

修士論文

$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応を用いた Λp 散乱実験手法の開拓

Development of the Λp Scattering Experimental
Method with the $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ Reaction

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

坂尾 珠和

令和2年

概要

我々の物質世界の原子核は、核子間に働く核力の近距離 (~ 1 fm) における強い斥力と、遠距離における引力が均衡を保つことで存在する。核力は実験、理論双方から盛んに研究されており、引力については中間子交換モデル (one boson exchange model, OBE model) でよく理解されている [1] が、斥力芯の起源の理解は不十分である。斥力芯が現れる近距離領域では核子同士が重なるため、核子の構成要素であるクォークやグルーオン間の相互作用が大きな影響を及ぼすと考えられている。したがって、バリオン間相互作用の研究が核力の理解には必須である。ここで u , d クォークのみで構成される NN 系では得られる情報が限られているため、 s クォークを新たに導入した YN 系および YY 系を含めた一般化されたバリオン間相互作用を解明することが大変重要である。特に ΛN 相互作用は中性子星内深部での高密度ハドロン領域の構造に深く関与している。この領域でのハイペロン出現を許す理論モデルで予想された中性子星質量が約 $1.4M_{\odot}$ だったのに反し、近年約 $2M_{\odot}$ を持つ中性子星が観測された [9]。これは高密度領域での斥力の理解が不十分であることを意味しており、理論への更なるフィードバックが要求されている。このような背景に対し、実験からはまず近距離の YN 2 体力を散乱実験で精密決定し、その後ハイパー核実験による YNN 多体力等の研究へ繋げる必要がある。しかし、過去の ΛN チャンネルの散乱データは少なく、 p 波が含まれる高運動量領域での散乱データが特に不足していることで理論へ制限を加えることが出来ていない。

こうした背景を受け、我々は J-PARC における Λp 散乱実験を計画した。本実験では液体水素標的に π^{-} ビームを照射し $\pi^{-}p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応によって Λ 粒子を生成する。 (π^{-}, K^0) 反応で生じた Λ は $\pi^{-}p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass 法によって同定する必要があるが、 K^0 は中性粒子であり、その検出困難さゆえに (π^{-}, K^0) スペクトロスコーピーは未だ確立されていない。そこで、我々は $K^0 \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}$ 崩壊によって生じた 2 つの π をそれぞれ別に検出する実験手法を考案した。具体的には前方の磁気スペクトロメータで π^{+} 、標的周りの円筒型検出器群で π^{-} を捕らえる。さらに生成 Λ が別の標的内陽子と散乱したイベントを運動学の一致から同定する。本実験では大強度 π^{-} ビームを用いて得られる圧倒的な収量をもとに、統計精度 10% 以下での微分断面積導出を目指している。また、 $\Lambda \rightarrow \pi^{-}p$ 崩壊は弱い相互作用によるものでパリティ対称性が破れており、散乱平面に対する陽子の散乱角度の異方性を測定することで、散乱におけるスピン観測量測定が可能と考えられる。

本研究の目的は昨年データ取得を完了した J-PARC E40 実験 (Σp 散乱) の by-product データに含まれる $\pi^{-}p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応を解析し、次世代 Λp 散乱実験で用いる微分断面積導出までの一連の解析手法を構築することである。

目次

概要		i
第 1 章	序論	1
1.1	物理的背景	1
1.1.1	バリオン間相互作用	1
1.1.2	$B_8 B_8$ 相互作用	5
1.1.3	散乱実験と微分断面積	7
1.1.4	中性子星のハイペロン・パズル	9
1.1.5	これまでの Yp 散乱実験	10
1.2	J-PARC における次世代 (π^- , K^0) 反応実験	11
1.2.1	実験概要と目的	11
1.2.2	実験手法	11
1.2.3	本論文の構成	14
第 2 章	J-PARC E40 実験	16
2.1	実験セットアップ	16
2.1.1	K1.8 ビームラインスペクトロメータ	18
2.1.2	CATCH 検出器群	21
2.1.3	KURAMA スペクトロメータ	23
2.1.4	トリガーロジック	26
2.2	J-PARC E40 実験データを用いた本研究の目的	28
第 3 章	Λ 生成事象の同定	29
3.1	散乱 K^0 識別	29
3.1.1	質量スペクトル	29
3.1.2	$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊を利用した K^0 の運動量ベクトル再構成手法	31
3.2	Λ 生成事象同定	35
3.2.1	$\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass 法	35
3.2.2	$\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass へのカット条件	36
3.3	Λ ビームの収量の見積もり	38

3.3.1	K^0 の π^- ビームとの最近接距離, 飛行距離	39
3.3.2	生成 Λ の運動量領域	40
第 4 章	Λp 散乱事象の同定	42
4.1	検出された粒子の組み合わせによる解析ケース	43
4.1.1	ケース 1: CATCH が π 2 個, 陽子 p 1 個を検出した場合	43
4.1.2	ケース 2: CATCH が π 1 個, 陽子 p 2 個を検出した場合	44
4.1.3	ケース 3: CACTH が π 2 個, 陽子 p 2 個を検出した場合	45
4.2	Λp 散乱事象同定のためのイベント選別	50
4.2.1	解析ケース 3 におけるイベント選別	51
4.2.2	解析ケース 3 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関	55
4.2.3	解析ケース 3 における Λp 散乱事象 (Δp と ΔE の相関)	55
4.2.4	解析ケース 2 におけるイベント選別	58
4.2.5	解析ケース 2 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関	60
4.2.6	解析ケース 2 における Λp 散乱事象 (ΔE 分布)	61
4.3	運動学を用いた Λp 散乱事象同定手法の解析効率	63
第 5 章	Λ ビームの標的内における総飛距離 (Total Length, L_{total})	64
5.1	導出手法	65
5.1.1	E40 実験データを用いたモンテカルロ・シミュレーション	65
5.1.2	モンテカルロ・シミュレーションと $S/(S+N)$ の併用	69
5.2	導出手法の妥当性確認	70
5.2.1	概要	70
5.2.2	Λ 生成事象と Multiple π production 事象がもつ, 各 Λ ビームの標的 内での飛距離分布	70
5.2.3	モンテカルロ・シミュレーションと $S/(S+N)$ を併用した導出手法 に伴う系統誤差	72
5.3	E40 実験データにおける Λ ビームの標的内での総飛距離	75
第 6 章	CATCH 検出器群の Λp 散乱検出効率	76
6.1	CATCH の Λp 散乱検出効率の導出手法	76
6.2	シミュレーションで作成した Λp 散乱事象	77
6.2.1	イベント選別	77
6.2.2	解析ケース 3 で同定しうる Λp 散乱事象	78
6.2.3	ケース 3 での CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{3,\Lambda p}$	78
6.2.4	解析ケース 2 で同定しうる Λp 散乱事象	79
6.2.5	ケース 2 での CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{2,\Lambda p}$	79

第 7 章	Λp 散乱微分断面積導出	81
7.1	微分断面積導出に用いる E40 実験データの Λp 散乱事象同定数	81
7.1.1	解析ケース 3 でのイベント選別	81
7.2	散乱微分断面積の導出式全体にかかる誤差	82
7.3	J-PARC E40 実験 by-product データから導出した Λp 散乱微分断面積 . . .	83
7.3.1	本研究で導出した Λp 散乱微分断面積についての考察	84
第 8 章	まとめ	85
	謝辞	87
	参考文献	88
	参考文献	89

目次

1.1	バリオン 8 重項	2
1.2	バリオン 8 重項の合成による分類	3
1.3	Lattice QCD で計算された 6 つの既約表現におけるフレーバー基底ポテンシャル	4
1.4	各理論モデルによって計算された微分断面積	7
1.5	観測された $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$ の中性子星 (J1614-2230) と, 他の中性子星の質量観測値と主な EOS 理論モデル曲線	9
1.6	(K^-, π^-) 反応による Λ 生成	12
1.7	(π^-, K^0) 反応による Λ 生成	12
1.8	$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応と生成 Λ による Λp 散乱の概略図.	13
1.9	J-PARC E40 実験セットアップにおける $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応と生成 Λ による Λp 散乱の概略図.	13
2.1	J-PARC K1.8 ビームラインにおけるセットアップ全体図.	17
2.2	K1.8 ビームラインスペクトロメータの模式図. QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と 5 台の検出器から構成される.	18
2.3	CATCH 検出器群の 3D モデル模式図 [20]. ファイバー検出器 (CFT), BGO カロリメータ, プラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成される.	21
2.4	KURAMA スペクトロメータの模式図.	23
2.5	トリガーシステムの概略図.	26
3.1	KURAMA マグネットによって飛跡が曲げられる荷電粒子の飛跡の概略図. 正, 負電荷をもつ散乱粒子の例として π^+ と π^- を図に示している.	30
3.2	K^0 崩壊の CM 系での概略図. 2 つの π から再構成された粒子の不変質量 m_{inv} が K^0 の質量 m_{K^0} と一致するように, opening angle $\theta_{\pi\pi}$ を用いて運動学を解くことで π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} を求める.	31
3.3	CATCH 検出器群の構成および液体水素標的内部での反応を示した概略図.	33
3.4	散乱粒子の CFT におけるエネルギー損失 (ΔE) と BGO カロリメータで測定した全エネルギー (E) の相関図. 赤線は測定された π の分布を囲んでいる.	34

3.5	散乱粒子の KURAMA において測定された運動量と質量二乗の相関図. 赤線で π^+ を選択した.	34
3.6	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の概略図. π^- ビーム軸から再構成された K^0 がなす角 θ_{K^0} は, 再構成した運動量ベクトルから求められる.	35
3.7	$\theta_{\pi\pi}$ についてカット範囲を決定するために参照したシミュレーションによる $\theta_{\pi\pi}$ 分布 (青線) と, E40 実験データから得られた全 run 分の $\theta_{\pi\pi}$ 分布 (赤線). シミュレーションのイベント数は E40 実験データのイベント数で規格化してある.	36
3.8	$\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する MM_Λ . ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ であること」を要求している. 解析では K^0 を同定していないため, Λ , Σ^0 ピークの下に依然としてバックグラウンドは残る.	37
3.9	図 3.8 の MM_Λ に対するフィッティング結果. ガウス関数と指数関数を足し合わせた関数で Λ ピークとその下のバックグラウンドをフィッティングしてある. 赤線はフィッティング関数, ピンク点線はバックグラウンドの関数, 緑斜線は Λ ピークの関数とその積分領域を示す.	38
3.10	K^0 の π^- ビームとの最近接距離 cdist_{K^0,π^-} (左:シミュレーション, 右:E40 実験データ). このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, かつ $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している.	39
3.11	$\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する MM_Λ . ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0,\pi^-} < 10$ [mm], K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ [mm] 領域内であること」を要求している. Λ ピークの幅が細くなる傾向が確認できたが, K^0 を同定していないことによるバックグラウンドを完全に除去できてはいない.	40
3.12	$\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing momentum 分布 (左:シミュレーション, 右:E40 実験データ). このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0,\pi^-} < 10$ mm, K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内であること」を要求している.	41
4.1	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応に対する主なバックグラウンドとなる $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-p$ 反応 (Multiple π production) の概略図. $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応とは異なり, Multiple π production では π^+ と π^- の vertex が π^- ビーム軸と一致するため, 第 3 章で適用した「 $\text{cdist}_{K^0,\pi^-} < 10$ mm, かつ K^0 生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内」というカット条件では除去できない.	42
4.2	ケース 1 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図. ケース 1 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子を検出した場合を想定している.	43

4.3	ケース 2 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図. ケース 2 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による陽子を検出した場合を想定している.	44
4.4	ケース 3 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図. ケース 3 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子すべてを検出した場合を想定している. . .	45
4.5	Δp 法の概略図.	47
4.6	ΔE 法の概略図.	48
4.7	Λp 散乱事象のみのシミュレーションにおける K^0 および Λ 生成点の x, y 分布 (左) と z 分布 (右).	50
4.8	ケース 3 における Λp 散乱の opening angle ($\theta_{\Lambda p}$) (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.	52
4.9	ケース 3 における $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass の二乗分布 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.	52
4.10	CM 系における Λp 散乱事象. Δp 法からは直接 $\theta_{scat\Lambda, CM}$ を求めることができ, ΔE 法からは $180^\circ - \theta_{recoP, CM} = \theta_{scat\Lambda, CM}$ から間接的に $\theta_{scat\Lambda, CM}$ を求める.	53
4.11	ΔE 法と Δp 法からそれぞれ求められた CM 系における散乱 Λ の散乱角度 ($\theta_{\Lambda p}$) の差 ($\Delta\theta$) (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した. . . .	54
4.12	ΔE 法と Δp 法からそれぞれ求められた CM 系における散乱 Λ の散乱角度 ($\theta_{\Lambda p}$) の相関図 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した. . . .	54
4.13	解析ケース 3 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_\pi^2 > -0.02 (\text{GeV}/c^2)^2$, $-40 < \Delta\theta < 40^\circ$ であること」を要求した.	55
4.14	シミュレーションから得られた Δp 分布 (左) と ΔE 分布 (右). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.	56
4.15	E40 実験データ解析から得られた Δp 分布 (左) と ΔE 分布 (右). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.	57
4.16	解析ケース 3 において得られた Δp と ΔE の相関 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.	57

4.17	ケース 2 における Λp 散乱の opening angle ($\theta_{\Lambda p}$) (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.	59
4.18	ケース 3 における $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass の二乗分布 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.	59
4.19	散乱 Λ と崩壊陽子運動量ベクトルの最近接距離 (E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_\pi^2 > -0.02 (\text{GeV}/c^2)^2$ であること」を要求した.	60
4.20	解析ケース 2 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_\pi^2 > -0.02 (\text{GeV}/c^2)^2$, $\text{cdist}_{\Lambda, decayp} < 20 \text{ mm}$ であること」を要求した.	61
4.21	解析ケース 2 において得られた ΔE 分布 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.	62
5.1	各生成 Λ の標的中での飛距離を求めるために作成したモンテカルロ法のフローチャート.	67
5.2	各生成 Λ の標的中での飛距離を求めるために使用したモンテカルロ法のプロセスの概略図. 各 Λ の飛行は標的内で崩壊するか標的外へ飛び出すまで繰り返す.	67
5.3	モンテカルロ・シミュレーションプログラムの動作確認テストの概略図. 標的中心からビーム軸下流方向 (つまり $(x, y, z) = (0, 0, 1)$ の方向) へ運動量 $0.50 \text{ GeV}/c$ の Λ を dx ずつ飛行させた.	68
5.4	モンテカルロ・シミュレーションのプログラムの妥当性試験から得られた各仮想 Λ の標的中での飛距離分布. 指数関数的に仮想 Λ の数が減衰している. 15 cm にピークを形成しているものは「標的外に出た」と判定され, 強制的にモンテカルロ法が終了したイベントである.	68
5.5	シミュレーションで作成した Λ 生成事象と, Multiple π production 事象がもつ各 Λ ビームの飛距離分布. 赤点が Λ 生成事象, 青点が Multiple π production 事象でありそれぞれのイベント数で規格化してある. イベント選択では Λ 生成を要求している.	71
5.6	73
5.7	各生成 Λ の標的内での飛距離分布. 選択した Λ ビームの運動量領域は $0.30 \sim 0.65 \text{ GeV}/c$ であり, 指数関数的な減衰を確認することができている.	75

6.1	E40 実験で取得された pp 散乱測定データから求められた tracking 効率 ϵ_{pp} [27].	77
6.2	Λ 生成事象同定が行われたとき, シミュレーションでもともと作成されていた Λp 散乱事象イベントの $\cos(\theta_{CM})$ 分布.	78
6.3	$\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎のケース 3 における CATCH の Λp 散乱検出効率分布. . .	79
6.4	$\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎のケース 2 における CATCH の Λp 散乱検出効率分布. . .	80
7.1	ケース 3 によって最終的に選別されたイベントがもつ散乱 Λ の CM 系での散乱角度の余弦 $\cos(\theta_{CM})$ の分布. ここから $N_{3,\Lambda p} = 16$ と見積もられた. . .	82
7.2	解析ケース 3 から得られた E40 実験の by-product のデータにおける Λp 散乱微分断面積. 検出効率が大きい $-0.2 < \cos(\theta_{CM}) < 0.2$ 領域では 1.9 ± 0.4 mb/sr と見積もられた.	83

表目次

1.1	NN , ΣN および ΛN チャンネルの s 波における $B_8 B_8$ 相互作用	5
3.1	E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 (MM_Λ が中心値から $\pm 3\sigma$ 分の領域).	38
3.2	E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 ($1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/ c^2 の領域).	39
3.3	K^0 に関するカットをかけた後の E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 ($1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/ c^2 の領域).	40
5.1	図 5.5 における各分布がもつ標準偏差 σ と平均 μ	71
5.2	シミュレーションで作成した Λ 生成事象と Multiple π production 事象のイベント数を調整し合成したデータから得た missing mass 分布のフィッティング結果 (ただし $1.07 \sim 1.17$ GeV/ c^2 領域).	73
5.3	シミュレーションで作成した Λp 散乱事象と Multiple π production 事象それぞれにおける生成 Λ の標的内での総飛距離と, 当手法によって生じる系統誤差の見積もり結果 (ただし $1.07 \sim 1.17$ GeV/ c^2 領域).	73

第 1 章 序論

1.1 物理的背景

1.1.1 バリオン間相互作用

我々の物質世界の原子核を構成している陽子 (p), 中性子 (n) はバリオン的一种であることから, 特に pp や np 散乱を用いた核力 (nuclear force) の研究が実験, 理論双方で盛んに行われてきた. 核力は近距離 (~ 1 fm) で斥力, それ以上離れた遠距離では引力であることが知られている.

引力部分については中間子交換モデル (OBE model) [1] によってよく記述されているが, 斥力部分については理解が不十分であり, 中間子交換モデルでは現象論的に扱うに留まっている. 斥力芯が現れる近距離領域では核子同士が重なり合うため, 斥力芯は核子の構成要素であるクォークやグルーオン間の相互作用に由来すると考えられている. クォーク間の相互作用を考慮した総括的なバリオン間相互作用 (baryon-baryon interaction) を研究するには, 対象をアップクォーク (u) とダウンクォーク (d) のアイソスピン合成による $SU(2)$ 空間からストレンジクォーク (s) を含めた $SU(3)_f$ 空間に拡張することが非常に重要である.

ここでバリオン間相互作用について述べる. まず基本的な例として NN 相互作用を考えてみる. $SU(2)$ 空間では 2 つの核子のアイソスピン 2 重項同士の合成を考えればよいから,

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

となり, アイソスピンに対称な 3 重項 ($I = 1, (nn, (pn + np), pp)$) と反対称な 1 重項 ($I = 0, (pn - np)$) に分類される.

次に $SU(2)$ 空間から $SU(3)_f$ 空間へ拡張したい. バリオンは 3 つのクォークから構成されているから, それらのスピン合成は

$$\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = (1 \oplus 0) \otimes \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \otimes \frac{1}{2} \quad (1.2)$$

という既約表現を得ることができ, スピン 1/2 の 8 重項とスピン 3/2 の 10 重項に分類される. ここでバリオン 8 重項 (B_8) を図 1.1 に示す.

バリオン間相互作用の中でもハイペロン-核子 (以下, YN) 相互作用のような $B_8 B_8$ 系における 8 重項同士の合成を考えると,

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

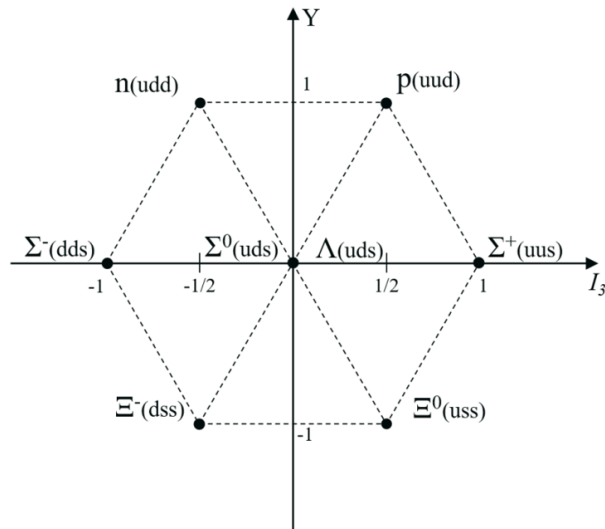


図 1.1: バリオン 8 重項

という 6 つの既約表現が得られる．クォークと同様にバリオンはフェルミオン (fermion) であるから，軌道角運動量 L ，スピン S に応じてフレーバーの対称・反対称表現が許されていることを考慮すると，例えばバリオン間の軌道角運動量 $L = 0$ であり，波動関数の動径部分の励起もないとした場合，(1) 項ではフレーバー対称であるからスピンは反対称となり， $L = 0$ かつ $S = 0$ となる．一方，(8_a) 項ではフレーバー反対称であるからスピンは対称となり， $L = 0$ かつ $S = 1$ となる．

このように s 波における (27), (8_s), (1) 項はフレーバーの交換に対して対称な spin-singlet, (10), (10*), (8_a) 項は反対称な spin-triplet である． NN 系におけるアイソスピン 3 重項に対応するチャンネルは (27) 項，1 重項に対応するチャンネルは (10*) 項に含まれている．その他の項は $SU(3)_f$ 空間へ拡張することで新たに現れる項である．図 1.2 に $B_8 B_8$ の合成による分類を示す．

u クォークと d クォークに s クォークを加えた 3 フレーバーの系における相互作用， $B_8 B_8$ 相互作用を記述する理論モデルはいくつか存在するが，その代表は Nijmegen OBEP モデル [2] と Kyoto-Niigata resonating-group method (RGM) モデルである．前者は OBE モデルを $SU(2)$ 空間から $SU(3)_f$ 空間に拡張したもので，遠距離の引力は中間子交換により記述しており，近距離の斥力は OBE モデルと同様に現象論的に取り扱っている．一方，後者は斥力の記述にクォーク間相互作用の理論である quark-cluster model (QCM) を取り入れたもので，近距離の斥力をクォーク間のパウリ効果やグルーオンの交換に基づいて記述している．このモデルでは (10) 項と (8_s) 項のチャンネルにおいてクォークレベルのパウリ効果による強い斥力芯の存在が予想されている．

また数値計算手法として代表されるのは Lattice QCD である．これは格子上に場の理論を設定し非摂動的にシミュレーションするものである．Lattice QCD で計算された s 波に対






27		$NN (I=1)$ $\Sigma N (I=3/2), \Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Sigma\Sigma (I=2), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda N (I=1/2), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$ $\Xi\Sigma (I=3/2), \Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$ $\Xi\Xi (I=1)$
10		$\Sigma N (I=3/2)$ $\Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda N (I=1)$ $\Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$ $\Xi\Xi (I=0)$
10*		$NN (I=0)$ $\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Xi\Lambda (I=1)$ $\Xi N (I=3/2)$
8 _s		$\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Lambda N (I=1), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$ $\Xi N-\Xi\Lambda (I=1/2)$
8 _a		$\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Sigma\Sigma-\Sigma N (I=1), \Xi N (I=0)$ $\Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$
1	•	$\Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$

図 1.2: バリオン 8 重項の合成による分類

応する 6 つの既約表現における各フレーバー基底ポテンシャルを図 1.3 に示す. s クォークを含まない NN 系に属する図 1.3 上段のポテンシャルと, s クォークを含めた $SU(3)_f$ 空間で新たに出現した図 1.3 中下段のポテンシャルを比較すると, 特に近距離領域でその描像が異なっている. クォーク間のパウリ効果によって完全に禁止される (8_s) 項やほとんど禁止されている (10) 項は非常に強い斥力が働くのに対し, (8_a) 項に働く斥力は非常に弱く, (1) 項は唯一引力的になる. 計算されたポテンシャルの特徴は QCM 予測とよく一致しており, クォークパウリ効果が $B_8 B_8$ 系における斥力芯の形成に大きく影響すると考えられる.

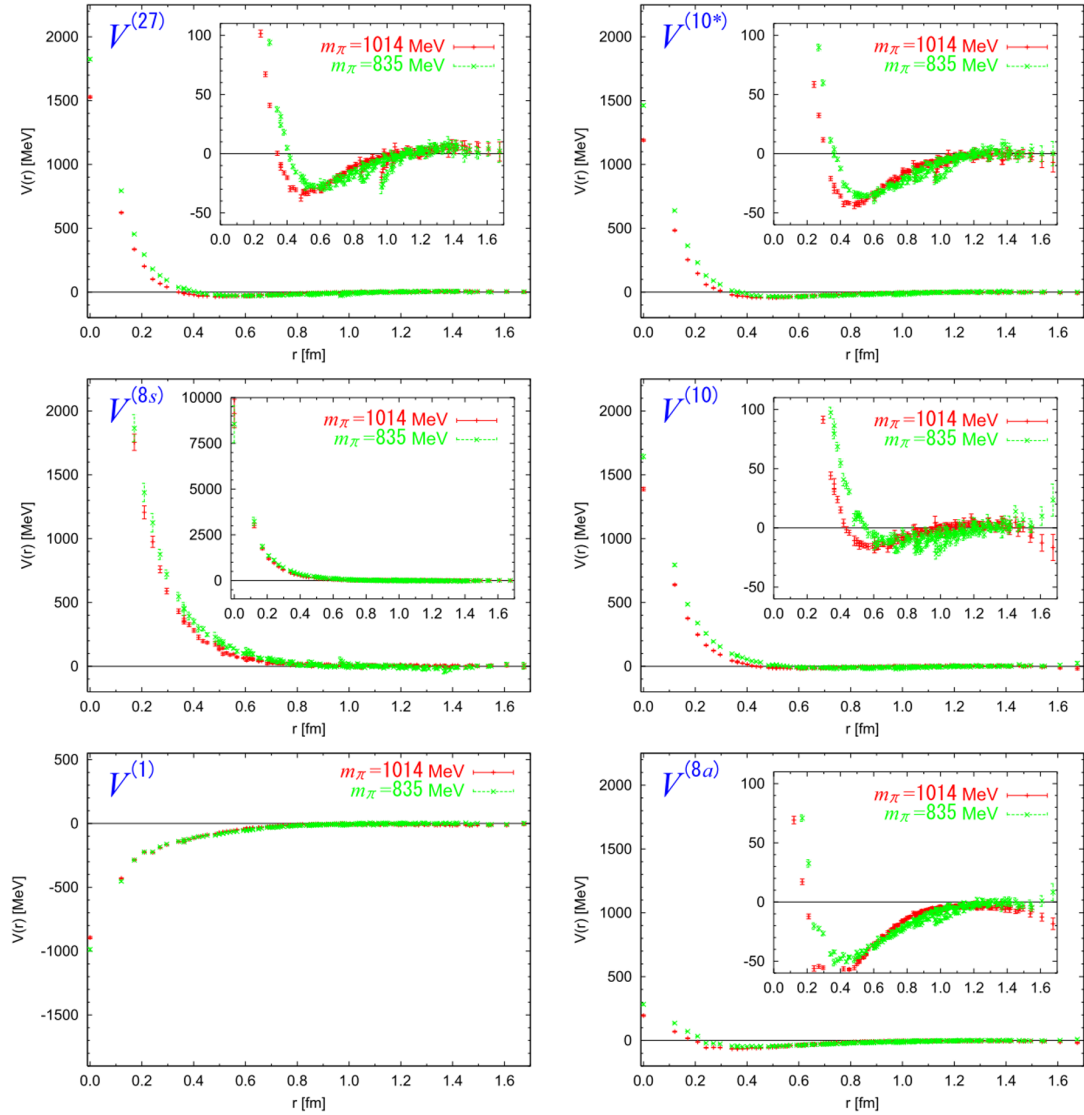


図 1.3: Lattice QCD で計算された 6 つの既約表現におけるフレーバー基底ポテンシャル [4]. それぞれ π の質量を $1014 \text{ MeV}/c^2$ (赤) と $835 \text{ MeV}/c^2$ (緑) で計算している. 左列はフレーバーに対称な spin-singlet, 右列はフレーバーに反対称な spin-triplet である. また, 上段は NN 系にも属するポテンシャルで, 中下段は $SU(3)_f$ 空間へ拡張することで新たに現れるポテンシャルである.

1.1.2 B_8B_8 相互作用

原子核の全体像を理解するのに必須である YNN 多体力等の決定には、精密な $YN2$ 体力の情報が必要である。したがって、 YN や YY 相互作用を含めた 2 体の B_8B_8 相互作用を調べる必要がある。各 B_8B_8 相互作用のチャンネルは図 1.3 に示した 6 つフレーバー基底ポテンシャルの線形結合の組み合わせによって異なる。したがって、調べたい性質のフレーバー基底がみやすいチャンネルを選んで研究を行う。ここで NN , ΣN , および ΛN チャンネルの s 波についての B_8B_8 相互作用をフレーバー多重項基底で表現したものを表 1.1 に示す。

表 1.1: NN , ΣN および ΛN チャンネルの s 波における B_8B_8 相互作用

$B_8B_8(I)$	spin-singlet	spin-triplet
$NN(I=0)$	—	(10*)
$NN(I=1)$	(27)	—
$\Sigma N(I=1/2)$	$\frac{1}{\sqrt{10}}[(3(\mathbf{8s}) - (\mathbf{27}))]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[(\mathbf{8a}) + (\mathbf{10}^*)]$
$\Sigma N(I=3/2)$	(27)	(10)
ΛN	$\frac{1}{\sqrt{10}}[(\mathbf{8s}) + 3(\mathbf{27})]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[-(\mathbf{8a}) + (\mathbf{10}^*)]$

■ NN 相互作用

NN チャンネルではアイソスピン反対称 ($I=0$) の場合にスピン反対称 ($S=0$) であることは禁止され、アイソスピン対称 ($I=1$) の場合にスピン対称 ($S=1$) であることは禁止される。 NN ポテンシャルは一般的に次式で表される。

$$V(r) = V_0(r) \tag{1.4}$$

$$+ V_{ss}(r) \mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2 \tag{1.5}$$

$$+ V_{\tau\tau}(r) \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 \tag{1.6}$$

$$+ V_T(r) S_{12} \tag{1.7}$$

$$+ V_{LS}(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \tag{1.8}$$

$$+ \dots \tag{1.9}$$

ここで $V_0(r)$ はスピン \mathbf{s}_1 , \mathbf{s}_2 と空間相対座標 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 間の相互作用を含まない中心力、 $V_{ss}(r) \mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2$ はスピン \mathbf{s}_1 と \mathbf{s}_2 の相対的な向きに依るスピン-スピン相互作用、 $V_{\tau\tau} \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2$ はアイソスピン $\boldsymbol{\tau}_1$ と $\boldsymbol{\tau}_2$ の相対的な向きに依るアイソスピン-アイソスピン相互作用、 $V_T(r) S_{12}$ はスピンと空間相対座標間の相互作用を含むテンソル力を表すポテンシャル $V_T(r)$ とそのテンソルオペレーター S_{12} , そして $V_{LS}(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ はスピンと軌道角運動量間の向きに依るスピン-軌道角運動量相互作用 (LS 力) である。特に LS 力は、スピン交換に対称な $\mathbf{l} \cdot (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)$ と、

スピン交換に反対称な $\mathbf{l} \cdot (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2)$ に分けられ, 反対称 LS 力を理解するには spin-singlet 項と spin-triplet 項の双方を含むチャンネルを調べる必要がある. しかし, 表 1.1 が示すように各アイソスピンの NN チャンネルでは spin-singlet 項もしくは spin-triplet 項のどちらかしか含まないため, 反対称 LS 力について制限を加えることができない. したがって, 表 1.1 中下段に示した ΣN , ΛN チャンネルから LS 力の全体像を理解することが重要である.

■ ΣN 相互作用

ΣN チャンネルではアイソスピン ($I = 1/2$) の場合, $B_8 B_8$ 相互作用は 4 つの項の重ね合わせで表されるため, どれか 1 つの基底ポテンシャルが著しく強調されることはないと考えられる. また, アイソスピン ($I = 3/2$) の場合, $B_8 B_8$ 相互作用は (27) 項と (10) 項のみの重ね合わせで表され, クォークパウリ効果によって強い斥力が働く (10) 項が spin-triplet の重みによって spin-singlet に属する (27) 項の 3 倍寄与することから, 全体として強い斥力が予想されている. ここで各理論モデルにおける Σp 散乱の微分断面積を図 1.4 に示す. $\Sigma^+ p (I = 3/2)$ 弾性散乱 (図 1.4 (左)) ではクォークパウリ効果を考慮している QCM モデルとクォーク間相互作用を考慮していない OBEP モデルで大きな差異が確認できる. 一方, $\Sigma^- p$ 弾性散乱 (図 1.4 (右)) の微分断面積は各モデルで大きな差異はなく, どの理論でも中間子交換の寄与が大きい.

したがって, まず $\Sigma^- p$ チャンネルの微分断面積測定から $SU(3)_f$ 対称性での中間子交換モデルの妥当性の検証を行い, その妥当性を確認した上で, $\Sigma N (I = 3/2)$ に対応する $\Sigma^+ p$ チャンネルの微分断面積を QCM と OBEP で比較することでクォークパウリ効果を検証することが可能と考え, 我々は J-PARC における Σp 散乱実験 (J-PARC E40 実験) を行い, 昨年データ取得を完了した.

