

LHCでの新物理探索 – Run 1 を終えて –

東京大学 素粒子物理国際研究センター

寺師 弘二

Koji.Terashi@cern.ch

2014年(平成26年)5月12日

1 はじめに

LHCは2009年に重心系エネルギー $\sqrt{s} = 900$ GeV で本格稼働し、その後エネルギーを7 TeV から8 TeV に上げた。そして、2013年初頭にRun 1が終了するまでに、ATLAS, CMS 実験共にそれぞれ約 25 fb^{-1} 相当の pp 衝突データを蓄積した。これらのデータを使って標準模型(SM)に含まれる粒子は“再発見”され、その生成断面積は標準模型の検証が可能なほどの精度で測定されはじめています。 W^\pm/Z ボソンとトップクォークの、単一生成と対生成に対する現時点でのATLASの断面積測定の結果とSM予想との比較を図1に示す。このように一致が示す通り、標準模型過程の精密測定は順調に進んでいる。最近では、 WW 散乱などの今まで測定されていなかった新しい過程の兆候も見えはじめています [1]。これらの結果は新粒子探索には欠かすことのできない非常に大事なステップであり、過去の高エネルギーニュース [2–5] でも度々取り上げられているので、詳細はそちらを参照していただきたい。

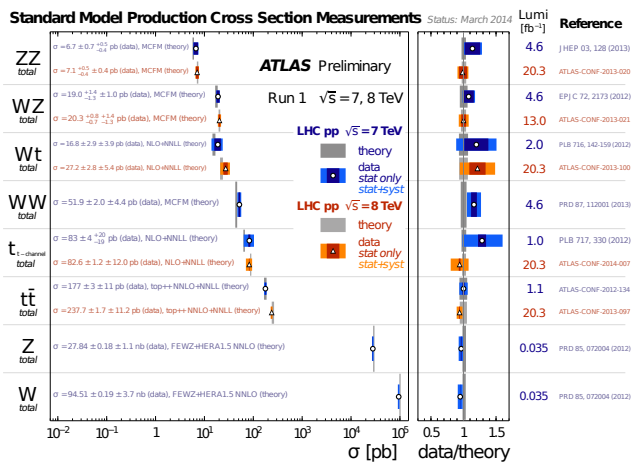


図 1: W^\pm/Z ボソン・トップクォークの単一生成と対生成の断面積測定の結果。右側に示すのは測定値と理論予想との比。

そして、やはり Run 1 のハイライトといえばヒッグス

粒子の発見である。2012年7月にヒッグス粒子らしい新粒子の発見が報告されて以来、その粒子の生成頻度、質量、スピンなどの性質の測定が進み、2013年春にヒッグス粒子と確認されるまで進んだ。さらに測定が進んだ結果、現在までのところほぼ“標準模型のヒッグス粒子”と呼んでよいほど標準模型からのずれは見えていない。まさに標準模型万歳!である。ちなみに高エネルギーニュースでも、2012年夏のヒッグスらしき粒子の発見(とその興奮!), その後2013年春にかけてヒッグス粒子と確認されていく過程を連載の形 [6–15] でお伝えしているので、興味のある方は是非そちらを参照していただきたい。

本稿では、ヒッグス発見の次に来る?であろう標準模型を越える新物理と、それに関連する未知の粒子に対する探索の現状を報告したい。特に超対称性理論(SUSY)で予想される粒子の探索と、余剰次元模型などの新物理から期待される終状態・トポロジーに着目して探索した結果に絞って報告する。もちろんこれらはATLAS, CMS 実験で得られた結果のごく一部であり、そのほかの結果はそれぞれの実験のwebページ [16,17] にまとめられている。ちなみにこれらの結果を出すにあたって、物理解析も含めてATLAS日本グループからの多方面にわたる貢献があったことを付記しておきたい。

2 超対称性粒子の探索

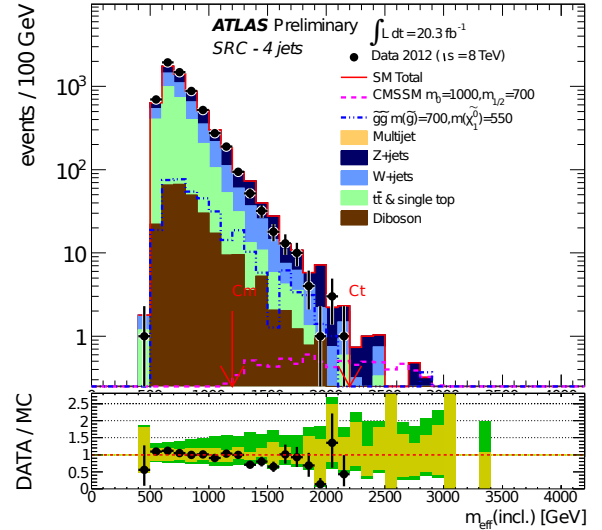
標準模型を越える物理模型の筆頭は何か?と問われると何を思いつくだろう。その人の好みと信念(?)によって答えは変わるだろうが、SUSYは今でもその筆頭の一つと考えてよいだろう。昨今いろいろと議論されることも多い理論の“自然さ”の問題はひとまず置いておいて、SUSY探索の現状について最新の結果を含めて以下で紹介したい。

SUSY探索は、R-パリティ保存に由来する最も軽い超対称性粒子(LSP)が作る消失エネルギー($E_{\text{miss}}^{\text{TP}}$)を探索に用いるかどうかで大きく二つの系統に分けることがで

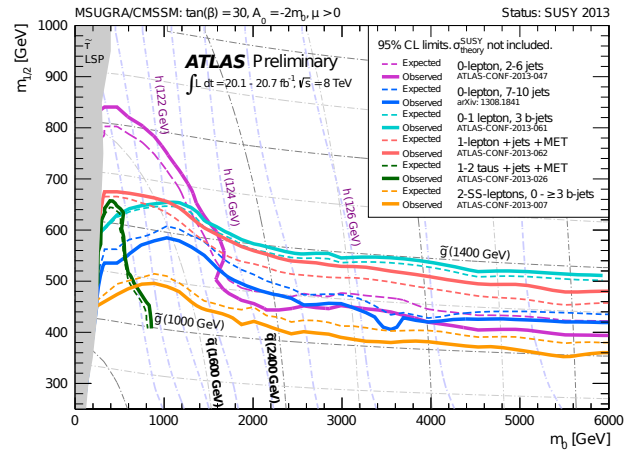
きる。さらに LSP が作る E_T^{miss} を要求する場合、SUSY 粒子の質量階層や崩壊過程を考慮に入れながら、トポロジーごとの探索モードを考えていく。強い相互作用で生成されたスクォーク/グルイーノ対の探索は、おもに高い横運動量 (p_T) を持つ複数のジェットやレプトン生成を E_T^{miss} に組み合わせる。第三世代スクォーク (ストップ・スボトム) は標準模型のトップやボトムクォークに結合しやすいため、 b タグされたジェットを積極的に活用する。チャージノ・ニュートラリーノ (W^\pm/Z , ヒッグスボソンの超対称パートナーが重ね合わさった質量固有状態) やスレプトンの直接・間接探索には、(中間状態の SM 電弱ボソンも含めて) その崩壊過程で出てくるレプトンを要求し、バックグラウンドとの区別を行う。 E_T^{miss} 以外の信号を特徴とする探索として、大質量で長寿命な粒子が作る信号、たとえばシリコン検出器内のエネルギー損失 (dE/dx) やカロリメータ・ミュオン検出器での飛行時間などを使った探索があげられる。長寿命荷電粒子 (GMSB スタウや質量が縮退した AMSB チャージノなど) が飛跡検出器内で中性粒子に崩壊するような過程は、飛跡が消失、あるいは折れ曲がったような信号として観測される。

