修士学位論文

LHC/ATLAS 実験における消失飛跡を用いた 超対称性粒子探索

Search for supersymmetric particles with a disappearing track using the ATLAS detector at LHC

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 浅井研究室

齊藤真彦

概要

LHC 加速器を用いた ATLAS・CMS 両実験によりヒッグス粒子が発見され、素粒子の標準理論が 予言する粒子は全て発見された。しかし、標準理論では説明できない実験結果や、理論の不自然さか ら、標準理論を超える物理理論が背後にあることは確実である。

標準理論を超える理論として超対称性理論は特に有力である。超対称性理論の枠組みで、様々な模型が考えられ、過去の実験やヒッグス粒子の質量から、その許されるパラメータに厳しい制限が付いている。これらの模型の中でも、ウィーノが最も軽くなることを予言する AMSB 模型は、既存の実験からの制限を満足する、有力な模型である。この模型では、生成されたチャージーノが長寿命(~0.2 nsec)となり検出器中で崩壊するため、消失飛跡が観測される。

これまで高エネルギー加速器実験で消失飛跡探索が行われてきたが、短い track を再構成する困難 さから、模型が予言するパラメータ領域に対して、感度が十分でなかった。本研究では、重心系エネ ルギーが前人未到の13 TeV に達した LHC 加速器を用いて、消失飛跡を探索する。特に、新しく導 入された飛跡検出器を活用し、非常に短い飛跡を解析に用いることで感度を上昇させた。

2012 年までの消失飛跡探索で行われてきた手法と同様の手法、および新しく導入した短い飛跡を 用いる手法の2通りで新粒子を探索し、共に標準理論で予想される Background と無矛盾な結果を 得た。AMSB 模型に対する制限として質量が200 GeV に対して寿命が0.13 nsec、質量が400 GeV に対して寿命が0.68 nsec のチャージーノを95% CL で棄却した。

目次

第 1章	序論	5
1.1	素粒子の標準模型とその限界	5
1.2	超対称性理論	6
1.3	実験からの超対称性理論への制限..............................	6
1.4	AMSB 模型	9
1.5	LHC での AMSB 模型の検証	10
1.6	本論文の構成....................................	13
第 2章	LHC/ATLAS 実験	15
2.1	LHC 加速器	15
2.2	ATLAS 検出器概要	16
2.3	磁石	18
2.4	内部飛跡検出器	18
2.5	カロリメータ	22
2.6	ミューオン検出器	25
2.7	Trigger システム	26
第 3章	オブジェクトの再構成	29
第 3 章 3.1	オブジェクトの再構成 track	29 29
第 3 章 3.1 3.2	オブジェクトの再構成 track	29 29 33
第 3 章 3.1 3.2 3.3	オブジェクトの再構成 track	29 29 33 33
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4	オブジェクトの再構成 track	29 29 33 33 34
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5	オブジェクトの再構成 <pre>track</pre>	29 29 33 33 34 35
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6	オブジェクトの再構成 track vertex jet electron muon Missing E_T	29 29 33 33 34 35 36
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7	オブジェクトの再構成 track	29 29 33 33 34 35 36 36
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 第4章	オブジェクトの再構成 track vertex jet electron muon Missing E_T overlap removal	 29 29 33 34 35 36 36 39
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 第4章 4.1	オブジェクトの再構成 track vertex jet electron muon Missing E_T overlap removal 消失飛跡の再構成 Algorithm	 29 29 33 34 35 36 36 39 39
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 第4章 4.1 4.2	オブジェクトの再構成 track vertex jet electron muon Missing E_T overlap removal Algorithm Pixel-only-track	 29 29 33 34 35 36 36 39 40
第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 第4章 4.1 4.2 4.3	オブジェクトの再構成 track vertex jet jet muon Missing E_T overlap removal Algorithm Pixel-only-track track の性質	 29 29 33 34 35 36 36 39 40 46
 第3章 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 3.7 第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 	オブジェクトの再構成 track vertex jet electron muon Missing E_T overlap removal Algorithm Pixel-only-track track の性質	 29 29 33 34 35 36 36 39 40 46 53

5.2	Trigger	55
5.3	Kinematic Selection	58
5.4	Disappearing Track Selection	63
5.5	Background	67
5.6	系統誤差	83
5.7	解析手法	84
第 6章	結果	89
6.1	結果	89
6.2	今後の run での感度予測	93
第7章	まとめ	95
7.1	今後の課題	95
参考文献		97

第1章

序論

1.1 素粒子の標準模型とその限界

この世界を構成する最小構成単位は素粒子と呼ばれる。現在素粒子はクォークやレプトンと呼ばれ るものであると考えられており、これらの粒子の運動を記述する理論は1970年代には確立した。こ の理論は標準模型 (Standard Model) と呼ばれ、その提唱から現在に至るまで、あらゆる実験によっ て検証が行われてきたが、標準理論の予言する最後の未発見粒子であったヒッグス粒子が2012年に LHC 加速器を用いた ATLAS・CMS 両実験によって発見されたことで、標準理論は実験的にも完成 されたといえよう。

過去の加速期実験を始めとする多くの実験事実を矛盾なく説明する標準理論であるが、理論・実験 の両面から、不満足な点もある。

1.1.1 Naturalness と階層性問題

ヒッグス粒子はスピンが0の素粒子であるが、このような粒子の質量を抑制するメカニズムがない。naive にヒッグス粒子の質量を計算すると、トップ粒子の輻射補正のため、裸の質量 *m_{bare}* に対して、観測される質量 *m_{obs}* は

$$m_{obs}^2 = m_{bare}^2 - \Lambda^2 + \cdots$$
(1.1)

のようになる。ここで Λ は cut-off のスケールであり、標準理論が成り立つエネルギースケールの上限を表す。仮に標準理論がプランクスケール (10^{19} GeV)まで成り立っているとすると、ATLAS 実験で見つかったヒッグス粒子の質量 125 GeV を説明するには、 m_{bare}^2 と Λ^2 の間に 34 桁もの微調整が必要となる。このパラメータ間の微調整が偶然だとするのは自然 (natural) でないため、なんらかの機構が背後にあると考えられている。

また、同様の問題として、電弱スケールとプランクスケールという2つの大きく離れたスケールが なぜ存在するのかといった問題もある。

1.1.2 力の大統一

標準理論は *O*(1) × *SU*(2) × *SU*(3) のゲージ理論であり、それぞれの結合定数 (g) は互いに独立な 値を取る。しかし、究極の物理理論を考えた時、複数の力は一つの統一的な法則から説明できるよう になるべきであり、このように複数のパラメータがあるのは好ましくない。 また、レプトンとクォークの電荷は $e_l = 3e_d$ のように、正確に等しい値を持つ。標準理論の枠組 みでは、レプトンとクォークの電荷は互いに独立なパラメータであるため、このような正確な関係式 を満たす必然性はない。このことは、より高次の物理理論を考えた時にクォークとレプトンが統一的 に扱えることを示唆している。

1.1.3 **ダークマター**

ダークマターは、多くの実験事実により、その存在は確実なものとなっている。実験からわかって いるダークマターの性質は

- 電磁相互作用・強い相互作用をしない
- 安定
- 非相対論的な速度を持つ

であるが、標準理論の枠組みでこれらの条件を満たす粒子は存在せず、何らかの拡張が必要である。

1.2 **超対称性理論**

以上のように標準理論には多くの不満な点がある。これらの欠点を解決する手段として最も有力な 理論が超対称性 (Supersymmetry) 理論である。超対称性理論では、ボソンとフェルミオンの間の対 称性 (超対称性) を仮定する。この対称性はスピンに関する対称性であり、今までに知られているど の対称性とも異なるものである。

超対称性理論では、標準理論の多くの欠点を解決する。

- 1. Naturalness と階層性問題:対称性によって輻射補正の式が変更され、2次発散が log 発散に なる。またプランクスケールから電弱スケールを輻射補正によって自然に導ける。
- 2. 力の大統一: 超対称性理論が予言する新粒子の寄与を考慮すると、結合定数の running の式 が変化し、1 点で合うようになる (図 1.2)。
- 3. ダークマター:ニュートラリーノ(およびグラビティーノ)はダークマターの良い候補となる。

超対称性理論は、標準理論の粒子に対して、それに対となる新粒子を予言する (図 1.1)。その新粒 子は、標準理論のパートナー粒子とスピンだけが 1/2 異なり、他の性質は全く同じである。

新粒子は標準理論の粒子と同じ性質を持つため、質量も全く同じの新粒子、例えば質量が 511keV のスカラー粒子が存在するはずであるが、そのような粒子は実験により否定されている。そのため、 超対称性は破れており、新粒子の質量もその破れの影響で重くなっていると考える。超対称性粒子の 質量は様々な実験から制限が付けられている。

1.3 実験からの超対称性理論への制限

標準理論の検証と平行して超対称性理論の検証も行われてきたが、未だ超対称性粒子は発見されていない。現在、実験によって超対称性理論で許されるパラメータ領域に大きな制限が課せられている。



図 1.1: 標準理論の粒子と超対称性粒子。超 対称性理論では、標準理論の粒子と対にな る超対称性粒子の存在を予言する。



図 1.2: 結合定数のエネルギー依存性 [1]。超 対称性粒子が 1~10 TeV 付近にあると仮定 すると、結合定数はあるエネルギースケー ルで統一される。

1.3.1 LHC での超対称性粒子探索

LHC 加速器を用いた ATLAS 実験では、2015 年 12 月までの Run で、1.5 TeV までの質量を持つ グルイーノ、1 TeV までの質量を持つスクォークが棄却されている (図 1.3a, 1.3b)。また、ストップ は直接探索で 700 GeV(図 1.3c)、電弱ゲージーノについては、その崩壊の仕方で制限は大きく変化 するが、例えば WZ を出すようなチャンネルでは、 $\tilde{\chi}_1^0$ が 0 GeV の時、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は 420 GeV まで棄却さ れている (図 1.3d)。

1.3.2 ヒッグス質量からの制限

標準理論ではパラメータとして任意の値をとれたヒッグス質量だが、超対称性理論の枠組みでは ヒッグス質量が理論から与えられる。超対称性理論では2つのヒッグス2重項を要請する (2HDM) ため、少なくとも5つのヒッグス粒子の存在が予言されるが、その内最も軽いヒッグスの質量は、

$$m_{h}^{2} = m_{Z}^{2} \cos^{2} 2\beta + \frac{3}{4\pi} y_{t} m_{t}^{2} \sin^{2} \beta \left(\log \frac{m_{\tilde{t}}^{2}}{m_{t}^{2}} + \frac{X_{t}^{2}}{m_{\tilde{t}}^{2}} - \frac{1}{12} \frac{X_{t}^{4}}{m_{\tilde{t}}^{4}} \right)$$
$$X_{t} = A_{t} - \mu \cot \beta$$
$$m_{\tilde{t}} \sim \sqrt{m_{\tilde{t}} m_{\tilde{t}}^{2}}$$

で与えられる [5]。ここで、2項目は、輻射補正による寄与である。ヒッグス質量は実験的に 125 GeV と決まった [4] が、これを実現するためには、すなわち、ヒッグス質量 125 GeV を SUSY の枠 組みで説明するには、

1. ストップ (\tilde{t}) が重い (mixing term が小さいとしてストップ質量と tan β の関係を plot したものが図 1.4)



(c) ストップ 直接探索

(d) 電弱ゲージーノ直接探索

図 1.3: LHC/ATLAS 実験における SUSY 探索のまとめ。グルイーノに対して 1.5 TeV、ス クォークに対しては 1 TeV、ストップに対して 700 GeV、WZ を出すチャンネルで $\tilde{\chi}_1^0$ が 0 GeV の時、 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ に対して 420 GeV の制限が付いている。

2. mixing term が大きい $(|\frac{X_t}{m_{\tilde{t}}}| \sim \sqrt{6})$

3. 他の未知粒子の寄与

のいずれかが必要になる。

1.3.3 宇宙論からの制限

SUSY 粒子の内、最も軽いもの (LSP) はダークマターの候補になりうる。温度が非常に高い宇宙 初期では、LSP は対生成対消滅を繰り返し LSP 密度は平衡状態を保っているが、宇宙が冷えると、 LSP の対生成が起こらなくなる。この時に残る LSP 密度は LSP の反応断面積から計算できるため、 暗黒物質の残存量 ($\Lambda_{DM}h^2 = 0.11([8])$)から SUSY の質量に対して制限が付く。ビーノ、ウィーノ、 ヒッグシーノがそれぞれ LSP の時に許される質量を plot したものが図 1.5 である。残存するダーク マターの全てが LSP であると仮定した時は図の $\Omega_{DM}h^2 = 0.11$ に対応し、overclose してしまわな い条件から、これが LSP 質量の上限となる。



図 1.4: 観測されたヒッグス質量 (125 GeV) から許されるスクォーク質量スケール [6]。 tan β が 10 以下の時、SUSY 粒子の質量は 10 TeV 以上が必要となる。



図 1.5: 観測されたダークマター密度から許 される LSP 質量 [7]。観測値から、LSP の 質量に上限が付く。 $(m_{\tilde{w}} < 3 \text{ TeV}, m_{\tilde{h}} < 1 \text{ TeV})$

1.4 AMSB 模型

以上の実験からの制限を自然に捉えると、グルイーノ/スクォークは重く、電弱ゲージーノは軽い ことが示唆される。

これらの条件を自然に満たす模型として Anomaly mediated SUSY breaking (AMSB) model が ある。

AMSB 模型では、スクォークの質量がグラビティーノの質量 $(m_{3/2})$ と同程度である一方、ゲー ジーノは SUSY の破れを loop を通して感じるため、質量はスクォークに比べて $10^{-1} \sim 10^{-2}$ 程度 小さくなる。ゲージーノの質量はグラビティーノ質量 $(m_{3/2})$ を用いて

$$m_{\text{bino}} = \frac{33}{5} \frac{g_1^2}{16\pi^2} m_{3/2}$$
$$m_{\text{wino}} = \frac{g_2^2}{16\pi^2} m_{3/2}$$
$$m_{\text{gluino}} = -3 \frac{g_3^2}{16\pi^2} m_{3/2}$$

 $\rightarrow m_{\rm bino}: m_{\rm wino}: m_{\rm gluino} \sim 3:1:8$

で与えられる。mSUGRA などの模型と異なり、AMSB 模型ではウィーノが LSP となる。

ビーノ、ウィーノ、ヒッグシーノは混合し、ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$)、チャージーノ ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$)となるが、ヒッグシーノが重いと混合は非常に小さくなるため、AMSB 模型では $\tilde{\chi}_1^0$ は中性ウィーノの純粋状態、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は荷電ウィーノの純粋状態となる。

1.5 LHC での AMSB 模型の検証

1.5.1 **生成過程 / 生成断面積**

AMSB 模型はグルイーノが比較的重く、LHC では生成できないため、 $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の直接生成 (direct production) 過程に着目する。また、後述するようにこの生成過程では高いエネルギーを持つ 2 次粒 子を出さないため、Initial state radiation(ISR) jet を要求する (図 1.6)。電弱ゲージーノ直接生成 の生成断面積は図 1.7 のようになっており、250 GeV の $\tilde{\chi}_1^\pm$ に対して ~1 pb、400 GeV の $\tilde{\chi}_1^\pm$ に対 して ~100 fb である。また全イベントの内、およそ 1/3 がチャージーノが 2 つできる過程である。



図 1.7: ウィーノ生成断面積。質量が大きくなると、生成断 面積は急激に小さくなる。

1.5.2 消失飛跡 (Disappearing track)

ウィーノは doublet であり、 $\tilde{w}^{\pm} \geq \tilde{w}^{0}$ で質量の生成起源も同じであるから、これらの質量は縮退 する。しかし、輻射補正が $\tilde{w}^{\pm} \geq \tilde{w}^{0}$ で異なるため、質量の縮退はわずかに解ける。ウィーノの質量 によって縮退の度合いは変化するが、その質量差 $\delta m = m_{\tilde{w}^{\pm}} - m_{\tilde{w}^{0}}$ の値はおおよそ $\delta m \sim 160-165$ MeV ほどである (図 1.8)。

この質量の縮退のために、 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ は長寿命になる。 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ の寿命は

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 \pi^{\pm}) = \Gamma(\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} \nu_{\mu}) \times \frac{16\delta m}{m_{\pi} m_{\mu}^2} \cdot \left(1 - \frac{m_{\pi}^2}{\delta m^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{m_{\pi}^2}\right)^{-2}$$
(1.2)

で与えられ、各パラメータを代入すると、寿命はおよそ 0.2 nsec になる。

0.2 nsec という寿命は粒子の Lorentz boost を考えないと、約6 cm の崩壊長 ($\beta\gamma\tau c$) に対応する。 これは、ATLAS 検出器では内部飛跡検出器の半径 (~1 m) よりも小さく、飛跡検出器内で崩壊する ことになる。

 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ はほとんどが、 $\tilde{\chi}_1^0$ と π^{\pm} に崩壊する $(\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \pi^{\pm})$ が、 $\tilde{\chi}_1^0$ は弱い力 (+ 重力) しか感じないの



図 1.8: ウィーノの質量と質量差 $(m_{\tilde{w}^{\pm}} - m_{\tilde{w}^{0}})$ の関係 [9]。ある程度の質量を持つウィーノに対して は、その質量差は一定となり、165 MeV ほどである。

で検出器で反応しない。また、 $\delta m \sim 160 \text{ MeV}$ のため、生成される π^{\pm} の運動量も非常に小さい。そのため、 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ が生成されると、検出器の途中で消える track(消失飛跡:Disappearing track)が観測される (図 1.9)。



図 1.9: 長寿命 $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ が生成された時のシミュレーション。赤線が荷電粒子の軌跡、赤点が検出器との 反応点 (hit) を表す。右側の円形中心がビーム軸である。崩壊後の π^{\pm} は低運動量のため、track と して観測することができない。

