修士論文

ATLAS 実験における
FTK によるトリガーの改善と
シミュレーションの高速化

早稲田大学 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻修士 2 年 寄田研究室

仲松　弥

2015 年 2 月 7 日

概要

LHC(Large Hadron Collider) はスイスのジュネーブ近郊にある、周長 27km・重心系エネルギー 14TeV の陽子陽子衝突型円形加速器である。LHC は未知の素粒子や物理現象を探索・測定することを主な目的として 2009 年より稼働し、2012 年には ATLAS、CMS 検出器において素粒子標準理論で唯一発見されていなかったヒッグス粒子を発見した。今後は、ヒッグス粒子の性質の測定や超対称性粒子などさらなる未知の粒子の探索を目標としている。そのためにはより多くのデータを集める必要があるため、現在はアップグレード中であり、2015 年からエネルギー、輝度をより上げて再稼働する (Run2)。

しかし、その際に問題となるのがパイルアップ事象の増加である。ATLAS 実験では 40MHz の頻度で陽子のバンチ対を衝突させているが、衝突の情報量は膨大であり、データとして保存できるのは 1kHz 程度となる。アップグレード後はエネルギー、輝度の上昇により多くの興味ある事象を生成できるが、それと同時に必要のない事象（パイルアップ事象）も大量に発生してしまう。その状況下では、エネルギー閾値を上げざるを得なかったり、パイルアップ事象を間違えてトリガーする可能性が上がるなどの問題がある。

そこで Run2 より、ATLAS 検出器に高速飛跡トリガー (FTK:Fast Tracker) システムを導入する。FTK システムはトリガーの早期において検出器全領域の粒子飛跡を高速で再構成する。この情報を用いることで、高輝度実験下でもエネルギー閾値を保ち、パイルアップ事象の効果が抑制できる。特に有効とされるのが一次衝突点情報である。FTK によりトリガー早期に全領域の飛跡が得られるため、それを用いて粒子の発生点 (衝突点) を再構成し、各種トリガーオブジェクトの選別に利用できる。本論文では、FTK 飛跡を用いた一次衝突点の再構成と、一次衝突点情報のタウ粒子トリガーへの利用について述べた。まず、Fast Vertex Fitter というアルゴリズムを FTK 飛跡に適用した結果、一次衝突点は各種事象において 1ms 以下の時間、0.2mm 以下の位置分解能で再構成でき、オフライン解析による一次衝突点の個数と線形性を持つことがわかった。このことから、トリガー内で衝突点同士の分離、反応数情報の利用が可能だといえる。また、一次衝突点の個数情報をタウトリガーの多変量解析に利用すると、背景事象の除去率が数 % 上昇し、衝突点の個数による除去率の差も減少した。このことから、トリガー内で衝突点情報を利用する事で分離能力の向上やパイルアップ効果の抑制が可能だといえる。

以上のように FTK は高輝度実験下でのトリガー構築に有用だが、飛跡を再構成する際に膨大なパターンを読み込むため、シミュレーションに長い時間がかかる。そのため、現行の Full Simulation では取得したデータと比較できる量のモンテカルロサンプルを生成することが難しく、今後粒子探索や測定などの物理解析ができなくなる可能性がある。そこで本論文では FTK シミュレーションを高速で行うための Fast Simulation について述べた。Truth-seeded という方法で Fast Simulation を行った結果、ほぼ時間を使わずに飛跡を生成でき、FTK の再構成率を再現できた。しかし、分解能の依存性・相関については FTK と若干のずれがあり、これをより精度よく再現していくことが今後の課題になる。

本論文では導入として、第１章で素粒子物理学の理論に触れ、第２章で素粒子を探索・測定する

ための LHC 及び ATLAS 検出器、第 3 章でそこに挿入する FTK について概要を述べる。それ以降が研究内容であり、まずトリガーでの利用法として、第 4 章で一次衝突点の再構成、第 5 章でタウ粒子の選別について述べる。そして第 6 章では、FTK シミュレーションの高速化に不可欠な Fast Simulation について述べる。このように本論文は、FTK のシミュレーション面での研究についてまとめたものとなっている。

目次

図目次

表目次

1　素粒子物理学

素粒子とは、物質を構成する最小の単位である。素粒子物理学では、素粒子及びそれらの間に働く相互作用について説明することを目標にしている。標準理論 (SM;Standard Model) は、現在見つかっている全ての粒子と、４種類存在する相互作用のうち３種類について説明できる。2012 年に LHC 実験でヒッグス粒子が発見されたことによりその妥当性はほぼ確実なものとなったが、標準理論にはパラメータの多さなど不完全な点がある。標準理論を超えた理論 (BSM;Beyond Standard Model) が、新たな粒子を予言しており、今後はそれらの粒子の探索が実験的に重要である。本章では、標準理論を軸に、素粒子物理学の理論を概観する。

1.1　標準理論の構成粒子

粒子はフェルミオンとボソンに大別される。フェルミオンは物質を構成する粒子であり、半整数のスピンを持つ。ボソンは粒子と粒子の間に相互作用が働くときに現れる粒子であり、整数のスピンを持つ。

標準理論で素粒子と考えられている粒子のうち、フェルミオンに分類されるものはクォークとレプトンである。クォークは後で述べる強い相互作用の働く粒子であり、+2/3 の電荷を持つ u(アップ)、c(チャーム)、t(トップ)、-1/3 の電荷を持つ d(ダウン)、s(ストレンジ)、b(ボトム) がある。クォークの種類の違いのことを、「香り (flavor)」という。レプトンは強い相互作用の働かない粒子であり、-1 の電荷を持つ e(電子)、μ(ミュー)、τ(タウ)、電荷を持たない ν_e(電子ニュートリノ)、ν_μ(ミューニュートリノ)、ν_τ(タウニュートリノ) がある。u、d、e、ν_e の組、c、s、μ、ν_μ の組、t、b、τ、ν_τ の組はその中で似た性質を持っており、それぞれ第一世代、第二世代、第三世代と呼ばれる。またこれらの粒子には電荷が逆で他の性質が同じである反粒子が存在する。

ボソンに分類されるものは、γ(光子)、Z/W(ウィークボソン)、g(グルーオン)、H(ヒッグス) である。γ は電磁相互作用を媒介する粒子であり、電荷を持たない。Z/W は弱い相互作用を媒介する粒子であり、W は +1 または-1 の電荷を持ち、Z は電荷を持たない。g は強い相互作用を媒介する粒子であり、電荷を持たない。これらをゲージボソンという。H に関しては性質や働きが大きく異なるため、後に詳しく説明する。

2015 年 2 月現在において、発見されている全ての粒子はこれらの素粒子及びその組み合わせであることがわかっている。表 1.1,1.2 に今まで述べた素粒子の電荷、スピン、質量をまとめた [7]。

1.2　標準理論の相互作用

粒子の間に働く力を相互作用と呼び、ゲージボソンという粒子のやりとりとして理解される。相互作用には電磁気力、弱い力、強い力、重力の４つがあり、標準理論では重力以外の３つの力を扱っている。この節ではその３つの力について説明する。

表 1.1　標準理論の構成粒子 (フェルミオン)

	世代	表記	名称	スピン	電荷	質量 [GeV]
クオーク	第 1 世代	u	アップ	1/2	+2/3	$2.3^{+0.7}_{-0.5} \times 10^{-3}$
		d	ダウン	1/2	-1/3	$4.8^{+0.5}_{-0.3} \times 10^{-3}$
	第 2 世代	c	チャーム	1/2	+2/3	1.275 ± 0.025
		s	ストレンジ	1/2	-1/3	$9.5 \pm 0.5 \times 10^{-2}$
	第 3 世代	t	トップ	1/2	+2/3	$173.21 \pm 0.51 \pm 0.71$
		b	ボトム	1/2	-1/3	4.18 ± 0.03
レプトン	第 1 世代	e	電子	1/2	-1	0.511×10^{-3}
		ν_e	電子ニュートリノ	1/2	0	$\leq 2 \times 10^{-6}$
	第 2 世代	μ	ミュー	1/2	-1	0.1057
		ν_μ	ミューニュートリノ	1/2	0	$\leq 2 \times 10^{-6}$
	第 3 世代	τ	タウ	1/2	-1	1.77682 ± 0.00016
		ν_τ	タウニュートリノ	1/2	0	$\leq 2 \times 10^{-6}$

表 1.2　標準理論の構成粒子 (ボソン)

相互作用	表記	名称	スピン	電荷	質量 [GeV]
電磁相互作用	γ	光子	1	0	¡1$\times 10^{-27}$
弱い相互作用	$W^\pm$	W 粒子	1	±1	80.385±0.015
	Z^0	Z 粒子	1	0	91.1876±0.0021
強い相互作用	g	グルーオン	0	0	0
	H	ヒッグス	0	0	125.7±0.4

(1) 電磁相互作用

電磁相互作用は荷電粒子に働く相互作用であり、光子を媒介とする。自然界においては原子核と電子を結びつけて原子を作ったり、原子同士を結びつけて分子を作ったりする力である。例えば電子とミューの散乱では、式 (1.1) のように電子が光子を放出し、式 (1.2) のようにミューが光子を受け取る、といった反応が起きていると解釈される。

$$e \to e + \gamma \tag{1.1}$$

$$\mu + \gamma \to \mu \tag{1.2}$$

式 (1.1) は以下のように書き直すこともできる。

$$e^- + e^+ \to \gamma \tag{1.3}$$

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \tag{1.4}$$

これを電子の対消滅、対生成という。大きなエネルギーを持った光子はこの反応から無数の電子となり、実験的に検出し、エネルギーを測定する事が可能である。

電磁相互作用の力の大きさを示す微細構造定数は 1/137 であり、到達距離は無限である。このような力を長距離力という。

(2) 弱い相互作用

前の節でも述べたように、素粒子には似た性質を持つ組が存在する。クォークにおいては u と d、c と s、t と b、レプトンにおいては e と ν_e、μ と ν_μ、τ と ν_τ である。これらの粒子は、同じ粒子の「弱アイソスピン」の第三項が異なる状態であるとして理解される。弱い相互作用は、この組に対して働く相互作用であり、W 粒子、Z 粒子を媒介とする。ただし、これらの組を作るのは、左巻き (σ をスピン、$\mathbf{p}$ を運動量として、ヘリシティ $h = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ が負) の粒子のみである。右巻き (ヘリシティが正) のニュートリノは存在しないため、弱い相互作用が働くのは左巻きの粒子のみとなる。

自然界においては式 (1.5) のような原子核のベータ崩壊、式 (1.6) のようなミューオンの電子への崩壊を引き起こす力である。

$$d \rightarrow u + W \rightarrow u + e + \overline{\nu_e} \tag{1.5}$$

$$\mu \rightarrow \nu_\mu + W \rightarrow \nu_\mu + e + \overline{\nu_e} \tag{1.6}$$

これらの現象では、W を媒介として、弱アイソスピンの第三項が変化しているとみなすことができる (d と u、μ と ν_μ、e と ν_e など)。W や Z は反応中に瞬間的にしか存在しないため、そのものを実験的に検出することはできず、崩壊後の粒子から間接的に検出する。

この力の微細構造定数は 10^{-5} と電磁気力に比べて小さく、到達距離も 10^{-16}cm と有限である。非常に小さな領域にのみ働く力であり、こういった力を短距離力という。

(3) 強い相互作用

強い相互作用は、クォークに対して働く相互作用であり、グルーオンを媒介とする。自然界においてはクォーク同士を結びつけ、陽子や中性子といった核子を作っている力である。クォークはカラーという 3 つの自由度を持っており、これが反対称になるような組で安定となる。それぞれ異なるカラーを持った 3 つのクォークからなる粒子をバリオンと呼ぶ。陽子や中性子がこれにあたる。また、あるカラーとその補色にあたるカラーを持つ 2 つのクォークからなる粒子をメソンという。π 中間子や K 中間子がこれにあたる。バリオンやメソンなどクォークからなる粒子を総称してハドロンと呼ぶ。

強い相互作用の微細構造定数は 1 と電磁相互作用より大きいが、到達距離は 10^{-13}cm と短い短距離力である。この力のポテンシャルは距離が大きくなると無限大になり、クォーク同士を引き離す事はできない (クォークの閉じ込め)。クォークを引き離そうとすると、無数のクォーク対となっ

てハドロンを作る (クォークのハドロン化) ため、クォーク及びグルーオンはハドロンとしてしか検出する事はできない。

1.3　ゲージ理論

標準理論ではゲージ理論によって相互作用を説明している。ゲージ理論ではゲージ原理から議論を始めて、相互作用のラグランジアンを導出している。ゲージ原理とは、局所ゲージ変換 (変換のパラメータが時空の各点の関数になるような変換) によって運動法則が変わらないという仮定のことである。

標準理論では電磁相互作用と弱い相互作用を、ワインバーグーサラム理論によって電弱相互作用として統一的に説明している。また、QCD(Quantum Chromo Dynamics; 量子色力学) によって強い相互作用を説明している。この節ではそれらの理論を説明する。

(1) ワインバーグーサラム理論 (電弱相互作用)

粒子は、式 (1.7) を満たすハイパーチャージ Y を持つとする。

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.7}$$

Q は電荷であり、I_3 はアイソスピンの z 成分である。

$$I_3 = \begin{cases} 1/2(\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}, u_L, s_L, t_L) \\ -1/2(e_L, \mu_L, \tau_L, d_L, c_L, b_L) \\ 0(\nu_{eR}, \nu_{\mu R}, \nu_{\tau R}, e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, s_R, c_R, t_R, b_R) \end{cases}$$

左巻きのフェルミオンは、以下のようなアイソスピン 1/2 の二重項を構成している。

$$\Psi_L = \begin{bmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} u_L \\ d_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} s_L \\ c_L \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} t_L \\ b_L \end{bmatrix},$$

右巻きのフェルミオンに関しては一重項であり、二重項は構成しない。

以下、電子とニュートリノの二重項を例として説明することにする。ワインバーグーサラム理論では、アイソスピンとハイパーチャージに対してそれぞれ異なる相互作用が働くとみなし、それぞれに対して異なる対称性を要求する。

まず、アイソスピンに対して働く相互作用は、この二重項の入れ替えに対して不変であるとする。これは $SU(2)$ 対称性であり、変換のパラメータ及び結合するゲージ場は 3 成分ある。これを $\mathbf{W_t}$ と表すと、このうちの x, y からなる 2 成分が $W^{\pm}$ 粒子に当たる。また、z 成分を W^0 と表す。

一方、ハイパーチャージに対して働く相互作用は、時空に対して不変であるとする。これは $U(1)$ 対称性であり、変換のパラメータ及び結合するゲージ場は 1 成分である。このゲージ場を B と表す。この二つの対称性を合わせて $U(1) \times SU(2)$ と書くが、これを満たすラグランジアンは以下のように表される。

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}_L i\gamma^{\mu} D_{\mu} \Psi_L + \overline{e}_R i\gamma^{\mu} D_{\mu} e_R - \frac{1}{4} \boldsymbol{F_{\mu\nu}} \cdot \boldsymbol{F^{\mu\nu}} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.8}$$

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + i g_W \boldsymbol{W_{\mu}} \cdot \boldsymbol{t} + i(g_B/2) B_{\mu} Y \tag{1.9}$$

ここで、ゲージ場 W^0 と B の線形結合を考え、ニュートリノに結合する成分を Z、それに直行する成分を A とする。

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_W^2+g_B^2}}(g_W W_\mu^0 - g_B B_\mu) \equiv \cos\theta_W W_\mu^0 - \sin\theta_W B_\mu \tag{1.10}$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_W^2+g_B^2}}(g_W W_\mu^0 + g_B B_\mu) \equiv \sin\theta_W W_\mu^0 + \cos\theta_W B_\mu \tag{1.11}$$

これを用いてラグランジアンを書き直すと、

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{INT} = -[&e\overline{\Psi}\gamma^\mu A_\mu Q\Psi + (g_W/sqrt2)\overline{\Psi}_L\gamma^\mu(W_\mu^+\tau_+ + W_\mu^-\tau_-)\Psi_L \\ &+g_Z\overline{\Psi}\gamma^\mu Z_\mu(I_{3L} - Qsin^2\theta_W)\Psi]\end{aligned} \tag{1.12}$$

$$g_W = \frac{e}{\sin\theta_W}, g_Z = \frac{e}{\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{1.13}$$

となる。この式において、A_μ が光子、$W_\mu^\pm$ が W 粒子、Z_μ が Z 粒子を表す。このようにして、電磁相互作用と弱い相互作用を統一して表す事ができた。しかし、この式の問題はフェルミオン、ボソンの質量項がないことであり、質量が 0 のときのみ成り立つことである。この問題の解消に関しては、次の節において説明する。

(2)QCD(強い相互作用)

強い相互作用は、クォークの持つ性質である、3 種類のカラーチャージ (R; 赤、G; 緑、B; 青) に対して働く相互作用である。このカラーチャージを $\Psi = (R, G, B)$ のように表し、3 種のカラーチャージの入れ替えに対してラグランジアンが不変であることを要求する。これは $SU(3)$ 対称性であり、8 種類のゲージ場が存在することになる。このゲージ場がグルーオンである。

このように、標準理論は $U(1)\times SU(2)\times SU(3)$ 対称性を要求することによって、電弱相互作用と強い相互作用を説明している。この節の議論では、ボソンやフェルミオンが質量を持つ事が否定されているが、次の節でヒッグス機構を導入する事によって、この問題は解決される。

1.4　ヒッグス機構

以下のように、自己相互作用をもつスカラー場 (ヒッグス場) を導入する。

$$\mathcal{L}_G = \partial_\mu\phi^\dagger\partial^\mu\phi - V(\phi) \tag{1.14}$$

$$V(\phi) = \lambda(\phi^\dagger\phi + \frac{\mu^2}{2\lambda})^2, \lambda > 0 \tag{1.15}$$

このラグランジアンは以下のようなゲージ変換に対して、不変である。

$$\phi \to \exp(-i\alpha)\phi \tag{1.16}$$

$$\phi^\dagger \to \phi^\dagger \exp(i\alpha) \tag{1.17}$$

このポテンシャルは $\mu^2 > 0$ のとき $\phi = 0$ で最小値をとり (真空状態)、μ はこの粒子の質量であると言える。しかし $\mu^2 < 0$ では $\phi = 0$j は不安定な解であり、代わりに $|\phi|^2 = v^2/2 = -\mu/2\lambda$ を満たすあらゆる点で真空となる。ここで

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \tag{1.18}$$

とおき、真空点を以下の点に決める。

$$\phi_1 = v, \phi_2 = 0, v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{1.19}$$

最初ポテンシャルは真空となる点を複数持っていたが、基準となる真空点を具体的に決めたとき、それ以外の真空点へと遷移する事はできなくなる。このとき、この空間からはゲージ対称性が失われている。これを自発的対称性の破れという。

このときのラグランジアンを書く。式 1.15 において $\phi 1 - v \to \phi, |(\phi - v)^2| + \phi_2^2|/2 \to |phi|^2$ と書き直すと、

$$\mathcal{L}_G = (1/2)[\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 - (-2\mu^2)\phi_1^2] + (1/2)[\partial_\mu \phi_2 \partial_\mu \phi_2] - [\lambda v \phi_1 |\phi|^2 + (\lambda/4)|\phi|^4] \tag{1.20}$$

となる。この第二項は質量 0 をもつ場 ϕ_2 が存在する事を示している。このように、自発的対称性の破れに伴って出現する粒子を南部-ゴールドストンボソンといい、実験事実から言って矛盾を招くような存在である。

そこで、ヒッグス場にゲージ場を導入した場合を考える。

$$\mathcal{L}_H = -(1/4)F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D_m u\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \tag{1.21}$$
$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \tag{1.22}$$

この式に出てくる場 ϕ を以下のように分解し、

$$\phi = \exp\left[i(\phi_2/v)\right]\frac{\phi_1}{\sqrt{2}} = \exp\left[i(\phi_2/v)\right]\frac{v + \phi_1'}{\sqrt{2}} \tag{1.23}$$

以下のようにゲージ変換する。

$$\phi \to \phi' = \exp\left[-i(\phi_2/v)\right]\phi = \frac{v + \phi_1'}{\sqrt{2}} \tag{1.24}$$
$$A_\mu \to B_\mu = A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu \phi_2 \tag{1.25}$$

このときのラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}F_{B\mu\nu}F_B^{\mu\nu} + \frac{(ev)^2}{2}B_\mu B^\mu + \frac{1}{2}[D_\mu \phi_1 D^\mu \phi_1 - (-2\mu^2)\phi_1^2] \tag{1.26}$$
$$F_{B\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu = F_{\mu\nu} \tag{1.27}$$
$$D_\nu = \partial_\mu + ieB_\mu \tag{1.28}$$

となり、南部-ゴールドストンボソンの存在はなくなり、ゲージ場の質量項 (第 2 項) が生まれる。このように、自発的対称性の破れによってゲージボソンが質量を獲得する仕組みをヒッグス機構といい、ヒッグス粒子は標準理論にとって不可欠な粒子だと言える。

また、フェルミオンに関してもヒッグスとフェルミオンの間の湯川相互作用を仮定すれば、

$$\mathcal{L}_{YUKAWA} = -m_f\overline{\psi}\psi - (m_f/v)\overline{\psi}\psi\phi_1 \tag{1.29}$$

$$m_f = \frac{fv}{\sqrt{2}} \tag{1.30}$$

と、質量 m_f が与えられる。ただしこの結合定数 f はフェルミオンごとのパラメータであり、理論によって決めることができない。ヒッグスの質量 $m_H^2 = -2\mu^2 = -2\lambda v^2$ も同様である。これらの値は、実験によって測定することでしか求められない。

1.5　標準理論を超えた理論

標準理論は現在発見されている全ての粒子を扱うことができ、電弱相互作用と強い相互作用を説明する事ができる。現在のところ、標準理論に矛盾するような粒子、現象は発見されていない。しかし、ヒッグス粒子に対する相互作用の結合定数やフェルミオンの質量など、理論からは導く事のできないパラメータが多くある。また、クォークやレプトンがなぜ 3 世代あるかという疑問にも答える事ができない。ヒッグス粒子に関しても、自己相互作用において質量のくりこみが難しいという理論的困難がある。これらの欠点に対して、いくつもの理論が提唱されている。これらはまとめて BSM(Beyond Standard Model) と呼ばれており、2015 年 2 月現在はそれらの予言する現象は発見されていないが、今後 LHC などで探索は続けられていく。この節では、代表的な理論について簡単に説明する。

(1) テクニカラー理論

テクニカラー理論はヒッグス粒子を複合粒子と考える理論である。この理論ではテクニカラーという自由度を持った重いテクニフェルミオンがあるとする。テクニフェルミオン同士はテクニグルーオンを交換し、強い相互作用よりもさらに大きな力が働く。そうしてできたテクニフェルミオン対が凝縮して、ヒッグス粒子を構成する。この理論にはヒッグス粒子の質量のくりこみに関する問題を解消できるという利点がある。テクニカラー理論は 1TeV 付近に多くの粒子の存在を予言するが、現在のところそのような兆候は見つかっていない。しかしこれから派生した理論が多くあり、新しいゲージボソンや中間子の存在を予言している。

(2) 超対称理論

超対称理論は、フェルミオンとボソンの交換について対称性を仮定する理論である。この理論では既知の粒子に対して超対称粒子 (Supersymmetryc Particle;SUSY) の存在を予言し、この作用によってヒッグス粒子の質量の発散を抑えることができる。また、標準理論を最小限に拡張した最小超対称標準理論 (Minimal Supersymmetric Standard Modeld;MSSM) では、3 種の相互作用の結合定数が 10^15GeV 程度で一点に交わると予言されている。SUSY は比較的小さな質量領域にも存在できるとされているが、LHC を始めとした実験で現在発見されておらず、低質量領域の存在

は棄却されつつある。今後は 1TeV 以上のより大きな質量領域においての探索が続けられていく。

2 LHC-ATLAS 実験

LHC(Large Hadron Collider) では陽子陽子衝突によって粒子を発生させ、検出器で捉えることで未知の粒子の探索や既知の粒子の性質測定を行っている。ATLAS 検出器は 4 つある検出器の中で最も大きく、ほぼ全ての種類の粒子を検出できる。検出器に残された衝突の膨大な情報はトリガーシステムによって選別され、興味ある事象のみデータとして保存される。実験データを解析し、シミュレーションと比較することで、理論の是非を判断したり、全く未知の現象を探索したりする事ができる。2012 年にはヒッグス粒子が発見し、標準理論の予言する粒子は全てその存在が証明された。今後はその性質測定と、標準理論を超えた理論の予言する粒子の発見・棄却が実験の目標となる。本章では、LHC-ATLAS 実験の概要と重要な物理結果について概観する。

2.1 ハドロン加速器

LHC の計画が承認された 1994 年はアメリカ Felmilab の加速器 Tevatron でトップクォークが発見され、標準理論の粒子でヒッグス以外は存在が証明された時期だった。しかし、現在は 125GeV 付近に発見されているものの、標準理論においてヒッグス粒子の質量は予言できないパラメータである。また SUSY など BSM で TeV 質量領域に存在を予言されている粒子もある。さらに、未だ理論で予言されていない粒子が、ある質量領域に発見される可能性も存在する。このように、ヒッグス粒子や BSM 粒子を発見するため、より高いエネルギーの反応を起こし、高質量領域の粒子を探索することが、当時求められていた。現在 LHC においてヒッグス粒子は発見されたが、BSM 粒子はまだ一つも発見されておらず、高質量領域の探索はより求められている。

一般論として、高質量領域の粒子の探索に適した実験装置が、円形のハドロン加速器である。粒子加速器では荷電粒子に電場をかけてエネルギーを与える。加速器の形状としては主に線形と円形があるが、より高いエネルギーを与えやすいのは回転するたびに加速する事のできる円形加速器である。円形加速器では、磁場をかけて粒子の回転半径を一定に保つ。加速できる安定粒子としては主に電子と陽子があるが、電子は質量が小さく、シンクロトロン放射 (磁場で曲げられる事によっておこる光の放射) により失うエネルギーが大きいため、より大きなエネルギーを与えるのは陽子を使ったハドロン加速器である。また、ハドロン加速器においては、陽子に含まれるクォーク同士が反応を起こす。クォークの持つエネルギーはパートン分布関数 (PDF;Parton Distribution Function) によって確率的に決まるため、反応のエネルギーは一定にはならない。そのため電子陽電子の衝突と違って決まったエネルギーでの衝突ができない反面、様々なエネルギー領域での反応を起こすことができる。よって扱えるエネルギー領域が広いため、どの領域にあるかわからない新粒子の探索には適している (対してレプトン加速器では決まった質量領域の粒子の精密測定に適している)。

ただし、ハドロン加速器ではクォークのハドロン化により大量のハドロンが発生する (QCD ジェット)。QCD ジェットの反応断面積は、ヒッグス粒子など興味ある粒子の生成する断面積よりもはるかに大きく、背景事象として影響がとても強い。また加速器においては単体の陽子対ではなく、陽子が集まった塊同士 (バンチ) を衝突させる。そのため一回のバンチ衝突において、複数の QCD 事象が発生するが、これをパイルアップ事象と呼ぶ。ハドロン加速器では、大量のパイルアップ事象の中から目的とする事象を判別する必要がある。これは、ビーム輝度が大きくなればなるほど顕著になる問題である。

