

S-2S スペクトロメータを用いた 高精度 Λ ハイパー核分光実験の設計

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

渡辺 大護

令和 5 年

S-2S スペクトロメータを用いた高精度 Λ ハイパー核分光実験の設計

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室

渡辺 大護

1 研究背景と目的

我々は J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、新設された S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) を用いた (π^+, K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験 (J-PARC E94 実験) の準備を進めている [1]。J-PARC E94 実験では ${}^7_\Lambda\text{Li}$ 、 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ 、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の 3 種のハイパー核を生成し、 Λ 粒子の束縛エネルギー B_Λ を測定する。S-2S の運動量分解能は $\Delta p/p \simeq 6.0 \times 10^{-4}$ (FWHM) と高分解能であるため、期待される Λ ハイパー核の欠損質量スペクトラムの分解能は $1 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) となる。高分解能であることにより、これまで B_Λ のエネルギー較正源として用いられてきた ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ に代わり、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ が使用可能となる (図 1)。較正に用いる原子核乾板実験の値

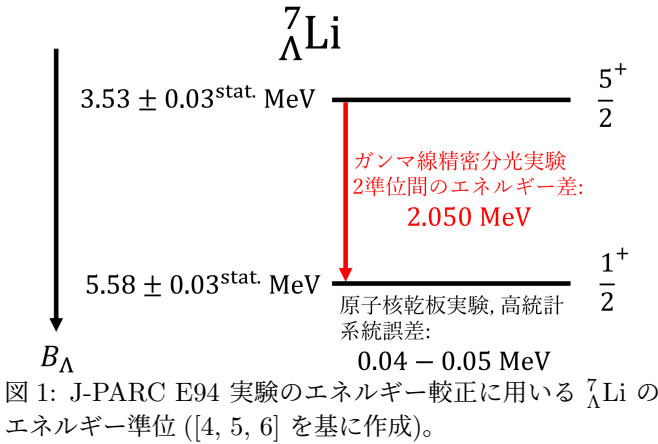


図 1: J-PARC E94 実験のエネルギー較正に用いる ${}^7_\Lambda\text{Li}$ のエネルギー準位 ([4, 5, 6] を基に作成)。

は ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ に比べ ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の方が統計誤差が小さい。これにより、統計誤差、系統誤差の両方を考慮した束縛エネルギーの決定精度は $|B_\Lambda^{\text{total}}| = 100 \text{ keV}$ 程度と期待される。本実験では、この Λ ハイパー核の高精度測定により以下の物理問題の解明に挑む：

- ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ シフト問題 [2, 3]
- 質量数 $A = 10$ (、12) 系の荷電対称性の破れ (CSB)

${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ シフト問題は、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の基底状態の B_Λ の値が原子核乾板実験とその他のカウンター実験とで $0.5\text{--}0.6 \text{ MeV}$ 程度ずれている問題である。従来の (π^+, K^+) 反応分光実験の B_Λ の較正に ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の基底状態の値が用いられてきたためシフト問題は間接的に示されてきたが、J-PARC E94 実験では較正源として ${}^7_\Lambda\text{Li}$ を用いることで、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ のシフトを直接示することができる。他の核種と比べて ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ は生成断面積が大きいため、較正源としては利用しやすい。今後の他の実験研究における、較正源としての利用価値として $B_\Lambda({}^{12}_\Lambda\text{C})$ を高精度で測定する本研究の意義は大きい。

ΛN 相互作用において荷電対称性が破れていることが $A = 4$ 体系ハイパー核の質量差により明らかにされたが、その起源が解明されていない。本実験研究では p -殻ハイパー核における CSB の効果を検証するための新しい高精度データを供給することを目指す。

2 実験手法及び実験セットアップ

本実験は J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインの実験エリアに設置した S-2S を用いる (図 2)。S-2S は

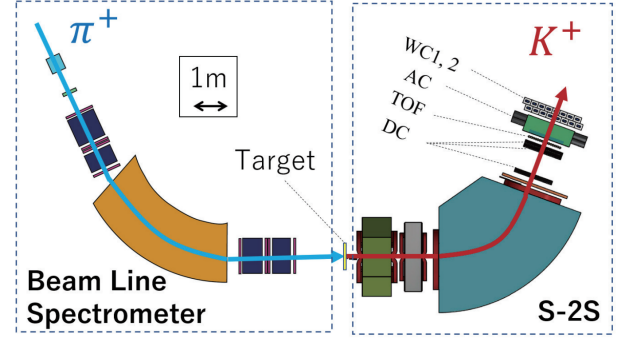


図 2: J-PARC E94 実験のセットアップ [1]。

常電導磁石 Q1、Q2、D 及び、粒子の飛跡を検出するドリフトチェンバー DC、粒子の飛行時間検出器 TOF、粒子を識別するチェレンコフ検出器 AC、WC からなる。本実験研究では、 (π^+, K^+) 反応を用いる。入射 π^+ をビームラインスペクトロメータ、 K^+ を S-2S でそれぞれ運動量ベクトルの解析を事象ごとに行う。使用する π^+ ビームの運動量を $1.05 \text{ GeV}/c$ とし、この運動学から生成される Λ ハイパー核を検出するために、S-2S の中心運動量を $0.72 \text{ GeV}/c$ と設定する。実験標的として $1 \text{ g}/\text{cm}^2$ 厚のリチウム (${}^{\text{nat}}\text{Li}$)、炭素 (${}^{\text{nat}}\text{C}$)、ホウ素 (${}^{10}\text{B}$) を入れ替えながら用いる。以下に示すように、まず欠損質量 (M_H) を求め、 B_Λ を計算により導出する：

$$M_H = \sqrt{(E_\pi + M_{\text{tar.}} - E_K)^2 - (\vec{p}_\pi - \vec{p}_K)^2} \quad (1)$$

$$B_\Lambda = M_{\text{core}} + M_\Lambda - M_H \quad (2)$$

ここで、 $M_{\text{tar.}}$ は標的原子核の質量、 E_π 、 E_K 、 $\vec{p}_\pi$ 、 $\vec{p}_K$ は π^+ 、 K^+ のエネルギーと運動量ベクトルである。また、 M_{core} 、 M_Λ はハイパー核 (${}^\Lambda_\Lambda\text{Z}$) のコアとなる原子核 (${}^{A-1}\text{Z}$)、 Λ の質量である。

3 K^+ の識別手法と要求される背景事象除去能力

(π^+, K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験では最終的に K^+ が生成された事象を識別するが、そのために背景事象を除去する必要がある。背景事象としては標的起因のものとビーム起因のものがある。標的起因の背景事象として主に π^+ と陽子が考えられる。ビーム起因の背景事象としては、 π^+ が崩壊して生成した μ^+ やビームが双極磁石を構成する鉄に衝突することで生成した二次粒子が考えられる。背景事象の除去はデータ取得時に行うもの (オンライン除去) とデータ取得後に行うもの (オフライン除去) に分けることができる。本研究ではオンライン除去について主に扱う。J-PARC E94 実験の運動量・粒子設定で取得した実データはこれまでになく、要求される背景事象の計数率をシミュレーションによって見積もった。標的起因の背景事象の計数率は、標的での反応を JAM (Jet AA Microscopic

transport model) と呼ばれる原子核反応シミュレータで計算し、その結果を Geant4 を用いた S-2S モンテカルロ (MC) ・シミュレーションに入力することで得た。ビーム起因の背景事象の計数率は S-2S MC シミュレーションによって見積もった。その結果、実験研究で想定する 5 M /spill の強度の π^+ ビームを 1 g/cm² 厚の ^{12}C に照射する場合、標的起因の背景事象は数 100 /spill、ビーム起因の背景事象は 100 k /spill 程度と見積もられた (表 1)。データ収集系の処理能力の要請から、トリガー要求計数率を 5 k /spill まで抑えることを目標とする。シミュレーション結果から標的起因の背景事象は十分小さく、主要な背景事象であるビーム起因の背景事象を低減することが重要であることがわかった。目標とするトリガー要求計数率 5 k /spill を下回るため、ビーム起因の背景事象を 96% 以上除去する必要があることを明らかにした。

4 背景事象の除去能力の評価

2023 年 6 月に、J-PARC E70 実験の一部として初めて実験に使用される S-2S のコミッショニングラン (試運転) を行った。この時取得したデータを基に、Geant4 に基づいた S-2S MC シミュレーションを行い、トリガー計数率を評価した。J-PARC E70 実験のコミッショニングランで取得したデータのうち、1.4 GeV/c の π^+ 、 K^+ 、陽子の Beam through (標的を設置せずビームの素通しさせた) データを解析した。このうち 1.4 GeV/c の π^+ がエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC) に入射した時の光量分布 (図 3) [8, 9] を再現するように S-2S MC シミュレーションにおけるチェレンコフ光量分布の調整を行った。しかし、E70 実験と本

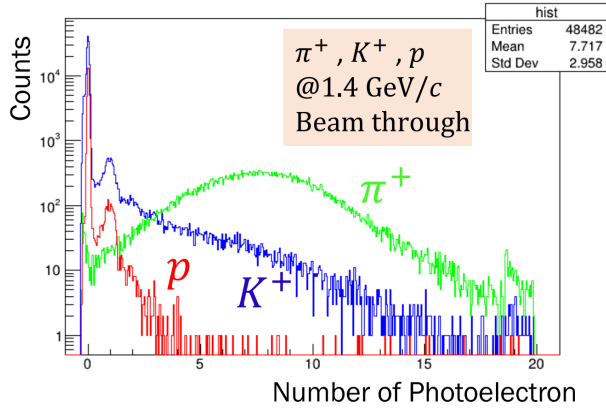


図 3: E70 実験のコミッショニングランの際に得たエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布。陽子、 K^+ と比較して、 π^+ の光量が大きいがわかる。

実験研究 (E94) では、S-2S の中心運動量が異なることからチェレンコフ検出器における信号波高が異なるため、背景事象の除去能力の評価は同一とはならない。そのため、本研究では E70 コミッショニングランのデータを再現する MC シミュレーションをまず構築し、その上で MC シミュレーションに基づいた本実験研究 (E94) 実験における背景事象除去効率の評価を行った。

表 1 に AC の光電子数 (NPE) に対する条件: $\text{NPE} > 1$ とした場合の背景事象の計数率の見積もりを示す。

荷電粒子通過条件としての TOF_L [TOF 検出器において 0.4 MeV (約 0.1 MIP) のエネルギー損失があることを要求] に加え $\overline{\text{AC}}$ (AC の信号出力の論理否定) を課すことでビーム起因の背景事象を除去し、 K^+ の事象をほとんど減らすことなくビーム起因の背景事象を 96% 以上除去できる

表 1: E94 実験におけるトリガー条件を課した場合の背景事象の計数率の見積もり

		トリガーレート [計数 /spill]	
背景事象		TOF_L	$\text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}}$
標的起因	p	$(3.64 \pm 0.03) \times 10^2$	$(3.64 \pm 0.03) \times 10^2$
	π^+	$(4.52 \pm 0.10) \times 10$	(2.0 ± 0.2)
	K^+	(1.9 ± 0.2)	(1.9 ± 0.2)
ビーム起因 (μ^+ 等)		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$	$(3.1 \pm 0.6) \times 10^2$
計		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$	$(6.7 \pm 0.6) \times 10^2$

ことがわかった。すなわち、本研究により既存の検出器を用いて目標とするトリガー要求計数率 5 k /spill を達成できることを明らかにした。

5 まとめ

J-PARC K1.8 ビームライン実験エリアにおいて S-2S を用いた (π^+ , K^+) 反応による $^7_\Lambda\text{Li}$ 、 $^{10}_\Lambda\text{B}$ 、 $^{12}_\Lambda\text{C}$ ハイパー核分光実験を計画している (J-PARC E94 実験)。期待される欠損質量スペクトラムの分解能は 1 MeV/ c^2 (FWHM) と高分解能であることから、統計誤差と系統誤差を含めた B_Λ の誤差を $|\Delta B_\Lambda^{\text{total}}| = 100 \text{ keV}$ に抑えた高精度実験が可能となる。本修士論文では標的での反応のシミュレーション及び Geant4 による S-2S MC シミュレーションを用いて標的起因の背景事象とビーム起因の背景事象の計数率を見積もった。その結果、TOF 検出器の信号出力をトリガー条件とした際、1 g/cm² の ^{12}C に 5 M/spill の π^+ ビームを照射する条件で、ビーム起因の背景事象は 100 k /spill、標的起因の背景事象は数 100 /spill とわかった。また、2023 年 6 月に行った J-PARC E70 実験のコミッショニングデータの解析を行い、その結果を再現する MC シミュレーションに基づいて E94 実験の背景事象除去効率を評価した。その結果、トリガー条件にエアロゲルチェレンコフ検出器の信号出力の論理否定条件を加えることでビーム起因の背景事象を 96% 以上除去できることがわかった。つまり、信号となる K^+ をほぼ残存させつつ目標とするトリガー要求計数率 5 k /spill を実現させることは可能であり、既存の検出器を用いて E94 実験の施行が可能であることを明らかにした。

- [1] T. Gogami et al., Proposal to J-PARC, E94 (2022).
- [2] T. Gogami et al., Phys. Rev. C93, 034314 (2016).
- [3] E. Botta et al., Nucl. Phys. A960, 165–179 (2017).
- [4] D. H. Davis, Nucl. Phys. A754 3c–13c (2005).
- [5] K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. 86, 10 (2001).
- [6] M. Ukai et al., Phys. Rev. C73, 012501(R) (2006).
- [7] 渡辺大護 他, “S-2S スペクトロメータを用いた Λ ハイパー核の新しい (π^+ , K^+) 反応分光実験”, オンライン, 日本物理学会 2023 年春季大会, 2023 年 3 月.
- [8] D. Watanabe, “Kaon identification in Λ hypernuclear spectroscopy with S-2S at J-PARC (E94 Experiment)”, Hawaii Island, HAWAII2023, Nov 2023.
- [9] D. Watanabe, “Kaon identification performance in Λ hypernuclear spectroscopy with S-2S at J-PARC”, Tokai, SNP School 2023, Dec 2023.

概要

J-PARC K1.8 ビームラインに磁気スペクトロメータ S-2S(Strangeness -2 Spectrometer) が新設された。高分解能のスペクトロメータである S-2S を用いることで (π^+, K^+) 反応による高精度のシングル Λ ハイパー核分光実験が可能となる (J-PARC E94 実験)。E94 実験では ${}^7_\Lambda\text{Li}$ 、 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ 、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の 3 種のハイパー核を生成し、 Λ 粒子の束縛エネルギー B_Λ を測定する。E94 実験においてシングル Λ ハイパー核の欠損質量スペクトラムの分解能として 1 MeV (FWHM) を目指す。この高いエネルギー分解能のもとで、 B_Λ の較正源として従来 (π^+, K^+) 反応分光実験で用いられてきた ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ に代わり、より信頼性の高い ${}^7_\Lambda\text{Li}$ を用いることが可能となる。 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ を較正源に用いた場合、統計誤差と系統誤差を含めた B_Λ の精度は 100 keV 程度を目標とする。E94 実験では、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の測定によりこれまで基準とされてきた ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の基底状態の B_Λ に存在すると言われているエネルギーシフトを直接示す。また、 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の測定により $A=10$ 体系の ΛN 相互作用の荷電対称性の破れに対する新たな知見を得ることを目指す。

(π^+, K^+) 反応分光実験では散乱粒子である K^+ を識別するが、その際に背景事象の除去が必要となる。背景事象は標的に起因するものとビームに起因するものに分けることができる。標的起因の背景事象としては主に π^+ や陽子が考えられる。ビーム起因の背景事象としては π^+ ビームの崩壊により生成した μ^+ やビームが電磁石に衝突して生成した二次粒子が考えられる。これらの背景事象の除去にはチェレンコフ検出器やシンチレータを用いる。

これまで E94 実験の運動量・粒子設定で実データが取得されたことはない。そのため実験が施行可能かどうか判断するためにシミュレーションに基づいて背景事象の計数率を見積もる必要がある。本修士論文では E94 実験を施行するにあたり要求されるトリガー計数率を 5 k/spill と設定した。Geant4 を用いた S-2S モンテカルロ (MC)・シミュレーションでビーム起因の背景事象を、さらに JAM(Jet AA Microscopic transport model) の計算結果と Geant4 を組み合わせて標的起因の背景事象を見積もった。その結果、標的起因の背景事象は数 100 /spill、ビーム起因の背景事象は約 100 k/spill と見積もられた。トリガー要求計数率 5 k/spill の達成のためにビーム起因の背景事象を 96% 除去することを目標とした。ビーム起因の背景事象の大部分は μ^+ であり、トリガーにエアロゲルチェレンコフ検出器の信号の論理否定を加えることにより目標除去率 96% が達成されることが明らかになった。すなわち、E94 実験の施行が可能であることが明らかになった。

目次

概要	i
第 1 章 序章	1
1.1 ハイパー核分光とバリオン間相互作用研究	1
1.1.1 ハイパー核	1
1.1.2 バリオン間相互作用研究	1
1.1.3 中性子星	2
1.2 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ	3
1.2.1 $A=4$ での CSB	3
1.2.2 $A=7$ での CSB	4
1.3 実験手法について	4
1.3.1 (π^+, K^+) 反応分光実験	4
1.4 本修士論文の目的	5
第 2 章 S-2S スペクトロメータを用いた Λ ハイパー核分光実験 (J-PARC E94 実験)	7
2.1 実験の物理動機	7
2.1.1 S-2S スペクトロメータによる高精度 (π^+, K^+) 反応分光実験	7
2.1.2 $^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ シフト問題	8
2.1.3 $^{10}_\Lambda\text{B}$ の高精度測定	11
2.2 J-PARC の概要	13
2.2.1 加速器について	13
2.2.2 ハドロン実験施設	13
2.2.3 K1.8 ビームライン	14
2.3 実験手法及び実験セットアップ	15
2.3.1 常伝導磁石 QQD	16
2.3.2 マルチワイヤードリフトチェンバー SDC1-5	16
2.3.3 飛行時間検出器 TOF	16
2.3.4 チェレンコフ検出器 AC, WC	17
第 3 章 K^+ の識別手法と要求される背景事象除去能力	22

3.1	背景事象の除去方法	22
3.1.1	背景事象のオンライン除去	22
3.1.2	背景事象のオフライン除去	24
3.2	背景事象の見積もり	25
3.2.1	標的起因の背景事象	25
3.2.2	標的以外からの背景事象	28
3.3	粒子識別検出器に対する要求性能	29
第 4 章	背景事象の除去能力の評価	32
4.1	コミッショニングランの解析 (2023 年 6 月)	32
4.1.1	概要	32
4.1.2	実験セットアップ	32
4.1.3	水チェレンコフ検出器による粒子除去効率	33
4.1.4	エアロゲルチェレンコフ検出器による π^+ 除去効率	36
4.2	E94 実験におけるトリガー段階での K^+ 識別能力	38
4.2.1	E94 における背景事象除効率とトリガー計数率	38
4.2.2	考察と検討	41
第 5 章	まとめ	47
	謝辞	48
	参考文献	50

1.1	バリオン 8 重項	2
1.2	中性子星の質量の観測データと、理論的に計算された中性子星の半径と質量の関係 [1-3]	3
1.3	A=4 体系での荷電対称性の破れ ([1-5] を基に作成)	4
1.4	A=7 体系での荷電対称性の破れ [1-6]	5
1.5	(π^+, K^+) 反応の概念図	6
1.6	(π^+, K^+) 反応のハイペロン生成断面積 [1-7]	6
2.1	J-PARC E94 実験で期待されるエネルギー分解能 [2-1]	9
2.2	過去の (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた $^{12}_\Lambda\text{C}$ の欠損質量スペクトラム [2-2]	9
2.3	過去の (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた $^7_\Lambda\text{Li}$ の欠損質量スペクトラム [1-7]	10
2.4	J-PARC E94 実験のエネルギー較正に用いられる $^7_\Lambda\text{Li}$ のエネルギー準位	10
2.5	原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた B_Λ の差分 [2-8]	11
2.6	(K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた B_Λ の差分 [2-9]	12
2.7	理論計算及び実験で得られた $^{10}_\Lambda\text{Be}$, $^{10}_\Lambda\text{B}$ の基底状態の B_Λ [2-1]	12
2.8	J-PARC の空中写真 [2-13]	13
2.9	ハドロン実験施設の内部 [2-14]	14
2.10	J-PARC E94 実験のセットアップ [2-1]。K1.8 ビームライン実験エリアに設置した磁気スペクトロメータ S-2S を用いて、 (π^+, K^+) 反応で生成された K^+ の運動量測定を行う。1.05 GeV/c の運動量、5 M/spill の強度で S-2S 上流に設置した実験標的に照射される π^+ ビームについては、ビームラインスペクトロメータを用いて事象ごとに運動量解析する。S-2S の中心運動量設定は 0.72 GeV/c とする。	15
2.11	S-2S に設置された TOF 検出器の図面。表示されている寸法の単位は mm である。	17
2.12	S-2S モンテカルロ・シミュレーションによる E94 実験の運動量アクセプタンス。おおよそ、 $p = 0.72 \text{ GeV}/c \pm 15\%$ の運動量領域をカバーする。	18
2.13	エアロゲルチェレンコフ検出器の図面 [2-11]。	18

2.14	屈折率 $n = 1.055$ のエアロゲルにおける、単位長さあたりのチェレンコフ光量の入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S アクセプトランス内で K^+ 、 p はチェレンコフ光を発しないが、 μ^+ 、 π^+ は発する。 . . .	19
2.15	水チェレンコフ検出器の図面 [2-12]。表示されている寸法の単位は mm である。	20
2.16	屈折率 $n = 1.33$ の水における、単位長さあたりのチェレンコフ光量の入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S アクセプトランス内で発光量の差異を利用して粒子識別を行う。	20
3.1	S-2S MC シミュレーションで得た水チェレンコフ検出器 (WC) 上流層の発光量 (NPE) の検出器上流面における位置の依存性。E94 実験の S-2S の中心運動量設定においては K^+ に対して低運動量側 ($x > 0$) の発光量が小さい、或いは発光しない。	23
3.2	S-2S に設置する TOF 検出器におけるシンチレーション光の発光量。TOF 検出器への入射粒子が損失したエネルギー dE に対応している。横軸は TOF 検出器のセグメント番号である。適当な閾値以下の事象を選定することにより陽子を除去することができる。	24
3.3	S-2S における背景事象の計数率の見積もり方法。JAM で生成した背景事象シードを S-2S をモデルした Geant4 モンテカルロ・シミュレーションに入力する。	26
3.4	JAM により生成した陽子を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。	27
3.5	JAM により生成した π^+ を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。	27
3.6	JAM により生成した K^+ を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。	28
3.7	$1.05\text{ GeV}/c$ の π^+ を 100 個生成し入射させたときのシミュレーション結果。双極磁石の磁場は中心運動量 $0.72\text{ GeV}/c$ をアクセプトするように設定した。粒子の崩壊が起こる設定にしている。大半の π^+ が双極磁石に当たっている。	29
3.8	$1.05\text{ GeV}/c$ の π^+ を 5.0×10^5 個標的位置で生成した時の、TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。粒子の崩壊が起こる設定にしている。	30
3.9	$1.05\text{ GeV}/c$ の π^+ を 5.0×10^5 個標的位置で生成した時の、TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。粒子の崩壊が起こらない設定にしている。	30

