## 修士論文

# 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

Development of fiber detector for high intensity beam tracking at J-PARC

## 東北大学大学院理学研究科 物理学専攻

松本祐樹

平成24年

核力には二核子が重なるような近距離 (r < 1 fm) では強い斥力を生じる性質 があるが、この起源については現在でも十分な理解がなされていない。この核力 の性質はクォーク間相互作用に由来すると考えられ、YN 系を含めた SU<sub>F</sub>(3)空 間に拡張してバリオン間力を調べることが重要である。そのため、我々のグルー プでは J-PARC K1.8 ビームラインにおいて  $\Sigma p$  散乱実験 (J-PARC E40) を計画 している。本実験では  $\Sigma$  粒子を  $\pi^{\pm}p \rightarrow K^{+}\Sigma^{\pm}$  反応によって生成し、 $\Sigma p$  散乱 の散乱微分断面積を 10,000 イベントを超える高統計で測定することで、クォー ク間相互作用を取り入れた理論モデルの検証を行うこと目的としている。高統 計で  $\Sigma p$  散乱事象を検出するためには、20 M/spill (spill:2 sec) の  $\pi$  ビーム強度 で  $\Sigma$  粒子を生成しなければならない。 $\pi$  ビームは二次生成ビームであるためそ の運動量を解析する必要があるが、J-PARC 加速器の取り出しの時間構造が悪 いため現在 K1.8 ビームラインに設置されている 2 台の MWPC 飛跡検出器は 5 M/spill 以上のビーム強度下では安定に動作させることができない。そのため、 MWPC に代わって新たにビームトラッキングを行う検出器が必要となる。

本研究では、Beam line fiber tracker(BFT)と呼ばれる大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発を行い、その性能評価とBFTを用いた新たなビーム運動量解析手法の確立を行った。BFTは1mm径のシンチレーションファイバーと半導体光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)によって構成される。また、我々は多チャンネル化した MPPCの同時動作及び読み出しのため、EASIROC(Extend Analogue SiPM ReadOut Chip)ボードという専用読み出しボードを開発し、これを BFT に用いた。

BFT 試作機を用いた実験では、BFT の基本性能のビーム強度依存性を評価 した。時間分解能については、ファイバー1本あたりの最大レートが10~500 kHz の場合は0.8 ns ( $\sigma$ ) 以下になり、1700~2000 kHz の場合は0.9 ns ( $\sigma$ ) 程度 になる結果が得られた。検出効率については70~700 kHz/fiber では99.5% 以 上の高効率が得られ、1700~1900 kHz/fiber では閾値設定によって98% 以上の 検出効率が得られた。位置分解能は240  $\mu$ m ( $\sigma$ ) になり、Geant4 シミュレーショ ンとよく一致した結果が得られた。

BFT 実機を J-PARC K1.8 ビームラインに設置して行った実験では、従来の MWPCによる解析と BFT による新たな解析によってビーム運動量とミッシン グマスを解析し、BFT を用いたビームスペクトロメータの性能評価を行った。 運動量 0.9 GeV/cの  $\pi$  ビームを用いたデータについてビーム運動量の解析を 行った結果、それぞれの運動量の差の分布は  $3.45 \times 10^{-4}$ (FWHM) となり、シ ミュレーション結果との比較から BFT を用いたビームスペクトロメータは従 来のビームスペクトロメータから性能を低下させることなく運動量分解能が得 られていることを確認した。ミッシングマス解析に関しては運動量 1.58 GeV/c の  $\pi$  ビームを用いた  $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$  反応による  $\Sigma^+$  生成についてミッシングマ スを求めて評価を行った。MWPC を用いた解析で 2.38 MeV/ $c^2$ 、BFT を用い た解析で 2.37 MeV/ $c^2$  と求められ、十分な分解能を得られた。この解析結果か ら、BFT を用いた新たな運動量解析手法を確立できたことを確認した。 目 次

1	序章	i I	L
	1.1	バリオン間相互作用	1
	1.2	過去の YN 散乱実験	5
	1.3	J-PARC におけるシグマ陽子散乱実験(J-PARC E40)	3
	1.4	本研究の目的	3
2	ファ	イバー検出器 1(	)
-	2.1	$2 \rightarrow 2 \rightarrow$	Ś
	2.2	Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)	5
	2.3	多チャンネル MPPC 読み出し回路 (EASIROC) 20	Ĵ
	-	2.3.1 多チャンネル MPPC 読み出し用 ASIC(EASIROC チップ) 20	)
		2.3.2 EASIROC 評価ボード 20	)
2	400	MoV 隈子ビームを用いたファイバー検出哭討佐機の	
J	400 性能		2
	3.1	BFT 試作機 2°	2
	3.2	EIT INT MARKET 20 宝 いっして ション アップ 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9	2
	3.3	大阪 ジェン イン ジン ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	5
	0.0	3.3.1 光量	5
		$3.3.2$ $\forall -\Delta \mathcal{P} a \nabla r \mathcal{I} \mathcal{I}$	7
		3.3.3 時間分解能	)
		3.3.4 検出効率	9
		3.3.5 位置分解能 42	2
4	J-P	ARC 実験における BFT の性能評価 4!	5
	4.1		5
	4.2	K1.8ビームラインとSKS	5
		4.2.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータ 4	5
		4.2.2 散乱粒子スペクトロメータ (SKS) 48	3
	4.3	BFT を用いたビームラインスペクトロメータ	9
		4.3.1 Beam line Fiber Tracker	9
		4.3.2 現在のビームスペクトロメータによる入射粒子の運動量解析 55	2
		4.3.3 BFT 及び BC3,4 による入射粒子の運動量解析 55	3
		4.3.4 Geant4 シミュレーションによる BFT を用いた運動量解析 55	3
	4.4	実験のセットアップ 50	3
	4.5	基本性能評価	3
		4.5.1 ビームプロファイル 58	3
		4.5.2 時間分解能 59	)
		4.5.3 位置分解能 60	)
		4.5.4 検出効率、シングルクラスター比率	)
		4.5.5 解析効率	4

	4.6	Beam	Through データによる運動量解析	66
	4.7	ミッシ	·ングマス解析	68
		4.7.1	散乱粒子の識別	69
		4.7.2	散乱粒子の運動量解析	69
		4.7.3	ミッシングマスの解析方法........................	70
		4.7.4	解析結果	70
<b>5</b>	まと	:め		<b>74</b>

## 1 序章

## 1.1 バリオン間相互作用

バリオン(重粒子)とはハドロンの1種で、3つのクォークから構成されスピンが半整数 のフェルミオンである。原子核の構成要素である陽子や中性子が代表的なバリオンである。 これら核子同士を結合し原子核として束縛する相互作用である核力には、中・遠距離におい ては引力になり、二つの核子が重なるような近距離では強い斥力になる性質がある。この 核力の性質の均衡によって我々の身の回りにある全ての物質が存在している。核力の研究 は現在までに実験的、理論的に盛んに行われてきた。核子-核子(NN) 散乱実験のデータを もとに、二核子間の距離が2 fm 以上になる遠距離における相互作用は one boson exchange (OBE) モデルによってよく記述されている。また、1 fm から2 fm の中距離領域におけ る引力については、multi-pion exchange や vector meson exchange に従って記述すること ができる。しかし、核子間の距離が1 fm 以下となる近距離における斥力については、中・ 遠距離の引力をよく説明する中間子交換モデルでは記述することができず、斥力芯を現象 論的に組み込むことで NN 散乱のデータを再現している。このような領域では中間子交換 ではなく、核子を構成するクォークやグルーオンが核力の性質に由来していると考えられ る。そのため、アップクォークとダウンクォークのアイソスピンによる SU(2) 空間から、 新たにストレンジクォークを取り入れた SU<sub>F</sub>(3) 空間に拡張して、クォーク間の相互作用 を含めたバリオン間力を調べることが重要になる。

SU(2) 対称では、2つのバリオンのアイソスピン合成により、

 $2\otimes 2=3\oplus 1$ 

のアイソスピン3重項と1重項に対応する2つの規約表現が得られる。このSU(2)対称からSU<sub>F</sub>(3)対称に拡張すると、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。8重項のバリオン(図1.1)については、8重項同士の合成により、

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

のような6つの規約表現が得られる。バリオンはフェルミオンなので軌道角運動量Lの パリティ、スピンSの量子数に応じてフレーバーについて対称・反対称の表現が許され る。例を挙げると、SU(2)のアイソスピン1重項と対応するNN系でL = (even), S = 1の場合は、軌道とスピンともに対称なのでフレーバーに関しては反対称であり、これに対 応するのは (10\*) 重項である。同様に、SU(2)のアイソスピン3重項と対応するNN系で L = (even), S = 0の場合はフレーバーに関しては対称であり、(27)重項に対応する。この ように SU(2) との対応を考えると、その他 (10)、(8<sub>s</sub>)、(8<sub>a</sub>)、(1)の4つの項は SU<sub>F</sub>(3)対 称に拡張することで新たに現れる項であることがわかる。図1.2のようにそれぞれ分類さ れた表現内では定性的に同じ相互作用が働いていると考えることができる。したがって、 NN系のみのフレームワークで観測できる相互作用は (27)重項と (10\*)重項に限られるが、 ストレンジネスを持つ YN (ハイペロン-核子)系、YY (ハイペロン-ハイペロン)系を含 めた SU<sub>F</sub>(3)対称では新しい相互作用のチャンネルが開かれ、この新たなチャンネルを含 めてより広く一般的にバリオン間力を調べることが核力の研究の重要な手がかりとなる。

バリオン間相互作用を記述する理論モデルはいくつか存在し、その代表的なモデルと して Nijmegen one boson exchange (OBE) モデル [1] と Kyoto-Niigata resonating-group method (RGM) モデル [2] がある。Nijmegen OBE モデルでは中間子交換によって記述さ



図 1.1: バリオン8重項。



図 1.2: SU<sub>F</sub>(3) におけるバリオン8重項の合成による表現。

れる中・遠距離におけるバリオン間力を SU<sub>F</sub>(3) 対称性を基にして、hard core と soft core と 呼ばれる 2 通りの方法によって近距離の斥力ポテンシャルを現象論的に扱っており、クォー ク間相互作用の考慮はしていない。一方 Kyoto-Niigata RGM モデルでは、遠距離におけ る引力については同様に中間子交換モデルを基に記述するが、近距離領域の斥力につい ては quark-cluster model (QCM)を基に記述している。QCM は量子色力学 (Quantum chromdynamics : QCD)から発展したモデルであり、グルーオンの交換に付随するカラー 磁気相互作用やクォーク間のパウリの排他律に基づいて近距離でのバリオン間相互作用を 計算している。QCM によると、特に (10) 重項及び (8<sub>s</sub>) 重項ではクォーク間でのパウリの 排他律によって通常の核力の斥力芯に比べて非常に大きい斥力を生じることが予想される。

強い相互作用の基礎理論である QCD では低エネルギー領域でその性質を摂動論で扱う ことができないため非摂動的な手法が不可欠となる。近年新たに確立されたその手法とし て、格子上に場の理論を設定して数値計算を行う Lattice QCD シミュレーションがある [3]。 これによって実際の数値計算によって QCD からバリオン間のポテンシャルを導出するこ とが可能となった。Lattice QCD によって計算された SU<sub>F</sub>(3) 対称な場合の S-wave に対応 するバリオン間ポテンシャルを示した図 1.3 から、SU<sub>F</sub>(3) 対称に拡張することで現れる相 互作用には、特に近距離について NN 相互作用((27)、(10\*) に対応する) と大きく異なっ たポテンシャルになっていることが確認できる。(8s) 重項、(10) 重項に関してはクォーク レベルでパウリの排他律が働き、非常に強い斥力を生じる。一方で、(1) 重項では他のチャ ンネルで見られるような近距離における斥力芯が存在せず、逆に引力を生じる。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 間相互作用にはクォークの対称性によるパウリの排他律やカラー磁気相互作用が重要な役 割を担うことを示唆している。

2体のバリオン間力を実験的に研究する直接的で最も効果的な方法とされるのは散乱実 験を行うことである。 $\Sigma N$ のチャンネルに着目すると、表 1.1 に示すように  $\Sigma N$  に関するバ リオン間ポテンシャルは6つのフレーバー基底のポテンシャルの線形結合で記述される。こ の各ポテンシャルの特徴は散乱チャンネルによって強く現れると考えられる。 ΣN チャンネ ルはアイソスピン Iの大きさによって分類され、 $\Sigma N(I = 3/2)$ のポテンシャルに関しては spin-singlet となる (27) 重項と spin-triplet となる (10) 重項の 2 つの multiplet の重ね合わせ のみで表される。spin-tripletとなる(10)重項はクォークのパウリの排他律によって強い斥 力が生じ、さらにスピン多重項の重みから、spin-singletとなる(27)重項と比較して3倍大 きくバリオン間力のポテンシャルに寄与する。そのため、全体としてこのチャンネルは非 常に強い斥力を生じることが予想される。この $\Sigma N(I = 3/2)$ に関して、QCMを基にした Kyoto-Niigata RGM では同様にクォーク間のパウリの排他律による強い斥力が予想され、 それによってこのチャンネルの散乱断面積は大きくなると考えられる。一方で、Nijmegen OBE モデルではクォーク間の相互作用を考慮していないためこのような強い斥力は計算 によって得られず、Kyoto-Niigata RGM の理論計算による散乱断面積の大きさ程にはなら ない。図1.4(左)に示すように、クォーク間相互作用の考慮の有無によって2つの理論モ デルから予想される散乱微分断面積は大きく異なり、Kyoto-Niigata RGM から予想される 断面積は Nijmegen OBE によって予想される断面積の3倍程度になる。 $\Sigma N(I = 1/2)$  に関 しては4つの multiplet の重ね合わせで表されるため、斥力の大きさに顕著な差は現れず、 図1.4(右)に示すように2つの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な い。そのため、このチャンネルでは中間子交換による寄与が大きくなると考えられる



図 1.3: Lattice QCD から計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャル [3]。図中の赤と緑はそれぞれ $\pi$ の質量を 1014 MeV、835 MeV として計算した場合のポテンシャルである。

以上のことから、 $\Sigma N(I = 3/2)$ に対応する  $\Sigma^+ p$  チャンネルの散乱微分断面積を測定する ことにより、パウリの排他律による近距離の斥力に関して、それぞれの理論モデルを比較 した検証が可能になると考えられる。また、 $\Sigma^- p$  チャンネルについては同様に過去にその 実験データが少ないため、散乱実験を行い基礎的なデータとして散乱微分断面積を測定す ることが重要になる。

$B_8B_8(I)$	spin-singlet	spin-triplet
$\Sigma N(1/2)$	$\frac{1}{\sqrt{10}}[3(8s) - (27)]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[(8a) - (10^*)]$
$\Sigma N(3/2)$	(27)	(10)

表 1.1: ΣN の各状態をフレーバー多重項の基底で表したもの。



図 1.4: 理論モデルによって計算される散乱断面積。図中の NSS と fss はそれぞれ Nijimegen OBE モデルと Kyoto-Niigata RGM モデル内で使用される計算モデルの名称である。クォー ク間相互作用の考慮の違いから  $\Sigma^+ p$  散乱では予想される散乱微分断面積が大きく異なる。

## 1.2 過去の YN 散乱実験

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で、YN 散乱は限られ た運動量領域でのデータしか存在せず、その統計量も NN と比べて非常に少ない。その主 な理由はハイペロンの寿命が 10<sup>-10</sup> sec 程度と非常に短いことにある。そのため、ハイペロ ンが標的中で散乱する前に崩壊してしまったり、また散乱されても検出する前に崩壊して しまうことがあるため、散乱実験を行うことが非常に難しくなる。