以上のように新粒子の探索に円形のハドロン加速器は非常に有利であり、LHC はヒッグスや BSM の探索を大きな目的として建設された。

2.2 LHC-ATLAS 実験

2.2.1 LHC

LHC(Large Hadron Collider) は CERN(欧州原子核研究機構) の所有する加速器である。ジュネーブ近郊のスイスとフランスの国境、地下 100m に存在する。円形の加速器であり、その周長は 27km で 2015 年 2 月現在、世界最大である。LHC は 2009 年より運転を開始し、複数の実験が行われている。陽子陽子の高エネルギー衝突により新物理の探索などを行う ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) と CMS(Compact Muon Solenoid)、重イオン衝突物理の研究を目的とした ALICE(A Large Ion Collider Experiment)、B 中間子の観測により標準理論の検証を行う LHCb(LHC-beauty) などがある。この論文で扱う ATLAS 実験では、陽子が 10^{11} 個程度集まったバンチを加速し、衝突させる。衝突の重心系エネルギーは最大で 14TeV であり、ビーム輝度は $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ のオーダーに及び、どちらも世界最高である。

2.2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、陽子陽子衝突によって生じるハドロンやレプトンを検出し、エネルギーや運動量を測定する事のできる総合検出器である。直径 25m、長さ 44m の横に倒した円筒型をしている。内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の 3 つに大きく分けることができる。図 2.1 に ATLAS 検出器の全体図 [8] を示した。

ATLAS 検出器の座標系は右手系を採用しており、LHC リング中心方向を x 軸、天頂方向を y 軸、ビーム軸方向を z 軸にとっている。また xy 平面での x 軸からの方位角を $\phi(-\pi/2 < \phi < \pi/2)$、ビーム軸からの天頂角を $\theta(-\pi/2 < 0 < \pi/2)$ としている。ただしビーム軸からの角度を表すには θ よりも擬ラピディティ $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ のほうがよく使われる。

(1) 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器では荷電粒子にビーム軸方向の磁場をかけることで飛跡を曲げ、その曲率からビーム軸と垂直平面上での運動量を測定する。直径 2.1m、長さ 6.2m の横に倒した円筒型をして

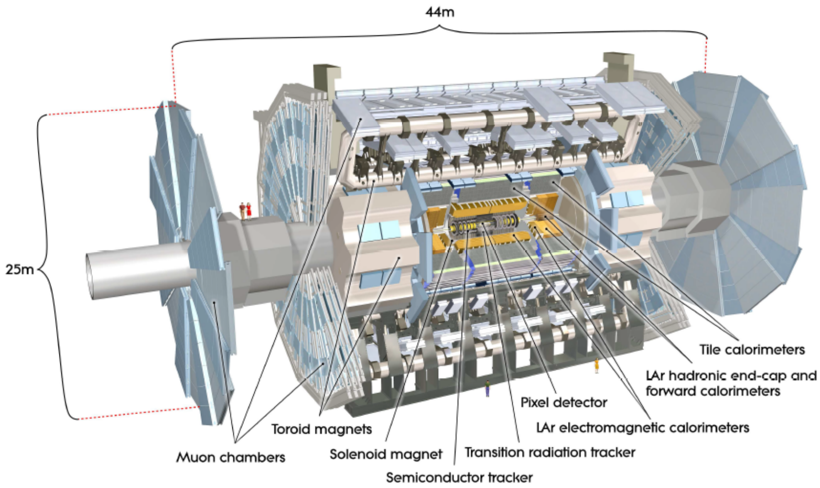

図 2.1 ATLAS 検出器

おり、$|\eta| < 2.5$ の範囲で粒子を検出できる。飛跡の p_T 分解能は以下の通りである。

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\% \tag{2.1}$$

内部飛跡検出器の全体図を図 2.2 に示した。また、$R-z$ 平面の断面図を図 2.3 に示した。内部飛跡検出器は内側から Pixel、SCT、TRT の 3 つに大きく分かれる。3 章で説明する FTK システムは、Pixel と SCT の情報を用いて飛跡を再構成する。

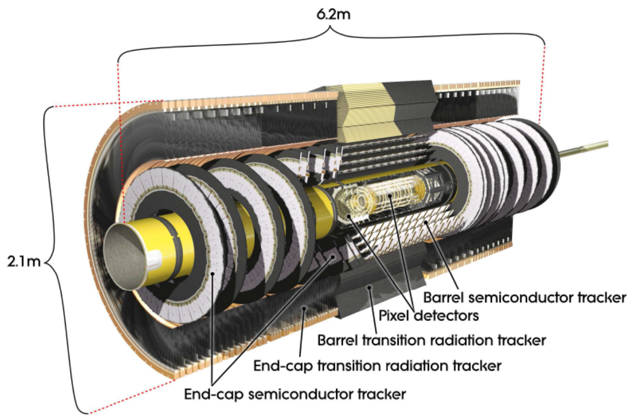

図 2.2 内部飛跡検出器

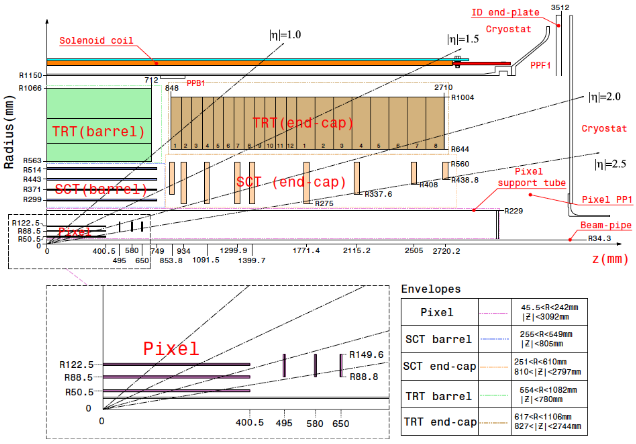

図 2.3　内部飛跡検出器断面図

Pixel 検出器は高い位置分解能を持った 2 次元位置読み出し可能なシリコン検出器である。バレル部分は 50.5mm $< R <$ 122.5mm, 0mm $< |z| <$ 400mm にビーム軸を取り巻くように 3 層存在し、$R-\phi \times z$ 方向にそれぞれ 10μm $\times$ 115μm の精度がある。エンドキャップ部分は 88.8mm$< R <$149.6mm,0mm$< |z| <$400.5mm にビーム軸と垂直方向に 3 層存在し、$R-\phi \times R$ 方向にそれぞれ 10μm $\times$ 115μm の精度がある。

SCT(SemiConductor Tracker) は 1 次元読み出しのシリコン検出器である。ストリップ型のセンサーを持つモジュールが 40mrad の傾きを持って 2 層組み合わせられており、これによって 2 次元読み出しを可能とする。バレル部分は $255mm < R < 549mm, 0mm < |z| < 805mm$ に 8 層存在し (2 次元読み出しをするのは 4 層)、$R-\phi \times z$ 方向にそれぞれ $17\mu m \times 580\mu m$ の精度がある。エンドキャップ部分は $251mm < R < 610mm, 810mm < |z| < 2797mm$ に 9 層存在し、$R-\phi \times R$ 方向にそれぞれ $17\mu m \times 580\mu m$ の精度がある。

TRT(Transition Radiation Tracker) は $R-\phi$ 方向にのみ分解能を持つガス検出器である。高分子で作られたストローチューブの中にキセノンなどの混合気体がつめられており、粒子が通過したときに起こる遷移放射を利用して飛跡を検出する。$|\eta| < 2.0$ の領域の粒子を検出でき、その位置分解能は 130μm である。

(2) カロリメータ

カロリメータでは粒子の反応を利用してエネルギーを放出させ、測定する。図 2.4 にカロリメータの全体図を示した。内側から電子・光子を検出する電磁カロリメータ、ハドロンを検出するハドロンカロリメータに分かれる。

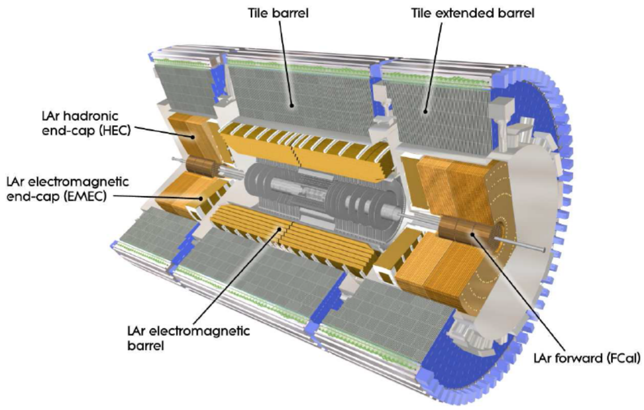

図 2.4 カロリメータ

電磁カロリメータは液体アルゴンからなる検出層、鉛からなる吸収層を交互に重ねたサンプリング型カロリメータである。高エネルギーの電子・光子が制動放射・対生成対消滅を繰り返して電磁シャワーを作る際に放出するエネルギーを吸収する。$|\eta| < 1.475$ のバレル領域、$1.375 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域に分かれる。このエネルギー分解能は以下の通りである。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \tag{2.2}$$

ハドロンカロリメータはハドロンが原子核と強い相互作用をしてハドロンシャワーを作る際に放出するエネルギーを吸収する。大きくバレル、エンドキャップ、フォワードの 3 つの領域に分かれる。バレル領域は鉄を吸収層、シンチレータを検出層とするサンプリング型カロリメータであり、$|\eta| < 1.7$ を覆う。エンドキャップ領域は銅を吸収層、液体アルゴンを検出層としており、$1.5 < |\eta| < 3.2$ の領域を覆う。バレル、エンドキャップ部分のエネルギー分解能は以下の通りである。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \tag{2.3}$$

フォワード領域は銅・タングステンを吸収層、液体アルゴンを検出層としており、$3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域を覆う。フォワード領域のエネルギー分解能は以下の通りである。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \tag{2.4}$$

(3) ミューオン検出器

ミューオン検出器ではカロリメータの外側に位置するトロイド磁石の磁場を用いてミューオンの飛跡を検出する。飛跡を測定する MDT(Monitored Drift Tube) と CSC(Cathode Strip Chamber)、トリガー用の RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) の 4 つの検出器からなる。全体図を 2.5 に示した。

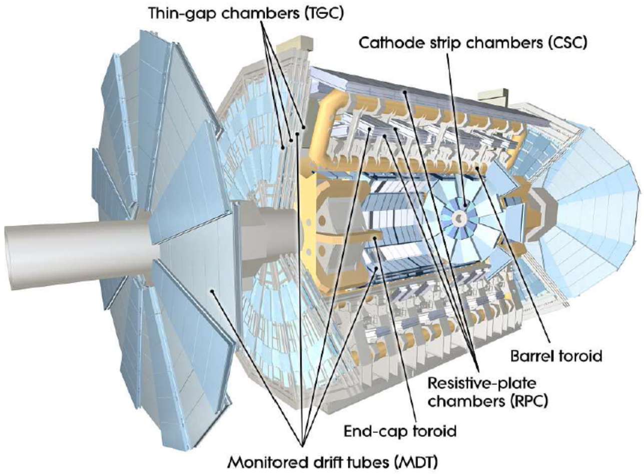

図 2.5 ミューオン検出器

飛跡検出器である MDT は $|\eta| < 2.7$ の領域を覆うが、高 η の領域はミューオンのレートが高いために MDT の読み出しレートでは対応できない。よってより読み出しレートの高い CSC が $2.0 < |\eta| < 2.7$ の領域を覆う。トリガー用は速度が要求されるため、読み出し速度の高い検出器を設置して対応している。RPC は $|\eta| < 1.05$ の領域、TGC は $1.05 < |\eta| < 2.7$ の領域を覆う (トリガーに使用するのは $|\eta| < 2.4$ の領域のみ)。

2.2.3 トリガーシステム

前節で述べたような検出器を用いて、ATLAS 実験では粒子を検出している。しかし、全ての事象についてデータに記録する事はできないため、衝突の情報の中から興味のある事象かどうかを限られた時間内で判断し、取捨選択しなければならない。それを行うのがトリガーシステムである。

ATLAS のトリガーシステムが記録するのは、電子、光子、ミューオン、ハドロンに崩壊したタウ粒子、ハドロンジェットなどの粒子が発見された事象、また、消失横運動量や横運動量の合計が大きな事象である。また、それらの組み合わせによるトリガーも存在する。ATLAS では様々な現象を探索・測定しているためどのトリガーも必要であり、限られたレートをそれぞれのトリガーに対して分配する形となる。

ATLAS では 1 事象分のデータ量は約 1.5MB もある。ストレージに記憶できる容量は 300MB/s 程度であるため、衝突の頻度 40MHz に対して記録できる事象は 200Hz 程度である。このようにレートを大きく落とすため、ATLAS では Level1、Level2、Event Filter の 3 段階に分かれてトリガーを行う。その概念図を図 2.6 に示した。なお、Level2、Event Filter を合わせて HLT(High Legel Trigger) と呼ぶ。

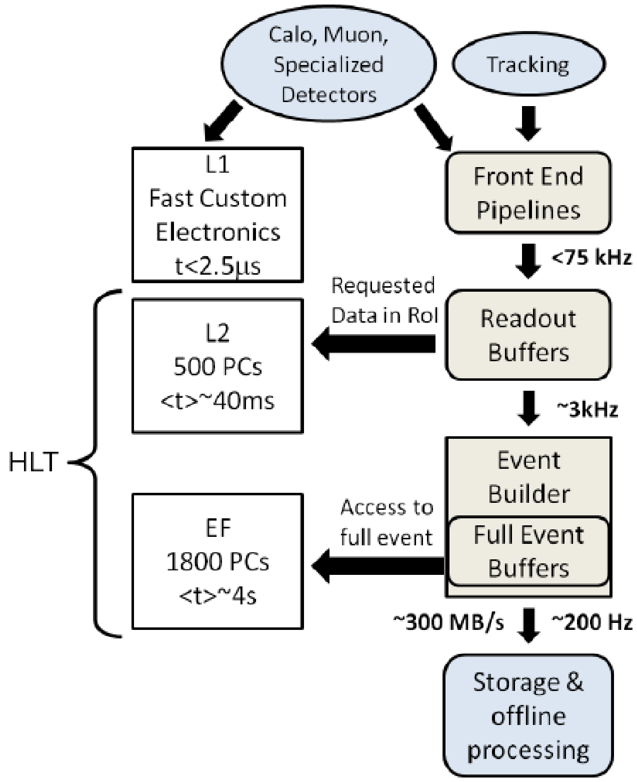

図 2.6　トリガーシステム概念図

Level1 では 1 事象平均 2.5μs 以内に判断し、レートを 75kHz 程度まで落とす。そのため、電子回路によるハードウェア処理でカロリメータ、ミューオン検出器の情報から粒子が検出された領域を見つけることに留まる。この領域は RoI(Region of Interest) と呼ばれる。

Level2 では 1 事象平均 40ms 以内に判断し、レートを 3kHz 程度まで落とす。ここではコンピュータによるソフトウェア処理で、飛跡検出器の情報から粒子の飛跡も再構成し、エネルギーや運動量など多くの情報を用いて判断する。ただし飛跡の再構成には時間がかかるため、再構成するのは RoI 周辺領域に限る。それでも RoI ごとに 10ms 程度は時間を要する。

Event Filter では 1 事象平均 4s 以内に判断し、レートを 200Hz 程度まで落とす。ここでは全領域の飛跡を再構成し、物理的な性質をもとにより複雑な処理をして判断する。ここまでのトリガーを通過した事象は ATLAS のストレージに送られて記録される。

2.3　Run1 の結果とアップグレード計画

2012 年までの LHC の運転を Run1 という。LHC は 2011 年重心系エネルギー 7TeV で運転し、ATLAS では積分ルミノシティ 5.08fb^{-1} のデータを記録した。ピーク時の瞬間ルミノシティは 3.65×10^{33}cm^{-2}s^{-1} に到達し、平均の反応数は $< \mu >= 9.1$ だった。2012 年は重心系エネルギー 8TeV で運転し、ATLAS では積分ルミノシティ 21.3fb^{-1} のデータを記録した。ピーク時の

瞬間ルミノシティは $7.73 \times 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ に到達し、平均の反応数は $<\mu>= 20.5$ だった。[9]

Run1 で最も重要な成果はヒッグス粒子の発見である。ATLAS では 2012 年 7 月に質量 125GeV の新粒子を発見した [10]。この時の結果は $\gamma\gamma, ZZ, WW, \tau\tau, bb$ という複数の崩壊過程を統合したものだったが、現在では $\gamma\gamma, ZZ, WW$ といったボソンへの崩壊過程においてそれぞれ個別に発見され、フェルミオンでも $\tau\tau$ 崩壊過程で兆候が見られている。ボソンの過程を利用して質量、スピン、パリティなどが測定されており、現在は標準理論に矛盾する結果は出ていない。今後は、フェルミオンの過程においてスピン、パリティ、湯川結合定数などを測定していくことが標準理論の検証あるいは新物理の発見に重要である。

そのためには、より大きなエネルギー領域で、大きな統計を得る必要がある。今後、LHC はエネルギー、ビーム輝度を増強し、多くのデータを集める。2015 年 2 月現在は稼働停止期間 (LS1;Long Shutdown 1) であり、2015〜2017 年に重心系エネルギー 13〜14TeV、ビーム輝度 $1 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ で運転を再開する (Run2)。その後 2018 年に Long Shutdown2(LS2) があり、2019〜2021 年に重心系エネルギー 14TeV、ビーム輝度 $2 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ で運転する (Phase-1)。さらに 2022 年の Long Shutdown3(LS3) の後に、HL-LHC(High Luminosity LHC) としてビーム輝度 $5 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ で運転し、ATLAS では 2030 年ごろまでに合計で積分ルミノシティ $3000\mathrm{fb}^{-1}$ のデータを取得する (Phase-2)。

このような LHC のアップグレードにより信号事象と共にパイルアップ事象も増える。ATLAS 側としては、大きな放射線量にも耐えられるように検出器を修理・挿入したり、背景事象の中から信号事象を取得できるようにトリガーシステムを改善したりする事が必要になる。

Run2 に向けたアップグレードとしては、IBL(Insertable B-Layer) と FTK(Fast Tracker) のバレル領域への挿入などがある。IBL は内部飛跡検出器の Pixel 最内層 (B-Layer) のさらに内側に挿入されるシリコン検出器であり、高い放射線耐性をもつ。Pixel はビーム輝度 $1 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ までしか想定していないため、高ルミノシティ環境下では検出効率が下がってしまう。IBL によって高ルミノシティ下でも検出効率を保ち、飛跡の性能を向上することができる。FTK はトリガーシステムの Level1 と HLT の間に挿入される計算システムであり、Level1 を通過した事象に対して Pixel と SCT の情報から検出器全領域の飛跡を再構成して HLT に送る。Run1 トリガーの Level2 では飛跡再構成に時間がかかり、RoI しか得られないことを先ほど述べた。FTK によって HLT の最初から全領域の飛跡が得られ、より効率的に選別ができる。他にも、IBL のためのより半径が小さいビームパイプの挿入、TRT 検出器・タイルカロリメータ・液体アルゴンカロリメータの修復等も含まれる。

Phase1 に向けたアップグレードとしては、ミューオン検出器への NSW(New Small wheel) の導入、FTK の全領域への挿入等がある。Phase2 に向けては飛跡検出器を全て新しいシリコン検出器に入れ替え、トリガーシステムに Level-0 を導入するなど、HL-LHC に向けて大きな変更が予定されている。

3 FTK システム

LHC アップグレードにより今後パイルアップ事象が増加し、トリガーが難しくなる。高輝度実験下に対応したトリガーを構築するには、飛跡情報の活用が重要である。2015 年から導入される高速飛跡トリガー (FTK;Fast Tracker) システムは、トリガーでの飛跡再構成に特化したハードウェアベースのシステムであり、高精度な飛跡を高速で再構成できる。これにより、トリガー早期に全領域の飛跡情報が得られる。本章では FTK システムの概要、原理、性能について概観する。

3.1 概要

第 2 章で述べたように、LHC では今後より多くの統計を得るために、エネルギー、ビーム輝度を上昇させる。その際に問題となるのがパイルアップ事象の増加である。１回のバンチ衝突で生じるパイルアップ事象数は、Run1 までは平均で 20、最大で 50 程度だったが、Run2 では平均で 50、最大で 80 程度まで増加する。この影響は大きく２つある。１つめは放射線量の増加により、検出器で粒子を検出することそのものが難しくなる問題であり、これに対応するのが、IBL である。もう１つは粒子を検出できてもトリガー選別が難しくなる問題であり、これに対応するのが、本論文で取り上げる FTK である。

2.2.3 で述べたように、ATLAS のトリガーシステムでは非常に短い時間で粒子を再構成・選別し、200Hz までレートを下げなければならない。一定時間内に起こる事象が増えれば、当然捨てるべき事象も多くなる。そのための最も単純な方法は取得するエネルギー閾値を上げることであるが、低 pT の粒子を取得できなくなる。エネルギー情報しか得られない L1 では難しいが、HLT ではできるだけ飛跡情報を用いてエネルギー閾値を上げずにレートを落とすことが好ましい。しかし、現行の HLT では、L2 において 10ms/RoI の時間が必要になる。今後パイルアップ事象の増加により RoI の数が増えると、Level-2 時間中に飛跡再構成が完了しない場合も考えられ、L2 でエネルギー閾値を上げざるを得なくなる。

そのためにまず、Run2 では L2 と EF を統合し、HLT 全体の中で自由に CPU 時間を配分できるようにする。これにより柔軟なトリガー構築が可能になるが、100kHz から 1kHz までレートを落とすという条件は同じである。特に HLT 初期で大きくレートを落とさなければ、飛跡を再構成してより正確な選別をすることができない。そのために導入されるのが FTK である。

FTK は、L1 と HLT の間で飛跡を再構成するシステムである。FTK は L1 を通過した事象に対して Pixel と SCT からヒット情報を受け取り、ヒット位置から線形一次式で飛跡パラメータを近似計算する。この線形一次近似式は飛跡パターンによって異なるが、FTK はあらかじめ大量のシミュレーションを用いて求めたパターンごとの近似式をチップに記憶している。ハードウェア上の電気信号を用いることで、検出器全領域の p_T1GeV 以上の飛跡を、100μs 程度の短い時間で再構成することができる。この情報は HLT に送られる。

Run1 では、L2 の途中に RoI 周辺の飛跡が得られるのみだったが、Run2 では FTK により

HLT 開始時に全領域の飛跡を得る事ができる。これにより、HLT 開始時に飛跡情報を用いた選別を行うことができるため、エネルギー閾値を大きく上げずにレートを下げられる。また、第 4 章で詳しく述べるが、全領域の飛跡が得られるため一次衝突点の再構成が可能であり、この情報を用いる事でパイルアップ事象による影響を抑制できる。このように FTK 導入によってパイルアップ事象が増加した状態でもエネルギー閾値を保ってトリガー選別を行うことが可能である。

3.2 飛跡再構成原理

前節では FTK が高速で飛跡を再構成できることを述べたが、この節ではその方法の詳細を述べる。

FTK はハードウェアで情報を処理することで、高速な再構成を実現する。ハードウェア上での処理は回路に流れる電気信号のオンオフのみで判断するために高速であり、また回路上で分岐することによって並列化が容易に可能である。しかし、電気信号のみで情報を処理するには単純な処理でなければならず、L2 で行っているような再構成はできない。そこで FTK では飛跡のパターン認識とパラメータの線形一次近似により、処理を単純化している。

FTK で飛跡を再構成する際に重要な概念として、「スーパーストリップ」と「ロード」があるのでまずそれを説明する。荷電飛跡が検出器を通過したとき、IBL1 層、Pixel3 層、SCT8 層の計 12 層にヒット情報を残す。ヒットの位置情報は、Pixel においては 2 次元のピクセル、SCT においては 1 次元のストリップを単位としている。そのピクセルやストリップを、複数まとめたものが「スーパーストリップ」である。これは、検出器のヒット情報より粗い位置情報である。また、Pixel3 層、SCT のうち 5 層の計 8 層におけるスーパーストリップ単位の位置情報の組が、「ロード」である。ロードは、粒子が残した飛跡を、大雑把なパターンとして表したものである。

FTK での飛跡の再構成とは、スーパーストリップ内でのヒット位置から、飛跡パラメータを線形一次近似により算出すること（トラックフィット）である。FTK の扱う飛跡パラメータは以下の 5 つ (helix parameter という) である。

1. Ipt ... 磁場によって曲げられた粒子の飛跡の曲率半径 ($Ipt = q/2p_T$)
2. η ...2.2.2 で述べた天頂角を表す疑ラピディティ
3. ϕ ...2.2.2 で述べた方位角
4. d_0 ...xy 平面上における、粒子の飛跡と衝突点の間の最近接距離
5. z_0 ... 上記の最近接点の z 座標

これらのパラメータを、以下の式で近似する。

$$\tilde{p}_i = \sum_{l=1}^{N} C_{il} x_l + q_i \tag{3.1}$$

式中の $\tilde{p}_i$ は5つのヘリックスパラメータ、x_l, N は層ごとのヒットの座標とその数、C_{il}, q_i は定数である。また、飛跡の χ^2 も以下のように一次式で近似される。

$$\hat{\chi}^2 = \sum_{i=1}^{N-5} \left(\sum_{j=1}^{N} A_{ij} x_j + k_i \right)^2 \tag{3.2}$$

この A_{ij}, k_i も定数である。

式 3.1, 3.2 の定数項はロードによって異なるため、ロードごとに定数を求めておく必要がある。ロードとそれに対応する定数の情報を記憶したものを、パターンバンクという。パターンバンクは、あらかじめシミュレーションによって作成しておく。シミュレーション上で様々なヘリックスパラメータを持つ荷電粒子を発生させて ATLAS の検出器にヒット情報を残させ、ロードごとにヒット情報とパラメータの関係から定数を求める。ただし、粒子の残しうるロードは無数にあり、全ての定数を求めて記録し使うことは容量、処理時間が限られているため不可能である。そこで FTK では p_T が 1GeV 以上の飛跡を再構成できるように、パターンバンクを作成している。また、並列処理によって速度を高めるため、検出器の領域を $\eta - \phi$ で 64 に分割して別々に記憶している。

飛跡を再構成するときには、次のようにする。まず、反応したシリコン検出器のピクセルやストリップの情報を、粒子ごとのヒット情報に整理する（クラスター化)。12 層のヒット情報のうち、8 層をロードに焼き直し、パターンバンクに記憶されているロードと照合する。7 層以上のスーパーストリップが一致したロードに対して、式 3.1 から飛跡パラメータを計算し、式 3.2 から χ^2 検定を行う。通過したもののうちヒットの欠落が 2 層以下かつ Pixel と SCT 両方にないものに対して、全 12 層のヒット情報から再びフィットをし、χ^2 検定を通過したものを、再構成された飛跡とする。ここで行っている処理は、パターンの照合と単純な計算であるため、ハードウェア上で行う事が可能である。

3.3 ハードウェア構成

前節では FTK が飛跡を再構成する方法について述べたが、この節では実際にハードウェア上ではどのような流れで情報を処理しているのかについて述べる。図 3.1 に FTK の全体図を示した。

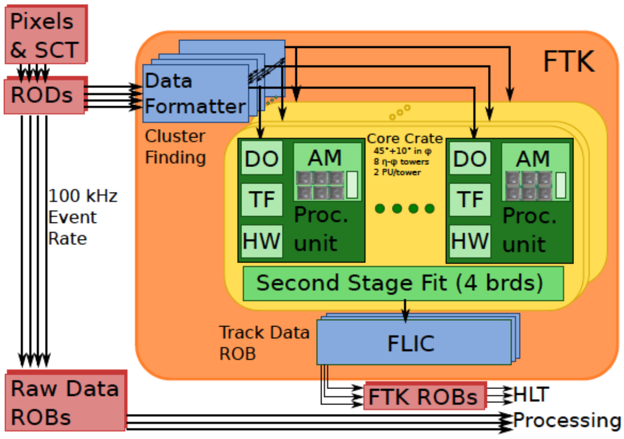

図 3.1 FTK 全体図

(1) ヒット情報の受信と並列化

ATLAS のトリガーでは、L1 を通過した事象の検出器情報は 100kHz のレートで ROD(Read Out Drivers) から ROB(Read Out input Buffer) に送られ、一時的に保持された後 HLT に送られる。その際、Pixel と SCT の ROD から、ROB に送られるものと同じ情報を FTK の DF(Data Formatters) が受け取る。まず DF のメザニンカードである FTK_IM(Input Mezzanine) が検出器のヒット情報をクラスター化し、FTK が扱える形式に変える。そして DF がヒット情報を $\eta-\phi$ 方向の $4\times16=64$ 領域に分割し、領域ごとに 2 つずつある PU(Processor Unit) に送る。この後の処理は領域ごとに並列で行われる。

