卒業論文
J-PARC K1.1 beam line での次世代実験に向けた（π^-, K^0）反応の feasibility 検証

東北大学　理学部　物理学科
坂尾珠和（Tamao SAKAO）

平成 30 年度

1　概要

我々は大強度陽子加速器施設 J-PARC のハドロン実験施設にて（π^-, K^0）反応実験を計画している．この実験では $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応を用いて高統計で陽子を Λ に変換することで従来では行えなかった実験を可能にすることを目指している．J-PARC で行われてきた従来のハイパー核生成実験は（K^-, π^-）反応や（π^+, K^+）反応のように荷電粒子が散乱粒子として生成されるため，検出器でその運動量や飛跡の情報を取得することができる．これらの Λ 生成手法において，前者では 2 つのダウンクォークと 1 つのアップクォーク（ddu）で構成されている中性子 n が，1 つのダウンクォーク d を 1 つのストレンジクォーク s に置き換えることで Λ へ変換され，後者ではストレンジクォーク s と反ストレンジクォーク $\bar{s}$ が対生成することで中性子 n が Λ へ変換される．

これに対し今回計画中の（π^-, K^0）反応では生成された K^0 が中性粒子であることから，崩壊モード $K^0 \to \pi^+ \pi^-$ で生成される π^+ と π^- を検出器で捕らえることとする．この生成手法では 2 つのアップクォークと 1 つのダウンクォーク（uud）で構成されている陽子 p が，1 つのアップクォーク u を 1 つのストレンジクォーク s に置き換えることで Λ へ変換される．このような陽子を Λ に変換する手法を確立することにより，従来の反応ではアクセスすることが困難であったハイパー核の生成を実現したい．

今回計画中の（π^-, K^0）反応において Λ は π ビームを液体水素標的に照射することで $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応により生成される．そして $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応によって生成された K^0_s が比較的短い寿命で $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ に崩壊することを利用し，この 2 つの π を検出したい．しかしこれらを検出するには非常に大立体角のスペクトロメータが必要となってしまい，比較的困難である．そこで当実験では前方に設置されている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 π^- を測定することとした．これによって大きな立体角で K^0 を検出し，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応によって生成された Λ を missing mass 法を用いて同定したい．ここで，$\pi^\pm + p \to \Sigma^\pm + K^+$ 反応を用いた Σp 散乱実験を行ってきた J-PARC E40 実験で既に構築されたセットアップが同様の配置を持つことから，これらをアップデートして当次世代実験に応用することとした．具体的には KURAMA と呼ばれる前方の磁気スペクトロメータで π^+ を，CATCH と呼ばれる標的周りの円筒型検出器群で π^- を検出する．なお，生成した Λ により散乱される水素標的中の陽子の飛跡と運動エネルギーを標的周りの検出器で測定し運動学を解くことで Λp 散乱の同定を行うことも視野に入れている．

今回の解析でデータを使用した E40 実験は J-PARC ハドロンホール（HD）内の K1.8 ビームラインで行われた（図5）．ここでは J-PARC 50GeV シンクロトロン（1 次陽子加速器）から出たエネルギー 30 GeV の陽子ビームが T1 ターゲット（Au 標的）に当たることによって生成される 2 次ビームを使用しており，E40 実験では高統計で Σ 粒子を生成する必要があるため 20 M/spill(1 spill = 2 sec．ただし 5.2 sec サイクルでビームが出ているのはそのうちの約 2 sec．) の大強度 π ビームを用いている．なお，π^- ビームの運動量は 1.32 GeV/c であった．E40 実験のデータ解析から（π^-, K^0）反応の feasibility を検証するとともに，Λ の収量や S/N 比を調べ，次世代実験を計画するうえでの基礎データとすることが当研究のモチベーションである．

まず $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応によって生成された K^0_s の運動量を 0.98 GeV/c と仮定し，$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊するとき生成される π^+ と π^- が持つ散乱角度および運動量の相関を運動学を解くことによって調べた．その結果，π^+ は高運動量でビーム直進方向前方へ，π^- は低運動量で横方向に飛ぶと予測された．ここから，前方に設置されている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 π^- を測定することが可能であろうと考察した．

次に E40 実験セットアップでの（π^-, K^0）反応を生成するシミュレーションを行い，K^0_s から崩壊してくる

π^+ と π^- がトリガーカウンターとして使用しているプラスチックシンチレータ SCH と TOF のヒットパターントリガー内に入っているかを確認した．その結果，K_s^0 からの π^+ もヒットパターントリガーの条件を満たしていることを確かめ，実際に取得された E40 実験データ内に K^0 生成のデータが含まれていると期待されるため，E40 実験データの解析を行った．

E40 実験データの missing mass を組んで $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ により生成された Λ 事象を選別するにはこの反応事象を要求する適切なカット条件を施して missing mass を組んだところ，質量 1.116 GeV/c^2 の位置に Λ ピークを確認することができた．

目次

1 概要 2

2 序論 5

2.1 バリオン間相互作用 5

2.2 （π^-, K^0）反応で可能となる物理 6

2.3 J-PARC での次世代（π^-, K^0）実験の概要と目的 8

3 J-PARC での Σp 散乱実験（J-PARC E40） 10

3.1 J-PARC E40 実験のセットアップ 10

3.2 トリガーロジック 16

4 J-PARC での次世代（π^-, K^0）実験に向けた feasibility の検証 18

4.1 $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊の運動学 18

4.2 Geant4 を用いた E40 実験セットアップでの $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応シミュレーション 20

4.3 E40 実験データ解析 21

5 まとめ 28

6 謝辞 29

2　序論

2.1　バリオン間相互作用

素粒子の標準模型において，物質を構成する粒子はクォーク（quark）とレプトン（lepton）に分類される．レプトンは強い相互作用を介した反応はせず，電子（electron）などがその一例で比較的軽い質量を持つ．一方で，クォークは強い相互作用で反応し，第 1 世代のアップ u，ダウン d クォークでは，素粒子としてのクォーク質量（裸の質量）は数 MeV であるが，低エネルギー領域ではカイラル対称性の自発的破れにより u と d の実効質量が 100 倍程度増える．これによりクォークの複合粒子であるハドロンは数百 MeV 以上の重い質量を持つ．ハドロンの中でもバリオン（baryon）に区分される陽子，中性子は通常原子核を構成しており，これらの間に働く核力については特に実験・理論の双方から盛んに研究が行われてきた．一般的に核力は近距離近距離（~ 1 fm）で斥力，それ以上離れた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（boson exchange model）によってよく記述される．しかし，斥力部分については未だ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のが現状である．近距離において，その間に働く相互作用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おり，アップクォーク u とダウンクォーク d のアイソスピンによる SU(2) 空間からストレンジクォークを含めた $\mathrm{SU}(3)_f$ 空間に拡張してクォーク間の相互作用を考慮したバリオン間力を研究することが重要である．

はじめに NN 相互作用を考えてみる．この SU(2) 空間では 2 つのバリオンのアイソスピン合成を考えればよいから，

$$2 \otimes 2 = 3 \oplus 1 \tag{1}$$

というアイソスピン 3 重項と 1 重項に対応する 2 つの規約表現を得る．3 重項（$I = 1$）はアイソスピンの交換に対して対称，1 重項（$I = 0$）は反対称である．次に SU(2) 空間から $\mathrm{SU}(3)_f$ 空間へ拡張したい．まずバリオンは 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

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

という既約表現を得る．スピン $S = \frac{3}{2}$ のときバリオン 10 重項，スピン $S = \frac{1}{2}$ のときバリオン 8 重項をとる．YN（ハイペロンを Y と略記する）相互作用のような 8 重項のバリオン（図1）同士の合成を考えると，

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 1 \tag{3}$$

という 6 つの規約表現を得る．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・反対称の表現が許されている．例えばクォークの軌道角運動量 $L = 0$ であり，波動関数の動径部分の励起もないとした場合，(1) 重項ではフレーバーが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) 重項ではフレーバーが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 (27) 項，(8_s) 項，(1) 項はフレーバーの交換に対して対称であり，(10) 項，(10^*) 項，(8_a) 項はフレーバーの交換に対して反対称である．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

に含まれ，1 重項に対応するチャンネルは (10*) 項に含まれている．また粒子基底でみると多くのフレーバー基底の重ね合わせになっており，そのフレーバー基底の性質を調べたい場合はそれがみやすいチャンネルを選ぶ必要がある．

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を記述した理論モデルはいくつか存在し，その代表としては Nijmegen one boson exchange（OBE）モデルと Kyoto-Niigata resonating-group method（RGM）モデルがある．前者は OBE モデルを SU(2) アイソスピン空間から SU(3) アイソスピン空間に拡張したもので，遠距離にいける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，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，近距離における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．