4.1	2023 年 6 月に遂行したコミッションングランにおける標的下流の検出器の セットアップ。E70 実験で使用する基本的な実験セットアップに追加して、 屈折率 $n = 1.028$ を持つエアロゲルを輻射体としたエアロゲルチェレンコフ 検出器 (SAC) を設置した。SAC には荷電粒子の検出のためにプラスチック シンチレーション検出器が組み合わされている。	33
4.2	SAC の図面と写真	34
4.3	チェレンコフ光発光条件	34
4.4	1.4 GeV/ c Beam through ランの際に取得した水チェレンコフ検出器の光量 分布。カット条件を課していない。	35
4.5	1.4 GeV/ c Beam through ランの際に取得した水チェレンコフ検出器の光量 分布。下流に設置された SAC 及びシンチレータの時間情報によるカット条 件を課している。	35
4.6	水チェレンコフ検出器における π^+ 、 K^+ 、 p の残存率。下流に設置された SAC 及びシンチレータによるカット条件を課している。	36
4.7	1.4 GeV/ c Beam through ランの際に取得したエアロゲルチェレンコフ検出 器の光量分布。カット条件を課していない。	37
4.8	1.4 GeV/ c Beam through ランの際に取得したエアロゲルチェレンコフ検出 器の光量分布。下流に設置された SAC 及びシンチレータによるカット条件 を課している。	37
4.9	エアロゲルチェレンコフ検出器における π^+ 、 K^+ 、 p の残存率。下流に設置 された SAC 及びシンチレータによるカット条件を課している。	38
4.10	E70 実験のコミッションングデータの解析結果に基づいて、E94 における 背景事象除去効率を見積もるまでの流れ。	39
4.11	1.4 GeV/ c Beam through ランの際に取得されたエアロゲルチェレンコフ検 出器の光量分布。図 4.7、4.8 のペDESTAL部分を拡大したものである。陽子 のデータのペDESTALをガウス関数でフィットしている。	40
4.12	MC シミュレーションで得た AC の光電子数分布。E70 のコミッション グ実験に条件をそろえたシミュレーションであり、実データ解析で得られた 図 4.8 における最頻値を再現するようにパラメータを調整した。また、ペデ スタルの分解能も実データに基づき設定した。	40
4.13	屈折率 $n = 1.49$ のルサイトにおける、単位長さあたりのチェレンコフ光量の 入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検 出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S のアクセプ タンス内で μ^+ 、 π^+ 、 K^+ はチェレンコフ光を発する。	42

-
- 4.14 エアロゲルチェレンコフ検出器で光電子数の閾値 (図の横軸) に対する各粒子の残存率。 π^+ 、 K^+ 、 p と示された曲線は JAM の計算結果を S-2S MC シミュレーションに入力して見積もった標的起因の背景事象に対する結果であり、 π^+ beam と示された曲線は $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビーム起因の背景事象に対する結果である。事象の選定に際してトリガー条件 TOF_L も課している。 44
- 4.15 TOF 検出器におけるエネルギー損失を dE としたときに、 $dE > x$ (x は図の横軸) の条件を満たす事象の残存率。 π^+ 、 K^+ 、 p と示された曲線は JAM の計算結果を S-2S MC シミュレーションに入力して見積もった標的起因の背景事象に対する結果であり、 π^+ beam と示された曲線は $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビーム起因の背景事象に対する結果である。事象の選定に際してトリガー条件 TOF_L も課している。 45
- 4.16 E94 実験で期待される再構成した散乱粒子の質量自乗分布 (m^2)。このシミュレーションには粒子の崩壊を考慮していない。 45

表目次

2.1	J-PARC E94 実験における、想定するビームパラメータ。	15
2.2	磁気スペクトロメータ S-2S の磁石の主要なパラメータ。	16
3.1	本研究に用いた S-2S Gean4 シミュレーションにおける条件。	26
3.2	E94 実験における背景事象の計数率の見積もり。	31
4.1	本研究に使用したデータ取得段階 (トリガー) における事象選定条件。 . . .	41
4.2	E94 実験におけるトリガー条件を課した場合の背景事象の計数率の見積もり	41
4.3	E94 実験におけるトリガー条件を課した場合の背景事象の除去率の見積もり。	41

第 1 章 序章

1.1 ハイパー核分光とバリオン間相互作用研究

1.1.1 ハイパー核

通常安定して存在する原子核は陽子と中性子から構成される。陽子や中性子の仲間はバリオンと呼ばれる。1950 年代までの加速器実験で陽子・中性子同士や中間子 (メソン)、ガンマ線との反応から陽子・中性子より質量の大きいバリオンや、 K 中間子が生成されることが分かった。これらのバリオンはハイペロンと呼ばれる。バリオンとメソンの反応では荷電量子数 Q とバリオン数 B が保存するが、これに加えて新たな量子数であるストレンジネス量子数 S が導入され、 S も保存することが分かった (西島-ゲルマンの法則)。西島-ゲルマンの法則は

$$Q = I_z + \frac{Y}{2}, Y = B + S$$

と表される [1-1]。 I_z はアイソスピンの z 成分を表し、 Y はハイパーチャージと呼ばれる。現在ではバリオンや中間子を構成する素粒子としてクォークが存在することが知られている。クォークは u 、 d 、 c 、 s 、 t 、 b の 6 種類存在するが、このうちアップクォーク u 、ダウルクォーク d は安定で、ストレンジネスクォーク s は不安定であるものの 10^{-10} 秒程度の寿命を持つ。また、 s はストレンジネス量子数を持ち、 $S = -1$ である。図 1.1 はバリオン 8 重項と呼ばれ、横軸に I_z 、縦軸に Y を取って 8 種のバリオンが分類されている。バリオン 8 重項の中では s を含む Λ 、 Σ^- 、 Σ^0 、 Σ^+ 、 Ξ^- 、 Ξ^0 がハイペロンである。ハイペロンが束縛した原子核はハイパー核と呼ばれる。

1.1.2 バリオン間相互作用研究

通常の原子核の性質を調べることで核子間 (NN) 相互作用の理解が進んだ。 NN 相互作用をハイペロン (Y) まで拡張することで、バリオン間相互作用の枠組みを考えることができる。バリオン間相互作用としては NN 相互作用の他にハイペロン-核子間 (YN) 相互作用やハイペロン-ハイペロン間 (YY) 相互作用が考えられる。核子-核子散乱によって NN 相互作用が調べられたように YN 相互作用や YY 相互作用についても散乱実験を行うことが理想的である。しかしハイペロンのビームを生成することが困難であること、ハイペロンの寿命が 10^{-10} 秒程度と短いことから近年 J-PARC E40 実験 [1-2] が大強度の中間子ビームを用いることで Σ 粒子と陽子の散乱データを高精度で得ることに成功するまで高統計の散乱実験はなかった。

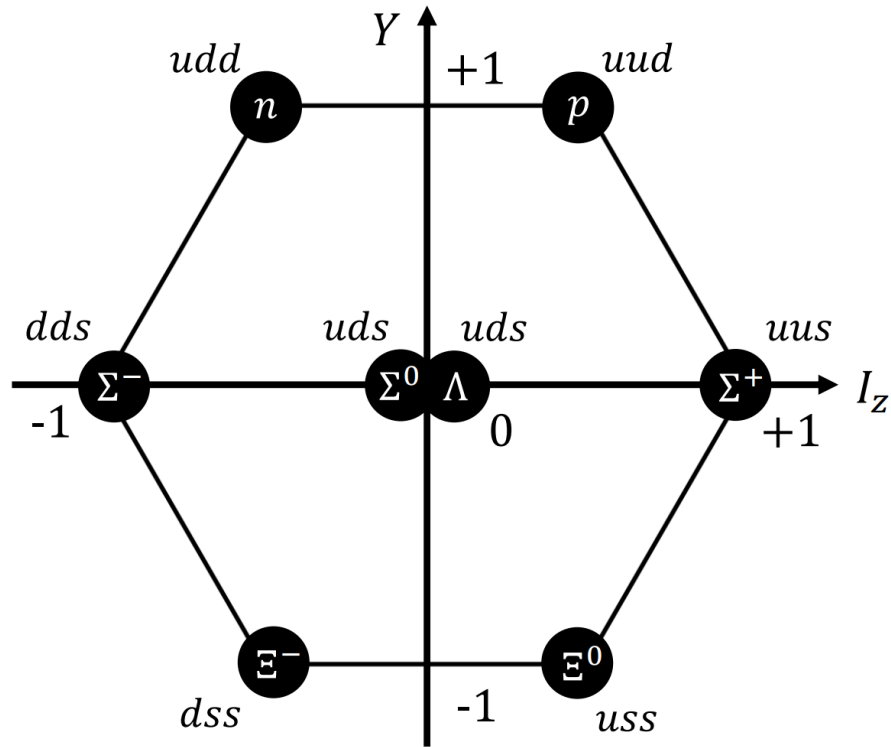


図 1.1: バリオン 8 重項

一方、直接散乱実験を行わなくても、束縛系であるハイパー核の性質を調べることで核内で束縛するハイペロンとその周囲の核子との相互作用を調べる事が可能であり、長年行われてきた。ハイパー核分光に使われる反応として、2 次粒子を用いた (K^-, π^-) 反応や (π^+, K^+) 反応があり、1 次粒子を用いた反応として $(e, e' K^+)$ 反応がある。

1.1.3 中性子星

中性子星は超新星爆発後に生成される高密度の天体である。その名の通り主に中性子から構成されている。中性子星の密度は核物質密度 $3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ 程度の値を持っている。中性子星の中心部は 10^{15} g/cm^3 程度とさらに密度が高い。このような環境下では高いフェルミ運動量を持つ中性子よりも、低い運動量を持つハイペロンとして存在する方が安定である。そのため、中性子中心部でハイペロンやクォーク物質が存在する理論モデルが考えられている。図 1.2 に中性子星の観測データと、理論的に計算された中性子星の半径と質量の関係を示す [1-3, 1-4]。図 1.2 では例えば GM3 と記載されている曲線がハイペロンを含む中性子星の理論モデルである。

近年、太陽の 2 倍程度の質量をもつ中性子星が観測された。図 1.2 では J1614-2230 と記載された線で表されている。この発見により、太陽質量の 2 倍程度の質量を支えることができない中性子星の理論モデルは棄却されることとなった。フェルミエネルギーの単純な議論ではハイペロンが中性子星深部で生成されるが、従来のバリオン間相互作用の知見によれば、中性子

星は柔らかくなりすぎて太陽質量の2倍の質量を支えることはできない。このようにハイペロンが存在する従来のバリオン力モデルでは説明できない質量をもつ中性子星が存在することはハイペロンパズルと呼ばれている。

高密度の核物質がどのような状態になっているか知る上で、バリオン間相互作用の理解は不可欠であり、ハイペロン散乱実験やハイパー核分光実験はそのための重要なデータを提供する。

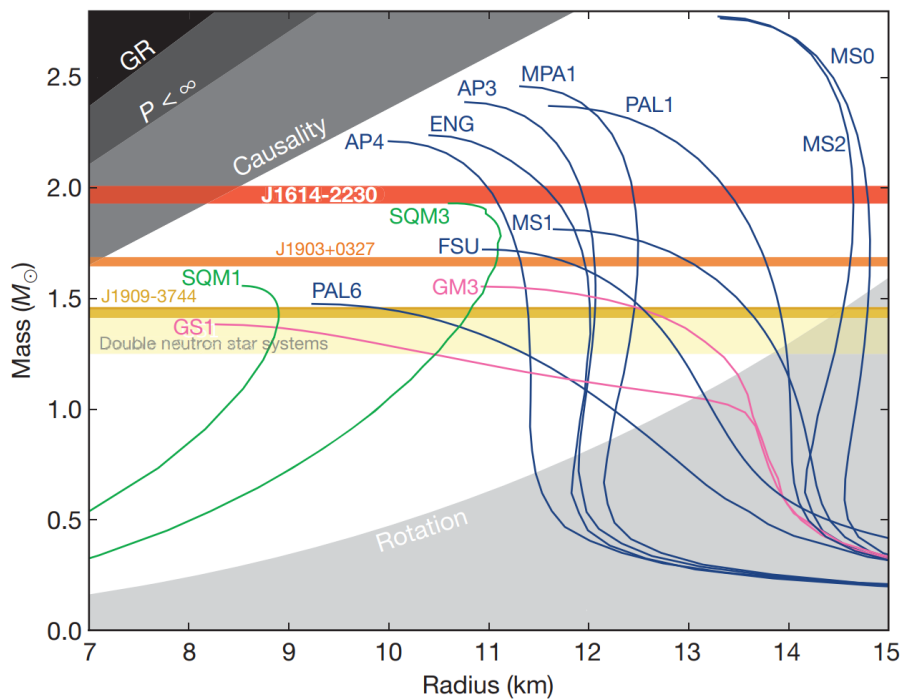


図 1.2: 中性子星の質量の観測データと、理論的に計算された中性子星の半径と質量の関係 [1-3]

1.2 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ

1.2.1 $A=4$ での CSB

図 1.3 では、右側に ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ 、左側に ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ のエネルギー準位が示されている。双方で基底状態 0^+ と励起状態 1^+ が測定されている。 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ は鏡像核のため通常核の場合から類推すると束縛エネルギーは等しくなるはずである。しかし実際は 1^+ 状態は同程度であるものの 0^+ 状態には差が生まれている。これは原子核中での Λ 粒子と陽子間に働く相互作用と Λ 粒子と中性子間に働く相互作用に差があることを示している。このことは ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ (Charge Symmetry Breaking, CSB) と呼ばれる。 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ は ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ に比べ陽子が1個多いため、クーロン斥力がより強く働き Λ 粒子とその他の核子との波動関数の重なりが小さくなる。波動関数の重なりが小さくなることは弱く束縛することにつながるが、このようなクー

ロン力の効果を補正した後も基底状態は ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の方が強く束縛している。このことは、 $A=4$ において Λ 粒子と陽子の方が Λ 粒子と中性子よりも強く束縛するような相互作用をしていることを示している。

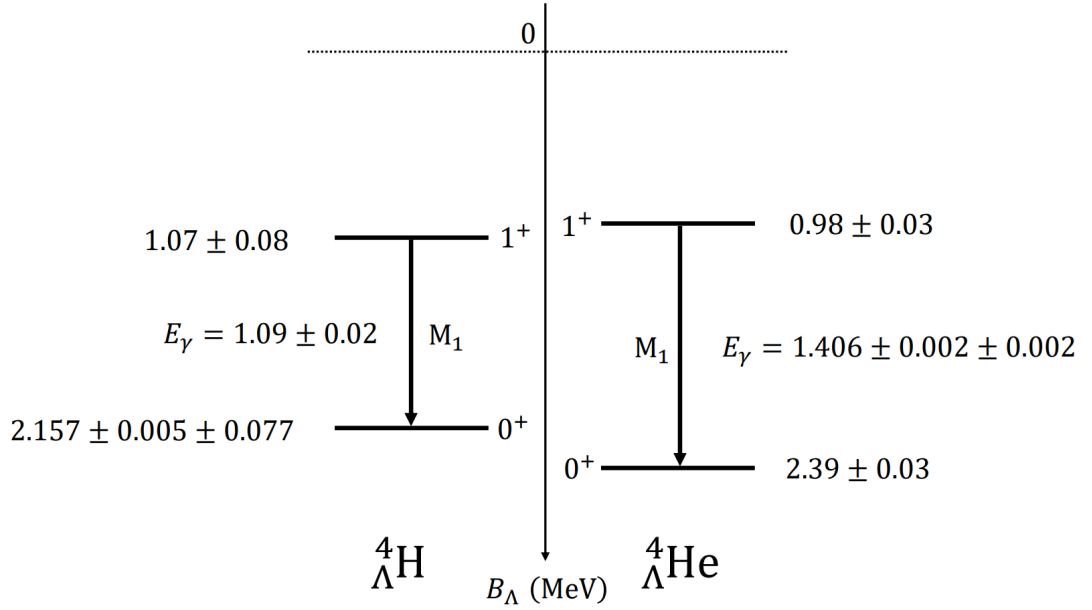


図 1.3: $A=4$ 体系での荷電対称性の破れ ([1-5] を基に作成)

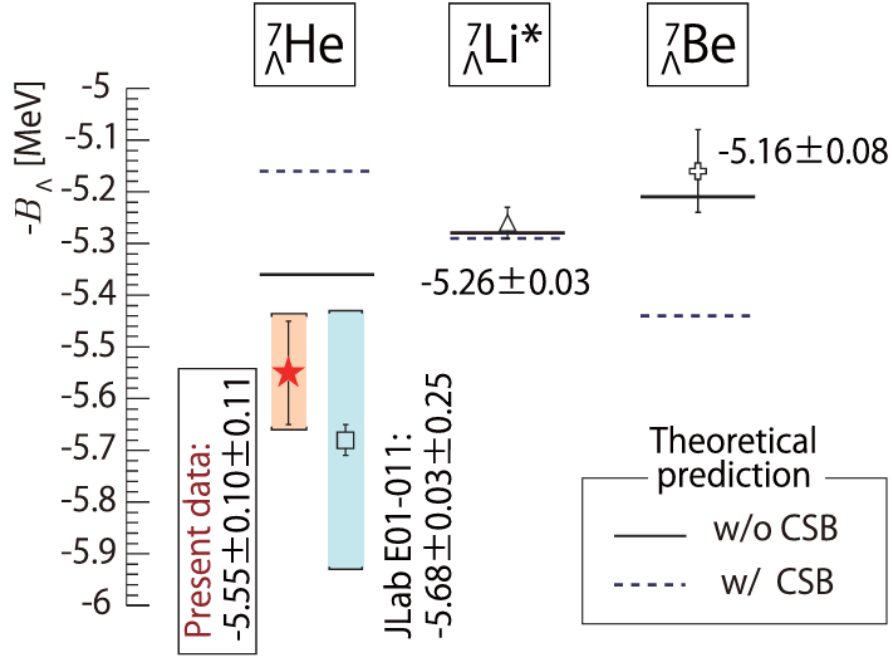
1.2.2 $A=7$ での CSB

図 1.4 では ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ と ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ の基底状態、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の励起状態の B_{Λ} の実験データ及び理論計算の値が示されている。理論計算で CSB ありとする値 (点線) は $A=4$ での CSB を再現する、すなわち Λ と陽子が強く束縛するような項を導入した結果である。CSB ありの場合はハイパー核中の陽子数が増えるにしたがって束縛が強くなっている。しかし実験データや CSB なしの場合の理論計算の値は陽子数が増えると束縛が弱くなっており、 $A=4$ での CSB の効果が $A=7$ の場合に単純に適用されないことを示している。

1.3 実験手法について

1.3.1 (π^+, K^+) 反応分光実験

図 1.5 に (π^+, K^+) 反応の概念図を示した。 (π^+, K^+) 反応では入射した π^+ が原子核中の中性子と反応し $s, \bar{s}$ クォークを対生成することで K^+ と Λ が生成する。図 1.6 は (π^+, K^+) 反応のハイペロン生成断面積と入射粒子である π^+ の運動量の関係を表している。1.05 GeV/c 付近で Λ 粒子の生成断面積がピークを持つことがわかる。そのため、 (π^+, K^+) 反応分光実験では入射 π^+ の中心運動量が 1.05 GeV/c 付近に設定される。 (π^+, K^+) 反応分光実験では入

図 1.4: $A=7$ 体系での荷電対称性の破れ [1-6]

射 π^+ 、散乱 K^+ の運動量を測定することにより Λ ハイパー核の欠損質量及び Λ 粒子の束縛エネルギー B_{Λ} を求める。

1.4 本修士論文の目的

J-PARC K1.8 ビームラインに設置された S-2S スペクトロメータを用いることで、 (π^+, K^+) 反応を用いた高精度のシングル Λ ハイパー核分光実験が可能となる (J-PARC E94 実験)。しかしこれまでの E94 実験の運動量・粒子設定で実データが取得されたことはない。そのため、散乱粒子である K^+ 以外の背景事象の見積もりシミュレーションに基づいて行い、実験が遂行可能か確認する必要がある。本修士論文では E94 実験が遂行可能なトリガー要求計数率を設定し、背景事象の種類ごとにシミュレーションで計数率を見積もり目標とする除去率を決める。次に S-2S を構成する検出器で背景事象の除去率の目標が達成可能かを調べ、実験が遂行可能か確認する。

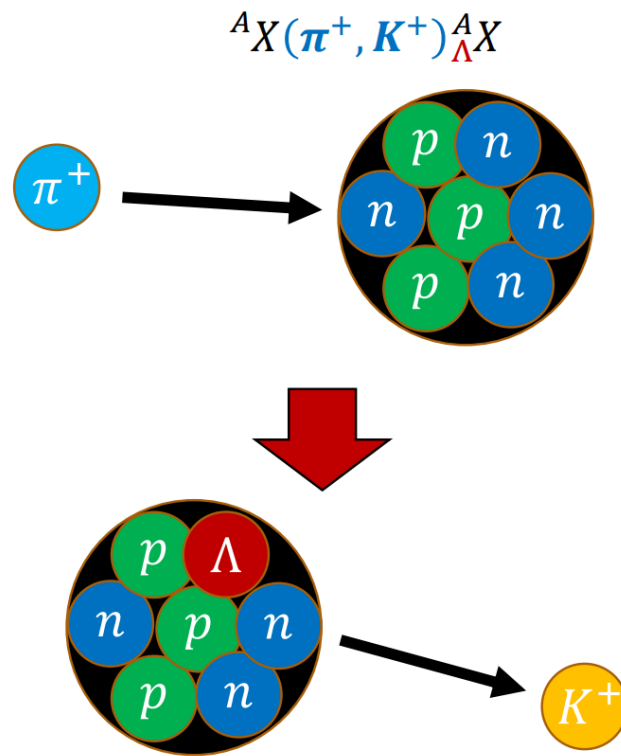


図 1.5: (π^+, K^+) 反応の概念図

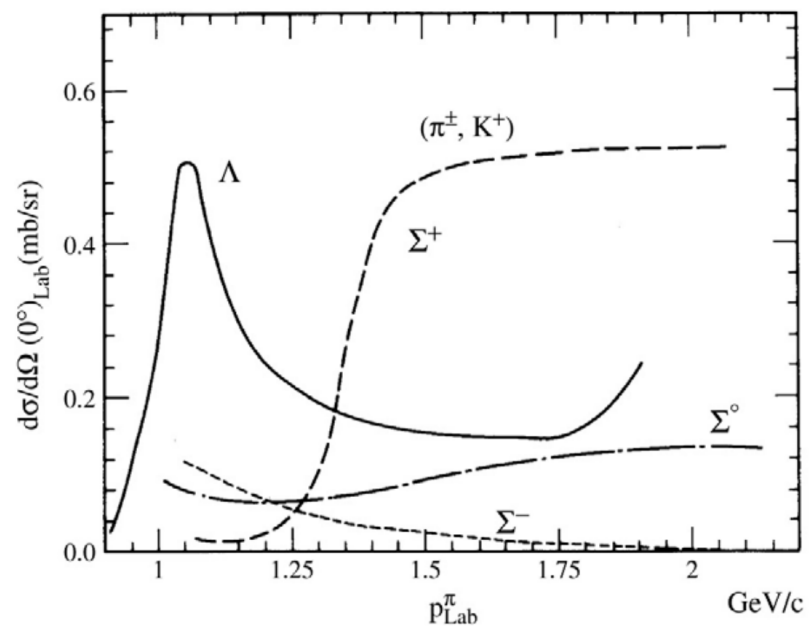


図 1.6: (π^+, K^+) 反応のハイペロン生成断面積 [1-7]

第2章 S-2S スペクトロメータを用いた Λ ハイパー核分光実験 (J-PARC E94 実験)

J-PARC K1.8 ビームラインに S-2S が建設された。S-2S を用いることでこれまでにない高い分解能で Λ ハイパー核の分光を目指す。

2.1 実験の物理動機

2.1.1 S-2S スペクトロメータによる高精度 (π^+ , K^+) 反応分光実験

J-PARC E94 実験では、 Λ ハイパー核を 1 MeV(FWHM) の分解能、系統誤差を含めた精度 100 keV の精度で分光する実験技術を確立し、 ΛN 相互作用研究の格段の深化を目指す。特に、 ΛN 相互作用で特に特徴的な性質である荷電対称性の謎の解明に迫る。

