

LHC ATLAS 実験の最新状況

九州大学 先端素粒子物理研究センター

音野 瑛 俊

otono@phys.kyushu-u.ac.jp,

東京大学 素粒子物理国際研究センター

齋藤 智 之

tomoyuki@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

平成 29 年 5 月 9 日

1 はじめに

ヒッグス粒子を発見した Run1 (~2013 年) 後, LHC は約 2 年間のシャットダウンを経て, 2015 年より重心系エネルギーを 8 TeV から 13 TeV に増強して運転を再開した (Run2)[1]。現在 ATLAS 実験はまさにエネルギーフロンティアを切り拓いており, 標準理論を超えた新物理の発見が課された使命である。

2016 年の LHC 運転は 4 月 23 日の最初の “stable beam” 後, 10 月 26 日の終了まで非常に順調に陽子-陽子衝突の運転を行った。瞬間ルミノシティは 2016 年の夏に設計値 ($1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を超え, ATLAS 実験では当初の予測を超えるデータを取得することができた。2015 年のデータ量からの大幅な増加により, 多くの物理解析で測定精度の向上と探索領域の拡大が可能となる。

本稿ではまず 2 章で 2016 年の LHC と ATLAS の運転に関して振り返る。そして 3 章以降でこの冬に ATLAS 実験が公表した結果に関して議論したい。3 章で標準理論の精密測定, 4 章で超対称性探索の現状を伝えたい。本稿は筆者らが実際に進める研究から人々に伝えたいと思ったことをピックアップして自由に書いた記事である。

2 2016 年の LHC と ATLAS 実験

2016 年の LHC が “予想外 (?)” に絶好調で日に日に瞬間ルミノシティ上がっていく中での ATLAS の運転はとてもスリリングだった。2.1 章で今年の LHC の運転について短く触れ, 2.2 章と 2.3 章で日本グループが深く関わってきたストリップ型シリコン検出器 (SCT) とミューオントリガの運転について紹介したい。

2.1 LHC の運転

衝突エネルギー 13 TeV で開始した LHC は 2015 年に $0.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティを記録し, 4 fb^{-1} のデータを供給した。そして 2016 年にはビーム収束のパラメータである β^* を 80 cm から 40 cm へ向上させるといった努力が奏功し $1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティを達成した。そして, 安定したビーム衝突を実現することで, 当初予定した 25 fb^{-1} を大きく上回る 40 fb^{-1} を供給した (図 1)。2017 年はさらに β^* を 33 cm まで改善し, そして衝突バンチ数を増やすことで瞬間ルミノシティは最大で $1.9 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に到達する見込みである。2018 年の Run2 終了までに 120 fb^{-1} を超えるデータを取得し, その後重心系エネルギーを 13 TeV から 14 TeV に増強し, 2021 年から 2023 年の Run3 において 300 fb^{-1} を蓄積することを目標としている。

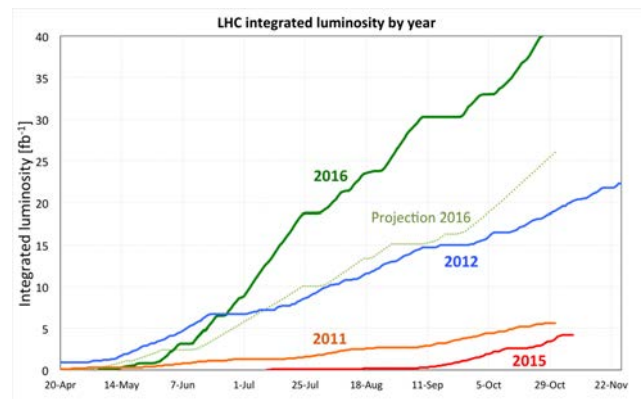


図 1: LHC が供給したデータ量の各年の比較。

2.2 ストリップ型シリコン検出器 (SCT) の 運転: ビーム衝突中の読み出し方式の変更

瞬間ルミノシティの向上は検出器のデータ量の増大に直結する。特に内部飛跡検出器はチャンネル数が多いために、読み出しエレクトロニクスへの負担が顕著となる。ATLAS 検出器の内部飛跡検出器を図 2 に示した¹。日本は SCT の開発から建設に至るまで深く貢献し [2], 著者の一人である音野は 2017 年から運転責任者を務めている。そこで SCT を例に、どのような工夫を行ってきたかを概説したい。