(2)8 層でのフィット

領域ごとに分けられたヒット情報はまず DO(Data Organizers) が受け取る。DO はヒット情報を SS(Super-Strips) 単位に変換、AM(Associative Memory) に送信する。AM には領域ごとのパターンバンクが記憶されている。そこで SS 単位に変換されたヒット情報がどのロードに対応するかが判別され、DO に再び送信される。その後 DO はヒットとそれに対応するロード情報を TF(Track Fitter) に送信し、対応する定数を使ってトラックフィット及び $\chi2$ 検定を行う。最後に HW(Hit Warrior) で重複する飛跡を除いて、SSB(Second Stage Board) に情報を送信する。

(3)12 層でのフィット　SSB は 4 つの PU から 8 層のヒットを用いた $\eta-\phi$ 領域 2 つ分の飛跡、DF からそれに対応する残りの 4 層のヒット情報を受け取り、全 12 層のヒット情報を用いたフィット及び χ^2 検定を行う。これを通過した飛跡は FLIC(FTK-to-Level2 Interface Crate) に送られ、HLT の ROD での形式に変換される。その後 FTK 用の ROB に一時保持され、HLT に送られることになる。

3.4 飛跡再構成性能

この節ではシミュレーションにより求められた FTK の飛跡再構成性能について述べる。

ここではある飛跡パラメータを持った荷電粒子が 1 つだけ発生し、ATLAS 検出器にヒットを残し、FTK がヒット情報から飛跡を再構成するという過程を、シミュレーション上で再現している。その際ヒットをクラスター化し、あらかじめ作成したパターンバンクからロードを照合し、飛跡パラメータを計算するという実機と全く同様の手順を行っているが、これを Full Simulation という。

荷電粒子にはミュー粒子とパイ粒子があり、そのどちらも 5 つのヘリックスパラメータが均等に乱数で設定されて作られている。ジェネレータにより作成された飛跡 (Truth Track) のうち、FTK により再構成された飛跡 (FTK Track と呼ぶ) の中にヒットを 50% 以上共有するものがある場合、FTK Track が Truth Track にマッチした、という。Truth Track のうち、事象中にマッチする FTK Track が存在するものの割合を、再構成率と定義する。ミュー粒子、パイ粒子の再構成率を縦軸に、各パラメータを横軸にとって表したものを図 3.2 に示した。ミュー粒子の再構成率は平均で 93% であり、高 p_T になるほど高い。η によって一部再構成率が低い部分があるが、これは検出器の欠けている領域を含むためである。ϕ に関しては対称性のためほぼ依存は見られず、d_0, z_0 に関しても原点から離れると若干低くなる程度である。また、パイ粒子に関しては特に高 η 領域でミュー粒子より再構成率が低い。これはミュー粒子と検出器の物質との相互作用がほとんどないのに対し、パイ粒子は反応することがあるからである。

図 3.3 に、オフライン解析により再構成された飛跡 (Offline Track と呼ぶ) に対する FTK Track の再構成率を示した。Offline Track に対しては、$dR = \sqrt{(\eta_{off} - \eta_{FTK})^2 + (\phi_{off} - \phi_{FTK})^2}$ を利用して再構成率を測定する。FTK Track と Offline Track に対する $dR < 0.05$ のときマッチした、という。Offline Track のうち、それにマッチする FTK Track が存在する割合を再構成率と定義している。図 3.3 においては、ミュー粒子とパイ粒子の再構成率の違いは誤差の範囲内である。Offline Track の inefficiency は検出器の物質との反応であり、FTK のパターン認識による inefficiency にはミュー粒子とパイ粒子の間に違いはないことがわかる。

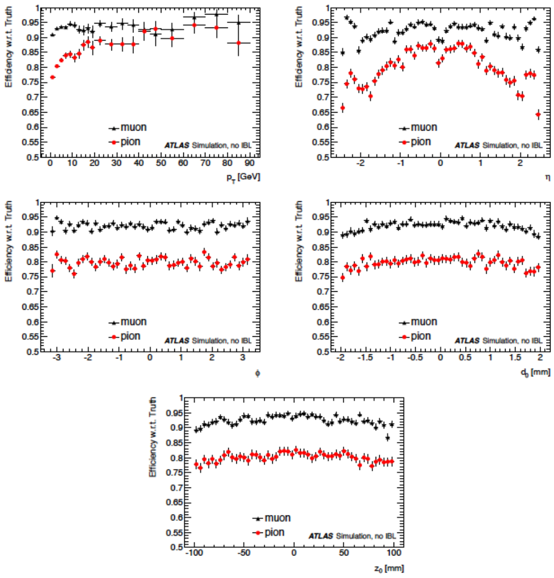

図 3.2 FTK Track の Truth Track に対する再構成率

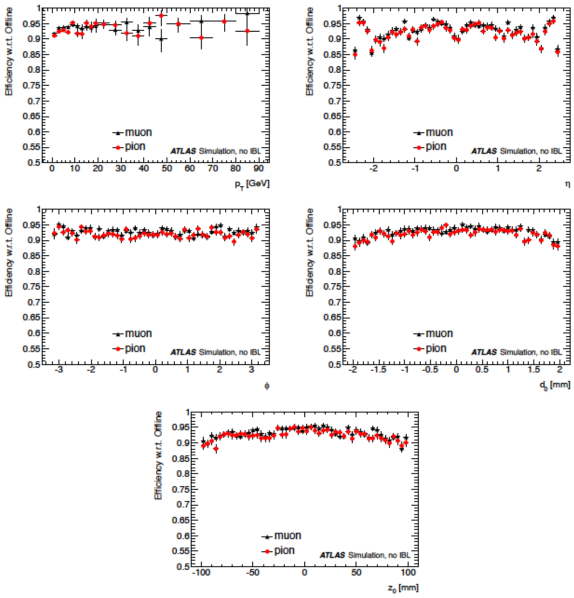

図 3.3 FTK Track の Offline Track に対する再構成率

次に FTK Track と Offline Track の Truth Track に対する分解能の p_T 依存を図 3.4 に示した。分解能は Truth Track にマッチした飛跡の各パラメータに対して、Truth Track との差を見る。差はガウス分布をしているのでその標準偏差をとったものが、各図の縦軸である。FTK Track は Offline Track に比べて分解能はやや大きくなっているもののオーダーは同じであり、Offline Track に近い分解能の飛跡が FTK では得られる事が分かる。また、p_T が高いほど分解能が良い

事も分かるが、この性質は再構成率の各パラメータ依存も含めて第 6 章で Fast Simulation を作成するときに重要になる。

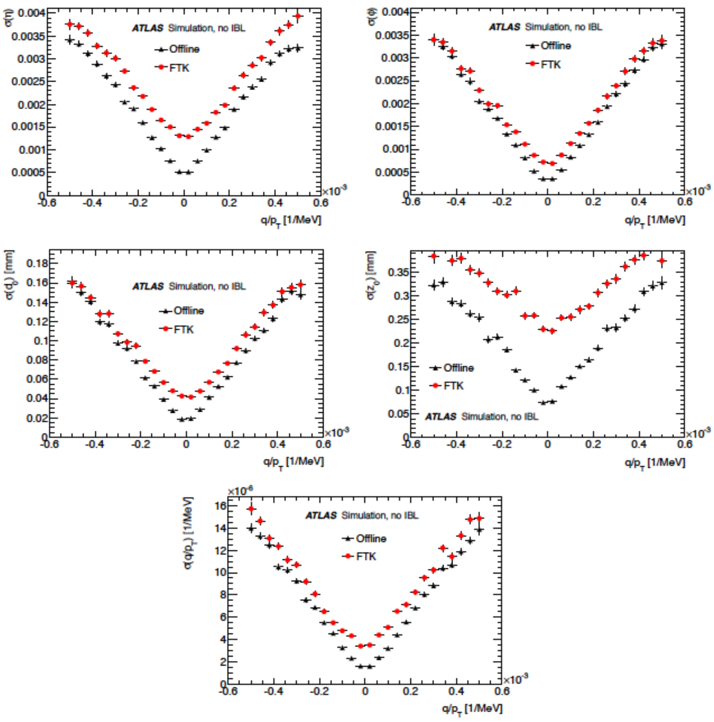

図 3.4　FTK Track,Offline Track の Truth Track に対する分解能

最後に、FTK の飛跡再構成の処理時間について図 3.5 に示した。これは平均パイルアップ事象数が 69 の $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象 1000 イベントに対して、FTK の処理時間をシミュレーションにより測定したものである。左側の図はイベント番号を横軸、処理時間を縦軸にとっており、事象ごとの処理時間を表している。右側の図は処理時間を横軸、イベント数を縦軸にとっており、処理時間の分布を表している。図から、事象によって処理時間が異なるものの、長くとも $100\mu s$ 程度で処理が完了することがわかる。

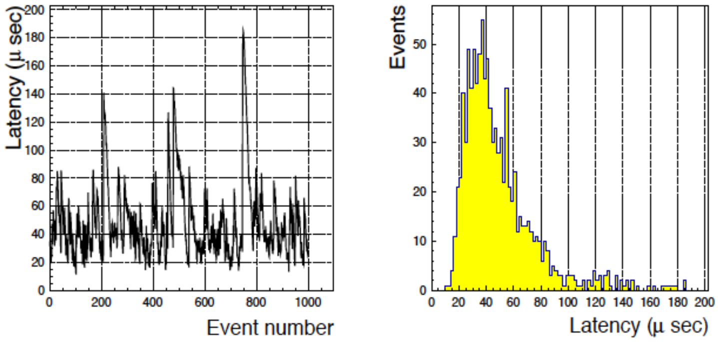

図 3.5　FTK の処理時間

纏めると、FTK Track は一事象 $100\mu s$ で、90% 以上の割合で再構成でき、分解能は Offline Track に近いということになる。

4　FTK 飛跡を用いた一次衝突点再構成

前章までに導入として素粒子物理学、LHC-ATLAS 実験、FTK の概要を述べたので、本章からは具体的な研究結果について述べていく。
FTK 導入の利点の一つに、トリガーでの衝突点再構成がある。衝突点とは粒子と粒子が衝突し、反応した点であり、飛跡がどの衝突点に由来するかを把握する事でパイルアップ効果の抑制が期待できる。しかしトリガーにおいて衝突点の再構成が粒子選別の時間を圧迫してはならず、また、FTK により再構成されない飛跡もある。このように限られた時間と情報からトリガーに活用可能な衝突点を再構成しなければならない。その方法が FVF(Fast Vertex Fitter) である。本章では FTK 飛跡に FVF を適用し、再構成時間、再構成率、位置分解能、個数情報について評価した結果について述べる。

4.1　本研究の目的

前章で FTK 導入によって Run2 から HLT 開始時に全領域の飛跡がオフライン解析に近い分解能で得られることを述べた。また、その利用法として、トリガーレベルで一次衝突点の再構成ができることに触れた。本研究ではシミュレーションを用いて FTK 飛跡から一次衝突点を再構成し、必要な時間、再構成率や分解能についてまとめているが、本節ではその目的について述べる。

ATLAS 実験では陽子のバンチ衝突により、複数の陽子衝突が発生する。このとき衝突が起こった点を一次衝突点といい、2012 年の Run では平均で 20 個程度発生していた。このうちほぼ全てがパイルアップ事象であり、興味ある事象はあっても 1 つである。衝突で発生した粒子は様々な方向に飛び、検出される。このとき、別々の一次衝突点から発生した粒子が、同じ事象として扱われてしまい、トリガーの効率が下がることがある。例えばタウ粒子のハドロン崩壊では一個または三

個のハドロンが発生するので、同方向の運動量を持つハドロンを探してトリガーする。しかし、パイルアップ事象によるハドロンがタウ粒子から発生したハドロンと同方向の運動量を持った場合、ハドロンの数を誤って数えタウ粒子と認識しなくなってしまう。逆にタウ粒子でないのに、タウ粒子と認識してしまう場合もある。そのような可能性は、パイルアップ事象が増加するほど増えていく。

しかし、どの飛跡が、どの一次衝突点から発生したかということがわかれば、そのような誤りを減らす事ができる。上記の例では、タウ粒子の発生した事象とパイルアップ事象の一次衝突点を区別することで、パイルアップ由来の粒子をタウ粒子由来の粒子として誤って数えることを防げる。それは他のトリガーでも同様である。レプトンの場合は、高い p_T を持つ１つの粒子を要求するので、パイルアップ事象由来の粒子による非効率を防げる。消失横運動量の場合は、事象全体でなく、目的とする一つの衝突点由来の粒子のみを考慮した消失横運動量 (p_T^{miss}) を利用することができる。また、ボトムクォークの場合、B ハドロンとしてビーム軸垂直平面で数 mm 飛んでから崩壊する。その点を二次崩壊点と呼ぶ。発展的ではあるが二次崩壊点まで区別することができれば、ボトムクォークのトリガーにも役立つ。

また、衝突点の個数、つまりパイルアップ数を把握することによる利点もある。例えばエネルギーに関連する変数は、パイルアップの数に依存する。再構成された衝突点の個数からパイルアップの数がわかれば、その依存性を減らすことができる。これも、特定のトリガーに限定せずに言えることである。この例は第５章で具体的に実践している。

このように、一次衝突点の再構成により、広くトリガーでパイルアップ事象による影響を減らせる。Run1 では L2 の時点で RoI 周辺の飛跡しか得られなかったため、全事象の衝突点を再構成する事はできなかった。しかし、Run2 以降は FTK により HLT 開始時に全領域の飛跡が得られるため、HLT の初期で全事象の一次衝突点の再構成が可能である。

FTK の飛跡を用いた一次衝突点再構成に関しては今までも行われてきた [6]。これは本論文と同様に、後述の Fast Vertex Fitter というアルゴリズムを FTK 飛跡に適用している。しかし、ATLAS で実装されるものとは各種条件や設定が異なっており、また 1 事象中でどのように衝突点が再構成されているかまで把握できていなかった。そこで本研究ではアルゴリズムを ATLAS で実装されるものに合わせた上で、事象中の飛跡や衝突点の分布なども考慮してさらなる理解と最適化を行う。

研究内容に入る前に、数値的な目標を定める。FTK が再構成できるのは p_T が 1GeV 以上の飛跡の 90% 程度であるため、全ての衝突点が再構成できるわけではない。また HLT 初期は数 ms オーダーの時間で処理するため、その時点で利用するためにはそれよりも短い時間で再構成を行わなければならない。このような情報と時間が限られた中で、有効に利用できる衝突点を再構成する必要がある。そこで、本研究では以下のように目標を立てた。

（１）再構成時間

HLT 初期に衝突点情報を利用できることが望ましいので、1ms 以内とする。

（２）再構成率

FTK の飛跡再構成率が 90% なので、それ以上とする。

（3）分解能

衝突軸で z 方向に 100mm の領域に数十個の衝突点が発生するので、それらを区別するために z 方向に 1mm 以内の分解能を要求する。また、ボトムクォークの二次崩壊点を判別することも考え、xy 方向にも 1mm 以内の分解能を要求する。

（4）個数

p_T1GeV 以下の飛跡からなる衝突点は再構成できないため、実際の衝突点の数と一致させる事は不可能である。しかし、オフライン解析の衝突点と個数の関係性を持てば利用可能である。

4.2 再構成のアルゴリズム

前節で一次衝突点の利点や目標などを述べたが、本節では再構成の方法について述べる。
一次衝突点を再構成するには、近い位置にある飛跡をグループに分け、飛跡パラメータを元に衝突点の位置を精密にフィットする必要がある。オフライン解析では Adaptive Vertex Fitter(以下 AVF)[11] が用いられているが、時間の都合上、トリガーではより単純な方法である Fast Vertex Fitter(以下 FVF)[12] が用いられている。FTK による一次衝突点の再構成も、FVF で行う。この節では二つのアルゴリズムについて説明・比較する。

4.2.1 Adaptive Vertex Fitter

AVF はオフライン解析で使われているアルゴリズムであり、重み付きの最小二乗法によって衝突点の位置を求め、飛跡がどの衝突点由来かを決定する。その方法は以下の通りである。

まず、事象中の全飛跡を用いて、二分法で衝突点の位置の初期値（シード）を決定する。z_0 の小さい順に番号をつけ、1 番目と $n/2$ 番目、2 番目と $n/2+1$ 番目、.... のように番号が $n/2$ 離れた飛跡同士の z_0 の差を見る。その z_0 の差が最も小さくなる飛跡の組を選択する。その 2 本の飛跡間にある全飛跡で z_0 の小さい順に番号をつけ、同じことを繰り返す。飛跡が 2 本以下になったら、その中間点の z_0 をシードの z 座標とする。シードの x, y 座標は 0 とする。

シードが求まったら、それを初期値として位置を補正（フィット）していく。フィット後の一次衝突点の位置を三次元ベクトル $\boldsymbol{v}$ を用いて表す。その事象に飛跡が n 本あるとし、i 番目の飛跡と一次衝突点 $\boldsymbol{v}$ までの距離を $d_i(\boldsymbol{v})$、その誤差を σ_i とする。$\chi_i^2(\boldsymbol{v})$ の全ての飛跡に対する和

$$L(\boldsymbol{v}) = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\chi_i^2(\boldsymbol{v}) \tag{4.1}$$

を最小にするような、$\boldsymbol{v}$ を求める。つまり、飛跡からの空間的な距離の和が最も小さくなるような位置を求める。この $\boldsymbol{v}$ は以下の方程式の解である。

$$\sum_{i=1}^{n} w_i(\chi_i^2(\boldsymbol{v}))\chi_i(\boldsymbol{v})\frac{\partial \chi_i}{\partial \boldsymbol{v}} = 0 \tag{4.2}$$

$w_i(\chi_i^2(\boldsymbol{v}))$ は各飛跡につける重みであり、以下のように定義される。

$$w_i(\chi_i^2) = \frac{\exp(-\chi_i^2/2T)}{\exp(-\chi_i^2/2T) + \exp(-\chi_c^2/2T)} \tag{4.3}$$

この式において χ がカットオフ定数 $\chi_c = 3$ より大きくなったとき、重み $w(\chi)$ が小さくなる。その減少の度合いは、定数 T に合わせて図 4.1[11] のように変わる。

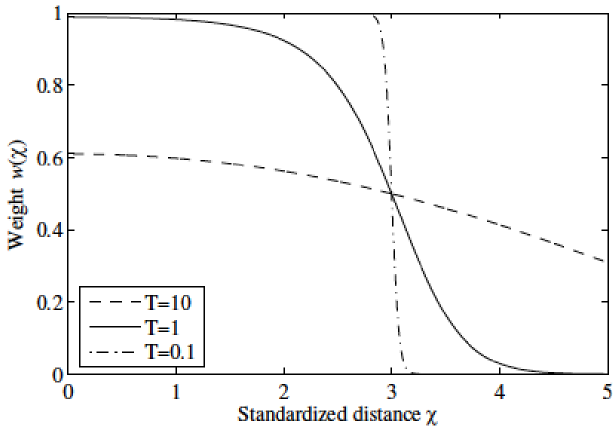

図 4.1　AVF での重みの付け方

一次衝突点の初期値を用いて事象中の全飛跡について重みを求め、重み付きの最小二乗法で一次衝突点の位置を補正することが一回分のフィットである。補正された衝突点の位置は、次のフィットでの初期値として使われる。このフィットは、衝突点の位置の変化が 10μm より小さくなるか、定められた一定の回数を上回るかするまで続く。T はフィットごとに違う値が使われる。i 回目のフィットに使う T_i は以下のように表される。

$$T_i = 1 + r(T_{i-1} - 1) \tag{4.4}$$

大きい初期値 $T_0 = 4^4$ から定数 $r = 2^{-7}$ がかけられて小さくなっていき、$T \to 1$ に収束する。衝突点の位置が決定したら改めて飛跡ごとに χ^2 を求め、$\chi_2 < 49$ となるものをその衝突点に由来する飛跡と判断する。それらの飛跡を除き、残った飛跡を使ってシードの位置の決定から繰り返す。これを事象中の飛跡がなくなるまで繰り返す。

この方法では、全飛跡を用いて何度もフィットを繰り返すため、精度よく一次衝突点の位置を求めることができる。そのためオフライン解析にも用いられているが、欠点は時間が (飛跡の本数)×(衝突点の個数)×(フィット回数) というオーダーで大きくなってしまうことである。これを FTK 飛跡に適用すると、1 事象の処理が完了するまで後述と同様の研究室の PC で 100ms のオーダーがかかってしまう。これは数 ms という前節で設定した目標時間を大きく上回っており、AVF は HLT の初期に行う再構成法としては適していないということができる。

4.2.2 Fast Vertex Fitter

FVF はトリガー上でビームスポットの位置を求めるために使われているアルゴリズムであり、AVF と同じく最小二乗法を用いて衝突点の位置を決定する。しかしシードの位置の決め方や χ^2 の求め方が大きく異なる。その方法は以下の通りである。

まず、シードの位置を決定する。FVF では、まず事象中で最も大きい p_T を持つ飛跡を選ぶ。その飛跡を中心に、あらかじめ決定したクラスターサイズを元にクラスターを作る。その飛跡から z_0 の差がクラスターサイズ以下の飛跡を、全てクラスターに加える。クラスター内の飛跡を n 本とし、以下のように i 本目の飛跡 z_{0i} の誤差 $\sigma_{z_0 i}$ で重みをつけて z_0 の平均値 z_{0av} を求める。

$$z_{0av} = \frac{\sum_{i=1}^{n} z_{0i}}{\sum_{i=1}^{n} \sigma_{z_0 i}^{4}} \tag{4.5}$$

それがシードの z 座標であり、x, y 座標は 0 である。

シードから衝突点の位置をフィットする方法は AVF と大きく異なる。これを説明するために、まずカルマンフィルタ [13] の一般的な考え方を述べる。カルマンフィルタは物理量 $x \in \mathcal{R}^n$ が誤差を伴って測定量 $z \in \mathcal{R}^m$ として測定されるときに、精度よく x を推定するための方法である。

ある時刻 k（時間でなくても、番号がつけられる量ならよい）の物理量 x_k と測定量 z_k に以下のような関係があるとする。

$$z_k = Hx_k + v_k \tag{4.6}$$

H は物理量と測定値の関係を表す関数であり、$m \times n$ の成分をもつ。$v_k \in \mathcal{R}^m$ は測定誤差である。ここで、x_k の予測値 $\hat{x}_k^-$ を定義する。この $\hat{x}_k^-$ と実際の値との誤差を e_k^- その共分散行列を P_k^- とすると、以下のように表される。

$$e_k^- = x_k - \hat{x}_k^- \tag{4.7}$$

$$P_k^- = E[e_k^- {e_k^-}^T] \tag{4.8}$$

ここで、予測値 $\hat{x}_k^-, P_k^-$ が与えられたとき、より精度のよい推定値 $\hat{x}$ を求めることを考える。ここで、この $\hat{x}_k$ と実際の値との誤差を e_k その共分散行列を P_k としたとき同様に

$$e_k = x_k - \hat{x}_k \tag{4.9}$$

$$P_k = E[e_k {e_k}^T] \tag{4.10}$$

である。精度のよい推定値を求めるということは、この P_k を最小にする、ということである。そのような P_k はカルマンゲイン K_k

$$K_k = P_k^- H^T (HP_k^- H^T + R)^{-1} (R = \mathrm{cov}(v_k)) \tag{4.11}$$

を用いて、以下のように表される。

$$P_k = (I - K_k H)P_k^- \tag{4.12}$$

また、そのときの推定値 $\hat{x}$ は以下のように表される。

$$\hat{x} = \hat{x}_k^- + K_k(z_k - H\hat{x}_k^-) \tag{4.13}$$

カルマンフィルタでは、予測値 $\hat{x}_k^-, P_k^-$ から、式 (4.11),(4.12),(4.13) を用いて推定値 $\hat{x}_k^-, P_k^-$ を求め、推定値から次の予測値を求める。この手順を繰り返し、値を補正していく。

FVF では、クラスター内に属する飛跡の本数 n 回分のフィットを行う。物理量 x_k は、k 番目の飛跡を用いてフィットした後の一次衝突点の位置座標 x_k, y_k, z_k と飛跡のパラメータ p_{Tk}, θ_k, ϕ_k である。測定量 z_k は、k 番目の飛跡の一次衝突点からみた d_{0k}, z_{0k} である。つまり、この方法では、衝突点の位置座標と飛跡の運動量をもとに算出した飛跡の衝突係数と測定値の誤差の共分散行列が最小になるように、衝突点の位置座標を補正していくということを、クラスター内の飛跡について一回ずつ行う。ただし、使う飛跡は以下の式で求められる χ_k^2 がある値より小さいもののみに限る。

$$\chi_k^2 = (z_k - H\hat{x}_k^-)^T(HP_k^-H^T + R)^{-1}(z_k - H\hat{x}_k^-) \tag{4.14}$$

この方法は事象全体で、飛跡の本数の回数でしかフィットを行わない。そのため、AVF と比べて飛跡が多くなったときもあまり時間がかからないという利点がある。今回は HLT 初期の時間制約を考えて、FVF を再構成のアルゴリズムとして採用する。

4.3 FVF の FTK 飛跡への適用

4.3.1 使用サンプル

今回、以下の 3 種類のサンプルを用いた。以下のサンプルは全て、重心系エネルギー 14TeV の陽子衝突で生成し、ATLAS で検出・解析するシミュレーションを通したものとなっている。ジェネレータで生成された粒子の真のパラメータ、オフライン解析で再構成された飛跡・衝突点のパラメータ、FTK により再構成された飛跡のパラメータを利用している。

(1)$t\bar{t}$

トップクォーク対が発生するイベントである。トップクォークはほぼボトムクォークと W ボソンに崩壊する。ボトムクォークは b-jet として検出され、W ボソンはレプトンとニュートリノ (消失横運動量) やハドロンに崩壊して検出される。平均パイルアップ数は $<\mu>= 69$ であり、イベント数は 500 である。IBL 検出器の情報は使われていない。

(2)$H \to \tau\tau$

ヒッグス粒子が発生し、τ 粒子対に崩壊するイベントである。τ 粒子は片方がレプトン、もう片方がハドロンに崩壊する。平均パイルアップ数は $<\mu>= 69$ であり、イベント数は 18849 である。IBL 検出器の情報は使われていない。

(3)di-jet

2 つのハドロンジェットが発生するイベントである。leading jet(最も p_T の高い jet) の p_T は、$20 < p_T < 80$(GeV) となっている。平均パイルアップ数は $<\mu>= 60$ であり、イベント数は 20000 である。

4.3.2 FVF の条件

今回採用したアルゴリズムの FVF であるが、そのパラメータや詳細な設定を記す。
・飛跡のパラメータの誤差は、L2 で使われている数式を利用している。
・シードを探す際のクラスターサイズは、1mm とする。
・シードを作成後、4 本未満の飛跡しかもたないシード及びその飛跡は破棄し、残った飛跡から次のシードを探す。
・カルマンフィルタでの位置の共分散行列の初期値は x, y の対角線成分を 100、z の対角線成分を 9、その他の成分を 0 とする。
・カルマンフィルタでは $\chi^2 < 15$ の飛跡のみをフィットに利用する。
・衝突点のフィット後、$\chi^2 < 15$ の飛跡のみを衝突点に関連する飛跡とする。飛跡が 2 本より少ない衝突点は破棄する。また、位置の誤差が 1mm を超えている場合も破棄する。