S-2S(Strangeness -2 Spectrometer) は Ξ ハイパー核分光実験や $\Lambda\Lambda$ ハイパー核分光実験のために J-PARC K1.8 ビームラインに建設されたスペクトロメータである。運動量分解能の設計値は $\Delta p/p = 6.0 \times 10^{-4}$ である。図 2.1 は標的上流のビームラインスペクトロメータの運動量分解能と標的の厚さを変化させたときの束縛エネルギー分解能の変化を示している。入射粒子である π^+ の運動量 1.05 GeV/c の箇所を見ると運動量分解能を $\Delta p/p = 10 \times 10^{-4}$ と悪化させた場合でも 1.2 MeV(FWHM) のエネルギー分解能が達成されることが分かる。そのため過去の (π^+ , K^+) 反応分光実験である KEK-PS E369 実験 ($^{12}_\Lambda\text{C}$ で 1.45 MeV(FWHM)) より良いエネルギー分解能が達成される。

(π^+ , K^+) 反応分光実験では原子核内の中性子が Λ 粒子に変わることで Λ ハイパー核が生成する。中性子標的が存在すれば Λ や Σ^0 などの質量が既知のハイペロンを生成してエネルギーの較正が可能であるが、実際は中性子標的は存在しないためこの手法は利用できない。そのため、(π^+ , K^+) 反応分光実験で取得した欠損質量の較正、すなわち Λ 粒子の束縛エネルギー B_Λ の較正には他の実験手法で求められたあるエネルギー状態の B_Λ の値が用いられる。1 MeV(FWHM) 程度のエネルギー分解能が得られることで、(π^+ , K^+) 反応分光実験でこれまで B_Λ の較正に用いられてきた $^{12}_\Lambda\text{C}$ の基底状態の代わりに $^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態と励起状態 ($J^\pi = (1/2)^+, (5/2)^+$) が較正源として使用可能となる。その結果、系統誤差を含めた B_Λ の精度として 100 keV が達成される。

図 2.2 は過去に行われた (π^+ , K^+) 反応分光実験である KEK-PS E369 実験で得られた $^{12}_\Lambda\text{C}$

の欠損質量スペクトラムである。この実験では ^{12}C で 1.45 MeV のエネルギー分解能が達成された [2-2] が、図中で #1 として示されている基底状態と #2 で示されている励起状態は分離できておらず、 B_Λ の較正には基底状態のピークのみが用いられている。 ^{12}C の基底状態の B_Λ の値は、原子核乾板実験で得られた値 $10.76 \pm 0.19(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{sys.}) \text{ MeV}$ [2-3] が用いられている。この値はわずか 6 事象の平均である [2-4]。

図 2.3 は (π^+, K^+) 反応分光実験 (KEK-PS E336 実験) で得られた $^7_\Lambda\text{Li}$ の欠損質量スペクトラムである。この実験のエネルギー分解能は 1.81 MeV であり、基底状態 (#1) と励起状態 (#2) のピークは分離できていない。S-2S スペクトロメータのエネルギー分解能 1 MeV ではこの 2 つのピークが分離でき、両方を B_Λ の較正に用いることができる。図 2.4 に較正に用いる $^7_\Lambda\text{Li}$ のエネルギー準位を示す。基底状態 ($J^\pi = (1/2)^+$) のエネルギーは原子核乾板実験で得られた値 $5.58 \pm 0.03(\text{stat.}) \text{ MeV}$ [2-5] を用いることができる。統計誤差が ^{12}C の基底状態に比べ小さいのは事象数が 100 以上あるためである。系統誤差は 0.04 – 0.05 MeV の範囲である。基底状態と励起状態 ($J^\pi = (5/2)^+$) とのエネルギー差 2.050 MeV はガンマ線精密分光実験によって測定された [2-6, 2-7]。 $^7_\Lambda\text{Li}$ のデータを較正に用いることで B_Λ の統計誤差は 0.03 MeV となる。 B_Λ の系統誤差は以下のように見積もられる [2-1]。

1. 標的内のエネルギー損失の補正による誤差 : 50 keV 程度
2. B_Λ の線形性による誤差 : 50 keV 程度
3. エネルギー較正による誤差 : 65 keV 程度

これらの見積もりは過去に米国トーマス・ジェファークソン国立加速器施設で行われた $(e, e' K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験の結果に基づいている。系統誤差全体では

$$\Delta B_\Lambda^{\text{sys.}} = \sqrt{50^2 + 50^2 + 65^2} \sim 96 \text{ keV}$$

となり、統計誤差を含めると

$$\Delta B_\Lambda = \sqrt{(B_\Lambda^{\text{stat.}})^2 + (B_\Lambda^{\text{sys.}})^2} = \sqrt{30^2 + 96^2} \sim 100 \text{ keV}$$

となる。以上から B_Λ の精度は 100 keV 程度と見積もられる。

2.1.2 $^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ シフト問題

$^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ シフト問題は、 ^{12}C の基底状態の B_Λ の値が原子核乾板実験とその他のカウンター実験とで 0.5 – 0.6 MeV 程度ずれている問題である。従来 (π^+, K^+) 反応分光実験ではエネルギー較正に原子核乾板実験で得られた ^{12}C の基底状態の束縛エネルギーの値が用いられてきた。図 2.5 は原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験の B_Λ の差を取ったものである。また図 2.6 は (K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた B_Λ の差を取ったものである。同じハイパー核の束縛エネルギーを求めているので本来なら実験手法が異なっても差は出ないはずであるが、どちらのグラフも差分の値は 0.5 – 0.6 MeV となっている。この

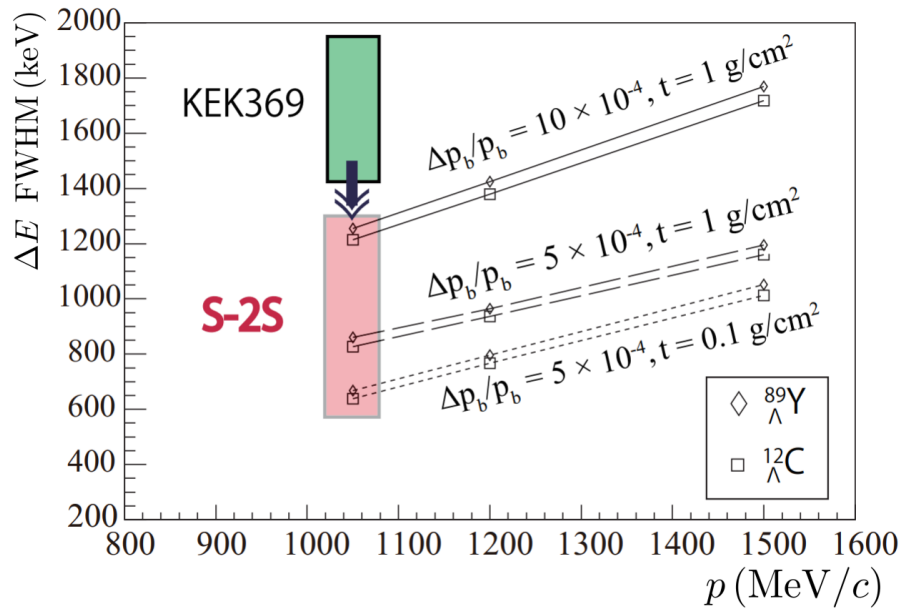
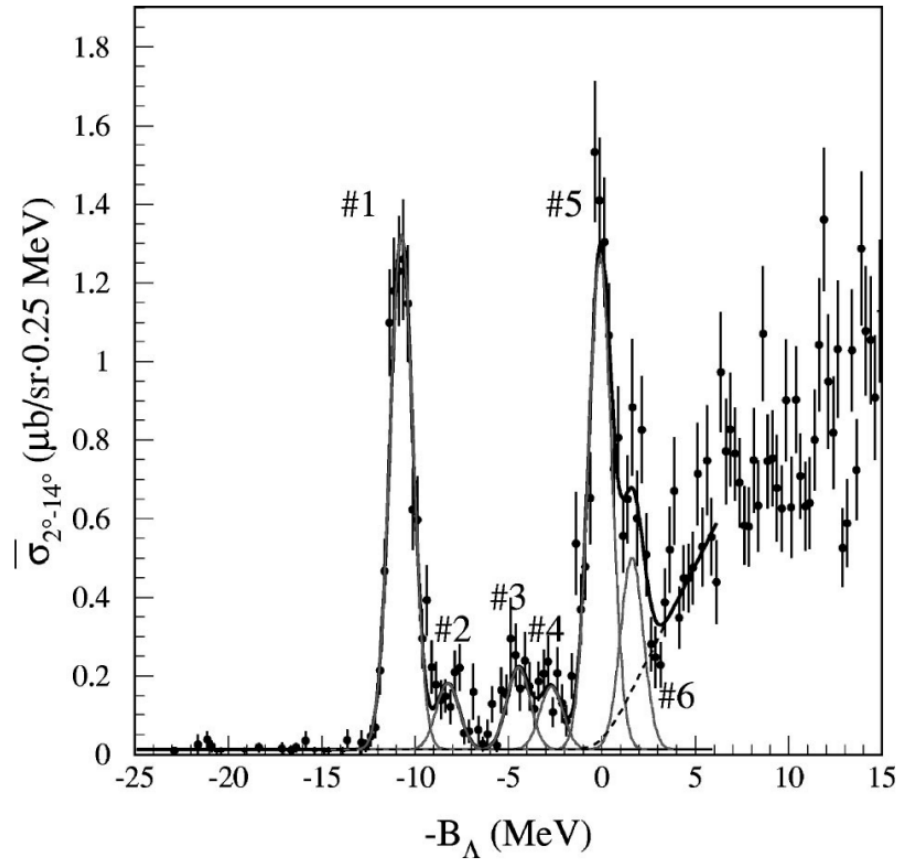


図 2.1: J-PARC E94 実験で期待されるエネルギー分解能 [2-1]

図 2.2: 過去の (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の欠損質量スペクトラム [2-2]

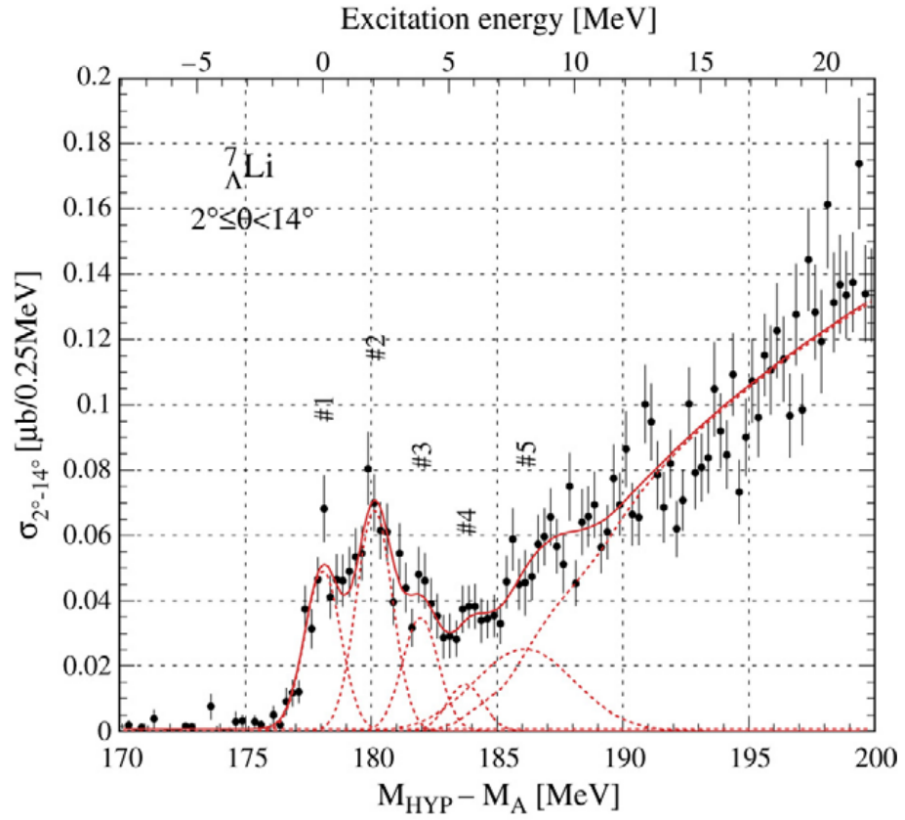


図 2.3: 過去の (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の欠損質量スペクトラム [1-7]

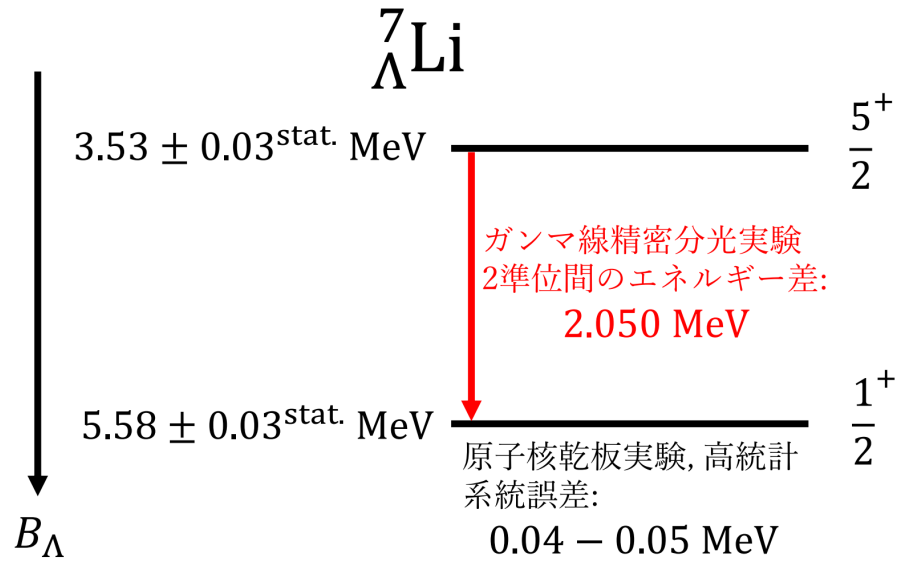


図 2.4: J-PARC E94 実験のエネルギー較正に用いられる ${}^7_\Lambda\text{Li}$ のエネルギー準位

結果は (π^+, K^+) 反応分光実験の B_Λ の値に $0.5 - 0.6$ MeV 程度のずれがあることを示している。このずれは事象数が少なく信頼性の低い ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の原子核乾板実験の値を (π^+, K^+) 反応分光実験の B_Λ の較正に用いていることによる。すなわち、原子核乾板実験と他のカウンター実験とで ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の値に $0.5 - 0.6$ MeV のずれがあることを間接的に示している。J-PARC E94 実験ではエネルギー較正に事象数が多く信頼性の高い ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の値を用いることにより、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ を 100 keV の統計誤差を含んだ精度で測定する。その結果、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の B_Λ を直接測定し、原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験の間にずれが存在することを直接示す。

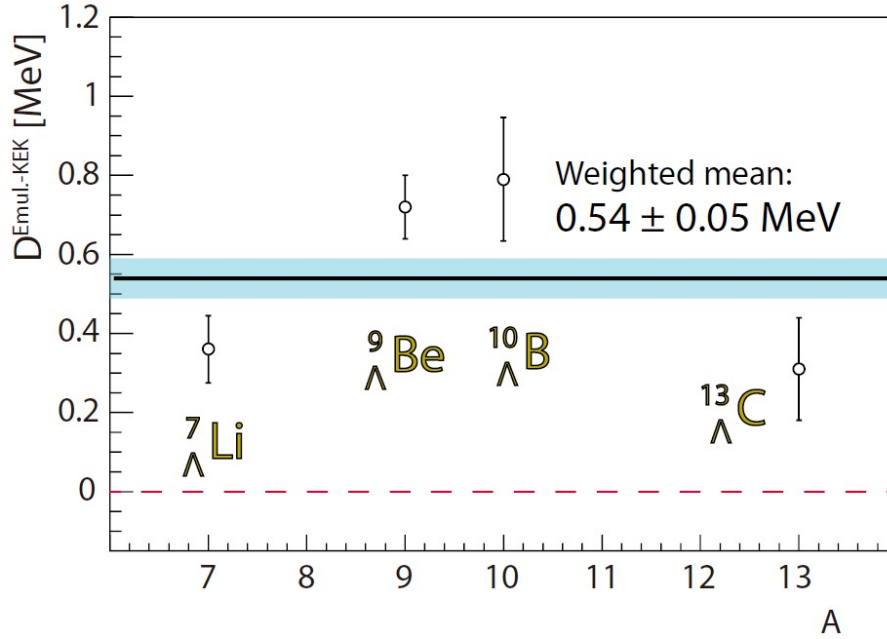


図 2.5: 原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた B_Λ の差分 [2-8]

2.1.3 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の高精度測定

図 2.7 は ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ とその鏡像核である ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$ の基底状態の B_Λ を示している。理論計算で得られた値と実験値が記載されている。理論計算では現象論的 CSB ポテンシャルが用いられており、2つの核のエネルギー差は 20 keV 程度となっている。 (π^+, K^+) 反応分光実験 (KEK E140a) で得られた ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の値は数百 keV の大きな誤差を持っている。J-PARC E94 実験で ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の束縛エネルギーを分解能 1 MeV (FWHM), 系統誤差を含めた精度 100 keV で測定することにより $(e, e' K^+)$ 反応分光実験で測定された ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$ の値との比較が可能となる。これによって $A=10$ の CSB に対する新たな知見を得ようとしている。

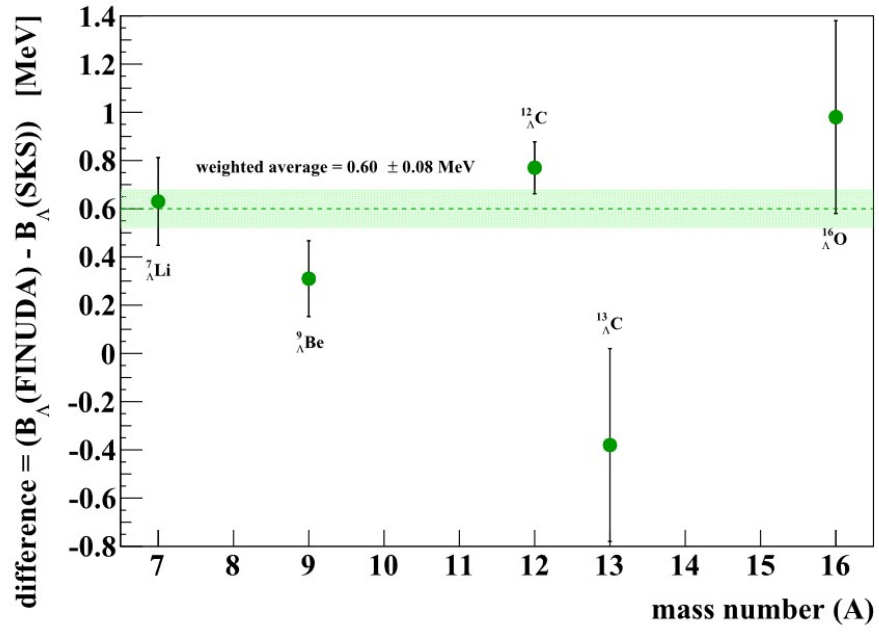


図 2.6: (K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験で得られた B_{Λ} の差分 [2-9]

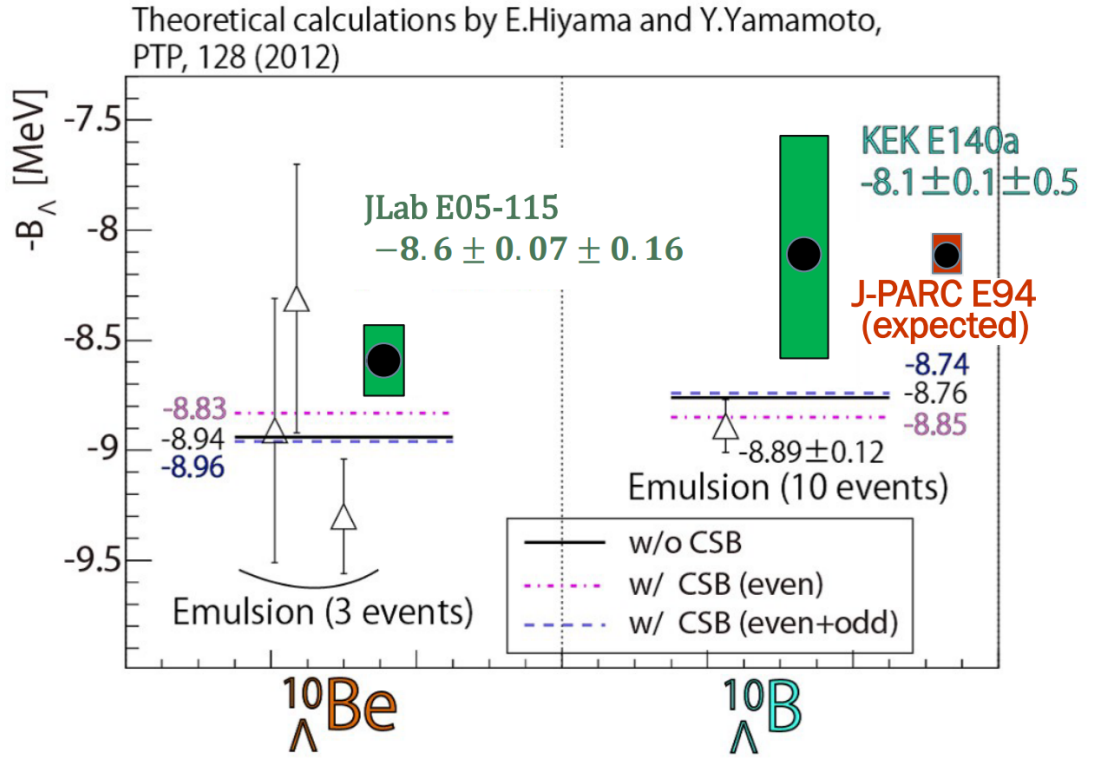


図 2.7: 理論計算及び実験で得られた ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の基底状態の B_{Λ} [2-1]

2.2 J-PARC の概要

2.2.1 加速器について

J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex, 大強度陽子加速器施設) は茨城県東海村に建設された加速器施設である (図 2.8)。施設を構成する加速器はリニアック、3 GeV シンクロトロン、50 GeV シンクロトロンである。初段の加速器であるリニアックでは負水素イオンをエネルギー換算で 400 MeV まで加速し、炭素に衝突させて陽子に変換する。3 GeV シンクロトロン、50 GeV シンクロトロンでは陽子を加速する。これらの加速器から供給される陽子ビームを利用して、物質・生命科学実験施設、ニュートリノ実験施設、ハドロン実験施設で実験が行われている。



図 2.8: J-PARC の空中写真 [2-13]

2.2.2 ハドロン実験施設

50 GeV シンクロトロン (2024 年 1 月時点での最大エネルギーは 30 GeV) で加速された陽子はハドロンホールに設置された金標的に衝突し、 π 中間子や K^+ 中間子、陽子などの二次粒子が生成される。図 2.9 はハドロン実験施設の内部の図である。

