

修士論文
LHC-ATLAS実験における
長寿命チャージノ探索のための
新しい消失飛跡再構成法の開発

早稲田大学大学院
先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻
寄田研究室

5320A002 秋山大也

2022/02/05

概要

LHC-ATLAS 実験はスイス、ジュネーブ郊外の欧州原子核研究機構 (CERN) にある大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いた素粒子実験であり、標準模型の検証と標準模型を超える物理の発見を目的としている。本実験では 2012 年にヒッグス粒子を発見し、その後 2015 年から 2018 年まで Run2 として重心系エネルギー 13 TeV による運転で積算ルミノシティ 139 fb^{-1} のデータを取得した。Run2 で取得したデータは世界中で解析が進められているが、標準模型を超える物理 (新粒子) は未発見である。未探索質量領域の重要度は増しており、本解析ではなかでも超対称性理論においてチャージノとニュートラリーノの質量が縮退した領域の探索を行なう。超対称性理論は標準模型で指摘される多くの問題を解決し、さらに暗黒物質も説明する。特に宇宙観測の結果からニュートラリーノ (暗黒物質) が超対称性ウィーノである場合、その質量は 3 TeV まで、超対称性ヒグシーノである場合、その質量は 1 TeV までに存在が期待されている。質量が縮退した領域の探索は、チャージノが長寿命となることで検出器途中で崩壊し、まるで消えたように見える「消失飛跡」という特徴的な信号を用いるため、消失飛跡探索と呼ばれる。Run2 全データを用いた消失飛跡探索の結果、ウィーノは 660 GeV、ヒグシーノは 210 GeV まで存在が棄却されている。しかし消失飛跡探索は信号事象が検出器に残す情報が少ないという特殊性から解析の難易度が高く、解析手法の改善により探索感度が大幅に向上する余地が残されている。本論文では同じく Run2 全データを用いながらも、3 層飛跡、新しい飛跡再構成アルゴリズムの導入と衝突点利用によって信号取得効率が、ウィーノは 2.9 倍、ヒグシーノは 4.4 倍に向上することを確認した。また、本解析の課題である不定性の大きい背景事象の見積もりを改善するための背景事象見積もりの新手法を開発した。背景事象は前回解析と比較して、4 層飛跡において 5.7 倍、3 層飛跡において 390 倍となる。背景事象を抑制するためにピクセル検出器のエネルギー損失測定などを利用し、4 層飛跡を使った感度はウィーノは 770 GeV、3 層飛跡を使った感度は 250 GeV まで向上する。これは 2022 年から始まる Run3 で予定される統計量以上の改善である。

目次

1	超対称性-暗黒物質	3
1.1	標準模型の課題と超対称性による解	3
1.2	有力な超対称性のモデル	6
1.3	加速器による暗黒物質探索	9
1.4	消失飛跡を用いた長寿命チャージノ探索	10
1.5	長寿命チャージノ探索の現状と感度の向上	13
2	LHC-ATLAS 実験	15
2.1	LHC	15
2.2	ATLAS 検出器の構造	15
2.3	トリガーシステム	23
2.4	半導体検出器の運用	24
3	イベント再構成	25
3.1	内部飛跡検出器による飛跡	25
3.2	衝突点	27
3.3	ジェット	27
3.4	電子	28
3.5	ミューオン	28
3.6	Overlap Removal	29
3.7	消失横運動量	29
3.8	Event Cleaning	30
4	解析に使用するデータとモンテカルロサンプル	31
5	消失飛跡の再構成	33
5.1	新しい再構成方法	33
5.2	信号の再構成効率	34
5.3	衝突点の利用 (vertex constraint)	35
6	事象選択	38
6.1	運動学的事象選択	38
6.2	消失飛跡に対する事象選択	38
7	背景事象とその見積もり	40
7.1	背景事象の種類	40
7.2	フェイク飛跡の性質	42
7.3	従来の背景事象の見積もり	44
7.4	新しいフェイク飛跡 control region	46
7.5	フェイクファクター法による背景事象の見積もり	47
7.6	新しい背景事象見積もりの課題	54

8	まとめと考察	55
9	今後の展望	56
A	RPVLL フィルター	62
B	Vertex Constraint の性質	63

1 超対称性-暗黒物質

1.1 標準模型の課題と超対称性による解

素粒子物理学において重力以外の3つの力を17個の素粒子で記述した理論が標準模型である。17個の素粒子は物質を構成する12個のクォーク・レプトンと、相互作用を伝える4個のゲージ粒子、そしてヒッグス粒子からなる。クォークとレプトンはスピン1/2を持つフェルミオン、ゲージ粒子はスピン1を持つボソン、ヒッグス粒子はスピン0を持つボソンである。標準模型はゲージ理論であり、 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ。中でも $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の対称性は自発的に $U(1)_{EM}$ へと破れるヒッグス機構によって電磁相互作用と弱い相互作用を統一している。実際にヒッグス粒子が見つかったことで標準模型は実験と矛盾しない確かな理論となったが、強い相互作用の大統一まで考慮すると不自然な点がいくつかあり、標準模型を超える物理の存在は確実視されている。そこでフェルミオンとボソンの対称性、超対称性を導入し標準模型を拡張した超対称性理論[1]が提唱されている。超対称性理論では標準模型のクォーク・レプトンに対応したスカラーボソンであるスカラークォーク・スカラーレプトンがあり、標準模型のゲージボソン・スカラーボソンに対応したフェルミオンであるゲージーノ・ヒグシーノが存在する。超対称性理論にはどの程度標準模型を拡張するかで理論に幅があるが、最小限の拡張で表したのが最小超対称標準模型(MSSM)である。MSSMを構成する粒子を図1.1に示す。また、ゲージーノとヒグシーノは同じ量子数を持つもの同士で混合することでニュートラリーノとチャージーノという質量固有状態で観測される。ニュートラリーノは4つの粒子の混合状態であるため、その質量固有状態も4つ存在し、質量の小さい順に $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ と番号がふられている。チャージーノも同様に質量の小さい順に $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ の2種類が存在する。以下に標準模型の持つ主な課題と超対称性の導入による解について述べる。

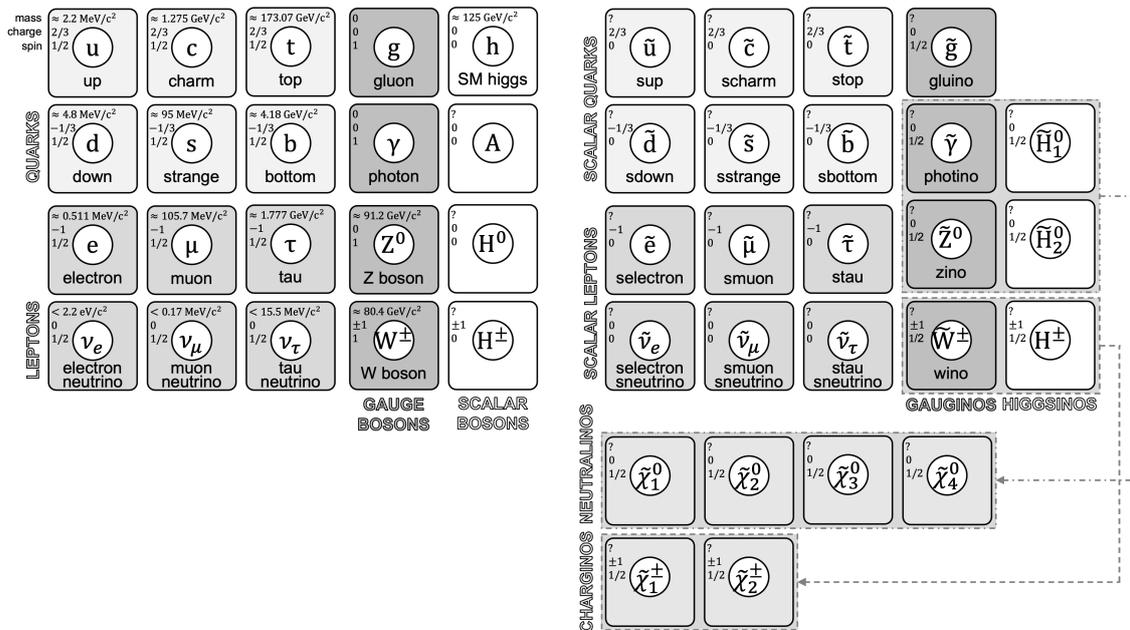


図 1.1: 最小超対称性標準模型を構成する素粒子

(1) 階層性問題・fine tuning 問題

標準模型の課題としてまず挙げられるのが階層性問題と呼ばれるもので、真空期待値などの電弱スケールが大統一スケールやプランクスケール $O(10^{16} - 10^{19} \text{ GeV})$ と大きく離れているという問題である。図 1.2 にこれまで発見されてきた主な粒子の質量と、GUT スケール・プランクスケールを示す。プランクスケールはシュバルツシルト半径から導かれる長さの最小単位の逆数であり、宇宙の根本的なスケールだと思えば、標準模型のエネルギースケールである電弱スケールの存在は力の統一を目指す素粒子物理学の精神に反するもので、それを説明できる新物理が期待される。

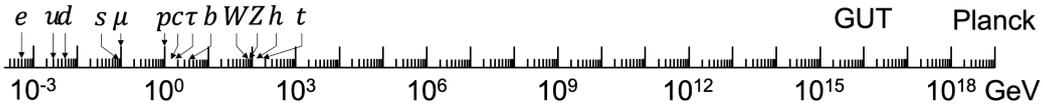


図 1.2: これまで発見された粒子の質量と宇宙のエネルギースケール

階層性問題はヒッグス粒子の質量においては fine tuning 問題と呼ばれ、ヒッグス粒子とフェルミオンの結合、特に湯川結合定数が最大となるトップクォークとの結合によるヒッグス粒子質量の量子補正において問題になる。ヒッグス粒子とトップクォークとの結合を図 1.3 a、量子補正を式 1.1 に示す。

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}(\Lambda^2 + \dots) \quad (1.1)$$

ここで λ_f はヒッグス粒子とトップクォークの 3 点結合定数、 Λ は標準模型の考慮するエネルギーの上限、カットオフエネルギーである。 $\Lambda = 10^{19} \text{ GeV}$ とおくと量子補正は $O(10^{38} \text{ GeV})$ となる。対してヒッグス質量の 2 乗は $O(10^4 \text{ GeV})$ であることから、たった 125 GeV の質量を説明するために物理定数による 34 桁の補正が必要なことがわかる。この恣意的な補正は宇宙の構成における自然さ、naturalness の観点から非常に不自然であり、新物理が期待される。同様の議論はフェルミオンやゲージボソンにおいてはそれぞれ高エネルギーにおけるカイラル対称性とゲージ対称性の回復によって質量の発散が抑えられることでこの問題は無視できる。同様に超対称性を導入するとヒッグス粒子も質量の発散が抑えられる。それはヒッグス粒子とスカラートップクォークの結合による量子補正がトップクォークとの結合の量子補正を打ち消すからである。ヒッグス粒子とスカラートップクォークの結合を図 1.3 b、量子補正を式 1.2 に示す。

$$\Delta m_H^2 = 2 \times \frac{\lambda_s}{16\pi^2}(\Lambda^2 + \dots) \quad (1.2)$$

ここで、 λ_s はヒッグス粒子とスカラートップクォークの 4 点結合定数である。もし $|\lambda_f|^2 = \lambda_s$ であれば式 1.1 と式 1.2 は打ち消し合い、fine tuning 問題は解決する。

(2) 力の大統一

大統一とは電磁気力・弱い力・強い力の結合定数が一致することである。電弱スケールでは 3 つの力の結合定数はそれぞれ異なる値を持つが、電磁気力・弱い力は力の働く距離が近いほど強くなるため、不確定性原理より高エネルギーであるほど、その結合定数は強

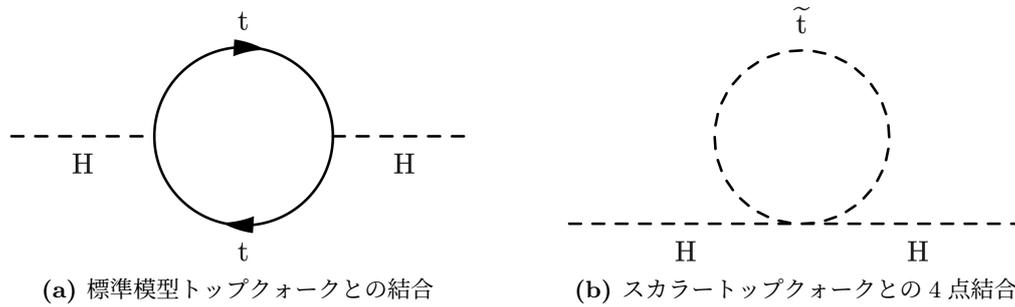


図 1.3: ヒッグス粒子の質量に影響を与える他粒子との結合

くなる。対して強い力は距離が離れているほど力が強くなるため、高エネルギーでは結合定数は弱くなる。よって3つの結合定数は、大統一スケールでは合致することが予想される。しかし標準模型において、大統一スケールでの結合定数を計算すると一致しないため、電弱スケールと大統一スケールの間に新物理が期待される。ここで同様に超対称性を導入する。もし超対称性が電弱スケールでも成り立っていれば、標準模型に対して同質量の超対称性パートナーが存在するはずである。しかしそのような粒子、例えば 511 keV のスカラー電子は見つかっておらず、超対称性は破れていると考えることができる。もし超対称性が 1 TeV 程度のエネルギースケールで破れるとすると各結合定数の量子補正が 1 TeV 以上で変化し、結合定数はちょうど大統一スケールにおいて一致する。

(3) 暗黒物質

暗黒物質は銀河の回転速度などの観測事実から宇宙の質量のうち約 25 % を占める物質であることがわかっているが、標準模型には暗黒物質を説明できる粒子は存在せずいまだに観測されていない。その性質は主に「電磁相互作用・強い相互作用をしない」・「安定である」・「非相対論的速度を持つ」であり、そうした性質を持つ最も有力な候補は WIMP である。WIMP は weakly interacting massive particles の略で、弱い相互作用ほどの強さでしか他の粒子と相互作用せず、質量は $O(1\text{ eV} - 1\text{ TeV})$ と広い範囲で予想されている。WIMP は高温の宇宙初期において対消滅と対生成を繰り返していたが、宇宙の膨張と冷却とともに対消滅によって数が減ることで反応が減って安定となり、現在の宇宙まで残っている (熱的残存粒子) という熱力学的な仮説に基づいている。WIMP と標準模型粒子の相互作用の大きさが大きければその熱的残存量は少なくなり、反対に相互作用が弱ければ熱的残存量は多くなるはずで、現在の宇宙の熱的残存量から逆算される相互作用の大きさは弱い相互作用に一致する。これは WIMP ミラクルと呼ばれ、WIMP の存在が期待される理由の一つである。超対称性理論においては最も軽い超対称性粒子 (LSP) が安定であれば WIMP の候補となる。ただし、LSP が安定であるためには R-パリティが保存する必要がある。R-パリティは標準模型粒子が +1、超対称性粒子が -1 であり、R-パリティが保存する場合、最も軽い超対称性粒子は標準模型粒子に崩壊しないため安定な暗黒物質となる。理論上 R-パリティが保存する必然性はないが、陽子崩壊の制限から実験的には保存すると予想されている。LSP は電荷が 0 である、最も軽いニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ ・グラビトンの超対称性パートナーであるグラビティーノが候補であり、どれであるかは超対称性理論のさまざまな仮定に依存する。

1.2 有力な超対称性のモデル

超対称性理論にはいくつものモデルがあり、大量に自由なパラメータを持つため超対称性粒子の質量などの性質はいろいろな予想がされてきた。前述したように超対称性は破れており、その結果超対称性粒子の質量は標準模型粒子に比べて大きくなったと考えられる。よって超対称性粒子の質量などの性質を大きく決めるのは超対称性の破れに関するパラメータ:GUTスケールにおけるスカラーフェルミオン質量 m_0 ・ゲージノ質量 $m_{1/2}$ ・ヒッグス質量 μ である。これらのGUTスケールにおける質量は低エネルギーにおいては繰り込み方程式に従って量子補正がかかり、実際に観測される質量は粒子種によって大きく異なる。例えばスカラーフェルミオンの場合は低エネルギーになるに従って質量は増大する。ゲージノはウィーノ \tilde{W} 、ビーノ \tilde{B} 、グレイノ \tilde{g} で質量が大きく異なり、 M_1, M_2, M_3 と定義されるそれぞれの質量は破れのモデルによってその大小関係が変わる。ここでは、今までの観測結果からこれらのパラメータに課される制限について述べ、そこから導かれるこれからの超対称性粒子探索の方向性についてまとめた。

(1) スカラーフェルミオン質量に対する制限

ヒッグス粒子は超対称性を導入する動機であり、その性質を理解する必要がある。まず、標準模型ヒッグス場は2つの複素スカラー場からなる1つの doublet で記述され、超弱電荷 $Y = -1$ であるからダウンタイプのクォークに質量を与えるとともにその複素共役がアップタイプのクォークに対しても質量を与えていた。しかし超対称性を導入するにあたっては複素共役をとることができないため2つのヒッグス場 Φ_{H_1}, Φ_{H_2} が必要であり [2]、それぞれダウンタイプとアップタイプのクォークに質量を与える。実スカラー場の自由度は8つに増えるためヒッグス粒子はゲージボソンの自由度を引いて5つ (CP-even の $h^0 \cdot H^0$ ・CP-odd の A ・荷電ヒッグス粒子 H^\pm) になる。また、ヒグシーノは複素スカラー場の自由度から4つ ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) になる (図 1.1)。そしてヒッグス粒子の質量は標準模型とは異なり、これらのヒッグス場の真空期待値や他の粒子との相互作用から決まり、次の式 1.3 で表される。

$$m_H^2 \simeq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2} \left[\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{A_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{A_t^2}{12M_S^2} \right) \right] \quad (1.3)$$

第1項はツリーレベルの質量項で、 Z ボソンの質量 m_Z と2つのヒッグス場の真空期待値 v_1 と v_2 の比から決まる $\beta = \tan^{-1} v_2/v_1$ で表される。標準模型において真空期待値は自由なパラメーターである λ を用いて $\lambda\phi^4$ の形で表されるので、ヒッグス粒子の質量も自由であった。しかし SUSY を導入した場合真空期待値は式 1.4 で表されるようにゲージ結合の強さによって決まってしまう。ここで g と g' はそれぞれ弱超電荷と弱い相互作用のゲージ結合定数であり、それぞれのヒッグス場に対する係数 m_1, m_2, m_3 は繰り込み方程式を解くことで決まる。

$$V = (\mu^2 + m_1^2) |H_1^0|^2 + (\mu^2 + m_2^2) |H_2^0|^2 + m_3^2 (H_1^0 H_2^0 + h.c.) + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_1^0|^2 + |H_2^0|^2) \quad (1.4)$$

次に、式 1.3 における第2項の前半は前述のトップクォークとの量子補正で、 M_S^2 はスカラートップクォークの質量で m_t はトップクォークの質量である。この項はトップクォー

クとスカラートップクォークの質量が同じであればそれぞれの量子補正が完全に打ち消し合うが、スカラートップクォークの質量の方が重いため log 発散となる。第 2 項の後半はスカラートップクォークとのスカラー 3 点結合の補正である。これは標準模型における湯川結合にあたるもので、ヒッグス粒子から \tilde{t}_L と \tilde{t}_R の対生成と対消滅による loop の効果として質量に現れる。 A_t は湯川結合に対する結合の強さの比であり、 \tilde{t}_L と \tilde{t}_R の混合がない場合 $A_t = 0$ となるが、最も混合する場合 $A_t = \sqrt{6}m_S$ となる。

ここでヒッグス質量 125 GeV を説明しようとする、自然には log の項がとても大きくなる必要があるためにスカラートップクォークの質量は 10 ~ 100 TeV と重くなる必要があるため naturalness は大きく回復しなくなる。もしくは混合が強ければ軽いスカラートップクォークが説明できるが、そのほかの観測事実からもあまり好ましくない。事実スカラークォークは現在 2 TeV 付近まで存在が棄却されている。よって m_0 は 10 ~ 100 TeV と考えられ、今の加速器のエネルギースケールよりもはるか上であるため発見は難しい。

(2) ゲージノ・ヒグシーノ質量に対する制限

ゲージノ質量 $m_{1/2}$ とヒグシーノ質量 μ は暗黒物質の候補であることから宇宙論から制限がかかる。MSSM においては 100 以上の自由パラメータがあるが、観測事実に合わせてパラメータを単純化したものを Phenomenological MSSM (pMSSM) という。pMSSM において予想されるそれぞれのモデルにおける、WIMP の熱的残存量と LSP 質量の関係を図 1.4 に示す。色の違いは LSP の種類を示しており、点の密度が濃いほど予想されるモデルが多いことを示している。

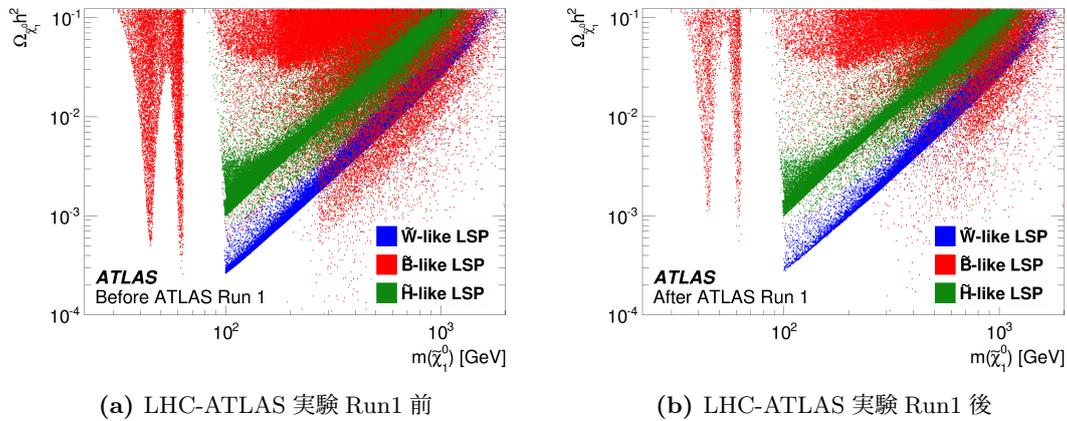


図 1.4: 未探索の WIMP 質量と対応する熱的残存量 [3]

ルが多いことを示している。縦軸の最大値は、現在の WIMP の熱的残存量 $\Omega_\chi h^2 = 0.12$ であり、これは宇宙観測から厳密に求めることができる。超対称性理論の LSP 以外にもアクシオンなどの暗黒物質がある可能性があるため、LSP で現在の熱的残存量全てを満たす必要はない。図 1.4 a は ATLAS 実験前の未探索領域を示しており、図 1.4 b は LHC-ATLAS 実験 Run1 後の未探索領域を示している。赤の点で示される、ピーノが LSP であるモデルは LHC-ATLAS 実験 Run1 において大きく棄却されており、 m_0 が $m_{1/2}$ に対してとても大きい領域か、その逆の $m_{1/2}$ が m_0 に対してとても大きい領域のみ可能性が残されている。青の点で示される、ウィーノが LSP である場合は LSP 質量は 3 TeV 以下であり、Run1 において質量の小さい領域は多くのモデルが棄却されている。これは、本論文の先

行解析によるものであるが、依然として質量の大きい領域においては可能性が大きく残されている。緑の点で示される、ヒグシーノが LSP である場合は LSP 質量は 1 TeV 以下であり、これも多くの可能性が残されている。

以上の制限から本論文ではウィーノもしくはヒグシーノが LSP となるモデルに着目する。実際に LSP として観測される、ゲージノとヒグシーノの混合によるニュートラリーノの質量 [7] は次の式 1.5 のように表され、最も軽いものが LSP の候補である $\tilde{\chi}_1^0$ となる [4]。

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \sin \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & -m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_W \sin \beta & -m_Z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \rightarrow \tilde{\chi}_{1\sim 4}^0 \quad (1.5)$$

θ_W はワインバーグ角であり、 $\sin^2 \theta_W = 0.23$ であるため $m_Z \sin \theta_W \cos \beta$ などの項は小さく無視できる。また $m_Z \sin \theta_W \sin \beta$ などの項も $O(100 \text{ GeV})$ であるため M_1 や M_2 のとる質量スケール $O(1 \text{ TeV})$ と比べると小さい。よってゲージノはヒグシーノとほとんど混合せず、 M_2 が M_1 、 $|\mu|$ より軽い場合ウィーノがそのまま $\tilde{\chi}_1^0$ となる。このような質量階層は AMSB (Anomaly Mediated SUSY Breaking) モデルによって予言される。

SUSY の破れが私たちの世界 (visible sector) で起こると、標準模型とはかけ離れた宇宙になってしまう。よって我々の感じることのない隠れた世界 (hidden sector) で SUSY は破れて、その破れを何か (messenger) が visible sector に伝えていると考える。AMSB モデルでは物理量は連続的な値を取ることができないこと (量子異常) が大きく寄与して破れを伝える。他の SUSY の破れのモデルと比較すると、恣意的に messenger を作る必要がなく自然なモデルであり、非常に有力な理論である。質量パラメータに重力子の超対称性パートナーであるグラビティーノ質量 $m_{3/2}$ を持ち、これに対する比で $M_1 : M_2 : M_3 \sim 3 : 1 : 7$ が決まる。

また、 $|\mu|$ が M_2 、 M_1 より軽い場合、 $\tilde{\chi}_1^0$ はヒグシーノの成分が多くなる。これも μ の取りうる値に大きな制限はないため可能性がある。

チャージノ質量は次の式 1.6 のように表される。

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \sin \beta \\ \sqrt{2}m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^\pm \\ \tilde{H}^\pm \end{pmatrix} \rightarrow \tilde{\chi}_{1\sim 2}^\pm \quad (1.6)$$

混合項はヒグシーノとウィーノの 3 点結合によって生まれるため、ウィークボソンの質量 m_W 程度の大きさでありチャージノもあまり混合しないことがわかる。こちらも M_2 と μ の大小関係によって最も軽いチャージノ $\tilde{\chi}_1^\pm$ が決まるため、ニュートラリーノがウィーノであればチャージノも自然とウィーノであり、2 つの質量は縮退する。ただし、完全に縮退している場合でも中性ウィーノと荷電ウィーノの量子補正の差によって少し縮退がとけ、質量差 $\Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$ は 160 MeV 程度 [8] となる。ヒグシーノの場合はもし完全に縮退していれば $\Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$ は 340 MeV 程度であるが、ウィーノが少し混合して完全には縮退しないためもう少し質量差が大きくなることが予想される。

以上の議論より TeV スケールで発見できる SUSY 粒子の最有力候補は暗黒物質となる 3 TeV までのウィーノもしくは 1 TeV までのヒグシーノであり、 $\tilde{\chi}_1^0$ と $\tilde{\chi}_1^\pm$ は質量が縮退している。

