

修士論文

磁気スペクトロメータ S-2S の
高分解能実現に向けた解析手法の研究



岩井 沙彩

京都大学大学院 理学研究科 物理学専攻
原子核・ハドロン研究室

2025 年 1 月

概要

バリオン間にはたらく強い相互作用を核力から s クォークを含むバリオン間相互作用へ拡張し統一的に理解することは、原子核物理学において重要な課題の一つである。ハイパー核の質量やエネルギー構造を調べることで、 s クォークを含むハイペロンと核子間の (YN) 相互作用を研究する。バリオン間相互作用の拡張には、ストレンジネス量子数 $S = -1$ 系に加えて $S = -2$ 系に対する理解も不可欠であるが、 $S = -2$ 系はその重要性に関わらず実験データが乏しく、理論計算の不定性が大きい。 $S = -2$ を有する Ξ と核子間の相互作用については、エマルジョンやカウンター実験から Ξ ハイパー核の束縛状態を示唆する結果が、フェムトスコピーから Ξ と核子が引力的という結果が示されたが、スピン依存力などの詳細な相互作用は分かっていない。

このような状況を打開するべく、J-PARC において $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応を用いた Ξ ハイパー核精密分光実験 (J-PARC E70 実験) が進行中である。この実験では、20 日間のビームタイムで 800 k/spill の強度を持つ K^- ビームを用いた場合に、欠損質量分解能 $\Delta M = 2 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) の精度で 100 事象の Ξ ハイパー核の束縛状態を観測する。大立体角かつ運動量を精密に測定できる磁気スペクトロメータ S-2S と、標的を厚くしながらエネルギー損失のふらつきを抑える有感標的 AFT を用いることで、これまでにない高分解能と高統計を実現する。この実験により、 Ξ ハイパー核の束縛状態の存否を明らかにし、エネルギー構造の解析から ΞN 相互作用に関する詳細な情報を得ることを目指している。

S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) は J-PARC E70 実験において散乱粒子 K^+ を測定する磁気スペクトロメータである。S-2S は 2 台の四重極電磁石と 1 台の双極電磁石、5 台の飛跡検出器、3 台の粒子識別検出器から構成される。運用開始直後の解析における欠損質量分解能の評価においてすでに世界最高分解能を達成することがわかったものの、その際の評価された S-2S の運動量分解能 $\Delta p/p$ は設計値 6×10^{-4} (FWHM) の 3 倍程度大きく、解析上で改善の余地があることがわかった。

本研究では、まず S-2S の飛跡検出器について、それらが十分な性能を持つことを確認した。これら飛跡検出器の性能と現実的な実験セットアップに基づいたモンテカルロシミュレーションを行い、本研究のデータ解析において達成できる運動量分解能が $\Delta p/p \simeq 8 \times 10^{-4}$ (FWHM) であるの見積もった。この値は設計値からやや悪化するが、それでもなお優れた分解能を有することを示す。

本研究ではルンゲ・クッタ法 (RK 法) を用いて S-2S を通過する粒子の運動量を解析した。RK 法を用いて高精度な解析を行う際には、解析上の飛跡検出器の設置位置と S-2S 電磁石の磁場マップが、現実の状態を再現することが求められる。本研究では、位置と磁場を独立に系統的な変更を加え、運動量分解能やカイ二乗の応答を調べた。その結果、運動量分解能は位置を変更した場合に数 %、磁場を変更すると 10–20% 改善することに成功した。1.4 GeV/ c の運動量を持つ粒子に対する解析値は、本研究の初期解析では $\Delta p/p = 1.68 \times 10^{-3}$ (FWHM) であったのが、最も良い場合に $\Delta p/p = 1.44 \times 10^{-3}$ (FWHM) へ改善した。本論文では、RK 法を用いた運動量解析のさらなる高精度化に向けた展望も示す。

目次

第1章	序章	1
1.1	ストレンジネス核物理学	1
1.2	$S = -2$ 系の理解に迫る実験	2
1.2.1	過去の実験研究の成果	2
1.2.2	新しい Ξ ハイパー核分光研究・J-PARC E70 実験	6
1.3	本研究の目的	8
第2章	実験セットアップ	9
2.1	測定方法	9
2.2	J-PARC	11
2.3	K1.8 ビームライン	11
2.3.1	中間子ビームの輸送	12
2.3.2	K1.8 ビームラインスペクトロメータ	12
2.4	散乱粒子検出器群・S-2S	13
2.4.1	S-2S 磁気分光器	15
2.4.2	飛跡検出器	20
2.4.3	粒子識別検出器	22
2.5	アクティブファイバー標的 (AFT)	23
2.6	欠損質量分解能の見積もりと期待される結果	25
第3章	飛跡検出器の性能評価	28
3.1	最小二乗法を用いたトラッキング手法	28
3.1.1	TDC 情報の変換	28
3.1.2	ローカルトラッキング	28
3.1.3	ローカルアライメント	30
3.2	検出効率	31
3.2.1	高電圧および閾値依存性 (SdcIn)	31
3.2.2	計数率依存性 (SdcIn)	36
3.2.3	物理ランにおける検出効率 (SdcIn, SdcOut)	40
3.3	位置分解能 (SdcIn, SdcOut)	44

第 4 章	運動量解析	47
4.1	解析手法	47
4.1.1	輸送行列を用いた手法	47
4.1.2	ルンゲ・クッタ法	48
4.1.3	S-2S の運動量解析の詳細	48
4.2	Geant4 を用いた運動量分解能の評価	48
4.2.1	評価方法	49
4.2.2	結果	50
4.3	実データを用いた運動量分解能の評価	53
4.3.1	測定条件	53
4.3.2	評価指標	54
第 5 章	位置校正と磁場補正	56
5.1	初期解析	57
5.1.1	データを用いた検出器のアライメント	57
5.1.2	三次元静電磁場計算	58
5.1.3	初期段階における運動量解析結果	59
5.1.4	3D モデルの修正	61
5.2	位置校正	65
5.2.1	グローバルアライメント	65
5.2.2	宇宙線データを用いた位置校正	75
5.3	磁場補正	81
5.3.1	スケール磁場マップ	82
5.3.2	運動量解析結果	82
5.4	位置校正と磁場補正のまとめ	84
5.5	欠損質量分解能の見積もり	86
第 6 章	まとめと展望	88
6.1	まとめ	88
6.2	展望	89
付録 A	飛跡検出器のその他性能評価	91
A.1	ガス混合比率に対する応答 (BcOut, SdcIn)	91
A.1.1	測定条件	93
A.1.2	結果	94
付録 B	Geant4 を用いた他のビーム条件における立体角と運動量分解能の見積もり	97
B.1	立体角の見積もり	97
B.2	運動量分解能の見積もり	98

付録 C	S-2S 電磁石の TOSCA 計算	101
C.1	励磁曲線	101
C.2	BH 曲線	101
付録 D	位置校正	104
付録 E	S-2S Q1 スキャンデータの解析	111
E.1	測定条件	111
E.2	結果	112
参考文献		116

目次

1.1	バリオン八重項。	2
1.2	NAGARA イベントの飛跡。 A の点で Ξ^- が吸収され、#1 が ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ であると 同定された [2]。	2
1.3	IRRAWADDY イベントの飛跡。 A の点で Ξ^- が吸収され、#1 が ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#2 が ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#3 が ${}^4\text{He}$ であると同定された [5]。	3
1.4	フェムトスコピーから得られた $p\text{-}\Xi^-$ 相関関数 $C(k^*)$ 。 二粒子の運動量の差 $k^* = \frac{1}{2} \mathbf{p}_1^* - \mathbf{p}_2^* $ の関数で表される。	4
1.5	J-PARC E05 実験 Ξ 束縛エネルギースペクトル (右図は BNL E885 実験の 結果との比較) [11]。	5
1.6	J-PARC E05 実験のデータ解析における様々な仮説に基づく束縛エネルギー スペクトルのフィッティング結果 [11]。	6
1.7	(K^-, K^+) 反応により得られる ${}^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の予想スペクトル。四種類の ΞN 相互 作用を仮定し DWIA 計算を行った結果である。	7
1.8	ESC08 モデルを仮定し、欠損質量分解能を変化させた場合に得られるスペク トルの違い。 $\Delta E = 2 \text{ MeV (FWHM)}$ であれば二つのピークが弁別できるこ とがわかる。	7
1.9	HAL QCD ポテンシャルから計算される ${}^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の束縛エネルギースペクトル。 t11-t13 はシミュレーションの不定性に起因する違い。	8
2.1	${}^{12}\text{C}(K^-, K^+){}^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 反応の概念図。	9
2.2	J-PARC 鳥瞰図 (画像提供: J-PARC センター [15])。	11
2.3	ハドロン実験施設の全体図。	12
2.4	S-2S および K1.8 スペクトロメータの概略図。ここに記載しているように、 本論文では、BC3-4 を BcOut、SDC1-2 を SdcIn、SDC3-5 を SdcOut と呼 ぶ。	14
2.5	S-2S 電磁石。	15
2.6	Q1 電磁石完成図。	16
2.7	Q2 電磁石承認図。	16
2.8	D1 電磁石完成図。	17
2.9	Geant4 上で照射したビームの XY 位置 x_0, y_0 。	19
2.10	AFT を仮定した場合の S-2S の立体角特性。	19

2.11	ハニカム型のチェンバーのワイヤー構造。	21
2.12	プラナー型のチェンバーのワイヤー構造。	21
2.13	TDC, TOT の概念図。	22
2.14	SdcIn と標的付近。	22
2.15	下流検出器群。	23
2.16	K1.8 エリアに設置された遮光前の AFT。	25
2.17	J-PARC E70 実験で得られるスペクトル予想。	26
3.1	オフセットの定義。	30
3.2	ローカルアライメント前の SDC1-X' 面の残差分布。0 からずれた位置にピークを持つ。	30
3.3	ローカルアライメント後の SDC1-X' 面の残差分布。0 を中心に分布する。	30
3.4	SDC1 の各面における検出効率の高電圧依存性。	33
3.5	SDC1 の各面における検出効率の閾値レベル依存性。	34
3.6	SDC1 の各面における検出効率の高電圧依存性。	34
3.7	SDC2 の各面における検出効率の閾値レベル依存性。	35
3.8	閾値レベルの違いによる SDC1-V 面の TDC の違い。左図はが 60 mV、右図が 75 mV。青は全てのイベント、赤は TOT が 30 ch 以上のもののみを表示した。TDC は時間が反転していることに注意。	35
3.9	ビームレートによる SDC1-U 面の TOT の変化。赤が 1.6 M/spill、青が 50 k/spill。レートが高い場合に TOT のピーク位置が低くなっている。	36
3.10	#71069 における BH1-2 間の飛行時間 (1.8 GeV/c の K^- に合わせて規格化)。 π 中間子を選んだ。	38
3.11	#71069 の BFT のヒット数。2 層構造であるので、3 ヒット以上はマルチヒットとなりイベント選定条件を満たさない。	38
3.12	#71069 の 1 イベントの中で成功したローカルトラッキングの本数。トラックが 1 本だけ引けたイベントのみを選んで解析した。	39
3.13	#71069 のローカルトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントを選定条件を満たすとした。	39
3.14	SDC1 の各面における検出効率のレート依存性。	40
3.15	SDC2 の各面における検出効率のレート依存性。	40
3.16	ランの違いによる SdcIn でのプロファイルの違い。	42
3.17	物理ランにおける SDCout のプロファイル。	43
3.18	全ての面を用いたトラッキングから求められる SDC2-V 面の残差分布。	45
3.19	SDC2-V 面を除いたトラッキングから求められる残差分布。	45
3.20	全ての面を用いたトラッキングから求められる SDC4-X 面の残差分布。	45
3.21	SDC4-X 面を除いたトラッキングから求められる残差分布。	45

4.1	① 多重散乱および位置分解能と運動量分解能の関係。1.4 GeV/c の K 中間子を入射した。赤は多重散乱なし、青は多重散乱ありの場合の結果を示した。	51
4.2	② ビームスルーデータの運動量分解能の見積もり。検出器の位置分解能は、実データから求めた固有位置分解能の値を使用した。	52
4.3	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における K1.8 ビームラインのトラッキングの本数。トラックが 1 本のみのイベントを選んで解析した。	54
4.4	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における K1.8 ビームラインのトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントのみを選んで解析した。	54
4.5	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における S-2S グローバルトラッキングの本数。トラックが 1 本のみイベントを選んで解析した。	54
4.6	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における S-2S グローバルトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントのみを選んで解析した。	54
5.1	5 章の位置校正と磁場補正のロードマップ。	56
5.2	S-2S の座標系の定義。	57
5.3	S-2S の TOSCA 計算に使用した 3D モデル。	58
5.4	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の運動量解析の結果。左上図が S-2S を通過した粒子の運動量解析値 p_{S2S} 、右下図が K1.8 ビームラインを通過した粒子の運動量解析値 p_{K18} 、右上図が二つの相関、左下図がその差分の分布を示す。右上図から、各々のスペクトロメータの運動量解析結果が正の相関を持っており、両者は共に正常に運動量解析ができていることがわかる。	60
5.5	グローバルトラッキングのカイ二乗分布。	61
5.6	トラッキングの残差分布。上段がローカルトラッキング、下段がグローバルトラッキングとの残差分布。ローカルトラッキングでは残差分布はほぼゼロを中心に分布するように調整している (ローカルアライメント) が、グローバルトラッキングでは残差分布が 0 からずれて分布する。	61
5.7	磁場マップのジオメトリー上の修正箇所の概念図。	62
5.8	グローバルトラッキングのカイ二乗分布。黒が 3D モデル修正前、青が修正後の解析結果を示す。	63
5.9	グローバルトラッキングの残差分布。黒が 3D モデル修正前、青が修正後の解析結果を示す。特に SdcIn において残差分布のずれは大幅に改善された。	64
5.10	グローバルトラッキングの残差分布の運動量ごとの違い。緑が 1.2 GeV/c、青が 1.4 GeV/c、赤が 1.5 GeV/c の結果を示している。	65
5.11	傾きをもつワイヤー面における並行移動。オフセット値は傾き角度を用いて算出した。	66
5.12	SdcIn の解析上の回転の概念図。	66

5.13	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) における各ジオメトリーでのカイ二乗の最頻値。赤で囲ったような青色で示された領域はカイ二乗の最頻値が小さく、多くのジオメトリーが該当している。	68
5.14	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) におけるジオメトリーごとのカイ二乗の最頻値。	68
5.15	S-2S D1Z 軸の測量位置関係。	69
5.16	各ジオメトリーの標的位置における x, u の差分 SdcIn ローカルトラッキングと K1.8 ビームライントラックの差分。	70
5.17	各ジオメトリーの標的位置における x, u の差分 S-2S グローバルトラックと K1.8 ビームライントラックの差分。	71
5.18	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	72
5.19	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。青は選定条件が 5 シグマの場合、赤は 4 シグマの場合。	72
5.20	#71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。	73
5.21	#71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。	73
5.22	SdcOut 領域における荷電粒子の飛跡の概念図。	76
5.23	グローバルトラッキングのカイ二乗分布。緑が宇宙線データでローカルアライメントした場合、青がビームスルーデータでアライメントした場合。	78
5.24	グローバルトラッキングの残差分布。緑が宇宙線データでローカルアライメントした場合、青がビームスルーデータでアライメントした場合。	78
5.25	ローカルトラッキングに宇宙線データを用いた場合の、グローバルトラッキングの残差分布の運動量ごとの違い。緑が 1.2 GeV/c、青が 1.4 GeV/c、赤が 1.5 GeV/c の結果を示している。	79
5.26	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) におけるジオメトリーごとのカイ二乗の最頻値。SdcOut のローカルトラッキングには宇宙線データを用いた。	79
5.27	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。青は選定条件が 5 シグマの場合、赤は 4 シグマの場合。	80
5.28	#71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。	80
5.29	#71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。	80
5.30	磁場マップ上の磁石領域区画の概念図。	82

5.31	#71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。	83
5.32	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。	83
5.33	#71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。	83
5.34	欠損質量分解能の運動量分解能依存性。	87
A.1	BcOut および SdcIn に供給するガスの混合器。	91
A.2	Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C ₄ H ₁₀ の流量。 2 時間毎に流量調整した場合の時間変化を示した。	92
A.3	Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C ₄ H ₁₀ の流量。 30 分毎に流量調整した場合の時間変化を示した (図 A.2 と縦軸の範囲が異なることに注意)。	92
A.4	Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C ₄ H ₁₀ の流量。 2 時間毎に流量調整した場合の時間変化を、ラン毎に記録した。	93
A.5	調査時のランごとのビームプロファイル。各チェンバーのある一面について示した。数字で示したのは、最もビームが当たっていたワイヤーにおける計数率である。	94
A.6	流量比率の違いによる BcOut の TOT の変化。	95
A.7	流量比率の違いによる SdcIn の TOT の変化。	95
A.8	BcOut の検出効率の流量比率依存性。	95
A.9	SdcIn の検出効率の流量比率依存性。	96
B.1	S-2S の立体角特性。標的中心の一点からビームを生成した場合。	97
B.2	S-2S の立体角特性。XY 方向のみ広がりを持ち、Z(ビーム) 方向の広がりを持たない場合。	98
B.3	イベント生成時の角度 θ 。黒は 20° まで $\cos \theta$ で一様に振った場合 (本節や立体角導出の際のプロファイル)、青はビームスルーデータの場合を示した。	98
B.4	イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の多重散乱および位置分解能と運動量分解能の関係 (1.4 GeV/c, 赤: 多重散乱なし, 青: 多重散乱あり)。	99
B.5	イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の運動量分解能の見積もり。実データから求めた固有位置分解能の幅でヒット位置情報に幅を持たせた。	99
C.1	S-2S Q1 の励磁曲線。	101
C.2	S-2S Q2 の励磁曲線。	101
C.3	S-2S D1 の励磁曲線。	102

D.1	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) の、各ジオメトリーでの標的位置 における x の差分 ($x'_{\text{diff.}} = x_{\text{tgt.S2S}} - x_{\text{tgt.K18}}$)。	105
D.2	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) の、各ジオメトリーでの標的位置 における u の差分 ($u'_{\text{diff.}} = u_{\text{tgt.S2S}} - u_{\text{tgt.K18}}$)。	106
D.3	#71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオ メトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	107
D.4	#71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオ メトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	107
D.5	#71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) における各ジオメトリーでのカイ 二乗の最頻値。縦軸は図 5.13 と合わせた。	108
D.6	#71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオ メトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	109
D.7	#71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオ メトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	110
D.8	#71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオ メトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。	110
E.1	S-2S の Q1 カイ二乗分布。	112
E.2	#71525 の下流における Z 位置毎のビームプロファイル。 $Z = 0$ が TOF の 位置。	113
E.3	#71525 の下流における Z 位置毎の X 方向のビームプロファイル。 $Z = 0$ が TOF の位置、左図にはそれぞれの検出器の位置を併せて示した。	113
E.4	X 方向のビームプロファイルを S-2S Q1 の電流値毎に示した。電流値が小さ いほど収束点が上流へ移動することが分かる。	114

表目次

1.1	エマルジョン実験により Ξ^- - ^{14}N の束縛状態であると同定された代表的なイベント。	3
1.2	J-PARC E05 実験で得られた Ξ 束縛エネルギースペクトルのフィッティング結果 [11]。束縛領域に二つのガウス分布の構造があると仮定した場合 (b) と、束縛領域に一つのブライト・ウィグナー型の共鳴関数の構造があると仮定した場合 (c) の再現性が高いことが分かった。	5
2.1	E05 実験と E70 実験の設計値での欠損質量分解能の各項の寄与。	10
2.2	ビームラインドリフトチェンバーのパラメータ。	13
2.3	ビームライントリガー検出器群。	13
2.4	S-2S 電磁石の仕様。	15
2.5	J-PARC E70 実験の物理ランにおける S-2S の電流値設定。	17
2.6	S-2S ドリフトチェンバーの仕様。	20
2.7	S-2S 粒子識別検出器群。	23
2.8	AFT の構成。	24
2.9	モンテカルロシミュレーションによる欠損質量分解能の見積もり (E05 [11]、E70 [?])。Case1: 設計値、Case2:AFT のみ解析値、Case3: スペクトロメータのみ解析値、Case4:AFT・スペクトロメータ共に解析値。	26
2.10	J-PARC E70 実験のデータ取得状況と計画。	27
3.1	検出効率の評価項目。過去にも調査についても併せて示した。	31
3.2	検出効率の HV および V_{th} 依存性評価の解析に用いたデータセット。	32
3.3	チェンバーの検出効率測定の際の電流値設定。	32
3.4	検出効率のビームレート依存性評価の解析に用いたデータセット。	37
3.5	ビームレート 1.6 M/spill においてチェンバーに流れた電流値 (SdcIn)。	37
3.6	物理ランおよび位置分解能評価時の HV、 V_{th} 設定値。	41
3.7	物理ランにおける検出効率の評価に用いたデータセット。	41
3.8	高レート環境下における SdcIn の検出効率。	42
3.9	物理ランにおける下流チェンバーの検出効率。	44
3.10	位置分解能の評価に用いたデータセット。	44
3.11	上流チェンバーの位置分解能。	46

3.12	下流チェンバーの位置分解能。	46
4.1	Geant4 を用いた評価における各ステップで用いたパラメータ。(Step 1) 生成した運動量と、(Step 2) イベント生成時に仮定した位置分解能および (Step 3) 運動量解析時に仮定した位置分解能を示す。 σ_{real} は実データから得られた固有位置分解能を表す。	50
4.2	Geant4 上で配置されている主要な物質の物質厚と x/L 。	51
4.3	ビームスルーデータの運動量分解能を見積もった結果を示す。検出器の位置分解能は、実データから求めた固有位置分解能の値を使用した。誤差はフィッティングの際に生じる統計誤差のみを表示した。	53
4.4	運動量解析に用いたデータセット。	53
5.1	磁場マップ 1 を作成するのに用いたパラメータ。	59
5.2	磁場マップ 2 を作成するのに用いたパラメータ。	63
5.3	3D モデル修正後の磁場マップ 2 を用いた運動量解析結果。位置情報はジオメトリ 1 を使用。この状態を 5.2 節と 5.3 節の解析の起点とする。	64
5.4	S-2S D1Z 軸の測量結果。	69
5.5	測量結果から算出した K1.8 ビームライン Z 軸と D1 磁石軸の差分。	70
5.6	グローバルアライメント後の運動量解析結果。	74
5.7	SdcOut の各面におけるオフセットの値。	77
5.8	ローカルトラッキングに宇宙線データを用いた場合の、運動量の解析結果 (グローバルアライメント前)。	78
5.9	グローバルアライメント後の運動量解析結果。	81
5.10	$(\Delta B_{Q1}, \Delta B_{Q2}) = (-2, -1.5)$ [%] のスケール磁場マップを用いた場合の運動量解析結果。	84
5.11	TOSCA 計算の 3D モデル修正による運動量分解能のとカイ二乗の変化。1.4 GeV/ c の K^+ ビームスルーラン (#71560) の結果。	85
5.12	位置および磁場の変更による運動量分解能のとカイ二乗の変化。	86
5.13	欠損質量分解能の見積もり。	87
A.1	検出効率のガス混合比依存性評価の解析に用いたデータセット。	93
A.2	検出効率評価時の HV、 V_{th} 設定値 (物理ランの設定と同じ)。	94
B.1	イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の運動量分解能を見積もり。実データから求めた固有位置分解能の幅でヒット位置情報に幅を持たせた。解析に用いた位置分解能による結果の違いを併記した。	100
C.1	Q1IronBh34.bh の詳細。	102
C.2	SS400.bh の詳細。	103
E.1	S-2S Q1 スキャンを行ったデータセット。	111

E.2	K1.8 ビームライン磁石の設定の違い。	112
E.3	S-2S Q1 スキャンの運動量分解能 ($\Delta p/p$) _{S2S eff.} の結果。	112

第 1 章

序章

1.1 ストレンジネス核物理学

通常の原子核は陽子と中性子から成る。それら核子 (N) は三つのクォーク多体系であるバリオン的一种であり、自然界に六種類あるとされるクォークのうち、アップクォーク (u) とダウンクォーク (d) のみから構成される。核子間の相互作用については、多くの NN 散乱実験データをもとにその詳細な描像が構築されてきた。そこに、三番目に軽いストレンジクォーク (s) を持ち込んだ系を考える。s クォークを含むバリオンを総称してハイペロン (Y) といい、 Λ , Σ , Ξ , Ω がある。我々は特にハイペロンと核子間に現れる新しい核力 (YN 相互作用) を研究対象としている。s クォークは u, d クォークと質量が近いことから、 $SU(3)_f$ 対称性のもとで NN 相互作用を拡張して考えることができる。YN, YY 間の相互作用を調べることで、バリオン間相互作用や量子色力学の理解を深めることができる。

バリオン間相互作用を調べることは、高密度環境下における核物質の振る舞いを理解するためにも重要である。中性子星内部のような高密度環境下ではフェルミエネルギーを稼ぐことができるため、ハイペロンが出現する可能性がある。その場合、状態方程式は軟化し、中性子星の質量は太陽質量の 1.5 倍程度に制限される。ところが太陽質量の約 2 倍の中性子星が発見されており [1]、それを説明するに至っていない。これはハイペロンパズルと呼ばれ、原子核物理学の重要な課題と位置付けられている。我々が研究対象とするハイペロンを含むバリオン間相互作用の理解は、ハイペロンパズル解決に欠かせない。

これまでは、ストレンジネス量子数が $S = -1$ (Λ, Σ) の系を中心に研究が進められてきた。特に、 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) , $(e, e'K^+)$ 反応を用いて Λ ハイパー核を観測する分光実験や、ガンマ線分光による Λ ハイパー核の準位の精密測定が行われ、理解が進んできた。しかし $S = -2$ ($\Lambda\Lambda, \Xi N$) 系の相互作用については実験情報が乏しく、理論的な解析に基づく相互作用への理解の不定性が大きい。u, d, s クォークから形成されるバリオン八重項 (スピン 1/2、図 1.1) の中で、 $S = -2$ のハイペロンも重要な構成要素である。バリオン八重項間の相互作用を理解する上で、 $S = -1$ 同士の相互作用や、 $S = -2$ のハイペロンにアプローチすることが不可欠である。以下では $S = -2$ 系に着目し、過去に行われてきた実験研究や、本研究に関わる進行中の実験について解説する。

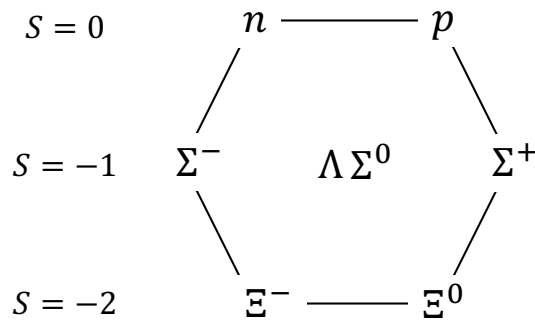


図 1.1: バリオン八重項。

1.2 $S = -2$ 系の理解に迫る実験

1.2.1 過去の実験研究の成果

エマルジョン実験

ハイパー核研究には、原子核乾板 (エマルジョン) を用いた探索が行われてきた。原子核乾板は原子核実験に用いられる写真乾板で、荷電粒子の飛跡を $1\ \mu\text{m}$ のオーダーで再構成できる。さらに、反応事象の探索効率を高めるために、ハイブリッド・エマルジョン法が開発された。ハイブリッド・エマルジョン法とは、エマルジョンとは別に前後での飛跡測定によりエマルジョン内の反応点を再構成し、付近の飛跡を調べ解析する手法である。

KEK E373 実験で発見された NAGARA イベント (図 1.2) は、 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ である一意に同定された。NAGARA イベントでは Λ - Λ 間の束縛エネルギー ($\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}$) は $0.67 \pm 0.17\ \text{MeV}$ と測定され、 Λ - Λ 間は弱い引力がはたらくことがわかった [2]。他に発見されたダブルラムダハイパー核の一例として、J-PARC E07 実験で発見された MINO イベント (${}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$) [3] などがあげられるが、他のハイパー核と不定性なく核種が同定されたものは NAGARA イベントのみである。

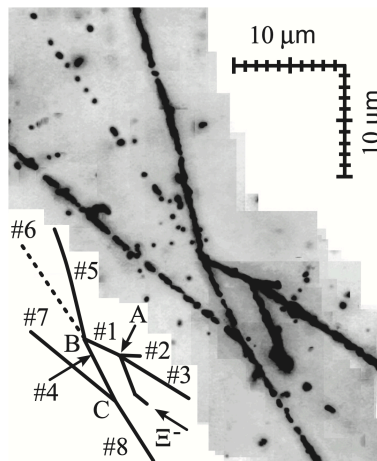


図 1.2: NAGARA イベントの飛跡。

A の点で Ξ^- が吸収され、#1 が ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ であると同定された [2]。

グザイハイパー核については、 $\Xi^{-14}\text{N}$ の束縛状態であると同定されたイベントが複数報告されている。KEK E373 実験において KISO イベント [4] や KINKA イベント [5]、J-PARC E07 実験において IBUKI イベント [6] や IRRAWADDY イベント [5](図 1.3) などである。これらのイベントで測定された束縛エネルギー $B_{\Xi^{-}}$ を表 1.1 に示す。束縛エネルギーの結果から、KINKA イベントと IRRAWADDY イベントは $^{15}_{\Xi}\text{C}$ の 1s 基底状態、KISO イベント IBUKI イベントは 1p 状態であると解釈されている [6] [5]。

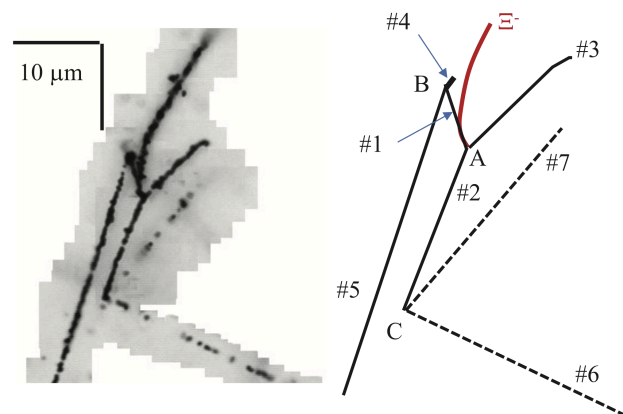


図 1.3: IRRAWADDY イベントの飛跡。

A の点で Ξ^{-} が吸収され、#1 が $^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#2 が $^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#3 が ^4He であると同定された [5]。

表 1.1: エマルジョン実験により $\Xi^{-14}\text{N}$ の束縛状態であると同定された代表的なイベント。

Event	$B_{\Xi^{-}}$ [MeV]	State
IRRAWADDY [5]	6.27 ± 0.27	1s
KINKA [5]	8.00 ± 0.77 or 4.96 ± 0.77	1s
KISO [5]	3.87 ± 0.21 or 1.03 ± 0.18	1p
IBUKI [6]	1.27 ± 0.21	1p

Ξ が束縛したグザイハイパー核が発見されたことは大きな功績である。しかしエマルジョン実験では、一イベントに対しても反応を同定し束縛エネルギーを測定できる一方で、明確に特定の状態に対する束縛エネルギーを決定し Ξ -N 相互作用を引き出すためには、高統計な測定が求められる。

ハイブリッド・エマルジョン法を用いたこれらの実験では、原子核乾板の前後の飛跡測定で反応点が再構成されない領域については未解析であり、多くのハイパー核が未観測であると予想されている。現在は J-PARC E07 実験のエマルジョンデータに対して機械学習を用いた反応事象の発見や同定の技術開発が進められている [7]。

フェムトスコピー

フェムトスコピーは、重イオン衝突実験で得られるデータから相関関数を用いてハドロン同士の相互作用を明らかにする実験手法であり、散乱実験が困難なハドロン間や運動量の範囲において有効な手段である。この手法を用いて Λ -N や Λ - Λ 、N- Ξ 間などの二体間相互作用に対する実験研究が行われている。さらに三体系フェムトスコピーについても研究が進められている。

ここでは近年報告された p - Ξ^- 相関について取り上げる。CERN 研究所の LHC(Large Hadron Collider) において重イオン衝突実験 (ALICE 実験) が行われている。陽子と鉛を中心運動量 $\sqrt{s} = 5.02$ TeV で衝突させ、 p - $\Xi^- \oplus \bar{p}$ - $\bar{\Xi}^+$ の相関を測定した。この実験から得られた p - Ξ^- の相関関数を理論計算と比較すると、クーロン力のみでは説明がつかず、格子 QCD 計算から得られる引力的な p - Ξ^- 相関を加えると実験結果をよく再現する (図 1.4)。このことから、 p - Ξ^- は引力的な強い相互作用を持つことが明らかになった [8]。

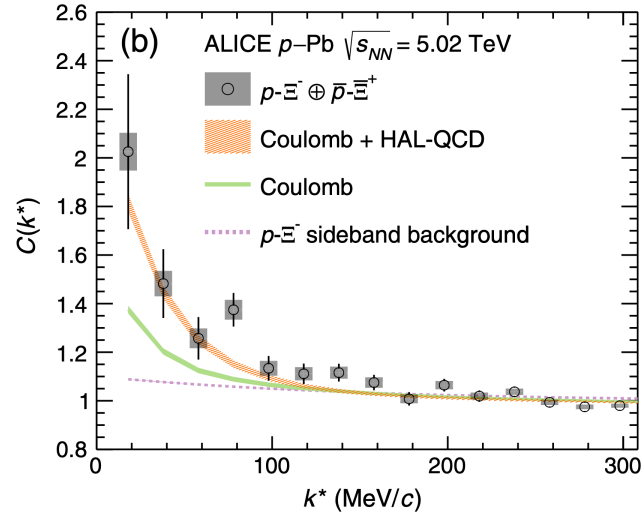


図 1.4: フェムトスコピーから得られた p - Ξ^- 相関関数 $C(k^*)$ 。
二粒子の運動量の差 $k^* = \frac{1}{2}|\mathbf{p}_1^* - \mathbf{p}_2^*|$ の関数で表される。

この実験では、原子核内の有限密度領域ではなくフリースペースにおける相互作用を観測している。高密度環境下における振る舞いを理解するには、相互作用の密度依存性も重要である。密度依存性にアプローチするには、エネルギーを下げて高密度状態を生成することなどが必要である。また、この実験手法では、スピン・アイソスピン成分が平均化された相関関数の情報しか得られず、スピン・アイソスピン依存性を含めて相互作用を理解するには他の実験手法によるアプローチが求められる。

カウンター実験

(K^- , K^+) 反応を用い、入射 K^- と散乱 K^+ を測定することで Ξ ハイパー核の欠損質量分布を測定するカウンター実験が行われてきた。KEK-PS E224 実験 [9] や BNL E885 実験 [10] から、 Ξ と核子の間のポテンシャルは、それぞれ $V_0 < 20$ MeV、 $V_0 \simeq 14$ MeV と推定された。

BNL E885 実験では Ξ ハイパー核の生成断面積も報告され、入射 K^- が 1.8 GeV/ c の場合、 89 ± 14 nb/sr ($\theta_{K^+} < 8^\circ$)、 42 ± 5 nb/sr ($\theta_{K^+} < 14^\circ$) と見積もられた。いずれの実験も束縛状態を示唆する重要な実験であるものの、エネルギー分解能がそれぞれ 22 MeV, 14 MeV (FWHM) と十分でなかった。

近年では J-PARC においても Ξ ハイパー核を探索するカウンター実験が行われた (J-PARC E05 実験)。この実験から得られたエネルギースペクトルを図 1.5 に示す。 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応の二重微分断面積の結果は BNL E885 実験の結果と一致している (図 1.5)。エネルギー分解能は $\Delta E = 8.2$ MeV へ向上し、束縛領域の構造については、複数の関数を仮定した場合に再現度が高まった (図 1.6、表 1.2(b)(c))。ただし、この束縛状態に関わるピーク構造が無い場合を完全に棄却することもできない (図 1.6、表 1.2(e)) [11]。

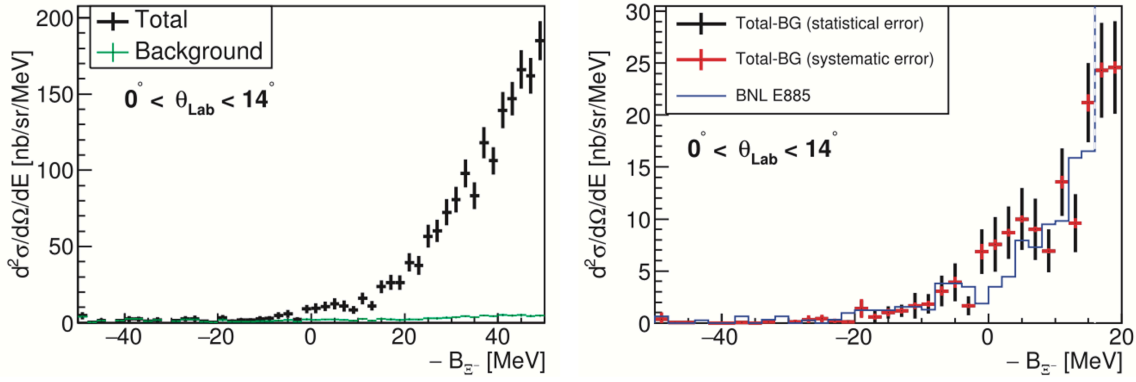


図 1.5: J-PARC E05 実験 Ξ 束縛エネルギースペクトル (右図は BNL E885 実験の結果との比較) [11]。

表 1.2: J-PARC E05 実験で得られた Ξ 束縛エネルギースペクトルのフィッティング結果 [11]。束縛領域に二つのガウス分布の構造があると仮定した場合 (b) と、束縛領域に一つのブライト・ウィグナー型の共鳴関数の構造があると仮定した場合 (c) の再現性が高いことが分かった。

Function	χ^2/ndf (ndf)	P -value	Fitting parameters (MeV)
(a) $\text{QF}(\Gamma = 0) + 1\text{Gaus}$	1.83 (23)	0.00896	$B_{\Xi^-} = 7.1 \pm 1.5$ (stat.) $^{+2.4}_{-6.1}$ (syst.)
(b) $\text{QF}(\Gamma = 0) + 2\text{Gaus}$	0.849 (22)	0.665	$B_{\Xi^-}^{1\text{st}} = 8.9 \pm 1.4$ (stat.) $^{+3.8}_{-3.1}$ (syst.) $B_{\Xi^-}^{2\text{nd}} = -2.4 \pm 1.3$ (stat.) $^{+2.8}_{-1.2}$ (syst.)
(c) $\text{QF}(\Gamma \neq 0) + 1\text{BW}$	0.954 (23)	0.524	$B_{\Xi^-} = -2.7 \pm 2.2$ (stat.) $^{+0.5}_{-0.7}$ (syst.) $\Gamma = 4.1 \pm 2.1$ (stat.) $^{+1.2}_{-0.7}$ (syst.)
(d) $\text{QF}(\Gamma = 0)$	2.49 (19)	0.000332	
(e) $\text{QF}(\Gamma \neq 0)$	1.39 (25)	0.0914	$\Gamma = 8.7 \pm 1.1$ (stat.)