4.3.3 使用 PC

再構成時間を評価するには使用したコンピュータの性能を把握しておく必要がある。今回使った CPU のクロック周波数は 3.50GHz、メモリの総容量は 7.6GB となっている。それに対して HLT で使用されるコンピュータは、CPU のクロック周波数が 2.5GHz、メモリの容量が 2.0GB である。HLT のコンピュータのほうが 1 台の性能が低いが、複数のコンピュータを並列して動作させることによって高い性能を出す事が可能である。

4.4 一次衝突点再構成性能の評価

前節で述べた条件を元に、3 種類のサンプルに FVF を適用した結果を示す。

4.4.1 再構成時間

まず、FVF による再構成に要する時間を図 4.2 に示した。

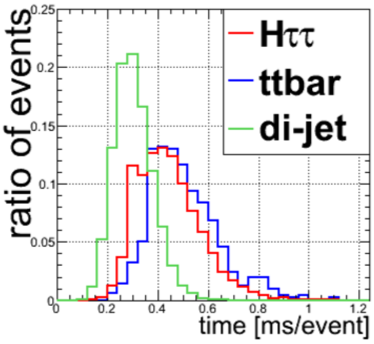

図 4.2 FVF の実行時間

この図は 1 事象における実行時間を横軸にとったヒストグラムである。実行時間は、シードを探すのに要した時間と全飛跡に対してカルマンフィルタを適用するのに要した時間の和と定義した。赤線が $H \to \tau\tau$、青線が $t\bar{t}$、緑線が di-jet サンプルでの結果を表している。

3 種のサンプルにおいて、どれも 99% 以上の事象で実行時間は 1ms 以内であり、実行時間の平均は $H \to \tau\tau$ が 0.45ms、$t\bar{t}$ が 0.50ms、di-jet が 0.31ms と、目標にあげた 1ms を大きく下回っている。これは現行の L2 の処理時間 40ms を大きく下回る値であり、HLT の実行時間を圧迫せずに再構成を行えるといえる。

4.4.2 ある事象での衝突点分布

次に、FVF によって事象内でどのように衝突点が再構成されるか、典型的な事象を用いて説明する。$t\bar{t}$ サンプルのある事象における、飛跡や衝突点の z 座標分布を図 4.3 に示した。

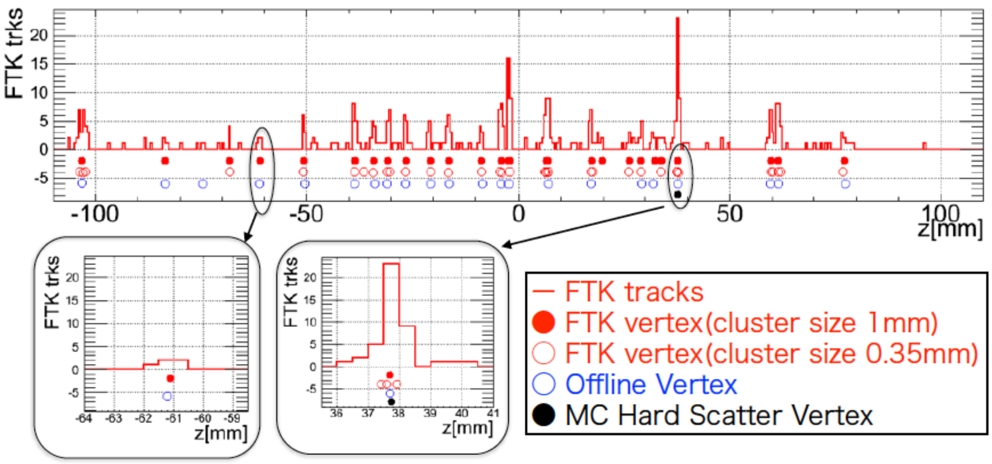

図 4.3 ある event でのようす

上の図は z 座標を横軸にとっている。まず赤線は、FTK 飛跡の分布を表している。縦軸は 0 よ

り大きい部分は FTK 飛跡の本数を表しているが 0 より小さい部分に意味はない。丸い記号は衝突点の存在する z 座標を表している。黒がモンテカルロにおける Hard Scatter Vertex である。これは興味ある事象が発生した衝突点であり、例えば $t\bar{t}$ サンプルの場合は $t\bar{t}$ 事象が起こった点のことをさす。青が Offline Vertex（オフラインの飛跡に、AVF を適用して再構成した衝突点）であるが、FTK との比較を行うために、$p_T > 1$GeV の飛跡により再構成されたもののみ示している。赤が FTK Vertex（FTK 飛跡に FVF を適用して再構成した衝突点）を表しているが、白抜きのものがクラスターサイズ 0.35mm、塗りつぶしたものがクラスターサイズ 1mm での結果を示している。

クラスターサイズを 2 種類示しているのは、クラスターサイズにより衝突点再構成の結果が大きく変化するからである。

その例として、$-64 < z < -59$ の範囲を拡大したものを 4.3 の左下に示した。この範囲には Offline Vertex は存在しているが、クラスターサイズが 0.35mm のとき、FTK Vertex は存在していない。これは、この範囲に存在する FTK 飛跡が少ないため、クラスター内の飛跡が少なく、FTK Vertex が再構成できなかったためである。しかし、この場合、クラスターサイズ 1mm のときは、FTK Vertex が再構成できている。これはクラスターサイズを広げる事でクラスターを作るための FTK 飛跡の本数を確保できたからだといえる。

また、$36 < z < 41$ の範囲を拡大したものをその右に示した。この図では MC Hard Scatter Vertex と Offline Vertex が 1 対 1 対応しているのに対し、クラスターサイズが 0.35mm のとき、FTK Vertex は 3 個も再構成されている。これは、この範囲に存在する FTK 飛跡が非常に多いため、クラスターが複数できるからである。しかし、クラスターサイズが 1mm のとき、クラスターは単一のものにまとまり、MC と 1 対 1 対応することがわかる。

まとめると、以下のようなことがわかる。

（1）オフラインで再構成されるが、FTK では再構成されない衝突点がある。

（2）オフラインでは再構成されないが、FTK では再構成される衝突点がある。

（3）クラスターサイズの変更により、（1）（2）の場合を減らすことができる。

クラスターサイズにより衝突点再構成の結果が大きく変わるが、本論文では代表点として 1mm の場合の結果を本文で述べている。Offline Vertex 間の最近接距離がほとんど 1mm 以上になっていることから、この値を採用している。

4.4.3　Hard Scatter Vertex の再構成率・位置分解能

MC の Hard Scatter Vertex の再構成率・分解能について述べる。

Hard Scatter Vertex の 1mm 以内に FTK Vertex が存在する場合、マッチしたといい、マッチした事象の全体に対する割合を再構成率と定義する。再構成率は、$H \to \tau\tau$ で 97%、$t\bar{t}$ で 95%、di-jet で 98% となった。どのサンプルでも FTK 飛跡の再構成率である 90% を上回っている。

次に、$H \to \tau\tau$ サンプルにおける z 方向の分解能を図 4.4 にしめした。

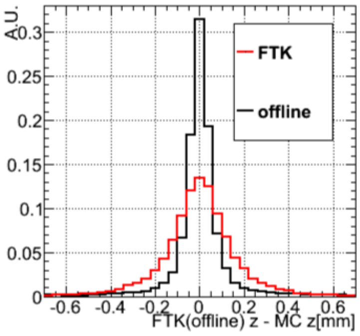

図 4.4 Hard Scatter Vertex の z 分解能 ($H \to \tau\tau$)

この図はマッチした Hard Scatter Vertex から z 座標で最も近い FTK(Offline) Vertex までの距離を横軸にとったヒストグラムである。黒線が Offline Vertex、赤線が FTK Vertex での結果を示している。このヒストグラムの RMS（平均二乗誤差：平均値からの差の二乗の平均）によって、z 分解能を評価する。

それぞれのサンプルでのヒストグラムの RMS を示す。$H \to \tau\tau$ では Offline が 117μm、FTK が 168μm だった。$t\bar{t}$ では Offline が 49μm、FTK が 122μm だった。di-jet では Offline が 77μm、FTK が 138μm だった。どのサンプルに置いても目標としていた 1mm よりも小さく、隣接する衝突点と区別可能であると言える。また、FTK は Offline の 3 倍以下になっており、同じオーダーの分解能で再構成できているといえる。 また、$H \to \tau\tau$ サンプルでの x 方向の位置分解能を図 4.5 に示した。

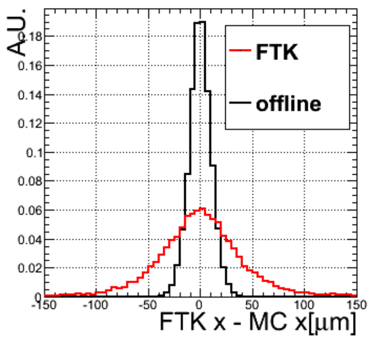

図 4.5 Hard Scatter Vertex の x 分解能 ($H \to \tau\tau$)

この図はマッチした Hard Scatter Vertex と、そこから z 座標で最も近い Vertex との x 座標の差を横軸にとったヒストグラムである。それぞれのサンプルでのヒストグラムの RMS を示す。$H \to \tau\tau$ では Offline が 11μm、FTK が 39μm だった。$t\bar{t}$ では Offline が 9μm、FTK が 32μm

だった。di-jet では Offline が 9μm、FTK が 34μm だった。どのサンプルに置いても目標としていた 1mm よりも小さく、一次衝突点と二次崩壊点との区別が可能であるといえる。

4.4.4　衝突点の個数

この節では、衝突点の個数について述べる。まずは、FTK 飛跡と衝突点の数の間の関係について図 4.6 に示した。

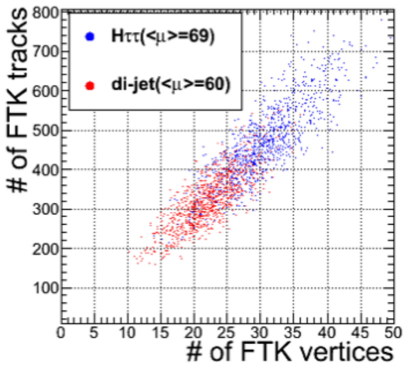

図 4.6　衝突点と飛跡の本数の関係

この図は事象ごとに FTK Vertex の数を横軸、FTK 飛跡の数を縦軸にとりプロットしたものである。青い点が $H \to \tau\tau$、赤い点が di-jet サンプルでの結果を示している。

この図では衝突点の個数が di-jet で少なく、$H \to \tau\tau$ で多くなっており、一見サンプルによって大きな違いがあるように見える。しかし、FTK 飛跡の数も di-jet で少なく、$H \to \tau\tau$ で多くなっており、この二つの量には強い相関があるといえる。さらに、両サンプルにおいて領域は異なるものの、その相関は同様である。つまり、FVF はサンプル関係なく、FTK 飛跡の数を衝突点の数に反映するようなアルゴリズムであるということができる。データ取得時はどのような事象かはわからないため、サンプルに依存しない関係があることは重要である。

次に、Offline Vertex と FTK Vertex の個数の関係を図 4.7 に示した。

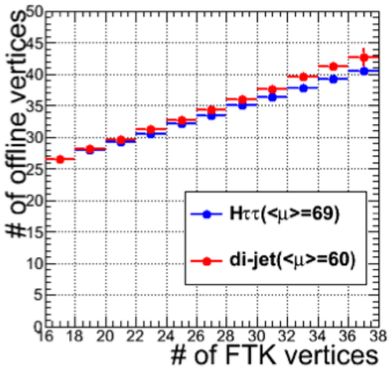

図 4.7 衝突点の個数

この図では FTK Vertex の数を横軸に、FTK Vertex の個数が横軸のある範囲内に収まる事象における、Offline Vertex の個数の平均値を縦軸にとっている。青い線が $H \to \tau\tau$、赤い線が di-jet サンプルの結果を示している。

まず、FTK Vertex の数と、Offline Vertex の数は平均しても同じにはならないということがわかる。例えば FTK が 23 個の場合 Offline は 30 個であり、個数において FTK¡Offline である。これは、FTK が 1GeV 以上の飛跡を再構成できないため、1GeV 以下の飛跡からなる Offline Vertex は再構成が不可能だからである。しかし、FTK Vertex の数が大きくなるほど Offline Vertex の数も大きくなり、またその増加は線形になっている。また、この線形性は両サンプルの間で類似している。このように、FTK Vertex と Offline Vertex の数には単純な関係があり、FTK Vertex の数から Offline Vertex の数を予測することが可能だといえる。

ただし、FTK Vertex の数が大きい領域で di-jet の方が $H \to \tau\tau$ よりも Offline Vertex の数が若干大きくなっているという違いがある。これは di-jet サンプルのほうが飛跡の p_T が若干小さく、Offline Track の中に $p_T > 1\text{GeV}$ となるものが少ないため、FTK Track の本数も少なくなり、結果 FTK Vertex の個数も小さくなるからではないかと考えられる。飛跡の p_T 分布に関してはシミュレーションにおけるパイルアップ事象の作り方も影響してくるため、今後はサンプル間の条件の違いについてより深く理解することがサンプル依存の解消に必要である。

4.5 第 4 章のまとめ

本章では Run2 以降の HLT 初期での一次衝突点再構成性能を測定するために、FTK 飛跡に FVF を適用した。

1. 再構成に必要な時間は 1ms 以内に収まった。このことから、HLT 初期に一次衝突点情報を得ることが可能だといえる。
2. Hard Scatter Vertex の 95% 以上を再構成でき、z 方向の分解能は 200μm 以下、x 方向の分解能は 40μm 以下になった。このことから、Hard Scatter Vertex を再構成して隣接する

パイルアップ事象と区別可能だといえる。

3. Offline Vertex と、FTK Vertex の個数の間には線形の関係性があることがわかった。このことから、HLT 初期でパイルアップ数について情報を得ることが可能だといえる。

課題としては、サンプルごとに線形性が異なることがあげられる。今後は、現サンプルでの相違を理解し、異なる事象でも線形性を見ていくことが必要である。

5 一次衝突点情報を用いた τ トリガーの改善

前章では FTK 飛跡から HLT で一次衝突点を再構成できることを述べたが、本章では一次衝突点情報を HLT で利用する具体例について述べる。

FTK 飛跡の情報を用いた背景事象の除去により、HLT(High Level Trigger) での τ 粒子の選別で多変量解析を使う時間を確保することができる。しかし利点はそれだけではなく、前章で述べたように、FTK 飛跡を用いて HLT で一次衝突点を再構成することが可能である。衝突点情報を用いる事によって、さらに多変量解析の選別能力を向上させたり、パイルアップ依存を緩和できるのではないか、と考えられる。本章では HLT の τ トリガーについて、多変量解析における変数・分離能力のパイルアップ依存と、衝突点の個数によって適用パターンを変えたときの影響について評価した結果を述べる。

5.1 本研究の目的

本章では一次衝突点情報を HLT の τ トリガーでの多変量解析に利用し、改善する研究について述べるが、本節ではその目的について述べる。

τ 粒子の検出は、幅広い物理に重要である。標準理論においては、ヒッグス粒子のフェルミオンへの崩壊過程の探索及びその湯川結合定数を測定する必要があるが、その中で最も測定しやすいのが τ 粒子である。BSM においても、τ 粒子に崩壊する粒子は多くある。τ 粒子に崩壊する過程を探索・測定するには、τ 粒子を実験的に検出する必要がある。しかし、τ 粒子は電子やミューオンと異なり不安定である (寿命は $(290 \pm 0.5) \times 10^{-15}$s) ため、崩壊した後の粒子を検出しなければならない。主な崩壊の分岐比を表 5.1 に示した [7]。

表 5.1 τ 粒子の主な崩壊先と分岐比

崩壊先	分岐比 (%)
電子 ($e\overline{\nu}_e\nu_\tau$)	17.8
ミューオン ($\mu\overline{\nu}_\mu\nu_\tau$)	17.4
1-prong($\pi\nu_\tau$ など)	49.1
3-prong($\pi\pi\pi\nu_\tau$ など)	15.2

レプトン崩壊は 2 つのニュートリノを伴って、電子やミューオンに崩壊する。ハドロン崩壊は 1 つのニュートリノを伴って、π や K など奇数個の荷電粒子になる (π^0 など中性粒子を伴うこともある。)。n 個の荷電粒子への崩壊を n-prong というが、1-prong あるいは 3-prong の崩壊が多い。ニュートリノは検出できないため、τ 粒子を見つけるにはニュートリノ以外の粒子からトリガーする必要がある。レプトン崩壊後の τ 粒子は電子やミューオンのトリガーを用いて見つけることができるが、ハドロン崩壊した τ 粒子 (hadronic τ) に対しては独自のトリガーが必要である。それが τ トリガーである。τ トリガーはハドロンを捉えるため、QCD ジェットとの区別が必要になる。$hadronic\tau$ は奇数個の荷電粒子である点、同じ方向の運動量を持ちやすい点などの特徴があり、それらを用いてトリガーを行う。

Run2 において、HLT での τ トリガーは図 5.1 のように行われる [5]。

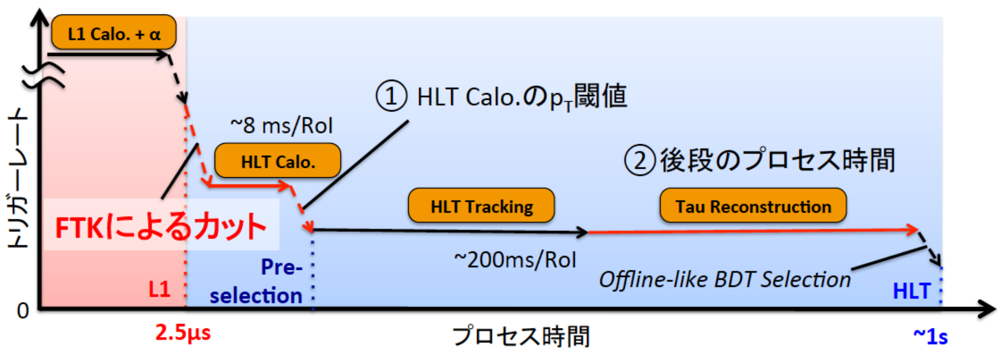

図 5.1　Run2 の τ HLT

HLT 開始時は 100kHz のレートがあり、全ての事象について飛跡を再構成するのは難しくなる。そこでまず FTK 飛跡の情報を利用した Preselection をかけ、 2.5μs の時間で 1/5 程度までレートを下げる。次に HLT のカロリメータの情報を利用して、 8ms の時間でさらにレートを下げる。これによりレートが十分に低くなるので、HLT の飛跡情報から飛跡を再構成する。さらにその後、カロリメータと飛跡の情報を両方とも使い、オフライン解析のように BDT(Boosted Desicion Tree) を用いた多変量解析を行うことができる。ここでレートをさらに 1/5 にし、HLT の τ 粒子選別を終える。

Run2 において HLT 開始時に FTK 飛跡が得られるため、その情報を用いた Preselection により高パイルアップ環境下にも τ トリガーが対応できる。これは、FTK の HLT における具体的な利用例の一つである。しかし、FTK による利点は飛跡情報が得られることだけではない。第 4 章で述べたように、飛跡から一次衝突点を再構成できる。その情報も、HLT で利用することができるはずである。本研究の目的は、HLT において一次衝突点情報を利用することにより、τ トリガーが改善できる可能性を示すことである。

そのために、BDT に衝突点の個数情報を用いた場合の変化を調べる。次の節以降で詳しく述べるが、BDT では信号と背景事象での変数分布の違いを利用し、ある事象の信号らしさを表すスコアを変数から算出することで、信号と背景事象を分離する。この変数分布はパイルアップの大小に

よって異なるはずであり、衝突点の数によって分布を分ける事により、より分離がしやすくなると予想できる。そこで本研究では、衝突点の数で BDT の適用の仕方を変えることにより、背景事象の分離能力を向上させる、ということを目標とする。

5.2 Booster Decision Tree

前節では、衝突点情報により τ HLT における BDT の分離能力を向上させるのが目標であることを示した。本節では BDT そのものについて説明する。

BDT(Boosted Decision Tree; 増強決定木) は多変量解析の一種である。多変量解析とは、複数の変数を統計的に扱う手法のことである。粒子選別においては、反応した検出器の位置や数、そこから再構成されるクラスターの大きさや飛跡の本数など様々な情報を変数に表し、それらを分析することで信号らしい (この場合は hadronic τ) か背景事象らしい (この場合は QCD ジェット) かを判断する。個々の変数でカットをかけるよりも、それらの様々な変数から総合的に判断した方が効果的であり、そのために多変量解析は使われる。様々な変数から信号事象らしさを表すスコアを算出し、そのスコアでカットをかけ、信号事象かどうかを判断する。

BDT は図 5.2 のように、決定木を用いて信号と背景事象を分離する多変量解析の手法である。決定木には「枝」と「葉」という概念がある。「枝」は変数に従った分岐点であり、「葉」は分岐していったときの最終到達点である。ある対象を判別する時、その変数群を用いて「枝」を分岐していき、最終的にいずれかの「葉」に至る。どの葉に至るかによって BDT スコアが決定する。決定木は信号と背景事象の様々な変数分布を元に、信号事象らしさが強いほど BDT スコアが大きくなるように作成する。作成した決定木には実際に信号と背景事象を何度も適用し、分岐に使う変数やその値、葉の示すスコアなどを調整していく。この作業を training といい、training を繰り返す事で決定木の分離能力を向上させる事ができる。実際に判別に使う際は、事象の BDT スコアがある値より大きくなったときに、信号事象と判断する。「BDT」といったときにはこの手法そのものも指すが、分離の際に用いる決定木を指すこともある。

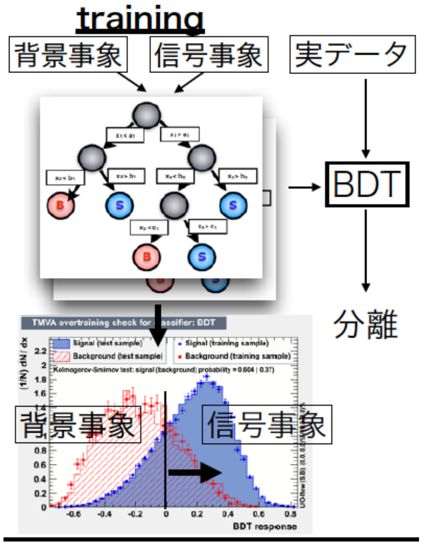

図 5.2　BDT の概念図

5.3　τ HLT における BDT

前節では BDT の概念を説明したが、本節では今回の研究で用いる事象、変数、設定等について述べる。

5.3.1　使用サンプルと事象選択

今回使ったサンプルは重心エネルギー 14TeV、平均パイルアップ数 $<\mu>=60$ の、ATLAS 検出器シミュレーションを行った事象である。信号事象は $Z\to\tau\tau$(249900 事象)、背景事象は di-jet(100000 事象) を使用している。まず、L1 の τ トリガー ($p_T>8$GeV) を通過した事象を選ぶ。信号事象は 148888 事象、背景事象は 66217 事象だった。それらの事象に存在するオフライン解析の τ 粒子について、以下のカットをかける。

- $|\eta|<2.2$
  オフライン解析の τ 粒子の η のカット。
- offline tracks>0
  オフライン解析の τ 粒子の飛跡の本数が 1 本以上であることを要求。
- truth dR<0.2
  ジェネレータ情報の τ のうち、オフライン解析の τ に対し $dR<0.2$ となるものがあることを要求。(信号事象のみにこのカットを行う。)
- L1 dR<0.2
  L1 の τ 粒子のうち、オフライン解析の τ に対し $dR<0.2$ となるものがあることを要求。最も dR の小さい L1 の τ を選ぶ。

- L1/EF RoI
  EF の τ のうち、前述の L1 τ と、RoI が同じものがあることを要求。RoI が同じ τ を選ぶ。
- EF tracks>0
  前述の EF τ の飛跡の本数が 1 本以上であることを要求。

残ったオフライン解析の τ について、オフラインと EF の飛跡の本数が一致することを要求する。1 本の場合を 1-prong、3 本の場合を 3-prong とする。今後の処理は、1-prong と 3-prong で分けて行う。カットフローと事象数について、表 5.2 にまとめた。

表 5.2　事象選択

事象選択	信号事象数	背景事象数
事象選択前	948015	433529
$\|\eta\| < 2.2$	864813	395829
offline tracks>0	614817	282664
truth dR<0.2	112254	282664
L1 dR<0.2	95352	73525
L1/EF RoI	64104	23727
EF tracks>0	64051	23702
1-prong	41257	5593
3-prong	9042	3518

5.3.2　BDT 変数

事象選択はオフライン解析の τ について行ったが、BDT に利用する変数は EF のものであり、カロリメータに関するものと飛跡に関するものがある。カロリメータに関する変数 12 種を示す。

- centFrac
  電磁カロリメータの全エネルギーに対する dR<0.1 の領域にあるエネルギーの割合。
- PSSFraction
  電磁・ハドロンカロリメータの全エネルギーに対するプリサンプラーとストリップのエネルギーの割合。
- nStrip
  電磁カロリメータの η ストリップレイヤーにおけるヒットしたセルの数。
- EMRadius
  E_T で重みをつけた dR の平均。
- HadEnergy
  ハドロンカロリメータに残したエネルギー。

- stripWidth2
  dR<0.4 のストリップレイヤーの幅で重みをつけた E_T の平均。
- numEffTopoClusters
  実効的な TopoCluster の数。
- effTopoInvMass
  実効的な TopoCluster のエネルギーを用いた不変質量。
- effTopoMeanDeltaR
  実効的な TopoCluster を用いた dR の平均。
- EMFractionAtEMScale
  電磁・ハドロンカロリメータの全エネルギーに対する電磁カロリメータのエネルギーの割合。
- lead2ClusterEOverAllClusterE
  全クラスター内のエネルギーに対する dR<0.2 を満たすクラスターのエネルギーの割合。
- lead3ClusterEOverAllClusterE
  全クラスター内のエネルギーに対する dR<0.3 を満たすクラスターのエネルギーの割合。
- etOverPtLeadTrk
  τ の E_T をリーディングトラックの E_T で割ったもの。

次に飛跡に関する変数 9 種を示す。1-prong と 3-prong で使う変数が異なる。

- trkAvgDist
  ジェットの軸からの距離で重みをつけた p_T の平均
- ipSigLeadTrk(1-prong のみ)
  リーディングトラックの衝突係数の significance(測定誤差)
- nWideTrk(1-prong のみ)
  0.2<dR<0.4 を満たす飛跡の数
- ChiPiEMEOverCaloEME
  π の質量を仮定したときの τ のエネルギーからハドロンカロリメータのエネルギーを引いた値の、電磁カロリメータのエネルギーに対する割合。
- EMPOverTrkSysP
  τ の運動量の大きさに対する、質量ゼロを仮定したときの電磁カロリメータのエネルギーから求めた運動量の大きさの割合。
- dRmax(3-prong のみ)
  リーディングトラックからの dR が最も大きいもの。
- trFlightPathSig(3-prong のみ)
  二次崩壊点までの飛距離の測定誤差
- massTrkSys(3-prong のみ)
  飛跡パラメータから再構成した τ の質量

5.3.3 BDT 条件

ここでは決定木を作成する際の条件を示す。今回、BDT の作成・適用には TMVA[14] というツールを用いた。TMVA はサンプル、変数、条件を設定すれば自動的に決定木を作成することが可能である。以下に示すのは TMVA における変数及び今回設定した値である。

