

修士論文

S-2Sを用いる Λ ハイパー核
高精度分光実験に向けた
アクリルチェレンコフ検出器の開発



京都大学大学院 理学研究科

物理学専攻 物理学第二教室 原子核・ハドロン物理学研究室

谷口 智大

令和8年3月

概要

本研究は J-PARC E94 実験にて使用されるアクリルチェレンコフ検出器の開発を行った。E94 実験はストレンジネスクォークを含むバリオンであるハイペロン (Λ) が含まれる原子核であるハイパー核を観測する実験であり、u, d, s クォークで構成される Λ 粒子と原子核の束縛エネルギーが鏡像核 (陽子と中性子の数を入れ替えた核) で異なる核力の荷電対称性の破れ (Charge Symmetry Breaking (CSB)) の原因解明を研究対象としている。E94 実験では $^{10}\text{B}(\pi^+, K^+)^{10}\text{B}$, $^{12}\text{C}(\pi^+, K^+)^{12}\text{C}$ 反応を用いて p -殻系における束縛エネルギーをエネルギー分解能 1 MeV (FWHM), 確度 100 keV の高分解能・高確度で測定することで、CSB に関する新たなデータを提供し、バリオン間相互作用の理解を深めることを目指す。E94 実験ではビーム粒子の π^+ , 散乱粒子の K^+ の運動量を測定し、ハイパー核の質量を求める欠損質量法を用いて束縛エネルギーを求めるのだが、この際に散乱粒子として K^+ 以外の粒子が背景事象として検出器を通過する。散乱粒子のレートはデータ収集システムの上限レートの 10 倍あり、効率的にデータを取得するには背景事象を抑制する必要がある。そこで背景事象となる陽子を除去するための閾値型のアクリルチェレンコフ検出器を開発し性能評価を行った。

チェレンコフ検出器とは物質が媒質の光速を超えて運動する際に発生するチェレンコフ光を検出する機器であり、その中でも閾値型とは粒子通過時に閾値を超えた信号を受信したか否かで粒子を識別する検出器である。E94 実験における散乱粒子の運動量は 0.61–0.83 GeV/ c であり、この運動量でアクリル (屈折率 1.49) を通過すると K^+ はチェレンコフ光が発生し陽子は発光しない。この差を利用して陽子を除去することができる。J-PARC において 実験本番で想定する粒子に対応するハドロンビームを用いて材質の異なる複数の試作機に対する性能評価を行った。これにより K^+ に対して 99% 以上の検出効率を達成する材質を確認することができた。今後は本検出器の実機製作を行い、2026 年夏に現場に実機をインストールする予定である。これにより E94 実験に使用する検出器が出揃い、 Λ ハイパー核の束縛エネルギーの高精度測定の主要な準備が整うこととなる。

目次

概要	1
第1章 序論	11
1.1 ストレンジネス核物理学	11
1.2 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ	14
1.3 本研究の目的	17
第2章 J-PRAC E94 実験	18
2.1 先行研究	18
2.2 物理動機	21
2.3 実験手法と期待される結果	24
2.4 実験施設	28
2.5 実験セットアップ	29
第3章 UVT アクリルチェレンコフ検出器 (UC)	39
3.1 チェレンコフ検出器の原理	41
3.2 E94 実験における UC の使用方法	41
3.3 要求性能	47
第4章 ハドロンビームを用いた性能評価	51
4.1 実験セットアップ	51
4.2 イベント選定	59
4.3 解析結果	64
第5章 まとめ・展望	74
謝辞	76

目次

1.1	バリオン 8 重項と 10 重項. 構成元となる u, d, s クォークの個数を 3 次元座標に対応させている.	12
1.2	長良事象 (左) と伊吹事象 (右) の写真と模式図.	13
1.3	A=4 体系における Λ ハイパー核の CSB. [9], [10] より作成.	15
1.4	A = 7 における Λ ハイパー核の CSB. 測定値と理論的計算の比較. [11] より引用.	16
2.1	KEK-PS E140a 実験にて測定された $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ のエネルギースペクトル. 横軸にハイパー核とコア核の質量差及び束縛エネルギーをとり, 縦軸に散乱確度 2° – 14° までの微分断面積を足しあげた断面積をとっている.	19
2.2	KEK-PS E140a 実験にて測定された $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ のエネルギースペクトル. 横軸にハイパー核とコア核の質量差及び束縛エネルギーをとり, 縦軸に散乱確度 2° – 14° までの微分断面積を足しあげた断面積をとっている.	20
2.3	p -核系 Λ ハイパー核の鏡像核の束縛エネルギーの差の理論計算と実データ. 横軸はハイパー核の質量数, 縦軸は鏡像核同士の束縛エネルギーの差である.	22
2.4	原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験における束縛エネルギーの差分 [16].	23
2.5	(K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験における束縛エネルギーの差分 [21].	23
2.6	^{12}C 標的へのそれぞれの反応機構における入射粒子の運動量毎の反跳運動量. [20] より引用.	24
2.7	(π^+, K^+) 反応におけるビームの運動量に対する各ハイペロンの生成微分断面積の関係. [20] より引用.	25

2.8	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の予測スペクトル. 横軸はハイパー核の束縛エネルギー, 縦軸はイベント数である. 緑色の数字がエネルギー分解能であり, 0.7 MeV(FWHM) がビーム側・散乱側のスペクトロメーターの設計値から求めた値で 1.4 MeV(FWHM) は実データをもとに算出したスペクトロメーターの運動量分解能をシミュレーションに入力して計算した値.	26
2.9	${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の予測スペクトル. それぞれの軸, エネルギー分解能の値は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ と同じ.	27
2.10	${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の予測スペクトル. それぞれの軸, エネルギー分解能の値は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ と同じ.	27
2.11	J-PARC 俯瞰写真. J-PARC は3種類の加速器を使って陽子を加速する加速器である. 赤丸で示したハドロン実験施設が E94 実験の実施場所である.	29
2.12	J-PARC ハドロン実験ホールのご概念図. [24] より引用 (一部改変). J-PARC MR から供給される大強度陽子が T1 標的に照射され, そこで生成した二次粒子をビームラインスペクトロメーターを用いて各実験ホールへ導く. 本研究で対象とする J-PARC E94 実験は, K1.8 ビームラインを用いる.	30
2.13	K1.8 ビームライン. 標的を挟んで2台のスペクトロメーターが設置されており, それぞれビーム粒子, 散乱粒子の運動量を測定する.	30
2.14	BFT. 垂直方向にファイバーが張られており, 水平方向の位置を検出する. 松本氏の修士論文 [27] より引用.	33
2.15	プレーナー型ドリフトチェンバーの構造. [25] より引用.	34
2.16	下流側から見た BC3. 中心付近にあるものがマイラー面であり, ここが有感領域となる.	34
2.17	SDC1(右), SDC5(左) の写真.	36
2.18	ハニカム型ドリフトチェンバーの構造. [25] より引用.	36
2.19	散乱側検出器. 緑色の物体が上流から S-2S の Q1, Q2 であり, 青色のものが D1. スペクトロメーターとともに運動量を測定する SDC が S-2S を挟むように設置され, SDC の下流にカウンター検出器である ToF, AC1, UC が順に設置される.	37
2.20	ToF 検出器. 写真は18セグメント分であり, 現在は写真右端のセグメントに1本追加されて19セグメントで利用されている. [28] より引用. . .	38
2.21	AC1 の内部写真. 約1000枚のエアロゲルが輻射体として利用されている. [28] より引用.	38

3.1	J-PARC E94 実験の設定における S-2S の運動量アクセプタンス [29].	42
3.2	輻射体 1 cm 当たりが発生するチェレンコフ光の数の計算値. 輻射体として左図はエアロゲル ($n = 1.055$), 右図はアクリル ($n = 1.49$) を仮定した. E94 実験における運動量アクセプタンスにおいて, エアロゲルでは π^+ のみ発光が起きるのに対して, アクリルにおいては π^+ や K^+ といった粒子が発光を起こす. これらの発光の性質を組み合わせて利用することで K^+ を識別する.	42
3.3	モンテカルロシミュレーションで見積もった E94 実験で得られると期待される質量自乗分布. 比較として, S-2S を用いた初めての物理実験である E70 実験の条件でのシミュレーション結果も併せて示している. E70 実験では, S-2S の中心運動量が 1.4 GeV/c であるのに対し, 本研究の対象となる E94 実験における中心運動量は 0.72 GeV/c と小さいことにより, E94 実験において m^2 の分離度がより高いことが期待される.	44
3.4	UC の 1 セグメントの構成. 直方体の輻射体の両端に PMT (Hamamatsu H11284-100UV) を取り付けるが, PMT の円形状 (ϕ 46 mm) の光電面へ光をガイドするために, 輻射体アクリルと同じ材質のライトガイドを間にいれる.	45
3.5	アクリルへの反射材の巻き付け, 遮光の様子.	46
3.6	波長変換材の有無で行った UC 単体の Geant4 モンテカルロシミュレーションの結果. 波長変換材を入れたモデルでは, より大きな NPE が得られた.	46
3.7	Geant4 MC シミュレーションで得られた UC で検知する光電子数 (NPE) 分布. K^+ に対して最頻値が $NPE = 6$ となるようにスケールした.	47
3.8	Geant4 MC シミュレーションで求めた粒子の残存率の UC 閾値依存性. この残存率は図 3.7 のシミュレーション結果を用いて求めた.	48
3.9	Geant4 MC シミュレーションによって得られた, UC 直前の z 位置での粒子の分布. 点線で示した箱は, UC のカバー範囲 ($730^H \times 1600^W$ mm ²) を示しており, これは十分な大きさを持つことが分かる.	49
3.10	16 セグメント配置した UC. 遮光シート等の厚みにより不感領域ができるが, この図ではセグメントの間に 1 mm の不感領域を仮定しているため, 16 セグメント並べた際に幅 (x) が 1615 mm となっている.	50

4.1	本検出器の設置場所. S-2S 及びその下流側の検出器が示されている. 本検出器は AC1 下流にある水チェレンコフ検出器 (WC) の下流に設置される.	52
4.2	ビーム試験のセットアップ. 性能評価をする 3 種類のアクリルである 4 面粗面 (Rough w/o WSL), 全面研磨・波長変換剤なし (Polished w/o WSL), 全面研磨・波長変換剤あり (Polished w/ WSL) がビーム軸に対して垂直に設置されており, さらに下流にプラスチックシンチレータが設置されている.	53
4.3	ビーム試験時の検出器架台. 紫色の部分が本検出器並びにプラスチックシンチレータの有感領域である.	54
4.4	見下ろした位置におけるアクリルチェレンコフ検出器, プラスチックシンチレータの位置. アクリル検出器は上流から順に Acryl 1, 2, 3 とプラスチックシンチレータは PS と表記している. D1 Center とは S-2S の出口中心を通るビーム軸であり, D1 Origin とは S-2S 出入口それぞれを通るビーム軸の交点である.	55
4.5	ビーム軸方向からのアクリル検出器の位置.	55
4.6	ビーム軸方向からのプラスチックシンチレータの位置.	56
4.7	^{90}Sr 使用時のアクリルチェレンコフ検出器の信号. 写真は Polished w/ WSL $-x$ 側の信号.	58
4.8	ビーム試験の回路. 各検出器からの信号は Fan-out で分岐し, 一方はエネルギー情報として V792 QDC へ, もう一方はデジタル信号に変換後に時刻情報として HUL LR TDC へ運ばれる.	59
4.9	各アクリル, プラスチックシンチレータの上流面における粒子分布. 各散布図の上の表記がそれぞれのアクリル, プラスチックシンチレータを表す. 横軸は D1 Center を $x = 0$ と定義した水平方向座標であり, 縦軸は実験ホール床から垂直上向きに 2 m の点を $y = 0$ と定義した鉛直方向座標. 赤色の枠は検出器の設置位置を表している. ただし, アクリルの枠は実寸より上下方向が 2 mm ずつ削られている.	60
4.10	トラッキング条件に用いたトラック本数の分布 (左) と χ^2 の分布 (右).	60
4.11	プラスチックシンチレータの TDC. 赤色の曲線が Cut 条件として用いたガウシアン. ガウシアンの $\pm 3\sigma$ 以内に入ることを Cut 条件として課した.	61
4.12	BH2 と ToF の時間差を見た BToF の分布. 赤色の曲線が Cut 条件として用いたガウシアン. ガウシアンの $\pm 3\sigma$ 以内に入ることを Cut 条件として課した.	62

4.13	ToF 信号の多重度.	62
4.14	アクリル検出器の ADC: カット条件有無の比較. 紺色が元々の ADC であり, 緑色がトラッキング, プラスチックシンチレータ TDC Cut, BToF Cut, ToF 多重度 Cut を課した ADC, 赤色が緑色の条件にアクリルの TDC Hit を加えた ADC.	63
4.15	散乱粒子の角度分布. 左が D1 Center を 0° とした水平方向の角度分布であり, 右が D1 Center を 0° とした垂直方向の角度分布	64
4.16	片読み ADC の NPE への変換. 変換前後で緑色が荷電貫通条件あり, 赤色が信号条件ありのデータであり, 紺 (黒) は条件を課していないデータ.	65
4.17	1.3 GeV/c 反陽子ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多くなっている. 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない. 目安となる 6 NPE をいずれの照射位置でも超えるものは 4面粗面及び波長変換剤ありの SUM の 2 パターン	66
4.18	1.4 GeV/c 反陽子ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 1.3 GeV/c の時と同様, 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多く, 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない.	67

4.19	1.3 GeV/c π^- ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 反陽子ビームの時と同様, 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多く, 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない.	68
4.20	左右の SUM をとった ADC と検出効率計算に使用した閾値. 矢印で示した閾値以上の 緑色 ADC (赤色 ADC と重なっている) のイベント数を SUM の検出効率の分子に, 緑色 ADC の全エントリー数を分母に用いた.	69
4.21	1.3 GeV/c 反陽子ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 片側では粒子の通過位置が読み取り位置に近いほど高い. SUM をとると両側が補完し, 位置に依らず一定の値を取るようになる. 波長変換剤ありのものでいずれの位置でも 99% 以上の値を記録している.	70
4.22	1.4 GeV/c 反陽子ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 1.3 GeV/c の場合と同じく片側では粒子の通過位置が読み取り位置に近いほど高く, SUM をとると位置に依らず一定の値を取るようになる.	71
4.23	1.3 GeV/c π^- ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. こちらでは SUM を取ることでどの輻射体でも 99% 以上の検出効率を示している.	72

表目次

1.1	クォークのカレント質量. 値は Particle Data Group [3] より引用した. .	11
2.1	$^{12}_\Lambda\text{C}$ の fit 結果. Errors は統計誤差のみ含む. FWHM はエネルギー分解能を示す.	20
2.2	$^{10}_\Lambda\text{B}$ の fit 結果. Errors は統計誤差のみ含む. FWHM はエネルギー分解能を示す.	21
2.3	E94 実験に用いる標的.	31
2.4	S-2S のスペック.	32
2.5	ビーム粒子の位置検出器のスペック.	32
2.6	BH1, 2 のスペック.	35
2.7	散乱粒子側の位置検出器のスペック.	35
2.8	下流カウンター検出器のスペック.	36
3.1	ビームライン分光器と S-2S を E94 実験の設定とした条件でビーム試験したときのトリガー計数率. データ取得の際のトリガー条件はビームラインスペクトロメータにおける荷電粒子通過条件 (Beam). このとき, 実験標的は設置していない (ビームスルー). 実際のビーム試験では低いビーム強度を使用した, 5M/spill のビーム強度に対応するようにスケールした. (データ run#71231)	40
4.1	各検出器を通過した際の 1.3 GeV/c 反陽子ビームのエネルギー損失. . .	56
4.2	ビーム試験における各光電子増倍管の印加電圧.	58
4.3	レート耐性試験の結果. 左端列にビームレート (/spill) をそれ以外の数値は各レート毎の検出効率 (%) を示している.	73

第1章

序論

1.1 ストレンジネス核物理学

我々の周りにある物質は原子から構成されており、原子の中心部分にある原子核は陽子と中性子から構成されている。これらは原子核を構成することから核子 (N) と呼ばれる。核子自身も内部構造を持っており、素粒子であるアップクォーク (u) とダウンクォーク (d) から構成されている。クォークは現在の標準理論において6種類あり、前述の2つに加えてストレンジクォーク (s)、チャームクォーク (c)、ボトムクォーク (b)、トップクォーク (t) がある。クォークは単独で取り出して観測することが不可能なので、質量を直接的に計測することはできないが、多体系であるハドロンから間接的に求めることは可能である。これによって計算されたクォーク単体の質量に近いものをカレントクォーク質量と呼ぶ。それぞれの質量を表 1.1 に示す。

一口にクォークと呼ばれるものでも、その質量には大きな違いがあることが見て取れる。オーダーで見ると、ud/s/cb/t で区切ることができ、この質量差はクォーク或いはハドロンを記述する上で重要になる。クォーク同士の結合や原子核の結合を担う主な相互作用は強い相互作用であり、これはクォーク或いはそれらの多体系にのみ生じる特徴的な相互作用である。クォーク間をグルーオンと呼ばれる素粒子が媒介して相互作用が生じていると考えられることで強い相互作用を記述する力学は量子力学 (Quantum Chromo-Dynamics(QCD))

クォーク	カレント質量 [MeV/c ²]	クォーク	カレント質量 [MeV/c ²]	クォーク	カレント質量 [MeV/c ²]
u	2.2	c	1.3×10 ³	t	1.6–1.7 ×10 ⁵
d	4.7	s	94	b	4.2×10 ³

表 1.1: クォークのカレント質量. 値は Particle Data Group [3] より引用した.

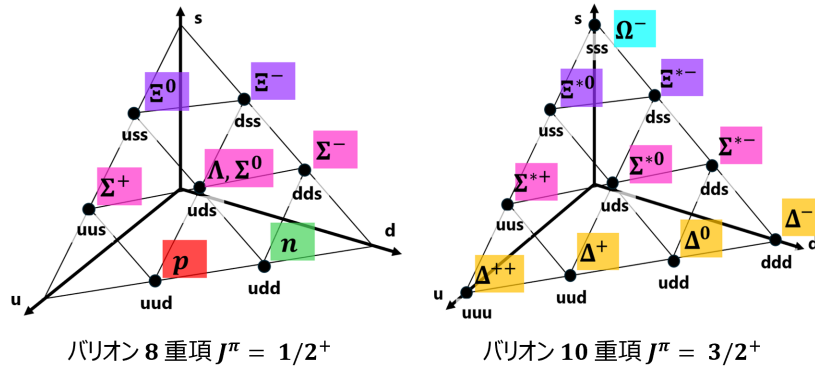


図 1.1: バリオン 8 重項と 10 重項. 構成元となる u, d, s クォークの個数を 3 次元座標に対応させている.

と呼ばれている. ただ, 強い相互作用は作用の到達距離で結合の強さが大きく変わる性質を有しており, ハドロンのスケールで相互作用を記述する場合は, 湯川秀樹氏に代表されるメソン (クォーク 2 つから成る粒子) を媒体として記述する方法も有効である. ハドロンのスケールとは核子-原子核程度の $\text{fm} (= 10^{-15} \text{ m})$ 程度であり, エネルギーに換算すると約 200 MeV となる. このエネルギースケールとクォークのカレント質量とを比べてみると u, d, s がこのスケール以下の質量を持ち, ハドロンを比較的較正しやすい構成要素となる. 物質を構成する核子のようなクォーク 3 つから構成されている粒子をバリオンと呼び, その中でもストレンジネスクォークを含むバリオンをハイペロン (Y) と呼ぶ. ハイペロンには s が 1 つ含まれる Λ 粒子, Σ 粒子, 2 つ含まれる Ξ 粒子, 3 つ含まれる Ω 粒子がある. 核子に加えてハイペロンが構成要素として含まれる「原子核」をハイパー核と呼び, 原子核を拡張した概念になっている. ハイパー核中のハイペロンの束縛エネルギー等を測定・計算することで核子間相互作用のみならず, 核子-ハイペロン相互作用, ハイペロン間相互作用に関する知見が得られ, ハドロンの相互作用より広く言えば強い相互作用のより体系的な理解に繋がる.

以下では強い相互作用の中でもハドロンスケールにおける u, d, s が形作る相互作用に着目する. これらのクォークからハドロンを構成するとき, $3 \times 3 \times 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ より 10 重項と 8 重項が生じる (図 1.1). バリオン 8 重項間の相互作用は $8 \times 8 = 27 \oplus \bar{10} \oplus 10 \oplus 8_a \oplus 8_s \oplus 1$ となる. 格子 QCD 計算 [2] によると u, d のみから生じる 10^* , 27 の成分が引力を示し, s を含めることで生じる.

これらハイペロンの相互作用を調べる実験手法はいくつか存在するが, ここでは以下の 3 種類について解説する.

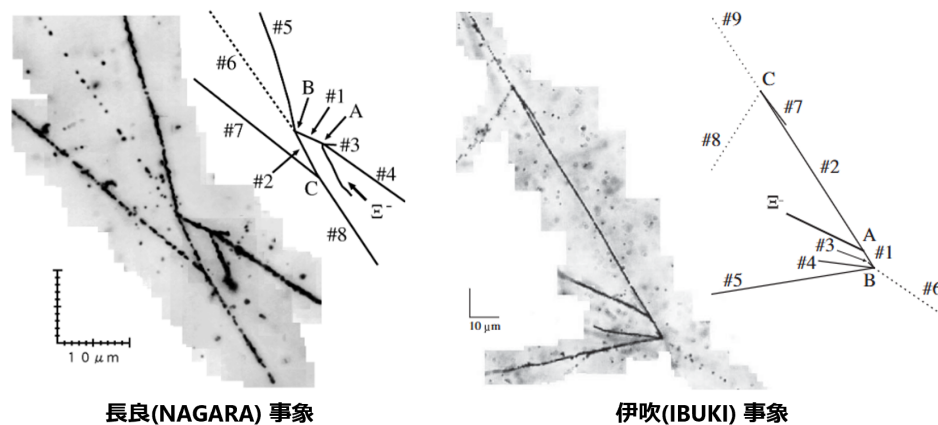


図 1.2: 長良事象 (左) と伊吹事象 (右) の写真と模式図.

- 原子核乾板実験
- 散乱実験
- 分光実験

原子核乾板実験

原子核乾板とはゼラチンにハロゲン化銀が混合された板であり、荷電粒子が通過することで乾板中の原子が電離することで生じた電子によって銀イオンが還元され、微小な銀原子の集合体 (潜像核) が形成される。これを現像することで潜像核周りでの還元反応が進み、黒色の飛跡となって可視化される。飛跡の濃淡が通過粒子が落としたエネルギーに相関するので、飛跡の長さも含めて粒子を特定することができる。この方法は空間分解能が $0.5 \mu\text{m}$ 程度と極めて高く、3 次元的な空間情報を保存することができる。乾板を使った観測例としては Λ 粒子の初観測事象 [4], ハイパー核の初観測事象 [5], KEK-PS E373 実験で報告された Λ 粒子が 2 つ含まれるダブル Λ ハイパー核の初核種同定観測事象 (長良 (NAGARA) 事象)[6], J-PARC E07 実験で報告された Ξ ハイパー核の質量初計測に用いられた事象 (伊吹 (IBUKI) 事象)[7] 等がある。長良事象と伊吹事象の観測結果を図 1.2 に示す。

長良事象は C 点の崩壊において発生した粒子を追跡し、それぞれの飛跡の長さ・幅から粒子及び運動量を同定することで、崩壊点における核種を ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ と同定し、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用を $\Lambda\Lambda$ 結合エネルギーを $0.67 \pm 0.17 \text{ MeV}$ と弱い引力として示し、従来値 ($4\text{--}5 \text{ MeV}$) とは大きく異なることから、相互作用の理論モデルに対して大きな変更を加えた事象となった。伊吹事象は点 A において Ξ^- が乾板中の ${}^{14}\text{N}$ に吸収されて Ξ ハイパー核が形成され、その後 ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ (#1), ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ (#2) へと崩壊、点 B にて ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ が崩壊、点 C にて ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ が崩壊するという段階に分かれている。伊吹事象の探索には機械学習を用いた手法が用い

られており、古くより用いられている原子核乾板という観測手法に近年目覚ましい発展を遂げている技術を取り入れた解析が行われている。

散乱実験

散乱実験はハイペロンと核子を散乱させて ΛN 相互作用に関する情報を直接的に得る手法である。ハイペロンの寿命の短さ (10^{-10} s 程度) が原因で実施が困難であったが、ビームの大強度化により実現可能な手法になってきている。J-PARC E40 実験 [8] では大強度 π^- ビームを液体水素標的に照射することで Σ^- 粒子が生成され ($\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$)、それが標的中の陽子と散乱する。 Σ^- は直接観測できないため π^- ビームおよび Σ^- 生成時に散乱する K^+ を測定することで Σ^- を同定する。散乱粒子の散乱確度・運動量を測定することで微分断面積を測定することで、 Σ^- の運動量が 450 - 850 MeV/c における高統計散乱データを取得した。また、現在進行中の実験として Spring-8 にて行われている HYPSS 実験もある。こちらは加速電子によって散乱された光子を液体水素標的に照射することで Λ 粒子を生成し ($\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^+$)、標的中の陽子と散乱させる実験である。散乱した Λ は π^- と陽子に崩壊し、これらを観測することで Λ を同定する。

分光実験

分光実験とは加速したビームを標的に照射することでハイパー核を生成し、ビーム粒子・散乱粒子を測定してハイパー核のエネルギー情報を再構成し、エネルギー準位を測定する実験である。ビーム粒子として中間子ビームを用いる実験 (KEK, BNL, CERN, J-PARC)、電子ビームを用いる実験 (JLab, MAMI) や γ 線分光を行う方法 (KEK, J-PARC)、重イオン衝突を用いる方法 (GSI/FAIR) がある。本検出器の主な利用先でもある J-PARC E94 実験も分光実験であり、詳細は次章で述べる。

1.2 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ

ハイパー核にはハイペロンが存在することによる特異的な性質がいくつもあり、これらの探索はハイペロンを含む一般的なバリオン間相互作用の理解に不可欠である。前節で述べたように Λ のみならず、 Σ, Ξ と核子との相互作用を調査する研究がなされており、ハイペロン-核子相互作用を体系的に理解するためのデータが集まりつつある。しかし、依然として ΛN 相互作用にも未解明の部分が多く、本節ではそのなかの 1 つである ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ (Charge Symmetry Breaking (CSB)) について紹介する。

ここでいう CSB とは陽子数と中性子数が反転した関係性のハイパー核 (鏡像核) における Λ の束縛エネルギーが異なるという現象である。言い換えれば ΛN 相互作用にアイソスピンの非対称性があるということである。CSB が議論される結果となった

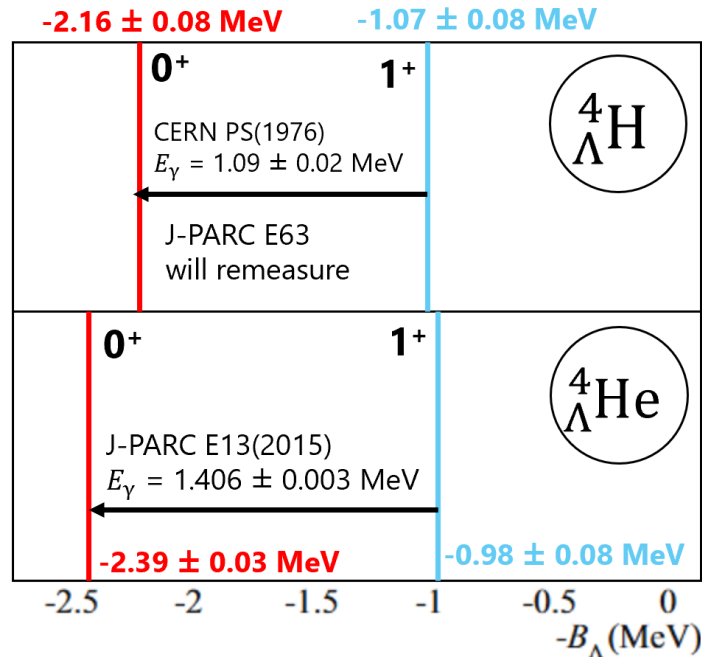


図 1.3: $A=4$ 体系における Λ ハイパー核の CSB. [9], [10] より作成.