1960年代にはバブルチェンバーを用いた YN 散乱実験が行われたが、バブルチェンバー 実験ではハイペロンを効率良く生成するために Stopped *K*<sup>-</sup> 反応を用いるため、生成され るハイペロンの運動量領域は 200 MeV/*c* 程度に限られていた [4]。また、バブルチェンバー 実験では *K*<sup>-</sup> ビーム強度を低くする必要があったため、そのデータ統計量も乏しかった。 1990年代から 2000年代初めにかけて、より高い運動量領域における散乱断面積を測定する  $\Sigma^{\pm}p$  散乱実験が KEK-PS において行われた [5][6][7]。これらの実験ではシンチレーションファイバー(SCIFI)のアクティブ標的が用いられた。SCIFI は  $\pi p \to K^{+}\Sigma$  反応における  $\Sigma$ 生成の標的と、散乱イベントを同定するイメージング検出器として用いられた。実験では図 1.5 に示すようなイメージングデータを取得し、350< p(MeV/c) < 750 の領域の  $\Sigma p$  散乱のデータを収集することに成功した。しかし、過去の実験と同様に統計量を上げることができず、得られたデータ統計は 30 程度にとどまった。その原因の一つは、SCIFI の光を読み出す検出器に使用された蛍光物質の崩壊定数の長さによりビーム強度を上げるとイメージングが重なってしまうため、利用できたビーム強度が  $2 \times 10^5$ /spill (spill:2 sec) 程度であったことにある。また、標的である SCIFI 内の炭素核による  $\Sigma$  と陽子の quasi-free 散乱が大きなバックグラウンドになったこと、画像としてデータを取得するため正しく散乱事象を選別するには 5 mm 程度の飛跡が必要であったことなども統計量を制限された要因となった。



図 1.5: E289 実験で得られた Σp 散乱のイメージングデータ [6]。

このように依然として YN 散乱のデータは不足しており、精度よく理論モデルを検証す るには統計量が不十分である。また、バリオン間力の研究を発展させるにはさらに多くの 実験データ統計量と、さらに高い運動量領域での散乱断面積を求めることが必要である。

## 1.3 J-PARCにおけるシグマ陽子散乱実験(J-PARC E40)

我々の実験グループは J-PARC K1.8 ビームラインにおいて  $\Sigma p$  散乱実験(J-PARC E40) を計画している [8]。本実験では過去の YN 散乱実験よりも高統計で  $\Sigma p$  散乱事象を検出し、 より高い精度で散乱微分断面積を求めることを目的とする。 $\Sigma p$  散乱事象の選別をイメー ジング手法から散乱陽子の飛跡と全エネルギーを測定して運動学を解く手法に変更することにより、 $\Sigma$ 粒子の生成に利用する  $\pi$  ビームの強度を 20 M/spill (spill:2 sec)まで上げて  $\Sigma p$  散乱事象を 10000 イベント以上検出する散乱実験を実現する。また KEK-PS の実験で 問題となった炭素核によるバックグラウンドを除去するため、実験標的を SCIFI アクティ ブ標的から液体水素標的に変更する。この液体水素標的中において  $\pi^{\pm}p \rightarrow K^{+}\Sigma^{\pm}$  反応に よって  $\Sigma$ 粒子を生成する。水素標的における  $\Sigma p$  散乱の概略図を図 1.6 に示す。液体水素 は、 $\Sigma$ の生成及び  $\Sigma p$  散乱の標的として用いられる。入射  $\pi$  及び散乱 K の運動量ベクトル はビームライン上流、下流に設置されたスペクトロメータによって測定され、これらの運 動量ベクトルから生成される  $\Sigma$ 粒子の運動量ベクトルを構成する。この  $\Sigma$ の運動量ベクト ル、標的周囲に設置される  $\Sigma p$  散乱用検出器によって測定される散乱陽子の散乱角及び全 エネルギーの3つの測定量から運動学的に散乱事象の同定を行う。以下に E40 実験のセッ トアップについて述べる。



図 1.6:  $\Sigma p$  散乱の概略図。厚さ 30 cm の水素標的を  $\Sigma$  生成及び  $\Sigma p$  散乱の標的として用 いる。

## J-PARC E40 実験のセットアップ

 $\Sigma p$  散乱実験が行われる J-PARC K1.8 ビームラインのセットアップを図 1.7 に示す。実験 標的に関して上流側に設置されるビームラインスペクトロメータと、下流側に設置される SKS スペクトロメータによってスペクトロメータシステムを構成する。入射  $\pi$  と散乱 K の 運動量ベクトルはそれぞれビームラインスペクトロメータ、SKS スペクトロメータによっ て測定される。散乱陽子やハイペロンからの崩壊粒子に関しては、水素標的周りに設置さ れる  $\Sigma p$  散乱用の検出器システムによってその飛跡検出(散乱陽子の散乱角測定)とエネ ルギー測定を行う。この検出器システムは多数のシンチレーションファイバーから成る飛 跡検出器である散乱陽子用ファイバートラッカーと、さらにその外側に設置される BGO カロリメータから構成され、図 1.8 のように標的を囲うような円筒形の構造を計画している。標的周囲に設置されるファイバートラッカーは飛跡検出だけでなく、散乱粒子のファ イバー中でのエネルギー損失の測定にも利用される。ファイバー内で散乱粒子が損失した エネルギーと、カロリメータで測定するエネルギーとの二次元相関を求め、散乱陽子と崩 壊πの識別を行う。



図 1.7: Σ*p* 散乱実験 E40 のセットアップ。BC1,2 の位置にはビームラインファイバートラッ カーが設置される。

また、本実験では大強度のπビームを利用するため、新たに高計数率耐性の優れたビー ムラインファイバートラッカーと呼ばれる飛跡検出器を用いる。ビームラインファイバー トラッカーは、K1.8ビームライン上流に設置され、QQDQQマグネット前方での入射粒子 の位置(ビームに対し水平方向)を測定し、ビーム運動量解析を行うビームラインスペク トロメータ検出器の一つとして用いられる。

## **1.4** 本研究の目的

E40 実験では過去の YN 散乱実験よりも高統計でデータを収集するため、表 1.2 に示す ように目標統計数を達成するには 20 M/spillの入射 π ビーム強度が必要となる。現在の J-PARC K1.8 ビームラインのセットアップでは、最も二次ビームレートが高くなる位置に は飛跡検出器 MWPC が設置されているが、5 M/spill 以上のビーム下では安定に動作させ ることができない。さらに、J-PARC のビーム構造の問題により瞬間的にその 10 倍程度の 強度でビームラインに粒子が入射することがあるため、200 M/spill 以上の高ビームフラッ クス下においても安定に動作できるビームライン飛跡検出器が必要となる。そこで、我々 の実験グループでは新たな検出器として大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の 開発を行った。



図 1.8: Σ*p* 散乱検出器システム。散乱粒子の飛跡検出を行う散乱用ファイバートラッカーと、散乱陽子のエネルギーを測定するカロリメータで構成される。

本研究では、シグマ陽子散乱実験やその他大強度ビームを用いた実験においてビームト ラッキングを行うファイバー検出器の開発及び性能評価、ファイバー検出器を用いた新た なビーム運動量解析手法の確立を目的とする。

$\Sigma^+ p$ scattering	
$\Sigma^+$ production cross section	$523 \ \mu b$
$\pi^+$ beam intensity	$2 \times 10^7$ /spill (2 sec beam time in 6 sec cycle)
$LH_2$ target thickness	$30~{ m cm}$
Acceptance of SKS	7.0%
Survival rate of $K^+$	40%
DAQ live time	70%
Analysis efficiency	70%
Tagged $\Sigma^+$ /spill	183/spill
Tagged $\Sigma^+/\text{day}$	$2.6  imes 10^6 / \mathrm{day}$
Acumulated Tagged $\Sigma^+$	$55 \times 10^{6} (20 \text{ days})$
$\Sigma^+ p$ scattering cross section	30  mb (assumption)
$\Sigma^+ p$ scattering probability	0.12%
Detection efficience of two p's $(\Sigma^+ \to p\pi^0)$	12%
Detection efficience of $p$ and $\pi^+$ ( $\Sigma^+ \to n\pi^+$ )	21%
$\Sigma^+ p$ detection number $(p\pi^0 \text{ decay mode})$	4400
$\Sigma^+ p$ detection number $(n\pi^+ \text{ decay mode})$	7000

表 1.2: J-PARC E40 実験で予想される Σ<sup>+</sup>p 散乱事象。

## 2 ファイバー検出器

我々の実験グループは、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて 10 MHz の大強度 π ビー ムを用いた実験を計画している [8]。利用する πビームは二次生成粒子であるため、ビーム トラッキングによって粒子1個ごとに運動量解析をしなければならない。この運動量測定 はビームライン上流のビームラインスペクトロメータによって行われる。現在、最も入射 ビームレートが高くなるビームライン上流の QQDQQ マグネット前段には、飛跡検出器と して2台のMWPCが設置されている。このMWPCの時間分布は図2.1の左図ようになっ ており、最大5 M/spill (spill:2 sec) のビーム強度下であれば動作させることが可能である。 しかし、それ以上の強度のビームを用いるとその時間分解能の悪さから一面当たりの多重 ヒットが増加し、ビームの軌道を再構成する際の解析効率が大きく低下する。特に、現在 J-PARC 加速器の取り出しの時間構造が悪いため、図 2.2 に示すように瞬間的に平均強度 の10倍以上の強度のビームが入射することがあり、さらに解析効率が低下する。したがっ て、大強度 π ビームを用いた実験を実現するには MWPC に代わる高計数率耐性に優れた ビームトラッキング用検出器が必要となる。そのため、我々の実験グループでは J-PARC において 20 M/spill 以上の大強度ビーム下でも安定に動作し、かつ 1 ns (σ) 以下の優れた 時間分解能を持つ Beam line Fiber Tracker (BFT) と呼ばれるファイバー検出器を開発し た。図 2.1 に示すように BFT は MWPC よりも時間応答のばらつきがなく S/N も良いた め、大強度ビーム下でも多重ヒットを少なくして解析することが可能となる。

BFT は多数のシンチレーションファイバーとそのシンチレーション光を読み出す光検出 器から成る粒子位置検出器である。多数のファイバーを並べたこの検出器に荷電粒子が入 射すると、粒子の通過したファイバー内においてシンチレーション光が発生し、ファイバー 内を伝達した光を検出することによって粒子の通過位置を測定することができる。シンチ レーションファイバーは放射線による損傷にも強く、また MWPC のワイヤーのように過電 流によって切れることがないため、入射粒子のフラックスに対する高耐性を得られる。ま た、径の小さいファイバーを用いてチャンネル数を増やすことで高い位置決定精度が得ら れる。デザインしたファイバー検出器の構造の概略図を図2.3に示す。BFTのビーム有感領 域は多数の円形シンチレーションファイバーを隙間なく並べた2つの面を、各ファイバーが 互い違いになるように重ね合わせた構造をしている。ファイバーの不感部であるクラッド部 分を重ね合わせで補うことで粒子のすり抜けを防ぎ、不感領域をなくすようにした。また、 ファイバー面を1層だけにすることで物質量を減らし、多重散乱によるビームスペクトロ メータの運動量分解能の悪化を軽減した。シンチレーションファイバーの読み出しは1本 ずつ行い、その光検出デバイスには最近実用化された小型の半導体光検出器である MPPC を用いた。ファイバーの検出器には一般的に Visible Light Photon Counter (VLPC) やマ ルチアノード型光電子増倍管 (Multi-Anode Photomultiplier tube: MAPMT)、Avalanche Photodiode (APD) などが用いられる。VLPC は量子効率が 80% 程度と高く、ゲインも 20000以上と比較的大きいが、動作温度が7Kであるため液体ヘリウム等を使用する大規 模なシステムが必要となる。MAPMT はゲインが 10<sup>6</sup> ~ 10<sup>7</sup> 程あり時間応答や信号出力の 線形性にも優れる一方で、光電面でのクロストークが多く、また量子効率が30%程度で ファイバーの光を検出するには不十分である。APD に関しては 150~350 V の低バイアス で動作でき、光電面サイズが1mm<sup>2</sup>程度と小型で量子効率も80%近くあるが、ゲインが 50~100 と低いため微弱な光に対して十分な S/N が得られない。ただし、APD を -50 °C 程度冷却させると S/N を大きく向上させられることがわかっている。MPPC はゲインが 常温で 10<sup>6</sup> 程度あるので 1 光子分の微弱な信号にも高い S/N が得られ、光子の検出効率も 70% 近くあるので他の検出器よりシンチレーションファイバーの読み出しに非常に有利で ある。さらに APD と同様に高電圧を必要とせず、サイズも小型なのでファイバー検出器 をコンパクトにできる点も踏まえると、このような特長を持つ MPPC が BFT に用いる光 検出器として最も適している。しかしその一方で MPPC のチャンネル数の増加は避けら れず、その同時動作や読み出しは困難となる。この多チャンネル化した MPPC の同時読み 出しには、我々のグループが開発した多チャンネル MPPC 読み出しに特化した EASIROC ボードを用いた。以上の構成によってファイバー検出器の多チャンネル化を実現した。



図 2.1: MWPC(左)とBFT(右)の時間分布。BFTはMWPCより5倍程時間分解能が 良い。

BFTには大強度ビーム実験用ビームスペクトロメータの検出器として、以下の基本性能 を満たすことが要求される。

### 高計数率耐性

シグマ陽子散乱実験に用いる π ビーム強度は平均で 10 MHz であるが、J-PARC の ビーム構造が悪いため瞬間的に最大 100 MHz 程度のビームが検出器に入射すること がある。また、BFT を設置する位置でのビームの広がりは図 2.4 のようになってお り、ファイバー検出器はこの領域を全てカバーしなければならない。そのため BFT 実機では1 mm 径のファイバーを 320 本用いることで水平方向 160 mm の領域を覆っ た。片側半層 160 本で図 2.4 に示すような広がりで最大 100 MHz ビームを受けると するとファイバー1本当たり最大で1 MHz 以上受けることになるため、このような 高いビームフラックス下でも安定に動作可能な高計数率耐性が必要である。

#### 99% 以上の検出効率

E40実験では現在設置している2台のMWPCをBFTに置き換え、BFTを用いてビー ム運動量解析を行う。BFTを補うような他の飛跡検出器がないため、ビーム運動量 の解析効率にはBFTの検出効率が直接的に影響する。したがって、現在のMWPC



図 2.2: J-PARC K1.8 ビームラインに設置されるタイミングカウンター(BH1)のシング ルレート。赤で示す線が平均ビームレートである。平均ビーム強度が 1.7 MHz であるとき、 瞬間的にその 10 倍程度の強度のビームが入射している。



図 2.3: ファイバー検出器 (Beam line Fiber Tracker)の構造。互い違いに重ねた多数のシン チレーションファイバーをそれぞれ MPPC で読み出す。MPPC の読み出しには EASIROC ボードを用いる。

を用いたセットアップ以上の高い解析効率が求められるので、BFT には99% 以上の 高い検出効率が要求される。

#### $0.8 \text{ ns} (\sigma)$ 以下の時間分解能

ビーム強度を高くするとそれに伴ってマルチヒットイベントの確率も大きくなる。ポアソン分布から2つのパルス間隔の確率密度を仮定すると、タイムゲート幅とマルチトラックイベントの確率の関係は図2.5のようになる。E40実験ではマルチトラックの確率を5%以下に抑えたいため、ビーム平均強度が10 MHzとするとタイムゲートは5 ns以下にしなければならない。時間分解能の $\pm 3\sigma$ 程度の幅でタイムゲートを設定しようとすると、0.8 ns ( $\sigma$ )以下の時間分解能を達成する必要がある。

#### 250 $\mu$ m( $\sigma$ ) 以下の位置分解能

ビーム運動量の解析には BFT で検出した QQDQQ マグネット前方での入射粒子の入 射位置情報を用いる。Geant4 シミュレーションで、MWPC を用いた従来の方法と BFT を用いた新たな方法それぞれで運動量解析を行った結果、BFT を用いた解析で 従来と同じ程度の運動量分解能 ( $\Delta p/p = 4.1 \times 10^{-4}$  (FWHM))を持つには 250  $\mu$ m ( $\sigma$ ) 以上の位置分解能が必要になる。(Geant4 シミュレーションの結果については第 4節で詳しく述べる。)

以下この節では、BFT がこの要求性能を満たすようにするために採用・開発したシンチ レーションファイバー、MPPC、多チャンネル読み出し回路について説明する。

## 2.1 シンチレーションファイバー

シンチレーションファイバーはプラスチックシンチレーターをファイバー状にしたもの であり、ファイバー内側のコア材質に励起発光する物質を混ぜられている。信号生成(シ ンチレーション発光)過程の時間スケールがnsオーダーと速く、また放射線損傷に対して も強い耐性を持っているため高エネルギー実験等において検出器のコンポーネントとして 広く利用されている。シンチレーションファイバーは内側のコアと外側のクラッドの材質 が異なり、その屈折率の違いから境界面で生じる全反射を利用してシンチレーション光を 伝達する。クラッド部の構成には2種類あり、クラッドが一層のシングルクラッド型とク ラッドが二層構造になっているマルチクラッド型がある。マルチクラッド型はシングルク ラッド型よりも不感部分となるクラッド部分の厚さが直径に対して3%程大きくなるが、ク ラッドを二重構造にすることによって全反射の立体角を大きくして発生した光子の収集率 を向上させている。