2.1 第一世代スクォークとグルイーノ

カスケード崩壊過程から来る複数のジェットと LSP 由来の E_T^{miss} を使ったスクォーク (\tilde{q})/グルイーノ (\tilde{g}) 探索は、模型の詳細に依らず広い $m_0 - m_{1/2}$ (大統一スケールでのスフェルミオンとゲージノの質量) 領域をカバー出来る非常にパワフルな手法である。対生成された $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{g}$ が $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ や $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ 崩壊した結果生じるジェット数の差を利用し、かつ E_T^{miss} , m_{eff} (ジェット p_T と E_T^{miss} の絶対値の総和), $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$ などの運動学的変数に対するカットを複数用意することで、三つの過程を $\tilde{q}/\tilde{g}/\text{LSP}$ の広い質量差にわたってカバーする [18]。図 2(a) に 4 ジェットを要求した場合のデータと予想される背景事象の (m_{eff} にカットをかける前の) m_{eff} 分布を示す。データと背景事象予想は実験誤差 (DATA/MC 図に示される色付き帯) の範囲内で一致することが分かる。ジェット数が 2 から 6 までの各場合について一致具合を調べ、そこから得られる MSUGRA/CMSSM 模型への制限を $m_0 - m_{1/2}$ 平面上に示したのが図 2(b) である。この図には、本解析 (0-lepton, 2-6 jets) の結果に加えて、複数のジェット+ E_T^{miss} で選別されたデータにレプトン一つを加えた場合 [19], 7 本以上のジェットを要求した場合 [20], 3 本以上の b タグされたジェットを要求した場合 [21] など、そのほかの探索結果も合わせて示してある。すべての結果を考慮すると、 $\tilde{q}(\tilde{g})$ に対して約 1.7(1.4) TeV まで棄却されていることが分かる。



(a) 4 ジェット事象から再構成した m_{eff} 分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



(b) $m_0 - m_{1/2}$ 平面での MSUGRA/CMSSM 模型 ($\tan \beta = 30$, $A_0 = -2m_0$, $\mu > 0$) に対する制限 (95%信頼度)。

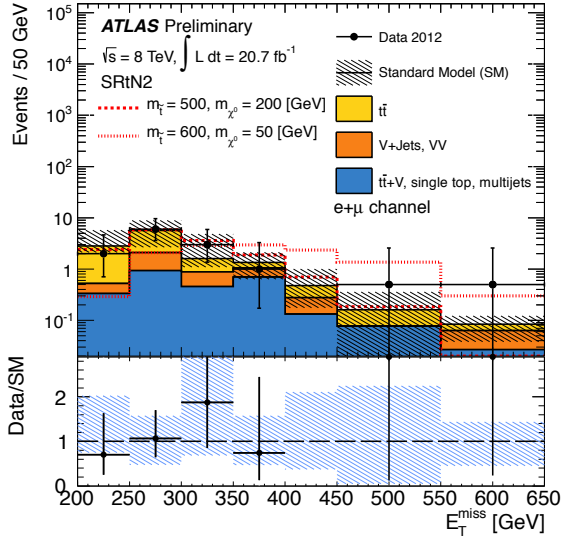
図 2: ATLAS での複数ジェット (+レプトン) + E_T^{miss} を用いたスクォーク・グルイーノ探索の結果。

2.2 第三世代スクォーク

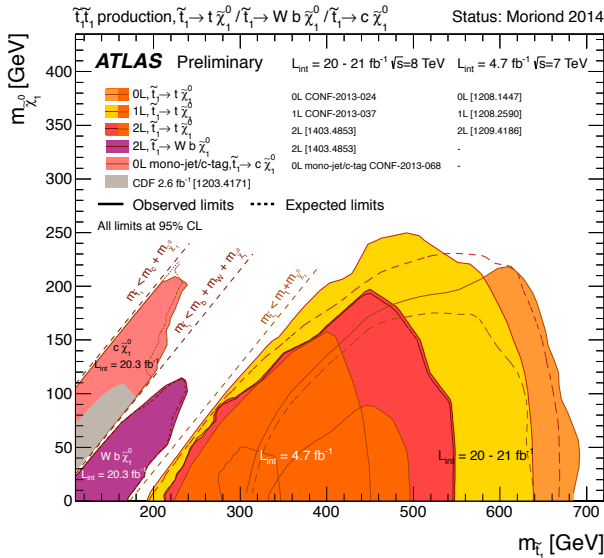
ヒッグス粒子の質量に対するループ量子補正は、大きな湯川結合を持つ SM トップクォークからの寄与が最も大きい。もし超対称トップパートナー (ストップ, \tilde{t}) が電弱スケール程度の質量を持っていれば、その量子補正の大部分が相殺される。この軽いストップのシナリオは、比較的“重い”126 GeV というヒッグス質量の観測から間接的に制限を受けてはいるが、“自然”な SUSY の枠組みではまだまだ発見の可能性が残っている。

ストップの崩壊様式は模型に依存するが、左 (右) 巻きトップクォークの超対称パートナー $\tilde{t}_L(\tilde{t}_R)$ が混合してできる固有状態のうち、質量が小さい方 (\tilde{t}_1) をターゲットとした場合、 \tilde{t}_1 と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量から主な崩壊パターンが決まる。 \tilde{t}_1 の質量が大きい場合 ($m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_t$) はほぼ $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ と崩壊するため、 \tilde{t} 対生成の終状態は

$t\bar{t} + E_T^{\text{miss}}$ になる。この場合、 $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ の W^\pm の崩壊に応じて、all-hadronic($WW \rightarrow qq'qq'$) モード [22] と semi-leptonic($WW \rightarrow \ell\nu qq'$) モード [23] の二つの解析で対応する。



(a) semi-leptonic 解析での E_T^{miss} 分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



(b) $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での棄却領域 (95%信頼度)。

図 3: ATLAS でのスカラートップクォーク対生成と $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0, Wb\tilde{\chi}_1^0, c\tilde{\chi}_1^0$ 崩壊に対する探索結果。

例として、 \tilde{t}_1 と $\tilde{\chi}_1^0$ が比較的重い場合に感度のある semi-leptonic モードでの解析結果 [23] の一部を図 3(a) に示す。ここでは、一個の孤立レプトン (e か μ) と少なくとも 4 本の $p_T > 80\text{--}25$ GeV のジェット (うち最低一つは b タグ) を選択した上で、 $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV, $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T} > 13$ GeV $^{1/2}$ ($H_T \equiv \sum_{\text{jet}} |p_T^{\text{jet}}|$), レプトンと E_T^{miss} から求めた横方向質量 $M_T > 140$ GeV, 3-jet の質量がトップ質量と矛盾しないこと ($130 < M_{jjj} < 205$ GeV) を要求する。さらに、対生成された同一粒子