■ ΛN 相互作用

ΛN チャンネルでの $B_8 B_8$ 相互作用はアイソスピン I の大きさによって分類されることなく 4 つの項の重ね合わせで表される. (π^-, K^0) 反応を用いた次世代 Λp 散乱実験では, J-PARC E40 実験による Σp チャンネルの散乱微分断面積測定によって制限がかけられた相互作用の情報をもとに, Λp チャンネルの散乱微分断面積を測定することで, さらなる各理論モデルの比較, 検証が可能となると考えられる. また, Λp チャンネルも過去の実験データが少なく, さらに p 波以上のデータがほとんど存在せず微分断面積やスピン偏極のデータ数も限られていることで, p 波成分の理論的な見積もりを非常に困難にしている. したがって, 散乱実験を行い特に散乱微分断面積を測定し, 角度分布を決定することが求められている. さらに, Λ は弱い相互作用によって $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊する. 弱い相互作用ではパリティ対称性が破れているため, Λ のスピンに対する陽子の放出角度の異方性を測定することで Λ のスピン偏極の情報を得て, 散乱におけるスピン観測量測定が可能となるため, 次世代 Λp 散乱実験は p 波成分の決定に重

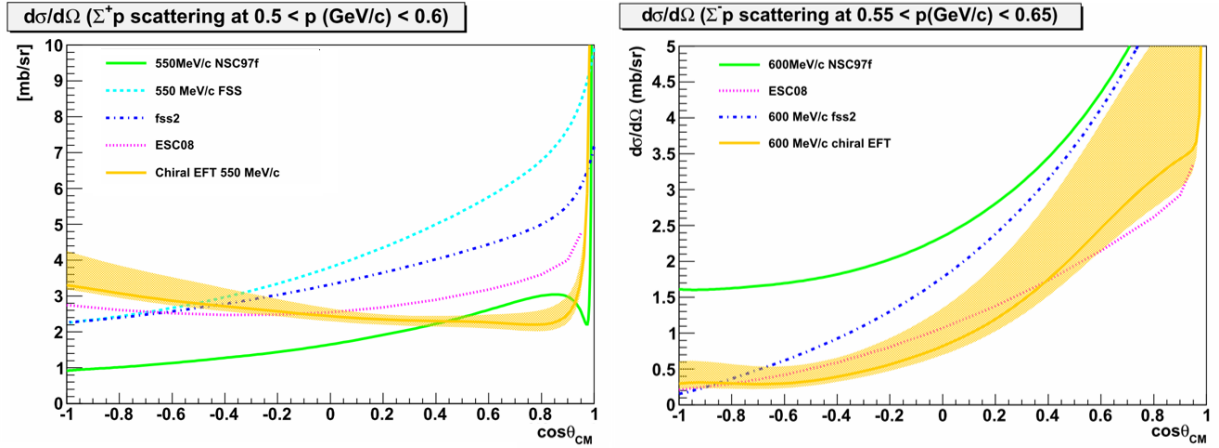


図 1.4: 各理論モデルによって計算された微分断面積 [5][6][7]. FSS 及び fss2 は QCM モデルに基づく計算モデルの名称, NSC 及び ESC は OBEP モデルに基づく計算モデルの名称である. 左は $\Sigma^+p(I = 3/2)$ 弾性散乱の微分断面積であり, 各理論モデルで大きく異なっている. 右は $\Sigma^-p(I = 1/2)$ 弾性散乱の微分断面積であり, 各理論モデルで大きな差異はない.

要な役割を果たす.

1.1.3 散乱実験と微分断面積

相互作用ポテンシャルの情報を実験的に得るには, 散乱微分断面積を測定し散乱位相差 δ を求める. 軌道角運動量 l で部分波展開された散乱振幅 $f(\theta)$ によって導かれる微分断面積を式 (1.10) に示す.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (1.10)$$

k は波数, P_l は l 次のルジャンドル多項式で, スピンの重みについては考慮していない. 散乱位相差 δ_l は角運動量 l の部分波がもたらすポテンシャルによって散乱された波と, されなかった波の位相差を表しており, $\delta_l < 0$ ではポテンシャルが斥力的, $\delta_l > 0$ ではポテンシャルが引力的である.

過去, NN 系については極めて正確な微分断面積の測定によって部分波解析が行われ, 詳細に位相差が決定されてきた. しかし, YN 系や YY 系の微分断面積を同等の高精度で測定することは現在も依然として困難であり, これらの系の位相差は 1 つも決定されていない. このときの角運動量 l のポテンシャル到達距離 d と運動量 p との間には式 (1.11) に示す関係が成り立つ.

$$l \leq \frac{|p| \cdot d}{\hbar} \quad (1.11)$$

J-PARC E40 実験での Σp 散乱微分断面積測定では, 式 (1.10) において $\theta = 90^\circ$ の微分断

面積に着目した. $\theta = 90^\circ$ の場合は $P_{l=odd}(0) = 0$ となり, l が奇数の部分波の寄与がなくなるため, 式 (1.11) より, $l < 4$ 程度しか現れない運動量領域で実験を行った場合は $l = 0$ の s 波に着目しやすくなると考えられる. スピンの重みも考慮した $\theta = 90^\circ$ における微分断面積を式 (1.12) に示す.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) = \frac{1}{4k^2} \sin^2 \delta_{1S_0} + \frac{3}{4k^2} \sin^2 \delta_{3S_1} + (\text{higher } l \text{ wave}) \quad (1.12)$$

ここで 1S_0 は spin-singlet, 3S_1 は spin-triplet を示し, $l \geq 2$ の項は (*higher l wave*) とした. さらに, 式 (1.12) において $SU(3)_f$ 対称性のもとでは同じ既約表現内では同じ相互作用が働くことを考慮すると, $\Sigma N (I = 3/2)$ の spin-singlet の寄与は (27) 項に属する NN 散乱の豊富な実験データから推定できる. また, 運動量領域 $600 \sim 800$ MeV/c では $|\delta_{1S_0}| < 10^\circ$ 程度となり, スピンの重みも相まって spin-singlet の寄与は spin-triplet に比べて無視できるほど小さくなる. (*higher l wave*) の寄与はモデル依存性がほぼないため, この運動量領域の $\theta = 90^\circ$ の微分断面積から直接的に $|\delta_{3S_1}|$ を求めることができる. なお, Σ ハイパー核実験によって δ_{3S_1} は斥力ポテンシャルであると考えられているが, 位相差は運動量に応じて大きくなりその変化の度合いはポテンシャルの到達距離に依存しているため, $|\delta_{3S_1}|$ の運動量依存性を確認することで δ_{3S_1} の正負や斥力芯のコアサイズについても考察することができると考え, J-PARC E40 実験で測定された散乱微分断面積の解析が現在進められている.

ΛN 相互作用については, spin-singlet に含まれる (27) 項の寄与は ΣN 相互作用と同様, NN 散乱の豊富な実験データによって推定でき, (27) 項の位相差の理論的不定性は非常に小さいと予測される. また spin-singlet と spin-triplet の寄与については, J-PARC E40 実験によって ΣN 相互作用が決定されれば制限をかけることが可能と考えられる. 次世代 Λp 散乱実験では運動量領域 $400 \sim 800$ MeV/c での微分断面積を測定し, それを式 (1.12) に基づいた部分波展開の断面積の重ね合わせでフィッティングすることで δ を求める.

原子核物理学における YN 相互作用研究では, ハイペロンを含む原子核を生成するハイパー核実験から多体系の相互作用を, ハイペロンを標的粒子に衝突させ散乱させる散乱実験から 2 体系の相互作用をそれぞれ調べ, 双方から理論へフィードバックをかける. しかし, 既存の YN 散乱実験データはビーム運動量領域が限定されており統計量も乏しい. これはビームとなるハイペロンの量が限られていたうえ, ハイペロンの寿命が 10^{-10} sec のオーダーと非常に短いために散乱前に崩壊してしまうことが多いことに起因している. したがって, 歴史的に YN 散乱実験は非常に困難と指摘されてきた.

この問題を克服するため, 我々は「散乱後の終状態粒子のみを捕らえて運動学を解く」という散乱事象同定手法を新たに確立し, Σp 散乱実験を J-PARC にて行った (J-PARC E40 実験). この実験では $\pi^\pm p \rightarrow K^+ \Sigma^\pm$ 反応による生成 Σ^\pm を標的内陽子に当てる $\Sigma^\pm p$ 散乱や $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を測定した. このとき, 大強度 π^+ および π^- ビーム (20 M/spill, 1 spill \approx 2 sec) の使用を可能にすることで, 高統計の YN 散乱実験データの取得に成功した. さらに, 生成 Σ^- による $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$ 崩壊で生じた中性子が標的内陽子と np 散乱を起こす事象について散乱微分断面積が見積もられ, 運動学を用いた解析手法の有効性が実証された [8]. 次世代

Λp 散乱実験では、上記の散乱事象同定手法を基盤として本研究で構築した Λp 散乱事象同定手法を用いて、 Λp 散乱微分断面積を測定する。

1.1.4 中性子星のハイペロン・パズル

YN 相互作用のうち ΛN 相互作用は中性子星の構造に密接に関与していると指摘されている。具体的には、 Λ は原子核物質内で約 30 MeV の引力ポテンシャルを感じるため、高密度領域とされる中性子星内深部に出現すると予想されている。これを考慮した中性子星の状態方程式 (Equation of State, EOS) は非常に柔らかくなり、そこから予想された中性子星質量は約 $1.4M_{\odot}$ であった。

しかし、質量が約 $2M_{\odot}$ の中性子星が近年観測され [9]、中性子星内深部での Λ の出現を考慮した既存の YN 相互作用理論モデルが不十分であることが示された。ここで質量が約 $2M_{\odot}$ の中性子星の観測結果 (J1614-2230) と、複数の理論モデルによる予想値を図 1.5 に示す。

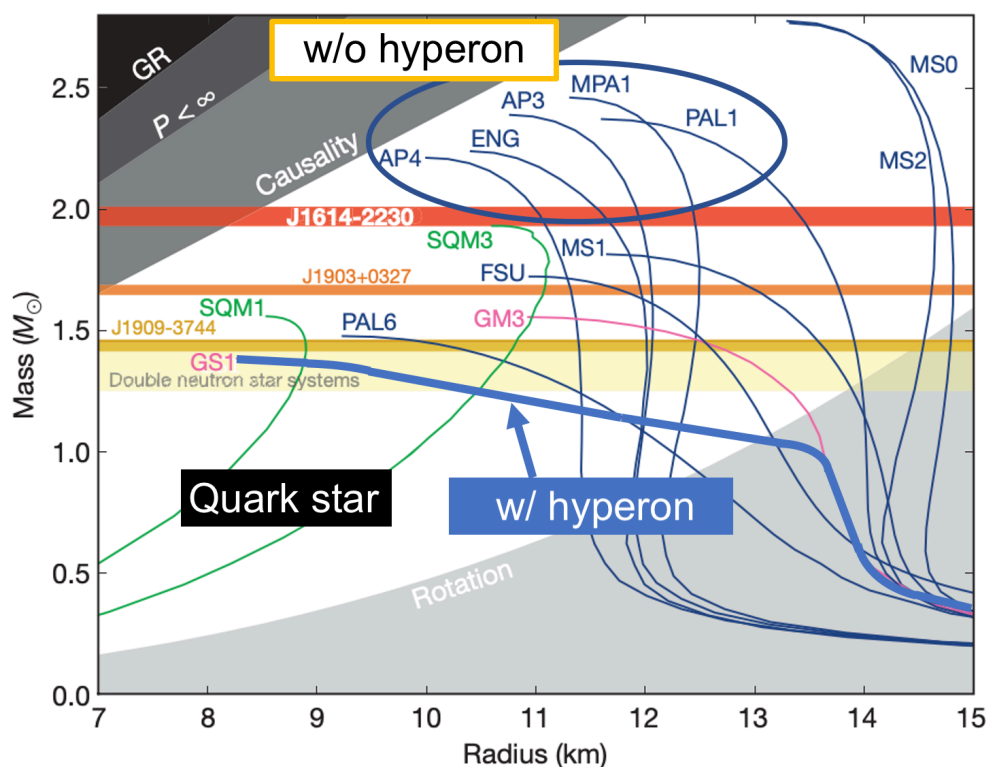


図 1.5: 観測された $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$ の中性子星 (J1614-2230) と、他の中性子星の質量観測値と主な EOS 理論モデル曲線

このような不定性をもつ YN 相互作用の理論モデルへさらなるフィードバックをかけ核力の理解を推進するには、 $YN2$ 体力を散乱実験によってまず精密決定し、その後ハイパー核実験による YNN 多体力等の研究へ繋げる必要がある。したがって、我々は J-PARC E40 実験で確立した運動学を用いる解析手法を基盤とした Λp 散乱事象同定手法を用いて、 Λp 散乱微分断面積を測定し、 Λp 相互作用を直接精密に決定することを計画している。

1.1.5 これまでの Yp 散乱実験

YN 相互作用の理解には散乱実験が不可欠だが、ハイペロンの寿命は約 10^{-10} sec と非常に短く、ハイペロン生成に成功しても陽子と散乱する前に崩壊することが多いため実験的な困難さがある。したがって、 Λp 散乱をはじめとする YN 散乱実験データは NN 散乱実験データに比べて非常に限られていることを先に述べた。

主な Yp 散乱実験には 1960 年代のバブルチェンバー実験と 1990 年代から 2000 年代初期に KEK-PS にて行われた E251 及び E289 実験 [10][11][12] がある。これらの散乱実験ではバブルチェンバーやファイバーアクティブ標的などが用いられ、散乱に関する全ての粒子の飛跡を画像情報から取得し、散乱事象を同定するという「イメージング法」が採用されていた。この実験手法の問題点は、バブルチェンバーの応答が遅いため、ビーム強度が高くなるとイメージが重なることを避けるためにビーム強度が大幅に制限されることであった。また、1960 年代のバブルチェンバー実験では、データ取得後再びデータ取得可能な安定状態にバブルチェンバーが復帰するまで時間を要する上、ハイペロン粒子の生成を同定するトリガーがないためランダムトリガーによってデータ取得せざるを得ず、入射ビームの強度が制限された。 Λ および Σ 生成には反応断面積が大きい Stopped K^- 反応が採用され、 Λ および Σ の運動量は 200 MeV/c 程度に制限された。したがって、この実験で得られた散乱事象は低運動量領域のものであり統計量も数 100 イベントに留まった。

1990 年代から 2000 年代初期にかけて KEK-PS にて行われた E251 および E289 実験では、統計量と生成ハイペロンの運動量制限に関する課題を克服する試みがなされた。 $\pi^\pm p \rightarrow K^+ \Sigma^\pm$ 反応によって Σ を生成し、後方に散乱 K^+ 検出のためのスペクトロメータを設置することで Σ 生成事象をトリガーレベルで制限することを可能にした。また、SciFi (シンチレーションファイバー) を Σ 生成事象と散乱事象のための標的、およびそれらの画像を保存するイメージング検出器としての 3 つの役割を担う「アクティブ標的」として用いた。これにより、運動量領域 350 ~ 750 MeV/c の Σ を測定することに成功した。しかし、SciFi の読み出しに使われた Image Intensifier Tube (IIT) の蛍光物質が数 μs オーダーの長い時定数を持つことにより、ビーム強度は 200 k/spil (1 spill \approx 2 sec) ほどに制限された。また、SciFi は炭素原子核を含んでおり、原子核中の陽子との準自由反応によって生成された Σ は正しく運動量を求めることができない。さらに、生成 Σ と炭素原子核の準弾性散乱は大きなバックグラウンドの一因となった。オフラインの画像解析でも、正しい Σp 弾性散乱を同定するには生成 Σ に 5 mm 以上の飛距離が要求されたため、ビームとして使用可能な Σ の取量は大幅に制限された。したがって、この実験においても同定された散乱事象数は約 30 イベントに限られた。

1.2 J-PARC における次世代 (π^- , K^0) 反応実験

前節で述べた物理的背景を受け、我々は大強度陽子加速器施設 (J-PARC, Japan Proton Accelerator Research Complex) にて Λp 散乱実験を行うことを計画した。当節ではその概要を述べる。詳しい解析手法については後述を参照されたい。

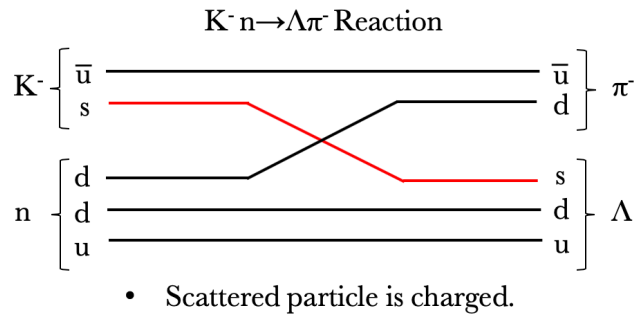
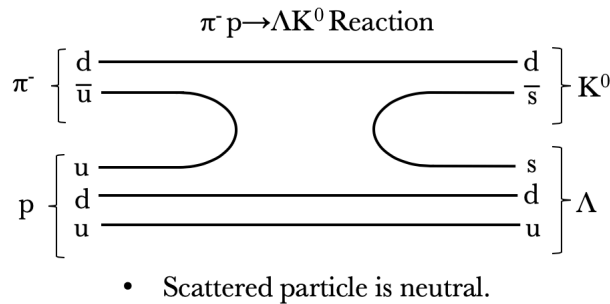
1.2.1 実験概要と目的

J-PARC における次世代 Λp 散乱実験の目的は、より精密な Λp 相互作用の系統的理解である。前述した中性子星のハイペロン・パズルを抱える YN 相互作用の理論モデルへさらなるフィードバックをかけ、核力の理解を推進したい。ここで、弾性散乱で分解できる相互作用距離は入射粒子の換算波長 ($\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p}$) であることを考慮すると、次世代実験において運動量領域 $400 \sim 800$ MeV/c の Λ ビームによる Λp 散乱を測定できれば、重心系では $0.5 \sim 1.0$ fm 程度の近距離領域における相互作用をみることができる。したがって、核力の斥力芯の起源に寄与するような領域での ΛN 相互作用の研究が可能となると考えられる。また、散乱 Λ による $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊で生じる陽子の放出角度の異方性を測定することで、高統計で散乱におけるスピン観測量を求めることも期待されている。

1.2.2 実験手法

上記の目的のため、我々は (π^- , K^0) 反応を用いて Λp 散乱微分断面積やスピン観測量を精密に決定することを目指している。実験的にみて、 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応による Λ 生成は非常に挑戦的である。

Λ ハイパー核生成実験で主に用いられてきた手法は標的原子核内の中性子を Λ に変換するもので、ビーム粒子と生成粒子がどちらも荷電粒子となるため比較的検出しやすいメリットがあった。例としては $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$ 反応 (図 1.6) がある。この反応では $K^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊で生じた π^0 由来の高エネルギー γ 線、高エネルギー散乱荷電粒子などがバックグラウンドとなっており、これらは主に BGO シンチレーションカウンターによって検出する必要があった。さらに、大きなアクセプタンスでの K^0 検出手法が未だ確立されていなかったことを受け、我々は生成粒子が中性となる $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応 (図 1.7) を用いて $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊を大立体角で検出し、 K^0 を同定することを考えた。しかし、 $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による 2 つの π をどちらも検出するような大立体角スペクトロメータをすみやかに J-PARC で用意することは困難であるため、我々は $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応における新たな K^0 同定解析手法の確立が重要と考え、その開拓を進めてきた。次に、この手法について詳しく説明する。

図 1.6: (K^- , π^-) 反応による Λ 生成図 1.7: (π^- , K^0) 反応による Λ 生成

■新たな K^0 同定解析手法

まず，次世代 Λp 散乱実験で想定する連続した 2 体の弾性散乱を図 1.8 に示す．我々は $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^+ を前方の磁気スペクトロメータで， π^- を標的周りの円筒型検出器群で別々に測定することで，より大きな立体角で K^0 を検出する予定である． $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応によって生成された Λ は $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass 法で同定する．なお，生成 Λ と標的内陽子による Λp 散乱事象を同定する際は，反跳陽子の飛跡と運動エネルギーを標的周りの円筒型検出器群で測定し，散乱運動学を解く手法をとる．

J-PARC E40 実験 ($\pi^\pm p \rightarrow K^\pm \Sigma^\pm$ 反応を用いた Σp 散乱実験) では Σ 生成を行ったが，by-product として $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応が一部含まれている．また E40 実験は上記の新たな実験手法と同様の検出器セットアップをもつことから，本研究では E40 実験の by-product データを用いて新たな K^0 再構成手法，そして Λp 散乱微分断面積導出までの一連の解析手法を構築した．

E40 実験における前方の磁気スペクトロメータは「KURAMA」，標的周りの円筒型検出器群は「CATCH」が採用されている (第 2 章参照)．E40 実験データを用いて新たな K^0 再構成手法の有効性を確認するため，今回は KURAMA で捕らえた π^+ ，CATCH で捕らえた π^- を用いて運動学を解くことで K^0 再構成を行った．さらに， $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass を求めることで Λ 生成事象の同定具合を見積もった．

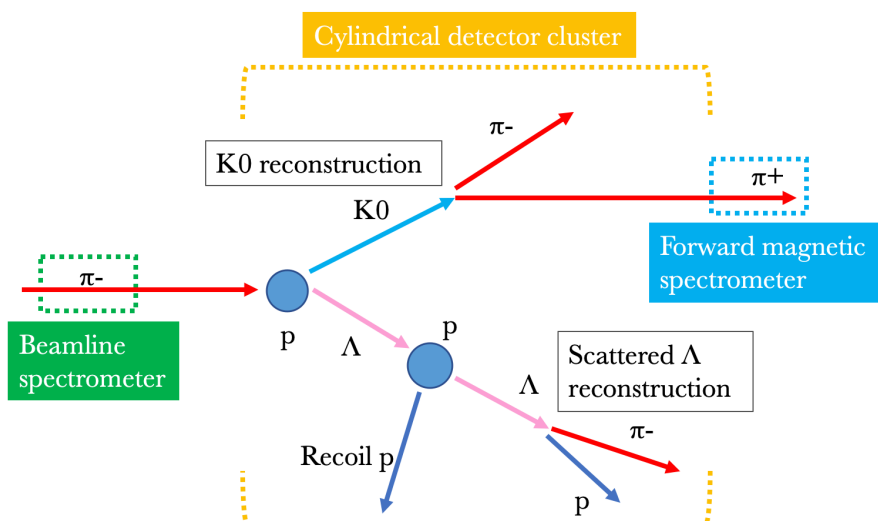


図 1.8: $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応と生成 Λ による Λp 散乱の概略図.

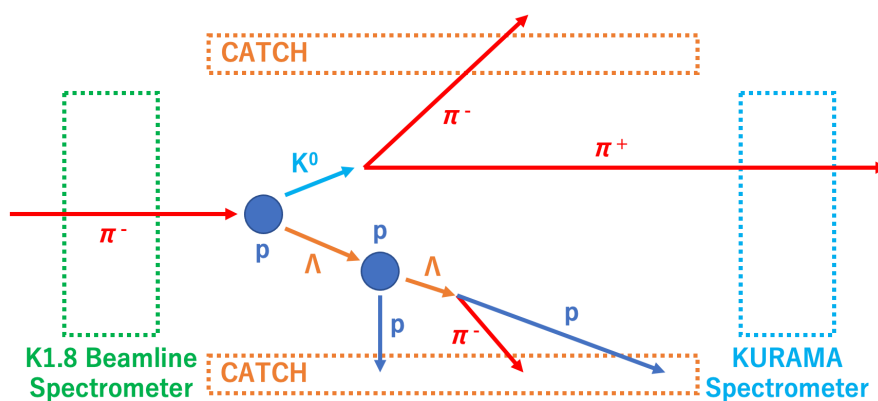


図 1.9: J-PARC E40 実験セットアップにおける $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応と生成 Λ による Λp 散乱の概略図.

E40 実験セットアップにおける $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応および Λp 散乱事象の概略図を図 1.9 に示す. このとき, π^- ビームの運動量と飛跡は上流に設置されている K1.8 ビームラインスペクトロメータで測定している. π^- ビームの運動量ベクトル $\vec{p}_{\pi beam}$, および $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊を検出して再構成した散乱 K^0 の運動量ベクトル \vec{p}_{K^0} を用いると, 生成 Λ の運動量ベクトル \vec{p}_Λ は式 (1.13) で定義できる. このとき用いた K^0 の運動量ベクトル \vec{p}_{K^0} の再構成手法の詳細は第 2 章を参照されたい.

$$\vec{p}_\Lambda = \vec{p}_{\pi beam} - \vec{p}_{K^0} \quad (1.13)$$

我々は E40 実験で確立された運動学を用いた Σ 生成同定手法を基盤とし, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応による Λ 生成事象と Λp 散乱事象の新たな同定手法を構築することを目標としてきた. 過去のバブルチェンバーを用いた実験で導入されていた「イメージング法」では, 使用した蛍光物質の時定数が長くビーム強度に制限がかかっていたのに対し, 運動学による同定手法を採用す

ることで検出器の耐性限度までビーム強度を上げることが可能となる。実際、E40 実験は 20 M/spill (1 spill = 2 sec) の高レートビームの運用を達成している。また、この同定手法では Λ の飛跡を実際に測定しないため、生成後すぐに崩壊するような Λ も Λp 散乱の入射ビームとして用いることができる。さらに、液体水素標的を用いることで、過去の実験で生じた炭素原子核由来のバックグラウンドの発生を防ぐことができる。したがって、計画中の次世代 Λp 実験では過去の散乱実験と比べて圧倒的収量の Λ ビームを用いたより精度の良い散乱事象同定が可能となる。

■ $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応断面積が大きい領域の選択

従来 of Λ 生成実験で用いられてきた (K^- , π^-) 反応と比べ、今回我々が用いる予定の (π^- , K^0) 反応を用いた際の散乱断面積は小さくなる。しかし、 π^- ビーム運動量が約 1.05 GeV/c の領域では約 900 μb と比較的大きい散乱断面積を得られると過去実験の結果から予想している [13]。したがって、次世代 Λp 散乱実験では π^- ビーム運動量を 1.05 GeV/c へ変更する予定である。なお、E40 実験では運動学を用いた生成 Σ 同定手法を導入したことによって、1.40 GeV/c の π^+ ビーム、および 1.33 GeV/c の π^- ビームを液体水素標的に照射し、 $\pi^\pm p \rightarrow K^\pm \Sigma^\pm$ 反応によって Σ を生成することに成功している。

■新たな Λp 散乱同定解析手法

図 1.9 に示した通り、生成 Λ と標的陽子が Λp 散乱を起こした事象を、標的を 360° 覆うよう設置された CATCH 検出器群で検出する。CATCH は検出粒子の散乱角度とエネルギーを測定している。したがって、散乱角度を用いた運動学から予想されるエネルギー値 $E_{p',calc}$ と、実測エネルギー値 $E_{p',measure}$ との差を評価することで散乱事象を同定する (ΔE 法, 第 4 章参照)。また、散乱 Λ による $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊を検出できた場合は、 π^- と陽子を用いた Λ 再構成手法から得られた散乱 Λ の運動量 $p_{\Lambda'}$ と、このとき再構成された散乱 Λ の散乱角度を用いた運動学から求まる $p_{\Lambda',calc}$ との差を評価することで散乱事象を同定する (Δp 法, 第 4 章参照)。

1.2.3 本論文の構成

第 2 章では、本研究の解析に用いたデータが取得された J-PARC E40 実験について述べる。第 3 章では、 $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による 2 つの π を用いた「 K^0 再構成手法」によって K^0 を大立体角で検出し、 $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対して missing mass 法を施すことで Λ 生成事象を同定する。さらに、 Λ 生成を要求するカットを施すことで飛跡の物理的な位置関係の妥当性を担保し、 Λp 散乱事象同定に向けたイベント選別を行う。第 4 章では、第 3 章で選別されたイベントに対し、本研究で構築した Λp 散乱事象同定手法を施すことでバックグラウンドを抑制しつつ Λp 散乱事象を同定する。第 5 章では、 Λp 散乱微分断面積導出に必要なパラメータであ

る Λ ビームの標的内での総飛距離 (L_{total}) を, E40 実験データから得られた Λ 生成位置とその運動量ベクトルを用いたモンテカルロ・シミュレーションから見積もった. 第 6 章では, 散乱微分断面積導出に必要なパラメータである CATCH の散乱検出効率をシミュレーションから見積もった. 最後に第 7 章では, 本研究で得られた Λp 散乱に関する情報を用いて Λp 散乱微分断面積を導出することで, 新たに構築した Λp 散乱事象同定手法から得られる微分断面積の見積もりを行った.

第 2 章 J-PARC E40 実験

J-PARC E40 実験では 2018 年 6 月に Σ^-p 散乱の commissioning run を実施した後、まず 2019 年 2 月から 4 月にかけて Σ^-p , Σ^+p 散乱のデータ取得を行った。 Σ^-p 散乱から測定した理由は、 Σ^- には陽子への崩壊チャンネルが存在しないため、散乱による反跳陽子の検出から散乱事象を同定しやすく、実験手法をまず確立するのに適していたからである。一方、 Σ^+p 散乱では反跳陽子の識別時に崩壊陽子がバックグラウンドになることと、 π^+ ビームの電荷が K^+ と同じであるためトリガーの数が増えることが難点だったが、 Σ^+p 散乱についても実験手法を確立することに成功している。 Σ^+ については加速器トラブルで実験期間を分けることとなったが、2020 年 6 月に全てのデータ取得を完了した。

2.1 実験セットアップ

J-PARC E40 実験は J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにて行われた。図 2.1 に実験セットアップの全体像を示す。上流で π ビームの運動量と飛跡を測定する K1.8 ビームラインスペクトロメータ、下流で散乱 K^+ の運動量と飛跡を測定する KURAMA スペクトロメータ、そして反跳陽子の飛跡とエネルギーを測定するために液体水素標的周りに設置された円筒型検出器群 CATCH から構成される。

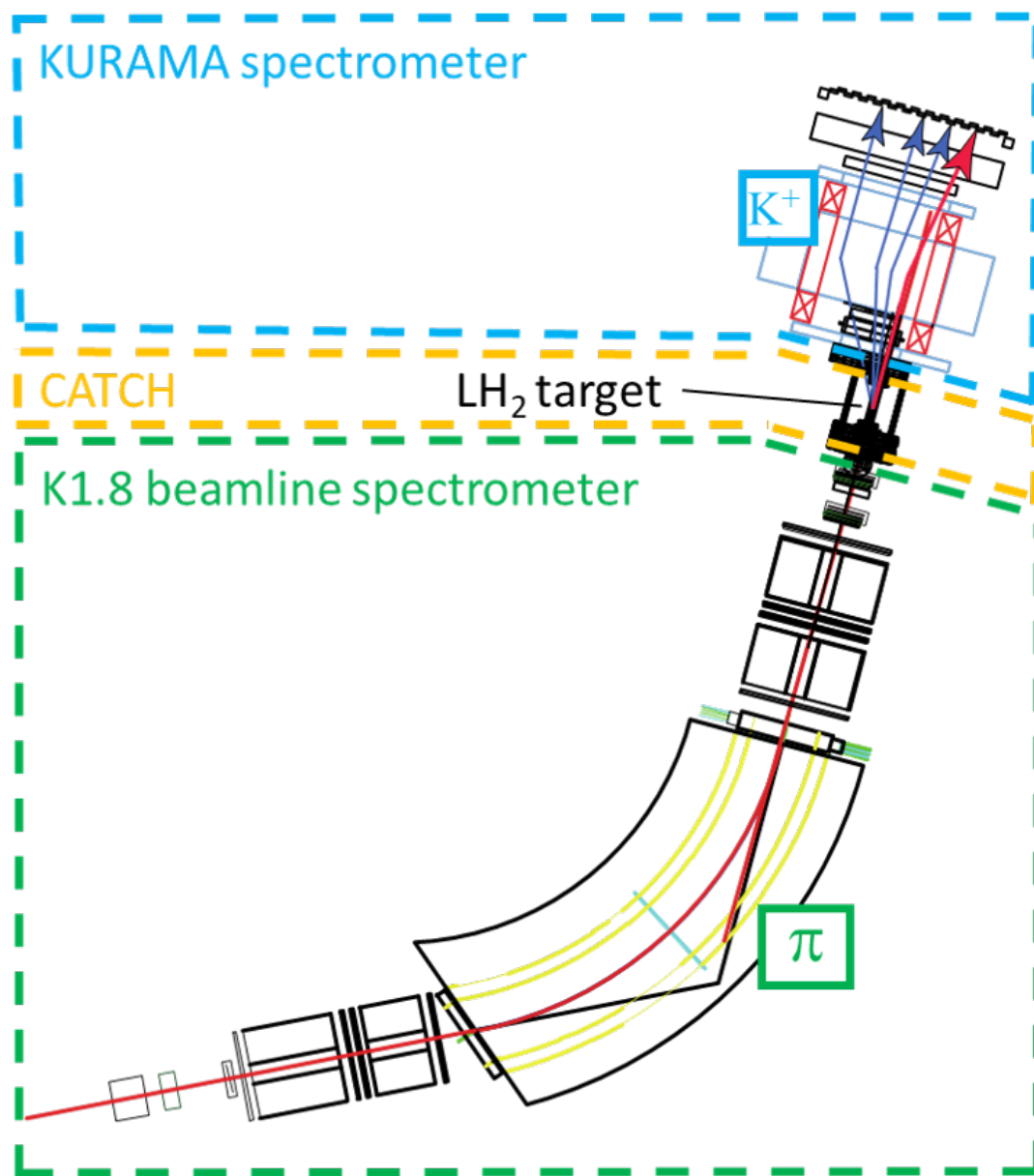


図 2.1: J-PARC K1.8 ビームラインにおけるセットアップ全体図. K1.8 ビームラインスペクトロメータ, KURAMA 磁気スペクトロメータ, CATCH 検出器群から構成される.

