

修士論文

大強度 π ビームを用いた 新たな Σ^-p 散乱実験手法の構築

Building a new experimental method to identify the
 Σ^-p scattering events with a high intensity pion beam

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

藤岡徳菜

平成 30 年

概要

二体の核子-核子系に働く相互作用は、近距離 ($< 1 \text{ fm}$) では斥力として、遠距離では引力として働くことが多数の核子-核子散乱実験から明らかになっている。このうち、遠距離部分については中間子交換モデルにより理解されている。一方で、核子と核子が重なるような近距離で生じる斥力については未だにその起源が理解されていない。核力を u, d, s クォークを含む $SU(3)$ 対称性に基づくバリオン間力に拡張することによって、新たに現れる多重項では近距離での相互作用が核力とは著しく異なると理論的に予言されている。そのため、拡張されたバリオン間力を解明することが重要となる。

バリオン間力の中で、我々は特に ΣN 相互作用に着目している。 ΣN ($I = \frac{3}{2}$) は quark cluster model や Lattice QCD シミュレーションから非常に強い斥力が働くことが予想されているチャンネルであり、バリオン間相互作用をどのように取り扱うかにより理論モデルから予想される散乱微分断面積が大きく異なる。したがって、 $I = \frac{3}{2}$ に対応する $\Sigma^+ p$ チャンネルについて、その散乱微分断面積を測定することにより、核力における斥力の起源にアプローチすることができる。また、 $I = \frac{3}{2}$ と $\frac{1}{2}$ の重ね合わせに対応する $\Sigma^- p$ チャンネルについても散乱微分断面積を測定することは $SU(3)$ に拡張されたバリオン間相互作用モデルの妥当性の検証のために必須である。しかし、ハイペロンの寿命は非常に短いために直接的な散乱実験が難しく、過去に行われた Σp 散乱実験では同定事象が数十イベントにとどまっている。

そこで我々は、新たな手法を用いた Σp 散乱実験 (J-PARC E40 実験) を計画している。この実験は、 10^7 Hz の大強度 π ビームを液体水素標的に入射して $\pi^\pm p \rightarrow K^+ \Sigma^\pm$ 反応により Σ^\pm 粒子を生成し、生成された Σ^\pm 粒子が標的中の陽子と弾性散乱を起こす事象を検出する。本実験では、入射 Σ 粒子の運動量ベクトル及び反跳陽子の飛跡とエネルギーを測定することで、運動学との一致から散乱事象の同定を行う。散乱 Σ 粒子を直接測定する必要がない点が、従来の実験とは異なる大きな利点となる。最終的に 10000 イベントの散乱事象を同定し、微分断面積を導出することが実験の目標である。本研究の目的は、2018年6月より実験の一部が開始された $\Sigma^- p$ 散乱実験において、実験の立ち上げから取得したデータの解析までを行い、実験手法を構築することである。

E40 実験では、高い統計精度で散乱微分断面積を測定するために、大強度ビームを用いて Σ 粒子の収量をできる限り増やし、 Σp 散乱事象の統計量を上げることが必要不可欠である。ここで重要になるのが大強度ビーム環境下において検出器を安定して運用することである。特に、大強度ビームは散乱粒子スペクトロメータにおいて多量のバックグラウンド事象を生成し、高計数率にさらされることにより検出器が正常に動作しなくなる可能性がある。そこで我々はトリガーレートを抑制するために、トリガーカウンターはビームが当たらないように設置し、飛跡検出器についてはビームをフレームに当てず想定外のバックグラウンドを作らないようにした。さらに飛跡検出器の有感領域をビームが通過しないようにすることで、散乱粒子のみを効率的に検出するように検出器の位置を決定し、設置を行った。ただし、散乱粒子スペクトロメータの KURAMA マグネット下流に位置する大型ドリフトチェンバーについてはビーム通過領域を有感領域が避けることができないため、ビームが通過するセンスワイヤーを不感とすることにした。私はビーム領域以外の不感領域を補償するために、ドリフトチェンバーの上流、下流にそれぞれ 2 層ずつ新たに飛跡検出器を設置することにした。新規検出器 (Fine segmented Hodoscope Tracker, FHT) は製作の簡単さ、および光量と時間分解能の点からプラスチックシンチレータを用いることとし、位置分解能をできる限りよくするために 1

セグメントの幅を 6 mm とした。また、低レートでのドリフトチェンバーにおけるビームプロファイルからドリフトチェンバーの不感領域を決定し、この不感領域を十分に覆えるようにドリフトチェンバーの上流側の検出器は 48 セグメント、下流側の検出器は 64 セグメントと決定した。これらをもとに検出器の設計、製作を行い、完成した FHT をビームライン上に設置した。さらに実際に運用する E40 実験と同様の条件で π^- ビームを用いて性能評価実験を行い、ノイズと分けられるだけの十分な光量を持ち、加速器での輸送によって生まれるビームのバンチ構造 (約 20 ns 周期) を分けられるだけの 1.6 ns (σ) の時間分解能、1 mm (σ) の位置分解能、および 99 % 以上の検出効率を持つことを確認した。また、FHT を実際の E40 実験で運用した結果、得られる K^+ の収量を約 20 % 向上させることができた。

次に、実際の Σ^-p 散乱実験において取得したデータを用いて Σ^- 生成事象について解析を行った。K1.8 ビームラインスペクトロメータにより π^- ビームの飛跡を再構成して運動量 (~ 1.33 GeV/c) を求め、KURAMA スペクトロメータでは散乱粒子の飛跡をトラッキングにより再構成することで運動量および質量を求めた。さらに、ビーム側で π^- を、散乱側で K^+ を選ぶことで $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応による Σ^- の生成を同定する。これにより Σ^- の収量について見積もると、約 2 日間のビームタイムにおいて 1×10^6 であった。これは過去のイメージング法を用いた実験と比べても圧倒的に収量を改善することができていることを示しており、E40 実験で大強度ビームを安定して用いることができているからこそその結果である。

また、各スペクトロメータについて性能評価を行い、20 M/spill のビーム環境下でも K1.8 ビームラインスペクトロメータにおけるトラッキング効率は 96 %、KURAMA スペクトロメータでのトラッキング効率は 98 % であり、いずれも大強度ビーム環境下においても解析効率がほとんど低下しないことを確認した。これにより、どちらのスペクトロメータについても大強度ビーム環境下で正常に動作しており、十分な解析効率が得られていることが分かった。

また、液体水素標的を囲み Σ^-p 散乱の反跳陽子を測定する CATCH 検出器群について解析を行い、CFT でのエネルギー損失 ΔE と BGO カロリメータでのエネルギー損失 E の相関を用いる $\Delta E - E$ 法により粒子識別を行った。ここで、BGO カロリメータの外側を囲む PiID カウンターのヒット情報を用いて BGO カロリメータを突き抜けた π^- を識別することで、陽子と π^- のセパレーションをよくすることができた。これにより、20 M/spill のビーム環境下においても CATCH 検出器群は正常に動作し、陽子と π^- を分けることを確認した。 Σ^-p 散乱実験においては、 Σ^- の主な崩壊先に陽子がないため、CATCH 検出器群により陽子を検出したことは、何らかの反応事象が起きたことを意味する。

最後に、スペクトロメータで解析される Σ^- 粒子と CATCH 検出器群による反跳陽子の情報をつなぎ合わせ、 Σ^- が生成したときのイベントについて解析を行った。運動学を仮定して計算から求められるエネルギーと、実際に測定されたエネルギーを比較することで仮定の妥当性を検証する解析手法の有効性を np 散乱を用いて確認した。また、 Σ^-p 弾性散乱および $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象それぞれについてバックグラウンドを除去するためのカット条件について考察を行い、フィッティングを行うことにより 134 ± 29 イベント (統計的信頼度 4σ) の Σ^-p 散乱事象、および 137 ± 22 イベント (統計的信頼度 6σ) の $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 事象を同定した。J-PARC E40 実験における Σ^-p 散乱実験は今回取得したデータのさらに 10 倍程度の統計が見込まれており、統計量を上げることで精度よく散乱微分断面積を測定することができると考えられる。これにより、J-PARC E40 実験の一部である Σ^-p 散乱実験において、その立ち上

げから解析までの一連の実験手法の構築に成功した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	バリオン間相互作用	1
1.2	ΣN 相互作用	5
1.2.1	散乱位相差	5
1.2.2	散乱微分断面積	7
1.3	Σp 散乱実験	8
第 2 章	J-PARC E40 実験	11
2.1	実験概要と目的	11
2.1.1	散乱事象の同定	12
2.1.2	バックグラウンド	13
2.2	実験セットアップ	14
2.2.1	液体水素標的	15
2.2.2	反跳陽子検出器群	16
2.2.3	K1.8 ビームラインスペクトロメータ	22
2.2.4	KURAMA スペクトロメータ	26
2.3	トリガーロジック	34
2.3.1	1st level trigger	34
2.3.2	2nd level trigger (Mass trigger)	36
2.4	本研究の内容	37
第 3 章	検出器における高レート対策	38
3.1	標的でのビーム収束	38
3.2	KURAMA 磁石の上流側の検出器の高レート対策	39
3.2.1	ドリフトチェンバー (SDC1)	39
3.2.2	ファイバー飛跡検出器 (SFT)	40
3.2.3	トリガーカウンター (SCH)	43
3.3	下流検出器	43
3.3.1	TOF カウンター	43
3.3.2	ドリフトチェンバー (SDC2, 3)	43

3.4	新規飛跡検出器の開発	46
3.4.1	新規飛跡検出器 (FHT) の役割	46
3.4.2	検出器の製作	47
3.4.3	検出器の基本性能の評価	57
3.4.4	FHT による K^+ の収量の向上	68
3.5	まとめ	68
第 4 章	スペクトロメータにおける Σ^- 生成事象の解析	70
4.1	K1.8 ビームラインスペクトロメータの解析	70
4.2	散乱側 KURAMA スペクトロメータの解析	72
4.2.1	運動量解析のためのトラッキング	72
4.2.2	散乱粒子の識別	74
4.3	Σ^- 粒子生成事象の同定	77
4.3.1	スペクトロメータの解析のつなぎ合わせ	77
4.3.2	Missing Mass 法	77
4.4	スペクトロメータの性能評価	80
4.4.1	K1.8 ビームラインスペクトロメータの性能評価	80
4.4.2	KURAMA スペクトロメータの性能評価	84
4.4.3	Σ^- の収量	89
4.5	まとめ	92
第 5 章	CATCH 検出器群の解析	94
5.1	エネルギー較正	98
5.1.1	BGO カロリメータのエネルギー較正	98
5.1.2	CFT のエネルギー較正	102
5.1.3	CATCH 検出器群における $\Delta E - E$ 法による粒子識別	103
第 6 章	Σ^- 生成事象の解析	107
6.1	ΔE 法による反応同定	108
6.1.1	np 散乱事象を用いた同定手法の有効性の確認	108
6.1.2	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定方法	113
6.1.3	$\Sigma^- p$ 弾性散乱事象の同定方法	116
6.2	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定	119
6.2.1	バックグラウンド除去	119
6.2.2	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定数	124
6.3	$\Sigma^- p$ 弾性散乱事象の同定	125
6.3.1	バックグラウンド除去	125
6.3.2	$\Sigma^- p$ 弾性散乱事象の同定数	130
6.4	まとめ	131

第7章	まとめ	132
	謝辞	134
	参考文献	136

目次

1.1	バリオン 8 重項	2
1.2	SU(3) におけるバリオン 8 重項による表現	3
1.3	Lattice QCD によって計算されたフレーバー基底のバリオン 間ポテンシャル	4
1.4	各モデルにより計算される Σp 散乱断面積	6
1.5	各モデルにより計算される Σp 散乱断面積	7
1.6	E289 実験で得られた Σp 散乱のイメージングデータ	9
2.1	E40 実験において測定される反応模式図	12
2.2	$\Sigma^- p$ 散乱におけるバックグラウンド	13
2.3	$\Sigma^+ p$ 散乱におけるバックグラウンド	14
2.4	J-PARC E40 実験セットアップ全体図	15
2.5	液体水素標的セル	16
2.6	CATCH の全体図	17
2.7	CATCH の断面図	17
2.8	飛跡検出器 CFT	18
2.9	BGO カロリーメータ	19
2.10	PiID カウンター	20
2.11	K1.8 ビームラインにインストールされた CATCH 検出器群	21
2.12	K1.8 ビームラインスペクトロメータ	22
2.17	散乱側 KURAMA スペクトロメータ	26
2.18	TOF カウンター	27
2.19	エアロゲルチェレンコフ検出器	28
2.20	チェレンコフ光の発光閾値と屈折率の関係	28
2.21	散乱側ファイバー飛跡検出器 SFT	29
2.22	SFT-X 層の模式図	30
2.23	SFT-UV 層の模式図	30
2.24	散乱側 MWDC SDC1 の設計図	31
2.25	散乱側 MWDC SDC1	32
2.26	散乱側 MWDC SDC2, 3	32

2.27	検出器インストール後のビームラインを上から見た様子	33
2.28	SCH と TOF カウンターのヒットセグメントの相関図	34
2.29	散乱粒子による TOF カウンターでのエネルギー損失	35
2.30	各散乱粒子の TDC 分布	36
3.1	標的でのビーム収束のイメージ図	39
3.2	標的でのビームプロファイル	40
3.3	SDC1 におけるビーム位置	41
3.4	SFT-X におけるビーム位置	42
3.5	ビーム領域用 TOF カウンターの構造	43
3.6	20M/spill π^- ビーム環境下で予想される SDC2 でのワイヤー 1 本当たりの hit rate	44
3.7	ビーム通過領域付近のワイヤーでの TDC 分布	44
3.8	SDC2 の不感領域と新規検出器	45
3.9	FHT の設置位置	46
3.10	FHT の構造	48
3.11	プラスチックシンチレータの発光スペクトルとシンチレータ の溝	49
3.12	波長変換ファイバーの再発光の模式図とマルチクラッド	49
3.13	波長変換ファイバー (PSFY-11J) の発光・吸収スペクトル	50
3.14	設計した FHT の様子	52
3.15	FHT の製作の様子	53
3.16	FHT のファイバー端面の様子	53
3.17	FHT に MPPC 基盤とケーブルを取り付けた様子	54
3.18	完成した FHT の様子	54
3.19	FHT のインストールの	55
3.20	FHT を横から見た様子	56
3.21	FHT を上下流から見た様子	56
3.22	TOT の概略図	57
3.23	FHT の TOT	58
3.24	FHT の TDC	58
3.25	FHT までの飛行時間	59
3.26	FHT の時間分解能	60
3.27	FHT の clustering	61
3.28	FHT の位置分解能	61
3.29	FHT の z 位置での粒子の通過位置	63
3.30	FHT の印加電圧および threshold 電圧と検出効率	65
3.31	FHT1 のセグメントと検出効率の相関	66

3.32	FHT2 のセグメントと検出効率の相関	67
3.33	FHT による K^+ の収量の増加	69
4.1	K1.8 ビームラインスペクトロメータにおけるトラッキング解析	71
4.2	π ビームの運動量	71
4.3	KURAMA スペクトロメータにおけるトラッキング解析 . . .	73
4.4	KuramaTracking の χ^2 分布	73
4.5	散乱粒子の質量 2 乗分布	74
4.6	散乱粒子の運動量と質量の相関	75
4.7	散乱粒子の質量の 2 乗分布における各粒子のもれこみ	76
4.8	π^- ビームと散乱 K^+ の散乱角	76
4.9	KURAMA スペクトロメータにおける vertex 分布	77
4.10	ミッシングマスのスペクトル	78
4.11	Σ 粒子の運動量分布	79
4.12	K^+ 以外が作るミッシングマスのスペクトル	79
4.13	ビームラインスペクトロメータにおけるトラッキング効率 . .	80
4.14	ビームラインスペクトロメータのトラッキングにおける χ^2 分布	81
4.15	BH2 Filter による BcOutTracking のトラック数の変化 . . .	82
4.16	BFT の検出効率	83
4.17	BFT のクラスター数	83
4.18	SCH のヒットセグメントと TOF カウンターまでの飛行時間 の相関	84
4.19	各ビーム強度におけるトラッキング効率	85
4.20	SAC の検出効率の導出方法	86
4.21	tSac	87
4.22	KURAMA スペクトロメータにおける Kaon の path length	88
4.23	KURAMA スペクトロメータにおける Kaon の崩壊	88
4.24	ミッシングマススペクトルのフィッティングの様子	89
4.25	Σ 粒子の収量	90
4.26	SCH の検出効率	91
4.27	電流量が多いときの SCH の挙動	92
5.1	CATCH での反応模式図	94
5.2	CFT の TDC 分布	95
5.3	CATCH 検出器群におけるトラッキングの様子	96
5.4	pp 散乱における CFT の vertex 分布	97
5.5	π^-p 散乱における CFT の vertex 分布	97
5.6	Flash ADC で取得した BGO の 波形	98
5.7	BGO の ADC と散乱角の相関	99

5.8	BGO のエネルギー較正	100
5.9	BGO のエネルギーと散乱角の相関	101
5.10	BGO のエネルギーと散乱角の相関	101
5.11	πp 散乱での散乱角と CFT のエネルギーの相関	102
5.12	$\Delta E - E$ 相関	103
5.13	PiID カウンターを用いた粒子識別	104
5.14	BGO カロリメータでのエネルギー損失で区切ったときの CFT でのエネルギー損失	105
5.15	$\Delta E - E$ 法による陽子の識別	106
6.1	Σ^- 生成イベントにおける $\Delta E - E$ 相関	107
6.2	np 散乱事象の模式図	109
6.3	Σ^- の崩壊による中性子の運動量ベクトルの大きさ	110
6.4	np 散乱を仮定した場合の ΔE 分布	111
6.5	np 散乱を仮定した場合の ΔE 分布 (シミュレーション)	112
6.6	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の模式図	113
6.7	Λn conversion 反応を仮定した場合の ΔE 分布	115
6.8	Λn conversion 反応を仮定した場合の Δp 分布 (シミュレー ション)	115
6.9	$\Sigma^- p$ 弾性散乱の模式図	116
6.10	$\Sigma^- p$ 弾性散乱を仮定した場合の ΔE 分布	118
6.11	$\Sigma^- p$ 弾性散乱を仮定した場合の ΔE 分布 (シミュレーション)	118
6.12	Λn conversion 反応の vertex point	119
6.13	CATCH 検出器群単体での最近接距離の広がり	120
6.14	スペクトロメータも合わせた場合の最近接距離の広がり	121
6.15	Λn conversion 反応の最近接距離	121
6.16	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の同定間違いの例	122
6.17	Σ^- 生成および Λn 反応の順序	123
6.18	カットを行った後の Λn conversion 反応を仮定した場合の ΔE 分布	124
6.19	$\Sigma^- p$ 弾性散乱の vertex point	125
6.20	$\Sigma^- p$ 弾性散乱の最近接距離	126
6.21	$\Sigma^- p$ 弾性散乱の同定間違いの例	126
6.22	Σ^- 生成および $\Sigma^- p$ 散乱の順序	127
6.23	Σ^- の飛行距離	128
6.24	$\Delta E_{\Sigma p}$ における np 散乱によるバックグラウンド	129
6.25	カットを行った後の $\Sigma^- p$ 弾性散乱を仮定した場合の ΔE 分布	130

表目次

1.1	ΣN 間の粒子での基底をフレーバー基底で記述したもの . . .	5
3.1	FHT の時間分解能	60
3.2	FHT の位置分解能	62
4.1	質量選択における効率	74
4.2	スペクトロメータにおける解析効率	90

第 1 章

序論

この章では、研究の物理背景および動機について述べる。

1.1 バリオン間相互作用

現代物理学において基本的な相互作用を記述する標準模型により、粒子はクォーク、レプトン、ゲージボゾンおよびヒッグス粒子に分類される。全ての物質はこれらの素粒子から構成されるが、物質の質量のほとんどはクォークの複合物であるハドロンが担っている。ハドロンにはバリオンと中間子の2種類があるが、クォーク模型ではバリオンは3つのクォークで構成され半整数のスピンをもつフェルミオンであり、中間子はクォークと反クォークのペアで構成され整数のスピンをもつボソンである。我々の物質世界を形成しているのは原子核であるが、原子核を構成する陽子や中性子はバリオンのひとつであり、核子と呼ばれる。そのため、バリオン間にはたらく相互作用は古くから非常に興味深い研究対象であり、実験、理論の双方向から盛んに研究が行われてきた。特に核子 (N) については、加速器技術の発展に伴って多くの核子-核子 (NN) 散乱実験が行われ、そのデータをもとに理論も発展してきた。その結果として、バリオン間の相互作用は非常に近距離 ($< 1 \text{ fm}$) では斥力であり、それよりも遠い距離では引力として働くことが分かってきた。このうち、遠距離部分 ($> 2 \text{ fm}$) は one boson exchange モデルにより比較的軽い π 中間子の交換で記述され、中距離部分 (1 - 2 fm) は複数の π 中間子の交換 (multi-pion exchange)、及び ρ 、 ω などの重い中間子の交換 (vector meson exchange) によって記述される。一方で、近距離における斥力については未だ十分な理解がなされておらず、コンベンショナルな中間子交換モデルの中では現象論的に取り扱うことで NN 散乱のデータを再現している。ここで、1 fm という距離はバリオン同士がかさなる領域である。核力の起源はクォーク間にはたらく強い相互作用であるため、波動関数が重なるような近距離においては、互いを構成しているクォーク間に直接はたらく相互作用に踏み込んだ議論をする必要がある。

標準模型において、物質の最小単位であるクォークは u, d, s, c, t, b の6種類 (フレーバー) 存在すると考えられている。一方で我々の周りで安定に存在しているのはこのうち u クォークと d クォークのみであり、この2つが核子を構成することで安定な物質世界を作り上げている。しかし、クォーク間に働く相互作用について理解を深めるには u クォークと d クォークに限らず他のクォークを含めた系において研究を行う必要がある。ここで、核子はアイソス

ピンの2重項として表され、NN系の相互作用を考えた場合、SU(2)アイソスピン空間において2重項同士の合成から

$$2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$$

という2つの既約表現が得られる。 $I = 1$ である3重項はアイソスピン空間での粒子交換に対して対称であり、 $I = 0$ の1重項は反対称である。次に、SU(2)空間からSU(3)空間に拡張することを考える。 u, d, s クォークがほぼ同じ質量だと近似すると、3つのクォークの入れ替えによるSU(3)フレーバー対称性が成り立ち、同一既約表現内でのバリオン間力は同一の性質を示す。3フレーバーのSU(3)空間に拡張すると、3つのクォークから構成されるバリオンはスピン1/2の8重項とスピン3/2の10重項に分類される。 (u, d, s) のフレーバー空間におけるバリオン8重項を図1.1に示す。

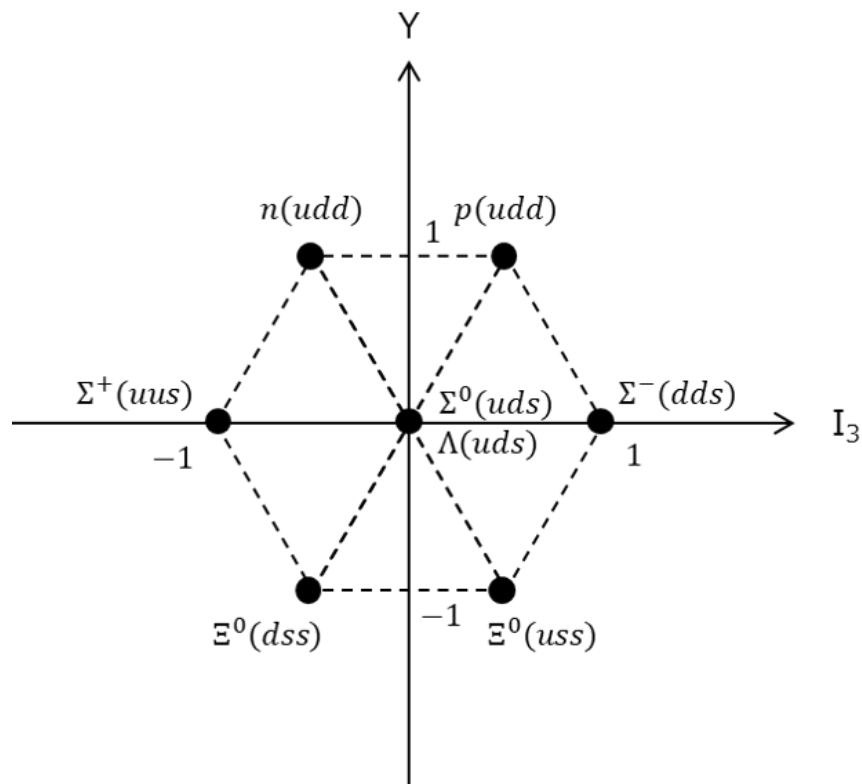


図 1.1: バリオン 8 重項。

この8重項のバリオン同士の相互作用を考えた場合、さきほどのSU(2)のときと同様に

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 1$$

という6つの既約表現が得られる。これを図1.2に示す。図1.2のうち、(27)、(8_s)、および(1)の3つの多重項はフレーバーに対して対称であり、(10)、(10*)、(8_a)の3つの多重項は反対称である。ここでNN系におけるアイソスピン3重項は(27)項に含まれ、1重項に対応するチャンネルは(10*)項に含まれている。これはNN系の研究で得られる情報は(27)及び(10*)項のみに限られるが、他の多重項の情報はsクォークを含めたバリオン系に

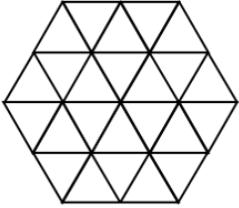
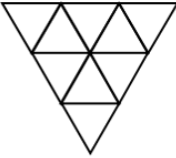
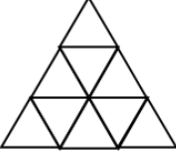


27		$NN (I=1)$ $\Sigma N (I=3/2), \Sigma N - \Lambda N (I=1/2)$ $\Sigma\Sigma (I=2), \Xi N - \Sigma\Sigma - \Lambda N (I=1/2), \Xi N - \Sigma\Sigma - \Lambda\Lambda (I=0)$ $\Xi\Sigma (I=3/2), \Xi\Sigma - \Xi\Lambda (I=1/2)$ $\Xi\Xi (I=1)$
10		$\Sigma N (I=3/2)$ $\Xi N - \Sigma\Sigma - \Lambda N (I=1)$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

図 1.2: SU(3) におけるバリオン 8 重項による表現。

拡張して初めて得られることになる。この新たな多重項を含めて、より一般的にバリオン間力を調べるのが核力を理解する上で非常に重要となる。

u クォークと d クォークに s クォークを加えた 3 フレーバーの系における相互作用を記述した理論モデルはいくつか存在する。代表的な理論モデルとして、中間子交換モデルを拡張した Nijmegen Extended Soft Core (ESC) モデル [1] と Kyoto-Niigata モデル [2] を挙げる。Nijmegen ESC モデルは前述の OBE モデルを SU(2) 空間から SU(3) 空間に拡張したものである。遠距離および中距離における引力はそれぞれ π 中間子の交換や重たい中間子や 2つの π 中間子交換により記述されており、近距離の斥力についてはマルチポメロンの交換によって記述されている。一般的に、OBE モデルでは、近距離の斥力芯は現象論的に扱われてきたが、ESC モデルでは、 s クォークを含んだ原子核であるハイパー核や Σ 粒子の核内生成のデータをもとに斥力の記述を改善しようとしている。同様に現象論的に扱われている。一方で、Kyoto-Niigata モデルは斥力部分の記述としてクォーク間相互作用の理論である quark cluster model (QCM) を取り入れたものである。QCM は構成子クォークモデルから発展したモデルであり、グルーオンの交換によるカラー磁気相互作用やクォーク間のパウリ排他律に

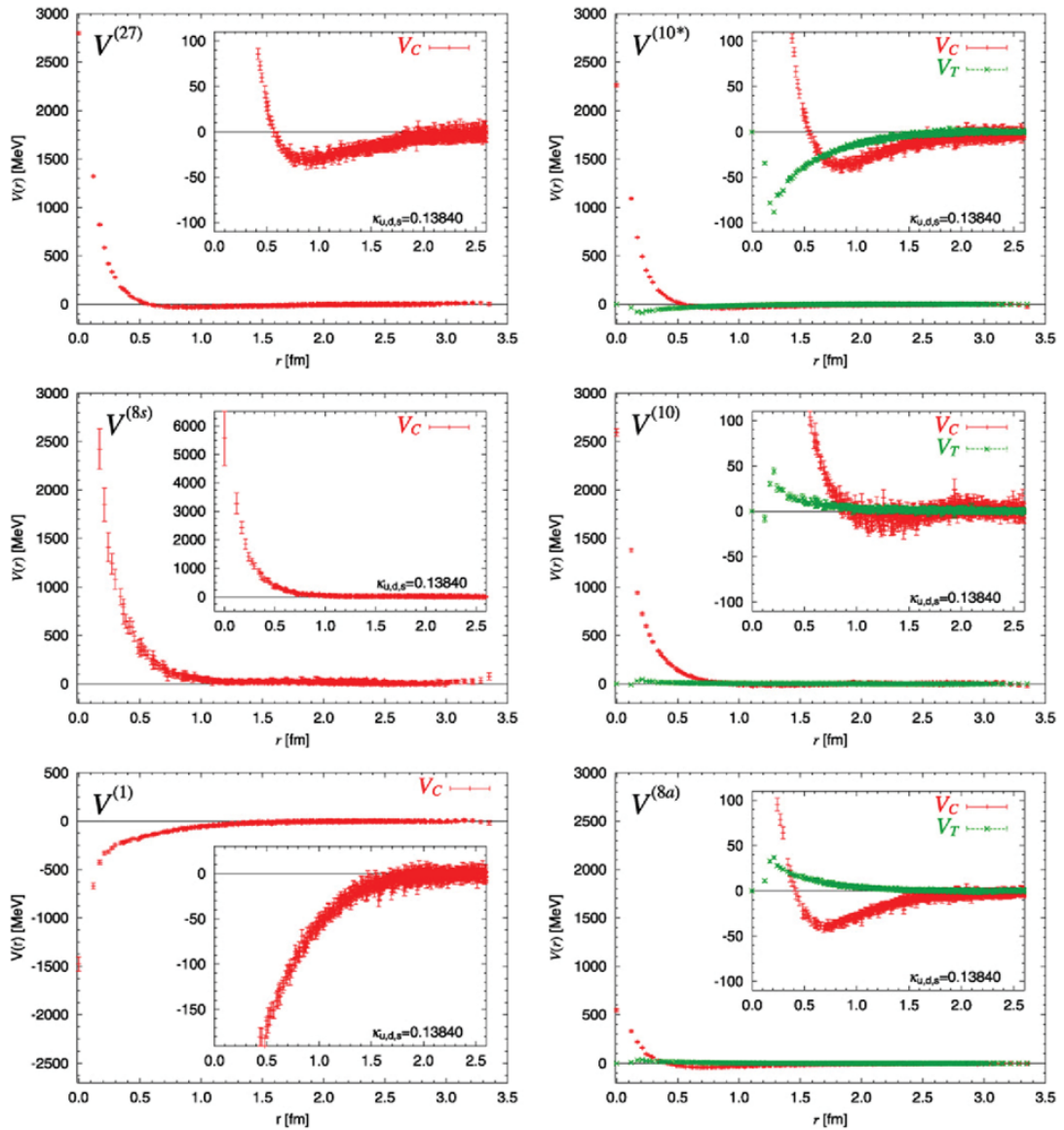


図 1.3: Lattice QCD によって計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャル。 $V^{(27)}$ などのチャンネルは、各多重項に対応するポテンシャルを表している。 π の質量を 469 MeV として計算して得られたポテンシャルである。[3]

基づいて近距離におけるバリオン間相互作用を記述し、遠距離での相互作用は OBE を用いて記述している。

理論予想の他に、数値計算シミュレーションからもバリオン間相互作用についての研究が進められている。本来、 s クォークを含めた強い相互作用を記述する QCD においては、バリオンを形成するような低エネルギー領域では非摂動的な計算が不可欠であるため、QCD から核力を取り扱うのは難しい。しかし、近年では計算手法と計算機の発展に伴い、格子上に場の理論を設定して数値計算を行う Lattice QCD シミュレーションによって、QCD からバリオン間のポテンシャルを導出することができるようになった。Lattice QCD によって計算された S-wave に対応するバリオン間ポテンシャルを図 1.3 に示す。NN 相互作用に対応する (27) 項と (10^{*}) 項と比べて、SU(3) 対称性に拡張したことにより初めて現れる多重項では大きく異

なる振る舞いをしていることが確認できる。(8s) 項と (10) 項は、クォークレベルのパウリ効果を受けることが予想される多重項であり、近距離において強い斥力を生じる。対して (1) 項は、唯一近距離で引力を生じるチャンネルである。これらの数値計算シミュレーションの結果は QCM による理論予想とよく一致しており、バリオン間相互作用においてクォークレベルでのパウリの排他律やカラー磁気相互作用が重要な役割を担っていることを示唆している。

1.2 ΣN 相互作用

バリオン間力のポテンシャルは、図 1.3 に示される 6 つのフレーバー基底のポテンシャルの線形結合によって表される。ここでは、例として大きな spin-isospin 依存を示すと予想されている ΣN に関するバリオン間ポテンシャル (表 1.1) に着目する。 ΣN のチャンネルはアイソスピン I とスピンの大きさによって分類される。 ΣN ($I = \frac{3}{2}$) のポテンシャルは、スピン 1 重項となる (27) 項と、スピン 3 重項となる (10) 項の 2 つのポテンシャルの重ね合わせで記述される。ここで、(10) 項は、パウリ効果により強い斥力芯を示すチャンネルであり、またスピン多重項の重みから、spin-singlet に属する (27) 項と比べてバリオン間力のポテンシャルに 3 倍大きく寄与する。そのため、 ΣN ($I = \frac{3}{2}$) のチャンネル全体としては特に強い斥力を示すことが予想される。

表 1.1: ΣN 間の粒子での基底をフレーバー基底で記述したもの。

チャンネル	spin-singlet	spin-triplet
ΣN ($I = \frac{1}{2}$)	$\frac{1}{\sqrt{10}}[3(8s) - (27)]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[(8a) - (10^*)]$
ΣN ($I = \frac{3}{2}$)	(27)	(10)

1.2.1 散乱位相差

ところで、相互作用を記述するポテンシャルは観測量ではない。実験的には各部分波の位相差を決定することで相互作用を決定する。NN 散乱ではこれまでの多くの散乱実験のデータから各部分波の位相差が精度良く測定されている。一方で、 s クォークをもつバリオンであるハイペロン (Y) と核子間の相互作用に関しては、これまで位相差は測定されていない。特に、 ΣN 相互作用においては、 Σ 粒子は ^4_2He 以外のハイパー核は観測されていないため、実質的に散乱実験のみが定量的な測定を行える唯一の方法である。

スピンの重みを無視すると、一般的に断面積は次のように軌道角運動量 l によって部分波展開された散乱振幅 $f(\theta)$ を用いて

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (1.1)$$

と表される。 δ_l は位相差、 θ は重心系での散乱角度、 k は波数、 P_l は l 次のルジャンドル関数である。ここで、 $\theta = 90^\circ$ の場合には $P_{l=\text{奇数}}(0) = 0$ より $l = (\text{奇数})$ の効果が 0 となる

ことから、 $\theta = 90^\circ$ での断面積は次の式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) = \frac{1}{4} \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_{1S_0} + \frac{3}{4} \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_{3S_1} + (\text{higher wave}) \quad (1.2)$$

ここではスピン 1 重項及び 3 重項を考慮し、統計的な重みを係数に入れている。(higher wave) は D 波などの $l \geq 2$ の高次の部分波の寄与である。ここで、スピン 1 重項は同じ (27) 項に属し、すでに詳細に測定されている陽子-陽子散乱の位相差の大きさに基づいて測定されており、これをもとに ΣN ($I = \frac{3}{2}$) のスピン 1 重項での位相差 δ_{1S_0} で理論的に予想される計算値はたとえば SU(3) 対称性が若干破れていたとしても非常に信頼が出来るものである。この計算によると、 δ_{1S_0} は運動量が 600 MeV/c \sim 800 MeV/c 程度の領域では $10^\circ \sim -10^\circ$ 程度と、引力から斥力へと移り変わっていく領域であり、位相差の絶対値が 0 に近い。そのため、 δ_{1S_0} の断面積への寄与は小さくなる。さらにスピン多重項による重み $\frac{1}{4}$ のために、スピン 1 重項からの寄与は無視できるほどに小さくなる。このとき、式 1.2 は次式で近似できる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) \simeq \frac{3}{4} \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_{3S_1} + (\text{higher wave}) \quad (1.3)$$

ここで、(higher wave) の項は quark cluster model や OBE モデルなどのモデル依存性が大きくない。これは、高次の項が中間子交換で記述されるためだと考えられる。そこで、(higher wave) の値として fss2[2] の値を用いると、散乱角が 90° での散乱微分断面積と位相差の大きさを結びつけることができる。

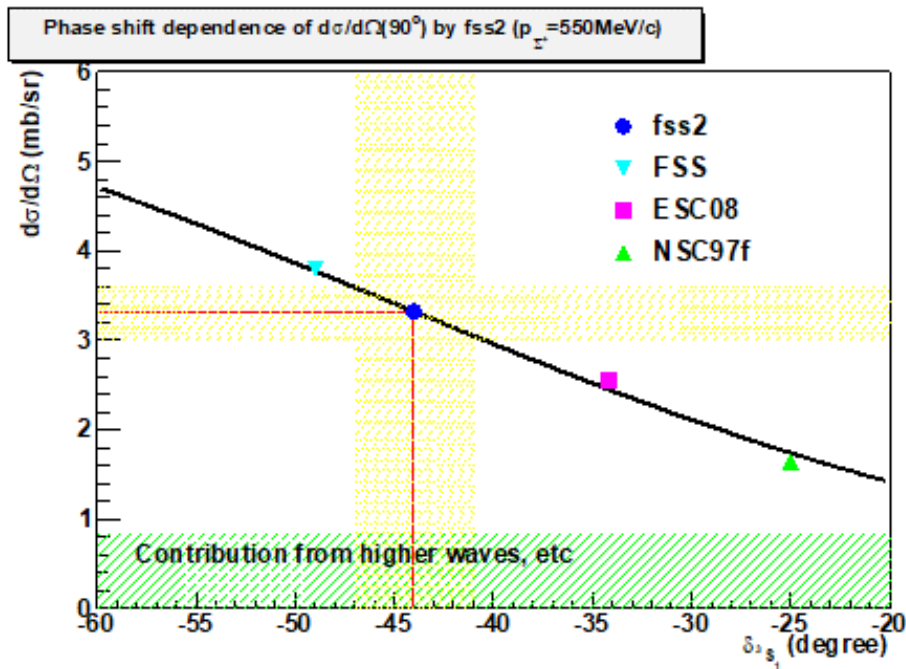


図 1.4: 4つの各点は、 $\Sigma^+ p$ チャンネルにおいてそれぞれの理論モデルから予想されるスピン 3 重項の位相差 δ_{3S_1} と散乱角 90° での散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)$ を表す。図中の NSC97f は OBE モデルの名称、ESC08 モデルは Nijmegen ESC モデルの名称、FSS はクォーククラスターモデルの名称である。また、式 1.3 で表される両者の関係を黒線で示す。

図 1.4 に fss2 で与えられる (higher wave) の値を用いたときの $\Sigma^+ p$ チャンネルにおける式 1.3 で表される散乱角 90° での散乱微分断面積 と スピン 3 重項の散乱位相差 δ_{3S_1} の関係

を黒線で、各モデルから予想される両者の関係を4つの点で示す。図 1.4 から、 δ_{3S_1} の値により散乱断面積が大きく変化し、また、各モデルでの予想が式 1.3 によく一致していることが分かる。これにより、散乱微分断面積を良い精度で測定することができれば、これらの理論モデルを比較することができる。ただし、この測定からは δ_{3S_1} の絶対値しかわからない。これまでの Σ ハイパー核の実験から、 δ_{3S_1} が負の値（斥力的）であると考えられるが、この δ_{3S_1} の運動量依存性を調べ、運動量とともに δ_{3S_1} の絶対値が大きくなっていることが分かれば、実験的に近距離で斥力が強くなっていると結論することができるであろうと考えられる。

1.2.2 散乱微分断面積

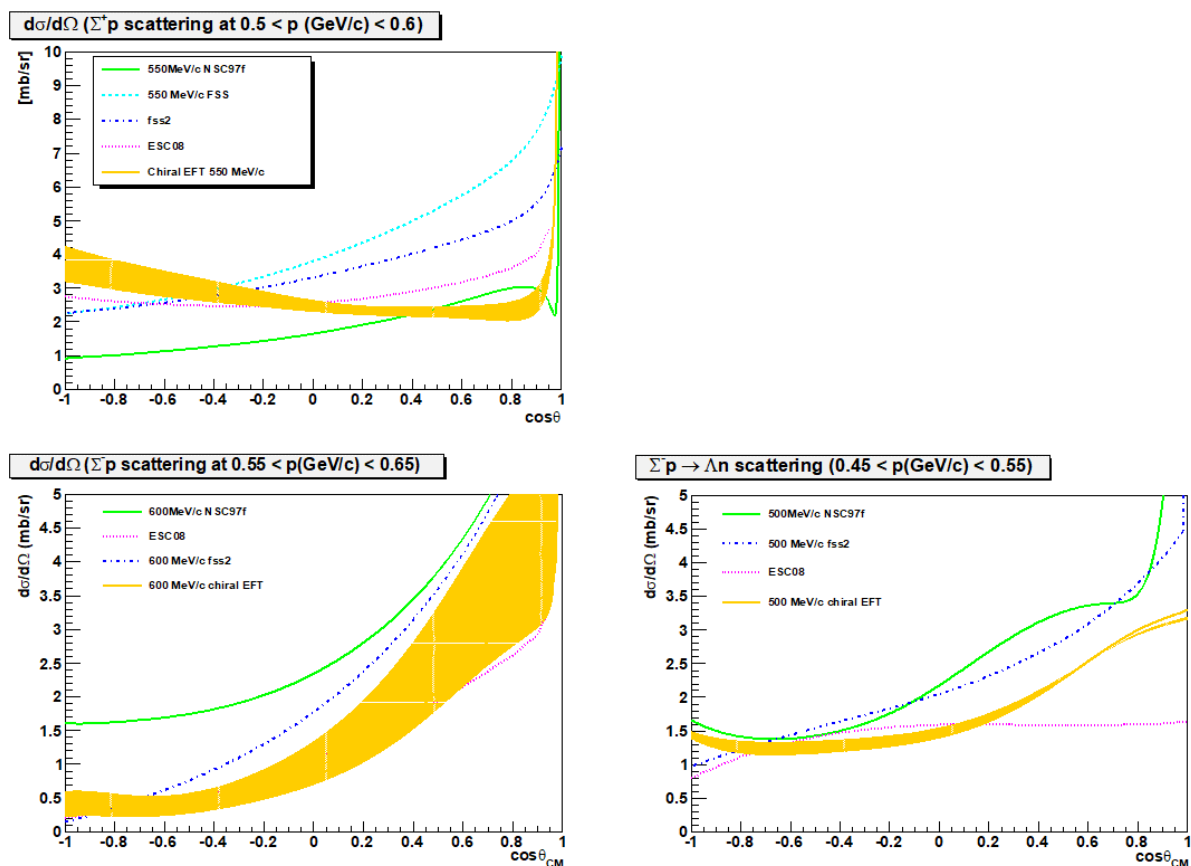


図 1.5: 各モデルにより計算される $\Sigma^+ p$ 散乱 (左上) と $\Sigma^- p$ 散乱 (左下)、および $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の散乱微分断面積。図中の NSC97f は OBE モデルの名称、ESC08c モデルは Nijmegen ESC モデルの名称、FSS はクォーククラスターモデルの名称である。クォーク間相互作用の取り扱いの違いから予想される散乱断面積が大きく異なっている。[1] [2] [4]

ここで、図 1.5 に理論モデルから予想される $\Sigma^+ p$ および $\Sigma^- p$ 散乱、および $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応における散乱微分断面積を示す。図 1.5 左上の $\Sigma^+ p$ 散乱の微分断面積では、QCM をもとにした Kyoto-Niigata モデル (水色、青色の線) では Lattice QCD と同様にクォーク間のパウリ排他律による強い斥力が予想され、結果としてこのチャンネルの散乱断面積は大きくなる

と予想されている。一方で、Nijmegen ESC モデルよりの前のバージョンである NSC97f (緑) では現象論的に取り入れた斥力芯ではこのような強い斥力は生じない。ESC モデル (ピンク) では ΣN が斥力であるという Σ の原子核内生成の結果を受けて、斥力を強くしていることもあり、NSC97f に比べ、大きな断面積を予想しているが、クォーク模型ほどではない。このように、バリオン間相互作用をどのようにモデル化するかによって理論モデルから予想される散乱微分断面積は大きく異なる結果を示す。一方で、 ΣN ($I = \frac{1}{2}$) は 4 つのポテンシャルの重ね合わせで記述され、どれか 1 つのポテンシャルの振る舞いが強調されることはないと考えられる。図 1.5 左下に示すように、各理論モデルから予想される散乱断面積に大きな違いは見られず、中間子交換による寄与が大きいことが予想される。

1.3 Σp 散乱実験

前述のとおり、実験的に 2 体のバリオン間相互作用を実験的に最も効果的に調べる方法は散乱実験を行うことである。 ΣN ($I = \frac{3}{2}$) に対応する $\Sigma^+ p$ チャンネルでは、近距離での斥力の取り扱いの違いにより OBE モデルと ESC モデル、QCM との間で散乱微分断面積が大きく異なる。したがって、 $\Sigma^+ p$ 散乱の微分断面積を測定することにより、核力における斥力の起源の一つと考えられるクォーク間でのパウリ排他律の存在を検証することが可能であると考えられる。また、 $I = \frac{1}{2}$ と $\frac{3}{2}$ の重ね合わせである $\Sigma^- p$ チャンネルについても散乱微分断面積を測定することにより、SU(3) に拡張されたバリオン間相互作用モデルの妥当性の検証が可能であると考えられる。さらに、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応では $I = \frac{1}{2}$ のみを抜き出すことができる。このような理由から、 Σp 散乱実験を行うことはバリオン間相互作用の理解を深めるために非常に有効な手段であると言える。

NN 散乱については広い運動量領域のデータが多く存在する一方、YN 散乱では限られた運動量領域でのデータしか存在せず、またその統計量も NN 散乱と比べて非常に少ない。大きな要因はハイペロンの寿命が非常に短い ($\tau \sim 10^{-10}$ sec) ことである。ハイペロンが生成されてから標的粒子と散乱を起こす前に崩壊してしまったり、散乱事象が起きても検出される前に崩壊してしまうため、散乱事象を同定することが非常に難しくなる。この場合、実験的に散乱事象を捉えるには、ハイペロンが崩壊するまでの散乱過程を画像として記録し、散乱に関係するすべての粒子を記録するイメージング法が有効な手段となる。

過去に行われた Σp 散乱実験として、1960 年代に行われた水素バブルチェンバー実験 [5] と 1990 年代から 2000 年代初めに KEK PS で行われた E251[6] 及び E289[7][8] がある。

1960 年代に行われたバブルチェンバーを用いた実験では、 Σ の生成をトリガー段階で選択することができなかつたため、ランダムトリガーでデータを取得していた。また、バブルチェンバーは一度泡を形成して画像を取得してから元の安定な状態に戻るまでに時間がかかるため、入射ビームの強度が制限された。そのため、 Σ の生成には反応断面積の大きい Stopped K^- 反応が用いられ、結果として Σ の運動量は 200 MeV/c 程度に制限された。これらの理由から、この実験では低い運動量領域での数百イベント程度の散乱事象が同定された。

1990 年代から 2000 年代初めに行われた KEK PS E251 及び E289 実験は、より高い運動量領域で Σp 散乱断面積を測定することを目的に行われた。この実験ではバブルチェンバー実験で生じた課題を克服するために、シンチレーションファイバーのアクティブ標的と kaon spectrometer が用いられた。 Σ 粒子は $\pi^\pm p \rightarrow \Sigma^\pm K^+$ 反応により生成され、ビームライン上

の検出器で π ビームを、標的後方に設置されたスペクトロメータにより散乱 K^+ を検出することで Σ 粒子の生成をタグし、データ収集が行われた。また、シンチレーションファイバーのアクティブ標的は Σ 粒子の生成と散乱事象を同定するイメージング検出器として用いられた。

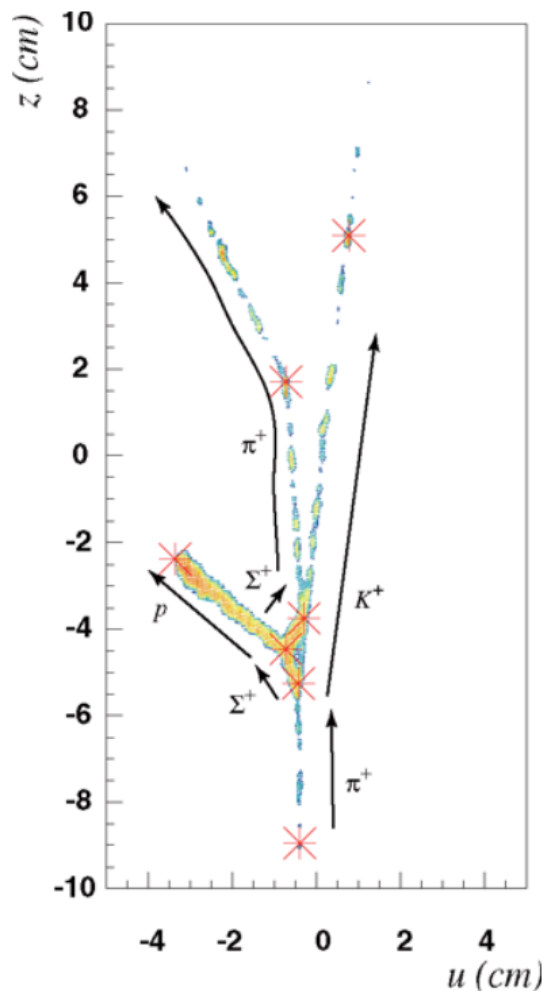


図 1.6: E289 実験で得られた Σp 散乱のイメージングデータ。 $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ 反応により Σ^+ が生成し、さらに標的中の陽子と散乱している様子がわかる。[7]

実験では図 1.6 に示すようなイメージングデータを取得し、 $350 < p \text{ [MeV/c]} < 750$ の領域での Σp 散乱のデータを収集することに成功した。しかし、シンチレーションファイバーの読み出しに使用された Image Intensifier Tube (ITT) に用いられている蛍光物質の時定数が数 μsec と長いため、ビーム強度が 200 k/spill (1spill = 2 sec) 程度に制限された。また、シンチレーションファイバーに含まれる炭素により Σ 粒子が炭素核内陽子との quasi-free 散乱によって生成され、 Σ の運動量を同定できないイベントがほとんどであり、効率的に運動量が同定でき、 Σ ビームとして用いることのできる事象が非常に制限されていた。また、 Σ 粒子と炭素原子核の準弾性散乱も混ざっていたため、これが大きなバックグラウンドとなった。さらに画像解析において Σp 散乱事象を正しく同定するためには散乱された Σ 粒子の飛程が 5

mm 以上必要であった。これらの理由により、過去の実験と同様に統計量を上げることができず、得られた散乱事象数は 30 程度にとどまった。

このように、これまでも ΣN 相互作用の研究を目的とした Σp 散乱実験は行われてきたが、依然として Σp 散乱のデータは不足しており、 Σp 散乱実験の難しさを示している。バリオン間相互作用の理解を深めるためには、これらの実験で得られた結果よりも多くの統計量とさらに高い運動量領域での Σp 散乱の散乱断面積の測定が望まれている。

第 2 章

J-PARC E40 実験

この章では、J-PARC E40 実験について述べる。

2.1 実験概要と目的

我々は、過去の実験では実現できなかった高統計での Σp 散乱微分断面積の決定を目的として、新しい測定手法による Σp 散乱実験を進めている [9]。本実験は J-PARC E40 実験として採択されており、ハドロン実験施設の K1.8 beamline において 2018 年 6 月より $\Sigma^- p$ 散乱実験が一部開始されている。この実験は、 $\Sigma^+ p$ 及び $\Sigma^- p$ の弾性散乱と $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の微分断面積を 10% 以下の高統計精度で測定することを目指している。第 1 章で述べたように、 $\Sigma^+ p$ 散乱のチャンネルからは ΣN ($I = 3/2$) の相互作用において予想されているクォークレベルでのパウリ効果による強い斥力芯の実験的検証が期待されている。また、アイソスピンの異なるチャンネルを系統的に調べることで YN 相互作用の理解に重要な情報をもたらすことも期待される。本実験では 1.4 GeV/c の π^+ ビームと 1.32 GeV/c の π^- ビームを用いてそれぞれ $\pi^\pm p \rightarrow \Sigma^\pm K^+$ 反応により Σ^+ と Σ^- を生成する。

E40 実験では、液体水素を Σ の生成と Σp 散乱の標的として用いる。我々は $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応により生成された Σ 粒子が標的中で陽子と散乱した事象を、反跳陽子を捉えることで運動学により同定する。 Σ 粒子の生成事象および Σp 散乱事象は連続した二体反応である。そのため、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応においては π と K^+ の運動量を測定することにより、運動学を用いて Σ^- 粒子の運動量が得られ、これと合わせて $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$ 散乱において反跳を受けた陽子の角度とエネルギーを測定することで Σ^- 粒子の飛跡を測定せずに散乱事象を同定することができる。

そこで、E40 実験では Σp 散乱事象を同定する際、軌跡の画像としてのデータの取得は行わず、カウンターから得られる粒子のエネルギーと軌跡の情報から運動学により反応の再構成を行う。前述のとおり、過去の Σp 散乱実験ではビーム強度がイメージング検出器により制限されていたが、E40 実験ではカウンター検出器のみを用いるため、20 M/spill (1 spill \sim 2 sec) の大強度 π ビームを用いることが可能となる。また、標的に液体水素を用いることで、過去の実験で大きなバックグラウンドとなっていた炭素原子核由来の散乱事象が生じないデータを取得することができる。このように大強度ビームと液体水素標的を用いることにより、我々は 10^4 イベントという高統計の Σp 弾性散乱の微分断面積を決定することを目指している。

2.1.1 散乱事象の同定

Σp 散乱事象の同定方法について説明する。図 2.1 に本実験における反応模式図を示す。

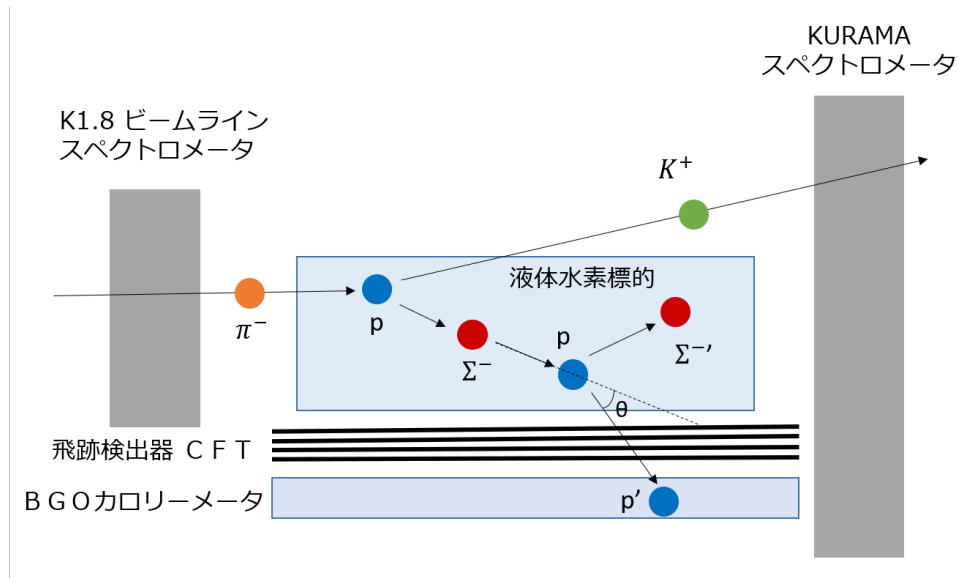


図 2.1: J-PARC E40 実験で測定される反応の模式図。液体水素標的は Σ 粒子生成事象および Σp 散乱事象の標的として用いられる。

まず、2つのスペクトロメータにより π ビームと散乱 K^+ を検出することで Σ 粒子の生成を同定する（第3章にて後述）。このときに π ビームと散乱 K^+ の運動量ベクトルを測定することで Σ の運動量ベクトル \vec{P}_Σ を再構成する。次に生成された Σ との散乱により反跳を受けた陽子の運動エネルギー $E_{p'_{measure}}$ と飛跡を標的を囲う検出器群により測定する（詳細は第5章にて後述）。

ここで二体の弾性散乱を考える。始状態が完全にわかっている二体の弾性散乱においては、運動学により散乱角度と反跳陽子の運動エネルギーが1対1に対応する。よって、 Σp 散乱の運動学を仮定することで散乱陽子のエネルギー $E_{p'_{calc}}$ を求めることができる。一方で、標的を囲う検出器群により実際の反跳陽子の運動エネルギーを測定する。このとき、測定された $E_{p'_{measure}}$ と計算によって求められる $E_{p'_{calc}}$ の差を

$$\Delta E = E_{p'_{calc}} - E_{p'_{measured}} \quad (2.1)$$

と定義する。ここで、実際の散乱事象と運動学の仮定が一致していれば $\Delta E = 0$ となる。本実験においてはこの ΔE を評価することで Σp 散乱事象を同定する。

この運動学を用いた散乱同定手法の利点は2つ挙げられる。一つ目はカウンター検出器が耐えられる範囲でビーム強度を上げることができる点である。これにより 20 M/spill という大強度のビームを使用することが可能となった。二つ目は Σ の飛程の長さに制限がなくなる点である。過去の画像取得を行う実験では Σp 散乱の同定のために 5 mm 以上の Σ の飛程が必要であったが、この同定手法により Σ の飛跡を直接測定する必要がないため、 Σ についての制限をかけずにすむ。これらの利点から運動学を用いた手法により Σp 散乱の微分断面積を

高い統計精度で測定することが可能になると期待される。一方で、バックグラウンドとして考えられるものは Σ 粒子の崩壊先の粒子と液体水素標的中の陽子との散乱事象である。