1.3 加速器による暗黒物質探索

暗黒物質の探索は直接探索・間接探索・加速器探索があり (図 1.5 a)、それぞれが相補的な役割を担っている。直接探索は暗黒物質による標準模型粒子の反跳を観測する探索で、多くの地下実験が発見を競っている。しかし、直接探索の感度はニュートリノフロアと呼ばれる、ニュートリノが背景事象となって暗黒物質が埋もれてしまう領域まであと少しで達してしまい、それ以上反応断面積が小さい領域は探索することができない。図 1.5 b は主要な直接探索実験における探索の結果であり、赤色の領域が暗黒物質の存在が主張されている領域、緑色の領域が暗黒物質の存在が棄却されている領域、黄色の領域がニュートリノフロアの領域である。間接探索は暗黒物質の対消滅から出てくる標準模型粒子の対生成を観測する探索で、気球実験や衛星実験による探索が行われている。この反応は現在の宇宙が構成される過程、すなわち熱的残存粒子仮説の検証そのものである。暗黒物質そのものを観測しているわけではないため、発見しても暗黒物質そのものの質量などは決まらないが、その分探索できる質量領域が広いという性質を持つ。そして加速器探索は標準模型粒子の反応から生成される暗黒物質を観測する探索で、間接探索とは逆に時間を遡る探索となる。直接探索で探すことのできない非常に反応断面積の小さい領域を探索することができ、発見できればその質量や生成断面積がはっきりと決まるという利点がある。そして LHC は唯一 TeV 領域まで探索ができる加速器である。ただし、加速器において図 1.5 a

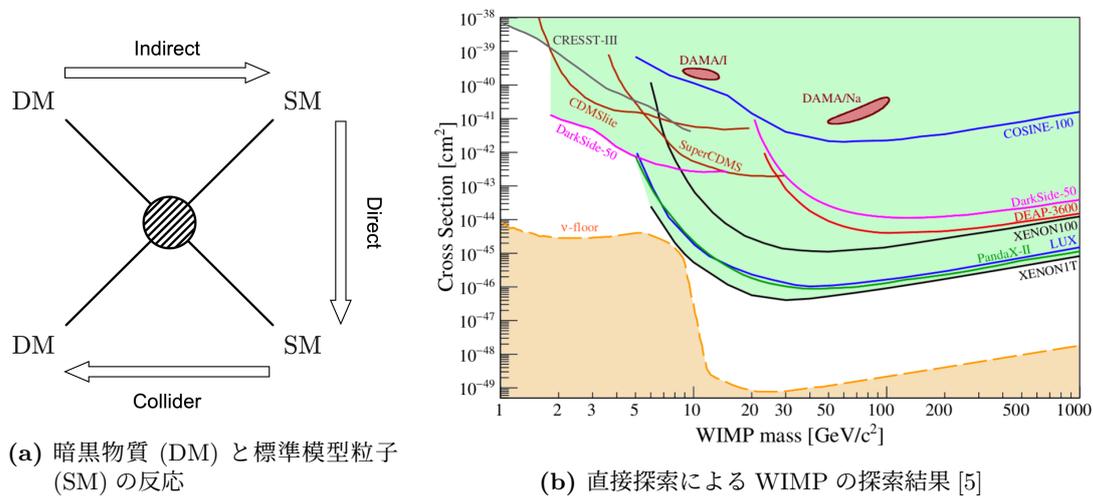


図 1.5: 暗黒物質探索の種類と現状

の反応、すなわち暗黒物質対生成が起きたとしても検出器と反応はしないので何も信号として捉えることはできない。そこで ISR jet を要求することで暗黒物質を反対方向にブーストさせ消失横運動量 E_T^{miss} として再構成することで検出する。さらに暗黒物質よりも重たい粒子を対生成し、暗黒物質への崩壊を観測することで特徴的な信号を捉えることがで

き、背景事象と分離することができる。SUSYの場合は $\tilde{\chi}_1^\pm$ から $\tilde{\chi}_1^0$ への特徴的な崩壊を見ることができ、崩壊の特徴が何であるかは質量差により決まる。前項で述べた質量が縮退している場合に着目し、図 1.6 に質量差による特徴的な信号と探索方法を示す。まず質量差が非常に小さい場合 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は長寿命になる。これは自由中性子が陽子へ崩壊する場合に長寿命となる原理と同じである。また、ウィーノが完全に縮退した場合の質量差 160 MeV はパイオンの質量以上であるため、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は95%の確率で $\tilde{\chi}_1^0$ とパイオンに崩壊する。ただしこのパイオンは最大でも数 GeV の運動量しか持たないために検出することができても粒子として再構成することが難しい。よってこのような場合では検出器内で少し飛び、途中で崩壊して見えなくなる $\tilde{\chi}_1^\pm$ を信号として探索する消失飛跡 (disappearing track) 解析により探索する。さらに質量差が大きくなる場合は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の寿命が短くなるため消失飛跡を捉えることが難しく、少し衝突点からずれて出てくる低運動量パイオンを使って探索する displaced soft-pion 解析が優れた探索感度をもつ。また、質量差が数 GeV まで大きくなると低運動量レプトンが2本や3本出てくるため、soft-lepton 解析で探す。

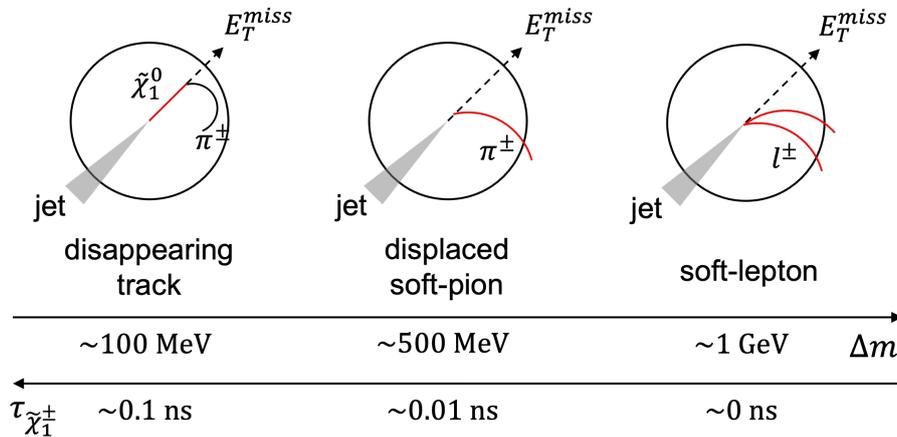


図 1.6: 質量が縮退した超対称性-暗黒物質探索の解析手法

1.4 消失飛跡を用いた長寿命チャージノ探索

(1) 電弱ゲージノの生成

本論文においては図 1.7 に示すように4つの電弱ゲージノ生成過程を探索の対象とする。図 1.7a と図 1.7c はチャージノとニュートラリーノの生成であり、終状態のジェットがグルーオンジェットかクォークジェットであるかの違いがある。図 1.7b と図 1.7d はチャージノの対生成であり、同様に終状態のジェットが2種類存在する。図 1.8 は電弱ゲージノとスカラーレプトン対生成の生成断面積を表しており、オレンジの線がウィーノの生成、青の線がヒグシーノの生成を表している。生成断面積は非常に小さく、ウィーノの場合 600 GeV で 0.01 pb、1 TeV で 0.001 pb である。これは本論文の扱う LHC-ATLAS 実験 Run2 における生成事象数に焼き直すと、600 GeV ならば約 1390 事象、1 TeV ならば約 139 事象である。

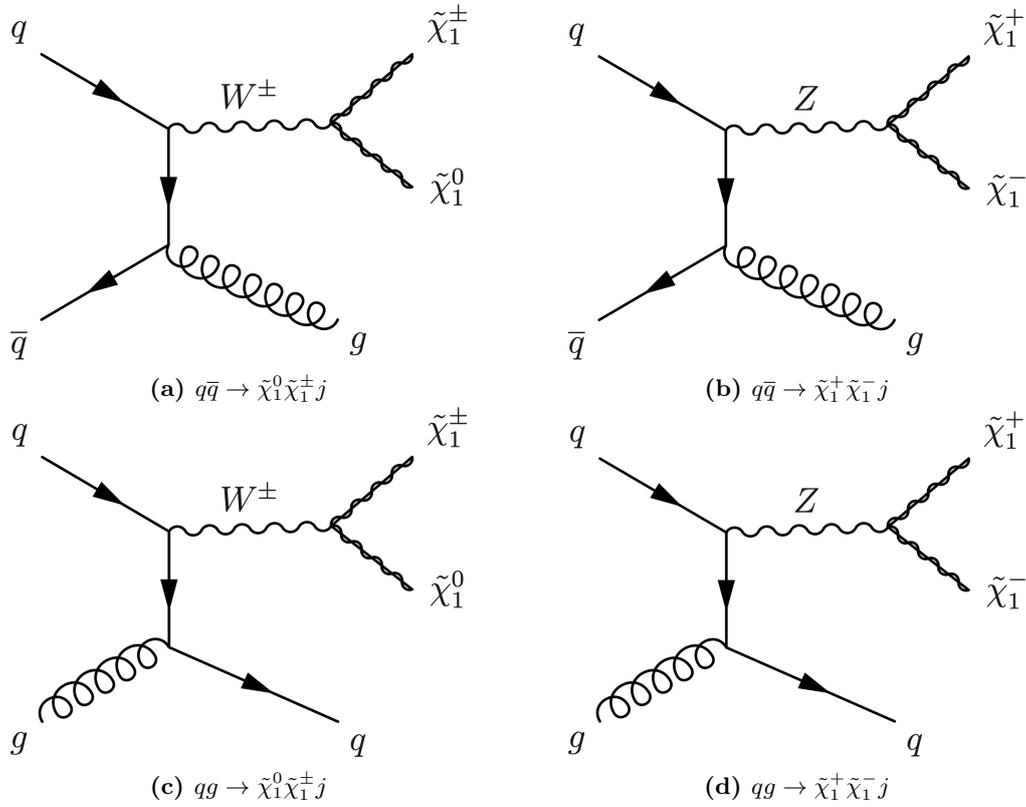


図 1.7: 陽子陽子衝突における弱い相互作用によるチャージノ生成過程

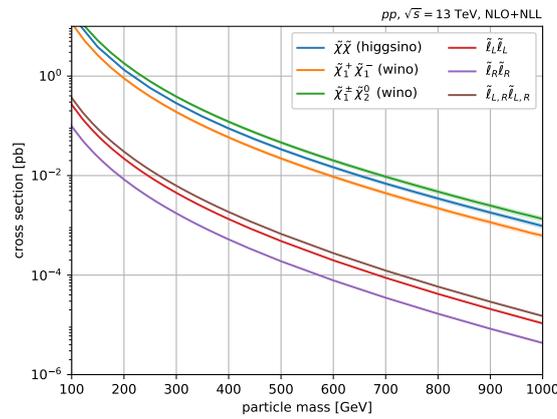


図 1.8: 重心系エネルギー 13 TeV における電弱ゲージノ・スカラーレプトン対生成断面積 [6]

(2) チャージーノの崩壊

チャージーノはウィークボソンと暗黒物質である最も軽いニュートラリーノに崩壊する。図 1.9 a はウィークボソンの崩壊分岐比を示しており、横軸はチャージーノとニュートラリーノの質量差である。質量差が 100 MeV では電子と電子ニュートリノへの崩壊が支配的であるが、パイ中間子の質量である 135 MeV [10] を超えるとパイ中間子への崩壊が支配的になる。チャージーノ・ニュートラリーノが純粋にウィーノの質量で縮退している場合は質量差が 160 MeV となるため 95% 以上がパイ中間子に崩壊する。図 1.9 b はチャージーノとニュートラリーノが 1 つずつ生成され、チャージーノが崩壊するダイアグラムである。生成のバーテックスには図 1.7 c が当てはまる。

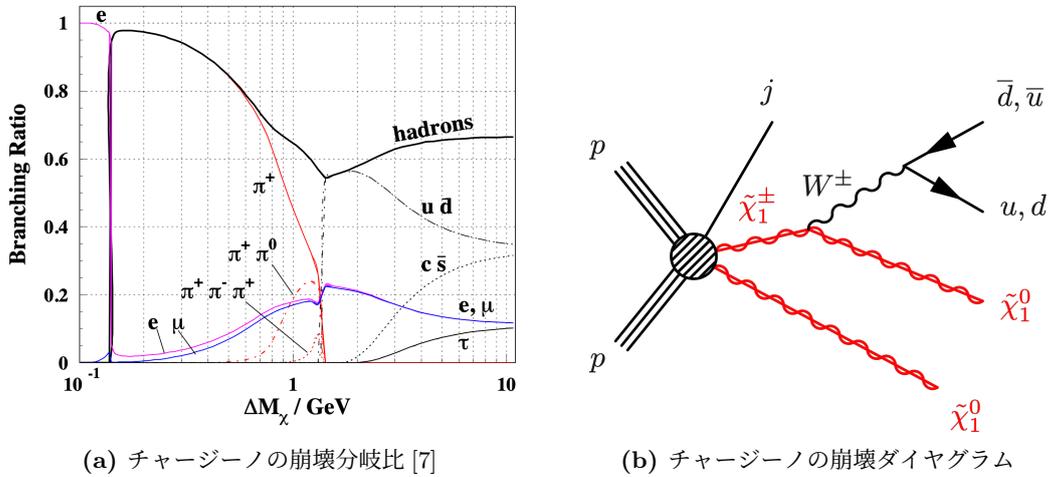


図 1.9: チャージーノの崩壊

(3) チャージーノの寿命

チャージーノの寿命は式 1.7 で表され、チャージーノ $\tilde{\chi}_1^\pm$ とニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差 Δm に大きく左右される。ここで、 m_π はパイ中間子の質量、 m_μ はミューオンの質量である。

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \pi^\pm) = \Gamma(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu) \times \frac{16\Delta m}{m_\pi m_\mu^2} \cdot \left(1 - \frac{m_\pi^2}{\Delta m^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^{-2} \quad (1.7)$$

チャージーノとニュートラリーノがウィーノの質量で縮退していれば $\Delta m \sim 160$ MeV であるから、0.2 ns 程度に、ヒグシーノの質量で縮退していれば $\Delta m \sim 340$ MeV であるから、0.03 ns 程度になる。 $c\tau$ は数 mm であるが、高運動量であればローレンツブーストして数 cm 飛行するため、飛跡として検出器で捉えることができる。このような飛跡はカリメータまで届かず、内部飛跡検出器の途中で消えてしまうため、消失飛跡と呼ぶ。

1.5 長寿命チャージノ探索の現状と感度の向上

今まで LHC-ATLAS 実験では様々なデータセットで消失飛跡を用いた長寿命チャージノ探索が行われている。LHC-ATLAS 実験については次の章で述べる。最も感度を持つ解析は Run2 全データを用いた解析で、消失飛跡はピクセル 4 層飛跡を用いており、カロリメーターベトという新解析技術の導入によってウィーノは 660 GeV、ヒグシーノは 210 GeV まで存在を棄却した [11]。図 1.10 a にウィーノの質量と寿命の制限、図 1.10 b にヒグシーノの質量と寿命の制限を示す。赤の実線よりも左側の領域が現在の棄却領域であり、灰色の点線が理論で予想される質量と寿命の関係である。ただし、この結果は確実な解析

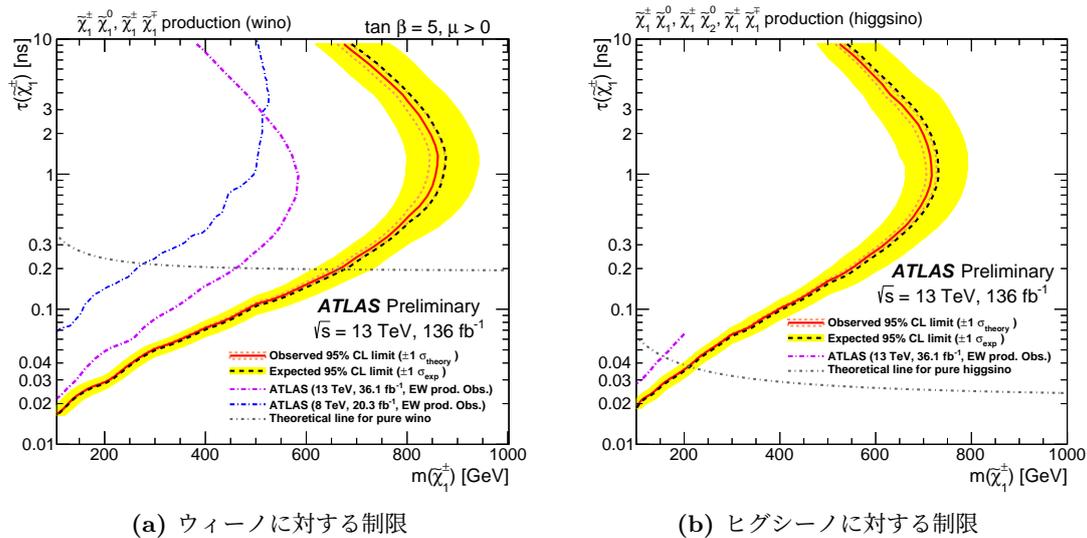


図 1.10: 長寿命チャージノ探索の最新結果

手法を用いたものであり、現在は検出器やデータの理解が進んだことで、さらに挑戦的な解析技術を導入した探索が行える。そこで本論文ではそれらの新しい解析技術の導入について述べる。表 1.1 に感度改善のための新たな解析手法とその影響について示す。

まず、理論曲線と棄却曲線の関係性から、さらに短い寿命 (飛跡) の感度を上げることでウィーノ・ヒグシーノの探索感度を向上させることができる。これは消失飛跡を構成するヒットの数を減らすことで、より短い飛跡を再構成することができる。しかし、ヒットの数を減らすと再構成される飛跡の数は大幅に増加し、計算リソースやデータ容量が増加する。したがって、これまでの解析においてはピクセル検出器内側 4 層によって再構成した 4 層飛跡を用いていた。対して、本解析においてはデータ容量の削減のためのフィルターを用いることで、ピクセル検出器内側 3 層による飛跡再構成を導入し、4 層飛跡よりも短い飛跡再構成を行う。特にヒグシーノは 0.03 ns と寿命が短いことから、ヒグシーノ探索に対して感度向上を期待できる。

これまでの解析における消失飛跡の再構成効率は約 60% であり、通常の飛跡再構成に対して低い。これは消失飛跡の再構成アルゴリズムが、通常の飛跡を優先したものであるため、本解析用に新たな再構成アルゴリズムを導入することで、消失飛跡の再構成効率は向上する。これは信号事象の統計量を増やし、寿命にかかわらず探索感度をより大質量領域に向上させることができる。

ATLAS 実験における荷電粒子の運動量は磁場中の飛跡の曲率から求める。この方法における運動量分解能は飛跡の長さの 2 乗に反比例し、消失飛跡の運動量分解能は悪い。そのため本来の運動量に対して再構成運動量は低いピークを持ち、高運動量信号領域における信号事象の数が減少する。そこで衝突点を最も内側のヒットとして用いることで、消失飛跡の飛跡長を延長し運動量分解能を向上させる。これを Vertex Constraint と呼び、信号取得効率と背景事象分離能力の向上となる。これらの飛跡再構成については 5 章で述べる。

正確な背景事象推定は本解析における最重要課題である。信号事象の特殊性からシミュレーションが使用できず、データから見積もる必要があるため、背景事象自体の理解が必要である。本解析における支配的な背景事象は、異なる由来のヒットで飛跡を再構成するフェイク飛跡である。7 章ではフェイク飛跡の性質の理解と見積もりについて述べる。また、ピクセル検出器におけるエネルギー損失の利用など、背景事象抑制のための新たな技術については 9 章で述べる。

表 1.1: 感度改善に向けた新しい解析技術

解析手法	感度向上につながる効果	導入に向けた課題
3 層飛跡	最短 9 cm の飛跡再構成	データ容量の増加
消失飛跡の全ヒット再構成	信号再構成効率の向上	背景事象の増加
衝突点の利用	信号取得効率の向上 背景事象の抑制	
背景事象の詳細な理解	系統誤差の抑制	データ・検出器の理解
低運動量パイ中間子の再構成	背景事象の抑制	
ピクセル dE/dx 測定	背景事象の抑制	

2 LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) はスイス、ジュネーブにある円形加速器である。2011年から2012年にかけて Run1 として重心系エネルギー 7 TeV、8 TeV で稼働し、3年間のアップグレード期間の後に2015年から2018年にかけて Run2 として重心系エネルギー 13 TeV で稼働した。陽子ビームは陽子の束 (陽子バンチ) からなり、リニアックで初段加速された後、複数の円形加速器でさらにエネルギーを増加させて LHC リングに入射する。LHC リング内には4つの衝突点が存在し、25 ns ごとに陽子バンチは交差する。陽子バンチは幅があるため1回のバンチ交差でビーム軸方向に複数の陽子陽子衝突が起こる。これをパイルアップといい、1回のバンチ交差で起こる衝突の回数を図 2.2 に示す。また、図 2.1 に示すとおり、Run2 において LHC は 156 fb^{-1} のデータ量に対応する陽子陽子衝突を起こし、そのうち ATLAS 検出器は 139 fb^{-1} を物理解析に使うことのできるデータとして記録した。Run3 は Run2 までの検出器構造をほぼ保ちながら、2022 年春から 2025 年まで重心系エネルギー 13.6 TeV での運転が予定されており、 150 fb^{-1} のデータ量を取得予定である。Run3 終了後、内部飛跡検出器を入れ替えるなど大幅なアップグレードを行う。2029 年からルミノシティーが大きく増強された高輝度 LHC (HL-LHC) として、重心系エネルギー 14 TeV による運転で 3000 fb^{-1} のデータ量を取得する予定である。

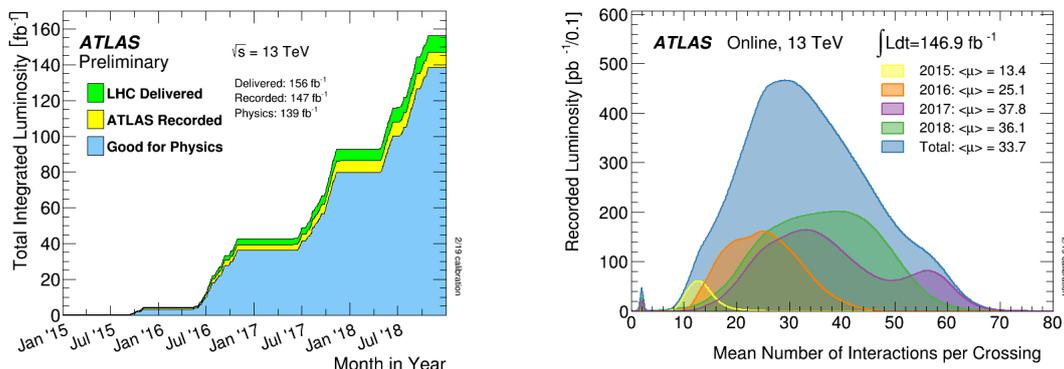


図 2.1: Run2 における積算ルミノシティー [12] 図 2.2: Run2 におけるパイルアップ数分布 [13]

2.2 ATLAS 検出器の構造

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) 検出器は高さ 25m、全長 46m の複合型検出器であり、各検出器からの信号を 1 億チャンネルで読み出している。検出器の構成は図 2.3 に示すように、ビーム衝突点から外側に向かって内部飛跡検出器・カロリメータ・ミュオン検出器と並んでいる。内部飛跡検出器は放出荷電粒子の方向と運動量、衝突点の位置を測定している。カロリメータは放出粒子のエネルギー測定、ミュオン検出器はミュオンの運動量を測定している。検出器の座標系は検出器中心を原点として LHC リングの中心向きを x 軸正方向、地上向きを y 軸正方向、右手系を構成するようにビーム軸に並行して z 軸をとり、検出器 A サイドは z 軸正の向きである。 ϕ は xy 平面上で x 軸からの回転

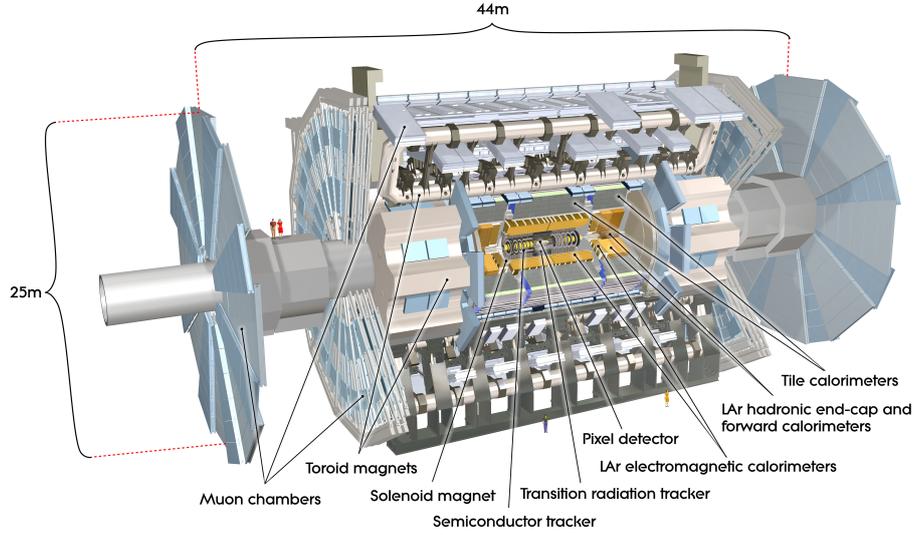


図 2.3: ATLAS 検出器の全体像 [14]

角を表しており、 $\phi = [-\pi, \pi]$ の範囲をとる。 θ は z 軸との角度を表しており、 $\theta = [0, \pi]$ の範囲をとる。また、粒子の方向を示す変数としてラピディティ y があり、 θ を用いて式 2.1 に示すように定義される。ラピディティの差 Δy はローレンツ不変であり、粒子間の距離を測るために有用である。そして加速器実験では粒子が相対論的速度であるので質量を無視した近似として式 2.2 に示す擬ラピディティ η を用いる。 η の大きさは z 軸に近いほど大きくなるので、 $|\eta|$ が大きい場合は検出器前方・後方を示し、 $|\eta|$ が小さい場合は検出器中央を示す。また、 ϕ 方向も考慮した粒子間の距離 ΔR は式 2.3 のように定義される。

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \quad (2.1)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \quad (2.3)$$

(1) 内部飛跡検出器

衝突点から放出された粒子はまず内部飛跡検出器をピクセル検出器、シリコンストリップ検出器、遷移放射飛跡検出器の順番で通過する。内部飛跡検出器の全体像を図 2.4、断面図を図 2.5 に示す。荷電粒子は検出器内の磁場によって ϕ 方向に曲がりながらそれぞれの検出器にヒットを残し、そのヒットを結ぶことで荷電粒子の飛んだ飛跡を再構成することができる。

