

■ 研究紹介

LHC ATLAS 実験 Run2 の物理結果

東京大学素粒子物理国際研究センター

山中 隆志

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

2016 年 (平成 28 年) 2 月 8 日

1 はじめに

2 年間のシャットダウンを経て、2015 年よりいよいよ重心系エネルギー 13 TeV での陽子・陽子衝突実験が LHC で開始された。当初の予定は下回ったものの、最終的に 4.0 fb^{-1} の積分ルミノシティを ATLAS 実験では蓄積し、その内、物理解析には 3.2 fb^{-1} 程度が使用可能で、最初の物理結果を出すには十分な統計量が得られた。本稿では、ここで得られた主な物理結果について紹介する。なお、Run2 の結果の中でも、現在一際注目を集めている 2 光子共鳴状態の探索に関しては、寺師氏による別の記事に譲る。

わたし自身は Run2 で新物理の発見を目指し、特に超対称性粒子探索を専門に行っており、その結果を最初に述べる。次に、重心系エネルギーが大きくなったことにより、感度が向上するそのほかの新物理探索について述べる。また、新物理探索を行う上で標準模型の理解も不可欠であり、ATLAS 日本グループも様々な解析に貢献している。その結果についても続けて紹介する。

2 超対称性粒子探索

超対称性粒子探索を含めた、標準模型を超える物理で予言される新粒子探索においては、重心系エネルギーが大きくなってからの最初の時期が最もエキサイティングであろう。図 1 に、重心系エネルギー 13 TeV と 8 TeV での新粒子の生成断面積の比を示すが、重い粒子になるほど 13 TeV になることによる増え方が大きく、また、グルーオン・グルーオンの PDF (Parton Distribution Function) から生成されるものほど、大きいことがわかる。そのため、強い相互作用から生成される重い粒子ほど、少ない統計で 8 TeV の感度を超えることが可能になる。超対称性粒子探索においてもグルーオンの超対称性パートナーであるグルーイーノの探索がまず重点的に行われた。

Run2 最初の解析結果を素早く出せるよう単純化した解析が主である。それでいて、単に重心系エネルギーだけに頼らず Run1 を超える感度を得るため、それぞれの解析で改善を図っている。

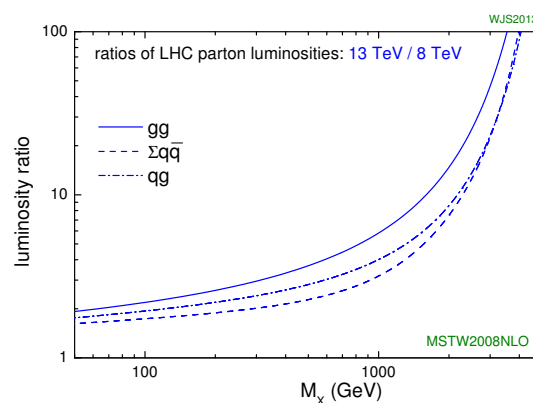


図 1: 重心系エネルギー 13 TeV と 8 TeV での粒子生成に対するパートンルミノシティの比 [1]。

2.1 グルーイーノ探索

グルーイーノ探索で有力な発見チャンネルの一つは、グルーイーノ対がそれぞれニュートラリーノおよびクォーク対に直接崩壊する過程 (図 2) を主なターゲットとした、0 レプトン+マルチジェット+高消失運動量の終状態を用いた探索である。

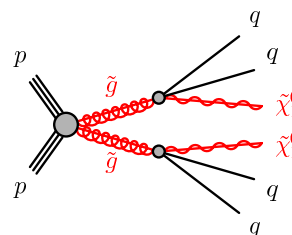


図 2: グルーイーノ対からのニュートラリーノおよびクォーク対への直接崩壊過程。

高質量のグルーイーノからの崩壊粒子を見るため、これらの粒子から生じる大きな横消失運動量 ($E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$), $p_T > 200 \text{ GeV}$ のジェットが1本以上, $p_T > 100 \text{ GeV}$ のジェットが4本以上を要求した後で、さらにジェットの横運動量のスカラー和 $m_{\text{eff}} = E_T^{\text{miss}} + \sum p_T^{\text{jet}}$ がグルーイーノの信号事象と標準模型由来のバックグラウンドを分離する上で、有効な変数となる。さらにグルーイーノの崩壊粒子のトポロジーがバックグラウンドに比べて一様に球状に広がることに着目し、アプラナリティ[2]という変数を導入し、Run1の解析からの改善を行った。図3にこの4ジェットの事象選択を行った後での、 m_{eff} 分布を示す。信号領域 ($m_{\text{eff}} > 2200 \text{ GeV}$) において、現時点で有意な超過は見られておらず、その結果、図4のように、すでにRun1を超えるパラメータ領域が棄却されている。しかし、 $m_{\text{eff}} = 2 \text{ TeV}$ を超えるような事象も観測されはじめており、今後統計が増えてからの探索が重要である。