2.1.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータ

K1.8 ビームラインスペクトロメータは標的上流に設置されており、 π ビームの運動量と飛跡を測定している。4 台の四重極電磁石 (Q10, Q11, Q12, Q13) と双極電磁石 (D4) によって QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と、時間測定用検出器である 2 台のホドスコープ (BH1, BH2), 飛跡測定用検出器であるファイバー検出器 (BFT) および 2 台のドリフトチェンバー (BC3, BC4) から構成される。これらの模式図を図 2.2 に示す。

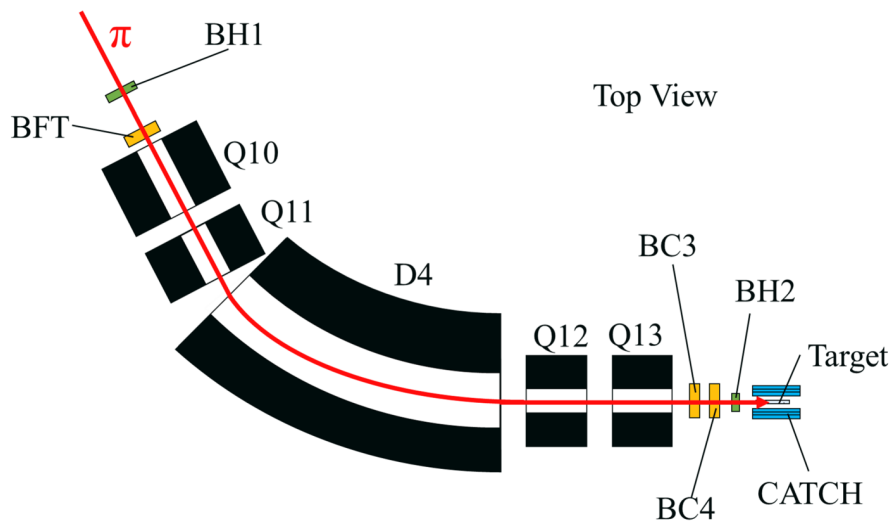


図 2.2: K1.8 ビームラインスペクトロメータの模式図。QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と 5 台の検出器から構成される。

■飛跡測定用検出器

マグネット群の上流に設置された BFT と下流に設置された BC3, BC4 はビーム粒子の飛跡の再構成を行い、 π ビームの運動量を求めている。導出手法は、オフライン解析にて BC3, BC4 から得られる直線トラックに対し、ビームスペクトロメータのビーム光学に基づく輸送行列を適用することで飛跡の再構成を行う。このとき、再構成された飛跡が BFT のヒット位置を通過するように運動量を決定する。

● BFT

BFT (Beamline Fiber Tracker) は大強度ビーム下においても安定したビーム粒子検出を可能とするため本実験用に開発されたファイバー検出器である。マグネット群上流に設置され、位置検出器としては最上流でのビームの水平位置情報を取得する。直径 1 mm のシンチレーティングファイバーを鉛直方向に 160 本並べた 2 層を互い違いに重

ね合わせた構成となっている。読み出しには MPPC が用いられた [17][18]。

- **BC3, BC4**

BC3, BC4 (Beamline Chamber3, Beamline Chamber4) はマグネット群下流に設置された MWDC (Multi-Wire Drift Chamber) である。それぞれ 6 層で形成されており、上流から BC3 の x, x', v, v', u, u' , BC4 の u, u', v, v', x, x' の順に並べられている。1 層について直径 $15 \mu\text{m}$ のセンスワイヤーが 3 mm 間隔で計 64 本張られており、鉛直方向に張られた x 層に対して v 層は 15° 、 u 層は -15° 傾いて張られている。粒子がワイヤーの左右どちらを通過したか判別するため、 x', v', u' 層はそれぞれ x, u, v 層に対してワイヤー間隔の半分の 1.5 mm ずらして張られている [19]。

■時間計測用検出器

BH1, BH2 はビーム粒子の通過時刻を測定する。K1.8 ビームラインへの入射 2 次ビームには π だけでなく K 中間子もわずかに含まれているため、まず K1.8 ビームラインスペクトロメータで π ビームを選別する必要がある。運動量 p をもつ質量 m の粒子についてその飛行速度は $v = \beta c = pc^2/E$ となるため、同じ運動量をもつ π と K ビームの速度は、質量の違いに大きく依存し最終的に飛行時間の差となる。BH1, BH2 間の距離 $\Delta L = 10.4 \text{ m}$ を運動量 $p = 1.32 \text{ GeV}/c$ の π , K ビームが通過するとき、これらの飛行時間差 $\Delta t \approx 2.15 \text{ ns}$ となる。このことを利用し、オフライン解析では 2 台のホドスコープ (BH1, BH2) の通過時間差 Δt を求めてビーム粒子が π であることを担保する。また、ヒットしたセグメントの位置情報によって許される飛跡の軌道範囲を絞り、飛跡の再構成を補助している。

- **BH1**

BH1 (Beam Hodoscope 1) はマグネット群の上流に設置されたプラスチックシンチレーション検出器である。11 個のセグメントから構成され、セグメント毎での計数率を一様にするためビーム密度の高い中心側のセグメントほど幅を狭くしてある。各セグメントは 1 mm のオーバーラップをもって互い違いに並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行った。

- **BH2**

BH2 (Beam Hodoscope 2) はマグネット群の下流で標的直前に設置されるプラスチックシンチレーション検出器である。8 個のセグメントから構成され、BH1 と同様にビーム密度の高い中心側のセグメントほど幅が狭くなっている。各セグメントはオーバーラップせず横一列に並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行った。BH1, BH2 間における粒子の飛行時間の幅から見積もられた測定精度は $\sigma = 270 \text{ ps}$ である [18]。

■液体水素標的

液体水素標的は直径 40 mm, 長さ 300 mm, 厚さ 0.25 mm の円筒容器に入れられている。この円筒容器は厚さ 0.25 mm のマイラーシートを 100 ~ 120 °C に熱して成型されたものである。生成した Σ の統計量を上げつつ, その後の散乱確率を高めるため, ビーム方向の長さは 300 mm と長くしている。また, 直径方向は Σ の飛程より大きくしても $\Sigma \rightarrow n\pi$ 崩壊による中性子由来の np 散乱事象のみが増加しバックグラウンドとなってしまうため, Σ^+ の平均飛距離 $c\tau \sim 24$ mm を考慮し標的の半径は 20 mm となっている。標的システム内部を真空に保つ必要があるが, 反跳陽子などが通過する領域は物質量をできるだけ抑えるために炭素繊維強化プラスチック (CFRP: Carbon Fiber Reinforced Plastic) を真空容器として用いている。真空領域の大きさはビーム方向に 415 mm, 標的の直径方向に 78 mm である。この標的を GM 冷凍機で冷却する [19]。

2.1.2 CATCH 検出器群

E40 実験において反跳陽子測定のために開発され、標的を覆うように設置された円筒型検出器群が CATCH (Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering) である。CATCH 検出器群は飛跡追跡のためのファイバー検出器 (CFT), 運動エネルギー測定のための BGO カロリメータ, そして粒子が BGO カロリメータを貫通したか否か確認するプラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成されている。これらの 3D モデルを図 2.3 に示す [20].

また, CFT の性能は

- 時間分解能 $\sigma_{time} = 1.8 \text{ ns}$
- エネルギー分解能 $\sigma_{E,CFT} = 20\%$ for 8 ~ 20 MeV proton
- 角度分解能 $\sigma_{\theta} = 1.6^{\circ}$

であり, BGO の性能は

- エネルギー分解能 $\sigma_{E,BGO} = 1.2 \sim 1.4\%$ at 80 MeV proton

である [20].

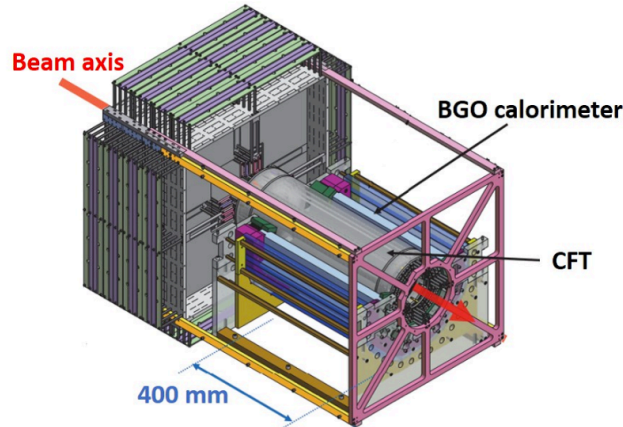


図 2.3: CATCH 検出器群の 3D モデル模式図 [20]. ファイバー検出器 (CFT), BGO カロリメータ, プラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成される。

● CFT

CFT (Cylindrical Fiber Tracker) は Σp 散乱事象によって標的から飛び出した粒子の飛跡とエネルギー損失を測定するためのシンチレーションファイバー検出器である。シンチレーションファイバーとはファイバーの形状をしたプラスチックシンチレータのことで、荷電粒子がファイバーを通過するとシンチレーション光を放出する。使用した

ファイバーは光ファイバーと同じく内側のコアと外側のクラッドで屈折率が異なっているため、シンチレーション光はファイバー内を反射しながら末端まで到達する。ファイバー端でのシンチレーション光の読み出しには半導体光検出器 (MPPC, Multi-Pixel Photon Counter) を使用した [20]。

CFT には直径 0.75 mm のシンチレーティングファイバーが計 4932 本使用され、8 つの層を形成している。それぞれビームと平行方向に張られる ϕ 層が 4 層、らせん状に張られる u 層と v 層が 2 層ずつとなっており、 ϕ 層と uv 層は交互に重ねられている [20]。

● BGO カロリメータ

BGO カロリメータは Σp 散乱による反跳陽子の運動エネルギーを測定するため開発された無機シンチレーション検出器である。反跳陽子の運動エネルギーは約 150 MeV まで連続的に分布すると予想され、エネルギー 80 MeV に対して $\sigma = 3\%$ のエネルギー分解能が要求された。また阻止能が高く、40 cm と長い結晶が必要であることから、我々は $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ 結晶を採用した。

BGO カロリメータは 24 個のセグメントから構成され、CFT の外側をさらに覆うように配置されている。ただし、本実験では散乱 K^+ に対して KURAMA 磁気スペクトロメータのアクセプタンスが含まれてしまう 2 つのセグメントは使用しなかった。1 つのセグメントの大きさは 30 mm × 25 mm × 400 mm である。また、高計数率下における信号のピルアップに対応するため、エネルギー情報は Flash ADC によって取得し、オフライン解析で波形分離を行うことで波高情報を得ている。読み出しには光電子増倍管 (PMT, Photo-Multiplier Tube) を用いた [21]。

● PiID カウンター

PiID カウンターは BGO カロリメータを貫通して反跳陽子測定時にバックグラウンドとなる粒子を検出するためのプラスチックシンチレーション検出器である。特にハイペロン粒子の崩壊による π のほとんどは BGO カロリメータを突き抜けることを利用し、 π と p 間の粒子識別精度の向上を図っている。

CATCH 検出器群の最も外側に位置し、34 個のセグメントから構成されている (ただし、BGO カロリメータ同様、E40 実験では散乱 K^+ に対するアクセプタンスを含む 3 つのセグメントは使用しなかった)。1 つのセグメントの大きさは 400 mm × 30 mm × 15 mm である。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバーの端から MPPC で読み出しを行った。

2.1.3 KURAMA スペクトロメータ

KURAMA スペクトロメータは標的の下流に設置され、散乱 K^+ の運動量と飛跡の測定を行う磁気スペクトロメータである。時間測定用検出器としては TOF カウンターが設置されている。飛跡測定用検出器はファイバー検出器 (SFT) と 3 台のドリフトチェンバー (SDC1, SDC2, SDC3), およびドリフトチェンバーの不感領域をカバーするためのホドスコープ群 (FHT1, FHT2) で構成されている。また、トリガー用検出器としてホドスコープ (SCH) とチェレンコフ検出器 (SAC) が設置されている。これらの検出器とともに 0.76 T の磁場をかけた KURAMA 磁石によって KURAMA スペクトロメータは構成される。これらの模式図を図 2.4 に示す。

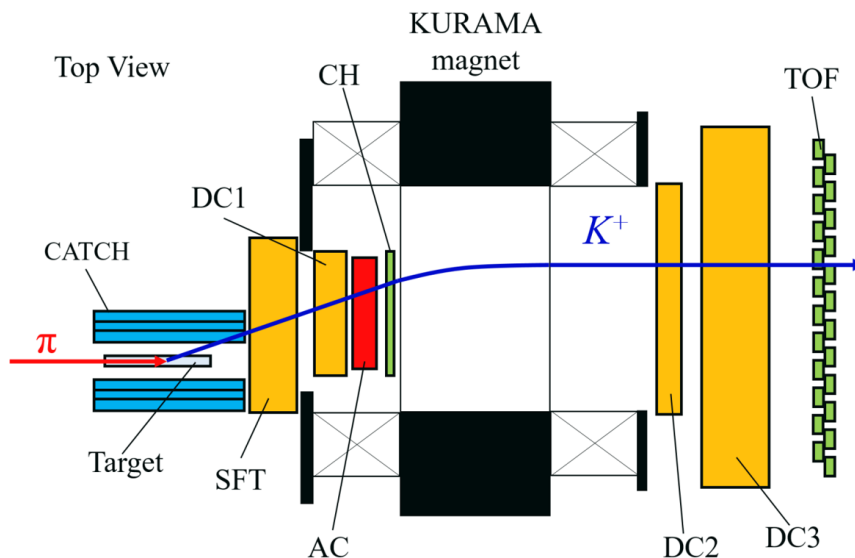


図 2.4: KURAMA スペクトロメータの模式図。

■時間測定用検出器

時間測定用検出器である TOF カウンターは散乱粒子の通過時刻を測定している。

● TOF カウンター

TOF (Time-Of-Flight wall) カウンターはマグネット下流に設置されたプラスチックシンチレーション検出器である。24 個のセグメントから構成され、1 つのセグメントの大きさは 80 mm×1800 mm×30 mm である。セグメントは 5 mm のオーバーラップをもって互い違いに並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行った。

また、本実験においては高強度ビームによる PMT の渦電流を防ぐため、 π ビームの通過領域のみ素材をアクリルにして不感領域とした。具体的には、 π^- ビームの通過が予想される 14 ~ 16 番目のセグメントおよび π^+ ビームの通過が予想される 2 ~ 7 番目のセグメントの中央 200 mm で切り取られる直方体部分が不感領域に相当している。なお、セグメント番号はビーム上流から見て、右端を 1 番目として数えている。2018 年の試運転時は π^- ビーム通過領域のみを、2019 年の本ビームタイムでは π^\pm 両ビームの通過領域を不感にした。なお、TOF の典型的な時間分解能は $\sigma = 125$ ps と見積もられている。

■飛跡測定用検出器

マグネット上流に設置された SFT, SDC1 と下流に設置された SDC2, SDC3 は不感領域を FHT1, FHT2 でカバーしつつ飛跡の再構成を行い、散乱粒子の運動量を求める。具体的には、オフライン解析にて KURAMA マグネットの上流と下流で得られるそれぞれの直線トラックを磁場マップと Runge-Kutta 法によってつなぎ合わせることで、最適化された運動量を求めている。

● SFT

SFT (Scattered Fiber Tracker) は本実験用に開発されたファイバー検出器である。KURAMA スペクトロメータの飛跡測定用検出器の中で最上流に設置されている。 x, u, v 層から形成されており、各層は BFT の構造と同様にそれぞれ 2 層を互い違いに並べてある。ここで、 x 層については直径 1 mm のシンチレーティングファイバーを 256 本 \times 2 層鉛直方向に並べており、 u, v 層については直径 0.5 mm のシンチレーティングファイバーを 240 本 \times 2 層左右にそれぞれ 45° 傾けて並べてある。読み出しには MPPC を使用し、 u, v 層に限ってはファイバー 3 本を 1 つの MPPC で読み出している [18]。

● SDC1

SDC1 (Scattered Drift Chamber1) は SFT の直後に設置される MWDC である。BC3 と同様に上流から x, x', v, v', u, u' の順に 6 層で形成されており、鉛直方向に張られる x 層に対して v 層は 15° 、 u 層は -15° 傾いて張られている。センスワイヤーの間隔は 6 mm で 1 層について計 64 本張られており、 x', v', u' 層はそれぞれ x, u, v 層に対してワイヤー間隔の半分の 3 mm ずらして張られている [19]。

- **SDC2, SDC3**

SDC2, SDC3 (Scattered Drift Chamber2, Scattered Drift Chamber3) はマグネット下流に設置された MWDC である。それぞれ 4 層から形成され、上流から SDC2 の x, x', y, y' , SDC3 の y, y', x, x' の順に並べられている。 x 層は鉛直方向に張られるのに対して y 層は水平方向に張られている。センスワイヤーの間隔は SDC2 が 9 mm, SDC3 が 20 mm となっており、 x', y' 層は x, y 層に対してワイヤー間隔の半分だけずらして張られている。ワイヤー数は SDC2 が 1 層につき 128 本ずつ, SDC3 は x 層 1 層につき 96 本, y 層 1 層につき 64 本である。また、本実験において π ビームの通過領域は高計数率のため検出器が動作しないことが予想されるため、ポテンシャルワイヤーに電圧をかけず不感領域とした。具体的には、SDC2 はビーム中心から x 方向 ± 45 mm, y 方向 ± 25 mm の帯が作る十字部分が不感領域で、SDC3 はビーム中心から x 方向 ± 98 mm, y 方向 ± 40 mm の帯が作る十字部分が不感領域である。

- **FHT1, FHT2**

FHT1, FHT2 (Fine Segmented Hodoscope1, Fine Segmented Hodoscope2) は SDC2, SDC3 の不感領域をカバーするために開発されたプラスチックシンチレーション検出器である。それぞれ 4 層から形成されており、FHT1 は SDC2 の不感領域を覆うように上下前後に各一層ずつ配置され、FHT2 は SDC3 の不感領域を覆うように上下前後に各 1 層ずつ配置されている。FHT1 は 48 個, FHT2 は 64 個のセグメントから構成され、1 つのセグメントの大きさは $6 \text{ mm} \times 550 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ である。各セグメントは 2 [mm] のオーバーラップをもって互い違いに並んでいる。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバーの端から MPPC で読み出しを行った。

■ トリガー用検出器

- **SCH**

SCH (Scattered Charged Hodoscope) はマグネット内部に設置されたプラスチックシンチレーション検出器である。64 個のセグメントから構成され、1 つのセグメントの大きさは $11.5 \text{ mm} \times 450 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ である。各セグメントは 1 mm のオーバーラップをもって互い違いに並んでいる。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバーの端から MPPC で読み出しを行った。大強度ビーム対策として、ビーム通過領域の 8 つのセグメントはトリガーには参加させなかった。

- **SAC**

SAC は Σ 生成に伴う K^+ の同定において主なバックグラウンドとなる π の除去を目的として本実験用に開発されたエアロゲルチェレンコフ検出器である。一方で本研究では、SAC を用いたトリガーによって除去しきれなかった散乱 π を含む実験データを用

いて Λp 散乱が検出可能か否かを解析したことに注意されたい。

SAC 輻射体は屈折率 1.10 のシリカエアロゲルで、4 つに区切られた部屋の中に敷詰められている。なお、各部屋はビーム通過領域を避けるように配置されており、計数率のバラつきを抑えるためにビーム中心から遠い部屋ほど体積が大きく設計されている。マグネットの中に設置するため、読み出しには磁場耐性のあるファインメッシュタイプの PMT を用いた [22]。

2.1.4 トリガーロジック

データ収集効率の向上のためには高い DAQ efficiency を維持する必要がある。そのためにはバックグラウンドを効率良く排除し、トリガーレートを可能な限り抑えられるトリガーロジックの構築が不可欠である。本実験においてトリガーロジックは「Level1 Trigger」と「Level2 Trigger」の2段階で構成されている。

Level1 Trigger 信号は「HUL Trigger」と「Matrix Trigger」の2つの信号によって作られている。HUL Trigger は (π, K) 反応をタグする信号を作っており、Matrix Trigger は3つの検出器におけるヒットパターンから電荷と運動量が (π, K) 反応に対応するものを選択する。

Level2 Trigger 信号は「Mass Trigger」によって作られている。Mass Trigger は SCH と TOF のヒットセグメントと時間情報から散乱粒子の飛行時間を計算し、粒子の質量によって生じる飛行時間差から粒子識別を行っている。トリガーシステムの概略図を図 2.5 に示す。ここで、Master Trigger Module (MTM) は Level1 Trigger, Level2 Trigger 信号を取りまとめるモジュールで、各検出器へのトリガー信号の配布や DAQ の Busy 管理を行うことでイベントごとの対応を取っている。

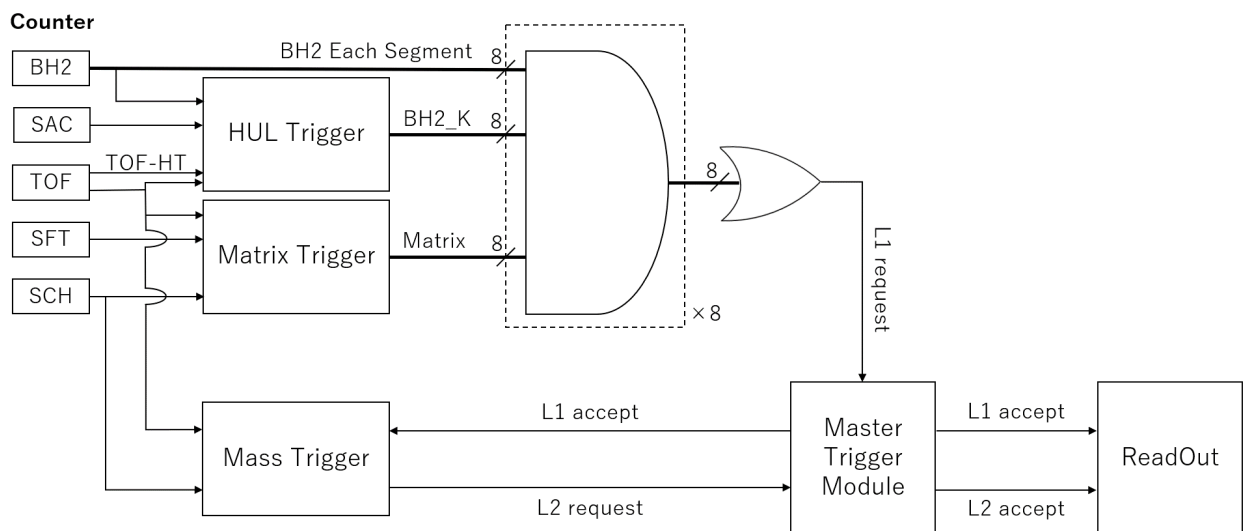


図 2.5: トリガーシステムの概略図。

■Level1 Trigger

Level1 Trigger では5つの検出器 (BH2, SAC, TOF, SFT, SCH) の信号が用いられている。特に TOF カウンターでは MIP 粒子を検出する閾値を設定した logic 信号と、陽子検出を目的として高い閾値を設定した logic 信号 (TOF-HT) の2種類の信号を使い分けている。HUL Trigger で「BH2_K」と呼ばれる信号が、Matrix Trigger で「Matrix」と呼ばれる信号がそれぞれ作られる。これらの信号に加えて BH2 信号のコインシデンスを取ることで Level1 Trigger が生成される。

この BH2 信号のタイミングは「Final Timing」と呼ばれており、全検出器の読み出しの基準時間を決定している。また、大強度ビーム対策として BH2 信号はセグメントごとに TOF などとの coincidence をとった後、計8個の論理和を作っている。Level1 Trigger が作る信号 L1 の定義を式 (2.1) に示す。

$$L1 \equiv BH2 \times BH2_K \times Matrix \quad (2.1)$$

● HUL Trigger

HUL Trigger では (π, K) 反応をタグするため、標的上流の時間検出器である BH2 と標的下流の時間検出器である TOF カウンターでコインシデンスを取っている。このとき、SAC はエアロゲルの通過速度が閾値を超える粒子の場合のみ光るため、veto 信号との論理積を取ることで散乱 π を除去できるように設定されている。

さらに、TOF-HT は TOF でのエネルギー損失が大きく高く設定された閾値を超えたときのみ信号を出すので、低運動量の陽子の同定に用いることができ、veto 信号として用いることでこのような陽子の除去を行う。HUL Trigger が作る信号 BH2_K の定義を式 (2.2) に示す。

$$BH2_K \equiv BH2 \times TOF \times \overline{SAC} \times \overline{TOF-HT} \quad (2.2)$$

● Matrix Trigger

Matrix Trigger では、KURAMA スペクトロメータの検出器である SFT-X の48セグメント、SCH の56セグメント、TOF カウンターの24セグメントが用いられ、 $48 \times 56 \times 24 = 64512$ のヒットパターンの中から最適なパターンのときのみ信号を作る。これは、電荷と運動量を選択していることに相当し、「3D Mtx」と呼ばれる。このとき、 π ビームと思わしき事象に対しては SCH と TOF カウンターのヒットパターンから「2D Mtx」と呼ばれる信号が作られ、veto 用に使われる。Matrix Trigger が作る信号 Matrix の定義を式 (2.3) に示す。

$$Matrix \equiv 3DMtx \times \overline{2DMtx} \quad (2.3)$$

■Level2 Trigger

Level2 Trigger は Mass Trigger によって作られる信号である。Level1 Trigger で各モジュールの AD 変換が開始された際、そのデータを転送するか、クリアするかを判別する。

● Mass Trigger

Mass Trigger には SCH と TOF カウンターが用いられる。モジュール内で Level1 Trigger を受け、TOF の TDC を計測する。2つの検出器のヒットパターンごとに適切な時間幅をレジスタに設定し、計測した TOF の TDC の値がこの時間幅内にある場合のみ L2 信号が作られる。これは粒子の質量を選択していることに相当する。なお、L2 信号が出力されない場合はクリア信号を MTM 経由ですべてのモジュールに送信し、AD 変換されたデータを PC に転送せずにクリアする。

2.2 J-PARC E40 実験データを用いた本研究の目的

J-PARC E40 実験では KURAMA スペクトロメータを構成する SAC によって π の除去を行ったことを先に述べた。その効率は約 99% であり、本来飛来した π のうちの約 1% が除去しきれずデータに含まれる。本研究の目的は J-PARC E40 実験において Σ^- 生成の際に除去しきれなかった (π^- , K^0) 反応のデータを解析し、新たな K^0 再構成手法と Λp 散乱事象同定手法を用いて Λp 散乱事象の同定具合を見積もることで、J-PARC で計画されている次世代 Λp 散乱実験が実現可能か確認するとともに解析手法の有効性を検証することである。

第3章 Λ 生成事象の同定

当章では、E40 実験で測定された $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応による Λ 生成事象の同定について述べる。この同定数が Λp 散乱事象の統計数に直接影響するため、できる限り多くの Λ 生成事象を同定する必要がある。一方、生成した Λ ビーム量を正しく見積もるためには可能な限り少ないバックグラウンド下で Λ 生成事象を同定することが望ましい。本研究では、双方の側面において同定精度を向上させることを念頭に解析を行った。

3.1 散乱 K^0 識別

我々は $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^+ を前方の磁気スペクトロメータで、 π^- を標的回りの円筒型検出器で別々に検出した後、運動学を解いて $\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass を求める。 Λ 生成が起きた場合、この missing mass は Λ の質量 $m_\Lambda = 1.116 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークをもたずである。本研究では E40 実験データに上記の解析手法を適用し、 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応による Λ 生成事象の同定具合を見積もった。すなわち、E40 実験セットアップを考慮して、 $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^+ を「KURAMA」が、 π^- を CATCH が検出したときのイベントを解析した。このときの概略図は図 1.9 を参照されたい。当節では解析に用いた Λ 生成事象同定のために用いる K^0 再構成手法の詳細を述べる。

3.1.1 質量スペクトル

散乱粒子の質量 m_{scat} は運動量 p 、飛行距離 L 、飛行時間 t を用いると次式で定義できる。

$$m_{scat} = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{(ct)^2}{L^2} - 1} \quad (3.1)$$

KURAMA スペクトロメータでは各検出器の位置情報から粒子の飛跡を再構成している。このとき、KURAMA マグネットの上流、下流から得られる直線 track を磁場マップと Runge-Kutta 法によってつなぎ合わせることで尤もらしい運動量 p_{KURAMA} を求める。また、標的中心から TOF カウンターまでの飛行距離 L_{TOF} も飛跡情報から得ることができる。飛行時間は、BH2-TOF カウンター間の時間差から BH2-反応点間の距離をイベント毎に求め、 π^- ビームの飛行時間 $\text{Time}_{\text{target}}$ を差し引くことで、標的中心-TOF カウンター間の散乱粒子の飛行時間 t_{TOF} を求める。上記で得られた p_{KURAMA} 、 L_{TOF} 、および t_{TOF} を用いて式 (3.1) を解き散乱粒子識別を行う。

本研究では (π^-, K^0) 反応が起きたと思われる E40 実験 by-product データのみを用いた。つまり、 $\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$ 反応による K^+ を KURAMA スペクトロメータが捕らえたイベントは含めず、 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応による K^0 の $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^+ を KURAMA スペクトロメータが捕らえた場合を想定している。

また散乱粒子の電荷識別には、KURAMA マグネット通過時にかかる磁場 \mathbf{B} によって荷電粒子の飛跡が曲げられることを利用する。このとき、粒子にかかるローレンツ力を式 (3.2) に示す。

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.2)$$

ローレンツ力は粒子が正電荷の場合に速度ベクトル \mathbf{v} と、磁場ベクトル \mathbf{B} の外積（ベクトル積）方向に、負電荷の場合にその逆方向にかかる。したがって、下から上へ磁場がかかる KURAMA マグネットを通過する粒子の進行方向は、正電荷の場合にビーム上流からみて右方向へ、負電荷の場合に左方向へローレンツ力によって曲げられる。粒子の飛跡が曲げられることによって SCH と TOF のヒットセグメントに相関がみられ、散乱荷電粒子の電荷識別が可能となる。この概略図を図 3.1 に示す。

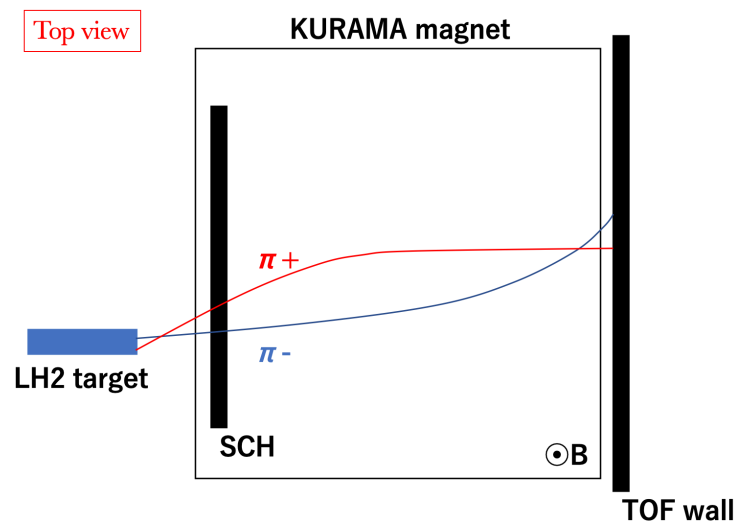


図 3.1: KURAMA マグネットによって飛跡が曲げられる荷電粒子の飛跡の概略図。正、負電荷をもつ散乱粒子の例として π^+ と π^- を図に示している。

3.1.2 $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を利用した K^0 の運動量ベクトル再構成手法

$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊によって生じる2つの π について、 π^+ を前方の磁気スペクトロメータで、 π^- を標的周りの円筒型検出器群で測定する。2つの π の飛跡のなす角 $\theta_{\pi\pi}$ (opening angle) は各々の飛跡情報から求められる。

一般的な粒子再構成手法では π^+ , π^- の運動量ベクトルとそれらの $\theta_{\pi\pi}$ を用いて運動学を解き、再構成された粒子の質量 (invariant mass, m_{inv}) が K^0 の質量 m_{K^0} と等しくなることを要求する。しかし、本研究における K^0 再構成手法は逆の手順を用いる。これは E40 実験では多くの π^- が BGO を貫通してしまい、そのエネルギーを正しく測定することができないためである。したがって、本研究では π^+ の運動量ベクトル \vec{p}_{π^+} を KURAMA スペクトロメータから、 π^- の方向ベクトルを CATCH から求めた。

新たな K^0 再構成手法の具体的な手順としては、 $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^+ の運動量ベクトル \vec{p}_{π^+} , π^- の方向ベクトル \vec{r}_{π^-} , および $\theta_{\pi\pi}$ から再構成された粒子の不変質量 m_{inv} が K^0 の質量 m_{K^0} と一致するように、 π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} を決定する。これにより π^- の運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} が求まる。こうして得られた π^+ , π^- の運動量ベクトルを用いて $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass を求め、 Λ 生成事象を同定している。ここで π^- の運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} の決定手法の詳細を以下に示す。

■ K^0 崩壊の opening angle $\theta_{\pi\pi}$ を用いた散乱 π^- の運動量決定手法

$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊運動学の計算は重心系 (以降, CM 系) で行う。なお, この反応を実験室系 (以降, LAB 系) で表すと図 3.2 のようになる。

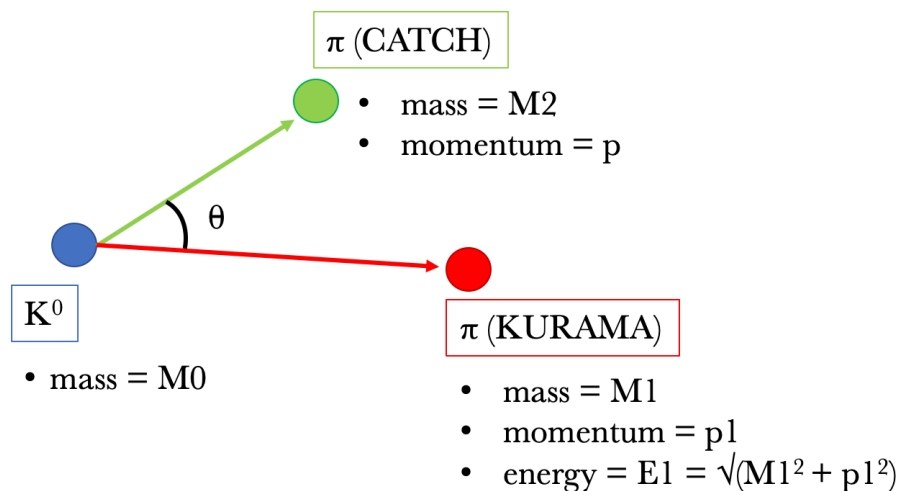


図 3.2: K^0 崩壊の CM 系での概略図。2つの π から再構成された粒子の不変質量 m_{inv} が K^0 の質量 m_{K^0} と一致するように, opening angle $\theta_{\pi\pi}$ を用いて運動学を解くことで π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} を求める。

$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^+ の運動量を p_{π^+} とすると、その全エネルギー E_{π^+} は式 3.3 で表される。

$$E_{\pi^+} = \sqrt{p_{\pi^+}^2 + m_{\pi^+}^2} \quad (3.3)$$

エネルギー保存則と運動量保存則を用いて $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の運動学を解くと、求めたい π^- の運動量について正負 2 つの解を得るが、今回は運動量の絶対値として式 (3.4) で示す正の解を採用した。

$$p_{\pi^-} = \frac{(A \cdot p_{\pi^+} \cos \theta + \sqrt{B})}{E_{\pi^+}^2 - p_{\pi^+}^2 \cos^2 \theta} \quad (3.4)$$

このとき、式 (3.4) における A , B は式 (3.5), 式 (3.6) のように定義される。

$$A = \frac{m_{K^0}^2 - (m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2)}{2} \quad (3.5)$$

$$B = (A \cdot p_{\pi^+} \cos \theta)^2 - (E_{\pi^+}^2 - p_{\pi^+}^2 \cos^2 \theta)(E_{\pi^+}^2 m_{\pi^-}^2 - A^2) \quad (3.6)$$

■生成 Λ 同定に向けた K^0 の運動量ベクトル再構成手法

上記で求めた π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} と、CATCH で測定した π^- の方向ベクトル \vec{r}_{π^-} の積から π^- の運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} を求める。そして、KURAMA スペクトロメータで測定した π^+ の運動量ベクトル \vec{p}_{π^+} と、 π^- の運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} を用いて K^0 の運動量ベクトル \vec{p}_{K^0} を次式で求めることができる。

$$\vec{p}_{K^0} = \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-} \quad (3.7)$$

なお次節で述べる生成 Λ 同定手法では、入射 π^- ビームの運動量ベクトル $\vec{p}_{\pi^- \text{ beam}}$ と、再構成した K^0 の運動量ベクトル \vec{p}_{K^0} を用いて静止陽子標的に対して missing mass 法を施す。

■CATCH, および KURAMA における粒子識別

前述した K^0 再構成手法では KURAMA スペクトロメータと CATCH 双方の情報を用いている。CATCH は粒子の三次元飛跡追跡を行うファイバー検出器 (CFT), 粒子の運動エネルギーを測定する BGO カロリメータ, および粒子が BGO カロリメータを貫通したか否かを確認するプラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成される。CATCH へ散乱粒子が入射した際の概略図を図 3.3 に示す。

CATCH での粒子識別は、ファイバー検出器 CFT でのエネルギー損失 ΔE_{CFT} と、BGO カロリメータで測定される全エネルギー E_{BGO} の相関を用いる (ΔE - E 法)。この手法は、陽子の飛行速度 β が小さいためにファイバーでのエネルギー損失が大きく β 依存性が強いのに対し、 π は Minimum Ionizing Particle (MIP) 領域の方が多く、一定のエネルギー損失を示すという性質の相違点を利用したものである。ここで ΔE は CFT での 1 層あたりのエネル

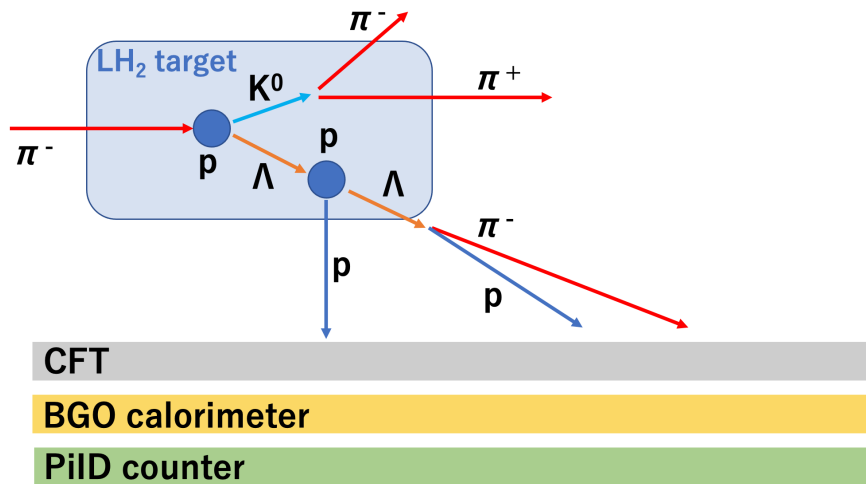


図 3.3: CATCH 検出器群の構成および液体水素標的内部的での反応を示した概略図.