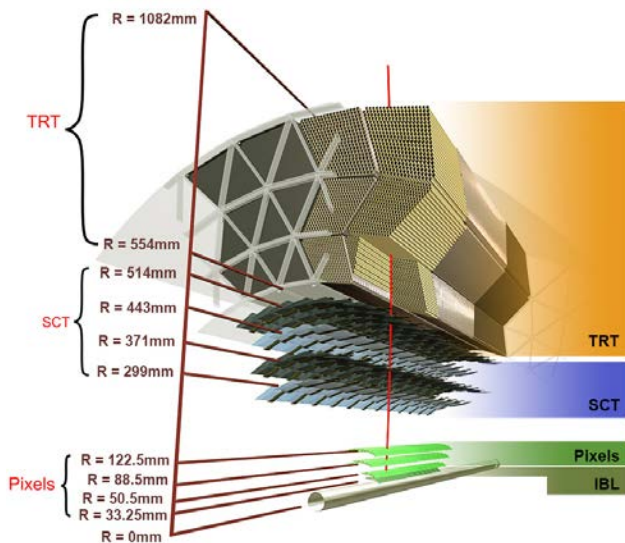


図 2: 内部飛跡検出器。内側からピクセル型シリコン検出器, ストリップ型シリコン検出器 (SCT), 遷移輻射飛跡検出器 (TRT) で構成される。

SCT は 4088 個のモジュールからなり、バレル部は 4 層、エンドキャップ部は片側に 9 層をもつ。それぞれのモジュールは幅 $80 \mu\text{m}$ のストリップ構造を持った 2 枚のセンサーを 40 mrad の角度で重ねている (図 3)。センサーあたり 6 つの ASIC がデータ収集を制御し、1 本のケーブルで読み出す。瞬間ルミノシティが上がるとバレル部の最内層のセンサーなどのケーブルが転送スピードの限界に達してしまう。LHC の瞬間ルミノシティの上昇につれて、この転送スピードの限界の問題が表面化してきた。しかしデータの転送方式は ASIC に実装しているため変更することはできない。したがってセンサー当たり ASIC 数個のデータ収集の停止は避けられないが、その影響を最小限に食い止める必要がある。

そこで LHC の瞬間ルミノシティが衝突開始直後 (ビーム注入直後) が最も高く、その後は低下していく点に注目した。つまり衝突開始直後に停止させた ASIC の読み出しを瞬間ルミノシティが落ちてくるにつれて徐々に再

¹Run2 の開始前に最内層に新たにインストールした IBL を契機として、日本グループはピクセル検出器グループに参加し、その運転に取り組んでいる [3]。

開するという手法が原理的に可能である。ただし、このようなビーム衝突の最中のデータ取得の動的な変更は ATLAS 実験において初めての取り組みである。データ収集システムへの具体的な実装やオフライン解析での取り扱いについて、多方面のエキスパートと議論を重ね、開発を始めた。2016 年には影も形も無かったが、最低限の機能の実装は既に成功し、現在テストを進めている段階である。2017 年のビーム衝突において運用の開始を予定している。

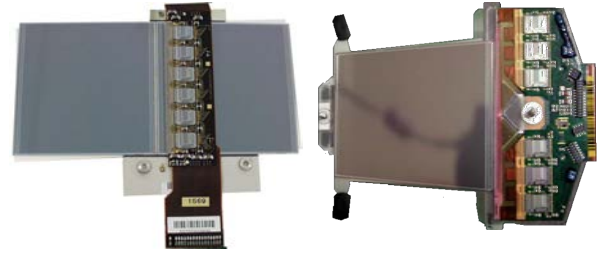


図 3: ストリップ型シリコン検出器 (SCT) のモジュール。左はバレル部, 右はエンドキャップ部。

2.3 ミューオントリガの運転: バースト現象との戦い

2016 年の 1 年を通してミューオントリガ運転は順調で性能も安定していた。これは毎日のように発生する問題に地道に取り組んだ現場のスタッフと学生の頑張りの結果であることを強調しておきたい。ミューオントリガに関する詳細は過去の記事 [4] を参照していただくとして、本章では今年取り組んだ課題の中でも筆者 (齋藤) が深く関わったバースト現象対策に関して簡単に述べさせて頂きたい。

Run1 中の 2012 年より数マイクロ秒に渡ったトリガ信号の連続発行、かつヒット数が通常より 100 倍多いという謎の現象 (バースト現象) が頻発した (図 4)²。この際リードアウトバッファがオーバーフローを起こし、システム復旧までの間 ATLAS のデータ取得を止めるという深刻な事態を引き起こした。この現象はミューオン検出器の少なくとも 4 つの独立なシステム (TGC, MDT, RPC, CSC) で同時に観測している。特定の領域ではなく広範囲に渡ってヒットが分布、かつ内側のカロリメータにエネルギーを落としていない、そして MDT での ADC 分布の形状から、粒子起源で引き起こされたヒットではなく、電気的なノイズ起源であると理解している。まだその起源の正確な解明には至っていないが、物理起

²バースト事象発生頻度は直接瞬間ルミノシティに比例してはいないが、 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度を超えると生じる。