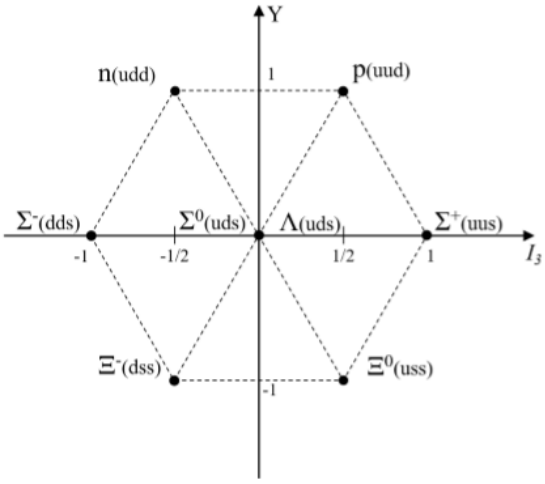

図1: バリオン 8 重項

2.2 （π^-, K^0）反応で可能となる物理

2 体のバリオン間力を実験的に研究する手法として散乱実験がある．ΛN のチャンネルに着目すると，表1に示すように ΛN チャンネルにおけるバリオン間ポテンシャルはアイソスピン I の大きさによって分類されることなく，4 つのフレーバー基底のポテンシャルの線形結合で記述される．各ポテンシャルの特徴は散乱チャンネルによって強く現れると考えられる．今回計画している（π^-, K^0）反応を用いた次世代実験では Λp チャンネルの散乱断面積を測定することにより，バリオン間力のポテンシャルに関して各々の理論モデルを比較した検証が可能になると考えられる．また，Λp チャンネルについては過去の実験データが少ないため，散乱実験を行い基礎的なデータとして散乱微分断面積を測定することが重要である．

さらに，Λ が $\Lambda \to p\,\pi^-$ 崩壊するときは弱い相互作用で崩壊する．弱い相互作用ではパリティ対称性が破れているため，Λ のスピンに対しての p の放出角度に異方性が生じることがわかっている．このことを用いると，Λ のスピンの偏極の情報を得ることが可能となり，散乱におけるスピン観測量の測定も可能となる．

崩壊振幅を求めることで，パリティの保存について調べることも可能となる．

$B_8B_8(I)$	spin-singlet	spin-triplet
ΛN	$\frac{1}{\sqrt{10}}[(8_s)+3(27)]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[-(8_a)+(10^*)]$

表1: ΛN をフレーバー多重項の基底で表現したもの.

NN 散乱に関しては広い運動量領域のデータが多く存在する一方，YN 散乱は限られた運動量領域のデータしか存在せず，統計量も NN 散乱に比べて少ない．これはハイペロンの寿命が 10^{-10} sec 程度と非常に短いことにより，生成したハイペロンが標的中で散乱する前に崩壊してしまったり，散乱されても検出前に崩壊してしまうことで，YN 散乱実験の実現が比較的困難であったためである．

1960 年代にはバブルチェンバーを用いた YN 散乱実験が行われたものの，生成されたハイペロンの運動量領域は 200 MeV/c 程度に制限されていたうえデータ統計量も乏しかった [1]．これはハイペロン生成を効率化するために Stopped K^- 反応を用いたことと，実験では K^- ビーム強度を低くする必要があったことが要因である．

1990 年代から 2000 年代初め，より高い運動量領域における散乱断面積を測定する $\Sigma^{\pm}p$ 散乱実験が KEK-PS で行われた [2][3][4]．この実験ではシンチレーションファイバー（SCIFI）が $\pi+p\rightarrow K^+ + \Sigma$ 反応における Σ 生成と，Σp 散乱イベントを同定するイメージング検出器として採用された．ここでは $350 < p$ (MeV/c) $<$ 750 の領域の Σp 散乱の微分断面積測定を達成した．しかしながら，使用したイメージング検出器の応答が遅いことによってビーム強度を上げるとイメージングが重なってしまうため，利用できたビーム強度が 2×10^5 /spill (1 spill = 2 sec) 程度であったこと，アクティブ標的として用いた SCIFI 内の炭素核による Σ と陽子の quasi-free 散乱が大きなバックグラウンドとなったこと，低エネルギーの陽子は検出器中で数 mm ほど飛んだ後止まってしまうため数 cm 程度飛んだ Σ を確認する必要があったことにより，統計量が制限された．

このように YN 散乱実験データは不足しており，精度よく理論モデルを検証するには統計量が不十分である．また，バリオン間力の研究を発展させるには多くの実験データ統計量と，さらに高い運動量領域での散乱断面積を求めることで散乱全体を詳細に測定することが必要である．

我々が計画している Λ 生成実験において利用する（π^-, K^0）反応では陽子を Λ に変換するため，従来の反応ではアクセスすることが困難であったハイパー核の生成を実現したい．また生成された Λ と標的内の陽子（free proton）による Λp 散乱事象を検出することで，高統計でその散乱微分断面積やスピン偏極度を求めることを目的とする．Λp 散乱事象の選別は，散乱陽子の飛跡と全エネルギーを標的周りの円筒型検出器群で測定し運動学を解く手法をとる．これにより Λ 生成に利用する π^- ビームの強度を 20 M/spill （1 spill = 2 sec）まで上げてより多くの統計量を得ることができる．

2.3 J-PARC での次世代（π^-, K^0）実験の概要と目的

過去の Λ 生成実験で主に用いられてきた手法はビーム粒子がもつ s クォークと中性子がもつ d クォークを交換することで中性子を Λ 粒子に変換するものである．例として（K^-, π^-）反応を考えると，生成粒子は π^- と Λ となる（図2）．ここで生成された π^- は荷電粒子であるため検出器で捕らえることは比較的容易である．一方，陽子を Λ に変換できれば従来の反応ではアプローチできなかったハイパー核の生成が可能となる．そのためには図3のような（π^-, K^0）反応が有効で，この場合は生成粒子として中性粒子を検出する必要が生じる．今回計画中である（π^-, K^0）反応で生成された K^0_s は比較的短い寿命で $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ に崩壊することを利用し，この 2 つの π 粒子を検出器で測定する．しかしこれらを検出するには非常に大立体角のスペクトロメータが必要となってしまい，比較的困難である．

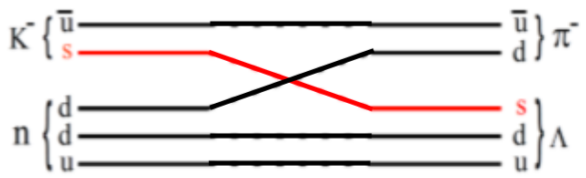

図2: （K^-, π^-）反応による Λ 生成

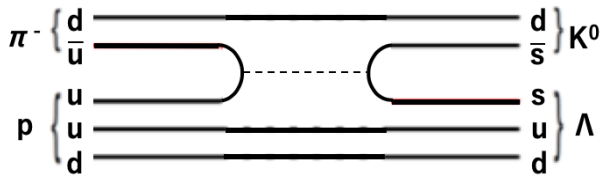

図3: （π^-, K^0）反応による Λ 生成

そこで当実験では前方に設置されている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 π^- を測定することとした．これによって大きな立体角で K^0 を検出し，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応によって生成された Λ を missing mass 法を用いて同定する．ここで，$\pi^\pm + p \to \Sigma^\pm + K^+$ 反応を用いた Σp 散乱実験を行ってきた J-PARC E40 実験で既に構築されたセットアップが同様の配置を持つことから，これらをアップデートして当次世代実験に応用することとした．具体的には KURAMA と呼ばれる前方の磁気スペクトロメータで π^+ を，CATCH と呼ばれる標的周りの円筒型検出器群で π^- を検出する．この Λ 生成には運動量が 1.32 GeV/c の π^- ビームを用いる．20 M/spill（1 spill = 2 sec）の大強度ビームにより高い統計精度を得るとともに，過去の実験で問題となった標的内の炭素に起因するバックグラウンドを避けるために当実験では E40 実験と同様，液体水素標的を用いる．Λ 生成反応の概略図は図4である．まず，ビーム π^- を標的上流のスペビームラインスペクトロメータで検出し，$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^+ および π^- はそれぞれ下流の磁気スペクトロメータ KURAMA および標的周りの円筒型検出器 CATCH で検出することで Λ 生成を同定する．また，この時にビーム π と再構成した散乱 K^0 の運動量ベクトルの差から，生成された Λ の運動量ベクトル p_Λ を再構成する．散乱 K^0 の運動量ベクトルの再構成手法は次の通りである．