2.1.2 バックグラウンド

本実験において予想されるバックグラウンドについて述べる。

Σ^-p 散乱実験

Σ^-p 散乱実験におけるバックグラウンドの模式図を図 2.2 に示す。

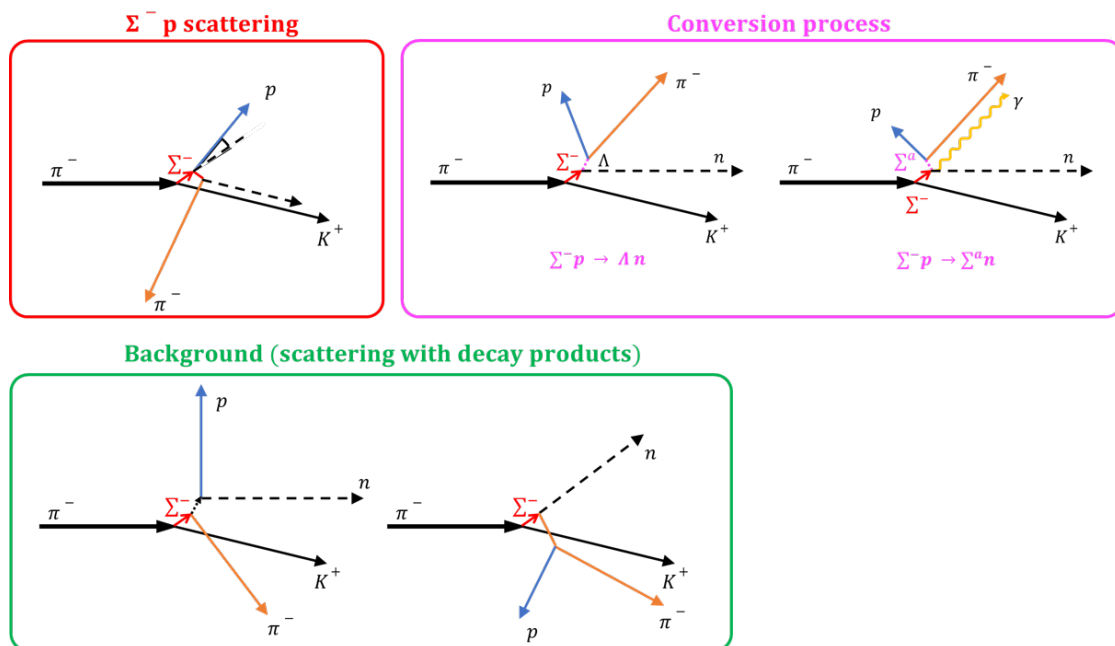


図 2.2: Σ^-p 散乱におけるバックグラウンド。 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ および $\Sigma^-p \rightarrow \Sigma^0 n$ の conversion プロセスと、 Σ^- 粒子の崩壊による π^- や中性子と標的中の陽子との散乱事象が主なバックグラウンドとなる。

Σ^-p 散乱においては $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応や $\Sigma^-p \rightarrow \Sigma^0 n$ 反応のような conversion プロセス (ピンク) がバックグラウンドとなる。このうち、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応 (ピンク左) については本実験における興味深い研究対象のひとつである。一方で $\Sigma^-p \rightarrow \Sigma^0 n$ 反応 (ピンク右) では $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ 反応によりガンマ線が発生し、我々の検出器ではガンマ線の全エネルギーを測定することができないため運動学を一意に決定することができない。また、図中の緑に示すように、 Σ^- 粒子の崩壊による π^- 粒子や中性子と、標的中の陽子との散乱事象が大きなバックグラウンドとなる。ただし、 Σ^- 粒子の崩壊先に陽子はないため、CATCH 検出器群により陽子を同定できれば何らかの粒子と標的中の陽子との散乱事象が起きたことがわかる。このように、 Σ^-p 散乱の方が後述する Σ^+p 散乱に比べて散乱事象の同定が容易である。そのため、我々はまず Σ^-p 散乱実験から実験を開始することにした。

Σ^+p 散乱実験

Σ^+p 散乱実験におけるバックグラウンドの模式図を図 2.3 に示す。

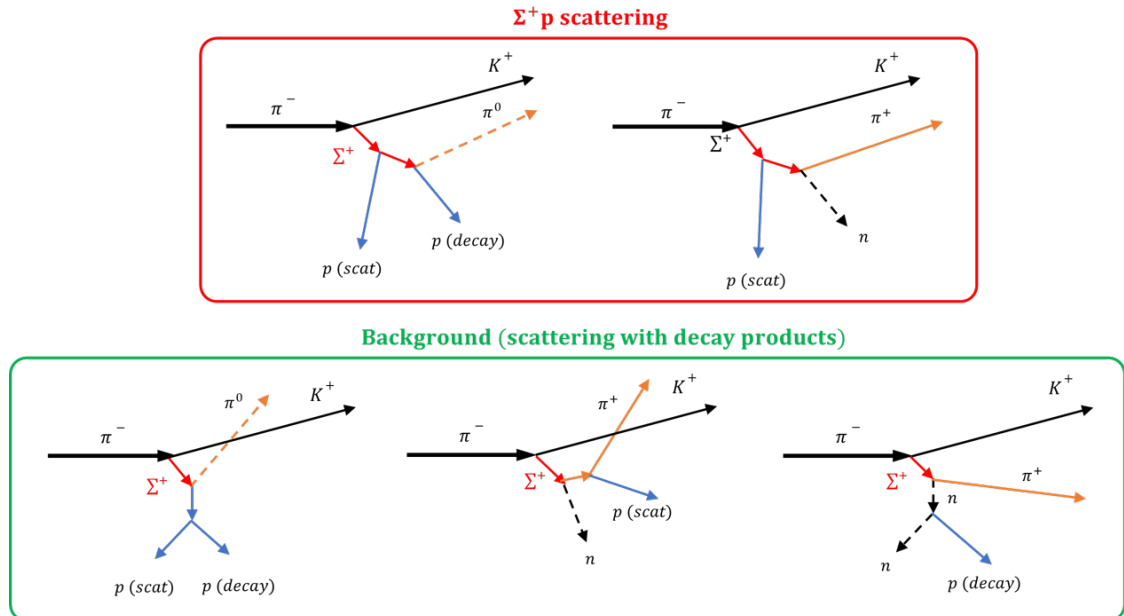


図 2.3: Σ^+p 散乱におけるバックグラウンド。 Σ^+ 粒子の崩壊先である π^+ や π^0 、陽子、中性子と標的中の陽子との散乱が大きなバックグラウンドとなる。

Σ^+p 散乱では conversion プロセスは存在せず、図中の緑に示すような Σ^+ 粒子の崩壊による陽子や π^+ 、中性子と、標的中の陽子との散乱事象が主なバックグラウンドである。ここで、 Σ^+ 粒子の崩壊先に $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p$ チャンネルによる陽子があるため、バックグラウンド事象の同定は Σ^-p 散乱と比べて複雑となる。

2.2 実験セットアップ

2017 年 7 月より J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、実験に用いる検出器のインストールなどの準備作業を行った。ここでは実際に作り上げた E40 実験のセットアップについて述べる。

本実験のセットアップを図 2.4 に示す。我々が使用する検出器は、標的を囲う反跳陽子検出器群、標的上流の K1.8 ビームラインスペクトロメータ、下流の KURAMA スペクトロメータ、の 3 つに大別される。前述した通り、図 2.4 の左下から入射された π^- ビームを K1.8 ビームラインスペクトロメータ（水色）で π^- ビームの運動量解析を行う。この π^- が液体水素標的に入射され、標的中の陽子と反応を起こし、KURAMA スペクトロメータ（青色）により散乱粒子の運動量と質量を求めることにより K^+ を同定する。これらをつなぎ合わせるにより $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応により Σ^- の生成を同定する。この Σ^- と弾性散乱を起こした陽子を標的を取り囲む CATCH 検出器群（黄色）により測定することで Σ^-p 弾性散乱を同定する。

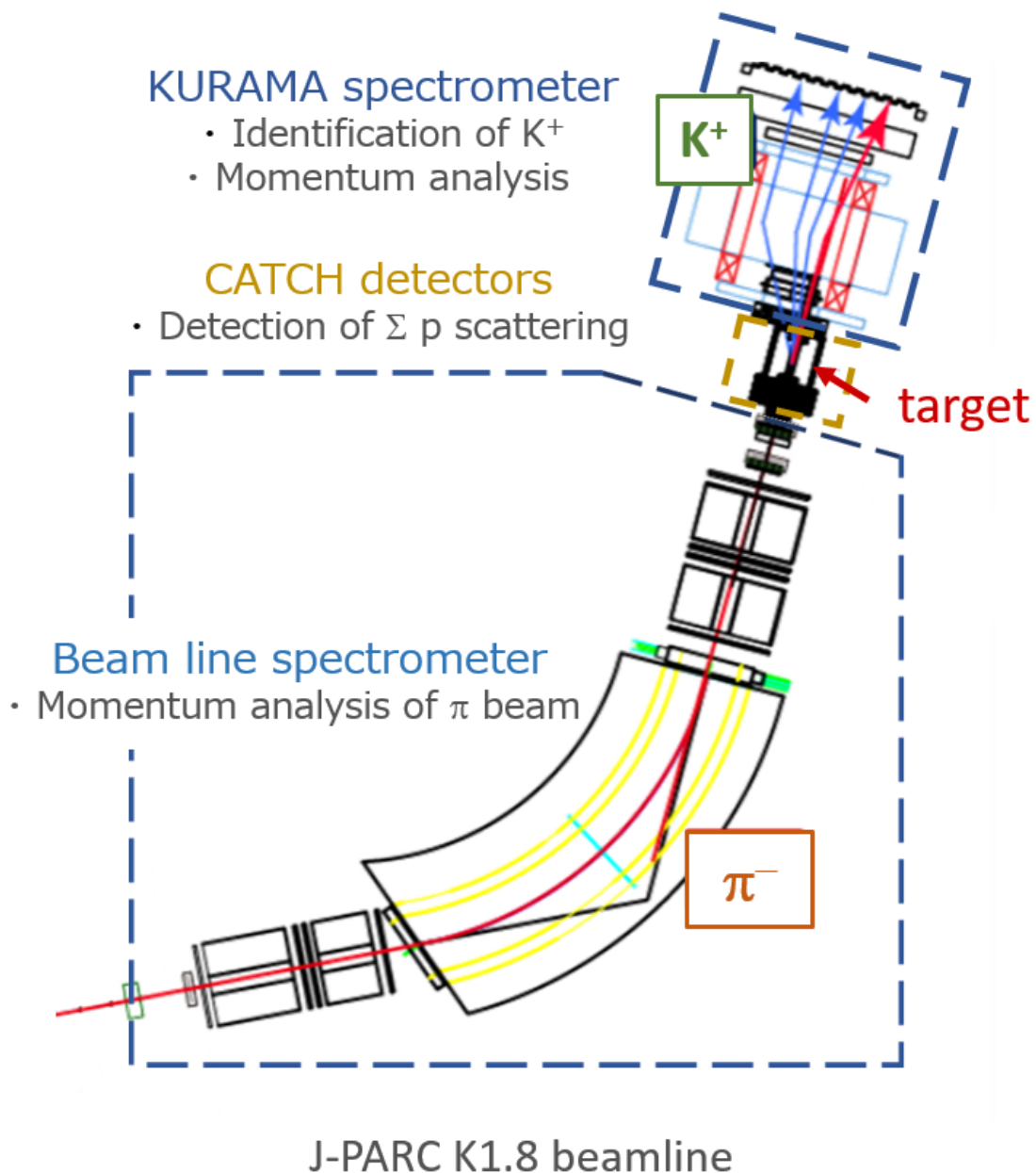


図 2.4: J-PARC E40 実験全体図。標的前後の2つのスペクトロメータ磁石とそれに伴う検出器群 (K1.8 ビームラインスペクトロメータ、KURAMA スペクトロメータ)、標的を囲う反跳陽子検出器群 CATCH で構成される。図の左下からビームが入射される。

2.2.1 液体水素標的

本実験では Σ 粒子の生成及び Σp 散乱の標的として液体水素標的を用いる。図 2.5 に標的セルの写真を示す。厚さ 0.25 mm のマイラーシートを 100 ~ 120 °C に熱して成形された円筒型容器は、生成される Σ 粒子の統計量をあげるためにビーム方向の長さを 30 cm としてあ

る。また、 Σ 粒子の飛程以上に標的を広くすると、 Σ 粒子の崩壊による中性子と標的中の陽子との np 散乱によるバックグラウンドのみが増えることになる。そのため、標的の半径は Σ^+ 粒子の $c\tau = 2.4$ cm を考慮して 2 cm となっている。これを GM 冷凍機により冷却する。

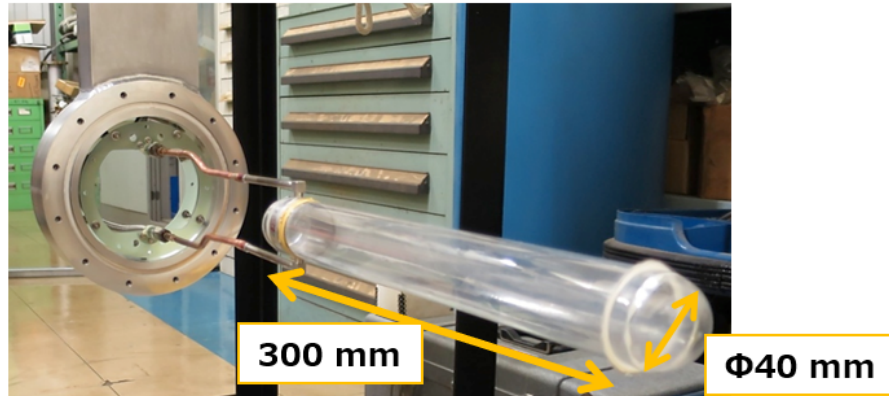


図 2.5: 液体水素標的セル。アクティブ領域としては直径 4 cm、長さ 30 cm である。

2.2.2 反跳陽子検出器群

標的を囲うように反跳陽子検出器群 CATCH (Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering) が設置されている。図 2.6 に CATCH 検出器群の 3 次元全体図を、図 2.7 に断面図を示す。CATCH 検出器群は J-PARC E40 実験のために新規開発された検出器群であり、内側から順に円筒形ファイバー飛跡検出器 CFT、BGO カロリメータ、シンチレーション検出器 PiID カウンターで構成されている。この 3 つの検出器により、 Σ 粒子との散乱によって反跳を受けた陽子の軌跡とエネルギーを測定し、 $\Delta E - E$ 法により Σp 散乱の同定を行う。

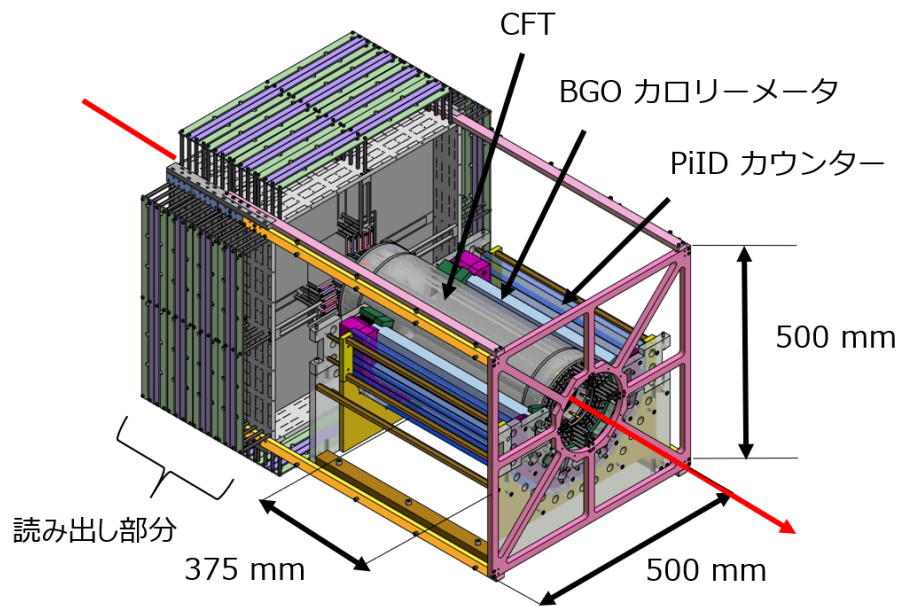


図 2.6: CATCH 検出器群の全体図。各検出器の大きさを図中に示す。液体水素標的のアクティブ領域は 300 mm である。

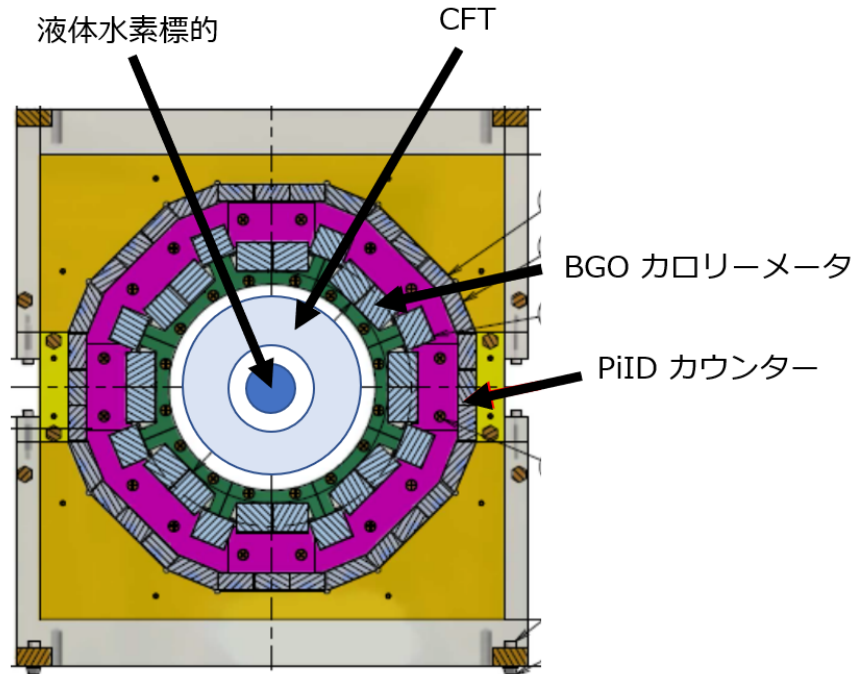


図 2.7: CATCH 検出器群の断面図。円筒形飛跡検出器 CFT を囲うように BGO カロリーメータが配置され、さらにその外側を PiID カウンターが取り囲む。

円筒形飛跡検出器 CFT

Cylindrical Fiber Tracker (CFT) は Σ 粒子との散乱によって反跳を受ける陽子の飛跡およびエネルギー損失を測定するファイバー飛跡検出器である。図 2.8 に実際の CFT の写真を示す。実際には図 2.8 を 90° 横倒しにした状態で使用する。円筒形の中心に液体水素標的が入る。

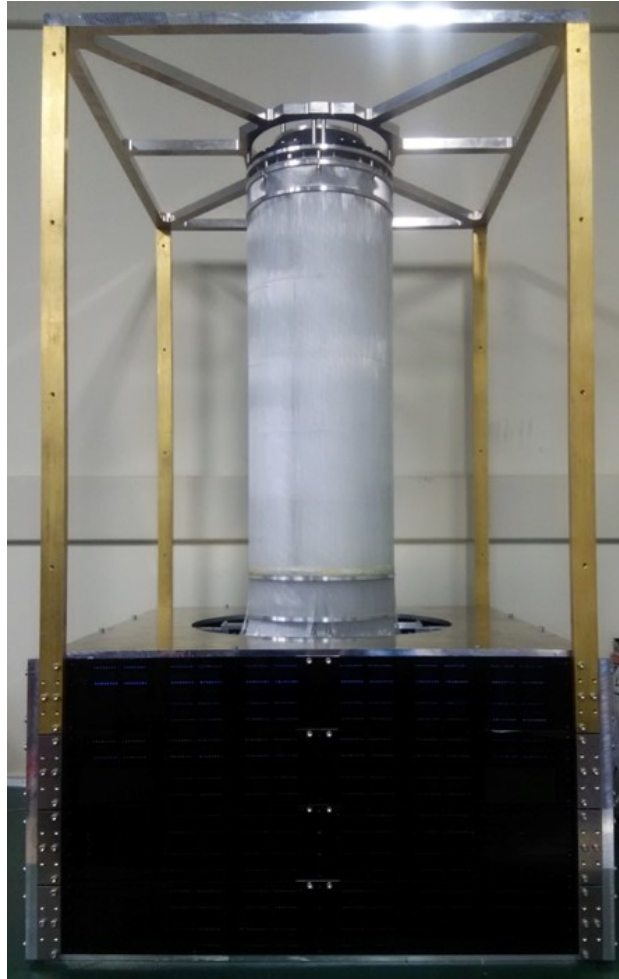


図 2.8: 飛跡検出器 CFT の様子。実際には写真より 90° 横倒しにした状態で使用する。写真下部の黒い部分が読み出し側である。

直径 0.75 mm のシンチレーティングファイバーがビーム方向と平行に張られた円筒形の層 (Φ 層) が 4 層、ビーム方向を軸としたらせん状に張られた円筒形の層 (u 層、 v 層) がそれぞれ 2 層ずつ、計 8 層から構成され、 Φ 層と uv 層が内側から外側へと交互に同軸で組み合わされた構造である。ファイバーの総数は 4932 本となり、それぞれのファイバーに 1 つずつ接続した半導体光検出器 MPPC を我々のグループが開発した専用の回路 VME-EASIROC [10] により読み出す。

CFT の最大の特徴は、コンパクトなサイズながら大立体角を覆う点にある。反跳を受ける陽子は、質量の近い粒子の二体散乱事象であり前方に放出されるため、広い角度アクセプタンスを持つにはできる限りビーム軸から半径方向に短い範囲に多くの層を配置してトラッキング

グを行う必要がある。このため、CFT はビーム軸から半径 48.8 mm から 83.6 mm の約 35 mm の間に 8 つの層を持つことで大立体角を実現している。[11]

BGO カロリーメータ

BGO カロリーメータは $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ 結晶を使用した無機シンチレーション検出器であり、反跳陽子の運動エネルギーを測定するために用いる。図 2.9 に BGO カロリーメータの写真を示す。架台は上下で分かれるようになっており、図 2.9 は下架台の写真である。

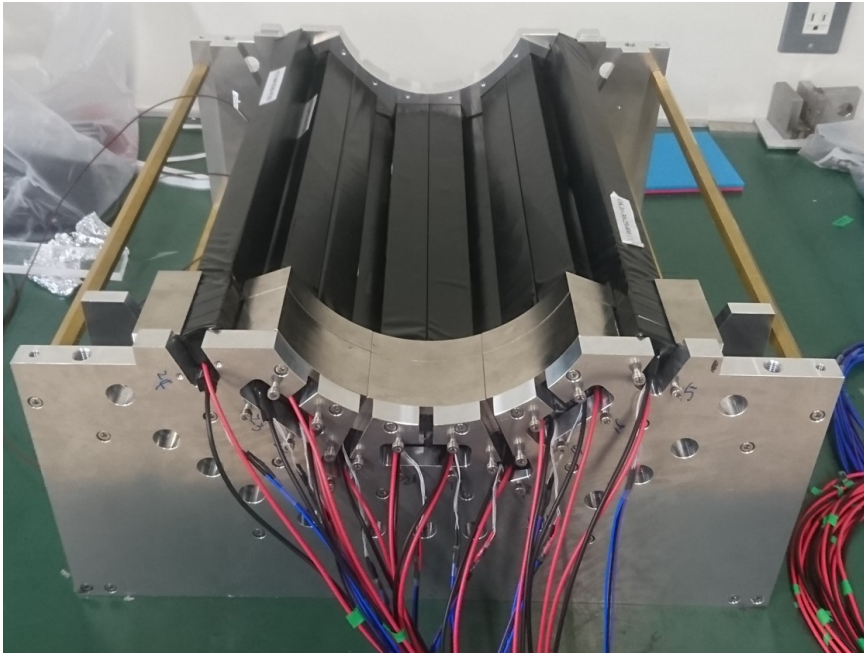


図 2.9: BGO カロリーメータの下架台の様子。ブラックシートで覆われた部分が BGO カロリーメータである。手前側にある PMT は磁場を遮蔽するための鉄ブロックで覆われている。

図 2.9 でブラックシートに覆われた部分が BGO カロリーメータであり、1 セグメント $30 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ の大きさを持つ結晶 24 セグメントが標的を囲うように設置される。BGO シンチレータは光量が比較的大きく、密度が高いという特徴を持つ。また、我々が必要とするような大型の結晶を作る技術が確立している。さらに、潮解性がないため結晶を覆う物質として反射材と遮光シートのみという最小限にすることができる。一方で、光量の温度依存性が大きいことが知られているため、恒温槽を用いて温度を一定に保ち温度を測定することで光量の変動を抑制する。また、崩壊時定数が 300 ns と比較的に長いため、信号がパイルアップしてしまうことが考えられた。そのため、後述するように Flash ADC を用いて波形を記録し、パイルアップしたイベントをオフライン解析により分離する手法を用いる。読み出しには光電子増倍管を使用する。[12]

PiID カウンター

CATCH 検出器群の最も外側に設置されるプラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) は BGO カロリーメータを突き抜ける粒子の検出を行う。反跳陽子検出の際のバックグ

ラウンドの一つに Σ 粒子の崩壊によって発生する π 粒子がある。この π 粒子は BGO カロリーメータでエネルギーを落としきらずに突き抜けてくるため、本検出器により検出することで解析によりバックグラウンドを抑制することができる。また、高い運動エネルギーを持ち BGO カロリーメータで全エネルギーを落とさずに突き抜けてきた陽子についても、全運動エネルギーを測定できないためバックグラウンドとして検出することができる。図 5.13 に PiID カウンターの写真を示す。

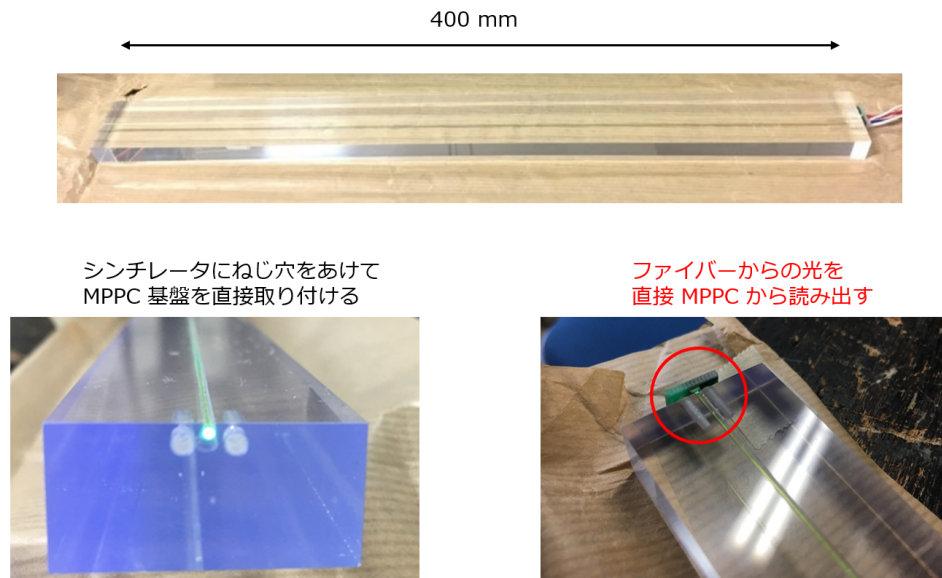


図 2.10: PiID カウンターと読み出しの様子。シンチレータに溝を掘って埋め込まれた波長変換ファイバーの光を、端面に直接取り付け付けた MPPC により読み出す。

1 セグメントは $400 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ の大きさ (図 5.13 上) であり、全 34 セグメントで BGO カロリーメータの周りを囲う。図 5.13 下に示すように、プラスチックシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーからの光をそれぞれのファイバーに接続した MPPC によって 1 対 1 で読み出す。読み出しには CFT と同様に VME-EASIROC を用いる。

図 2.11 に実際にビームラインに設置した CATCH 検出器群を示す。赤矢印の方向から π ビームが入射され、CATCH 検出器群の中心にある液体水素標的中の陽子と反応する。CATCH 検出器群および標的容器の中心軸がビーム軸と合うように設置された。

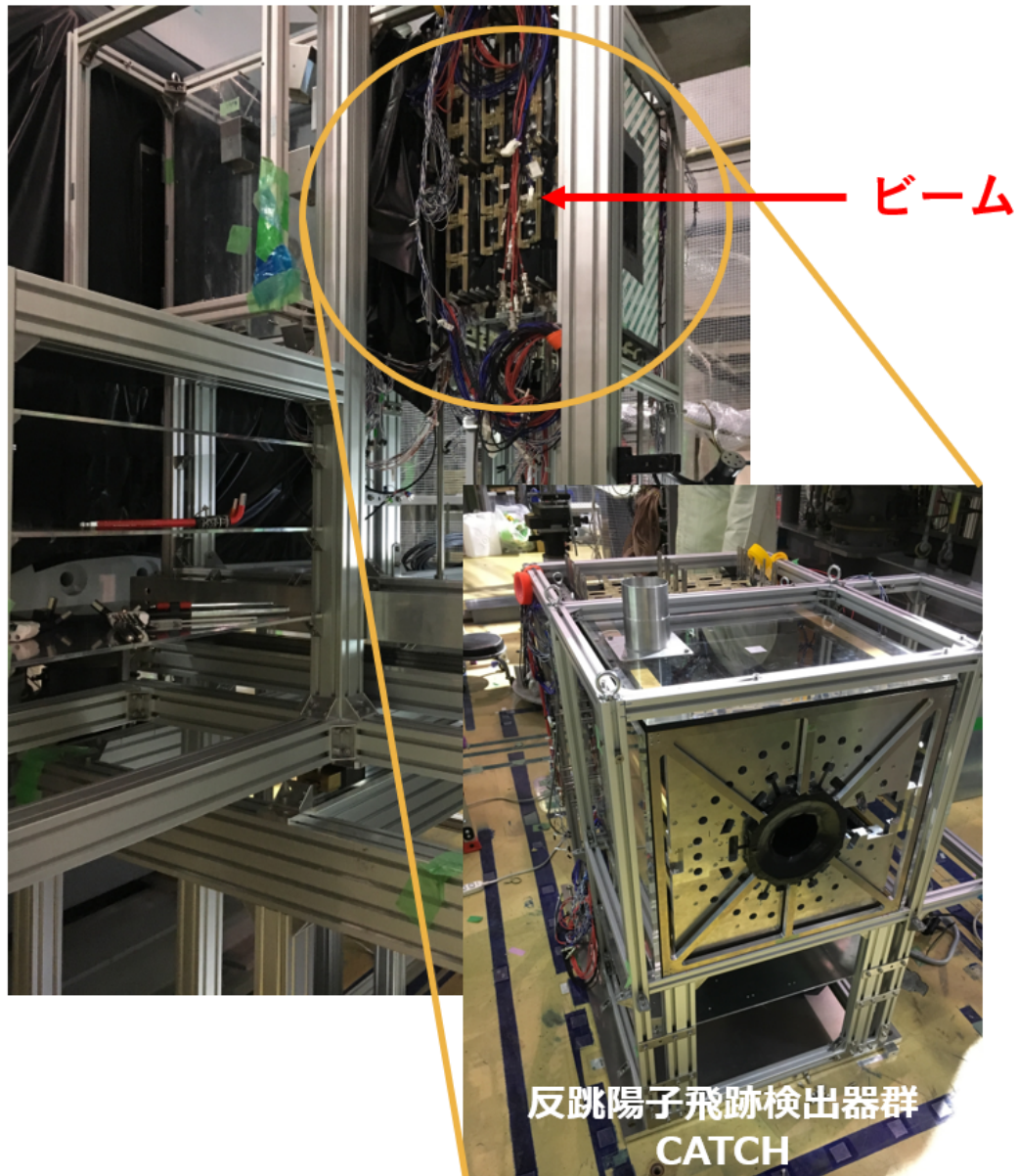


図 2.11: K1.8 ビームラインにインストールされた CATCH 検出器群の様子。赤矢印の方向から π ビームが入射される。CATCH 検出器群の中心軸がビーム軸と合うように設置された。

2.2.3 K1.8 ビームラインスペクトロメータ

K1.8 ビームラインは、J-PARC ハドロン実験施設ハドロンホール北側エリアにある二次粒子ビームラインであり、最大運動量 $2 \text{ GeV}/c$ のビームが輸送可能である。二次粒子生成標的によって生成された粒子は二段の静電セパレータ (ESS1,2) や IF スリット、マススリット (MS1,2) によって粒子の電荷や運動量、質量などが選別され、 K^\pm 中間子や π^\pm 中間子ビームを利用できるようになっている。本実験においてはビームとして $1.32 \text{ GeV}/c$ の π^- ビームおよび $1.4 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを用いる。K1.8 ビームラインスペクトロメータは標的上流に設置され、ビーム粒子の粒子識別および運動量の測定を行う。運動量分解能 $\Delta p/p$ は 3.3×10^{-4} (FWHM) になるように設計されている。図 2.12 に K1.8 ビームラインスペクトロメータのセットアップ図を示す。

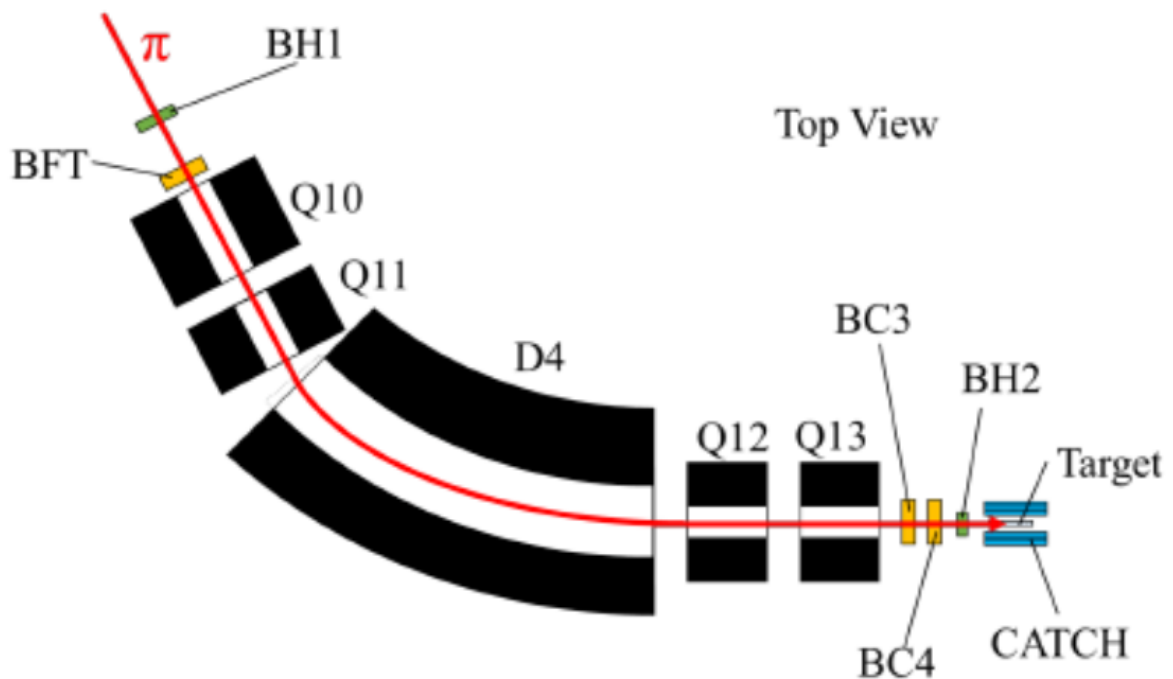


図 2.12: 標的上流の K1.8 ビームラインスペクトロメータ系。QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と 5 台の検出器で構成される。

磁石群は 4 台の四重極磁石 (Q10, Q11, Q12, Q13) と 1 台の双極偏向電磁石 (D4) により QQDQQ の光学系を形成し、検出器側はマグネット前後に設置される 2 台のプラスチックシンチレータホドスコープ (BH1, BH2)、2 台の MWDC (BC3, BC4) 及びファイバー飛跡検出器 (BFT) で構成される。

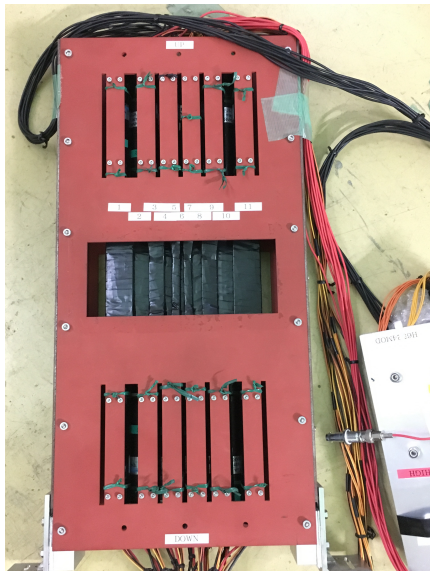
ここで、ビームラインスペクトロメータの検出器について、トリガー生成と飛跡検出の 2 つの役割に分けてそれぞれ説明する。

トリガーカウンター

マグネットの上流側に設置された BH1 と下流側の BH2 により π ビームの飛行時間を測定するとともに、オンラインでビーム粒子トリガーを生成する。また、オフラインの解析によりこの2つの検出器の時間情報からビーム粒子の飛行時間を求めることで粒子識別を行う。

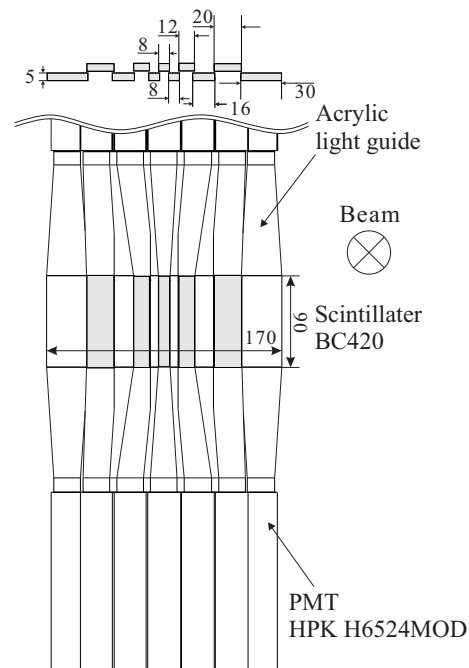
Beam Hodoscope (BH1)

BH1 は 11 セグメントのプラスチックシンチレータで構成される。図 2.13(a) と 2.13(b) に BH1 の写真と設計図を示す。図 2.13(b) に示すように、1 セグメントあたりの粒子数を平均化するためにセグメントはビーム中心付近は小さく、外側ほど大きく設計されている。不感領域をなくすために各セグメントが 1 mm のオーバーラップを持って互い違いに並んでいる。シンチレーション光は図 2.13(a) の上下の 2 箇所から光電子増倍管を用いて読み出す。有感領域は図 2.13(b) に示すように xy 平面で 170 mm \times 90 mm である。



(a) ビームホドスコープ BH1 の写真。

ブラックシートで覆われている部分が有感領域であり、検出器の上下両側に取り付けられた光電子増倍管により読み出す。



(b) BH1 の設計図。不感領域をなくすためにセグメントがオーバーラップをもって並んでおり、1 セグメントあたりの粒子数を平均化するためにセグメントのサイズが内側と外側で異なるように製作された。

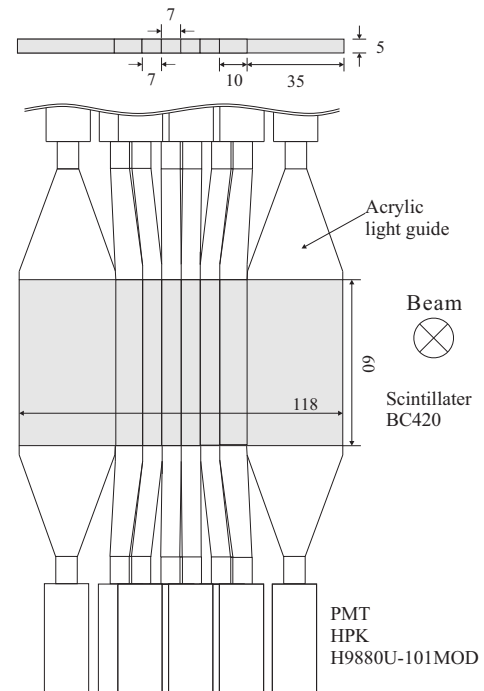
Beam Hodoscope (BH2)

BH2 は 8 セグメントのプラスチックシンチレータで構成される。図 2.14(a) と 2.14(b) に BH2 の写真と設計図を示す。図 2.14(b) に示すように、BH1 と同様に 1 セグメントあたりの粒子数を平均化するためにセグメントはビーム中心付近は小さく、外側ほど大きく設計されている。各セグメントはオーバーラップなく並んでおり、シンチレーション光は BH1 と同様に上下から光電子増倍管で読み出す。有感領域は xy 平面で 118 mm \times 60 mm である。BH2 はトリガー生成の役割だけでなく、ビーム粒子の飛行時間を測定し粒子識別を行うための時間

情報を取得する。



(a) ビームホドスコープ BH2 の写真。黒い筒体の真ん中部分が有感領域であり、BH1 と同様に上下に取り付けられた光電子増倍管により読み出す。



(b) BH2 の設計図。オーバーラップなくまっすぐ 8 セグメントが並ぶ。BH1 と同様に、1 セグメントあたりの粒子数を平均化するため、セグメントは外側ほど大きく、内側ほど小さくなっている。

ビームライン飛跡検出器

ビームラインスペクトロメータにおける飛跡検出器はビーム粒子の位置情報を測定する。マグネットの上流側のファイバー飛跡検出器 BFT と下流側にある MWDC の BC3、BC4 によりマグネット前後における粒子の位置を測定し、オフライン解析により飛跡を再構成することでビーム粒子の運動量を求めるとともに、BH1-BH2 間の飛行距離を求める。

Beam Fiber Tracker (BFT)

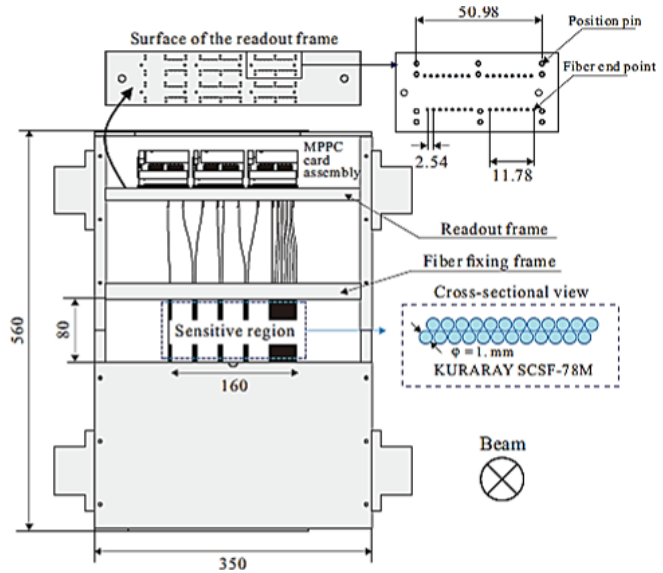
BFT は大強度ビーム環境下においても安定に動作することを目的として、本実験のために開発されたファイバー飛跡検出器である [13][14]。図 2.15(a) に実際の BFT の写真を、図 2.15(b) に設計図を示す。

直径 1 mm のシンチレーティングファイバーを鉛直方向に 160 本並べた 2 層が、不感領域をなくすために互い違いになるように重ね合わせて設置された構造をしている。シンチレーティングファイバーの読み出しはファイバーごとに接続された MPPC を用いて行う [14]。xy 平面における有感領域は図 2.15(b) に示すように 160 mm × 80 mm である。

Beam Drift Chamber (BC3, 4)

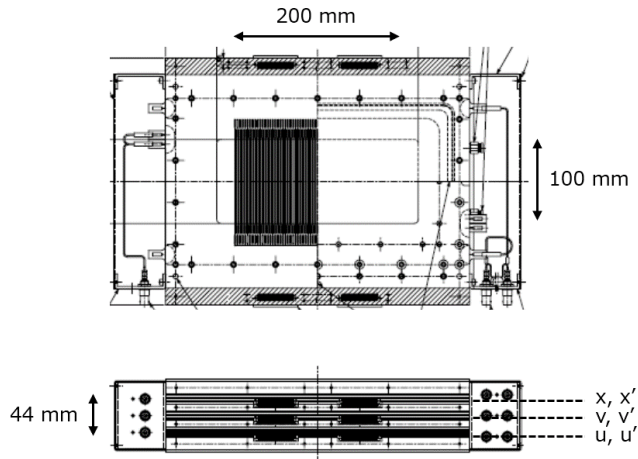
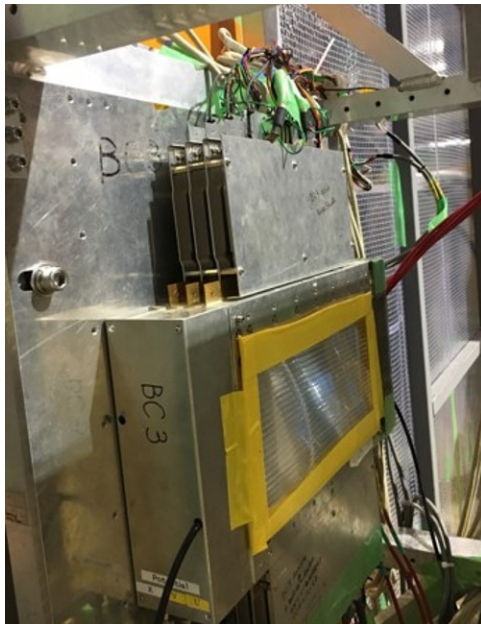
BC3 及び BC4 は Multi Wire Drift Chamber (MWDC) であり、マグネット下流でのビーム粒子の位置を測定する [16]。図 2.16(a) に BC3, 4 の写真を、図 2.16(b) に設計図を示す。

それぞれの MWDC は、センスワイヤーが鉛直方向に張られた x 層、 x 層に対して -15



(a) ビーム用ファイバー飛跡検出器 BFT の写真。直径 1 mm のシンチレーティングファイバーが 1 層に 160 本並んでいる。

(b) BFT の設計図 [15]。 xy 平面における有感領域は 160 mm × 80 mm であり、ファイバー 1 本ずつに対応した MPPC により読み出しを行う。



(a) ビーム用 MWDC BC3, 4 の写真。黄色枠の中が有感領域である。左下の黒いチューブから Ar:isoC₄H₁₀ = 80:20 のガスを入れる。

(b) BC3 の設計図。有感領域は xy 平面で 100 mm × 200 mm であり、上流から $xx'vv'uu'$ 層の順に 6 層並んでいる。

度傾いた u 層、15 度傾いた v 層の 3 層と、それぞれに対して pair plane と呼ばれる x' 、 u' 、 v' 層の 3 層の計 6 層を持つ。各層には、直径 15 μm のセンスワイヤが 3 mm 間隔で張られている。pair plane はワイヤの左右のどちらを粒子が通過したのかを判別するためにワイヤ間隔の半分にあたる 1.5 mm だけずらして張られている。これによりワイヤの左右のどちらを粒子が通過したかを判別することができる。図 2.16(b) に示すように、BC3 は上

流側から $xx'vv'uu'$ 層、BC4 は $uu'vv'xx'$ 層の順に並んでいる。有感領域は xy 平面で $100\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ である。Ar : isoC₄H₁₀ = 80 : 20 のガスを満たして運用する。

2.2.4 KURAMA スペクトロメータ

KURAMA スペクトロメータは標的の下流に設置され、散乱粒子の識別および運動量の測定を行う。図 2.17 に KURAMA スペクトロメータのセットアップ図を示す。

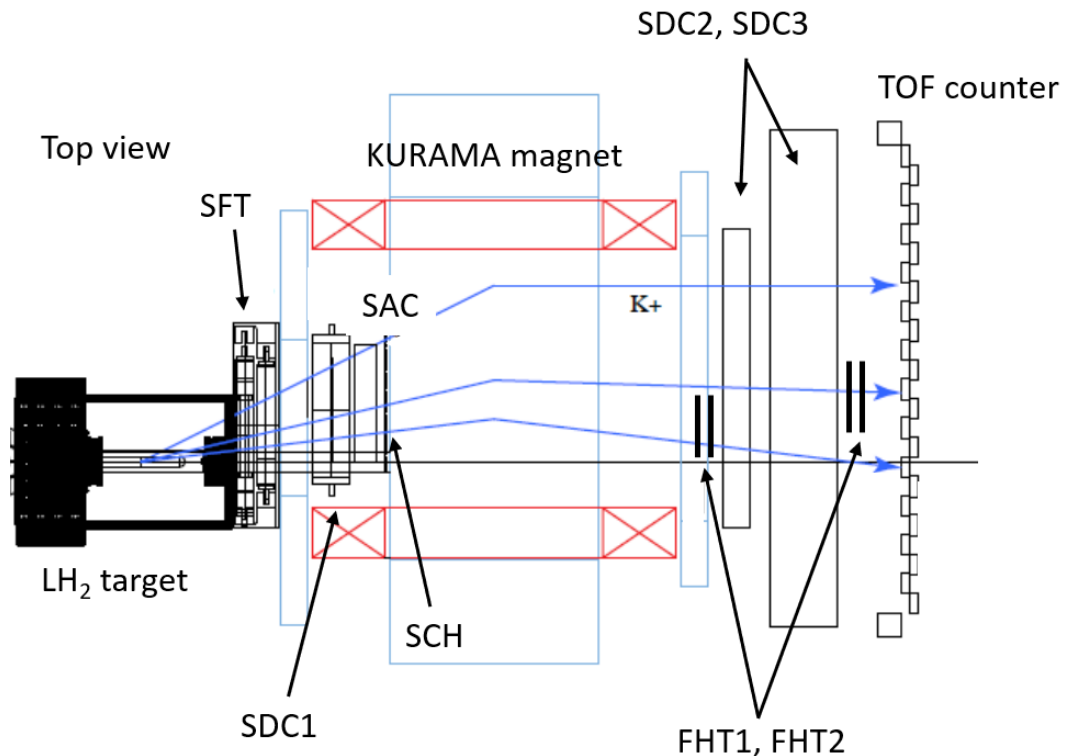


図 2.17: 散乱側 KURAMA スペクトロメータのセットアップ図。上流から、液体水素標的直後の散乱粒子の飛跡を測定する SFT、SDC1、 π 粒子を除去する SAC、トリガーカウンター SCH、KURAMA マグネット、マグネット後方で散乱粒子の飛跡を測定する SDC2, 3、FHT1, 2、散乱粒子の飛行時間を測定する TOF カウンターから構成される。

KURAMA マグネットの上流側のファイバー飛跡検出器 (SFT)、MWDC (DC1)、エアロゲルチェレンコフ検出器 (SAC)、トリガーホドスコープ (SCH) とマグネット下流に設置される 2 台の MWDC (SDC2, SDC3) とホドスコープ (FHT1, FHT2)、飛行時間カウンター (TOF) から構成される。KURAMA マグネットは 0.76 T の磁場により標的から飛んできた粒子の運動量を測定するために用いられる。

トリガーカウンター

マグネット上流側の SCH と KURAMA スペクトロメータ最下流の TOF カウンターによりオンラインの散乱粒子トリガーを生成する。また、オフライン解析において TOF カウンターと BH2 間の飛行時間を測定することにより散乱粒子の粒子識別を行う。エアロジェル検

出器は散乱 K^+ 粒子を検出する際のバックグラウンドとなる散乱 π 粒子によるイベントをオンラインで除去するために用いる。

Scattered Charged Hodoscope (SCH)

KURAMA マグネットの中に設置されているプラスチックシンチレータ検出器である。64 セグメントからなり、1 セグメントは $11.5 \text{ mm} \times 450 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ のプラスチックシンチレータに波長変換ファイバーを埋め込んだ構造を持つ。不感領域をなくすために各セグメントが 1 mm のオーバーラップを持って並んでいる。有感領域は xy 平面で $673 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ である。本実験においては飛跡検出器としても用いている。MPPC により読み出しを行う。[17]

Time-Of-Fright wall (TOF カウンター)

TOF カウンターは 24 セグメントからなるプラスチックシンチレータ検出器である。



図 2.18: TOF カウンターの写真。ブラックシートで覆われている部分が TOF カウンターである。全 24 セグメントが 5 mm のオーバーラップをもって並んでいる。

1 セグメントが $80 \text{ mm} \times 1800 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ の大きさを持ち、シンチレーション光は BH1、BH2 と同様にアクリルライトガイドを通して上下から光電子増倍管により読み出す。不感領域をなくすために各セグメントは 5 mm のオーバーラップをもって並べられている。

Aerogel Cerenkov counter (SAC 検出器)

SAC 検出器は本実験のために新規開発された粒子識別用の閾値型のチェレンコフ検出器である。図 2.19 に SAC の写真と模式図を示す。

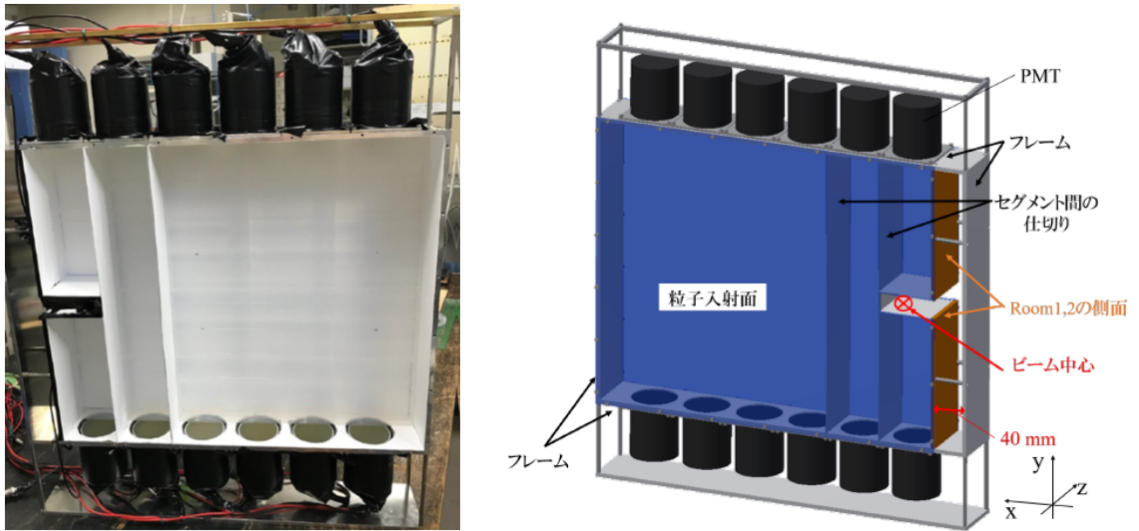


図 2.19: エアロゲルチェレンコフ検出器の写真 (左) と模式図 (右) [18]。 π ビームの通過領域を除いてエアロゲルがしきつめられており、上下の光電子増倍管はファインメッシュタイプのものを使用している。

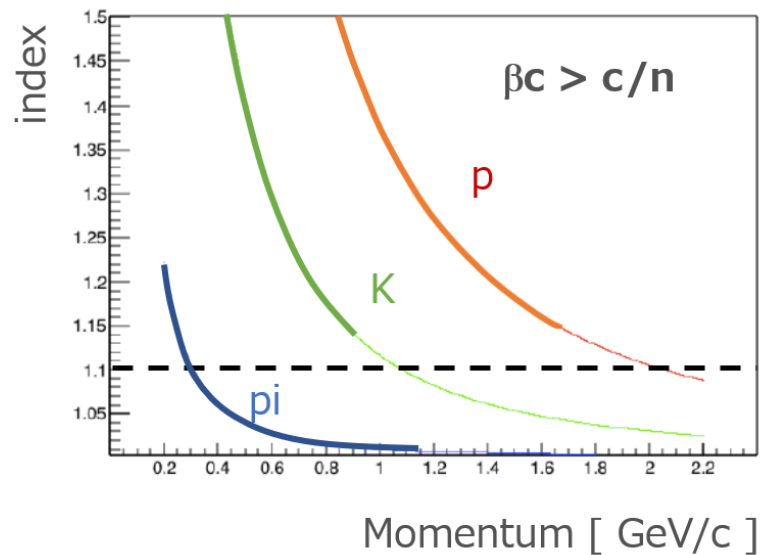


図 2.20: チェレンコフ光の発光閾値と屈折率の関係。各粒子の曲線の値よりも大きな屈折率の場合にチェレンコフ光が発生する。太線部分が本実験において観測される粒子の運動量領域である。SAC では散乱 π のみで発光するように屈折率 1.10 (破線) のエアロゲルが使用されている。

輻射体としてシリカエアロゲルが使用されており、有感領域の大きさは $484 \text{ mm} \times 402 \text{ mm} \times 81 \text{ mm}$ であり、図 2.19 右に示すように、ビームが通過する領域のエアロゲルは抜かれている。SAC は散乱 K^+ 粒子とバックグラウンドとなる $\pi^\pm p$ の弾性散乱及び非弾性散乱による散乱 π^\pm 粒子の識別に用いられる。図 2.20 にチェレンコフ光の発光閾値と屈折率の関係を示す。太線になっている部分が本実験において測定される各粒子の運動量である。本実験において π^\pm 粒子でチェレンコフ光を出し、かつ K^+ で光らないよう、シリカエアロゲルの屈折率は 1.10 となっている。SAC は KURAMA マグネットの磁場中に置かれるため、チェレンコフ光の読み出しにはファインメッシュタイプの光電子増倍管を用いる。[18]

散乱粒子飛跡検出器

散乱粒子飛跡検出器は標的の下流での粒子の位置を測定する。KURAMA マグネットの上流側を SFT と SDC1、下流側を SDC2, SDC3, FHT, TOF カウンターでそれぞれ測定し、マグネットの上下流での飛跡を再構成することにより散乱粒子の運動量を求める。

Scattered Fiber Tracker (SFT)

SFT は J-PARC E40 実験のために新規開発された 3 層からなる飛跡検出器である。標的直後に設置され、標的から出てきた散乱粒子を検出する。直径 1 mm のシンチレーションファイバーを鉛直方向に並べた x 層と、直径 0.5 mm のシンチレーションファイバーが x 層に対してそれぞれ 45 度と -45 度傾けられた u 、 v 層からなる。図 2.21 に SFT UV 層の写真を示す。