BFT の重要な性能の一つである時間分解能は MPPC で検出される光電子数に大きく依存すると考えられるため、より多くの光量が得られるファイバーを使用することが必要となる。そのため、構造の異なる数種類のファイバーに<sup>90</sup>Sr 線源からのβ線を照射して発光量のテストを行った。テストしたファイバーは Kuraray 社製のマルチクラッド型(SCSF-78J) 及びシングルクラッド型(SCSF-78MJ)[9]、Saint-gobain 社製のシングルクラッドファイバー(BCF-10SC)[10]である。使用したファイバーの性能について表 2.1 にまとめる。また、Kuraray 社製ファイバーの材質と構造を図 2.2 と図 2.6 に示す。光量テストは図 2.7 に示すようなセットアップで行った。長さ 20 cm ファイバー1本の片側を後述する MPPC と



図 2.4: MWPC のトラッキングによる BFT 設置位置のビームプロファイル。左下と右上 はそれぞれ水平方向と鉛直方向に射影した図である。



図 2.5: 予想されるタイムゲート幅とマルチトラックの確率の関係。

EASIROCボードを用いて読み出し、PMT シンチレーションカウンターによってトリガー を生成した。光量テストの結果を図 2.8 に示す。Kuraray 社製と Saint-gobain 社製のシン グルクラッド型ファイバーの光量を比較すると、BCF-10SC よりも SCSF-78J の方が 2 倍 以上の光量が得られた。Kuraray 社製のシングルクラッド型とマルチクラッド型の光量を 比較すると、マルチクラッド型の方が光電子 1、2 個程度多い光量が得られた。この結果か ら、BFT には最も光量が多く得られた Kuraray 社製のマルチクラッド型シンチレーション ファイバー (SCSF-78MJ)を採用した。試作機を用いたテスト実験では、このファイバー を採用した BFT とは別に、比較対象として Saint-gobain 社製のシングルクラッド型ファイ

Emission peak [nm]Decay time [ns]Att. length [m]SCSF-78J, SCSF-78MJ4502.84.0BCF-10SC4322.72.2

表 2.1: 本研究で使用したシンチレーションファイバーの性能(カタログ値)。

表 2.2: Kuraray 社製シンチレーションファイバーの材質 [9]。

		Material	Reflective Index	Density $[g/cm^3]$	# of atom/cm <sup>3</sup> (×10 <sup>22</sup> )
Core		$\mathbf{PS}$	1.59	1.05	C:4.9, H:4.9
Cladding	Inner	PMMA	1.49	1.19	C:3.6, H:5.7, O:1.4
Clauding	Outer	$\mathbf{FP}$	1.42	1.43	

PS ··· Polystyrene, PMMA ··· Polymethylmethacrylate, FP ··· Fluorinated polymer

## 2.2 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPCは浜松ホトニクス社製の小型のピクセル型半導体光検出器(Pixeled Photon Detector: PPD)の一種である。図2.9に本研究で使用した MPPCの写真を示す。受光面には数十 µm<sup>2</sup>の Avalanche Photo Diode (APD)がピクセル状に複数敷き詰められ、各ピクセルから検出される電荷量を測定することによりフォトンカウンティングを行う[11]。表2.3にファイバーを用いた検出器に一般的に使用される他の光検出デバイス(MAPMT、APD)と MPPCの性能差を示す。MPPCは常温、低電圧で動作させることができ、半導体素子であるため磁場の影響を受けない。さらに光電面は1 mm<sup>2</sup>程度と非常小さく、製作する検出器の集積度を高くできるので今回デザインしたファイバー検出器に用いる光検出デバイスとして最も適している。

MPPCに使用される APD は、逆電圧を印加することによって光電流を増倍するフォト ダイオードである。図 2.10 に APD の構造の概略図を示す。n型半導体とp型半導体の接合 部分ではそれぞれのキャリア(ホールと電子)が互いに拡散し、打ち消し合うことでキャ リアが少ない領域である空乏層が形成される。これに逆電圧を印加するとその電位差によ りキャリアが引き付けられてさらに空乏層が広がり、そこに電場が生じる。この領域に光



図 2.6: Kuraray 社製のシングルクラッド型とマルチクラッド型シンチレーションファイ バーの構造 [9]。シングルクラッド型のクラッドの厚さは直径の 3% で、全反射角は 69.6 度。 マルチクラッド型はクラッドの厚さが直径の 6% で、全反射角は 72.4 度。



図 2.7: ファイバーの *β* 線照射時の光量テストのセットアップ。長さ 20 cm のファイバーの 中心部分に *β* 線を当ててファイバー1本の光量をテストした。2 つの PMT のコインシデ ンスでトリガーを生成した。



図 2.8: ファイバーの β線照射時の光量テストの結果。各ファイバーの平均光量は光電子数 で SCSF-78J が 12.3、SCSF-78MJ が 13.6、BCF-10SC が 4.9 であった。

表 2.3: 光検出器の性能差。

	増幅率	バイアス電圧	光電面	磁場耐性
MPPC	$10^5 \sim 10^6$	$70\sim80~{\rm V}$	$\sim 1 \times 1 \text{ mm}^2$	有
APD	$\sim 100$	$150\sim 350~{\rm V}$	$\sim 1 \times 1 \text{ mm}^2$	有
MAPMT	$10^6\sim 10^7$	$1000 \sim 1500~{\rm V}$	$\sim 20 \times 20 \mathrm{mm^2}$	無



図 2.9: ファイバー検出器に使用した MPPC (S10362-11-100P)。

子が入射すると空乏層内の電子が励起されて新たに電子ホール対を生成し、生じた電場に 沿って電子はn層に、ホールはp層にドリフトされる。このドリフト速度は電場の強度に 依存し、電場が約10<sup>4</sup> V/cmになると結晶格子との衝突回数が増加するため、ある一定の速 度に収束する。さらに逆電圧を上げると次の衝突までの間にキャリアは大きなエネルギー を持つようになり、このキャリアが半導体の原子と衝突電離を起こしてさらに新たな電子 ホール対を生成する。この反応が繰り返されて電子ホール対が雪崩的に増幅していくこと を雪崩増幅(アバランシェ増幅)といい、APDはこの現象を利用することでシグナルの強 度を増加させる仕組みになっている。

APDに印加する逆電圧をある一定以上にすると内部電場が高くなり、増倍率が10<sup>5</sup>~10<sup>6</sup> に増大する。このときの電圧を降伏電圧といい、降伏電圧値以上の電圧でAPDを動作さ せることをガイガーモードという。ガイガーモードでAPDを動作させると、わずかな光 の入射に対しても放電(ガイガー放電)が起こり、入射光子数に依らない電荷量Qが出力 される。電荷量Qは以下の式のように表される。

$$Q = C(V_{bias} - V_{bd}) \tag{2.1}$$

ここで、*C*はAPDピクセルのキャパシタンス、*V*<sub>bias</sub>は逆電圧、*V*<sub>bd</sub>は降伏電圧である。APD は一度放電を起こすと直列に接続されているクエンチング抵抗によって電圧降下が起きて クエンチされる。この時間はAPDピクセルのキャパシタンス*C*とクエンチング抵抗の抵抗 値 R の積*CR*に比例する。この後、再充電されて逆電圧が降伏電圧以上になり、ガイガー モードに戻る(図 2.11)。



図 2.10: APD の構造の概略図。

MPPCには1mm角程度の受光面にAPDピクセルが敷き詰められている。APDピクセルは2次元に並列接続した構造になっており、全てのピクセルにおいて共通の電圧供給、読み出し回路につながっている。そのため、それぞれのAPDピクセルから出力される電荷



図 2.11: APD ピクセルの等価回路(左図)と APD ガイガーモードの動作原理(右図)。

量Qの総和 $Q_{total}$ が MPPC から出力され、光子を検出できた APD ピクセルの数を $N_{fired}$ とすると以下の式で表すことができる。

$$Q_{total} = N_{fired} \times Q \tag{2.2}$$

この式から、APD ピクセルの電荷量Qが逆電圧に比例するので MPPC の増幅率には逆電 圧依存性があることがわかる。また、MPPC の増幅率には温度依存性がある。温度が上昇 すると APD 内の結晶の格子振動が激しくなり、加速されたキャリアのエネルギーが十分 に大きくなる前に結晶格子と衝突するため半導体原子との衝突電離の確率が減少し、増幅 率が小さくなる。以上のことから、MPPC を動作させる際はバイアス電圧と温度に注意す る必要がある。

MPPC の検出効率 P.D.E (Photon Detection Efficiency:入射した光子のうち検出でき る光子の割合)は、以下の式で表される。

$$P.D.E = \epsilon_q \times \epsilon_{ap} \times \epsilon_{ex} \tag{2.3}$$

 $\epsilon_q$ は半導体の量子効率(入射光子数に対して発生するキャリア数の比)、 $\epsilon_{ap}$ はMPPCの 開口率(1 画素において、配線部などを除いた受光部の面積の割合)、 $\epsilon_{ex}$ はピクセルの励 起確率(キャリア対が発生する確率、アバランシェ効率)である。なお、 $\epsilon_{ap}$ と全ピクセル 数はトレードオフの関係にある。この検出効率から、光子を検出したピクセル数は以下の 関係式で表される。

$$N_{fired} = N_{total} \times \left(1 - exp\left(-\frac{N_{in} \times P.D.E}{N_{total}}\right)\right)$$
(2.4)

ここで、 $N_{total}$ は MPPC の全ピクセル数、 $N_{in}$ は入射光子数である。1つのピクセルについて平均  $\frac{N_{in}}{N_{total}}$ の光子が入射しており、少なくとも1つ光子が検出される確率は検出効率を含めたポアソン分布から1 –  $exp(-\frac{N_{in} \times P.D.E}{N_{total}})$ となる。これが全ピクセルについて言えるので上の関係式が成り立つ。この関係式から、入射光子数が多くなると1ピクセルに2つ以上の光子が入射する確率が増えるため、その線形性が保てなくなることがわかる。本

研究で開発した BFT に使用するファイバーの直径が1 mm であることと、ファイバーの 光量テストの結果から検出光電子数が平均15程度であり線形性のためにピクセル数を多 くする必要がないことから、光電面が1×1 mm<sup>2</sup>で開口率の高い100ピクセルの MPPCを 採用した。

## 2.3 多チャンネル MPPC 読み出し回路(EASIROC)

ファイバー検出器には小型の半導体光検出器のMPPCを用いるため、ファイバーの集積 度を高くすることができる。また、磁場の影響を受けないことから検出器を磁気スペクト ロメータの直近に設置できる利点がある。しかし、その一方で以下のような問題点がある。

- ファイバー検出器はビームの入射面積をカバーしなければならず、さらにそのファイバーを1本ずつ読み出すため、全チャンネル数が320 ch と非常に多くなる。
- MPPCの増幅率は最大でも10<sup>6</sup>程度なのでさらに信号を増幅させる必要がある。
- MPPCの増幅率は印加電圧の微小な変化に対しても非常に敏感に変化する性質を持っため、チャンネル毎で20 mV 程度の精度で電圧を調整する必要がある。

これらの問題を克服するため、我々のグループは多チャンネル MPPC の同時読み出しの 専用回路の開発を行った [12][13]。以下に開発した専用回路について述べる。

### 2.3.1 多チャンネル MPPC 読み出し用 ASIC (EASIROC チップ)

回路読み出しのフロントエンドである ASIC にはフランスの Omega/IN2P3 で開発された EASIROC を用いた。EASIROC とは Extended Analogue SiPM ReadOut Chip の略称であ る。この ASIC は 32 チャンネルの PPD の同時読み出し及び動作が可能である。EASIROC チップのアナログ部の概略図を図 2.12 に示す。各チャンネルについて信号の整形増幅器と ディスクリミネータを有している。チップ内で整形増幅された信号はピーク検出型の外部 ADC によって A/D 変換され、そのシリアル読み出しが可能である。信号のピーキング時 間は 180 ns 程度になるので、ピークホールドのトリガー待機時間は最大で 200 ns 程度と なる。ディスクリミネータの閾値は全チャンネル共通で設定でき、その出力信号は外部の FPGA に送られる。また、DAC によって読み出し側の GND にオフセットを与え、20 mV 精度で MPPC のバイアス電圧調整をチャンネル毎に行うことができる。これら ASIC の制 御は同一ボード上に設置される FPGA によって行われる。

#### 2.3.2 EASIROC 評価ボード

我々のグループは EASIROC チップと SiTCP を用いて、多チャンネル MPPC 読み出し を行う EASIROC 評価ボード(図 2.13)の製作をした。SiTCP とは KEK で開発されたシ ステムであり、FPGA 内にネットワークの処理を行う TCP を実装しており、イーサネッ トによって PC にデータを転送することができる [14]。SiTCP には主に以下のような特徴 がある。



図 2.12: EASIROC チップの概略図。各チャンネルに整形増幅器とディスクリミネータを 有し、32 チャンネル MPPC の同時読み出しが可能である。また、32 チャンネル共通でディ スクリミネータの閾値設定ができる。

- 消費電力が小さい。
- ユーザー回路とともに FPGA に実装することができ、回路規模が小さい。
- CPUを使用せずにハードウェアで処理を行うため、TCPを用いて高速で安定した データ転送を行うことができる。

評価ボードのSiTCPの利用にはBee Beans Technologies 社製のSOYという汎用SiTCP ボードを用いた。我々が製作した評価ボード上に搭載されたFPGAはEASIROCの制御に 特化したものであり、SiTCPをFPGAに実装するより既成の汎用SiTCPボードを用いる 方が動作が容易で確実だったためSOYを取り付けることにした。

ボードに入力された 32 チャンネル分の MPPC 信号は EASIROC チップ内に送られ、2.12 に示したようにプリアンプで増幅された後、ADC 読み出しを行うための Slow shaper と論 理信号出力用の Fast shaper へ分けて送られる。ADC に関しては各チャンネルの波高をシ リアライズした出力がボード上の ADC によって A/D 変換され、FPGA を介して読み出 される。TDC に関しては、論理信号は FPGA を介してパラレルに送られ、LVDS 規格で 出力して外部の TDC に送ることができる。EASIROC の各パラメータ設定は slow control (クロックにのせてシリアルにレジスタを転送する制御手法)によって制御される。slow control やデータ転送は SiTCP を用いてネットワークを介しボード上 FPGA 内のデジタ ル回路 (ファームウェア)によって行われる。その他図 2.13 の下部に示される input 及び output は NIM で行われ、それぞれの用途は以下の通りである。

Analogue output Analogue signal output。PreAmp、SlowShaper、FastShaperのアナロ グ信号を出力できる。

Logic output 32ch OR、Discriminator out、busy、DAQ gate を出力できる。

**Logic input** TDC common stop、first level trigger、DAQ trigger を入力する。 **Hold** ADC を取るためのホールド信号を入力する。



図 2.13: EASIROC 評価ボードの写真。ボード上に EASIROC、FPGA、ADC が搭載されている。右下に取り付けられているボードが SOY である。

## 3 400 MeV 陽子ビームを用いたファイバー検出器試作機の 性能評価

320 チャンネルから成る BFT 実機製作を行うため、ファイバー及び MPPC が全 32 チャ ンネルから成る試作機を製作し、2011 年 11 月に大阪大学 RCNP において陽子ビームを照 射させるテスト実験を行った。より MIP に近いビーム条件で実験を行うため、RCNP 加速 器で加速できる最大の運動エネルギーである 400 MeV の陽子ビームを用いた。この実験 では BFT の光量、時間分解能、検出効率、位置分解能の基本性能について調べた。また、 時間分解能と検出効率のビーム強度依存性を調べるため、ファイバー1本あたりのビーム 強度が数 10 kHz から 1 MHz 程度まで変わるように入射ビームの強度を変えてデータ収集 を行った。

## 3.1 BFT 試作機

BFT 実機の最適化のためのデータを収集するため、図 3.1 に示すような全 32 チャンネルで構成される試作機を 2 台製作し、多チャンネル MPPC 読み出しのテスト及び BFT としての基本性能の評価を行った。