A (質量数) = 4 体系における鏡像核同士の束縛エネルギーの違いを図 1.3 に示す。 $A = 4$ である ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の各準位における Λ の束縛エネルギーが横軸に示されている。基底状態 (0^+) については原子核乾板を用いて測定された。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の方は 2015 年に MAMI における測定が行われた。ここでは加速した電子ビームを ${}^9\text{Be}$ 標的に照射し、破碎反応で生じた ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の二体崩壊 ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$ で生じる π^- の運動量を測定することで元のハイパー核の束縛エネルギーを算出する。一方で励起状態 (1^+) は直接観測された例がなく、脱励起時に発生する γ 線を観測することで見積もられた準位になっている。 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の脱励起の方は J-PARC E13 実験においてゲルマニウム検出器を用いた高精度測定が行われている一方で ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ は NaI シンチレータを用いた測定となっており、精度が低い状況である。こちらの脱励起 γ 線をゲルマニウム検出器を用いて高精度で観測する J-PARC E63 実験が現在実施中である。また、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の励起準位を直接観測する実験が JLab において計画中である。

これらの束縛エネルギー算出の際は電磁相互作用による寄与は差し引かれており、純粹に強い相互作用起因の影響となっている。通常核の場合 (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) でも厳密に差が 0 とはならないが、ハイパー核の $1/3$ 未満の値であり、ハイパー核の場合の準位が優位にずれていることがわかる。また、鏡像核間の束縛エネルギーの差はハイパー核の場合、常に敗れているわけではなく、励起準位に着目するとわかるが、差がほとんどない

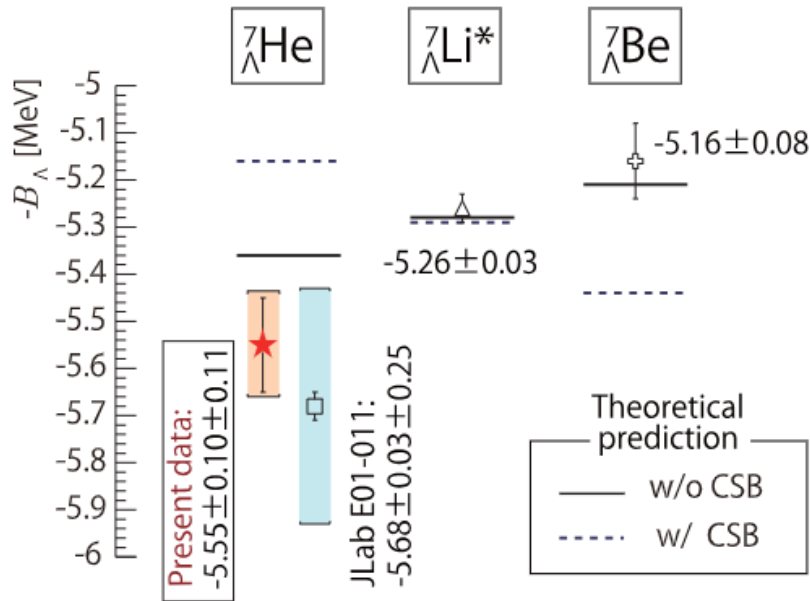


図 1.4: $A = 7$ における Λ ハイパー核の CSB. 測定値と理論的計算の比較. [11] より引用.

エネルギー準位も存在する. つまりこの CSB という現象にはスピン依存性が存在する.

$A = 4$ における鏡像核間の束縛エネルギーの差をきっかけに CSB に関する議論が活発に行われるようになり, より重い核種に対して測定・議論がなされるようになってきた. 図 1.4 は $A = 7$ 体系のハイパー核に対する $1/2^+$ 準位の測定結果と理論計算の比較を行った図である. ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ のデータは JLab E05-115 実験, E01-011 実験にて測定されたデータであり, 電子ビームを標的に照射して散乱した K^+ を分光する ${}^7\text{Li}(e, e'K^+){}^7_{\Lambda}\text{He}$ 反応を用いている [11]. ${}^7_{\Lambda}\text{Li}^*$, ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ のデータについては原子核乾板の測定結果が使用されている [12]. 理論計算 [13] はハイパー核の構成要素を全て 1 個のバリオンとして扱うのではなく $\alpha + \Lambda + N + N$ といったバリオンの塊 (クラスター) として扱うクラスターモデルを用いて計算されている. 計算はまず個々の構成要素 α , Λ , N 間の相互作用を通常核やハイパー核の測定データから決定する (図 1.4 における w/o CSB に対応). そこに図 1.3 に示したような $A = 4$ 体系の束縛エネルギーを再現するような現象論的ポテンシャルを追加する (図 1.4 における w/ CSB に対応). しかしながら, $A = 4$ 体系の CSB を再現するような効果を取り入れることで実測値と反対の傾向が出力されており, CSB 機構の複雑さが見て取れる例となっている.

1.3 本研究の目的

CSB の起源を解明するには, より重いハイパー核のエネルギー準位を精密測定し, 不定性が低く, 理論計算にも強い制限をかけるような実験データの提供が必要不可欠である. そこで J-PARC では $A = 10$ 体系である ${}^1_0\text{B}$ 及び $A = 12$ 体系である ${}^1_2\text{C}$ の精密測定を (π^+, K^+) 反応を用いて行う E94 実験が計画されている. E94 実験では精密測定のため 1 g/cm^2 の薄い標的を用いて energy straggling による制度の悪化を抑制する. これによって減少してしまう反応数を補うために強度の高いビームを使用する必要があり, データ取得システム (DAQ) のレート耐性上限を超過する可能性が生じる. 本研究では散乱粒子のレートが DAQ 上限を超えないように背景事象となる陽子を除去し, 反応同定に必要な K^+ を検出するアクリルチェレンコフ検出器を開発することが目的である.

第2章

J-PRAC E94 実験

本章ではアクリル検出器の主な使用先である J-PARC E94 実験について述べる。この実験は p -殻系におけるラムダハイパー核 ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$, および ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ の束縛エネルギーの荷電対称性の破れを検証するものである。実験は J-PARC のハドロン実験施設における K1.8 ビームラインで実施する。1.05 GeV/c の π^+ ビームを用いてハイパー核を生成し、散乱粒子 K^+ (中心運動量 0.72 GeV/c) を設計値 6×10^{-4} を誇る高精度スペクトロメーター S-2S (Strangeness -2 Spectorometer) を用いて分光し、欠損質量法を用いて束縛エネルギーをエネルギー分解能 1 MeV (FWHM), 確度 100 keV で測定する。まずはこの実験に関する物理的な動機を述べた後に期待される測定結果を述べる。そしてこの測定を行うにあたり必要な検出器等を含めた実験セットアップを紹介する。

2.1 先行研究

KEK-PS E140a 実験 [16]

KEK-PS E140a 実験は KEK-PS の K6 ビームラインにおいて 1.06 GeV/c の π^+ ビームを用いて 6 種類の Λ ハイパー核を分光した実験である。設計値における運動量分解能が 10^{-3} となる高精度の超電導スペクトロメーター SKS (Superconducting Kaon Spectorometer) を用いて散乱粒子が分光され、ビーム粒子と散乱粒子の運動量・エネルギーからハイパー核の質量を同定する欠損質量法を用いて測定された。図 2.1 に ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, 図 2.2 に ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ のスペクトルをそれぞれ示す。標的は ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ に対しては ${}^{nat}\text{C}$ (0.89 ± 0.03 g/cm²) を, ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ に対しては ${}^{10}\text{B}$ (99% enriched, 2.14 ± 0.05 g/cm²) が使用されている。 ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ のデータはエネルギー較正にも用いられ、基底状態における束縛エネルギーが 10.76 MeV となるように散乱 K^+ の運動量が調整されている。横軸の上側はハイパー核の質量 M_{HY} と

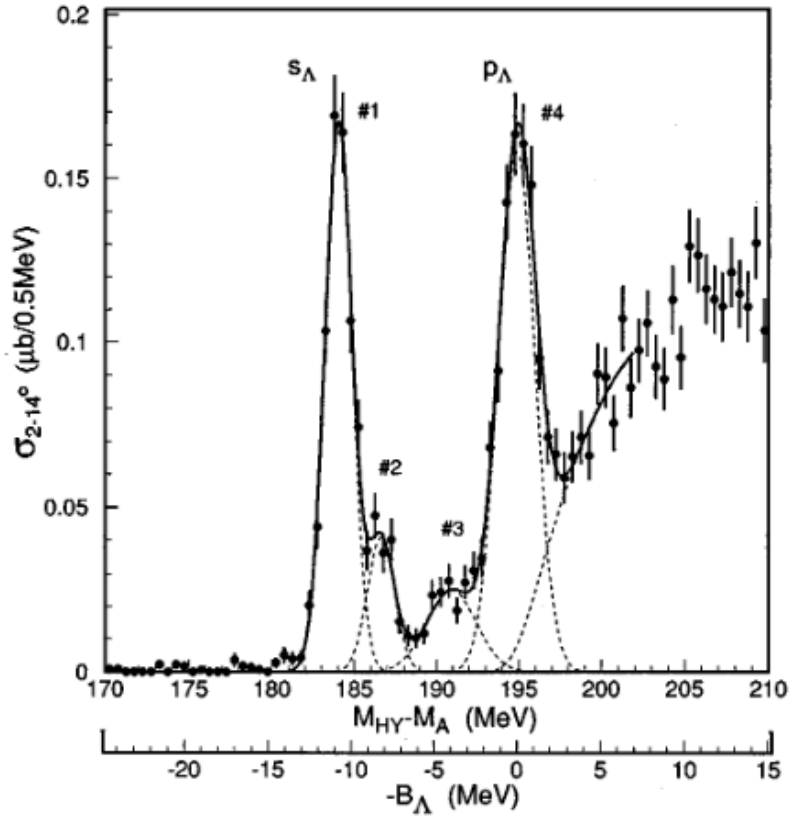


図 2.1: KEK-PS E140a 実験にて測定された $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ のエネルギースペクトル. 横軸にハイパー核とコア核の質量差及び束縛エネルギーをとり, 縦軸に散乱確度 $2^{\circ}\text{--}14^{\circ}$ までの微分断面積を足しあげた断面積をとっている.

標的核質量 M_{Λ} の差分であり, 下側は Λ 粒子の束縛エネルギーを示している. また, 縦軸は散乱角が $2^{\circ}\text{--}14^{\circ}$ までの微分断面積を積分した値になっている. スペクトルの fit はどちらの核種ともピーク構造はガウシアン, 準自由散乱部分は 2 次の多項式で fit されている. $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の目立つ 2 つのピーク (#1, #4) はそれぞれ中性子孔と Λ との構成物であり $[0p_{3/2}^{-1}, s_{\Lambda}]$, $[0p_{3/2}^{-1}, p_{\Lambda}]$ と解釈されている. これらのピークに挟まれた小さなピーク (#2, #3) はコア核である ^{11}C がそれぞれ $2.0\text{ MeV}(1/2^{-})$, $4.8\text{ MeV}(3/2^{-})$ に励起したものと s 起動の Λ が結合したものであると解釈されている. $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の方は $-B_{\Lambda} < 0$ となる束縛領域に比較的幅が狭いピークが 3 つ (#1–#3) あり, これらはコア核 ^9B がそれぞれ $2.4(5/2^{-})$, $7.1(7/2^{-})$, $11.5(7/2^{-})\text{ MeV}$ の状態と s 軌道の Λ が結合した状態と解釈されている. エネルギースペクトルに対する fit 結果を表 2.1, 2.2 に示す. エネルギー分解能については, 運動量分解能と標的における反応位置の不定性から見積もられ, 標的におけるエネルギー損失は Bethe-Bloch の式及び Vavilov 分布を用いて見積もられた.

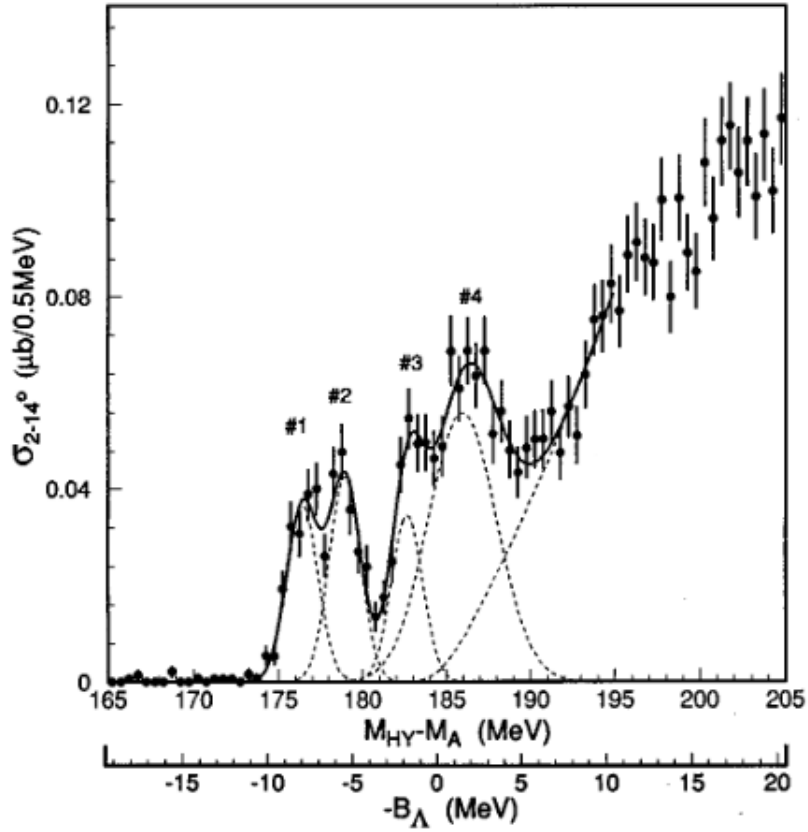


図 2.2: KEK-PS E140a 実験にて測定された $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ のエネルギースペクトル. 横軸にハイパー核とコア核の質量差及び束縛エネルギーをとり, 縦軸に散乱確度 $2^{\circ}\text{--}14^{\circ}$ までの微分断面積を足しあげた断面積をとっている.

Peaks	$M_{\text{HY}} - M_{\Lambda}$ (MeV)	Errors(MeV)	B_{Λ} (MeV)	FWHM(MeV)
1	184.0	(fixed)	10.8	1.9 ± 0.1
2	186.6	± 0.2	8.2	1.9 ± 0.1
3	190.9	± 0.5	3.9	3.5 ± 0.9
4	194.7	± 0.2	-0.1	2.6 ± 0.2

表 2.1: $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の fit 結果. Errors は統計誤差のみ含む. FWHM はエネルギー分解能を示す.

Peaks	$M_{\text{HY}} - M_{\Lambda}(\text{MeV})$	Errors(MeV)	$B_{\Lambda}(\text{MeV})$	FWHM(MeV)
1	176.4	± 0.1	8.1	2.2 (fixed)
2	178.9	± 0.2	5.6	2.2 (fixed)
3	182.6	± 0.2	1.9	2.2 (fixed)
4	185.9	± 0.3	-1.4	4.8 ± 0.8

表 2.2: ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の fit 結果. Errors は統計誤差のみ含む. FWHM はエネルギー分解能を示す.

2.2 物理動機

p -殻系の CSB

E94 実験の測定対象である p -殻系における CSB の検証は理論計算の側面では様々なアプローチを用いて行われている. ここではいくつかの手法について紹介する. 1つ目は A.Gal, D.Gazda 氏が行った Shell model を用いた計算 [17] であり, 相互作用としてカイラル有効場理論の YN を扱い, Λ と Σ の混合効果を取り入れたものである. p -殻系は s -殻系と比べて Σ の寄与が少なく, CSB の大きさは半分程度になり, s -殻系である $A = 4$ 体系について束縛エネルギー差が 226 keV だったものが $A = 7$ で $-17, -28$ keV, $A = 10$ で -136 keV となっている. 2つ目は肥山・山本氏が行った Cluster を使った計算 [18] である. こちらはハイパー核の構成要素を $\alpha + \alpha + N + \Lambda$ の4つに分解し, 一部をクラスターとして扱う. こちらの計算も 1.2 節で触れた $A = 7$ 体系時の計算 [13] のように各ハドロン, クラスター間相互作用を実験値を再現するように定め, ハイペロンを含む相互作用については $A = 4$ 体系の CSB を再現するように調整されているのに加え, $\alpha - \alpha$ の強い相関及び通常核では共鳴状態だが, Λ が入ることで束縛し, ハイパー核として安定する糊効果も考慮されている. 3つ目は H. Le 氏等が行った No-core shell model の計算 [19] である. No-core shell model とは核を構成するハドロン個々に対して計算を行う手法であり, 相互作用はモデルに合わせて調整するのではなく元の形をそのまま扱い, ハミルトニアンに使用する. 基底関数としては調和振動子基底が使われる. ΛN 相互作用には NLO におけるカイラル有効場理論に基づくポテンシャルが使用されており, こちらも $A = 4$ における CSB を再現するような強さになっている.

鏡像核のエネルギー差は理論モデルごとに異なる予言がなされているが, これらを選別するような高確度データはない. 本実験研究では, これらの理論モデルの選定に不可欠となる p -殻系 Λ ハイパー核のデータを高確度で供給し, 理論的な制約を与えることを目的とす

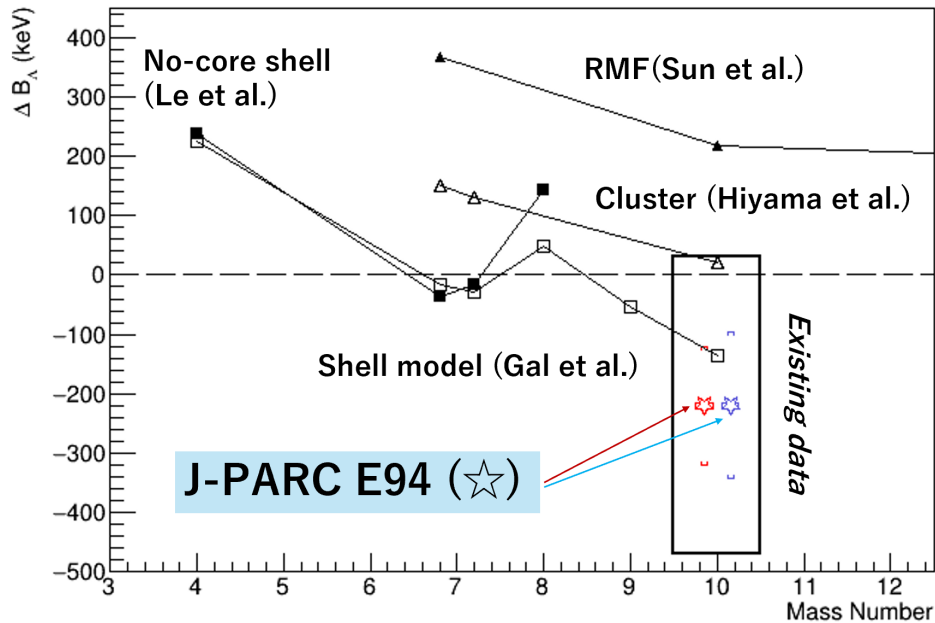


図 2.3: p -核系 Λ ハイパー核の鏡像核の束縛エネルギーの差の理論計算と実データ. 横軸はハイパー核の質量数, 縦軸は鏡像核同士の束縛エネルギーの差である.

る. (例えば, $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ に対して, $B_{\Lambda} = 220 \text{ MeV}$ と測定した場合, 図 2.3 に示す理論の内 Shell model に対して理論的な優位性が高いということを示すことができる.) なお, 本データに対応する鏡像核については, 米国・ジェファーソン研究所 (JLab) における, $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核の高精度分光により, データが供給されている [14][15].

$^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の B_{Λ} シフト問題

$^{12}_{\Lambda}\text{C}$ は先行研究 [16] で触れたように (π^+, K^+) 反応においてエネルギー較正に用いられる典型的な各種である. 束縛エネルギーの値としては原子核乾板実験で観測された値を用いているのだが, 分光実験において (π^+, K^+) 反応を用い, $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ を較正源として観測した較正源以外の核種の分光実験の結果と原子核乾板を用いて個別に束縛エネルギーを測定した結果が 0.5 MeV 程度系統的にずれていることがわかっている (図 2.4[14]). この差異が生じる原因は $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の乾板実験における事象の少なさである. また, これは (K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験を比較した場合にもみられている (図 2.5).

これらの結果より $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ は較正源の信頼性に欠けるため E94 実験では事象数の多い $^7_{\Lambda}\text{Li}$ をエネルギー較正源として用い, $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーを測定するという目的もある.

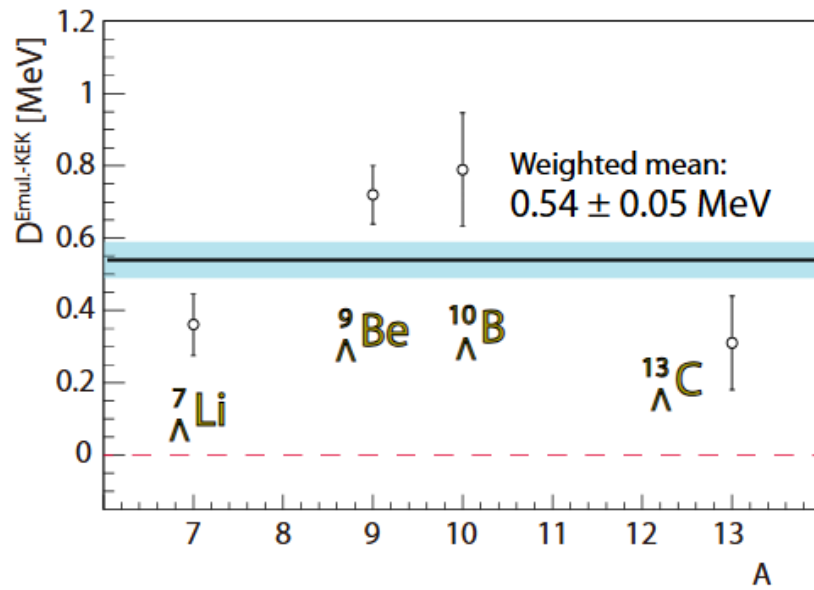


図 2.4: 原子核乾板実験と (π^+, K^+) 反応分光実験における束縛エネルギーの差分 [16].