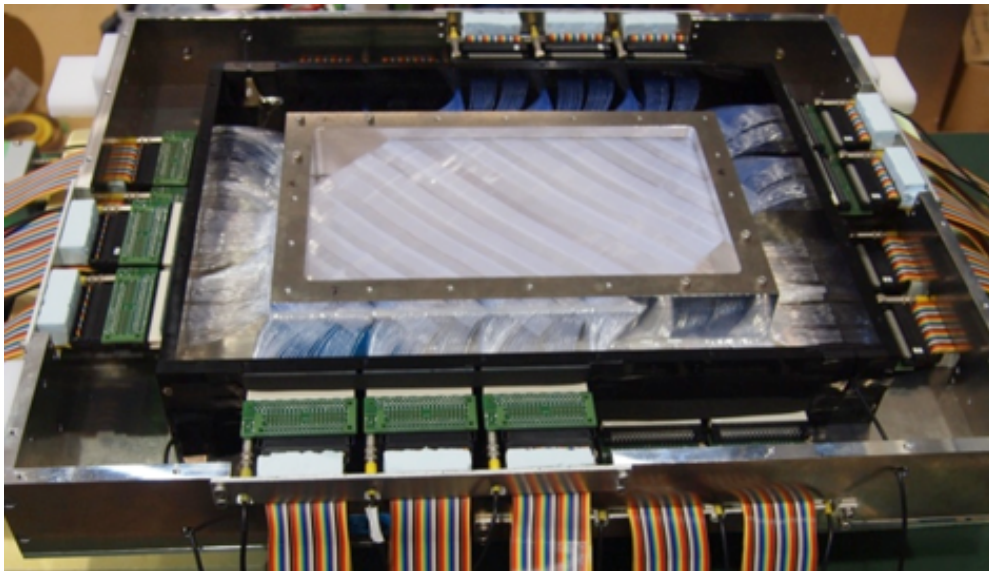
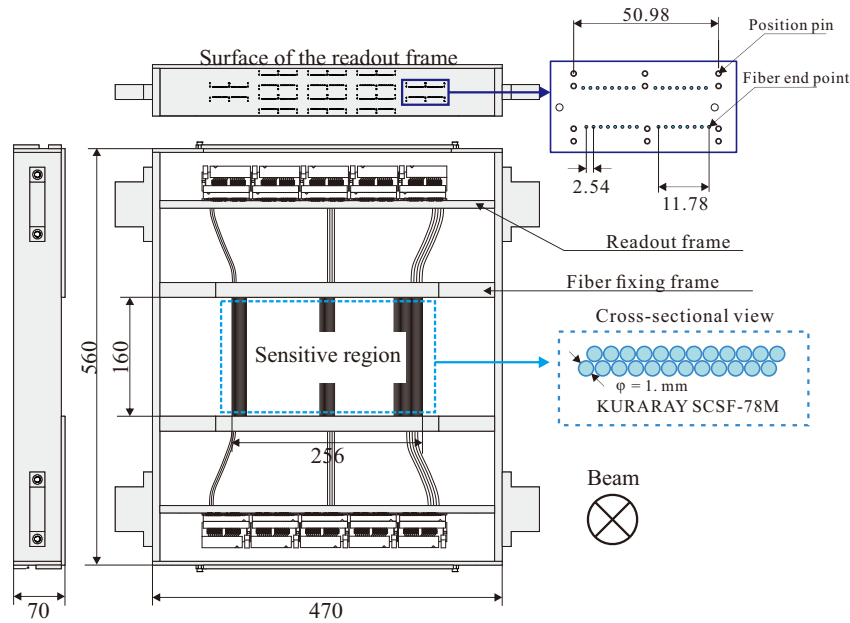


図 2.21: 散乱側ファイバー飛跡検出器 SFT UV 層の写真。直径 0.5 mm のファイバーが 45 度と -45 度傾けて張られている。 u 層と v 層はファイバー 3 本を 1 つの MPPC で読み出す。緑色に見えるのが MPPC を取り付けた基盤である。

ファイバーの数は x 層が 512 本、 u 層と v 層はそれぞれ 480 本であり、 x 層はファイバー 1 本を 1 つの MPPC で、 u 層と v 層はファイバー 3 本を 1 つの MPPC で読み出す。



centering

図 2.22: SFT-X 層の模式図。半径 1 mm のファイバーが不感領域をなくするために互い違いになって 512 本並んでいる。 x 層の有感領域は xy 平面で 256 mm × 160 mm であり、ファイバー 1 本ずつに対応した MPPC により読み出しを行う。

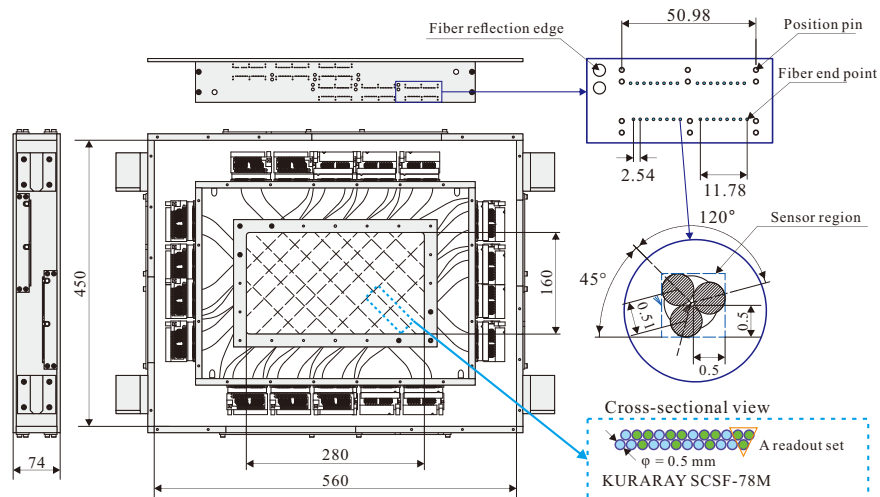


図 2.23: SFT-UV 層の模式図。右図に示すように、ファイバー 3 本ごとに 1 つの MPPC で読み出す。有感領域は 280 mm × 160 mm である。

それぞれの有感領域は x 層が 256 mm × 160 mm、 u 層、 v 層が 280 mm × 160 mm である。

Scattered Drift Chamber (SDC1)

SDC1 は KURAMA マグネットの上流で SFT と合わせて粒子の飛跡を検出する MWDC である。図 2.24 に SDC1 の設計図を示す。図 2.24 に示すように、BC3、BC4 と同様に鉛直方向に張られた x 、 x' 層と、 x 、 x' 層に対して -15 度傾いた u 、 u' 層、+15 度傾いた v 、 v' 層の 6 層で構成される。センスワイヤー間隔は 6 mm であり、pair plane である x' 、 u' 、 v' 層は x 、 u 、 v 層に対してセンスワイヤー間隔の半分の 3 mm ずらして張られている。有感領

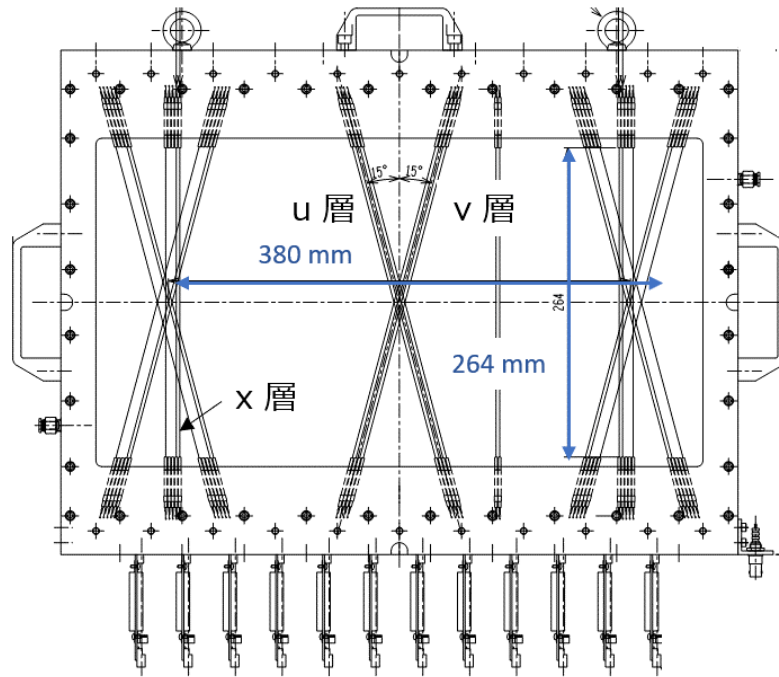


図 2.24: SDC1 の設計図。鉛直方向に張られた x 層と -15 度傾いた u 層、 15 度傾いた v 層で構成される。

域は xy 平面で $380 \text{ mm} \times 264 \text{ mm}$ である。また、SDC1 は KURAMA マグネットの中に設置される。図 2.25 に KURAMA マグネットの中から見た SDC1 の写真を示す。図 2.25 の奥に見える赤茶の銅テープで囲まれた部分が SDC1 である。

Scattered Drift Chamber (SDC2, 3)

SDC2、SDC3 は KURAMA マグネットの下流で散乱粒子を検出する大型の MWDC である。センスワイヤー間隔はそれぞれ 9 mm 、 20 mm となっており、それぞれが鉛直方向の x 、 x' 層と水平方向の y 、 y' 層の計 4 層からなる。DC1 と同様に x' 、 y' 層は x 、 y 層に対してセンスワイヤー間隔の半分だけずらしている。図 2.26 に SDC2 と SDC3 の写真を示す。手前側の銅テープで囲われた部分が SDC2、その後ろの一回りおおきな筐体が SDC3 である。それぞれの xy 平面での有感領域は SDC2 が $1185 \text{ mm} \times 1185 \text{ mm}$ 、SDC3 が $1920 \text{ mm} \times 1280 \text{ mm}$ である。

Fine Segmented Hodoscope (FHT1, 2)

FHT1 及び FHT2 は本研究のために新しく設計、製作したプラスチックシンチレータ検出器である。それぞれ 48 セグメント、64 セグメントからなり、1 セグメントの大きさは $6 \text{ mm} \times 550 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ である。SDC2、3 の不感領域部分を覆うように SDC2 の上流に FHT1 が、SDC3 の下流に FHT2 が設置される。それぞれの有感領域は FHT1 が $196 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ 、FHT2 が $256 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ である。詳細については第 3 章にて述べる。



図 2.25: KURAMA マグネットの中から見た SDC1 の写真。奥に見える赤茶の銅テープで囲われた部分が SDC1 であり、両側に見える赤い部分が KURAMA マグネットのコイルである。

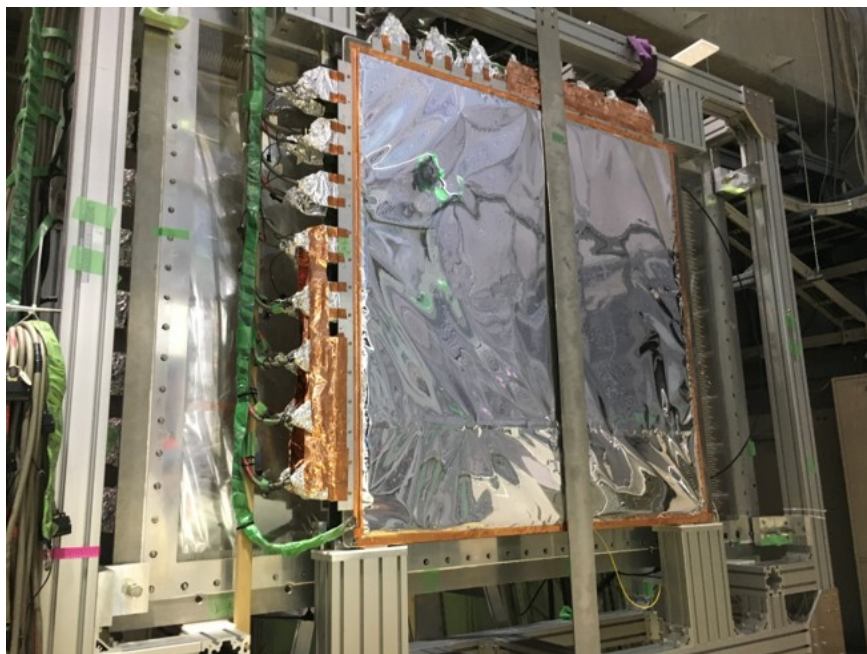


図 2.26: 散乱側 MWDC SDC2, 3 の写真。銅テープで囲われた部分が SDC2 (有感領域 1185 mm × 1185 mm)、後ろのさらに一回り大きな筐体が SDC3 (有感領域 1920 mm × 1280 mm) である。

最後に、全ての検出器を J-PARC K1.8 ビームライン上に設置したときの写真を図 2.27 に示す。図 2.27 の中央が K1.8 ビームラインであり、右上から π ビームが入射される。検出器の安定性のために温度を一定に保てるようにビームラインをテントで囲っている。

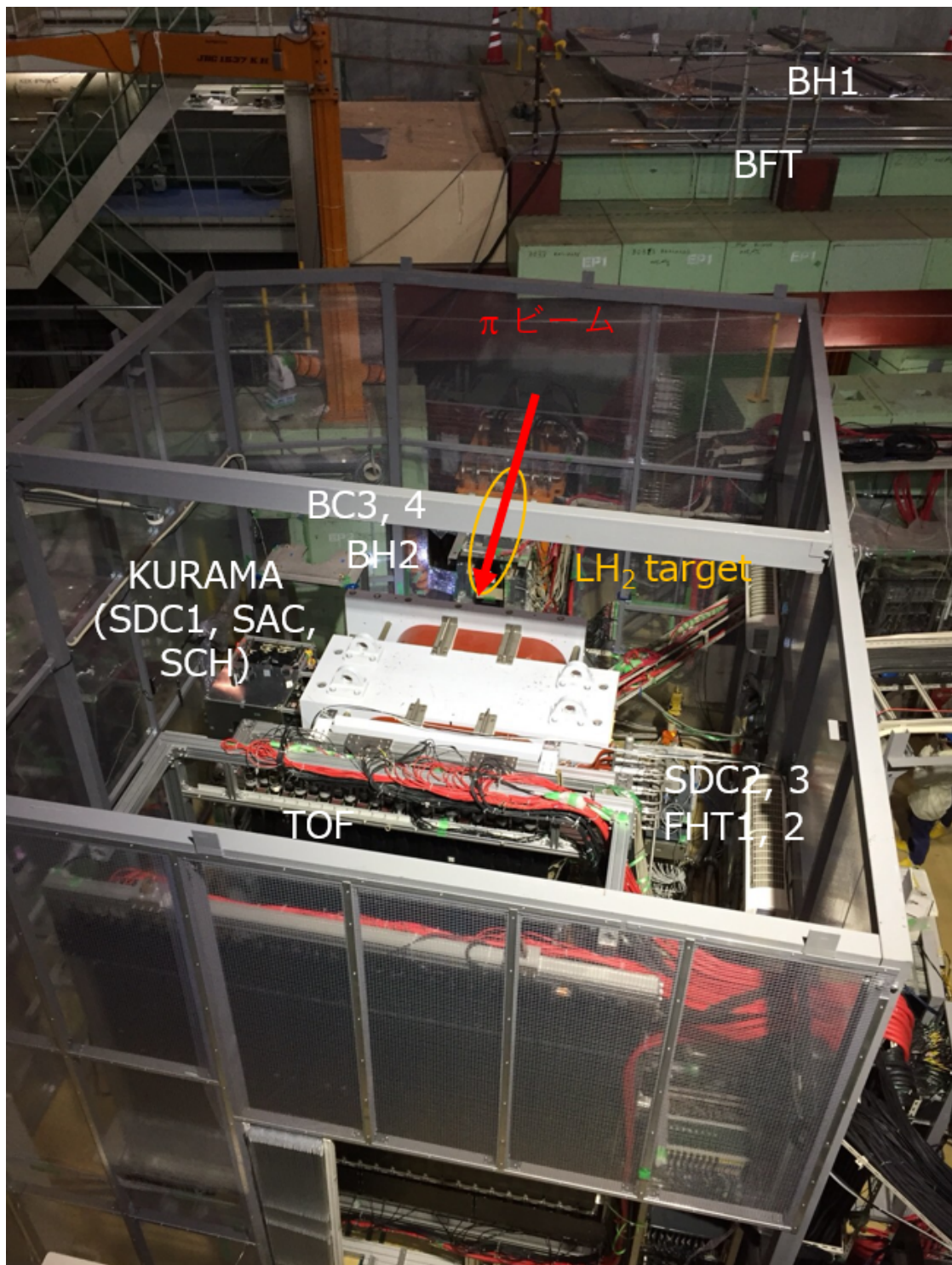


図 2.27: 全検出器インストール後の K1.8 ビームラインを上から見た様子。温度を一定に保つために検出器の周りをテントで囲っている。

2.3 トリガーロジック

ここで、本実験で用いた散乱粒子のトリガーロジックについて説明する。高統計精度で測定を行うためには、バックグラウンドを抑制するトリガーロジックにより、効率よく測定したいイベントのデータを収集することが必要不可欠である。散乱粒子のトリガーに関わる検出器は SFT、SCH、SAC 及び TOF である。これらの検出器を用いて複数のトリガーを組むことで 2 段からなる全体のトリガーロジックを構築する。

2.3.1 1st level trigger

- SCH-TOF Matrix trigger

KURAMA マグネットの前後にある SCH と TOF カウンターのヒットセグメントの組み合わせを選択する。このトリガーによりオンラインレベルで散乱粒子の電荷及び運動量の選択を行う。図 2.28 に実際のビームタイムにおいて使用していた Matrix trigger のゲートと SCH と TOF カウンターのヒットセグメントの相関を示す。TOF カウンターのセグメントに対して、赤線の範囲に入る SCH のセグメントをゲートとしてかけている。ゲートに対して、左上が散乱粒子の運動量が大きく、右下が運動量が小さい。図 2.28 を見ると、低運動量側は余裕をもってゲートを開いているため、さらに SCH のセグメントの小さい側に締めることが可能と考えられる。

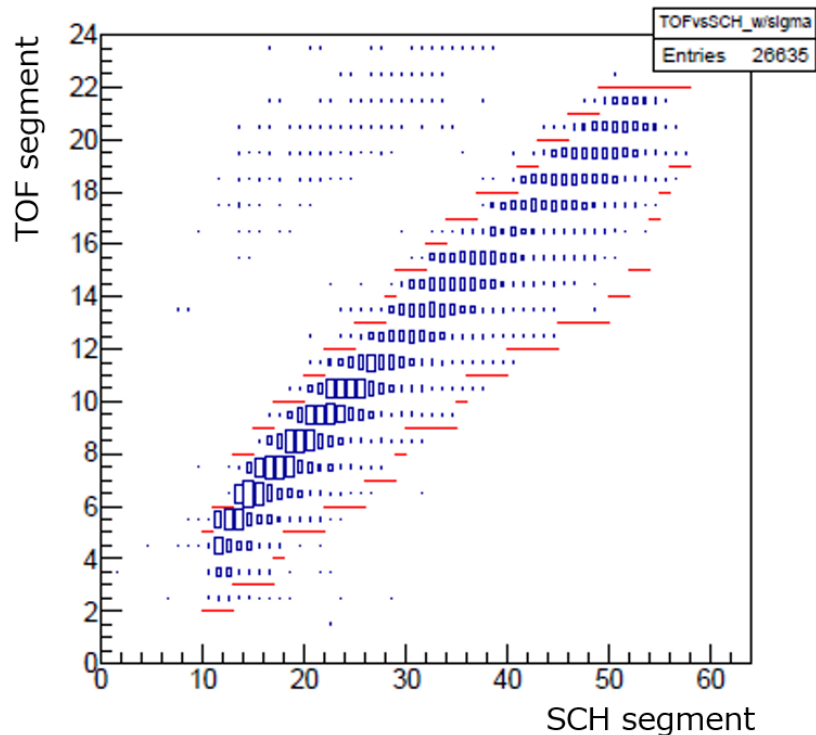


図 2.28: KURAMA スペクトロメータにおいて K^+ を識別したときの SCH と TOF カウンターのヒットセグメントの相関図と実際のビームタイムで使用していたゲート（赤線）。

- SAC veto
SAC 検出器により散乱 π を検出し veto 信号を生成することで、バックグラウンドとなる πp 弾性散乱及び非弾性散乱によるイベントを除去する。
- SFT trigger
SCH と TOF のヒットセグメントの組み合わせに SFT の x 層のヒットファイバーの情報を加えた 3 次元で Matrix trigger を生成する。SFT x 層の情報をを用いることにより、散乱粒子の運動量をより厳しく選択することができる。このトリガーは特に高運動量の陽子の排除に対して有効である。
- TOF ΔE (TOF High-Threshold) trigger
TOF カウンターでの波高情報から、エネルギー損失の大きさに対して閾値を設定することでオンラインで低運動量の陽子を除去する。図 2.29 に実際のビームタイムにおいて測定した TOF カウンターでのエネルギー損失を示す。上図において斜線がかかっている部分が TOF High-Threshold トリガーにより除去される領域である。また、図 2.29 の下図に KURAMA スペクトロメータにおいて識別した各散乱粒子ごとのエネルギー損失を示す。陽子（青）のうち高運動量のものが閾値を超えて除去される（青の斜線）。このとき、 K^+ （赤）はほとんど除去されていないことがわかる。

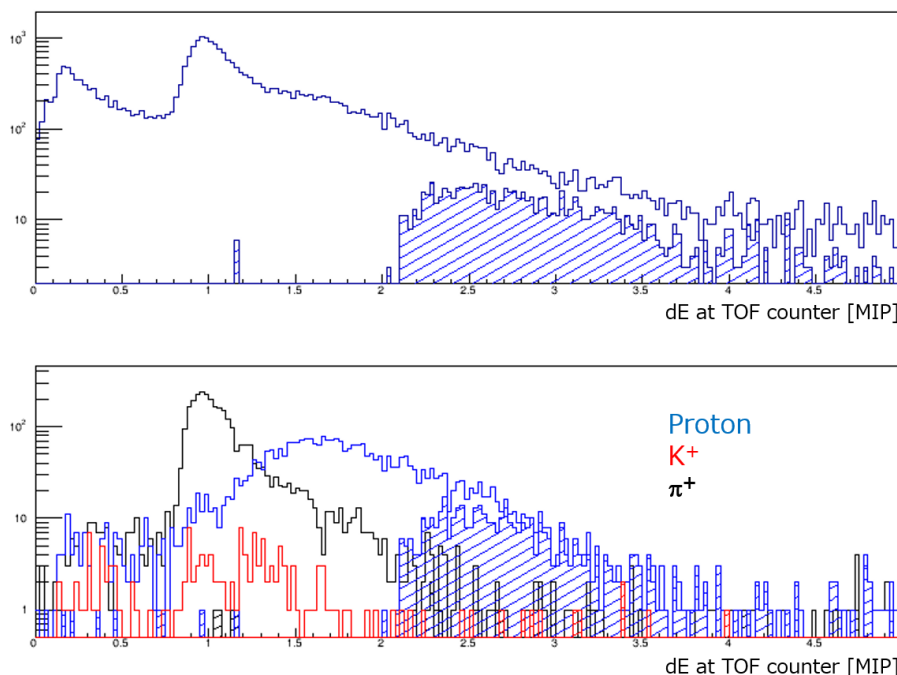


図 2.29: TOF カウンターでのエネルギー損失。上：全ての散乱粒子によるエネルギー損失。下：各散乱粒子によるエネルギー損失。斜線で色がついている部分が TOF ΔE トリガーにより除去される部分である。下図を見ると、大きなバックグラウンドとなる陽子（青）を除去し、かつ K^+ はほとんど除去されない閾値で設定されていることが確認できる。

以上のトリガーを組み合わせることにより、1st level trigger を生成する。このトリガーにより、各検出器の信号の Analog/Digital (A/D) 変換を開始する。そして、次節で述べる TOF 検出器の TDC 情報を用いた Mass trigger によりそのイベントをアクセプトするかクリアするかを決定する。

2.3.2 2nd level trigger (Mass trigger)

SCH-TOF Matrix trigger に加えて TOF カウンターの TDC 情報を用いることで、飛行時間から散乱粒子の質量を選択する。これは、1st level trigger で除去しきれない陽子を veto することが主な役割となる。このとき、高運動量の陽子と K^+ の速度は近くなり分離が難しくなるが、そのような高運動量の陽子は前述の SFT trigger により除去される。一方で、 K^+ と運動量が同程度の 1 GeV/c 以下の陽子に対してはこのトリガーが有効である。

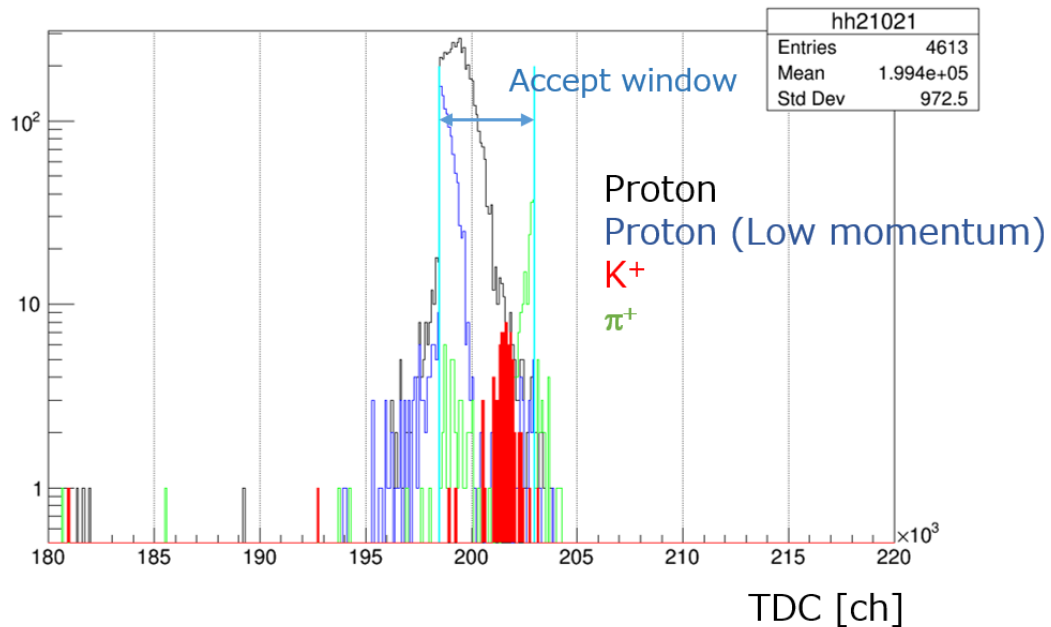


図 2.30: 各散乱粒子の TDC 分布。TOF のセグメント 10 と SCH のセグメント 21 のヒットコンビネーションを選んでいる。黒：陽子、青：0.9 GeV/c 以下の低運動量の陽子、赤： K^+ 、緑： π^+ を表す。タイムゲートにより、 K^+ 粒子を残し、陽子や π^+ を除去していることがわかる。

図 2.30 に TOF のセグメント 10 と SCH のセグメント 21 のヒットコンビネーションを選んだ場合の、各散乱粒子の TDC 分布を示す。水色線で示されるタイムゲートを設定することで、 K^+ のイベントを選択する。この 2nd level trigger の decision time は 3 ns である。

我々の DAQ システムはハードディスクへの書き込みも含め、8 k/spill までにトリガーレートを抑えることができれば、85 % 以上の DAQ efficiency でデータ収集が可能である。そのため、8 k/spill までトリガーレートを抑えることが目標であり、上記のようなトリガーロジックを構成することで、実際に 20 M/spill ビームを用いた本実験において 2nd level trigger のレートを 4 k/spill にまで抑えることができることを確認した。

2.4 本研究の内容

ΣN 相互作用の研究を目的として行われる J-PARC E40 実験において、私は実験準備段階から従事しており、本研究では実験最初のビームタイムとなった 2018 年 6 月に行われた実験の立ち上げ、およびデータ解析を行ってきた。本研究の目的は、この 2 日間のビームタイムにより実験の feasibility を確認し、かつ立ち上げから解析までの実験手法を確立することである。ここで重要な点は、大強度 π ビーム環境下での検出器の安定した運用と、運動学を用いた反応事象の同定手法の確立である。

本研究において私は、本実験で用いたビームラインスペクトロメータ、散乱側 KURAMA スペクトロメータ、および CATCH 検出器群の全てについて、立ち上げからデータ解析までを行った。本論文では、3 章で実験における大きな課題の一つである検出器の高計数率化対策、およびその一環として新たに設計、製作した検出器について説明する。また、4 章ではスペクトロメータを構成する各検出器やトラッキングについての評価を行い、大強度ビーム環境下において各スペクトロメータが安定して動作していること、また、これにより過去の実験と比較して圧倒的な収量の Σ 粒子を同定したことを示す。5 章において反跳陽子を測定する CATCH 検出器群を用いた散乱事象の解析を行い、本実験のために新規開発された CATCH 検出器群が 20 M/spill のビーム環境下においても反跳陽子を測定できており、また単体で粒子識別が可能であることを示した。さらに、6 章にて Σp 散乱を運動学を用いて同定する手法、および必要なカット条件について述べ、約 2 日間のビームタイムでそれぞれ 100 イベント程度の $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応および $\Sigma^- p$ 弾性散乱事象を同定した解析手法について説明する。

第3章

検出器における高レート対策

この章では、J-PARC E40 実験における検出器での高レート対策について述べる。第2章で述べたように、E40 実験では高統計で Σp 散乱事象を測定するために大強度の π ビーム (~ 20 M/spill) を使用する。標的の下流ではこの大強度ビームによる大きなバックグラウンドが生じるため、散乱 K^+ を効率よく測定しできるだけ多くの Σ^- の生成を同定するには、各検出器にはこの大強度ビーム下で安定して動作し十分な性能を示すこと、あるいは対策が必要不可欠である。

3.1 標的でのビーム収束

前述のとおり、我々は Σp 散乱事象を高統計で検出するために Σ 粒子を効率よく生成する必要があるため、 π ビームを標的中に収束させる必要がある。用いる水素標的はビーム方向に 30 cm と長いので、このすべての領域でビームが標的内に収まっていることが望ましい。そして、この最収束点を水素標的位置とするため、KURAMA スペクトロメータを設置する前にこの最収束点を決定する必要がある。図 3.1 に真上から標的でのビーム収束のイメージ図を示す。ビームラインスペクトロメータのうち最下流の 2 つの Q マグネット、Q12 (y 収束) と Q13 (x 収束) の磁場を調整することにより、標的位置においてビームが最も収束するように調整を行う。

そこでまず、2017 年 6 月に行われたテスト実験において、K1.8 ビームラインスペクトロメータにおける最下流の Q マグネットの磁場を調整してビームの収束位置を調べ、最もビームが収束する位置を標的位置として決定した。この位置でのビームプロファイルを図 3.2 に示す。

図 3.2 に示すように、細長い標的の上流から下流まで、X 方向、Y 方向のいずれも標的セルの中にビームをほぼ収めることができることを確認した。このテスト実験での結果から、ビームが最も収束する K1.8 ビームラインの設計上の focus point から 300 mm 下流側を標的位置として決定し、それをもとにアクセプタンスが最大になるようにスペクトロメータや各検出器の設置位置を決定した。

次に標的での散乱粒子用の KURAMA スペクトロメータにおける検出器の高レート環境への対策について述べる。E40 実験では前方に散乱される K^+ の収量が最大になるように KURAMA スペクトロメータが設置され、その結果として大強度 π ビームがスペクトロメー

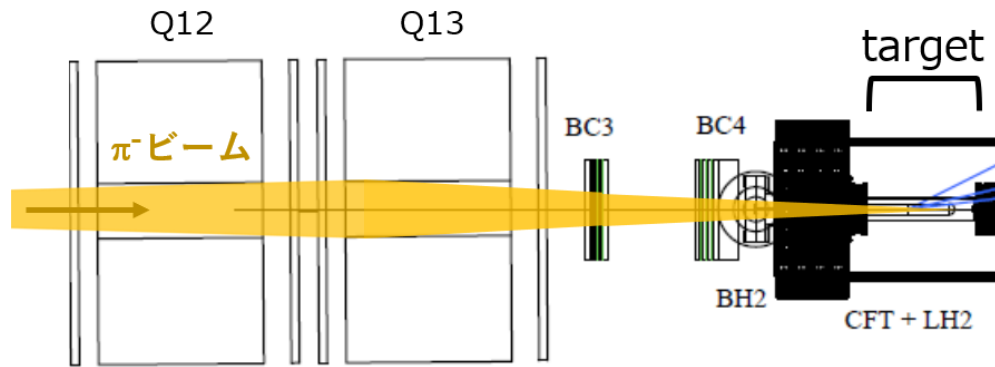


図 3.1: 真上から見た標的でのビーム収束のイメージ図。標的上流の Q マグネットにより標的で最も収束するように調整する。

タを突き抜ける。そこで、我々は次のようなコンセプトを持って高レート対策をおこなった。

- ビームを磁石や検出器のフレームに当てない。
- ワイヤチェンバーは有感領域をビーム領域から避ける。
- 避けられない場合はビーム領域のみ不感とする。
- トリガーカウンターはビームを避ける。

検出器は散乱角度の比較的大きな領域をカバーすることにより散乱された粒子のみを効率よく検出する。また、トリガーレートを抑制するために、トリガーカウンターはビームを避けて、検出器のフレームなどで生じる想定外のバックグラウンドが生じないようにする必要があるためである。次に具体的な対策について説明する。

3.2 KURAMA 磁石の上流側の検出器の高レート対策

液体水素標的直後に設置される検出器のうち、飛跡検出器についてはビームを避けて配置される。

3.2.1 ドリフトチェンバー (SDC1)

SDC1 は有感領域のワイヤが大強度ビームを避けるよう、かつフレームにビームが当たらないように配置した。ビームが通過してよい場所は非常に限られるたスペースであるため、細心の注意を払って設置した。よって標的などで散乱された粒子のみを検出する。図 3.3 に示された検出器に対するビーム位置は、2017 年 6 月のテスト実験で得られた、SDC1 上でのビームの広がりから見積もったものである。図 3.3 ワイヤの有感領域（青）がビームの中心部分

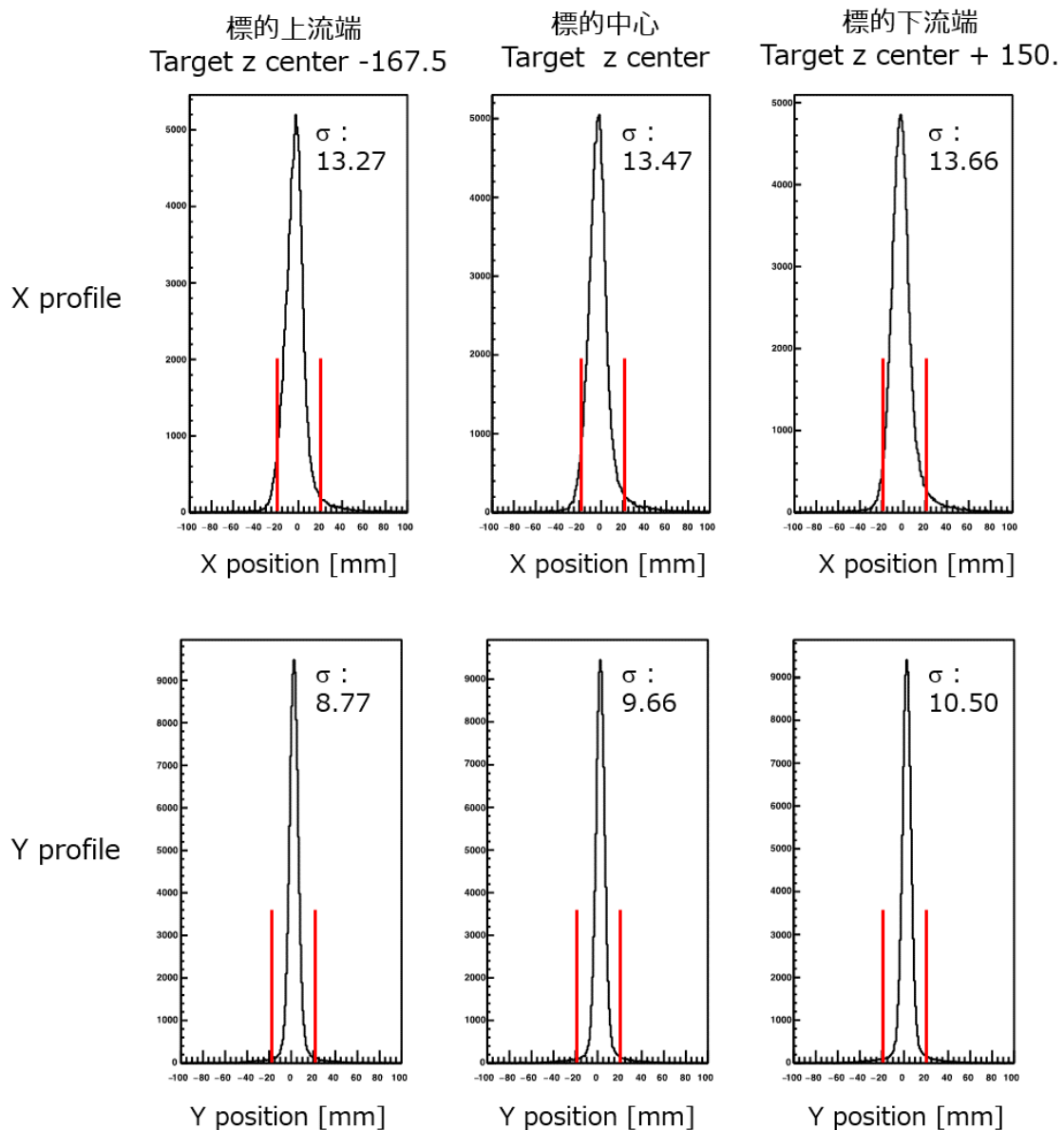


図 3.2: 標的でのビームプロファイル。赤線内が標的セルを示す。ビーム方向に長い標的セルの上流から下流までビームが収まっていることがわかる。

(赤) を避けており、検出器のフレーム (黄色線) にビームは当たらないことがわかる。

3.2.2 ファイバー飛跡検出器 (SFT)

SFT はシンチレーションファイバーで構成されているため、高レート耐性については問題ないことが確認されている。ただし、X 層はトリガーに参加しているため、ビームを避けて配置している。U, V 層についてはビームを避けて設置すると、フレームにビームが当たってしまうため、有感領域内をビームが通るように配置した。また、UV 層は標的直後に配置する検出器であり、この位置ではビームそのものが広がりを持っているためビームイベントと散乱

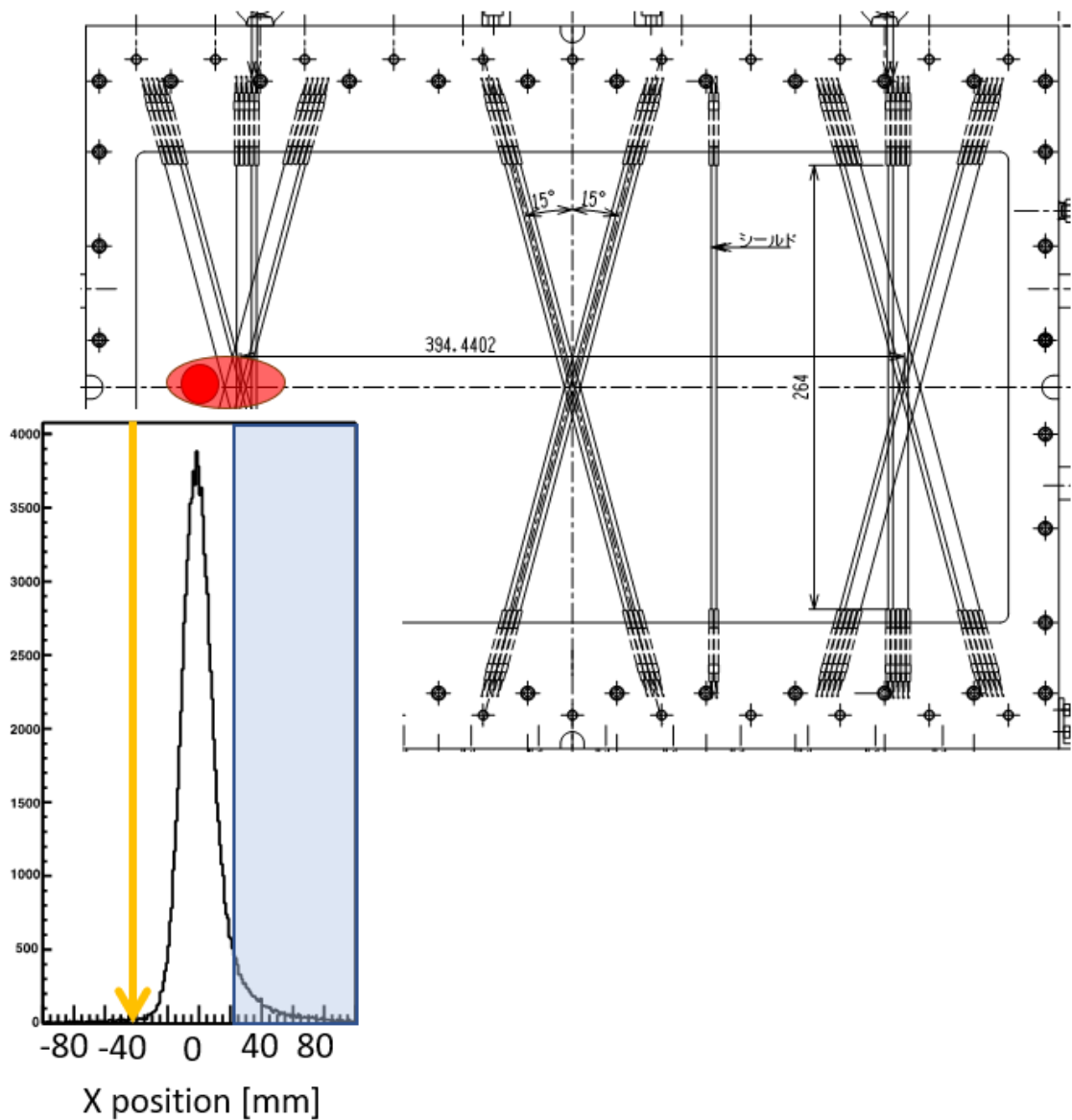


図 3.3: SDC1 におけるビーム通過位置とビームのプロファイル。赤い楕円がビームを示し、濃い円がビーム中心である。青い領域がワイヤーの有感領域を示す。ワイヤーがビームの中心領域を避けており、検出器のフレーム（黄色線）にビームは当たらないことがわかる。

イベントを空間的に選別することが難しい。そのためビームを避けてしまうと散乱イベントに対してもアクセプタンスを著しく落とすことになってしまう。このことから、UV 層についてはビームも有感領域を通過するように配置している。図 3.4 に SFT UV 層に対するビーム位置を示す。ファイバーの有感領域（青）がビーム領域（赤）を避けており、かつ検出器のフレーム（黄色線）にビームは当たらないことがわかる。

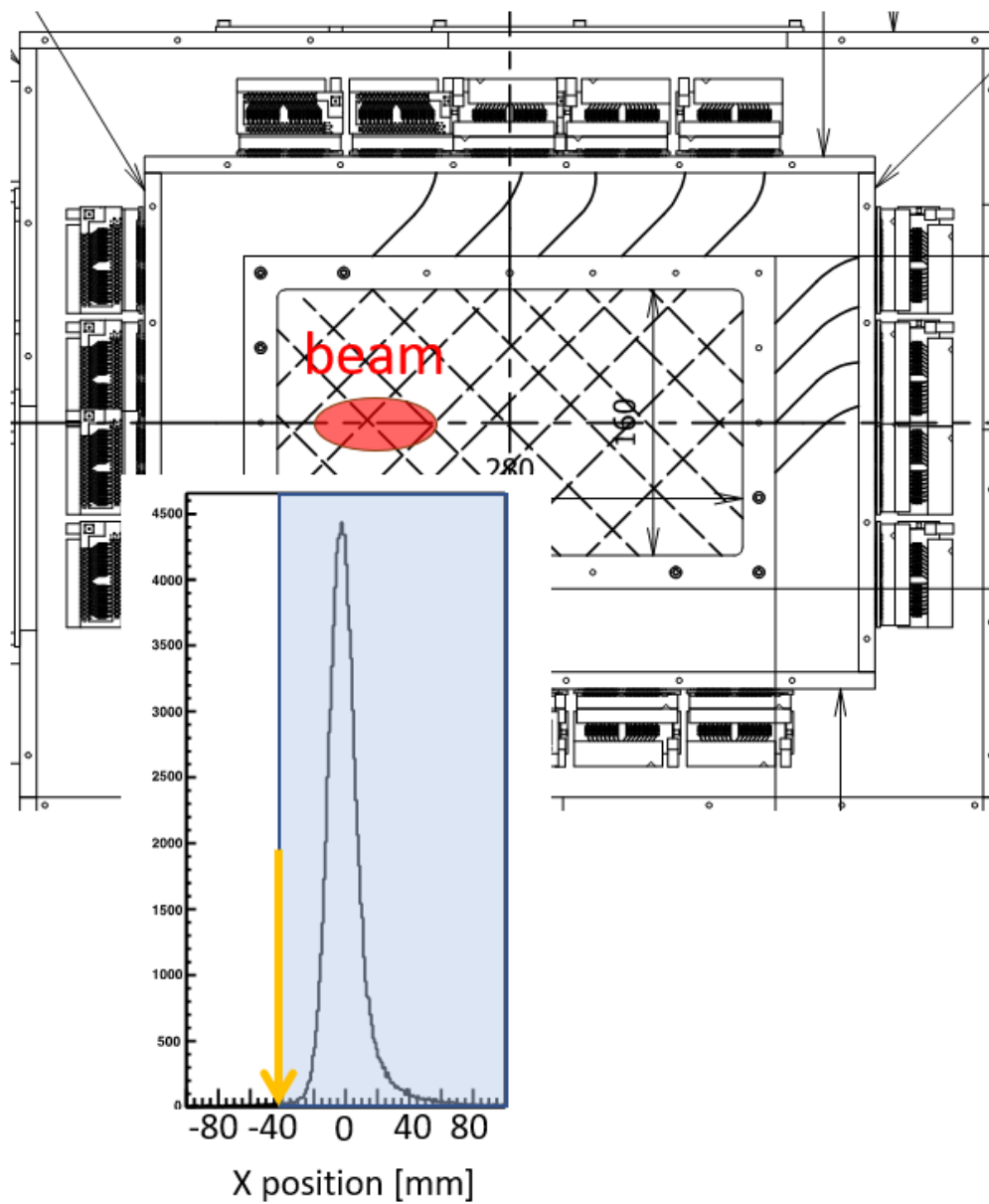


図 3.4: SFT の U, V 層におけるビーム通過位置とビームのプロファイル。赤い楕円がビームを、青い領域がファイバーの有感領域を示している。ビームは有感領域を通過し、検出器のフレーム（黄色線）にビームは当たらない。

3.2.3 トリガーカウンター (SCH)

SCH は トリガーカウンターであるため、ビームが直接当たるセグメント 1 ~ 10 はトリガーに参加させずに用いることで対応する。

3.3 下流検出器

3.3.1 TOF カウンター

大強度ビームは KURAMA マグネット下流の TOF カウンターをも突き抜ける。TOF カウンターはトリガーに参加しているため、 K^+ 生成イベントを効率的に選ぶためにはビームに反応しないようにする必要がある。そこで TOF カウンターのうちビームが突き抜けるセグメントについては、図 3.5 に示すようにビーム領域 (ビーム高さ ± 10 cm) をシンチレータの代わりにアクリルとした。これによりビームがアクリルを突き抜けたときにはアクリルはほとんど光らないため、TOF カウンターは信号を出さず、トリガーは生成されない。 π^- ビームのときはセグメント 14, 15, 16 をこの特別なセグメントにしている。

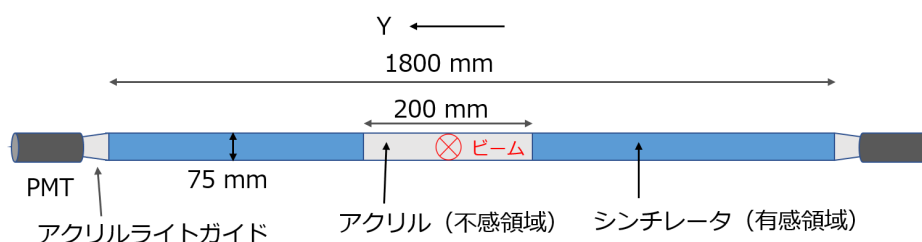


図 3.5: ビーム領域用 TOF カウンターの構造。青色で示した部分が有感領域である。ビームが直接当たる領域 (Y center ± 200 mm) をアクリルとすることで、ビームではトリガーを生成しない。

3.3.2 ドリフトチェンバー (SDC2, 3)

KURAMA 下流に設置される 2 つのドリフトチェンバー SDC2, 3 はそれぞれ drift length が 4.5 mm, 10 mm となっており、高レート環境下では信号のパイルアップやアクシデンタルノイズの増加などにより粒子の通過位置を解析することが困難となる。また、 x 方向に 2 m の大きさを持つ大型のドリフトチェンバーであるため、SDC1 などのようにビームを避けて配置することができない。そのため、2 M/spill ビーム環境下のデータを用いてスケールすることにより、20 M/spill のビームがチェンバーを貫通した場合は、図 3.6 に示すようにビームが突き抜ける領域のワイヤーでは 1 本あたりのレートが非常に高くなる (~ 2 M/spill/wire) と予想した。

図 3.6 を見ると、ビームの中心が突き抜ける領域のワイヤーではワイヤー一本あたり 1 M/spill の高計数率にさらされることがわかる。ここで、ビームが x 方向に広い楕円形をして

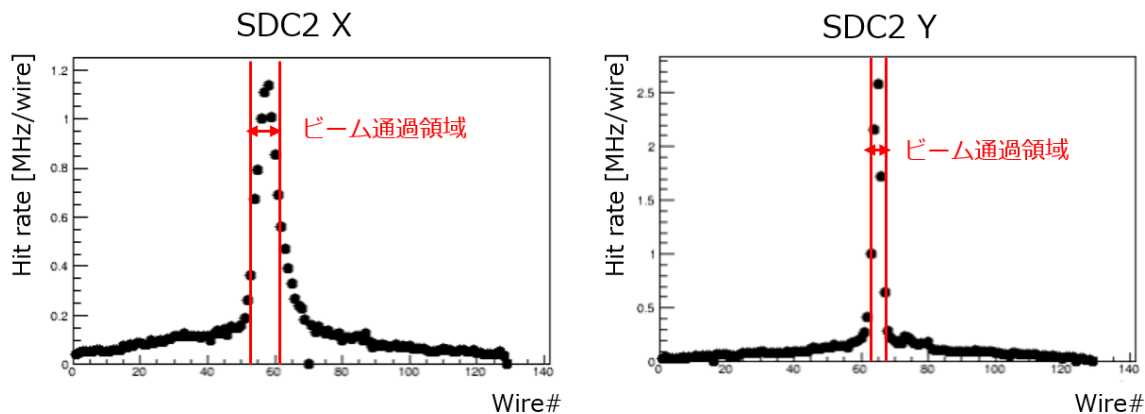


図 3.6: 2 M/spill での結果からスケールして得られた、20 M/spill π^- ビーム環境下で予想される SDC2 でのワイヤー 1 本当たりの hit rate。左: SDC2 の x 層、右: SDC2 の y 層。 x, y 方向ともにビーム領域のワイヤーは 1 M/spill 以上の hit rate が予想される。ビームが x 方向に広い楕円形をしているため、特に y 方向のビーム領域のワイヤーは 2 M/spill を超す高計数率にさらされる。

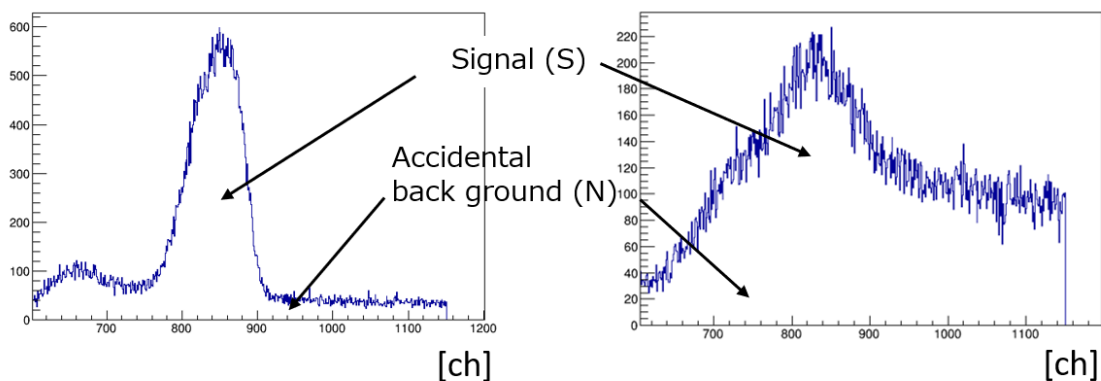


図 3.7: ビーム通過領域から離れたワイヤー (左) とビーム付近のワイヤー (右) の TDC 分布。ビーム通過領域付近のワイヤーでは大強度のビームで信号が出てしまうため、本物のイベント事象が埋もれてしまっていることがわかる。

いるため、特に y 方向にはビームが局所的に当たることになる。そのような環境下におけるビーム通過領域付近のワイヤーと、ビームから離れているワイヤーの TDC 分布を図 3.7 に示す。ビームから離れたワイヤー (図 3.7 左) ではイベント事象とバックグラウンドがはっきりと分かっているが、ビーム付近のワイヤー (図 3.7 右) では大強度ビーム由来のバックグラウンドが多くなり、散乱粒子によるイベント事象が埋もれてしまっていることがわかる。また、大量の粒子が入射することによりワイヤーに流れる電流量が増え、センスワイヤーが切れる可能性も考えられた。

そこで、我々はドリフトチェンバー全体が安定して動作することを優先し、ビームが突き抜ける領域についてはドリフトチェンバーによる粒子の検出をあきらめることにする。具体的に

は、ビームが通るセンスワイヤーについては、そのセンスワイヤーが構成するセルのポテンシャルワイヤーに電圧をかけず、不感領域とすることにした。これによって、図 3.8 中の赤色に示すように、ビーム通過領域を含む、不感としたワイヤーの張られているすべての領域が不感領域となる。これにより K^+ の収量は 20 % 程度減少することがシミュレーションから予想される。私は、 Σ 粒子の生成を同定するためにできるだけ多くの K^+ を検出したい本実験にとってはこの損失は小さくないものと考えた。前述の通り、ビームは x 方向に広く y 方向に狭い楕円形をしているため、とりわけ x 方向についてはこの不感領域による散乱粒子の損失が大きい。そこで、この部分を補うように新しく検出器を置くことにより、失われる K^+ を減らすことを考えた。図 3.8 にドリフトチェンバーの不感領域とその x 方向をカバーする新しい検出器の概略図を示す。ビーム（濃赤）が通過するセンスワイヤーに電圧をかけないこと

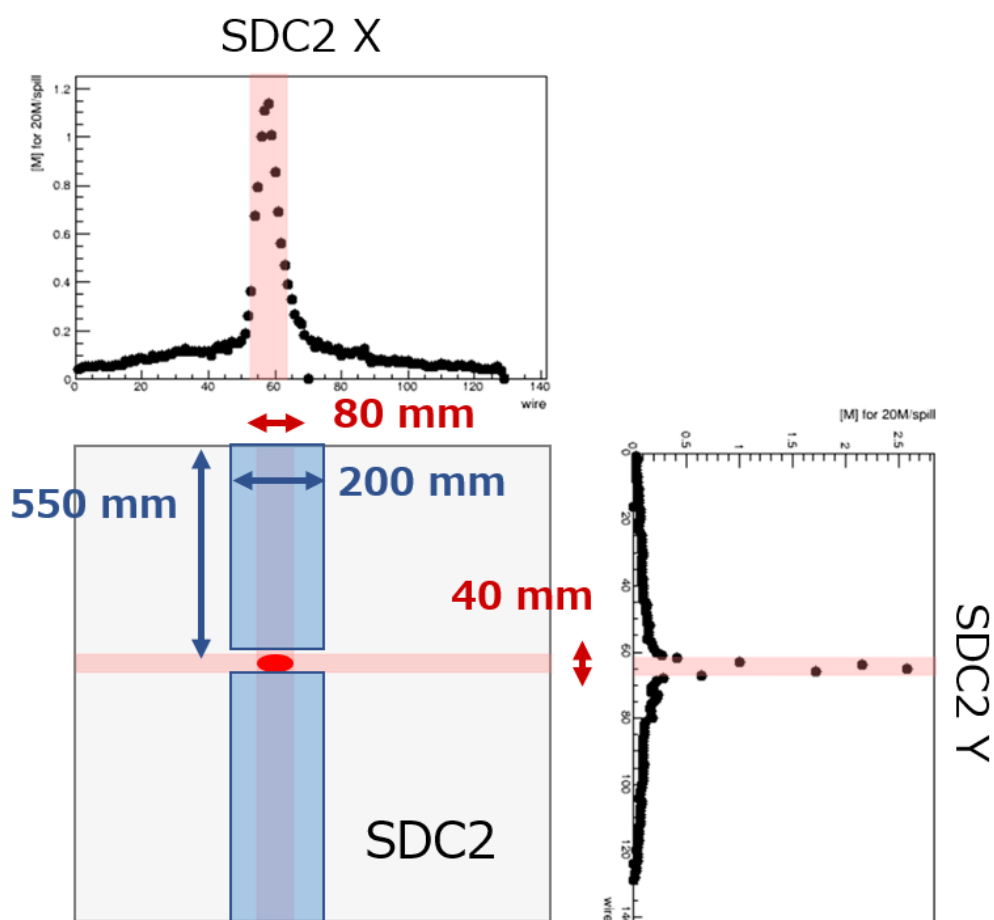


図 3.8: SDC2 の不感領域と新規検出器。灰色の四角が SDC2 の有感領域を示す。濃い赤で示したビームが突き抜けるセンスワイヤーを不感とするために、赤い領域のワイヤーには電圧をかけない。このうちビーム領域以外の x 座標用のワイヤーの代わりとして、青色で示すように新たに製作した検出器を設置することにより、この部分を通過する粒子を検出する。

により、赤で示される全ての領域が不感となるため、特に不感となる領域が広い x 方向についてはビーム領域を避けて新しい検出器（青）を置くことで、この位置を通過する散乱粒子の