ビームの有感領域は16本のシンチレーションファイバーを並べた層を互い違いに重ねて 構成している。有感面はビームに対して鉛直方向に 100 mm、水平方向に 16.5 mm である。 この層には接着剤やペイント等を使用しないため、ファイバー同士の位置がずれることが ないように有感領域の上下をアルミフレームで固定した。シンチレーションファイバーは 1台には Kuraray 社製の直径1 mm のマルチクラッド型(SCSF-78MJ)を用い、もう1台 にはファイバーの違いによる BFT の性能差を調べるため Saint-gobain 社製のシングルク ラッド型(BCF-10SC)を用いた。MPPCに接合される側のファイバー端面はアクリル素 材のファイバー固定具に取り付けられ、研磨されている。MPPCは100ピクセルの基板実 '装型(S10362-11-100P)を使用し、これに合う専用の MPPC 基板を製作した。MPPC 基 板には図 3.2 のように 16 個の MPPC が実装されており、これを 2 枚用いて BFT 試作機 1 台分のファイバーを読み出している。基板上の MPPC は 6 mm 間隔で 100 μm 精度で設 置されており、ファイバー端面と MPPC の間にはオプティカルグリス等を使用せず固定 具と基板をねじ止めして固定した。基板に開けられたねじ穴は2φで、M2のねじで止める ことによってファイバー固定具と基板を精度よく固定できるようにした。ファイバー固定 具と基板の間には MPPC 設置部分に穴があけられた、MPPC の厚さ分の 0.8 mm のゴム シートをはさみ、それぞれを面で合わせられるようにして、さらに MPPC 間の光のクロ ストークを防いだ。MPPC 基板と EASIROC ボードの配線は図 3.3 のようになっており、 EASIROC ボードを介して電圧供給を行う。EASIROCの回路上には MPPCの保護抵抗と して 100 kΩの抵抗が取り付けられている。

## 3.2 実験のセットアップ

このテスト実験は他の実験グループと合同で行ったため、BFT の他に Time Projection Chamber (TPC)、Silicon Strip Detector (SSD)、Drift Chamber (DC) が設置された。



図 3.1: BFT 試作機の写真と概略図。



図 3.2: BFT 試作機の MPPC 基板。固定具のファイバー端面の位置にあわせて 6 mm ピッ チで MPPC が設置されている。MPPC の設置精度は 100  $\mu$ m である。



図 3.3: MPPC 基板と EASIROC への配線図。

入射ビームには運動エネルギー 400 MeV の陽子ビーム ( $\beta = 0.713$ ) を用いた。図 3.4 に 実験セットアップの概略図を示す。図中のS1.2.3.4 はそれぞれトリガーカウンターであり、 S1.4はPMT 読み出しのシンチレーションカウンター、S2.3はMPPC 読み出しの小型のシ ンチレーションカウンターである。トリガーはこの最上流部と最下流部に設置されたカウ ンターのコインシデンスによって生成した。このテスト実験では図3.5に示す範囲でビー ムレートを変化させた。ビームレートが低いときはトリガーはS1×S4としたが、PMT へ の入射レートが 107 Hz 以上になると正しく動作しなくなり S1×S4 ではトリガー生成でき ないため、ビームレートを高くした場合はS2×S3でトリガー生成を行った。以降の解析で は、「低レート」はS1×S4トリガー、「高レート」はS2×S3トリガーの場合を指す。トリ ガーカウンターS2、S3 に関しては、ビームの水平方向の広がりが BFT 試作機の有感領域 よりも広がっていたため、BFTのヒットを要求するオフライン解析においてそのADCと TDCの情報を用いた。BFTの光量測定の際は、EASIROCボード上のADCチップを用い てADCデータを取得した。EASIROCボードからパラレルに出力される LVDS 信号は長さ 2mのフラットケーブルを繋いで外部のTDCモジュールに送られるようにした。外部のマ ルチヒット TDC モジュールには AMT-VME を用いた。AMT-VME は KEK で開発された TDC モジュールであり、1 ns/bit 以下での測定が可能である [15]。この実験では common stop モードにしてデータを取得した。BFT の TDC のタイミングは MPPC の信号の波高 に依存し、BFT 試作機の 32 チャンネルでゲインをそろえる必要があるため、EASIROC のDACパラメータの設定によって各チャンネルのバイアス電圧を調整し、MPPCのゲイ ンを合わせた。ゲイン設定のパラメータは1光電子分の増幅に対応する ADC チャンネル (以降これを1 photon gain と呼ぶ)が 30、40、50 になる3 つのパターンを用意した。ディ スクリミネータの閾値設定は2.5、3.5、4.5の光電子数と対応するようにパラメータ設定を した。ビーム強度の変化とともにそれぞれのパラメータ設定を変更して測定を行った。

### 3.3 性能評価

#### 3.3.1 光量

運動エネルギー 400 MeV の陽子及び β線に対して、BFT の光電子数と各チャンネルにお ける光電子数の一様性について評価した。β線の測定はテスト実験前に<sup>90</sup>Sr を用いて行っ た。EASIROC ボードに搭載された ADC を用いてデータを取得し、以下の式によって ADC チャンネルを光子数に較正した。

$$Number of detected p.e. = \frac{ADC \, channel - pedestal}{1 \, photon \, gain} \tag{3.1}$$

各チャンネルの光電子数を図 3.6、BFT の最大光電子数の分布を図 3.7 に示す。図中の 青と赤は、それぞれ SCSF-78MJ を用いた BFT と BCF-10SC を用いた BFT の結果に対応 する。図 3.6 より、どちらの BFT でも光量の一様性が確認できた。また図 3.7 より、ファ イバー1本で行った光量テストの結果と同様に、SCSF-78MJ の方が BCF-10SC よりも2 倍程度の光電子数が得られた。SCSF-78MJ を用いた BFT と、BCF-10SC を用いた BFT で得られた平均光電子数はそれぞれ  $\beta$ 線で 14.87±0.03 と 7.09±0.02、400 MeV の陽子で 22.71±0.02 と 10.74±0.02 であった。シンチレータで生成される光子数はポアソン分布に



図 3.4: テスト実験セットアップの概略図。図に示す S1 の Sci (プラスチックシンチレータ) のサイズはビーム入射面の面積に対応する。S2 の Sci の入射面の面積は  $2 \times 3 \text{ mm}^2$  である。S1 と S4、S2 と S3 は同じサイズである。



図 3.5: テスト実験でデータを取得したビームレートの範囲。横軸がファイバー1本あたりの最大レートで、縦軸がBFTのトータルレートである。ファイバー1本あたりのレートが 2~100 kHzの範囲が低レート、500~2000 kHzの範囲が高レートである。

従うため、以下の式を用いると平均値からある数の光電子が得られる事象の確率を得るこ とができる。

$$P(X=k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$$
  $\lambda$ : 平均値、 $k:0$ を含む自然数 (3.2)

それぞれの閾値設定において光電子を得られる確率は図 3.8 のようになる。SCSF-78MJを 用いた BFT であれば 4.5 p.e. 程度で閾値設定をしても MIP に対して 99% 以上の高い効率 で粒子検出が可能であることがわかる。BCF-10SC を用いた BFT では MIP を 99% 以上で 検出するには 1.5 p.e. 以下の閾値設定をする必要があり、400 MeV の陽子ビームを用いた 場合では 2.5 p.e. に設定する必要がある。このことから、BFT の性能には光量が多く得ら れる SCSF-78MJ の方が明らかに適していたため、以降の解析ではこちらの BFT について 主に性能評価を行った。



図 3.6: 各チャンネルの光電子数の分布。

次に、クロストークの影響を見積もるため、最も多い光電子数が得られたチャンネルと 同じ半層内で隣接するチャンネルにおける光子電子数を調べた(図3.9)。また、クロストー クとダークカレントを区別するため、それらのチャンネルとは関係のない(隣り合わない) チャンネルを選び、ダークカレントによる影響を見積もった。最大光電子数のチャンネル と隣接するチャンネルで検出した光電子数それぞれの分布を図3.10に示す。この分布から、 ディスクリミネータの閾値を超えたクロストークの割合をその設定閾値毎で見積もると図 3.11 のようになった。最小の設定閾値である2.5 p.e.の場合でもその割合は2.2%以下で、 3.5、4.5 p.e.に設定すれば1.1%以下になることが分かった。以上の結果から、ディスクリ ミネータの閾値設定によってクロストークによる影響はほとんどないことが確認できた。

## 3.3.2 ビームプロファイル

BFT のデータから BFT の位置でのビームプロファイルを作成し、全てのチャンネルが 正しく動作していることを確認した。

BFT はファイバーに入射する粒子を直接計測するため、各チャンネルで計測されるイベント数の分布からビームプロファイルを作成することができる。また、マルチヒット TDC



図 3.7: BFT の最大光電子数の分布。



図 3.8: ポアソン分布から予想される各閾値設定時の光電子を得られる確率。



図 3.9: クロストークしたチャンネル。図中で白で示すチャンネルで最大光電子数を検出し たときに青で示したその隣のチャンネルの光量分布を調べた。また、図中の赤で示すよう なこれらと関係のないチャンネルの光量分布からダークカレントの影響を調べた。



図 3.10:最大光子数(白)、クロストークによって検出される光子数(青)、ダークカレントによって検出される光子数(赤)の分布。左図がβ線照射時で右図が400 MeVの陽子ビーム照射時のデータ。



図 3.11: 隣接するファイバーにクロストークした割合。Thresold 設定によって 2.2% にな りほとんど無視できることがわかる。

を使用したため、図 3.12 に示すように高レート条件下において設定したタイムウインドウ 中に複数のヒットがあった場合でも正しく計測することが可能である。TDC 分布のトリ ガーしたタイミングの範囲(図中の最も高いピークの範囲、20 ns 程度の幅)を選んで作 成したビームプロファイルを図 3.13 に示す。この結果から MPPC とその読み出しを行う EASIROC の 32 チャンネル全てが正しく動作し、マルチヒット TDC によってビームプロ ファイルを作成できることが確認できた。

また、BFT にマルチヒット TDC を用いたことによってビームレートを以下の式で見積 もることができる。

$$Beam \, rate \, [\text{Hz/fiber}] = \frac{N_{Time \, gate}}{Time \, gate [\text{ns}] \times N_{Trig}} \tag{3.3}$$

ここで、*N<sub>Time gate</sub>* はトリガータイミングから外れた領域に設定したタイムゲート内のイ ベント数、*Time gate* は設定したタイムゲートの時間幅、*N<sub>Trig</sub>* は正しくトリガーしたイベ ント数である。*N<sub>Time gate</sub>* はトリガーによらないランダムなタイミングで出力された信号数 であるため、トリガー数に対するこの数の割合を求めることでビームレートが見積もられ る。図 3.12 の赤で示す範囲でタイムゲートを設定し、BFT のビームレートを見積もった 様子を図 3.14 に示す。このプロファイルはトリガーに依らないタイミングを選んで作成し ているので、実際のビームの広がりと対応したプロファイルになっている。本節の解析で はこの方法を用いて BFT におけるビームレートを見積もった。

### 3.3.3 時間分解能

各パラメータ及び各ビームレートでの時間分解能を評価した。

EASIROC のように leading-edge 型のディスクリミネータを用いた場合、出力される論 理信号のタイミングが信号の波高によって異なる。この出力信号の遅れを time walk と呼 ぶ。時間分解能の評価の際には time walk の影響をなくすため、一般的には ADC との相



図 3.12: 試作機 BFT の各レートでのマルチヒット TDC の分布。赤で示される領域から ビームレートを見積もった。



図 3.13: BFT 試作機によるビームプロファイル。左が低レート時 (760 kHz/BFT) で、右 が高レート時 (9800 kHz/BFT)。上下は上流・下流側の半層 16 ch に対応する。



図 3.14: トリガータイミングから外れた領域で設定したタイムゲートから作成したビー ムプロファイル。縦軸はマルチヒット TDC のデータから見積もったビームレートである。 BFT におけるトータルレートは上流側の半層 16 ch 分を積分することで見積もった。

関関係によって slewing correction という時間補正を行う。BFT の場合、トリガーカウン ターで生成したトリガー信号では EASIROC のピークホールド信号のタイミングを合わせ られず、ADC を読み出すことができない。そのため、BFT の時間補正では ADC の代わり に TDC の leading edge と trailing edge の幅(Time Over Threshold、以降では Width と 呼ぶ)を用いて行う。EASIROC の Discriminator は Update 型なので、図 3.15 に示すよう に電荷情報と相関を持った Time Over Threshold を測定することができ、この分布によっ て時間補正が可能となる。

低レート時の解析 低レートのトリガーは PMT の S1×S4 で、これらトリガーカウンター の時間分解能は 100 ps 程度であり、BFT の時間分解能より十分小さい。そのためトリガー による影響を無視し、トリガーと BFT の時間差の分散から BFT の時間分解能を評価した。 slewing correction は、BFT の TDC の leading edge TDC ( $t_l$ ) と Width (W) の相関に よって行った。補正には以下の式を用いた。

$$\Delta t_l = p_0 + p_1 W + p_2 W^2 \tag{3.4}$$

ここで、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$ はフィッティングによって得られるパラメータである。こうして求めた補正値  $\Delta t \, \epsilon \, t_l$  から差し引いて時間補正を行った。図 3.16 に示すように、この補正式を用いて slewing correction を行うと  $t_l$  の Width 依存性を取り除くことができた。

低レート時の時間分解能の解析結果を図 3.17 に示す。式 3.3 を用いると、この時の BFT におけるビームレートは 600~800 kHz で、ファイバー1本当たりに最大で 100 kHz 程度で 粒子が入射していたと考えられる。


図 3.15: EASIROC の ADC と TDC 幅の相関。



図 3.16: Slewing correction の結果(低レート時)。左が補正前で右が補正後。



図 3.17: 低レート時の時間分解能の結果。

本来であれば、Threshold を高くするにつれ時間分解能は悪くなるが、slewing correction をしたため Threshold 依存性はほとんど見られなかった。時間分解能はゲインを上げるほ ど良くなり、1 photon gain が 40 channel あれば要求性能値である 0.8 ns ( $\sigma$ ) 以下の時間分 解能を達成することができた。

高レート時の解析 高レートの場合はトリガーカウンターが MPPC であるため、BFT と 同程度の時間分解能を持つと考えられ、その影響を無視できなくなる。そのため、高レー トの場合は以下の連立方程式を解いて時間分解能を求めた。

$$\begin{cases} \sigma_{BFTup-BFTdown}^2 = \sigma_{BFTup}^2 + \sigma_{BFTdown}^2 \\ \sigma_{BFTdown-S2}^2 = \sigma_{BFTdown}^2 + \sigma_{S2}^2 \\ \sigma_{S2-BFTup}^2 = \sigma_{S2}^2 + \sigma_{BFTup}^2 \end{cases}$$
(3.5)

ここで、BFT<sub>up</sub>、BFT<sub>down</sub>はそれぞれ上流側、下流側に設置したBFTを示す。方程式の 左辺は各検出器の時間差の分散である。この時間差は各々に関係する2台の検出器の時間 分解能を含むため上式が成り立ち、これを解くことで各検出器の時間分解能を得ることが できる。テスト実験ではS2とS3のアライメントがずれていたため、2台のトリガーカウン ター(S2,S3)と上流のBFTで解析を行うことが困難であった。そのため、図3.18の赤で 示すようなS2で正しくタイミングが決まっているイベントだけを選択し、S2カウンター と上流・下流2台のBFTの3つの検出器について上記の連立方程式を解くことで時間分解 能を求めた。slewing correctionはS2の ADC 及びBFT の Width によって行った。S2 の ADC による補正は以下の式を用いた。

$$\Delta TOF = p'_0 + \frac{p'_1}{\sqrt{S2ADC}} + \frac{p'_2}{S2ADC}$$
(3.6)

Widthによる補正は低レート時の解析と同様に行った。図 3.19に示すように、これらの時間補正を行うことで高レート時の解析についてもWidth、S2ADCの依存性を取り除くことができた。



図 3.18: S2TDC と S3TDC の相関。図中の赤で示される領域について解析を行った。

図 3.20 に時間分解能のゲイン依存性を示す。このときの Threshold は全て 2.5 p.e. に設定した。高レートの場合も低レートの場合と同様にゲインが大きいほど時間分解能が良くなった。最もゲインが高い設定であった 1 photon gain が 50 の場合、ファイバーへの入射最大ビームレートが 700 kHz/fiber で 0.804±0.004 ns ( $\sigma$ )、1900 kHz/fiber で 0.939±0.004 ns ( $\sigma$ ) であった。