ギー損失であり，各層でのエネルギー損失の和を飛跡追跡に使用したレイヤー数で割ることで規格化している．なお， ΔE は散乱粒子が通過したファイバー長に比例するため， π^- ビーム軸と平行に張られた CFT の ϕ 層でのエネルギー損失は粒子の入射角度 θ によって大きく変化する．したがって， ϕ 層でのエネルギー損失は $\sin \theta$ をかけることで補正している．

ここで E40 実験で得られた，散乱粒子の CFT におけるエネルギー損失と BGO カロリメータで測定した全エネルギーの相関を図 3.4 に示す．本研究で構築した K^0 再構成手法を行う際は図中の赤線を指標として π を識別し，解析に適した情報を取得するようにしている．同様に K^0 再構成手法を行うにあたって KURAMA スペクトロメータでは π^+ を選択する．このとき用いるのは KURAMA スペクトロメータで測定された散乱粒子の運動量とその質量二乗の相関である（図 3.5）．

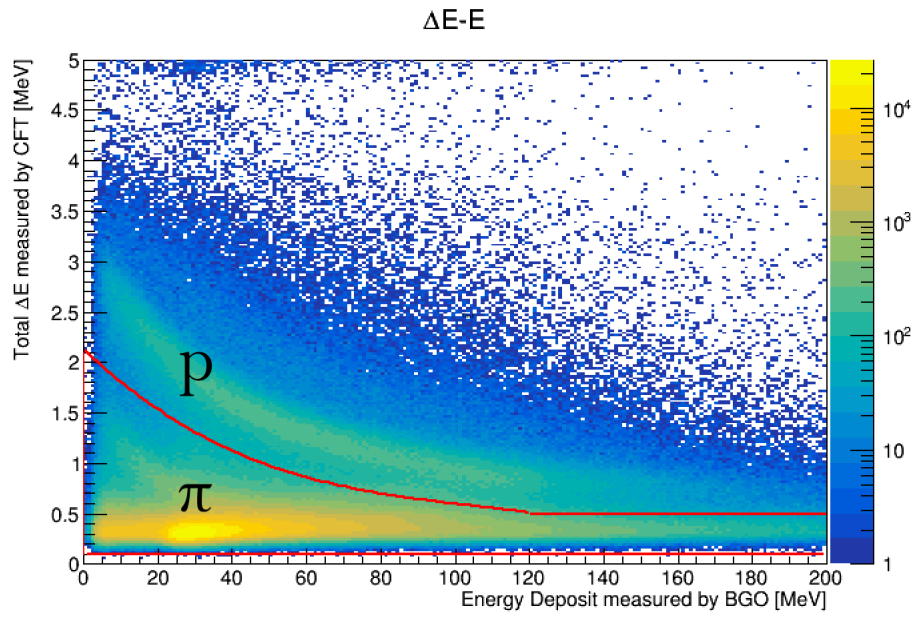


図 3.4: 散乱粒子の CFT におけるエネルギー損失 (ΔE) と BGO カロリメータで測定した全エネルギー (E) の相関図. 赤線は測定された π の分布を囲んでいる.

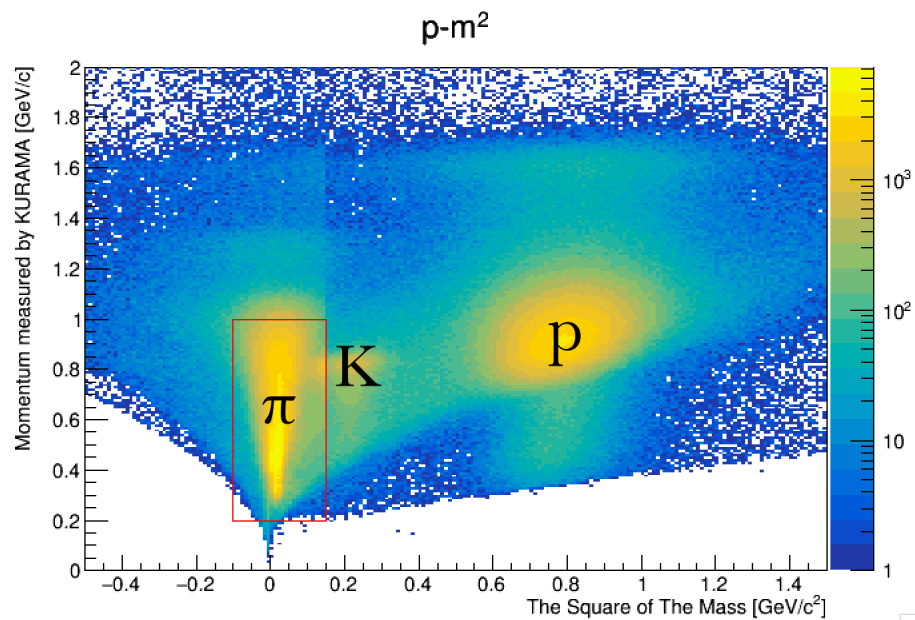


図 3.5: 散乱粒子の KURAMA において測定された運動量と質量二乗の相関図. 赤線で π^+ を選択した.

3.2 Λ 生成事象同定

第1章で述べたように、我々は $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^+ を KURAMA スペクトロメータで、 π^- を CATCH で別々に測定し K^0 を再構成した後、 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応が起きたと仮定して $\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass を求め、 Λ 生成事象を同定する。

3.2.1 $\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass 法

Λp 散乱事象の統計精度を向上するには、過去実験と比較して圧倒的な Λ ビームの収量が必要となる。この場合、高レートビーム下でも有効な生成ハイペロン同定手法を用いる必要があるため、運動学による Λp 散乱同定手法を採用する。次世代 Λp 散乱実験では、 $\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass 法を用いて求まる粒子 X の質量 m_{mis} が Λ の質量 m_Λ と等しいとき、図 3.6 に示すような $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応が起きたとみなす。

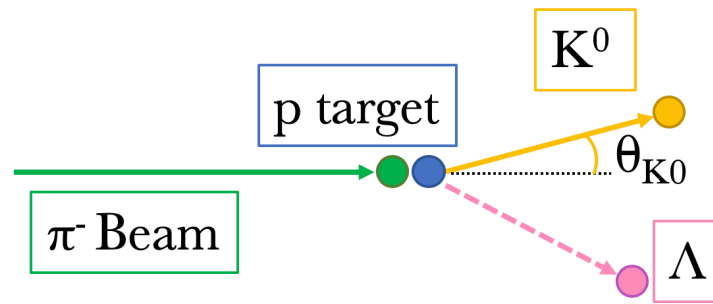


図 3.6: $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の概略図。 π^- ビーム軸から再構成された K^0 がなす角 θ_{K^0} は、再構成した運動量ベクトルから求められる。

K1.8 ビームラインスペクトロメータで測定される入射 π^- ビームの運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} と、散乱 K^0 の運動量ベクトル \vec{p}_{K^0} から得られる $\pi^-p \rightarrow K^0X$ 反応に対する missing mass (m_{mis}) は (3.8) 式から求められる。

$$m_{mis} = \sqrt{\left(\sqrt{|\vec{p}_{\pi^-}|^2 + m_{\pi^-}^2} + m_p - \sqrt{|\vec{p}_{K^0}|^2 + m_{K^0}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{\pi^-} - \vec{p}_{K^0})^2} \quad (3.8)$$

$$= \sqrt{m_{\pi^-}^2 + m_p^2 + m_{K^0}^2 + 2(m_p E_{\pi^-} - m_p E_{K^0} - E_{\pi^-} E_{K^0} + p_{\pi^-} p_{K^0} \cos \theta_{K^0})} \quad (3.9)$$

3.2.2 $\pi^-p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass へのカット条件

(π^-, K^0) 反応で missing mass を求めると Λ ($m_\Lambda = 1.116 \text{ GeV}/c^2$) のピークと Σ^0 ($m_{\Sigma^0} = 1.192 \text{ GeV}/c^2$) のピーク双方が確認される。しかし、解析では K^0 を同定していないため 2 つのピークの下には主に $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応 (Multiple π production) や、散乱粒子が標的容器と衝突して生じる想定外の反応が要因のバックグラウンドが存在する。このようなバックグラウンド全てを解析カットによって除去することは極めて困難であるが、飛跡の物理的な位置関係の妥当性を担保するカットを施すことで missing mass (以下, MM_Λ) の S/N を改善することができる。

■ $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の運動学的特徴

$\pi^-p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する MM_Λ のバックグラウンドを減らすため、 $\theta_{\pi\pi}$ ($K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による 2 つの π がなす角) について制限をかける。制限範囲はシミュレーションで作成した Λ 生成事象から得られた $\theta_{\pi\pi}$ の分布を参照し決定する。ここで、シミュレーションによる $\theta_{\pi\pi}$ 分布と、E40 実験データから得られた全 run 分の $\theta_{\pi\pi}$ 分布を伏せて図 3.7 に示す。なお、シミュレーション (青線) のイベント数は E40 実験データ (赤線) のイベント数で規格化してある。

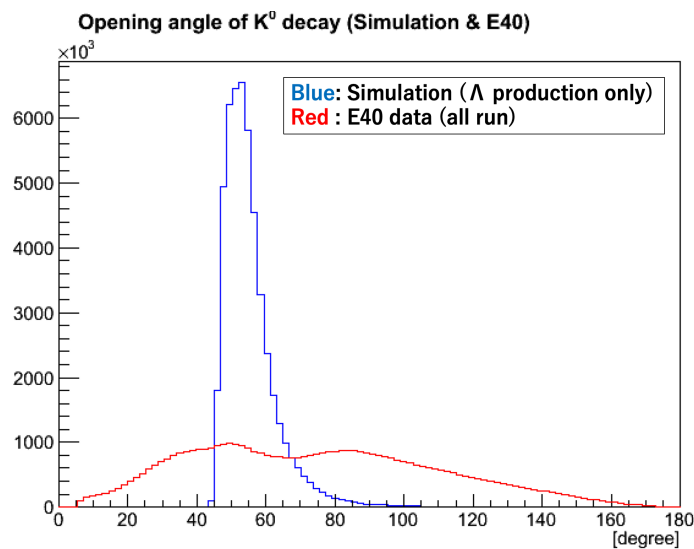


図 3.7: $\theta_{\pi\pi}$ についてカット範囲を決定するために参照したシミュレーションによる $\theta_{\pi\pi}$ 分布 (青線) と、E40 実験データから得られた全 run 分の $\theta_{\pi\pi}$ 分布 (赤線)。シミュレーションのイベント数は E40 実験データのイベント数で規格化してある。

図 3.7 の青線から、 Λ 生成事象のみ起きた場合は $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ となることがわかる。したがって、 $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を運動学的に制限するカットとして「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ であること」を導入す

ることとした．なお，図 3.7 の赤線に $\theta_{\pi\pi} > 90^\circ$ のイベントが含まれている要因は， K^0 を同定していないことによって紛れ込む Multiple π production をはじめとするバックグラウンドや， $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- を間違えて K^0 再構成手法に用いてしまっていることが挙げられる．前者については想定される反応をシミュレーションによってそれぞれ再現し，影響を見積もる必要がある．後者については現時点で使用している解析プログラムを改良することで解決できると考えている．

E40 実験データ解析において，「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ であること」を要求すると $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する MM_Λ 分布は図 3.8 のようになる．前述した通り，解析では K^0 を同定していないため Λ ， Σ^0 ピークの下に依然としてバックグラウンドは残るが，本研究で新たに構築した K^0 再構成手法によって，厳しいカットを施さなくても生成された Λ のピークを確認することが充分可能であることがわかった．また，E40 実験で用いられた KURAMA スペクトロメータの運動量分解能が約 1% だったのに対し，次世代 Λp 散乱実験では運動量分解能が約 0.1% の SKS スペクトロメータを用いるため，得られる missing mass 分解能も図 3.8 より改善されることが期待されている．

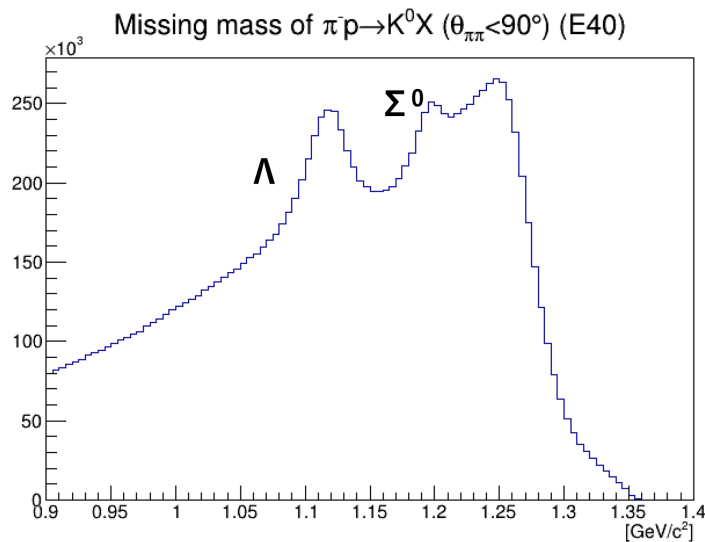


図 3.8: $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する MM_Λ ．ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ であること」を要求している．解析では K^0 を同定していないため， Λ ， Σ^0 ピークの下に依然としてバックグラウンドは残る．

3.3 Λ ビームの収量の見積もり

まず K^0 再構成手法を用いて同定できる Λ 生成事象数がどの程度が確認するため、図 3.8 に示した Λ ピークとその下のバックグラウンドをガウス関数と指数関数を足し合わせた関数でフィッティングし、求めた関数の積分値をヒストグラムの各ビンの重みで割ることで、生成 Λ とバックグラウンドの事象数を見積もった。フィッティング関数の積分は、 Λ ピークとして得られたガウス関数の標準偏差 σ を用いて中心値から $\pm 3\sigma$ 分の領域で行った。図 3.9 に求めたフィッティング関数を MM_Λ 分布とともに示す。このとき得られたイベント数の見積もりを行った領域の最小値 m_{min} 、最大値 m_{max} 、 Λ 生成事象数 N_Λ 、バックグラウンド事象数 N_{BG} 、および S/N は表 3.1、表 3.2 にまとめた。

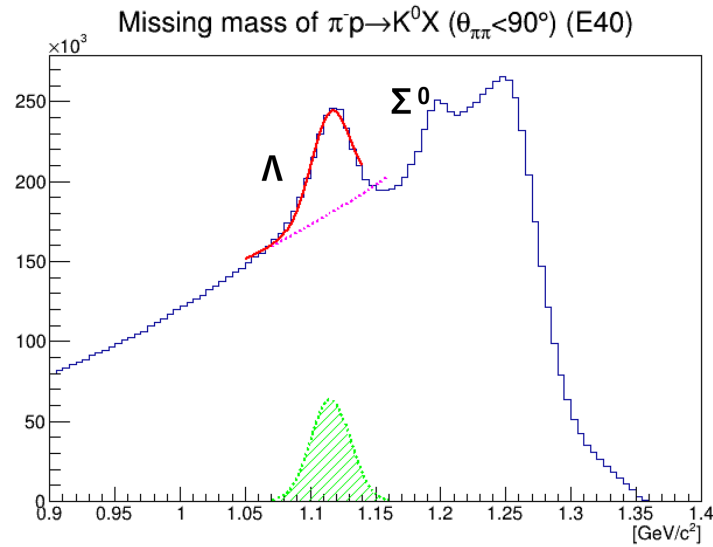


図 3.9: 図 3.8 の MM_Λ に対するフィッティング結果。ガウス関数と指数関数を足し合わせた関数で Λ ピークとその下のバックグラウンドをフィッティングしてある。赤線はフィッティング関数、ピンク点線はバックグラウンドの関数、緑斜線は Λ ピークの関数とその積分領域を示す。

前者は積分区間 $m_{min} < MM_\Lambda < m_{max}$ における結果であり、後者は後述する Λp 散乱事象同定手法を適用する区間 $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ における結果である。

表 3.1: E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 (MM_Λ が中心値から $\pm 3\sigma$ 分の領域)。

m_{min}	m_{max}	N_Λ	N_{BG}	S/N
1.07	1.16	4.80×10^5	3.27×10^6	0.147

前述した通り、本研究では限られた統計数のなかで新たな Λp 散乱事象同定手法を構築する

表 3.2: E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 ($1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ の領域).

m_{min}	m_{max}	N_Λ	N_{BG}	S/N
1.07	1.17	4.81×10^5	3.66×10^6	0.131

必要があった。したがって、 Λ 生成事象同定数は可能な限り減らさずに解析を進めたいと考え、後述する Λp 散乱事象同定では missing mass 領域 $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ を選択することとした。これにより、最終的な Λp 散乱事象同定数が Λ ビーム数の 0.01% 程度であると仮定したとしても、少なくとも数 10 イベントは同定できると考えられる。

3.3.1 K^0 の π^- ビームとの最近接距離，飛行距離

K^0 を解析で同定することはできないが、 K^0 の π^- ビームとの最近接距離 $\text{cdist}_{K^0, \pi^-}$ と、飛行距離に関するカットを施すことで Λ 生成事象をさらに選別する。

ここで Λ 生成事象のみのシミュレーション，E40 実験データから得られた $\text{cdist}_{K^0, \pi^-}$ の分布を図 3.10 の左右に示す。このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ ，かつ $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。シミュレーション結果を参照し今回は「 $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10 \text{ mm}$ であること」をカット条件として採用することとした。同様に K^0 の生成点と崩壊点の位置の差についてもシミュレーションからカット条件を決定し、 x, y, z 成分について $-100 \sim 100 \text{ mm}$ 領域内であることを要求することでイベントを選別した。

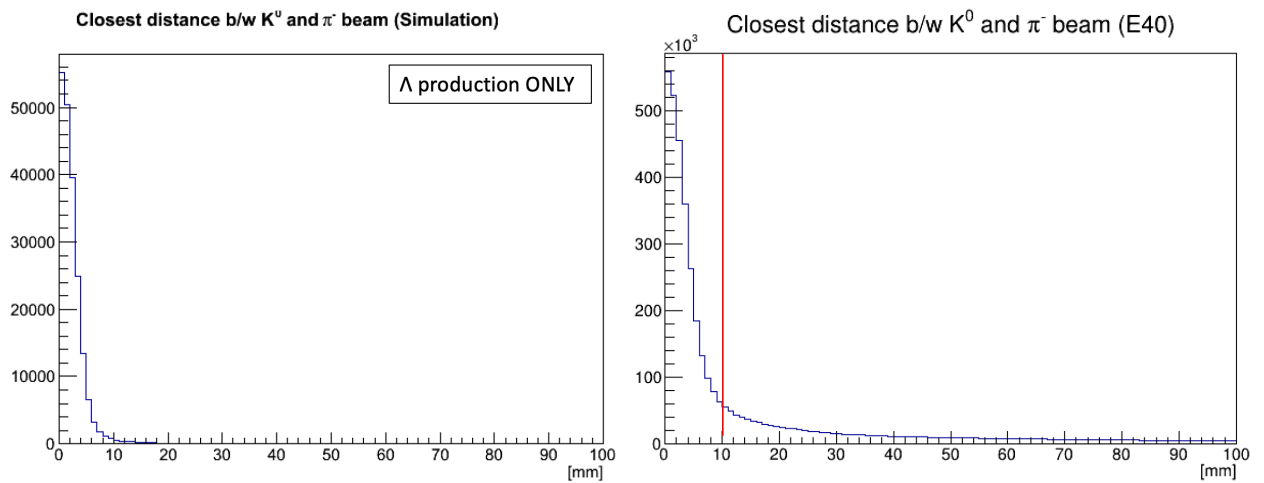


図 3.10: K^0 の π^- ビームとの最近接距離 $\text{cdist}_{K^0, \pi^-}$ (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$ ，かつ $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。

以上のカットを要求した後得られた MM_Λ 分布をフィッティング関数とともに図 3.11 に示

す. このとき得られたフィッティング結果は表 3.3 にまとめた. 図 3.8 と比べて Λ ピークの幅が細くなり Σ^0 と区別しやすくなったものの, Multiple π production をはじめとするバックグラウンドを完全に除去できてはいない. したがって次章で述べる散乱事象同定では, 運動学計算から得られる情報を用いてさらにイベント選別する必要がある.

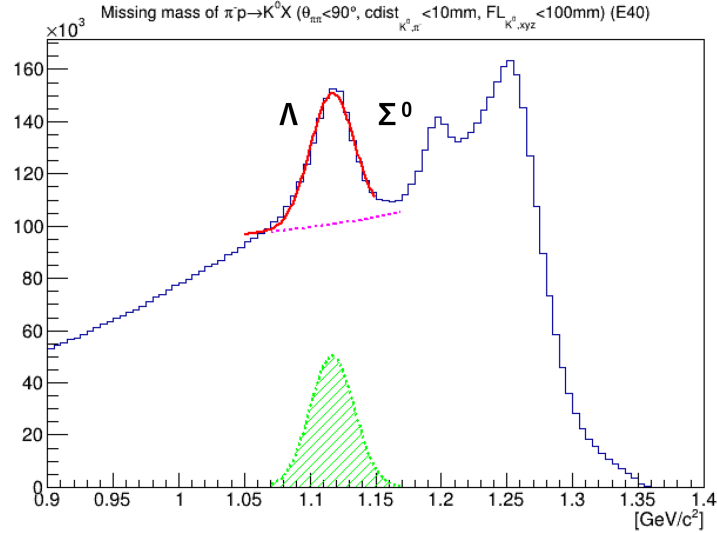


図 3.11: $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する MM_Λ . ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ [mm], K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ [mm] 領域内であることを要求している. Λ ピークの幅が細くなる傾向が確認できたが, K^0 を同定していないことによるバックグラウンドを完全に除去できてはいない.

表 3.3: K^0 に関するカットをかけた後の E40 実験データの MM_Λ のフィッティング結果 ($1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/c^2 の領域).

m_{min}	m_{max}	N_Λ	N_{BG}	S/N
1.07	1.17	4.22×10^5	2.02×10^6	0.209

3.3.2 生成 Λ の運動量領域

Λp 散乱事象同定に用いる Λ ビームの運動量領域を見積もる. ここで「 $1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/c^2 , $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ mm, K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内であることを要求したときの $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応の missing momentum 分布について, シミュレーションと E40 実験データの結果を図 3.12 の左右にそれぞれ示す. 左のシミュレーション結果は Λ 生成事象のみを示しているのに対し, 右の E40 実験データは除去しきれっていないバックグラウンドを含むことに注意されたい. しかし, どの

らも概ね同様の分布構造をもつことが確認できる。本研究では、 Λ ビーム運動量が低すぎたり高すぎると検出器のアクセプタンスに収まらない可能性が高まることを避けつつ、構築した解析手法によって散乱事象を見積もれるか確認したいため、 $0.30 \sim 0.65$ GeV/c の運動量領域における Λ ビームを用いて Λp 散乱微分断面積を導出することとした。

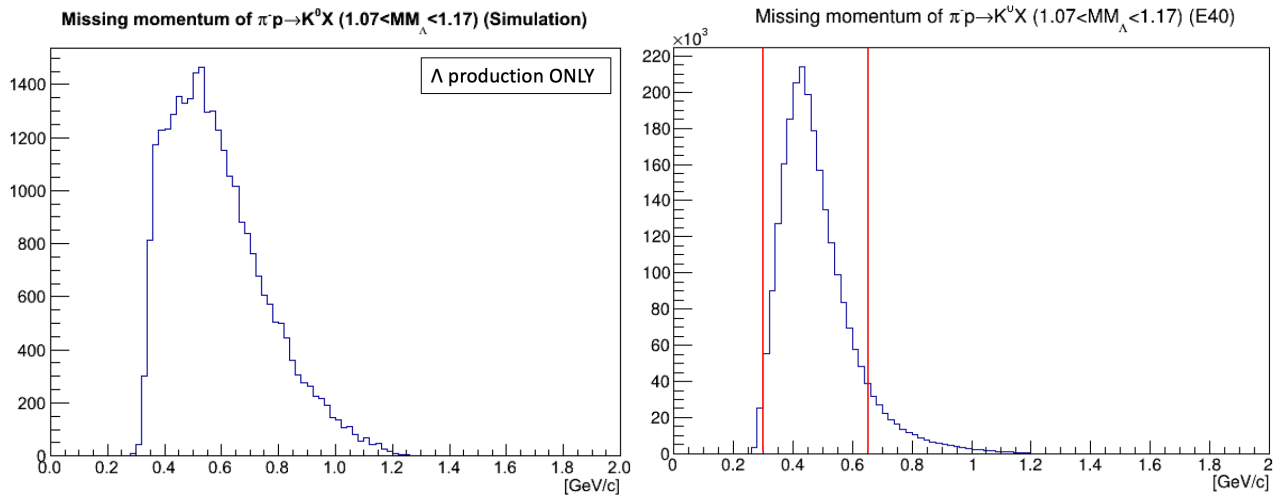


図 3.12: $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing momentum 分布（左：シミュレーション，右：E40 実験データ）。このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ mm, K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内であること」を要求している。

次章では以上で選別した Λ 生成事象を用いて行った Λp 散乱事象同定手法について述べる。

第4章 Λp 散乱事象の同定

当章では第3章で同定した Λ 生成事象に対し、CATCH 検出器群を用いた解析から Λp 散乱事象を同定する。このとき、CATCH が検出した粒子の組み合わせによって3通りの解析ケースを用意した。それぞれのケースに適したカット条件を施し運動学的に Λp 散乱事象を担保することで、効率的に Λp 散乱事象同定数を増やすことが可能となる。

また、 Λp 散乱事象とともに生じるバックグラウンドを除去することも非常に重要である。本研究では、主なバックグラウンドとして $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ 反応 (Multiple π production) をシミュレーションで作成し、その影響を検証した。図4.1からわかるように Multiple π production では π^+ と π^- の vertex が π^- ビーム軸と一致するため、 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応と間違えて解析された場合、第3章で適用した「 $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ mm, かつ K^0 生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内」というカット条件では除去できない。また、この反応による π^- と陽子の質量和は約 $1.078 \text{ GeV}/c^2$ であり、 Λ の質量 $m_\Lambda = 1.116 \text{ GeV}/c^2$ と比較的近い値をとるため、 K^0 再構成を施し missing mass を求めると上記のカットだけでは除去しきれない大きなバックグラウンドが形成されると考えられる。

こうした Multiple π production をはじめとするバックグラウンド構造の理解を進めるにあたって、本研究では $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ 反応をシミュレーションで作成し、構築した Λp 散乱事象同定手法にどの程度影響を及ぼすか検証した。

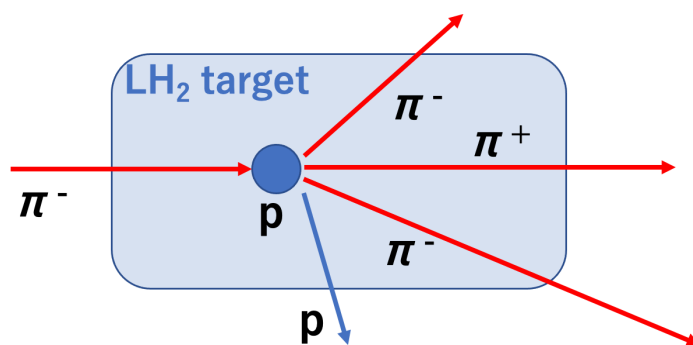


図4.1: $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応に対する主なバックグラウンドとなる $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ 反応 (Multiple π production) の概略図。 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応とは異なり、Multiple π production では π^+ と π^- の vertex が π^- ビーム軸と一致するため、第3章で適用した「 $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ mm, かつ K^0 生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内」というカット条件では除去できない。

本研究で構築した Λp 散乱事象同定手法では、少なくとも 2 つの陽子が CATCH で検出されたとき、反跳陽子の散乱角度を用いて運動学から求まるエネルギー値 $E_{p',calc}$ と実測値 $E_{p',measure}$ の一致を評価し散乱事象を同定する (ΔE 法). また、散乱 Λ が同定された場合も同様の解析を散乱 Λ の運動量に対して行う (Δp 法).

4.1 検出された粒子の組み合わせによる解析ケース

当節では、 Λp 散乱事象の解析効率を向上させるため、CATCH の検出粒子の組み合わせによって用意した 3 通りの解析ケースについて述べる.

4.1.1 ケース 1 : CATCH が π^- 2 個, 陽子 p 1 個を検出した場合

ケース 1 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子を検出した場合を想定している. このときの CATCH 検出器群と標的内部での反応を図 4.2 に示す.

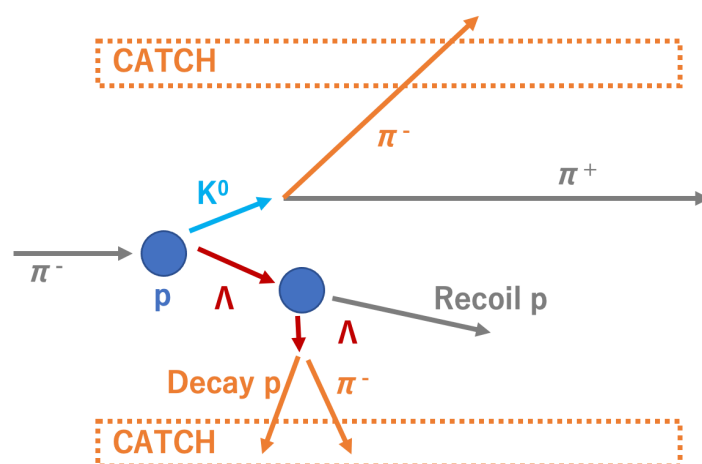


図 4.2: ケース 1 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図. ケース 1 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子を検出した場合を想定している.

