LHC-$ATLAS$ 実験における トップクォーク対に崩壊する $Kaluza$-$Klein$ グルーオンの探索

東京大学 大学院
理学系研究科 物理学専攻
小林研究室
有馬 匡彦

平成 25 年 1 月 7 日

概要

スイスにある欧州素粒子原子核研究機構 ($CERN$) に作られた大型陽子陽子衝突型加速器 (LHC) は、前人未到の高エネルギーに加速した陽子同士を衝突させることで、標準模型を超える新しい物理や未知の粒子を探索する為のエネルギーフロンティアを提供する。LHC に設置された汎用検出器実験の一つである $ATLAS$ は、2010 年の重心系エネルギー 7 TeV での LHC の本格稼働以来、順調にデータ取得を続けてきた。2012 年には、重心系エネルギーを 8 TeV に上げて陽子同士の衝突実験が行われ、積分ルミノシティーで約 22 fb^{-1} 相当のデータが蓄積された。この研究では、この 2012 年に取得された約 11 fb^{-1} のデータを用い、新しい物理の候補の一つである余剰次元模型の兆候を探索する。特に、余剰次元模型で期待される新しい粒子のうち、グルーオンの $Kaluza$-$Klein$ パートナーである $Kaluza$-$Klein$ グルーオン (KK グルーオン) の探索に着目する。

余剰次元が一つだけの余剰次元模型では、この 5 次元目がコンパクト化されるスケールに応じて、標準模型粒子に対応する $Kaluza$-$Klein$ 粒子の質量も異なる。本解析では、コンパクト化のスケールが 1 TeV^{-1} 程度であると仮定して、質量が 1 TeV 程度の KK グルーオンを探す。この質量領域は特定の $Randall$-$Sundrum$ (RS) 模型ではほぼ棄却されつつあるが、より感度の高い解析方法を開発することで異なる KK グルーオン結合を予想する模型への制限がつけられる可能性がある。基準として用いた RS 模型では、KK グルーオンは主にトップクォーク対に崩壊すると予想される。そこで、本研究では背景事象に対する信号の比率が比較的高く、トップクォーク対の再構成が可能な、レプトン+ジェットのチャンネルを用いて解析を行う。これは、トップクォークの崩壊でできる 2 つのウィークボソンの一方がレプトンとニュートリノに崩壊し、他方がクォーク対に崩壊する事象である。

この研究では、レプトン+ジェットの終状態を構成するレプトン、横方向消失運動量、複数のジェットのうち、ウィークボソンとボトムクォーク由来のジェットの効率的な選別を目指す。その際に、標準模型でのトップクォーク対生成事象と KK グルーオンの信号事象の運動学的な性質の違いを利用する。ジェットの横方向運動量の順に選ぶ一般的な方法の他に、オブジェクト間の距離に着目する方法 ($dRmin$ 法) と、オブジェクトの運動学的制限に基づく方法 (χ^2 法) が $ATLAS$ で提案されている。本研究では、標準の $dRmin$ 法に最適化を行った上で、$dRmin$ 法と χ^2 法を相補的に使うことで、実験感度の向上を試みる。その上で、改良されたジェット選別法をデータに適用して KK グルーオンの探索を行う。

目 次

1 序論 **6**

1.1 標準模型 6

1.2 余剰次元模型 6

1.2.1 *Randall-Sundrum* 模型 7

2 *LHC* 加速器と *ATLAS* 検出器 **9**

2.1 *Large Hadron Collider* 9

2.2 *A Toroidal LHC ApparatuS* 11

2.2.1 マグネットシステム 11

2.2.2 内部飛跡検出器 13

2.2.3 カロリメーター 15

2.2.4 ミューオンスペクトロメーター 19

2.2.5 クラック領域 21

2.2.6 トリガー 21

3 *Mont Carlo* シミュレーション **23**

4 オブジェクトの再構成 **24**

4.1 電子の再構成 24

4.2 ミューオンの再構成 24

4.3 ジェットの再構成 26

4.4 横方向消失運動量の再構成 27

5 解析 **27**

5.1 解析の流れ 27

5.2 データと *Monte Carlo* シミュレーションサンプル 29

5.2.1 データサンプル 29

5.2.2 *Monte Carlo* シミュレーションサンプル 29

5.3 オブジェクト選択とイベント選択 32

5.3.1 オブジェクト選択 32

5.3.2 イベント選択 34

5.4 バックグラウンドの見積もり 36

5.4.1 $SMt\bar{t}$、*single top*、*Z+jets*、*diBoson* について 36

5.4.2 *W+jets* について 37

5.4.3 *QCD* について 37

5.5 データとバックグラウンドの比較 41

5.6 $t\bar{t}$ の組み方 47

5.6.1 $t\bar{t}$ を組む為に使うオブジェクト 47

5.6.2 標準的なジェットの選び方 . 4*LeadingJets* 法 49

5.6.3 *ATLAS* 標準の方法 . *dRmin* 法 49

5.6.4 *dRmin* 法の最適化と χ^2 法 50

5.7 系統誤差 63

5.8 結果と考察 65

5.8.1 信頼度 65

5.8.2 統計検定量 65
5.8.3 プロファイル尤度 66
5.8.4 シグナルの強度 (μ) と生成断面積についての $Limit$ 計算 66

6 まとめ **71**

表 目 次

1 LHC の衝突に関わる性能 10
2 バックグラウンドサンプル 1 29
3 バックグラウンドサンプル 2 30
4 バックグラウンドサンプル 3 31
5 バックグラウンドサンプル 4 31
6 バックグラウンドサンプル 5 32
7 シグナルサンプル 32
8 e/μ 各チャンネルでの $W+jets$ の補正 $Scale\,Factor$ 37
9 e/μ 各チャンネルでの $Isolation$ の $efficiency$ 39
10 データとバックグラウンドサンプルで、オブジェクト選択とイベント選択で残るイベント数の比較 41
11 データとバックグラウンドサンプルで、オブジェクト選択とイベント選択で残るイベント数の比較 (e チャンネルの $Isolation$ を緩めた場合) 42
12 $dRmin$ 法+例外条件で $dRmin$ に掛けるカットを変えた時の信号領域での $S/\sqrt{B}$ 52
13 $dRmin$ 法+例外条件で $dRmin$ に掛けるカットを変えた時、$t\bar{t}$ システムに組まれたジェットのうち信号ジェットが占める割合 (Rj_s) 53
14 $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法/$dRmin$ 法+例外条件それぞれを使ったときの信号領域での S/B と、シグナルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットに占める信号ジェットの割合 (Rj_s) 55
15 $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法+例外条件/$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを使ったときの信号領域での S/B と、シグナルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットに占める信号ジェットの割合 (Rj_s) 61
16 生成断面積誤差 63
17 各種系統誤差による中心値からのずれ 65
18 各質量のシグナルサンプルの信号領域 ($FWHM$) 67
19 オリジナルな $dRmin$ 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値 67
20 最適化した $dRmin$ 法の後に χ^2 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値。及び信号領域でのシグナルとバックグラウンドのイベント数 (S と B) とシグナルのアクセプタンス (A_S)。 69

図 目 次

1 素粒子一覧 6
2 KK グルーオンの生成過程の 1 例と本研究で見る崩壊モード 8
3 LHC 加速器 10
4 $ATLAS$ 検出器 11
5 磁石 (ソレノイド磁石とトロイダル磁石) 12

6 磁石で曲げられる荷電粒子の軌道をビーム軸方向から見た様子 12
7 内部飛跡検出器 (ピクセル検出器、半導体トラッカー、遷移輻射トラッカー) 13
8 ピクセル検出器 ($Pixel$) 13
9 半導体トラッカー (SCT) 14
10 遷移輻射トラッカー (TRT) 14
11 バレルにある内部飛跡検出器の断面 15
12 カロリメーター (電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター) 16
13 電磁カロリメーター 17
14 バレルにある電磁カロリメーター 17
15 バレルにあるハドロンカロリメーター 17
16 バレルにあるタイル状のハドロンカロリメーターの配置 17
17 エンドキャップにあるハドロンカロリメーター 18
18 エンドキャップにあるハドロンカロリメーターの内部 18
19 フォワードにあるハドロンカロリメーターの内部 18
20 ミューオンスペクトロメーター 19
21 モニタードリフトチューブ１本 20
22 モニタードリフトチューブ (MDT) 20
23 カソードストリップチェンバー (CSC) 20
24 レジスティブプレートチェンバー (RPC) 20
25 シンギャップチェンバー (TGC) 21
26 クラック領域 21
27 トリガーシステム 22
28 $Full$ シミュレーション 23
29 サジッタ 25
30 $SMt\bar{t}$ 生成 30
31 $single\,top$ 生成 30
32 W/Z 生成 31
33 $diBoson$ 生成 32
34 KK グルーオン生成 32
35 $MissET$ (e チャンネル $Signal\,Region$) 39
36 $MissET$ (mu チャンネル $Signal\,Region$) 39
37 m_{WT} (e チャンネル $Signal\,Region$) 39
38 m_{WT} (mu チャンネル $Signal\,Region$) 39
39 $MissET$ (e チャンネル) 40
40 $MissET$ (μ チャンネル) 40
41 m_{WT} (e チャンネル) 40
42 m_{WT} (μ チャンネル) 40
43 $m_{t\bar{t}}$ (e チャンネル) 41
44 $m_{t\bar{t}}$ (μ チャンネル) 41
45 e チャンネルでのレプトン選択の $Isolation$ を緩める前後のシグナルとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ 42
46 $MissET$ ($Control\,Region$) 43
47 $MissET$ ($Signal\,Region$) 43
48 m_{WT} ($Control\,Region$) 43
49 m_{WT} ($Signal\,Region$) 43

50 $m_{t\bar{t}}$ (*Control Region*) 44
51 $m_{t\bar{t}}$ (*Signal Region*) 44
52 ET_e (e チャンネル *Signal Region*) 44
53 pT_μ (μ チャンネル *Signal Region*) 44
54 η_e (e チャンネル *Signal Region*) 45
55 η_μ (μ チャンネル *Signal Region*) 45
56 ϕ_e (e チャンネル *Signal Region*) 45
57 ϕ_μ (μ チャンネル *Signal Region*) 45
58 n_j (*Signal Region*) 45
59 $MV1_j$ (*Signal Region*) 45
60 E_j (*Signal Region*) 46
61 pT_j (*Signal Region*) 46
62 η_j (*Signal Region*) 46
63 ϕ_j (*Signal Region*) 46
64 $m_{t\bar{t}}$ 46
65 $m_{t\bar{t}}$ (*log* スケール) 46
66 *onShell* を仮定して求めた横方向消失運動量の z 成分の各解の再現具合 ($SMt\bar{t}$) 48
67 信号ジェット (j_s) の質量と $dR_{min}(SMt\bar{t})$ 50
68 非信号ジェット (j_n) の質量と $dR_{min}(SMt\bar{t})$ 50
69 *dRmin* 法を適用した時の $m_{t\bar{t}}$ 50
70 *dRmin* 法を適用した時の $m_{t\bar{t}}$ (*log* スケール) 50
71 *KK* グルーオンと $SMt\bar{t}$ 各サンプルで *LeadingJet* に選ばれた信号ジェットの dR_{min} の違い 51
72 *4LeadingJets* 法/*dRmin* 法/*dRmin* 法+例外条件 (*except*) それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ 54
73 *4LeadingJets* 法/*dRmin* 法/*dRmin* 法+例外条件 (*except*) それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ (*log* スケール) 54
74 *dRmin* 法+例外条件を適用したときの $m_{t\bar{t}}$ 55
75 *dRmin* 法+例外条件を適用したときの $m_{t\bar{t}}(log)$ スケール 56
76 $SMt\bar{t}$ に *dRmin* カットを変えて *dRmin* 法+例外条件を適用した時の $m_{t\bar{t}}$ 57
77 χ^2 法で使う成分を得るための分布 1.m_{Wh} 59
78 χ^2 法で使う成分を得るための分布 2.m_{th-Wh} 59
79 χ^2 法で使う成分を得るための分布 3.m_{tl} 59
80 χ^2 法で使う成分を得るための分布 4.pT_{th-tl} 59
81 χ^2 法で使う成分を得るための分布 5.m_{th} 59
82 *4LeadingJets* 法/*dRmin* 法+例外条件/*dRmin* 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ 60
83 *4LeadingJets* 法/*dRmin* 法+例外条件/*dRmin* 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ (*log* スケール) 61
84 *dRmin* 法+例外条件の後に、更に χ^2 法を適用したときの $m_{t\bar{t}}$ 62
85 *dRmin* 法+例外条件の後に、更に χ^2 法を適用したときの $m_{t\bar{t}}(log)$ スケール 62
86 オリジナルな *dRmin* 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の観測値と予測値 68
87 最適化した *dRmin* 法の後に χ^2 法を適用した時の 95%CL での予測値と観測値 69
88 最適化した *dRmin* 法の後に更に χ^2 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL での生成断面積の *Limit* 70

1　序論

1.1　標準模型

素粒子物理学で実験と矛盾が無い一番大きい枠組みは、標準模型 : $Standard\,Model\,(SM)$ である。標準模型では、素粒子は物質を構成するスピンが $\frac{1}{2}$ のクォークとレプトン、力を伝達するスピンが 1 のゲージボソン、フェルミオンとボソンに質量を与えるスピンが 0 のヒッグスボソンからなる。素粒子間にはたらく相互作用は強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 つに分けられ、それぞれの力を伝達する粒子 (ゲージボソン) はグルーオン、光子、ウィークボソン、重力子である。これらをまとめたのが図 1 である。この 4 つの相互作用の内、標準模型は強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の 3 つを記述する。標準模型で唯一未発見の粒子であったヒッグスボソンは、最近その存在の証拠が LHC 実験により得られ、3 つの相互作用を統一的に記述するゲージ理論の枠組みがほぼ完成しつつある。しかしながら、標準模型では説明出来ない様々な問題 (階層性問題や、暗黒物質や暗黒エネルギー、ニュートリノの質量問題など) が知られており、標準模型は高いエネルギースケールではより基本的な素粒子模型によって置き換えられると一般的に考えられている。その候補の一つとして、TeV 程度のエネルギースケールで新しい時空の次元が見え始める余剰次元模型が議論されている。

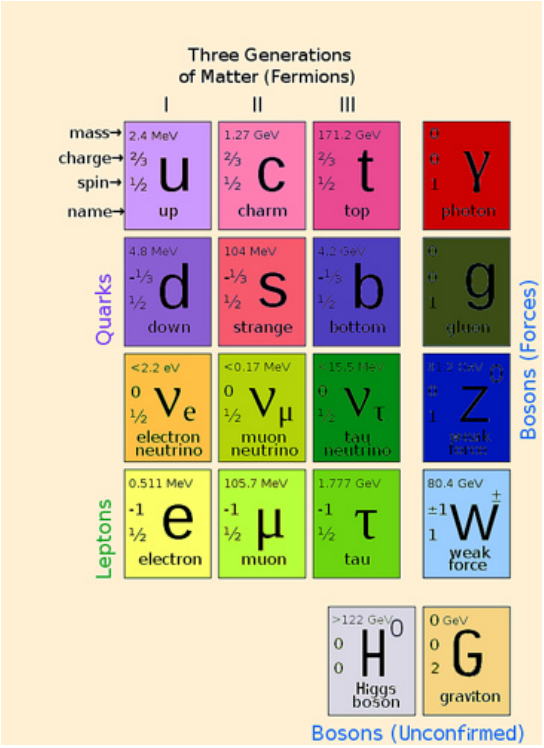

図 1: 素粒子一覧

1.2　余剰次元模型

標準模型はこれまでの実験 (∼ 100 GeV の電磁スケール程度) をよく説明してきたので、標準模型を崩さずに新しい理論をつくることが試みられている。その方法の一つが新たなパリティーを導入することである。パリティーの最低次では偶の性質だけが寄与するので、標準模型で登場する粒子が偶の性質を持つことにする。これに対して、奇の性質を持つ新しい粒子を登場させることで、標準模型への影響を

抑えることが出来る。

このような新しいパリティーを要求する模型の一つに、余剰次元模型がある。私たちが暮らす 4 次元空間の他に更に次元 (余剰次元) があると考えたのである。余剰次元が小さくコンパクト化されていると仮定し、余剰次元方向で運動量が保存することを要求すると、パリティー対称性が自然に導入され標準理論は守られることになる。

例として余剰次元が 1 つの場合 (5 次元模型) を考える。

5 次元の作用 (S) は、

$$S = \int [\frac{1}{2}(\partial_M \Phi)(\partial^M \Phi) - {m_0}^2 \Phi^2 - \frac{\kappa_5}{3!}\Phi^3 + \cdots] dx^5 \tag{1}$$

と表される。ここで、$M = 0, 1, 2, 3, 5$ で、$\Phi = \Phi(x^\mu, y)$ は 5 次元のスカラー場で、x^μ は $\mu = 0, 1, 2, 3$ の 4 次元での座標、y は余剰次元である 5 次元目での座標、m_0 は質量パラメーター、κ_5 は結合定数である。

余剰次元内が $S_1 = 2\pi R$ でコンパクト化されているとすると、周期的境界条件から 5 次元スカラー場は $\Phi\left(x^\mu, y\right) = \Phi\left(x^\mu, y + 2\pi R\right)$ を満たす必要がある。

このことから 5 次元目について、

$$\Phi\left(x^\mu, y\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi^{(n)} \exp^{i\frac{ny}{R}} \tag{2}$$

と展開出来る。

余剰次元方向は Z_2 の対称性を持ってコンパクト化されていて、$y \rightleftarrows -y$ の変換で不変であると仮定すると、スカラー場は更に $\Phi\left(x^\mu, y\right) = \Phi\left(x^\mu, -y\right)$ を満たす必要がある。

このことから 5 次元目について、

$$\Phi\left(x^\mu, y\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}}\phi^{(0)} + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \phi^{(n)}\left(x^\mu\right) \cos(\frac{ny}{R}) \tag{3}$$

と偶関数である。

この Φ を作用の表式に代入して、5 次元目方向での積分をすると、作用は

$$\begin{aligned} s = \int [\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi^{(n)})(\partial^\mu \phi^{(n)}) - ((\frac{n}{R})^2 + {m_0}^2)(\phi^{(n)})^2 - \frac{\kappa}{3!}(\phi^{(0)})^3 \\ -\frac{\kappa}{2}\sum_{n=1}^{\infty} \phi^{(0)}\phi^{(2n)} - \frac{\kappa}{2}\sum_{n,m=1}^{\infty} \phi^{(n+m)}\phi^{(n)}\phi^{(m)} + \cdots] dx^4 \end{aligned} \tag{4}$$

と表すことが出来る。ここで $\kappa = \frac{\kappa_5}{\sqrt{2\pi R}}$ である。

この式から、標準模型で質量 m_0 を持つ粒子には、余剰次元がコンパクト化させるスケールに応じた無数のモードが存在することになる。このモードを *Kaluza-Klein* モード、その粒子を *Kaluza-Klein* 粒子 (KK 粒子) と呼ぶ。

余剰次元が 1 次元だけであり、5 次元目がコンパクト化されていると仮定する模型で KK 粒子の質量は、

$${m_{KK}}^2 = {m_{SM}}^2 + (\frac{n}{R})^2 \ (n = 0, 1, 2, ...) \tag{5}$$

と表される。ここで、m_{SM} は KK モードが 0 の標準模型で登場する素粒子の質量である。

1.2.1 *Randall-Sundrum* 模型

余剰次元を用いた階層性問題を解決するモデルの一つとして、*Randall* と *Sundrum* が提唱した模型 (RS 模型) が知られている。これは、二つのブレーン (*brane*) に挟まれた余剰次元模型を考え、一方のブ

レーンを私たちの物質世界 (TeV ブレーン) とし、他方のブレーンをプランクスケールが支配するブレーン ($Planck$ ブレーン) とするものである。この模型では、余剰次元方向の質量スケールが $\mathrm{e}^{-k\pi R}$ で与えられるワープ因子 (k は時空の曲率、R はコンパクト化の半径である) だけ抑制される。この機構を用いることで、プランクスケールと電弱スケールの違いを階層性問題を持ち込むこと無く説明することが出来る。

最も単純な RS 模型では、標準模型の粒子 (クォークとレプトン、ゲージボソン) は TeV ブレーン上に束縛され、重力を媒介する重力子のみが余剰次元を伝搬することが出来る。その模型への拡張として、標準模型のフェルミオンとゲージボソンが余剰次元を伝搬する可能性を考慮すると、単純な RS 模型では説明出来なかったフレーバー変換時の中性カレントの問題等が解決出来ると考えられている。

更に、通常ヒッグスボソンの湯川結合として説明されるクォーク間の質量差の起源も、この拡張模型を元に説明出来る可能性が議論されている。これはトップクォークを TeV ブレーンに、他の軽いクォークをプランクブレーンに局在させるシナリオを考えることで、TeV ブレーン上のヒッグスボソンとトップクォークの結合を大きくさせることが可能だからである。このシナリオでは、グルーオンの $Kaluza\text{-}Klein$ 粒子である KK グルーオンの生成過程が最も断面積が大きく、かつ生成反応のモデル依存性が小さいと考えられている。

そこで、本研究では TeV 程度の質量を持つ KK グルーオンの探索を行う。以降特に断りが無い限り、シグナルは質量が 1 TeV の KK グルーオンを指す。生成された KK グルーオンは TeV ブレーンに局在するトップクォークに主に結合するため、90% 以上の分岐比でトップクォーク対に崩壊すると予想される。従って、トップクォーク対に崩壊する共鳴状態を探索することになる。

トップクォーク対はボトムクォークとウィークボソン (W) に崩壊し、ウィークボソンはクォーク対 ($Hadronic$ 崩壊) か、レプトンとニュートリノ [0]($Leptonic$ 崩壊) に崩壊する。ウィークボソンの崩壊比はクォーク対へは 67.6%、レプトンとニュートリノへはフレーバー ($e/\mu/\tau$) 毎に 10.8% である。この内ウィークボソンの一方が $Hadronic$ 崩壊し他方が $Leptonic$ 崩壊する、終状態がボトムクォーク 2 つとクォーク対、レプトン 1 つ、ニュートリノのチャンネルを見る。これをファインマン図で表したのが図 2 である。レプトンについては 3 つのフレーバーの内、電子とミューオンだけを見る。

