

# 修士論文

SPring-8 における  $\Lambda$  陽子散乱実験の  
磁気スペクトロメータの研究

Study of the Magnetic Spectrometer  
for  $\Lambda p$  Scattering Experiment at the SPring-8

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

原谷あかり

2025 年

## 概要

2体の核子-核子間 (NN) に働く核力は、SU(2) アイソスピン対称性のもとで3重項と1重項の既約表現として表される。これを  $u$ 、 $d$ 、 $s$  クォークから成る SU(3) フレーバー空間へ拡張すると、バリオン8重項同士の相互作用として多様な多重項が現れる。NN 散乱実験から得られる情報はその一部に限られるため、拡張されたバリオン間力を理解するためには、ハイペロン ( $Y$ ) を含む YN 相互作用を研究する必要がある。YN 相互作用を記述する理論として中間子交換描像に基づく Nijmegen モデルやカイラル有効場理論による相互作用モデル、QCD の第一原理に基づいた格子 QCD 計算などがある。これらの中で相互作用モデルは実験データから制限をかける必要があり、その手法として YN 散乱実験やフェムトスコーピーなどがある。ハイペロンは寿命が短く散乱事象の同定が難しいため、従来はバブルチェンバーやアクティブ標的を用いて散乱事象を可視化する手法でデータが得られてきたが、統計精度が著しく乏しかった。

我々のグループは、散乱事象を可視化しない手法を用いることで J-PARC における高精度の  $\Sigma^{\pm}p$  散乱実験に成功した。同様の手法を用いることで  $\Lambda p$  散乱実験も行うことができる。我々は、自由空間での2体の  $\Lambda N$  相互作用の情報を提供するため、SPring-8 において  $\Lambda$  陽子散乱実験 (HYPS 実験) を実施している。HYPS 実験では  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応で 300-600 MeV/ $c$  の  $\Lambda$  を生成し、液体水素標的中の  $\Lambda p$  散乱を測定する。これにより、 $\Lambda p$  散乱の全断面積を約 7%、微分断面積を約 15% の精度で求め、 $\chi$ EFT や現象論モデルに強い制限を与えるデータを取得することができる。

本研究では HYPS 実験のシミュレーションや本実験で使用する磁気スペクトロメータの立ち上げ、実際に取得したデータの解析を行なった。

HYPS (Hyperon-Proton scattering experiment at SPring-8) 実験を実施している SPring-8 は、8 GeV の電子が周回している放射光施設である。HYPS 実験では、SPring-8 の蓄積リングを周回する電子に紫外レーザーを入射し、逆コンプトン散乱によりエネルギーが 1.5 GeV から 2.4 GeV で標識化された光子ビームを液体水素標的に入射する。標的中には、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応により  $\Lambda$  粒子を生成し、生成した  $\Lambda$  粒子と液体水素標的中の陽子との散乱事象を標的を取り囲むハイペロン陽子散乱検出システム (CATCH) を用いて検出する。また、標的前方の磁気スペクトロメータで  $K^+$  を検出することによって、 $\Lambda$  粒子の生成を同定する。

HYPS 実験では、2025 年 4 月から 2027 年 7 月までの 2.5 年間でおよそ  $10^7$  個の  $\Lambda$  粒子の同定を行い、約 5000 散乱イベントという高統計で  $\Lambda p$  散乱の微分断面積を導出する予定である。

Geant4 シミュレーションを用いて HYPS 実験で使用する磁気スペクトロメータの要求性能を調べた。本実験では、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布を用いて  $\Lambda$  の同定を行う。 $\Lambda$  の同定の際に、 $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  を十分分離できる分解能が磁気スペクトロメータには必要である。missing mass 分布から  $\Lambda$  を同定した時の  $\Sigma^0$  の混入率を 1% 以下に余裕を持って抑えるために、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の  $\Lambda$  の missing mass 分解能が 16 MeV/ $c^2$  程度をスペクトロメータの要求性能として定めた。

本実験のスペクトロメータは、SPring-8 のビームラインに既存の 3 台のドリフトチェンバーに加えて、J-PARC から運んだ 1 台の計 4 台のドリフトチェンバーを用いる。新たに追加するドリフトチェンバーの設置位置を  $\Lambda$  の missing mass 分解能を基準にシミュレーションを行うことで決定し、その位置に追加のドリフトチェンバーを設置するための架台を作成した。スペクトロメータを構築後は、4 台のドリフトチェンバーの性能を評価した。ドリフトチェンバーの性能評価では、検出効率と位置分解能の評価を行い、ドリフトチェンバーの各層の検出効率が 99% 以上であり、位置分解能は

0.31 mm( $\sigma$ )であることを確認した。また、ドリフトチェンバーの検出効率が 99 %以上になるように各ドリフトチェンバーのワイヤーへの印加電圧や threshold 電圧を決定した。

データ解析では、スペクトロメータ及び標的に入射するガンマ線のエネルギーを測定するタガーシステムの解析効率の導出、スペクトロメータの性能評価、 $\Lambda$  の収量の評価を行った。

スペクトロメータの解析効率では、電磁石の上流および下流に設置されているそれぞれ 2 台のドリフトチェンバーでのトラッキング効率、電磁石の上流と下流をつなぐトラッキングのトラッキング効率の 3 つを導出した。その結果、いずれの場合においても 95% 以上の検出効率が得られた。また、タガーシステムの解析効率は SPring-8 の蓄積リング内の電子の配置間隔 (加速器の運転モード) により異なるが、おおよそ 75 %であることがわかった。

スペクトロメータの性能評価は、スペクトロメータ内で解析が完結するイベントの invariant mass のピーク幅及び  $\Lambda$  の missing mass 分解能をシミュレーションと比較することによって評価した。スペクトロメータ内で解析が完結するイベントとして、 $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応によって生成した  $\phi$  が崩壊 ( $\phi \rightarrow K^- K^+$ ) して  $K^-$  と  $K^+$  がスペクトロメータで検出できたイベントがある。このイベントから得られた  $\phi$  の invariant mass の幅 ( $\sigma$ ) はシミュレーションの 1.05 倍であり、理想的な分解能よりも若干性能が出ていないことがわかった。

$\Lambda$  の missing mass 分解能も確認し、 $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の分離能力の評価を行った。実データ解析によって得られた  $\Lambda$  の missing mass 分解能は CATCH フレームとの干渉がない範囲では  $16.7 \text{ MeV}/c^2$  であり、フレームとの干渉がある範囲では  $18.8 \text{ MeV}/c^2$  であることがわかった。フレームとの干渉がない範囲では本研究の最初に定めた  $16 \text{ MeV}/c^2$  という要求に近い性能があることが確認できた。さらに、 $\Lambda$  の同定における  $\Sigma^0$  の混ざり具合は最大で 1.50 %であることがわかり、 $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の分離はある程度できるがまだ十分ではないことがわかった。ドリフトチェンバーの位置のオフライン解析での微調整やトラッキング時に物質中のエネルギーロスを考慮することで、磁気スペクトロメータの運動量分解能の改善が期待できるのではないかと考えられる。

1 時間あたりに得られた  $\Lambda$  の収量をシミュレーションと比較することで現在得られている  $\Lambda$  の収量が妥当であるかを評価した。ガンマ線のエネルギー毎の  $\Lambda$  の収量を全て足し合わせて総収量を導出したところ、実データの  $\Lambda$  の収量よりもシミュレーションで得られる収量の方が有意に少ないことが分かった。また、シミュレーションと実データでは 1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量の入射ガンマ線のエネルギー依存性が異なっていた。シミュレーションで生成させる  $\Lambda$  ビームの数を見積もる際に Jefferson Lab の CLAS 実験のデータを使用している。シミュレーションの方が  $\Lambda$  の収量が少ないことや  $\Lambda$  の収量の入射ガンマ線のエネルギー依存性が実データとシミュレーションで異なることの原因として、CLAS 実験と HYPs 実験ではセットアップの角度アクセプタンスが異なることやシミュレーションの TOF カウンターの形状が実物とは異なることが考えられる。また、2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに同定した  $\Lambda$  の総収量を導出し、本実験で目標である  $10^7$  個の  $\Lambda$  同定に対して 5 %の統計を蓄積したことを確認した。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	バリオン間相互作用	1
1.2	YN 相互作用	3
1.3	YN 散乱実験	4
1.4	本研究の内容及び目的	7
第 2 章	HYPs 実験	8
2.1	実験の概要	8
2.2	実験セットアップ	8
2.2.1	レーザーシステム	10
2.2.2	ターゲットシステム	10
2.2.3	液体水素標的	11
2.2.4	CATCH 検出器群	12
2.2.5	磁気スペクトロメータ	16
2.3	トリガーロジック	22
第 3 章	シミュレーション	24
3.1	シミュレーションのセットアップ	24
3.2	スペクトロメータに要求される性能の見積もり	25
3.3	本研究における実データ解析の比較のためのシミュレーションの利用	26
3.3.1	スペクトロメータの性能評価の比較	26
3.3.2	$\Lambda$ の収量の比較	27
第 4 章	スペクトロメータの立ち上げ	29
4.1	ドリフトチェンバーの立ち上げ	29
4.2	DC0 設置に向けた検討	29
4.2.1	missing mass 分解能及び $\Lambda$ 収量の DC0 設置位置依存性	29
4.2.2	架台の設計及びインストール	30
4.3	ドリフトチェンバーの性能評価	32
4.3.1	検出効率	32
4.3.2	位置分解能	34
第 5 章	データ解析	36

5.1	データの解析方法 . . . . .	36
5.1.1	スペクトロメータの解析 . . . . .	36
5.1.2	タガーシステムの解析 . . . . .	39
5.1.3	Missing Mass 法 . . . . .	40
5.1.4	Invariant Mass 法 . . . . .	40
5.2	解析効率 . . . . .	41
5.2.1	スペクトロメータの解析効率 . . . . .	41
5.2.2	タガーシステムの解析効率 . . . . .	47
5.3	スペクトロメータの性能評価 . . . . .	48
5.3.1	$\phi \rightarrow K^- K^+$ の invariant mass 分布 . . . . .	48
5.3.2	$\Lambda \rightarrow \pi^- p$ の invariant mass 分布 . . . . .	50
5.3.3	$\Lambda$ の missing mass 分布 . . . . .	51
5.3.4	missing mass 分布における $\Lambda$ 領域における $\Sigma^0$ の混合率の評価 . . . . .	55
5.3.5	スペクトロメータの運動量分解能の改善に向けた考察 . . . . .	56
5.4	$\Lambda$ の収量 . . . . .	58
5.4.1	実データ解析における $\Lambda$ の収量 . . . . .	58
5.4.2	シミュレーションとの比較 . . . . .	60
5.4.3	$\Lambda$ の収量に関する考察 . . . . .	61
第 6 章	まとめ	62
付録 A	ドリフトチェンバーの位置分解能の導出	64
付録 B	ドリフトチェンバー A の解析	66
B.1	Geometry . . . . .	66
B.2	$t_0$ . . . . .	67
B.3	XT カーブ . . . . .	68
付録 C	SPring-8 の加速器の運転モード	71
謝辞		73
参考文献		74

# 目次

1.1	バリオン 8 重項 . . . . .	2
1.2	バリオン 8 重項の既約表現 . . . . .	2
1.3	Lattice QCD によって計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャル . . . . .	3
1.4	J-PARC における $\Sigma^-p$ 散乱実験により得られた $\Sigma^-p$ 散乱の微分断面積と理論計算の比較 . . . . .	5
1.5	J-PARC における $\Sigma^+p$ 散乱実験により得られた $\Sigma^+p$ 散乱の微分断面積と理論計算の比較 . . . . .	5
1.6	HYPS 実験 $\Lambda p$ 散乱の全断面積及び微分断面積の予想精度 . . . . .	6
2.1	HYPS 実験の全体図 . . . . .	8
2.2	実験ハッチ内の実験セットアップ . . . . .	9
2.3	逆コンプトン散乱におけるガンマ線の生成微分断面積 . . . . .	9
2.4	逆コンプトン散乱による反跳電子の検出方法 . . . . .	10
2.5	タガーシステムの概略図 . . . . .	11
2.6	液体水素標的セルの様子 . . . . .	11
2.7	CATCH 検出器の全体図 . . . . .	12
2.8	CFT(Cylindrical Fiber Tracker) の様子 . . . . .	13
2.9	BGO カロリーメータと PiID カウンターの下部分の様子 . . . . .	14
2.10	インストール及びケーブル配線後の CATCH 検出器の様子 . . . . .	15
2.11	HYPS 実験で使用している磁気スペクトロメータの概要図 . . . . .	16
2.12	上流ドリフトチェンバーの様子 . . . . .	18
2.13	下流ドリフトチェンバーの様子 . . . . .	18
2.14	UpVeto の様子 . . . . .	19
2.15	T0 カウンターの様子 . . . . .	20
2.16	SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter) の構成 . . . . .	20
2.17	SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter) の様子 . . . . .	20
2.18	$e^\pm$ Veto の概略図 . . . . .	21
2.19	TOF カウンターの様子 . . . . .	21
2.20	TOF カウンターの概略図 . . . . .	22
3.1	Geant4 シミュレーションのセットアップ . . . . .	24

---

3.2	Geant4で $\Lambda$ 粒子と $\Sigma^0$ 粒子のイベントを生成した際の $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass 分布 . . . . .	26
3.3	$\Lambda$ の領域における $\Sigma^0$ の混入率の $\Lambda$ の missing mass 分解能依存性 . . . . .	26
3.4	$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ 反応の全断面積の分布 . . . . .	27
4.1	$\Lambda$ の missing mass 分解能の DC0 と DC1 の距離依存性 . . . . .	29
4.2	$\Lambda$ の収量の DC0 と DC1 の距離依存性 . . . . .	29
4.3	DC0 と DC1 の距離が 325 mm の場合のシミュレーションの missing mass 分布 . . . . .	30
4.4	実際に設計した DC0 の架台の概要図 . . . . .	31
4.5	DC0 をインストールしている様子 . . . . .	31
4.6	DC0 をインストールした後の様子 . . . . .	31
4.7	各ドリフトチェンバーの検出効率の印加電圧依存性 . . . . .	33
4.8	各ドリフトチェンバーの検出効率の threshold 電圧依存性 . . . . .	33
4.9	DC1 の X 層のフィットの重みを軽くしてトラッキングを行った際の DC1 の X 層の残差分布 . . . . .	34
4.10	全層をトラッキングに参加させた時の DC1 の X 層の残差分布 . . . . .	34
5.1	スペクトロメータの解析によって得られた散乱粒子の運動量と電荷の積と質量の 2 乗分布の相関図 . . . . .	37
5.2	散乱粒子の電荷が正の場合の粒子の質量の 2 乗分布 . . . . .	38
5.3	散乱粒子の電荷が正でその運動量が 0 - 1.0 GeV/c の場合の粒子の質量の 2 乗分布を $K^+$ の領域付近で拡大したもの . . . . .	38
5.4	タガーシステムのファイバー層の前方層のヒット位置と標的に入射するガンマ線のエネルギーとの相関図 . . . . .	40
5.5	SdcInTracking の解析効率の要求面数依存性 . . . . .	42
5.6	SdcInTracking の解析効率の要求面数依存性 . . . . .	42
5.7	TOF カウンターの時間分布 . . . . .	42
5.8	SdcInTracking の $\chi^2$ 分布 . . . . .	43
5.9	TOF カウンターのセグメント 28 の場合の SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の $x$ 方向の入射角度と TOF カウンターまでの飛行時間の相関 . . . . .	43
5.10	SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の $x$ 方向と $y$ 方向の入射角度の相関 . . . . .	44
5.11	SdcInTracking の結果から得られたトラッキングとビーム軸の再近接時の $z$ 座標の分布 . . . . .	44
5.12	SdcOutTracking の $\chi^2$ 分布 . . . . .	45
5.13	SdcOutTracking の解析効率の TOF カウンターのセグメント依存性 . . . . .	45
5.14	SdcOutTracking の結果から得られる TOF カウンターの $z$ 位置における粒子の $y$ 座標の分布 . . . . .	46
5.15	HypstTracking の $\chi^2$ 分布 . . . . .	46
5.16	HypsTracking の解析効率の TOF カウンターのセグメント依存性 . . . . .	47

5.17	HypsTraing でトラックが 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が $K^-$ や $K^+$ である場合の Invariant mass 分布 . . . . .	48
5.18	Geant4 シミュレーションで生成した $K^-$ と $K^+$ の invariant mass 分布 . . . . .	49
5.19	シミュレーションで $\gamma p \rightarrow \phi p$ 反応を生成した時の、粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図 . . . . .	49
5.20	HypsTraing でトラックが 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が $\pi^-$ や $p$ である場合の Invariant mass 分布 . . . . .	50
5.21	Geant4 シミュレーションで生成した $\pi^-$ と $p$ の invariant mass 分布 . . . . .	51
5.22	シミュレーションで $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ 反応を生成した時の粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図 . . . . .	51
5.23	磁気スペクトロメータで検出した粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図 . . . . .	52
5.24	実データにおける、磁気スペクトロメータで $K^+$ を同定した際の $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass 分布 . . . . .	53
5.25	$K^+$ の領域における $\pi^+$ の混入分の見積もりを差し引いた missing mass 分布 . . . . .	53
5.26	$K^+$ の領域における $\pi^+$ の混入分の見積もりを差し引いた missing mass 分布 . . . . .	54
5.27	入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時のシミュレーションの $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass 分布 . . . . .	54
5.28	実データとシミュレーションの $\Lambda$ の missing mass 分解能の比較 . . . . .	54
5.29	入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時の $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass 分布 . . . . .	55
5.30	HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の $x$ 方向の入射角度と $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass の相関図 . . . . .	56
5.31	HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の $y$ 方向の入射角度と $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass の相関図 . . . . .	57
5.32	CFT を下流から見た様子。内側にファイバーを支えるためにフレームがあることがわかる . . . . .	58
5.33	$K^+$ の入射角度 $\theta$ が $ \tan\theta  < 0.1$ を満たす時の $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の missing mass 分布 . . . . .	58
5.34	2025 年 4 月から 2025 年 7 月までの run ごとの 1 時間あたりの $\Lambda$ の収量 . . . . .	59
5.35	2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに得られた $\Lambda$ の総収量の推移 . . . . .	59
5.36	TOF カウンターの $z$ 位置における $x$ 座標と $y$ 座標の相関図 . . . . .	60
5.37	実データとシミュレーションの $\Lambda$ の 1 時間あたりの収量の比較 . . . . .	61
B.1	DC1 の X' 層の残差 . . . . .	66
B.2	DC1 の X' 層の残差と $x$ の相関図。相関の帯がおおよそ水平であることがわかる . . . . .	67
B.3	DC0 の X 層のチャンネル 55 の TDC 分布 . . . . .	67
B.4	$t_0$ が初期値の状態で解析を行った時の SDC0 の X 層のドリフト距離とドリフト時間の相関図 . . . . .	68
B.5	ドリフト時間 . . . . .	69

B.6	図 B.5 から作成した初期の XT カーブ . . . . .	69
B.7	ドリフト時間とドリフト距離の相関図 . . . . .	70
B.8	パラメータのイタレーションを行った後の XT カーブ . . . . .	70
C.1	A モードのバンチ構造 . . . . .	72
C.2	C モードのバンチ構造 . . . . .	72
C.3	H モードのバンチ構造 . . . . .	72
C.4	B モードのバンチ構造 . . . . .	72
C.5	F モードのバンチ構造 . . . . .	72

# 表目次

2.1	各ドリフトチェンバーの構成 . . . . .	17
3.1	標的に入射するガンマ線のエネルギー幅ごとの $\Lambda$ の生成断面積及び 1 時間あたりの $\Lambda$ の数 . . . . .	28
4.1	各ドリフトチェンバーのオペレーション時の印加電圧及び threshold 電圧 . . . . .	34
4.2	各ドリフトチェンバーの層ごとの位置分解能 . . . . .	35
5.1	粒子識別における効率 . . . . .	39
5.2	SdcInTracking、SdcOutTracking、HypsTracking の解析効率 . . . . .	47
5.3	SPring-8 の加速器の運転モードごとのタガーシステムの解析効率 . . . . .	48
5.4	標的に入射するガンマ線のエネルギー毎の $\Lambda$ の領域における $\Sigma^0$ の割合 . . . . .	55
C.1	各運転モードのバンチ構造及びバンチモード . . . . .	71

# 第1章

## 序論

この章では、研究の物理背景及び動機、本論文の内容や目的について述べる。

### 1.1 バリオン間相互作用

現代の素粒子物理学における基本的な相互作用を記述する標準模型では、粒子はクォークやレプトン、ゲージボソン、ヒッグス粒子に分類することができる。これらの素粒子から世の中の物質は構成され、その質量の大半をクォークから成る複合粒子であるハドロンが担っている。ハドロンには、3つのクォークから成るバリオンとクォーク反クォーク対から成る中間子の2種類がある。

原子核を構成している陽子や中性子は、バリオンのひとつであり、核子(N)と呼ばれている。標準模型ではクォークは  $u$ 、 $d$ 、 $c$ 、 $s$ 、 $t$ 、 $b$  の6種類のフレーバーが存在するが、核子を構成するのは  $u$  クォークと  $d$  クォークのみである。この2種類のクォークから陽子 ( $uud$ ) と中性子 ( $udd$ ) は構成されている。核子はアイソスピン ( $I$ ) の2重項として表され、 $I = 1/2$  ののである核子同士の相互作用は、SU(2) アイソスピン空間における2重項同士の合成として、

$$2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$$

という既約表現で表される。2つの核子の交換に対してアイソスピンの波動関数が対称となるのが3重項 ( $I = 1$ ) で、非対称となるのが1重項 ( $I = 0$ ) である。

$u$  クォーク、 $d$  クォーク、 $s$  クォークの質量がほぼ同じであると近似すると、3つのクォークの入れ替えに対するSU(3) フレーバー対称性が成り立つ。この対称性のもとでは、バリオンはスピン  $1/2$  のバリオン8重項やスピン  $3/2$  のバリオン10重項に分類される。バリオン8重項を図1.1に示す。バリオン8重項に属する粒子同士の相互作用は、先ほどのSU(2)と同様にして、

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 1$$

という既約表現で表される(図1.2)。これらの既約表現のうち、(27)重項と(10\*)重項はそれぞれ2核子系の3重項と1重項を含む。一方で、それ以外の多重項はSU(3) フレーバー空間に拡張することで新たに現れた項である。NN散乱の実験から得られるNN系の情報は(27)重項と(10\*)重項に限られるため、他の多重項の情報を得るためには  $s$  クォークを含むバリオン間の相互作用を調べる必要がある。

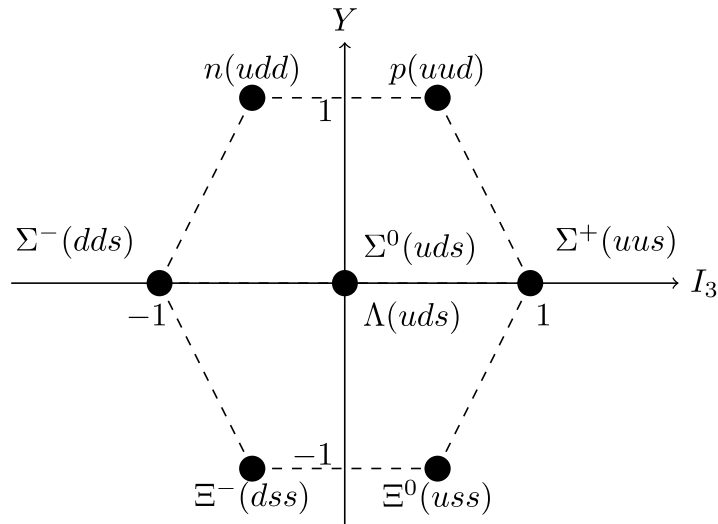


図 1.1 SU(3) フレーバー空間におけるバリオン 8 重項。

27		NN (I=1) ΣN (I=3/2), ΣN-ΛN (I=1/2) ΣΣ (I=2), ΞN-ΣΣ-ΛN(I=1/2), ΞN-ΣΣ-ΛΛ (I=0) ΞΣ (I=3/2), ΞΣ-ΞΛ (I=1/2) ΞΞ (I=1)
10		ΣN (I=3/2) ΞN-ΣΣ-ΛN(I=1) ΞΣ-ΞΛ (I=1/2) ΞΞ (I=0)
10*		NN (I=0) ΣN-ΛN(I=1/2) ΞN-ΞΛ (I=1) ΞN (I=3/2)
8s		ΣN-ΛN (I=1/2) ΞN-ΛN(I=1), ΞN-ΣΣ-ΛΛ (I=0) ΞN-ΞΛ (I=1/2)
8a		ΣN-ΛN (I=1/2) ΞN-ΣΣ-ΣN(I=1), ΞN (I=0) ΞΣ-ΞΛ (I=1/2)
1	•	ΞN-ΣΣ-ΛΛ (I=0)

図 1.2 SU(3) におけるバリオン 8 重項の既約表現。

## 1.2 YN 相互作用

SU(3) フレーバー空間に拡張されたバリオン間の相互作用を記述する理論モデルはいくつか存在する。代表的な理論モデルとして、Nijmegen モデル [1] や Chiral Effective Field Theory ( $\chi$ EFT)[2] などが挙げられる。

Nijmegen モデルは、SU(3) フレーバー対称性に基づく現象論的バリオン間相互作用モデルで、中間子交換を基礎としたポテンシャルによって NN・YN・YY 相互作用を統一的に記述しており、最新の模型は Nijmegen Extended Soft Core(ESC) モデルと呼ばれている。中間子質量や結合定数の違いを通じて SU(3) 対称性の破れを取り入れることで、実験データを良く再現するポテンシャルが構築されてきた。

$\chi$ EFT は、QCD の自発的カイラル対称性の破れを基盤とする低エネルギー有効理論であり、SU(3) へと拡張することにより、バリオン八重項を含む相互作用を体系的に記述することが可能である。 $\chi$ EFT の理論グループは、我々のグループが J-PARC で行った  $\Sigma p$  散乱実験の結果などを利用して、現在 NNLO の計算に達している。

理論モデルに加えて数値計算シミュレーションに基づく第一原理的研究も進められており、その代表例が Lattice QCD である。Lattice QCD は、格子上に場の理論を設定して非摂動計算を行い、YN 相互作用を含むバリオン間相互作用を QCD に基づいて計算するものである。近年では、HAL QCD 法を用いた研究により、 $\Lambda\Lambda$ 、 $\Xi N$  など  $s$  クォークを複数含む相互作用ポテンシャルが計算されている [3]。図 1.3 に、Lattice QCD によって計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャルを示す。

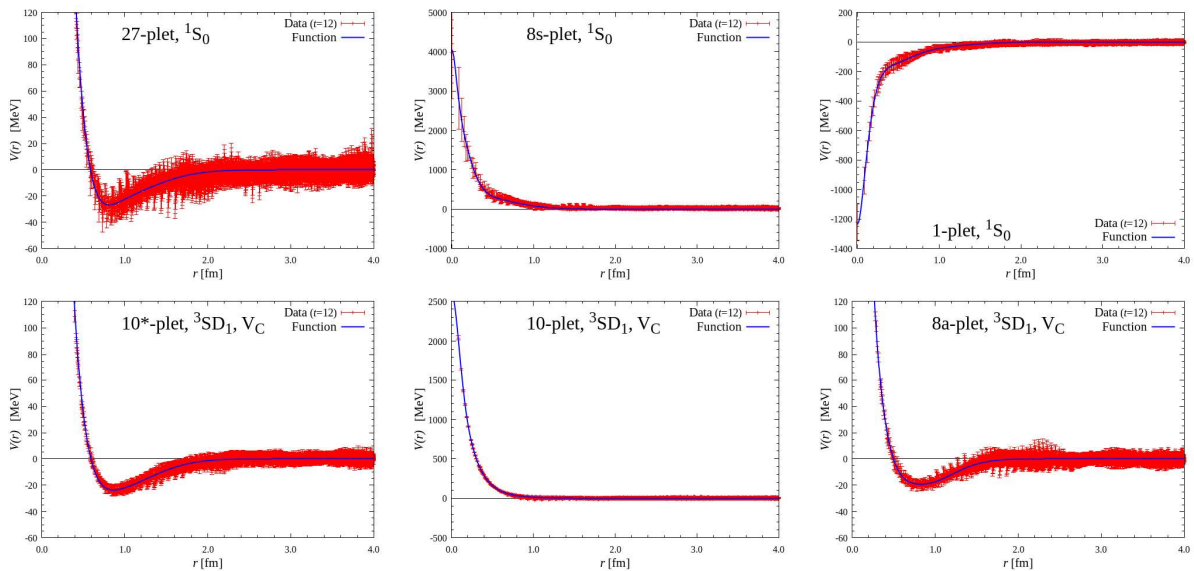


図 1.3 Lattice QCD によって計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャル。[4] より引用。

これらの YN 相互作用に関する理論に情報を与えている実験として、YN 散乱実験や高エネルギー重イオン衝突実験によるハドロン間の粒子間相関測定 (Femtoscopy)、カスプ分光実験、終状態相互作用などがある。以下では散乱実験と相補的な実験について始めにまとめる。

Femtoscopy とは、高エネルギーでの重イオン衝突や陽子陽子衝突によって生成された様々な粒子間の相対運動量分布から運動量相関関数を取得し、ハドロン間相互作用を調べる手法である。粒子の運動量が高いが、相対運動量としては低い事象が多く、低エネルギーにおけるハドロン間相互作用を調べる上で優れている。 $\Lambda\Lambda$  や  $\Xi N$ 、 $\Omega N$  などの様々な系に対して適用でき、LHC ALICE 実験や RHIC STAR 実験から高統計データが取得されている [5, 6]。Femtoscopy において、粒子間相関関数は、理論的に二粒子の相対波動関数と初期の系の大きさを特徴づけるソース関数の積で表すことができる。ソース関数は相互作用がよくわかっている核力を用いて陽子・陽子の相関などから求められる。Femtoscopy では 2 粒子の相対運動量が小さいため、散乱長や有効距離といった低エネルギー散乱パラメータの抽出を行うことができる。ただし、Femtoscopy では全断面積に対応するような角度について積分された情報のみが得られるため、相互作用の角度依存性やスピンの依存する相互作用を求めるのは難しい。[7]。