- NTrees=800
  決定木の数。
- MaxDepth=3
  決定木の深さの最大値。
- MinNodeSize=5%
  枝を作るのに要求する事象数の全体に対する割合。
- nCuts=20
  枝でのカットポイントを決める際の試行回数。
- BoostType=AdaBoost
  Boosting では損失関数を最小にするよう調整するが、その関数の種類。
- AdaBoostBeta=0.5
  損失関数中のパラメータ。
- PruneMethod=nopruning
  決定木が大きくなりすぎたときに行う刈り込みの方法（今回は刈り込みを行わない。）

5.4 τ HLT BDT で衝突点情報を利用した結果の評価

本節では、実際に衝突点情報を利用した結果について述べる。ここではまず、BDT 変数の衝突点数依存を調べる。ここで依存があれば、BDT による分離能力も衝突点に依存すること、衝突点の数に合わせた BDT を適用した方が分離能力が向上することが予想できる。今回は衝突点情報として、オフライン解析の衝突点の数を用いた。しかし、第 4 章で FTK とオフラインの衝突点数の関係があることを示した通り、原理的には FTK 飛跡から再構成した衝突点数を元に同様の改善が可能である。

5.4.1 BDT 変数の衝突点情報への依存

まず、今回使ったサンプルにおける衝突点の個数分布を図 5.3 に示した。

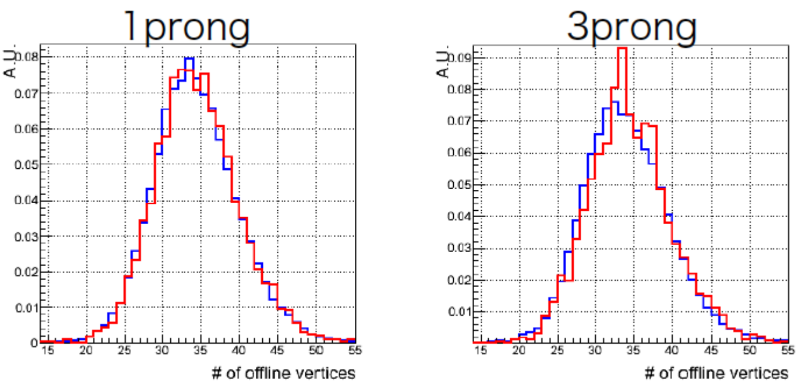

図 5.3　衝突点の個数分布

これは横軸にオフライン解析による衝突点の個数、縦軸に事象数の全体への割合をとったヒストグラムであり、青線が信号事象、赤線が背景事象の分布を表している。左側が 1-prong、右側が 3-prong のサンプルになっている。ここから、オフラインの衝突点の個数は 1-prong、3-prong の両方において信号事象、背景事象で同様の分布をしていることがわかる。この分布を元に、1-prong、3-prong を事象数が近くなるように「大」「中」「小」３つのグループにわける。「大」はオフラインの衝突点が 37 個以上の事象を集めたグループである。同様に、「中」は 32 個以上 36 個以下、「小」は 31 個以下の事象を集めたグループである。この 3 つのグループで、BDT 変数の分布の違いが生じるかを調べた。ここでは代表的な例について示す。

カロリメータの変数、lead2ClusterEOverAllClusterE の分布を、図 5.4 に示す。

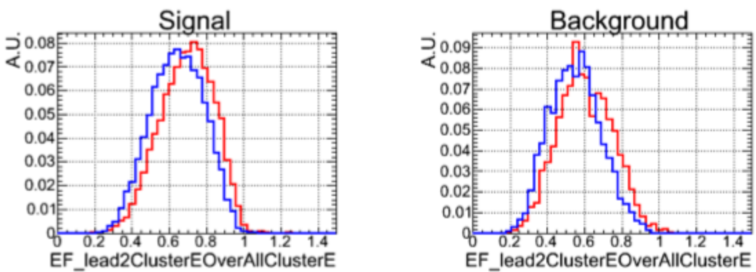

図 5.4　カロリメータ変数の衝突点数依存

これは lead2ClusterEOverAllClusterE を横軸にとったヒストグラムである。赤い線が「小」、青い線が「大」のサンプルにおける分布であり、左側が信号事象、右側が背景事象の分布になっている。なお、これは 1-prong のサンプルにおける分布である。これを見ると、信号事象でも背景事象でも、「小よりも「大」のサンプルのほうが lead2ClusterEOverAllClusterE は小さく分布しているということがわかる。lead2ClusterEOverAllClusterE はクラスターで dR<0.2 内にあるエネルギーの割合である。パイルアップ事象の数が多い「大」のサンプルでは、カロリメータにできた

τ のクラスター中にパイルアップ事象由来の粒子が入り込んできやすく、そのため中心近くのエネルギーの占める割合が小さくなってしまっていると考えられる。このように、カロリメータのエネルギーはパイルアップ事象由来の粒子による影響を受けやすく、カロリメータの変数は「大」「中」「小」で分布の異なるものが多い。

次にトラッキングの変数、nWideTrk の分布を図 5.5 に示した。

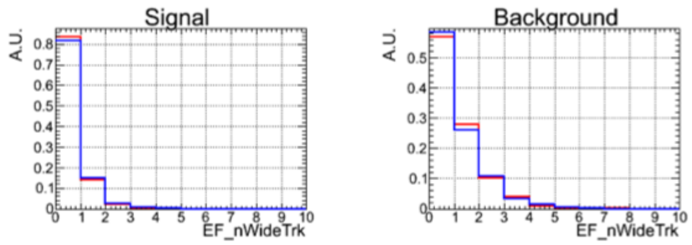

図 5.5　トラッキング変数の衝突点数依存

これは nWideTrk を横軸にとったヒストグラムであり、線の色と左右の図の違い、1-prong のサンプルである事は先ほどと同様である。これを見ると、信号事象でも背景事象でも、「小」と「大」で nWideTrk の分布にほぼ違いはないことがわかる。nWideTrk は 0.2<dR<0.4 を満たす飛跡の本数である。飛跡の場合、発生した位置まで再構成できるため、パイルアップ事象由来の飛跡は τ の飛跡に紛れこみにくい。そのため、パイルアップ事象が多い「大」のサンプルでも本数が増えることは少ないと考えられる。このように、飛跡のパラメータはパイルアップ事象由来の粒子による影響を受けにくく、トラッキングの変数は「大」「中」「小」で分布が変わらないものが多い。

このように、カロリメータの変数の中に、「大」「中」「小」のサンプルで分布に違いがあることがわかった。このことから、「大」「中」「小」のサンプルに同じ BDT を適用したとき、分離能力に違いが生じるのではないかということが考えられる。

5.4.2　衝突点情報を用いた BDT

本項では、「大」「中」「小」のサンプルに対する BDT の分離能力の違いと、サンプルごとに適した BDT を適用したときの分離能力を見る。

分離能力は、BDT スコアによって信号事象と背景事象をカットした場合、信号事象を 90% 残したときの背景事象が残る割合で評価する。背景事象のレートはできる限り落としたいので、この割合は小さければ小さいほど分離能力が高い、といえることになる。図 5.6 に、2 種類の条件下での、1-prong、3prong における「大」「中」「小」のサンプルでの分離能力を示した。

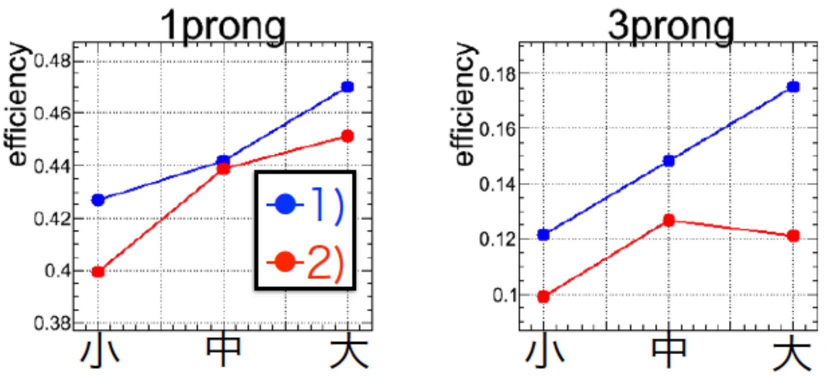

図 5.6 分離能力の衝突点数依存

この図は縦軸に信号事象を 90% 残したときの背景事象の割合をとっており、横軸は使用したサンプルの種類を示しており、左から順番に信号事象が「小」「中」「大」サンプルでの結果を示している。ただし、どの場合でも背景事象は全てのサンプルを使用している。左側が 1-prong,、右側が 3-prong での結果である。青線が条件 1 、赤線が条件 2 での結果を示している。条件 1 、 2 では、適用している BDT が異なる。条件 1 は、「小」「中」「大」、全てのサンプルを用いて作成した BDT を適用する。条件 2 では、「小」「中」「大」それぞれのサンプルを用いて 3 種類の BDT を作成し、「小」のサンプルには「小」のサンプルから作成した BDT、「中」のサンプルには「中」のサンプルから作成した BDT、「大」のサンプルには「大」のサンプルから作成した BDT を適用している。BDT を作成する場合も「小」「中」「大」を分けるのは信号事象のみであり、背景事象は全事象を利用する。それぞれの条件で使用する信号事象と背景事象の組み合わせを表 5.3 にまとめた。

表 5.3 条件の違い

条件	BDT を適用するサンプル 信号事象	背景事象	BDT 作成に使用するサンプル 信号事象	背景事象
1)「小」	「小」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」
1)「中」	「中」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」
1)「大」	「大」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」	「小」「中」「大」
2)「小」	「小」	「小」「中」「大」	「小」	「小」「中」「大」
2)「中」	「中」	「小」「中」「大」	「中」	「小」「中」「大」
2)「大」	「大」	「小」「中」「大」	「大」	「小」「中」「大」

まず、条件 1 の結果について説明する。条件 1 では、1-prong、3-prong ともに、小、中、大の順番で背景事象の分離能力が強いことがわかる。この理由は、変数の分布を見ると理解できる。例えば図 5.4 を見ると、まず信号事象の lead2ClusterEOverAllClusterE の値は背景事象より大きい場合が多いことがわかる。これは τ がジェットよりもクラスターの中心にエネルギーを残しやすい

からである。しかし、衝突点の数が多い場合、前項で説明したようにパイルアップ事象の影響が強く、値が小さくなって背景事象の分布に近づく。その場合、BDT の分離能力は小さくなる。逆に衝突点の数が少ない場合、パイルアップ事象の影響が弱まり、値が大きくなって背景事象の分布から遠ざかるために BDT の分離能力は高まる。このように、衝突点の数が少ないほど分離能力が大きくなる事が分かる。

次に、条件 2 の結果について説明する。条件 2 では、条件 1 に比べて、どのサンプルでも分離能力が強くなっていることがわかる。また、3-prong の「大」サンプルにおいては条件 1 の 2/3 にまで背景事象が減少しており、衝突点の数による分離能力の差は条件 1 の場合よりも小さくなっていることがわかる。全サンプルから BDT を作成した場合、条件 1 について説明したように、信号事象の中で背景事象に近い分布を持つ部分に対しては分離能力が下がる。しかし、信号事象のサンプルを例えば「大」のみにした場合、「大」のサンプルを分離しやすいように BDT を training し、「大」のサンプルに対しての分離能力が上がる。このように、信号事象の衝突点の個数に合った BDT を適用した場合、分離能力が上がり、パイルアップ依存を弱められることが確かめられた。

このように、衝突点の個数によって適用する BDT を変えることで、τ の HLT での BDT の分離能力を改善できることがわかった。しかし、今回はオフライン解析の衝突点の個数を用いたが、HLT で得られるのは FTK 飛跡から再構成できる一次衝突点である。そのため、FTK の衝突点を用いてグループ分けするか、FTK の衝突点数からオフラインの衝突点数を推測して適用する必要がある。それには、一次衝突点の個数のサンプル依存を解消し、サンプル関係なく FTK とオフラインの衝突点数を関係づける必要がある。また、今回は信号事象に対する影響のみを見るため、背景事象は衝突点の個数によってサンプル分けを行わなかった。実際に衝突点の個数から適用する BDT を変えた影響を見るには、本来は背景事象も分ける必要がある。その場合は、分離能力は低下すると考えられるので、より改善するような方法を考えなければならない。例えば、今回は簡単のため、個数によるグループ分けは「小」「中」「大」の 3 種のみ、また分け方の根拠もサンプル数が同等になるように、ということのみである。より小さい部分、より大きい部分と言うように、細かく分ける事により、分離能力がさらに向上する可能性がある。また、一次衝突点再構成の際のパラメータ調整などでオフライン解析の個数をより正確に予測できれば、分離能力が増す。このように今回は First Study としての結果であるため本格的な導入に向けて改善すべき点は多いが、衝突点によって HLT に改善の可能性があることは示す事ができたといえる。

5.5 第 5 章のまとめ

本章では HLT における一次衝突点情報の有用性を調べるため、τ トリガーの BDT において、変数や分離能力のオフライン解析の一次衝突点の個数依存をみた。

1. BDT の変数は衝突点の個数に依存し、信号事象の分布は衝突点の数が大きいほど背景事象の分布と近づく。
2. 衝突点の個数の大小でサンプルを分けずに作成した BDT の分離能力は、衝突点の数が小さ

いサンプルに対して大きくなり、大きいサンプルに対して小さくなる。

3. 衝突点の個数の大小でサンプルを分けて BDT を作成して、適用した場合、それぞれのサンプルで分離能力が増し、衝突点の個数により差も小さくなる。

今後の課題としては、現実的な状況での効果を見るためにオフラインと FTK の衝突点数のサンプル依存の解消、背景事象も衝突点数で分けた場合の結果を見ることがあげられる。また、分離能力の向上に向けて、サンプルの分け方の工夫や、FTK による一次衝突点の個数分解能の改善なども必要になってくる。

6 FTK シミュレーションの高速化

前章までで FTK を用いてトリガーの改善ができることを示した。本章では、高速なシミュレーションの開発について述べる。

FTK を挿入してデータを取得した場合、それと比較するシミュレーションにも FTK を組み込む必要がある。FTK Full Simulation には時間がかかるため、必要な量のモンテカルロサンプルを生成するためには Fast Simulation の構築が不可欠である。Truth-seeded という手法では、FTK Full Simulation の Truth 情報に対する再構成率・分解能から作った関数を用い、ランダムに飛跡を生成する。本章では First Study として、ミューオン事象から生成のための関数を作り、ヒッグス事象に適用した結果、また生成された飛跡を用いて一次衝突点を再構成した結果について述べる。

6.1 本研究の目的

本節では導入として、Fast Simulation の定義と開発しなければならない理由を述べる。

前章までの研究で、FTK によって HLT 開始時に一次衝突点が再構成できることと、一次衝突点の情報を使って HLT で τ トリガーにおける信号事象・背景事象の分離能力を上げられることがわかった。これらの改善は Run2 ですぐに実装されるわけではないが、第 5 章で触れたように τ トリガーにおける FTK Preselection など、Run2 から FTK を用いたデータ取得は導入されていく。FTK により、Run2 以降の高パイルアップ環境下の実験でも耐えられるトリガーを作ることができる。

しかし、FTK を用いてデータを取得できたとしても、そこから物理結果を出すためには、シミュレーションの結果と比較する必要がある。シミュレーションでは事象生成だけでなく検出器の反応やトリガーの判断もデータ取得時と同様に行うため、Run2 からは FTK による飛跡再構成もその中に入れ込まなければならない。その際に問題となるのが FTK シミュレーションの必要とするリソースと処理時間の大きさである。第 3 章で述べたように FTK ではヒット情報と大量の飛跡パターンを比較し、それに対応する近似式を得ることで飛跡を高速に再構成する。ハードウェアとして実装する FTK では、並列化した電気回路を用い、信号の有無で各種判断をするので、高速で飛跡の再構成を行う事ができる。しかし同じ処理をソフトウェア上で行った場合、CPU の処理が

並列化できないことから多くのメモリと処理時間を必要とする。必要なメモリは 300GB 近くになり、LxBatch VM において、平均パイルアップ数が $<\mu>= 40, 60$ の 1 事象を処理するのに、それぞれ $91.6, 175$s の処理時間がかかる。FTK シミュレーションに割ける全てのリソースを使った場合でも、1 ヶ月で 10^7 事象しか作ることができない。一方、Run2 で取得するデータと比較するために必要なシミュレーションの数は 10^9 事象以上だと見積もられている。そのため、全ての事象に対してシミュレーションを行うことはできない。つまり、現行のシミュレーションでは、Run2 以降の解析に必要なサンプルを生み出すことができなくなってしまう。

そのため、100 倍以上速いシミュレーションが必要である。しかし、現行の Full Simulation の速度の改善も行われているものの、FTK の実際の動作と同様にパターンを読み込み、フィットを行うため、高速化するには限界がある。そこで、大量のパターンを読み込むことなく、より単純な処理で飛跡再構成を行う簡略化されたシミュレーションが必要である。そのようなシミュレーションの事を、ATLAS 実験では一般に Fast Simulation と呼んでいる。Fast Simulation の具体的な方法は次項で示すが、Full Simulation と本質的に異なる方法で飛跡を作るため、当然 Full Simulation とは差が生じてくる。そのため、ある程度の量のサンプルを Full と Fast で作り、補正すべき要素を把握する。実際にデータと比較する大量のモンテカルロサンプルは Fast で作り、その補正を適用することによって Full と同様の結果を出す事ができる。

このように、Fast Simulation を開発し、Full Simulation と比較した上で大量のサンプルを作成するという作業を、Run2 でデータを取得するまでに行う必要がある。FTK をトリガーに利用し始めるのは 2016 年からであるため、それまでには以下のような手順を行わなければならない。

1. Fast Simualtion を開発する。
2. １本の飛跡からなる事象 (１つのミューオンが発生する事象など) について適用し、Full Simualtion との再構成率や分解能の違いを調べ、必要なら補正する。
3. 複数の飛跡からなる事象 (複数の点からミューオンが発生する事象など) について適用し、飛跡が増えたときの影響を調べる。
4. 実際に物理解析に利用する事象 ($H \to \tau\tau$ 事象など) について適用し、事象トポロジーによる影響を調べる。
5. 適用してできた Fast Simualtion の飛跡をトリガーに利用し (一次衝突点の再構成や τ トリガーなど)、Full Simulation との取得率などの違いを調べる。

しかし 2015 年 2 月現在 Fast Simulation は 1. のソフトウェアの開発をしている段階にあり、実際に物理的な事象に Fast Simulation を適用して飛跡を再構成し、Full との違いを見ることはできていない。そこで本研究では、実装されるソフトウェアに先立ち、独立に簡易的な Fast Simulation を開発して 2. 以降の作業、つまり Full Simulation との比較を行うことを目的とする。ファーストスタディとして、簡易的な形であるものの Fast と Full の違いの傾向を定性的・定量的に把握し、今後の開発に生かしていくことが狙いである。

6.2 Fast Simulation の方法

前節では Fast Simulation 開発の目的について触れたが、本節ではどのようなアルゴリズムを用いて Fast Simulation を行うのかを説明する。大きく分けて Truth-seeded,Hybrid の 2 つがあり、offline-seeded,Parametrize Response という方法も存在する。これらの方法の概要と利点、欠点について触れたのち、本研究で実際に使う方法を決定する。

6.2.1 Truth-seeded

Truth-seeded アルゴリズムは ATLAS の検出器シミュレーションにおいて、オフライン解析による飛跡再構成をシミュレーションで再現するのにすでに使われている。この方法は Truth 情報、つまり検出器を通さない事象生成レベルでの飛跡情報を利用し、パターン認識を行うことなく飛跡を再構成する。

第 3 章で述べたように、FTK の飛跡再構成率は、Truth の各飛跡パラメータに依存する。そこで、Full Simulation の結果を用いて、再構成率を Truth の飛跡パラメータの関数として表しておく。Fast Simulation を行うときは、飛跡の Truth のパラメータに応じて先ほどの関数から再構成率を求め、その確率で飛跡を生成するか否かを決定する。また、FTK の分解能も、Truth の飛跡パラメータに依存するので、飛跡パラメータの関数として表しておく。Fast Simulation 実行時には、再構成すると決定した飛跡に対してその関数を適用し、Truth からパラメータを変化させ、FTK の飛跡のパラメータとする。このようにして、FTK の再構成率と分解能を、パターン認識とフィットを行うことなく再現する事ができる。

この方法の利点は、Truth の飛跡パラメータに応じて関数を適用するだけで飛跡を再構成できるため、メモリや処理時間をあまり必要としない事である。また、単純なアルゴリズムであるため実装もしやすい。Fast Simulation で各飛跡を再構成する方法として、最も基本的であると言える。

欠点は、フェイクを再現できない事である。この方法は、Truth を再構成できない場合については確率的に再現できるが、余分な飛跡を再構成する場合については考えられておらず、再現する事ができない。その場合、例えば τ 粒子の選別において 1 本、 3 本の飛跡を要求するとき、Full Simulation ではフェイクの飛跡により要求を満たさない場合が出てくるが、Fast Simulation ではそれを再現できない。そのため、Full と Fast でトリガーの取得率が異なる可能性がある。

また、オフライン解析の再構成においては、パターン認識により再構成できなくなる飛跡はほとんどないが、FTK の場合は 10% 近く存在する。このようなパターン認識による inefficiency を乱数で代用した場合、どのような問題が発生するかは今まで調べられておらず、実際に行って結果を見ることが重要である。

6.2.2 Hybrid Approach

Hybrid Approach は Full Simulation と Truth-seeded を併用して使う方法である。この方法ではパイルアップ事象の飛跡については Truth-seeded を用いるが、τ 粒子や b ジェットなど、重要

な飛跡に対しては Full Simulation に近い方法で再構成する。

この方法では、RoI や p_T 閾値などを用いて、興味ある飛跡を選別しておく。それに対しては Truth-seeded ではなくパターン認識を行うが、パターンの数はできるだけ減らす努力をする。例えば、検出器の ϕ 方向における対称性を用いて、η 方向に対してだけ異なるパターンバンクを用意する。また、スーパーストリップのサイズを Full Simulation より大きくしてパターンの数を減らす。このようにして簡略化したパターン認識を行ったあとは、Truth-seeded と同様に関数を用いてパラメータを決定する。その他の飛跡は、全て Truth-seeded を用いて飛跡を生成する。

この方法の利点は、パターン認識により生じるフェイクを再現できることである。これにより、前項で述べたような違いを軽減することができる。パイルアップ事象に対しては、フェイクのトリガーへの影響は少ない。このように、最小限のメモリと時間の増加で、フェイクによる悪影響を減らす事ができる。

しかし、ϕ 方向の対称性を考慮したパターンを代わりに利用することによる影響が明らかになっておらず、パターン生成から検証していく必要がある。Truth-seeded よりも複雑なアルゴリズムであるため、この影響を調べたり、実装したりするにはより時間を必要とする。

6.2.3 その他の方法

- offline-seeded

  Truth-seeded と考え方は同じだが、オフライン解析による飛跡をシードとして飛跡を生成する。オフライン解析の飛跡のシミュレーションによる生成は、パイルアップ事象は Truth-seeded で行われているが、物理的に重要な事象は Full Simulation を用いて再構成されている。これをシードにすることで、Truth-seeded と同程度の処理時間で物理的に重要な事象のフェイクを再現できると見込まれている。しかし、オフライン飛跡と FTK 飛跡との関連性については検証が進んでおらず、一から調べる必要がある。

- parametrize response

  これは他の方法と異なり、FTK の各飛跡を再構成することはしない。この方法では Full Simulation を用いて、τ や b ジェットなど、トリガーの対象となるオブジェクトの効率やフェイク率を求め、オブジェクトのパラメータ等の関数として表しておく。これを Fast Simulation を行う際にオブジェクトに適用することにより、効率やフェイク率を直接見積もることができる。この方法は最も高速で資源も必要としないが、正確さは他の方法に比べて大きく落ちると考えられる。

6.2.4 方針

ATLAS-FTK グループの方針としては、資源の節約とフェイク率の再現を両立できる hybrid approach を理想としている。しかし 2016 年に取得するデータに対応するモンテカルロサンプル生成のための Fast Simulation としては、Truth-seeded を開発する予定である。Truth-seeded がすでにオフラインの Fast Simulation に用いられているため確実性が高いこと、hybrid approach

でも truth-seeded が用いられることなどが理由である。将来的には、hybrid approach を適用できるように開発していく予定となっている。前述の通り 2015 年 2 月現在、ATLAS ソフトウェアチェーン上で Truth-seeded の Fast Simulation を行うためのソフトウェアを開発している。

しかし、この方法は Full Simulation から関数を求め、乱数を適用するだけで飛跡を生成することができるため、ATLAS のソフトウェアチェーン上で行うことを考えなければ、単純なプログラミングですぐに実装することができる。そこで本研究では 2016 年の truth-seeded Fast Simulation の実装に向けてできるだけ早い段階でこの方法を実装した結果を知り、傾向をつかむため、ATLAS-FTK グループとは独立に単純な形で Fast Simulation を開発し、Full Simulation と比較したさいの問題点の把握等を行う事を目標にする。

具体的には、シングルミューオン事象の Truth の飛跡情報と Full Simulation により再構成された FTK 飛跡の情報から、Full Simulation の再構成率や分解能を把握する。この際簡単のため、Ipt, η, phi, d_0, z_0 の 5 つの helix parameter のみを考え、これらの変数への依存を調べることにする。また、分解能に関しても helix parameter 5つに対して調べるが、そのさいそれぞれの変数の分解能の相関についても調べる。その study を元に、再構成率及び 5 つのパラメータの分解能を truth の飛跡パラメータの関数として表す。その関数を確率密度関数としてシングルミューオン事象の Truth parameter に適用して飛跡を生成し、結果を Full Simulation と比較する。これは狙い通りに確率密度関数が作成・適用できているかを確かめるためである。その後、同様の関数を $H \to \tau\tau$ 事象内から選別した μ 粒子にも適用する。これは事象トポロジーによる影響を見るためである。どちらの場合でも、Fast Simulation と Full Simulation の再構成率・分解能の依存・相関が一致することを目標とし、一致しない場合はその原因・改善策を考えて今後の研究につなげる。

6.3 使用サンプル

本研究では、truth-seeded Fast Simulation で使用する確率密度関数の作成・正当化のためにシングルミューオン事象、事象トポロジーの変化による影響を見るために $H \to \tau\tau$ 事象を用いている。本節では、それらのサンプルにおける飛跡パラメータ分布や、再構成率・分解能についてまとめる。

6.3.1 シングルミューオン事象

関数の作成にはできるだけ単純な事象を用いるのが好ましいため、単一の飛跡であり、かつ検出器との反応を起こしにくい μ 粒子を使用した、シングルミューオン事象を使用する。これは $Ipt, \eta, \phi, d_0, z_0$ の 5 つの飛跡パラメータを与えられた μ 粒子が 1 個発生する事象である。このパラメータは、乱数によって以下の範囲内で均等な確率で決定され、それらの間に相関はない。

- $-0.5 < Ipt < 0.5(1/\mathrm{GeV})$
- $-2.5 < \eta < 2.5$
- $-\pi < \phi < \pi$

- $-2 < d_0 < 2$(mm)
- $-100 < z_0 < 100$(mm)

今回用いた 47960 事象での truth の飛跡パラメータ分布を図 6.1、その相関を 6.2 に、相関係数を表 6.1 に示した。図 6.1 からパラメータ分布が均等であることがわかり、図 6.2 と表 6.1 からその間に相関がないことがわかる。