次に、時間分解能が最も良くなった1 photon gain が 50 のときについてビームレート依存性を評価した。図 3.21 に示すように、ビームレートが上がるにつれ時間分解能の値が大きくなる依存性が見られた。これはビームレートの上昇に伴って MPPC の増幅率が下がったことが原因と考えられる。BFT に使用した MPPC の増幅率は、図 3.22 に示すように印加電圧の 100 mV 程度の微小な変動にも敏感に反応して大きく変動する。MPPC に電源供給する回路上には直列に 100 kΩ の保護抵抗が接続されているため、ビームレートが上昇するとこの保護抵抗によって大きな電圧降下が生じる。2 MHz のビームが入射して平均 20個の光電子が生じたと仮定して概算すると、保護抵抗によって約 600 mV の電圧降下が起きる。図 3.23 に示すように、この電圧降下よって電荷量に対応する Width がビームレートが高くなるにつれて小さくなっていったことがわかる。この電圧降下は保護抵抗にしてゲインの降下を小さく抑えられるように設計した。試作機の設計でも約 700 MHz/fiber のレート下で 0.8 ns (σ) 程度の時間分解能を得られており、保護抵抗を改善してゲイン低下が抑えられればさらにレートが高い場合でも 0.8 ns 以下の性能が得られると考えられる。

以上の結果より、MPPCに電圧をかける回路上の保護抵抗値、及び1 photon gain のパラ メータ設定によって適切なゲイン調節を行えば、slewing correction をすることで10 MHz の高計数率の実験に要求される時間分解能に到達可能であることが確認できた。



図 3.19: Slewing correction の結果。左が補正前で右が補正後。初めに Width による補正 (上)を行い、その次に S2 の ADC による補正(中)を行った。下の図が検出器の時間差 の分布である。



図 3.20: 高レート時の時間分解能のゲイン依存性。



図 3.21:時間分解能のレート依存性。



図 3.22: 1 photon gain と over voltage( $\Delta V$ )の関係。over voltage はバイアス電圧から降伏 電圧を引いたものである。



図 3.23: Width のビームレート依存性。ビームレートが高くなるに従い、ビーム入射が多 いチャンネルのWidth が小さくなっている。

#### 3.3.4 検出効率

テスト実験では入射ビームの水平方向の広がりが BFT の有感領域よりも大きかったため、S2のヒットを要求して BFT のビーム中心領域における検出効率を評価した。上流に設置した BFT に対して、上流・下流のトリガーカウンター(S1、S2、S4)と下流に設置した BFT にヒットがあったときのヒットの割合を検出効率とした。S1、S2、下流の BFT、S4(高レートの場合はS2と下流の BFT のみ)にヒットがあったときの事象数を  $N_{hit}$ 、さらに上流の BFT にヒットがあった事象数を  $N_{BFT_{up}}$  とすると、検出効率  $\epsilon_{detect}$  は以下の式で表される。

$$\epsilon_{detect} = \frac{N_{BFT_{up}}}{N_{hit}} \tag{3.7}$$

また二項分布より、その統計誤差 $\Delta \epsilon_{detect}$ は、

$$\Delta \epsilon_{detect} = \sqrt{N_{hit} \epsilon_{detect} \left(1 - \epsilon_{detect}\right)} \tag{3.8}$$

となる。これを用いて検出効率を求めると、図3.24のような結果が得られた。ビームレートが 70~80 kHz/fiber と 400~700 kHz/fiber の場合は 100% 近い検出効率が得られた。1700~1900 kHz/fiberのビームレートになった場合では大きく検出効率が下がり、95%程度となった。 ここで、図 3.25 にあるように BFT の上流 16 本の半層と下流の半層で分けた検出効率をみ ると、レートが高くなった場合にそれぞれで検出効率の変化の仕方に違いが見られる。ビー ムレートが最も高い1700~1900 kHz/fiber になるとどちらの層も検出効率は下がっている が、threshold が 2.5 p.e. と 3.5 p.e. の場合では上流側の半層に対して下流側の方が大きく 検出効率が下がっている。上流側に関しては、図 3.23 に示したようにレートの上がってゲ インが降下したことによって、設定した閾値を超えるイベント数が少なくなったためと考 えられる。下流側に関してはその影響とさらにその他の原因として、マルチヒットTDCの 数え落としが挙げられる。マルチヒット TDC 読み出しに使用した AMT-VME には24 チャ ンネルを読み出す AMT チップが 3 つ搭載されている。BFT 試作機では図 3.26 に対応を 示すように、各チップで24、24、16のチャンネル数を読み出した。図の中央に示す2つ目 のチップはレートが高くなる2か所を読み出しており、それに対応してビームプロファイ ルの山が小さくなっているのがわかる。テスト実験では本来は待つべきであった AMT の データコンバージョン時間を待たずにデータ収集をしてしまったため、レートが高くなっ てデータ量が増えた時にそれによって片側半層(データ量を多く読み出すチップに対応す るチャンネル)でマルチヒット TDC の数え落としがあった可能性がある。このことが大 きな要因として、1700~1900 kHz/fiber 程度の高レート時には検出効率が下がったと考え られる。

1700~1900 kHz/fiber のデータに関して、正しく読み出しが出来ていたと考えられる上 流半層の検出効率から、下流半層も同等の性能を持つと仮定して BFT の検出効率を見積も ると、検出効率のレート依存性は図 3.27 のように示される。この結果から、700 kHz/fiber のビームレートまでは 99.5% 以上の検出効率があり、1700~1900 kHz/fiber でも閾値設定 によって 98% 以上になった。したがって、マルチヒット TDC 読み出しを改善して調べる 必要があるが、ファイバーを俵積みした 1 層構造の BFT でも要求性能を満たすに等しい十 分に高い検出効率が得られることがわかった。



図 3.24: 各ビームレートにおける検出効率の threshold 依存性。



図 3.25: BFT の1層と各半層ごとの検出効率のレート依存性。



図 3.26: 高レート時のBFT 試作機のビームプロファイル。左図が上流、右図が下流に設置 した BFT。1つのチップで矢印で示される範囲のチャンネルを読み出す。



図 3.27: 検出効率のレート依存性。ただし、1700~1900 kHz/fiber については上流側半層 の検出効率から全体の検出効率を見積もった。

#### 3.3.5 位置分解能

位置分解能はSSDとのトラッキング情報をもとにして、上流のBFTについて評価を行った。SSDに複数トラックある場合は、そのADCによって1トラックを決定した。図 3.28 に示すようにクロストーク等によるアクシデンタルイベントを十分に除外するためにBFT のWidthに閾値を設定し、それ以上であるならばヒットとした。平面内のトラッキングは以下の式で表される最小二乗法によって行う。ここではz軸をビーム方向として、z-x平面におけるトラッキングを考える。

$$x = \left(\frac{EB - CA}{DB - A^2}\right)z + \left(\frac{DC - EA}{DB - A^2}\right)$$
(3.9)

$$A = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i}{\sigma_i^2}, \quad B = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad C = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{\sigma_i^2}, \quad D = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i^2}{\sigma_i^2}, \quad E = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i x_i}{\sigma_i^2}$$
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{x_i - (az_i + b)}{\sigma_i}\right)^2$$
(3.10)

BFTに複数のヒットがあった場合は4点でフィッティングして得たトラックの $\chi^2$ が最小と なるものを選択した。また、ここでは2種類のトラックから得られた残差分布の geometrical mean を計算する方法によって位置分解能の評価を行った [16]。対象となる上流の BFT の 位置情報を含めた4つの測定点でフィッティングして得られたトラックからの残差 $\delta_{in}$ の標 準偏差 $\sigma_{\delta_{in}}$ と、それを除いた3点でフィッティングして得られたトラックからの残差 $\delta_{ex}$ の 標準偏差 $\sigma_{\delta_{ex}}$ を用いて、以下の式で位置分解能を求めた。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\delta_{in}} \sigma_{\delta_{ex}}} \tag{3.11}$$

$$\Delta \sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{\delta_{in}}} \Delta \sigma_{\delta_{in}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{\delta_{ex}}} \Delta \sigma_{\delta_{ex}}\right)^2}$$

$$= \frac{1}{2\sigma} \sqrt{\left(\sigma_{\delta_{in}} \Delta \sigma_{\delta_{ex}}\right)^2 + \left(\sigma_{\delta_{ex}} \Delta \sigma_{\delta_{in}}\right)^2}$$
(3.12)



図 3.28: BFT の Width 分布。赤で示される範囲を BFT にヒットがあったとした。

**BFT の粒子通過位置の決定方法** BFT のファイバーは俵状に積み重なった構造をしているため、まず図 3.29 のように1 mm 間隔で設置された2次元構造を、0.5 mm 間隔の1次元構造とみなしてクラスタリングを行った。クラスタリングは1次元としてみなした時に隣り合うファイバーにおいて、設定したタイムウインドウの中にヒットがあれば同じクラスターとして含めた。そのクラスターにおいてさらに以下の式を用いて Width による重心を考慮し粒子の通過位置 *X* を決定した。

$$X = \frac{\sum W_i x_i}{\sum W_i} \tag{3.13}$$

ここで、iはクラスター内で割り当てたヒットしたファイバーの番号で、 $W_i$ はWidth、 $x_i$ はヒットしたファイバーの位置である。



図 3.29: BFT の解析上の構造の見なし方。2次元に並べられたファイバーを0.5 mm 間隔 に並べた1次元構造として考える。

BFT の残差分布と BFT のヒット位置との相関を図 3.30 に示す。BFT の残差にヒット 位置の依存性がないことがわかった。先に示した式を用いると、 $0.238\pm0.002 \text{ mm}(\sigma)$ の 位置分解能が得られた。次にこの結果を評価するため、Geant4 シミュレーションによって 位置分解能を求めた。ここでは TPC を置いた場合と置かなかった場合の 2 通りでシミュ レーションを行い、TPC における散乱による分解能の悪化を見積もった。位置分解能の 解析は上記と同様に行った。ただし、SSD 及び BFT のヒット位置に関しては、それぞれ 一様分布から予想される分解能を考慮し、その値の範囲だけガウス分布で振られた乱数を 加えてヒット位置を決めた。シミュレーションで求めた BFT の残差分布を図 3.31 に示す。 TPC を置かなかった場合と置いた場合の位置分解能はそれぞれ 0.192 $\pm$ 0.002 mm ( $\sigma$ ) と、 0.230 $\pm$ 0.002 mm ( $\sigma$ ) であった。実験結果と TPC を置いた場合のシミュレーション結果は よく一致しており、BFT の構造から予想される十分な位置分解能が得られていることがわ かった。またこの結果の一致から、TPC の物質量によって位置分解能が低下しなければこ の実験条件では 190  $\mu$ m 程度の位置分解能が得られると推測される。



図 3.30: BFT の残差分布と BFT のヒット位置の相関図。このとき上流 BFT はトラッキン グに参加している。



図 3.31: Geant4 シミュレーションで求めた TPC を置かなかった場合(左図)と置いた場合(右図)の BFT の残差分布。このとき上流 BFT はトラッキングに参加している。TPC による散乱で位置分解能が低下していることが確認できる。

# 4 J-PARC 実験における BFT の性能評価

我々のグループは2012年6月に J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、ビームライン上 流部に BFT 実機を設置して実験を行った。この実験では BFT の位置での荷電粒子のレー トを 1~15 M/spill (spill: 2 sec) 程度で変化させてデータを収集した。

前節の解析と同様に時間分解能、位置分解能、検出効率の基本性能をビーム強度依存性 とともに評価した。さらに、この解析ではBFTを用いて入射粒子の運動量解析及びミッシ ングマス解析を行い、BFTをビームスペクトロメータの検出器としての性能評価し、これ によりBFTを用いた新たなビーム運動量の解析手法の確立を行った。

## 4.1 大強度陽子加速器施設 J-PARC

茨城県東海村に設置されている大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelorator Complex)は、原子核物理、素粒子物理等の分野で世界最先端の研究を行うための陽子加 速器及び実験施設群である [17]。イオン源から取り出した負水素イオンビームを初段のリ ニアックで 400 MeV (現在は 181 MeV)まで加速し、次に荷電交換で陽子ビームにして から 3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron, RCS)で加速、その後物質・生 命科学実験施設 (Materials and Life Science Facility, MLF)と 50 GeV シンクロトロンで (MainRing, MR) に輸送される。MR に輸送されたビームはさらに最大 50 GeV (現在は 30 GeV)まで加速される。MR には2か所の陽子ビーム取り出しポートがあり、遅い取り 出しではハドロン実験施設へ、速い取り出しではニュートリノ実験施設に輸送される。我々 の実験グループが利用するハドロン実験施設には、現在二次ビームラインとして K1.8BR、 K1.8、K1.1BR、KL の4つが建設されている。

# 4.2 K1.8 ビームラインと SKS

K1.8 ビームラインは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 GeV/cのビームが輸送可能である。二次粒子生成標的(T1) 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 $\pi^{\pm}$ 中間子ビー ムを利用できるようになっている。MS2より下流から実験標的までをビームラインスペク トロメータと呼び、入射粒子の運動量解析に用いられる。そのさらに下流に標的によって 散乱された粒子の運動量を測定する散乱粒子スペクトロメータ(SKS)が設置されている。 K1.8 ビームラインはストレンジネスS = -2のハイパー核を生成するのに適した純度と強 度の高い1.8 GeV/cの $K^{\pm}$ 中間子ビームを利用できるように設計されており、高運動量分 解能を持つSKS スペクトロメータを用いてハイパー核の分光実験などが行われている。

### 4.2.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータ

K1.8 ビームラインで輸送された二次粒子については、ビームラインスペクトロメータに よって粒子識別や運動量解析を行う。運動量分解能  $\Delta p/p$  は  $3.3 \times 10^{-4}$  (FWHM) になるよ うに設計されている。K1.8 ビームラインスペクトロメータの概略図を図 4.1 に示す。ビー ムラインスペクトロメータは、4台の四重極磁石と1台の双極電磁石を用いた QQDQQ 電磁石システム、その前後に置かれたチェンバーやトリガーカウンターから成る。以下に設置されている各検出器について述べる。



図 4.1: K1.8 ビームラインスペクトロメータの概略図。

ガスチェレンコフ検出器 (GC) GC は第二マススリットの直後(K1.8 ビームラインスペクトロメータの最上流)に設置されており、二次ビーム中に含まれる電子及び陽電子を除去する。ガスはイソブタン(屈折率:1.0023)を使用している。

ビームホドスコープ(BH1,2) BH1,2はそれぞれGCの直後、ターゲットの直前(K1.8 ビームラインスペクトロメーターの最下流)に設置されているプラスチックシンチレーショ ンカウンターである。BH1,2の概略図を図4.2、図4.3に示す。BH1からBH2までの距離 は10.4 mであり、この間の飛行時間差を測定することによってトリガー段階やオフライン 解析での粒子識別を行う。また、BH2は全ての測定系の時間原点を与える検出器として用 いられる。BH1とBH2の飛行時間の分解能は約150 ps (rms)である。

**ビームラインチェンバー**(**BC1**, **2**, **3**, **4**) BC1,2はビームラインのQQDQQ 電磁石システ ムの上流に、BC3,4は下流に設置されている。BC1,2はMulti Wire Proportional Chamber (MWPC) であり、x,v,u それぞれ2面ずつに1mm間隔でアノードワイヤーが張られてい る。x は垂直方向に0度、u は 15度、v は -15 度に傾けられており、x,u,v 面が2面ずつの 全6面で構成される。BC3,4 はドリフトチェンバーであり、BC3 は 3 mm 間隔、BC4 は 5 mm 間隔でアノードワイヤーが張られている。x,u,v 面と、それぞれについて半セル(1.5



図 4.2: BH1の概略図。



図 4.3: BH2 の概略図。

mm 及び 2.5 mm) だけずらして対となる x',u',v' 面との全 6 面で構成される。このような ペアプレーン構造をとることで各面において粒子がセンスワイヤーの左右どちらを通過し たかがわかる。位置分解能は BC1,2 が約 300 µm (rms)、BC3,4 が約 200 µm (rms) である。