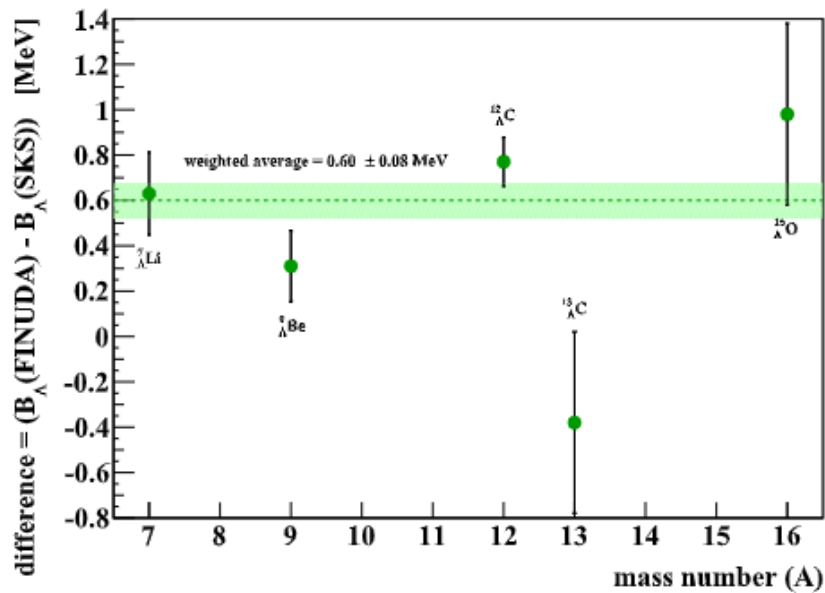


図 2.5: (K^-, π^-) 反応分光実験と (π^+, K^+) 反応分光実験における束縛エネルギーの差分 [21].

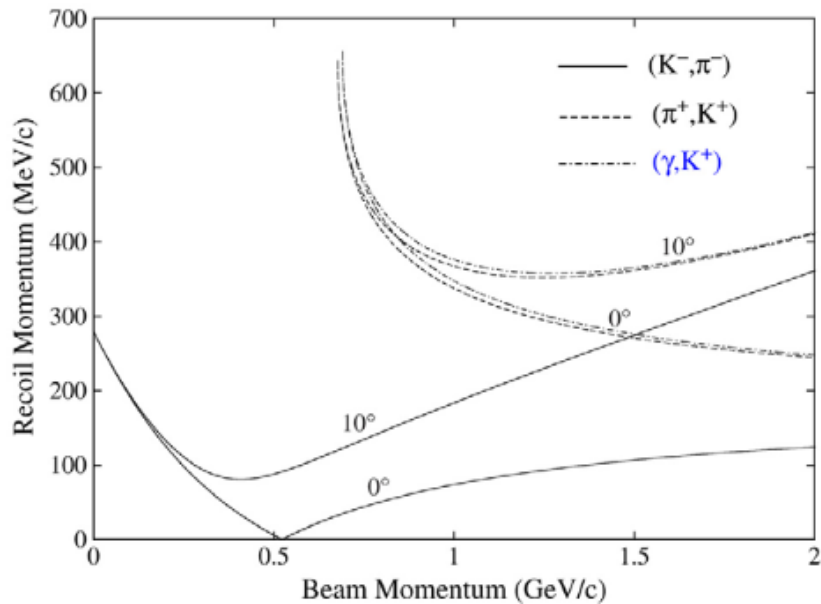


図 2.6: ^{12}C 標的へのそれぞれの反応機構における入射粒子の運動量毎の反跳運動量. [20] より引用.

2.3 実験手法と期待される結果

2.3.1 使用する反応と条件, 特徴

使用する反応は (π^+, K^+) である. この反応は吸熱反応であり, 反跳ハイパー核への運動量移行が大きく, 角運動量が引き延ばされた状態も生成することが可能である. これにより, 大きな角運動量を持つ中性子孔と小さな角運動量を持つ Λ を伴うスピンの大きな状態のハイパー核へと励起させることが可能である. 中間子ビームを用いたハイパー核の生成反応には他にも (K^-, π^-) 反応があり, こちらの反応は対照的に運動量移行が小さく, 反応前の中性子軌道に Λ が束縛される置換状態での励起が促進される. ビーム粒子の運動量に対する反跳運動量の関係を図 2.6 に示す.

以前は (K^-, π^-) のハイパー核生成断面積が (π^+, K^+) よりも大きいことから, 前者の反応がハイパー核生成実験における主流反応であったが, ビームの大強度化により (π^+, K^+) も主流反応になっている. ただし, ビームの運動量によって生成されるハイペロンの生成断面積が大きく異なり, 目的に応じた運動量設定が必要である. 図 2.7 にビームの運動量に対する各ハイペロンの生成微分断面積の関係を示す. これより Λ ハイパー核を生成するには $1 \text{ GeV}/c$ をやや上回る運動量が適切だということがわかる.

本実験ではビーム粒子として運動量 $1.05 \text{ GeV}/c$ の π^+ を使い, 標的に照射する. そして

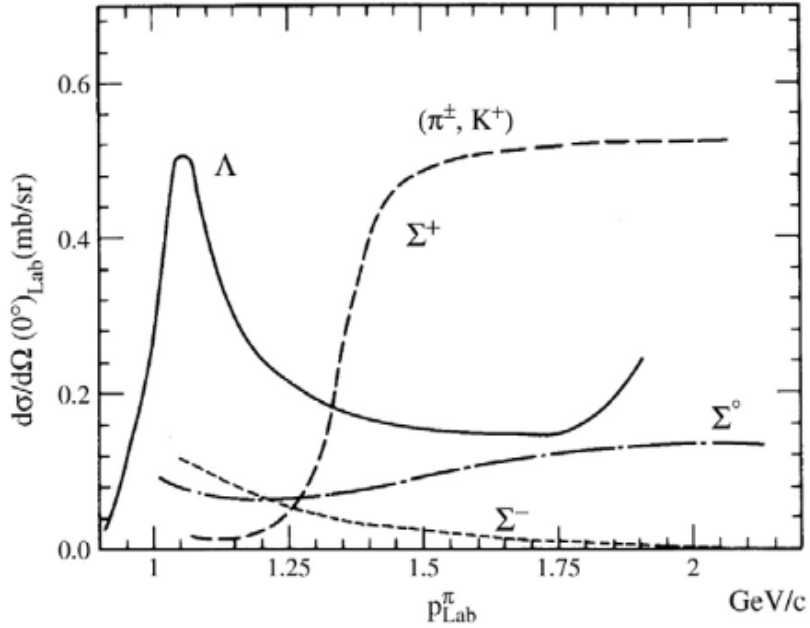


図 2.7: (π^+, K^+) 反応におけるビームの運動量に対する各ハイペロンの生成微分断面積の関係. [20] より引用.

反応で生じた K^+ は中心運動量 $0.72 \text{ GeV}/c$ で散乱する.

2.3.2 手法：欠損質量法

本実験の目的は Λ 粒子のコア核に対する束縛エネルギー (B_Λ) を測定することであるが、ハイパー核はナノ秒未満の寿命しか持たず、直接ハイパー核を測定することは困難である。そこで入射粒子と散乱粒子及び既知の標的核のエネルギー、運動量から間接的にハイパー核の質量を求める欠損質量法を用いて B_Λ を間接的に測定する。

Λ 粒子の束縛エネルギーはコア原子核の質量 M_{core} 、ハイパー核の質量 M_{hyp} 、 Λ 粒子の質量 m_Λ を用いて式 (2.1) のように表すことができる。ここで M_{hyp} はビーム粒子である π^+ 、及び散乱粒子 K^+ のエネルギー及び運動量 (それぞれ $E_{\pi^+}, \vec{p}_{\pi^+}, E_{K^+}, \vec{p}_{K^+}$) を用いて式 (2.2) のように表すことができる。ここで $E_{\text{hyp}}, p_{\text{hyp}}$ はハイパー核のエネルギー及び運動量。

$$B_\Lambda = M_{\text{core}} + m_\Lambda - M_{\text{hyp}} \quad (2.1)$$

ここで、 m_Λ は Λ の質量を示す。 M_{hyp} については、実験において測定する π^+ および K^+

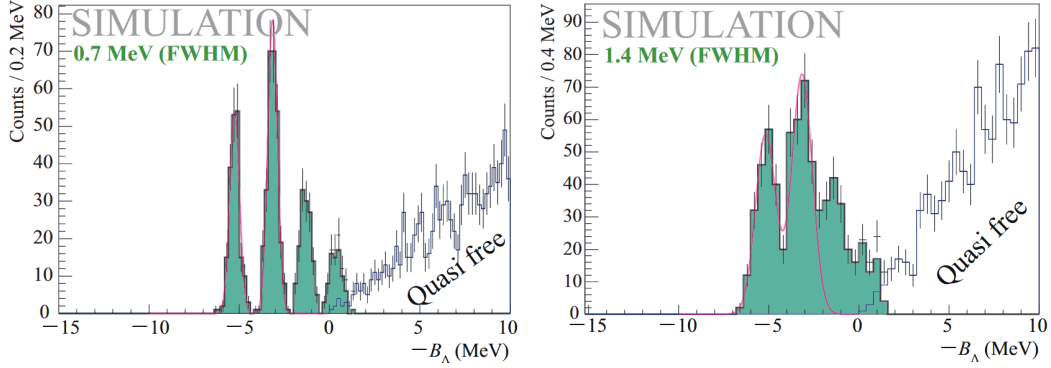


図 2.8: ${}^7\text{Li}$ の予測スペクトル. 横軸はハイパー核の束縛エネルギー, 縦軸はイベント数である. 緑色の数字がエネルギー分解能であり, 0.7 MeV(FWHM) がビーム側・散乱側のスペクトロメーターの設計値から求めた値で 1.4 MeV(FWHM) は実データをもとに算出したスペクトロメーターの運動量分解能をシミュレーションに入力して計算した値.

の運動量ベクトル $\vec{p}_{\pi,K}$ を以下の式に代入することで求めることができる:

$$M_{\text{hyp}} = \sqrt{E_{\text{hyp}}^2 - p_{\text{hyp}}^2} \quad (2.2)$$

$$= \sqrt{(M_{\text{tar}} + E_{\pi^+} - E_{K^+})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{K^+})^2} \quad (2.3)$$

これらのうちビーム粒子・散乱粒子・標的核の質量は既知であるので, ビーム粒子及び散乱粒子の運動量を測定すればハイパー核の質量を導くことができる. 粒子の運動量は実験セットアップの説で後述するドリフトチェンバー及び磁気スペクトロメーターを用いて算出する.

2.3.3 期待される結果

E94 実験において現時点での期待される結果を示す. これらのうち右側のスペクトルは S-2S を用いた Ξ ハイパー核分光実験 E70 実験の結果 (2025 年 2 月実施分) を受けて行われたシミュレーションの結果である. 元となった実験は CH_2 標的 (3 g/cm^2), $1.8 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを用いた (π^+, K^+) 反応である. これからビーム粒子の運動量及び標的厚の補正が行われたもので, エネルギー分解能が $1.4 \text{ MeV}/c$ (FWHM) と現時点で世界最高性能である. また, 左側のスペクトルは磁気スペクトロメーターの設計値を反映させた場合の理想的なものである. こちらの場合の分解能は $0.7 \text{ MeV}/c$ となる.

エネルギー分解能はビーム粒子, 散乱粒子の運動量分解能及び標的の厚さに起因する反応点の不定性から計算されている [1]. 標的はいずれも厚さ 1 g/cm^2 を使用予定で

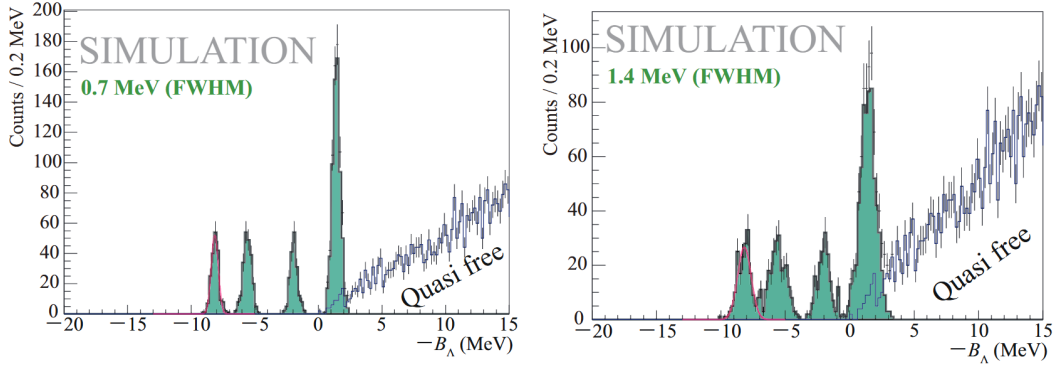


図 2.9: $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の予測スペクトル. それぞれの軸, エネルギー分解能の値は $^7_{\Lambda}\text{Li}$ と同じ.

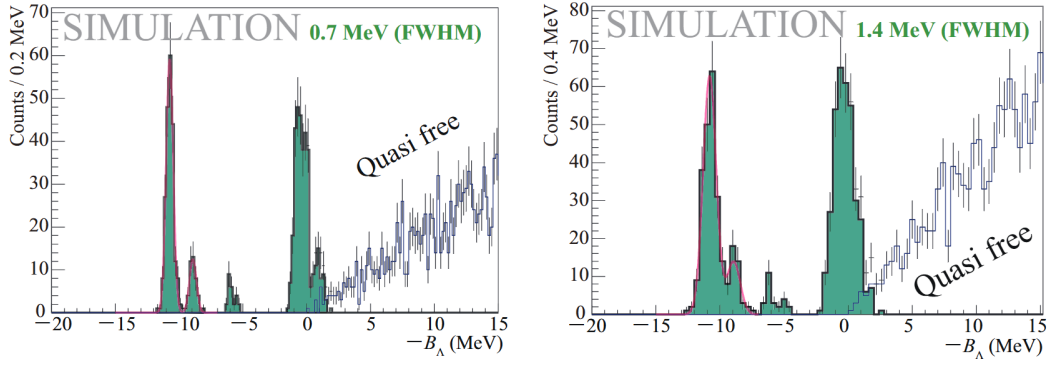


図 2.10: $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の予測スペクトル. それぞれの軸, エネルギー分解能の値は $^7_{\Lambda}\text{Li}$ と同じ.

あり, これに対してモンテカルロシミュレーションを用いて計算された運動量への不定性が $\Delta p_{\text{strag.}} \simeq 350 \text{ keV}/c$ と見積もられている. この寄与が π^+ , K^+ いずれも同程度に生じると仮定すると標的厚寄与の不定性は平均して $\Delta p_{\text{strag.}}^{\text{ave.}} = \frac{\Delta p_{\text{strag.}}}{2}$ となり最終的にエネルギー分解能はビーム粒子, 散乱粒子のスペクトロメーターの運動量分解能を $\Delta p_{\text{b,s}}$ とすると

$$\Delta p'_{\pi, K} = \sqrt{\Delta p_{\text{b,s}}^2 + (\Delta p_{\text{strag.}}^{\text{ave.}})^2} \quad (2.4)$$

となる. ここにそれぞれ値を代入するとエネルギー分解能の値が求められる.

束縛エネルギーの確度については $^7_{\Lambda}\text{Li}$ を較正源で用いることが高確度を達成する鍵となる. 予測スペクトルに見られる深く束縛している2つのピークがそれぞれ基底状態 ($1/2^+$), 励起状態 ($5/2^+$) に対応しており, これらはエネルギー分解能が 1 MeV (FWHM) 程度になって初めて分解できる準位である. 基底状態の値は原子核乾板実験 [22] での値 $5.58 \pm 0.03(\text{stat.}) \text{ MeV}$ を使用し, 励起状態については基底状態へ脱励起した際に生じた γ 線分光実験 [23] での値 2.050 MeV からエネルギー準位を算出する. この較正源を用いた際

の系統誤差は JLab での分光実験 [1] にて見積もられており、標的内エネルギー損失への補正による誤差約 50 keV, 束縛エネルギーの線型性による誤差約 50 keV, エネルギー較正による誤差約 65 keV となっている。これに先ほどの基底状態における統計誤差を含めると以下の通り約 100 keV と見積もられる。

$$\Delta B_{\Lambda} = \sqrt{(B_{\Lambda}^{\text{stat.}})^2 + (B_{\Lambda}^{\text{sys.}})^2} = \sqrt{30^2 + 50^2 + 50^2 + 65^2} \sim 100 \text{ keV} \quad (2.5)$$

2.4 実験施設

本節では, (π^+, K^+) 反応を用いた高精度欠損質量分光を実現する上で, 重要な要素である大強度ビームの生成 (J-PARC) とその輸送を担う K1.8 ビームラインスペクトロメーター, そして, 反応後の散乱粒子を測定するためのスペクトロメーター・S-2S についての主要な要素とスペックを説明する。k1.8 ビームラインスペクトロメーターおよび, S-2S に設置される粒子検出器は, 本研究における試作機試験のデータ解析で使用するため, 本節において個別に説明も行う。

2.4.1 大強度陽子加速器施設 J-PARC

茨城県那珂郡東海村に存在する J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は日本が誇る世界最大強度の陽子加速施設である。陽子を LINAC (LINear ACcelerator), RCS (Rapid Cycling Synchrotron), MR (Main Ring) といった 3 種類の加速器 (図 2.11) で段階的に 30 MeV/c まで加速する。

LINAC は初期段階の線形加速器であり, 水素ガスから生成した H^- を 400 MeV/c まで加速する。次に加速された H^- は周長 348.3 m であるシンクロトロン RCS まで輸送され, RCS へ入射時に電子を 2 個剥ぎ取られ, 陽子として 3 GeV/c まで加速される。次に加速された陽子は周長 1567.5 m の MR へ輸送され 30 GeV/c で加速される。MR で加速された陽子は施設南端に位置するハドロン実験施設まで輸送され, 実験施設内の各ビームラインで利用される。MR から取り出されるビームはハドロン実験施設のみならずニュートリノ実験施設でも利用される。しかしながら, 実験施設毎に必要なビームの性質は異なり, ハドロン実験施設は時間による変化が少なく安定したビームが必要であり, MR からハドロン実験施設へビームを送る際は 2 秒かけて 30 GeV/c を維持しつつビームを徐々に射出する遅い取り出しモード (SX) で送る。

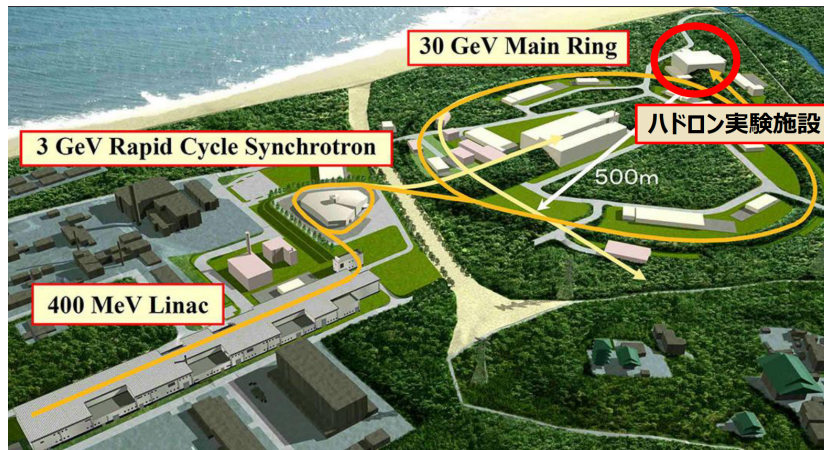


図 2.11: J-PARC 俯瞰写真. J-PARC は 3 種類の加速器を使って陽子を加速する加速器である. 赤丸で示したハドロン実験施設が E94 実験の実施場所である.

ハドロン実験施設

ハドロン実験施設には対象となる物理に応じたいくつかのビームラインがあり, MR から送られてきた陽子を直接利用するものや, 標的に照射して生成した二次粒子を利用するものがある. E94 実験が行われるのはこのうち二次粒子を利用する K1.8 ビームラインである.

K1.8 ビームラインは $1.8 \text{ GeV}/c$ までの K 中間子ビームを利用するために建設されたビームラインである. MR からの陽子ビームが二次粒子生成用の金標的 (T1) と反応することで二次粒子が生成され, 電磁石で軌道を調整されながら実験エリアまで輸送される. 発生した二次粒子は種類・運動量が様々であり, そこから実験に使用する粒子・運動量を選定する必要がある. そこで, 電磁石に加えて静電セパレータ, スリットがビームライン上に設置されており, これらを利用して粒子の種類・運動量を選定する.

2.5 実験セットアップ

ここまでは実験に使用するビームの生成から輸送までを述べてきた. 本節では輸送されたビームを利用する E94 実験のセットアップについて解説する. 全体図は図 2.13 に記載.

セットアップは大きく分けて 3 つの部分からなり, ビーム粒子の輸送・観測を行う部分 (ビーム側), 反応の起こる標的部分, 反応によって生成した粒子を輸送・観測を行う部分 (散乱側) から成る. 標的は表 2.3 の通りであり前述したように標的厚による反応点の

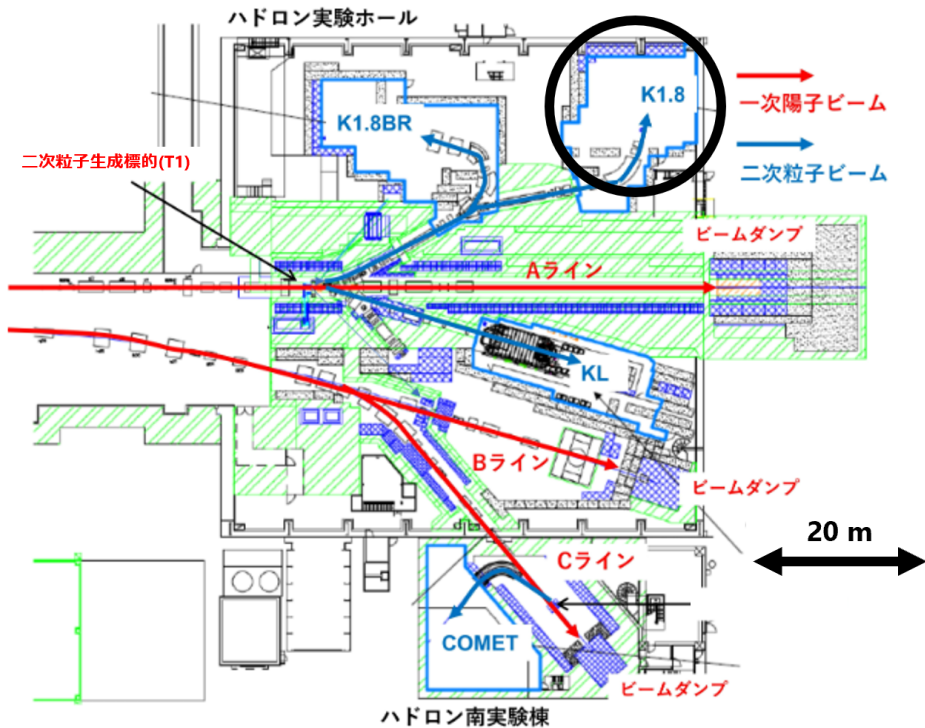


図 2.12: J-PARC ハドロン実験ホールの概念図. [24] より引用 (一部改変). J-PARC MR から供給される大強度陽子が T1 標的に照射され, そこで生成した二次粒子をビームラインスペクトロメータを用いて各実験ホールへ導く. 本研究で対象とする J-PARC E94 実験は, K1.8 ビームラインを用いる.

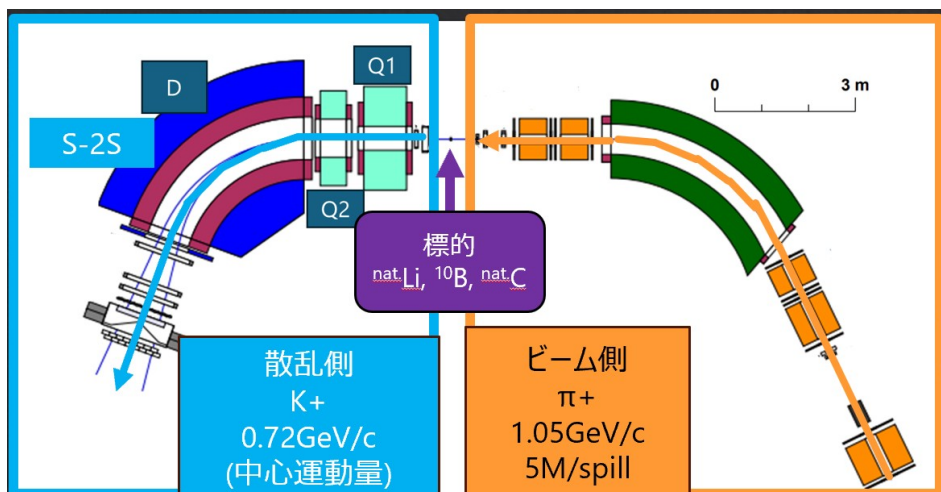


図 2.13: K1.8 ビームライン. 標的を挟んで 2 台のスペクトロメータが設置されており, それぞれビーム粒子, 散乱粒子の運動量を測定する.

標的	厚さ (g/cm ²)	生成ハイパー核
<i>nat.</i> Li	1	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$
${}^{10}\text{B}$	1	${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$
<i>nat.</i> C	1	${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$

表 2.3: E94 実験に用いる標的.