散乱 K^0 の運動量ベクトルの再構成手法

$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊によって生成された π^+ と π^- に関して，π^+ の運動量 p_{π^+} とその飛跡を前方の磁気スペクトロメータで検出し，π^- の飛跡は標的周りの円筒型検出器群で測定する．これらを用いることで 2 つの π の飛跡がなす角（opening angle）θ が計算できる．一般的には，π^+, π^- のそれぞれの運動量とそれらのなす角度から invariant mass が K^0 であることを要求するが，CATCH を用いた当実験では，π^- の運動量の測定が難しいため，逆の手順を用いる．すなわち，相対論での二体の弾性散乱を考え，$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ の運動学から，π^+ の運動量ベクトル p_{π^+}，π^- の運動量ベクトル p_{π^-} および opening angle θ から再構成される invariant mass が散乱 K^0 の質量と一致するように π^- の運動量ベクトル p_{π^-} を決定する．そして，$\pi^- + p \to K^0 + X$ 反応の missing mass を再構成して，Λ の生成を同定する手法を用いる．なお，当研究では以下の項目を用い，J-PARC での（π^-, K^0）反応を用いた次世代実験に向けた feasibility の検証を行った．

- Lab 系での運動学を用いて $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π^+ と π^- の運動量および飛行角度の相関を求め，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 π^- を測定することが可能かの検証

- Geant4 を用いた J-PARC E40 実験セットアップでの $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応のシミュレーションを行い，前方の磁気スペクトロメータ KURAMA で π^+ を，標的周りの円筒型検出器群 CATCH で π^- を検出可能かどうかの検証

- $\pi^- + p \to K^0 + X$ 反応の missing mass の解析による，Λ 粒子同定の実現性の検証

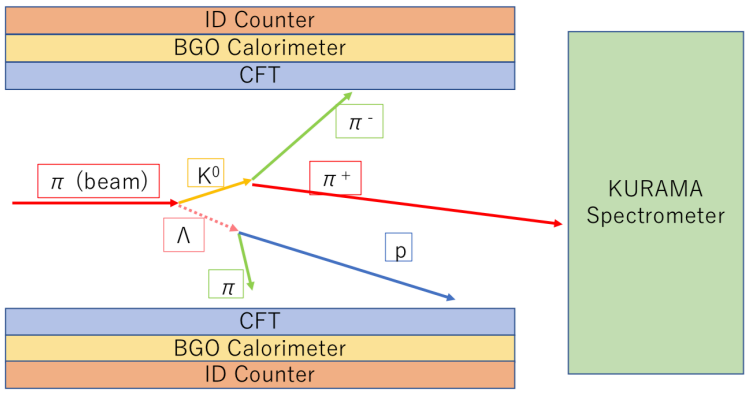

図4: Λ 生成および散乱の概略図

3　J-PARC での Σp 散乱実験（J-PARC E40）

3.1　J-PARC E40 実験のセットアップ

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（図5）において行われた．実験のセットアップは図6の通りである．標的には円筒型の容器に入った液体水素を用い，標的周りには飛跡検出器，カロリメータおよびシンチレーションカウンターで構成される円筒型の検出器群が設置された．また標的上流には K1.8 ビームラインスペクトロメータ，下流には KURAMA スペクトロメータが設置された．

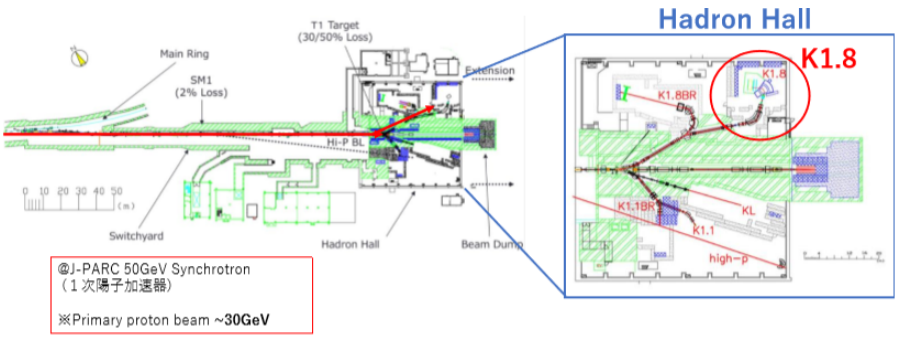

図5: J-PARC K1.8 ビームライン構図

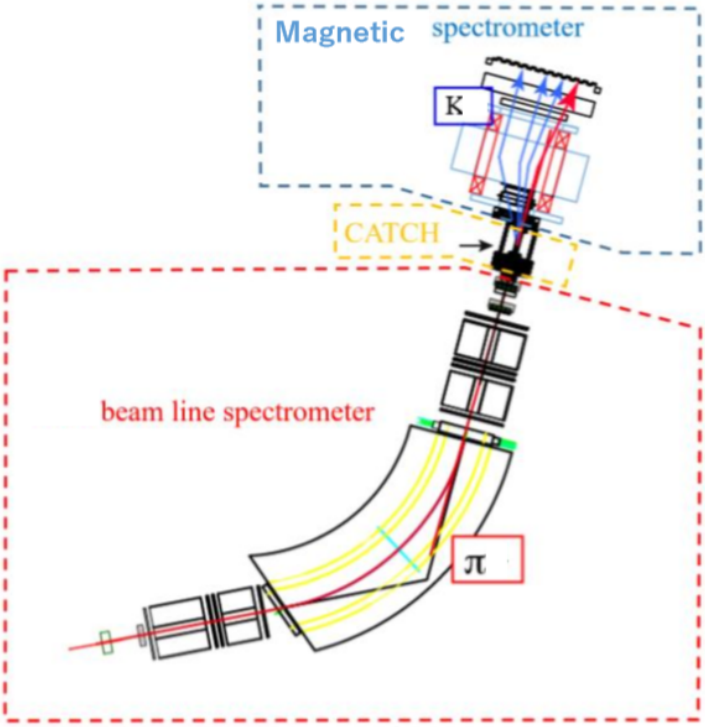

図6: K1.8 ビームラインのセットアップ

3.1.1　液体水素標的

Λ の生成には標的として液体水素を用いる．これはマイラーで製作した直径 40 mm，長さ 300 mm，厚さ 0.25 mm の円筒型容器に入っており，GM 冷凍機を用いて冷却した．

3.1.2　標的周りの円筒型検出器群　CATCH

液体水素標的のまわりには円筒型の検出器群　CATCH（Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering）が設置された．CATCH は内側から順に，ファイバートラッカー，BGO カロリメーターおよびシンチレーション検出器で構成されている．CATCH の 3D モデルは図7である．

- Cylindrical Fiber Tracker（CFT）:
  散乱粒子の飛跡を測定する．
  直径 0.75 mm のシンチレーティングファイバーがビーム方向と平行に張られた Φ 層が 4 層，らせん状に張られた u，v 層がそれぞれ 2 層ずつの計 8 層から構成されている．
  ファイバー総数 4932 本.
  半導体検出器（MPPC）で読み出しを行う．
- BGO カロリメータ：
  $Bi_4Ge_3O_{12}$ 結晶を用いた無機シンチレーション検出器.
  散乱粒子の運動エネルギーを測定する．
  1 セグメントの結晶の大きさは 30 mm × 25 mm × 400 mm.
  光電子増倍管（PMT）で読み出しを行う．
- シンチレーション検出器（Pi ID カウンター）:
  BGO カロリメータを突き抜ける粒子の検出を行う．
  34 個のセグメントから構成され，標的を囲むように設置される．
  MPPC でシンチレーション光の読み出しを行う．

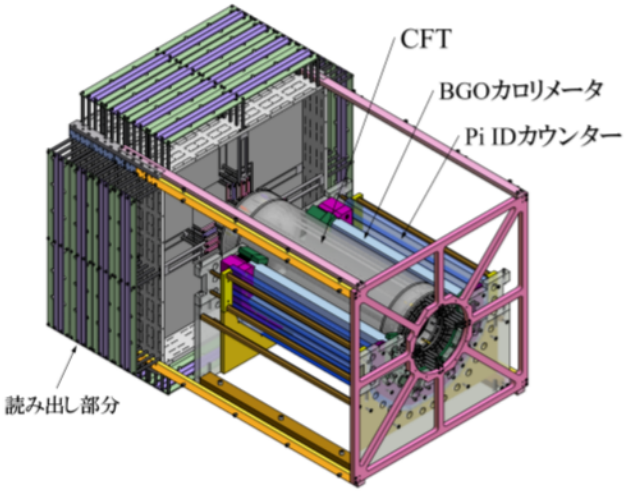

図7: CATCH の 3D モデル

3.1.3　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の上流に設置され，ビーム粒子の識別と運動量の測定を行う．4 台の四重極電磁石（Q10, 11, 12, 13）と 1 台の双極偏向電磁石（D4）で QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と，その前後に設置された 2 台のホドスコープ（BH1, 2），2 台の MWPC（BC3, 4）およびファイバートラッカー（BFT）で構成された（図8）.