### 4.2.2 散乱粒子スペクトロメータ (SKS)

実験標的によって生成した粒子は、超伝導 K 中間子スペクトロメータ(SKS)を用いて 粒子識別と運動量解析が行われる。運動量分解能は 10<sup>-3</sup> (FWHM) オーダーである。SKS スペクトロメータの概略図を図 4.4 に示す。SKS スペクトロメータは超伝導双極子マグネッ トとチェンバー、トリガーカウンターから成る。以下に設置されているそれぞれの検出器 について述べる。



図 4.4: SKS の概略図。

SKS 電磁石 SKS 電磁石は扇形の超伝導電磁石であり、現在の最大磁場は2.5 T(最大電流:400 A)である。本実験では電磁石のポール間のギャップは真空ではないので、散乱粒子の空気との多重散乱による分解能の悪化を軽減するため He バッグを入れた。また、SKS内の磁場分布に関しては磁場計算プログラムで計算した計算磁場マップを使用した。

**ドリフトチェンバー(SDC1, 2, 3, 4)** SKS マグネットの前段に SDC1,2 が、後段に SDC3,4 が設置されている。SDC1,2 は BC3,4 と同様の構造をしており、SDC1 は uu',vv' 面の全4 面、SDC2 は uu',vv',xx' 面の全6 面で構成される。位置分解能は SDC1,2 が約 200 µm (rms)、SDC3,4 が約 300 µm (rms) である。

散乱側ホドスコープ(TOF) TOFはSDC4の後方に設置された散乱粒子用のホドスコー プで、厚さ30 mm プラスチックシンチレーションカウンターである。BH2からTOFまでの 粒子の飛行時間を測定することによって散乱粒子の識別を行う。時間分解能は150 ps(rms) 程度であり、散乱された  $\pi$  中間子、K 中間子、陽子を識別することが可能である。

**エアロジェルチェレンコフ検出器(AC)** ACはTOFの後方に設置されており、 $\pi$ 中間 子を除去するために使用される。屈折率は1.06であり、約0.4 GeV/cの $\pi$ 中間子、約1.4 GeV/cのK中間子が閾値となる。

**ルサイトチェレンコフ検出器(LC)** LC は厚さ 40 mm、屈折率 1.49 のルサイトを用い た検出器である。ビーム運動量が 0.85 GeV/*c* 以下の領域で *K* 中間子と陽子の識別を行う。

## 4.3 BFT を用いたビームラインスペクトロメータ

#### 4.3.1 Beam line Fiber Tracker

BFT 試作機のテスト結果で得られたデータを踏まえて、図 4.5 のような BFT 実機を製 作し、J-PARC K1.8 ビームラインの上流ビームラインチェンバー BC1 と BC2 の間に設 置した。BFT 実機の基本的な構造は試作機と同じであり、シンチレーションファイバー、 MPPC、読み出しボードは全て試作機と同じものを使用した。ファイバー端面と MPPCの 接合部に関しても試作機と同様の処理、構造になっている。主な変更点としては多チャンネ ル化と、MPPC 基板と基板と EASIROC ボードを繋ぐ回路系である。まず、多チャンネル 化に関して述べる。K1.8 ビームラインのBFT 設置部分でのビームの広がりは図 2.4 のよう になっているため、この領域をすべてカバーする必要がある。そのため、ファイバーを半層 160本の全320本を使用して水平方向は160.5 mm、垂直方向は80 mmのビーム有感領域 を設けた。BFTの上下から長さ5mのフラットケーブルを繋いでMPPCの読み出しを行 えるようにしてケーブルの密集度を軽減し、さらにそれによって検出器全体のコンパクト 化を図った。次に、MPPC 基板及び回路系の改良点について述べる。BFT 実機のために製 作した MPPC 基板は図 4.7、図 4.8 のようになっている。新たな基板では 16 個の MPPC を 2.54 mm 間隔で一直線上に並べたものを2列設置し、1枚の基板上に32 個の MPPC を実装 した。また、ファイバーを互い違いに読み出すために上下の列でわずかに設置位置がずら されている。MPPCの電圧供給については EASIROC ボード上の回路からではなく、新た に図 4.9 のようなデザインで製作した中継基板を介して行うようにした。MPPC 基板と中 継基板の配線図を図 4.10 に示す。MPPCの保護抵抗は 100 kΩ から 10 kΩ に変更し、試作 機で問題となった高計数率時における MPPC のゲイン低下を軽減した。また、EASIROC でMPPC出力の読み出しをする際に1 photon 分の大きさ程の信号の反射が見られたため、 中継基板には100Ωの抵抗で終端させ、信号の反射を抑えられるようにした。ただし、こ れによって信号の大きさは3分の2程度に低下した。



図 4.5: Beam line Fiber tracker 実機の写真。



図 4.6: Beam line Fiber tracker 実機の概略図。



図 4.7: MPPC 基板の設計図。









図 4.10: MPPC 基板と中継基板の配線図。

#### 4.3.2 現在のビームスペクトロメータによる入射粒子の運動量解析

現在のK1.8ビームラインのセットアップでは、入射粒子の運動量はターゲット上流に設置された4つのビームラインチェンバーの位置情報と、QQDQQシステムの磁場分布から計算して得られる輸送行列によって求められる。QQDQQシステム前段のBC1,2と、後段のBC3,4でそれぞれ最小二乗法により直線でトラッキングを行い、この2つの直線と3次のオーダーの輸送行列を用いることで運動量が求められる。輸送行列を $M_t$ 、入射粒子のQQDQQ上流での位置・角度ベクトルを $\vec{X}_{in} = (x_{in}, y_{in}, \frac{dx_{in}}{dz_{in}}, \frac{dy_{in}}{dz_{in}})$ 、下流での位置・角度ベクトルを $\vec{X}_{out} = (x_{out}, y_{out}, \frac{dx_{out}}{dz_{out}}, \frac{dy_{out}}{dz_{out}})$ とすると、以下の式によって運動量は計算される。

$$\vec{X}_{out} = M_t(\vec{X}_{in}, \delta) \tag{4.1}$$

ここで、 $\delta$ はDマグネットの磁場から計算される中心軌道の運動量 $p_0$ と粒子の運動量pとの差であり、 $\delta = \frac{p-p_0}{p_0}$ と書ける。また、入射側の $\chi^2_{K1.8}$ は以下の式で計算される。

$$\chi_{K1.8}^2 = \frac{1}{n-5} \left( \sum_{i=1}^{12} H_i \left( \frac{P_i - f_i(\vec{X}_{in})}{\omega_i} \right)^2 + \sum_{i=13}^{24} H_i \left( \frac{P_i - g_i(\vec{X}_{out})}{\omega_i} \right)^2 \right)$$
(4.2)

$$n = \sum_{i=1}^{24} H_i, \quad H_i = \begin{cases} 1 & i \oplus 0 \text{ minor of } i \oplus 0$$

$$\begin{cases}
i: BCs の面の番号 \\
P_i: i 番目の面のヒット位置 \\
\omega_i: i 番目の面の位置分解能 \\
f_i(\vec{X}_{in}), g_i(\vec{X}_{out}): 輸送行列で計算した i 番目の面のヒット位置
\end{cases}$$

この $\chi^2_{K1.8}$ が最小値になるように計算を行い、最終的に入射粒子の運動量が求められる。

#### 4.3.3 BFT 及び BC3,4 による入射粒子の運動量解析

5 M/spill 以上の入射ビームを利用した実験では飛跡検出器である BC1,2 (MWPC)を 動作させることができないため、従来の方法では入射粒子の運動量解析ができない。その ため、大強度ビームを用いた実験では MWPC に代わって設置される BFT を用いて運動量 解析をしなければならない。BFT を幾層か設置して BC と同様にトラッキングを行って運 動量解析することは原理的には可能であるが、ファイバーによる散乱等によって運動量分 解能が大きく悪化してしまう。そこで我々のグループは x 方向一層の BFT 及び BC3,4 に よる新たな入射粒子の運動量解析を確立を行った。この新たな BFT を用いた入射粒子の 運動量解析は、BFT における入射位置と BC3,4 のトラッキング、輸送行列によって行われ る。輸送行列を下流から上流へ繋ぐように反転させた行列を M'<sub>t</sub> とすると、入射粒子の運 動量を求める行列計算は以下のようになる。

$$\vec{X}_{in} = M'_t(\vec{X}_{out}, \delta) \tag{4.3}$$

ここで輸送行列 M4 の二次までを採用して計算すると、

$$x_{in} = M'_{t1}X + M'_{t2}A + M'_{t3}T + M'_{t4}XX + M'_{t5}XA + M'_{t6}XT + M'_{t7}AA + M'_{t8}AT + M'_{t9}TT + M'_{t10}YB + M'_{t11}BB$$
(4.4)

$$X = x_{out}, \quad A = \frac{dx_{out}}{dz_{out}}, \quad T = \delta, \quad Y = y_{out}, \quad B = \frac{dy_{out}}{dz_{out}}$$

のように表され、 $\delta$ に関する 2 次方程式を導くことができる。なお、 $M'_{tn}$  は輸送行列のパ ラメータである。つまり、ビームラインスペクトロメータ上流に関しては x の情報 ( $x_{in}$ ) のみあれば、この方程式を $\delta$ について解くことで一意的に軌道を決定して入射粒子の運動 量を得ることができる。

本研究ではBFTを用いたビームスペクトロメータの性能評価の際は、この解析方法を 用いてビーム運動量及びミッシングマスを解析し、その分解能の評価を行う。以降の解析 ではBC1,2,3,4の4つのヒット点を用いた従来の入射粒子の運動量解析を「BC1,2-BC3,4 解析」、BFTとBC3,4の3つのヒット点(BFTに関してはx方向のみ)を用いた新たな入 射粒子の運動量解析を「BFT-BC3,4 解析」と表す。

#### 4.3.4 Geant4 シミュレーションによる BFT を用いた運動量解析

Geant4によるシミュレーションを行い、BFTを用いたBFT-BC3,4 解析によって得られ る運動量分解能について評価した。シミュレーション上で生成する入射粒子については、 運動量 1.58 GeV/cの  $\pi^+$  ビームの実験データを BC1,2-BC3,4 解析した結果をもとにして その入射方向及び運動量を決定した。このデータから BFT を除いた現在のセットアップ でシミュレーションを行い、BC1,2-BC3,4 解析による運動量分解能を見積もると、運動量 分解能  $\Delta p/p$  は 4.1 × 10<sup>-4</sup> (FWHM) であった。

次に、BC1,2の物質量の影響をなくした状態でBFTのビーム方向に対する設置位置を 変えて、BFT-BC3,4解析の運動量分解能の変化を調べた。図4.11に示すVIの位置から上 流側 30 mmの位置から40 mm ずつ前方にBFTの設置位置を変えながらシミュレーショ ンを行った。この範囲は現在のK1.8 ビームラインで他の検出器に干渉せずに設置可能な 範囲内である。シミュレーション上での BFT の位置分解能は、0.5 mm 間隔でファイバー が置かれているとした場合に一様分布から予想される分解能  $\sigma = 0.5/\sqrt{12} \sim 1.44$  である と仮定した。BFT-BC3,4 解析による運動量分解能の BFT の設置位置に対する依存性のシ ミュレーション結果を図 4.12 に示す。運動量分解能は VI の位置に近いほど良くなり、最 も分解能が良くなったのは VI から 30 mm の位置で、 $\Delta p/p = 3.5 \times 10^{-4}$  が得られた。ま た、本実験を行った 199 mm の位置では  $\Delta p/p = 3.9 \times 10^{-4}$  であった。



図 4.11: K1.8 ビームラインの VI 及び VO の位置。VI と VO はそれぞれ最前段 Q マグネットの 130 mm 上流側と最後段 Q マグネットの 130 mm 下流側である。

次に、最も分解能が良くなった VI から 30 mm の位置で BFT の位置分解能を変えて BFT-BC3,4 解析を行い、運動量分解能の変化を調べた。BFT-BC3,4 解析による運動量分 解能の BFT の位置分解能依存性についてのシミュレーション結果を図 4.12 に示す。現在 の BC1,2-BC3,4 解析の運動量分解能はシミュレーション結果では 4.1 × 10<sup>-4</sup> (FWHM) であ り、これと同等の分解能と BFT-BC3,4 解析で得るには、250  $\mu$ m ( $\sigma$ ) 以下の BFT の位置分 解能が必要であることがわかった。

実際の実験データの運動量解析からはこれらビームスペクトロメータの運動量分解能を求 めることはできないので、後に行う運動量解析でスペクトロメータの性能を評価する際には、 BC1,2-BC3,4解析から求められる運動量 $p_{BC1,2}$ からBFT-BC3,4解析から求められた運動量  $p_{BFT}$ を差し引き、 $(p_{BC1,2}-p_{BFT})/p_{BC1,2}$ という量を用いた。そのため、ここではBFTを設置 した現在のセットアップにおけるこの量をシミュレーションから求め、実験解析において要求 される値を見積もった。シミュレーションを行った結果、 $(p_{BC1,2}-p_{BFT})/p_{BC1,2} = 3.0 \times 10^{-4}$ (FWHM) であった。したがって、BFTを用いたビームスペクトロメータが現在のビーム スペクトロメータと同等の性能を持つには実際の解析で  $(p_{BC1,2}-p_{BFT})/p_{BC1,2}$ がFWHM で  $10^{-4}$ のオーダーで同程度の値になることが要求される。



図 4.12: BFT の設置位置による運動量分解能の変化。



図 4.13: BFT の位置分解能による運動量分解能の変化。

### 4.4 実験のセットアップ

BC1,2の固定フレームにBFT用フレームを取り付け、BC1とBC2の間にBFTを設置 した。BFTの設置場所の簡略図を4.14に示す。全320チャンネルのMPPCの動作及びパ ラメータ設定は10枚のEASIROCボードを用いて行った。テスト実験と同様に全MPPC のゲインを調節、ディスクリミネータの閾値設定をした。実験中はthresoldは4.5 p.e.、1 photon gainは30チャンネルに設定した。BFT実機に使用した中継基板で100Ωの抵抗 により終端したことで、EASIROCチップではMPPC出力信号の大きさが3分の2程度に なっているため、このゲイン設定はテスト実験の場合の1 photon gainが45の値に相当す る設定である。

ゲインについては、MPPCに温度依存性があることから BFT 周りの温度変化によって その変動があるかを事前に調べた。その結果、図 4.15 に示すように実際の BFT 周りの温 度変化が±0.5 度程度なので、温度変化によるゲイン変動は最大でも3% 程度であり十分小 さいことが確認できた。また、実験中にもビームがオフになっている間に LED によって1 photon gain を測定し、ゲインが一定であることをモニターした。

BFT のマルチヒット TDC の読み出しには COPPER を用いた。COPPER ボードは 32 ch 分の読み出しが可能な FINNESS カードを4枚まで挿入でき、TDC などのデータを取得 できるモジュールである [18]。ただし、COPPER では TDC の trailing edge を検出するこ とができなかったため、Time over threshold 分布による時間補正は行わなかった。



図 4.14: BFT の設置位置。BC1 と BC2 (MWPC) の間に設置した。

実験で使用した主なトリガーは、入射粒子が $\pi$ であることを識別するための $\pi$ beamトリガー、入射 $\pi$ が標的と反応して $\pi$ が散乱されたことを識別する( $\pi$ , $\pi$ )トリガー、 $\Sigma$ の生成データを取得するための( $\pi$ ,K)トリガーである。表 4.1 のようにそれぞれのトリガー生成の方法についてまとめる。



図 4.15: ゲインの温度依存性。ランダムに5チャンネル選び、K1.8ビームライン内の温度 変化によるゲインの変動を調べた。各チャンネルで最大 3% 程度しか変化しなかった。

表 4.1: トリガーの生成方法

トリガー	生成方法
$\pi  beam$	$BH1 \times BH2 \times \overline{GC}$
$(\pi,\pi)$	$\pi  beam  \times  { m TOF}  \times  { m LC}$
$(\pi, K)$	$\pi beam \times \text{TOF} \times \text{LC} \times \overline{AC}$

# 4.5 基本性能評価

### 4.5.1 ビームプロファイル

BFT にはテスト実験と同様にマルチヒット TDC を用いたので、各チャンネルで計測し たイベント数の分布からビームプロファイルを作成した。プロファイル作成の際は図 4.16 で示されるような 15 ns の範囲でタイムウインドウを設定した。160 本の半層ずつに分け たビームプロファイルを図 4.17 に示す。この図から全てのチャンネルにおいて正しく動作 していることが確認できた。