つまり、本研究では KK グルーオンの全崩壊モードの内、29.2% 程度を見ることになる。

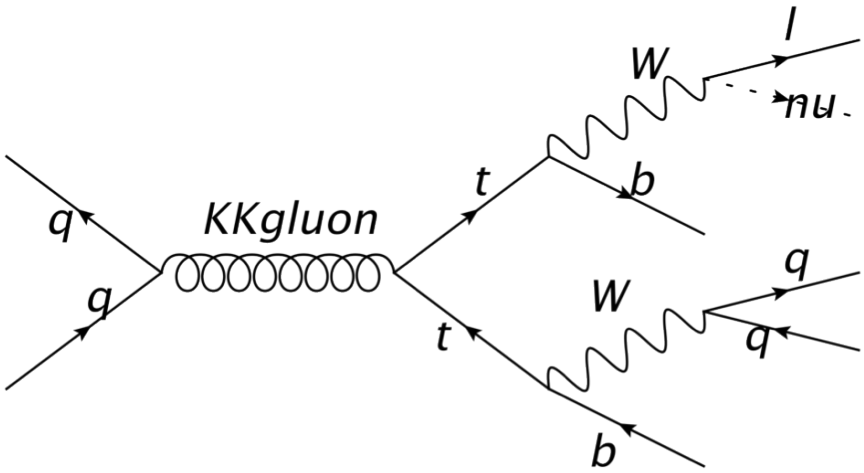

図 2: KK グルーオンの生成過程の 1 例と本研究で見る崩壊モード

[0]ニュートリノもレプトンであるが、本論文中では便宜上、電子/ミューオン/タウオンをレプトン、この 3 つのレプトンそれぞれに対応するフレーバーを持ったニュートリノをニュートリノと呼ぶことにする。

KK グルーオンのスピンは 1 であるため、スピンが $\frac{1}{2}$ のクォーク対の状態和でより多くの状態を作り出すことが出来る。一方、$Yang$ の定理からスピンが 1 の質量の無いグルーオン 2 つからスピンが 1 の質量のあるグルーオンを作ることは出来ず、スピンが $\frac{1}{2}$ のクォークとスピンが 1 のグルーオンでも全く状態を作ることが出来ない。3 体以上ではクォークとグルーオン、グルーオン 2 つを含む生成も起こりうるが、この研究でのシグナルである KK グルーオンの最も支配的な生成過程は、図 2 のクォーク対 [1] からの生成である。

2 LHC 加速器と $ATLAS$ 検出器

2.1 $Large\,Hadron\,Collider$

大型陽子陽子衝突型加速器 $Large\,Hadron\,Collider$ (LHC) は図 3 の様に、スイスにある欧州素粒子原子核研究機構 ($CERN$) の地下 100m、全周約 27 km のトンネル内に作られ、高エネルギーに加速した陽子同士を衝突させることが出来る。陽子は電子等の軽い荷電粒子と比べ質量が大きいので、荷電粒子を円軌道で加速する時に生じるシンクロトロン放射でのエネルギー損失が小さく、LHC のような円形加速器で高いエネルギーまで加速するのに適している。加速の際、軌道を曲げる為に 8.4 T の強力な超伝導磁石を使い、陽子を最大で 7 TeV まで加速することができる。正面衝突させる陽子それぞれがこのエネルギーを持つので、衝突する陽子陽子の重心系でのエネルギーは 14 TeV に達する。陽子は反陽子などの反物質よりも大量に生産出来るため、陽子反陽子衝突型加速器よりも短時間で多くのデータを集めることが出来る。LHC は最大で $10\,\mathrm{nb}^{-1}/\mathrm{s}$ のルミノシティー [2] で陽子同士の衝突を起こすことが可能である。

LHC は 2010 年から重心系衝突エネルギー 7 TeV で本格稼働を始め、2012 年には重心系エネルギーを 8 TeV に上げて陽子衝突をで行った。2012 年中には積分ルミノシティーで約 $23\,\mathrm{fb}^{-1}$ 相当の衝突データが蓄積された。

LHC の衝突に関わる性能の、設計値と 2012 年 6 月の稼働値を表 1 に載せる。表中の数字はおよその値である。

[1] 陽子はアップクォーク 2 つとダウンクォーク 1 つ ($Valence$ クォーク) から成るが、陽子同士はグルーオンを媒介として強い相互作用をし合っている。これらのグルーオンはごく短い時間にクォーク対を生成しては対消滅して再びグルーオンを作るという反応も起こす。これらの個々のクォーク対 (Sea クォーク) の存在出来る時間は短いが、陽子内に反クォークも存在し粒子の生成過程に関わることがある。

[2] ルミノシティーは、粒子と粒子を衝突させる時の単位時間あたりの反応回数を、生成断面積 (断面積) とルミノシティーの積で表す為に定義される量である。生成断面積は粒子と粒子を衝突させる時の反応の起こりやすさを表し、単位は主に $1\,\mathrm{b(barn)} = 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$ を使う。単位時間に秒 (s) を使う時のルミノシティーの単位は 1/b·s である。

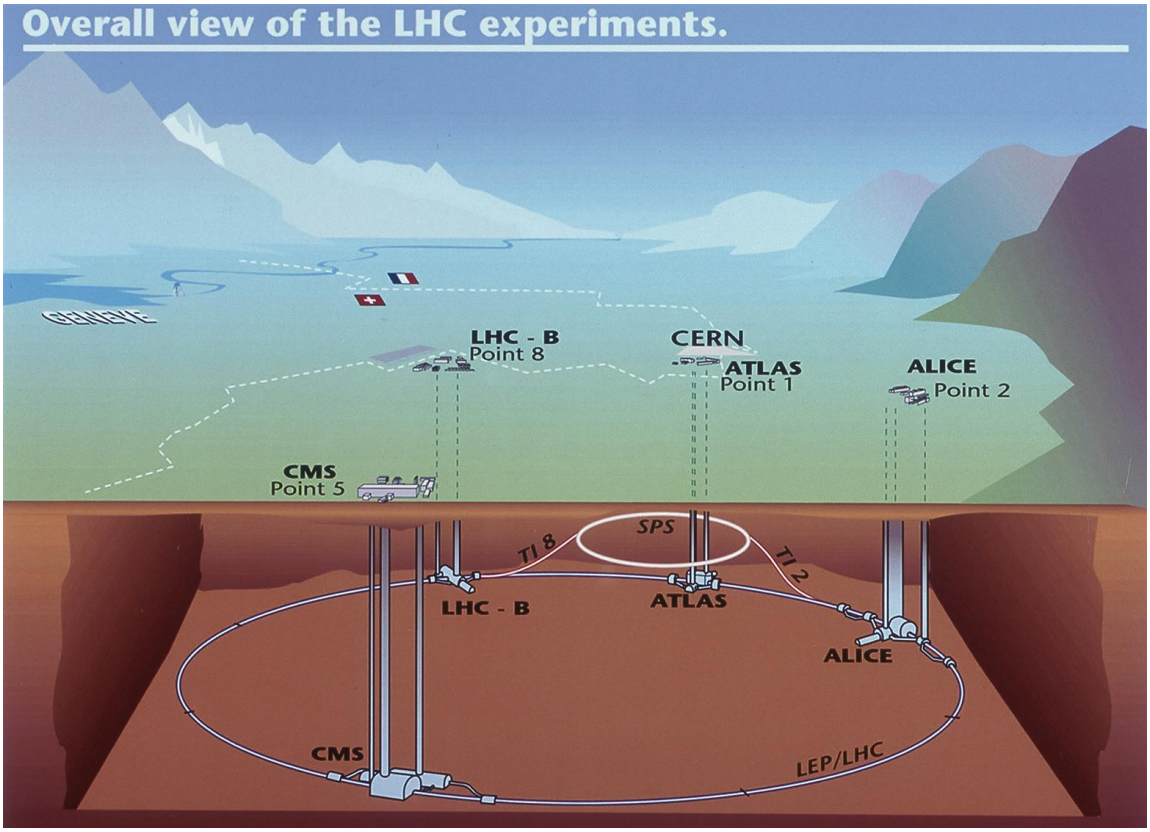

図 3: *LHC* 加速器

表 1: *LHC* の衝突に関わる性能

項目	設計値	2012 年 6 月の稼働値
全周	26.659 km	
陽子-陽子の重心系エネルギー	14 TeV	8 TeV
バンチ数	2808 個	1380 個
1 バンチ内の陽子数	115×10^9 個	148×10^9 個
バンチの間隔	25 ns	50 ns
バンチの衝突頻度	40 MHz	20 MHz
ルミノシティ	$10\,\mathrm{nb}^{-1}/\mathrm{s}$	$6.8\,\mathrm{nb}^{-1}/\mathrm{s}$
バンチの長さ	7.55 cm	≤ 9 cm
衝突点でのビームの半径	16 μm	19 μm
衝突角度	285 μrad	290 μrad

エネルギーとバンチ数は設計値の半分であるが、陽子数やビームサイズは既に設計値の値に達しており、$6.8\,\mathrm{nb}^{-1}/\mathrm{s}$ のルミノシティーを出している。

2.2 *A Toroidal LHC ApparatuS*

ATLAS 検出器は *LHC* 加速器の衝突点の 1 つに設けられた、全長 44 m、高さ 25 m、重さ 7000 t の円筒型をした粒子検出器である。図 4 にある様に検出器は内側から順に内部飛跡検出器、電磁カロリメーター、ハドロンカロリメーター、ミューオンスペクトロメーターから成り、内部飛跡検出器と電磁カロリメーターの間にソレノイド磁石、ミューオンスペクトロメーターの間にトロイダル磁石がある。

検出器の座標は *LHC* 加速器の中心向きに x 軸、垂直上向きに y 軸、これらに対して右手系になるようにビーム軸方向に z 軸の正方向を取る。この $x/y/z$ 軸上に、

$$x = r\sin\theta\cos\phi\,,\; y = r\sin\theta\sin\phi\,,\; z = r\cos\theta \tag{6}$$

を満たす様に、球座標 r(動径)/θ(仰角)/ϕ(方位角) を取る。

ビーム軸方向のローレンツブーストを考慮して、極座標での仰角 (θ) の代わりに式 (7) で定義される擬ラピディティー (η) を使う。検出器の円筒部分をバレル領域 ($|\eta| < 1.5$)、蓋部分をエンドキャップ領域 ($1.5 < |\eta|$) と呼ぶ。

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{7}$$

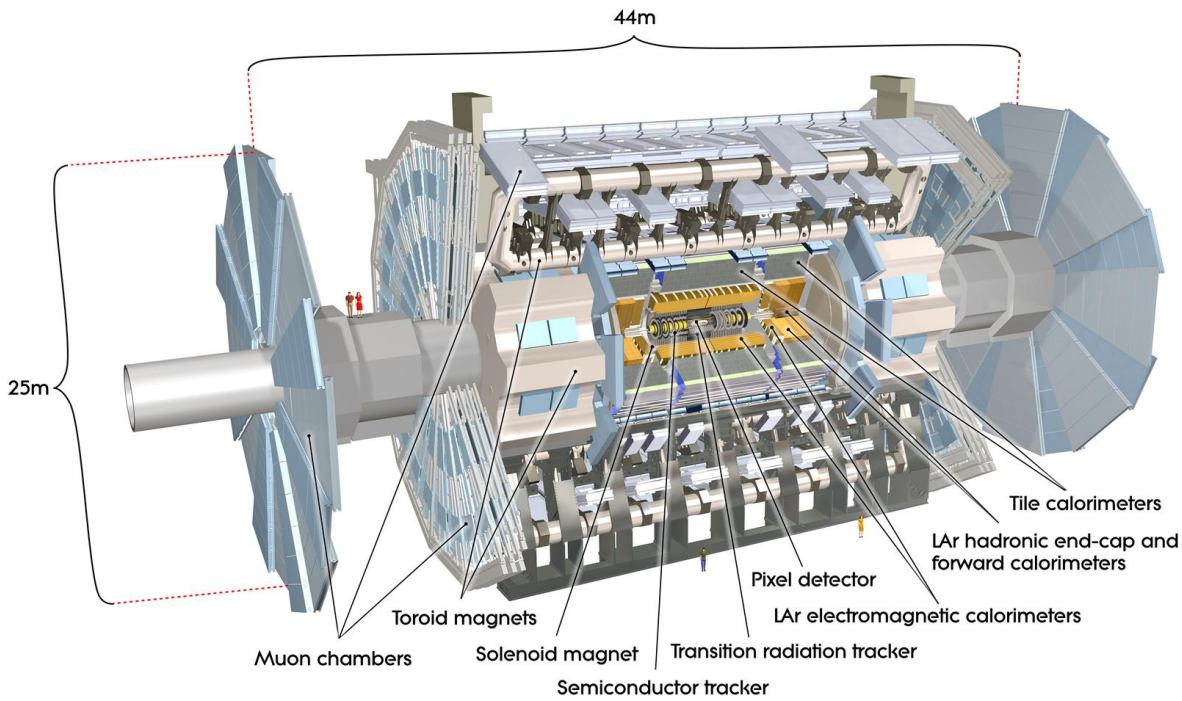

図 4: *ATLAS* 検出器

2.2.1 マグネットシステム

粒子の電荷と運動量を測る為には、磁石で粒子の飛跡を曲げてその方向と曲率を測定する必要がある。*ATLAS* 検出器では、内部飛跡検出器と電磁カロリメーターの間に 2 T のソレノイド超伝導磁石、ハド

ロンカロリメーターとミューオンスペクトロメーターの間にトロイダル超伝導磁石が図 5 の様に置かれている。

トロイダル磁石は両端のエンドキャップとバレルにそれぞれ 8 つの空芯磁石がビーム軸の周りに 8 回対称になるように置かれている。その積分磁場強度はエンドキャップでは 4-8 Tm、バレルでは 2-6 Tm である。

これらのソレノイド磁石とトロイダル磁石は超伝導磁石である。

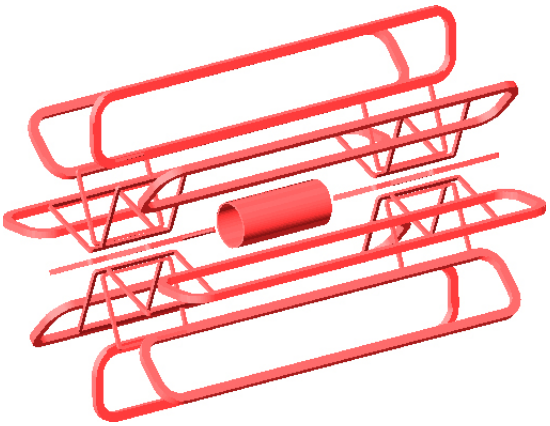

図 5: 磁石 (ソレノイド磁石とトロイダル磁石)

図 5 で中心にある筒型の磁石がソレノイド磁石、その周りの 8 つで 1 セットになってエンドキャップ (両端) 部とバレル (円筒) 部にあるのがトロイダル磁石である。

図 6 に、荷電粒子がこれらの磁石によって軌道を曲げられる様子を載せる。

ビーム軸に平行なソレノイド磁場によって、荷電粒子は内部飛跡検出器では方位角 (ϕ) 方向に軌道が曲げられる。方位角方向のトロイダル磁場によって、荷電粒子はミューオンスペクトロメーターではビーム軸 (η) 方向に軌道が曲げられる。

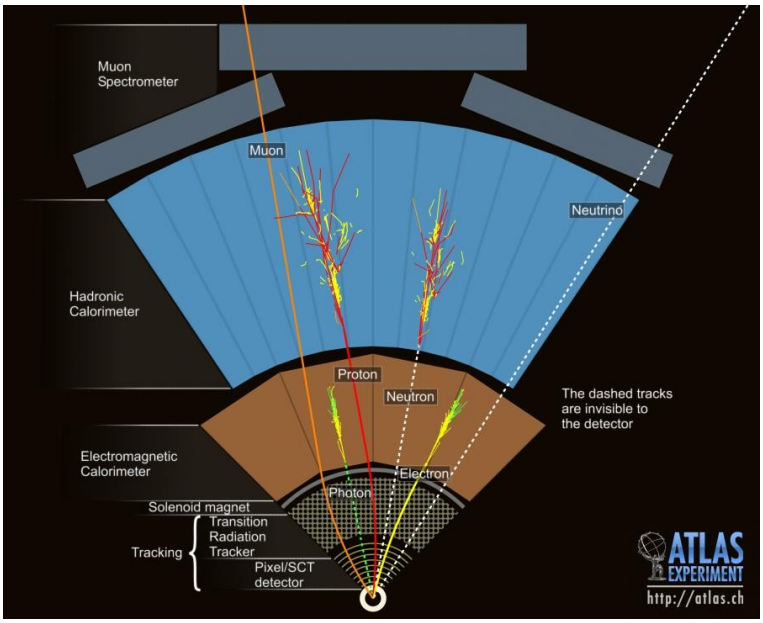

図 6: 磁石で曲げられる荷電粒子の軌道をビーム軸方向から見た様子

2.2.2 内部飛跡検出器

$ATLAS$ 検出器で最も内側にあるのが内部飛跡検出器である。図 7 の様に内部飛跡検出器は 3 つの検出器から成り、内側から順にピクセル検出器 ($Pixel$)、半導体トラッカー ($SemiConductor\,Tracker : SCT$)、遷移輻射トラッカー ($Transition\,Radiation\,Tracker : TRT$) がある。これらは $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っていて、粒子の飛跡を再構成することが主な役割である。

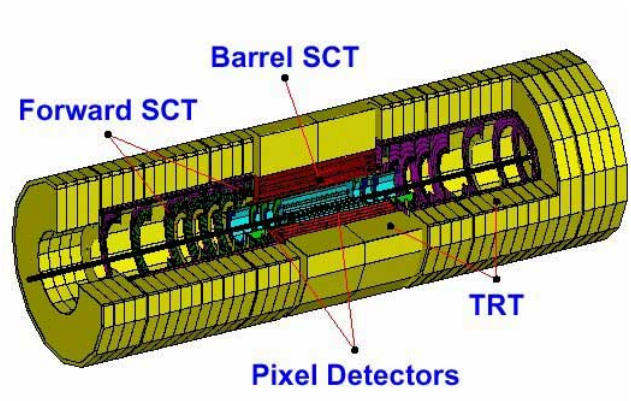

図 7: 内部飛跡検出器 (ピクセル検出器、半導体トラッカー、遷移輻射トラッカー)

これらの検出器について、内側にあるものから順に簡単に説明をしていく。

ピクセル検出器 ($Pixel$)

ピクセル検出器は、最小で $50\,\mu\mathrm{m} \times 400\,\mu\mathrm{m}$ のシリコン検出器を 46080 個並べたものを 1 モジュールとした、2 次元読み出しになっている。図 8 の様に、バレルにはビーム軸からの距離が小さい順に 50.5/88.5/122.5 mm の 3 層があり、隣り合う層が互いに方位角 (ϕ) で 20° ずつずらして置かれている。3 層合わせて 1456 モジュールが使われている。エンドキャップにそれぞれ 3 層ずつあり、計 6 層で 288 モジュールを使用している。バレルとエンドキャップ合計 9 層で、8030 万程度の読み出しが出来る。各領域にある 3 層の内、最もビーム軸に近い層を $BLayer$ と呼び、他の 2 層と区別する。分解能は x-y 方向では $10\,\mu\mathrm{m}$、z 方向では $115\,\mu\mathrm{m}$ である。

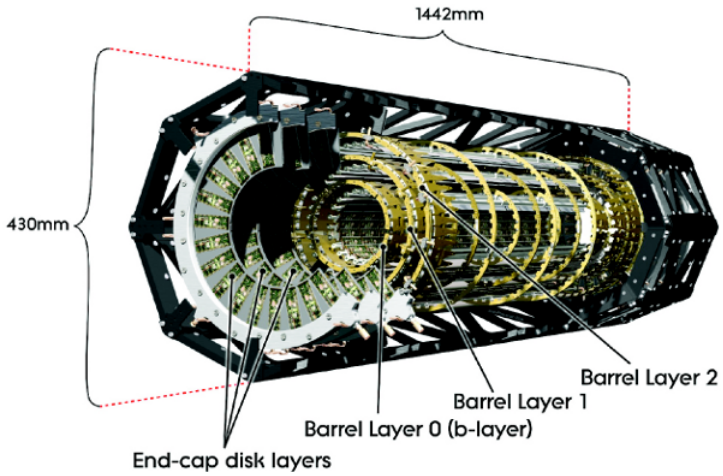

図 8: ピクセル検出器 ($Pixel$)

半導体トラッカー (SCT)

半導体トラッカーは図 9 の様に、80 μm 間隔で並べたストリップセンサー 2 つを 40 mrad だけずらして合わせたものである。これを横に並べて層を作り、バレルには 4 層、両端のエンドキャップにはそれぞれ 9 層あり、合計で 630 万程度の読み出しが出来る。分解能は x-y 方向では 17 μm、z 方向では 580 μm である。

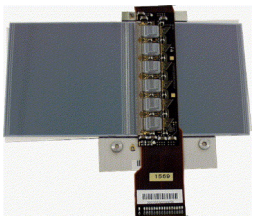

図 9: 半導体トラッカー (SCT)

遷移輻射トラッカー (TRT)

遷移輻射トラッカーは中にキセノン 80% と二酸化炭素 27%、酸素 3% の混合ガスが入っている直径 4 mm のストロー型のドリフトチェンバーを図 10 の様に並べたものである。バレルでは長さ 144 cm のチェンバーをビーム軸に平行に 5 万本程度並べ、擬ラピディティー (η) ~0 付近を境にそれぞれ両端から読み出しがされるようになっている。エンドキャップでは長さ 37 cm のチェンバーをビーム軸を中心に放射状に 25 万本程度並べている。バレルとエンドキャップ合わせて、32 万程度の読み出しが出来る。分解能は 130 μm と $Pixel/SCT$ に比べ悪いが、何層も用意することで連続した飛跡を得ることが出来る。