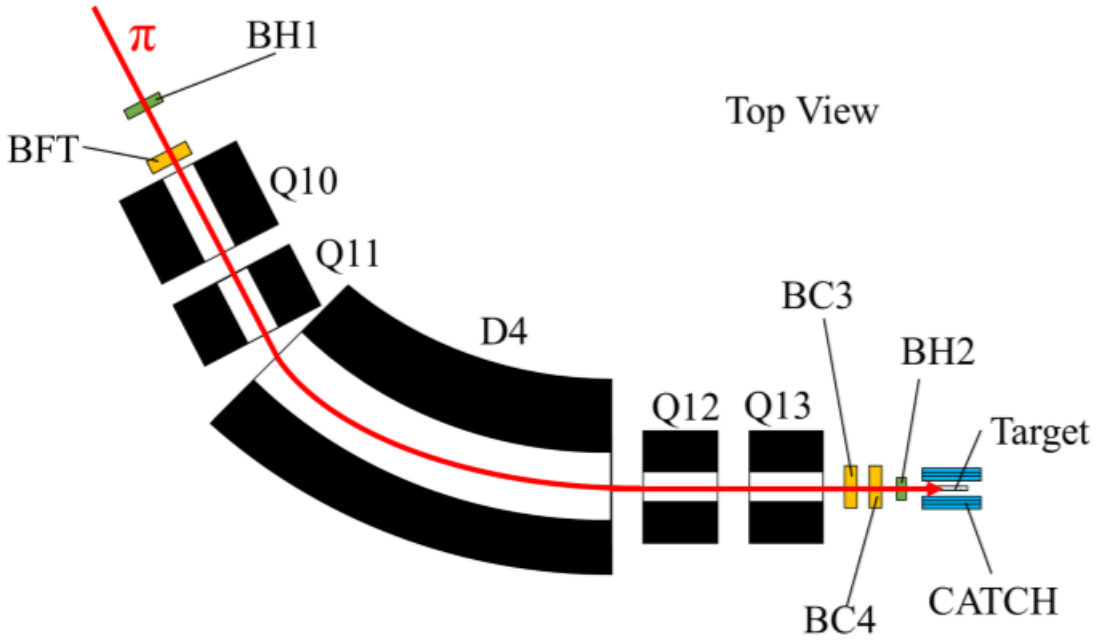

図8: K1.8 ビームラインにおける標的上流の検出器

トリガーカウンター

マグネット下流側に設置された BH2 によってオンライン・トリガーが生成される．オフラインの解析では，マグネット上流側に設置された BH1 と BH2 で得た時間情報を用いてビーム粒子の飛行時間を測定し，粒子識別を行う．

- Beam Hodoscope 1 (BH1)
  11 個のセグメントから構成されるプラスチックシンチレーション検出器.
  各セグメントは不感領域をなくすため 1 mm のオーバーラップをもたせ交互に並ぶ.
  シンチレーション光は上下 2 面からアクリルライトガイドを介した PMT 読み出し.

- BH2
  8 個のセグメントから構成されるプラスチックシンチレーション検出器.
  各セグメントは横一列に並ぶ.
  シンチレーション光は上下 2 面からアクリルライトガイドを介した PMT 読み出し.

ビームライン飛跡検出器

ビームライン飛跡検出器として，オフライン解析で BFT と BC3，BC4 を用いたビーム粒子位置情報を行う．3 つの検出器で測定されたビーム位置から飛跡を再構成することでビーム粒子の運動量も求める．

- Beamline Fiber Tracker (BFT)
  直径 1 mm の円形シンチレーティングファイバーを鉛直方向 160 本 ×2 面.
  水平方向に 160 本をシート状に並べたものを 2 面用いて，お互いにファイバー半分だけ水平方向にずらした状態で積み重ねている．
  K1.8 ビームラインスペクトロメータの最上流において，1 次元位置情報を取得.
  シンチレーティングファイバーは MPPC 読み出し．

- Beamline Chamber 3, 4 (BC3, 4)
  (x, x', u, u', v, v') の 6 層から構成される Multi-Wire Drift Chamber (MWDC).
  BC3 は上流側から $xx'vv'uu'$，BC4 は $uu'vv'xx'$ の順になっている．
  直径 15μm のセンスワイヤーが 3 mm 間隔で張られている．
  u 層は x 層に対し-15°，v 層は x 層に対し 15° 傾けてある．
  各ペアプレーンは，センスワイヤーに対して左右どちら側を粒子が通過したか判別するため，ワイヤー間隔の半分である 1.5 mm ずらして張られている．

3.1.4 KURAMA 磁気スペクトロメータと周辺検出器

標的下流に設置された KURAMA 磁気スペクトロメータは生成粒子識別および運動量の測定を行う．KURAMA マグネットと，その上流側に設置されたファイバートラッカー SFT，MWDC（DC1），エアロゲルチェレンコフ検出器（AC 検出器）およびホドスコープ（CH）と，下流側に設置された 2 台の MWDC（DC2，3）および飛行時間カウンター（TOF）で一連の測定を行う（図9）．

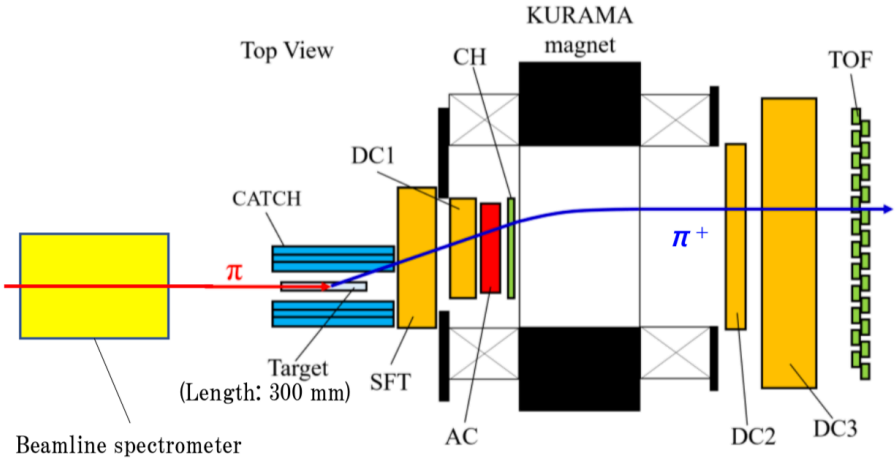

図9: KURAMA 磁気スペクトロメータと周辺検出器

トリガーカウンター

KURAMA マグネット上流側の CH と最下流の TOF により散乱粒子のオンライン・トリガーを生成する．散乱粒子識別はオフライン解析で TOF とビームライン上流にある BH2 で飛行時間を測定して行う．AC 検出器は散乱 K^+ を測定する際のバックグラウンドとなる散乱 π のイベントをオンラインで除去するために用いる．

- Charge Hodoscope (CH)
  64 個のセグメントから構成されるプラスチックシンチレーション検出器．
  1 つのセグメントは 11.5 mm×450 mm×2 mm のプラスチックシンチレータに直径 1 mm の波長変換ファイバーを埋め込んだ構造体．
  各セグメントは不感領域をなくすため 1 mm のオーバーラップをもたせ交互に並ぶ．
  MPPC 読み出し．

- Time-Of-Flight wall (TOF)
  24 個のセグメントから構成されるプラスチックシンチレーション検出器．
  1 つのセグメントは 80 mm×1800 mm×30 mm の大きさ．
  シンチレーション光は上下 2 面からアクリルライトガイドを介した PMT 読み出し．
  各セグメントは不感領域をなくすため 5 mm のオーバーラップをもたせ交互に並ぶ．

- Aerogel Cerenkov counter (AC 検出器)
  E40 実験における散乱 K^+ と，バックグラウンドとなる πp による弾性散乱および非弾性散乱による散乱 π の識別を行う．

散乱粒子飛跡検出器

散乱粒子飛跡検出器は標的下流での粒子の位置を測定するために用いる．オフライン解析において KURAMA マグネット上流での散乱粒子の位置を SFT と DC1 で，下流での位置を DC2，3 で測定し飛跡を再構成して散乱粒子の運動量を求める．

- Scattered Fiber Tracker (SFT)
  直径 1 mm のシンチレーティングファイバーが鉛直方向に並んだ x 層（ファイバー 512 本），直径 0.5 mm のシンチレーティングファイバーが左右にそれぞれ 45° 傾いて並んだ u 層（ファイバー 480 本）および v 層（ファイバー 480 本）の計 3 層から構成される．
  各層のファイバーの張り方は BFT と同様である．
  MPPC 読み出し．

- Drift Chamber 1 (DC1)
  (x, x', u, u', v, v') の 6 層から構成される Multi-Wire Drift Chamber (MWDC).
  u 層は x 層に対し-15°，v 層は x 層に対し 15° 傾けてある．
  各ペアプレーンは，左右どちら側を粒子が通過したか判別するため，ワイヤー間隔の半分である 3 mm ずらして張られている．

- DC2, 3
  (x, x', y, y') の 4 層から構成される Multi-Wire Drift Chamber (MWDC).
  ワイヤー間隔は DC2 が 9 mm，DC3 が 20 mm.
  各ペアプレーンは，左右どちら側を粒子が通過したか判別するため，ワイヤー間隔の半分である 4.5 mm ずらして張られている．