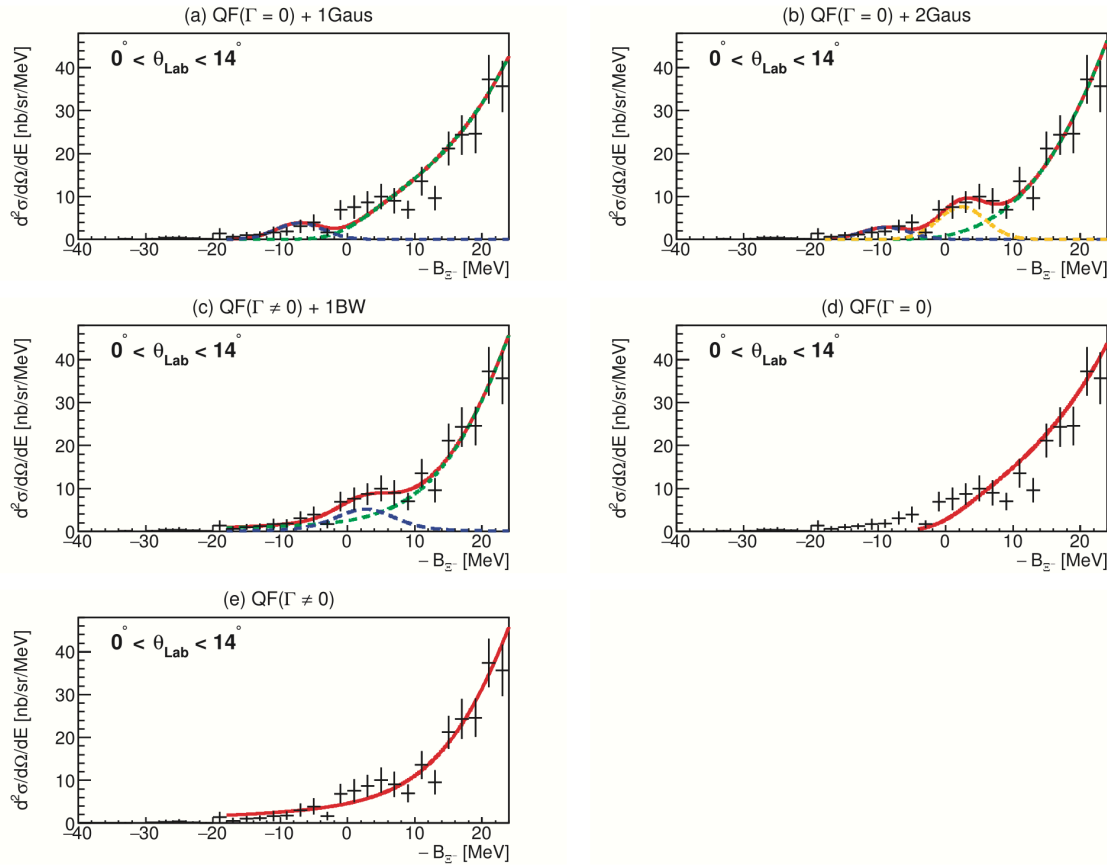


図 1.6: J-PARC E05 実験のデータ解析における様々な仮説に基づく束縛エネルギースペクトルのフィッティング結果 [11]。

1.2.2 新しい Ξ ハイパー核分光研究・J-PARC E70 実験

実験により得られる欠損質量分解能が高いほど、そして多くのイベントが観測されるほど、ピーク位置決定精度は高くなり、より詳細な実験情報を得ることができる。J-PARC E70 実験は、 ^{12}C を標的とし (K^- , K^+) 反応を用いたカウンター実験であり、 $\Delta E = 2 \text{ MeV}$ (FWHM) の過去最高精度かつ 100 事象の Ξ ハイパー核観測という高統計な実験を実現する。これにより、束縛状態のエネルギー測定から ΞN 相互作用の大きさについて、状態幅から ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合の強度についての実験情報を得ることを目的としている。

詳細な測定手法やセットアップについては次の 2 章にて詳しく述べる。ここでは過去の実験に基づいた理論的な要請について解説する。

理論的な要請

過去の実験結果に基づいて、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の励起スペクトルを予想する複数の理論計算が行われている。元場氏らは、 Ξ - N が引力的であるような複数の ΞN 相互作用を用いて、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 反応に対する DWIA 計算を行った [12]。例えば ESC08 の相互作用を用いた計算の場合、基底状態 (1_1^-)、 Ξ が束縛する原子核の励起状態に対応する 1_2^- 、 1_3^- のピーク位置がそれぞれ 2–3 MeV 程度離れている。この相互作用モデルを仮定した場合に、欠損質量分解能を含め

て予想されるエネルギースペクトルを図 1.8 に示す。J-PARC E70 実験で目指す世界最高分解能 2 MeV(FWHM) が達成できれば、これらの状態を同定することが可能であると期待される。

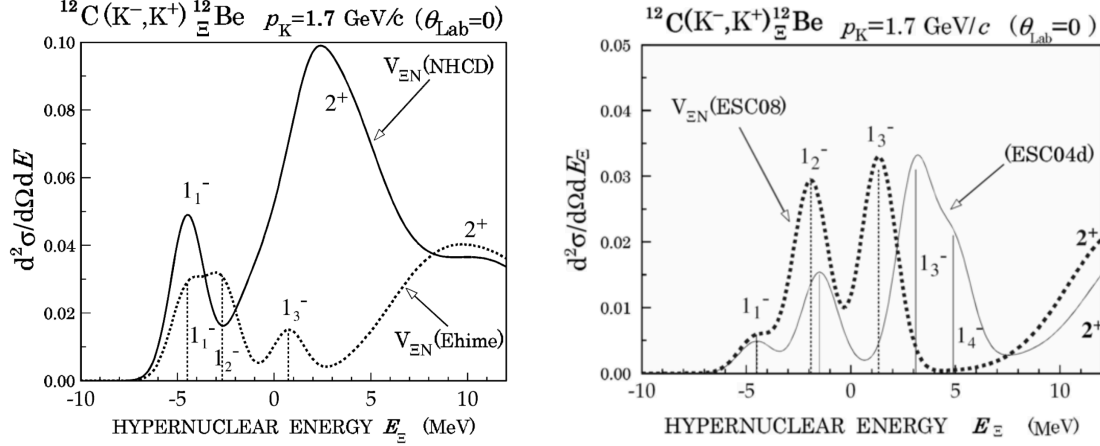


図 1.7: (K^-, K^+) 反応により得られる $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の予想スペクトル。四種類の ΞN 相互作用を仮定し DWIA 計算を行った結果である。

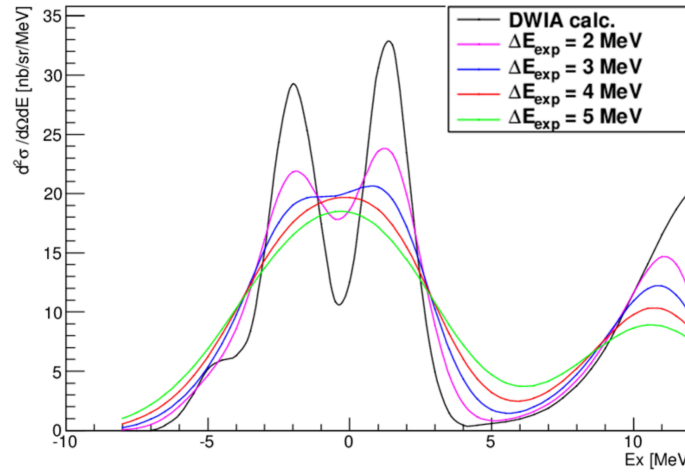


図 1.8: ESC08 モデルを仮定し、欠損質量分解能を変化させた場合に得られるスペクトルの違い。 $\Delta E = 2$ MeV(FWHM) であれば二つのピークが弁別できることがわかる。

また最近では、格子 QCD シミュレーションから導かれる HAL QCD ポテンシャルを用いた計算 [13] が行われた。HAL QCD ポテンシャルから計算される $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の励起スペクトルを図 1.9 に示す。 Ξ が束縛される際のスピントリップの有無によるエネルギー分裂が、ESC08 のメソン交換モデルに比べて小さく、その順序も逆である。さらに、 $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$ 転換の崩壊幅も小さいと予想されている。他にも、 ΞN 相互作用に相対論的平均場モデルを適用した計算 [14] なども行われている。実験情報はこれら理論モデルに強い制限を与えると期待されている。

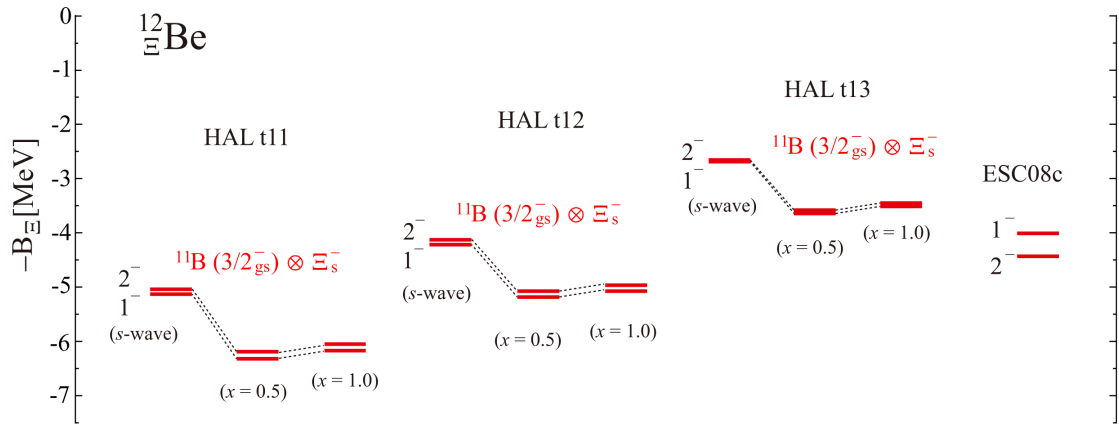


図 1.9: HAL QCD ポテンシャルから計算される $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の束縛エネルギースペクトル。t11–t13 はシミュレーションの不定性に起因する違い。

1.3 本研究の目的

カウンター実験を行う上では、実験により得られる欠損質量分解能が高いことが重要である。欠損質量分解能を構成する一つにスペクトロメータの運動量分解能がある。S-2S は散乱粒子を測定するために新設されたスペクトロメータであり、2.4.1 節で解説する通り、散乱粒子に対して高い運動量分解能を持つよう設計されている。

J-PARC E70 実験では、2023 年 6 月からビームを用いたコミッションングランを実施している。運用開始直後の解析によって、欠損質量分解能がすでに前回の J-PARC E05 実験と比べて 2 倍高い $\Delta E = 4 \text{ MeV}$ (FWHM) と、世界最高精度での Ξ ハイパー核測定が可能であることがわかった。しかし、S-2S の運動量分解能は目標の設計性能を達成しておらず、解析上において分解能改善の余地がある。本研究では、運動量再構成手法にルンゲ・クッタ法を採用し、設計分解能に向けて解析パラメータの改善を試みる。まず運動量解析において重要な飛跡検出器の性能を確認し、その性能に基づいたシミュレーションから、現実的に達成しうる分解能を評価する。そして、ルンゲ・クッタ法を用いる上で重要である検出器の位置情報と S-2S の磁場情報について、データを用いて現実を再現するように修正し、解析方法の改善により設計性能を達成することを目指す。

第2章

実験セットアップ

2.1 測定方法

J-PARC E70 実験では、欠損質量法を用いて Ξ ハイパー核の束縛エネルギーを測定する。標的の情報と、入射粒子・散乱粒子の運動量を測定することで、 Ξ ハイパー核の質量を逆算する手法である。

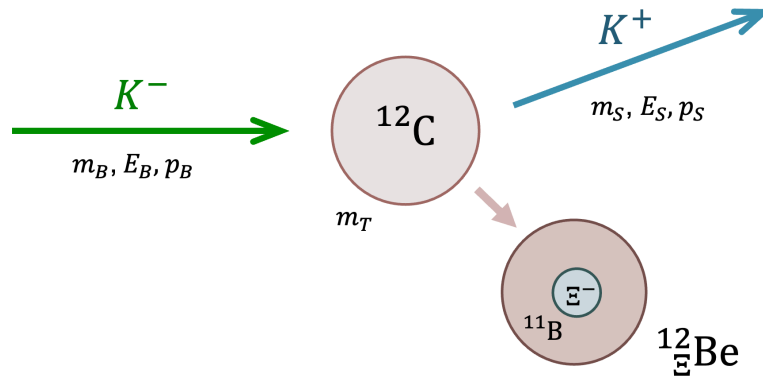


図 2.1: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 反応の概念図。

実験から得られる欠損質量は、以下の式で求められる。

$$\begin{aligned} M_{\text{miss}} &= \sqrt{(E_B + m_T - E_S)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_S)^2} \\ &= \sqrt{m_B^2 + m_T^2 + m_S^2 + 2(m_T E_B - m_T E_S - E_B E_S + p_B p_S \cos \theta)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、 $E, m, \vec{p}$ は、エネルギー、質量、三次元運動量ベクトル、 θ は実験室系での散乱角、 B, T, S はそれぞれビーム、標的、散乱粒子を表す。 Ξ の束縛エネルギー B_{Ξ} は、コア核 (^{11}B) の質量 M_{core} と Ξ 粒子の質量 M_{Ξ} を用いて以下のように表される。

$$B_{\Xi} = M_{\text{core}} + M_{\Xi} - M_{\text{miss}} \quad (2.2)$$

したがって欠損質量分解能は、 M_{miss} を偏微分して以下のように書くことができる (以下 M_{miss} を M と表記する)。

$$\Delta M^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial p_B} \right)^2 \Delta p_B^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_S} \right)^2 \Delta p_S^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{\text{strag.}}^2. \quad (2.3)$$

$$= \Delta_{\text{beam}}^2 + \Delta_{\text{scat.}}^2 + \Delta_{\theta}^2 + \Delta_{\text{strag.}}^2.$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_B} = \frac{1}{M} \left[\frac{p_B}{E_B} (m_T - E_S) + p_S \cos \theta \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_S} = \frac{1}{M} \left[-\frac{p_S}{E_S} (m_T + E_B) + p_B \cos \theta \right] \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_B p_S \sin \theta \quad (2.6)$$

欠損質量分解能はビーム粒子の運動量分解能、散乱粒子の運動量分解能、散乱角の角度分解能、標的中でのエネルギー損失のふらつき、の4つの寄与で決まる。

J-PARC E70 実験では、1.8 GeV/c の入射粒子 K^- を J-PARC の K1.8 ビームラインスペクトロメータで、約 1.37 GeV/c の散乱粒子 K^+ を S-2S (Strangeness -2 spectrometer) を用いて測定する。実績のある K1.8 ビームラインスペクトロメータに加えて、新しく建設された S-2S は散乱粒子を $\Delta p/p = 6 \times 10^{-4}$ (FWHM) で測定できるよう設計されており、これによって過去にない実験精度に到達できる。さらに、アクティブファイバー標的 (AFT) を用いることで、標的厚を大きくすること (9 g/cm²) と同時に標的でのエネルギー損失のふらつきを抑えることが可能となる。設計段階における各項目の寄与を、過去の J-PARC E05 実験の場合と合わせて表 2.1 に示す。表 2.1 に示す通り、E70 実験におけるスペクトロメータと AFT の欠損質量分解能への寄与はそれぞれ 0.74 MeV、0.9 MeV となり、これらを用いて 2 MeV の分解能を達成できる設計である。過去の測定結果 (BNL E885 実験) に基づいた見積もりにより、800 k/spill の強度を持つ K^- ビームを用いた場合に 20 日間のビームタイムで 100 イベントの Ξ ハイパー核が観測できると期待されている。

表 2.1: E05 実験と E70 実験の設計値での欠損質量分解能の各項の寄与。

[MeV]	Δ_{beam}	$\Delta_{\text{scat.}}$	Δ_{θ}	$\Delta_{\text{strag.}}$	ΔM (total)
E05 (design)	1.67	3.73	0.04	3.0	5.1
E70 w/o AFT (design)	1.67	0.74	0.04	2.4	3.0
E70 w/ AFT (design)	1.67	0.74	0.04	0.9	2.0

2.2 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) の共同プロジェクトにより建設された、共同利用実験施設である。J-PARC ではその世界最高レベルの陽子ビームにより、原子核素粒子物理学分野のみならず、物質・生命科学、原子力工学などの広い分野において、最先端の研究開発が進められている。

J-PARC は、リニアック (直線型加速器、LINAC)、3 GeV シンクロトロン加速器 (Rapid-Cycling Synchrotron, RCS)、30 GeV シンクロトロン加速器 (Main Ring, MR) の三つの加速器で構成されている (図 2.2)。まず、イオン源で発生させた負水素イオン H^- が LINAC で 400 MeV まで加速される。RCS 入射時に炭素薄膜を通過する際に電子二つが剥ぎ取られ陽子へと転換する。RCS では 3 GeV まで加速され、最後に MR にて 30 GeV まで加速される。

MR で加速された陽子ビームは、遅い取り出しと呼ばれる方法で MR から約 2 秒かけて取り出され、ハドロン実験施設へと送られる。ビーム取り出しの時間構造はスパイルと呼ばれる。2024 年 4 月のビームタイムでは、4.24 秒周期の遅い取り出しで、80 kW のビーム強度を達成している。ハドロン実験施設入口では一次陽子ビームが T1 標的 (Au) に照射され、そこで生成される二次ビームを利用して実験を行う。

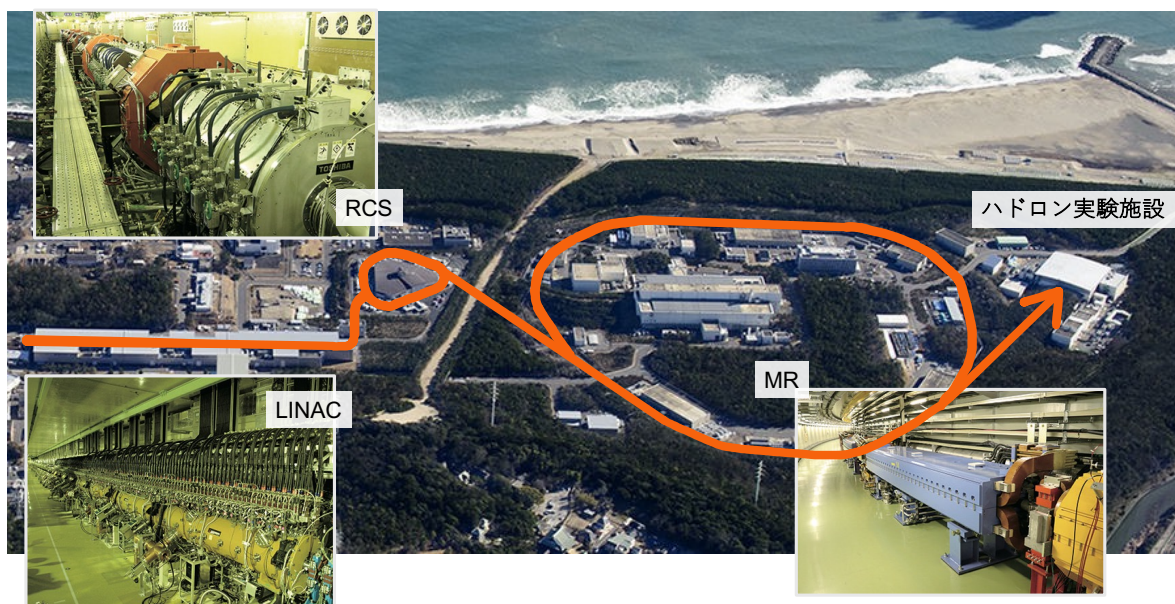


図 2.2: J-PARC 鳥瞰図 (画像提供：J-PARC センター [15])。

2.3 K1.8 ビームライン

ハドロン実験施設の内部は図 2.3 のようになっている。ハドロン実験施設には複数のビームラインがあり、さまざまなハドロンビームを各実験エリアに輸送することができる。K1.8 ビー

ムラインは、 (K^-, K^+) 反応を用いたミハイパー核実験を行うことを主目的とし、 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K 中間子を輸送することに最適化されている。

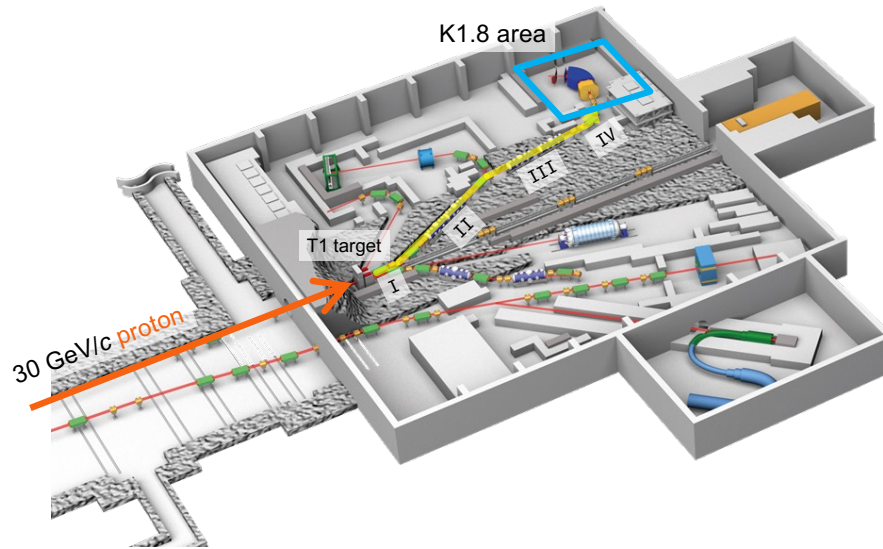


図 2.3: ハドロン実験施設の全体図。

2.3.1 中間子ビームの輸送

ハドロン実験施設のビームの入り口に設置されている T1 標的において生成される K 中間子は π 中間子に比べて非常に強度が小さく、寿命も短い ($\tau_{\pi^\pm} = 2.60 \times 10^{-8} \text{ s}$ に対して $\tau_{K^\pm} = 1.24 \times 10^{-8} \text{ s}$)。K 中間子以下に述べる方法では輸送され、高い K/π 比を達成している。まず、フロントエンド部 (図 2.3I) では、二次粒子取り出しと運動量選択を行う。中間像スリット (IF) を通ることで K/π 比が向上する静電セパレータ (ESS)、質量スリット (MS) によって粒子弁別を行う。ESS は粒子に高電場を印加することにより質量ごとに軌道を分散させ、MS で輸送したい粒子のみを選別する。これを二段階 (II, III) に亘って行うことによって、純度の高い K 中間子を取り出すことができる。 K/π 比は K 中間子の強度に依存し、過去の実績で $6.5 \times 10^5 / \text{spill}$ で 1.67、 $8.6 \times 10^5 / \text{spill}$ で 0.38 である [16]。実験を行う際は、 K/π 比だけでなく検出器等の耐えうる強度を踏まえて運用される。

2.3.2 K1.8 ビームラインスペクトロメータ

K1.8 ビームラインの最終段階 (図 2.3IV) には入射粒子の運動量を測定するためのビームラインスペクトロメータが設置されている。セットアップ図は S-2S, AFT と合わせて図 2.4 に示す。K1.8 ビームラインスペクトロメータは、QQDQQ システムの 5 台の電磁石と、3 セットの飛跡検出器、2 台のプラスチックホドスコープおよび 1 台の粒子識別検出器から構成されている。位置情報を得るための検出器として、上流にファイバートラッカー (BFT) が、下流に 2 台のマルチワイヤードリフトチェンバー (BC3, BC4) が設置されている。下流のチェンバー群を BcOut と呼ぶ (図 2.4 も参照)。ホドスコープはスペクトロメータの上流 (BH1) と下流 (BH2) に設置され、トリガータイミングの決定や飛行時間の測定を担う。粒子識別検出

器としてエアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC) が標的直前に設置され、入射粒子中の π 中間子事象を抑制する。

ドリフトチェンバーの主なパラメータを表 2.2 に、それ以外の検出器については表 2.3 に示す。ドリフトチェンバーの原理および読み出しについては、S-2S の飛跡検出器と同様であるため、2.4.2 を参照されたい。

表 2.2: ビームラインドリフトチェンバーのパラメータ。

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
BC3	xx'vv'uu' 0, -15, 15 deg	3 mm	64 ch/layer	Ar : iso-C ₄ H ₁₀ : Methylal 76 : 20 : 4
BC4	uu'vv'xx' 15, -15, 0 deg	3 mm	64 ch/layer	Ar : iso-C ₄ H ₁₀ : Methylal 76 : 20 : 4

表 2.3: ビームライントリガー検出器群。

トリガー検出器	構成	有感領域 [mm]	読み出し
BFT	xx'	$160^x \times 80^y$	MPPC $\times 160 \times 2$
BH1	11 セグメント	$170^x \times 66^y \times 5^z$	PMT $\times 11 \times 2$
BH2	8 セグメント	$118^x \times 60^y \times 5^z$	PMT $\times 8 \times 2$
BAC	シリカエアロゲル ($n = 1.03$)	$170^x \times 70^y \times 46^z$	PMT $\times 2$

2.4 散乱粒子検出器群・S-2S

S-2S は散乱 K 中間子を高精度で測定するように設計されたスペクトロメータである。2023 年 6 月に初のビームを利用したデータを取得し、以降運用を続けている。

S-2S および K1.8 スペクトロメータの概略図を図 2.4 に示す。図 2.4 には、J-PARC E70 実験と並行して行われる J-PARC E96 実験 [17] のためのゲルマニウム検出器群である Hyperball-X も記載されている。S-2S は、QQD で構成された電磁石と、その上流下流に設置された飛跡検出器 (ドリフトチェンバー (SDC1–5))、下流側に設置された粒子識別検出器 (シンチレーション検出器 (TOF)、エアロゲルチェレンコフ検出器 (AC)、水チェレンコフ検出器 (WC)) で構成されている。また、空気による多重散乱の影響を抑えるため、飛行距離の長い電磁石ギャップ中にヘリウムガスが封入されたヘリウムバッグが設置されている。ヘリウムバッグの粒子通過面はマイラーフィルムを用いて製作されており、多重散乱を最小限に抑えている。2024 年 4–6 月の E70 実験のコミッショニングランでは、さらに多重散乱を減らしその効果を見積もる目的で、SDC3–4 間や、BH2–SDC1 間 (この場合、標的と BAC は取り外す) にもヘリウムバッグを設置したランを取得している。

2.4.1 S-2S 磁気分光器

S-2S 電磁石

S-2S 電磁石とは、K1.8 エリアに新たに設計・建設された常伝導電磁石系である (図 2.5)。二つの収束電磁石 (Q1, Q2) と、偏向電磁石 (D1) で構成されており、各磁石の仕様は表 2.4 の通りである。株式会社トーキンが作成した各磁石の完成図を図 2.6–2.8 に示す。

なお、物理ランでの電流値設定は表 2.5 に示す。

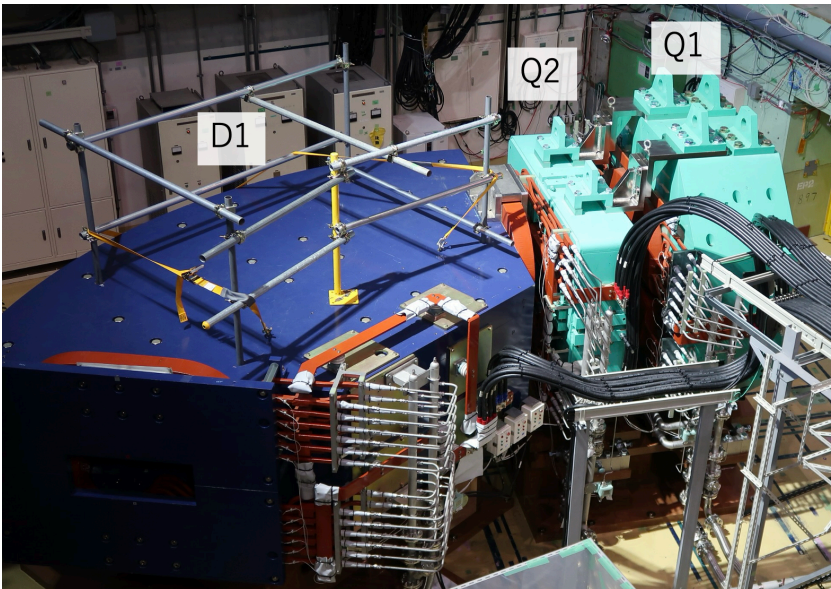


図 2.5: S-2S 電磁石。

表 2.4: S-2S 電磁石の仕様。

	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

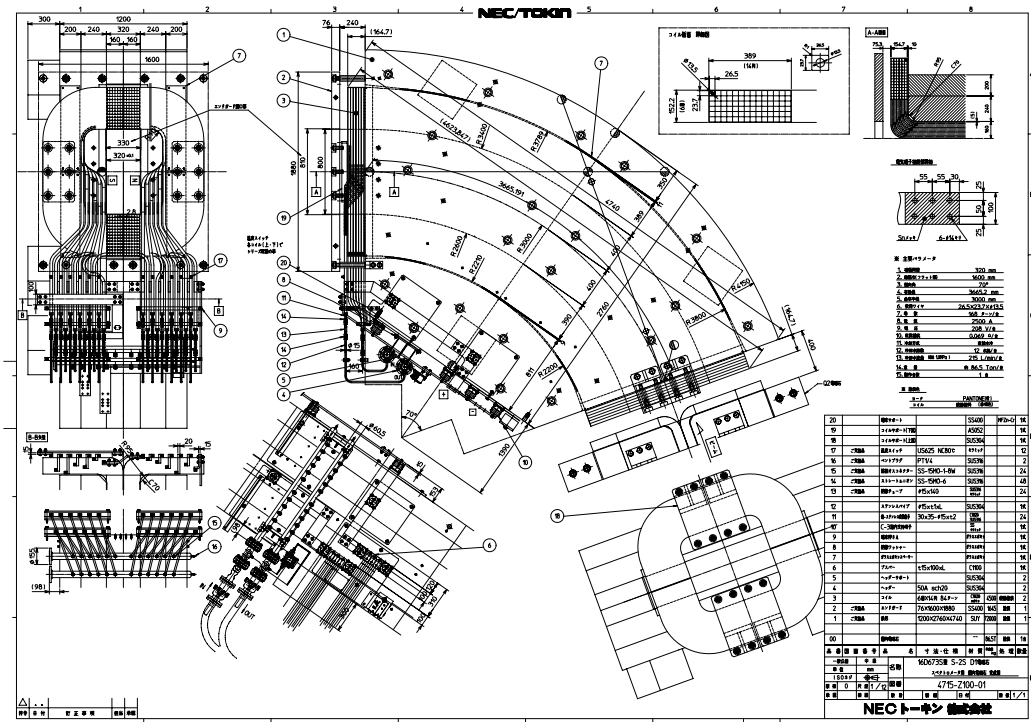


図 2.8: D1 電磁石完成図。

表 2.5: J-PARC E70 実験の物理ランにおける S-2S の電流値設定。

S-2S 電磁石	Q1	Q2	D1
電流値 [A]	2500	2500	2362

S-2S の光学設計

磁場中における粒子の軌跡は、物質中の多重散乱やエネルギー損失の影響を考慮しない場合、ある時点の位置ベクトルと運動量ベクトルによって決まる。この関係を輸送行列 R を用いて以下のように記述する。

$$\vec{X}_{\text{out}} = R\vec{X}_{\text{in}} \quad (2.7)$$

収束やドリフトなど個々の光学要素を行列で表すことができ、 R は $\vec{X}_{\text{in}}$ と $\vec{X}_{\text{out}}$ の間にある光学要素を表す行列の積である。以下のように $\vec{X}_{\text{in}}$ の一次の項をとって展開すると、各行列要素は具体的に以下のように表され、 R は 5×5 の一次の輸送行列となる。

$$\vec{X}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} x_{\text{out}} \\ u_{\text{out}} \\ y_{\text{out}} \\ v_{\text{out}} \\ \delta \end{pmatrix}, \quad \vec{X}_{\text{in}} = \begin{pmatrix} x_{\text{in}} \\ u_{\text{in}} \\ y_{\text{in}} \\ v_{\text{in}} \\ \delta \end{pmatrix}, \quad u = \frac{dx}{dz}, \quad v = \frac{dy}{dz}, \quad \delta = \frac{p - p_0}{p_0} \quad (2.8)$$

ここで δ は中心運動量 p_0 からの分散である。これを用いて運動量分解能を見積もる。式 2.7 から x_{out} について解き、運動量分解能の形に変形する。

$$x_{\text{out}} = R_{11}x_{\text{in}} + R_{12}u_{\text{in}} + R_{15}\delta \quad (2.9)$$

$$\delta = \frac{x_{\text{out}} - R_{11}x_{\text{in}} - R_{12}u_{\text{in}}}{R_{15}} \quad (2.10)$$

$$\Delta\delta^2 = \frac{\sigma_{x_{\text{out}}}^2 + R_{11}^2\sigma_{x_{\text{in}}}^2 + R_{12}^2\sigma_{u_{\text{in}}}^2}{R_{15}^2} \quad (2.11)$$

y, v 成分の x への寄与は無いので $R_{13} = 0, R_{14} = 0$ とした。 $\sigma_{x_{\text{in}}}, \sigma_{x_{\text{out}}}$ は $x_{\text{in}}, x_{\text{out}}$ の位置での位置分解能、 $\sigma_{u_{\text{in}}}$ は角度分解能である。 R_{11} は拡大項と呼ばれ、入口での像が出口では R_{11} だけ拡大されるという寄与をもつ。これが大きいほど運動量は位置分解能 $\sigma_{x_{\text{in}}}, \sigma_{x_{\text{out}}}$ でばかりされる。 R_{12} は、S-2S のような point-to-point focus の光学では focal plane で 0 になるように設計され、その場合、同じ運動量の粒子はどの角度に飛んでも同じ位置に収束する。 R_{15} は分散項と呼ばれ、違う運動量の粒子を空間的に異なる位置に分散させる効果を表す。式 2.11 から、 R_{11} と R_{12} が小さく、 R_{15} が大きいほど、運動量分解能が良くなることが分かる。

具体的な光学は TRANSPORT を用いて計算することができる。一次の輸送行列を計算すると以下の結果が得られる。

$$R = \begin{pmatrix} -0.7274 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & -3.8472 \\ -11.5049 & -1.3747 & 0.0000 & 0.0000 & -9.3961 \\ 0.0000 & 0.0000 & -12.6707 & -0.0590 & 0.0000 \\ 0.0000 & 0.0000 & -20.5257 & -0.1745 & 0.0000 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & 1.0000 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

ただしここでは D1 磁石の電流値は 2500 A で計算されている。D1 下流端から 1.9396 m 下流で収束し、その時の $\Delta\delta$ を計算すると、

$$\Delta\delta = \frac{\sqrt{\sigma_{x_{\text{out}}}^2 + 0.7274^2\sigma_{x_{\text{in}}}^2}}{3.8472} \quad (2.13)$$

となる。 $\sigma_{x_{\text{in}}} = \sigma_{x_{\text{out}}} = 250 \mu\text{m}$ を仮定すると、 $\Delta\delta = 1.89 \times 10^{-4}$ (FWHM) となる。Q1 の縦収束および Q2 の横収束によって point-to-point focus であることと、D1 の巨大な偏向により拡大項が大きいと、高分解能が達成できる設計となっている。また、多重散乱の影響も考慮した過去のシミュレーションから、運動量分解能は $\Delta p/p \simeq 6 \times 10^{-4}$ (FWHM) に到達することが確認されている。ここで得られる $\Delta p/p$ は $\Delta\delta$ と多重散乱およびエネルギー損失の寄与を全て含む値であり、S-2S の運動量分解能の設計値となっている [18]。

現在のセットアップを踏まえた詳細なシミュレーションについては 4.2 節にて解説する。

立体角

E70 実験における立体角について Geant4 を用いて見積もった。実験標的には AFT を仮定し、S-2S に照射した K^+ の生成位置 (x_0, y_0, z_0) は、実験標的位置を中心に X 方向に $\sigma_X = 30$ mm、Y 方向に $\sigma_Y = 10$ mm でガウス分布の広がりを持たせ、かつ標的サイズ (表 2.8) 以内となるよう設定した。Z 方向には標的サイズ内で一様に分布させた。照射したビームの XY 位置 x_0, y_0 を図 2.9 に示す。仮定する磁場マップは E70 実験の電流値設定 (表 2.5) のものを使用した (磁場マップ 2: 5 章にて解説)。 $\theta_{K^+} < 20^\circ$ の範囲で 1 億イベントの K^+ を照射して評価した。S-2S 電磁石を通過し、かつ TOF にヒットがあることをアクセプト条件としている。このようにして導出した S-2S の立体角を図 2.10 に示す。中心運動量の 1.37 GeV 付近では、約 52 msr である。

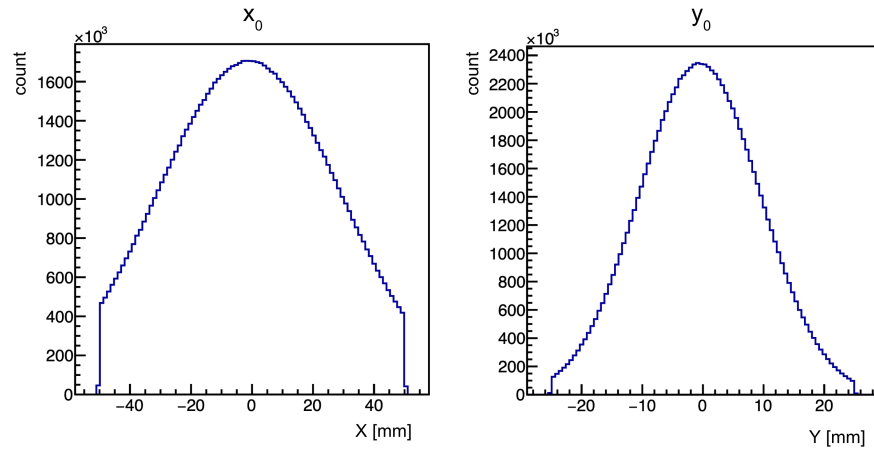


図 2.9: Geant4 上で照射したビームの XY 位置 x_0, y_0 。

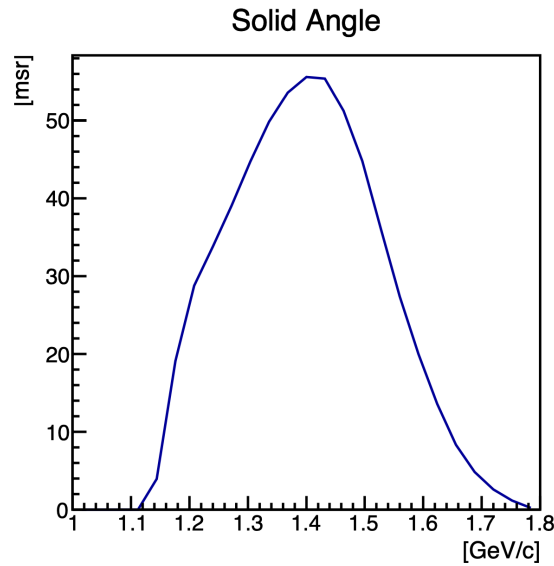


図 2.10: AFT を仮定した場合の S-2S の立体角特性。

他のビーム条件における評価結果については付録 B.1 に記載した。

2.4.2 飛跡検出器

散乱粒子の位置情報を検出するため、S-2S ではマルチワイヤードリフトチェンバーを使用する。ドリフトチェンバーは、内部がガスで充填され、高電圧が印加された多数のワイヤーが張られた検出器である。ワイヤーは、電場を形成するポテンシャルワイヤー（陰極ワイヤー）と、信号を読み出すセンスワイヤー（陽極ワイヤー）で構成される。荷電粒子がドリフトチェンバーを通過すると、内部のガス分子を電離させる。内部に形成された電場によって、電離して生じた電子は陽極ワイヤーへドリフトする。陽極ワイヤー近傍には高電場が形成されていることで電子雪崩を起こしながら陽極ワイヤーに到達し、電気信号として検出される。ドリフト時間が位置の情報に焼き直されるため、数百 μm という高精度な位置検出が可能である。

S-2S では前方に 2 台 (SDC1, SDC2)、後方に 3 台 (SDC3, SDC4, SDC5) のドリフトチェンバーが設置されている。図 2.4 に記載したように、上流チェンバー群を SdcIn, 下流チェンバー群を SdcOut と称する。各ドリフトチェンバーの仕様を表 2.6 に示す。

表 2.6: S-2S ドリフトチェンバーの仕様。

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

各チェンバーのワイヤー構造を図 2.11–2.12 に示す。SDC1, 3, 4, 5 はハニカム型といい、図 2.11 のようにセンスワイヤーを囲う形でポテンシャルワイヤーが配置されている。SDC2 はプラナー型と呼ばれ、図 2.12 のようにセンスワイヤーとポテンシャルワイヤーが交互に配置されており、それがカソード面に挟まれる構造をしている。

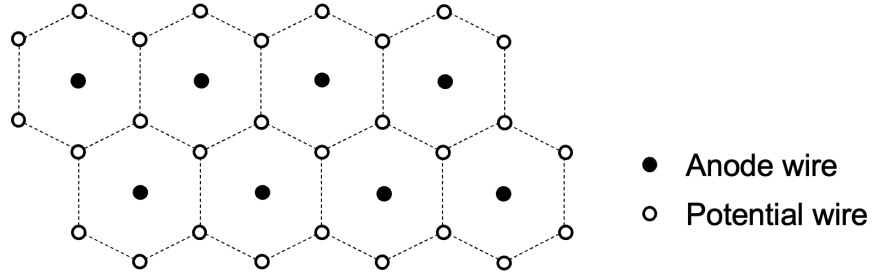


図 2.11: ハニカム型のチェンバーのワイヤー構造。

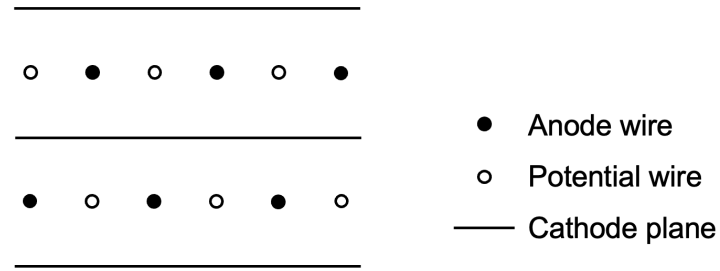


図 2.12: プラナー型のチェンバーのワイヤー構造。

32 ch ASD(Amp-Shaper-Discr) カード [19] により 1 ch で一本分のワイヤーの信号を処理する。ASD カードには、+3.3 V、−3.0 V、および閾値電圧 (負の電圧、 V_{th}) を供給する。これらは一つのチェンバーに一つの電源から供給されている。ASD により処理された信号は HUL(Hadron Universal Logic) モジュール [20] に送られ、MH-TDC(Multi Hit Time-to-Digital Converter) ファームウェアを用いて時間情報を読み出す。一つのトリガーイベントあたり、トリガー信号 (common stop) 以前の最大 16 イベントを読み出すことができる。図 2.13 のように、 V_{th} に対して、common stop に対する leading 値 (TDC と呼ぶ)、trailing 値およびその差分である TOT(Time over Threshold) が記録される。TDC 情報は、1 ビットあたり 0.83333 ns、時間分解能 300 ps である。

2023 年 6 月および 2024 年 4–6 月の E70 実験のコミッショニングランにてドリフトチェンバーの性能評価のためのデータを取得した。解析や結果の詳細については、第 3 章及び付録 A にて述べる。

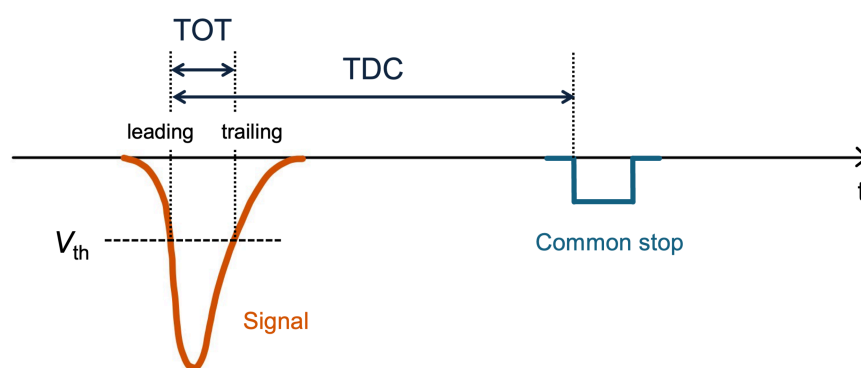


図 2.13: TDC, TOT の概念図。

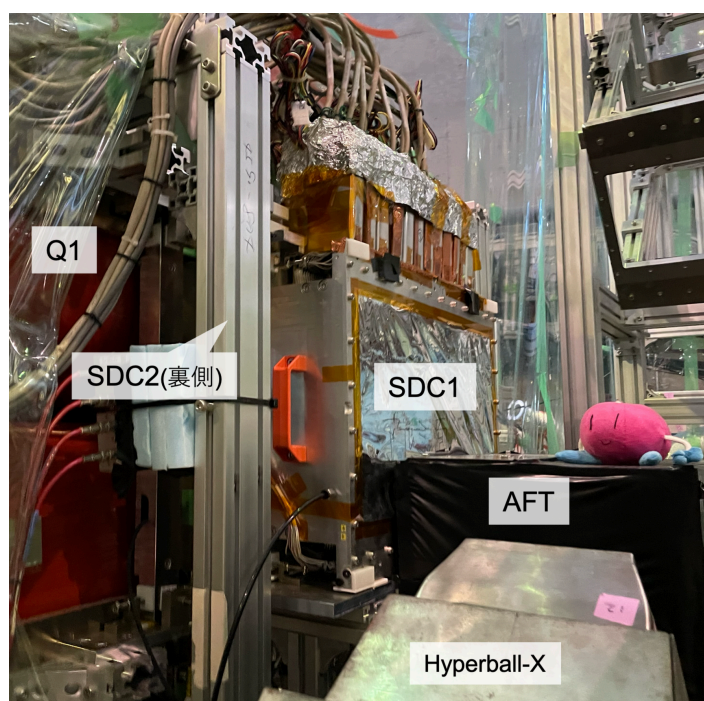


図 2.14: SdcIn と標的付近。

2.4.3 粒子識別検出器

測定したい K 中間子のほかに、 π 中間子はその約 50 倍、陽子は約 300 倍、S-2S を通過して検出され、バックグラウンドとなる。そこで粒子識別のために、シンチレーションカウンタ (TOF)、エアロゲルチェレンコフ検出器 (AC)、水チェレンコフ検出器 (WC) の 3 台が、SDC5 の下流に設置されている。各検出器の仕様を表 2.7 に示す。

TOF は BH2 と合わせて飛行時間を測定し、オフラインで粒子識別を行うのに用いられる。

AC, WC は閾値型チェレンコフ検出器であり、AC は屈折率 $n = 1.05\text{--}1.06$ のエアロゲルを、WC は屈折率は $n = 1.33$ の純水を媒質として使用している。それぞれ π 中間子事象の抑制、陽子事象を抑制することを目的としている。

AC, WC については、K 中間子および π 中間子や陽子の残存率から、適切な発光閾値が決定されている。さらに、再構成質量を用いたオフライン解析とチェレンコフ検出器を組み合わせる手法が開発され、K 中間子の残存率 92.6% に対して π 中間子と陽子の残存率を 3×10^{-6} まで抑え、 Ξ ハイパー核のピーク構造弁別に対して十分であることが確認されている [21]。

表 2.7: S-2S 粒子識別検出器群。

トリガー検出器	構成	有感領域 [mm]	読み出し
TOF	19 セグメント	$1192^x \times 600^y$	PMT $\times 19 \times 2$
AC	シリカエアロゲル ($n = 1.05\text{--}1.06$)	$1450^x \times 995^y$	PMT $\times 8$
WC	純水 ($n = 1.33$)	$1495^x \times 730^y$	PMT $\times 12 \times 2$

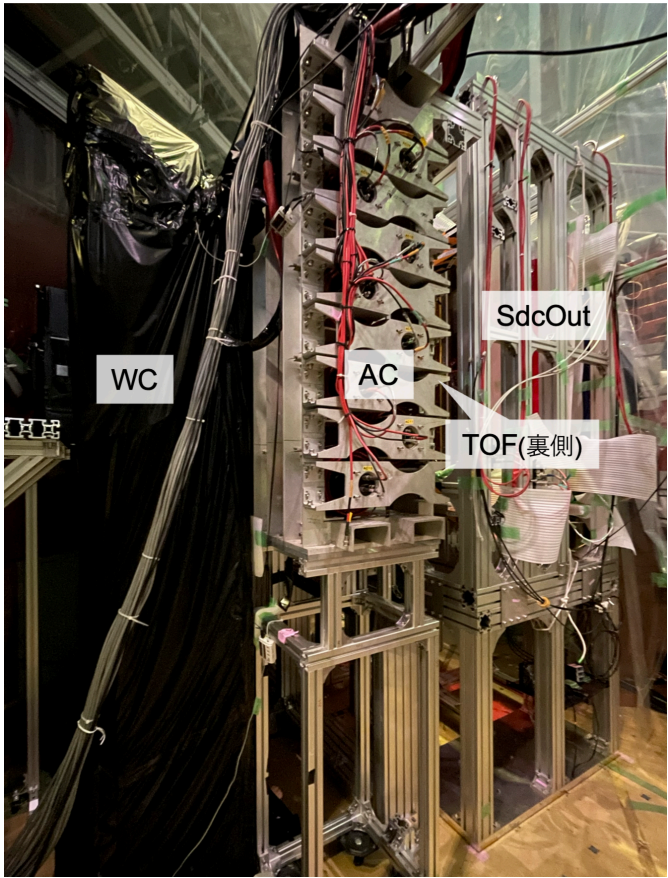


図 2.15: 下流検出器群。

2.5 アクティブファイバー標的 (AFT)

Ξ ハイパー核の生成断面積は数十 nb/sr と非常に小さいため、十分な統計量を得るには厚い標的が必要である。しかし標的が厚い場合、標的内でのエネルギー損失のばらつき (式 2.14 の $\Delta E_{\text{strag.}}$) によって最終的な欠損質量分解能が有意に悪化する。

$$\Delta M = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^-}}\right)^2 \Delta p_{K^-}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^+}}\right)^2 \Delta p_{K^+}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)^2 \Delta \theta^2 + (\Delta E_{\text{strag.}})^2} \quad (2.14)$$

表 2.1 に示す通り、 $2 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) の欠損質量分解能を達成するには $\Delta E_{\text{strag}} = 0.9 \text{ MeV}$ が必要であることが見積もられる。

そこで、十分な統計量を稼ぎつつ高分解能を達成するため、アクティブファイバー標的 (Active Fiber Target, AFT) が開発された [22] [23]。AFT は 3 mm 径の $\{\text{CH}\}_n$ ファイバーが x 方向と y 方向に格子状に並べられ、それを 1 層としてビーム方向に 9 層連なった構造になっている。読み出しはファイバー両端に取り付けられた MPPC で行う。ファイバーを標的かつシンチレーション検出器として用いことで、イベント毎にエネルギー損失の補正を行うことが可能となる。