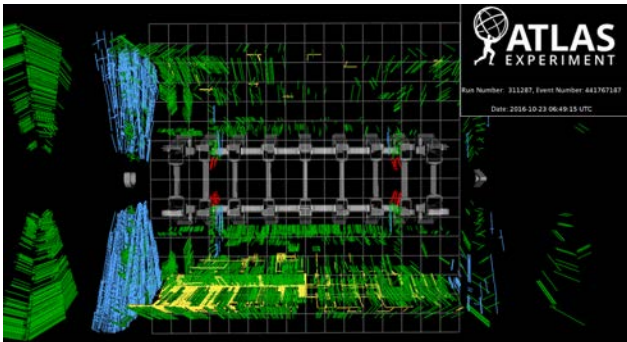


図 4: バースト現象時のミューオン検出器 (MDT, TGC, RPC, CSC) のヒットの様子。広範囲でヒットを観測。

源ではない、かつデータ取得を妨げるため、対策が必要とされていた。

そこで、われわれ日本ミューオントリガグループでは Run2 より「バースト現象検出ボード」を導入し、コミッションングを行ってきた。このボードではヒット数とその継続時間からバースト現象をいち早く検出し、「バースト事象収集用のトリガ信号」と、連続したトリガ信号を防ぐ「バースト Veto 信号」を中央トリガシステムに送ることができる。

2016 年前半はバースト現象は多くて 1 日 2, 3 発だったが、9 月後半より急増し 1 日 20 発以上観測することもあった。この際、バースト現象が ATLAS 運転中の最も大きなデータ損失の原因となった。次第に周囲からバースト検出ボードをフル稼働をして、この現象を Veto しデータ損失を防げという圧力が増した。われわれは急ピッチにコミッションングを行い、10 月 19 日についてフル稼働に至った。これにより 7 割程度のバースト現象を検出し Veto することに成功した。その結果、バースト現象起源によるデータ損失の量を大きく減らすことができた。Veto 信号を Enable した時は本当にバースト現象を Veto できるか不安だったが、期待以上の働きを見せ、皆で歓喜した。これはボード開発から、ATLAS システムでのコミッションングまでに渡る努力の成果であり、チームの勝利といえる。

3 標準理論精密測定

ATLAS 実験ではこれまでに様々な標準理論事象の精密測定を行ってきた。その例として図 5 に現在までの生成断面積の測定結果とその予言値のまとめを示す。予言値からの有意なずれは観測されておらず、標準理論の素晴らしさを表現する図となっている。本稿では LHC 実験で初めて行われた W ボソン質量測定に関してお伝えしたい。

この冬 ATLAS 実験は 7 TeV, 4.6 fb^{-1} のデータを用いた W ボソン質量 (m_W) の測定結果を公表した [5]。こ

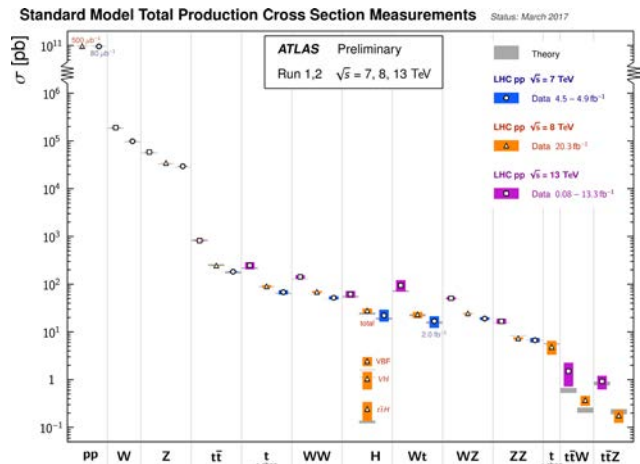


図 5: 標準理論事象の生成断面積測定と理論値の比較。

れまで m_W 測定は LEP 実験や Tevatron 実験で行われてきた。標準理論パラメータのグローバルフィットの精度は m_W の測定精度が制限しているため [6], LHC 実験での精度の改善が重要である。ハドロンコライダーではドレル・ヤン過程の $W \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$) 崩壊を使って m_W の測定を行う。陽子-陽子衝突実験である LHC での m_W 測定は、陽子-反陽子衝突実験の Tevatron 実験より、以下の観点からチャレンジングといえる。まず Tevatron では W^+/W^- の生成が対称であるのに対し、LHC では非対称であるため電荷に依存した測定が必要になる。次に LHC では W ボソンの生成に第 2 世代のクォークの寄与が大きく (25% at 7 TeV LHC, 5% at Tevatron), s や c クォークの Parton Distribution Function (PDF) の理解が重要となる。

m_W はレプトンの横方向運動量 p_T^ℓ と W ボソンの横方向質量

$$m_T = \sqrt{2p_T^\ell p_T^{\text{miss}} (1 - \cos[\Delta\phi(p_T^\ell, p_T^{\text{miss}})])} \quad (1)$$