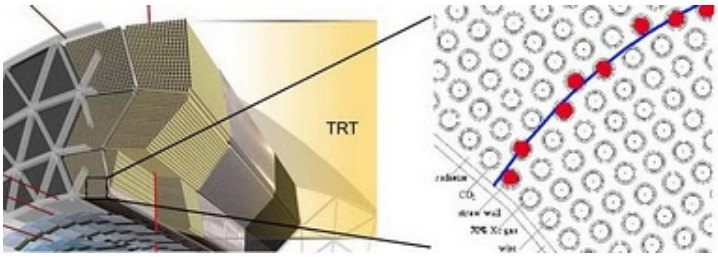

図 10: 遷移輻射トラッカー (TRT)

バレルにある 3 つの内部飛跡検出器 ($Pixel/SCT/TRT$) の断面を図 11 に載せる。

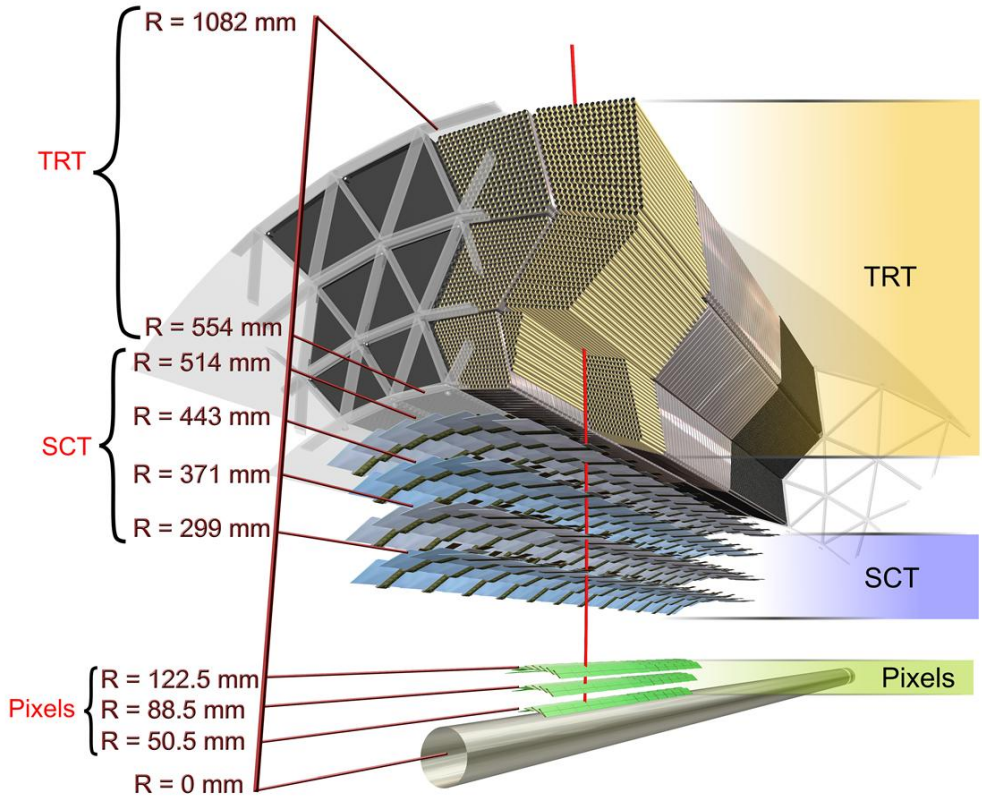

図 11: バレルにある内部飛跡検出器の断面

図 11 中の一番下の円筒が LHC のビームパイプである。

2.2.3 カロリメーター

$ATLAS$ 検出器では図 12 の様に、電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターの 2 つのカロリメーターを使っている。

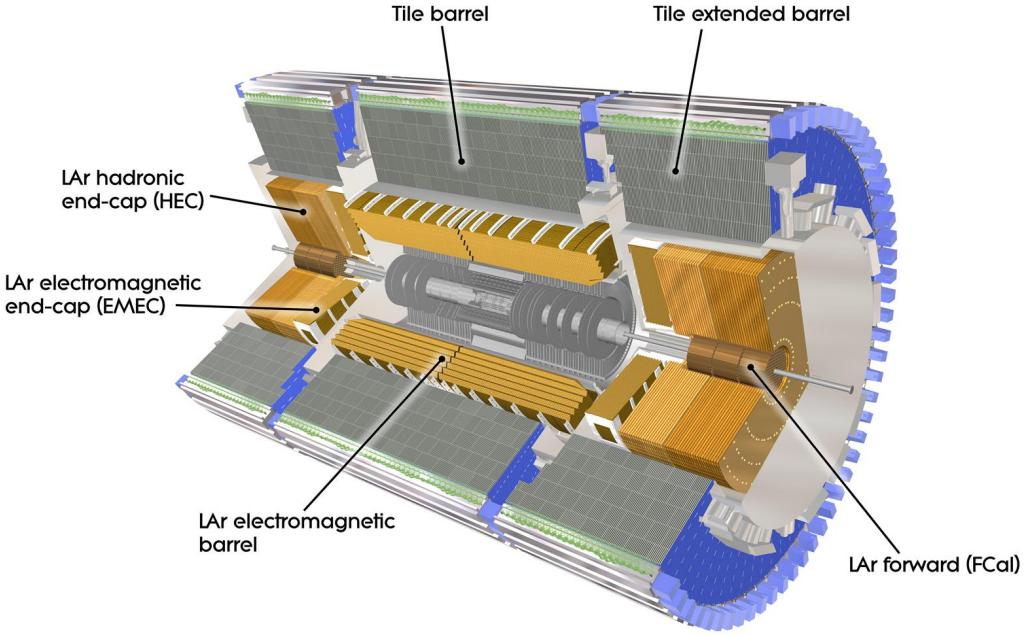

図 12: カロリメーター (電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター)

図 12 の中央にある灰色の部分が先に記した内部飛跡検出器、黄色系の部分が電磁カロリメーター、その外側の灰色の部分がハドロンカロリメーターである。

電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは鉛を吸収体として液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメーターで、バレル部 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) から成る。図 13 の様に形状はアコーディオン構造を使い、読み出しをカロリメーターの後方から行うことで方位角 (ϕ) 方向に不感領域を作らない様にしている。グラニュラリティーは $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.025 \times 0.025$ で、バレル部は図 14 のように 3 層構造で内側に来る 1 層目は η 方向に細かく分割 ($\triangle\eta = 0.003$) されている。高エネルギーまで測れる様にバレル部で $24 \sim 33X_0$[3]、エンドキャップ部で $26 \sim 38X_0$[3] 分の物質量を用意している。

更に $|\eta| < 1.8$ の領域には電磁カロリメーターの内側にプリサンプラーがあり、電子や光子が電磁カロリメーターに到達するまでにその内側の物質によって失ったエネルギーを補正するために使われる。

電磁カロリメーターのエネルギー分解能は、エネルギーの単位を [GeV] で統一すると

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.2}{E} \oplus 0.007 \tag{8}$$

と表せる。1 項目はサンプリング項、2 項目は装置の雑音からくる項、3 項目は読み出しの不具合や較正の非均一性などによる定数項である。

[3]高エネルギーの荷電粒子は原子核の作る電場による制動放射で光子を放出して、エネルギーを指数関数的に失う。その物質中での制動放射で、エネルギーが元々のエネルギーの $\frac{1}{e}$ になる長さを 1 放射長 (X_0) と呼ぶ。

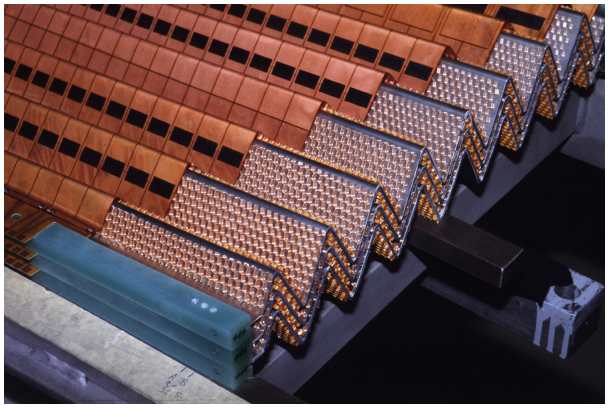

図 13: 電磁カロリメーター

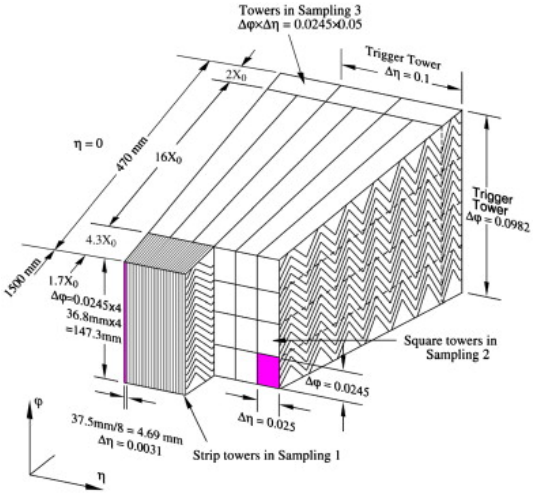

図 14: バレルにある電磁カロリメーター

ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターは、バレル部とエンドキャップ部、エンドキャップより更に前方のフォワード部 ($3.1 < |\eta| < 4.9$) から成る。

バレル部で使うのは, 鉄を吸収体とした図 15 の様なタイル状のシンチレーターを用いたサンプリングカロリメーターである。図 16 の様に、各タイルは動径 (r) 方向に平行に置かれているので、粒子の光路長が増え効率の良い信号読み出しが可能である。タイルの両端に波長変換ファイバーがありそれぞれが別の光電子増倍管に繋がれているので、一方が壊れてももう一方での測定が出来る様になっている。グラニュラリティーは $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.1 \times 0.1$ である。エネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.03 \tag{9}$$

程度である。

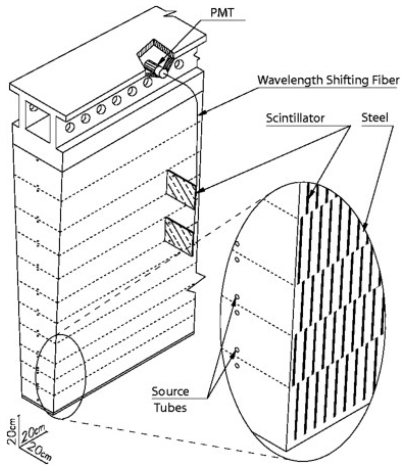

図 15: バレルにあるハドロンカロリメーター

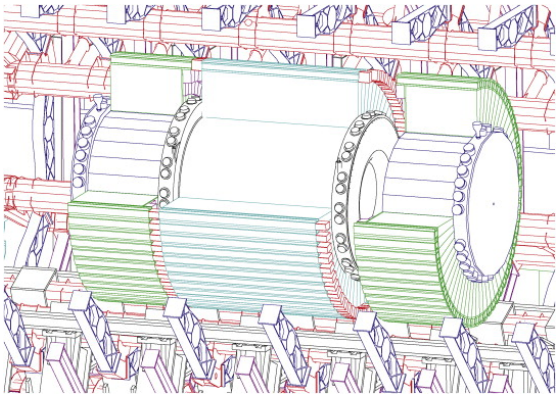

図 16: バレルにあるタイル状のハドロンカロリメーターの配置

エンドキャップ部で使うのは図 17 と図 18 の様に、銅を吸収体として液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメーターである。グラニュラリティーは $|\eta| < 2.5$ では $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.1 \times 0.1$、$2.5 < |\eta|$ では

$\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.2 \times 0.2$ である。エネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.7}{\sqrt{E}} \oplus 0.04 \tag{10}$$

程度である。

図 17: エンドキャップにあるハドロンカロリメーター

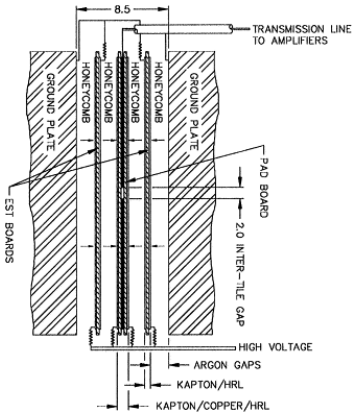

図 18: エンドキャップにあるハドロンカロリメーターの内部

図 18 中の数字の単位は [mm] である。

フォワード部で使うのは、1 層目では銅、2,3 層目ではタングステンを吸収体として液体アルゴンを用いた図 19 の様なサンプリングカロリメーターである。2,3 層目で密度の大きいタングステンを吸収体にして、モリエール半径 (R_M[4]) を小さくすることで、シャワーの広がりを抑え口径の小さいカロリメーターでのエネルギー測定を可能にしている。構造は銅 (1 層目)/タングステン (2,3 層目) のチューブ内にロッドが入っていて、チューブとロッドの間に液体アルゴンが入っている。このカロリメーターがあるので、横方向消失運動量をより精度良く測ることが出来る。グラニュラリティーは $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.2 \times 0.2$ である。エネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 0.1 \tag{11}$$

程度である。

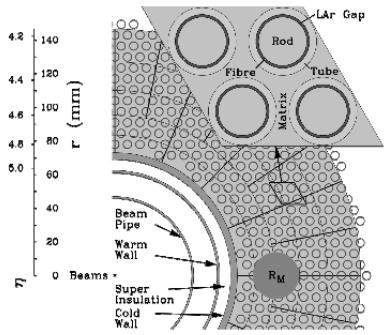

図 19: フォワードにあるハドロンカロリメーターの内部

図 19 中の R_M はモリエール半径である。

[4]物質中での電磁シャワーの横方向への広がりの目安をモリエール半径 (R_M) と呼び、R_M cm $= 0.0265X_0(Z + 1.2)$ で表せる。ここで X_0 は放射長で、Z は原子番号である。

2.2.4 ミューオンスペクトロメーター

ミューオンは物質との相互作用が小さいので、電磁カロリメーターやハドロンカロリメーターで殆どエネルギーを落とさずに抜けて行く。そのため $ATLAS$ 検出器では一番外側にミューオンの検出器を置いている。ミューオン検出器はモニタードリフトチューブ : $Monitored\,Drift\,Tube\,(MDT)$ とカソードストリップチェンバー : $Cathode\,Strip\,Chamber\,(CSC)$ の 2 種類の飛跡検出器とレジスティブプレートチェンバー : $Resistive\,Plate\,Chamber\,(RPC)$ とシンギャップチェンバー : $Thin\,Gap\,Chanmber\,(TGC)$ の 2 種類のトリガーチェンバーから成る。4 つの検出器はいずれも 3 層ずつ置かれている。ミューオンスペクトロメーターの全景を図 20 に載せる。

RPC と TGC はトリガーとして使う為に、位置分解能よりも時間分解能を優先しており、それぞれ 1 ns と 4 ns の時間分解能を持つ。

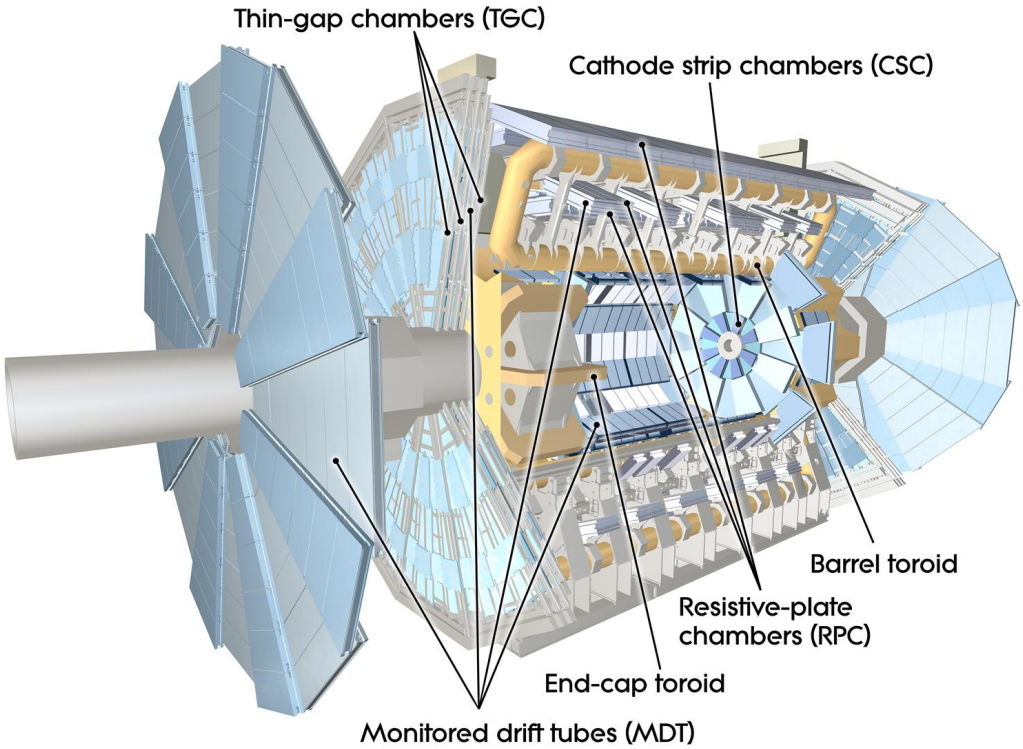

図 20: ミューオンスペクトロメーター

4 つの検出器について順番に簡単に説明をしていく。

モニタードリフトチューブ (MDT)

MDT はアルゴン 93%、二酸化炭素 7% 他の混合ガスが封入した図 21 の様なドリフトチューブを図 22 の様に 3,4 層重ねて上下に付けたもので、$|\eta| < 2.7$ を覆う。ミューオンが通過する時に電離した電子がワイヤーに到着するまでにかかるドリフト時間から飛跡を求める。最大ドリフト時間は 700 ns、位置分解能は 80 μm である。

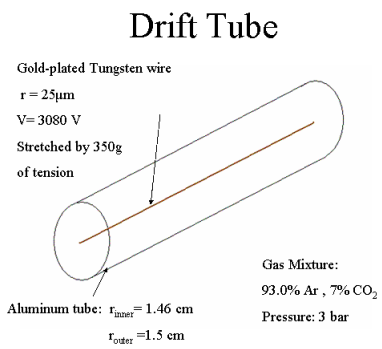

図 21: モニタードリフトチューブ１本

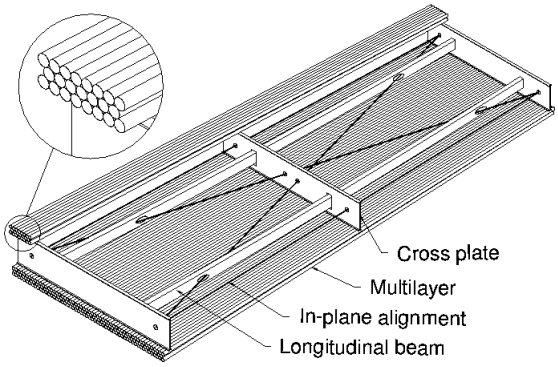

図 22: モニタードリフトチューブ (MDT)

カソードストリップチェンバー (CSC)

CSC はアルゴン 80%、二酸化炭素 20% の混合ガスを封入した図 23 の様なカソード読み出しの多線式比例計数管で、$2.0 < |\eta| < 2.7$ を覆う。最大ドリフト時間は 40 ns、位置分解能は 60 μm である。

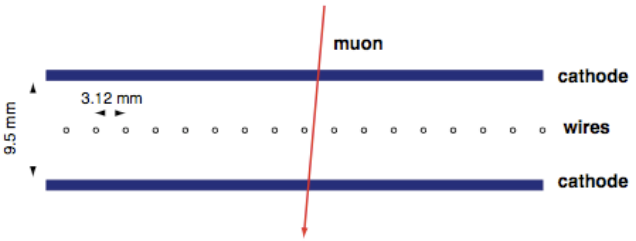

図 23: カソードストリップチェンバー (CSC)

レジスティブプレートチェンバー (RPC)

RPC はテトラフルオロエタン 94.7%、イソブタン 5%、6 フッ化硫黄 0.3% の混合ガスを封入した、図 24 の様な η/ϕ 方向に直行したストリップによる 2 次元読み出しで、$|\eta| < 1.05$ のバレルを覆う。横方向運動量が小さいミューオンのトリガーには 2 層目、大きいミューオンのトリガーには 3 層目と 2 層目の RPC の情報を使う。

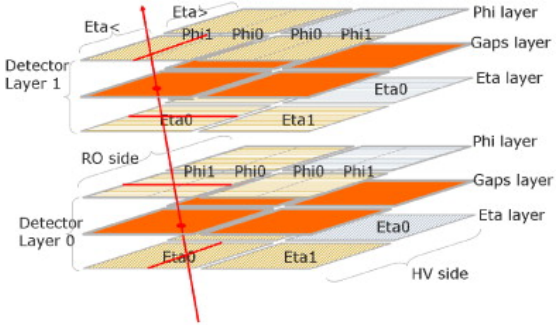

図 24: レジスティブプレートチェンバー (RPC)

シンギャップチェンバー (TGC)

TGC は 2 枚の陰極版の間に二酸化炭素を封入し、図 25 の様に陽極線を等間隔に配置した多線式比例計数管の一種で、$1.05 < |\eta| < 2.7$ のエンドキャップを覆う。陽極線間 1.8 mm に対し、陽極線陰極板間の方が短く 1.4 mm でドリフト時間が短くなるようにしている。

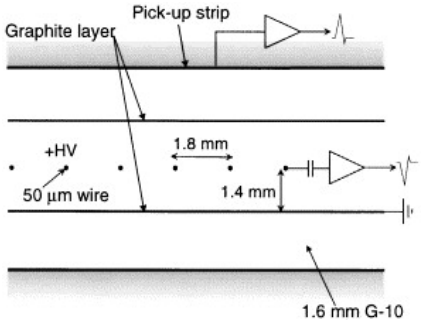

図 25: シンギャップチェンバー (TGC)