イベントを救うこととした。一方で、 y 方向の不感領域についてはビームの広がり小さいため、不感とするワイヤー数を最小にとどめることにすることで対応した。

3.4 新規飛跡検出器の開発

3.4.1 新規飛跡検出器 (FHT) の役割

ここで、新しく開発した検出器の概要とその役割について説明する。本検出器は、KURAMA マグネット下流の大型ドリフトチェンバー (SDC2, SDC3) の x 座標用のワイヤーの一部を不感とすることで生じる不感領域のうち、ビーム領域以外を覆うことを目的とした飛跡検出器である。これは、1 セグメントの X 方向での有感領域が 6 mm と非常に細かくセグメント化されたシンチレータ検出器であり、Fine segmented Hodoscope Tracker (FHT) と呼ぶことにする。この FHT をビーム領域を避けて上下に 2 台 (FHT-U, D) 設置することで、ビーム領域以外の x 座標の不感領域を覆う。実際に FHT を設置した位置を図 3.9 に示す。

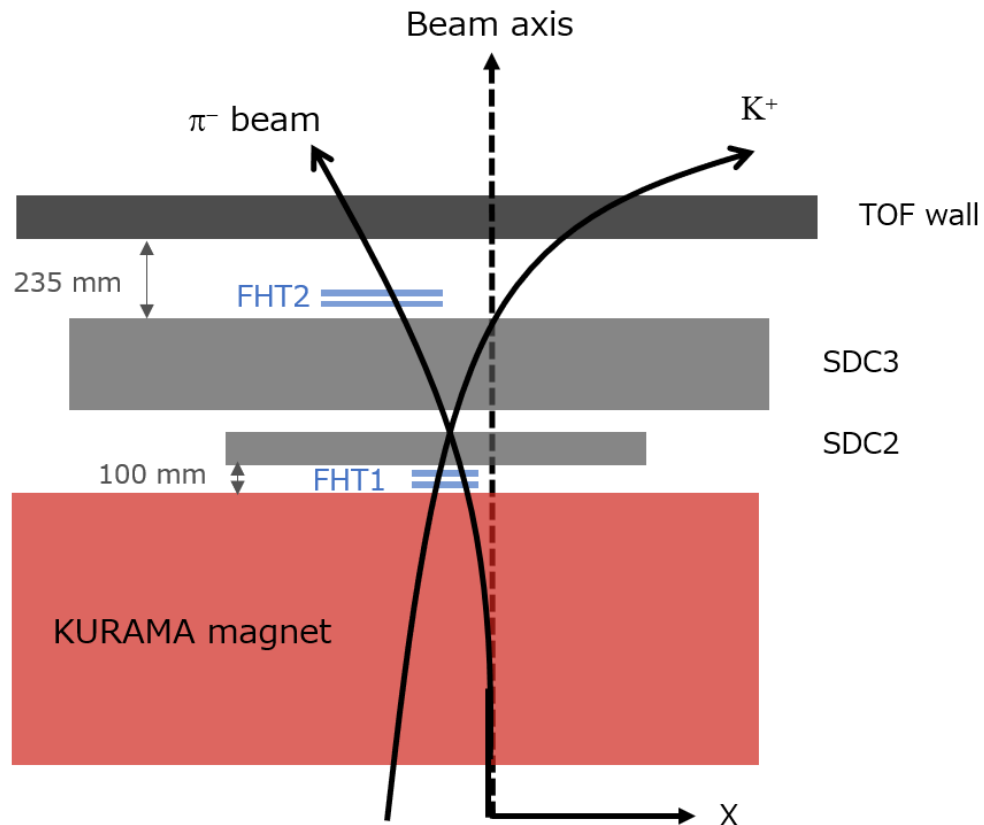


図 3.9: 真上から見た FHT の設置位置の模式図。FHT1, 2 はそれぞれ KURAMA マグネットとドリフトチェンバーの間、ドリフトチェンバーと TOF wall の間に設置される。FHT の設置場所は π^- ビームが通過する領域であるが、一部の K^+ もこの領域を通過する。

図 3.9 に示すように、SDC2, 3 の不感領域および FHT の設置場所は π^- ビームが通過する領域であるが、一部の K^+ もこの領域を通過する。 K^+ の収量を少しでも多くするためには

この部分での損失はできる限り避けたいものである。そこで、FHT をドリフトチェンバーの上流と下流にそれぞれ1組ずつ (FHT1, 2) 置くことにより、不感領域のドリフトチェンバーの代わりに飛跡検出器として運用し、この部分を通過する散乱 K^+ を測定する。

FHT は合計4台 (FHT1-U, 1-D, 2-U, 2-D) からなり、それぞれが2層を持つため合計8層で構成される検出器となる。ここで、本検出器の設計及び製作は2017年6月のビーム収束を確認するテスト実験以降、E40 実験直前に行うこととなったため、既存の技術で安定して動かすことができることを最優先することとし、チェンバーと比べて製作が簡単であり、すでに実績のある読み出し法を用いたホドスコープとすることにした。

要求性能

次に、本検出器に要求される性能について説明する。新規製作される検出器は散乱粒子の飛跡検出器として働くため、高い位置分解能が求められる。また、高計数率下でも安定して動作する時間分解能、及び高い検出効率を持つことも必要である。

光量

電氣的ノイズおよび MPPC の熱ノイズと分けられるだけの十分な光量が求められる。

時間分解能

ビームのバンチ構造を分けることができ、正しいタイミングで検出された粒子を測定できるだけの時間分解能が求められる。

位置分解能

位置分解能としてはドリフトチェンバーにより検出される粒子の位置分解能と同程度 (~ 1 mm) の位置分解能が求められる。

検出効率

検出効率として 99 % 以上が要求される。

3.4.2 検出器の製作

構造

図 3.10 に FHT の構造をまとめる。製作の簡単さと光量の大きさ、及び時間分解能の良さから、検出器にはプラスチックシンチレータを使用することにし、位置分解能を出すために x 方向の幅を 6 mm として、各セグメント間に 2 mm のオーバーラップを持たせることで不感領域をなくした。また、上流、下流ともに非常に狭い空間に設置することになるため、シンチレータの厚さを 2 mm として、2層からなる検出器1台あたりの厚さを薄くするように設計をおこなった。鉛直方向の長さについては 550 mm とすることでドリフトチェンバーの不感領域を十分に覆うことができる。また、薄く細いシンチレータであっても十分な光量と検出効率を得るために、シンチレータに溝を掘り波長変換ファイバーを埋め込み、波長変換ファイバーからの光を MPPC により直接読み出すという方法をとった。これは K1.8 ビームラインにおいてトリガーカウンター SCH や CATCH 検出器群に含まれる PiID カウンターなどに用いられており、既の実績がある読み出し方法である。埋め込まれた波長変換ファイバーからの光を 100 pixels の MPPC を用いて VME-EASIROC により読み出しを行い、TDC を取

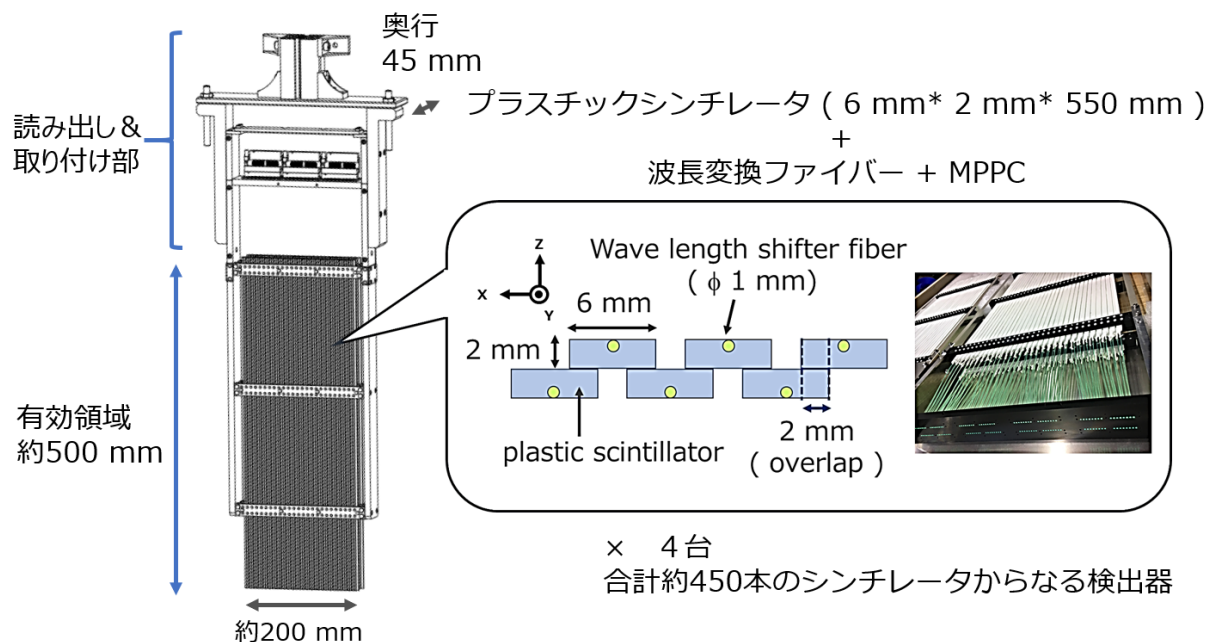


図 3.10: FHT 1 台の全体像 (左) とファイバーの構造 (右)。検出器の有感領域は 500 mm × 200 mm × 45 mm であり、この中に右図のようにオーバーラップをもって並べられたプラスチックシンチレータが 2 層並ぶ。

得する。

プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーターにはシーアイ工業社製のシンチレーターを用いた。性能としては EJELJEN TECHNOLOGY 社製 EJ-212 とほぼ同等である。図 3.11 左に EJELJEN TECHNOLOGY 社製 EJ-212 のプラスチックシンチレーターの発光スペクトルを示す。また、図 3.11 右に示すように、大きさ 6 mm × 550 mm × 2 mm のシンチレーターの表面に深さ 1 mm、幅 1 mm の溝が掘られている。この溝はファイバーとシンチレーターを十分に密着させるために、図 3.11 右に示すように半円形の溝になるように加工してあり、後述の波長変換ファイバーを埋め込んだ。

波長変換ファイバー

波長変換ファイバーは Kuraray 社製 ϕ 1 mm の PSFY-11J を採用した。波長変換ファイバーは、コアの部分に波長変換剤が混ぜ込まれたプラスチック製の光ファイバーであり、その中でも PSFY-11J はマルチクラッドタイプのファイバーである。図 3.12 に波長変換ファイバーの再発光の模式図とマルチクラッドタイプの構造を示す。

通常、ファイバーの外から来た光は波長変換ファイバーに入っても全反射の条件を満たさないでファイバーの外に出ていく。しかし、図 3.12 左に示すように、外から入った光が波長変換剤によって吸収され等方的に再発光すると、図 3.12 右のようにクラッド部分の屈折率がコア部分よりも小さいので、一部の光が全反射条件を満たしファイバーの中を伝搬し、これに

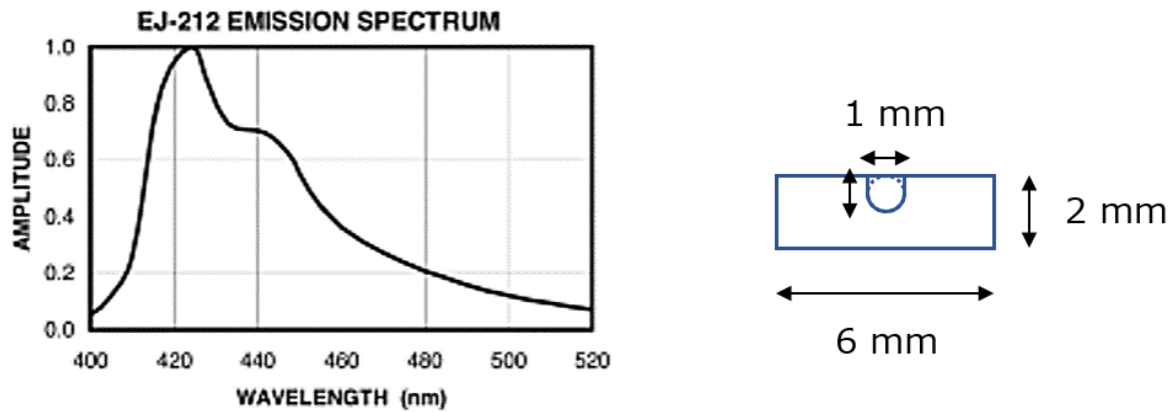


図 3.11: 左：プラスチックシンチレータの発光スペクトル、右：シンチレータの溝の断面図。深さ 1 mm、直径 1 mm の溝が掘られている。

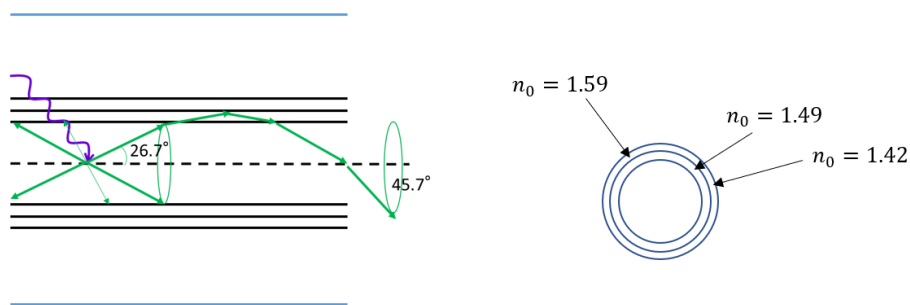


図 3.12: 左：波長変換ファイバーの再発光の模式図。右：断面図におけるマルチクラッドの様子と屈折率。外から波長変換ファイバーに入った光が、波長変換剤によって吸収され等方的に再発光を行う。このとき、クラッド部分の屈折率がコア部分よりも小さいので、一部の光が全反射条件を満たしファイバーの中を伝搬する。

より検出効率の向上が期待できる。入射光に対して全反射条件を満たす割合である捕獲率は、5.4 % である。

次に、図 3.13 に PSFY-11J の発光スペクトルと吸収スペクトルを示す。図 3.13 下の PSFY-11J の吸収スペクトルのピーク波長は 430 nm であり、これはプラスチックシンチレータ EJ-212 の発光スペクトルのピーク波長と一致する。また、図 3.13 上の PSFY-11J の発光スペクトルのピーク波長は 476 nm であり、シンチレータからの光を吸収し、ファイバーが再発光したこの光を後述の MPPC により検出する。ここで、ファイバー内を光が進んでいくうちに光量が $1/e$ になる長さ（減衰長）が 3.5 m 以上であるのに対し、実際のファイバーの長さは約 60 cm であり、光量の減衰やそれによる検出効率の低下については大きくないものと考えた。

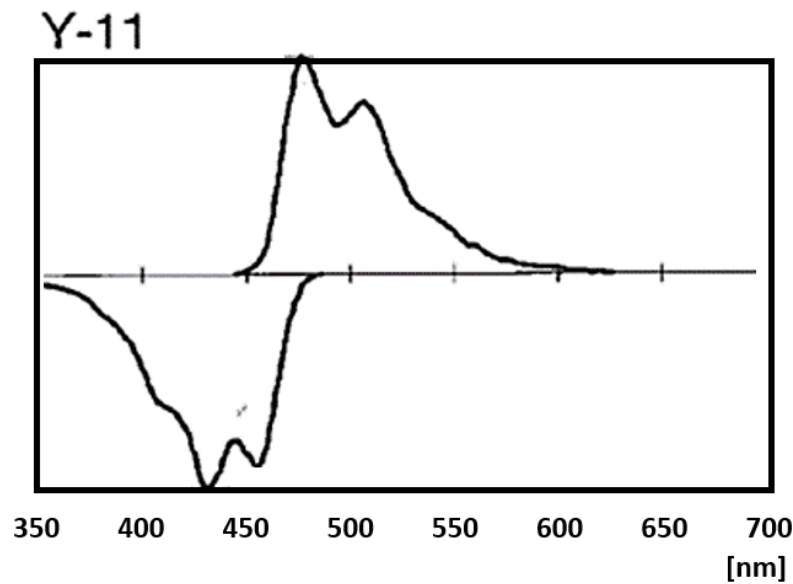


図 3.13: 波長変換ファイバー (PSFY-11J) の発光・吸収スペクトル [19]。図 3.11 に示したプラスチックシンチレータの発光スペクトルのピーク波長がファイバーの吸収のピーク波長と一致する。

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) は浜松ホトニクス社が開発した PPD (Pixelated Photon Detector) の一種である。MPPC はガイガーモードの APD (Avalanche Photo Diode) をマルチピクセル化した新しいタイプのフォトンカウンティングデバイスである。70 V 程度の低電圧で動作し、比較的高い増倍率 (約 $10^5 \sim 10^6$)、優れた時間分解能 (~ 100 ps)、広い感度波長範囲 (270 ~ 900 nm) といった特徴がある。さらに、磁場による影響を受けない、衝撃に強いという固体素子ならではの優位性があり、かつ従来の光電子増倍管と比べて安価である。新規製作される検出器はセグメント数も多く、また電磁石の近くに置くのでこれらの特徴を持った MPPC を採用した。この MPPC をプラスチックシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーの片側端面に取り付けることで 1 対 1 で直接読み出す。

設計

autodesk 社の Inventor を用いて FHT 検出器およびフレームの設計を行った。主にドリフトチェンバーの不感領域を通過した粒子の飛跡検出を行うので、その部分を通過した粒子については FHT のみで KURAMA マグネット後方の飛跡の再構成を行うことになる。SDC2, 3 の x 層は合計で 4 層あり、そのすべての層が不感領域を持つため、FHT も合計で 4 層となるように 1 台の検出器が 2 層持つような構造とした。

設計において特に注意すべき点は、設置する空間が非常に狭いことと物質量を小さく抑えることである。本来、KURAMA マグネットとドリフトチェンバーは散乱粒子に対するアクセプタンスを最大にするために、ほとんど接触する程度まで近づけて設置される。ただし、今回

は本検出器を設置するスペースを作るために、ドリフトチェンバーを下流に動かす必要があった。後方のアクセプタンスを大きく損なわないためにはこの移動距離を最小限に抑えたい。そのため、ドリフトチェンバーの移動を 10 cm とし、この隙間に入るように 1 台の検出器の厚さを 4.5 cm とした。また、ビームの x 方向の広がり SDC2 の位置で約 200 mm、SDC3 の位置では少し広がり約 260 mm である。これらから、それぞれのドリフトチェンバーの不感領域は、ビームの中心部分のみを不感にすればよいと考えて 90 mm、160 mm と決定した。よって、FHT は上流側 (FHT1) の有感領域を 196 mm、下流側 (FHT2) を 256 mm とすることにより、十分にドリフトチェンバーの不感領域を覆うことができる。検出器 1 台あたりのプラスチックシンチレータのセグメント数としてはそれぞれ 48 と 64、FHT 合計で 448 セグメントとした。さらに、大強度のビームが FHT の近くを突き抜けることになるため、なるべく散乱体となるものを減らしたい。そのため、できる限り物質量の小さい素材を選び、かつ設置したときに自重で傾かないような強度を確保することが要求された。

これらを踏まえて設計した検出器の様子を図 3.14 に示す。それぞれをすでにビームラインに設置されているドリフトチェンバーのフレームに取り付けられるように設計を行った。 z 位置についてはフレームで決まり、 x 、 y の位置および傾きについてはフレームのボルトで調整できるようになっている。

製作

設計をもとに検出器の製作を行った。はじめに、1 セグメント 6 mm × 2 mm × 550 mm のプラスチックシンチレータに掘られた深さ 1 mm の溝に波長変換ファイバーを通してオプティカルセメントで固定した。図 3.15 左に固定している様子を示す。緑色の波長変換ファイバーをプラスチックシンチレータに埋め込み、オプティカルセメントを塗った後で重しを乗せて固定した。ファイバーを固定した後、シンチレータの反射材としてテフロンを巻いた。図 3.15 右にテフロンが巻かれたシンチレータを架台に通した様子を示す。上側に伸びている波長変換ファイバーの端面は、固定具を通して MPPC に直接届くように設計を行っており、図 3.16 にファイバー端面の様子を示す。次に、MPPC の基板には 16 個の MPPC を実装し、図 3.17 に示すように基盤を固定具 (黒板) に取り付け、フラットケーブルによって EASIROC ボードに接続した。最後に、ドリフトチェンバーのフレームに取り付けるための架台を組み立てた様子を図 3.18 に示す。強度が十分であることを確認したうえで、物質量を減らすために支柱のアクリル部分の一部をくりぬいた。この後、ブラックシートで覆って遮光することで検出器として設置までの準備が整った。

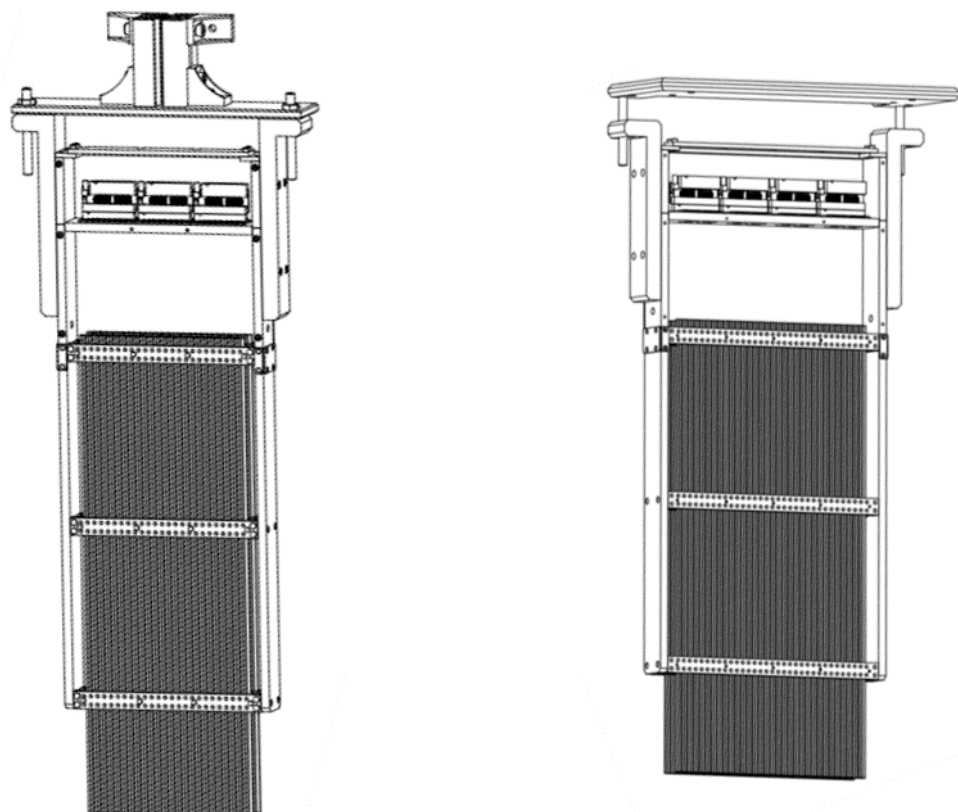


図 3.14: 設計した FHT の様子。左が FHT1、右が FHT2 である。 xy 平面における有感領域はそれぞれ $196 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ 、 $256 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ である。それぞれドリフトチェンバーのフレームに取り付けられるようにフレームも設計した。

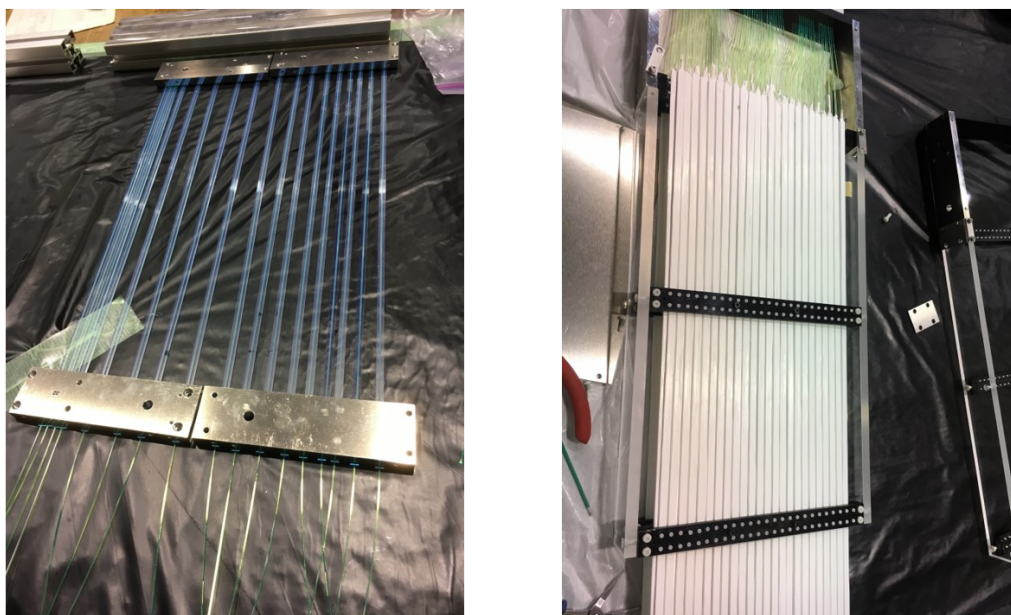


図 3.15: FHT 製作の様子。左：プラスチックシンチレータの溝に波長変換ファイバーを通してオプティカルセメントにより接着した。手前に伸びているのが波長変換ファイバーであり、プラスチックシンチレータは紫外線を受けて青紫に発光している。右：反射材としてテフロンを巻いて架台に通した。

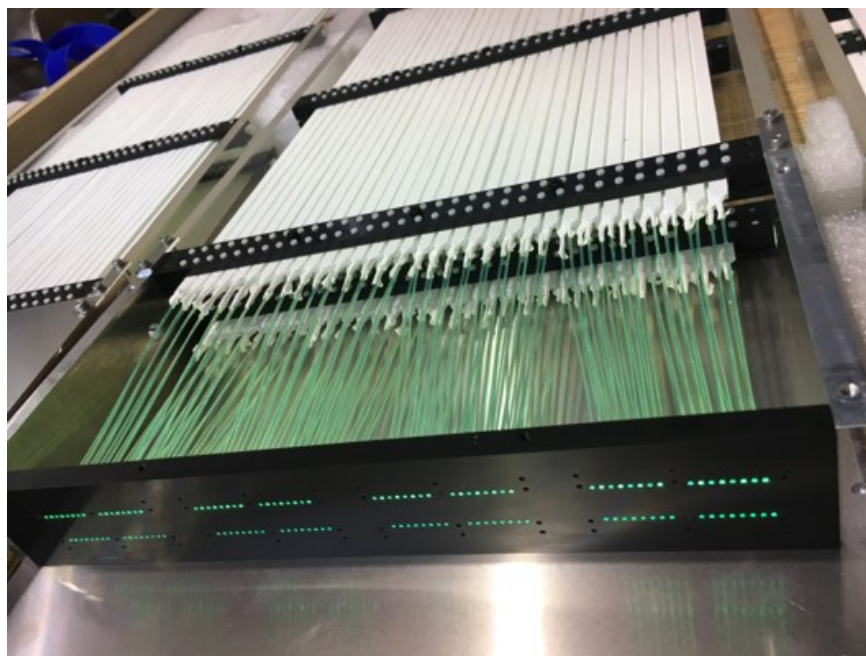


図 3.16: FHT のファイバー端面の様子。手前の波長変換ファイバーの端面はこのあと取り付けられる MPPC と 1 対 1 で接続する。テフロンで巻かれたシンチレータの層が 2 層になっている様子がわかる。



図 3.17: FHT に MPPC 基盤とケーブルを取り付けた様子。1 の MPPC 基盤に 16 個の MPPC が実装されている。

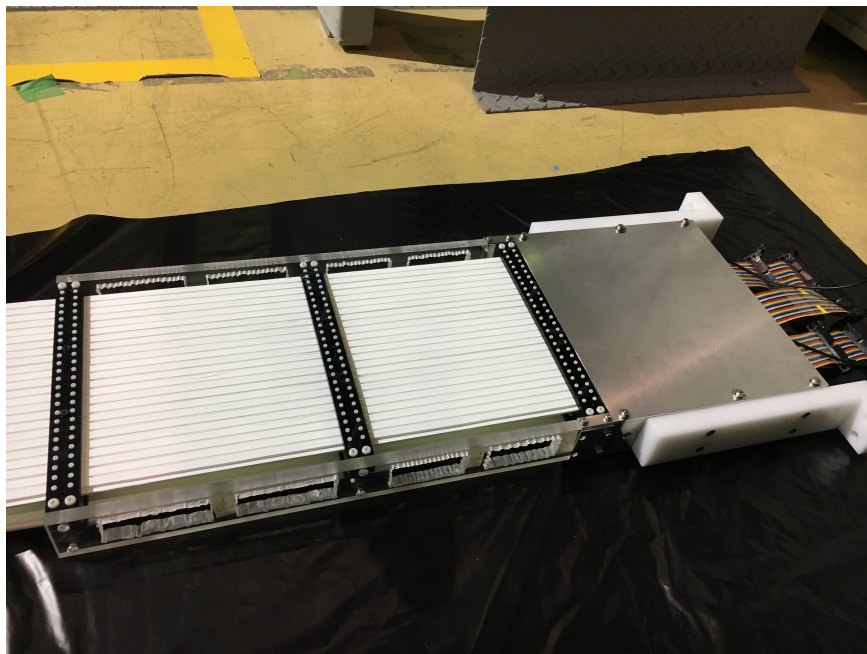


図 3.18: 取り付け部分も含めて完成した FHT の様子。支柱の亚克力に見える穴は物質量を減らすためにあけたものである。この後ブラックシートで遮光を行った。

インストール

製作した合計4台の検出器はそれぞれビームを避けてドリフトチェンバーの不感領域を覆うように設置した。図 3.19 にドリフトチェンバーのフレームに FHT を取り付けている様子を示す。白い治具などにより位置や傾きの調整を行うことができるようになっている。設置

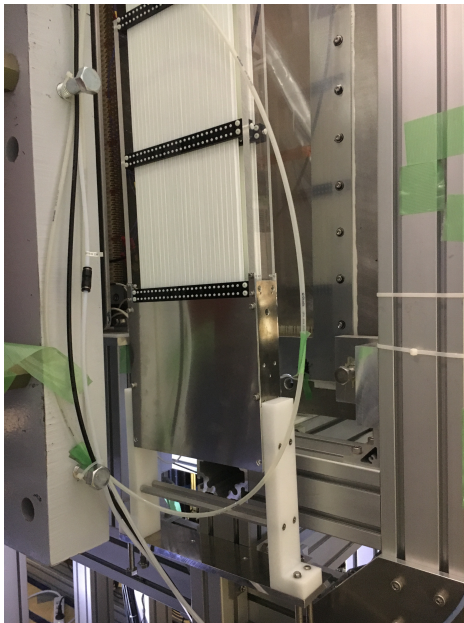


図 3.19: FHT のインストールの様子。ドリフトチェンバーのフレームに取り付けた。手前の灰色部分が KURAMA マグネットのエンドガード、右側の筐体がドリフトチェンバーである。

した FHT1 を横から見た様子を図 3.20 左に示す。KURAMA マグネットと SDC2 との隙間 10 cm の間に FHT1 をインストールした。また、FHT2 については図 3.20 右に示すように、SDC3 と TOF カウンターの間にインストールし、 xyz いずれの方向にも傾きがないように治具によって微調整を行った。次に、FHT1 を KURAMA マグネットの中から、FHT2 を下流から見た様子を図 3.21 に示す。いずれも y 方向はビームの通過領域を避けるように位置を決めており、FHT1 のうちビームよりも鉛直上側に位置する検出器を FHT1-U、下側を FHT1-D、同様に、FHT2 のうちビームよりも上側に位置するものを FHT2-U、下側の検出器を FHT2-D と呼ぶこととした。

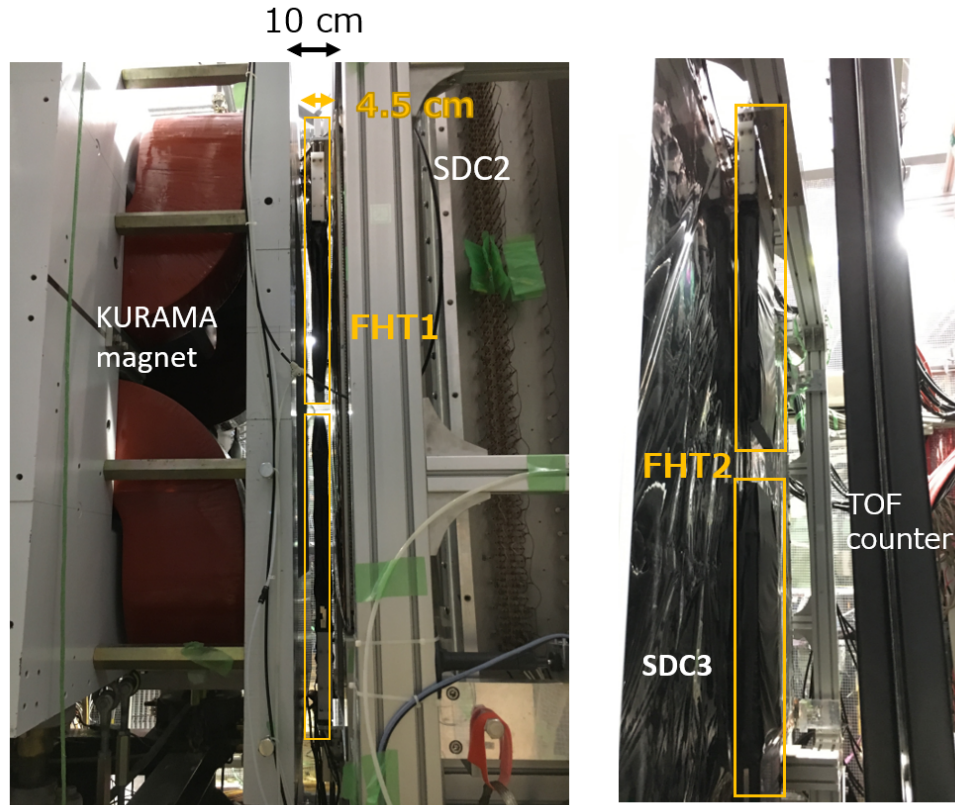


図 3.20: インストールした FHT を横から見た様子。上流側の FHT1（左）を KURAMA マグネットのエンドガードと SDC2 の間に、下流側の FHT2（右）を SDC3 と TOF カウンターの間にそれぞれ設置した。

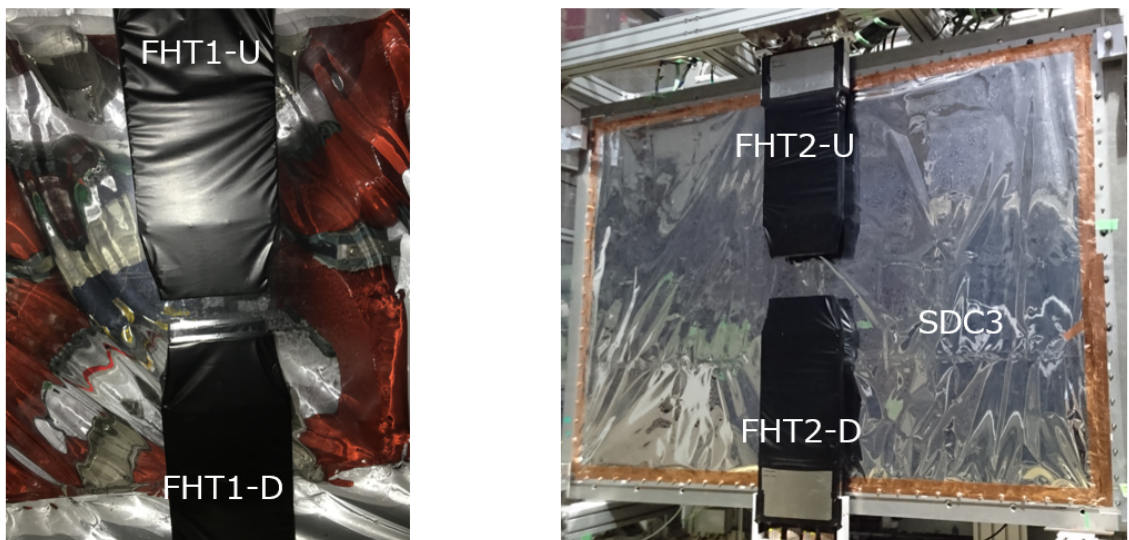


図 3.21: FHT1 を上流の KURAMA マグネットの中から見た様子（左）と、FHT2 を下流から見た様子（右）。FHT1 のうちビームの上側の検出器を FHT1-U、下側を FHT1-D、FHT2 のビーム上側を FHT2-U、下側を FHT2-D と呼ぶ。

3.4.3 検出器の基本性能の評価

2018年2月にJ-PARC K1.8 beamlineにおいてFHTの性能評価実験を行った。この実験の目的はFHTの光量などの基本性能の確認とMPPCにかける電圧と閾値の最適な条件を求めることである。MPPCのoperation電圧とthreshold電圧を変えることで、検出効率が最も高くなる条件を求めた。

光量

本検出器についてはADC情報を取得しないこととした。そのため、光量はTime Over Threshold (TOT) によって評価した。図3.22にTOTおよびtime walkについて示す。信号がthresholdを超えている時間をTime Over Threshold (TOT) と呼び、信号の大きさによりthresholdを超えている時間が異なり、信号が大きいくほどTOTは大きくなる。よって、TOTにより信号の大きさの相対値がわかることになる。FHTのTOT分布の様子を図3.23

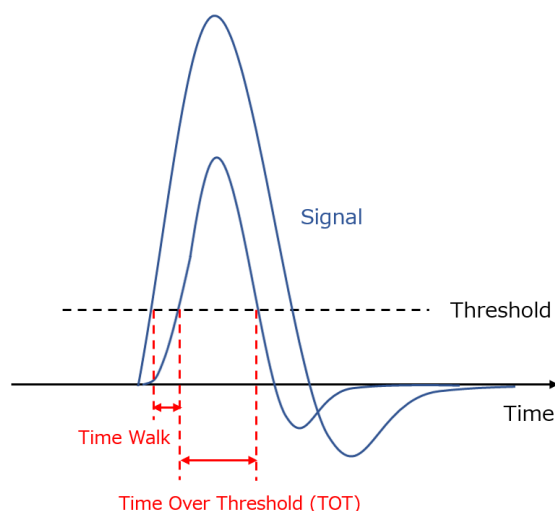


図 3.22: TOT と time walk の概略図。信号が threshold を超えている時間を Time Over Threshold (TOT) と呼ぶ。また、信号の大きさにより threshold を超えるタイミングが異なり、この差を time walk と呼ぶ。

に示す。20 ns 付近のピークはノイズ起因の信号であり、散乱粒子による信号のピークが 65 ns あたりに立っている。FHT の photon 数については調べていないが、SCH (TOT : 60 ns、平均光電子数 25)、BFT (TOT : 40 ns) などと比較すると、十分な photon 数が得られていると考えられる。ノイズとも分けられているので、十分な光量があるといえる。

時間分解能

次に時間分解能について評価する。BH2 と FHT の間の粒子の飛行時間 t を用いて時間分解能を求める。BH2 の時間分解能は約 120 ps と FHT の時間分解能より十分優れていることがわかっており、BH2 の時間分解能への影響はほぼ無視できるので、BH2 と FHT の時間差の分布から FHT の時間分解能を評価する。ここで、飛行時間 t は、BH2 の上下2つの PMT

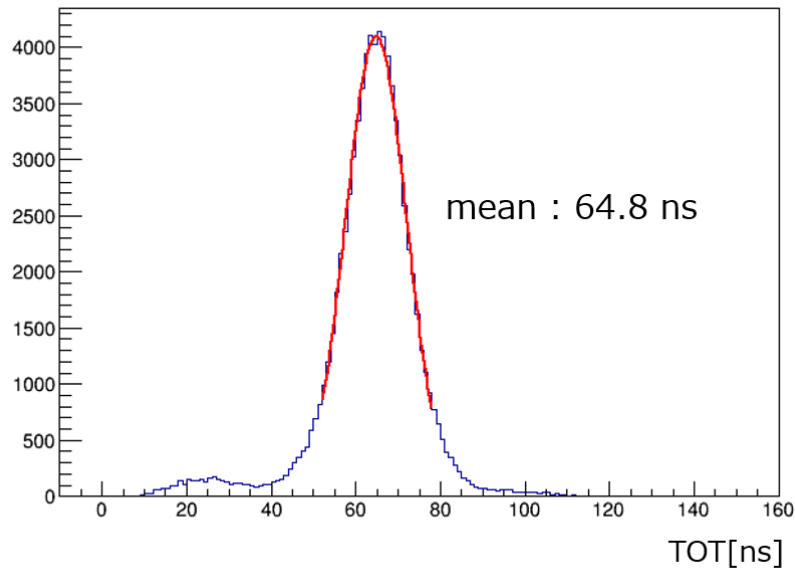


図 3.23: FHT の TOT 分布。左の小さい山がノイズ、右の山が散乱粒子による信号。

での信号到達時間をそれぞれ t_1 、 t_2 、FHT の MPPC での信号到達時間を T とすると、

$$t = T - \frac{t_1 + t_2}{2} \quad (3.1)$$

として定義される。図 3.24 に FHT の TDC 分布を示す。図 3.24 を見ると、正しいトリ

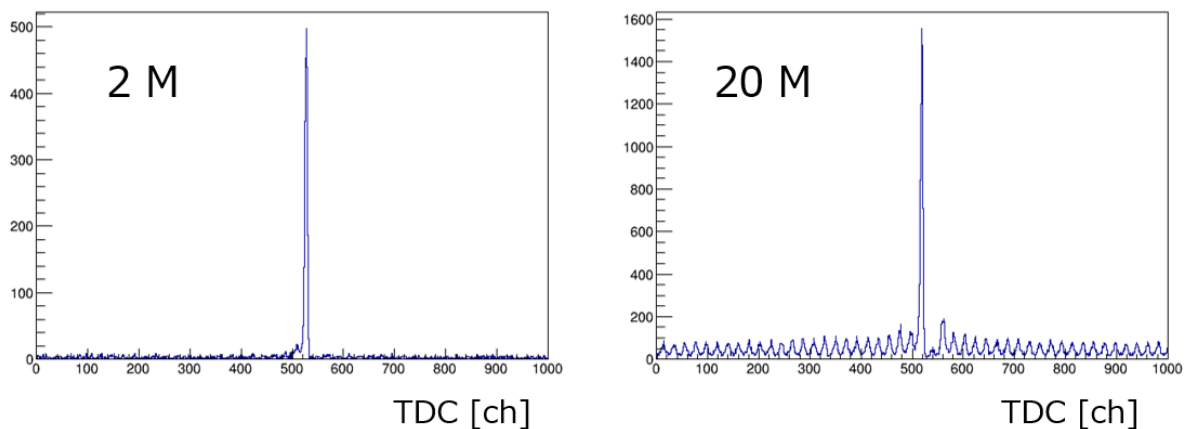


図 3.24: FHT の TDC 分布。左：2 M/spill ビームのとき、右：20 M/spill ビームのとき。

ガイイベントに対応するピークに加えて、バンチ構造のような周期的なかたまりが見え、20 M/spill ではその存在がより顕著になっていることがわかる。本来、J-PARC の遅い取り出しではこのような構造が存在しないことが理想であるが、現在は加速器取り出しの時間的構造 (duty factor) が悪いため、それを少しでも改善するために横方向高周波電場 Transverse RF を入れて粒子を拡散させることで対応している。この Transverse RF の周期に従って我々の検出器でバンチ構造が見えているのである。そのため、少なくともバンチを区別するだけの時

間分解能が必須である。

ここで、この TDC 分布でも十分にバンチの区別はできているが、波高情報を用いることにより時間分解能の向上を試みる。EASIROC のように信号が閾値を超えた leading edge のタイミングで論理信号を出す場合、図 3.22 に示すように信号の波高によって出力されるタイミングが異なる。この論理信号のタイミングのズレを time walk と呼ぶ。時間分解能を評価する際に、この time walk の影響を補正する必要がある、一般的には ADC とタイミングの相関によって slewing correction という補正を行う。FHT の場合は ADC を取得していないため、ADC 情報の代わりに TOT を用いて補正を行った。はじめに、FHT の TDC の leading edge (T_l) と TOT (W) の相関に対して次の式を用いてフィッティングを行い、パラメータを得た。

$$\Delta t_l = p_0 + p_1 W + p_2 W^2 \quad (3.2)$$

ここで、 p_0 、 p_1 、 p_2 がフィッティングにより得られるパラメータである。次に、得られたパラメータを用いて飛行時間 t を補正することで補正された飛行時間 ct を求める。

$$ct = t - \Delta t_l \quad (3.3)$$

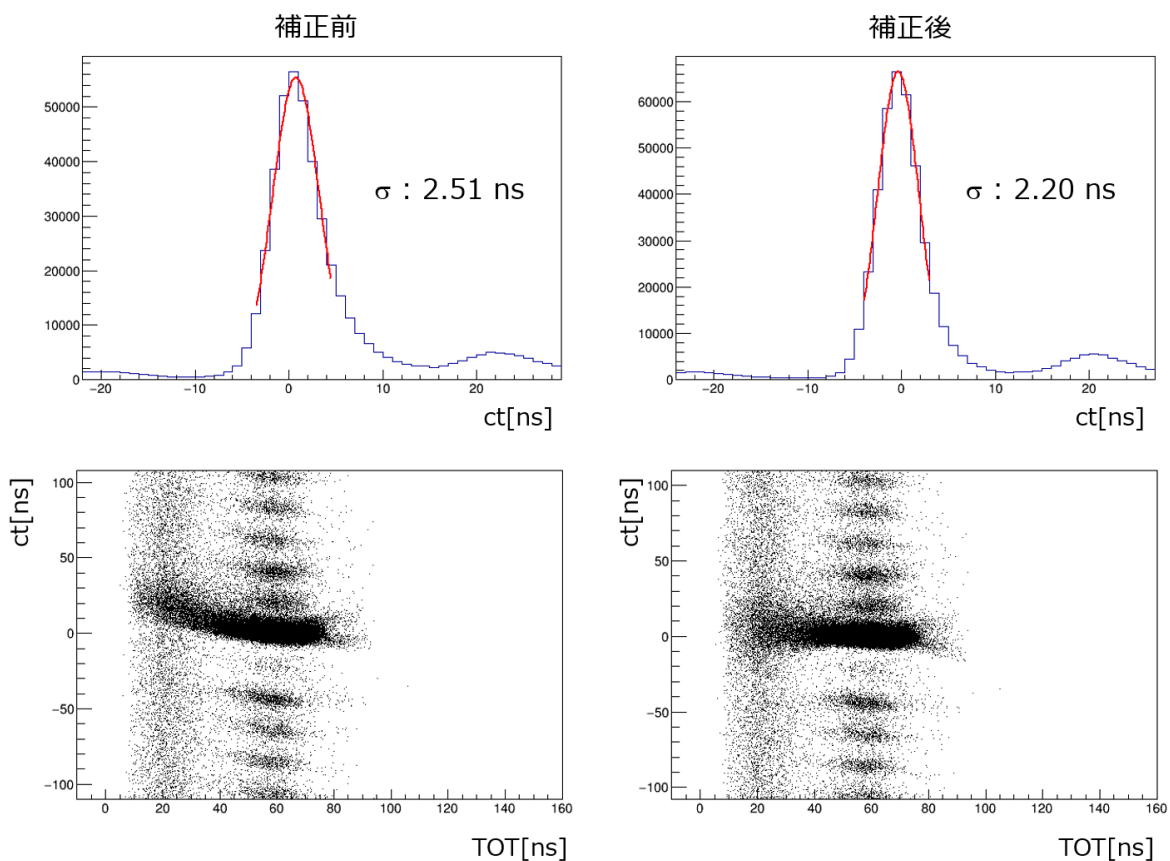


図 3.25: FHT1-D1 の補正前 (左)、補正後 (右) の上 : hit タイミングの時間情報。下 : ヒットタイミング ct と TOT の相関。補正後では ct が TOT によっていない。

図 3.25 に slewing correction の前後での t と ct の分布およびそれぞれと TOT との相関を示す。補正前では TOT が小さいほど t が大きいという相関があった。これは信号が小さい

ほど立ち上がりで threshold を超えるタイミングが遅くなるからである。これを、 ct が TOT によらないように補正を行う。それぞれの分布に対してガウス関数でフィッティングを行うと、補正前は 2.5 ns (σ)、補正後は 2.2 ns (σ) となり、この補正により時間分解能を改善することができた。

さらに後述する clustering という解析を行う際に ct が 0 に近いものをその cluster のタイミングとして用いる。これによりさらに時間分解能が向上する。これにより、図 3.26 に示す

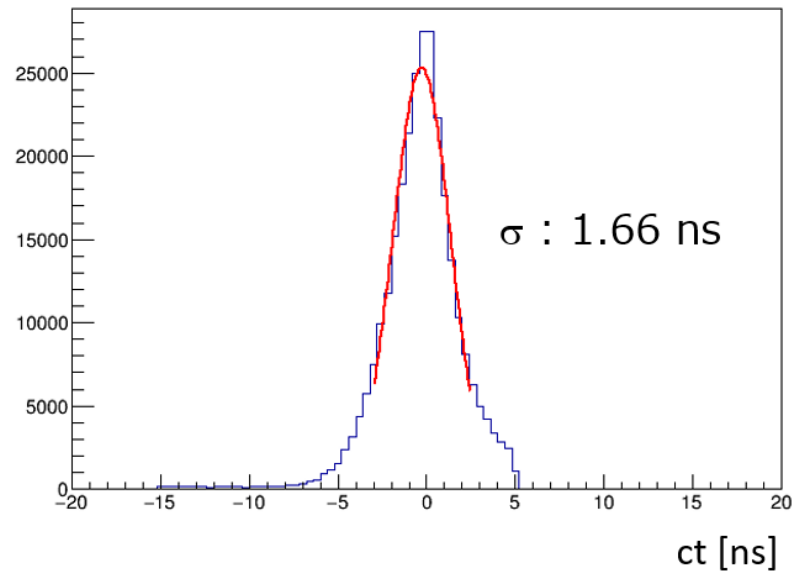


図 3.26: FHT1-D1 の時間分解能。

ように、FHT1-D1 の時間分解能が 1.66 ns であることがわかった。同様の解析を他の層についても行い、次の表にまとめた結果を示す。いずれについても誤差は 1.0×10^{-2} ns 以下であ

表 3.1: FHT の各層での時間分解能。

検出器	時間分解能
FHT1-U1	1.65 ns
FHT1-D1	1.66 ns
FHT1-U2	1.67 ns
FHT1-D2	1.67 ns
FHT2-U1	1.74 ns
FHT2-D1	1.80 ns
FHT2-U2	1.74 ns
FHT2-D2	1.80 ns

る。FHT は飛跡検出器であるため、他バンチのビームによるイベントと分けられる時間分解能であればよい。表 3.1 の結果を見ると、十分な時間分解能が得られたと言える。

位置分解能

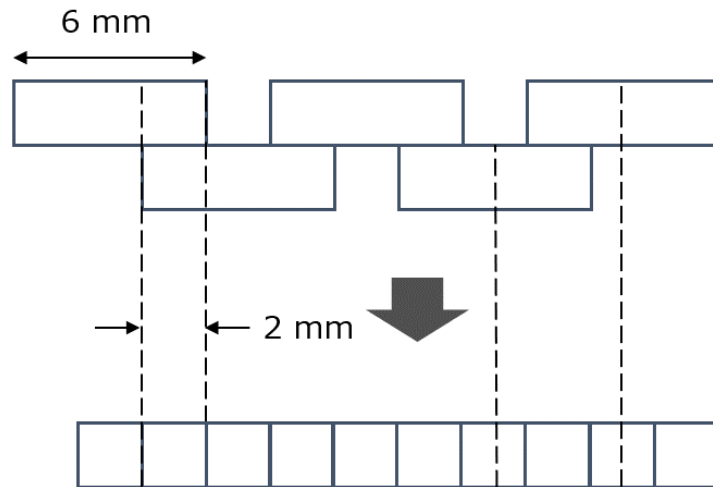


図 3.27: FHT の clustering の模式図。オーバーラップをもって 2次元に並んでいるセグメントを 2 mm 間隔で並んだ 1次元とみなす。

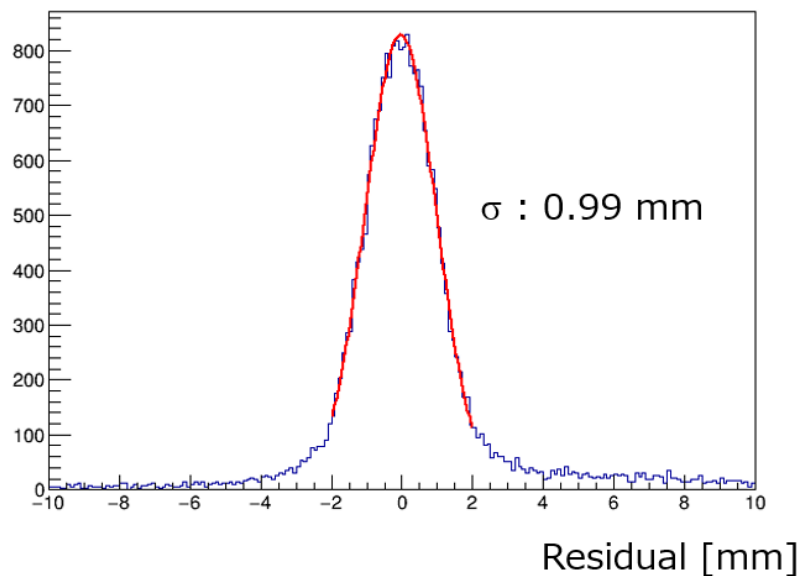


図 3.28: FHT の位置分解能。

次に、FHT の位置分解能を求めた。位置分解能は SDC2, 3 とのトラッキング情報をもとに行った。トラッキングの詳細については第 4 章にて後述する。まず、FHT はセグメントが前後にオーバーラップをもって並ぶ構造をしているため、粒子の通過位置を決定する際に clustering という解析を行う。clustering では図 3.27 のように 2次元に並んでいるセグメントを 1次元として考えたときに、隣り合うセグメントについて定めたタイムウィンドウ ($-10 \text{ ns} < t < 10 \text{ ns}$) の中にヒットがあれば同じクラスターであるとみなす。ここでは、clustering

を行った後で FHT をトラッキングに参加させ、トラッキングから得られた位置と実際のヒット位置との残差の標準偏差を位置分解能と呼ぶことにする。なお、このときに FHT でトラックを引き付けないう、評価する層については χ^2 を計算する際の誤差を $\sigma = 10 \text{ mm}$ と大きく入れた。図 3.28 に得られた残差分布を示す。この結果から、FHT1-D1 の位置分解能は $\sigma = 0.99 \text{ mm}$ であることがわかった。他の層についても同様に解析を行い、結果を次の表に示す。いずれについても誤差は $1.0 \times 10^{-2} \text{ mm}$ 以下であった。

表 3.2: FHT の各層での位置分解能。

検出器	位置分解能
FHT1-U1	0.92mm
FHT1-D1	0.99 mm
FHT1-U2	0.92 mm
FHT1-D2	1.01 mm
FHT2-U1	1.02 mm
FHT2-D1	1.04 mm
FHT2-U2	1.04 mm
FHT2-D2	1.09 mm

検出効率

FHT の印加電圧および threshold 電圧と検出効率の相関について調べた。検出効率の求め方について述べる。KURAMA マグネットの上流と下流で粒子の飛跡の再構成を行う。このとき、検出効率を求めたい層（例えば FHT1-U1）をトラッキングに参加させず、KURAMA 後方では残りの FHT 3層でトラッキングを行う。トラッキングにより得られた飛跡が FHT1-U1 の有感領域に入っている場合に、実際に FHT1-U1 にヒットがあったかどうかを調べた。ヒットの有無の判断基準は、FHT1-U1 でのヒット数が 1 以上であり、かつ、正しいタイミング ($-10 < ct < 10 \text{ ns}$) であればヒットがあったとした。

$$Eff_{FHT1-U1} = \frac{N[\text{track}_{FHT1-U1} \times (\text{hit}_{FHT1-U1} > 0) \times (-10 < ct < 10)]}{N[\text{track}_{FHT1-U1}]} \quad (3.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cdot N[\text{track}_{FHT1-U1}] : \\ \text{ドリフトチェンバーで引いたトラックが FHT1-U1 の有感領域に入っているイベント数} \\ \cdot N[\text{track}_{FHT1-U1} \times (\text{hit}_{FHT1-U1} > 0) \times (-10 < ct < 10)] : \\ \text{トラックによりヒットが予想されたときに、} \\ \text{実際に正しいタイミングに FHT1-U1 にヒットがあったイベント数} \end{array} \right.$$

この解析から得られる検出効率を各層ごとに印加電圧と threshold 電圧を変えて調べた。図 3.30 にそれぞれの検出器における検出効率を示す。横軸は MPPC の印加電圧、黒点は threshold が 3.5 photoelectron (p.e.) のとき、青点は 4.5 p.e. として取得したデータを示す。図 3.30 より、電圧を上げることで MPPC の検出効率がよくなることがわかる。また、前述のとおり TOT の分布を見るとノイズとも十分に分けられていることがわかっているため、