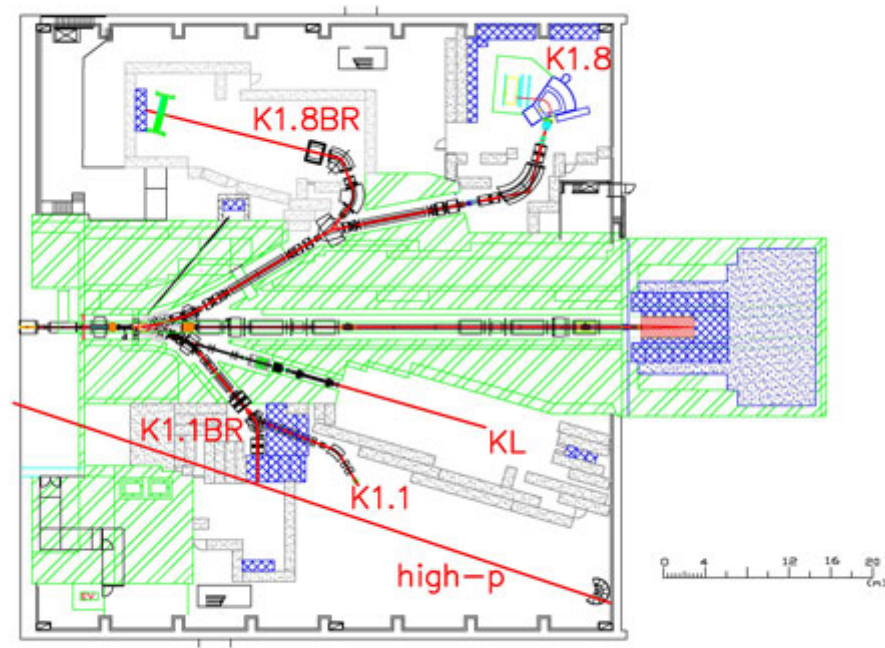


図 2.9: ハドロン実験施設の内部 [2-14]

2.2.3 K1.8 ビームライン

K1.8 ビームラインは $10^6/\text{spill}$ (1 spill は 5.2 秒) の高強度のハドロンビームを実験エリアに供給できる。ビームラインスペクトロメータは QQDQQ 磁石で構成され、イベントごとに粒子軌道解析を行うことで輸送される粒子の運動量を解析できる。運動量分解能は、デザイン値で $\Delta p/p = 3 \times 10^{-4}$ (FWHM) であるが、過去に使用されたときの解析では $\Delta p/p = 10 \times 10^{-4}$ (FWHM) が達成されている。荷電粒子の運動量再構成には輸送行列 (TM; Transfer Matrix) を用いてきたが、機械学習 (ML; Machine Learning) を用いた解析の開発も進めている [2-10]。

これまで、K1.8 ビームラインの実験エリアには運動量分解能が 10^{-3} オーダーの SKS が設置されていたため、 10^{-4} オーダーのビームラインスペクトロメータの分解能の評価、及び BT パラメータ最適化が困難であった。しかし、新設された S-2S はビームラインスペクトロメータと同程度の分解能を持っているため、ビームラインスペクトロメータの分解能の評価と BT (ML) パラメータの最適化による高精度化が期待できる。

図 2.10 の左側に K1.8 ビームラインスペクトロメータの概略図が示されている。ビームラインスペクトロメータには、荷電粒子の通過時間を測定するホドスコープ BH1-2、粒子の飛跡を検出する BFT、BDC3-4 が設置される。

表 2.1 に本実験において想定するビームパラメータを示す。スピル間隔については、50 GeV

シンクロトロン電源の更新により今後 4.2 秒になることが予定されている。

表 2.1: J-PARC E94 実験における、想定するビームパラメータ。

スピル間隔	4.2 sec
スピル長	2.0 sec
強度	5M/spill
粒子	π^+
運動量	1.05 GeV/c

2.3 実験手法及び実験セットアップ

2.10 本実験は K1.8 ビームライン実験エリアに設置した磁気スペクトロメータ S-2S を用いる。図 2.10 に実験セットアップの概略図を示す。節 1.3.1 に示す通り、 (π^+, K^+) 反応では入射粒子の π^+ が標的原子核中の中性子と反応して $s, \bar{s}$ クォークを対生成し、 Λ 粒子と K^+ 粒子を生成する。実験標的として 1 g/cm^2 の厚さの、リチウム ($^{\text{nat.}}\text{Li}$)、炭素 ($^{\text{nat.}}\text{C}$)、ホウ素 (^{10}B) を入れ替えながら用いる。 Λ は原子核内である一定の確率で原子核内に束縛し、 Λ ハイパー核が生成される。散乱 K^+ は、S-2S によって検出する。

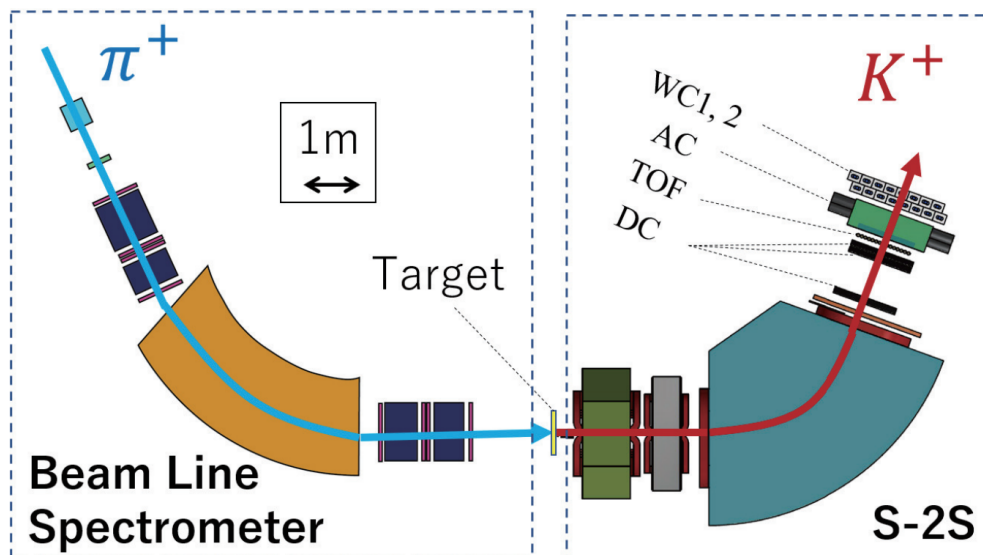


図 2.10: J-PARC E94 実験のセットアップ [2-1]。K1.8 ビームライン実験エリアに設置した磁気スペクトロメータ S-2S を用いて、 (π^+, K^+) 反応で生成された K^+ の運動量測定を行う。1.05 GeV/c の運動量、5 M/spill の強度で S-2S 上流に設置した実験標的に照射される π^+ ビームについては、ビームラインスペクトロメータを用いて事象ごとに運動量解析する。S-2S の中心運動量設定は 0.72 GeV/c とする。

K1.8 ビームライン、S-2S でそれぞれ求められた荷電粒子の運動量ベクトルを用いて欠損質量 (M_H) を導く：

$$M_H = \sqrt{(E_\pi + M_{\text{tar.}} - E_K)^2 - (\vec{p}_\pi - \vec{p}_K)^2} \quad (2.1)$$

$M_{\text{tar.}}$ は標的原子核の質量、 E_π 、 E_K 、 $\vec{p}_\pi$ 、 $\vec{p}_K$ は π^+ 、 K^+ のエネルギーと運動量ベクトルである。 $M_{\text{tar.}}$ 、及び π^+ と K^+ の質量は既知であるため、 $\vec{p}_\pi$ 、 $\vec{p}_K$ のみの測定でハイパー核の質量 M_H が得られる (欠損質量分光)。ハイパー核の質量 M_H が得られれば、以下の式から Λ の束縛エネルギー B_Λ が計算できる：

$$B_\Lambda = M_{\text{core}} + M_\Lambda - M_H \quad (2.2)$$

ここで、 $M_{\text{core},\Lambda}$ はハイパー核 ($^A_\Lambda Z$) のコアとなる原子核 (^{A-1}Z)、 Λ の質量である。

本実験では、1.05 GeV/ c の運動量を持つ π^+ をビームとして使用する。その条件下で、 Λ ハイパー核が生成された際に前方に放出される K^+ を S-2S で測定するため、S-2S の中心運動量を 0.72 GeV/ c と設定する。

本章における以下の節に S-2S の磁石と粒子検出器について説明する。

2.3.1 常伝導磁石 QQD

S-2S は四重極磁石 2 台、双極磁石 1 台 (Q1、Q2、D) で構成される。四重極磁石 Q は粒子の軌道を収束させる役割がある。双極磁石 D を通過した粒子は同じ運動量ごとに 1 点に収束し焦平面を形作る。表 2.2 に S-2S を構成する磁石のパラメータを示す。

表 2.2: 磁気スペクトロメータ S-2S の磁石の主要なパラメータ。

磁石	重さ	最大電流	最大磁場	最大磁場勾配	開口寸法	ボア半径
Q1	37 ton	2500 A	-	8.72 T/m	-	R = 31 cm
Q2	12 ton	2500 A	-	5.0 T/m	-	R = 36 cm
D	86 ton	2500 A	1.5 T	-	32 × 80 cm ²	-

2.3.2 マルチワイヤードリフトチェンバー SDC1–5

マルチワイヤードリフトチェンバーは粒子の位置を検出する役割を持つ。標的の下流に SDC1–2 が設置され、双極磁石の下流に SDC3–5 が設置されている。SDC1–5 で記録された粒子の位置情報から粒子の軌道が決定される。

2.3.3 飛行時間検出器 TOF

TOF は荷電粒子の通過を識別しその時間情報を測定するプラスチックシンチレーション検出器である。図 2.11 に S-2S に設置されている TOF の図面を示す。

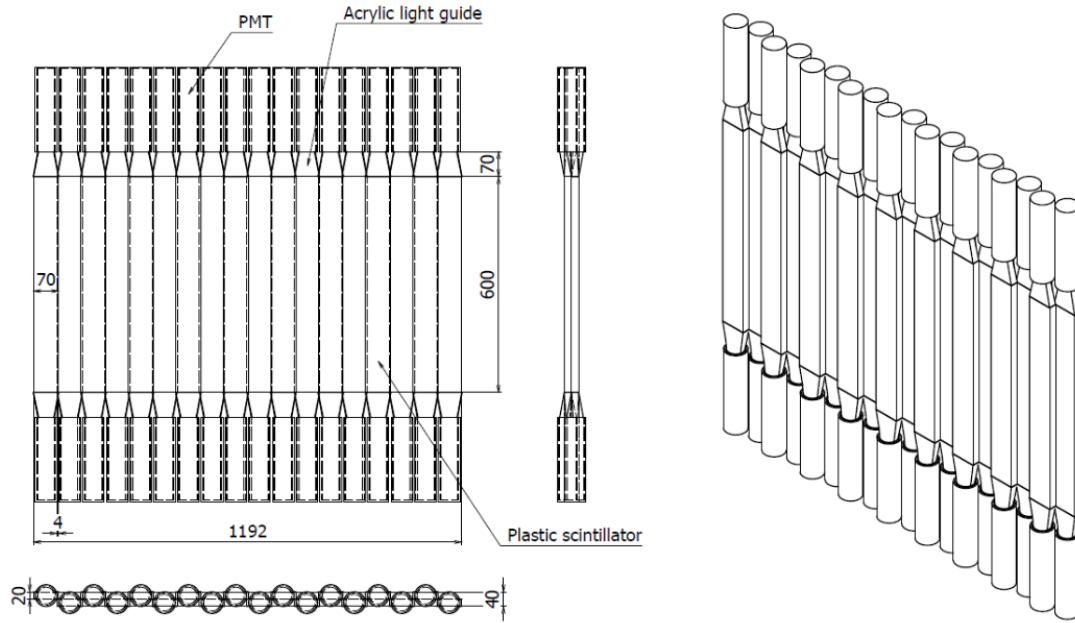


図 2.11: S-2S に設置された TOF 検出器の図面。表示されている寸法の単位は mm である。

2.3.4 チェレンコフ検出器 AC, WC

散乱粒子は特定の運動量を持つ粒子のみが S-2S を通過して検出される (図 2.12)。そのため、質量の異なる粒子は速さが異なる。荷電粒子の速さが、物質中における光速 $1/n$ (n : 屈折率) を超えた場合にチェレンコフ光が発生する。つまり、適当な屈折率を持つ物質中におけるチェレンコフ光の有無、或いは強弱を測定することで質量の異なる荷電粒子を識別することができる。S-2S には 2 種類の輻射体のチェレンコフ検出器が設置されている。本節では S-2S におけるチェレンコフ検出器について述べる。

■エアロゲルチェレンコフ検出器 AC

エアロゲルチェレンコフ検出器 (AC、図 2.13) は、屈折率 $n = 1.055$ のエアロゲルを輻射体とするチェレンコフ検出器であり、主に π^+ 等の軽い粒子 (速い粒子) の除去に用いる。

屈折率 $n(\lambda)$ の物質に入射した荷電粒子がチェレンコフ効果により単位長さ、単位波長あたりに発する光子の数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \quad (2.3)$$

と表される [2-12]。 α は微細構造定数、 z は荷電粒子の電荷である。屈折率が波長に依存しない場合は波長 λ について積分することで単位長さあたりのチェレンコフ光の量が

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda_{\max}} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (2.4)$$

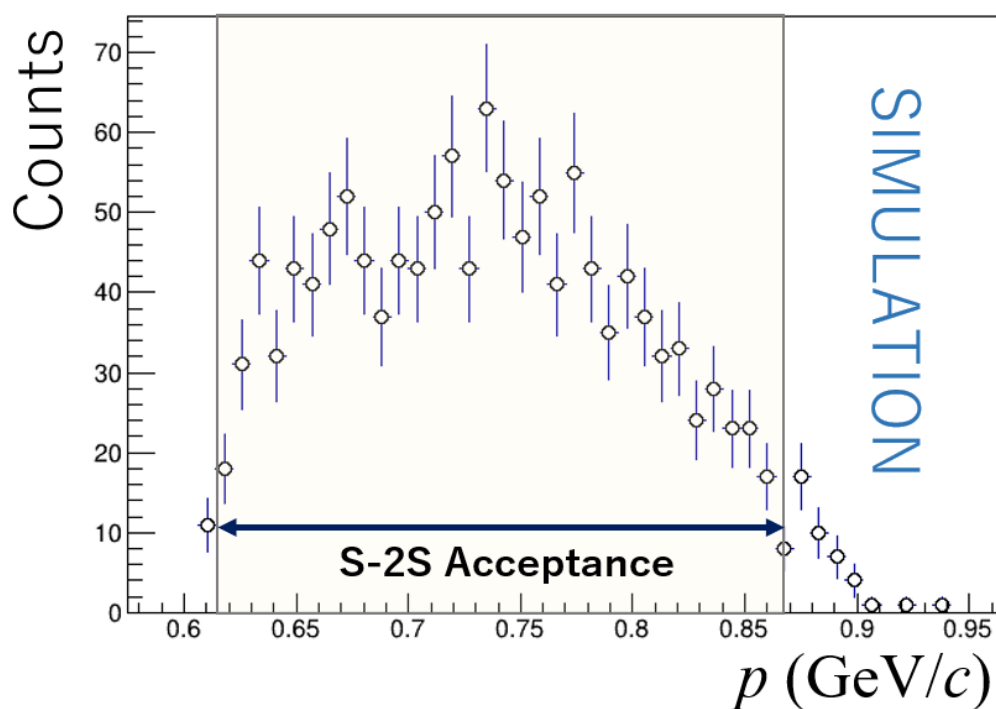


図 2.12: S-2S モンテカルロ・シミュレーションによる E94 実験の運動量アクセプタンス。およそ、 $p = 0.72 \text{ GeV}/c \pm 15\%$ の運動量領域をカバーする。

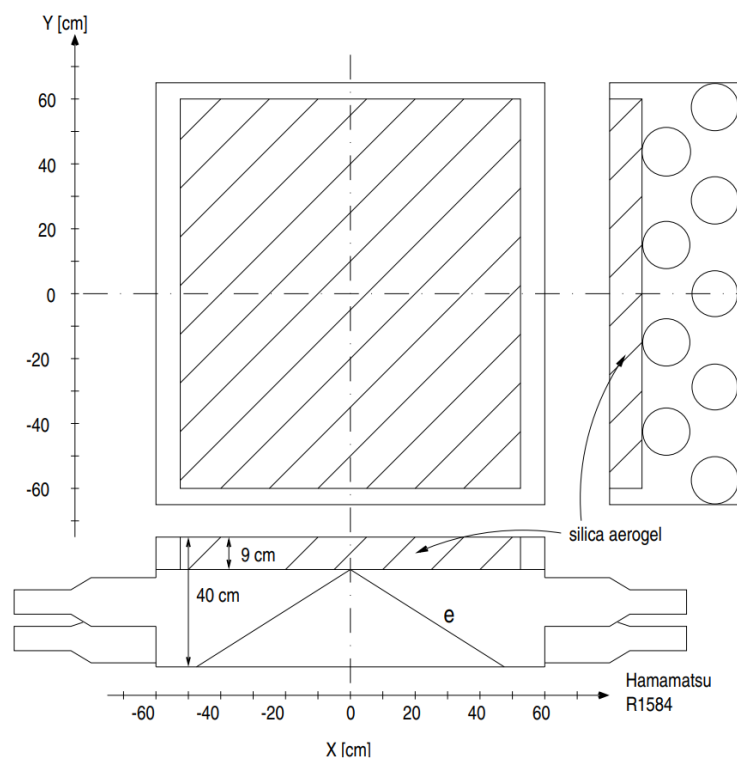


図 2.13: エアロゲルチェレンコフ検出器の図面 [2-11]。

と求められる。図 2.14 は $n = 1.055$ のエアロゲルにおける荷電粒子の単位長さあたりのチェレンコフ光の量を、入射粒子の運動量の関数として示した図である。積分するチェレンコフ光の波長領域は光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定した。

AC では、本実験における測定運動量アクセプタンスにおいて、 K^+ や p はチェレンコフ光を発しないが、 μ^+ 、 π^+ がチェレンコフ光を発する。つまり、AC に信号が無いという条件を

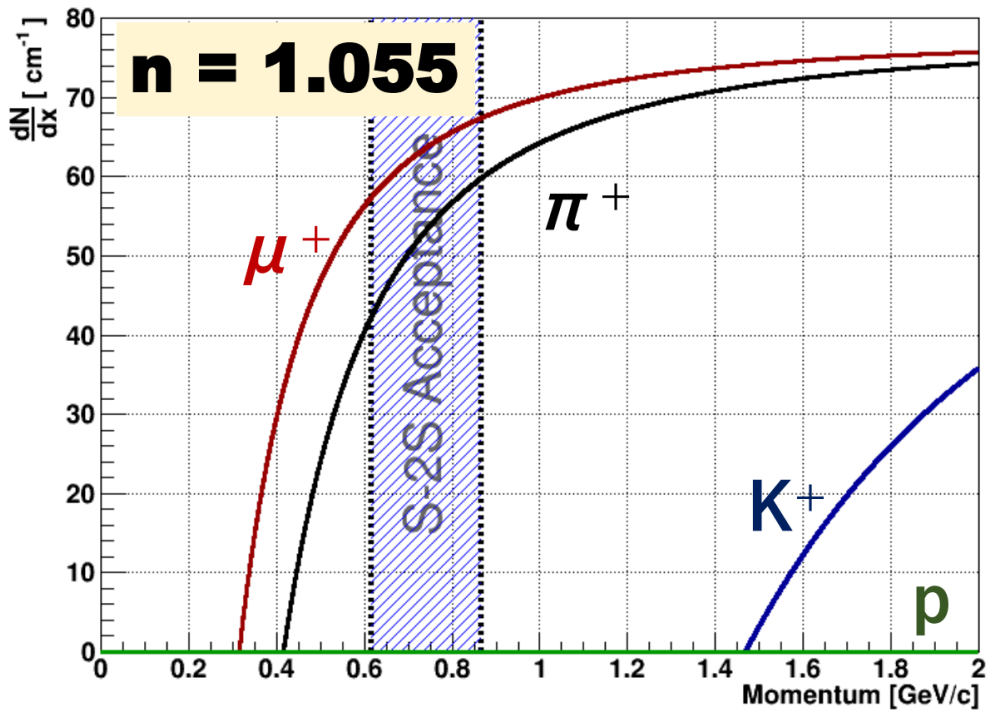


図 2.14: 屈折率 $n = 1.055$ のエアロゲルにおける、単位長さあたりのチェレンコフ光量の入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S アクセプタンス内で K^+ 、 p はチェレンコフ光を発しないが、 μ^+ 、 π^+ は発する。

用いることで K^+ を残しつつ π^+ を効率的に除去することができる。

■水チェレンコフ検出器

水チェレンコフ検出器 (WC、図 2.15) は、屈折率 $n = 1.33$ の純水を輻射体とするチェレンコフ検出器であり、主に p 等の重い粒子 (遅い粒子) の除去に用いる。

$n = 1.33$ の水における荷電粒子の単位長さあたりのチェレンコフ光の量を、入射粒子の運動量の関数として示した図を図 2.16 に示す。

WC では、本実験における測定運動量アクセプタンスにおいて、主要な粒子である π^+ 、 K^+ 、陽子の内、陽子が発光しない。つまり、WC に信号があるという条件で陽子を除去することが可能である。しかし、運動量アクセプタンスの低運動量側において、 K^+ の光量が小さい。WC は図 2.15 に示すように 2 層構造で、半セグメント位置をずらすことで水槽壁の不感

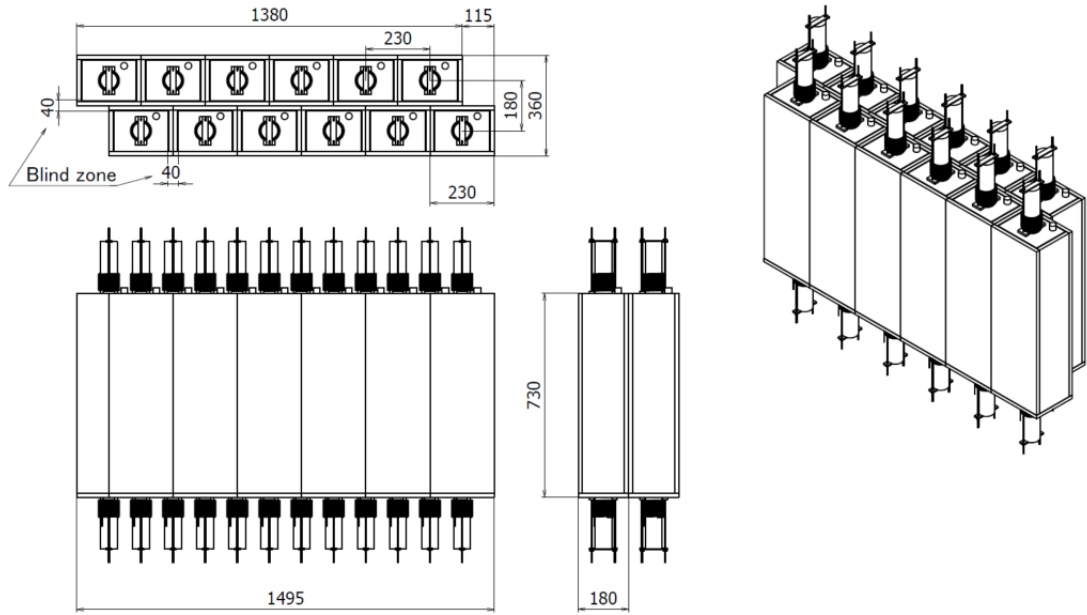


図 2.15: 水チェレンコフ検出器の図面 [2-12]。表示されている寸法の単位は mm である。

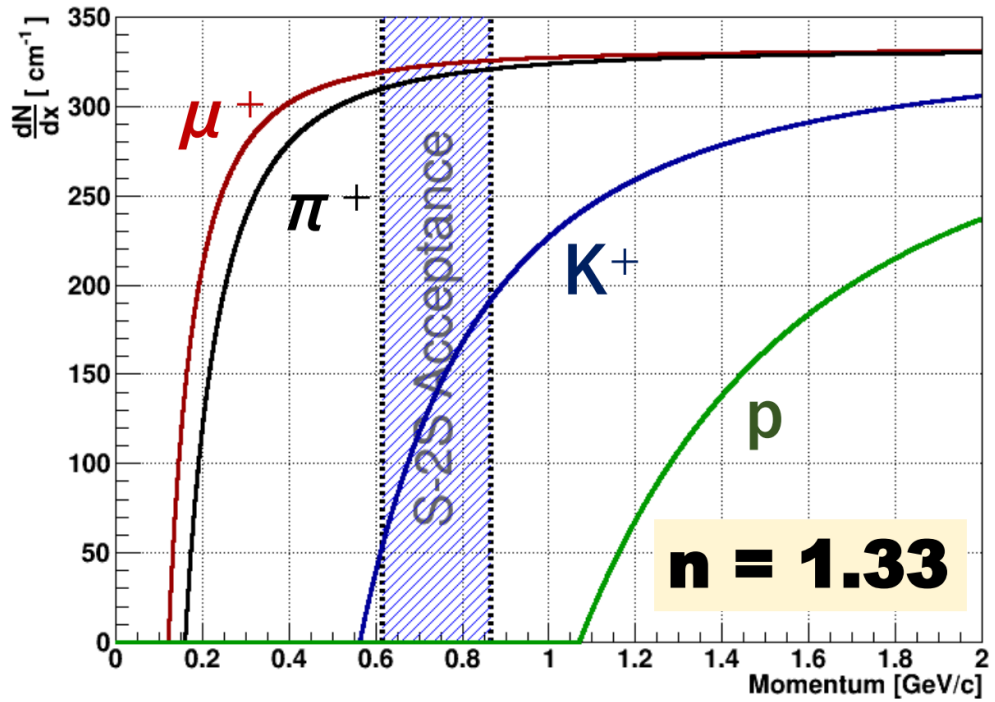


図 2.16: 屈折率 $n = 1.33$ の水における、単位長さあたりのチェレンコフ光量の入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S アクセプタンス内で発光量の差異を利用して粒子識別を行う。