(たとえば $t\bar{t}$) がともに観測される粒子とされない粒子に崩壊した場合に、各崩壊過程の M_T と E_T^{miss} から生成粒子の質量を推定できる M_{T2} 法 [24] を導入する。その上で、 $t \rightarrow \ell\nu b$ 崩壊の $\ell\nu$ ($= W$) を消失粒子と見なす M_{T2} の変形型を用いることで、レプトン一つを消失する di-leptonic SM $t\bar{t}$ バックグラウンドを除去する。以上の結果得られた E_T^{miss} 分布が図 3(a) である。

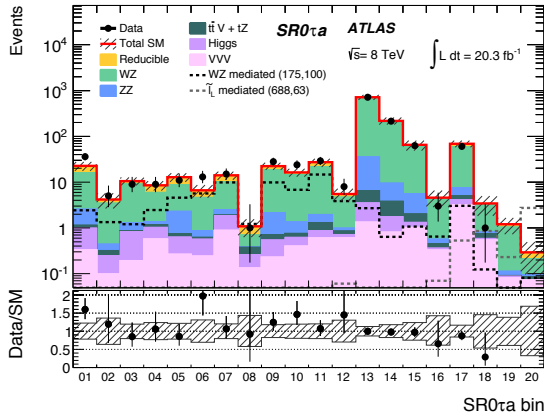
各信号領域で事象の超過が見られないことから、 $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での制限に焼き直した結果が図 3(b) の “1L, $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ” と表記されている領域である。この図では、all-hadronic チャンネル (0L, $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$) やほかの崩壊に最適化された解析、たとえば、 $\tilde{t}_1 \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$ [25] や $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ [26] の結果もまとめて示されている。 \tilde{t}_1 が比較的軽い場合 ($m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_t$), \tilde{t}_1 崩壊で作られる粒子がソフトになるため SM $t\bar{t}$ バックグラウンドとの区別が難しい。この領域を除けば、 $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV に対して $m_{\tilde{t}_1} < 660$ GeV 程度までの領域が棄却されている。

2.3 チャージノーとニュートラリーノ

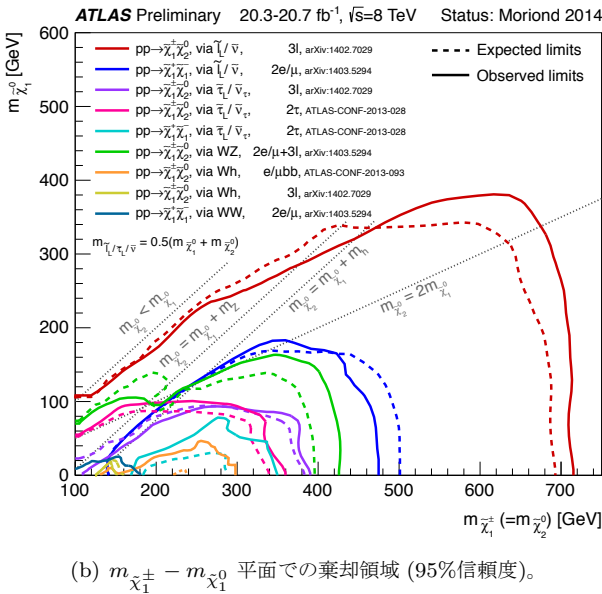
質量にして 1.5 TeV 程度までの第一世代スクォークやグルイーノが棄却された状況で、“重い”SUSY スケールのシナリオが真剣に検討されている。質量が数 TeV かそれ以上のスクォークやグルイーノは必然的に生成断面積が小さくなるため、電弱過程であるチャージノーやニュートラリーノ (総称してゲージノーと呼ぶ) の直接生成探索が重要になる。理論に“自然さ”を求めれば、ヒッグス粒子の質量からヒッグシーノ (ヒッグスボソンの超対称パートナー) は軽くなることが期待される、という点も探索する上でのよい動機となる。

ATLAS・CMS 実験ともに、生成されたゲージノー対の崩壊パターン、たとえば 1) 軽い $\tilde{\ell}/\tilde{\nu}$ 経由: $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\ell}^\pm\nu(\tilde{\nu}^\pm) \rightarrow \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$, 2) WZ 経由: $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z\tilde{\chi}_1^0$, 3) Wh 経由: $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h\tilde{\chi}_1^0$ と、ヒッグスの $b\bar{b}$ 崩壊と leptonic 崩壊 ($h \rightarrow WW/ZZ \rightarrow \ell\ell' + X$, $h \rightarrow \tau\tau$) に応じて、それぞれの終状態・トポロジーに最適化した解析を用意して探索を行っている。図 4(a) に示すのは、三つのレプトンを要求した解析 [27](WZ/Wh 経由では $W \rightarrow \ell\nu$, $h \rightarrow \ell\ell' + X$ を想定) での信号領域のデータ分布である。この探索モードでは、正確に三つの孤立レプトン (e か μ) を要求した上で、 E_T^{miss} , 同種異符号のレプトン対が作る質量、最後のレプトンと E_T^{miss} が作る M_T へのカットの組み合わせを変えることで、20 個の信号領域を用意する。各信号領域での観測データ数とバックグラウンド予想を示したのが図 4(a) である。

有意な事象超過は見えないので、その結果を $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} (= m_{\tilde{\chi}_2^0}) - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面上での質量棄却領域として表したのが図 4(b) である。この図では、レプトンを二つ含む事象を



(a) 3 レプトン解析の各信号領域での観測データ数とバックグラウンド予想 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



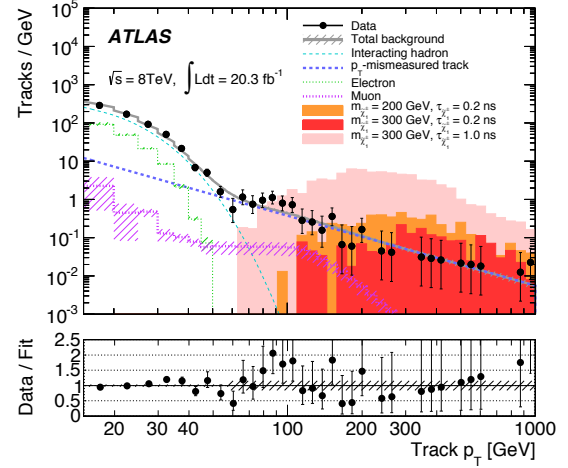
(b) $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での棄却領域 (95%信頼度)。