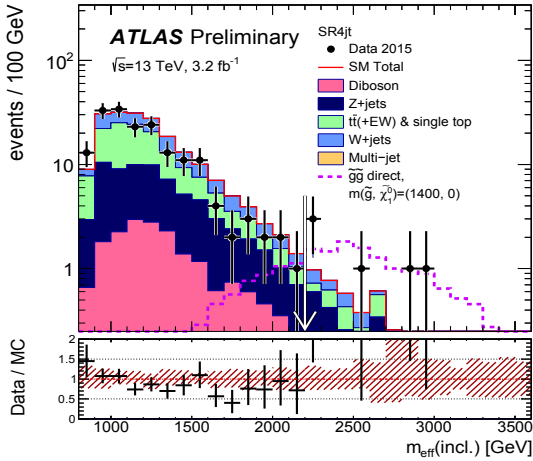


図 3: 0 レプトン, 4 ジェット, 高消失運動量事象での m_{eff} 分布 [3]。

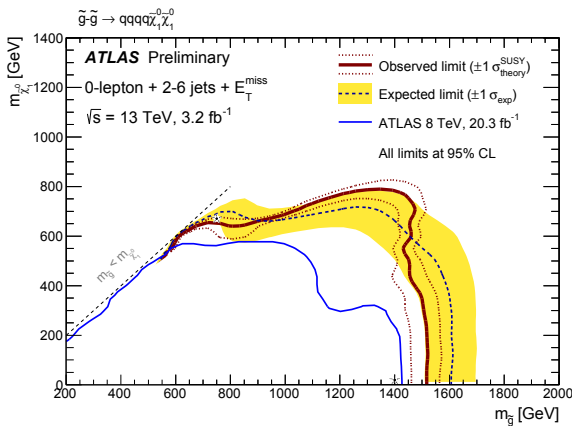


図 4: グルーイーノ対生成に対する質量パラメータへの制限 [3]。

2.2 Z + ジェット + 消失運動量事象の検証

もう一つ重要な解析は、Run1のATLASにて、 3.0σ (eeチャンネル), 1.7σ ($\mu\mu$ チャンネル)のバックグラウンドからの超過事象が見られていたZボソン(2レプトン) + 2ジェット + 高消失運動量の終状態の探索である[4] (CMSからは同様の信号領域での探索結果はRun1ではなし)。これが、強い相互作用から生じるグルーイーノのような粒子の崩壊過程から生じているとすれば(図5), Run2で、重心系エネルギーが大きくなったことにより、少ない積分ルミノシティでも見え始める可能性がある。そのため、Run2でもRun1の解析を踏襲し、まったく同じ事象選択を行っての標準模型由来のバックグラウンドの比較を行った。図6がそうして得られた事象の2レプトンの不変質量($m_{\ell\ell}$)以外の選択を行った後の $m_{\ell\ell}$ 分布であり、Zボソン質量付近に超過事象が見られる。最終的に信号領域として、 $81 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 101 \text{ GeV}$ での事象数は 10.3 ± 2.3 の予測に対して、21の観測値が得られており、まだ、有意とは言えないものの 2.2σ の超過となる。また、今回はee, $\mu\mu$ チャンネルでそれぞれ10, 11の事象が観測されており、フレーバー間の対称性も高い。

しかしながら、Run2ではCMSからもほぼ同様の事象選択を行った解析結果が出されており[5], そこでは有意な超過は見られない。今後、統計が増えてからの両者の無矛盾度の確認が必要になってくる。

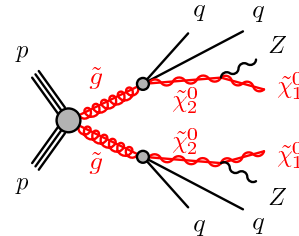


図 5: グルーイーノ対からのZボソンへの崩壊過程の例。

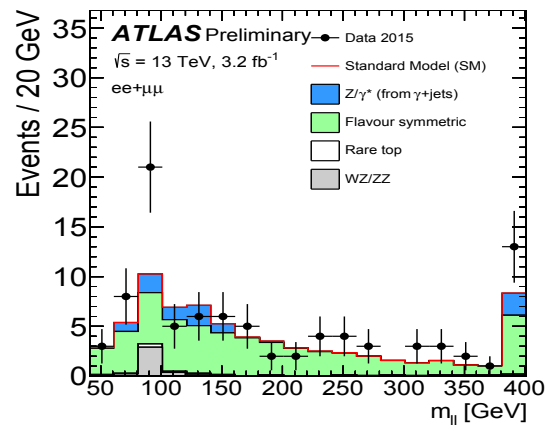


図 6: 2 レプトン, 2 ジェット, 高消失運動量事象での $m_{\ell\ell}$ 分布 [6]。

3 標準模型を超えた物理の探索

そのほかの標準模型を超えた物理の探索では、様々な共鳴状態の探索が主になる。共鳴状態の探索は、モデルへの依存性が小さく、新物理の探索において、非常に強力な手段となる。