3.1.5 大強度ビームによるバックグラウンド

J-PARC E40 実験では高統計精度の測定を行うため 20 M/spill（1 spill = 2 sec）の大強度 π ビームを使用しているが，標的下流まで突き抜けたものはバックグラウンドとなる．これに対し次のような処置を検出器に施してある．

- CH：ビームが直接当たるセグメントはトリガーに参加させない．
- TOF：ビームが直接当たる ±100 mm の領域のプラスチックシンチレータをアクリルに置換し故意的に不感領域とする．
- DC1：ビームは DC1 のワイヤーが配置されていない領域を通るように DC1 を設置している．

3.2 トリガーロジック

データ収集時，バックグラウンドを効率良く減らすため検出器を用いた複数のトリガーを用いる．区

- CH-TOF Matrix Trigger
  KURAMA マグネットの上下流に設置された CH と TOF のヒットセグメントを選択し，CH - TOF Matrix Trigger を生成．
  図10に E40 実験で得られたビーム π 由来のバックグラウンドと Σ 生成時の CH と TOF のヒットセグメント相関を示す．

- AC Veto
  AC 検出器によりバックグラウンドとなる πp 弾性散乱および非弾性散乱による散乱 π を検出し，Veto 信号を生成することでバックグラウンドを除去する．

- SFT Trigger
  CH-TOF Matrix Trigger に SFT の x 層のヒットチャンネル情報を加えた 3 次元マトリックス・トリガーを構築する．
  この SFT Trigger により散乱粒子の運動量をさらに厳しく選択することができる．

- TOF ΔE Trigger
  TOF 検出器信号の波高情報を利用し粒子識別を行う．適当な ΔE の値を閾値としオンラインで p イベントを除去する．

以上のトリガーを組み合わせ 1st level trigger を生成する．このトリガーにより各検出器の Analog/Digital (A/D) 変換を開始する．その後，TOF の TDC 情報を用いた Mass Trigger によりそのイベントをアクセプトするかクリアするかを決定する．軽い粒子ほど飛行時間は短いことを利用している．
1st level trigger は常に veto されているが，Mass Trigger によりアクセプトされた場合は veto を解除しデータ取得が行われる．クリアされた場合は 1st level trigger がそのまま veto され，全ての A/D 変換をキャンセルする．

- Mass Trigger (2nd trigger)
  CH と TOF のヒットセグメントの選択に加え，TOF の TDC 情報を参加させたトリガー．適切な Time Gate を設けて散乱粒子の質量を選択する．
  高運動量の p の速度は K^+ の速度に近いが，前述の SFT Trigger によりそのような p は除去されていることに注意されたい．

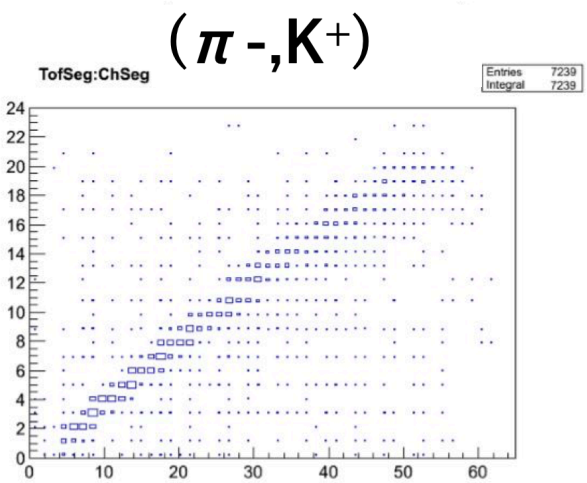

図10: E40 実験で得られた CH と TOF のヒットセグメント相関

4 J-PARC での次世代（π^-, K^0）実験に向けた feasibility の検証

4.1 $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊の運動学

今回計画中の $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応で生成された K^0_s が π^+ と π^- へ崩壊した際，π^+ および π^- がそれぞれ磁気スペクトロメータおよび標的周りの円筒型検出器群のアクセプタンスに入るかを調べるため，この反応での Lab 系での運動学を調べる．

$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による散乱 K^0 がもつ運動量と散乱角度

まず $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による散乱 K^0 がもつ運動量と散乱角度の関係を調べた．その相関を図11に示す．さらに図中の赤丸 3 点で得られた運動量と散乱角度の計算値は表2のようになった．ここから $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による散乱 K^0 が前方に飛ぶのは運動量が 0.8 - 0.98 GeV/c のときであることがわかった．

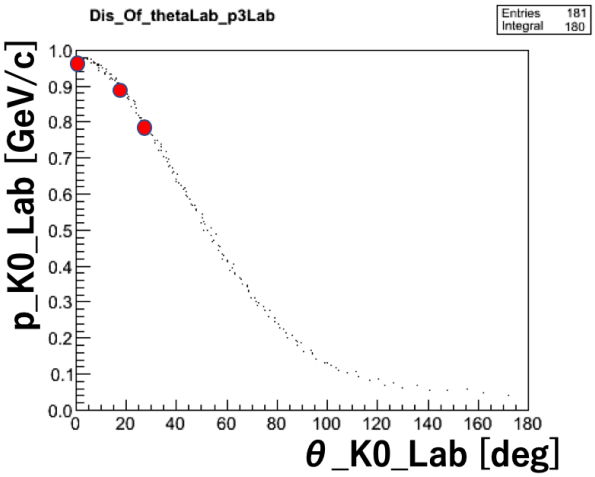

図11: $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による散乱 K^0 がもつ運動量と散乱角度の相関

K^0 Scatter Angle [deg]	K^0 Momentum [GeV/c]
~0	0.98
17.3	0.90
27.0	0.80

表2: 図11の赤丸 3 点で得られた運動量と散乱角度の計算値

$K_s^0 \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊による 2 つの散乱 π の運動量相関と散乱角度相関

上記の結果から，K^0 が最大運動量 0.98 GeV/c をもって散乱した後崩壊して生成された場合の π^+ と π^- がもつ運動量相関および散乱角度相関を計算したところ図12, 13のようになった．

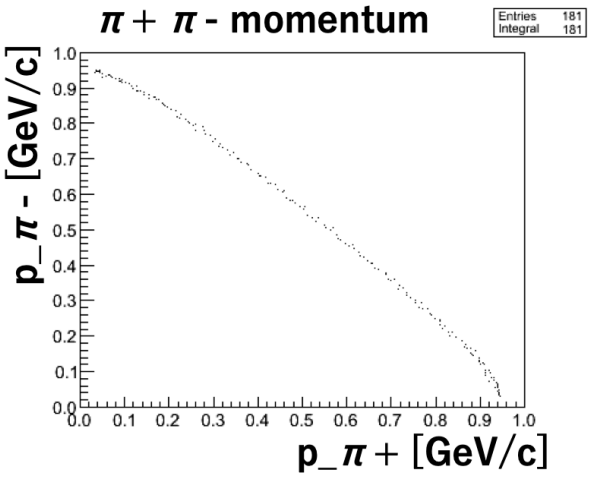

図12: 2 つの散乱 π がもつ運動量相関

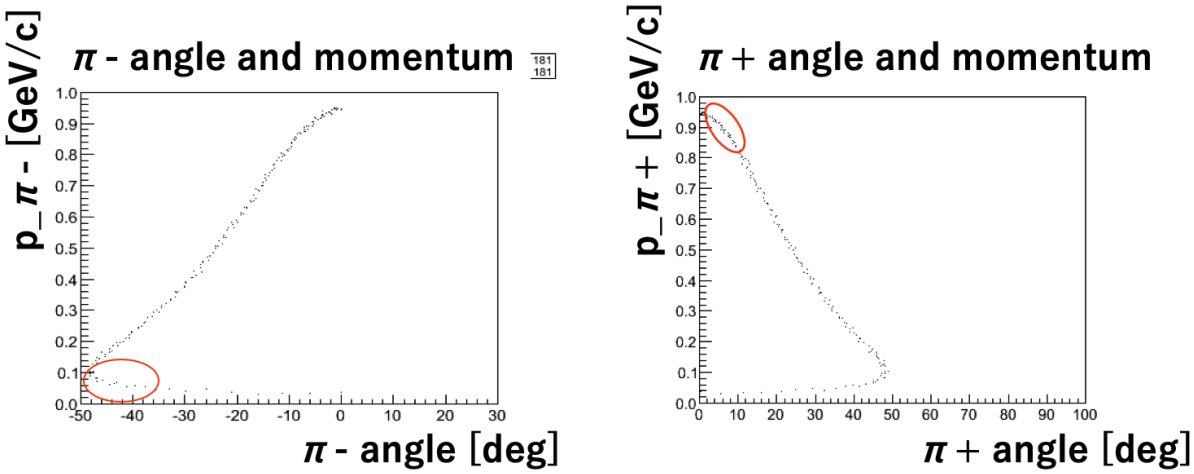

図13: 2 つの散乱 π がもつ散乱角度相関

図12から π^+ が高運動量で放出されるとき π^- は低運動量となることがわかる．さらに図13から π^+ が高運動量を持つときその散乱角度は小さく，π^- が低運動量を持つときその散乱角度の絶対値は大きいことがわかった．以上をまとめると π^+ が高運動量でビーム直進方向前方に放出されるとき，π^- は低運動量で横方向に放出されると考えられる．よって図4で示したような散乱 π^+ を前方の磁気スペクトロメータ KURAMA で，散乱 π^- を標的周りの円筒型検出器群 CATCH で検出する手法は実現可能であると考察した．

