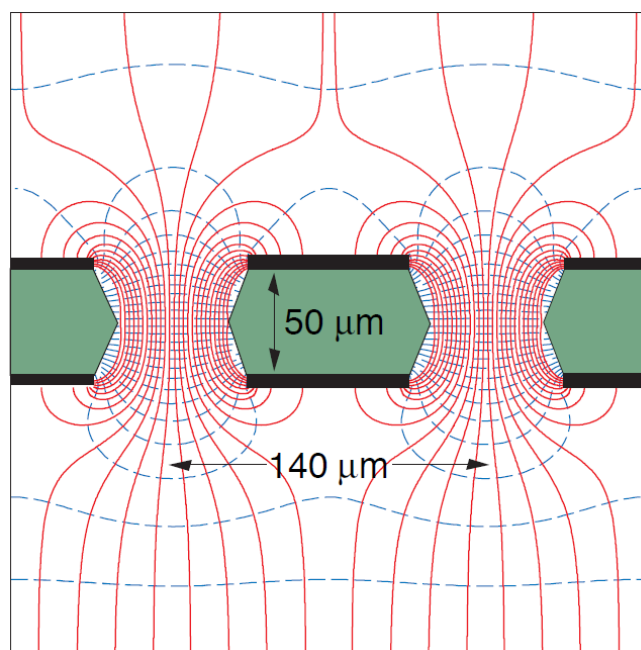


図 2.3 GEM がつくる電場

本研究で用いた厚型 GEM(T-GEM-100-400/700) を図 2.4 に示す。この GEM は REPIC 製であり、科研費、新学術領域研究 (研究課題番号:21105004) にて、理研/東大理のグループが開発し

たものである。表 2.3 にこの GEM の仕様を示す。

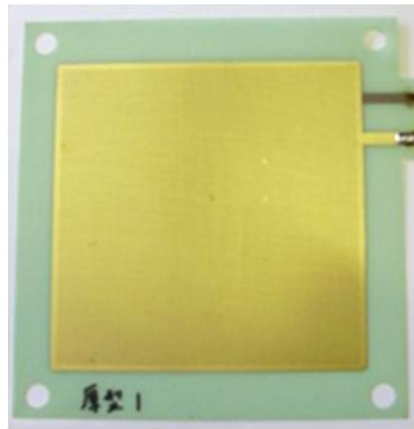


図 2.4 本研究で用いた GEM

表 2.3 厚型 GEM の仕様

孔径	300 μm
孔間隔	700 μm
厚み	400 μm
面積	100 cm^2
材質	FR4(ガラスエポキシ)、金メッキ銅

2.1.2 実験機器

本研究で用いた実験機器に関してまとめる。

電子増幅テスト用チェンバー

図 2.5 に本研究で用いたガス電子増幅テスト用チェンバーを示す。全く同じ環境で 2 つの実験ができるように設計してある。主な仕様を、表 2.4 にまとめる

グリッド

グリッドとは、図 2.6 のようなものであり、これをアノードとカソードの間に配置することにより静電遮蔽を行うことができる。例えば、ドリフト電子がカソード-グリッド間にいる場合、グリッドによりドリフト電子の作る電場は遮蔽されるため、アノードではドリフト電子の存在を感知することはできず、カソードによってのみ感知することができる。同様に、ドリフト電子がアノード-グリッド間にいる場合には、アノードによってのみドリフト電子の存在を感知することができる。

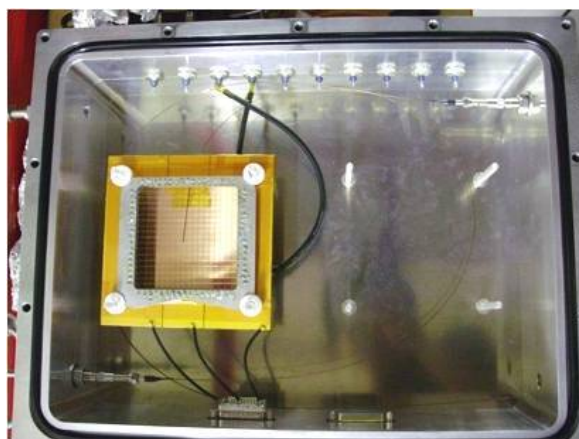


図 2.5 本研究で用いたガス電子増幅テスト用チェンバー

表 2.4 ガス電子増幅テスト用チェンバーの仕様

体積	40cm × 30cm × 9cm	
材質	アルミニウム	
HV 供給部	SHV コネクタ	10 コネクタ
信号読み出し部	D-sub pin 25	2 箇所
optical fiber feedthrough		2 箇所
ガス流入出部		2 箇所

これによってカソード信号とアノード信号を区別して読み出すことができる。また、グリッド-カソード間、グリッド-アノード間の距離を短くし信号の感知時間を短くすることによって、信号の時間分解能を向上させドリフト時間の見積もりをすることができる。本研究では、ステンレス製で直径 0.1mm のワイヤーを 5mm 間隔で張ったものを用いた。

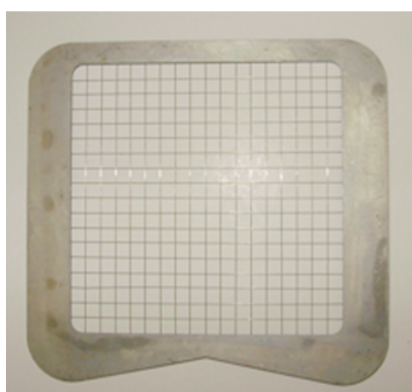


図 2.6 本研究で用いたグリッド

Xe Flash Lamp

Xe Flash Lamp は Xe ガスを封入した電極間で電圧をかけ放電を起こすことにより、光を得ている。実際には放電によって出てきた電子が、Xe 原子を励起し基底状態に戻る際に放射するシンチレーション光である。図 2.7 に本研究で用いた Xe Flash Lamp を示す。本研究では、Xe Flash Lamp の光をカソードに当てることにより光電効果から発生した電子をガス増幅のための初期電子とした。図 2.8 に実際にカソードに光を当てている様子を示す。



図 2.7 本研究で用いた Xe Flash Lamp

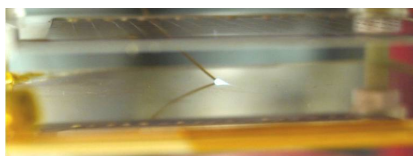


図 2.8 Xe Flash Lamp の光をカソードに当てている様子

使用した気体

液体アルゴン検出器では高純度である必要があるため、純度 99.9999% 以上を保証している純 Ar(G1) を用いてアルゴンガス中における電離電子増幅に関する性能評価を行うことが重要である。しかし、電離電子増幅の際に発生するシンチレーション光は、電離電子増幅の安定動作に支障をきたすので、これを吸収するクエンチガス CH_4 が含まれるアルゴンガス P10($\text{Ar}90\% + \text{CH}_4 10\%$) などが、電離電子増幅に関する研究ではよく使用される。このため本実験では純 Ar(G1) と P10 ガスを用いて、電離電子増幅に関する研究を行った。

2.1.3 ゲインの見積り方法

電離電子増幅のゲインの見積り方法に関して説明する。図 2.9 に示す様に、本実験ではカソードと HV 供給部の間に $100\text{M}\Omega$ の抵抗を挟み、カソードに 2.2nF のコンデンサーをつけ時定数

$\tau=220\text{ms}$ のハイパスフィルタを作成した。これによりカソード信号を読み出すことができる。さらにカソードのすぐ上方にグリッドを設置していることから、Xe Flash Lamp により生成された電子数をカソード信号によって見積ることができる。

GEM またはワイヤー読み出しによる電離電子増幅の後にアノードで信号が読まれるため、本実験ではガス増幅によるゲインを次のように定義した。

$$\text{Gain} = \frac{\text{anode signal}}{\text{cathode signal}} \quad (2.1.5)$$

実際に読み出された信号の例を図 2.10 に示す。これは GEM による増幅機構により得られたアノード信号とカソード信号である。それぞれの信号の大きさから式 (2.1.5) によりゲインを、各信号のピークの差から、ドリフト時間を求めることができる。

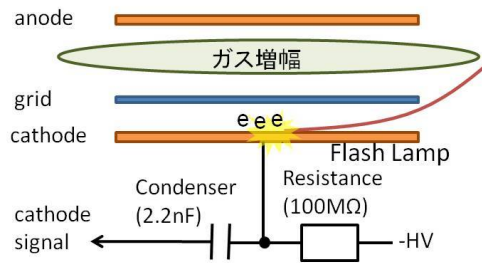


図 2.9 カソード信号とアノード信号読み出しの概念図

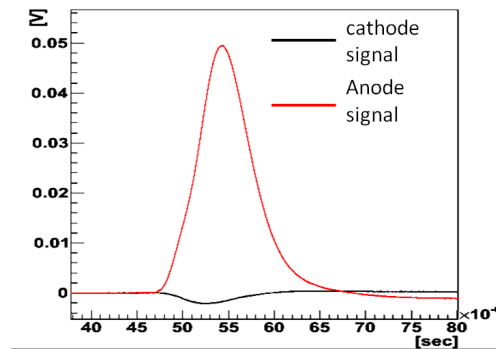


図 2.10 GEM によって電離電子増幅されたアノード信号とカソード信号 (ゲイン ~ 20 、ドリフト時間 $\sim 2\mu\text{s}$)

カソード信号、アノード信号ともに $1\text{pC} \rightarrow 1\text{V}$ の AmpTek のプリアンプとシェーパーアンプ (ゲイン 1、時定数 $\tau = 1\mu\text{s}$ に設定) を通して、CAEN VME V1724 (100MS/s で取得可能) の Flash ADC を用いて信号を取得した。しかし、プリアンプに影響を与える可能性があるため、電離電子増幅によるゲインが大きい場合は、アノード信号を直接 Flash ADC につなぐことにより信号を取得した。この変換の際の電荷量校正は行われている。

2.1.4 GEM のゲインの GEM 間電圧 ΔV 依存性

実験セットアップ

ドリフト電場とインダクション電場を一定にし、GEM 間電圧 ΔV を変化させ、そのときの GEM のゲインを測定し、GEM のゲインの ΔV_{GEM} 依存性を確認する。実験セットアップの概念図を 2.11 に示した。アノードとカソードには銅板を用いている。各極板間の距離とその間にかけた電場を表 2.5 に示す。 $7 \times 10^{-2} \text{Pa}$ まで真空引きを行った後、気体を流入させる。その後気体をチェンバーの中に封じきり、1 気圧、常温を保った。Xe Flash Lamp のトリガーを用いて、GEM 間電圧 ΔV のそれぞれで、光電効果による電子信号を 200 事象取得し解析を行った。Xe Flash Lamp のトリガーとは、Xe Flash Lamp に電圧をかけるタイミングのことであり、このタイミングに同期したデータを Flash ADC によって取得することにより、カソードの光電効果によって発生した電離電子信号を効率よく取得することができる。

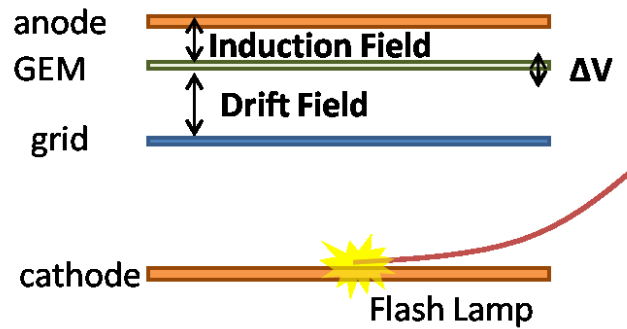


図 2.11 GEM 間電圧 ΔV 依存性を確認するセットアップ図

表 2.5 層間の距離とその電場

anode-GEM	1mm	4.5kV/cm
GEM(top-bottom)		ΔV variable
GEM-grid	5mm	1.0kV/cm
grid-cahode	10mm	0.5kV/cm

実験結果

GEM 間電圧 ΔV_{GEM} とそのとき得られたゲインの関係を図 2.12 に示す。GEM の電離電子増幅によるゲインの ΔV_{GEM} 特性は気体の種類によって変わらなかった。しかし、クエンチガスが含まれていないため P10 に比べて純 Ar の放電電圧は小さい。放電電圧は、それぞれ純 Ar で 1000V、P10 で 1200V であった。安定的に動作する GEM 間電圧 ΔV_{GEM} までゲインを測定したところ、

放電点の直前までで、純 Ar で、およそ 89($\Delta V_{GEM}=970V$)、P10 でおよそ 890($\Delta V_{GEM}=1100V$) のゲインを得ることができた。

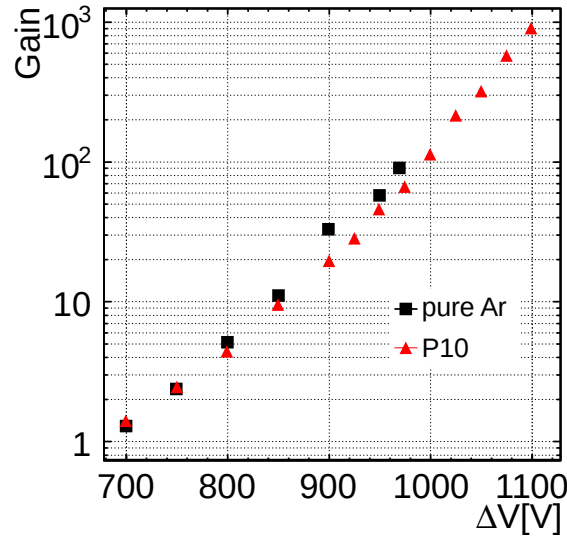


図 2.12 GEM のゲインの GEM 間電圧 ΔV 依存性

2.1.5 ワイヤー読み出しのゲインの電圧依存性

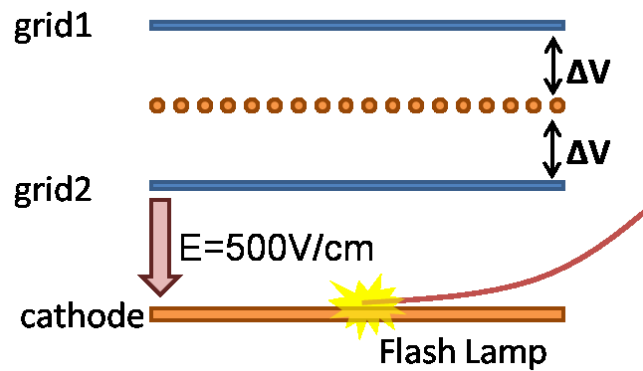
実験セットアップ

Drift 電場を一定にし、ワイヤーを挟んだ 2 枚の極板の電位を変化させたときのワイヤー読み出しによるゲインを測定し、ワイヤー読み出しのゲインのワイヤー-極板間電圧 ΔV 依存性を確認する。実験セットアップの概念図を図 2.13 に、各層間の距離と、その間にかけた電場を表 2.6 に示す。下のカソードには銅板を用いたが、ワイヤーの上に位置している極にはグリッドを使用した。これは、ワイヤーの上方で Xe Flash Lamp による光電効果が生じてしまうと、ゲインの定義から実験結果に影響が出るためである。

$7 \times 10^{-2} \text{Pa}$ まで真空引きを行った後、気体を流入させる。その後気体をチェンバーの中に封じきり、1 気圧、常温を保った。Xe Flash Lamp のトリガーを用いて、ワイヤー-グリッド間電圧 ΔV のそれぞれで、光電効果による電子信号を 200 事象取得し解析を行った。

表 2.6 層間の距離とその電場

grid1-anode	8mm	ΔV variable
anode-grid2	8mm	ΔV variable
grid2-cahode	10mm	0.5kV/cm

図 2.13 電圧 ΔV 依存性を確認するセットアップ

実験結果

ワイヤー-グリッド間電圧 ΔV とそのとき得られたゲインの関係を図 2.14 に示す。GEM の際には見られなかったがゲインを得始める ΔV の値が、気体によって異なった (P10 で $\Delta V=900\text{V}$ 、純 Ar で $\Delta V=1300\text{V}$)。

それぞれ放電電圧は純 Ar で 2100V 、P10 で 3000V であり、安定的に動作するワイヤー-グリッド間電圧 ΔV まで、ゲインを測定したところ、放電点の直前までで純 Ar でおよそ $38(\Delta V=2000\text{V})$ 、P10 でおよそ $9400(\Delta V=2900\text{V})$ のゲインを得ることができた。

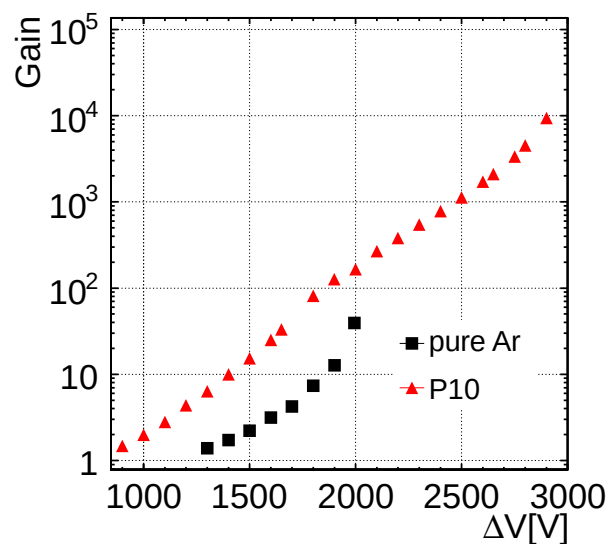


図 2.14 ワイヤー読み出しのゲインの電圧依存性

2.1.6 アルゴンガス電離電子増幅に関するまとめと展望

純 Ar と P10 を用いて、GEM、ワイヤー読み出しそれぞれの標準状態での信号増幅の振舞を調べた。今回の実験で測定した放電電圧と得られた最大ゲインを表 2.7 にまとめる。