カスプ分光実験とは、2 体反応において新しい粒子の生成閾値付近に現れる特徴的な構造であるカスプの形状を精密に測定することで 2 粒子間の相互作用を調べる手法である。散乱長の実部及び虚部を変化させるとカスプの形状が変化するため、十分なエネルギー分解能があればカスプの形状から散乱長に関する情報を得ることができる [8]。カスプ分光実験も低エネルギーの相互作用を調べるのに有効である。

終状態相互作用 (FSI) とは、重水素などの原子核中でハドロンを生成した際に、生成されたハドロンと核内の核子との間で働く相互作用のことである。例えば、重陽子の 1 つの核子がハイペロンに変換された際に、残りの核子とハイペロンの間に働く相互作用の影響がハイペロン生成断面積に現れる。特に閾値近傍では、2 体の相対運動量が小さくなるため FSI の効果が大きく現れ、2 体相互作用に関する情報を得ることができる [9, 10]。FSI は、 $\Lambda p$  相互作用をはじめとする  $YN$  相互作用の制約などに利用されている [11]。

### 1.3 $YN$ 散乱実験

$YN$  散乱実験は、自由空間における 2 体の  $YN$  相互作用をモデル依存なく調べる上で必要不可欠である。しかし、ハイペロンの寿命がおよそ  $10^{-10}$  秒と短いため高統計なデータを得ることが難しく、 $YN$  散乱実験のデータは  $NN$  散乱実験のデータに比べて非常に限られていた。過去には、バブルチェンバーを用いた実験やシンチレーションファイバーのアクティブ標的を用いた実験などにより  $\Lambda p$  や  $\Sigma p$  散乱に関するデータが取得されてきた [12, 13, 14]。これらの実験では散乱事象に関連する全ての粒子の飛跡を画像として記録しており、入射ビームのレートが制限されるために統計精度やエネルギー分解能が十分ではなかった。

我々のグループでは、散乱事象を可視化しない実験手法を採用することで、J-PARC における高統計の  $\Sigma^{\pm}p$  散乱実験に成功し、 $\Sigma^{\pm}p$  散乱の微分断面積を 10 % 以下の精度で導出した [15, 16]。この実験では、液体水素標的を囲う円筒形のハイペロン陽子散乱検出システム (CATCH) 及び標的前方の磁気スペクトロメータで散乱事象の終状態を測定し、運動学を解くことで散乱事象の同定を行った。この実験で取得した  $\Sigma^{\pm}p$  散乱の微分断面積と理論計算との比較を図 1.4 及び図 1.5 に示す。J-PARC における  $\Sigma^{\pm}p$  散乱実験と同様の手法を用いることで、 $\Lambda p$  散乱実験も行うことができる。

$\Lambda$  ハイパー核のデータから  $\Lambda N$  相互作用に関する多くの情報が得られているが、これらのデータは 3 体力の影響を含んでいるため 2 体相互作用と 3 体相互作用を切り分けることが難しい。そのた

め、自由空間における  $\Lambda p$  散乱を高精度で測定し、純粋な 2 体相互作用の情報を得ることは  $\chi$ EFT や Lattice QCD に基づく理論計算を検証するために不可欠である。

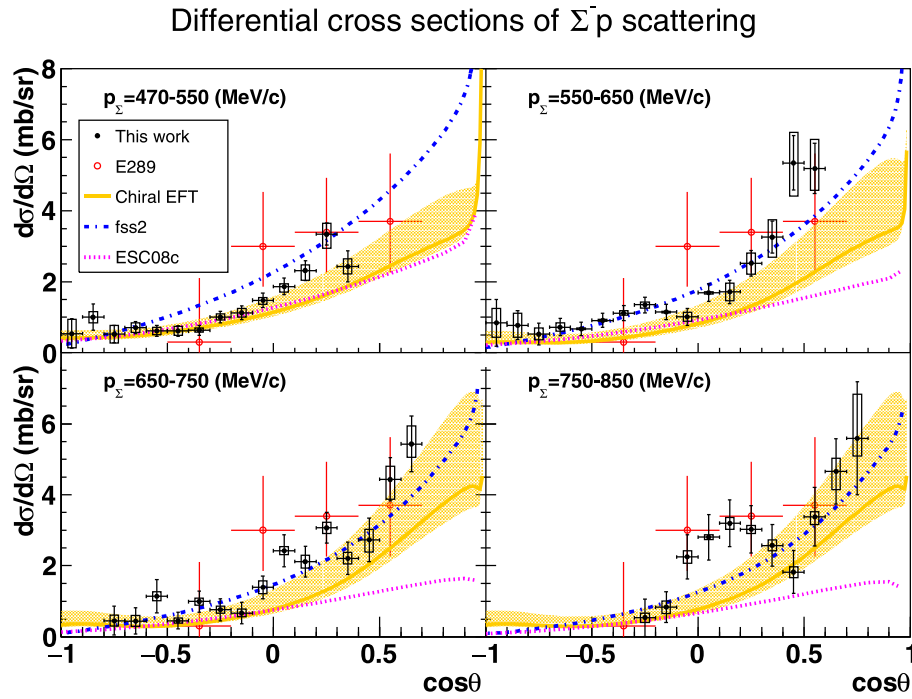


図 1.4 J-PARC における  $\Sigma^- p$  散乱実験により得られた  $\Sigma^- p$  散乱の微分断面積と理論計算の比較。 $\theta$  は重心系での散乱角度である。[15] より引用。

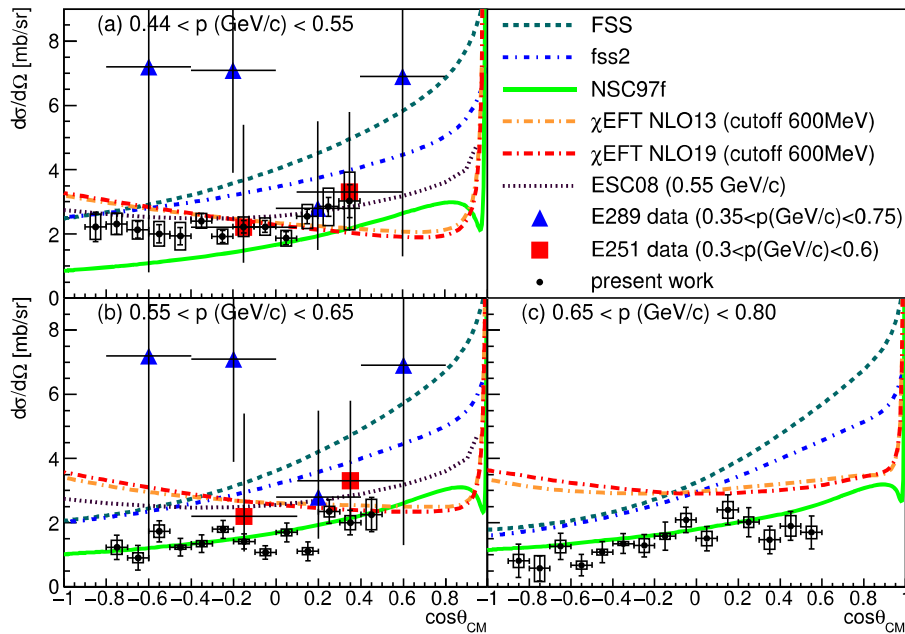


図 1.5 J-PARC における  $\Sigma^+ p$  散乱実験により得られた  $\Sigma^+ p$  散乱の微分断面積と理論計算の比較。 $\theta_{CM}$  は重心系での散乱角度である。[16] より引用。

2 体の  $\Lambda N$  相互作用を散乱実験から高精度で測定することを目的として、我々が現在行なっている実験が SPring-8 における  $\Lambda p$  散乱実験 (HYPS 実験) である。HYPS 実験では、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応

により 300-600 MeV/c の運動量をもつ  $\Lambda$  粒子を生成し、 $\Lambda$  粒子が液体水素標的中の陽子との散乱事象を測定する。図 1.6 に HYPs 実験で得られる  $\Lambda p$  散乱の全断面積の予想精度及び  $\Lambda$  の運動量範囲毎における微分断面積の予想精度を示す。図 1.6 には、 $\chi$ EFT(NLO13、NNLO) 及び Nijmegen NSC97 モデルの理論計算も合わせて示してある。全断面積に関しては、過去の実験よりも精度が良い 7% の誤差で測定する予定である。微分断面積は理論モデルによって大きく異なっており、HYPs 実験において  $\Lambda p$  散乱の微分断面積を 15% の誤差で測定することにより理論モデルに制限をかけることを目指す。

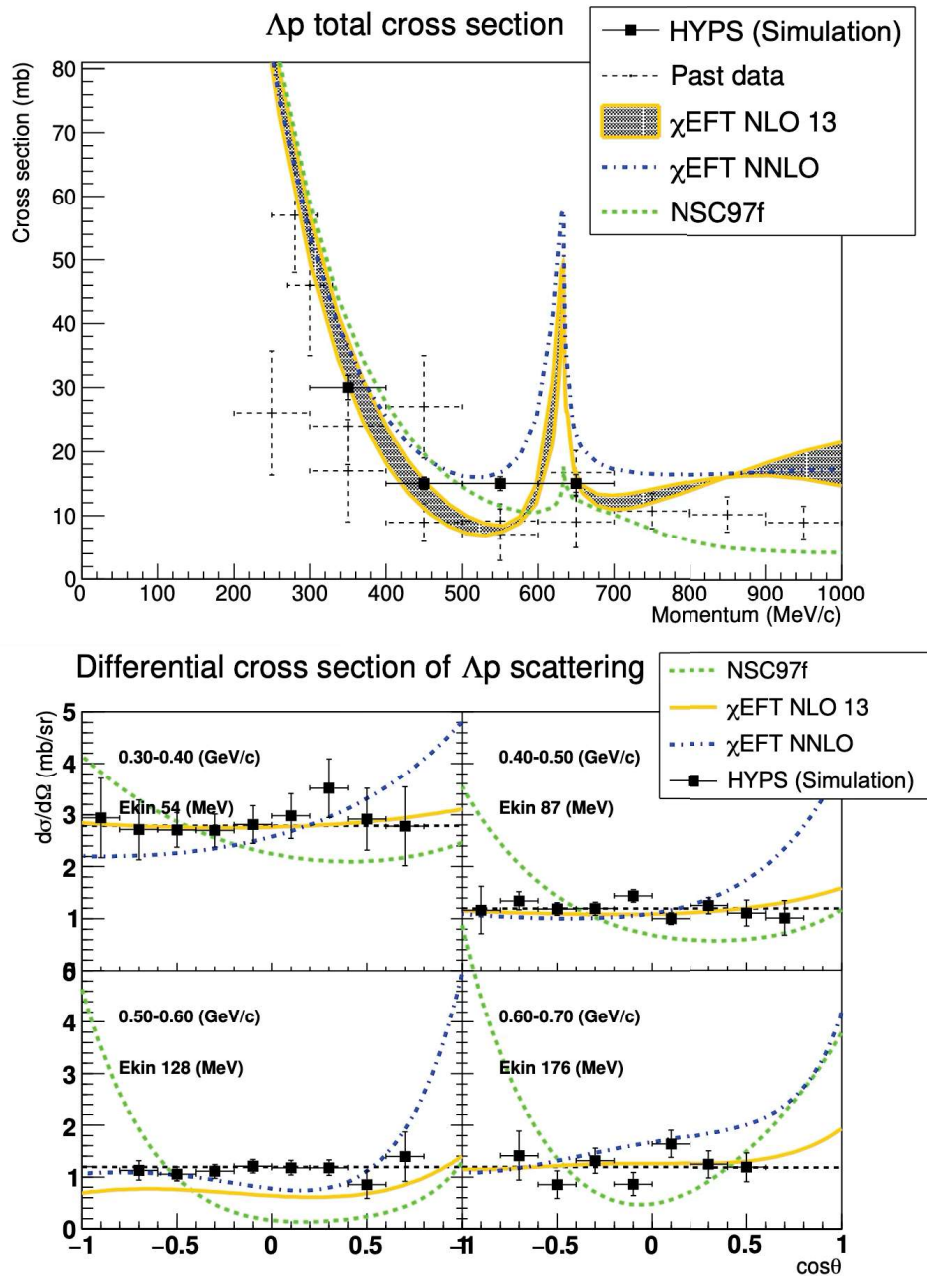


図 1.6 (上)HYPs 実験で得られる  $\Lambda p$  散乱の全断面積の予想精度。 $\chi$ EFT(NLO13、NNLO) および Nijmegen NSC97 モデルの理論計算も重ねて示している。(下) $\Lambda$  の運動量範囲毎における微分断面積の予想精度。同様の理論計算の結果も重ねて示している。[17] より一部改変。

## 1.4 本研究の内容及び目的

HYPS 実験において、私は、2024 年の実験準備から実際のデータ取得まで従事している。本研究では、HYPS 実験のシミュレーションや本実験で使用する磁気スペクトロメータの立ち上げ、実際に取得したデータの解析を行なった。本研究の目的は、HYPS 実験の磁気スペクトロメータの構築及び物理データ解析まで含めたスペクトロメータの性能評価である。

本研究において、私は、シミュレーションによって本実験における磁気スペクトロメータの要求性能を調べ、その性能を満たすように新規に設置するドリフトチェンバーの設置位置の決定とそのため検出器架台の設計を行った。さらに、実際のデータとシミュレーションの結果を比較することによって、磁気スペクトロメータの性能評価や  $\Lambda$  の収量の評価を行った。

本論文では、2 章で HYPS 実験の概要について述べ、3 章でシミュレーションのセットアップについて説明する。また、4 章ではスペクトロメータの立ち上げ及びドリフトチェンバーの性能評価について説明する。さらに、5 章では、スペクトロメータの性能評価や  $\Lambda$  の収量の評価など、取得したデータ解析の結果について説明し、6 章でまとめについて述べる。

## 第2章

# HYPS 実験

この章では、HYPS 実験について述べる。

### 2.1 実験の概要

HYPS (Hyperon-Proton scattering experiment at SPring-8) 実験とは、 $\Lambda p$  散乱の微分断面積を高精度で測定することを目的として、SPring-8で行われている  $\Lambda$  と陽子の散乱実験である。SPring-8 は、8 GeV の電子が周回している放射光施設である。HYPS 実験では、SPring-8 の蓄積リングに紫外レーザーを入射し、蓄積リングを周回する電子との逆コンプトン散乱によりエネルギーが 1.5 GeV から 2.4 GeV で標識化された光子ビームを液体水素標的に入射する。標的の中では、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応により  $\Lambda$  粒子を生成し、生成した  $\Lambda$  粒子と液体水素標的中の陽子との散乱事象を標的を取り囲むハイペロン陽子散乱検出システム (CATCH) を用いて検出する。また、標的前方の磁気スペクトロメータで  $K^+$  を検出することによって、 $\Lambda$  粒子の生成を同定する。

HYPS 実験では、2025 年 4 月から 2027 年 7 月までの 2.5 年間でおよそ  $10^7$  個の  $\Lambda$  粒子の同定を行い、約 5000 散乱イベントという高統計で  $\Lambda p$  散乱の微分断面積を導出する予定である。

### 2.2 実験セットアップ

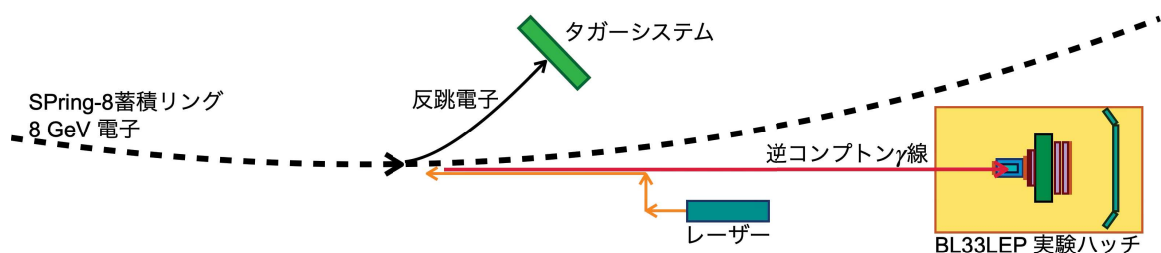


図 2.1 HYPS 実験の全体像の概要図。

HYPS 実験の実験セットアップの全体像を図 2.1 に示す。HYPS 実験のセットアップは、SPring-8 の蓄積リング内を周回する電子に入射するレーザーシステム、標的に入射するガンマ線のエネルギーを測定するタガーシステム、BL33LEP 実験ハッチの 3 つに大きく分けることができる。さらに、図 2.2 に示すように、実験ハッチの内部には、液体水素標的や  $\Lambda p$  散乱事象を検出する CATCH 検出器

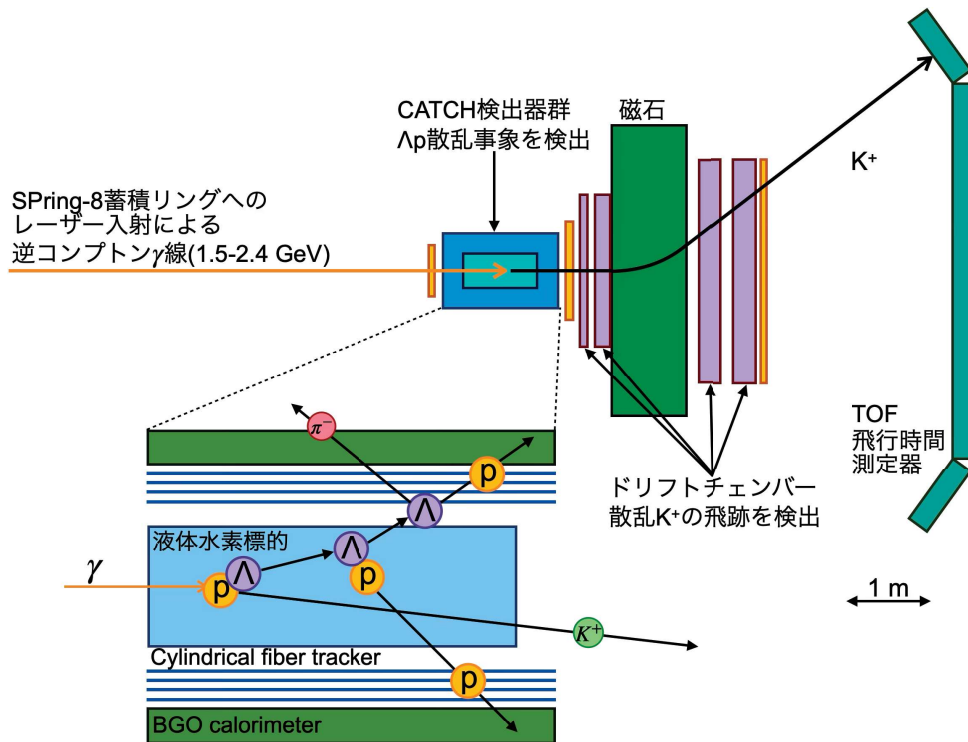


図 2.2 HYPS 実験の実験ハッチ内のセットアップ。CATCH 検出器群内部での  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応の模式図を左下に拡大している。

群、磁気スペクトロメータなどが設置されている。HYPS 実験では、SPring-8 の蓄積リングに 355 nm の波長の CW レーザーを打ち込み、蓄積リング内の電子と逆コンプトン散乱の効果によりエネルギーの高くなったガンマ線 (1.5 - 2.4 GeV) を生成する。図 2.3 に逆コンプトン散乱におけるガンマ線の生成微分断面積を示す。

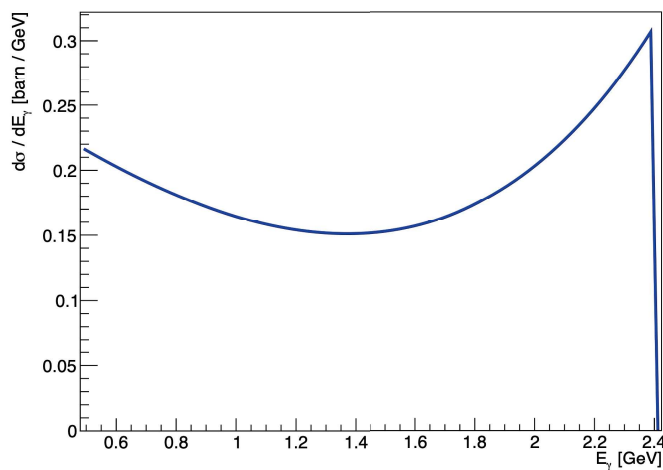


図 2.3 逆コンプトン散乱におけるガンマ線の生成微分断面積。

逆コンプトン散乱により生成されたガンマ線は実験ハッチ内に置かれている液体水素標的に入射する。液体水素標的内では様々なハドロン光生成反応が起こるが、特に  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応に注目する。

標的前方の磁気スペクトロメータで  $K^+$  を検出することによって 300-600 MeV/c の運動量をもつ  $\Lambda$  粒子の生成を同定し、 $\Lambda$  粒子と液体水素標的中の陽子との散乱事象を標的を取り囲むハイペロン陽子散乱検出システム (CATCH) を用いて検出する。以下では本実験で用いている各検出器についてまとめる。

## 2.2.1 レーザーシステム

HYPS 実験では、SPring-8 の蓄積リングに入射するレーザーとして、24 W 出力の 355 nm の波長の CW レーザーを用いている。レーザーから出力される光子は複数のミラーによって反射され、SPring-8 の蓄積リング内を周回する電子に正面衝突するように蓄積リングに入射される。ステッピングモーターのついたミラーを遠隔で動かすことによりレーザーの入射位置を調整することができ、実験中もトリガーレートが高くなるように調整を行っている。また、偏光板を入れることによってレーザーの偏光を変えることができ、本実験では水平偏光と垂直偏光の両方のデータを取得している。

## 2.2.2 タガーシステム

タガーシステムとは、蓄積リングに入射したレーザーと逆コンプトン散乱を起こした反跳電子のエネルギーを測定するために蓄積リングの内側に設置されているシンチレーション検出器群である。図 2.4 に示すように、レーザーから出力される光子は蓄積リング内の電子と逆コンプトン散乱を起こす。エネルギーの低くなった反跳電子は加速器の偏向電磁石によって大きく曲げられ、蓄積リングの内側にあるタガーで電子の通過位置を検出することによって反跳電子のエネルギー ( $E_{e'}$ ) を測定することができる。蓄積リング内の電子のエネルギー ( $E_e = 8.0$  GeV) を用ると、生成されるガンマ線のエネルギー  $E_\gamma$  は以下のように求めることができる。

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \quad (2.1)$$

図 2.5 に示すように、タガーはファイバー層 (2 層) とプラスチックシンチレータ層 (1 層) の合計

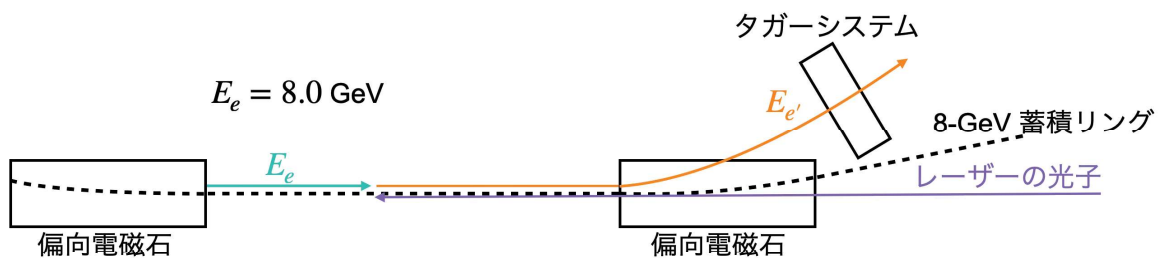


図 2.4 逆コンプトン散乱による反跳電子の検出方法の概略図。

3 層から構成されており、手前からファイバー層 1 層目 (SFF)、ファイバー層 2 層目 (SFB)、プラスチックシンチレータ層の順に並んでいる。ファイバー層は、断面積が  $1 \text{ mm}^2$  のシンチレーションファイバー 6 本で 1 束となっており、1 層あたり 55 束で構成されている。SFF と SFB は  $x$  方向に 0.5 mm ずらして配置されている。ファイバーの信号は、マルチアノード PMT とマルチヒット TDC (HUL-MHTDC) を用いて 1 束ごと TDC を読み出している。シンチレータ層は、 $10 \text{ mm} \times 7.4 \text{ mm} \times 3.0 \text{ mm}$  のプラスチックシンチレータ 10 個で構成されており、CAEN V17255 Flash

ADC で 4 ns 毎に波形を読み出している。タガーで検出することのできる反跳電子のエネルギー範囲は  $E_{e'} = 5.1 - 6.5$  GeV であり、これは、 $E_{\gamma} = 1.5 - 2.9$  GeV に対応する。しかし、本実験で使用する波長が 355 nm のレーザーのコンプトンエッジが 2.4 GeV であるため、標的に入射するガンマ線のエネルギーは 1.5 - 2.4 GeV である。実験中の典型的なタガーレートは 2 MHz であり、タガーシステムによる  $E_{\gamma}$  のエネルギー分解能はおよそ 17 MeV である。

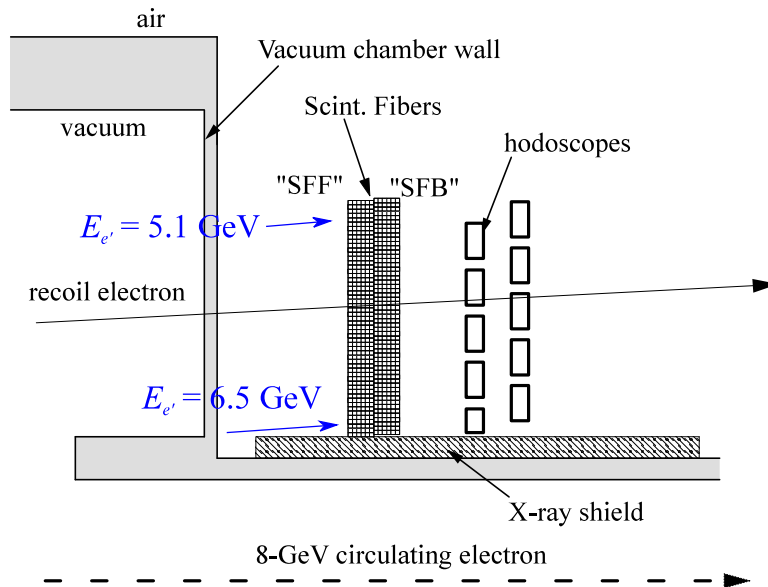


図 2.5 タガーシステムの概略図。[20] より引用。

### 2.2.3 液体水素標的

HYPS 実験では、 $\Lambda$  粒子の生成及び  $\Lambda p$  散乱の標的として液体水素標的を用いる。図 2.6 に示す水素標的セルは、厚さ  $75 \mu\text{m}$  のカプトンを二重に巻いて作成された直径 40 mm の円筒形の容器で、ビーム方向のアクティブ領域の長さは 300 mm である。標的容器の周囲の真空容器は直径 80 mm で厚さ 1 mm の CFRP が用いられている。

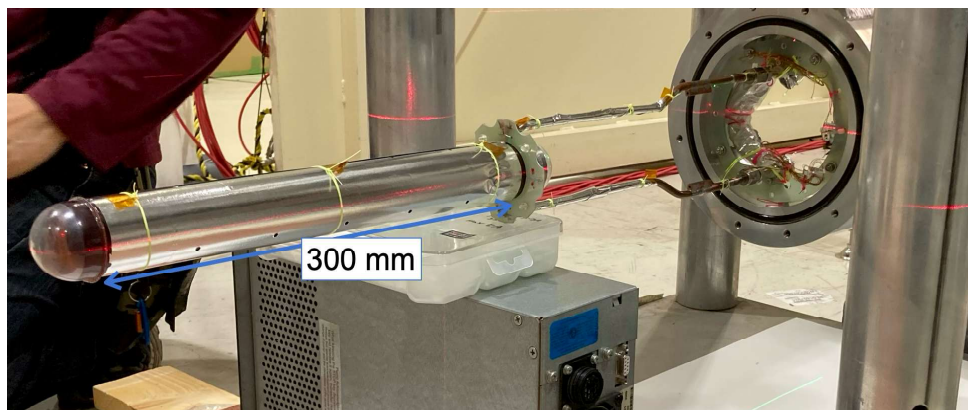


図 2.6 液体水素標的のセルの様子。

## 2.2.4 CATCH 検出器群

液体水素標的を覆うように CATCH(Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering) 検出器群が設置されている。図 2.7 に示すように、CATCH 検出器群は、ビーム軸に近い順に CFT(Cylindrical Fiber Tracker)、BGO カロリメータ、PiID カウンターの 3つの検出器によって構成されている。