領域をカバーしている。荷電粒子は上流層においてエネルギーを損失するため、下流層に入射するときには速度がやや落ちる。これにより、 K^+ に対してチェレンコフ光が発されない場合も起きる。そのため、節 3.1.1 でも述べるように、本研究では WC をデータ取得段階の背景事象の除去には用いないものとする。

第 3 章 K^+ の識別手法と 要求される背景事象除去能力

S-2S に混入する背景事象は、標的起因のものとビーム起因のものに分けることができる。 (π^+, K^+) 反応で標的起因の背景事象として考えられる粒子は主に π^+ と陽子である。ビーム起因の背景事象は、1.05 GeV/c の π^+ ビームが崩壊して生成した μ^+ や、双極子磁石を通り抜けることができず鉄と反応して生成した二次粒子である。本章ではこれらの背景事象を除去する方法を述べる。また、イベント生成シミュレータ JAM 及び Geant4 を用いた S-2S のモンテカルロ・シミュレーションを行い、予想される背景事象の計数率を見積もる。また、実験を遂行するために要求されるトリガー計数率から背景事象の目標除去率を定める。

3.1 背景事象の除去方法

信号である K^+ に対する背景事象粒子の除去は段階的に行う：

1. データ取得 (トリガー) 段階 (背景事象のオンライン除去)
2. データ取得後の解析 (背景事象のオフライン除去)

3.1.1 背景事象のオンライン除去

検出器のデータを処理、及びコンピュータに記録するスピードには制限がある。そのため、データ取得条件 (トリガー) の計数率をその制限内に抑えるために、トリガー条件に、荷電粒子通過条件に加えてチェレンコフ検出器による波高条件を付与する必要がある。以下にトリガー条件 (TRIG) を示す：

$$\text{TRIG} = \text{BEAM} \otimes \text{S-2S} \quad (3.1)$$

ここで、

$$\text{BEAM} = \text{BH1} \otimes \text{BH2} \quad (3.2)$$

$$\text{S-2S} = \text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}} \quad (3.3)$$

BH1、2 は、ビームラインスペクトロメータに設置したビームホドスコープ BH1、2 に最小閾値で信号出力がある条件を示す。また、 TOF_L は S-2S に設置した TOF 検出器において最小

閾値で信号出力がある条件である。一方、AC はエアロゲルチェレンコフ検出器の信号の大きさに対して適当に設定された閾値以上の信号が検出される条件である。AC は、 π^+ 除去のために論理否定条件 $\overline{AC}$ として S-2S に含まれる。チェレンコフ検出器における入射荷電粒子の発光条件については、節 2.3.4 を参照。

式 (3.3) には陽子の除去に対する条件が含まれていない。運動量設定のより高い E70 実験では、水チェレンコフ検出器の信号出力条件を使用して陽子の除去を行う。しかし、E94 実験における S-2S の測定運動量設定においては、 K^+ に対して、特に低運動量領域で光量が小さい、もしくは無い。そのため、本実験研究においては WC を K^+ 検出の条件としてトリガーに使用するの難しい。MC シミュレーションで導いた E94 の運動量条件における WC の光電子数を図 3.1 に示す。図 3.1 は、 π^+ , K^+ , p の各粒子をそれぞれ一様に生成させた S-2S MC シミュレーションの結果を 1 つにまとめたものである。粒子の崩壊は考慮していない。

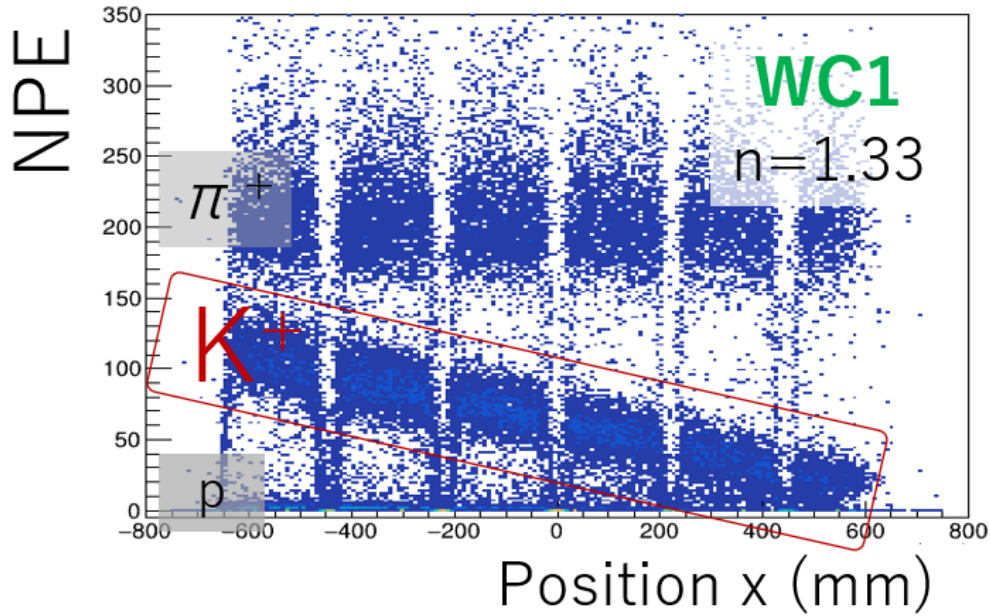


図 3.1: S-2S MC シミュレーションで得た水チェレンコフ検出器 (WC) 上流層の発光量 (NPE) の検出器上流面における位置の依存性。E94 実験の S-2S の中心運動量設定においては K^+ に対して低運動量側 ($x > 0$) の発光量が小さい、或いは発光しない。

もしもトリガーにおいて陽子の除去が求められる場合には、水チェレンコフ検出器を、ルサイト (プラスチック、 $n = 1.4 - 1.5$) を用いたチェレンコフ検出器等の他の適当な検出器へ置き換えることも検討事項となる。或いは、既存の検出器を用いる場合には、式 3.1 の S-2S を以下の S-2S' で置き換えることを考える：

$$S-2S' = TOF_L \otimes \overline{AC} \otimes \overline{TOF_H} \quad (3.4)$$

TOF_H は陽子を除去するために、高めの閾値を超えた信号が TOF 検出器で検出された条件を示す。これは、図 3.2 に示すように、TOF 検出器において陽子が π^+ や K^+ よりも大きい

信号を出力することを利用している。図 3.2 は p , π^+ については 3.2 節で述べる JAM 及び S-2S MC シミュレーションで見積もった背景事象、 K^+ は S-2S MC シミュレーションで見積もった背景事象である。

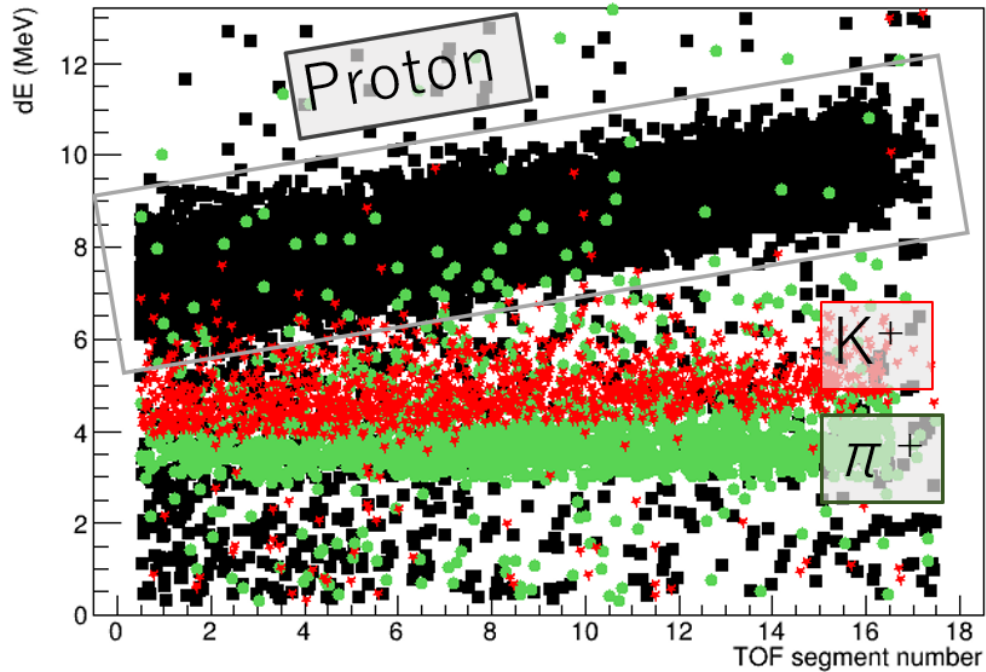


図 3.2: S-2S に設置する TOF 検出器におけるシンチレーション光の発光量。TOF 検出器への入射粒子が損失したエネルギー dE に対応している。横軸は TOF 検出器のセグメント番号である。適当な閾値以下の事象を選定することにより陽子を除去することができる。

3.1.2 背景事象のオフライン除去

データ取得後には、以下の 2 つの手法により背景事象を除去する：

1. 散乱粒子の再構成質量の 2 乗による分離

S-2S で検出される荷電粒子の質量 2 乗を以下の式から導出する： $m^2 = p^2 \times (1/\beta^2 - 1)$ 。ここで、 p , β はそれぞれ磁気スペクトロメータにより導出した荷電粒子の運動量、BH2-TOF 間の飛行時間測定と飛行距離から導出した荷電粒子の速さである。

2. チェレンコフ検出器の波高による分離

節 2.3.4 に示すように、荷電粒子の速度に依存してチェレンコフ検出器の発光条件や発光量が異なる。発光量に対して適当な閾値を用いて事象を選定することにより、 K^+ をできる限り残存させつつ背景事象粒子を除去する事ができる。

3. TOF 検出器の波高による分離

S-2S に設置した TOF 検出器は、2 cm 厚のプラスチックシンチレータと PMT を組み合わせた検出器である。プラスチックシンチレータにおける各粒子のエネルギー損失の

差異を用いて粒子識別ができる。E94 における S-2S の運動量設定においては、陽子のエネルギー損失が π^+ や K^+ と比べて十分大きいため (図 3.2)、適当な閾値以下のエネルギー損失を持つ事象を選定することにより陽子を除去できる。

上記 2、3 はトリガーにも適応されるが、より厳しい事象選定条件をオフライン解析で適応することで信号感度を高める。一方、1 はデータ取得後の解析においてのみ行う。

3.2 背景事象の見積もり

3.2.1 標的起因の背景事象

■JAM

JAM(Jet AA Microscopic transport model) とは重イオン衝突の反応計算に用いられているイベント生成シミュレーションである [3-1, 3-2]。過去に K1.8 ビームラインで遂行された E05 実験における標的起因の背景事象の計数率の見積もりにも用いられた。

E05 実験は $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いて Ξ ハイパー核の生成分光を目指した実験であり、2015 年に超伝導磁気スペクトロメータ SKS を用いて遂行された。JAM を用いた背景事象の計数率の見積もりは E05 における計数率を再現することに成功した。これを受けて、E05 実験の後継実験である E70 実験の背景事象の見積もりにも用いられた [3-3]

E70 は新設された磁気スペクトロメータ S-2S を用いて行う初めての実験である。2023 年 6 月には、E70 実験の一部としてビームを用いた初めての S-2S コミッショニングを遂行し、データ解析は中途段階ではあるが、背景事象の計数率は実験前に JAM を用いて見積もったものと大きく変わらないことが確認されている。本 E94 実験にも JAM を用いた背景事象の見積もりを適応し、特にトリガー段階でのチェレンコフ検出器に対する要求性能を導く。

■S-2S における背景事象の計数率の見積もり

S-2S における背景事象の計数率を見積もるために、JAM で見積もられた背景事象の粒子の種類、事象数、運動量・角度分布に基づいてシードファイルを作成する。次に、Geant4 の枠組みで S-2S をモデルしたモンテカルロ (MC)・シミュレーションにこのシードファイルを入力し、S-2S で検出される粒子を選定する (図 3.3)。Geant4 におけるシミュレーションの条件を表 3.1 に示す。粒子の崩壊が起こらないように設定してシミュレーションを行った。本シミュレーションでは S-2S に設置される TOF 検出器において 0.4 MeV (およそ 0.1 MIP 程度) 以上のエネルギー損失があった場合に TOF トリガーが発した (荷電粒子通過条件を満たした) と仮定する。このトリガー条件を TOF_L と定義する。

JAM では、1.05 GeV/c の π^+ を静止した ^{12}C に衝突させる反応を 10^7 事象生成した。衝突



図 3.3: S-2S における背景事象の計数率の見積もり方法。JAM で生成した背景事象シードを S-2S をモデルした Geant4 モンテカルロ・シミュレーションに入力する。

表 3.1: 本研究に用いた S-2S Geant4 シミュレーションにおける条件。

Q1 上面-標的中心間の距離	600 mm	
ビームの広がり	$50^x \times 25^y \text{ mm}^2$	ガウス分布 (σ)
粒子生成のビーム方向の広がり	$\pm 2.5^z \text{ mm}$	一様分布
S-2S 磁場 @2500A に対するスケール因子	0.52	TOSCA 計算磁場
荷電粒子通過条件	$> 0.4 \text{ MeV @ TOF}$	2 cm 厚プラシン
粒子の崩壊	なし	

パラメータは 5 fm と設定した。シードファイルを生成する際、以下の条件の事象を選択した。

$$0.5 \text{ GeV}/c < p < 0.9 \text{ GeV}/c \text{ かつ } |p_x/p_z| < 0.6 \text{ かつ } |p_y/p_z| < 0.6$$

この条件に当てはまらない事象は S-2S の運動量アクセプタンスに収まらず、下流側に到達しないと判断した。この条件に当てはまる事象として、陽子が 6.09×10^5 事象、 π^+ が 1.29×10^5 事象、 K^+ が 4.5×10^3 事象選択された。図 3.4、3.5、3.6 は JAM で生成した陽子、 π^+ 、 K^+ をシードとしたときの MC シミュレーションの結果である。それぞれ TOF 検出器でのエネルギー損失を表している。トリガー条件は TOF_L を課しており、各ヒストグラムのエントリー数がトリガー計数に対応する。

S-2S の Geant4 MC シミュレーションで得られたトリガー計数を、ビーム 1 スピル当たりに換算するには以下のようにする。

$$\begin{aligned}
 (\text{トリガー計数/spill}) &= 5 \times 10^6 / \text{spill} \times \frac{(\text{Geant4 MC シミュレーションで求めた計数})}{(\text{JAM で生成した全事象数})} \\
 &\quad \times (\text{標的で反応しうる } ^{12}\text{C 原子核の個数}) \\
 &\quad (3.5)
 \end{aligned}$$

JAM で生成した全事象数は 10^7 である。また、標的で反応しうる ^{12}C の個数は、衝突パラメータが 5 fm、標的の厚みが $1 \text{ g}/\text{cm}^2$ であることから

$$(5 \text{ fm})^2 \times \pi \times 1 \text{ g}/\text{cm}^2 \times \frac{6.022 \times 10^{23}}{12 \text{ g}} \sim 0.04 \text{ 個}$$

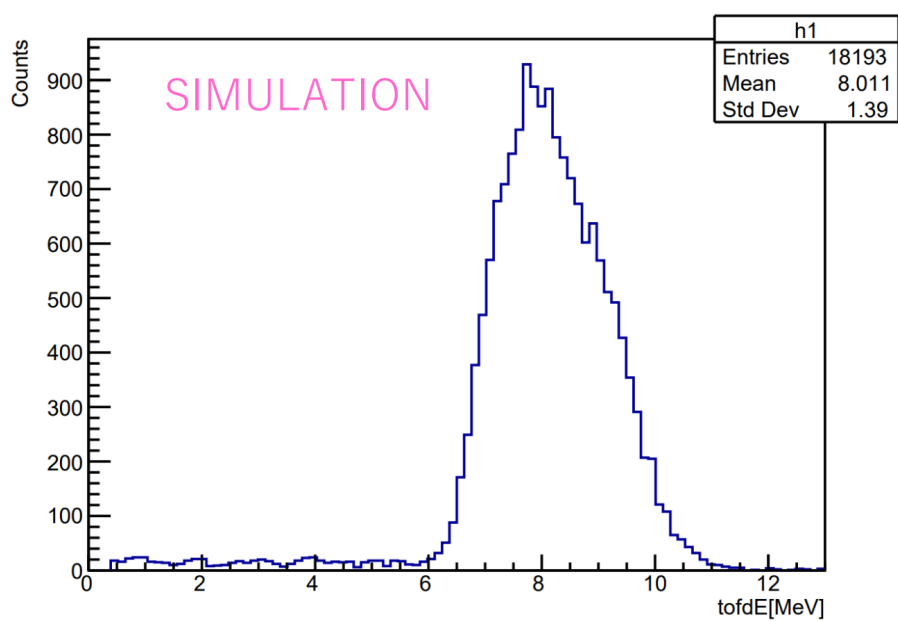


図 3.4: JAM により生成した陽子を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。

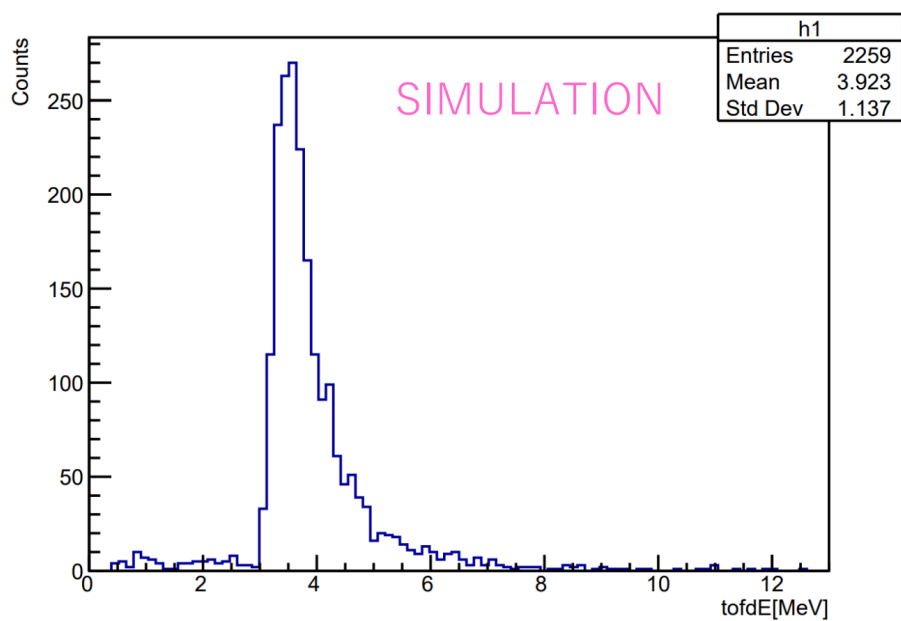


図 3.5: JAM により生成した π^+ を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。

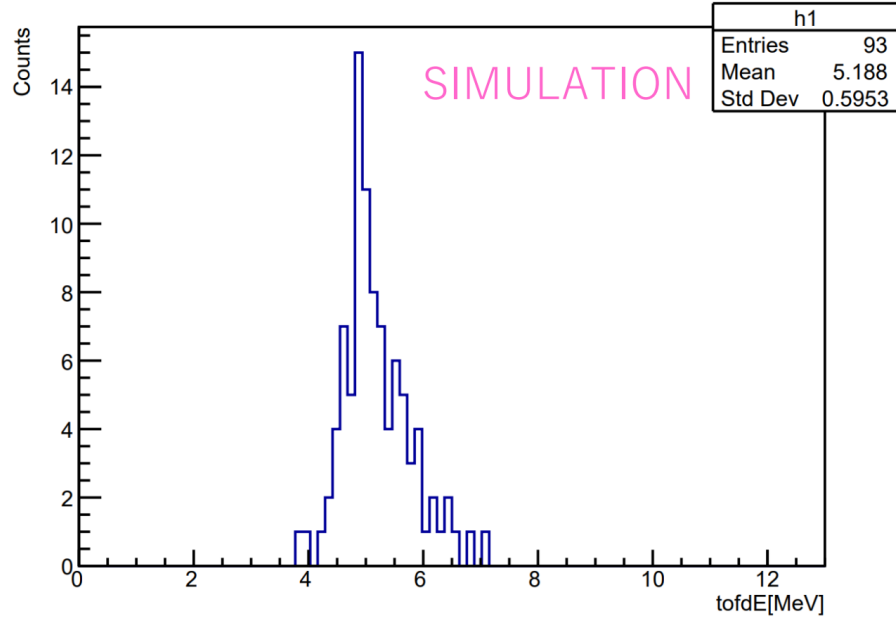


図 3.6: JAM により生成した K^+ を入射させたときの TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。

となる。そのため、ビーム 1 スpill 当たりのトリガー計数は

$$(\text{トリガー計数/spill}) \sim (\text{Geant4 MC シミュレーションで求めた計数}) \times 0.02$$

と換算される。図 3.4、3.5、3.6 のそれぞれのエンタリー数を 1 スpill 当たりに換算すると、トリガー計数率は陽子が $(3.64 \pm 0.03) \times 10^2/\text{spill}$ 、 π^+ が $(4.52 \pm 0.10) \times 10/\text{spill}$ 、 K^+ が $1.9 \pm 0.2/\text{spill}$ と見積もられた。誤差はエンタリー数の揺らぎとしてエンタリー数の平方根をとり、1 スpill 当たりに換算することで求めた。

3.2.2 標的以外からの背景事象

標的以外からの背景事象は主に π^+ ビームに起因する:

- π^+ ビームの崩壊後の μ^+ :
 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ の崩壊に起因する μ^+ 。
- π^+ S-2S の双極磁石内部におけるビームヒット:
 1.05 GeV/c の運動量で輸送された π^+ ビームの内、多くの粒子はハイパー核生成に関与せず、標的内においてエネルギーの一部を損失し、かつ多重散乱の効果で角度の広がりが大きくなりつつ S-2S 磁気スペクトロメータに導かれる。これらの粒子は S-2S の双極磁石内部の鉄に当たり (図 3.7)、そこで二次粒子を生成させ、下流の粒子検出器で信号 (トリガー) として検出される場合がある。