表 2.7 放電電圧 (左) と得られる最大ゲイン (右)

	純 Ar の放電電圧	P10 の放電電圧	純 Ar での最大ゲイン	P10 での最大ゲイン
GEM	1000V	1200V	~89(970V)	~890(1100V)
Wire	2100V	3000V	~38(2000V)	~9400(2900V)

図 2.12 と図 2.14 から分かるように、GEM の場合は、純 Ar と P10 でゲイン特性に違いがなく、ワイヤー読み出しの場合はゲイン特性が異なっている。これは Xe フラッシュランプの紫外光が GEM の裏側で光電効果を起こしているためだと考えられる。クエンチガスが混合された P10 では、紫外光を吸収してくれるためその影響が少なく、純 Ar ではその影響が大きい。そのため、純 Ar と P10 のゲイン特性が図 2.12 のように、あたかも同等になっているように見える。GEM の純粋なゲインを見積もれていない可能性があるため、今後、アノードを多チャンネル読み出しにして、ランプ上部のチャンネル信号とそれ以外チャンネルの信号を見ることによってこのことを確かめる必要がある。

本実験で、ガス増幅の際に発生する光が、放電を引き起こすために、クエンチガスを混ぜることのできない純 Ar 中での安定動作が困難であることが分かった。この放電をどのようにして抑えるかが、今後の重要な課題の 1 つである。また、実際には気液二層のアルゴン検出器として動作させるので、低温環境化での安定動作に向け、温度・圧力特性に関して熟知しておく必要がある。上記のことを考慮し、安定的に動作させる環境を整え、厚さの異なる GEM や、多段 GEM、GEM+ワイヤー読み出しなどを採用してより高いゲインを追求し、最終的に-186 度において高ゲインの電離電子増幅機構を確立する。

2.2 J-PARC T32 実験

J-PARC T32 実験は、2010 年 10 月に茨城県東海村の J-PARC のハドロンホールの K1.1BR ビームラインを用いて行われた。上記の通り、液体アルゴン TPC 検出器は SUSY-GUT における $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ の崩壊モードを直接探索することのできる検出器であり、飛跡の情報と、その飛跡に沿ったエネルギー損失 dE/dx を用いることによって、K 中間子の検出効率 96.8% を保った状態で、背景事象を 0.1 事象/100kton/year まで減らすことができる (背景事象は大気ニュートリノ由来の π 中間子)。これは、 π 中間子の除去率が $\sim 10^5$ に対応する。しかし、現在までに液体アルゴン TPC 検出器の K 中間子、 π 中間子の粒子識別能力を実験的に確かめたことはなかった。そこで正体の良く分かっている K 中間子、 π 中間子を含めた荷電粒子ビームを 250L アルゴン検出器に打ち込み、その検出器応答を確認した。本実験によって、世界で最も多くの荷電 K 中間子と π 中間子に関するデータを液体アルゴン TPC によって取得することに成功した。

ここでは、J-PARC T32 実験の実験機器に関して説明した後、本実験前に行った Run Configuration と、実験後に行った荷電粒子ビームエネルギーの見積りに関して論じ、最後に 250L 液体アルゴン検出器の K 中間子と π 中間子の粒子識別能力に関して評価する。

2.2.1 K1.1BR ビームライン

図 2.15 に、K1.1BR ビームラインの構成図を示す。J-PARC の 30GeV 陽子ビームを T1 の白金ターゲットに当てることにより、K 中間子や π 中間子等様々な二次粒子を取り出すことができる。K1.1BR はそのうち 800MeV/c の運動量をもった荷電粒子ビームを取り出すように設計されたビームラインであり、D1 と D2 マグネットとその直後のスリットで運動量を選別し、ESS(Electro-Static Separator) とその後のスリットで粒子を選別する。

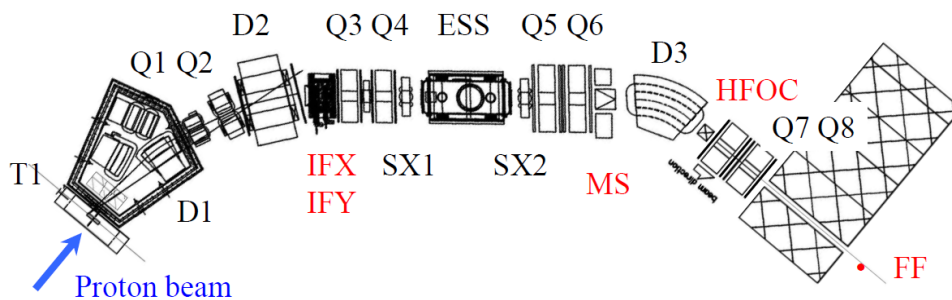


図 2.15 K1.1BR ビームライン構成図

図 2.16 と図 2.17 に、ビームライン下流の機器構成を示した。250L アルゴン検出器の前方にある Degradar よりも上流にある検出器は、TREK 実験グループの検出器である。J-PARC T32 実験ではこれらの検出器の情報を用いて粒子識別を行い、純度の高い K 中間子や π 中間子、陽子を用いて 250L アルゴン検出器により飛跡のデータを取得した。ビームライン上にある検出器に関し

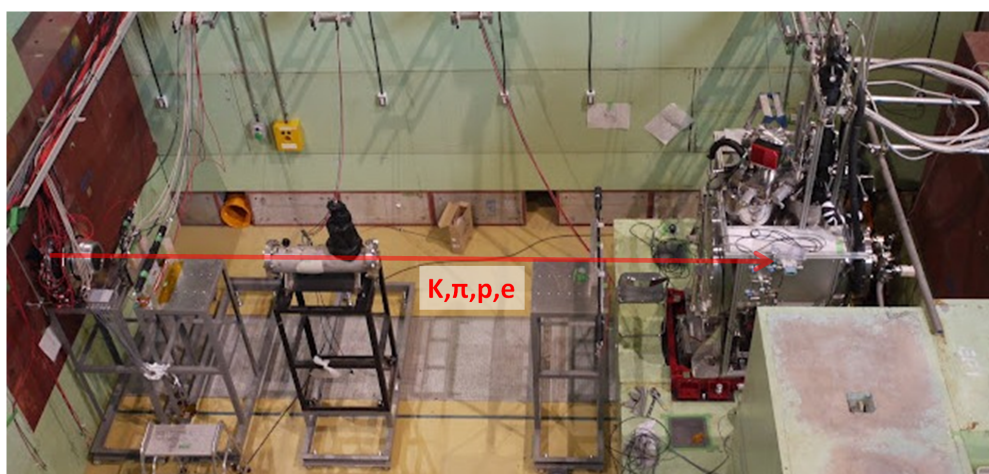


図 2.16 ビームライン上の機器の写真

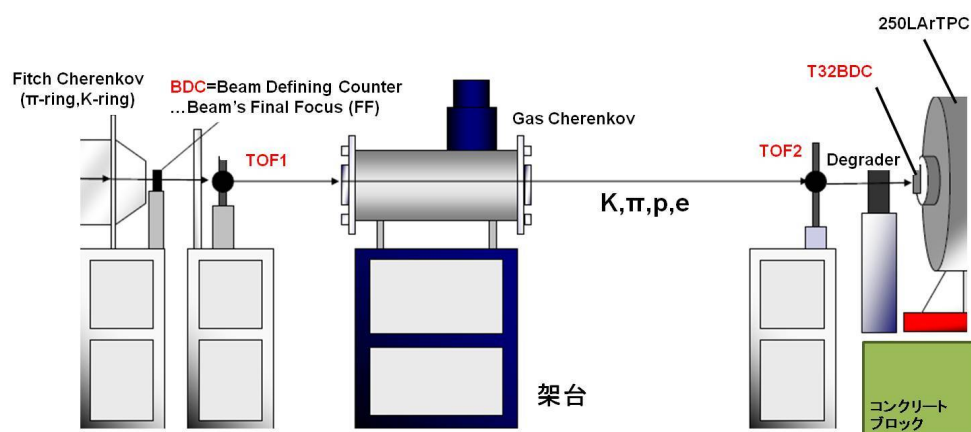


図 2.17 ビームライン上の機器構成

て以下にまとめる。

フィッチチェレンコフカウンター

フィッチチェレンコフカウンターの写真と構造を図 2.18 に示す。これは章 1.4.2 でも説明した、いわゆる微分型チェレンコフカウンターに属する検出器である。検出器内にて 40mm の厚さのアクリルを通過した K 中間子と π 中間子はチェレンコフ光を放射するが、K 中間子は π 中間子よりも質量が大きく速度 $\beta = v/c$ が小さいため、式 (1.2.17) から K 中間子によるチェレンコフ光の進行方向に対する放射角 θ は π 中間子によるチェレンコフ光の放射角より大きくなる。この放射された光はアルミ蒸着された鏡に反射されて、ビーム方向と反対の方向にある光電子増倍管 (PMT) にて読み出される。このことから、K 中間子と π 中間子の放射方向にそれぞれ 14 本ずつの PMT をリング状に並べることによって、その PMT のヒット数から K 中間子と π 中間子を識別するこ

とができる (それぞれ K リング、 π リングとする)。シミュレーションによって期待される K リングの性能と π リングの性能を図 2.19 に示す。この分布から、あるヒット数以上を要求すれば非常に純度の高い K 中間子や π 中間子を選別できることが分かる。

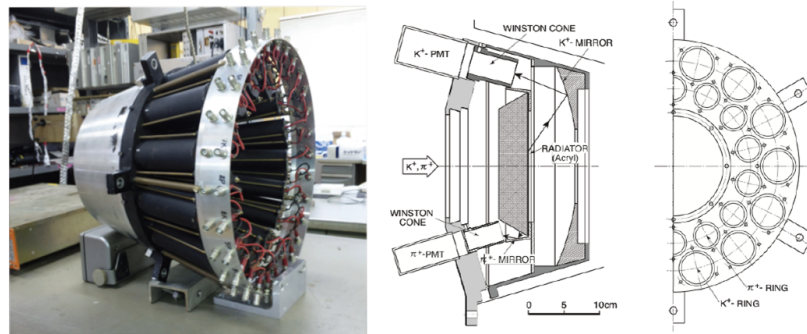


図 2.18 フィッチチェレンコフカウンターの写真と構造

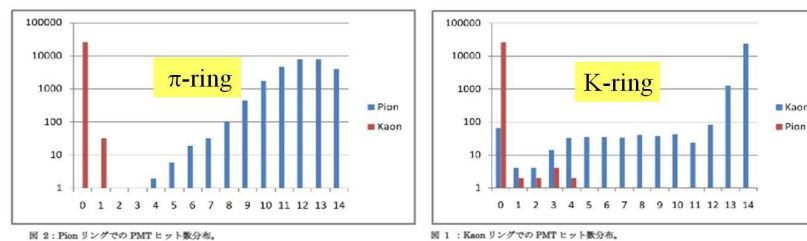


図 2.19 フィッチチェレンコフカウンター π リング、K リングの PMT のヒット数分布

BDC(Beam Defining Counter)

BDC はプラスチックシンチレーションカウンターであり、荷電粒子が K1.1BR ビームライン上流由来の粒子であることを識別しトリガーとして使用する。

TOF(Time Of Flight)

上記の通り、TOF とは 2 組のプラスチックシンチレーションカウンターのことである。ビームラインの上流にあるシンチレーターを TOF1、下流にあるシンチレーターを TOF2 である。TOF1-TOF2 間の距離は約 3.5m 離れているため十分に粒子識別をすることが可能である。電荷量による補正をすることによって、約 200ps までの時間分解能を高めることができる。

ガスチェレンコフカウンター

ガスチェレンコフカウンターは、上記で説明したチェレンコフカウンターのうち閾値型チェレンコフカウンターに属するものであり、陽電子が通過した場合にのみチェレンコフ光を放射するようになっている。これを veto トリガーとして用いることにより、陽電子を取り除き、効率よく K 中間子や π 中間子事象のデータを取得することができる。

Degrader

検出器中にて K 中間子を止まる事象のデータを取得するために、Degrader を通過させることにより 800MeV/c の K 中間子ビームをエネルギーを減少させる。本実験では Degrader として、TRISTAN の TOPAZ 実験グループが使用していた鉛ガラスチェレンコフカウンター (以後、鉛ガラス) と鉛ブロックを用いた。図 2.20 に、本実験で用いた Degrader を示す。

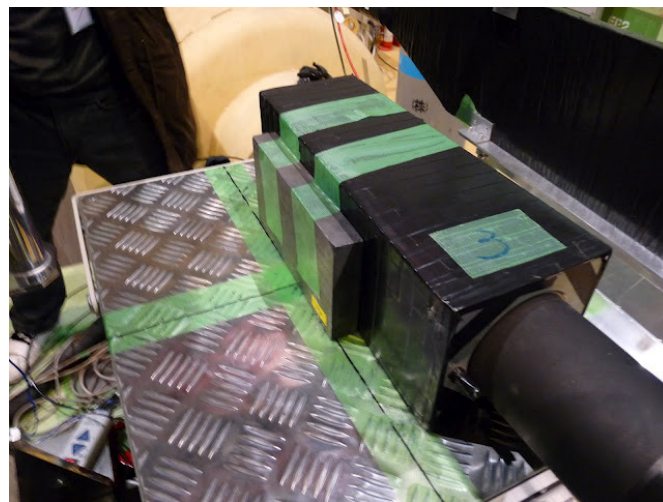


図 2.20 Degrader(鉛ガラス 1 つと鉛ブロック 1 つの組み合わせ)

T32BDC

T32BDC は、250L アルゴン検出器の外層蓋のビーム窓に取り付けた 2 枚のプラスチックシンチレーションカウンターで信号を検出する際のトリガーとして使用した。

2.2.2 250L アルゴン検出器

J-PARC T32 実験で用いた 250L サイズのアルゴン検出器の写真を図 2.21 に示す。この低温容器は MEG 実験で液体キセノンカロリメーターのプロトタイプとして用いられていたものを使用し

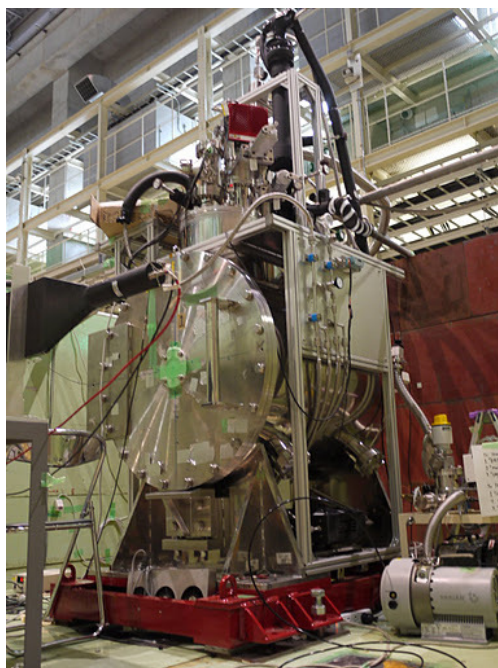


図 2.21 250L アルゴン検出器の写真

た。上部の 2 つのポートには真空ポンプや冷凍・純化装置を取り付け、高電圧印加や信号読み出しなどに用いる。

直方体の TPC 検出器を低温容器内中央に挿入し、容器下部にシンチレーション光読み出しのために光電子増倍管 (PMT) を設置する。光電面に波長変換材である TPB (TetraPhenyl-Butadiene) を塗ることによって、液体アルゴンのシンチレーション光の波長を 128nm から、400~480nm の波長に変換し PMT で信号を読み出している。このシンチレーション光は、宇宙線事象等のトリガーに用いることができる。図 2.22 に低温容器内での検出器の配置と TPB を塗った PMT を示す。

図 2.23 のように、本実験で用いた TPC 検出器は有感領域が $40 \times 40 \times 76 \text{ cm}^3$ で厚さ 0.8mm のガラスエポキシ (FR4) 製のプリント基板を組み合わせて作られている。検出器の下にある光電子増倍管にシンチレーション光が届くように、カソードはフレームにステンレスワイヤーを張った構造になっている。極板内部には電極を 1cm ピッチで取り付けて電極間を抵抗分割してあるため、カソード面に高電圧を印加すると、アノード面まで一様な電場を形成できるようになっている。このとき、荷電粒子が検出器中を通過すると落としたエネルギーから電離電子が生成され、一様な電場により約 $0.8 \text{ mm}/\mu\text{s}$ の速度で上方にドリフトする。時間分解能向上のためアノード面より 1cm 下にグリッドが配置されているので、ドリフトしてきた電離電子がこのグリッドを越えてはじめて上面のアノードから電気信号を読み出すことができる。図 2.23 のように、アノードはビーム軸方向に 1cm ピッチで 76 チャンネルに分割されている。これにより、TPC 検出器は得られた信号のアノードのチャンネルからビーム軸方向の位置情報が、ドリフト時間から鉛直方向の位置情報が分り、飛跡を二次元で再構成することができる。しかしアノードがストリップの形状になっているため、ビーム方向に対して左右方向の位置については確定することができない。表 2.8 に 250L ア