1.5.3 過去の実験の消失飛跡探索

LHC/ATLAS 実験の 2012 年までの Run のデータを使って消失飛跡探索が行われた [10]。この解 析では、飛跡検出器の途中で消えてしまう high p_T track を使うことで、AMSB 模型の検証を行い、 寿命が 0.2 nsec のチャージーノに対し、

$$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 270 \text{ GeV}(95\%\text{CL})$$
 (1.3)

の制限をつけた (図 1.10a)。また CMS でも同様の解析が行われており [11]、

$$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 260 \text{ GeV}(95\%\text{CL})$$
 (1.4)

となっている (図 1.10b)。



図 1.10: ATLAS 実験・CMS 実験の消失飛跡探索における AMSB 模型への制限。寿命が 0.2 nsec のチャージーノに対し、95% CL で、 $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 270 \text{GeV}(\text{ATLAS}), m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 260 \text{GeV}(\text{CMS})$ の制限が付いている。

1.5.4 新しい手法を用いた消失飛跡探索

図 1.10a、1.10b からもわかるように、チャージーノの寿命が短いパラメータ領域 (特に AMSB 模型の予言する *τ*=0.2 nsec) については、感度があまり良くない。これは、短い track(飛跡) を再構成 する困難さに起因する。

LHC は 2015 年から Run を再開させたが、それまでに ATLAS 実験では検出器の upgrade が行われた。特に大きな upgrade は内部飛跡検出器の upgrade であり、最内層に 1 層新しい検出器が追加された。このため、2015 年からの Run では、これまで以上に短い track に特化した解析が可能になる。

本研究では、2015 年の Run で取得された重心系エネルギー 13 TeV の衝突データ (3.3 fb⁻¹) を用 いて、消失飛跡探索を行った。これまでの消失飛跡探索の手法を踏襲しつつ、新たに内側のシリコン 検出器 4 層のみの hit(検出器との反応点) から再構成された短い track を使った解析手法についての 研究を行い、特に、

- 1. 通常の解析では使われない短い消失飛跡の再構成
- 2. 消失飛跡の性質 (resolution, efficiency)
- 3. 消失飛跡を作り出す background

について重点的に研究を行い、消失飛跡探索の感度改善を図っている。短い消失飛跡を使うことで、 シグナルのアクセプタンスは大きく上昇する (過去の消失飛跡探索と比較して、0.2nsec のチャージー ノに対して 6 倍)。一方で、track の長さが短いため p_T resolution は大きく悪化する。本論文では p_T shape を用いる手法に加え、短い track の数の割合を推定し用いることで、その background 数 を計算した。短い消失飛跡を使うことで、過去の消失飛跡探索の制限を超える結果を得た。

1.6 本論文の構成

本論文では、2章で ATLAS 検出器の基本的な構成について、3章で物理オブジェクトの構成法、 特に tracking algorithm について述べる。4章では本解析で特に重要となる短い track の再構成 algorithm とその性質について述べる。5章では消失飛跡探索で行う事象選択 (selection) と消失飛跡 となりうる background について述べる。6章では解析によって得られた結果を述べ、AMSB 模型 に対する制限について議論する。また、今後の展望についても議論する。最後に7章で本研究をまと める。

第2章

LHC/ATLAS 実験

LHC(Large Hadron Collider) は CERN(欧州原子核研究機構) が運用する加速器であり、現時点で 世界最高の重心系エネルギー (\sqrt{s} =13 TeV) で運転が行われている。LHC の各 Point には ATLAS, CMS, ALICE, LHCb の 4 つの検出器が設置されており、それぞれの実験グループが独自に標準理 論の検証・標準理論を超える物理の発見を目指し、実験・解析を行っている。本研究では ATLAS グ ループに参加し、物理解析を行っている。ATLAS グループは 38 カ国から、およそ 3000 人が参加す る国際プロジェクトであり、その巨大な検出器に特徴がある。本章では、LHC 加速器と ATLAS 検 出器について概要を述べる。

2.1 LHC 加速器

LHC は、LEP(e^-e^+ 衝突) 実験で使われた全周 27 km のリングを転用して建設され、2008 年に 稼働を開始した。LHC はその名の通りハドロンコライダーであり、陽子・重イオンなどを加速し、 衝突させることができる。ハドロンコライダーでは強力な磁石が必要であるが、LHC では 1.9 K に 冷却された Nb 製の超伝導 dipole magnet を用いている。磁力は 8.3 T で、14.3 m のものが円周上 に 1232 個敷き詰められている。加速は 5 MeV/m の加速勾配を持つ超伝導加速空洞で行われ、8 箇 所に設置されている。

LHC は 2012 年までは重心系エネルギーを最大 8 TeV に制限して運転していた。この 2012 年ま での運転を "Run1"と呼ぶ。また、2015 年から開始した重心系エネルギーを 13 TeV に上昇させた 運転を "Run2"と呼ぶ。

Run1 と Run2 では、重心系エネルギーの他にバンチ間隔が 50 nsec から 25 nsec に変更されるな ど、より設計値に近づいた運転となっている (表 2.1)。

LHC では一回の陽子バンチ同士の衝突で複数の陽子が非弾性散乱を起こす。興味のある反応と 区別して、この非弾性散乱を "pileup" と呼び、1 回あたりに起こす非弾性散乱の個数を μ で表す。 "Run2"では、バンチ間隔の変更によって、同等の luminosity でも pileup の数は少なくなっている。

2.1.1 LHC Run スケジュール

LHC は 2012 年まで重心系エネルギー 8 TeV で "Run1"を行い、2015 年 6 月からは重心系エネ ルギーを 13 TeV に上昇させ、"Run2"を開始している。2015 年の run では 4.2 fb⁻¹ の collision が おき、ATLAS 検出器ではこの内 4 fb⁻¹ の data を記録した。

Value	設計値	Run1	Run2	Run3 以降
エネルギー (GeV)	7+7	4+4	6.5 + 6.5	7+7
最大瞬間ルミノシティー $(cm^{-2} \cdot s)$	1e+34	7.7e+33	5.0e + 33	1.5e + 34
積分ルミノシティー (fb ⁻¹)	-	23.2	4.2	100
1 周あたりのバンチ数	2808	1380	2376	2736
1 衝突あたりの非弾性散乱する数 (μ)	23	21	14	39

表 2.1: LHC のパラメータ

今後、LHC は 2018 年までの"Run2"で 100 fb⁻¹ のデータを取得する。また、2021 年から 2023 年の Run3 を経て、2026 年からは luminosity を大幅に増強した High-Luminosity LHC が稼働し、 3000 fb⁻¹ のデータ取得を予定している。



図 2.1: LHC 将来計画。2018 年まで Run2。2026 年からは luminosity を大幅に上昇させた High Luminosity LHC が稼働する。

2.2 ATLAS 検出器概要

ATLAS 検出器 (図 2.2) は直径 25 m、長さ 44 mm、総重量 7000 t の、非常に巨大な検出器であ る。他実験の検出器同様、内側から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、 ミューオン検出器の順に並べられている。また、運動量を測定するための磁石としてソレノイド磁石 が内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間に、トロイド型の磁石がハドロン検出器とミューオン検出 器の間に設置されている。

標準理論の検証から、新物理の発見まで、多様な物理の解明を可能にするため、十分な性能を持っている。





2.2.1 座標系の定義

右手直交座標系 (x, y, z) を用いる。検出器の中心を (x, y, z)=(0, 0, 0) ととり、z 軸をビーム軸方 向に取る。x 軸は検出器方向から LHC リングの中心への向き、y 軸は地面に対して上向きに取る。

この (x, y, z) 座標系に対し (r, θ, φ) を

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{2.1}$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{1}{z}\right) \tag{2.2}$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \tag{2.3}$$

と定義する。

また、rapidity(y) は、

$$y = \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} \tag{2.4}$$

と定義される。rapidity の差 (Δy) は Lorentzs 不変であり、粒子の距離を定義する際に有用である。 また、粒子の質量を無視した近似として、pseudo rapidity(η) が

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \tag{2.5}$$

と定義される。この量は質量の仮定を必要とせず、簡便なので、良く用いる。

粒子間の距離を

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \tag{2.6}$$

と定義する。

2.3 磁石

内部飛跡検出器で荷電粒子を曲げるためのソレノイド磁石 (2 T)、ミューオン検出器でミューオン を曲げるためのトロイダル磁石が設置されている。磁石は共に超伝導磁石である。



図 2.3: 内側にソレノイド磁石、外側にトロイダル磁石が配置されている。[15]

2.3.1 ソレノイド磁石

内部飛跡検出器で運動量を測定するために内部飛跡検出器の外側、カロリメータの内側に設置されている。2 T の一様磁場が z 方向にかかっており (図 2.4)、荷電粒子の ϕ 方向の曲率を測定する ことで、 p_T を測定することができる。粒子の散乱を抑えるために、薄くなっており、厚さは 0.66 radiation length(X_0) ほどである。

2.3.2 トロイダル磁石

Barrel 部と End cap 部にそれぞれ 8 個のトロイダル磁石が設置されている。内側のソレノイド磁石と異なり、磁場は ϕ 方向にかかっているため、荷電粒子を η 方向に曲げる。磁場の強さはおおよそ 0.5~1 T ほどである。構造が複雑であるため、磁場も非常に複雑であり、不均一である。特に、Barrel と End cap の境界の領域では、磁場が 0 になる場所も存在する (図 2.5)。

2.4 内部飛跡検出器

ATLAS の内部飛跡検出器 (図 2.6) は 3 つの検出器から構成されている。内側から Pixel 検出器 (33 mm ~ 123 mm)、SCT 検出器 (299 mm ~ 514 mm)、TRT 検出器 (554 mm ~ 1082 mm) の 順に設置されている。Pixel 検出器と SCT 検出器はシリコン検出器であり、高い位置分解能を持っ



図 2.4: 内部飛跡検出器内の位置による磁場 強度の変化。検出器中央付近では一様な磁 場が実現されている。[15]



図 2.5: Muon 検出器の各 η における磁場積 分値分布。Barrel と End cap の境目で磁場 がなくなる場所や磁場が強い場所が存在す る。[15]

ている。TRT 検出器はガス検出器であり、連続飛跡検出が可能な検出器となっている。TRT 検出器 は、photon conversion の測定などに強く、本消失飛跡解析では VETO 検出器としての役割も果た す。それぞれ検出器に |η| の小さい箇所をカバーする Barrel 部と、forward 領域カバーする End cap 部がある (図 2.7)。

飛跡検出器の物質量は図 2.8a、2.8b のようになっており、 $|\eta|$ が大きい領域ほど物質が多くなっている。また、Run2 では IBL が Pixel 検出器の最内層に設置されたが、物質量の増加は、 $\eta=0$ に対して 0.015 X_0 ほどである。

2.4.1 Pixel 検出器

Pixel 検出器 (図 2.9) はシリコン半導体検出器であり、飛跡検出器の最内層に、Barrel 部 4 層、 End cap 部 2 × 3 層からなる。一つのピクセルサイズは 50 μ m ×400 μ m(最内層は 50 μ m ×250 μ m) である。最も内側の 1 層 (ビーム軸から 33 mm に設置) は Run2 から導入された module であ り、Insertable B-Layer(IBL) と呼ばれる。

ピクセル検出器は各衝突における hit 情報に加え、各 pixel で 4bit の Time Over Threshold(TOT) が記録される。この情報から、検出器に落とされたエネルギーが計算できるため、単位厚さあたりに 落とされたエネルギー量 (dE/dx) の測定が可能である。

また、pixel 検出器では、バンプボンディングと呼ばれる手法でセンサーとフロンドエンドをつな いでいるが、どうしても不感領域がでてしまう。この問題を解決するために、1 つの読み出しで複数 のセンサーの読みだしを行うという手法をとっている。このような pixel は ganged pixel と呼ばれ、 本来 hit のない pixel で信号があるように見えることがあるが、clustering の際にこれを判別するこ とが可能である。

分解能は r- ϕ 方向に対して、10 μ m、Barrel(Endcap) では z(r) 方向に対して 115 μ m である。ピ クセルサイズよりも分解能が良いのは、複数のピクセルの情報を使って荷電粒子の通過位置を決定す るためである。



図 2.6: 内部飛跡検出器 (Barrel 部)。内側から Pixel 検出器 (4 層)、SCT 検出器 (4 層)、TRT 検出器 (3 module) の順で設置されている。



図 2.7: 内部飛跡検出器の layout[13]。それぞれの検出器で Barrel 部と End cap 部に分かれている。 Si 検出器は $|\eta| < 2.5$ 、TRT 検出器は $|\eta| < 2$ の領域までをカバーしている。



図 2.8: 内部飛跡検出器における物質量分布。 $|\eta|$ が大きいほど物質が多い。Run2から導入された IBL の寄与は非常に小さい。

2.4.2 SCT 検出器 (Semiconductor Tracker)

SCT 検出器 (図 2.10) はシリコン半導体検出器であり、Barrel 部 4 層、End-cap 部 2 × 9 層から なる。ステレオ検出器であり、80 μ m ピッチのマイクロストリップセンサーが 40 mrad だけ傾けて 設置されている。分解能は、Barrel、Endcap ともに、 $r - \phi$ 方向に対して 17 μ m、Barrel(Endcap) では z(r) 方向に対して 580 μ m である。



図 2.9: Pixel 検出器の構造 [15]。センサー と FE(Frond End) chip がバンプボンディ ングにより接続されている。

図 2.10: SCT 検出器の構造。センサーが 40 mrad で交差している。

2.4.3 TRT 検出器 (Transition Radiation Tracker)

ガス検出器である。図 2.11 のように、4 mm のストロー状のチューブから構成されている。Barrel 部と End cap 部にわかれており、Barrel 部はビーム軸と平行に、End cap 部はビーム軸と垂直方 向にチューブが並べられている。ガスは Xe, CO₂, O₂(70:27:3) など Z が高い gas が使われている (Run2 では Xe の一部が Ar に置き換えられた)。また、transition radiation を起こさせるために、 チューブとチューブの隙間に Radiator としてプロピレン (low Z) のファイバーやフォイルが詰めら れており、イオン化と transition radiation の2つの機構で粒子を ID することができる (transition radiation は γ (E/m) に比例し、質量によって落とすエネルギーの大きさが変わるため、質量の軽い electron と、相対的に重い pion の識別が可能となる)。

TRT 検出器での典型的な hit 数は 30 ほどであり、ストローあたりの分解能は 130 µm となって いる。



図 2.11: TRT straw 構造 [15]

2.5 **カロリメータ**

ATLAS のカロリメータは大きく電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータに分かれており、さら にそれぞれの中で、覆う $|\eta|$ の領域によって、barrel, forward に別れる。カロリメータの全体像が図 2.12 である。

物質量は図 2.13a, 2.13b, 2.15 のようになっている。ATLAS 検出器には一部の η 領域で、 カロリメータまでの間に物質量が非常に多い領域 (crack region) がある (図 2.14)。この領域 (1.37< $|\eta|$ <1.52) では electron などのエネルギー分解能が非常に悪くなるため、解析では注意し て扱う。

• EM Calorimeter (Barrel / End Cap)



図 2.12: カロリメータ配置図。内側から電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータの順に設置されて いる。また |η| 毎に異なる種類の検出器が置かれている。



図 2.13: 電磁カロリメータの物質量 [15]。中段の middle layer(Layer 2) で電子や光子のエネ ルギーを精密に測定する。

Barrel カロリメータは $|\eta| < 1.475$ に、End Cap カロリメータは $1.4 < |\eta| < 3.2$ に設置されている。Pb を Absorber にして、間に満たされた Liquid Ar で電荷の収集が行われている。 アコーディオン構造になっており、 ϕ 方向に不感領域のない読み出しが可能になっている。 Barrel 部のカロリメータは、3 つの構造からなっている。

- 1. Strips : η 方向に 0.003 間隔と非常に細かく分かれている。 π^0 conversion photon の場 合は、ここで、2 つに別れて見えるため、 $\gamma \ge \pi^0$ の識別が行える。
- 2. Middle: この領域がエネルギーの測定を行う主な領域である。1 つの cell の大きさは





図 2.14: Crack Region(1.37 < |η|< 1.52)[15]。この領域では電磁カロリメータ の内側に多くの物質があるため、電子・光子 の測定精度が落ちる。

図 2.15: カロリメータ全体の Interaction length[15]。 $|\eta|$ が小さい領域から、hadron tile calorimeter, hadron endcap calirimeter, forward calorimter の順に設置されて いる。

 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ となっている。

3. Back: 高エネルギー粒子の EM シャワーの漏れを測定する。ハドロンと EM 粒子の識別 を行う。

また、 $|\eta| < 1.8$ の領域には Presampler と呼ばれる module があり、カロリメータ前でシャワー を起こした event の補正を行う。

電磁カロリメータの厚さは 22X₀ ほどであり、electron や photon の精密なエネルギー測定が 可能である。

分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E \,[\text{GeV}]}} \oplus \frac{0.3}{E \,[\text{GeV}]} \oplus 0.007 \tag{2.7}$$

である。ここで、1項目は確率論的な項、2項目はノイズによる項、3項目は検出器本来の性能によるものである。高エネルギー粒子の場合は3項目が大きな寄与となる。

• Hadron Tile Calorimeter

Barrel 部 ($|\eta| < 1.7$) にあるハドロンカロリメータである。Fe を Absorber にしていて、プラス ティックシンチレータで電荷の収集を行っている。

 $\eta=0$ における Interaction length(λ) は 7~8 である。読み出しは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ 毎に 行われており、分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E \, [\text{GeV}]}} \oplus 0.03 \tag{2.8}$$

となっている。

• Hadron Endcap Calorimeter(HEC)

End cap 部 (1.5< $|\eta|$ <3.2) にあるハドロンカロリメータである。Barrel 部とは異なり、Cu を Absorber に、LAr で電荷の検出を行っている。 $\eta=0$ における Interaction length(λ) は 5.8 で、分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E \; [\text{GeV}]}} \oplus 0.03 \tag{2.9}$$