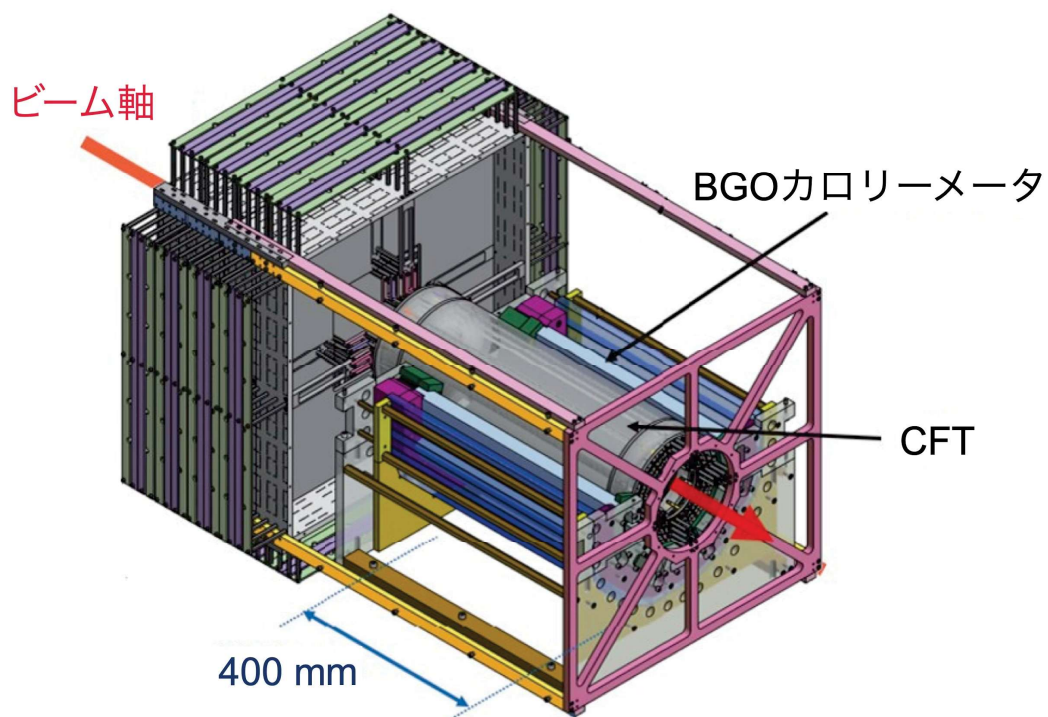


図 2.7 CATCH 検出器群の全体図。BGO、PiID の上部を取り除いた状態の絵である。[18] より一部改変。

### CFT(Cylindrical Fiber Tracker)

CFTは、液体水素標的を覆うように設置されている円筒形のファイバートラッカーである。CFTは、標的から出てくる荷電粒子の飛跡及びファイバー中で落としたエネルギーを測定する。CFTは、円筒軸方向に平行に張られた $\Phi$ 層と円筒に沿うように1周の螺旋を巻いて張られたUV層が交互に配置されており、 $\Phi$ 層とUV層が4層ずつの計8層である。ファイバーの信号はMPPCとVME-EASIROCを用いて1本ずつ読み出す。



図 2.8 CFT(Cylindrical Fiber Tracker)の様子。写真の上部の円筒部分がファイバー部分で下部が読み出し部分。実験では、円筒の中心とビーム軸が一致するように横倒しにした状態で使用する。

### BGO カロリーメータ

CFT の外側に BGO カロリーメータが配置されている。BGO カロリーメータは、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  結晶からなるシンチレーションカウンターであり、CFT を突き抜けてきた散乱陽子のエネルギーを測定する。図 2.9 の内側でブラックシートで覆われている部分が BGO カロリーメータである。BGO カロリーメータは、1 セグメント  $30 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$  の大きさの結晶 24 セグメントが標的を覆うように設置されている。BGO のシンチレーション光は、PMT と Flash ADC でアナログ波形を読み出している。

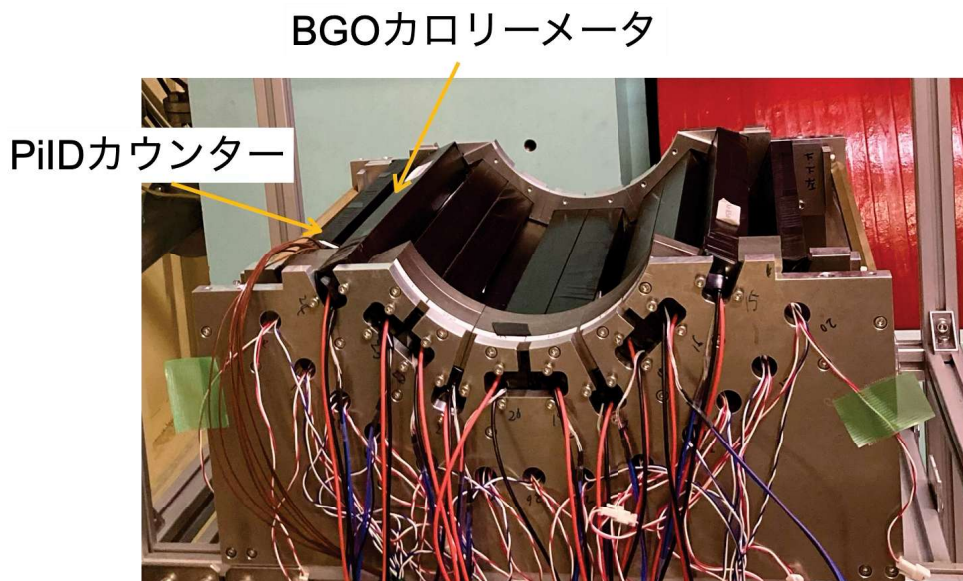


図 2.9 BGO カロリーメータと PiID カウンターの下部分の様子。内側が BGO カウンターで、外側が PiID カウンターである。

### PiID カウンター

CATCH 検出器群の最も外側に配置されている PiID カウンターは、BGO カロリーメータを突き抜けた粒子の検出を行う。PiID カウンターは、1 セグメントのサイズが  $30 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$  の波長変換ファイバーが埋め込まれたプラスチックシンチレータで、全部で 34 セグメントあり、BGO カロリーメータの周りを覆うように配置されている。PiID カウンターのファイバーからの光を MPPC とその読み出し回路 (VME-EASIROC) を用いて読み出す。

### CATCH 全体

図 2.10 は、ビームラインにインストールされ、ケーブル配線をした CATCH 検出器群の様子である。図中の赤矢印の方向から  $\gamma$  線ビームが CATCH 検出器群の中心にある液体水素標的に入射され、標的中の陽子と反応する。CATCH 検出器群は、その中心がビーム軸と一致するようにインストールした。

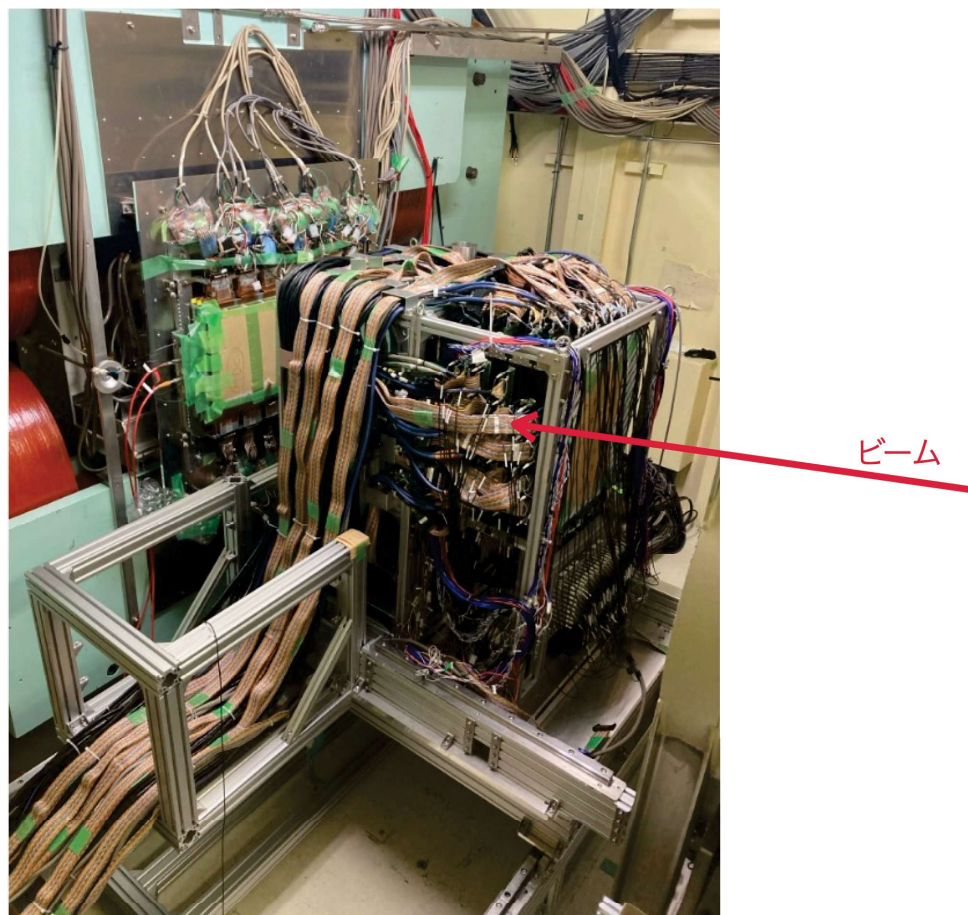


図 2.10 実験ハッチ内にインストールされ、ケーブル配線をした CATCH 検出器群の様子。赤矢印の方向からガンマ線ビームが入射する。

## 2.2.5 磁気スペクトロメータ

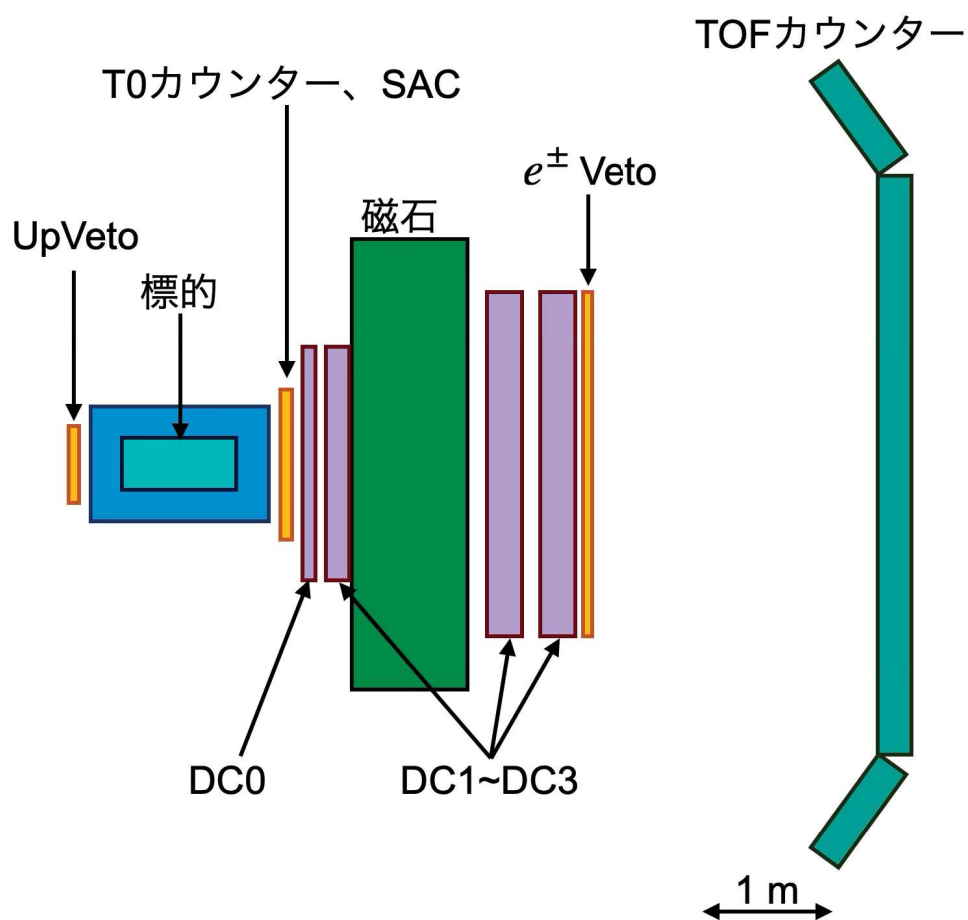


図 2.11 HYPS 実験で使用している磁気スペクトロメータの概略図。

HYPS 実験の磁気スペクトロメータは標的の下流に設置され、散乱粒子の識別及び運動量の測定を行う。図 2.11 に示す通り、HYPS 実験で使用している磁気スペクトロメータは 4 台のドリフトチェンバーと双極電磁石、TOF カウンターから構成されている。双極電磁石の中心磁場は 0.7 T である。また、標的や磁石の前後には UpVeto や T0 カウンター、SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter)、 $e^\pm$  Veto などのトリガー検出器が設置されている。

## ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーは双極電磁石の前後に2台ずつ設置されており、荷電粒子の位置を検出する。図 2.12 と図 2.13 に、それぞれ磁石よりも上流に設置されているドリフトチェンバー (DC0、DC1) と下流に設置されているドリフトチェンバー (DC2、DC3) の様子を示す。すべてのドリフトチェンバーには、Ar : イソブタンの比率が 7:3 の混合ガスを流している。それぞれのドリフトチェンバーの構成は表 2.1 の通りである。DC1、DC2、DC3 は BL33LEP ビームラインに元から設置されており、DC0 は本実験のために J-PARC で過去に使用されていたものを SPring-8 に運んだ。DC0 に関しては 4.2 で、各ドリフトチェンバーの性能評価に関しては 4.3 でそれぞれ詳しく述べる。

表 2.1 各ドリフトチェンバーの構成。z 軸の原点はマグネットの中心。

	層	ワイヤー の向き	ワイヤー の本数	ワイヤー間隔 (mm)	アクティブ領域 $x \times y$ (mm <sup>2</sup> )	中心の位置 $z$ (mm)	ハニカム構造 の有無																																																
DC0	X-X'	0°	112	5.0	560×150	-796.0	無																																																
	U-U'	+15°	112	5.0				DC1	X''	0°	48	12.0	600×300	-466.0	有	V	-45°	48	12.0	U-U'	+45°	48	12.0	X-X'	0°	48	12.0	DC2	V	-30°	79	20.0	2000×800	860.5	有	U-U'	+30°	78	20.0	X-X'	0°	104	20.0	DC3	V	-30°	79	20.0	2000×800	1260.5	有	U-U'	+30°	78	20.0
DC1	X''	0°	48	12.0	600×300	-466.0	有																																																
	V	-45°	48	12.0																																																			
	U-U'	+45°	48	12.0																																																			
	X-X'	0°	48	12.0																																																			
DC2	V	-30°	79	20.0	2000×800	860.5	有																																																
	U-U'	+30°	78	20.0																																																			
	X-X'	0°	104	20.0																																																			
DC3	V	-30°	79	20.0	2000×800	1260.5	有																																																
	U-U'	+30°	78	20.0																																																			
	X-X'	0°	104	20.0																																																			

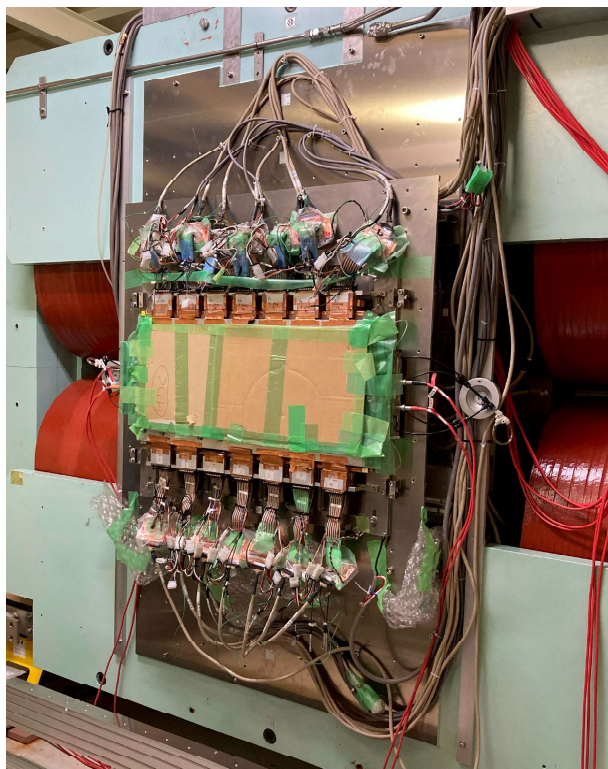


図 2.12 磁石よりも上流に設置されているドリフトチェンバーの様子。手前で見えているのが DC0 で、DC1 はその奥にある。また、奥の薄緑色のものが双極電磁石である。

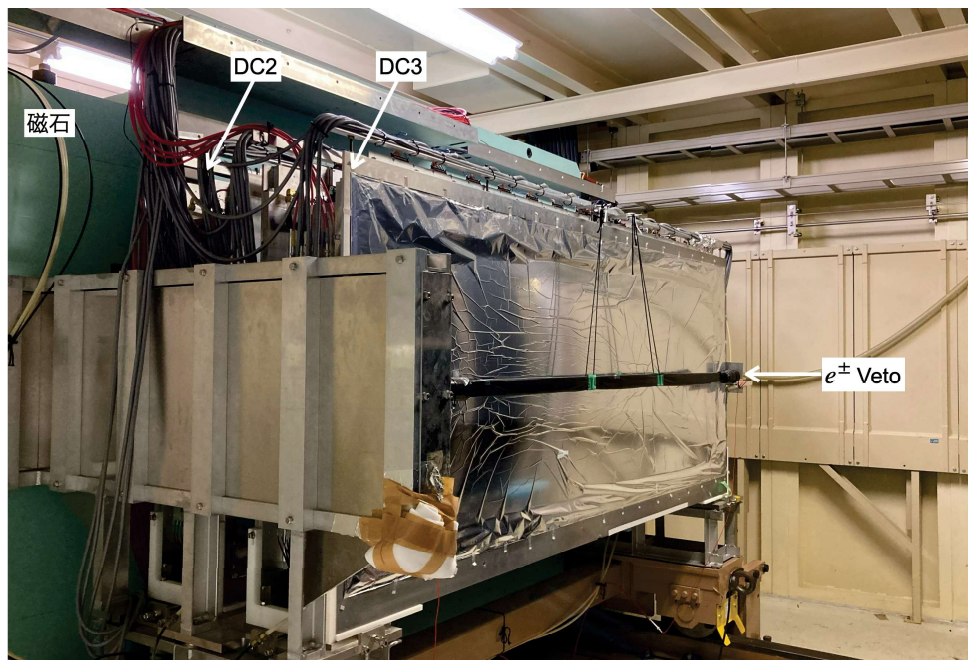


図 2.13 磁石よりも下流に設置されているドリフトチェンバーの様子。奥の薄緑色のものが双極電磁石で、写真手前にあるのは  $e^\pm$  Veto カウンターである。

### トリガーカウンター

HYPS 実験では、双極電磁石の上流側に設置されている T0 カウンターとスペクトロメータの最下流に設置されている TOF カウンターにより、データ取得のトリガーをかけている。また、前述の検出器に加えて、Veto カウンターとして UpVeto、SAC(Scattered Aerogel Counter)、 $e^\pm$ Veto がある。また、HYPS 実験では T0 カウンターと TOF カウンターを用いて磁気スペクトロメータを通過した荷電粒子の飛行時間を測定することで粒子識別を行う。

### UpVeto

UpVeto は標的の上流に設置されており、標的直前における  $e^+e^-$  対の検出を行う。UpVeto は、 $260\text{ mm} \times 175\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  の大きさのプラスチックシンチレータとライトガイド、PMT で構成されている。図 2.14 に示すようにプラスチックシンチレータの中心がビーム軸とおおよそ一致するようにインストールした。

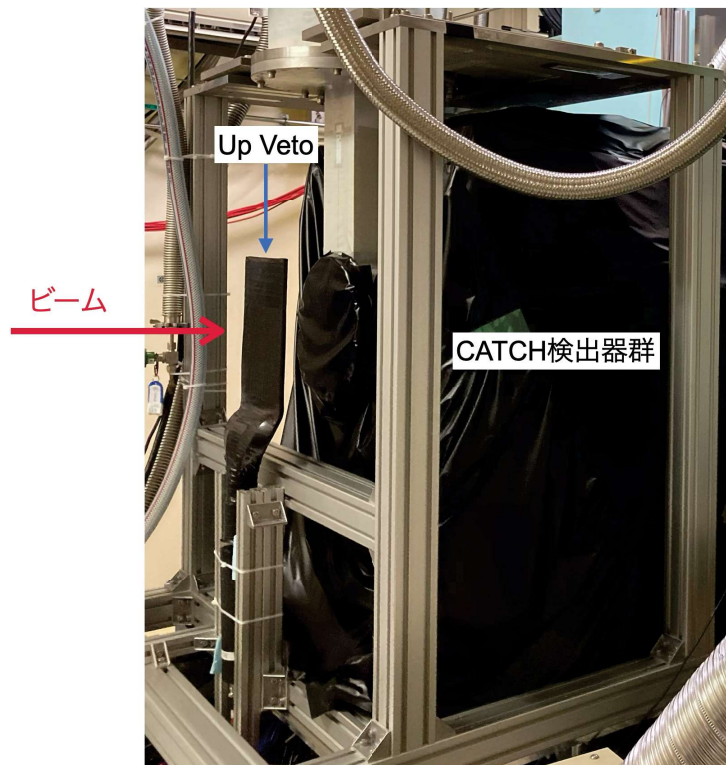


図 2.14 UpVeto の様子。手前にあるブラックシートに包まれているものが UpVeto で、奥にあるブラックシートが被さっているものが CATCH 検出器群である。

### T0 カウンター

T0 カウンターは標的の下流に設置されており、荷電粒子が通過したタイミングの検出を行う。T0 カウンターは、172 mm× 600 mm× 10 mm の大きさのプラスチックシンチレータとライトガイド、PMT2 個で構成されている。図 2.15 のように、プラスチックシンチレータの中心がビーム軸とおおよそ一致するようにインストールした。



図 2.15 T0 カウンターの様子。

### SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter)

SAC は T0 カウンターのすぐ下流に設置されており、磁気スペクトロメータ直前における  $e^+e^-$  対の検出を行う。SAC は、図 2.16 のように屈折率が 1.03 の 2 枚のエアロジェルと 4 個の PMT によって構成されている。図 2.17 のように、SAC の中心がビーム軸とおおよそ一致するようにインストールした。

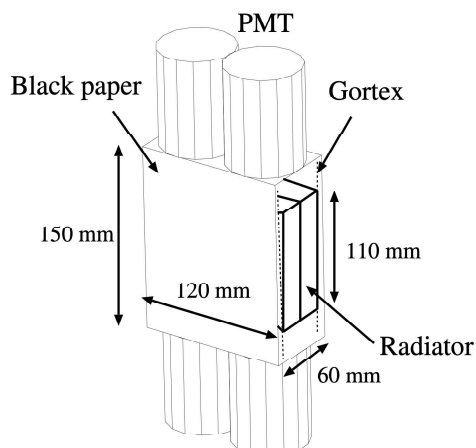


図 2.16 SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter) の構成の概略図。



図 2.17 SAC(Scattered Aerogel Cherenkov counter) の様子。手前にあるブラックシートで覆われているものが SAC である。

### $e^\pm$ Veto

$e^\pm$  Veto は、DC3 のすぐ下流に設置されており、磁気スペクトロメータ中でビーム軸の高さに飛んでいる  $e^+e^-$  対の検出を行う。図 2.18 のように、 $e^\pm$  Veto は、中心に  $\gamma$  線ビームを通すための 50 mm× 20 mm の穴が空いた 1850 mm× 40 mm× 20 mm の大きさのプラスチックシンチレータと 2 個の PMT によって構成されている。また、ビーム軸の高さに合わせてインストールされている。

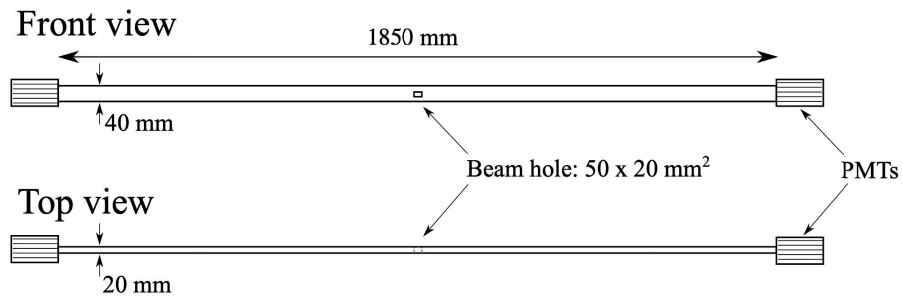


図 2.18  $e^\pm$  Veto の概略図。[20] より一部修正。

### TOF カウンター

TOF カウンターはビームラインの最も下流に設置されており、荷電粒子の飛行時間を測定する。また、TOF カウンターは、48 セグメントからなるプラスチックシンチレータ検出機である。シンチレーション光をライトガイドを通して上下から PMT によって読み出している。



図 2.19 TOF カウンターの様子。

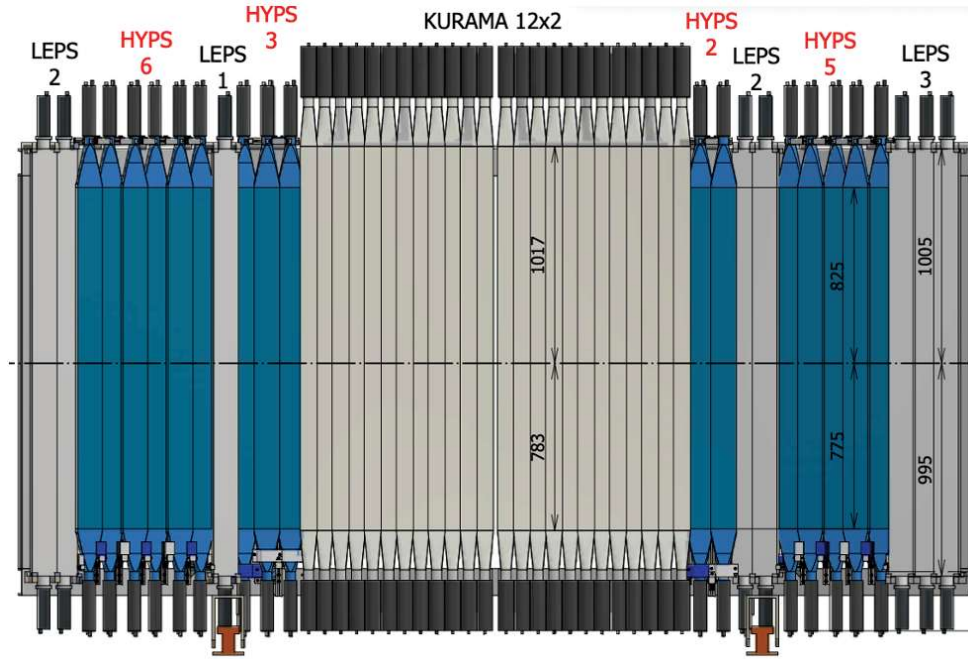


図 2.20 TOF カウンターの概略図。本実験では、スペクトロメータに既存の LEPS TOF、J-PARC から運んできた KURAMA TOF、新たに制作した HYPS TOF の 3 種類で TOF カウンターを構築した。図中の数字の単位は mm である。

### 2.3 トリガーロジック

HYPS 実験では、UpVeto、T0 カウンター、SAC、 $e^\pm$  Veto、TOF カウンターを用いてデータ収集のメイントリガーを作成している。これらの各検出器のトリガーにおける役割は以下のとおりである。

- T0 カウンターと TOF  
 スペクトロメータを荷電粒子が通り抜けたイベントを T0 と TOF が同時になったイベントとして扱う。
- UpVeto  
 UpVeto によって標的直前における  $e^+e^-$  対の Veto 信号を生成することで、バックグラウンドとなる  $e^+e^-$  対のイベントを除去する。
- SAC  
 SAC によって磁気スペクトロメータ直前における  $e^+e^-$  対の Veto 信号を生成することで、バックグラウンドとなる  $e^+e^-$  対のイベントを除去する。
- $e^\pm$  Veto  
 $e^\pm$  Veto によって、スペクトロメータ中でビーム軸の高さに飛んでいる  $e^+e^-$  対の Veto 信号を生成することで、バックグラウンドとなる  $e^+e^-$  対のイベントを除去する。

メイントリガーは、以下の式 2.2 のように表すことができる。

$$T0 \times TOF \times \overline{UpVeto} \times \overline{SAC} \times \overline{e^\pm} \quad (2.2)$$

実験の際には、メイントリガーの他に、 $T0 \times TOF$  トリガーや CATCH のヒットを要求するトリガーなどを混ぜてデータを取得した。メイントリガーの典型的なレートは、1.5k - 2.0k Hz 程度である。今後、本論文ではメイントリガーのことを Production トリガーと呼ぶ。

## 第3章

# シミュレーション

この章では、本研究で行なった Geant4 シミュレーションについて、セットアップを中心に述べる。

### 3.1 シミュレーションのセットアップ

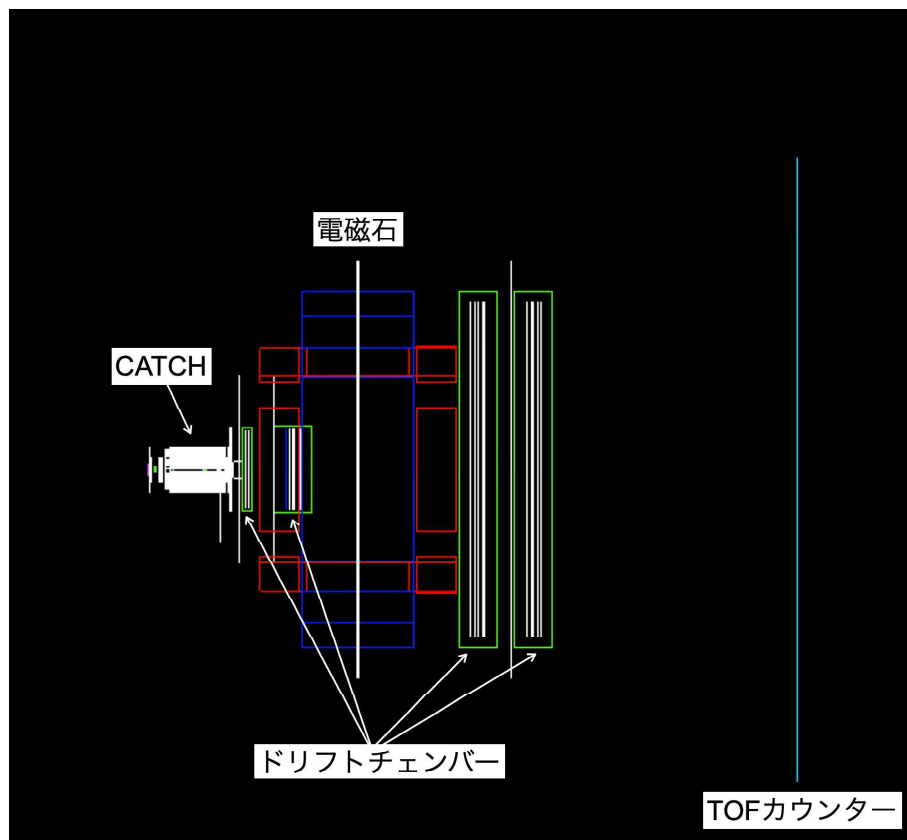


図 3.1 Geant4 シミュレーションのセットアップの概要図。基本的には、実際のセットアップと同じように作成した。

Geant4 シミュレーションのセットアップを図 3.1 に示す。Geant4 の中には、実際のセットアップと同じように CATCH 検出器群、水素標的、T0 カウンター、SAC(Scattered Aerogel Counter)、電磁石、DC0 - DC3 の 4 つのドリフトチェンバー、 $e^\pm$  Veto を設置した。ベースとした J-PARC E40 実験の Geant4 シミュレーションプログラムをもとに拡張できる範囲で実際のセットアップを再現し