ルゴン検出器の性能に関してまとめる。

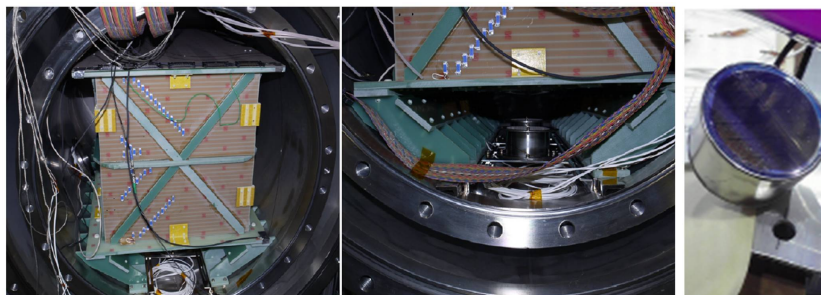


図 2.22 低温容器内の TPC 検出器 (左)、容器下部に設置した 2 本の光電子増倍管 (中央) と、TPB を塗った PMT

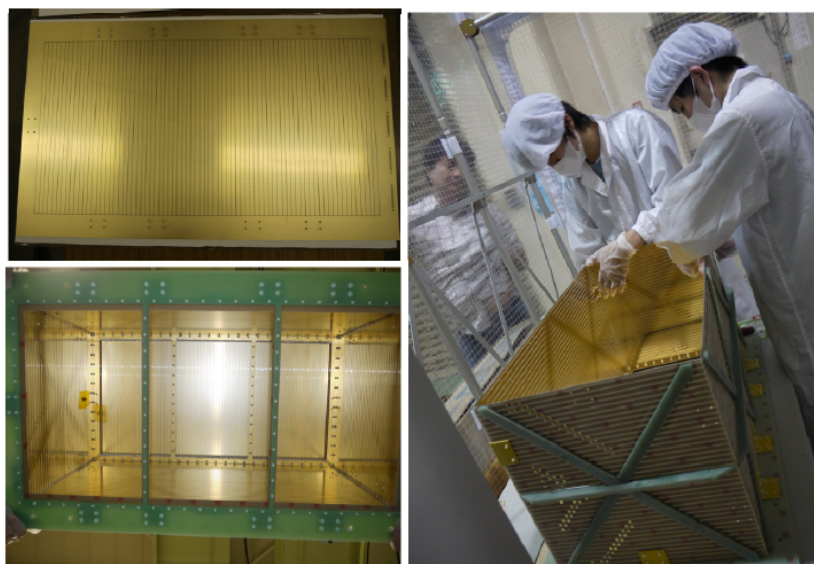


図 2.23 TPC 検出器本体の写真 (左上:1cm 幅のストリップが 76 チャンネル並んだ信号読み出しアノード、右:検出器を組み上げているところ、左下:完成した検出器を下部より見たもの。カソード・アノードグリッドの構造も見る事ができる。)

表 2.8 250L アルゴン検出器の性能

有感領域質量	170kg
総質量	~ 400kg
有感領域	40cm×40cm×76cm
平均電場	~ 200V/cm
最大印加電圧	12kV
ストリップ幅	1cm
読み出しチャンネル数	76

2.2.3 Run Configuration

必要な Degrader の見積り

800MeV/c の運動量をもった K 中間子は 250L アルゴン検出器を通過してしまう。K 中間子を 250L サイズの検出器中にて止めるためには、K 中間子ビームを Degrader を通すことによってエネルギーを減少させなければならない。このため本実験の前に、250L アルゴン検出器の上流に必要な Degrader の量をシミュレーションを用いて見積もった。

本実験では鉛ガラス 2 つと鉛ブロック 2 つを Degrader として使用した。シミュレーションの際に適用した鉛ガラスのパラメータを表 2.9 に示す。鉛ガラスと鉛ブロックの最適な組み合わせをシミュレーションを用いて見積もった。

表 2.9 シミュレーションの際の鉛ガラスのパラメータ

密度	6.22g/cm ³
SiO ₂	30%
PbO	70%

図 2.24 に、800MeV/c の K 中間子の Degrader 通過後の運動量分布を示す。ただし、入射ビームはペンシルビームを仮定しており、鉛ガラス、鉛ブロック 1 つの厚みはそれぞれ 12.5cm、2.5cm とした。左上が鉛ガラス 1 つのとき、右上が鉛ガラス 1 つと鉛ブロック 1 つのとき、左下が鉛ガラス 2 つのとき、右下が鉛ガラス 2 つと鉛ブロック 1 つの組み合わせを Degrader として用いたときの K 中間子の運動量分布である。それぞれの平均運動量の値は 654MeV/c、605MeV/c、464MeV/c、383MeV/c となった。

このとき K 中間子の液体アルゴン中での進行可能距離を図 2.25 示す。この図で、x はビームライン方向であり、z はビームラインに垂直な高さ方向である。図 2.25 の配置は、図 2.24 と同様であり、それぞれの平均運動量の値をもった K 中間子ペンシルビームを液体アルゴン中に入射している。x=-1000mm から液体アルゴンに入射するので、K 中間子が Degrader 通過後に液体アルゴン中で進む距離はそれぞれ、～ 85cm、～ 75cm、～ 35cm、～ 20cm ほどと推測される。検出器中の感度のある領域に入る前に ～20cm ほどの不感領域があると考え、Degrader として鉛ガラス検出器を 2 つ使用した。

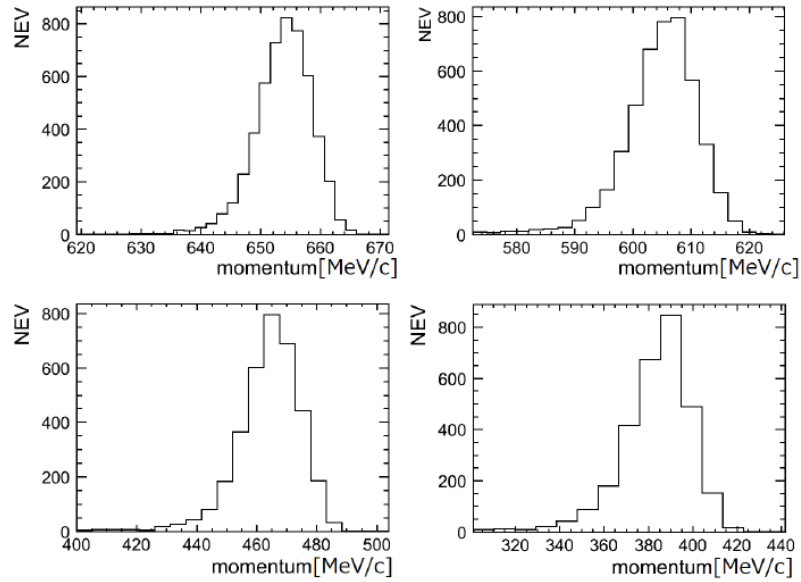


図 2.24 Degrader 通過後の運動量分布 (左上:鉛ガラス 1 つ、右上:鉛ガラス 1 つと鉛ブロック、左下:鉛ガラス 2 つ、右下:鉛ガラス 2 つと鉛ブロック)

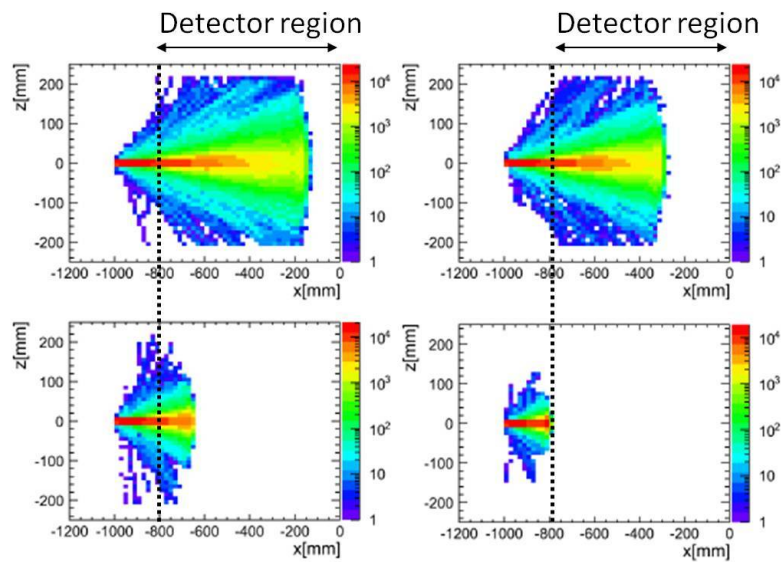


図 2.25 液体アルゴン中での K 中間子ビームの拡がり (左上:鉛ガラス 1 つ、右上:鉛ガラス 1 つと鉛ブロック、左下:鉛ガラス 2 つ、右下:鉛ガラス 2 つと鉛ブロック)

Degrader の配置

ここではビームライン上での Degrader の配置について考察する。図 2.26 に、Degrader と T32BDC と 250L アルゴン検出器の位置関係を示す。Degrader の T32BDC との距離 x として 2 通りを代表点として考察した。

- $x=20\text{cm}$

Degrader と T32BDC を最も近づけたときの距離。Degrader によってビームは散乱するので、なるべく 250L アルゴン検出器に近づけた方が K 中間子の事象の取得率は大きくなる。

- $x=200\text{cm}$

Degrader を通過した K 中間子ビームは、Degrader と相互作用を起こし他の粒子に変化する可能性がある。200cm は、Degrader 通過後に K 中間子に対して TOF を用いた粒子識別に必要な距離である。

それぞれの場合で、250L アルゴン検出器で検出できる粒子がどのように変化するかをシミュレーションを用いて確かめた。このとき、K 中間子ビームはペンシルビームであり、100000 の粒子を生成して Degrader から 7cm 離れたところから入射した。

Degrader 通過後、T32BDC に到達した荷電粒子の運動量分布を図 2.27 に、その地点での粒子数の割合を表 2.10 に示す。これから分かるように T32BDC をトリガーとして要請すると、検出できる粒子数は Degrader-T32BDC 間距離 $x=20\text{cm}$ の場合で約 8.6%、 $x=200\text{cm}$ の場合で約 0.13% にまで減少する。また、図 2.27 から、200MeV/c より小さい π 中間子と μ 粒子が存在することが分かる。これらの検出器中でのエネルギー損失量は大きいため T32BDC の信号量によって K 中間子と区別することができない。このことから T32BDC をトリガーとして要請した場合、K 中間子の純度は $x=20\text{cm}$ の場合で約 98.9%、 $x=200\text{cm}$ の場合で約 98.1% である。K 中間子が Degrader 通過後、T32BDC で検出される効率と、そのときの純度に関して表 2.11 にまとめる。

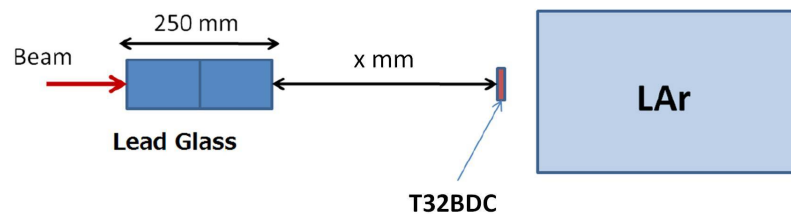


図 2.26 Degrader、T32BDC と 250L アルゴン検出器のビームライン上の位置関係

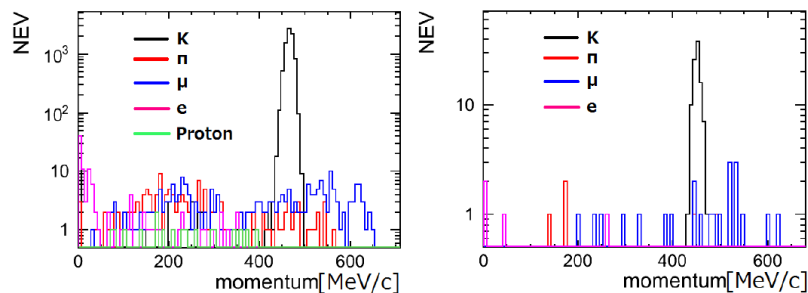


図 2.27 Degrader 通過後 T32BDC に到達した各荷電粒子の運動量分布 (左:Degrader-LArBDC 間 20cm のとき、右:Degrader-LArBDC 間 200cm のとき)

表 2.10 Degrader 通過後 T32BDC に到達した荷電粒子数

距離 [cm]	全粒子数	K^+	$\pi^\pm$	μ^+	e^+	陽子
20	8641	8151	145	224	104	17
200	132	101	5	22	4	0

表 2.11 K 中間子の Degrader 通過後の T32BDC での検出効率と K 中間子純度

距離 [cm]	検出効率 [%]	純度 [%]
20	8.62	98.9(8151/8151+93)
200	0.131	98.1(101/101+2)

ビームライン上の機器による K 中間子と π 中間子の見積り

J-PARC T32 実験の荷電粒子ビーム中には K 中間子や π 中間子、陽子、電子が含まれている。我々の LAr グループの実験前に TREK グループが荷電粒子ビームを用いて実験を行っていたので、その際に得られたビームライン上のフィッチチェレンコフカウンター、TOF の情報を用いて、効率的に K 中間子の粒子を取得する方法を考えた。このとき T32BDC と Degrader の間の距離を 20cm に設置した。

この実験中に、ビーム中の K 中間子の割合が最も大きくなるようにビームライン中のマグネットを設定したのは run00166 である。ビームのマグネットの設定を変更する毎に run に名前が付けられており、run00166 はその名称の 1 つである。run00166 中での K リングと π リングのフィッチチェレンコフカウンターの ADC カウントの関係を図 2.28 に示す。この図から、 π リングの ADC が 2200 より小さくて、K リングの ADC が 2000 より大きいところにクラスターができていることが分かる。ただし、フィッチチェレンコフカウンターの π リングで 3200 カウント以上になっている領域はモジュールの誤作動のためであると考えられる。このことから、2000 カウントの出力

を閾値としてフィッチチェレンコフカウンターの K リングの ADC カウントに要求すれば、純度の高い K 中間子を取得できると考えられる。これは K リングの 14 本の PMT のうち 6 本以上の PMT から信号が出力されたことをトリガーとして要求することに等しい。以後この要求を K トリガーと呼ぶ。

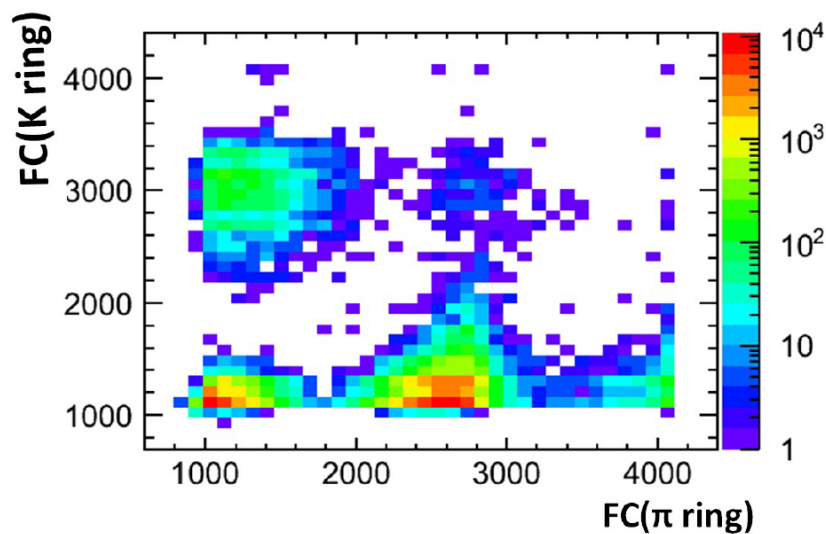
図 2.29 は、実際に run00166 から得られた K 中間子、 π 中間子、陽子の TOF 分布である (横軸の単位は TDC カウントであり、25ps/TDC である)。フィッチチェレンコフカウンターの K リングの ADC カウントが、全部で 2000 以上出力されたかどうかで分けることによって、K トリガーを要求する前と要求した後の TOF 分布を疑似的に示している。それぞれのピークの事象数を数えることによって、ビームに含まれている各粒子の数を見積もることができる。疑似 K トリガー要求後のビームの性質について表 2.13 に示す。疑似 K トリガーをかけているにも関わらず、K 中間子の識別効率が 50.6% と小さい値を示している。これは荷電粒子のビームがフィッチチェレンコフカウンターの中心を通っていないためであると考えられる。

表 2.12 run00166 のビームの性質

ビーム強度	K 中間子数/ π 中間子数
47000 粒子/1beam bunch	6.36×10^{-2}

表 2.13 疑似 K トリガー要求後のビームの性質

ビーム除去率 [%]	K 中間子数/ π 中間子数	K 中間子の識別効率 [%]
4.37	1.36	50.6

図 2.28 フィッチチェレンコフカウンターの K リングと π リングの ADC カウントの関係 (run00166)

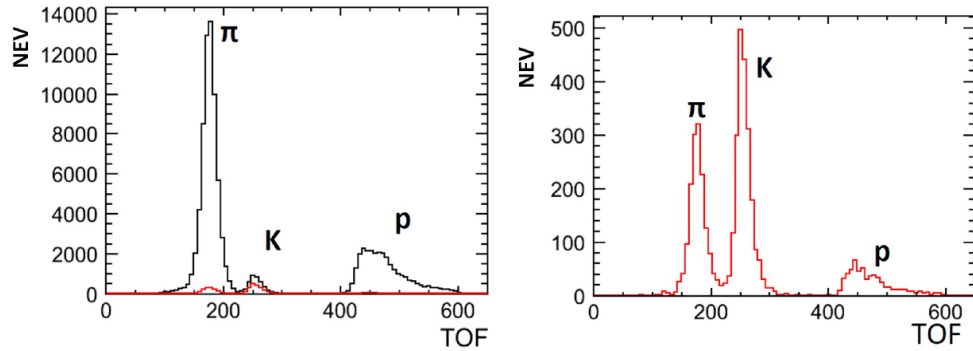


図 2.29 run00166 の荷電粒子ビーム中の K 中間子、 π 中間子、陽子の TOF 分布 (左:疑似 K トリガー要求前、右:疑似 K トリガー要求後、左図の赤線は右図の赤線に対応している。)