2023 年 6 月の E70 実験のコミッショニングランで取得したデータの解析から、AFT のエネルギー補正を行うことで $\Delta E_{\text{starg}} = 1.31 \text{ MeV}$ を達成している。この場合に、スペクトロメータの運動量分解能は設計値を仮定すると、欠損質量分解能の見積もりは $2.2 \text{ MeV}/c^2$ となり、ほぼ正常に動作することが確認されている (表 2.1) [24]。

表 2.8: AFT の構成。

ファイバー構成	xx'yy' $\times$ 9 layers
	xx': 32×2 fibers/layer
	yy': 16×2 fibers/layer
	ϕ 3 mm
媒質	C : H = 1 : 1 (BCF-10SC)
有感領域 [mm]	$100^x \times 50^y \times 100^z$
読み出し	MPPC (S13360-3075PE)
標的厚	$9 \text{ g}/\text{cm}^2$



図 2.16: K1.8 エリアに設置された遮光前の AFT。

2.6 欠損質量分解能の見積もりと期待される結果

2023 年 6 月のコミッショニングランのデータ解析結果から、欠損質量分解能は世界最高の $\Delta M = 4 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) に達することが見込まれている。しかし設計値 $\Delta M = 2 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) には及んでいない。S-2S については、運動量分解能の指標である $\Delta p/p$ は、設計値が 6×10^{-4} (FWHM) に対して、解析値は 1.8×10^{-3} (FWHM) であった。

モンテカルロシミュレーションを用いた欠損質量分解能の見積もりを、E05 実験の結果と E70 実験のいくつかの場合について表 2.9 に示す。表の E70 実験について、Case1 は設計値、Case2 は AFT のみ解析値、Case3 はスペクトロメータのみ解析値、Case4 は AFT・スペクトロメータ共に解析値である。Case2 と Case3 を比較すると、この段階の解析値では、AFT よりもスペクトロメータの分解能が欠損質量分解能に効いていることがわかる。欠損質量分解能が $4 \text{ MeV}/c^2$ および $2 \text{ MeV}/c^2$ を仮定した場合の実験予想スペクトルを図 2.17 に示す。

表 2.9: モンテカルロシミュレーションによる欠損質量分解能の見積もり (E05 [11]、E70 [?])。
Case1: 設計値、Case2:AFT のみ解析値、Case3: スペクトロメータのみ解析値、Case4:AFT・スペク
トロメータ共に解析値。

	$(\Delta p/p)_{K18}$	$(\Delta p/p)_{S2S(SKS)}$	$\Delta\theta$ [msr]	$\Delta E_{\text{strag.}}$ [MeV]	ΔM (total)
				ΔE_{beam} $\Delta E_{\text{scat.}}$	
E05 (analysis)	3.3×10^{-4}	3.60×10^{-3}	14	4.2	8.2
E70 Case1	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-4}	-	0.90 0.90	1.98
E70 Case2	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-4}	-	1.34 1.31	2.20
E70 Case3	1.8×10^{-3}	1.8×10^{-3}	-	0.90 0.90	3.81
E70 Case4	1.8×10^{-3}	1.8×10^{-3}	-	1.34 1.31	3.93

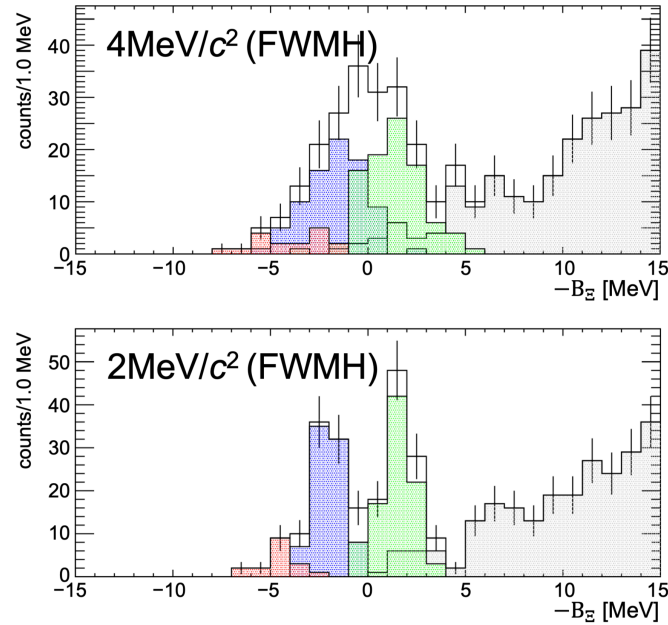


図 2.17: J-PARC E70 実験で得られるスペクトル予想。

表 2.10 に J-PARC E70 実験のデータ取得状況と計画を示す。2023 年 6 月からコミッショニングデータの取得を開始し、2024 年 4–6 月にはスペクトロメータの性能を評価する新たなデータを取得した。次章以降にて議論する結果は、2024 年 6 月までに取得したデータを解析したものである。2025 年には運動量校正用データ、物理データも取得する予定である。運動量校正用には、ビームスルーデータと、CH₂ を標的として設置した $p(K^-, K^+)\Xi^-$ 、 $p(K^-, \pi^+)\Sigma^-$ 、 $p(\pi^+, K^+)\Sigma^+$ 、 $^{12}\text{C}(\pi^+, K^+)\Lambda^{12}\text{C}$ の生成データを取得予定である。

表 2.10: J-PARC E70 実験のデータ取得状況と計画。

2023 年 6 月	検出器調整データ (一部)
	ビームスルーデータ (一部)
	AFT 調整データ (一部)
2024 年 4-6 月	検出器調整データ
	ビームスルーデータ
	AFT 調整データ (一部)
	物理トリガー確認データ
2025 年 1-2 月	ビームスルーデータ (飛跡検出器位置校正用)
	AFT 調整データ
	運動量校正用データ
	物理ラン
2025 年 4 月-(予定)	運動量校正用データ
	物理ラン

第 3 章

飛跡検出器の性能評価

飛跡検出器は S-2S の上流に 2 台と下流に 3 台設置され、通過した粒子の位置角度の測定と、運動量の導出に用いられる。飛跡検出器の検出効率は、運動量解析可能な事象の数を決めるため、最終的に観測できる信号の収量に関わる。また、位置分解能は、4.2 節で示す通り運動量分解能に直結する。この章では、S-2S に用いる飛跡検出器について、飛跡解析の手法について述べたのちに、検出効率と位置分解能の評価を行う。

3.1 最小二乗法を用いたトラッキング手法

飛跡検出器のデータからどのように飛跡を再構成するのか解説する。

3.1.1 TDC 情報の変換

TDC の情報をドリフト時間 (t) に換算し、五次関数を用いてドリフト距離 (dl) に変換する。

$$dl = a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5 \quad (3.1)$$

ワイヤー面やビームごとに特性の差異があるため、それらに応じて係数パラメータを調整する。このように導出したドリフト距離とワイヤー番号からヒット位置 (X^{hit}) を導出する。TDC からドリフト距離の変換の具体的な手法は、小堀氏や根岸氏の修士論文 [25] [26] にて取り上げられており、本研究でも同様の解析を行っている。

3.1.2 ローカルトラッキング

プラナー型 (SDC2, BC3-4) のドリフトチェンバーのトラッキングは、ストレートトラックを引いて、以下の χ^2/ndf を最小化するようにフィッティングを行う。

$$\begin{aligned}
\chi^2/ndf &= \frac{1}{n-4} \sum_{i=1}^n w_i (X_i^{\text{hit}} - X_i^{\text{track}})^2, \\
X_i^{\text{hit}} &= wp_i \pm dl_i(t_i), \\
X_i^{\text{track}} &= f(z_i) \\
&= x(z_i) \cos(\alpha_i) + y(z_i) \sin(\alpha_i), \\
x(z_i) &= x_0 + u_0 z_i, \\
y(z_i) &= y_0 + v_0 z_i. \\
w_i &= \frac{1}{\sigma_i^2}.
\end{aligned} \tag{3.2}$$

i はワイヤー面を表す数字である。 x_0, y_0, u_0, v_0 はトラックの位置と角度を示すパラメータ、 α_i はワイヤーの傾き角である。ある面におけるトラックの位置を、これらのパラメータから導出できる ($X_i^{\text{track}} = f(z_i)$)。カイ二乗はこれらの差分を面毎に重み付け (w_i) して足し合わせたものである。

ハニカム構造を持つドリフトチェンバーの場合 (SDC1, SDC3-5) は、ワイヤー周りの電場分布が円形になるため、電子のドリフトがワイヤー面上ではなく、面から角度をもつ場合が考えられる。したがってトラッキングの際に角度補正を行う必要がある。補正する角度を決めるためにイタレーションを行う。 l 回目のイタレーションの際のカイ二乗を計算式 3.3 に示す。

$$\begin{aligned}
(\chi^2/ndf)^l &= \frac{1}{n-4} \sum_{i=1}^n w_i^l (\text{hit } X_i^l - \text{track } X_i^l)^2, \\
\text{track } X_i^l &= f^l(z_i) \\
&= (x_0^l + u_0^l z_i^l) \cos \alpha_i + (y_0^l + v_0^l z_i^l) \sin \alpha_i, \\
\frac{df_i^l}{dz_i^l} &= u_0^l \cos \alpha_i + v_0^l \sin \alpha_i \\
\cos \theta_i^l &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{df_i^l}{dz_i^l}\right)^2}}, \\
\sin \theta_i^l &= \frac{\frac{df_i^l}{dz_i^l}}{\sqrt{1 + \left(\frac{df_i^l}{dz_i^l}\right)^2}}, \\
\text{hit } X_i^l &= \begin{cases} wp_i + dl_i \cos \theta_i^{l-1} & (f_i^{l-1} > wp_i), \\ wp_i - dl_i \cos \theta_i^{l-1} & (f_i^{l-1} < wp_i), \end{cases} \\
z_i^l &= \begin{cases} wz_i - dl_i \sin \theta_i^{l-1} & (f_i^{l-1} > wp_i), \\ wz_i + dl_i \sin \theta_i^{l-1} & (f_i^{l-1} < wp_i), \end{cases} \\
w_i^l &= \frac{1}{\sigma_i^2 \cos \theta_i^{l-1}},
\end{aligned} \tag{3.3}$$

θ はトラックの Z 軸との角度で、 wz_i がヒットがあったワイヤーの z 位置である。前のイタレーションとのカイ二乗の差が 0.001 になるまで繰り返す。

本論文では、この手法でチェンバー群内 (SdcIn/ SdcOut 内) で再構成することを「ローカ

ルトラッキング」と呼ぶ。

3.1.3 ローカルアライメント

ローカルトラッキングの結果を元に、面ごとの微妙な位置の違いを調整する。面ごとの X^{hit} と X^{track} の残差分布を確認すると、0 から外れた位置でピークを持つ場合がある (図 3.2)。そのような面では面の配置がずれていることを示しており、その残差分布のずれを指標に、陽極ワイヤーと垂直方向に面の位置を調整する。この方向の調整間隔をオフセットと呼ぶ。ただし、グローバルな位置は固定するために、最上流面と最下流面のオフセットは変更しない。

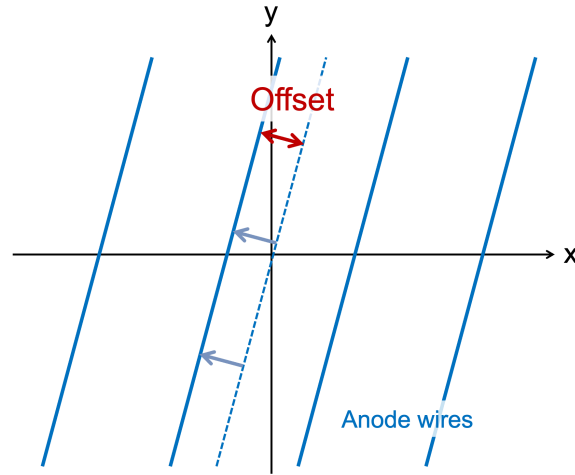


図 3.1: オフセットの定義。

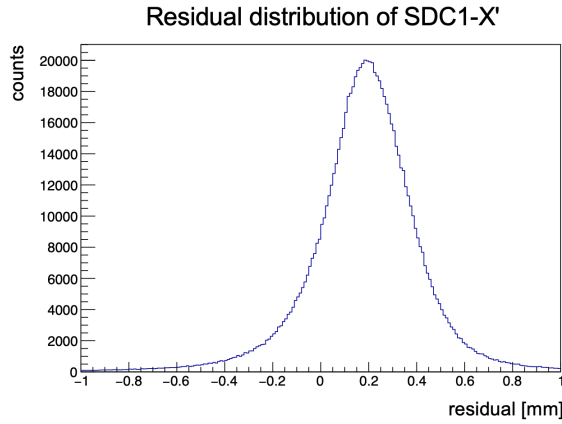


図 3.2: ローカルアライメント前の SDC1-X' 面の残差分布。0 からずれた位置にピークを持つ。

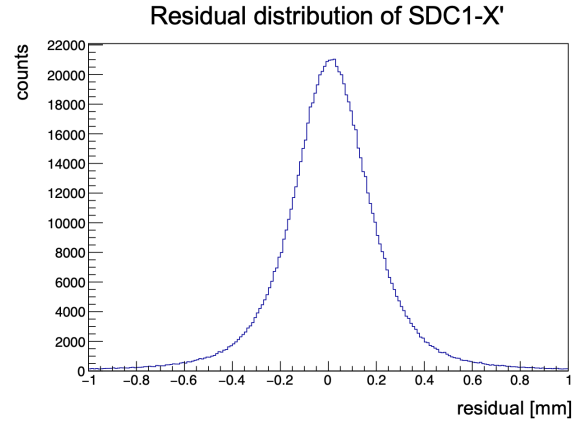


図 3.3: ローカルアライメント後の SDC1-X' 面の残差分布。0 を中心に分布する。

本論文では、この手法でチェンバー群内の各面の配置を校正することを「ローカルアライメント」と呼ぶ。これ以降で述べるトラッキングを使用する解析では、評価データを用いてローカルトラッキングを行い、ローカルアライメントまで完了した状態から各評価を行っている。

3.2 検出効率

表 3.1 に、検出効率の評価項目と調査結果の詳細が述べられている論文内の節を示した。ドリフトチェンバーを運用するにあたっては、印加電圧 (HV)、および ASD の閾値レベル (V_{th}) を適切に設定する必要がある。まず、各チェンバーの HV と V_{th} に対する検出効率の依存性を調べた。SdcOut については、2022 年に立ち上げと β 線源 (^{90}Sr) を用いた評価を行った [26]。また、S-2S で用いる全チェンバー (SdcIn, SdcOut) について、2023 年 6 月のコミッショニングランの際に評価データを取得し解析を行った [25]。しかし、SDC2 の一部ワイヤー面について ASD カードの接触不具合により評価できなかったため、2024 年に再度データを取得し評価した。また、SDC1 についても、計数率依存性の評価の基準とするため、かつ 2024 年 4 月のコミッショニングランの実施前にノイズ低減を行い環境が変化しているため、再度評価を行った。この評価の詳細を 3.2.1 節にて述べる。

さらに本論文では、SdcIn に対して計数率 (Rate) の依存性 (3.2.2 節) と、BcOut および SdcIn に対してガスの混合比に対する依存性 (A.1 節) も評価した。詳しい経緯や解析についてはそれぞれの節にて述べる。

最後に、これらの調査によって決定した HV と V_{th} の設定で、物理ランの環境下における検出効率を評価した。その詳細を 3.2.3 節にて述べる。

表 3.1: 検出効率の評価項目。過去にも調査についても併せて示した。

Chamber (Source)	HV	V_{th}	Rate	Gas
SdcIn (Beam)	3.2.1	3.2.1	3.2.2	A.1
	[25] 4.2	[25] 4.2	[25] 4.2	—
SdcOut (Beam)	[25] 4.2	[25] 4.2	—	—
SdcOut (^{90}Sr)	[26] 4.4	[26] 4.4	—	—

3.2.1 高電圧および閾値依存性 (SdcIn)

SdcIn の各チェンバーに印加する電圧 (HV)、および ASD の閾値レベル (V_{th}) に対する依存性を、2024 年 4 月のコミッショニングランの際に中間子ビームを用いて評価した。

測定条件

約 50 k/spill(約 12 k/sec) の 0.4 GeV/c の π 中間子ビームを用いた。解析に用いたデータセットを表 3.2 に示す。S-2S の電流値は、ビーム粒子の運動量に合わせ表 3.3 のように設定した。

表 3.2: 検出効率の HV および V_{th} 依存性評価の解析に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/ c]	ビームレート [/spill]	SDC1 HV, V_{th} [A], [mV]	SDC2 HV, V_{th} [A], [mV]	標的
71048	π	0.4	50 k	1675, -90	1350, -40	AFT
71049	π	0.4	50 k	1650, -90	1350, -55	AFT
71050	π	0.4	50 k	1625, -90	1350, -70	AFT
71051	π	0.4	50 k	1600, -90	1350, -100	AFT
71053	π	0.4	50 k	1700, -90	1325, -40	AFT
71054	π	0.4	50 k	1700, -90	1300, -40	AFT
71055	π	0.4	50 k	1700, -90	1275, -40	AFT
71055	π	0.4	50 k	1700, -90	1250, -40	AFT
71094	π	0.4	50 k	1700, -120	1350, -40	AFT
71095	π	0.4	50 k	1700, -90	1350, -40	AFT
71096	π	0.4	50 k	1700, -75	1350, -40	AFT
71097	π	0.4	50 k	1700, -60	1350, -40	AFT

表 3.3: チェンバーの検出効率測定の際の電流値設定。

S-2S 電磁石	Q1	Q2	D1
電流値 [A]	294	589	627

検出効率の定義

ここで検出効率は、

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{all}}}{N_{\text{all others}}} \quad (3.4)$$

N_{all} : 全陽極ワイヤー面について任意のワイヤーに TDC が記録されたイベント数

$N_{\text{all others}}$: 測定したい面以外の全面について任意のワイヤーに TDC が記録されたイベント数

と定義 (ϵ) した。陽極ワイヤー面の任意のワイヤーに TDC が記録されたイベントを、ヒットが確認されたイベントとしている。BH1-2 の時間情報から π 中間子を選定し、BFT のヒット情報から複数イベントを除くようイベント選定を行った。

また、誤差 $\Delta\epsilon$ についても評価する。検出確率 p のチェンバーを荷電粒子が n 回通過した際の検出回数 X が二項分布 $B(n, p)$ に従うと仮定する。標本比率 $\hat{p} = X/n$ を用いて、母比率 p

の 95% 信頼区間は以下のように表される。

$$\hat{p} - 1.96 \times \sqrt{\frac{\hat{p}(1-\hat{p})}{n}} \leq p \leq \hat{p} + 1.96 \times \sqrt{\frac{\hat{p}(1-\hat{p})}{n}} \quad (3.5)$$

検出効率についても同様の評価ができるとし、 $\Delta\epsilon = 1.96 \times \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{\text{all others}}}}$ とした。

結果

評価結果を図 3.4–3.5(SDC1) と図 3.6–3.7(SDC2) に示す。どちらのチェンバーについても、印加電圧 (HV) を上げるほど検出効率が向上し、ASD の閾値レベル (V_{th}) の絶対値が小さいほど検出効率が向上するという結果が得られた。ASD において、 $|V_{\text{th}}|$ を超える波高を持つ信号だけが選択的に処理されるため、 $|V_{\text{th}}|$ が小さいほどそれを超える信号が増え検出効率が高くなったと考えられる。また、HV を大きくすると電子雪崩増幅がより促進され、この場合も $|V_{\text{th}}|$ を超える信号が増えると考えられる。

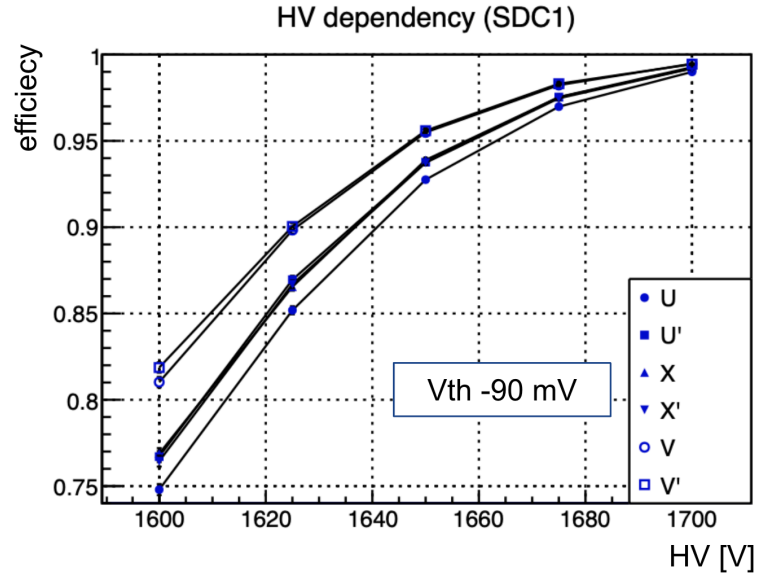


図 3.4: SDC1 の各面における検出効率の高電圧依存性。

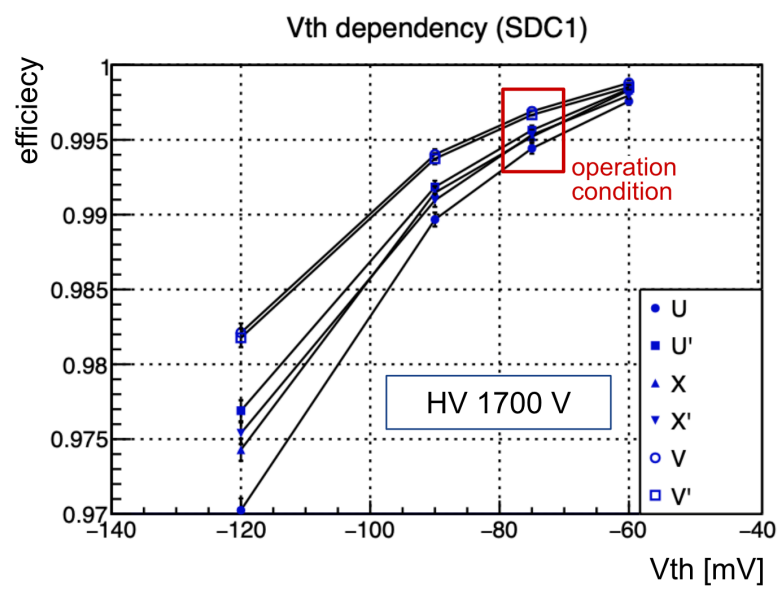


図 3.5: SDC1 の各面における検出効率の閾値レベル依存性。

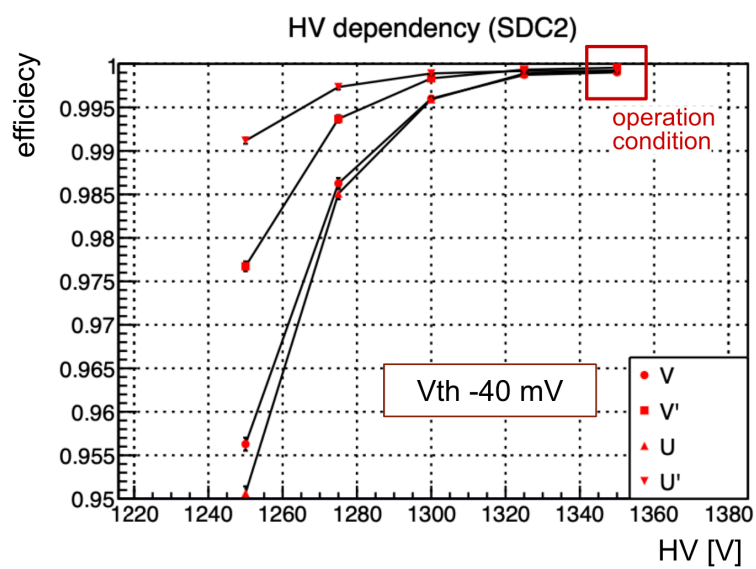


図 3.6: SDC1 の各面における検出効率の高電圧依存性。

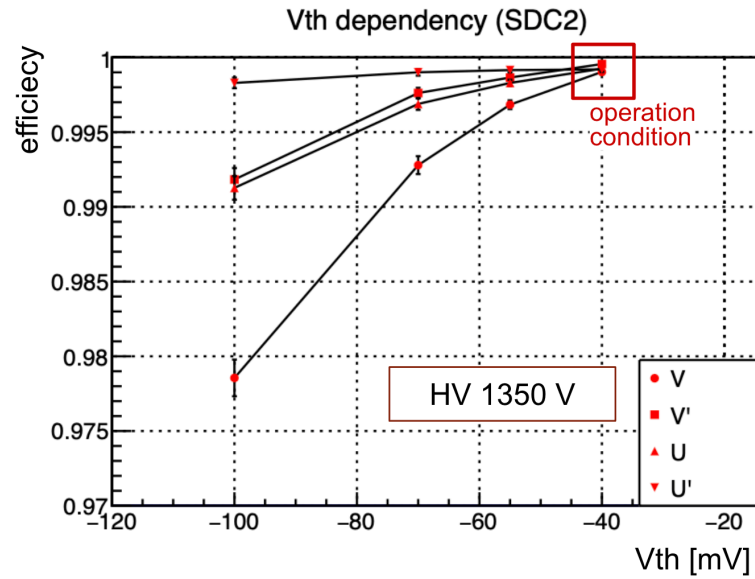


図 3.7: SDC2 の各面における検出効率の閾値レベル依存性。

閾値を適切な値より低く設定すると、正しい信号の後にその信号が反射して起こるアフターパルスが閾値を超えてしまう。SDC1 については、 $V_{th} = -60$ mV の場合、アフターパルスが他の真の信号を妨げる程に観測されることが確認された。図 3.8 は、全ての TDC を青で、TOT が 30 ch 以上であるイベントの TDC を赤で示した (図 2.13 に示した通り、TDC は common stop までの時間差に相当するため時間が反転していることに注意)。 V_{th} が -60 mV では、900–950 ch 付近に TOT の小さいイベントが V_{th} が -75 mV 場合に比べて増えており、アフターパルスが多く観測されていることがわかる。したがって、アフターパルスが問題にならず、かつ検出効率が全ての面で 99% 以上を達成している $V_{th} = -75$ mV を最終的な設定値とした。HV については最も良い検出効率を達成できる 1700V とした。SDC2 についてはアフターパルスの問題はなかったため、HV = 1350 V, $V_{th} = -40$ mV を設定値とした。

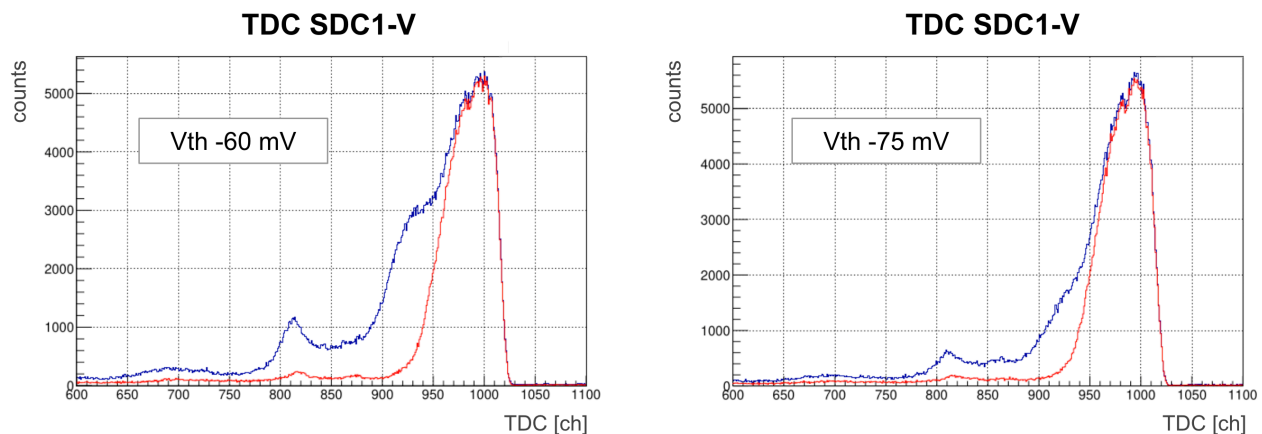


図 3.8: 閾値レベルの違いによる SDC1-V 面の TDC の違い。左図は -60 mV、右図は -75 mV。青は全てのイベント、赤は TOT が 30 ch 以上のものを表示した。TDC は時間が反転していることに注意。

3.2.2 計数率依存性 (SdcIn)

実験標的に照射される 1 spill あたりのビーム粒子の数をビームレートと呼ぶ。大強度のビームが直接入射される上流側の検出器の中で特にワイヤー間隔の大きい SDC1 については、ビームレートが上がると TOT が低下することが確認されていた (図 3.9)。TOT の低下は検出効率の低下を示唆している。そこで、2024 年 4 月のビームタイムでは、ビームレートを変えながら実験を行い、ビームレートに対して検出効率がどのように変化するか調べた。

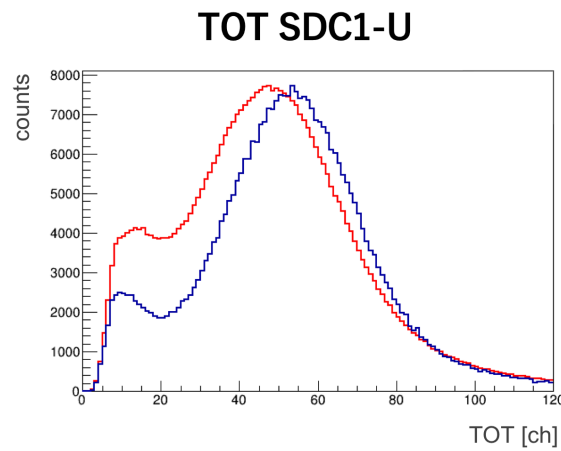


図 3.9: ビームレートによる SDC1-U 面の TOT の変化。赤が 1.6 M/spill、青が 50 k/spill。
レートが高い場合に TOT のピーク位置が低くなっている。

測定条件

0.4 GeV/c の π 中間子ビームを用い、実験標的は置かずにデータを取得した。S-2S の電流値についても前節同様に表 3.3 のように設定した。ビームレートは、1.6 M/spill から 50 k/spill までの 5 通り、SDC1 の HV を 1700 V から 1600 V まで 25 V 間隔で設定したデータを取得した。また、 V_{th} の設定は -90 mV で行った。

表 3.4: 検出効率のビームレート依存性評価の解析に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	ビームレート [/spill]	SDC1 HV, V_{th} [A], [mV]	SDC2 HV, V_{th} [A], [mV]	標的
71069	π	0.4	1.6 M	1700, -90	1350, -40	AFT
71070	π	0.4	1.6 M	1675, -90	1350, -40	AFT
71074	π	0.4	1.2 M	1700, -90	1350, -40	AFT
71075	π	0.4	1.2 M	1675, -90	1350, -40	AFT
71079	π	0.4	1.0 M	1700, -90	1350, -40	AFT
71080	π	0.4	1.0 M	1675, -90	1350, -40	AFT
71085	π	0.4	500 k	1700, -90	1350, -40	AFT
71086	π	0.4	500 k	1675, -90	1350, -40	AFT
71095	π	0.4	50 k	1700, -90	1350, -40	AFT
71048	π	0.4	50 k	1675, -90	1350, -40	AFT

ビームレートが 1.6 M/spill の際の電流値を表 3.5 に示す。陽極ワイヤーに流れた電流は最大でも $4.0 \mu A$ であり、問題ない程度である。

表 3.5: ビームレート 1.6 M/spill においてチェンバーに流れた電流値 (SdcIn)。

		HV [V]	Current [μA] (最大値/最小値)	HV [V]	Current [μA] (最大値/最小値)
SDC1	UU' Potential	1700	4.00/1.40	1675	3.60/1.40
	XX' Potential	1700	3.40/0.40	1675	3.00/0.40
	VV' Potential	1700	4.00/1.40	1675	3.60/1.40
	Shield	1600	0.40/0.20	1600	0.40/0.20
SDC2	U Potential	1350	1.20/1.20		
	U' Potential	1350	1.40/1.40		
	U Cathod	1350	2.60/1.60		
	V Potential	1350	1.40/1.40		
	V' Potential	1350	0.40/0.40		
	V Cathod	1350	1.80/0.80		

検出効率の定義

レートが高いことで一つのイベントに複数ヒットする事象が起こりうる。したがって前節までのような単純なヒット情報のみから検出効率を算出した場合、検出効率を過大評価してしまう。そこで、レート依存性の評価には、トラッキングを用いた評価方法を採用した。対

象面を除いてローカルトラッキングを行うことで、対象面のヒット情報を用いずに、そのトラックから推定されるヒット位置 x_{track} を計算する。一方で、対象面の TDC の情報から、そのイベントにおいてヒットがあったワイヤーを特定できる。トラックから推定されるヒット位置 x_{track} と、ヒットがあったワイヤーの位置 x_{wire} の差分から、ヒットがあるべきワイヤーにヒットがあったかどうかを判定する。ワイヤー間隔を $dXdW$ (SDC1 では 6 mm、SDC2 では 5 mm) として、

$$|x_{\text{track}} - x_{\text{wire}}| < dXdW/2 + \alpha \quad (3.6)$$

を満たすようなイベントを計上した (総数を N_{hit} と表す)。ここで α を加算しているのは、トラッキングが一定の不定性を持つことにより $dXdW/2$ より外にも正しいヒットが存在するためである。ここでは $\alpha = dXdW/2$ とした。トラックが引けた総数を N_{track} として、検出効率

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{hit}}}{N_{\text{track}}} \quad (3.7)$$

とする。

イベント選定条件は以下の通りである。

- BH1–BH2 の時間情報から π 中間子を選定 (図 3.10)
- マルチヒットを除くため、BFT におけるヒット数が 2 以下 (図 3.11)
- 成功したローカルトラッキングが一本のみ (図 3.12)
- トラッキングのクオリティを示す χ^2/ndf が 5 以下 (図 3.13)

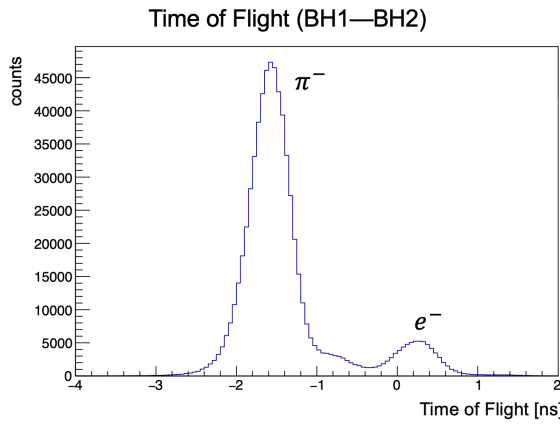


図 3.10: #71069 における BH1–2 間の飛行時間 (1.8 GeV/c の K^- に合わせて規格化)。 π 中間子を選んだ。

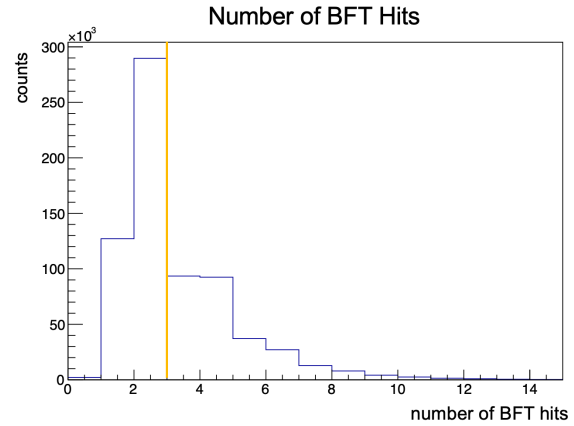


図 3.11: #71069 の BFT のヒット数。2 層構造であるので、3 ヒット以上はマルチヒットとなりイベント選定条件を満たさない。

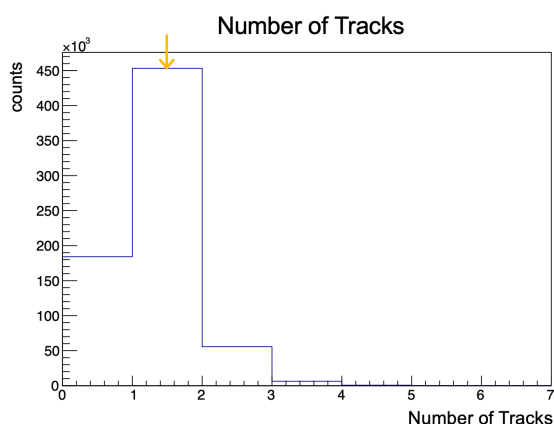


図 3.12: #71069 の 1 イベントの中で成功したローカルトラッキングの本数。トラックが 1 本だけ引けたイベントのみを選んで解析した。

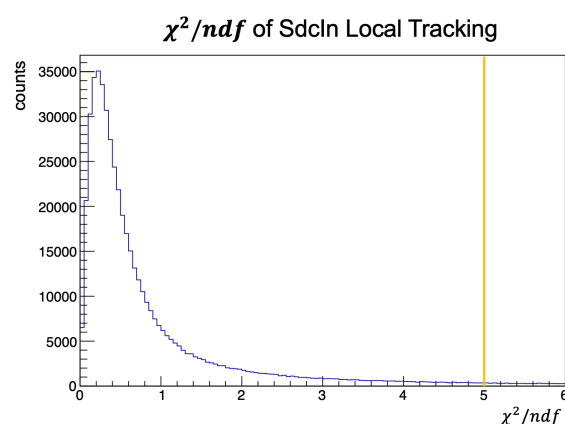


図 3.13: #71069 のローカルトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントを選定条件を満たすとした。

誤差については、前節と同様に考え (式 3.5 参照)、 $\Delta\epsilon = 1.96 \times \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{\text{track}}}}$ とした。^{*1}

結果

評価結果を図 3.14–3.14 に示す。HV は 1700 V と 1675 V 設定のみを解析した。ビームレートが上がると TOT が低下することが確認されていたが、検出効率も低下することが判明した。また、SDC1 については HV を下げた場合でも同程度のレート依存性があり、レートによる検出効率の低下を緩和することはできないことがわかった。

高レート環境下では、チェンバーを通過する荷電粒子が増加する。信号ではないヒットも多く存在し、その電子雪崩によって陽極ワイヤー付近の電場が歪められる。このような環境において、信号となるヒットの電子増幅が妨げられたことで TOT が小さくなった可能性がある。TOT の低下は V_{th} を超えないヒットが増えることを意味するので、結果的に検出効率の低下につながったと考えられる。また、HV を下げた場合の検出効率の結果から、HV を下げても上記の問題は解消されない結果となった。検出効率はこのレートにおいても HV を下げることで低下するため、SDC1 では 1700V が最適な HV 設定であることが確認できたといえる。

^{*1} トラッキングの精度やカット条件に起因する系統的な誤差も考えられるが、ここでは評価していない

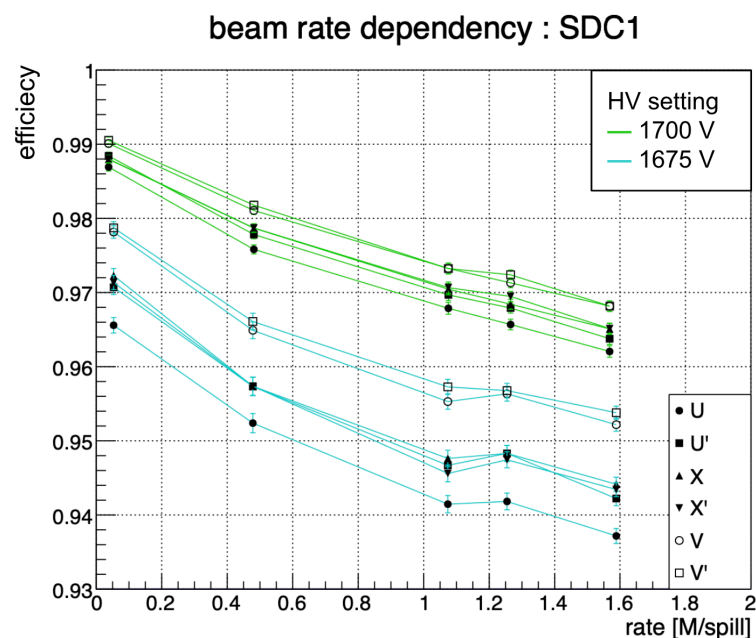


図 3.14: SDC1 の各面における検出効率のレート依存性。

SDC2 については、SDC1 同様にレートが上がること検出効率の低下が見られたが、1.6 M/spill でも全ての面で 97.5% 程度の検出効率を有するという結果になった。SDC1 の結果との違いについては、ビームプロファイルの違いや、ワイヤー構造、HV、 V_{th} の設定が関係していると考えられる。

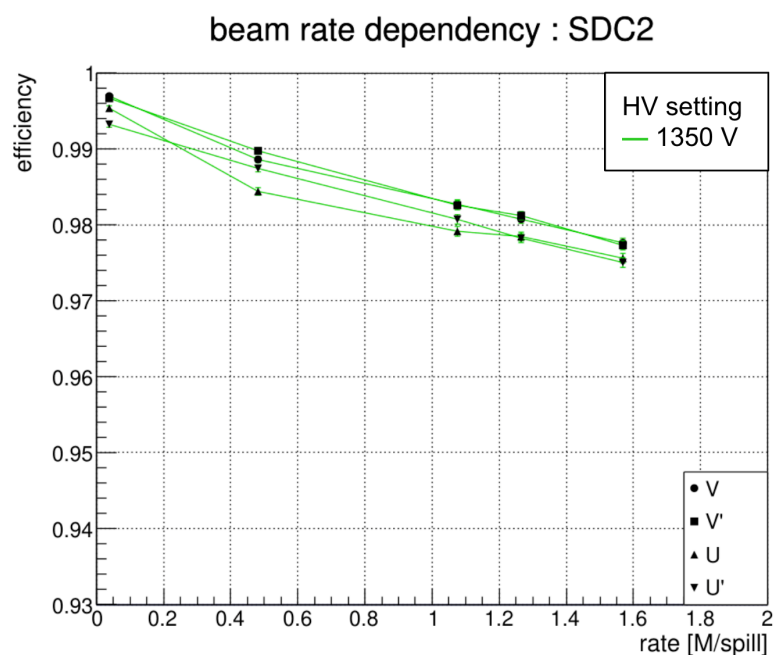


図 3.15: SDC2 の各面における検出効率のレート依存性。

3.2.3 物理ランにおける検出効率 (SdcIn, SdcOut)

物理ランにおける HV、 V_{th} 設定を表 3.6 に示す。また、解析に用いたデータを 3.7 に示す。

表 3.6: 物理ランおよび位置分解能評価時の HV、 V_{th} 設定値。

Chamber	HV [V]	V_{th} [mV]
SDC1	Potential : 1700	−75
	Shield : 1600	
SDC2	Potential : 1350	−40
	Cathod : 1350	
SDC3,4,5	Potential : 2050	−150
	Shield : 1850	

表 3.7: 物理ランにおける検出効率の評価に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	ビームレート [/spill]	標的
71399	K	1.8	1.4 M	AFT

物理ランは、ビームスルーデータと比べて、ビームの広がりやワイヤーあたりのレートが異なる。物理ラン環境下における S-2S の全ての飛跡検出器の検出効率を評価した。

SdcIn の評価

SdcIn については、高いビームレート環境であるため、レート依存性を評価した際に定義した式 3.7 を検出効率の評価に用いた。ビームスルーデータと物理ランにおけるビームプロファイルの違いを図 3.16 に示す。レート依存性調査の際の高レート時の検出効率と合わせて表 3.8 に示す。この 2 つのランでビームレートは同程度であるが、ビームプロファイルが異なることに加えて、SDC1 の V_{th} 設定が異なることから、両者の結果には違いが生じる。