不定性を極力抑えるために 1 g/cm² の薄い標的を用いている.

ビーム側, 散乱側にはそれぞれ磁気スペクトロメーターが設置されており, 前者を K1.8 ビームラインスペクトロメーター, 後者を S-2S と呼ぶ. スペクトロメーターは前後に設置された位置検出器と組み合わせて粒子の運動量測定を行う検出器であり, 欠損質量法を用いるにあたって非常に重要なものである. まずはこれらについて解説する.

2.5.1 K1.8 ビームラインスペクトロメーター

K1.8 ビームラインスペクトロメーターはビーム粒子の運動量を測定するための検出器であり, 1つの双極電磁石 (D; Dipole magnet) の前後を2つの四重極電磁石 (Q; Quadrupole magnet) が挟み込む QQDQQ 方式の磁気スペクトロメーターである. 運動量解析の際に組み合わせる位置検出器として上流側に設置された BFT (Beam Fiber Tracker), 下流側に設置された2台のドリフトチェンバー BC(Beam Drift Chamber)³ 及び BC⁴ がある. 運動量解析は輸送行列を用いた解析が行われ, 運動量分解能は設計値で $\Delta p/p = 5 \times 10^{-4}$ (FWHM) である.

2.5.2 散乱粒子用スペクトロメーター S-2S

S-2S は散乱側の粒子の運動量測定のための磁気スペクトロメーターであり, ハイパー核分光実験の高精度化を目指して 2021 年に K1.8 ビームラインにインストールされた新しい装置である. 電磁石の構成は QQD となっており, アクセプタンスは 55 msr となっている. 構成要素の四重極電磁石 Q¹, Q², 双極電磁石 D¹ のスペックを表 2.4 に示す.

運動量測定時に使用する位置検出器は上流側にある SDC(Scattered Drift Chamber)^{1,2} 及び下流側にある SDC^{3, 4, 5} である. 運動量解析は Runge-Kutta 法を用いて磁場中の運動方程式を逐次的に求める方法や機械学習を用いた方法がある. 前者の方法については岩井氏の修士論文 [25], 後者の方法については江端氏の修士論文 [26] に詳細が記述されている. 運動量分解のデザイン値は $\Delta p = 6 \times 10^{-4}$ (FWHM) である.

表 2.4: S-2S のスペック.

項目	Q1	Q2	D1
偏向角	–	–	70 degree
磁極長	880 mm	540 mm	–
中心軌道半径	–	–	3000 mm
磁極間隔	φ 310 mm	φ 360 mm	$320 \times 800 \text{ mm}^2$
最大磁場勾配	9.06 T/m	4.91 T/m	–
最大磁場	–	–	1.51 T
定格	2500 A – 145 V	2500 A – 64 V	2500 A – 200 V
コイル巻き数	82 turns/coil	32 turns/coil	84 turns/coil
重量	37 ton	12 ton	86 ton

2.5.3 粒子検出器

本節では磁気スペクトロメーターの説で触れた位置検出器及び粒子識別で使うカウンター検出器について解説する. カウンター検出器にはプラスチックシンチレータやチェレンコフカウンターがあり, 主に粒子の速さに起因する応答の違いで識別を行う. こちらも磁気スペクトロメーター同様にビーム側と散乱側それぞれに設置されている.

K1.8 ビームラインスペクトロメーターの粒子検出器

ビーム側の位置検出器は K1.8 ビームラインスペクトロメーター上流に設置された BFT 及び, 下流に設置された BC3, 4 であり, 主なスペックは表 2.5 を参照.

表 2.5: ビーム粒子の位置検出器のスペック.

検出器	構成	有感領域 (mm)	読み出し	PMT(MPPC) 型番
BFT	xx'	160x × 80y	MPPC × 160 × 2	S10362-11-100P
BC3	xx' vv' uu'	192x × 100y	ASD card (12 枚, 全 384 ch)	
BC4	uu' vv' xx'	192x × 100y	ASD card (12 枚, 全 384 ch)	

BFT は直径が 1 mm のシンチレーションファイバーが 160 本 × 2 層組み合わせさせた検出器であり, 粒子が通過することで生じたシンチレーション光を上下のファイバー端に接続された MPPC を用いて読み出しを行う. 詳細は松本氏の修士論文 [27] を参照.



図 2.14: BFT. 垂直方向にファイバーが張られており, 水平方向の位置を検出する. 松本氏の修士論文 [27] より引用.

BC3,4 は 垂直方向にワイヤーが張られた xx' 面, 上流から見たときに垂直方向から 15 度時計回りに傾いたワイヤーが張られた uu' 面, 反時計回りに 15 度傾いたワイヤーが張られた vv' 面の 6 面構造をしている. 各面についてはワイヤーが同一平面状に張られているプレーナー型であり, 図 2.15 のようにポテンシャルワイヤーとセンスワイヤーが交互に張られている. x' のワイヤーは x のものに比べてワイヤーが一本分ずれた位置関係になっている. 他のプライム ($'$) がついたワイヤーも同様である. チェンバー内部にはガスが充填されており, 粒子が通過した際に電離し, 電子が電場によって増幅され (電子雪崩), センスワイヤーで信号として読み取られる. 読み取られた信号はチェンバーに取り付けられた ASD (Amp Shaper Discr) カードで直ちに増幅・デジタル化されて処理される. 他のチェンバーの信号処理も同様に行われる. 図 2.16 に BC3 の外観を示す. 中心付近の膜が保護用のアルミナイズドマイラーであり, ガスの密封性を保ちつつ通過するエネルギー損失を抑えるものとなっている. これがチェンバーの有感領域サイズとなる.

ビーム粒子側のカウンター検出器には荷電粒子を検出するプラスチックシンチレータである BH (Beam Hodoscope) 1, 2 が設置されている. 主なスペックは表 2.6 参照.

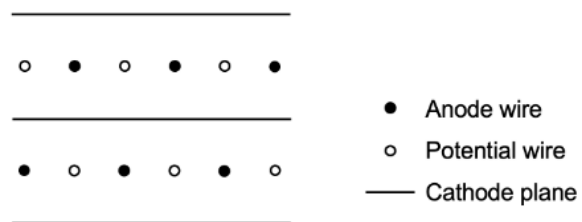


図 2.15: プレーナー型ドリフトチェンバーの構造. [25] より引用.



図 2.16: 下流側から見た BC3. 中心付近にあるものがマイラー面であり, ここが有感領域となる.

表 2.6: BH1, 2 のスペック.

検出器	構成	有感領域 (mm)	読み出し	PMT(MPPC) 型番
BH1	11 セグメント	170x × 66y × 5z	PMT×11×2	HPK H6524MOD
BH2	8 セグメント	118x × 60y × 5z	PMT×8×2	HPK H9880U-101MOD

S-2S の粒子検出器

散乱粒子の運動量は 2021 年に新たに設置された S-2S と上流 2 台の SDC(Scattered Drift Chamber)1,2・下流 3 台の SDC3, 4, 5 を用いて検出される. 主なスペックは表 2.4, 2.7 を参照. 実物の写真を図 2.17 に示す. SDC1 については修理時の写真のため, 内部を開いた状態になっている. 鏡のように反射している部分はカソード面である. よく見るとセンスワイヤーとポテンシャルワイヤーが交互に張られている様子が映っている. SDC5 の方は実験現場に設置されている写真である. SDC1 は 2025 年にインストールされたもので, 数 M/spill 程度のビームに耐えられるように旧 SDC1 から交換された. E94 実験でも 5 M/spill のビームを照射するため, レート耐性の高いチェンバーは不可欠である. SDC1,2 はプレーナー型であるが, 3, 4, 5 はハニカム型といい, センスワイヤーをポテンシャルワイヤーが六角形に囲む構造をしている (図 2.18 参照).

表 2.7: 散乱粒子側の位置検出器のスペック.

飛跡検出器	陽極ワイヤー面	陽極ワイヤー間隔	チャンネル数	ガス環境
SDC1	uu' xx' vv' 15, 0, -15 deg	6 mm	64 ch/layer	Ar : iso-C ₄ H ₁₀ : Methylal 76 : 20 : 4
SDC2	vv' uu' -15, 15 deg	5 mm	44 ch/layer	Ar : iso-C ₄ H ₁₀ : Methylal 76 : 20 : 4
SDC3	xx' yy' 0, 90 deg	9 mm	128 ch/layer	Ar : C ₂ H ₆ 50 : 50
SDC4	yy' xx' 90, 0 deg	9 mm	128 ch/layer	Ar : C ₂ H ₆ 50 : 50
SDC5	yy' xx' 90, 0 deg	9 mm	yy' : 96 ch/layer xx' : 128 ch/layer	Ar : C ₂ H ₆ 50 : 50

散乱粒子側のカウンター検出器には荷電粒子の検出及び粒子の速度を測定するプラスチックシンチレータである ToF 検出器, AC1(Aerigel Cherenkov counter) 及び本研究で開発した UC(UV transferred acrylic Cherenkov counter) がある. スペックは 2.8 を参照.

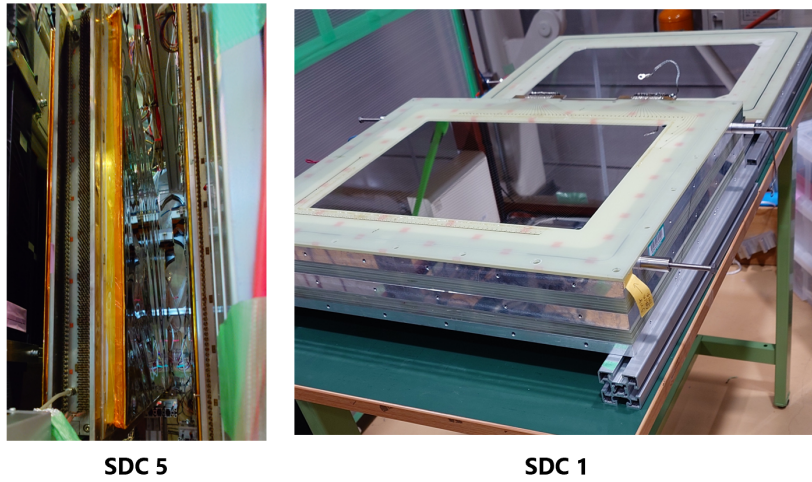


図 2.17: SDC1(右), SDC5(左) の写真.

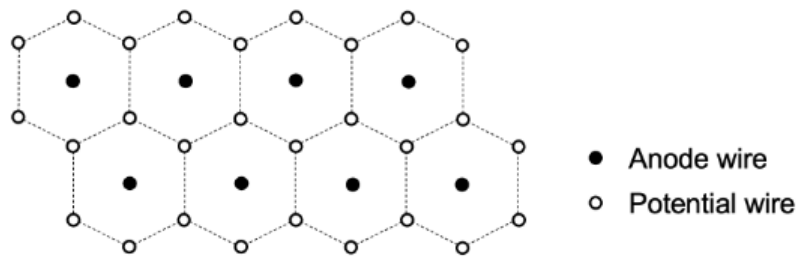


図 2.18: ハニカム型ドリフトチェンバーの構造. [25] より引用.

表 2.8: 下流カウンター検出器のスペック.

検出器	構成	有感領域 (mm)	読み出し PMT(MPPC) 型番
ToF	BC410	1192x × 600y	PMT×2×2 H1949
AC1	シリカエアロゲル (n = 1.05–1.06)	1450x × 995y	PMT × 18 R1584
UC	アクリライト#000	1600x × 730y	PMT × 2 × 16 H11284-100UV

ToF は 19 本のプラスチックシンチレータが水平方向に並べられたもので SDC5 の下流に設置されている. その名の通り BH2 と合わせて Time of Flight を測定する検出器である. これによって散乱粒子の速度を特定し, S-2S の運動量解析と合わせて粒子の質量を再構成し, 種類を同定する. 粒子の通過によって発生したシンチレーション光は上下の光電子増倍管で読み出される. 本体は遮光されており, ただ水平方向に並べるだけでは遮光幕分の不感領域が出るので 4 mm の重なりができるように段違いに設置されている (最低運動量側のセグメントを除く). ToF の写真を図 2.20 に示す. 写真で段違いに設置されて

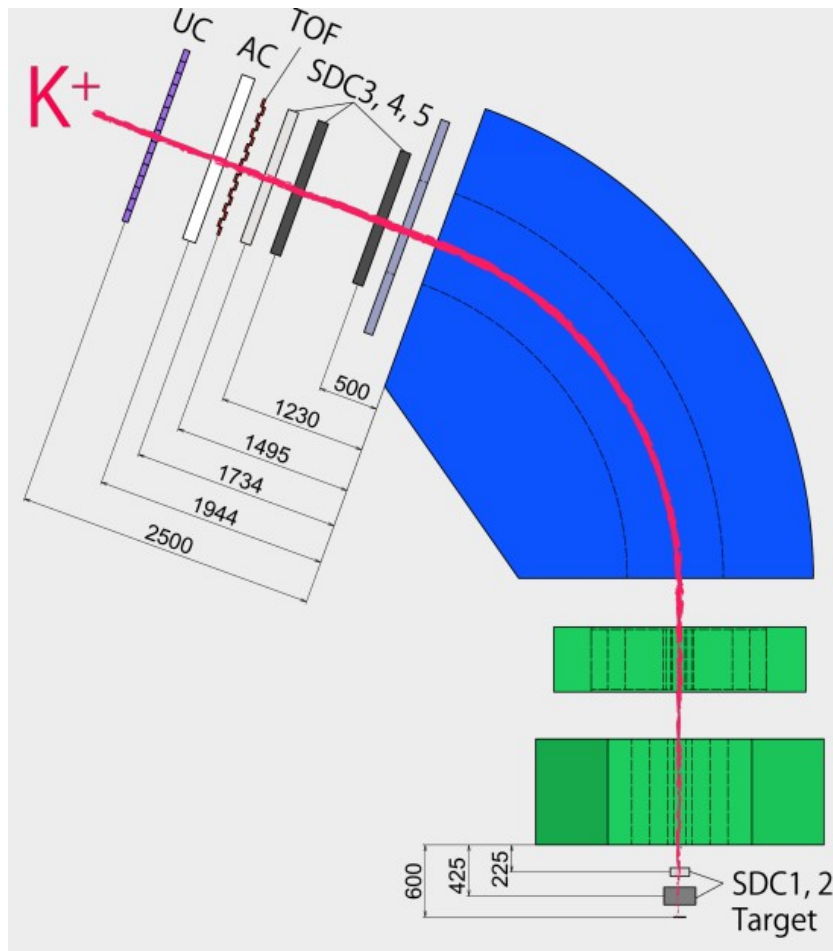


図 2.19: 散乱側検出器. 緑色の物体が上流から S-2S の Q1, Q2 であり, 青色のものが D1. スペクトロメーターとともに運動量を測定する SDC が S-2S を挟むように設置され, SDC の下流にカウンター検出器である ToF, AC1, UC が順に設置される.

いることが確認できる. また, 飛行時間の測定以外にも散乱粒子が S2S 及びより下流側のチェンバーを通過したことを確認するトリガー検出器としても利用される.

AC1 は ToF の下流に設置されている検出器での写真を図 2.21 に示す. 内部には $113 \text{ mm} \times 113 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ のエアロゲル (屈折率 1.05–1.06) が敷き詰められており, 速度比 β が約 0.95 以上の比較的速い (\equiv 質量の小さい) 粒子を検出する.

UC は本研究で開発する検出器であり, セットアップ最下流に設置される予定である. 輻射体としてはアクリル (屈折率 1.49) を用いており, 速度比 β が約 0.67 以上の比較的遅い (\equiv 質量の大きい) 粒子も検出する. 上流の AC1 と組み合わせることで, 様々な種類の粒子に対して識別を行う. 詳細は次章で解説する.

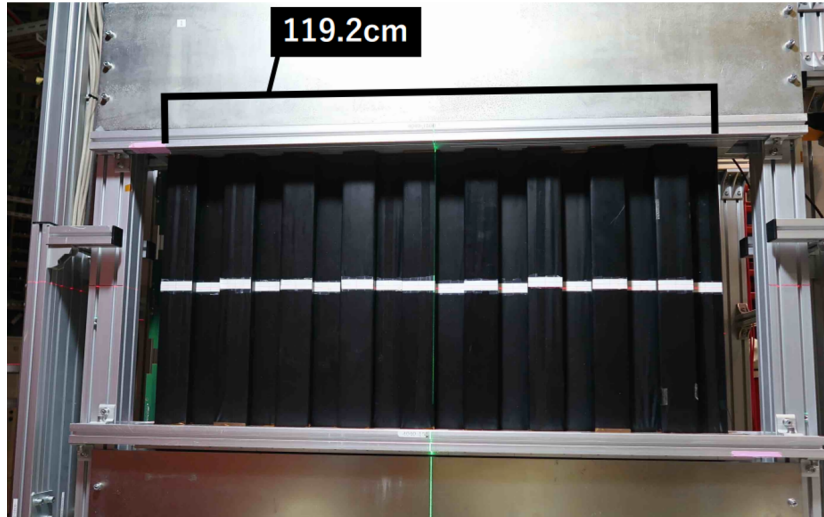


図 2.20: ToF 検出器. 写真は 18 セグメント分であり, 現在は写真右端のセグメントに 1 本追加されて 19 セグメントで利用されている. [28] より引用.



図 2.21: AC1 の内部写真. 約 1000 枚のエアロゲルが輻射体として利用されている. [28] より引用.

第3章

UVT アクリルチェレンコフ検出器 (UC)

本章では、紫外線透過型アクリルを用いたチェレンコフ検出器 (UVT Acrylic Cherenkov Counter, UC) について述べる. (π^+ , K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核分光において、生成された K^+ を背景事象となる p や π^+ , μ^+ から切り分けて選別することが求められる. 特に、 π^+ ビームの崩壊により生成される μ^+ の混入は深刻であり、AC を用いた高速粒子のトリガー段階 (データ取得段階) での除去 (K^+ に対して不感で、 μ^+ や π^+ に対して発光する性質から \overline{AC} として実装する) が肝要となる. この μ^+ は、E94 実験の想定ビーム強度である $5\text{M } \pi^+/\text{spill}$ を仮定したとき、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより $100\text{k}/\text{spill}$ 程度であると予想された. S-2S に設置されるエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC) がこの高速粒子に対して 96% の除去効率を持つ場合には $4\text{k}/\text{spill}$ となる. 一方、実験標的起因の主要な背景事象である陽子と π^+ は、それぞれ $0.3\text{k}/\text{spill}$, $0.03\text{k}/\text{spill}$ と見積もられた [29]. なお、これらの背景事象と比べ、信号となる K^+ の検出レートは十分小さいため、データ収集系 (DAQ) に対するデータ取得リクエストのスピードとして背景事象の総和を考えればよく、それは $5\text{k}/\text{spill}$ と見積もられる. これは、実績値として $17\text{k}/\text{spill}$ 程度以下のデータ取得リクエストまで耐えうるという事実から、十分高い効率で実験が成り立つと言える.

しかし、2024 年に実施した実際のビームを用いた試験において、 π^+ ビームの崩壊、およびそのビームの磁石や検出器フレーム等における反跳・二次粒子の生成に因る ToF での検出計数率が、シミュレーションでの見積もりの約 3 倍あることが分かった ($300\text{k}/\text{spill}$) (表 3.1). この状況下で、トリガーに $\text{ToF} \otimes \overline{AC}$ を要求した際、 $80\text{k}/\text{spill}$ とデータ取得リクエストスピードが非常に速いことが判明した. そこで、ToF, AC だけでなく、

表 3.1: ビームライン分光器と S-2S を E94 実験の設定とした条件でビーム試験したときのトリガー計数率. データ取得の際のトリガー条件はビームラインスペクトロメータにおける荷電粒子通過条件 (Beam). このとき, 実験標的は設置していない (ビームスルー). 実際のビーム試験では低いビーム強度を使用した, 5M/spill のビーム強度に対応するようにスケールした. (データ run#71231)

Additional condition	Trigger rate / (k/spill) (scaled for beam intensity of 5M π^+ / spill)
-	4848
ToF	332
WC	279
ToF \otimes WC	242
ToF \otimes \overline{AC}	79
(ToF \otimes WC) _{matrix}	239
ToF \otimes WC \otimes \overline{AC}	16.3
(ToF \otimes WC) _{matrix} \otimes \overline{AC}	15.3

水チェレンコフ検出器 (輻射体の屈折率 $n = 1.33$; 中心運動量設定 $p_{S-2S}^{cent.} = 1.4 \text{ GeV}/c$ において, 陽子を高効率で除去する検出器である) を要求することで, 16 k/spill まで計数率を低減できることが分かり, 荷電粒子を検知する検出器の 2 段構えで同時計測することが重要であることが分かった. さらに, ToF と WC のヒットセグメントに対する適当な組み合わせを選ぶことで (マトリクストリガー), さらに数 k/spill を低減できることも分かった. ここで, 評価に使用した水チェレンコフ検出器は, E94 における S-2S の運動量設定において K^+ を高効率で検知できない (低運動量側で K^+ に対して十分なチェレンコフ発光量が得られない). 荷電粒子の検知の 2 段構え (2 層の検出器の同時計測), およびマトリクストリガーの導入ということでは, この水チェレンコフ検出器にとって置き換える形でプラスチックシンチレータを導入することも考えられる. しかし, それらの機能とともに低速荷電粒子 (標的で生成された背景事象の陽子) を同時に除去することができるアクリル ($n = 1.49$) を輻射体としたチェレンコフ検出器が, E94 の実験条件においてより背景事象の低減に寄与できることから, アクリルチェレンコフ検出器の開発 (本研究) に至った.

このアクリルを輻射体としたチェレンコフ検出器の使用は, KEK で実施された過去の Λ ハイパー核実験 [32] において実績のある方法である. しかし, 今回は KEK で過去に使用されたアクリル素材・ルサイトではなく, 日本においてより流通しているアクリル素材・アクリライト®#000 (三菱ケミカル) を輻射体として使用する. なお, 光検出器 PMT に

到来するチェレンコフ光量を増やすために、KEKにおけるルサイトチェレンコフ検出器同様、アクリルに波長変換材 Bis-MSB を 10ppm 混入させる。

節 3.1 でチェレンコフ検出器の原理を説明し、節 3.2 で E94 実験における UC の使用方法についてまとめる。その上で、UC の基本構成と、本開発研究における目標値となる要求性能について節 3.3 で示す。

3.1 チェレンコフ検出器の原理

チェレンコフ検出器は粒子が媒質中の光速を超えて移動する際に生じるチェレンコフ光を検出し、その光量や分布を利用して通過した粒子を識別する検出器である。屈折率 n の媒質を電荷 z 光速度比 β で粒子が通過する際に生じる光子数 N は単位長さ x あたり以下の式で表すことができる：

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi z^2}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.1)$$

ここで、 α は微細構造定数である。輻射体で発光したチェレンコフ光を、光電子増倍管 (PMT) とした光検出器でその光子を検知することでチェレンコフ検出器として使用する。光検出器で検知される光子数は、輻射体による自己吸収や反射材等において光子が損失するため、チェレンコフ検出器の大きさや形状だけでなく、その輻射体自身の透明度や反射材の反射率、使用する接着剤や PMT の窓材の吸収長等、様々な要素に依存する。特に、式 3.1 からわかるように光子数はチェレンコフ光の波長 λ 及び屈折率の 2 乗に反比例するため、微弱なチェレンコフ光を効率的に検出するには短波長の光を効率良く検知することが重要となる。

3.2 E94 実験における UC の使用方法

3.2.1 粒子識別

K^+ の識別は、チェレンコフ検出器を用いたトリガー段階での識別 (オンライン識別) と、粒子の運動量や飛行速度の測定情報等を組み合わせてデータ解析上で識別 (オフライン識別) する方法に大分される。なお、チェレンコフ検出器の発光情報については、トリガー段階だけでなくデータ解析段階でも使用することができる。E94 実験において、S-2S 磁気分光器の下流に UC を設置するが、粒子が標的内 (あるいは標的付近) で生成されたものと仮定すると、図 3.1 に示す通り、UC 下流にはある限られた範囲の運動量を持った粒子の

みが到達する。運動量をある範囲に限定するスペクトロメータ性質から、異なる質量を持つ

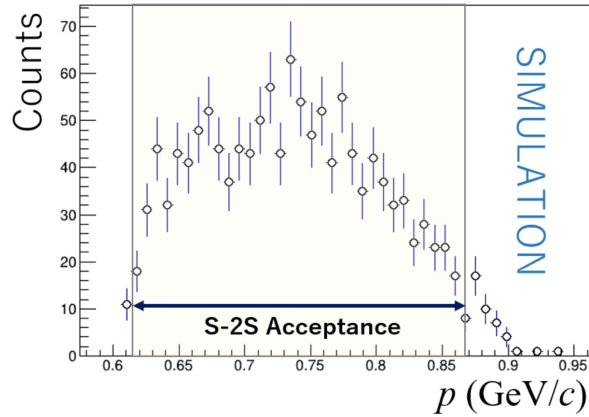


図 3.1: J-PARC E94 実験の設定における S-2S の運動量アクセプタンス [29].