分布のヤコビアンピークを用いて、 W^+/W^- , e/μ 崩壊、また $|\eta|$ の領域に分けて測定を行う。大量の $Z \rightarrow \ell\ell$ サンプルを用いて検出器応答の詳細な理解を行い較正を行った。最終的な測定結果は、

$$m_W = 80370 \pm 7 \text{ (stat.)} \pm 11 \text{ (exp. syst.)} \quad (2)$$

$$\pm 14 \text{ (mod. syst.) MeV}$$

$$= 80370 \pm 19 \text{ MeV} \quad (3)$$

となった。実験誤差 (exp. syst.) は主にレプトンの較正精度からきており、モデリング誤差 (mod. syst.) は PDF の不完全な理解によって p_T^W などの関数としての微分反応断面積に与える影響が支配的となる。本結果は Tevatron の各測定に匹敵する精度であり、素晴らしい結果といえる。図 6 に本測定結果と各実験毎のまとめの結果を示す。これまで測定値は標準理論からの予言から少し上の値を示していたが、今回の ATLAS の結果は

その予言値に近い値を示した。したがって更なる検証のためには精度向上が必須となる。本測定 of 支配的である PDF に関するモデリングの誤差は、より統計の大きい 8 TeV と 13 TeV のデータを用いることで改善が期待できる。

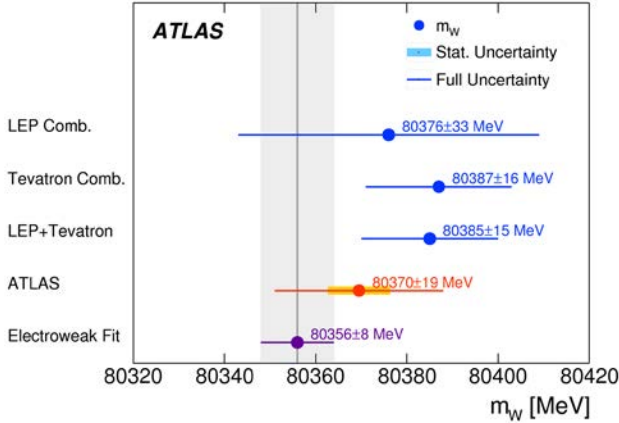


図 6: LEP と Tevatron 実験での m_W 測定結果とグローバルフィットからの予言値と本測定結果の比較 [6]。

この冬に ATLAS 実験から標準理論ヒッグスの測定に関する結果は多くは公表されなかった。しかし、 $H \rightarrow bb$ や ttH チャンネルを用いた湯川結合の測定が精力的に進んでおり、近いうちに結果を公表する予定である。今後もヒッグス粒子は、標準理論の検証という意味でも、新物理の探索という意味でも中心的な存在であることを強調しておく。

4 超対称性 (SUSY) 探索

新物理シナリオを考える上で、ヒッグス質量の階層性問題というのは外せない。これはヒッグス粒子への量子補正の効果が大きくなる問題だが、そもそもは大統一スケールやプランクスケールのようなエネルギースケール ($10^{16} \sim 10^{19}$ GeV) から大きく離れたヒッグス粒子のスケール (電弱スケール 10^2 GeV) がなぜ存在するのかという問題に起因する。摂動論の各オーダーでヒッグス場の裸の質量の 2 乗の微調整により実現可能であるが、「不自然」なパラメータの微調整が成り立っているとは考えにくい。

新物理シナリオの一つとして、超対称性 (SUSY) はこの問題を解決する。SUSY パートナーの導入により 2 次発散が (超対称性の破れを無視すると) 正確に相殺し、微調整は必要なくなる。またトップクォークの大きな湯川結合によりトップクォークとその SUSY パートナーのストップの主たる寄与により、ヒッグス質量 125 GeV を実現する。

SUSY はヒッグスの質量に加えて、暗黒物質の候補や力の統一の示唆など様々な優れた性質を持ち、今までに最も盛んに議論された魅力的な新物理のシナリオである。そこで本稿の後半では筆者らの趣味により、ATLAS 実験の SUSY 探索に焦点をあてる。4.1 章では、実際の ATLAS 実験の結果に入る前に SUSY 探索の一般的な解説を試みたい。4.2 章と 4.3 章では、実際の SUSY 探索結果について議論する。

4.1 超対称性 (SUSY) とその探索概論

SUSY はフェルミオンとボソンを統一し、標準理論の粒子とスピンの差が 1/2 だけ異なるパートナーを導入する。ハイパー電荷を伝える粒子 B^0 、弱い力の中性ゲージ粒子 W^0 、ヒッグス H のそれぞれの SUSY パートナー \tilde{B} (ビーノ)、 \tilde{W} (ウィーノ)、 $\tilde{H}_{u,d}$ (ヒッグシーノ) が混合して 4 つの質量固有状態ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$) を形成する。この内最も軽い $\tilde{\chi}_1^0$ (Lightest SUSY Particle; LSP) が暗黒物質の良い候補となる。

LHC での典型的な SUSY 粒子は対生成でできる。LHC はハドロンコライダーであるので強い相互作用で生成されるグルイーノ \tilde{g} とスクォーク \tilde{q} (それぞれグルーオンとクォークの SUSY パートナー) の生成断面積が大きい。衝突エネルギー 13 TeV では 2 TeV のグルイーノの対生成断面積は約 1 fb で、Run2 のデータ 40 fb^{-1} で 40 事象程度生成される。