図 4.16: BFT の TDC 分布(トリガータイミングからみた BFT のヒット時間)。赤で示される範囲(15 ns)でタイムウインドウを設定した。



図 4.17: BFT のビームプロファイル。左図が上流半層で右図が下流半層のプロファイル。

#### 4.5.2 時間分解能

BFT 実機の1 photon gain が 30 の場合で時間分解能のビーム強度依存性を評価した。こ の実験で用いた COPPER モジュールでは trailing edge の読み出しができなかったため、 Width による時間補正ができなかった。そのため、この解析ではクラスタリングされた ファイバーの中で、TDC の値が最も早かったものを BFT に粒子が通過した時間とし、そ の BFT とトリガーとの時間差分布の分散を時間分解能として評価した。なお、トリガー タイミングを決めている BH2 の時間分解能は 150 ps (rms) であり、BFT の時間分解能と 比べて十分良い。クラスタリングはテスト実験の解析と同様に、それぞれが積み重った 2 次元構造のファイバーを横一列に並んだ1次元構造として扱って行った。BFT の TDC 分 布の広がりから、隣り合うファイバーの時間差が 15 ns 以下であれば同一クラスターに属 するものとした。

図4.18の右に示すように、ヒットしたタイミングの時間差分布に対してフィッティングを 行った。こうして求めた時間分解能のビーム強度依存性を図4.19に示す。横軸に示す BFT における荷電粒子の平均レートは BFT の前方に置かれた BH1 のカウント数から求めた。



図 4.18: BFT の TDC 分布とフィッティング結果。

時間分解能は平均の荷電粒子レートが4 MHz より低い場合は1.4 ns ( $\sigma$ ) 程度で一定であ り、保護抵抗を100 kΩから10 kΩに変更したことでゲイン低下が軽減されたと考えられ る。荷電粒子レートが平均5 MHz 以上になるとわずかに低下し、平均5 MHz で 1.48±0.03 ns ( $\sigma$ ) で、最も高かった平均7 MHz のときで 1.50±0.02 ns ( $\sigma$ ) だった。ここで、試作機を 用いたテスト実験で得られた補正前の時間分解能を表 4.2 に示す。この結果は threshold 設 定が 4.5 p.e.、ファイバー当たりの最大レートが 70 kHz 程度の時の解析結果であり、本実 験時の場合とおおよそ対応した条件である。本実験の BFT のゲイン設定は 1 photon gain が 30 であり、TDC モジュールの分解能の差(AMT:0.78 ns/bit, COPPER:1 ns/bit)を考 慮するとテスト実験の結果とおおむね対応しているため、ビームレートが上昇すると時間 分解能が低下したのはテスト実験の解析結果と同様に保護抵抗によるゲイン低下が原因で あると考えられる。

今後、trailing edge を測定可能なマルチヒット TDC を使用して Width の測定を行い、実際にゲインが低下しているか、試作機と同様に slewing correction によって要求性能値を達



図 4.19:時間分解能のビーム強度依存性。

成できるか確認する必要がある。特に、今回の解析結果でもビーム強度依存性があったた め、保護抵抗及び中継基板に関しては高レート下において時間分解能が低下しないように さらに改良すべきか調べる必要がある。

表 4.2: テスト実験で得られた slewing correction 前の時間分解能。

Time res.						
Threshold	Rate	Gain:30	Gain:40	Gain:50		
4.5 p.e.	$70 \ \rm kHz/fiber$	1.31 ns $(\sigma)$	1.19 ns $(\sigma)$	1.01 ns $(\sigma)$		

#### 4.5.3 位置分解能

位置分解能の解析はBFT 前後に設置されたBC1,2を用いて行った。テスト実験の解析 と同様に、BCトラッキングにBFTを含めるか否かの2種類のトラックから得られた残差 分布のgeometrical meanを計算する手法で位置分解能を求めた。図4.20にBFTの残差分 布とBFTのヒット位置との相関を示す。左図の相関関係からBFTの残差とヒット位置に は依存性がなく、ビーム方向に対し正しくファイバーを設置出来ていたことが確認できた。

解析の結果、187.4±0.4  $\mu$ m ( $\sigma$ )の位置分解能が得られた。この結果はテスト実験の解析 で行った Geant4 シミュレーションの結果 190  $\mu$ m ( $\sigma$ ) とよく一致しており、BFT に要求さ れる位置分解能を十分に満たしていることを確認できた。

### 4.5.4 検出効率、シングルクラスター比率

BFT の検出効率は、BH1 及び BH2 でヒットしたイベントに対する BFT のヒットの割 合から求めた。BH1,2 のヒット数を  $N_{BH}$ 、BFT のヒット数を  $N_{BFT}$  とすると、検出効率



図 4.20: BC によるトラックからの BFT の残差分布(右図)と BFT のヒット位置との相関(左図)。この図に示す残差分布では BFT はトラッキングに参加していない。

 $\epsilon_{detect}$  とその誤差  $\Delta \epsilon_{detect}$  は二項分布の仮定から以下の式で書ける。

$$\epsilon_{detect} = \frac{N_{BFT}}{N_{BH}}, \quad \Delta \epsilon_{detect} = \sqrt{N_{BH} \epsilon_{detect} \left(1 - \epsilon_{detect}\right)} \tag{4.5}$$

検出効率、シングルクラスター比率の評価の際にはBH1、BH2による入射粒子の解析に よって正しくπ粒子が通過したイベントを選別しなければらないので、以下にその解析方 法について述べる。

BH1 及び BH2 による入射粒子の解析 入射粒子を解析する際は、まず全ての測定系に時間原点を与える検出器である BH2 が正しいタイミングであることを要求した。図 4.21 に BH2 の時間分布を示す。ただし、オフラインで解析する際には π の飛行時間の中心が 0 に なるように較正を行っている。この分布から、-1 ns < BH2 Time < 1 ns の範囲を選択 し、BH2 が正しくタイミングを決めているイベントの選択を行った。

次に、BH1 と BH2 間の時間差から求めた入射粒子の飛行時間によって入射粒子の識別 を行う。図 4.22 に入射粒子の BH1、BH2 間の飛行時間分布を示す。この分布から、-1 ns < TOF<sub>BH1-BH2</sub> < 1 ns の範囲を選択しπ粒子の識別を行った。

以上のように入射粒子の解析を行い、πに対する検出効率を求めた。ただし、BFTのヒットの判定はビームプロファイル作成時と同様に図 4.16 に示す 15 ns の領域に TDC データ があった場合をヒットとした。

解析で得られた検出効率のビーム強度依存性を図4.23に示す。この図から、平均4 MHz 以下であれば99.5%以上の検出効率が得られることが分かった。しかし、平均5 MHz 以 上ではレートの大きさに従って検出効率が僅かに下がった。試作機を使用した場合とは異 なり、数え落としが生じる可能性がある程の高レートではなくマルチヒット TDC は正し く読み出しできていたため、その他の原因があったと考えられる。その一つとして、本実 験を行った際はビーム強度を上げるために水平方向のビームスリットを広げたため、ビー



図 4.21: BH2 の時間分布。赤で示される領域が正しく時間原点を与えられたイベントとした。



図 4.22: 入射粒子の BH1,2 間の飛行時間差分布。赤で示される領域をπビームと識別した。

ム幅が BFT の有感領域より大きくなっていた可能性があった。その検証のために図 4.24 の赤で示す領域を選び、BH1 と BH2 のヒットしたセグメントの相関から BFT の中心部に ヒットしたと考えられるイベントについて検出効率を求めた。この結果は図 4.23 とほぼー 致していたため、ビームの広がりによるものではなかったことが分かった。その他考えら れた原因は、時間分解能の解析結果と同様にビームフラックスの上昇に伴った BFT のゲ イン低下によるものである。本実験では BFT の閾値設定を 4.5 p.e. に設定していたため、 BFT のゲインが低下すると取得できるヒットデータが少なくなるのは明らかであり、また ゲイン設定も 1 photon gain が 30 であったためにこの影響が大きかったと考えられる。し たがって、現在の閾値、ゲイン設定でも平均 7 MHz のビーム強度までで 96% 以上の高い 検出効率が得られているが、ゲインと閾値の設定を適切に行えばさらに高い検出効率が得 られると推測される。



図 4.23: 検出効率のビームレート依存性。

次に、BFT が粒子を検出したイベントに対して1粒子だけがヒットした割合(シングル クラスター比率、single cluster ratio)を評価した。BFT-BC3,4 解析を行う際はビームス ペクトロメータ上流のBFT に複数ヒットがあった場合、どのヒットが下流 BC トラッキン グと対応するかを BC1,2-BC3,4 解析のように  $\chi^2$  で判定することができないため、シング ルクラスターのイベントしか解析に使用できない。よって、このシングルクラスター比率 がビーム運動量の解析効率に非常に重要になる。

シングルクラスター比率(S.C.R.)は以下の式で定義し、その他の条件は検出効率の解 析と同様である。

$$S.C.R. = \frac{N[BFThit = 1]}{N[BFThit > 0]}$$
(4.6)  

$$N[BFThit > 0] : BFT に 1 ヒット以上したイベント数$$

$$N[BFThit = 1] : BFT に 1 ヒットしたイベント数$$

シングルクラスター比率のビームレート依存性の結果を図4.25に示す。図中で黒と赤で



図 4.24: BH1 と BH2 のセグメント相関。赤で示される領域を選んでビーム広がりによる 検出効率の低下を検証した。

示されるプロットは、それぞれBFT自身だけで1粒子イベントを選択した場合と、図4.26 に示すようにBFTのヒット位置とBH1のヒットしたセグメントとの相関によってカット した場合である。BFTだけで1粒子イベントを選択した場合はビームレートが上がるにつ れて single cluster ratio が下がり、平均3 MHzを超えると90%以下になった。BH1のセ グメントとの相関による条件を付け加えるとビームレートの上昇に伴う single cluster ratio の低下を抑えることができ、本実験で最もレートが高い状態であった平均7 MHzの場合で も94%以上になる結果が得られ、BFTが高い解析効率で運動量解析できる性能を持つこ とが確認できた。

#### 4.5.5 解析効率

ここでは、BC1,2を用いたトラッキングによる従来の方法と、BFTを用いた新たな方法 によってビームラインスペクトロメータの解析効率について評価した。平均ビームレート が 2.4 MHz、3.7 MHz、5.0 MHz の場合について解析を行った。ただし、5.0 MHz の場合 は BC1,2 を動作させられなかったので BFT-BC3,4 解析の解析効率についてのみ調べた。 各解析効率は以下のように定義した [19]。



図 4.25: シングルクラスター比率のビームレート依存性。



図 4.26: BFT のヒット位置と BH1 のヒットセグメントの相関。赤で示される領域が正し いヒット位置相関であるとした。

$$\epsilon_{BC} = \frac{N[track \times \pi \, beam]}{N[\pi \, beam]} \tag{4.7}$$

 $\begin{cases} N[\pi \ beam] : \pi \ beam \ of ~~ \vee \land & \\ N[track \times \pi \ beam] : 上条件でかつ BC で \land = \vee \vee \vee \vee \vee \land & \\ \end{cases}$ 

$$\epsilon_{single-track} = \frac{N[(BC1, 2track or BFTtrack) = 1 \times BC3, 4track = 1]}{N[(BC1, 2track or BFTtrack) > 0 \times BC3, 4track > 0]}$$
(4.9)  

$$N[(BC1, 2track or BFTtrack) > 0 \times BC3, 4track > 0]$$

$$: BC1, 2 \pm th BFT で 1 トラック以上かつ BC3, 4 で 1 トラック以上のイベント数$$

$$N[(BC1, 2track or BFTtrack) = 1 \times BC3, 4track = 1]$$

$$: BC1, 2 \pm th BFT で 1 トラックかつ BC3, 4 で 1 トラックのイベント数$$

$$\epsilon_{K1.8} = (\epsilon_{BC1,2} \, or \, \epsilon_{BFT}) \times \epsilon_{BC3,4} \times \epsilon_{K1.8track} \times \epsilon_{single-track} \tag{4.10}$$

ただし*BC*1,2*track、BC*3,4*track、K*1.8*track*に関しては、 $\chi^2$ の値が図4.27の赤で示す 領域にあるものを正しくトラッキングできたイベントであるとした。以上のように求めた 結果を表4.3に示す。この結果から、BFT-BC3,4解析はBC1,2-BC3,4解析より10%程度高 い解析効率を持ち、従来よりも高統計で解析可能であることが確認できた。また、BC1,2-BC3,4解析では解析不能なビームレート下でも解析することができ、その効率も85.5%と 高い解析効率であることがわかった。

# 4.6 BeamThrough データによる運動量解析

BC1,2-BC3,4 解析から求めた入射粒子の運動量と、BFT-BC3,4 解析によって求めた運動 量について比較を行った。解析を行った BeamThrough データは、入射  $\pi^+$ の運動量が 0.9 GeV/c で、液体水素標的を設置していないときのデータである。図 4.28 に示すようにそ れぞれの解析による運動量の中心値はほぼ一致し、運動量分布には差が見られなかった。 また図 4.29 の左図に示すように、両解析による運動量には正しく 1 次の相関が確認でき た。右図は各解析の運動量を差し引いた分布であり、 $(p_{BC1,2} - p_{BFT})/p_{BC1,2} = 3.5 \times 10^{-4}$ (FWHM) だった。この結果は  $3.0 \times 10^{-4}$  (FWHM) のシミュレーション結果とおおむね

Beam rate	2.4 MHz	$3.7 \mathrm{~MHz}$	$5.0 \mathrm{~MHz}$
$\epsilon_{BC1,2}$	94.1%	92.7%	解析不能
$\epsilon_{BC3,4}$	98.4%	98.0%	98.0%
$\epsilon_{K1.8track_{BC1,2-BC3,4}}$	98.9%	98.2%	解析不能
$\epsilon_{single-track_{BC1,2-BC3,4}}$	90.5%	90.4%	解析不能
$\epsilon_{K1.8_{BC1,2-BC3,4}}$	82.9%	80.6%	解析不能
$\epsilon_{BFT}$ (single cluster ratio)	97.7%	96.4%	94.6%
$\epsilon_{K1.8track_{BFT-BC3,4}}$	99.6%	99.5%	98.8%
$\epsilon_{single-track_{BFT-BC3,4}}$	94.3%	94.3%	93.3%
$\epsilon_{K1.8_{BFT-BC3,4}}$	90.3%	88.6%	85.5%

表 4.3: 解析効率のビームレート依存性。



図 4.27: BC1,2、BC3,4、K1.8 トラッキングの  $\chi^2$ 分布。赤で示される範囲を正しくトラッキングができたものであるとした。選択した範囲はそれぞれ  $\chi^2_{BC1,2track} < 30$ 、  $\chi^2_{BC3,4track} < 20$ 、  $\chi^2_{K1.8track} < 50$  である。

一致している。以上から、BFTを用いた運動量解析は、従来のビームスペクトロメータに よる運動量解析と比較して分解能を落とすことなく、同等の性能が得られることが確認で きた。



図 4.28: BFT-BC3,4 解析して求めた運動量(左図)と BC1,2-BC3,4 解析して求めた運動量(右図)。



図 4.29: BC1,2-BC3,4 解析と BFT-BC3,4 解析した運動量の相関(左図)とそれぞれの運動量を差し引いた分布。

# 4.7 ミッシングマス解析

BC1,2-BC3,4 解析とBFT-BC3,4 解析を用いて  $\Sigma^+$  のミッシングマスを求め、その分解能 を評価した。初めに散乱粒子の識別方法と散乱粒子の運動量解析、ミッシングマスの解析 方法について説明する。
#### 4.7.1 散乱粒子の識別

散乱粒子の識別は、散乱粒子の質量  $M_{scattered}$  によって行う。後述する運動量解析によって散乱粒子の運動量  $p_{sks}$  と標的から TOF までの飛行距離  $L_{Target-TOF}$  が求められる。また、BH2 から TOF までの飛行時間  $t_{BH2-TOF}$  は測定されているので入射粒子が BH2 から標的に到達するまでの時間  $t_{BH2-Target}$  が一定だとすると、標的から TOF 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、以下の式によって散乱粒子の質量が求められる。

$$M_{scattered} = \frac{p_{sks}}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \tag{4.11}$$

$$\beta = \frac{L_{Target-TOF}}{ct_{Target-TOF}} \tag{4.12}$$

これによって求めた散乱粒子の質量の2乗分布を図4.30に示す。 $\Sigma^+$ のミッシングマスを 求める際には図中の赤で示される範囲を $K^+$ であるとした。