Geant4 による MC シミュレーションをする際、ビーム粒子の運動量を 1.05 GeV/c、粒子

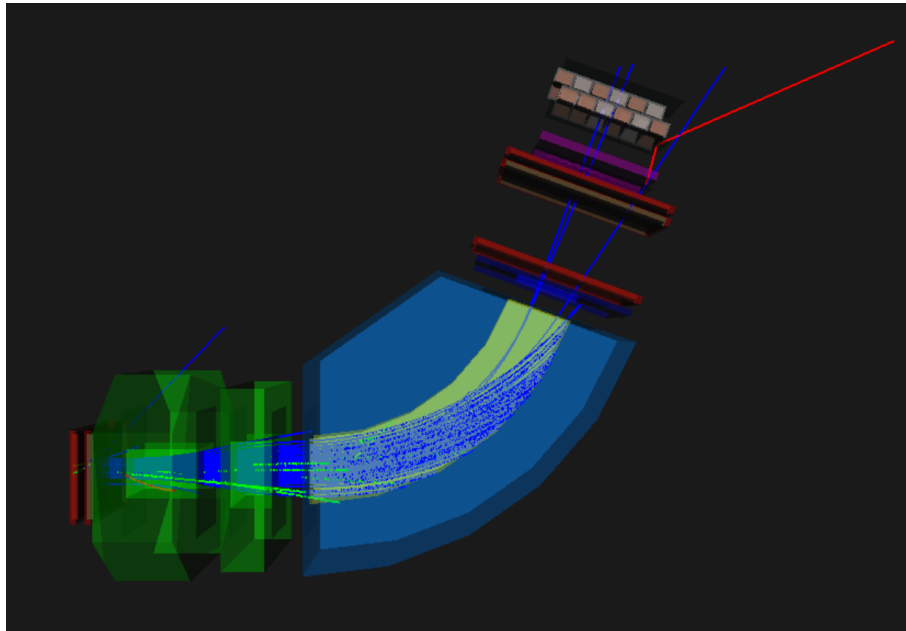


図 3.7: 1.05 GeV/c の π^+ を 100 個生成し入射させたときのシミュレーション結果。双極磁石の磁場は中心運動量 0.72 GeV/c をアクセプトするように設定した。粒子の崩壊が起こる設定にしている。大半の π^+ が双極磁石に当たっている。

の入射角度を 0° とする。運動量、入射角度に適当な幅を持たせた場合の結果が幅を持たせない場合と比べて TOF トリガー計数率が低くなる傾向であった。そのため、本研究では安全側に見積もるために運動量、入射角度に幅を持たせないシミュレーションの結果を採用する。図 3.8、3.9 は 1.05 GeV/c の π^+ を 5.0×10^5 個標的位置で生成した時の、TOF 検出器のエネルギー損失の図である。トリガー条件は TOF_L を課しており、それぞれ崩壊あり、なしの場合である。生成した事象が 5 M の 1/10 であるため、エントリー数は 0.1 スpill 当たりのトリガー計数となっている。1 スpill 当たりに換算すると、崩壊ありの場合はトリガー計数率は $(1.03 \pm 0.01) \times 10^5/\text{spill}$ 、崩壊なしの場合は $(1.4 \pm 0.4) \times 10^2/\text{spill}$ と見積もられた。崩壊なしの場合は崩壊ありの場合の 0.1 % 程度しか事象がない。崩壊なしの場合の事象が磁石内部にヒットして発生した粒子に起因するものであると考え、ビーム起因の背景事象の大部分がビーム崩壊により生成された μ^+ 粒子によることになる。

3.3 粒子識別検出器に対する要求性能

K1.8 ビームライン実験エリアで使用されているデータ収集系 (DAQ) は、過去に E40 実験において $8 \times 10^3/\text{spill}$ で運用された実績がある。E94 実験においても高効率なデータを収集を目指す (DAQ 効率 90% 以上)。実績値と比較してやや厳しい基準ではあるが、安全側に見積もるためトリガー要求計数率を $5 \times 10^3/\text{spill}$ 以下とすることを目標とする。

3.2.1 章、及び 3.2.2 章で見積もられた背景事象の計数率を表 3.2 に示す。荷電粒子が S-2S

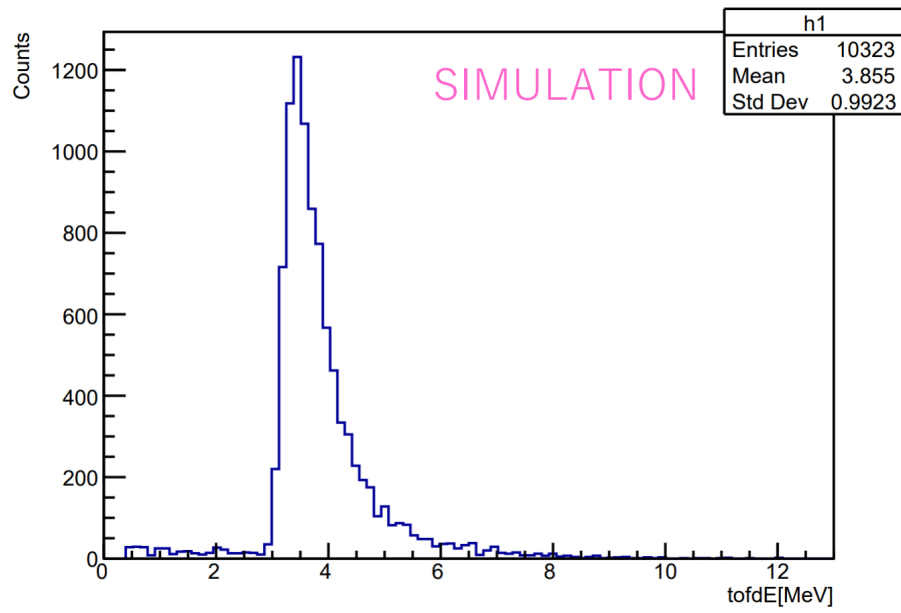


図 3.8: $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ を 5.0×10^5 個標的位置で生成した時の、TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。粒子の崩壊が起こる設定にしている。

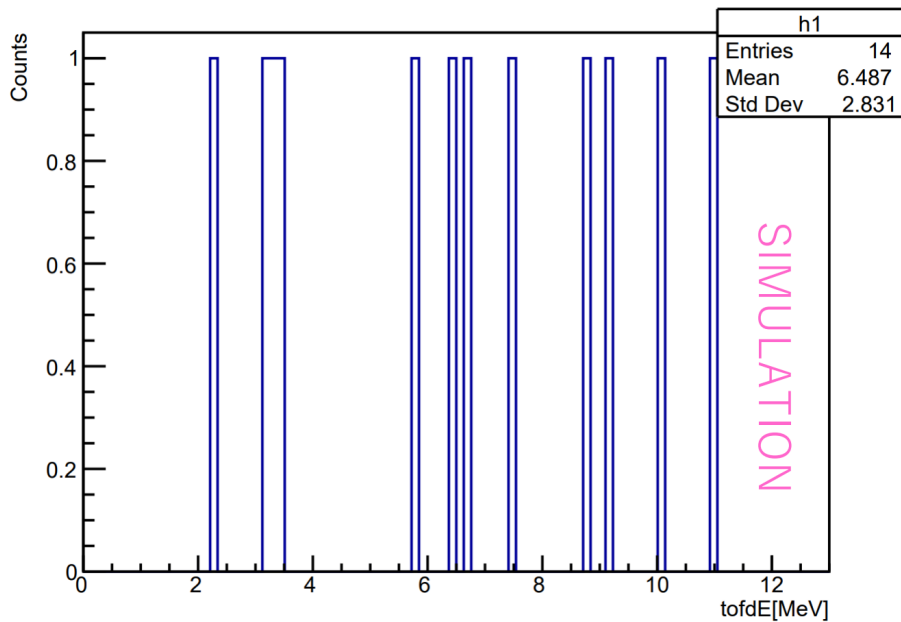


図 3.9: $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ を 5.0×10^5 個標的位置で生成した時の、TOF 検出器のエネルギー損失。トリガー条件として TOF_L を課している。粒子の崩壊が起こらない設定にしている。

表 3.2: E94 実験における背景事象の計数率の見積もり。

背景事象		トリガーレート [計数 /spill]
		TOF _L
標的起因	p	$(3.64 \pm 0.03) \times 10^2$
	π^+	$(4.52 \pm 0.10) \times 10$
	K^+	(1.9 ± 0.2)
ビーム起因 (崩壊による μ^+ が大部分を占める)		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$
計		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$

で検出されたときという条件のみトリガーに要求すると見積もられる計数率が 100 kHz となり、高い効率でデータを収集できない。そのため、本実験においてはシンチレーション検出器による荷電粒子の検出条件と併せてチェレンコフ検出器の信号による条件を用いることで背景事象を除去し、トリガー計数率を抑える。標的起因の背景事象に比べてビーム起因の背景事象が支配的であるため、ビーム起因の背景事象を大幅に除去して目標トリガー計数率 $5 \times 10^3/\text{spill}$ を達成することを考える。以下の計算から、ビーム起因の背景事象を 96% 除去すればトリガー計数率は $5 \times 10^3/\text{spill}$ を下回ることがわかる。

$$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5 \times (1 - 0.96) = (4.12 \pm 0.04) \times 10^3$$

そのため、ビーム起因背景事象の目標除去率を 96% と設定する。

第 4 章 背景事象の除去能力の評価

4.1 コミッショニングランの解析 (2023 年 6 月)

4.1.1 概要

2023 年 6 月に S-2S を用いた初めての実験として J-PARC E70 実験のコミッショニングラン (試運転) が行われた。J-PARC E70 実験は (K^-, K^+) 反応を用いた Ξ ハイパー核生成実験であり、入射粒子である K^- の中心運動量は $1.37 \text{ GeV}/c$ と J-PARC E94 実験に比べ高い運動量を持っている。コミッショニングランの際に取得されたデータも $1.2 \text{ GeV}/c$ 、 $1.4 \text{ GeV}/c$ 、 $-1.8 \text{ GeV}/c$ (双極電磁石を転極) と運動量の絶対値の値が大きい。これらは J-PARC E94 実験の背景事象を評価するための実データとして直接使用することはできないが、J-PARC E70 実験の結果を再現するような S-2S MC シミュレーションの構築に用いることができる。本研究では J-PARC E70 実験のコミッショニングデータのうち、 $1.4 \text{ GeV}/c$ の π^+ 、 K^+ 、 p の Beam through ランのデータを解析した。Beam through とは標的を設置せずにビームを下流までそのまま通すことである。解析では水チェレンコフ検出器及びエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布から、信号閾値に対する各粒子の残存率を算出した。

4.1.2 実験セットアップ

図 4.1 に Beam through データ取得時の双極電磁石下流の検出器の概念図を示す。E70 実験の基本セットアップでは水チェレンコフ検出器が最下流に設置されるが、2023 年 6 月のコミッショニングランではさらに下流にエアロゲルチェレンコフ検出器のリファレンス検出器 SAC を設置した。

■チェレンコフ検出器のリファレンスとしての SAC&シンチレータ

J-PARC E70 実験コミッショニングラン実施時にはエアロゲル検出器のリファレンス検出器として、屈折率 $n = 1.028$ のエアロゲルチェレンコフ検出器 SAC とプラスチックシンチレータを設置した。これらは過去の実験 (J-PARC E13 実験) で製作、使用されたものであり、その際にはそれぞれ SAC3, SFV と呼ばれていた [4-1]。図 4.2 に SAC とプラスチックシンチレータの図面と写真を示す。図 4.3 に p 、 K^+ 、 π^+ 、 μ^+ の運動量と $1/\beta$ の関係 $1/\beta = \sqrt{1 + (m/p)^2}$ を示した。また横軸と並行な線は各物質の屈折率を表している。チェ

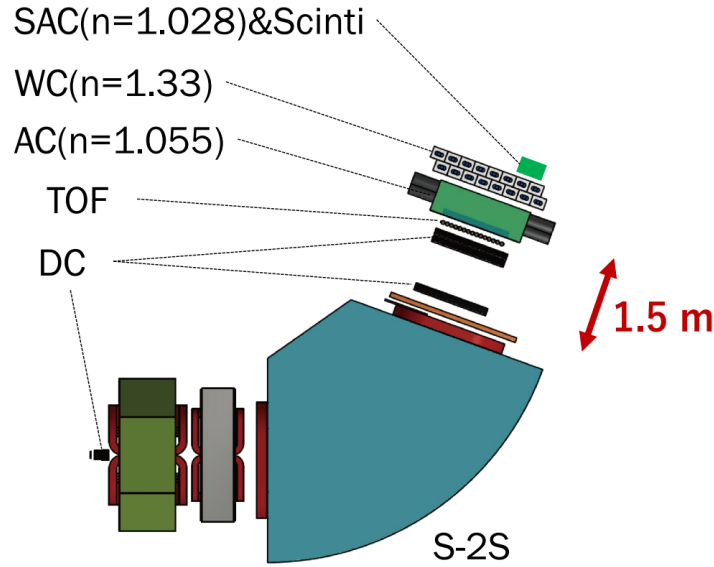


図 4.1: 2023 年 6 月に遂行したコミッショニングランにおける標的下流の検出器のセットアップ。E70 実験で使用する基本的な実験セットアップに追加して、屈折率 $n = 1.028$ を持つエアロゲルを輻射体としたエアロゲルチェレンコフ検出器 (SAC) を設置した。SAC には荷電粒子の検出のためにプラスチックシンチレーション検出器が組み合わされている。

レンコフ光の発光条件は $1/\beta < n$ (n は屈折率) であるから $1/\beta$ の曲線が屈折率を表す直線を下回ったときチェレンコフ光が発光することになる。E70 実験の運動量アクセプタンスは $(p_{S-2S}^{\text{cent.}} = 1.37 \text{ GeV}/c) \pm 0.2 \text{ GeV}/c$ である。図 4.3 を見ると屈折率 $n = 1.055$ のエアロゲルチェレンコフ検出器では K^+ が $1.47 \text{ GeV}/c$ 付近からチェレンコフ光を発することがわかる。このような K^+ の事象は π^+ と誤認される。これを避けるために SAC が用いられる。SAC で輻射体として用いられているエアロゲルの屈折率 $n = 1.028$ では E70 実験の運動量範囲で K^+ がチェレンコフ光を発することはない。したがって AC で π^+ のチェレンコフ発光量分布や残存率を算出する際に SAC でチェレンコフ光を発した事象で制限をかけることで K^+ の事象を除外することができる。また、SAC の下流に確実に粒子が通過したことを保証するため SAC の筐体に 6 セグメントのシンチレータが取り付けられている。

4.1.3 水チェレンコフ検出器による粒子除去効率

図 4.4、4.5 は $1.4 \text{ GeV}/c$ の π^+ 、 K^+ 、陽子の Beam through ランの際に取得した水チェレンコフ検出器の光量分布である。図 4.4 はカット条件を課していないのに対し、図 4.5 は下流に設置された SAC 及びシンチレータの時間情報 (tdc) によるカットを課している。 π^+ データに対しては SAC とシンチレータで粒子が検出されたという条件を、 K^+ 、 p に対しては SAC で粒子が検出されず、シンチレータで粒子が検出されたという条件を課している。水チェレンコフ検出器のセグメントは 12 個あるが、図 4.4、図 4.5 はカウント数が最も多かった 1 個のセ

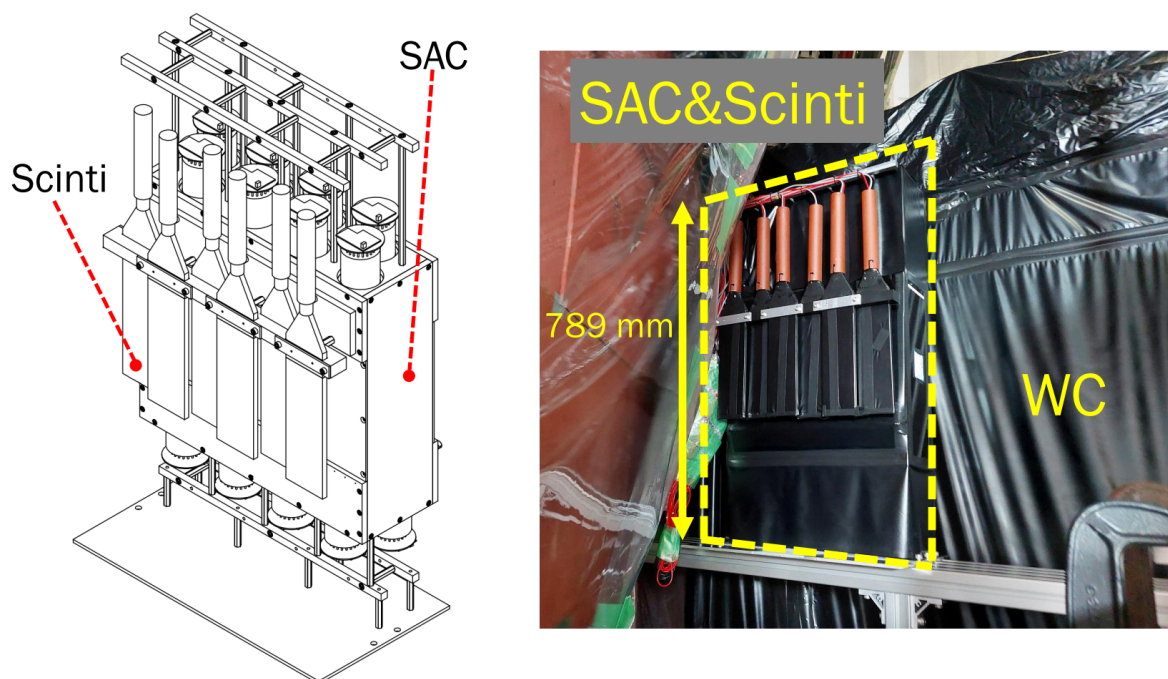


図 4.2: SAC の図面と写真

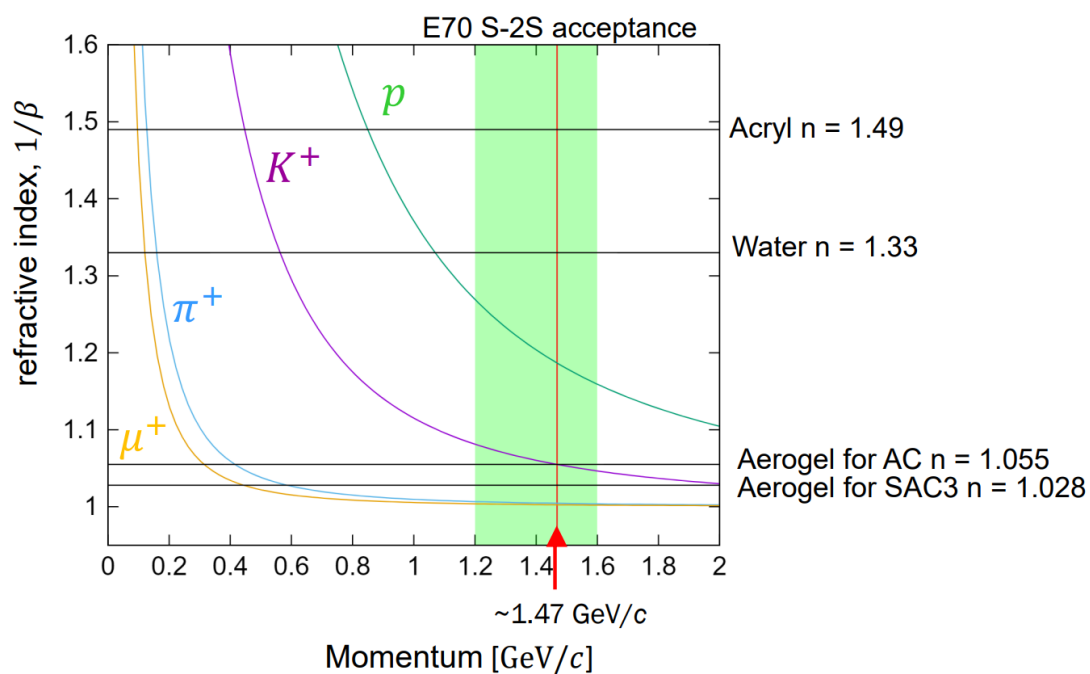


図 4.3: チェレンコフ光発光条件

グメントの結果を示している。横軸の閾値の値は π^+ の光量分布でペデスタルを 0、MIP ピークを 1 とスケールしている。

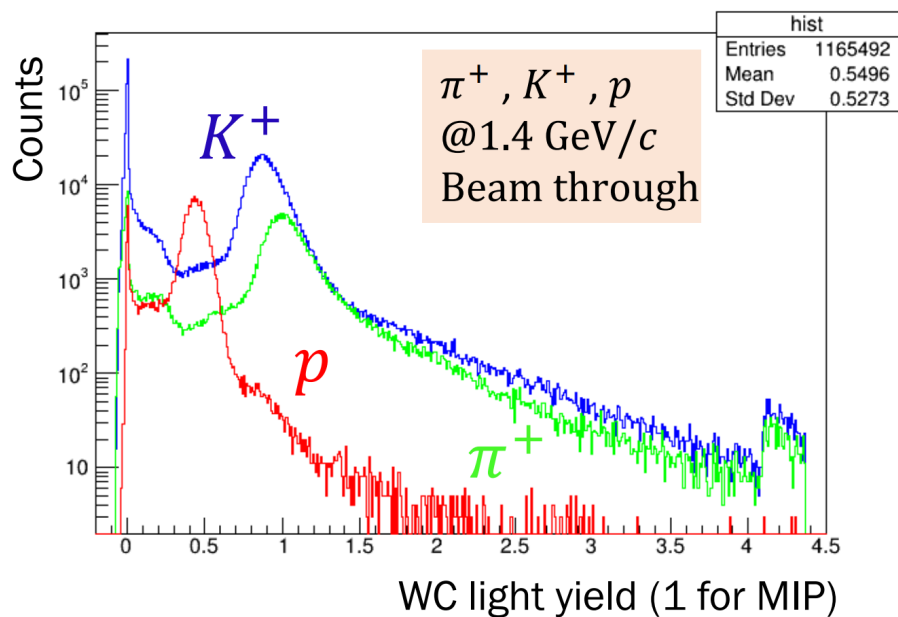


図 4.4: 1.4 GeV/c Beam through ランの際に取得した水チェレンコフ検出器の光量分布。カット条件を課していない。

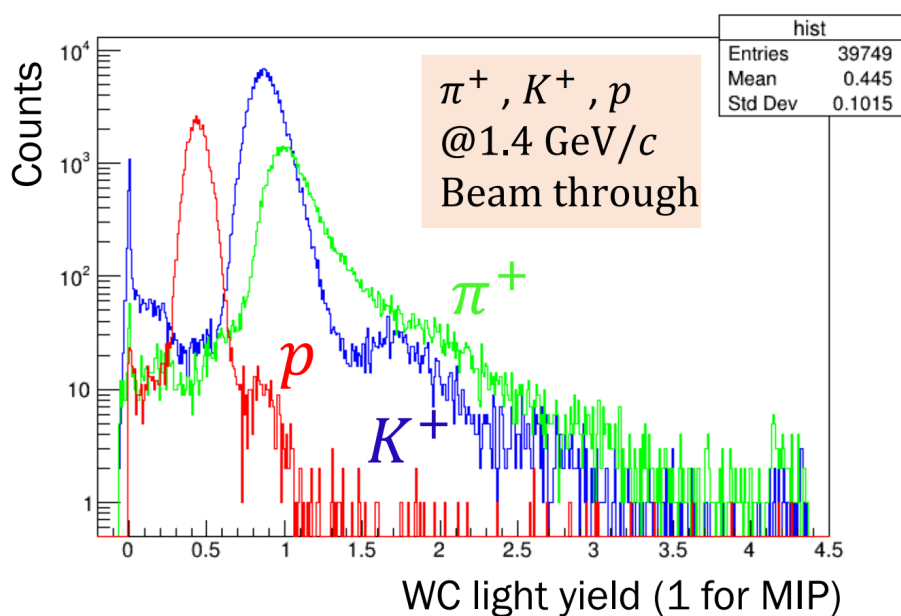


図 4.5: 1.4 GeV/c Beam through ランの際に取得した水チェレンコフ検出器の光量分布。下流に設置された SAC 及びシンチレータの時間情報によるカット条件を課している。