生成された重いグルイーノやスクォークは多数のジェットなどを放出しながら LSP ($\tilde{\chi}_1^0$) に崩壊していく (図 7)。したがって終状態では、多数のジェット+大きな横方向消失エネルギー E_T^{miss} (+レプトン、 b -ジェットなど) で特徴付けられるハードな運動学を持つ事象が観測される。終状態で観測されるジェットやレプトンの横方向運動量 p_T は各 SUSY 粒子の質量差に依存する。図 7(a) では、終状態の粒子の p_T はグルイーノと $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差で決まる。図 7(b) では、 \tilde{g} 、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (チャージノー; 荷電ヒッグシーノと荷電ウィーノ) が混合して形成される質量固有状態、 $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差により、終状態の粒子の p_T が決まる。

終状態の運動学を考えるにあたっては、暗黒物質候補の LSP $\tilde{\chi}_1^0$ の特徴についても触れておきたい。 $\tilde{\chi}_1^0$ の主成分によって SUSY 粒子の質量スペクトラムは変わり、探索すべき終状態の運動学も異なる。 $\tilde{\chi}_1^0$ が暗黒物質候補になるためには、宇宙初期の熱平衡状態で生成された $\tilde{\chi}_1^0$ が、現在に至るまでの間に対消滅等で消えた後に、現在の暗黒物質の観測量と無矛盾でなければいけない。 \tilde{B} は結合が弱いため、 $\tilde{B}\tilde{B}$ 対消滅の反応断面積が小さく適正量になるには軽くなければいけない。しかし、これまでの LHC での探索で軽い領域に発見できていないことから、暗黒物質の主成分が \tilde{B} になるモデルは多くの領域

で棄却されている。たとえば、 $\tilde{\chi}_1^0$ の主成分が \tilde{W} , $\tilde{H}_{u,d}$ の場合、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$ は縮退し、図 7(b) では、終状態の W の崩壊からの粒子の p_T は低めになる。

ここまでの議論だけでも SUSY 探索では、様々なパターンの終状態を考慮する必要があることがわかる。そこでまずは余計な仮定をせずに終状態のトポロジーベースで、これらの特徴を持つ事象を探索することが SUSY 発見への第一歩である。この一般的な SUSY 事象の探索を次の 4.2 章で議論する。しかし SUSY はモデルによってこれらの探索で取り逃がしてしまうような特殊な信号も存在する。そこで 4.3 章では、その一例として長寿命の SUSY 粒子に注目した探索の詳細を議論する。

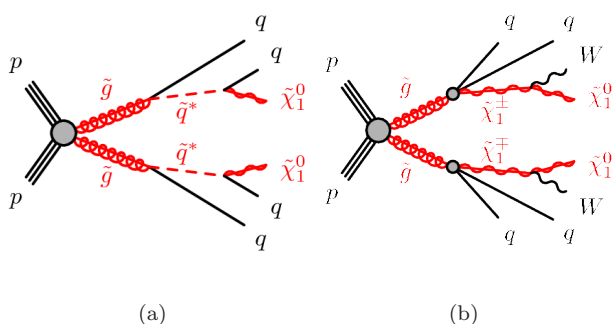


図 7: グルイーノ対生成ダイアグラム。LHC では大きな生成断面積が期待され、SUSY 探索の筆頭に挙げられる。

4.2 SUSY 粒子の一般的な崩壊の探索

グルイーノ対生成事象の「多数のジェット+大きな横方向消失エネルギー E_T^{miss} 」の終状態の新しい探索結果が図 8 である [7]。これは終状態のジェットの p_T と E_T^{miss} のスカラー和で定義される m_{eff} の分布で、事象のハードさを表す指標となり標準理論由来の背景事象と分離に有効な変数である。図 8 を見ると SUSY 探索の難しさがよくわかる。まず点線で示された SUSY 信号事象分布を見ると、とても広く分布しておりピークとは呼べない。これは図 7 で示したように、終状態に 2 つ見えない成分 ($\tilde{\chi}_1^0$) が存在するためである。もう一つの難しい点は、信号事象がいつも背景事象のテイルに現れる点である。つまり信号領域に混入する背景事象を評価する際に、信号領域の side-band を用いてデータから見積もるといふ、よく用いるテクニックは使えない。しかも信号領域に現れる SUSY 事象はいつも数事象程度であるため、背景事象の評価には正確さが求められる。更に SUSY 探索の信号領域はたくさんのジェットや非常に大きな E_T^{miss} があるような極端な Phase space 上にあるためモンテカルロ (理論モデリング) を使うことはできない。したがって Data-driven な手法が要求されるが、信

号領域が非常に特殊な領域で信号数も少ないがゆえに、完全な Data-driven 手法は困難である。そこで ATLAS の多くの SUSY 探索では、信号領域に近い領域でモンテカルロをデータを使って規格化し、モンテカルロモデリングを用いて信号領域に外挿し、信号領域に混入する背景事象数を評価する。この外挿の妥当性に関しては、確認領域を別に定義してチェックしている。