4.2 Geant4 を用いた E40 実験セットアップでの $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応シミュレーション

素粒子・原子核の実験のシミュレーションを行う際よく用いられるシュミレーション・パッケージに"Geant4" がある．当研究では Geant4 で E40 実験セットアップでの $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応を発生し，3.2節で述べた CH と TOF のヒットセグメント相関を描き，実際の E40 実験データにおける CH と TOF のヒットセグメント相関（図10）と比較することで，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊で生成された π^+ が磁気スペクトロメータ KURAMA のアクセプタンスに含まれているかどうかを検証する．具体的には CH と TOF で構成されるマトリックス・トリガーの許容範囲内に K^0 からの π^+ が入っているかどうかを調べた．当シミュレーションで得られた CH と TOF のヒットセグメント相関は図14である．図10と図14を比較すると，前方の磁気スペクトロメータ KURAMA へ飛んだ π^+ とみなされる粒子のヒットパターンがおおよそ一致しており既存の E40 実験セットアップで取得したデータの中に，今回解析したい $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応も含まれているであろうと考えられる．また KURAMA マグネットでは図15のように散乱粒子の電荷によって軌道が逆に曲げられることから，ヒットセグメント相関上での π の識別は可能であると考えている．

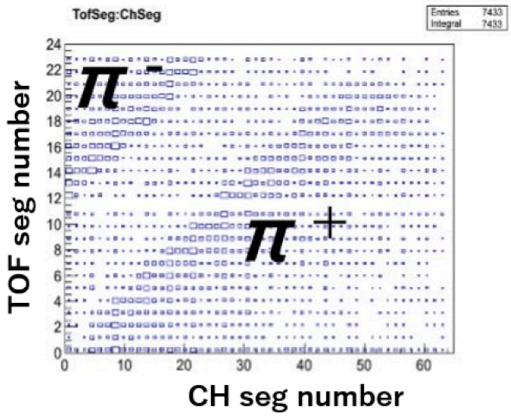

図14: CH と TOF のヒットセグメント相関のシミュレーション結果

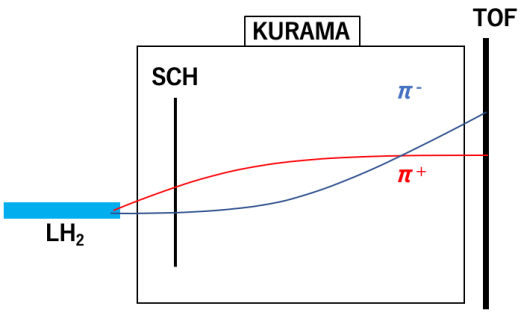

図15: KURAMA マグネット内における散乱 π の軌道概略図

4.3 E40 実験データ解析

実際に E40 実験で取得したデータの中に $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応が含まれているか検証するため，missing mass を組むことでそこに Λ のピークがみられるか確認する．今回は KURAMA で π^+，CATCH で π^- を検出するため，このことをカット条件として要求する．図16（左）は KURAMA への入射粒子がもつ質量の 2 乗と運動量の相関，（右）は CATCH への入射粒子がもつ BGO カロリメータで測定された運動エネルギーと CFT で落としたエネルギーの相関である．どちらも赤枠で示した領域を選択することとした．ただし，CATCH では多くの π が BGO カロリメータを突き抜けてしまうことに注意されたい．

KURAMA，CATCH に入ってくる粒子には多くのバックグラウンドがあり，特に今回データ解析したい $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応には図17（左）に示したような，ストレンジクォーク s を伴わず複数の π を生成するイベントが主なバックグラウンドとなる．これに対し $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応では右のように K^0_s が比較的短い寿命で飛んだあと崩壊することにより，2 つの π の vertex がビームトラックから離れる．以上を踏まえ，解析では 2 つの π の vertex とビームトラックの最近接距離（closest distance）が 10 mm 以上のイベントを選択している．CATCH では多くの π が BGO カロリメータ突き抜けるため飛跡がわかっても π^- の運動量の絶対値はわからない．このため missing mass を再構成する際は，はじめにわかっている π^+ の運動量と，2 つの π から得られた opening angle θ を用いて再構成する invariant mass が散乱 K^0 の質量と等しくなるように，散乱 π^- の運動量の絶対値を決定した．その後，2 つの π から組まれた K^0 およびビーム π の運動量から missing mass を再構成する．実際に得られた missing mass の相関の詳細は4.3.2節を参考にされたい．

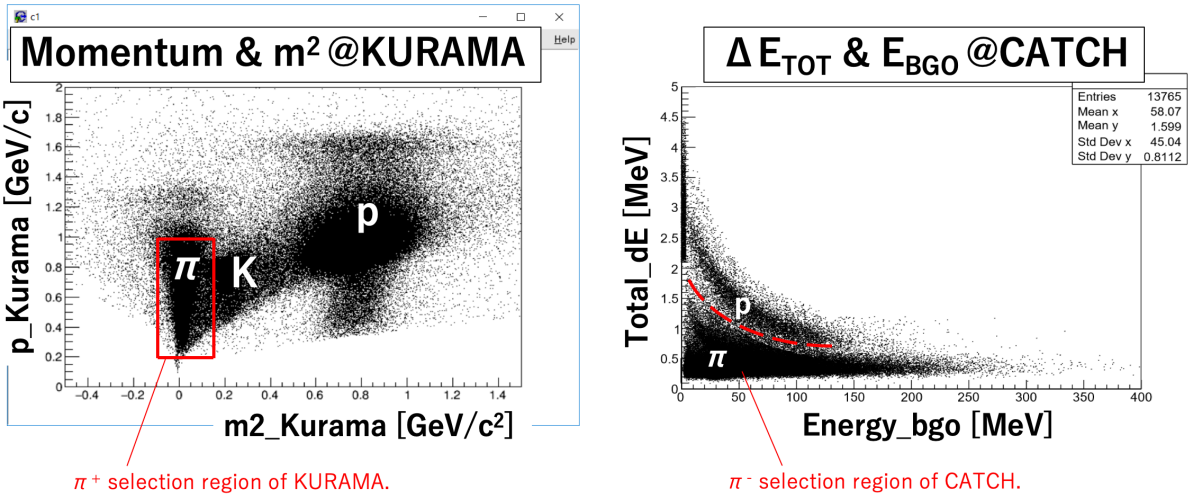

図16: （左）KURAMA への入射粒子がもつ質量の 2 乗と運動量の相関.（右）CATCH への入射粒子がもつ BGO カロリメータで測定された運動エネルギーと CFT で落としたエネルギーの相関.

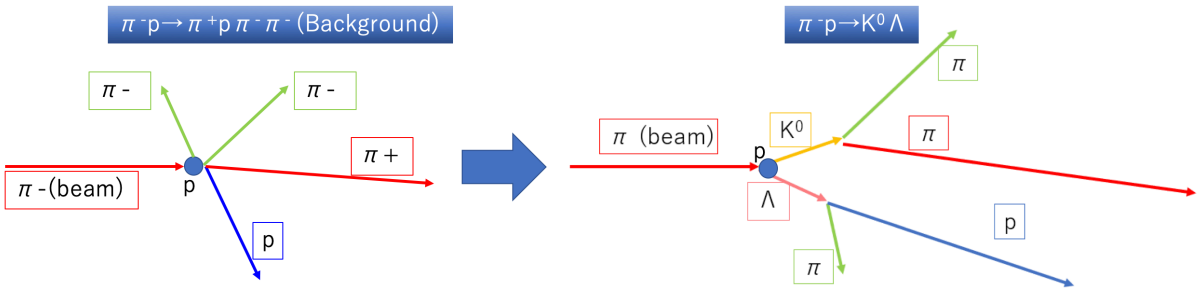

図17: 主なバックグラウンド反応と $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ 反応

4.3.1 E40 実験データにおける $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応および $\Lambda \to p\,\pi^-$ 崩壊の確認

E40 実験データの解析では，各イベントでどのような反応が起きたか確認するため飛跡を表示する”Event Display” というプログラムを用いる．今回は E40 実験データの中に $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応が含まれているか解析する前に，あらかじめ Event Display でそのようなイベントが存在するか確認を行った．ここでは KURAMA に入った π と CATCH に入った π の vertex を K^0 生成点，CATCH に入った p と π の vertex を Λ が崩壊した点とみなすこととしている（図18）．この図から，実際の E40 実験データ内に $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応および $\Lambda \to p\,\pi^-$ 崩壊が確かに含まれていることがわかった．ただし，Event Display で用いた飛跡は電荷識別を行なっていないため，CATCH に入っている粒子が π^- のみでなく π^+ も含んでいる可能性，KURAMA に入っている粒子が π^+ のみでなく π^- も含んでいる可能性があることに注意されたい．
以上から，前述した方法で missing mass を組み Λ ピークがみられるか解析を行うこととした．