2.2.5 クラック領域

図 26 の様に $ATLAS$ 検出器では、$|\eta| \sim 1.5$ 付近がバレルとエンドキャップの境目になっており、カロリメーターの前に読み出しケーブル等があるのでカロリメーターの測定精度が下がる。この不感領域をクラック領域と呼ぶ。

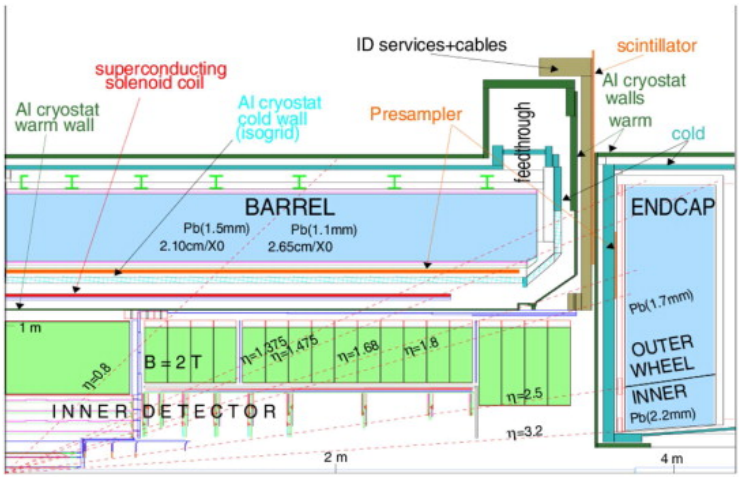

図 26: クラック領域

図 26 の緑色の部分が遷移輻射トラッカー (TRT)、水色の部分が電磁カロリメーターである。

2.2.6 トリガー

LHC で最高ルミノシティで運転した時には 40 MHz でバンチ同士の衝突が起きる。この 1 回の衝突で 23 個程度の陽子同士の衝突が起こるので、単位時間 (s) 当たりの衝突回数は 1 GHz にも達する。この全ての衝突のデータを記録することは出来ないので、データの記録ができる 400 Hz 程度までイベントレー

トを下げる必要がある。$ATLAS$ 検出器では図 27 の様に $LV1$ トリガーと $LV2$ トリガー、イベントフィルター (EF) の 3 つのトリガーを使って、段階的にイベントレートを下げている。

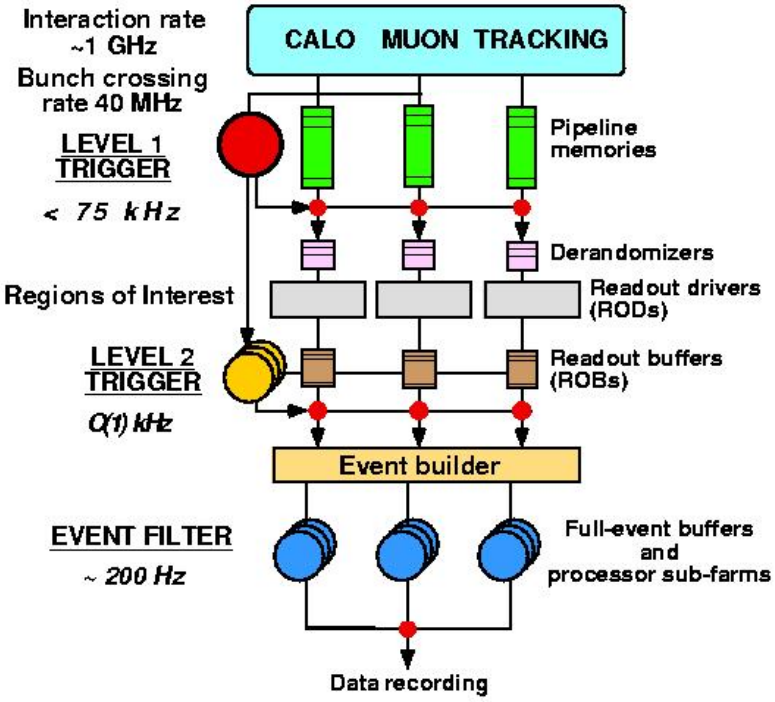

図 27: トリガーシステム

1 $LV1$ トリガー

$LV1$ トリガーでは、カロリメーターやミューオンスペクトロメーターの情報から横方向運動量の大きい電子やジェット、ミューオンなどのオブジェクトを探す。運動量の大きいオブジェクトが見つかった時は、見つかったオブジェクト分の $LV1$ トリガー信号 ($accept$) を作り、オブジェクトが見つかった領域:$Region\ of\ Interest$ (ROI) などの情報と共に $LV2$ トリガーに渡す。各検出器は 2.5 μs 前の情報を保持できるパイプラインメモリーを持っているので、その間 (2.0 μs 程度) にそのデータを記録するかどうかの判断を行う。この段階でイベントレートは 75 kHz 程度まで下げられる。

2 $LV2$ トリガー

$LV1$ トリガーから受け取った (パイプラインメモリーに保持されていた) データは $LV2$ トリガー信号 ($accept/reject$) が作られるまでバッファーに保持される。$LV2$ トリガーでは、$LV1$ トリガーから受け取った ROI にあるオブジェクトと運動量の低い ($LV1$ トリガーで ROI が作られなかった) オブジェクトについて、内部飛跡検出器の情報も読み取り、$LV2$ トリガー信号 ($accept/reject$) を作る。$LV2$ トリガー信号が $accept$ の時は、バッファーに保存された情報と共にイベントフィルターに渡す。この段階でイベントレートは 3 kHz 程度まで下げられる。

3 イベントフィルター (EF)

イベントフィルターでは、検出器の全情報を元にオブジェクトの再構成を行い、EF 信号 ($accept/reject$) を作る。EF 信号が $accept$ なら、このイベントの情報は保存されることになる。この段階でイベントレートは 400 Hz 程度まで下げられる。

3 *Mont Carlo* シミュレーション

この解析では、バックグラウンドや系統誤差の評価・解析の最適化・信号モデルの予想等のために図 28 の様な行程の *Monte Carlo* (*MC*) シミュレーションを使用する。その際、以下の 4 つの行程をシミュレートすることで、実験データとの比較を可能にしている。

1 *Event Generation*

興味のあるイベント生成過程をファインマン図で再現し、生成された粒子をそれぞれの性質に応じて崩壊させる。生成されたイベント情報は (*MC*) *Truth* と呼ばれる。

2 *Geant4 Simulation*

MC Truth 情報を *ATLAS* 検出器の性能を忠実に再現した *Geant4* ベースの検出器シミュレーションを通すことで、検出器内での物質との反応過程を再現する。この段階での検出器情報を *Hits* と呼ぶ。

3 *Digitalization*

検出器での反応を元に検出器の読み出しをシミュレートすることで、実機での出力 (*Digit*) を生成する。

4 *Reconstruction*

検出器の出力から、内部飛跡検出器内の飛跡やカロリメーターのクラスター等のオブジェクト、電子・ミューオン・ジェットなどの物理オブジェクトの再構成を行う。この段階を経ることで、実際のデータとの比較が可能になる。

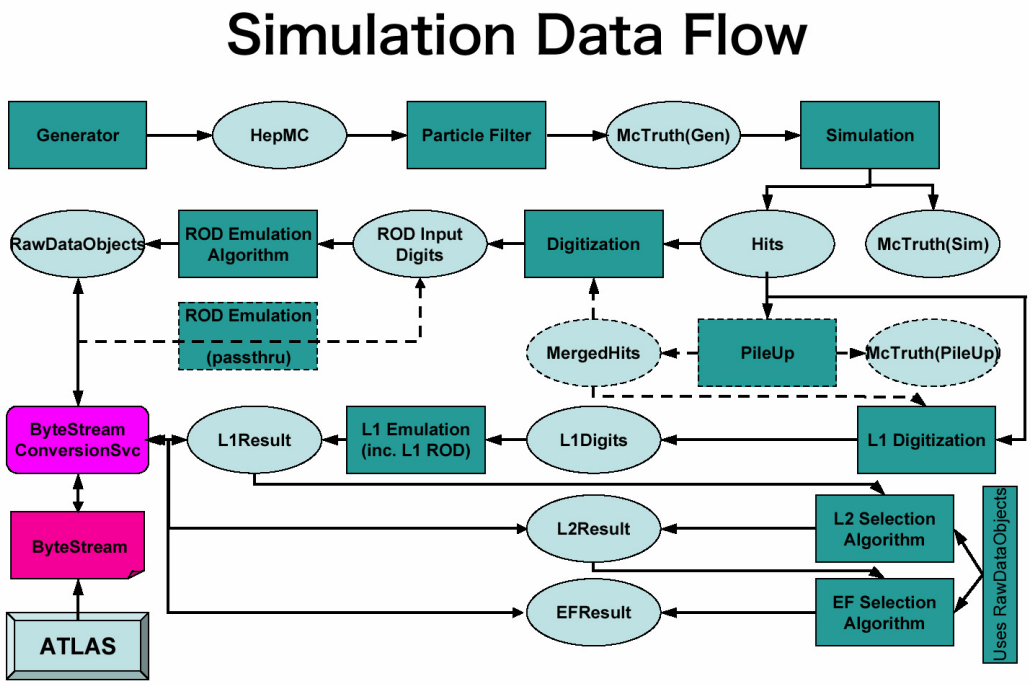

図 28: *Full* シミュレーション

4 オブジェクトの再構成

4.1 電子の再構成

1 $Cluster\,Classification$

$SlidingWindow$ アルゴリズム

電磁カロリメーターを $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.025 \times 0.025$ に領域分けをして、各領域 (セグメント) 毎に電磁カロリメーター 3 層のエネルギーを足して $tower$ を作る。(電磁カロリメーターは仰角方向に $|\eta| < 4.9$ まで覆っているが、本解析では内部飛跡検出器が覆う $|\eta| < 2.5$ だけを使う為、仰角方向にはこの領域だけを考え、方位角方向に $|\phi| < 3.14$ を覆っているのでセグメント/$tower$ は $\eta \times \phi$ で 100×256 個出来る。)

隣合う $tower$ を η 方向に 5 つ ϕ 方向に 5 つ足し合わせて長方形の $Window$ を作る。この 5×5 の $tower$ から成る長方形の $Window$ を η 方向や ϕ 方向に $tower$ 1 つ分ずつずらして、ずらす前後でのエネルギーの大きさを比較する。これを繰り返して 3 GeV 以上の極大を探す。

極大の $Window$ では、その内に 3×3 の $tower$ から成る小 $window$ を作り、η 方向や ϕ 方向に $tower$ 1 つ分ずつずらして $Window$ の重心も探しておく。

この極大の $Window$ の内、他の極大 $Window$ から η 方向と ϕ 方向の両方で 2 $tower$ $(\eta/\phi = 0.05)$ 以上離れているものはクラスターとする。それより近付いているものはエネルギーの比を見て一方をクラスターとする。エネルギー比が 0.9 以上の時はエネルギーが大きい方を、比が 0.9 未満の時は $Window$ の重心となっている $tower$ のエネルギーが大きい方をクラスターとする。

2 $Shower\,Shape$

電磁カロリメーターの情報からシャワーの奥行きと横方向の形状を測定する。この測定した形状と電子に対する予想との一致具合を元に、シャワーが電子由来かどうかを判定する。

3 $Track\,Match$

電子は内部飛跡検出器に飛跡を残すが、光子は残さない。このことを利用してクラスターに対応する飛跡を内部飛跡検出器で探す。内部飛跡検出器にクラスターに対応する飛跡が η で 0.05 内、ϕ で 0.01 内にある時、そのクラスターを電子のものとする。内部飛跡検出器の複数の飛跡がこれを満たす時は、(擬) 角距離:$dR\,(= \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2})$ が最も小さいものを対応する飛跡とする。

4.2 ミューオンの再構成

ミューオンは他の物質と殆ど相互作用をせず、質量が大きいので磁石で軌道を曲げられる際に放出されるシンクロトロン放射光でそれほどエネルギーを落とさずにミューオンスペクトロメーターに達する。再構成には主にミューオンスペクトロメーターの飛跡を使い、内部飛跡検出器にも対応する飛跡がある場合は両方の飛跡を組み合わせることでより精度の高い測定が可能になる。

荷電粒子の運動量は、図 29 の様なサジッタ ($sagitta$) という量を用いて以下の原理で測定する。

一定の磁場 (B [T]) を垂直に受けて、曲率半径 ρ [m] で運動する単位電荷 (q [C]) を持ち質量 m [kg] の荷電粒子の運動方程式は

$$\frac{mv^2}{\rho} = q \cdot (v \times B) \tag{12}$$

と表すことが出来る。電気素量の値を代入し、本研究では光速 ($c = 299,792,458\,\mathrm{m/s}$) を 1 とする単位系を使っているので、運動量 (pT) は GeV 単位で、

$$pT = 0.3B\rho \tag{13}$$

と表すことが出来る。

大抵の運動量の大きいミューオンは 3 層のミューオンスペクトロメーターに飛跡を残すので、3 点の座標を取って運動量を求める方法を述べる。一定の磁場内での荷電粒子の軌道上に 3 点 (x_1, x_2, x_3) を取る。磁場がある領域にだけかかっているとして、このかかっている領域とかかっていない領域の境目に 1,3 を取り、1,3 の真ん中に 2 を取る。この時の 1,3 の間の距離を L、軌道の中心から見た角度を θ とする。軌道の中心から 2 へ引いた直線と 1,3 の間に引いた直線の交点から 2 までの距離を s とする。この時、

$$\frac{L}{2} = \rho \sin\frac{\theta}{2} \tag{14}$$

$$s = \rho(1 - \cos\frac{\theta}{2}) \tag{15}$$

が成り立つ。θ が小さいとして $\theta = 0$ の周りで三角関数をテイラー展開して、その 2 次の項までを使うと sin / cos は、

$$\sin\theta \sim \theta \tag{16}$$

$$\cos\theta \sim 1 + \frac{\theta^2}{2} \tag{17}$$

と近似的に表すことが出来るので、先の 3 式からサジッタ (s) は、

$$s \sim \rho\frac{\theta^2}{8} \sim \frac{0.3}{8}\frac{L^2 B}{pT} \tag{18}$$

と表すことが出来る。

一方、荷電粒子の軌道上に取った 3 点の座標からサジッタ (s) は、

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \tag{19}$$

とも表すことが出来る。

最後に s を消去すると、運動量 (pT) を求めることが出来る。

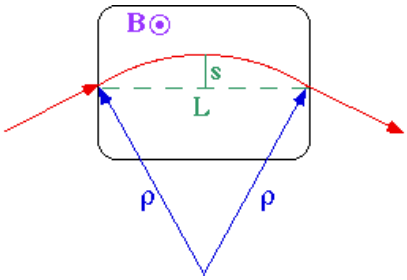

図 29: サジッタ

4.3 ジェットの再構成

1 *Cluster Classification*

Topological クラスターアルゴリズム

カロリメーターを $\triangle\eta \times \triangle\phi = 0.025 \times 0.025$ に領域 (セグメント) 分けをする。そのカロリメーターでエネルギー測定をした時のノイズを σ_{noise} として、セグメント内のエネルギーが $4\,\sigma_{noise}$ より大きいものを探し、これを *seed* セグメントとする。各 *seed* セグメントについて、隣接するセグメント (8 つ) の内エネルギーが $2\,\sigma_{noise}$ より大きいもの、その更に外側に隣接するセグメント (16 個) の内エネルギーが $0\,\sigma_{noise}$ より大きいものを全て足し合わせてクラスターを作る。

こうして作られたクラスターを *Topological* クラスターと呼ぶ。本解析ではこの *Topological* クラスターを元に以下のアルゴリズムで再構成されたジェットを用いる。

2 *Cluster Combination*

Sequential アルゴリズム

このアルゴリズムではあるパラメタ (p とする) の取り方によって呼び方とクラスターの組み合わせ方が異なる。

各 *Topological* クラスター (注目するクラスターを i で区別することにする) について、

$$d_{ij}^2 = \frac{dR_{ij}{}^2}{R^2} \times min(Kt_i{}^{2p}, Kt_j{}^{2p}) \tag{20}$$

$$d_{ii}^2 = Kt_i{}^{2p} \tag{21}$$

を求める。ここで $dR(= \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2})$ は (擬) 角距離、$min(a, b)$ は a,b の内小さい方の値を返す関数、Kt_i は i で区別するクラスターの横方向運動量である。

この d_{ij} と d_{ii} を比べて $d_{ij} < d_{ii}$ の内は、この 2 つのクラスターを足して新しくクラスターを作り、この新しいクラスターを i で区別して同じ手順を繰り返す。そして、$d_{ii} < d_{ij}$ となった時、この i で区別したクラスターをジェットとする。これを Kt^{2p} の小さいクラスターから順に行い、既にジェットに組み込まれたクラスターについてはこの手順をスキップすることで、クラスターの二重計数が無いようにする。*Sequential* アルゴリズムのうち、$p = -1$ を使う場合を *AntiKt* アルゴリズム、$p = 0$ を使う場合を *Cambridge* アルゴリズム、$p = 1$ を使う場合を *Kt* アルゴリズムと呼ぶ。この解析では *AntiKt* アルゴリズムで作られたジェットを使う。

3 *Energy Calibration*

1 *EM* スケール

カロリメーターでは、セグメント毎に電磁シャワー成分のエネルギーが正しく測定されるように較正されている。このスケールを *EM* スケールと呼ぶ。

2 ハドロンスケール

EM スケールでは電磁相互作用の補正だけをする為、強い相互作用で生じるハドロンシャワー成分は正しく評価されていない。この較正は *Monte Carlo* シミュレーションを元にして行われる。このスケールをハドロンスケールと呼ぶ。

この解析ではハドロンスケールに較正されたジェットを使う。

4.4 横方向消失運動量の再構成

横方向消失運動量 : $MissET$ (MET) は、再構成したオブジェクトを元に、陽子同士の衝突の前後でビーム軸に垂直な方向 (横方向) でのエネルギー保存を仮定して求める。

衝突前は横方向でのエネルギーの総和はゼロで、陽子同士は互いにほぼ平行に衝突するので、その衝突で出来る粒子を再構成したオブジェクトの横方向のエネルギーを全て足し合わせてその符号を反転させたものを横方向消失運動量と見なす。

電子やジェットなど主にカロリメーターにエネルギーを落とすものはカロリメーターから、そうではないミューオンはミューオンスペクトロメーターから横方向エネルギーを見積もることになるので、それぞれ ${ET_{x/y}}^{RefCalo}$、${ET_{x/y}}^{RefMuon}$ とする。

更に前者は再構成するオブジェクトに応じて電子は ${ET_{x/y}}^{RefEle}$、光子は ${ET_{x/y}}^{RefGamma}$、タウ粒子は ${ET_{x/y}}^{RefTau}$、ジェットは ${ET_{x/y}}^{RefJet}$ と区別する。ジェットは横方向運動量が 20 GeV より大きいジェット ($Hard\,Jet$) による項を $ET_{x/y}^{RefJet}$、それ以下のジェット ($Soft\,Jet$) による項を ${ET_{x/y}}^{SoftJet}$ とする。オブジェクトに使われなかったカロリメーターのセグメントのエネルギー分も ${ET_{x/y}}^{CellOut}$ として加え、${ET_{x/y}}^{SoftJet}$ と合わせて ${ET_{x/y}}^{SoftTerm}$ とする。

最後にオブジェクト毎に決められたエネルギースケールや分解能などの補正 ($Refinement$) を MET に反映させる。

こうして最終的に、横方向消失運動量の x/y 成分 ($MET_{x/y}$) は、

$$MET_{x/y} = -({ET_{x/y}}^{RefCalo} + {ET_{x/y}}^{RefMuon} + {ET_{x/y}}^{CellOut}) \tag{22}$$

$${ET_{x/y}}^{RefCalo} = ({ET_{x/y}}^{RefEle} + {ET_{x/y}}^{RefGamma} + {ET_{x/y}}^{RefTau} + {ET_{x/y}}^{RefJet} + {ET_{x/y}}^{SoftTerm}) \tag{23}$$

$${ET_{x/y}}^{SoftTerm} = ({ET_{x/y}}^{CellOut} + {ET_{x/y}}^{SoftJet}) \tag{24}$$

と表される。そして、横方向消失運動量 (MET) は

$$MET = \sqrt{{MET_x}^2 + {MET_y}^2} \tag{25}$$

である。

5 解析

5.1 解析の流れ

この研究で注目するのは、KK グルーオンがトップクォーク対に、トップクォーク対はそれぞれボトムクォークとウィークボソンに、そしてウィークボソンの一方はクォーク対, 他方はレプトンとニュートリノに崩壊する過程である。$ATLAS$ 検出器では、レプトンはレプトン、ニュートリノは横方向消失運動量、ボトムクォーク対とクォーク対はジェットとして再構成されるので、レプトン 1 つ、横方向消失運動量、ジェット 4 本の 6 つのオブジェクトを要求することになる。

$$Kaluza - Klein\,gluon \longrightarrow t\,\bar{t} \longrightarrow b\,W^+\,\bar{b}\,W^- \longrightarrow b\,\bar{b}\,q\,\bar{q}\,l\,\nu_l \tag{26}$$

詳細は ”$t\bar{t}$ の組み方 ”以降で説明するが、解析のおおまかな流れは以下の 6 つの手順からなる。

1 オブジェクト選択でレプトン (電子/ミューオン)、横方向消失運動量、ジェットを用意する。

2 イベント選択でレプトン 1 つと横方向消失運動量、ジェット 4 本以上を要求する。

3 横方向消失運動量の 4 次元運動量の z 成分は直接測ることが出来ないので、ウィークボソンの $onShell$ を仮定した 2 次方程式を解いて求める。

4 レプトン 1 つ、横方向消失運動量、ジェット 4 本の 4 次元運動量を足し合わせ、$t\bar{t}$ システムを組む。

5 ”4 ”で組んだ $t\bar{t}$ の不変質量 ($m_{t\bar{t}}$) を求める。

6 データとシグナル、バックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ を比較し、95% の信頼度でシグナルの生成断面積について上限 $Limit$ を出す。