図 8 では矢印の右が信号領域で、 $m_{\text{eff}} > 3 \text{ TeV}$ のような非常にハードな事象を観測したが、有意なデータの超過は確認できなかった。図 9 には今回の結果による棄却領域を示している。1 年前の結果が薄い灰色 (青) で示されており、グルイーノ質量に関して最大で 500 GeV も到達領域を伸ばし、 $\tilde{\chi}_1^0$ 質量の低い領域ではついに 2 TeV にまで達した。一方、グルイーノと $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が小さい対角線上の領域はまだ制限が弱い。ここでは終状態で観測されるジェットやレプトンの p_T が低いため探索が難しく、さらなる感度向上は今後の課題となる。

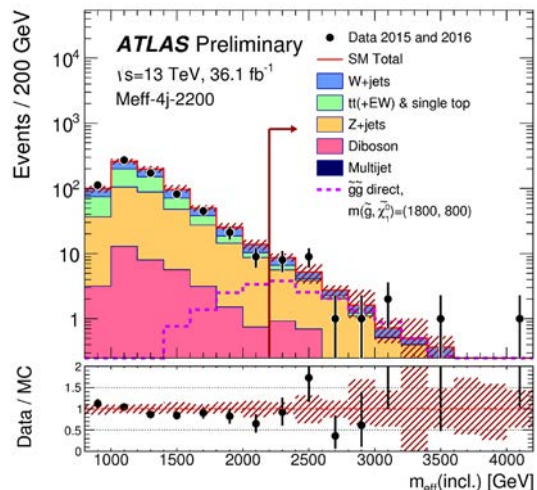


図 8: 「多数のジェット + E_T^{miss} 」終状態の探索における m_{eff} (ジェット p_T と E_T^{miss} のスカラー和) の分布。点線はグルイーノ質量 1.8 TeV, $\tilde{\chi}_1^0$ 質量 800 GeV の信号分布。矢印の右が信号領域で、信号は大きな m_{eff} を持つ。 $m_{\text{eff}} > 3 \text{ TeV}$ の非常にハードな事象も観測したが、データの優位な超過は観測できなかった。

もう一つ、トップクォークの SUSY パートナーのストップ \tilde{t} 探索には触れておきたい。多くのシナリオで、ストップは最も軽いスクォークであり、ヒッグス質量の観点からも比較的軽い領域にあることが期待できる。また第 1, 2 世代スクォークとは異なる終状態となるため、ストップ専用の探索を行う。本稿では詳しく述べないが重要な探索といえる。この冬新しく公表したのはストップ崩壊のハドロニックな終状態の探索で、こちらデータに優位な超過は確認できなかった [8]。この探索結果により、1 年前の結果では最大で 800 GeV 程度だったストップ質量の棄却領域は 1 TeV 近くまで達した (図 10)。

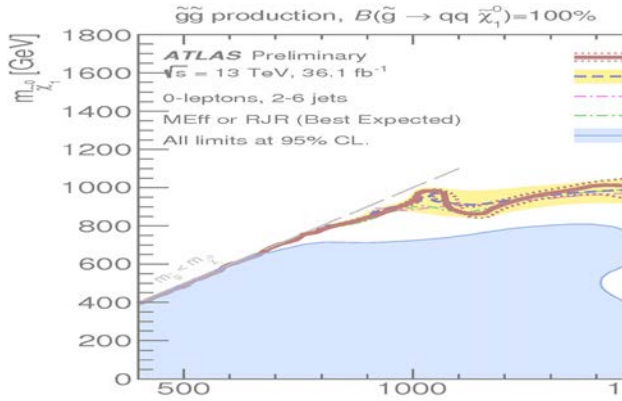


図 9: グルイーノ対生成事象探索からの \tilde{g} と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量に関する制限。淡い灰色 (青) で塗りつぶされた領域は 1 年前の結果。今回 \tilde{g} 質量に関して最大で 500 GeV も到達領域を伸ばし 2 TeV にまで達した。

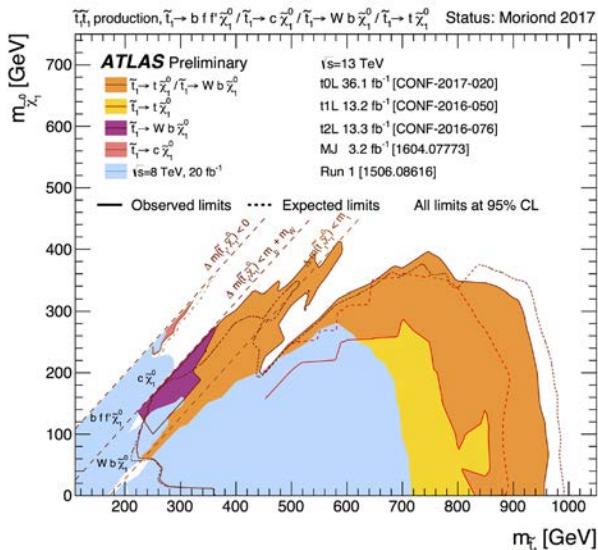


図 10: ストップ対生成事象探索からのストップ \tilde{t} と $\tilde{\chi}_1^0$ 質量に対する制限。ストップ質量の棄却領域は最大で 1 TeV 近くに達した。