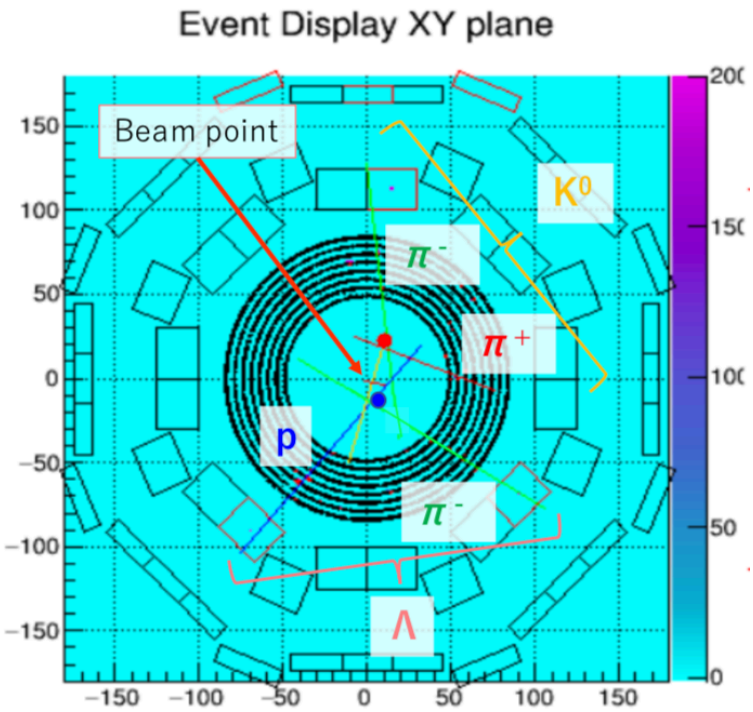

図18: E40 実験データにおける $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応および $\Lambda \to p\,\pi^-$ 崩壊の確認に用いた Event Display：赤丸が K^0 崩壊点，青丸が Λ が崩壊した点である．

4.3.2 E40 実験データにおける missing mass 再構成

前述した手法を用いて missing mass 再構成を行う．使用したデータは 2018 年 6 月 26 日の約 4 時間の間に取得したものを用いた．ビーム強度は 20 M/spill（1 spill = 2 sec．ただし 5.2 sec サイクルでビームが出ているのはそのうちの約 2 sec.）である．π ビームを用いた Σp 散乱の測定を行なっていた E40 実験で得られたデータで missing mass を再構成し，イベント中に次世代実験として計画している $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による生成が含まれているか検証したい．またバックグラウンド処理を適切に行いより精度よく Λ の収量を見積もることが目標である．

最初に適用したカット条件について，KURAMA で測定された散乱粒子の質量の 2 乗と運動量の相関に対しては4.3節，図16（左）に示した赤枠を，CATCH の BGO カロリメータで散乱粒子で落としたエネルギーとエネルギー差の相関に対しては4.3図16右に示した赤枠を選択した．さらに KURAMA に入った散乱粒子の電荷が正であることを要求し missing mass を組んだところ図19を得た．

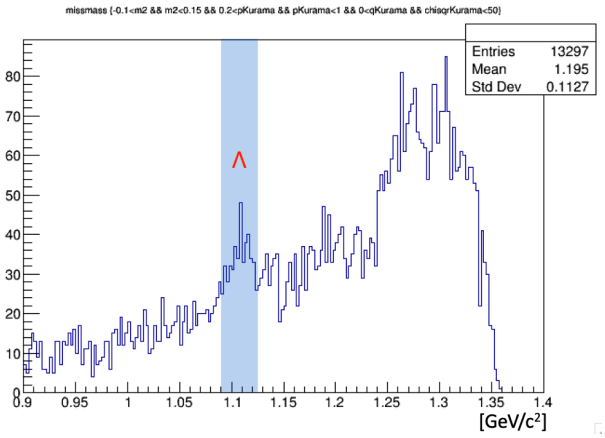

図19: 初期カット条件をかけた際の missing mass

ここで青い領域で示した質量 1.116 GeV/c^2 付近のピークが Λ ピークである．バックグラウンドが多いものの，E40 実験データの中から Λ 生成を特定することができたといえる．しかし Λ の収量の見積もり値から，実際に要求されるビームタイム時間等を検討するためにはバックグラウンド処理をさらに進める必要があるため，(π^-, K^0) 反応を選択するような以下のカット条件を追加することとした．

K^0 崩壊点の位置

$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応により生成された K^0_s の寿命はおよそ 8.95×10^{-11} sec と比較的短く飛行距離が短くなるため，K^0 崩壊点は水素標的から極端に離れることはないと考えられる．今回使用された水素標的の直径は 40 mm であったことを踏まえ，K^0 崩壊点は xy 平面（z 軸がビーム直進方向）において-50 - 50 mm の範囲内に位置することを要求する．解析では KURAMA と CATCH に入った 2 つの π の vertex を K 崩壊点とみなしていることに注意されたい（図20）．

K^0 生成点と崩壊点の位置関係

前述した通り，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応によって生成された K^0_s は比較的短い寿命の間に飛行したのち π^+ と π^- に崩壊する．ビーム直進方向を z 軸方向とすると，前方に飛んでいる K^0 の運動量保存則から K^0 崩壊点の z 軸座標が生成点のそれよりも標的から離れる，すなわち図21に示したように崩壊点の z 軸座標の方が大きくなると考えられる．このことを踏まえ，K^0 崩壊点とみなしている KURAMA と CATCH で捕らえた 2 つの π の vertex の z 軸座標から，K^0 生成点とみなしているビームと CATCH で捕らえた π の vertex の z 軸座標を引いた値が正になることを要求する（図22）．

K^0 生成点とビームトラックの最近接距離

4.3節で述べたように，missing mass を再構成するにあたってはじめにわかっている π^+ の運動量と，2 つの π から得られた角度 θ を用いて再構成する invariant mass が散乱 K^0 の質量と等しくなるように，散乱 π^- の運動量の絶対値を決定した．求まった 2 つの π の運動量を用いて K^0 の運動量を計算することで K^0 の飛跡を引くことができる．この飛跡はビームトラックから離れないと考えられる．このことを踏まえ，K^0 生成点とビームトラックの最近接距離が 10 mm 以下になることを要求する（図23）．ただし，4.3節で述べたように $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応で生成された K^0 は比較的短い寿命で飛んだあと崩壊するため，2 つの π の vertex はビームトラックから離れることを踏まえ，解析では 2 つの π の vertex とビームトラックの最近接距離（closest distance）が 10 mm 以上のイベントを選択し missing mass を組んだため，図23の 10 mm 以下の領域のイベントエントリー数は減っていることに注意されたい．

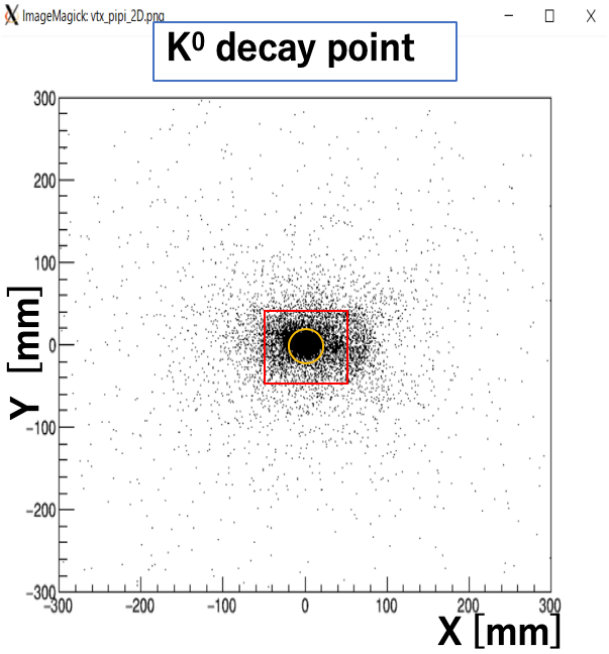

図20: KURAMA と CATCH に入った 2 つの π の 2 次元 vertex 分布図：黄丸が水素標的の断面，赤枠がカット条件として選択した領域である．