Degrader の 2 つの鉛ガラスのうちビーム上流にある鉛ガラスで取得された ADC 分布を図 2.30 に示す。黒線が、疑似 K トリガーと TOF で K 中間子であることを要求した際に得られる TOF 分布であり、赤線がその条件にさらに T32BDC の通過を要求した際に得られる TOF 分布である。黒線には 3 つのピークがあるが、左から順にペDESTALピーク、MIP として鉛ガラスを突き抜けた際のエネルギー損失によるピーク、電子などが鉛ガラスと電磁相互作用をした結果生じる大きなエネルギー損失のピークである。それゆえ、T32BDC の通過を要求すると赤線のように左から 2 つ目のピークが残る。さらにこの図から、実際の荷電粒子ビームにおいて T32BDC のトリガーを要求したときの粒子数の減少率が分かる。T32BDC トリガーを要求した場合、粒子数は 1/25 になる。

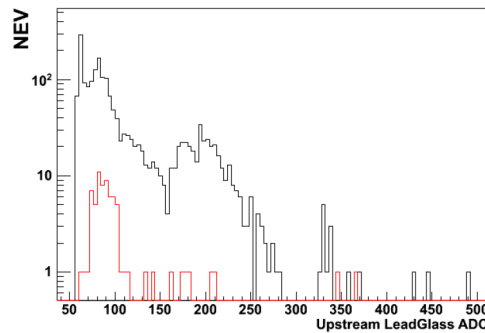


図 2.30 run00090 の鉛ガラス検出器の ADC 分布 (黒:疑似 K トリガーと TOF で K 中間子であることを要求、赤:黒の条件に T32BDC の通過を要求)

Run Configuration

以上のことから、本実験での Run Configuration を考えた。具体的には Degrader の配置とビームの強度をどの程度にするかを決定した。この際に念頭に置かなければならない制限は 2 つある。

1 つは、過剰の荷電粒子が同時に 250L アルゴン検出器に入射すると、TPC のデータから飛跡の再構成ができなくなることである。液体アルゴン中での電子のドリフト速度が $\sim 0.8\text{mm}/\mu\text{s}$ であり、250L アルゴン検出器の高さが 40cm であることから、250L アルゴン検出器中に入ってくる荷電粒子の数を $\sim 2\text{kHz}$ までに抑える必要がある。2 つ目は、今回用いる DAQ の処理速度からの要請であり、データの取得率 (DAQ レート) は $\sim 10\text{Hz}$ までに抑える必要がある。

run00166 と同じ性質のビームを入射したときに取得できる K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数を表 2.14 に示す。表は左から順に、粒子名、ビーム強度、K トリガーを要求したときの粒子数、K トリガーと T32BDC トリガーの両方を要求したときの粒子数である。T32BDC トリガーの要求に関しては、T32BDC と Degradar を 20cm 離れた場合と、200cm 離れた場合の両方を考慮した。ただし、200cm 離れたときに取得できる粒子数は、シミュレーションによって見積もられた表 2.11 と、実データである図 2.30 から見積もった。

このことから、Degradar と T32BDC を 200cm も離してしまうとデータの取得率が大幅に減ってしまうので、Degradar の位置は T32BDC から 20cm 離れた場所とする。さらに、run00166 は K 中間子の粒子数が最も多いときのビームであるが、ビームの強度は 15kHz であるため、250L アルゴン検出器に入射される粒子数の制限 ($< 2\text{kHz}$) を考えると、ビームの強度を $2/15$ にしなくてはならない。

以上の Run Configuration によって、本実験前に取得できると予想された K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数は表 2.15 のようになる。

表 2.14 取得できる K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数

粒子名	ビーム強度	K トリガー	T32BDC トリガー (x=20cm)	T32BDC トリガー (x=200cm)
K 中間子	1kHz	500Hz	20Hz	0.3Hz
π 中間子	10kHz	500Hz	20	0.3Hz
陽子	4kHz	100Hz	0.5Hz	$< 0.06\text{Hz}$

表 2.15 本実験の Run Configuration によって取得できると予想された K 中間子、 π 中間子、陽子の粒子数

粒子名	ビーム強度 [Hz]	DAQ レート [Hz]
K 中間子	130	2.6
π 中間子	1300	2.6
陽子	530	0.065

2.2.4 BDC 地点でのビームエネルギーの見積り

J-PARC T32 実験後は主に 250L アルゴン検出器やビームライン上の機器をシミュレーションに実装し、検出器のパラメーターチューニングを行った。

現在の J-PARC T32 実験のシミュレーションパッケージには、BDC よりも下流にある検出器しか実装していない (図 2.31 参照)。このため荷電粒子が K1.1BR ビームラインを通過して BDC に到達した時点でのビームエネルギーを求め、そのエネルギー分布をシミュレーションパッケージに与えなければならない。

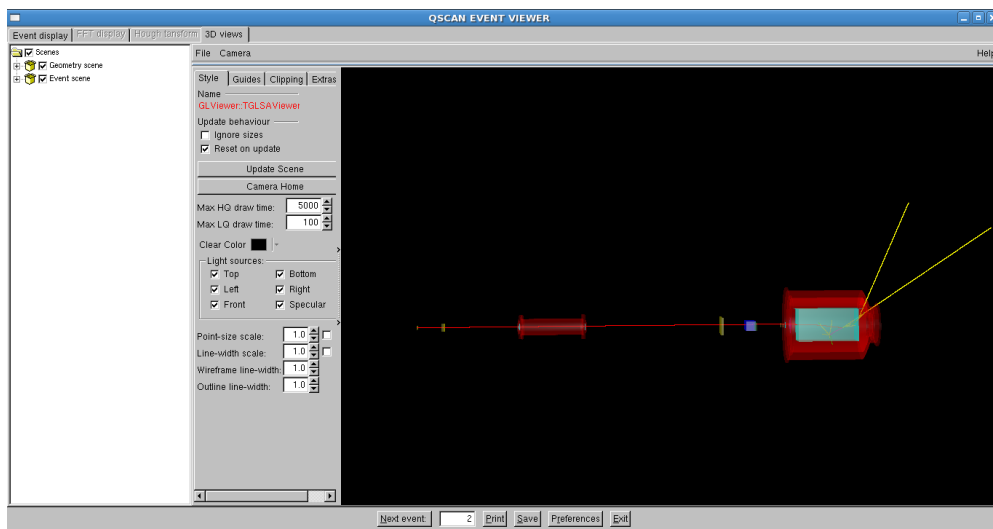


図 2.31 シミュレーションディスプレイの例、BDC にて生成された K 中間子が BDC、TOF1、ガスケレンコフ、TOF2、Degradar、T32BDC を通過して 250LAr 検出器に入射しているのが分かる。

シミュレーションを用いて、BDC よりも上流にある K1.1BR ビームラインでのエネルギー損失を考慮し、BDC に到達した荷電粒子のエネルギーを見積もった。シミュレーションで用いた K1.1BR ビームラインのシミュレーションのセットアップの概念図を図 2.32 に示す。陽子が白金ターゲットに当たることによって生成された $800\text{MeV}/c$ の荷電粒子は、真空中に引いてあるビームライン中で 4 回ステンレスの窓を通り、6mm の厚さのプラスチック、40mm の厚さの亚克力を通過し、 $\sim 21.5\text{m}$ 先の BDC にてそのエネルギーが観測される。図 2.15 と異なりビームラインは直線であるとし、電場と磁場による影響を考えない。K 中間子、 π 中間子、陽子をそれぞれ 500000 事象生成しペンシルビームとして 2.32 のビームラインに入射した。

この結果得られた BDC の地点での K 中間子、 π 中間子、陽子のビームエネルギー分布を図 2.33 に示す。物質量がほとんどないビームラインであるが、21.5m の飛行の後で、各粒子とも多少のエネルギー損失が見られた。特に陽子ではその効果が顕著に表れており、 $800\text{MeV}/c$ のエネルギーは $\sim 765\text{MeV}/c$ まで減衰した。

現在、シミュレーションパッケージに実装されている $800\text{MeV}/c$ ランの初期エネルギー分布は

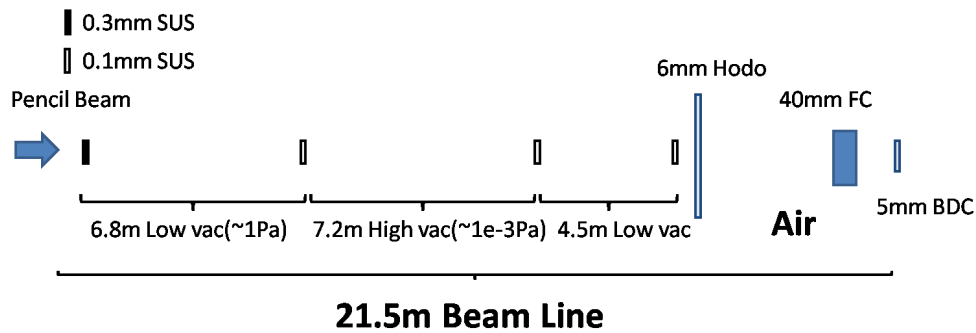


図 2.32 K1.1BR ビームラインのシミュレーションセットアップの概念図

以下のようにになっている。

- K 中間子

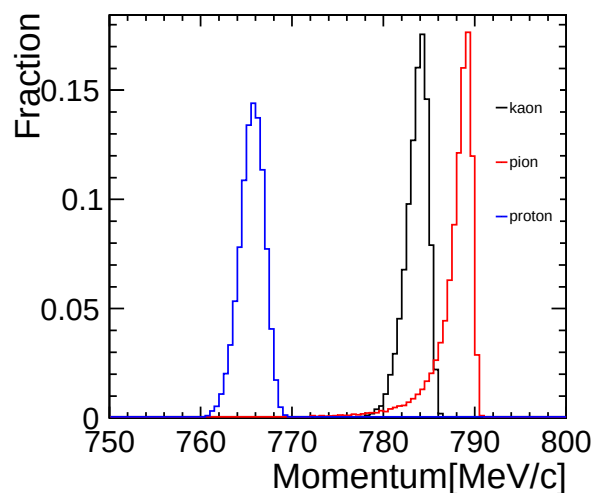
実データの崩壊点分布と合うように図 2.33 のピーク位置を変更して、BDC 地点でのエネルギーとしている。

- π 中間子

図 2.33 の分布をそのまま用いて、BDC 地点でのエネルギーとしている。

- 陽子

K1.1BR のビームラインによるエネルギー損失が無視できないことが分かったので、陽子の TOF 分布を用いて、BDC 地点でのエネルギーを見積った。詳細は、岡本迅人氏の論文を参考されたい。

図 2.33 BDC の地点での K 中間子、 π 中間子、陽子のビームエネルギー分布

2.2.5 K/ π 識別能力の評価

本実験で得られたデータを様々な角度から検証し、250L 液体アルゴン検出器の荷電粒子に対する検出応答に関して理解を深めた。また、液体アルゴン中で停止して崩壊するような K 中間子や π 中間子の崩壊点を選ぶアルゴリズムを確立し、そのアルゴリズムにより決められた崩壊点から飛跡をさかのぼり、各アノードストリップに落とした電荷量を測定した。その結果得られた電荷量と崩壊点からの距離の関係を図 2.34 に示す。

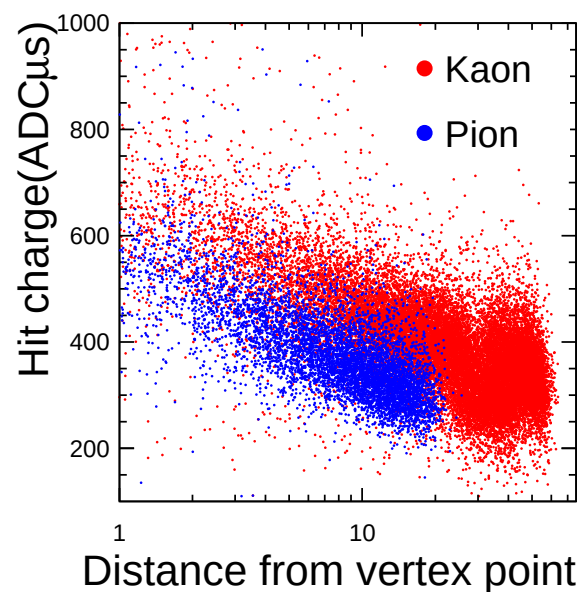


図 2.34 電荷量と崩壊点からの距離の関係 (赤:K 中間子、青: π 中間子)

停止点に近づくにつれてアノードストリップで読み出される電荷量が大きくなっていることが分かり、その振る舞いが K 中間子と π 中間子で異なっていることが分かる。重なってはいるが、K 中間子の方が電荷量の大きなところに分布し、 π 中間子は電荷量の小さなところに分布しており、ベータ・ブロッホの関係によく従っている。

図 2.34 から、likelihood を定義し K 中間子らしさを表す尤度分布が図 2.35 であり、粒子が K 中間子らしくあればあるほどこの値は 0 に近づき、逆に K 中間子らしくなければ発散する。確かに、K 中間子であるものが 0 に寄り、 π 中間子であるものが 0 から離れていることが確認できる。この図から、本実験で用いた 250L 液体アルゴン検出器の K 中間子、 π 中間子分離能力は K 中間子の検出効率が約 80% に対して、 π 中間子の除去率 1/400 であった (詳細は岡本迅人氏の論文を参照のこと)。

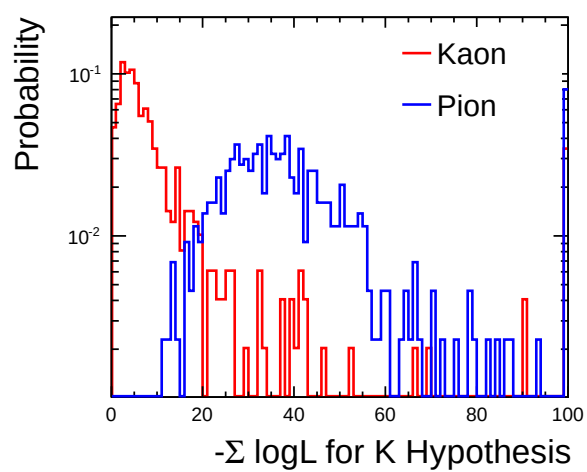


図 2.35 K 中間子らしさを表す尤度分布

3 シリコン検出器を用いたエネルギー損失 dE/dx 測定と粒子識別能力の性能評価

この章では、LHC ATLAS の内部飛跡検出器の 1 つである SCT(SemiConductor Tracker) 検出器を用いたエネルギー損失 dE/dx の測定と、それを用いた粒子識別能力に関してまとめる。

3.1 LHC/ATLAS

スイス・ジュネーブ近郊にある欧州原子核研究機構 (CERN) に大型陽子陽子衝突型円形加速器である Large Hadron Collider(LHC) が設置されている。この加速器は地下 100m の位置に建造されており、その周長はおよそ 27km にも及ぶ。2009 年 11 月に最初のビーム衝突に成功し、2010 年から本格的に実験が開始された。表 3.1 に LHC 加速器の設計段階でのデザインパラメータに関してまとめる。2011 年の Run では、重心系エネルギー 7TeV、衝突頻度 20MHz で稼働しており、最高瞬間ルミノシティは $3.65 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ まで達成している。

表 3.1 LHC 加速器の主なデザインパラメータ

主リング周長	26.7km
重心系エネルギー	7TeV+7TeV
瞬間ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
衝突頻度	40MHz
バンチ数	2808
バンチ数あたりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ衝突当たりのイベント数	29

LHC 加速器には 4 つの衝突点があり、それぞれ検出器が設置され実験が行われている。そのうちの 1 つが ATLAS(A Troidal LHC ApparatuS) 実験である。

ATLAS 検出器は、高さ 25m、全長 44m、重量 7000 トンの汎用型粒子検出器で、衝突点に近い順から、内部飛跡検出器、ソレノイド磁石、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、トロイダル磁石、ミューオン検出器によって構成されている。標準模型の精密測定から、ヒッグス粒子の探索、超対称性粒子、余剰次元といった TeV 領域の新物理探索等様々な研究が行われている。現在は重心系エネルギー 7TeV で順調に物理データを収集しており、2011 年の 10 月末までの Run で積分ルミノシティ 5.29fb^{-1} のデータを収集することができた。図 3.1 に ATLAS 検出器の概念図を示す。

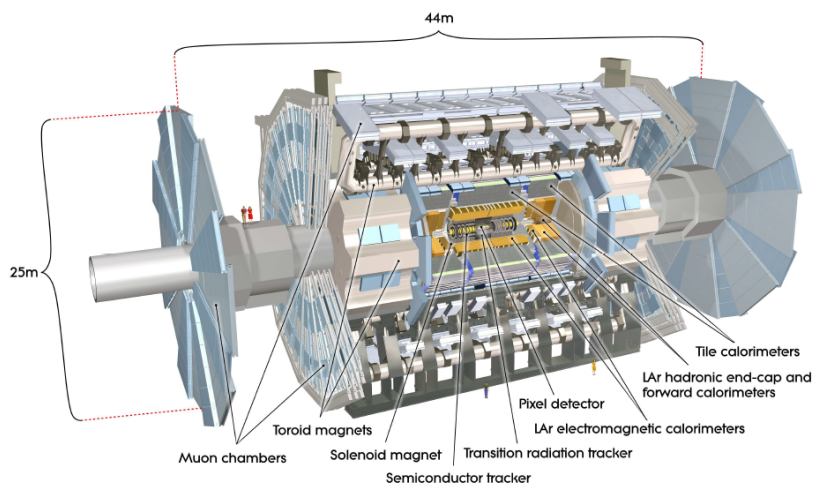


図 3.1 ATLAS 検出器の概念図

3.1.1 内部飛跡検出器

衝突点に最も近い位置に、荷電粒子の飛跡の再構成を行う内部飛跡検出器が設置されている。ソレノイドの 2T の磁場によって、 $p_T = 100 \text{ MeV}/c$ 以上の飛跡を再構成することができる。これによって、飛跡の運動量、衝突点、二次崩壊点を高い精度で求めることができる。内部飛跡検出器の概念図を図 3.2 に、ビーム軸に平行に切った断面図を図 3.3 に示す。