3.1 2ボソン共鳴状態の探索

Run1 の解析では、ボソンの崩壊から生じた2本のジェットから組んだ不変質量 m_{JJ} において2 TeV 付近にデータの超過が見られ、注目が集まった。ほかの終状態も加えた後の標準模型からのずれは WZ チャンネルにおいて、 2.5σ にもなり、Run2 での検証が待たれていた。Run2 で今のところ得られた積分ルミノシティは、Run1 で最終的に得られた約 20 fb^{-1} ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$) と比べて小さいが、本物の新粒子の信号であるならば、上で述べたように重心系エネルギーが大きくなったことによって生成断面積が大きくなり、すでに同程度の信号が期待される。

この解析では、ハドロニック崩壊したボソンを再構成するため、半径パラメータ¹ $R = 1.0$ の大きいサイズのジェットを用いる。図7に、このジェットにボソン (W または Z) の質量を要求し、さらにそれら2本のジェットから組んだ不変質量の分布を示す。ご覧のように、現状、2 TeV 付近に有意な超過事象は見られない。図7は WZ の場合であるが、WW, ZZ の場合も同様である。

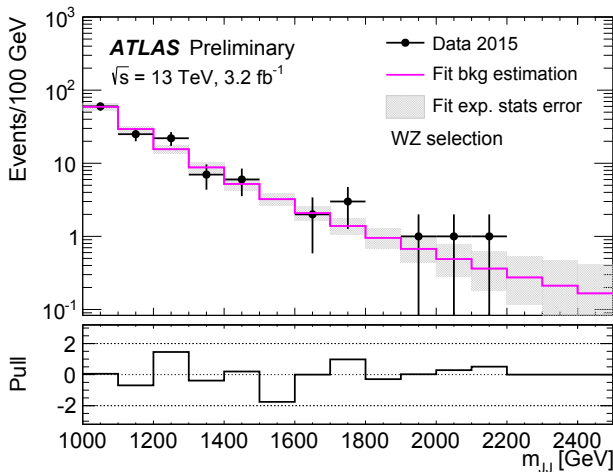


図7: W および Z ボソン質量を持った2本のジェットから組んだ不変質量のデータの事象数およびフィットから求めたバックグラウンドの分布 [7]。

これより、たとえば、 $W' \rightarrow WZ$ の生成断面積に制限を付けた結果が図8である。 $m_{W'} = 2 \text{ TeV}$ では、 40 fb の

¹半径パラメータ R の距離は、ビーム軸まわりの方位角の差 $\Delta\phi$ とラピディティの差 Δy を用いて $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta y)^2}$ で定義される。

制限が得られている。これを Run1 の ATLAS の結果 [8] と比較すると、 $W' \rightarrow WZ$ では、 50 fb の制限となっている。これにさらに8 TeV から13 TeV での生成断面積の増加を考慮すると、すでに Run1 での超過を説明できなくなっている。

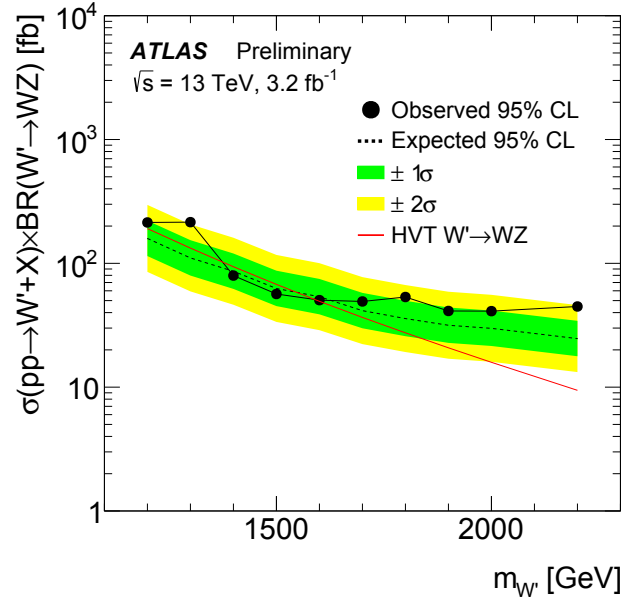


図8: $W' \rightarrow WZ$ の生成断面積に対する制限 [7]。

そのほか、 $WW, WZ \rightarrow l\nu qq$ [9], $ZW, ZZ \rightarrow llqq, \nu\nu qq$ [10, 11] および $HW, HZ \rightarrow bb l\nu, bb ll, bb \nu\nu$ [12], の共鳴状態の探索もすでに Run2 で行われたが、いずれにおいても標準模型のバックグラウンドからの有意な超過は見られていない。