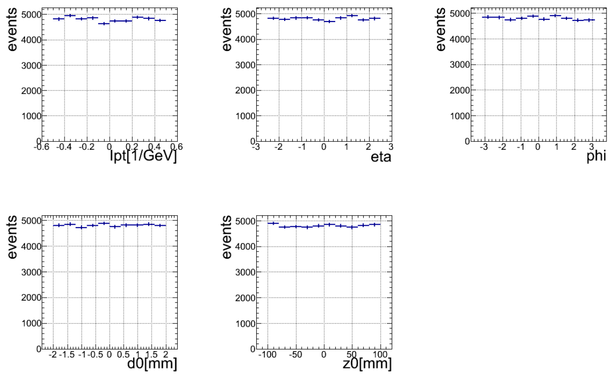

図 6.1 シングルミューオン事象の truth の飛跡パラメータ分布

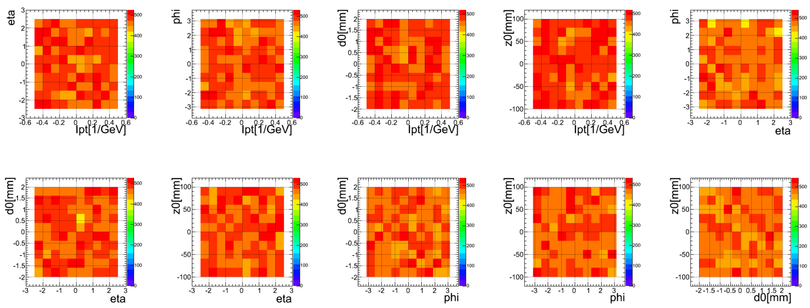

図 6.2 シングルミューオン事象の truth の飛跡パラメータ間の相関

表 6.1 シングルミューオン事象の truth の飛跡パラメータ間の相関係数

	η	ϕ	d_0	z_0
Ipt	-0.00110	-0.00433	0.000641	0.00951
η		-0.00307	-0.00163	0.00349
ϕ			-0.00585	0.00234
d_0				0.00637

この Truth Track に対して、Full Simulation により再構成した FTK Track が存在する。この Truth Track に対する再構成率・分解能を測定する。

まず、再構成率について議論する。FTK Track を第 3 章と同様に、Truth Track とのヒット共有率が 50% という条件でマッチングする。再構成率は、マッチングする FTK Track が存在する Truth Track の全体に対する割合であり、90.8% だった。また、それらの Truth の飛跡パラメータへの依存は、図 6.3 のようになった。

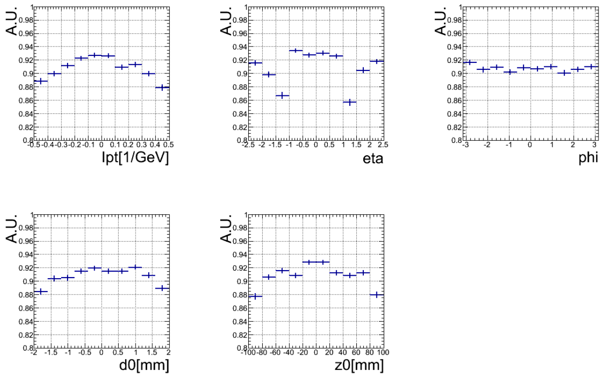

図 6.3　シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の再構成率の、Truth の飛跡パラメータへの依存

これは横軸に各パラメータ、縦軸に再構成率をとった図である。まず、Ipt に関しては絶対値が小さい領域ほど再構成率が大きくなっている。これは飛跡が直線に近いほどパターン認識がしやすいからである。次に、η に関しては絶対値が 1.5 程度の部分で再構成率が下がっている。これは検出器のバレル部とエンドキャップ部の境目において、検出器が覆いきれない領域があるからである。また、ϕ に関してはほぼ誤差の範囲内で均一になっている。これは検出器が ϕ 方向に対称性を持つからである。一方、d_0, z_0 に関しては絶対値が大きいほど再構成率が低くなる。これは衝突が検出器の外側に近いほど、飛跡の向かう先に検出器がない可能性が上がっていくからである。

このように、飛跡の再構成率は 5 つのパラメータのうち 4 つ、Ipt, η, d_0, z_0 に依存する。よって、この 4 つのパラメータの関数として再構成率を表せばよいことがわかる。

次に、分解能について議論する。前述の条件でマッチングした Truth Track と FTK Track の、各パラメータの差を図 6.4 に示した。

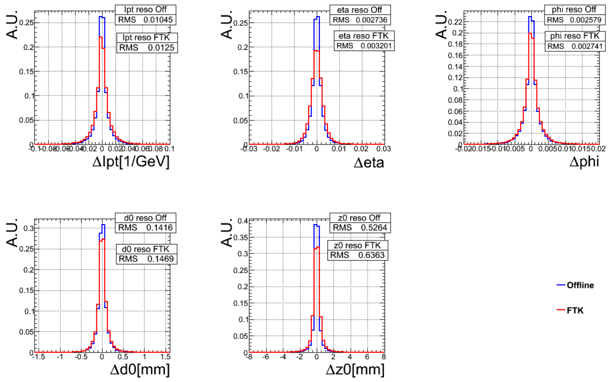

図 6.4 シングルミューオン事象におけるオフライン解析及び FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能

この図は横軸に各パラメータの Truth との差 (今後、例えば Ipt の場合、ΔIpt のように表すことにする)、縦軸にその事象の割合をとったヒストグラムである。青線が Offline Track、赤線が FTK Track に対する分布である。また図には各ヒストグラムの RMS も表示している。第 3 章で述べたように、FTK の分解能は Offline には及ばないものの同オーダーであることがわかる。次に、これらの分解能の、各パラメータへの依存を見ていく事にする。各パラメータの分解能の Ipt 依存を図 **??** に示した。

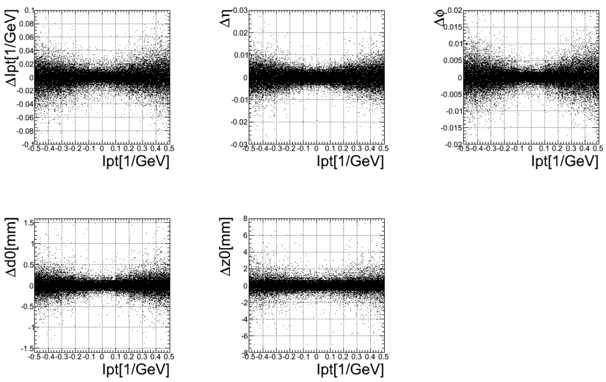

図 6.5 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の Ipt 依存

これは各飛跡ごとに横軸に Truth の Ipt、縦軸に FTK と Truth との各パラメータの差をとってプロットしたものであり、Ipt が小さいほど分解能がよくなっていることがわかる。より定量的に見るため、各 Ipt 領域でヒストグラムを区切り、縦軸の分布に対してそれぞれ正規分布でフィットしてその RMS を見たものを図 6.6 に示した。

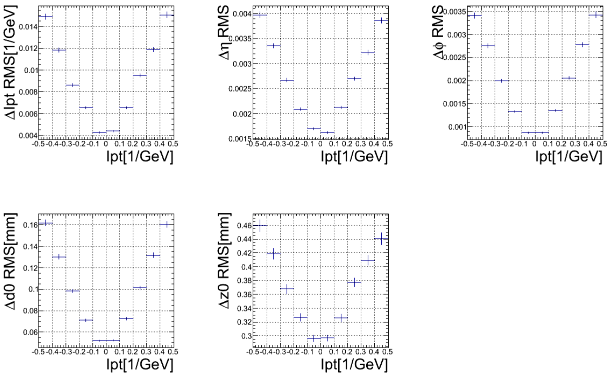

図 6.6 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の Ipt 依存 (各 Ipt 領域での縦軸の RMS)

各パラメータ RMS が 2〜3 倍異なるため、Ipt 依存は考慮しなければならないと言える。次に、η に対しても同様に図 6.7, 6.8 に示した。

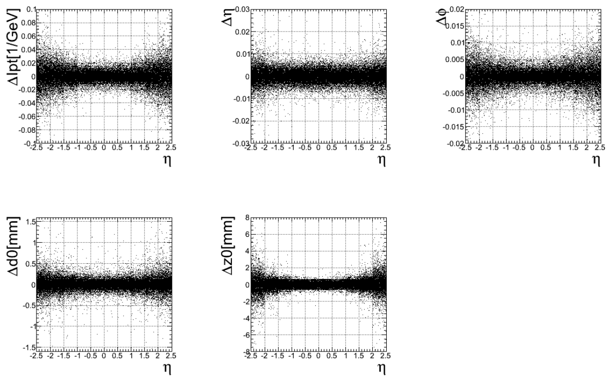

図 6.7 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の η 依存

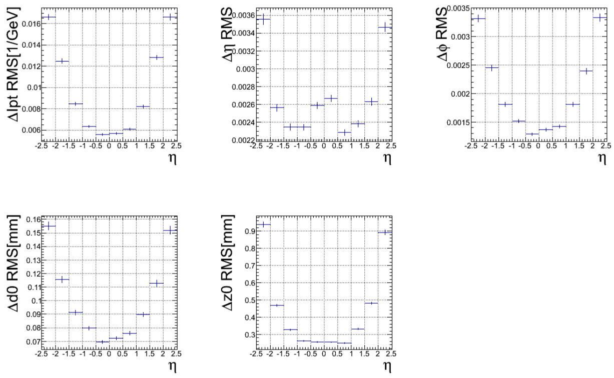

図 6.8 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の η 依存 (各 η 領域での縦軸の RMS)

η が小さい領域になるほど分解能はよくなっており、z_0 では 3 倍近く RMS が異なる。これはエンドキャップ部分の検出器の位置分解能がバレル部よりも悪いためだと考える。ただし、η の分解能は η が 0 に近い領域で悪くなっている。これは、η が 0 の部分に関しては、検出器が存在しないことが原因だと考えられる。また、ϕ, d_0, z_0 に対する依存を図 6.9, 6.10 に示した。

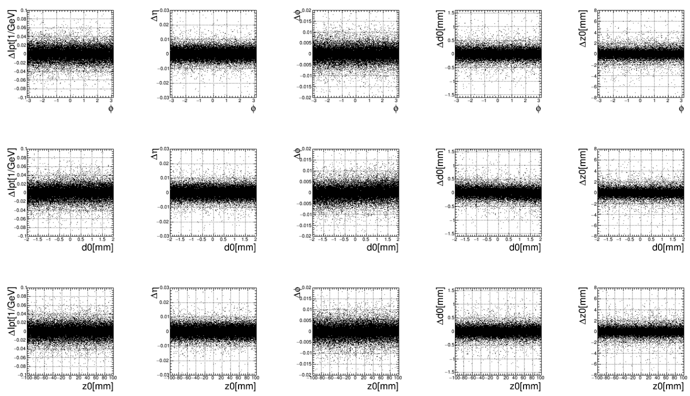

図 6.9 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の ϕ, d_0, z_0 依存

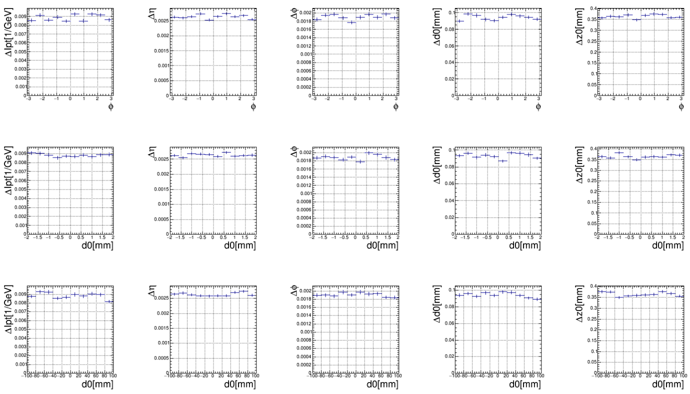

図 6.10 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の ϕ, d_0, z_0 依存 (各領域での縦軸の RMS)

これは、上段から順番に ϕ, d_0, z_0 依存を示したものだが、どれも目立った依存性は見られない。ϕ に関しては検出器の対称性から理解できる。d_0, z_0 に関しては、大きくなると対応する飛跡パターンが存在しない場合があって再構成率は下がるものの、パターン認識できればその後のフィットには関係しないといえる。このように、各パラメータの分解能は Truth の Ipt, η に依存し、ϕ, d_0, z_0 には依存しない事が分かった。

最後に、相関について見ていく。各パラメータの分解能の相関を、図 **??** に示した。

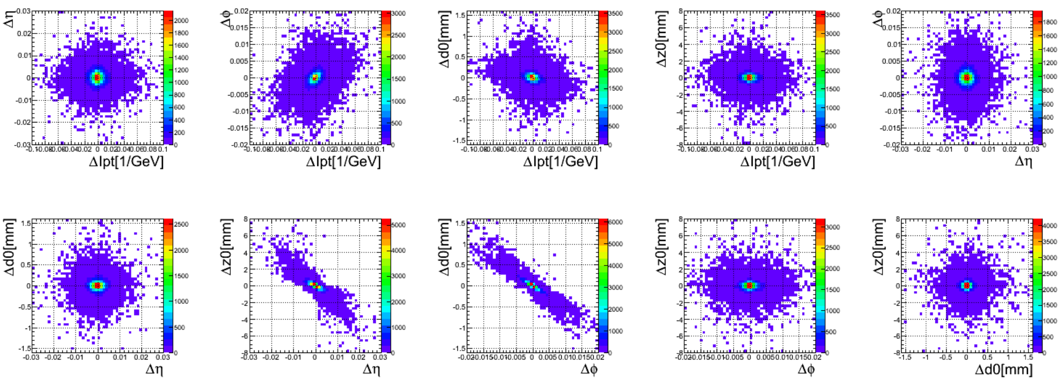

図 6.11 シングルミューオン事象における FTK Full Simulation の飛跡パラメータ分解能の相関

この図は $\Delta Ipt, \Delta\eta, \Delta\phi, \Delta d_0, \Delta z_0$ の内から 2 つ選んだ全ての組み合わせについて、横軸と縦軸をとった 2 次元ヒストグラムである。これを見ると、ΔIpt と Δd_0、ΔIpt と $\Delta\phi$ について弱い相関が見られ、$\Delta\phi$ と Δd_0、$\Delta\eta$ と Δz_0 について強い相関がみられることがわかる。それぞれの組み合わせの相関係数を表に示した。

表 6.2　シングルミューオン事象のパラメータの分解能の相関係数

	Δd_0	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	Δz_0
ΔIpt	-0.260	0.392	0.000641	0.00951
$\Delta\ d_0$		-0.942	0.00944	0.000203
$\Delta\phi$			-0.00152	-0.00990
$\Delta\eta$				-0.822

ビーム軸方向に関するパラメータ 2 つ (η, z_0) と、ビーム軸垂直方向に関するパラメータ 3 つ (Ipt, ϕ, d_0) が、分解能が相関関係にあることがわかる。

6.3.2　**ヒッグス事象**

作成した Fast Simulation の性能を調べるにはシングルミューオン事象とは異なる事象に適用し、Full と比較しなければならない。今回そのためにヒッグス事象を使った。これは 4 章で用いた $H \rightarrow \tau\tau$ 事象と同じサンプルである。この事象では片方の τ 粒子がレプトンに崩壊するため、半数の事象では終状態に μ 粒子が生成する。その Truth 情報に対してシングルミューオン事象から作成した Fast Simulation を適用する。
まず、Truth Track にシングルミューオン事象と同様に飛跡パラメータのカットをかけ、崩壊前がヒッグス粒子である μ 粒子を選別した結果、18849 事象のうち 7725 本の Truth Muon を取得することができた。この Truth の飛跡パラメータ分布を図 6.12 に示した。シングルミューオン事象と異なりパラメータは均一ではない。Ipt, d_0 は特に小さい領域に集中し、η, z_0 も小さいものが多いことがわかる。一方、パラメータ間の相関を図 6.13、相関係数を 6.3 に示した。ここからパラメータ間の相関は小さいことがわかる。

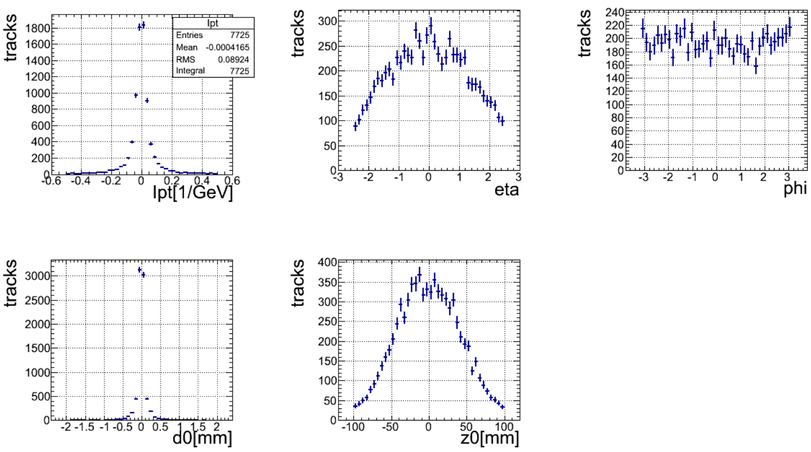

図 6.12　$H \rightarrow \tau\tau$ 事象中の μ 粒子の Truth 飛跡パラメータ分布

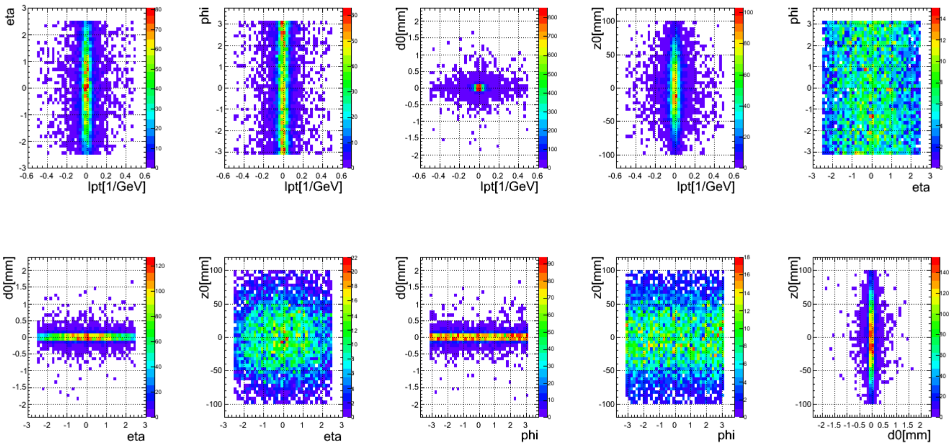

図 6.13　H→ $\tau\tau$ 事象中の μ 粒子の Truth 飛跡パラメータ間の相関

表 6.3　$H \to \tau\tau$ 事象中の μ 粒子の Truth 飛跡パラメータ間の相関係数

	η	ϕ	d_0	z_0
Ipt	0.0164851	0.0027876	0.00258653	-0.009649
η		-0.00790599	-0.00204146	-0.00952418
ϕ			0.0281395	-0.00971539
d_0				-0.016061

6.4　Fast Simulation の開発

前節でサンプルに関する説明を行ったが、本節では実際に再構成率・分解能を再現するための確率密度関数を作成し、サンプルに適用していく。

6.4.1　ミューオン事象を用いた function の生成

シングルミューオンについて、前節で以下のようなことがわかった。

- 再構成率は Truth の Ipt, η, d_0, z_0 に依存する。
- 分解能は Truth の Ipt, η に依存する。
- 分解能は $\Delta\eta$ と Δz_0 の組、$\Delta\phi$ と Δd_0 と ΔIpt の組が相関関係にある。

よってこれらの依存・相関を乱数によって再現できるように確率密度関数を作成すればよい。

まず、再構成率については４つの依存するパラメータをそれぞれ均等に６つの領域に区切り、

$6^4 = 1296$ 個の領域内でそれぞれ再構成率を求める。この領域は細かければ細かいほど依存性を精密に再現することができるが、今回はサンプル数を考慮して 1 領域に 40 事象ほどが入るような分け方にした。

次に、分解能については 2 つの依存するパラメータをそれぞれ均等に１０の領域に区切り、100 個の領域内でそれぞれ Truth と Full とのパラメータの差を求める。この領域数も、サンプル数を考慮したものである。領域には便宜上 0 から 99 までの番号をつける。 各領域の Ipt,eta の範囲は領域番号を i とすると、以下のように表される。

$$-0.5 + 0.1\mathrm{div}(i, 10) < Ipt < -0.4 + 0.1 < \mathrm{div}(i, 10) \tag{6.1}$$
$$-2.5 + 0.5\mathrm{mod}(i, 10) < \eta < -2.0 + 0.5\mathrm{mod}(i, 10) \tag{6.2}$$

ただし a を b で割った商を $\mathrm{div}(a, b)$、余りを $\mathrm{mod}(a, b)$ で表している。つまり、10 の位が Ipt 領域、1 の位が η 領域を表しており、4 または 5 に小さいほど値が小さいことになる。

この際、$\Delta\eta$ と Δz_0 を 2 次元のヒストグラムに、$\Delta\phi$ と Δd_0 と ΔIpt を 3 次元のヒストグラムに詰める。できたヒストグラムを、２次元、３次元の正規分布でフィットして、フィット後の関数を確率密度関数として用いる。

$\Delta\eta$ と Δz_0 のヒストグラムのフィットについて図 6.14 を用いて説明する。まず、左上の図は領域 0 での、Full Simulation における $\Delta\eta$ と Δz_0 のヒストグラムである。横軸を $\Delta\eta$、縦軸を Δz_0 とし、Full Simulation の各飛跡ごとにプロットしたものである。これを、以下のような二次元正規分布で近似する。

$$P(x, y) = A \exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho_{xy})}\left\{\left(\frac{x-\mu_x}{2\sigma_x}\right)^2 - 2\rho_{xy}\frac{(x-\mu_x)(y-\mu_y)}{\sigma_x\sigma_y} + \left(\frac{y-\mu_y}{2\sigma_y}\right)^2\right\}\right] \tag{6.3}$$

P(x,y) は確率密度である。この μ_x, μ_y はそれぞれ x, y の平均値、σ_x^2, σ_y^2 はそれぞれ x, y の分散、ρ_{xy} は x, y の相関係数である。x は $\Delta\eta$、y は Δz_0 にあたる。A は規格化のための定数である。このような二次元正規分布 2 つの和 $P_1(x, y) + P_2(x, y)$ をフィットに使用する。元のヒストグラムの RMS 及び 2 軸の相関係数を $\sigma_{xhist}, \sigma_{y_{hist}}, \rho_{hist}$ とすると、P_1 において $\sigma_x \sim \sigma_{xhist}, \sigma_y \sim \sigma_{y_{hist}}, \rho_{xy} \sim \rho_{xy_{hist}}, A \sim 10$ また P_2 において、$\sigma_x \sim 2\sigma_{xhist}, \sigma_y \sim 2\sigma_{y_{hist}}, \rho_{xy} \sim \rho_{xy_{hist}}, A \sim 0.1$ となるように設定してある。P_1 はヒストグラムの全体、P_2 は周辺部分を近似するための関数である。この関数でヒストグラムをフィットし、そこから乱数をとることで図 6.14 の右上のようなヒストグラム (Fast) を作る。乱数の種によりヒストグラムに違いが現れないように、乱数をとってヒストグラムにプロットする作業を 100 万回行った。元のヒストグラム (Full) と、関数近似と乱数により再現したヒストグラム (Fast) を一致させる事が目標である。

図 6.14 の左下、右下の図は、それぞれ x,y 軸に Full と Fast を射影したものである。青線が Full、赤線が Fast を表しており、この領域では x,y 軸に射影したとき同様なヒストグラムを再現できる事を示している。定量的な評価としては、この Full と Fast のヒストグラムについて、x,y 軸の RMS 及び相関係数を比較し、同程度になるようにパラメータを調整していく。

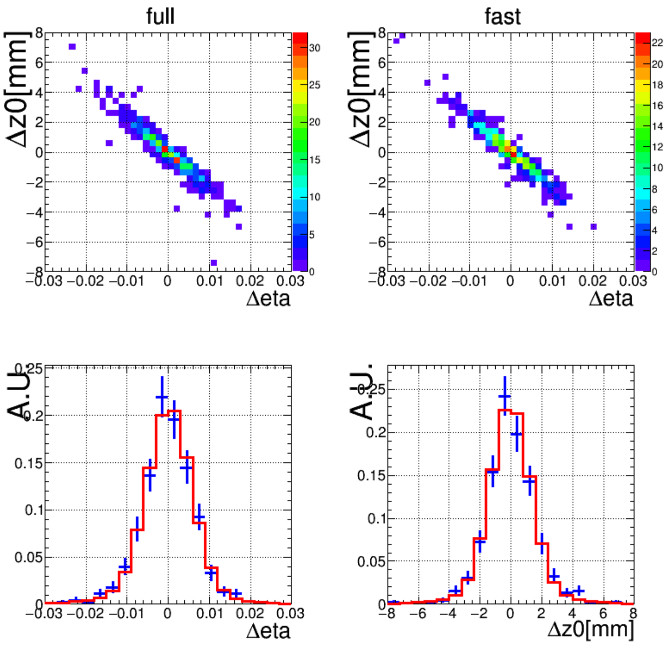

図 6.14 $\Delta\eta, \Delta z_0$ ヒストグラムのフィット

このようなフィットを 100 個の領域について行い、RMS を比較したのが図 6.15 である。この図では横軸に領域の番号、縦軸にその領域での $\Delta\eta$(上) 及び Δz_0(下) の RMS をとり、Full(青) と Fast(赤) についてプロットしている。Ipt が小さい領域、η が小さい領域ほど Full の RMS は小さくなる傾向があり、Fast でもそれを再現していることを示している。また、Fast の RMS の、Full に対する誤差率を縦軸にとったのが図 6.16 である。これを見ると Full の誤差の範囲内に Fast は収まっていることがわかる。

また各領域での $\Delta\eta, \Delta z_0$ の相関係数を図 6.17 に示した。この図は横軸に領域の番号、縦軸に相関係数をとっており、各領域の Full(青) と Fast(赤) についてプロットしている。Full ではどの領域についても-1 に近い強い相関があり、それを Fast でも再現していることがわかる。また、Full では Ipt, η が小さくなるほど相関は弱まっており、Fast でもその傾向を再現してはいる。しかし、Fast ではその弱まり方が大きく、Ipt, η が小さい領域で Full より相関係数が小さくなっている事が分かる。Full に対する Fast の誤差率を縦軸にとったものを図 6.18 に示した。値が異なる領域はあるものの、それは大きくても 5% 以内の差に収まっている。この差がトリガーに実装したときに Full に対してどのような変化を引き起こすかは、実際に Fast Simulation から作られた飛跡をトリガーに用いたときの効率などを Full の結果と比較する必要がある。また、この差を小さくするためには、正規分布のパラメータをより的確に調整する必要がある。