本研究のメイン

オブジェクト＆イベント選択を掛けるだけでは、崩壊過程が同じ $SMt\bar{t}$ も多く残り、シグナルの感度が悪い。これを解決する為に先の 6 段階のうちの ”4 ”で、$t\bar{t}$ を組む為に要求する 6 つのオブジェクトの内、$\frac{2}{3}$ をジェットが占めるので、4 本のジェットの選び方の改良が本研究の主な工夫点である。詳細は後に記すがジェットの選び方として、標準的な方法である $4LeadingJets$ 法、$ATLAS$ 標準の方法である $dRmin$ 法の 2 つの方法をはじめに見る。そして、この研究でメインとなるのは、$dRmin$ 法を大きな質量を持つ $t\bar{t}$ システムの崩壊で出来る粒子の性質を利用して最適化し、更に $t\bar{t}$ の終状態での運動力学的な性質を利用した χ^2 法を使い、S/B ($S : Signal/B : BackGround$) を上げることである。

信号領域

オブジェクト選択とイベント選択を掛けて、シグナルとバックグラウンドの数をまず固定する。その上でジェットの選び方を工夫し、シグナルの $m_{t\bar{t}}$ の分布から定義された信号領域内での S/B を上げることを目指す。具体的な信号領域の定義は、”$t\bar{t}$ の組み方 ”の説明のところで行う。

信号ジェットと非信号ジェット、Rj_s

ジェット選択の便宜上、この解析で見る終状態の、トップクォーク対から出来るボトムクォーク対と一方のウィークボソンから出来るクォーク対が作る 4 本のジェットを信号ジェット:$Signaljet$ (j_s)、これら以外に出来たグルーオンなどの $Initial\,State\,Radiation$ (ISR)/$Final\,State\,Radiation$ (FSR) を非信号ジェット:$Noisejet$ (j_n) と呼ぶことにする。$t\bar{t}$ 由来の FSR ならば $t\bar{t}$ に組まれることが望ましい。しかし、本研究では $t\bar{t}$ を組む為に使うジェットの本数 (4 本) を増やすこと無く、ISR/FSR を除くことを目指す。ジェットの信号/非信号ジェットの区別は、$Truth$ の粒子 (信号ジェット) とジェット選択で残るジェットの 4 次元運動量の η と ϕ それぞれの差分を使って、(擬) 角距離:$dR(=\sqrt{(d\eta)^2+(d\phi)^2})$ が $dR <= 0.4$ ならその $Truth$ 粒子が作った信号ジェットであると見なす、$Truth\,Match$ をすることで決める。2 本以上のジェットが同じ $Truth$ 粒子を内包している時は、最も小さい (擬) 角距離のジェットの $Truth\,Match$ だけを有効にして、それ以外のジェットは別の粒子が作った非信号ジェットと見なす。ジェットのオブジェクト選択で削られるなどして、(擬) 角距離:$dR < 0.4$ に $Truth$ 粒子に対応するジェットがない場合は、その $Truth$ 粒子に対応する信号ジェットはないものとする。ジェット選択の結果、$t\bar{t}$ システムに組まれたジェットのうち、信号ジェットが占める割合を Rj_s とする。

まとめると、本研究では ”4 ”で $t\bar{t}$ システムを組む為に使うジェットの選択をする時に、次の 3 つの段階を経る。

1 ジェットの選び方は $4LeadingJets$ 法に従う。余分なジェット ($t\bar{t}$ システムを組むために必要なジェット以外) がある時にだけは 2 つ目に進む。

2 最適化を試みた $dRmin$ 法で、$t\bar{t}$ システムに組まれるジェットから ISR/FSR を出来るだけ削る。余分なジェットがまだ残っている時にだけ、3 つ目に進む。

3 χ^2 法を使い、出来るだけ $t\bar{t}$ システムの運動力学的状態を再現するように力学的制限を掛ける。

5.2 データと $Monte\,Carlo$ シミュレーションサンプル

5.2.1 データサンプル

この研究では 2012 年秋までに $CERN$ の LHC-$ATLAS$ 検出器で集められた、重心系衝突エネルギー 8 TeV 積分ルミノシティで約 11 fb^{-1} のデータを、$ATLAS$ ソフトウェアの $release$17.2 で再構成したサンプルを使う。

5.2.2 $Monte\,Carlo$ シミュレーションサンプル

バックグラウンドとシグナルの見積もりには $Monte\,Carlo\,(MC)$ を使ったシミュレーションサンプル ($MC12a$) を使う。

バックグラウンドサンプル

標準理論で予言されるバックグラウンドは大きく 6 つにカテゴリー分けされる。$t\bar{t}$(この研究でのシグナルの崩壊粒子と区別する為に $SM\,t\bar{t}$ とする。)、W+$jets$、$single\,top$、Z+$jets$、$diBoson$、QCD である。

以下では、カテゴリー分けされた各バックグラウンドサンプル過程について、ファインマン図に示した様な最低時の反応についての重心系エネルギー 8 TeV での生成断面積を表にまとめた。各表のモードに指定がある場合は、そのモードへの崩壊だけを含む MC サンプルが作られており、断面積にはその崩壊分岐比に応じた補正が含まれている。

実際のバックグラウンド生成には粒子がループを作る様な高次の反応も起こる。この高次の補正をするために解析で用いた K-$factor$ の値も表に載せた。

1. $SMt\bar{t}$

崩壊過程が同じ $SMt\bar{t}$ がこの研究の主なバックグラウンドとなる。$SMt\bar{t}$ は $MC@NLO$ ジェネレーターで作り、パートンのハドロンへの転化は $HERWIG$ で行う。$SMt\bar{t}$ の断面積などを表 2、代表的な生成過程を表したファインマン図を図 30 に載せる。

表 2: バックグラウンドサンプル 1

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
$SMt\bar{t}$	$NoAllHadronic$ 崩壊[5]	$W \nrightarrow q\bar{q}$	105200	112.94	1.1446
	$AllHadronic$ 崩壊[5]	$W \rightarrow q\bar{q}$	105204	95.13	1.1436

[5] トップクォーク対が作るウィークボソンの両方がクォーク対に崩壊 ($Hadronic$ 崩壊) する場合を $AllHadronic$ 崩壊、少なくとも一方のウィークボソンがレプトンとニュートリノに崩壊 ($Leptonic$ 崩壊) する場合を $NoAllHadronic$ 崩壊と呼ぶことにする。

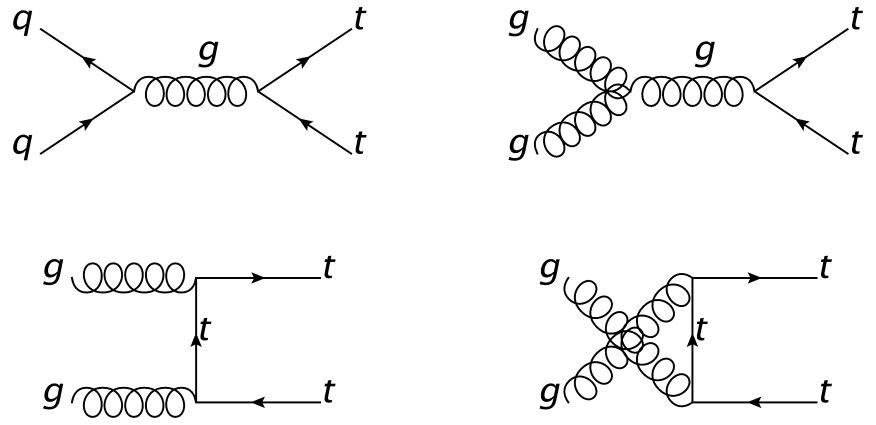

図 30: $SMt\bar{t}$ 生成

2. *single top*

single top は過程に応じて、s-チャンネルと Wt 随伴過程は $SMt\bar{t}$ と同じジェネレーターサンプルを使い、t-チャンネル過程は $AcerMC$ ジェネレーターサンプルを使う。*single top* の断面積などを表 3、代表的な生成過程を表したファインマン図を図 31 に載せる。

表 3: バックグラウンドサンプル 2

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
single top	s チャンネル *Leptonic* 崩壊	$W \to e/\mu/\tau\,\nu$	108343/108344/108345	0.564/0.564/0.564	1.0744/1.0737/1.0736
	Wt チャンネル *Leptonic* 崩壊	$W \to l\nu$	108346	20.67	1.0825
	t チャンネル	$W \to e/\mu/\tau\,\nu$	117360/117361/117362	8.588/8.5489/8.581	1.1037/1.1035/1.1045

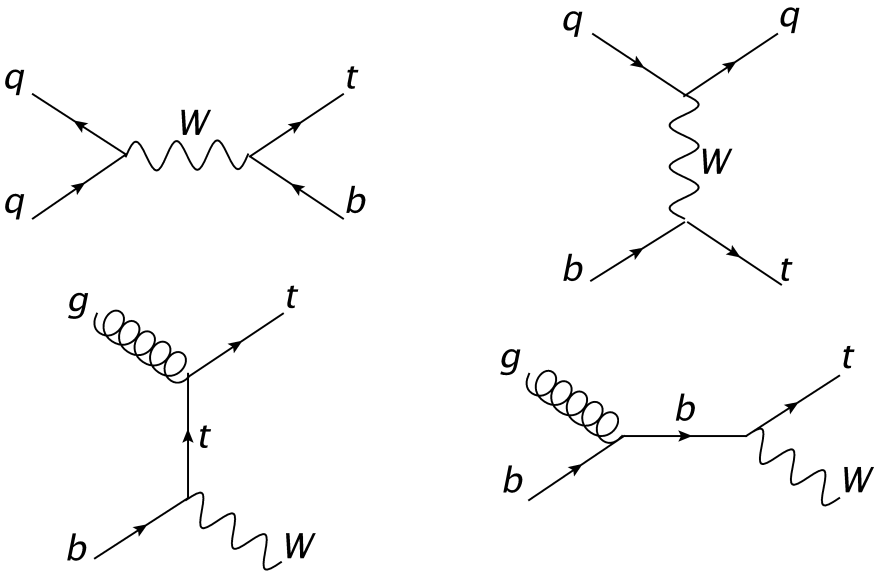

図 31: *single top* 生成

図 31 の左上が s チャンネル、右上が t チャンネル、下段 2 つが Wt 随伴のものである。

3. W/Z+$jets$

W/Z+$jets$ は付随するパートンの数 (0,1,2,3,4 本と 5 本以上) に応じて排他的に作り分けられた $ALPGEN$ ジェネレーターサンプルを使う。Z+$jets$ サンプルは仮想光子との相互作用 ($Drell$-Yan 過程) を含み、レプトン対の不変質量が $60\,\mathrm{GeV} < m_{l\bar{l}} < 2000\,\mathrm{GeV}$ に収まる様にされている。W/Z+$jets$ の断面積などを表 4 に載せる。

表 4: バックグラウンドサンプル 3

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
W+$jets$	$Leptonic$ 崩壊	$W \to e\nu$+0p	107680	8037.1	1.176
		$W \to e\nu$+1p	107681	1579.2	
		$W \to e\nu$+2p	107682	477.2	
		$W \to e\nu$+3p	107683	133.93	
		$W \to e\nu$+4p	107684	35.62	
		$W \to e\nu$+5p	107685	10.55	
		$W \to \mu\nu$+0p	107690	8040.0	
		$W \to \mu\nu$+1p	107691	1580.3	
		$W \to \mu\nu$+2p	107692	477.5	
		$W \to \mu\nu$+3p	107693	133.94	
		$W \to \mu\nu$+4p	107694	35.64	
		$W \to \mu\nu$+5p	107695	10.57	
		$W \to \tau\nu$+0p	107700	8035.8	
		$W \to \tau\nu$+1p	107701	1579.8	
		$W \to \tau\nu$+2p	107702	477.55	
		$W \to \tau\nu$+3p	107703	133.79	
		$W \to \tau\nu$+4p	107704	35.58	
		$W \to \tau\nu$+5p	107705	10.54	

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
Z+$jets$		$Z \to ee$+0p	107650	711.77	1.229
		$Z \to ee$+1p	107651	155.17	
		$Z \to ee$+2p	107652	48.75	
		$Z \to ee$+3p	107653	14.23	
		$Z \to ee$+4p	107654	3.759	
		$Z \to ee$+5p	107655	1.095	
		$Z \to \mu\mu$+0p	107660	712.11	
		$Z \to \mu\mu$+1p	107661	154.77	
		$Z \to \mu\mu$+2p	107662	48.91	
		$Z \to \mu\mu$+3p	107663	14.23	
		$Z \to \mu\mu$+4p	107664	3.784	
		$Z \to \mu\mu$+5p	107665	1.115	
		$Z \to \tau\tau$+0p	107670	711.81	
		$Z \to \tau\tau$+1p	107671	155.13	
		$Z \to \tau\tau$+2p	107672	48.8	
		$Z \to \tau\tau$+3p	107673	14.16	
		$Z \to \tau\tau$+4p	107674	3.774	
		$Z \to \tau\tau$+5p	107675	1.116	

W+$jets$ では W+$c/c\bar{c}/b\bar{b}$+$jets$、Z+$jets$ では Z+$b\bar{b}$+$jets$ が同じジェネレーターを使って用意されているので、それぞれ $Over\ Lap$[6] 分を除きダブルカウントを避けて使う。Z+$b\bar{b}$+$jets$ サンプルではレプトン対の不変質量が $30\,\mathrm{GeV} < m_{l\bar{l}} < 1000\,\mathrm{GeV}$ に収まる様にされている。W/Z+$jets$ の断面積などを表 5、代表的な生成過程を表したファインマン図を図 32 に載せる。

表 5: バックグラウンドサンプル 4

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
W+$jets$	$Leptonic$ 崩壊	$W \to l\nu$+c+0lp	117293	807.89	1.176
		$W \to l\nu$+c+1lp	117294	267.61	
		$W \to l\nu$+c+2lp	117295	69.82	
		$W \to l\nu$+c+3lp	117296	20.55	
		$W \to l\nu$+c+4lp	117297	4.307	
		$W \to l\nu$+$c\bar{c}$+0lp	117284	150.19	
		$W \to l\nu$+$c\bar{c}$+1lp	117285	132.68	
		$W \to l\nu$+$c\bar{c}$+2lp	117286	71.81	
		$W \to l\nu$+$c\bar{c}$+3lp	117287	30.26	
		$W \to l\nu$+$b\bar{b}$+0lp	107280	55.68	
		$W \to l\nu$+$b\bar{b}$+1lp	107281	45.24	
		$W \to l\nu$+$b\bar{b}$+2lp	107282	23.25	
		$W \to l\nu$+$b\bar{b}$+3lp	107283	11.14	

サンプル	チャンネル	モード	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
Z+$jets$		$Z \to ee$+$b\bar{b}$+0lp	109300	8.378	1.229
		$Z \to ee$+$b\bar{b}$+1lp	109301	3.253	
		$Z \to ee$+$b\bar{b}$+2lp	109302	1.19	
		$Z \to ee$+$b\bar{b}$+3lp	109303	0.503	
		$Z \to \mu\mu$+$b\bar{b}$+0lp	109305	8.374	
		$Z \to \mu\mu$+$b\bar{b}$+1lp	109306	3.254	
		$Z \to \mu\mu$+$b\bar{b}$+2lp	109307	1.181	
		$Z \to \mu\mu$+$b\bar{b}$+3lp	109308	0.507	
		$Z \to \tau\tau$+$b\bar{b}$+0lp	109310	8.376	
		$Z \to \tau\tau$+$b\bar{b}$+1lp	109311	3.243	
		$Z \to \tau\tau$+$b\bar{b}$+2lp	109312	1.194	
		$Z \to \tau\tau$+$b\bar{b}$+3lp	109313	0.498	

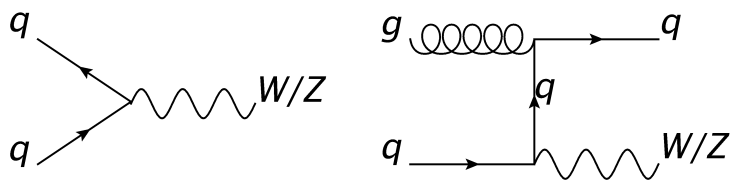

図 32: W/Z 生成

[6] $Over\ Lap$ 分を除くためには top_hfor_type という変数を使う。この変数には負/0/1/2/3/4 が入っている。それぞれは $bad/bb/c/cc/light/kill$ に対応している。$bad/kill$ のイベントを除くことで $Over\ Lap$ が解消される。($bb/c/cc$ はパートンシャワーの一部がそのクォークに固定されていて、$light$ は軽いクォークだけに固定されている。)

4. $diBoson$

$diBoson$ は $HERWIG$ ジェネレーターサンプルを使う。$diBoson$ の断面積などを表 6、代表的な生成過程を表したファインマン図を図 33 に載せる。

表 6: バックグラウンドサンプル 5

サンプル	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
WW	105985	12.42	1.683
WZ	105986	0.993	1.55
ZZ	105987	3.668	1.901

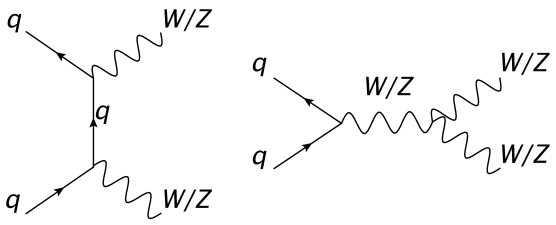

図 33: $diBoson$ 生成

シグナルサンプル

1. $Kaluza$-$Klein$ **グルーオン**

この研究では余剰次元模型の 1 つ $Randall$-$Sundrum$ 模型で予言される $Kaluza$-$Klein$ グルーオンをシグナルとする。イベントジェネレーターは $MADGRAPH$。KK グルーオンの質量毎の断面積などを表 7、代表的な生成過程を表したファインマン図を図 34 に載せる。図 34 のとおり $t\bar{t}$ に崩壊する過程だけを再現している。

表 7: シグナルサンプル

質量 [GeV]	ID	生成断面積 [pb]	K-$factor$
500	115550	81.93	1
800	115553	14.63	
1000	115554	5.473	
1300	115555	1.523	
1600	115556	0.5	

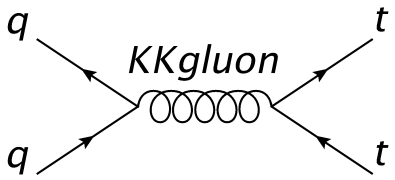

図 34: KK グルーオン生成

以降特に指定が無い限り、シグナルは質量が 1 TeV の KK グルーオンサンプルを指す。

5.3 オブジェクト選択とイベント選択

5.3.1 オブジェクト選択

詳しくはイベント選択の説明のところでするが、オブジェクト選択の説明で使う崩壊点の説明を先に簡単にする。再構成の結果、粒子の崩壊/生成が起こったと考えられる点を崩壊点と呼ぶ。崩壊点の内、飛跡の横方向運動量の 2 乗和が最も大きいものを第 1 崩壊点、それ以外をパイルアップ点と呼ぶ。

1. **電子** (el)　以下の全てを満たすことを要求する。

   1. 再構成でクォリティーが良いと判断されている ($tight$++)。カロリメーターで作ったクラスターの重心と内部飛跡検出器に残った飛跡が良く対応付けられている、ハドロンカロリメーターへの漏れが少ない、内部飛跡検出器のピクセル検出器やその最内層に飛跡を残していることなどの情報を元に、クォリティーが $tight$++を満たすかどうかの判断がされている。

2. 電子の再構成に $Standard\,Electron$ アルゴリズムが用いられている ($author = 1/3$)。
3. クラック領域 ($1.37 < |\eta| < 1.52$) 以外の、電磁カロリメーターが覆う領域 ($0 < |\eta| < 2.47$) にある。
4. 横方向エネルギーが大きい ($25\,\mathrm{GeV} < ET$)。
5. 再構成された飛跡の $impact\,parameter$ が、第 1 崩壊点からビーム軸 (z) 方向で近い ($|trackz0pvunbiased| < 2\,\mathrm{mm}$)。
6. カロリメーターと飛跡それぞれで、(擬) 角距離:$dR < 0.2/0.3$ 内に大きいエネルギーが落ちていない:$Isolation$(電子を選ぶ $efficiency$ が 90% となる点を使う)。
7. オブジェクト選択で残るジェットが近く ((擬) 角距離:$dR < 0.4$) にない。

2. **ミューオン** (mu_muid)　以下の全てを満たすことを要求する。
   1. 再構成でクォリティーが良いと判断されている ($tight$)。カロリメーターに落としているエネルギーが少ない、内部飛跡検出器とミューオンスペクトロメーターそれぞれに残している飛跡が良く対応付けられているなどの情報を元に、クォリティーが $tight$ を満たすかどうかが判断されている。
   2. 内部飛跡検出器とミューオンスペクトロメーターの両方の飛跡を使って再構成されている ($author = 12$)。
   3. 内部飛跡検出器が覆う、運動量を正確に測れる領域 ($|\eta| < 2.5$) にある。
   4. 横方向運動量が大きい ($25\,\mathrm{GeV} < pT$)。
   5. 内部飛跡検出器にも飛跡を残している様に以下の 5 つを要求する。
      (a) 一番ビーム軸に近い内部飛跡検出器 (ピクセル検出器の 1 層目) に飛跡がある ($expectBLayerHit! = 0$ かつ $0 < BLayerHits$)。
      (b) ピクセル検出器の飛跡があるかその方向に全く動作しないピクセル検出器がある ($0 < PixelHits + Crossdead\,Pixelsensors$)。
      (c) 半導体トラッカー (飛跡方向にある動作しないセンサーを含めて) に十分飛跡がある ($5 < SCTHits + Crossdead\,SCTsensors$)。
      (d) ピクセル検出器と半導体トラッカーにホールが少ない ($PixelHoles + SCTHoles < 3$)。
      (e) 擬ラピディティーに応じて、遷移輻射トラッカーに十分な飛跡がある ($0.1 < |\eta| < 1.9$ なら $5 < TRTHits + TRTOutliers$ かつ $\frac{TRTOutliers}{TRTHits+TRTOutliers} < 0.9$、$|\eta| < 0.1$ か $1.9 < |\eta|$ かつ $5 < TRTHits + TRTOutliers$ なら $\frac{TRTOutliers}{TRTHits+TRTOutliers} < 0.9$、$|\eta| < 0.1$ か $1.9 < |\eta|$ かつ $TRTHits + TRTOutliers <= 5$ であれば、そのミューオンは使わない)。
      ここで $TRTOutliers$ は $TRTHits$ の内、タイミングがずれているものの数である。
   6. 再構成された飛跡の $impact\,parameter$ が、第 1 崩壊点からビーム軸 (z) 方向で近い ($|id_z0_exPV| < 2\,\mathrm{mm}$)。
   7. カロリメーターと飛跡それぞれで (擬) 角距離:$dR < 0.2/0.3$ 内で、周りに大きいエネルギー/運動量が落ちていない:$Isolation$($ETCone20 < 4\,\mathrm{GeV}$, $pTCone30 < 2.5\,\mathrm{GeV}$))。