3.2 そのほかの共鳴状態の探索

Run2 での探索において2光子共鳴状態に超過事象が見られていることから、そのほかの共鳴状態の探索にも注目が集まっている。2ジェット共鳴状態の探索では、グルーオンやクォークからのジェットを見るため、 $R = 0.4$ の小さい半径パラメータで再構成した2本のジェットの不变質量 (m_{jj}) 分布での探索を行ったが、図9のように、標準模型からの有意なずれは見られない。

この2本ジェットのラピディティの差 $y^* = (y_1 - y_2)/2$ から、 $\chi = e^{2|y^*|}$ という量を定義すると、ラピディティが Lorentz 不変であることから、これは2本のジェットの重心系でも等しく、また、重心系でのビーム軸からの角度 θ^* を用いて、 $\chi = (1 + \cos \theta^*) / (1 - \cos \theta^*)$ と表される。標準理論由来のバックグラウンドは t -channel で生成されるグルーオンが大半であるため、生成断面積は χ によらずほぼ一定になるのに対し、新粒子が s -channel で生成されると、そこからのずれが期待される。図10は、 χ を異なる m_{jj} で切りだしたときの観測値と標準模

型からの予測であるが、こちらでも有意なずれは見られない。

そのほか、2レプトン共鳴 [13]、レプトン・横消失運動量共鳴 [14] での探索が Run2 で行われたが、いずれにおいても超過事象は見つかっていない。今後、より複雑な解析、および大きな積分ルミノシティが必要な2トップ共鳴、2ヒッグス共鳴での探索が行われる予定である。