粒子に対して異なる速度を持つ状態が作れる。つまり、適当な屈折率を持つ輻射体のチェレンコフ検出器を設置することで、粒子の識別が可能となる。

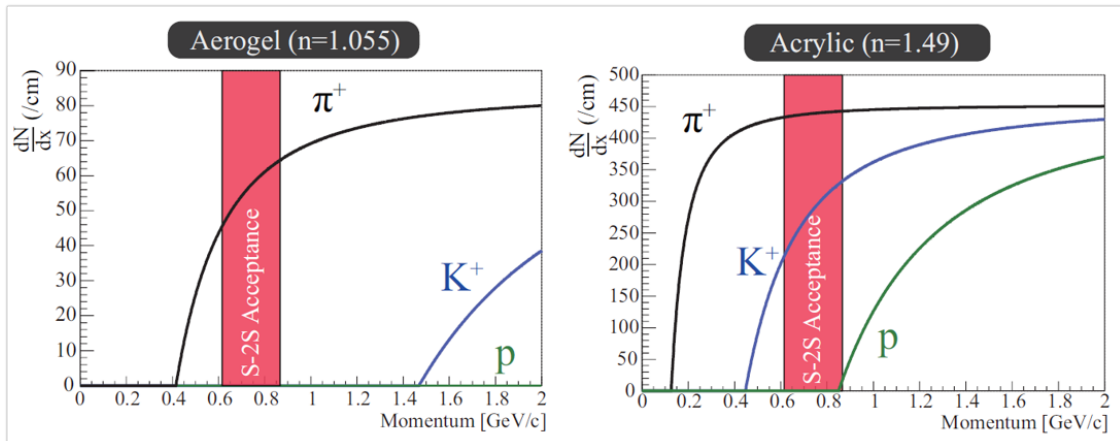


図 3.2: 輻射体 1 cm 当たり発生するチェレンコフ光の数の計算値。輻射体として左図はエアロゲル ($n = 1.055$), 右図はアクリル ($n = 1.49$) を仮定した。E94 実験における運動量アクセプタンスにおいて、エアロゲルでは π^+ のみ発光が起きるのに対して、アクリルにおいては π^+ や K^+ といった粒子が発光を起こす。これらの発光の性質を組み合わせることで K^+ を識別する。

図 3.2 に、式 3.1 から計算した、エアロゲル、アクリル内で単位長さあたりのチェレンコフ光子数を示す。この時、光検出器・PMT が感度を持つ典型的な波長となる $\lambda = 300\text{--}650\text{ nm}$ で積分した。E94 実験における S-2S 分光器の運動量設定において、そのアクセプタンスの範囲で、 π^+ といった高速粒子に対してのみエアロゲルでチェレンコフ光が発生するのに対して、アクリルでは π^+ に加えて K^+ に対しても発光する。この異なる輻射体に対する

発光の性質の違いを利用し、以下のように AC, UC を組み合わせることで、トリガー段階で K^+ を選ぶことができる：

$$\text{Trig(S-2S)} = \text{ToF} \otimes \overline{\text{AC}} \otimes \text{UC} \quad (3.2)$$

一方、オフラインでは散乱粒子の質量自乗 (m^2) を以下のように導出し、その分布から識別する：

$$m^2 = p^2 \times \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (3.3)$$

ここで、 p は S-2S により得られた運動量である。また、 β については、BH2 と ToF の時差 ($t_{\text{BH2-ToF}}$) と飛行距離 ($l_{\text{BH2-ToF}}$) により求めることができる：

$$\beta = \frac{1}{c} \times \left(\frac{l_{\text{BH2-ToF}}}{t_{\text{BH2-ToF}}} \right) \quad (3.4)$$

図 3.3 に E94 実験において期待される m^2 分布を示す。 K^+ が背景事象となる陽子、および π^+ ときれいに分離できていることが分かる。しかし、注意しなければならないのは、 m^2 分布は標的付近で生成 (散乱) された粒子にのみ正しく計算できることである。そのため、例えば、 π^+ ビームの崩壊から生成される μ^+ やまたそのビームが物質に当たり生成させる二次粒子等に対しては正しく運動量・飛行距離が計算できないため、 m^2 がうまく再構成できない。つまり、オフラインにおいて効果的に粒子識別するためには、 m^2 分布だけでなく、AC, UC の光量解析や、UC と ToF のヒットセグメントの適切な組み合わせを選定 (オフラインでのマトリクストリガーに相当する) する等の他のイベント選定解析も組み合わせる必要がある。

3.2.2 マトリクストリガー

S-2S のビーム光学上、目的とする標的内で生成された K^+ の軌道は粒子の (標的内の) 発生位置、散乱角度 ($x' = u = \frac{p_x}{p_z}$, $y' = v = \frac{p_y}{p_z}$)、および運動量によって決定される。つまり、信号はビーム光学で決定されるある特定の軌道しかとらない (特に x と u に強い相関を持つ)。このビーム光学の性質から、ToF と UC において、特定のセグメントの組み合わせを選ぶことで信号を取り出せる。逆にそれ以外の組み合わせの事象の場合は棄却することで、ビーム光学に乗らない背景事象を除くことができる。この特定のセグメントの組み合わせのみでトリガーを作りデータを取得する方法をマトリクストリガー法と呼ぶ (JLab におけるハイパー核実験ではグルーピングトリガー法とも呼ぶ)。組み合わせの全グループ

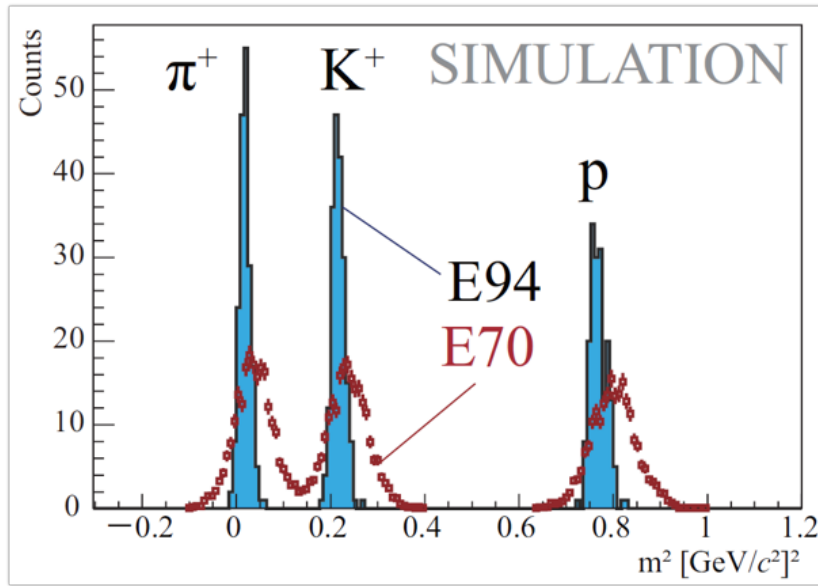


図 3.3: モンテカルロシミュレーションで見積もった E94 実験で得られると期待される質量自乗分布. 比較として, S-2S を用いた初めての物理実験である E70 実験の条件でのシミュレーション結果も併せて示している. E70 実験では, S-2S の中心運動量が $1.4 \text{ GeV}/c$ であるのに対し, 本研究の対象となる E94 実験における中心運動量は $0.72 \text{ GeV}/c$ と小さいことにより, E94 実験において m^2 の分離度がより高いことが期待される.

数を N , グループの番号を i とすると, トリガー条件を以下のように書ける:

$$\text{Trig(S-2S)}_{\text{matrix}} = \overline{\text{AC}} \otimes \sum_{i=1}^N (\text{ToF} \otimes \text{UC})_i \quad (3.5)$$

E94 実験のトリガーとして, 式 3.2 に示す Trig(S-2S) を使うことを基本とするが, 必要に応じてこのマトリクストリガーに切り替えられる用意もする.

マトリクストリガーを作る際, UC のセグメント数を多くすれば (1セグメントあたりの幅 (x 方向のサイズ) を小さくすれば) より細やかな設定が可能となる. しかし, セグメント数が多いと, 必要な PMT の数や信号の読み出しチャンネルが増えることからコストが大きくなる. 今回は我々のグループが所蔵する PMT (Hamamatsu H11284-100UV) の数とアクリルの製作コストを考慮しつつ, ToF のセグメント幅 (70 mm) と大きく異ならない程度の寸法として, UC のセグメント幅を 100 mm とした.

3.2.3 構成

アクリル輻射体 (Acrylite#000) におけるチェレンコフ光を, 光電子増倍管 (PMT) で検知する. PMT は, 短波長側に多く発生するチェレンコフ光をできる限り検知するために UV 透過型ガラス窓を持つ Hamamatsu H11284-100UV を使用する. この型番の PMT は, S-2S に現在設置されている水チェレンコフ検出器に使われ, チェレンコフ光を高効率で検知する性能を有することが確認されている. 図 3.4 に 1 セグメントの構成の概念図を示す. 四角のアクリル端面から円形の PMT 光電面へうまく光をガイドするための

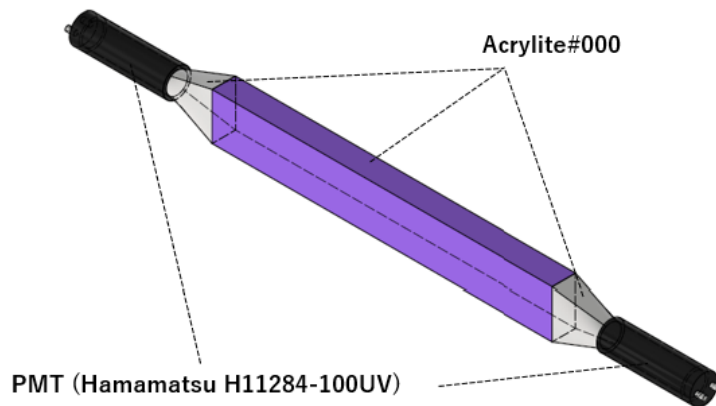


図 3.4: UC の 1 セグメントの構成. 直方体の輻射体の両端に PMT (Hamamatsu H11284-100UV) を取り付けるが, PMT の円形状 (ϕ 46 mm) の光電面へ光をガイドするために, 輻射体アクリルと同じ材質のライトガイドを間にいれる.

ライトガイドも, 輻射体と同じアクリル材質を使用する. 図 3.5 に示すように, アクリルへ 0.1 mm 厚のテフロンシートを反射材として巻き (3~4 巻き), その外側にアルミ箔を巻き付けた後にブラックシートで遮光する. アクリル, PMT の接着は紫外線硬化樹脂 Dymax-3094 を使用する予定だが, 本研究における試作機の試験においては着脱が可能なように光学結合グリス・エルジェン EJ-550 を使用した.

図 3.6 に UC 一本をモデルした, モンテカルロシミュレーションの結果を示す. 左図, 右図はそれぞれ波長変換材 Bis-MSB (10 ppm) が無いもの, あるものの結果である. 節 4.1.2 で示すハドロンビームを用いた試作機試験と同様に, 1.3 GeV/c の反陽子ビームを入射した際のシミュレーションの可視化画像, および, 2 つの PMT で観測した光電子数 (NPE) の和を示している. Bis-MSB は紫外領域の光を長波長側へ変換することで, アクリルによ

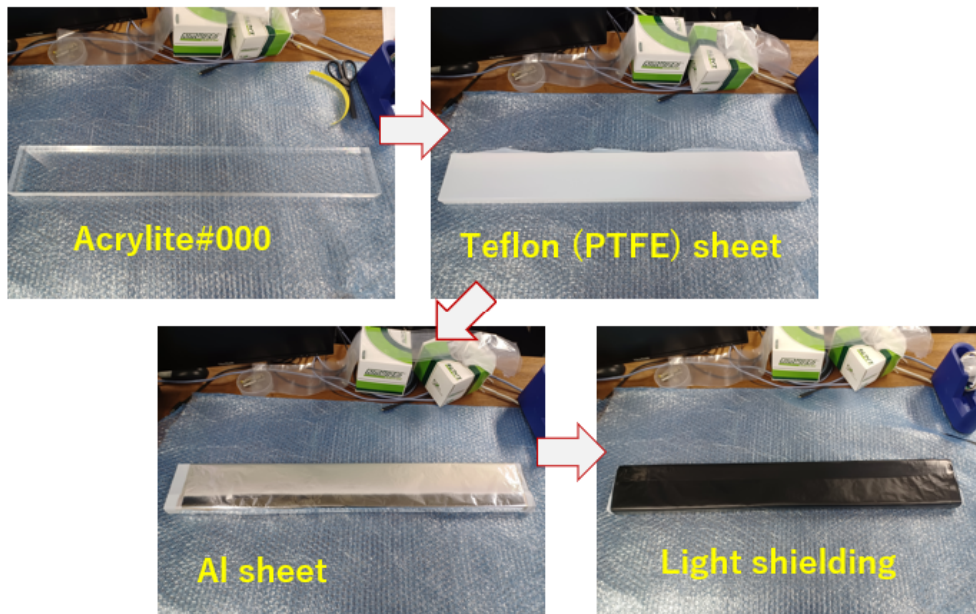
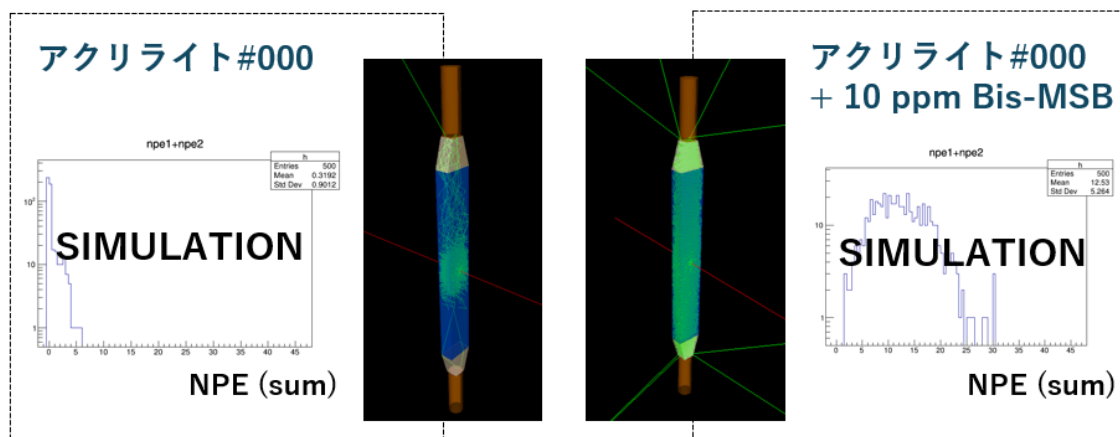


図 3.5: アクリルへの反射材の巻き付け, 遮光の様子.

る光の吸収を抑制する性質を持つ。また、波長変換される際に光が等方的に放出されることから、実効的に光の散乱の効果が生まれ、PMT へ光が届きやすくなる効果も期待できる。これらの効果により、波長変換材 Bis-MSB を混入させることにより検知できる光電子数が増えることが期待できる。実際に、このシミュレーションにおいても波長変換材を入れたモデルでより大きな光電子数が得られている。また、散乱の効果を高めるという観点では、



1.3 GeV/c、反陽子入射

図 3.6: 波長変換材の有無で行った UC 単体の Geant4 モンテカルロシミュレーションの結果. 波長変換材を入れたモデルでは、より大きな NPE が得られた。

アクリルを鏡面研磨せず PMT へ光を届ける面以外の面に対してやすりで粗面処理をすることも一定の効果があることが期待できる。そこで、本研究では、(1) 波長変換材入り鏡面アクリル、(2) 鏡面アクリル、(3) 粗面アクリルの 3 つのアクリル材料について性能試験を試みた。なお、粗面処理は #400 のサンドペーパーで施した。

3.3 要求性能

3.3.1 光電子数

図 3.7 に、Geant4 を用いた MC シミュレーションの結果を示す。この MC シミュレーションでは、S-2S の磁場設定を E94 の設定 (中心運動量が $0.72 \text{ GeV}/c$ となる設定) とし、標的点から粒子を射出した。その際、運動量・角度についてはそれぞれ一様、球面一様に射出している。UC は S-2S の双極磁石の下流端面から $z = 2500 \text{ mm}$ の地点に設置し、その光量については K^+ に対して最頻値が $\text{NPE} = 6$ となるようにスケールしている。このシミュレーションでは、チェレンコフ光の PMT への収集効率等は詳細に考慮していないため、異なる粒子に対する発光量比として主にそれらの粒子の速度が反映される。また、信号波高情報をデジタル化した ADC として取得する際の分解能については、実データに基づいた最適化をしていない。そのため、 K^+ 以外の粒子については参考として示すに留める。

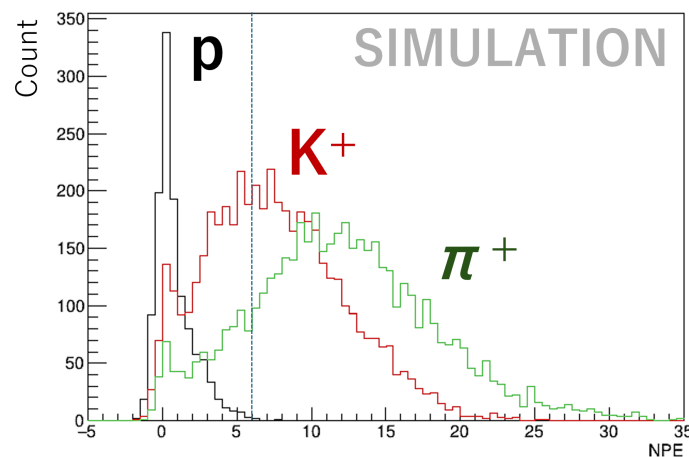


図 3.7: Geant4 MC シミュレーションで得られた UC で検知する光電子数 (NPE) 分布。 K^+ に対して最頻値が $\text{NPE} = 6$ となるようにスケールした。

このとき、UC で観測された NPE に対して、 $\text{NPE} > 1$ という条件でカットをかける。これは、UC の信号波高に対してディスクリミネーターの閾値に設定を施し、トリガー段階で $\text{NPE} = 1$ よりも大きい信号のみをデータ取得条件とすることに対応する。このとき、

取るべき信号である K^+ の残存率が $\sim 95\%$ であった (図 3.8). 検出効率は高いほど良いが, 本研究開発にあたり目標として K^+ を 95% 以上検知できる検出器の開発を目指すこととする. つまり, 最頻値が $NPE \geq 6$ といった発光量を持つ UC の開発を目指す.

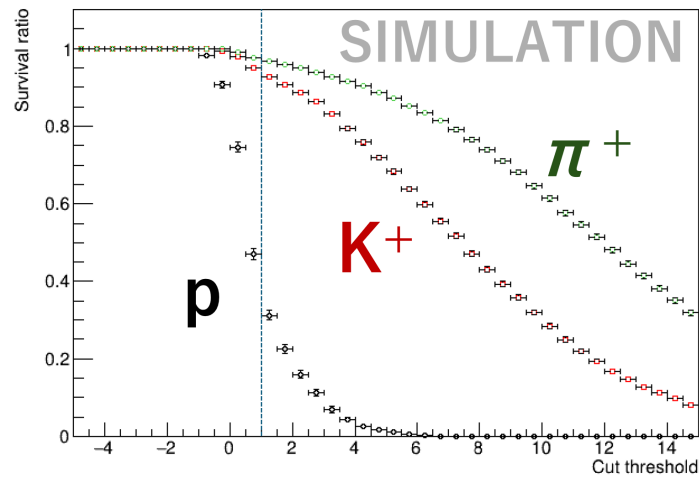


図 3.8: Geant4 MC シミュレーションで求めた粒子の残存率の UC 閾値依存性. この残存率は図 3.7 のシミュレーション結果を用いて求めた.

3.3.2 サイズ

図 3.9 に, 図 3.7 と同じセットアップで行った Geant4 MC シミュレーションによって得られた, UC を設置する位置における粒子の xy 分布を示す. これらの粒子の検知に対して十分な粒子検出器を設計する必要がある. このシミュレーションにより, $730^H \times 1600^W \text{ mm}^2$ をカバーする検出器を設置することを決定した. つまり, 1 セグメントで $730^H \times 100^W \text{ mm}^2$ をカバーするので, 計 16 セグメント設置することとする. 16 セグメント配置した際の図を図 3.10 に示す.

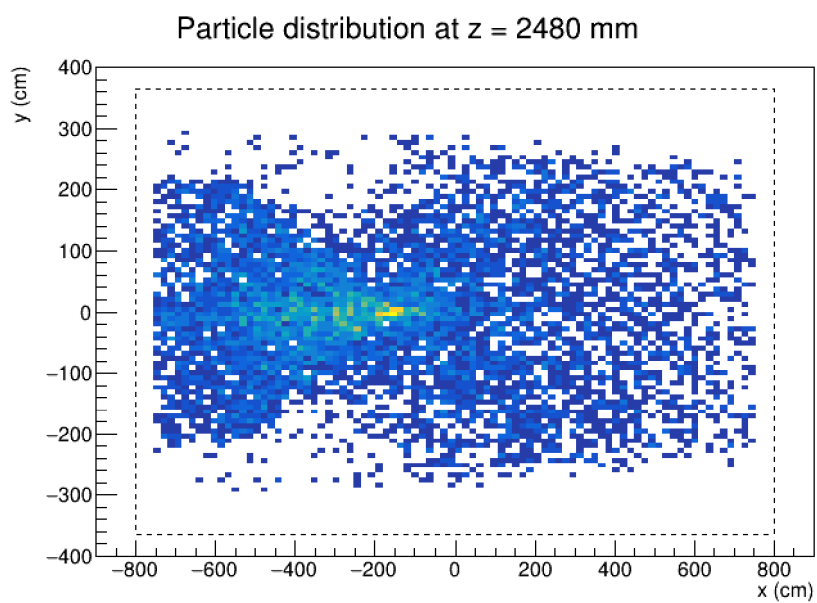


図 3.9: Geant4 MC シミュレーションによって得られた, UC 直前の z 位置での粒子の分布. 点線で示した箱は, UC のカバー範囲 ($730^{\text{H}} \times 1600^{\text{W}}$ mm²) を示しており, これは十分な大きさを持つことが分かる.

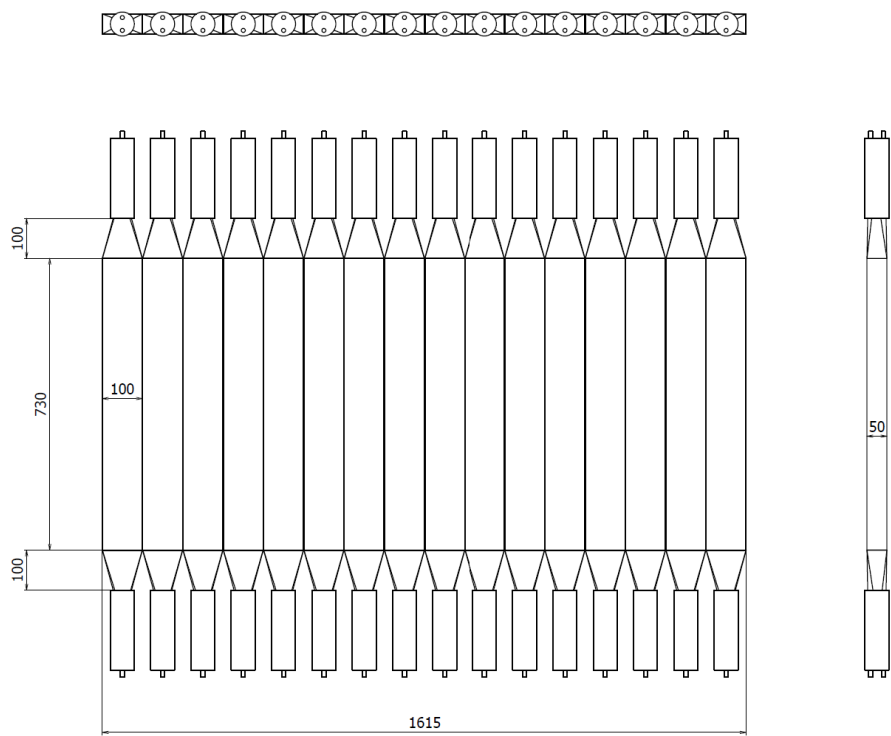


図 3.10: 16 セグメント配置した UC. 遮光シート等の厚みにより不感領域ができるが, この図ではセグメントの間に 1 mm の不感領域を仮定しているため, 16 セグメント並べた際に幅 (x) が 1615 mm となっている.