(i) ピクセル検出器と IBL

ピクセル検出器はシリコン半導体をピクセル状に並べた 2 次元読み出し可能な検出器である。ATLAS 検出器の最内層に位置し、 $|\eta| < 1.9$ の範囲をカバーするバレル部はビーム

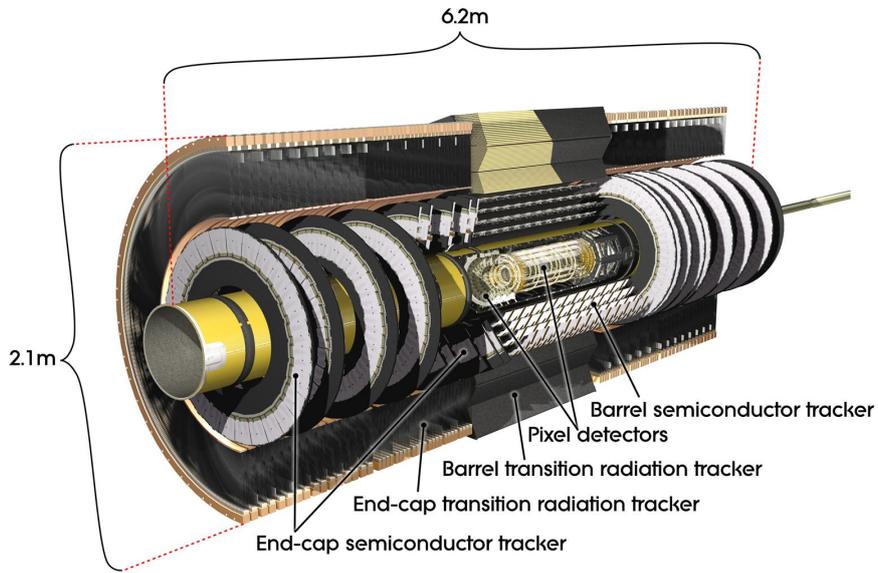


図 2.4: 内部飛跡検出器の全体像

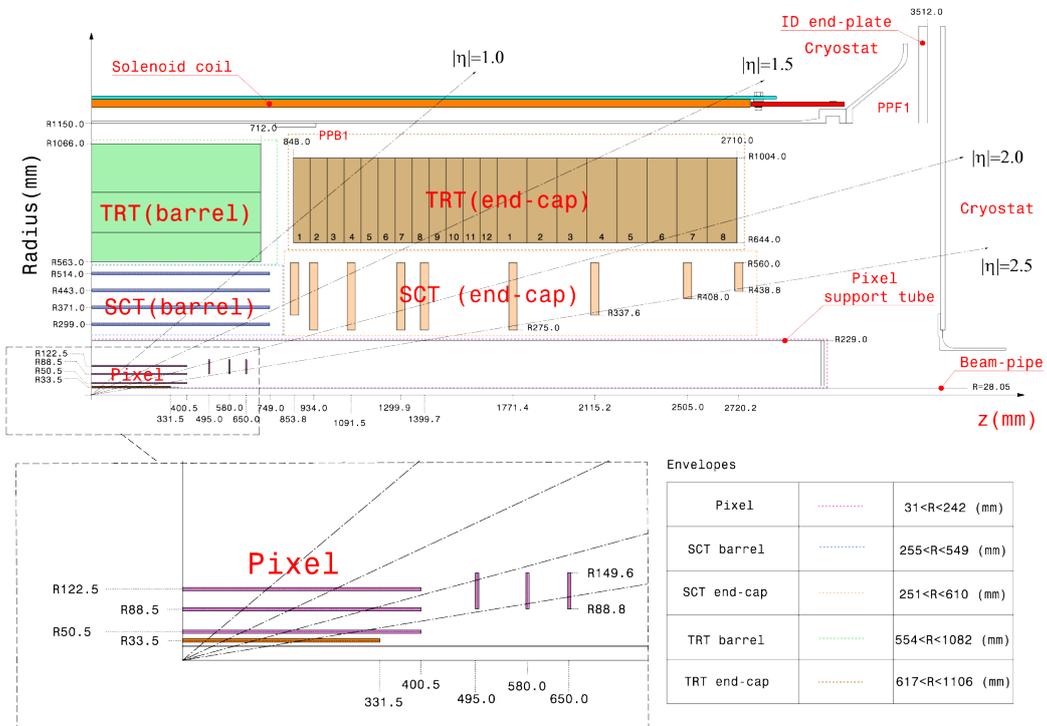


図 2.5: 内部飛跡検出器の断面図

軸に並行に3層、 $|\eta| < 2.5$ の範囲をカバーするエンドキャップ部はビーム軸に垂直な向きで前後方に3ディスクごとに設置されている(図2.5)。バレル部外側3層(b-layer, layer-1, layer-2)とエンドキャップ部は全体で1744個のモジュール($19 \times 63 \text{ mm}^2$)からなる。本解析においてはバレル部のみを信号検出に使い、各層はビーム軸から50.5 cm、88.5 cm、122.5 cmの位置に配置されている。ピクセル検出器の各のモジュールは図2.6に示すように角度をつけて重なり合うように配置することで不感領域を最小化している。Insertable b-Layer(IBL)はRun1とRun2の間のアップグレード期間において追加されたビームパイプ一体型のピクセル半導体検出器であり、ビーム軸から33.5 cmの位置に配置されている。

各ピクセルモジュールの構造を図2.7に示す。各モジュールは $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ (一部は $50 \times 600 \mu\text{m}^2$)の大きさの47232ピクセルに分割されている。それぞれ2次元読み出しを行っており、位置分解能は $14 \times 115 \mu\text{m}^2$ である。n型半導体をバルクとして、読み出し部にはさらに不純物のドーピングが多い n^+ 型半導体を配置することで、バルクに広がる空乏層で発生した電子正孔対のうち電子を効率よく読み出すことができる。各ピクセルの信号は2880チャンネルを持つ16のフロントエンドチップ(FE)で読み出され、閾値を超える電荷量を検出した時間:time-over-threshold(ToT)を8bitのデジタル信号としてデータ収集システムに送る。検出器通過時のエネルギー損失はToTから計算することができる。各チップ間には他のピクセルと読み出しチップを共有するピクセル、ganged pixelがあるため、読み出しチャンネルは46080チャンネルである。IBLのピクセルサイズはピクセル検出器よりもさらに細かく、 $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ であり、位置分解能は $10 \times 66.5 \mu\text{m}^2$ である。ただし、ToTのビット数が4bitと少ないことから、ToTがオーバーフローすることがある。

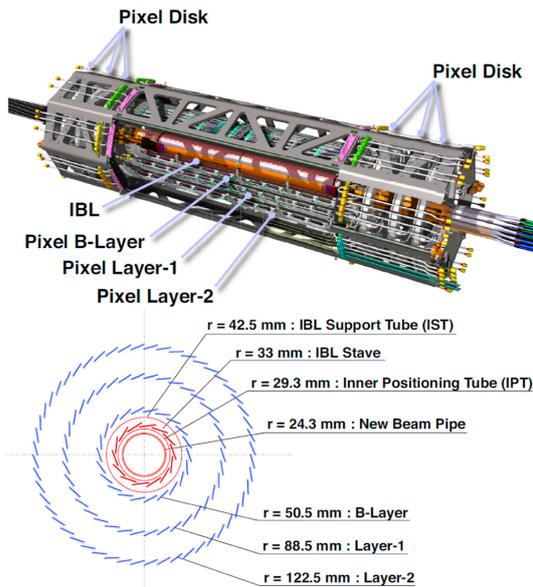


図 2.6: ピクセル検出器の詳細

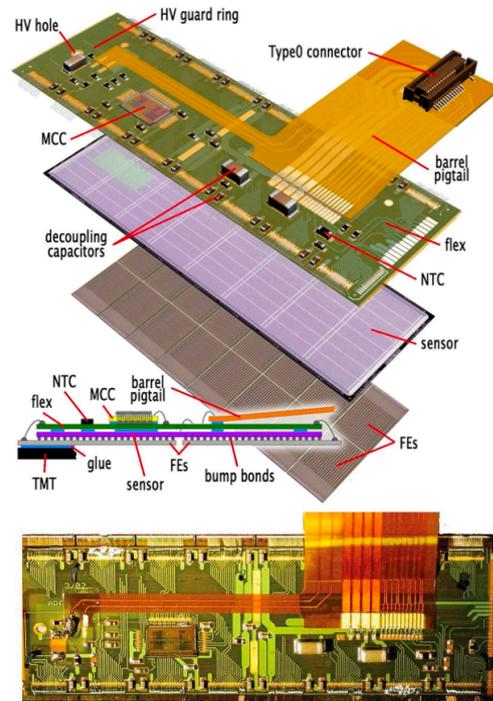


図 2.7: ピクセルモジュールの構造

(ii) シリコンストリップ検出器 (SCT)

SCT はストリップ状のシリコン半導体を使った検出器である。4088 のモジュールからなり、 $|\eta| < 1.1$ の範囲をカバーするバレル部はビーム軸に並行に 4 層、 $|\eta| < 2.5$ の範囲をカバーするエンドキャップ部はビーム軸に垂直な向きで前後方に 9 ディスクごとに配置されている (図 2.5)。1 つのモジュールは 2 層に分かれており、それぞれの層は 768 本のマイクロストリップセンサーで構成されている。バレル部の 2112 モジュールにおいては各ストリップセンサーがビーム軸に並行に $80 \mu\text{m}$ おきに配置され、エンドキャップ部の 1976 モジュールにおいては各ストリップセンサーが放射状に並んでいる。2 層のストリップは 40 mrad ずつ角度をつけて重なっており、表裏でヒットのあるストリップの交点をヒットの 2 次元位置とすることができる。ただしストリップに垂直方向 (ϕ 方向) の位置分解能は $16 \mu\text{m}$ であるのに対して、水平方向 (η 方向) の位置分解能は $580 \mu\text{m}$ と大きくなっている。ストリップセンサーは n 型半導体のバルクに p^+ 型半導体を読み出し部とした p^+ -on-n 型で、バルクで発生する正孔を読み出している。読み出しは 1 モジュールにつき 12 個のフロントエンドチップによる 128 チャンネル読み出しで、閾値 (1 fC) を超えた場合にバイナリー信号をデータ収集システムに送る。

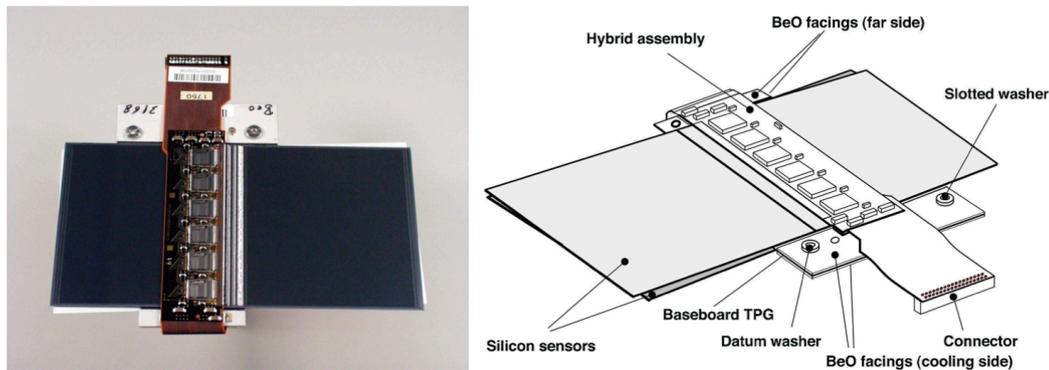


図 2.8: SCT モジュール (バレル部) の構造

(iii) 遷移放射飛跡検出器 (TRT)

TRT は直径 4 mm のガスを満たしたストローチューブと遷移放射を起こすためのストローチューブ間に挿入された放射体からなる。ストローチューブはカプトンとカーボンファイバーからなり、中心には金でコーティングされたタングステンのアノードワイヤーが張られている。ストローチューブに入射した粒子はチューブ内のガスを電離し、電子はアノードワイヤーまでドリフトして読み出される。バレル部にはビーム軸に平行な 73 層のストローチューブ、エンドキャップ部にはビーム軸に垂直な平面上に放射状に並んだ 160 層 (片側) のストローチューブが配置されているため、通過した粒子が同時に 30 本以上のチューブにヒットを残し、その時間情報と合わせて連続飛跡を再構成することができる。この連続飛跡はシリコン検出器では再構成の難しい、長寿命粒子の崩壊による生成粒子の再構成に重要である。さらにシリコン検出器の飛跡と組み合わせることで、飛跡長を増やし運動量分解能を向上させることができる。

通過粒子はポリプロピレンとポリエチレンフェイバーのフォイルからなる放射体によっ

て遷移放射を起こす。この遷移放射を利用して粒子識別を行う。特に、質量が軽いため強く遷移放射を起こす電子の識別に大きな役割を果たしている。

(2) カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギー測定のために内部飛跡検出器の外側に配置されており、全体像を図 2.9 に示す。ニュートリノやミューオン以外の入射した粒子はカロリメータと相互作用することでほぼ全てのエネルギーを落として止まるため、そのエネルギー損失を測定することで粒子のエネルギーを測定できる。特に中性粒子は内部飛跡検出器にヒットを残さないため、カロリメータによるエネルギー測定が重要である。また、カロリメータの情報は後述するトリガーにおいても一番初めに使われる。カロリメータは粒子とどのような相互作用を起こすかで 2 種類に分けられる。内側に位置する電磁カロリメータは電磁相互作用によるエネルギー損失を測定し、主に電子・光子のエネルギー測定を目的としている。外側に位置するハドロンカロリメータは強い相互作用によるエネルギー損失を測定し、主にハドロン・ジェット・タウのエネルギー測定を目的としている。

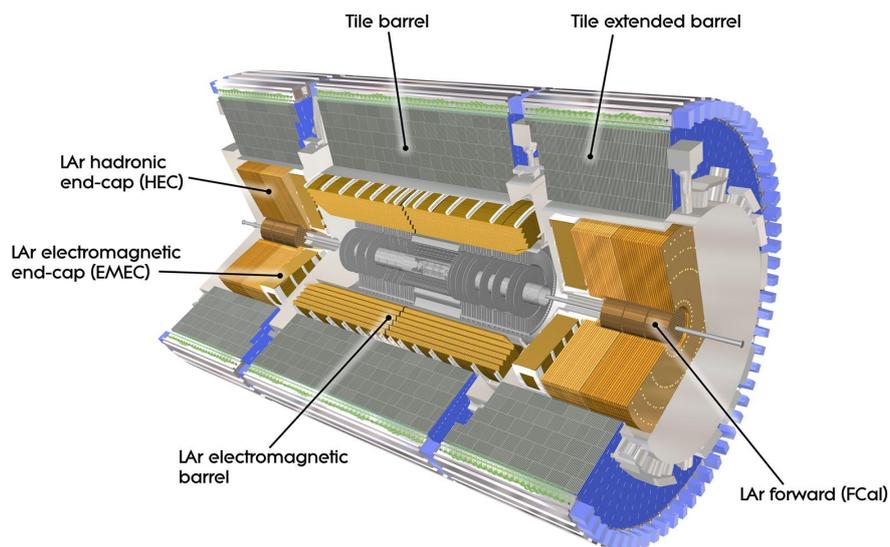


図 2.9: カロリメータの全体像

(i) 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは電子の制動放射と光子の電子陽電子対生成の繰り返しによる電磁シャワーのエネルギー観測から入射粒子のエネルギー測定を行う検出器である。ATLAS 検出器の電磁カロリメータは吸収層に鉛、検出層に液体アルゴンを利用したサンプリング型カロリメータで、 $|\eta| < 1.475$ の範囲をカバーするバレル部と $1.375 < |\eta| < 3.2$ の範囲をカバーするエンドキャップ部からなる。図 2.10 に示すように、吸収層と読み出し電極はアコーディオンのように折れ曲がっており、 ϕ 方向に不感領域を持たないよう設計されている。また、4 層構造となっており、1 層目は検出器部材によるエネルギーの減衰を測定するプリサンプラーである。2 層目は η 方向に細かく分割されており、方向分解能を高めており、3

層目がエネルギーを測定する主要部である。4層目は電磁シャワーの最後部を測定しており、 η 方向のセグメントは粗くなっている。エネルギー分解能は $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ である。

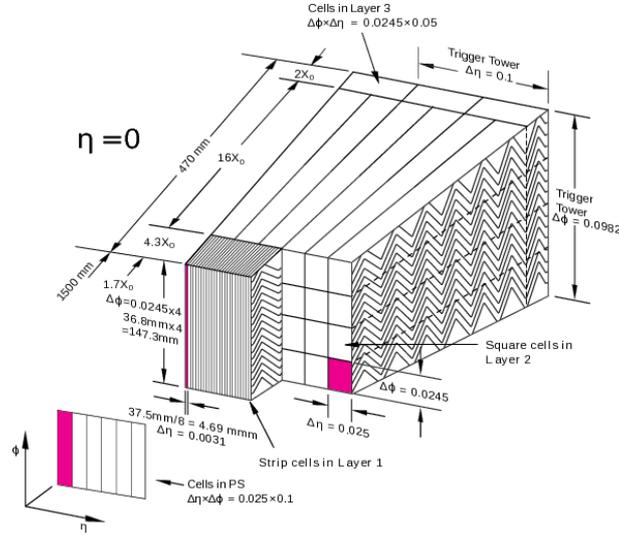


図 2.10: 電磁カロリメータの構造

(ii) ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータのうち $|\eta| < 1.7$ をカバーするバレル部はタイルカロリメータと呼ばれる。タイルカロリメータは中央部とその両隣の拡張部に分かれており、それぞれ ϕ 方向に 64 個のモジュールが配置されている。サンプリングカロリメータであるため、図 2.11 に示すようにモジュール内には吸収層としての鉄と、検出層としてのプラスチックシンチレータのタイルが交互に配置されており、相互作用長 λ は 20.7cm である。それぞれのタイルはビーム軸に垂直方向に並んでおり、カロリメータ外側の PMT に波長変換ファイバで接続されている。検出したシンチレーション光は波長変換ファイバによって 2 つの PMT へ送られ、その信号は 25 ns ごとにデジタル化されデータ収集システムへと転送される。タイルカロリメータ全体で約 5000 個のセルがあり、約 10000 個の PMT で読み出している。エネルギー分解能は $\eta = 0.2$ (7.7 λ の深さ) において $\sigma_E/E = 52\%/\sqrt{E} \oplus 5.7\%$ である。2.12 は相互作用長の η 分布を示しており、ほとんどの領域において 10 λ 以上であることから、粒子がカロリメータ内で十分止まることがわかる。また、 $\eta \sim 1.0$ の領域はバレル部とエンドキャップ部の境、 $\eta \sim 1.5$ のあたりはエンドキャップ部とフォワード部の境になっていることから相互作用長が短くなっている。

1.5 < $|\eta|$ < 3.2 の範囲をカバーするエンドキャップ部はハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC) と呼ばれ、銅の吸収層と液体アルゴンの検出層からなるサンプリングカロリメータである。

(3) ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の一番外側に位置し、ミューオンを検出するためのガス検出器である。ミューオン検出器内部はトロイド磁石によって磁場がかかっており、

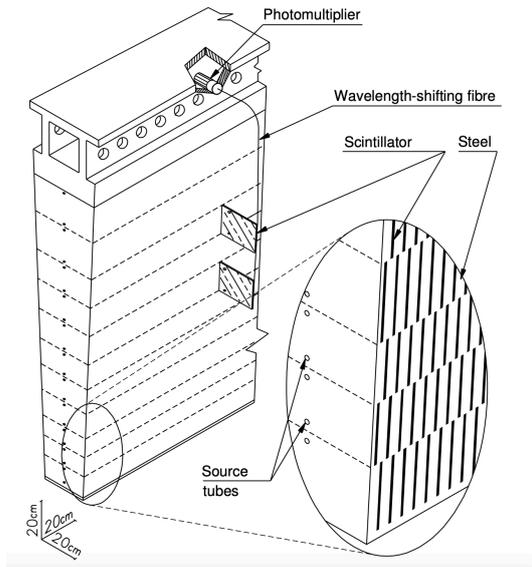


図 2.11: タイルカロリメータモジュールの構造

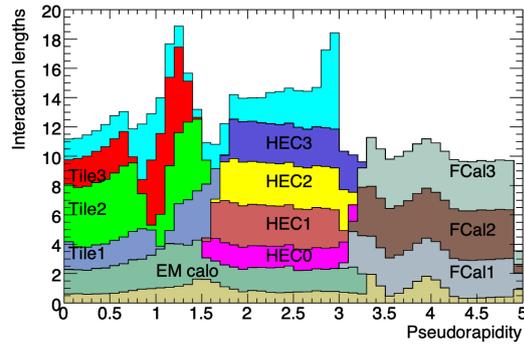


図 2.12: 相互作用長の η 分布

ミュオンの飛跡は η 方向に曲げられるため運動量測定ができる。ミュオン検出器は $0.1 < |\eta| < 2.7$ の範囲をカバーする複数の検出器からなり、飛跡検出器として MDT、CSC が配置され、トリガー用の検出器として RPC、TGC が配置されている。図 2.13 にミュオン検出器の断面図を示す。左の図は xy 平面の断面図、右の図は Rz 平面の断面図である。

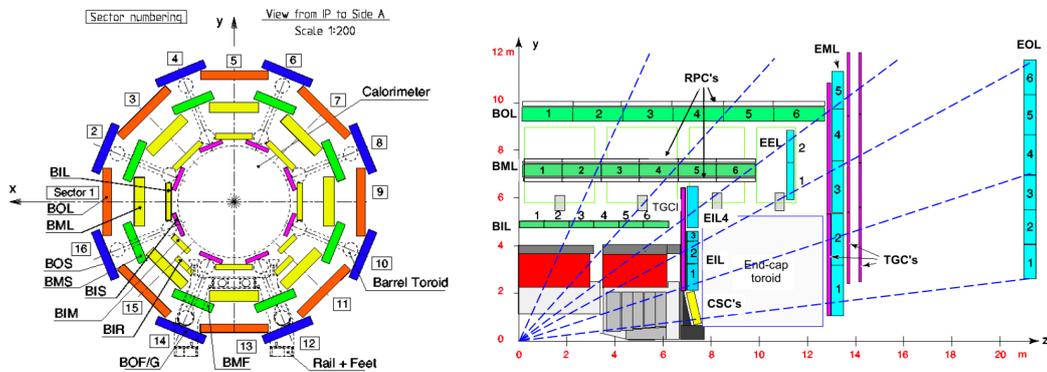


図 2.13: ミュオン検出器の断面図

(4) マグネットシステム

ATLAS 検出器には数種類の磁石が使われている。図 2.14 に検出器に使われている磁石の全体像を示す。中央の円筒形の磁石は内部飛跡検出器内部の磁場を形成するソレノイド磁石である。内部飛跡検出器とカロリメータの間に設置され、ビーム軸に並行な 2 T の磁場がかけられている。これにより荷電粒子は ϕ 方向に曲がりながら飛行する。ニオブチタン超電導ワイヤーを埋め込んだ厚さ 4.5 cm のアルミニウムで構成され、生成粒子との相互作用を最小限に抑えている。

図 2.14 において赤の大きなコイルで示された磁石は、ミューオン検出器バレル部に、ビーム軸に垂直で最大 3.5 T の磁場がかけられている。これによりミューオンは η 方向に曲がりながら飛行することから、ミューオンの運動量を測定できる。バレル部のトロイド磁石は 8 つのコイルからなり、長さ 25.3 m、外径 20.1 m と巨大である。図 2.14 において検出器前後方に示されている小さなコイルは、ミューオン検出器のエンドキャップ部の磁場を形成している。これにより前後方に放出されたミューオンの運動量測定も可能にしている。

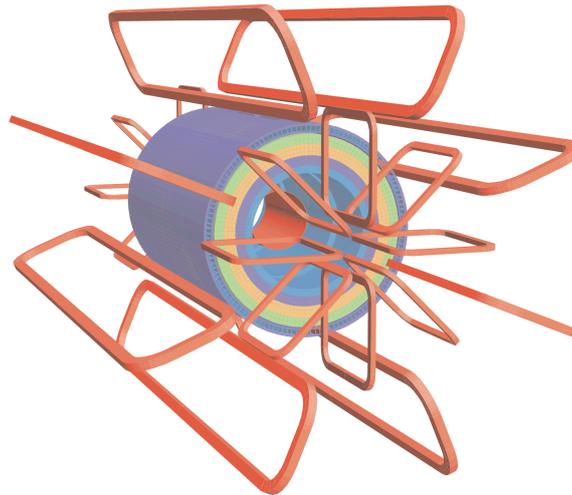


図 2.14: マグネットシステムの全体像

2.3 トリガーシステム

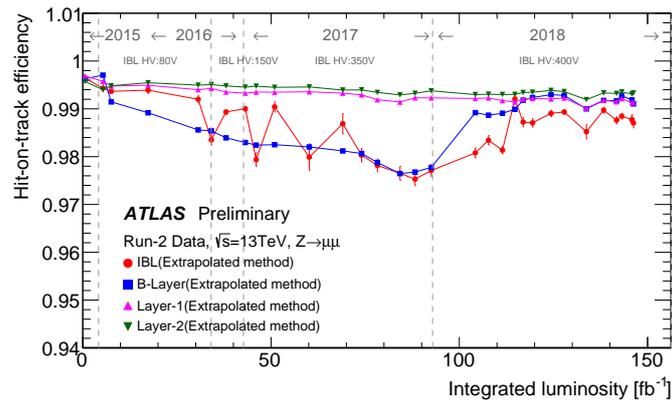
バンチ交差は 25 ns おき (40 MHz) に起こるが、全交差の全事象を保存するにはデータ容量が足りないため、物理的に興味のある事象のみを抜き出してを保存するトリガーシステムが必要である。まず全事象はハードウェアベースの Level-1(L1) トリガーによって事象選択され、100 kHz までイベントレートが落とされる。L1 トリガーにおいてはカロリメータとミューオン検出器の情報を用いて、電子・光子・ミューオン・ジェット・タウ・ E_T^{miss} を再構成し、それぞれの特徴量を用いたトリガーマニューアのどれかを満たした事象はハイレベルトリガー (HLT) へと送られる。HLT では L1 で粒子が存在すると予測した領域 (Region of Interest) における内部飛跡検出器のヒット情報も交えて CPU によってイベント再構成を行い、更なる事象選択によって数 kHz までイベントレートを落とす。こうして興味のある事象をデータ容量を抑えながらストレージに保存することができる。Run2 で用いられたトリガーマニューアは 39 個あり、それぞれの解析は最も最適なメニューのうち最も閾値の低いトリガー (Lowest unprescaled trigger) を用いる。