3. **ジェット** ($jet_AntiKt4TopoEM$)　以下の全てを満たすことを要求する。

   1. パイルアップからの寄与を除去するため、内部飛跡検出器が覆う領域 ($|\eta| < 2.5$) にある。
   2. 横方向運動量が大きい ($20\,\mathrm{GeV} < pT$)。
   3. オブジェクト選択で残る電子が近く ((擬) 角距離 $dR < 0.2$ 内) にない。
   4. ジェットに付随する全飛跡の横方向運動量の和の殆どを、第 1 崩壊点から来ている飛跡の横方向運動量が占める ($0.5 < |fraction(JVF)|$)。
   5. ボトムクォークが他の粒子に比べ寿命の長いことを利用して他のジェットと区別する $b\text{-}tag$ は $MV1$ アルゴリズムを使い、ボトムクォークを選ぶ $efficiency$ が 70 % ($rejection_{light}$ 数 %) の $0.795 < MV1$ を使う。
   6. イベント選択でジェット 4 本を要求する時は、横方向運動量が更に大きい ($25\,\mathrm{GeV} < pT$) ことを要求する。

4. **横方向消失運動量** ($MET_RefFinal_em$)　以下の全てを満たすことを要求する。

   1. 横方向消失運動量が大きい ($35/25\,\mathrm{GeV} < MET$)。
      ここで/の前後は、後のイベント選択 3 で説明するレプトンのフレーバーで区別する e/μ 各チャンネルでのカットである。

5.3.2　イベント選択

1. $Good\,Runs\,List$

   1-1 データには、データの収集中に検出器に不具合が生じる等の問題が生じて、イベントの情報が正しく測定/記録されていないことがある。こうした検出器の不具合や取得後の再構成で生じる較正エラーを除去するため、問題が無いデータをまとめた $Good\,Runs\,List(GRL)$ が提供されている。この解析では GRL に載っているルミノシティー $block$ だけを用いる。

2. **非衝突イベントの除外**

崩壊点を辿っていった結果陽子-陽子の衝突が起こる領域にあるものは、陽子内のパートン同士の相互作用で粒子を生成した点と見なし、これを生成点 ($Event\,Vertex$) と呼び、2 次粒子崩壊による崩壊点を第 2 崩壊点 ($Secondary\,Vertex$) と呼び区別する。LHC はルミノシティーが大きいために、同一バンチ内にある複数の陽子が衝突を起こし同じイベントに複数の生成点が生じる。これらの内付随する荷電粒子の飛跡の横方向運動量の 2 乗和が最大のものを第 1 崩壊点 ($Primary\,Vertex$)、それ以外をパイルアップ点 ($Pileup\,Vertex$) と呼ぶ。

   2-1 第 1 崩壊点が少なくとも 5 本以上の飛跡を持つことを要求する。

   2-2 その第 1 崩壊点が生成点かパイルアップ点であることを要求する。

3. **トリガー**

   3-1 イベントフィルター (EF) を掛けて、レプトン選択で電子またはミューオンが残る可能性のあるイベントだけを残す。使うイベントフィルターは $EF_e24vhi_medium1/EF_mu24i_tight$ で、どちらか一方の EF 信号が $accept$ であることを要求する。

4.1 レプトン

4-1 レプトン選択で唯一つレプトンが残ることを要求する。
このレプトン選択で残る 1 レプトンが電子かミューオンかでチャンネルを区別し、それぞれ e/μ チャンネルとする。この時、チャンネル毎に相対するレプトン (e チャンネルではミューオン、μ チャンネルでは電子) が対応するオブジェクト選択で残っていないことも要求する。

4-2 $Monte\,Carlo$ シミュレーションについては、唯一つあるレプトンがトリガー信号を $accept$ にした粒子であることを $Truth$ を見て確認する。

5. ジェットクリーニング

高エネルギーの宇宙線やカロリメーターのノイズによってジェットが再構成されてしまうことがあるので、これらを除く必要がある。

ジェットのオブジェクト選択では横方向運動量 (pT) が 20 GeV より大きいものを使うので、これらのジェットが、以下に示す 7 つの条件のいづれも満たさないことを要求する。どれか一つでも満たすジェットが 1 本でもある場合、そのイベントは使わない。

5-1 ジェットの負のエネルギーが大きい ($60\,\mathrm{GeV} < |negE|$)。

5-2 ジェットのエネルギーの 50% より多くをエンドキャップにあるハドロンカロリメーター (HEC) に落としている時は、そのエネルギーの測定に使われたセグメントの内、クォリティーの良いものが占める割合が小さい ($0.5 < |HECfraction|$ なら $0.5 < HECQ$)。

5-3 擬ラピディティーの大きさが 2.8 より小さく、全エネルギーの 95% より多くを電磁カロリメーターに落としている時は、そのエネルギーの測定に使われたセグメントの内、液体アルゴンのクォリティーの悪いものが占める割合が大きい ($|\eta| < 2.8$ かつ $0.95 < EMfraction$ なら $0.8 < |LArQ|$)。

5-4 セグメント毎のジェットの到達時間をエネルギーの重みを付けて平均した時間が長い ($25\,\mathrm{ns} < |time|$)。

5-5 擬ラピディティーの大きさが 2 より小さく、全エネルギーに対するそのジェットが内部飛跡検出器に残した飛跡 (横方向運動量) の和の割合が小さい時は、全エネルギーの内電磁カロリメーターに落とした割合が小さい ($|\eta| < 2$ かつ $CHfraction < 0.05$ なら $EMfraction < 0.05$)。

5-6 擬ラピディティーの大きさが 2 より大きい時は、全エネルギーの内電磁カロリメーターに落とした割合が小さい ($2 \leq |\eta|$ なら $EMfraction < 0.05$)。

5-7 擬ラピディティーの大きさが 2 より小さい時は、全エネルギーの内カロリメーターの層毎に落としたエネルギーの内で最大のものの割合が大きい ($|\eta| < 2$ なら $0.99 < FMax$)。

6. 大きい横方向質量

レプトンと横方向消失運動量で組んだ粒子の横方向質量 (m_T) が大きいことを要求する。横方向消失運動量の z 成分を求める際にウィークボソンの質量について $onShell$ を仮定するため、レプトンと横方向消失運動量で組んだ粒子の質量でカットを掛けることはしないのである。

6-1 e チャンネルでは $25\,\mathrm{GeV} < m_T$ を要求する。μ チャンネルでは横方向消失運動量 (MET) も組み合わせて $60\,\mathrm{GeV} < MET + m_T$ を要求する。

横方向質量 (m_T) は、

$$m_T = \sqrt{m_l{}^2 + 2MET(ET_l - pT_l\cos(d\phi))} \tag{27}$$

で求められる。ここで $m/ET_l/pT_l$ はレプトンの不変質量/横方向エネルギー/横方向運動量、$d\phi$ は x-y 平面上でのレプトンと横方向消失運動量の成す角度である。

以降、レプトンと横方向消失運動量で組む粒子をウィークボソン (W) と見なすため、m_T を m_{WT} と記載することがある。

7. 4 **ジェット**

7-1 ジェット選択で少なくとも 4 本のジェットが残っていることを要求する。

8. $1 \leq b$ **ジェット**

8-1 ジェット選択で選ばれたジェットの内、少なくとも 1 本は b-tag されていることを要求する。

9. **検出器エラー除外**

9-1 カロリメーターの液体アルゴンがエラーを出していない ($LArError = 0$) こと、タイルカロリメーターがエラーを出していない ($tileError! = 2$) こと、イベントの記録が不完全であると判断されていないことを要求する。

Signal Region **と** *Control Region*

これら全てのオブジェクト選択とイベント選択を掛けて残るイベントから成る集合を *Signal Region*、一部または全てを反転させたものを掛けて残るイベントから成る集合を *Control Region* と呼ぶ。特に断りが無い場合、分布は *Signal Region* で得られる分布である。*Control Region* で得られた分布については、その分布の説明のところに *Control Region* と記載する。

5.4 バックグラウンドの見積もり

LHC では共に内部構造を持った陽子-陽子を衝突させるので、*ATLAS* 検出器にかかるのは陽子の内部にあるクォークやグルーオンの相互作用に起因する事象である。標準理論で予言されるバックグラウンドは、先に述べた 6 つの過程 ($SMt\bar{t}$、W+$jets$、$single\,top$、Z+$jets$、$diBoson$、QCD) に主に分けられる。

殆どの事象は *Monte Carlo* シミュレーションで見積もることが出来るので、これらのバックグラウンドについては *Monte Carlo* シミュレーションサンプルを使って見積もる。ただし W+$jets$ については、*Monte Carlo* シミュレーションサンプルを使った見積もりに、データから得られる *LHC* で作られるウィークボソンの電荷非対称性 (*Charge Asymmetry*) を使って補正を行う。

陽子内ではクォーク同士が複雑に強い相互作用をし合って陽子を成し、これらの相互作用を厳密にカテゴリー分けすることは出来ない (先の 5 つの事象にも *QCD* 事象は含まれている) 為、レプトンの $Fake(QCD_{multijet}$ などレプトン以外のものが誤って再構成されたもの) の見積もりが難しい。そこで *QCD* については、後に説明する様に *Matrix Method* という方法を使ってデータから見積もる。

5.4.1 $SMt\bar{t}$、$single\,top$、Z+$jets$、$diBoson$ について

$SMt\bar{t}$、$single\,top$、Z+$jets$、$diBoson$ については、*Monte Carlo* シミュレーションサンプルを使って見積もる。

5.4.2 W+$jets$ について

W+$jets$ については、$Monte\,Carlo$ シミュレーションサンプルを使った見積もりに、データから得られる LHC で生成されるウィークボソンの電荷の非対称性を使った補正を加えて見積もる。この方法では $Monte\,Carlo$ シミュレーションでは正電荷と負電荷のウィークボソン生成事象比が正しく再現されていることを用いて、その差を使って規格化に起因する不定性を抑えることが期待出来る。

この研究で使うイベント選択で残るイベントにある 1 レプトンは、殆どがウィークボソンから崩壊したレプトンである。このことから、データ中の W+$jets$ イベント数: $(N_{W^+}+N_{W^-})$ を、データで観測される電荷の非対称具合と $Monte\,Carlo$ シミュレーションから予測される電荷の非対称具合から見積もることが出来る。データ/$Monte\,Carlo$ のイベント数をそれぞれ N/n で区別し、データと $Monte\,Carlo$ で電荷の非対称具合が等しいことを要求すると

$$\frac{(N_{W^+}+N_{W^-})}{(N_{W^+}-N_{W^-})}=\frac{(n_{W^+}+n_{W^-})}{(n_{W^+}-n_{W^-})} \tag{28}$$

と表すことができる。ここで電荷の正/負はレプトン選択で残る 1 レプトンの電荷を使い、データの電荷の非対称具合の見積もりでは W+$jets$ 以外の電荷対称を乱すサンプルの寄与を差し引く。電荷対称を殆ど崩さないサンプルは $SMt\bar{t}$ だけである。この式を変形するとデータ中の W+$jets$ イベント数は、

$$(N_{W^+}+N_{W^-})=\frac{(r+1)}{(r-1)}(N_{W^+}-N_{W^-}) \tag{29}$$

と求められる。ここで r は W+$jets$ の $Monte\,Carlo$ シミュレーションで予測される、負電荷の 1 レプトンが残るイベント数に対する正電荷の 1 レプトンが残るイベント数の割合である。

実際には $Monte\,Carlo$ シミュレーションで見積もった W+$ejts$ 事象のイベント数に補正する形を取るので、(28) 式を変形して得られる

$$Scale\,Factor=\frac{N_{W^+}-N_{W^-}}{n_{W^+}-n_{W^-}} \tag{30}$$

と定義される $Scale\,Factor$ を掛けることになる。

このようにして得られる $Scale\,Factor$ を表 8 に載せる。表中の誤差は統計誤差だけを考慮している。

表 8: e/μ 各チャンネルでの W+$jets$ の補正 $Scale\,Factor$

	e チャンネル	μ チャンネル
$Scale\,Factor$	0.73±0.013 (0.73±0.013)	0.83±0.010

表 8 の () 内の値は、レプトン (電子) 選択の $tight$ カットの ET/pT の両 $Isolation$ を、90% から 98%(電子を区別する $efficiency$) に緩めた時の W+$jets$ の $Scale\,Factor$ である。

5.4.3 QCD について

QCD については $Matrix\,Method$ という方法を使いデータから見積もる。媒介変数のように $efficiency$ を導入し、部分集合の関係を使うことで、QCD イベント数を見積もることが出来る。

$QCD_{Multijet}$ のジェット 1 本が良いレプトンとして紛れ込むことがあることに着目する。通常のレプトン選択を $tight$ カットとし、レプトン選択の内適当なカットを緩めたものを $loose$ カットとする。$tight/loose$ カットを通るイベント数をそれぞれ n_t/n_l とすると、n_t は n_l の部分集合になる。さらにこの n_t/n_l はそれぞれ QCD 由来のものとそれ以外に分けられるので、n_l=n_{QCDl}+n_{prl} のように書くことにする。$n_{QCD/pr}$ でカットを $loose$ から $tight$ にした時の $efficiency$ をそれぞれ f/ϵ とすると、n_t/n_l は

$$n_l = n_{QCDl} + n_{prl} \tag{31}$$

$$n_t = f \cdot n_{QCDl} + \epsilon \cdot n_{prl} \tag{32}$$

と表せる。この 2 式から n_{prl} を消して整理すると、今欲しい $tight$ カットを通る QCD イベント数 : $f \cdot n_{QCDl}$ が

$$f \cdot n_{QCDl} = \frac{f \cdot (\epsilon \cdot n_l - n_t)}{(\epsilon - f)} \tag{33}$$

と求められる。

$efficiency$ を求める為に緩めるレプトン選択のカットは $Isolation$ にし、$Isolation$ を掛けるか/否かを $tight/loose$ とする。欲しい QCD イベントは全てのカットを通った後のものなので、QCD 以外の $efficiency$:ϵ は、レプトン選択以外の全てのカットも掛けてこれらのカットを通ったイベント数から $efficiency$ を求める。QCD の $efficiency$: f は、QCD の割合が大きくなるように横方向消失運動量 (MET) と、レプトンと横方向消失運動量で組んだ粒子の横方向質量 (m_{WT}) のカットを反転させて、データから求める。より正確に f を見積もる為に QCD の他のバックグラウンドの寄与を $Monte\,Carlo$ シミュレーションで見積り差し引く。

比較の為に $efficiency$ を 2 通りの方法で見積もる。

1 $Matrix\,Method\,1\,(MM1)$

   f を求める時に、データから寄与を差し引くバックグラウンドは、W/Z+$jets$ だけにする。ϵ を求める時に、$SMt\bar{t}$ でオブジェクト選択とイベント選択で残る 1 レプトンが $Truth$ の 1 レプトン (トップクォーク対が作るウィークボソンの一方の崩壊で出来たレプトン) と (擬) 角距離:$dR < 0.4$ で $Match\,(Truth\,Match)$ したイベントだけを使う。

   この方法は 2011 年の $\sqrt{s} = 7$TeV の $ATLAS$ 解析で用いられた方法である。

   以降これを $Matrix\,Method\,1\,(MM1)$ とする。

2 $Matrix\,Method\,2\,(MM2)$

   f を求める時に、$SMt\bar{t}$ や $single\,top$ などの W/Z+$jets$ 以外のバックグラウンドの寄与をデータから差し引く。ϵ を求める時に、1 レプトンの $Truth\,Match$ にこだわらず $SMt\bar{t}$ 以外のサンプルも使う。

   以降この方法を $Matrix\,Method\,2\,(MM2)$ とする。

これらの方法 ($MM1/MM2$) それぞれでの $Isolation$ の $efficiency$ を表 9 に載せる。表中の誤差は統計誤差だけを考慮している。

表 9 の () 内の値は、レプトン (電子) 選択の $tight$ カットで、ET/pT の両 $Isolation$ を 90% から 98%(電子を区別する $efficiency$) に緩めた時の $efficiency$ である。

$MM1$ と $MM2$ のそれぞれで QCD を見積もった時の、$Signal\,Region$ でのデータとバックグラウンド (これまでに記した用に QCD 以外の 5 つについては $Monte\,Carlo$ シミュレーションサンプルを使い、

表 9: e/μ 各チャンネルでの $Isolation$ の $efficiency$

f/ϵ	e チャンネル	μ チャンネル
$MM1$	0.33±0.042/0.74±0.0045 (0.49±0.045/0.89±0.0052)	0.70±0.048/0.95±0.0049
$MM2$	0.11±0.014/0.74±0.0042 (0.27±0.016/0.89±0.0032)	0.35±0.017/0.95±0.0044

W+$jets$ は電荷非対称性を使い補正する。これら 5 つと QCD の計 6 つのカテゴリ分けされたバックグラウンドの合計) の一致具合を、横方向運動量 ($MissET$), レプトンと MET で組む横方向質量 (m_{WT}) の分布を、チャンネル (e/μ) 毎に見たものを図 35〜38 に載せる。

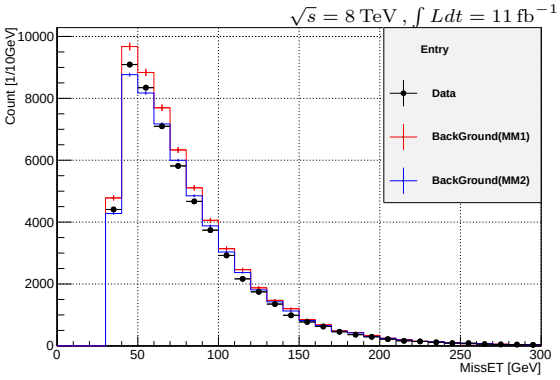

図 35: $MissET$ (e チャンネル $Signal\ Region$)

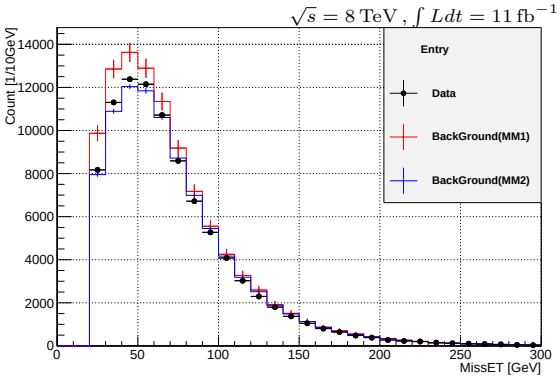

図 36: $MissET$ (mu チャンネル $Signal\ Region$)

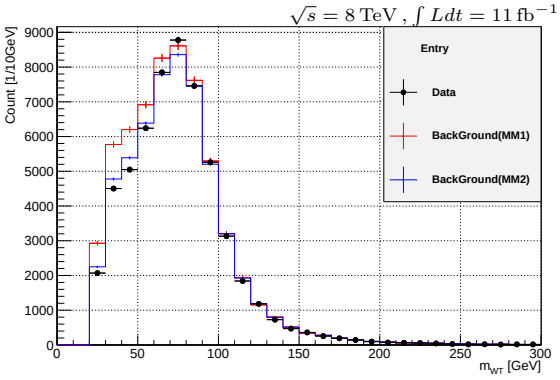

図 37: m_{WT} (e チャンネル $Signal\ Region$)

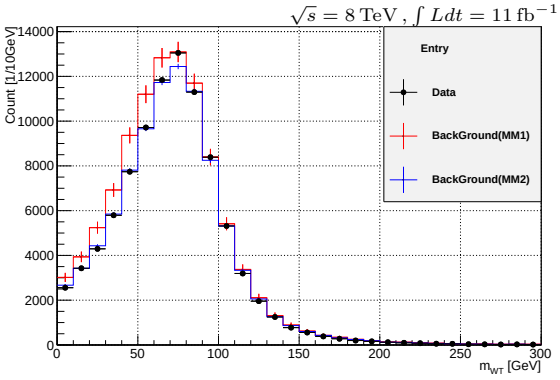

図 38: m_{WT} (mu チャンネル $Signal\ Region$)

明らかに $MM1$ より、$MM2$ の方がデータと良い一致が得られている。これは 2012 年のレプトン選択で使ったカットが 2011 年のものよりきつくなっている為、W/Z+$jets$ 以外のバックグラウンドがオブジェクト選択とイベント選択で $Control\ Region$ でも多く残るようになったためと考えられる。

2012 年のデータでの QCD の見積もりには $Matrix\,Method\,2\,(MM2)$ を使うことにする。

QCD を見積もりに $MM2$ を使う時の、$Signal\,Region$ でのデータとバックグラウンドの一致具合を、横方向消失運動量 ($MissET$), レプトンと横方向消失運動量で組んだ粒子の横方向質量 (m_{WT}), レプトンと MET と複数本のジェットで組んだ $t\bar{t}$ システムの不変質量 ($m_{t\bar{t}}$) の分布で、チャンネル (e/μ) 毎に見たものを図 39〜44 に載せる。

$m_{t\bar{t}}$ を求める為の具体的な $t\bar{t}$ の組み方は、後の "$t\bar{t}$ の組み方 "の説明のところで詳しく記すが、レプトン 1 つと横方向消失運動量 (z 成分の求め方も "$t\bar{t}$ の組み方 "の説明のところに記す)、ジェット 4 本の 4 次元運動量を足し合わせる。この足し合わせたものを $t\bar{t}$ と見なし、その不変質量が $m_{t\bar{t}}$ である。