内部飛跡検出器は、内側から順に Pixel 検出器、SCT(SemiConductor Tracker) 検出器、TRT(Transition Radiation Tracker) 検出器によって構成されており、擬ラピディティ $|\eta| < 2.5$ の範囲を覆う。検出器は、 η の範囲によって名前が分けられている。ビームの衝突地点の中心部を覆っている部分を Barrel、その前後方部を Endcap と呼ぶ。

Pixel 検出器

衝突地点に最も近い位置に配置されているのが Pixel 検出器である。Pixel 検出器は Barrel 部 3 層、前後方の Endcap 部が各 3 層より構成されている。その中でも最内層の B 層は取り替え可能な構造になっており、放射線損傷に対応することができる。センサーサイズは、 $16.4 \text{ mm} \times 60.8 \text{ mm} \times 150 \mu\text{m}$ であり、読み出しエレクトロニクスを載せてモジュール化されている。1 つのピクセルセンサーが $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ のシリコン検出器であり、R- ϕ 方向で $10 \mu\text{m}$ 、z or R 方向で $115 \mu\text{m}$ の非常に高い位置分解能をもち、粒子密度の高い環境下においても、飛跡の再構成を可能としている。ここで z はビーム軸に平行な軸方向、R はビーム軸に垂直な平面上でのビーム中心からの距離方向、 ϕ はその平面上での角度である。

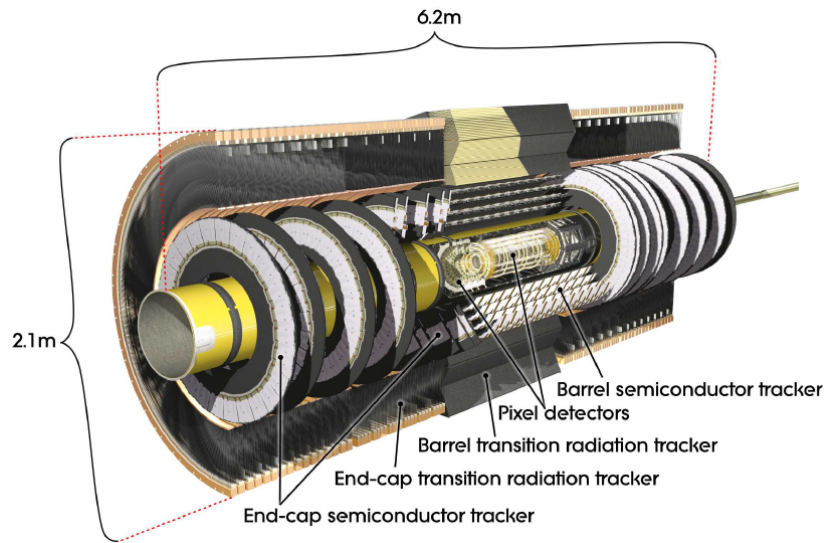


図 3.2 内部飛跡検出器の全体図

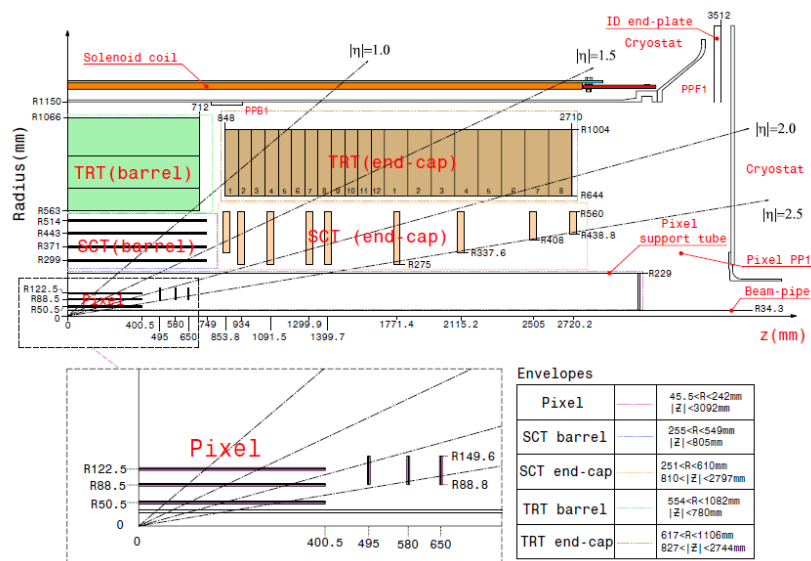


図 3.3 内部飛跡検出器の断面図

SCT(SemiConductor Tracker) 検出器

SCT 検出器は、Barrel 部 4 層、前後方の Endcap 部が各 9 層より構成されている。図 3.4 に Barrel 部の SCT モジュールを示す。1 枚のシリコンセンサーは $6.4\text{cm} \times 6.4\text{cm}$ で、2 枚のシリコンセンサーをワイヤーボンディングによってつながれている。図 3.4 のように、SCT モジュールは、この 2 枚 1 組のシリコンセンサーを 40mrad の角度をつけてベースボードの表裏に接着し、読

み出しチップを搭載したフレックスハイブリッド基板をのせたものから構成されている。1枚のシリコンセンサーは、 $80\mu\text{m}$ 間隔で並んだ読み出しストリップが768本備わっており、表裏2枚のセンサーによって読み出されたストリップの交点から、荷電粒子の入射位置を二次元的に検出することができる。この方法によって得られる位置分解能は、 $R-\phi$ 方向で $17\mu\text{m}$ 、 z (または R) 方向で $580\mu\text{m}$ である。

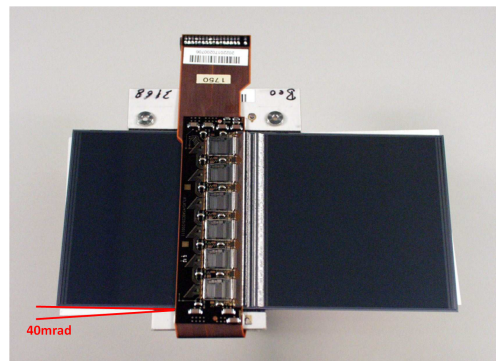


図 3.4 Barrel 部の SCT モジュール

TRT(Transition Radiation Tracker)

TRT はカーボンファイバー製のドリフトチューブが積層された、ストロー型ドリフトチューブチェンバーである。ストローの直径は 4mm で、中心には $30\mu\text{m}$ の金メッキされたタングステンの読み出しワイヤーが張られている。チューブの中には、 $\text{Xe}70\%$ 、 $\text{CO}_2 27\%$ 、 O_2 が 3% のガスが充填されている。36層のチューブが積層されており、各チューブの電離電子のドリフト時間を測定することで $130\mu\text{m}$ 程度の位置分解能を得ることができる。またチューブ間に、遷移輻射を発生させるためにポリプロピレンファイバーから構成されたもの挟まれている。これにより、電子と荷電 π 中間子の識別をすることができる。

3.1.2 シリコン検出器での電荷読み出し

ここでは、Pixel 検出器、SCT 検出器のシリコン検出器での電荷読み出しに関してまとめる。シリコン検出器とは、 p 型半導体と n 型半導体の接合 ($p-n$ 接合) したものであり、逆バイアスの電圧 ($n \rightarrow p$) をかけ空乏層をつくることによって、荷電粒子が落とした電荷を読み出すことができる。図 3.5 にシリコンマイクロストリップ検出器による電荷読み出しの概念図を用いて、シリコン検出器の応答を説明する。この検出器は、高純度の n 型半導体 (n バルク) の片面に p^+ 型半導体をストリップ状に埋め込み、反対側には電圧を印加する電極として、 n^+ 半導体が全面に形成されている (+ は濃度が非常に高いことを示す)。 $p-n$ 接合は p^+ ストリップと n バルクの界面に生じ、逆バイアス電圧を印加することによって、 n^+ 面に向かって空乏層が広がる。これにより、普段はシリコン中には電流が流れない。しかし、ここに荷電粒子が通過すると、荷電粒子がシリコン中に落と

したエネルギーに相当する数の電子・生孔対 ($W=3.68\pm0.02\text{eV/pair}$) が生じ、空乏層にかけられている逆バイアス電圧によって、正孔は p^+ ストリップに、電子は n^+ 面に引き寄せられる。 p^+ ストリップの表面には SiO_2 のように絶縁体の層があり、各ストリップの上にはアルミの電極がはられている。この電極とストリップは容量的に結合されているため、ストリップに集まった電荷により、アルミ電極に電荷が誘起され、信号として読み出される。このようにして信号を出力したストリップが決まると、荷電粒子が通過した位置を決定することができる。

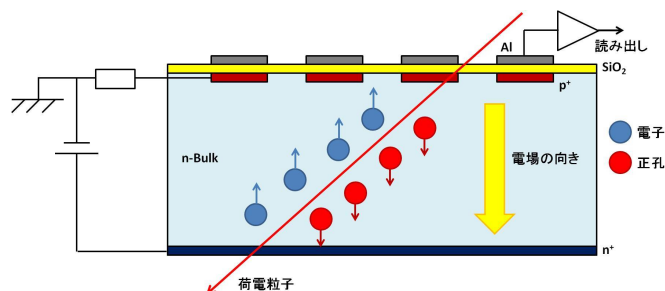


図 3.5 シリコンマイクロストリップ検出器による電荷読み出しの概念図

Pixel 検出器、SCT 検出器ともに、信号読み出しの後、電荷量そのものは出力はされない。その代わりに Pixel 検出器の場合、各ピクセルで収集された電荷量は ToT (Time over Threshold) という方法を用いて測定される。図 3.6 を用いて、ToT による電荷量見積りの方法を説明する。

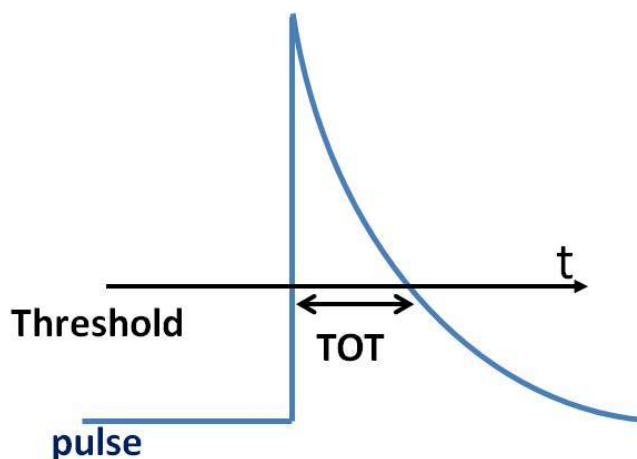


図 3.6 ToT による電荷量見積り

信号がピクセルによって読み出され、その電荷量が閾値 (Threshold) を超えるとピクセルから信号が出力される。この際ピクセルの出力には、電荷量信号が閾値を超えていた時間が記録されている。これを ToT という。ToT と電荷量が線型性をもつように、ピクセルのアンプはデザインされているため、ToT から電荷量を見積もることができる。このため Pixel 検出器では、荷電粒子の飛跡によって運動量、ToT によってエネルギー損失 dE/dx を測定することができるため、ベータ・ブロッホの関係から粒子識別をすることができる。

これに対して、SCT 検出器の各ストリップからもらえる出力 (RDO) は、ストリップに収集された電荷量が、閾値である $1fc$ を超えたかどうか (1 or 0) の情報しか持っていない。ATLAS での陽子陽子衝突に出力タイミングが合わせてあるため、通常は図 3.7 の左図のように真ん中が 1 で、両隣が 0 の 3bin の時間情報 (010) として出力される。この 3bin の時間情報のことを timebin と呼ぶ (1bin の時間は $25ns$ である)。このため、SCT 検出器は荷電粒子が検出器中に落とした電荷量を直接測定することはできない。

ここで荷電粒子が SCT 検出器中に落としたエネルギーが大きく、ストリップで収集された電荷量が多い場合を考える。このとき信号波形は大きくなり図 3.7 の右図のように $25ns$ の bin をまたがるため、通常出力である 010 の timebin 情報ではなく、011 のように変化すると考えられる。この情報を Pixel 検出器の ToT と同様に電荷量に相当するものとして扱うことによって、SCT 検出器中に落とした電荷量を見積もることができる可能性がある。

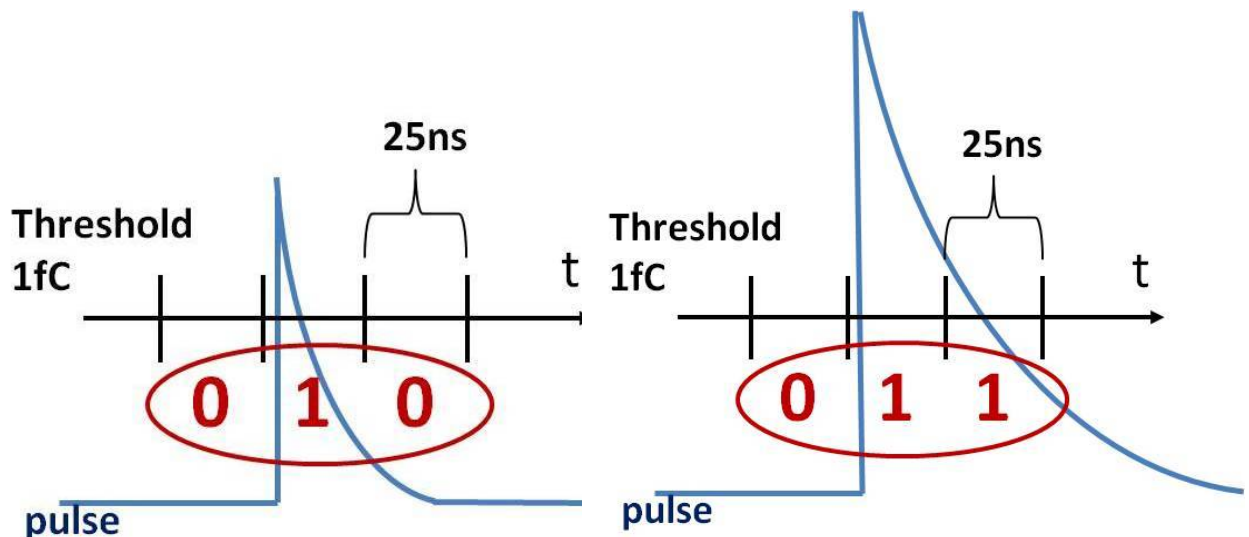


図 3.7 timebin の振る舞い (左:通常信号、右:信号が大きいとき)

また、荷電粒子が通過して電子・正孔対ができると、その電子群はドリフトによってある程度拡散してストリップに読み出される。このため電子を読み出すストリップは数本にまたがることもある。このストリップ数のことを SCT 検出器のクラスターサイズという。荷電粒子が SCT 検出器に落とした電荷量が多いほど、この拡散は大きくなると考えられる。

本研究では、SCT 検出器の timebin 情報とクラスターサイズの情報を組み合わせることによって、SCT 検出器内でのエネルギー損失 dE/dx の見積もりを行った。そして、見積もったエネルギー損失 dE/dx を用いて、SCT 検出器による粒子識別能力を評価した。

3.2 データサンプル

本解析では 2010 年、2011 年に $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ の ATLAS 実験によって得られたデータを用いた。Run データは、ある決まった時間毎にルミノシティブロックと呼ばれているものに分けられている。このルミノシティブロックの中から、SCT 検出器の HV が ON になっており (SCT HV=150V)、SCT 検出器の DAQ の状態がよい範囲を選んで解析に用いた。この範囲のことを GLN(Good Luminosity Number) と呼ぶ。表 3.2 に、本研究で解析に用いたデータと GLN に関してまとめる。

表 3.2 本研究で解析に用いたデータ

Run Number	Data stream	全事象数	GLN
167576	Minimum Bias	698466	3-293
167607	Minimum Bias	651906	86-430
167661	Minimum Bias	109789	372-439
167844	Minimum Bias	438845	79-270
175652	IDCosmic	698466	0-362
176185	IDCosmic	698466	13-163
186673	express	290724	192-607
186729	express	866856	49-1365

ここで express とは、Minimum Bias トリガー、ミューオントリガーやランダムトリガー等の様々なトリガーを少しずつ用いて、包括的に取得されたデータセットである。主に取得されたデータの質の確認や、検出器の較正に用いられる。

3.3 SCT dE/dx

3.3.1 飛跡の選別

飛跡に以下の条件をかけ、質の高い飛跡を選択し解析に用いた。

- $p_T > 100\text{MeV}/c$
- SCT 検出器のクラスター数 ≥ 8
- SCT 検出器のクラスター数=荷電粒子の通過した SCT センサー数
- impact parameter d_0 と z_0 の要求

SCT モジュールには表裏で 2 枚のセンサーがあるため、2 番目と 3 番めの条件により、センサーごとに 1 つのクラスターがあることと、その荷電粒子が少なくとも 4 枚の SCT モジュールを通過していることを要求している。この条件は Barrel 部の場合、荷電粒子が全センサーにヒットを残

し通過したことになるため質の高い飛跡となる。

陽子-陽子ビーム軸方向を z 、それと垂直な平面を x - y 平面と見る。 x - y 平面で見たとき、陽子陽子衝突による反応地点と再構成された飛跡が最も近くなったときの距離を impact parameter と呼ぶ。その地点での x - y 平面での距離を d_0 、 y - z 平面での距離を z_0 とそれぞれ呼び、この値が小さければ小さいほど、その飛跡の由来がその反応地点からのものであることを示す。本研究では、この値に対する要求を扱う対象事象ごとに变化させた (表 3.3.1 参照)。Minimum Bias 事象に対しては、 d_0 、 z_0 の条件を 2 通り用意した。1 つは、陽子陽子衝突によって生成された粒子の飛跡を取得するために、 $d_0 < 2\text{mm}$ かつ $z_0 < 100\text{mm}$ の要求をした。もう 1 つは、陽子陽子衝突によって生成された粒子がビームパイプと相互作用し、その結果生じた二次粒子の飛跡を取得するために、 $d_0 \geq 2\text{mm}$ または $z_0 \geq 100\text{mm}$ の要求を行い、陽子陽子衝突による反応点から遠い場所にある飛跡を取得した。それぞれの要求によって、その特徴が表れるかを確認する。

