

修士論文

Λ 陽子散乱実験における 粒子識別用前方 TOF 検出器の構築と性能評価

Development and performance evaluation of
forward TOF detector for particle identification
in Λ proton scattering experiment

高野 然

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻
原子核物理研究室

2025 年

Λ 陽子散乱実験における粒子識別用前方 TOF 検出器の構築と性能評価

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室

高野 然

1. 物理的背景

バリオン間相互作用は陽子や中性子だけでなく、ストレンジクォークを含むハイペロンまで対象を拡張した相互作用である。バリオン間力の性質を明らかにすることで、核力の短距離斥力をクォークから理解することにつながる。また、Λ ハイペロンと核子間の相互作用 (ΛN 相互作用) は Λ を含んだ核子多体系である Λ ハイパー核を記述するための基盤である。ゆえに、2 体の Λ と陽子の散乱データに基づいて信頼できる ΛN 相互作用理論を構築することが求められている。

ハイペロン核子散乱実験は、ハイペロンを生成することが比較的難しく、さらにその寿命が 10^{-10} 秒程度と短いため、非常に困難な実験と言える。そのため、現在でもハイペロン核子散乱のデータは非常に限られている。しかし近年、J-PARC にて運動学的に散乱事象を同定するという新たな手法を用いた Σp 散乱実験が成功を収めた。同様の手法を用いて Λp 散乱実験を行うために、Λ の同定が比較的容易な光生成反応を用いた Λp 散乱実験が SPring-8 において計画された (HYPS 実験)。この実験では Λ 陽子散乱の微分断面積を導出することを目標としており、2 体の相互作用に関する精密なデータを提供することが期待されている。

2. SPring-8 における Λ 陽子散乱実験 (HYPS 実験)

HYPS 実験は世界最高性能の大型放射光施設である SPring-8 のレーザー電子光ビームライン BL33LEP で行っている。蓄積リングの電子にレーザーを照射し、生成

された 1.4 から 2.4 GeV の逆コンプトンガンマ線ビームを用いて、液体水素標的中で $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ によって Λ 粒子を生成する。Λ 粒子の生成は K^+ を前方磁気スペクトロメータによって同定し、運動量を標識化する。その Λ が液体水素標の中を走る際に生じる Λ と陽子の散乱事象を標的を取り囲む CATCH 検出器群で同定する。CATCH を用いて反跳陽子と Λ の崩壊粒子 (π^- と p) の 3D トラッキングとエネルギー測定を行う。

3. TOF 検出器の構築

HYPS 実験ではビームラインに設置された磁気スペクトロメータを使用している。しかし、元々設置されていた TOF カウンターの大部分が撤去されたため、J-PARC で使用した TOF 検出器 (KURAMA-TOF) を SPring-8 に移設した。また、十分な立体角を覆うために新規に製作した TOF カウンター (HYPS-TOF) と既存の TOF カウンター (ORIGINAL-TOF) も組み合わせた構成とした。図 1 に示すように、合計で 48 セグメントの TOF カウンターからなる TOF wall を構築した。

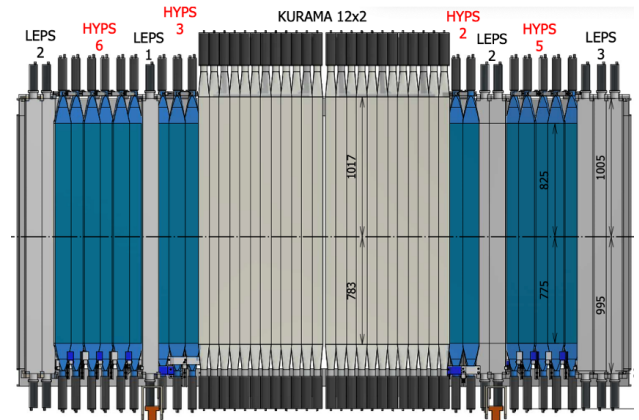


図 1: 3 種類の TOF カウンターを組み合わせて構築した粒子識別用前方 TOF 検出器の外観。

4. TOF 検出器の性能評価

本実験では Λ の同定に用いる K^+ を他粒子と分離して、同定することが重要である。分離が難しくなる $1.8 \text{ GeV}/c$ 以上の π^+ と K^+ を $2\sim 3\sigma$ で分離するには、TOF の時間分解能としてそれぞれ $\sigma=150\sim 100 \text{ ps}$ が必要となる。そのため、 150 ps を最低ラインとして 100 ps に近い時間分解能を目指した。

実際の TOF 検出器の時間分解能は図 2 のように physics run での π^+ を使用し、飛行時間の測定値と π^+ と仮定したときの計算値の差から得られた時間分布に対して、PHC(Pulse Height Correction) を行うことで得た。

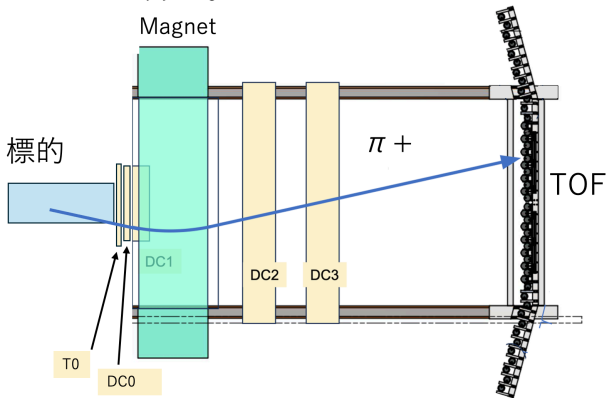


図 2: 磁気スペクトロメータのセットアップ図。標的で生成された π^+ の TOF までの飛行時間を計測した。標的から TOF 検出器までの距離は 4.4 m である。

TOF48 本の各セグメントの時間分解能は図 3 のようになった。KURAMA-TOF では $120\sim 160 \text{ ps}$ 程度、新規製作した HYPS-TOF では典型的に 110 ps 、ORIGINAL-TOF は 300 ps 程度であった。時間分解能が悪い ORIGINAL-TOF は両端に配置することで影響を最低限に抑えることとした。

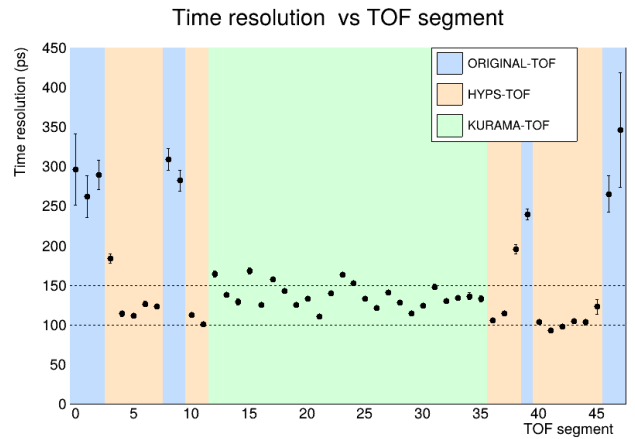


図 3: TOF 各セグメントの時間分解能。TOF の種類ごとに背景色を塗り分けており、ORIGINAL-TOF は青、HYPS-TOF は橙、KURAMA-TOF は緑で示した。

図 4 に運動量と質量の 2 乗 (mass square) の相関図を示す。低運動量では π^+ と K^+ が十分分離できているが、高運動量になると π^+ が K^+ の領域に混ざり始める。 K^+ の選択領域として、 K^+ の mass square の中心から右側は 3σ を選び、左側は π^+ の Contamination rate が 5% となるような領域を選んだ。1.0 から $2.15 \text{ GeV}/c$ の範囲で定めたカット領域を図 4 の黒点としてプロットした。この cut を行ったとき、 K^+ selection efficiency は 93.6% となり、比較的高い効率を得ることができた。高運動量領域では π^+ の混入が認められるが、十分に実験で使用できる TOF 検出器を構築することに成功した。

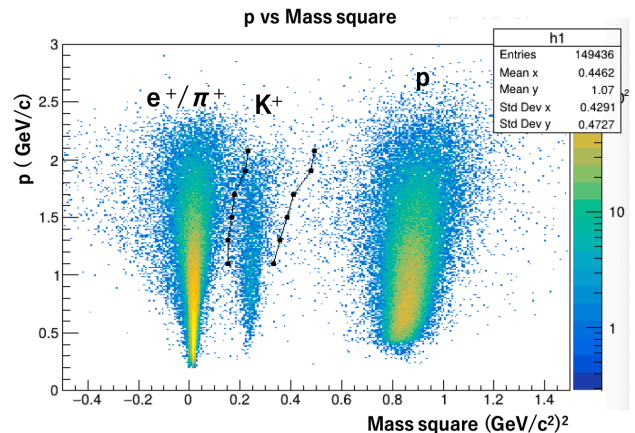


図 4: 運動量と質量の 2 乗 (mass square) の相関図。黒点は K^+ の選択領域で、左側は π^+ の Contamination rate が 5% 、右側は K^+ の mass square の中心から 3σ を選んだ。

目次

第 1 章	Introduction	1
1.1	バリオン間相互作用	1
1.2	ハイペロン核子散乱実験	3
1.3	本論文の構成	6
第 2 章	HYPS 実験概要	7
2.1	SPring-8	7
2.2	HYPS 実験セットアップ	8
2.3	液体水素標的	8
2.4	CATCH	9
2.5	磁気スペクトロメータシステム	10
第 3 章	TOF の要求性能とデザイン	16
3.1	TOF の要求性能	16
3.2	TOF のデザイン	18
第 4 章	磁気スペクトロメータの TOF 検出器の構築	21
4.1	TOF の製作	21
4.2	TOF 検出器の修理、インストール	22
4.3	TOF カウンター基本情報	25
4.4	減衰長	26
4.5	配置	27
第 5 章	磁気スペクトロメータの TOF 検出器の性能評価	28
5.1	Physics Run を利用した性能評価	28
5.2	時間分解能の評価方法	29
5.3	cut conditions	30
5.4	ゲイン調整	33
5.5	PHC	35

5.6	TOF 時間分解能の評価の結果	38
5.7	磁気スペクトロメータによる粒子識別	41
5.8	m^2 cut scan	42
5.9	K^+ purity rate, K^+ selection efficiency 結果	43
5.10	磁気スペクトロメータ TOF 検出器による粒子識別の結果	44
第 6 章	まとめ	46
	謝辞	48
	参考文献	50

目次

1	3 種類の TOF カウンターを組み合わせて 構築した粒子識別用前方 TOF 検出器の外観。	3
2	磁気スペクトロメータのセットアップ図。 標的で生成された π^+ の TOF までの飛行時間を計測した。標的から TOF 検出器までの距離は 4.4m である。	4
3	TOF 各セグメントの時間分解能。TOF の種類ごとに背景色を塗り分けており、ORIGINAL-TOF は青、HYPS-TOF は橙、KURAMA-TOF は緑で示した。	4
4	運動量と質量の 2 乗 (mass square) の相関図。黒点は K^+ の選択領域で、左側は π^+ の Contamination rate が 5%、右側は K^+ の mass square の中心から 3σ を選んだ。	4
1.1	バリオン 8 重項。	2
1.2	HYPS 実験で予想される Λ 陽子散乱の微分断面積測定 of シミュレーション結果が黒点でプロットされている。運動量範囲は 300~700 MeV/c で、運動量間隔は 100 MeV/c 刻みとなっている。各グラフには Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算も併記されている。	5
1.3	HYPS 実験で予想される Λ 陽子散乱の全断面積測定 of シミュレーション結果が黒点でプロットされている。グラフには Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算も併記されている。	5
2.1	SPring-8 のビームラインマップ [9]。HYPS 実験は BL33LEP で、行なっている。	7
2.2	HYPS 実験のセットアップ図。逆コンプトン散乱で生成された光子ビームを用いて、液体水素標的中で $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ によって Λ 粒子を生成する。	8

2.3	E40 実験で運動学的に散乱事象を同定する手法を行うにあたり、開発された液体水素標的。左図下の黒色の円筒部分が CFRP でできた真空容器。右図が真空容器内部にある標的セル。	9
2.4	CATCH(Cylindrical Active Tracker and Calorimeter system for Hyperon-proton scattering) 外観図。ハイペロン陽子散乱実験に向けて開発された液体水素標的を囲む 3 層構造の円筒状の検出器システムである [10]。	10
2.5	磁気スペクトロメータシステム全体図。	11
2.6	実験ハッチ扉側 (ビームに乗って右側) から撮影した TOF wall の写真。	13
2.7	KURAMA-TOF 外観図。	14
2.8	LEPS-ORIGINAL-TOF の外観図。	14
2.9	HYPS-TOF の外観図。	15
2.10	TOF 検出器のデータ取得の回路。	15
3.1	高運動領域 ($1.5 < p$ [GeV/c] < 1.9) と低運動領域 ($1.0 < p$ [GeV/c] < 1.5) で分けたときの散乱粒子の質量の 2 乗 (m^2) の分布。左図が TOF の時間分解能が 100 ps、右図が TOF の時間分解能 150 ps となっている。	17
3.2	時間分解能を変化させたときの K^+ の m^2 の分布の幅 (σ_{m^2}) を運動量領域で分けてプロットした。 π^+ と K^+ の分離能力として $(m_K^2 - m_\pi^2) / 2 \sigma_{m^2}$ で表したときに 2σ および 3σ の分離に対応する線も併記した。	17
3.3	3 種類の TOF カウンターを組み合わせて 構築した粒子識別用前方 TOF 検出器の外観。	19
3.4	電磁石下流のドリフトチェンバー (DC2,3) で再構成した TOF の位置での粒子の分布図。	20
4.1	左側の写真は交換した MHV コネクタ (左) と SHV コネクタ (右)。右側の写真は PMT の外筒を外して、コネクタを付け替え、ハンダ接合部を熱収縮チューブで絶縁しているときの様子。	23
4.2	写真左は接合面のクリーニングの様子。ラップフィルムを用いて、IPA によるパック処理を行なっている。写真右はパック処理後の接合面 (ライトガイド) の様子。	24

4.3	TOF カウンターの圧着作業の様子。接合面にオプティカルセメントの塗布を行なった後、気泡が入らないように細心の注意を払いつつ、両端から内側に向けて、押す力がかかった状態で固定した。	25
4.4	ストロンチウム 90 を用いて、各 TOF カウンターの典型的な減衰長を求めた。	26
4.5	ビーム進行方向からみた TOF wall(上図) と上から見た時の TOF wall(下図)	27
5.1	Physics Run を利用して、TOF 検出器の時間分解能の評価を行う様子。	29
5.2	ルンゲクッタ法で再構成した標的位置における軌跡と γ ビームの交点として求めた反応点 (vertex) の x,y,z を $xtgt, ytgt,vtz$ として、それぞれについて cut condition を設けた。 $xtgt,ytgt$ についてはピーク中心部分である $-60<xtgt[mm]<50, -50<ytgt[mm]<50$ を選んだ。 vyz については、液体水素標的起因の事象のみを選ぶため、 $-200<vtz [mm]<150$ を選んだ。	31
5.3	トラッキングで求めた散乱粒子の水平方向の角度 (dx/dz) と垂直方向の角度 (dy/dz) をそれぞれ $utgt, vtgt$ として、それぞれについて cut condition を設けた。0 度方向に生成される e^+e^- を除去するため、 $-0.05<utgt<0.05, -0.05<vtgt<0.05$ のイベントをカットした。	33
5.4	TOF のゲイン調整を行なった後の、MIP-Pedesatal (ch)。Up-segment が上図、Down-Segment が下図である。	35
5.5	TOF カウンター 1 セグメントにおける PHC 前の $t=t_{meas}-t_{calc}$ の波高依存性を示した。縦軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ 、横軸は $\frac{1}{\sqrt{dE}}$ である。	36
5.6	TOF カウンター 1 セグメントにおける PHC 後の $t=t_{meas}-t_{calc}$ の波高依存性を示した。縦軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ 、横軸は $\frac{1}{\sqrt{dE}}$ である。	37
5.7	TOF カウンター 1 セグメントについて、PHC 前 (青線のピーク) と PHC 後 (赤線のピーク) を比較したものである。縦軸はカウント数で横軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ である。	38

5.8	TOF の V_{th} を変えたときの TOF 各セグメントの時間分解能。TOF の種類ごとに背景色を塗り分けており、ORIGINAL-TOF は青、HYPS-TOF は橙、KURAMA-TOF は緑で示した。上の図は TOF V_{th} が 30 mV、中央の図は TOF V_{th} が 50 mV、下の図は TOF V_{th} が 75 mV のときのものである。	39
5.9	Mass square 分布。上図は縦軸が運動量と電荷の積、横軸が Mass square の相関図。下図は縦軸がカウント数、横軸が Mass square。	41
5.10	m^2 (mass square) による cut 位置を e^+/π^+ と K^+ のピークの間で動かして、 K^+ purity rate と K^+ selection efficiency を調べた。図の運動量範囲は $1.8 < p[\text{GeV}/c] < 2.0$ で高運動量領域である。	42
5.11	運動量範囲 1.0 から 2.15 GeV/c、TOF 検出器全セグメントにおいて、 m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate K^+ selection efficiency を図に示した。左縦軸が K^+ purity rate、右縦軸が K^+ selection efficiency、横軸が m^2 (mass square) による cut 位置を表している。	43
5.12	異なる運動量領域における m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate (点線) と K^+ selection efficiency (実線) を示した。 . .	44
5.13	運動量と質量の 2 乗 (mass square) の相関図。黒点は K^+ の選択領域で、左側は π^+ の Contamination rate が 5%、右側は K^+ の mass square の中心から 3σ を選んだ。	45