となっている。

(EM/Hadron) Forward Calorimeter (FCAL)
 Forward 領域 (3.1<|η|<4.9) をカバーする検出器である。電磁カロリメータが1層、ハドロンカロリメータが2層ある。バレル部の電磁カロリメータで使われていたアコーディオン構造ではなく、ストロー構造になっている。EM 部では、Cu、Hadron 部ではタングステンをAbsorber にしている。EM 部と Hadron 部を合わせたエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E \; [\text{GeV}]}} \oplus 0.1 \tag{2.10}$$

となっている。

2.6 ミューオン検出器

4 つの検出器から構成されている (図 2.16)。また、ミューオンを曲げるために、ミューオン検出 器の近くに空芯のトロイダル磁石が設置されている。4 つの検出器の内、2 つ (TGC と RPC) は Trigger 用であり、時間分解能に優れている。他の2 つ (MDT と CSC) は精密測定用であり、位置 分解能に優れている。ミューオン検出器は最も外側に位置し、大きな面積が必要になるため、全て安 価なガス検出器である。ミューオン検出器はトロイダル磁石の曲げる方向の関係で、r-z 方向の位置 分解能が重要であり、その方向の分解能に優れるよう設計が行われている。



図 2.16: Muon Detector Alignment。MDT、CSC、RPC、TGC の 4 つの検出器から構成されている。

• Monitored Drift Tube(MDT) :

 $|\eta| < 2.7$ のほぼ全域をカバーする精密測定用の検出器である。ただし、 $|\eta| \sim 0$ 付近は、他の検 出器のための配線などが設置されているため、この領域については検出器が置かれていない。 直径 30 mm のドリフトチューブが 3,4 段重ねられたものを 2 つ 1 組にして、一つのモジュー ルが構成されている。チューブあたりの z 方向の位置分解能は 80 μ m で、1 chamber あたり の z 方向の分解能は 35 μm である。

- Cathode Strip Chamber(CSC): forward region(2.0<|η|<2.7)に設置されている精密測定用の検出器であり、特に放射線耐性 が必要な領域をカバーしている。r 方向に対しての分解能は 40 μm、φ 方向に対しての分解能 は 5 mm 程である。時間分解能もあり、7 nsec である。
- Resistive Plate Chamber(RPC):
 |η|<1.05 の Barrel 部をカバーする Trigger 用の検出器である。時間分解能は 1.5 nsec であり、r 方向、φ 方向の位置分解能は共に 10 mm ほどである。MDT と垂直な方向の位置が測定可能である。
- Thin Gap Chamber(TGC):
 RPC の外側 |η|<1.05 に設置されている Trigger 用の検出器である。位置分解能は r 方向に対して 2~6 mm、φ 方向に対して 3~7 mm、時間分解能は 4 nsec 程である。

これらにより、内部飛跡検出器とミューオン検出器を合わせた muon track の p_T resolution は、 p_T が 10 GeV から 500 GeV の muon に対して、3~4%、1 TeV に対して 5% ほどになっている。

2.7 Trigger システム

ATLAS 実験では 40 MHz で $|\mu| \sim 25$ の衝突があるが、一回あたりに保存するデータ量も 2.4 Mbyte 程であり、現在の通信・記録速度の限界を考えると全てのデータを記録することは不可能で、必要のないデータを効率よく落とし、必要なデータだけを選別する Trigger システムが必要である。 ATLAS では、高速処理及び興味深い event を正確に取得するために、大きく 2 つのパートにわかれ ている [16] 。一つはハードウェアレベルの Trigger である Level 1 (L1) Trigger、もう一つはソフト ウェアレベルの High Level Trigger(HLT) である。L1 Trigger で 40 MHz を 100 kHz 程度、HLT で 100 kHz を 1 kHz 程度に削減し、データを保存する。

2.7.1 Level 1 trigger

40 MHz を 100 kHz にする。処理は 2.5 μs で行われ、興味ある信号が合った時は HLT に送ら れる。L1 は、Calorimeter を扱う部分 (L1Calo) と Muon を扱う領域 (L1Muon) にわけられ、それ ぞれ独立に動作する。また、Run2 からはオブジェクト間の topological な関係を扱うことのできる L1Topo が導入される。

- L1Calo: Carolimer を使ったオブジェクト (Electron, hadronic tau, jet, Missing E_T)を扱う。電磁カロリメータとハドロンカロリメータでそれぞれ、Δη×Δφを0.1×0.1 から0.4×0.4の範囲でまとめてエネルギーが計算される。ある一定のエネルギー threshold を通った領域は Region of Interest(ROI) として管理され、HLT に送られる。また、ROI から Missing E_T が 計算される。
- L1Muon: Muon 検出器 (RPC と TGC) の情報を使って trigger が発行される。Run1 では、 ビーム軸で散乱した粒子が fake muon を生み出し、多くの fake muon が trigger を通ってし まう問題があったが、Run2 では内側の検出器とのコインシデンスを取ることでこの fake rate を抑制している。

3. L1Topo: Run2より新たに導入された。エネルギーだけでなく、オブジェクト間の topological な構造 (例えば Jet と Missing E_T 間の $\Delta \phi$) を L1 trigger で扱うことができる。

2.7.2 High Level Trigger

HLT では L1 Trigger を通った 100 kHz の信号を、1kHz 程度までに落とす。処理は平均して 0.2 sec 程の時間をかけることができる。ハードウェアで処理していた L1 Trigger とは異なり、ソフトウェアレベルでより高度な処理を行う。特に内部飛跡検出器の track を使った処理や、全てのオブジェクトを混ぜた Offline に近い cut が可能になる。

peak luminosity の増加に伴い trigger rate も変化していくため、使う trigger も luminosity 毎に 段階的に変化させていく。

第3章

オブジェクトの再構成

本解析では Track, Jet, Electron, Muon, Missing E_T を用いて解析を行う。また、補助的に、こ れらの再構成に用いるカロリメータクラスタ, ミューオン検出器の track(muon spectrometer track) も用いる。この章では、これらのオブジェクトの構成法・特性などについて述べる。

3.1 track

track は荷電粒子が検出器を通過した際に発生する。track を再構成することで、荷電粒子の運動 量、方向など決定することができる。pileup が非常に多いハドロンコライダーにおいて、track の vertex からオブジェクトの起源 (pileup か否か) の情報を読み取れる track は非常に重要なオブジェ クトである。また、本解析は特殊な track に着目したものとなっており、特に重要であるから、これ については詳しく説明をする。

3.1.1 tracking parameter の定義

tracking parameter : d_0 , z_0 , θ , ϕ , q/p を図 3.1 のように定義する。また、track に関する値として、以下のように定義する。

- imapct parameter(d₀, z₀): 衝突点と track の距離を表し、それぞれ横 (x, y) 方向、縦 (z) 方向の距離である。d₀ は後述する beam spot からの距離として計算され、z₀ は track に対応する primary vertex からの距離として計算される。
- θ, ϕ : primary vertex における track の方向を表す。
- hit: track に対応する各飛跡検出器での反応点を表す。
- hole: track の軌跡から、検出器の hit が期待されるにも関わらず、hit が検出されないような 箇所のことである。
- shared hit:検出器での1つの hit を複数の track で共有しているようなものである。
- outlier : hit から track を作る際に、外れ値として記録された hit のことである。
- spoiled hit: Si 検出器の hit からクラスタを作る際に、その位置のエラーが非常に大きくなっている hit のことである。



図 3.1: tracking parameter の定義

3.1.2 tracking **アルゴリズム**

検出器の hit 情報から track を再構成するために、幾つかの工程に分けてアルゴリズムが構成 されている [19]。大きく分けて、Si 検出器での track を作成し、TRT 検出器まで延長する手法 (inside-out)、TRT 検出器のみで track を構成して、Si 検出器に延長する手法 (outside-in) の2 種類 がある。

3.1.3 inside-out

inside-out $l \ddagger$

- space point creation
- track seed finding
- track candidate creation
- ambiguious resolver

の順に行われる (図 3.2)。

space point の作成

space point とは、検出器の hit 情報から推定した、荷電粒子の通った 3 次元の位置のことである。 Pixel 検出器と SCT 検出器はそれぞれ異なった方法で space point を作成している。

 Pixel 検出器: Pixel 検出器は 50 µm×250 µm もしくは 50 µm×400 µm の大きさの検出器 であるが、荷電粒子が検出器を通る時、多くの場合は複数の pixel を鳴らす。そのため、反応 があった複数の検出器の位置・電荷の情報を用いることで、ピクセルサイズ以下の精度で荷電 粒子の通過位置を決定することができる。ATLAS では、この決定をニューラル・ネットワー クの技法を用いても行っている ([17])。

 SCT 検出器: SCT 検出器はストリップ検出器であるから、2 つの重なった module の情報を 組み合わせて 3 次元の space point を作成する。

track seed finding

space point から track を作成するために、まず少ない点から最終的な track の種となる track seed を作成する。まずは、3 点のみの space point を使って track seed を作る。この時、track の z 方向 の vertex の位置に制限をかけることで、計算時間を短縮させている。Run2 からは、4 点目の hit が あるかを要求することによって、fake track seed を落とすことが可能になり、tracking algorithm の 高速化を実現している ([18])。

track candidate creation

track seed はその方向に対して十分な精度を持っているため、track seed を延長して、対応する検 出器の module を決定することができる。この段階では、各 track seed に対応する検出器の hit を探 し、kalman filter[20] によって対応する hit を fit し、track を作成する。また、この時 fit から大き く外れている hit($\chi^2 > 9$) は outlier hit として処理される。

ambiguious resolver

これまでに作成した track は、fake track が多く含まれる。これを落とすために、検出器毎の hit 数、hole 数、 p_T ,などを用いて、cut、及び scoring を行う。scoring は likelihood ratio を用いて行 われ、hole が多く hit が少ないなど、fake like な track には低い score、逆に signal like な track に は高い score がつけられる。score が非常に低い track は fake とみなされ、排除される。また、一つ の検出器の hit を共有する shared hits は、score の低い track の方に計上され、shared hits が多い track もまた排除される。

TRT extension

Si 検出器のみで作成された track について、TRT 検出器 hit を加える過程である。track を TRT に延長させ、対応する hit を加える。これまでと同様、fitting と scoring を行い、もしその score が Si 検出器のみの track のものよりも大きかった時は、TRT hit を track の hit として加える。Si track のみのものの score のほうが高い時は、対応する TRT hit は outlier として処理される。

3.1.4 outside-in

 K_s decay や photon conversion など、Si hits がない、もしくは少ないものについては inside-out の手法では track が作られない。outside-in ではこのような track を再構成する。

TRT はストロー状の tube からなる検出器であるため、barrel 部では z 方向、end-cap 部では r 方 向の感度がない。そのため、space point は作れないので、barrel 部では r- ϕ 、end-cap 部では z- ϕ 平面上に hit を射影する。これを、Hough 変換の手法 ([21]) で処理し、パターンを見つける。次に、 tube の drift time も考えて、Kalman filter-smoothing formalism により track を作る。この track



図 3.2: tracking algorithm の Frow Chart。track seed finding では 3(4) 点からなる短い track を作成する。track candidate creation では track seed を延長し、関連する hit を加えていく。 ambiguious resolver では、hit 数や hole 数などを用いて、fake like な track を落とす。

を Si 検出器に延長させ、対応する hit を見つける。

3.2 vertex

pileup を識別するためには、主要なプロセス (hard process) 由来の primary vertex と、それ以外 の primary vertex を正確に識別する必要がある。

primary vertex の作成は、上記のアルゴリズムで作られた track に対して loose な cut をかけた 後、 χ^2 -based iterative vertex finding algorithm によって行われる。これは、vertex の位置の計算 と track と vertex の関連付けを連続的に行っていく手法である。まず始めに beam spot 上の track の z 位置の分布を作り、最も track が多いところを vertex seed とする。次に、vertex seed に対し、 近くの track を次々に加えていく。この時、fit の χ^2 が 7 σ 以上の時は、vertex に加えず、新たな vertex を作成する。vertex の位置は、各 track の χ^2 に依存する weight を用いて、計算される。こ のような操作を、track が全て vertex に関連付けられるまで、もしくは新たな vertex が発生しなく なるまで繰り返す。最後に、vertex は track が少なくとも 2 以上あることを要求する。

このように作成された vertex に対し、vertex に関連付けられた track の p_T^2 の和が最も大きいものを、hard process 由来の primary vertex と定義する。

3.2.1 beam spot

Run2 からは beam spot を d_0 の計算に使うようになった。

およそ 10 分の run 毎に、primary vertex を再構成し、これを likelihood 法で fit することで、 beam spot は計算される。beam spot の横方向の resolution は 30~60 μ m であり、event 毎に再構 成した primary vertex の resolution よりも良い。

3.3 jet

LHC はハドロンコライダーであるから、QCD 由来の大量の jet が発生する。そのため、jet のエ ネルギーを正確に構成し、pileup 由来の jet を除去することは非常に重要である。

3.3.1 構成法

jet はカロリメータの energy deposit から計算される。jet は広い範囲にクラスターが広がった obeject であり、どの範囲のクラスターを1つの jet として構成するか、幾つかの計算手法がある。 ここでは本解析で用いた Topological クラスタリング、anti- k_T algorithm について述べる。

Topological **クラスタリング**

始めに、各セルに対して、ノイズに対する energy deposit の比 $|E_{cell}|/\sigma_{noise}$ が 4 以上のものを seed とする。seed クラスタに対し、その隣接するセルの $|E_{cell}|/\sigma_{noise}$ が 2 以上ならば、クラスタと して加える。この操作を繰り返し、クラスタを作成する。クラスタの位置はセルのエネルギーで重み をかけたものを使う。 Anti k_T algorithm([24])

$$d_{i,j} = \min(k_{T,i}^{2g}, k_{T,j}^{2g}) \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2}$$
(3.1)

 $d_{i,B} = k_{T,i}^{2g} \tag{3.2}$

とクラスタ間の距離 $d_{i,j}$ を定義する。ここで k_T は各クラスターの横運動量であり、 $\Delta R_{i,j}$ はクラス タ間の距離である。 $R \geq g$ は任意に決めるパラメータである。各クラスタに対してこの $d_{i,j}$ を計算 し、 $d_{i,j}$ が最も小さいを次々に結合していく。結合したクラスタに対しては、各 Topological クラス タの 4-vector の和を新たなクラスタの k_T , η , ϕ として用いる。ただし、計算過程でこの最小の距離 $d_{i,j}$ が $d_{i,B}$ よりも小さくなる場合は、その時点で jet にクラスタを足すのを終了する。 $d_{i,B}$ はあるイ ンデックス i のクラスタに対して R の距離より離れている同程度の運動量を持つクラスタは jet とし て結合しないことを意味している。g を-1 に取った時、anti- k_T algorithm と呼ばれるアルゴリズム であり、jet 中の粒子は、運動量が大きい物ほど近く、運動量が小さいものほど、遠く離れる傾向にあ るパートンシャワーの性質を反映させている。本解析では R=0.4 として再構成をした jet を用いる。

3.3.2 selection

pileup 由来の jet、及び質の悪い jet を排除するため、以下の様な selection をかける。

- $p_T > 20 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.8$
- JVT > 0.64 ($|\eta| < 2.4$ かつ $p_T < 50$ GeV を満たす jet に対して)
- ・ CleaningTool による bad jet cleaning

ここで、JVT(Jet Vertex Tagger) は pileup jet を抑制するための量である [25]。

3.4 electron

electron の再構成は電磁カロリメータを用いたクラスタリングの過程と、できたクラスタと track を matching させる過程に分けられる。

3.4.1 クラスタリング

sliding-window クラスタリングアルゴリズムが使われる。jet の再構成で用いた Topological クラ スタリングが、可変領域のセルを結合していたのに対し、sliding-window クラスタリングでは、ある 固定した $\eta - \phi$ の grid size で、その grid 内のカロリメータの energy deposit が最大になるような 方向を探す。2 章で述べたように、ATLAS 検出器の電磁カロリメータは η, ϕ 方向にそれぞれ 0.025 の大きさのセルから構成されているが、このクラスタリングでは (η, ϕ) = (3 × 0.025,5 × 0.025) の size の grid を使って、電磁カロリメータクラスタを作成している。また、クラスタのエネルギース レッショルドは 2.5 GeV となっている。

3.4.2 track-Cluster matching

作成された電磁カロリメータクラスタに対し、matching する track があるかどうかを探す。この 時、クラスタと track の距離が $\Delta \eta < 0.05$ 、 $\Delta \phi < 0.1$ にあれば、matching している track があると 判断し、electron として再構成する。この時、track が Si 検出器の hit を含むようなものであるなら ば、Gaussian Sum Filter(GSF) を使って、track を re-fit する。

matching の後、barrel 部のクラスタに対しては 3 × 7、end-cap 部に対しては 5 × 5 のセルを使っ てクラスタが再構成され、最終的なオブジェクトとなる。

3.4.3 Selection

electron \mathcal{O} selection $\mathcal{E} \downarrow \mathcal{T}$,

- $p_T > 10 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.47$

をかける。

また、fake electron を落とすため、多数の変数を用いて、likelihood を使って、signal らしさを計 算している。この likelihood では、loose, medium, tight と幾つかの level が設定されているが、本 解析では electron を veto するという目的のため、loose cut を用いる。

3.5 muon

muon は内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の全てに痕跡を残す。そのため、muon を構成する多様な手法がある。大きく分けると、muon の作成に使う検出器の種類によって

- 1. combined muon:内部飛跡検出器 track + ミューオン検出器 track
- 2. standalone muon:ミューオン検出器 track のみ
- 3. calo tagged muon: 内部飛跡検出器 track + カロリメータ energy deposit
- 4. segment tagged muon:内部飛跡検出器 track + ミューオン検出器 hits

と分けられる。本解析ではミューオンとして combined muon、すなわち内部飛跡検出器・ミューオ ン検出器の両方に track がある muon のみを用いる。

3.5.1 selection

muon の selection としては、

- $p_T > 10 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.5$

を要求する。

3.6 Missing E_T

ビーム軸に対して横方向の運動量 (transverse momentum、 p_T) は保存する。ニュートリノなど、弱い相互作用しかしない粒子は、検出器で捉えることが困難なため、前項までの全てのオブジェクトの横運動量を足し、0 から引いたもの、すなわち、Missing E_T は

$$E_{x,y}^{\text{missing}} = -\sum E_{x,y}^{\text{jet}} - \sum E_{x,y}^{\text{electron}} - \sum E_{x,y}^{\text{muon}} - \sum E_{x,y}^{\text{soft}}$$
(3.3)

として計算される。ここで $E_{x,y}^{\text{soft}}$ (soft term) は、jet, electron, muon として再構成されなかった ものの作るエネルギーであり、横運動量が低く、baseline cut を通らなかったオブジェクトや、 underlying event 等の持つ運動量である。soft term の計算としてカロリメータの情報を基にする手 法 (calorimeter based soft term) と、track の情報を基にする手法 (track based soft term) の2つ のアルゴリズムが用いられているが、本解析では後者を用いる。track based soft term は、track を 使って soft term を計算するが、track を使う関係上、中性粒子の寄与を精度よく扱うことができな い。しかし、track を用いることで vertex の位置を決定することができるため、pileup に対して強い といった利点がある。

3.7 overlap removal

ある1つの particle が残した信号を、複数のオブジェクトとして再構成してしまうことがある。こ のような事象を排除するために、 ΔR が近い異なるオブジェクト間で、オブジェクトの選別を行う。

 ΔR の計算として、rapidity を用いる場合と pseudorapidity を用いる場合があるが、ここでは、オブジェクトの質量がわかっているため、 η ではなく、rapidity y を用いる。

オブジェクトとしては、これまでに述べたオブジェクトを用いるが、jet に関しては pileup 由来 のものまで含めたオブジェクト、すなわち、 $p_T > 20$ GeV の cut だけを施したオブジェクトを使用 する。

overlap removal は

- 1. electron muon overlap removal
- 2. electron jet overlap removal
- 3. muon jet overlap removal

の順に行い、先に行われた overlap removal で remove されたオブジェクトについては、後の overlap removal で使わない。各オブジェクト同士の判定方法は以下のとおりである。

 \bullet electron-muon :

track が一致している時、electron を remove.