図 4.6 は水チェレンコフ検出器のチェレンコフ光量分布から π^+ 、 K^+ 、陽子の残存率を算出

したものである。水チェレンコフ検出器のある閾値における残存率は

$$(\text{残存率}) = \frac{\text{閾値を上回った部分のカウンント数}}{\text{光量分布の全カウンント数}}$$

で計算される。

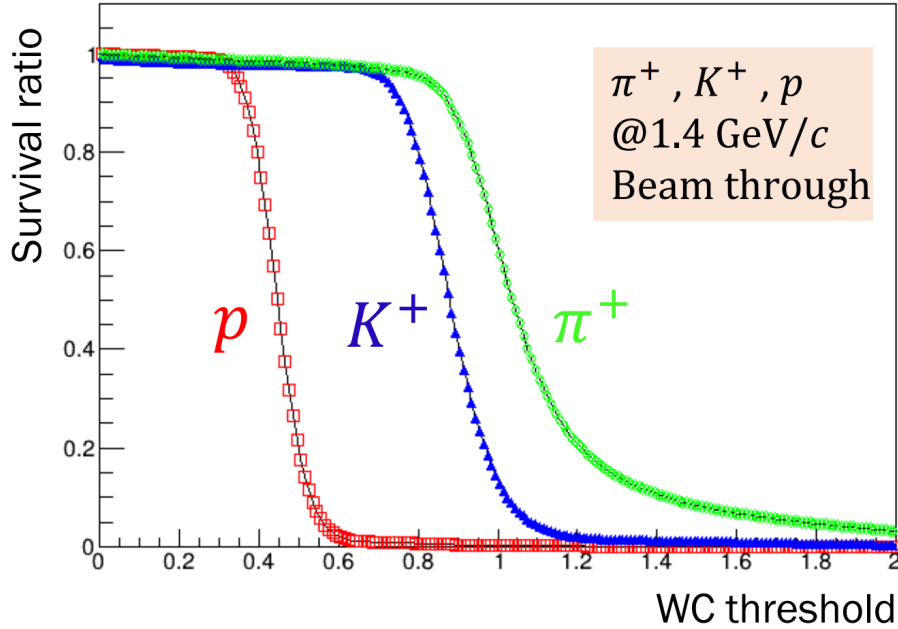


図 4.6: 水チェレンコフ検出器における π^+ 、 K^+ 、 p の残存率。下流に設置された SAC 及びシンチレータによるカット条件を課している。

4.1.4 エアロゲルチェレンコフ検出器による π^+ 除去効率

図 4.7、4.8 は $1.4 \text{ GeV}/c$ の π^+ 、 K^+ 、陽子の Beam through ランの際に取得したエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布である。横軸は光電子数を表している。図 4.7 ではカット条件を課していないのに対し、図 4.8 では下流に設置された SAC 及びシンチレータの時間情報 (TDC) によるカット条件を課している。カット条件は水チェレンコフ検出器と同様である。

図 4.9 はエアロゲルチェレンコフ検出器のチェレンコフ光量分布から π^+ 、 K^+ 、陽子の残存率を算出したものである。エアロゲルチェレンコフ検出器のある閾値における残存率は

$$(\text{残存率}) = \frac{\text{閾値を下回った部分のカウンント数}}{\text{光量分布の全カウンント数}}$$

で計算される。

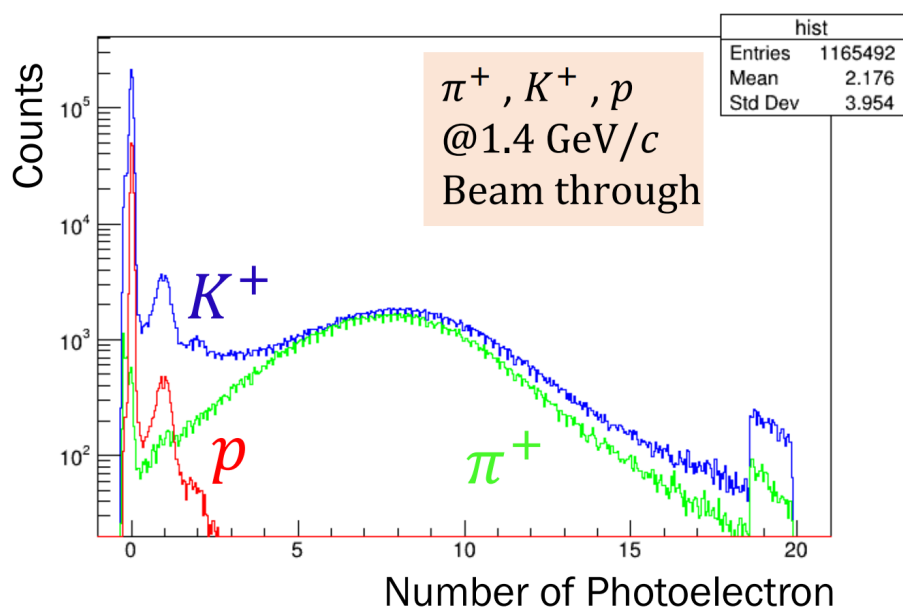


図 4.7: 1.4 GeV/c Beam through ランの際に取得したエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布。カット条件を課していない。

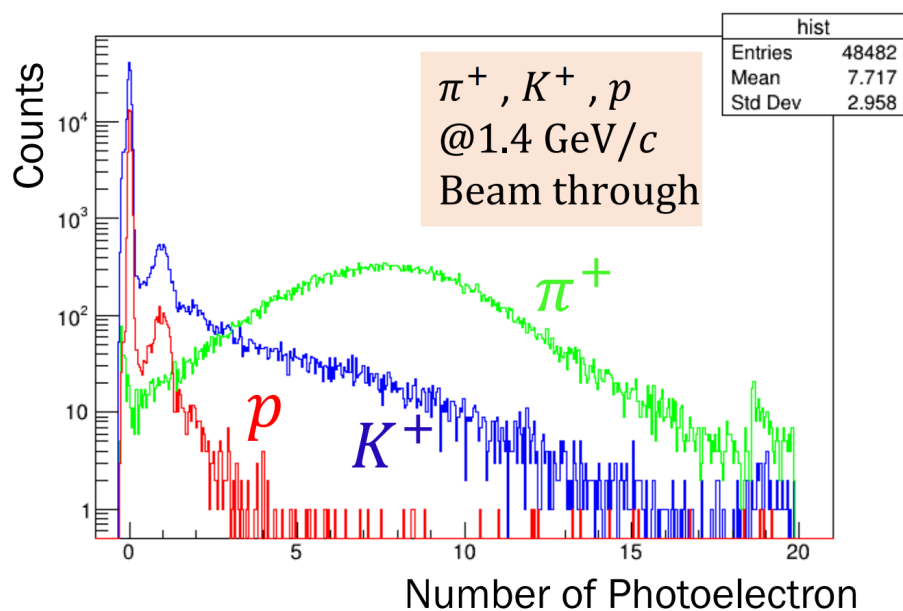


図 4.8: 1.4 GeV/c Beam through ランの際に取得したエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布。下流に設置された SAC 及びシンチレータによるカット条件を課している。

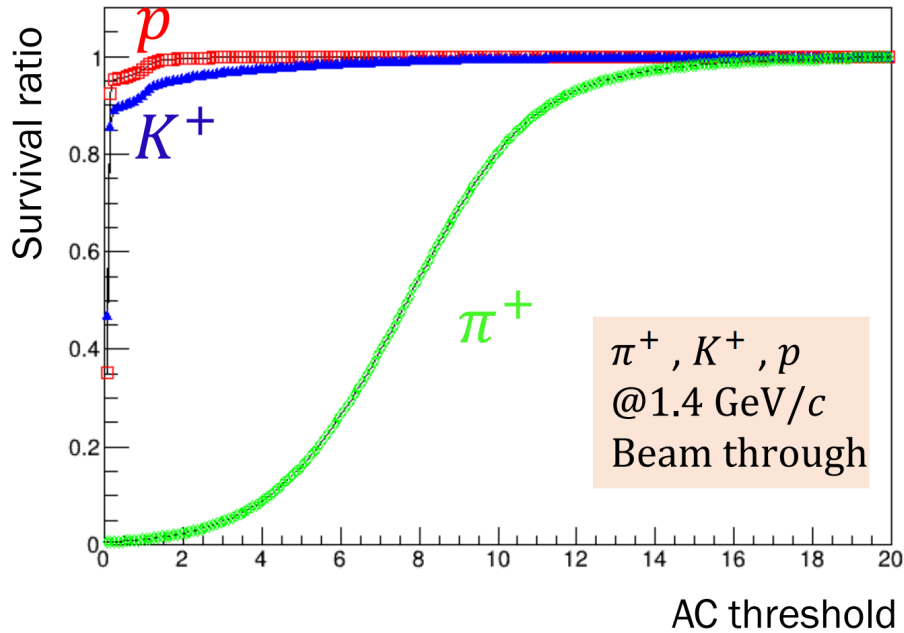


図 4.9: エアロゲルチェレンコフ検出器における π^+ , K^+ , p の残存率。下流に設置された SAC 及びシンチレータによるカット条件を課している。

4.2 E94 実験におけるトリガー段階での K^+ 識別能力

本章では、4.1 節で評価された E70 の実験条件における背景事象の除去率に基づき、本実験 (E94) の条件における性能を評価する。3.2 節で見積もられる背景事象の計数率に対して、この除去効率が実験を遂行するために十分であるかについて示す。

4.2.1 E94 における背景事象除効率とトリガー計数率

E94 の実験設定における実験データは未だ無い。そのため、前節で述べた 2023 年 6 月に取得した E70 の実験設定におけるコミッショニングデータのチェレンコフ検出器の発光量性能に基づいて E94 実験の設定における背景事象の除去効率を評価する (図 4.10)。見積もりの手順は以下のとおりである：

1. E70 の設定 (S-2S の中心運動量 $p_{S-2S}^{\text{cent.}} = 1.37 \text{ GeV}/c$) におけるチェレンコフ検出器の光電子数を再現するように Geant4 シミュレーションのパラメータを調整する。
2. E94 の設定 (S-2S の中心運動量 $p_{S-2S}^{\text{cent.}} = 0.72 \text{ GeV}/c$) における背景事象の除去効率を評価する。

E70 の運動量設定において、 $1.4 \text{ GeV}/c$ のビームを S-2S に入射した際の MC シミュレーションで得たエアロゲルチェレンコフ検出器の光電子数 (AC NPE) 分布を図 4.12 に示す。

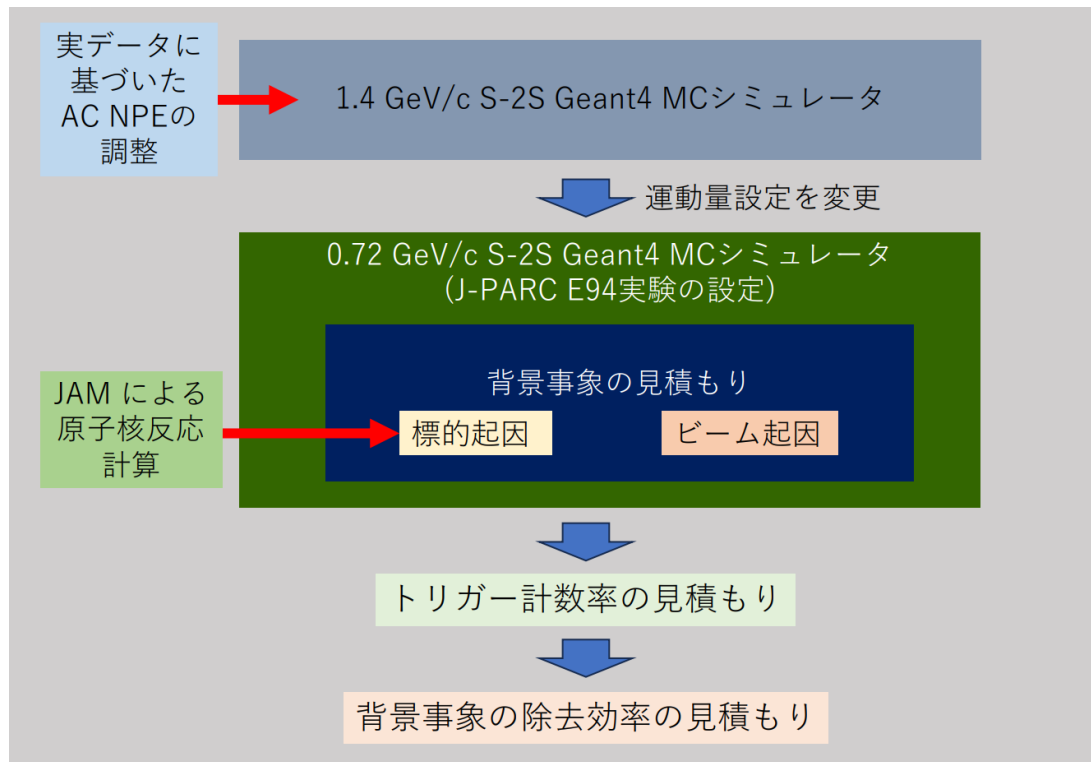


図 4.10: E70 実験のコミッションニングデータの解析結果に基づいて、E94 における背景事象除去効率を見積もるまでの流れ。

Geant4 MC シミュレーション上では AC の光電子数はチェレンコフ光子数の式 2.4 に光電子増倍管の量子効率等のパラメータをかけ、光電子数に変換することで求めている。それらのパラメータのうち任意に調整が可能なものを用いて、光電子数の最頻値を実データに合わせる。図 4.12 では実データ解析で得られた図 4.8 における最頻値 ~ 7.5 NPE を再現するようにパラメータを調整した。また、Geant4 MC シミュレーション上の AC 光電子数分布でペDESTAL (0 NPE の事象) の分解能の調整も実データに基づいて行った。図 4.11 は図 4.7、4.8 のペDESTAL 部分を拡大したものである。左がカットを課さない場合、右が SAC とシンチレータによるカットを課した場合である。シミュレーション上のペDESTAL の分解能として設定する値として、陽子のデータのペDESTAL の分解能を用いた。これは、 π^+ のペDESTAL はテール部分しか見えないため用いることができず、 K^+ と p では p のペDESTAL がより細かったためである。 p のペDESTAL をガウス関数でフィットした結果、どちらの場合も $\sigma = 0.046$ NPE 程度であった。そのため、Geant4 MC シミュレーション上でもペDESTAL の分解能を $\sigma = 0.046$ NPE と設定した。図 4.12 の光電子数分布はペDESTAL の分解能を実データに基づいた値に設定したものである。

E94 の設定において、表 4.1 に示す事象選定条件を用いて背景事象の除去能力の評価を行う。条件 AC はエアロゲルチェレンコフ検出器の光電光電子数が 1 よりも大きいという条件である。AC の論理否定 $\overline{AC}$ を課することによりチェレンコフ光を発する π^+ や μ^+ を除去する。また TOF_H は TOF 検出器のエネルギー損失が 7 MeV よりも大きいという条件である。

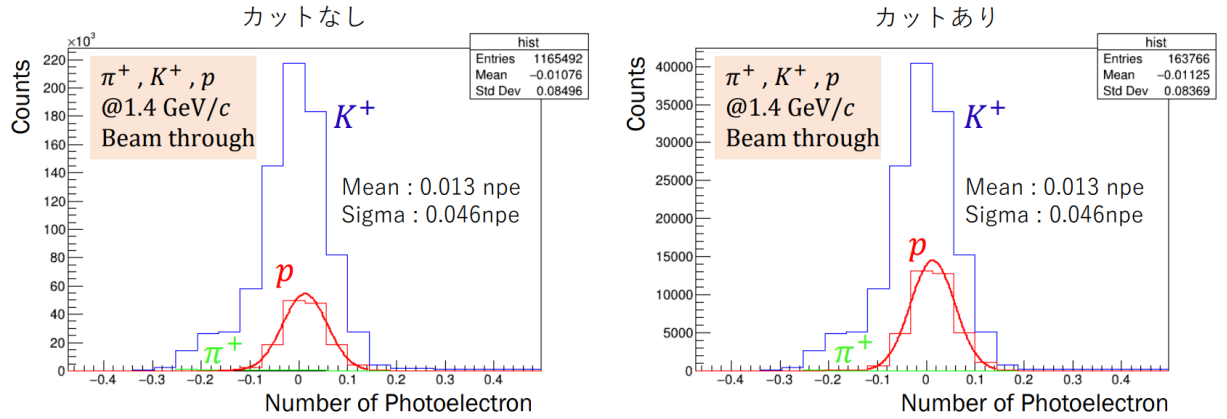


図 4.11: 1.4 GeV/c Beam through ランの際に取得されたエアロゲルチェレンコフ検出器の光量分布。図 4.7、4.8 のペDESTAL部分を拡大したものである。陽子のデータのペDESTALをガウス関数でフィットしている。

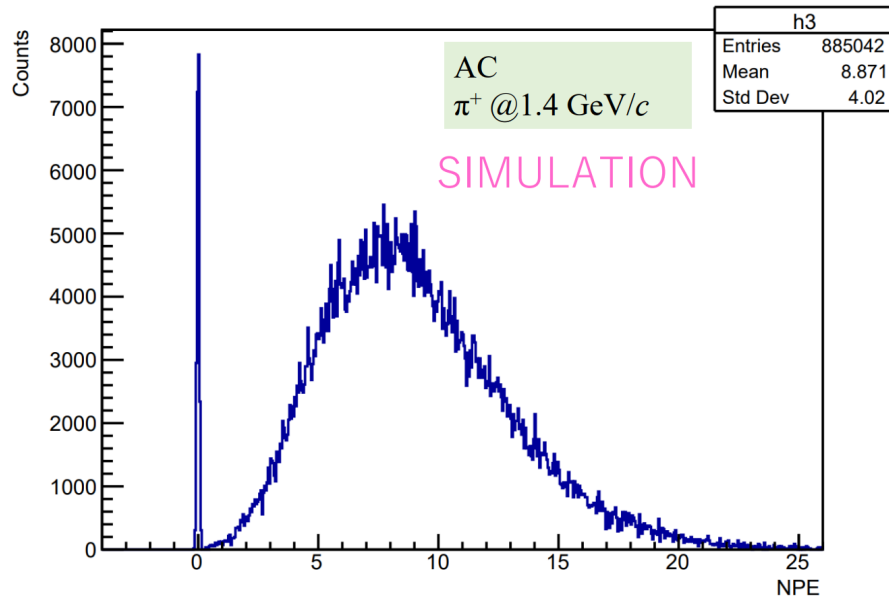


図 4.12: MC シミュレーションで得た AC の光電子数分布。E70 のコミッショニング実験に条件をそろえたシミュレーションであり、実データ解析で得られた図 4.8 における最頻値を再現するようにパラメータを調整した。また、ペDESTALの分解能も実データに基づき設定した。

TOF_H の論理否定 $\overline{\text{TOF}_H}$ を課すことによりエネルギー損失が大きい陽子を除去する。

S-2S トリガーとして $\text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}}$ [式 (3.3)] と $\text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}} \otimes \overline{\text{TOF}_H}$ [式 (3.4)] の両方の条件下における背景事象のスピルあたりの計数率、及び除去率を表 4.2、表 4.3 に示した。除去率は表 4.2 に示されたトリガー条件 $\text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}}$ 、 $\text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}} \otimes \overline{\text{TOF}_H}$ の計数率の TOF_L に対する比を取ったものである。

いずれのトリガー条件下においても、信号となる K^+ をほぼ残存させながら背景事象を十

表 4.1: 本研究に使用したデータ取得段階 (トリガー) における事象選定条件。

(検出器)	条件	備考
AC	$NPE > 1$	論理否定条件を用いて π^+ や μ^+ の除去。
TOF _H	$dE > 7 \text{ MeV}$	論理否定条件を用いて陽子の除去。

表 4.2: E94 実験におけるトリガー条件を課した場合の背景事象の計数率の見積もり

		トリガーレート [計数 /spill]		
背景事象		TOF _L	TOF _L $\otimes$ $\overline{AC}$	TOF _L $\otimes$ $\overline{AC}$ $\otimes$ $\overline{TOF_H}$
標的起因	p	$(3.64 \pm 0.03) \times 10^2$	$(3.64 \pm 0.03) \times 10^2$	$(4.08 \pm 0.09) \times 10$
	π^+	$(4.52 \pm 0.10) \times 10$	(2.0 ± 0.2)	$(5.8 \pm 1.1) \times 10^{-1}$
	K^+	(1.9 ± 0.2)	(1.9 ± 0.2)	(1.8 ± 0.2)
ビーム起因 (μ^+ 等)		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$	$(3.1 \pm 0.6) \times 10^2$	$(2.8 \pm 0.5) \times 10^2$
計		$(1.03 \pm 0.01) \times 10^5$	$(6.7 \pm 0.6) \times 10^2$	$(2.8 \pm 0.5) \times 10^2$

表 4.3: E94 実験におけるトリガー条件を課した場合の背景事象の除去率の見積もり。

		除去率 [%]	
背景事象		TOF _L $\otimes$ $\overline{AC}$	TOF _L $\otimes$ $\overline{AC}$ $\otimes$ $\overline{TOF_H}$
標的起因	p	0	88.8
	π^+	95.6	98.7
	K^+	0	5.3
ビーム起因 (μ^+ 等)		99.7	99.7

分に除去し、目標とするトリガー要求計数率 5 k/spill が達成できることがわかった。

4.2.2 考察と検討

■陽子の除去について

前節により、S-2S に既存の検出器を用いて目標とするトリガー要求計数率は達成できることがわかった。データ取得時はできる限りバイアスの無いトリガー条件を採用し、信号事象の損失を避ける方が良い。そのため、S-2S の信号取得条件として式 3.3 に示す $\text{TOF}_L \otimes \overline{AC}$ を本実験において採用する。 π^+ ビームの実験標的内における反応に起因する背景事象について

は、JAM を用いた見積もりを行い、計数率は高々 数 100/spill と低いことがわかった。もしも、今回の見積もりに対して実際の計数率が数倍–5 倍程度高い場合においてもトリガー要求計数率は目標値を十分満たすことができる。陽子の除去検出器としてルサイト [ポリメチルメタアクリレート (PMMA) の一種、 $n = 1.49$] を輻射体として使用したチェレンコフ検出器の導入も検討していた。図 4.13 にルサイト内で発光するチェレンコフ光の光量の荷電粒子の運動量依存性を示す。図 2.16 に示した水を用いた場合と比較し、 K^+ が S-2S の運動量アクセ