2.4 半導体検出器の運用

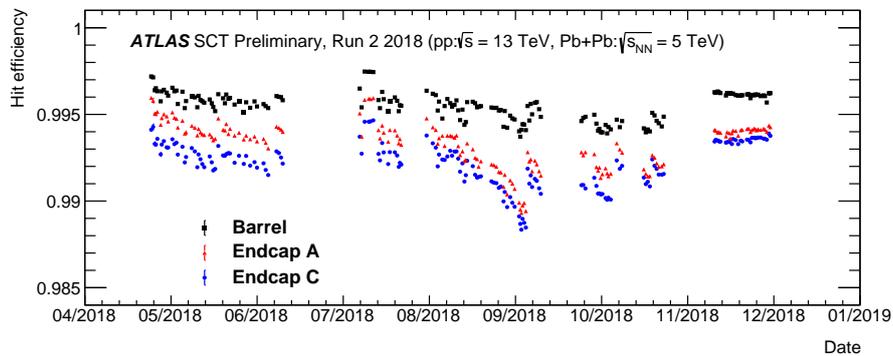
ピクセル検出器・SCTは粒子飛跡再構成において非常に重要であるため、常に100%に近いヒット検出効率 (hit-on-track efficiency) を保つ必要がある。ヒット検出効率は式 2.4 に示すように再構成された飛跡におけるホールとヒットの合計に対するヒットの割合で示される。飛跡とホールについては 3.1 節で述べる。

$$\epsilon_{\text{hit on track}} = \frac{n_{\text{hit}}}{n_{\text{hit}} + n_{\text{hole}}} \quad (2.4)$$

これらの検出器はビームに近い最も放射線の影響を受ける検出器であり、Run2においては半導体のバルク損傷や表面損傷に伴う全空乏化電圧の上昇や漏れ電流の増加に対応しながら運用し、高効率での運転を実現している。図 2.15 a は Run2 におけるピクセル検出器のヒット検出効率である。特にビームに近い IBL と b-layer は 2017 年の終わりにおいて 98% まで低下しているものの、半導体の逆バイアス電圧 (HV) の上昇と電荷のトリガー閾値を下げることによって 2018 年の終わりには 99% 近くまで復活させることができた。図 2.15 b は Run2 における SCT のヒット検出効率である。こちらもピクセル検出器と同様に HV を上げることで Run2 全体で 99% 以上の高効率を保っている。



(a) ピクセル検出器 [15]



(b) SCT[16]

図 2.15: 半導体検出器のヒット検出効率

3 イベント再構成

検出器のヒット情報やカロリメータクラスターから生成粒子の種類や運動量などの性質を再構成することができる。図 3.1 に主に観測される粒子とその再構成についての概略図を示す。まず荷電粒子は内部飛跡検出器において飛跡として再構成され、電荷・方向・運動量を計算することができる。粒子がカロリメータまで到達するとエネルギーを全て落として止まるため、電荷の有無に関わらずエネルギーを測定できる。ただしミュオンはカロリメータを通過するため、その後ろのミュオンスペクトロメータまで到達し、そこでも運動量を測定できる。ここでは本解析で用いる最終的な再構成オブジェクト (オフライン再構成) について述べる。

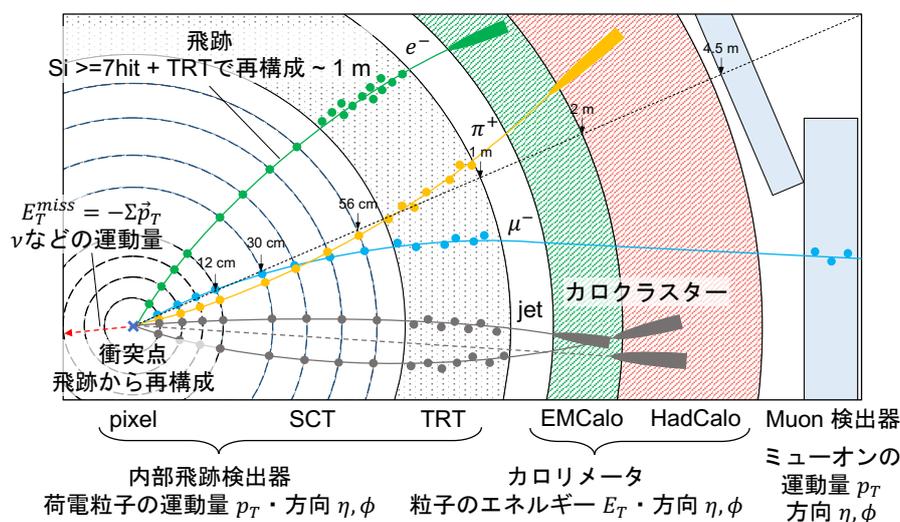


図 3.1: 検出器情報による粒子の再構成

3.1 内部飛跡検出器による飛跡

内部飛跡検出器によって再構成される飛跡 (InDet track) は生成粒子そのものの性質を表す重要な再構成オブジェクトである。粒子の運動量には xy 平面に射影した横方向運動量 p_T を用いる (式 3.1)。

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.1)$$

これは陽子陽子の正面衝突は、実際には陽子の中のパートン同士が衝突しており、生成粒子の z 方向の運動量 p_z の和はパートン運動量分布によって 0 とならないのに対して、 p_T の和は運動量保存則から 0 になるからである。荷電粒子の p_T は飛跡が TRT と電磁カロリメータの間にあるソレノイドによって曲げられることによって、運動量と磁場 B と曲率半径 R の関係式から求めることができる。ただし実際の p_T の計算にはサジッタ s と飛跡長 L を用いる。

$$p_T [\text{GeV}] = 0.3 \cdot B [\text{T}] \cdot R [\text{T}] \simeq \frac{0.3 L^2 B}{8 s} \quad (3.2)$$

さらに飛跡は検出器座標系と関連したインパクトパラメータという変数を持ち、衝突点の再構成やパイルアップ事象との分離、粒子識別に用いる。

- d_0 : xy 平面における衝突点との最小二次元距離
- d_0/σ : d_0 を d_0 の分散で割ったもの、 d_0 より pileup 分離能力が高い
- z_0 : d_0 をとる点の z 座標
- z_0^{PV} : 最もエネルギー移行の大きい衝突点を原点とした z_0 、 $(z_0 - z^{PV})$

ピクセル検出器・SCT から再構成される飛跡と TRT から再構成される飛跡の 2 種類があり、組み合わせて使用する。

(1) ピクセル検出器と SCT による飛跡再構成

ピクセル検出器・SCT は通過した荷電粒子によるヒット情報を読み出すことができる。ピクセル検出器のヒットは各層における 2 次元位置に検出器そのものの位置を追加した 3 次元位置を持ち、隣り合うヒットを同じ粒子によるヒットとみなして結合し、クラスターを構成する。クラスターの重心をスペースポイントと定義し、粒子が通過した 3 次元位置とする。SCT も同様にヒットのある隣り合うストリップ同士をまとめてクラスターを構成し、各層の表裏のクラスターの交点をスペースポイントと定義する。そしてピクセル検出器・SCT 各層のスペースポイントを結ぶことで飛跡を再構成する。ただし元となるヒットは「主となる衝突 (primary vertex) から発生した粒子由来」・「陽子バンチの端同士の低エネルギー衝突 (pileup vertex) から発生した粒子由来」・「検出器ノイズや宇宙線などの背景事象由来」といった膨大な数からなるため、飛跡となる組み合わせも大量となる。そこでより効率良く飛跡を再構成できるよう図 3.2 に示すいくつかの手順がある。

seed finding スペースポイントのうち 3 つもしくは 4 つを選択し結ぶことで飛跡の seed を作る。この seed に z_0 などの制限を加えるなどし、計算量を抑え高速化を図っている。

candidate creation 飛跡の seed の延長上にあるヒットを繋げていく。使用するヒットは kalman fitter を用いてフィットを行いながら決定する。

ambiguous resolver 正しく再構成できていない飛跡を除くために、飛跡のヒットが途中で抜けている (hole) 場合やヒットが他の飛跡と共有している (shared hit) 場合、ヒットが大きすぎていない場合 (outlier) などが多い質の悪い飛跡を取り除く。

TRT extension 飛跡をさらに延長し TRT のヒットと対応させる。

(2) TRT による飛跡再構成

K メソンなどの長寿命粒子の崩壊による生成粒子はビーム衝突点ではなく検出器途中の 2 次崩壊点から放出されるため、ピクセル検出器と SCT からは再構成が難しい。そこで先に TRT によって再構成した飛跡をピクセル検出器や SCT に延長することで飛跡を再構成する。

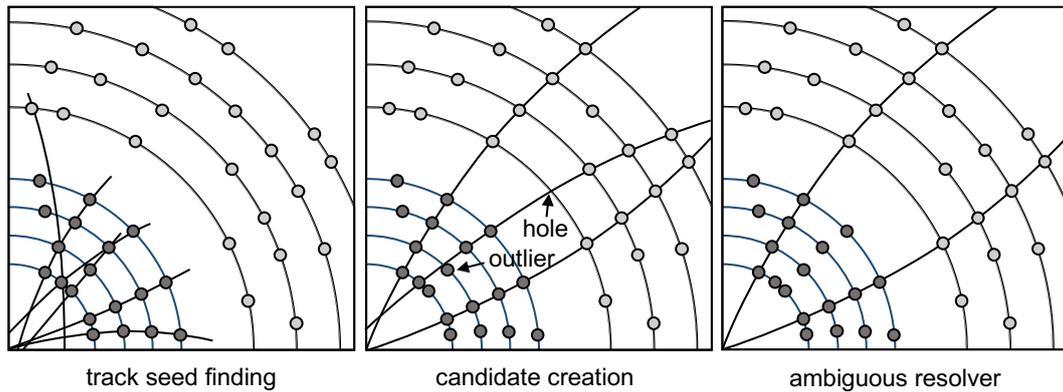


図 3.2: 飛跡再構成アルゴリズム

3.2 衝突点

衝突点は基本的な事象選択を通った2本以上の InDet track を用いて再構成する。飛跡の再構成と同様にまず衝突点の seed となるものを飛跡の z_0 分布によって構成する。最も飛跡が多い衝突点の seed に対して周りの飛跡を加えてフィットし、 χ^2 が大きいものは外して他の飛跡を試す。全ての飛跡を試した後、次に飛跡が多い衝突点について同様に試行し、全ての飛跡が衝突点と関連づけられるか衝突点の seed がなくなった時点で再構成は終了する。こうして再構成した衝突点のうち、関連する飛跡の運動量の和が最も大きい衝突点を、最もエネルギー移行が大きい hard-scatter による衝突点 (PV : primary vertex) とし、それ以外を pileup による衝突点 (pileup vertex) と定義する。

3.3 ジェット

ミューオン・ニュートリノ以外の標準模型粒子はカロリメータに入射すると、電磁シャワーやハドロンシャワーを生成し停止する。セルの大きさはシャワーの横方向の広がりであるモリエール単位よりも小さいため、1粒子の生成するシャワーは複数のセルにまたがる。よって以下の方法でセルを結合し、1粒子の残したエネルギーを再構成する。まず、電磁スケールによって計算したエネルギーがノイズに対して 4σ 以上観測されたカロリメータのセルを seed とする。そして seed の隣かつ、ノイズに対して 2σ 以上のエネルギーが観測されたセルと、さらにその隣のセルを加える。こうして再構成されたセルの集合をカロリメータのトポロジカルクラスターとし、1粒子の残したシャワーのエネルギーとする。さらに、強い相互作用によるクォークやグルーオンの生成はハドロンが束となったジェットになり、カロリメータに複数粒子による電磁シャワー・ハドロンシャワーがまとまって観測される。よってトポロジカルクラスターをさらに結合しジェットのエネルギーとする。クラスターの結合は anti- k_t アルゴリズム (式 3.3、式 3.4) によって行う。まず任意の2つのクラスター i, j を選び、各クラスターの横方向運動量である k_{ti} や k_{tj} から d_{ij} と d_{iB} を計算する。全てのクラスターによる組み合わせを計算し最小値を探したとき、 d_{ij} が最小であれば2つの粒子のベクトル和をとり、1つのクラスターとして結合する。もし d_{iB} が最小値であればそのクラスター i をジェットとし、この計算から除外する。以上の操作を全

ての粒子がジェットに含まれるまで繰り返す。 $p = -2$ として再構成したジェットを anti-kt ジェットといい、 $R = 0.4$ とするジェットを anti-kt4 ジェットと呼ぶ [18]。

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{(\Delta R_{ij})^2}{R^2} \quad (3.3)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p} \quad (3.4)$$

ジェットはたくさんの粒子から構成され、それぞれの粒子の不定性が伝播することからエネルギーや方向の不定性が大きく、パイルアップ事象も多く含む。そこでいくつかの補正を行うことで実際のジェットに近づける。まず primary vertex を使用してジェットの方向を補正する。次にジェットの η や各事象のパイルアップ事象数からパイルアップ事象の寄与を取り除く。そして、ハドロンがカロリメータに落とすエネルギーは電子や光子よりも小さいため、電磁スケールで計算したエネルギーをハドロンのエネルギーに戻す補正係数や、検出器の不感領域によるエネルギー損失なども考慮した補正係数をモンテカルロシミュレーションによって決定し、適用する。最後にモンテカルロシミュレーションとデータの違いを補正することで、ジェットのエネルギーを正確に再構成する。

さらに、 $|\eta| < 2.5$ の内部飛跡検出器がある領域においては InDet track の情報を用いることでさらにジェットのエネルギー分解能を高めることができる。ジェットを構成するカロリメータクラスターのうち InDet track と関連づけられるものは、ジェットのエネルギーから引き、分解能の優れている InDet track の運動量を代わりに使用する。こうして再構成したジェットを particle-flow ジェットといい、本解析のジェットの定義とする。最後に最低限の質を要求する条件として $p_T > 20 \text{ GeV}$ 、 $|\eta| < 2.8$ を満たすジェットのみを使用し、パイルアップ事象と分離するために $p_T < 60 \text{ GeV}$ のジェットは jet-vertex tagger(JVT) によって、primary vertex 由来であるとされたジェットのみを使用する。

また、カロリメータ情報を利用し、間違えてジェットを再構成していないか判定する [20]。緩いカットを通ったジェットは”Loose Bad”、厳しいカットを通ったジェットは”Tight Bad”とする。

3.4 電子

電子は InDet track と電磁カロリメータのエネルギークラスターを関連づけて再構成する。運動量、カロリメータのエネルギーや周りのオブジェクトとの角度、TRT で測定した遷移放射のエネルギーなどを likelihood の入力変数として「電子らしさ」を計算し、”Loose”、”Medium”、”Tight”などの電子の質を決める。本解析では最も緩い要求である”Loose”の質を要求する。そして $p_T > 10 \text{ GeV}$ 、 $|\eta| < 2.47$ を満たすものがこの解析の電子と定義する。

3.5 ミューオン

ミューオンは InDet track とカロリメータのエネルギー、ミューオン検出器によって再構成した Muon Spectrometer track(MS track) を組み合わせて再構成する。これらの組み合わせから再構成ミューオンは3種類存在する。本解析においてミューオンとして使用する

再構成ミューオンは、全てを組み合わせる combined muon である。combined muon の再構成方法はいくつかあり、InDet track を延長して MS track を探す場合や反対に MS track を延長して InDet track を探す場合がある。また、 $2.5 < |\eta| < 2.7$ の範囲は内部飛跡検出器は存在しないが、ミューオン検出器が存在するため InDet track が使えない。この場合は MS track と内部飛跡検出器のヒットを組み合わせる segment-tagged muon が再構成され、これも combined muon の一種である。カロリメータにエネルギーを全て落としてしまった場合や、 $|\eta| < 0.1$ のミューオン検出器がない領域においては、カロリメータ情報と InDet track のみで再構成し、calo-tagged muon と呼ぶ。また、MS track のみで再構成したミューオンもあるが、本解析では使用しない。再構成されたミューオンは電子と同様に多変量解析によって「ミューオン」らしさを計算し、「Loose」、「Medium」、「Tight」などのミューオンの質を決定する。本解析においては「Medium」の質を持ち、 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 、 $|\eta| < 2.7$ を満たすミューオンのみ使用する。

3.6 Overlap Removal

各オブジェクトを別々に再構成したあと、同じ検出器情報から別々のオブジェクトを重複して再構成していないか確認する。もし重複したオブジェクトがある場合、その再構成の信頼度が高いオブジェクトのみを残し、もう片方は削除する。これを Overlap Removal と呼ぶ。本解析においては次の順番で Overlap Removal を行う。

1. 同じ飛跡を共有する電子とミューオンがある場合、電子を削除する。ただし calo-tagged muon だった場合はミューオンを削除する。
2. 電子とジェットが $\Delta R < 0.2$ 以内にある場合、ジェットを削除する。
3. 電子とジェットが $\Delta R < 0.4$ 以内にある場合、電子を削除する。
4. ミューオンとジェットが $\Delta R < 0.2$ 以内にあり、ジェットを構成する $p_T > 500 \text{ MeV}$ の飛跡の本数が3本未満である場合はジェットを削除する。
5. ミューオンとジェットが $\Delta R < 0.4$ 以内にある場合、ミューオンを削除する。

3.7 消失横運動量

ニュートリノは検出器と相互作用しないため、検出器のヒットなどから直接再構成することができない。また、本解析においてはニュートラリーノも同様である。そこで xy 平面における運動量保存則を利用して式 3.5 に示すように再構成オブジェクトの p_T のベクトル和を反転させることで検出できなかった運動量、消失横運動量 E_T^{miss} として再構成する。よって、 ϕ 方向のみ再構成することができる。ここで使用する各オブジェクトには特に条件をかけず、Overlap Removal のみ要求する。また、 \vec{p}_T^{track} は他のオブジェクトの再構成に用いられなかった飛跡の運動量である。

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = -\sum \vec{p}_T^{\text{jet}} - \sum \vec{p}_T^{\text{electron}} - \sum \vec{p}_T^{\text{muon}} - \sum \vec{p}_T^{\text{track}} \quad (3.5)$$

3.8 Event Cleaning

検出器の運転状況によって取得したデータの質が悪い場合がある。そのため、正しく取得されていないであろう事象は検出器の状況をモニターすることであらかじめ除くことでデータの質を保つ。本解析においては E_T^{miss} とジェットが主に観測される再構成オブジェクトである。そのため、 E_T^{miss} の計算に使われる各再構成オブジェクトと、ジェットに関しては高い質を要求する。以下に本解析で使われる最も基本的な事象選択を示し、これらを Event Cleaning として定義する。

Detector-Error-veto 検出器ノイズや検出器制御システムのクラッシュなどによって正常なデータが取得できなかった事象を除く。

Bad-jet-veto "Loose Bad" ジェットを最低 1 本要求する。

Bad-muon-event-veto ミューオン運動量の誤差が大きいものは E_T^{miss} の計算に悪い影響を与える。オーバーラップリムーバル前のベースラインミューオンにおいてフィットの結果が悪かった $\sigma(q/p)/|q/p| > 0.4$ のミューオンがあった場合、その事象は使用しない。

Bad-muon E_T^{miss} cleaning Bad-muon-event-veto と同様に、質の悪いミューオンが E_T^{miss} の計算に影響を与える場合を考慮して、 E_T^{miss} のうち半分以上がミューオンの p_T によるものであった場合その事象は除く。具体的には事象は式 3.6 で表される条件を満たす必要がある。ここで $E_T^{\text{miss muon}}$ はミューオン p_T のベクトル和を反転したものである。

$$\frac{E_T^{\text{miss muon}}}{E_T^{\text{miss}}} \cos [\Delta\phi (E_T^{\text{miss}}, E_T^{\text{miss muon}})] \leq 0.5 \quad (3.6)$$

4 解析に使用するデータとモンテカルロサンプル

データは LHC の Run2 陽子陽子衝突のうち ATLAS 検出器の記録した 139 fb^{-1} を基本に使用する。また、解析のための基礎的な研究には 2018 年に記録した 58.1 fb^{-1} を使用する。消失飛跡解析は通常の解析とは違い内部飛跡検出器の情報が重要であり、特に SCT のエラーが大きい場合、通常の飛跡を消失飛跡として数えてしまう場合がある。よって消失飛跡では解析に使用できる good runs list を独自に作っており、それに従って 136 fb^{-1} だけに絞って解析する。

通常の物理解析において使用するデータは physics main stream という標準的な再構成を行う。physics main stream では取得した生データである RAW ファイルに対してイベント再構成を行い、解析用ファイルである AOD ファイルを作る。対して、後述する本解析専用の新しい飛跡再構成を用いる場合、1 event あたりに再構成される飛跡の本数は通常のデータの 2 倍程度になることから、RPVLL stream という流れで再構成を行う。RPVLL stream では RAW ファイルに対して飛跡再構成を一度行った後、RPVLL フィルター (付録 A) というフィルターを使用して、消失飛跡の候補があるデータのみ残すように加工してデータ容量を約 90% 削減する。その後容量を小さくした RAW ファイル (DRAW ファイル) から AOD ファイルを作成する。

モンテカルロサンプルもデータに合わせて 2 種類の再構成方法によるサンプルを用いた。1 つは通常の飛跡再構成を行ったウィーノサンプルである。質量は 800 GeV 、寿命は 1 ns としたサンプルをベンチマークに用いた。また、 $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$ の条件をかけて生成した。2 つ目のサンプルは新しい再構成を行ったヒグシーノサンプルである。質量は 240 GeV 、寿命は 0.2 ns としたものをベンチマークに用いた。モンテカルロサンプルはいくつかの段階を経て作成される。まず一番基本となる生成ダイアグラムをもとに ISR や loop の効果などを含めて粒子を生成する。これらの信号サンプルの生成ダイアグラムとイベント生成には MadGraph5 v2.6.2 と Pythia 8.230、EvtGen v.1.6.0、パートン分布関数には A14_NNPFD23LO tune を用いた。こうしてできた粒子の真の情報を truth 情報と呼び、truth 情報だけを生成したファイルを EVNT ファイルと呼ぶ。次に GEANT4 をベースとした検出器シミュレーションによって、検出器に残すヒットを計算し、HITS ファイルを作成する。この際 truth 情報も検出器との散乱などを考慮して書き換えられる。その後はデータと同じようにイベント再構成を行い、全ての再構成オブジェクト情報が入った解析用の AOD ファイルを作成する。

モンテカルロサンプルは上記のようにデータと同じ処方方を施すことで、できるだけデータを再現するように作られている。ただし、QCD 反応の再現は難しくジェットのエネルギー、検出器との非弾性散乱などに差が生まれる。また、モンテカルロサンプルは実際にデータを取得する前から作成するため、検出器の運用による検出効率の変動、ビームの変化によるパイルアップの違いなどは考慮されない。そこでこれらの違いはデータとモンテカルロの差を測定し、補正をかけることでデータに合わせる。

トリガーはニュートラリーノが $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ として観測されることから、 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ トリガーを用いた。パイルアップの数が変動することから $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ トリガーの閾値は時期によって異なり、本解析では以下の表 4.1 に示す lowest unprescaled trigger を用いた。データ取得期間はその年のうちでも A、B などの期間で区切られており、表 4.1 の data period はそれを表している。 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ トリガーはいくつかのアルゴリズムによって $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ を計算する。最も単純なア

ルゴリズムは cell algorithm によるもので、閾値を超えたカロリメータの各セルのエネルギーを足していく。トリガーマニューにおいては”xe**”や”L1XE**”などで表され、高速な処理が求められる L1 トリガーにて用いられる。jet-based algorithm はジェットトリガーに用いられるアルゴリズムを用いて、再構成したジェットのエネルギー和を用いる。トリガーマニューにおいては”xe**_mht”で表される。2017 年からはオフラインのジェット再構成と同様にトポクラスターを再構成する手法が用いられ、閾値以下のエネルギーの平均をパイルアップの影響として差し引くことによってエネルギー分解能を高める。メニューにおいては”xe**_pufit”と表す。

表 4.1: 本解析に用いた E_T^{miss} トリガー

data period	メニュー	L1 閾値 [GeV]	HLT 閾値 [GeV]
2015 D-J	HLT_xe70_mht	-	70
2016 A3-D3	HLT_xe90_mht_L1XE50	50	90
2016 D4-F1	HLT_xe100_mht_L1XE50	50	100
2016 F2-L11	HLT_xe100_mht_L1XE50	50	100
2017 B1-D5	HLT_xe110_pufit_L1XE55	55	110
2017 D6-K6	HLT_xe110_pufit_L1XE50	50	110
2018 B-C5	HLT_xe110_pufit_xe70_L1XE50	50	110, 70
2018 B-C5	HLT_xe110_pufit_xe65_L1XE50	50	110, 65

5 消失飛跡の再構成

5.1 新しい再構成方法

(1) 3層飛跡

LHC-ATLAS 実験における通常の飛跡 (standard track) はピクセル・SCT ヒットが7つ以上でないと再構成されないため、最低でも SCT 2層目、ビーム軸から 37 cm まで粒子が飛ばないと再構成されない。対して長寿命チャージノの残す飛跡はほとんどが数 mm、数 cm と短いため、ピクセル検出器だけを使って再構成したピクセルトラックレット (pixel tracklet) を用いる。今までの解析においてピクセルトラックレットは4層の検出器全てを用いた4層飛跡が実装されており、最低 12 cm の飛跡が再構成できる。ただし長寿命チャージノの崩壊長は 0 cm にピークを持つ指数関数的な分布を持つ。そのためさらに短い飛跡を再構成することは信号事象の再構成効率を大きく向上させる。本研究では3層のヒットを用いた3層飛跡を導入し、最低 9 cm の飛跡まで再構成が可能になった。ただし、この再構成は内側3層だけでなく、途中の層のヒットが抜けた飛跡も再構成する。図 5.1 に3層飛跡、4層飛跡、途中の抜けた飛跡の模式図を示す。右端の数字はビーム軸とそれぞれの層の間の距離である。また、これらの飛跡は全てピクセル検出器のバレル部にのみヒットを残しており、エンドキャップ部にはヒットは残していないものを使用する。

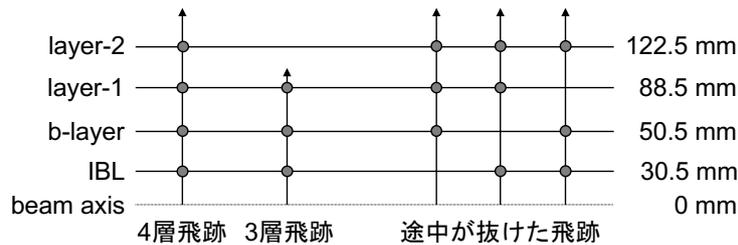


図 5.1: 新しい再構成でのピクセルトラックレット

(2) 全ヒット再構成

physics main stream のデータで用いられるピクセルトラックレットの再構成では、通常の飛跡の再構成が全て終わった後、通常の飛跡が使ったヒットをマスクして行われる。そのため間違えて長寿命チャージノのヒットと他の粒子のヒットを組み合わせた通常飛跡が再構成されてしまうと、ピクセルトラックレットは再構成されない。この再構成法では SCT まで届かなかったチャージノの再構成効率が 60% で、さらに事象選択を行うと 30% まで下がってしまう。そこでピクセルトラックレットを再構成する際にも全てのヒットを用い、通常の飛跡とのヒットの共有も許される消失飛跡解析専用の特殊再構成を導入した。そのため通常の飛跡を消すことなくピクセルトラックレットの再構成効率を向上させることができる。図 5.2 に全ヒット再構成の概念を示す。左が今までの再構成を表しており、矢印で示されているヒットが通常の飛跡再構成に使われているためピクセルトラックレットの再構成には使われない。しかし右の図に示す新しい飛跡再構成では、ピクセルトラックレットの再構成にも全てのヒットを用いるため、矢印で示されるヒットを用いることができる。