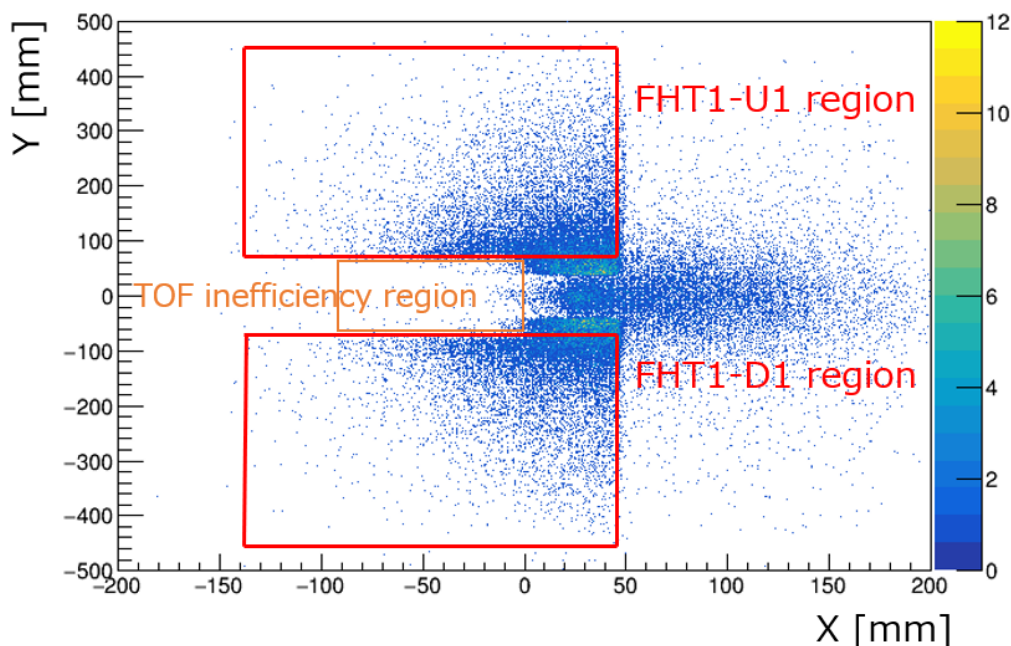


図 3.29: トラッキングから予想される FHT1 の z 位置での粒子の通過位置。赤枠で示すそれぞれの検出器の有感領域に入ったイベントを分母とした。橙で囲った部分にイベントが少ないのは TOF カウンターの不感領域であるためである。

電圧を十分に上げれば threshold に依らず高い検出効率を出すことができる。実際には検出器 1 台ずつに共通に電圧をかけているため、1 台が持つ 2 層の検出効率のバランスを見て最適な電圧を決定する必要がある。

次に、FHT1-U : 77.5 V, 1-D : 77.5 V, FHT2-U : 77.6 V, 2-D : 77.35 V の条件で各セグメントと検出効率の相関を調べた。具体的には、検出効率を求めたい層を除いて再構成された飛跡から、その層での粒子の通過セグメントを予想する。このようにしてトラッキングから予想されるセグメントごとに先ほどと同様に求めた検出効率を調べた。結果を図 3.31 と 3.32 に示す。FHT1 の各層についてはほとんどのセグメントで 99 % 以上の高い検出効率を得られている。セグメントの両端で検出効率下がっているのは、3 層でのトラッキングの精度が悪く、実際にそのセグメントを通過していないものや検出器に対して斜めに入射した粒子がセグメントにかすって通過したため十分な光量が出なかった事象によるものと考えられる。一方、FHT2 では U1, D1 では FHT1 と同様に 99 % 程度の高い検出効率を得られているが、FHT2-U2, FHT2-D2 では検出効率下がっているように見える。これは multiple scattering により、自身を除く上流の 3 層で再構成された飛跡から大きく逸れる粒子の影響と考えられる。また、検出率がとりわけ低いセグメントがいくつか見受けられるが、これは波長変換ファイバーにクラックが入り光量が下がっているため十分な光が MPPC まで届いていないことなどが原因と考えられる。

MPPC の gain は温度変化に敏感であるため、昼夜などの気温差により operation 電圧が変化する。また、FHT1 については KURAMA マグネット付近にあり、マグネットの on/off などによっても影響を受ける。そのため各検出器での検出効率を注意してモニターする必要がある。

ある。特に、gain が下がっている場合には TOT が小さくなるため、TOT をモニターすることで gain に変動がないかをある程度確認することができる。

ここまで FHT の基本性能について評価してきた。FHT は光量、時間分解能、検出効率のいずれにおいても実験において運用するにあたり、十分な性能を有することを確認することができた。

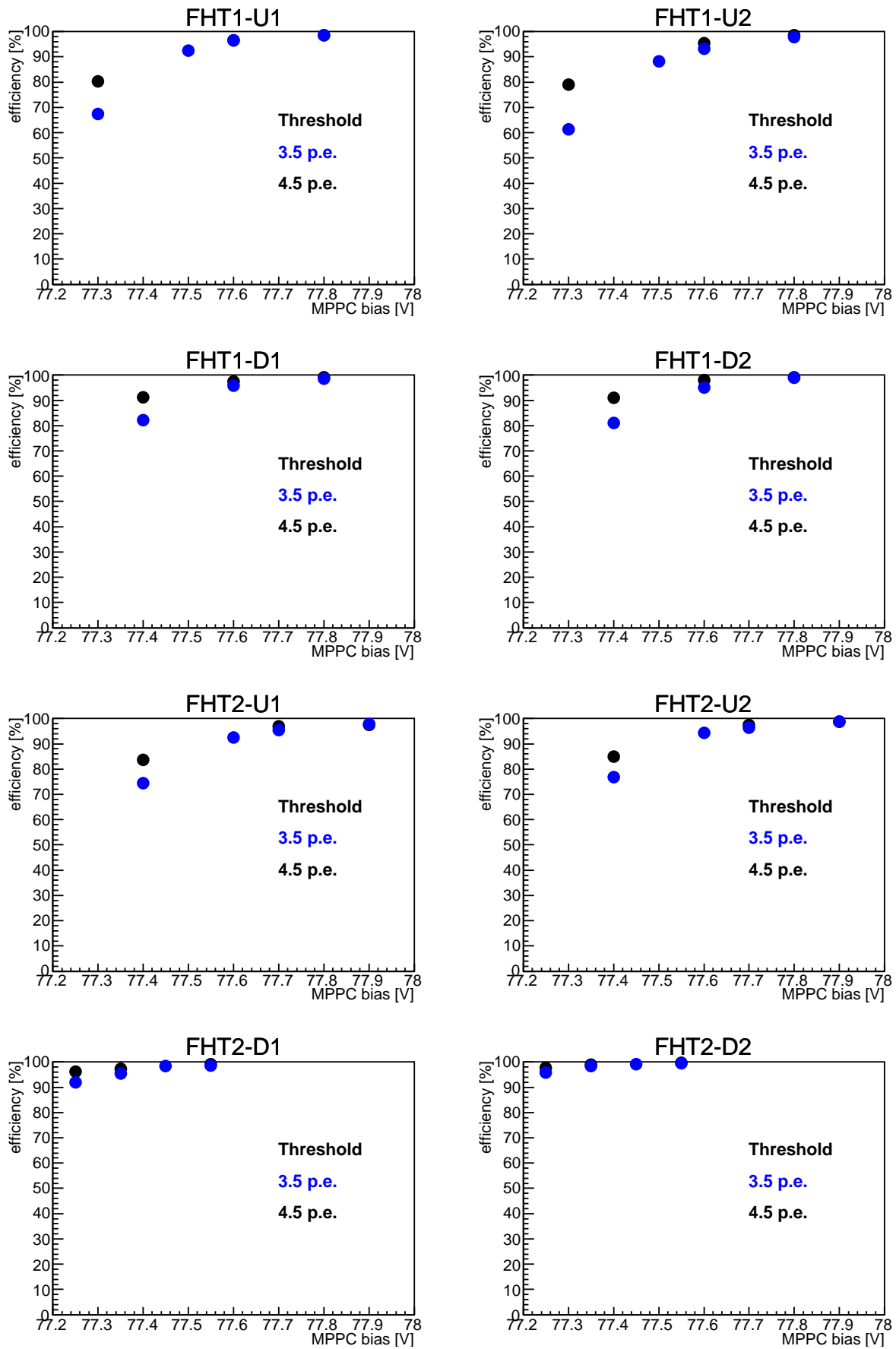


図 3.30: FHT の印加電圧および threshold 電圧と検出効率の相関。いずれの層においても電圧を上げることにより 99 % 以上の検出効率を得られることがわかった。

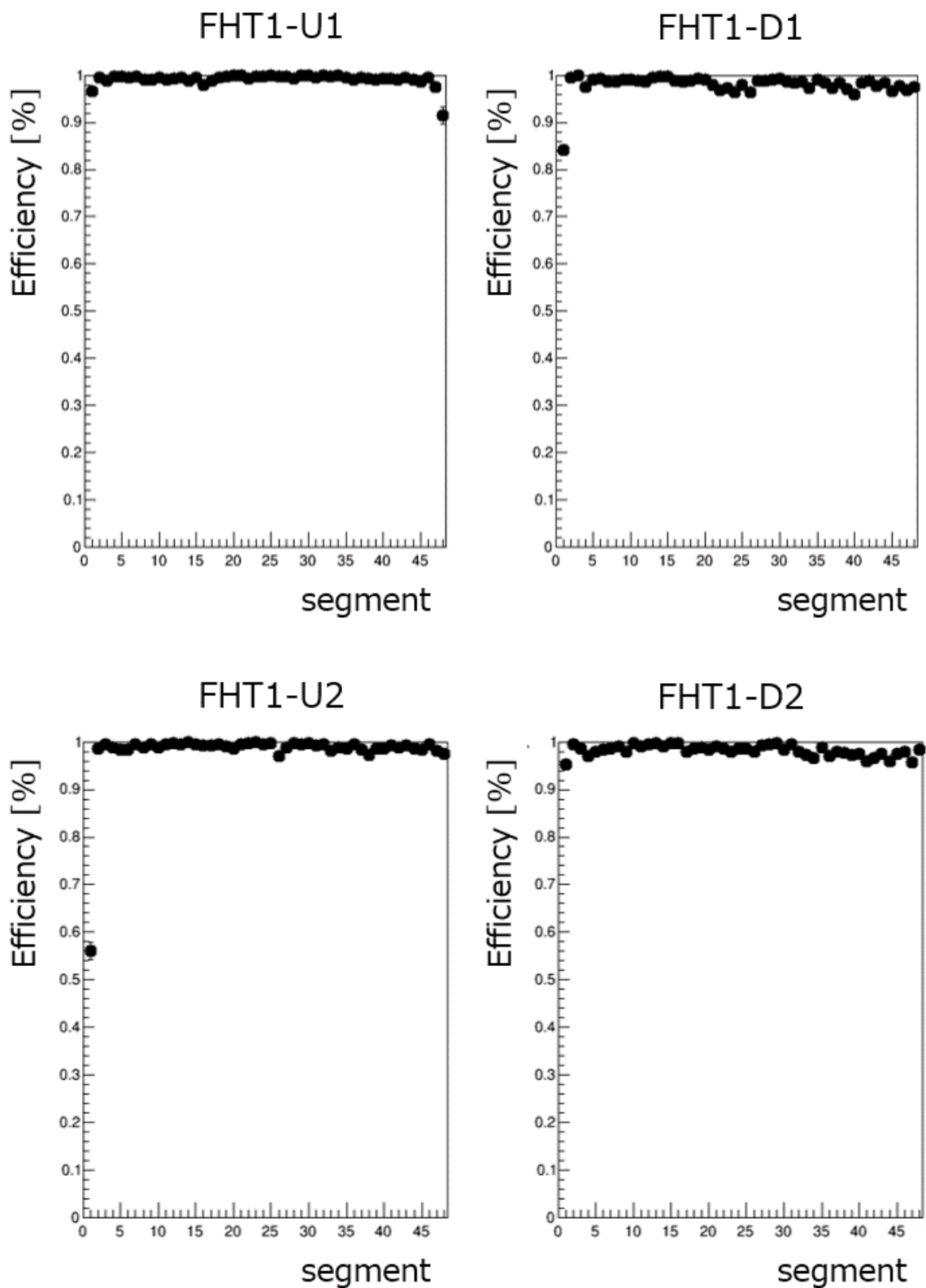


図 3.31: FHT1 のセグメントごと検出効率。いずれの層でもほとんどのセグメントに対して 99 % 以上の高い検出効率を得られている。

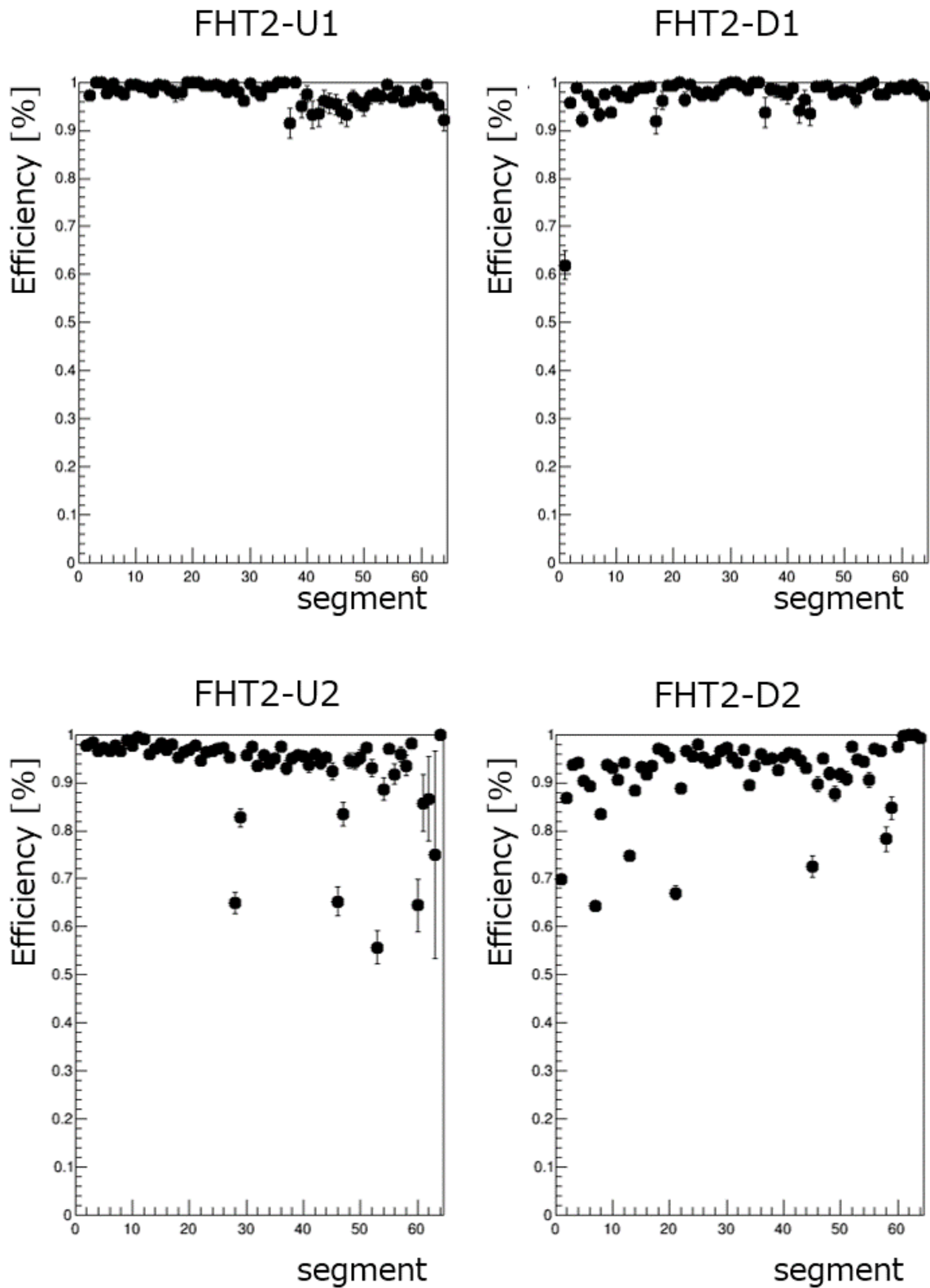


図 3.32: FHT2 のセグメントごと検出効率。FHT2-U1, 2-D1 では FHT1 と同様に 99 % 程度の高い検出効率を得られている一方で、FHT2-U2, 2-D2 では検出効率が下がっている。

3.4.4 FHT による K^+ の収量の向上

次に、実際に E40 実験において FHT を飛跡検出器として運用した結果を示す。図 3.33 の上図に、FHT を用いず散乱粒子の飛跡の再構成を行った場合の、 K^+ の TOF カウンターの z 位置での分布を示す。ドリフトチェンバーの不感領域がはっきりと見えており、この部分を通過した粒子については再構成を行うことができていない。一方で、図 3.33 の下図に示すように、FHT がドリフトチェンバーの不感領域のうち、ビーム部分を除いた x 方向を覆うことにより、FHT がないとき（上図）と比較して K^+ の収量が約 17 % 向上した。ビーム通過領域のドリフトチェンバーのセンスワイヤーを不感とすることにより約 20 % の K^+ の収量の低下が予想されていたことを踏まえると、ビーム通過領域については粒子の再構成を行うことができないが、それ以外の部分については FHT により回復できているとすることができる。これは、高統計での Σp 散乱事象の同定を目指す本実験においては、 Σ 粒子の収量、ひいては Σp 散乱事象の同定数に直接関わる重要な非常に重要な結果である。

FHT を用いたドリフトチェンバーの高計数率対策が成功したことにより、大強度ビーム環境下においても安定して動作し、散乱 K^+ を測定できるスペクトロメータの構築を完了した。

3.5 まとめ

J-PARC E40 実験ではできるだけ多くの Σ 粒子を生成するために大強度 π ビームを用いる。散乱粒子スペクトロメータではこの大強度ビームが突き抜けるため、バックグラウンドの増加や検出器が安定して動作しないなどの問題が生じることが考えられた。そこで、散乱粒子スペクトロメータを構成するそれぞれの検出器について、大強度ビーム環境下でも安定して動作し、効率よく散乱 K^+ を測定するための対策を行った。

KURAMA マグネット上流の検出器については有感領域およびフレームにビームが当たらないように設置することで対応した。KURAMA マグネット下流の検出器のうち、TOF カウンターについては、ビームが直接当たるセグメントのビーム領域をシンチレータからアクリルに変更することで、ビームが通過した際に信号を出さないようにした。また、MWDC である SDC2 と SDC3 については、有感領域がビームを避けることができないため、ビーム通過領域をセンスワイヤーに電圧をかけないことで不感とし、新しく検出器を設置することによりビーム領域以外を通過するイベントを救うこととした。この新規検出器の設計および製作を行い、K1.8 ビームラインに設置して実際の実験と同じ条件で π^- ビームを用いた性能評価試験を行った。新規製作した FHT と呼ばれる 8 層からなる検出器は、プラスチックシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーからの光を MPPC によって読み出すタイプのプラスチックシンチレータホドスコープである。また、性能評価実験から、この検出器がノイズと十分に分けられるだけの光量を持ち、電圧を最適化することで 99 % 以上の検出効率を出すことができることを確認した。FHT はすでにビームラインにおいて運用されており、ドリフトチェンバーの不感領域のうちビーム領域以外の x 方向を覆うことにより、 K^+ の収量として約 17 % 向上させることができた。

これにより大強度ビーム環境下においても安定して動作し、散乱粒子を測定することができるスペクトロメータの構築に成功した。

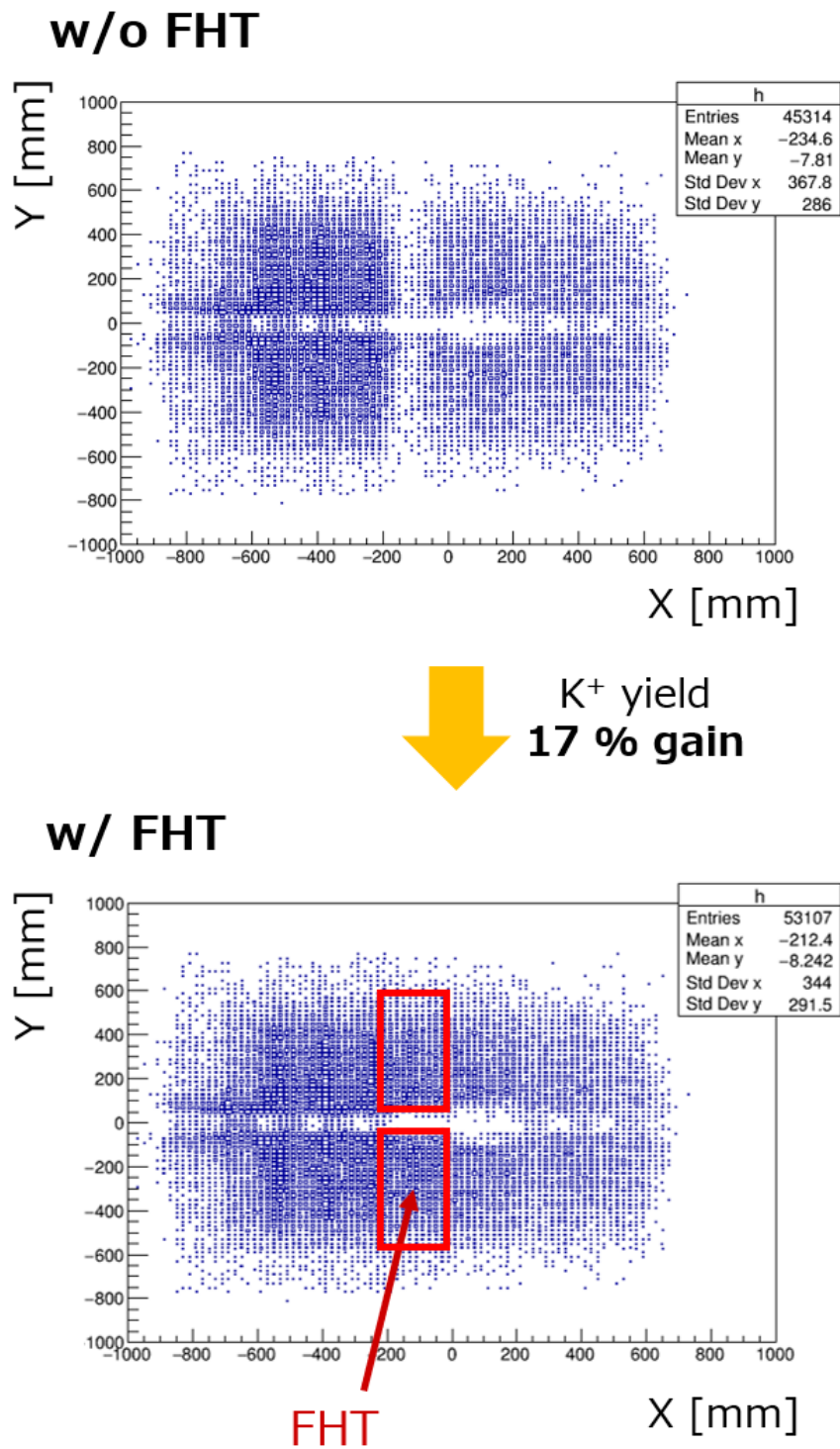


図 3.33: 左: FHT をトラッキングに参加させず、ドリフトチェンバーのみで再構成した K^+ の分布。右: FHT を加えたトラッキングにより再構成された K^+ 分布。4 層ある FHT がドリフトチェンバーの不感領域のうち x 方向を覆うことにより、 K^+ の収量が約 17 % 向上した。

第4章

スペクトロメータにおける Σ^- 生成事象の解析

この章では、ビームラインスペクトロメータと KURAMA スペクトロメータにおいて $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応の解析を行い、 Σ^- 粒子の生成を同定する。また、E40 実験において取得したデータを用いてビームラインスペクトロメータ及び KURAMA スペクトロメータの評価を行う。

4.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータの解析

はじめに、ビーム側の解析について述べる。本実験においてはビームとして π^- ビームを選ぶため、 K^- や \bar{p} の混入は無視できるくらいに少ない。K1.8 ビームラインスペクトロメータを構成する各検出器での粒子の位置情報および時間情報からビーム粒子の飛跡を再構成することにより π^- ビームの運動量を求める。図 4.1 にビームラインスペクトロメータにおけるセットアップを再掲する。まず、下流側での位置を MWDC である BC3 及び BC4 により測定し、直線トラックにより飛跡の再構成を行う (BcOutTracking)。次にビームスペクトロメータの上流と下流をつなぎ、ビームスペクトロメータのビーム光学を表す輸送行列を用いる。BcOutTracking で求められた下流側の track をもとに、輸送行列を用いて下流側の BFT での x 位置を再構成するが、この再構成された位置と BFT のヒット位置が一致するようにビーム運動量を決定する (K18Tracking)。ビームラインスペクトロメータにおけるビーム粒子の飛跡の再構成を行った結果として得られる π^- ビームの運動量分布を図 4.2 に示す。1.33 GeV/c 本来は 1.32 GeV/c の π^- ビームを用いる予定であったが、実際には 1.33 GeV/c であったことがわかる。これは、ビームライン上流部分のマグネットの調整が不十分であったためと考えられるが、今回のビームタイムにおいては大きな問題となるものではない。

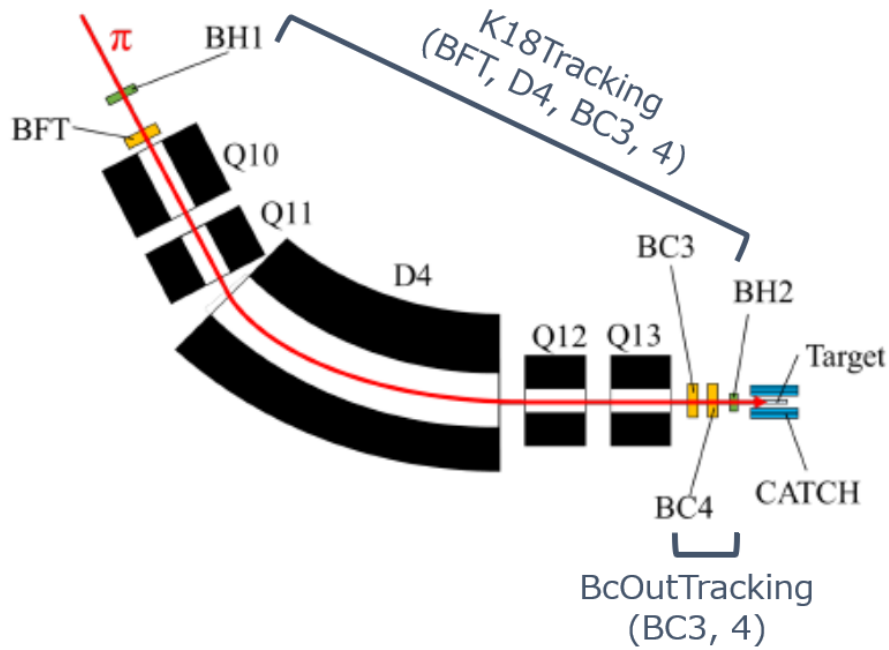


図 4.1: K1.8 ビームラインスペクトロメータにおけるセットアップ図。QQDQQ マグネット下流の粒子の飛跡を BC3, 4 により測定し、輸送行列を用いて再構成された位置と上流側の BFT での位置が合うように運動量を決める。

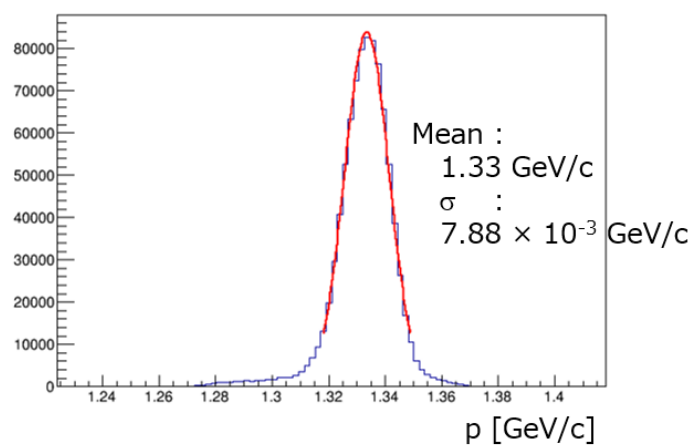


図 4.2: 20 M/spill ビームの環境下において K1.8 ビームラインスペクトロメータにより測定された π^- ビームの運動量。 π^- ビームの運動量の中心値は 1.33 GeV/c であった。

4.2 散乱側 KURAMA スペクトロメータの解析

次に、散乱粒子の解析について述べる。KURAMA スペクトロメータを構成する各検出器の位置情報から粒子の飛跡を再構成することにより運動量を求め、飛行時間と飛行距離の情報を組み合わせることで粒子を識別する。

4.2.1 運動量解析のためのトラッキング

図 4.3 に KURAMA スペクトロメータにおけるセットアップ図を示す。各検出器の位置情報から粒子の飛跡を再構成することをトラッキングと呼ぶ。図 4.3 において、KURAMA マグネット上流での散乱粒子の飛跡を SFT、SDC1 及び SCH により再構成し (SdcInTracking)、KURAMA 下流側は SDC2、SDC3 及び FHT1、FHT2 により飛跡を求める (SdcOutTracking)。次に、SdcInTracking および SdcOutTracking で求まる散乱粒子の偏向角度から運動量を見積もる。上流と下流の直線トラックをつなぐために、磁場マップと Runge-Kutta 法を用いて KURAMA マグネットの磁場中での軌跡を再構成する。ここで、運動量の初期値としては直線トラッキングにより求めた値を用いるが、下で定義される χ^2_{KURAMA} が最小になるように運動量などのパラメータを更新してトラッキングを繰り返すことにより最適化された運動量を求める。

$$\chi^2_{KURAMA} = \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i^{tracking} - x_i^{Runge}}{\omega_i} \right)^2 \quad (4.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i : \text{検出器の面番号} \\ x_i^{tracking} : i \text{ 番目の面で実際に測定されたヒット位置} \\ x_i^{Runge} : \text{Runge-Kutta 法で求められた軌道での } i \text{ 番目の面での位置} \\ \omega_i : i \text{ 番目の面での位置分解能} \end{array} \right.$$

図 4.4 に実際の KuramaTracking の χ^2 分布を示す。 χ^2 分布がビームレートによってほとんど変わらないことから、高レートビーム環境下でも正しくトラッキングができていると言える。

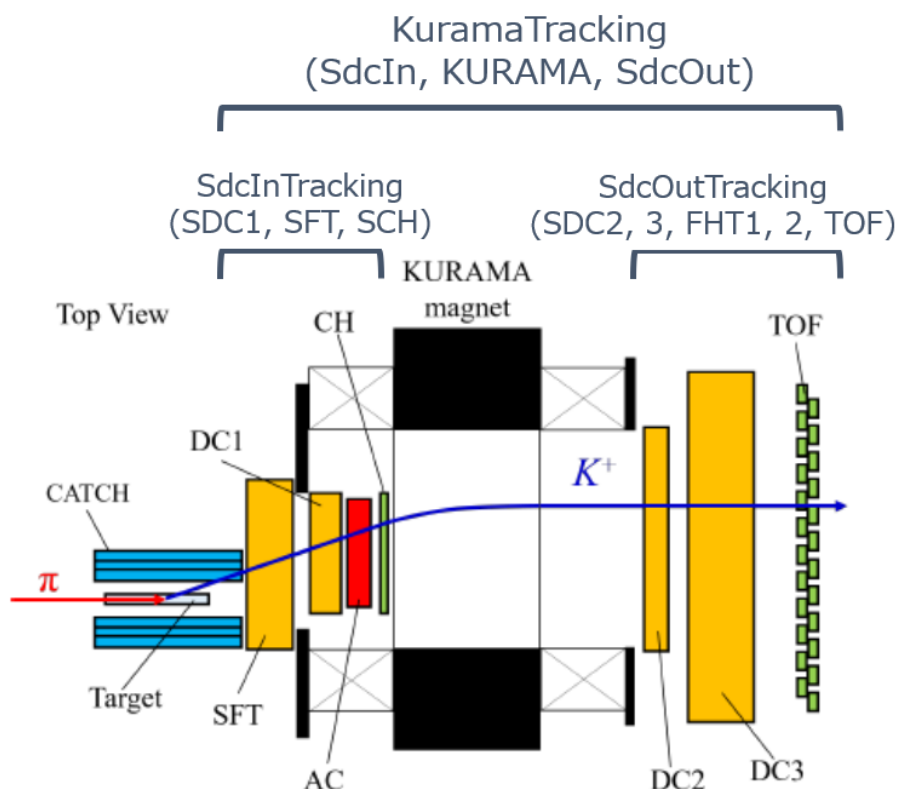


図 4.3: KURAMA スペクトロメータにおけるセットアップ図。KURAMA マグネット下流の粒子の飛跡を SDC2, 3 および FHT1, 2 により再構成し (SdcOutTracking)、上流側での飛跡を SDC1, SFT および SCH を用いて求める (SdcInTracking)。KURAMA マグネットの計算磁場マップを用いて SdcIn と SdcOut のトラックつなぎ合わせることで、散乱粒子の飛跡を再構成する (KuramaTracking)。

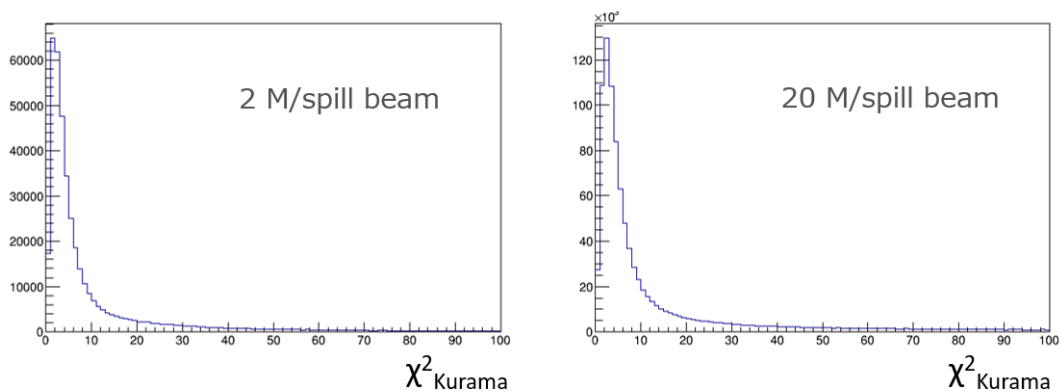


図 4.4: それぞれ 2 M/spill、20 M/spill ビーム環境下での KuramaTracking での χ^2 分布。高レートビーム環境下でも χ^2 はほとんど悪化せず正しいトラックを引けていることがわかる。

4.2.2 散乱粒子の識別

散乱粒子の識別は散乱粒子の質量によって行う。前述の飛跡の再構成により散乱粒子の運動量と標的から TOF カウンターまでの飛行距離 $L_{Target-TOF}$ が求められる。BH2 から TOF カウンターまでの飛行時間 $t_{BH2-TOF}$ は測定されており、入射粒子が BH2 から標的に到達するまでの時間 $t_{BH2-Target}$ を計算すれば、標的から TOF カウンターまでの飛行時間 $t_{Target-TOF}$ は $t_{BH2-TOF} - t_{BH2-Target}$ となる。これらを用いると、次の式から散乱粒子の質量を求めることができる。

$$M_{scattered} = \frac{p_{KURAMA}}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (4.2)$$

$$\beta = \frac{L_{Target-TOF}}{ct_{Target-TOF}} \quad (4.3)$$

これにより求められた散乱粒子の質量の 2 乗分布を図 4.5 に示す。ただし、図 4.4 で示される χ^2 分布のうち 50 以下のトラッキング、および図 4.6 に示すように運動量として $0.4 < p$ [GeV/c] < 0.9 を要求している。図 4.6 中の赤で示される範囲を K^+ として選択した。

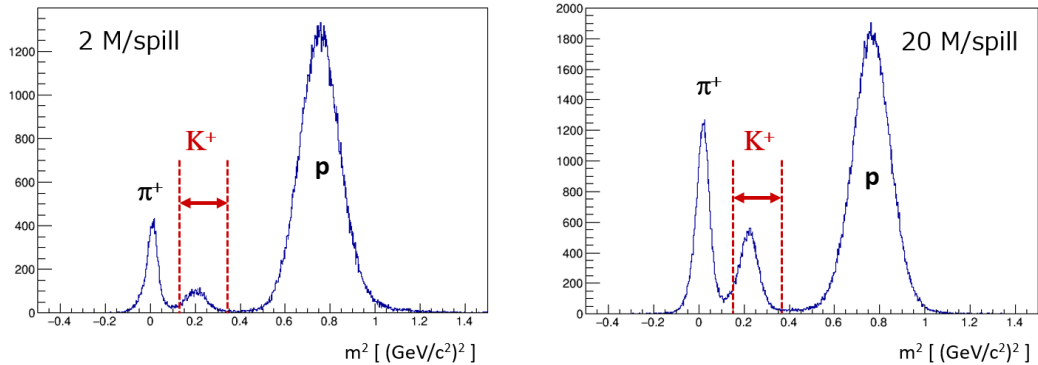


図 4.5: それぞれ 2 M/spill、20 M/spill ビーム環境下での散乱粒子の質量 2 乗分布。高レートビーム環境下では π および proton のもれこみがある。

ここで、図 4.7 に示すように、ガウス関数 (K^+) と指数関数 (π^+ や陽子のもれこみ) の重ね合わせを用いて質量 2 乗分布をフィッティングし、 K^+ 粒子として選択した範囲のクオリティについて調べた。結果を表 4.1 に示す。表 4.1 の結果から、20 M/spill のビーム環境下で

表 4.1: 質量選択における効率

ビーム強度 [M/spill]	2	20
K^+ のうち、範囲内に含まれる割合	98.9	96.8
範囲内に含まれる K^+ 以外の粒子の割合	10.7	19.3

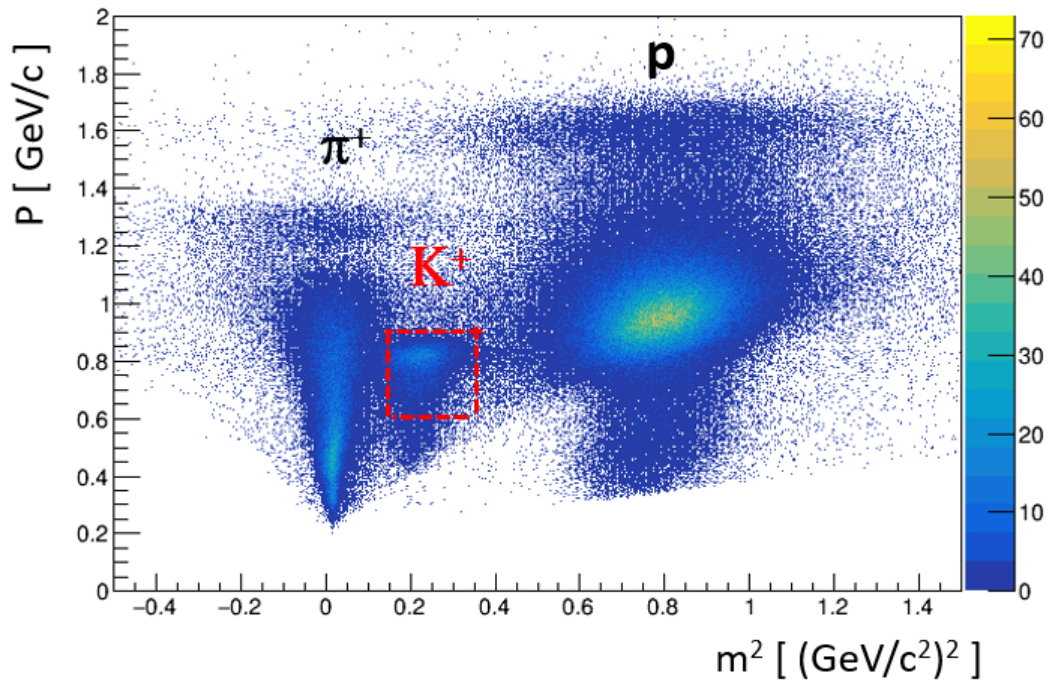


図 4.6: $\chi^2 < 50$ のトラックでの散乱粒子の運動量と質量二乗分布の相関。赤の点線で囲んだ領域を K^+ として選択する。

は K^+ の質量領域に 2 割程度の π^- や陽子が入り込んでくることがわかる。しかし、これ以上質量の選択領域を狭めれば本物の K^+ を落とすことになってしまうことを考え、この領域を K^+ として選ぶこととした。ここで K^+ として選ばれた π^- や陽子はミッシングマスを求める際に Σ^- のバックグラウンドとして現れることになる。

また、このときの π^- ビームと散乱 K^+ の散乱角 θ の分布を図 4.8 に示す。これはシミュレーションから見積もられていた θ とほとんど同じ分布を示しており、検出器などのアクセプタンスが想定通りであり、解析においても散乱側で正しく K^+ を同定できていることを確認することができた。

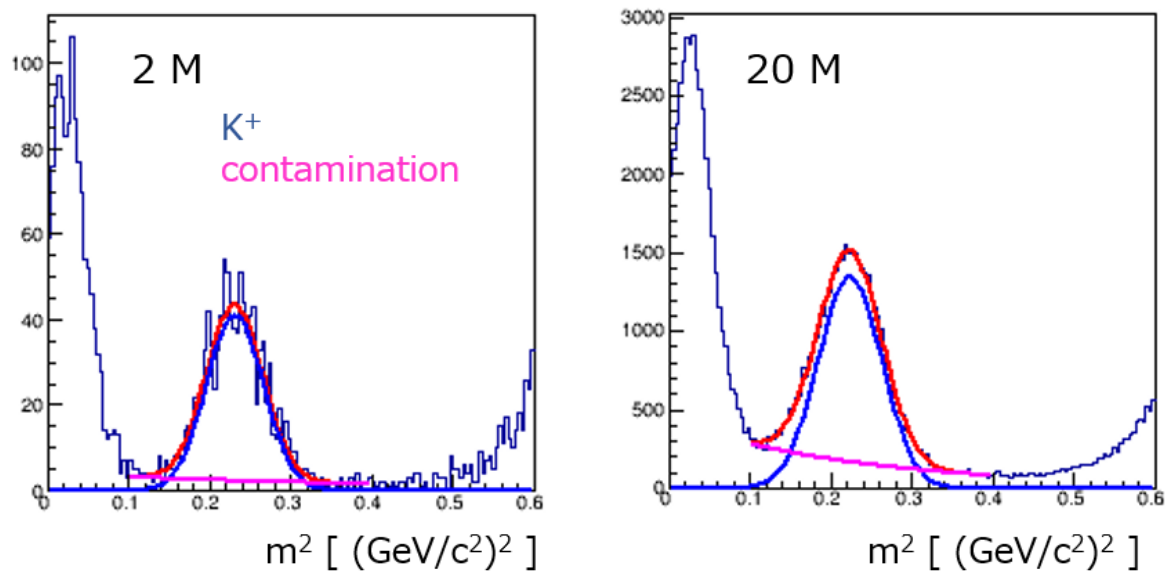


図 4.7: 散乱粒子の質量の 2 乗分布における各粒子のもれこみを調べるために、図中に示すようにガウス関数（青）と指数関数（ピンク）の重ね合わせを用いてフィッティングを行った。

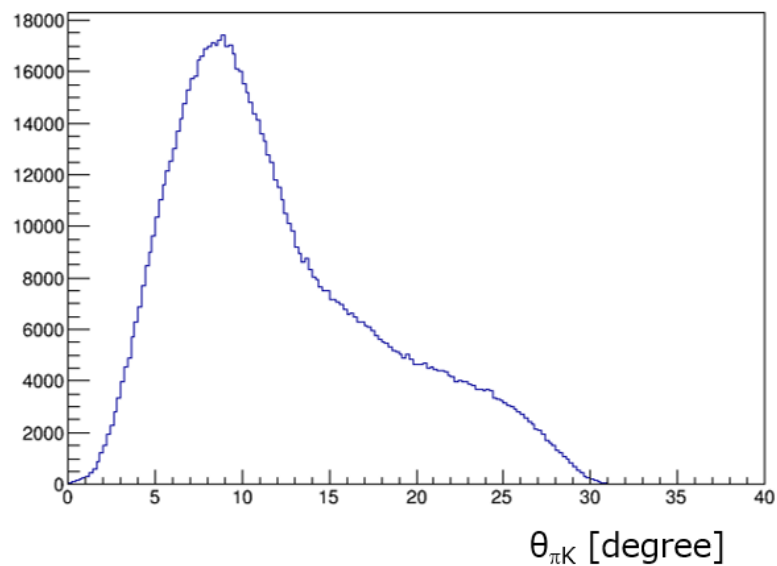


図 4.8: π^- ビームと散乱 K^+ の散乱角 θ の分布。シミュレーションから見積もられていた θ とほとんど同じ分布を示しており、検出器などのアクセプタンスが想定通りであり、解析においても正しく K^+ を同定できていることを確認することができた。

4.3 Σ^- 粒子生成事象の同定

4.3.1 スペクトロメータの解析のつなぎ合わせ

ここで、ビーム粒子を測定する K1.8 ビームラインスペクトロメータと散乱粒子を測定する KURAMA スペクトロメータの解析結果をつなぎ合わせる。これにより、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応を同定することができる。図 4.9 に KURAMA スペクトロメータ側で K^+ を選択したときの vertex 分布を示す。半径 20 mm、長さ 300 mm の液体水素標的中で $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応が起きている様子がみてとれる。vertex z 分布において前方側が下がっているのは KURAMA スペクトロメータ側のアクセプタンスによるものである。

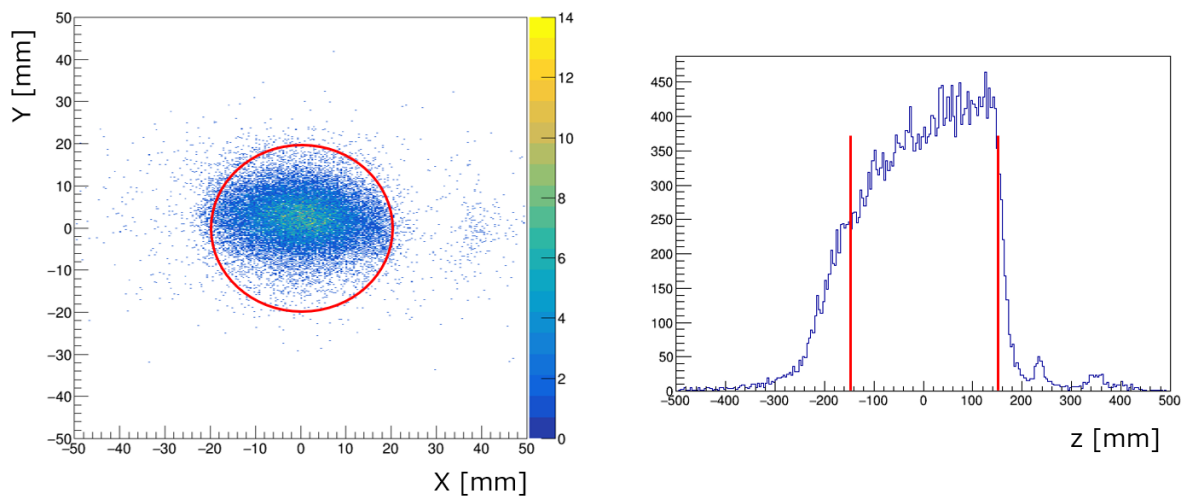


図 4.9: 20 M/spill ビーム環境下での KURAMA スペクトロメータにおける、左: xy 平面における vertex 分布、右: vertex の z 分布。 $0.15 < m^2 [\text{GeV}/c^2] < 0.35$ を K^+ として選んでいる。左図における赤丸と右図における赤線内がそれぞれ液体水素標的を表す。

4.3.2 Missing Mass 法

つぎに、 Σ^- 粒子生成事象の同定について述べる。K1.8 ビームラインスペクトロメータと KURAMA スペクトロメータをつなぎ合わせることで、 $\pi^- p \rightarrow K^+ X$ 反応におけるミッシングマス

$$\begin{aligned}
 M_X &= \sqrt{(E_\pi + M_p - E_K)^2 - (p_\pi^2 + p_K^2 - 2p_\pi p_K \cos\theta_{\pi K})} \\
 &= \sqrt{M_\pi^2 + M_K^2 + M_p^2 + 2(M_p E_\pi - M_p E_K - E_\pi E_K + p_\pi p_K \cos\theta_{\pi K})} \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

が求められる。ここで、 E_π 、 p_π はそれぞれ π^- ビームの全エネルギーと運動量、 E_K 、 p_K は散乱 K^+ の全エネルギーと運動量を表し、 M_p は標的である陽子の質量、 $\theta_{\pi K}$ は反応における散乱角である。実際に得られた missing mass スペクトルを図 4.10 に示す。

ここでは、KuramaTracking の χ^2 を 50 以下とし、散乱粒子の質量を $0.15 < m^2 [\text{GeV}/c^2] < 0.35$ 、運動量を $0.6 < p [\text{GeV}/c] < 0.9$ として K^+ を選んでいる。この図において Σ^- の質量 $1.197 \text{ GeV}/c^2$ 付近である $1.15 - 1.25 \text{ GeV}/c^2$ を選び、反応点を標的内に選ぶことにより Σ^- 粒子の生成を同定できる。なお、ピークの右にテールを引いている成分は、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda (M_{\pi^-} + M_{\Lambda} \sim 1.25 \text{ GeV}/c^2)$ または $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^* (M_{\Sigma^*} \sim 1.35 \text{ GeV}/c^2)$ の反応によるものと考えられる。今回の実験において生成された Σ^- 粒子の数は、図 4.10 の $1.15 - 1.25 \text{ GeV}/c^2$ の範囲を数え上げることで見積ると、約 2 日のビームタイムでおよそ 1 M であった。過去の KEK での実験では、数か月のビームタイムでの Σ^- の同定数は約 180 k であったことを考えると、本実験では従来の実験と比較して圧倒的に収量を改善することができていることがわかる。

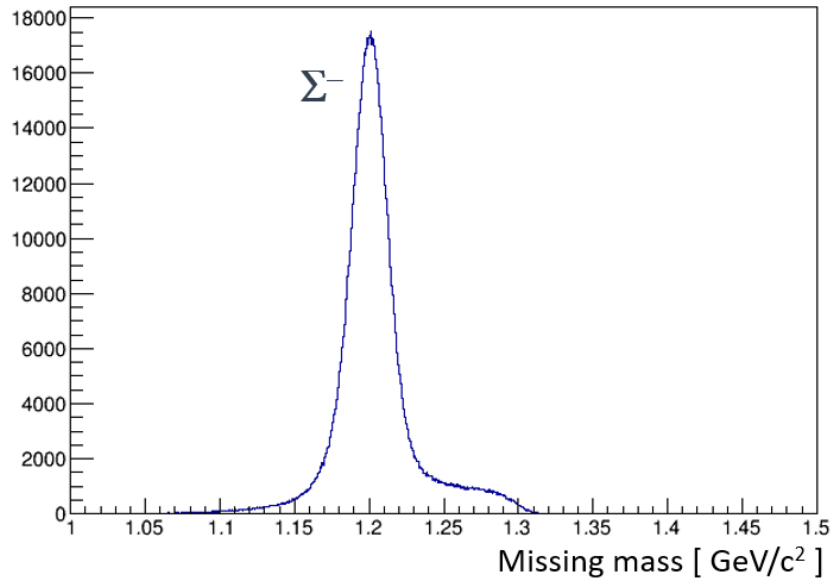


図 4.10: ミッシングマスのスペクトル。 Σ^- ($1.197 \text{ GeV}/c^2$) のピークが立っている。

また、 π^- と K^+ の運動量から計算される Σ^- の運動量

$$\vec{P}_{\Sigma^-} = \vec{P}_{\pi^-} + \vec{P}_p - \vec{P}_{K^+} \quad (4.5)$$

を図 4.11 に示す。 Σ^- 生成の運動学と、 K^+ のアクセプタンスにより決定される。これは実験前に検出器のアクセプタンスと Σ^- の生成角度分布を取り入れたシミュレーションから見積もられた分布とよく一致している。最終的には、この Σ^- の運動量を図 4.11 に示す $0.45 < p [\text{GeV}/c] < 0.55$ 、 $0.55 < p [\text{GeV}/c] < 0.65$ 、 $0.65 < p [\text{GeV}/c]$ の 3 つの領域に分けて、それぞれの運動量領域での微分断面積の導出を行う予定である。また、KURAMA スペクトロメータで π^+ と陽子をそれぞれ選択したときのミッシングマススペクトルを図 4.12 に示す。ミッシングマスにおけるそれぞれが作るバックグラウンドは、 π^+ は $1.2 \text{ GeV}/c$ から $1.3 \text{ GeV}/c$ にかけて平坦であり、陽子の場合には Σ^- のピーク付近に大きなピークを作ることがわかる。図 4.10 と図 4.12 を比較すると、 $1.17 \text{ GeV}/c^2$ 以下のミッシングマスはほとんど陽子がついてい

るものであることがわかる。よってこれより低いミッシングマスについては Σ^- ではないとすることができると考えられる。

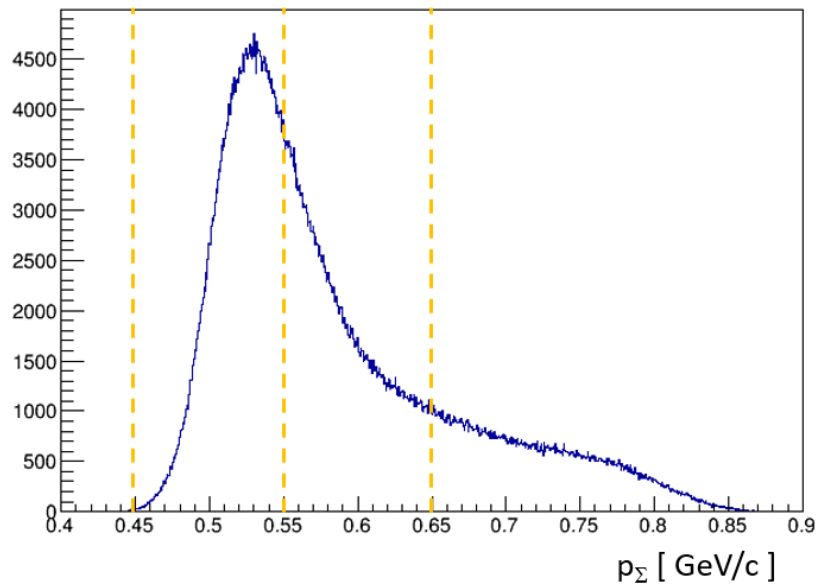


図 4.11: 再構成された飛跡から求められた π^- ビームと散乱 K^+ の運動量から計算された Σ^- 粒子の運動量分布。最終的には黄線でしめした $0.45 < p \text{ [GeV/c]} < 0.55$ 、 $0.55 < p \text{ [GeV/c]} < 0.65$ 、 $0.65 < p \text{ [GeV/c]}$ の 3 つの運動量領域に分けて散乱微分断面積を導出する予定である。

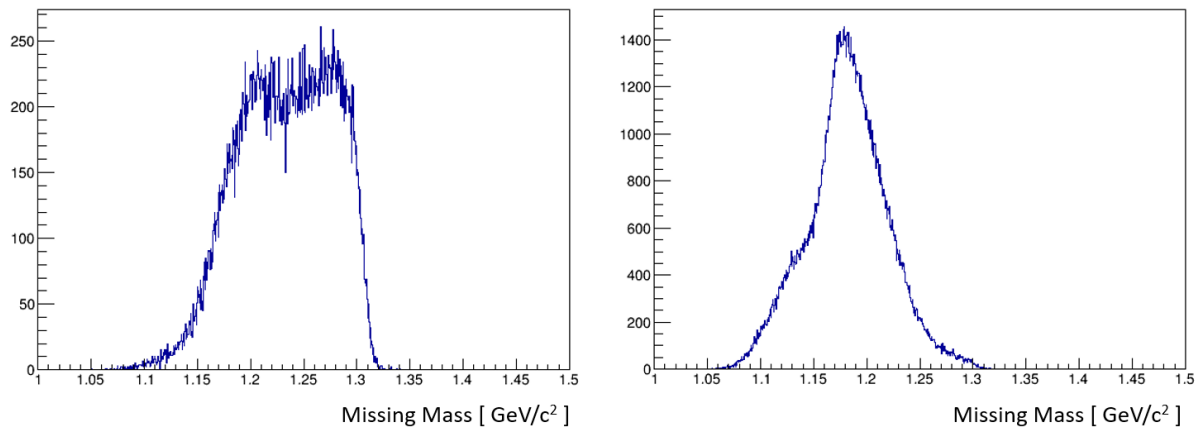


図 4.12: 左: KURAMA スペクトロメータで π^+ を選んだ時のミッシングマスと右: KURAMA スペクトロメータで陽子を選んだ時のミッシングマス。ミッシングマスにおける π^+ による漏れ込みは $1.2 \text{ GeV}/c^2$ から $1.3 \text{ GeV}/c^2$ にかけて平坦であり、陽子の場合には Σ^- のピーク付近に大きなバックグラウンドを作ることがわかる。

4.4 スペクトロメータの性能評価

ここで、各スペクトロメータについての性能評価を行う。

4.4.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータの性能評価

QQDQQ マグネット下流の BcOutTracking のトラッキング効率およびマグネットの上流と下流をつなげる K18Tracking のトラッキング効率を図 4.13 に、BcOutTracking における χ^2 分布を図 4.14 に示す。ここでの BcOutTracking のトラッキング効率はビームイベントのうち χ^2 が 10 以下のトラックが 1 本以上引けたものの割合として、K18Tracking のトラッキング効率は BcOutTracking が引けたもののうち、マグネットの上下流をつないでトラッキングをできたイベントの割合としている。また、KURAMA 側によるバイアスを除くために、BH2 のヒットのみを要求するビームトリガーで取得されたデータを用いて解析している。

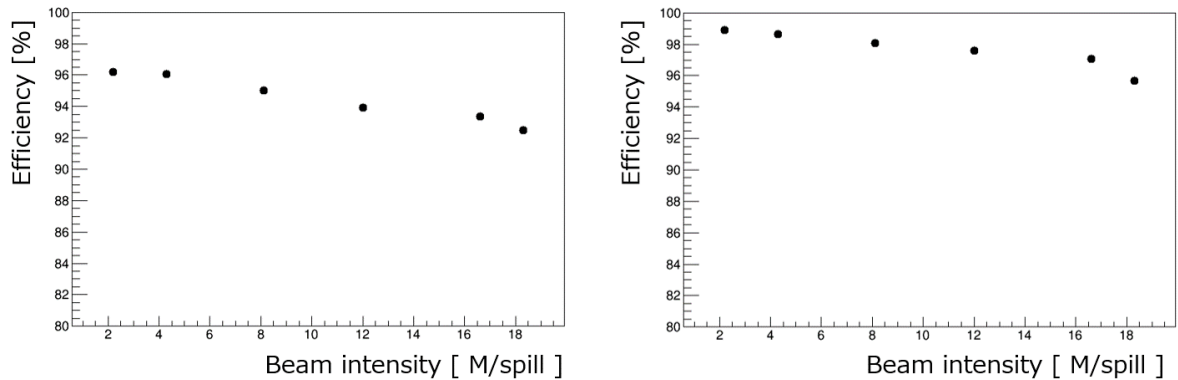


図 4.13: BcOutTracking のトラッキング効率 Eff_{BcOut} (左) と K18Tracking のトラッキング効率 $Eff_{K18Track}$ (右)。BcOutTracking では 20 M/spill 近くまでビーム強度が上がったとしても 90 % 以上のトラッキング効率を維持できており、K18Tracking は BcOutTracking が成功すれば 20 M/spill 近いビーム強度でも 95 % の効率でビームラインマグネット群の上流と下流をつなぐことができている。

$$Eff_{BcOut} = \frac{(N[track > 0] \times (\chi^2 < 10) \times (beam\ event))}{N[beam\ event]} \quad (4.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cdot N[beamevent] : \text{ビームのイベント数} \\ \cdot N[(track > 0) \times (\chi^2 < 10)] : \\ \quad \text{ビームイベントかつ BcOut で } \chi^2 \text{ が 10 以下のトラックを引けたイベント数} \end{array} \right.$$

$$Eff_{K1.8track} = \frac{(N[K1.8track > 0] \times (BcOutTrack > 0) \times (\chi_{K1.8track}^2 < 10))}{N[BcOutTrack > 0]} \quad (4.7)$$