• electron-jet :

 $\Delta R < 0.2$ の時は jet を remove し、 $0.2 \leq \Delta R < 0.4$ の時は electron を remove する。 $\Delta R > 0.4$ のときは remove しない。

muon-jet:
 jet 中のの track 数が2より大きい時は muon を remove し、2以下のときは jet を remove す
る。 $\Delta R > 0.4$ のときは remove しない。

第4章

消失飛跡の再構成

ATLAS 実験で標準的に用いられる tracking algorithm は、fake track を落とすために、多く hit 数があることを要求している (30 cm より外側まで hit のある track を再構成している)。しかし、本 解析で着目する長寿命チャージーノ track は O(1~10) cm の非常に短い track である。そのため標 準的な tracking に加え、短い track の再構成に特化した tracking が必要不可欠である。

4.1 Algorithm

tracking 手法は前章で述べた ATLAS の標準的な tracking algorithm の内 inside-out algorithm で行う (図 4.2)。通常の tracking と異なる点は、

 \bullet Re-tracking :

通常の tracking によって track を再構成した後、track に使われていない hit のみを使って track seed を作成する。このようにすることで、再構成 algorithm の実行時間や、fake track、 同一の track の再構成を抑制することができる。

• Loose hit cut :

通常の tracking ではシリコン検出器での hit が7以上あることを要求しており、この条件を 満たさない track は除外される。ここでは、短い track を再構成するために、ピクセル検出器 の hit 数が4以上であることのみを要求し、SCT 検出器の hit 数に関しての条件は課さない。 このようにすることで、SCT より内側で崩壊し、消失飛跡となった track を再構成すること ができる。

 Tight quality cut: 通常の track と比較して、要求する hit 数が少ないため、fake track を作る確率が高くなる。 そのため、ここで作られる track は、hole(期待される位置に hit がない検出器) がないことを 要求する。また、p_T が高いもののみを再構成するようにする。

である。通常の tracking で得られた tracking と re-tracking で得られた track を比較したものが図 4.1 である。hit 数が少ない、すなわち短い track が再構成されていることがわかる。通常の tracking と re-tracking の tracking configuration についてまとめたものが表 4.1 である。



図 4.1:初期データに対して tracking algorithm を適用した時の track のシリコン検出器での hit 数 分布。re-tracking によって、短い track(hit 数の少ない track) が再構成されている。

Cut の種類	標準的な tracking	re-tracking
Pixel hits	> 7	≥ 4
SCT hits	≥ 1	≥ 0
hole	≤ 3	0
p_T	$\geq 0.4 { m ~GeV}$	$\geq 1 { m ~GeV}$

表 4.1: Re-tracking の configuration

4.1.1 Run1 からの改善点

Run1 と大きく異なる点として、Run2 では Pixel 検出器が 3 層から 4 層になったことが上げら れる。Run1 では Pixel 検出器 3 層で tracking を行ったが、3 つの pixel hit だけから再構成した track は性質が悪く、また fake track が非常に多くなったため、解析ではこれを用いていなかった。 Run2 では Pixel 検出器の 4 層目の hit が使えることにより fake track が大幅に抑制されるため、こ の track(*pixel-only-track*) を解析に使い、短い消失飛跡への感度を上昇させた。

4.2 Pixel-only-track

本解析では Pixel 検出器だけから再構成された track を用いる。

Pixel 検出器はビーム軸垂直方向に 120 mm まであるので、SCT 検出器の 1 層目 (300 mm) まで hit を要求する場合と比較して、非常に短い track まで再構成できる。一方、track の長さが短いた め、 p_T resolution は悪化する。また、誤った点を結んでしまい、非物理的な track が再構成されて しまう確率も高くなる。これらの性質について説明する。



図 4.2: Re-tracking の Flow chart。3 章の tracking algorithm と同様の手法で進められるが、track seed finding では、既存の track で使われている hit は使われない。また、fake track を抑制するため、hole がある track candidate は track として再構成されない。

4.2.1 track 再構成効率

短い track を再構成し解析に用いれば、より多くのシグナルを得ることができる。図 4.3 は、チャー ジーノが崩壊した位置 (ビーム軸からの距離) に対する track 再構成効率を表している。チャージー ノはそのほとんどが SCT 検出器に到達する前に崩壊してしまうが、通常の tracking algorithm では そのような track は再構成されない。一方、re-tracking をすることで、検出器の内側の領域で大きく 再構成効率を上げることができる。

図 4.4a~4.5b は、0.4 nsec の寿命を持つチャージーノの崩壊位置と η に対応する track 再構成効率、チャージーノの崩壊位置と η に対応する track 再構成数を plot している。re-tracking によって 非常に多くの track を再構成できていることがわかる。また、 $|\eta|$ によって大きな再構成効率の差は なく、極端な $|\eta|$ の依存性無く tracking が行えていることがわかる。

図 4.6 は、pixel-only-track を用いた時のシグナルアクセプタンスのゲインをチャージーノの寿命 に対して plot したものである。チャージーノが 0.2 nsec の時、シグナルアクセプタンスは、標準的 な algorithm だけを用いた時と比較して、およそ 12 倍となる。また、Run1 の時のように、SCT 検 出器の 1 層目まで hit があることを要求したときと比較しても、シグナルアクセプタンスは 6 倍にな る。この数のゲインは、チャージーノの寿命が短いほど大きい。



図 4.3: チャージーノの崩壊位置と再構成効率。re-tracking(赤点) によって、ビーム軸に近い位置で 崩壊したチャージーノが再構成されている (通常の tracking(緑点) では再構成されない)。青い線は チャージーノの崩壊位置の確率分布であり、ビーム軸に近いほど多くのチャージーノが崩壊している ことがわかる。



図 4.4: decay radius vs η に対する再構成効率 (サンプルの寿命は 0.4 nsec)。re-tracking では よりビーム軸に近い領域で track 再構成効率が改善している。



(a) standard tracking

(b) re-tracking

図 4.5: decay radius vs η に対する再構成 track 数 (サンプルの寿命は 0.4 nsec)。re-tracking では非常に多くの track が再構成されている。

4.2.2 tracking parameter 分解能

$$\sigma_X(p_T) = \sigma_X(\infty)(1 \oplus c_X/p_T) \tag{4.1}$$

と表せる。X が着目するパラメータで、2項目が、multiple scattering の項である。しかし、ここで 扱う track は非常に大きな p_T を持つ track であり、この項の寄与は十分に小さいと考えられるため、 今後は無視する。



図 4.6: Re-tracking によるシグナルアクセプタンスの変化。緑が、Run1 と同様の configulation に よるシグナルアクセプタンスのゲイン。赤が pixel-only-track を用いた時のシグナルアクセプタンス のゲイン。チャージーノの寿命が短い領域で特にゲインが大きいことがわかる。

SCT hit 数による p_T resolution への影響

SCT hit 数毎に、 q/p_T , ϕ , $\cot \theta$, d_0 , $z_0 \sin \theta$ について、再構成されたチャージーノ track と真の チャージーノ track の差を plot したものが図 4.7a ~ 4.7e である。また、これらの RMS をまとめた ものが表 4.2 である。

SCT hit 数による振る舞いの違いが q/p_T resolution で特に現れている。 p_T resolution は

$$\frac{q}{p_T} \propto \frac{s}{L^2 \cdot B} \tag{4.2}$$

と track の長さの 2 乗に反比例する。そのため、SCT の 1 層目まで要求した track(299 mm-33 mm=266 mm) と比較して、Pixel 検出器のみで再構成した track(123 mm-33 mm=90 mm) では、 track の p_T 分解能に大きな違いが生まれる。これは、特に high-pt track の再構成の際に大きく効い てくる。

また、 p_T と同様の理由で ϕ の resolution も pixel-only-track では悪化するが、もともとの性 能が良いこともあり、解析に影響を及ぼす違いとはならない。その他の parameter(θ 、imapact parameter($d_0, z_0 \sin \theta$)) は SCT hit 数により大きな影響は受けない。

pileup による影響

2018 年まで行われる Run2 では最大 μ =60 程度の pileup が想定される。pileup が大きくなると、 tracking performance は低下する。特に、短い track は再構成されにくくなり (図 4.8 から、 μ > 30 で 10% 以上 track 再構成効率が悪くなる)、fake track の数も増える。pileup によって track が再構 成されにくくなる一つの原因として、標準的な tracking で、誤って signal の残した hit を使ってし



図 4.7: SCT hit 数による tracking parameter の変化。pixel-only-track(SCT hit 数が 0 の track) は track の長さが短いため、 q/p_T resolution が悪い。また、曲率を決定する際の自由 度の大きさから ϕ resolution も悪くなるが、RMS は 0.4 μ rad ほどであり、物理解析に大きな 影響は及ぼさない。その他の paramter に関しては SCT hit 数による極端な差は見られない。

N_{SCT}	σ_{q/p_T} [/TeV]	$\sigma_{\phi} \; [\mu \text{rad}]$	$\sigma_{cot\theta} [\times 10^{-3}]$	$d_0 \; [\mu { m m}]$	$z_0 \sin \theta \; [\mu \mathrm{m}]$
0,1	7.59 ± 0.05	378 ± 2	0.946 ± 0.006	24.3 ± 0.1	50.1 ± 0.5
2,3	3.44 ± 0.05	205 ± 3	0.92 ± 0.01	23.5 ± 0.3	51 ± 1
≥ 4	1.03 ± 0.01	109 ± 1	0.665 ± 0.007	15.9 ± 0.2	38.3 ± 0.4

表 4.2: SCT hit 数による tracking parameter resolution(RMS) の変化

まう確率が増えることが考えられる。この問題は、re-tracking の際に全ての点を再構成に用いるこ とで改善することが期待されるが、全ての点を用いることによる fake track の増加、CPU time の増 加の問題が想定される。pileup に強い tracking algorithm の開発は、pileup が増加するこれからの run で、より詳細な研究が必要である。



図 4.8: Pileup と track 再構成効率の関係。pileup が多くなると、track の再構成効率は悪化する。 特に pixel-only-track は大きな影響を受け、 $0 \le \mu < 10$ の時と比較して、 $\mu \ge 30$ の時は 10% 以上 track 再構成効率が低下する。

4.3 track の性質

signal track(チャージーノ track)の性質を調べるために、解析の background となりうる electron, muon, hadronic tau, そして誤った点を結んでしまって p_T が真の値から大きくずれてしまう p_T mismeasured track(fake track)の track 変数をモンテカルロ sample を用いて比較した。ここで、 p_T mismeasured track(fake track)を定義するために、trackの真の q/p と再構成 trackの q/p の ズレの度合いを

$$s_{q/p} = \frac{(q/p)_{recon} - (q/p)_{truth}}{\sigma((q/p)_{recon})}$$

$$\tag{4.3}$$

として定義し、 $s_{q/p} > 10$ の track を p_T mismeasured track とした。ここで $\sigma((q/p)_{recon})$ は再構成された track から見積もられた q/p のエラーであり、fit の誤差である。

この定義を用いて、各オブジェクトは以下のとおりに定義した。

Signal

 ΔR (reconstructed track, truth track) < 0.05 Hadron/Lepton Track

 $\Delta R ({\rm reconstructed \ track,\ truth\ track}) < 0.05 \ {\rm and}\ |s_{q/p}| < 3$ p_T mismeasured Track (hadron track)

 ΔR (reconstructed track, truth track) < 0.05 and $|s_{q/p}| > 10$ and $p_T > 100$ GeV

ここで、truth は検出器などの影響を考えない真の粒子の情報を指す。また、signal は質量が 200 GeV, 寿命が 0.4 nsec のチャージーノ sample を、background の sample は $Z \rightarrow \ell \ell$ sample を使っ ている。 p_T mismeasured track(fake track) は、最終的な background として残る τ が hadronic decay した track を用いている。

 p_T / η

再構成されるチャージーノは寿命と比較して長い track を持っているため、Lorentz boost されて いる確率が高い。チャージーノは非常に重いので、Lorentz boost するためには、 p_T もまた、大き くなる (図 4.9)。また、fake track は非物理的な track であり、誤った hit を結んでしまったために 生じた track である。そのため、track が非常に高い (非物理的な) 運動量を持つことがある。

図 4.10 からわかるように、 $|\eta|$ が大きい程、fake track は再構成されやすい。これは、forward region では相対的に hit 間の距離が長くなり、track extension の際に error の伝搬が大きくなるこ と、forward で物質量が多いこと (2 章参照) などが原因として上げられる。

Impact Parameter

Signal track は少ない hit 数を持つ track であるため通常の track と比較して pointing resolution は悪いが、track 自体が high p_T なこと、そもそもの pointing resolution も非常に良いことから、 d_0 , $z_0 \sin \theta$ の resolution は十分に小さくなっている (図 4.11b)。

fake track は、曲率の自由度がある ϕ 方向、すなわち d_0 を間違えて hit を結ぶ可能性が高い。その ため、 z_0 と比較して、 d_0 方向にずれやすく、非常に大きな d_0 をもつ track ができやすい。hadronic τ track の d_0 が大きいのは、 τ 粒子が 2.9×10⁻¹³ の寿命を持つためである。

検出器 hit

内部飛跡検出器での hit 数は、通常の SM 粒子に対してはどれも同じような振る舞いを見せる (図 4.12)。しかし、チャージーノ track は内部飛跡検出器中で崩壊するため、hit 数が他の粒子と比較 して少ない。また、fake track は誤った点同士を結んでいる track であるので、hole、ganged hit、spoiled hit などの質の悪い hit の数が多く、また通常の hit 数も少なくなる。

TRT hit 数は消失飛跡と同定するための最も重要な変数である。図 4.14 からわかるように、チャー





図 4.9: track p_T 分布。ここでは、fake track に対して $p_T > 100$ GeV の条件を外して plot している。チャージーノが track と して再構成されるためには Lorentz boost されている必要があるため、チャージーノ track は高い運動量を持つ。また、fake track は非常に高い p_T を持つものが多い。

図 4.10: η 分布。起源が同じである hadronic tau(緑) と fake(紫) を比較すると、 fake track の方が $|\eta|$ が高くなっている。 electron は散乱しやすいため、特に物質の多 い forward 領域で track が正しく再構成で きない。そのため、 $|\eta|$ が小さい領域で数が 多くなっている。



(a) d₀分布

(b) z₀ sin θ 分布

図 4.11: d_0 、 $z_0 \sin \theta$ の resolution は数 10 μ m であるから、ほとんどの track は 0 に十分近い値 を持つ。一方、fake track は誤った点を結んでしまった track であるから、impact parameter も大きくなりやすく、非常に大きな d_0 を持つ track がある。チャージーノで $z_0 \sin \theta$ が大きな 値を持つものがあるのは、Jet を放出しなかった event であり、primary vertex が構成できな かった event である。

ジーノ track では殆どの track で TRT hit がない。また、fake track も誤った hit 点を使っているために TRT extension に失敗する確率が高く、TRT hit がない track が多い。



図 4.12: Si 検出器 (Pixel + SCT) hit 数分 布。チャージーノは検出器のより内側で崩 壊しやすく、hit 数分布も小さい方に集まる。 fake track も結ぶ hit を間違えたものである から、hit 数が小さくなりやすい。



図 4.13: Si 検出器 (Pixel + SCT) hole 数分 布。fake track は結ぶ hit を間違えたもので あるから、hole が多くなりやすい。