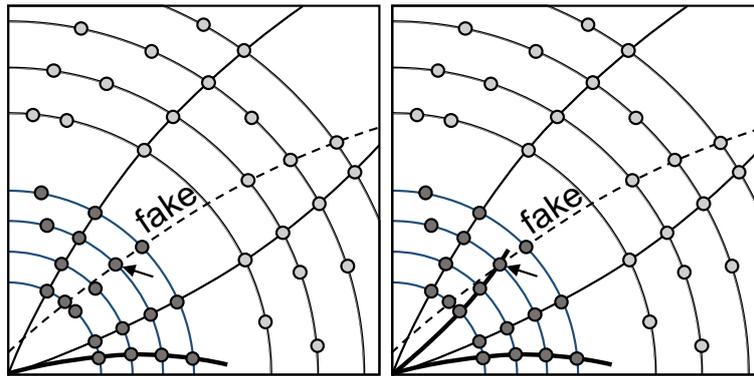


図 5.2: 全ヒット再構成の概念図

5.2 信号の再構成効率

新しい再構成を用いたピクセルトラックレットの再構成効率を調べた。図 5.3 a に崩壊した位置の衝突点からの xy 平面上の距離分布を示す。黒の実線はシミュレーションで生成した寿命 0.2 ns の長寿命チャージノの数を表しており、黒の点線はそれに対応する再構成されたピクセルトラックレットの数を表している。そのうち 4 層飛跡 (3 層飛跡) をピンク (青) の実線で示している。4 層飛跡はピクセル検出器と SCT の間で崩壊する信号を再構成することができており、さらに 3 層飛跡はピクセル検出器内で崩壊する信号を再構成することができていることがわかる。ただし 4 層飛跡は、途中の層のヒットが抜ける場合があることや、無関係の SCT のヒットと結びつく可能性があること、4 層全てバレル部を通過する場合 $|\eta| < 1.9$ である必要があるため、再構成されても実際に解析に使える割合は低くなる。図 5.4 に 3 層飛跡と 4 層飛跡が再構成できる η の範囲を示す。図 5.4 における水平の点線は下からピクセル検出器のバレル部、SCT のバレル部を表しており、斜めの点線はそれぞれのエンドキャップ部を表していることから、4 層飛跡の η の範囲は 3 層飛跡に対して狭いことがわかる。また、3 層飛跡においても layer-2 のヒットが抜けてしまうことがあるためピクセル検出器を超えて崩壊した信号も 3 層飛跡として再構成されている。3 層飛跡の導入による信号取得効率の向上は寿命が短いほど効果的であるため、 0.2 ns の寿命を持つウィーノの場合は信号取得効率は 2 倍になるのに対して、 0.03 ns の寿命を持つヒグシーノの場合は 4 倍になる。

図 5.3 b はピクセルトラックレットの再構成効率を示しており、黒の点線が生成したヒグシーノに対応するピクセルトラックレットの再構成効率 (図 5.3 a における黒の点線を黒の実線で割ったもの)、ピンク (青) の実線が 4 層飛跡 (3 層飛跡) の再構成効率である。長寿命チャージノは全体的に 80% の効率でピクセルトラックレットとして再構成することができ、これは今までの 60% と比較して 1.4 倍の向上である。さらに 4 層飛跡・3 層飛跡において後述する事象選択を全て通る飛跡の再構成効率はそれぞれピンク・青の点線で示しており、50% の効率で再構成することができている。これも今までの 30% と比較して 1.6 倍の向上である。

よって新しい飛跡再構成の導入による再構成効率の向上はウィーノの場合 3 倍、ヒグシーノの場合 6 倍となる。

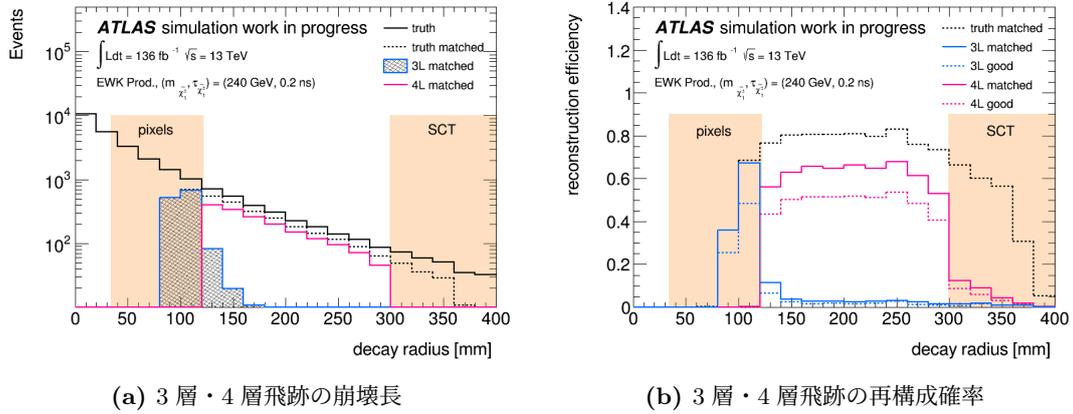
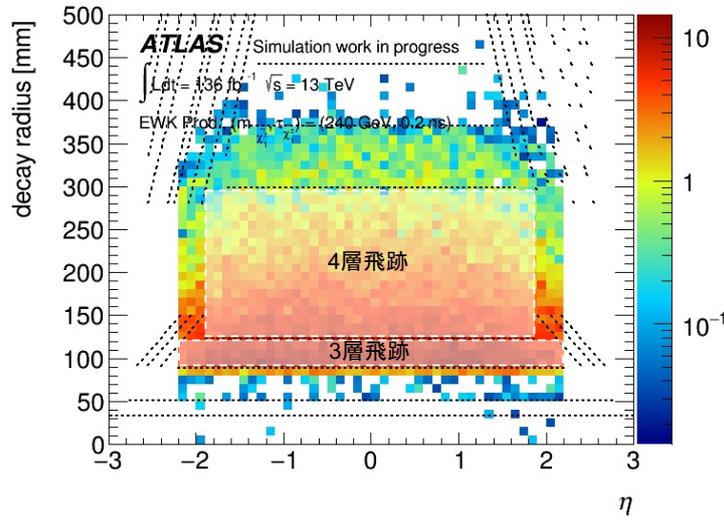


図 5.3: 3層・4層飛跡の崩壊位置と再構成効率

図 5.4: η と崩壊長の関係

5.3 衝突点の利用 (vertex constraint)

運動量分解能は式 3.2 から次の式 5.1 で表すことができる。

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{8p_T\sigma_s}{0.3BL^2} \quad (5.1)$$

これはサジッタがもし正規分布で広がっていれば、本当の運動量の逆数と比較して再構成飛跡の運動量の逆数は正規分布で広がることを示している。また、運動量分解能は飛跡長 L の二乗に反比例することから飛跡長が短い3層飛跡・4層飛跡は通常の飛跡と比較して運動量分解能が低くなる。また、使用するヒットの数が少なることで方向分解能も悪くなる。そこで衝突点を追加のヒットのように使って飛跡を再度フィットを行うことで運動量や方向の分解能を向上させる。これを Vertex Constraint (VC) と呼ぶ。Vertex Constraint の概念図を図 5.5 a に、3層飛跡・4層飛跡の vertex constraint による飛跡長の増加を図 5.5 b に示す。図 5.6 a にヒグシーノの q/p_T と3層飛跡・4層飛跡の q/p_T の差 $\Delta q/p_T$ を示す (q

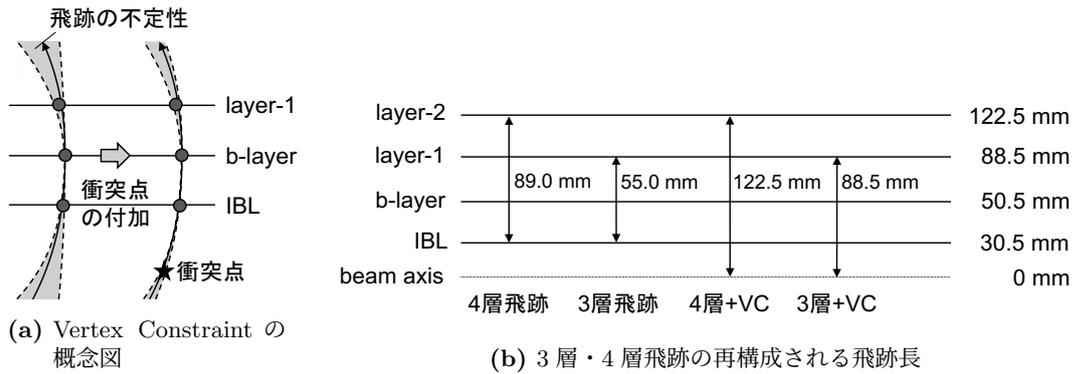


図 5.5: Vertex Constraint

は粒子の電荷 ± 1)。 $\Delta q/p_T$ 分布の積分値は1に規格化している。点線はVertex Constraintなしの3層飛跡・4層飛跡であり、3層飛跡は特に運動量分解能が悪いことがわかる。実線はVertex Constraintした場合を示しており、運動量分解能が向上していることがわかる。表5.1にそれぞれの再構成における $\Delta q/p_T$ と飛跡長の違いを示している。運動量分解能は p_T にも依存するため厳密に比較できるものではないが、飛跡長の逆数の二乗に運動量分解能が一致していることがわかる。図5.6bは240 GeVのヒグシーノの p_T 分布を黒色で表しており、それに対して再構成される p_T 分布を色付きの線で表している。運動量分解能の影響で p_T のピークが左にシフトしていることがわかる。Vertex Constraintの導入によってピークが少し戻り、この影響で信号領域となる高運動量領域($p_T > 60$ GeV)のピクセルトラックレットが増えるため信号感度の改善となる。表5.2に質量240 GeV、寿命0.03 nsを仮定したヒグシーノの高運動量信号領域における事象数を示す。Vertex Constraintなしの場合3層飛跡の多くは低運動量で再構成されるため、信号領域にける事象数は今までの4層飛跡の1.29倍であるのに対して、Vertex Constarintを用いると2.66倍の事象が信号領域に入ることがわかる。4層飛跡と合わせると高運動量信号領域の信号事象数は今までの4.39倍となる。ただし、信号領域の条件をこれからの解析に最適化することで、さらに信号領域内の信号事象数を増やすことも検討している。Vertex Constraintは高運動量

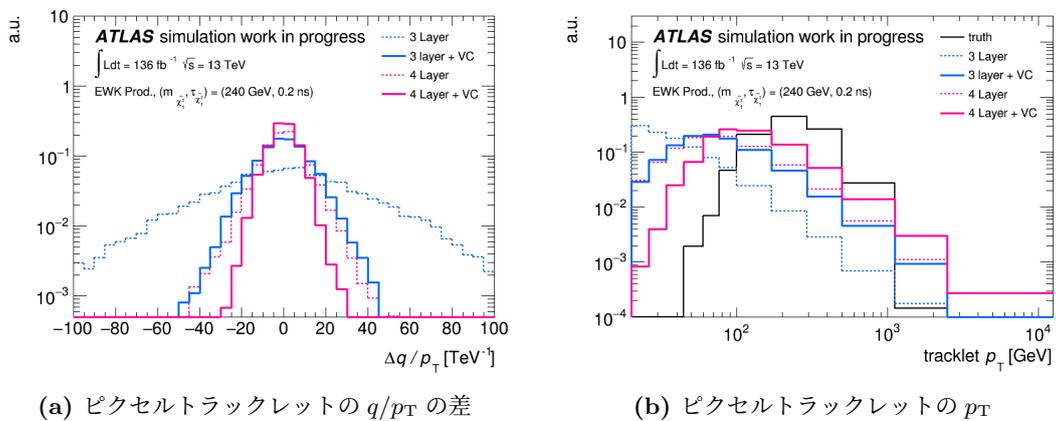


図 5.6: 再構成粒子の運動量分解能

表 5.1: $\Delta q/p_T$ と飛跡長の関係

	4層	3層	4層 + VC	3層 + VC
$1/L^2$ [mm^{-2}]	3.30×10^{-4}	1.26×10^{-4}	1.28×10^{-4}	6.66×10^{-5}
$1/L^2$ [/3層]	1.00	0.382	0.386	0.202
$\Delta q/p_T$ RMS [TeV^{-1}]	35.21 ± 0.29	10.59 ± 0.08	12.26 ± 0.10	6.73 ± 0.05
$\Delta q/p_T$ RMS [/3層]	1.000 ± 0.008	0.301 ± 0.002	0.348 ± 0.003	0.191 ± 0.001

表 5.2: 高運動量信号領域におけるヒグシーノの事象数、()内は今までの再構成による4層飛跡との比

	4層	3層	4層 + VC	3層 + VC
今まで	1.40 (1.00)	-	1.54 (1.10)	-
これから	2.29 (1.64)	1.81 (1.29)	2.41 (1.73)	3.72 (2.66)

信号事象を増加させるだけでなく、後述する背景事象を減少させることもできる。背景事象は低運動量領域に分布しているが、運動量分解能の影響で高運動量として再構成されてしまうと信号領域に入ってしまう。よって、Vertex Constraintによって運動量分解能を高めることで、背景事象は低運動量領域に戻ることから、信号領域に残る背景事象を減らすことができる。また、図 5.7 に生成した信号粒子に対する再構成した飛跡の η 、 ϕ の差を示す。特に3層飛跡の η 分解能が低いが、Vertex Constraintによって改善することがわかる。このことから解析における角度情報の利用の信頼度を増やすことができた。

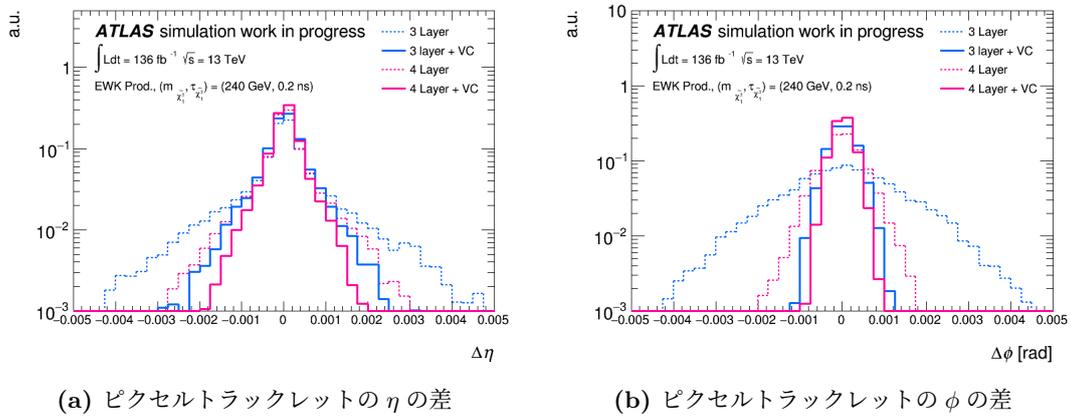


図 5.7: 再構成粒子の方向分解能

6 事象選択

6.1 運動学的事象選択

トリガー取得効率が 100%になることや背景事象との分離のために $E_T^{\text{miss}} > 200\text{ GeV}$ である事象を使用する。また、チャージノが大きくブーストしていないと E_T^{miss} や消失飛跡を観測できないため p_T が 100 GeV 以上のジェットを最低 1 本要求する。本解析では終状態に消失飛跡とジェットしか観測されないため、電子・ミューオンがいる事象は使用しない。さらに、ジェットと E_T^{miss} とジェットが反対方向に出ているという条件として、 E_T^{miss} と p_T が 4 番目までのジェットの $\Delta\phi$ が 1.0 以下の場合はその事象も使用しない。表 6.1 に以上の事象選択をまとめる。

表 6.1: 運動学的事象選択

種類	変数	条件
boosted event	E_T^{miss}	$> 200\text{ GeV}$
	$p_T^{\text{1st jet}}$	$> 100\text{ GeV}$
	$\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \text{jet})$	< 0.1
lepton veto	n^{electron}	$= 0$
	n^{muon}	$= 0$

6.2 消失飛跡に対する事象選択

運動学的事象選択を通った事象は消失飛跡に対する事象選択がかけられる。表 6.2 にその詳細を示す。本解析においては基礎的な検証が必要であるため、以下では Vertex Constraint を用いる場合とそうでない場合について併記する。まず、信号は SCT に到達するまでに崩壊したチャージノを対象としているため、ピクセルトラックレットのみを用いる。飛跡の p_T は 20 GeV 以上とする。 $|\eta|$ はミューオン検出器が配置されていない 0.1 以下と、背景事象の多い 1.9 以上である場合は除く。次に、飛跡を構成するヒットに関する事象選択を行う。まずヒットパターンはピクセル検出器パレル部の内側 3 層もしくは 4 層にヒットを残しており、エンドキャップ部にはヒットがないことを要求する。これは背景事象が検出器前後方に多いことや、複雑なエンドキャップ部の検出器の配置を無視するために適用している。ピクセル検出器のヒットのみを用いて、SCT にはヒットがないことを要求する。ganged pixel は実際にはないヒット (ganged flagged fake) を作ってしまうことがある。飛跡を構成するヒットにそのようなヒットがないことを要求する。そして、誤差の大きいヒット (spoilt hit) と飛跡から大きく外れたヒット (outlier) がないことを要求する。飛跡は衝突点の近くから出ていることを要求することでパイルアップ事象や背景事象との分離ができる。次に、飛跡が他の物理オブジェクトに対して孤立していることを要求する。これは、消失飛跡の周り $\Delta R < 0.4$ に入る他の飛跡の p_T 和が消失飛跡自身の p_T の 0.04 倍以下であるという条件によって担保される。また p_T が 50 GeV 以上のジェットに対しても ΔR が 0.4 以上離れていることを要求する。このような isolation の要求ではジェットなどが消失飛跡に見えてしまう、物理由来の背景事象を抑えることができる。最後に飛跡の周り

$\Delta R < 0.2$ に存在するカロリメータクラスターのエネルギー和 ($E_T^{\text{topoclus20}}$) が 5 GeV 未満であることを要求する。これをカロリメータベトと呼び、ハドロン・電子由来の背景事象を抑制することができる。 $E_T^{\text{topoclus20}}$ は isolation の変数で、まず $\Delta R < 0.2$ 以内に存在するカロリメータクラスターのエネルギーの和をとる。その後、他の粒子由来のエネルギーを引くために $0.1 < \Delta R < 0.2$ の領域におけるカロリメータクラスターのうち $\Delta R < 0.1$ の領域からの染み出しであるエネルギーを判定し、それ以外のエネルギーは除く。最後に、パイルアップによる影響を除くことでパイルアップに左右されづらい変数としている。このような補正の影響によって負の値を持つこともあるが、その場合も条件を満たしているとする。

表 6.2: 消失飛跡に対する事象選択

種類	変数 (VC なし)	変数 (VC あり)	条件
baseline	p_T	p_T^{VC}	$> 20 \text{ GeV}$
	$ \eta $	$ \eta^{\text{VC}} $	$> 0.1 \text{ かつ } < 1.9$
tracklet quality	3L, 4L hit pattern		-
	$n^{\text{SCT hit}}$		= 0
	$n^{\text{ganged flagged fake}}$		= 0
	$n^{\text{pixel spoilt hit}}$		= 0
	$n^{\text{pixel outlier}}$		= 0
	$\chi^2 \text{quality}$		> 0.1
vertex association		$ d_0/\sigma $	< 1.5
		$ z_0^{\text{PV}} \sin \theta $	$< 0.5 \text{ mm}$
isolation	p_T^{cone40}/p_T	$p_T^{\text{cone40}}/p_T^{\text{VC}}$	< 0.04
	$\Delta R(\text{jet}^{p_T > 50 \text{ GeV}}, \text{tracklet})$		> 0.4
	$\Delta R(\text{electron}, \text{tracklet})$		> 0.4
	$\Delta R(\text{muon}, \text{tracklet})$		> 0.4
	$\Delta R(\text{MS track}, \text{tracklet})$		> 0.4
	$E_T^{\text{topoclus20}}$		$< 5 \text{ GeV}$

7 背景事象とその見積もり

7.1 背景事象の種類

背景事象は大きく2つに分けられる。1つは標準模型粒子が実際に検出器にヒットを残しながらも、途中で制動放射や検出器と散乱を起こすことでピクセルトラックレットとして再構成された物理由来の背景事象である。これは特に生成断面積の大きいハドロンが起こす場合が多い。カロリメータベットの導入によって高運動量の物理由来背景事象は抑制することができるが、低運動量領域においては支配的な背景事象である。これは、実際には低運動量であるためカロリメータベットは通過するものの、再構成運動量はピクセルトラックレットの運動量分解能の影響で、大きく再構成されることがあるからである。2つ目は実際には異なる粒子由来のヒットを誤って組み合わせてしまうフェイク飛跡である。これは信号事象同様にカロリメータにエネルギーを落とさないために、カロリメータベットでは抑制ができず、信号領域における支配的な背景事象である。図7.1に信号とそれぞれの背景事象の特徴を示す。ピクセルトラックレットはたまたまヒットが直線上に3つや4つ並

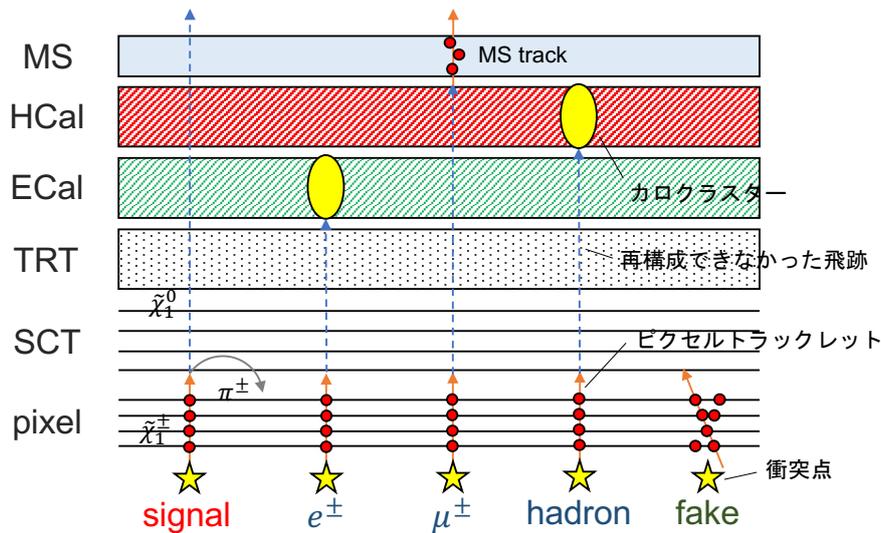


図 7.1: ピクセルトラックレットの本数のパイルアップ依存性

ぶだけで再構成できてしまう。そのため高パイルアップ環境において全ヒットを用いた再構成を行うと、フェイク飛跡が増える。図7.2に2018年データのある1 eventにおけるピクセルトラックレットの新旧再構成アルゴリズムによる再構成の結果を示す。図7.2 aは今までの再構成結果であり、ピンクの線で示されるピクセルトラックレットは1本であった。対して新しい再構成を用いた図7.2 bは多くのピクセルトラックレットが再構成されていることがわかる。図7.3に2018年データにおいて1 eventあたりに再構成されたピクセルトラックレットの本数を示しており、図7.3 aに今までの再構成による本数、図7.3 bに新しい再構成による本数を示す。今までは1 eventにおけるピクセルトラックレットはほとんど0本であったが、新しい再構成法では数十本再構成されることがわかる。また、7.2において白く塗りつぶされているのはジェットを示しており、ジェットの再構成についてもアップデートがあったため本数が異なる。また、1 eventあたりに再構成されるピク

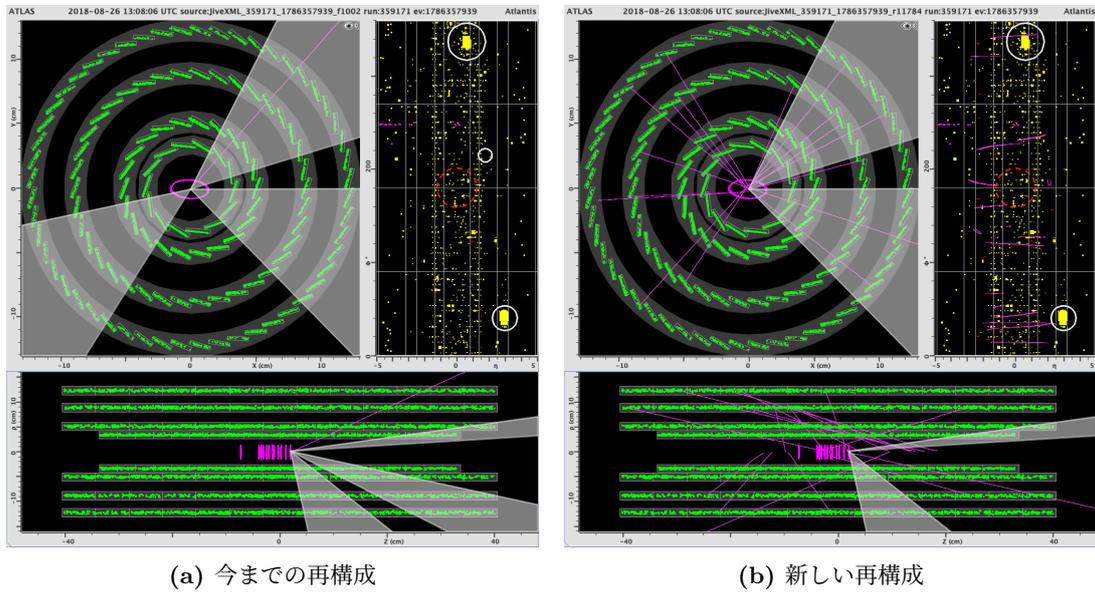


図 7.2: ピクセルトラックレットの再構成結果

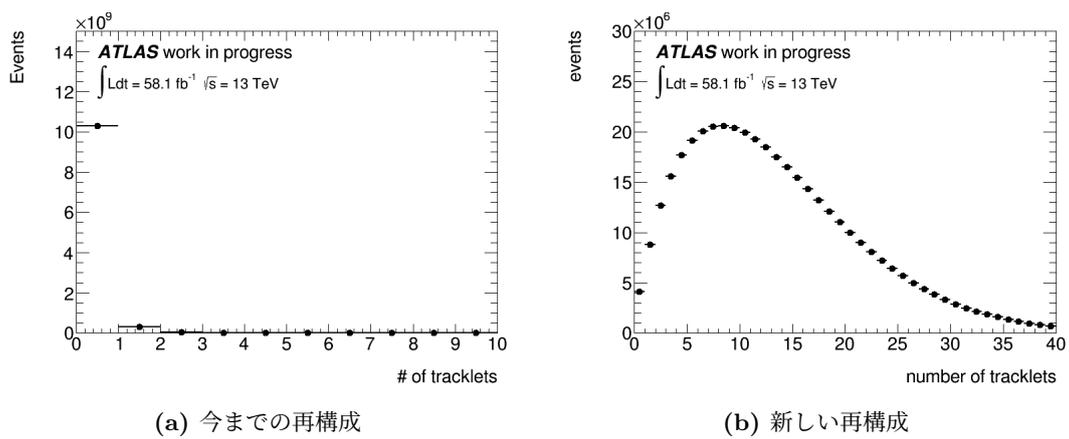


図 7.3: 2018 年データにおける 1 event あたりの再構成ピクセルトラックレットの本数

セルトラックレットの本数はパイルアップの数にも依存し、図 7.4 にパイルアップの数と 1 event あたりの $p_T > 20 \text{ GeV}$ を満たすトラックレットの数の関係を示す。