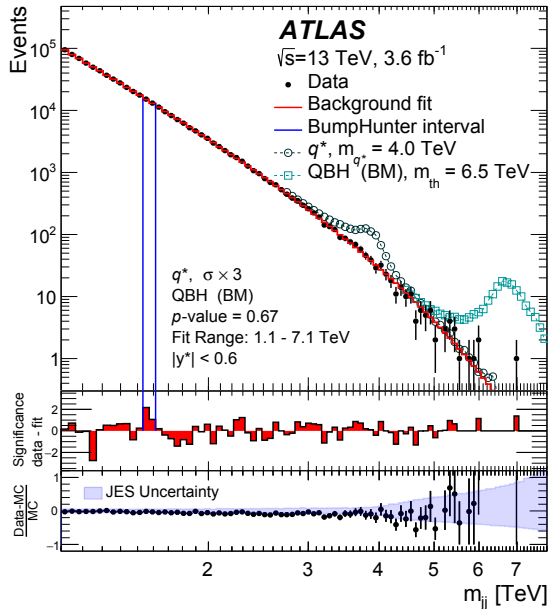


図 9: 2本のジェットから組んだ不変質量分布 [15]。

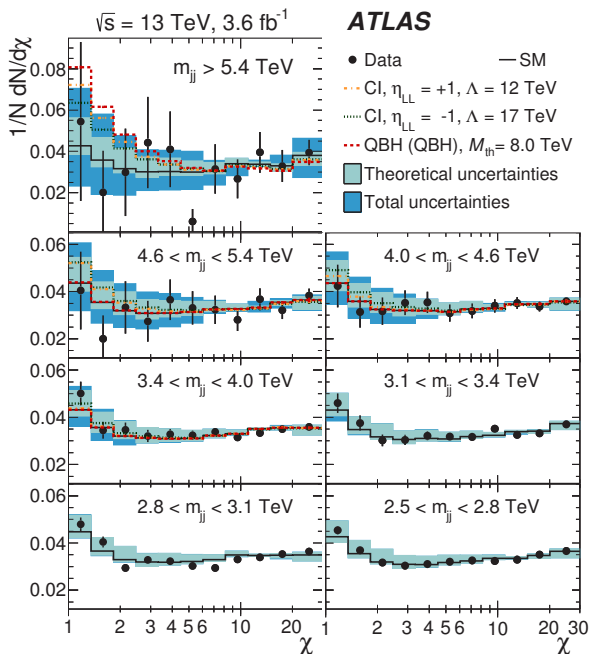


図 10: 2本のジェットから計算した χ の異なる m_{jj} 領域での分布 [15]。

4 ヒッグス粒子の測定・探索

4.1 標準模型ヒッグスの測定

ヒッグス粒子は Run1 で発見され、その後詳細な測定が行われてきたが、さらなる高い精度の測定により、標準模型の検証および標準模型からのずれの探索が期待される。また、Run1 で未発見の崩壊過程の探索も引き続き重要な課題となっている。125 GeV のヒッグス粒子の場合は重心系エネルギーが大きくなっても、生成断面積は 8 TeV の場合と比べて 2 倍程度にしかならない。しかしながら、すでに測定は精力的に行われており、まだ有意な精度の発見はされていないものの、標準理論と無矛盾な結果が得られている。図 11 は、 $H \rightarrow \gamma\gamma$ および ZZ 崩壊過程から得られた生成断面積の測定結果である。

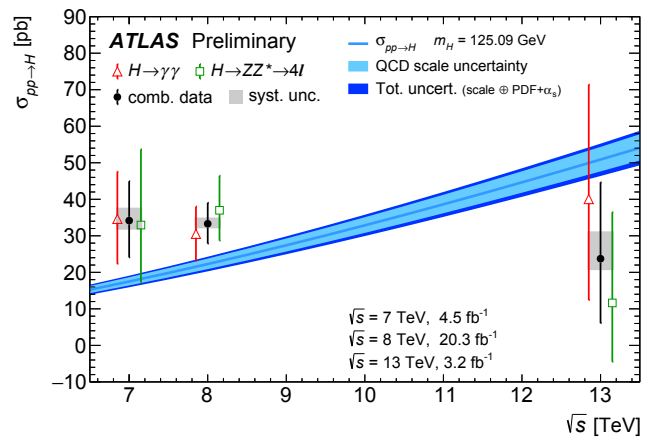


図 11: ヒッグス粒子の生成断面積の測定結果 [16]。 $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$ の点は x 軸方向にずらして表示している。

Run1 では、最終的に $H \rightarrow b\bar{b}$ については、単独実験での有意な精度での発見はできていなかった。また、ヒッグス粒子とトップクォークの湯川結合は、ループを通して起きていることは、ヒッグス粒子の生成断面積の測定から確実と考えられるが、直接測定を行うことは不可欠であり、 $t\bar{t}H$ 生成過程の発見も重要となる。Run2 で最終的に予定されている 100 fb^{-1} の積分ルミノシティがあれば、これらの測定が十分可能と期待されている。

4.2 重いヒッグス粒子の探索

すでに発見された標準模型と無矛盾なヒッグス粒子の測定だけでなく、標準模型を越えた理論で存在が预言される、さらに重い粒子の探索も重要である。中でも超対称性理論をはじめとした多くの理論に登場する 2 個のヒッグス二重項模型が有力視されており、すでに Run2 で精力的な探索が始まっている。

$H/A \rightarrow \tau\tau$ チャンネルは、比較的単純な終状態であり、バックグラウンドが少ないことから、統計の少な

い Run2 初期から感度が高い。2 つのタウ粒子が両方ハドロニック崩壊する $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ チャンネルと、片方のタウ粒子がレプトニック崩壊をする $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ チャンネルでの探索が行われたが、現時点では崩壊分岐比の大きい $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ チャンネルの方が感度が高い。今後、統計が増えるに従い、レプトニックチャンネルの感度が系統誤差の精度により感度が伸びてくる。バックグラウンドと信号の分離には最終的に横質量の和 $m_{\text{T}}^{\text{tot}} = \sqrt{m_{\text{T}}^2(E_{\text{T}}^{\text{miss}}, \tau_1) + m_{\text{T}}^2(E_{\text{T}}^{\text{miss}}, \tau_2) + m_{\text{T}}^2(\tau_1, \tau_2)}$ が使われている。図 12 に $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ チャンネルでの $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ 分布を示すが、バックグラウンドからの有意なずれは見られない。図 13 は、 $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ 分布をバックグラウンドと信号事象の分布で binned likelihood fit して得られたパラメータ領域での制限である。高い質量領域では、Run1 での制限を超えた領域まで制限が付いている。