表目次

4.1	TOF カウンター基本情報	25
5.1	TOF 各セグメントの最適な V_{th} (mV)	40

第 1 章

Introduction

1.1 バリオン間相互作用

私たちの身の回りにある全ての物質は陽子と中性子と電子から構成される。陽子と中性子は u クォーク、 d クォークのみから構成される。陽子と中性子では電荷の違いはあるものの、その質量差は 1 MeV 程度と小さいため、核子と総称される。この核子の系では u クォーク、 d クォークの質量がほぼ等しいという近似に基づく $SU(2)$ アイソスピン対称性が非常に良く成り立っている。この枠組みでは、核子はアイソスピン 2 重項として表され、核子間の相互作用である核力はアイソスピン 3 重項と 1 重項という 2 つの規約表現によって、記述される。

$$2 \otimes 2 = 3 \oplus 1 \quad (1.1)$$

この分類を拡張し、 u クォーク、 d クォークからなる枠組みに、3 番目に質量が軽い s クォークを追加する。この 3 つのクォークを組み合わせて構成されるバリオンについても、フレーバー $SU(3)$ 対称性に基づき、10 重項、8 重項、1 重項の規約表現で表される。

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \quad (1.2)$$

この中で、陽子、中性子やストレンジクォークを含むバリオンであるハイペロンはスピン $1/2$ の 8 重項に属している。バリオン 8 重項はアイソスピンの第 3 成分 I_3 を横軸、ハイパーチャージ Y を縦軸にとった平面上で、図 1.1 のように表される。 $Y = 1$ の上段には我々の身近である p, n の核子が配置されている。 $Y = 0$ の中段には s クォークを 1 つ含むバリオンが属し、本研究のハイペロン核子散乱の対象となる Λ や $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ が配置されている。 $Y = -1$ の下段には s クォークを 2 つ含む Ξ^0, Ξ^- が配置されている。

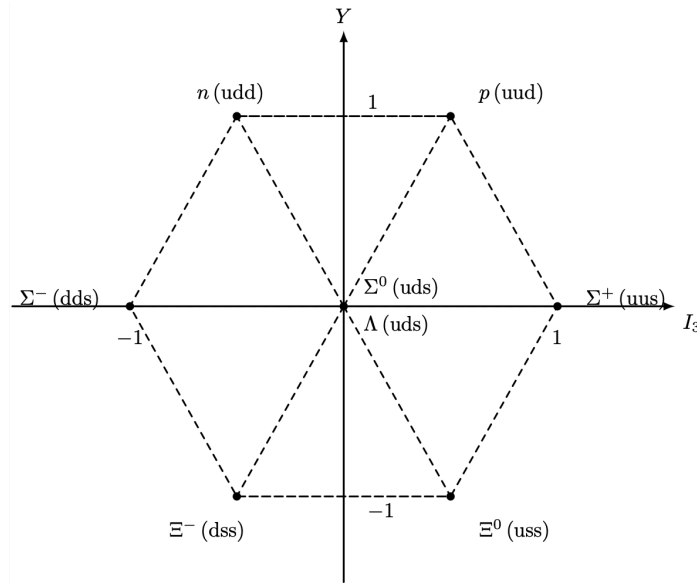


図 1.1: バリオン 8 重項。

核子間の相互作用である核力をバリオン 8 重項に属する粒子間に働く相互作用として拡張したものがバリオン間相互作用である。バリオン間相互作用はフレーバー SU(3) に基づいて分類すると、以下の 6 つの多重項で表現できる。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10^* \oplus 10 \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 1 \quad (1.3)$$

この 6 つの多重項のなかで、核力 (NN 相互作用) は 27 重項と反 10 重項の 2 つの成分しか含んでいない。核力には現れない相互作用では、強い短距離斥力などを示すものもあり、これらを理解することで核力の斥力芯の起源に迫ることができる。具体的には、10 重項と 8_s 重項では、クォークレベルでのパウリの排他律による強い斥力芯が生じることが予想されている。そのため、10 重項と 8_s 重項はバリオン間の短距離において、斥力芯の起源の解明の鍵となる多重項である。先行して行った J-PARC E40 実験では Σ^+p 散乱から、直接 10 重項の性質を調べることに成功している [1]。

またバリオン間相互作用はハイペロンを含んだ原子核であるハイパー核の研究の基盤をなすものである。特に Λ を含んだハイパー核 (Λ ハイパー核) の研究をより精密に行うために、信頼できる ΛN 相互作用が長年待ち望まれている。

バリオン間相互作用を記述する理論模型として、Nijmegen 模型、Jülich 模型、カイラル EFT(Chiral Effective Field Theory) などが挙げられる。Nijmegen 模型 (NSC, ESC08, ESC16)、Jülich 模型はバリオン間で中間子を交換することで力が働くという中間子交換描像に基づく理論模型である。Nijmegen 模型は豊富な核子・核子 (NN) 散乱データを元にフレーバー SU(3) 対称性を仮定して、ハイペロン・核子 (YN) 相互作用へと拡張した模型である。短距離での強い斥力

芯は複数のグルーオン交換を記述するポメロン交換などを用いて、記述している。Jülich 模型も中間子交換模型をベースとしており、フレーバー SU(3) 対称性を抛り所にして相互作用を拡張・構築されてきた。Nijmegen 模型はこれまでハイパー核研究を支えてきた模型であり、ハイパー核の実験データを再現するように相互作用模型が改良されてきた。

カイラル EFT は量子色力学 (QCD) が持つカイラル対称性に基づいて、相互作用が記述される。2013 年の NLO13 (Next-to-Leading Order 2013) モデルが広く参照されているなど、比較的新しい理論模型である。摂動の次数を上げていくことで段階的に精度を向上させることができる。短距離での斥力は、粒子の交換の代わりにバリオン間同士が 1 点で接触して力が働くコンタクトタームとして記述される。コンタクトタームの力の強さは LEC (Low-Energy Constant) で表される。この LEC は理論だけでは決定できず、散乱の実験データに基づいて決定する必要があるため、精度の良い散乱データが待ち望まれている。E40 実験や HYPS 実験などのハイペロン核子散乱実験では、バリオン間相互作用に対して厳しい制限をかけることができるハイペロンと核子の微分断面積を高精度に測定することで、我々は理論研究者と協力して信頼できる 2 体のバリオン間相互作用を構築することを目指している。

中性子星は宇宙で最も密度が高い天体であり、原子核物理学、天体物理学における重要なテーマとなっている。その内部では中性子の高いフェルミエネルギーを抑制するためにハイペロンの出現が予想されている。しかし、太陽質量の 2 倍程度の重い中性子星が発見されて以降 [2][3]、そのような重い中性子星をどのように支えるかが活発に議論されている。これまでのハイパー核研究で得られたポテンシャルを用いると、ハイペロンが中性子星に出現すると星の圧力が著しく低下するため、2 倍の太陽質量を超える中性子星を支えられないためである。そのためより詳細なハイペロンと核子の 2 体相互作用の知識が必要であるのに加えて、ハイペロンを含む多体力を解明する必要がある。2 体のハイペロン核子散乱では 2 体の相互作用に関する精密なデータを提供することを目指している。またハイペロンを含む多体力、特に ΛNN 力を Λ ハイパー核の質量測定から導出しようとする計画が進んでいるが、そのためにも信頼できる 2 体の ΛN 相互作用の情報が必要不可欠である。

1.2 ハイペロン核子散乱実験

1.2.1 E40 実験

従来のハイペロン核子散乱実験では、泡箱やシンチレーションファイバーアクティブ標的によるイメージング法が用いられていた [4][5][6]。しかし、散乱事象

を画像で同定するという手法の性質上、ビーム強度をあげることが難しく、またハイペロンの寿命が 10^{-10} 秒と非常に短いことから、理論モデルを制限するのに十分な統計量を得ることが困難だった。E40 実験ではこれらの課題を解決するために、終状態の荷電粒子の運動量を測定することで運動学的に散乱事象を同定する手法を新たに導入した。新規開発した CATCH システム、液体水素標的、磁気スペクトロメータシステムによって運動学的事象同定を実現し、高いビーム強度でも dead time が十分に少ない測定を可能にした。これにより、 Σ ハイペロンと核子の散乱断面積の高精度測定に世界で初めて成功した。特に Σ^+ と陽子の微分断面積測定と位相差解析からクォークレベルでのパウリ排他律による斥力芯の存在とその強さを明らかにした。イメージング法に頼らない新たな手法の確立したことによって、この手法を踏襲した Λ 陽子散乱実験への道を開くなど、ハイペロン核子散乱実験の可能性を広げた [1][7][8]。

1.2.2 HYPS 実験

HYPS 実験は SPring-8 の BL33LEP ビームラインで、現在進行中の Λ 陽子散乱実験である。E40 実験の成功を受けて計画され、散乱事象を運動学的に同定するために開発された検出器・手法が発展継承されている。2024 年より、検出器のインストールを開始し、CATCH や磁気スペクトロメータのコミッショニングをビームとポリエチレン標的を用いて行った。2025 年 4 月から液体水素標的を導入し、物理データの取得を開始した。運動量 300-700 MeV/c という広範囲において、 Λ 陽子散乱の全断面積と微分断面積を精密に測定することを目標としており、400 日間のビームタイムで 10^7 の Λ の生成を目指している。図 1.2 に HYPS 実験で予想される Λ 陽子散乱の微分断面積測定のシミュレーション結果を黒点でプロットして示した。運動量範囲は 300~700 MeV/c で、運動量間隔は 100 MeV/c 刻みとなっている。各グラフには Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算や過去の実験データも併記されている。また、図 1.3 に HYPS 実験で予想される Λ 陽子散乱の全断面積測定のシミュレーション結果を黒点でプロットして示した。Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算も併記されている。これまで、十分な統計量のデータが無かったこともあり、各理論模型やシミュレーションの不定性は大きい。そのため、 Λ 陽子散乱を精密に測定してデータを提供することで、パラメータ拘束に寄与することは重要である。

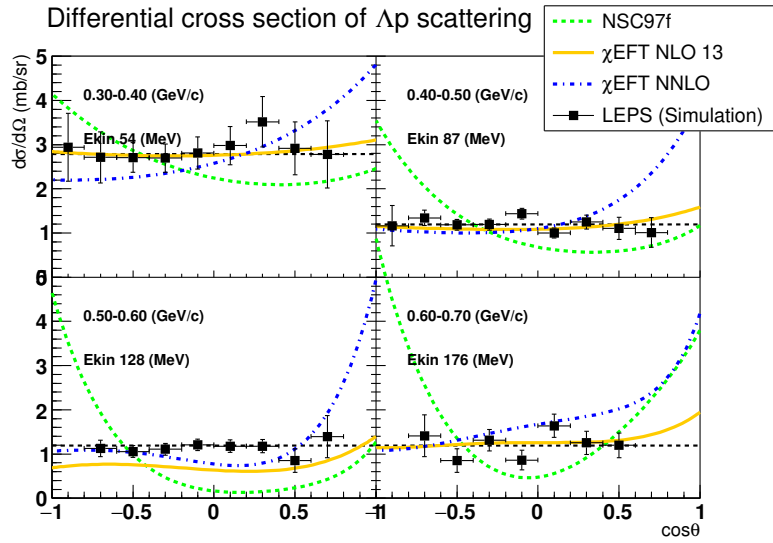


図 1.2: HYPs 実験で予想される Λ 陽子散乱の微分断面積測定のシミュレーション結果が黒点でプロットされている。運動量範囲は 300~700 MeV/c で、運動量間隔は 100 MeV/c 刻みとなっている。各グラフには Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算も併記されている。

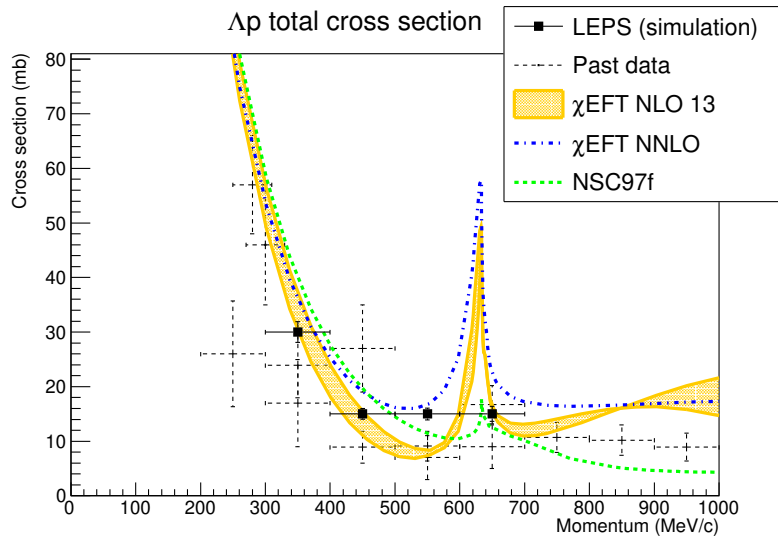


図 1.3: HYPs 実験で予想される Λ 陽子散乱の全断面積測定のシミュレーション結果が黒点でプロットされている。グラフには Nijmegen 模型、カイラル EFT による理論計算も併記されている。

1.3 本論文の構成

本研究では、 Λ 陽子散乱実験における粒子識別用前方 TOF 検出器の構築と性能評価を行った。はじめに、第 2 章では HYPs 実験概要と各検出器について述べる。第 3 章では、TOF 検出器の要求性能とデザインについて述べる。第 4 章では磁気スペクトロメータの TOF 検出器の構築について、製作からインストールまで述べる。第 5 章では physics run と同様のビームを用いた TOF 検出器の性能評価について述べる。6 章では、 Λ 陽子散乱実験における粒子識別用前方 TOF 検出器の構築と性能評価のまとめについて述べる。

第2章

HYPS 実験概要

2.1 SPring-8

SPring-8 は兵庫県佐用郡佐用町光都 1-1-1 に位置する周長 1436 m の世界最高性能の大型放射光施設である。名前は Super Photon ring 8 GeV に由来しており、8 GeV の電子ビームをリングに蓄積して、62 本のビームラインを通じて、放射光を利用することが可能となっている。研究対象は多岐にわたっており、生命科学、物質科学、化学、地球科学、環境科学、医学、産業など基礎研究から産業利用まで広範に利用されている。ビームラインの中には高エネルギーガンマ線専用のレーザー電子光ビームライン (LEP) があり、ハドロン・原子核実験に用いられている。HYPS 実験では図 2.1 の BL33LEP を利用し、蓄積リング内の電子にレーザーを照射し、逆コンプトン散乱で生成された最大 2.4 GeV の光子ビームを用いる。



図 2.1: SPring-8 のビームラインマップ [9]。HYPS 実験は BL33LEP で、行なっている。

2.2 HYPS 実験セットアップ

図 2.2 に実験セットアップを示す。HYPS 実験では蓄積リング内の電子に波長が 355 nm の紫外レーザーを照射し、逆コンプトン散乱で生成された最大 2.4 GeV の光子ビームを用いて、液体水素標的の中で $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ によって Λ 粒子を生成する。ガンマ線のエネルギーはコンプトン散乱で散乱した電子を Tagger とよばれる位置検出器で検出し、その運動量を同定することで、ガンマ線のエネルギーをイベント毎に求めることができる。 Λ 粒子の生成は K^+ を前方の磁気スペクトロメータによって同定し、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing momentum として Λ の運動量を標識化する。 Λ 粒子が液体水素標的の内を飛行する際に、まれに Λ と標的内の陽子が散乱する。この散乱 Λ と反跳陽子を液体水素標的を囲む CATCH 検出器群で検出する。散乱 Λ は $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊を CATCH で検出する。CATCH は円筒形のファイバー検出器 (Cylindrical Fiber Tracker, CFT)、BGO カロリメータ、プラスチックホドスコープ (PiID) からなる。CFT で荷電粒子の 3D トラッキングを行い、BGO カロリメータでその運動エネルギーを測定することで、散乱で生じる粒子の運動量を再構成する。これらの情報から運動学的に Λ 陽子散乱事象を同定する。

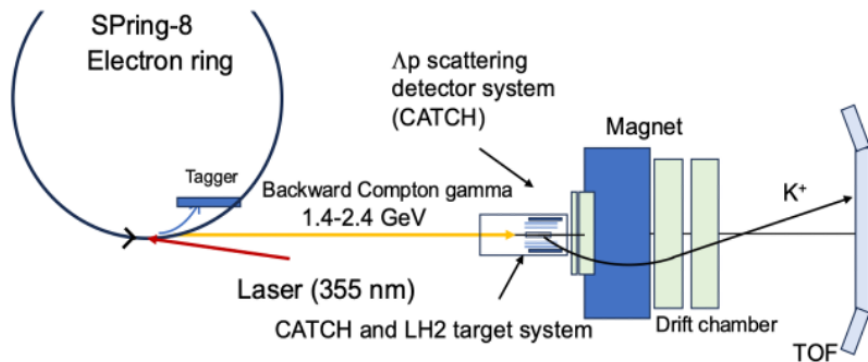


図 2.2: HYPS 実験のセットアップ図。逆コンプトン散乱で生成された光子ビームを用いて、液体水素標的の中で $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ によって Λ 粒子を生成する。

2.3 液体水素標的

本実験で用いる液体水素標的は E40 実験で運動学的に散乱事象を同定する手法を行うにあたり、開発された。図 2.3 の左の写真下部の黒色の円筒部分が CFRP でできた真空容器である。CFRP の内部には図 2.3(右) に示した標

的セルがある。厚さ $75 \mu\text{m}$ のカプトンを2重に巻いて作成され、その直径は 40 mm 、ビーム方向の長さは 300 mm である。実験時は、この筒部分を CATCH の中心部にインストールして測定を行う。