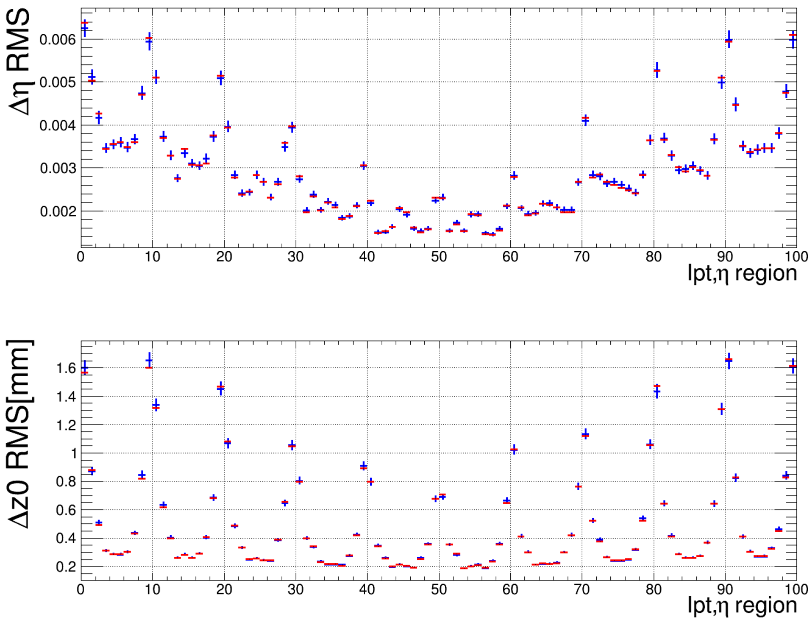

図 6.15 Full(赤) と Fast(青) における各領域の $\Delta\eta$(上) と Δz_0(下) の RMS

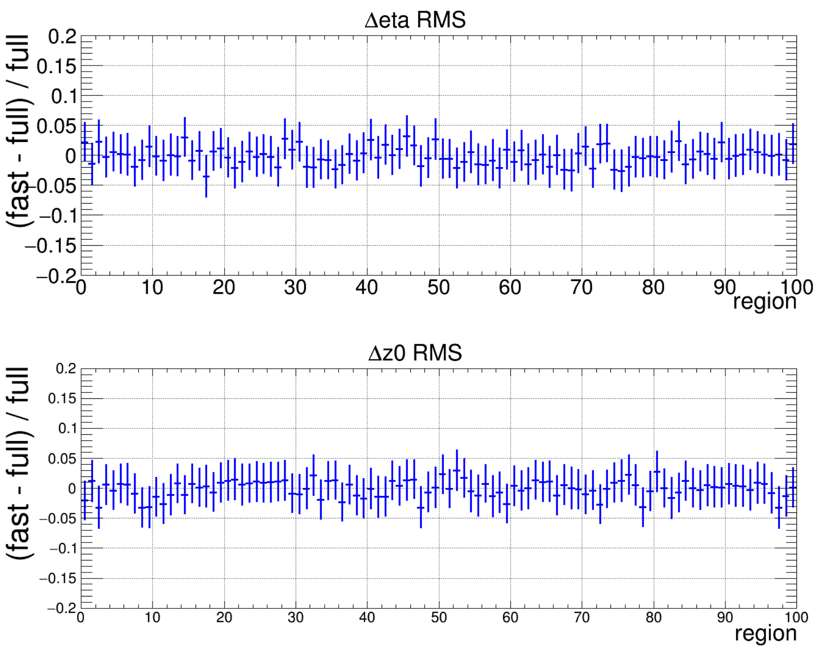

図 6.16 各領域における Fast の $\Delta\eta$(上) と Δz_0(下) の RMS の、Full に対する誤差率

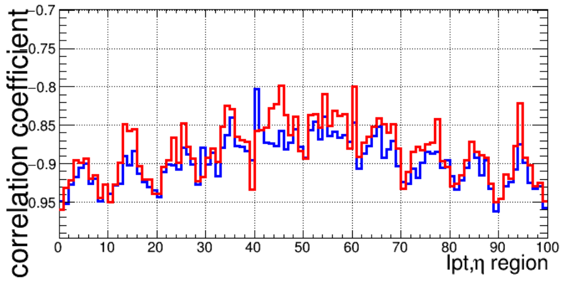

図 6.17　Full(赤) と Fast(青) における各領域の $\Delta\eta$ と Δz_0 の相関係数

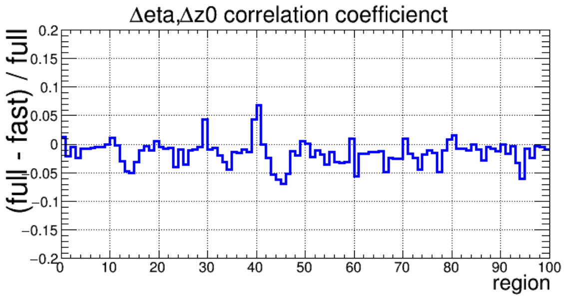

図 6.18　各領域における Fast の $\Delta\eta$ と Δz_0 の相関係数の、Full に対する誤差率

$\Delta\phi, \Delta d_0, \Delta Ipt$ のヒストグラムのフィットも同様に行う。図 6.19 の上段左方にある図は、領域 0 における Full Simulation の $\Delta\phi, \Delta d_0, \Delta Ipt$ の 3 次元ヒストグラムである。x 軸に $\Delta\phi$、y 軸に Δd_0、z 軸に ΔIpt をとっており、Full Simulation の各飛跡ごとに値をプロットしている。これを以下のような式で表される 3 次元の正規分布を用いて近似する。

$$P(x,y,z) = A\exp\left\{-\frac{p_1+p_2}{2(1+2\rho_{xy}\rho_{yz}\rho_{zx})}\right\} \tag{6.4}$$

$$p_1 = (1-\rho_{yz})\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2 + (1-\rho_{zx})\left(\frac{y}{\sigma_y}^2\right) + (1-\rho_{xy})\left(\frac{z}{\sigma_z}\right)^2$$

$$p_2 = 2(\rho_{yz}\rho_{zx}-\rho_{xy})\frac{xy}{\sigma_x\sigma_y} + 2(\rho_{zx}\rho_{xy}-\rho_{yz})\frac{yz}{\sigma_y\sigma_z} + 2(\rho_{yz}\rho_{xy}-\rho_{yz})\frac{zx}{\sigma_z\sigma_x}$$

A は定数であり、$\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_z^2$ はそれぞれ x, y, z の分散、$\rho_{xy}, \rho_{yz}, \rho_{zx}$ はそれぞれ xy, yz, zx の相関係数である。パラメータを減らすため、2 次元の正規分布のときにあった平均値 μ_x などに関しては 0 と仮定してある。さらに、$\rho_{xy}, \rho_{yz}, \rho zx$ に関してはヒストグラムの相関係数に固定する。よってこの関数のフィットで変化するパラメータは 4 つである。この 3 次元正規分布 4 つの和 $P_1+P_2+P_3+P_4$ をフィットに使用する。P_1 では $\sigma_{x,y,z} \simeq 0.5\sigma_{x,y,z_{hist}}, A \sim 10$、$P_2$ では $\sigma_{x,y,z} \simeq \sigma_{x,y,z_{hist}}, A \sim 1$、$P_3$ では $\sigma_{x,y,z} \simeq 2\sigma_{x,y,z_{hist}}, A \sim 10^{-3}$、。$P_4$ では $\sigma_{x,y,z} \simeq 5\sigma_{x,y,z_{hist}}, \sim 10^{-5}$

となるようにパラメータを設定する。P_1 はヒストグラムの中心のピークを近似する。P_2 はヒストグラムの全体を幅広くカバーする。P_3 はヒストグラムの周辺の広がりを近似し、P_4 は P_3 でも再現できない細かいテールを表すのに使われる。この関数でヒストグラムをフィットしたら、そこから 3 次元の乱数を 100 万回とって図 6.19 の上段中央にあるような 3 次元のヒストグラム (Fast) を作る。元のヒストグラム (Full) と、関数近似と乱数により作った (ヒストグラム) を一致させることが目標である。できたヒストグラム (Fast) を x,y,z 軸に射影したものが図 6.19 の下段のそれぞれ左、中央、右の 1 次元ヒストグラムである。この領域では、乱数によって元のヒストグラムを再現できていることがわかる。定量的な評価としては、各領域において RMS や相関係数を、元のヒストグラム (Full) と比較する。誤差の範囲内に収まらなければ、同じになるように関数のパラメータを調整していく。

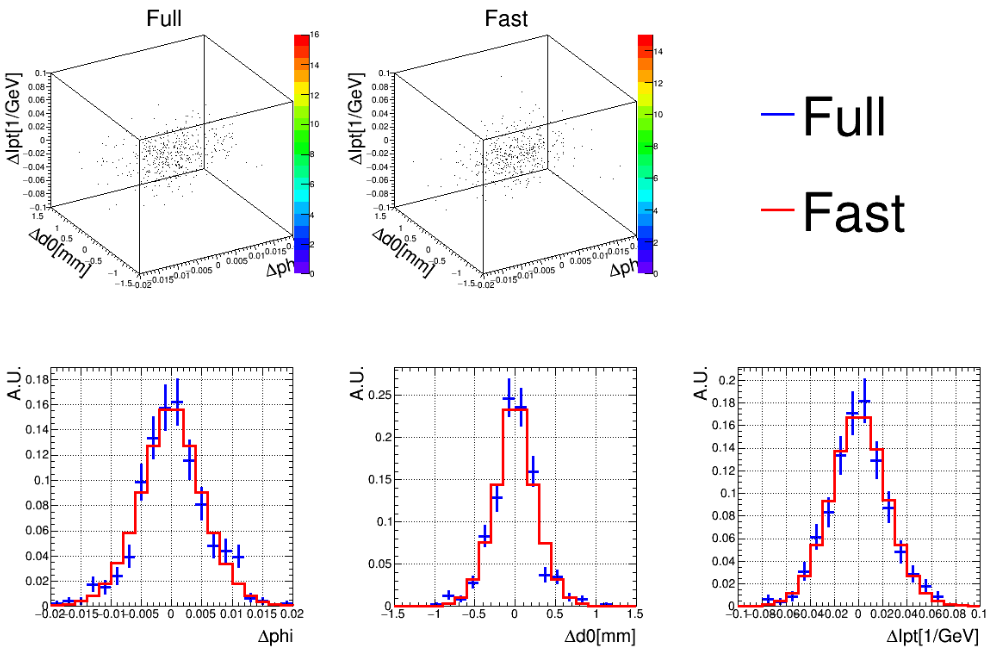

図 6.19　$\Delta\phi, \Delta d_0, \Delta Ipt$ のヒストグラムのフィット

このようなフィットを 100 個の領域について行い、各領域・各軸における Full と Fast の RMS を比較したのが図 6.20 である。各領域の番号を横軸、その領域での各軸の RMS を縦軸にとっている。上段が $\Delta\phi$、中段が Δd_0、下段が ΔIpt の RMS を表しており、それぞれの図において青線が Full、赤線が Fast の値を示している。$\Delta\eta, \Delta z_0$ の場合と同じように、Full において Ipt, η が小さい領域ほど各 RMS は小さくなる事がわかり、Fast ではそれを再現していることがわかる。各領域の値においても、Fast は Full の誤差の範囲内にあるものが多い。Full に対する Fast の誤差率を縦軸にとったものが図 6.20 である。多くの領域において誤差の範囲内で差が 0 であり、大きい部分も 5% ほどの差に収まっていることがわかる。

また、各領域での相関係数を図 6.22 に示した。各領域の番号を横軸、その領域での相関係数を

縦軸にとっている。上段が $\Delta\phi, \Delta d_0$、中段が $\Delta d_0, \Delta Ipt$、下段が $\Delta Ipt, \Delta\phi$ の相関係数を表しており、青線が Full、赤線が Fast の値を示している。$\Delta\phi, \Delta d_0$ にはどの領域でも強い相関があるが、その相関係数は、Ipt, η が小さくなるほど、小さくなる傾向がある事が分かる。また、$\Delta\phi, \Delta d_0$ 及び Δ $d_0, \Delta Ipt$ にはどの領域でも弱い相関があるが、その相関係数は、Ipt が小さくなるほど大きくなるが、η が小さくなるほど小さくなる傾向がある。そのような各傾向を、Fast でも再現できている事が分かる。Fast の Full に対する誤差率を縦軸にとったのが図 6.23 である。これを見ると Fast は Full よりも相関が弱くなりやすいが、その差は 5% 程度に収まっている事がわかる。

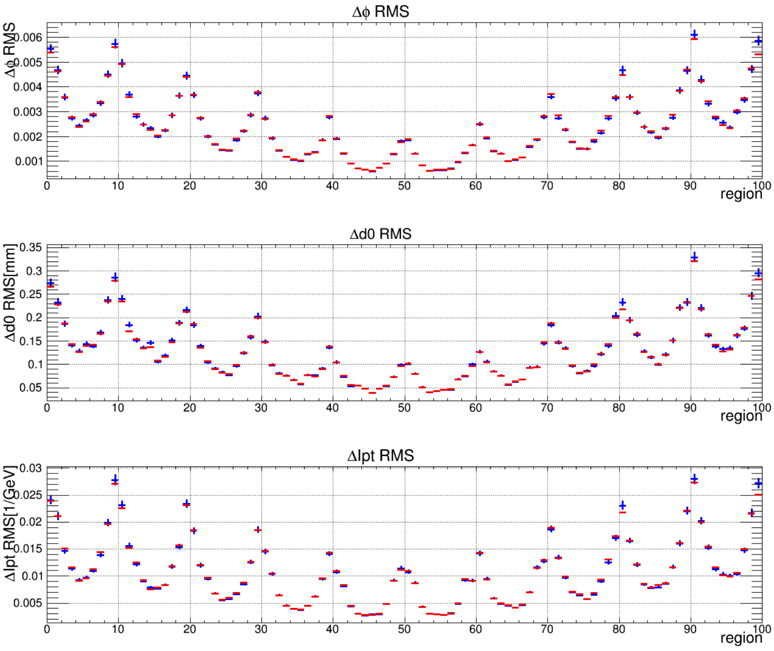

図 6.20　Full(赤) と Fast(青) における各領域の $\Delta\phi$(上)、Δd_0(中)、ΔIpt(下) の RMS

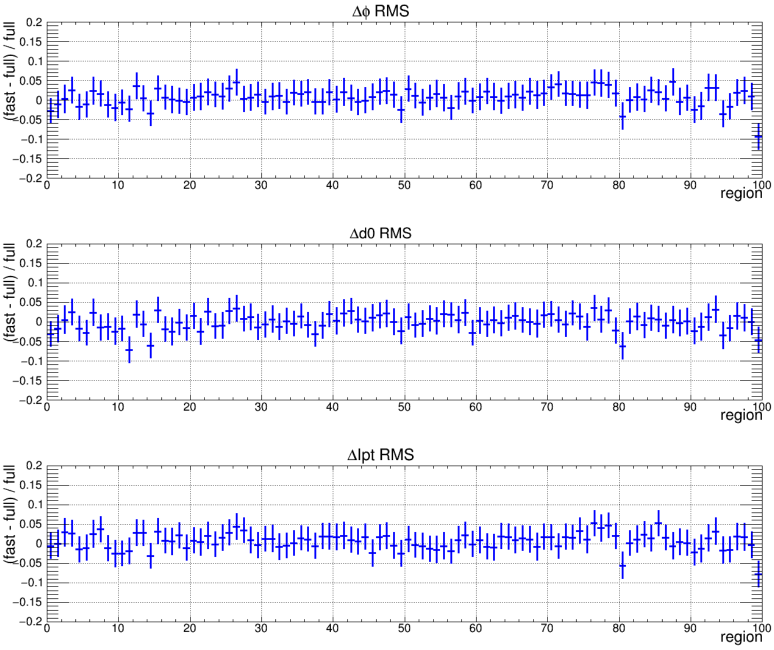

図 6.21　各領域における Fast の $\Delta\phi$(上)、Δd_0(中)、ΔIpt(下) の RMS の、Full に対する誤差率

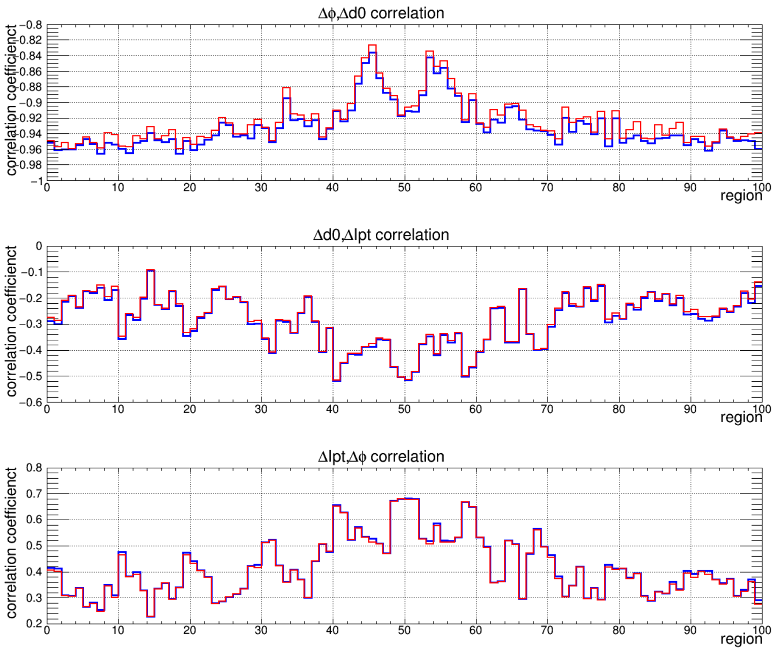

図 6.22　Full(赤) と Fast(青) における各領域の $\Delta\phi, \Delta d_0$(上)、$\Delta d_0, \Delta Ipt$(中)、$\Delta Ipt, \Delta\phi$(下) の相関係数

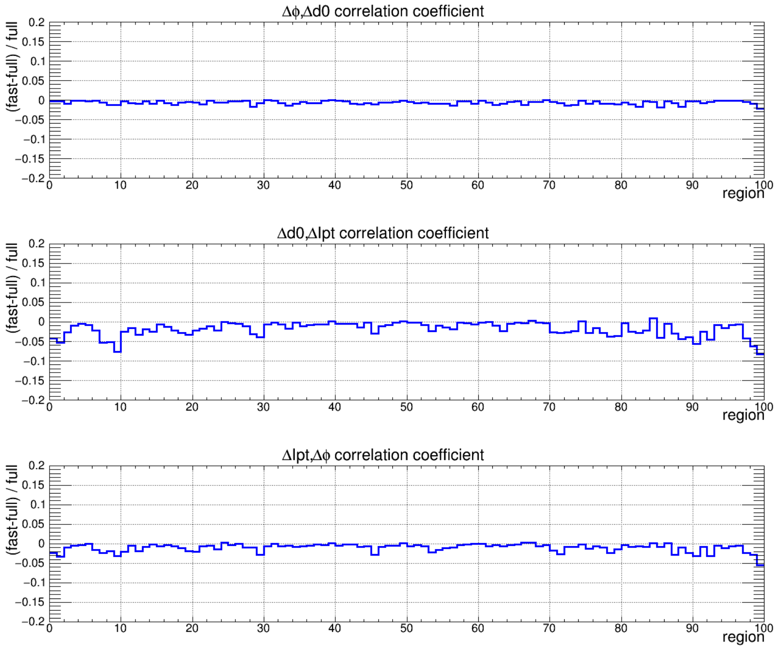

図 6.23　Fast の各領域における $\Delta\phi, \Delta d_0$(上)、$\Delta d_0, \Delta Ipt$(中)、$\Delta Ipt, \Delta\phi$(下) の相関係数の、Full に対する誤差率

作成した確率密度関数についてまとめると以下のようになる。

- 再構成率に関しては、Ipt, η, d_0, z_0 の 6^4 領域に分けて再現する。
- 分解能に関しては、Ipt, η の 10^2 領域に分けて再現する。
- $\Delta\eta, \Delta z_0$ を 2 次元、$\Delta\phi, \Delta d_0, \Delta Ipt$ を 3 次元の正規分布で表す。各領域で各変数の RMS 及び相関係数を Full から 10% 以下の差になるように再現した。

今後、この確率密度関数を用いて Fast Simulation を行う。

6.4.2　ミューオン事象への Fast Simulation の適用

前項のように作成した再構成率・分解能の確率密度関数をミューオン事象の Truth の飛跡に適用し、Fast Simulation を行う。Truth パラメータから、まず再構成率のさいに作成した $6^4 = 1296$ 個の領域内のどこに属するのかを調べる。その領域における再構成率を先ほど作成した関数によって求め、その確率で飛跡を生成するかしないかを決定する。生成しないと決めた飛跡はそのまま捨てられるが、生成すると決定した飛跡に関しては分解能の確率密度関数を用いてパラメータの決定に入る。ここでは分解能について作成した 100 個の領域内のどこに属するかを調べ、その領域における 2 次元と 3 次元の確率密度関数の式を持ってくる。2 次元の確率密度関数から $\Delta\eta$ と Δz_0 の値の組、3 次元の確率密度関数から $\Delta\phi$ と Δd_0 と ΔIpt の値の組を決定して、それを Truth の飛跡パラメータに加算したものを、飛跡のパラメータとする。この一連の流れを本研究においては

Fast Simulation と呼び、ここで決定されたパラメータを持つ飛跡を Fast Simulation により生成された飛跡であるとする。

今回、Full Simulation のシングルミューオン事象は 47960 事象あるが、統計を多く得るため、1 事象につき 100 回 Fast Simulation を行い、4796000 事象を得た。　まず、シミュレーションにかかるメモリ容量と処理時間を調べた。今回使ったコンピュータは Intel(R) Xeon(R) CPU E3-1270 V2@3.50GHz であり、総メモリ・スワップメモリの容量はそれぞれ 8.0GB,10.3GB である。Fast Simulation での最大のメモリ使用量は 6.29GB で、処理時間は 1 事象当たり 27μs となった (初期処理に 824s 必要)。シングルミューオンの適用であるため直接の比較はできないが、パイルアップが増え数百、数千本の飛跡を処理する場合になっても、10ms 程度のオーダーにしかならない。Full Simulation での平均パイルアップ数 60 でのメモリ使用量は 300GB、処理時間は 175s だったため、単純計算では Full Simulation の 1/40 以下のメモリ、10^{-4} 以下の処理時間で実行可能なことがわかった。この方法ならば、Run2 に必要な 10^9 事象以上のサンプルも生成できると考えられる。

次に、再構成率について Full と Fast を比較した。ただし、Fast に関してはヒット率について調べられないため、それぞれの領域において生成すると決定した割合とする。図を 6.24 に示した。

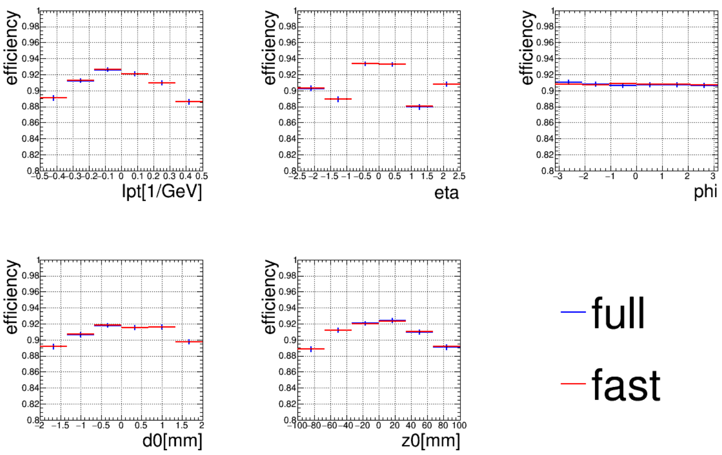

図 6.24　ミューオン事象における Full と Fast の再構成率の飛跡パラメータ依存

この図は縦軸を再構成率、横軸を Truth の飛跡パラメータにとっており、青線が Full、赤線が Fast を表している。Full と Fast は互いに誤差の範囲内に収まっており、再構成率を各領域で再現する関数に作れていることがわかる。次に、分解能について図 6.25 に示す。

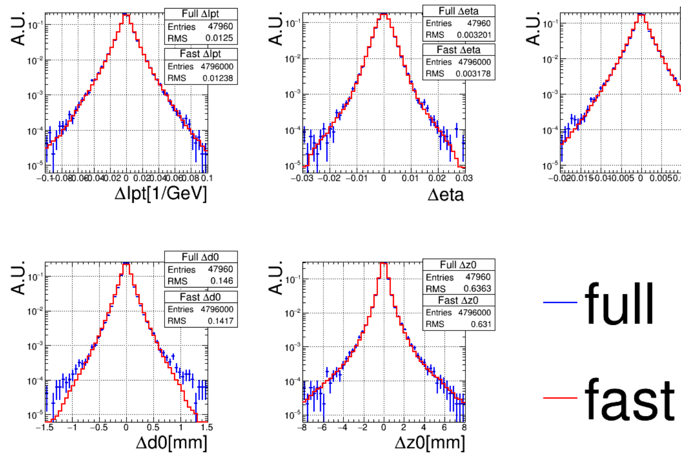

図 6.25　ミューオン事象における Full と Fast の飛跡パラメータの分解能

この図は横軸を Truth の各飛跡パラメータの Truth との差にとったヒストグラムであり、青線が Full、赤線が Fast を表している。これを見ると、どのヒストグラムでも中心に近い部分は Full と Fast で誤差の範囲内に収まっていることがわかる。しかし、d_0 のみ、Full の周辺部を Fast で再現できていない。次に、分解能の Ipt と η に対する依存性についてそれぞれ図 6.26, 6.27 に示す。

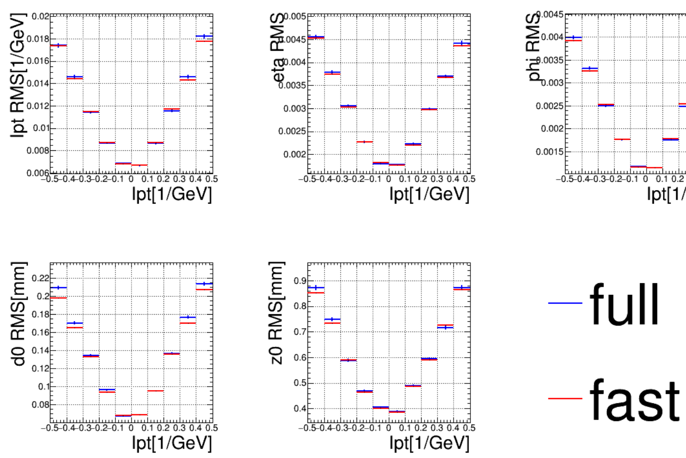

図 6.26　ミューオン事象における Full と Fast の飛跡パラメータの分解能の Ipt 依存

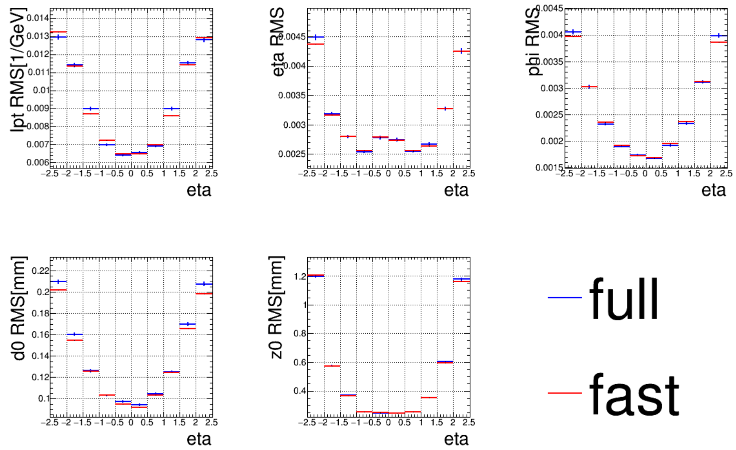

図 6.27　ミューオン事象における Full と Fast の飛跡パラメータの分解能の η 依存

この図は横軸を Truth の Ipt、縦軸を Ipt 領域に対応する飛跡パラメータの FTK と Truth との差のヒストグラムの RMS にとったものであり、青線が Full、赤線が Fast である。これを見ると、Ipt,eta が小さくなるほど分解能がよくなるという傾向を再現できていることがわかる。一方で、個々の領域においては値が誤差の範囲内に収まらないケースがある。特に Ipt, η が大きい部分に関しては、Fast の RMS が Full より小さくなる場合が多いことがわかる。(ただし、その差は 10% に満たない。) その理由はこのように考えられる。Ipt, η が大きい、つまり分解能が悪い領域では、Truth に対して Full のパラメータが大きくずれる事象が多く存在し、RMS を大きくする原因となっている。それは、関数近似によって再現しきる事が難しい。なぜなら現在、関数でフィットするヒストグラムには 1 領域 500 程度の事象しかないため、細かいテールを作る事象は数事象であり、統計誤差が大きくなってしまう。その部分を近似したときの差が、大統計になった場合大きく現れてしまっていると考えられる。また、d_0 に関しては特に、ヒストグラム中心部の分解能に対して周辺部のテールが大きいためその傾向が強くなり、周辺部をうまく再現できなかったものと考えられる。今後はシングルミューオン事象の統計数を増やすとともに、それぞれの領域についてより正確にヒストグラムを再現できるように関数のパラメータを調整していく必要がある。