図 4: ATLAS でのゲージノ対生成に対する探索結果。

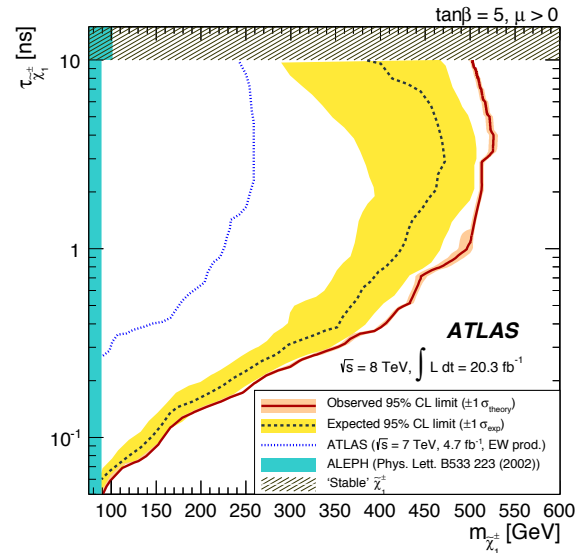
用いた探索 [28](図中では $2e/\mu$ と表記) と $Wh \rightarrow \ell\nu + b\bar{b}$ に特化した探索 [29] の結果 ($e/\mu b\bar{b}$) も合わせて示されている。 $\tilde{l}/\tilde{\nu}$ 経路の崩壊パターン ($m_{\tilde{\ell}_L} = m_{\tilde{\nu}} = (m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$ を仮定) では、終状態のレプトンが比較的高い p_T を持つため実験感度は高いが、結果は $m_{\tilde{\ell}_L}$ と $m_{\tilde{\nu}}$ に依存する。一方、 $WZ(Wh)$ 経路では最大で 420(300) GeV 程度までしか棄却されていない (共に $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$ の場合)。ゲージノ直接生成の発見感度を高めるには、今後のルミノシティの増強が重要になる。特にヒッグシーノ LSP の場合、ビーノ・ウィーノ LSP の場合と比べて生成頻度は一桁ほど低い可能性がある。ゲージノ直接探索は、今後の LHC でのエネルギー・ルミノシティ増強とともに発見の期待がかかる探索であるといえる。

2.4 長寿命粒子

特徴的な長寿命粒子の信号の一つとして、AMSB 模型 [30] で存在が予想される荷電ウィーノが挙げられる。



(a) 消失した飛跡候補の横運動量分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



(b) $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - \tau_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 平面での棄却領域 (95%信頼度)。

図 5: ATLAS での AMSB 荷電ウィーノ対・荷電-中性ウィーノ対生成に対する探索結果。

この粒子は中性ウィーノと質量が縮退しており、ソフトな荷電パイオンを放出して中性ウィーノに崩壊すると考えられる。二つのウィーノの典型的な質量差 $\Delta m_{\tilde{\chi}_1} = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ が約 160 MeV と小さいため、比較的長い寿命 ($\tau_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim 0.1-1$ ナノ秒程度) を持ち、かつ荷電パイオンが再構成閾値以下の運動量しか持たないため、荷電ウィーノの飛跡が検出器内で“消失”したような信号を作る。こういった信号を用いた探索は、ウィーノ LSP シナリオでのゲージノ直接生成にも非常に有効である。

O(0.1) ナノ秒程度の比較的短い寿命を持つ荷電ウィーノに対する検出効率を上げるため、ピクセル検出器内のヒット情報をもとに飛跡の再構成を可能にする特別なアルゴリズムを開発し、そのアルゴリズムで再構成された飛跡を使って事象選択を行う [31] (通常では、ピク

セル検出器とその外層にあるシリコン検出器のヒットまで要求した上で再構成を行う)。解析では、飛跡を伸長した先の TRT 検出器内に見られるヒットが5未満であることを要求して、 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0$ 崩壊の候補事象を選別する。荷電粒子の飛跡に対しては、 $p_T > 15$ GeV で周囲 ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$ の範囲) に余分なエネルギーを持たず、かつ $E_T^{\text{miss}} > 90$ GeV で少なくとも一本の initial-state radiation (ISR) 由来のジェット (事象のトリガーとして用いる) を持つことを要求する。その上で、選別された飛跡の p_T 分布 (の確率分布) を信号とバックグラウンドそれぞれに対して求め、信号と主要なバックグラウンドの寄与をパラメータとして最大尤度法でデータにフィットして評価する。バックグラウンドのみを仮定した場合のフィット結果を図 5(a) に、信号数への制限から得られた $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - \tau_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 平面での棄却領域を図 5(b) に示す。この結果を AMSB 模型での理論計算と比較すると、 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 270$ GeV ($\tau_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim 0.2$ ナノ秒、 $\Delta m_{\tilde{\chi}_1} \sim 160$ MeV) の領域が棄却されたことに相当する。

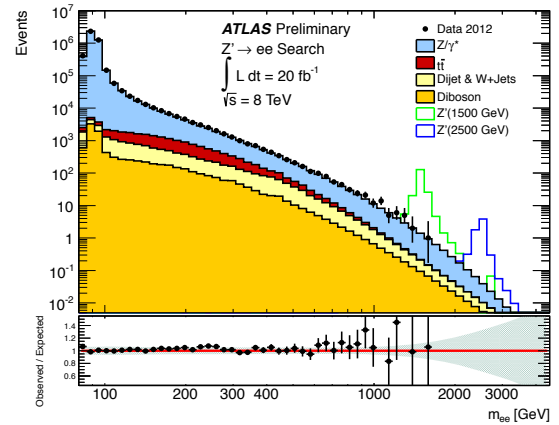
3 新物理の兆候を求めて

標準模型を越える新しい物理の可能性は、もちろん SUSY に限らない。あらたなグローバル対称性を導入して標準模型の限界を越える試みは、今までたくさん行われてきた。そういった様々な拡張模型で導入される対称性 (の破れ) に付随する新粒子を、個々の模型の詳細に依らず、終状態・トポロジーベースで広く探索することが望ましい。ATLAS・CMS 両実験とも、SUSY 以外の新物理探索はこの方針のもと進められている。

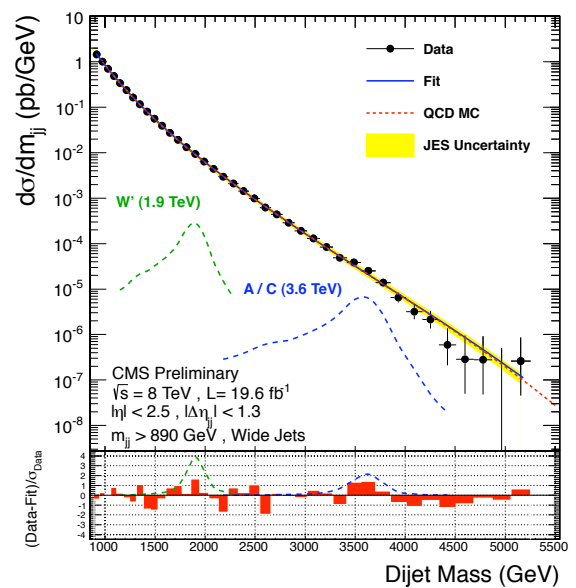
3.1 共鳴状態の探索

3.1.1 レプトン対生成

e^+e^- や $\mu^+\mu^-$ などの同種レプトン対の不変質量 ($m_{\ell\ell}$) 分布に現れる共鳴状態の探索 [32] は、重いゲージボソンや歪曲余剰次元模型 (Randall, Sundrum, 通称 RS [33]) に現れる Kaluza-Klein グラビトン (G_{KK}) などに対して非常に感度が高い。Z ボソン質量から上の領域にもピークが現れば、それは新しい物理の明確な兆候になる。探索そのものはシンプルで、孤立した二つの同種レプトン ($E_T^e > 40\text{-}30$ GeV, $p_T^\mu > 25$ GeV) を要求し、その不変質量分布に有意な事象の超過があるかどうかを探るだけである。ミュオン運動量分解能は高い p_T で悪くなるため (1 TeV で $\Delta p_T/p_T \sim 10\text{-}25\%$)、ミュオン検出器内のヒット条件をきつくした場合と緩めた場合のミュオン選択を導入し、 $m_{\mu\mu}$ 分解能の向