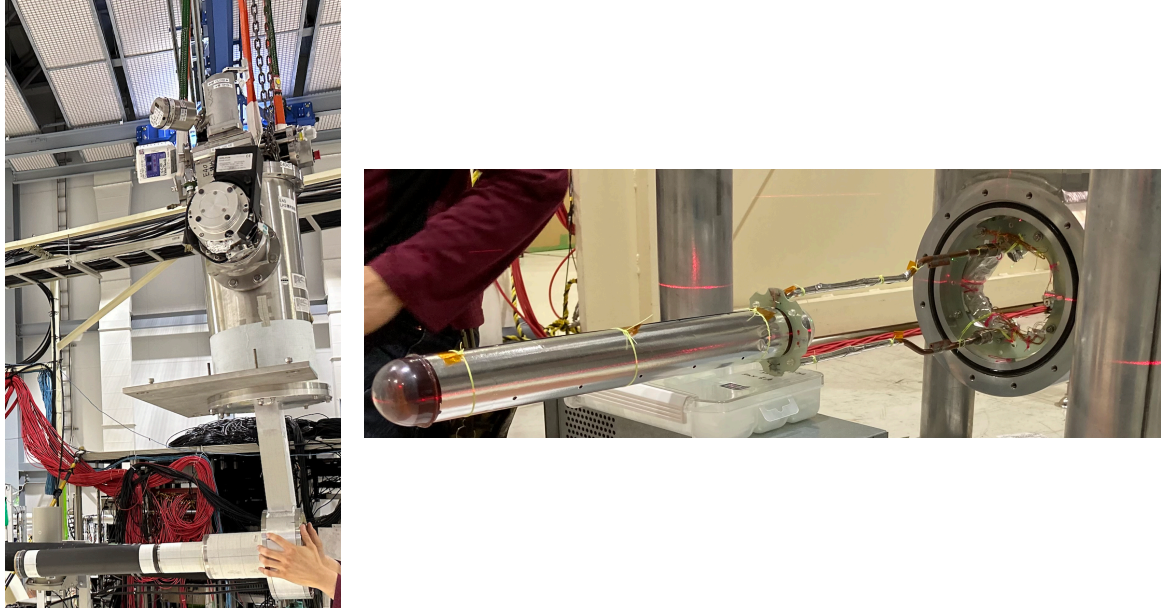


図 2.3: E40 実験で運動学的に散乱事象を同定する手法を行うにあたり、開発された液体水素標的。左図下の黒色の円筒部分が CFRP でできた真空容器。右図が真空容器内部にある標的セル。

2.4 CATCH

図 2.4 に示す CATCH (Cylindrical Active Tracker and Calorimeter system for Hyperon-proton scattering) はハイペロン陽子散乱実験に向けて開発された液体水素標的を囲む3層構造の円筒状の検出器システムである。最内層の第一層は CFT (Cylindrical Fiber Tracker) で約 5000 本のシンチレーションファイバーからなる。ビーム軸と平行な ϕ 層と螺旋状に巻かれた uv 層によって、荷電粒子の3次元的なトラッキングとエネルギー損失の測定が可能となっている。中間の第2層は24個の BGO 結晶からなる BGO カロリメータで、散乱された陽子の全運動エネルギーを測定する役割がある。最外層の第3層はプラスチックシンチレータからなる PiID カウンターで BGO を突き抜けた粒子を検出し、BGO カロリメータでのエネルギー測定が全エネルギーであるか、それとも一部のエネルギーであるかを判別する役割がある。1体となったこれらの3つの検出器によって、陽子と π を粒子識別し、3次元トラッキングとエネルギー測定から再構成した粒子の運動量の情報を組み合わせることで運動学的にハイペロン陽子散乱事象を特定することが可能となっている。

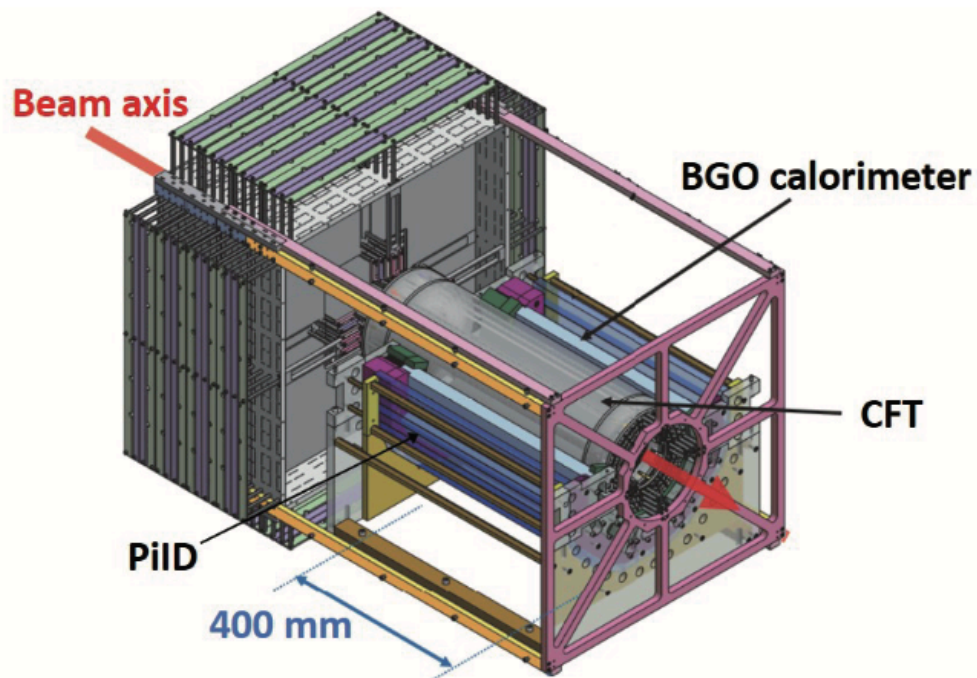


図 2.4: CATCH(Cylindrical Active Tracker and Calorimeter system for Hyperon-proton scattering) 外観図。ハイペロン陽子散乱実験に向けて開発された液体水素標的を囲む3層構造の円筒状の検出器システムである [10]。

2.5 磁気スペクトロメータシステム

磁気スペクトロメータシステムは図 2.5 のように構成されている。液体水素標的で生成された飛行粒子は、T0 カウンター、Drift Chamber(DC0、DC1、DC2、DC3) と Magnet を通過した後、最終的に TOF wall に到達する。この磁気スペクトロメータを構成する各検出器について、以下で詳細を述べる。

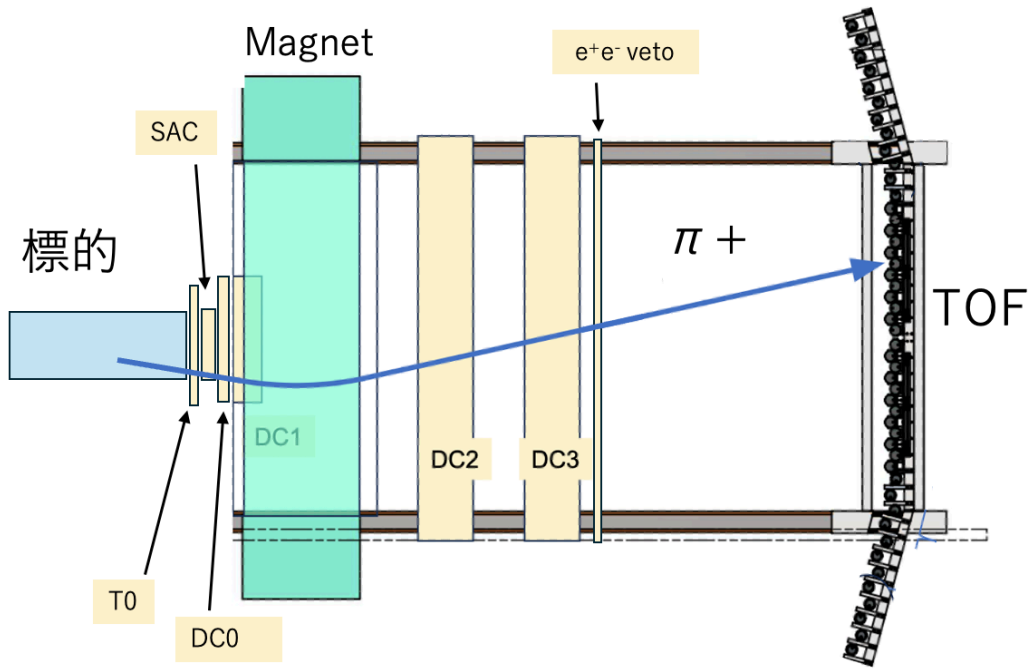


図 2.5: 磁気スペクトロメータシステム全体図。

2.5.1 T0, AC, e^+e^- veto カウンター

T0 は RF と合わせて、飛行粒子のスタートタイミングを決める役割がある検出器である。プラスチックシンチレータと PMT(片読み) から構成され、標的直後に配置されている。有感領域は 172 mm (横幅) × 600 mm (高さ) となっている。TOF 検出器の粒子通過時間との差分を取ることで粒子の飛行時間を得ることができる。本実験では SPring-8 の RF 信号を用いることでより高い精度のスタート時間を求めることができるため、逆コンプトン散乱を起こした電子がどのバンチに属しているかを求めるために使われる。特定したバンチ情報を元にスタート時間が得られる。AC(Aerogel Cherenkov counter) は T0 直後に配置されている。上下計 4 本の PMT でチェレンコフ光を検出することで、 e^+e^- を除去することができる。有感領域は 120 mm (横幅) × 110 mm (高さ) となっている。 e^+e^- veto カウンターは、DC3 直後に配置されている。プラスチックシンチレータと両端の PMT から構成され、 e^+e^- を除去する役割がある。有感領域は 1850 mm (横幅) × 40 mm (高さ) × 20 mm (厚さ) となっており、中心部分にはビームの直撃を避けるための穴 (50 mm × 20 mm) が開けられている [11]。

2.5.2 DC

DC(Drift Chamber) は飛行粒子を検出し、運動量を測定する役割がある。DC は4つの検出器から構成され、Magnet 上流に DC0、DC1、Magnet 下流に DC2、DC3 が配置されている。DC0 は、4つの層 (X, X', U, U') で構成されており、有感領域は 560 mm (横幅) × 150 mm (高さ) となっている。HYPS 実験を行うにあたり、J-PARC から、移設した。DC1 は6層 (X, X', U, U', V, X'') で構成されており、有感領域は 600 mm (横幅) × 300 mm (高さ) となっている。DC2、DC3 は5つの層 (V, U', U, X', X) から構成され、有感領域は 2000 mm (横幅) × 800 mm (高さ) となっている [11]。Magnet 下流にあり、磁場によって曲げられた飛行粒子の運動量を測定するため、広い有感領域となっている。これら4つの DC によって、荷電粒子がチェンバー内を通過した際に発生する電子のドリフト時間と検出器の位置情報が得られる。それらの情報によって、粒子の飛跡を再現することができる。

2.5.3 TOF 検出器

TOF 検出器は 48 本のプラスチックシンチレータから構成され、磁気スペクトロメータの最下流に設置されている。粒子の通過によって、シンチレータで放出された光子は光電子増倍管 (PMT) で検出される。TOF(Time-of-Flight) は測定した時間情報とトラッキングによって再構成された粒子の飛行距離と運動量を合わせて粒子を識別する役割がある。

HYPS 実験ではビームラインに設置された磁気スペクトロメータを使用している。しかし、元々設置使用されていた TOF カウンターの大部分が撤去されていたため、J-PARC で使用した TOF 検出器の KURAMA-TOF を SPring-8 に移設した。また、十分な立体角を覆うために HYPS-TOF を新規製作した。そのため、粒子識別用前方 TOF 検出器は3種類のカウンターを組み合わせて構築されている。TOF wall は合計 48 本のシンチレータで構成され、その内訳は J-PARC から移設した KURAMA-TOF 24 本、新規製作した HYPS-TOF 16 本、ビームラインに既存の LEPS-ORIGINAL-TOF 8 本である。図 2.6 は実験ハッチ扉側から撮影した TOF wall の写真である。サイズは 4.3 m (横幅) × 2 m (高さ) となっており、標的からの距離は 4.4 m である。

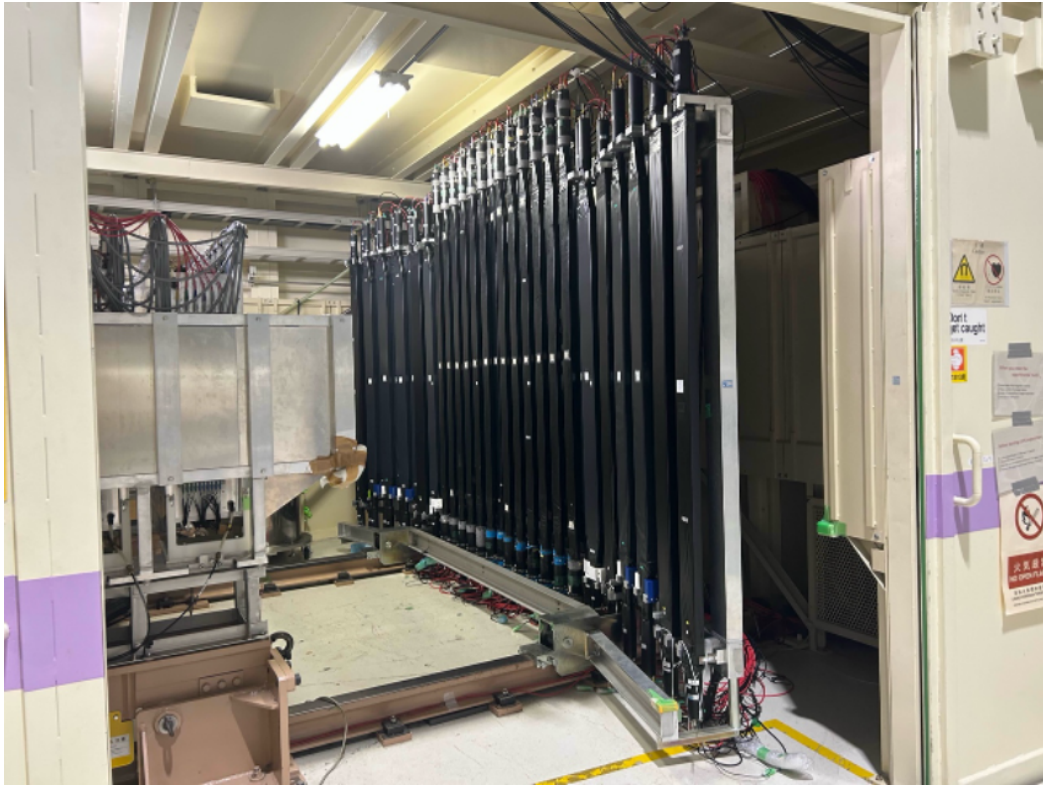


図 2.6: 実験ハッチ扉側 (ビームに乗って右側) から撮影した TOF wall の写真。

KURAMA-TOF

KURAMA-TOF は J-PARC から移設してきた TOF 検出器である。 Σp 散乱実験 (E40 実験) でも用いられた TOF 検出器である。KURAMA-TOF の外観を図 2.7 で示した。1800 mm (高さ) \times 80 mm (横幅) \times 30 mm (厚さ) のプラスチックレータに、長さ 232 mm のアクリルライトガイドと PMT (H1949) を取り付けて読み出している。全長は 2734 mm であり、3 種類の TOF カウンターの中では最も長さがある。移設の際にはアクリルライトガイドや PMT が外れてしまったものもいくつかあった。それらの接着面は元々使われていたオプティカルセメントが固着していたため、再接着の際には表面の付着物を綺麗に取り除く作業に時間を要した。

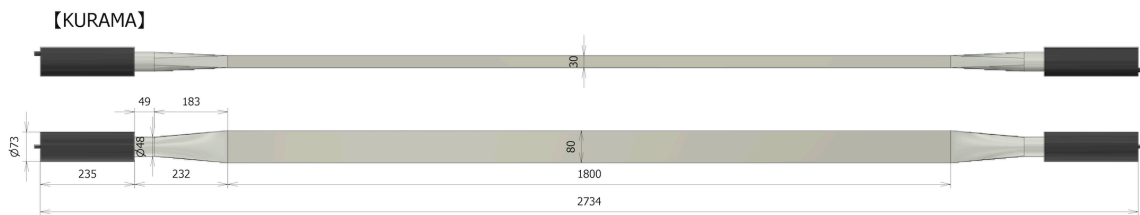


図 2.7: KURAMA-TOF 外観図。

LEPS-ORIGINAL-TOF

LEPS-ORIGINAL-TOF は HYPS 実験を行っている BL33LEP ビームラインで、元々使用されていた既存の TOF 検出器である。LEPS-ORIGINAL-TOF の外観を図 2.8 で示した。2000 mm (高さ) × 120 mm (横幅) × 40 mm (厚さ) のプラスチックシンチレータに、長さ 58 mm のアクリルライトガイドと PMT(H7195) を取り付けて読み出している。全長は 2496 mm である [11]。3 種類の TOF カウンターの中で最も厚いシンチレータが使われている。

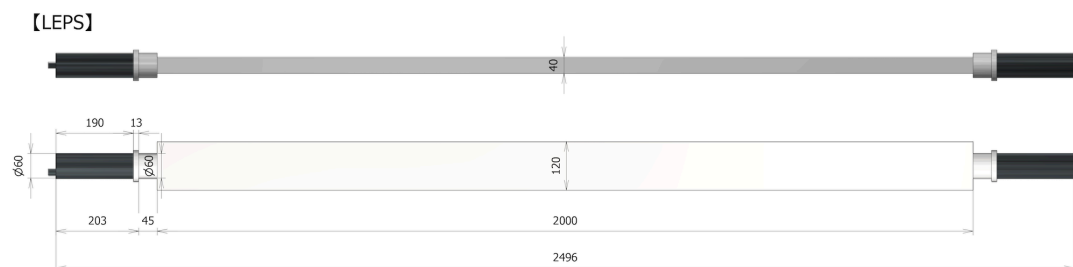


図 2.8: LEPS-ORIGINAL-TOF の外観図。

HYPS-TOF(NEW-TOF)