また取り扱う飛跡を以下のように 2 種類に分類した。

- Barrel トラック: 飛跡に沿ったクラスターが全て SCT 検出器の Barrel 部にある飛跡。
- EC トラック: 飛跡に沿ったクラスターが全て SCT 検出器の Endcap 部にある飛跡。

表 3.3 d_0 と z_0 に対する要求

対象事象	d_0 と z_0 に対する要求
Minimum Bias(陽子陽子衝突地点からの飛跡)	$d_0 < 2\text{mm}$ かつ $z_0 < 100\text{mm}$
Minimum Bias(ビームパイプからの飛跡)	$d_0 \geq 2\text{mm}$ または $z_0 \geq 100\text{mm}$
宇宙線	なし
express	$d_0 < 100\text{mm}$

3.3.2 SCT dE/dx の定義

それぞれの timebin が SCT 検出器のストリップで収集された電荷量の大きさを表しているとして、本研究では timebin を表 3.4 のように分け、電荷量 (Q) に対応する量として *weight* を与えた。

表 3.4 timebin 情報

timebin	$weight \propto Q$
000,010	0
010,100,001	1
011,110	2
111	3

荷電粒子によって生成された SCT クラスターに含まれているストリップは、それぞれ timebin

情報を持っているため、これを表 3.4 によって、 $weight$ に変換する。クラスターに含まれる $weight$ の合計がクラスターの全電荷に比例した量 (dE) となるので、これを飛程 (dx) で割ることによって、飛跡のエネルギー損失 dE/dx を見積もる。このとき荷電粒子が SCT のセンサーに α の角度で入射したとすると、SCT センサーの厚さを $d(=285\pm15\mu\text{m})$ を用いて、SCT 検出器中での飛程 dx は $dx=d/\cos\alpha$ と書ける。この飛程による補正を考えて、SCT クラスター中でのエネルギー損失 $SCT\ dE/dx(Cluster)$ を式 (3.3.1) のように定義する。

$$SCT\ dE/dx(Cluster) = \sum_{i=strip} weight_i \cdot \cos\alpha \quad (3.3.1)$$

飛跡に沿った SCT クラスターの情報を全て用いて、飛跡のエネルギー損失 dE/dx を定義するために、飛跡のエネルギー損失 $SCT\ dE/dx(Track)$ を式 (3.3.2) のように定義する。

$$SCT\ dE/dx(Track) = \frac{\sum_{i=cluster} SCT\ dE/dx(Cluster)_i}{N_{Cluster}} \quad (3.3.2)$$

ただし、 $N_{Cluster}$ は飛跡に沿ってヒットしたクラスターの総数である。以後記述がない限り、 $SCT\ dE/dx$ を $SCT\ dE/dx(Track)$ として扱う。

3.4 それぞれの事象でのエネルギー損失 dE/dx

3.4.1 Minimum Bias 事象

timebin の振る舞い

はじめに Minimum Bias 事象における timebin の振る舞いを確認した。図 3.8 に、000 から 111 まで、それぞれの timebin の qp 分布を示す。ここで qp とは符号付運動量のことであり ($q=\pm 1$)、飛跡の荷電粒子の電荷の正負によって、qp の正負が決まる。また、赤の分布は Barrel トラック、青の分布は EC トラック、黒の分布は全飛跡に沿ったクラスターのストリップに対する timebin の情報である。

図 3.8 から、010 と 011 の timebin 情報が他の timebin 情報に比べて、100 倍以上の統計量をもつことが分かる。これからも、010 と 011 が他の timebin の情報に比べて物理的に意味をもつ量、すなわち電荷に相当した量であると推測することができる。運動量が小さくなるにつれて、どの timebin 情報も増加している傾向があるが、これは荷電粒子の運動量が小さいとベーテ・ブロッホの式により SCT 検出器中に落とすエネルギー損失が増大し、各ストリップに収集される電荷量が増大し閾値を超えやすくなるためである。また、Barrel トラックの分布を見ると qp の正負で非対称な形をしており、低運動量において正の荷電粒子の方が多くのストリップに電荷を落としている。これは Barrel 部の SCT モジュールが R 方向に対して垂直から 11 度程傾いているためである。このため、同じ運動量をもっている場合、正の荷電粒子の方が負の荷電粒子よりも SCT センサーに対して急角度から入射するため、クラスターサイズが大きくなりストリップ数が上昇する。

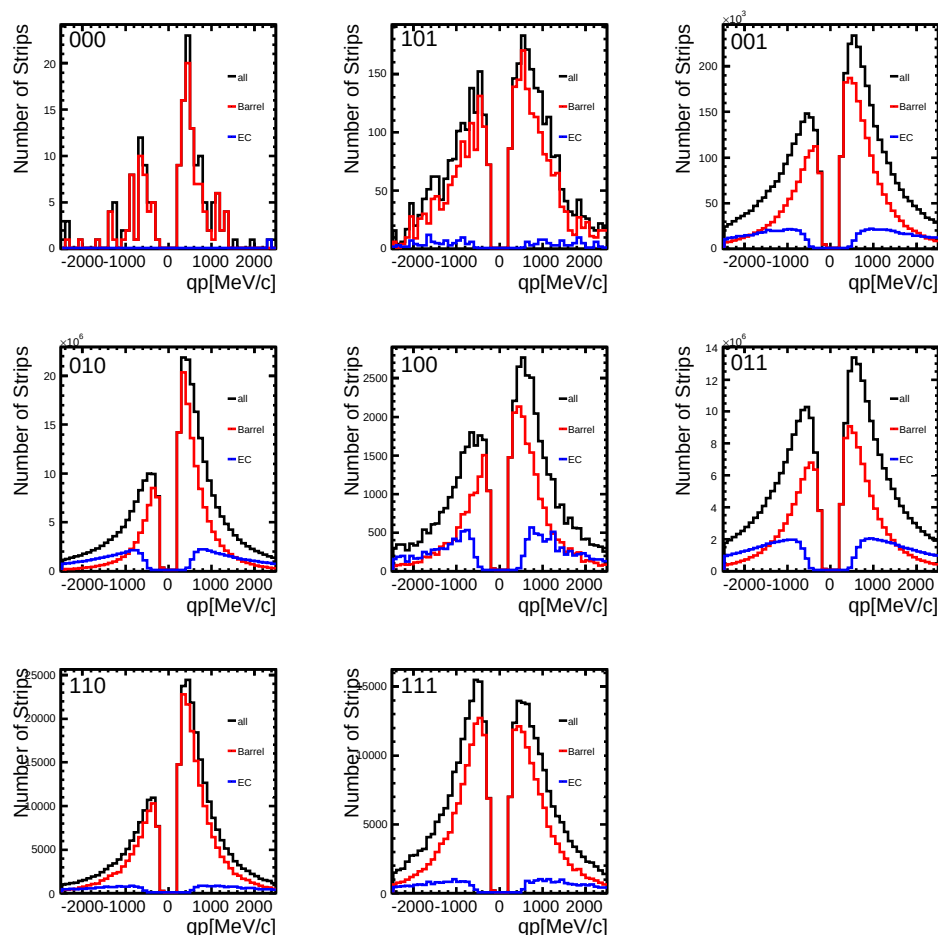


図 3.8 それぞれの timebin の qp 分布

陽子陽子衝突からの飛跡

Minimum Bias 事象のうち、陽子陽子衝突からの飛跡を選んで Pixel 検出器中でのエネルギー損失 dE/dx と qp の関係を確認した。図 3.9 にその関係を示す。左から順に、全飛跡、Barrel トラック、EC トラックにおける dE/dx と qp の関係を表している。 qp の正負で左右対称の関係になっており、低運動量領域でエネルギー損失 dE/dx が上昇して 3 つのバンドに分かれているのを確認することができる。これはベータ・ブロッホの関係から、粒子の質量によってエネルギー損失と運動量の関係が異なるために見られる現象である。1000 MeV/c の運動量付近でエネルギー損失が上昇しているバンドが陽子による dE/dx と運動量の関係であり、600 MeV/c の運動量付近で上昇しているバンドが K 中間子によるものである。図の赤い領域にわたっているバンドは π 中間子や μ 、電子等の軽い粒子による dE/dx と qp の関係であり、Pixel 検出器ではこれらの軽い粒子を分けることはできない。また Barrel トラックに K 中間子や陽子等の重い粒子が集中していること

も確認することができる。

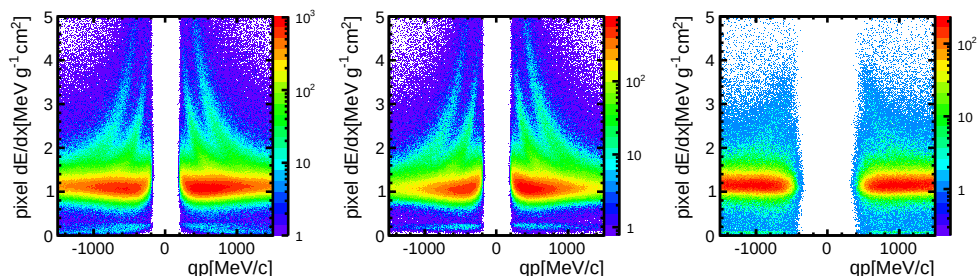


図 3.9 陽子陽子衝突からの飛跡の pixel dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)

同様に、SCT 検出器中でのエネルギー損失 dE/dx と qp の関係を確認したものが、図 3.10 である。Pixel 検出器に比べてはっきりと分かれていないが、低運動量領域で SCT dE/dx が上昇しており 3 つのバンドに分かれていることを確認することができた。このことは、本研究において定義したエネルギー損失 SCT dE/dx がベータ・ブロッホの関係に従っていることを示している。また、 qp の正負で非対称になっており、正の方が負に比べて SCT dE/dx の上昇率が大きい、これは timebin の qp 分布が非対称であることと同じ理由で、SCT センサーへの入射角の違いにより、正電荷の荷電粒子の飛跡によってできるクラスターサイズが、負電荷の荷電粒子によってできるクラスターサイズより大きいことが原因と考えられる。

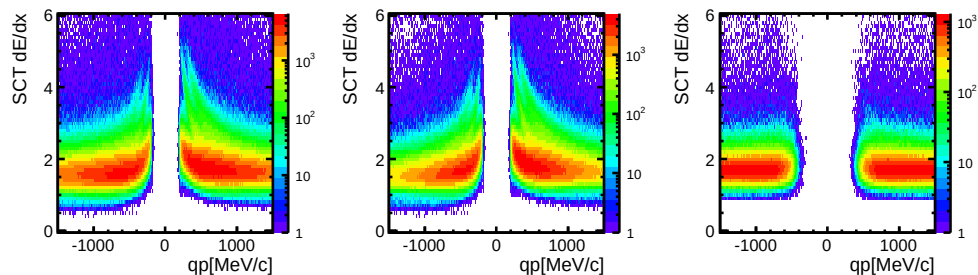
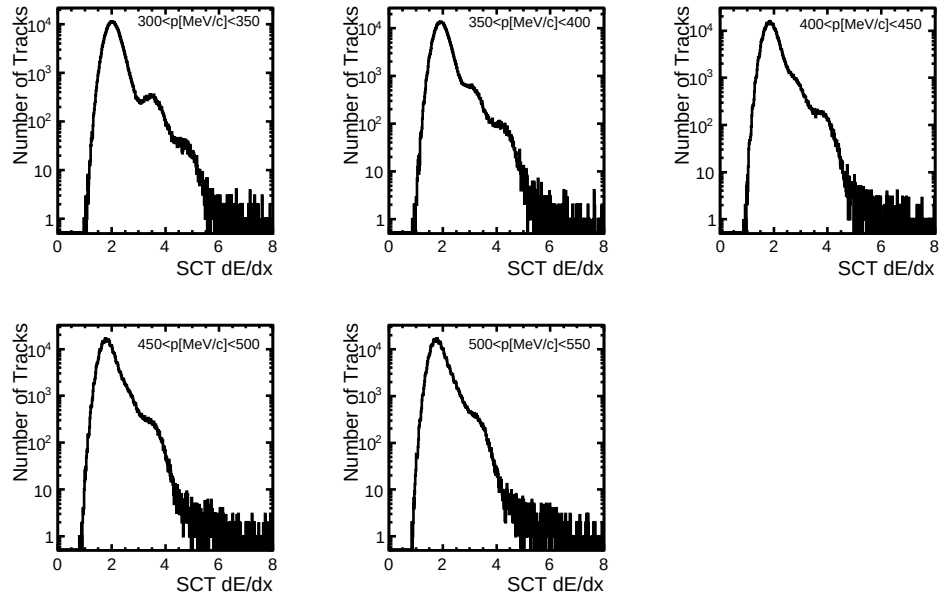
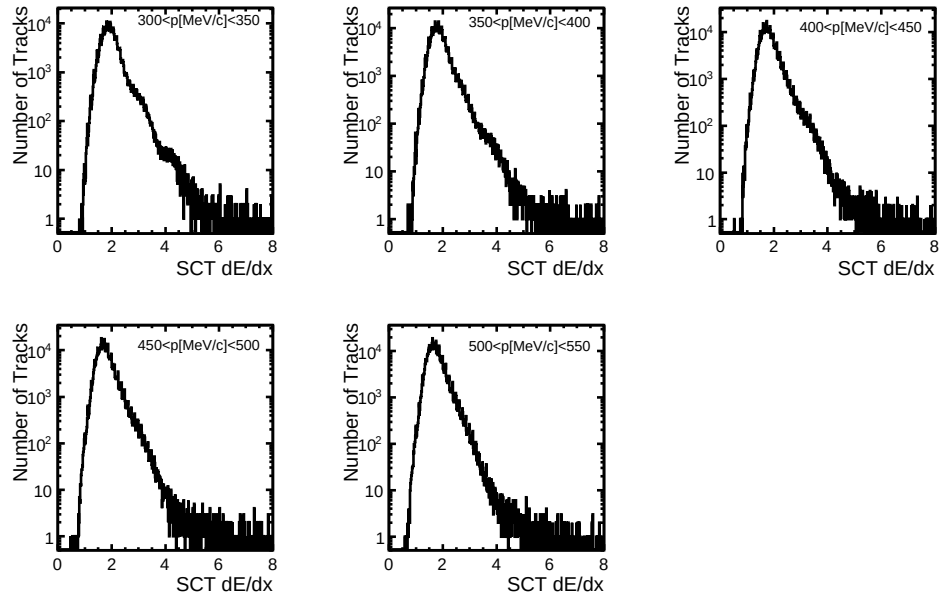


図 3.10 陽子陽子衝突からの飛跡の SCT dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)

図 3.11 に正電荷の、図 3.12 に負電荷の荷電粒子の飛跡の低運動量 (300-550 MeV/c) における SCT dE/dx 分布を示す。正電荷の荷電粒子の飛跡の 300-400 MeV/c の SCT dE/dx 分布から 3 つのピークを確認することができ、荷電粒子の運動量が大きくなるにつれて、それぞれのピークが接近していき、ピークの区別が難しくなっていくことがわかる。負電荷の荷電粒子の飛跡の SCT dE/dx の分布のそれぞれの粒子のピークは、正電荷の分布に比べ、はっきりと分かれなかったが、これは負電荷の荷電粒子によってできるクラスターサイズが正電荷の荷電粒子によってできるクラスターサイズよりも小さいためである。

図 3.11 正電荷の荷電粒子の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布図 3.12 負電荷の荷電粒子の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布

ビームパイプからの飛跡

Minimum Bias 事象のうち、陽子陽子衝突によって生成された一次粒子が、ビームパイプと反応を起こした結果生じる二次粒子の飛跡を選んで Pixel 検出器中でのエネルギー損失 dE/dx と qp

の関係を確認した。ビームパイプ中の原子核との反応であるため、このような飛跡は正電荷に偏ることが期待される。図 3.13 にその関係を示す。図 3.9 の一次粒子の飛跡の分布とは異なり、確かに qp の正負で非対称になっており、正電荷の陽子のバンドが強調されていることが分かる。

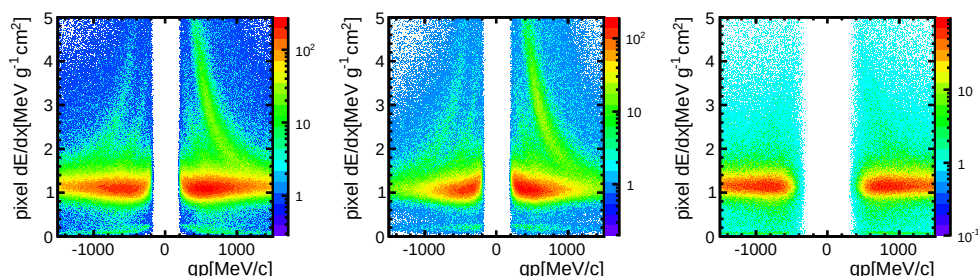


図 3.13 ビームパイプからの飛跡による pixel dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)

同様に、SCT 検出器中でのエネルギー損失 dE/dx と qp の関係を確認してみると (図 3.10)、 qp の正の部分にある 1 つのバンドが非常に強調されていることを確認できる。図 3.11 は、このときの正電荷の飛跡の低運動量における SCT dE/dx の分布であるが、この分布からも右端にあるピークが大きくなっていることを確認することができる。このため、SCT dE/dx 分布の 3 つ目のピークは陽子由来のものであると考えられる。