4.3 SUSY 粒子の特殊な崩壊の探索

本章では 4.2 章では取り逃がしてしまう長寿命粒子の信号の探索について議論する。SUSY では、125 GeV のヒッグス粒子の質量から想定されるスクォークの質量は最大で数 PeV と非常に重い可能性がある。グルイーノは図 7(a) のようにスクォークを介して崩壊するため、スクォークの質量が重いとグルイーノの崩壊は抑制されて長寿命となる。その結果、生成されたグルイーノが衝突点から内部飛跡検出器で測定可能な距離を飛んで崩壊するというシナリオが考えられる。この特徴に注目して探索を行った [9]。

グルイーノの崩壊で生成した 2 つのクォークはハドロ化を経て複数の荷電粒子となる。たとえば 1 TeV のグルイーノが 100 GeV の $\tilde{\chi}_1^0$ へ崩壊した際に生成する荷電粒子の数は数 10 本となる。そこで再構成された荷電粒子の数が 5 本以上、それらの不変質量が 10 GeV 以上を信号領域と定義し、探索を行った。図 11 はシミュレーションで見積もったグルイーノの崩壊点の再構成効率である。プロット下側の濃い黒点で示された ATLAS の標準トラッキング手法では、SCT などの内部飛跡検出器のヒット情報から、ビーム衝突点近傍で生成した荷電粒子のみを再構成する。この手法では崩壊点がビーム衝突点から離れると長寿命粒子の再構成効率が低下する。そこで、ATLAS 標準トラッキング手法では使わなかった内部飛跡検出器のヒット情報も活用する長寿命粒子探索用の新しいトラッキング手法を開発し、プロット上側の薄い黒 (赤) 点に示すように再構成効率を大きく向上させた。

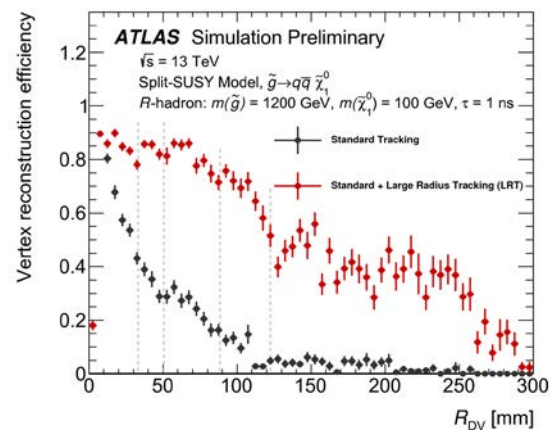


図 11: 長寿命粒子の再構成効率を崩壊点とビーム衝突点の距離で示す。プロット下側の濃い黒点は従来のアルゴリズム、プロット上側の薄い黒 (赤) 点は長寿命粒子探索のために開発したアルゴリズム。

$\mathcal{O}(100)$ GeV の長寿命粒子の探索において、背景事象となる粒子は標準模型にはない。ただしビーム衝突点から飛行してきたパイオンなどが検出器や構造物で非弾性散乱を起こし複数の荷電粒子が生成する場合が考えられる。このような背景事象を除くため、実データを用いて崩壊点を再構成し 3 次元マップを作成し、物質が存在しない領域のみを解析した。探索領域とした動径方向に 300 mm、ビーム軸方向に ± 300 mm に対して、解析から除いた領域は約 40% である。

次に検討すべき背景事象は、 K_s や Λ のような長寿命粒子の崩壊点にほかの荷電粒子が偶然通過することで、再構成される不変質量が大きくなる場合である。そこで、3 次元マップにおける検出器や構造物の境界を元に動径方向に 12 の領域に分け、それぞれの領域で再構

成された崩壊点から荷電粒子の方向や運動量分布のテンプレートを作成した。背景事象の見積りの妥当性に関しては、4本以下の荷電粒子で再構成された崩壊点の不変質量分布でデータとの一致を確認した。その上で信号領域となる5本以上の荷電粒子で再構成された崩壊点の背景事象の数を 0.02 ± 0.02 と見積もった。したがって信号領域に1イベントでもあれば新粒子の強い証拠となったが、図12を示したように、残念ながら発見には至らなかった。図13に示すように、この探索結果により3桁にもわたる広い範囲の寿命においてグルイーノの存在を2 TeV程度まで棄却することができた。