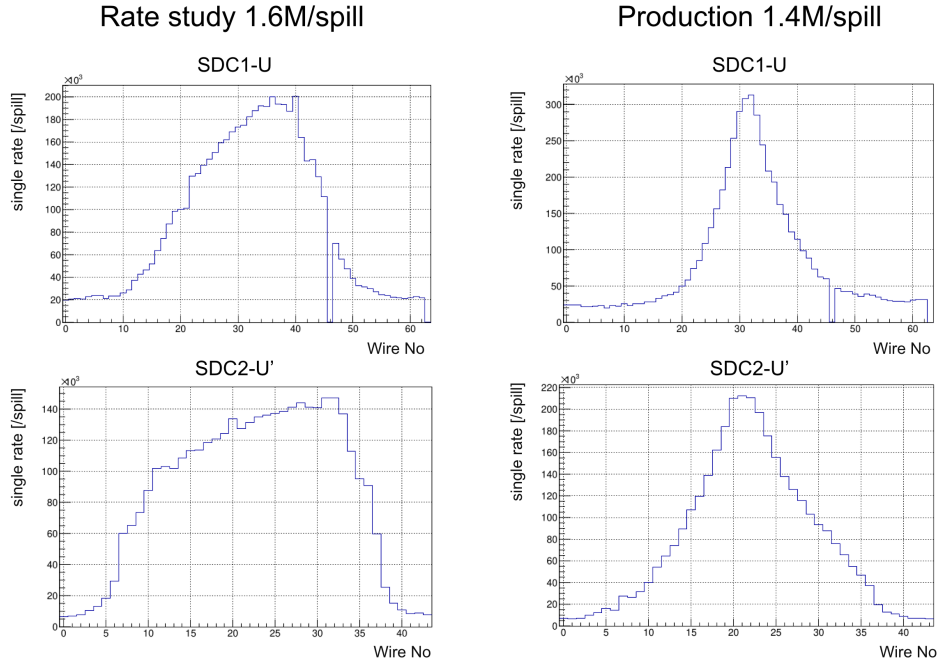


図 3.16: ランの違いによる SdcIn でのプロファイルの違い。

表 3.8: 高レート環境下における SdcIn の検出効率。

Chamber, Plane	Rate Study (1.6 M/spill)	物理ラン
SDC1-U	96.20 ± 0.08	96.14 ± 0.09
SDC1-U'	96.38 ± 0.08	96.26 ± 0.09
SDC1-X	96.51 ± 0.07	96.08 ± 0.09
SDC1-X'	96.51 ± 0.07	96.26 ± 0.09
SDC1-V	96.82 ± 0.07	96.48 ± 0.08
SDC1-V'	96.82 ± 0.07	96.53 ± 0.08
SDC2-V	97.76 ± 0.06	97.58 ± 0.07
SDC2-V'	97.73 ± 0.06	97.62 ± 0.07
SDC2-U	97.56 ± 0.06	97.72 ± 0.07
SDC2-U'	97.50 ± 0.06	97.50 ± 0.07

物理ランの解析においては、8 面以上のヒットがあればローカルトラッキングを行う。各面での検出効率が ϵ であった場合に、SdcIn で 8 面以上で検出できる確率 ϵ_{track} は以下のように計算される。

$$\epsilon_{\text{track}} = \epsilon^{10} + \epsilon^9(1 - \epsilon)_{10}C_9 + \epsilon^8(1 - \epsilon)^2_{10}C_8 \quad (3.8)$$

全ての面の検出効率が 96.5% であると仮定すると、SdcIn で 8 面以上で検出できる確率は、99.6% であり、E70 実験においては問題のない検出効率である。

ただし、より高いレートでの実験の際にはさらに検出効率が低下することが予想されるた

め、現 SDC1 の代替としてワイヤー間隔の狭いドリフトチェンバーやファイバートラッカーを用いるなどの検討も必要であるだろう。

SdcOut の評価

次に、SdcOut における検出効率について確認した。下流まで通過する粒子は上流に比べて遥かに少ない。SDC3 でのプロファイルを図 3.17 に示す。ワイヤーあたりのビームレートが問題にならない程度であるため、下流チェンバーの検出効率評価は式 3.4 の計算方法を用いた。

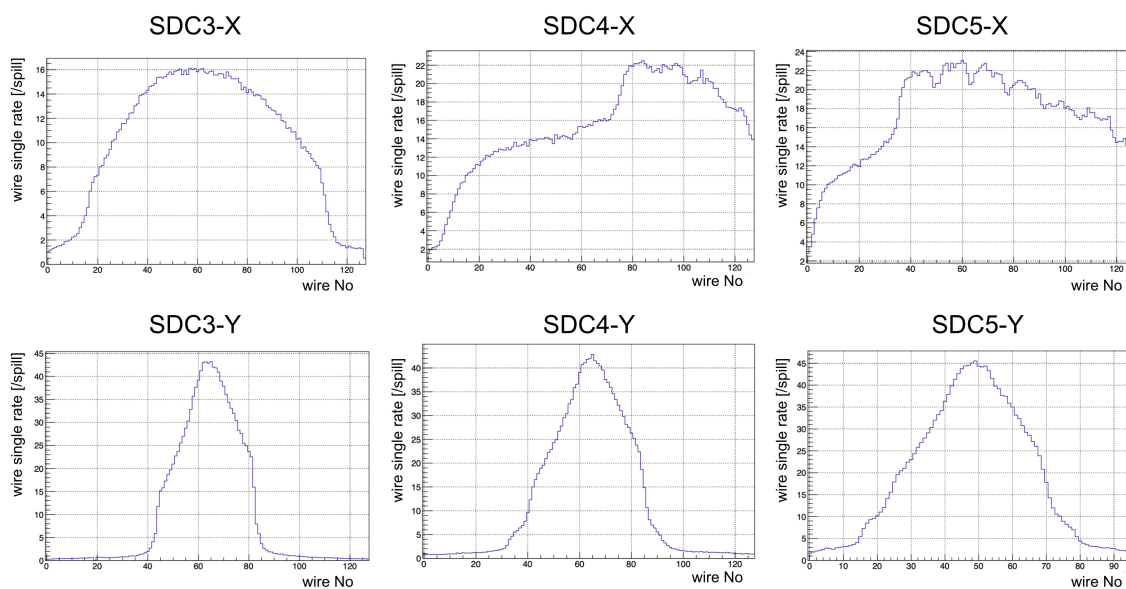


図 3.17: 物理ランにおける SDCout のプロファイル。

結果を表 3.9 に示す。すべての面において 99% 以上の検出効率を達成している。

表 3.9: 物理ランにおける下流チェンバーの検出効率。

Chamber, Plane	Efficiency [%]
SDC3-X	99.874 ± 0.015
SDC3-X'	99.862 ± 0.015
SDC3-Y	99.842 ± 0.016
SDC3-Y'	99.947 ± 0.010
SDC4-Y	99.973 ± 0.007
SDC4-Y'	99.989 ± 0.004
SDC4-X	99.987 ± 0.005
SDC4-X'	99.970 ± 0.007
SDC5-Y	99.975 ± 0.006
SDC5-Y'	99.987 ± 0.005
SDC5-X	99.863 ± 0.015
SDC5-X'	99.974 ± 0.007

結論

以上から、S-2S に用いる全ての飛跡検出器について、E70 実験の物理ランで用いる際に十分な検出効率を有していることが確認できた。

3.3 位置分解能 (SdcIn, SdcOut)

5 台のドリフトチェンバーについて、最終的な HV, V_{th} 設定 (表 3.6) における位置分解能の評価を行った。解析には 1.4 GeV/c の π^+ を通したビームスルーデータを用いた (表 3.10)。S-2S 電磁石の設定は、物理ランの際と同じ設定で行った (表 2.5)。

表 3.10: 位置分解能の評価に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	ビームレート [/spill]	標的
71601	π	1.4	103 k	なし

位置分解能の評価にも、ローカルトラッキングを用いた。検出器のヒット位置 x^{hit} と、そのヒット位置を元に引いたトラックが通る位置 x^{track} には差が生じる。それは、検出器が固有の位置分解能を有するためである。ヒット位置とトラック位置の残差分布から、ドリフトチェンバーの位置分解能を見積もることができる。ただし単純な残差分布の幅が検出器の固有位置分解能ではないため、以下に述べる二通りの方法でローカルトラッキングを行い、固有位置分解能を算出した。

一つ目は、すべての面のヒットを用いたトラッキングである。トラックが対象面に引き寄せられる形になるため、固有位置分解能より小さく見積もられる。この方法で求められる残差分布の幅を σ_A とする。二つ目は対象面を除くトラッキングである。対象面の解析上の位置分解能を大きく設定し、対象面のヒット情報を使わないトラックを引く*2。対象面を除いてトラッキングを行うため対象面での位置分解能がわかるが、トラックを引くところに有限の誤差があり、その影響で残差分布の広がりには固有位置分解能より大きくなる。これを σ_B とする。

固有位置分解能の評価として、これら二通りの方法で得られる位置分解能の相乗平均を用いる。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_A \times \sigma_B} \quad (3.9)$$

このようにして得られた位置分解能を表 3.11–3.12 に示す。固有位置分解能は、上流チェンバーで 145–200 μm 、下流チェンバーで 230–280 μm と、S-2S の飛跡検出器は十分な性能を発揮していると結論付けられる。

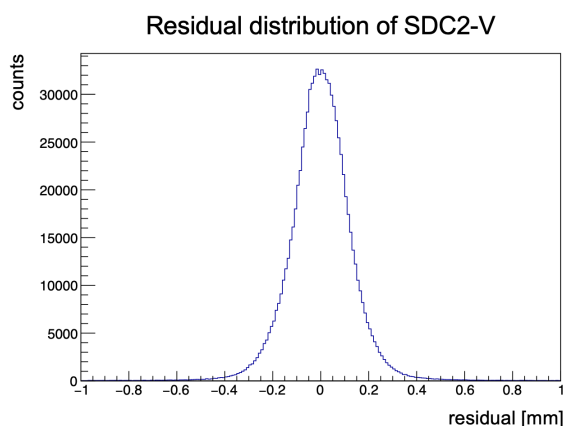


図 3.18: 全ての面を用いたトラッキングから求められる SDC2-V 面の残差分布。

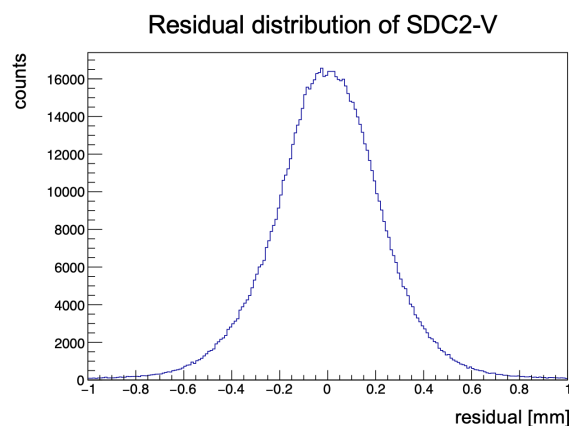


図 3.19: SDC2-V 面を除いたトラッキングから求められる残差分布。

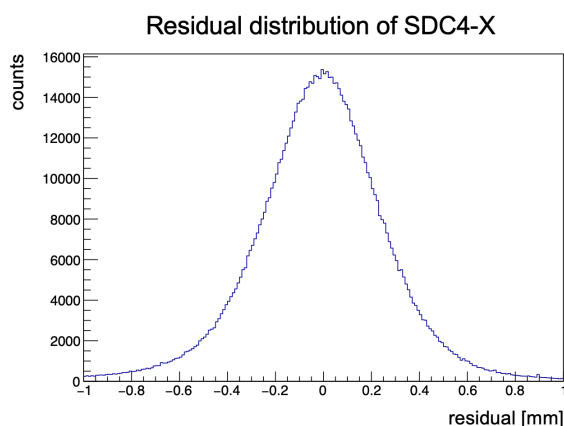


図 3.20: 全ての面を用いたトラッキングから求められる SDC4-X 面の残差分布。

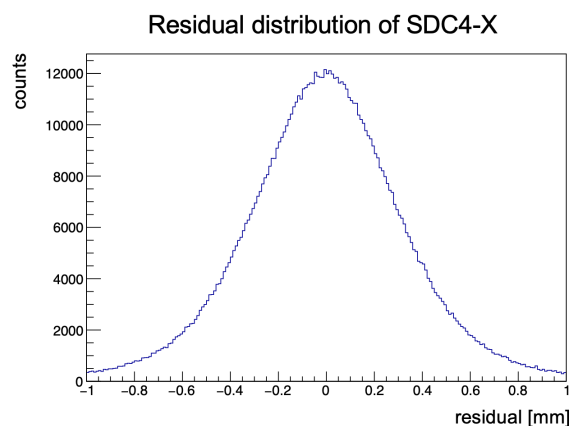


図 3.21: SDC4-X 面を除いたトラッキングから求められる残差分布。

*2 対象面の σ を解析上で大きく設定することで、対象面の χ^2 への寄与が小さくでき、実質的に対象面を除いたトラッキングができる。全ての面を用いるトラッキングでは 0.3 mm、対象面を除く場合は、その面だけ 10 mm に設定した。

表 3.11: 上流チェンバーの位置分解能。

Chamber, Plane	σ_A [μm]	σ_B [μm]	Intrinsic resolution
	tracking w/ all layers	tracking w/o targeted layer	[μm]
SDC1-U	145.0 ± 0.2	241.8 ± 0.5	187.2 ± 0.2
SDC1-U'	146.2 ± 0.2	235.2 ± 0.5	185.5 ± 0.2
SDC1-X	169.1 ± 0.2	201.5 ± 0.3	184.6 ± 0.2
SDC1-X'	164.3 ± 0.2	192.1 ± 0.3	177.7 ± 0.2
SDC1-V	154.5 ± 0.2	242.2 ± 0.5	193.5 ± 0.2
SDC1-V'	159.8 ± 0.2	246.1 ± 0.6	198.3 ± 0.3
SDC2-V	112.3 ± 0.1	201.2 ± 0.3	150.3 ± 0.1
SDC2-V'	109.5 ± 0.1	206.3 ± 0.3	150.3 ± 0.1
SDC2-U	112.1 ± 0.1	196.9 ± 0.3	148.6 ± 0.1
SDC2-U'	110.0 ± 0.1	200.1 ± 0.3	148.3 ± 0.1

表 3.12: 下流チェンバーの位置分解能。

Chamber, Plane	σ_A [μm]	σ_B [μm]	Intrinsic resolution
	tracking w/ all layers	tracking w/o targeted layer	[μm]
SDC3-X	194.2 ± 0.4	394.4 ± 3.4	276.7 ± 1.2
SDC3-X'	195.9 ± 0.4	389.0 ± 3.2	276.1 ± 1.2
SDC3-Y	165.5 ± 0.2	288.4 ± 1.3	218.4 ± 0.5
SDC3-Y'	166.2 ± 0.2	282.4 ± 1.2	216.7 ± 0.5
SDC4-Y	217.5 ± 0.5	261.9 ± 0.9	238.7 ± 0.5
SDC4-Y'	211.0 ± 0.5	255.6 ± 0.9	232.3 ± 0.5
SDC4-X	223.2 ± 0.6	275.9 ± 1.1	248.1 ± 0.6
SDC4-X'	225.5 ± 0.6	279.8 ± 1.1	251.2 ± 0.6
SDC5-Y	205.0 ± 0.4	305.0 ± 1.5	250.0 ± 0.7
SDC5-Y'	201.2 ± 0.4	302.8 ± 1.4	246.8 ± 0.6
SDC5-X	208.0 ± 0.5	318.1 ± 1.7	257.2 ± 0.7
SDC5-X'	208.1 ± 0.4	325.4 ± 1.8	260.3 ± 0.8

第 4 章

運動量解析

4.1 解析手法

運動量解析の手法には、輸送行列を用いた手法、ルンゲ・クッタ法、機械学習を用いた解析などがある。本研究では S-2S の運動量解析にルンゲ・クッタ法を用いる。他の手法を用いた解析についても並行して研究が進められており、特に S-2S の運動量解析に機械学習を用いた研究は、江端氏の修士論文 [27] にて詳しく述べられている。

4.1.1 輸送行列を用いた手法

粒子の飛跡は、輸送行列 R を用いて $\vec{X}_{\text{out}} = R\vec{X}_{\text{in}}$ と表される (2.4.1 節)。輸送行列を用いて、輸送される荷電粒子が持つ運動量の中心運動量 p_0 からのずれ δ を求めることで、運動量を $p = (1 + \delta)p_0$ として再構成することができる。

K1.8 ビームラインスペクトロメータの運動量解析にはこの手法が用いられている。具体的には x_{in} を BFT の情報から、 $\vec{X}_{\text{out}}$ を BcOut の情報から、 p_0 を双極電磁石の磁場の値 (実験中 D4 内に設置されたホールプローブで測定) から計算し、三次の輸送行列を用いて運動量を再構成している。

輸送行列を用いる手法は、計算機能力の制約から磁極間隔が狭いビーム光学に使用されてきた。JLab で行われた Λ ハイパー核分光実験における磁気分光器の運動量解析では、シーブスリットや既知の反応データを用いて 6 次の輸送行列のマトリックス要素を直接最適化し、運動量分解能 $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$ を達成した。これによってハイパー核反応分光における最高エネルギー分解能および最高エネルギー確度での束縛エネルギーの測定に成功している [28]。JLab における実験は、一次電子ビームを用いる実験であり、ビームの空間的な広がりを見捨てる。さらに大強度な一次ビームが利用できるため標的厚が薄く、磁気分光器上流の反応点を無限小の点と仮定したビーム光学解析が可能である。しかし S-2S は広い磁極間隔を持つ上、二次粒子を用いることと標的が厚いことから、 $\vec{X}_{\text{in}}$ の広がりを見捨てるできない。これによってパラメータ数が増えると予想される。輸送行列を用いた手法を S-2S に適用する場合は、計算リソースを考慮した開発が必要となる。

4.1.2 ルンゲ・クッタ法

ルンゲ・クッタ法は一般に常微分方程式の初期値問題を解く解法の一つであるが、本論文では特に以下の手法を指し示すものとする。静電磁場中の荷電粒子の運動方程式は、以下のように入れられる。

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

粒子の位置情報と磁場情報から、式 4.1 の磁場中の運動方程式を逐次的に解くことができる。通過した磁場を積分することで運動量が求められる。

この手法は磁極間隔が広い場合にも有効であり、J-PARC E05 実験の散乱粒子測定に用いられた SKS スペクトロメータの運動量解析に適用されている。

本研究の S-2S の運動量解析には、ルンゲ・クッタ法を用いる。詳細な解析条件について次節で述べる。この手法では、検出器の設置位置と磁場に基づいて解析を行うため、それらの情報は現実との高い一致が求められる。次章の 5.2 節では設置位置について、5.3 節では磁場マップについて議論する。

4.1.3 S-2S の運動量解析の詳細

本研究で用いた S-2S の運動量解析の詳細を述べる。TOF の下流を初期位置とし、上流に向かう方向に式 4.1 の運動方程式を解いていく。SdcOut のローカルトラッキング (3.1 節) の結果から粒子の通過位置と方向の情報を、TOF のヒットセグメント位置から運動量の情報を、計算の初期値として与え、以下の χ^2 を最小化するようイタレーションを行う。

$$\chi^2/ndf \equiv \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n w_i (x_i^{\text{hit}} - x_i^{\text{track}})^2, \quad (4.2)$$
$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}.$$

n は飛跡検出器の面の総数で、すべての面のヒットを用いる場合 $n = 22$ である。 x_i^{hit} は、ローカルトラッキングと同様にチェンバーのヒット情報から計算される (式 3.2-3.3)。 x_i^{track} は、 i 番目の面の z 位置でトラックの通る位置であり、ルンゲ・クッタ法を用いて求められる。 σ_i は、各面での位置分解能である。

本論文では、このようにして磁石下流から上流にかけて飛跡を再構成する解析を、ローカルトラッキングと対比して「グローバルトラッキング」と呼ぶ。

4.2 Geant4 を用いた運動量分解能の評価

Geant4 シミュレーションを用いて、運動量分解能への多重散乱および位置分解能の影響を評価した (①)。さらに、データ解析から得られた飛跡検出器の位置分解能に基づいて、実データで到達する現実的な運動量分解能についても評価した (②)。

4.2.1 評価方法

Step 1. Geant4 によるイベント生成

イベント生成には Geant4 を用いる。Geant4 は CERN が提供する粒子輸送のシミュレーションフレームワークである。Geant4 の仮想空間上に、検出器や磁石などが実際の物質を再現した状態で配置することができる。仮定した磁場マップに基づいて任意の位置角度から粒子を輸送する。物質中の粒子の多重散乱やエネルギー損失などを反映した輸送も行うことができ、さらにシミュレーション時にはその効果の有無を選択できる。

設計段階における見積もり [18] [29] では、検出器以外の領域を全てヘリウムと設定するなどの簡略化を行い運動量分解能を評価していた。その後、J-PARC E70 実験に向けて磁石や検出器等がインストールされ、2 章で示した現在のセットアップが完成している。本研究では、実際の実験セットアップに基づき、検出器の細かい形状やヘリウムバッグのマイラーフィルムなどの細部を再現したシミュレータを用いてイベント生成を行う。磁場マップは実際の磁石配置と電流値を反映したもの (磁場マップ 2: 5 章にて解説) を用いる。

本章では、ビームスルーデータ (表 4.4 のランを用いた) のビームプロファイルを仮定して評価を行う。K1.8 ビームラインの運動量解析結果から、任意のイベントの標的 Z 位置での XY 位置と運動量ベクトルを取得し、それを再現したイベントを生成する。ここでは 100 万イベント生成した。他のビームプロファイルを仮定した評価も行い B.2 節に記載した。

Step 2. 位置分解能の考慮

Geant4 シミュレーションでは、任意の面において、生成した各イベントに対して飛跡検出器位置でのヒット位置や運動量ベクトルなどの情報を得ることができる。飛跡検出器の位置分解能を反映した解析を行うため、Geant4 でのヒット位置情報 x_{Geant4} に対して、中心値 x_{Geant4} 、標準偏差 σ_{track} のガウス分布に基づいてランダムに幅を持たせた。

Step 3. 運動量解析と分解能評価

運動量の解析は、実データ解析の際に用いるものと同じルンゲ・クッタ法の解析コードを用いて行う。解析に用いる磁場マップは、イベント生成時に用いたものと同じ磁場マップ 2 を使用した。

本章で評価した運動量と仮定した位置分解能を表 4.1 に示す。

① の多重散乱および位置分解能の運動量分解能への影響を評価する際は、測定したい散乱 K 中間子に最も近い 1.4 GeV/c の運動量を持つ粒子に対して、飛跡検出器の位置分解能 $\sigma_{\text{track}} = 0\text{--}400\text{ }\mu\text{m}$ の範囲を調査した。

② の運動量依存性の評価では、1.2, 1.4, 1.5 GeV/c の運動量設定におけるビームスルーデータに基づいたイベント生成を行った (1.3 GeV/c のビームスルーデータは取得していない)。 σ_{track} については、実データ解析から求められた飛跡検出器の位置分解能の値 (表 3.11, 3.12) を用いた。解析における位置分解能 $\sigma_{\text{ana.}}$ (式 4.2 の σ_i) は、本論文で扱う実データ解析と比較するため、全て $\sigma_{\text{ana.}} = 300\text{ }\mu\text{m}$ で解析した。ただし、最終的な実データ解析において

は、位置分解能は固有位置分解能をインプットすることが望ましい。その場合の運動量分解能の見積もりも行った。

Geant4 でのイベント生成時の運動量 p_0 と、ルンゲ・クッタ法の解析で求められた運動量 p_{S2S} を用いて以下のように $\Delta p/p$ を計算する。

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{S2S} - p_0}{p_0} \quad (4.3)$$

ガウス分布を仮定してこの分布をフィッティングし、標準偏差を求めることで運動量分解能を評価した。誤差についてはフィッティングに生じる統計誤差のみを評価した。

表 4.1: Geant4 を用いた評価における各ステップで用いたパラメータ。(Step 1) 生成した運動量と、(Step 2) イベント生成時に仮定した位置分解能および (Step 3) 運動量解析時に仮定した位置分解能を示す。 σ_{real} は実データから得られた固有位置分解能を表す。

	Step 1	Step 2	Step 3	Remarks
	運動量 [GeV/c]	σ_{track} [μm]	$\sigma_{\text{ana.}}$ [μm]	
① 多重散乱と位置分解能の影響	1.4	0	100	$\sigma_{\text{ana.}} \neq 0$
	1.4	100	100	
	1.4	200	200	
	1.4	300	300	
	1.4	400	400	
② 運動量依存性の評価	1.2, 1.4, 1.5	σ_{real}	300	本研究の実データ解析条件
	1.2, 1.4, 1.5	σ_{real}	σ_{real}	結果は表 4.3 のみ

4.2.2 結果

多重散乱および位置分解能と運動量分解能の関係 (①) を図 4.1 に示す。丸点 (赤色) で示したのは、多重散乱やエネルギー損失の効果を取り入れない設定でイベント生成を行った場合である。検出器の位置分解能を 0–400 μm と変化させると、運動量分解能は $0.3\text{--}4.0 \times 10^{-4}$ (FWHM) と、位置分解能の悪化に伴って運動量分解能も悪化した。一方、四角点 (青) は、多重散乱やエネルギー損失の効果も加味してイベント生成した場合である。運動量分解能は $7.5\text{--}8.7 \times 10^{-4}$ (FWHM) と変化し、前者の場合と同様の依存性が見られたもののその傾斜は小さく、多重散乱の影響をより大きく受ける結果となった。

表 4.2 に、Geant4 上で配置されている主要な物質^{*1}の物質厚 x と x/L (L は放射長) を示す。物質厚 436 mg/cm^2 を仮定すると 1.37 GeV/c の粒子に対してエネルギー損失のふらつきは 114 keV 程度と見積もられ、十分小さい。また、 $x/L = 1.02 \times 10^{-2}$ に対してモリエールの公

^{*1} 3つの電磁石内部と SDC3–4 間、BH2–SDC1 間に設置された 5つのヘリウムバッグのうち、イベント生成位置は BH2 と SDC1 の間であり、BH2–SDC1 間のヘリウムバッグの上流面は通過しないため、このシミュレーションにおいて通過するマイラーフィルムは 9 枚である。

式 [30] を用いて散乱角を計算すると、0.86 mrad (0.049°) である。多重散乱の寄与は、角度広がりである程度であると見積もることができる。

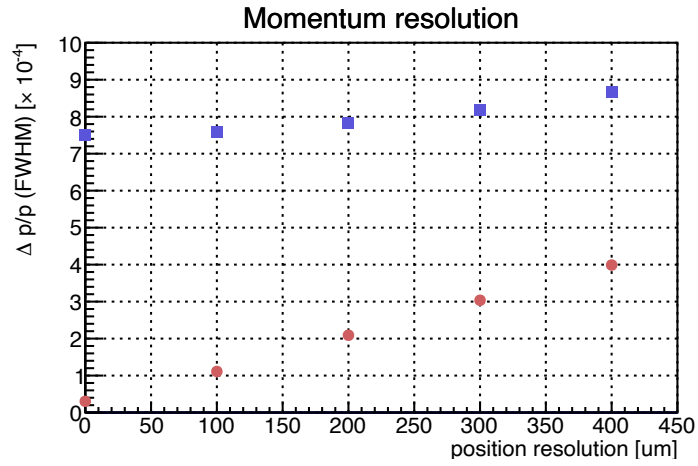


図 4.1: ① 多重散乱および位置分解能と運動量分解能の関係。1.4 GeV/c の K 中間子を入射した。赤は多重散乱なし、青は多重散乱ありの場合の結果を示した。

表 4.2: Geant4 上で配置されている主要な物質の物質厚と x/L 。

空間	物質	物質厚 x [mg/cm ²]	x/L [$\times 10^{-2}$]
標的 Z 位置 – SDC1 上流面	He Gas	1.7	0.002
SDC1 内部	SdcInGas	27.2	0.114
SDC1 下流面 – SDC2 上流面	Air	10.9	0.030
SDC2 内部	SdcInGas	13.0	0.054
SDC2 下流面 – Q1 上流面	Air	23.1	0.063
Q1 内部	He Gas	14.6	0.016
Q1 下流 – Q2 上流	Air	48.2	0.132
Q2 内部	He Gas	9.0	0.010
Q2 下流 – D1 上流	Air	48.8	0.133
D1 内部	He Gas	127	0.134
D1 下流 – SDC3 上流面	Air	21.3	0.058
SDC3 内部	SdcOutGas	13.2	0.051
SDC3–4 間 HeBag	He Gas	10.6	0.011
SDC4 内部	SdcOutGas	13.2	0.051
SDC4 下流面 – SDC5 上流面	Air	21.1	0.058
SDC5 内部	SdcOutGas	13.2	0.051
He Bag のマイラーフィルム (9 枚)	Mylar	20.2	0.050
合計		436	1.02

運動量ごとの運動量分解能の見積もり (②) を図 4.2 に示す。この運動量の範囲では、運動量が小さいほど運動量分解能が良いという傾向が見られた。これは、設計段階の金築氏の見積もり ([29] 図 3.14 の $z_4=1.5$ の場合) と同じ傾向を示している。[29]3.2.5 節にて考察されているように、収束位置が下流チェンバーの間に近づくほど分解能は向上する。この評価における分解能の傾向も、収束位置に最も依存していると考えられる。

また、② の結果から、次節以降で議論する実データ解析において、磁場と位置が完全に現実と一致する場合に到達できる運動量分解能が確認できた。これらの結果を表 4.3 に示す。得られた運動量分解能は $1.4 \text{ GeV}/c$ で $8.0 \times 10^{-4}(\text{FWHM})$ であり、設計値を完全には再現していない。これは、設計の初期段階では考慮されていなかった細部の物質量を、本研究では詳細に反映してシミュレーションしたためと考えられる。これに伴い 2.1 節と同様に見積もると、S-2S 以外が設計値の場合、エネルギー分解能は 0.2 MeV 程度悪化し $2.2 \text{ MeV}(\text{FWHM})$ と見込まれる。それでもなお S-2S は優れた性能を有しており、高精度な質量測定が可能であることを示している。また、固有位置分解能を解析にインプットした場合の運動量分解能についても表 4.3 に併記した。1.4, 1.5 GeV/c では固有位置分解能を用いた方がわずかに運動量分解能は改善すると見積もられた。

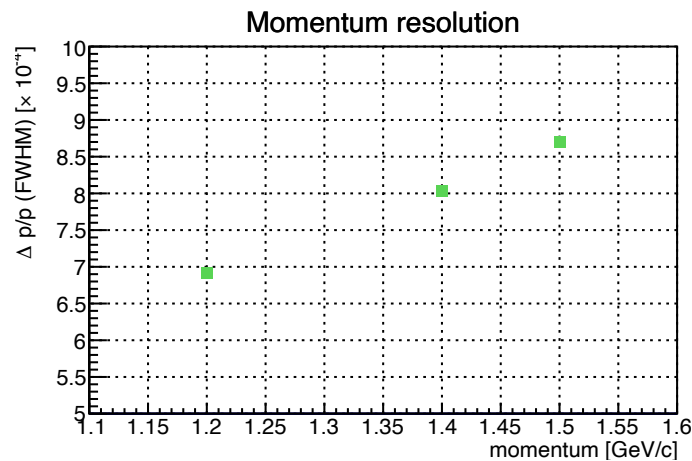


図 4.2: ② ビームスルーデータの運動量分解能の見積もり。検出器の位置分解能は、実データから求めた固有位置分解能の値を使用した。

表 4.3: ビームスルーデータの運動量分解能を見積もった結果を示す。検出器の位置分解能は、実データから求めた固有位置分解能の値を使用した。誤差はフィッティングの際に生じる統計誤差のみを表示した。

Momentum [GeV/c]	Resolution [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	Resolution [$\times 10^{-4}$] (FWHM)
	全て $\sigma_{\text{ana.}} = 300 \mu\text{m}$ (図 4.2、本論文の解析方法と同じ)	実データから求めた固有位置分解能
1.2	6.921 ± 0.007	6.929 ± 0.007
1.4	8.038 ± 0.008	8.027 ± 0.008
1.5	8.694 ± 0.008	8.670 ± 0.008

4.3 実データを用いた運動量分解能の評価

4.3.1 測定条件

本研究での運動量分解能の評価解析には、ビームスルーデータを用いる。実験標的を置かずに、輸送されてきたビームをそのまま素通ししたデータである。K1.8 ビームラインを通った粒子をほぼ同じ素性のまま S-2S に通すため、二つのスペクトロメータで運動量を解析して比較することで運動量分解能の評価ができる。本研究では、2024 年 4–6 月に取得したビームスルーランのうち、SDC3–4 間、BH2–SDC1 間にもヘリウムバッグを置き、K1.8 ビームライン磁石のパラメータを最適化して K^+ 中間子を輸送したランを解析した。

表 4.4: 運動量解析に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	実験標的	S-2S QQD settings [A]	Remarks
71648	K	1.2	なし	0, 0, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71647	K	1.2	なし	2500, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71554	K	1.3	なし	2500, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71560	K	1.4	なし	2500, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC

実データの解析におけるイベント選定条件は、以下のように設定した。

- K1.8 ビームラインおよび S-2S のトラッキングにおいてどちらもトラックが一本のみ再構成される (図 4.3, 4.5)
- K1.8 ビームラインおよび S-2S のトラッキングにおける χ^2/ndf が 5 以下 (図 4.4, 4.6)
- 粒子識別検出器におけるヒット有無 (K 中間子の場合は AC ヒットなし、WC ヒットあり)

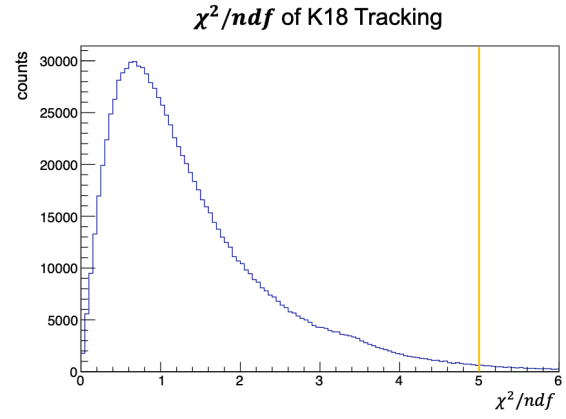
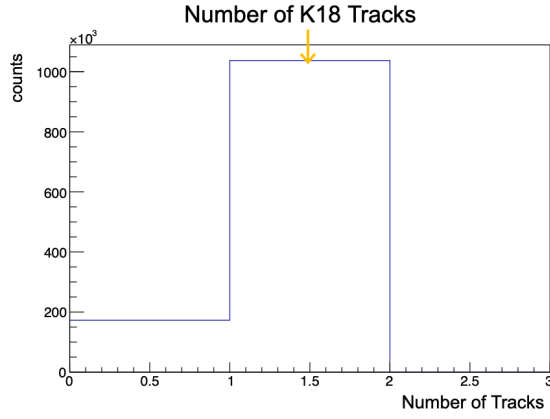


図 4.3: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における K1.8 ビームラインのトラッキングの本数。トラックが 1 本だけのイベントを選んで解析した。

図 4.4: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における K1.8 ビームラインのトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントのみを選んで解析した。

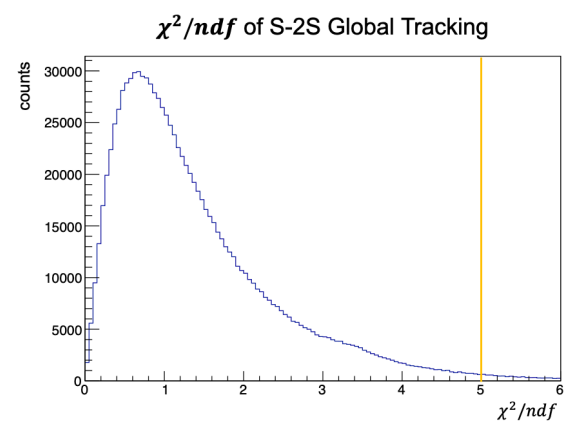
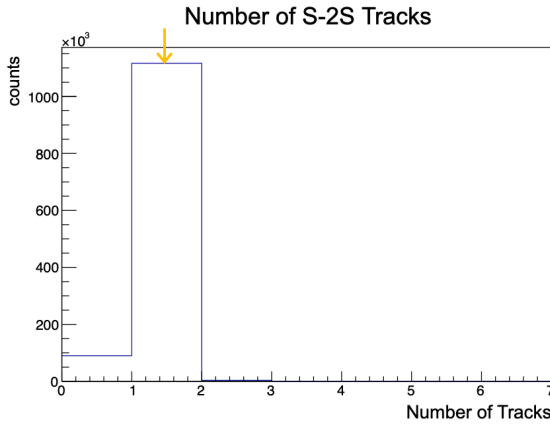


図 4.5: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における S-2S グローバルトラッキングの本数。トラックが 1 本のみイベントを選んで解析した。

図 4.6: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) における S-2S グローバルトラッキングのカイ二乗分布。5 以下のイベントのみを選んで解析した。

4.3.2 評価指標

評価指標には、以下の二つを用いる。

- S-2S の運動量分解能 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{S-2S eff.}}$
- カイ二乗の最頻値 $(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$

S-2S の運動量分解能は以下のように導出する。K1.8 ビームラインを通った粒子の運動量 p_{K18} と、S-2S を通った粒子の運動を p_{S2S} を解析し、それらの差分をとる。

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{\text{S2S}} - p_{\text{K18}}}{p_{\text{K18}}} \quad (4.4)$$

p_{S2S} と p_{K18} は独立に有限の誤差を持つ。それぞれの分散を、 Δp_{S2S} 、 Δp_{K18} とする。 $A = \frac{\Delta p}{p}$ とおくと、誤差伝播則から A の分散は、

$$\Delta A = \frac{p_{S2S}}{p_{K18}} \sqrt{\left(\frac{\Delta p_{K18}}{p_{K18}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{S2S}}{p_{S2S}}\right)^2} \quad (4.5)$$

と求められる。ビームスルーデータでは、同じ運動量の粒子が通過するため、 $p_{\text{set}} = p_{K18} = p_{S2S}$ とおくと、

$$\Delta A = \frac{1}{p_{\text{set}}} \sqrt{(\Delta p_{K18})^2 + (\Delta p_{S2S})^2} \quad (4.6)$$

となる。ここで、分解能は等しく $\Delta p_{S2S} = \Delta p_{K18}$ であると仮定すると、

$$\Delta A = \sqrt{2} \frac{\Delta p_{S2S}}{p_{\text{set}}} \left(= \sqrt{2} \frac{\Delta p_{K18}}{p_{\text{set}}} \right) \quad (4.7)$$

と表すことができる。

次章におけるビームスルーデータ解析では、まず $\Delta p/p$ (式 4.4) の半値全幅 $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ を求め、 $\Delta p_{S2S} = \Delta p_{K18}$ の仮定のもとで得られる S-2S の実効的な分解能 $(\Delta p/p)_{\text{S-2S eff.}}$ を

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{S-2S eff.}} \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{fwhm}} \quad (4.8)$$

と計算する。

カイ二乗については式 4.2 でも示した通り以下のように定義される。

$$\chi^2/ndf \equiv \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i^{\text{hit}} - x_i^{\text{track}}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.9)$$

この分布の最頻値 $(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$ を評価指標とする。位置分解能を正しく計算した場合、カイ二乗分布の最頻値は 1 になることが望ましい。ただし、本論文では解析において仮定した位置分解能 σ_i を固有分解能より大きい $300 \mu\text{m}$ としたため、1 より小さい場合がある。カイ二乗を構成する各々の面のヒット位置とトラック位置の残差分布についても確認する。

第 5 章

位置校正と磁場補正

前章でも説明した通り、本研究では S-2S の運動量解析にルンゲ・クッタ法を用いる。ルンゲ・クッタ法を用いる場合は、解析上の検出器の位置情報と磁場情報の理解が運動量分解能に最も影響する。本章の位置校正と磁場補正のロードマップを図 5.1 に示す。まず 5.1 節において、初期状態における位置と磁場の情報を整理した上で、磁場マップの計算モデルを修正し、運動量分解能を評価する。磁場マップ修正後の状態を起点として、5.2 節では位置校正を、5.3 節では磁場マップの補正を独立に行い、位置と磁場の変更による運動量分解能への影響を調査する。5.4 節では、位置校正と磁場補正の結果を総括し、5.5 節では欠損質量分解能についても議論する。

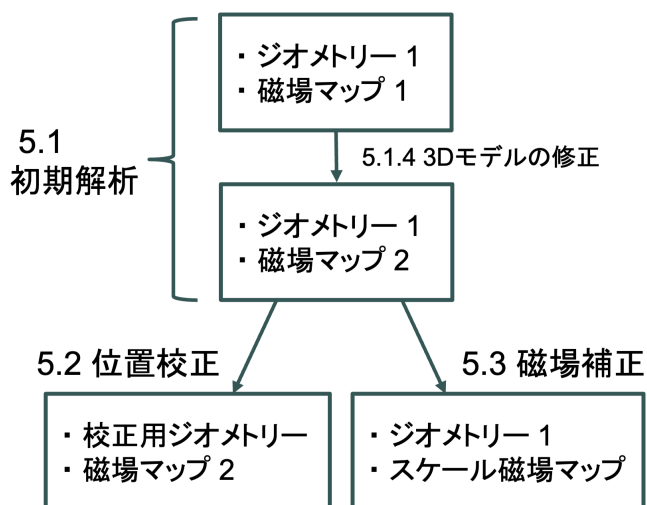


図 5.1: 5 章の位置校正と磁場補正のロードマップ。

本論文で定義する S-2S の座標系を図 5.2 に示す。ビームの進行方向を Z、鉛直方向を Y とし、図 5.2 のように X 方向を定義する。入射するビーム軸と D1 によって 70° 回転した軸の交点を Z 方向の原点とする。XY の原点はビームの軌道中心とする。X 方向の角度を $u (= \frac{dx}{dz})$ と表記する。

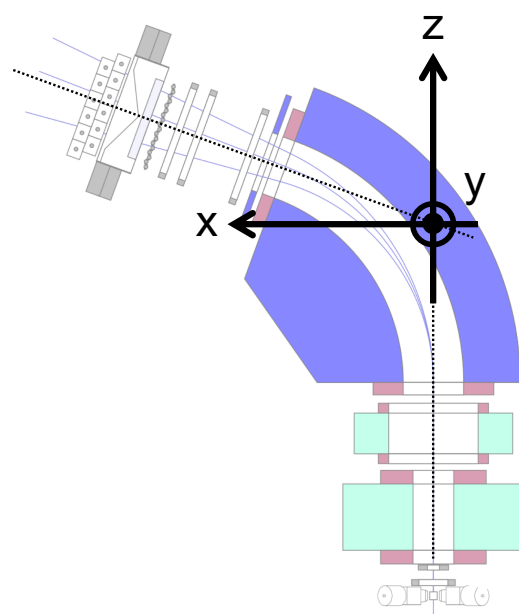


図 5.2: S-2S の座標系の定義。

5.1 初期解析

2024 年 4-6 月のコミッショニングラン取得後に解析を始めた時点での磁場と位置の情報について述べる。さらに、磁場計算における 3D モデルを修正し、本章の位置と磁場の調査の起点となる状態について解析結果と共に解説する。

5.1.1 データを用いた検出器のアライメント

ルンゲ・クッタ法を用いる上で重要な情報の一つが位置である。位置情報は、検出器中のどの場所でヒットがあったか、その検出器がどこに配置されているか、の二つの情報から成り立っている。

前者については、S-2S の飛跡検出器の位置分解能は $300\ \mu\text{m}$ 未満と、高い精度で測定できることを確認している (3.3 節)。一方、飛跡検出器の配置については、解析上の設定と現実が一致しているか自明ではない。ここでは、解析上の検出器配置をデータを用いて二段階で調整する。まず、飛跡検出器群 (SdcIn/ SdcOut) の中だけでのローカルアライメントを行う。具体的な手法は 3.1.3 節にて説明している。次に、検出器群を磁場マップに対して正しく配置する。これを、「グローバルアライメント」と呼ぶ。具体的なアライメント手法は、5.2.1 節にて説明する。

初期段階では、ローカルアライメントのみを行って運動量分解能を評価する。ローカルアライメントにはビームスルーデータを用いた。このように調整した位置情報を、「ジオメトリ 1」と呼ぶ。また、5.2.2 節では、S-2S D1 の漏れ磁場を考慮して宇宙線データを用いたローカルアライメントを行う。その上でグローバルアライメントを行って、ビームスルーを用いた場合と結果を比較する。

5.1.2 三次元静電磁場計算

ルンゲ・クッタ法を用いた解析では、位置に加えて磁場の情報も重要である。解析においては、三次元の磁場マップを用いる。しかし、磁場の測定条件や測定点は限られている。そこで網羅的な磁場情報を得るため、ダッソー・システムズ社が提供する製品の一つである SIMULIA の OPERA-3D(TOSCA) [32] を用いて計算を行った (以降 TOSCA 計算と呼ぶ)。TOSCA 計算は有限要素法を用いて静電磁場を計算する。TOSCA 計算に必要な情報は、電磁石の鉄芯およびコイルの三次元形状や配置、電流値、BH 曲線、空間を分割する際のメッシュのサイズなどがある。

S-2S の TOSCA 計算は過去に研究が進められてきた。株式会社トーキンが測定した BH 曲線を TOSCA 計算に用いた場合、TOSCA 計算結果とトーキン社が測定した磁場情報は 10% 以上の乖離があった。測定点より大きい磁場 (H) 領域の磁束密度 (B) の値を加え調整することで、Q1 磁石単体の場合には、磁場情報との乖離は 0.1% 以下に改善された [33]。このように作成された BH 曲線を「Q1IronBh34.bh」と呼ぶ。データ詳細は付録の C.2 節に記載した。また、D1 磁石の磁場測定が行われ、D1 電磁石の基本性能の確認や励磁曲線の取得、磁場分布の取得を行っている [31]。