ケース 1 では Λp 散乱後の散乱 Λ による $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊が検出されることを想定しており、検出器のアクセプタンスは最も大きい. 散乱 Λ として再構成された粒子の散乱角度を選ぶことで、 Λp 散乱を起こさないまま崩壊する Λ ビームと、散乱を起こした Λ ビームを区別することは可能である. しかし、 $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊を仮定し再構成される粒子の質量 (π^- と陽子の不変質量 m_{inv}) が Λ の質量 m_Λ と等しくなることを要求するため、バックグラウンドも Λ として解析してしまうことがある. また、 MM_Λ に含まれるバックグラウンドが依然として多く Λ 生成事象同定に改善の余地があるうえ、ケース 1 で検出する粒子の組み合わせは図 4.1 に示し

た Multiple π production を検出してしまう場合と同じであるため、現時点で Λp 散乱のみをケース 1 から絞り込むのは比較的難しいと考え、今回はケース 1 はあえて使用しなかったことに注意されたい。しかし、先に述べたように MM_Λ の S/N を改善し Λ 生成事象同定精度を向上させることができれば、ケース 1 からの微分断面積導出も大いに可能と考えられる。

4.1.2 ケース 2: CATCH が π 1 個, 陽子 p 2 個を検出した場合

ケース 2 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による陽子を検出した場合を想定している。このときの CATCH 検出器群と標的内部での反応を図 4.3 に示す。

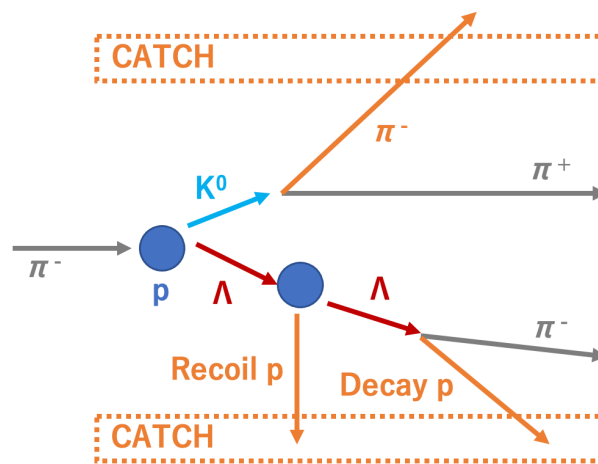


図 4.3: ケース 2 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図。ケース 2 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による陽子を検出した場合を想定している。

ケース 2 では, Λp 散乱と散乱 Λ による $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊を想定しており, 検出器のアクセプタンスは 2 番目に大きい。反跳陽子の情報を用いた運動学から求まるエネルギー値 $E_{p',calc}$ と実測値 $E_{p',measure}$ の一致を評価し散乱事象を同定する (ΔE 法) が, $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊を担保していないため, バックグラウンドと Λp 散乱を区別しづらいことが難点である。主なバックグラウンドである Multiple π production を除去するため, 「CATCH の陽子検出数が 2 個であること」を要求しているが, 散乱粒子の re-scattering 等によって陽子が 2 個 CATCH へ入射してしまう場合も少なからず存在する。他にも $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による生成粒子が標的内部陽子とさらに散乱を起こすイベントも存在する。したがって, これらのバックグラウンドを除去するようなカット条件をさらに適用しイベント選別する必要がある。なお, 今後は予想されるバックグラウンド事象をそれぞれシミュレーションで作成し, Λp 散乱事象同定手法に及ぼす影響を見積もることを目標とする。

4.1.3 ケース 3 : CATCH が π 2 個, 陽子 p 2 個を検出した場合

ケース 3 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子すべてを検出した場合を想定している. このときの CATCH 検出器群と標的内部での反応を図 4.4 に示す.

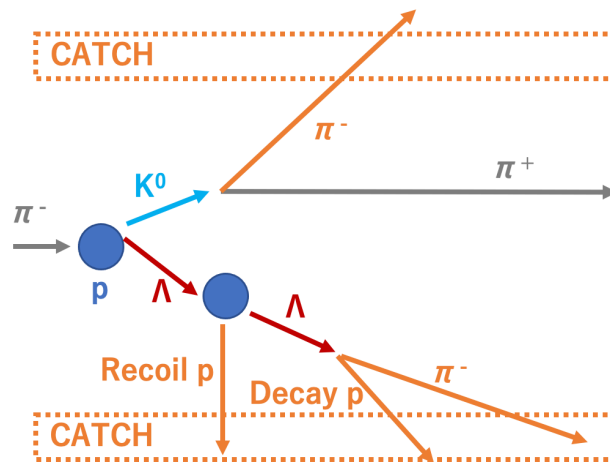


図 4.4: ケース 3 での CATCH 検出器群と標的内部での反応の概略図. ケース 3 では CATCH が $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π^- , Λp 散乱による反跳陽子, および $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊による π^- と陽子すべてを検出した場合を想定している.

ケース 3 では, Λp 散乱と Λp 散乱後の Λ による $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ 崩壊を想定しており, 終状態に現れる全ての粒子を検出することを要求している. 反跳陽子と散乱 Λ をそれぞれ同定し, Δp 法と ΔE 法を併用することでより精密な Λp 散乱事象同定を行うことが可能である. 以下に Δp 法, ΔE 法それぞれの解析手法の詳細を示す.

■ Δp 法

Δp 法では、 π^- と陽子を用いた Λ 再構成手法から得られた散乱 Λ の運動量 $p_{\Lambda'}$ と、このとき得られた散乱角度を用いた運動学計算から求まる $p_{\Lambda',calc}$ との差を評価し、散乱事象を同定する。前者と後者は解析過程が独立しており、双方が同一の Λp 散乱事象を正しく解析していた場合、 $\Delta p = p_{\Lambda'} - p_{\Lambda',calc} \approx 0$ となるはずである。ここで Δp 法の詳しい手順と、その概略図 (図 4.5) を以下に示す。

- ・ 手順 1: 検出した π^- と陽子が $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊によるものと仮定し、その opening angle ($\theta_{\Lambda decay}$) を測定する。
- ・ 手順 2: K^0 再構成手法と同様に、 π^- と陽子から再構成される粒子質量 (m_{inv}) が Λ の質量となるように π^- の運動量 p_{π^-} を決定する。
- ・ 手順 3: 再構成された散乱 Λ の運動量 $p_{\Lambda'}$ と散乱角度 $\theta_{scat\Lambda}$ を求める。
- ・ 手順 4: 散乱角度 $\theta_{scat\Lambda}$ を用いた運動学計算から散乱 Λ の運動量 $p_{\Lambda',calc}$ を求める。
- ・ 手順 5: 手順 3, 4 でそれぞれ得られた散乱 Λ の運動量の差 Δp の一致を評価する。 Λp 散乱, および $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊が正しく検出された場合, $\Delta p \approx 0$ となるはずである。

なお、ここで用いた Λ 再構成手法は第 3 章で述べた K^0 再構成手法と同様である。具体的には、散乱 Λ の崩壊による陽子の運動量ベクトル \vec{p}_p , π^- の方向ベクトル \vec{r}_{π^-} , および $\theta_{\Lambda decay}$ から再構成された粒子の不変質量 m_{inv} が Λ の質量 m_{Λ} と一致するように、 π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} を求める。

$\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による陽子の運動量を p_p とすると、その全エネルギー E_p は式 4.1 で表される。

$$E_p = \sqrt{p_p^2 + m_p^2} \quad (4.1)$$

エネルギー保存則と運動量保存則を用いて $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊の運動学を解くと、求めたい π^- の運動量について正負 2 つの解を得るが、今回は運動量の絶対値として式 (4.2) で示す正の解を採用した。

$$p_{\pi^-} = \frac{(A \cdot p_p \cos \theta_{\Lambda decay} + \sqrt{B})}{E_p^2 - p_p^2 \cos^2 \theta_{\Lambda decay}} \quad (4.2)$$

このとき、式 (4.2) における A , B は式 (4.3), 式 (4.4) のように定義される。

$$A = \frac{m_{\Lambda}^2 - (m_p^2 + m_{\pi^-}^2)}{2} \quad (4.3)$$

$$B = (A \cdot p_p \cos \theta_{\Lambda decay})^2 - (E_p^2 - p_p^2 \cos^2 \theta_{\Lambda decay})(E_p^2 m_{\pi^-}^2 - A^2) \quad (4.4)$$

得られた π^- の運動量の絶対値 p_{π^-} と方向ベクトル \vec{r}_{π^-} の積から、 π^- の運動量ベクトル \vec{p}_{π^-} が求まる。以上から再構成される散乱 Λ の運動量ベクトル $\vec{p}_{\Lambda'}$ は次式で定義される。ここではその散乱角度 $\theta_{scat\Lambda}$ も求められる。

$$p_{\Lambda'} = \vec{p}_{\pi^-} + \vec{p}_p \quad (4.5)$$

次に、 Λp 散乱を仮定した運動学計算から求められる散乱 Λ の運動量 $p_{\Lambda',calc}$ について述べる。 Λ ビームの運動量 $p_{\Lambda beam}$ ，その全エネルギー $E_{\Lambda beam}$ ，標的陽子の質量 m_p ，散乱角度 $\theta_{scat\Lambda}$ を用いて， $p_{\Lambda',calc}$ は次式で定義できる。

$$p_{\Lambda',calc} = \frac{A p_{\Lambda beam} \cos \theta_{scat\Lambda} + (E_{\Lambda beam} + m_p) \sqrt{B}}{2((E_{\Lambda beam} + m_p)^2 - p_{\Lambda beam}^2 \cos^2 \theta_{scat\Lambda})} \quad (4.6)$$

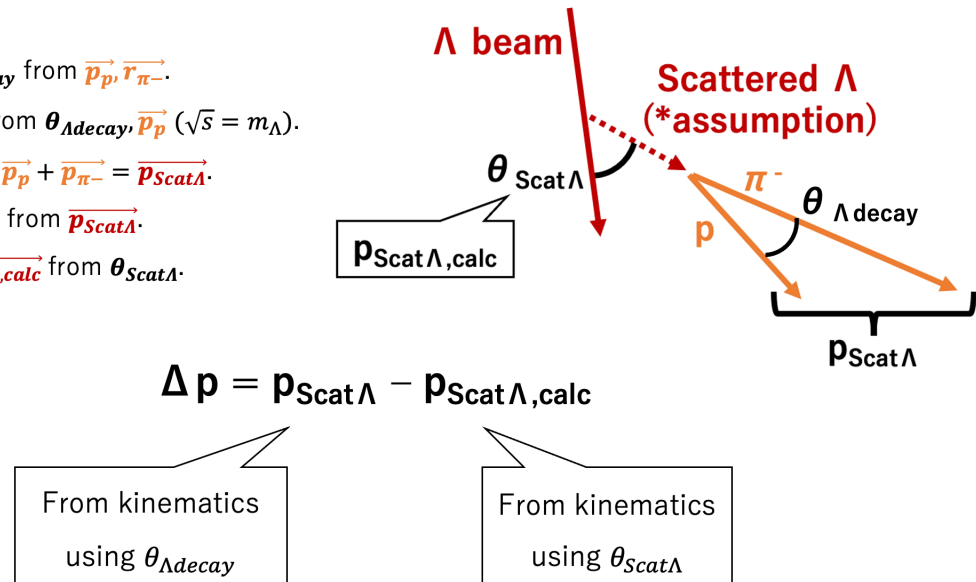
このとき，式 (4.6) における A ， B は式 (4.7)，式 (4.8) のように定義される。

$$A = m_{\Lambda beam}^2 + m_p^2 + m_{scat\Lambda}^2 - m_{p'} + 2E_{\Lambda beam} m_p \quad (4.7)$$

$$B = 4m_{scat\Lambda}^2 (p_{\Lambda beam}^2 \cos^2 \theta_{scat\Lambda} - (E_{\Lambda beam} + m_p)^2) + A^2 \quad (4.8)$$

• Analysis Flow

1. Calculate $\theta_{\Lambda decay}$ from $\vec{p}_p, \vec{r}_{\pi^-}$.
2. Calculate \vec{p}_{π^-} from $\theta_{\Lambda decay}, \vec{p}_p$ ($\sqrt{s} = m_{\Lambda}$).
Then, calculate $\vec{p}_p + \vec{p}_{\pi^-} = \vec{p}_{Scat\Lambda}$.
3. Calculate $\theta_{Scat\Lambda}$ from $\vec{p}_{Scat\Lambda}$.
4. Calculate $\vec{p}_{Scat\Lambda,calc}$ from $\theta_{Scat\Lambda}$.



If $\Delta \mathbf{p} \sim 0$, it is " Λp scattering"

図 4.5: Δp 法の概略図.

■ ΔE 法

ΔE 法では、CATCH が2つの陽子を検出することが要求される。はじめに片方の陽子を散乱による反跳陽子と仮定し、もう片方を崩壊陽子と仮定する。

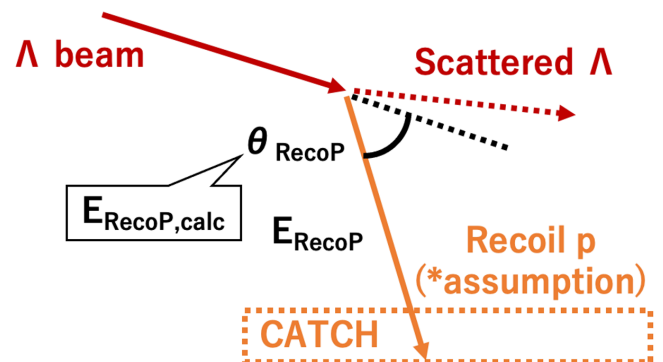
反跳陽子として仮定した粒子の散乱角度を用いた運動学から求まるエネルギー値 $E_{p',calc}$ と、実測エネルギー値 $E_{p',measure}$ の一致を評価し散乱事象を同定する。前者と後者は解析過程が独立しており、反跳陽子の仮定が正しい場合、 $\Delta E = E_{p',calc} - E_{p',measure} \approx 0$ となるはずである。この ΔE 法は2つの陽子それぞれに施し、求まった ΔE が0に近い方を反跳陽子として最終的に判定した。ここで ΔE 法の詳しい手順と、その概略図(図4.6)を以下に示す。

- ・ 手順1: 検出した2つの陽子のうち片方を Λp 散乱による反跳陽子であると仮定する。
- ・ 手順2: 反跳陽子と仮定した粒子の運動エネルギー $E_{p'}$ と散乱角度 $\theta_{p'}$ を測定する。
- ・ 手順3: Λp 散乱を仮定した運動学から、反跳陽子のエネルギー $E_{p',calc}$ を求める。
- ・ 手順4: 手順2, 3で得られた $E_{p'}$ と $E_{p',calc}$ の差 ΔE を求める。反跳陽子の仮定が正しい場合、 $\Delta E \approx 0$ となるはずである。
- ・ 手順5: 上記の手順1~4を、もう片方の陽子にも施す。求まった ΔE が0に近い方を反跳陽子として最終的に判定する。

• Analysis Flow

※Start this analysis **for one of two protons** detected by CATCH.

1. Get measured values of $E_{RecoP}, \theta_{RecoP}$.
2. Calculate $E_{RecoP,calc}$ from θ_{RecoP} .



$$\Delta E = E_{RecoP} - E_{RecoP,calc}$$

From BGO

From kinematics using θ_{RecoP}

Proton w/ smaller ΔE is "Recoil proton."

図4.6: ΔE 法の概略図.

ΔE 法における Λp 散乱を仮定した運動学では、 Λ ビームの全エネルギー $E_{\Lambda beam}$ 、その運動量 $p_{\Lambda beam}$ 、標的陽子の質量 m_p 、反跳陽子の散乱角度 $\theta_{p'}$ を用いると反跳陽子の運動量 $p_{p',calc}$ は

$$p_{p',calc} = \frac{2m_p(E_{\Lambda beam} + m_p)p_{\Lambda beam} \cos^2 \theta_{p'}}{(E_{\Lambda beam} + m_p)^2 - p_{\Lambda beam}^2 \cos^2 \theta_{p'}} \quad (4.9)$$

と表される。そして、ここから得られる反跳陽子の運動エネルギー $E_{p',calc}$ は次式で定義される。

$$E_{p',calc} = \sqrt{m_{p'}^2 + p_{p'}^2} - m_{p'} \quad (4.10)$$

4.2 Λp 散乱事象同定のためのイベント選別

当節では前述したケース 2, 3 における Λp 散乱事象同定手法の詳細を説明する. ケース 2 では ΔE 法を, ケース 3 では Δp 法, ΔE 法を用いる. ただし, Δp 法や ΔE 法から得られる情報だけではバックグラウンドを除去し切れず散乱事象を同定しづらい. したがって, Λp 散乱事象を選択する適切なカットを施しイベント数をさらに制限することで, 最終的な Λp 散乱事象同定を行う.

Λp 散乱事象を選択するのに使用するカット条件は, E40 実験と同じセットアップを導入したシミュレーションで作成した Λp 散乱事象のみの事象に対する解析結果から見積もる. このシミュレーションでは, K^0 , および Λ 生成点は x, y 方向についてはビームの広がりに対応するガウス分布に従い発生し, z については標的内で一様に発生している. シミュレーションにおける K^0 , Λ 生成点の x, y 平面上の分布と z 位置分布をそれぞれ図 4.7 に示す.

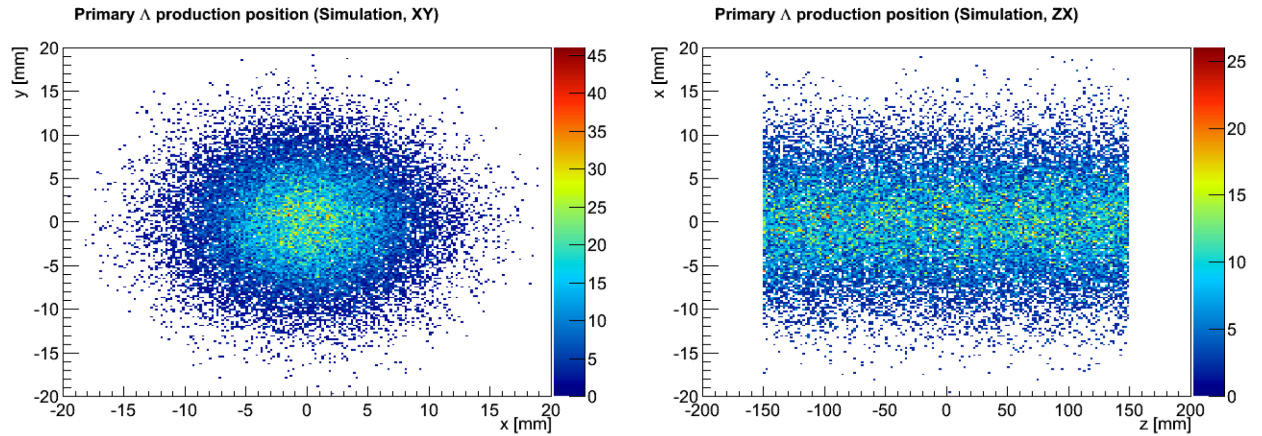


図 4.7: Λp 散乱事象のみのシミュレーションにおける K^0 および Λ 生成点の x, y 分布 (左) と z 分布 (右).

なお, Λp 散乱事象同定後に行う Λp 散乱微分断面積導出では, E40 実験で用いられた検出器の Λp 散乱事象検出効率などを考慮して Λ ビーム運動量 $0.30 \sim 0.65$ GeV/c 領域内, かつ散乱点の z 座標 (vertex_z) が $-150 \sim 150$ mm 領域内であったイベントのみを使用する. 本章以降に記載した各ヒストグラムはこの条件を既に満たしたイベントに限定していることに注意されたい.

本研究では, まず構築した Λp 散乱事象同定手法によってどの程度散乱事象が同定できうるかを見積もりたかったため, 散乱事象同定精度が高いケース 3 からイベント選別, および散乱事象同定を行った. その後, ケース 2 による解析結果についても述べる.

4.2.1 解析ケース 3 におけるイベント選別

当項では散乱事象同定精度が最も良いケース 3 におけるイベント選別具合について述べる。ケース 3 では CATCH が 2 つの π , 2 つの p を検出した場合を要求する。散乱 Λ の $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- を捕らえるため、データ解析に紛れ込むバックグラウンドは抑制されている。さらに Λp 散乱事象のみを作成したシミュレーションの結果を参照することで、イベント選別を効率よく行うことができる。以下に、 Λp 散乱事象を選択するカット条件を挙げる。

- ・ 散乱後の $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass : 検出された π が $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 崩壊によるものであることを担保する。
- ・ Δp 法, ΔE 法それぞれから得られる散乱 Λ の散乱角度の差 : Δp 法, ΔE 法が正しく行われ, 双方が同一の散乱事象に対して施されたことを担保する。
- ・ 散乱 Λ の散乱角度 : 解析効率が良い領域を選択する。

■ Λp 散乱の Lab 系における opening angle

Λp 散乱の Lab 系における opening angle ($\theta_{\Lambda p}$) は, ΔE 法で実測された反跳陽子の運動量ベクトルと, そこから求まる散乱 Λ の運動量ベクトルがなす角度から求められる。この分布について Λp 散乱事象のみを作成したシミュレーション結果と比較して, 散乱事象を示唆するような構造が確認できるか検証した。

ここでシミュレーションから得られたケース 3 における $\theta_{\Lambda p}$ 分布を図 4.8 (左) に示す。ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。運動学的制約により Λp 散乱事象は $\theta_{\Lambda p} = 90^\circ$ 付近に鋭いピークを示すことがわかる。

E40 実験データにおける同分布を図 4.8 (右) に示す。ここでも「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。シミュレーションと同様の位置にあるピークは, ケース 3 で検出された Λp 散乱事象を示唆していると考えられる。

■散乱後の $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass

ΔE 法では CATCH で検出した 2 つの陽子それぞれの ΔE を算出し, ΔE が 0 に近い陽子を反跳陽子と判定し, もう片方の陽子を $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による崩壊陽子と判定する。判定後, 散乱 Λ の運動量ベクトルから崩壊陽子の運動量ベクトルを差し引くことで $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass の二乗 (MM_π^2) が求められる。

ここでシミュレーションから得られたケース 3 における MM_π^2 分布を図 4.9 (左) に示す。ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである。 Λp 散乱事象による散乱 Λ の $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 崩壊を正しく検出できていた場合, $MM_\pi^2 = 0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 付近にピークを示すことがわかる。

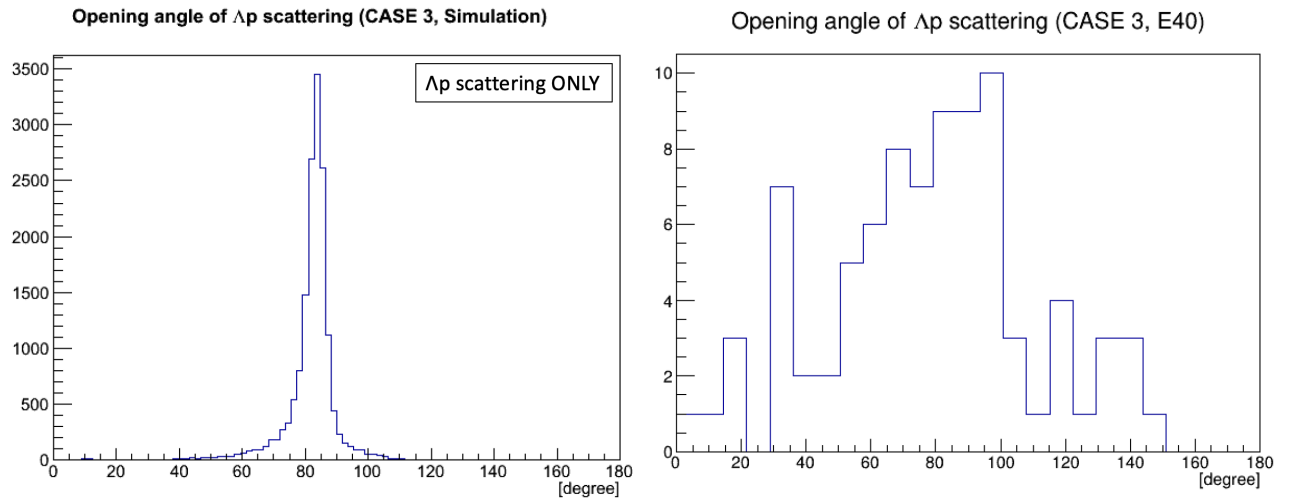


図 4.8: ケース 3 における Λp 散乱の opening angle ($\theta_{\Lambda p}$) (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.

E40 実験データにおける同分布を図 4.9 (右) に示す. ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである. 低領域にバックグラウンドと思われるイベントが確認できるが, $-0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 付近にピークが現れることが確認できた. 以上の結果を参考にし, $MM_\pi^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ のイベントを選択することとした.

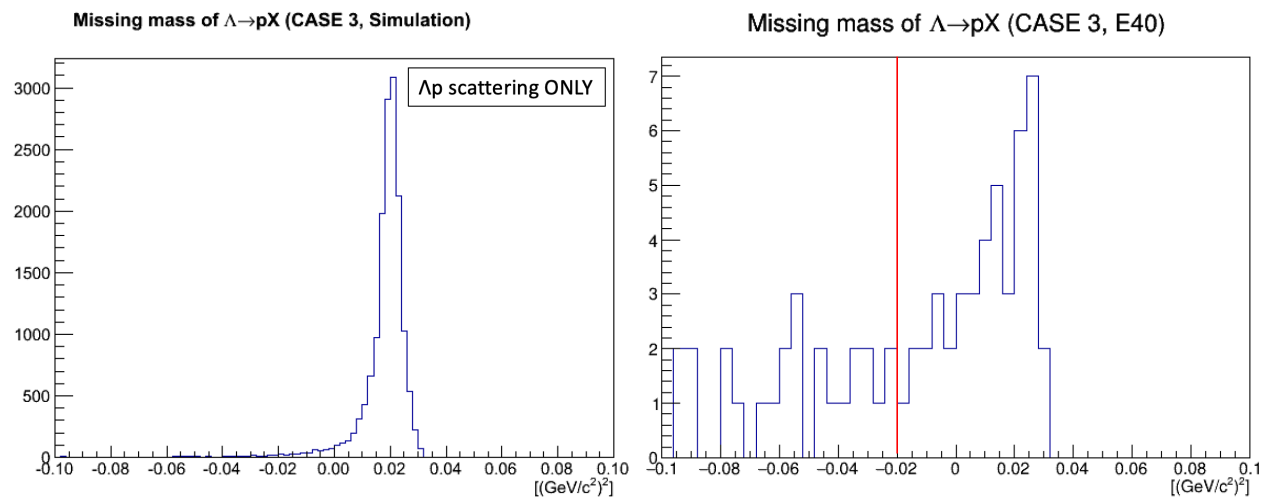


図 4.9: ケース 3 における $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass の二乗分布 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.

■CM系における散乱 Λ の散乱角度

E40 実験データには、散乱を起こさず崩壊する Λ ビームによる $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊が多く含まれている。崩壊陽子が標的内陽子と re-sacttering を起こし散乱した陽子が CACTH へ入射した場合、 Λp 散乱による反跳陽子と誤認することがある。このようなバックグラウンドを除去するには、「 Λp 散乱事象同定のために行った Δp 法、 ΔE 法が正しく行われたか否か評価すること」が重要である。

ケース 3 では Lab 系のみならず CM 系における散乱角度の取得も可能である。 Δp 法からは散乱 Λ の散乱角度 (図 4.10 上側)、 ΔE 法からは反跳陽子の散乱角度 (図 4.10 下側) が得られる。CM 系では Λ ビームと標的陽子が衝突し散乱 Λ と反跳陽子が 180° をなして放出されることを利用し、 180° から $\theta_{recoP,CM}$ を差し引くことで、散乱 Λ の CM 系での散乱角度 $\theta_{scat\Lambda,CM}$ を ΔE から求められる。 Δp 法、 ΔE 法それぞれから得られた $\theta_{scat\Lambda,CM}$ の差 $\Delta\theta \approx 0$ となれば、 Λp 散乱事象同定のために行った運動学計算が尤もらしいことを意味する。

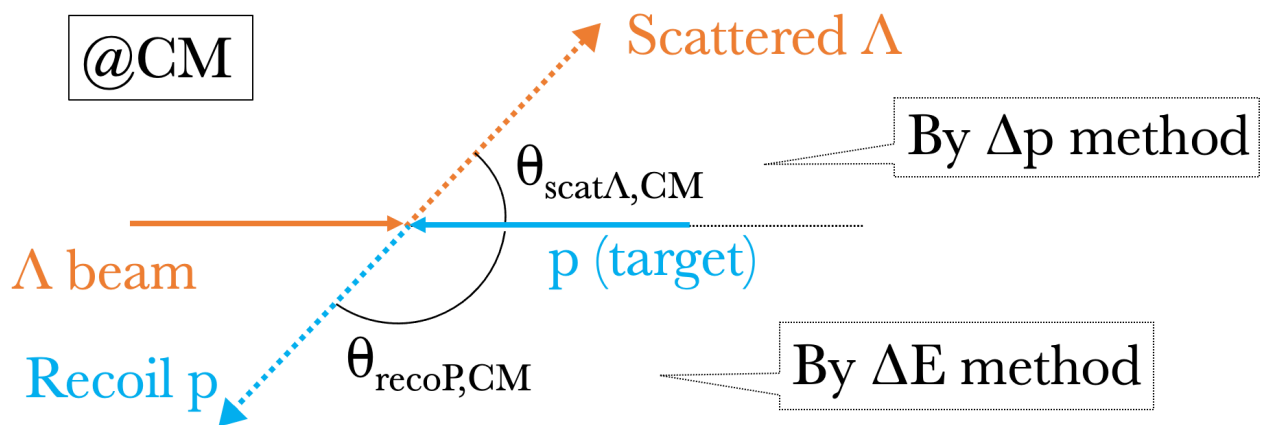


図 4.10: CM 系における Λp 散乱事象。 Δp 法からは直接 $\theta_{scat\Lambda,CM}$ を求めることができ、 ΔE 法からは $180^\circ - \theta_{recoP,CM} = \theta_{scat\Lambda,CM}$ から間接的に $\theta_{scat\Lambda,CM}$ を求める。

ここでシミュレーションから得られた $\Delta\theta$ 分布を図 4.11 (左) に示す。ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである。 $\Delta\theta = 0^\circ$ 付近にピークを形成しているイベントこそが、 Λp 散乱が Δp 法と ΔE 法から尤もらしく解析されたイベントである。なお、 Δp 法、 ΔE 法それぞれから求められた $\theta_{scat\Lambda,CM}$ の相関を図 4.12 (左) に示す。シミュレーションで生成した Λp 散乱事象についてケース 3 における Δp 法、 ΔE 法から尤もらしく $\theta_{scat\Lambda,CM}$ が算出できており、正の相関をもつことがわかる。したがって、本研究で構築した Λp 散乱事象同定手法では、 Λ 生成事象同定の精度を向上させることができれば、よい精度で Λp 散乱事象を同定できると考えられる。

E40 実験データにおける同分布を図 4.11 (右)、および図 4.12 (右) に示す。ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである。ここには除去しきれていないバックグラウン

ドが含まれているため、シミュレーション結果より分布に広がりがあるが、 $-40 \sim 40^\circ$ 領域内にイベントが集まることが確認でき、統計数は少ないものの Λp 散乱事象がたしかに含まれると期待される。以上の結果を参考にし、 $-40 < \Delta\theta < 40^\circ$ (赤線内) のイベントを選択することとした。

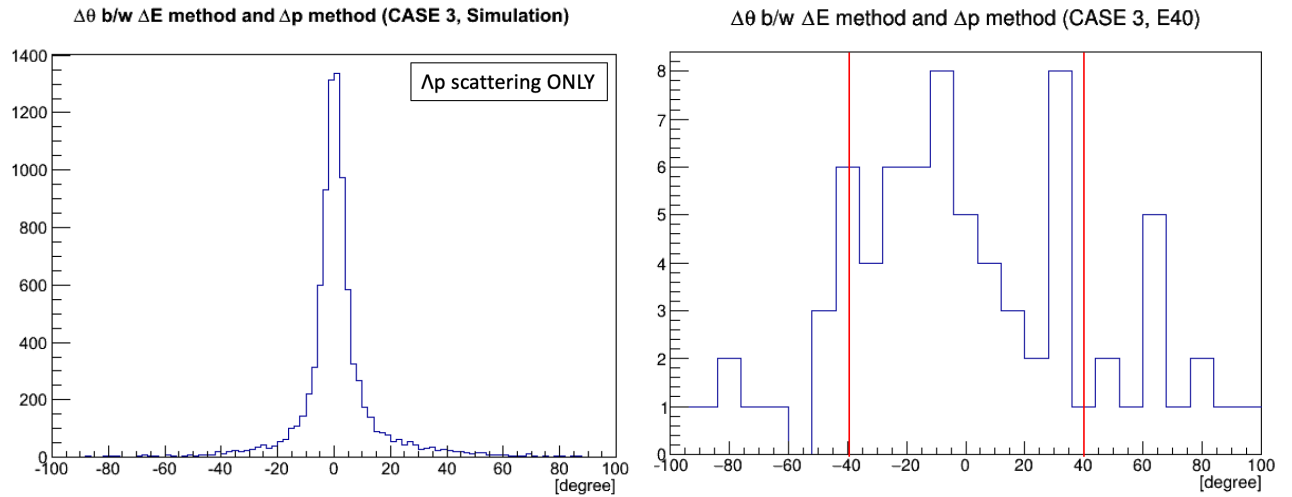


図 4.11: ΔE 法と Δp 法からそれぞれ求められた CM 系における散乱 Λ の散乱角度 ($\theta_{\Lambda p}$) の差 ($\Delta\theta$) (左:シミュレーション, 右:E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/ c^2 であること」を要求した。