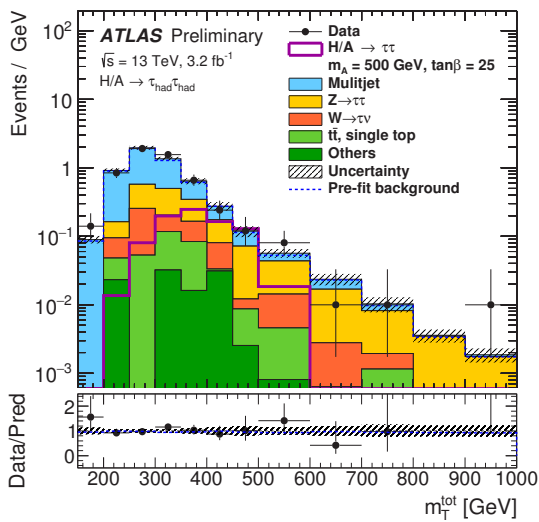


図 12: $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ チャンネルでの $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ 分布 [17]。バックグラウンドのヒストグラムは凡例の順に積み重ねてある。

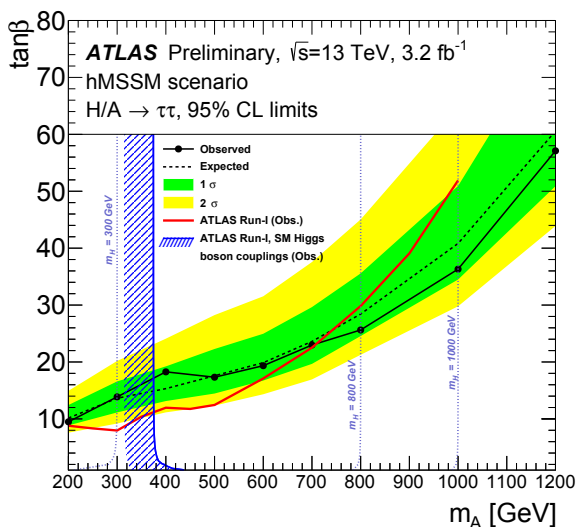


図 13: $H/A \rightarrow \tau\tau$ 探索による、hMSSM シナリオでのパラメータに対する制限 [17]。

5 標準模型の測定

ヒッグス粒子以外の標準模型粒子の過程についても、その高い重心系エネルギーでの理論の検証として測定が行われている。これらは、さらに理論からのずれを見ることで、標準模型を超える物理の間接的な証拠となる可能性がある。また、こうして得られたパラメータを理論にフィードバックすることにより、ほかの新物理探索におけるバックグラウンドのモデリングを向上させることにもなる。

5.1 トップクォークの測定

トップクォーク対の生成断面積は、そのような測定量の一つである。Run2 ではすでに $e\mu$ チャンネル [18] および、 $ee/\mu\mu$ 、 e/μ + ジェットチャンネル [19] での測定が行われており、 $e\mu$ チャンネルでの精度が最も良く、 $825 \pm 50(\text{stat}) \pm 56(\text{syst}) \pm 83(\text{lumi})$ pb と 14% の相対誤差で測られている。図 14 に、その結果を CMS の測定結果とともに示す。得られた結果はトップクォーク質量 172.5 GeV を仮定した場合のものと無矛盾である。

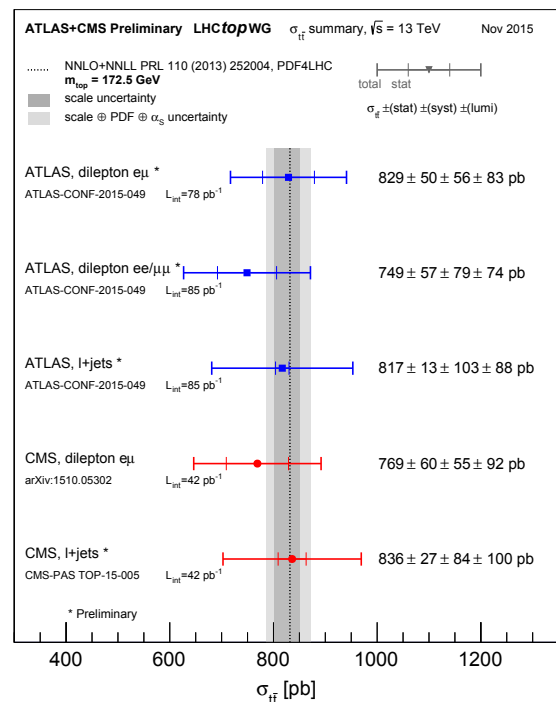


図 14: 重心系エネルギー 13 TeV でのトップクォーク対生成断面積の ATLAS と CMS の測定結果、およびトップクォーク質量 172.5 GeV での理論値 [20]。

トップクォーク対の微分断面積もまた、重要な測定量である。トップクォーク対は多くの新物理探索において、主なバックグラウンドの一つとなり、また、注目しているキネマティクスは分布の端に位置しているこ