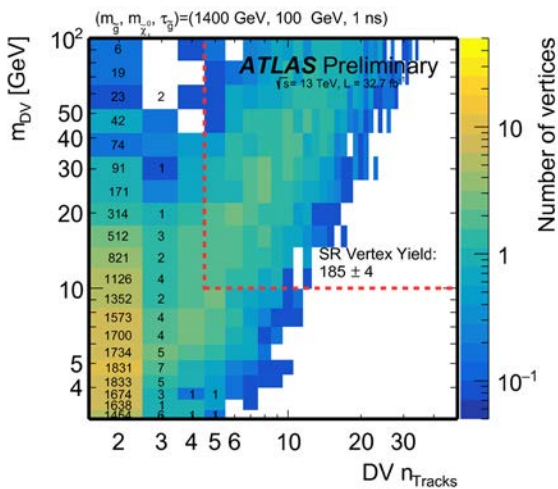


図12: ビーム衝突点から離れた崩壊点を構成する荷電粒子の数 (x 軸) と不変質量 (y 軸) の2次元分布。1 ns の寿命を持った 1400 GeV のグルイーノが 100 GeV のニュートラリーノに崩壊した時に期待されるイベント数を z 軸とした。破線は信号領域の境界を示し、数字は観測されたイベント数を示している。

5 まとめ

LHC-ATLAS 実験は衝突エネルギー 13 TeV で順調に運転を続けており、2016 年までに 40 fb^{-1} のデータを取得した。そして多くの研究者が協力し合い、迅速に物理結果を公表する努力を続けてきた。これまで多くの重要な結果を発表したが、Run2 で最大の目標である新物理の発見には至っていない。しかし、ヒッグスの質量の問題や暗黒物質の存在などから標準理論を超えた新物理の存在は大いに期待できる。

本稿では SUSY 探索に注目したが、多くの努力にも関わらず SUSY の明確な兆候の発見には至っていない。それでも個人的には SUSY はあると思っている。われわれは現在の状況を踏まえて、なぜ見えないのか、どうやったら見えるのかを真剣に考えている段階である。SUSY

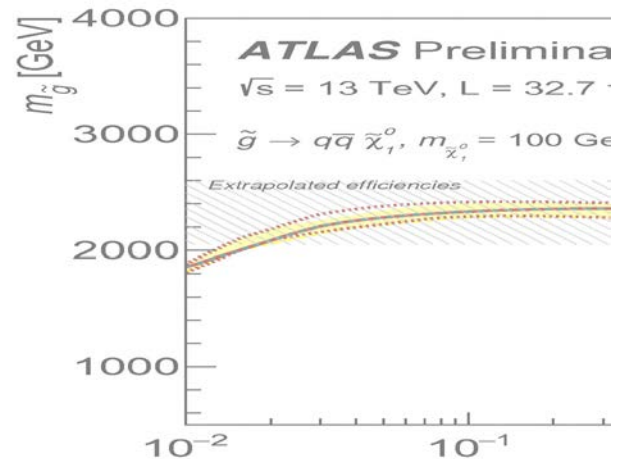


図13: 2016 年の取得データを用いた長寿命グルイーノの探索結果。ニュートラリーノの質量は 100 GeV と仮定している。

を信じる信じないにかかわらず、今後も SUSY 探索が重要であり続けるのは間違いない。

今後、LHC は 2018 年まで Run2 が走る。その後重心エネルギー 14 TeV で $3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度までルミノシティを上げ、2021 年から 3 年間 Run3 を行い、 300 fb^{-1} 程度のデータを取得する計画である。その後ルミノシティを $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ まで増強する HL-LHC に向けてアップグレードを行い、2026 年頃から約 10 年間の HL-LHC を開始する。最終的には 3000 fb^{-1} のデータ量を取得する計画である。現在のデータ量は 40 fb^{-1} であるので、LHC 実験は全計画に対して $40/3000 = 1.3\%$ しか終わっていない。つまり LHC 実験でのエネルギーフロンティアの開拓はまだまだ始まったばかりである。今後も ATLAS 実験の結果に注目していただきたい。

参考文献

- [1] 隅田土詞, 高エネルギーニュース, **34**, 259 (2016); 山中隆志, 高エネルギーニュース, **34**, 267 (2016); 寺師弘二, 高エネルギーニュース, **34**, 274 (2016).
- [2] 高力孝, 高エネルギーニュース, **26**, 61 (2008).
- [3] 生出秀行 田窪洋介, 高エネルギーニュース, **33**, 61 (2014).
- [4] 杉本拓也, 戸本誠, 高エネルギーニュース, **27**, 78 (2008); 石野雅也, 高エネルギーニュース, **26**, 304 (2008); 佐々木修, 池野正弘, 高エネルギーニュース, **26**, 242 (2007); 田中秀治, 高エネルギーニュース, **25**, 37 (2006).

- [5] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 151803; D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 151804; CDF and D0 Collaboration, Phys. Rev. D 88, 052018.
- [6] M. Baak et al., Eur. Phys. J. C **74**, 3046 (2014).
- [7] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2017-022 (2017).
- [8] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2017-020 (2017).
- [9] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2017-026 (2017).