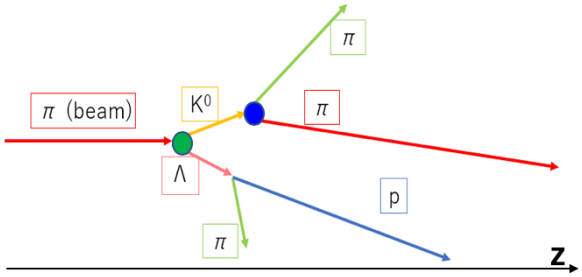

図21: $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応と $K_s^0 \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊の概略図：緑丸が散乱 K^0 とビームトラックの vertex で，K^0 生成点とみなしている．青丸は $K_s^0 \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊による 2 つの π の vertex で，K^0 崩壊点とみなしている．

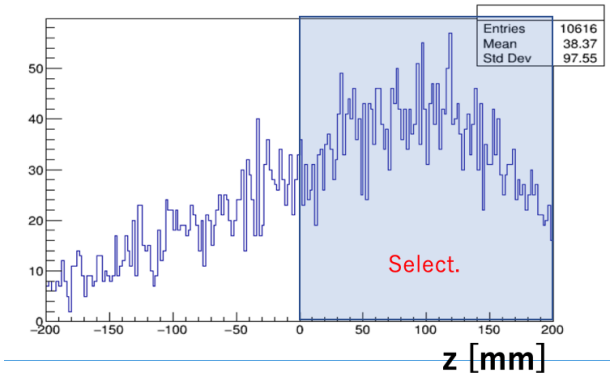

図22: K^0 崩壊点の z 軸座標から生成点の z 軸座標を引いた差：結果が正となる青領域を選択している．

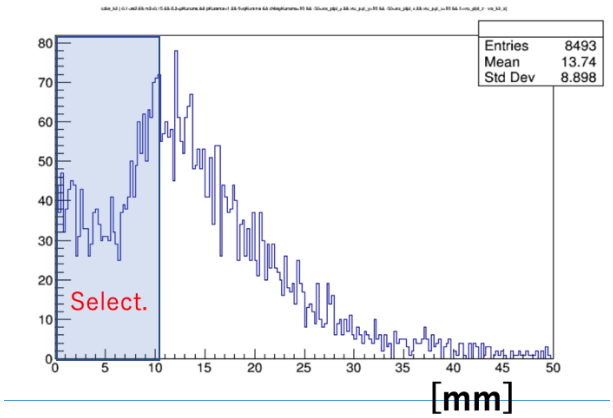

図23: K^0 生成点とビームトラックの最近接距離：結果が 10 mm 以下となる青領域を選択している．

以上のカット条件を追加して再度組んだ missing mass が図24であり，Λ の質量 1.116 GeV/c^2 の部分の S/N 比が改善されたことが確認できた．また，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応とは別に起こりうる $\pi^- + p \to \Sigma^0 + K^0$ 反応による Σ^0 ピークも質量 1.193 GeV/c^2 の部分に確認できた．しかしながらこれらよりも高い質量領域には依然として大量のバックグラウンドが残っており，今後展開したいと考えている Λp 散乱実験や Λ ハイパー核実験では，さらにバックグラウンドを抑制することが望まれる．

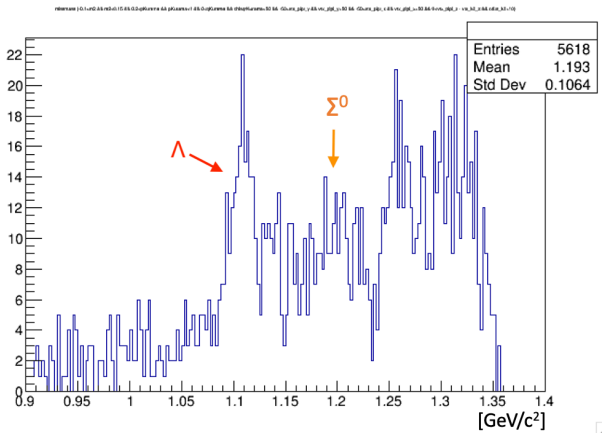

図24: カット条件を追加して再度組んだ missing mass

5 まとめ

本研究では，$\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応を介する新たな Λ 生成手法を確立することが目標である．生成された K^0_S が π^+ と π^- に崩壊することを利用し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 π^- を検出することとする．本実験計画にあたり，J-PARC E40 実験のセットアップが同様の配置をしていることから，これらをアップグレードし使用したいと考えている．J-PARC E40 実験とは 20 M/spill（1 spill = 2 sec）の大強度 π ビームを使用した，$\pi^\pm + p \to \Sigma^\pm + K^+$ 反応により生成される Σ と標的の p による Σp 散乱実験である．それぞれ KURAMA スペクトロメータおよび CATCH と呼ばれる前方磁気スペクトロメータおよび標的周りの円筒型検出器群が用いられている．

初めに，$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊によって生成される 2 つの π の運動学から π^+ が高運動量で前方へ放出されるとき，π^- は低運動量で横方向へ放出されることが確認できたため，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 π^- を検出する手法は可能であると考察した．そこで実際の J-PARC E40 実験セットアップにおける $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応実験の feasibility を検証するため，まず Geant4 で E40 実験セットアップにおける $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応をシミュレーションし，下流の検出器 CH と TOF のヒットセグメント相関を実際に取得したヒットセグメント相関と比較することで前方の磁気スペクトロメータ KURAMA で π^+ を検出可能であることを確認した．

その後の解析としては，E40 実験で取得された $\pi + p \to \Sigma + K^+$ 反応実験データの中でも運動量 1.32 GeV/c の π^- ビーム使用時のイベントに $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応が含まれているか検証するため，複数のカット条件を適用し組んだ missing mass のヒストグラムにおける Λ ピークの有無を確認した．このとき適用したカット条件は標的での K^0 生成を選択するもので，具体的には K^0 崩壊点がビームトラックからは離れるが標的中心から ±50 mm 以上離れないこと，K^0 の飛跡がビームトラックから 10 mm 以上離れないことを要求するものとした．以上から得られた missing mass ヒストグラムには依然としてバックグラウンドが残っているものの Λ および Σ^0 のピークが確認でき，確かに J-PARC E40 実験セットアップにおいて $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ 反応による Λ のタグ付けは可能であると考察した．

今後は missing mass の Signal/Noise（S/N）比を改善すること，Λ の収量を見積もること，生成された Λ と標的 p による Λp 散乱の feasibility を検証することを目標とする．

6　謝辞

本研究を遂行する上では多くの方々によるご支援があったことをここに示し，また感謝申し上げます．
まず指導教官である三輪浩司准教授には，実験手法から解析に至るまで丁寧かつ明快な説明をいただき大変助けられました．質問しに伺った際や配属直後の慣れない J-PARC 出張では親身にご指導いただいたこと，本当に感謝しております．ビギナーである私に本研究内容を与えて下さり，将来へのモチベーションとなったうえ大きな学びとなりました．
本多良太郎助教は，特に解析ミーティングで非常に的確なアドバイスを下さいました．理解不足な箇所を再認識させられたり，新たな視点を得るきっかけとなりとても心強かったです．また検出器ゼミでも毎度丁寧な説明をいただき，実験で使用されている検出器の動作を理解するのに大変役立ちました．
またその他，田村裕和教授，中村哲教授，永尾翔助教，金田雅司助教にはハイパー核ゼミ，研究室ミーティング等で原子核物理や検出器の知識をご教授いただいたとともに，私の研究内容に関して鋭いご質問，ご指摘を賜り研究遂行の強力な道標となりました．
同研究グループの先輩である松田薫平氏は，私の初歩的な解析プログラムに関する質問に優しく答えていただいたり議論して下さったうえ，日頃から様々な話を聞いて下さり大変助けられました．
またその他，藤田真奈美氏，叶内萌香氏，石川勇二氏，荒巻昴氏，Anya Rogers 氏からも同じ J-PARC 組としてアドバイスや助けをいただいたとともに，研究以外の時もいつも温かく接していただき大変嬉しく励みになっておりました．
同輩の秋山タケル氏，荒川和平氏，井上南氏，奥山和樹氏，宇津城雄大氏，梶川俊介氏，村田龍鴻氏は，物理に関する議論や研究生活に関する意見交換等でいつも刺激をくれ，大変お世話になりました．
本研究は他にも今回お名前を挙げきれない程多くの方々のご支援のもと為されたものです．その出会い一つひとつがこの卒業論文を執筆するうえで欠かせないものであったことに対し，ここに感謝の意を述べさせていただきます．
最後に，原子核実験がここまで好きになれたのも，物理を学びたいという私の考えを尊重し応援し機会を与えてくれた家族のおかげです．本当に有難うございます．常にこのことに感謝しつつ今後の大学院生活も邁進していく次第です．

参考文献

[1] F. Eisele et al., Phys. Lett B37 (1971)

[2] J.K. Ahn et al., Nucl. Phys. A648 (1999)

[3] H. Kanda et al., Nucl. Phys. A761 (2005)

[4] Y. Kondo et al., Nucl. Phys. A676 (2000)