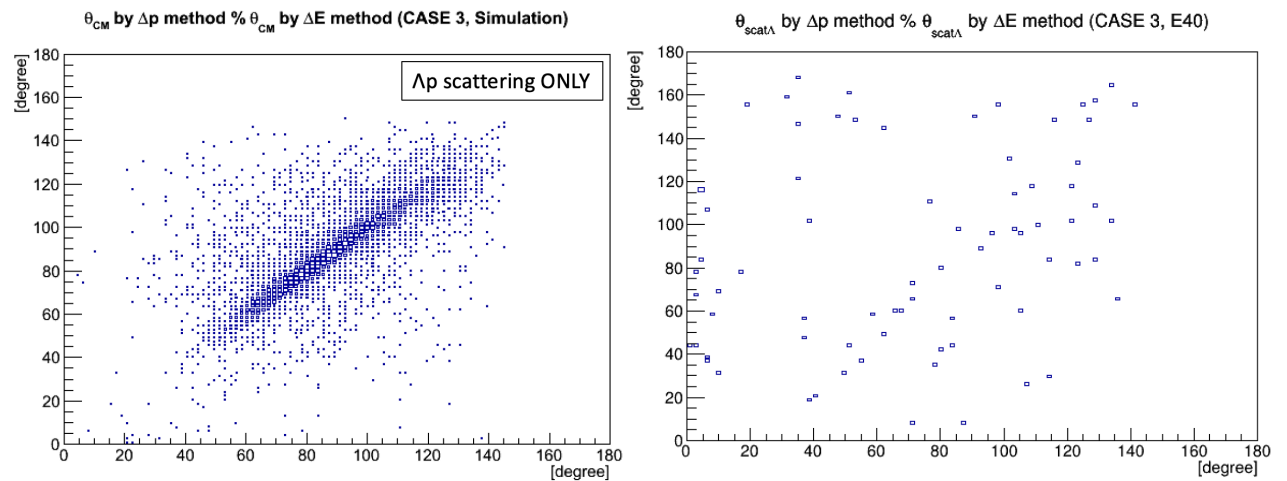


図 4.12: ΔE 法と Δp 法からそれぞれ求められた CM 系における散乱 Λ の散乱角度 ($\theta_{\Lambda p}$) の相関図 (左:シミュレーション, 右:E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17$ GeV/ c^2 であること」を要求した。

4.2.2 解析ケース 3 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関

以上の過程によってどの程度イベントが選択できたか確認する。散乱 Λ の CM 系での散乱角度の余弦 ($\cos(\theta_{CM})$) と ΔE の相関についてシミュレーションと E40 実験データの結果を比較し、最終的に要求するイベント選別のカット条件を決定したい。ここで、それぞれから得られた相関を図 4.13 の左右に示す。シミュレーションから、 $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ のイベントでは $-20 < \Delta E < 20$ MeV に収まる傾向があることがわかり、一方で散乱角度がそれ以外の領域ではイベントが非常に少ない、または ΔE がずれてしまうことがわかった。

E40 実験データではそもそもケース 3 の解析対象となるイベント数が少ないが、シミュレーション結果と同様の散乱角度領域において $\Delta E = 0$ 付近となることがわかったことから、最終的に $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ のイベント（赤線内）を選択することとした。

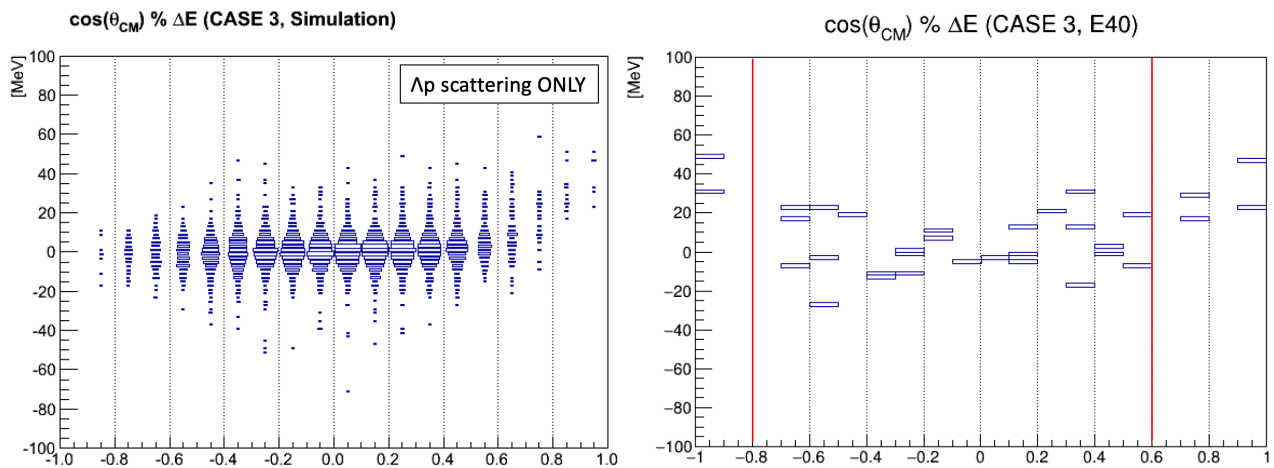


図 4.13: 解析ケース 3 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関（左：シミュレーション，右：E40 実験データ）。双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_\pi^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$, $-40 < \Delta\theta < 40^\circ$ であること」を要求した。

4.2.3 解析ケース 3 における Λp 散乱事象 (Δp と ΔE の相関)

ケース 3 では Δp と ΔE を得られるため、これらの相関を確認することで Λp 散乱事象を同定する。まず上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した後に得られる Δp , ΔE それぞれがピークを形成するか確認したい。

図 4.14 にシミュレーションから得られた Δp 分布（左）， ΔE 分布（右）を示す。双方がピークを形成しているイベントこそが解析ケース 3 によって同定可能な散乱事象である。ここからも、 Λ 生成事象同定の精度を向上させることができれば、よい精度で Λp 散乱事象を同定できると考えられる。

図 4.15 に E40 実験データから得られた Δp 分布 (左), ΔE 分布 (右) を示す. 統計は少ないものの, 双方でおよそ 0 付近にピークを形成するイベントが存在することが確認できたため, これらのイベントが Λp 散乱事象であることが期待される. しかし, 未だシミュレーションから散乱事象同定手法に対する影響を見積もられていないバックグラウンドもあるため, 不定性は残っていると考えられる.

最後に Δp と ΔE の相関から Λp 散乱事象同定具合を確認する. この相関のシミュレーションと E40 実験データの結果をそれぞれ図 4.16 の左右に示す. シミュレーションと比べて E40 実験データでは特に ΔE が広がっているものの, 選択したイベントが中心に集まる傾向があることが確認できた. ΔE に関して, シミュレーションのピークを中心値が約 -5 MeV 付近となるのは CFT で検出する陽子のエネルギー損失の補正が十分でないことが主な要因と考えられる. E40 実験データでも BGO カロリメータにおける実測エネルギーの較正が不十分であり, 若干 Λp 散乱事象のピークが 0 からずれると考えられる. 仮に $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内かつ $-0.1 < \Delta p < 0.1$ GeV/c 領域内のイベントを Λp 散乱事象と判定する場合, ケース 3 から同定された Λp 散乱事象数は約 16 イベントと見積もられた. $\Delta E > 10$ MeV のイベントは除去し切れなかったバックグラウンドと考えられ, これらの影響は今後シミュレーションから見積もる.

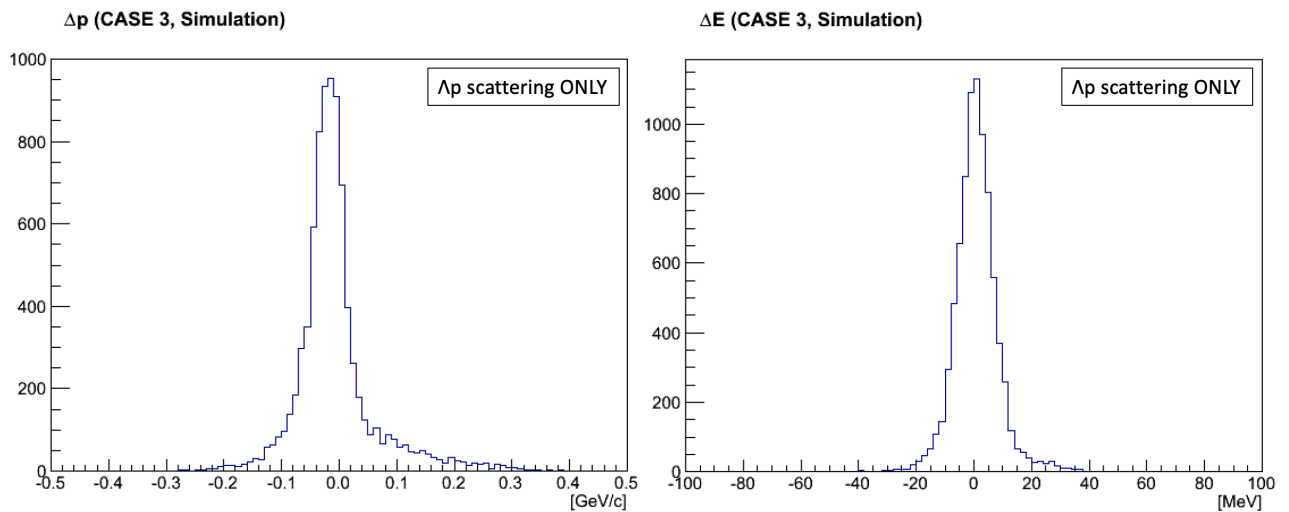


図 4.14: シミュレーションから得られた Δp 分布 (左) と ΔE 分布 (右). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.

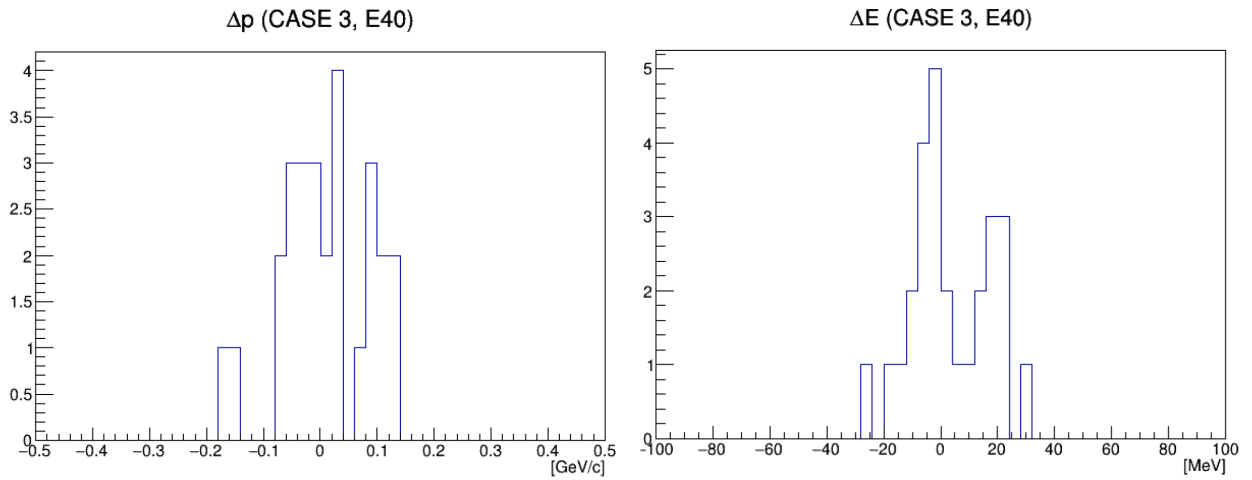


図 4.15: E40 実験データ解析から得られた Δp 分布 (左) と ΔE 分布 (右). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.

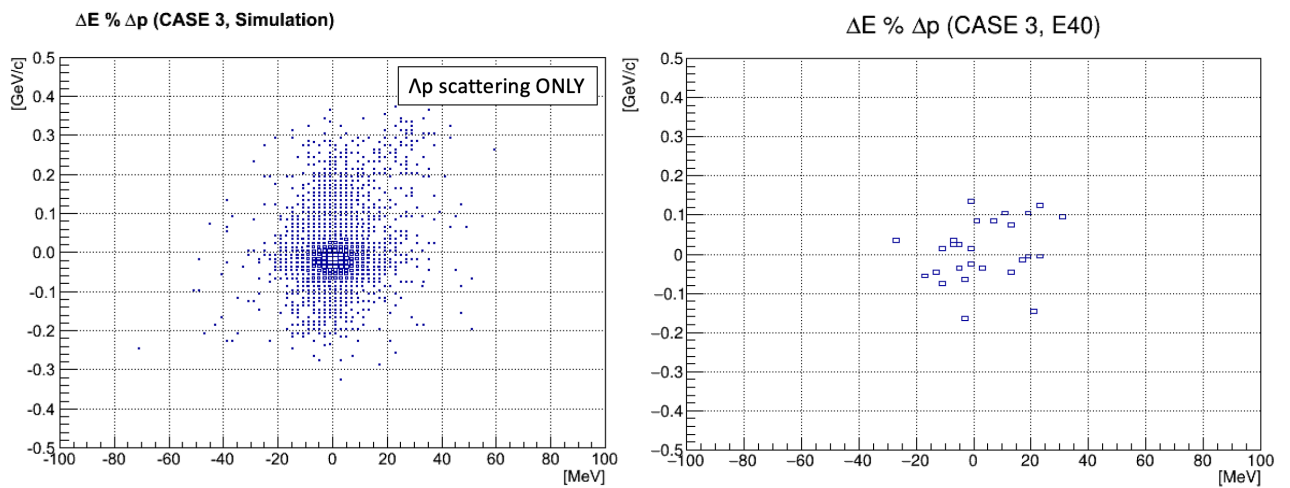


図 4.16: 解析ケース 3 において得られた Δp と ΔE の相関 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した.

4.2.4 解析ケース 2 におけるイベント選別

当項ではケース 2 におけるイベント選別具合について述べる。ケース 2 では CFT が 1 つの π 、2 つの p を検出した場合を要求する。散乱 Λ の $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- を捕らえないため、データ解析に紛れ込むバックグラウンドが多く、これらを可能な限り除去することが重要である。以下に、 Λp 散乱事象を選択するカット条件を挙げる。

- ・ 散乱後の $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass : 検出された π が $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 崩壊によるものであることを担保する。
- ・ 散乱 Λ と崩壊陽子運動量ベクトルの最近接距離 : $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 崩壊を飛跡の物理的位置関係から担保する。
- ・ 散乱 Λ の散乱角度 : 解析効率が良い領域を選択する。

また、むやみに厳しいカット条件をかけてしまうとバックグラウンドと混ざった Λp 散乱事象を除去してしまいかねないため、ケース 2 に用いるカット条件はケース 3 のそれと全く同じではない。

■ Λp 散乱の Lab 系における opening angle

ケース 2 でも Λp 散乱事象のみを作成したシミュレーション結果と比較して、散乱事象を示唆するような構造が確認できるか、 Λp 散乱の Lab 系における opening angle の分布から検証した。ここでシミュレーションから得られたケース 2 における $\theta_{\Lambda p}$ 分布を図 4.17 (左) に示す。ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。ケース 3 と同様、運動学的制約により Λp 散乱事象のみを解析した場合は $\theta_{\Lambda p} = 90^\circ$ 付近に鋭いピークを示すことが確認できる。

E40 実験データにおける同分布を図 4.17 (右) に示す。ここでも「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求している。シミュレーションと同様の位置にあるピークは、ケース 2 で検出された Λp 散乱事象を示唆していると考えられる。しかし、除去し切れていないバックグラウンドが広範囲に分布し散乱事象と混ざっている。このとき、むやみに厳しいカット条件を要求しイベント選別してしまうと、最後に散乱事象同定で参照する ΔE 分布におけるバックグラウンド構造を歪めかねない。したがって、 $\theta_{\Lambda p}$ についてのカット条件は用いないこととした。

■散乱後の $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass

次に、 MM_π^2 分布から Λp 散乱事象を選択するカット条件を決定する。ここでシミュレーションから得られたケース 2 における MM_π^2 分布を図 4.18 (左) に示す。ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである。ケース 3 と同様、 Λp 散乱事象による散乱 Λ の

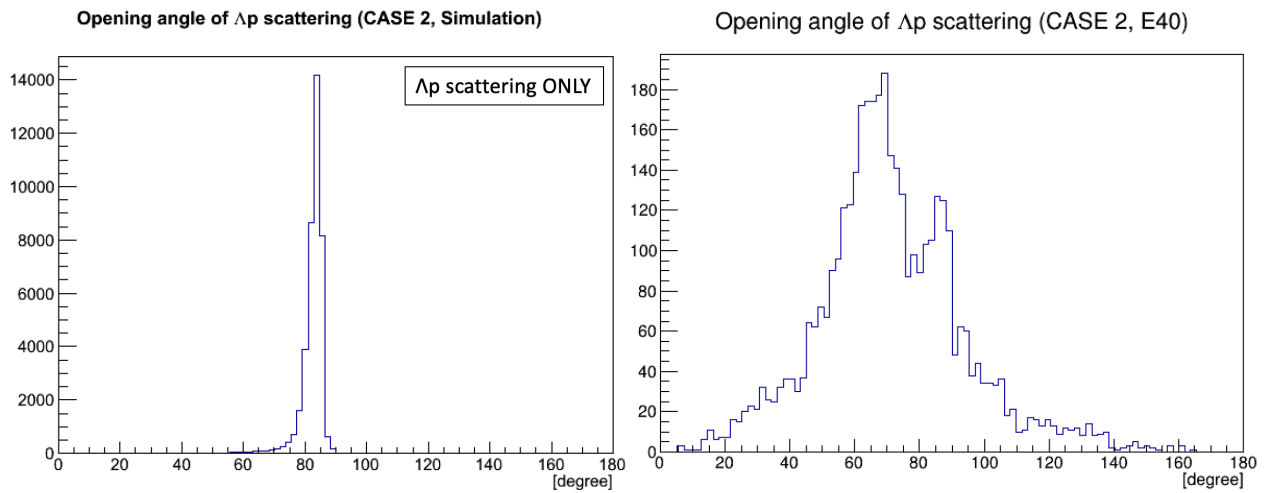


図 4.17: ケース 2 における Λp 散乱の opening angle ($\theta_{\Lambda p}$) (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.

$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 崩壊を正しく検出できていた場合, $MM_\pi^2 = 0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 付近にピークを示すことがわかる.

E40 実験データにおける同分布を図 4.18 (右) に示す. ここで要求しているカット条件は $\theta_{\Lambda p}$ のものと同じである. 低領域に存在するバックグラウンドは多いが, $-0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 付近にピークが現れることが確認できた. 以上の結果を参考にし, $MM_\pi^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ のイベントを選択することとした.

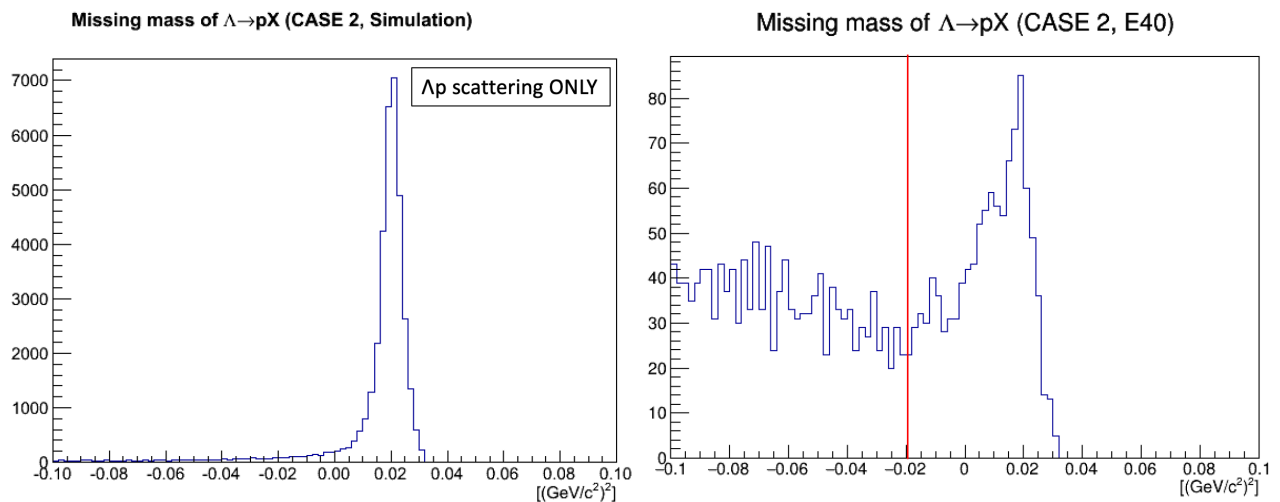


図 4.18: ケース 3 における $\Lambda \rightarrow pX$ 崩壊に対する missing mass の二乗分布 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$ であること」を要求した.

■散乱 Λ と崩壊陽子運動量ベクトルの最近接距離

ケース 2 で検出された 2 つの陽子は ΔE 法によって反跳陽子か崩壊陽子か判定される。 Λ ビームの運動量ベクトル $\vec{p}_{\Lambda beam}$ から反跳陽子の運動量ベクトル \vec{p}_p を引いて求まる散乱 Λ の運動量ベクトル $\vec{p}_{\Lambda'}$ と、崩壊陽子として判定された陽子の運動量ベクトル $\vec{p}_{decay p}$ の最近接距離 ($cdist_{\Lambda, decay p}$) について制限を加えることで、飛跡の物理的な位置関係の妥当性を担保することができる。 ΔE 法で Λp 散乱を正しく検出し、反跳陽子と崩壊陽子の判定が成功している場合、 $cdist_{\Lambda, decay p}$ は著しく離れることはないはずである。

ここでシミュレーションから得られたケース 2 における $cdist_{\Lambda, decay p}$ 分布を図 4.19 (左) に示す。ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_{\Lambda} < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_{\pi}^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ であること」を要求している。この結果より、ケース 2 によって解析された多くの Λp 散乱事象において $cdist_{\Lambda, decay p} < 20 \text{ mm}$ となることがわかる。

E40 実験データにおける同分布を図 4.19 (右) に示す。ここでは「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_{\Lambda} < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_{\pi}^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ であること」を要求している。シミュレーションに比べて最近接距離が長いイベントはバックグラウンドと考えられる。以上の結果を参考にし、 $cdist_{\Lambda, decay p} < 20 \text{ mm}$ のイベントを選択することとした。

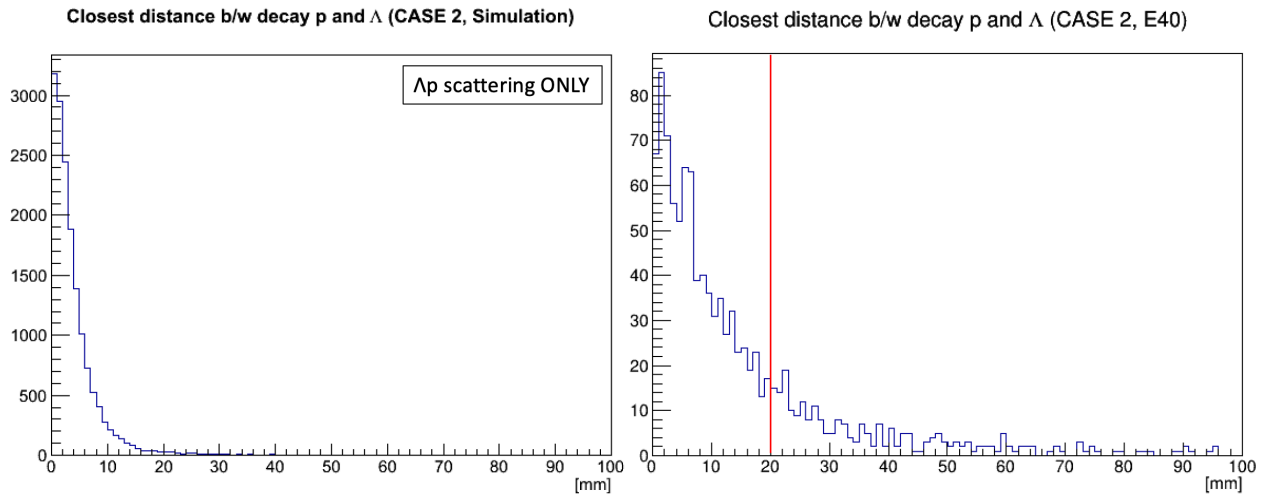


図 4.19: 散乱 Λ と崩壊陽子運動量ベクトルの最近接距離 (E40 実験データ)。双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_{\Lambda} < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_{\pi}^2 > -0.02 \text{ (GeV}/c^2)^2$ であること」を要求した。

4.2.5 解析ケース 2 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関

以上の過程によってどの程度イベントが選択できたか確認する。散乱 Λ の CM 系での散乱角度の余弦 ($\cos(\theta_{CM})$) と ΔE の相関についてシミュレーションと E40 実験データの結果を比較し、最終的に要求するイベント選別のカット条件を決定したい。ここで、それ

それぞれから得られた相関を図 4.20 の左右に示す. ケース 3 と同様, シミュレーションから, $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ のイベントでは $-20 < \Delta E < 20$ MeV に収まる傾向があることがわかり, 一方で散乱角度がそれ以外の領域ではイベントが非常に少ない, または ΔE がずれてしまうことがわかった.

E40 実験データでは $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊のみのイベントが $\cos(\theta_{CM}) = -1.0$ 付近に集中することがわかる. また $\cos(\theta_{CM}) > 0.6$ のイベントではシミュレーションでもみられるように ΔE がずれる. したがって, 最終的に $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ のイベント (赤線内) を選択することとした.

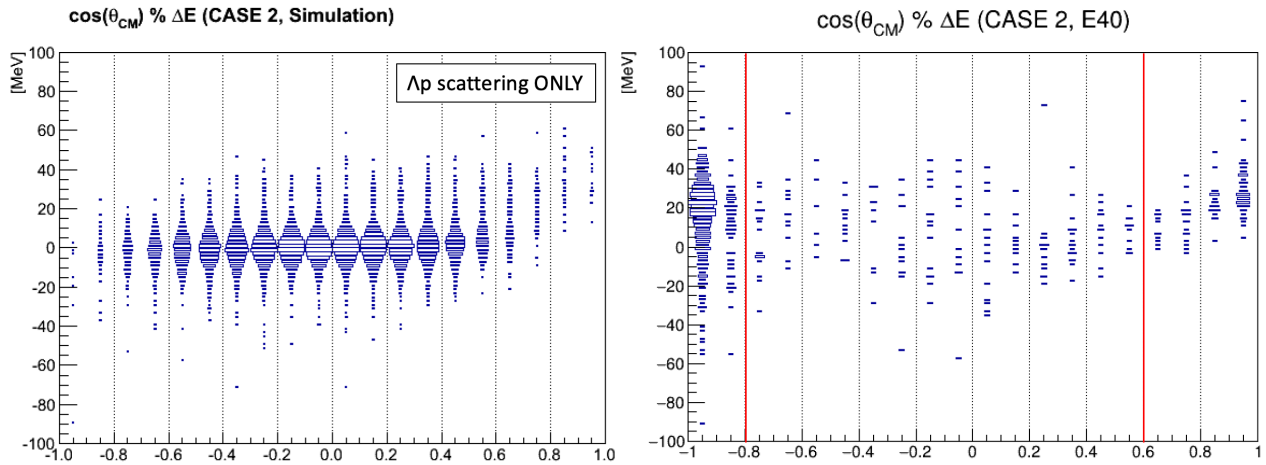


図 4.20: 解析ケース 2 におけるイベント選別後の $\cos(\theta_{CM})$ と ΔE の相関 (左: シミュレーション, 右: E40 実験データ). 双方に「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $1.07 < MM_\Lambda < 1.17 \text{ GeV}/c^2$, $MM_\pi^2 > -0.02 (\text{GeV}/c^2)^2$, $\text{cdist}_{\Lambda, \text{decay}} < 20 \text{ mm}$ であること」を要求した.

4.2.6 解析ケース 2 における Λp 散乱事象 (ΔE 分布)

上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した後に得られる ΔE 分布にピークが形成されるか確認する. シミュレーションと E40 実験データから得られた ΔE 分布を図 4.21 の左右に示す. 前項で確認された通り, シミュレーションからほとんどの Λp 散乱事象が $-20 < \Delta E < 20$ MeV に分布することがわかる. また, ケース 3 における ΔE 分布のシミュレーション結果との比較から, Λp 散乱事象のみを選別できた場合, ケース 2 ではケース 3 の約 3 倍の散乱事象同定数の収量を得ることができると推定できた. したがって, 今後 Λ 生成事象同定精度が向上されれば, 効率的な Λp 散乱事象同定が大いに期待できると考えている.

一方, E40 実験データでは検出器のアクセプタンス等が影響し ΔE が広がるものの, $-20 < \Delta E < 10$ MeV 付近にピークが確認できた. 中心値がずれている理由は, ケース 3 と同様, BGO でのエネルギー較正が不十分であることと考えられる. E40 実験データ結果にお

いて $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内であったイベント数は約 107 イベントと見積もられた。この値はケース 3 で見積もられた散乱事象同定数（約 16 イベント）の 3 倍である約 50 イベントよりも、大幅に上回っていることから、現時点で確認した E40 実験データにおけるケース 2 から求めた ΔE 分布には多くのバックグラウンドが紛れ込んでいると想定され、これらの影響は今後シミュレーションから見積もる必要がある。

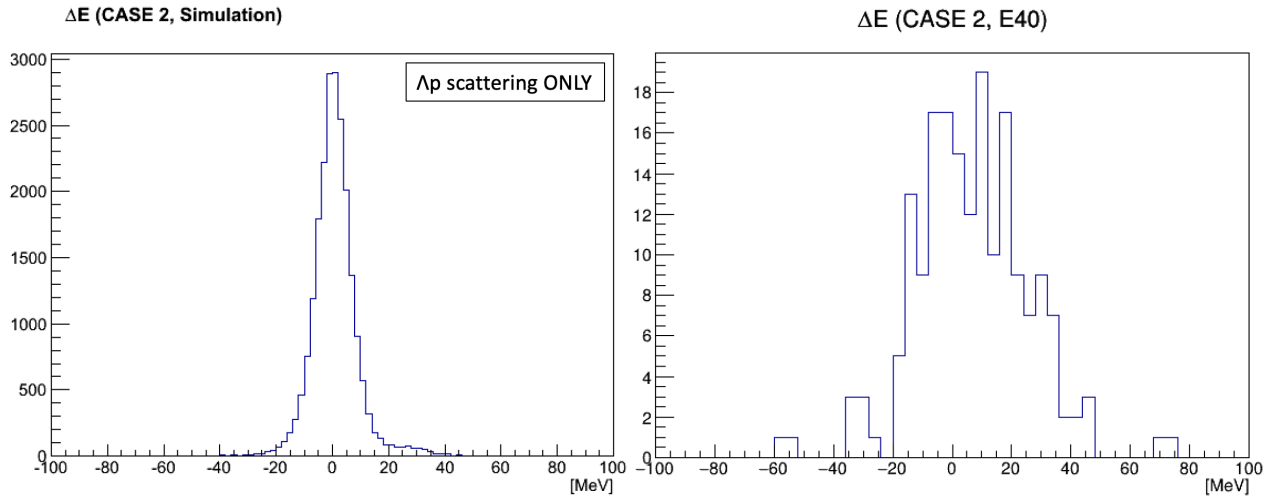


図 4.21: 解析ケース 2 において得られた ΔE 分布（左：シミュレーション，右：E40 実験データ）。上記で挙げた Λp 散乱事象を選択するカット条件全てを要求した。

4.3 運動学を用いた Λp 散乱事象同定手法の解析効率

前節では Λp 散乱事象のみのシミュレーションに本研究で構築した散乱事象同定手法を適用し、適切なイベント選別を行うことで、運動学計算を用いた解析ケース 2, 3 それぞれから Λp 散乱事象を同定できることを確認した。

一方、E40 実験データには $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊により生じた陽子が別の標的内陽子と散乱した事象が誤って Λp 散乱事象として解析されることがあると考えられ、これらは主にケース 2 に影響を及ぼしていた。今回は実測した飛跡の物理的な位置関係の正当性を要求するカット条件として、散乱 Λ と崩壊陽子運動量ベクトルの最近接距離 ($\text{cdist}_{\Lambda, \text{decay}p}$) について制限を加えることで、このようなイベントを可能な限り除去できたと考えているが、依然として除去しきれないバックグラウンドが存在することがわかった。

しかし、本研究の目的は Λp 散乱微分断面積導出までの一連の解析手法を構築し、その有効性を確認しすることであったため、以降で述べる Λp 散乱の微分断面積導出ではバックグラウンドがケース 2 の ΔE 分布や、ケース 3 の ΔE と Δp の相関に紛れ込むことで生じるであろう誤差は考慮せずに評価を行った。なお、構築したプログラムは未だ prototype であるため、今後は先に述べた事象をはじめとするバックグラウンドの影響をシミュレーションから見積もることは必須である。

次章以降では、 Λp 散乱の微分断面積導出を行うために必要な Λ ビームの標的内における総飛距離、解析効率、および最終的な散乱同定数の見積もり過程について述べる。

第5章 Λ ビームの標的内における総飛距離 (Total Length, L_{total})

序論で述べた通り， Λp 散乱はその実験的困難さゆえにデータ数が非常に限られている．過去には， Λ ハイパー核 (Λ を含む原子核) の構造から ΛN 相互作用の情報を求めるため，(K^- , π^-) 反応等を用いたスペクトロスコーピーによって Λ ハイパー核の励起エネルギースペクトルを測定する実験が為されてきたものの，未だ不定性が残っている．したがって，2 体系での相互作用研究に有効な YN 散乱実験を行い，高統計かつ精密なデータを取得することが重要といえる．このような背景を受け，我々は J-PARC における次世代 Λp 散乱実験を計画した．

本研究では，次世代 Λp 散乱実験で用いる微分断面導出までの一連の解析手法を，J-PARC における Σp 散乱実験 (J-PARC E40) の by-product データに含まれる (π^- , K^0) 反応を用いて構築することである．このデータは最適化されたトリガーで取得したものではなく， Λp 散乱事象の統計量は限りがあるため求められる微分断面に伴う誤差も大きくなることが予想される．しかし，本研究で構築した解析手法を用いて Λp 散乱微分断面を導出すること自体が， YN 散乱実験データが不足している状況下では非常に重要な研究となりうる．

本研究で行う Λp 散乱微分断面導出では式 (5.1) を用いる．ここで $d\sigma$ は入射 Λ が標的陽子と散乱する微小面積， $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ は (θ, ϕ) 方向へ散乱した粒子の微小立体角， $N(\cos\theta_{CM})$ は $\cos\theta_{CM}$ 毎の散乱事象同定数， L_{total} は全 Λ ビームの標的内における総飛距離， $\rho_{LH2} \cdot N_A = 0.468 \times 10^{23} / \text{cm}^3$ は標的の単位体積あたりの粒子数密度， $\epsilon_{CATCH}(\cos\theta_{CM})$ は $\cos\theta_{CM}$ ごとに CATCH がもつ散乱事象検出効率を示す．