第4章

ハドロンビームを用いた性能評価

本章では実践的な評価として J-PARC K1.8 ビームラインにて行ったハドロンビームによる検出器の性能試験について述べる。ここでは E94 実験にて使用する検出器群が配置されており、本番とほぼ同等の環境において性能試験を行うことが可能である。ハドロンビームで複数の粒子・運動量に対しての応答を調べるとともに、アクリル本体の材質を変化させたときの応答も調査した。まずは実験セットアップについて述べた後にデータの解析手法を紹介し、最後に解析結果及び考察を述べる。

4.1 実験セットアップ

本検出器は実験セットアップ最下流に設置するものであり、S-2S を通過した散乱粒子が発散し広範囲に渡って検出器を通過する。広範囲となる照射位置に対して安定した性能を発揮する必要がある。そこで粒子の照射位置を変え、各点毎の性能評価を行った。また、粒子の運動量・種類についても変化させ、それぞれにおける性能評価も行った。更に性能評価を行う試作機としてアクリル本体の加工条件が異なる3種類の試作機を用意した。これはチェレンコフ光の反射形態の差による性能差を確かめ、適切なアクリルを決定するために行った。

4.1.1 設置場所

試作機は K1.8 ビームラインの最下流に設置した(図 4.1)。ビーム試験時は AC1 の下流に水チェレンコフカウンター(WC)が設置されていたので WC の下流に設置した。このため E94 本番の設置場所より下流に設置している。試験をするにあたり、3種類の

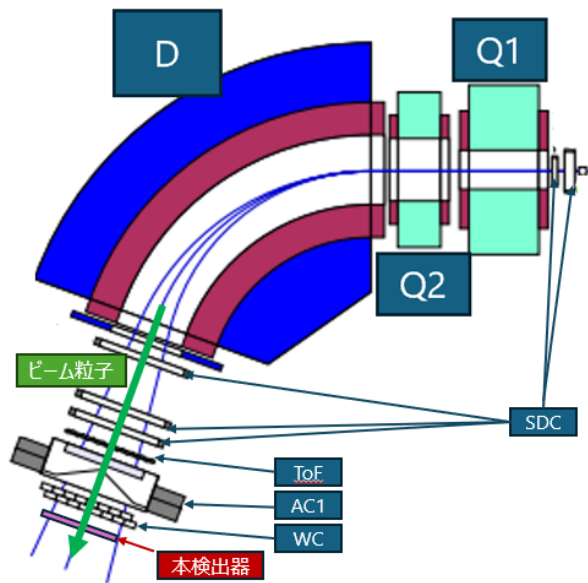


図 4.1: 本検出器の設置場所. S-2S 及びその下流側の検出器が示されている. 本検出器は AC1 下流にある水チェレンコフ検出器 (WC) の下流に設置される.

アクリルに対してビームを照射するわけだが, それらを垂直方向に並列に設置すると照射位置を垂直方向にも変更させる必要があり, 時間を費やしてしまう. そこで図 4.2 のように 3 種類のアクリルをビーム軸方向に並べ, 最下流に荷電粒子検出用のプラスチックシンチレータを設置した. 検出器は図 4.3 にある架台に固定した. また, 安定性のため架台をラッシングベルトを用いて周囲の検出器架台及びフレームに固定した.

設置場所の測定はレーザー計測を用いて行った. 座標を以下のように定める.

- z: S-2S D1 電磁石の出口中心を通るビーム軸方向. 図 4.1 の緑色矢印.
- x: z に垂直な水平方向
- y: z に垂直な鉛直方向

S-2S D1 電磁石の出口中心を通る直線を示す印が実験エリアの床及び壁に記されており, これにレーザーを合わせて x 方向の基準とした. z 方向の基準は SDC 5 の z 基準 (SDC 5 のフレームから 69.3 mm 下流) を採用した. y 方向の基準は実験エリアの床から垂直方向 2 m の位置 (ビーム軸の高さ) の印を基準とした. 架台の水平は架台上面の 4 隅に定規を設置し, 水平レーザーを y 基準に合わせた際の定規におけるレーザー照射位置の目盛りを読み取り, 4 隅で 1 mm の範囲で一致するようにした. 検出器の z 方向は検出器中心に付けた印と z 軸の基準との距離をレーザーで測定した. 上から見下ろした際のアクリルチェレ

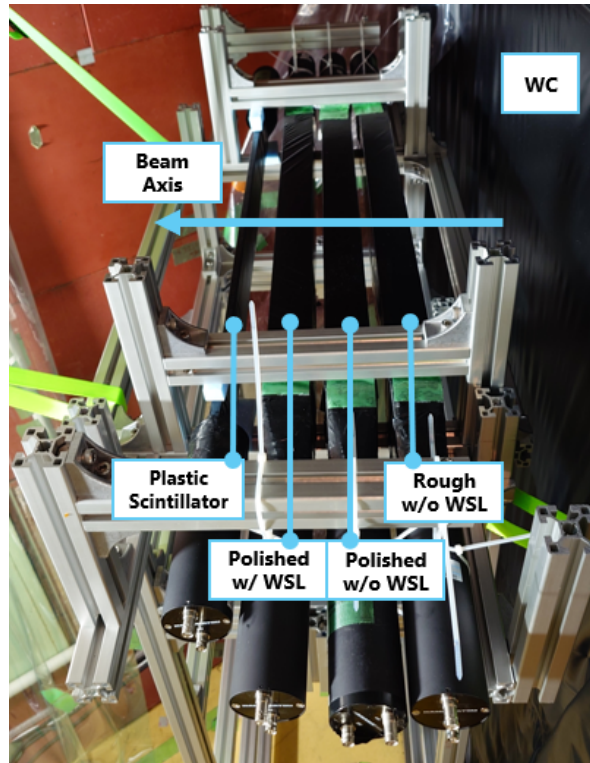


図 4.2: ビーム試験のセットアップ. 性能評価をする 3 種類の亚克力である 4 面粗面 (Rough w/o WSL), 全面研磨・波長変換剤なし (Polished w/o WSL), 全面研磨・波長変換剤あり (Polished w/ WSL) がビーム軸に対して垂直に設置されており, さらに下流にプラスチックシンチレータが設置されている.

ンコフ検出器, プラスチックシンチレータの位置関係を図 4.4 に, ビーム軸方向から見た亚克力チェレンコフ検出器, プラスチックシンチレータの位置関係を図 4.5, 4.6 に示す. 図 4.4 における D1 Origin とは S-2S D1 電磁石の入口を通過するビーム軸と出口を通過するビーム軸の交点である. 表記の簡略化のため亚克力チェレンコフ検出器を上流から順番に Acryl 1, 2, 3 としている. またプラスチックシンチレータを PS と略記している. 図 4.5, 4.6 にあるように検出器の x 方向の中心の位置が設置場所の空間的制約のため正の方向 (低運動量側) に 115 mm ずれている.

4.1.2 試験項目: ビーム粒子の種類・運動量

E94 実験において本検出器が識別する対象となるのは中心運動 $0.72 \text{ GeV}/c \pm 15\%$ となる $0.61\text{--}0.83 \text{ GeV}/c$ の K^+ 及び陽子である. 従って性能評価をする際には K^+ の検出能力, 陽子の除去能力を調査する必要がある. 実験本番において安定した運用が求めら

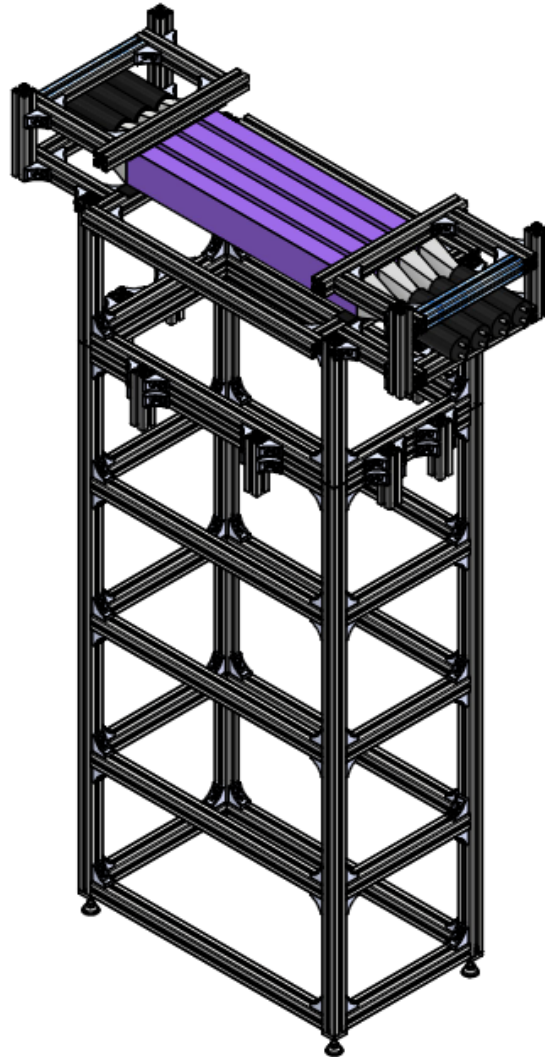


図 4.3: ビーム試験時の検出器架台. 紫色の部分为本検出器並びにプラスチックシンチレータの有感領域である.

れるため K^+ の検出能力については光量が最低となる下限運動量に対して、陽子の除去能力については上限運動量に対して行うことで動作の安定性を保証することができる.

しかしながら、今回行った試験場所には AC1 の下流に E70 等の実験において陽子除去のために設置された水チェレンコフ検出器 (WC) が設置されており、スペースの制約上、水チェレンコフ検出器の下流に設置して性能試験を行う必要がある. 水チェレンコフ検出器はアクリル検出器の設置予定場所に現在置かれており、ビーム軸方向の厚さが 180 mm あり、アクリルで作られた水槽の中に純水が満たされている. 純水のビーム軸方向の厚さが 140 mm, アクリル板が 40 mm あり、これによりビーム粒子がエネルギーを損失するため、

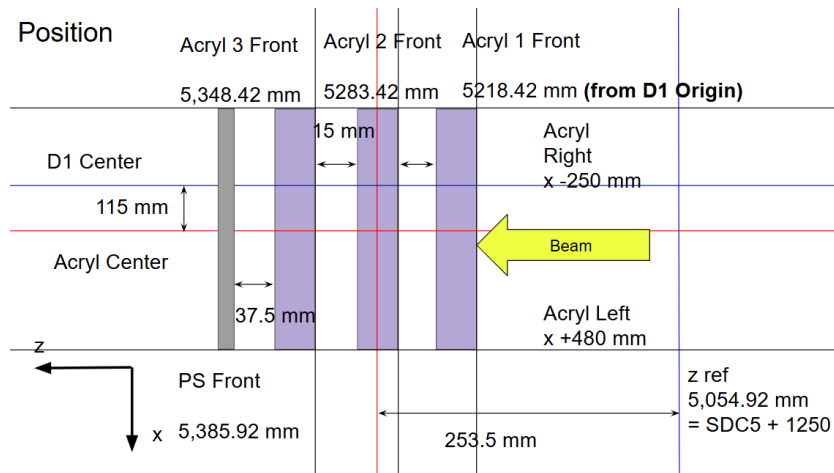


図 4.4: 見下ろした位置におけるアクリルチェレンコフ検出器, プラスチックシンチレータの位置. アクリル検出器は上流から順に Acryl 1, 2, 3 とプラスチックシンチレータは PS と表記している. D1 Center とは S-2S の出口中心を通るビーム軸であり, D1 Origin とは S-2S 出入口それぞれを通るビーム軸の交点である.

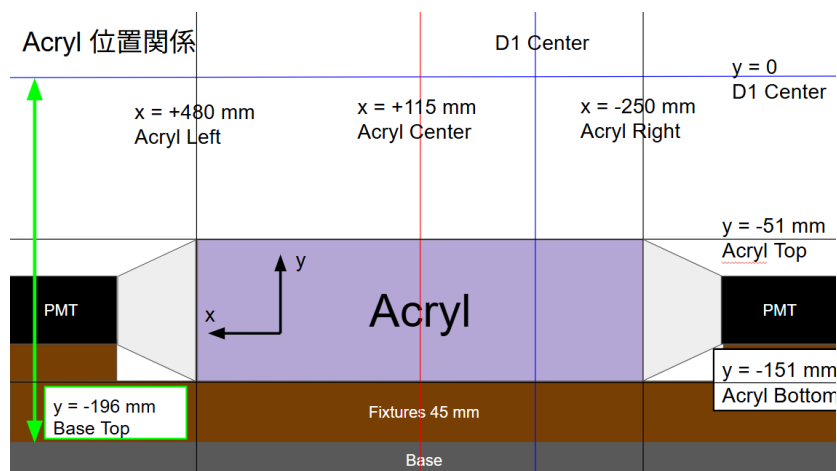


図 4.5: ビーム軸方向からのアクリル検出器の位置.

E94 で使用する運動量の K^+ を照射して性能試験をするには困難が生じる. そこで検出対象となるチェレンコフ光が電磁相互作用であること, 発光量が粒子の速度及び電荷の絶対値で決まること, 当時のビームコンディションの関係から, E94 下限運動量 $0.61 \text{ GeV}/c$ の K^+ の速度に対応する反陽子ビームを使うことで K^+ に対応する性能試験を行った. また, 検出器の健全性確認及び検出器のビームレート耐性確認のため π^+ の照射試験も実施した.

ビームの運動量を見積もるにあたり, 本検出器より上流に設置されている検出器によるエネルギー損失を考慮した. エネルギー損失に大きく寄与するのは, カウンター検出器であ

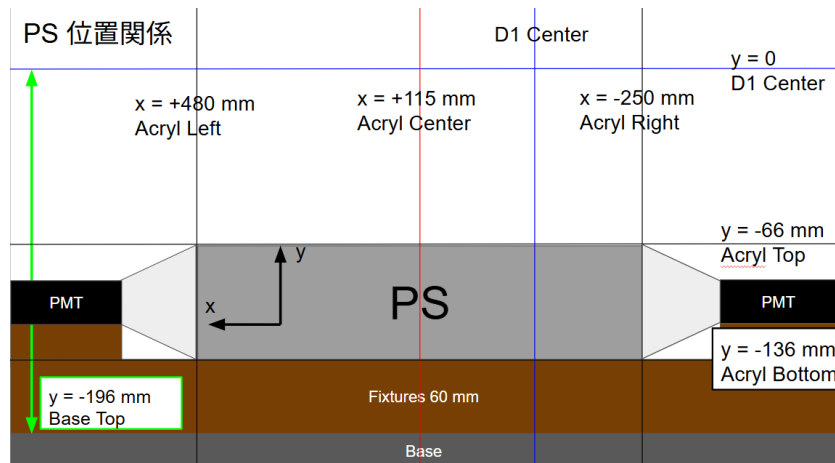


図 4.6: ビーム軸方向からのプラスチックシンチレータの位置.

物質	厚さ [mm]	損失エネルギー [MeV]
ToF(BC410+遮光幕)	20 + 2	5.1
AC1(シリカエアロゲル+遮光幕)	113 + 2	5.1
WC(水槽+水槽壁+遮光幕)	300 + 30 + 2	80.3
UC1 層分 (アクリル+遮光幕)	50 + 2	13.1

表 4.1: 各検出器を通過した際の 1.3 GeV/c 反陽子ビームのエネルギー損失.

る ToF, AC1, WC である. エネルギー損失の見積もりを表 4.1 に示す.

E94 の下限運動量 $0.61 \text{ GeV}/c$ の K^+ の真空中の光速に対する速度比 (β) は約 0.80 であり, これは $1.28 \text{ GeV}/c$ の反陽子に対応する. 表の結果より, 本検出器の設置位置にてこの運動量になるにはビームとして $1.4 \text{ GeV}/c$ の反陽子ビームを照射すればよい.

これで照射するビームの種類及び運動量が決まったわけだが, 次に考えなければならないことはビームの照射位置である. 散乱側の特に S-2S 下流に位置する検出器は, より上流の検出器と異なり, S-2S を通過して広範囲に発散していく粒子を検出する必要があること, ビーム粒子とは異なり比較的広い角度分布を持った散乱粒子を検出する必要があることから, 粒子が通過する位置によって角度が変化し, それに対する応答が変わる可能性がある. 特にチェレンコフ光というものは, 媒質を通過する粒子の速度に対して一定の角度で発生するものであり, 角度依存性が強いこと, 微弱な光であることから, 発生点から読み出し点となる光電面に達するまでに減衰する効果が強く, 応答が粒子の通過位置に強く依存することが考えられる. そこで, 粒子の照射位置を変えて検出器の応答を検証する必要がある. この位置依存性の変化を見るためには, 検出器そのものの設置位置を変える方法と

S-2S の双極電磁石の電流値を変えて粒子側の位置を変える方法があるが、今回は設置場所の制約及びセットアップ変更の容易さから後者の方法を選択した。

これらに加えて設置場所にも制約がある。高運動量側に遮蔽体の壁があり、双極電磁石に最大印加電流をかけた場合の粒子の照射位置が本検出器のほぼ中心位置を通り、これ以上高運動量側に照射することができない。そこで、中心から低運動量側の範囲に渡って照射することにした。ただ、これでは高運動量側に照射した場合の応答が見られないので、下限運動量をやや下回る $1.3 \text{ GeV}/c$ の反陽子ビームも照射した。この運動量なら双極電磁石の定格電流内で検出器の端から端 ($-365 \text{ mm} - +365 \text{ mm}$) までビームを照射することが可能である。

反陽子の他には前述の通り π^+ のビームを用いる。これは K1.8 ビームラインでは中間子ビームが最もよく用いられ、素性がよくわかることから検出器の動作確認として適切であると判断したため用いた。動作確認としては細かく照射位置を変える必要性はないと判断し、検出器中心及び両端に照射した。また、これに加えて検出器のレート耐性試験を実施した。E94 実験においては約 $1 \text{ M}/\text{spill}$ の散乱粒子が通過する。粒子が高レートで通過することで光電子増倍管の性能が低下したり、アクリル自体が変質したりする可能性があり、粒子の識別能力に影響を及ぼす。そこで π^+ ビームのレートを $500 \text{ k}/\text{spill}$ となるまで段階的に上げて試験を行った。実機は 16 セグメントを水平方向へ並べ、そこへ $1 \text{ M}/\text{spill}$ レートで散乱粒子が飛来するため、今回 1 セグメントに $500 \text{ k}/\text{spill}$ を照射すれば十分にレート耐性確認ができる。

4.1.3 試験項目: アクリルの材質

次にビーム試験における 2 つ目の項目について述べる。前述の通り、3 パターンのアクリルに対して性能評価を行う。アクリル本体は前述のとおり紫外線透過アクリルであるアクリライト®#000 を使用するが、表面加工や混合物に違いがあり、ライトガイドに接続する読み取り面を除いた 4 面を粗削りにしたもの、全面研磨したもの、全面研磨したものに波長変換剤である Bis-MSB を 10 ppm 混合させたものを用意した。これにより、表面処理状態での違い、波長変換剤有無での性能差を比較した。これら 3 パターンをビーム軸上に並べるが、その設置順は過去の実験で似たものを用いて実績のある全面研磨・波長変換剤ありを最下流に、次に宇宙線試験を行って素性の分析が進んでいる全面研磨・波長変換剤なし、最上流に 4 面粗面・波長変換剤なしとした。



図 4.7: ^{90}Sr 使用時のアクリルチェレンコフ検出器の信号. 写真は Polished w/ WSL $-x$ 側の信号.

Segment	Rough w/o WSL $-x$	" $+x$
HV[V]	-2140	-2400
Segment	Polished w/o WSL $-x$	" $+x$
HV[V]	-2080	-1720
Segment	Polished w/ WSL $-x$	" $+x$
HV[V]	-1820	-2110

表 4.2: ビーム試験における各光電子増倍管の印加電圧.

4.1.4 データ取得方法

各検出器の光電子増倍管にかける印加電圧は ^{90}Sr 線源から発生する β 線を用いて調整した. 検出器中心に線源を当てた場合の左右からの信号をオシロスコープで観測し, 1 P.E. (PhotoElectron) と思われる信号の波高が -40 mV 程度になるように調整を行った (図 4.7). 調整後の印加電圧の値を表 4.2 に示す.

ビーム試験時の信号処理回路を図 4.8 に示す. 回路は単純な構成であり, アクリル及びプラシンからのアナログ信号が Fan-out で分岐し, 一方はそのまま V792 QDC モジュールへ行き, 粒子が落としたエネルギー情報として保存される. もう一方は Discriminator に

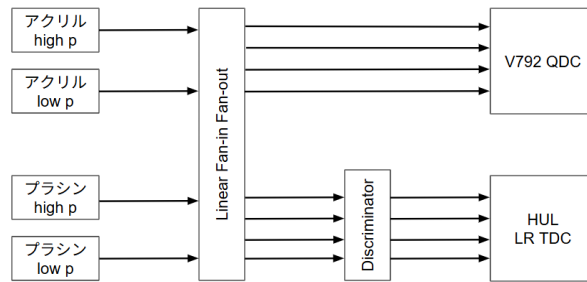


図 4.8: ビーム試験の回路. 各検出器からの信号は Fan-out で分岐し, 一方はエネルギー情報として V792 QDC へ, もう一方はデジタル信号に変換後に時刻情報として HUL LR TDC へ運ばれる.

よってデジタル信号に変換された後に HUL Low Resolution TDC へと行き, 粒子が通過した時間情報が保存される. Discriminator の閾値は 1 P.E. を信号として含むように設定した.

4.2 イベント選定

検出器の性能評価をするにあたり取得したデータは BH1 × BH2 × ToF トリガー, つまりビーム側の検出器を通過し, S-2S を通過した粒子に対して取得したデータである. S-2S を通過した粒子は広がりを持って通過するため, これらから本検出器に粒子が通過したイベントを選定する必要がある. そこで本節では, 性能試験の評価対象となるイベントを選定する過程を述べる. まずは S-2S 下流に位置するドリフトチェンバーを用いてトラッキングを行い, 3か所に設置されているアクリル検出器及びそれらの下流にあるプラスチックシンチレータの上流面における粒子分布を分析した.

ここで S-2S 下流のドリフトチェンバーを用いて行ったトラッキングについて解説する. 詳細は根岸氏, 小堀氏, 岩井氏の修士論文 [30], [31], [25] を参照. まずはドリフトチェンバーが取得した TDC ch を粒子がチェンバーを通過してから電子雪崩がセンスワイヤーに到達するまでの時間であるドリフト時間に換算する. このように変換したドリフト時間の分布から粒子の通過点-センスワイヤー間距離であるドリフト距離を求める. これから粒子の通過位置を計算する. これを各ワイヤー面に対して行うことで計 12 面における粒子の通過位置が求まる. これらの予想通過位置を使って軌跡を計算する. 軌跡は最小二乗法を用いて求められる. この軌跡と各ワイヤー面との交点は予想通過位置をずれることがあり, この残差から求まる χ^2 が最小となるようにパラメータを調整する. これがトラッキングである. トラッキングを行って得られた各アクリル検出器及びプラスチックシンチレータ上流面での粒子分布を図 4.9 に示す.

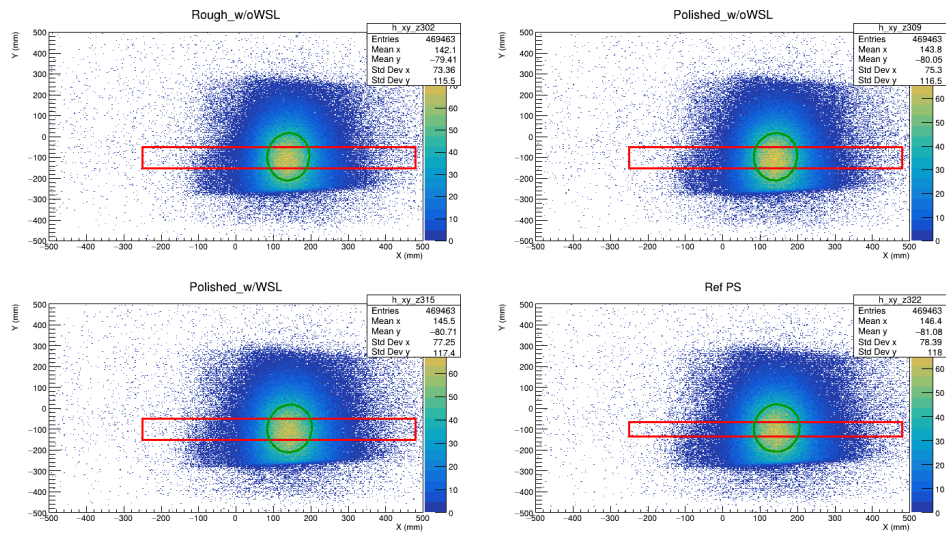


図 4.9: 各アクリル, プラスチックシンチレータの上流面における粒子分布. 各散布図の上の表記がそれぞれのアクリル, プラスチックシンチレータを表す. 横軸は D1 Center を $x = 0$ と定義した水平方向座標であり, 縦軸は実験ホール床から垂直上向きに 2 m の点を $y = 0$ と定義した鉛直方向座標. 赤色の枠は検出器の設置位置を表している. ただし, アクリルの枠は実寸より上下方向が 2 mm ずつ削られている.

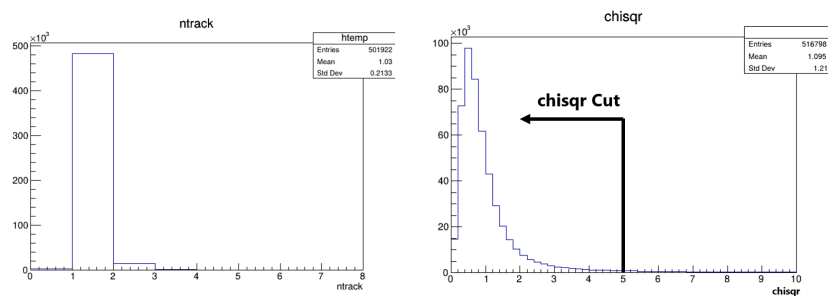


図 4.10: トラッキング条件に用いたトラック本数の分布 (左) と χ^2 の分布 (右).