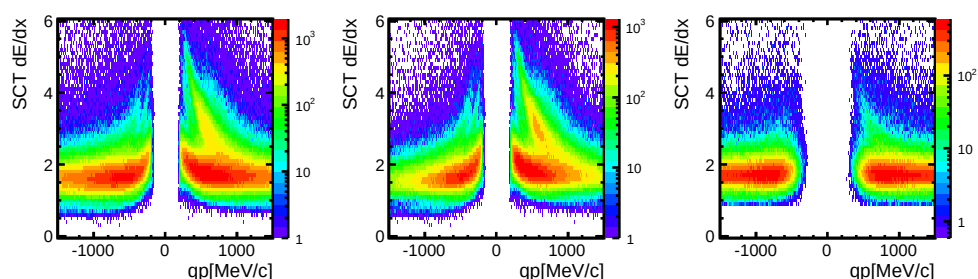
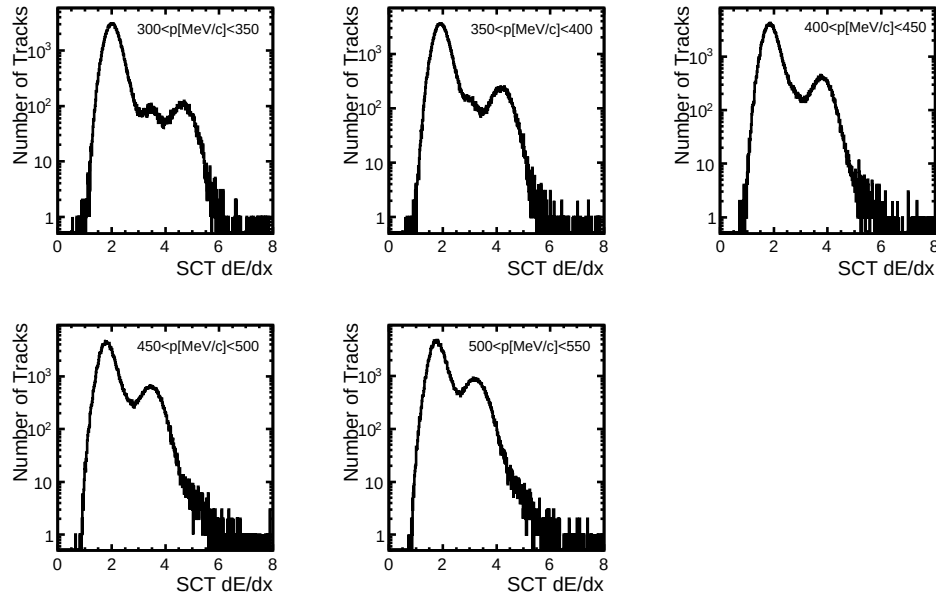
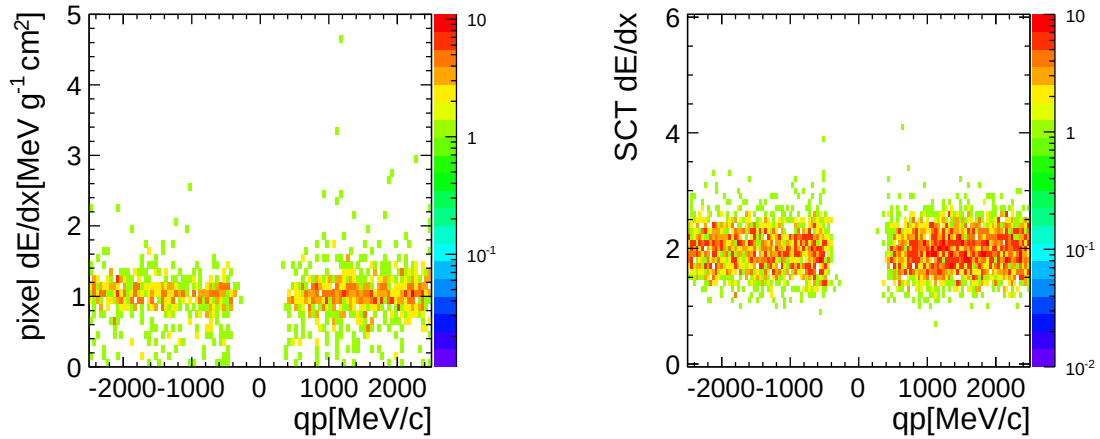


図 3.14 ビームパイプからの飛跡による SCT dE/dx と qp の関係 (左:全飛跡 中央:Barrel トラック 右:EC トラック)

3.4.2 宇宙線事象

IDCosmic のデータストリームを用いて、宇宙線事象におけるエネルギー損失 dE/dx と符号付運動量 qp の関係を確認した。図 3.16 に、宇宙線事象の全飛跡を用いた dE/dx と qp の関係を示す。Pixel 検出器中での dE/dx との関係を示す左図に、SCT 検出器中での dE/dx との関係を示す右図にそれぞれ示した。

Pixel 検出器でも SCT 検出器でも Minimum Bias 事象のような 3 つのバンドは観測されない。SCT dE/dx の分布は ~ 2 で広がっており、Minimum Bias 事象での 3 つのバンドのうち最も小さ

図 3.15 ビームパイプからの飛跡による正電荷の飛跡の低運動量における SCT dE/dx 分布図 3.16 宇宙線事象による dE/dx と qp の関係 (左:Pixel 検出器 右:SCT 検出器)

い SCT dE/dx 分布をつくるのに対応している。これは宇宙線のほとんどが μ 粒子であることに由来している。

3.5 粒子識別能力の評価

Minimum Bias 事象と宇宙線事象における SCT dE/dx と運動量の関係から、クラスターサイズと timebin の情報を用いて定義した SCT dE/dx が、ベーテ・ブロッホの関係に従っていることが分かり、SCT 検出器によって初めてエネルギー損失 dE/dx に相当する量を求めることができ

た。この節では、SCT dE/dx を用いた粒子識別能力に関してまとめる。

3.5.1 粒子選別

現時点でのモンテカルロシミュレーションには実データと同様の振る舞いをする timebin の情報が入っていないため、シミュレーションによって π 中間子、K 中間子、陽子の粒子識別能力の評価を行うことができない。そのため本研究では粒子識別能力を評価するために、Pixel 検出器による dE/dx 測定から得られる likelihood の情報を用いて、実データから非常に純度の高い (95% 以上の純度) π 中間子、K 中間子、陽子を取り出し、SCT dE/dx による粒子識別能力の評価を行う。

Pixel 検出器によって得られる、 i 粒子らしさを表す likelihood の値を $P_i(Pixel)$ ($i=\pi, K, p$) とする。 π, K, p はそれぞれ π 中間子、K 中間子、陽子を表している。この likelihood の値は飛跡ごとに得ることができる。この likelihood から陽子らしさを表す normalized likelihood $P_p^{norm}(Pixel)$ を以下のように定義する。

$$P_p^{norm}(Pixel) = \frac{P_p(Pixel)}{P_p(Pixel) + P_K(Pixel) + P_\pi(Pixel)} \quad (3.5.1)$$

Pixel 検出器に落とした電荷量と飛跡の運動量から、荷電粒子の正体が陽子らしいと判断されると、 $P_p(Pixel)$ の値は大きくなり、他の $P_K(Pixel)$ 、 $P_\pi(Pixel)$ の値は小さくなる。このため、 $P_p^{norm}(Pixel)$ の値が 1 に近い値となる。K 中間子、 π 中間子に対しても、式 (3.5.1) と同様に normalized likelihood $P_K^{norm}(Pixel)$ 、 $P_\pi^{norm}(Pixel)$ を定義する。

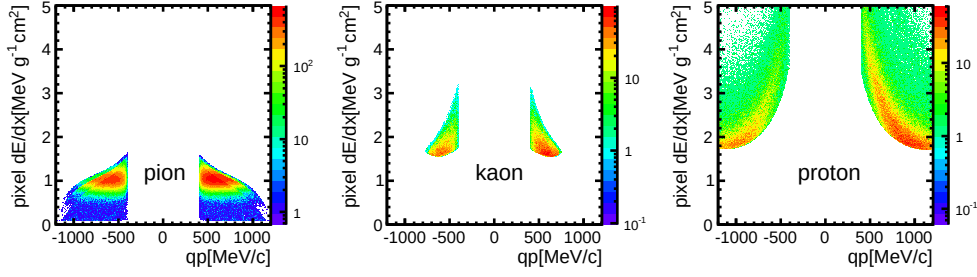
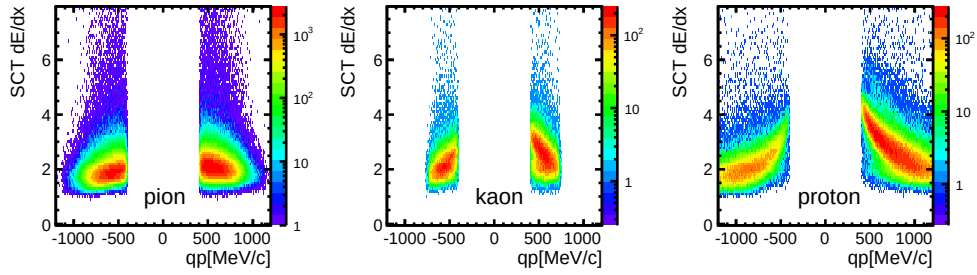
本研究では、純度の高い π 中間子、K 中間子、 π 中間子を選別するために以下の条件を飛跡に要求した。

- Pixel 検出器のクラスターの数 > 1
- $P_x^{norm}(Pixel) > 0.9$ ($x=\pi, K, p$)

この選別によって Run186729 のデータから得られたそれぞれの粒子の Pixel 検出器中でのエネルギー損失 dE/dx と符号付運動量 qp の関係を図 3.17 に、SCT 検出器中での dE/dx と qp の関係を図 3.18 に示す。両図、左から π 中間子と選別された飛跡、K 中間子と選別された飛跡、陽子と選別された飛跡の dE/dx と qp の関係である。pixel 検出器、SCT 検出器ともに、エネルギー損失 dE/dx と qp の分布が粒子ごとに分かれており、低運動量での dE/dx の値が π 中間子、K 中間子、陽子の順に大きくなっている。これにより pixel 検出器と SCT 検出器の相関を確認することができた。

3.5.2 Likelihood

正電荷の π 中間子、K 中間子、陽子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布を図 3.19 に示す。それぞれ黒が π 中間子、赤が K 中間子、青が陽子の SCT dE/dx 分布である。この図から低運動量領域 (特に $400 < p[\text{MeV}/c] < 550$) において、SCT dE/dx 分布が粒子ごとによく分離されていることが分かる。 $400 < p[\text{MeV}/c] < 450$ の運動量領域において K 中間子の分布が 2 つのピークをもつ

図 3.17 pixel dE/dx と qp の関係 (左: π 中間子 中央: K 中間子 右:陽子)図 3.18 SCT dE/dx と qp の関係 (左: π 中間子 中央: K 中間子 右:陽子)

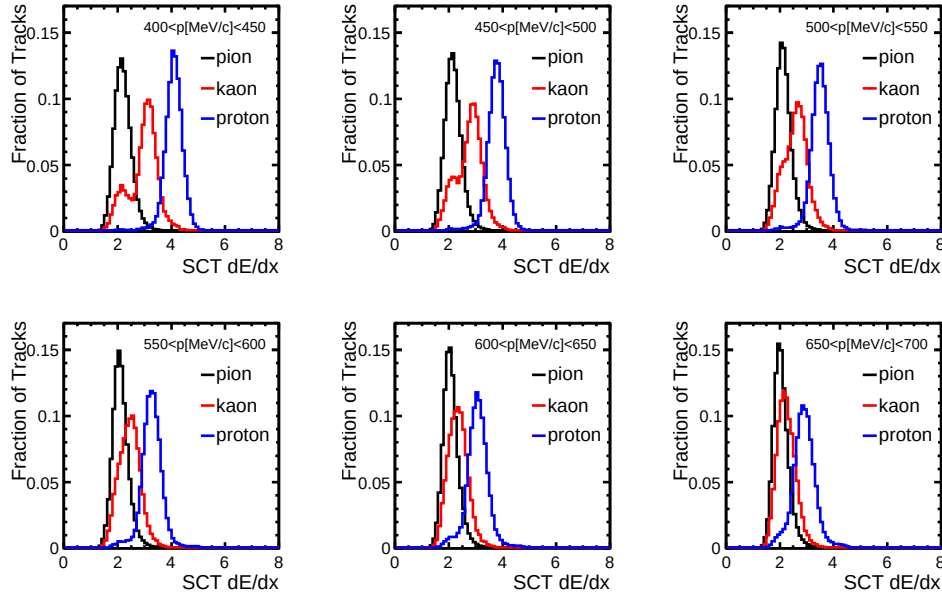
ているが、左のピーク位置が π 中間子の分布のピークと同じ位置にあることから、このピークは π 中間子によってつくられたものであると考えられる。すなわち、本来は π 中間子であるものが、Pixel 検出器によって K 中間子と間違って識別されてしまったために K 中間子の SCT dE/dx 分布に 2 つ目のピークが現れたと推測できる。このことは、SCT 検出器と Pixel 検出器の両方を用いることによって、粒子識別能力の性能を向上させることができることを示唆している。

図 3.19 を用いて、SCT dE/dx による likelihood を定義する。SCT 検出器によって得られる i 粒子らしさを表す likelihood の値を $P_i(SCT)$ ($i=\pi, K, p$) とすると、その値をガウス関数を用いて、

$$P_i(SCT) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)\sigma_{dE/dx_i}}} \exp \left[-\frac{\left\{ (dE/dx)_{meas} - (dE/dx)_i^2 \right\}}{2\sigma_{dE/dx_i}^2} \right] \quad (3.5.2)$$

と定義する。 $(dE/dx)_{meas}$ は飛跡ごとに得られる SCT dE/dx の値である。図 3.19 のそれぞれの粒子の SCT dE/dx 分布の最も高いピーク周りをガウス関数でフィットすることによって得られた平均値と分散値の値を、式 (3.5.2) の $(dE/dx)_i$ と σ_{dE/dx_i} に用いた。この likelihood の式を荷電粒子の運動量の領域ごとに用意する ($400 < p[\text{MeV}/c] < 450$ 、 $450 < p[\text{MeV}/c] < 500$ 、 $500 < p[\text{MeV}/c] < 550$ の 3 つの領域)。

Pixel 検出器と同様に、SCT の likelihood から陽子らしさを表す normalized likelihood $P_p^{norm}(SCT)$

図 3.19 正電荷の各粒子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布

を以下のように定義する。

$$P_p^{norm}(SCT) = \frac{P_p(SCT)}{P_p(SCT) + P_K(SCT) + P_\pi(SCT)} \quad (3.5.3)$$

$P_p^{norm}(SCT)$ の値が 1 に近いほど、SCT によってその荷電粒子は陽子であると識別される。K 中間子、 π 中間子に対しても、式 (3.5.3) と同様に normalized likelihood $P_K^{norm}(SCT)$ 、 $P_\pi^{norm}(SCT)$ を定義する。

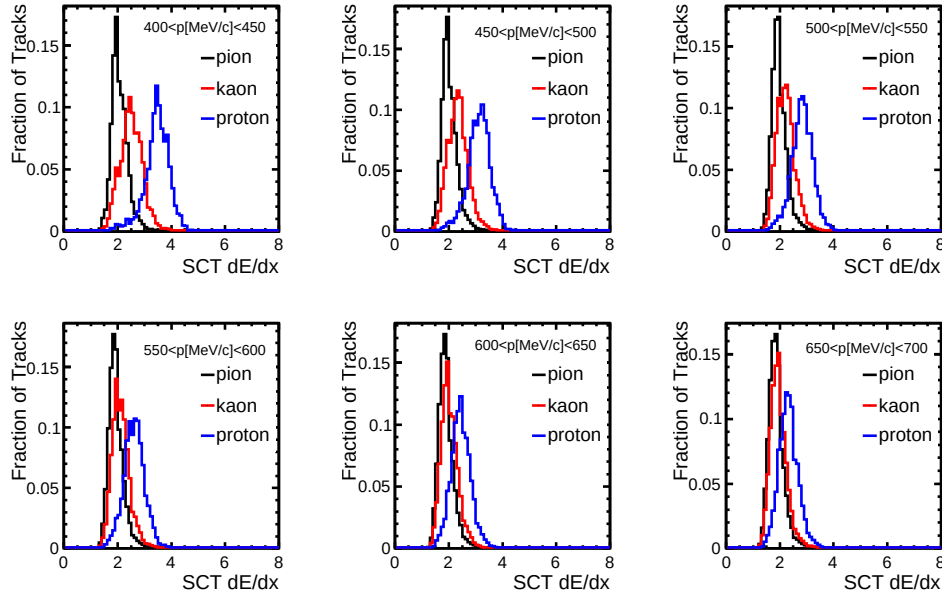
負電荷の π 中間子、K 中間子、陽子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布を図 3.20 に示す。どの運動量領域においても、正電荷の粒子ほど SCT dE/dx 分布が粒子ごとに分離されなかった。これは上記のように正電荷の荷電粒子よりも負電荷の荷電粒子の SCT センサーへの入射角が小さいためであり、負電荷の荷電粒子によって作られるクラスターサイズが小さいことが原因であると考えられる。

3.5.3 陽子の同定効率と偽同定率

Pixel 検出器によって粒子識別された正電荷の π 中間子、K 中間子、陽子を用いて、陽子の同定効率と π 中間子や K 中間子を誤って陽子と粒子識別してしまう偽同定率を求め、SCT 検出器の粒子識別能力を評価する。陽子の同定効率 ϵ_p を次のように定義する。

$$\epsilon_p = \frac{N(Pixel = p, SCT = p)}{N(Pixel = p)} \quad (3.5.4)$$

ここで $N(Pixel = i)$ は Pixel 検出器によって荷電粒子が i であると識別された粒子数のことであり ($i = \pi, K, p$)、 $N(Pixel = i, SCT = j)$ は $N(Pixel = i)$ の粒子のうち SCT 検出器によって、