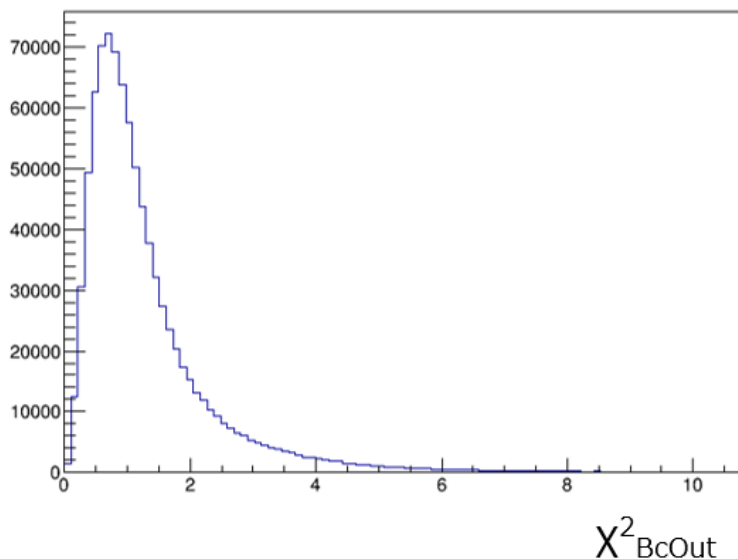


図 4.14: BcOutTracking の χ^2 分布。ピークが 1 に立っており、よく収束していることがわかる。

- ・ $N[BcOutTrack > 0]$: BcOutTracking で引けたトラックが 1 本以上のイベント数
- ・ $N[(track > 0) \times (BcOutTrack > 0) \times (\chi^2_{K1.8track} < 10)]$:
BcOutTracking でトラックが引けて、かつマグネットの上流と繋げて
K1.8 ビームラインスペクトロメータ全体でのトラックが引けたイベント数

BcOutTracking は他バンチのビームによるアクシデンタルノイズが増えることなどにより、ビーム強度が上がるにつれてトラッキング効率が低下する。標的上流の K1.8 ビームラインスペクトロメータはビームをそのまま受けるため検出器のヒットレートが高い。そのため、1つのトリガーに対して複数のトラックが引けることがある。そこで、BcOutTracking では引けたトラックを BH2 まで延長したときに、トリガーを決めている BH2 のセグメントと対応するトラックを正しいトラックであるとして決定している。この MWDC で引いたトラックと BH2 のセグメントの対応を確認する BH2 Filter と呼ばれる解析による BcOutTracking でのトラック数の変化を図 4.15 に示す。この処理により、BcOutTracking では 20 M/spill 近くまでビーム強度が上がったとしても 90 % 以上のトラッキング効率を維持できているといえる。加えて、さらなるトラッキング効率向上のために、BC3, 4 については読み出し法の改良が予定されている。一方で、K18Tracking は BcOutTracking が成功すれば 20 M/spill 近いビーム強度でも 95 % の効率でビームラインマグネット群の上流と下流をつなぐことができている。

また、K1.8 ビームラインの QQDQQ マグネット上流のビームを検出する BFT の検出効率を図 4.16 に示す。BFT の検出効率はビームイベントを分母、そのうち $-5 < t [\text{ns}] < 5$ のタイムゲートの中に入るヒットがあったものを分子として求めた。さらに、図 4.17 に正しいタイミングでヒットがあったときの BFT のクラスター数の分布を示す。図 4.17 に示すように、ビーム強度が高くなると BFT の複数のセグメントにヒットがあることがわかる。BFT K18Tracking ではトラッキングを行うわけではないため、BFT の複数のセグメントにヒット

があった場合、どれが正しいヒットかを識別することができない。そこで、トリガーを決めている BH2 に対して時間的に正しい BH1 のヒットセグメントと、BFT から引いたトラックが予想するセグメントが対応するかどうかを確認することにより、BFT に複数のヒットあった場合の処理を行っている。この処理が行われて BFT のヒットセグメントを1つに決定することができた効率を図 4.16 に青点で示した。図 4.16 を見ると、黒点、青点ともにビームの強度が上がるにつれて下がっていることから、K18Tracking のトラッキング効率がビームの強度が上がるにつれて下がっているのは、瞬間的に多量のビーム粒子が入射したことなどによりトラッキングの解析が困難になる事象が増えることと、BFT の検出効率が信号のパイルアップなどにより下がっていることが影響していると考えられる。

以上から、K1.8 ビームラインスペクトロメータ全体としては、BcOutTracking に対しては読み出し方法の改良が予定されているものの、現段階では十分よく π^- ビームの再構成ができているといえる。

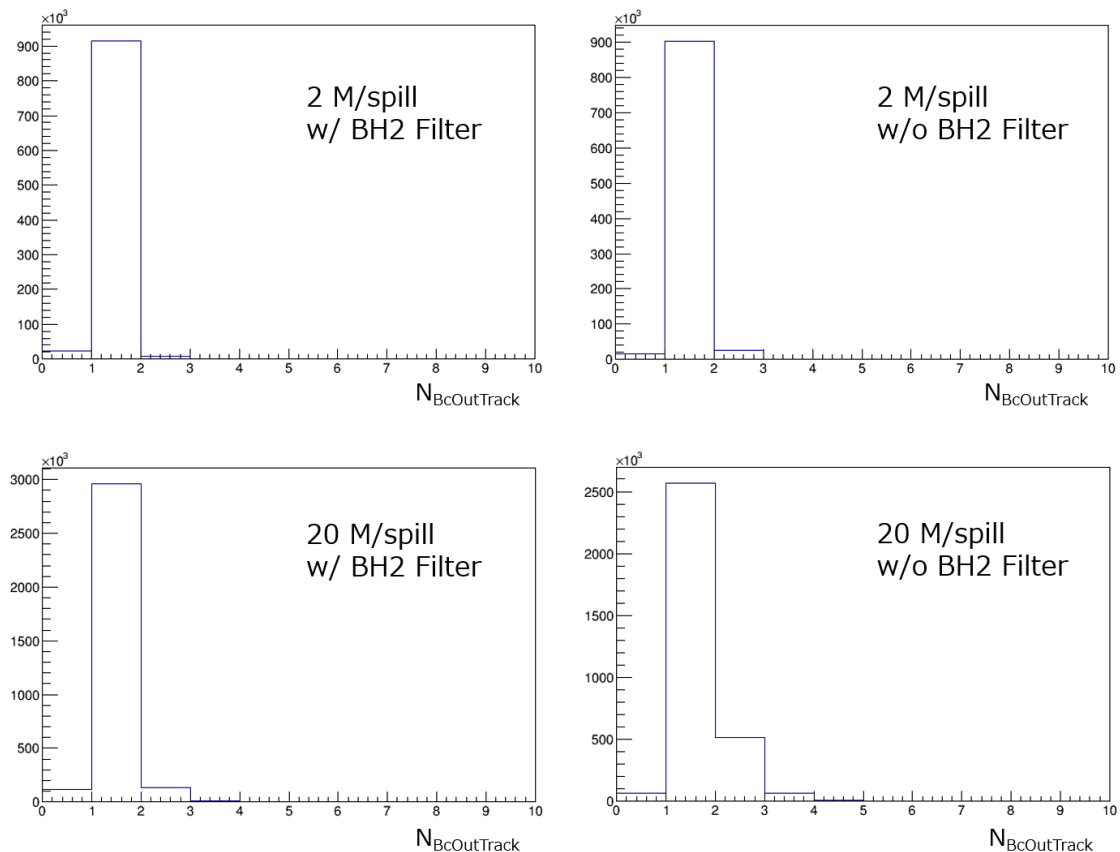


図 4.15: BH2 Filter による BcOutTracking のトラック数の変化。左上:ビーム強度 2 M/spill、BH2Filter あり、右上: 2 M/spill、BH2Filter なし。左下:ビーム強度 20 M/spill、BH2Filter あり、右下; 20 M/spill、BH2Filter なし。ビーム強度が強くなると複数のトラックが引ける割合が多くなり、BH2Filter の解析を行うことで正しい1つのトラックを選ぶことができている。

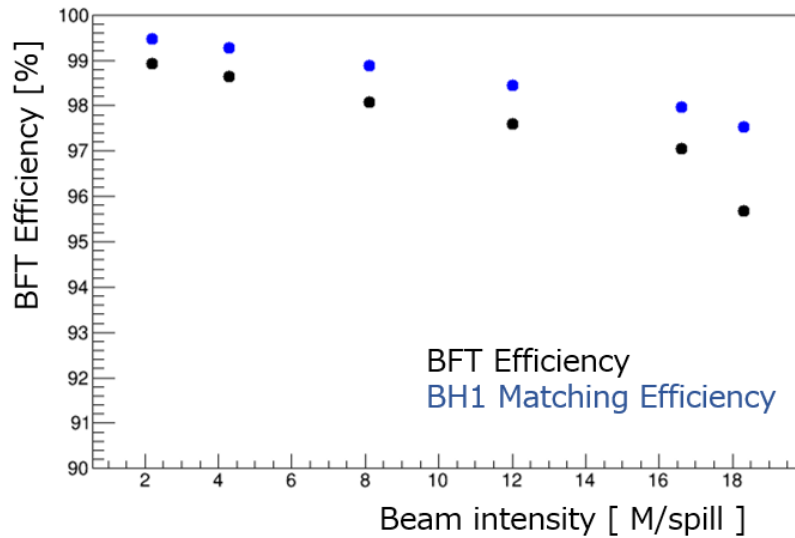


図 4.16: BFT の検出効率 (黒) と BFT から引いたトラックが予想するセグメントと時間的に正しい BH1 のヒットセグメントとが対応した効率 (青)。ビーム強度が上がるとどちらも効率が下がることがわかる。これにより、ビーム強度が上がるにつれて K18Tracking のトラッキング効率が下がるのは BFT の検出効率の低下と解析効率の低下の両方が影響していると考えられる。

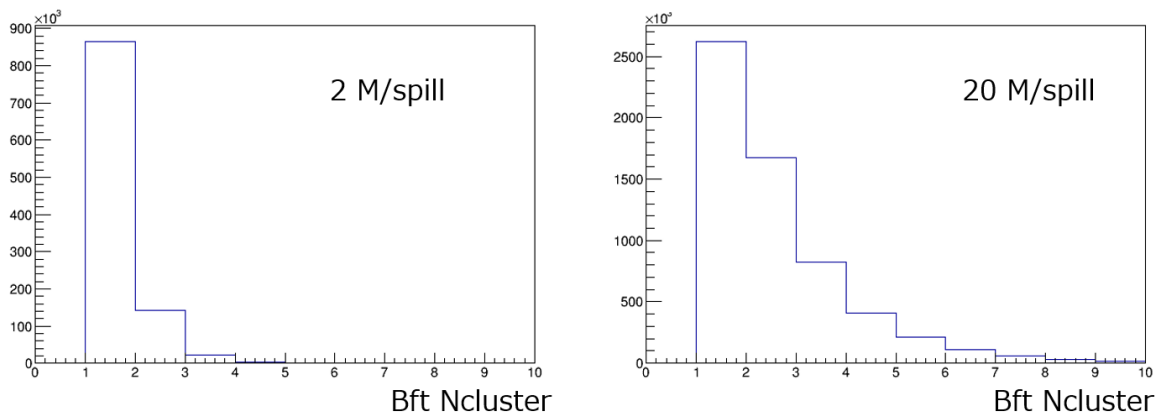


図 4.17: BFT の正しいタイミングでヒットがあったときのクラスター数の分布。左: ビーム強度 2 M/spill のとき、右: ビーム強度 20 M/spill のとき。20 M/spill では多くの場合 BFT の複数のセグメントにヒットがあることがわかる。

4.4.2 KURAMA スペクトロメータの性能評価

KURAMA スペクトロメータについて、トラッキング効率、トリガーにおいて veto カウンターとして利用しているエアロジェル検出器 SAC の over kill ratio、TOF-HT の over kill ratio、 K^+ の飛行距離の評価を行う。

トラッキング効率

SdcIn, SdcOut, Kurama Tracking についてそれぞれのトラッキング効率を求めた。ただし、Kaon の場合、KURAMA スペクトロメータの途中で崩壊してしまうことがあるため、崩壊せず最下流まで到達する陽子を選ぶことで正しいトラッキング効率を得ることができる。ここで、図 4.18 に SCH でのヒットセグメントと TOF カウンターまでの飛行時間の相関を示す。図 4.18 に示すように、この相関から運動量と質量を簡単に分けることができ、トラッキングをせずに陽子、 K^+ 、 π^+ を大まかに分けることができる。このうち赤枠で囲んだ領域を陽子として選ぶ。このときに全体のイベントのうち chisquare が 50 以下のトラッキングが 1 本以上引けたものを検出効率として定義した。

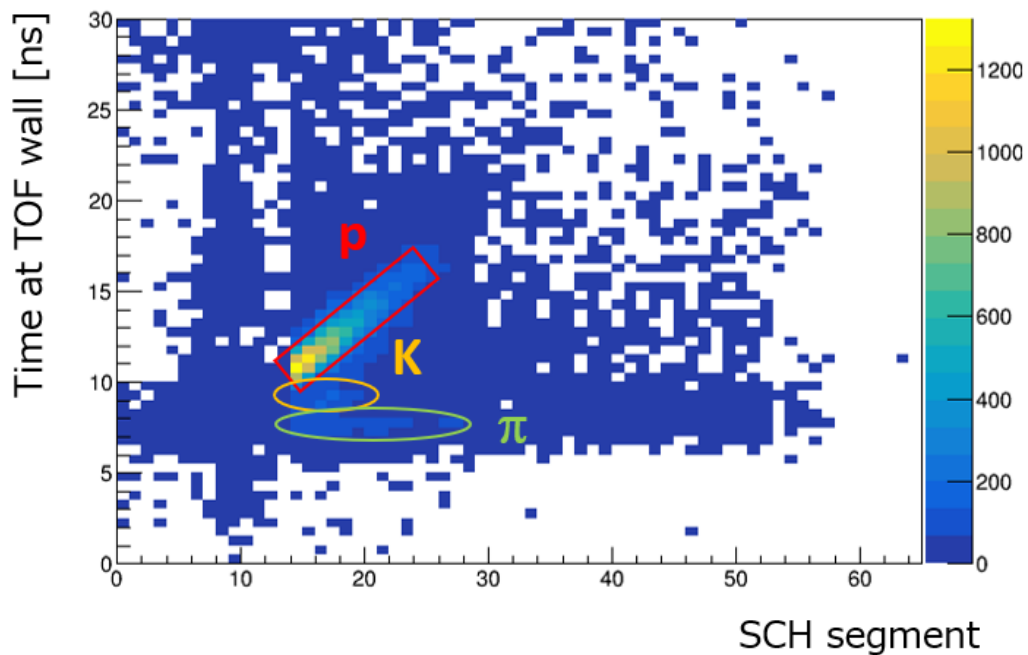


図 4.18: SCH のヒットセグメントと TOF カウンターまでの飛行時間の相関。図に示したように proton (赤)、 K^+ (黄) 及び π (緑) の 3 粒子をトラッキングすることなく大まかに選別することができる。

$$Eff_{track} = \frac{N[(proton\ event) \times (track > 0) \times (\chi^2 < 50)]}{N[(proton\ event)]} \quad (4.8)$$

- $$\left\{ \begin{array}{l} \cdot N[(proton\ event)] : \\ \quad \text{検出器でヒットセグメントと時間の相関から陽子であると思われるイベント数} \\ \cdot N[(proton\ event) \times (track > 0) \times (\chi^2_{track} < 50)] : \\ \quad \text{検出器でヒットセグメントの相関から陽子であると思われるイベントのうち、} \\ \quad \chi^2 \text{ が 50 以下のトラックが一本以上引けたイベント数} \end{array} \right.$$

各トラッキングでのトラッキング効率とビーム強度の相関を図 4.19 に示す。いずれも 20 M/spill 程度のビーム環境下においても 90 % 近くの検出効率が出ており、ビーム強度による解析効率の低下もほとんど見られないことがわかる。

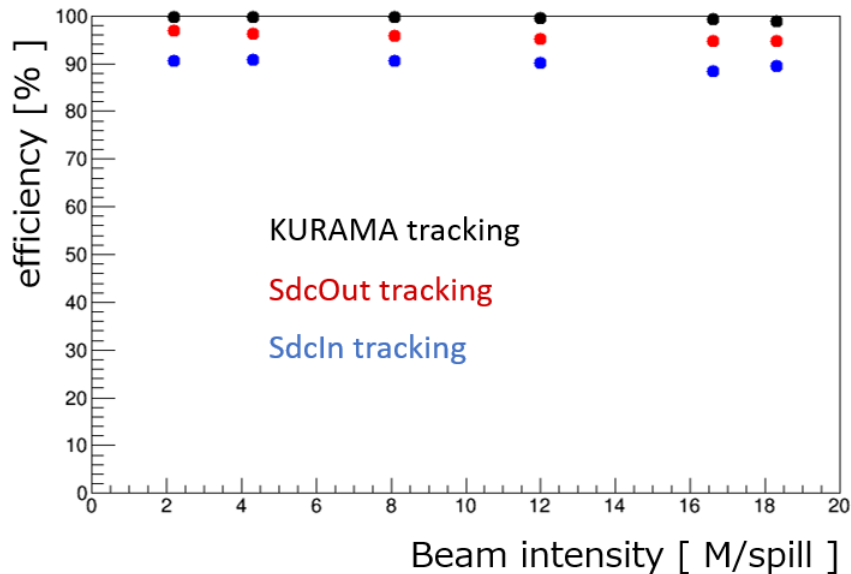


図 4.19: 各ビーム強度における SdcIn (青), SdcOut (赤) 及び Kurama Tracking (黒) のトラッキング効率。いずれもビーム強度が上がってもトラッキング効率を維持できていることがわかる。

SAC の efficiency と over kill ratio

トリガーとして参加している SAC は散乱 π 粒子を識別するために用いられている。まず、SAC の検出効率について調べた。検出効率の定義は FHT のときと同様に、トラッキングから SAC を π 粒子が通過することが予想されるときに実際にヒットがあったかどうかとする。ただし、この解析を行う際は SAC がトリガーに参加していないデータを使用した。

$$Eff_{SAC} = \frac{N[track_{SAC} \times (hit_{SAC} > 0) \times (-10 < ct < 10)]}{N[track_{SAC}]} \quad (4.9)$$

- $$\left\{ \begin{array}{l} \cdot N[track_{SAC}] : \\ \quad KuramaTracking \text{ で引いたトラックが } SAC \text{ の有感領域に入っているイベント数} \\ \cdot N[track_{SAC} \times (hit_{SAC} > 0) \times (-10 < ct < 10)] : \\ \quad \text{トラックによりヒットが予想されたときに、} \\ \quad \text{実際に正しいタイミングに } SAC \text{ にヒットがあったイベント数} \end{array} \right.$$

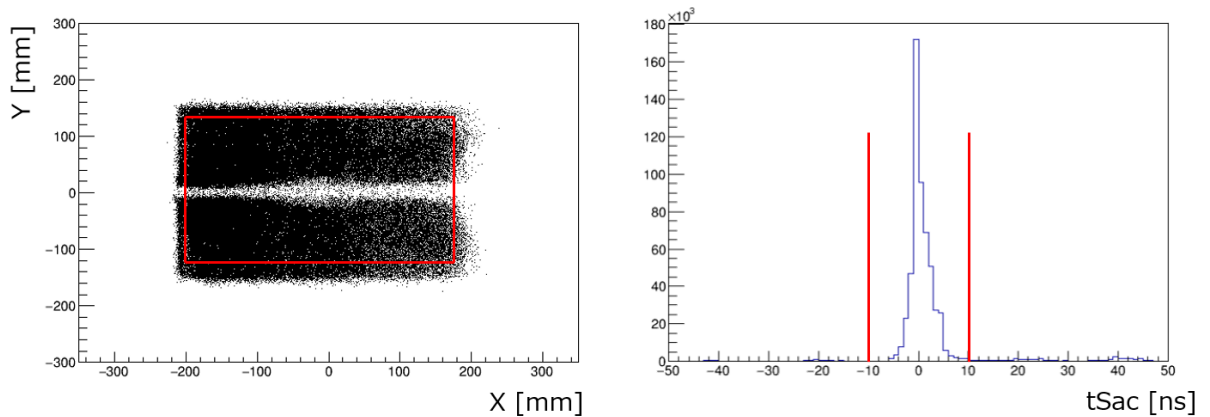


図 4.20: 左：トラッキングから予想される SAC の z 位置での粒子の通過位置。 χ^2 が 10 以下のときに赤枠の中に入ったイベントを分母とした。右：SAC での時間分布。トラックが左図の赤枠に入ったイベントのうち、赤線で示す $-10 < t_{Sac} [\text{ns}] < 10$ のものを分子とした。

この定義から、2 M/spill のビーム環境下での SAC の π 粒子の検出効率は 95.7 % とわかった。ビームの強度が上がると、信号のパイルアップが起こるため検出効率は悪化すると考えられるが、散乱 π 粒子をよく除去できていると考えられる。次に、SAC が π 粒子以外で光ってしまう確率を求める。図 4.21 に SAC のヒットタイミング t_{Sac} の分布を示す。SAC は散乱 π 粒子のみで光るようにエアロジェルの屈折率が決められているが、図 4.21 を見るとわかるように、 K^+ 粒子や陽子が通過したときに電子と衝突したときに発生するデルタ線により π 粒子 (赤) 以外でも信号を生成してしまうことがある。この確率を SAC の over kill ratio として求める。このうち、陽子を選んだ場合に SAC の TDC が veto 領域を含む信号タイミングで鳴っている確率は、20M/spill ビーム環境下において 4.6 % であった。ここでさらに 0.7 GeV/c の運動量領域を選ぶと、over kill ratio は 5.4 % となる。この運動量領域は我々が測定したい K^+ の運動量領域 0.4 - 0.9 GeV/c と同じ β に対応する。チェレンコフ

光の発光条件は $\beta c > c/n$ であり散乱体の物質量と β のみに依存するため、同じ β であれば同じ確率で光っているものと考えてよい。これにより、トリガーに veto として参加している SAC は約 5.4% の確率で K^+ を veto していると思われる。

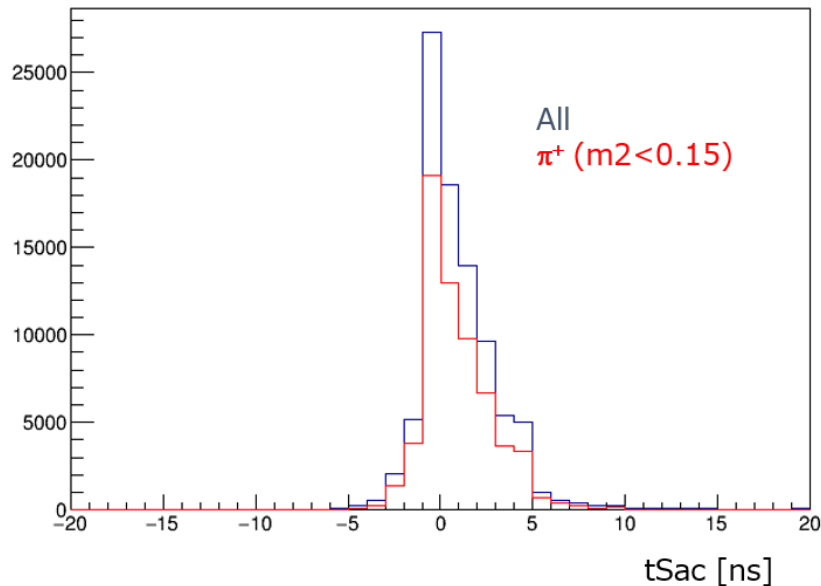


図 4.21: SAC の有感領域にトラックが入っているときの tSac 分布。 $m^2 < 0.15 \text{ GeV}/c^2$ として π 粒子を選んだときの tSac 分布を赤線で示す。 π 粒子以外の際にもいくらか光っていることがわかる。

kaon の survival ratio

生成された K^+ 粒子が崩壊せずに KURAMA スペクトロメータ最下流で検出される確率を survival ratio と呼ぶこととする。図 4.22 より、KURAMA スペクトロメータにおける散乱粒子の飛行距離はおよそ 3.4 m 以内である。 K^+ の $\beta\gamma c\tau \sim 3.711 \text{ m}$ より、距離 x だけ進んだときの survival ratio を $\exp(-x/\beta\gamma c\tau)$ とすると K^+ が 3.4 m だけ飛行したときに KURAMA スペクトロメータ内で生き残っている確率 (survival ratio) は約 60% である。図 4.22 に KURAMA スペクトロメータにおける K^+ の飛行距離を示す。

ここで、シミュレーションにより、KURAMA スペクトロメータにおいて K^+ が崩壊する確率を調べた。図 4.23 に示すように、 K^+ が崩壊する場合としない場合とで KURAMA スペクトロメータにおいて同定される K^+ の数の比を調べた。 K^+ を崩壊させなかった場合を青線で、実際と同様に μ 粒子や π 粒子に崩壊する K^+ を生成した場合を赤線で示した。 K^+ が崩壊する場合に、 m^2 が $0.15 \text{ [GeV}/c^2]$ 以上のものを K^+ と数えることとしたときの両者の K^+ の数の比より、 K^+ の survival ratio は 63.7% であることがわかった。これは先ほど飛行距離から計算した K^+ の survival ratio とおよそ一致する。

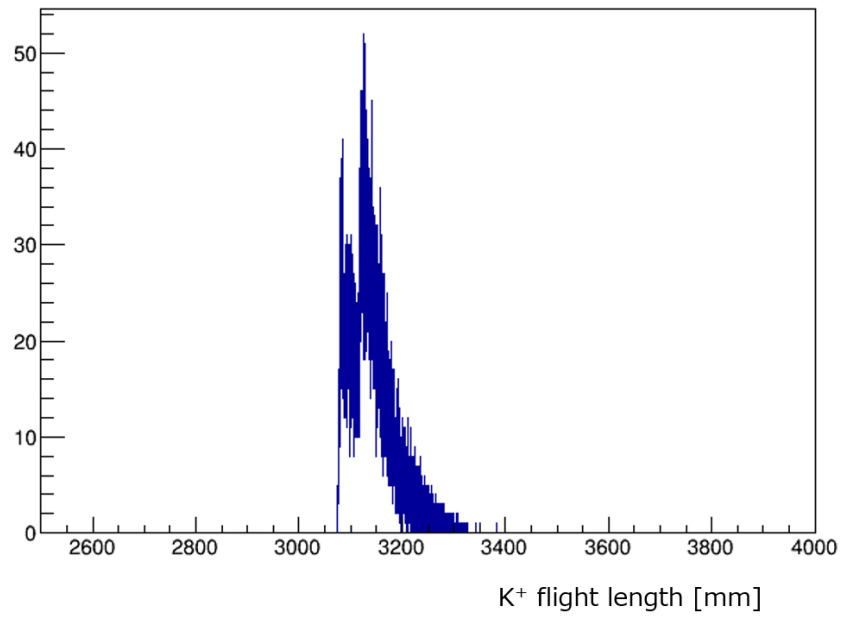


図 4.22: KURAMA スペクトロメータにおける K^+ の path length。ほとんどの K^+ の飛行距離は 3.2 m 程度、大きくても 3.4 m 以内であることがわかる。

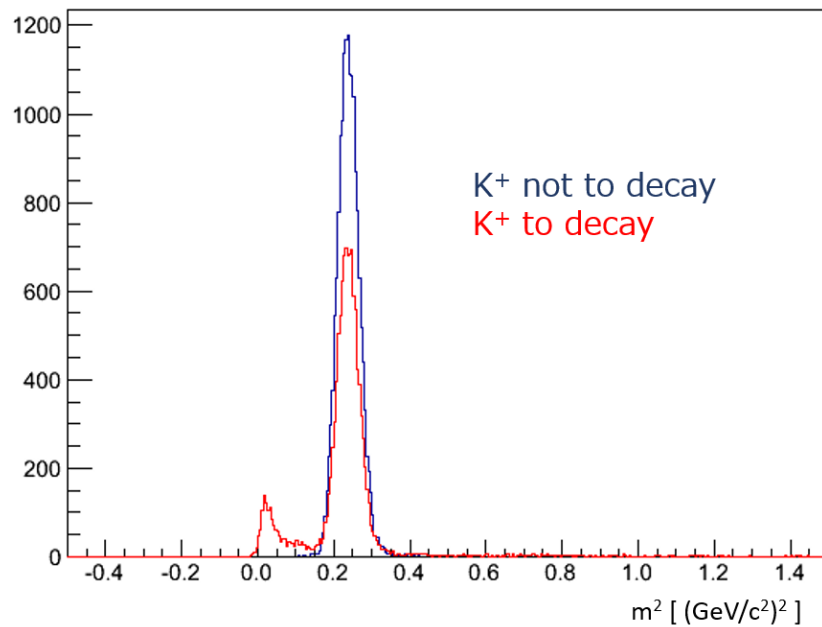


図 4.23: シミュレーションにおいて KURAMA スペクトロメータで同定される K^+ 。青が K^+ が崩壊しない場合、赤が K^+ が崩壊する場合。両者の数の比を取ると約 64 % となる。

4.4.3 Σ^- の収量

ミッシングマススペクトルから、 Σ^- 粒子の収量について求めた。実際には前節で示したように陽子によるミッシングマスへのコンタミネーションの構造があるが、 π^- によるバックグラウンドも陽子によるバックグラウンドも、ともに $1.17 \text{ GeV}/c^2$ での高さを平均とすることができると考えた。そこで、 Σ^- の収量として、図 4.24 に示すように $1.17 \text{ GeV}/c^2$ での高さに固定した定数とガウス関数の重ね合わせによりフィッティングを行い、ガウス関数の $1.18 < \text{Missing mass} [\text{GeV}/c^2] < 1.23$ の範囲の積分値を用いた。ビーム強度との 1 spill あたりの収量との関係を図 4.25 に示す。

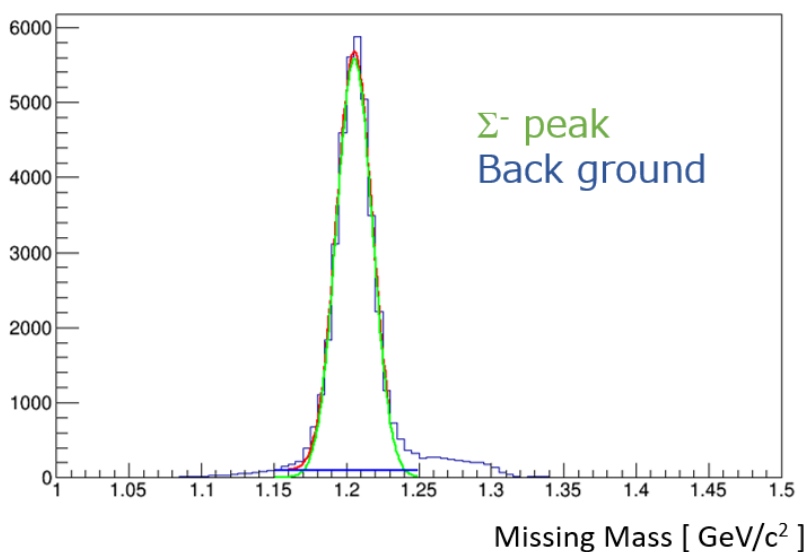


図 4.24: ミッシングマススペクトルのフィッティングの様子。定数（青）+ ガウス関数（緑）でフィッティングを行った。このとき、定数は $1.17 \text{ GeV}/c^2$ での高さに固定した。

シミュレーションにより 20 M/spill における Σ 粒子の収量は $70 \Sigma^- \text{ particles/spill}$ と予想されていた。また、図 4.25 に示すように低ビームレートからスケールした場合にも、 $60 \text{ particles/spill}$ と見積もることができる。しかし図 4.25 より、実際には予想していたより $2/3$ 程度の収量しか得られていない。

ここで、これまでの解析から得られた解析効率を表 4.2 にまとめる。これらから見積もると、解析効率の低下による Σ^- の収量の低下はビーム強度が 20 M/spill のときでも 96 % 程度に抑えられることがわかる。そのため、 Σ^- の収量の低下の原因は解析側ではなく、トリガー側にあると考えた。

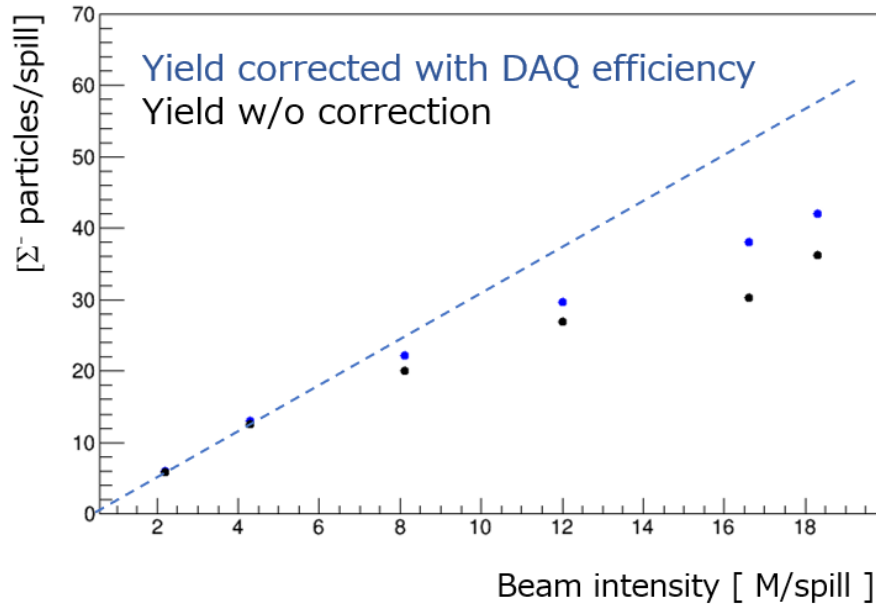


図 4.25: Σ^- 粒子の 1 spill あたりの収量とビーム強度との相関。黒：実際に得られた Σ^- の収量、青：DAQ efficiency で補正した Σ^- の収量。また、青の点線で低レートからのスケールを示す。ビーム強度が上がるにつれて収量が落ちていくのがわかる。

表 4.2: スペクトロメータにおける解析効率

ビーム強度 [M/spill]	2	4	8	12	16.5	18
K18Tracking	99.8	99.5	99.1	98.3	97.6	96.9
KuramaTracking	99.8	99.7	99.7	99.6	99.4	98.9
K18 × Kurama	99.6	99.2	98.8	97.9	97.0	95.8

トリガーカウンター SCH の問題

トリガーカウンターの1つである SCH のセグメントごとの検出効率を図 4.26 に示す。検出効率の定義は SAC のときと同様で、KuramaTracking により SCH の有感領域にヒットがあることが予想されたときに、実際に SCH に正しいタイミングにヒットがあったかどうかとしている。次式に定義を示す。

$$E_{\text{eff}}^{\text{SCH}} = \frac{N[\text{track}_{\text{SCH}} \times (\text{hit}_{\text{SCH}} > 0) \times (-10 < ct < 10)]}{N[\text{track}_{\text{SCH}}]} \quad (4.10)$$

- ・ $N[\text{track}_{\text{SCH}}]$:
KuramaTracking で引いたトラックが SCH の有感領域に入っているイベント数
- ・ $N[\text{track}_{\text{SCH}} \times (\text{hit}_{\text{SCH}} > 0) \times (-10 < ct < 10)]$:
トラックによりヒットが予想されたときに、
実際に正しいタイミングに SCH にヒットがあったイベント数

ビームレートが 2 M/spill のときと 20 M/spill のときを比べると、20 M/spill のときは前半の 32 チャンネルの検出効率下がっている様子が見て取れる。これにより、SCH が高レートビーム環境下で正常に動作せず、トリガーを生成できていないことが Σ^- 粒子の収量の低下の一因と考えられる。

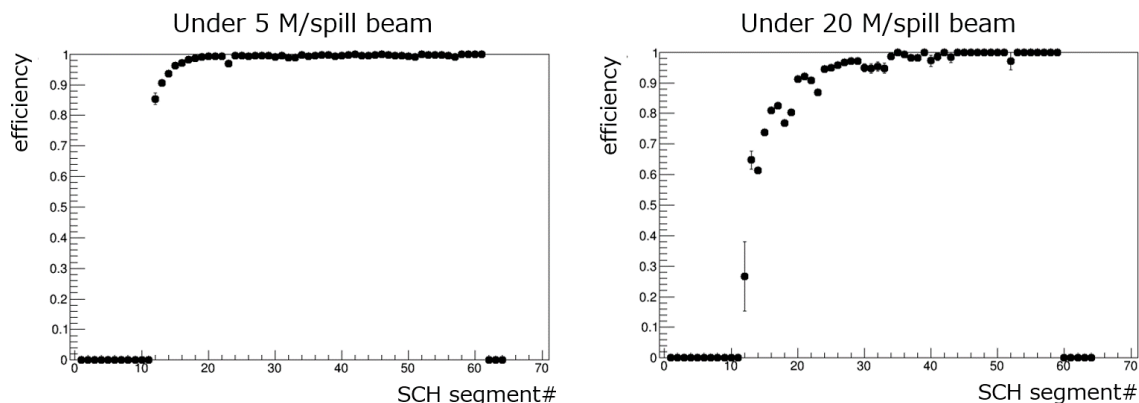


図 4.26: SCH の検出効率。5 M/spill ビーム環境下 (左図) と 20 M/spill (右図) を比べると、20 M/spill のときにビームに近いセグメント (セグメント番号が小さい側) の検出効率下がっている様子が見て取れる。なお、両端で 0 に落ちているセグメントを通った散乱粒子は KURAMA マグネットの外に出てこないため、検出効率を定義できない。そのため形式的に 0 を入れている。

この問題について、ビームタイム後に LED を用いることで 20M/spill ビーム環境下の電流 (200 μA) を再現して SCH の挙動を調べた。このときの SCH の信号をオシロスコープで見たものを図 4.27 に示す。図 4.27 の赤丸に示すように、瞬間的に大量の粒子が入射した後に一時的に全く信号を出すことができていない時間 (数 μsec) があることを確認した。この現象は、定常的に大量の粒子が検出器を光らせるため、MPPC で生成された電流量が増大し、電流が読み出し回路の EASIROC チップの許容電流量を超えてしまい、一時的に EASIROC が正常に

動作せず信号を出せていないためであると考えられる。この問題については、MPPC の動作電圧を下げ、増幅率を抑えることと、ビーム通過領域の前半 16 セグメントを別の EASIROC に分けて読み出すことでいくらか解消することができると考えており、すでにこれらの対策を行っている。

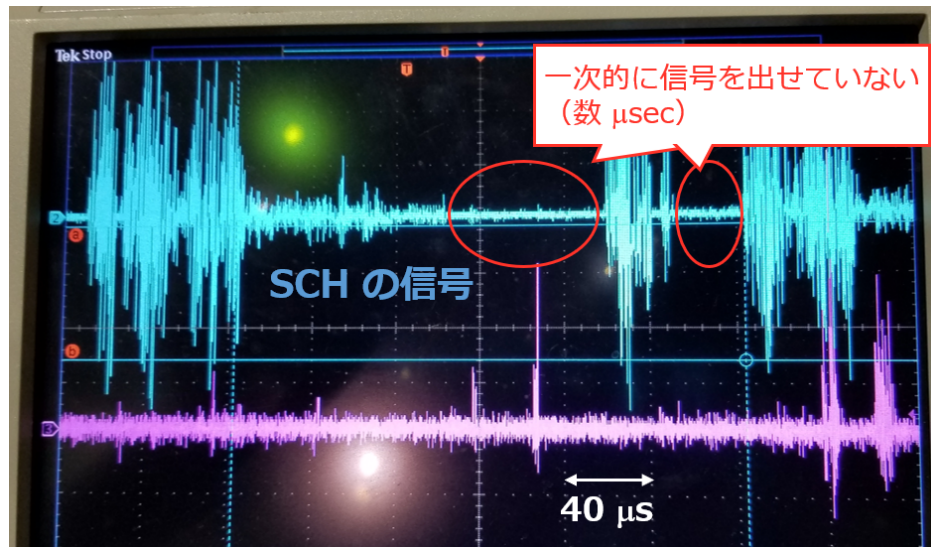


図 4.27: 20 M/spill のビームを受けていたときの電流量 (200 μA) を LED で再現したときの SCH の信号の様子。図中の赤丸に示すように、大量の粒子が入射した後に一時的に全く信号を出せていない時間があることがわかった。

4.5 まとめ

本章ではビーム粒子側 K1.8 ビームラインスペクトロメータおよび散乱粒子側 KURAMA スペクトロメータにおける Σ^- 粒子生成事象の解析について述べた。特に、KURAMA スペクトロメータにおけるトラッキングは低レートでは 90 % 以上の非常に高い効率で行うことができ、高レートビーム環境下においても 85 % 程度のトラッキング効率が出ている。これは高レートビームを使用したことによる解析側による Σ^- 粒子の生成事象のロスはほとんどないことを意味している。また、ミッシングマススペクトルについても Σ^- のピークが見えており Σ^- 粒子の生成を同定することができた。

これにより得られた Σ^- 粒子の収量は約 2 日間のビームタイムで 1×10^6 であり、従来の実験と比較すると極めて多くの Σ^- を同定することができた。これは 20 M/spill という大強度 π^- ビームを用いた上で、各検出器を安定して運用していることにより実現された結果であり、構築したスペクトロメータが良く動作していることがわかる。一方で、大強度ビーム環境下においては 1 spill あたりの Σ^- の収量がシミュレーションで予想していた収量の 2/3 程度にとどまっていることがわかった。この原因についてはトリガーカウンターである SCH の読み出しにおいて、高レートビーム環境下で信号を正常に出せていないことが考えられている。これは MPPC の電圧を下げ、かつビーム通過領域のセグメントを別の EASIROC で読み出すことでいくらか解決することができると考えており、すでに対策を行い、残りのビームタイムに備えている。今回はこのようにトリガーカウンターの一つである SCH により Σ^- の収量

が低下していることが分かったが、この問題について十分な解析と対策を行い、実験をさらに最適化することができた。

第 5 章

CATCH 検出器群の解析

標的周りの検出器と測定する粒子の模式図を図 5.1 に示す。CATCH システムにおいては、ファイバー飛跡検出器 CFT により標的から出てきた粒子の三次元飛跡およびエネルギー損失を測定し、BGO カロリーメータにより CFT を突き抜けてきた粒子の運動エネルギーを測定する。また、プラスチックシンチレータ検出器 PiID カウンターにより BGO カロリーメータを粒子が貫通したかどうかを測定する。

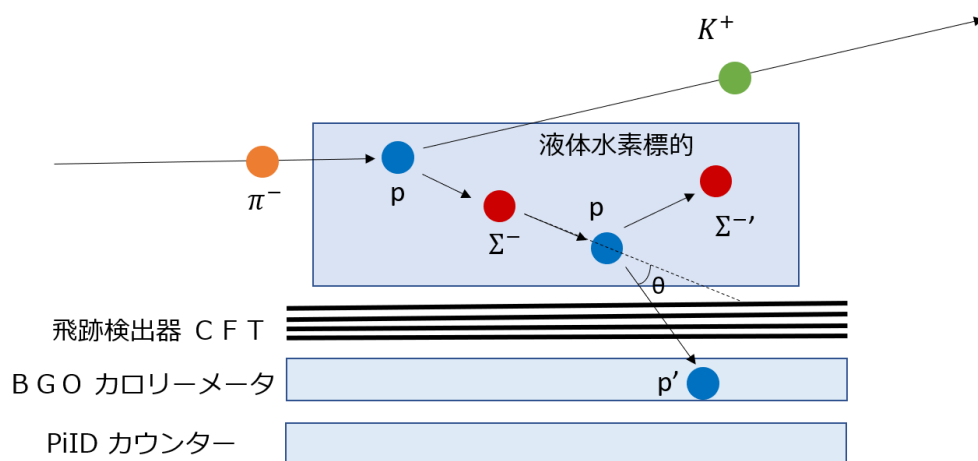


図 5.1: CATCH での反応模式図。ファイバー飛跡検出器 CFT により標的から出てきた粒子の三次元飛跡およびエネルギー損失を測定し、BGO カロリーメータにより CFT を突き抜けてきた粒子の運動エネルギーを測定する。さらに、PiID カウンターにより BGO カロリーメータを粒子が貫通したかどうかを測定する。

CATCH 検出器群では、粒子の角度を測定するとともに、エネルギーの測定や検出効率の導出などが必要となる。特に、エネルギー較正や検出効率の導出には CATCH 検出器群で検出される粒子のエネルギーと角度が 1 対 1 に相関を持つ二体反応が必要になる。そのため、我々は K1.8 ビームラインに陽子ビームを導き、CATCH 検出器群で pp 散乱を検出するためのキャリブレーションデータを収集した。また、キャリブレーションデータとして、 Σ^- の production run 中に同時にデータ収集可能な $\pi^- p$ 弾性散乱の情報も用いることができる。こ

ここでは、これらのキャリブレーションデータを用いて CATCH 検出器群における解析について述べる。

まず、ファイバー飛跡検出器 CFT におけるトラッキング方法について説明する。はじめに、CFT の TDC 分布を図 5.2 に示す。FHT のときと同様にビームのバンチ構造が見えているが、20 M/spill ビームのときでも他バンチと区別することができている。このうち、図 5.2 中の赤線の中にイベントが入っているレイヤーのファイバーのみを用いて XY 平面内でのトラッキングを行う。

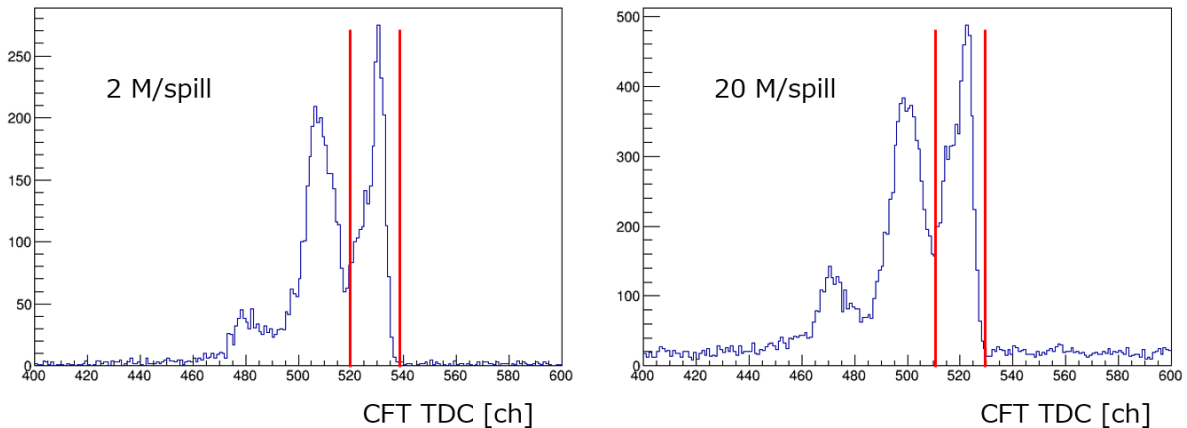


図 5.2: CFT の TDC 分布。左 : 2 M/spill のとき、右 : 20 M/spill のとき。赤線で示したタイムゲートに入ったものを正しいイベントとしてトラッキングに用いる。ビームのバンチ構造が見えているが、20 M/spill ビームのときでも他バンチと区別することができている。

次に、UV 層上での角度 ϕ を Φ レイヤーのトラッキング結果より求める。これにより z 方向の位置を各 UV 層の ϕ - z の関係から求めることができる。これらから 3 次元でのトラッキングを行う。CATCH 検出器群におけるトラッキングの様子を図 5.3 に示す。図 5.3 において緑線で示しているのが CFT の 3 次元トラッキングから得られた飛跡であり、その延長線上にある BGO カロリーメータと PiID カウンターにヒットがあったかどうかも含めて飛跡の再構成を行っている。

このような CATCH 検出器群でのトラッキングにより得られた pp 散乱および Σ^- 生成のプロダクションランでの π^- ビームと散乱粒子との vertex 分布をそれぞれ図 5.4 と 5.5 に示す。図 5.4 において赤丸は標的を、青丸は CFT の最内層の位置を示す。ビームライン磁石のチューニングが十分でないことも一因として考えられるが、陽子ビームは π^- ビームと比べて広がってしまうため、液体水素標的からはみだし、CFT の最内層にビームが当たっていることがわかる。また、vertex の z 位置において 0 mm 付近は標的容器における金属部分にビームが当たってしまっていると思われる。次に π^- ビームと散乱粒子との vertex 分布である図 5.5 を見ると、20 M/spill 環境下では vertex 分布は広がるものとともに標的の像が見えており、トラッキングはうまくできていると考えられる。

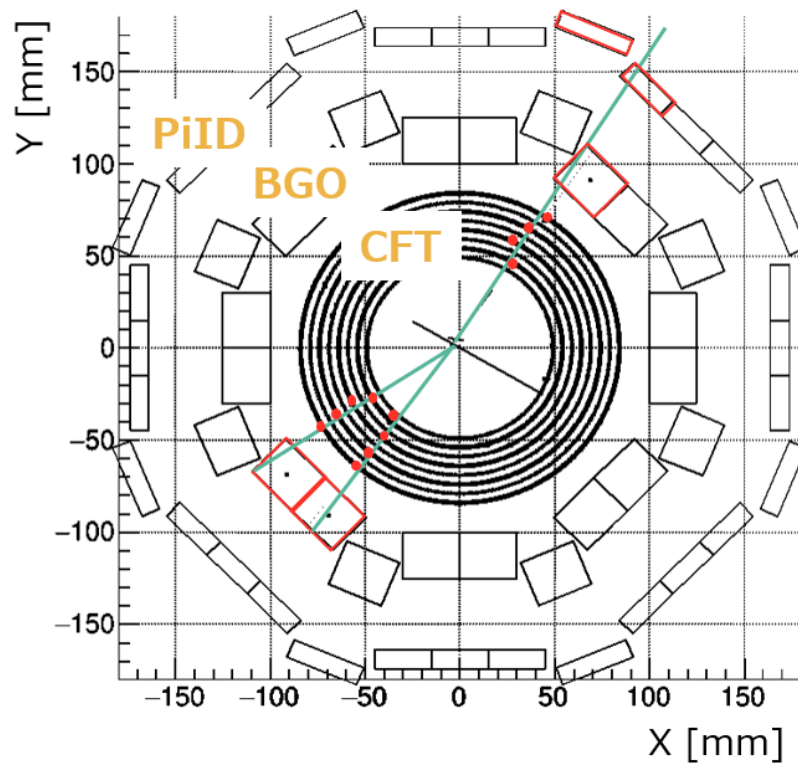


図 5.3: CATCH 検出器群におけるトラッキングの様子。赤い点が CFT のうちヒットがあったファイバー、赤い四角が BGO カロリーメータ及び PiID カウンターのうちヒットがあったセグメントを示す。CFT により 3次元トラッキング（緑線）を行い、その延長線上の BGO カロリーメータと PiID カウンターにヒットがあったかどうか重要な情報として用いる。

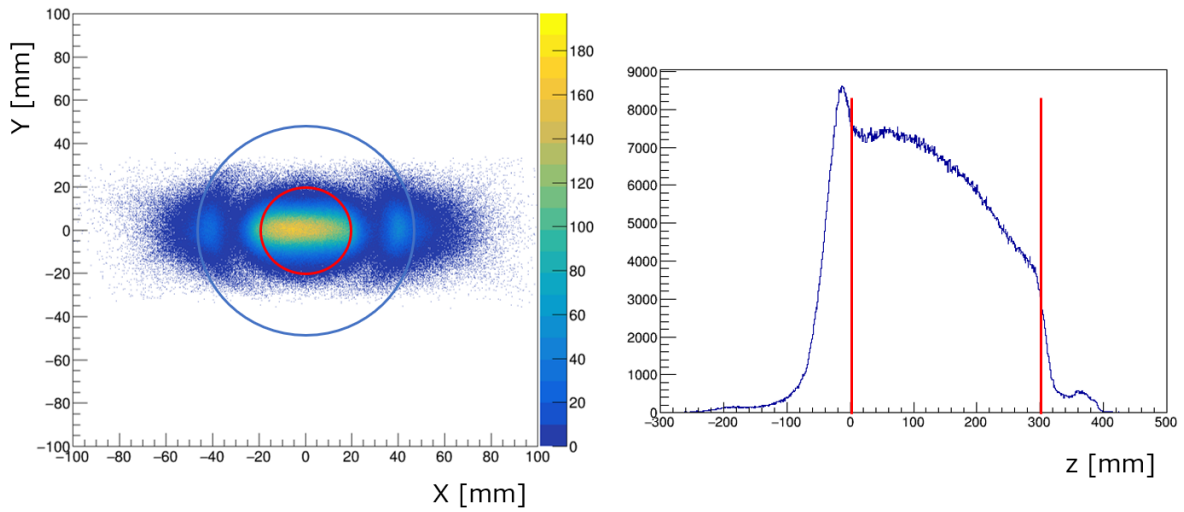


図 5.4: pp 散乱における CFT の vertex 分布。左: xy 位置、右: z 位置。 xy 平面での赤丸は標的を、青丸は CFT の最内層の位置を示す。陽子ビームが CFT の最内層に当たっていることがわかる。また、右図で 0 mm 付近に立っているピークは標的容器における金属部分にビームが当たってしまっているイベントと思われる。

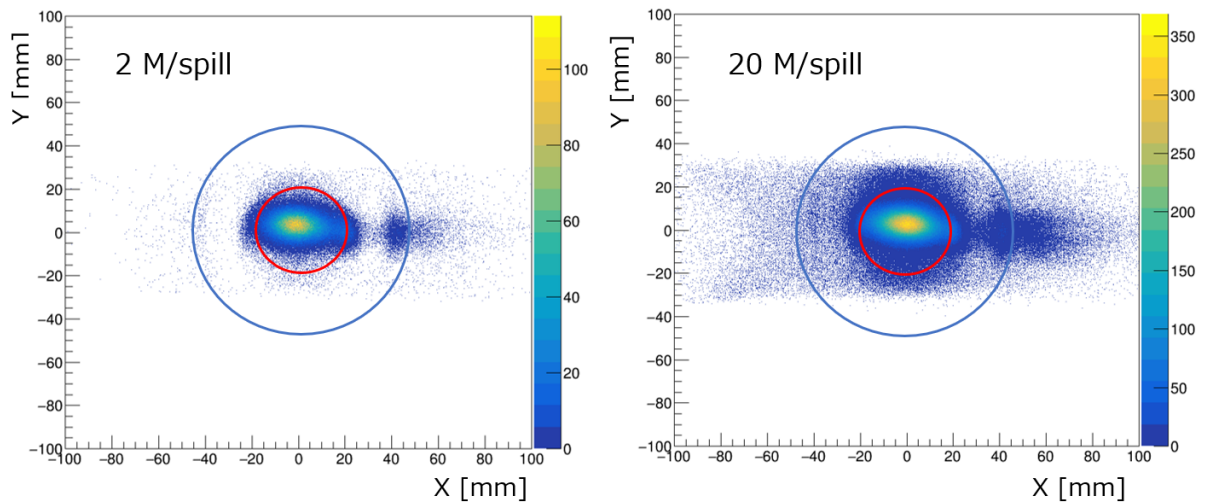


図 5.5: ビーム強度が 2 M/spill (左) のときと 20 M/spill (右) のときの π^-p 散乱における CFT の vertex 分布。標的容器を赤丸で、CFT の最内層を青丸で示す。ともに標的の像が見えている。

5.1 エネルギー較正

まずはじめに、粒子のエネルギー測定のために BGO カロリメータおよび CFT に対してエネルギー較正を行う必要がある。

5.1.1 BGO カロリメータのエネルギー較正

陽子ビームを液体水素標的に照射した pp 散乱実験のデータを用いて、BGO カロリメータのエネルギー較正を行う。 pp 散乱では、角度と反跳を受けた陽子のエネルギーが一对一に対応するため、CFT のトラッキングで求められた角度から陽子のエネルギーを見積もることができる。ここで、反跳陽子のエネルギーが Σ^-p 散乱の反跳陽子のエネルギーと同程度 (~ 150 MeV) になる 0.6 GeV/ c の陽子ビームを使用した。vertex 分布から標的の内 20 mm $< x < -20$ mm、 20 mm $< y < -20$ mm、 0 mm $< z < 300$ mm を選ぶことにより pp 散乱を選ぶ。

BGO カロリメータは Flash ADC により波形を取得し、テンプレートフィッティングを行うことにより波形の高さ (pulse height) を求めている。[12] 20 M/spill ビーム環境下での BGO カロリメータのテンプレートフィッティングの一例を図 5.6 に示す。図 5.6 のように、20 M/spill では信号がパイルアップすることが起こるが、テンプレートフィッティングにより分離できていることがわかる。