この図は粒子の通過した位置の 2 次元分布であり, 横軸に x 座標 [mm] (低運動量側が正, 高運動量側が負), 縦軸に y 座標 [mm] (鉛直上向きが正) を取ったものである. 図に示した分布については全てのトラッキングではなく, トラック本数が 1 本のもの, χ^2 が 5 未満のものを選定し, トラックが引けていないもの, 複数トラックのもの等を排除している. 濃淡が各位置における通過粒子数を示す. 図中にある赤色の長方形は検出器の図面上の設置位置を示したものである. ただし, アクリルチェレンコフ検出器に関しては上端, 下端にビームが掠めるようなイベントは実際の設置位置と解析ソフトの入力値のずれのために正確に評価できない可能性があるため, 上下それぞれ 2 mm 分実寸より小さく設定している.

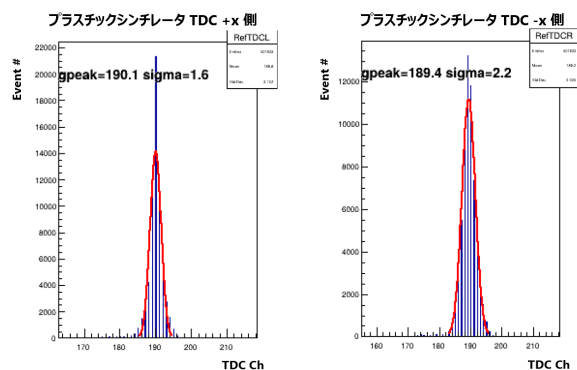


図 4.11: プラスチックシンチレータの TDC. 赤色の曲線が Cut 条件として用いたガウシアン. ガウシアンの $\pm 3\sigma$ 以内に入ることを Cut 条件として課した.

緑色の楕円は粒子の分布を 2次元ガウシアンで fit したときの 1σ 存在範囲を示したものである. 粒子が検出器を通過した条件として楕円と長方形の両方の内側に分布していることを課した. この条件を以後トラッキング条件と呼ぶ. この条件に使用したトラック本数及び χ^2 の分布を図 4.10 に示す. これにより粒子ビームのビーム軸付近かつ検出器を通過したものを選定することができる. 3種類のアクリルに対して性能評価をする必要があるので, トラッキング条件を各アクリルの上流面に対して課した. さらにイベントから荷電粒子が通過したものを選定するために, アクリルの下流に設置したプラスチックシンチレータの TDC の Hit 条件を課した.

これは TDC のピークをガウシアンで fit し, そこから $\pm 3\sigma$ 内のものを抽出した. fit の様子を図 4.11 に示す. この条件を以下 TDC Hit と呼ぶ. これに加えて, 荷電粒子が粒子ビーム由来であることを保証するためにプラスチックシンチレータに対してもトラッキング条件を課した. さらにビーム粒子として反陽子が通過したことを保証するため BH1 と BH2 の時間差を見た BToF に Cut 条件を課した. 反陽子のピークが BToF の原点に来るようにパラメータを調整し, 原点のピークをガウシアンで fit して $\pm 3\sigma$ 以内に入っているイベントを抽出した図 4.12. そして ToF の多重度にも条件を課し, 多重度が 1 となるイベントのみを選んだ (図 4.13).

以上に述べた条件を全て要求したものを今回の性能評価の基本的な条件とした.

- アクリル 3 種類かつプラスチックシンチレータへのトラッキング条件
- プラスチックシンチレータ左右の TDC Hit
- BToF Cut
- ToF 多重度 Cut

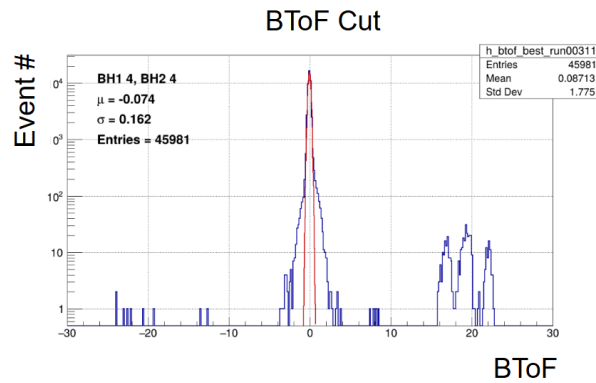


図 4.12: BH2 と ToF の時間差を見た BToF の分布. 赤色の曲線が Cut 条件として用いたガウシアン. ガウシアン の $\pm 3\sigma$ 以内に入ることを Cut 条件として課した.

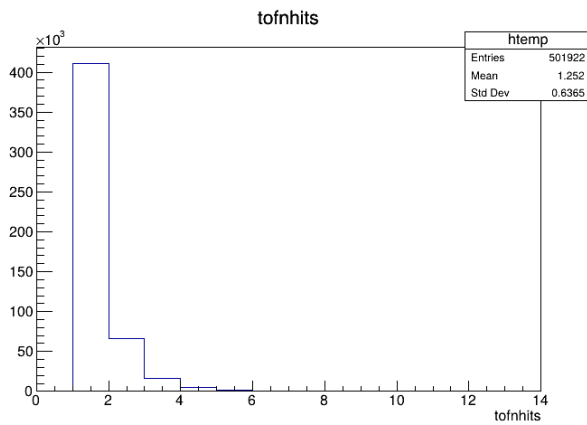


図 4.13: ToF 信号の多重度.

これを以後「荷電貫通条件」と呼ぶ. この荷電貫通条件に加えて, 本検出器の TDC Hit を要求した条件を本検出器を運用するにあたり, 信号として看做すイベント条件とし, 以後「信号条件」と呼ぶ(「信号条件」=「荷電貫通条件」+ アクリルの TDC Hit). これら荷電貫通条件及び信号条件を課した際のアクリル検出器の ADC 分布を図 4.14 に示す.

この ADC は 1.3 GeV/c 反陽子ビームを検出器中心付近に照射した際の 4 面粗面アクリル, 高運動量側の PMT の ADC 分布である. 横軸が ADC のチャンネル, 縦軸がイベント数である. 青色が無条件での ADC, 緑色が荷電貫通条件を課した ADC, 赤色が信号条件を課した ADC である. この ADC, TDC を用いてアクリル検出器の性能評価を行った.

また, ビームは単一の運動量ではなくある程度の広がりを持って検出器を通過する. 運動量が異なると S-2S 通過時の軌道も変わり, 様々な入射角度を持って検出器を通過する. チェレンコフ光は指向性の強い光であり, この入射角度の違いから検出器の応答が大きく

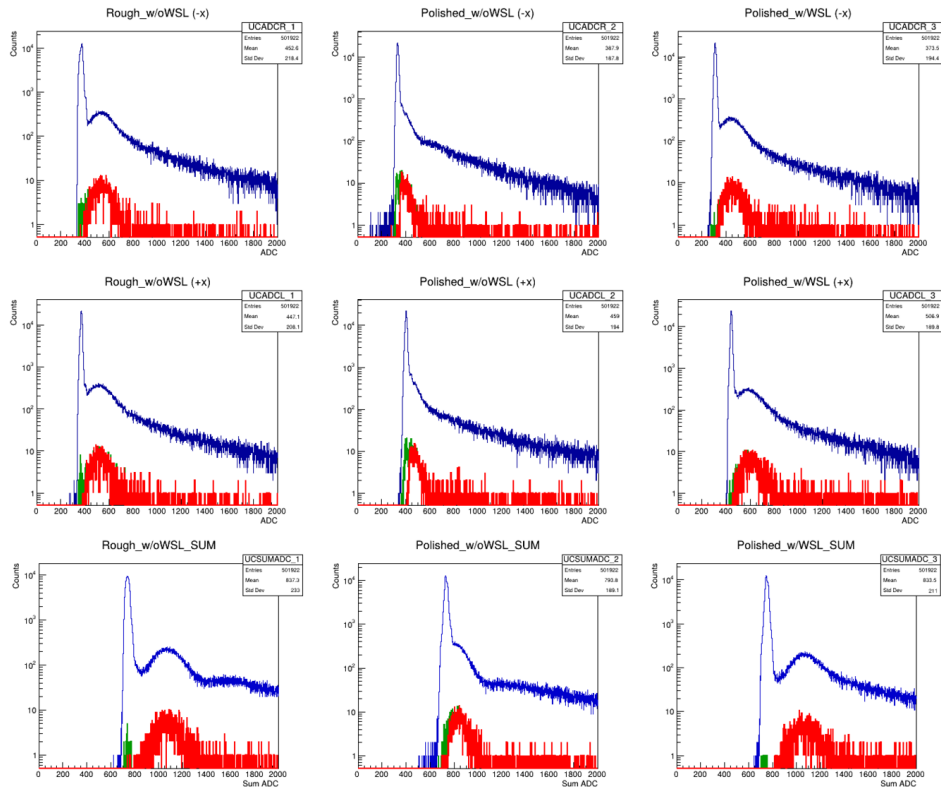


図 4.14: アクリル検出器の ADC: カット条件有無の比較. 紺色が元々の ADC であり, 緑色がトラッキング, プラスチックシンチレータ TDC Cut, BToF Cut, ToF 多重度 Cut を課した ADC, 赤色が緑色の条件にアクリルの TDC Hit を加えた ADC.

異なる可能性がある. そこで図 4.15 のようにトラッキングから角度情報を抽出し, 角度を -5° から 5° まで 1° 刻み, $\pm 0.5^\circ$ の幅を持たせて区切り, 各角度に対して検出効率評価を行った. 角度は dx/dz で定義される 水平方向の角度と dy/dz で定義される 垂直方向の角度があるが, 水平方向にビームの照射位置を変化させたときの応答を調べているので dx/dz に対してのみ着目し角度分解を行った. ただし, イベント数が少ない場合は正確な評価はできないため, イベント数が最も多い角度の $1/10$ を下回るイベント数の角度は解析から除外した. また, 比較のため角度分解を行わない場合, イベント数の最大点 $\pm 0.5^\circ$ についても評価した.

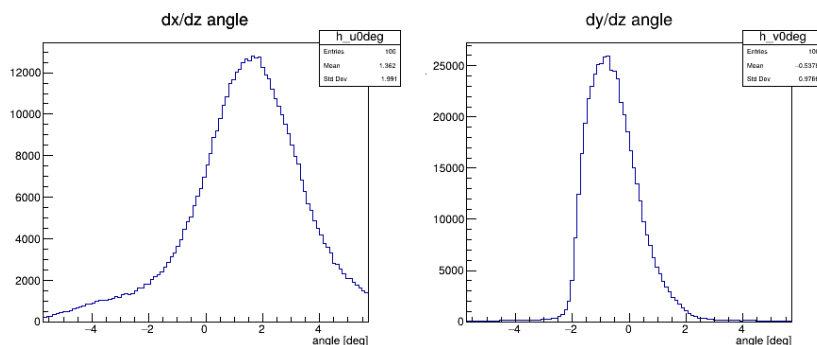


図 4.15: 散乱粒子の角度分布. 左が D1 Center を 0° とした水平方向の角度分布であり, 右が D1 Center を 0° とした垂直方向の角度分布

4.3 解析結果

4.3.1 光量の評価

解析としてはまず信号の光量評価を行った. 光量の評価には ADC の信号を使用するが, アクリルに接続された光電子増倍管の個体差や回路のベースラインの違いが生じるが故に, ADC で取得した値をそのまま評価に用いることはできない. そこで, これらの差を補正して個体差を排除した光量の指標として NPE(Number of PhotoElectron) を単位に用いることとした. NPE 定義は式 4.1 の通りで, 原点をペDESTALのピーク点とし, 1 P. E. の信号ピークを単位として全体を較正する. NPE に変換する前後の ADC を図 4.16 に示す.

$$\text{NPE} = \frac{\text{ADC ch} - \text{pedestal ch}}{1 \text{ P.E. Peak ch} - \text{pedestal ch}} \quad (4.1)$$

図の見方は図 4.14 と同じ. NPE に変換した右図のみ横軸が NPE になっている. 光量の評価対象としては信号条件を満たすイベントに対して行った. 評価対象とする光量は信号条件を満たす ADC ヒストグラムに見られるピークを fit した際のピーク位置 (NPE) とした. この値を以降 Most Probable Value (MPV) と表記する. fit の様子は図 4.16 の変換後の ADC に記載されている紫色の曲線である. 各粒子の照射位置毎の評価を $1.3 \text{ GeV}/c$, $1.4 \text{ GeV}/c$ の反陽子ビーム, $1.3 \text{ GeV}/c$ の π^- に対して行った. 結果を図 4.17, 4.18, 4.19 に示す. それぞれの図において横軸はアクリル検出器中心を原点としたときの粒子ビームの照射位置であり, 照射位置は 2次元ガウシアンで fit した際の x 方向の中心を基準としている. 縦軸は光量の指標となる MPV である. 各粒子ビームの結果について 3×3 枚の図があるが,

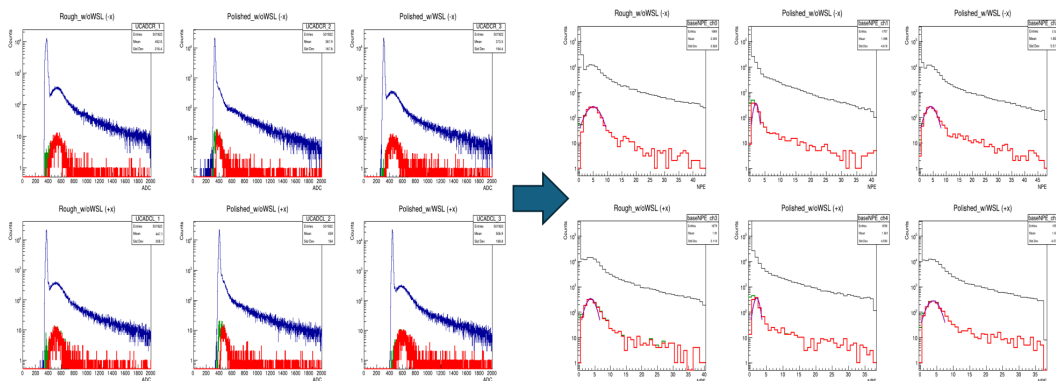


図 4.16: 片読み ADC の NPE への変換. 変換前後で緑色が荷電貫通条件あり, 赤色が信号条件ありのデータであり, 紺 (黒) は条件を課していないデータ.

左の列は高運動量側の PMT, 中央の列は低運動量側の PMT, 右の列はそれらの和をとった ADC に対しての信号をそれぞれ表している. 1 行目が最上流に設置した波長変換剤なしの 4 面粗面アクリル (Rough_w/oWSL), 2 行目が 1 つ下流側にある波長変換剤なしの全面研磨アクリル (Polished_w/oWSL), 3 行目が最下流にある波長変換剤入りの全面研磨アクリル (Polished_w/WSL) である.

まずビームの照射位置についてだが, 1.3 GeV/c 反陽子については検出器の端から端まで照射されているが, 1.4 GeV/c になると前述の S-2S の電流値上限により +x 方向への照射はできていない. また, π^+ ビームについては -x 方向への照射位置が検出器からやや逸れた位置になっていたため, 中心及び +x 方向のデータのみである. 光量の傾向については粗面及び波長変換剤入りのものが似た傾向を示しており, 光電子増倍管のある読み出し側に近づくにつれ光量が大きく上昇している. これとは対照的に読み出し側から離れた場合の光量の減少は緩やかである. また, 照射位置に対する光量の増減幅は波長変換剤入りのものは特に顕著であり, -x 側の場合, 中心付近に照射した場合の MPV は約 5 NPE であるが -300 mm あたりの時は粗面の方で約 8.5 NPE, 波長変換剤入りの方で約 14 NPE となっている. また, +300 mm あたりの時は前者で約 3.5 NPE, 後方で約 2.0 NPE となっている. SUM を取った場合は端で MPV が急増する効果により, 中心付近で NPE が低く端が高い下に凸の放物線に近い傾向になっている. これに対して, 全面研磨・波長変換剤なしのものは照射位置に対して MPV はほぼ変化せず, SUM をとって位置依存性が見られない結果となっている. 光量の絶対値に関しては検出器毎に見ると反陽子, π^+ で傾向が異なり, 反陽子の場合は全面研磨・波長変換剤なしのものが最も少なく, ビームの照射位置が読み出しに近い場合は波長変換剤入り, 遠い場合は粗面が最も多くなっている.

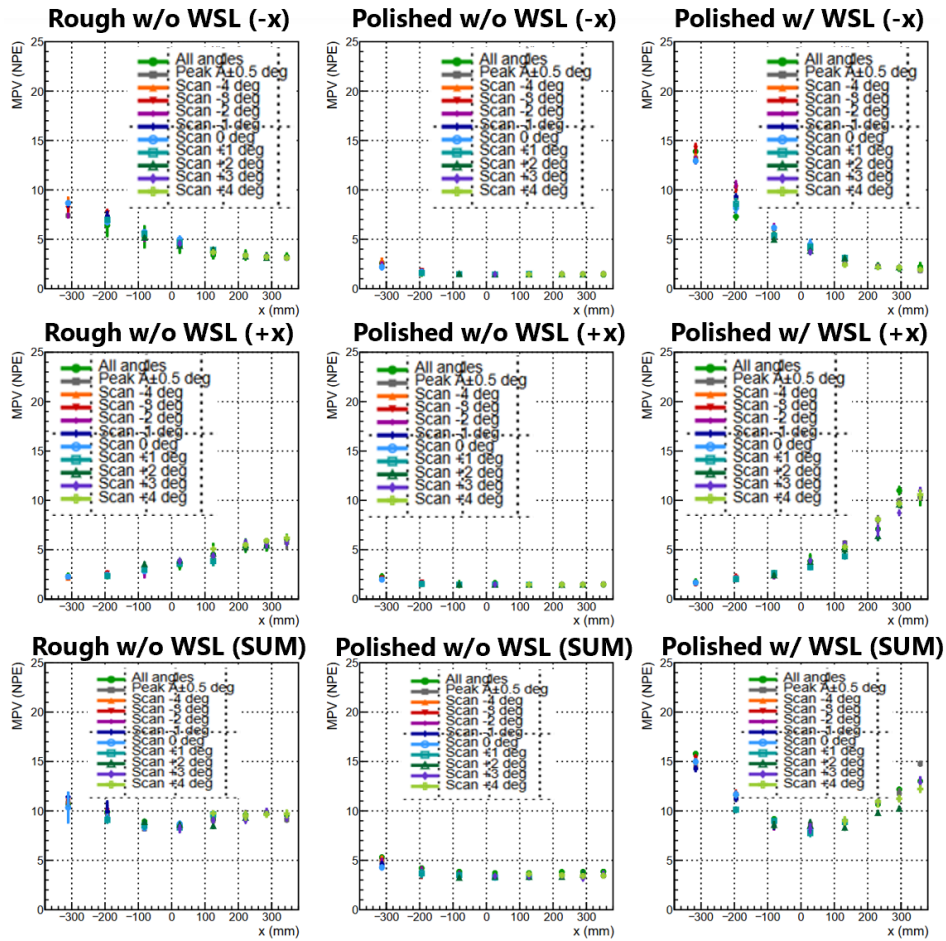


図 4.17: 1.3 GeV/c 反陽子ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多くなっている. 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない. 目安となる 6 NPE をいずれの照射位置でも超えるものは 4面粗面及び波長変換剤入りの SUM の 2 パターン

π^+ に関してはいずれも粗面が最も光量が多い. 全面研磨・波長変換剤なしのものについては光量が極端に低くはなく, $-x$ 側に着目すると波長変換剤入りと同等以上の光量を示している. ビーム粒子に対する光量はどのアクリルについても

$$1.3 \text{ GeV/c 反陽子} < 1.4 \text{ GeV/c 反陽子} < 1.3 \text{ GeV/c } \pi^+ \quad (4.2)$$

の順に多い. 角度については, 角度を分割した場合もそうでない場合も光量に大差はなく, 数度程度の違いは光量に大きくは影響しないことがわかる.

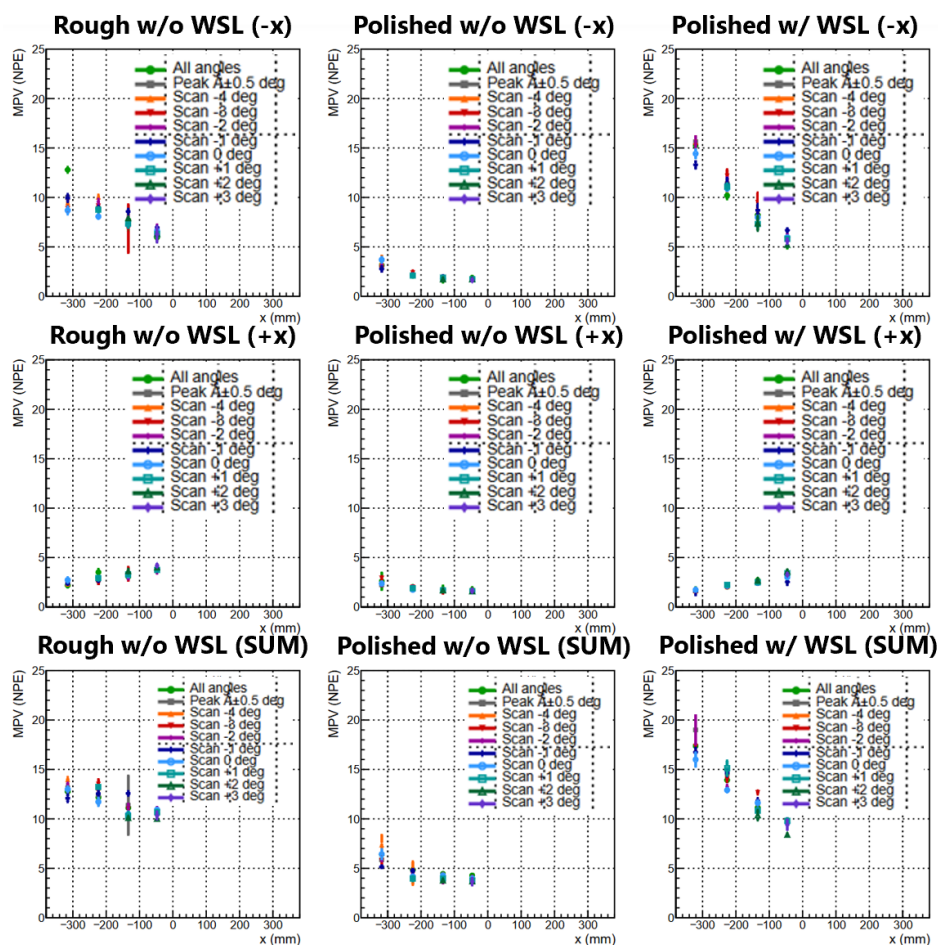


図 4.18: 1.4 GeV/c 反陽子ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 1.3 GeV/c の時と同様, 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多く, 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない.

4.3.2 検出効率の評価

本検出器は E94 実験においてトリガー検出器として使用され, (π^+ , K^+) 反応を取りこぼさないために高い検出効率が必要である. 実際の使用にあたってはアクリル検出器を通過した荷電粒子全てが検出の対象となるので, 検出効率の分母には荷電貫通条件を満たすイベント数とした. また, 信号の判定としてはアクリル検出器は自身の TDC 信号を他のカウンター検出器のトリガー信号との論理積を取ることによってデータ取得に利用されるため,

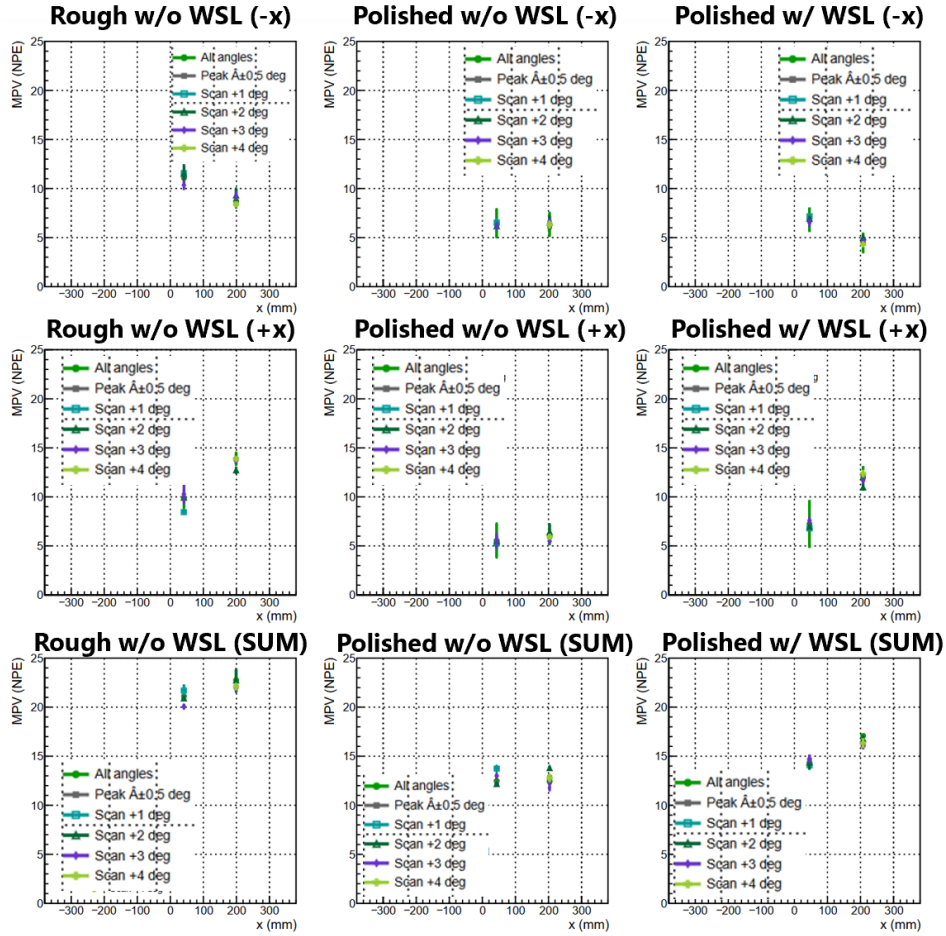


図 4.19: 1.3 GeV/c π^- ビームにおける各照射位置における光量 (MPV) の値. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 反陽子ビームの時と同様, 4面粗面及び波長変換剤入りのアクリルでは片側での信号は粒子の通過が近いほど光量が多く, 波長変換剤なし・全面研磨アクリルではその傾向が見られない.