(a) 電子対の不変質量分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



(b) ジェット対の不変質量分布 (下部はデータの統計誤差に対するデータとフィット結果の差の有意度)。

図 6: フェルミオン対に二体崩壊する共鳴状態の探索結果。

上と検出効率の維持を図る。バックグラウンドはドレレラン生成の 2 レプトン事象 $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+\ell^-$ が主で、 $m_{\ell\ell} = 1$ TeV で全体の約 80-90% を占める。このバックグラウンドは、1) NLO ダイアグラムまで含めた事象を POWHEG で生成し、NNLO 摂動 QCD 計算 ($m_{\ell\ell}$ 依存の NLO Electroweak 補正を含む) で求めた生成断面積に規格化する、2) それ以外のバックグラウンドも含めて $80 < m_{\ell\ell} < 100$ GeV 領域でデータに規格化する、ことで評価する。図 6(a) にデータの m_{ee} 分布とバックグラウンド予想を示す。ベンチマークとして、SM Z ボソンと同じ結合を仮定する SSM 模型で予想される Z' ボソン (崩壊幅と質量の比 $\Gamma/m \sim 3.1\%$) を比較のため図に載せている。ミュオン対の場合も含めて、データに有意な事象の超過は見られない。

表 1: 95%信頼度で棄却された質量領域 (観測値)。

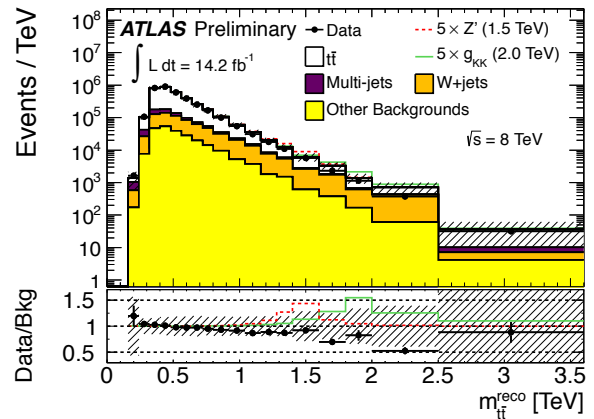
模型/粒子	棄却領域 [TeV]
RS KK グラビトン	[1.20, 1.58]
SSM W' ボソン	[1.20, 2.29]
SSM Z' ボソン	[1.20, 1.68]
Excited クォーク	[1.20, 3.50]
Axigluon/Coloron	[1.20, 3.60], [3.90, 4.08]
Color Octet スカラー	[1.20, 2.79]

3.1.2 ジェット対生成

pp 衝突の重心系エネルギーが上がると、高いエネルギーを持つパートンの衝突頻度も飛躍的に上がる。この恩恵を強く受けるのは、 $qg, gg \rightarrow X$ などの強い相互作用で生成される新粒子であり、その粒子を2ジェット ($X \rightarrow q\bar{q}, qg, gg$) の共鳴状態として探すのは模型の詳細に依存しない。解析は高い p_T のジェット二本を検出器の中央領域に要求し、その不変質量 (m_{jj}) 分布に現れるピークを探す。CMS が 2012 年のフルデータを用いて行った探索 [34] では、半径 $R = 0.5$ で再構成されたジェットにその近傍 (距離で $R < 1.1$ 以内) のグルーオン放射によるエネルギーを加えた wide ジェット二本を使って m_{jj} を再構成する。その二本の wide ジェットが検出器中央 ($|\eta| < 2.5$) かつ η 方向に離れず ($|\Delta\eta| < 1.3$) に生成されていることを要求し、 t チャンネルグルーオン交換過程からの QCD 事象を減らす。バックグラウンドの m_{jj} 分布は、陽子のパートン分布関数に則った経験式でデータにフィットして求め、狭い質量領域に有意な事象の超過あるいは欠損がないか決定する。図 6(b) にデータの m_{jj} 分布とフィットの結果、データのフィットからのずれを示す。有意なずれは見られないことから、いくつかの新粒子模型に対して制限を付けた結果が表 1 である。ATLAS でも同様の探索 [35] は継続的に行われているが、残念ながら有意な信号はこちらでも見えていない。

3.1.3 トップ対生成

重いクォーク、特にトップクォーク対 ($t\bar{t}$) に崩壊する新粒子はさまざまな拡張模型で存在が予言される。新粒子の質量が大きいほどトップクォークは高い p_T を持ち、その崩壊粒子 $Wb \rightarrow (\ell\nu/q\bar{q}')b$ は狭い η - ϕ 領域に collimate する。そのような“ブースト”しているトップクォークの同定には今までとは違う手法が要求される。 $t\bar{t}$ が semi-leptonic に崩壊する場合、特に leptonic トップ (t_{lep}) からのレプトンが近傍の b ジェットから孤立し、かつ collimate した hadronic トップ (t_{had}) の信号中に



(a) トップ対の不変質量分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。

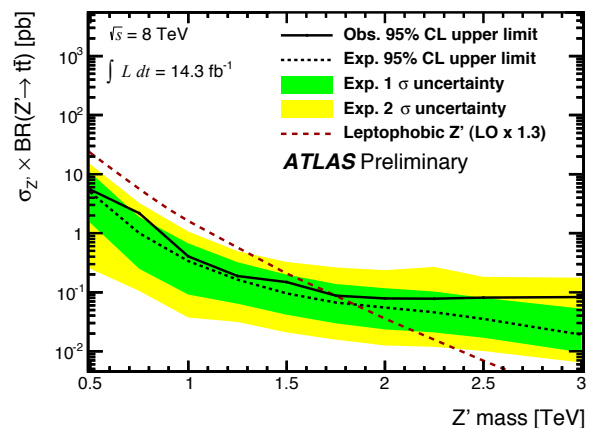
(b) $Z' \rightarrow t\bar{t}$ の生成断面積に対する制限 (95%信頼度)。

図 7: トップ対に二体崩壊する共鳴状態の探索。信号の模型として、 $Z' \rightarrow t\bar{t} (\Gamma/m \sim 3\%)$ と KK グルーオン $g_{KK} \rightarrow t\bar{t} (\Gamma/m \sim 15\%)$ を想定している。

$q\bar{q}'$ と b クォーク由来のジェットを同定できるかどうか重要になる。ATLAS では、レプトンの周囲にレプトンの p_T とともに細くなる η - ϕ 領域を想定し、その領域内にエネルギーが分布していないこと、半径 $R = 1.0$ の“fat”ジェットとして再構成した t_{had} から、grooming [36] と呼ぶ手法を使って $q\bar{q}'b$ のコアだけを取り出す、という方法でこの問題に対応する。