た。そのため、再現できていない検出器もある。例えば実際には TOF 検出器は両サイドのセグメントを傾けて配置しているが、本研究で使用するシミュレーションでは簡単のためまっすぐに配置するにとどめてある。Geant4 の空間全体を空気が満たしている。各検出器の分解能は、実際の測定値を設定した。タガーシステムはファイバー層が半セグメントずれて 2 層あるため、そのエネルギー分解能はファイバー層 1 層のセグメントあたりの分解能の半分となる。タガーで検出できるエネルギー幅をタガーのセグメント数の 2 倍で割ることでタガーのおおよそのエネルギー分解能を 17 MeV と見積もり、その値を標的に入射するガンマ線のエネルギー分解能としてシミュレーション内で設定した。

Geant4 では、水素標的にガンマ線を入射して様々な反応を生成した。本研究で生成した反応は以下の 3 つである。

- $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  反応
- $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応におけるガンマ線の入射角度に対する  $\Lambda$  の散乱角度ごとの生成量は、Jefferson Lab の CLAS 実験 [19] を参考に  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応の微分断面積を反映した。実際に標的に入射するガンマ線のエネルギー分布は電子と入射レーザーの逆コンプトン散乱の断面積に依存するため一定ではないが、Geant4 シミュレーションでは簡単のため、標的に入射するガンマ線のエネルギー分布を 1.5 - 2.4 GeV の範囲で一定とした。

## 3.2 スペクトロメータに要求される性能の見積もり

2 章で述べたように、HYPS 実験では、標的の下流に位置する磁気スペクトロメータで  $K^+$  粒子を検出することによって、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応による  $\Lambda$  粒子の生成を同定する。さらに、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応では、 $\Lambda$  粒子の他に  $\Sigma^0$  粒子などの中性粒子も生成されるため、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布を用いてこれらの粒子と  $\Lambda$  粒子の分離を行い、 $\Lambda$  粒子の生成を同定する。 $\Lambda$  粒子と  $\Sigma^0$  粒子は質量差が小さく、 $\Lambda$  粒子と  $\Sigma^0$  粒子が missing mass 分布で分離できることがスペクトロメータには要求される。

$\Lambda$  粒子の missing mass 分解能がどの程度必要であるかを調べるために、Geant4 によるシミュレーションを行った。シミュレーションのセットアップは、3.1 で述べたとおりである。シミュレーションでは、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  と  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  のイベントを生成し、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  の missing mass 分布や  $\Lambda$  領域における  $\Sigma^0$  の混入率を導出した。

図 3.2 は、Geant4 シミュレーションで  $\Lambda$  粒子と  $\Sigma^0$  粒子のイベントを生成した際の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  の missing mass 分布である。 $\Lambda$  の分布 (青い斜線の部分) と  $\Sigma^0$  の分布 (赤い斜線の部分) が重なっている箇所があることがわかる。図 3.3 は、 $\Lambda$  領域における  $\Sigma^0$  の混入率の  $\Lambda$  の missing mass 分解能依存性を示す。 $\Lambda$  の missing mass 分解能が悪ければ悪いほど  $\Lambda$  領域における  $\Sigma^0$  の混入率が増えることがわかる。missing mass 分布における  $\Lambda$  粒子の領域に  $\Sigma^0$  粒子が混入すると、 $\Sigma^0$  を  $\Lambda$  と間違えて同定してしまう。missing mass 分布の  $\Lambda$  領域に混入した  $\Sigma^0$  粒子は、 $\Lambda p$  散乱イベントの同定におけるバックグラウンドとなるため、 $\Lambda$  の missing mass 分解能が十分良いことが HYPS 実験の磁気スペクトロメータに要求される。

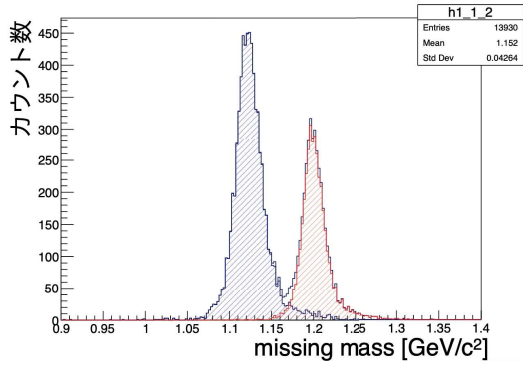


図 3.2 Geant4 で  $\Lambda$  粒子と  $\Sigma^0$  粒子のイベントを生成した際の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。青い斜線の部分が  $\Lambda$  で赤い斜線の部分が  $\Sigma^0$  である。

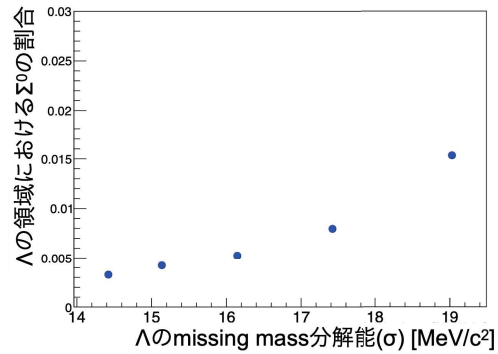


図 3.3  $\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の混入率の  $\Lambda$  の missing mass 分解能依存性。 $\Lambda$  の領域として、 $\Lambda$  の missing mass 分布をガウシアンでフィットした際のピークの値  $-3\sigma$  から  $+2.25\sigma$  を選んだ。

HYPS 実験では、missing mass 分布の  $\Lambda$  領域における  $\Sigma^0$  の混入率が 1% 以下であることが最低限必要である。実データの解析ではシミュレーションよりも分解能が悪くなることを考慮し、本実験で使用するスペクトロメータの要求性能として、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の  $\Lambda$  粒子の missing mass 分解能が  $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$  程度であることを要求することとした。この要求を満たすように DC0 の設置位置の最適化を行った。これについては 4 章で述べる。

### 3.3 本研究における実データ解析の比較のためのシミュレーションの利用

本研究では、実データ解析の結果と比較する際にシミュレーションを利用した。どのような場面で実データと比較したのかや、その時のシミュレーションの解析方法について述べる。

#### 3.3.1 スペクトロメータの性能評価の比較

スペクトロメータの性能評価は、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応における  $\Lambda$  の missing mass 分解能を利用した。また、missing mass 分解能にはタガーステムのエネルギー分解能とスペクトロメータの運動量分解能の両方の分解能が影響するため、スペクトロメータのみで解析が完結するイベントのシミュレーションと実データの比較も行った。スペクトロメータ内で解析が完結するイベントとして、生成した  $\Lambda$  が崩壊 ( $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ ) して放出された  $\pi^-$  と  $p$  がスペクトロメータで検出できたイベントと、 $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応によって生成した  $\phi$  が崩壊 ( $\phi \rightarrow K^- K^+$ ) して  $K^-$  と  $K^+$  がスペクトロメータで検出できたイベントの 2 種類を解析した。 $\Lambda$  の missing mass 分解能の比較の際には、Geant4 シミュレーションで標的に入射しているガンマ線のエネルギー分布が一定であるため、本実験で入射するガンマ線のエネルギー幅を  $0.15 \text{ GeV}$  ごとに区切って実データとシミュレーションの結果を比較した。

3.3.2  $\Lambda$  の収量の比較

単位時間あたりに本実験のセットアップのアクセプタンスで同定することのできる  $\Lambda$  の収量をシミュレーションで見積もった。

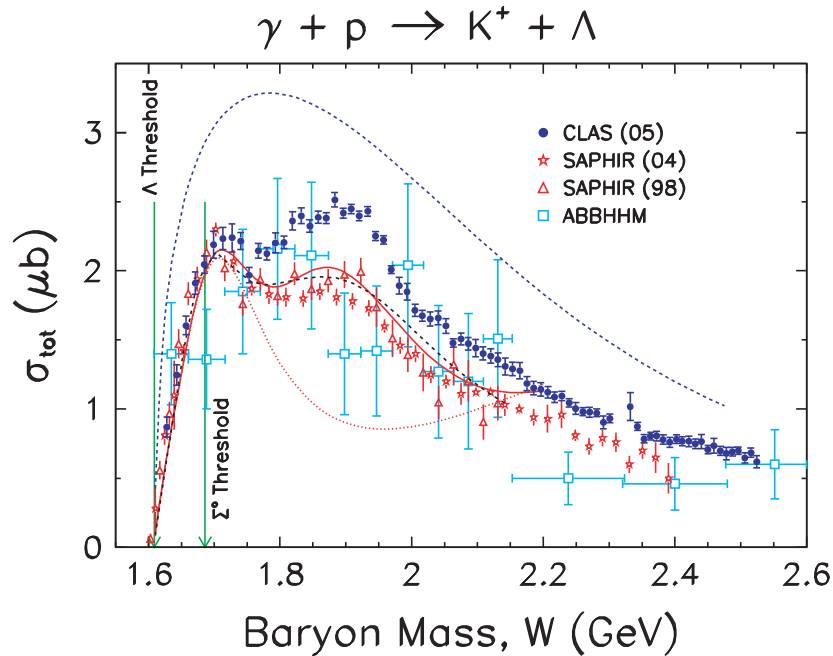


図 3.4  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応の全断面積の分布。横軸は反応の重心系のエネルギーである。標的に入射するガンマ線のエネルギー  $E_\gamma = 1.5 - 2.4$  GeV は、反応の重心系のエネルギー  $W = 1.92 - 2.32$  GeV に相当する。[19] より引用。

図 3.4 は、Jefferson Lab の CLAS 実験で測定された、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応の全断面積の分布である。この分布から得られる標的に入射するガンマ線のエネルギーごとの  $\Lambda$  の生成全断面積及びタガーシステムの解析結果から得られる単位時間あたりに標的に入射するガンマ線の数、ガンマ線強度のエネルギー依存性、本実験で使用する液体水素標的の長さから、1 時間あたりに生成される  $\Lambda$  の数を見積もった。見積もった数の  $\Lambda$  を Geant4 シミュレーションで生成した際に、どれだけ本実験セットアップで  $\Lambda$  を同定することができるのかを求めた。単位時間あたりに標的に入射するガンマ線の強度は 2.0 MHz であり、本実験で使用する液体水素標的の長さは 300 mm である。また、ガンマ線強度のエネルギー依存性は、2.2 で前述した逆コンプトン散乱におけるガンマ線の生成微分断面積に基づいて導出した。標的に入射するガンマ線のエネルギーごとのガンマ線の数及び  $\Lambda$  の生成断面積、1 時間あたりの  $\Lambda$  の数の見積もりを表 3.1 にまとめる。

表 3.1 標的に入射するガンマ線のエネルギー幅ごとの  $\Lambda$  の生成断面積及び 1 時間あたりの  $\Lambda$  の数

標的に入射するガンマ線の エネルギー幅	$\Lambda$ の生成断面積	$\Lambda$ の数
1.5 - 1.65 GeV	2.2 $\mu b$	2491 [1/hour]
1.65 - 1.8 GeV	1.7 $\mu b$	2071 [1/hour]
1.8 - 1.95 GeV	1.4 $\mu b$	1958 [1/hour]
1.95 - 2.1 GeV	1.3 $\mu b$	1967 [1/hour]
2.1 - 2.25 GeV	1.1 $\mu b$	1896 [1/hour]
2.25 - 2.4 GeV	1.0 $\mu b$	1972 [1/hour]

実際の双極電磁石の内部には  $e^\pm$  対を除くためにビーム位置の高さに鉛ブロックが置かれている。その位置や大きさが正確にはわからなかったため、シミュレーションのセットアップには鉛ブロックを設置していない。 $\Lambda$  の収量をシミュレーションから見積もる際には、磁気スペクトロメータのアクセプタンスが実物と同じである必要があるため、実データと比較する際には、鉛ブロックがある部分を除いて比較を行う。また、 $K^+$  の survival rate を考慮するために、収量の比較を行う際にはシミュレーションの中で  $K^+$  を崩壊させた。

それぞれの場合のシミュレーションの結果に関しては、各章のシミュレーションとの比較の箇所述べる。

## 第4章

# スペクトロメータの立ち上げ

この章では、ドリフトチェンバーを中心とした磁気スペクトロメータの立ち上げ及び本実験で使用しているドリフトチェンバーの性能評価に関して述べる。

### 4.1 ドリフトチェンバーの立ち上げ

HYPS 実験では、スペクトロメータに DC0、DC1、DC2、DC3 の 4 台のドリフトチェンバーを用いる。これらのドリフトチェンバーのうち、DC1 - DC3 の 3 台は元々 SPring-8 の BL33LEP ビームラインに設置されていたものであり、DC0 は本実験のために J-PARC から移設したものである。4 章では、DC0 を使用するにあたって行ったシミュレーションの結果及び DC0 の架台の設計、全てのドリフトチェンバーの性能評価の結果について述べる。

### 4.2 DC0 設置に向けた検討

#### 4.2.1 missing mass 分解能及び $\Lambda$ 収量の DC0 設置位置依存性

DC0 を設置する場所によって磁気スペクトロメータ全体の性能が変化するため、シミュレーションを用いて DC0 の最適位置を求めた。シミュレーションでは、 $\Lambda$  の missing mass 分解能や  $\Lambda$  の収量の DC0 の位置による依存性を調べた。

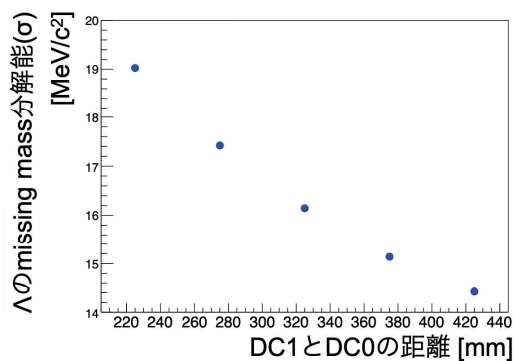


図 4.1  $\Lambda$  の missing mass 分解能の DC0 と DC1 の距離依存性。

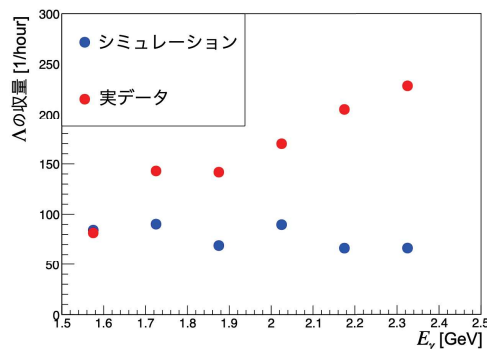


図 4.2  $\Lambda$  の収量の DC0 と DC1 の距離依存性。

図 4.1 と図 4.2 は、それぞれ  $\Lambda$  の missing mass 分解能と  $\Lambda$  の収量の DC0 と DC1 の距離依存性を表したものである。DC0 と DC1 の距離が離れれば離れるほど、 $\Lambda$  の missing mass 分解能は良くなり、 $\Lambda$  の収量は少なくなることがわかる。 $\Lambda$  の収量は相対量のみが意味のある数字である。前述で求めたスペクトロメータの要求性能 ( $\Lambda$  粒子の missing mass 分解能が  $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$  程度) を満たし、かつ、 $\Lambda$  の収量が最も多いのは DC0 と DC1 の距離が 325 m であることから、DC0 の設置位置は DC1 からの距離が 325 mm の場所と決定した。図 4.3 は、DC0 と DC1 の距離が 325 mm の場合のシミュレーションの missing mass 分布である。この時の  $\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の混入率は 0.53% であり、本実験に要求される missing mass 分布の  $\Lambda$  粒子の領域に  $\Sigma^0$  粒子の混入率 1% 以下という条件を十分に満たしていることがわかる。

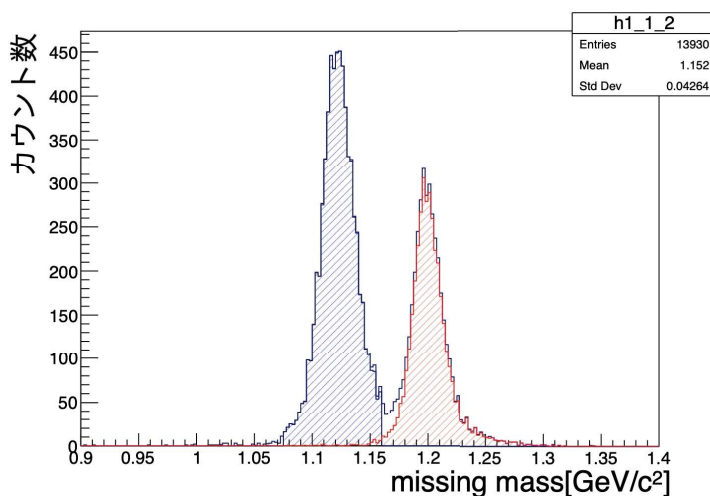


図 4.3 DC0 と DC1 の距離が 325 mm の場合のシミュレーションの missing mass 分布。青い斜線の部分が  $\Lambda$  として選んだ領域である。

#### 4.2.2 架台の設計及びインストール

DC0 と DC1 の距離が 325 mm になるように架台を設計した。架台を設計した際には、まだ T0 カウンターや SAC をどのように設置するのかを決めていなかったため、将来的にフレームなどを追加することができるように設計した。また、架台は双極電磁石に空いているネジ穴を利用して固定する構造となっているため、ドリフトチェンバーと電磁石の電位が同じにならないようにプラスチックの部品を挟むことで電磁石とドリフトチェンバーを絶縁した。設計した架台の概要図を図 4.4 に示す。

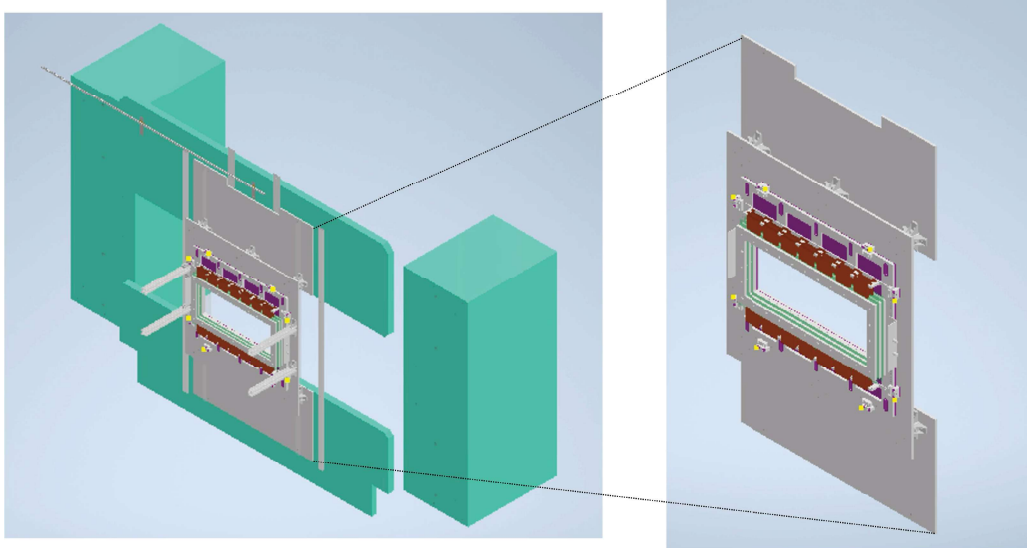


図 4.4 実際に設計した DC0 の架台の概要図。左の絵の薄緑色が双極電磁石の上流部分である。右の絵は、DC0 とその架台のみを拡大した概要図である。

架台の設計及び DC0 の J-PARC から SPring-8 への輸送が終了後、ドリフトチェンバーの切れたワイヤーの修理及び架台の組み立て、DC0 のインストールを行った。図 4.5 と図 4.6 に、それぞれインストール中の写真及びインストール後の写真を示す。

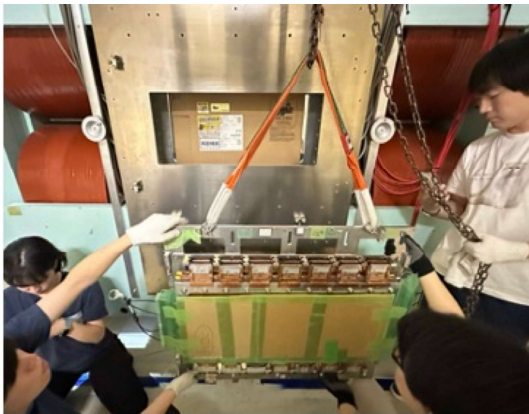


図 4.5 DC0 をインストールしている様子。



図 4.6 DC0 をインストールした後の様子。

### 4.3 ドリフトチェンバーの性能評価

ドリフトチェンバーの性能評価として、それぞれのドリフトチェンバーで検出効率と位置分解能を光子ビームで生成される荷電粒子を用いて評価した。

#### 4.3.1 検出効率

各ドリフトチェンバーの層ごとにワイヤーへの印加電圧及び threshold 電圧と検出効率の相関を調べた。検出効率は、電磁石よりも上流にあるドリフトチェンバー全 10 面と磁石よりも下流にあるドリフトチェンバー全 10 面をそれぞれトラッキングした結果を利用して求めた。トラッキングの詳細に関しては、5.1.1 で述べる。電磁石を励磁していない状態で注目する層のフィットの重みを軽くしてトラッキングを行い、トラックが 1 本以上引けており、かつ、注目する層以外の 9 層にヒットがある時に注目する層にヒットがあるかどうかを検出効率と定義した。式 4.1 は、 $j$  層の検出効率を求める場合の式である。トラックの有無の判断基準はそのトラックの  $\chi^2$  が 50 よりも小さいことであり、ヒットの有無の判断基準は  $j$  層におけるヒット数が 1 以上であることである。

$$\text{Eff}_{j\text{layer}} = \frac{N \left[ \text{track} \times (\text{Hit}_{j\text{layer}} > 0) \times \prod_{i=0, i \neq j}^9 (\text{Hit}_{i\text{layer}} > 0) \right]}{N \left[ \text{track} \times \prod_{i=0, i \neq j}^9 (\text{Hit}_{i\text{layer}} > 0) \right]} \quad (4.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cdot N \left[ \text{track} \times \prod_{i=0, i \neq j}^9 (\text{Hit}_{i\text{layer}} > 0) \right] : \\ \text{ドリフトチェンバーでトラックが引け、注目する } j \text{ 層以外の他の } i \text{ 層全てにヒットがあるイベントの数} \\ \cdot N \left[ \text{track} \times (\text{Hit}_{j\text{layer}} > 0) \times \prod_{i=0, i \neq j}^9 (\text{Hit}_{i\text{layer}} > 0) \right] : \\ \text{ドリフトチェンバーでトラックが引け、注目する } j \text{ 層を含む全ての層にヒットがあるイベントの数} \end{array} \right.$$

この解析によって得られる検出効率の電圧依存性及び threshold 電圧依存性をドリフトチェンバーごとにまとめたのがそれぞれ図 4.7 及び図 4.8 である。

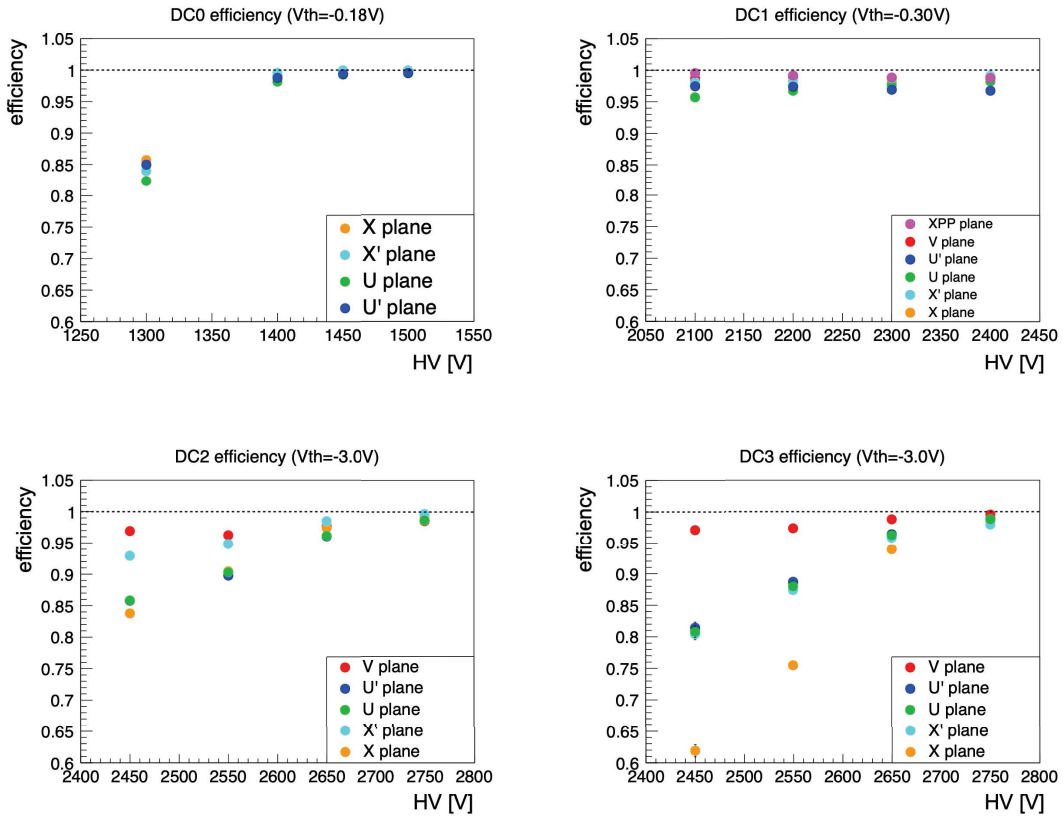


図 4.7 各ドリフトチェンバーの検出効率の印加電圧依存性。

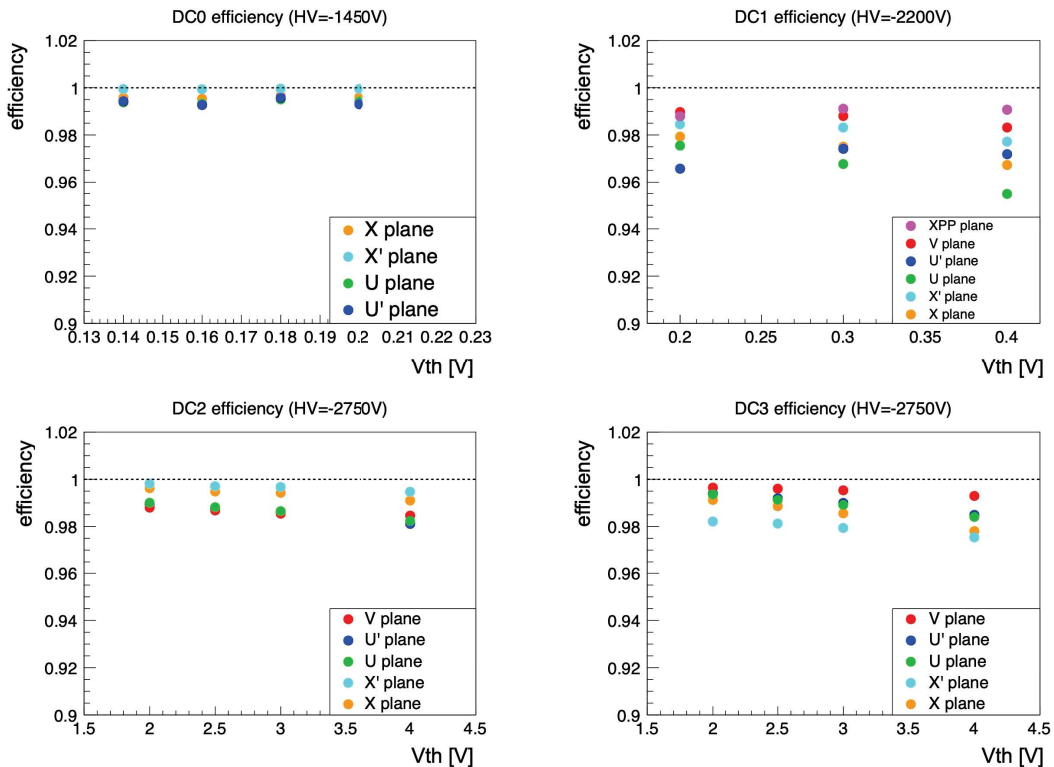


図 4.8 各ドリフトチェンバーの検出効率の threshold 電圧依存性。

図 4.7 より、印加電圧を上げれば上げるほど検出効率が良くなることがわかる。また、図 4.8 より、threshold 電圧を下げれば下げるほど検出効率が良くなる傾向があることがわかる。これらの

結果を踏まえて、各層の検出効率が 99 % 以上であることを満たすように各ドリフトチェンバーのオペレーション時の印加電圧を決定した。また、threshold 電圧を下げすぎるとノイズが多くなることも考慮した上で、threshold 電圧を決定した。各ドリフトチェンバーのオペレーション時の印加電圧及び threshold 電圧は表 4.1 の通りである。

表 4.1 各ドリフトチェンバーのオペレーション時の印加電圧及び threshold 電圧

	印加電圧 [V]	threshold 電圧 [V]
DC0	1450	0.160
DC1	2200	0.300
DC2	2750	3.00
DC3	2750	3.00