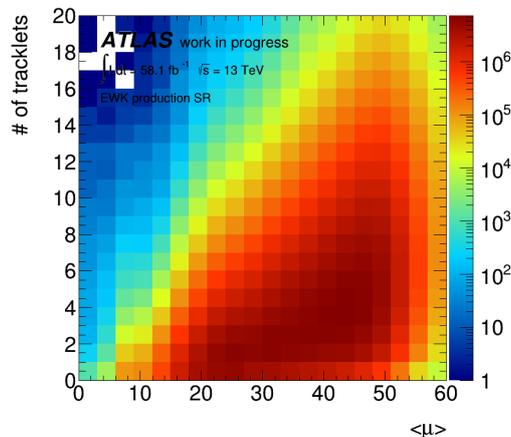


図 7.4: ピクセルトラックレットの本数のパイルアップ依存性

7.2 フェイク飛跡の性質

フェイク飛跡はパイルアップ依存性があり、モンテカルロサンプルで再現するのが難しい。そのためフェイク飛跡そのものの性質について調べることは難しく、今まで検証をしていなかった。データの中でフェイク飛跡のみを抜き出す方法は、インパクトパラメータによる選別がある。物理由来の背景事象は飛跡は $|d_0|$ が小さくなるのに対して、フェイク飛跡は $|d_0|$ が小さい必要はないため、 $|d_0|$ の大きい領域 (d_0 sideband) はフェイク飛跡の純度が高い。また、 $|z_0|$ が大きい領域 (z_0 sideband) もフェイク飛跡の割合が大きくなるが、パイルアップ事象の寄与があるため d_0 sideband ほどフェイク飛跡の純度は高くない。最もフェイク飛跡の純度が高いと考えられるのが $|d_0|$ も $|z_0|$ も大きい領域 (fake pure region) である。また、統計を増やすために信号領域に対して E_T^{miss} の条件を反転させた $E_T^{\text{miss}} < 150 \text{ GeV}$ (low E_T^{miss} 領域) の条件を用いる。low E_T^{miss} 領域においては信号事象がないため、インパクトパラメータが小さい領域は物理事象由来の背景事象が支配的であり、lephad region とする。信号領域の各領域の関係を図 7.5 に示す。これらの領域はフェイク飛跡の純度が高いと考えられるが、物理由来の背景事象が検出器との強い非弾性散乱によって大きく方向を変える場合も同じような特徴を持つと考えられることから、フェイク飛跡の純度については他の視点からの検証が必要である。フェイク飛跡は事象のトポロジーによらず、ただヒットの組み合わせにのみ依存するとするならば、 η や ϕ の分布は乱数によって人工的に一様に分布させた分布に従うはずである。そこで Run2 全データにおける全事象において 1 event に 1 つの (η, ϕ) を指定して、その方向によって計算できる様々な変数がデータの各領域により求めたフェイク飛跡の分布と一致するかを確かめた。使用した再構成はこれまでの再構成を使用している。また、 (η, ϕ) に対して信号領域の事象選択に合わせた isolation に関係する以下の条件をかけた。さらに、パイルアップの数をデータに合わせるために事象ごとに重み付けを行なった。

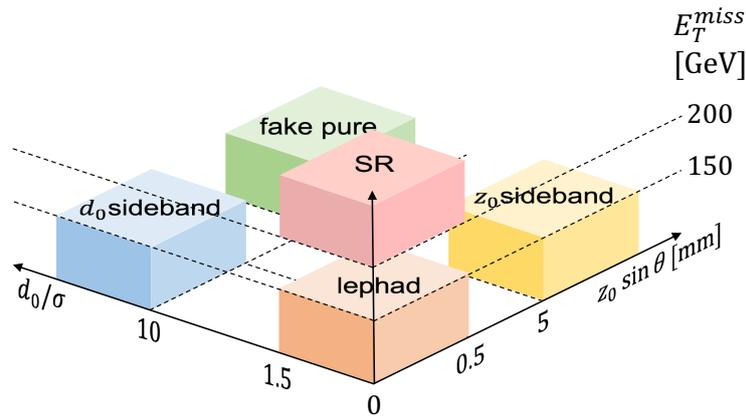


図 7.5: フェイク飛跡領域の取り方

- $\Delta R(\text{jet}^{p_T > 50 \text{ GeV}}, \text{tracklet}) > 0.4$
- $\Delta R(\text{electron}, \text{tracklet}) > 0.4$
- $\Delta R(\text{muon}, \text{tracklet}) > 0.4$
- $\Delta R(\text{MS track}, \text{tracklet}) > 0.4$
- $0.1 < |\eta| < 1.9$
- 信号事象の候補がない。

図 7.6 に人工的に生成したフェイク飛跡 (virtual fake) と各領域におけるデータの方向についての変数分布を示す。塗りつぶしのヒストグラムが virtual fake を示しており、黄色の点が z_0 sideband、青の点が d_0 sideband、緑の点が fake pure region の分布である。また、赤の線は信号領域におけるウィーノサンプルの分布である。全てのヒストグラムは積分値が 1 になるように規格化している。図 7.6 a に示す η 分布では virtual fake は d_0 sideband 以外と統計誤差の範囲内で一致している。 d_0 sideband において一致しないのは $z_0 \sin \theta < 0.5 \text{ mm}$ の条件によるものだと考えられる。図 7.6 b に示す ϕ 分布では virtual fake は各領域のデータと統計誤差の範囲内で一致している。また、virtual fake は η, ϕ を一様に分布させて生成しているが、isolation に関する条件をかけたことで構造を持っている。また、最も近い再構成オブジェクトとの ΔR や $\Delta \phi$ 分布を図 7.7 に示す。いずれの分布においても virtual fake は統計誤差の範囲内でデータと一致しており、fake を人工的に再現することはできていると考える。ここで、virtual fake の延長上にあるカロリメータクラスターのエネルギーを計算し、データと一致するか確認した。実際には何もない virtual fake の延長上のカロリメータクラスターのエネルギーはパイルアップジェット等の、たまたま延長上に入り込んだエネルギーである。そしてデータにおける各領域のピクセルトラックレットがフェイク飛跡であれば、virtual fake がつくるカロリメータクラスターのエネルギー分布と一致するはずである。ここでは、カロリメータバトをかけないで分布を確認する。図 7.8 に virtual fake とデータの各領域におけるピクセルトラックレットの周り $\Delta R < 0.2$ 以内に入ったカロリメータクラスターのエネルギー和 ($E_T^{\Delta R < 0.2}$) の分布を示す。 d_0 sideband、fake pure

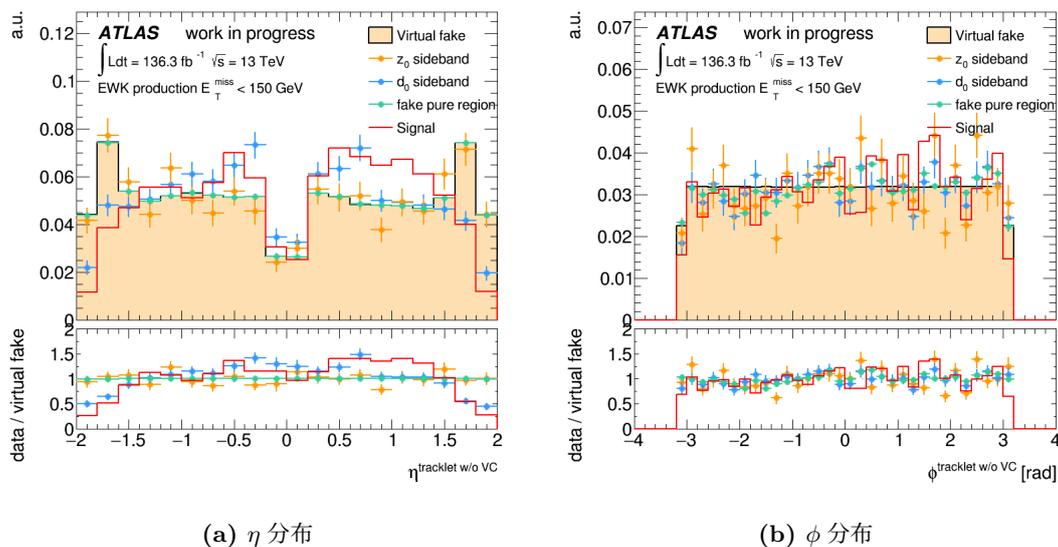


図 7.6: 乱数生成したフェイク飛跡の方向分布

region は virtual fake と同様に低いエネルギー分布を持つことから、フェイク飛跡の純度が高い領域と言える。対して z_0 sideband は平坦な分布になっており、パイルアップジェットなどの物理事象由来のピクセルトラックレットが混ざり、フェイク飛跡の純度が低いことが確認できる。以上の検証からフェイク飛跡は事象のトポロジーには影響されず、ヒットがたまたま並んだことによって起こるランダムな背景事象であることがわかった。

7.3 従来の背景事象の見積もり

信号事象のピクセルトラックレットは高運動量であるから、信号領域はピクセルトラックレットの運動量が高い領域であり、背景事象の p_T 分布を見積もり、データと比較して超過を見る。本解析の背景事象見積もりは信号である消失飛跡が特徴的なオブジェクトであることから、モンテカルロシミュレーションでの見積もりが難しい。物理由来の背景事象を見積もるためには、ハドロンやレプトンが検出器と散乱を起こして消失飛跡として再構成される確率を見積もる必要がある。しかし、検出器との反応はシミュレーションによって完全に再現することが難しく、データによって見積もる必要がある。フェイク飛跡背景事象を見積もるためには、ヒットがたまたま並ぶ確率を見積もる必要があるが、これもシミュレーションではパイルアップ環境や QCD 事象の再現が難しいため、データによって見積もる必要がある。そして、データによる見積もりにもいくつかの課題がある。まず、シミュレーションとは違い、データにおける再構成オブジェクトには truth 情報がないことから、そのイベントでは実際に何が起きているのか十分な理解が必要である。また、消失飛跡自体が稀であり、かつ本解析の事象選択の背景事象分離能力が高いことから、データの統計量が限られているということである。そのために本解析の背景事象の見積もりには様々な工夫をしており、以下にこれまでの背景事象見積もりの流れを示す。

電子由来の背景事象の数は運動学的事象選択を通過し、電子が 1 本存在する事象 (電子 control region) の数に、電子がピクセルトラックレットとして再構成される確率 ($TF_{\text{pixel-only}}^e$)

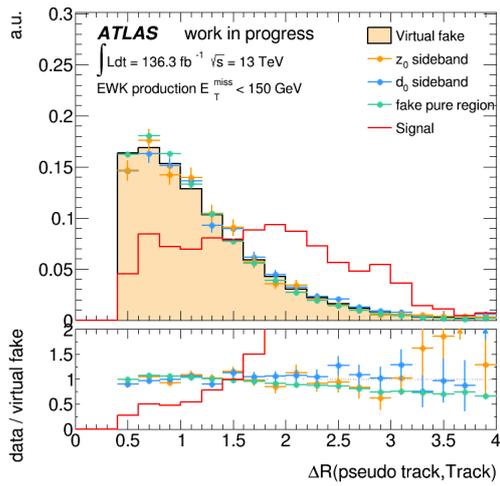
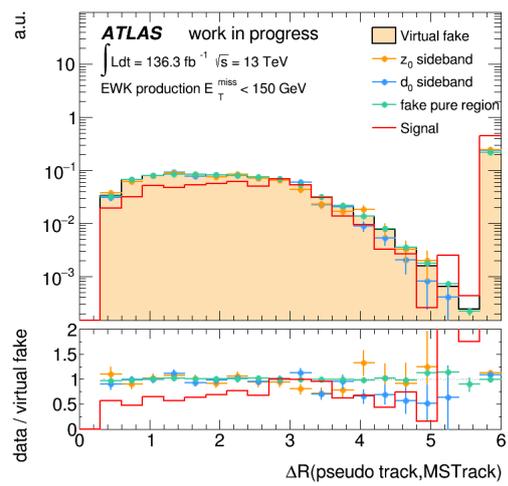
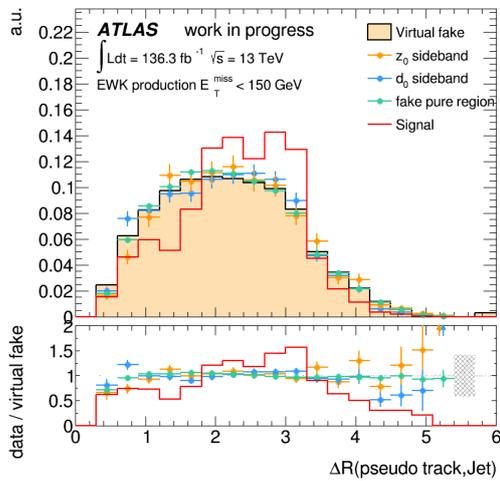
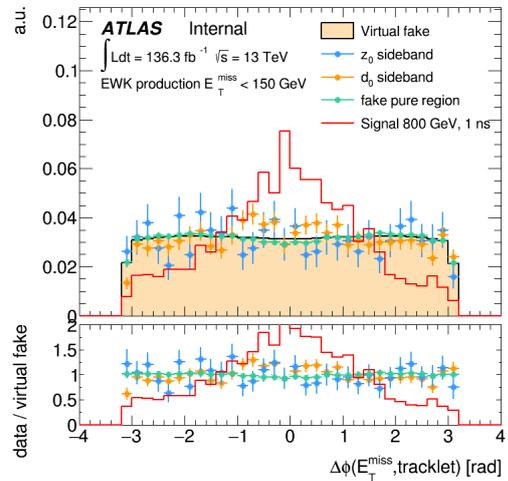
(a) 最も近い standard track との ΔR 分布(b) 最も近い MS track との ΔR 分布(c) ジェットとの ΔR 分布(d) E_T^{miss} との $\Delta\phi$ 分布

図 7.7: 乱数生成したフェイク飛跡の最近接オブジェクトとの距離

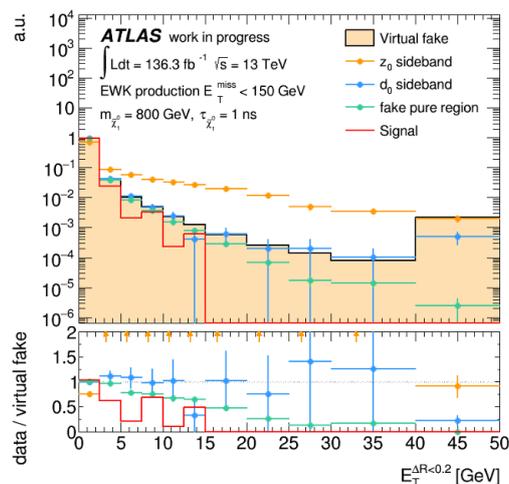


図 7.8: 乱数生成したフェイク飛跡のカロリメータクラスターエネルギー

とカロリメータベトを通過する確率 ($TF_{\text{calo-veto}}^e$) を掛け合わせることで求める。各 TF の算出には $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象を用いる。まず質の高い電子を要求し、ピクセルトラックレットとの質量を組む。その質量が $m_Z \pm 10 \text{ GeV}$ の範囲内である条件を課すことで、 $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象であることがわかるため、電子由来のピクセルトラックレットを抜き出すことができる。この電子由来ピクセルトラックレットを用いて TF を算出できる。 p_T 分布の形は smearing という手法をとる。smearing はまず、電子を standard track としてもピクセルトラックレットとしても再構成した特殊なモンテカルロサンプルを用いて運動量分解能の違いを求める。その結果を用いて電子 control region の standard track の p_T をピクセルトラックレットの運動量分解能に合うように悪くすることで、ピクセルトラックレットの運動量を推定することができる。

電子と同様にミューオン由来の背景事象も、ミューオンが 1 本存在する事象数にミューオンピクセルトラックレットとして再構成される確率 ($TF_{\text{pixel-only}}^e$) と MS track との isolation の条件を通過する確率 ($TF_{\text{noMStrack}}^e$) を掛け合わせて数を予測し、 p_T 分布の形も smearing の手法を用いる。

ハドロン由来の背景事象数はデータの中から、カロリメータのエネルギーと運動量の関係などからハドロンを抜き出し、standard track の p_T 分布の形を取得する。そこから smearing の手法によってピクセルトラックレットの p_T に焼き直す。レプトンの $Z \rightarrow l^+l^-$ のような事象がないことから、ピクセルトラックレットの p_T 分布の形を使って他の背景事象と同時にデータとフィットすることで数を見積もる。

フェイク飛跡背景事象は d_0 sideband で求めたピクセルトラックレットの p_T 分布の形を使って他の背景事象と同時にデータとフィットすることで数を見積もる。

7.4 新しいフェイク飛跡 control region

従来背景事象見積もりはハドロンとフェイク飛跡はそれぞれ単独では数を見積もることができず、フィットで決める手法をとっていた。これは、ピクセルトラックレットの p_T 分布

が運動量分解能の影響で背景事象に関わらず同じ形をしているためフィットが安定せず不定性が大きい。しかし新しい飛跡再構成の導入によって背景事象数は大きく増えている。そこで、増えた背景事象の数を生かすことで、ハドロンやフェイク飛跡の数を決める新手法を開発し検証した。

まずフェイク飛跡のランダムであるという特徴を生かして、新たな再構成によって導入した途中の層のヒットが抜けた飛跡 (図 5.1) によるフェイク飛跡 control region を作る。荷電粒子がピクセル検出器を通過したにも関わらずヒットとならない確率は、2.4 節で述べたとおり各層で 1% 程度であるため、途中の抜けた飛跡のうち 97% はフェイク飛跡である。図 7.9 に今までのフェイク飛跡 control region である d_0 sideband と新しいフェイク飛跡 control region におけるピクセルトラックレットの p_T 分布と $E_T^{\text{topoclus20}}$ 分布を示す。赤の分布は信号領域における途中のヒットが抜けた飛跡、黒の分布は $\text{low } E_T^{\text{miss}}$ 領域の d_0 sideband を示しており、 p_T 分布も $E_T^{\text{topoclus20}}$ 分布も統計誤差の範囲内で一致しており、途中のヒットが抜けた飛跡によるフェイク飛跡 control region におけるフェイク飛跡の純度は高いことがわかる。この途中のヒットが抜けた飛跡によるフェイク飛跡 control region

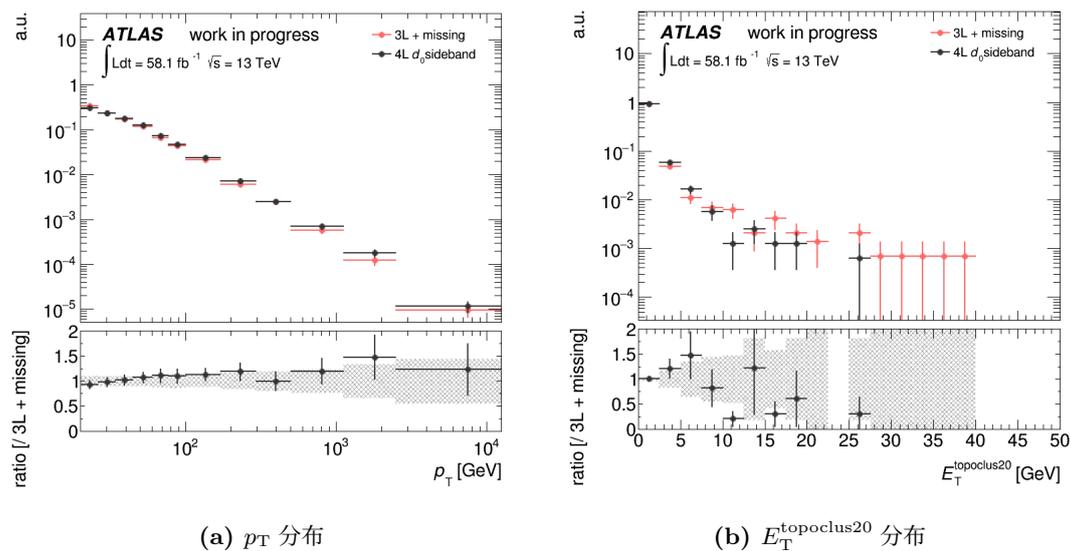


図 7.9: 新しいフェイク control region におけるピクセルトラックレットの性質

の利点は、フェイク飛跡の数が依存するインパクトパラメータや E_T^{miss} を使わずとも信号領域と直交する領域を作ることができることである。さらに、途中のヒットが抜けた飛跡は統計が多いことからフェイク飛跡の p_T テンプレートの統計誤差が抑えることができる。

7.5 フェイクファクター法による背景事象の見積もり

途中のヒットが抜けた飛跡によるフェイク飛跡 control region とフェイクファクター法によって信号領域のフェイク飛跡の p_T 分布を見積もる手法を開発した。ただし、検証段階であるため vertex constraint は用いていない。フェイクファクター法はデータによる背景事象の見積もりにおいて多くの解析で使われる標準的な手法である。フェイクファクター法のフェイク飛跡 control region を 2 通りの方法で試した。なお、以下の解析は 2018

年データを用いた。

(a) 途中のヒットが抜けた飛跡を用いたフェイクファクター

7.4節の新しいフェイク飛跡 control region 用いたフェイクファクターによるフェイク飛跡背景事象見積もりは式 7.1 で表され、見積もり手法の概要を図 7.10 に示す。

$$ff = \frac{n_{Z \rightarrow ll}^{3L,4L}}{n_{Z \rightarrow ll}^{missing}} \quad (7.1)$$

$$n_{SR}^{3L,4L} = ff \times n_{SR}^{missing}$$

まず、信号事象が存在しない領域において、フェイク飛跡の割合 (フェイクファクター :

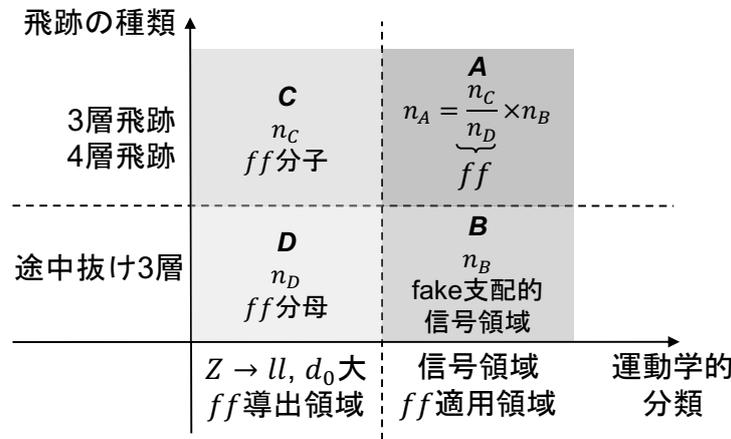


図 7.10: フェイクファクター法によるフェイク飛跡背景事象の見積もり

ff) を計算する。以下の運動学的事象を要求することで、信号事象が存在しない領域として $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象 control region を用意し、消失飛跡に対する事象選択を通るピクセルトラックレットを用いる。

- シングルレプトントリガー
- 逆電荷の電子が 2 本以上もしくはミュオンが 2 本以上
- $|m_Z - m_{ll}| < 10 \text{ GeV}$
- $p_T^{1st \text{ lepton}} > 25 \text{ GeV}$
- $p_T^{2nd \text{ lepton}} > 20 \text{ GeV}$

そして、フェイク飛跡であることを d_0 sideband ($|d_0/\sigma| > 10$) で保証し、 $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象において 3 層飛跡、4 層飛跡の数 ($n_{Z \rightarrow ll}^{3L,4L} = n_C$) と途中のヒットが抜けた飛跡の数 ($n_{Z \rightarrow ll}^{missing} = n_D$) を数える。そして n_C と n_D の比をフェイクファクターとする。ここで 4 層飛跡の場合フェイクファクターは途中のヒットが抜けた飛跡に 1 つヒットが加わる確率であり、3 層飛跡の場合フェイクファクターは layer-2 のヒットが抜ける確率である。これらは事象のトポロジーに関わらず同じと考える。また、フェイクファクターは p_T の関数で求め、図 7.11 a に