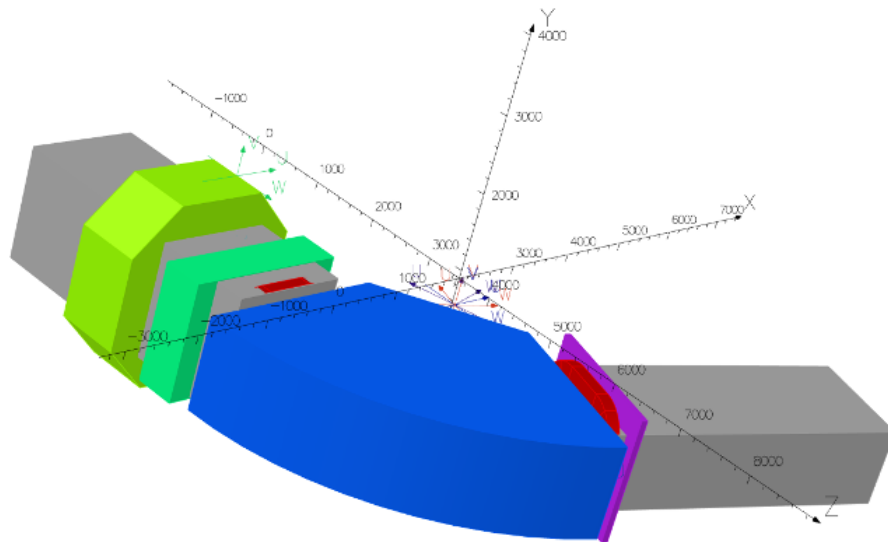


図 5.3: S-2S の TOSCA 計算に使用した 3D モデル。

初期状態の運動量解析に用いた磁場マップを「磁場マップ 1」と呼ぶ。磁場マップ 1 の計算に用いたパラメータを表 5.1 に示す。磁極間隔内と標的、上流下流検出器を覆う空気の層 (図 5.3 グレーの部分) を Gap、さらに磁石と Gap を覆う空気の層を World と定義した。全ての磁石に対して 2500 A の電流値を仮定して TOSCA 計算を行ったが、コミッショニングランでは D1 磁石の電流値を 2362 A に設定して運用した。そのため、実データの解析では、TOSCA 計算により得られた磁場マップから D1 の領域の磁場強度を 0.97 倍したものをを用いる。

この次の段階では、TOSCA 計算の 3D モデルを微修正したのちに、運動量解析を行い、分解能やカイ二乗の応答を調査した。詳しくは 5.1.4 節にて解説する。また、5.3 節では、簡易的に磁場情報を変更する調査を行った。各磁石領域の磁場強度を変化させたスケール磁場マップを用いて運動量解析を行って、得られた結果について議論する。

表 5.1: 磁場マップ 1 を作成するのに用いたパラメータ。

	Material	BH curve data	Current [A]	Max. mesh size [mm]
Q1	Iron	Q1IronBh34.bh	2500	70
Q2	Iron	Q1IronBh34.bh	2500	70
D1	Iron	Q1IronBh34.bh	2500	70
End Guard	SS400	SS400.bh		30
Gap	Air			70
World	Air			150

5.1.3 初期段階における運動量解析結果

ビームスルーデータを解析した結果を示す。ここでは、 Ξ ハイパー核生成に関わる K^+ の運動量に最も近い $1.4 \text{ GeV}/c$ の K^+ 中間子のデータ (#71560) について示す。

運動量については図 5.4 のように、S-2S と K1.8 ビームラインスペクトロメータ各々の独立した解析から、それぞれ運動量が得られる。S-2S の運動量解析結果 p_{S2S} と、K1.8 ビームラインの運動量解析結果 p_{K18} は、図 5.4 右上のように正の相関を持っており、両スペクトロメータにおいて正常に解析が行われていることを示している。図 5.4 左下のように、 $(p_{\text{S2S}} - p_{\text{K18}})/p_{\text{K18}}$ の分布をガウス分布を仮定してフィッティングし、その標準偏差を求め運動量分解能を評価する (4.3.2 にて解説)。運動量分解能の誤差はフィッティングにおいて生じる統計誤差のみを表示する。この初期段階において得られた運動量分解能は、

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{S-2S eff.}} = (1.680 \pm 0.006) \times 10^{-3} \quad (5.1)$$

である。

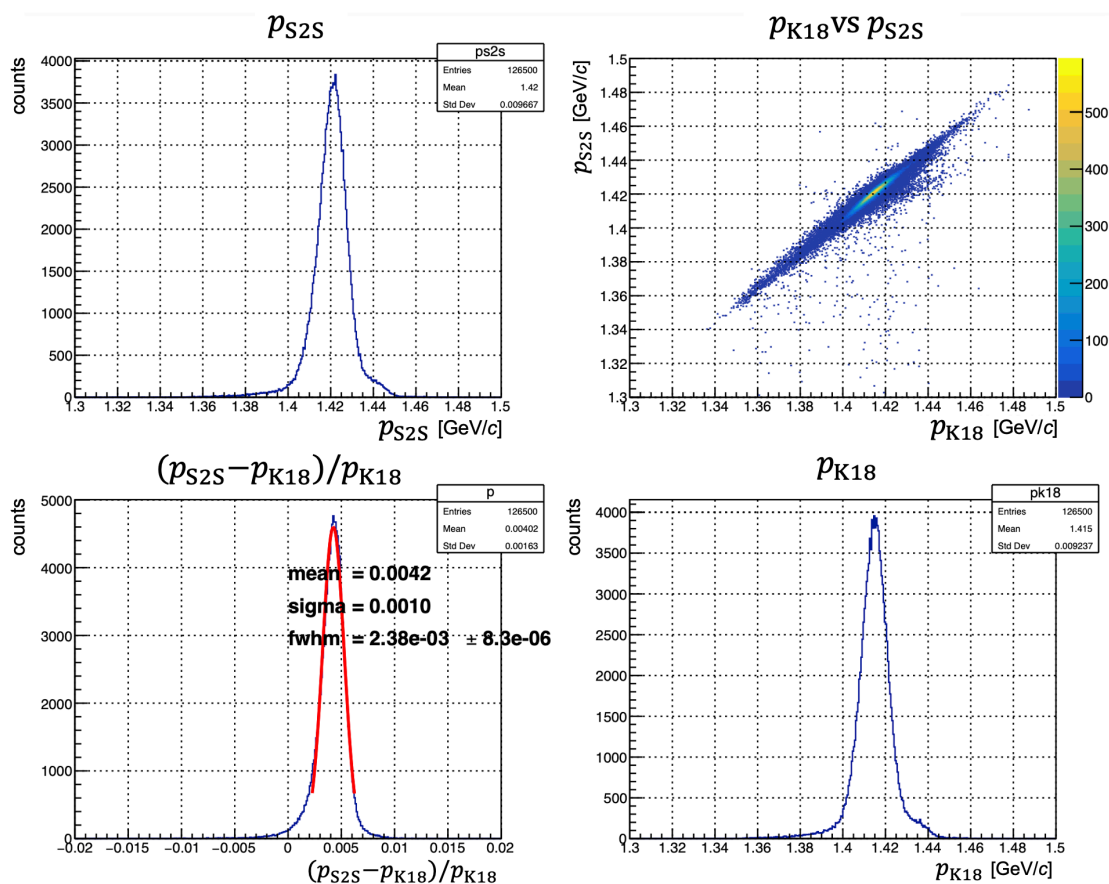


図 5.4: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の運動量解析の結果。左上図が S-2S を通過した粒子の運動量解析値 p_{S2S} 、右下図が K1.8 ビームラインを通過した粒子の運動量解析値 p_{K18} 、右上図が二つの相関、左下図がその差分の分布を示す。右上図から、各々のスペクトロメータの運動量解析結果が正の相関を持っており、両者は共に正常に運動量解析ができていることがわかる。

この解析時のグローバルトラッキングのカイ二乗分布を図 5.5 に示す。指標として最頻値を用い、ここでは

$$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}} = 1.575 \quad (5.2)$$

が得られる。また、カイ二乗を構成する各チェンバー面における残差分布を図 5.6 に示す。上段ではローカルトラッキング、下段ではグローバルトラッキングにおける残差分布の中心値を、チェンバー面について上流から順に示す。ローカルトラッキングではほとんど 0 を中心に分布しているのに関わらず、グローバルトラッキングでは SdcIn で最大 500 μm 、SdcOut で 100 μm ずれて分布している。これは、解析において仮定している位置もしくは磁場に現実との乖離がある可能性を示している。

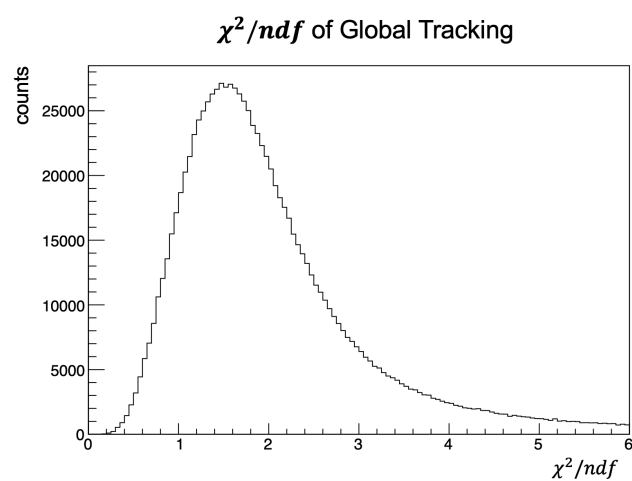


図 5.5: グローバルトラッキングのカイ二乗分布。

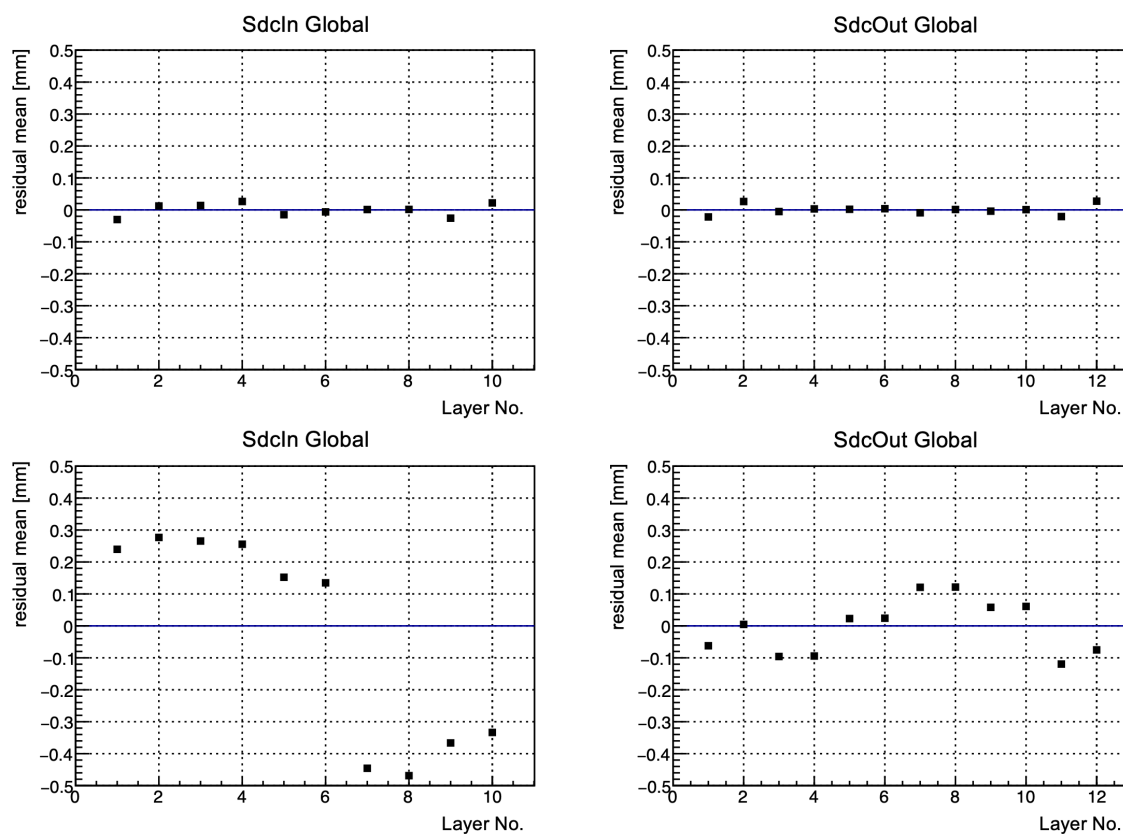


図 5.6: トラッキングの残差分布。上段がローカルトラッキング、下段がグローバルトラッキングとの残差分布。ローカルトラッキングでは残差分布はほぼゼロを中心に分布するように調整している（ローカルアライメント）が、グローバルトラッキングでは残差分布が 0 からずれて分布する。

5.1.4 3D モデルの修正

過去に TOSCA 計算の研究を行っていた時点から、実際に磁石がインストールされて E70 実験が行われる現時点までに、電磁石の配置や運用について情報の更新がある。以下の二点について、TOSCA 上の 3D モデルを修正した。

- D1 の電流値 (2500 A $\rightarrow$ 2362 A)
- Q2-D1 間の距離 (400 mm $\rightarrow$ 405 mm)

また、TOSCA 計算の座標系と実データ解析で定義している座標系が異なる。解析のジオメトリに合わせるように、TOSCA 計算の結果を座標変換している。これを正しく座標変換するよう整備した。3D モデルの 2 点目の修正点と座標変換の修正を合わせて図 5.7 に示す。

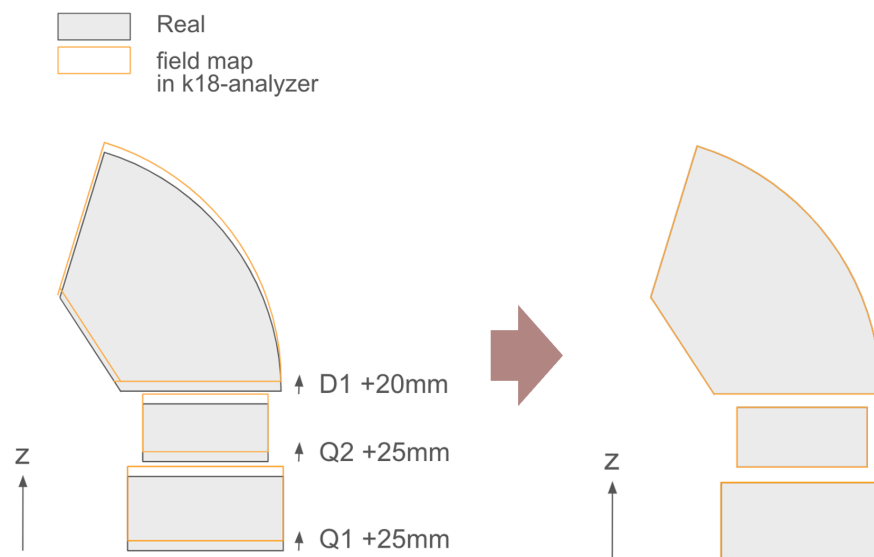


図 5.7: 磁場マップのジオメトリ上の修正箇所の概念図。

また、メッシュサイズについては、磁石単体のモデルで鉄芯と磁極内部の空間の最大メッシュサイズを変える調査を行い、20 mm 以下で磁場計算の結果が変わらないことを確認したため、計算時間との兼ね合いで 20 mm に設定した。

このような修正を行い、「磁場マップ 2」を作成した。また、次節で述べる位置校正のデータ解析のため、Q1 と Q2 の電流値を 0 A にし、その他同じ条件のもと、「磁場マップ 2-Qoff」も作成した。インテル Core i7-13700F プロセッサ (16 コア、24 スレッド、最大 5.20 GHz) を搭載し 64 GB のメモリを持つ計算機を使用して、計算時間は約 23 時間 (Qoff は 12 時間) であった。計算に用いたパラメータの詳細を表 5.2 に示す。

表 5.2: 磁場マップ 2 を作成するのに用いたパラメータ。

	Material	BH curve data	Current [A]	Max. mesh size [mm]
Q1	Iron	Q1IronBh34.bh	2500	20
Q2	Iron	Q1IronBh34.bh	2500	20
D1	Iron	Q1IronBh34.bh	2362	20
End Guard	SS400	SS400.bh		20
Gap	Air			20
World	Air			100

運動量解析における結果の違い

磁場マップ 2 およびジオメトリ 1 を用いて運動量解析を行った。前節と同じ $1.4 \text{ GeV}/c$ の K^+ 中間子のデータ (#71560) の解析結果を示す。カイ二乗分布 (図 5.8) と残差分布 (図 5.9) については、青が 3D モデルの修正後、黒が修正前の結果である。

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{S-2S eff.}} = (1.619 \pm 0.008) \times 10^{-3} \quad (5.3)$$

$$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}} = 0.875 \quad (5.4)$$

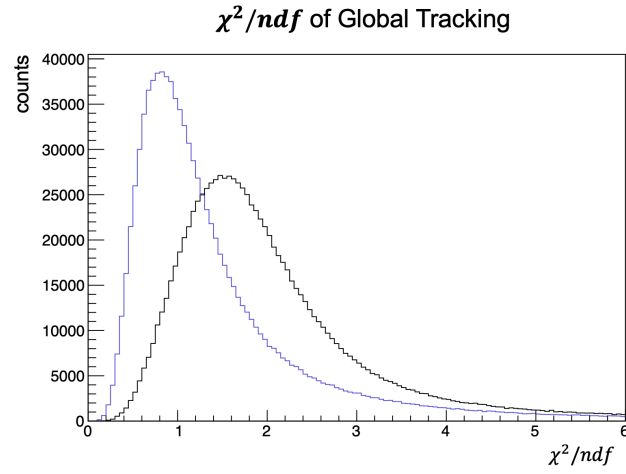


図 5.8: グローバルトラッキングのカイ二乗分布。黒が 3D モデル修正前、青が修正後の解析結果を示す。

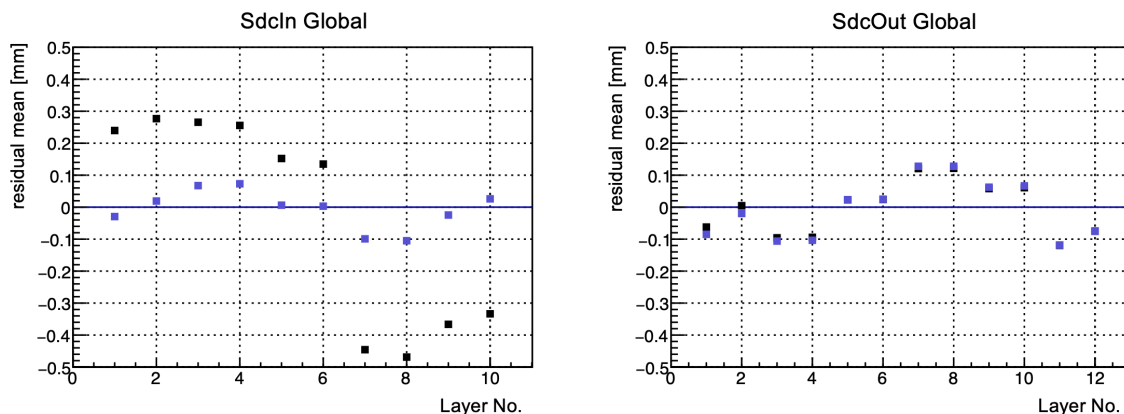


図 5.9: グローバルトラッキングの残差分布。黒が 3D モデル修正前、青が修正後の解析結果を示す。
特に SdcIn において残差分布のずれは大幅に改善された。

磁場マップを修正したことで、特にカイ二乗が大きく低減した。中でも、SdcIn の残差分布の中心値は 200–500 μm 程度のずれがあったところが、修正後の磁場マップ 2 では 100 μm 以内となり、これがカイ二乗の改善に大きく寄与している。運動量分解能は 4% 程度改善した。

運動量解析の運動量依存性

他の運動量 (1.2, 1.5 GeV/ c) におけるビームスルーデータ (#71647 および #71554、運動量以外の条件は全て同じ) についても解析を行った。運動量分解能とカイ二乗の結果をまとめて表 5.3 に示す。

表 5.3: 3D モデル修正後の磁場マップ 2 を用いた運動量解析結果。位置情報はジオメトリー 1 を使用。
この状態を 5.2 節と 5.3 節の解析の起点とする。

Run#	Momentum [GeV/ c]	$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	$(\chi^2/\text{ndf})_{\text{mpv}}$
71647	1.2	18.69 ± 0.07	0.975
71560	1.4	16.19 ± 0.05	0.875
71554	1.5	15.66 ± 0.04	0.825

運動量分解能の値はシミュレーションの見積もり (表 4.3) には及ばない結果となっている ($\Delta p/p$ の値として 2–3 倍大きい)。さらに、粒子の運動量が高いほど分解能が良く ($\Delta p/p$ が小さい)、シミュレーションの見積もり (図 4.2) とは逆の傾向を示している。また、カイ二乗も運動量が高いほど小さい。運動量の違いによる残差分布の違いを図 5.10 に示す。緑が 1.2 GeV/ c 、青が 1.4 GeV/ c 、赤が 1.5 GeV/ c の結果である。特に SdcOut の残差分布では、運動量によって最大 150 μm 程度の違いが現れている。これがカイ二乗の違いに寄与していると考えられる。

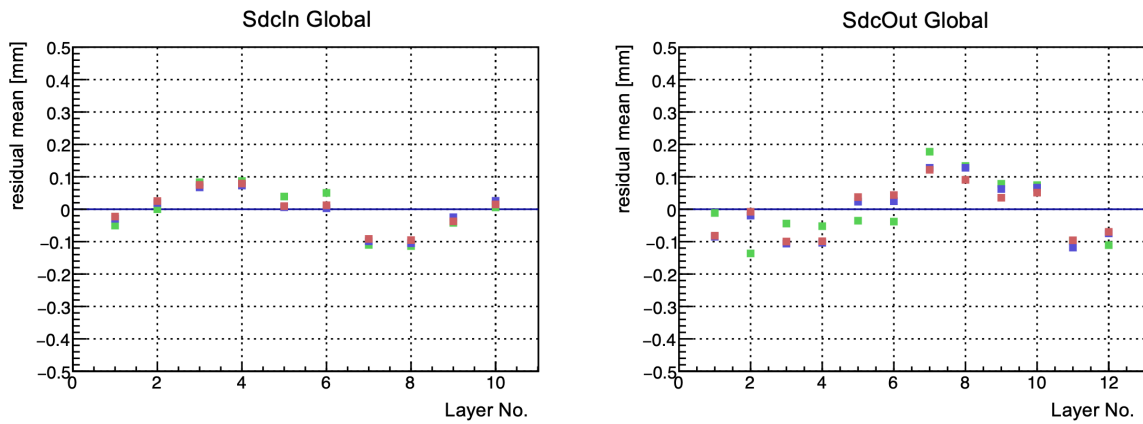


図 5.10: グローバルトラッキングの残差分布の運動量ごとの違い。緑が 1.2 GeV/ c 、青が 1.4 GeV/ c 、赤が 1.5 GeV/ c の結果を示している。

次節と次々節では、ジオメトリー 1 および磁場マップ 2 を用いたこの状態を起点に解析を行う。

5.2 位置校正

前節までは、ローカルアライメントのみを行い運動量を導出していた。これは磁場と飛跡検出器の位置関係は校正していない状態である。本論文では、データを元に解析上の磁場と飛跡検出器の位置関係を校正することをグローバルアライメントと呼ぶ。本研究で扱うグローバルアライメントでは、S-2S の磁場マップに対して飛跡検出器群 (SdcIn, SdcOut) を正しく配置することを目指す。飛跡検出器群を回転および並行移動させた様々なジオメトリーを仮定してローカルトラッキングおよびルンゲ・クッタ解析によるグローバルトラッキングを行い、グローバルトラッキングのカイ二乗および S-2S 電磁石の測量結果を元にジオメトリーの候補を絞った上で、分解能が改善するようなジオメトリーを探す。これらのアライメントは、5.1.4 節で作成した磁場マップ 2 および磁場マップ 2-Qoff を現実 に即した磁場マップであると仮定して行う。

5.2.1 節では、グローバルアライメントの具体的な手法を結果と共に示す。本研究では X 方向のみアライメントを行った。運動量解析への効果が X 方向と比べて小さい Y 方向のアライメントは本論文では取り扱わない。また 5.2.2 節では、S-2S D1 磁石の漏れ磁場を考慮し、宇宙線データを用いて再度ローカルアライメントから位置校正を行う。

5.2.1 グローバルアライメント

飛跡検出器群の並行移動と回転

ローカルアライメントされた状態を保ったまま、飛跡検出器群 (SdcIn, SdcOut) を並行移動・回転させ、最適なジオメトリーを探索した。検出器面の Z 位置は固定し、オフセット値を調整することで、並行移動と回転の効果を取り込んだ。並行移動については、ワイヤー平面上の移動であるため、移動する距離だけオフセット値を変更すると検出器を並行移動させ

ることに相当する。移動方向に対して傾きをもつワイヤー面についてもオフセット値を計算できる (図 5.11)。回転については、検出器ごと回転させて解析することが望ましいが既存の解析コードの構造上設定が容易でなかったため、本研究では簡易的に図 5.12 のような調整によって回転させた。SdcOut の X 軸 Y 軸を中心とした回転については、ワイヤー方向と垂直もしくは並行な回転であるため、作りたいジオメトリのオフセット値は計算によって導出できる。SdcIn の回転については、最下流面 (SDC2-U', 図中 SdcIn L10) を固定、最上流面 (SDC1-U, 図中 SdcIn L1) を初期位置から傾けたい量だけ動かした位置で固定して、再ローカルアライメントを行った (U 方向の回転)。この方法によって、SdcIn がローカルアライメントされた状態かつ磁場に対して回転したジオメトリを作成した。

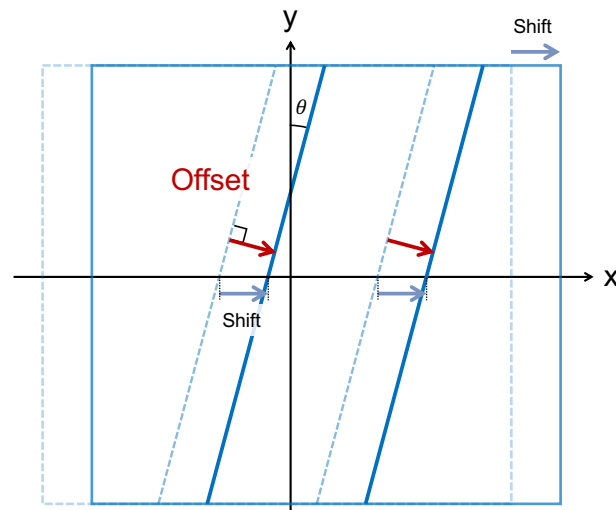


図 5.11: 傾きをもつワイヤー面における並行移動。オフセット値は傾き角度を用いて算出した。

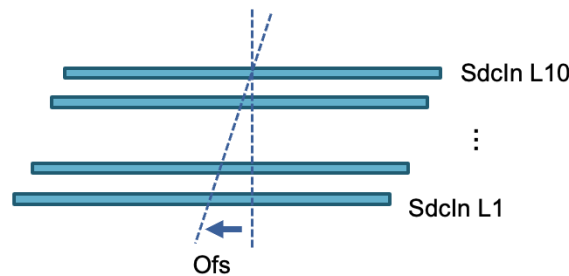


図 5.12: SdcIn の解析上の回転の概念図。

本研究では X 方向のみを取り扱う。七村氏の修士論文 [31] によると、磁場マップの位置を鉛直方向に変化させた場合は、ビーム中心を通る平面上で変化させた場合と比べて、分解能への寄与が 10 分の 1 である。鉛直方向の配置のずれによる分解能への寄与は、X 方向より小さいと推測し、まずは第一段階として X 方向の寄与を調査した。並行移動と回転の以下の四つのパラメータをスキャンした。

- SdcIn の X 方向の並行移動：0.2 mm ずつ ± 0.8 mm
- SdcOut の X 方向の並行移動：0.5 mm ずつ ± 2.0 mm

- SdcIn の U 方向 (Y 軸から 15° 傾いた軸周り) の回転: SDC2-U' 面を固定し SDC1-U 面 (SdcIn L1) を 0.2 mm(傾き角度は 0.853 mrad. に相当) ずつ ± 0.8 mm(傾き角度は ± 3.41 mrad. に相当)
- SdcOut の X 方向の回転: SDC3-X 面を固定し SDC5-X' 面 (SdcOut L12) を 0.5 mm(傾き角度は 0.487 mrad. に相当) ずつ ± 2.0 mm(傾き角度は ± 1.95 mrad. に相当)

四重極磁石の磁場の効果をなくすため、この解析では Q1 および Q2 電磁石の電流値は 0 A にしたビームスルーデータ (#71648) を使用している。このランの運動量は 1.2 GeV/ c である (Q1Q2 の電流値が 0 A のデータは 2024 年のコミッショニングランではこの運動量しか取得していない)。磁場マップは、前節で作成した磁場マップ 2-Qoff を用いた。

各ジオメトリーにおけるカイ二乗分布の最頻値を図 5.13 に示す。各ヒストグラムが SdcIn/SdcOut の回転角度の組み合わせ、一つのヒストグラムの横軸が SdcIn の X 方向並行移動、縦軸が SdcOut の X 方向並行移動の移動距離を表す。カイ二乗の最頻値の値を色で示す。濃い青であるほど値は小さく、図 5.13 中に赤で示したようにカイ二乗が小さくなるようなジオメトリーは多数存在している。

カイ二乗分布の最頻値の分布をヒストグラムで図 5.14 に示す。この分布から、試した約 6500 通りのジオメトリーのうち、半数程度のジオメトリーにおいてカイ二乗の最頻値が 1 以下という結果であった。したがって、適当な候補を絞るためにはカイ二乗に加えて他の指標も用いたジオメトリーの選定が必要であることがわかる。

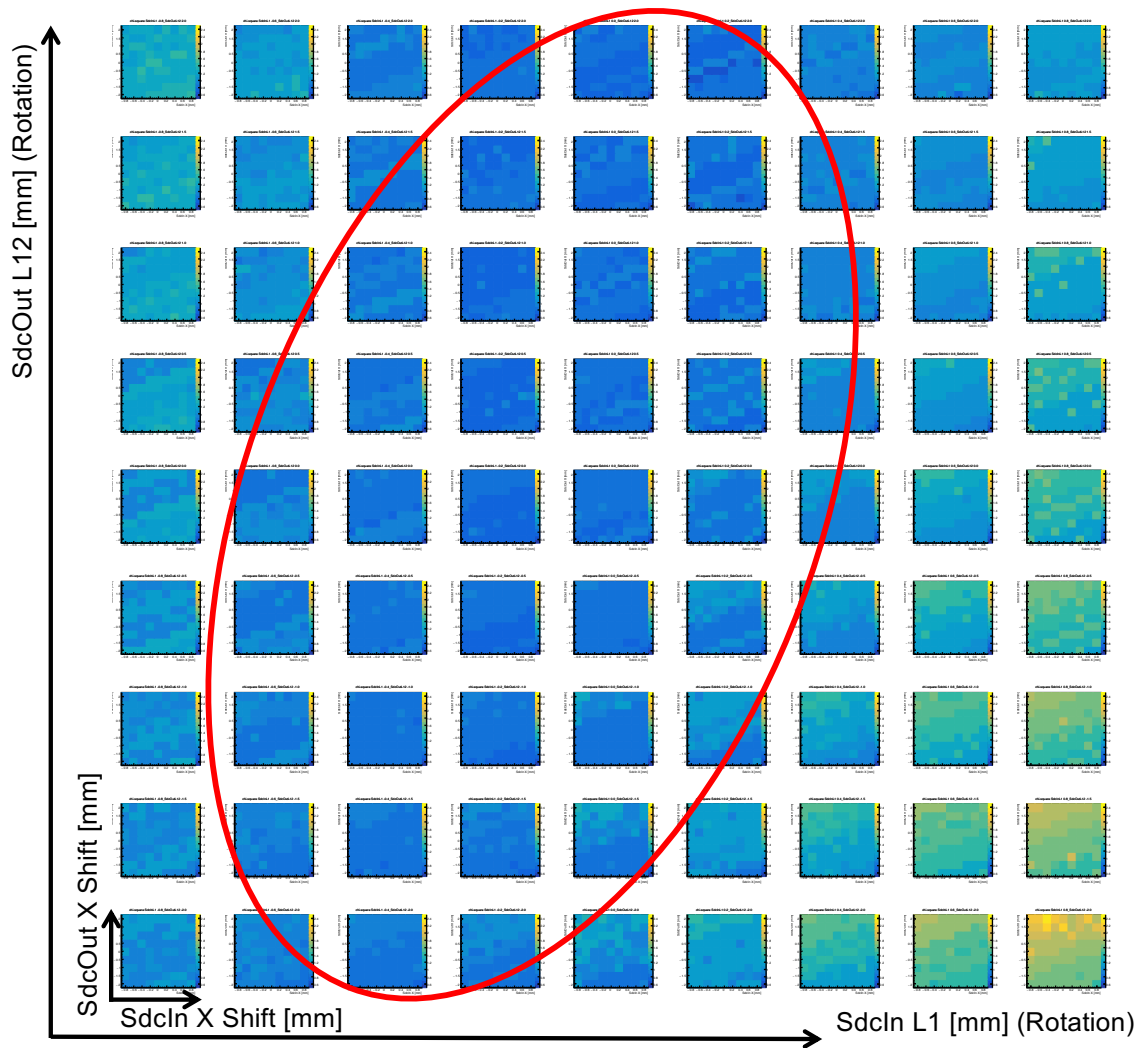


図 5.13: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) における各ジオメトリーでのカイ二乗の最頻値。赤で囲ったような青色で示された領域はカイ二乗の最頻値が小さく、多くのジオメトリーが該当している。

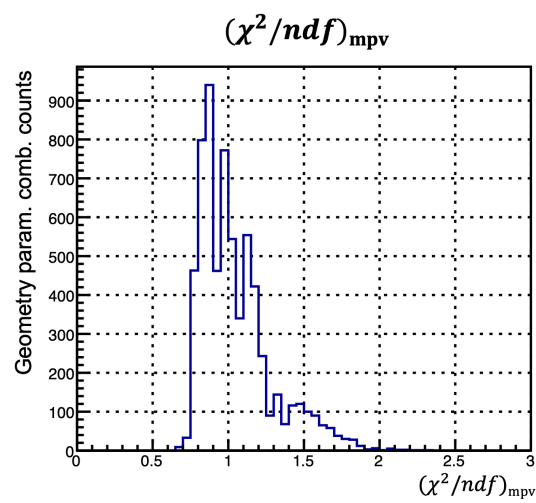


図 5.14: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) におけるジオメトリーごとのカイ二乗の最頻値。

測量情報に基づいたジオメトリー選定条件

トラックの通過位置と角度の情報から、ジオメトリー選定に追加の条件を設定する。

ここでは、標的位置における粒子の通過位置と角度の情報を測量情報と照合し、整合性が取れることを条件とする。トラック情報は、SdcIn のローカルトラッキングの結果と、グローバルトラッキングの結果の二つを用い、どちらのトラックを用いた場合でも測量情報との整合性が取れることを要求する。SdcIn のローカルトラッキングは SdcIn と K1.8 ビームラインの比較をすることができる。対して、グローバルトラッキングでは SdcOut の位置情報、SdcIn と磁場マップの相対的な位置関係に加えて、磁場マップもトラッキングの結果に影響を与える。

まず 2022 年 4 月に行った測量結果から K1.8 ビームラインのビーム Z 軸と S-2S の Z 軸のズレを計算する。K1.8 ビームラインの Z 軸を基準に、S-2S D1 の上流縁 z_a と、そこから Z 方向に 1400 mm 下流の位置 z_b での X 方向のズレを測る方法で、S-2S の Z 軸を測量している (図 5.15)。測量点の Z 座標 (原点は S-2S 座標原点) と測量結果は表 5.4 に示す。

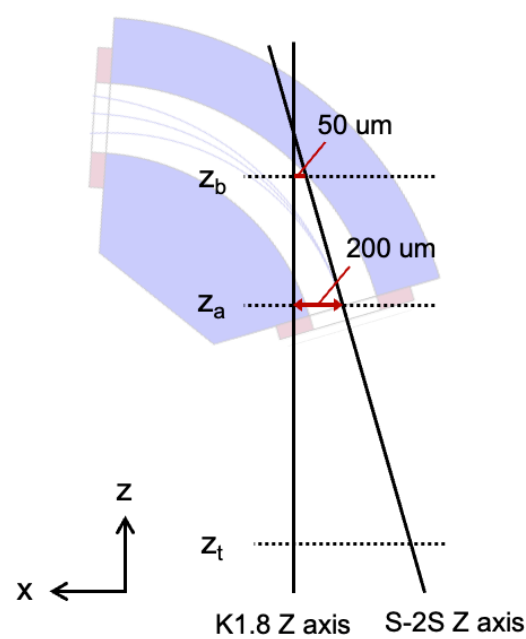


図 5.15: S-2S D1Z 軸の測量位置関係。

表 5.4: S-2S D1Z 軸の測量結果。

	Z 座標 [mm]	X 方向の差分 [mm]
測量点 1	-2100.62 ($= -z_a$)	-0.05
測量点 2	-700.62 ($= z_b$)	-0.2
標的位置	-4926.9 ($= -z_t$)	-

これらの情報から、K1.8 ビームライン軸と S-2S D1 軸の標的位置での X 方向の差分

$x_{\text{diff.mesur.}}$ と傾き $u_{\text{diff.mesur.}}$ を計算することができる。誤差については、測定の精度を $50\ \mu\text{m}$ として計算した。その結果を表 5.5 に示す。

表 5.5: 測量結果から算出した K1.8 ビームライン Z 軸と D1 磁石軸の差分。

	差分	誤差 (シグマ)
$x_{\text{diff.mesur.}}\ [\text{mm}]$	-0.5028	0.1816
$u_{\text{diff.mesur.}}$	-1.071×10^{-4}	0.505×10^{-4}

次に実データ解析における標的位置での差分を確認する。先述の通り Q1Q2 の電流値が 0 A のラン (#71648) を使用している。SdcIn のローカルトラッキングから求められる標的位置での x, u をそれぞれ $x_{\text{tgt.SdcIn}}, u_{\text{tgt.SdcIn}}$ 、K1.8 ビームライントラックから求められるものを $x_{\text{tgt.K18}}, u_{\text{tgt.K18}}$ と表す。ジオメトリーごとに $x_{\text{diff.}} = x_{\text{tgt.SdcIn}} - x_{\text{tgt.K18}}$ および $u_{\text{diff.}} = u_{\text{tgt.SdcIn}} - u_{\text{tgt.K18}}$ のピーク値を求め、SdcIn のジオメトリーを変えて求めたものを 図 5.16 に示す。

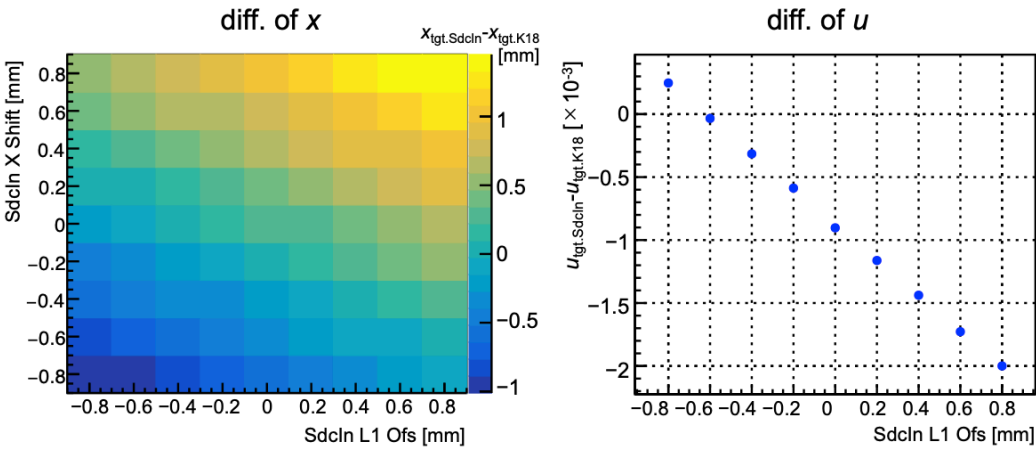


図 5.16: 各ジオメトリーの標的位置における x, u の差分
SdcIn ローカルトラッキングと K1.8 ビームライントラックの差分。

標的位置での x は、今回の動かした範囲で SdcIn の並行移動と回転に同程度依存している。標的位置での u については SdcIn の最上流面と最下流面のオフセット値から計算すると、SdcIn の最上流面 L1 が 0.2 mm 変化で U 方向 (15 deg 傾いた方向) に 0.853 mrad(X 方向に 0.82 mrad 程度) 傾けている。しかし、ローカルトラッキングの結果は X 方向の傾き u は 0.3 mrad 程度であった。SdcIn の回転については各面の Z を固定した上で、ローカルトラッキングの結果に基づいて調整しており、そのことによる影響で、計算上動かしたい傾きと、ローカルトラッキングにより確認される傾きに違いが生じている可能性が考えられる。この違いは定量的には、シミュレーションを用いて評価することが必要である。今後は計算上の傾きの値で議論するが、実際に回転できている傾きはローカルトラッキングが示す程度 (SdcIn L1 が 0.2 mm につき 0.3 mrad 程度) である。

S-2S のグローバルトラッキングについても同様に S-2S のグローバルトラッキングから求められるものを x , u をそれぞれ $x_{\text{tgt.S2S}}$, $u_{\text{tgt.S2S}}$ として、 $x'_{\text{diff.}} = x_{\text{tgt.S2S}} - x_{\text{tgt.K18}}$ および $u'_{\text{diff.}} = u_{\text{tgt.S2S}} - u_{\text{tgt.K18}}$ のピーク値を求める。それらを、SdcOut の並行移動・回転を含めて、それらのジオメトリー数のヒストグラムを図 5.17 に示す。ジオメトリーごとにプロットしたものは、付録 D の図 D.1–D.2 に記載した。ジオメトリーによって標的位置での x は最大 3 mm 程度、 u は 3×10^{-3} 程度の違いが生じた。

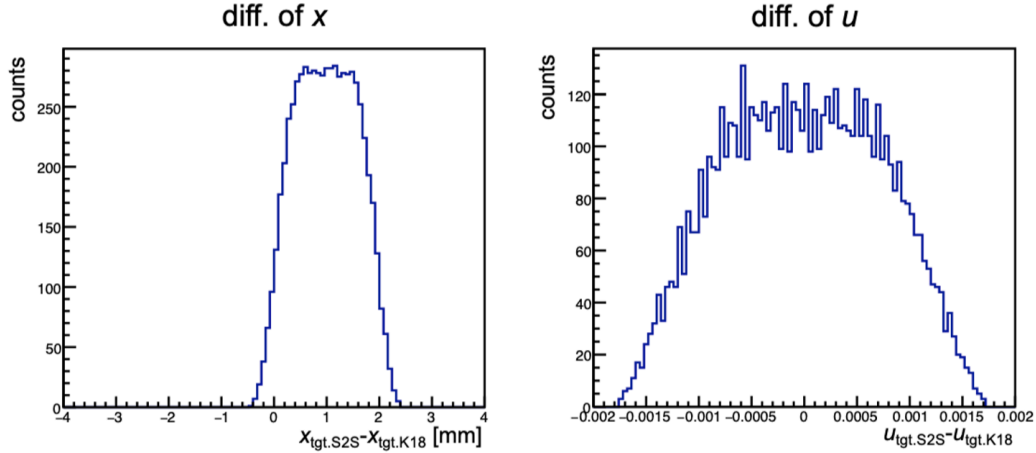


図 5.17: 各ジオメトリーの標的位置における x , u の差分
S-2S グローバルトラックと K1.8 ビームライントラックの差分。

カイ二乗と $x_{\text{diff.}}$, $u_{\text{diff.}}$ の値から、ジオメトリー選定を行う。本研究で適用した選択条件を以下に示す。

- カイ二乗の最頻値が 1.0 以下
- $x_{\text{diff.}}$, $u_{\text{diff.}}$ の値が、表 5.5 に示す測量値の前後 5 シグマの範囲内

この条件は、チェンバーの設置誤差やトラッキングの誤差、磁場マップが間違える可能性もあるため、それらの誤差を加味してもあり得るジオメトリーを選択する必要があると考え、緩やかに設定した。

上記の条件を適用し、48 通りのジオメトリーが選ばれた。なお、二点目の条件を 5 シグマから 1–3 シグマにした場合は、すべての条件を満たすジオメトリーは存在せず、上記のような誤差があるためであると考えられる。4 シグマの場合は条件を満たすジオメトリーは 6 通り存在した。

選定したジオメトリーを用いた運動量解析結果

全ての選定条件を満たすジオメトリーを用いて運動量解析を行った。四重極電磁石にも電流を流している 1.4 GeV/c の K^+ ビームスルーデータ (#71560) の $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果を、ジオメトリーごとに図 5.18 に、値のヒストグラムを図 5.19 に示す。