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N(\cos(\theta_{CM}))}{L_{total} \cdot \rho_{LH2} \cdot N_A \cdot d\Omega \cdot \epsilon_{CATCH}(\cos\theta_{CM})} \quad (5.1)$$

本章では全 Λ ビームの液体水素標的内における総飛距離 L_{total} の見積もりについて述べる．

5.1 導出手法

一般的には、ビーム粒子数 N_{inc} 、散乱事象同定数 N_{scat} 、標的の厚さ Δx 、標的の単位体積あたりの粒子数密度 $\rho \cdot N_A$ を用いて微分断面積は次式で定義される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{scat}}{N_{inc} \cdot \rho \cdot N_A \Delta x \cdot d\Omega} \quad (5.2)$$

式 (5.1) と式 (5.2) の比較からわかるように、我々が用いる L_{total} という指標はビーム粒子数 N_{inc} と標的の厚さ Δx の積に相当するものである。この L_{total} を見積もる際には Λ ビームの多くが標的内で崩壊することを考慮しなければならない。つまり、生成された各 Λ ビームがもつ標的内での飛距離を評価し、それらの総和を L_{total} として求めなければならない。

5.1.1 E40 実験データを用いたモンテカルロ・シミュレーション

■概要

我々は散乱 Λ による全ての $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊を検出してはいないため、各 Λ ビームの標的内での飛距離を解析から直接求めることができない。したがって、全ての生成 Λ ビームの飛距離は E40 実験データを用いたモンテカルロ・シミュレーションから見積もり、それらの総和から L_{total} を求めることができると考えている。

■手法

我々は各 Λ ビームの標的内での飛距離をより現実的に見積もるため、E40 実験データを用いたモンテカルロ・シミュレーションを行う。図 5.1 にそのフローチャートを示す。はじめに、E40 実験データから得られた Λ ビームの生成 vertex 位置と、その運動量ベクトルの情報をインプットする。当シミュレーションでは、 Λ 生成 vertex 位置から運動量ベクトルの方向に沿って、ある微小距離 (dx) ずつ Λ を進ませる (図 5.2)。微小距離 dx だけ Λ を進める毎に「標的外へ出ているか否か」また、「標的内で崩壊したか否か」を逐一確認する。なお、 $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊の試行は式 (5.3) に示す崩壊確率 P に従うようにした。

$$P = 1 - \exp\left(-\frac{dx}{\beta\gamma c\tau}\right) \quad (5.3)$$

ここで τ は Λ の寿命であり $c\tau = 7.089$ cm である。各 Λ の飛行は標的内で崩壊するか標的外へ飛び出すまで繰り返すため、終了するまでに要したループ回数 N_i と dx の積が Λ ビームの標的内での飛距離に相当する。

以上のプロセスを全ての Λ ビームに対して行い、各飛距離の総和をとることで L_{total} を導出した。

■モンテカルロ・シミュレーションの動作確認

上記のモンテカルロ・シミュレーションプログラムの動作確認として、標的中心からビーム軸下流方向 (つまり $(x, y, z) = (0, 0, 1)$ の方向) へ運動量を $0.50 \text{ GeV}/c$ に統一した十分な数の Λ を dx ずつ飛行させた (図 5.3)。このとき、作成したプログラムが正しければ各 Λ ビームの飛行距離分布が ct に従って指数関数的になるはずである。

このとき得られた各 Λ ビームの標的内での飛距離分布を図 5.4 に示す。飛距離 15 cm にイベントが集中している理由は、標的中心から飛ばされた Λ が液体水素標的のビーム軸方向長さ 30 cm の半分 (15 cm) 以上を飛ぶと「標的外に出た」と判定され、強制的にシミュレーションが終了するためである。つまり、ピークを形成しているイベント数だけ標的外まで飛んだ Λ ビームがあったことを示している。ここで図 5.4 の飛距離分布を次式でフィッティングする。

$$f(x) = A \cdot \exp(-x/B) \quad (5.4)$$

パラメータ B のフィッティング結果が Λ の $\beta\gamma ct = 3.176 \text{ cm}$ に近くなれば、この動作確認テストをパスしたとみなすこととした。実際に得られたフィッティング結果は $B_{fit} = 3.175 \text{ cm}$ であったため、今回用意したモンテカルロ・シミュレーションプログラムの妥当性を確認することができたと考えている。

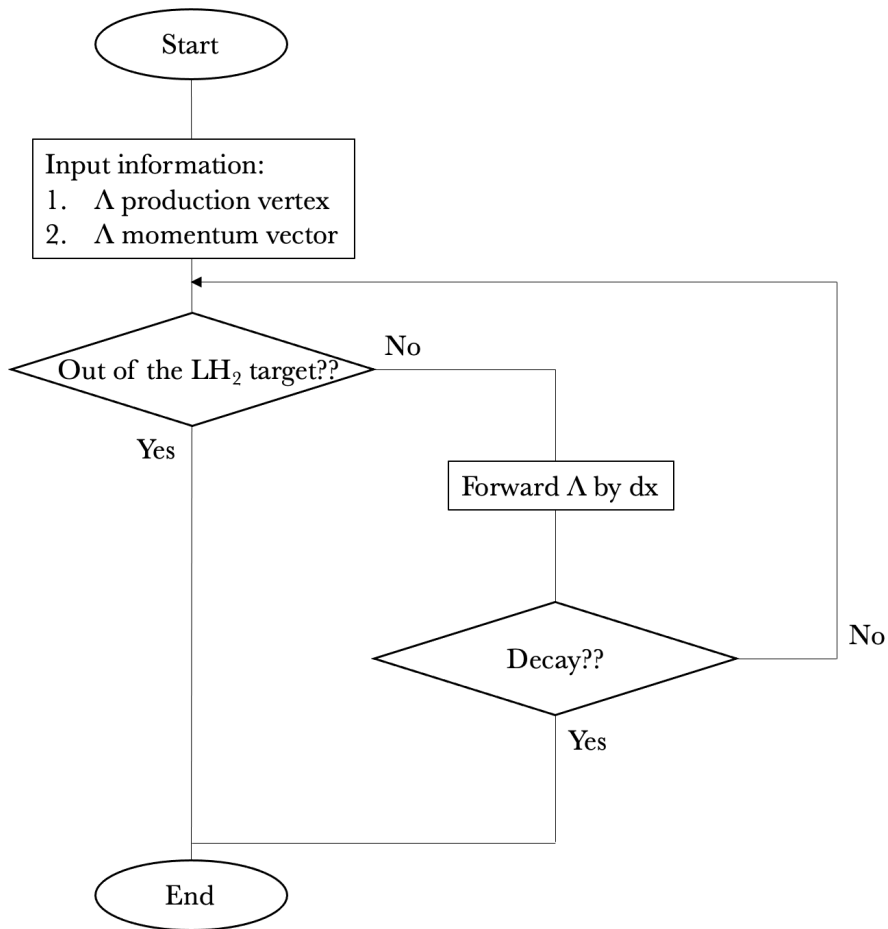


図 5.1: 各生成 Λ の標的中の飛距離を求めるために作成したモンテカルロ法のフローチャート.

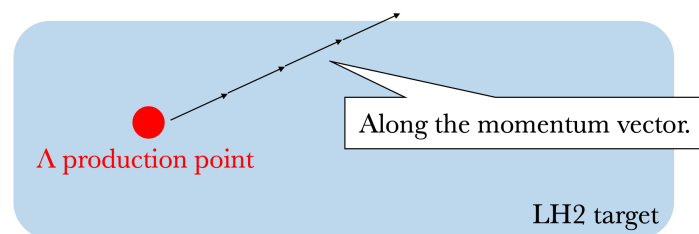


図 5.2: 各生成 Λ の標的中の飛距離を求めるために使用したモンテカルロ法のプロセスの概略図. 各 Λ の飛行は標的内で崩壊するか標的外へ飛び出すまで繰り返す.

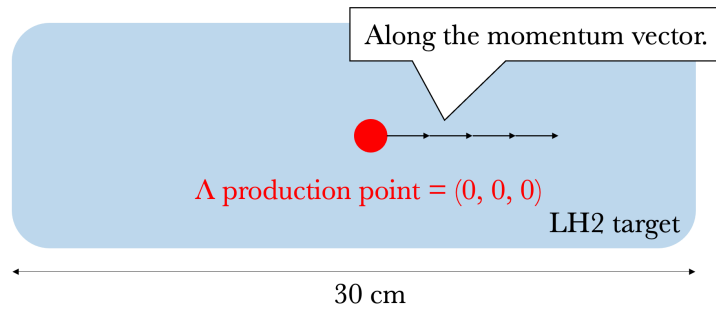


図 5.3: モンテカルロ・シミュレーションプログラムの動作確認テストの概略図. 標的中心からビーム軸下流方向 (つまり $(x, y, z) = (0, 0, 1)$ の方向) へ運動量 $0.50 \text{ GeV}/c$ の Λ を dx ずつ飛行させた.

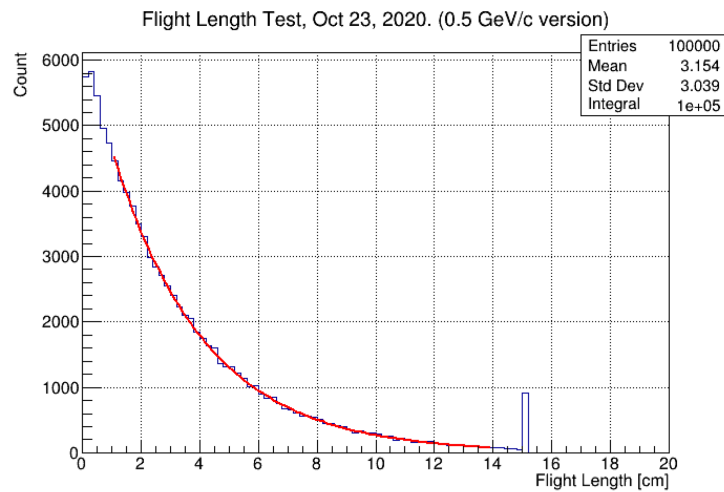


図 5.4: モンテカルロ・シミュレーションのプログラムの妥当性試験から得られた各仮想 Λ の標的中の飛距離分布. 指数関数的に仮想 Λ の数が減衰している. 15 cm にピークを形成しているものは「標的外に出た」と判定され, 強制的にモンテカルロ法が終了したイベントである.

5.1.2 モンテカルロ・シミュレーションと $S/(S + N)$ の併用

前節では各 Λ ビームの標的内での飛距離を見積もるため、E40 実験データを用いたモンテカルロ・シミュレーションを行うことを述べたが、この手法には未だ問題がある。それは、対象イベントにバックグラウンドも含まれているということである。要因は、モンテカルロ・シミュレーションに用いるイベントを選別する際、E40 実験データの $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass (MM_Λ) で Λ ピークを含む領域を選択しているが、ピーク下には Multiple π production をはじめとするバックグラウンドが存在するためである。

■概要

上記の問題を解決するため、我々は Λ ビームの数を可能な限り精度よく見積もることが重要と考え、 Λ ビームとバックグラウンド双方を含んだ総飛距離 $L_{total, \Lambda+BG}$ をまず算出し、 MM_Λ 分布における $S/(S + N)$ と $L_{total, \Lambda+BG}$ の積を求めることで、最終的に Λ ビームのみの総飛距離 $L_{total, \Lambda}$ を引き出すこととした。この手法を式で表すと次のようになる。

$$L_{total, \Lambda+BG} = \sum_i N_i \cdot dx_i \quad (5.5)$$

$$L_{total, \Lambda} = L_{total, \Lambda+BG} \cdot \frac{S}{(S + N)} \quad (5.6)$$

ここで N_i は i 番目のイベントにおけるモンテカルロ法のループ回数、 dx_i は i 番目のイベントにおけるモンテカルロ法で用いた dx の長さ（今回は 0.1 mm に統一）、 S, N はそれぞれ E40 実験データにおいて $L_{total, \Lambda}$ を求めるために選択した MM_Λ 領域での生成 Λ の数、およびバックグラウンドの数を示す。また前述した通り、見積もりに使用した Λ ビームの運動量領域は 0.30 ~ 0.65 GeV/c である。 MM_Λ 分布の $S/(S + N)$ としては、第 3 章図 3.11 の 1.07 ~ 1.17 GeV/c² 領域における値を用いる。

次節では、以上で述べた L_{total} 導出手法の妥当性を確認する。

5.2 導出手法の妥当性確認

5.2.1 概要

前節までに述べた Λ ビームの標的中での総飛行距離 L_{total} の導出手法を以下にまとめる.

- ・ E40 実験データの Λ 生成 vertex 位置から, その運動量ベクトルに沿って Λ を dx ずつ動かす.
- ・ Λ が標的内にいるか否か判定する.
- ・ 図 5.1 で示したフローチャートに従い, Λ が標的内で崩壊したか否か判定する.
- ・ Λ が崩壊する, または標的外へ出るまで上記のループを続ける.
- ・ ループ終了後, ループ回数 N_i と dx の積から標的内での飛距離を求める.
- ・ 上記のプロセスを選別した全てのイベントに対して行う.
- ・ 全ての飛距離の総和をとり, $L_{total, \Lambda+BG}$ を求める.
- ・ E40 実験データの missing mass の $S/(S+N)$ と $L_{total, \Lambda+BG}$ の積から $L_{total, \Lambda}$ を求める.

当節ではシミュレーションで作成した Λ 生成事象と, Multiple π production 事象それぞれに対して Λ 生成を要求するイベント選別を行い, 先に示したモンテカルロ・シミュレーションを施し, 前者と後者からそれぞれ得られる各 Λ ビームの飛距離分布の平均値 μ_{length} が同程度となるか確認する. そして, 選別された Λ 生成事象のイベント数 N_{Λ} の積から, $L_{total, \Lambda(sim)}$ を求める.

また上記とは別に, Λ 生成事象と Multiple π production 事象を合成したデータを用意する. このデータに対して Λ 生成を要求するイベント選別を行い, 先に示したモンテカルロ・シミュレーションを施す. これによって得られた $L_{total, \Lambda+BG}$ と, このデータが持つ missing mass 分布の $S/(S+N)$ の積から, $L_{total, \Lambda(calc)}$ を求める.

以上から求めた $L_{total, \Lambda(sim)}$ と $L_{total, \Lambda(calc)}$ の差を用いて, 前述したモンテカルロ・シミュレーションと missing mass の $S/(S+N)$ を併用した L_{total} の見積もり手法に伴う誤差について議論する.

5.2.2 Λ 生成事象と Multiple π production 事象がもつ, 各 Λ ビームの標的内での飛距離分布

まず, シミュレーションで作成した Λ 生成事象と, Multiple π production 事象がもつ各 Λ ビームの飛距離分布の平均値が同程度であるか確認する. 各事象に対して Λ 生成を要求するイベント選別した後, $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊をするか, 標的外へ出るまで先に示したモンテカルロ・シミュレーション試行を繰り返す. これによってそれぞれの事象から得られる各 Λ ビームの

標的内の飛距離分布がもつ平均値 μ_{length} が同程度か確認する。

ここで図 5.5 に、シミュレーションで作成した Λ 生成事象と、Multiple π production 事象それぞれから得られた各 Λ ビームの標的内の飛距離分布を示す。各事象から得られた分布はそれぞれのイベント数で規格化してある。また、これらのフィッティングから得られた標準偏差 σ 、平均 μ は表 5.1 にまとめた。

これらの結果から、 Λ 生成事象と Multiple π production 事象に対してイベント選別を行った場合、各 Λ ビームの標的内の飛距離分布に著しい差異が生じることはないことが確認できる。したがって、本研究において $L_{total, \Lambda}$ を見積もる際に用いる「 Λ 生成事象と Multiple π production 事象双方を含んだイベント数に対応した総飛距離 $L_{total, \Lambda+BG}$ に、missing mass の $S/(S+N)$ をかける手法」は原理的に有効であると考えられる。しかし、 Λ 生成事象数の見積もりがもつ不定性によって系統誤差が生じうるため、以降ではその見積もりを行うこととした。

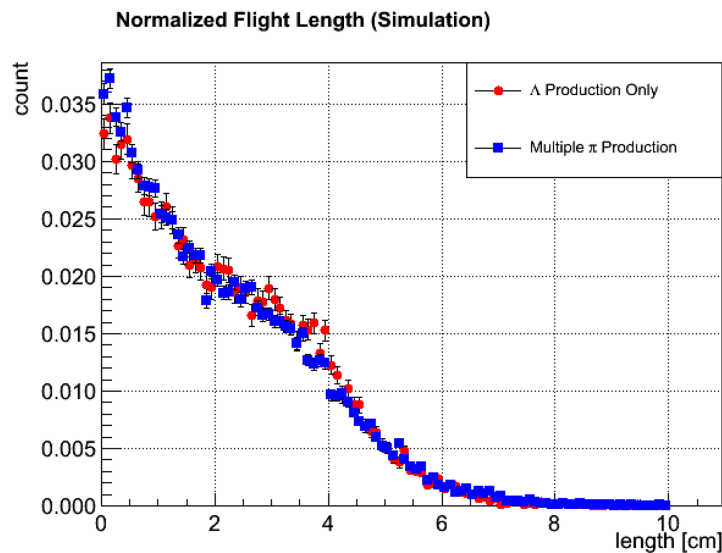


図 5.5: シミュレーションで作成した Λ 生成事象と、Multiple π production 事象がもつ各 Λ ビームの飛距離分布。赤点が Λ 生成事象、青点が Multiple π production 事象でありそれぞれのイベント数で規格化してある。イベント選択では Λ 生成を要求している。

表 5.1: 図 5.5 における各分布がもつ標準偏差 σ と平均 μ

Reaction	σ cm	μ cm
Λ production	1.56013	2.14625
Multiple π production	1.59753	2.09704

5.2.3 モンテカルロ・シミュレーションと $S/(S+N)$ を併用した導出手法に伴う系統誤差

当項ではシミュレーションで作成した Λ 生成事象と Multiple π production 事象を用いて、本研究で使用する「 Λ 生成事象と Multiple π production 事象双方を含んだイベント数に対応した総飛距離 $L_{total, \Lambda+BG}$ に、missing mass の $S/(S+N)$ をかける手法」によって生じる系統誤差を見積もる。具体的な手順を以下にまとめる。

- ・ Geant4 シミュレーションで Λ 生成事象と、Multiple π production 事象を作成する。
- ・ 両者を合成したデータに E40 実験データと同等のカット条件を課し、 $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass を求める。
- ・ 得られた missing mass 分布をフィッティングし、 $S/(S+N)_{calc}$ を求める。
- ・ 合成データに対してモンテカルロ・シミュレーションを施し、 $L_{total, \Lambda+BG(calc)}$ を求める。
- ・ $L_{total, \Lambda+BG(calc)}$ と $S/(S+N)_{calc}$ の積から、 $L_{total, \Lambda(calc)}$ を求める。
- ・ 前手順とは別に、本来選別された Λ 生成事象数に対応した総飛距離 $L_{total, \Lambda(sim)} = \mu N_{\Lambda}$ を求めておく。ここで μ は図 5.5 の赤点から得られる各 Λ ビームの標的内での飛距離分布がもつ平均、 N_{Λ} は選別された Λ 生成事象数である。
- ・ $L_{total, \Lambda(calc)}$ と $L_{total, \Lambda(sim)}$ の差 (ΔL) を評価する。

上記の手順を用いて、missing mass 分布の $S/(S+N)_{calc}$ を用いて得られる総飛距離 $L_{total, \Lambda(calc)}$ と、本来選別された Λ 生成事象数に対応した総飛距離 $L_{total, \Lambda(sim)}$ が一致するか評価した。この過程を式に表すと次のようになる。

$$L_{total, \Lambda(calc)} = L_{total, \Lambda+BG(calc)} \cdot \frac{S}{(S+N)_{calc}} \quad (5.7)$$

$$\Delta L = L_{total, \Lambda(sim)} - L_{total, \Lambda(calc)} \quad (5.8)$$

$$\epsilon_{sys} = \frac{\Delta L}{L_{total, \Lambda(sim)}} \quad (5.9)$$

系統誤差 ϵ_{sys} が 0 に近いほど、先に述べたモンテカルロ・シミュレーションと $S/(S+N)$ を併用した導出手法が有効であることを意味する。

シミュレーションで作成した Λ 生成事象と Multiple π production 事象の合成データから得られた missing mass 分布を図 5.6 に示す。フィッティングから得られた Λ 生成事象数 N_{Λ} 、Multiple π production 事象数 N_{BG} 、missing mass 分布の $S/(S+N)$ は表 5.2 にまとめた。

なお、本来選別された Λ 生成事象数に対応した総飛距離 $L_{total, \Lambda(sim)}$ 、 Λ 生成事象と Multiple π production 事象の合成データから得られる missing mass の $S/(S+N)$ を用いて得られた $L_{total, \Lambda(calc)}$ 、これらから見積もられた系統誤差 ϵ_{sys} は表 5.3 にまとめた。

前項で述べたように、 Λp 散乱事象と Multiple π production 事象それぞれに対して Λ 生成

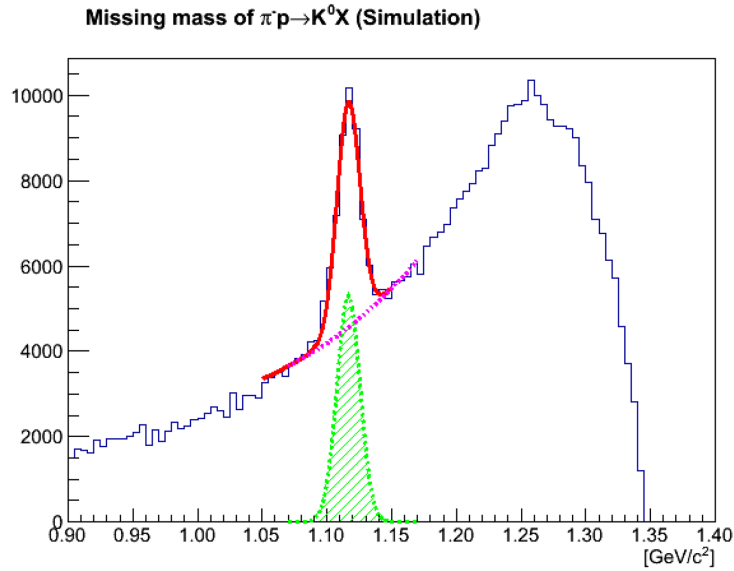


図 5.6: シミュレーションで作成した Λ 生成事象と Multiple π production 事象の合成データから得られた missing mass. このとき「 $\theta_{\pi\pi} < 90^\circ$, $\text{cdist}_{K^0, \pi^-} < 10$ mm, および K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm 領域内であること」を要求してある.

表 5.2: シミュレーションで作成した Λ 生成事象と Multiple π production 事象のイベント数を調整し合成したデータから得た missing mass 分布のフィッティング結果 (ただし $1.07 \sim 1.17$ GeV/c^2 領域).

m_{min}	m_{max}	N_Λ	N_{BG}	$S/(S+N)$
1.07	1.17	2.40×10^4	9.46×10^4	0.201

表 5.3: シミュレーションで作成した Λp 散乱事象と Multiple π production 事象それぞれにおける生成 Λ の標的内での総飛距離と, 当手法によって生じる系統誤差の見積もり結果 (ただし $1.07 \sim 1.17$ GeV/c^2 領域).

$L_{total, \Lambda(sim)}$ cm	$L_{total, \Lambda(calc)}$ cm	ϵ_{sys} %
4.06×10^4	2.90×10^4	28.5

を要求するようにイベント選別をした後, Λ 生成 vertex 位置, 運動量ベクトルとして解析された値をモンテカルロ・シミュレーションにインプットし, $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊をするか, 標的外へ出るまで試行を繰り返した場合に得られる各 Λ ビームの標的内での飛距離分布には顕著な差異はないのであった. したがって, 生成 Λ の数を正しく見積もり, $S/(S+N)$ を尤もらしく求めることができれば, 本研究で用いる L_{total} 導出手法に伴う不定性は小さくなるはずで

ある。

しかし、表 5.3 に示したようにこの手法に伴う系統誤差は約 28.5% と見積もられ、目標とする微分断面積の統計誤差 10% に対して大幅に上回ることがわかった。これは、生成 Λ の数が正しく見積もられていないことにより、 $S/(S+N)$ が本来の値からずれてしまっていることを意味する。生成 Λ の数が正しく見積もられていない要因としては、現在使用している解析プログラムは、 K^0 再構成手法から missing mass を求める際に、 $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- を $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^- と間違える場合がある仕様となっていることが挙げられる。これにより、 Λ 生成事象の missing mass 分布はピーク以外の部分にもイベントを含むようになっており、フィッティングから $S/(S+N)$ を求めても本来の比率から大幅にずれてしまっていると考えられる。また、 Λ が生成されていても解析される順番によって missing mass 分布に加えられなかったイベントも存在すると考えられる。

今後は、 $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- と $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^- を正しく識別するように解析プログラムを更新することで、 Λ ビーム量を増やしつつ $S/(S+N)$ が尤もらしく求めることを目指す。なお、本研究では、新たな Λp 散乱事象同定手法を用いて得られる微分断面積の見積もりを行いたかったため、誤差が大きいものの、当章で述べた導出手法を用いて E40 実験データの Λ ビームの標的内での総飛距離 L_{total} を求めることとした。

5.3 E40 実験データにおける Λ ビームの標的内での総飛距離

当節では実際に E40 実験データから L_{total} を見積もる. ここで用いる Λ 生成を要求するイベント選択条件を, 改めて以下にまとめる.

- ・ $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による 2 つの π がなす角度 ($\theta_{\pi\pi}$) が 90° 以下であること.
- ・ K^0 と π^- ビーム間の最近接距離が 10 mm 以下であること.
- ・ K^0 の生成点と崩壊点の位置の差が x, y, z 成分について $-100 \sim 100$ mm であること.
- ・ $\pi^-p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing mass (MM_Λ) が $1.07 \sim 1.17$ GeV/ c^2 領域内であること.
- ・ $\pi^-p \rightarrow K^0 X$ 反応に対する missing momentum が $0.30 \sim 0.65$ GeV/ c 領域内であること.

上記の手法を用いて導出した各生成 Λ の標的内での飛距離分布を図 5.7 に示す. モンテカルロ法を行う際に設定した $dx = 0.1$ mm であり, $c\tau$ よりも十分小さい. E40 実験データでもシミュレーションと同様, 崩壊確率に従っておおむね指数関数的に減衰する様子が確認できた. 各生成 Λ の飛距離の総和から総飛距離を求めたところ, $L_{total} = 5.51 \times 10^5$ cm と見積もられた. この値に伴う系統誤差としては先にシミュレーションから見積もった 28.5% を用いる.

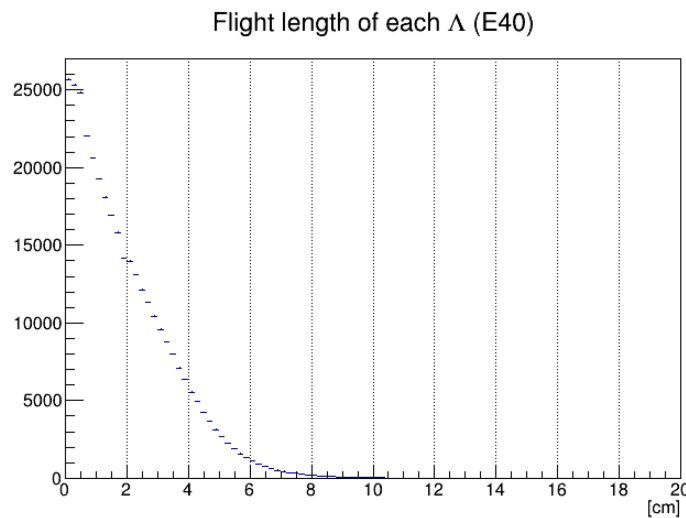


図 5.7: 各生成 Λ の標的内での飛距離分布. 選択した Λ ビームの運動量領域は $0.30 \sim 0.65$ GeV/ c であり, 指数関数的な減衰を確認することができている.

第 6 章 CATCH 検出器群の Λp 散乱検出効率

本研究で Λp 散乱微分断面積を導出する際に用いる式 (5.1) には, $\cos(\theta_{CM})$ ごとの CATCH 検出器群の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{CATCH}(\cos(\theta_{CM}))$ が含まれている. 今回は Λp 散乱解析ケース 2 とケース 3 から同定された Λp 散乱事象の情報を用いて, 各ケース毎の $\epsilon_{CATCH}(\cos(\theta_{CM}))$ を見積もる.

このとき, 本研究で構築した解析アルゴリズムでは散乱角度と運動エネルギー双方を用いて運動学計算を行うため, CATCH を構成するファイバー検出器 CFT に対しては散乱粒子の飛跡 (tracking) の検出効率を, BGO カロリメータに対しては散乱荷電粒子が落とす運動エネルギーの測定効率をそれぞれ見積もる必要がある. しかし, tracking 効率とエネルギー効率は着目する散乱荷電粒子のエネルギーに依存するだけでなく, 検出器のアクセプタンスも考慮する必要があることを総合的に考慮し, 個別の efficiency を取り入れたシミュレーションから CATCH 全体の検出効率を見積もることとした.

6.1 CATCH の Λp 散乱検出効率の導出手法

本研究では CATCH の散乱検出効率を Geant4 シミュレーションから見積もるが, シミュレーション上の検出器群は完全に現実と同じように配置, 設定されてはいないため, 各散乱粒子に対する CFT の tracking 測定効率が高く見積もられてしまう. そこでシミュレーションにおける tracking 効率 ϵ_{sim} と, pp 散乱測定データから求められた tracking 効率 ϵ_{pp} を用いて, シミュレーション上の CFT の散乱粒子 tracking 効率が $\epsilon_{pp}/\epsilon_{sim}$ の比率に従うよう補正し, 現実のそれと同程度になるようにした. ここで ϵ_{pp} (散乱角度 θ と運動量の相関) を図 6.1 に示す [27]. ϵ_{pp} は, pp 散乱が起きた場合に CATCH が少なくとも 2 つの陽子を検出した場合に, 片方の陽子の飛跡から運動学的に予想される残りの陽子の散乱角度とエネルギーについて, 近い値をもつ陽子 track 数が占める割合から得られる.

なお, 上記の CFT の散乱粒子 tracking 効率補正は, CFT で検出する Λp 散乱後の生成粒子 (つまり K^0 由来の π^- 以外の粒子) に対してのみ施した. これは, 前述したように, Λp 散乱事象同定における運動学計算では Λp 散乱後の各生成粒子の情報のみを使用するためである.

次に, 上記の手法で補正されたイベントにおいてより現実的な Λp 散乱事象同定数 $N_{id(sim)}$ を各ケース毎に求める. このとき, Geant4 シミュレーションで生成した Λp 散乱事象のイベント数を N_{pri} として, CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{\Lambda p}$ は次式で定義できる.

$$\epsilon_{\Lambda p} = N_{id(sim)}/N_{pri} \quad (6.1)$$

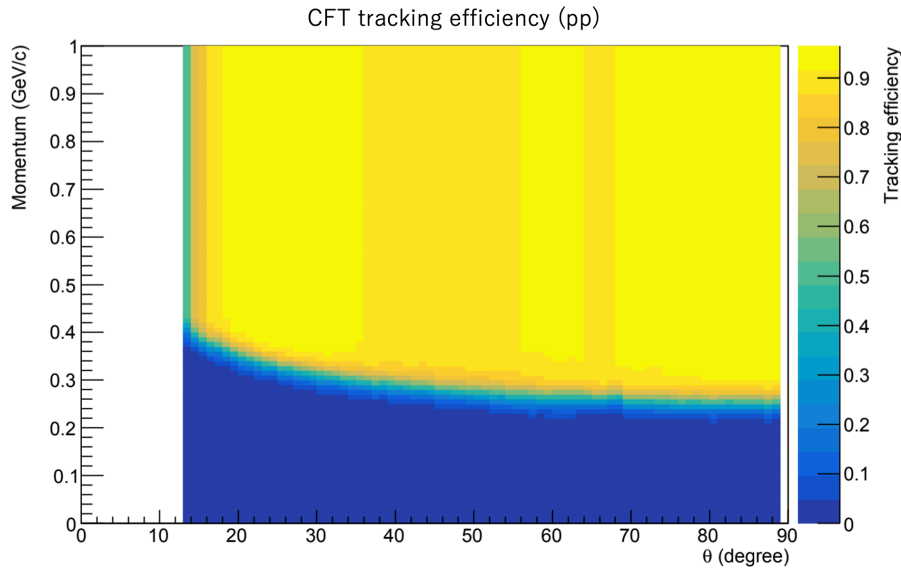


図 6.1: E40 実験で取得された pp 散乱測定データから求められた tracking 効率 ϵ_{pp} [27].