図 4.14: TRT 検出器 hit 数分布。チャー ジーノは TRT 検出器に到達する前に崩壊す るので、TRT hit がない。fake track はそ の方向を誤ることが多いため、TRT 検出器 への track の延長が失敗しやすい。



図 4.15: track に対して $\Delta R < 0.4$ に入った Muon segments の Muon Precisition Layer の hit 数の和。Muon 以外の track は muon segments を残さない。



(a) Ganged Pixel \mathcal{O} ghost hits

(b) Pixel Spoilt Hits

図 4.16: Ganged pixel hit(2 つのセンサーで 1 つの読み出しを共有しているピクセル)、Spoilt hit(位置の error が非常に大きい cluster) は fake track を作りだしてしまうことが多いため、 共に fake track でこの値が大きくなっている。

Track isolation

track の周りに、どれだけ charged track の activity があるかを、ある一定の ΔR cone (本解析で は $\Delta R = 0.4$) に入る自分自身を除く track p_T の和

$$p_T^{\text{cone40}} = \sum_{\Delta R < 0.40} p_T \tag{4.4}$$

で表す (図 4.17a、4.17b)。

Jet 中の track だと、この値が大きくなるため、Jet 由来の track がそうでないかを判別できる。 fake track は Jet 中で生成されやすく、また誤った hit を供給する track などが周りにあることが多 いため、この値も大きくなる。



図 4.17: fake track は p_T^{cone40} の値が大きい。これは、誤った点を結ぶ確率が、その track 周り の hit 密度に依存するからである。isolate していることをこの量を使って評価する。

Calorimeter Isolation

track の周りに、どれだけカロリメータの activity があるかを、ある一定の ΔR cone (本解析では $\Delta R = 0.4$) に入る topological クラスタの横エネルギーの和

$$E_T^{\text{clus40}} = \sum_{\Delta R < 0.40} E_T^{topo} \tag{4.5}$$

で表す (図 4.18a、4.18b)。また、ある一定の ΔR cone (本解析では $\Delta R = 0.2$) に入る topological クラスタの横エネルギーの和の内、その track 自身に対応するクラスタの寄与を除いたものを

$$E_T^{\text{cone20}} = \sum_{\Delta R < 0.20} E_T^{topo} - E_T^{\text{associated}}$$
(4.6)

で表す (図 4.19a、4.19b)。

チャージーノ track はカロリメータまで飛ばないため、カロリメータの activity は非常に少ない。 一方、background となる SM 粒子は、それぞれカロリメータでの反応が異なるため、それぞれ違っ た分布となる。



図 4.18: チャージーノはカロリメータまで達しないため、 E_T^{clus40} が小さくなる。一方、muon もカロリメータでの反応が小さいため、この値は小さくなる。

Fit Quality

検出器での hit を結んだ時の fit の reduced chi-square と quality(p-value) を plot したものが、 図 4.20a、4.20b である。多くの track で fit quality は高く、1 に近い値をとる track が多い。一 方で、fake track は誤った点を結んだ track であるから、fit の quality は悪く、多くの track で fit probability は 0 に近い値となる。



図 4.19: jet 中の track は E_T^{cone} が大きくなる。electron や muon は一つのクラスタのみにエ ネルギーを落とすため、 E_T^{cone} は小さい。



(a) χ^2 / 自由度

(b) Fit probability(p-value)

図 4.20: 多くの track で、fit probability は 0.1 より大きくなる。一方で fake track は誤った 点を結んでいるため、fit probability は非常に低くなっている。electron も散乱などによりそ の方向が曲がることが多いため、fit probability は悪くなる。

第5章

解析

5.1 Data sample **&** Monte Carlo sample

5.1.1 Data samples

本解析では、2015 年 8 月 16 日から 2015 年 11 月 3 日までに取得された重心系エネルギー 13 TeV、バンチ間隔 25 nsec での衝突 data を用いる (図 5.1)。ただし、LHC 運転中に一部の検出器に 問題が発生し、十分なパフォーマンスが保証できない状態で測定された data が存在する。本解析で は、そのような事象を除き、万全の状態を保った検出器で測定された計 3.3fb⁻¹ の data を用いて解 析を行った。



図 5.1: 2015 年の積分ルミノシティ (解析で使えるデータは 3.3 fb⁻¹)。

5.1.2 Monte Carlo samples

本解析では Monte Carlo(MC) simulation を行い、検出器中での粒子の反応や、SUSY 粒子の振 る舞い等の理解を行った。また、一部の物理 performance については、MC で値の評価を行った。

process	MC Generator (PDF)
$W \rightarrow \ell \nu$	Sherpa (CT10)
$Z{\rightarrow \ell\ell}$	Sherpa (CT10)
$Z \rightarrow \nu \nu$	Sherpa (CT10)
VV	Sherpa (CT10)
ttbar	Powheg + Pythia + EvtGen (P2012)
single top, Wt	Powheg + Pythia + EvtGen (P2012)
multi jet	Pythia8 + EvtGen (A14NNPDF23LO)
$Z \rightarrow \ell \ell$ (for tracking study)	Powheg + Pythia8 + EvtGen (AZNL0CTEQ6L1)
Signal $(\not + \not + \neg \not \lor - \not)$	MadGraph + Pythia8 + EvtGen (A14N23LO)

表 5.1: MC sample とその generator

MC sample を作る過程は大きく2つに分けられる。

- Generator process: 注目する生成過程について、Feynman diagram から cross section 等 を計算し、粒子の運動をシミュレートする。計算手法として様々な方法が存在し、多くの generator が存在する。
- Geant4 simulation: 上記の process で生成された粒子の情報を用いて、実際に粒子が ATLAS 検出器でどのような反応を起こすのかをシミュレートする。この時の ATLAS 検出器 の geometry などは実験データから得られた情報を使っており、適宜更新されている。

本解析で用いた sample とその Generator についてまとめたのが表 5.1 である。

Signal Sample

本解析では、異なる質量・寿命のチャージーノについて探索を行う。2 変数あるため、その全ての パラメータについて sample を作成するのは、非常に多くの時間とディスク容量を必要とする。その ため、適当な寿命を持つチャージーノ sample を作成し、その sample に weight をかけることで異な る寿命のチャージーノ sample を再現する。

ある作成したい sample の寿命 $(au_{\tilde{\chi}_1^{\pm}})$ に対する weight は、simulation で作成した sample の寿命 (au_{MC}) に対し

$$w(\tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}}) = \frac{f(\tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}})}{f(\tau_{MC})}$$
(5.1)

$$f(\tau) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{5.2}$$

とする。ここで、t は $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ の固有時間である。1 event で 2 つの $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ が生成された時は、それぞれに ついてこの weight を計算し、積をとったものをその event の weight とする。

本解析では、Geant4 simulation を行った sample として、質量が 200 GeV のものと 400 GeV の もの、共に寿命が 0.4 nsec の sample を用意し、使用した。

Trigger の種類	L1	HLT		
JetMET	jet $p_T > 40 \text{ GeV}$ Missing $E_T > 50 \text{ GeV}$	jet $p_T > 80 \text{ GeV}$ Missing $E_T > 80 \text{ GeV}$		
Single isolated electron	electron $p_T > 20 \text{ GeV}$ η dependent threshold hadronic leakage requirement	electron $p_T > 24 \text{ GeV}$ isolated cut		
Single isolated muon	muon $p_T > 15 \text{ GeV}$	$muon \ p_T > 20 \ GeV$ isolated cut		

表 5.2: 使用する trigger,	,ただし、	Missing	E_T はカロリ	リメータ	のみから	5計算されて	いる。
----------------------	-------	---------	------------	------	------	--------	-----

5.2 Trigger

Trigger として、短い track を用いることができないため、Initial State Radiation (ISR) Jet が あることを要求する。また、チャージーノは通常のオブジェクトとしては再構成されず、結果とし て Missing E_T の計算には含まれないため、チャージーノと ISR Jet を含む事象が生成された時は、 high p_T Jet + large Missing E_T が観測される。以上より、trigger として、high p_T Jet + large Missing E_T (JetMET trigger) を要求する。JetMET trigger の threshold としては、Jet $p_T > 80$ GeV かつ Missing $E_T > 80$ GeV を要求する。ただし、この trigger は L1 で Jet $p_T > 40$ GeV、 Missing $E_T > 50$ GeV を通ったものに対して計算される。また、この trigger で使う Missing E_T は、カロリメータのみから計算された Missing E_T であり、muon の寄与は計算に含まれていない。

また、lepton 由来の background を推定するための Tag&Probe を行うために、single lepton trigger を用いる。使用する trigger についてまとめたものが表 5.2 である。

5.2.1 Signal $\boldsymbol{\sigma}$ trigger efficiency

モンテカルロサンプルを用いて signal(チャージーノ, 質量 400 GeV, 寿命 0.4 nsec) の JetMET trigger の立ち上がりを確認した (図 5.2a~5.5)。Missing E_T trigger の resolution が悪いため、立ち上がりはあまり綺麗でないが、おおよそ Jet $p_T > 100$ GeV かつ Missing $E_T > 140$ GeV で trigger efficiency が平らになっている。

5.2.2 data & MC comparison

 $W(\rightarrow \mu\nu)$ +jet に着目して、実 data と MC sample での trigger efficiency の再現性を確かめた。 図 5.6a、5.6b のように、 $W(\rightarrow \mu\nu)$ +jet と着目するシグナルの topology は似ていて、かつ trigger の MET の計算には muon の寄与が含まれないため、ほぼ同等の condition での比較ができる。

 $W(\rightarrow \mu \nu)$ のみを選ぶために、

- 1. isolated single muon trigger $(p_T > 20 \text{ GeV})$
- 2. muon の数が 1、かつ electron の数が 0_{\circ}



(a) L1 Jet trigger (Jet $p_T > 40 \text{ GeV}$)

(b) L1 Missing E_T trigger (Missing $E_T > 50$ GeV)

図 5.2: L1 trigger での立ち上がり。Jet の resolution と比較して、Missing E_T の resolution は悪い。



(a) 黒が全 event、赤が trigger を通った event。

(b) trigger efficiency

図 5.3: JetMET trigger に対する trigger efficiency。横軸は truth leading jet pt 。(sample はチャージーノ質量 200 GeV, 寿命 0.2 nsec)

- 3. muon $p_T > 30 \text{ GeV}$
- 4. Missing $E_T > 25$ GeV
- 5. $m_T > 50 \text{ GeV}$
- 6. min. $\Delta \phi$ (Jets, Missing E_T) >1.5

を要求した。min. $\Delta \phi$ の cut は QCD や top の寄与を落とすためである。

JetMET trigger の efficiency を data と MC それぞれについて plot したのが図 5.7a、5.7b、また、これらの比をとったものが図 5.8 である。

5.2.3 Kinematic cut を要求した時の立ち上がり

JetMET trigger について、Missing E_T がそれぞれ 80 GeV, 120 GeV より大きいことを要求して、Leading Jet p_T の立ち上がりを見たものが図 5.9a、5.9b、Leading Jet p_T がそれぞれ 80 GeV,



図 5.4: JetMET trigger に対する signal の trigger efficiency。横軸は truth Missing E_T 。 (sample はチャージーノ質量 200 GeV, 寿命 0.2 nsec)



図 5.5: JetMET trigger に対する signal の trigger efficiency (Leading Jet p_T vs Missing E_T (invisible muon))。Jet $p_T > 100$ GeV かつ Missing $E_T > 140$ GeV で trigger efficiency が 平らになっている。



図 5.6: signal と $W(\rightarrow \mu\nu)$ +jet の Feynman 図の比較



図 5.7: JetMET trigger に対する trigger efficiency



図 5.8: JetMET trigger efficiency の比較 (Data / MC). ただし、各 bin について、相対誤差が 1.0 を超えるものについては plot していない。Data と MC は良く一致している。

120 GeV より大きいことを要求して、Missing E_T の立ち上がりを見たものが図 5.10a、5.10b である。MC は data を良く再現していることがわかる。特に、Leading Jet $p_T > 120$ GeV、Missing $E_T > 120$ GeV の要求をすれば、その差は十分に無視できる程度である。

5.3 Kinematic Selection

JetMET trigger を通った実 data の event について、Leading Jet p_T 、Missing E_T 、min d ϕ (Jets, Missing E_T)を plot したものが図 5.11a、5.11b、5.11c、5.11d である。Missing E_T の分布に data



図 5.9: Missing E_T cut を要求した時の JetMET trigger に対する Leading Jet p_T の立ち上がり



図 5.10: Leading Jet p_T cut を要求した時の JetMET trigger に対する Missing E_T の立ち上 がり



と MC で大きなズレが見られる。これは Bad Jet event によるものである。

図 5.11: JetMET Trigger を通った event の kinematic 分布。Missing E_T 分布、Leading Jet ϕ 分布に大きな特徴が見られる。

5.3.1 Bad Jet Rejection

物理的な process 以外からくる信号によって、Jet が再構成されてしまうことがある (Bad Jet event)。そのため、このような Jet だけを落とす必要がある。Bad Jet が発生する process として、 主に2つに分けられる。一つは、カロリメータのノイズが原因のもの、もう一つは、collision 以外の 要因によるものである [26]。

Calorimeter noise

カロリメータで突発的に 1 つのセルに大きなノイズが発生する、coherent なノイズが発生す るなどして、非物理的な Jet が構成されてしまうことがある。前者は HEC(Hadronic EndCap Calorimeter)、後者は電磁カロリメータで多く発生する (図 5.13)。このような事象は、Jet のエネル ギーとして、1 つのセルだけ、もしくは 1 つの検出器だけのエネルギーが Jet 全体のエネルギーの内 の大きな部分を占めている。そのため、特定の部位でエネルギーの fraction が非常に大きいこと、ま た、セルの読み出しから得られる quality が悪いセルの割合が多い Jet を落とすことで、このような 事象を抑制するとができる。このようなノイズを抑制するために、以下の条件を満たす Jet がある事 象を、Bad Jet event として除去する。

- 1. $f_{\rm HEC} > 0.55$ and $|f_Q^{\rm HEC}| > 0.5$ and $\langle Q_{\rm cell}^{\rm LAr} \rangle > 0.8$
- 2. $f_{\rm EM} > 0.95$ and $|f_Q^{\rm LAr}| > 0.8$ and $\langle Q_{\rm cell}^{\rm LAr} \rangle > 0.8$ and $|\eta| < 2.8$
- 3. $|E_{\text{negative}}| > 60 \text{ GeV}$

ここで、各変数の定義は以下のようになっている。

- *f*_{HEC}: Jet のエネルギーの内、HEC が占める割合。
- *f*_{EM}: Jet のエネルギーの内、電磁カロリメータが占める割合。
- f_Q^{HEC} : HEC 中の質の悪い ($Q_{\text{cell}}^{\text{LAr}}$ の大きい)LAr カロリメータセルの割合。
- f_Q^{LAr} : LAr カロリメータ中の質の悪い ($Q_{\text{cell}}^{\text{LAr}}$ の大きい)LAr カロリメータセルの割合。
- 〈Q^{LAr}〉: pulse shape から計算された各セルの quality
- E_{negative} : 負の energy deposit を持つセルのエネルギーの和

non collision background

collision が関係しないものとして、大きく2つある。一つは、宇宙線 (主に muon) によるもの、も う一つは、衝突点より手前で陽子を loss することで二次粒子が発生し、その muon が検出器に入り、 Bad Jet となるものである [27]。後者は、ビーム current や、LHC の condition に非常に大きく影響 する。このような事象を抑制するため、電磁カロリメータにほとんどエネルギーを落としていない以 下の条件を満たす Jet がある event を除去する。

1. $f_{\rm EM} < 0.05$ and $f_{\rm charge} < 0.05$ and $|\eta| < 2.0$

2. $f_{\rm EM} < 0.05$ and $|\eta| > 2.0$

変数は

•
$$f_{\text{charge}}: \frac{\sum_{track \in Jet} |p_T^{\text{track}}|}{p_T^{\text{jet}}}$$
 (🛛 5.12a)

である。

また、Run2 では beam 由来の background が特に増加した (図 5.11d での $\phi=0, \pi$ の peak がそれ に対応)。この event は上記のような cut では十分に落ちないため、JetMET trigger を通った event に対し、Leading Jet が以下の cut を満たすことを要求する。

- 1. $|\eta| < 2.4$
- 2. $f_{\text{charge}}/f_{\text{max}} < 0.1 \text{ and } |\eta| < 2 \quad (\boxtimes 5.12\text{b})$
- f_{\max} : 全体のエネルギーに対する最大の energy deposit があった layer のエネルギーの割合。

これは内部飛跡検出器の track を用いているため、Leading Jet が $|\eta| > 2.4$ の領域にある信号を除い てしまうが、beam 由来の殆どの background を除去することができる。



図 5.12: Leading Jet $p_T > 140$ GeV、Missing $E_T > 120$ GeV, $\Delta \phi > 1.5$ の cut をかけ、 $|\eta| > 2.4$ の領域の Jet について見たもの。内部飛跡検出器の cut がかけづらいため、多くの fake jet が残る。 f_{charge} の少ない event、 f_{max} が大きい event が多い。

以上の cut をかけた後の分布が図 5.14a、5.14b、5.14c、5.14d である。

最終的な kinematic selection

Multi-jet event はハドロンコライダーにおいて最も大きな background である。Multi-jet event は Missing E_T が小さくなるため、本解析で要求する large Missing E_T の要求を満たない。しかし ながら、Missing E_T の resolution や Jet のエネルギーの mismeasured などのために、Missing E_T が大きく見えることがある。このような事象を落とすために、

• min(d ϕ (Leading Jet, Missing E_T), d ϕ (SubLeading Jet, Missing E_T)) > 1.5

を要求する。ここで Leading Jet とは、最も p_T の高い Jet、SubLeading Jet とは 2 番目に p_T が高 い Jet のことである。Multi-jet events の時は、subleading jet と Missing E_T が同じ方向を向くこ とが多いため、この cut で落ちる (図 5.14c)。