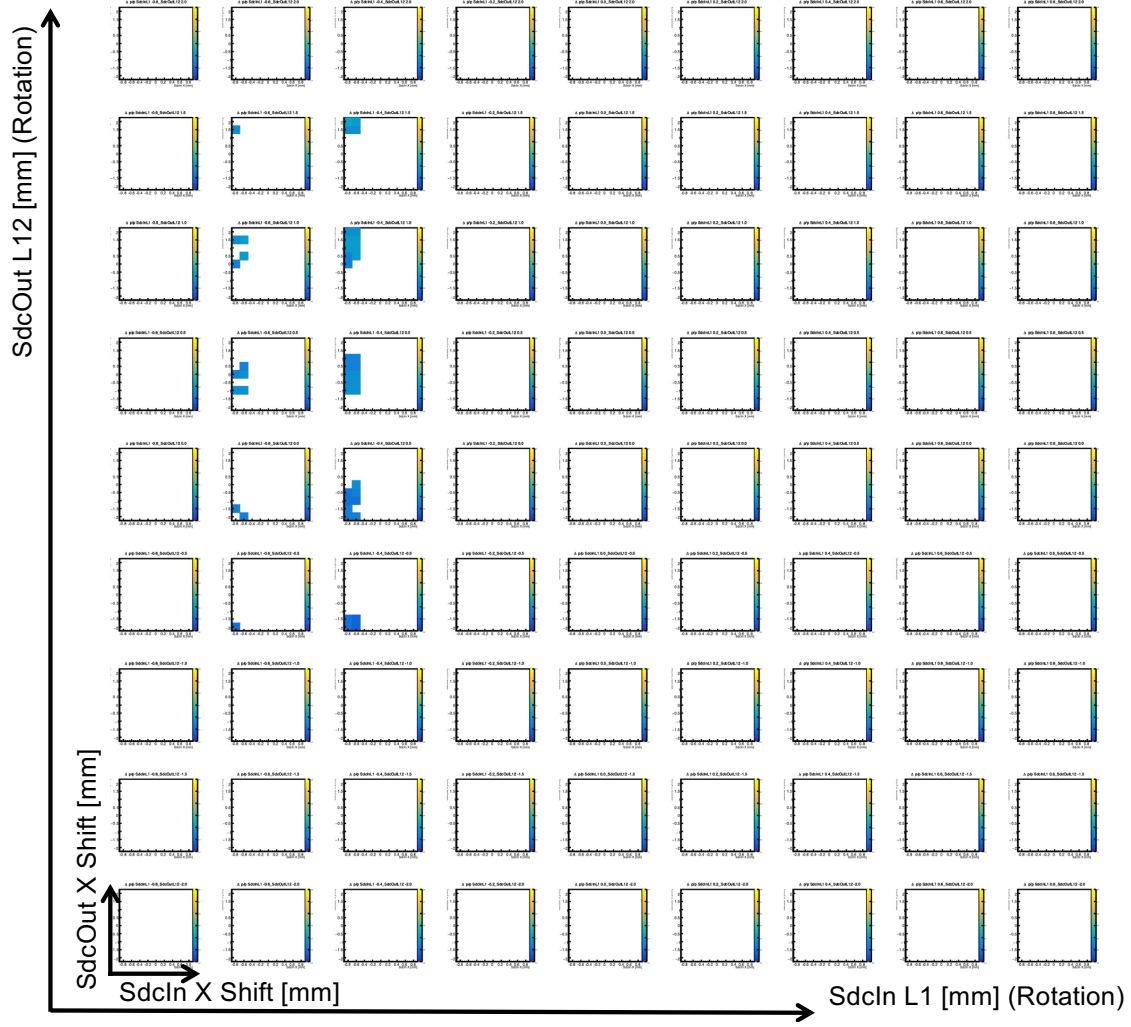


図 5.18: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{fwhm} [\times 10^{-3}]$ 。

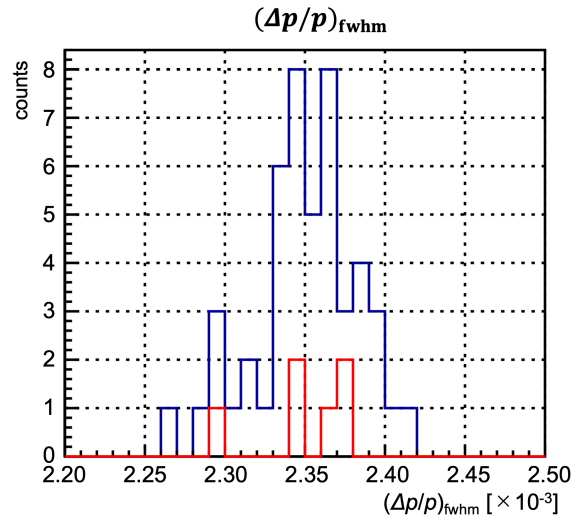


図 5.19: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{fwhm}$ の結果。青は選定条件が 5 シグマの場合、赤は 4 シグマの場合。

磁場マップ 2 を仮定し、選ばれたジオメトリーの中で最も良い分解能であるのは、SdcIn を

U 方向に -1.71 mrad. 傾け (SdcIn L1: -0.4 mm)、X 方向に -0.6 mm シフトし、SdcOut を X 方向に -0.487 mrad 傾け (SdcOut L12: -0.5 mm)、X 方向に -1.5 mm シフトさせたジオメトリーで、運動量解析の結果は、

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{S-2S best}} = (1.602 \pm 0.009) \times 10^{-3} \quad (5.5)$$

$$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}} = 1.025 \quad (5.6)$$

となった。運動量分解能はアライメント前から 1% 程度改善しているが、同程度と言える。この場合、カイ二乗の最頻値は 1.025 となり、やや悪化する。本研究においてジオメトリーの選定条件は Q1Q2 の電流値が 0 A のラン (#71648) の解析値に対してのみ適用しており、四重極電磁石に電流が流れていたことで、#71648 ランよりも角度のついた粒子が下流まで通過し、カイ二乗の分布に変化が生じた可能性が考えられる。また、測量情報に基づいて現実的なジオメトリーを選定したにも関わらずカイ二乗の最頻値がやや悪化するの、後の考察で述べるが、使用した磁場マップが現実的に即していないことを示唆している。

また、他の運動量のデータに対しても同様の解析を行った。1.2 GeV/c (#71647) の結果を図 5.20 に、1.5 GeV/c (#71554) の結果を図 5.21 に示す (ジオメトリーごとのプロットは図 D.3–D.4)。

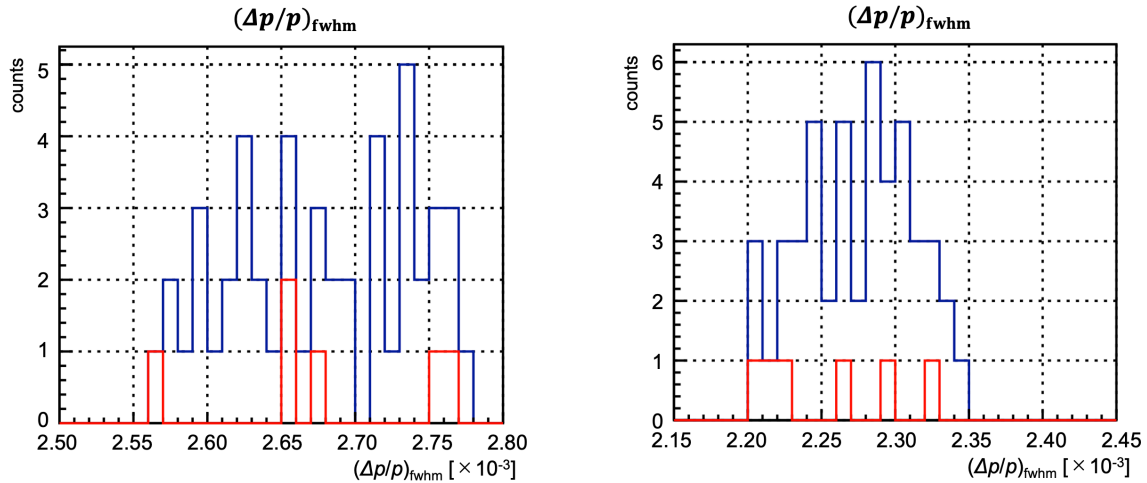


図 5.20: #71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。
図 5.21: #71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。

最も運動量分解能が良いジオメトリーは運動量ごとに異なる。どの運動量に対しても運動量分解能が高くカイ二乗が小さいようなジオメトリーの一つは、SdcIn を U 方向に -1.71 mrad. 傾け (SdcIn L1: -0.4 mm)、X 方向に -0.8 mm シフトし、SdcOut を X 方向に -0.487 mrad 傾け (SdcOut L12: -0.5 mm)、X 方向に -2.0 mm シフトさせたジオメトリーがある。この場合の運動量分解能とカイ二乗の最頻値の結果を表 5.6 に示す。

表 5.6: グローバルアライメント後の運動量解析結果。

Run#	Momentum [GeV/c]	$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$
71647	1.2	18.18 ± 0.10	1.075
71560	1.4	16.23 ± 0.09	0.925
71554	1.5	15.56 ± 0.07	0.975

グローバルアライメント前の表 5.3 と比較して、運動量分解能の値は、1.2 GeV/c で +3%、1.4 GeV/c では -0.2%、1.5 GeV/c で +0.6% の変化があった。どの運動量に対しても、カイ二乗はグローバルアライメント前と比較してやや悪化する。

グローバルアライメントのまとめと考察

この節では、本論文で示した方法で SdcIn や SdcOut を並行移動・回転させることで、グローバルトラッキングのカイ二乗や標的位置でのトラックの情報を用いて、飛跡検出器の設置位置を定量的に議論できることを示した。

ただし運動量解析結果は、測量結果と整合性のあるジオメトリーを選択すると運動量分解能が改善するジオメトリーがなく、カイ二乗はやや悪化する。これらの結果について考察する。本研究のグローバルアライメントにおいて仮定していることは、

- 磁場マップが正しい
- Y 方向の飛跡検出器の設置位置誤差の寄与が X 方向に比べて小さい
- ローカルアライメントが正しい
- K1.8 ビームラインの飛跡検出器が正しく設置されている
- 測量結果が正しい

が挙げられる。以下それぞれの詳細を説明する。

磁場マップが現実を正確に再現していない可能性は高く、それが運動量解析結果に影響することも容易に考えられる。磁場マップが正しくない場合、正しいジオメトリーであってもカイ二乗や運動量分解能の悪化が起こりうる。また、磁場マップが間違ふことで標的位置での x や u の結果が変わるため、ジオメトリーの選定条件は緩やかに設定したものの、その範囲を超えるグローバルトラッキングの誤差が存在していた可能性がある。磁場マップの間違いについては、シミュレーションや解析上で磁場マップを変化させることで、ある磁場マップの変化量から生じる影響を定量的に調査できる。また、磁場と位置を厳密に合わせることも重要であるが、運動量分解能が良い場合に、一方の間違いを一方が吸収する形になる可能性もある。今回スキャンした検出器配置の範囲で、磁場の間違いも吸収して分解能が良くなるようなジオメトリーはなかった、とも言える。

Y 方向の設置位置誤差の寄与は、運動量解析結果に対しては影響が小さいことが七村氏の修士論文にて確認されているものの、標的位置におけるトラッキング情報への寄与がどの程度

であるかは確認されていない。検出器の Y 方向の位置が異なると磁場の別の領域を通過するため、トラッキングの結果が変化することは明らかである。これについてもシミュレーションを用いた調査により定量的な見積もりが可能である。また、実データを用いて、本節で示した手法を Y 方向 (SdcIn の Y 方向の並行移動や、SdcOut の Y 方向の並行移動、回転) に適用することによっても、調べることができる。

磁石の漏れ磁場によってトラックが曲がることで、ストレートトラックによるアライメントではローカルアライメントに誤りが生じることが考えられる。S-2S 電磁石の漏れ磁場の影響については調査されており、シミュレーションによって S-2S D1 の漏れ磁場によって粒子の飛跡が $100\ \mu\text{m}$ 程度曲がること分かっている。それを踏まえて、宇宙線データを用いて再度ローカルアライメントから位置校正を行った。これらについては次の 5.2.2 節にて議論する。

K1.8 ビームラインの飛跡検出器 (BcOut) については、S-2S の測量と同時期に測量を行っており、測量誤差 ($\sim 50\ \mu\text{m}$) の範囲では正しく設置されていることが確認されている。S-2S を含めこれらの測量結果に疑念が生じた場合には、再測量を実施するなどの対応が部分的に可能である。

今後は、本研究で開発した手法を用いて Y 方向のグローバルアライメントを行うことや、他の測定条件で取得したデータを用いて選定指標を追加するなどの展開が可能である。詳しくは次章にて議論する。

ただし、グローバルトラッキングを用いる場合は飛跡検出器の設置位置および磁場マップの寄与を切り分けることができない。上記でも議論した通り磁場マップが位置校正に与える影響が大きいことが懸念される。したがって、磁場マップの更新に伴っても再度位置校正を行う必要がある。すなわち配置と磁場の更新を行き来した解析を行って、現実を最も再現し分解能が改善するようにパラメータを最適化していく必要がある。本研究では、それをするにあたっての基礎的な開発が完了した。

5.2.2 宇宙線データを用いた位置校正

SdcOut のローカルアライメントに宇宙線データを用いて、再度位置校正を行った。SdcOut のローカルアライメントに前節のビームスルーデータを用いた場合と比較して、位置校正の結果の相違点を議論する。

D1 漏れ磁場の影響

Geant4 を用いたシミュレーションから、D1 の漏れ磁場の影響で、SdcOut の領域では粒子の飛跡が $100\ \mu\text{m}$ のオーダーで曲がることが確認されている。したがって、ビームスルーデータをストレートトラックでアライメントしているジオメトリー 1 では、ローカルアライメントの段階で現実のジオメトリーとは $100\ \mu\text{m}$ 程度のズレが生じている可能性がある。

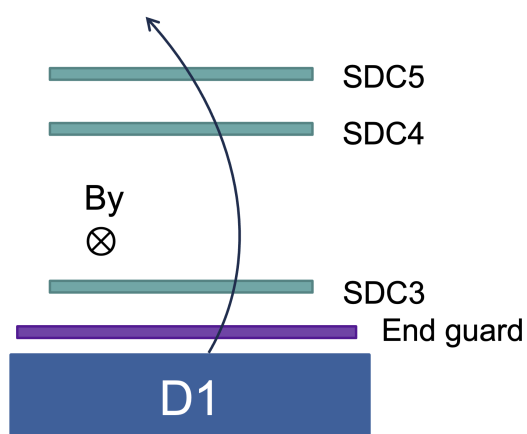


図 5.22: SdcOut 領域における荷電粒子の飛跡の概念図。

宇宙線データを用いた SdcOut のローカルアライメント

漏れ磁場の影響が無いようなアライメントを行うため、2023 年 1 月に取得した宇宙線のデータを解析した。3.1 節と同様の方法でストレートトラックを用いてローカルアライメントを行った。これをジオメトリー 1-2 とする。

宇宙線データは、飛跡が曲げられないためストレートトラックでアライメントすることに適している。しかし、大きい角度のついた粒子が多く、かつ統計量が限られるため、一概にこの宇宙線データを用いることが正しい位置校正を行っているとは断定できない。

ジオメトリー 1 とジオメトリー 1-2 の SdcOut のオフセット値を表 5.7 に示す。特に SDC4 の X, X' 面におけるオフセットの値は $150\ \mu\text{m}$ 程度の違いがあり、SDC3, 5 についても Y 面より X 面の方が差が大きい。これらは宇宙線による漏れ磁場の影響であると考えられる。

表 5.7: SdcOut の各面におけるオフセットの値。

Chamber, Layer	Beam Through Offset [mm]	Cosm. Ray Offset [mm]	Diff. [mm]
SDC3-X	-2.25	-2.25	0
SDC3-X'	-2.18968	-2.25	-0.06032
SDC3-Y	2.30041	2.3	-0.00041
SDC3-Y'	2.30119	2.3	-0.00119
SDC4-Y	2.2979	2.3	+0.0021
SDC4-Y'	2.30661	2.3	-0.00661
SDC4-X	-2.1227	-2.265	-0.1423
SDC4-X'	-2.11013	-2.265	-0.15487
SDC5-Y	2.24942	2.25	+0.00058
SDC5-Y'	2.25601	2.25	-0.00601
SDC5-X	-2.28593	-2.25	+0.03593
SDC5-X'	-2.25	-2.25	0

磁場マップ 2 とジオメトリー 1-2 を用いた場合の運動量解析の結果を以下に示す。

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{S-2S eff.}} = (1.638 \pm 0.006) \times 10^{-3} \quad (5.7)$$

$$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}} = 0.875 \quad (5.8)$$

グローバルアライメント前の運動量分解能の値は、ビームスルーデータでローカルアライメントした場合 (5.3) と比較してやや悪化する結果となった。カイ二乗の最頻値は同じであった。

カイ二乗分布を図 5.23 に、各面の残差分布の中心値を図 5.24 に、ビームスルーでローカルアラインした場合と併せて示す。どちらの図も、緑が宇宙線データを用いた場合の結果、青がビームスルーのみを用いた結果を示している。カイ二乗の最頻値は変化がないものの、分布を比較すると、カイ二乗がより小さいトラックが増えていることが分かる。また、グローバルトラッキングの残差分布は、SdcIn ではほぼ変化がないが、SdcOut の SDC4, 5 の XX' 面 (Layer 番号:7, 8, 11, 12) ではビームスルーの場合より 0 に近い値を示している。YY' 面では残差分布の中心値は 0 に近づいた面と離れた面があるが、変化量は XX' 面に比べて小さい。したがって、XX' 面の残差分布の改善がカイ二乗の低減に繋がったと考えられる。

Y 方向については、SDC3 の YY' 面について、どちらのデータを用いてローカルアラインした場合も、残差分布の中心が 100 μm 程度のズレを示しており、Y 方向のアライメントが別途必要であることを示唆している可能性がある。本研究では Y 方向のアライメントは行わないが、5.2.1 節の回転や並行移動の手法は Y 方向にも適用することが可能である。Y 方向のアライメントによって、さらにカイ二乗を低減できる可能性が残っている。

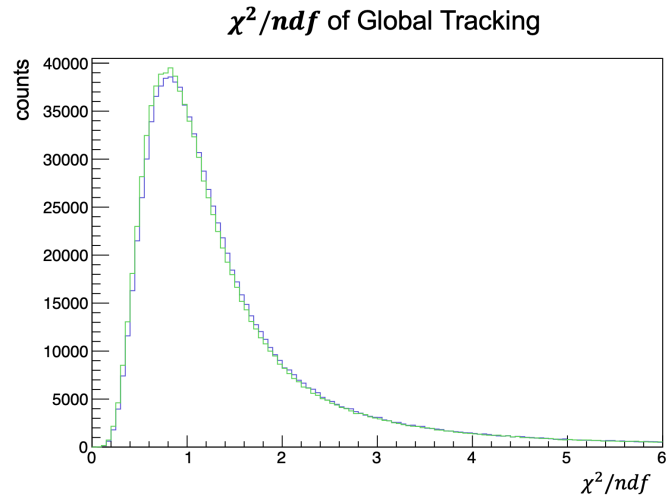


図 5.23: グローバルトラッキングのカイ二乗分布。緑が宇宙線データでローカルアライメントした場合、青がビームスルーデータでアライメントした場合。

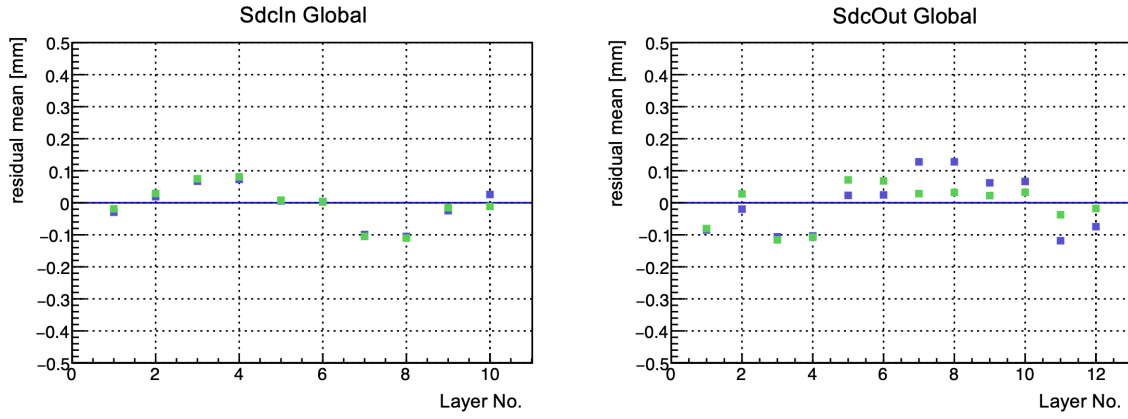


図 5.24: グローバルトラッキングの残差分布。緑が宇宙線データでローカルアライメントした場合、青がビームスルーデータでアライメントした場合。

運動量ごとの結果も以下に示す。

表 5.8: ローカルトラッキングに宇宙線データを用いた場合の、運動量の解析結果 (グローバルアライメント前)。

Run#	Momentum [GeV/c]	$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$
71647	1.2	18.71 ± 0.06	0.875
71560	1.4	16.38 ± 0.06	0.875
71554	1.5	15.81 ± 0.04	0.875

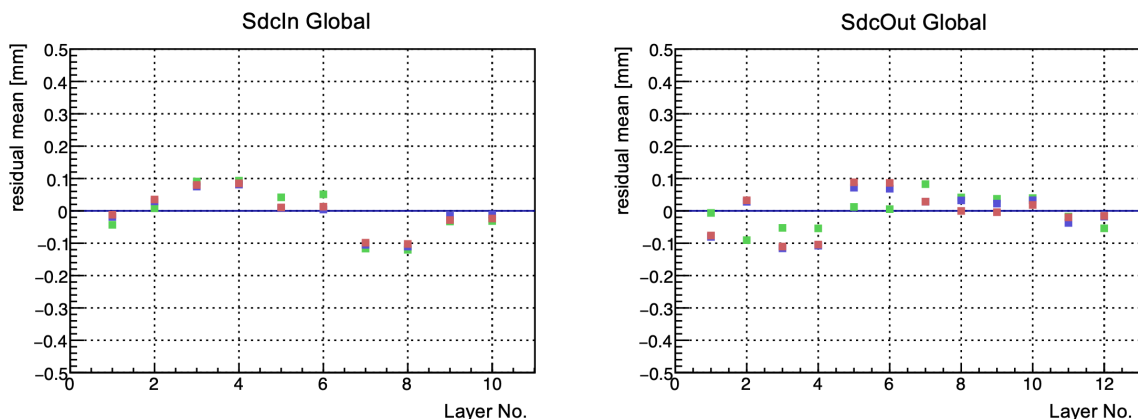


図 5.25: ローカルトラッキングに宇宙線データを用いた場合の、グローバルトラッキングの残差分布の運動量ごとの違い。緑が 1.2 GeV/c、青が 1.4 GeV/c、赤が 1.5 GeV/c の結果を示している。

運動量分解能の値は、ビームスルーでローカルアライメントした場合 (表 5.3) と比較してどの運動量に対しても同程度か 1% 程度の悪化である。一方、カイ二乗はどの運動量においても 0.875 と差異が無くなった。残差分布についても、SDC4-5 の XX' 面の中心値のずれが、どの運動量でも 50 μm 以内に改善された。

グローバルアライメント

次に、このジオメトリー 1-2 を基に、前節と同じ手法でグローバルアライメントを行い、漏れ磁場が位置校正や運動量分解能にどう影響を与えるのか議論する。

各ジオメトリーでのカイ二乗の最頻値のカウント数のヒストグラムを図 5.26 に示す。

ビームスルーデータを用いたローカルアライメントを行った場合と比較して、カイ二乗自体は全体としてわずかに小さく、カイ二乗が小さくなるジオメトリーは似た領域に存在する。標的 Z 位置における x や u の差分の分布も同様の傾向を示した。ジオメトリーごとのカイ二乗の最頻値の分布は付録 D の図 D.5 に示す。

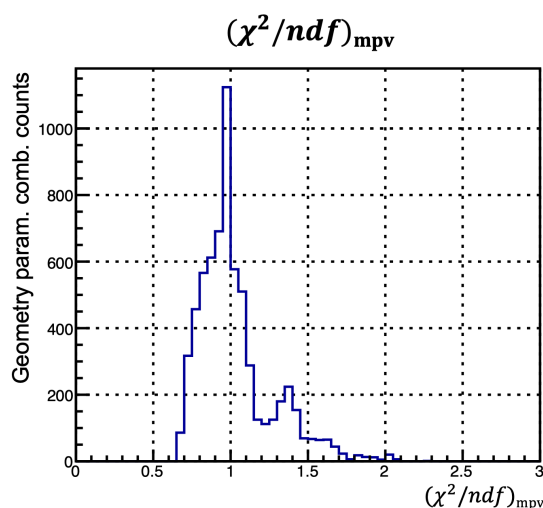


図 5.26: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) におけるジオメトリーごとのカイ二乗の最頻値。SdcOut のローカルトラッキングには宇宙線データを用いた。

前節と同様の選定条件を適用すると、49通りのジオメトリーが選ばれた。これらのジオメトリーを用いて、Q1・Q2電磁石に電流を流したビームスルーデータに対して運動量分解能を評価した。各ジオメトリーにおける結果は付録の図D.6–D.8に示す。値を図5.27–5.29に青線で示す。また、標的Z位置における差分の条件範囲を4シグマに狭めた場合は、5通りのジオメトリーが条件を通過した。そのジオメトリーを用いて解析した運動量分解能を図5.27–5.29に赤線で併せて示す。

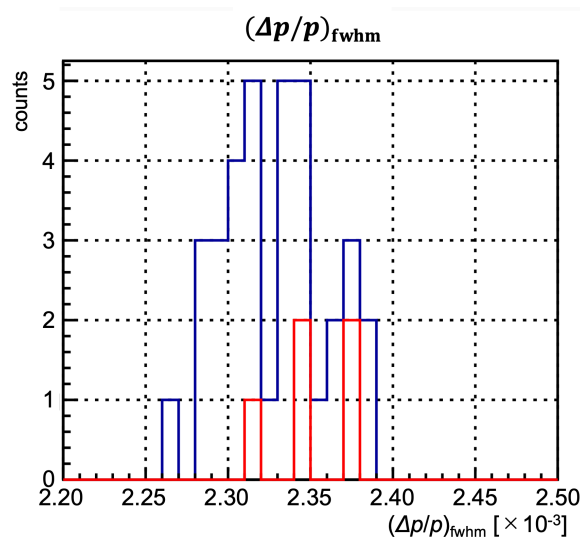


図 5.27: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。青は選定条件が5シグマの場合、赤は4シグマの場合。

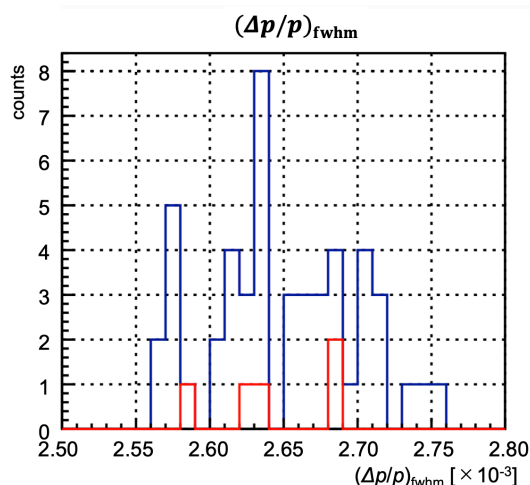


図 5.28: #71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。

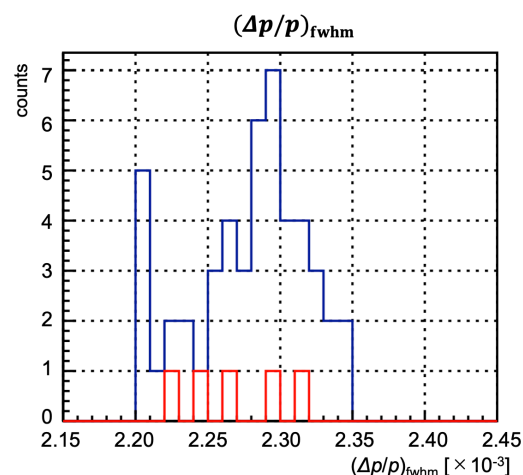


図 5.29: #71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}}$ の結果。

この場合も、最も分解能が良いジオメトリーは運動量によって異なっている。どの運動量に対しても運動量分解能が高くカイ二乗が小さいようなジオメトリーの一つに、前節でも議論したのと同じジオメトリーがある (SdcIn を U 方向に -1.71 mrad. 傾け (SdcIn L1: -0.4 mm)、X 方向に -0.6 mm シフトし、SdcOut を X 方向に -0.487 mrad 傾け (SdcOut

L12: -0.5 mm)、X 方向に -1.5 mm シフトさせた)。このジオメトリーにおける運動量分解能とカイ二乗を表 5.9 に示す。

表 5.9: グローバルアライメント後の運動量解析結果。

Run#	Momentum [GeV/c]	$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$
71647	1.2	18.18 ± 0.10	1.075
71560	1.4	16.20 ± 0.09	0.975
71554	1.5	15.58 ± 0.07	0.975

運動量分解能の値はグローバルアライメント前の表 5.8 と比べると、1–3% の改善が見られる。ローカルアライメントにビームスルーデータを用いた場合 (表 5.6) と比較すると、誤差の範囲で一致し、ローカルトラッキングに用いるデータを変えても同じ分解能で頭打ちになることがわかった。一方、カイ二乗の最頻値については、前節同様にグローバルアライメント前よりやや大きくなり、こちらもローカルトラッキングに用いるデータによらず同程度の値になった。

結論

宇宙線データを用いてローカルアライメントを行うと、ビームスルーデータを用いた場合と比べて SDC4-5 の XX' 面の残差分布のズレが小さくなり、カイ二乗の分布自体はわずかに改善した。したがって、宇宙線を用いたローカルアライメントは SdcOut の X 方向をアライメントするのに有用であることが示された。

また、グローバルアライメントについては、本研究で行った飛跡検出器の動かした範囲や動かし方では、ローカルアライメントに用いるデータに関わらず同じ傾向が見られた。今回設定した選定条件を満たすジオメトリーはほぼ同じであり、運動量分解能の結果もほとんど変わらない。現時点のグローバルアライメントにおいてカイ二乗が良いようなジオメトリーが見つからないのは、漏れ磁場による $100 \mu\text{m}$ 程度のローカルアライメントの誤りが原因ではない、と結論付けられる。

5.3 磁場補正

次に、前節とは独立に磁場情報の変更を加えて運動量解析を行い、運動量分解能やカイ二乗の応答を議論する。すなわち、起点とするのはジオメトリー 1 と磁場マップ 2 を用いた表 5.3 の状態である。

5.3.1 スケール磁場マップ

磁場マップを簡易的に変化したスケール磁場マップを用意し、解析を行う。スケール磁場マップとは、磁石領域ごとに空間を区切り (図 5.30)、その空間の磁場強度を変化させた磁場マップである。QQD の相対強度が重要であるため、D1 領域の磁場強度は固定し、Q1 領域で $\pm 7\%$ 、Q2 領域で $\pm 3\%$ の範囲で磁場強度を操作する。本来磁場マップを改良するには、TOSCA 計算に立ち戻り滑らかな磁場マップを用いることが望ましいが、スケール磁場マップは容易に系統的に磁場マップを用意できることが利点である。ただし、グローバルアラインを行っていない状態における調査であるため、この結果得られるスケール値は、位置校正の効果を含んでいる可能性があり、現実に即した磁場分布が求められるとは限らないことに注意が必要である。

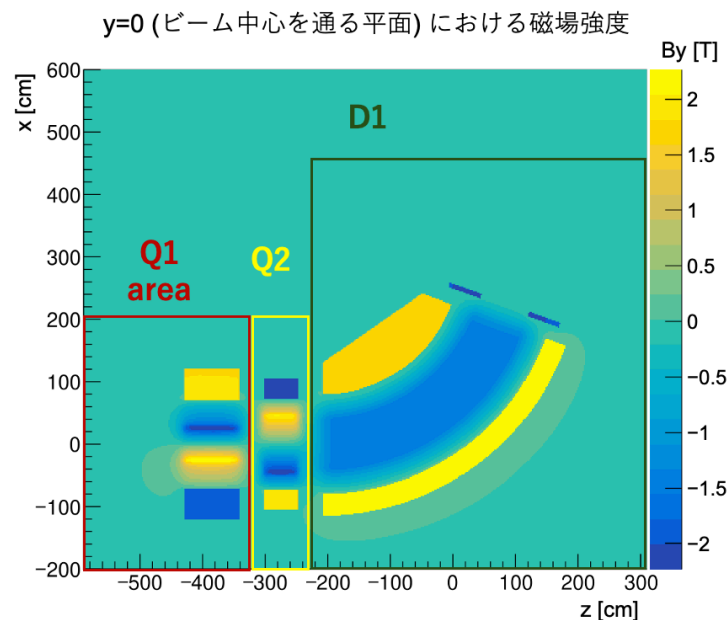


図 5.30: 磁場マップ上の磁石領域区画の概念図。

5.3.2 運動量解析結果

結果を運動量ごとに図 5.31–5.33 に示す。

Q1 領域の磁場強度の変化分を ΔB_{Q1} 、Q2 領域の磁場強度の変化分を ΔB_{Q2} と表す。横軸に ΔB_{Q1} 、縦軸に ΔB_{Q2} をとり、運動量分解能やカイ二乗の最頻値の分布を示した (どの運動量も Z 軸の範囲は運動量分解能とカイ二乗でそれぞれ同じである)。

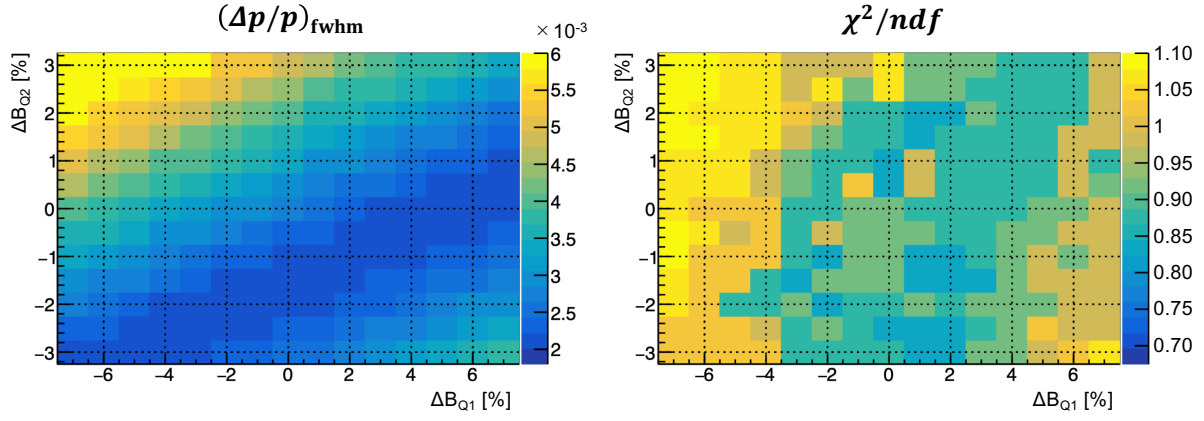


図 5.31: #71647 (K^+ , 1.2 GeV/ c , Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。

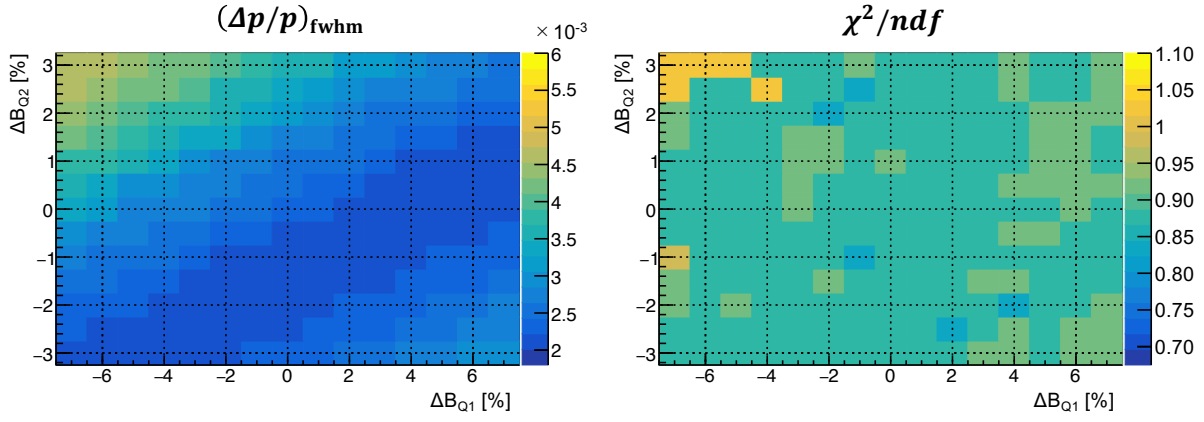


図 5.32: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/ c , Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。

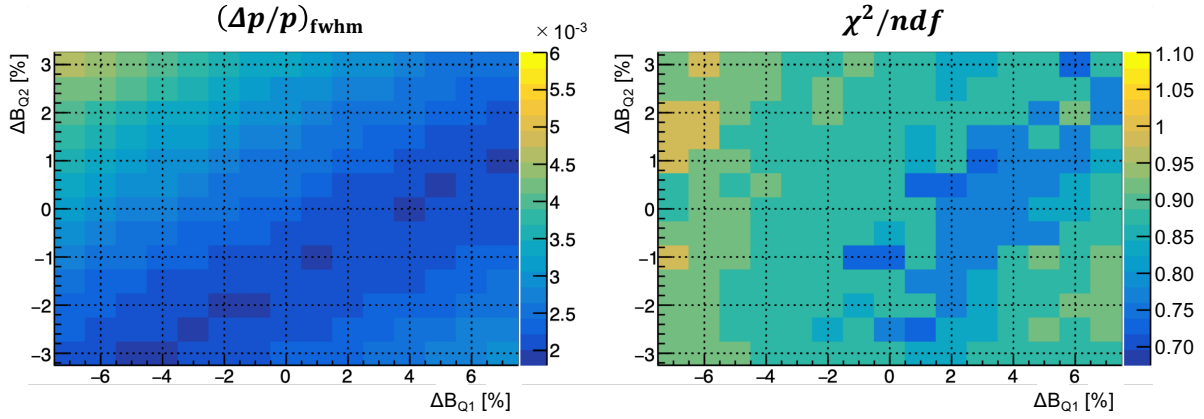


図 5.33: #71554 (K^+ , 1.5 GeV/ c , Q mags. On) におけるスケール磁場マップを用いた解析結果。

どの運動量においても、運動量分解能が小さくなるようなスケール値の組み合わせは複数存在しており、それらはほぼ同じ領域に帯状に分布している。また、運動量分解能の変化率は 1.2 GeV/ c で顕著に大きくなっている。カイ二乗は、1.4 GeV/ c ではどの領域も妥当な値を示しているが、1.2 GeV/ c と 1.5 GeV/ c では値が小さい領域が存在する。

全ての運動量において、運動量分解能が小さくかつカイ二乗も小さいようなスケール値の

組み合わせの一つに、 $(\Delta B_{Q1}, \Delta B_{Q2}) = (-2, -1.5) [\%]$ がある。このスケール磁場マップを用いた際の運動量分解能とカイ二乗の最頻値を表 5.10 に示す。

表 5.10: $(\Delta B_{Q1}, \Delta B_{Q2}) = (-2, -1.5) [\%]$ のスケール磁場マップを用いた場合の運動量解析結果。

Run#	Momentum [GeV/c]	$(\Delta p/p)_{S2S \text{ eff.}}$ [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	$(\chi^2/ndf)_{\text{mpv}}$
71647	1.2	14.67 ± 0.06	0.825
71560	1.4	14.38 ± 0.06	0.875
71554	1.5	14.10 ± 0.05	0.875

表 5.3 と比較して運動量分解能は、1.2 GeV/c で 20%、1.4 GeV/c と 1.5 GeV/c で 10% 改善した。磁場マップを変化させることで運動量分解能は大幅に改善することが判明した。この運動量分解能の改善によって欠損質量分解能も改善が見込まれる。欠損質量分解能については 5.5 節にて議論する。また、運動量分解能の運動量依存性は、弱くはなったものの、シミュレーションの見積もりとは逆の傾向のままで、運動量が大きくなるほど運動量分解能は小さい。カイ二乗はどの運動量においても妥当な値を示している。

現状では、運動量設定の異なる複数のビームスルーデータから、運動量分解能とカイ二乗が小さくなるようなスケール値の組み合わせが複数存在している。また、先述の通り、グローバルアライメントを行っていない状態を起点としており、これらのスケール磁場マップが位置校正の効果も含んだ磁場マップになっている可能性がある。

この解析手法は、実験標的の有無や、ビームプロファイル、粒子など、測定条件が異なる他のデータに対しても適用できる。特に、実験標的を設置して取得したデータでは、粒子が四重極磁石中の他の領域を通過する。そのようなデータに対してこの解析手法を適用することで、新たな情報が得られることが期待される。他のデータに適用した解析結果から、どのような条件の場合でも分解能が小さくなるようなスケール値の組み合わせが見つかるかもしれない。

また、分解能が高いスケール磁場マップの磁場強度を再現する TOSCA 計算モデルを作ることで、磁石領域境界面に存在する不連続な磁場分布が滑らかに改善され、より高い精度に達成できる可能性がある。

5.4 位置校正と磁場補正のまとめ

初めに TOSCA 計算における 3D モデルを微修正し、運動量分解能とカイ二乗の改善を確認した。特にカイ二乗についてはこの修正によって大幅に低減した。1.4 GeV/c の運動量を持つ K^+ ビームスルーデータの解析結果を表 5.11 に示す。

表 5.11: TOSCA 計算の 3D モデル修正による運動量分解能のとカイ二乗の変化。1.4 GeV/ c の K^+ ビームスルーラン (#71560) の結果。

Section	$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}} \times 10^{-4}$ (FWHM) $[(\chi^2)_{\text{mpv}}]$	
5.1.4	3D モデルの修正	16.80 [1.575] $\rightarrow$ 16.19 [0.875]

3D モデル修正後の状態を起点として、ルンゲ・クッタ法の運動量解析において重要な位置と磁場について、それぞれ独立に調査を行った。磁場マップに対する飛跡検出器の設置位置の校正を行うと、運動量分解能は数 % のオーダーで変化した。SdcOut のローカルアライメントに宇宙線データを用いると、運動量分解能の変化は見られないが、グローバルトラッキングにおける SdcOut の残差分布のズレが小さくなることによりカイ二乗がやや低減する。一方で、磁場マップを変化させると、運動量分解能に 10–20% の改善が見られた。運動量分解能の値は、本研究で行った変更の範囲では、位置情報より磁場情報の影響を大きく受けることが明らかになった。

粒子の運動量 (1.2, 1.4, 1.5 GeV/ c) ごとの位置と磁場の変更による運動量分解能とカイ二乗の最頻値の変化を、表 5.12 に示す。E70 実験における散乱粒子の運動量 1.37 GeV/ c に最も近い 1.4 GeV/ c の K^- ビームスルーデータに着目すると、本研究の初期段階において解析値が $(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}} = 1.68 \times 10^{-3}$ (FWHM) であったのが、磁場マップの修正とスケール磁場マップの調査により、最も運動量分解能が良い場合で $(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}} = 1.44 \times 10^{-3}$ (FWHM) まで改善した。

本研究では、位置と磁場のうち、一方を固定して解析を行った。ルンゲ・クッタ法を用いた解析において、運動量解析結果に与える位置と磁場の寄与を切り離すことができない。したがって将来的には、磁場と位置の情報を交互に繰り返し調整していく必要がある。位置と磁場の改良への展望については次節にて詳細に議論する。

表 5.12: 位置および磁場の変更による運動量分解能のとカイ二乗の変化。

Momentum (#Run)	Section		$(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}} \times 10^{-4}$ (FWHM)			$[(\chi^2)_{\text{mpv}}]$
	4.2	Geant4 による見積もり	6.921			
1.2 GeV/c (#71647)	5.2.1	グローバルアライメント	18.69 [0.975]	→	18.18 [1.075]	
	5.2.2	(宇宙線データ使用)	18.71 [0.875]	→	18.18 [1.075]	
	5.3	スケール磁場マップ	18.69 [0.975]	→	14.67 [0.825]	
	4.2	Geant4 による見積もり	8.038			
1.4 GeV/c (#71560)	5.2.1	グローバルアライメント	16.19 [0.875]	→	16.23 [0.925]	
	5.2.2	(宇宙線データ使用)	16.38 [0.875]	→	16.20 [0.975]	
	5.3	スケール磁場マップ	16.19 [0.875]	→	14.38 [0.875]	
	4.2	Geant4 による見積もり	8.694			
1.5 GeV/c (#71554)	5.2.1	グローバルアライメント	15.66 [0.825]	→	15.56 [0.975]	
	5.2.2	(宇宙線データ使用)	15.81 [0.875]	→	15.58 [0.975]	
	5.3	スケール磁場マップ	15.66 [0.825]	→	14.10 [0.875]	

5.5 欠損質量分解能の見積もり

今回得られた分解能を仮定して、モンテカルロシミュレーションを用いて欠損質量分解能の値を見積もった結果を示す。K1.8 スペクトロメータの運動量分解能と同じ広がりを持つビームを入射し、次に AFT でのエネルギー損失のふらつきの分の広がりを持たせ、最後に S-2S の運動量分解能と同じ広がりを持たせる。束縛エネルギーは 3 MeV を仮定し、反応点は AFT の中心とする。シミュレーションの詳細は大橋氏の修士論文 [24] 4.9 節にて述べられている。