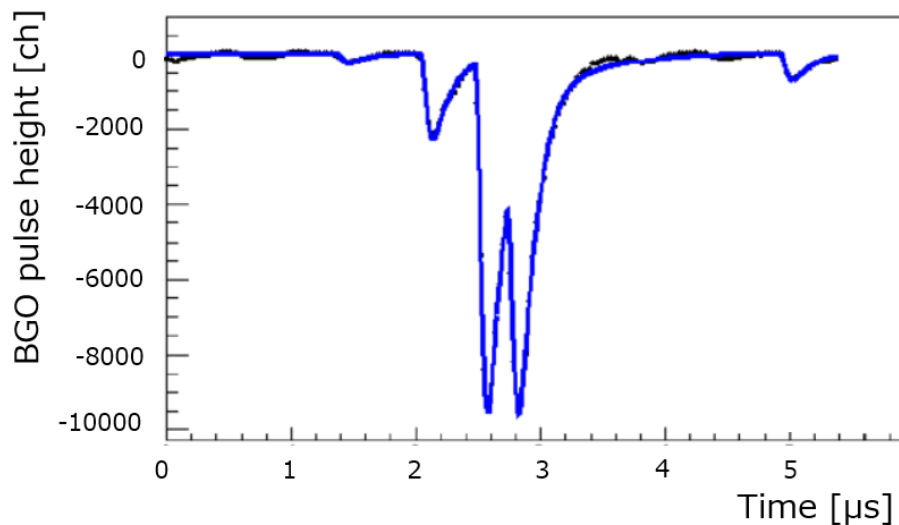


図 5.6: Flach ADC で取得した BGO セグメント 2 の波形とテンプレートフィッティングの様子。黒が取得した点、青がフィッティング結果を示す。信号がパイルアップしているが、テンプレートフィッティングにより分離できていることがわかる。

まず、このように Flach ADC で取得した pulse height と散乱角の相関を図 5.7 に示す。この相関から角度ごとに区切って角度と pulse height の対応をつくる。

次に、実際に得られた散乱の角度と BGO カロリメータの pulse height の関係と、Geant4

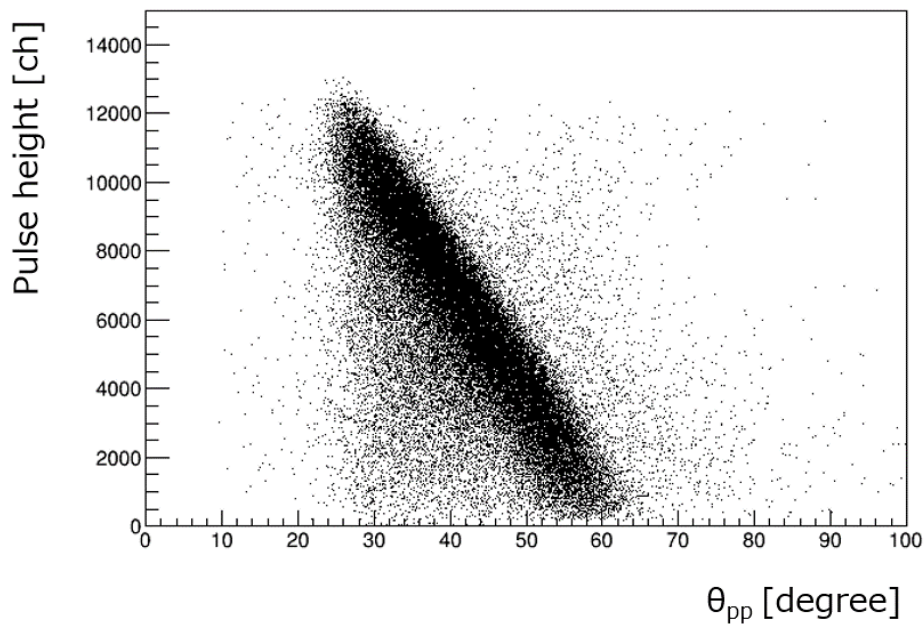


図 5.7: BGO のセグメント 11 での pulse height と pp 散乱の散乱角との相関。セグメントごとにこの相関から pulse height と散乱角 θ の対応をつくる。

シミュレーションを用いて得られる角度と BGO カロリーメータでのエネルギーの関係を対応付けることにより、BGO カロリーメータのエネルギー校正を行う。Geant4 シミュレーションの中で、CFT でのエネルギー損失は考慮してある。また、J-PARC での陽子ビームは運動量の広がりが大きいため、シミュレーションにもこの運動量分布を入れている。また、標的内でのビームのエネルギー損失も効いてくるため、シミュレーション内でも散乱事象が発生する位置に応じてビームのエネルギー損失を考慮している。このようにして求めた Geant4 シミュレーションでの BGO カロリーメータのエネルギーの情報を、BGO のエネルギー校正に用いる。図 5.8 にシミュレーションと実測値との対応を示す。

この pulse height (BGO カロリーメータの発光量) とエネルギーとの関係を次の無機シンチレータの発光量とエネルギー損失の関係を表す現象論的な式でフィッティングする。

$$L(E, A, Z) = a_0 + a_1 \times \left[E - a_2 A Z^2 \ln \left(\frac{E + a_2 A Z^2}{a_2 A Z^2} \right) \right] \quad (5.1)$$

で表される。ここで、 L は発光量、 E はエネルギー、 A は入射イオンの質量数、 Z は入射イオンの原子番号であり、 (a_1, a_2, a_3) はフィッティングパラメータである。式 5.1 は、J.B. Birks によって提案されたクエンチング効果を考慮した現象論的な発光量とエネルギー損失の関係 [20] から、D.Horn が CsI(Tl) シンチレータの重いイオンに対する応答を調べた際に導き議論したもの [21] であり、校正曲線として有用性はすでに確認されている [12]。実際には a_0 は 0 に固定して行っている。

図 5.8 に較正式 5.1 を用いてフィッティングしている様子を示す。この校正曲線には逆関数が存在しないため、フィッティングにより得られた式を用いて pulse height からエネルギーの

情報に直す parameter table を作成する。この table を用いることで BGO の pulse height の情報をエネルギーに直すことができる。

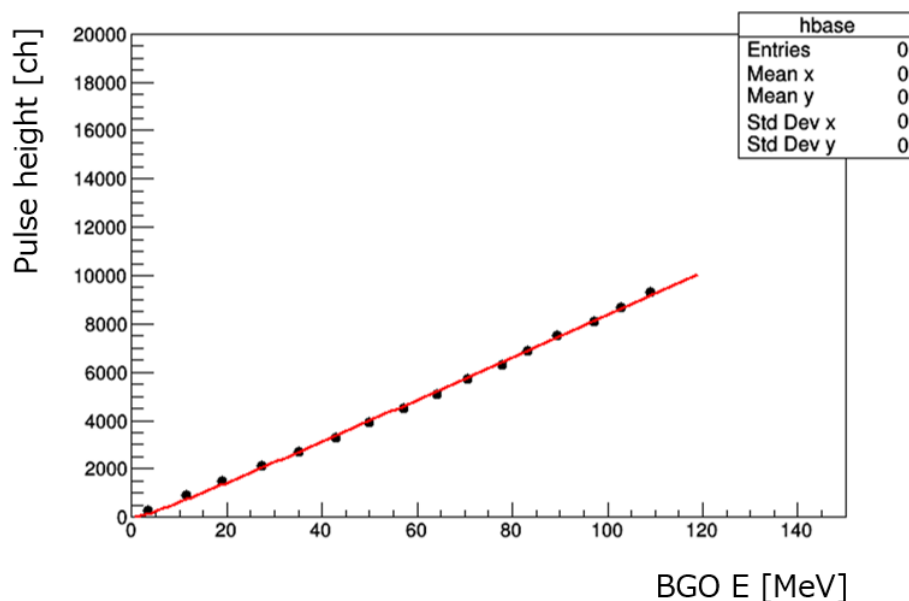


図 5.8: BGO のエネルギー較正式によるフィッティング。黒点が実測値、赤線がフィッティング結果を示す。式 5.1 でうまくフィッティングできていることがわかる。

実験で使用した 22 セグメントすべてのエネルギー較正を行ったのち、 pp 散乱における BGO でのエネルギーと散乱角 θ の相関 (図 5.9) を確認した。 pp 散乱による locus がはっきりと見えており、正しく散乱事象を同定することができる。

pp 散乱では、非常に低いビームレートでデータ収集を行った。そのため、実際に実験を行うビーム強度が 20 M/spill の環境下で BGO カロリーメータが正しく動作していることを確認するためには、20 M/spill のビームを用いている中で二体反応を同定することが重要となる。特に BGO カロリーメータは崩壊時定数が $300 \mu\text{s}$ と長いため、高レート環境下での動作を確認することが非常に重要である。後述するように、CATCH 検出器群で陽子を選択し、その角度と BGO カロリーメータでのエネルギーの相関を図 5.10 に示す。散乱角度が $60^\circ < \theta < 80^\circ$ において locus が見えている。これは、 π^-p 弾性散乱により反跳された陽子が CATCH 検出器群により検出されているものであり、角度とエネルギーの関係も π^-p 散乱の二体の運動学に一致している。このように、BGO カロリーメータは 20 M/spill ビーム環境下でも散乱事象を同定するのに十分な性能をもっているといえる。

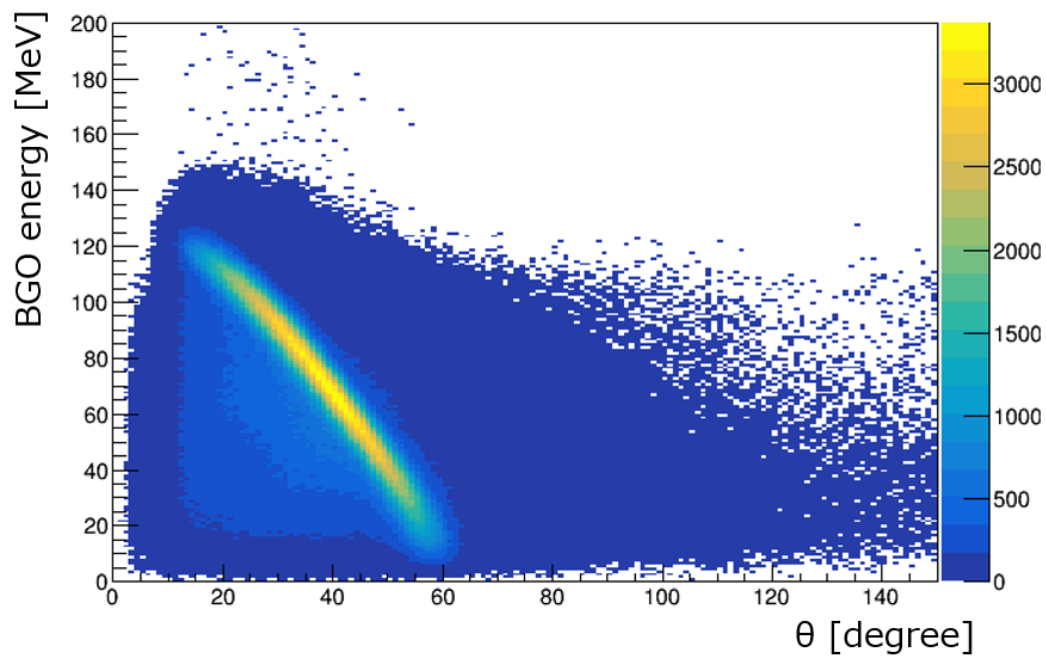


図 5.9: BGO のエネルギーと散乱角との相関。pp 散乱による locus がはっきりと見えており、正しく散乱事象を同定することができる。

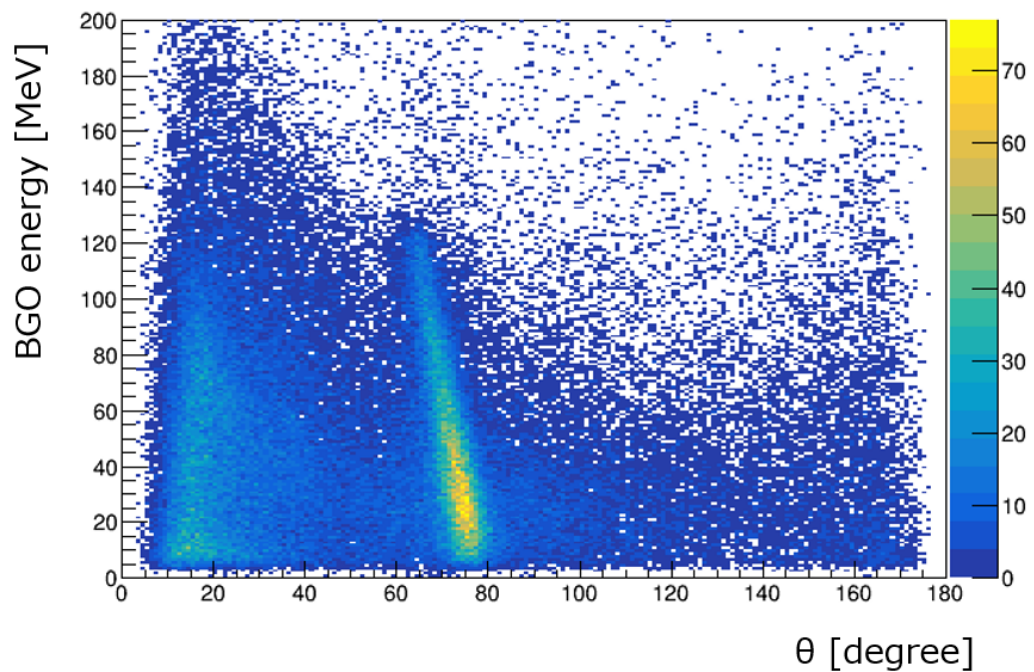


図 5.10: BGO のエネルギーと散乱角との相関。60° < θ < 80° あたりに見えている locus が π^-p 散乱によるもの。PiID にヒットがないことを要求し、CATCH 側でおおまかに陽子を選んでいる。

5.1.2 CFT のエネルギー較正

CFT は VME-EASIROC により ADC を取得している。 π^- ビームを用いたデータを使い、 π^-p 散乱を用いてエネルギー較正を行う。

エネルギー較正の方法は BGO カロリメータと同様であり、 π^-p 散乱で反跳を受けた陽子の角度と CFT でのエネルギー損失に図 5.11 で示す相関があるため、それぞれの角度ごとに CFT の ADC とシミュレーションから見積もられるエネルギー損失とを対応させることでエネルギー較正を行った。

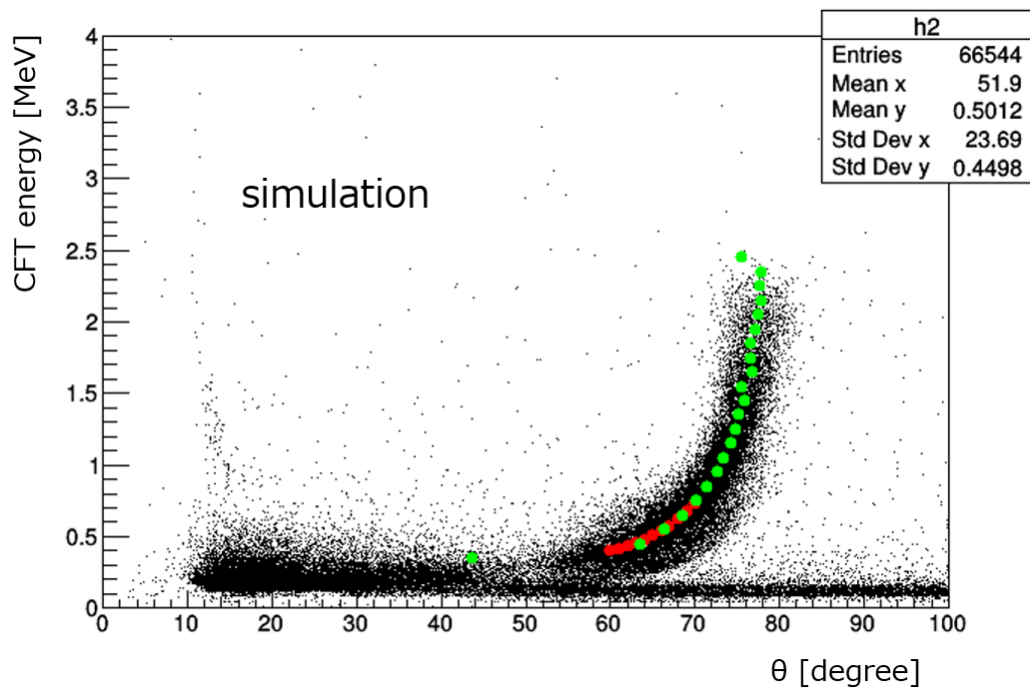


図 5.11: πp 散乱での散乱角 θ と CFT のエネルギーとの相関。図のように θ で区切って CFT のエネルギーとの対応をつける。

5.1.3 CATCH 検出器群における $\Delta E - E$ 法による粒子識別

CFT でのトラッキングにより求められた粒子の飛跡に対して、粒子が通過した CFT での各層でのエネルギー損失の和を ΔE として、また、CFT での飛跡の延長上にある BGO カロリーメータでのエネルギーを全エネルギー E として、 $\Delta E - E$ 法により粒子識別を行う。ここで、CFT でのエネルギー損失は、ファイバー内の粒子の飛距離に比例するため、粒子の角度に依存する。UV 層はファイバーがらせん状に張られているため角度によるエネルギー損失の影響は小さい一方で、 Φ 層は粒子のファイバーへの入射角度 θ によりファイバー内での飛距離が $1/\sin\theta$ に比例して大きく変わる。そのため、 $\Delta E - E$ 法を行う際には粒子の角度 θ に対して、エネルギー損失に $\sin\theta$ をかけることにより補正している。また、CFT でのトラッキングは Φ 層で 4 層中 3 層以上のヒットを要求し、UV 層についても同様に 4 層のうち 3 層を要求している。そのため、トラックごとに CFT での通過したファイバーの本数が異なりうるため、トラッキングにおいて使用されたレイヤーの数で割ることにより規格化されたエネルギー損失 ΔE として用いている。

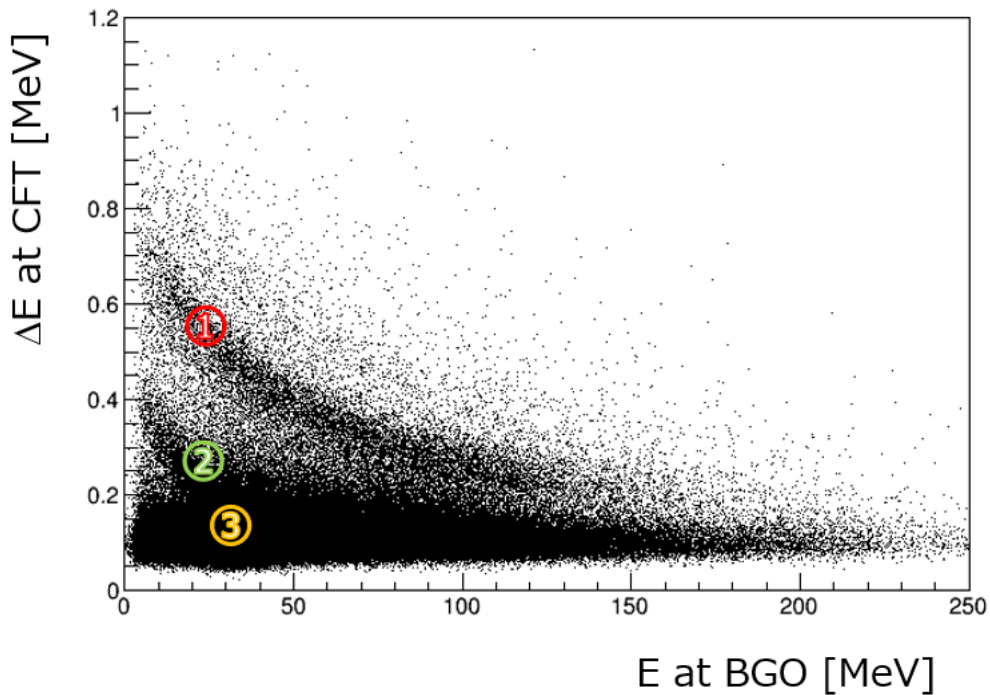


図 5.12: 20 M/spill π^- ビーム環境下での $\Delta E - E$ 相関。BGO カロリーメータと CFT におけるエネルギー損失の相関から粒子を識別することができる。1: 陽子、2: BGO カロリーメータで止まった π^- 、3: BGO カロリーメータを突き抜けた π^- 粒子。

このようにして求めた $\Delta E - E$ 相関を図 5.12 に示す。図 5.12 において 1 で示した locus が陽子、2 が BGO カロリーメータで静止した π^- 、3 が BGO カロリーメータを突き抜けた π^- である。

ここで、さらに PiID カウンターのヒット情報を用いることで粒子識別の一助とする。

PiID カウンターは BGO カロリーメータの外側に設置されており、BGO カロリーメータを突き抜けてくる粒子を検出する。よって、CFT でのトラッキングから予想される飛跡の延長乗の PiID カウンターにヒットがあった場合は BGO カロリーメータを突き抜けたことになる。この場合、この粒子は BGO カロリーメータにおいて全エネルギーを落とさなかった π^- であると識別することができる。図 5.13 に PiID カウンターのヒットがないことを要求した場合と、ヒットがあることを要求した場合の $\Delta E - E$ 相関を示す。

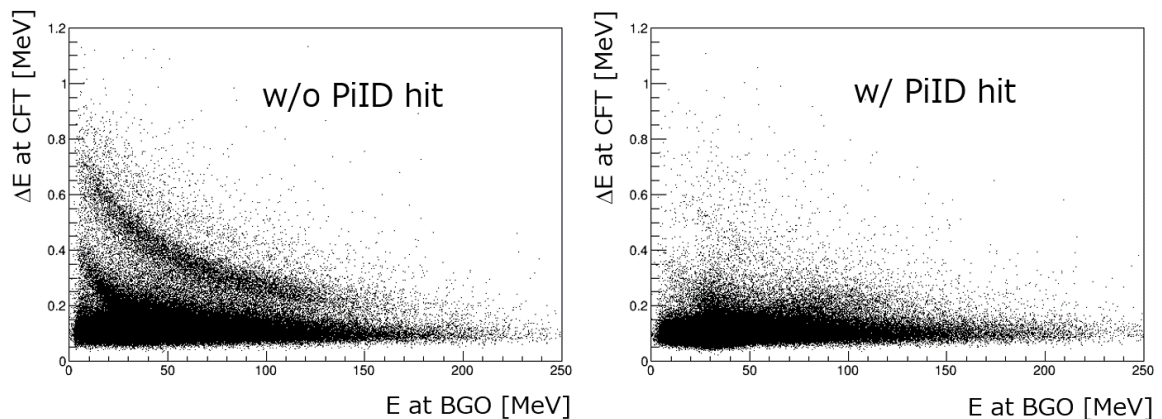


図 5.13: PiID カウンターのヒット情報を用いた $\Delta E - E$ 相関。左: PiID カウンターのヒットなし、右: PiID カウンターのヒットあり。図 5.12 から右図の粒子を除去した図が左図になる。 π^- をすべて除去することはできないが、特に高エネルギー領域の粒子のセパレーションをよくしている。右図に陽子の locus が残っているが、これは PiID カウンターを突き抜けた高運動量の陽子であると考えられる。

PiID カウンターは BGO カロリーメータの外側を囲んでいるが、ビーム方向の長さが BGO カロリーメータと同じであるため、PiID カウンターのアクセプタンス外に逃げてしまう粒子がある。そのため、図 5.13 の左図のように PiID カウンターにヒットがないことを要求した場合でも陽子のみを選ぶことはできず、 π^- も含まれる。一方で、図 5.13 の右図を見ると、 π^- の一部を除去することができている。また、陽子の locus が少し残っているように見えるが、これは高運動量の陽子が PiID カウンターを突き抜けたイベントであると考えられる。このような陽子については全運動エネルギーを CATCH 検出器群で測定できないため、バックグラウンドとして除去する。図 5.12 と図 5.13 の左図を比べると、PiID カウンターにより特に陽子と π^- の locus が近づく高エネルギー領域において陽子と π^- のセパレーションをよくすることができていることがわかる。よって、飛跡の延長上の PiID カウンターのヒットがないことを要求することで、測定したい陽子を除去してしまうことはほとんどない。ここで、図 5.12 から図 5.13 左図に減った粒子は全て π^- と考えると、PiID カウンターの情報を用いない図 5.12 の粒子数に対して、PiID カウンターにヒットがないことを要求することで除去した π^- の割合は 65 % であった。

図 5.13 左図の $\Delta E - E$ の関係から、それぞれ陽子と π^- に対応する領域を設定する必要がある。はじめに、 $\Delta E - E$ 相関において散乱角を $60^\circ < \theta < 80^\circ$ として選ぶことにより πp

散乱による陽子を強調し、図 5.14 に示すように BGO カロリメータでのエネルギー損失ごとに区切って陽子による locus をフィッティングする。

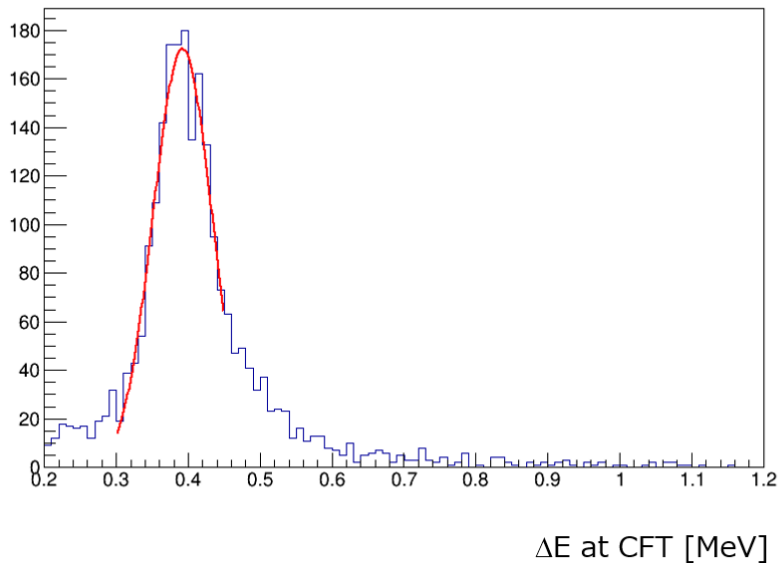


図 5.14: BGO カロリメータでのエネルギー損失が 60 MeV のときの CFT でのエネルギー損失。ここからピークの値と σ の値を得る。

フィッティングから得られた中心値に対して、 π^- が入らないよう、CFT でのエネルギー損失の低い側は 2.5σ 、エネルギーが高い側は 3σ の範囲に入るものを陽子とした。これらを 2 つの指数関数の重ね合わせでフィッティングすることにより、図 5.15 に示す赤線の内側を陽子として、下の赤線より下側の粒子を π^- として識別する。ここで陽子として識別された粒子についてはエネルギーと飛跡（散乱角）を、 π^- 粒子については全エネルギーを測定できないため飛跡（散乱角）を CATCH 検出器群により測定し、スペクトロメータと合わせて解析を行う。特に、 Σ^-p 散乱実験においては Σ^- の崩壊先に陽子がないため、CATCH 検出器群で陽子を測定することは何らかの反応が起きていることを保証することになる。

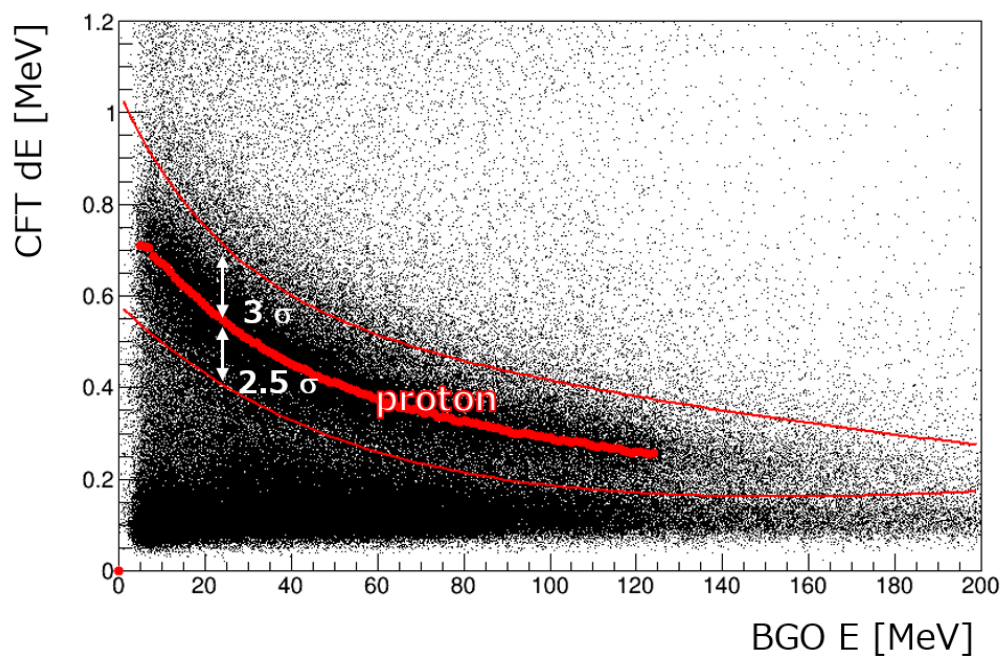


図 5.15: $\Delta E - E$ 法による陽子の識別。赤点がそれぞれの BGO エネルギーで区切ったときの CFT ΔE のピーク値。ここから高エネルギー側は 3σ 、低い側は 2σ (赤線) としてその内側を陽子として識別する。

第6章

Σ^- 生成事象の解析

図 6.1 にスペクトロメータにより Σ^- の生成が同定されたときの CFT と BGO カロリメータでのエネルギー損失の相関を示す。図 6.1 のように、 Σ^- 生成イベントについてもこの相関から粒子識別を行い、陽子を同定することができる。

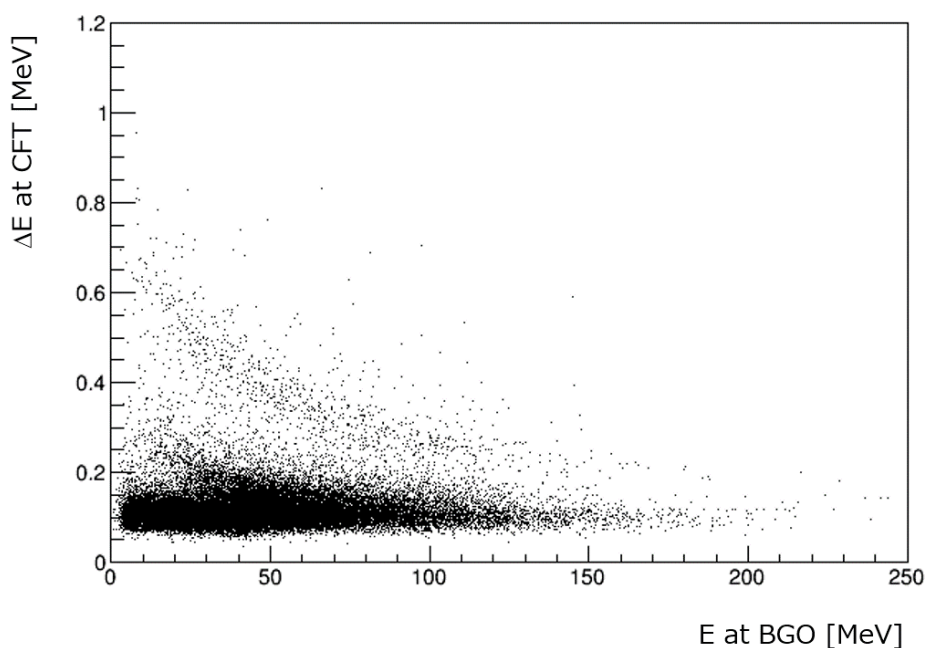


図 6.1: Σ^- 生成イベントにおける CFT (縦軸) と BGO カロリメータ (横軸) でのエネルギー損失の相関。陽子による locus が見えている。

Σ^- の崩壊先に陽子がないため、 Σ^- が生成されたイベントにおいて CATCH 検出器群により陽子が測定されることは、 Σ^- (もしくはその崩壊先) と陽子との間で何らかの反応が起きたことを示す。この時考えられる反応を次に示す。

- Σ^- が標的中の陽子と散乱する事象
 - $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p'$
 - $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$

- $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0 n$
- Σ^- の崩壊先 ($\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$) が陽子と散乱する事象
 - $\pi^- p \rightarrow \pi^- p'$
 - $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$
 - $np \rightarrow n' p'$

このうち、我々が散乱微分断面積を測定するために同定したい反応は、 $\Sigma^- p$ 弾性散乱と $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応である。

6.1 ΔE 法による反応同定

Σp 弾性散乱は第4章で述べたように、スペクトロメータによる $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応の測定から運動量が分かっている Σ^- 粒子と、液体水素標的中の静止している陽子との二体の弾性散乱である。このように始状態が完全にわかっている二体の弾性散乱においては運動学により散乱角度と散乱陽子の運動エネルギーは1対1に対応する。ここで、CATCH システムで測定される物理量は、CFT により測定される散乱陽子の飛跡から求まる散乱角 θ と、CFT と BGO カロリーメータで測定される運動エネルギー $E_{p'_{measured}}$ のみである。この2つの物理量が測定された陽子が仮定した反応、例えば Σp 弾性散乱によるものであれば、 $E_{p'_{measured}}$ は散乱角度 θ から運動学により計算される運動エネルギー $E_{p'_{calc}}$ と一致するはずである。つまり、評価基準を次のように定義することで散乱事象の同定を行うことができる。

$$\Delta E = E_{p'_{calc}} - E_{p'_{measured}} \quad (6.1)$$

この式において、仮定している事象が起きた場合には $\Delta E = 0$ となる。

はじめに、 Σ^- 粒子が崩壊して出る中性子と標的中の陽子との np 散乱を用いて、この同定手法の有効性の確認を行った。次に、 Σ^- 粒子が生成された全てのイベントに対して、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応、 $\Sigma^- p$ 弾性散乱の2つの反応を仮定して同様の同定手法を用いてそれぞれの散乱事象を同定した。

6.1.1 np 散乱事象を用いた同定手法の有効性の確認

np 散乱事象の模式図を図6.2に示す。 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が崩壊することで中性子と π^- を生成する。この崩壊から出てくる中性子と液体水素標的中の陽子が np 散乱を起こす。 np 散乱は本来散乱微分断面積を測定したい $\Sigma^- p$ 散乱事象において支配的なバックグラウンドとなる事象であり、この np 散乱を用いて反応の同定手法の有効性を確認する。

まず、 np 散乱事象を、CATCH 検出器群から得られる情報をもとにして同定するための方法について述べる。ここで、陽子については方向（飛跡）と全エネルギーが測定されているが、 π^- の大部分は BGO カロリーメータを突き抜けてしまうため、 π^- に関しては方向のみの情報しかわかっていない。はじめに、CATCH 検出器で測定した π^- が Σ^- 粒子の崩壊によって生成されたと仮定して θ_π を測定する。これは、運動学により π^- の放出角度 θ_π から π^- の運動量の大きさを計算することで、 π^- の運動量ベクトル $\vec{p}(\pi)$ が得られる。相対論的なエ

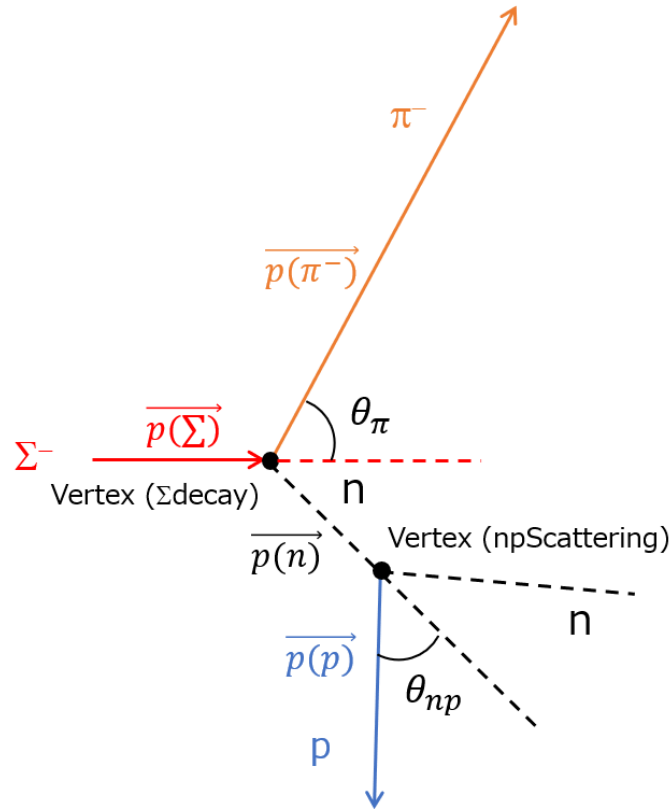


図 6.2: np 散乱事象の模式図。 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が崩壊することで中性子と π^- を生成する。この崩壊から出てくる中性子と液体水素標的中の陽子が np 散乱を起こす。

エネルギー保存則および運動量保存則から、4元運動量を P で表すと、

$$P_\Sigma = P_n + P_\pi \quad (6.2)$$

$$(6.3)$$

これを式変形して、

$$E_\Sigma = \sqrt{p_\Sigma^2 + M_\Sigma^2} \quad (6.4)$$

$$A = (M_\Sigma^2 + M_\pi^2 - M_n^2)/2 \quad (6.5)$$

$$D = (Ap_\Sigma \cos\theta_\pi)^2 - (E_\Sigma^2 - p_\Sigma^2 \cos^2\theta_\pi)(E_\Sigma^2 M_\pi^2 - A^2) \quad (6.6)$$

とおくと、 $\sqrt{D} > 0$ のときには式 6.2 には解が存在し、 π^- の運動量の大きさはその2次方程式の解として

$$|\vec{p}(\pi^-)| = \frac{Ap_\Sigma \cos\theta_\pi + \sqrt{D}}{E_\Sigma^2 - p_\Sigma^2 \cos^2\theta_\pi} \quad (6.7)$$

と得られる。

これから、スペクトロメータにより再構成して得た Σ^- の運動量ベクトルを用いることで、中性子の運動量ベクトルを $\vec{p}(n) = \vec{p}(\Sigma^-) - \vec{p}(\pi)$ として得る。図 6.3 に得られた中性子の運動量ベクトルの大きさ $|\vec{p}(n)|$ を示す。これは、シミュレーションから予想される中性子の運動量ベクトルの大きさとほとんど同じであり、正しく運動学を解くことができていることがわかる。

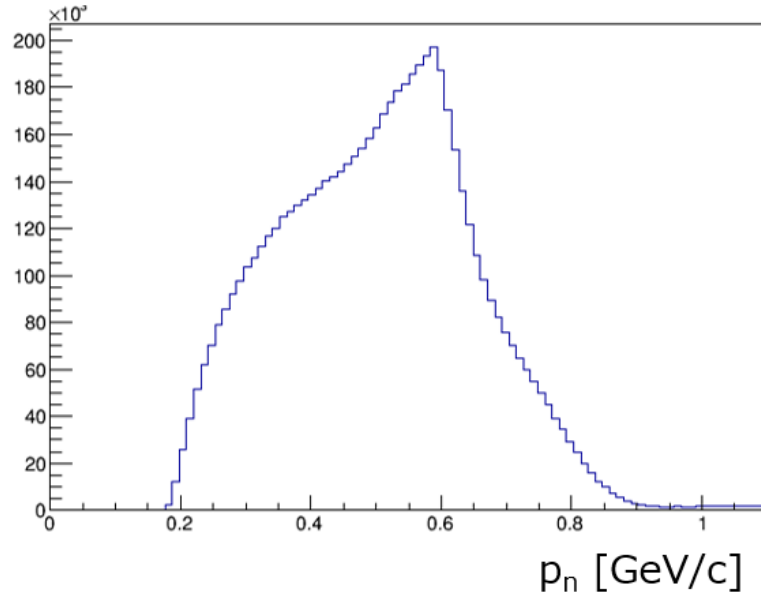


図 6.3: Σ^- の崩壊による中性子の運動量ベクトルの大きさ。シミュレーションから予想される分布とほとんど同じであり、正しく運動学を解くことができていることがわかる。

次に、CATCH 検出器で測定した陽子が Σ^- の崩壊によって生成された中性子と散乱したと仮定して、 $\vec{p}(n)$ と $\vec{p}(p)$ から散乱角 θ_{np} を計算する。

$$\cos\theta_{np} = \frac{\vec{p}(n) \cdot \vec{p}(p)}{|\vec{p}(n)| |\vec{p}(p)|} \quad (6.8)$$

最後に、中性子と陽子の二体散乱を仮定して反跳を受けた陽子の全エネルギー $E_{p\text{calc}}$ を計算し、 θ_{np} の妥当性を確認する。

$$E_{p\text{calc}} = \frac{2m_p |\mathbf{P}_n|^2 \cos^2\theta_{np}}{(\sqrt{|\mathbf{P}_n|^2 + m_n^2} + m_p)^2 - |\mathbf{P}_n|^2 \cos^2\theta_{np}} \quad (6.9)$$

以上のように np 散乱を仮定して運動学を解くことにより計算された陽子のエネルギーと、実際に測定された陽子のエネルギーを比較し、その差

$$\Delta E_{np} = E_{p\text{measured}} - E_{p\text{calc}} \quad (6.10)$$

の分布を

図 6.4 に示す。液体水素標的中の Σ^- のエネルギー損失を考慮していないため、ピークが正（計算値の方が小さい）方向にずれているが、10 MeV 付近に鋭いピークが立っていることがわかる。このピーク部分が np 散乱事象によるイベントと考えられる。

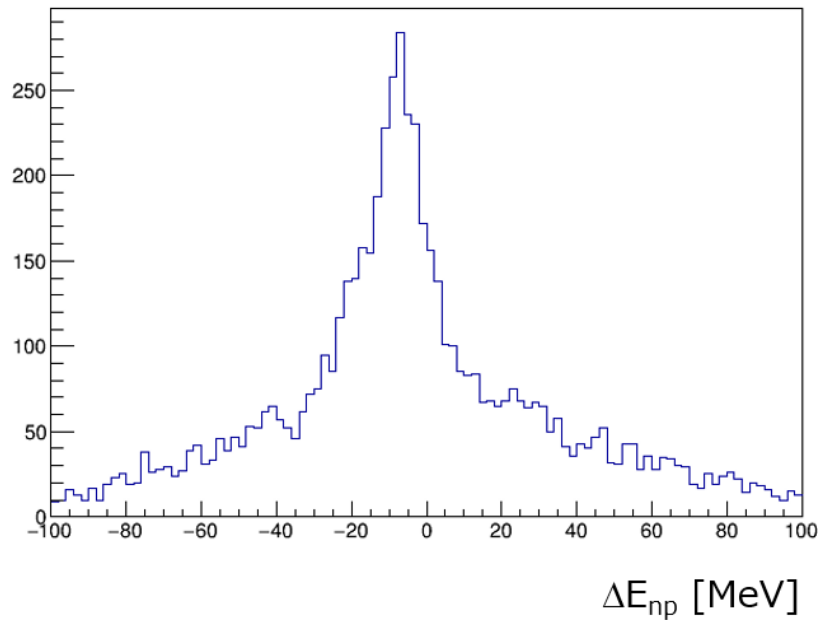


図 6.4: np 散乱を仮定した場合の ΔE_{np} 分布。液体水素標的中の Σ^- のエネルギー損失を考慮していないため、10 MeV 付近に鋭いピークが立っていることがわかる。このピーク部分が np 散乱事象によるイベントと考えられる。

ここで、図 6.5 にシミュレーションから予想される np 散乱を仮定した場合の ΔE 分布を示す。 np 散乱による $\Delta E \sim 0$ MeV 近傍に鋭いピークを持ち、他の反応による ΔE は広がって分布していることがわかる。図 6.4 と図 6.5 を比較すると、実際のデータから求められた ΔE_{np} 分布の方が Σ^- の液体水素標的でのエネルギー損失を考慮していないためピーク位置が ΔE_{np} の小さい方にずれているものの、ピークの幅は約 10 MeV (σ) とシミュレーションから予想される幅とおよそ合っている。このことから、運動学を用いた反応事象の同定は正しく行うことができていることがわかる。

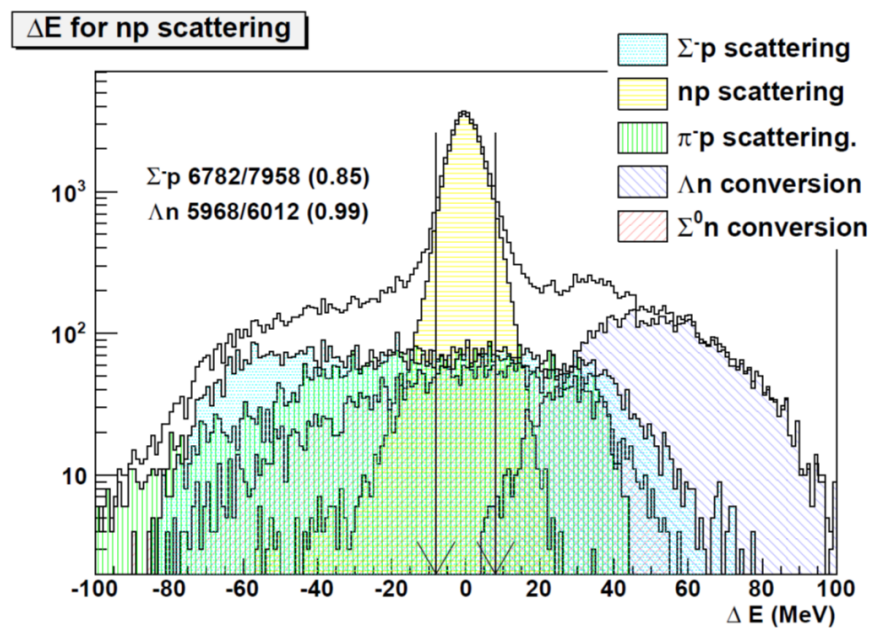


図 6.5: シミュレーションから予想される Σ^- の崩壊によって生成される中性子と標的中の陽子との散乱を仮定したときに得られる陽子のエネルギーと測定値の差 ΔE の分布 [9]。np 散乱による $-10 < \Delta E_{np}$ [MeV] < 10 付近の鋭いピークを持ち、他の反応による ΔE は広がって分布する。

6.1.2 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定方法

np 散乱を用いて運動学を用いた反応事象の同定手法の有効性を確認することができたので、次に $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応について同様の解析を行う。

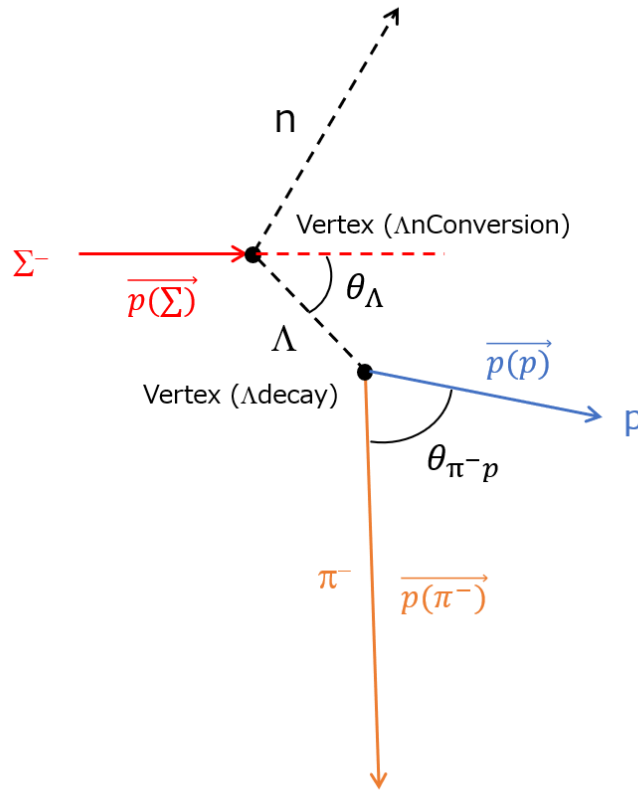


図 6.6: $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の模式図。 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が標的中の陽子と $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を起こすことで Λ 粒子が生成される。この Λ 粒子が崩壊することにより生成される陽子と π^- を CATCH 検出器でそれぞれ測定する。

$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の模式図を図 6.6 に示す。 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が標的中の陽子と $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を起こすことで Λ 粒子が生成される。この Λ 粒子が崩壊することにより生成される陽子と π^- を CATCH 検出器でそれぞれ測定する。このような事象を同定するための方法について述べる。はじめに、CATCH 検出器で測定された陽子と π^- が、 Λ 粒子の崩壊によって生成されたものであると仮定して、陽子と π^- の運動量ベクトルの角度 $\theta_{\pi^- p}$ を計算する。

$$\cos \theta_{\pi^- p} = \frac{\vec{p}(p) \cdot \vec{p}(\pi^-)}{|\vec{p}(p)| |\vec{p}(\pi^-)|} \quad (6.11)$$

次に、invariant mass が Λ の質量になるように π^- の運動量を定める。 np 散乱のときと同様

に、保存則から

$$E_p = \sqrt{p_p^2 + M_p^2} \quad (6.12)$$

$$A = (M_\Lambda^2 - (M_p^2 + M_\pi^2))/2 \quad (6.13)$$

$$D = (Ap_p \cos \theta_{\pi p})^2 - (E_p^2 - p_p \cos^2 \theta_{\pi p})(E_p^2 M_\pi^2 - A^2) \quad (6.14)$$

とおくことで、 Λ 粒子の崩壊により生成される π^- の運動量の大きさは

$$p_\pi = \frac{Ap_p \cos \theta_{\pi-p} + \sqrt{D}}{E_p^2 - p_p^2 \cos^2 \theta_{\pi-p}} \quad (6.15)$$

と計算することができる。次に、CATCH 検出器で測定した陽子の運動量ベクトルと π^- の散乱角、および計算から得た運動量の大きさから Λ 粒子の運動量 $\overrightarrow{p(\Lambda_{measured})} = \overrightarrow{p(p)} + \overrightarrow{p(\pi)}$ を計算する。次に、 Σ^- の運動量ベクトルと Λ 粒子の運動量ベクトルから、 Λ の散乱角 θ_Λ を計算する。

$$\cos \theta_\Lambda = \frac{\overrightarrow{p(\Sigma^-)} \cdot \overrightarrow{p(\Lambda)}}{|\overrightarrow{p(\Sigma^-)}| |\overrightarrow{p(\Lambda)}|} \quad (6.16)$$

最後に $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応が起きたと仮定して、 Λ 粒子の運動量の大きさ $p_{\Lambda calc}$ を求める。

$$E_\Sigma = \sqrt{p_\Sigma^2 + m_\Sigma^2} \quad (6.17)$$

$$A' = m_\Sigma^2 + m_p^2 + m_\Lambda^2 - m_n^2 + 2E_\Sigma m_p \quad (6.18)$$

$$D' = 4m_\Lambda^2(p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_\Lambda - (E_\Sigma + m_p)^2) + A'^2 \quad (6.19)$$

とおくことで、

$$|\overrightarrow{p(\Lambda_{calc})}| = \frac{A' p_\Sigma \cos \theta_\Lambda + (E_\Sigma + m_p) \sqrt{D'}}{2(E_\Sigma + m_p)^2 - p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_\Lambda} \quad (6.20)$$

として Λ 粒子の運動量の大きさを得ることができる。

以上のように、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定して運動学を解くことにより計算から得られた Λ 粒子の運動量の大きさ $|\overrightarrow{p(\Lambda_{calc})}|$ と、実際に測定された陽子と π^- の運動量ベクトルから求められる Λ 粒子の運動量の大きさ $|\overrightarrow{p(\Lambda_{measured})}|$ の差を、

$$\Delta p_{\Lambda n} = |\overrightarrow{p(\Lambda_{measured})}| - |\overrightarrow{p(\Lambda_{calc})}| \quad (6.21)$$

とする。この Δp の分布を図 6.7 に示す。また、図 6.8 に $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の全微分断面積を 30mb、かつ角度依存性がない（散乱微分断面積 2.4 mb/sr）と仮定したシミュレーションから予想される Δp 分布における $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応とバックグラウンドの分布を示す。図 6.8 において、 $\Delta p \sim 0$ MeV/c 付近に $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ によるピークが存在し、このピークから離れたところに np 散乱（黄）が支配的なバックグラウンドとして存在していることがわかる。

図 6.7 と図 6.8 を比較すると、 $\Delta p = 0$ MeV/c 付近のピークが $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるものと考えられる。ここで、図 6.7、図 6.8 とともに、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の vertex が水素標的中であること、 Σ^- と Λ の運動量ベクトルの最近接距離が 20 mm 以下、かつ Λ 粒子の崩壊から出てくる π^- と陽子の運動量ベクトルの最近接距離が 20 mm 以下を要求している。

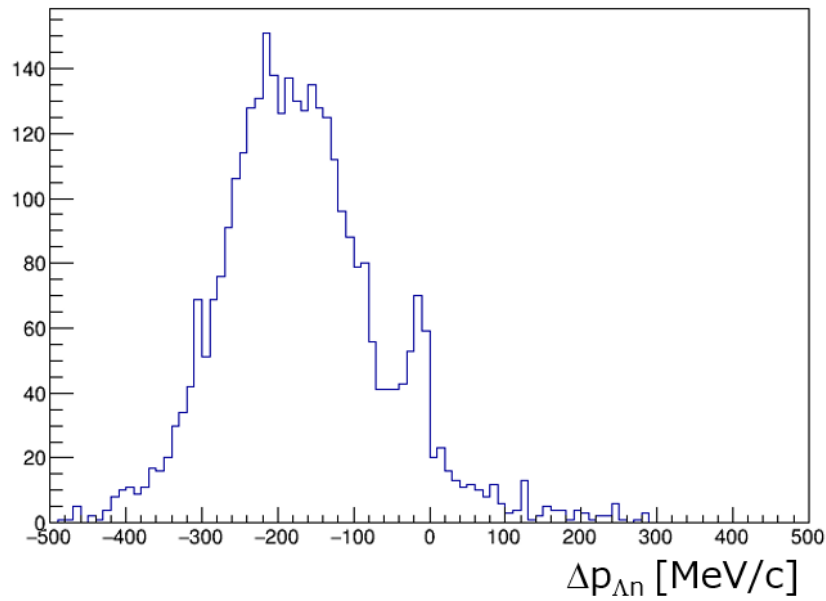


図 6.7: $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定した場合の Δp 分布。 $\Delta p = 0$ 付近のピークが $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるものと考えられる。

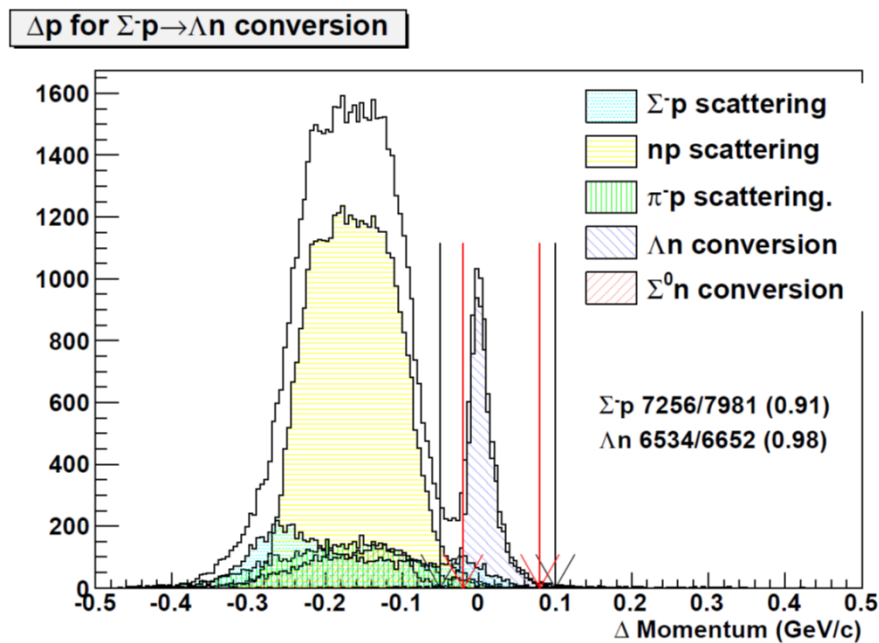


図 6.8: $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応の散乱微分断面積を 2.4 mb/sr で角度依存がないとしたシミュレーションから予想される $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定した場合の Δp 分布 [9]。 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ によるピークから離れたところに np 散乱 (黄) が支配的なバックグラウンドとして存在している。

6.1.3 Σ^-p 弾性散乱事象の同定方法

次に、 Σ^-p 弾性散乱事象を同定する。

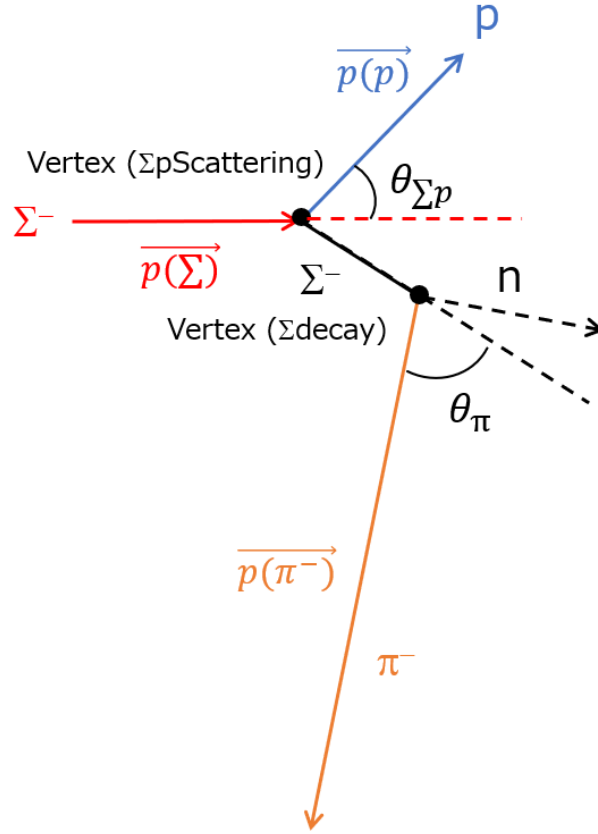


図 6.9: Σ^-p 弾性散乱の模式図。 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が標的中の陽子と Σ^-p 弾性散乱を起こす。

Σ^-p 弾性散乱の模式図を図 6.9 に示す。 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応により生成された Σ^- が標的中の陽子と Σ^-p 弾性散乱を起こす。このとき、反応を同定する計算について説明する。はじめに、CATCH 検出器で測定された陽子が、 Σ^-p 弾性散乱によって反跳を受けた陽子であると仮定して運動量を測定し、散乱角 $\theta_{\Sigma p}$ を計算する。

$$\cos\theta_{\Sigma p} = \frac{\overrightarrow{p(\Sigma)} \cdot \overrightarrow{p(p)}}{|\overrightarrow{p(\Sigma)}| |\overrightarrow{p(p)}|} \quad (6.22)$$