図 4.30: TOF で求めた散乱粒子の質量の2乗分布。

## 4.7.2 散乱粒子の運動量解析

散乱粒子の運動量解析については、まず初めに SDC1,2 によって SKS 上流、SDC3,4 に よって SKS 下流の直線トラッキングを最小二乗法によって行う。その後、それぞれで求め た直線トラックと計算磁場マップを用いて、Runge-Kutta 法により軌道を計算する。その 軌道と実際のヒット位置の差から定義される  $\chi^2_{SKS}$  を求め、その  $\chi^2_{SKS}$  が収束するまでト ラッキングを行うことで運動量を求める。散乱側の  $\chi^2_{SKS}$  は以下の式で計算される。

$$\chi_{SKS}^2 = \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i^{tracking} - x_i^{Runge}}{\omega_i} \right)^2 \tag{4.13}$$

 $\begin{cases} i: SDCs の面の番号 \\ x_i^{tracking}: i 番目の面の測定されたヒット位置 \\ x_i^{Runge}: Runge-Kutta 法で求めた軌道での i 番目の面でのヒット位置 \\ \omega_i: i 番目の面の位置分解能$ 

### 4.7.3 ミッシングマスの解析方法

 $\pi^+ p \to K^+ \Sigma^+$ 反応によって生成された  $\Sigma$  粒子の質量 *M* は以下の式で求められる。

$$M = \sqrt{(E_{\pi} + M_p - E_K)^2 + (p_{\pi}^2 + p_K^2 - 2p_{\pi}p_K \cos\theta_{\pi K})}$$
  
=  $\sqrt{M_{\pi}^2 + M_K^2 + M_p^2 + 2(M_p E_{\pi} - M_p E_K - E_{\pi} E_K + p_{\pi} p_K \cos\theta_{\pi K})}$  (4.14)

ここで、 $E_{\pi}$ 、 $p_{\pi}$ はそれぞれ  $\pi$  の全エネルギーと運動量であり、 $E_{K}$ 、 $p_{K}$ はそれぞれ K の 全エネルギーと運動量である。また、 $M_{p}$ は標的となる陽子の質量、 $\theta_{\pi K}$ は $\pi^{+}p \rightarrow K^{+}\Sigma^{+}$ 反応における散乱角である。また、ミッシングマスの分解能は以下の式で表される。

$$\Delta M = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial p_{\pi}}\right)^{2} \Delta p_{\pi}^{2} + \left(\frac{\partial M}{\partial p_{K}}\right)^{2} \Delta p_{K}^{2} + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)^{2} \Delta \theta_{\pi K}^{2} + \Delta E_{strag}^{2}}$$
(4.15)  
$$\frac{\partial M}{\partial p_{\pi}} = \frac{1}{M} \left(\frac{p_{\pi}}{E_{\pi}}(M_{p} - E_{K}) + p_{K} cos \theta_{\pi K}\right)$$
$$\frac{\partial M}{\partial p_{K}} = \frac{1}{M} \left(\frac{p_{K}}{E_{K}}(M_{p} - E_{\pi}) + p_{pi} cos \theta_{\pi K}\right)$$
$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_{\pi} p_{K} sin \theta_{\pi K}$$

 $E_{strag}^2$ は標的中の $\pi$ 、Kのエネルギーロスのストラグリングによる効果である。各運動量 と散乱角はビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータを用いて求められる。 上式からわかるようにミッシングマスの分解能は $\Delta p_{\pi}$ 、 $\Delta p_{K}$ 、 $\Delta \theta_{\pi K}$ をどれだけ小さくで きるかで決まる。したがって入射粒子及び散乱粒子の運動量測定を行うスペクトロメータ には高い分解能が要求される。

以下の解析では従来のスペクトロメータに対して BFT を用いたビームスペクトロメー タが分解能を低下させることなくミッシングマスを解析できるかどうか調べた。

#### 4.7.4 解析結果

運動量 1.58 GeV/c の  $\pi^+$  ビームを用いた  $\pi^+ p \to K^+ \Sigma^+$  反応による  $\Sigma^+$  生成に関してミッ シングマスを求めた。ここでは従来の上流・下流の BC トラッキングによる BC1,2-BC3,4 解析と、BFT と下流 BC トラッキングによる BFT-BC3,4 解析の二通りの手法からミッシ ングマスを求め、それぞれのミッシングマス分解能を評価した。

以前 KEK で行われていた実験から、解析で求めたミッシングマスと散乱粒子のビーム 軸に対する水平方向・鉛直方向の角度には相関があることがわかっている。さらに今回の 解析で、ミッシングマスと下流 BC トラッキングによる解析で求めた入射粒子の標的位置 でのビーム軸に対する水平方向の角度にも同様に相関があることがわかった。そのため、 図 4.31 に示すようにミッシングマスとそれぞれの値との相関からΣのミッシングマスの補 正を行った。補正したミッシングマスは以下のように表される。

$$M_{\Sigma_{Corr}} = M_{\Sigma} - \left(a_1 \frac{dx_{Sks}}{dz} + a_2 \left(\frac{dx_{Sks}}{dz}\right)^2 + a_3 \left(\frac{dx_{Sks}}{dz}\right)^3 + a_4 \left(\frac{dx_{Sks}}{dz}\right)^4\right) - \left(b_1 \frac{dy_{Sks}}{dz} + b_2 \left(\frac{dy_{Sks}}{dz}\right)^2 + b_3 \left(\frac{dy_{Sks}}{dz}\right)^3 + b_4 \left(\frac{dy_{Sks}}{dz}\right)^4\right) - \left(c_1 \frac{dx_{BcOut}}{dz} + c_2 \left(\frac{dx_{BcOut}}{dz}\right)^2 + c_3 \left(\frac{dx_{BcOut}}{dz}\right)^3 + c_4 \left(\frac{dx_{BcOut}}{dz}\right)^4\right) (4.16)$$

ここで、*Sks*はSKSによって求めた散乱粒子の位置に関して、*BcOut*は下流 BCトラッキングによって求めた入射粒子の位置に関するものである。

求めたミッシングマスの分布を図 4.32 に示す。それぞれの分解能(FWHM)は BC1,2-BC3,4 解析で 2.38±0.04 MeV/c<sup>2</sup>、BFT-BC3,4 解析で 2.37±0.03 MeV/c<sup>2</sup> となった。また 解析できたイベント数の比は BC1,2-BC3,4:BFT-BC3,4=16:17 で、BFT-BC3,4 解析の方が 高効率で解析できた。

以上の結果から、BFTを用いた新たな解析方法でも従来の解析と比べてミッシングマス 分解能を低下させることなく、さらに高解析効率でミッシングマス解析できることが確認 できた。



図 4.31: ミッシングマスと水平方向(上)及び鉛直方向(下)の相関図。左図が補正前で 右図が補正後。



図 4.32: BC1,2-BC3,4 解析によるミッシングマス(左図)とBFT-BC3,4 解析によるミッシングマス(右図)

# 5 まとめ

本論文では大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器 Beam line fiber tracker (BFT) の開発及び性能評価について述べた。

BFT は J-PARC において MWPC を動作させられないような平均5 MHz の大強度ビー ム下でも安定に動作し、さらに BFT を用いた新たな解析手法によって従来の解析と同等の 性能でビーム運動量及びミッシングマス解析を行うことができる。BFT はシンチレーショ ンファイバー、MPPC、多チャンネル MPPC 読み出し専用回路 EASIROC で構成をした。

32 チャンネルからなる BFT 試作機を用いて大阪 RCNP にて行った 400 MeV の陽子ビームを用いた実験では、BFT の基本性能のビーム強度依存性を評価した。時間分解能については、leading edge TDC と Time over threshold の相関による slewing correction を行うことでファイバー1本あたりの最大レートが 10~500 kHz の場合は 0.8 ns ( $\sigma$ ) 以下になり、1700~2000 kHz の場合は 0.9 ns ( $\sigma$ ) 程度になる結果が得られた。ビーム強度が上がったときに時間分解能が低下した原因は、MPPC に電圧供給する回路上に取り付けられた保護抵抗によるゲイン低下であると考えられる。検出効率については 70~700 kHz/fiber では 99.5% 以上の高効率が得られ、1700~1900 kHz/fiber では閾値設定によって 98% 以上の検出効率が得られた。ただし、このビームレート下ではマルチヒット TDC の読み出し方法に問題があり、それによって下流側半層のデータの数え落としがあったため、上流側半層の検出効率から検出器全体としての検出効率を見積もった。位置分解能は 240  $\mu$ m( $\sigma$ ) になり、Geant4 シミュレーションによる結果とよく一致した結果が得られた。この解析結果からファイバー1本あたり 2 MHz 程度のビーム強度下でも BFT が安定に動作し、要求性能を満たすことを確認した。

これらテスト実験の結果を基に全 320 チャンネルの BFT 実機を製作し、J-PARC K1.8 ビームラインに設置して実験を行った。この実験では従来のチェンバーによる解析と、BFT を用いた新たな解析それぞれによってビーム運動量とミッシングマスを解析し、BFTを 用いたビームスペクトロメータの性能評価を行った。運動量 0.9 GeV/c の  $\pi$  ビームを用 いたデータについてビーム運動量の解析を行うと、二通りの解析から求めた運動量分布は よく一致した結果が得られた。それぞれの運動量の差の分布は  $3.45 \times 10^{-4}$  (FWHM) とな り、シミュレーションの結果との比較から、BFT を用いたビームスペクトロメータは従 来のビームスペクトロメータから性能を低下させることなく運動量分解能が得られている ことを確認した。ミッシングマス解析に関しては運動量 1.58 GeV/c の  $\pi$  ビームを用いた  $\pi^+p \to K^+\Sigma^+$ 反応による  $\Sigma^+$  生成についてミッシングマスを求めて評価を行った。ミッシン グマス分解能は MWPC を用いた解析で 2.38 MeV/c<sup>2</sup>、BFT を用いた解析で 2.37 MeV/c<sup>2</sup> と求められ、十分な分解能が得られた。この実験の解析結果から、BFT を用いた新たな運 動量解析手法を確立できたことを確認した。

このような検出器は現在までに実用化された例はなく、我々のグループはこの世界初の 画期的な検出器の開発に成功した。これにより今まで実現不可能だった大強度ビームを用 いた実験を行うことが可能になり、今後の原子核物理の研究に大きく貢献することが期待 できる。

# 謝辞

本論文を執筆するにあたってたくさんの方々に支えていただきました。心より感謝いたします。

指導教官である田村裕和教授には解析や実験の手法について多くのアドバイスを頂きま した。その他物理に関して分らないことがあったときも、お忙しい中でも丁寧にご指導し ていただきました。また、学部生の授業やサマーチャレンジの TA を担当する機会を与え て下さり、自分の研究以外にも広く視野を持った経験をすることができました。深く感謝 申し上げます。同じ実験グループの三輪浩司助教、小池武志助教、鵜養美冬助教には様々 な場面でお世話になりました。三輪助教にはこのファイバー検出器の開発に携わるきっか けを与えていただきました。学部4年の頃から検出器の使い方や解析の方法などの実験の 基礎的な部分、そして研究室のゼミでは原子核物理の基礎を非常にわかりやすく丁寧に教 えていただきました。実験も解析もうまくできなかった私を決して見捨てることなく、最 後まで気にかけて下さいました。小池助教には解析でわからないところがあった時にはア ドバイスを頂きました。また、学部4年のときに初めて J-PARC に連れて行って下さり、 作業を一緒にさせていただきました。鵜養助教には J-PARC での作業や実験全般について ご指導いただきました。日頃の生活でも私が少し落ち込んでいた時や悩んでいた時は話を 聞いていただき、その少々男前な気質でいつも励まして下さったことは大学生活の大きな 支えでありました。深く感謝申し上げます。千賀信幸技官にはファイバーテスト用の治具 製作を一緒に手伝っていただきました。またその他ファイバー検出器に関する様々な装置 の設計、製作にご協力をいただきました。深く感謝申し上げます。実験グループの先輩で ある細見健二氏、山本剛史氏、本多良太郎氏には J-PARC での作業や実験の解析等で大変 お世話になりました。お忙しい中でも時間があるときには研究について丁寧にご指導やア ドバイスをいただきました。特に、本多良太郎氏には RCNP 実験や J-PARC 実験でのサ ポート、解析のアドバイス、発表スライドの添削など、様々な面でお世話になりました。 そして、J-PARC実験では三輪助教とともに、何があっても目の前の仕事に一生懸命取り 組むことの大切さを学ばせていただきました。深く感謝申し上げます。

原子力研究開発機構の今井憲一氏、長谷川勝一氏にはファイバー検出器の開発において 様々なご協力をいただきました。また、解析や学会発表に関しても多くのアドバイスをい ただきました。深く感謝申し上げます。京都大学の森津学氏、杉村仁志氏、市川裕大氏、江 川弘行氏、金築俊輔氏、大阪大学の白鳥昂太郎助教、大田良亮氏、早川修平氏には J-PARC の実験で多くのご指導とご協力いただきました。また J-PARC の実験中の生活でも様々な 面で大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。

橋本治教授、中村哲准教授、藤井優助教、金田雅司助教、塚田暁助教には研究室ミーティ ングなどを通じて研究のアイデアや助言を多く頂きました。その他研究生活の様々な点で サポートしていただき、多くのことを学ぶことができました。深く感謝申し上げます。研 究室の先輩である Brian Beckford 氏、後神利志氏、永尾翔氏、杉原謙光氏、廣瀬智史氏、 真壁佳祐氏、山田拓氏、加藤新一氏には日頃の研究生活の様々な場面でお世話になりまし た。先輩方のお陰で楽しく、そして有意義な研究生活を送ることができました。深く感謝 申し上げます。事務員の山内亜矢子氏、在原裕美氏、深瀧史織氏には事務手続き等で大変 お世話になりました。そのお陰で研究に専念でき、無事に学生生活を送ることができまし た。深く感謝申し上げます。 研究室の同期の新井直樹氏、内山大輔氏、佐々木昭雄氏とは日頃から何気ない会話や研 究に関する議論を交わしてきました。彼らのお陰で今まで研究を進めてこられ、本論文を 最後まであきらめずに作成することができました。深く感謝申し上げます。

最後にここに書ききることのできなかった方々を含め、多くの方々からのご支援、ご協 力を頂いて本論文を書くことができましたことを、心より感謝申し上げます。

# 参考文献

- M. M. Nagels et al., Phys. Rev. D15 (1977); Th. A. Rijken et al., Nucl. Phys. A547 (1992)
- [2] Y.Fujiwara et al, Phys. Rev. C54 (1996); Y.Fujiwara et al, Nucl. Phys. 58 (2007)
- [3] T. Inoue et al., HAL QCD collaboration, arXiv:1007:3559 [hep-lat]
- [4] F.Eisele, et al., Phys. Lett B 37 (1971)
- [5] J.K. Ahn et al., Nucl. Phys. A648 (1999)
- [6] H.Kanda et al., Nucl. Phys. A 761 (2005)
- [7] Y.Kondo et al., Nucl. Phys.A 676 (2000)
- [8] K.Miwa et al, Proposal for an experiment at the 50-GeV PS "Measurement of the cross sections of  $\Sigma p$  scattering"
- [9] Kuraray plastic scintillating fiber, http://kuraraypsf.jp/psf/
- [10] Saint-gobain plastic scintillating fiber, http://www.detectors.saint-gobain.com
- [11] 浜松ホトニクス技術資料, http://jp.hamamatsu.com
- [12] 本多良太郎 修士論文 「マルチファイバー飛跡検出器による陽子測定システムを用いた *Σp* 散乱実験」
- [13] R. Honda, "The development of the multi PPD readout electronics with EASIROC and SiTCP" (Proceedings)
- [14] T. Uchida, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 55.
- [15] 64ch AMT-VME module, http://research.kek.jp/group/atlas/tdc/AMT-VME/
- [16] R.K. Carnegie, et al., Nucl. Inst. Meth. A 538 (2005)
- [17] J-PARC, http://j-parc.jp/
- [18] Y.Igarashi, et al, IEEE Trans.Nucl.Sci, vol 52.
- [19] K. Shirotori, Doctor Thesis "Search for  $\Theta^+$  pentaquark using a hadron beam at J-PARC"