HYPS-TOF(NEW-TOF) は HYPS 実験のために新規製作された TOF 検出器である。HYPS-TOF の外観を図 2.9 で示した 1600 mm (高さ) × 120 mm (横幅) × 38.1 mm (厚さ) のプラスチックシンチレータ、長さ 200 mm のアクリルライトガイドと PMT(H1949-50) を取り付けて読み出している。全長は 2552 mm である。3 種類の TOF カウンターの中で最も時間分解能が良く、100 ps を切るものもいくつかある。

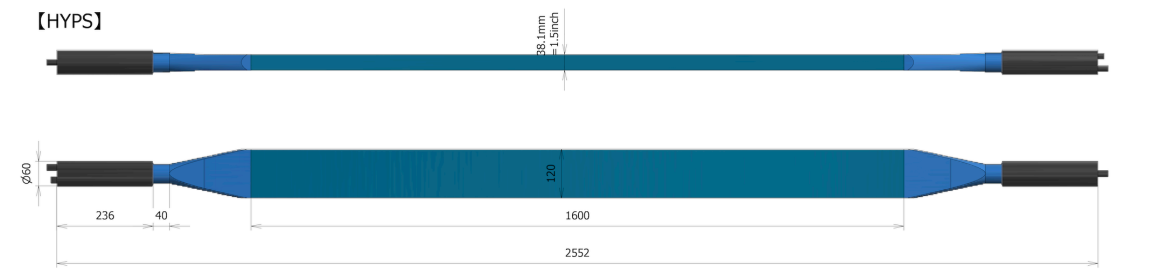


図 2.9: HYPS-TOF の外観図。

TOF 検出器によるデータは時間情報と波高情報がある。図 2.10 に TOF 検出器のデータ取得の回路を示した。時間情報は、粒子がプラスチックシンチレータに到達したときに、微弱な光が発生し、両端に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) によって電気信号に変換される。この PMT による電気信号は CAEN V895 Discriminator を通して論理信号に変換され、HUL HR-TDC (High-Resolution TDC) と呼ばれる TDC (Time-to-Digital Converter) モジュールに送られる。HUL は優れた時間分解能を持ち、1 イベントに対して最大 16 個の信号を同時に記録するマルチヒット機能を備えているため、精密なストップタイミングの測定が可能になっている。波高情報は、PMT からの電気信号が CAEN V792 QDC モジュールに送られ、ゲート信号幅の間の電荷の総量を記録することで取得している。

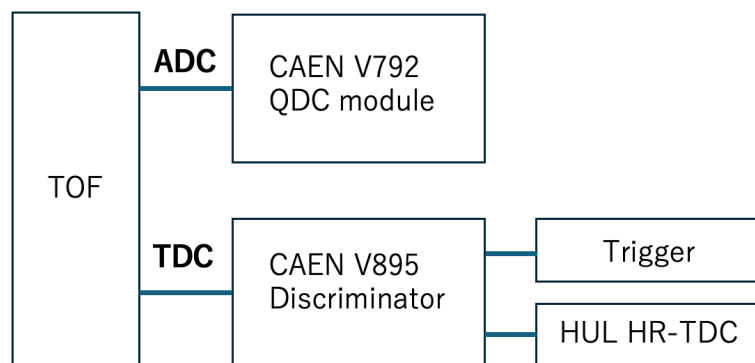


図 2.10: TOF 検出器のデータ取得の回路。

第3章

TOF の要求性能とデザイン

3.1 TOF の要求性能

本実験では反応で π^+ が大量に生成される。測定した粒子の速度と運動量から粒子質量を求める際に π^+ の一部が K^+ のピークに混入する。 K^+ の質量領域に混入した π^+ の事象は、 Λ 粒子のバックグラウンドを作るため、 π^+ の混入を減らすことは重要である。 π^+ の混入量は運動量と TOF の時間分解能によって決まるため、 π^+/K^+ 分離に必要な時間分解能が TOF 検出器の要求性能となっている。これを見積もるために HYPS 実験の Geant4 シミュレーションにおいて運動量が $1 < p$ [GeV/c] < 1.9 の π^+ , K^+ , proton を標的から発生させ、TOF の時間分解能を変化させながら粒子の分離度を確認した。ここで、標的と TOF との距離は約 4.4 m である。ここでシミュレートした粒子の運動量は Λ 粒子が生成されたときの K^+ の運動量領域に対応している。高運動量になればなるほど粒子分別が難しくなるため、高運動領域 ($1.5 < p$ [GeV/c] < 1.9) と低運動領域 ($1.0 < p$ [GeV/c] < 1.5) で分けたときの散乱粒子の質量の 2 乗 (m^2) の分布を図 3.1 に示した。また TOF の時間分解能を変化させた結果も示している。低運動量領域では π^+/K^+ の分離は比較的良くできているが、高運動量領域では時間分解能が悪化すると π^+/K^+ の分離が悪くなる。時間分解能を変化させたときの K^+ の m^2 の分布の幅 (σ_{m^2}) を運動量領域で分けてプロットしたのが図 3.2 である。 π^+ と K^+ の分離能力として $(m_K^2 - m_\pi^2) / 2 \sigma_{m^2}$ で表したときに 2σ および 3σ の分離に対応する線も引いてある。高運動量領域では TOF の時間分解能が 100 ps が達成できると 3σ の分離、150 ps であれば 2σ の分離に対応する。 π^+/K^+ を 3σ で実現することが望ましいが、 2σ を最低限の要求性能として、時間分解能 100~150 ps を目標とした。

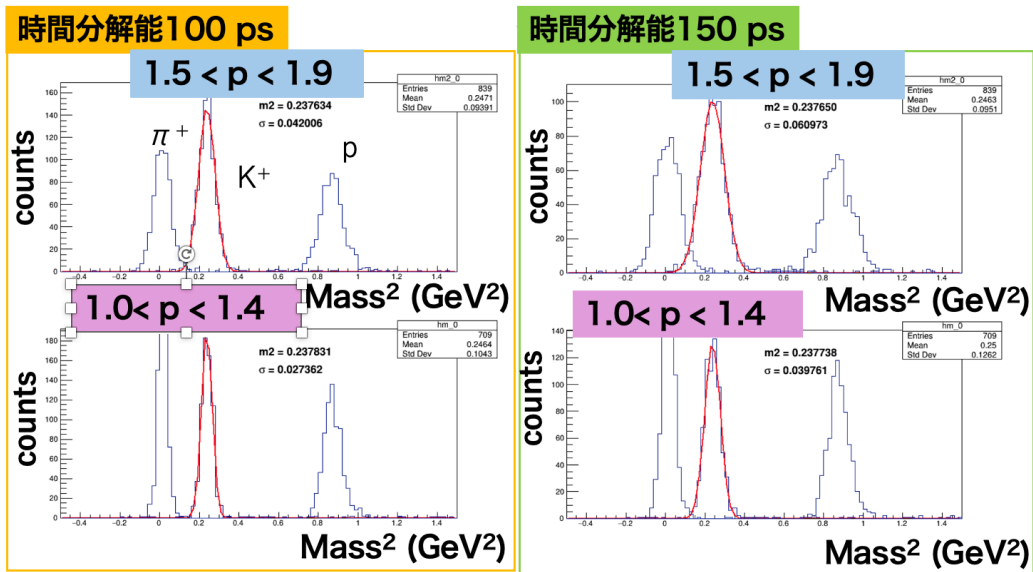


図 3.1: 高運動領域 ($1.5 < p$ [GeV/c] < 1.9) と低運動領域 ($1.0 < p$ [GeV/c] < 1.5) で分けたときの散乱粒子の質量の 2 乗 (m^2) の分布。左図が TOF の時間分解能が 100 ps、右図が TOF の時間分解能 150 ps となっている。

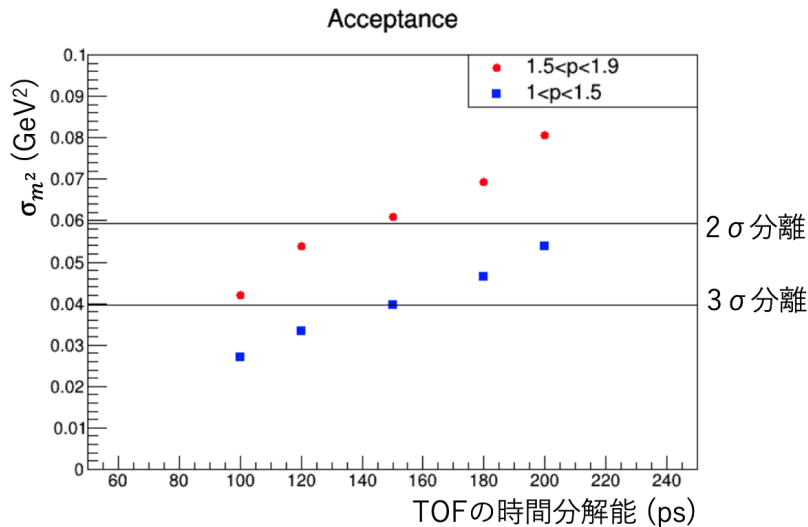


図 3.2: 時間分解能を変化させたときの K^+ の m^2 の分布の幅 (σ_{m^2}) を運動量領域で分けてプロットした。 π^+ と K^+ の分離能力として $(m_K^2 - m_\pi^2) / 2 \sigma_{m^2}$ で表したときに 2σ および 3σ の分離に対応する線も併記した。

3.2 TOF のデザイン

元々、BL33LEP の磁気スペクトロメータには 40 セグメントのシンチレータからなる TOF 検出器が設置されていた。しかし、8 セグメントを残して別の実験のために移設されたため、HYPS 実験では TOF 検出器を新たに構築し直す必要があった。物理実験を実施できる期間が 2027 年 7 月までと決まっていたため、可能な限り早期に TOF 検出器を構築する必要があった。また、十分な予算があるわけではなかったため、既存の TOF 検出器を再利用し、それで足りない部分を新規で製作することとした。既存の TOF 検出器として J-PARC の KURAMA スペクトロメータで使用していた TOF 検出器 (KURAMA-TOF) を J-PARC から SPring-8 に移設した。BL33LEP に設置されていた TOF 検出器のフレームに無理なく配置できるように、この KURAMA-TOF は図 3.3 に示すように中心部分に並べて配置することにした。この KURAMA-TOF と既存の TOF (ORIGINAL-TOF) を設置して、スペクトロメータのコミッショニングや物理データ取得を 2025 年 4 月から開始した。このセットアップでは十分なアクセプタンスをカバーできないため、新規に 16 本のシンチレーションカウンターを作成し、7 月と 9 月の 2 度に分けてインストールを行った。それによって最終的に構築した TOF 検出器の配置図が図 3.3 である。シンチレータの長さは既存の ORIGINAL-TOF が 2000 mm、KURAMA-TOF が 1800 mm、HYPS-TOF は 1600 mm となっており、ORIGINAL-TOF と HYPS-TOF はビーム高さがシンチレータ中心となっている。KURAMA-TOF は片側で 232 mm のライドガイドを持ち、プラスチックシンチレータの両面を PMT で読み出す両読みであるため、コネクタとケーブル領域の都合で、シンチレータ中心はビーム高さより、およそ 150 mm 高くなっている。また、生成されたビームは TOF wall の中心を通過する。そのため、TOF カウンターの seg23 と seg24 の間は隙間が開けられており、ビームの直撃を防ぐことで、検出目標である散乱事象のノイズとなるイベントを抑えている。

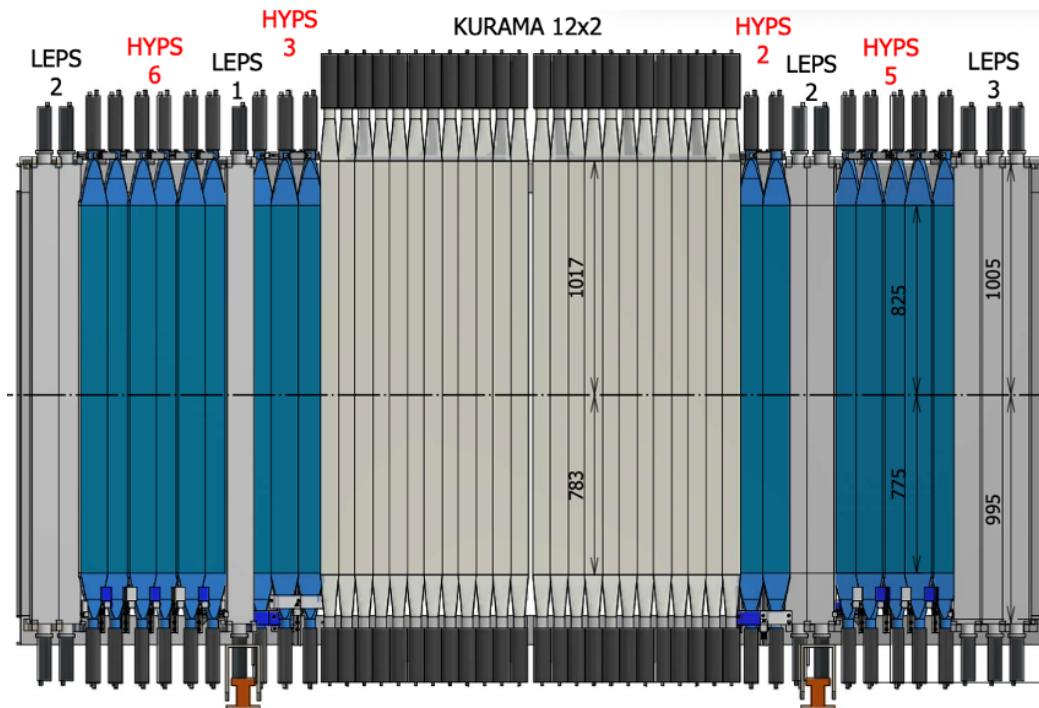


図 3.3: 3 種類の TOF カウンターを組み合わせ 構築した粒子識別用前方 TOF 検出器の外観。

新規作成した HYPS-TOF の長さなどの最適化は、HYPS-TOF をインストール前に取得した物理データをもとに決定した。図 3.4 に示すのが電磁石下流のドリフトチェンバー (DC2,3) で再構成した TOF の位置での粒子の分布である。縦軸はビーム位置を 0 としたときの縦幅 (mm) となっている。HYPS-TOF、KURAMA-TOF、ORIGINAL-TOF のシンチレータの位置を種類ごとに異なる線で表している。HYPS-TOF では -800 mm から 800 mm、KURAMA-TOF では -750 mm から 1050 mm、ORIGINAL-TOF では -1000 mm から 1000 mm である。横軸はビーム位置を 0 としたときの横幅 (mm) となっており、TOF wall の横幅 -2150 mm から 2150 mm を点線で表している。HYPS 実験では上下方向のアクセプタンスは電磁石の間口のサイズで決まっている。そのため、新規作成の HYPS-TOF の長さはこの領域をカバーできる最短の長さとした。短くすることで生じたスペースにライトガイドを配置することで PMT との接続を改良している。

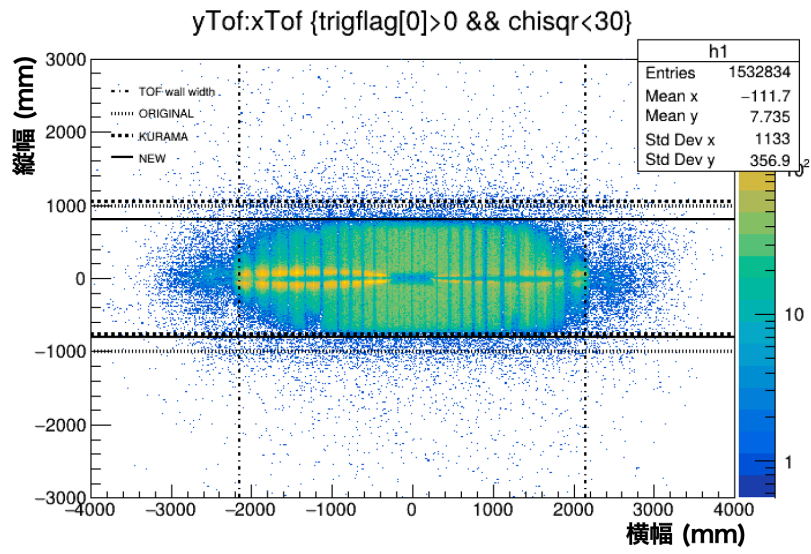


図 3.4: 電磁石下流のドリフトチェンバー (DC2,3) で再構成した TOF の位置での粒子の分布図。

第4章

磁気スペクトロメータの TOF 検出器の構築

4.1 TOF の製作

TOF 検出器は細長い板状の 1 本の検出器を複数本並べて、wall として飛行粒子を捉えることでその役割を果たす。1 本の TOF はプラスチックシンチレータ、ライトガイド、光電子増倍管からなる。検出原理は電離性放射線がプラスチックシンチレータに入射すると分子にエネルギーを与えて、分子を基底状態から励起状態にする。その後、エネルギーを放出して、励起状態のエネルギー最低点に移動し、基底状態に遷移することで、発光する。プラスチックシンチレータはその内部で生成された光を光電子増倍管まで少ない損失で届けるために、表面を Aluminized Mylar で覆い、内部での反射による損失を抑えるようにしている。また、マイラーの上から、さらにブラックシートで全体を覆うことで外部からの光を遮っている。使用環境は放射線遮蔽用実験ハッチ内であるため、外部からの光は少なく、内部の光源はモジュールや機器のランプのみである。ライトガイドはアクリルからできており、プラスチックシンチレータからの光を光電子増倍管受光面に効率的に届けるために使用されている。シンチレータが発した光は光電子増倍管に入射し、光電陰極で光電効果により、光電子を放出させる。放出した電子は光電子増倍管の内部にある複数のダイノードによって、次々に増倍され、最終的に設計された増倍率を達成する。この増幅過程では、電子は電場によって、ダイノードから次のダイノードへ次々と移動していくため、磁場の影響を受け、電子が曲げられると、次のダイノードを衝撃する電子数が減少するため、想定する増倍率を得られず、ゲインが下がる。本実験では μ -metal と呼ばれる金属でできた筒状の磁気シールドを光電子増倍管に被せることで、双極電磁石による磁場の影響を抑えている。