また、本解析でターゲットとしている signal は lepton を放出しない。一方で、high p_T Jet+large Missing E_T の event としては $W \rightarrow \ell \nu$ が最も多い。この background を落とすために、lepton が



図 5.13: non-collision background の EventDisplay. カロリメータの一部にのみ大きな energy deposit がある。

ないことを要求する。

また、trigger の efficiency の不定性を小さくするために、Jet p_T と Missing E_T の cut を、trigger で要求した値よりも高く、

- 1. Jet $p_T > 140 \text{ GeV}$
- 2. Missing $E_T > 140 \text{ GeV}$

を要求する。

これらの selection で残った event が図 5.15a, 5.15b, 5.15c である。また各 selection で残った event を data と MC で比較したのが表 5.3 である。Kinematic selection を通った event の内、最大 の fraction を占めるのが $Z \rightarrow \nu\nu$ event であることがわかる。しかし、 $Z \rightarrow \nu\nu$ は本解析で要求す るような track を残さないため、次に fraction が大きい $W \rightarrow \tau\nu$ event が主な background となる。

また、high p_T Jet, large Missing E_T の領域で、data の超過が見られる。これは non-collision backgroud の影響がわずかに残っているためである (図 5.16)。この超過は僅かであること、また、 この background は track をほとんど残さないことから、この事象による最終的な結果への影響は非 常に小さい。

5.4 Disappearing Track Selection

track が検出器の途中で消えたことを保証するために、



図 5.14: Jet Cleaning を通った event の kinematic 分布。fake jet が落ちたことにより、 Leading Jet $\phi=0$ 、 π 付近の特徴的な peak がなくなった。

• TRT 検出器に hit が 5 未満

を要求する。

TRT の覆う領域は $|\eta| < 2.0$ であるため、これよりも track が内側にあること、また、 $|\eta| < 0.1$ の 領域はミューオン検出器で MS track が再構成されないため、track の η として

• $0.1 < |\eta| < 1.9$



図 5.15: Kinematic cut を通った event の kinematic 分布。最も多い backgound は $Z \rightarrow \nu\nu$ event であり、2 番目に大きな寄与は $W \rightarrow \ell\nu$ である。

の範囲にあることを要求する。

通常の粒子由来の track を落とすため、

- $\Delta R_{min}(\text{track, Jets } (p_T > 50 \text{ GeV})) > 0.4$
- ΔR_{min} (track, Electrons) > 0.4
- ΔR_{min} (track, Muons) > 0.4
- ΔR_{min} (track, MS tracks) > 0.4



図 5.16: Kinematic cut を通った後の f_{charge}/f_{max} 分布。 f_{charge}/f_{max} が低いところで、data と MC が合っていない。これは、Bad Jet が data に残っていることを示している。

Cut の種類	data	Signal	$W \to e \nu$	$W \to \mu \nu$	$W \to \tau \nu$	$Z \to \ell \ell$	$Z ightarrow \nu \nu$	multi-jet	top
trigger	1.6×10^{7}	2.1×10^2	$1.8{ imes}10^5$	$3.7{\times}10^5$	$2.5{ imes}10^5$	$6.6{ imes}10^4$	$2.9{\times}10^5$	8.5×10^{6}	2.0×10^{5}
Jet Cleaning	$9.0{ imes}10^6$	$1.9{ imes}10^2$	$1.5{ imes}10^5$	$3.4{ imes}10^5$	$2.3{ imes}10^5$	$6.0{ imes}10^4$	$2.6{ imes}10^5$	$7.5{ imes}10^6$	$1.9{ imes}10^5$
Lepton veto	$8.4{ imes}10^6$	$1.9{ imes}10^2$	$5.7{ imes}10^4$	$8.3{ imes}10^4$	$1.8{ imes}10^5$	$9.3{ imes}10^3$	$2.6{ imes}10^5$	$7.4{ imes}10^6$	$7.0{ imes}10^4$
$\Delta \phi_{min}$	$1.4{ imes}10^6$	$1.8{ imes}10^2$	$4.3{ imes}10^4$	$6.5{ imes}10^4$	$1.3{ imes}10^5$	$5.4{ imes}10^3$	$2.2{ imes}10^5$	$1.0{ imes}10^6$	$3.7{ imes}10^4$
Leading jet p_T	$1.1{ imes}10^6$	$1.3{ imes}10^2$	$2.3{ imes}10^4$	$3.5{ imes}10^4$	$7.4{ imes}10^4$	$3.0{\times}10^3$	$1.2{ imes}10^5$	$8.6{ imes}10^5$	$2.1{ imes}10^4$
E_T^{miss}	$2.3{ imes}10^5$	1.2×10^{2}	$1.6{ imes}10^4$	$2.3{ imes}10^4$	$5.2{ imes}10^4$	$1.7{\times}10^3$	1.0×10^5	2.1×10^4	$1.4{ imes}10^4$
fraction (%)	-	-	6.9	9.8	22.5	0.7	44.5	9.4	6.2

表 5.3: Cut Flow。signal は m=400 GeV、3.3 fb⁻¹ での値。

を要求する。

性質の悪い track を除外するため、いくつかのパラメータで cut をかけ、track の quality を保証 する。

hit 数に関するものとして、

- 1. Pixel 検出器での hit 数が1以上
- 2. 最内層のピクセル検出器に hit が期待され、かつそこに hit があること
- 3. Ganged pixel による ghost hit がないこと
- 4. hole がないこと

を要求する。前章で見たように (図 4.16a)、fake track はこれらの cut で落ちることが多い。 Impact Parameter に関するものとして、

- 1. $|d_0| < 0.1 \text{ mm}$
- 2. $|z_0 \sin \theta| < 0.5 \text{ mm}$

表 5.4: Disappearing track selection CutFlow。 truth matching として ΔR (track, truth)<0.05 を要求している。signal として質量 200 GeV、寿命 0.4 nsec のサンプルを用いている。また、signal に関しては Kinematic cut を通ることを要求している。fake track は hadronic tau で $s_{q/p}$ >10 を 要求している。

Cut の種類	signal	hadronic tau	electron	muon	fake
Reconstructed & $p_T > 20 \text{ GeV}$	1	1	1	1	1
Isolate	9.7×10^{-1}	6.0×10^{-1}	9.8×10^{-1}	$9.9{ imes}10^{-1}$	$2.3{ imes}10^{-1}$
OR Jet	9.7×10^{-1}	4.5×10^{-1}	9.4×10^{-1}	9.8×10^{-1}	1.5×10^{-1}
OR Lepton	9.6×10^{-1}	4.4×10^{-1}	4.3×10^{-2}	1.9×10^{-2}	1.5×10^{-1}
$0.1 < \eta < 1.9$	8.1×10^{-1}	3.2×10^{-1}	3.2×10^{-2}	1.5×10^{-3}	9.8×10^{-2}
quality	7.8×10^{-1}	3.0×10^{-1}	2.3×10^{-2}	1.5×10^{-3}	6.1×10^{-2}
Hits requirement (ただし TRT hit の要求はなし)	7.6×10^{-1}	2.6×10^{-1}	1.4×10^{-2}	$1.3{ imes}10^{-3}$	2.7×10^{-2}
Impact parameter	7.6×10^{-1}	2.3×10^{-1}	1.4×10^{-2}	1.3×10^{-3}	1.9×10^{-2}
TRT hit	7.0×10^{-1}	2.0×10^{-2}	3.8×10^{-3}	6.7×10^{-5}	8.8×10^{-3}

Quality を保証するために

1. Fit probability > 0.1 (🖾 4.20b)

を要求する。

前章で説明したように、Jet は fake track を作りやすいため、track が Isolate していること、すなわち

• $p_T^{cone40} / p_T < 0.04$

を要求する。ただし、計算に使う track は、Primary vertex と関連付けられているものに限る。さ らに、Isolate した track の内、最も *p*_T の高い track のみ解析に用いる。

以上の Selection を通った event を Signal Region(SR) の event と定義する。

5.5 Background

本解析で着目する長寿命チャージーノは消えたように見える track を残し、かつ高い運動量を持つ。このような track を生み出す background として、主に3つの物理過程が考えられる (図 5.17)。

- 1. p_T mismeasured: 誤った点を結んでしまったために、消えたように見える track。非物理的 な high p_T を持つことがあるため、本解析における最大の background である。
- ハドロン由来: hadron が検出器内で非弾性散乱を起こしたために、消えたように見える track。low p_T 領域で主な background となる。
- レプトン由来:レプトン、特に質量の小さい電子が制動放射を起こすなどして散乱することに より、その方向を大きく曲げられたために、消えたように見える track。本解析においてはそ れほど数が多くなく、その寄与は無視できる程度である。

high p_T を持つ消失飛跡の background を求めるために、これら 3 つの過程の background が生み 出す track p_T 分布を実 data から推定し、その p_T spectrum を用いることで high p_T 領域の消失飛 跡 background を見積もる。この時、signal が含まれず、background のみが通る selection(Control Region(CR))を用意し、その領域での分布を用いて Signal Region での p_T 分布を推定する。ただ し、SCT hit のない pixel-only-track については十分な注意を要する。なぜならば、 p_T resolution が 非常に悪いからである。そのため、low p_T background (hadron background, lepton background) については、SCT hit が 2 以上あることを要求した消失飛跡について考える。一方で、high p_T background (p_T mismeasured background) については、非物理的な track であり、 p_T 分布は、 p_T resolution、SCT hit に依存しないため (5.5.1 項で議論する)、pixel-only-track を含めて background の評価を行う。この節では、これらの background の track p_T 分布の推定方法について考察する。



図 5.17: Disappearing track となる background。図下から、Pixel 検出器、SCT 検出器、TRT 検出器を表す。橙・赤の実線は物理的な荷電粒子を表す。黄色の点は各検出器での hit である。 (a): hadron が非弾性散乱を起こし、track が消えたように見えるもの。 (b): lepton が制動 放射や散乱により、消えたように見えるもの。 (c): 誤った点を結んでしまったために、非常 に高い p_T を持つようになった track(青線が再構成された track)。

5.5.1 p_T mismeasured background

High p_T 領域では SM model 由来の物理的な track は非常に少なく、また、カロリメータに大き なエネルギーを落とすために物理オブジェクト (Jet や Lepton) として同定がされやすい。そのた め、Jet や Lepton との Overlap を見ることにより、このような background は落とすことができる。 従って、high p_T 領域で観測される消失飛跡の background は、非物理的な原因によって生じたもの である。図 5.18 のように、誤った点同士を結んでしまったために、真の横運動量よりも遥かに大き い値が計算されることがある。このような事象が、この領域の主な background である。



図 5.18: mismeasured track candidate (初期 data から)。赤の線が high pt disappearing track で SCT 検出器 2 層目まで hit がある。緑色の点は shared hit である。マゼンタと橙は low pt track で あり、pixel 検出器に hit がない。

mismeasured track の起源

 p_T mismeasured track は誤った点同士を結んでしまった track である。このような track ができる確率は、track 周りの hit 密度に依存する。そのため、特に Jet 中の粒子が p_T mismeasured track に確率が高い。

 $Z\tau\tau$ の MC sample で τ が hadron に崩壊する event を用いて、Disappearing track selection を 通る track、またその内、再構成された track が high p_T ($p_T > 100$ GeV) となるものを plot したも のが図 5.19a、5.19b、5.20a、5.20b である。

図 5.19a、5.19b から、high p_T となる background は、low p_T の track が hit を誤って結んでし まったために、high p_T になったものであるとわかる。また、 $|\eta|$ 分布を見ると、mismeasured track は $|\eta|$ が大きい領域で特に多くなっている。これは、forward 領域では hit 間の距離が相対的に長い こと、物質が forward 領域で多いことが原因として上げられる。

チャージーノ track と mismeasured track の比較・Control Region Selection の決定

MC sample を用いて、hadronic tau 由来の mismeasured track とチャージーノ track の track property を比較した。

- 1. track $p_T > 100 \text{ GeV}$
- 2. pixel hit 𝔅 ≥ 1
- 3. TRT hit $\mathfrak{A} < 5$
- 4. $s_{q/p} < 3 (fャージーノ sample のみ)$

の cut をかけて比較したものが図 5.21 である。

 d_0 分布に顕著な違いが見られる。これは、 p_T mismeasured track は、誤った点を結んでいるため、 d_0 が大きい値になりやすいからである。一方で、Signal(チャージーノ)の $|d_0|$ はそのほとんど



図 5.19: high p_T mismeasured track となる track の p_T 分布。高い p_T を持つ reconstructed track は low p_T particle 由来であることがわかる。真の p_T が高い粒子は calorimeter に大き な energy を落とすため、Jet として再構成されやすく、disappearing track selection を通ら ない。



(a) Reconstructed track η



図 5.20: high p_T mismeasured track となる track の η 分布。mismeasured track は $|\eta|$ が大 きいものが多い。これは、 $|\eta|$ が大きい領域で物質が多いこと、 $|\eta|$ が大きいと hit 同士の間隔 が広がるために、誤った点を結びやすくなってしまうことに起因する。

が 0.1 mm 以下に収まっている。

これから、Signal Region の track p_T 分布を推定するために、 $|d_0|$ が大きい event、すなわち、 Disappearing track selection で d_0 cut のみを変更した

1. 0.1mm $< |d_0| < 10.0$ mm

を満たす event を Control Region event として選ぶ。



図 5.21: チャージーノ track と mismeasured track の track property 分布の比較。 d_0 分布に 特に大きな特徴が見られ、 $|d_0|$ が大きな領域には signal はほとんどない。

Signal Region と Control Region での p_T distribution の比較

MC sample を用いて、Signal Region と Control Region で p_T spectrum を比較したものが図 5.22 である。low p_T 領域では、正しく hit を結んだ track の数に差がでるため、 p_T 分布に差がある が、 $p_T > 70$ GeV の領域では、両者の分布はよく一致している。

また、SCT hit 数の違いによる p_T 分布の変化を見たものが、図 5.23a、5.23b である。 p_T mismeasrued track は p_T が非物理的な値を持つ track であり、 p_T resolution によってその形は変わら

ない。そのため、SCT Hit 数による p_T 分布への影響は少ない。



図 5.22: Signal Region と Control Region の track p_T 分布の比較。high p_T 領域では Signal Region と Control Region で p_T shape に差は見られない。



図 5.23: 異なる SCT hit 数による p_T 分布の比較。 $p_T > 100$ GeV 以上の track 数で規格化してある。どちらの Region でも、SCT hit 数による p_T 分布の形のずれは見られない。

実 data $\boldsymbol{\sigma}$ Control Region

Signal Region の high p_T での分布を求めるために実 data の Control Region で p_T spectrum を fit した (図 5.24)。 p_T spectrum の関数形としては

$$f(x) = x^{-a_0} (5.3)$$

を用いた。また、fit 範囲は、 p_T を mismeasured していない通常の track の寄与を減らすため、 p_T > 70 GeV とした。fit パラメータは表 5.5。


図 5.24: 実 data Control Region での track p_T 分布。 $p_T > 70$ GeV で fit している。

表	5.5:	mismeasured	Control	Region	fit para	meter
				0		

変数名	值		
a_0	1.89 ± 0.12		

表 5.6: Signal Region での pixel-only-track($N_{\text{pixel only}}^{SR}$)の推定手法。Control Region で pixel-only-track の割合 ($N_{\text{pixel only}}/N_{N_{SCT}\geq 2}$)を求め、Signal Region での $N_{SCT} \geq 2$ の background track 数 ($N_{N_{SCT}\geq 2}^{SR}$)は shape を用いた fitting によって求める。両者を掛けあわせることで $N_{\text{pixel only}}^{SR}$ 出す。

	Signal Region	Control Region		
pixel only	$N_{ m pixel \ only}^{SR}$	$N_{ m pixel \ only}^{CR}$		
$N_{SCT} \ge 2$	$N^{SR}_{N_{SCT}\geq 2}$	$N_{N_{SCT}\geq 2}^{CR}$		

pixel-only-track σ background 数

pixel-only-track は p_T resolution が悪く、low p_T background の p_T spectrum が Signal Region と Control Region で大きく変化するため、Signal Region で p_T shape を fit する手法で high p_T mismeasurd track background を見積もることが難しい。そのため、Signal Region に入る pixelonly-track の background の推定手法としては、shape を用いた fit で数を推定する手法ではなく、 全 mismeasured track に対する pixel-only-track の割合を推定することにより、pixel-only-track の background 数を計算する (表 5.6)。 MC sample を用いて、Signal Region と Control Region の SCT Hit 数分布を比較したものが図 5.25a である。Signal Region と Contral Region の selection の違いは d₀ のみであるから、SCT Hit 数の分布にも大きな差は生まれない。

MC から求めた pixel-only-track の割合と実 data の Control Region から求めた pixel-only-track の割合を用いて data の Signal Region での pixel-only-track の割合を以下の式に従って計算する。

 $\frac{N(\text{data}, \text{SR}, \text{SCThits} \le 1)}{N(\text{data}, \text{SR}, \text{SCThits} \ge 2)} = \frac{N(\text{data}, \text{CR}, \text{SCThits} \le 1)}{N(\text{data}, \text{CR}, \text{SCThits} \ge 2)} \times \left(\frac{N(\text{MC}, \text{SR}, \text{SCThits} \le 1)}{N(\text{MC}, \text{SR}, \text{SCThits} \ge 2)} / \frac{N(\text{MC}, \text{CR}, \text{SCThits} \le 1)}{N(\text{MC}, \text{CR}, \text{SCThits} \ge 2)} \right)$

 $= 0.64 \pm 0.25$

ただし、MC sample は検出器の alignment のズレなどにより、実際の data を正確には再現しない。 そのため、MC sample から求めた Signal Region と Contral Region の SCT hit 数分布の比が、実際 の data では変化する可能性がある。これらの系統誤差は意図的に alignment をずらした geometry を用いて tracking をし直すなどして評価を行うべきであるが、ここでは、保守的に 50% の系統誤差 があるとする。すなわち、