とが多く、正しく QCD のパラメータをチューニングしなければ、観測値と一致しない。今回は特に、トップクォーク対に付随して生成されるジェットのモデリングについての比較が行われた。現在主に解析で使用されているトップクォーク対のモンテカルロシミュレーション (POWHEG+PYTHIA6) は誤差の範囲内で観測値と一致するものの、系統的にジェット数を少なく見積もっていることがわかる (図 15)。一方でより新しいモンテカルロジェネレータで作られたシミュレーションは観測値とよく一致しており、今後新しいジェネレータへの移行が必要とされる。

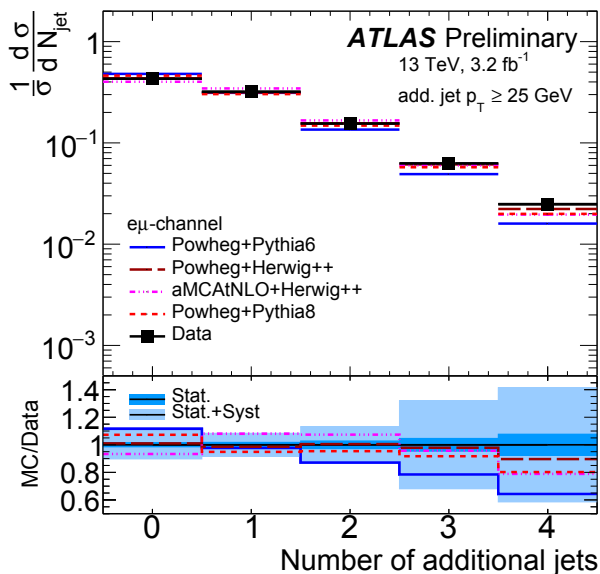


図 15: $e\mu$ チャンネルでのトップクォーク対事象における $p_T > 25$ GeV のジェット数のデータと各種モンテカルロシミュレーションとの比較 [21]。

5.2 そのほかの標準模型の測定

Run2 初期の低いルミノシティのデータは低いエネルギー領域での非摂動的な QCD のモデルの検証に適している。このモデルは高ルミノシティ環境下で起こる、陽子・陽子の衝突反応のピルアップ事象のシミュレーションに使われているため、今後予定されている高いルミノシティでの解析において重要な役割を持つ。そのため、このようなモデルのパラメータを制限するのに有効な、全荷電粒子の生成断面積の測定が行われた。現在 ATLAS で使用されている PYTHIA8 A2 は $\sqrt{s} = 7$ TeV のデータでチューニングされたものであり、これが高い重心系エネルギーでも適用可能かの確認が必要である。図 16 は荷電粒子の平均生成数の重心系エネルギー依存性を測定値と各種モデルとで比較したものである。PYTHIA 8 A2 はデータを比較的良好に再現しているものの、 $\sqrt{s} = 13$ TeV では少なめに見積もっていることが

わかる。今後の高ルミノシティ化に向けて、パラメータのさらなるチューニングが必要とされる。

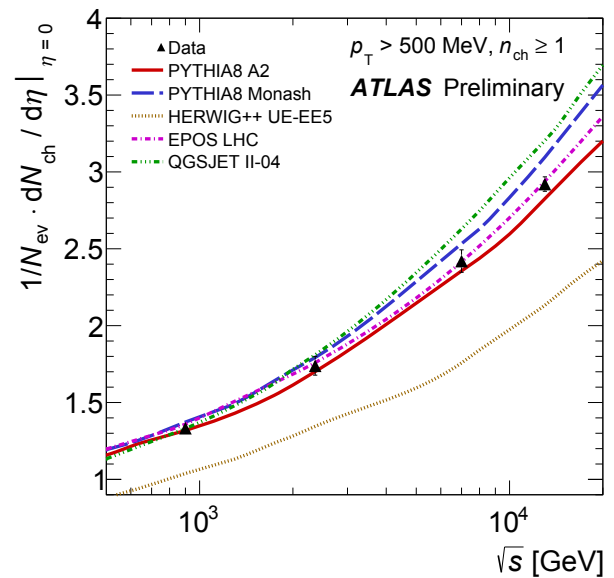


図 16: 荷電粒子の平均生成数の重心系エネルギー依存性の測定値と各種モデル比較 [22]。

W ボソン、Z ボソンの生成断面積の測定は、QCD + 電弱理論の高い精度での計算結果の検証になるとともに、それらの比は PDF の不定性を減らす上で強力な手段となる。図 17 に、W ボソン、Z ボソンの生成断面積の測定結果を NNLO の QCD + NLO の電弱理論の計算結果と比較したものを示している。現在、10%の相対誤差で測定がされており、誤差の範囲で理論値と一致している。一方で、それらの比を取った図 18 ではどの PDF とも系統的にずれた結果となった。今後この結果を用いて、PDF の精度向上に役立てていく。