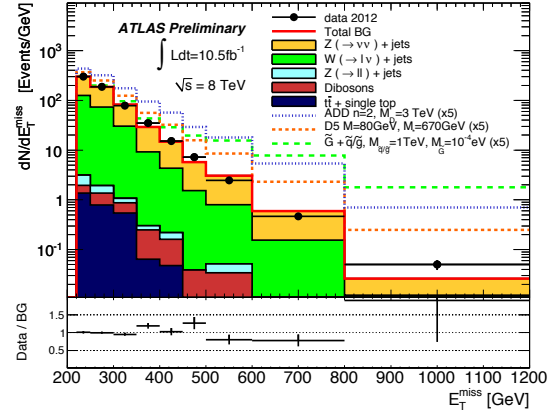
図 7(a) に示すのは、semi-leptonic モードでの $t\bar{t}$ 共鳴探索 [37] の結果得られた $m_{t\bar{t}}$ 分布である。この解析では、 $p_T > 25$ GeV のレプトン ($\ell = e, \mu$) と E_T^{miss} を持つ事象を、 $R = 0.4$ の“narrow”ジェットを少なくとも三本持つタイプ (トップがブーストしていない場合) と fat ジェット ($p_T > 300$ GeV) と narrow ジェットを少なくとも一本ずつ持つタイプ (ブーストしている場合) に分ける。 $t\bar{t}$ システムの再構成は、前者ではシミュレーションから求めた $m_{W_{had}}$ や $m_{t_{had}}$, $m_{t_{lep}}$ の平均値と標準偏差を使って計算した χ^2 値が最小になるような組み合わせ

を取る。トップがブーストしている場合は、grooming 後の $q\bar{q}'b$ コアに対して質量が > 100 GeV, k_t splitting スケール (2 サブジェット構造を持つと大きくなるような量) が $\sqrt{d_{12}} > 40$ GeV の条件を課して t_{had} ジェットを同定する。得られた t_{had} を $\ell + E_T^{\text{miss}} + \text{narrow}$ ジェットから再構成される t_{lep} と組み合わせることで $m_{t\bar{t}}$ が得られる。データとバックグラウンドはここでも系統誤差 (図中の網掛けの帯) の範囲でよく一致しており、その結果からトップカラーモデルの Z' 粒子に対して、 $m_{Z'} < 1.8$ TeV の質量制限が得られる。(図 7(b)).

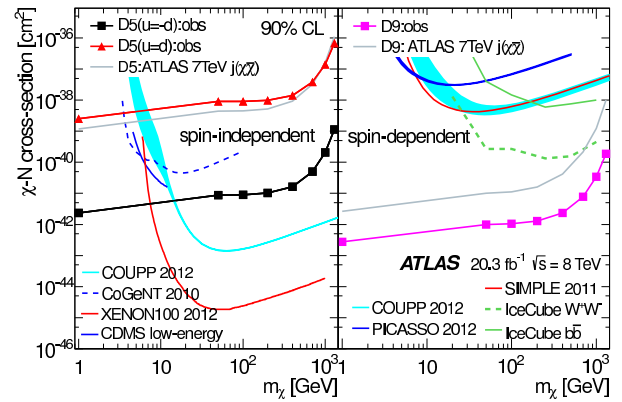
3.2 Mono-X 探索

大きな余剰次元模型 (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali, 通称 ADD [38]) で存在が期待されるグラビトンが pp 衝突で直接生成された場合、ジェットと反対方向に出る E_T^{miss} として観測される。こうした“mono-ジェット”信号は ADD 余剰次元だけでなく、暗黒物質候補である WIMP(χ) が LHC で生成可能な質量領域にある場合、その対生成 $pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + X$ 信号に対しても感度を持つ。このとき、 X を ISR 由来のジェットを使ってタグすれば mono-ジェット信号となる。

重心系エネルギー 8 TeV での ATLAS の mono-ジェット探索 [39] は、 $p_T^{\text{jet}} > 120$ GeV のジェット一本と $E_T^{\text{miss}} > 120$ GeV を持つデータからスタートして、 p_T^{jet} と E_T^{miss} に対して四段階のカット (120-500 GeV) を要求する。信号事象では ISR/FSR から余分なグルーオンジェットが作られる可能性があるため、 $p_T > 30$ GeV のジェットを最大二本まで許容する。 $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu + \text{ジェット}$ などの寄与を減らすため、データ中に再構成されたレプトンが存在しないことを要求し、かつジェットに対して tight な quality カットをかけることでカリメータノイズや LHC のビームハロー、宇宙線起源のバックグラウンドを落とす。図 8(a) に示すのは、 $p_T^{\text{jet}} > 220$ GeV, $E_T^{\text{miss}} > 220$ GeV を要求した後の E_T^{miss} 分布である。バックグラウンドは $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{ジェット}$ が全体の約 60-70%, $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu + \text{ジェット}$ が 10-20% を占め、multi-jet バックグラウンドは E_T^{miss} が ~ 200 GeV を越える領域では無視できるほど小さい。 $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{ジェット}$ などの電弱過程からの寄与は、レプトンを含む事象を使ってデータと MC 予想の比 (スケール因子) を求め、それを信号領域で期待される MC の事象数に掛け合わせることで評価する。データに有意な事象の超過は見られず、その結果から $4+n$ 次元 ($n = 2, 3, 4, 5, 6$) でのプランクスケール M_D に対して、leading-order で $M_D > 3.88, 3.16, 2.84, 2.65, 2.58$ TeV の下限値が得られた。CMS の同様の解析 [40] では、8 TeV, 19.5 fb^{-1} のデータを使って $M_D > 5.10, 3.94, 3.44, 3.10, 2.94$ TeV が得られている。



(a) $p_T > 220$ GeV のジェットを要求した後の E_T^{miss} 分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。



(b) WIMP 暗黒物質の生成断面積に対する制限 (90%信頼度)。四角と三角の点は 8 TeV mono- W/Z 探索 [41] の結果。D5(u=d):obs のすぐ下 (左) と D9:obs のすぐ上 (右) にある線が 7 TeV mono-ジェット探索 [42] の結果。

図 8: Mono-X 探索の結果。(b) では mono-ジェットと mono- W/Z の結果を暗黒物質の直接探索実験と比較している。

Mono-ジェット探索の結果を WIMP 暗黒物質に対する制限に焼き直す場合、重い中間粒子を介して WIMP-SM 粒子間の相互作用が起こると想定し、それを有効場の理論を使って定式化することが多い。相互作用にはスカラー型、ベクトル型などの異なるオペレータを導入して、その元で WIMP と核子の反応断面積に対する制限を求める。図 8(b) に示すのは、重心系エネルギー 7 TeV での mono-ジェット探索 [39] と 8 TeV での mono- W/Z 探索 [41] の結果から得られた WIMP-核子間の反応断面積に対する制限である。mono- W/Z 探索は、 $pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + W^\pm/Z(\rightarrow q\bar{q}')$ 反応で高い運動量を持って生成された W^\pm/Z ボソンを半径 $R = 1.2$ のジェットで再構成する。その上で、ジェット中の二体崩壊の特徴を元に $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{ジェット}$ などのバックグラウンドを除去する。図から分かる通り、質量 10 GeV 以下程度の軽い WIMP に対しては、mono-ジェット探索によって直接探索実験より厳しい制限が得られる。ベクトル型相互作用