弾性散乱の散乱角は 90° 以内なので、計算された $\theta_{\Sigma p}$ が $0^\circ < \theta_{\Sigma p} < 90^\circ$ のときに反跳を受けた陽子の全エネルギーを計算する。

$$E_{p'calc} = \frac{2m_p |\mathbf{P}_\Sigma|^2 \cos^2\theta_{\Sigma p}}{(\sqrt{|\mathbf{P}_\Sigma|^2 + m_\Sigma^2 + m_p^2} - |\mathbf{P}_\Sigma| \cos\theta_{\Sigma p})^2} \quad (6.23)$$

また、二体散乱において反跳を受けた陽子の運動量および Σ^- ビームの運動量から散乱した Σ^- の運動量 $\vec{p}_{\Sigma'} = \vec{p}_{\Sigma} - \vec{p}_p$ が求まる。ここで、CATCH 検出器群により π 粒子の飛跡が測定されていた場合、 Σ^- の崩壊による π^- と仮定することで、 np 散乱のときと同様に保存則から

$$E_{\Sigma} = \sqrt{p_{\Sigma}^2 + M_{\Sigma}^2} \quad (6.24)$$

$$A = (M_{\Sigma}^2 + M_{\pi}^2 - M_n^2)/2 \quad (6.25)$$

$$D = (Ap_{\Sigma} \cos \theta_{\pi})^2 - (E_{\Sigma}^2 - p_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta_{\pi})(E_{\Sigma}^2 M_{\pi}^2 - A^2) \quad (6.26)$$

とおくと、 $\sqrt{D} > 0$ のときには式 6.2 には解が存在し、 π^- の運動量の大きさはその 2 次方程式の解として

$$|\vec{p}(\pi)| = \frac{Ap_{\Sigma} \cos \theta_{\pi} + \sqrt{D}}{E_{\Sigma}^2 - p_{\Sigma}^2 \cos^2 \theta_{\pi}} \quad (6.27)$$

と計算することができ、 π^- の放出される角度 θ_{π} が

$$\cos \theta_{\pi} = \frac{\vec{p}(\Sigma') \cdot \vec{p}(\pi)}{|\vec{p}(\Sigma')| |\vec{p}(\pi)|} \quad (6.28)$$

として計算される。これらから計算される散乱した Σ^- の運動量を用いてさきほど計算した Σ^- と陽子の二体散乱の正当性を確認する。

以上のように、 Σ^-p 弾性散乱を仮定して運動学を解くことにより計算から得られた反跳陽子のエネルギー $E_{p'calc}$ と、実際に測定された陽子のエネルギー $E_{p'measured}$ の差を、

$$\Delta E_{\Sigma p} = E_{p'measured} - E_{p'calc} \quad (6.29)$$

として、分布を図 6.10 に示す。ここで、 Σ^-p 弾性散乱の散乱微分断面積を 2.4 mb/sr と仮定したシミュレーションから予想される Σ^-p 弾性散乱のピークとバックグラウンドを図 6.11 に示す。

図 6.10 を見ると、 Σ^-p 弾性散乱によると思われる鋭いピークは確認することができない。図 6.11 では Σ^-p 弾性散乱によるピークより右にずれた 30 MeV 付近に np 散乱（黄）が支配的なバックグラウンドとして存在することがわかる。両者を比較すると、図 6.10 では Σ^-p 弾性散乱によるピークとバックグラウンドが重なり、 Σ^-p 弾性散乱によるピークが埋もれてしまっていると考えられる。

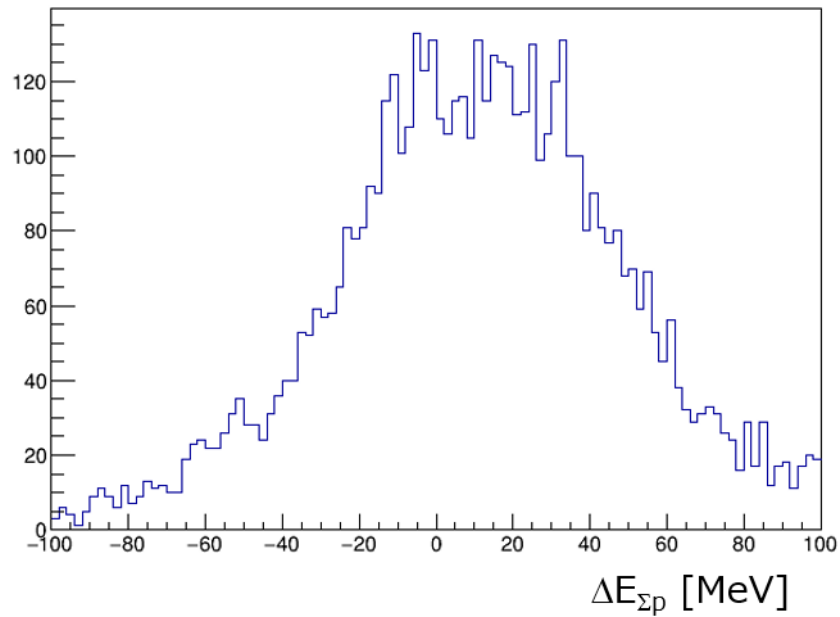


図 6.10: Σ^-p 弾性散乱を仮定した場合の ΔE 分布。バックグラウンドと重なっているため Σ^-p 弾性散乱によると思われるピークは確認することができない。

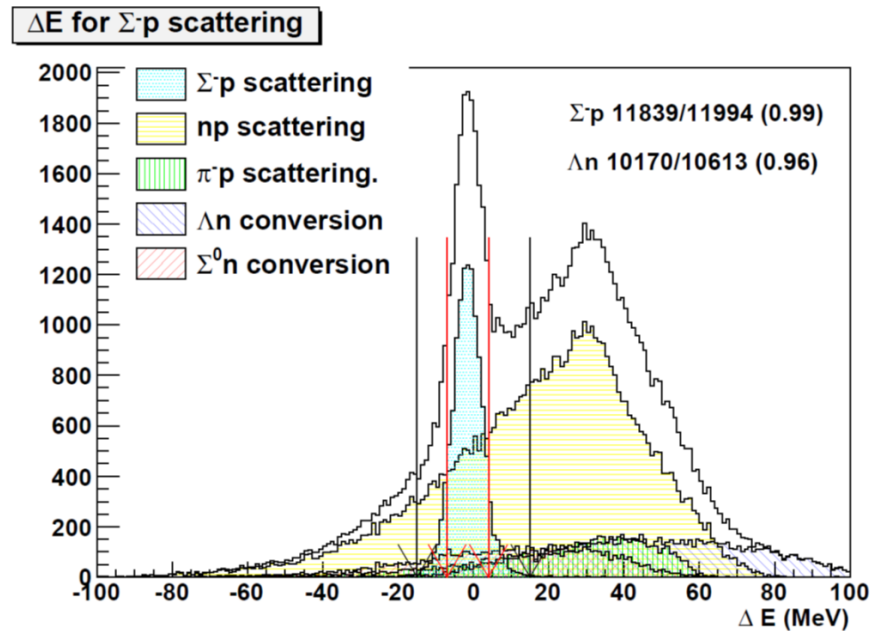


図 6.11: Σ^-p 弾性散乱の散乱微分断面積を 2.4 mb/sr で角度依存がないとしたシミュレーションから予想される Σ^-p 弾性散乱を仮定した場合の ΔE 分布 [9]。 Σ^-p 弾性散乱によるピークより右にずれた 30 MeV 付近に np 散乱 (黄) が支配的なバックグラウンドとして存在することがわかる。

6.2 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定

6.2.1 バックグラウンド除去

ここで、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応における Δp 分布において、バックグラウンドを除くためのカット条件について考察した。

vertex point

まずはじめに、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応の vertex point を図 6.12 に示す。

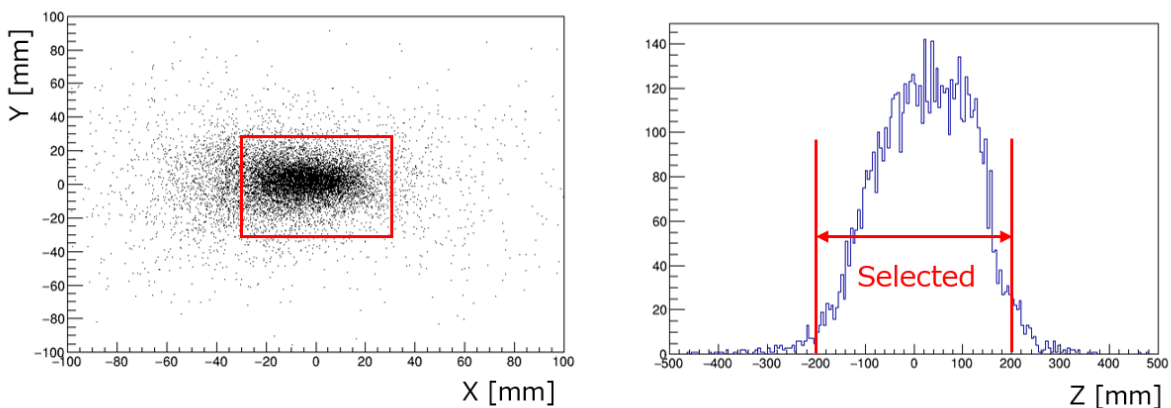


図 6.12: Λn conversion 反応の vertex point。液体水素標的から位置分解能を考慮して、赤枠で示した $-30 < x \text{ [mm]} < 30$ 、 $-30 < y \text{ [mm]} < 30$ 、 $-200 < z \text{ [mm]} < 200$ を選ぶ。

ここでの vertex point は再構成された Σ^- の運動量ベクトルと CATCH 検出器で測定した陽子と π^- から求められる Λ 粒子の運動量ベクトルの交点である。 Σ^- 粒子が生成されて崩壊する前に反応が起こると考えられる。また、反応点は水素標的の中になければいけないので、vertex point は液体水素標的の大きさから位置分解能を考慮して少し広めにとり、赤枠で示した $-30 < x \text{ [mm]} < 30$ 、 $-30 < y \text{ [mm]} < 30$ 、 $-200 < z \text{ [mm]} < 200$ とした。

最近接距離

次に、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応および Λ 粒子の崩壊における最近接距離を考える。散乱点および崩壊点は 2 粒子の運動量ベクトルが最も近づいた点であるため、仮定した運動学が正しければ最近接距離は短くなる。逆に、仮定が正しくない場合に Σ^- と陽子の運動量ベクトルを結ぼうとすると最近接距離は長くなる傾向にあるはずである。

これらの最近接距離は CATCH 検出器群やスペクトロメータが持つ位置分解能と、仮定と異なる反応が起きているために実際に最近接距離が離れている場合の両方を含む。そこで、これらを分けて考えるために、まず、CATCH 検出器群単体による最近接距離の広がりを見

る。スペクトロメータ側で π^+ を選択して CATCH 検出器群で陽子と π^- を測定した場合、 $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^- \pi^+$ のようなイベントが大半であり、この反応において陽子と π^- は一点から出てくる。そこで、この反応での最近接距離では CATCH 検出器群単体で π^- と陽子を測定する際の最近接距離の分布の広がりを見ることができる。この最近接距離の分布を図 6.13 に示す。

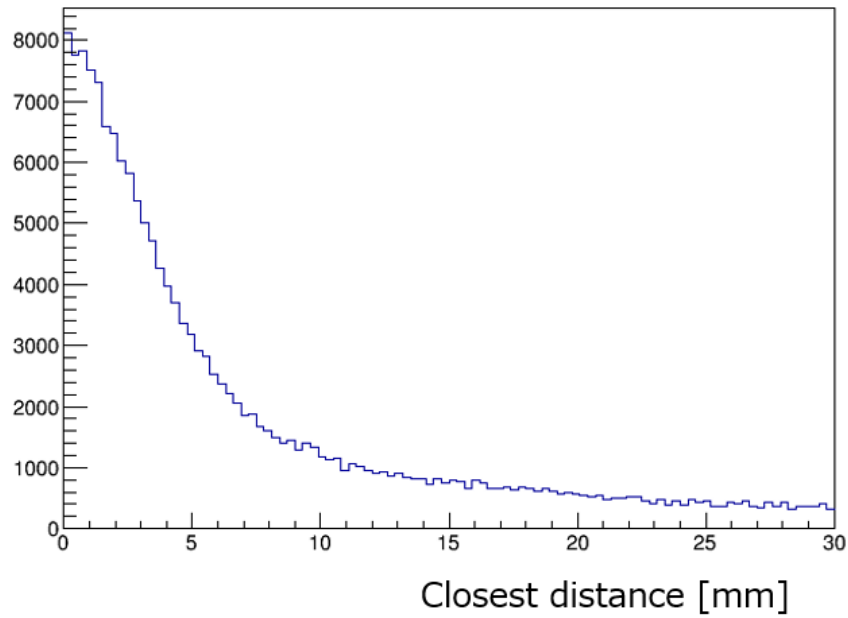


図 6.13: 散乱側スペクトロメータにより π^+ を、CATCH 検出器で陽子と π^- を測定した場合の最近接距離。5 mm 程度の広がりを持つことがわかる。

図 6.13 から、CATCH 検出器群で閉じる反応の最近接距離は 5 mm 程度に広がることわかる。

次に、スペクトロメータ側も合わせた解析を行うときの最近接距離の広がりを調べる。スペクトロメータにより Σ^- を測定し、CATCH 検出器群で π^- を測定した場合の Σ^- が、中性子と π^- に崩壊するイベントを考える。このイベントにおいては、 Σ^- と π^- は一点で反応しているはずであり、このときの最近接距離を指標とすることでスペクトロメータ側も含めた最近接距離の距離の広がりを調べることができる。図 6.14 にこのときの Σ^- と π^- の運動量ベクトルの最近接距離の分布を示す。図 6.14 を見ると、図 6.13 と比べてスペクトロメータによる位置分解能の分だけさらに広がり、10 mm 程度の広がりをもつがわかる。

ここで、 Σ^- と陽子の運動量ベクトル間の最近接距離を図 6.15 に示す。図 6.13、6.14 での考察から、仮定通り $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応が起きているイベントは、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応と Λ の崩壊それぞれについて、最近接距離を余裕をもって 20 mm 以下とすることで選択する。

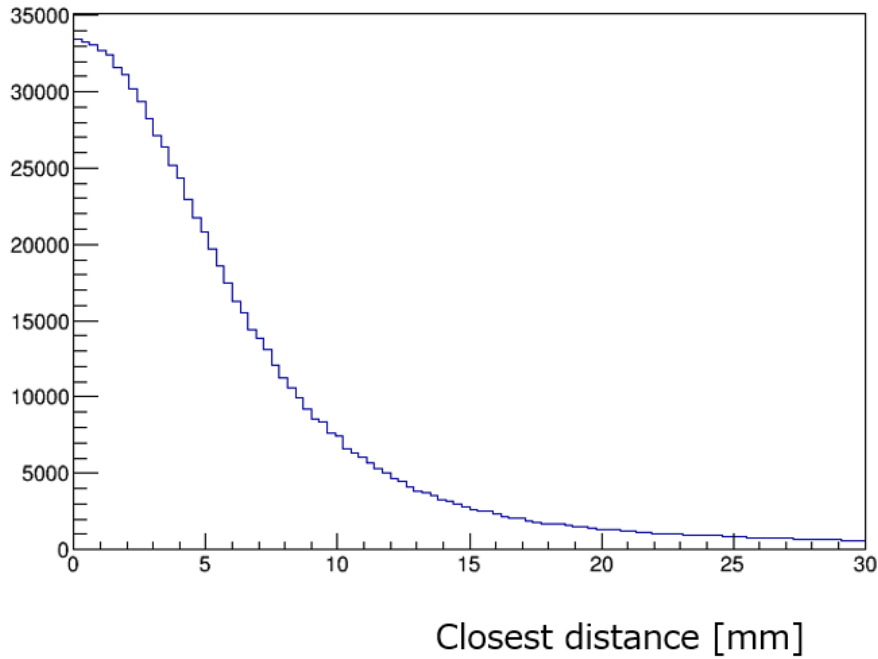


図 6.14: スペクトロメータにより Σ^- を、CATCH 検出器群により π^- を測定した場合の最近接距離。図 6.13 と比べてスペクトロメータによる位置分解能の分だけさらに広がり、10 mm 程度の広がりをもつ。

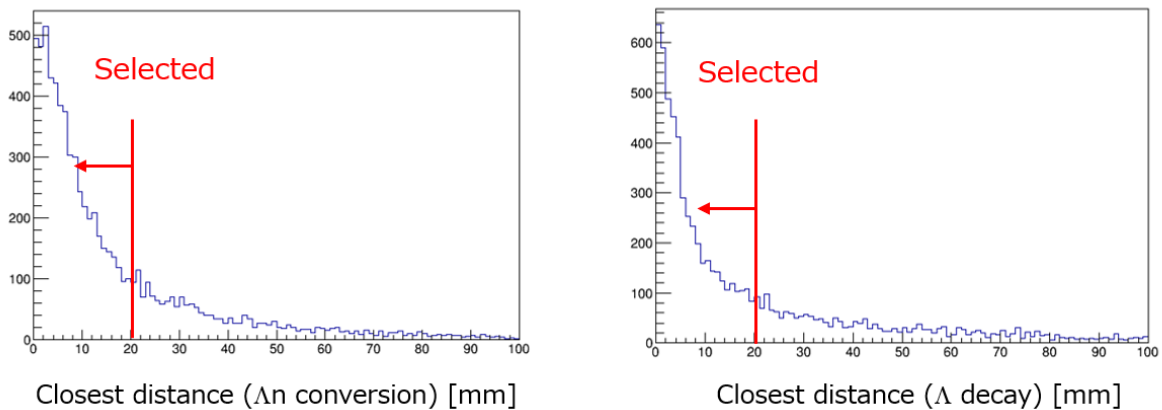


図 6.15: Λn conversion 反応および Λ 粒子の崩壊における最近接距離。分解能を考慮して、それぞれ 20 mm 以下を選択した。

反応の順序

vertex point の z 位置を調べることにより、 Σ^- 生成および $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応と Λ 粒子の崩壊のどれが先に起きたかを知ることができる。正しく反応を同定できている場合は、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応により Σ^- が生成され、その後さらに $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応が起きて Λ 粒子

が崩壊する。一方で、反応を間違えて仮定した場合、この順序が逆に見えることが起こりうる。図 6.16 に np 散乱を $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応として同定を間違えてしまう例を示す。 Σ^- の崩壊から出てきた π^- を Λ の崩壊から出てきた π^- 、 Σ^- の崩壊による中性子が np 散乱により反跳を受けたものを $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるものとそれぞれ間違えている。この場合、 Λ の崩壊点のほうが $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応の反応点よりも上流にあることがわかる。

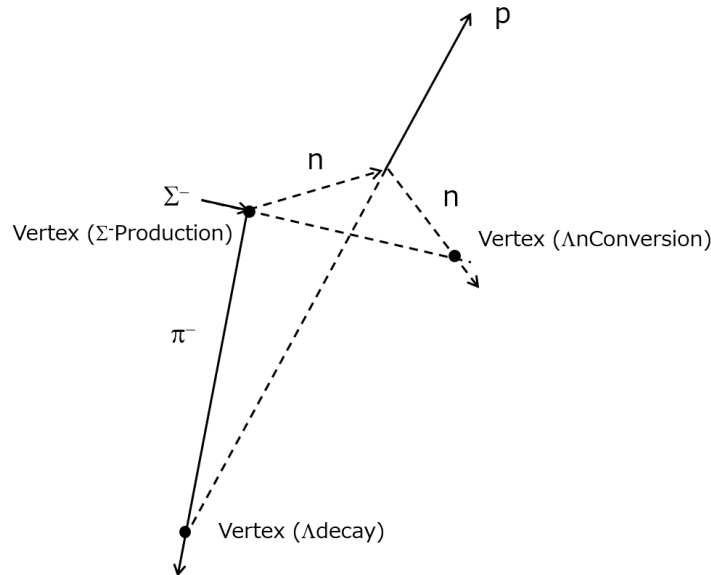


図 6.16: $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応の同定間違いの例。 Σ^- の崩壊から出てきた π^- を Λ の崩壊から出てきた π^- 、 Σ^- の崩壊による中性子が np 散乱により反跳を受けたものを $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるものと間違えている。

図 6.17 に K^+ 生成の vertex point の z 位置と Λ の崩壊点での z 位置の差を示す。正しく反応を同定できる場合はこの差が負となり、 K^+ の生成点の方が Λ の崩壊点に比べて上流にあるはずである。実際は検出器の位置分解能があるため、+10 [mm] 以上のものを除去することで正しく同定された $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応以外のものを除去できると考えられる。

np 散乱

図 6.8 を見ると、ピークの位置が $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるピークとは離れた位置に存在し、黄色で示される np 散乱が支配的なバックグラウンドであることがわかる。よって、図 6.4 において $0 < \Delta E_{np}$ [MeV/c] < 30 のピーク部分を選ぶことで np 散乱を除去する。

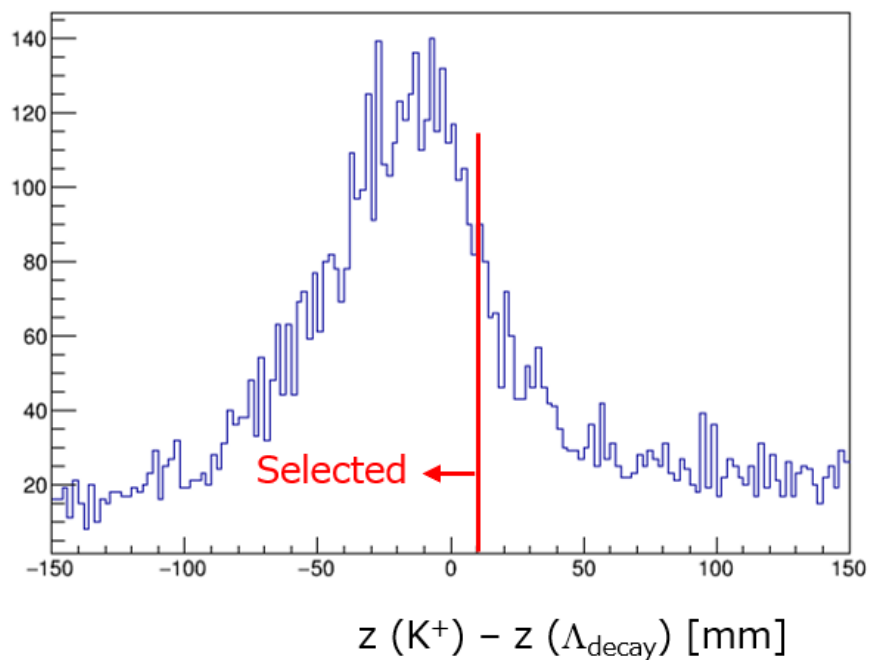


図 6.17: (K^+ 生成の vertex z) - (Λ 崩壊点の z) の分布。この差が負であれば、 K^+ 生成の方が先に起きたことになり、逆に正であれば正しい反応を同定できていないことになる。ただし、検出器の位置分解能により厳密に正負で判断することはできず、10 mm 以下のイベントを選ぶことにする。

6.2.2 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定数

これまでのカット条件をかけた上で $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 事象の同定数を見積もった。

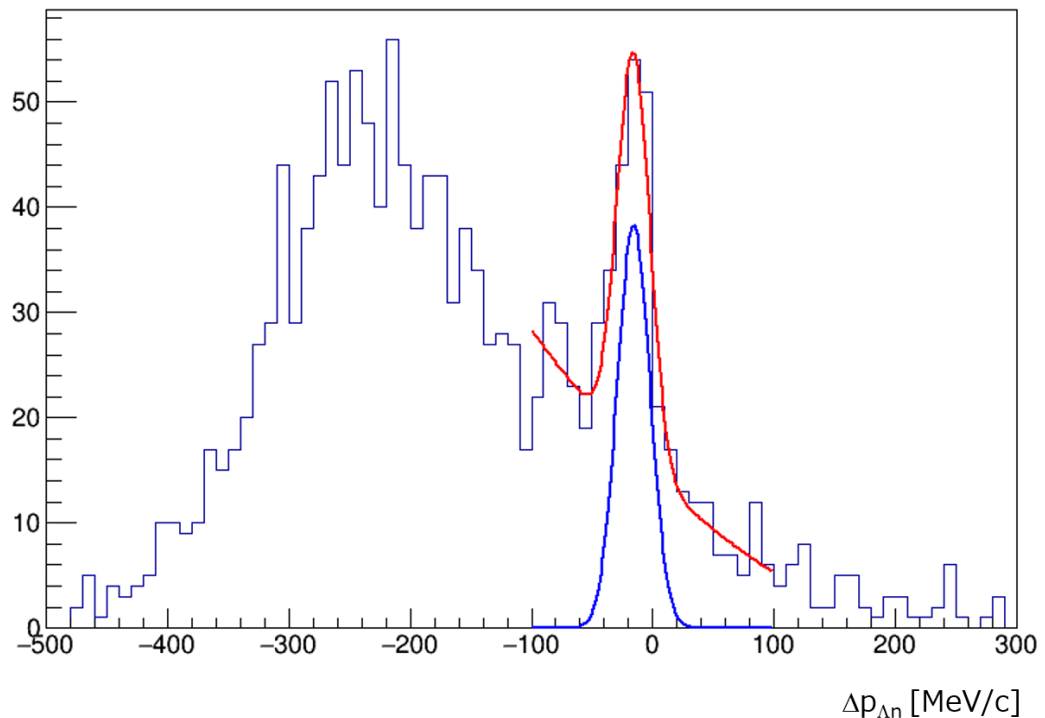


図 6.18: バックグラウンド除去のためのカットを行った後の Λn conversion 反応を仮定した場合の Δp 分布。バックグラウンドと $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるピークをガウス関数と二次関数の重ね合わせでフィッティングした。

図 6.18 に前節で考察したバックグラウンド除去のためのカットをかけた後の $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定した場合の Δp 分布を示す。ここで、シミュレーションから予想される分布 (図 6.8) と比較すると、液体水素標的中での Σ^- のエネルギー損失を考慮していないため、ピークが $\Delta p_{\Lambda n}$ の小さい方にずれている。この $\Delta p_{\Lambda n}$ 分布をガウス関数 (ピーク) と二次関数 (バックグラウンド) の重ね合わせによりフィッティングを行い、図 6.18 の青色で示すピークの数を見積もった。フィッティングから得られたガウス関数 (図 6.18 青) の幅は約 13 MeV/c (σ) であり、シミュレーションでの予想とおよそ合っている。これはシミュレーションでの予想通りに $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の同定ができていていることを示している。また、フィッティングにより、約 2 日間のビームタイムで同定された $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応は 137 ± 22 イベント、統計的な信頼度は 6σ であった。これにより、十分有意な精度で $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象の同定数を導いたと考えられる。

6.3 Σ^-p 弾性散乱事象の同定

6.3.1 バックグラウンド除去

ここで、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応と同様に、 Σ^-p 弾性散乱 ΔE 分布においてもバックグラウンドを除くためのカット条件について考察した。

vertex point

はじめに、 Σ^-p 弾性散乱の vertex point を図 6.19 に示す。

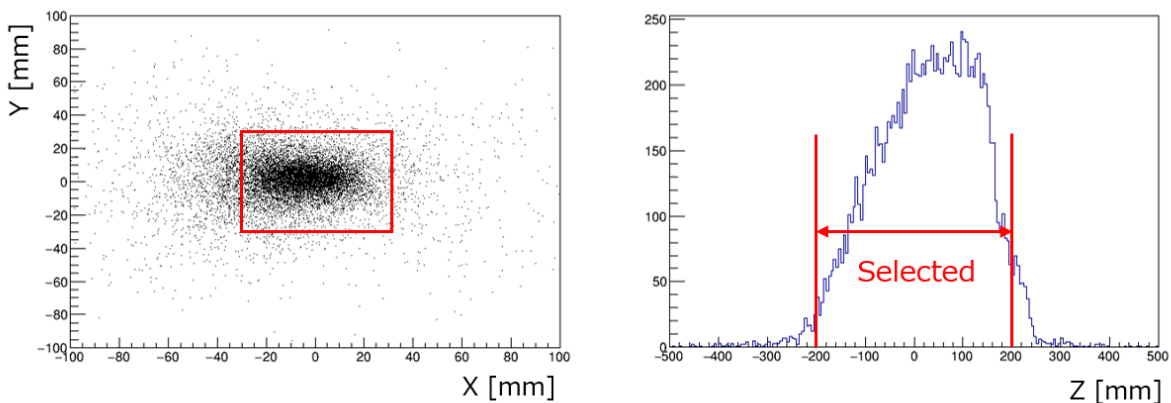


図 6.19: Σ^-p 弾性散乱の vertex 分布。液体水素標的から位置分解能を考慮して、赤枠で示した $-30 < x \text{ [mm]} < 30$ 、 $-30 < y \text{ [mm]} < 30$ 、 $-200 < z \text{ [mm]} < 200$ を選ぶ。

ここでの vertex point は再構成された Σ^- の運動量ベクトルと CATCH 検出器で測定した陽子の運動量ベクトルの交点である。 Σ^- 粒子が生成されて崩壊する前に反応が起こると考えられ、また、反応点は水素標的の中になければいけないので、vertex point は液体水素標的の大きさから位置分解能を考慮して少し広めにとり、赤枠で示した $-30 < x \text{ [mm]} < 30$ 、 $-30 < y \text{ [mm]} < 30$ 、 $-200 < z \text{ [mm]} < 200$ とした。

最近接距離

次に、 Σ^-p 弾性散乱および Σ^- の崩壊における Σ^- と陽子の運動量ベクトル間の最近接距離を図 6.20 に示す。散乱点および崩壊点は 2 粒子の運動量ベクトルが最も近づいた点であるため、仮定した運動学が正しければ最近接距離は短くなる。逆に、仮定が正しくない場合に Σ^- と陽子の運動量ベクトルを結ぼうとしたり、粒子を間違えて結ぶと最近接距離は長くなる。前節における $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応での考察により、 Σ^-p 弾性散乱における Σ^- と陽子の運動量ベクトルの最近接距離および Σ^- の崩壊における最近接距離は 20 mm 以下とすることで Σ^-p 弾性散乱を選ぶこととする。

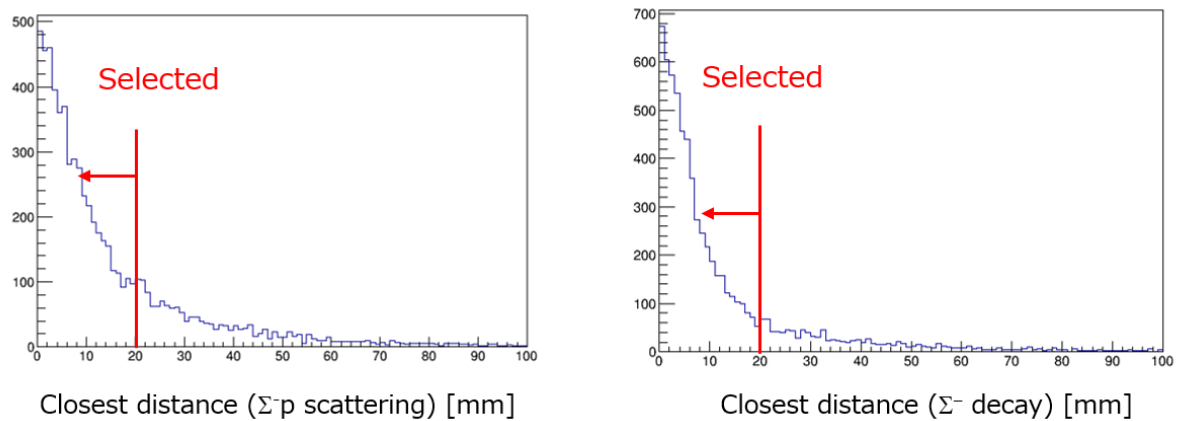


図 6.20: Σ^-p 弾性散乱および Σ^- の崩壊における最近接距離。 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応と同様に 20 mm 以下を選択した。

反応の順序

vertex point の z 位置を調べることにより、 Σ^- 生成および Σ^-p 弾性散乱と Σ^- 粒子の崩壊のどれが先に起きたかを知ることができる。正しく反応を同定できている場合は、 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応が最も上流であり、次に Σ^-p 弾性散乱が起きて Σ^- 粒子が崩壊する。

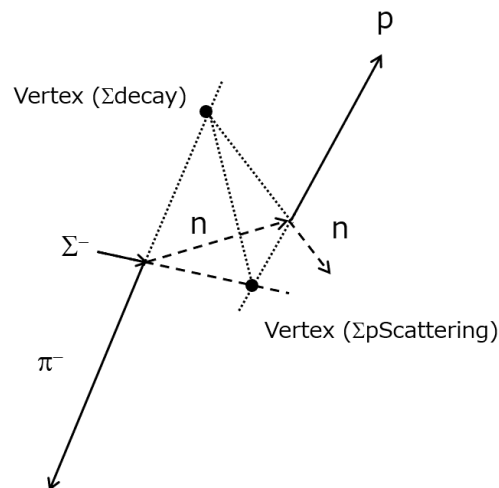


図 6.21: Σ^-p 弾性散乱の同定間違いの例。 Σ^- の崩壊から出てきた π^- を Λ の崩壊から出てきた π^- 、 Σ^- の崩壊による中性子が np 散乱により反跳を受けたものを $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応によるものと間違えている。

図 6.16 に np 散乱を Σ^-p 弾性散乱として同定を間違えてしまう例を示す。 Σ^- の崩壊から出てきた π^- と散乱して反跳を受けた陽子を Σ^-p 散乱により反跳された陽子、散乱した中性子を Σ^- が崩壊してでてきた中性子と間違えている。この場合、 Σ^- の崩壊点のほうが Σ^-p

弾性散乱の反応点よりも上流にきていることがわかる。

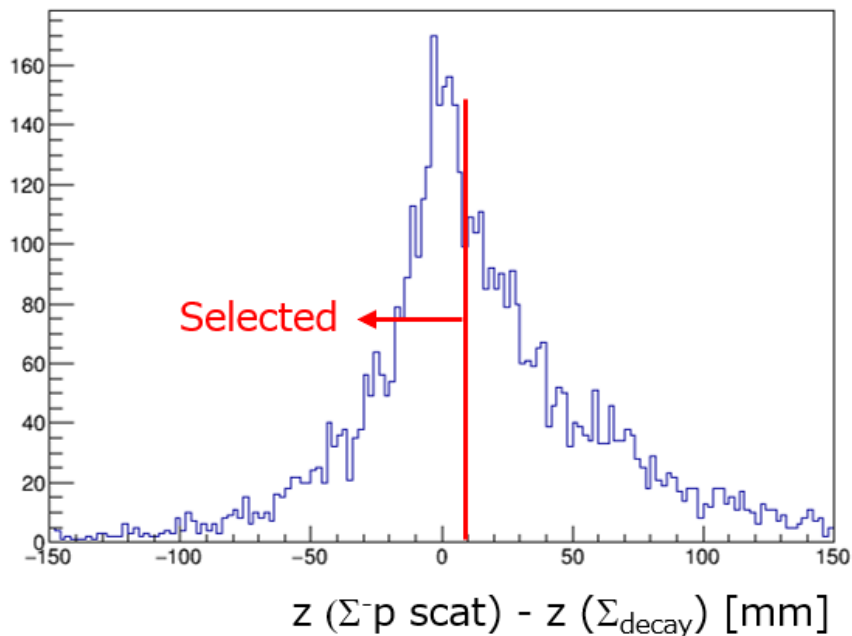


図 6.22: (Σ^-p 弾性散乱の散乱点の z) - (Σ^- の崩壊点の z) の分布。この差が負であれば、 K^+ 生成の方が先に起きたことになる。ここでは 10 mm 以下のイベントを選ぶことにする。

図 6.17 に (Σ^-p 弾性散乱の散乱点の z) - (Σ^- の崩壊点の z) の分布。仮定した順で正しく反応を同定できている場合はこの差が負となり、 Σ^-p 散乱の散乱点が Σ^- の崩壊点に比べて上流にあるはずである。実際は検出器の位置分解能があるため、+10 [mm] 以上のものを除去することで正しく同定された Σ^-p 弾性散乱以外のものを除去できると考えられる。

Σ^- の飛行距離

さらに、 Σ^-p 弾性散乱の散乱点と Σ^- の崩壊点間の距離は Σ^- 粒子の飛行距離を表す。これを図 6.23 に示す。 Σ^- 粒子の平均崩壊距離は約 2.5 cm なので、この距離がこれよりも明らかに長い場合には運動学の仮定が間違っていることが考えられる。そこで、2つの反応点の距離が 30 mm 以下のものを選んだ。

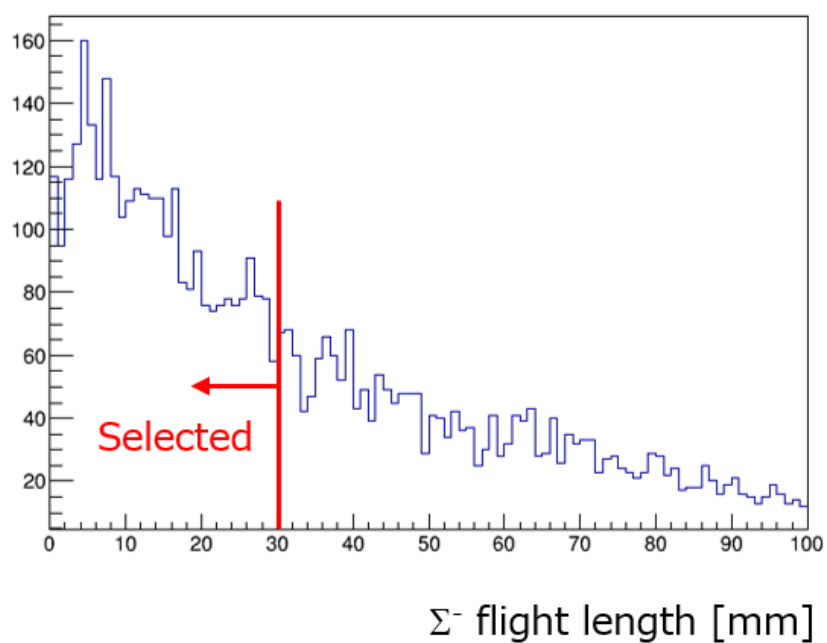


図 6.23: Σ^- の飛行距離。なだらかに分布しているが、 Σ^- の平均崩壊距離 2.5 cm よりも明らかに大きいものは反応を間違えていることになるため、30 mm 以下のイベントのみを選ぶ。

np 散乱

np 散乱における ΔE_{np} のピーク部分 $0 < \Delta E_{np} [\text{MeV}] < 30$ を選んだ時の $\Delta E_{\Sigma p}$ 分布を図 6.24 に示す。

図 6.24 と図 6.11 を比較すると、 np 散乱によるバックグラウンドのピークの位置がほとんど同じ $\Delta E \sim 30 [\text{MeV}]$ であり、 $0 < \Delta E_{\Sigma p} [\text{MeV}] < 30$ 付近のピークは np 散乱によるバックグラウンドであることがわかる。そこで、 $\Delta E_{\Sigma p}$ において大きなバックグラウンドとなっているのが np 散乱であるとして、図 6.4 において $0 < \Delta E_{np} [\text{MeV}/c] < 30$ のピーク部分を除くことで np 散乱を除去する。

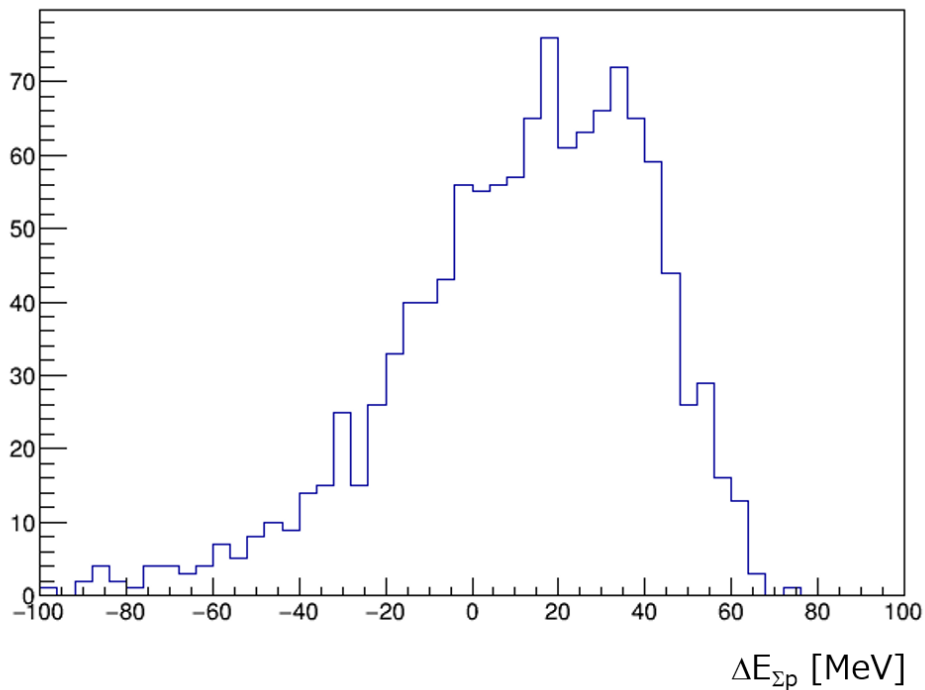


図 6.24: np 散乱における ΔE_{np} のピーク部分 $0 < \Delta E_{np} [\text{MeV}] < 30$ を選んだ時の $\Delta E_{\Sigma p}$ 分布。 $0 < \Delta E_{\Sigma p} [\text{MeV}] < 30$ 付近のピークは np 散乱によるバックグラウンドであることがわかる。

6.3.2 Σ^-p 弾性散乱事象の同定数

これまでのカット条件をかけた上で Σ^-p 弾性散乱事象の同定数を見積もった。

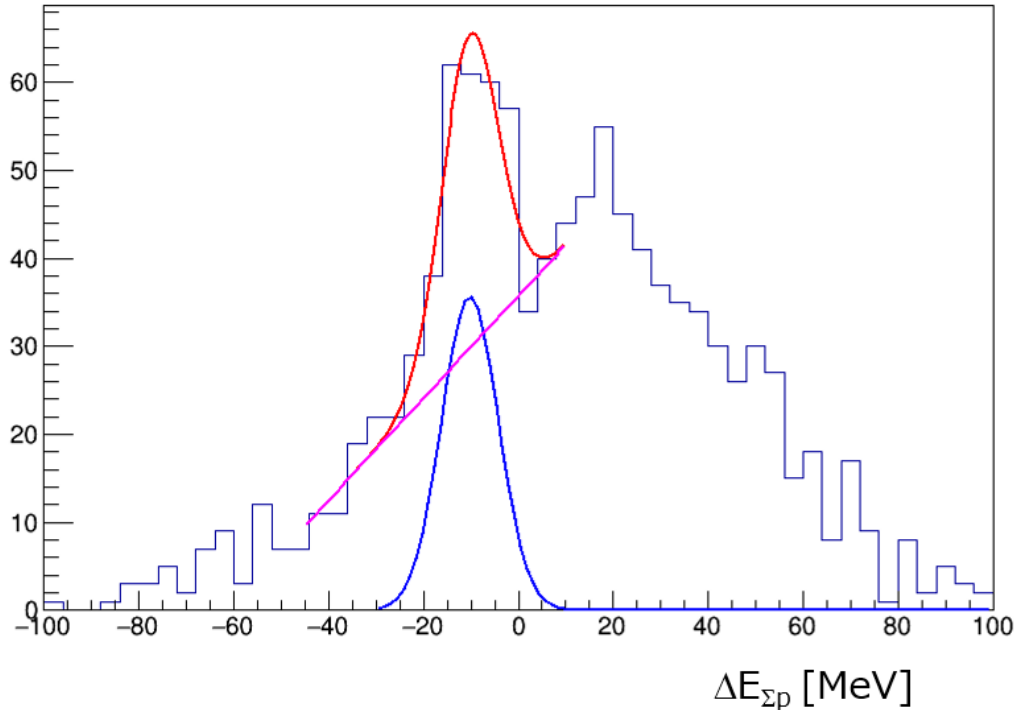


図 6.25: バックグラウンド除去のためのカットを行った後の Σ^-p 弾性散乱を仮定した場合の $\Delta E_{\Sigma p}$ 分布。ガウス関数（青）と一次関数（マゼンタ）の重ね合わせによりフィッティングを行った。

図 6.25 に前節で考察したバックグラウンド除去のためのカットをかけた後の Σ^-p 弾性散乱を仮定した場合の $\Delta E_{\Sigma p}$ 分布を示す。図 6.25 において $\Delta E_{\Sigma p} \sim 10$ MeV にピークを確認することができる。ガウス関数（ピーク）と一次関数（バックグラウンド）の重ね合わせによりフィッティングを行い、図 6.25 の青色で示すピークの数を見積もった。シミュレーションから予想される分布（図 6.11）と比較すると、液体水素標的中での Σ^- のエネルギー損失を考慮していないため、ピークが $\Delta E_{\Sigma p}$ の小さい方にずれているが、フィッティングから得られたガウス関数（図 6.25 青）の幅は約 6.5 MeV (σ) であり、シミュレーションでの予想とおよそ合っている。これはシミュレーションでの予想通りに散乱事象の同定をできていることを示している。これにより、今回の約 2 日間のビームタイムで同定された Σ^-p 弾性散乱事象は 134 ± 29 イベントであり、統計的な信頼度は 4σ であった。

6.4 まとめ

約二日間のビームタイムのデータを用いて散乱事象の解析を行った。はじめに、 np 散乱を用いて運動学により散乱事象を同定する解析手法が有効であることを確認し、運動学を仮定したときに計算される運動量（エネルギー）と実際に測定された運動量（エネルギー）とを比較することにより $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応および Σ^-p 弾性散乱事象を同定した。これにより、 Σ^-p 散乱実験における 2 つの反応 Σ^-p 弾性散乱及び $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ を運動学を用いて同定する手法を確立した。また、バックグラウンドを仮定してフィッティングを行うことにより、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応を 137 ± 22 イベント、 Σ^-p 弾性散乱を 134 ± 29 イベント同定した。

第7章

まとめ

本研究では、大強度 π^- ビームを用いた $\Sigma^- p$ 弾性散乱実験である J-PARC E40 実験において、 $\Sigma^- p$ 散乱実験の実験手法の構築を行った。本研究は、実験準備として大強度 π^- ビーム環境下で正常に動作するような検出器への対策およびその性能評価と、実際に取得した物理データを用いた $\Sigma^- p$ 散乱事象の解析の2つに分けられる。

はじめに、大強度ビーム環境下でも安定して動作するための対策として、KURAMA スペクトロメータにおいて大強度ビームが有感領域およびフレームに当たらないように各検出器を設置し、さらにドリフトチェンバーの不感領域を覆う新しい検出器の設計と製作を行った。完成した FHT と呼ぶ検出器をビームライン上に設置して性能評価実験を行い、十分な光量、1.6 ns の時間分解能、1 mm 程度の位置分解能、および 99 % 以上の検出効率を持つことを確認した。また、FHT を実際の E40 実験で運用した結果、得られる K^+ の収量を約 20 % 向上させることができた。

次に、実際の $\Sigma^- p$ 散乱実験において取得したデータを用いて、ビーム粒子側の K1.8 ビームラインスペクトロメータと散乱粒子側の KURAMA スペクトロメータ、および反跳陽子検出器群 CATCH について解析を行った。その結果、K1.8 ビームラインスペクトロメータおよび KURAMA スペクトロメータについては、それぞれが 20 M/spill の大強度ビーム環境下であっても正常に動作し、解析効率も低レートのとときと比較してほとんど下がらないことを確認した。また、CATCH 検出器群についても 20 M/spill ビーム環境下でも反跳陽子を測定できており、また CATCH 検出器群単体で π^- と陽子を分けることができることを確認した。

また、K1.8 ビームラインスペクトロメータにより π^- 粒子を測定し、KURAMA スペクトロメータで K^+ を選択することにより、約2日間のビームタイムにおいて $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応による 1×10^6 の Σ^- の生成を同定した。さらに、スペクトロメータで解析される Σ^- 粒子と CATCH 検出器群による反跳陽子の情報をつなぎ合わせ、 Σ^- が生成したときのイベントについて CATCH 検出器群により解析を行った。そして、運動学を仮定して計算から求められるエネルギーと、実際に測定されたエネルギーを比較することで仮定の妥当性を検証する解析手法の有効性を確認した。これにより、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象を 137 ± 22 イベント (統計的信頼度 6σ) 同定し、 $\Sigma^- p$ 弾性散乱事象についても 134 ± 29 イベント (統計的信頼度 4σ) 同定した。

J-PARC E40 実験における $\Sigma^- p$ 散乱実験は今回取得したデータのさらに 10 倍程度の統計が見込まれており、統計量を上げることで精度よく各反応における散乱微分断面積を測定する

ことができると考えられる。今回の実験及び取得したデータの解析により、大強度ビーム環境下においてスペクトロメータおよび CATCH 検出器群が正常に動作しており、十分な解析効率が出ていることがわかった。また、運動学を仮定して計算される値と実測値とを比較することにより反応事象を同定する解析手法によって、 Σ^-p 散乱実験における 2 つの反応である $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応および Σ^-p 弾性散乱を本実験においてはじめて同定することができた。

これにより、大強度 π ビームを用いて運動学により散乱事象を同定する、J-PARC E40 実験の Σ^-p 散乱実験において、その立ち上げから解析までの一連の実験手法の構築に成功した。

謝辞

本論文の執筆、および研究にあたり、多くの方々にお世話になりましたこと、心から感謝申し上げます。

三輪浩司准教授には、本論文における全てにおいて大変なご助力を頂きました。実験準備から解析まで多岐にわたる研究や作業を任せていただき、多くの経験を積ませていただきました。また、検出器の仕組みや解析手法など、枚挙に暇がありませんが、いつも何事も丁寧に教えていただきました。三輪准教授の下での研究は、非常に忙しい一方でいつも楽しく、これほど充実した二年間を送ることができたのは、ひとえに三輪准教授のおかげです。これまでのご指導と、寄せていただいた多くの期待に、心から感謝申し上げます。

田村裕和教授には、研究室やグループのミーティングにおいて多くのアドバイスを頂き、また度々いただいた激励の言葉に何度も勇気づけられました。私が原子核物理に興味を持ったのは、田村教授が講義の度にとっても楽しそう話をするのが印象深く、聞いているこちらもわくわくさせられたからでした。二年間を通して、何度もこの研究室を選んで良かったと思ってきました。これまでのご指導に深くお礼申し上げます。

また、本多良太郎助教には特に解析において様々なご助言や率直なご意見をいただきました。物理と検出器の両方に非常に明るく、いつどんな質問をしても教えていただき、ありがとうございました。また、教えていただくときには資料を準備しておいてくださるなど、いつも研究や指導に対して丁寧な姿勢をととても尊敬していました。

中村哲教授、金田雅司、助教永尾翔助教、後神利志助教には研究室ミーティングにおいて多くのご助言や激励の言葉をいただきました。特に金田助教にはサマーチャレンジ等のティーチングアシスタントにおいてお世話になりました。人に教える立場はととても難しいものでしたが、貴重な経験をさせていただきました。いつも暖かい言葉をかけてくれたみなさまに感謝申し上げます。

同じグループの先輩である赤澤雄也氏には、グループ配属当初から ELPH や CYRIC の実験において遮光の方法、CATCH の検出器の仕組み、ビームタイム中の解析など、右も左もわからない私に暖かいご指導をいただきました。いつも丁寧で周りをよく見ている赤澤さんは私にとってとても大きな存在であり、赤澤さんが D 論で実験を離れてからは、その分自分が頑張らなくては、と思い研究を行ってきました。無事 D 論を書き上げ、また一緒に実験ができてとても嬉しかったです。ありがとうございました。また、同じく先輩である中田祥之氏には、特に J-PARC での実験準備や実験においてお世話になりました。生意気な後輩でたくさんご迷惑をおかけしましたが、中田さんはいつもどんなささいな疑問でも一緒に考えて答えてくれました。私が E40 実験をここまで好きになったのは、そんな中田さんが引っ張ってくれる実験だったからです。一緒に研究させていただいた時間はとても楽しく、また多くのこ

とを学ばせてもらいました。無事に本実験を始められたのは中田さんのこれまでの努力のおかげだと思います。本当にありがとうございました。池田迪彦氏には研究室での過ごし方やミーティング資料の作り方から、root の使い方、C 言語、回路、解析にわたるまで多くのことを教えていただきました。また、誰に対しても物怖じせず自分の意見をはっきりと言う姿勢は私の憧れであり、修士生活では自分にとってのチャンスを逃さないようにとの池田さんからの教えを心に刻んで過ごしてきました。まだまだ師匠の背中には遠い気がしますが、池田さんのおかげで目まぐるしい日々の中でもへこたれず、E40 実験のためにできることはなんでもやってみようと、少しずつ着実に進むことができた二年間になりました。心から感謝しています。

また、J-PARC においては特に高橋俊行准教授、鶴養美冬研究機関講師、山本剛史博士研究員に大変お世話になりました。加速器や検出器、解析について教えていただいただけでなく、いつも優しい励ましの言葉をかけていただき、慌ただしい東海村での生活の中で何度も助けていただきました。みなさまの E40 実験へのご尽力、また頂戴した優しいお気遣い、チームタイムを支えてくれた数々の差し入れに対して感謝申し上げます。合わせて、今後とも E40 グループへの変わらぬご支援を賜りますようお願い申し上げます。

大阪大学の早川修平氏には実験準備や解析において多くのご助言をいただきました。一緒に作業する時間は学ぶことが多く、特に早川さんのいつも明るいところ、細かいところまで気を配れるところや、問題にいち早く気づけるところは私の目標でした。解析においても、ご多忙にもかかわらずどんなささいな質問に対してもいつも丁寧に答えていただき、ありがとうございました。また、E40 実験でもお忙しい中の D 論の解析、執筆、お疲れ様でした。これからのさらなるご活躍をお祈りしております。また、同期の星野寿春氏は J-PARC で実験準備を行う中で、いつも明るく周囲を和ませてくれました。おかげさまでグループ全体として、忙しい中でも楽しく作業を進めることができました。一緒に研究を行うことができ、良かったです。ありがとうございました。京都大学の市川真也氏、足利沙希子氏には会うたびに励ましの言葉をかけていただきました。あまりの忙しさにめげそうになったとき、何気ないお気遣いととも救われました。お二人の、自分で実験について良く考えているところをととても尊敬しています。これから一層忙しくなると思いますので、どうぞご自愛くださいませ。

大学の同期の石川勇二氏、板橋浩介氏、小西由浩氏にはミーティングや夕食、飲み会での会話など、忙しい日々の息抜きと、同時に良い刺激をいただきました。この 4 人で修士生活を過ごすことができ、とても楽しかったです。ありがとうございました。研究室の先輩である藤田真奈美氏、叶内萌香氏、外山裕一氏には多くの励ましの言葉をいただきました。それぞれの実験で活躍している先輩方のミーティングでの話をいつも非常に興味深く聞かせていただいていた。これからのさらなるご活躍を心から応援しています。また、後輩の松田薫平氏、永富亮平氏、上原圭太氏、荒巻昂氏のおかげで明るく賑やかな研究生生活を過ごすことができました。この研究室やグループに入ってくれてありがとうございます。これからのさらなる成長に期待しています。

私をここまで支えてくださったいつも明るい母、研究に関心を示してくれた父、いつも応援してくれた祖父母たち、どんなときも味方でいてくれた姉に感謝申し上げます。おかげさまで心から面白いと思える実験に参加でき、大好きな人たちに囲まれて充実した修士生活を送ることができました。

最後に、J-PARC E40 実験の成功と、みなさまの益々のご活躍をお祈り申し上げます。楽しく充実した研究生生活をありがとうございました。

参考文献

- [1] T. A. Rijken, Prog. of Theor. Phys. Suppl. 185 (2010) 14, and private communication
- [2] Y. Fujiwara et al., Prog. in Part. and Nucl. Phys. 58 (2007) 429, and private communication
- [3] T. Inoue, HAL QCD Collaboration, Nucl Phys, A 881 (2012), p. 28-43.
- [4] J. Haidenbauer et al., Nucl. Phys. A 915 (2013) 24, and private communication
- [5] F.Eisele, et al., H. Filthuth, W. Foehlich, V. Hepp, and Gunter Zech. Phys. Lett., Vol B37, (1971) pp. 204-206
- [6] J.K. Ahn et al. Nucl. Phys. A 648 (1999) pp. 263-279.
- [7] Y. Kondo et al. Nucl. Phys. A 676 (2000) 371
- [8] J.K. Ahn et al. Nucl. Phys. A 761 (2005) 41.
- [9] K.Miwa et al, Proposal for an experiment at the 50-GeV PS
 ” Measurement of the cross sections of Σp scatterings ” ,
http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1101/pdf/KEK_J-PARC-PAC2010-12.pdf
- [10] R. Honda, ” The development of the multi PPD readout electronics with EASIROC and SiTCP” (Proceedings)
- [11] 赤澤 雄也. シグマ陽子散乱実験のための散乱陽子検出器群の開発. Master’s thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013
- [12] 池田 迪彦. シグマ陽子散乱実験のための BGO カロリーメータシステムの構築. Master’s thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016
- [13] R.Honda et al., Nucl. Instrum. Meth. A, 787, 157-160 (2015)
- [14] 松本 祐樹. J-PARC 大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発. Master’s thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013
- [15] R.Honda, Study of ΣN interaction in nuclei using meson beams. Doctor’s thesis, Graduate School of Science, Department of Physics, Tohoku University, 2014
- [16] T.Takahashi et al., Nucl. Phys. A 835, 88-95 (2010)
- [17] 大植 健一郎 J-PARC E07 実験用 momentum trigger に用いるホドスコープ検出器の性能評価. Master’s thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2015
- [18] 小林 和矢 Σp 散乱実験用エアロゲルチェレンコフ検出器の開発. Master’s thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016
- [19] Kuraray, SCINTILLATION MATERIALS
- [20] J.B Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting (Pergamon, 1964) 465.
- [21] D. Horn, G.C. Ball, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, R.B . Walker, R. Laforest and

J. Pouliot, Nucl. Instr. and Meth. A 320 (1992) 273