4.2 TOF 検出器の修理、インストール

本研究では、TOF 検出器の修理を行った。TOF 検出器の修理インストールは、実験準備においてマイルストーンとなる重要な工程であった。SPring-8 は大規模の改修工事を行い、現行の 100 倍の輝度を持つ次世代加速器 SPring-8II にアップデートして再スタートすることが計画されている。計画では 2027 年の夏から 1 年の停止期間を経て、その後、再開調整を行うことが予定されている。そのため、我々の HYPS 実験は 2027 の前半のビームタイム終了までが実験可能期間となっており、実験の延長は不可能である。このような時間的制約がある中での実験であるため、一刻も早い KURAMA-TOF のインストールと KURAMA-TOF を用いたコミッショニングランが求められた。

2024 年、KURAMA-TOF のインストールを目標とする準備を開始した。HYPS 実験は SPring-8 で行うため、はじめ J-PARC に TOF wall としてインストールされた状態で固定保管されていた KURAMA-TOF カウンターを wall から取り外す作業を行った。その後、梱包運搬して SPring-8 でインストールを順次行った。この一連の作業で KURAMA-TOF のシンチレータ、ライトガイド、PMT が外れてしまったものが多くあった。また、KURAMA-TOF カウンターを 24 本用意する過程では、Up-segment と Down-segment の合計 48 本 PMT が必要であった。TOF カウンターに付いている既存のものと新規に用意したものについて、信号確認を行い、正常に動作する PMT を 48 本用意した。これらの PMT の中には高電圧同軸コネクタとして MHV(Miniature High Voltage) コネクタが使われているものと SHV(Safe High Voltage) コネクタが使われているものが混在していた。同一の規格で実験を行うため、全て SHV コネクタに交換した。図 4.1 の左側の写真は、交換した MHV コネクタ (左) と SHV コネクタ (右) である。図 4.1 の右側の写真は、PMT の外筒を外して、コネクタを付け替え、ハンダ接合部を熱収縮チューブで絶縁しているときの様子である。



図 4.1: 左側の写真は交換した MHV コネクタ (左) と SHV コネクタ (右)。右側の写真は PMT の外筒を外して、コネクタを付け替え、ハンダ接合部を熱収縮チューブで絶縁しているときの様子。

KURAMA-TOF カウンター 1 本は、プラスチックシンチレータ、ライトガイド (両側)、PMT (両側) の 5 パーツから構成され、接合面が 4 箇所ある。このうち、移設の際にアクリルライトガイドや PMT が外れてしまったものがいくつかあった。それらの接着面は元々使われていたオプティカルセメントが固着していたため、接合面のクリーニング作業を行なった。IPA (イソプロピルアルコール) による拭き磨きでは、固着したオプティカルセメントを十分に取り除くことができなかった。そのため、図 4.2 の写真左のようにラップフィルムを用いて、数時間のパック処理をを行い、IPA を浸透させることで、固着物を軟化させた。図 4.2 の写真右はパック処理後の接合面 (ライトガイド) の様子である。

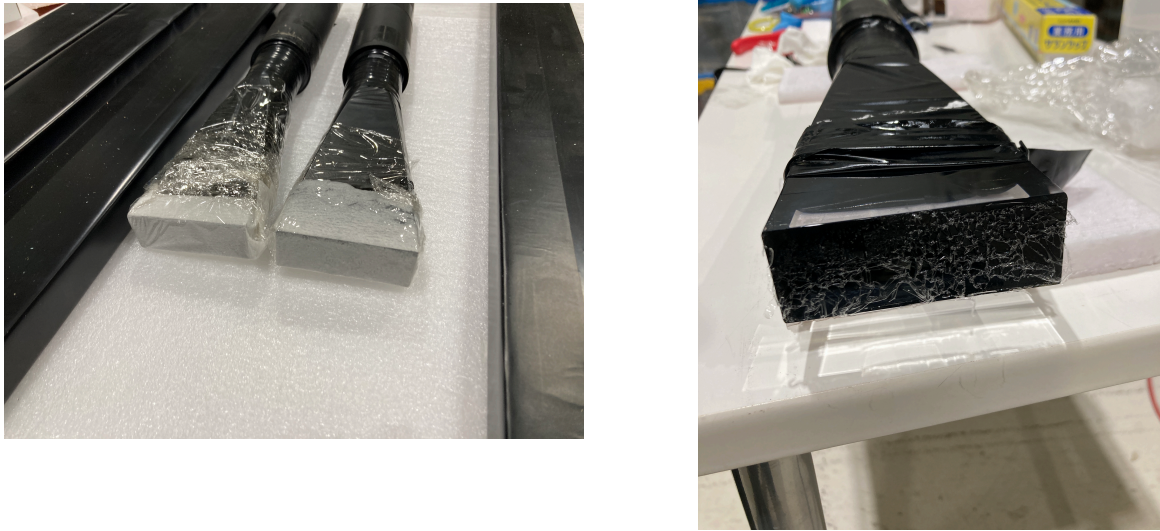


図 4.2: 写真左は接合面のクリーニングの様子。ラップフィルムを用いて、IPA によるパック処理を行なっている。写真右はパック処理後の接合面（ライトガイド）の様子。

接合面のクリーニング後は、透明・無色の 2 液性エポキシ系光学セメント (EJ-500) を用いて、シンチレータ-ライトガイド面、ライトガイド-PMT 面の接着作業を行なった。接合面に気泡が入ると、気泡部分で乱反射が起こり、生成された光が PMT に届くのを妨げ、TOF カウンターの性能が悪くなる可能性がある。そのため、光学セメントは 2 液混合後、真空容器内で、真空引きを行い、十分に脱泡することで、液内の気泡を極力減らした。光学セメントの塗布を行なった後、TOF カウンターの圧着作業は図 4.3 のように木箱内で行なった。気泡が入らないように細心の注意を払いつつ、両端から内側に向けて、押す力がかかった状態で固定した。



図 4.3: TOF カウンターの圧着作業の様子。接合面にオプティカルセメントの塗布を行なった後、気泡が入らないように細心の注意を払いつつ、両端から内側に向けて、押す力がかかった状態で固定した。

4.3 TOF カウンター基本情報

磁気スペクトロメータの TOF 検出器はレーザー電子光ビームライン BL33LEP で使われていた既存の ORIGINAL-TOF と J-PARC より移設した KURAMA-TOF と新規購入製作した HYPs-TOF の 3 種類の検出器からなる。それぞれの検出器の形状や性能は下表 4.1 の通りである。新規購入製作した TOF に関してはアクセプタンスより長さを決定した。

表 4.1: TOF カウンター基本情報

検出器名	シンチレータ 型番	長さ (mm)	幅 (mm)	厚さ (mm)	減衰長 (m) (実測値)	PMT 型番	from	本数
ORIGINAL	BC-408	2000	120	40	0.39	H7195	original	8
KURAMA	EJ-200	1800	80	30	1.1	H1949	J-PARC	24
HYPs	EJ-200	1600	120	40	1.7	H1949	新規購入	16

4.4 減衰長

TOF カウンターは3種類あり、それぞれシンチレータ型番、デザイン、製造時期が異なる。特に ORIGINAL-TOF と KURAMA-TOF は製造から月日経っているため、現在の TOF カウンターの性能を調べるために典型的な減衰長を測定した。測定方法としてはストロンチウム 90 をプラスチックシンチレータに近づけて、波高を確認した。各種類の TOF カウンターで5点の測定を行った。得られた波高とシンチレータ端からの距離を用いて、以下の式より減衰長 λ を求めた。

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x/\lambda} \quad (4.1)$$

結果を図 4.4 に示した。得られた減衰長 λ は ORIGINAL-TOF では 0.39 m、KURAMA-TOF では 1.1 m、HYPS-TOF では 1.7 m となった。ORIGINAL-TOF では減衰長が TOF カウンターの長さに対して短く、荷電粒子によって生成された光が PMT に届くまでに大きく減衰していることがわかった。減衰長が短い ORIGINAL-TOF は、時間分解能の悪化や検出効率の悪化が可能性として、考えられる。TOF-wall では時間分解能と合わせて考慮し、影響を抑えるように配置した。

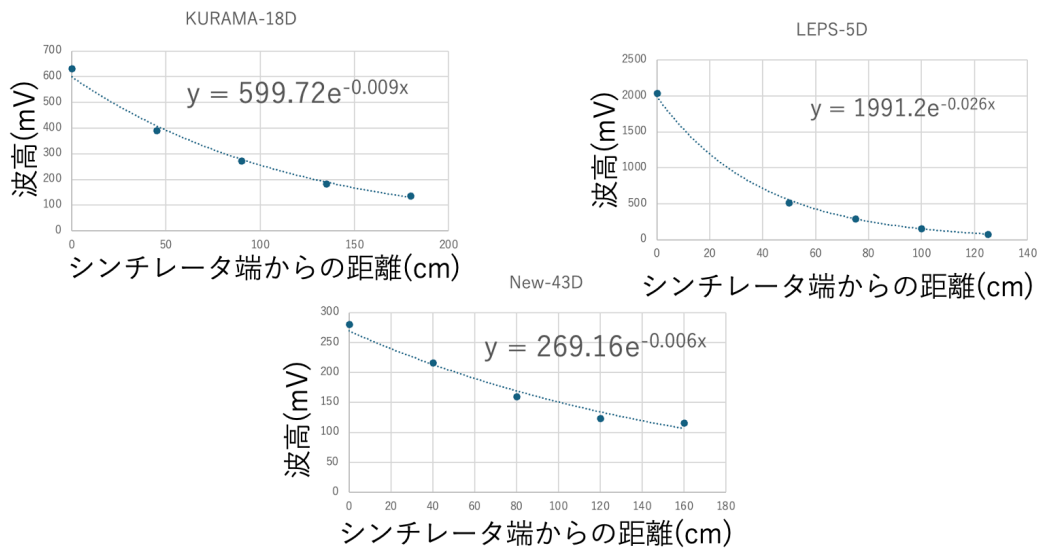


図 4.4: ストロンチウム 90 を用いて、各 TOF カウンターの典型的な減衰長を求めた。

4.5 配置

TOF カウンターの各セグメントは時間分解能、減衰長、デザインの制約などを考慮して、図 4.5 のように配置した。事前の測定で時間分解能が極端に悪いことがわかっていた ORIGINAL-TOF はアクセプタンスの端となる架台の両橋に配置することで悪影響を抑えている。実験ハッチ内は双極電磁石やチェンバーを乗せている 2 本の金属レールがある。この金属レールは TOF wall の seg8,9,39 の下を通っており、TOF wall はこの部分で折れ曲がるように配置されている。seg8,9,39 ではレールとの干渉を避けるため、finemesh を使用しており、TOF wall の折曲点は ORIGINAL-TOF を使用している。この金属レールは双極電磁石の影響で磁化しており、レール上や隣接する seg の時間分解能が悪化することが確認されている。

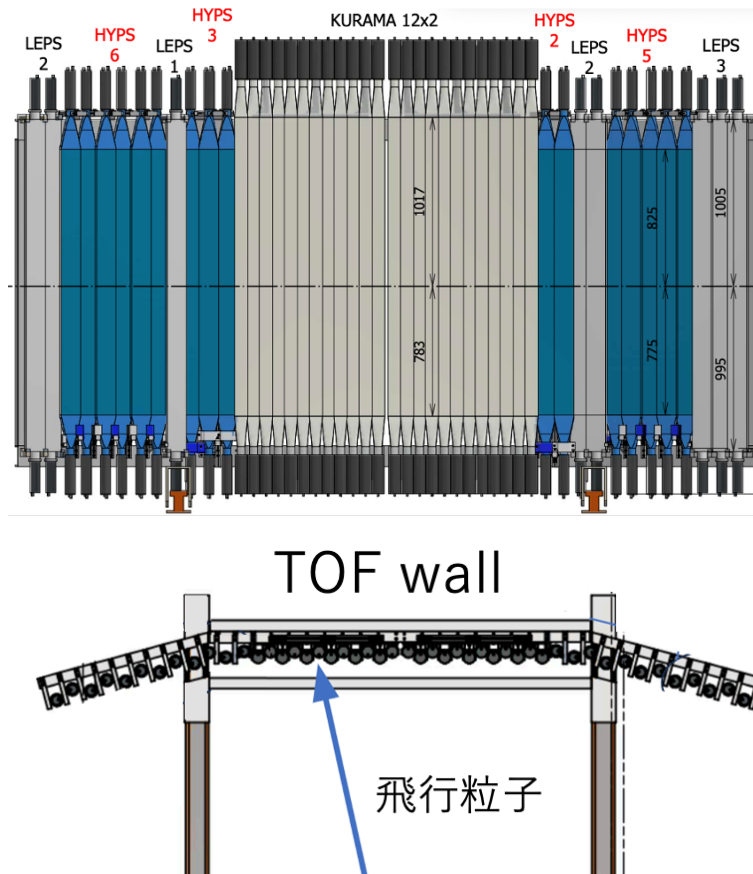


図 4.5: ビーム進行方向からみた TOF wall(上図) と上から見た時の TOF wall(下図)

第 5 章

磁気スペクトロメータの TOF 検出器の性能評価

5.1 Physics Run を利用した性能評価

磁気スペクトロメータの TOF 検出器の性能評価は実際に物理データを取得する Physics Run を利用して行った (図 5.1)。ここでは、標的、ドリフトチェンバー、TOF で検出され、飛行経路のトラッキング可能なイベントのみを抽出した。時間分解能の評価に用いる飛行粒子として、質量の軽い粒子である π^+ 、 π^- のみを選んだ。軽い粒子の場合、比較的低運動量であっても、速度が光速に近付き $\beta \approx 1$ のプラトーな領域に到達する。一方、重い粒子である陽子を用いると、それらの粒子は光速に十分に近いプラトーな領域に到達していないため、運動量の違いによって、速度が大きく変わる。そのため、運動量の測定誤差が飛行時間に及ぼす影響が大きくなる。飛行時間のばらつきについて、運動量の測定誤差由来の成分を十分に取り除き、TOF 検出器由来の成分を純粋に評価するために、 $\beta \approx 1$ の軽い粒子を選ぶ必要がある。また、対生成された e^+e^- を用いる場合、0 度方向に生成された後、Magnet によって曲げられ、TOF wall の中心付近にある Segment にほとんど当たらないため、全ての Segment で同一の評価が困難であった。全ての Segment を同種の粒子で評価するために本論文では有限の散乱角を持って、生成される π^+ 及び π^- のみを選んだ。

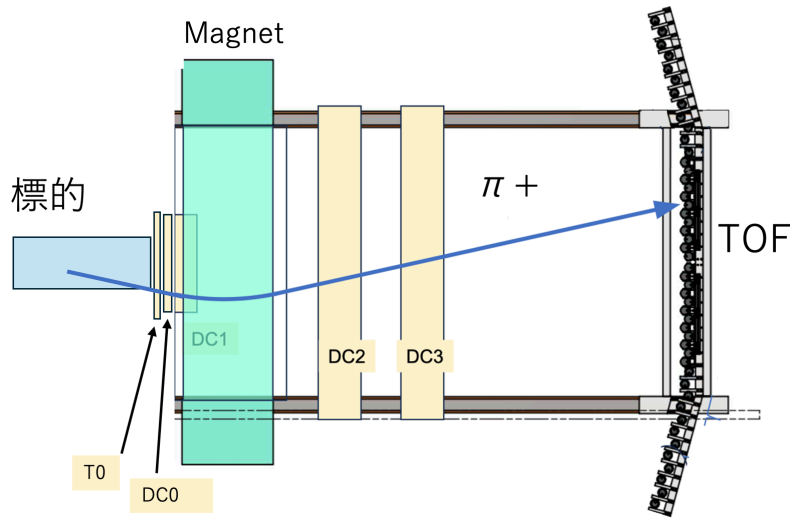


図 5.1: Physics Run を利用して、TOF 検出器の時間分解能の評価を行う様子。

5.2 時間分解能の評価方法

時間分解能は π^+ 、 π^- の飛行時間 t の実測値 t_{meas} と計算値 t_{calc} の差 Δt の分布の幅とした。ここで、粒子飛行時間 t の実測値は、TOF カウンターで測定された時刻（ストップタイミング）から、スタートタイミングとなる RF 信号を差し引くことで得た。スタートタイミングは優れた時間分解能 (12 ps)[11] を持つ SPring-8 の電子蓄積リングの RF 信号を利用する。飛行時間 t の計算値は飛跡を再現する運動量と飛行距離を再構成し、 π^\pm と仮定した粒子の質量から導出した。粒子の運動量と飛行距離は、各ドリフトチェンバーでのヒット位置と磁場マップの情報を用いて、ルンゲクッタ法によって得た。得られた飛行距離と運動量に加えて、飛行粒子を π^\pm と仮定して、 π^\pm の質量を用いることで以下の式から、飛行時間の計算値 t_{calc} を求めることができる。

$$t_{calc} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (5.1)$$

また、飛行時間 t_{calc} を得る際には、飛行粒子の中でトラッキングが引けたもののみを選んで用いている。トラッキングには DC と TOF の粒子検出情報を用いており、これらを通過飛行する経路が引けるものを選んでいく。そのため、各検出器が粒子検出の信号を得た場合でも、飛行粒子として物理的に不可能な経路を持つ信号は除外している。このようにして得た π^\pm の飛行時間 t の実測値 t_{meas} と計算値 t_{calc} から、これらの差 Δt の分布をガウス関数でフィッティングし、その標準偏差 σ を TOF 検出器の時間分解能とした。