 $\frac{N(\text{data}, \text{SR}, \text{SCThits} \le 1)}{N(\text{data}, \text{SR}, \text{SCThits} \ge 2)} = 0.64 \pm 0.41$



図 5.25: Signal Region と Control Region の SCT hit 数分布の比較 ($p_T > 100$ GeV)

5.5.2 hadron background

hadron が検出器内で散乱するなどして、TRT への extrapolation が失敗すると、Disappearing track candidate になる。hadron が検出器内で非弾性散乱をする確率は p_T に依存しないので、散乱 せずに正しく飛跡が再構成された track を用いて、内部飛跡検出器内で散乱した track の p_T shape を推定する。

Track selection としては、前項の Disappearing track selection と同等のものを用いるが、通常の 散乱していない粒子を残すため、SCT 検出器、TRT 検出器に hit が十分にあること、また、hadron

とする。

track だけを残すため (electron/muon を落とすため) に、 E_T^{cone} が大きいこと、カロリメータに十分 な energy deposit があることを要求する。

Disappearing track selection からの変更点は

- 1. TRT Hit $\bigstar \geq 15$
- 2. SCT Hit $\mathfrak{Z} \geq 6$
- 3. $E_T^{\text{cone20}} > 10.0 \text{ GeV}$
- 4. $E_T^{\text{clus40}} / \text{track } p_T > 0.6$

である。

Signal Region と Control Region の p_T 分布の比較

MC sample($Z \to \tau \tau$)を使って、Signal Region と Control Region の p_T 分布を比較したものが 図 5.26 である。Signal Region と Control Region で p_T 分布にズレが見られる。

これは、Control Region で要求する Cut で p_T 分布に影響を及ぼすものがあるためである。

• Jet との Overlap

Signal Region に残る track は、多くが内部飛跡検出器内で非弾性散乱したものである。その ため、散乱しなかった hadron と比較して、Jet を作らない、もしくは Jet の p_T が正しく再 構成されず、低く見積もられてしまうことが多い。そのため、50 GeV というスレッショルド 付近では、散乱した粒子、すなわち Signal Region の track の方が多く残ることになる。Jet との Overlap Removal をしなかった時の分布が、図 5.27 である。

• TRT hit

Signal Region と Control Region の $|\eta|$ 分布をしたものが図 5.28 である。TRT 検出器は Barrel と End cap の間の領域で hit 数が少なくなる。そのため、Signal Region では、その領 域で TRT への extrapolation が失敗する確率が高くなり、 $|\eta|$ による bias が発生する。

• cluster energy

background を落とすために要求したカロリメータクラスターのエネルギーでの cut も p_T 分布に影響をおよぼす。高いエネルギーを要求するほど、 p_T spectrum は hard になる。

これらの要因の内、特に Jet の Overlap によるものは、大きな bias がかかり、 p_T 分布が変化する。 そのため、Signal Region での p_T 分布を出すために、Control Region での p_T 分布に補正をかけ る。MC から求めた Signal Region と Control Region の比 (図 5.29) を用いて、 p_T 毎に weight を かけて fit を行う。

実 data の Control Region

data Control Region を MC から求めた Scale factor で補正した後、fit して、 p_T shape を求める。関数形としては、

$$f(x) = x^{a_0 - a_1 \log(x)} \tag{5.4}$$



図 5.26: Control Region と Signal Region の p_T 分布の比較。high p_T 領域で分布の形 にずれが見られる。



図 5.27: Jet との Overlap Removal をしな かった時の、Control Region と Signal Region の p_T 分布の比較。Jet との Overlap をかけたもの (図 5.26) と比較すると、high p_T 領域の特徴的なずれは見られない。



図 5.28: Control Region と Signal Region での $|\eta|$ 分布の比較。TRT hit の要求のため、 $|\eta|$ にバイアスがかかる。



図 5.29: MC sample から求めた Control Region と Signal Region の Scale Factor。Signal Region では Jet との Overlap がかかりづらいため、Control Region の track よりも多くなる。

を用いて、unbinned likelihood により fit を行った。図 5.30 が fit 結果である。fit した時のパラメー タの値とそのエラーは表 5.7 のとおりである。また、fit した時のエラーマトリックスは

$$cov(a_i, a_j) = \begin{pmatrix} 2.851 & 0.4071\\ 0.4071 & 0.05829 \end{pmatrix}$$
(5.5)

となった。



図 5.30: hadron Control Region で p_T 分布を fit したもの

変数名	値
a_0	1.9 ± 1.7
a_1	0.90 ± 0.24

表 5.7: hadron Control Region fit parameter

5.5.3 Lepton background

Lepton が検出器内で散乱する、もしくは制動放射を起こすなどしてその飛跡が大きく曲がると、 Disappearing track candidate になりうる。electron はカロリメータに大きなエネルギーを落とす ため、Signal Region に入る electron は low p_T のものがほとんどである。一方で、muon はカロリ メータでのエネルギー損失がそれほど大きくないため、high p_T muon も Disappearing track にな りうる。しかし、muon は質量が大きいため大きな散乱を起こしにくく、消失飛跡とはなりにくいた め、最終的に Signal Region に残るものは非常に少ない。

lepton による background を見積もるために、lepton が Disappearing track candidate になる確 率 (P^{dis}) を、Tag&Probe 法により求めた。また、Kinematic cut を通る truth lepton の分布を data から推定し、両者を掛けあわせることで、Signal Region での background を見積もる。すなわち、

$$N_{\text{Signal Region}} = N_{\text{Kinematic cut}} \times P^{\text{dis}}$$
(5.6)

として Signal Region での lepton background を求める。

Disappearing track selection を通る確率

Lepton が Disappearing track selection を通る確率を $Z \rightarrow \ell \ell$ 事象を用いた Tag&Probe 法によっ て求める。ここでは Tag として、Quality の良い (Tight quality cut を通った) lepton、Probe とし て、electron の場合は電磁カロリメータクラスタ、muon の場合は、Muon Spectrometer Track(MS track と略す) を用いた。tag と probe で質量を組んだ時に Z boson の質量 (91GeV) に近い時は、 これらが Z boson の崩壊により来ており、probe 側に真の lepton が来ていることを保証する。この probe lepton 周りで disappearing track candidate を探し、lepton が disappearing track になる確 率を求めた。

Electron

以下のように事象を選択する。

- single electron trigger
- $|M_{\text{tag,probe}} 91 \text{GeV}| < 5 \text{GeV}$
- probe condition
 - $-p_T > 15 \text{ GeV}$
 - $-0.1 < |\eta| < 1.9$
- tag condition
 - tight quality

 $-p_T > 40 \text{ GeV}$

- 1.37 < |η|< 1.52 の領域 (crack region(2 章参照)) にないこと
- data の場合は $\Delta \phi$ (tag, probe) > 1.5

本解析では re-tracking を行うために、特殊なデータ・フォーマットが必要であり、実 data の取得 レートに制限がかかる。この Tag&Probe で用いる $Z \rightarrow \ell \ell$ event data には $\Delta \phi$ (tag, probe) > 1.5 の selection をかけることで、レートを抑制している。

この selection を通る event を plot したものが図 5.31 である。電磁カロリメータクラスターは Jet が fake を作りやすいため、10% 程、 $W(\rightarrow e\nu)$ +jet 事象からの寄与がある。



図 5.31: Tag&Probe (Electron) での M_{tag,probe} 分布。91 GeV 付近に Z boson の peak が見 える。一方で W 由来の event も 1 割程度存在する。

実 data から Electron が Disappearing track になる確率を出したものが、図 5.32b である。一方 で、MC から Electron が Disappearing track になる確率を出したものが図 5.33b である。

low *p_T* 領域は W+jet の寄与が大きいため、data から求めたものは MC よりも小さく見積もられ てしまっている。ここでは、MC simulation の結果を使い、Signal Region での lepton background を出す。

Muon

Disappearing track selection で MS track が近くにある track を Veto する。そのため、Muon の background は

$$P^{\rm dis} = P^{\rm dis}_{\rm not\ MS\ track\ veto} \cdot P^{\rm MS\ track\ misId} \tag{5.7}$$

から求める。これは内部飛跡検出器 track と MS track の再構成が全く独立な過程であることを用いている。MS track が misId する確率は MC から求める。

 $P_{\rm not\ MS\ track\ veto}^{
m dis}$ を求めるため、以下のように事象を選択する。

- single muon trigger
- $80 \text{GeV} < M_{\text{tag,probe}} < 100 \text{GeV}$
- probe condition



(a) \pm event \flat Disappearing track selection を通った event

(b) Disappearing track candidate になる確率

図 5.32: 実 data に対して、Tag&Probe (Electron) で得られた Disappearing track candidate となる確率。high *p*_T electron は Jet や Electron として再構成されやすいため、Disappearing track candidate にはなりづらい。



(a) 全 event と Disappearing track selection を通った event

(b) Disappearing track candidate になる確率

図 5.33: MC から得られた Disappearing track candidate となる確率。Tag&Probe を用いな いで、計算している。data から求めたものよりも高い値となっている。

 $-p_T > 15 \text{ GeV}$

 $-0.1 < |\eta| < 1.9$

- tag condition
 - tight quality
 - $-p_T > 40 \text{ GeV}$
- data の場合は $\Delta \phi$ (tag, probe) > 1.5

 $\Delta \phi$ (tag, probe) > 1.5 の selection をかける理由については Electron の場合と同じである。

この selection を通る event を plot したものが図 5.34 である。MS track は、 p_T resolution があ まり良くないが、background は electron と比較して非常に少ない。そのため、 $W \rightarrow \ell \nu$ からの寄与 は無視できる。



図 5.34: Tag&Probe (Muon) での $M_{\text{tag,probe}}$ 分布

実 data から $P_{\rm not\ MS\ track\ veto}^{\rm dis}$ を求めたのが、図 5.35b である。



(a) 全 event と Disappearing track selection を通った event

(b) Disappearing track candidate になる確率

図 5.35: Tag&Probe (Muon) で得られた Disappearing track candidate となる確率。Muon はカロリメータに大きなエネルギーを落とさないため、high p_T でも disappearing track candidate になりうる。

MC を用いて $P^{\text{MS track misId}}$ を求めたのが図 5.36b である。ここでは、truth muon と associate している内部飛跡検出器 track に対し、内部飛跡検出器 track と MS track の距離が $\Delta R < 0.4$ を 満たさないものを、MS track がない track として定義している。この図から、Disappearing track selection の cut $\Delta R > 0.4$ での $P^{\text{MS track misId}}$ は 3×10^{-3} となる。 $\eta \sim 1$ で内部飛跡検出器 track と MS track の matchng に失敗する確率が高いのは、この領域で磁場が強くなっており、 $\Delta R < 0.4$ の条件から外れることが多いためである。



(a) 全 event と MS track を misId した event (b) MS track を misId する確率

図 5.36: MC から求めた truth muon に対しての MS track 再構成を失敗する確率 (p_T 依存性)。 p_T による大きな依存性はなく、値は 5 × 10⁻³ 程である。



(a) \pounds event \flat MS track \flat misID \flat \hbar event

(b) MS track を misID する確率

図 5.37: MC から求めた truth muon に対しての MS track 再構成を失敗する確率 (η 依存性)。 $|\eta|\sim 1$ 付近は、トロイダル磁石の磁場が強い領域に対応している。磁力が強いため muon が大 きく曲がり、内部飛跡検出器 track と MS track の $\Delta\eta$ が大きくなってしまい、 $\Delta R < 0.4$ の条 件から外れてしまう。

Kinematic selection を通る Lepton p_T 分布

最終的に Signal Region に残る lepton background を見積もるため、kinematic selection を通る event 中の lepton 分布を求める。kinematic selection では lepton veto を要求していたが、ここで は、1 つの tight lepton があるという条件に変える。

また、Missing E_T の計算は、Missing E_T から lepton の寄与を除いたものを使う。すなわち、 lepton が再構成されなかったものとして Missing E_T を再構成する。これは、Signal Region に入る event は lepton を missId した Missing E_T で kinematic selection を行っており、特に muon につ いてはカロリメータへのエネルギー損失が小さいため、Missing E_T の値に大きな違いが発生するた めである。 これらの kinematic selection を通った lepton の分布が図 5.38a、5.38b である。Electron と Muon で分布の形の違いは、Missing E_T の計算法の違いから来ている。

ここに、MC から算出した lepton の reconstruction efficiency の逆数をかけて、kinematic selection を通った lepton の p_T 分布を求める。



図 5.38: Electron / Muon p_T 分布。Electron と Muon で分布の形が異なるのは、Missing E_T の取り扱いに違いがあるためである。high p_T 領域で MC と data にずれが生じているの は、high p_T での scale factor が提供されていないためである。

Signal Region lepton Background

ここまでで求めた kinematic selection を通る lepton の p_T 分布、および lepton が Disappearing track selection を通る確率から、Signal Region に残る lepton background を求めたものが図 5.39a、 5.39b である。

5.6 系統誤差

Signal sample の系統誤差として以下のものを考慮する。

- cross section
- initial state radiation / final state radiation
- 積分 luminosity

cross section の系統誤差は、PDF や α_s のエネルギースケールの不定性から計算される。今回用いた sample では、質量 200 GeV の sample に対して 6.5%、質量 400 GeV の sample に対して 6.4% の系統誤差が見積もられている。ISR/FSR の不定性については、異なる MC Generator を用いて比較をするべきであるが、今回は Run1 の解析で求めた系統誤差 (10-17%) から推定し、20% の系統



図 5.39: Signal Region に入る lepton background。electron は low p_T で多く Signal Region に残る。一方 muon は high p_T track が Signal Region に残るが、その数は $p_T > 100$ GeV で 1 event 未満である。

誤差をつける。積分 luminosity の誤差は、[28] と同様の手法によって評価されており、今回の解析 では 5% の誤差が見積もられている。

5.7 解析手法

2通りの手法を用いて signal model に対する制限をつける。

- 1. Background shape を用いて *p_T* 分布全域を fit し、signal の強度を求める手法 (full *p_T* range fit)
- 2. ある p_T 以下の p_T 分布を fit し、fit 関数を high p_T 領域に外挿することで high p_T track の数を推定し、比較する手法 (counting)

Background の p_T shape はこれまでに議論した p_T mismeasured, hadron, electron, muon の p_T shape(図 5.30、 p_T mismeasured background は図 5.24、electron backround は図 5.39a、muon background は図 5.39b)を用いる。

5.7.1 full p_T range fit

pixel-only-track は p_T resolution が悪いため、low p_T 領域の background の p_T shape を data から見積もることが難しい。そこで、ここでは SCT hit 数が 2 以上の track に限って p_T shape での fit を行う。

Likelihood

fit は unbinnd extended maximum likelihood で行う。likelihood 関数としては

$$\begin{split} L(n_h, n_m, n_e, n_\mu, \mu_s) \{ p_T \}_i) &= Pois(n_{data} | n_{all}) \cdot \prod_{i \in data} L_{shape}(p_{T,i}; n_h, n_m, n_e, n_\mu, \mu_s) \cdot L_{sys}(\vec{\theta_h}, \theta_m, n_e, n_\mu, n_s) \\ n_{all} &= n_h + n_m + n_e + n_\mu + \mu_s \cdot n_s \\ L_{shape} &= \frac{n_h f_h(p_T; \vec{\theta_h}) + n_m f_m(p_T; \theta_m) + n_e f_e(p_T) + n_\mu f_\mu(p_T) + \mu_s n_s f_s(p_T)}{n_{all}} \\ L_{sys} &= N_h(\vec{\theta_h}; C_{\vec{\theta_h}}) \cdot N_m(\theta_m; \Delta \theta_m) \cdot N_e(n_e; \Delta n_e) \cdot N_\mu(n_\mu; \Delta n_\mu) \cdot N_s(n_s; \Delta n_s) \\ n_h : \text{hadron background } \mathcal{O} \\ n_m : p_T \text{ mismeasured background } \mathcal{O} \\ n_\mu : \text{ muon background } \mathcal{O} \\ n_s : \text{ model } \rainet \\ C_{\vec{\theta_h}} : \text{hadronControlRegion } \rainet \\ Officient \\ \Delta \theta_m : p_T \text{ mismeasuredControlRegion } \rainet \\ Officient \\ \Delta n_e : \text{ electron } \\ \delta \mathcal{O} \text{ error} \\ \Delta n_s : \text{ signal } \mathcal{O} \\ \delta \mathcal{O} \text{ error} \\ \Delta n_s : \text{ signal } \mathcal{O} \\ \delta \mathcal{O} \text{ error} \\ \end{array}$$

を用いる。ここで、N は多変数のガウス分布であり、Control Region で求めた fit parameter など を制限する。 μ_s はシグナルの強度であり、モデルの予言する値で $\mu = 1$ となる。electron, muon, signal の分布の不定性については、その事象の数 (n_e, n_μ, n_s)の不定性として評価をする。

擬データを用いた fitting

Control Region で求めた p_T shape で正しい fitting が行えることを確認するために、擬データを作成し、fitting を行った。ここでは、hadron background が 500 events、 p_T mismeasured background が 100 events、signal は質量が 200 GeV, 寿命が 0.4 nsec のチャージーノがあるとして擬データを 作った。 μ_s が 0 の場合と 1 の場合で 100 回 fit をし、その結果を plot したものが図 5.40 である。シ グナルの有無に関わらず、正しい fit が行えている。

Limit の計算方法

検定量 (Test statistic) を以下のように定義する。

$$\tilde{q}_{\mu} = \begin{cases} -2\ln\frac{L(\mu,\hat{\theta}(\mu))}{L(0,\hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0\\ -2\ln\frac{L(\mu,\hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\theta})} & 0 \le \hat{\mu} < \mu\\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}$$
(5.8)