アクリル検出器自身の TDC 情報が反映されている信号条件を検出効率の分子とした.

$$\text{各アクリル検出器の検出効率} = \frac{\text{信号条件を満たすイベント数}}{\text{荷電貫通条件を満たすイベント数}} \quad (4.3)$$

検出効率評価も光量評価と同様に 1.3 GeV/c, 1.4 GeV/c の反陽子ビーム, 1.3 GeV/c の π^- に対して粒子の照射位置毎に行った. ここで SUM の評価方法について注意すべきことがあり, SUM の結果は実際にモジュールを組んでデータとして取得したわけではなく, 後に解析するにあたってソフトウェア上で左右の ADC を足しあげたものであり, SUM の

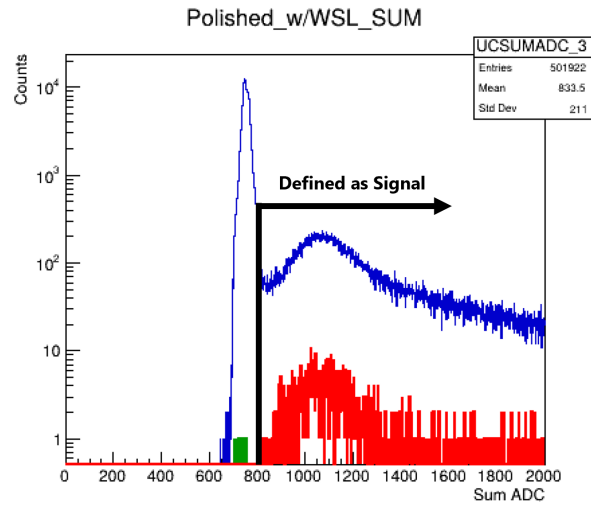


図 4.20: 左右の SUM をとった ADC と検出効率計算に使用した閾値. 矢印で示した閾値以上の 緑色 ADC (赤色 ADC と重なっている) のイベント数を SUM の検出効率の分子に, 緑色 ADC の全エントリー数を分母に用いた.

信号に対する TDC の情報が取得されていない. そこで SUM の検出項目を評価するにあたっては図 4.20 のように左右いずれかの TDC Hit があると思われる ADC ch 以上のイベントを検出効率の分子に用いた. 分母については SDC out トラッキング条件とプラスチックシンチレータの TDC Hit を組み合わせた貫通条件を採用している. 検出効率解析に対する結果を図 4.21, 4.22, 4.23 に示す.

p-bar ビームについては粗面及び波長変換剤入りのものは光量評価のときと同様に, 照射位置が読み出し位置に近いほど検出効率は高くなり, 遠いほど低くなっている. また, その増減幅も波長変換剤入りのもので顕著になっている. ただ, SUM を取ることで遠位での検出効率の減少分を近位のもので補い, 全体としてほぼ一定の値を示している. 全面研磨・波長変換剤なしのものについては光量評価の時と比べて異なる傾向を示しており, $-x$ 方向で端に近づくと効率が急増する. 特に $+x$ 側で読み出した信号については照射位置が遠ざかるのにも関わらず検出効率が上昇している. π^+ ビームについては中心に照射した場合と $+200$ mm の場所に照射した場合で検出効率に大きな変化はない. また, 検出効率の値そのものに関しては波長変換剤入りのものが他 2 つより 0.5% 程度高い. いずれの場合も片側なら 95% 以上, SUM なら 99% 以上の効率が出ている. 角度依存性については見られない. ビームごとの検出効率の高さについては光量評価の時と同様に式 (4.3) の順が成立するものの, 粗面の -300 mm 付近に照射した場合の傾向を見ると, -1.4 GeV/c p-bar での検出効率が -1.3 GeV/c p-bar と同等以下になっている.

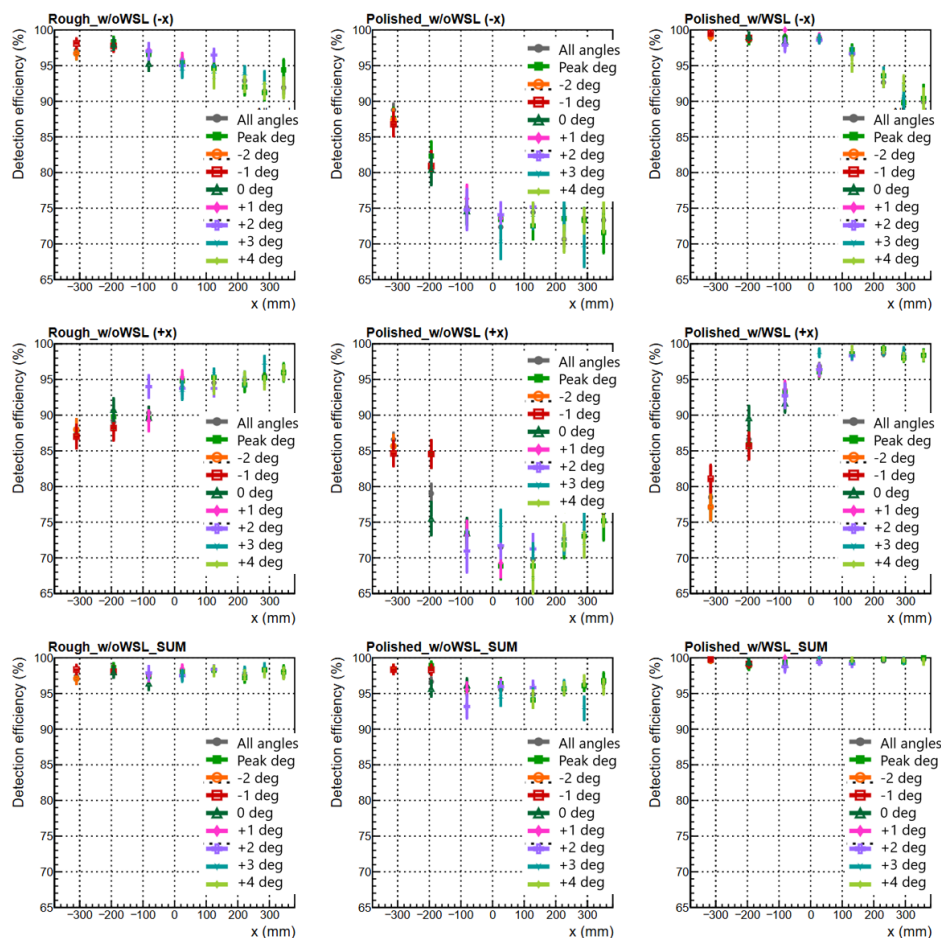


図 4.21: 1.3 GeV/c 反陽子ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 片側では粒子の通過位置が読み取り位置に近いほど高い. SUM をとると両側が補完し, 位置に依らず一定の値を取るようになる. 波長変換剤ありのものでいずれの位置でも 99% 以上の値を記録している.

最後にレート耐性について述べる. 1.3 GeV/c π^+ ビームを検出器中心に照射し, ビームレートを 50 k/spill, 200 k/spill, 500 k/spill と上昇させたときの検出効率の挙動を調査した. 結果を表 4.3 に示す. なお, 角度毎に大きな変化は見られなかったので角度条件を課していない場合の結果について示している. 表のとおりビームレートを上昇させた場合においても検出効率は大きく変化しておらず. E94 実験の想定レートが高い 500 k/spill においても問題なく動作することがわかる.

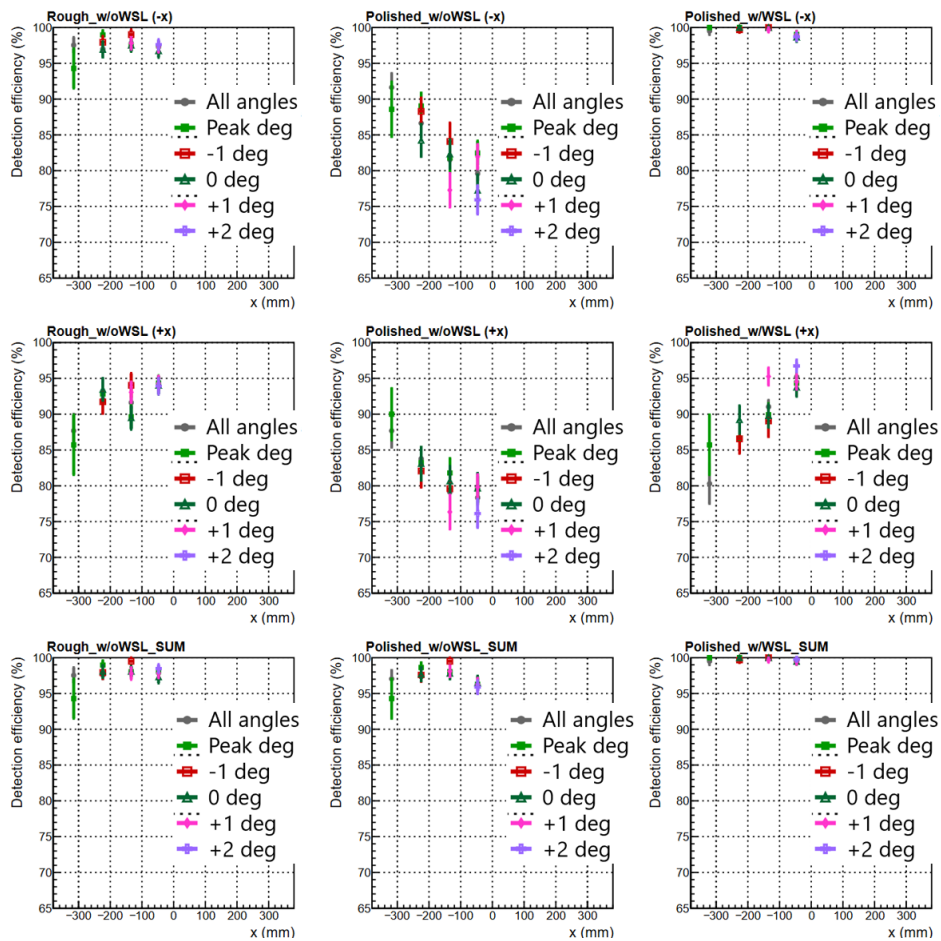


図 4.22: 1.4 GeV/c 反陽子ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. 1.3 GeV/c の場合と同じく片側では粒子の通過位置が読み取り位置に近いほど高く, SUM をとると位置に依らず一定の値を取るようになる.

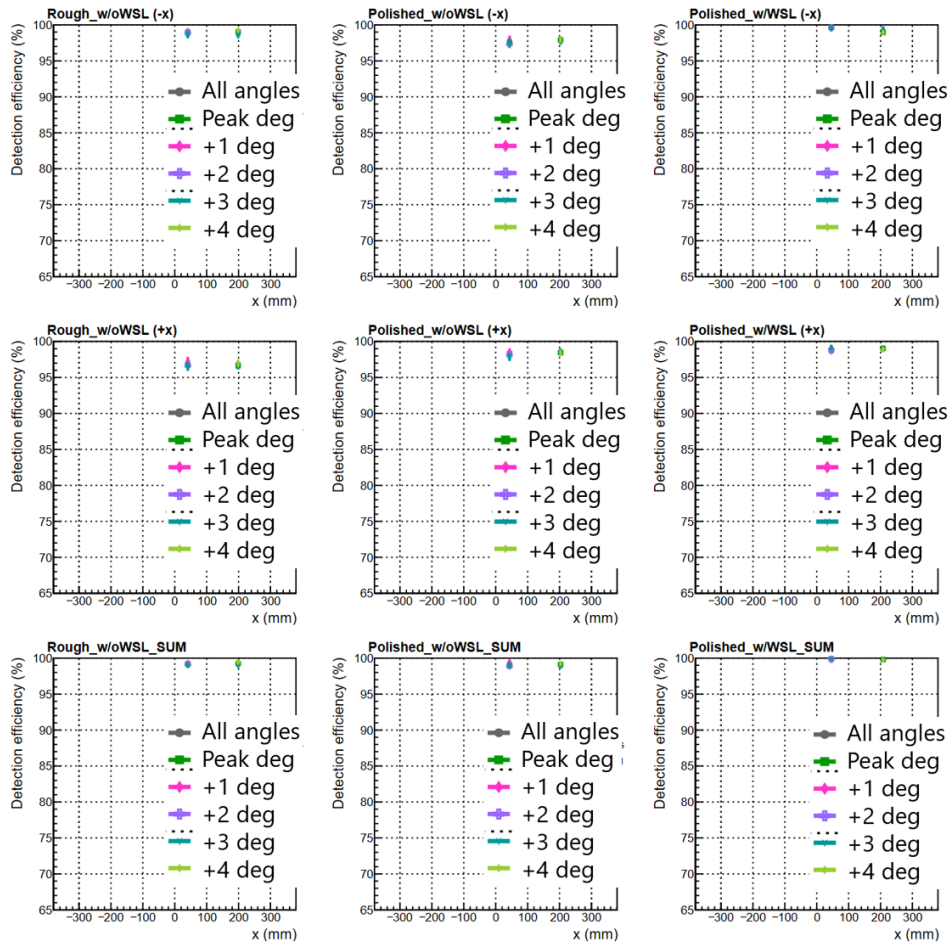


図 4.23: 1.3 GeV/c π^- ビームに対する照射位置毎の検出効率評価. 列で輻射体の違い, 行で信号読み取り位置の違いを表している. 左列は波長変換剤なし・4面粗面のアクリル, 中央列は波長変換剤なし・全面研磨のアクリル, 右列は波長変換剤あり・全面研磨のアクリルである. 上行は $-x$ 側の信号, 中央行は $+x$ 側の信号, 下行は SUM 信号である. こちらでは SUM を取ることでどの輻射体でも 99% 以上の検出効率を示している.

-x 側	Rough w/o WSL	Polished w/o WSL	Polished w/ WSL
50k	96.4	96.2	98.5
200k	96.2	95.3	97.4
500k	95.1	94.7	95.0
+x 側	Rough w/o WSL	Polished w/o WSL	Polished w/ WSL
50k	96.2	96.0	97.6
200k	95.3	95.6	97.1
500k	94.3	96.3	96.3
SUM	Rough w/o WSL	Polished w/o WSL	Polished w/ WSL
50k	99.1	99.0	99.8
200k	99.1	99.2	99.8
500k	99.3	99.3	99.8

表 4.3: レート耐性試験の結果. 左端列にビームレート (/spill) をそれ以外の数値は各レート毎の検出効率 (%) を示している.

第5章

まとめ・展望

本研究では J-PARC K1.8 ビームラインにて実施予定の Λ ハイパー核の高精度分光実験 E94 実験に使用する閾値型アクリルチェレンコフ検出器を開発した。E94 実験では運動量 $1.05 \text{ GeV}/c$ レート $1 \text{ M}/\text{spill}$ の π^+ ビームを照射し、このビーム粒子と中心運動量 $0.72 \text{ GeV}/c$ である散乱 K^+ の運動量を測定して欠損質量法を用いてハイパー核の質量を再構成しハイパー核の束縛エネルギーを算出する。この背景事象として生成される陽子をトリガー段階で除去し、 K^+ を検出する目的として本検出器が開発された。本検出器には屈折率 1.49 の紫外線透過アクリル (アクリライト®#000) を使用し、これを同素材で製作されたライトガイドに接続し、最終的にチェレンコフ光を光電子増倍管で読み出す方式を採用している。アクリルのサイズは 1 セグメント $^h730 \text{ mm} \times ^w100 \text{ mm} \times ^t50 \text{ mm}$ であり、これを 16 セグメント水平方向に並列させて使用する。これらのサイズ・セグメント数は先行研究・実データ解析・モンテカルロシミュレーション・製造コストにより決定した。設置場所は S-2S の最下流であり、現行の水チェレンコフ検出器に置き換わる形で設置される予定である。本検出器の実用性試験として試作機を製作し E94 実験の実施場所である J-PARC K1.8 ビームラインにおいてハドロンビームを使用した性能試験を実施した。この結果より波長変換剤 bis-MSB を 10 ppm 混合した個体が E94 実験において想定される最も発光量が低い状況に対応するハドロンビームにおいて接続される 2 つの PMT 信号の和を利用することで粒子の通過位置に依らず検出効率 99% を達成できることが分かった。さらに本番実験を上回るレートのビームを照射した場合でも検出効率が低下しないことが確認され、レート耐性も十分持ち合わせていることが実証された。

今後の展望として今回十分な性能を持つことが実証された波長変換剤入りのアクリルを 16 セグメント分発注し実機の製作を開始する。また検出器を支える架台も設計・製作し検出器本体とともに 2026 年夏を目標に現場にインストールする予定である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々に大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

まずは研究の基礎からご教授いただいた指導教官の後神利志講師に深く御礼申し上げます。ストレンジネス核物理学の基礎から解析ソフトウェアのノウハウ、文章の執筆法、口頭発表での発表姿勢、研究に対する向き合い方等、多くのことを学びました。初歩的なことも一から丁寧に教えていただき、大変勉強になりました。さらに、本論文を含めた種々の研究発表の機会について発表原稿の作成に期限間近までご協力いただきました。原稿作成で苦心している中、背中を押す言葉をかけてくださり、執筆の励みになりました。また、ストレンジネス核物理学に進むきっかけをいただいたのも後神講師からであり、本分野の魅力に突き動かされ本研究に入りました。また、同研究室の成木恵教授、銭廣十三准教授、堂園昌伯助教、富田夏希助教にも研究生生活を送るうえで発表練習にお付き合いいただいたり、研究室でのノウハウを教えていただいたりしてお世話になりました。

東北大学の渡辺大護氏は本研究で開発した検出器の利用先である J-PARC E94 のリーダーとして私を先導していただきました。日々のミーティング、現場での作業、研究成果の発表時など、あらゆる面でお力添えいただき大変お世話になりました。直接お会いできないときでもテキストベースでこまめにやり取りしていただき、日々の研究相談に乗っていただきました。J-PARC への出張時は現場での検出器の扱い方やシステムの利用方法など多くのことを学びました。本検出器は散乱側の検出器のため、扱う物のサイズが比較的大きく運搬が大変な中、物資の運搬を何度も行っていただいたり、検出器の性能試験の準備においても実験計画を先導していただいたりしました。また、出張時の日々の生活での雑談や度々お食事に誘っていただくことがあり、研究面以外でも大変お世話になりました。

同じ研究グループである原田健志氏、江端健悟氏、岩井沙彩氏、岩本哲平氏、石戸景氏にも大変お世話になりました。原田氏には研究グループに所属したてで右も左も分からなかったところに、グループでの活動や解析のノウハウ等、J-PARC の実験グループの一員とし

て活動していく上での基礎を教えてくださいました。江端氏には取得したデータの解析方法や研究発表の姿勢に多くのことを学びました。また、多彩な研究をされており、研究を進める上での視野を広げていただきました。岩井氏は 1 学年上の先輩としてグループでの研究活動や現場のノウハウについて多くのことを教えてくださいました。出張先の生活に慣れない私に度々気にかけてくださり、力添えいただきました。岩本氏も 1 学年上の先輩としてグループでの研究活動等でお世話になったのはもちろんのこと、本検出器を開発するにあたりビーム試験に使う回路ラックをデザインしていただき、現場での作業も自分の実験でお忙しい中ご協力いただきました。石戸景氏は J-PARC とはまた別の機関で研究をしているにも関わらず、アクリルチェレンコフ検出器の開発に協力いただき、ビームタイム時には J-PARC に出張に来て、ビーム試験の準備を手伝っていただきました。

KEK の高橋俊行、鶴養美冬氏、JAEA の山本剛史氏、東北大学の田村裕和教授、市川裕大准教授、早川修平助教、東京大学の藤田真奈美助教には主に現場での作業や解析ミーティングにおいてお世話になりました。特に鶴養美冬氏、山本剛史氏は現場でのノウハウのみならず、本検出器を開発するにあたり数多くのお力添えをいただきました。東北大学の学生である鎌田健人氏、大浦文也氏、成済秀氏、今本亮氏、洪雨寧氏には現場での作業等に加えて出張先での生活で大変お世話になりました。鎌田健人氏、大浦文也氏、成済秀氏、今本亮氏は先輩として私を牽引し、支えてくださり、洪雨寧氏は同期として研究に打ち込む姿を見て多くの刺激を得られました。また、K1.8 グループの作り出す明るい雰囲気は研究をしていく上での心の支えとなりました。非常に感謝しております。

当研究室の同期である、石井大智氏、小倉誠氏、橋本竣史氏、堀祐輔氏、柳井祥吾氏には研究室の活動やゼミを通じてお世話になりました。また、それぞれが異なる研究をしていることから、自分の研究分野では得られない情報を知ることができて、研究視野を広げることができました。さらに発表練習等で自分の研究に向き合っている姿を見て大きな刺激になりました。

当研究室の秘書の方には本検出器を開発していくにあたり必要な部品の発注や出張の手続き等、多くの場面で支えていただき大変お世話になりました。

他にも、本研究を進めるうえで当研究室及び J-PARC の実験に参加した方々等、多くの方にお世話になりました。深く感謝申し上げます。

最後に私を生み、ここまで育てていただいた家族に感謝申し上げます。研究で忙しくてなかなか身の回りのことに手がつかないときもひたむきに支えていただきました。今こうして修士論文を執筆しているのも、家族のご理解とご協力がなければ決して成し得ないことでした。改めて感謝いたします。これからもどうぞよろしくお願い申し上げます。

参考文献

- [1] T. Gogami et al., *J-PARC PAC Proposal P94*, https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_2208/pdf/P94_2022-18.pdf, Accessed: 2025-01-21 (2022).
- [2] T. Inoue et al. (HAL QCD Collaboration), *Prog. Theor. Phys.* **124**, 591 – 603 (2010).
- [3] Particle Data Group, *Summary Tables*, https://pdg.lbl.gov/2025/tables/contents_tables.html, Accessed: 2025-01-18 (2024).
- [4] V. D. Hopper and S. Biswas, *Progress Review* **80**, 1099 – 1100 (1950).
- [5] M. Danysz and J. Pniewski, *Philos. Mag.* **7**, 348 – 350 (1953).
- [6] H. Takahashi et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 212502 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.212502.
- [7] S. H. Hayakawa et al. (J-PARC E07 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 062501 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.062501.
- [8] K. Miwa et al. (J-PARC E40 Collaboration), *Phys. Rev. C* **104**, 045204 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevC.104.045204.
- [9] T. Gogami et al. (JLab Hall A Collaboration), https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/21/E12-19-002_Proposal.pdf, Accessed: 2025-01-20 (2021).
- [10] 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).
- [11] T. Gogami et al. (HKS (JLab E05-115) Collaboration), *Phys. Rev. C* **94**, 021302 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevC.94.021302.
- [12] M. Jurič et al., *Phys. Rev. B* **52**, 1 – 30 (1973). DOI: 10.1016/0550-3213(73)90084-9.
- [13] E. Hiyama et al., *Phys. Rev. C* **80**, 054321 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevC.80.054321.

- [14] T. Gogami et al., Phys. Rev. C **93**, 034314 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevC.93.034314.
- [15] L. Tang et al. (HKS (JLab E05-115 and E01-011) Collaborations), Phys. Rev. C **90**, 034320 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevC.90.034320.
- [16] T. Hasegawa et al., Phys. Rev. C **53**, 1210–1210 (1996).
- [17] A. Gal and D. Gazda, J. Phys.: Conf. Ser. **966**, 012006 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/966/1/012006.
- [18] E. Hiyama and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **128**, 105–124 (2012). DOI: 10.1143/PTP.128.105.
- [19] H. Le et al., Phys. Rev. C **107**, 024002 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevC.107.024002.
- [20] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57**, 564–653 (2006).
- [21] E. Botta et al., Nucl. Phys. A **960**, 165–179 (2017).
- [22] D. H. Davis, Nucl. Phys. A **754**, 3–13 (2005).
- [23] K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1982 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.1982.
- [24] J-PARC web page, 「ハドロン実験施設」, <https://j-parc.jp/c/facilities/nuclear-and-particle-physics/hadron.html>, Accessed: 2025-01-18.
- [25] 岩井 沙彩, 修士論文 (2025).
- [26] 江端 健悟, 修士論文 (2023).
- [27] 松本 祐樹, 修士論文 (2013).
- [28] 高橋 秀治, 修士論文 (2024).
- [29] 渡辺 大護, 修士論文 (2024).
- [30] 根岸 亮輔, 修士論文 (2023).
- [31] 小堀 匠, 修士論文 (2024).
- [32] T. Hasegawa et al., Phys. Rev. C **53**, 1210 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevC.53.1210.