エネルギー損失のふらつきは、解析値である $\Delta E_{\text{beam}} = 1.34$ 、 $\Delta E_{\text{scat.}} = 1.31$ を一律に仮定した。欠損質量分解能の運動量分解能依存性を、図 5.34 に示す。また、結果を抜粋して表 5.13 に示す。

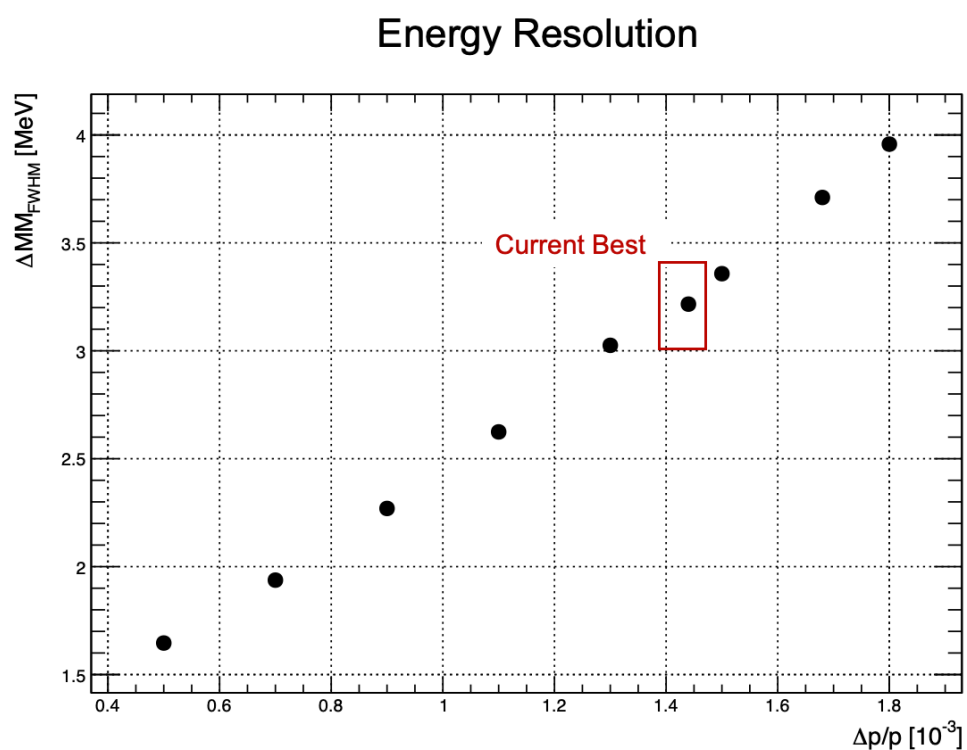


図 5.34: 欠損質量分解能の運動量分解能依存性。

表 5.13: 欠損質量分解能の見積もり。

	$(\Delta p/p)_{K18}$	$(\Delta p/p)_{S2S}$	ΔM
	$[\times 10^{-4}]$ (FWHM)	$[\times 10^{-4}]$ (FWHM)	[MeV] (FWHM)
Case 1	9.0	9.0	2.27
Case 2	14.4	14.4	3.22
Case 3	16.8	16.8	3.71

このモンテカルロシミュレーションにおいても、K1.8 スペクトロメータの分解能が S-2S と同じ分解能であると仮定する。1.4 GeV/c の K^- ビームスルーデータの解析値を用いてシミュレーションすると、初期段階の $\Delta p/p = 1.68 \times 10^{-3}$ (FWHM) の場合 (Case 3) に 3.71 MeV(FWHM) であったのが、最も良い解析値の $\Delta p/p = 1.44 \times 10^{-3}$ (FWHM) の場合 (Case 2) では 3.22 MeV(FWHM) まで改善することがわかった。

第 6 章

まとめと展望

6.1 まとめ

s クォークを含む一般化したバリオン間相互作用を理解する上で、 $S = -1$ 系だけでなく、 $S = -2$ 系へ実験研究を進めていくことは重要である。J-PARC E70 実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応を用いて Ξ ハイパー核の精密分光を行う。この実験は、欠損質量分解能が $\Delta M = 2 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) という高分解能で、20 日間で 100 事象の Ξ ハイパー核の束縛状態の観測という高統計を実現することで、 ΞN 相互作用の理解に迫る。2023 年 6 月に初めてビームを用いたデータ取得を行い、その時点の解析結果に基づいた見積もりから、 $\Delta M = 4 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) の世界最高の欠損質量分解能を達成することが明らかになっている。S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) はこの実験において散乱粒子 K^+ の運動量を測定する磁気スペクトロメータである。設計段階の運動量分解能が $\Delta p/p \simeq 6 \times 10^{-4}$ (FWHM) に対して、運用開始時の解析では設計値の 3 倍程度大きく、解析上で分解能改善の余地があることがわかった。本研究では運動量再構成手法にルンゲ・クッタ法を用い、検出器の位置情報と S-2S の磁場情報を調整することによって設計分解能を発揮させることを目指した。

まず運動量解析において重要な飛跡検出器の性能を確認した。検出効率は計数率が低い場合、全ての面で 99% 以上であった。物理データ取得時は計数率の上昇が想定される。計数率の上昇に伴って検出効率の低下が観測されたが、その場合でもトラッキングに必要なだけのヒットが検出される確率は 99.6% と、十分であることを確認した。固有位置分解能についても、全ての面で $300 \mu\text{m}$ 以下と十分な性能を有していることがわかった。

次に、得られた飛跡検出器の性能に基づいて、モンテカルロシミュレーションをから現実的な運動量分解能を見積もった。 $1.4 \text{ GeV}/c$ の K 中間子のビームスルーデータを仮定してシミュレーションすると、 $\Delta p/p = (8.038 \pm 0.008) \times 10^{-4}$ (FWHM) となった。設計値からの悪化は、実験細部を再現したシミュレータを用いたことでイベント生成時の多重散乱の寄与が大きくなったためと考えている。この場合でも、欠損質量分解能の見積もりは $2.2 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) と、なお高い分解能を保持している。

ルンゲ・クッタ法を用いた解析では、位置と磁場の情報が重要である。解析上で仮定する飛跡検出器の設置位置と S-2S 電磁石の磁場マップが、現実の位置と磁場を再現することが求められる。本研究では、位置と磁場の一方を固定し一方を変化させ、現実を再現するような位置

や磁場を系統的に探しながら、運動量分解能がどの程度変化するかを調べた。

検出器の位置校正では、磁場マップに対して飛跡検出器群の解析上の配置を動かして運動量解析を行った。カイ二乗や標的位置におけるトラッキング情報を用いることで定量的に位置校正が可能であることを示した。現段階のデータと解析方法ではジオメトリーを一つに絞ることはできなかったが、選定した複数のジオメトリーを仮定すると、運動量分解能は数 % 改善する場合があった。ただしカイ二乗がやや悪化し、仮定した磁場マップが現実在即していない可能性や Y 方向の設置位置のズレの影響が大きい可能性が示唆された。また、S-2S D1 磁石の漏れ磁場の影響を考慮して宇宙線データを用いた解析を行い、SdcOut の X 方向をアライメントするのに有用であることがわかった。100 μm 程度のローカルアライメントの間違いではグローバルアライメントに与える影響はほぼ無いことも確認した。

磁場マップについては、磁石領域ごとに磁場強度を変える方法で変更を加えた。そのように作成したスケール磁場マップを用いて解析を行うと、どの運動量設定のデータに対しても運動量分解能が 10–20% 改善する場合があることが判明した。多くのスケール磁場マップにおいて、カイ二乗は妥当な値を示す。

今回調査した範囲で検出器の設置位置や磁場マップを変更した場合は、磁場マップの変化の方が運動量分解能に大きく影響することがわかった。1.4 GeV/c の K^+ ビームスルーランの解析値では、本研究の初期段階で $\Delta p/p = (1.680 \pm 0.006) \times 10^{-3}$ であったのが、磁場マップを変更し運動量分解能が最も良い場合で、 $\Delta p/p = (1.438 \pm 0.006) \times 10^{-3}$ へ改善することに成功した。この解析値を仮定すると、欠損質量分解能は 3.71 MeV/c² (FWHM) から 3.22 MeV/c² (FWHM) へ改善する。

6.2 展望

本研究で得られた知見や開発した手法を用いることで、今後さらに高分解能を実現できる可能性がある。ルンゲ・クッタ法を用いる場合には、位置と磁場の影響を切り離すことができない。本研究では位置と磁場の情報を独立に操作したが、今後は交互に繰り返し調整していくことが必須である。また本研究では、特定の運動量の、狭い角度領域を覆うビームスルーデータのみを解析した。粒子やビームプロファイルの異なるデータ、既知粒子の生成データなど、他の条件下で取得したデータにも本研究において開発した手法を適用することができ、それによって運動量解析の精度を高められることが期待できる。広い運動量および角度領域に対する運動量解析の精度も、最終的なハイパー核の質量測定に影響を与えるため重要である。

以下ではそれぞれの情報を改良する具体的な方法や可能性を提示する。

飛跡検出器の設置位置は、本研究では X 方向のみのアライメントであった。前章でも述べた通り Y 方向にも同じ方法で飛跡検出器の設置位置を変更でき、Y 方向の設置位置誤差を定量的に議論することでグローバルアライメントに対して重要な情報が得られる可能性がある。また、アライメントには Q1 および Q2 電磁石の電流値が 0 A のデータを使用したのが、そのような条件で 2024 年 6 月までに取得したデータは 1.2 GeV/c のみであった。運動量に依存した特性を排除するためにも、他の運動量のデータを用いてアライメントすることは有用であ

ろう。

ジオメトリー選定の指標についても提案する。薄い標的を設置したデータを用いると、正しい運動量解析が行われた場合、Z方向の反応点が精度よく求められると期待される。そのような条件を課すことでジオメトリーに制限がかけられるであろう。他の運動量設定におけるQ1・Q2電磁石が0 Aのビームスルーデータ、および薄い標的を用いた反応点校正用のデータは2025年の1-2月のE70実験のコミッショニングランにて取得予定である。

磁場マップについては、TOSCA計算に立ち戻って修正することが考えられる。TOSCA計算の3Dモデル上で、計算上の空間メッシュの切り方を変更したり、物質の細部を再現したりするなどの改善の余地が残っている。また、スケール磁場マップを再現するようにTOSCA計算の電流値を調整することで、新たな磁場マップを作成することも可能である。さらに、2025年の1-2月のE70実験のコミッショニングランでは、各磁石の磁場を数%変化させたデータも取得予定である。それらのデータを用いて、さまざまな磁場マップを仮定して解析したり粒子の軌道の変化を調べたりすることで、TOSCA計算や磁場マップに対する理解が進み、さらなる磁場マップの改良が期待できる。

付録 A

飛跡検出器のその他性能評価

A.1 ガス混合比率に対する応答 (BcOut, SdcIn)

BcOut および SdcIn のガスの混合比は、 $\text{Ar} : \text{iso-C}_4\text{H}_{10} : \text{Methylal} = 76 : 20 : 4$ である。ガスボンベから送られてきた各々のガスは、ガス混合器によって適切な割合で混合されたのち、各ドリフトチェンバーに分配される。なお Methylal は沸点が低く溶解力があるため、Ar のガス供給の途中で Ar の一部に溶解し混合する。

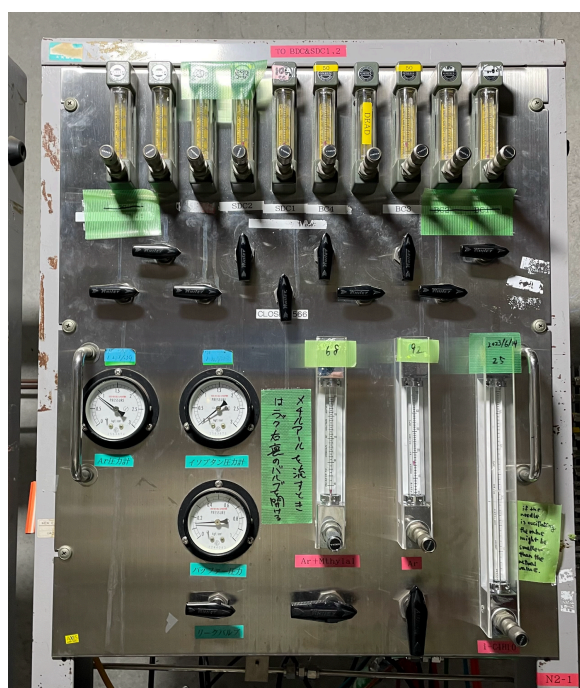


図 A.1: BcOut および SdcIn に供給するガスの混合器。

2024 年 4 月から 6 月にかけて実施された J-PARC E70 実験のコミッショニングランでは、2 時間間隔でガス流量を調整している場合、上流チェンバーのガス混合比率が実験中に大きく変化した (図 A.2 参照)。以下では、Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C₄H₁₀ の流量 (iso-C₄H₁₀ Ratio) を流量比率の指標として値を示す。2 時間毎の調整では最大 10 cc/min 変化したのに対し、それを受けて 30 分毎に流量の調整を行った場合は、流量混合比の変化を 3.5 cc/min まで抑えられた (図 A.3)。

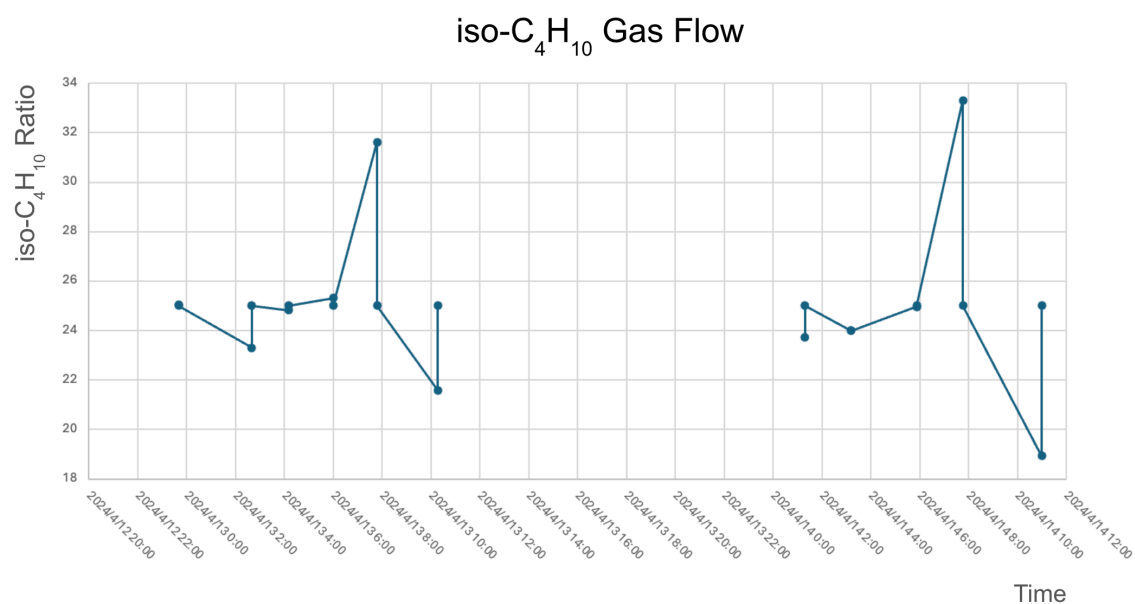


図 A.2: Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C₄H₁₀ の流量。
2 時間毎に流量調整した場合の時間変化を示した。

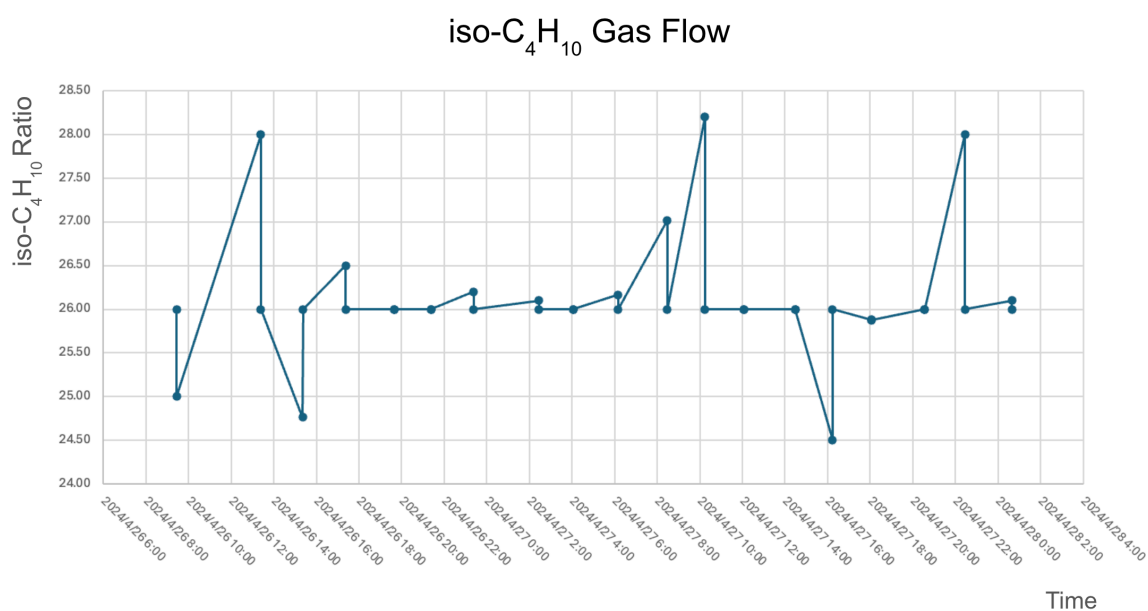


図 A.3: Ar の流量 160 cc/min あたりの iso-C₄H₁₀ の流量。
30 分毎に流量調整した場合の時間変化を示した
(図 A.2 と縦軸の範囲が異なることに注意)。

クエンチャーである iso-C₄H₁₀ が少ないと場合、放電が起こりチェンバーの故障に繋がるため危険である。また、電子雪崩増幅が促進されるため、アフターパルス等のノイズが正しい信号を邪魔する影響も大きくなる。一方 iso-C₄H₁₀ が増えると、電子増幅が抑制されるため検出効率が低下すると考えられる。ガスの混合比率の変化が検出効率にどの程度影響を与えるのか、自明ではない。そこで、ビームライン電磁石の電流値調査と並行して、ガス混合比率

変化の詳細な記録とその中の複数のランにおける検出効率の評価を行った。

ビームレートは低いランについて解析を行うため、検出効率の定義は 3.2.1 節と同じ定義 (式 3.4) を採用した。

A.1.1 測定条件

K1.8 スペクトロメータの電磁石の電流値調査のためのビームスルーデータ取得時に、並行してミキサーの流量をランごとに記録した。一つのランは 10 分前後であるため、流量も約 20 分毎に記録した (図 A.4)。解析には、その中から、 K^+ 中間子の $1.4 \text{ GeV}/c$ のランに限り、ガス流量比率が一定である時間が長い期間に取得したランを選別した。ガス流量比率は流量計の読み値を元に仮定した (表 A.1)。ただし、ビームラインスペクトロメータの電流値がランによって異なるため、ビームプロファイルが異なることに注意が必要である (図 A.5)。

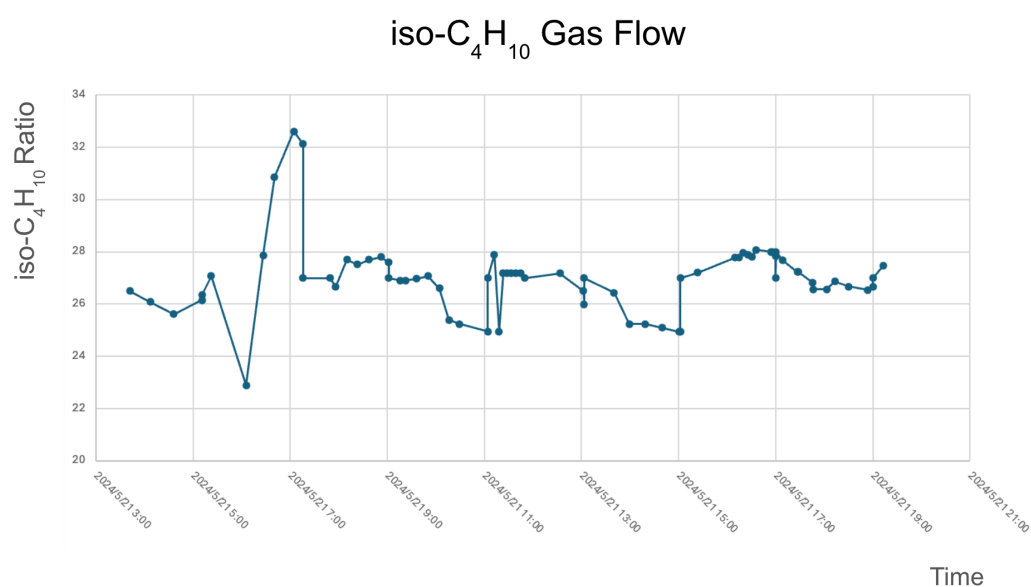


図 A.4: Ar の流量 160 cc/min あたりの $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ の流量。
2 時間毎に流量調整した場合の時間変化を、ラン毎に記録した。

表 A.1: 検出効率のガス混合比依存性評価の解析に用いたデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	ビームレート [/spill]	$\text{iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{Ar}$ ($\times 160 \text{ [cc/min]}$)	K1,8 QQD(Dsub)QQ settings [A]
71557	K	1.4	9.6 k	32.6	1113, 792, 3387, (870,) 827, 674
71566	K	1.4	9.8 k	27.7	1005 792, 3387, (870,) 632, 674
71576	K	1.4	11 k	27.1	991, 792, 3387, (870,) 827, 674
71583	K	1.4	11 k	25.2	932, 744, 3387, (870,) 777, 634

表 A.2: 検出効率評価時の HV、 V_{th} 設定値 (物理ランの設定と同じ)。

Chamber	HV [V]	V_{th} [mV]
BC3	Potential : 1220	−40
	Cathode : 1200	
BC4	Potential : 1220	−40
	Cathode : 1200	
SDC1	Potential : 1700	−75
	Shield : 1600	
SDC2	Potential : 1350	−40
	Cathode : 1350	

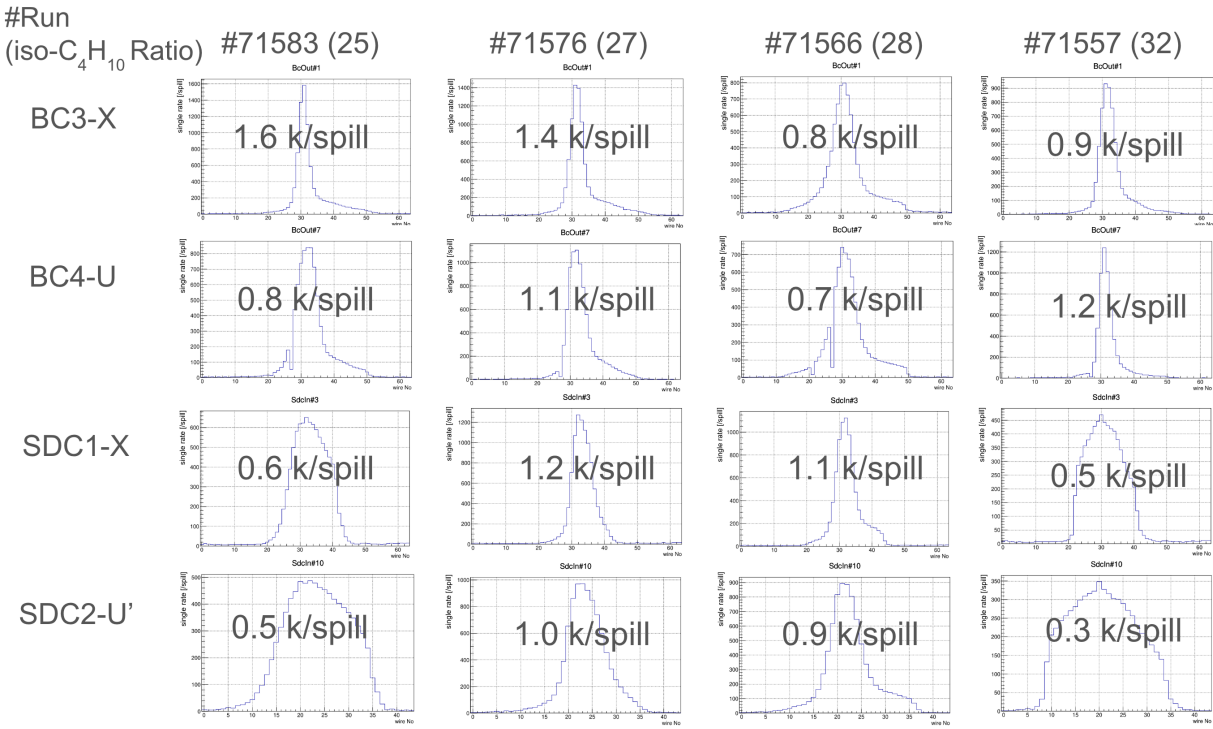


図 A.5: 調査時のランごとのビームプロファイル。各チェンバーのある一面について示した。
数字で示したのは、最もビームが当たっていたワイヤーにおける計数率である。

A.1.2 結果

TOT のピーク位置の変化を図 A.6–A.7 に、検出効率の変化を図 A.8–A.9 に示した。

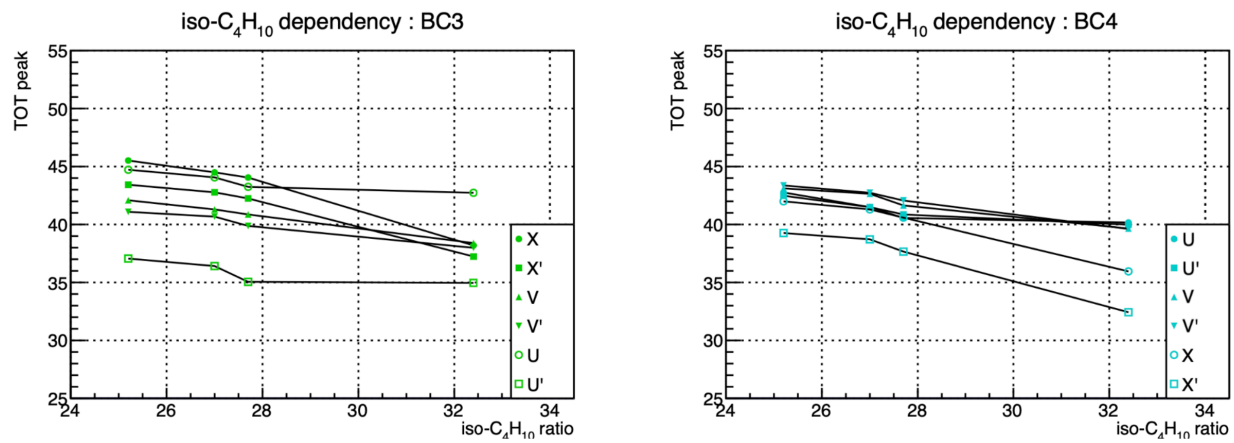


図 A.6: 流量比率の違いによる BcOut の TOT の変化。

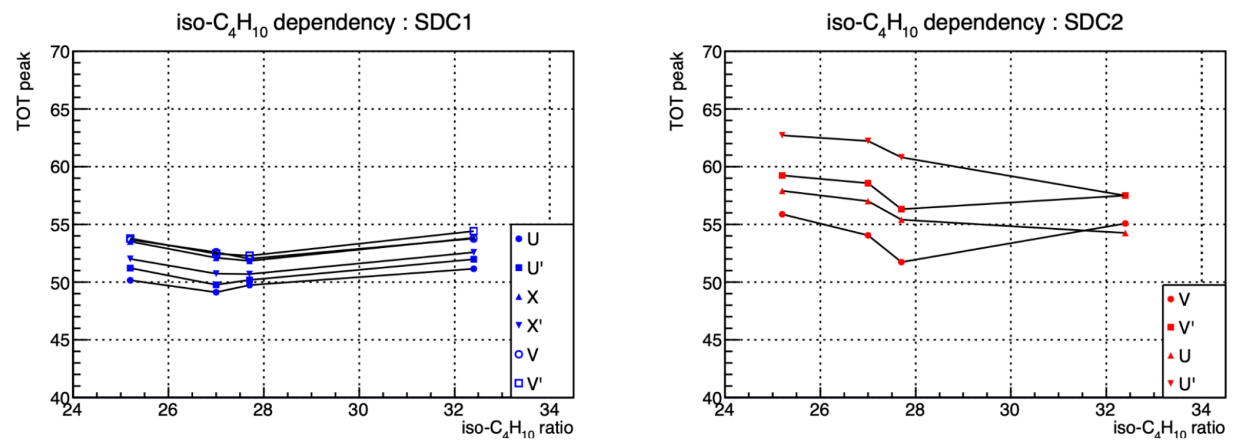


図 A.7: 流量比率の違いによる SdcIn の TOT の変化。

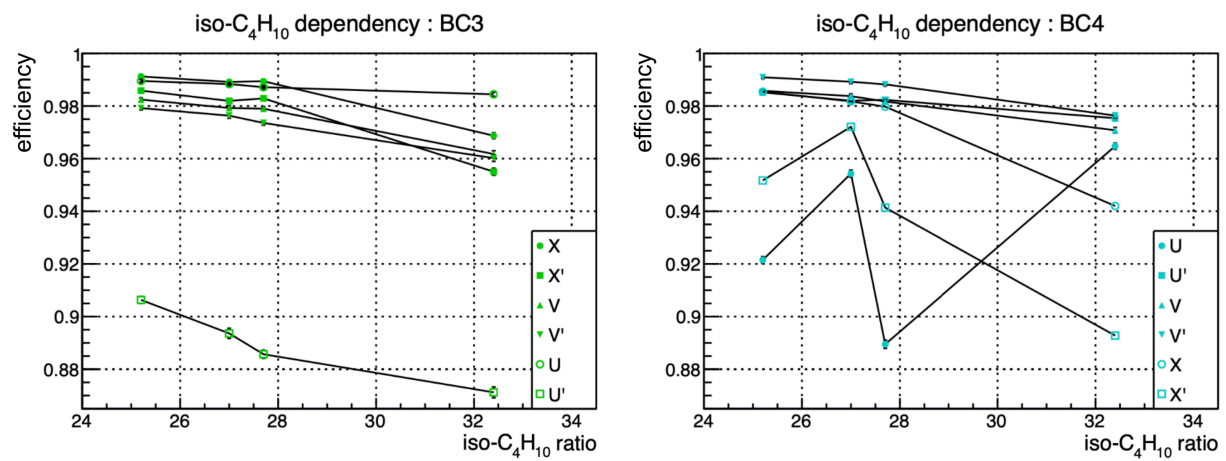


図 A.8: BcOut の検出効率の流量比率依存性。

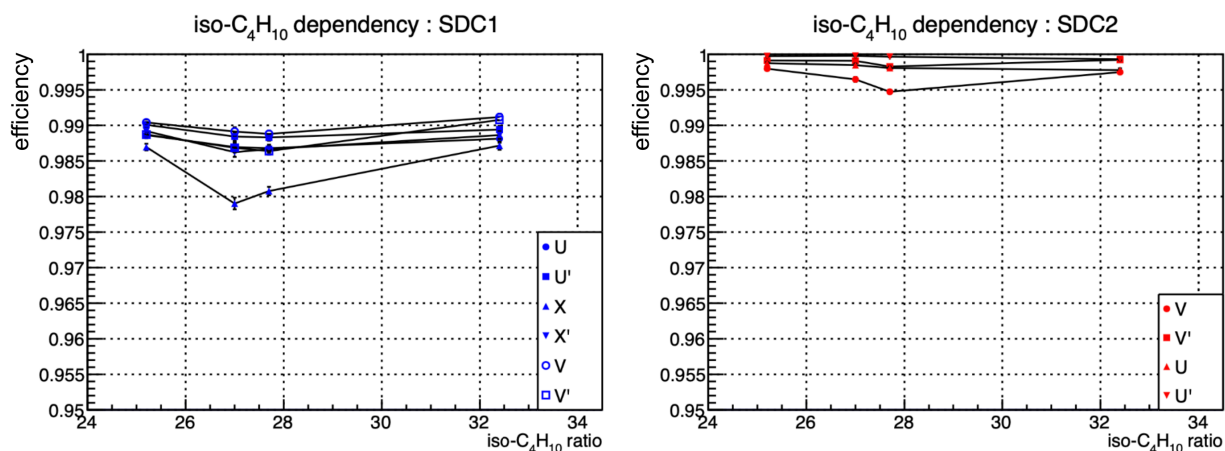


図 A.9: SdcIn の検出効率の流量比率依存性。

BcOut については、流量比率に依存して TOT が低くなる面があることを確認した。検出効率についても流量比率との相関が見られる。ただし、有感領域の中心付近に抜けチャンネルがある (例えば BC4-U 面の 21, 27 番のワイヤー) ような面については、ビームプロファイルの影響を強く受けており、90% を下回る検出効率の場合もあった。そのような例外な面を除くと、検出効率は、流量比率が 7 cc/min 上昇すると 0–3% 程度低下することを確認した。SDC1 については、計数率に強く依存しており、流量比率との相関は見られなかった。SDC2 については、TOT のピーク位置でみると相関がある面が存在しているが、検出効率では相関が見られなかった。流量比率の変化は検出効率に影響が出るほどではないことが分かった。

以上から、ガスの混合比の変化は特に BcOut の検出効率に影響があり、流量比率を一定に保つことは BcOut の検出効率を下げないために必要であると結論づけられる。

2024 年 4–6 月のビームタイムでは手動で流量を調整していたが、2025 年 1 月以降のビームタイムではオンラインガスモニターの導入を行い、自動調整と監視を強化する予定である。

付録 B

Geant4 を用いた他のビーム条件における 立体角と運動量分解能の見積もり

B.1 立体角の見積もり

2.4.1 節において、実験標的に AFT を仮定した場合の立体角を計算した。ここではビーム生成位置のみを変えて立体角を導出した。

図 B.1 は、ビームの XYZ 方向の生成位置を標的中心の一点にした場合である。x, y 方向については中心から外れるほど S-2S を通過する割合は減るため、一点から生成したこの場合は、2.4.1 節の結果と比較して立体角は大きくなる。

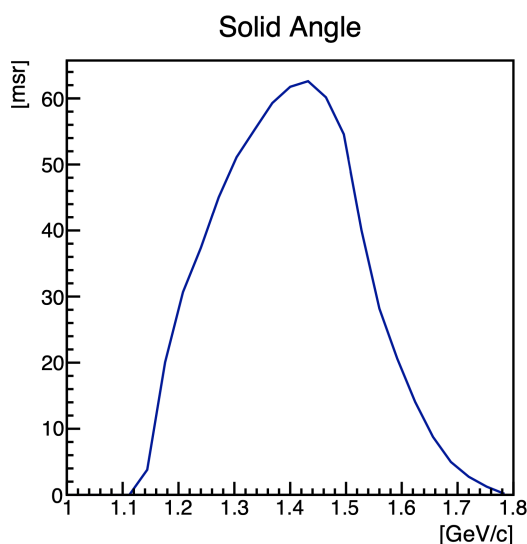


図 B.1: S-2S の立体角特性。標的中心の一点からビームを生成した場合。

ビーム生成位置の XY 方向は 2.4.1 節と同じ広がりを持たせ、Z 方向の広がりをなくし標的中心の一点にした場合の計算も行った (図 B.2)。2.4.1 節の結果と比較して同程度の立体角となった。立体角は、ビームの生成位置が上流ほど減少し、下流ほど増加する。ビーム生成位置の Z 方向の違いによる立体角の増減は相殺することがわかった。

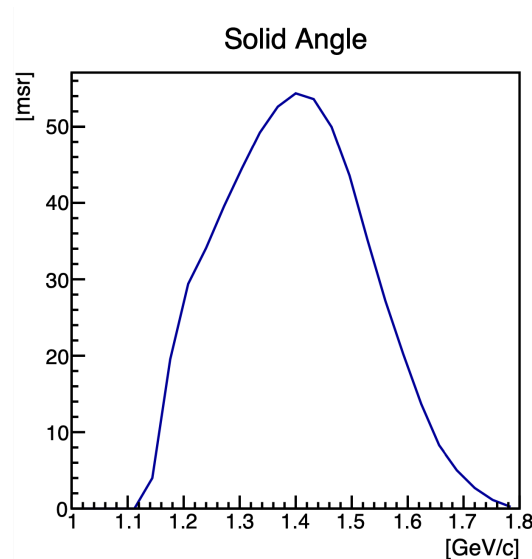


図 B.2: S-2S の立体角特性。XY 方向のみ広がりを持ち、Z(ビーム) 方向の広がりを持たない場合。

B.2 運動量分解能の見積もり

イベント生成時のビームのプロファイルのみを変更し、4.2 節と同様の手順で運動量分解能を見積もった。

2.4.1 節にて AFT を仮定して立体角を導出した際と同じビームプロファイルでイベント生成し、運動量分解能を見積もった。4.2 節において仮定したビームスルーデータのビームプロファイルと比べて、角度方向の広がりをもつ。生成イベント数は同じであるが、この場合は S-2S を通過する割合が少ないためフィッティングの誤差が大きくなっている。

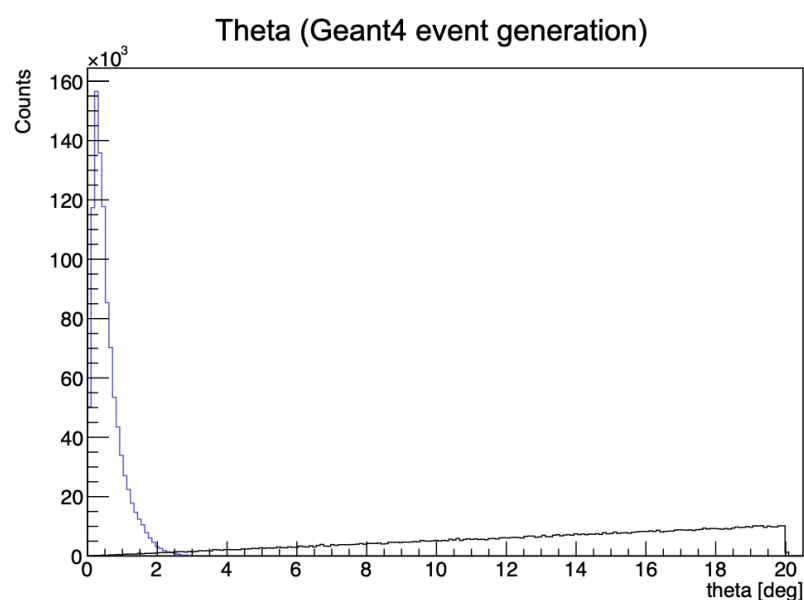


図 B.3: イベント生成時の角度 θ 。黒は 20° まで $\cos \theta$ で一様に振った場合 (本節や立体角導出の際のプロファイル)、青はビームスルーデータの場合を示した。

結果を以下に示す。運動量分解能は 4.2 節の結果と比べて全体としてやや悪化した。角度の大きい領域において運動量分解能が悪化することがわかった。

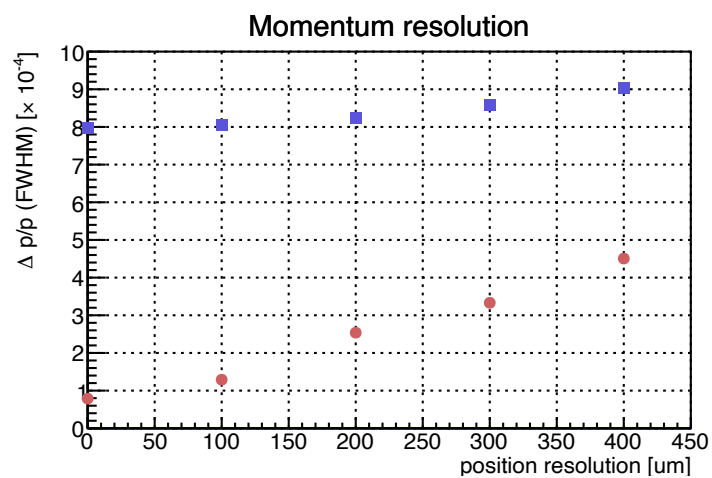


図 B.4: イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の多重散乱および位置分解能と運動量分解能の関係
(1.4 GeV/c, 赤：多重散乱なし, 青：多重散乱あり)。

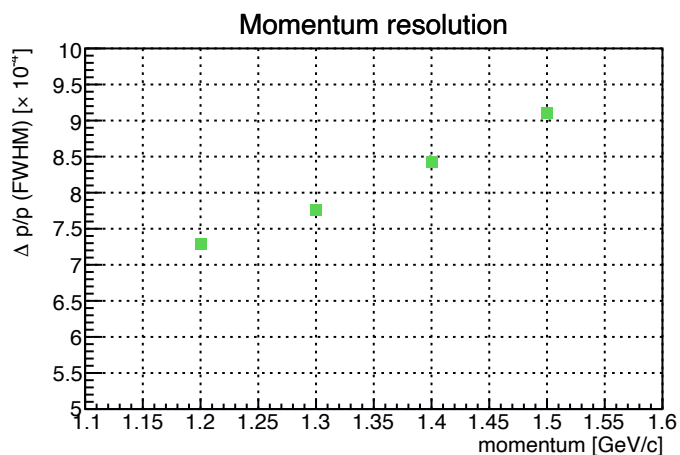


図 B.5: イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の運動量分解能の見積もり。実データから求めた固有位置分解能の幅でヒット位置情報に幅を持たせた。

表 B.1: イベント生成時のビームプロファイルを変更した場合の運動量分解能を見積もり。実データから求めた固有位置分解能の幅でヒット位置情報に幅を持たせた。解析に用いた位置分解能による結果の違いを併記した。

Momentum [GeV/ c]	Resolution [$\times 10^{-4}$] (FWHM)	Resolution [$\times 10^{-4}$] (FWHM)
	全て $\sigma_{\text{ana.}} = 300 \mu\text{m}$ (図 B.5)	実データから求めた固有位置分解能
1.2	7.282 ± 0.027	7.230 ± 0.026
1.3	7.756 ± 0.024	7.732 ± 0.024
1.4	8.424 ± 0.025	8.474 ± 0.025
1.5	9.101 ± 0.030	9.093 ± 0.029

本研究では、多重散乱の影響を考慮せずに運動量を解析する。カルマンフィルターを用いるなどによって多重散乱の影響も考慮した運動量解析を行い、ここで示した値より更に高い分解能を目指すことも考えられる。