### 4.3.2 位置分解能

位置分解能は、磁石の上流と下流を繋いだグローバルトラッキングの結果を用いて各ドリフトチェンバーの層ごとに導出した。注目する層のフィットの重みを軽くしてトラッキングを行った時の注目する層のトラッキングから得られた位置と実際のヒット位置との残差分布の標準偏差を  $\sigma_1$ 、全層をトラッキングに参加させた時の注目する層の残差分布の標準偏差を  $\sigma_2$  とする。このとき、以下の式 4.2 で表される  $\sigma$  を本研究では位置分解能として定義する。この式の導出方法は、付録 A に示す。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \quad (4.2)$$

位置分解能を改善するために、ドリフトチェンバーの設置位置の調整をオフライン解析で行った。調整の結果、得られた残差分布を図 4.9 及び図 4.10 に示す。各ドリフトチェンバーの層ごとの位置

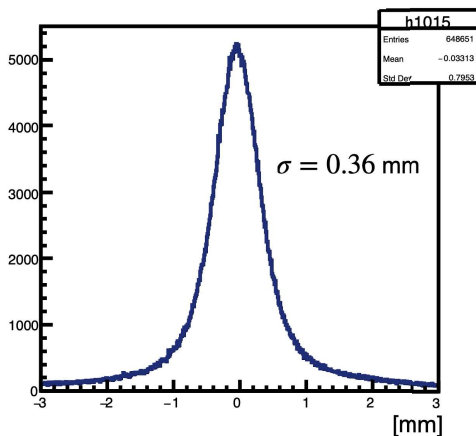


図 4.9 DC1 の X 層のフィットの重みを軽くしてトラッキングを行った際の DC1 の X 層の残差分布。

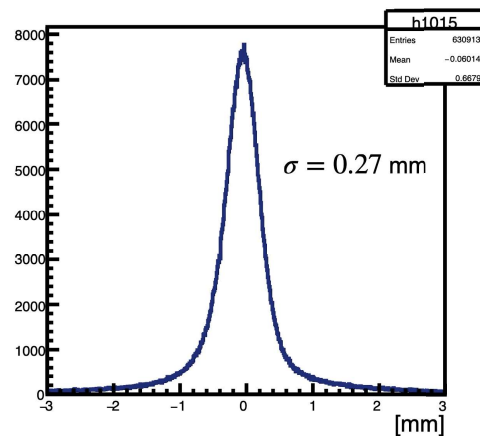


図 4.10 全層をトラッキングに参加させた時の DC1 の X 層の残差分布。

分解能は表 4.2 に示す通りである。どの層も 0.31 mm( $\sigma$ ) 程度の位置分解能を有していることがわかった。

表 4.2 各ドリフトチェンバーの層ごとの位置分解能

	層	位置分解能 ( $\sigma$ )
DC0	X	0.32 mm
	X'	0.35 mm
	U	0.30 mm
	U'	0.31 mm
DC1	X''	0.29 mm
	V	0.31mm
	U	0.30 mm
	U'	0.29 mm
	X	0.31 mm
	X'	0.30 mm
DC2	V	0.36 mm
	U	0.31 mm
	U'	0.31 mm
	X	0.29 mm
	X'	0.33 mm
DC3	V	0.33 mm
	U	0.30 mm
	U'	0.30 mm
	X	0.30 mm
	X'	0.31 mm

ここまで、各ドリフトチェンバーの基本性能について評価してきた。各ドリフトチェンバーは、検出効率及び位置分解能のどちらにおいても実験で運用する上で十分な性能を有していることがわかった。

## 第5章

# データ解析

この章では、データの解析方法や解析効率、スペクトロメータの性能評価、現在の  $\Lambda$  の収量の評価について述べる。

### 5.1 データの解析方法

本研究では、実データの解析はスペクトロメータの解析とタガーシステムの解析を組み合わせて行った。各解析の方法について述べる。

#### 5.1.1 スペクトロメータの解析

スペクトロメータの解析では、スペクトロメータを構成する各検出器の位置情報から荷電粒子の飛跡を再構成することにより粒子の運動量を求め、飛行時間と飛行距離の情報を組み合わせることにより粒子識別を行う。

##### 運動量の解析

運動量の解析をするために各検出器の位置情報から荷電粒子の飛跡を再構成することをトラッキングと呼ぶ。解析では、電磁石よりも上流の飛跡と下流の飛跡をそれぞれ再構成し、その2つの飛跡を磁石の磁場を考慮して繋げることで、スペクトロメータ中における粒子の飛跡を求める。電磁石よりも上流に設置されている位置検出器 (DC0、DC1) によるローカルトラッキング (SdcInTracking) と磁石よりも下流に設置されている位置検出器 (DC2、DC3、TOF カウンター) によるローカルトラッキング (SdcOutTracking) では、以下の式 (5.1) に示す  $\chi^2$  が最小になるように直線トラッキングを行う。

$$\chi^2 = \frac{1}{n-4} \sum_{i=1}^n w_i (x_i^{\text{hit}} - x_i^{\text{track}})^2 \quad (5.1)$$

$$\begin{cases} x_i^{\text{hit}} : i \text{ 番目の層で実際に測定されたヒット位置} \\ x_i^{\text{track}} : \text{直線トラックで求められた軌道での } i \text{ 番目の層での位置} \\ w_i : i \text{ 番目の層での位置分解能} \end{cases}$$

直線トラッキングによって求めた電磁石前後の2つの飛跡を繋ぐグローバルトラッキング (HypsTracking) では、磁場マップと Runge-Kutta 法を用いて磁場中の粒子の飛跡を再構成する。グロー

バルトラッキングを行う際には、以下の式 (5.2) に示す  $\chi^2$  が最小となるようにトラッキングを繰り返し、最適化された飛跡における運動量を求める。

$$\chi^2 = \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n w_i (x_i^{\text{hit}} - x_i^{\text{track}})^2 \quad (5.2)$$

$$\begin{cases} x_i^{\text{hit}} : i \text{ 番目の層で実際に測定されたヒット位置} \\ x_i^{\text{track}} : \text{ルンゲクッタトラッキングで求められた軌道での } i \text{ 番目の層での位置} \\ w_i : i \text{ 番目の層での位置分解能} \end{cases}$$

### 粒子識別

スペクトロメータにおける粒子識別は、粒子の質量と電荷を用いて行う。トラッキングによる粒子の飛跡の再構成によって粒子の標的中心から TOF カウンターまでの飛行距離  $L_{\text{Target-TOF}}$  を求めることができる。入射粒子が標的から TOF カウンターまで飛行する飛行時間  $t_{\text{Target-TOF}}$  も測定している。この飛行時間の時間の基準として加速器の RF のタイミング情報を用いており、どの RF バンチ起因の事象であったか決定するのに T0 カウンターの TDC 情報を用いている。これらの値を用いると、以下の式 (5.3) から粒子の質量  $M$  を求めることができる。ここで、 $p_{\text{Track}}$  は、HypsTracking によって求めた粒子の運動量である。

$$M = \frac{p_{\text{Track}}}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (5.3)$$

$$\beta = \frac{L_{\text{Target-TOF}}}{ct_{\text{Target-TOF}}} \quad (5.4)$$

粒子の電荷は、トラッキングで得られた磁場中での粒子の偏向方向から求めている。粒子の質量及び電荷の情報を用いて、図 5.1 のように散乱粒子の運動量と電荷の積と質量二乗分布の相関を得ることができる。この相関図を用いて、図 5.1 のように粒子識別を行うことができる。

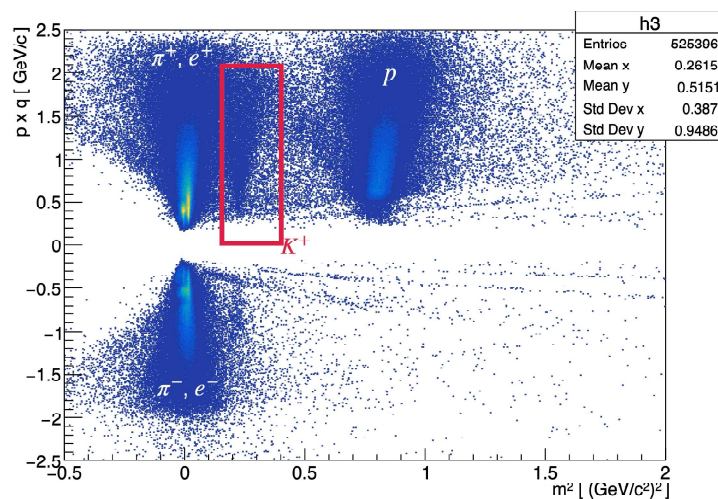


図 5.1 スペクトロメータの解析によって得られた散乱粒子の運動量と電荷の積と質量の 2 乗分布の相関。この相関図では、HypsTracking における  $\chi^2 < 50$  かつ粒子の放出位置の  $z$  位置が標的の内部である場合のトラックを選んでいる。

図 5.2 は、散乱粒子の電荷が正の場合の粒子の質量 2 乗分布である。図 5.2 内の赤線で囲まれているように  $K^+$  の範囲を選択した際に、その範囲に  $\pi^+$  などの他の粒子が混入する割合や  $K^+$  がこの範囲内に含まれる割合を図 5.3 のようにガウス関数と指数関数の和でフィットすることによって求めた。図 5.2 より、散乱粒子の運動量が高いほど  $K^+$  の質量 2 乗分布の広がりが大きいことが明らかのため、粒子識別における効率性は散乱粒子の運動量を区切って求めた。

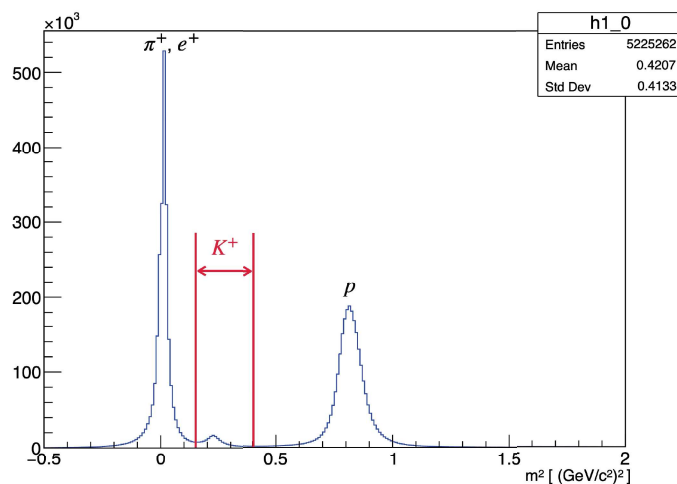


図 5.2 散乱粒子の電荷が正の場合の粒子の質量の 2 乗分布。

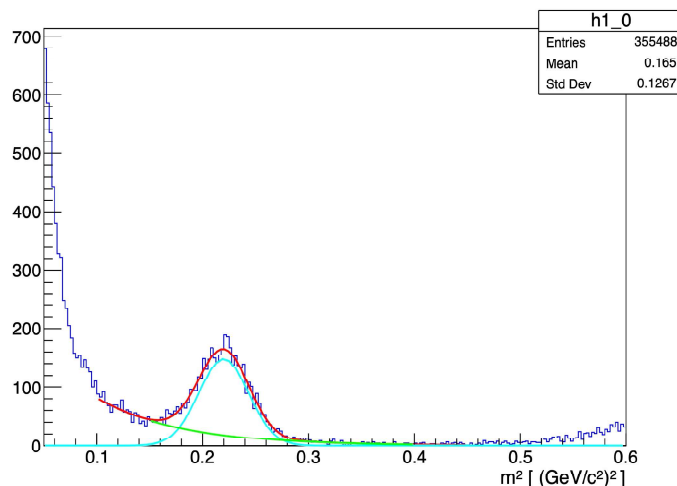


図 5.3 散乱粒子の電荷が正でその運動量が 0 - 1.0 GeV/c の場合の粒子の質量の 2 乗分布を  $K^+$  の領域付近で拡大したもの。散乱粒子の質量の 2 乗分布における  $K^+$  とそれ以外の粒子の混入率を調べるために、ガウス関数 (水色) と指数関数 (黄緑) の和でフィットした。

得られた粒子識別における効率を表 5.1 にまとめた。 $K^+$  として選んだ領域では、散乱粒子の運動量が低い領域では  $K^+$  を十分に選択できているが、運動量の高い領域では  $K^+$  の選択漏れがあることがわかった。

表 5.1 粒子識別における効率

散乱粒子の運動量	0.0 - 1.0 GeV/c	1.0 - 1.5 GeV/c	1.5 - 2.2 GeV/c
$K^+$ のうち、 $K^+$ の範囲内に含まれる割合	99.8 %	99.6 %	82.3 %
$K^+$ の範囲内に他の粒子が含まれる割合	26.9 %	55.5 %	81.7 %

### 5.1.2 タガーシステムの解析

タガーシステムの解析では、タガーのヒット位置の情報から蓄積リング内の電子とレーザーの光子の逆コンプトン散乱による反跳電子のエネルギーを得ることで、エネルギー保存則から液体水素標的に入射するガンマ線のエネルギーを求める。

タガーシステムは、2.2.2 で前述の通りファイバーが 2 層、プラスチックシンチレータが 1 層の全部で 3 層構造の検出器となっている。本実験では、タガーシステム全 3 層のうち、正しいタイミングの時間幅の中で 2 層以上のヒットがあったものを解析することで標的に入射するガンマ線のエネルギーを導出している。

ファイバー層では各層ごとに隣り合う複数セグメントのヒットを 1 つのクラスターとみなして解析しており、クラスターのサイズがある値よりも大きい場合は一度に大量の反跳電子が来たとみなしてエネルギー解析から除外している。さらに、ファイバー層 2 層の両方にクラスターがある場合においてそれぞれのクラスターの位置が離れすぎている場合は、各層で異なる反跳電子によるヒットであるとみなし、同じくエネルギー解析から除外している。ファイバー層 2 層ともにクラスターがある際には、各層のクラスターの中心セグメントから得られるエネルギーの値の平均を反跳電子のエネルギーとして得ている。また、どちらかのファイバー 1 層とプラスチックシンチレータ層の計 2 層にヒットがある場合は、ファイバー層のクラスターの中心セグメントから得られるエネルギーの値を反跳電子のエネルギーとして得ている。これらの条件から外れると標的に入射したガンマ線のエネルギーを求めることができず、また、各層に複数のクラスターが同時にある場合やクラスターのサイズが大きすぎる場合には、標的に入射したガンマ線のと対になる反跳電子のエネルギーを一意に定めることができない。本研究においてタガーの解析ができるとは、タガーシステムによって標的に入射するガンマ線のエネルギーが一意に定まることとする。

タガーシステムのファイバーの前方の層のヒット位置と標的に入射するエネルギーの相関を図 5.4 に示す。

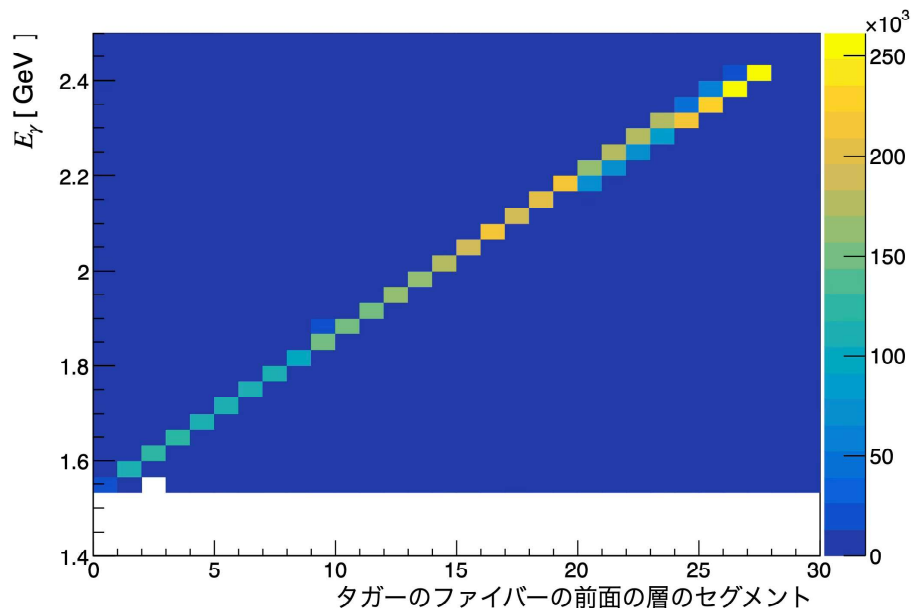


図 5.4 タガーシステムのファイバー層の前方層のヒット位置と標的に入射するガンマ線のエネルギーとの相関図。タガーシステムのヒット位置と標的に入射するガンマ線のエネルギーが一对一で対応していることがわかる。

### 5.1.3 Missing Mass 法

$\Lambda$  粒子の同定には、Missing Mass 法を利用する。スペクトロメータの解析とタガーシステムの解析を組み合わせることで、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応における missing mass  $M_X$  を以下のように求めることができる。

$$M_X = \sqrt{(E_\gamma + M_p - E_{K^+})^2 - (\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_{K^+})^2} \quad (5.5)$$

ここで、 $E_\gamma$ 、 $\mathbf{p}_\gamma$  はそれぞれ液体水素標的に入射するガンマ線の全エネルギーと運動量ベクトルであり、 $E_{K^+}$  と  $\mathbf{p}_{K^+}$  はそれぞれ散乱  $K^+$  の全エネルギーと運動量ベクトルである。また、 $M_p$  は、標的である陽子の質量である。

### 5.1.4 Invariant Mass 法

スペクトロメータよりも上流やその内部で粒子が2体崩壊し、2本のトラックを得ることができた場合、崩壊前の粒子の質量を Invariant Mass 法によって求めることができる。液体水素標的内で生成した  $\Lambda$  が  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  によって崩壊した場合の  $\Lambda$  の Invariant Mass  $M_\Lambda$  は、以下のように求めることができる。

$$M_\Lambda = \sqrt{(E_{\pi^-} + E_p)^2 - (\mathbf{p}_{\pi^-} + \mathbf{p}_p)^2} \quad (5.6)$$

ここで、 $E_{\pi^-}$ 、 $\mathbf{p}_{\pi^-}$  はそれぞれ  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  によって崩壊した  $\pi^-$  の全エネルギーと運動量ベクトルであり、 $E_p$  と  $\mathbf{p}_p$  はそれぞれ  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  によって崩壊した陽子の全エネルギーと運動量ベクトルである。

## 5.2 解析効率

本来解析できるはずのイベントが解析プログラムによって解析できるかどうかを解析効率と定義する。スペクトロメータやタガーシステムの解析効率がどの程度であるのかを解析のパーツごとに見積もった。

### 5.2.1 スペクトロメータの解析効率

スペクトロメータの解析効率の見積もりでは、SdcInTracking、SdcOutTracking、HypsTrackingのそれぞれのトラッキングの効率がどの程度であるかを見積もった。

#### 計算によるトラッキング時の要求面数の決定

スペクトロメータの解析トラッキングを行う際には、上流ドリフトチェンバーと下流ドリフトチェンバーそれぞれ計 10 面のうち何面以上のヒットを要求するかを決めることができる。トラッキング時に何面要求することが最適なのかを、各ドリフトチェンバーの各層ごとの検出効率から計算した。各ドリフトチェンバーの各面の検出効率は、4.3 章と同様の方法で導出した。SdcInTracking と SdcOutTracking それぞれで、 $n$  面以上のヒットを要求する時のトラッキング効率  $Eff_{track}$  を以下の式 5.7 によって求めた。

$$Eff_{track} = \sum_{j=k}^n P(j). \quad (5.7)$$

$$P(j) = \sum_{\substack{S \subset \{1, \dots, n\} \\ |S|=j}} \left( \prod_{i \in S} \varepsilon_i \prod_{i \notin S} (1 - \varepsilon_i) \right). \quad (5.8)$$

$$\begin{cases} P(j) : 10 \text{ 面中 } j \text{ 面ちょうどヒットする確率} \\ \varepsilon_i : i \text{ 番面の面の検出効率} \end{cases}$$

SdcInTracking 及び SdcOutTracking において、 $n$  面以上のヒットを要求した際のトラッキング効率をそれぞれ図 5.5 と図 5.6 に示す。図 5.5 と図 5.6 より、SdcInTracking 及び SdcOutTracking のどちらの場合でも、8 面以上のヒットを要求してトラッキングを行えば、そのトラッキング効率は 99.99 % 以上となることがわかる。8 面以上のヒットを要求すれば十分であることから、今後の解析では、SdcInTracking、SdcOutTracking ともにトラッキング時に要求する面数を 8 面以上とする。

#### SdcInTracking の解析効率

SdcInTracking の検出効率は、CATCH 及び SdcOutTracking での正しいトラックがともに 1 つ以上あり、かつ、トリガーが Production トリガーであり、TOF カウンターでのヒット時間 (tTOF) が  $10 \text{ ns} < \text{tTOF} < 30 \text{ ns}$  のタイムゲートに入っているイベント数を分母とし、そのうち SdcInTracking が正しく引けるイベントを分子として求めた。スペクトロメータでトラックがあるが CATCH でトラックのないイベントも多くあり、CATCH に正しいトラックがあるイベントを選ぶことで CATCH 時点における  $e^+e^-$  対のカットなど少しでもノイズではないイベントを選んでいる。図 5.7 に TOF カウンターの時間分布を示す。SdcInTracking が正しく引けるとは、SdcInTracking の  $\chi^2$  が 100 以

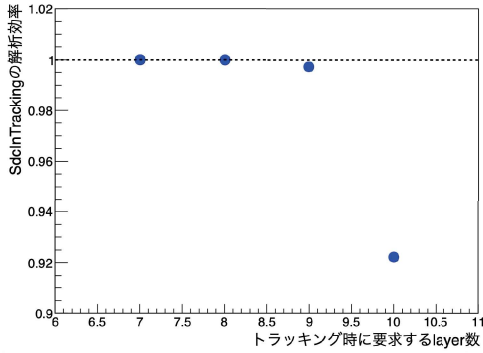


図 5.5 SdcInTracking の解析効率の要求面数依存性。各ドリフトチェンバーの各層の検出効率から計算した結果。

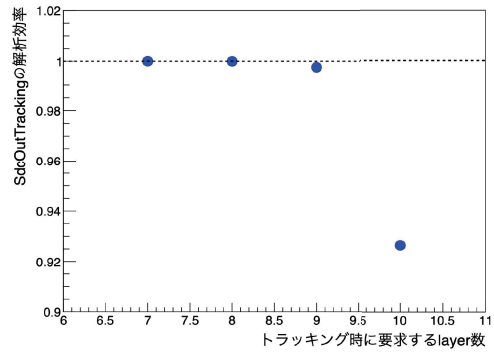


図 5.6 SdcOutTracking の解析効率の要求面数依存性。各ドリフトチェンバーの各層の検出効率から計算した結果。

下の場合として定義した。図 5.8 に示すように、上流チェンバーは双極電磁石による磁場の影響を受ける位置に設置されているため、 $\chi^2$  分布が他のトラッキングの  $\chi^2$  分布よりも裾が広がっている。

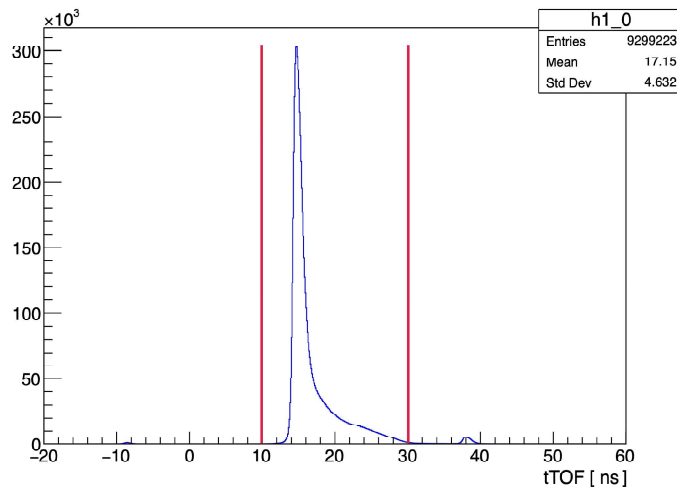


図 5.7 TOF カウンターの時間分布。赤線で挟まれた  $10 \text{ ns} < t_{\text{Tof}} < 30 \text{ ns}$  のタイムゲートに入っているイベントを正しい時間のイベントとして選んだ。

### SdcOutTracking の解析効率

SdcOutTracking の解析効率は、下流チェンバーや TOF 検出器に到達する前に崩壊することがない陽子を選ぶことで導出した。TOF カウンターのセグメント 28 の場合の SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の  $x$  方向の入射角度と TOF カウンターまでの飛行時間の相関を図 5.9 に示す。図 5.9 に示すように、この相関からトラッキングの情報を使用せずに陽子と pion を分けることができる。このうち、赤線で囲んだ領域を陽子として選んだ。

陽子を選ぶ際には、バックグラウンドとして  $e^\pm$  が混ざってしまう。SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の  $x$  方向と  $y$  方向の入射角度の相関を図 5.10 に示す。 $e^\pm$  は超前方に入射するため、入射角度が 0 度付近を選ぶことで  $e^\pm$  の領域を選ぶことができる。図 5.10 の赤線で囲

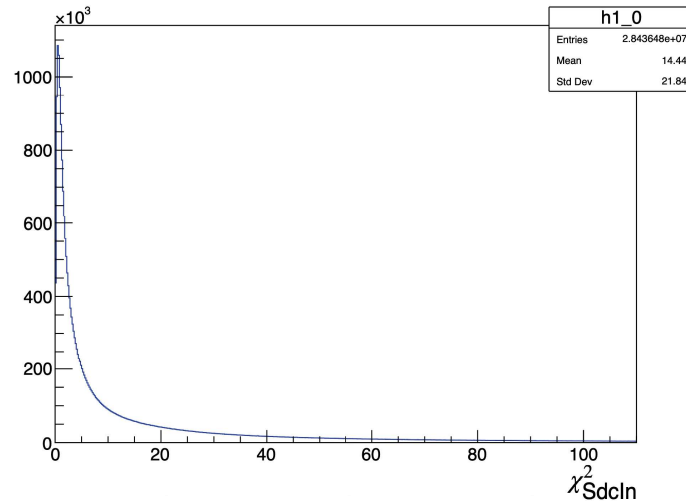


図 5.8 SdcInTracking の  $\chi^2$  分布。上流チェンバーは、双極電磁石による磁場の影響を受ける位置に設置されているため、 $\chi^2$  分布が他のトラッキングの  $\chi^2$  分布よりも裾が広がっている。

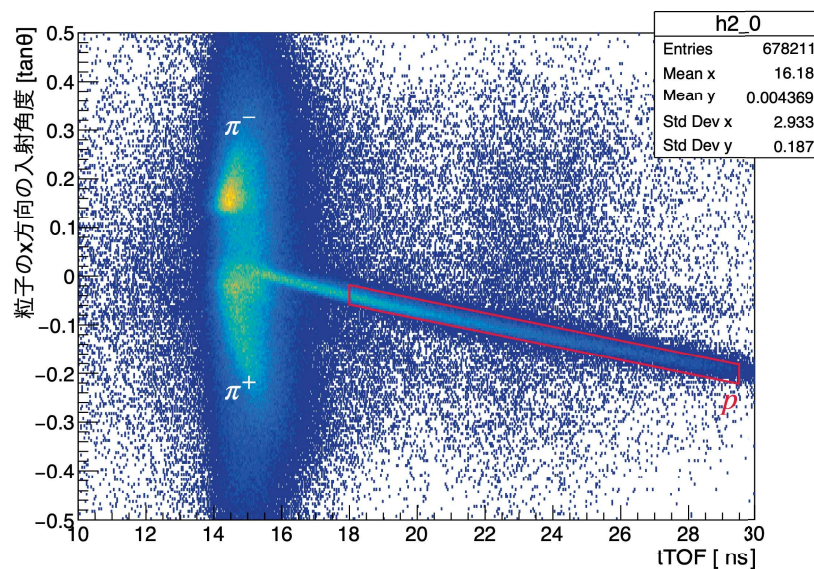


図 5.9 TOF カウンターのセグメント 28 の場合の SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の  $x$  方向の入射角度と TOF カウンターまでの飛行時間の相関。赤線で囲んだ領域を陽子として選んだ。

んだ領域を  $e^\pm$  の領域とし、SdcOutTracking の解析効率を求める際には  $e^\pm$  を取り除くために、 $e^\pm$  ではない領域を選んだ。

さらに、標的以外の箇所で生成された  $e^\pm$  を除くために、散乱粒子が標的由来であることを要求した。トラッキングしている粒子の初期位置が標的内部かどうかは、SdcInTracking の結果から選ぶことができる。SdcInTracking の結果から得られたトラッキングとビーム軸の再近接時の  $z$  座標の分布を図 5.11 に示す。液体水素標的は、 $-200 \text{ mm} < z < 150 \text{ mm}$  の位置にあり、図 5.11 を用いて粒子が標的由来のものを選ぶことができる。

SdcOutTracking の解析効率は、CATCH 及び SdcInTracking での正しいトラックがともに 1 つ

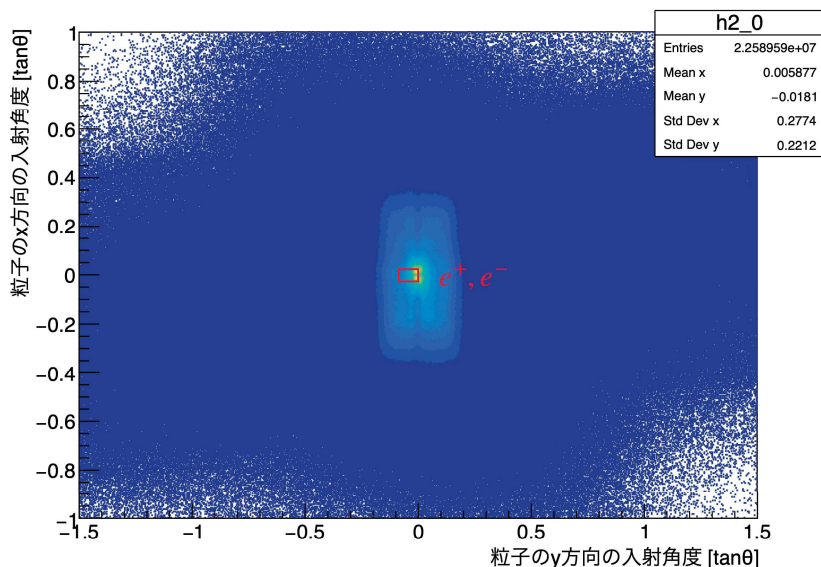


図 5.10 SdcInTracking の結果から求めたターゲット位置での粒子の x 方向と y 方向の入射角度の相関。赤線で囲んだ領域を  $e^\pm$  の領域とし、SdcOutTracking の解析効率を求める際には赤線で囲まれている領域以外を選んだ。