5.3 cut conditions

TOF の時間分解能の評価を行うにあたり、標的起因のイベントを選ぶことで飛行距離の違いによる時間分解能への影響を抑える必要がある。また、 π と同定した事象に電子が混入することを防ぐために、ガンマ線からの対生成で生じる e^+e^- は 0 度方向に放出される性質を用いて e^+e^- 事象をカットする。反応点 (vertex) はルンゲクッタ法で再構成した標的位置における軌跡と γ ビームの交点として求めた。ここで、 γ ビームはビーム軸とした z 軸に等しいと仮定して求めた。vertex の x, y, z の値をそれぞれ $xtgt, ytgt, vtz$ として、図 5.2 に示す。 γ ビームの実際の広がりのため、 $xtgt, ytgt$ は広い分布となっている。ピーク中心部分である $-60 < xtgt[\text{mm}] < 50$, $-50 < ytgt[\text{mm}] < 50$ を選んだ。 vtz の分布では、 $vtz=0$ mm を中心とした液体水素標的起因の事象に加え、 $vtz=350$ mm 付近に T0 や AC で反応した事象が存在する。 $-200 < vtz [\text{mm}] < 150$ のイベントを選ぶことで水素標的起因の事象を選択した。標的中心から大きく離れた場所で生成されてるように見えるものは、ビームパイプ内や他の検出器に光子ビームが当たった際に対生成された電子陽電子などが考えられる。

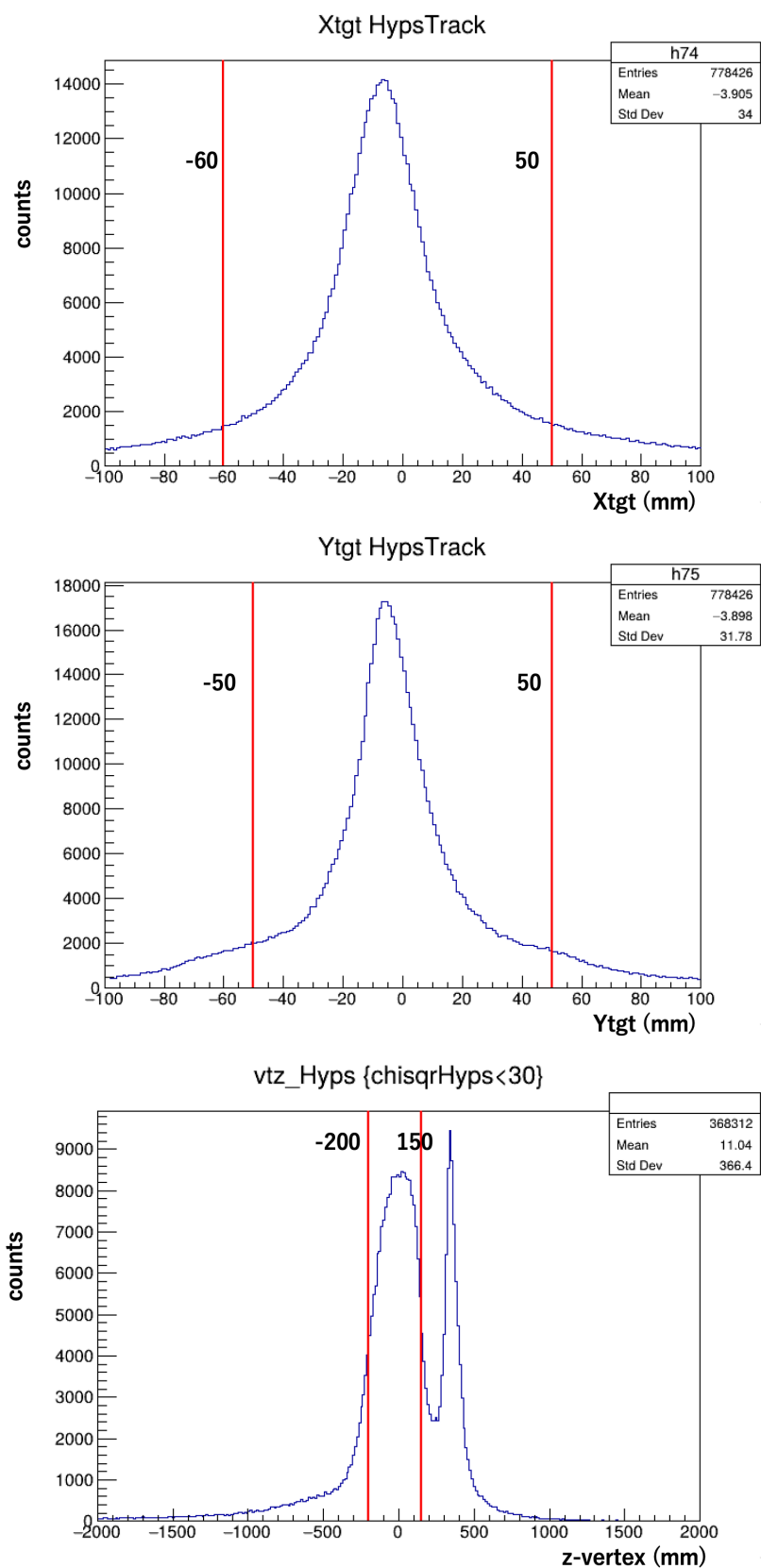


図 5.2: ルンゲクッタ法で再構成した標的位置における軌跡と γ ビームの交点として求めた反応点 (vertex) の x, y, z を $xtgt, ytgt, vtz$ として、それぞれについて cut condition を設けた。 $xtgt, ytgt$ についてはピーク中心部分である $-60 < xtgt [\text{mm}] < 50$, $-50 < ytgt [\text{mm}] < 50$ を選んだ。 vtz については、液体水素標的起因の事象のみを選ぶため、 $-200 < vtz [\text{mm}] < 150$ を選んだ。

電子陽電子対生成では0度方向に電子が生成されるのに対して、 π は反応の運動学によって、有限の散乱角を持って生成されるため、0度付近を cut することで電子陽電子を落とすことができる。トラッキングで求めた散乱粒子の水平方向の角度 (dx/dz) と垂直方向の角度 (dy/dz) をそれぞれ $utgt$, $vtgt$ として図 5.3 に示している。 $utgt$, $vtgt$ の双方で0の周りにピークがあり、これが e^+e^- に対応したイベントである。ただし、スペクトロメータの検出器に $y=0$ のイベントを除去するカウンターを入れているため $vtgt=0$ 付近でイベントが減っている。これらの e^+e^- をカットするために、 $-0.05 < utgt < 0.05$, $-0.05 < vtgt < 0.05$ のイベントをカットした。

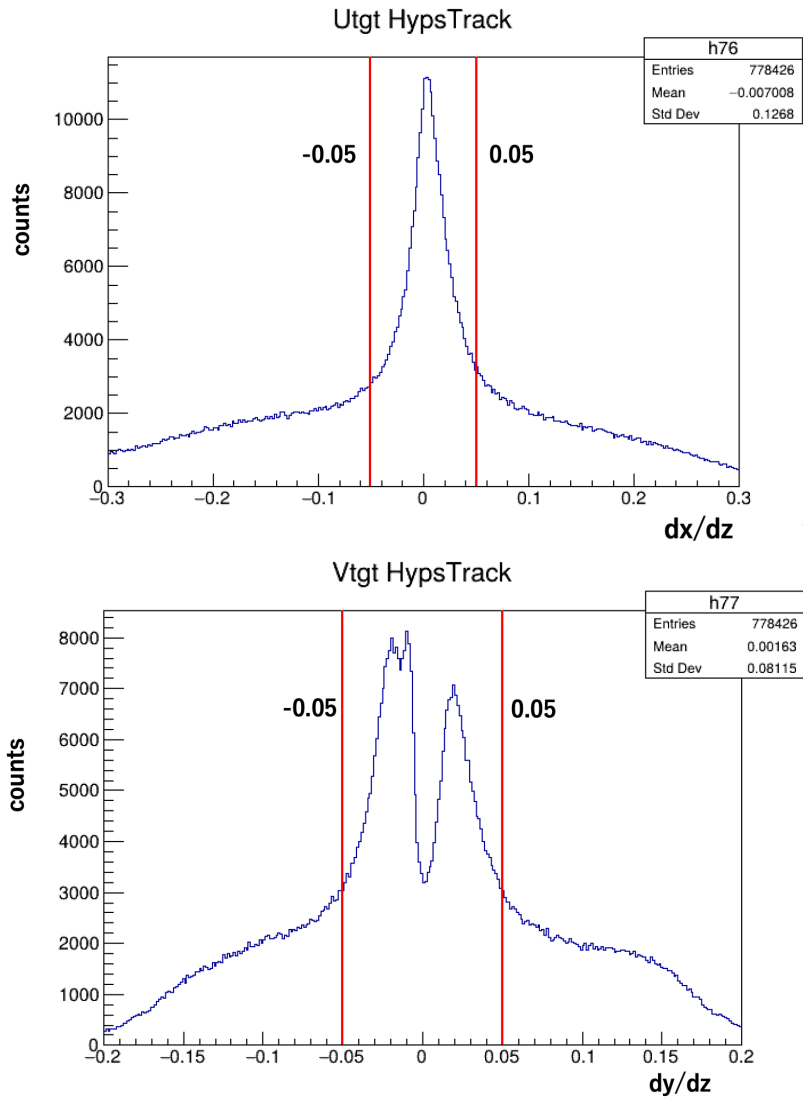


図 5.3: トラッキングで求めた散乱粒子の水平方向の角度 (dx/dz) と垂直方向の角度 (dy/dz) をそれぞれ $utgt$, $vtgt$ として、それぞれについて cut condition を設けた。0 度方向に生成される e^+e^- を除去するため、 $-0.05 < utgt < 0.05$, $-0.05 < vtgt < 0.05$ のイベントをカットした。

5.4 ゲイン調整

TOF のゲイン調整について説明する。TOF の Pulse Height Correction では、時間のエネルギー依存性を補正する。その際、 $dE = (QDC-ped)/(MIP-ped)$ とするため、補正で大きな差が生じないように同じ種類の TOF では差が小さくなるように調整を行った。ここで ped はペDESTALの QDC の値、MIP は π などの最小電離粒子のエネルギー損失のピークにおける QDC の値を示している。TOF のゲイン調整を行なった後の、MIP-Pedesatal について、Up-Segment

と Down-segment に分けて、図 5.4 に示した。縦軸が MIP-Pedestal の ADC (ch)、横軸が TOF の Segment 番号となっている。電荷の総量をデジタル値に変換する装置である QDC モジュールは CAEN V792 を使用している。CAEN V792 では 12 ビットの分解能を持っており、電荷の総量に応じて、0 から 4095 の合計 4096 ch に対応する値を記録する。この ch において、最小電離エネルギーの粒子 (MIP) の何倍まで記録が可能かということも考慮して調整を行った。十分なゲインが確認できた TOF カウンターについて、典型的には MIP が 1200 ch のときに 3 MIP が約 3600 ch となり、3 MIP の値が 4095 ch までに記録できるようになっている。TOF カウンターの中でも TOF wall の中心に近い segment は運動量の高い粒子を識別する必要がある。そのため、同じ種類の TOF の中でも、本実験で修理再接着したものについては、性能の良い PMT を内側から順に採用している。KURAMA-TOF 両端の up-segment12 と 35 が他の KURAMA-TOF の Mip-Pedestal と値が大きく異なるのは、PMT のゲインが低く、相対的に高い電圧をかけても十分な波高の信号が得られなかったためである。また、TOF wall 中心 segment の 23 と 24 の 2 本はビームの直撃を避けるように隙間を開けて配置されている。しかし、ビームの直撃による 2 粒子同時の hit が一部起きていると考えられ、MIP が高い値を持っている。

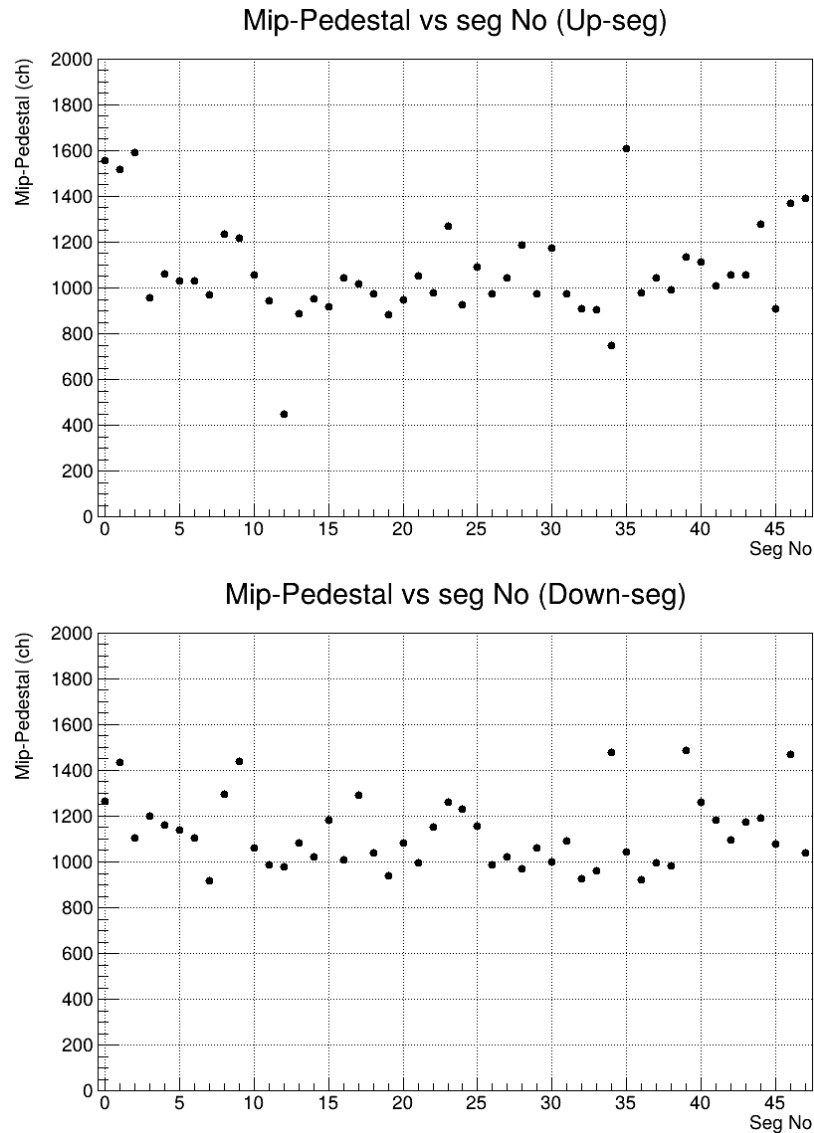


図 5.4: TOF のゲイン調整を行なった後の、MIP-Pedestal (ch)。Up-segment が上図、Down-Segment が下図である。

5.5 PHC

TOF の時間分解能を評価する際には、Pulse Height Correction を行う必要がある。波高の大きさによって、同じタイミングの信号でも閾値を超えるタイミングが異なるため、検出時間に差が生じる。この検出時刻の波高依存性を補正し、真のタイミングに近づけることで、時間分解能を向上させることができる。下記式を用いて補正を行った。 t_{cor} は Corrected Time を表している。 $t = t_{meas} - t_{calc}$ について、fit で得られた P_0 と波高値を用いて補正を行なっている。

$$t_{cor} = t - \frac{p_0}{\sqrt{dE}} \quad (5.2)$$

図 5.5 は TOF カウンター 1 セグメントについて、縦軸に $t=t_{meas}-t_{calc}$ 横軸に $\frac{1}{\sqrt{dE}}$ を取ったグラフで、PHC を行う前のものである。 $t=t_{meas}-t_{calc}$ に波高依存性が見られる。図 5.6 は PHC 後である。波高値依存性が消え、プロット点がフラットになっている。

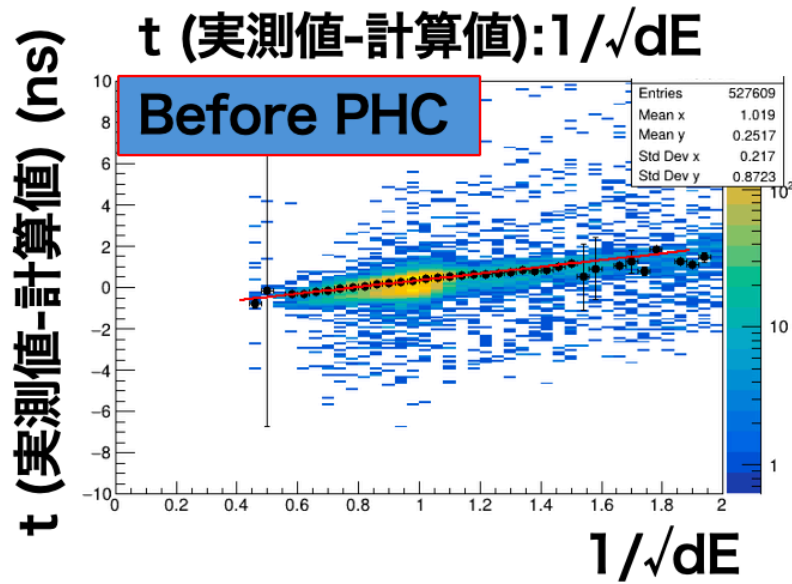


図 5.5: TOF カウンター 1 セグメントにおける PHC 前の $t=t_{meas}-t_{calc}$ の波高依存性を示した。縦軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ 、横軸は $\frac{1}{\sqrt{dE}}$ である。