付録 C

S-2S 電磁石の TOSCA 計算

C.1 励磁曲線

株式会社トーキンにより測定された S-2S 電磁石の励磁曲線を図 C.1–C.3 に示す。座標系は磁石ごとに設定されている。

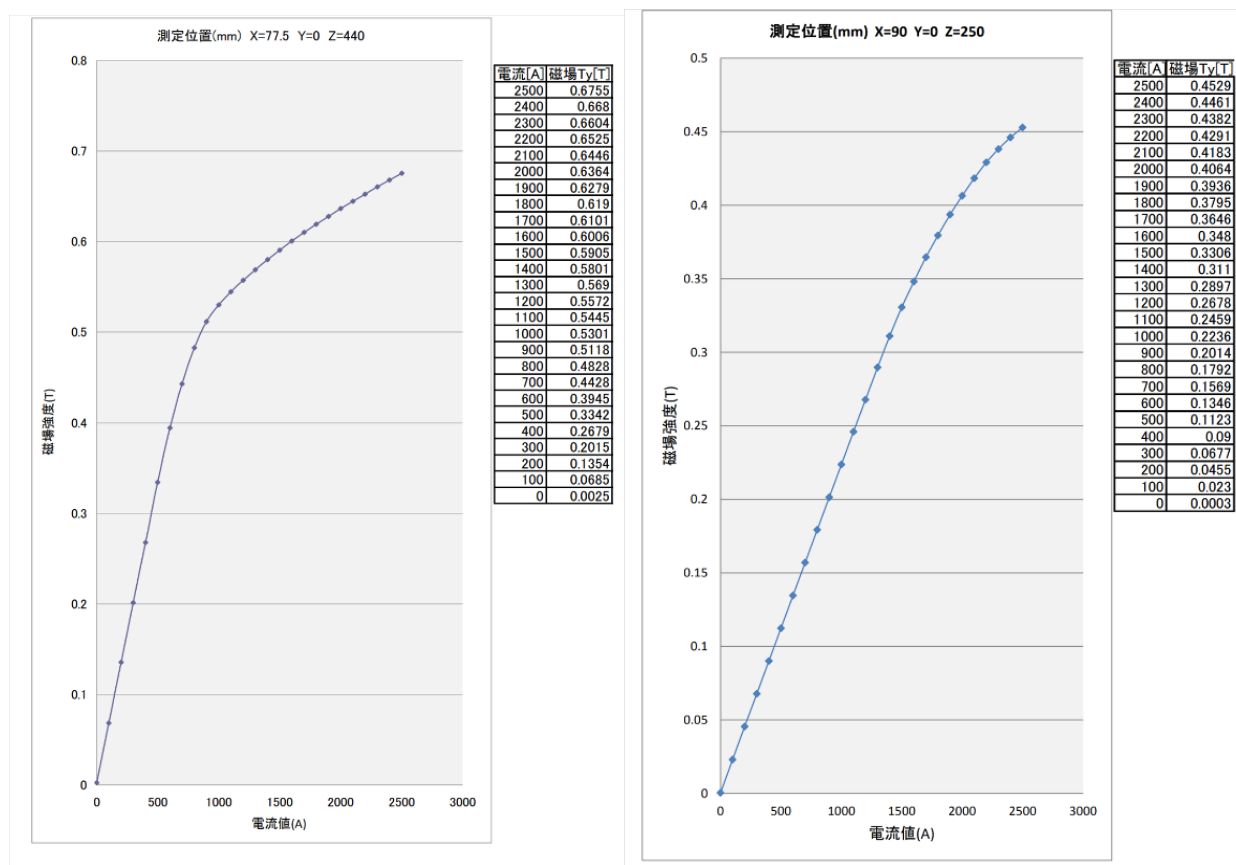


図 C.1: S-2S Q1 の励磁曲線。

図 C.2: S-2S Q2 の励磁曲線。

C.2 BH 曲線

本研究における TOSCA 計算に用いた BH 曲線のデータを記載する。

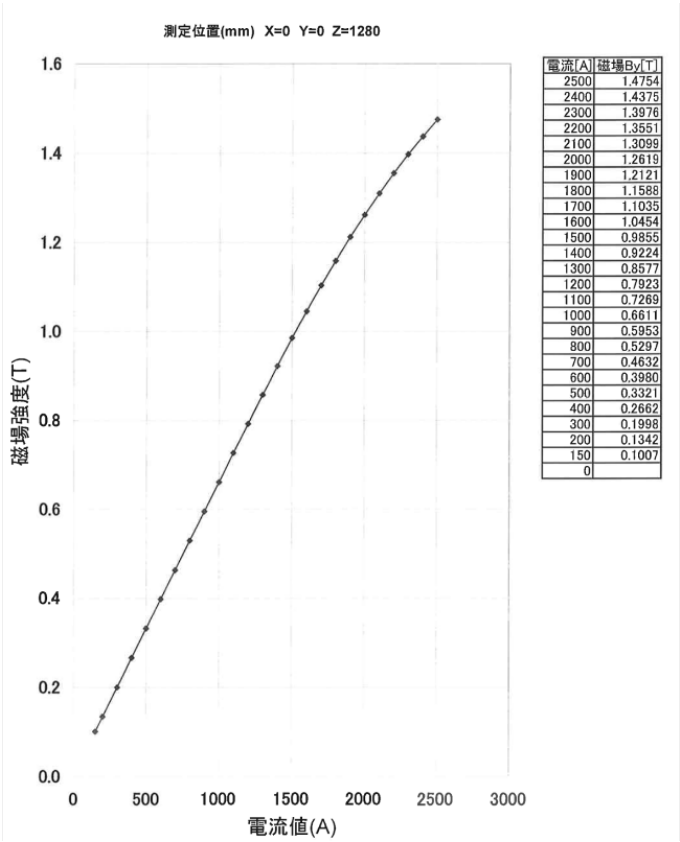


図 C.3: S-2S D1 の励磁曲線。

表 C.1: Q1IronBh34.bh の詳細。

磁化力:H [A/m]	磁束密度:B [T]	磁化力:H [A/m]	磁束密度:B [T]
0	0	1.96	15000
0.005	10	2.084	20000
0.04	20	2.144	25000
0.16	30	2.162	30000
0.39	40	2.167	45000
0.66	50	2.186	60000
0.88	60	2.216	80000
1.045	70	2.245	100000
1.14	80	2.4	200000
1.272	100	2.525	300000
1.395	140	2.655	400000
1.462	200	2.872	600000
1.522	300	3.048	800000
1.562	500	3.19	1000000
1.59	750	3.36	1200000
1.61	1000	3.54	1400000
1.716	4000	3.72	1600000
1.85	10000	5.3	3500000

表 C.2: SS400.bh の詳細。

磁化力:H [A/m]	磁束密度:B [T]
0	0
0.15	79.57747
0.57	159.1549
0.8	238.7324
0.93	318.3099
1.1	477.4648
1.19	636.6198
1.26	795.7747
1.33	1193.662
1.45	1989.437
1.51	2785.212
1.6	3978.874
1.65	5570.423
1.7	7957.747
1.94	19894.37
2.075	39788.74
2.175	79577.47
2.3	159154.9

付録 D

位置校正

5.2 節にてグローバルアライメントを行った際の、ジオメトリーごとの詳細な分布を示す。

図 D.1–D.4 は、5.2.1 節において、ビームスルーデータを用いてローカルアライメントしたのちにグローバルな位置校正を行った場合の結果である。

図 D.3–D.4 は、運動量ごとの運動量分解能の結果である。Z 軸範囲を図 5.18 と合わせている。

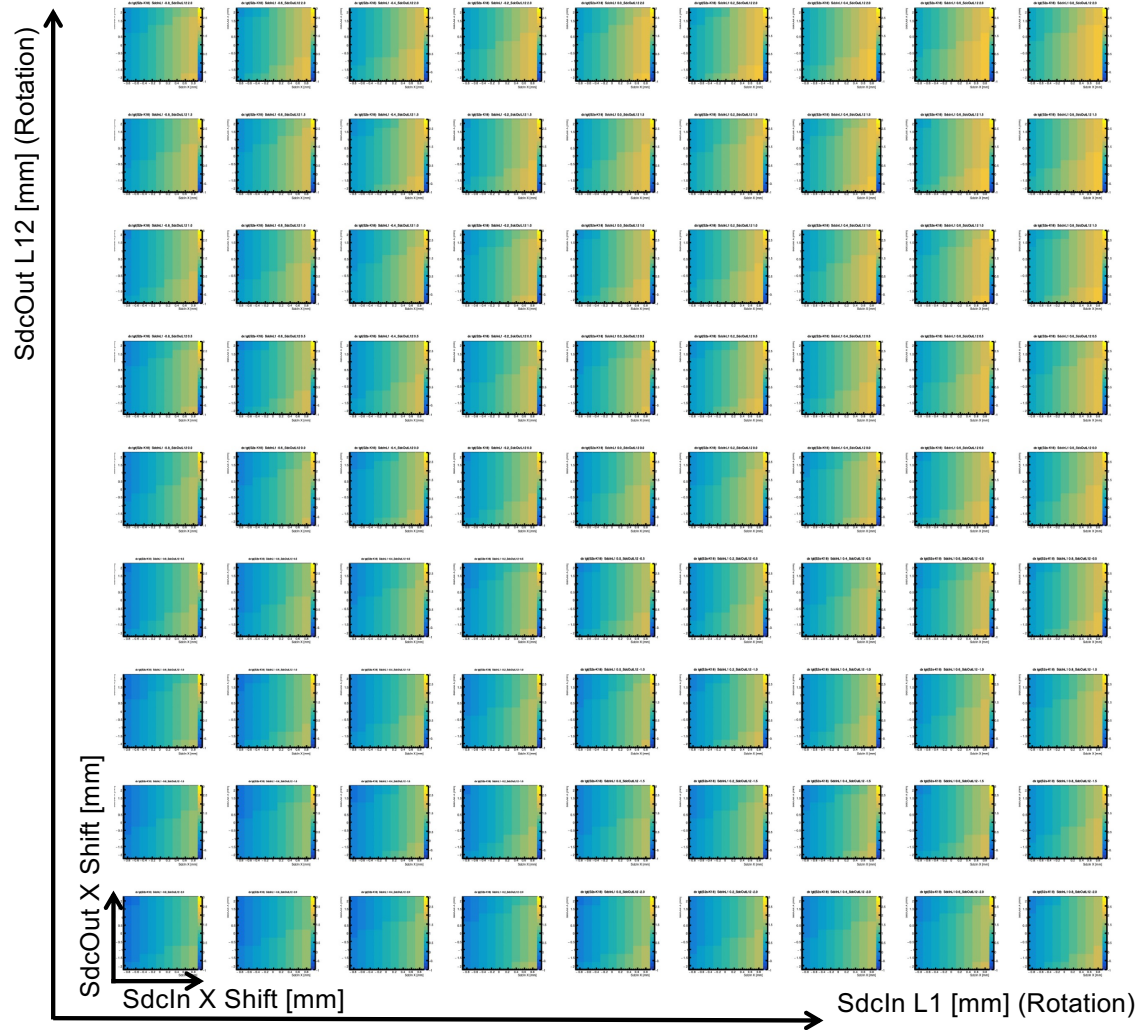


図 D.1: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/ c , Q mags. Off) の、各ジオメトリーでの標的位置における x の差分
 $(x'_{\text{diff.}} = x_{\text{tgt.S2S}} - x_{\text{tgt.K18}})$ 。

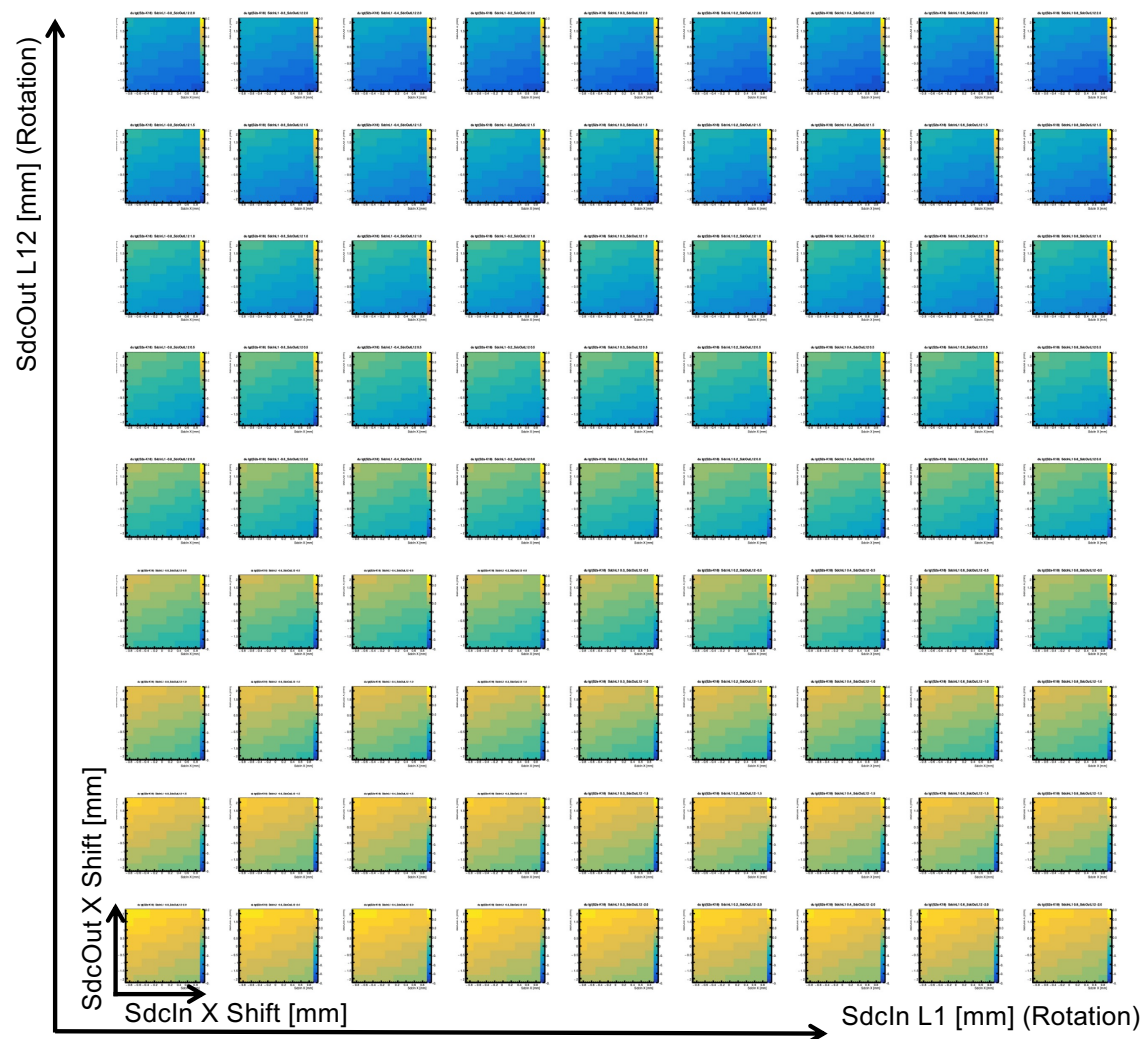


図 D.2: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) の、各ジオメトリーでの標的位置における u の差分
 $(u'_{\text{diff.}} = u_{\text{tgt.S2S}} - u_{\text{tgt.K18}})_0$

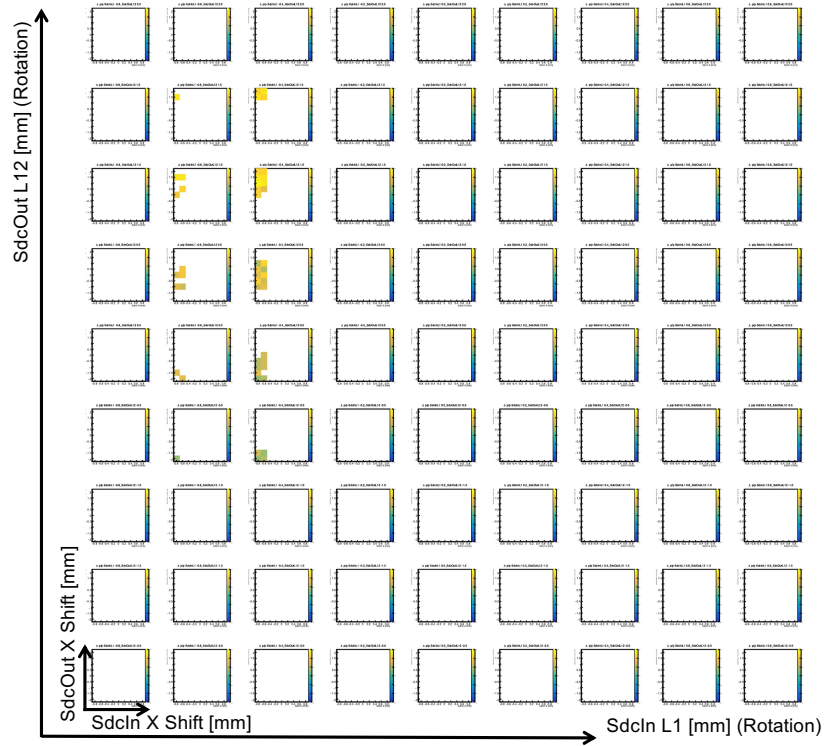


図 D.3: #71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。

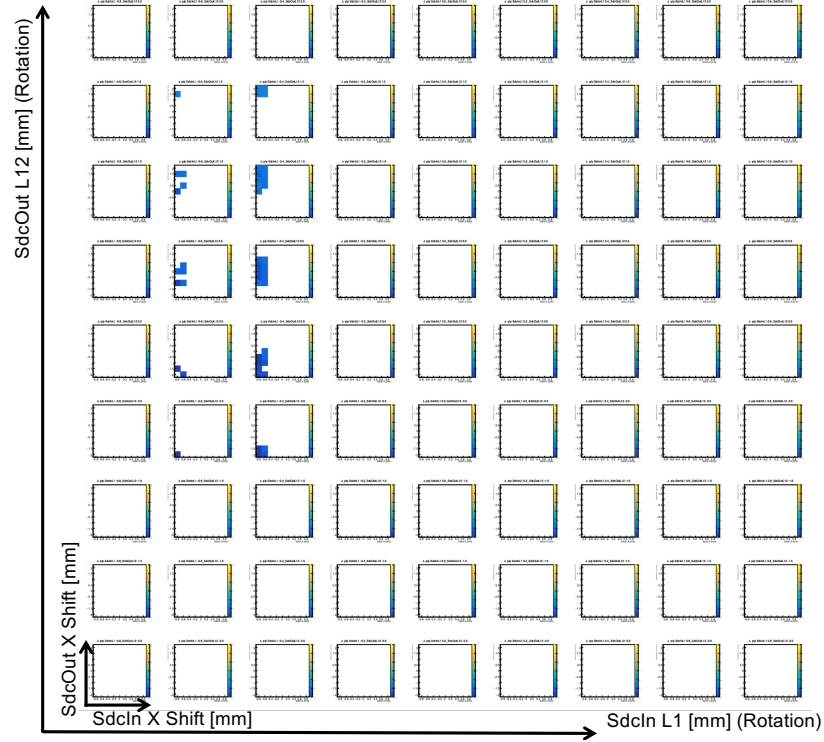


図 D.4: #71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。

図 D.5 以降は、SdcOutLocal に宇宙線データを用いた場合の、グローバルアライメントの結果を示す。図 D.6-D.8 は選定したジオメトリーにおける運動量分解能の分布を運動量ごと

に示した。Z 軸範囲は全て図 5.18 と合わせている。

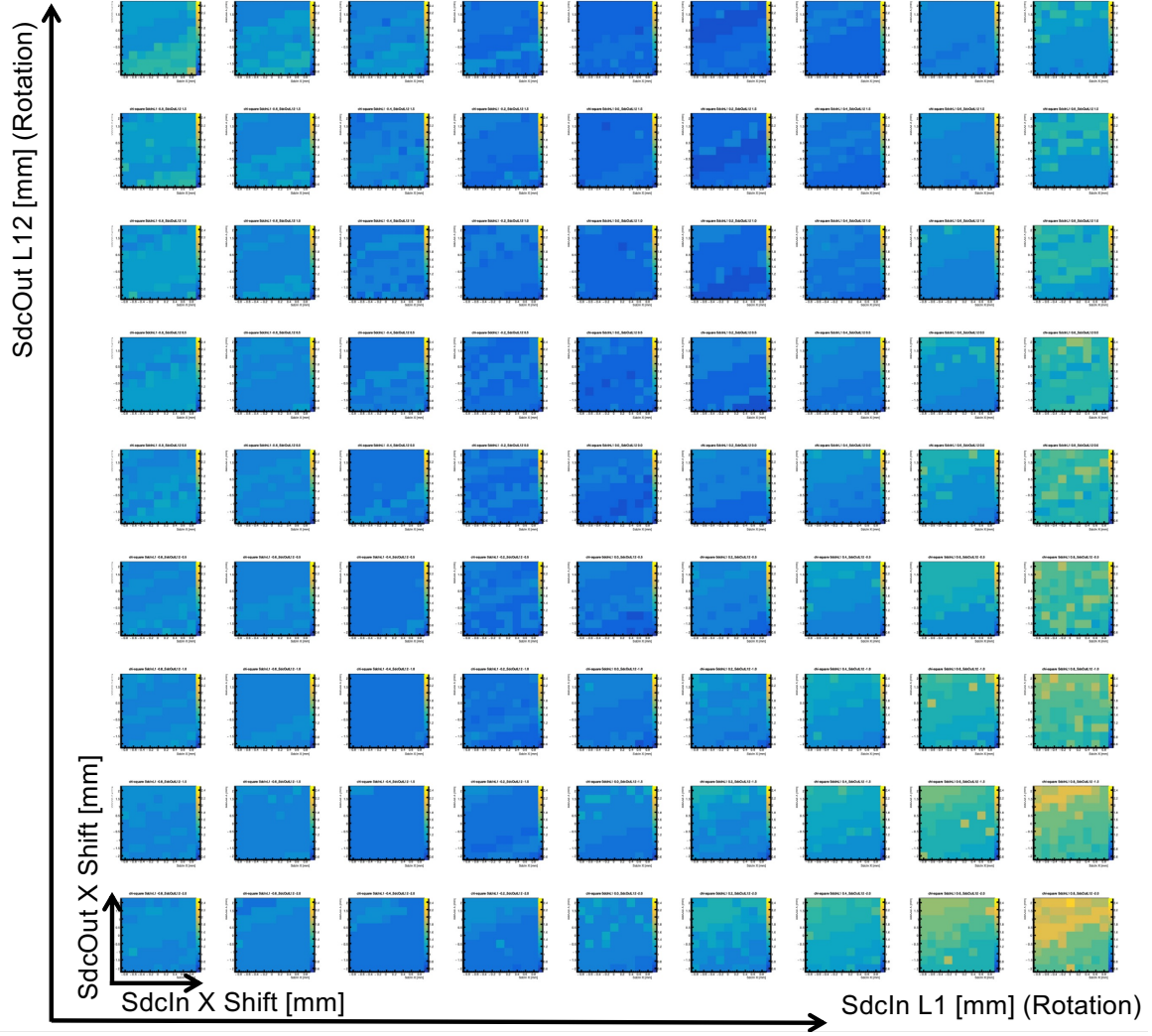


図 D.5: #71648 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. Off) における各ジオメトリーでのカイ二乗の最頻値。縦軸は図 5.13 と合わせた。

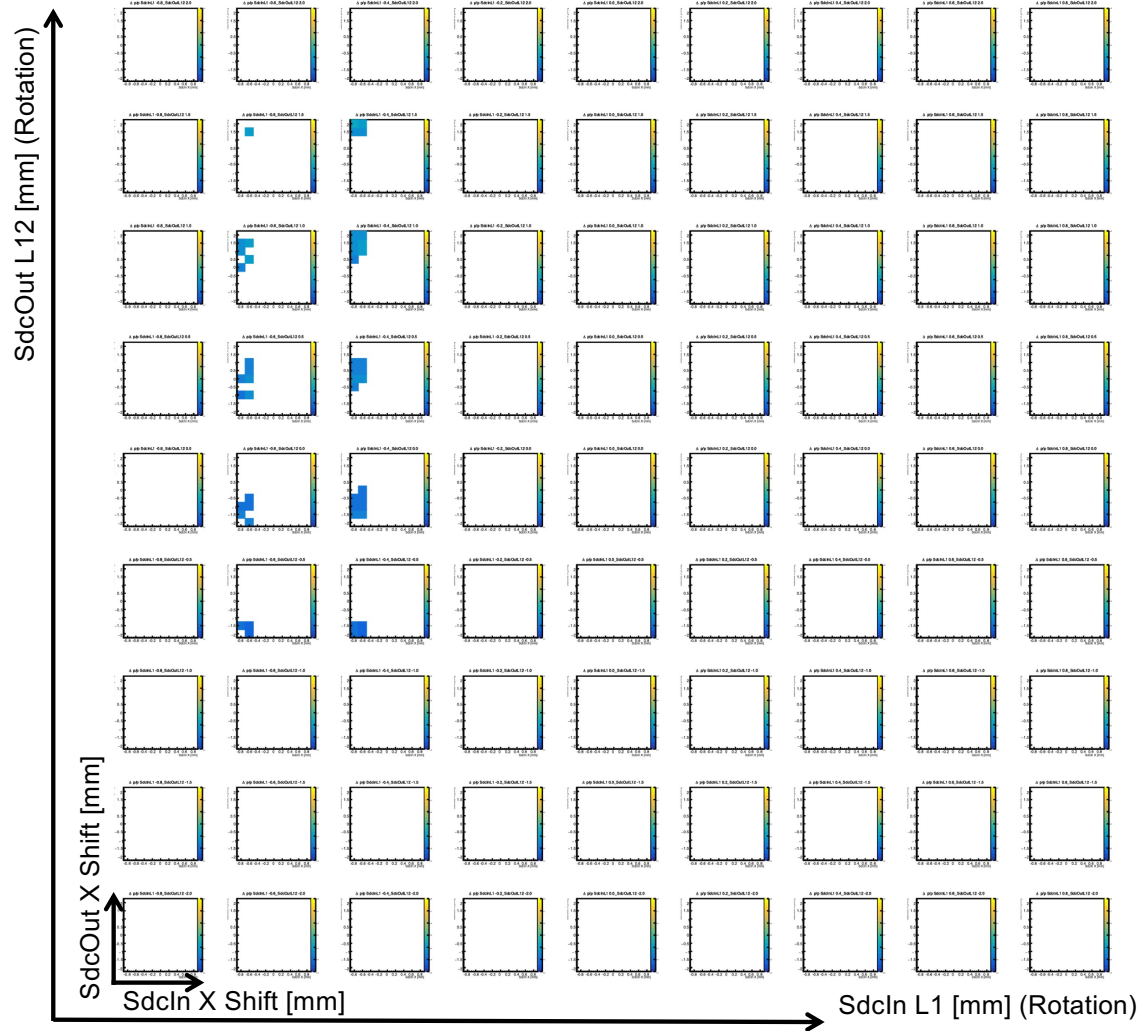


図 D.6: #71560 (K^+ , 1.4 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{fwhm} [\times 10^{-3}]$ 。

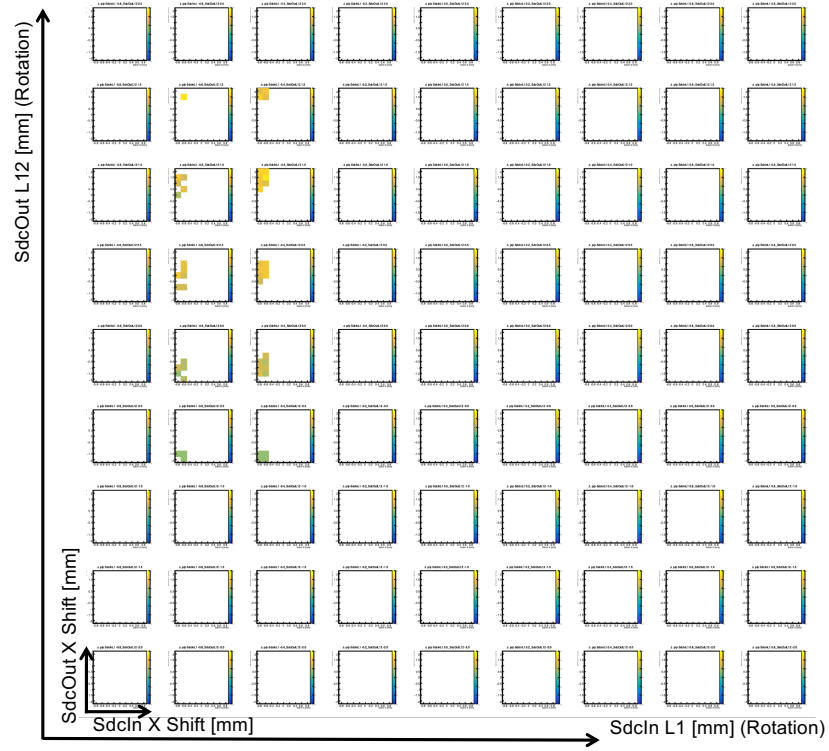


図 D.7: #71647 (K^+ , 1.2 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。

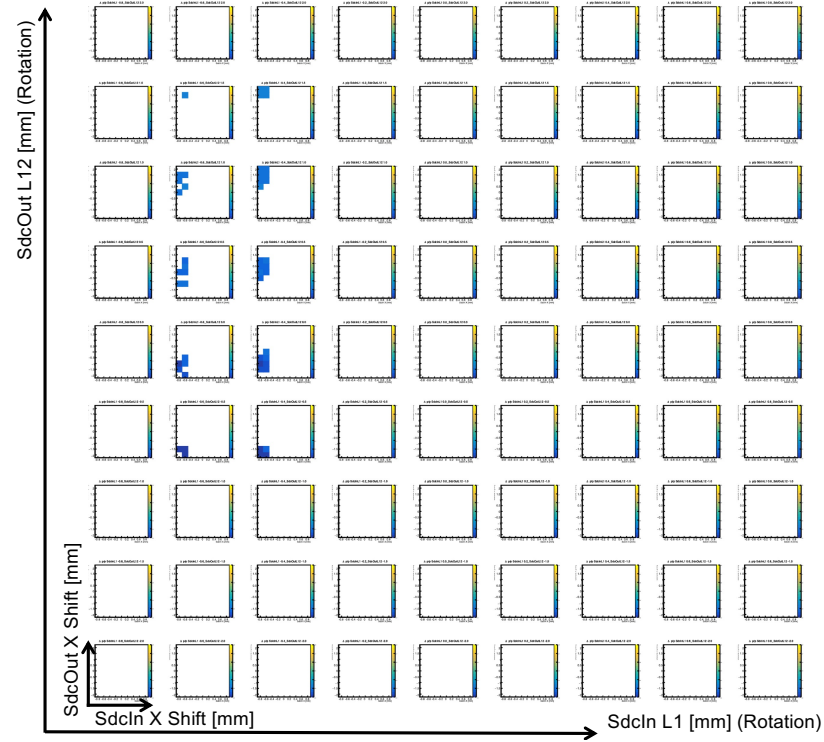


図 D.8: #71554 (K^+ , 1.5 GeV/c, Q mags. On) の、選定条件を全て満たしたジオメトリーにおける $(\Delta p/p)_{\text{fwhm}} [\times 10^{-3}]$ 。

付録 E

S-2S Q1 スキャンデータの解析

S-2S の光学を確認するために取得したデータを解析し、収束点や運動量分解能の結果を議論する。

E.1 測定条件

Q1 の電流値を下げたデータを取得した。定性的には、縦収束の磁石である Q1 を弱めることは、相対的に横収束を強めることになり、より上流側に収束する。分散の効果だけを考えれば、SdcOut のチャンバー間に収束面がくると分解能が高くなる (ただし、拡大項の効果もあるので一意に分解能があがるとは言い切れない)。収束力が落ちるために立体角が小さくなり、収量が減るため、現実的な電流値設定ではないことに注意が必要である。

データセットを表 E.3 に示す (これらは、第 5 章で解析したデータセット (表 4.4) とは K1.8 ビームライン磁石の設定が異なっている (表 E.2))。

表 E.1: S-2S Q1 スキャンを行ったデータセット。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	実験標的	S-2S QQD settings [A]	Remarks
71525	K	1.4	なし	2500, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71527	K	1.4	なし	2235, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71529	K	1.4	なし	882, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC
71532	K	1.4	なし	506, 2500, 2362	w/ all He Bags, w/o BAC

表 E.2: K1.8 ビームライン磁石の設定の違い。

Run#	粒子	運動量 [GeV/c]	K1.8 QQD(Dsub)QQ settings [A]
71525	K	1.4	1003, 790, 3393, (870,) 824, 672
71560	K	1.4	991, 792, 3387, (870,) 827, 674

解析には、磁場マップ 1 を用いた。Q1 の電流値を 2235 A, 882 A, 506 A にしたランでは、Q1 領域の磁場をそれぞれ 0.97 倍、0.75 倍、0.5 倍にした磁場マップを使って解析した。

E.2 結果

運動量分解能 $(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ の結果を表 E.3 に、グローバルトラッキングのカイ二乗分布を図 E.1 に示した。カイ二乗は電流値を下げたランほど悪くなっており、これは磁場マップに問題があるためと考えている。Q1 領域の磁場をスケールしているため、Q1 の電流値が小さいほど、領域の境界での磁場強度の飛びが大きくなる。

表 E.3: S-2S Q1 スキャンの運動量分解能 $(\Delta p/p)_{\text{S2S eff.}}$ の結果。

Run#	S-2S Q1 Current [A]	Resolution $\times 10^{-3}$ (FWHM)
71525	2500	1.597 ± 0.003
71527	2235	1.550 ± 0.004
71529	882	1.315 ± 0.003
71532	506	1.248 ± 0.002

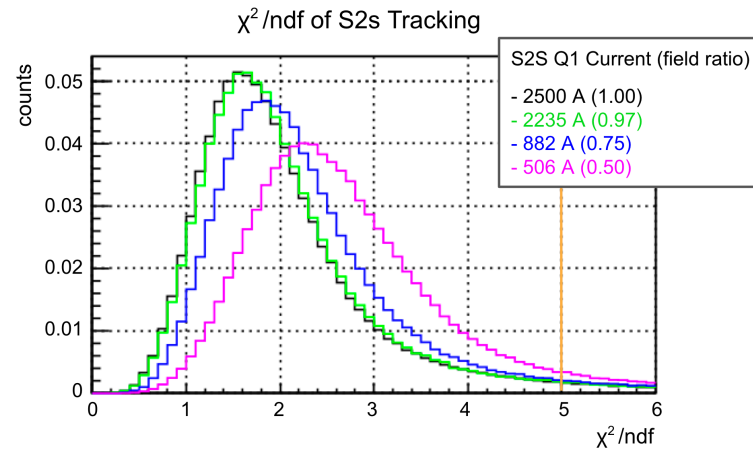


図 E.1: S-2S の Q1 カイ二乗分布。

次に、S-2S D1 下流でのビームプロファイルから、収束位置を確認する。SdcOut のローカ

ルトラッキングの結果を用いて、Z 位置 300 mm 毎のビームの広がりを確認した。図 E.2 には XY 方向のビームプロファイルを二次元相関図で示した。X 方向のビームプロファイルをガウス分布でフィッティングし、中心値、標準偏差を各 Z 位置におけるビームプロファイルの X 位置 (X position)、X 方向のビーム広がり (X size) として #71525 の場合を図 E.3 に、Q1 電流値による違いを図 E.4 に示した。

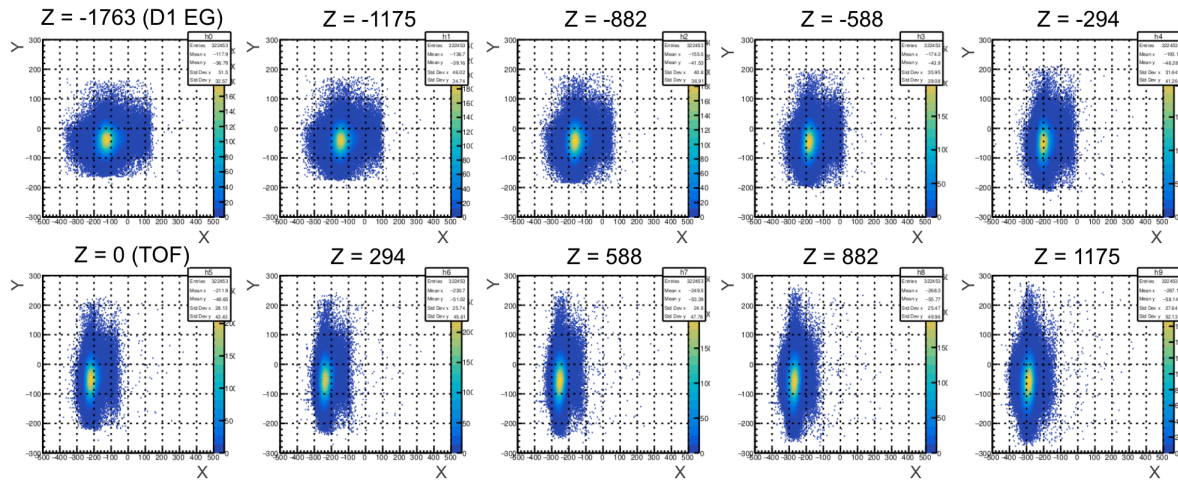


図 E.2: #71525 の下流における Z 位置毎のビームプロファイル。Z = 0 が TOF の位置。

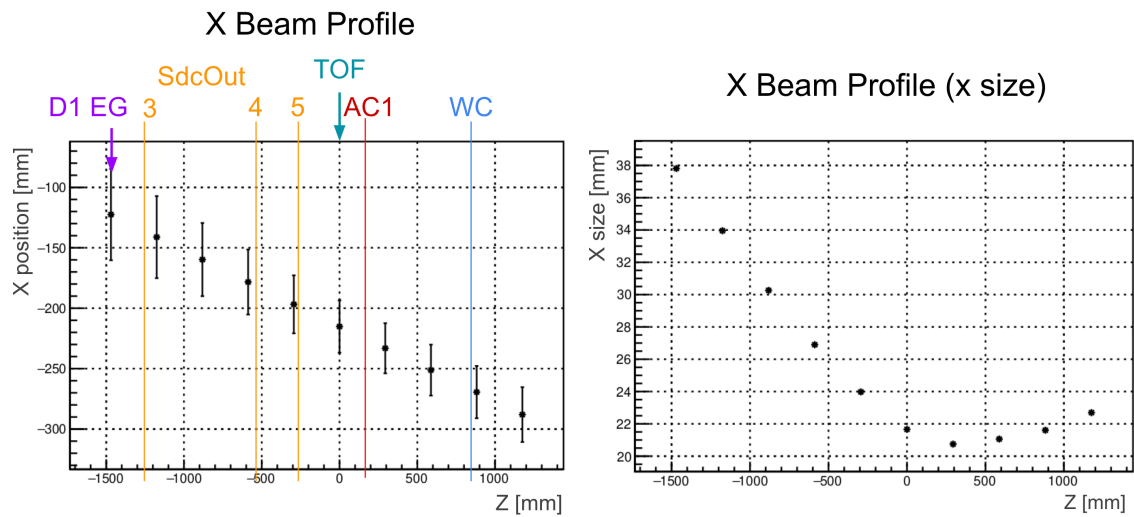


図 E.3: #71525 の下流における Z 位置毎の X 方向のビームプロファイル。Z = 0 が TOF の位置、左図にはそれぞれの検出器の位置を併せて示した。

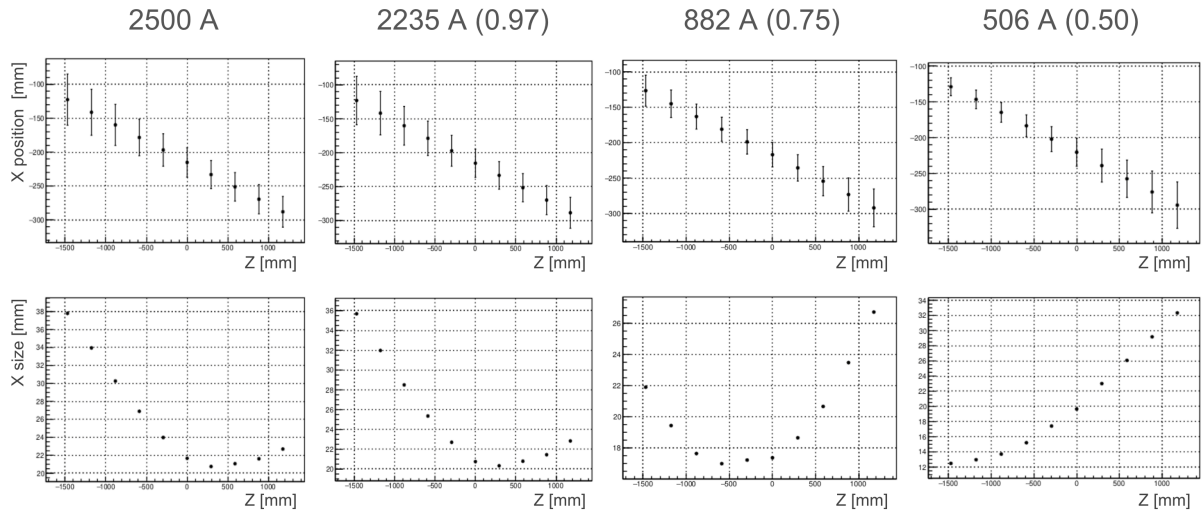


図 E.4: X 方向のビームプロファイルを S-2S Q1 の電流値毎に示した。電流値が小さいほど収束点が上流へ移動することが分かる。

図 E.4 を見ると、S-2S Q1 の電流値を下げるほど、X 方向の収束点が上流へ移動することが確認できた。これは Q1 が縦収束の磁石であることから定性的に理解できる。

しかし、運動量分解能と収束位置を統一的に理解できない。収束の効果のみを考えると、運動量分解能が良いと予想されるのは、チェンバー間に収束点がある 882 A の場合 (#71529) であるが、現状は 506 A の場合 (#71532) の運動量分解能が最も良い。これは、磁場マップの作成に問題があり、現状では光学より磁場マップの影響を大きく受けていると考えている。

今後は、TOSCA モデルの段階で電流値を設定した磁場マップを用いるなど、磁場マップを修正することや、位置校正を行った後に再度評価することなどにより、S-2S の光学に対してさらなる理解が得られるだろう。

謝辞

本論文の執筆にあたり、大変多くの方々にお世話になりました。

まずは、本研究の指導を賜りました、後神利志助教に深く感謝申し上げます。後神助教には初歩的な内容から最先端の研究課題に至るまで幅広く教えていただきました。毎週のミーティングの間では、研究内容だけでなく研究の進め方などもご指導いただきました。また何時も快く相談に乗ってくださり、前向きな言葉をかけていただいたことで、修士論文の執筆に邁進することができました。

J-PARC E70 実験の発案者であり昨年度退官された永江知文名誉教授には、ご退職後もご助言をいただいたり、修士論文の添削までしていただいたりと、最後までお世話になりました。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、様々なご助言をいただき日々お力添えしていただきました。

同じ研究グループの先輩である原田健志氏、江端健悟氏には、研究を進めるにあたって大変お世話になりました。原田氏は、現場作業や解析について一から丁寧に教えてくださり、私が納得できるまで議論に付き合ってくださいました。それだけでなく、東海村での生活の間でも度々助けていただきました。江端氏には、鋭い洞察力と深い知識に尊敬の念を抱くとともに、真摯な研究姿勢に刺激を受けました。研究グループのOBである高橋秀治氏や後輩である谷口智大氏をはじめ、同じ研究室に所属する多くの方々に支えられました。この場を借りてお礼申し上げます。

本研究は他機関・他大学の方々にも多くお力添えいただきました。KEK の高橋俊行氏、鶴養美冬氏、JAEA の山本剛史氏、藤田真奈美氏には、特に現場作業でお世話になりました。不慣れな私にドリフトチェンバーの操作を丁寧に教えてくださり、ビームタイム中も幾度となく支えていただきました。東北大学の田村裕和教授、三輪浩司教授、市川裕大准教授、早川修平助教には、特に研究会やミーティング等で多くのご助言をいただきました。東北大学の先輩である鎌田健人氏、大浦文也氏、成済秀氏、渡辺大護氏にも、現場作業から解析に至るまで多くのことを教わり、また話し相手になっていただいたりと、大変助けられました。他にも、東北大学の同期である今本亮氏をはじめ、ビームタイムや現場作業など研究活動においてお世話になった多くの方々に感謝いたします。

最後に、最もお世話になっている家族にお礼申し上げます。温かく見守り支えていただいたことに感謝の念が尽きません。本当にありがとうございます。

参考文献

- [1] P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, and J. W. T. Hessels, *Nature*, **647**, 1081–1083 (2010).
- [2] J. K. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. C* **88**, 014003 (2013).
- [3] H. Ekawa *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019**, 021D02 (2019).
- [4] K. Nakazawa *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2015**, 033D02 (2015).
- [5] M. Yoshimoto *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2021**, 073D02 (2021).
- [6] S. H. Hayakawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 062501 (2021).
- [7] A. Kasagi *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth. A* **1056**, 168663 (2023).
- [8] S. Acharya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 112002 (2019).
- [9] T. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. C* **58**, 1306 (1998).
- [10] P. Khaustov *et al.*, *Phys. Rev. C* **61**, 054603 (2000).
- [11] Y. Ichikawa *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2024**, 091D01 (2024).
- [12] T. Motoba, S. Sugimoto, *Nucl. Phys. A* **835**, 223 – -230 (2010).
- [13] M. Isaka *et al.*, *Phys. Rev. C* **109**, 044317 (2024).
- [14] Y. Tanimura *et al.*, *Phys. Rev. C* **105**, 044324 (2022).
- [15] J-PARC センター『フォトギャラリー』<https://j-parc.jp/c/public-relations/gallery.html> [accessed on December 25, 2024].
- [16] T. Gogami, *et al.*, *EPJ Web Conferences* **271**, 11002 (2022)
- [17] T. O. Yamamoto, *et al.*, Proposal to J-PARC, E96, 2022.
- [18] T. Nagae, *et al.*, Technical Design Report for E70, 2019.
- [19] 有限会社ジー・エヌ・ディー『GNA-200』<http://www.gn-d.com/gna200.pdf> [accessed on December 7, 2024].
- [20] Open-It『Hadron Universal Logic Module』<https://openit.kek.jp/project/HUL> [accessed on December 7, 2024].
- [21] S. Takahashi, Master's thesis, Kyoto Univ., 2024.
- [22] A. Koshikawa, Master's thesis, Kyoto Univ., 2018.
- [23] T. Harada, Master's thesis, Kyoto Univ., 2020.
- [24] K. Ohashi, Master's thesis, Tohoku Univ., 2024.
- [25] T. Kobori, Master's thesis, Institute of Science Tokyo, 2024.
- [26] R. Negishi, Master's thesis, Institute of Science Tokyo, 2023.

- [27] K. Ebata, Master's thesis, Kyoto Univ., 2023.
- [28] T. Gogami *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **900**, 69–83 (2018).
- [29] S. Kanatsuki, Master's thesis, Kyoto Univ., 2013.
- [30] S. Navas *et al.*, Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
- [31] T. Nanamura, Master's thesis, Kyoto Univ., 2017.
- [32] DASSAULT SYSTEMS, SIMULIA <https://www.3ds.com/products/simulia/opera> [accessed on December 25, 2024].
- [33] S. Kanatsuki *et al.*, The Physical Society of Japan 2013 Autumn Meeting, 20pSH-6 2013.