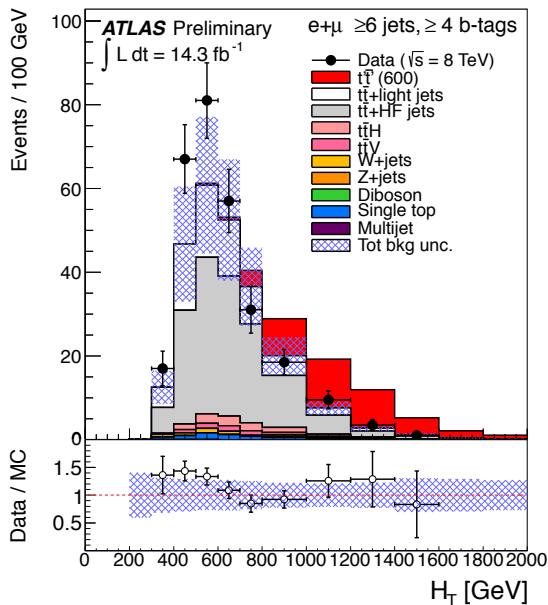


図 9: ≥ 6 ジェット, $\geq 4b$ ジェット領域での H_T 分布 (下部はデータとバックグラウンド予想との比)。

(D5) を仮定した場合, up 型と down 型クォーク結合の符号が反対のときに生じる正の干渉効果によって, W ボソン放射の頻度が顕著に上がる可能性がある。この場合, mono- W 探索は 3 桁ほど厳しいスピン非依存断面積の制限を与えることが分かる。

3.3 Vector-like トップクォークの探索

標準模型ではクォークとレプトンは三つの世代に分類される。カイラリティを持つナイーブな第四世代のクォークは, 標準模型と矛盾しないヒッグス粒子の発見によりほぼ棄却されている。ただし, カイラリティを区別しない vector-like なクォーク (VLQ) は, ヒッグス機構とは質量獲得のメカニズムが異なるためヒッグス粒子測定からの制限は受けない。また, “トップパートナー” としての VLQ (t') は, ヒッグス質量への SM トップからの量子補正を相殺することができるという点で, “自然” な BSM シナリオの構成要素として注目されている。

Vector-like t' クォークはおもに Wb , Zt , Ht に崩壊するが, その崩壊分岐比 (BR) は t' の質量と弱アイソスピンに依存する。模型に依存しない探索を可能にするため, 対生成した t' のうち少なくとも一つが分岐比 100% で Wb [43], Zt [44], Ht [45] に崩壊した場合に最適化した解析をそれぞれ用意する。その際, 各解析で使われるデータはお互いに重複しないよう事象選択を行う。その上で各解析結果を組み合わせて, $BR(t' \rightarrow Wb) - BR(t' \rightarrow Ht)$ 平面を幅広くカバーする。

ここでは一例として, $t'\bar{t}' \rightarrow Ht + X (H \rightarrow b\bar{b})$ に最適化した探索 [45] を紹介する。この崩壊に特徴的な信号

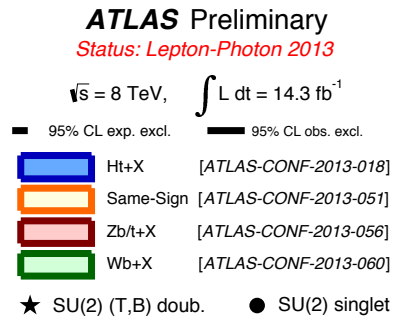


図 10: 600 GeV vector-like t' クォークに対する制限 (横軸は $BR(t' \rightarrow Wb)$, 縦軸は $BR(t' \rightarrow Ht)$)。原点は $BR(t' \rightarrow Zt) = 100\%$ に対応。色の違う領域は異なる探索モードに対応している。

は, 複数のジェット (最低六本) と複数の b ジェット (最低二本) である。特に四本以上の b ジェットを要求した場合, $Ht + X$ 信号に対する感度は最も高くなる。少なくとも一つのトップが semi-leptonic に崩壊した場合を考え, $p_T > 25$ GeV の孤立レプトン, $E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV, 最低六本の $p_T > 25$ GeV ジェットを要求する。その後, データを b ジェットが二本, 三本, 四本以上の 3 通りに分け, $H_T (\equiv |p_T^{\text{lepton}}| + E_T^{\text{miss}} + \sum |p_T^{\text{jet}}|)$ 分布を使って信号を探す。その際, $\geq 4b$ ジェット領域の $t\bar{t}$ + ジェットバックグラウンド (ALPGEN MC で評価) の不定性を抑えるため, $t\bar{t}$ + light-flavor (u, d, s, g) ジェットと $t\bar{t}$ + heavy-flavor ($b\bar{b}, c\bar{c}$) ジェットそれぞれの事象数をパラメータとして, b ジェット数が二, 三, 四本以上のサンプルに同時フィットして MC のスケール因子を決定する。信号からの寄与が MC のスケール因子に入っていないことを保証するため, 信号の寄与が少ない $H_T < 700$ GeV 領域でのフィット結果と無矛盾なことを確認する。 $\geq 4b$ ジェット領域の H_T 分布 (スケール因子で補正された後の $t\bar{t}$ + ジェットを含む) は図 9 に示されている。

図 10 に示すのは, 600 GeV の vector-like t' クォークを仮定したときに得られる $BR(t' \rightarrow Wb) - BR(t' \rightarrow Ht)$ 平面での棄却領域である。色の濃い領域から順に, $Ht + X$ [45], $Zt + X$ [44], $Wb + X$ [43] の探索結果に対応している。同符号レプトン対を使った探索 [46](色

表 2: Run 1 で棄却された質量領域と, 14 TeV, 300 fb⁻¹ で発見可能な質量上限値の予想。

模型	粒子	終状態	棄却領域 [TeV]	上限値の予想 [TeV]
MSUGRA/CMSSM	\tilde{q}, \tilde{g}	複数ジェット ($+ \geq 1\ell$)	$< 1.1 \sim 1.7$	~ 2.7 ($m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$) [48]
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^0 / b \tilde{\chi}_1^\pm$	1-2b ジェット ($+ \geq 1\ell$)	[0.15, 0.66]	~ 1.0 ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$) [49]
	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W \tilde{\chi}_1^0 Z \tilde{\chi}_1^0$	2-3 e, μ	< 0.42	$\sim 0.5-0.7$ ($WZ, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$) [49, 50]
SSM Z' ボソン	Z'	$ee, \mu\mu$	< 2.86	~ 5.0 [51]
SSM W' ボソン	W'	$q\bar{q}$	[1.20, 2.29]	~ 4.0 [52]
バルク RS 余剰次元	g_{KK}	$t\bar{t}$	[0.5, 2.0]	~ 4.0 [53]
Vector-like クォーク	t'	Wb, Ht, Zt	$< 0.67 \sim 0.79$	~ 1.3 [54]