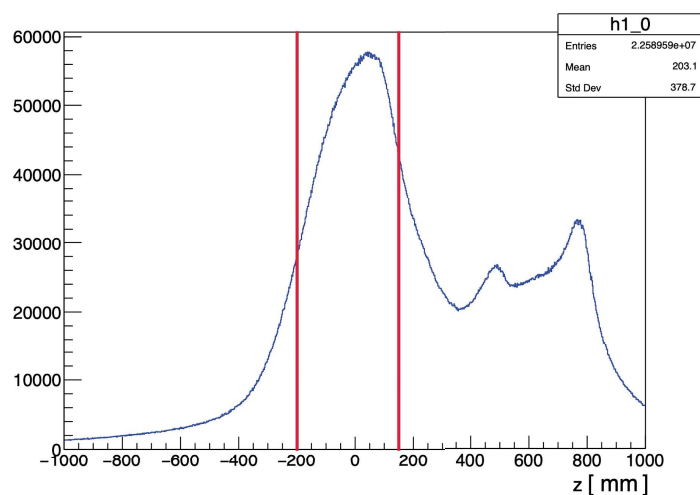


図 5.11 SdcInTracking の結果から得られたトラッキングとビーム軸の再近接時の  $z$  座標の分布。赤線で挟まれた  $-200 \text{ mm} < z < 150 \text{ mm}$  を標的の領域として選んだ。

以上あり、かつ、トリガーが Production トリガーであり、粒子の種類が陽子であり、 $e^\pm$  ではなく、標的由来の粒子であるイベント数を分母とし、そのうち SdcOutTracking が正しく引けるイベントを分子として求めた。SdcOutTracking が正しく引けるとは、SdcOutTracking の  $\chi^2$  が 50 以下の場合として定義した。

図 5.13 は、TOF カウンターのセグメントごとの SdcOutTracking の解析効率を示している。本実験のセットアップでは、電荷が正の粒子は TOF カウンターのセグメント番号が大きい方へ飛行する。そのため、陽子の領域を選ぶ TOF カウンターのセグメント毎に選ぶ際に、セグメント 0 からセグメント 9 までは図 5.9 のように陽子の筋が見えなかったため、SdcOutTracking の解析効率は

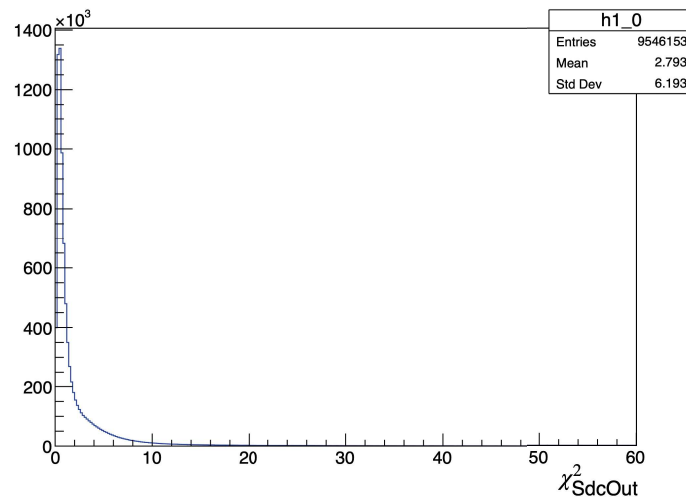


図 5.12 SdcOutTracking の  $\chi^2$  分布。

TOF カウンターのセグメント 10 からセグメント 48 で導出した。設置位置が端の方のセグメントは解析効率が低くなるものの、中心付近のセグメントではおおよそ 95 % 程度の解析効率であることがわかった。

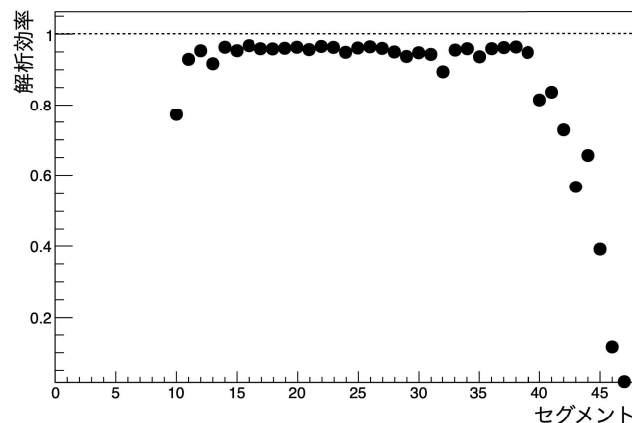


図 5.13 SdcOutTracking の解析効率の TOF カウンターのセグメント依存性。

### HypsTracking の解析効率

HypsTracking の解析効率は、SdcOutTracking の解析効率と同様に、陽子を選び導出した。HypsTracking の解析効率の導出において、SdcOutTracking の結果を用いて陽子を選ぶ際のバックグラウンドとなる  $e^\pm$  を取り除いた。SdcOutTracking の結果から得られる TOF カウンターの  $z$  位置における粒子の  $y$  座標の分布を図 5.14 に示す。図 5.14 に赤線で挟まれた  $-200 \text{ mm} < y < 200 \text{ mm}$  を  $e^\pm$  が混ざっている領域とし、HypsTracking の解析効率を求める際には赤線で挟まれていない領域を選んだ。

HypsTracking は SdcInTracking と SdcOutTracking でトラックが引けた場合に行われるため、SdcInTracking と SdcOutTracking で共に正しいトラックが引けた時に HypsTracking で正しいト

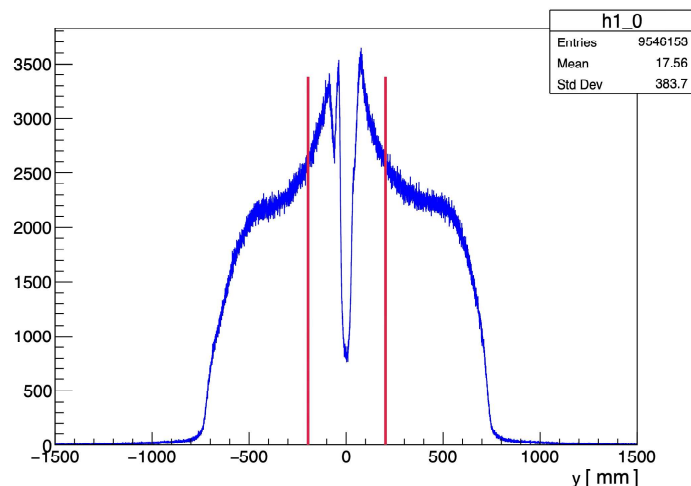


図 5.14 SdcOutTracking の結果から得られる TOF カウンターの  $z$  位置における粒子の  $y$  座標の分布。赤線で挟まれた領域を  $e^\pm$  の領域とし、HypsTracking の解析効率を求める際には赤線で囲まれている領域以外を選んだ。

ラックが引けるかどうかで HypsTracking の解析効率と定義する。具体的には、HypsTracking の解析効率は、CATCH で正しいトラックが 1 つ以上あり、かつ、SdcInTracking と SdcOutTracking で正しいトラックがそれぞれ 1 つずつあり、トリガーが Production トリガーであり、粒子の種類が陽子であり、 $e^\pm$  ではなく、標的由来の粒子であるイベント数を分母とし、そのうち HypsTracking が正しく引けるイベントを分子として求めた。HypsTracking が正しく引けるとは、HypsTracking の  $\chi^2$  が 50 以下の場合として定義した。図 5.15 に HypsTracking の  $\chi^2$  分布を示す。

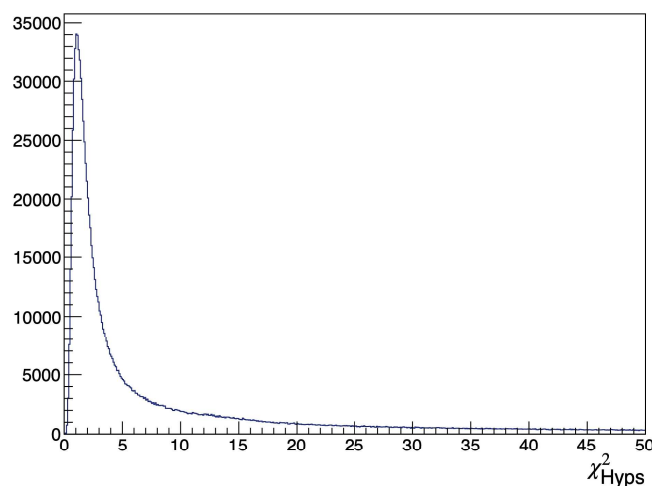


図 5.15 HypsTracking の  $\chi^2$  分布。

図 5.16 は、TOF カウンターのセグメントごとの HypsTracking の解析効率を示している。SdcOutTracking の場合と同様、HypsTracking の解析効率は TOF カウンターのセグメント 10 からセグメント 48 で導出した。設置位置が端の方のセグメントは解析効率が低くなるものの、中心付近のセグメントではおおよそ 95 % 程度の解析効率であることがわかった。

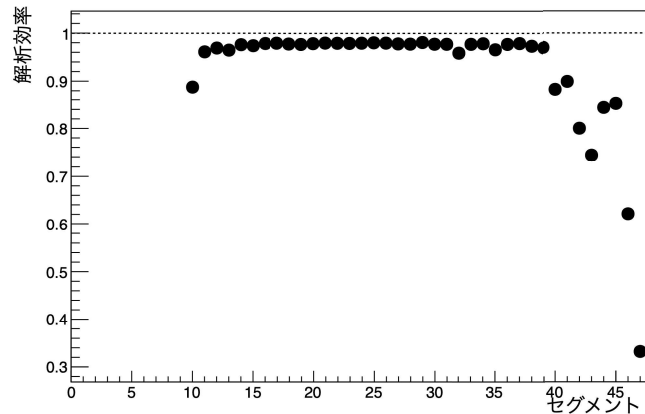


図 5.16 HypsTracking の解析効率の TOF カウンターのセグメント依存性。

SdcInTracking、SdcOutTracking、HypsTracking の解析効率の結果を以下の表 5.2 に示す。各トッキングの解析効率は 95 % 以上であることがわかった。

表 5.2 SdcInTracking、SdcOutTracking、HypsTracking の解析効率

	解析効率
SdcInTracking	97.72 %
SdcOutTracking	95 %程度
HypsTracking	95 %程度

## 5.2.2 タガーシステムの解析効率

2.2.2 で述べたように、タガーシステムで検出することのできる逆コンプトン散乱による反跳電子のエネルギーが限られているため、標識化することのできる液体水素標的に入射するガンマ線のエネルギー範囲が決まっている。そのため、標識化できるガンマ線のエネルギー範囲外の場合、タガーシステムでは解析することができない。タガーシステムで解析できるイベントを解析効率を求める際の分母とするために、HypsTracking の結果から粒子の種類とその運動量を選んだ上でタガーシステムの解析効率を導出した。タガーシステムの解析効率は、HypsTracking に正しいトラック 1 つ以上あり、かつ、トリガーが Production トリガーであり、粒子が Kaon の場合に HypsTracking から得られる粒子の運動量が  $1.3 \text{ GeV}/c$  以上のイベント数を分母とし、分母のうちタガーシステムで解析が正しくできたイベント数を分子として求めた。タガーシステムで正しく解析ができるとは、タガーシステムの解析から得られるエネルギーが一意に決まる場合である。SPring-8 の加速器の運転モードによって、タガーシステムの 1 つの層における多重ヒットの割合が変化することから、タガーシステムの解析効率は SPring-8 の加速器の運転モードごとに導出した。SPring-8 の加速器の運転モードに関しては、付録 C に詳細を示す。SPring-8 の加速器の運転モードごとのタガーシステムの解析効率を以下の表 5.3 に示す。加速器の運転モードによって多少の違いはあるものの、タガーシステムの解析効率は 75 % 程度であることがわかった。

表 5.3 SPring-8 の加速器の運転モードごとのタガーシステムの解析効率

運転モード	解析効率
A mode	82.86 %
B mode	79.88 %
C mode	67.07 %
F mode	60.56 %
H mode	71.80 %

### 5.3 スペクトロメータの性能評価

スペクトロメータの性能評価は、スペクトロメータ内で解析が完結するイベントの invariant mass のピーク幅及び  $\Lambda$  の missing mass 分解能及びをシミュレーションと比較することによって評価した。スペクトロメータ内で解析が完結するイベントとして、 $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応によって生成した  $\phi$  が前方の磁気スペクトロメータ内で崩壊 ( $\phi \rightarrow K^- K^+$ ) して  $K^-$  と  $K^+$  がスペクトロメータで検出できたイベントと、 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応によって生成した  $\Lambda$  が前方の磁気スペクトロメータ内で崩壊 ( $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ ) して  $\pi^-$  と  $p$  がスペクトロメータで検出できたイベントの 2 種類を解析した。また、missing mass 分布における  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  が十分に分離できるかどうかを確認した。

#### 5.3.1 $\phi \rightarrow K^- K^+$ の invariant mass 分布

##### 実データ解析

実データ解析では、HypsTracking が 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が  $K^-$  や  $K^+$  である場合を選び、 $\phi$  の Invariant mass を導出した。実際の Invariant mass の分布を図 5.17 に示す。ピーク付近をガウス関数と指数関数の和でフィットしたところ、ピーク幅は  $4.04 \text{ MeV}/c^2$  であった。

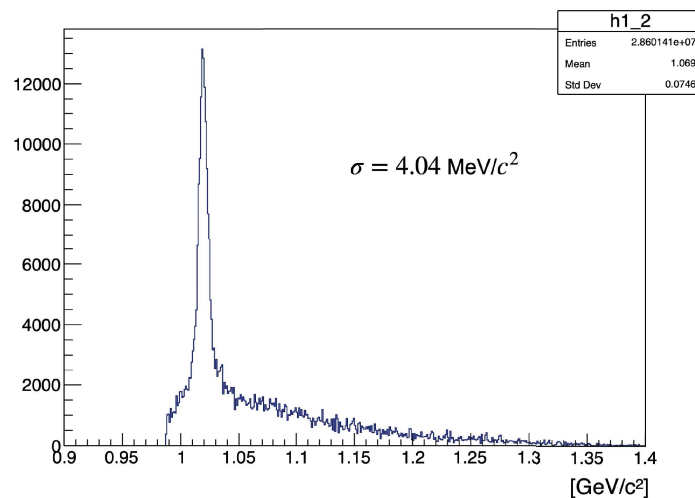


図 5.17 HypsTraing でトラックが 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が  $K^-$  や  $K^+$  である場合の Invariant mass 分布。

## シミュレーションとの比較

Geant4 シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応を生成し、前方のスペクトロメータ内で  $\phi$  が崩壊した  $K^-$  と  $K^+$  の invariant mass を実データと同じように導出した。Geant4 シミュレーションで生成したイベントの invariant mass 分布を図 5.18 に示す。ピーク付近をガウス関数でフィットしたところ、ピーク幅は  $3.85 \text{ MeV}/c^2$  であった。 $\phi$  の invariant mass のピークの幅をシミュレーションと実

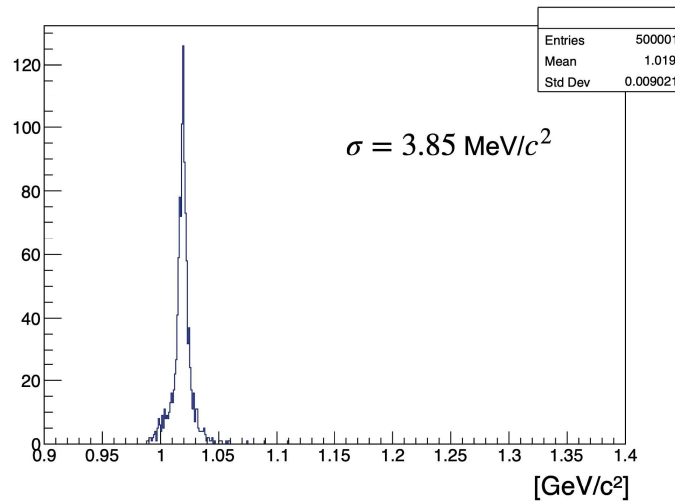


図 5.18 Geant4 シミュレーションで生成した  $K^-$  と  $K^+$  の invariant mass 分布。スペクトロメータでトラックが 2 本あるイベントのみを選んでいる。

データで比較すると、実データはシミュレーションよりも 1.05 倍悪いことがわかった。

シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応を生成した時の粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図を図 5.19 に示す。図 5.19 より、 $K^\pm$  の運動量は  $0.4 - 1.4 \text{ GeV}/c$  の範囲に分布していることがわかる。

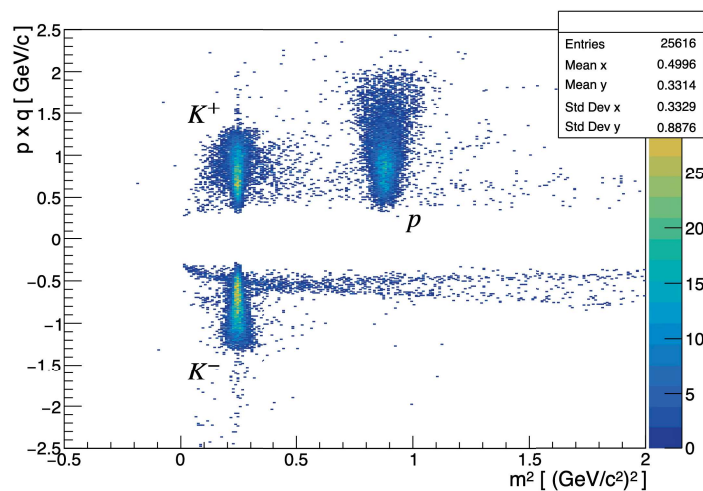


図 5.19 シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応を生成した時の、粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図。

5.3.2  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  の invariant mass 分布

## 実データ解析

実データ解析では、HypsTracking が 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が  $\pi^-$  や  $p$  である場合を選び、 $\Lambda$  の Invariant mass を導出した。実際の Invariant mass の分布を図 5.20 に示す。ピーク付近をガウス関数と指数関数の和でフィットしたところ、ピーク幅は  $2.95 \text{ MeV}/c^2$  であった。

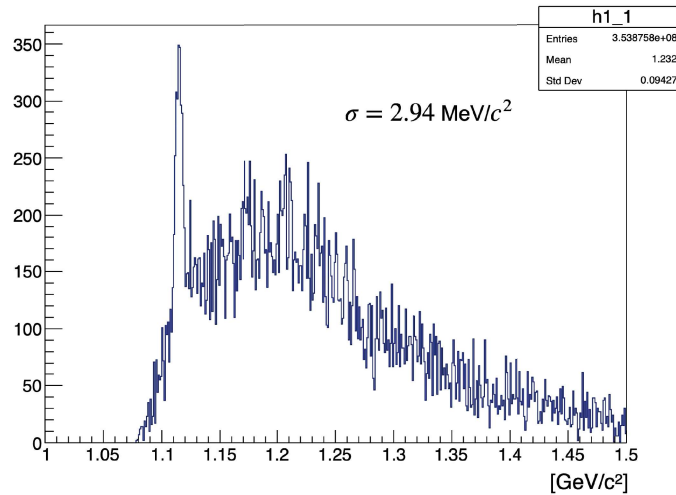


図 5.20 HypsTraing でトラックが 2 本あり、かつ、それぞれの粒子の種類が  $\pi^-$  や  $p$  である場合の Invariant mass 分布。

## シミュレーションとの比較

Geant4 シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応を生成し、前方のスペクトロメータ内で  $\Lambda$  が崩壊した  $\pi^-$  と  $p$  の invariant mass を実データと同じように導出した。Geant4 シミュレーションで生成したイベントの invariant mass 分布を図 5.21 に示す。ピーク付近をガウス関数でフィットしたところ、ピーク幅は  $1.97 \text{ MeV}/c^2$  であった。 $\Lambda$  の invariant mass のピークの幅をシミュレーションと実データで比較すると、実データはシミュレーションよりも 1.49 倍悪いことがわかった。

シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応を生成した時の、粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図を図 5.22 に示す。図 5.22 より、前方のスペクトロメータ内における  $\Lambda$  の崩壊イベント由来の  $\pi^-$  の運動量が小さいことがわかる。この  $\pi^-$  の運動量は、 $\gamma p \rightarrow \phi p$  反応で生成される  $K^\pm$  の運動量よりも小さい。 $\phi$  の invariant mass における実データとシミュレーションの比較結果よりも、 $\Lambda$  の invariant mass の比較結果の方が磁気スペクトロメータの運動量分解能が悪いことの一因として、スペクトロメータにおける運動量の小さな粒子に対する運動量分解能が悪いことが挙げられる。

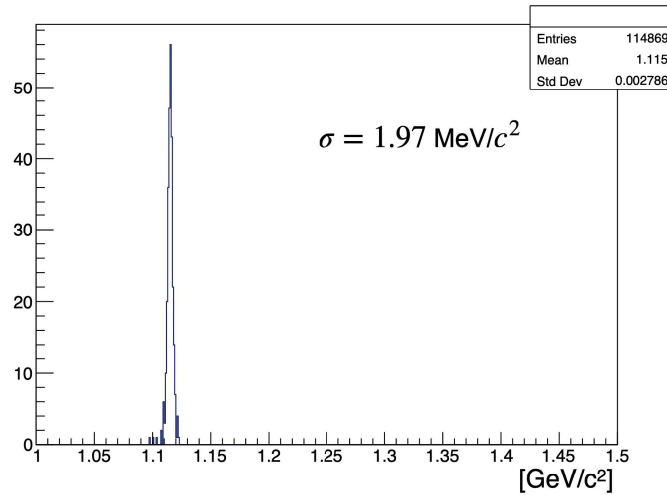


図 5.21 Geant4 シミュレーションで生成した  $\pi^-$  と  $p$  の invariant mass 分布。スペクトロメータでトラックが 2 本あるイベントのみを選んでいる。

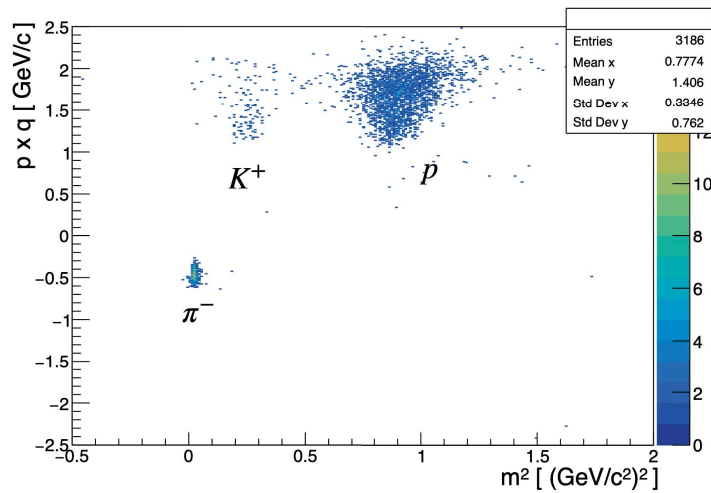


図 5.22 シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応を生成した時の粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図。

### 5.3.3 $\Lambda$ の missing mass 分布

$\Lambda$  の missing mass は、磁気スペクトロメータで  $K^+$  が同定できた際に、タガーシステムによって得られる入射ガンマ線のエネルギーと  $K^+$  の運動量を用いて、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass を導出した。磁気スペクトロメータで  $K^+$  を同定する際には  $\pi^+$  の混入分を見積もり、それを差し引いた上で  $\Lambda$  の missing mass 分解能を導出した。Geant4 シミュレーションで  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  反応を生成した際の  $\Lambda$  の missing mass 分解能を実データの結果と比較した。

HypsTracking による  $K^+$  の同定及び  $\pi^+$  の混ざり具合の見積もり

図 5.23 に示すように、磁気スペクトロメータで検出した粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図を用いて  $K^+$  を同定した。 $K^+$  として選んだ領域における  $\pi^+$  の混入分は、図 5.23 のオレンジ色で囲まれている範囲を利用して見積もった。実データの解析から得られた磁気スペクトロ

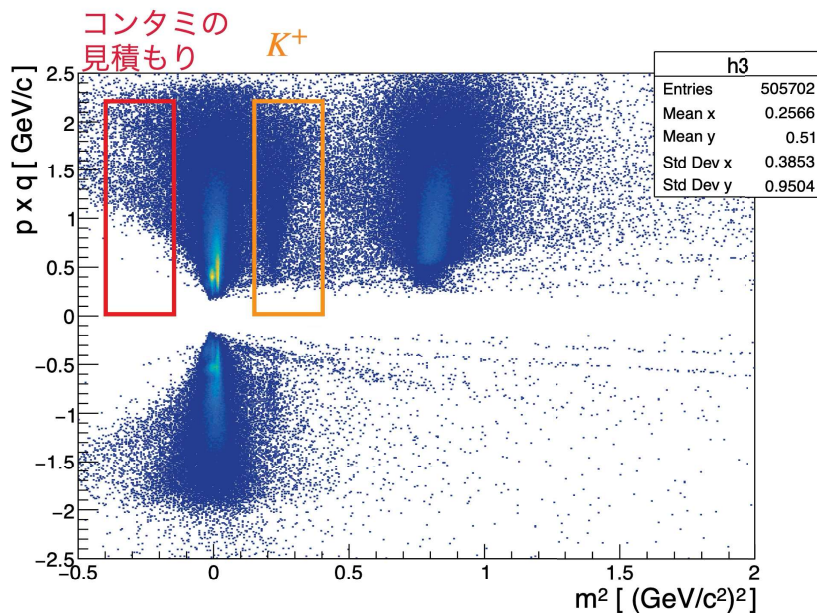


図 5.23 磁気スペクトロメータで検出した粒子の電荷と運動量の積と粒子の質量の 2 乗の相関図。赤色で囲まれているのが  $K^+$  の領域で、オレンジ色で囲まれているのが  $K^+$  として選んだ領域における  $\pi^+$  の混ざり具合の見積もりに利用した領域。

メータで  $K^+$  を同定した際の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布を図 5.24 に示す。図 5.24 中の青線が  $K^+$  の領域を選んだ際の missing mass 分布で、赤線が  $K^+$  の領域における  $\pi^+$  の混入分を見積もった missing mass 分布である。 $K^+$  の領域における  $\pi^+$  の混入分の見積もりを差し引いた missing mass 分布を図 5.25 に示す。図 5.25 中の  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の領域を 2 つのガウス関数の和でフィットすることによって導出した missing mass 分解能は  $18.2 \text{ MeV}/c^2$  であり、3 章で定めた  $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$  程度よりも悪いことがわかる。

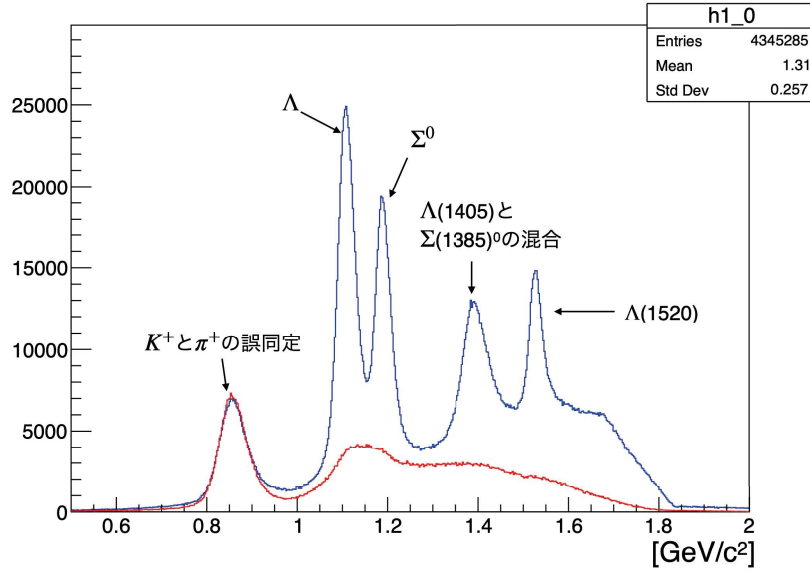


図 5.24 実データにおける、磁気スペクトロメータで  $K^+$  を同定した際の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。青線が  $K^+$  の領域を選んだ際の missing mass 分布で、赤線が  $K^+$  の領域における  $\pi^+$  の混入分を見積もった missing mass 分布である。

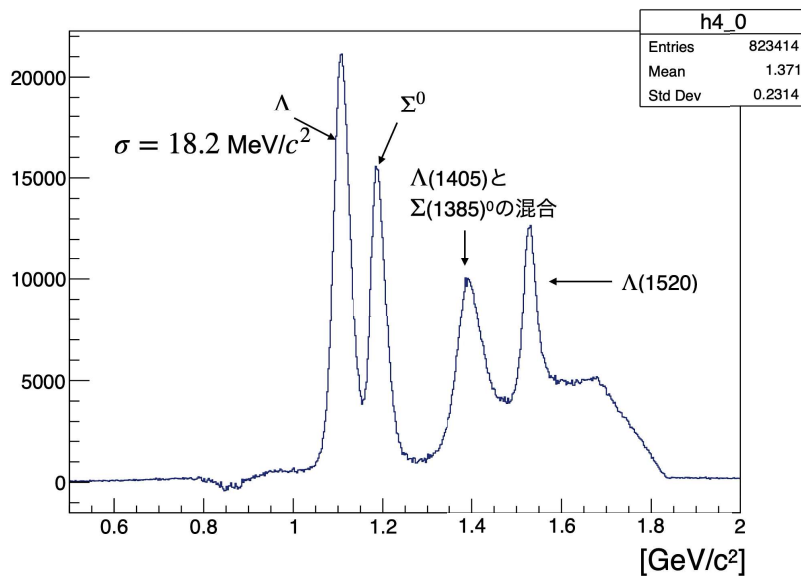


図 5.25  $K^+$  の領域における  $\pi^+$  の混入分の見積もりを差し引いた missing mass 分布。

#### $\Lambda$ の missing mass 分解能のシミュレーションとの比較

3章で前述の通り、Geant4 シミュレーションでは、標的に入射するガンマ線のエネルギーを一様分布として生成しているため、エネルギー幅ごとに区切ってシミュレーションの結果と比較した。比較の際には、本実験で標的に入射するガンマ線のエネルギー (1.5 - 2.4 GeV) を 0.15 GeV の幅で区切った。図 5.26 と図 5.27 は、それぞれ実データとシミュレーションにおける  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布である。