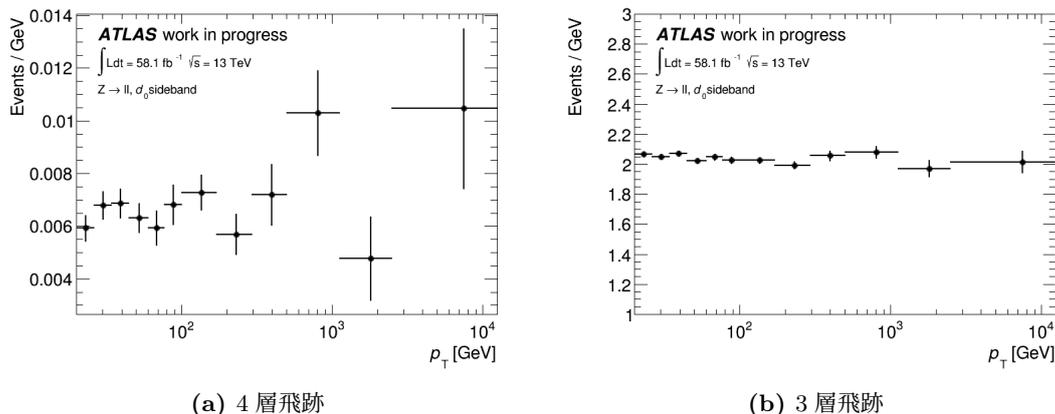


図 7.11: 途中のヒットが抜けた飛跡を用いたフェイクファクター

4 層飛跡のフェイクファクター、図 7.11 b に 3 層飛跡のフェイクファクターを示す。次に、信号領域の途中のヒットが抜けた飛跡の数 ($n_{SR}^{missing} = n_B$) に対してフェイクファクターをかけて信号領域の 3 層飛跡、4 層飛跡であるフェイク飛跡の数 ($n_{SR}^{3L, 4L} = n_A$) を見積もる。まず、この手法の妥当性を確かめるために $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象の信号領域 (d_0 sideband ではない) のフェイク飛跡の数と本解析信号領域の $low E_T^{miss}$ 領域 (図 7.5 の lephad 領域) のフェイク飛跡の数を見積もった。これらの領域には信号がなく背景事象のみ存在するため、データと比較し手法の確認ができる。図 7.14 a、図 7.14 b の青のヒストグラムに $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象の見積もったフェイク飛跡の p_T 分布を示す。なお赤のヒストグラムは後述するパイルアップ事象を利用した見積もりの結果である。図 7.14 a は 4 層飛跡のフェイク飛跡を見積もっており、カロリメータバトによってフェイク飛跡が支配的である高運動量領域において、データと見積もりが統計誤差の範囲内で一致している。図 7.14 b に示す 3 層飛跡のフェイク飛跡も、高運動量領域の比較において、データに対して低く見積もっていることがわかる。図 7.14 c、図 7.14 d には $low E_T^{miss}$ 領域の見積もったフェイク飛跡の数を示す。4 層飛跡と 3 層飛跡両方ともデータと比較して低く見積もっていることがわかる。

(b) パイルアップ事象によるフェイクファクター

また、パイルアップ事象を用いたフェイクファクターによるフェイク飛跡背景事象見積もりは式 7.2 で表され、見積もり手法の概要を図 7.12 に示す。

$$ff = \frac{n_{pileup, high p_T}^{d_0/\sigma < 1.5}}{n_{pileup, high p_T}^{d_0/\sigma > 10}} \quad (7.2)$$

$$n_{SR}^{d_0/\sigma < 1.5} = ff \times n_{SR}^{d_0/\sigma > 10}$$

この見積もりではフェイクファクターの導出に $z_0 \sin \theta > 5 \text{ mm}$ のパイルアップ事象を使った。 $p_T > 100 \text{ GeV}$ のピクセルトラックレットのみを用いることで、高運動量領域において支配的であるフェイク飛跡の純度を保証する。以上の条件を満たすピクセルトラックレットのうち、 d_0 sideband での 3 層飛跡、4 層飛跡の数 ($n_{pileup, high p_T}^{d_0/\sigma > 10} = n_D$) と、同じくパイルアップ事象の $|d_0/\sigma| < 1.5$ の領域での 3 層飛跡、4 層飛跡の数 ($n_{pileup, high p_T}^{d_0/\sigma < 1.5} = n_C$) の比をフェイクファクターとする。信号領域 d_0 sideband での 3 層飛跡、4 層飛跡の数

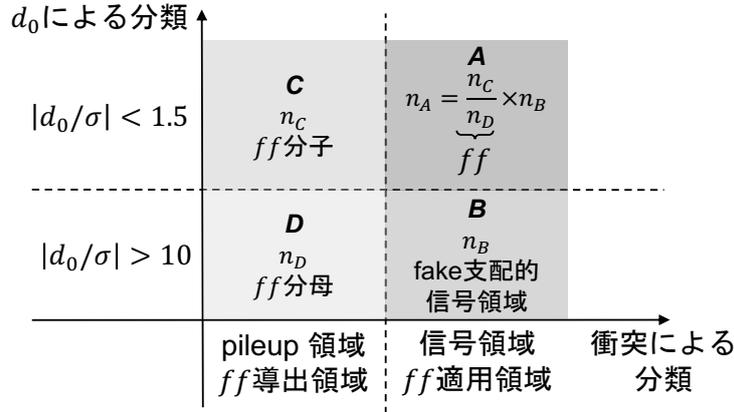


図 7.12: フェイクファクター法によるフェイク飛跡背景事象の見積もり

($n_{\text{SR}, \text{high } p_T}^{d_0/\sigma > 10} = n_B$) に対してフェイクファクターをかけることで信号領域の $|d_0/\sigma| < 1.5$ の領域での 3 層飛跡、4 層飛跡の数 ($n_{\text{SR}, \text{high } p_T}^{d_0/\sigma < 1.5} = n_A$) を求める。図 7.13 に各領域の p_T 分布を示す。各領域のフェイク飛跡の p_T 分布は変わらないと仮定し、フェイクファクターは単純に数で求めた。各領域におけるピクセルトラックレットの本数と、そこから求めたフェイクファクターを表 7.1 に示す。以上のフェイクファクターを用いて途中のヒットが

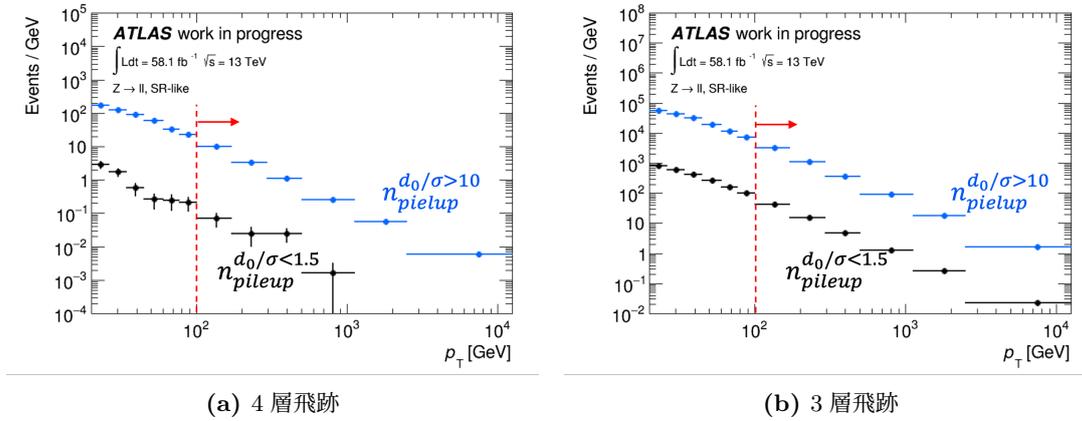


図 7.13: パイルアップ事象を用いたフェイクファクターを求める各領域の p_T 分布

表 7.1: パイルアップ事象から求めたフェイクファクター

	3 層	4 層
$n_{\text{pileup}, \text{high } p_T}^{d_0/\sigma > 10}$	14 ± 4	$(7.35 \pm 0.09) \times 10^3$
$n_{\text{pileup}, \text{high } p_T}^{d_0/\sigma < 1.5}$	$(1.65 \pm 0.41) \times 10^3$	$(5.36 \pm 0.01) \times 10^5$
ff	$(8.47 \pm 2.27) \times 10^{-3}$	$(1.36 \pm 0.02) \times 10^{-2}$

抜けた飛跡を用いた見積もりと同様に $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象と信号領域の $\text{low } E_T^{\text{miss}}$ 領域のフェイク飛跡の数を見積もったものを、図 7.14 の赤のヒストグラムに示す。なお、 p_T 分布はそれぞれの領域の d_0 sideband の p_T 分布を用いた。図 7.14 a に示す $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象におけ

る4層飛跡のフェイク飛跡は途中のヒットが抜けた飛跡を用いた見積もりと同様に、高運動量領域においてデータと統計誤差の範囲内で一致している。図7.14bに示す $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象における3層飛跡のフェイク飛跡もデータと概ね一致している。図7.14c、図7.14dに示す $\text{low } E_T^{\text{miss}}$ 領域においてはやや少なく見積もっている。

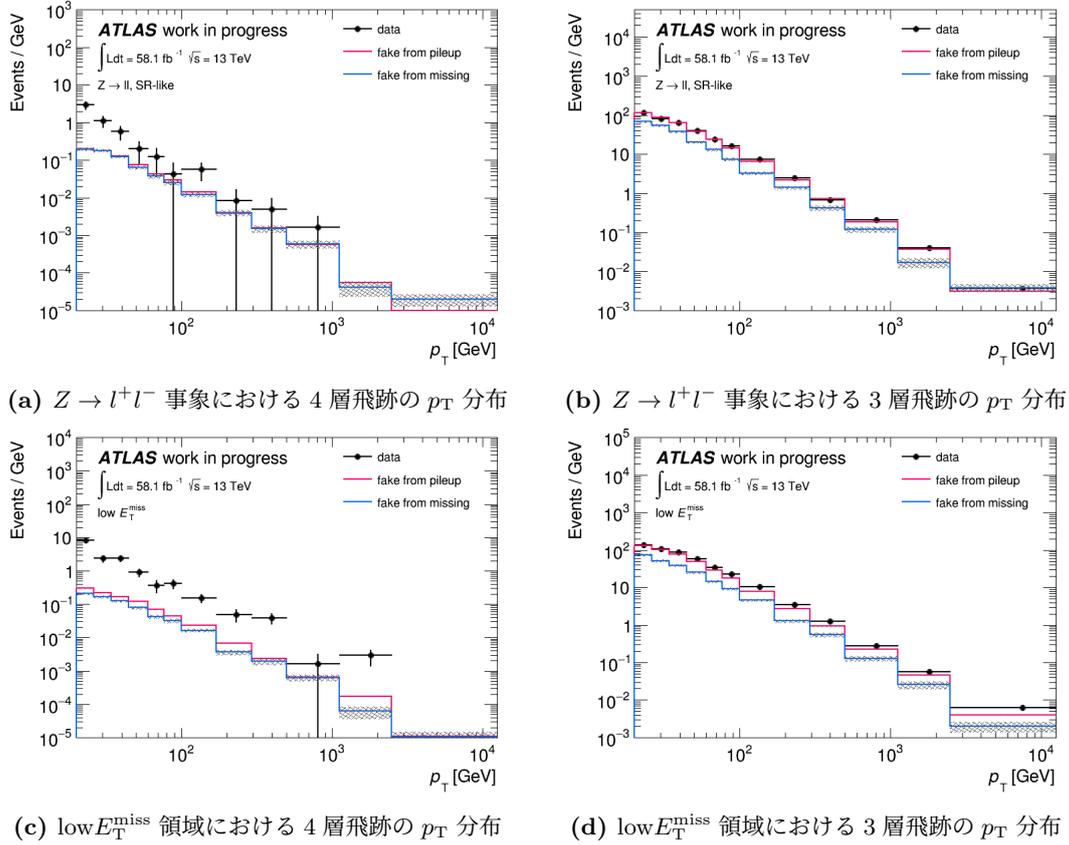


図7.14: 擬信号領域におけるフェイク飛跡の見積もりの確認

低運動量領域において支配的な背景事象であるハドロン背景事象についても同様の手法で数を見積もる。また、電子もハドロンと同様の性質を持つので、ハドロンと電子を同時に見積もることができる。式7.3にハドロン・電子背景事象見積もりのためのフェイクファクター、図7.15に見積もり手法の概要を示す。

$$ff = \frac{n_{Z \rightarrow ll}^{\text{low } E_T^{\text{topoclus20}}}}{n_{Z \rightarrow ll}^{\text{high } E_T^{\text{topoclus20}}}} \quad (7.3)$$

$$n_{\text{SR}}^{\text{low } E_T^{\text{topoclus20}}} = ff \times n_{\text{SR}}^{\text{high } E_T^{\text{topoclus20}}}$$

フェイクファクターの導出はフェイク飛跡の見積もりと同様に $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象を用いる。フェイクファクターはハドロン・電子背景事象が支配的である $E_T^{\text{topoclus20}} > 5 \text{ GeV}$ の領域における3層飛跡、4層飛跡の数 $n_{Z \rightarrow ll}^{\text{high } E_T^{\text{topoclus20}}}$ に対する、 $E_T^{\text{topoclus20}} < 5 \text{ GeV}$ の領域におけるハドロン・電子背景事象の数 $n_{Z \rightarrow ll}^{\text{low } E_T^{\text{topoclus20}}}$ の割合とする。ただし $n_{Z \rightarrow ll}^{\text{low } E_T^{\text{topoclus20}}}$

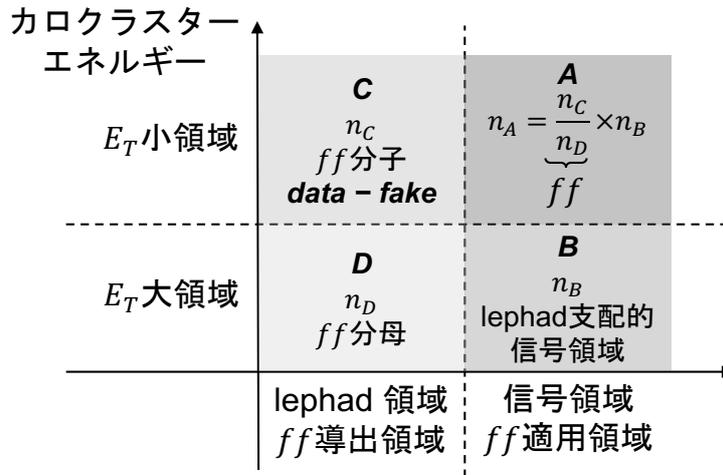
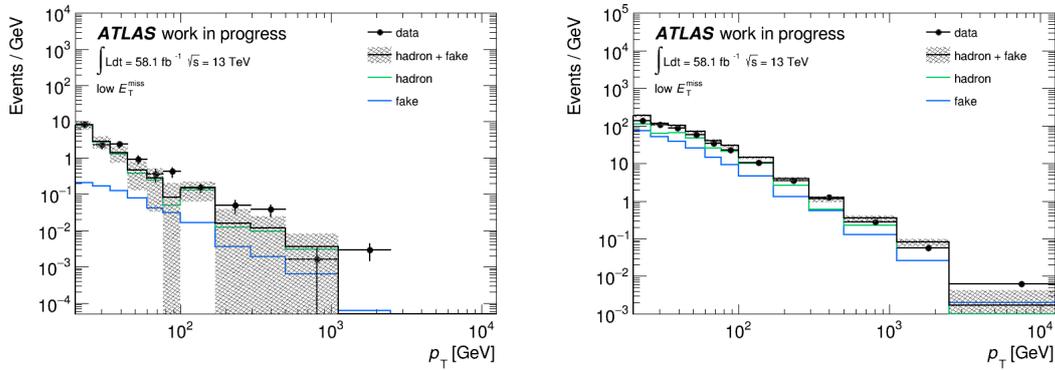


図 7.15: フェイクファクター法によるハドロン背景事象の見積もり

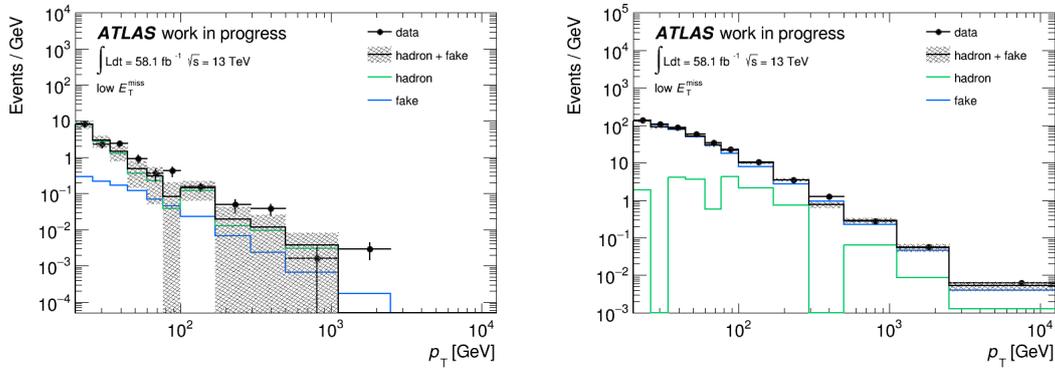
にはフェイク飛跡が混ざっているため上記の (a)、(b) の手法で求めたフェイク飛跡の数をデータから引いて求める。また、フェイクファクターは単純に数で求める。

以上の手法でフェイクファクターを計算し、フェイク飛跡の時と同様に信号領域における $\text{low} E_T^{\text{miss}}$ 領域の電子・ハドロン事象数を求め、データと比較した。図 7.16 a に示す途中抜けによるフェイクの見積もりを使用した 4 層飛跡の背景事象 p_T 分布はデータと統計誤差の範囲内で一致しているが、ハドロン・電子背景事象の寄与がフェイク飛跡に対して大きいことがわかる。

ハドロン・電子背景事象は低運動量領域において支配的な背景事象と考えられる。図 7.14 で確認したように、本解析の手法ではフェイク飛跡を少なく見積もった影響でハドロン・電子背景事象を多く見積もっていると考えられる。図 7.16 b に示す 3 層飛跡の場合、データに対して見積もりが超過しているが、これも 4 層飛跡と同様の理由と考えられる。また、ハドロン・電子背景事象はデータの統計誤差が伝播するため、最終的な背景事象の見積もりも統計誤差が大きい結果となっている。図 7.16 c に示すパイルアップ事象によるフェイク飛跡の見積もりを使用した 4 層飛跡の背景事象 p_T 分布も同様の結果となっているが、図 7.16 d に示す 3 層飛跡の背景事象見積もりはデータと統計誤差の範囲内で一致している。3 層飛跡における結果が優れているため、フェイク飛跡の見積もりはパイルアップ事象の方法を用いて、最終的な信号領域における背景事象の見積もりを行った。図 7.17 a に 4 層飛跡信号領域の p_T 分布を示す。 $p_T > 60 \text{ GeV}$ は信号がある可能性があるためデータは隠している。低運動量の領域においてデータと見積もりは統計誤差の範囲内で一致しており、高運動量領域の事象数は 7.3 events であった。2018 年データのみを用いた見積もりであるため Run2 全データに直すと、17 events となる。今までの解析における背景事象数は 3.0 events であったので、全ヒット再構成の導入によって背景事象は 5.7 倍に増えることがわかった。また、図 7.17 b に 3 層飛跡信号領域の p_T 分布を示す。ただし、3 層飛跡においてはフェイク飛跡が支配的であり、電子・ハドロン事象の見積もりの不定性が大きいことから、フェイク飛跡のみ見積もっている。低運動量領域においてはやや低く見積もっているが、高運動量領域の事象数は 5.0×10^2 events となった。

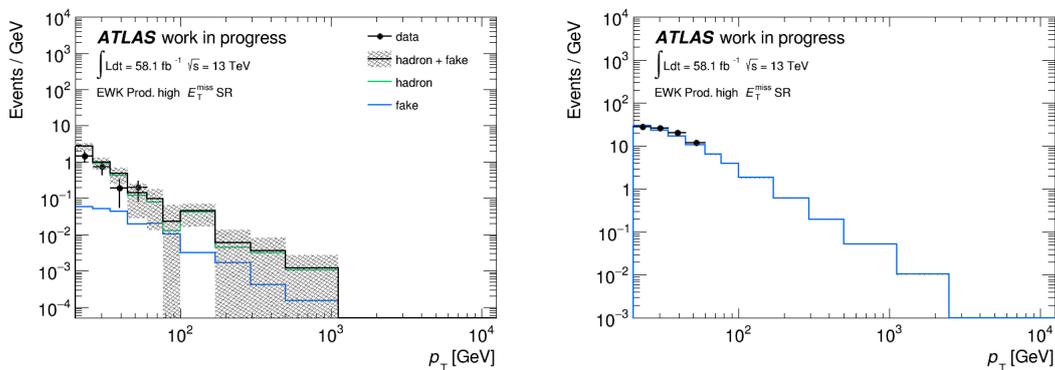


(a) 途中のヒットが抜けた飛跡によるフェイク 4 層飛跡を用いた場合 (b) 途中のヒットが抜けた飛跡によるフェイク 3 層飛跡を用いた場合



(c) パイルアップ事象によるフェイク 4 層飛跡を用いた場合 (d) パイルアップ事象によるフェイク 3 層飛跡を用いた場合

図 7.16: $low E_T^{miss}$ 領域における背景事象 p_T 分布



(a) 4 層飛跡

(b) 3 層飛跡

図 7.17: 信号領域における背景事象の p_T 分布

7.6 新しい背景事象見積もりの課題

フェイク飛跡は2通りの方法で見積もりを行った。しかしどちらも $\text{low} E_T^{\text{miss}}$ 領域の見積もりからわかる通り、少なく見積もっていることがわかった。これはいずれの方法も d_0 sideband を使っていることに起因すると考えている。実際にピクセルトラックレットの d_0 分布、 d_0/σ 分布は特徴的であるものの、その理由はわかっていない。よって d_0 分布についてよく理解することが重要である。図 7.18 に $\text{low} E_T^{\text{miss}}$ 領域における、4層飛跡、3層飛跡、途中のヒットが抜けた飛跡の d_0/σ 分布を示す。まず、3層飛跡と4層飛跡は $d_0/\sigma = 0$ がへこんでおり、その周りに2つ山がある分布をしている。これはカロリメータベトによって衝突点近くから放出される、物理由来の背景事象が除かれるからである。これはカロリメータベトの d_0 依存性を示唆している。また、途中が抜けた飛跡は全体で平坦な形であるが、 $d_0/\sigma = 0$ においてへこんでいる。これはフェイク飛跡を構成するヒットが、衝突点近くにおいては他のピクセルトラックレットに使われやすいことなどが理由であると考えているが、さらに検証が必要である。また、正負によって差があるのはピクセル検出器の構造が、 ϕ 方向に非対称であることによるものである (図 2.6)。

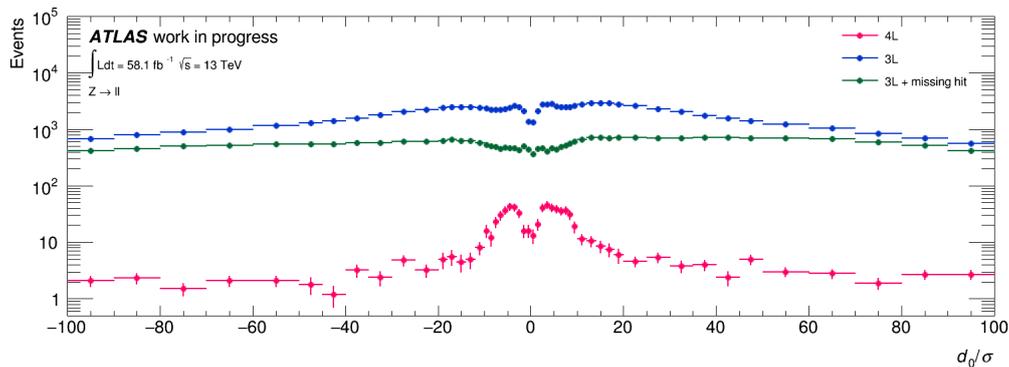


図 7.18: それぞれの飛跡の d_0/σ 分布

また、ハドロン・電子背景事象の見積もりはフェイク飛跡の見積もりと連動するため、フェイク飛跡を少なく見積もった場合は反対に増えることから不定性が大きくなる。そのため高運動領域においてもハドロン・電子背景事象が支配的となった。ハドロン・電子背景事象はモンテカルロシミュレーションを用いた考察からフェイク飛跡よりも低運動量であると考えられるため、定性的ではあるがシミュレーションと矛盾する。また、 $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象における消失飛跡が存在するデータの統計不足による統計誤差が伝播することで、信号領域の見積もりにおいても大きい統計誤差となった。そのため、ハドロン・電子背景事象については他のアプローチによる見積もりが必要であると考えている。その1つとしてモンテカルロシミュレーションによるハドロン背景事象の理解を進めている。

8 まとめと考察

消失飛跡解析はピクセル検出器のみで再構成した短い飛跡、ピクセルトラックレットによって長寿命チャージノを発見するための解析である。前回解析においてニュートラリーノがウィーノ (ヒグシーノ) である場合は質量が 660(210) GeV まで存在が棄却されたが、LHC の初運転から 10 年以上が経った現在はデータや検出器の理解が進んでおり、感度向上に向けたさまざまな解析手法の開発が行われている。本論文においては新しい消失飛跡再構成手法に着目し、チャージノ再構成効率の向上と運動量分解能などのピクセルトラックレットの性能について調べた。

3 層飛跡の導入と全ヒットによる再構成の結果、ウィーノの再構成効率は 4 倍、さらに寿命の短いヒグシーノの再構成効率は 6 倍となることがわかった。さらに、Vertex Constraint によってピクセルトラックレットの運動量分解能を高めた。その結果、先行研究と同じ事象選択を使用した場合、高運動量信号領域におけるヒグシーノ事象数は、4 層飛跡においては先行解析の 1.73 倍、3 層飛跡を加えれば 4.39 倍となった。

新しい消失飛跡再構成手法の導入によって、背景事象も増加することがわかっており、増えたコントロールサンプルを利用して新しい背景事象推定法を検討した。従来の方法は複数の背景事象とデータの同時フィットという、複雑な手法であった。それに対して新しい手法は、新しく理解した背景事象の特徴を生かし、より単純な手法とした。手法の検証のため、Vertex Constraint は使わずに背景事象推定を行なった。4 層飛跡においては、フェイク飛跡は従来よりも少なく見積もり、ハドロン事象は多く見積もった。特に、高運動量領域においてはフェイク飛跡が支配的であると仮定していたが、ハドロン事象が支配的な背景事象となった。この傾向はフェイクファクターを導出した $Z \rightarrow l^+l^-$ 事象においては見られず、low E_T^{miss} 領域と信号領域 (high E_T^{miss} 領域) において確認した。よってフェイクファクターはイベントトポロジーの違いによる影響を受けている可能性がある。さらに、フェイク飛跡の推定には d_0 sideband の利用が必要であり、その d_0 依存性についての理解が必要である。3 層飛跡の背景事象は推定したフェイク飛跡が確認した全ての領域においてデータと一致した。よって 3 層飛跡の背景事象はフェイク飛跡のみで説明できることがわかった。

4 層飛跡の信号領域における背景事象の数は前回解析の 3 events に対して 5.7 倍である 17 events、3 層飛跡の信号領域における背景事象の数は前回解析の 390 倍である 5.0×10^2 events となった。ただし、先行解析において Vertex Constraint によりフェイク飛跡は 58% まで減少することがわかっている。これによって 4 層飛跡は 9.8 events、3 層飛跡は 2.4×10^2 events となる。信号の増加を考慮し、先行解析と同等の感度をヒグシーノ探索において得るためには、背景事象を 4 層飛跡において 9 events、3 層飛跡においては 57 events まで抑える必要がある。よって、4 層飛跡は先行解析と同等の探索感度を持ち、3 層飛跡はさらに 1/4 ほどに背景事象を抑える必要がある。