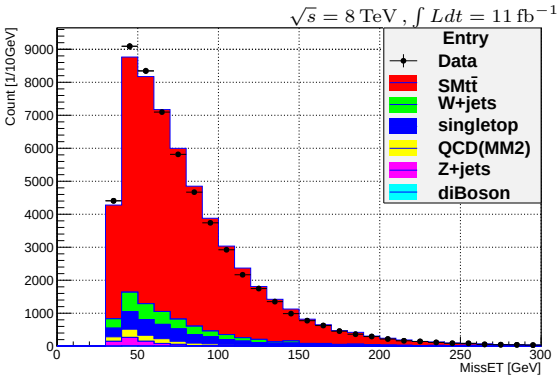

図 39: $MissET$ (e チャンネル)

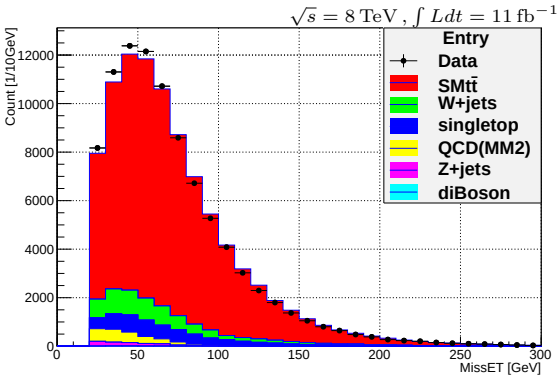

図 40: $MissET$ (μ チャンネル)

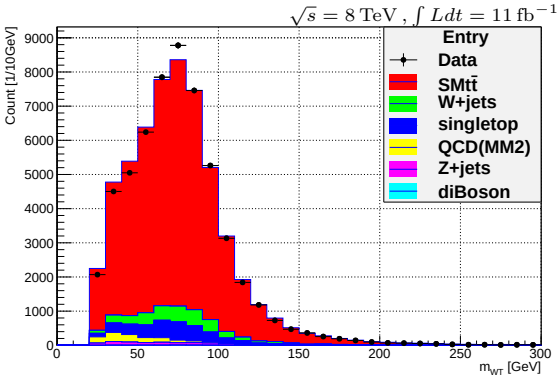

図 41: m_{WT} (e チャンネル)

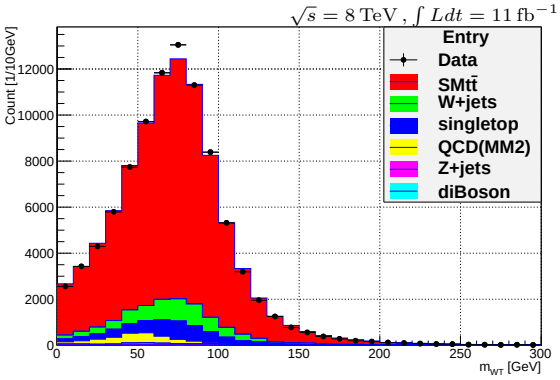

図 42: m_{WT} (μ チャンネル)

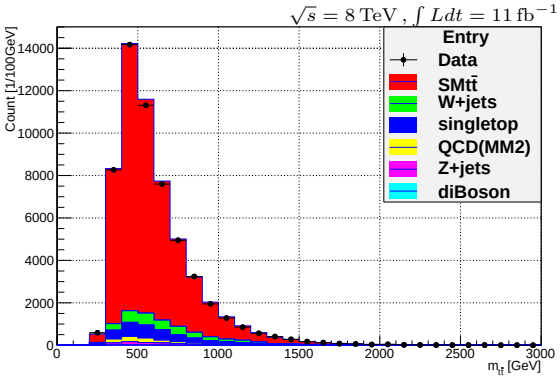

図 43: $m_{t\bar{t}}$ (e チャンネル)

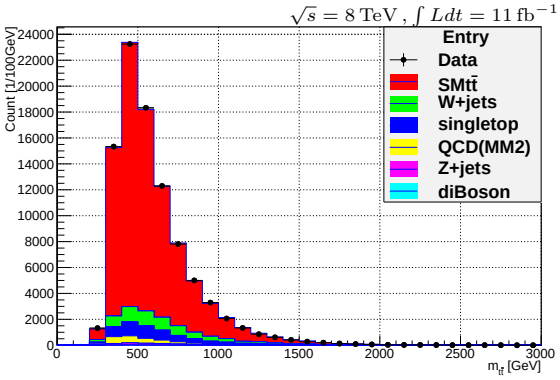

図 44: $m_{t\bar{t}}$ (μ チャンネル)

5.5 データとバックグラウンドの比較

これまでのオブジェクト選択とイベント選択、補正をかけ、QCD の見積もりに $Matrix\,Method\,2$ を使う時のデータとバックグラウンドサンプルのイベント数の比較を表 10 に載せる。

表中の誤差は、統計誤差のみを考慮している。(後の "系統誤差 "に載せるように、系統誤差の一つであるバックグラウンドサンプルの生成断面積の誤差を考慮に入れると、数の上では十分な一致が得られる。)

表 10: データとバックグラウンドサンプルで、
オブジェクト選択とイベント選択で残る
イベント数の比較

サンプル名	e チャンネル	μ チャンネル	合計
$SMt\bar{t}$	48430 $\pm$ 110	77507 $\pm$ 142	135937 $\pm$ 252
$W{+}jets$	3183 $\pm$ 66	6909 $\pm$ 123	10092 $\pm$ 189
$singletop$	3292 $\pm$ 48	5249 $\pm$ 63	8541 $\pm$ 111
$QCD(MM2)$	1094 $\pm$ 55	2313 $\pm$ 255	3407 $\pm$ 310
$Z{+}jets$	746 $\pm$ 35	863 $\pm$ 41	1609 $\pm$ 76
$diBoson$	44 $\pm$ 2	70 $\pm$ 3	114 $\pm$ 5
バックグラウンド	56787 $\pm$ 152	92912 $\pm$ 325	149699 $\pm$ 462
データ	55989	92741	148730

QCD の見積りの際に求めた e/μ 各チャンネルの $Isolation$ の $efficiency$(表 9) から、電子のオブジェクト選択の $Isolation$ がミューオンのものに比べてきついようであるので、イベント数を稼ぐ為に $Isolation$ を掛ける点を (電子を選ぶ $efficiency$ が)90% から 98% に緩めてみることにした。

この時の、データとバックグラウンドのイベント数の比較を表 11 に載せる。表中の誤差は、統計誤差のみを考慮している。

表 11: データとバックグラウンドサンプルで、オブジェクト選択とイベント選択で残るイベント数の比較 (e チャンネルの $Isolation$ を緩めた場合)

サンプル名	e チャンネル	μ チャンネル	合計
$SMt\bar{t}$	58071 ± 121	77507 ± 142	135578 ± 263
W+$jets$	3813 ± 75	6909 ± 123	10722 ± 198
$singletop$	3934 ± 53	5249 ± 63	9183 ± 116
$QCD(MM2)$	2187 ± 159	2313 ± 255	4500 ± 414
Z+$jets$	786 ± 37	863 ± 41	1649 ± 78
$diBoson$	50 ± 2	70 ± 3	120 ± 5
バックグラウンド	68841 ± 223	92912 ± 325	161753 ± 547
データ	69589	92741	162330

e チャンネルで、電子のオブジェクト選択の内 $Isolation$ を緩める前/後で、見積もられるシグナルサンプルの全イベント数は 3099/3401 である。この数字と表 10/11 の数字から、e チャンネルで $Isolation$ を緩めることによって緩める前の全イベント数に比べ、シグナルでは 9.7%、バックグラウンドでは 8.1% イベント数が増えることになる。数の上でシグナルのイベント数を大きく稼いでいるとは言えない。

e チャンネルで $Isolation$ を緩める前後のバックグラウンドとシグナルの分布の変化を見たのが図 47 である。(形の比較の為にそれぞれ同じ様に規格化している。)

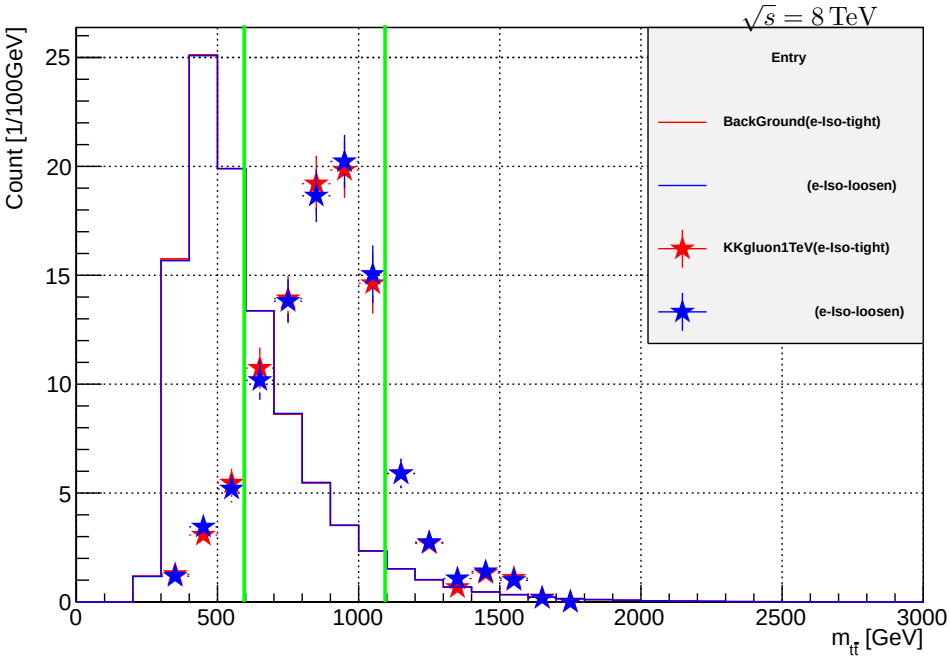

図 45: e チャンネルでのレプトン選択の $Isolation$ を緩める前後のシグナルとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$

図 47 の緑の線で囲まれた領域 ($600\,\mathrm{GeV} \leq m_{t\bar{t}} < 1.1\,\mathrm{TeV}$) が KK グルーオンの 1 TeV サンプルの半値全幅 ($FWHM$) である。

図 47 を見る限り、e チャンネルでのレプトン選択の $Isolation$ を緩めることによって、信号領域でシグナルよりバックグラウンドが多く増える様ないびつな変形をすることはないようである。

そこで、以降 e チャンネルでのレプトン選択の $Isolation$ は緩めることにする。オブジェクト選択とイベント選択を掛けて、残るイベント数はここで固定する。

オブジェクト選択とイベント選択を変更したので、ここで改めて、e/μ チャンネルを合わせた、QCD の見積もりの為に取った $Control\ Region$(イベント選択の $MissET$ と m_{WT} のカットだけを反転させて他の全てのイベント選択とオブジェクト選択を掛けて残るイベントから成る集合) と $Signal\ Region$ での、横方向消失運動 ($MissET$), レプトンと横方向消失運動量で組む横方向質量 (m_{WT}),$t\bar{t}$ システムの不変質量 ($m_{t\bar{t}}$) の分布を図 48〜53 に載せる。

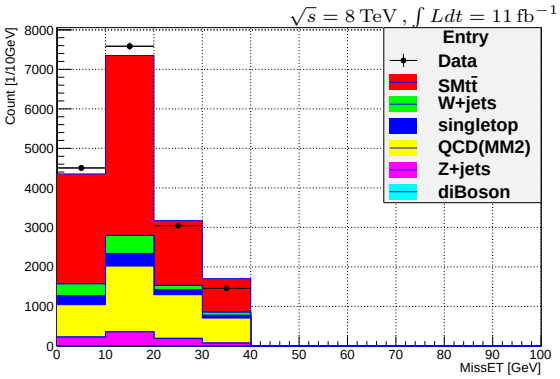

図 46: $MissET\,(Control\ Region)$

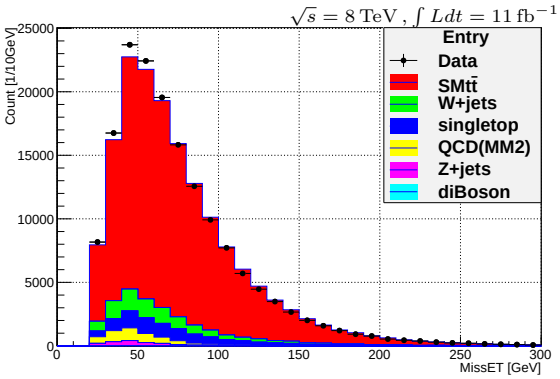

図 47: $MissET\,(Signal\ Region)$

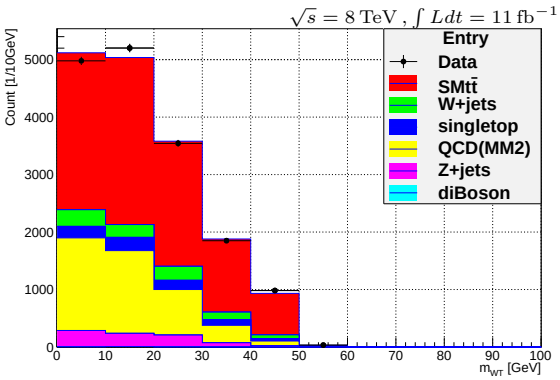

図 48: $m_{WT}\,(Control\ Region)$

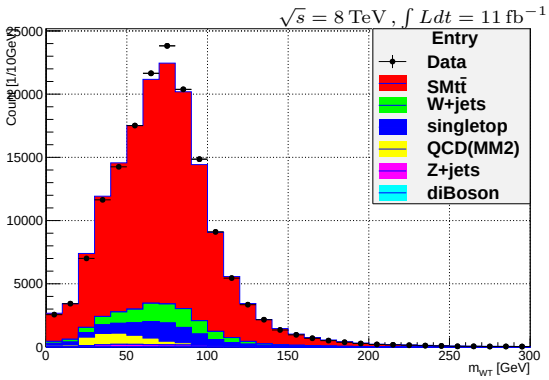

図 49: $m_{WT}\,(Signal\ Region)$

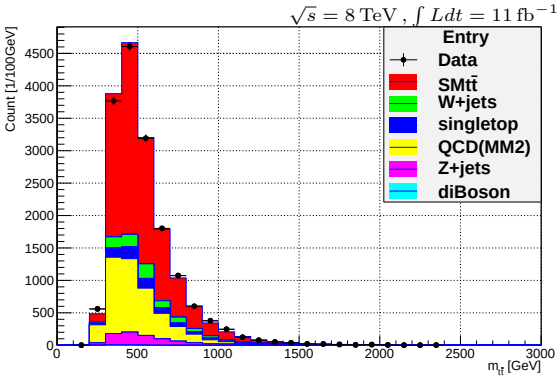

図 50: $m_{t\bar{t}}$ (*Control Region*)

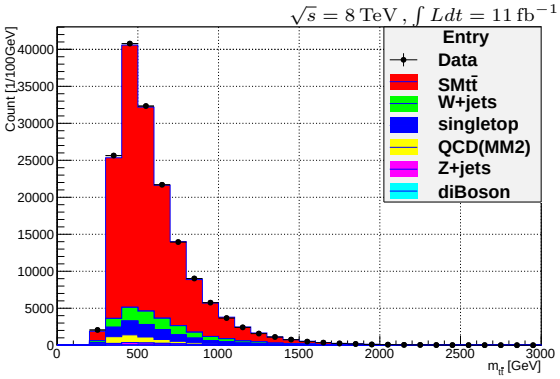

図 51: $m_{t\bar{t}}$ (*Signal Region*)

Control/*Signal Region* いづれでも、大体良い一致が得られている。

確認の為に *Signal Region* でのレプトンやジェットの分布も図 52〜63 に載せる。ここで、ET/pT は横方向エネルギー/運動量、η/ϕ は擬ラピディティー/方位角、n は粒子数、$MV1$ はジェットの *b-tag* の判断に使う変数、E はエネルギーであり、電子/ミューオン/ジェットの区別は $e/\mu/j$ で行っている。

ジェットの分布については、オブジェクト選択で残る全てのジェットの成分を見ている。(*Signal Region* にあるイベントで 5 本のジェットが残っている時、エネルギーや横方向運動量といったジェットの各成分毎に、5 本分の分布を同じヒストグラムに入れている。5 本のジェットがある時は、各分布に 4 点の記録がされる。)

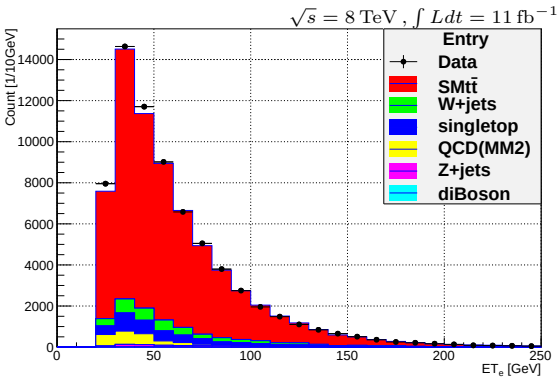

図 52: ET_e (e チャンネル *Signal Region*)

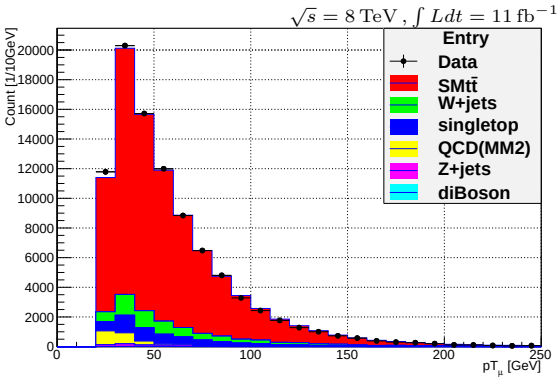

図 53: pT_μ (μ チャンネル *Signal Region*)

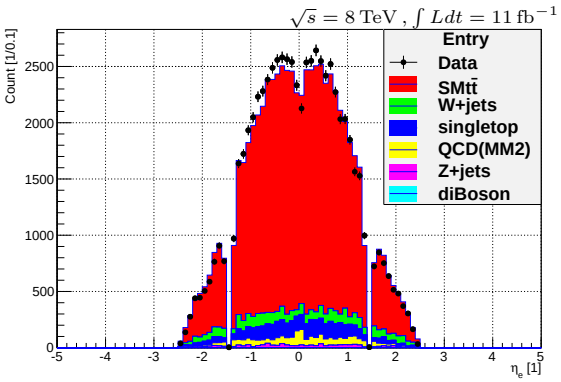

図 54: η_e (e チャンネル *Signal Region*)

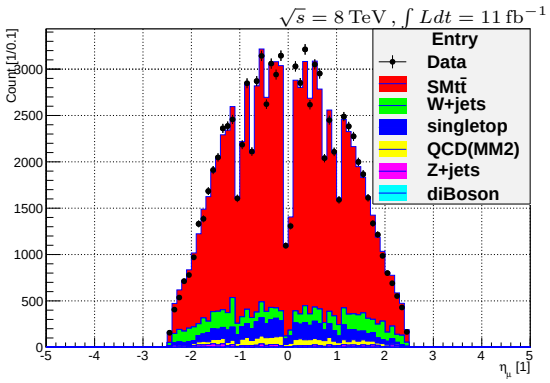

図 55: η_μ (μ チャンネル *Signal Region*)

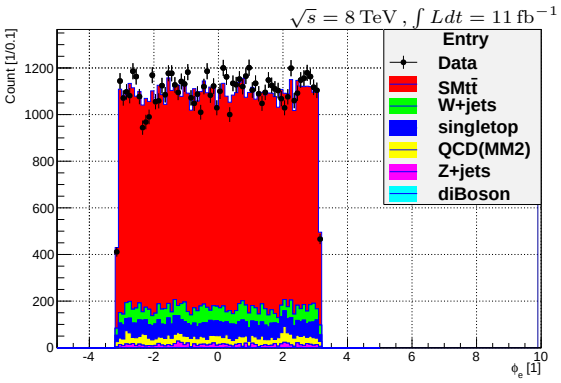

図 56: ϕ_e (e チャンネル *Signal Region*)

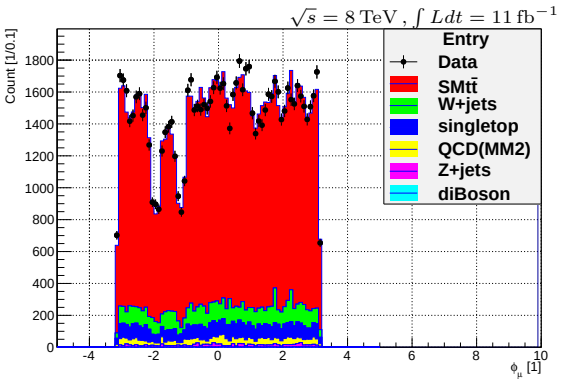

図 57: ϕ_μ (μ チャンネル *Signal Region*)

図 57 の $\phi = -\frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}$ にミューオンが少ないのは、その領域に *ATLAS* 検出器の土台がある為である。

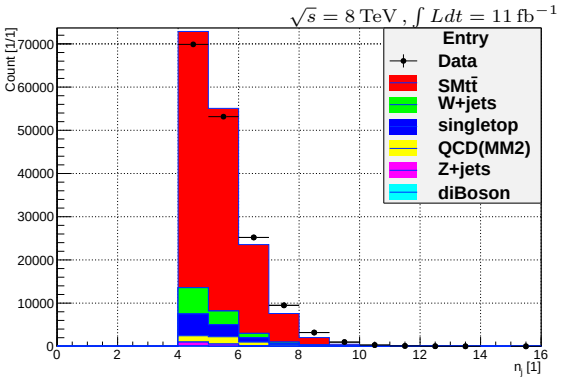

図 58: n_j (*Signal Region*)