図 5.28 は、実データとシミュレーションの  $\Lambda$  の missing mass 分解能の比較結果を入射ガンマ線

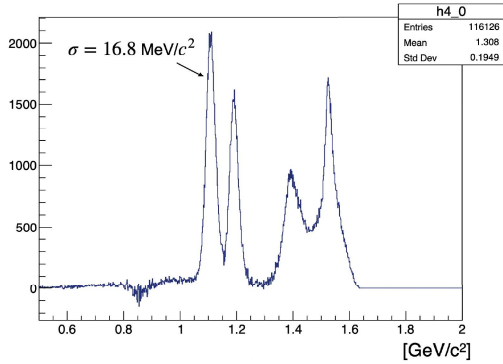


図 5.26 入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時の実データの  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。

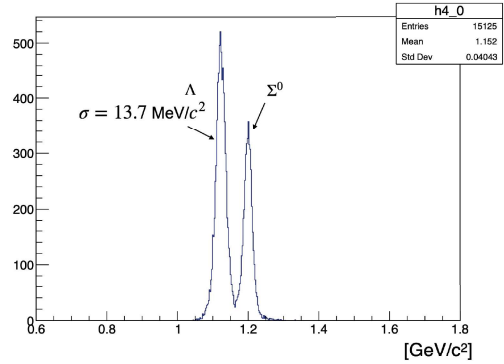


図 5.27 入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時のシミュレーションの  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。

のエネルギーごとにプロットしたものである。図 5.28 に示すように、ガンマ線のエネルギーによってばらつきはあるものの実データの  $\Lambda$  の missing mass 分解能は 7-36 %程度悪いことがわかる。また、ガンマ線のエネルギーが低い方がガンマ線のエネルギーが高い時よりもシミュレーションと実データの missing mass 分解能の乖離が大きいことがわかる。

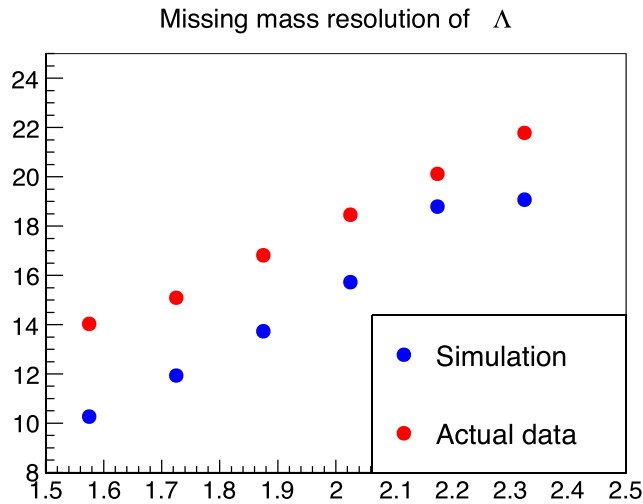


図 5.28 実データとシミュレーションの  $\Lambda$  の missing mass 分解能の比較。

スペクトロメータ内で解析が完結するイベントの invariant mass のピーク幅及び  $\Lambda$  の missing mass 分解能及びをシミュレーションと比較した結果から、スペクトロメータの運動量分解能はシミュレーションに比べて悪く、特に、低運動量の粒子においてシミュレーションの結果との乖離が大きいことが分かった。また、3章で定めた  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の  $\Lambda$  粒子の missing mass 分解能が  $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$  程度という要求を満たしていないことが確認できた。

5.3.4 missing mass 分布における  $\Lambda$  領域における  $\Sigma^0$  の混合率の評価

missing mass 分布を用いて  $\Lambda$  を選択した時に、 $\Lambda$  として選択する領域に  $\Sigma^0$  がどの程度混入しているのかを標的に入射するガンマ線のエネルギー毎に求めた。missing mass 分解能の比較の時と同様、標的に入射するガンマ線のエネルギー (1.5 - 2.4 GeV) を 0.15 GeV の幅で区切った。図 5.29 は、入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布である。赤線が  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  のピークを 2つのガウス関数と指数関数の和でフィットした結果で、黄緑色の線と水色の線はフィット結果からそれぞれ  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  のピークをガウス関数で描いたもの、ピンクの線はバックグラウンドをフィットした結果の指数関数である。

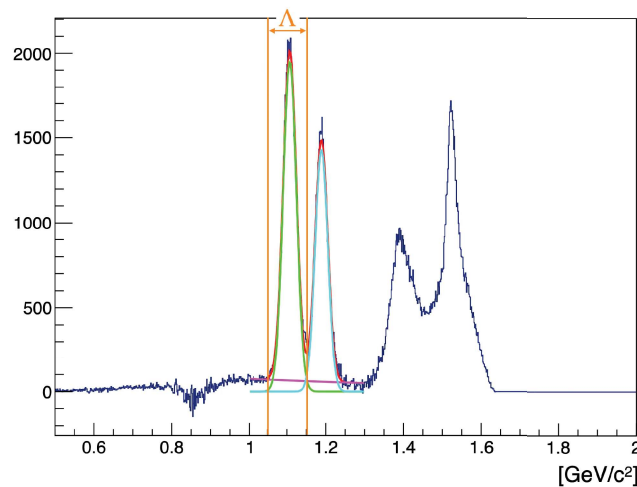


図 5.29 入射ガンマ線のエネルギー幅が 1.8 - 1.95 GeV の時の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。赤線は  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  のピークを 2つのガウス関数と指数関数の和でフィットした結果である。フィットの結果から得られた  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  のピークのガウス関数をそれぞれ黄緑色と水色で示している。また、ピンク色の線はバックグラウンドをフィットした結果の指数関数である。オレンジ色の線で挟まれた範囲を  $\Lambda$  の領域とした。

図 5.29 のオレンジ色で示している  $\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の混合率を以下の表 5.4 にまとめた。3

表 5.4 標的に入射するガンマ線のエネルギー毎の  $\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の割合

標的に入射するガンマ線の エネルギー幅	$\Lambda$ の領域における $\Sigma^0$ の混入率
1.5 - 1.65 GeV	0.53 %
1.65 - 1.8 GeV	1.18 %
1.8 - 1.95 GeV	1.38 %
1.95 - 2.1 GeV	1.26 %
2.1 - 2.25 GeV	1.80 %
2.25 - 2.4 GeV	1.70 %

章で述べたように、本実験では  $\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の混合率が 1 % 以下であることが最低限必要で

ある。missing mass 分布における  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の分離はそれなりにできてはいるが、標的に入射するガンマ線のエネルギーが高い場合はこの条件を満たしていないことがわかる。

$\Lambda$  の領域における  $\Sigma^0$  の混合率が1%を超えたままの場合、散乱イベントの解析の際に  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布で  $\Sigma^0$  の領域を選択してバックグラウンドの形状を見積もることがきでる。バックグラウンドがどの程度であるのかや、その影響に関しては、今後見積もる必要がある。

### 5.3.5 スペクトロメータの運動量分解能の改善に向けた考察

これまでの結果より、本実験で使用しているスペクトロメータは低運動量の粒子の運動量分解能が良くなく、また、missing mass 分布における  $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の分離はある程度できるがまだ十分ではないことがわかった。スペクトロメータの運動量分解能をより向上させるために何が必要であるかを考察する。

HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の  $x$  方向の入射角度と  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass の相関を図 5.30 に示す。また、HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の  $y$  方向の入射角度と  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass の相関を図 5.31 に示す。

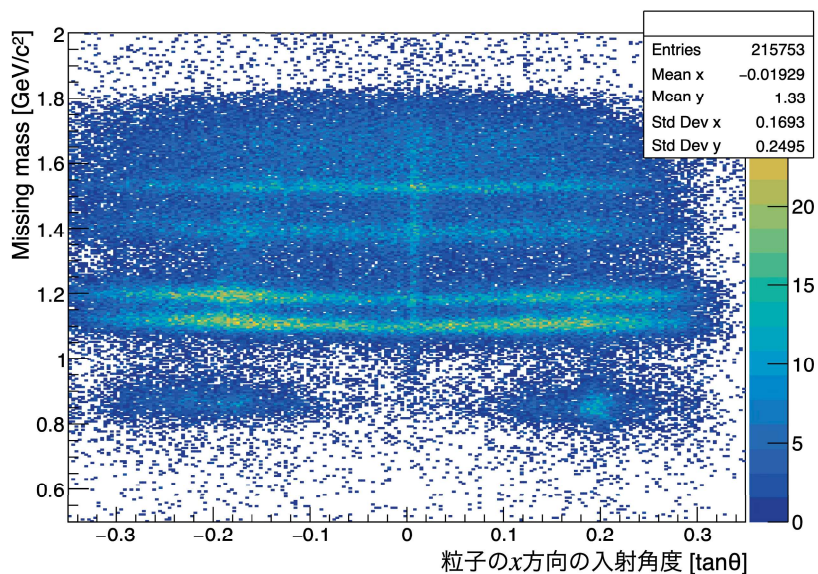


図 5.30 HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の  $x$  方向の入射角度と  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass の相関図。

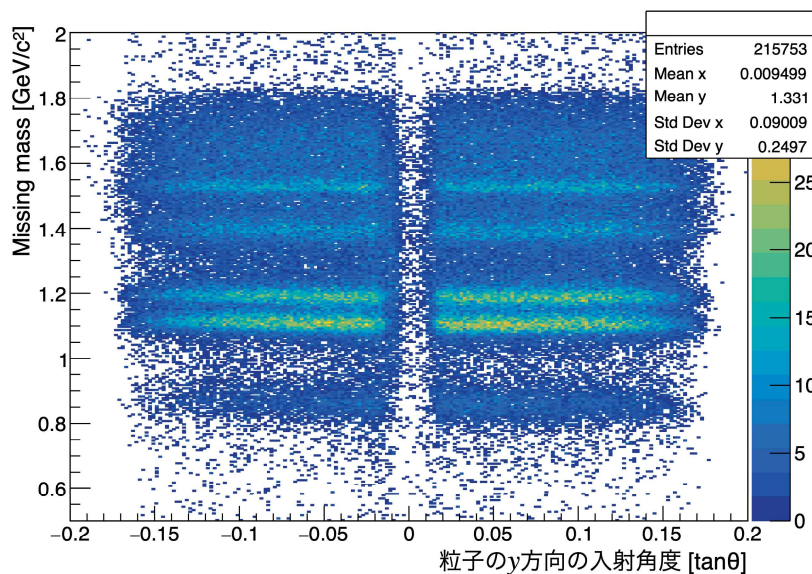


図 5.31 HypsTrackng で求めた標的位置におけるの散乱粒子の  $y$  方向の入射角度と  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass の相関図。

図 5.30 について、散乱粒子の  $x$  方向の入射角度  $\theta$  の  $\tan\theta$  をとった値が増加とともに missing mass が右肩下がりであることと、入射角度が大きい範囲 ( $|\tan\theta| > 0.1$ ) では  $\Lambda$  や  $\Sigma^0$  の missing mass が太く分解能が悪いことがわかる。図 5.31 について、missing mass と  $x$  方向の入射角度ほど相関は強くはないが、散乱粒子の  $y$  方向の入射角度  $\theta$  の  $\tan\theta$  をとった値が増加とともに missing mass が少し右肩下がりであることがわかる。本来、散乱粒子の入射角度と missing mass の分布の間に相関はないはずである。散乱粒子の入射角度は、HypsTracking によって得られるトラックの標的中心における速度の  $z$  成分と  $y$  成分や  $z$  成分と  $x$  成分の比から導出していることを考慮すると、このような相関が出てしまう原因として、オフライン解析でのドリフトチェンバーの位置が少しずれていることが考えられる。ドリフトチェンバーのオフライン上での位置は、付録 B に記載のように調整をしてある。位置調整に使用される offset の値は 0.2 mm 単位で調整をしており、0.2 mm よりも小さな位置のずれがある可能性がある。このようなドリフトチェンバーの位置のずれがないようにパラメータを細かく調整することで、散乱粒子の入射角度と missing mass の分布の間の相関がなくなることが期待できる。

図 5.32 に、CFT を下流側から見た時の様子を示す。CFT の内側にファイバーを支えるためにフレームがあり、外側には BGO カロリーメータを支えるためにフレームがあることがわかる。本実験では、散乱粒子の角度が大きいとこれらのフレームでの多重散乱やエネルギーロスが起っており、その影響で粒子の入射角度が大きいと missing mass 分解能が悪くなっていると考えられる。一方、シミュレーションのセットアップには、CATCH のファイバーを支えるフレームは多少考慮してあるが、BGO カロリーメータを支えるフレームは考慮していない。このことが、実データ解析の結果よりもシミュレーションの方が missing mass 分解能がよく見える原因であると考えられる。

図 5.33 に、 $K^+$  の入射角度  $\theta$  が  $|\tan\theta| < 0.1$  を満たす時の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布を示す。 $K^+$  の入射角度  $\theta$  が  $|\tan\theta| < 0.1$  を満たす時の  $\Lambda$  の missing mass 分解能は 16.7 MeV/ $c^2$  であるのに対し、 $K^+$  の入射角度  $\theta$  が  $|\tan\theta| > 0.1$  を満たす時の  $\Lambda$  の missing mass 分解能は、18.8

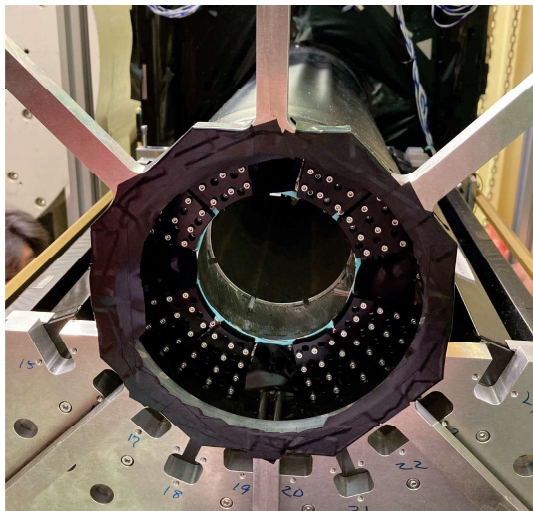


図 5.32 CFT を下流から見た様子。内側にファイバーを支えるためにフレームがあることがわかる。

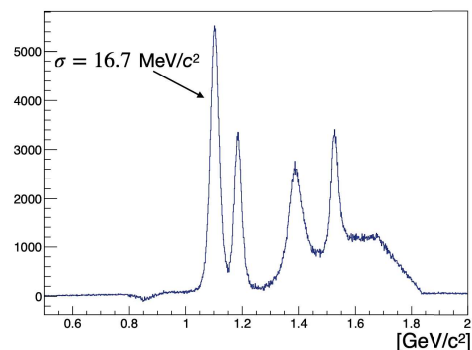


図 5.33  $K^+$  の入射角度  $\theta$  が  $|\tan\theta| < 0.1$  を満たす時の  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  反応の missing mass 分布。

$\text{MeV}/c^2$  であった。これらの結果から、粒子の入射角度  $\theta$  が  $|\tan\theta| < 0.1$  を満たす場合は、要求性能 ( $\Lambda$  の missing mass 分解能が  $16 \text{ MeV}/c^2$  程度) に近い値が得られることがわかった。また、多重散乱や物質中における粒子のエネルギーロスの影響は粒子の運動量が小さいほど大きくなるため、CATCH フレームと散乱粒子の干渉が低運動量の粒子の運動量分解能が悪い原因となっている可能性がある。

低運動量の粒子の運動量分解能が良くない原因として、CATCH のフレームでの多重散乱やエネルギーロスの他に HypsTracking を行う際に散乱粒子の物質中におけるエネルギーロスを考慮していないことが挙げられる。本実験では、磁気スペクトロメータの内部は空気で満たされている。物質中でのエネルギーロスは、粒子の運動量が小さくなればなるほど大きくなるため、HypsTracking を行う際に空気中でのエネルギーロスを考慮していない影響が、高運動量の粒子に比べ低運動量の粒子のトラッキング時により強く出た可能性がある。HypsTracking の際にエネルギーロスを考慮してトラックを引くことにより、スペクトロメータの運動量分解能がより良くなることが期待できる。

## 5.4 $\Lambda$ の収量

各 run ごとに 1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量を求め、その値が妥当であるかをシミュレーションの結果と比較することで評価した。また、2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに生成を同定できた  $\Lambda$  の総収量を導出した。

### 5.4.1 実データ解析における $\Lambda$ の収量

#### 1 時間あたりの $\Lambda$ の収量

2025 年 4 月から 2025 年 7 月までの run ごとの 1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量をまとめた結果を図 5.34 に示す。2025 年 6 月にレーザー電源が故障し、修理している間の 7 月 (run2462 - run2808) は出力の低いレーザーを使用しているため 1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量が低くなっているが、おおむね 1 時間

あたり 750 個前後の  $\Lambda$  を生成し、同定できていることがわかる。

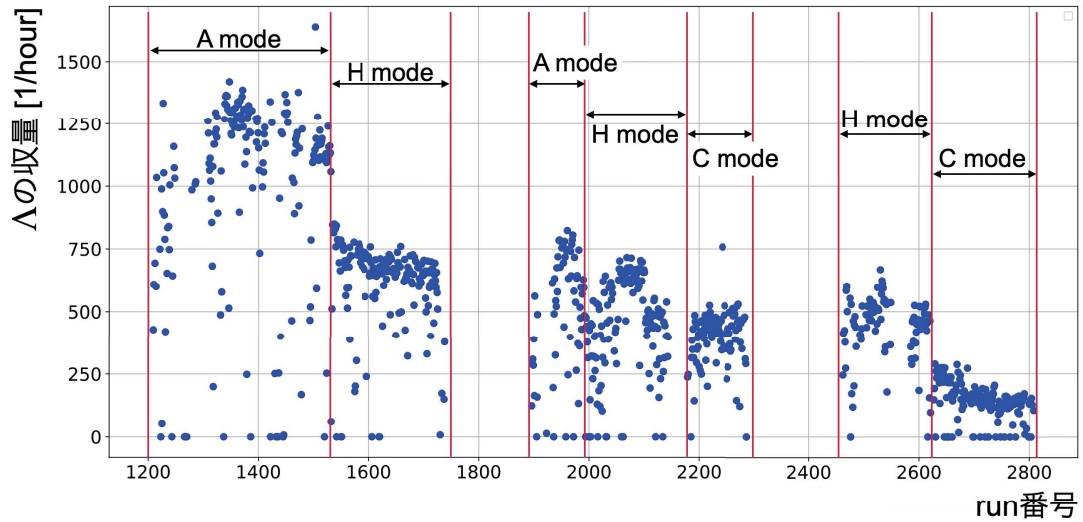


図 5.34 2025 年 4 月から 2025 年 7 月までの run ごとの 1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量。加速器の運転モードによって収量が異なることがわかる。

#### 2025 年 4 月から 2025 年 7 月までの総収量

図 5.35 に 2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに得られた  $\Lambda$  の総収量の run 番号依存性を示す。本実験では、2.5 年のデータ取得期間で  $10^7$  個の  $\Lambda$  の同定を目指しており、2025 年 7 月までのデータで目標の 5% は統計が蓄積できていることが確認できる。2025 年 8 月に TOF カウンターの増築やレーザー関連の部品の新調など、セットアップのアップグレードを行ったため、今後はより単位時間あたりの  $\Lambda$  の収量が増加する見込みである。

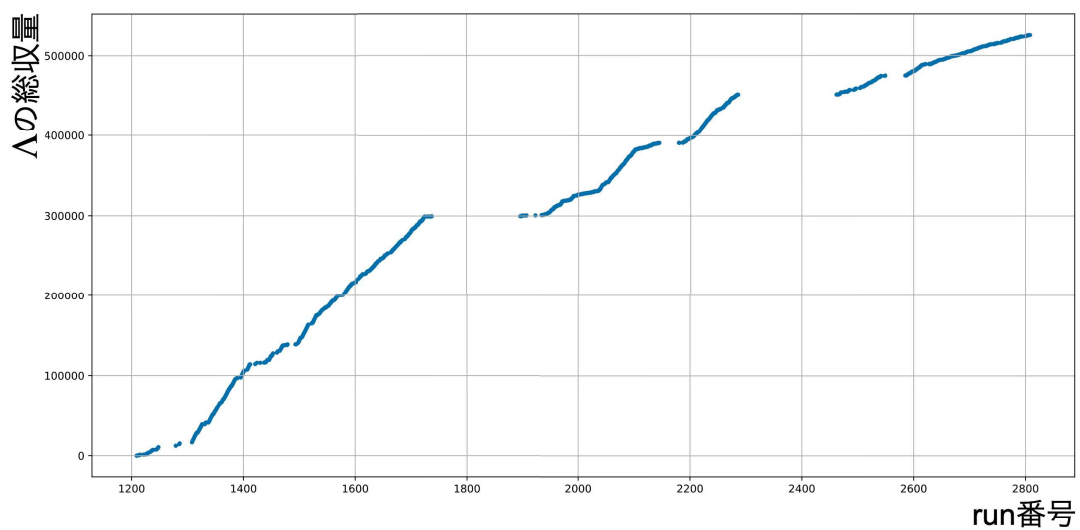


図 5.35 2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに得られた  $\Lambda$  の総収量の推移。

## 5.4.2 シミュレーションとの比較

$\Lambda$  の missing mass 分解能の比較の時と同じように、標的に入射するガンマ線をエネルギーごとに区切り、1時間あたりの  $\Lambda$  の収量を実データと比較した。

3章で前述の通り、シミュレーションには電磁石の内部に置かれている鉛ブロックを設置していないため、実データの結果から鉛ブロックの位置を見積もった。図 5.36 に、TOF カウンターの  $z$  位置における  $x$  座標と  $y$  座標の相関を示す。図 5.36 より、 $y = 0$  付近にイベントが少ないことがわかる。鉛ブロックはビームの高さに設置されており、図 5.36 中で赤線で挟まれた  $-50 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$  をカットすれば鉛ブロックが置かれているアクセプタンスの見積もりとして十分であると考えた。

実データとシミュレーションの  $\Lambda$  の 1時間あたりの収量の比較結果を入射ガンマ線のエネルギー

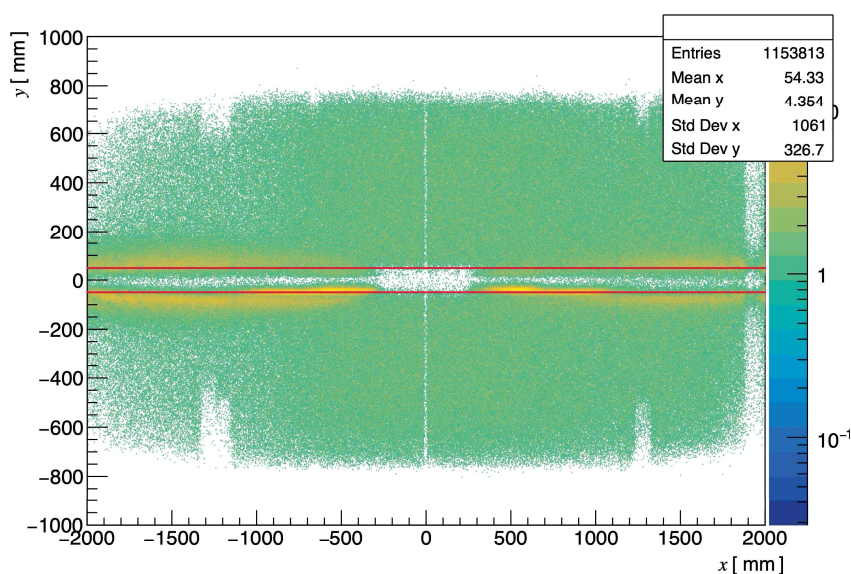


図 5.36 TOF カウンターの  $z$  位置における  $x$  座標と  $y$  座標の相関図。赤線で挟まれた  $-50 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$  の範囲を鉛ブロックの設置位置と考えた。

ごとのプロットとして図 5.37 に示す。実データ解析によって得られた  $\Lambda$  の収量は、入射ガンマ線のエネルギー幅ごとの  $\Sigma^0$  の混入分を差し引いて導出した値である。シミュレーションで得られた  $\Lambda$  の収量は、データ解析によって得られたスペクトロメータやタガーの解析効率及び  $\Lambda$  識別における効率を考慮して導出した値である。

ガンマ線のエネルギー毎の  $\Lambda$  の収量を全て足し合わせて総収量を導出したところ、実データの  $\Lambda$  の収量よりもシミュレーションで得られる収量の方が有意に少ないことがわかった。また、図 5.37 に示すように、実データとシミュレーションでは  $\Lambda$  の収量の入射ガンマ線のエネルギー依存の分布が異なることがわかる。

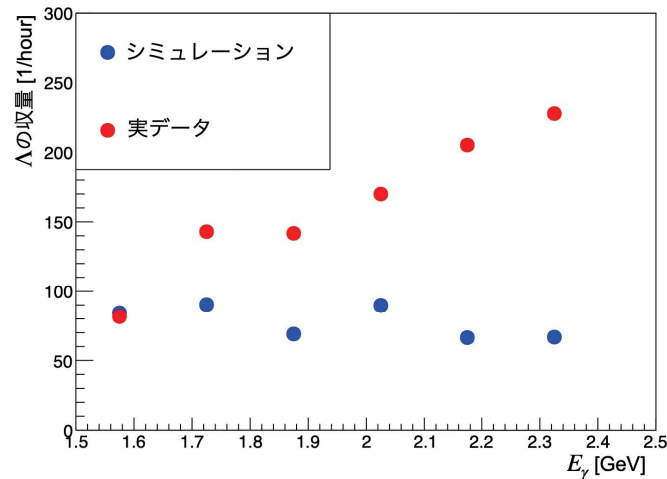


図 5.37 実データとシミュレーションの  $\Lambda$  の 1 時間あたりの収量の比較。

### 5.4.3 $\Lambda$ の収量に関する考察

シミュレーションと実データ解析で、1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量やその入射ガンマ線のエネルギー依存性が異なることについて考察する。

本研究で利用した Geant4 シミュレーションのセットアップには、いくつか実際のセットアップとは異なる点がある。そのうちの 1 つが TOF カウンターの形状である。3 章で述べたように、シミュレーションと実際のセットアップでは TOF カウンターの形状が異なっており、シミュレーションの方が実際のアクセプタンスよりも少し小さくなっている。このことが実データよりもシミュレーションの方が  $\Lambda$  の収量が小さいことに影響しているのではないかと考えられる。

3 章で前述のように、シミュレーション内で生成する  $\Lambda$  ビームの量を導出する際に、ガンマ線の入射エネルギーごとの  $\Lambda$  の生成断面積及び生成される  $\Lambda$  粒子の角度分布を Jefferson Lab の CLAS 実験で測定された値から見積もった。CLAS 実験では、散乱粒子の角度アクセプタンスが実験室系において 8 から 140 に限られている [19]。一方、本実験のセットアップでは CLAS 実験では測定されていない前方もアクセプタンスに含まれている。本実験と CLAS 実験の角度アクセプタンスの違いがシミュレーションと実データの  $\Lambda$  の収量の差を引き起こした可能性がある。アクセプタンスの違いの影響を小さくするために、本実験と同じビームラインで行われた LEPS 実験のデータ [21] から  $\Lambda$  生成の角度分布を用いたシミュレーションを行い、再度  $\Lambda$  の収量を見積もると良いのではないかと考えられる。また、本実験のデータ解析による  $\Lambda$  の生成断面積を導出し、CLAS 実験などのデータと比較することで  $\Lambda$  の収量の評価を行うことができるのではないかと考えられる。

## 第6章

### まとめ

本研究では、SPring-8における $\Lambda p$ 散乱実験であるHYPS実験のシミュレーションや本実験で使用する磁気スペクトロメータの立ち上げ、実際に取得したデータの解析を行なった。本研究の内容はHYPS実験の磁気スペクトロメータの構築及び物理データ解析まで含めたスペクトロメータの性能評価である。

Geant4シミュレーションを用いてHYPS実験で使用する磁気スペクトロメータに求められる性能を調べた。本実験では、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応のmissing mass分布を用いて $\Lambda$ の同定を行い、その際には $\Lambda$ と $\Sigma^0$ を十分分離できる分解能が磁気スペクトロメータには必要である。missing mass分布から $\Lambda$ を同定した時の $\Sigma^0$ の混ざり具合を1%以下に余裕を持って抑えるためには、 $\gamma p \rightarrow K^+ X$ 反応の $\Lambda$ のmissing mass分解能が16 MeV/ $c^2$ 程度が要求されることが明らかになった。

本実験のスペクトロメータは、SPring-8のビームラインに既存の3台のドリフトチェンバーに加えて、J-PARCから運んだ1台の計4台のドリフトチェンバーを用いる。新たに追加するドリフトチェンバーの設置位置を $\Lambda$ のmissing mass分解能を基準にシミュレーションを行うことで決定し、その位置に追加のドリフトチェンバーを設置するための架台を作成した。スペクトロメータを構築後は、4台のドリフトチェンバーの性能を評価した。

ドリフトチェンバーの性能評価では、検出効率と位置分解能の評価を行い、ドリフトチェンバーの各層の検出効率が99%以上であり、位置分解能は0.31 mm( $\sigma$ )であることを確認した。また、ドリフトチェンバーの検出効率が99%以上になるように各ドリフトチェンバーのワイヤーへの印加電圧やthreshold電圧を決定した。