次に、分解能の相関について示す。まず、相関のみられる Ipt・ϕ・d_0 の組、η・z_0 の組について図 6.28 に示した。

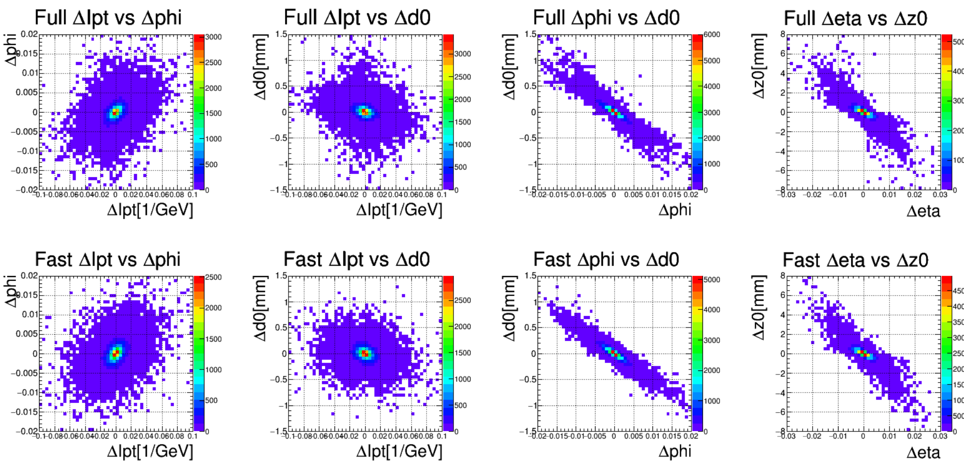

図 6.28 ミューオン事象における Full と Fast の飛跡パラメータ間の分解能の相関

この図は横軸と縦軸に FTK と Ttruth との各飛跡パラメータの差をとったものであり、上段が Full、下段が Fast の結果を示している。これをみると、Full で相関がある変数の組については、Fast でも相関をつけることができることがわかる。次に、相関のみられない変数の組について図 6.29 に示した。

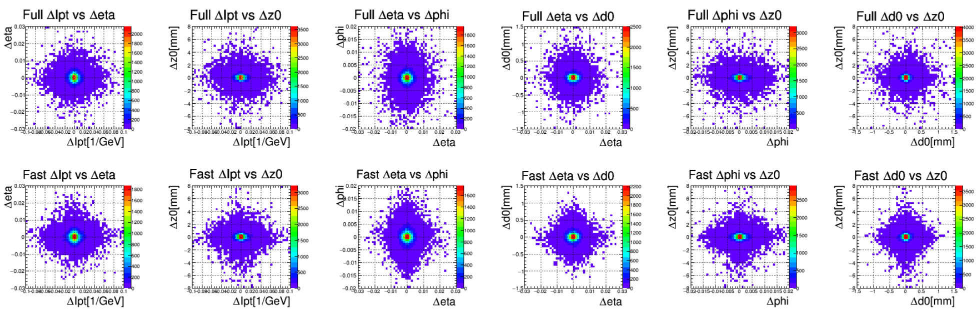

図 6.29 ミューオン事象における Full と Fast の飛跡パラメータ間の分解能の相関

これを見ると、Full で相関がない変数の組については、Fast でも相関がないままにできていることがわかる。また、定量的に評価するため、それぞれのヒストグラムの中心部について、相関係数を図 6.30 にしめした。

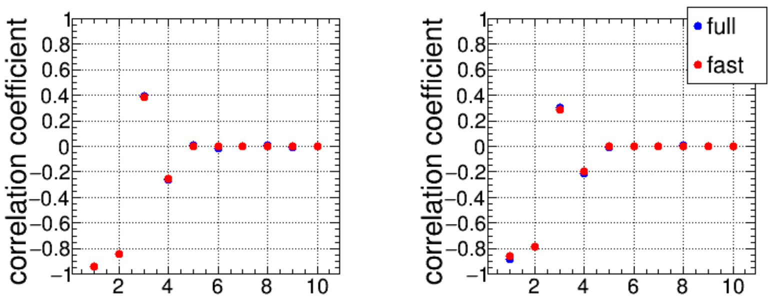

図 6.30 ミューオン事象における Full(青) と Fast(赤) の飛跡パラメータ間の分解能の相関係数

この図は横軸に変数の組の番号, 縦軸にその組での相関係数をとっている。番号と組の対応は $1:\Delta\phi,\Delta d_0, 2:\Delta\eta,\Delta z_0, 3:\Delta Ipt,\Delta\phi, 4:\Delta Ipt,\Delta d_0, 5:\Delta Ipt,\Delta\eta, 6:\Delta Ipt,\Delta z_0, 7:\Delta\eta,\Delta\phi, 8:\Delta\eta,\Delta d_0, 9:\Delta\phi,\Delta z_0, 10:\Delta d_0,\Delta z_0$ である。青い点が Full、赤い点が Fast を表している。相関係数は図 6.28, 6.29 の各 2 次元ヒストグラムからとっており、左側がヒストグラムの全体、右側が中心部 (各軸において、0 から全範囲の 1/5 の部分) のみを見ている。これを見ると、Full で相関が 0 に近い組は Fast でも 0 に近く、0 から離れた値を持っているものは Fast でもほぼ同じ値をとっていることがわかる。中心においては全体より相関係数が小さくなっているが、それも Fast で再現できている。このように、相関係数においては Full を Fast で再現できている。

シングルミューオンに前項で作成した関数を適用した結果をまとめると、

- Full と比べて十分に小さなメモリと処理時間で実行可能である。
- 再構成率の Truth 依存性は Full と Fast で誤差の範囲内で一致する。
- 分解能については、Full のヒストグラムを再現できているが、d_0 の周辺部のみ再現できていない。
- 分解能の依存性については、Ipt,η が小さいほどよくなる傾向を再現できているが、各領域で違いが見られる。
- 分解能の相関の有無は再現できており、相関係数も等しい。

となる。今後は Full Simulation の統計数を増やした上で、関数のパラメータを調節していく必要がある。

6.4.3 ヒッグス事象への Fast Simulation の適用

前項ではミューオン事象で Fast Simulation を行ったが、本項ではヒッグス事象のミューオンに対して分解能の確率密度関数を適用する。今回はサンプルから Full の再構成率を得られなかったため、再構成率については適用しない。再構成率は常に 1 であると仮定し、前節で選んだ Truth のミューオンの全てに対して確率密度関数を適用し、Fast のパラメータを決定する。今回 Full

Simulation のサンプル数は 7725 事象であるが、Fast Simulation の統計を増やすために 1 事象ごとに 100 回 Fast Simulaton を行い、772500 事象を得た。一方、Full の分解能については以下のように定義する。前節のようにして選んだ Truth のミューオンに対して、事象中の全 Full 飛跡との dR を調べる。その中で最も dR が小さくなる Full の飛跡を、その Truth のミューオンにマッチする飛跡とする。マッチする飛跡でのパラメータの差から、分解能を考えることとする。

dR を用いてマッチングを行ったが、その分布を図 6.31 に示す。

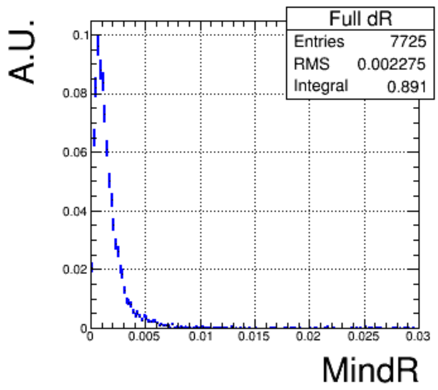

図 6.31 ヒッグス事象中のミューオンの、Full Simulation と Truth との dR 分布

この図は前述の dR を横軸にとっている。Full Simulation の飛跡は全事象に対して作られているため、dR が大きいものは、ヒッグス事象中のミューオン以外の粒子や、パイルアップ事象の粒子が由来の飛跡である可能性がある。また、FTK により誤って再構成された飛跡 (Fake) である可能性もある。そこで dR の値でカットをかける。今回は $d\eta$ の範囲に合わせ、$dR < 0.03$ の事象のみを利用した。その領域には 89.1% のミューオンが存在している。
次に、各パラメータの分解能を図 6.32 に示した。

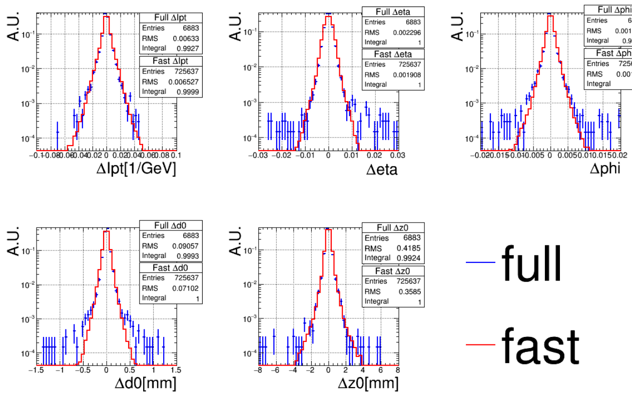

図 6.32　ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータの分解能

これは Truth との各飛跡パラメータの差を横軸にとったヒストグラムで、青線が Full で赤線が Fast を表している。これを見るとミューオン事象のときよりも周辺部に大きな違いがあることがわかる。前述のように、マッチングが原因で本来 Truth のミューオンから作られた飛跡でないにも関わらず偶然 dR が小さくなった飛跡が Truth に対応する Full として選ばれているのが原因だと考えられる。これを解消するためには、シングルミューオンと同様に検出器のヒット情報を元にマッチングを行う必要がある。このように周辺部は比較することが難しいため、中心部の RMS の Ipt、η 依存について図 6.33, 6.34 に示した。

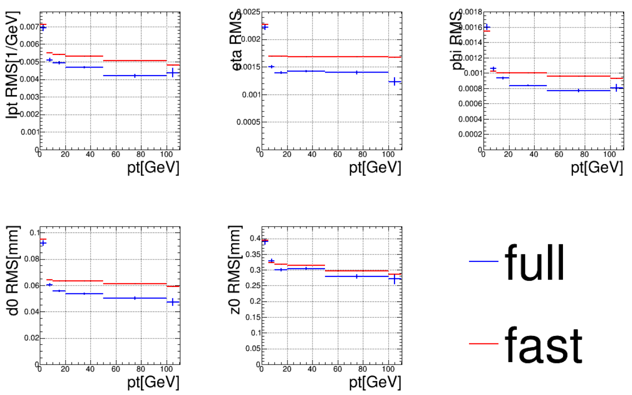

図 6.33　ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータの分解能の Ipt 依存

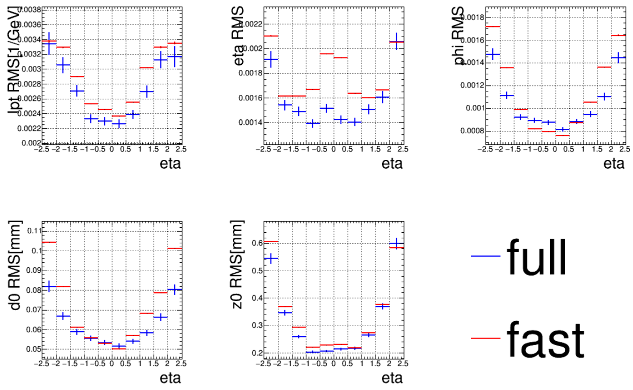

図 6.34 ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータの分解能の η 依存

これは横軸に Truth の飛跡の pt(η)、縦軸にそれぞれの領域での FTK と Truth とのパラメータの差のヒストグラムの RMS を示している。青線が Full で赤線が Fast である。まず pt 依存を見ると、$pt < 5$GeV の部分に関しては、Fast と Full が誤差の範囲内で一致している場合が多いが、pt が大きくなるにつれて Fast の RMS が Full より大きくなってくることがわかる。これは、Ipt の領域の分け方の都合上、$pt > 5$GeV の領域では同じ関数を適用しているからだと考えられる。現在 Fast で一つの関数を適用している部分でも、より Ipt が小さい (pt が大きい) 部分では分解能がよりよくなっているはずであるが、それを統合して扱ってしまっているために Full の分解能の良さを再現できていない、といえる。これを解消するには、Ipt をより小さな領域で分けて確率密度関数を作成する必要がある。現在サンプルの統計から領域分けは限られているので、サンプルをより多くすればこの傾向は和らげることができる。しかし本質的には、確率密度関数の正規分布のパラメータをさらに Ipt の関数として表し、連続的に Ipt から確率密度関数を求められるようにする必要がある。次に η 依存を見てみると、ミューオン事象の場合と同じく、η が小さくなれば分解能がよくなる傾向は再現できていることがわかる。しかし、領域ごとに違いが出ており、全体に Fast の RMS が大きくなっている。これは前項での関数のフィットの問題、前述の Ipt の領域分けの問題などが原因であると言える。もちろん、η の領域分けも重要であり、η により特徴的な分布を持つ事象においてはより大きな違いが現れてしまうと考えられる。

次に、分解能の相関を見る。変数の組のうち、相関があるものを図 6.35 に、ないものを図 6.36 に示した。

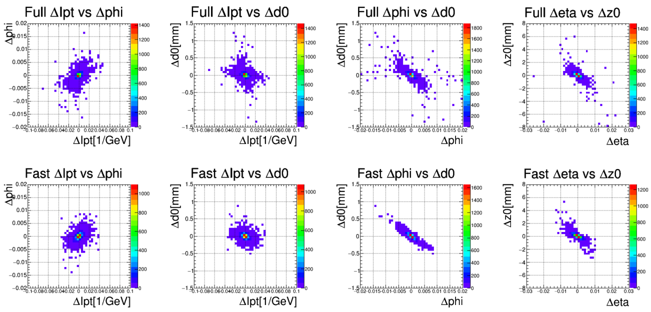

図 6.35　ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータ間の分解能の相関

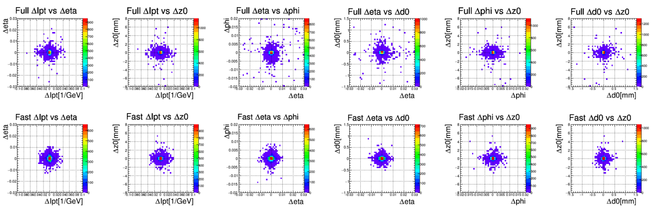

図 6.36　ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータ間の分解能の相関

これは横軸、縦軸に各飛跡パラメータの Truth との差をとったものを飛跡ごとにプロットしたものであり、それぞれの図において上段が Full、下段が Fast を示している。これを見るとミューオン事象のときと同様相関の有無が再現できていることがわかる。次に、相関係数を図 6.37 に示した。

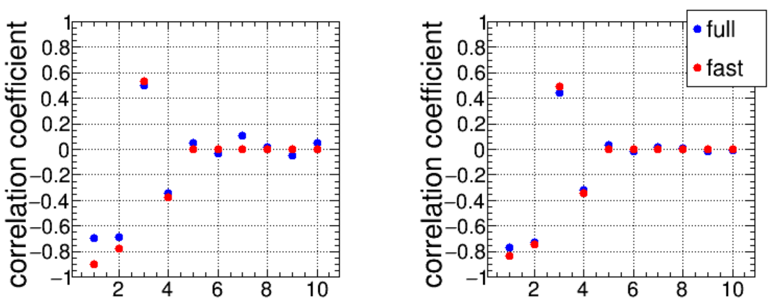

図 6.37　ヒッグス事象中のミューオンの、Full と Fast における各飛跡パラメータ間の分解能の相関係数

この図は横軸に変数の組の番号、縦軸にその組での相関係数をとっている。青い点が Full、赤い点が Fast を表している。左側が全体、右側が中心部のみをみた値である。この図から、ミューオン事象のときと同様に、相関の有無を再現できているが、相関係数の絶対値は Full より Fast のほ

うが大きくなっている事が分かる。

ヒッグス事象に分解能の確率密度関数を適用した結果をまとめると、

- 分解能については、Full のヒストグラムにある周辺部のテールが Fast にはない。
- 分解能の依存性については、pt が大きい領域で分解能が Full より悪くなっている。
- 分解能の相関は相関の有無は再現できているものの、相関係数は Full より大きくなっている。

今後の課題は、Full のマッチング方法を再考して Truth のミューオン由来の飛跡と比較すること、分解能の確率密度関数のパラメータを Ipt,η の関数にして連続的に関数が得られるようにする事等が上げられる。また、本研究ではシングルミューオンから関数を作ったので事象中のミューオンにのみ適用したが、事象中にはほかにも電子や π など存在し、それぞれ再構成率や分解能に違いが生じていると考えられる。そこで、電子や π からも関数を作成し、粒子種によって適用する関数を変えることで、全粒子に Fast Simulation を適用することが目標になる。それができれば、トリガーで実際に Fast Simulation の飛跡を使ったときの Full との違いを調べることができる。例えば、4 章までに述べた一次衝突点再構成に Fast SImulation の飛跡を利用したり、その情報を τ トリガーに使用したときの結果を見ていく事ができる。それを Full の結果と比べ、大きな違いが出てくるようなら Fast Simulation の修正や Full-Fast 間の補正などを考え、実装に近づけていく。

6.5 第 6 章のまとめ

本章では Run2 以降のモンテカルロサンプル生成に向けて FTK シミュレーションを高速化するために、”Truth-seeded”の Fast Simulation をシングルミューオン事象を用いて作成し、同事象及びヒッグス事象のミューオンに適用した。

1. Full Simulation の再構成率は Truth の Ipt,η, d_0, z_0 に依存する。分解能は Truth の Ipt,η に依存し、η と z_0、ϕ と d_0 と Ipt が互いに相関を持つ。
2. Truth-seeded により上記の依存性を乱数で再現する Fast Simulation を行った結果、Full より十分小さなメモリと処理時間で実行できた。
3. シングルミューオン事象の再構成率の依存性は再現できた。分解能は Ipt, η の大きい領域で違いが見られるが、相関は再現できている。
4. ヒッグス事象のミューオンについて、分解能のヒストグラム周辺部は再現できておらず、Ipt が小さい部分で RMS が Full より大きくなっている。また、相関係数が大きくなっている。

今後の課題としては、確率密度関数を調整して分解能再現の精度を高めること、関数のパラメータを Ipt,η から連続的に求められるようにすること、粒子種によって異なる関数を作成して事象中の全飛跡に適用することなどがあげられる。

7　結論と展望

前章までで、FTK 飛跡を用いた一次衝突点の再構成、一次衝突点情報の HLT τ トリガーへの利用、Fast Simulation の開発についてそれぞれ述べてきた。本章ではそれらの研究結果を総括し、今後の課題や展望をあげて本論文の結びとする。

7.1　まとめと結論

LHC-ATLAS 実験では Run2 からトリガーシステムに FTK を挿入する。これにより HLT 開始時に全領域の飛跡情報が得られるので、一次衝突点の情報が得られ、各オブジェクトのトリガーを改善できる。今までに一次衝突点の再構成は研究されてきたが、実装されるアルゴリズムとは遠く、またそのトリガーへの利用法も具体的には考えられてこなかった。そこで本研究ではより実際のアルゴリズムに近い形で衝突点の再構成を行い、τ トリガーの多変量解析に衝突点情報を利用した結果を調べた。FVF を FTK 飛跡に適用した結果、処理時間は 1ms 以下で、HLT 初期に再構成が可能だといえる。また興味ある事象の再構成率 95% 以上、z 方向の位置分解能は 0.2mm 以下であり、パイルアップ事象との区別に利用できるといえる。さらにその個数はオフライン解析による一次衝突点の個数と線形性があり、パイルアップ数の情報が得られるといえる。そこで、τ の HLT において、一次衝突点の個数で適用する BDT を変えた結果、信号事象と背景事象の分離能力が上がり、そのパイルアップ依存も減らす事ができた。このように、本研究によって一次衝突点再構成が可能であることと、その情報でトリガーを改善できることが示せた。FTK による一次衝突点情報が Run2 以降のトリガーの改善に有効であり、高パイルアップ環境下により対応したトリガーを作れる可能性があるといえる。

しかし、トリガー取得に FTK を利用した場合、シミュレーションでも FTK による飛跡再構成を行わなければならない。FTK の Full Simulation は長い処理時間を必要とするため、大量のサンプルを作るには Fast Simulation の開発が不可欠である。しかし、2015 年 2 月現在 Fast Simulation は開発段階であり、実行時に生じる Full Simulation との違いは確かめられていない。そこで本研究では”Truth-seeded”による簡易な Fast Simulation を行い、Full Simulation の再構成率・分解能のパラメータ依存性や互いの相関を再現することを目標とした。シングルミューオン事象における再構成率・分解能から飛跡パラメータを決定する確率密度関数を作成して同事象・ヒッグス事象のミューオンに適用した結果、飛跡 1 本あたり 1.39μs の時間で飛跡を生成できた。時間的にはサンプル生成が可能だといえる。また再構成率・分解能のパラメータ依存性や相関の有無も実装でき、関数近似の精度を上げればそれらを再現する事も可能だといえる。このように、本研究により Fast Simulation によって再構成率・分解能を再現できることを示せた。Run2 以降の FTK を利用して取得したデータと比較するために不可欠な、シミュレーションの高速化に向けた第一歩を踏み出せたといえる。

以上のように、本研究では FTK がトリガー改善に有効である事を示し、実装後に必要な高速な

シミュレーションの開発も行った。今後の高ルミノシティ実験下でも、FTK による飛跡・一次衝突点情報を用いてパイルアップに強いトリガーが開発でき、取得したデータと比較するためのモンテカルロサンプルを生成するシミュレーションの開発も可能だといえる。

7.2 課題と展望

今後 FTK は 2015 年に ATLAS 検出器に挿入して試験を行い、2016 年からはデータ取得にも生かしていく予定である。その時点には、2015 年 2 月現在、FTK 飛跡を用いた一次衝突点の再構成と利用はトリガーに実装される予定はない。本論文で一次衝突点の再構成法、利用法の基礎的な研究を行い、改善の可能性が示せたといえる。よって今後は実装に向けて現実的に利用できる形にしていくとともに、個数情報だけでない別の利用法を示していくことが課題となる。

まず、一次衝突点の個数情報の利用については、事象トポロジーによってオフラインと FTK の衝突点の個数の関係が異なるという問題がある。クラスターサイズなどの各種パラメータの調整や、結果に補正をかけることなどにより、これが解消できる可能性は残っている。また、今回はオフライン解析の個数情報を利用したが、実際には FTK からオフラインの衝突点の個数に射影したときの値を使わなければならない。

また、利用できるのは個数情報だけではない。どの衝突点に飛跡が関連しているかという情報も、今回の研究によって利用できる可能性があることが示された。例えばレプトンのアイソレーションは周囲の飛跡との dR を使って行われているが、異なる衝突点に属する飛跡を除くことでこの精度をあげられるのではないかと考えられる。さらに、z 方向の分解能だけでなく xy 方向の分解能があることもわかったので、xy が大きいものを探す事で二次崩壊点を見分け、b タグに生かすことも考えられる。このように多様なトリガーでの利用法を示すことで、一次衝突点情報の価値は高まっていく。

しかし、それを生かすには Fast Simulation との比較が最低条件である。Fast Simulation を開発した上で、Full と Fast で比較し、必要なら修正・補正を加えていかなければならない。本研究ではミューオンの分解能の依存や相関を再現しようとしているが、Full とのずれが生じている。ヒストグラムを関数で近似したものから乱数でパラメータを決定しているため、ヒストグラムに使うサンプル数を増やす、領域の分け方を工夫する、関数のパラメータなどを調整するなどしてより正確な近似をしていく必要がある。また、ミューオンだけでなく π や電子についても同じ事を行い、全飛跡に適用できる Fast Simulation を実装していく必要がある。また現在は興味ある事象の飛跡パラメータしか利用できていないが、今後はパイルアップ事象についても Fast Simulation を適用していくことが課題となる。その後、一次衝突点の再構成や利用法に Fast Simulation で生成した飛跡を用いて、Full との違いを見ていく。その結果を見て Fast Simulation を修正し、修正しきれない点は Fast から Full に近づけるための補正を考える。

以上のように、全飛跡の再構成率・分解能を正確に再現できる Fast Simulation を開発した上で、FTK の飛跡・衝突点を用いたときのトリガー効率などを Full Simulation と比較・正当化して実装する事が、今後の目標である。

8　謝辞

この論文を結ぶにあたって、まず三年間指導して頂いた寄田浩平准教授に感謝の意を述べたい。研究をする中で教わった、論理的な思考法やその表現法などは、社会に出てからも大きな武器になると考える。また、ANKOK グループの指導をする中で ATLAS グループの研究に対しても深い考察と理解をしてくださった田中雅士次席研究員にも、同様に感謝したい。そして、アリストテレス大学に移った後も指導を続けてくださった木村直樹氏、特にシステム面で支えてくださった蛯名幸二氏にも感謝の意を述べたい。

博士課程の桜井雄基氏、三谷貴志氏、飯澤知弥氏には ATLAS グループの先輩として、常に様々なことを教えていただいた。ANKOK グループの藤崎薫氏も同様である。同学年の加地俊瑛氏、川村将城氏、昌子貴洋氏、白神賢氏、鷲見貴生氏からも学ぶことが多く、教え合うことで互いに高められたと思う。後輩の五十嵐貴弘氏、猪飼孝氏、川口佳将氏、木村眞人氏、鈴木雄飛氏、中新平氏、新田龍海氏、横山寛至氏、亘龍太郎氏の成長も、大きな刺激になった。

また、研究室を事務面で支えてくださった坂本敦子氏にも、感謝したい。

最後に私をここまで育て、支えてくれた家族に深く頭を下げ、この論文の結びとする。

参考文献

[1] 長島順清，『素粒子物理学の基礎 I・II』，朝倉書店，1998.

[2] 長島順清，『高エネルギー物理学の発展』，朝倉書店，1999.

[3] 近藤都登，『トップクォークの発見』，丸善，1996

[4] 崎田文二，近藤都登，山田作衛，戸塚洋二，江口徹,『大学院素粒子物理２　新領域の開拓』，講談社サイエンティフク,1998

[5] 三谷貴志，日本物理学会第 69 回年次大会発表,『LHC-ATLAS Run2 実験に向けた τ 粒子トリガーの開発構築』，2014

[6] 山崎友寛，日本物理学会第 69 回年次大会発表,『ATLAS 実験における FTK を用いた一次衝突点再構成とトリガーへの応用』，2014

[7] Particle data Group, “2014 Summary Tables”,http://pdg.lbl.gov/2014/tables/contents_tables.html

[8] The ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”,2008.

[9] The ATLAS Collaboration,”LuminosityPublicResult”,https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#Publications_and_Conference_Resu

[10] The ATLAS Collaboration,”Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”,2012

[11] R. Fr uhwirth,W. Waltenberger,”Adaptive Vertex Fitting”,2007

[12] Dmitry Emeliyanov, ”A Fast Vertex Fitting Algorithm for ATLAS Level 2 Trigger”,2007

[13] Greg Welch,Gary Bishop,”An Introduction to the Kalman Filter”,2001

[14] Andreas Hoecker (CERN), Peter Speckmayer (CERN), Jorg Stelzer (CERN), Jan Therhaag (U Bonn, Germany), Eckhard von Toerne (U Bonn, Germany), Helge Voss (MPI-KP Heidelberg),”TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT”,http://tmva.sourceforge.net/