ここで、 $\hat{\hat{ heta}}(0)$ 、 $\hat{\hat{ heta}}(\mu)$ はそれぞれ、 μ を固定した時の、最尤推定量である。 $L(\hat{\mu},\hat{ heta})$ は変数を固定しない時の最尤推定量である。

観測された data が、ある仮定した Model で記述できているかどうかは Confidence Level (CL) を

用いて判断する。ある signal model を仮定した時の CL は p-value を用いて

$$CL_{s+b} = p(\tilde{q}_{\mu} \ge \tilde{q}_{\mu}^{obs} | signal + background) = \int_{\tilde{q}_{\mu}^{obs}}^{\infty} f(\tilde{q}_{\mu} | \mu) d\tilde{q}_{\mu}$$
(5.9)

と定義される。ここで、検定量の分布 $f(\tilde{q_{\mu}}|\mu)$ が Wilks の定理によりカイ 2 乗分布に従うと仮定すると、95% CL_{s+b} での upper limit は

$$p = 1 - \Phi(\sqrt{q_{\mu}}) = 1 - \Phi(1.64) = 0.05 \tag{5.10}$$

より、 $\tilde{q}_{\mu} = 1.64^2$ となるシグナル強度 (μ) と決定できる。

5.7.2 counting

ft は unbinnd extended maximum likelihood で行い、Likelihood 関数は、full p_T range ft で用 いたもので $\mu = 0$ としたもの、すなわち signal がないとして fitting を行う。幾つかの p_T threshold (p_T^{thr}) を決め、それぞれについて、 p_T^{thr} より p_T が小さい領域で fitting を行う。その後、fitting に よって決まった backgound の関数形を用いて、 p_T^{thr} より大きい p_T を持つ track の数を外挿して求 める。ただし、fit は SCT hit 数が 2 以上の track に対して行う。これは、pixel-only-track は low p_T track background の p_T shape の見積もりが難しいためである。

また 5.5.1 項で求めた mismeasured track における pixel-only-track の割合を用いて、pixel-only-track background の数を計算する。



図 5.40: 擬データを用いて fitting をした時のパラメータ分布。正しい値 (n_h =500、 n_m =100) を返している。

第6章

結果

6.1 **結果**

6.1.1 full p_T range fit

Signal がないと仮定して background のみで fit を行った図が図 6.1 である。また、fit parameter n_h, n_m, n_e, n_μ について相関を見たのが図 6.2、fit parameter の値とそのエラーについてまとめたも のが表 6.1 である。hadron background の個数 n_h と electron background の個数の数 n_e に相関が 見られるが、これは両者の background の形が非常に似ているためである。

次に、signal を含めた likelihood 関数を用いて fit を行い、得られたシグナルの強度 (μ_{signal})を plot したものが図 6.3a、6.3b である。どちらの質量サンプルについてもシグナル強度 (μ_{signal}) は 0 と無矛盾であり、シグナルの有意な超過は観測されなかった。

signal model の棄却を考える。質量が 200 GeV と 400 GeV の signal sample について、各 lifetime 毎に CL_{s+b} を計算したものが図 6.4a、6.4b である。図から、signal model への制限として、

$$\begin{aligned} \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.18 \text{ nsec } (\mathrm{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 200 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \\ \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.81 \text{ nsec } (\mathrm{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 400 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \end{aligned}$$

が得られる。

変数名	before fit	after fit
n_h	-	440 ± 42
n_m	-	33 ± 12
n_e	75 ± 48	29 ± 32
n_{μ}	1.0 ± 1.0	1.2 ± 1.0
a_0^{had}	1.9 ± 1.7	1.3 ± 1.6
a_1^{had}	0.90 ± 0.24	0.81 ± 0.23
a_0^{mis}	1.89 ± 0.12	1.91 ± 0.11

表 6.1: fit parameter	(Background only	y)	ĺ
----------------------	------------------	----	---



図 6.1: Background のみで fit。 描画している signal は質量 200 GeV、寿命 0.2 nsec の sample。 hadron background は図 5.30、 p_T mismeasured background は図 5.24、 electron background は図 5.39a、 muon background は図 5.39b からそれぞれ導出している。



図 6.2: Signal Region を fit した時の、パラメータ間の相関。hadron の数と electron の数の 間に強い相関が見られる。これは、2 つの p_T shape が似ているためである。



(a) 質量が 200 GeV の signal sample (b) 質量が 400 GeV の signal sample

図 6.3: チャージーノの寿命に対する μ_{signal} の変化。 $\mu_{signal}=0$ (background only) と無矛盾 である。



(a) 質量が 200 GeV の signal sample

(b) 質量が 400 GeV の signal sample

図 6.4: チャージーノの寿命に対する *CL_{s+b}* の変化。この値が 5% より小さい時、95% で棄 却したとする。

6.1.2 counting

threshold を 75 GeV, 100 GeV, 200 GeV, 500 GeV と決定し、それぞれについて fit を行い、期 待される background 数と観測された background 数についてまとめたものが表 6.2 である。また、 threshold を 200 GeV にした時について、signal model に対する CL_{s+b} を plot したものが図 6.5a、 6.5b である。200 GeV の threshold で計算すると、SCT hit が 2 以上あることを要求した時は、

$$\begin{split} \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.18 \text{ nsec } (\mathbf{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 200 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \\ \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.75 \text{ nsec } (\mathbf{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 400 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \end{split}$$

threshold	$75~{ m GeV}$	$100 { m ~GeV}$	$200 { m ~GeV}$	$500 { m GeV}$
expected number (SCT hit ≥ 2)	6.0 ± 9.0	5.7 ± 4.8	3.8 ± 1.9	2.01 ± 0.85
observed number (SCT hit ≥ 2)	14	10	5	1
チャージーノ (200 GeV, 0.2 nsec) (SCT hit \geq 2)	8.2 ± 2.0	8.2 ± 2.0	7.5 ± 1.8	3.03 ± 0.92
expected number (SCT hit ≥ 0)	9.8 ± 14.9	9.4 ± 8.2	6.3 ± 3.5	3.3 ± 1.6
observed number (SCT hit ≥ 0)	24	16	8	3
チャージーノ (200 GeV, 0.2 nsec) (SCT hit ≥ 0)	34.9 ± 7.9	30.9 ± 7.0	19.4 ± 4.5	7.9 ± 2.0

表 6.2: Counting 結果

となる。また、pixel-only-track を用いた時は、

$$\begin{split} \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.13 \text{ nsec } (\mathbf{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 200 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \\ \tau_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} &< 0.68 \text{ nsec } (\mathbf{m}_{\tilde{\chi}_{1}^{\pm}} = 400 \text{ GeV}, 95\%\text{CL}) \end{split}$$

となり、full p_T range fit や、SCT $\geq 2 \text{ o}$ track を用いた counting と比較して、最も感度の高い結果となる。



(a) 質量が 200 GeV の signal sample

(b) 質量が 400 GeV の signal sample

図 6.5: チャージーノの寿命に対する CL_{s+b} の変化。この値が 5% よりも小さい時、95% で 棄却したとする。pixel-only-track を用いた counting は、特に寿命が短いパラメータ領域で、 感度が良い。

6.1.3 Limit

以上の2つの手法から計算した signal model への制限と期待された値、及び Run1 の結果を比較 したものが図 6.6 である。200 GeV の sample については、pixel-only-track を用いた手法で、Run1 を超える結果が得られている。

SCT hit が 2 以上の track を使った解析では、shape fit と counting、二通りの手法で limit を出 したがどちらもほぼ同等の結果が得られている。shape fit が counting よりも感度がでない原因とし ては、data が少ないため、p_T shape を十分に生かせていないことが考えられる。今後 data が十分 に多くなり、shape を正確に決定することができれば、shape fit の感度は counting よりも良くなる ことが期待される。



図 6.6: 3.3 fb⁻¹ の data から得られた Signal model への制限。横軸がチャージーノの質量、縦軸が チャージーノの寿命で、CL95% となるパラメータを線でつないでいる。pixel-only-track を用いた counting による手法が最も感度が良く、200 GeV の質量を持つチャージーノに対しては、Run1 の 制限を超える結果を得た。Signal Region で観測された data の数が期待されていたものよりも大き かったため、制限は期待されていた値よりも弱いものになっている。

6.2 今後の run での感度予測

今回の data が全て background だと仮定して、今後の Run で期待される感度を計算した。ただ し、shape fit に用いた変数は得られる data の個数 N に対し、 $1/\sqrt{N}$ で良くなると仮定した。signal の系統誤差については、現在の値をそのまま用いている。また、pileup の上昇や、それに伴う trigger の変更などは考慮に入れていない。30 fb⁻¹ と 100 fb⁻¹ について、shape fit における感度を plot し たものが図 6.7a である。

一方、pixel-only-track を含めた cunting によって得られる感度が図 6.7b である。こちらも、 background の数の精度が $1/\sqrt{N}$ で良くなると仮定をしている。一方で、pixel-only-track の数は、 SCT ≥ 2 の track 数から外挿して求めたが、これを出す時の比については今後も変化がないとして計算をしている。

pixel-only-track を含めた counting でおこなう方が感度が良く、30 fb⁻¹ のデータ量を仮定した 時、200 GeV の質量を持つ signal に対し $\tau = 0.08$ nsec、400 GeV の質量を持つ signal に対し $\tau = 0.31$ nsec まで棄却が可能である。また、この予測は signal の系統誤差や pixel-only-track の数に関 する系統誤差について現在と変わらないとして計算している。これらの系統誤差を減らすことができ れば、より良い感度での探索が期待できる。



(a) shape fit

(b) counting(pixel-only-track を含む)

図 6.7: 今後の Run での期待される感度。pixel-only-track を用いた counting で大きな感度向上を期待できる。shape fit は、high p_T background の数が多くなり、 p_T 分布がはっきりすると、感度が向上する。

第7章

まとめ

標準理論を超える物理理論として超対称性理論は有力であり、その中でも様々な実験からの制限を 満足する AMSB 模型は有力である。AMSB 模型では LSP が pure ウィーノとなるためチャージー ノ $(\tilde{\chi}_1^{\pm})$ が長寿命となり、チャージーノ $(\tilde{\chi}_1^{\pm})$ が生成されると消失飛跡が観測される。AMSB 模型が 予言するチャージーノ $(\tilde{\chi}_1^{\pm})$ の寿命はおよそ 0.2 nsec と非常に短いため、観測される消失飛跡も ~6 cm と短い。この短い消失飛跡を正確に再構成することが、AMSB 模型を検証していくにあたり、特 に重要である。

本研究では、Run2 で新たに upgrade された内部飛跡検出器を活用し、これまで使われてこなかった非常に短い track(pixel-only-track) についての研究を行った。pixel-only-track を再構成し解析に使用することで、シグナルのアクセプタンスは大幅に上昇する。特に寿命が短いチャージーノに対して効果が大きく、寿命が 0.2 nsec のチャージーノに対して Run1 と比較して 6 倍のアクセプタンスとなる。一方、その track の短さのために p_T resolution は悪くなるため、 p_T shape を用いた background の推定は難しくなる。本解析では、高い運動量を持つ消失飛跡の background が、非物理的な p_T mismeasured track であることに着目し、background 中の pixel-only-track の割合を実 data から推定することで background 数を求めた。この手法により、3.3 fb⁻¹ の data 量で、AMSB 模型に対し

 $\tau_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 0.13 \text{ nsec } (m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} = 200 \text{ GeV}, 95\% \text{CL})$ $\tau_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} < 0.68 \text{ nsec } (m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} = 400 \text{ GeV}, 95\% \text{CL})$

の制限を得た。これは、200 GeV のパラメータ領域で Run1 の制限を超える結果となっている。

7.1 **今後の課題**

今後は、pixel-only-track のより詳細な理解が必要である。特に、実際の検出器中で p_T resolution が MC と一致しているか、MC で再現できない Background はないかなどの評価が重要である。前 者は性質の良い muon track を用いて評価を行う予定である。muon track の hit を意図的に除外し、 少ない hit から track を再構成し、 p_T resolution を見積もる。また、後者はこれから増大する data を用いて、data と MC の詳細な比較を行う。

また、LHC は今後 pileup が上昇し、tracking への影響が予想される。pileup の影響を軽減するためには、fake track を作りづらくするより良い algorithm が必要であり、今後の研究課題である。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの人のご助力がありました。ここで深く感謝いたします。

指導教官である浅井祥仁教授には、テーマの選定を始め、研究の指針、研究発表の技術など非常に 多岐にわたるご指導を賜りました。山本真平特任助教には、具体的な解析の進め方に加え、Run1 で の消失飛跡探索の詳細や CERN meeting における発表において、多くのご指導を賜りました。田中 純一准教授、江成祐二助教、増渕達也特任助教、山中隆志特任研究員には、本解析の至らない点につ いて、助言・議論をして頂き、解析の手助けとなりました。grid 環境なくしては本研究は行えません でした。grid 環境を始めとする計算機環境を整備してくださった真下哲郎准教授に深く感謝申し上 げます。

難波俊雄助教には、検出器についての基礎知識についてご指導賜りました。また、解析を行う PC の管理や、data の backup など、身の回りの機器についての管理も行って頂きました。

秘書の河野久仁子様、塩田雅子様、竹本葉子様、山浦華世様、手塚淑恵様には飛行機の予約を始め、 多くの事務手続き等、様々なところでお世話になりました。

Run1 で本解析を進め、様々な手法を確立してくださった、東氏、風間氏、Run2 での解析を共に 進めている小坂井氏、加地氏にも深く感謝申し上げます。

CERN に常駐している先輩方には CERN 出張の際、CERN での暮らしを始め、生活に関わる様々 なことでお世話になりました。

同期の西澤君、山崎君、山谷君、渡邊君、小川君、糟谷君、加納君、笹山君、柴田君、中浦君、長 倉君、吉田君、その他先輩方、後輩達のおかげで充実した研究生活を送ることができました。

最後に、家族を始め、周りの非常に多くの方々のご支援のおかげで、研究を進めることができました。皆様、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Stephen P. Martin, A SuperSymmetry Primer, arxiv:hep-ph/9709356.
- [2] ATLAS Collaboration, ATLAS Run 1 searches for direct pair production of third-generation squarks at the Large Hadron Collider, Eur. Phys. J. C75 (2015) 510, arxiv:1506.08616[hepex].
- [3] ATLAS Collaboration, Search for the electroweak production of supersymmetric particles in $\sqrt{s}=8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, arxiv:1509.07152 [hep-ex].
- [4] The ATLAS and CMS Collaborations, Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV, ATLAS-CONF-2015-044.
- [5] Felix Brummer, Sabine Kraml, Suchita Kulkarni, Anatomy of maximal stop mixing in the MSSM, JHEP 08 (2012) 089, arxiv:1204.5977 [hep-ph].
- [6] Masahiro Ibe, Shigeki Matsumoto, and Tsutomu T. Yanagida, Pure gravity mediation with $m_{3/2} = 10\text{-}100$ TeV, Physicl review D 85, 095011 (2012), arxiv:1202.2253 [hep-ph].
- [7] ATLAS collaboration, Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 - interpreted in the phenomenological MSSM, JHEP 10 (2015) 134, arxiv:1508.06608 [hep-ex].
- [8] Planck collaboration, P.A.R. Ade et al., Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters, arxiv:1502.01589 [astro-ph].
- [9] Masahiro Ibe, Shigeki Matsumoto, Ryosuke Sato, Mass splitting between charged and neutral winos at two-loop level, Physics Letters B 721 (2013) 252-260, arxiv:1212.5989 [hep-ph].
- [10] ATLAS Collaboration, Search for charginos nearly mass-degenerate with the lightest neutralino based on a disappearing-track signature in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 88, 112006, arxiv:1310.3675 [hep-ph].
- [11] CMS Collaboration, Search for disappearing tracks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, JHEP 1501 (2015) 096, arxiv:1411.6006 [hep-ex].
- [12] Lyndon Evans, The Large Hadron Collider, New J. Phys. 9 (2007) 335.
- [13] ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics, CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2008, arxiv:0901.0512 [hep-ex].
- [14] Capeans, M ; Darbo et al., ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, CERN-LHCC-2010-013, ATLAS-TDR-19.
- [15] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.

- [16] Yu Nakahama on behalf of the ATLAS Collaboration, The ATLAS Trigger System: Ready for Run-2, 2015 J. Phys.: Conf. Ser. 664 082037.
- [17] ATLAS Collaboration, A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector, JINST 9 (2014) P09009, arXiv:1406.7690 [hep-ex].
- [18] Nicholas Styles, Massimiliano Bellomo, Andreas Salzburger (on behalf of theATLAS collaboration), Developments in the ATLAS Tracking Software ahead of LHC Run 2, 2015 J. Phys.: Conf. Ser. 608 012047.
- [19] Cornelissen, T ; Elsing, M ; Fleischmann, S ; Liebig, W ; Moyse, E ; Salzburger, A et al., Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT), ATL-SOFT-PUB-2007-007, ATL-COM-SOFT-2007-002.
- [20] R. Fruhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. Meth. A262 (1987) 444-450.
- [21] R. Duda and P. Hart, Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures, Comm. ACM 15 (1972) 11-15.
- [22] ATLAS Collaboration, Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at ps = 7 TeV in the ATLAS experiment, ATLAS-CONF-2010-069.
- [23] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment, ATLAS-CONF-2012-042.
- [24] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, The anti-kt jet clustering algorithm, JHEP 0804:063,2008 arxiv:0802.1189 [hep-ph].
- [25] ATLAS Collaboration, Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2014-018.
- [26] ATLAS Collaboration, Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, Eur. Phys. J. C, 73 3 (2013) 2304, arxiv:1112.6426 [hep-ex].
- [27] ATLAS Collaboration, Characterisation and mitigation of beam-induced backgrounds observed in the ATLAS detector during the 2011 proton-proton run, JINST 8 (2013) P07004, arxiv:1303.0223 [hep-ex].
- [28] ATLAS Collaboration, Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2518, arXiv: 1302.4393 [hep-ex].