図 3.20 負電荷の各粒子の低運動量領域における SCT dE/dx 分布

その荷電粒子が j であると識別された粒子数のことである ($j=\pi, K, p$)。この $N(Pixel = i)$ と $N(Pixel = i, SCT = j)$ を用いれば、SCT 検出器が π 中間子を陽子と間違えてしまう偽同定率 r_p^π 、 K 中間子を陽子と間違えてしまう偽同定率 r_p^K をそれぞれ以下のように定義できる。

$$r_p^\pi = \frac{N(Pixel = \pi, SCT = p)}{N(Pixel = \pi)} \quad (3.5.5)$$

$$r_p^K = \frac{N(Pixel = K, SCT = p)}{N(Pixel = K)} \quad (3.5.6)$$

likelihood を定義したデータとは異なる Run186673 のデータを用いて、Pixel 検出器によって粒子識別された正電荷の π 中間子、 K 中間子、陽子の normalized likelihood の $P_p^{norm}(SCT)$ の分布を図 3.21 に示す。Pixel 検出器によって粒子識別された陽子の $P_p^{norm}(SCT)$ 値が 1 に寄っており、 π 中間子 (左図)、 K 中間子 (右図) の値が 0 に寄っていることが分かる。この図から normalized likelihood の $P_p^{norm}(SCT)$ の値を選ぶことによって陽子の同定効率と、偽同定率を決めることができる。

normalized likelihood の $P_p^{norm}(SCT)$ の選別値を変えていき陽子の同定効率と偽同定率の関係を図 3.22 に示す。左図が陽子の同定効率と π 中間子を陽子と間違えてしまう偽同定率との関係、右図が K 中間子を陽子と間違えてしまう偽同定率の関係である。三角形のプロットは運動量 $p[\text{MeV}/c]$ が $400 < p < 450$ の粒子、円のプロットは $450 < p < 500$ の粒子、四角形のプロットは $500 < p < 550$ の粒子に対応している。 $P_p^{norm}(SCT)$ の選別値は、それぞれ黒が $P_p^{norm}(SCT) > 0.1$ 、赤が $P_p^{norm}(SCT) > 0.3$ 、緑が $P_p^{norm}(SCT) > 0.5$ 、青が $P_p^{norm}(SCT) > 0.7$ 、マゼンダが $P_p^{norm}(SCT) > 0.9$ である。

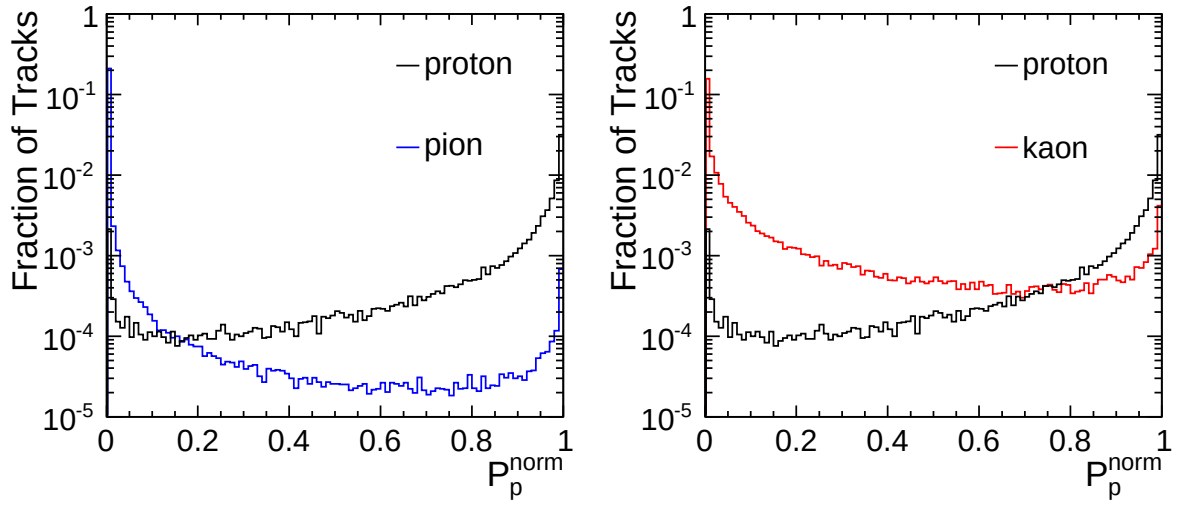


図 3.21 400-550MeV/c の運動量をもった粒子の $P_p^{norm}(SCT)$ 分布 (左:陽子と π 中間子、右:陽子と K 中間子)

図 3.22 から、SCT 検出器が独立で粒子識別能力を有することを確認することができた。550MeV/c 以下の運動量をもった正の荷電粒子に対する SCT 検出器の粒子識別の性能は約 90% の陽子同定効率に対して、 π 中間子を陽子と間違える偽同定率が約 1.5%、K 中間子を陽子と間違える偽同定率が約 10% である。

表 3.5～表 3.7 に、各 normalized likelihood $P_p^{norm}(SCT)$ の選別値と、そのときの陽子の同定効率 ϵ_p 、偽同定率 r_p^π 、 r_p^K についてまとめる。

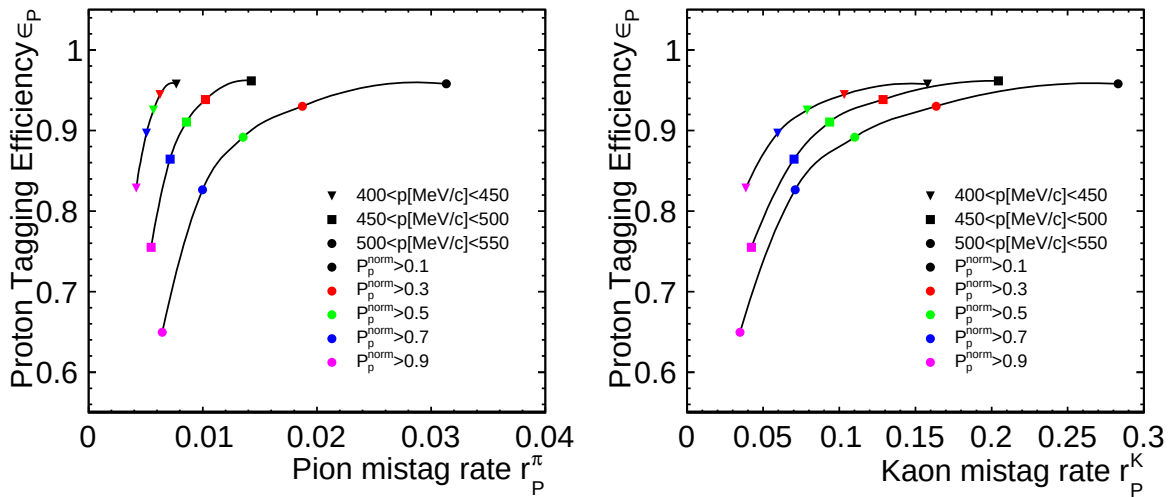


図 3.22 陽子の同定効率と偽同定率の関係

表 3.5 陽子の同定効率と偽同定率 ($400 < p[\text{MeV}/c] < 450$)

$P_p^{norm}(SCT)$	ϵ_p	r_p^π	r_p^K
> 0.1	0.958	0.00769	0.158
> 0.3	0.945	0.00626	0.103
> 0.5	0.925	0.00568	0.0788
> 0.7	0.897	0.00508	0.0594
> 0.9	0.829	0.00417	0.0386

表 3.6 陽子の同定効率と偽同定率 ($450 < p[\text{MeV}/c] < 500$)

$P_p^{norm}(SCT)$	ϵ_p	r_p^π	r_p^K
> 0.1	0.962	0.0142	0.205
> 0.3	0.938	0.0102	0.129
> 0.5	0.911	0.00859	0.0937
> 0.7	0.865	0.00714	0.0704
> 0.9	0.755	0.00548	0.0423

表 3.7 陽子の同定効率と偽同定率 ($500 < p[\text{MeV}/c] < 550$)

$P_p^{norm}(SCT)$	ϵ_p	r_p^π	r_p^K
> 0.1	0.958	0.0313	0.283
> 0.3	0.930	0.0187	0.164
> 0.5	0.892	0.0135	0.110
> 0.7	0.826	0.00998	0.0710
> 0.9	0.649	0.00645	0.0348

4 まとめと展望

液体アルゴン TPC 検出器と ATLAS SCT 検出器という全く違う物理目的に対してデザインをされた 2 つの検出器であるが、エネルギー損失 dE/dx に主眼を置いてこの 2 つの検出器を評価する。

両検出器ともにエネルギー損失 dE/dx を測定する際にまず重要なことは

- 1 飛跡行程 (dx) の正確な見積り
- 2 線型性の高い信号電荷量 (dE) の見積り

の 2 つである。

例えば、SCT 検出器は厚さが $285\mu\text{m}$ のセンサーで $80\mu\text{m}$ ピッチのストリップにより飛跡の通過した位置を精度よく測定することができる。このため SCT 検出器は dx の正確な見積りを行うことはできるが、各ストリップは timebin の情報しか持っていないため、直接電荷情報を取得することができない。本研究のように timebin とクラスターサイズを用いてエネルギー損失 (dE) はある程度見積もることができるが、より精度よくエネルギー損失 (dE) を測定するためには、Pixel 検出器のような ToT 情報を SCT 検出器の出力にも付加させる必要がある。

反対に、J-PARC T32 実験で用いた液体アルゴン TPC 検出器は、FADC により各アノードストリップに読み出された電荷量情報を取得することができるので、精度よくエネルギー損失 (dE) を測定することはできる。しかし、アノードストリップはビーム軸方向に 1cm ピッチで並んでおり、その飛跡も 2 次元でしか再構成できないため、飛跡行程 dx は $1\text{cm}\sim 40\text{cm}$ までゆらいでしまい正確な dx の見積りを行うことができない。これを解決するには、例えばアノードストリップによる 1 次元読み出しから、アノードをパッド状に並べて 2 次元読み出しにする。さらにそのサイズを小さくすることによって、精度よく 3 次元で飛跡を再構成することができるため、飛跡行程 dx も正確に見積もれるようになり、結果エネルギー損失 dE/dx の測定精度がよくなる。J-PARC T32 実験では、 $\sim 80\%$ の K 中間子検出効率に対して、 π 中間子の除去率 $\sim 1/400$ を得ることができたが、アノード読み出し部をこのように変更することで、K 中間子と π 中間子の分離識別能力は向上すると考えられる。

次に考えるべきことは、検出器の電荷応答に環境依存性があることである。液体アルゴン TPC 検出器の場合には液体アルゴンの純度に、SCT 検出器の場合には、その放射線損傷によって取得できる電荷量は実際のエネルギー損失よりも小さくなってしまう。この環境依存性を較正するためには、液体アルゴンの純度や SCT 検出器の放射線損傷の大きさを時間でモニタリングしておくことが重要である。

また飛跡に沿ったエネルギー損失 dE/dx を測定するために、多チャンネル読み出しによって各チャンネルでの電荷量を測定するが、この多チャンネル化による弊害も存在する。例えば、各読み出しチャンネルに存在するプリアンプであるが、その増幅率にはどうしても避けられない個体差があるため、これを予め見積もっておき較正因子を用意しておく必要がある。他チャンネルにするこ

とによって読み出しチャンネル部分が密集してくると、チャンネル間でクロストークが発生してしまう。この事も考慮に入れる必要がある。

電場や磁場による電荷応答の依存性も存在する。250L アルゴン検出器内の電場は平均電場が 200V/cm であるとしたが、完全には一様ではなくフレームの枠部分に位置する電場は大きく弯曲する。このため、チャンネル間で読み出される電荷量には偏りが生じてしまう。SCT 検出器の場合にはセンサー部の厚さが $285\mu\text{m}$ と薄いいため電場の影響はほとんど受けないが、ソレノイドコイルによって ATLAS の内部飛跡検出器に 2T の磁場がかかっているためこれによる影響は受ける。荷電粒子によって SCT 中で生成された自由電子が各ストリップに向けてドリフトする際に、磁場によってそのドリフト方向が曲げられてしまう。この曲げられた方向の角度のことをローレンツアングルという。ローレンツアングルの大きさは、SCT のクラスターサイズの大きさに影響を与えるため本研究のようにクラスターサイズをエネルギー損失 dE/dx を表す量として考える際にはよく注意すべきパラメーターである。

これら全てのことを考慮にいれて、検出器のデザインを最適化して解析手法を確立することが、エネルギー損失 dE/dx による粒子識別能力を向上させることにつながる。エネルギー損失 dE/dx による粒子識別は、例えば、陽子崩壊や質量の大きい超寿命荷電粒子の直接探索があげられる。また飛跡を粒子識別することによって、その飛跡を含んだジェット事象のエネルギー分解能をあげることもできるため、物理探索の感度を高めることもできる。直接的にしても間接的にしても、最終的にはエネルギー損失 dE/dx を用いることによって新物理発見に役立てることが重要である。

謝辞

本論文を作成するにあたり御指導していただいた寄田浩平准教授に心から感謝申し上げます。ここ最近の私は、漠然とした不安の中でただただいじけていました。そんな状態の中での飲み会の席にて、先生からいただいた熱い叱咤激励は、私にとって非常に重たいものでした。そこでもう一度気づいた気持ちを大切にして、これから博士課程に向かいますが、不安から逃げないで立ち向かっていく、いい物理屋になりたいです。

私は寄田研究室のPC係であるにも関わらず研究室のネットワークやPCの管理に関する技術がなかなか上達せず、いつも助手の蛭名幸二さんに頼ってばかりいました。今後はPC係のみんなと協力してやっていけるように頑張ります。また落ち込んでいる私を、そっと励ましてくれたのはいつも蛭名さんでした。本当にありがとうございました。

スイス・ジュネーブのCERNでは、研究から生活レベルに至るまで木村直樹助教にお世話になりました。心より感謝致します。2人で行ったジュネーブ観光の帰り道での、木村さんのスリ撃退シーンを見たときの衝撃は忘れることができません。55号館8階で研究をしていた時に、隣の席でした永野間淳二次席研究員とは色々な話をしました。私の些細な疑問や質問に対して答えてくれたり、一緒に考えたりした時間は貴重なものでした。心より感謝致します。またどこかの島に行きましょう。

液体アルゴン検出器の共同実験グループである高エネルギー加速器研究機構(KEK)と岩手大学、チューリッヒ工科大学の方々に感謝いたします。特に、KEKの丸山和純さんと田中雅士さんには、J-PARC T32実験におけるときから、共同グループ内でのミーティングや飲み会の場まで、様々なアドバイスと叱咤激励をいただきました。心より感謝申し上げます。

ATLAS-J SCT グループの東城順治准教授には、SCT dE/dx の研究に関して様々なアドバイスをいただきました。本当にありがとうございます。Steve McMahon さんにはCERNにてお世話になりました。自分の拙い英語でもしっかり最後まで聞いていただき、SCT dE/dx に関して一緒に研究することができたのは、自分の研究生生活で1つの自信となりました。心より感謝致します。

学部4年生の頃から修士2年の3年間、寄田研究室とともに研究をして、意見を交換し切磋琢磨した修士2年の同期の岡本迅人、鎌塚翔平、櫻井雄基、千葉英誉、長坂優志、船越雄二郎に心より感謝します。一緒に馬鹿をやって、笑って、泣いて、時にはけんかもしたりして、自分の人生の中でこの3年間はものすごく濃いものでした。お互い次の人生が待っていますが、またどこかで会って一緒に話がしたいです。修士1年、学部4年の後輩にも支えられてきた研究生生活だったと思います。ありがとうございました。

最後に、研究生生活を影ながら支えてくれて励ましてくれる父と母、弟妹、叔母に感謝したいと思います。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] William.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 1987
- [3] 長島順清, 素粒子物理学の基礎 I, 1998
- [4] H.Nishino et al. Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ in a large water cherenkov detector. *arXiv:hep-ex/0903.0676v2*, 2009
- [5] A.Bueno et al. Nucleon Decay Searches with large Liquid Argon TPC Detector at Shallow Depths: atmospheric neutrinos and cosmogenic backgrounds. *arXiv:hep-ph/0701101v1*, 2007.
- [6] 長島順清, 高エネルギー物理学の発展, 1999
- [7] 富島佑允, ATLAS 実験におけるタウ粒子を用いた超対称性モデルの研究, 東京大学理学系研究科修士論文, 2008
- [8] 白井智, Gauge Mediation at Early Stage LHC, 基礎研究会 素粒子物理学の進展, 2011
- [9] The ATLAS Collaboration, Search for Heavy Long-Lived Charged Particles with the ATLAS Detector in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *arXiv:hep-ex/1106.4495v2*, 2011
- [10] KEK 田内利明 丸山和純, 液体キセノン 液体アルゴン TPC プロジェクト, 第三回先端加速器推進室連合報告会, 2008
- [11] J-PARC T32 collaboration, A tagged low-momentum kaon test-beam exposure with a 250L LAr TPC(J-PARC T32). *arXiv:1105.5818v1*, 2011
- [12] 丸山和純 田中雅士, J-PARC T32 collaboration, A tagged low-momentum kaon test-beam exposure with a 250L LAr TPC(J-PARC T32). 高エネルギーニュース Vol.30 No.2, 2011
- [13] The ATLAS Collaboration. dE/dx measurement in the ATLAS Pixel Detector and its use for particle identification. ATLAS-CONF-2011-016, 2011