6 まとめ

以上、ATLAS Run2 で得られた結果をいかにつまんで紹介した。新物理の探索においては、Run1 よりも小さい積分ルミノシティながら、重心系エネルギー増加により、すでに多くのチャンネルにおいて Run1 を上回る制限が付いており、2 ボソン共鳴状態のように Run1 で見られた超過事象について、ほぼ決着がつけられたものもある。一方で、新たに標準模型からのずれと見られるような事象が見えているチャンネルもあり、統計が増えてからの検証に期待が高まる。そして、現時点でまだ Run1 を上回る感度はないものの、Run2 で最終的に予定されている積分ルミノシティをもってすれば、確実に結果が期待されるヒッグス粒子の測定などもある。ATLAS Run2 の今後の展開にも、どうか注目していただきたい。

参考文献

- [1] <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/plots.html>.
- [2] ATLAS, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2211.
- [3] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-062 (2015).
- [4] ATLAS, Eur. Phys. J. C **75** (2015) 318.
- [5] CMS, CMS-PAS-SUS-15-011 (2015).
- [6] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-082 (2015).
- [7] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-072 (2015).
- [8] ATLAS, JHEP **12** (2015) 55.
- [9] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-075 (2015).
- [10] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-068 (2015).
- [11] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-068 (2015).
- [12] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-074 (2015).
- [13] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-070 (2015).
- [14] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-063 (2015).
- [15] ATLAS, Phys. Lett. B **754** (2016) 302–322.
- [16] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-069 (2015).
- [17] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-061 (2015).
- [18] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-033 (2015).
- [19] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-049 (2015).
- [20] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/TOP>.
- [21] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-065 (2015).
- [22] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-028 (2015).
- [23] ATLAS, ATLAS-CONF-2015-039 (2015).

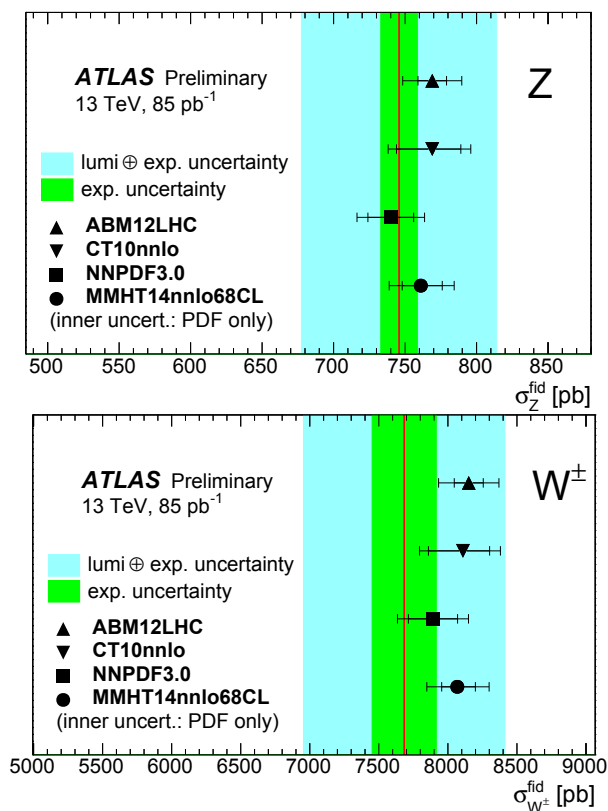


図 17: W^\pm と Z の生成断面積の測定値と異なる PDF を用いた理論値の比較 [23]。

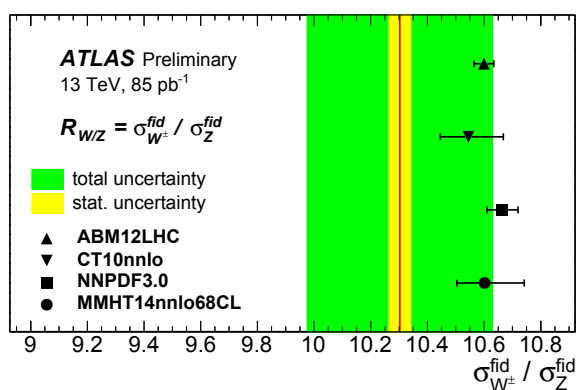


図 18: W^\pm と Z の生成断面積の比の測定値と異なる PDF を用いた理論値の比較 [23]。