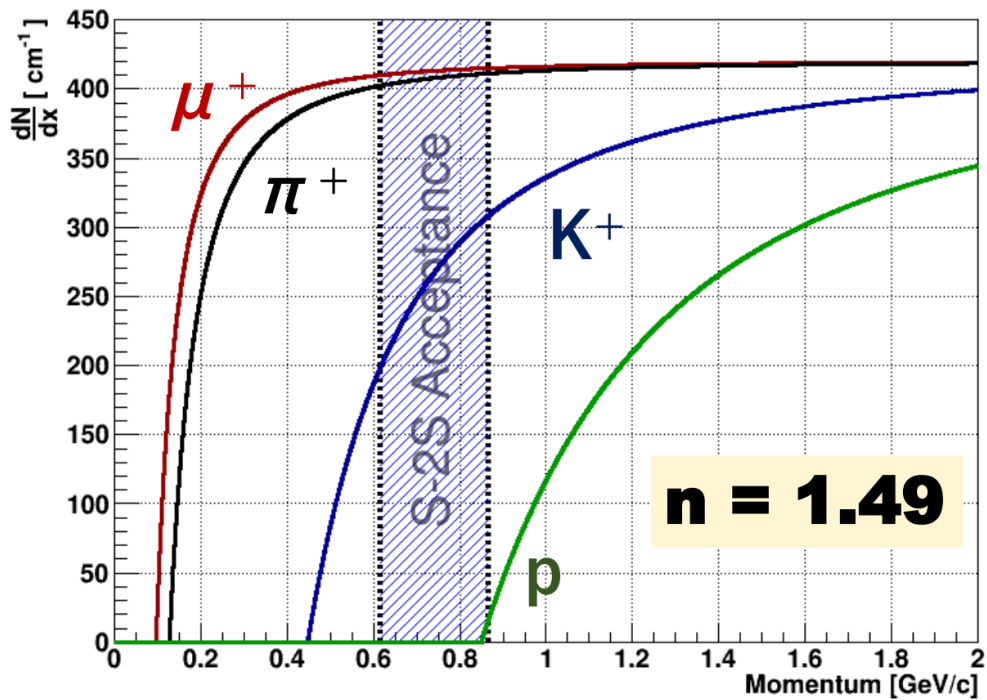


図 4.13: 屈折率 $n = 1.49$ のルサイトにおける、単位長さあたりのチェレンコフ光量の入射荷電粒子の運動量依存性。積分するチェレンコフ光の波長領域は、光検出器の感度のある $\lambda = 300\text{--}600\text{ nm}$ を仮定して計算した。S-2S のアクセプタンス内で μ^+ 、 π^+ 、 K^+ はチェレンコフ光を発する。

プタンス全領域において十分な発光量を持つことが期待される。一方、陽子に対しては高運動量側の端に少々発光量があるもののほぼ発光しない。そのため、ルサイトチェレンコフ検出器は E94 実験に適するトリガー時の陽子除去検出器と言える。しかし、本研究の結果からトリガー段階における陽子の除去に対する強い要求はないため、E94 実験の遂行のみを考えた場合に、ルサイトチェレンコフ検出器を導入する必要性は高くない。ここで、S-2S に新しい検出器を導入する場合にはスペースの制約により既存検出器を取り外す必要があるという点に注意する必要がある。ルサイトチェレンコフ検出器を導入する場合には、例えば水チェレンコフ検出器を取り外すことになる。

■ビーム起因 μ^+ の除去について

π^+ ビームの崩壊に起因するシミュレーションは、 π^+ の崩壊チャンネルとその分岐比、そして寿命に基づいたものであり、JAM と比較してより単純な物理プロセスの入力で見積もることができる。そのため、本研究で見積もったビーム起因のトリガー要求計数率は実際の実験と比較して数倍異なるということは無いと考えられる。図 4.14 にエアロゲルチェレンコフ検出器で光電子数の閾値を変えた時の各粒子の残存率の変化を示した。図中で π^+ 、 K^+ 、 p と示された曲線は JAM の計算結果を S-2S MC シミュレーションに入力して見積もった標的起因の背景事象に対する残存率である。 π^+ beam と示された曲線は 1.05 GeV/c の π^+ ビーム起因の背景事象に対する残存率である。標的起因の背景事象では粒子の崩壊が起こらない設定にしてあり、ビーム起因の背景事象は崩壊が起こる設定にしてある。また、エアロゲルチェレンコフ検出器の閾値による事象選定に加え、トリガー条件 TOF_L も課している。表 4.3 に示したように、エアロゲルチェレンコフ検出器の光電子数が 1 より大きい事象を除外するようなトリガー条件を課すとビーム起因の背景事象は 99.7% 除去される。したがって、光電子数の閾値を変えずに、仮に現在の見積もりの 10 倍である 1M/spill のビーム起因の事象が下流に来てもトリガー計数率は 5k/spill を下回る。しかし、今回のシミュレーションではエアロゲルチェレンコフ検出器の配置は設計時に決められた値が用いられており、実際に K1.8 ビームラインに設置した際の値を完全に反映してはいない。エアロゲルの配置がシミュレーションと異なることにより、トリガー計数にはカウントされるがエアロゲルに当たらない粒子が出てくる可能性がある。そのような事象をエアロゲルチェレンコフ検出器で除去することはできないので、除去率は下がることになる。ビーム起因の背景事象に対する除去効率をさらに高めるためには、例えば WC を取り外し、そのスペースに既存の AC に加えてもう一台のエアロゲルチェレンコフ検出器を導入することも選択肢の一つである。

既存の検出器で対応するための他の方法も検討する。本研究では陽子のトリガー段階の除去として、閾値を高く設定した TOF 検出器信号の論理否定 $\overline{\text{TOF}_H}$ [式 (3.4)、表 4.2] の導入についても検討した。これは、TOF 検出器内において陽子が K^+ と比べてより大きくエネルギーを損失することを利用している。同様に、 K^+ と比べて π^+ やビーム起因の μ^+ の TOF 検出器内でのエネルギー損失が小さいことを利用して、TOF の閾値を K^+ を損なわずに、 π^+ やビーム起因の背景事象の一部を除去するように設定することができる。図 4.15 に S-2S MC シミュレーションで得られた粒子の残存率の TOF 検出器で検出するエネルギー損失 (dE) 閾値の依存性を示す。例えば、 dE 閾値を $dE > 3.7$ MeV 程度とした場合に K^+ がほぼ損なわれずに π^+ 、及びビーム起因の背景事象が半分に低減されることがわかった。

以上の議論をまとめると、ビーム起因の背景事象の計数率が見積もられる数値に対して 2 倍高い場合でも、既存の検出器を用いて K^+ を十分残存させながら目標とするトリガー要求計数率を達成できることがわかった。

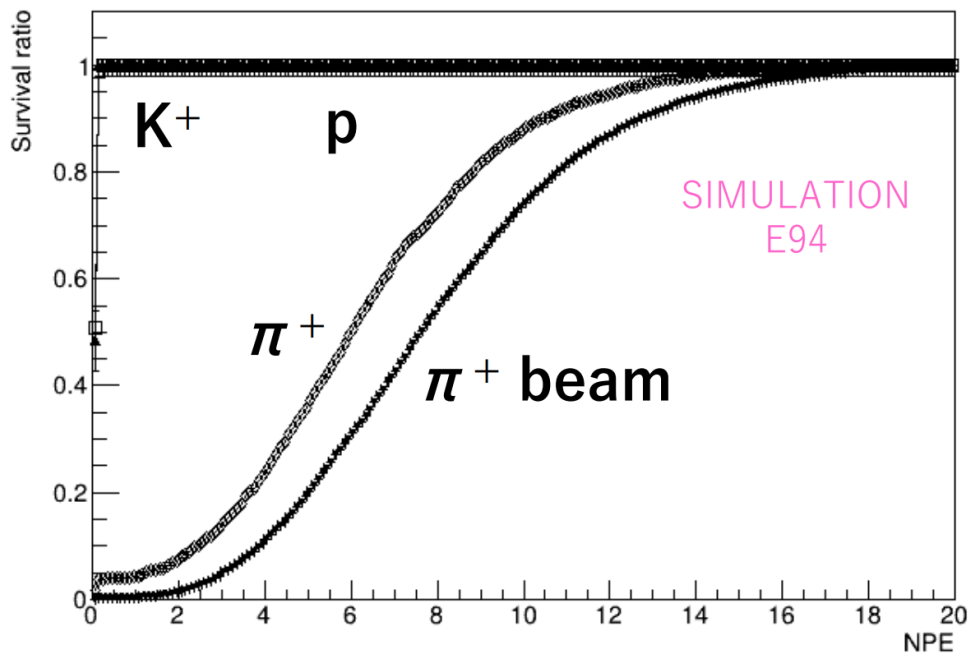


図 4.14: エアロゲルチェレンコフ検出器で光電子数の閾値 (図の横軸) に対する各粒子の残存率。 π^+ 、 K^+ 、 p と示された曲線は JAM の計算結果を S-2S MC シミュレーションに入力して見積もった標的起因の背景事象に対する結果であり、 π^+ beam と示された曲線は $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビーム起因の背景事象に対する結果である。事象の選定に際してトリガー条件 TOF_L も課している。

■オフライン解析における粒子識別

データ取得後 (オフライン解析時) には、節 3.1.2 で述べた手法により、信号・ノイズ比 (S/N) を高める。図 4.16 は E94 実験において期待される m^2 分布を示しており、標的で発生した π^+ 、陽子についてはほとんどの K^+ を残存させながら除外できる。

標的領域以外から発生する π^+ ビーム起因の μ^+ は、磁気分光器を解析する際に仮定する光学系に乗らないため、必ずしも m^2 分布で切り分けられるとは限らない。例えば、 π^+ のピークに対するテール成分を作り、 $K^+-\pi^+(\mu^+)$ ピークとの切り分けが一部困難になる可能性もある。一方、チェレンコフによる背景事象の除去はなお機能するとはいえ、除去効率を高める事象選定条件では K^+ の残存率は低下するため、S/N と信号の統計量の両方を考慮した条件の最適化が必要になる。過去に KEK や J-PARC 等で行われた同反応を用いたハイパー核測定では、欠損質量スペクトラム上のハイパー核束縛領域に大きなノイズは観測されていない。しかし、S-2S による (π^+, K^+) 反応を用いた高分解能 Λ ハイパー核分光実験は初めてであるため、実験前に信号識別手法を確立し、ハイパー核の分光性能を確認する必要がある。本研究により明らかになった背景事象の計数率と K^+ の識別能力と併せて、 m^2 や焦点面における粒子の位置・角度分布における相関等を用いた背景事象のオフライン除去能力を見積もり、ハイ

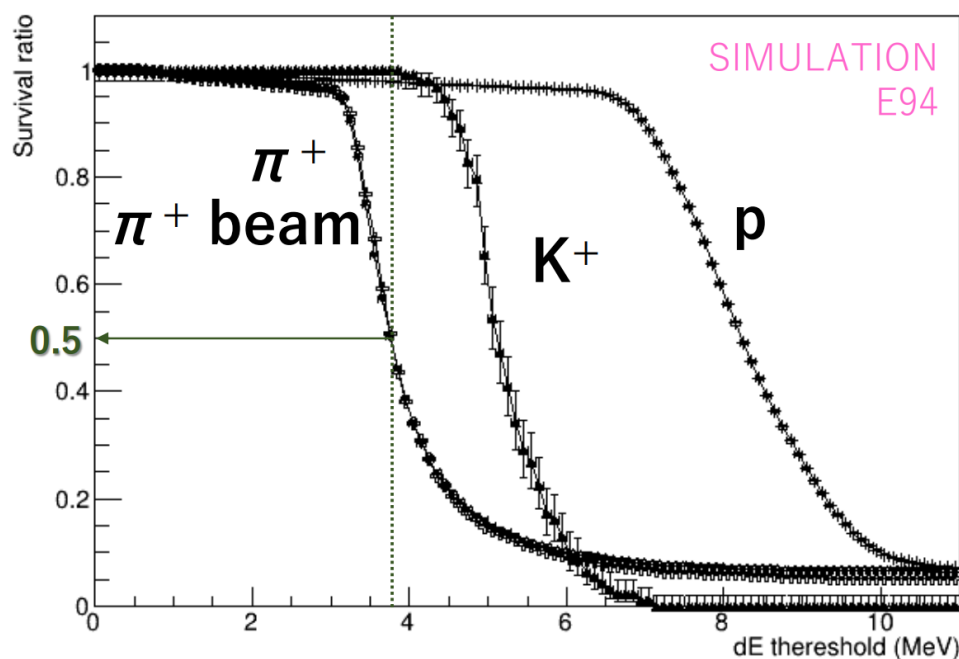


図 4.15: TOF 検出器におけるエネルギー損失を dE としたときに、 $dE > x$ (x は図の横軸) の条件を満たす事象の残存率。 π^+ 、 K^+ 、 p と示された曲線は JAM の計算結果を S-2S MC シミュレーションに入力して見積もった標的起因の背景事象に対する結果であり、 π^+ beam と示された曲線は 1.05 GeV/ c の π^+ ビーム起因の背景事象に対する結果である。事象の選定に際してトリガー条件 TOF_L も課している。

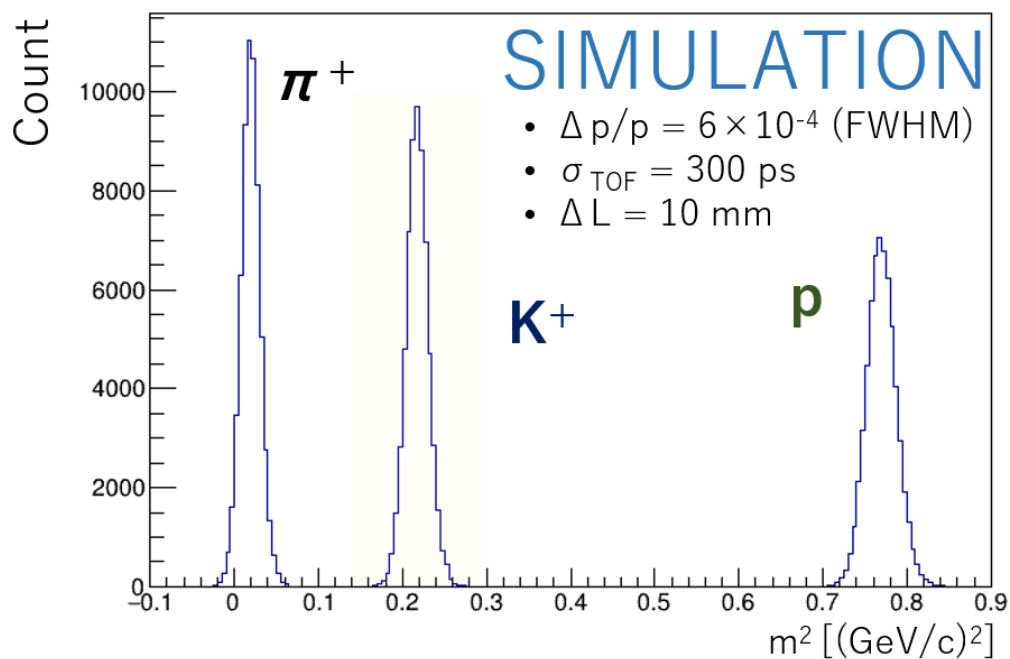


図 4.16: E94 実験で期待される再構成した散乱粒子の質量自乗分布 (m^2)。このシミュレーションには粒子の崩壊を考慮していない。

パー核の信号感度の評価を今後進める予定である。

第 5 章 まとめ

J-PARC K1.8 ビームラインで供給される高強度 π^+ ビームを用いた Λ ハイパー核の高精度分光実験を計画している (J-PARC E94 実験)。本研究では、 (π^+, K^+) 反応を用いて Λ ハイパー核の欠損質量分光を行う。新設された磁気スペクトロメータ S-2S は $\Delta p/p \simeq 6 \times 10^{-4}$ (FWHM) の運動量分解能を持つように設計された。同程度の運動量分解能を持つ K1.8 ビームラインと組み合わせた運動量ベクトル解析を行うことにより、 Λ ハイパー核のエネルギー準位を 1 MeV (FWHM) の高いエネルギー分解能で分光できることが期待できる。このような高いエネルギー分解能であることにより、従来の校正データと比べより信頼性の高いデータである ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の $J^\pi = 1/2^+$ 、及び $5/2^+$ 状態を用いたエネルギー絶対値の校正が可能となる。本研究で期待される統計と系統誤差の両方を考慮した Λ 束縛エネルギー決定精度は $|\Delta B_\Lambda^{\text{total}}| = 100 \text{ keV}$ である。この $\pm 100 \text{ keV}$ の高い確度の測定から、(1) ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ の基底状態エネルギーシフト問題についての結論の導出、(2) 質量数 $A = 10$ 系における ΛN 間荷電対称性の破れ (ΛN CSB) についての新しい高精度データを供給する。

E94 実験研究のためには、 (π^+, K^+) 反応で生成される K^+ を背景事象となる他の粒子から識別する必要がある。本修士論文における研究では、E94 実験における

- 背景事象の種類とその計数率
- 背景事象の除去効率とトリガー要求計数率

を、JAM による事象生成、Geant4 MC シミュレーション、及び E70 実験のコミッショニングデータの解析による既存検出器の粒子識別性能評価により導いた。仮定する実験条件として、 1 g/cm^2 厚の ${}^{12}\text{C}$ に π^+ ビームを $5 \times 10^6/\text{spill}$ で照射した場合とした。TOF におけるエネルギー損失が 0.4 MeV (0.1 MIP 程度) をトリガー条件とした場合に、ビームの崩壊に起因する背景事象数は約 100 k/spill である一方、 π^+ ビームの標的内における反応で生成される陽子や π^+ はわずかに数 $100/\text{spill}$ と見積もられた。つまり、背景事象の主要な原因は π^+ ビームの崩壊により混入する μ^+ 粒子であり、S-2S に設置するエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC) によりトリガー段階でこれを 96% 以上除去する必要があることがわかった。E70 実験の設定における実際に得られた AC の性能を再現する MC シミュレーションを E94 実験の設定にも適応し、背景事象の除去効率を見積もった。その結果、S-2S のデータ取得条件に AC を用いることにより ($\text{S-2S} = \text{TOF}_L \otimes \overline{\text{AC}}$)、トリガー要求計数率が目標である 5 k/spill を十分下回ることがわかり、E94 実験の遂行が既存検出器を用いて可能であることが明らかになった。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの方々からご支援を頂きました。

中村哲教授には J-PARC で研究を行う機会を与えて頂きました。日々の打ち合わせでは多くのコメントを頂き、中村教授からの指摘で行き詰った現状が打開されたことも何度もありました。また多くの会議で発表する機会を与えて頂き、発表資料の添削等でも多くの時間を割いて頂きました。中村教授のご指導のもとで2年間研究を行うことができたのは私にとって貴重な経験となりました。

後神利志助教には本修士論文のテーマを与えて頂きました。打ち合わせで行った議論で研究に関する多くのことを学ぶことができました。私が理解できていない概念を分かりやすく説明していただき、理解を深めることができました。また日々の研究では、今取り組んでいることの本質は何なのか常に指摘を頂きました。身に着けなければいけない知識、技術が多く本来の目的を見失いがちな私に対し、本質や最終到達点を忘れないよう言葉をかけてくださいました。

金田雅司助教には日々の打ち合わせや、ビームタイムでご指導頂きました。また、研究だけでなくその結果をいかに分かりやすく他人に伝えることが重要であるか、発表練習等で教えて頂きました。

永尾翔助教には入学当初からご指導を頂きました。議論を行う中でその豊富な知識に驚かされ、私自身の励みにもなりました。また、J-PARC に出張することが多い私のことを気にかけてくださいました。

田村裕和教授は研究に対する熱意や実験の面白さを語ってくださり、私が本研究室を志望するきっかけを作ってくださいました。講義や日々のセミナー、打ち合わせでも熱心にご指導してくださいました。

三輪浩司教授、早川修平助教にはセミナーや打ち合わせで大変お世話になりました。

J-PARC での実験準備や研究、ビームタイムにおいて、鶴養美冬特任准教授、市川裕大准教授、JAEA の山本剛史氏、藤田真奈美氏、七村拓野氏には大変お世話になりました。J-PARC に来たばかりの私に検出器の準備・データの解析という課題を与えて頂き、私自身大きく成長することができました。皆さんは数か月間の出張期間中の心強い存在でした。

原子核物理の先輩、後輩にも大変お世話になりました。先輩の石川勇二氏、秋山タケル氏、奥山和樹氏、梶川俊介氏、坂尾珠和氏、水野征哉氏、鎌田健人氏、中村雄紀氏、永野慎太郎氏、大浦文也氏、木野量子氏、橘昂我氏からは研究に対するひたむきな姿勢を学びました。私の研究に対するアドバイスも多く頂きました。後輩の今本亮氏、倉田綸太郎氏、齋藤隆太氏、河野

理夏子氏、松江隼輝氏、雨宮功来氏、嶋崎開斗氏、野田きあら氏、原谷あかり氏にはチームタイムやセミナーなどでお世話になりました。また、東京大学中村研究室の西幸太郎氏、西田賢氏、東本海旺氏、丹羽駿輔氏には普段の打ち合わせやチームタイムでお世話になりました。

同期の皆さんにもお世話になりました。ストレンジネス核物理グループの石毛達大氏、大橋和真氏、成済秀氏、宮田颯氏とは普段の研究生活やチームタイム等の出張で多くの時間を共にしました。エキゾチック核物理グループの浦山廉氏、松井貴哉氏、短寿命核ビーム物理グループの石尾渉次郎氏とも講義やセミナー及びその準備でお世話になりました。同期の皆さんからは実験技術や解析に関する議論で新たな視点や解決方法を示して頂きました。また普段の生活も楽しく過ごせました。

他大学の先輩、同期、後輩にも大変お世話になりました。京都大学の原田健志氏、江端健悟氏からは研究だけでなく、実験プロジェクトを運営するリーダーとしての姿勢を学びました。同期である京都大学の高橋秀治氏、東京工業大学の小堀匠氏とはチームタイムやデータ解析で有益な議論を行うことができました。

また、研究室秘書の高橋あゆみ氏、東京大学の柚木茉璃奈氏には出張等の事務手続きでお世話になりました。技術職員の梅津裕生氏には過去の検出器の図面を提供して頂き、大変参考になりました。

この2年間、研究を続けることができたのはここに記した方々、記しきれなかった多くの方々のおかげです。皆様のご協力に感謝します。多くの人々の力で成り立つ実験物理の世界に関わることができたのは貴重な経験でした。また、これからもどうぞよろしくお願いします。

最後に、東北大学で研究を行うことに理解を示してくださった家族に感謝します。

参考文献

- [1-1] 永江 知文 著 「ハドロン物理学入門」 裳華房
- [1-2] K. Miwa et al., Phys. Rev. C104, 045204 (2021).
- [1-3] P. B. Demorest et al., Nature 467, 1081 (2010).
- [1-4] 住吉 光介 著 「原子核から読み解く超新星爆発の世界」 共立出版
- [1-5] 中村 哲、永尾 翔、田村 裕和、山本 剛史、日本物理学会誌 Vol. 77, No. 5, 287 (2022).
- [1-6] T. Gogami et al., Phys. Rev. C94, 021302(R) (2016).
- [1-7] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 564–653 (2006).
- [2-1] T. Gogami et al., Proposal to J-PARC, E94 (2022).
https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_2208/pdf/P94_2022-18.pdf
- [2-2] H. Hotchi et al., Phys. Rev. C64, 044302 (2001).
- [2-3] D. H. Davis, Nucl. Phys. A547, 369c (1992).
- [2-4] P. Dluzewski et al., Nucl. Phys. A484, 520 (1988).
- [2-5] D. H. Davis, Nucl. Phys. A754, 3c–13c (2015).
- [2-6] K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. 86, 10 (2001).
- [2-7] M. Ukai et al., Phys. Rev. C73, 012501(R) (2006).
- [2-8] T. Gogami et al., Phys. Rev. C93, 034314 (2016).
- [2-9] E. Botta et al., Nucl. Phys. A960, 165–179 (2017).
- [2-10] 江端 健悟 修士論文 京都大学 (2022).
- [2-11] 馬 越 博士論文 東北大学 (2009).
- [2-12] T. Gogami et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A817, 70-84 (2016).
- [2-13] J-PARC ホームページ
<https://j-parc.jp/public/Hadron/ja/images/BirdsEyeView.jpg>
- [2-14] KEK ホームページ
<https://www.kek.jp/ja/Facility/IPNS/files/HD-hall1544.jpg>
- [3-1] Y. Nara et al., Phys. Rev. C61, 024901 (1999).
- [3-2] JAM1 github のページ
<https://github.com/ynara305/jam1>
- [3-3] 後神 利志 他, 「 (K^-, K^+) 反応による Ξ^- 原子核分光測定に用いる陽子除去用水チェレンコフ検出器の開発」, 日本物理学会 2015 年秋季大会
- [4-1] 田辺 鴻典 修士論文 東北大学 (2014).