の最も薄い領域) も含め, 各探索モードは相補的に機能し, BR に関わらず 600 GeV の t' をほぼ棄却していることが分かる。

4 今後に向けて

本稿では, 超対称性理論や余剰次元模型などから期待される新しい粒子に焦点を絞って, 重心系エネルギー 7-8 TeV での探索結果について紹介した。表 2 にいくつかの粒子に対する現在のおおよその質量下限値をまとめる。スクォークやグレイノなどは厳しい制限がついている一方, ゲージノに対してはまだまだ制限も緩く, 探索もこれから本格化すると言ってよい。余剰次元模型から示唆される KK グラビトンやグルーオンなどの重い新粒子は, LEP などでの電弱精密測定から 2 ~ 3 TeV 以下の質量領域にある可能性はあまり高くない。こういったことを考えると, われわれは発見可能な領域によりやく足を踏み入れつつある, といえるかもしれない。

LHC は, 重心系エネルギー 13 TeV での Run 2 稼働に向けて, 2015 年初頭からコミッシングを始める予定 [47] である。現在のところ, 2015 年春からバンチ間隔 50 ナノ秒で短期間 (データ量で $< 1 \text{ fb}^{-1}$ 程度) 稼働した後, 25 ナノ秒間隔でのバンチ衝突に移行する計画である。順調に移行が進んだ場合, 2015 年夏の国際会議までにさらに $1 \sim 2 \text{ fb}^{-1}$ 相当のデータが得られると予想されている。この Run 2 初期のデータ解析に向けて, ATLAS 内でも内部飛跡検出器の増強, 高速飛跡トリガーの開発, トリガー項目の改良など準備が着々と進んでいる。ちなみに, これらの開発にも ATLAS 日本グループが中心的な役割を果たしている。

LHC の計画では, Run 2 が 2018 年中頃まで続いた後, 一年半ほどのシャットダウンを経て Run 3 が始まる予定である。この Run を含めて, 積分ルミノシティが約 300 fb^{-1} に到達した場合に期待される粒子の発見感度を表 2 に示す。衝突エネルギーとルミノシティの増大の恩恵は大きく, 現在までの質量下限値から飛躍的に感

度が上がることが分かると思う。まさにテラスケールの物理を直接発見できる絶好のチャンスである。この発見可能性を現実のものとするべく, ATLAS 日本グループ一丸となって鋭意努力中である。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2014-013.
- [2] 浅井祥二, 「LHC(ATLAS・CMS) 最新結果 I」, 高エネルギーニュース **29-3**, 142 (2010).
- [3] 戸本誠, 花垣和則 「LHC 最新の研究成果 II」, 高エネルギーニュース **30-1**, 116 (2011).
- [4] 津野総司, 金谷奈央子 「LHC 最新の研究成果 III」, 高エネルギーニュース **30-3**, 210 (2011).
- [5] 増淵達也, 中村浩二 「LHC 最新の研究成果 IV」, 高エネルギーニュース **31-1**, 10 (2012).
- [6] 小林富雄, 徳宿克夫 「LHC 実験速報 - 連載の開始に寄せて -」, 高エネルギーニュース **31-2**, 65 (2012).
- [7] 徳宿克夫 「LHC と ATLAS の運転状況とヒッグス粒子探索」, 高エネルギーニュース **31-2**, 66 (2012).
- [8] 山村大樹 「LHC ATLAS 実験 $H \rightarrow \gamma\gamma$ チャンネルを用いたヒッグス粒子探索」, 高エネルギーニュース **31-2**, 71 (2012).
- [9] 田中純一 「LHC ATLAS 実験 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ チャンネルを用いたヒッグス粒子探索」, 高エネルギーニュース **31-2**, 74 (2012).
- [10] 増淵達也 「LHC ATLAS 実験 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ チャンネルを用いたヒッグス粒子探索」, 高エネルギーニュース **31-2**, 77 (2012).

- [11] 中村浩二「LHC ATLAS 実験 新しいボソンの発見と今後」, 高エネルギーニューズ **31-2**, 81 (2012).
- [12] 塙慶太「LHC ATLAS 実験 $H \rightarrow \tau\tau$ を用いたヒッグス粒子の探索」, 高エネルギーニューズ **31-3**, 183 (2012).
- [13] 永井義一「LHC ATLAS 実験 $H \rightarrow bb$ チャンネルを用いたヒッグス粒子探索」, 高エネルギーニューズ **31-3**, 187 (2012).
- [14] 花垣和則「LHC ATLAS 実験 ヒッグス研究の現状~2013年春~」, 高エネルギーニューズ **32-1**, 1 (2013).
- [15] 小林富雄, 徳宿克夫「LHC 実験速報 - 連載の終わりに寄せて -」, 高エネルギーニューズ **32-1**, 5 (2013).
- [16] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>
- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>
- [18] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-047.
- [19] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-062.
- [20] ATLAS Collaboration, JHEP **10**, 130 (2013), arXiv:1308.1841.
- [21] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-061.
- [22] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-024.
- [23] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-037.
- [24] C. G. Lester, D. J. Summers, Phys. Lett. B **463**, 99-103 (1999), arXiv:hep-ph/9906349.
- [25] ATLAS Collaboration, CERN-PH-EP-2014-014, arXiv:1403.4853.
- [26] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-068.
- [27] ATLAS Collaboration, JHEP **04**, 169 (2014), arXiv:1402.7029.
- [28] ATLAS Collaboration, CERN-PH-EP-2014-037, arXiv:1403.5294.
- [29] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-093.
- [30] G. F. Giudice, M. A. Luty, H. Murayama, and R. Rattazzi, JHEP **12** 027 (1998), arXiv:hep-ph/9810442.
- [31] ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D **88**, 112006 (2013), arXiv:1310.3675.
- [32] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-017.
- [33] L. Randall, R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370-3373 (1999), arXiv:hep-ph/9905221.
- [34] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-12-059.
- [35] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-148.
- [36] D. Krohn, J. Thaler, and L.-T. Wang, JHEP **1002** 084 (2010), arXiv:0912.1342.
- [37] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-052.
- [38] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263-272 (1998), arXiv:hep-ph/9803315.
- [39] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-147.
- [40] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-12-048.
- [41] ATLAS Collaboration, CERN-PH-EP-2013-158, arXiv:1309.4017.
- [42] ATLAS Collaboration, JHEP **04**, 075 (2013), arXiv:1210.4491.
- [43] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-060.
- [44] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-056.
- [45] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-018.
- [46] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-051.
- [47] <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>
- [48] ATLAS Collaboration, ATLAS-PHYS-PUB-2013-002.
- [49] ATLAS Collaboration, ATLAS-PHYS-PUB-2013-011.
- [50] CMS Collaboration, CMS-PAS-FTR-13-014.
- [51] CMS Collaboration, CMS-NOTE-13-002, arXiv:1307.7135.
- [52] <http://indico.cern.ch/event/173388/>
- [53] ATLAS Collaboration, ATLAS-PHYS-PUB-2013-003.
- [54] CMS Collaboration, CMS-PAS-FTR-13-026.