6.2 シミュレーションで作成した Λp 散乱事象

6.2.1 イベント選別

上記の手法で $\epsilon_{\Lambda p}$ を見積もる際、 Λ 生成が MM_{Λ} で同定されたとき、シミュレーション上で作成した Λp 散乱事象のイベント数 N_{pri} を用いる。なお、各ケースで同定される散乱イベント数 $N_{id(sim)}$ を求める際にも Λ 生成が MM_{Λ} で同定されたことを要求する。

もともと作成された Λp 散乱事象のうち、条件を満たした事象における散乱角度 $\cos(\theta_{CM})$ 分布を図 6.2 に示す。シミュレーションでは散乱角度が一様になるように設定しているため、どの領域にもほぼ一様に Λp 散乱事象が分布していることが確認できるが、 Λ 生成事象が missing mass 分布から同定されることを要求すると、 $\cos(\theta_{CM})$ の絶対値が小さい領域で若干イベント数が減る傾向がみられる。これは $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による π^- と $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^- を取り違えていることや、CATCH と KURAMA へ入射する π それぞれの方向が運動学的に制限されることに由来すると考えられるが、後述する解析ケース 2, 3 でも同様の傾向が生じるため、本章で行う CATCH 検出器群の Λp 散乱検出効率の見積もりには総じて影響しないと考えている。

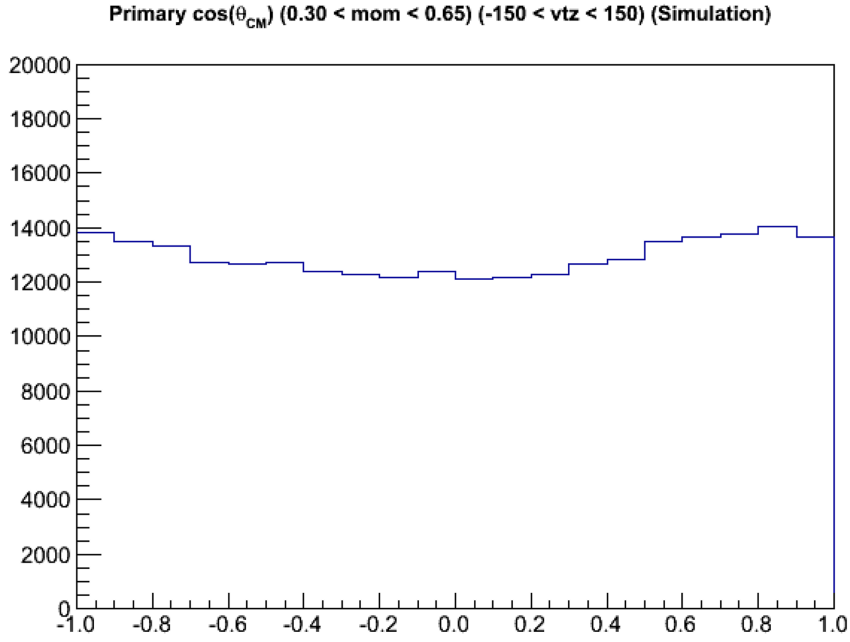


図 6.2: Λ 生成事象同定が行われたとき, シミュレーションでもともと作成されていた Λp 散乱事象イベントの $\cos(\theta_{CM})$ 分布.

6.2.2 解析ケース 3 で同定しうる Λp 散乱事象

解析ケース 3 によって同定された Λp 散乱事象の数 $N_{3,id(sim)}$ を見積もる. 第 4 章より, $-0.1 < \Delta p < 0.1$ GeV/c, かつ $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内にあるイベントを散乱事象として判定する. CATCH の検出効率を見積もる際に使用する $N_{3,id(sim)}$ は, $\cos(\theta_{CM})$ 毎に求める. つまり, 第 4 章で述べた散乱事象選択のためのカット条件全てを満たし, $-0.1 < \Delta p < 0.1$ GeV/c, かつ $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内にあったイベントに対し, $\cos(\theta_{CM})$ 毎に $N_{3,id(sim)}$ を求めた.

6.2.3 ケース 3 での CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{3,\Lambda p}$

6.2.1 節および 6.2.4 節で述べた手法から見積もった N_{pri} , $N_{3,id(sim)}$ を用いて最終的に見積もられた検出効率 $\epsilon_{3,\Lambda p}$ の $\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎の分布を図 6.3 に示す.

散乱事象を選択する段階で $-0.6 < \cos(\theta_{CM}) < 0.8$ 領域内のイベントに制限したため, 見積もられた CATCH の検出効率もその範囲内においてのみ値をもち, $\cos(\theta_{CM})$ の絶対値が小さい領域で検出効率が上がっていることが確認できる. ケース 2, 3 の違いは, CATCH が $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による崩壊 π^- を検出するか否かであり, $\cos(\theta_{CM})$ 毎の CATCH の散乱検出効率の傾向は同じになる. 散乱角度が小さいと反跳陽子の運動エネルギーが小さくなりそのエネルギー測定精度が悪くなるため, CATCH の検出効率は小さくなる. また, 散乱 Λ の運動

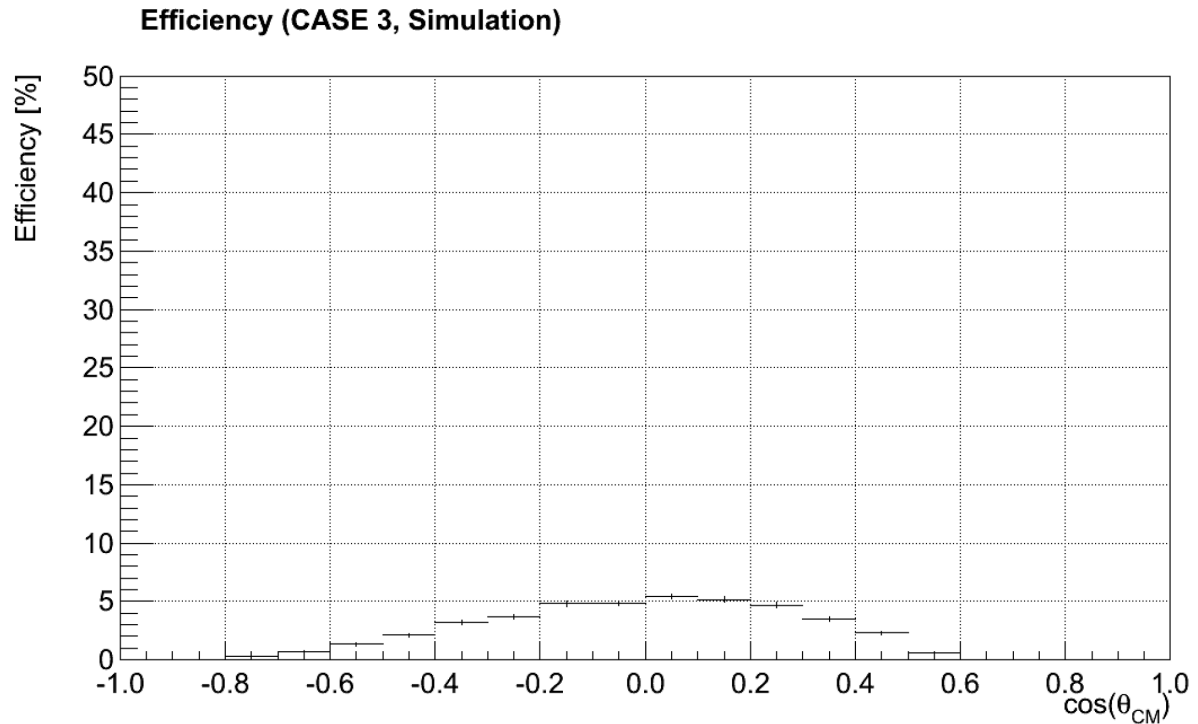


図 6.3: $\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎のケース 3 における CATCH の Λp 散乱検出効率分布.

エネルギーが小さくなると $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊による崩壊陽子の運動エネルギーはさらに小さくなるため、検出が困難となり検出効率が小さくなる。

6.2.4 解析ケース 2 で同定しうる Λp 散乱事象

解析ケース 2 によって同定された Λp 散乱事象の数 $N_{2,id(sim)}$ を見積もる. 第 4 章より, $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内にあるイベントを散乱事象として判定する. なお, CATCH の検出効率を見積もる際に使用する $N_{2,id(sim)}$ は, $\cos(\theta_{CM})$ 毎に求める. つまり, 第 4 章で述べた散乱事象選択のためのカット条件全てを満たし, かつ $-20 < \Delta E < 10$ MeV 領域内にあったイベントに対し, $\cos(\theta_{CM})$ 毎に $N_{2,id(sim)}$ を求めた.

6.2.5 ケース 2 での CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{2,\Lambda p}$

6.2.1 節および 6.2.2 節で述べた手法から見積もった N_{pri} , $N_{2,id(sim)}$ を用いて最終的に見積もられた検出効率 $\epsilon_{2,\Lambda p}$ の $\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎の分布を図 6.4 に示す.

ケース 2 でも散乱事象を選択する段階で $-0.6 < \cos(\theta_{CM}) < 0.8$ 領域内であるイベントに制限したため, 見積もられた CATCH の検出効率もその範囲内においてのみ値をもつ. どの領域でもケース 3 と同様の傾向があることがわかる.

次章では最終的な散乱事象同定数を見積もり, Λp 散乱の微分断面積を導出する.

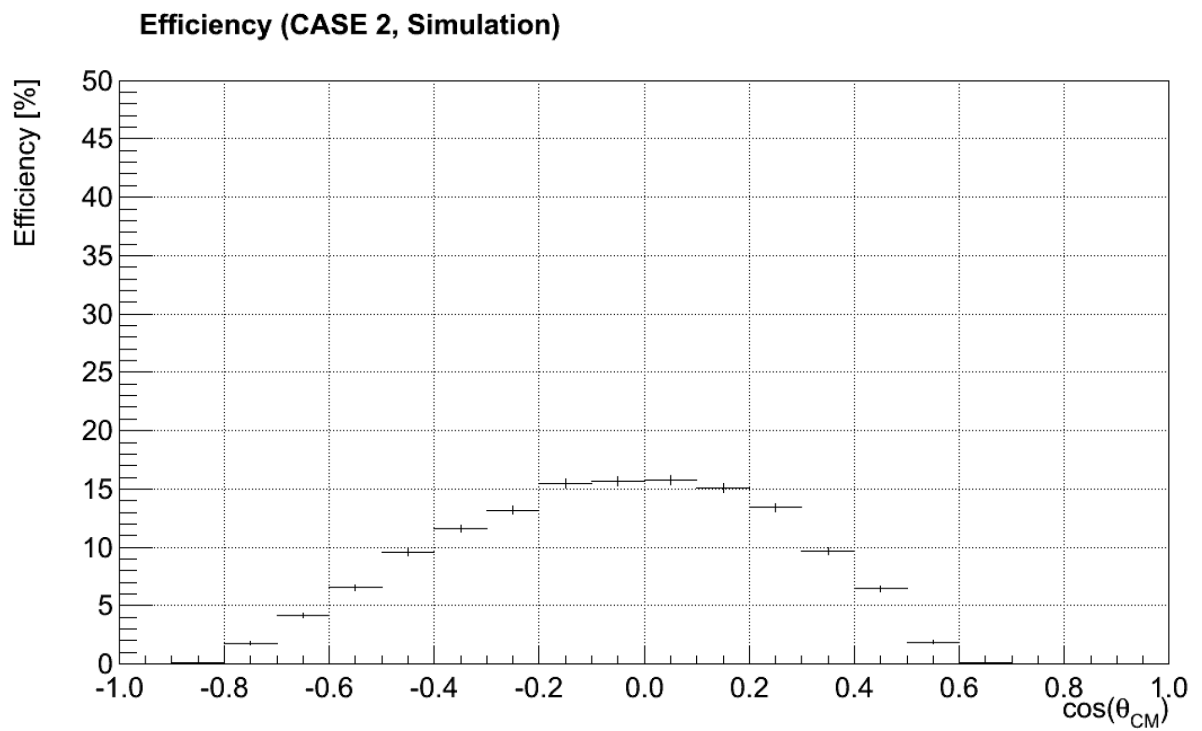


図 6.4: $\cos(\theta_{CM}) = 0.1$ 毎のケース 2 における CATCH の Λp 散乱検出効率分布.

第 7 章 Λp 散乱微分断面積導出

第 5, 6 章で見積もられた Λ ビーム (生成 Λ) の標的内での総飛距離 L_{total} と, CATCH の Λp 散乱検出効率 $\epsilon_{\Lambda p}$ を用いて, 式 (5.1) から E40 実験データにおける Λp 散乱の微分断面積を導出する. 前述したようにケース 3 では統計量が少ないものの, バックグラウンドを抑制しつつ Λp 散乱事象を同定することができたため, 構築した一連の Λp 散乱事象同定手法から得られる微分断面積がどの程度の値をもつか確認するのに適していると考え, 今回はケース 3 からのみ微分断面積を導出した. このとき, ケース 3 で同定された Λp 散乱事象のイベント数 $N_{3,\Lambda p}$ を用いる. 当章ではその見積もり手法と, 最終的に得られた Λp 散乱の微分断面積について述べる.

7.1 微分断面積導出に用いる E40 実験データの Λp 散乱事象同定数

E40 実験データから解析ケース 3 で同定された Λp 散乱事象のイベント数 $N_{3,\Lambda p}$ を見積もる. このとき, 第 4, 6 章で述べた散乱事象選択のための全カット条件を満たしたイベントにおける $\cos(\theta_{CM})$ 毎の数をを用いる.

7.1.1 解析ケース 3 でのイベント選別

ケース 3 では「 $-0.1 < \Delta p < 0.1$ GeV/c, $-20 < \Delta E < 10$ MeV, かつ $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ であること」を要求し, 最終的に残ったイベントの $\cos(\theta_{CM})$ 分布から $\cos(\theta_{CM})$ 毎に $N_{3,\Lambda p}$ を求める. このときの $\cos(\theta_{CM})$ 分布を図 7.1 に示す. ここから $N_{3,\Lambda p} = 16$ と見積もられた.

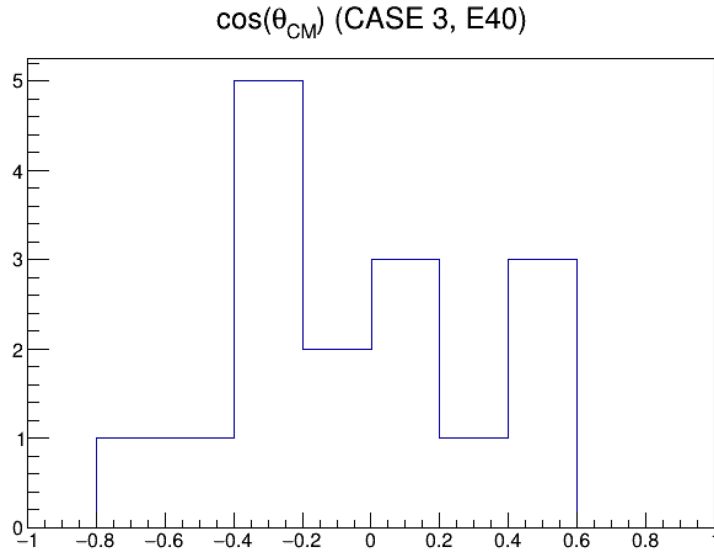


図 7.1: ケース 3 によって最終的に選別されたイベントがもつ散乱 Λ の CM 系での散乱角度の余弦 $\cos(\theta_{CM})$ の分布. ここから $N_{3,\Lambda p} = 16$ と見積もられた.

7.2 散乱微分断面面積の導出式全体にかかる誤差

式 (5.1) から各解析ケースにおける Λp 散乱の微分断面面積を導出する際に影響する誤差を以下にまとめる.

- Λp 散乱事象同定数 N_i を求める際に生じる統計誤差 $\sigma_N = \sqrt{N_i}$
- シミュレーションによる CATCH の Λp 散乱事象検出効率 ϵ_i を見積もる際に生じる統計誤差 $\sigma_\epsilon/n_{gene} = \sqrt{\epsilon_i(1-\epsilon_i)/n_{gene}}$
- Λ ビームの標的内での総飛距離 L_{total} を見積もる際に生じる系統誤差 $\sigma_{L_{total}}/L_{total} = 28.5\%$

これらを考慮したうえで式 (5.1) を解いた場合, 式全体にかかる誤差 σ_{cs} は次式で定義できる. Λp 散乱微分断面面積の最終結果には σ_{cs} の値を誤差棒として示すこととした.

$$\sigma_{cs} = \frac{N_{\Lambda p}}{L_{total} \cdot \rho_{LH2} \cdot N_A \cdot d\Omega \cdot \epsilon_{\Lambda p}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_N}{N_{\Lambda p}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon_{\Lambda p}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_{total}}}{L_{total}}\right)^2} \quad (7.1)$$

7.3 J-PARC E40 実験 by-product データから導出した Λp 散乱微分断面積

本研究で取得された全ての情報を用いて、 Λp 散乱事象同定用に構築した 3 通りの解析ケースのうちケース 3 から微分断面積を導出する。前述の通り、用いた Λ ビームの運動量領域は $0.30 \sim 0.65$ GeV/c, かつ Λp 散乱点の z 座標 (vertex $_z$) 領域は $-150 \sim 150$ mm であった。ケース 3 から得られた情報を式 (5.1) に代入し、導出された Λp 散乱微分断面積の結果を図 7.2 に示す。BGO でのエネルギー較正が不十分であることや、 L_{total} の見積もりに伴う誤差が約 28.5% と大きいだけでなく、そもそも E40 実験データに含まれる Λp 散乱事象の統計数にはかなりの制限があったため誤差が大きくなった。しかし、検出効率が大きい $-0.2 < \cos(\theta_{CM}) < 0.2$ 付近では 1.9 ± 1.3 mb/sr と見積もられ、この値は過去の Λp 散乱実験の結果から予想される値である 1 mb/sr 程度とおおよそ一致する結果となった。

Λ 生成事象同定精度を向上させ、 L_{total} の見積もりが尤もらしく行えるようになれば、求まる微分断面積の値は今回の結果よりも小さくなると予想している。以上より、統計数を増やすこと、 L_{total} の導出手法の改善、およびバックグラウンドの見積もりは必須であるが、一連の Λp 散乱の微分断面積導出手法の一連の手法を構築できたと考えられる。そして我々は将来、さらに統計量を上げて精度良く微分断面積を求める予定である。

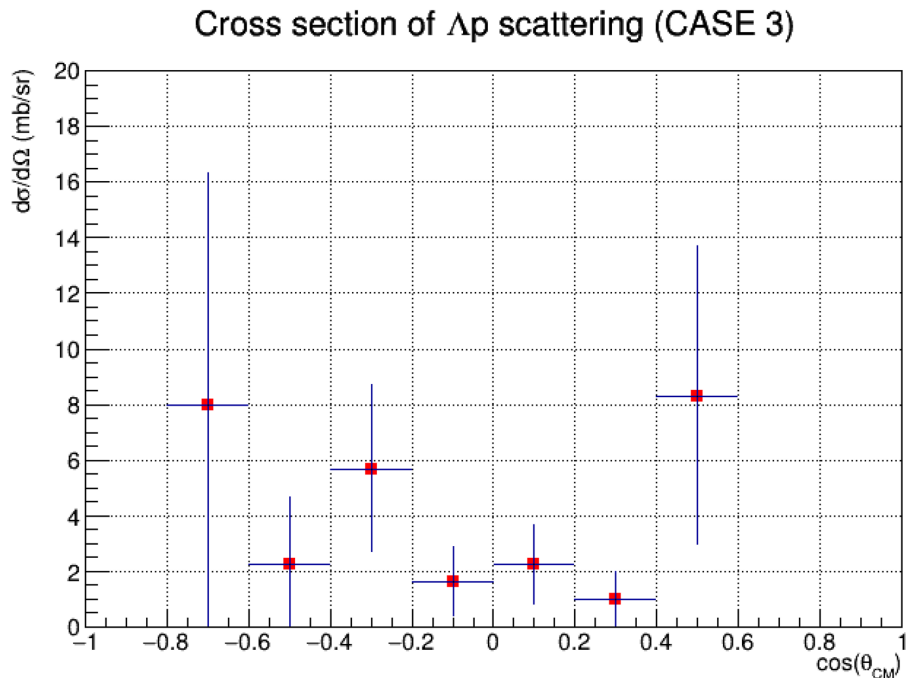


図 7.2: 解析ケース 3 から得られた E40 実験の by-product のデータにおける Λp 散乱微分断面積。検出効率が大きい $-0.2 < \cos(\theta_{CM}) < 0.2$ 領域では 1.9 ± 1.3 mb/sr と見積もられた。

7.3.1 本研究で導出した Λp 散乱微分断面積についての考察

アクセプタンスが充分でなく、解析された散乱 Λ の $\cos(\theta_{CM})$ の値などが少しでも真値からずれるだけで CATCH の Λp 散乱事象検出効率の見積りに大きな誤差が生じるような領域 ($\cos(\theta_{CM})$ の絶対値が大きい領域) では、散乱微分断面積の導出の際に誤差が大きくなる。主なバックグラウンドとしては、Multiple π production の他に、生成 Λ が標的内陽子と散乱を起こさずそのまま崩壊する事象や、 $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊によって生じた2粒子がさらに別の標的内陽子と散乱を起こす事象なども挙げられる。しかし、第4章で述べたように我々は散乱事象選択の段階で飛跡の物理的な位置の正当性を要求することで、明らかなバックグラウンドの数は可能な限り抑制できたと考えている。

一方、図7.2を導出する際には、 Λp 散乱事象同定に使用する反跳陽子や崩壊陽子の飛跡と似通った位置情報などをもつために除去し切れなかったバックグラウンドも当然存在する。本研究では明らかなバックグラウンドの数を可能な限り抑制したうえで、あえてバックグラウンドの数が0であると仮定し微分断面積を導出することで、先に述べた誤解析されたバックグラウンドを実際はいくらか含んだ微分断面積を導出した。今後は Multiple π production 以外に生じうるバックグラウンドのシミュレーションを作成し、 Λp 散乱事象、および Multiple π production のみのシミュレーションデータらと合成して解析したとき、本研究で得た図7.2のような分布になるか確認したい。もし同様の微分断面積分布を確認できれば、我々が想定したバックグラウンドは十分と考えられるが、図7.2でみられた分布と異なった傾向を示すようであれば、我々のバックグラウンドの想定は不十分ということになる。

なお、散乱事象と似ているため除去し切れなかったバックグラウンドの影響を加味した場合、図7.2からさらに誤差が大きくなると推測される。

第 8 章 まとめ

核力の斥力芯は完全な理論的理解はなされていないものの、斥力芯が現れる近距離領域では核子同士が重なるため、核子の構成要素であるクォークやグルーオン間の相互作用が斥力芯の形成に大きな影響を及ぼすと考えられている。したがって、我々は u, d クォークだけの $SU(2)$ 空間にさらに s クォークを導入した $SU(3)_f$ 空間における一般化された YN 相互作用を研究し、核力の全体像を理解することが非常に重要と考えている。特に ΛN 相互作用は中性子星内深部の高密度ハドロン領域での構造に深く関与しており、このような領域ではハイペロンの出現が指摘されており、これを許す YN 相互作用の理論モデルでは中性子星の質量が約 $1.4M_\odot$ と予想されていた。しかし、約 $2M_\odot$ の質量を持つ中性子星が近年観測されたことで、現在の理論モデルへ 2 体系 (ΛN など) や多体系 (ΛNN など) での斥力の情報をフィードバックする必要があることが明らかとなった。こうした YN 多体力を決定するにはまず $YN2$ 体力を精密決定することが大変重要である。 $YN2$ 体力の精密決定には 2 体系を取り扱う散乱実験が適しているが、過去の YN 散乱実験データは限られており、理論モデルに制限を加えることができていない。

そこで我々は運動学計算を用いた解析手法を用いて、 $YN2$ 体力の中でも Λp 相互作用を精密測定する Λp 散乱実験を J-PARC K1.1 ビームラインで行うことを計画した。次世代 Λp 散乱実験では高強度の π^- ビームを用いて得られる圧倒的な収量を基に、統計精度 10% 以下での微分断面積導出を目指す。また $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊は弱い相互作用によるものでパリティ対称性が破れており、散乱平面に対する陽子の散乱角度の異方性を測定することで、散乱におけるスピン観測の測定が可能となると考えられる。本実験では $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応を用いて、 $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^+ を前方の磁気スペクトロメータで、 π^- を標的周りの検出器群で捕らえる。本研究では新たな Λp 散乱事象同定手法、および散乱微分断面積導出手法を構築し、そこから得られる微分断面積の値がどの程度になるか見積もるため、計画と同様の検出器セットアップを用いて J-PARC で行われた $\Sigma^- p$ 散乱実験 (J-PARC E40 実験) の by-product のデータを解析した。E40 実験はクォークパウリ効果の検証と ΣN 相互作用の系統的理解を目的としたものであった。

本研究では運動学を用いた K^0 再構成解析手法から、約 4.22×10^5 の Λ 生成事象の同定に成功した。したがって、最終的な Λp 散乱事象同定数が生成 Λ 数の 0.01% 程度と仮定しても、少なくとも数 10 イベントは散乱事象を同定できると考え、これらのイベントに対し構築した Λp 散乱事象同定手法を施した。

Λp 散乱事象同定では散乱事象の収量をより効率的に得るため、CATCH が検出した粒子の

組み合わせによって3通りの解析ケースを施すこととした。そして、本研究では解析ケース3から約16イベントの Λp 散乱事象を同定することに成功した。

さらに微分断面積導出の際に必要なパラメータとされる Λ ビームの標的中での総飛距離 L_{total} を見積もった。ここではE40実験データにおける Λ 生成位置と運動量ベクトルの情報も用いて崩壊確率に従うモンテカルロ法を行い、 $L_{total, \Lambda+BG(calc)}$ を見積り、その値にmissing massでの $S/(S+N)_{calc}$ をかけることで $L_{total, \Lambda(calc)}$ を求めた。ここから Λ ビームの総飛距離は 5.51×10^5 cmと見積もられた。 $S/(S+N)_{calc}$ をかけて $L_{total, \Lambda}$ を算出する手法における系統誤差は約28.5%とシミュレーションから見積もられ、当 L_{total} の導出手法の改善が必要であることがわかった。ただし、本研究では新たな Λp 散乱事象同定手法を用いて得られる微分断面積の見積もりを行う意義はあると考え、誤差は大きいものの、上記の L_{total} を用いて微分断面積導出を行った。

また微分断面積を導出に必要なパラメータとして、CATCHの Λp 散乱事象検出効率 $\epsilon_{\Lambda p}$ もシミュレーションから見積もった。 Λp 散乱事象がもつ散乱位置(vertex)の z 座標 $vertex_z$ が $-150 \sim 150$ mm, かつ $-0.8 < \cos(\theta_{CM}) < 0.6$ におけるイベントに対し、 $\epsilon_{\Lambda p}$ を見積もった。

最後にバックグラウンドを可能な限り抑制しつつ Λp 散乱事象を同定できたケース3の結果を用いて Λp 散乱の微分断面積を導出した。BGOでのエネルギー較正が不十分であることや、 L_{total} の見積もりに伴う系統誤差が約28.5%と大きいだけでなく、そもそもE40実験データに含まれる Λp 散乱事象の統計数には限りがあったため、微分断面積における誤差は大きくなってしまったが、検出効率が大きい $-0.2 < \cos \theta_{CM} < 0.2$ 付近では 1.9 ± 1.3 mb/srと見積もられ、この値は過去の Λp 散乱実験結果から予想した値である1 mb/sr程度とおおよそ一致しており、本研究で構築した散乱事象同定手法によって確かに微分断面積を導出することが可能であると我々は考えている。除去し切れなかった主なバックグラウンドとしては、Multiple π productionの他に、生成 Λ が標的内陽子と散乱を起こさずそのまま崩壊する事象や、 $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ 崩壊によって生じた2粒子がさらに別の標的内陽子と散乱を起こす事象なども挙げられ、これらの影響の見積もりも今後行う必要がある。以上より、 Λ ビーム同定精度の向上、 L_{total} の導出手法の改善、およびバックグラウンドの見積もりは必須であるが、一連の Λp 散乱の微分断面積導出手法の一連の手法を構築できたと考えられる。また将来、我々はさらに統計量を上げて精度良く Λp 散乱の微分断面積を求める予定である。

謝辞

本論文の執筆は、多くの方々のご協力、ご指導のもと為されました。ここに心から感謝申し上げます。

指導教員である三輪浩司准教授には日頃から大変お世話になりました。J-PARCにおける実験現場での作業、実験データの解析、物理に至るまで、知識不足である私にも丁寧に一からご指導くださり勉強する機会を与えてくださったこと、本当に心から感謝申し上げます。本研究で経験したこと全てが自分の糧となりました。

田村裕和教授には日頃のミーティングで、解析や発表など対し的確なご助言をいただきました。J-PARCでの実験を率いていらっしゃる田村教授の研究室において研究活動をさせていただいて、大変刺激的で毎日が勉強の日々を送ることができました。

鵜養美冬准教授には主に J-PARC 出張の際、シフトの取り方や実験装置についてご指導いただくとともに、アットホームな雰囲気での場の緊張感を和ませてくださり大変助けられました。

中村哲教授、金田雅司助教、永尾翔助教、吉田純也助教はミーティングやワークショップを通して丁寧なご助言、ご指導をいただきました。ありがとうございました。

本研究室の技術職員である梅津裕生氏、秘書の高橋あゆみ氏、および佐々木幸恵氏からも研究生活においてあらゆるサポートをしていただきました。ありがとうございました。

大学の先輩である外山裕一氏、叶内萌香氏、石川勇二氏、板橋浩介氏、上原圭太氏、Anya Rogers 氏にはミーティングや研究室で多くのご助言、温かな励ましのお言葉をいただき、支えとなっておりました。身近に研究について相談できる存在として、非常に感謝しております。後輩の鎌田健人氏、北岡智真氏、水野柁谷氏、中村雄紀氏、藤原友正氏、和田俊輔氏からもミーティングなどで常に刺激をいただき、こちらも勉強になることが多かったため感謝しております。

大学の同期である秋山タケル氏、奥山和樹氏、梶川俊介氏からも研究に対する良い刺激を常に受けることができました。ありがとうございました。

同じグループの先輩である松田董平氏、荒巻昂氏には、研究生活や J-PARC での過ごし方についてなど多くを教えていただき、また息抜きに誘ってくださったりと優しく応援いただいたことが支えとなりました。

KEK の赤澤雄也博士研究員、および本多良太郎准教授、JAEA の藤田真奈美博士研究員、京都大学の七村拓野氏からも E40 でのミーティングや J-PARC において解析結果の考察やご指摘を多くいただき、自分では気がつかなかった視点や論理的思考を学ばせていただきました。

た。どなたも研究に熱心，かつ知識も豊富で頼りになる存在であり，強力な助けとなっておりました。心から感謝申し上げます。

この他にも，今まで E40 実験をはじめとする本研究に関わる研究を遂行なされた諸先輩方や，J-PARC でお世話になった全ての方々に深く感謝いたします。

最後に，私の修士課程進学という人生における選択に理解を示し，時には厳しく，時には優しく受け止め応援して下さった両親，祖父母，および親戚にお礼申し上げます。学部，修士と地元を離れた生活を健康に送ることができたのは家族のおかげに尽きます。本当にありがとうございました。

来年度からはじまる博士課程 3 年間では，精一杯誠実に研究を進め日々勉強しつつ，将来家族のもとでたくさんの恩を返すことができるよう就職に向け少しずつ行動し始めて参りたいと思います。これからどうぞよろしくお願い致します。

参考文献

- [1] M. Nagels, T. Rijken, and J. de Swart, *Phys. Rev.*, D15 (1977), 2547 - 2564.
- [2] M. M. Nagels et al., *Phys. Rev.* D15 (1977) 2547; D20 (1979) 1633; P. M. Maessen et al., *Phys. Rev.* C40 (1989) 2226; Th. A. Rijken et al., *Nucl. Phys.* A547 (1992) 245c.
- [3] M. Oka and K. Yasaki, *Quarks and Nuclei*, ed. W. Weise, Vol 1 (World Scientific, 1984) 489; K. Yazaki, *Nucl. Phys.* A479 (1988) 217c; K. Shimizu, *Nucl. Phys.* A547 (1992) 265c.
- [4] T. Inoue et al., HAL QCD collaboration, arXiv:1007:3559 [hep-lat].
- [5] T. A. Rijken, *Prog. of Theor. Phys. Suppl.* 185 (2010) 14.
- [6] Y. Fujiwara et al., *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* 58 (2007) 429.
- [7] J. Haidenbauer, et al., *Nucl. Phys.* A 915 (2013) 24-58.
- [8] 松田 薫平, J-PARC での散乱実験による ΣN 相互作用についての研究, Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2020.
- [9] P.B. Demorest et al., A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay, *Nature.* 467., 2010.
- [10] J.K. Ahn et al., *Nucl. Phys.* A 648 (1999) pp. 263-279.
- [11] Y. Kondo et al., *Nucl. Phys.* A 676 (2000) 371.
- [12] J.K. Ahn et al., *Nucl. Phys.* A 761 (2005) 41.
- [13] R. D. Baker et al., THE REACTION $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ UP TO 1334 MeV/c, *Nucl. Phys.* B 29-47 (1978).
- [14] F.Eisele, et al., H. Filthuth, W. Foehlich, V. Hepp, and Gunter Zech. *Phys. Lett.*, Vol B37, (1971) pp. 204-206.
- [15] K.Miwa et al, " Measurement of the cross sections of Σp scattering" , Proposal an experiment at 50-GeV PS.
- [16] 池田 迪彦, シグマ陽子散乱実験のための BGO カロリーメータシステムの構築. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016.
- [17] 松本 祐樹, J-PARC 大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発., Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013.
- [18] R. Honda, Study of ΣN interaction in nuclei using meson beams, Doctor's thesis, Graduate School of Science, Department of Physics, Tohoku University, 2014.
- [19] 藤岡 徳菜, 大強度 π ビームを用いた新たな $\Sigma^- p$ 散乱実験手法の構築., Master's thesis,

- 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2018.
- [20] Y. Akazawa, Development and application of a Cylindrical Active Tracker and Calorimeter system for Hyperon-proton scattering "CATCH". Doctor's thesis, Graduate of School of Science, Department of Physics, Tohoku University, 2018..
- [21] 池田 迪彦, シグマ陽子散乱実験のための BGO カロリメータシステムの構築, Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016.
- [22] 小林 和矢, Σp 散乱実験用エアロゲルチェレンコフ検出器の開発, Master's thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016.
- [23] 本多 良太郎, マルチファイバー飛跡検出器による陽子測定システムを用いた Σp 散乱実験. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2010.
- [24] 赤澤 雄也, シグマ陽子散乱実験のための散乱陽子検出器群の開発. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013.
- [25] 塩崎 健弘, Σp 散乱実験のための MPPC 多チャンネル読み出しシステムの開発, Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2014.
- [26] 星野 寿春, シグマ陽子散乱実験のための汎用 FPGA を用いたトリガーシステムの開発, Master's thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2018.
- [27] 三輪 浩司, ミーティング内部資料, 2020.