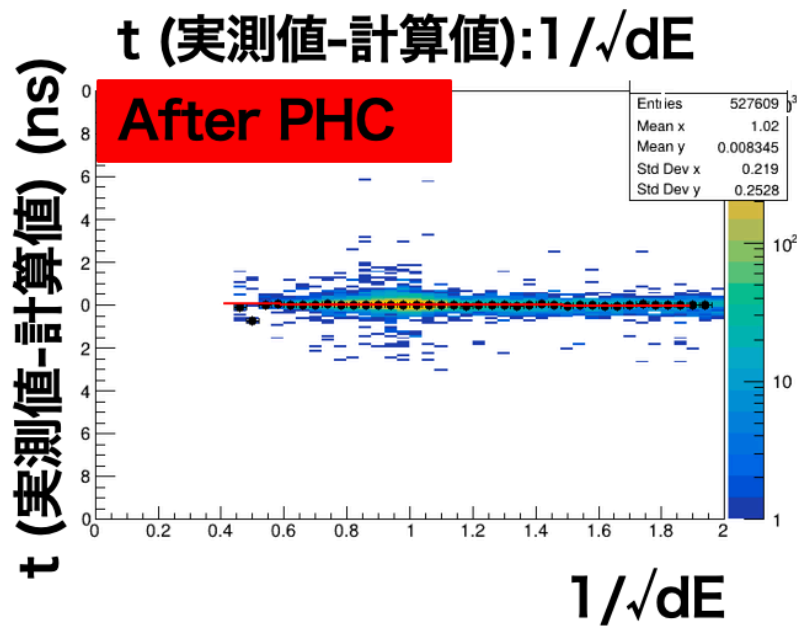


図 5.6: TOF カウンター 1 セグメントにおける PHC 後の $t=t_{meas}-t_{calc}$ の波高依存性を示した。縦軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ 、横軸は $\frac{1}{\sqrt{dE}}$ である。

図 5.7 は TOF カウンター 1 セグメントについて、PHC 前 (青線のピーク) と PHC 後 (赤線のピーク) を比較したものである。縦軸はカウント数で横軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ である。PHC 前と比べて、PHC 後では Peak の幅が狭くなっており、時間分解能が良くなっている。時間分解能の改善具合はセグメントによって異なるが、典型的に数十 ps 程度の時間分解能の改善が見られる。

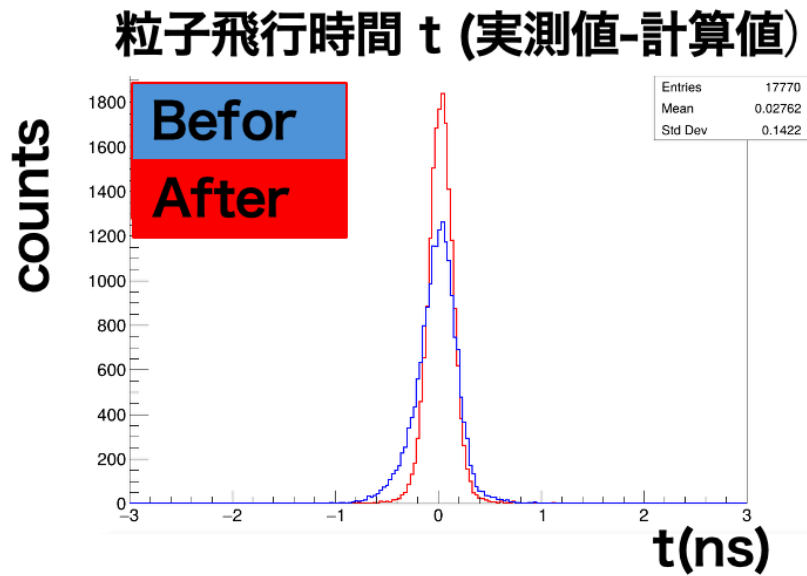


図 5.7: TOF カウンター 1 セグメントについて、PHC 前 (青線のピーク) と PHC 後 (赤線のピーク) を比較したものである。縦軸はカウント数で横軸は $t=t_{meas}-t_{calc}$ である。

5.6 TOF 時間分解能の評価の結果

TOF の V_{th} (閾値電圧) を 30 mV, 50 mV, 75 mV に変更したときの TOF 48 本の各セグメントの時間分解能を図 5.8 に示した。TOF の種類ごとに背景色を塗り分けており、ORIGINAL-TOF は青、HYPS-TOF は橙、KURAMA-TOF は緑で示した。得られた時間分解能は、KURAMA-TOF では 120~160 ps 程度、新規製作した HYPS-TOF では典型的に 110 ps、ORIGINAL-TOF は 300 ps 程度であった。時間分解能が悪い ORIGINAL-TOF は両端に配置することで影響を最低限に抑えることとした。本実験では、1.8 GeV/c 以上の高運動量の π^+ と K^+ を $2\sim 3\sigma$ で分離することを目標としている。1.8 GeV/c 以上の高運動量の π^+ と K^+ を 2σ で分離するために必要な時間分解能が 150 ps である。また、1.8 GeV/c 以上の高運動量の π^+ と K^+ を 3σ で分離するために必要な時間分解能が 100 ps である。この 2 つの目標となる時間分解能 100 ps と 150 ps を黒い点線で示した。 K^+ が集まるような TOF segment 後半に配置されている HYPS-TOF は 100 ps 前半のものも多く、100 ps を切るものもあった。TOF segment 38 の時間分解能は 200 ps 弱と新規製作した HYPS-TOF の中で悪い時間分解能となった。TOF segment 38 と 39 の間の下に金属レールが通っているため、双極電磁石の影響を受けて金属レールが磁化して、PMT に悪影響を与えている可能性が考えられる。

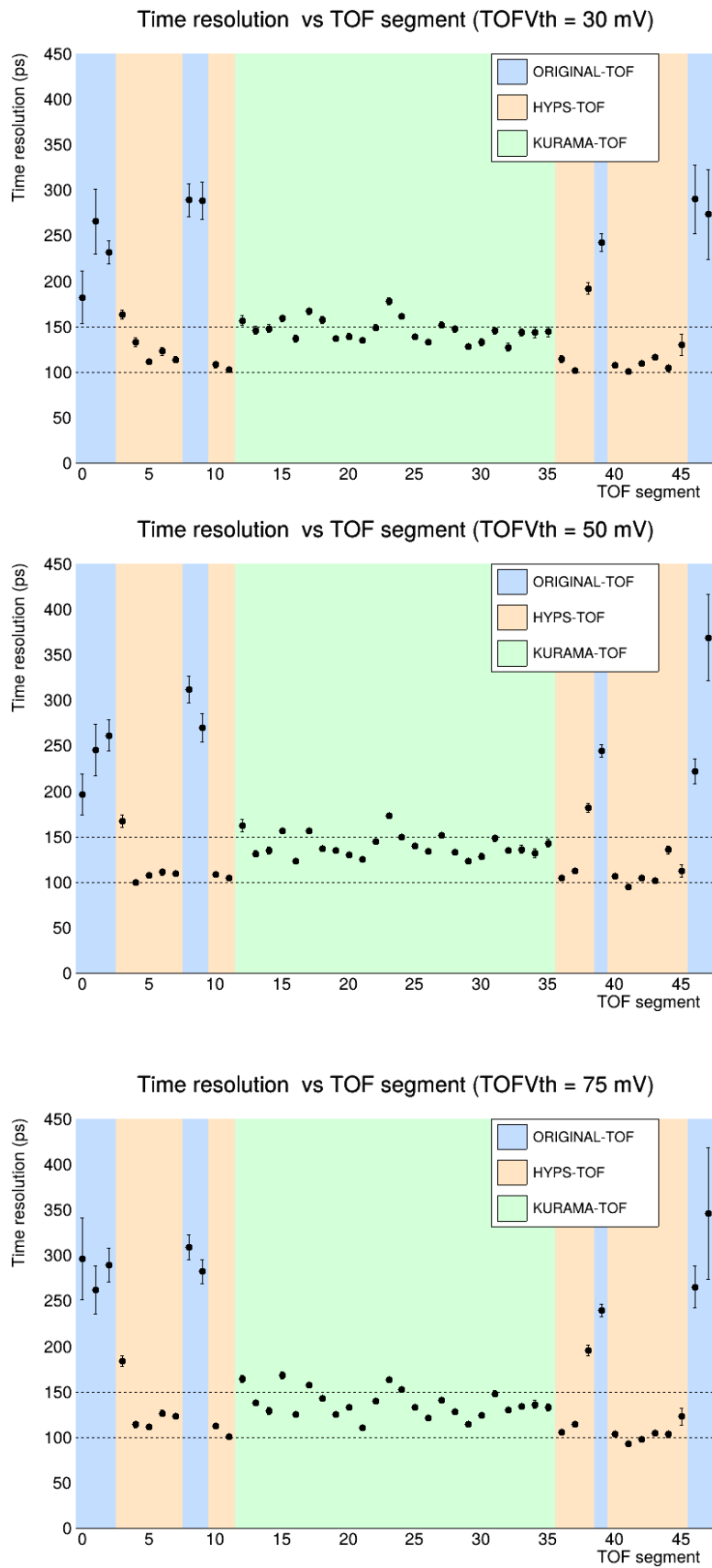


図 5.8: TOF の V_{th} を変えたときの TOF 各セグメントの時間分解能。TOF の種類ごとに背景色を塗り分けており、ORIGINAL-TOF は青、HYPs-TOF は橙、KURAMA-TOF は緑で示した。上の図は TOF V_{th} が 30 mV、中央の図は TOF V_{th} が 50 mV、下の図は TOF V_{th} が 75 mV のときのものである。

また、得られた異なる V_{th} での TOF 各セグメントの時間分解能を比較した。TOF セグメント番号、TOF の種類、最適な V_{th} 、最適な V_{th} のときの時間分解能を表 5.1 にまとめた。ORIGINAL-TOF は典型的に 30 mV で時間分解能が最も良い値となった。KURAMA-TOF, HYPs-TOF については、典型的に 50~75 mV の V_{th} によって、良い時間分解能が得られた。

表 5.1: TOF 各セグメントの最適な V_{th} (mV)

Seg 番号	TOF の種類	TOF V_{th} (mV)	時間分解能 σ (ps)
0	ORIGINAL	30	182 ± 29
1	ORIGINAL	50	245 ± 29
2	ORIGINAL	30	232 ± 13
3	HYPs	30	164 ± 5.1
4	HYPs	50	100 ± 3.1
5	HYPs	50	108 ± 2.7
6	HYPs	50	112 ± 3.5
7	HYPs	50	109 ± 2.4
8	ORIGINAL	30	289 ± 18
9	ORIGINAL	50	270 ± 16
10	HYPs	30	109 ± 3.4
11	HYPs	75	101 ± 2.2
12	KURAMA	30	157 ± 5.5
13	KURAMA	50	132 ± 3.3
14	KURAMA	75	129 ± 4.0
15	KURAMA	50	157 ± 3.3
16	KURAMA	50	123 ± 3.0
17	KURAMA	50	157 ± 3.0
18	KURAMA	50	137 ± 2.9
19	KURAMA	75	125 ± 2.0
20	KURAMA	50	131 ± 2.5
21	KURAMA	75	111 ± 1.8
22	KURAMA	75	140 ± 2.6
23	KURAMA	75	164 ± 2.7
24	KURAMA	50	150 ± 2.6
25	KURAMA	75	133 ± 2.0
26	KURAMA	75	122 ± 2.2
27	KURAMA	30	152 ± 3.6
28	KURAMA	75	129 ± 2.6
29	KURAMA	75	115 ± 2.1
30	KURAMA	75	125 ± 2.8
31	KURAMA	50	148 ± 3.5
32	KURAMA	30	128 ± 4.2
33	KURAMA	75	134 ± 3.0
34	KURAMA	50	133 ± 4.8
35	KURAMA	75	133 ± 4.2
36	HYPs	50	105 ± 3.0
37	HYPs	30	102 ± 2.7
38	HYPs	50	182 ± 5.3
39	ORIGINAL	75	240 ± 6.9
40	HYPs	75	104 ± 2.2
41	HYPs	75	93.6 ± 1.8
42	HYPs	75	98.1 ± 1.9
43	HYPs	50	102 ± 2.0
44	HYPs	75	104 ± 3.6
45	HYPs	50	113 ± 7.1
46	ORIGINAL	50	222 ± 13
47	ORIGINAL	30	274 ± 49

5.7 磁気スペクトロメータによる粒子識別

TOF で測定した飛行時間 t とトラッキングによって再構成された飛行距離 L_{track} と運動量 p によって粒子の質量は以下のように再構成される。

$$m^2 = \left(\frac{p}{\beta c}\right)^2(1 - \beta^2) \quad (5.3)$$

$$\beta = \frac{L_{track}}{ct} \quad (5.4)$$

再構成した m^2 より K^+ を同定している。図 5.9 は Mass square 分布である。上図は縦軸が運動量と電荷の積、横軸が Mass square の相関図を示している。下図は縦軸がカウント数、横軸が Mass square となっている。この分布において π^+ と K^+ を分離することを考える。

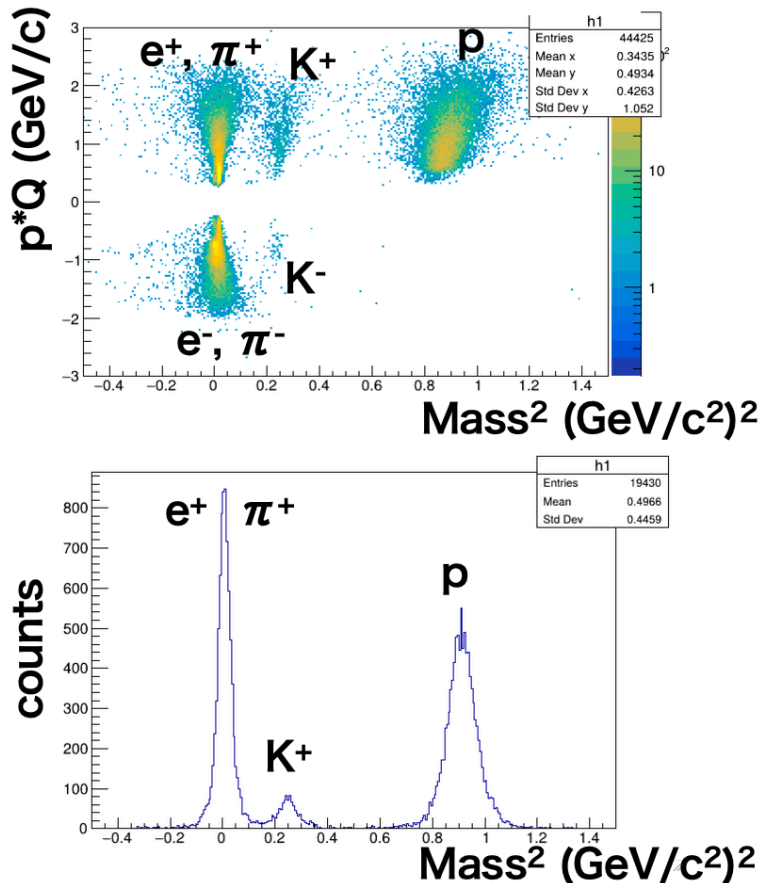


図 5.9: Mass square 分布。上図は縦軸が運動量と電荷の積、横軸が Mass square の相関図。下図は縦軸がカウント数、横軸が Mass square。

mass resolution において、飛行粒子の運動量が高くなると、飛行時間の差が小さくなり、時間分解能の寄与が大きくなる。運動量が高い領域では、粒子識別を行うことが難しくなり、時間分解能が良い TOF カウンターを使用する必要がある。

5.8 m^2 cut scan

図 5.10 のように m^2 (mass square) による cut 位置を e^+/π^+ と K^+ のピークの間で動かして、分離の度合いを確認した。図 5.10 は運動量が $1.8 < p[\text{GeV}/c] < 2.0$ の高運動量領域のものである。時間分解能の悪い TOF セグメントもあることを考慮し、 e^+/π^+ のピークは σ の大きいガウシアンと σ の小さいガウシアンによって fit を行なった。 K^+ のピークは 1 つのガウシアンで fit を行なった。 K^+ の選択領域として、 K^+ の mass square の中心から右側は 3σ を選び、左側の m^2 cut の位置とした。選択領域における K^+ の割合を K^+ purity rate とした。また、この cut を行なったとき K^+ を捨てることなく、どの程度選ぶことができるかという K^+ selection efficiency も確認した。

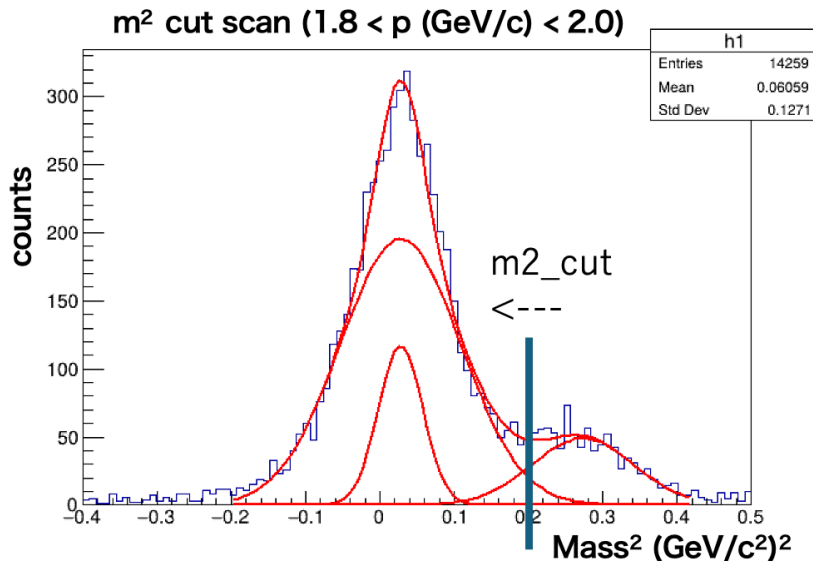


図 5.10: m^2 (mass square) による cut 位置を e^+/π^+ と K^+ のピークの間で動かして、 K^+ purity rate と K^+ selection efficiency を調べた。図の運動量範囲は $1.8 < p[\text{GeV}/c] < 2.0$ で高運動量領域である。