データ解析では、スペクトロメータ及び標的に入射するガンマ線のエネルギーを測定するタガーシステムの解析効率の導出、スペクトロメータの性能評価、 $\Lambda$ の収量の評価を行った。スペクトロメータの解析効率では、電磁石の上流および下流に設置されているそれぞれ2台のドリフトチェンバーでのトラッキング効率、電磁石の上流と下流をつなぐトラッキングのトラッキング効率の3つを導出した。その結果、いずれの場合においても95%以上の検出効率があることがわかった。また、タガーシステムの解析効率はSPring-8の蓄積リング内の電子の配置間隔により異なるが、おおよそ75%であることがわかった。

スペクトロメータの性能評価は、スペクトロメータ内で解析が完結するイベントのinvariant massのピーク幅及び $\Lambda$ のmissing mass分解能及びをシミュレーションと比較することによって評価した。また、missing mass分布における $\Lambda$ と $\Sigma^0$ が十分に分離できるかどうかを確認した。スペクトロメータ内で解析が完結するイベントとして、 $\gamma p \rightarrow \phi p$ 反応によって生成した $\phi$ が崩壊

( $\phi \rightarrow K^- K^+$ ) して  $K^-$  と  $K^+$  がスペクトロメータで検出できたイベントに対して、得られた  $\phi$  の invariant mass の幅 ( $\sigma$ ) はシミュレーションの 1.05 倍であり、理想的な分解能よりも若干性能が出ていないことがわかった。実データ解析によって得られた  $\Lambda$  の missing mass 分解能は CATCH フレームとの干渉がない範囲では  $16.7 \text{ MeV}/c^2$  であり、フレームとの干渉がある範囲では  $18.8 \text{ MeV}/c^2$  であることがわかり、フレームとの干渉がない範囲では本研究の最初に定めた  $16 \text{ MeV}/c^2$  という要求に近い性能があることがわかった。また、invariant mass や  $\Lambda$  の missing mass 分解能をエネルギー毎でシミュレーションと比較した結果、本実験で使用しているスペクトロメータは特に低運動量の粒子の運動量分解能が良くないことが分かった。さらに、 $\Lambda$  の同定における  $\Sigma^0$  の混ざり具合は 1.50 % 程度であることがわかり、 $\Lambda$  と  $\Sigma^0$  の分離はある程度できるがまだ十分ではないことがわかった。ドリフトチェンバーの位置のオフライン解析での微調整やトラッキング時に物質中のエネルギーロスを考慮することで、磁気スペクトロメータの運動量分解能のさらなる改善が期待できるのではないかと考えられる。

1 時間あたりに得られた  $\Lambda$  の収量をシミュレーションと比較することで現在得られている  $\Lambda$  の収量が妥当であるかを評価した。その結果、1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量はシミュレーションの方が有意に少ないことがわかった。また、1 時間あたりの  $\Lambda$  の収量の入射ガンマ線のエネルギー依存性が異なっていた。シミュレーションで生成させる  $\Lambda$  ビームの数を見積もる際に使用した Jefferson Lab の CLAS 実験のデータを使用している。シミュレーションの方が  $\Lambda$  の収量が少ないことや  $\Lambda$  の収量の入射ガンマ線のエネルギー依存性が実データとシミュレーションで異なることの原因として、CLAS 実験と HYPS 実験ではセットアップの角度アクセプタンスが異なることやシミュレーションの TOF カウンターの形状が実物とは異なることが考えられる。今後は、 $\Lambda$  生成の角度分布として HYPS 実験と同じビームラインで行われた LEPS 実験のデータを利用したシミュレーションと比較することや、 $\Lambda$  の生成断面積による収量の評価を行いたいと考えている。また、2025 年 4 月から 2025 年 7 月までに同定した  $\Lambda$  の総収量を導出し、本実験で目標である  $10^7$  個の  $\Lambda$  同定に対して 5 % の統計が溜まっていることを確認した。

## 付録 A

# ドリフトチェンバーの位置分解能の導出

ドリフトチェンバーの位置分解能は、トラッキングを用いて導出する。注目する面から導出する位置と分解能をそれぞれ  $x$ 、 $\sigma$  とする。トラッキングの際に、注目する面を除いて求めた位置と誤差をそれぞれ  $x_2$ 、 $\sigma_2$  とし、その面を含めて求めた位置と誤差をそれぞれ  $x_3$ 、 $\sigma_3$  とする。 $x_3$  は、 $x$  と  $x_2$  の重みつき平均として以下のように表せる。

$$x_3 = \frac{\omega x + \omega_2 x_2}{\omega + \omega_2} \quad (\text{A.1})$$

$\omega$ 、 $\omega_2$  は、分散の逆数であり、それぞれ以下のように表せる。

$$\omega = \frac{1}{\sigma^2} \omega_2 = \frac{1}{\sigma_2^2}$$

誤差の伝搬により、 $\sigma_3$  は以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \sigma_3^2 &= \frac{\omega^2 \sigma^2 + \omega_2^2 \sigma_2^2}{(\omega + \omega_2)^2} \\ &= \frac{\frac{1}{\sigma^4} \sigma^2 + \frac{1}{\sigma_2^4} \sigma_2^2}{\left(\frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}\right)^2} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

トラッキングにより得ることができるのは残差  $x_{2\text{res}}$ 、 $x_{3\text{res}}$  であり、それぞれ以下のように表せる。

$$\begin{aligned} x_{2\text{res}} &= x_2 - x \\ x_{3\text{res}} &= x_3 - x \\ &= \frac{\omega x + \omega_2 x_2}{\omega + \omega_2} - x = \frac{\omega_2}{\omega + \omega_2} (x_2 - x) \\ &= \frac{\omega_2}{\omega + \omega_2} x_{2\text{res}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

誤差の伝搬より、誤差  $\sigma_{2res}^2$ 、 $\sigma_{3res}^2$  及びドリフトチェンバーの位置分解能  $\Sigma$  に関して以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
 \sigma_{2res}^2 &= \sigma^2 + \sigma_2^2 \\
 \sigma_{3res}^2 &= \left( \frac{\omega_2}{\omega + \omega_2} \right)^2 \sigma_{2res}^2 \\
 &= \left( \frac{1}{\sigma_2^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}} \sigma_{2res} \right)^2 \\
 &= \left( \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \sigma_2^2} \sigma_{2res} \right)^2 \\
 &= \left( \frac{\sigma^2}{\sigma_{2res}} \right)^2 \\
 \sigma &= \sqrt{\sigma_{2res} \cdot \sigma_{3res}}
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

## 付録 B

# ドリフトチェンバー A の解析

本付録では、ドリフトチェンバーの解析方法に関して、パラメータの作成方法を中心に述べる。

### B.1 Geometry

Geometry のパラメータには、各ドリフトチェンバーの各層の設置位置、ワイヤー間隔、ワイヤーの張られている角度、位置分解能の情報が含まれている。Geometry の調整では、ドリフトチェンバーの設置位置をオフラインで調整する。最初は、ドリフトチェンバーをインストールする際の測量による値をドリフトチェンバーの位置として利用する。Geometry のパラメータの中には、ドリフトチェンバーの設置位置を調整するための offset があり、この値を変えることによってドリフトチェンバーの  $x$  方向の設置位置の微調整を行う。本研究では、トラッキングした際の残差分布のピーク位置が 0 にあるかどうか、残差と  $x$  の位置の相関図が歪んでいないかどうか、 $\Lambda$  の missing mass 分解能が良くなるかどうかの 3 つの観点から Geometry の調整を行った。図 B.1 は、トラッキング時の残差分布を示している。Geometry がずれていると残差分布のピーク位置が 0 からずれるため、残差分布のピーク位置が 0 になるように offset を調整する。

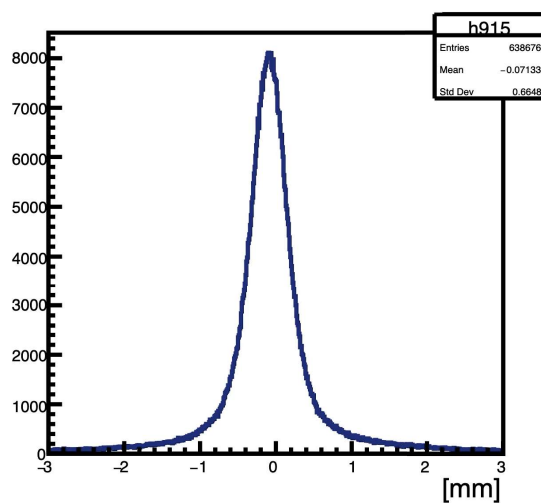


図 B.1 DC1 の X' 層の残差。

図 B.2 は、トラッキング時の残差分布及び残差と  $x$  の位置の相関図を示している。Geometry が

ずれていると、残差と  $x$  の相関図は図 B.2 のように水平になるのではなく斜めになっていたり、曲がっていたりする。

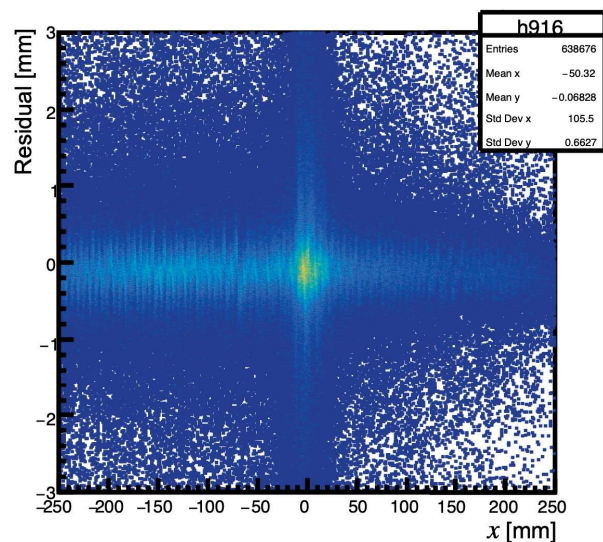


図 B.2 DC1 の X' 層の残差と  $x$  の相関図。相関の帯がおおよそ水平であることがわかる。

## B.2 t0

ドリフトチェンバーの解析では、TDC の値からドリフト時間を計算するために時間が  $0(t = 0)$  となる TDC のチャンネルの値 ( $t_0$ ) を定める必要がある。 $t_0$  は、ドリフトチェンバーのワイヤーごとに TDC 分布 (図 B.3) を以下の Fermi 関数でフィットし、(B.1) 中の  $t_0$  の値を  $t_0$  の初期値として定める。

$$f(x) = p_0 + \frac{p_1}{1 + \exp\left(\frac{x-t_0}{w}\right)} \quad (\text{B.1})$$

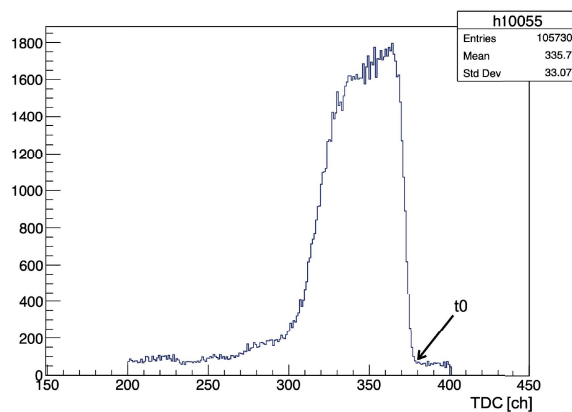


図 B.3 DC0 の X 層のチャンネル 55 の TDC 分布。図中の矢印で示す立ち上がりの値を Fermi 関数でフィットして求め、 $t_0$  の初期値として定める。

図 B.4 は  $t_0$  が初期値の状態で解析を行った時の SDC0 の X 層のドリフト距離とドリフト時間の相関図である。図 B.4 に関して、ドリフト距離が 0 の時のドリフト時間が 0 になるように  $t_0$  の値を調整する。

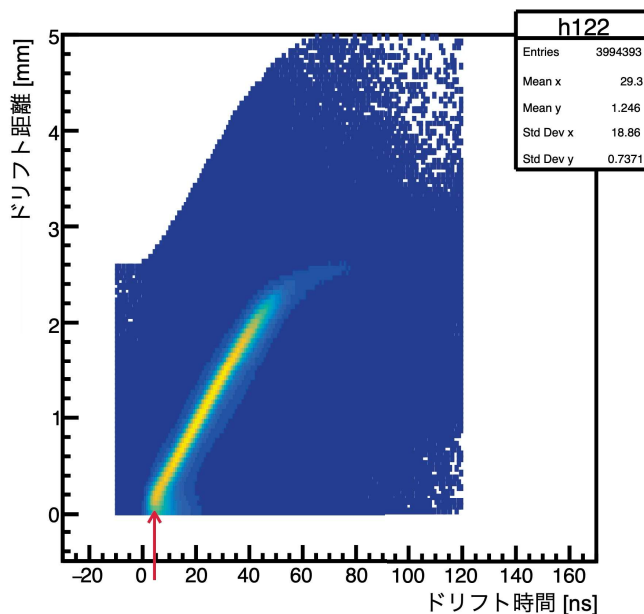


図 B.4  $t_0$  が初期値の状態で解析を行った時の SDC0 の X 層のドリフト距離とドリフト時間の相関図。図中の赤矢印で示すあたりが  $x$  軸の 0 になるように、 $t_0$  の値を調整する。

### B.3 XT カーブ

ドリフトチェンバーでは、ドリフト時間からドリフト距離に変換することで時間の情報からチェンバー内での位置の情報を得ている。ドリフト時間からドリフト距離に変換するためには、ドリフト距離をドリフト時間の関係 (XT カーブ) を関数であらわすことが必要である。初期の XT カーブは、ドリフト時間の分布から導出する。ドリフト時間の分布において、正しいタイミングの範囲内に存在するイベント数の総和を  $N$  とし、ドリフト時間  $t$  が  $t=0$  から  $t=t_1$  までの範囲内に存在するイベント数の総和を  $n$  とする。ドリフトチェンバーのワイヤー間隔から求める最大ドリフト距離を  $L_{max}$  とする。 $L_{max} \times \frac{n}{N}$  の値のドリフト時間  $t$  依存性をプロットし、このプロットを 5 次関数でフィットすることで初期の XT カーブからパラメータを作成する。図 B.5 にドリフト時間、図 B.6 に初期の XT カーブをそれぞれ示す。

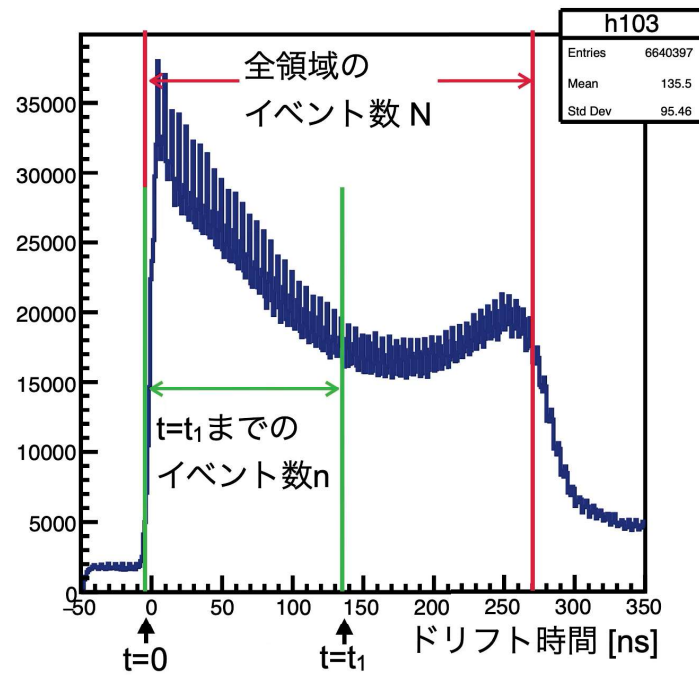


図 B.5 ドリフト時間。

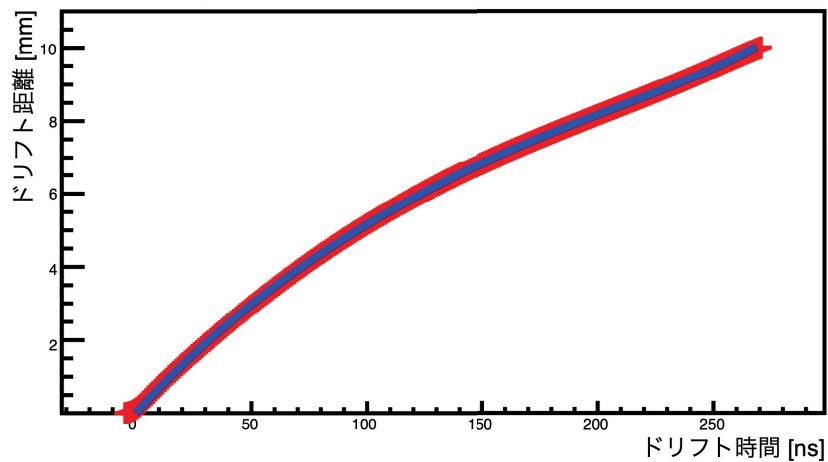


図 B.6 図 B.5 から作成した初期の XT カーブ。

初期の XT カーブから作成したパラメータを利用して解析を回すことにより、図 B.7 のようにドリフト時間とドリフト距離の相関図が得られる。この相関図を図 B.8 のように 5 次関数でフィットすることで、パラメータのイタレーションを行う。

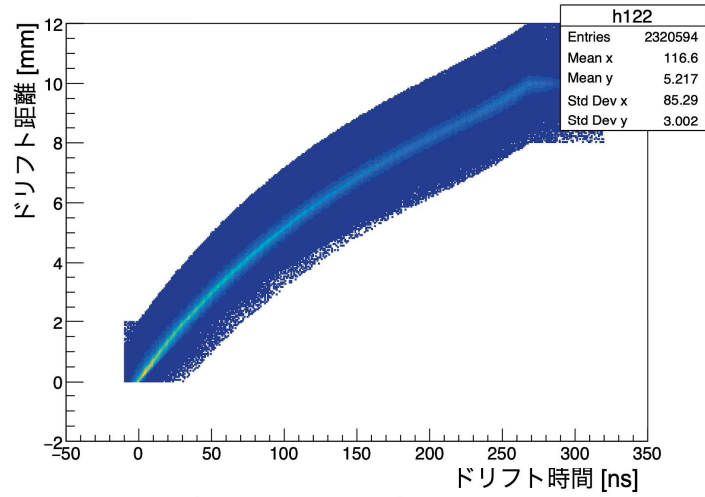


図 B.7 ドリフト時間とドリフト距離の相関図。

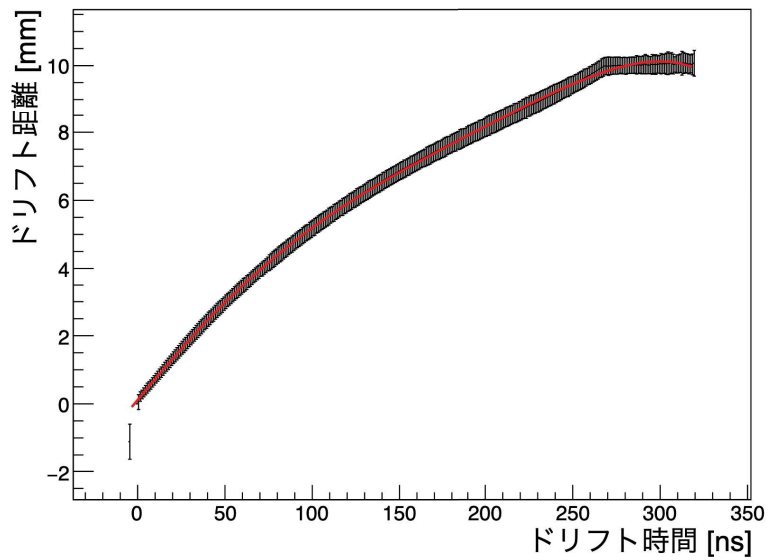


図 B.8 図 B.7 を用いてパラメータのイタレーションを行った後の XT カーブ。

## 付録 C

# SPring-8 の加速器の運転モード

SPring-8 は、蓄積リング内を電子が周回している放射光施設であり、蓄積リング内の電子の配置パターンが異なる複数の加速器の運転モードがある [22]。本付録では、SPring-8 の加速器の運転モードについて述べる。

本論文のデータ取得期間では、A mode、B mode、C mode、F mode、H mode の計 5 種類の運転モードの運転があった。表 C.1 に各運転モードのバンチ構造及びバンチモードをまとめる。また、各バンチモードの構造を図 C.1 から図 C.3 にまとめる。

表 C.1 各運転モードのバンチ構造及びバンチモード

運転モード名	バンチモード	バンチ間隔
A mode	203 bunches	23.6 ns
B mode	4 bunch train × 84	51.1 ns
C mode	11 bunch train × 29	145.5 ns
F mode	1/14-filling + 12 bunches	342 ns
H mode	11/29-filling + 1 bunch	11.8 nsec, 1486 ns

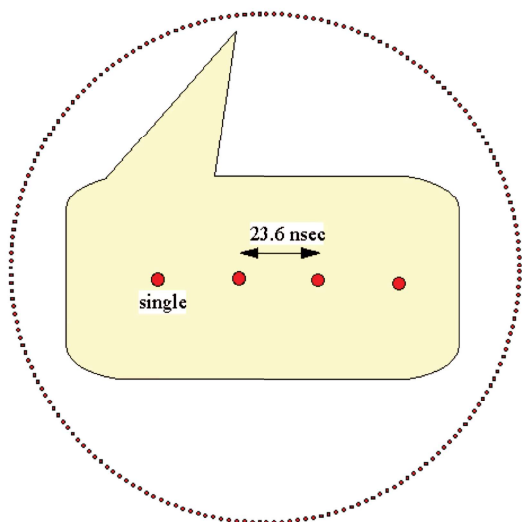


図 C.1 A モードのバンチ構造。

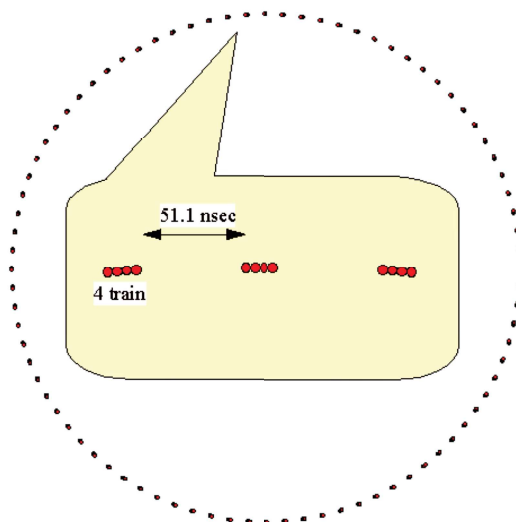


図 C.4 B モードのバンチ構造。

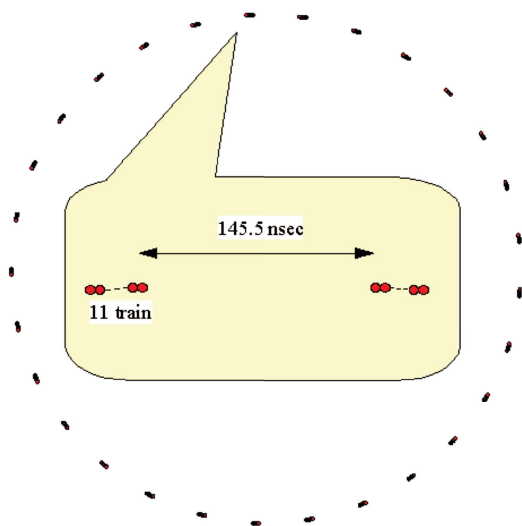


図 C.2 C モードのバンチ構造。

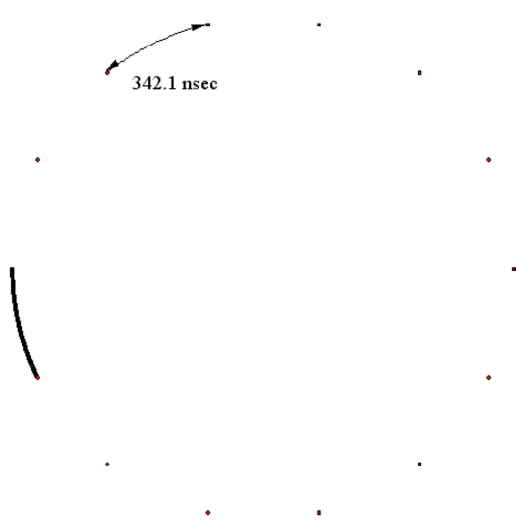


図 C.5 F モードのバンチ構造。

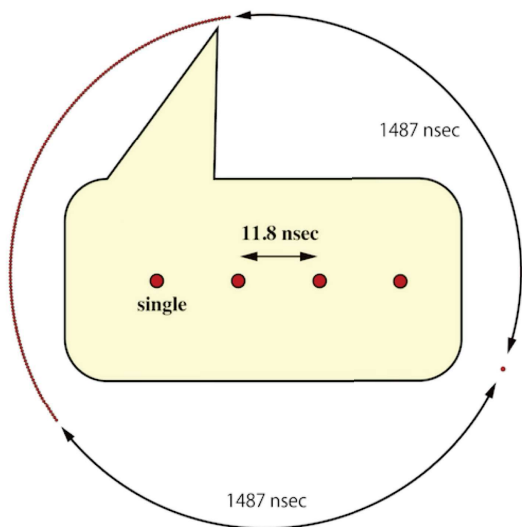


図 C.3 H モードのバンチ構造。

# 謝辞

本論文の執筆および研究を進めるにあたって、大変多くの方にお世話になりました。ここに感謝を申し上げます。

三輪浩司教授には、研究や修論の執筆だけではなく、SPring-8 出張中での生活など様々なことでお世話になりました。研究でわからないことが出てくるとすぐ質問にくる私にどんな時も丁寧に対応していただき、様々なアドバイスを頂きました。また、GPPU の面接試験の際には毎晩練習に付き合っていたいただいたことをはじめ、研究発表の際には発表スライドの添削や発表練習を何度もしていただきました。心より感謝申し上げます。これからも研究に邁進してまいりますので、今後ご指導ご鞭撻の程よろしく申し上げます。

東北大の金田雅司准教授、早川修平助教、七村拓野助教、技術職員の梅津裕生氏、倉田綸太郎氏、高野然氏、赤尾亮伍氏、吉田美柚氏、阪大 RCNP の橋本敏和研究員をはじめとする HYPS 実験に関わってくださった皆様には、実験の立ち上げやデータ取得のためにシフト、日頃のミーティングなどで非常にお世話になりました。深く感謝申し上げます。HYPS 実験は今後も続くので、引き続きよろしく申し上げます。

本研究とは直接の関わりはありませんが、田村裕和教授や市川裕大准教授には、日頃のゼミやミーティングを通してお世話になりました。特に、ミーティングではローカルグループのミーティングとは異なる視点から様々なアドバイスをいただき、非常に参考になりました。また、事務職員の高橋あゆみ氏には、出張の手続きなど日頃から多くの支援をいただきました。深く感謝申し上げます。

研究室の同期である雨宮功来氏、洪雨寧氏、嶋崎開斗氏、遠山翔太氏とは、ゼミやサマースクールなどで多くの時間を共に過ごしました。同期と他愛もない話をしている時間は、研究の良い息抜きでした。ありがとうございます。

研究室の先輩である木野量子氏 (現 理研 研究員) や大浦文也氏には、私が学部 4 年の時からたくさんお世話になりました。ご飯に誘っていただいたり、研究やそれ以外のことなど様々な相談に乗っていただきました。本当にありがとうございます。

宇宙創成物理学国際共同大学院のスタッフの皆様には、高度実験やスクールなどを通してお世話になりました。感謝申し上げます。

最後に、好きなように人生を歩む私を好きにさせてくれる家族と日頃からサポートしてくれる同居人に感謝します。今後は一人前の研究者となれるように、日々の研究と勉強に一層精進していきたいと思えます。これからもよろしく願いいたします。

## 参考文献

- [1] Th. A. Rijken *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. 185, (2010) 14.
- [2] J. Haidenbauer *et al.*, Nucl. Phys. A 915, (2013) 24.
- [3] K. Sasaki *et al.*, Nucl. Phys. A 998, (2019) 121737.
- [4] T. Inoue *et al.*, HAL QCD collaboration, AIP Conf. Proc. 2130, 020002 (2019)
- [5] ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 123, (2019) 112002.
- [6] ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 127, (2021) 272001.
- [7] Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 55 (2005) 357.
- [8] Feng-Kun Guo, Xiao-Hai Liu, and Shuntaro Sakai, Prog. Part. Nucl. Phys. 112, 103757 (2020).
- [9] K. M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952).
- [10] Moskal *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 49, (2002) 1-90.
- [11] A. Gasparyan, J. Haidenbauer, and C. Hanhart, Phys. Rev. C 72 (2005) 034006.
- [12] G. Alexander *et al.*, Phys. Rev. 173, (1968) 1452.
- [13] H. A. Rubin *et al.*, Phys. Rev. 159, (1967) 1149.
- [14] J. K. Ahn *et al.*, Nucl. Phys. A761 (2005) 41.
- [15] K. Miwa *et al.*, Phys. Rev. C 104, (2021) 045204.
- [16] T. Nanamura *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, (2022) 093D01.
- [17] K. Miwa *et al.*,  $\Lambda p$  scattering experiment using photo-produced  $\Lambda$  at SPring-8 (HYPS project), proposal at RCNP (2024).
- [18] 藤岡徳菜 大強度  $\pi$  ビームを用いた新たな  $\Sigma^- p$  散乱実験手法の構築. Master's thesis, 東北大学, 2018
- [19] R. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C 73, 035202(2006)
- [20] K. Mizutani,  $\phi$  ophotoproduction on the proton at  $E_\gamma = 1.5\text{--}2.9$  GeV/c. Doctor's thesis, 京都大学, 2018
- [21] M. Sumihara *et al.*, Phys. Rev. C 73, (2006) 035214.
- [22] SPring-8 バンチモード対応表  
[http://www.spring8.or.jp/ja/users/operation\\_status/schedule/bunch\\_mode\\_b25/](http://www.spring8.or.jp/ja/users/operation_status/schedule/bunch_mode_b25/)