9 今後の展望

まず、さらに精度の高い背景事象の見積もり手法の開発が必要である。フェイク飛跡の数をフェイクファクター法によって見積もる試みは、オーダーのレベルでは機能することが確かめられた。しかし、フェイクファクターの d_0 依存性についてはさらなる検証が必要である。さらに、 $E_T^{\text{topoclus}}20$ などフェイク飛跡を特徴づけるさまざまな変数を用いて、多角的にフェイク飛跡の性質を検証することでさらに見積もりの精度を高めることができる。また、他のオブジェクトの数などに頼らずハドロン背景事象の数を独立に決めることのできる手法を開発する必要があり、シミュレーションを用いた理解を進めている。

また、信号事象が増えたことから、背景事象の特徴を使ったより厳しい事象選択を行なって探索感度を高めることができる。図 9.1 にこれまでの解析 (1st wave 4L) やこれからの解析 (2nd wave 4L・3L) において予想される高運動量信号領域における信号事象数に対して、背景事象数と発見感度を持つチャージノ質量の関係を示す。図 9.1 a はウィーノに対する感度を示しており、これからの解析の 4 層飛跡 (赤の線) において背景事象を今までの解析と同程度に抑えることができれば 720 GeV まで探索感度を持つことがわかる。また、図 9.1 b はヒグシーノに対する感度を示しており、寿命が短いことから 3 層飛跡 (青の線) による大幅な感度の向上が見込まれる。

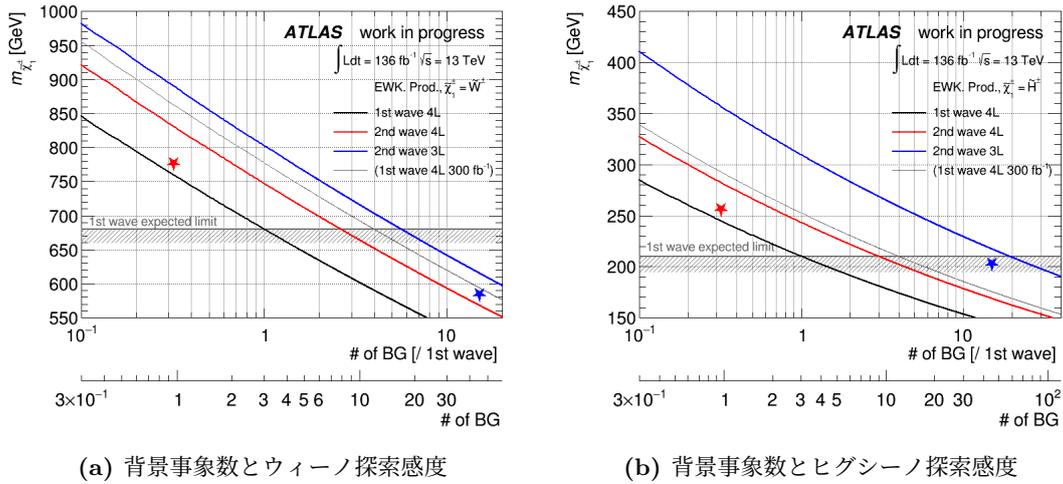


図 9.1: 背景事象の抑制により達成できる探索感度

背景事象を抑えるアイデアはいくつかあり、そのひとつは図 7.7 d や図 9.2 a に示す E_T^{miss} とピクセルトラックレットの角度差である。チャージノとニュートラリーノがジェットでブーストされていると、チャージノと E_T^{miss} が同じ方向に向くことを使うことができる。例えば $|\Delta\phi| < 1.0 \text{ rad}$ の条件を課すと、信号が 20% 減少するのに対して背景事象は 75% 減少する。また、質量の大きいチャージノは同程度の運動量を持つ標準模型粒子に対して、ベーテプロッホの式からピクセル検出器におけるエネルギー損失 (dE/dx) が大きくなる。よって、図 9.2 b に示す dE/dx 分布から、背景事象を効率よく分離することができる。 $dE/dx < 1.0 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2}$ の条件を課すと、信号は 10% 減少するのに対して背景事象は 75% 減少する。ただし測定した dE/dx は、検出器の放射線損傷などによる η 依存性と時間依存性があるため、モンテカルロサンプルだけでなくデータを扱う際にも補正が

必要である。図 9.2b は η 依存性のみ考慮している。また、特定の運動量における dE/dx 分布はランダウ分布に従って広がり、標準模型粒子の dE/dx も一定の確率で発散する。そのため、ピクセル検出器の各層における dE/dx の平均を取る場合は最大の dE/dx が残された層を除くことで dE/dx のピーク値に近づけるが、3 層飛跡の場合は 2 層の平均もしくは IBL の ToT がオーバーフロした場合は 1 層になるため、さらなる研究が必要である。

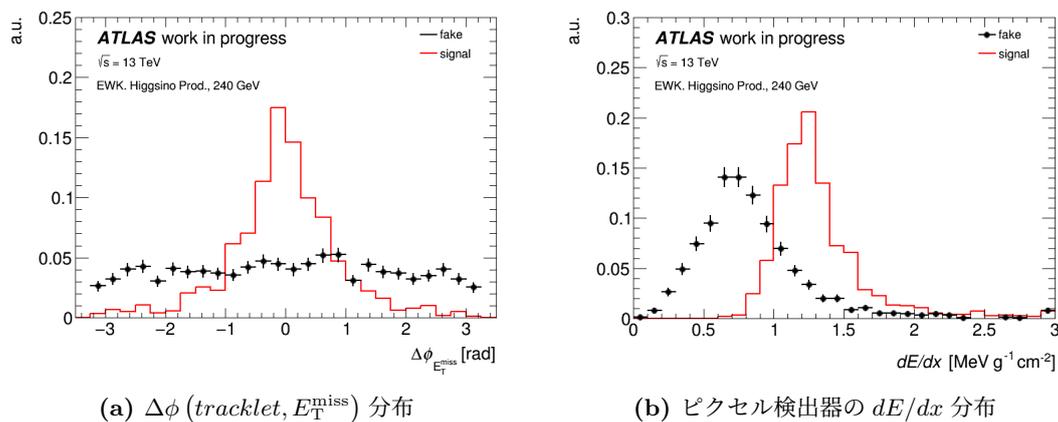


図 9.2: 背景事象の分離に追加で可以使用できる変数

上記の事象選択を試験的に導入することで 4 層飛跡の信号事象は 70% まで減るが、背景事象を今までの解析の 30% 程度まで抑制できることから、感度は図 9.1 の赤い星で示されるところまで到達する。よってウィーノに対しては 740 GeV、ヒグシーノに対しては 250 GeV 程度まで感度が向上すると考えている。これは図 1.4 より、暗黒物質を質量において約 1/4、熱的残存量において約 1/10 説明できる領域である。また、3 層飛跡の背景事象が今までの解析の 15 倍程度になることから、青い星で示されるチャージノ質量までしか探索感度は到達しないが、3 層飛跡用の事象選択についての研究を進めることで感度が大きく伸びるポテンシャルを持っている。Run3 において今までの解析と同様の解析を行うとウィーノは 710 GeV、ヒグシーノは 230 GeV までしか感度が伸びないため、本解析における新しい解析手法の導入は非常に重要であることがわかる。

Run3 解析に向けた展望としては、 p_T ではない新たな信号領域の検討が必要であると考える。7.3 節で述べたとおり、現状の背景事象見積もりは standard track に対して smearing の手法を用いて作成した p_T 分布を用いているが、ミュオン以外に p_T の形にあまり違いはないことから信号領域を設定するのに理想的な変数ではない。特にフェイク飛跡は他の背景事象と比較して高運動量まで分布しており、信号事象と分離するために他に特徴を持つ効率的な変数について検討が必要である。さらにそのような変数を考察し、最終的には機械学習の入力変数とすることで最も感度を高めることができる。

さらなる将来計画とすれば、HL-LHC は取得するデータ量が大きく増えるのに対して、検出器の構造が大きく変化し、本解析の 3 層飛跡のような短い飛跡の再構成においては不利な状況になると予測される。また、ピクセル検出器の読み出しビット数も減るため、 dE/dx の利用が制限される。よって Run2・Run3 データの解析が近年で最も発見の可能性があり、限られた統計量の中で検出器・データの理解から解析手法の改善によって感度の向上を目指す努力が重要である。

超対称性粒子と暗黒物質の探索は標準模型を超える物理の中でも特に理論的に期待され、素粒子物理学実験の基本方針である。本解析で発見することができれば現代物理学最大のニュースであり、標準模型を超えた素粒子物理学の視界は一気に開ける。XENON 実験など他実験において発見された場合も、LHC による探索は相補的であり、質量や反応断面積の検証から超対称性や暗黒物質の存在を確実にすることができる。その場合はさらに衝突点付近に飛跡検出器を配置し、効率よく低運動量パイ中間子を捉えるよう磁場を弱くしたデータを取得し、新粒子の性質についてより精密な測定を行うことを提案する。

謝辞

本論文の執筆及び修士課程における研究活動におけるたくさんの方からの助力に対して感謝いたします。特に指導教員である寄田浩平教授には物理のことも何も知らない僕に対して丁寧に指導していただき、研究だけでなくたくさんお酒を飲みに行き大変お世話になりました。また田中雅士准教授にも研究会の時やITkをやっていた時にはアドバイスをたくさんいただきお世話になりました。駒宮教授には学部生の頃の標準模型についての基礎的な指導をしていただき、現在の知識の土台となっています。また、研究発表の場では理論的観点から助言をいただき、研究費獲得のための文書作成の際にも何度も添削していただきました。秘書の坂本さんには事務的な手続きを助けていただき、実験に集中できる環境を整えていただきました。助手の三谷さんには毎日のように実験技術について教えていただきました。同じく助手の加地さんは消失飛跡探索の先行研究における解析担当者として実験技術から物理理論まで誰よりも知っている方であり、日常的に相談に乗っていただきとても助けていただきました。ATLAS 実験の先輩である伊藤さんは検出器についての知識や ATLAS 実験特有の複雑なソフトウェアについて教えていただき、効率的な研究の遂行を助けていただきました。同期の山際とは物理についてよく議論を交わしとても楽しくもあり、またその積極的な姿勢は刺激になりました。鈴木とは2人でハードウェアを組んで何度も実験を行い、取得したデータについての考察を繰り返しました。鈴木とでなければあんなに楽しい実験ではなかったと思います。後輩の南さんや山口くんの実験やそれについての議論は自分の物理への理解を深め、またこれも楽しいものでした。GRAMS 実験の青山さんには研究室に入りたての頃から初歩的な質問などを対応していただき、また ATLAS 実験ではない視点は議論をしてとても参考になりました。その他の GRAMS 実験の方たちも自分たちで検出器を組み上げて基礎的な研究からきっちり積み上げていく姿勢はとても刺激になりますし憧れでもあります。寄田研の皆様ありがとうございました。最後にここまで全ての面で援助していただいた両親にも感謝いたします。

参考文献

- [1] Stephen P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356
- [2] Emanuele Bagnaschi, Henning Bahl, Elina Fuchs, Thomas Hahn et al., *MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios for Run 2 and Beyond*, arXiv:1808.07542 [hep-ph]
- [3] ATLAS Collaboration, *Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 - interpreted in the phenomenological MSSM*, JHEP 10 (2015) 134
- [4] A.J. Barr, B.C. Allanach, C.G. Lester, M.A. Parker, P. Richardson, *Discovering anomaly-mediated supersymmetry at the LHC*, JHEP 0303 (2003) 045
- [5] Marc Schumann, *Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status*, J. Phys. G46 (2019) no.10, 103003
- [6] ATLAS Collaboration, *SUSY Cross Sections for 13, 14, 33 and 100 TeV pp Collisions*
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SUSYCrossSections>
- [7] A.J. Barr, C.G. Lester, M.A. Parker, B.C. Allanach, P. Richardson, *Discovering anomaly-mediated supersymmetry at the LHC*, JHEP 0303 (2003) 045
- [8] Masahiro Ibe, Shigeki Matsumoto, Ryosuke Sato, *Mass Splitting between Charged and Neutral Winos at Two-Loop Level*, arXiv:1212.5989 [hep-ph]
- [9] Hajime Fukuda, Natsumi Nagata, Hidetoshi Otono, Satoshi Shirai, *Higgsino Dark Matter or Not: Role of Disappearing Track Searches at the LHC and Future Colliders*, arXiv:1212.5989 [hep-ph]
- [10] particle data group, *The Review of Particle Physics (2021)*,
https://pdg.lbl.gov/2021/tables/contents_tables_mesons.html
- [11] ATLAS Collaboration, *Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature using 136 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, arXiv:2201.02472 [hep-ex]
- [12] ATLAS Collaboration, *Luminosity Result for Run-2, Total Integrated Luminosity and Data Quality in 2015-2018*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [13] ATLAS Collaboration, *Luminosity Result for Run-2, Number of Interactions per Crossing*,

- <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [14] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
JINST 3 (2008) S08003
- [15] ATLAS Collaboration, *Public Pixel Tracker Plots for Collision Data, PIX-2020-003*,
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2020-003>
- [16] ATLAS Collaboration, *Public Pixel Tracker Plots for Collision Data, PIX-2019-002*,
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/SCT-2019-002>
- [17] ATLAS Collaboration, *Performance of tracking and vertexing techniques for a disappearing track plus soft track signature with the ATLAS detector*,
<http://cds.cern.ch/record/2669015/files/ATL-PHYS-PUB-2019-011.pdf>
- [18] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, *The anti-kt jet clustering algorithm*, JHEP 0804:063,2008
- [19] Schwartzman Ariel, *Jet energy calibration at the LHC*,
Int. J. Mod. Phys. A 30 (2015) 1546002
- [20] ATLAS Collaboration, *Selection of jets produced in 13TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*,
<https://cds.cern.ch/record/2037702/files/ATLAS-CONF-2015-029.pdf>

A RPVLL フィルター

以下に RPVLL フィルターのうち、消失飛跡解析用に作成したフィルターの条件を示す。

- $p_T^{1stjet} > 120 \text{ GeV}$: 最も p_T が高いジェットが $p_T > 120 \text{ GeV}$ を満たす。
- $p_T^{central jet} > 50 \text{ GeV}$: $|\eta| < 3.2$ を満たすジェット (central ジェット) のうち最低 1 本が $p_T > 50 \text{ GeV}$ である。
- $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, central jet) > 0.1 \text{ rad}$: E_T^{miss} と central ジェットが ϕ 方向に 0.1 rad 離れている。
- ピクセルトラックレットが 1 本以上存在する。

最後の条件である、ピクセルトラックレットには以下の条件を満たすことを要求する。

- $\Delta R(central jet, tracklet) > 0.3$: ジェットから離れている。
- $p_T > 20 \text{ GeV}$: p_T が最も緩い閾値を超える。
- $0.1 < |\eta| < 1.9$: η が検出器中央方向である。ただし、 $|\eta| < 0.1$ はミューオン検出器がないため除く。
- $\chi^2 quality > 0.1$: 飛跡のフィットクオリティが高い。
- ピクセル検出器 3 層以上にヒットを残している : ピクセル検出器には重なりがあるので、ヒットが 3 つでも 2 層のみ通過している場合がある。よってヒット数ではなく 3 層にヒットを残しているという条件を課す。
- ピクセル spoiled hit がない : 誤差の大きいヒットがある飛跡は使わない。
- $|z_0^{PV} \sin \theta| < 5 \text{ mm}$: パイルアップ事象の飛跡ではない。
- $p_T^{cone20}/p_T < 0.04$: 飛跡の周り $\Delta R < 0.2$ に入る他の飛跡の p_T 和が自身の 0.04 倍より小さい。

この他にも displaced vertex などの他解析用のフィルターが OR でかかるため、 E_T^{miss} が大きい事象などは上記の条件を満たさなくても DRAW ファイルに残される。

B Vertex Constraint の性質

Vertex Constraint は最近接の衝突点を追加のヒットのように用いて飛跡をフィットし直すことで、飛跡の運動量分解能と方向分解能を向上させる手法である。信号領域においてはピクセルトラックレットに対して primary vertex を使って vertex constraint を用いる。ただし、control region においては z_0 sideband などを用いることがあり、その場合最近接の衝突点は primary vertex ではなく pileup vertex となる。primary vertex は図 2.1 に示すように衝突点に関連づけられた飛跡の数は pileup vertex に比べて多く、フィットの質もよい。そこで、vertex constraint に使用する vertex の種類や、飛跡の vertex constraint 前の z_0 による影響を p_T 分布の違いによって確認した。2018 全データに対して 6.1 節の E_T^{miss}

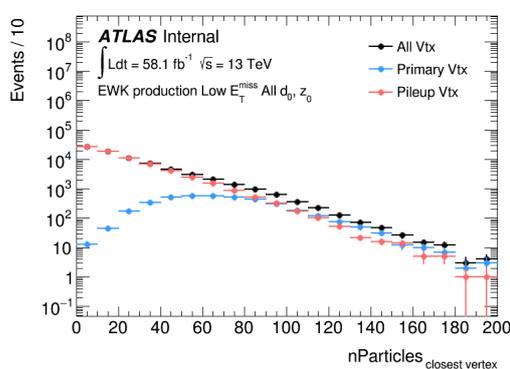


図 2.1: 衝突点の種類による飛跡の数の違い

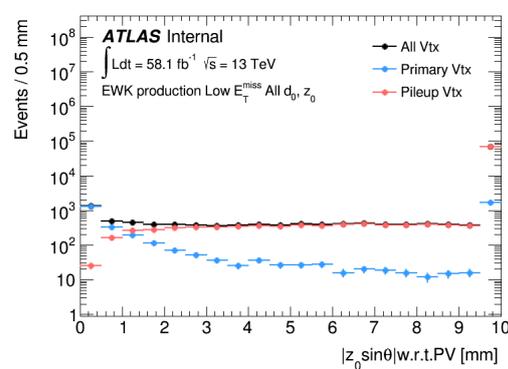


図 2.2: $z_0^{PV} \sin \theta$ による衝突点の違い

以外の条件と 6.2 のインパクトパラメータ以外の条件を課す。さらに $E_T^{\text{miss}} < 150 \text{ GeV}$ の領域を使うことで信号事象の混合を防ぐとともに統計を増やした。Vertex Constraint 時にピクセルトラックレットに対してどの衝突点に関連づけるかは、 d_0 と z_0 平面における二次元距離が最も近い衝突点を選んでいる。よって z_0^{PV} が大きい飛跡は pileup vertex と関連づけられる可能性が高くなる。図 2.2 にピクセルトラックレットの $z_0^{PV} \sin \theta$ による関連づけられる衝突点の種類を示す。 $|z_0^{PV} \sin \theta| < 0.5 \text{ mm}$ の領域においては 99% が primary vertex に関連づけられるのに対し、 $|z_0^{PV} \sin \theta| > 5 \text{ mm}$ の領域においては 95% が pileup vertex に関連づけられることがわかる。

次に primary vertex にも pileup vertex にも関連づけられる可能性がある $0.5 < |z_0^{PV} \sin \theta| < 2 \text{ mm}$ の領域において p_T の分布の違いがあるか確かめた。図 2.3 a は Vertex Constraint 前の p_T 分布であり、primary vertex と pileup vertex の分布は統計誤差の範囲内で一致している。図 2.3 b は Vertex Constraint 後の p_T 分布であるが、 d_0 が大きいピクセルトラックレットがほとんどであることから、低運動量に分布する。 d_0 の依存性が大きいためフェアに比較することはできなかった。図 2.3 c はフェイク飛跡が支配的である $d_0/\sigma > 5$ かつ $5 \text{ mm} < |z_0^{PV} \sin \theta|$ の領域における $E_T^{\text{topoclus}20}$ 分布を示しており、衝突点の違いによってフェイク飛跡の特徴は変わらないことがわかる。次に、関連づける最近接衝突点との z 方向の距離 (IP_{z_0}) における p_T 分布の違いを確かめた。図 2.4 a は Vertex Constraint 前の p_T 分布で、 IP_{z_0} が 5 mm 以下の場合も 20 mm 以上の場合も一致していることがわかる。図 2.4 b は Vertex Constraint 後の p_T 分布を示しており、 IP_{z_0} による大きな依存性は見られなかった。これは Vertex Constraint による運動量の変化は、飛跡の曲率が変わらないこと

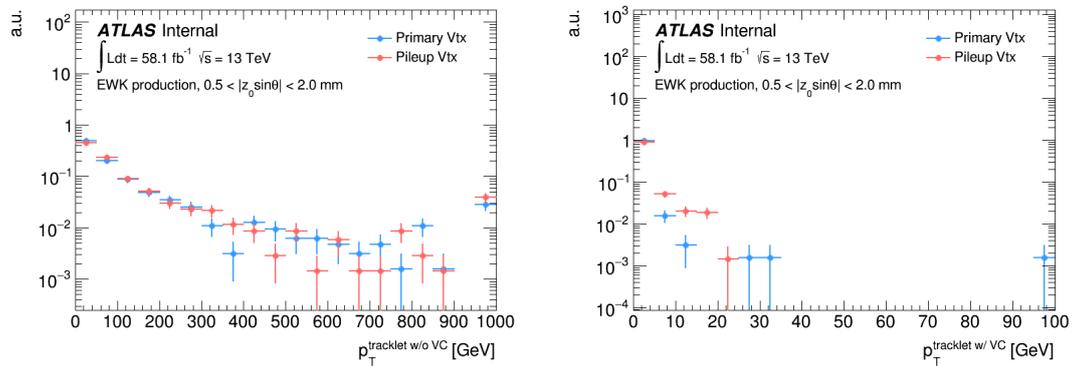
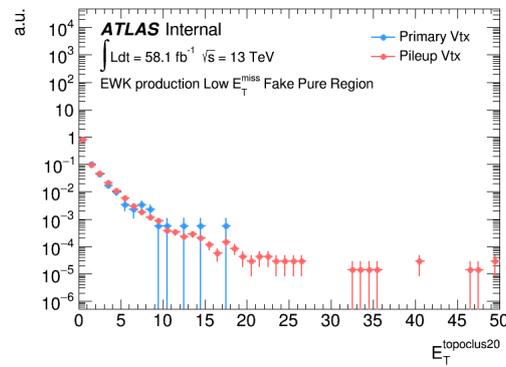
(a) Vertex Constraint 前の p_T 分布(b) Vertex Constraint 後の p_T 分布(c) $E_T^{\text{topoclus20}}$ 分布

図 2.3: 衝突点の違いによる変数の違い

から z_0 に依存しないことを示している。つまり、背景事象の見積もりに使用する control region は z_0 sideband を用いても問題ない。

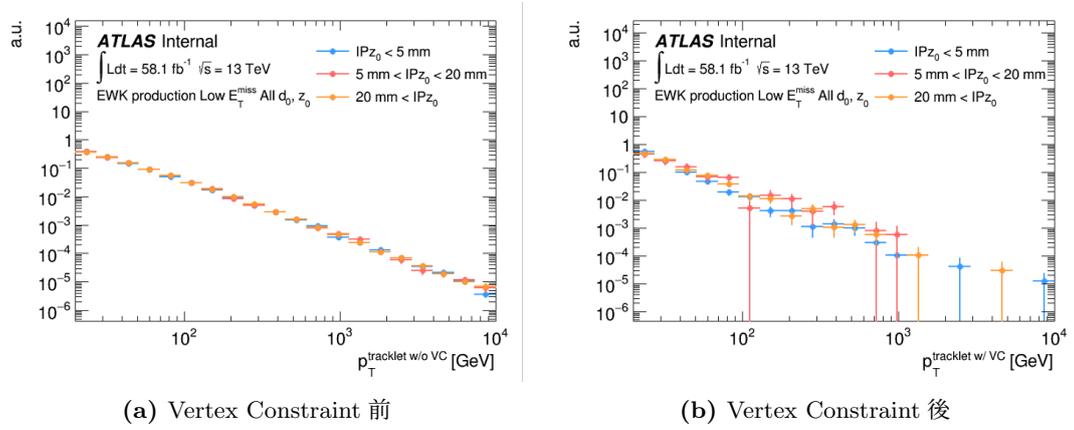


図 2.4: 衝突点との z 方向の距離による Vertex Constraint 前後の p_T 分布の違い

学籍番号: 5320A002-8

研究活動の不正行為 定義確認書

2022 年 / 月 2 / 日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長 殿

早稲田大学大学院先進理工学研究科

物理学及応用物理学 専攻 2 年

本人氏名 秋山大也

(自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為または不正行為と疑われる行為を一切行っていないことを誓約します。
なお、当該行為を行なうと、厳重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。

研究倫理教育受講確認書

2022 年 / 月 2 / 日

本人氏名 秋山大也 

私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

✓	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講
	専攻設置科目の受講 科目名 ()
	その他 () ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※受講証明を添付すること。

研究活動の不正行為（捏造、改ざん、盗用、剽窃）について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

- ◆既存の文書・資料や自ら取得したデータ等に関し、「捏造・改ざん」は絶対に行ってははいけません。これらの行為は、社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※捏造：事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

※改ざん：文書やデータ等の全部あるいは一部を、故意に本来のものでない内容・形式・時期等に変更すること。悪意の有無は問わない。

- ◆学問の体系に新たな知見を加えるとき、その信頼性は命です。学術研究でも、そのための対応が求められます。そこでは上記に加え、資料・データ等の適切な利用と管理、情報取得に当たってのインフォームドコンセントの適用、取得した個人情報の保護等に配慮しなければなりません。

他人の著作物（書籍や論文などに加え、講演での発言やインターネットに掲載された文章・図表・データ等も含む）を活用する場合には、「盗用・剽窃」に十分配慮してください。

盗用・剽窃は、著作権法で禁止された行為です。社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※盗用・剽窃：引用元を適切に記載せずに、他人の文章、結果、意見、アイデア、理論、学説などを自分のものとして発表すること。

- ◆学問の発展は独創性・独自性が基盤です。初めにそれを公表した人のオリジナリティを尊重し、敬意を払うことは学問の府に身を置く者の当然の責務です。学術論文においても、自分の考えと他人の意見を明確に区別し、表現しなければなりません。

このためには、適切な「引用」が重要です。学術論文では、他人の意見・アイデア・理論などを参照・参考にした箇所ごとに番号を付け、巻末や脚注で、その出所を明らかにすることが一般的です。学会等によって、その記載順序が若干異なりますが、以下を標準にします。

・論文・総説：著者、題名、掲載誌名、巻号、ページ、発表年（月）等

・国際会議・シンポジウム・口頭発表：著者、題目、シンポジウム等の名称、場所、年月、巻号、ページ、出版元、出版年等

・著書：題目、著者、ページ、出版元、出版年等

インターネットのからの引用では、以下の通りとします。

・著者、タイトル、URL、検索日

- ◆プレゼンテーション用のパワーポイントでは、上記の引用方法を簡略化して用いることを認めます。簡略化の原則は確認・参照の容易性です。例えば、論文からの引用では、著者、掲載誌名、発表年月のみの記載を認めます。著書や論文、インターネットなどの文章をそのまま記載する場合は、「」を付け、その文章を誰が公表しているかを明示するのが一般的です。