5.9 K^+ purity rate, K^+ selection efficiency 結果

運動量範囲 1.0 から 2.15 GeV/c、TOF 検出器全セグメントにおいて、 m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate, K^+ selection efficiency を図 5.11 に示した。左縦軸が K^+ purity rate、右縦軸が K^+ selection efficiency、横軸が m^2 (mass square) による cut 位置を表している。

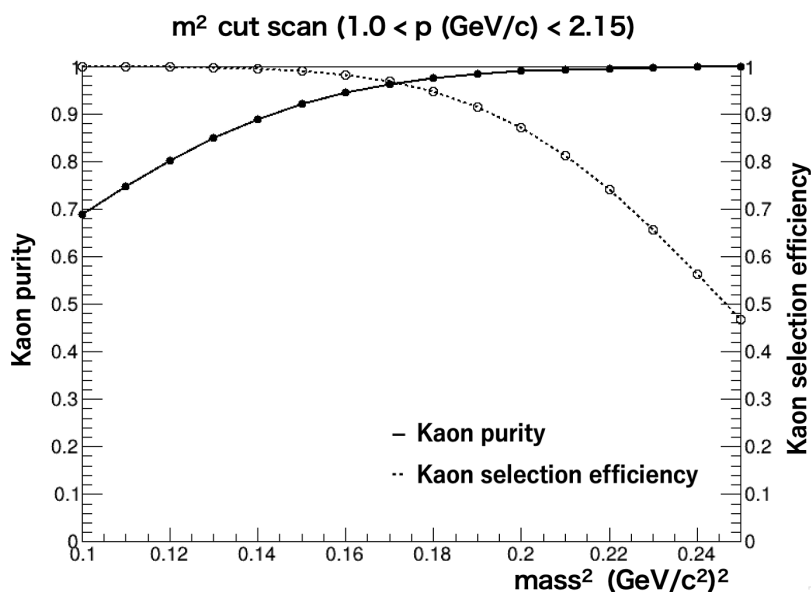


図 5.11: 運動量範囲 1.0 から 2.15 GeV/c、TOF 検出器全セグメントにおいて、 m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate K^+ selection efficiency を図に示した。左縦軸が K^+ purity rate、右縦軸が K^+ selection efficiency、横軸が m^2 (mass square) による cut 位置を表している。

次に、運動量範囲 1.0 から 2.15 GeV/c について、0.2 GeV/c ごとに区切り、異なる運動量範囲における m^2 cut scan を確認した。ただし、最も高運動量の運動量範囲 2.0 から 2.15 GeV/c の領域については運動量範囲が 0.15 GeV/c となっている。図 5.12 は運動量範囲 1.0 から 2.15 GeV/c について、0.2 GeV/c ごとに区切り、TOF 検出器全セグメントにおいて、 m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate, K^+ selection efficiency である。左縦軸が K^+ purity rate、右縦軸が K^+ selection efficiency、横軸が m^2 (mass square) による cut 位置を表している。運動量が高い領域では、 π^+ の混入が増加し、 K^+ の選択が難しくなる。特に 1.8 GeV/c 以上の高運動量領域では、 K^+ selection efficiency を高めようと m^2 cut の位置を π^+ 側に緩めて広げると、 π^+ の contamination が大きく増加する。

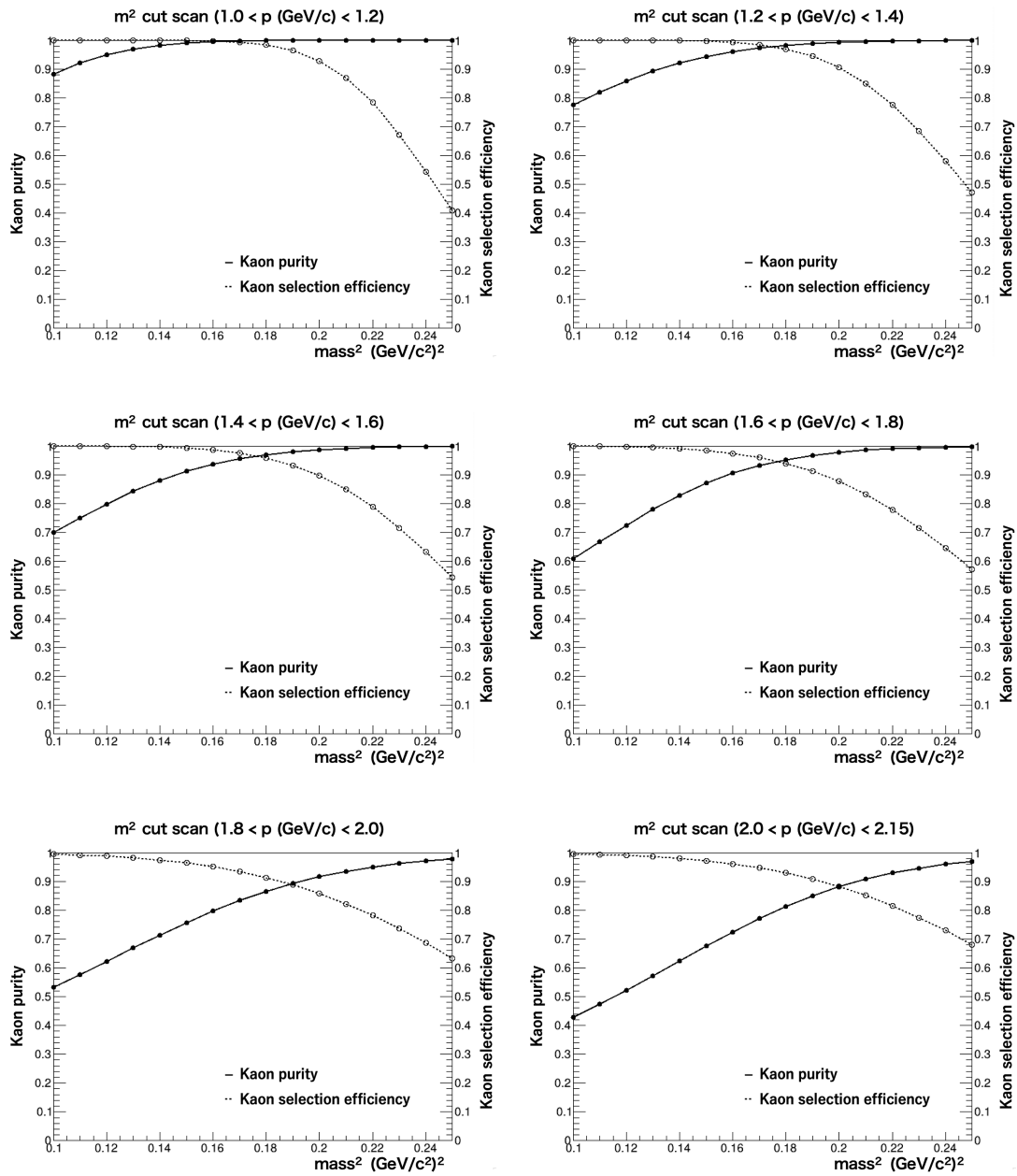


図 5.12: 異なる運動量領域における m^2 cut scan を行った際の K^+ purity rate (点線) と K^+ selection efficiency (実線) を示した。

5.10 磁気スペクトロメータ TOF 検出器による粒子識別の結果

図 5.12 で得られた、異なる運動量範囲における K^+ purity rate を用いて、それぞれの運動量範囲ごとに π^+ の contamination rate が 5% となるような m^2 (mass square) によるカットを行った。各運動量範囲でのカット位置を黒点とし

てプロットした運動量と質量の2乗 (mass square) の相関を図 5.13 に示した。 K^+ の選択領域として、 K^+ の mass square の中心から右側は 3σ を選び、左側は π^+ の contamination rate が 5% となるような領域を選んだ。左側のカット位置は、高運動量領域になると、 K^+ ピーク中心から、離れる方向ではなく、 K^+ ピーク中心方向に向かっていくことがわかった。 π^+ の contamination rate を 5% に固定するようなカットを行う場合、高運動量領域になるほど、 K^+ の分布は広がるが、 π^+ の混入増加の寄与が大きくなるため、 π^+ の混入を防ぐためには、左側のカット位置は K^+ ピーク中心方向を選ぶ必要がある。この cut を行ったとき、 K^+ selection efficiency は 93.6% となり、比較的高い効率を得ることができた。高運動領域では π^+ の混入が認められるが、十分に実験で使用できる TOF 検出器を構築することに成功した。

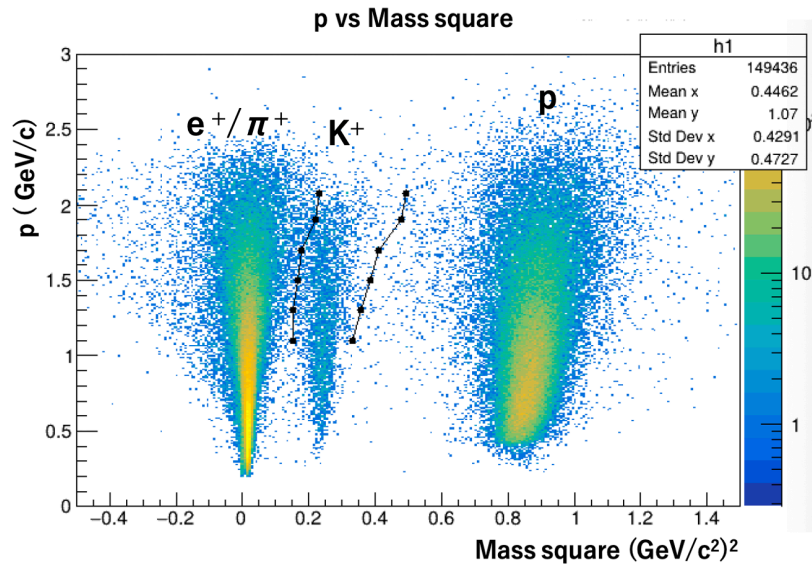


図 5.13: 運動量と質量の2乗 (mass square) の相関図。黒点は K^+ の選択領域で、左側は π^+ の Contamination rate が 5%、右側は K^+ の mass square の中心から 3σ を選んだ。

第6章

まとめ

バリオン間力の性質を明らかにすることで、核力の短距離斥力をクォークから理解することにつながる。また、 Λ ハイペロンと核子間の相互作用 (ΛN 相互作用) は Λ を含んだ核子多体系である Λ ハイパー核を記述するための基盤である。ゆえに、2体の Λ と陽子の散乱データに基づいて信頼できる ΛN 相互作用理論を構築することが求められている。

ハイペロン核子散乱実験は、ハイペロンを生成することが比較的難しく、さらにその寿命が 10^{-10} 秒程度と短いため、非常に困難な実験と言える。そのため、現在でもハイペロン核子散乱のデータは非常に限られている。しかし近年、J-PARCにて運動学的に散乱事象を同定するという新たな手法を用いた Σp 散乱実験が成功を収めた。同様の手法を用いて Λp 散乱実験を行うために、 Λ の同定が比較的容易な光生成反応を用いた Λp 散乱実験が SPring-8 において計画された (HYPS 実験)。この実験では Λ 陽子散乱の微分断面積を導出することを目標としており、2体の相互作用に関する精密なデータを提供することが期待されている。

HYPS 実験ではビームラインに設置された磁気スペクトロメータを使用している。しかし、元々設置されていた TOF カウンターの大部分が撤去されていたため、J-PARC で使用した TOF 検出器 (KURAMA-TOF) を SPring-8 に移設した。また、十分な立体角を覆うために新規に製作した TOF カウンター (HYPS-TOF) と既存の TOF カウンター (ORIGINAL-TOF) も組み合わせた構成とした。3種類の TOF を組み合わせて、合計で 48 セグメントの TOF カウンターからなる TOF wall を構築した。

本実験では Λ の同定に用いる K^+ を他粒子と分離して、同定することが重要である。分離が難しくなる $1.8 \text{ GeV}/c$ 以上の π^+ と K^+ を $2\sim 3\sigma$ で分離するには、TOF の時間分解能としてそれぞれ $\sigma=150\sim 100 \text{ ps}$ が必要となる。そのため、 150 ps を最低ラインとして 100 ps に近い時間分解能を目指した。

得られた時間分解能は、KURAMA-TOF では $120\sim 160 \text{ ps}$ 程度、新規製作し

た HYPs-TOF では典型的に 110 ps、ORIGINAL-TOF は 300 ps 程度であった。時間分解能が悪い ORIGINAL-TOF は両端に配置することで影響を最低限に抑えることとした。

粒子識別に関しては、低運動量では π^+ と K^+ が十分分離できているが、高運動量になると π^+ が K^+ の領域に混ざり始める。 π^+/K^+ 分離を行うため、運動量 1.0 から 2.15 GeV/c の範囲で、0.2 GeV/c ごとに mass square によるカット位置を定めた。 K^+ の選択領域として、 K^+ の mass square の中心から右側は 3σ を選び、左側は π^+ の Contamination rate が 5% となるような領域を選んだ。この cut を行ったとき、 K^+ selection efficiency は 93.6% となり、比較的高い効率を得ることができた。高運動量領域では π^+ の混入が認められるが、十分に実験で使用できる TOF 検出器を構築することに成功した。今後は他の解析と合わせて、得られた結果について検証していく予定である。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方にご指導、ご助言いただきました。心より感謝申し上げます。

指導教員である三輪浩司教授には、研究の基礎の基礎から丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。知識や理解が十分でない部分についても、お忙しい中、一つ一つ時間をかけて繰り返しご教示いただき、研究内容のみならず、研究に取り組む上での姿勢や考え方を学ぶことができました。ここに深く感謝申し上げます。

田村裕和教授には、特に講義やハイパー核ゼミでお世話になりました。原子核物理学について、多くのことを教えていただき、その学びを通して面白さや魅力を深く感じることができました。

市川裕大准教授、金田雅司准教授には、ミーティングで多くのアドバイスをいただきました。金田雅司准教授には、サマーチャレンジから、いつも気にかけていただき、研究生活全般でお世話になりました。

早川修平助教には、特に SPring-8 での生活で、お世話になりました。様々なことをご指導いただき、楽しい時間を過ごすことができました。

七村拓野助教には、SPring-8 での生活や日々の解析で大変お世話になりました。基本的な内容から、的確にご指導ご助言していただき、理解を進めることができました。

鵜養美冬准教授、JAEA の山本剛史氏、藤田真奈美助教には、主に出張先で、実験の基礎的な部分から教えていただくなどお世話になりました。

技術職員の梅津裕生氏には、検出器の設計やインストール組み立て作業などで、様々なことを教えていただきました。

秘書の高橋あゆみ氏には、研究生活のあらゆるサポートをしていただきました。

RCNP の LEPS/LEPS2 グループの皆様には、SPring-8 での研究生活の中で、大変お世話になりました。先輩である秋山タケル氏、梶川俊介氏、鎌田健人氏、大浦文也氏、木野量子氏、石毛達大氏、成濟秀氏、渡辺大護氏、今本亮氏、倉田綸太郎氏、齋藤隆太氏には日々の研究面でも生活面でも親身に接していただき、大変お世話になりました。木野量子氏には学部生の頃からアドバイスをいただ

きました。石毛達大氏、成濟秀氏、渡辺大護氏にはサマーチャレンジから、あらゆる面でサポートしていただきました。ありがとうございます。

後輩である赤尾亮伍氏、佐々木瑠璃氏、中山雄介氏、吉田美柚氏には日々の雑談などを通して、研究室生活をより充実したものにしていただきました。

同輩の雨宮功来氏、洪雨寧氏、嶋崎開斗氏、遠山翔太氏、沼澤匠吾氏、原谷あかり氏、渡邊康平氏からは、多様な刺激をもらい、楽しい時間を過ごすことができました。これからもよろしくお願いします。

その他にも、ここには書ききれないほどの多くの方々にお世話になりました。心より、感謝申し上げます。また、家族、祖父母、友人に感謝いたします。

参考文献

- [1] T. Nanamura et al. Measurement of differential cross sections for Σ^+p elastic scattering in the momentum range 0.44 – 0.80 GeV/c. *Prog.Theor.Exp.Phys.*, 2022:093D01, 2022.
- [2] P. B. Demorest et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. *Nature*, 467: 1081–1083, 2010.
- [3] J. Antoniadis et al. A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary. *Science*, 340:1233232, 2013.
- [4] J.K. Ahn et al. Σ^+p elastic scattering in the region of $300 \leq p \leq 600$ MeV/c with a scintillating fiber target. *Nucl.Phys.A*, 648:263–279, 1999.
- [5] Y. Kondo et al. Σ^-p elastic-scattering in the region of $400 < p \leq 700$ MeV/c with a scintillating fiber active target. *Nucl.Phys.A*, 676:371–387, 2000.
- [6] J.K. Ahn et al. Σ^+p elastic scattering cross sections in the region of $350 \leq p \leq 750$ MeV/c with a scintillating fiber active target. *Nucl.Phys.A*, 761:41–66, 2005.
- [7] K. Miwa et al. Measurement of the differential cross sections of the Σ^-p elastic scattering in momentum range 470 to 850 MeV/c. *Phys.Rev.C*, 104:045204, 2021.
- [8] K. Miwa et al. Precise Measurement of Differential Cross Sections of the $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ Reaction in Momentum Range 470 – 650 MeV/c. *Phys.Rev.Lett.*, 128:072501, 2022.
- [9] SPring-8. ビームラインマップ. http://www.spring8.or.jp/ja/about_us/whats_sp8/facilities/bl/map/, 2026.
- [10] Y. Akazawa et al. Development and application of CATCH: A cylindrical active tracker and calorimeter system for hyperon-proton scattering experiments. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 1029(11):166430, 2022. doi: 10.1016/j.nima.2022.166430.
- [11] K. Mizutani. ϕ photoproduction on the proton at $E_\gamma = 1.5 - 2.9$

GeV/c. 博士論文, 京都大学, 2018. https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-b/theses/dt_mizutani_18.pdf.