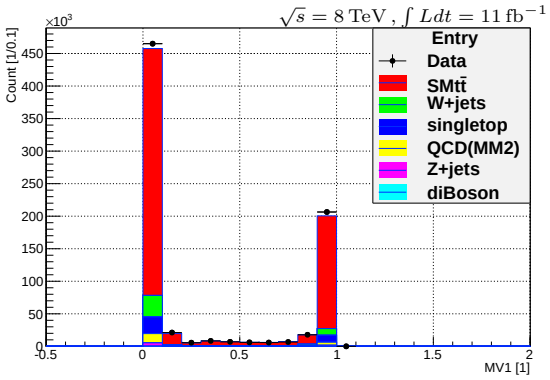

図 59: $MV1_j$ (*Signal Region*)

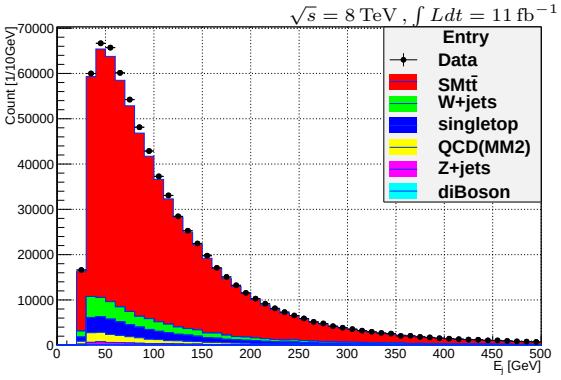

図 60: E_j $(Signal\ Region)$

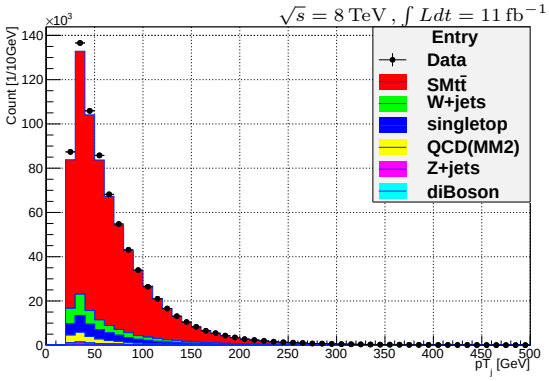

図 61: pT_j $(Signal\ Region)$

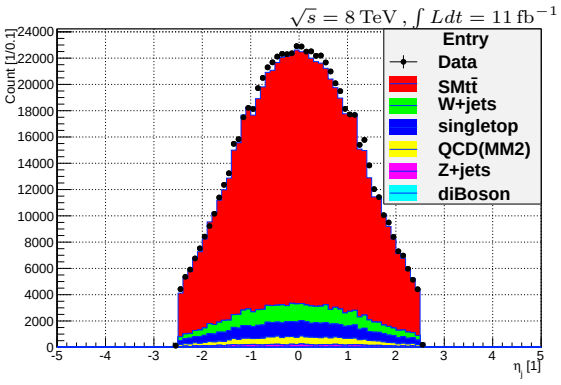

図 62: η_j $(Signal\ Region)$

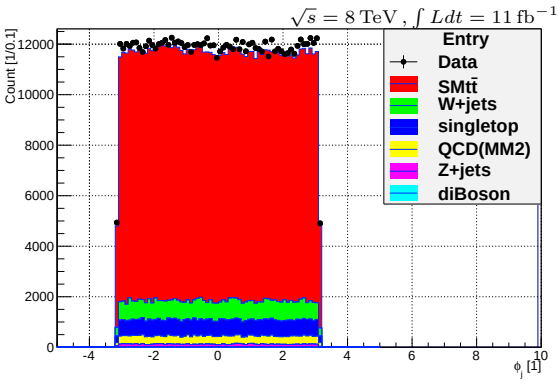

図 63: ϕ_j $(Signal\ Region)$

$4LeadingJets$ 法を使いジェットを選んだ時のデータとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ 比較と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 64,65 に載せる。

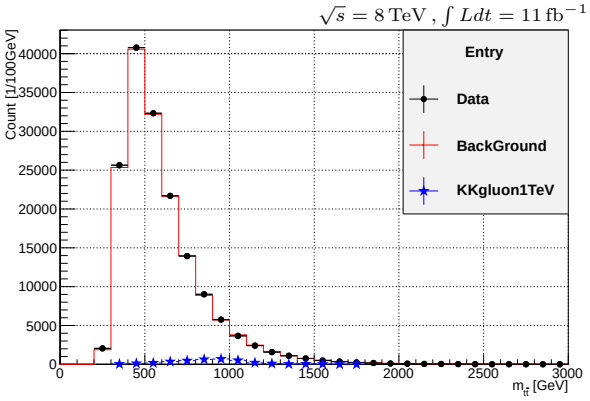

図 64: $m_{t\bar{t}}$

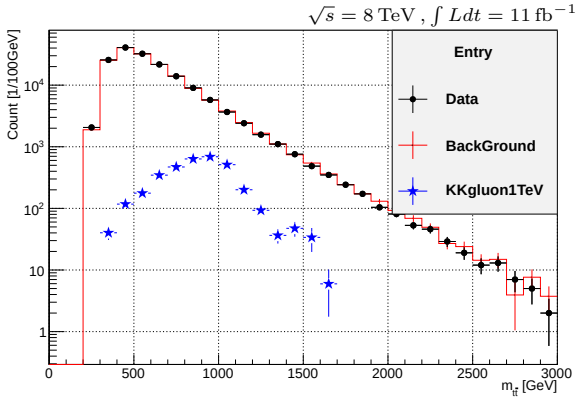

図 65: $m_{t\bar{t}}$ $(log$ スケール$)$

この分布は、ジェットを横方向運動量の序列で上位のジェットを選んで、$t\bar{t}$ システムを組んだ時の $m_{t\bar{t}}$ である。

この解析ではジェットの選び方を工夫するので、$Monte\,Carlo$ シミュレーションがデータのジェットを良く再現出来ていることが望ましい。図 58 から、$Monte\,Carlo$ シミュレーション (1 イベント当たりの平均 $n_j = 4.84 \pm 0.13$) はデータ (1 イベント当たりの平均 $n_j = 4.94$) よりジェットの本数をやや少なく再現している。(統計誤差の範囲では一致している。) また、図 61 から、少ないのは横方向運動量の小さいジェットが多いようである。図 64,65 の $m_{t\bar{t}}$ を見る限り、横方向運動量の大きいジェットを使う限りはこの影響はそれほど出ていない様である。

5.6 $t\bar{t}$ の組み方

信号ジェットと非信号ジェット

ジェット選択の便宜上、この解析で見る終状態の、トップクォーク対から出来るボトムクォーク対と一方のウィークボソンから出来るクォーク対が作る 4 本のジェットを信号ジェット:$Signaljet\,(j_s)$、これら以外に出来たグルーオンなどの $Initial\,State\,Radiation\,(ISR)/Final\,State\,Radiation\,(FSR)$ を非信号ジェット:$Noisejet\,(j_n)$ と呼ぶことにする。

5.6.1 $t\bar{t}$ を組む為に使うオブジェクト

この研究ではトップクォーク対の崩壊で出来るウィークボソンの一方はレプトンとニュートリノ、もう一方はクォーク対に崩壊するチャンネルを見るので、$t\bar{t}$ を組む為にはオブジェクト選択とイベント選択で残る 1 レプトンと大きい横方向消失運動量 (MET)、4 本のジェットを使う。

横方向消失運動量の z 成分は直接測ることが出来ないので、ウィークボソンの $onShell$ を仮定した以下のような 2 次方程式を解くことで求める。

$$E_\nu^2 = pT_\nu^2 + pz_\nu^2 \tag{34}$$

$$m_W^2 = (E_l + E_\nu)^2 - (pT_l + pT_\nu)^2 - (pz_l + pz_\nu)^2 \tag{35}$$

ここで $E/pT/pz/m$ は各オブジェクトのエネルギー/横方向運動量/運動量の z 成分/不変質量で、ニュートリノ/ウィークボソン/レプトン各オブジェクトの区別はそれぞれ $\nu/W/l$ でする。

今求めたい成分はニュートリノの運動量の z 成分 (pz_ν) だが、ニュートリノのエネルギー (E_ν) は (34) 式の様に pz_ν と関係付けられる。この為、$onShell$ を仮定してウィークボソンについてエネルギーと運動量 (と質量) の関係式である (35) 式をたてると、不明な変数が 2 つ (pz_ν/E_ν) 出てくるので 2 本の式が必要なのである。

これらの 6 つのオブジェクトの 4 次元運動量を全て加えたものを $t\bar{t}$ と見なし、この組んだ $t\bar{t}$ の不変質量を $m_{t\bar{t}}$ とする。

式 (34)(35) から E_ν を消去して変形すると、横方向消失運動量の z 成分は 2 次方程式を解いて求めることになるので、2 解または虚数解が生じる (1 解は殆ど生じない)。それぞれで、どう処理するかを決める為に $SMt\bar{t}$ で、$onShell$ を仮定して求めた MET の z 成分と $Truth$ のニュートリノの運動量の z 成分の差を見たのが図 66 である。

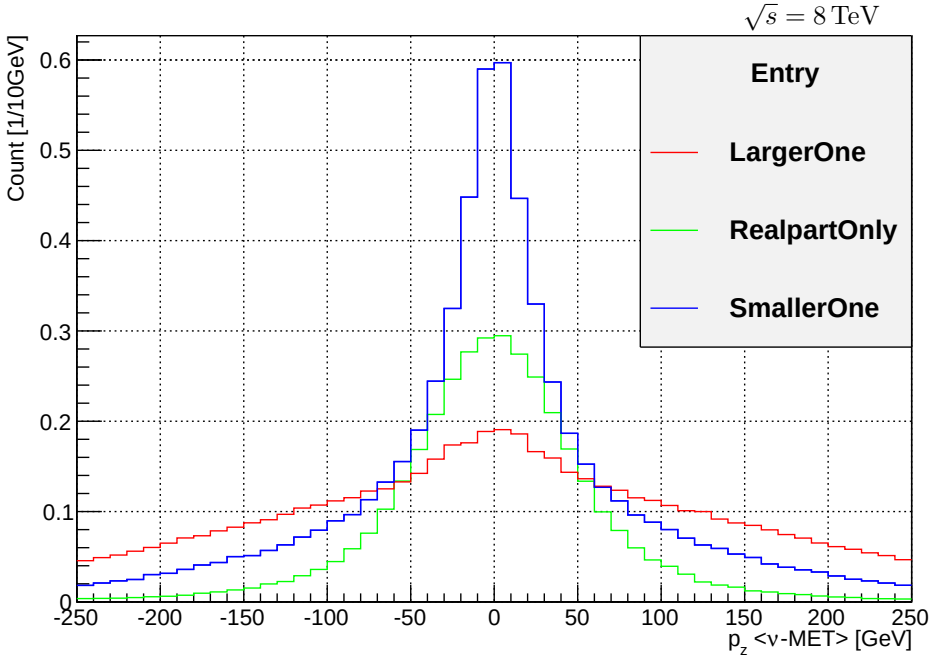

図 66: *onShell* を仮定して求めた横方向消失運動量の z 成分の各解の再現具合 ($SMt\bar{t}$)

図 66 では、2 解時に絶対値が大きい方を *LargerOne*, 小さい方を *SmallerOne*、虚数解時にその実部を *RealpartOnly* と区別している。

静止したウィークボソンから出来るレプトンとニュートリノだけであれば、解は実数解が唯 1 つ出来る。しかし、この研究で見るウィークボソンは静止しておらず運動量を持っているため、横方向消失運動量が正しく測られていても実数解が 2 つ出来る。この解析では横方向運動量にカットを掛ける際に、擬ラピディティーに応じてカットを変化させることをしていないため、レプトンやウィークボソンが検出器の $\eta \sim 0$ 付近に掛かったイベントを見ることになる。ニュートリノを作るウィークボソンと、ニュートリノと一緒に作られるレプトンについてこのような束縛がかかるので、ニュートリノについても擬ラピディティーの小さいイベントを多く見るであろうことが予想される。そして、運動量の z 成分 (p_z) と擬ラピディティー (η) はエネルギー (E) を挟んで、

$$p_z = E \tanh(\eta) \tag{36}$$

と表されるので、このようなイベントではニュートリノの運動量の z 成分 (の絶対値) も小さいことが予期される。

また、横方向消失運動量が正しく測られていない場合は、横方向消失運動量の z 成分をどう取っても、実数ではウィークボソンの *onShell* を再現出来ないことがある。この時は *onShell* を満たすため、超過した分を横方向消失運動量の z 成分に虚数を使っている。このことを逆に言うと、虚数解がある時は、横方向消失運動量が正しく量られていないことが予想され、実数の 2 解イベントとは状況が異なり横方向消失運動量の z 成分 (の絶対値) の小さい方を選ぶことが正しいとは必ずしも言えない。そこで、本解析では虚数解時にはその実部だけを使うことにする。

まとめると、*onShell* を仮定した 2 次方程式の 2 解時には絶対値の小さい方を使った方が良く、虚数解時には解の実部だけを使ってもニュートリノの運動量の z 成分を大体良くニュートリノを再現するので、以降横方向消失運動量の z 成分にはこれらを使う。

5.6.2 標準的なジェットの選び方 . $4LeadingJets$ 法

$t\bar{t}$ を組むのに使うジェットの選び方で一番単純なものは、ジェット選択で残ったジェットの中から横方向運動量:pT の序列で大きい順に 4 本のジェットを選ぶ方法。ただし $60\,\mathrm{GeV} < m_j$ の質量が大きいジェットがある時は、それらのジェットの殆どは 2 つのクォークが 1 本のジェットとして再構成されて質量が大きくなる為、3 本のジェットを選ぶ。後に述べる他の方法と区別する為に、この方法を $4LeadingJets$ 法と呼ぶ。

信号領域

決まったイベント数の中でシグナルをより発見しやすくするには、シグナルとバックグランドの力学過程の違いを利用して、シグナルがピークを作る領域でのバックグラウンドの割合を減らすのが良い。このシグナルがピークを作る領域を信号領域と呼ぶことにする。

信号領域はシグナルが $m_{t\bar{t}}$ に作るピークの半値全幅 $(FWHM)$ から見積もる。シグナルサンプルに $4LeadingJets$ 法を使ってジェットを選び、$t\bar{t}$ を組んで $m_{t\bar{t}}$ を見たのが先の図 47 である。図 47 の緑の線で囲まれた領域が KK グルーオン 1 TeV サンプルの半値全幅であるので、本文内でシグナルとしている KK グルーオン 1 TeV サンプルの信号領域は、$600\,\mathrm{GeV} \leq m_{t\bar{t}} < 1.1\,\mathrm{TeV}$ に固定することにする。

5.6.3 $ATLAS$ 標準の方法 . $dRmin$ 法

バックグラウンドの大半を占める $SMt\bar{t}$ 事象で、ISR/FSR が $t\bar{t}$ を組むのに使う $LeadingJets$ に選ばれると、$t\bar{t}$ の不変質量 $(m_{t\bar{t}})$ が増加して信号領域のバックグラウンドが増加する。

そこで主なバックグラウンドである $SMt\bar{t}$ で、$t\bar{t}$ を組む為に使われる $LeadingJets$ から ISR/FSR を除くのが $dRmin$ 法である。この方法では、ISR は他の $t\bar{t}$ の崩壊粒子と異なり、必ずしも他の崩壊粒子と近くに飛ぶ訳ではないことを利用する。この近づき具合を知るために、(擬) 角距離:$dR(=\sqrt{(d\eta)^2+(d\phi)^2})$ を導入する。

ジェット選択で 4 本または 3 本の $LeadingJets$ の他に余分なジェットが残っている時に、(擬) 角距離:dR を用いて $LeadingJets$ の選別をする。

$LeadingJet$ それぞれについて、自身以外の $LeadingJets$ や 1 レプトン (e/μ) との dR を見てその最小値:dR_{min} を探す。更に $LeadingJet$ の dR_{min} を比べ、その中で最大のもの $(dRmin)$ を探す。この $dRmin$ が "適当なカット "$< dRmin$ に掛かる時は、その $dRmin$ を持つジェットを $LeadingJets$ から除く。そして、余分なジェットから横方向運動量の序列で上位のジェット 1 本を加え、新しく $LeadingJets$ を作る。これを余分なジェットがなくなるか、$dRmin$ がカットに掛からなくなるまで繰り返すのが $dRmin$ 法である。

このオリジナルな $dRmin$ 法では、各 $LeadingJet$ の $dRmin$ に加え、そのジェットの質量 (m_j) も組み合わせて $dRmin$ に $2.5-0.015m_j$ のカットを掛けている。

その根拠として使ったのは $SMt\bar{t}$ サンプルでの、$LeadingJet$ の質量 (m_j) と dR_{min} を、信号ジェット (j_s) と非信号ジェット (j_n) で区別して見た分布である。その分布を図 67,68 に載せる。

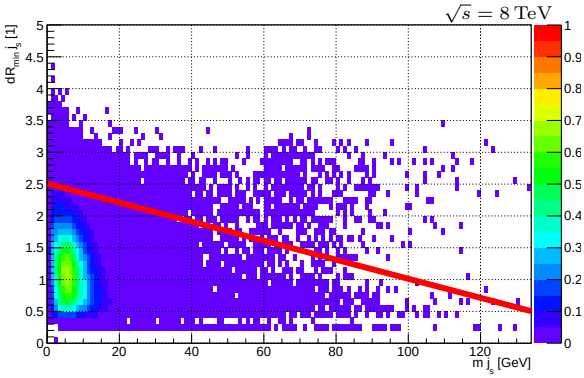

図 67: 信号ジェット (j_s) の質量と $dR_{min}(SMt\bar{t})$

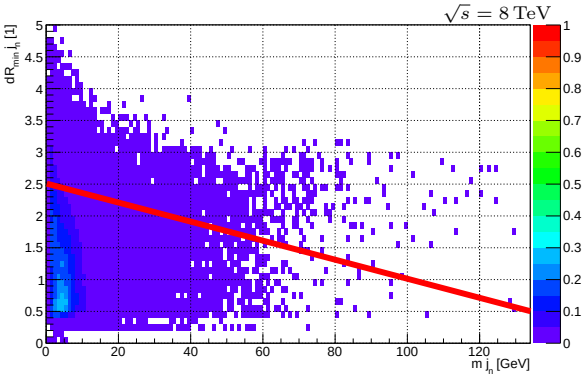

図 68: 非信号ジェット (j_n) の質量と $dR_{min}(SMt\bar{t})$

$t\bar{t}$ を組む為に必要な数より多くジェットがある時、$LeadingJets$ の中で最大の dR_{min} ($dRmin$) を持つジェットが図 67,68 中の赤い線より上ならば、そのジェットは $LeadingJets$ から削られる。

このオリジナルな $dRmin$ 法を使った時の、データとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ 比較と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 69,70 に載せる。

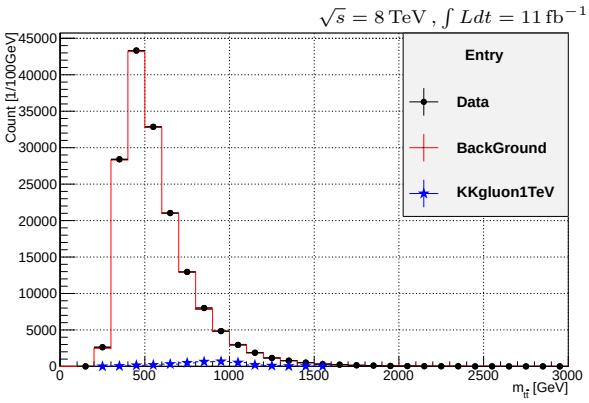

図 69: $dRmin$ 法を適用した時の $m_{t\bar{t}}$

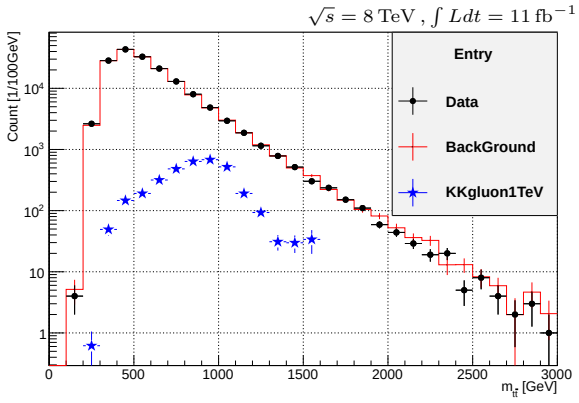

図 70: $dRmin$ 法を適用した時の $m_{t\bar{t}}$ (log スケール)

5.6.4 $dRmin$ 法の最適化と χ^2 法

$dRmin$ 法の最適化

オリジナルな $dRmin$ 法に、大きく次の 3 つの改良を加える。

1 質量の大きいジェットは信号ジェットに多いので、$dRmin$ カットから質量依存項を除く。

2 シグナルと $SMt\bar{t}$ で崩壊粒子のブースト具合の違いを利用し、$SMt\bar{t}$ で横方向運動量の大きいジェットが多く削られる様に、$dRmin$ カットをきつくする。

3 シグナルを保護する為に、その崩壊粒子の性質 (特に b-tag とジェット質量) を利用して、ジェット選択時に例外条件を加える。

1 . $dRmin$ カットからの質量依存項の除外

図 67,68 から非信号ジェットをより多く除く為にジェット質量を組み合わせる利点があまり感じられないので、この研究で行うジェットの選び方の最適化では $dRmin$ に掛けるカットから質量依存項を除くことにする。

2 . $dRmin$ カットの最適化

オリジナルな $dRmin$ 法は、$SMt\bar{t}$ 事象で $LeadingJet$ として選ばれた信号ジェットと非信号ジェットの dR_{min} の違いを利用して $LeadingJets$ に $dRmin$ カットを掛けている。

ここで着目するのが、シグナルサンプルが重いことである。質量が大きい粒子の崩壊で出来る粒子は、ブーストされ互いに近付く傾向にあるはずである。シグナルサンプル (KK グルーオン) と、崩壊過程が同じ為に主なバックグラウンドになる $SMt\bar{t}$ で、$LeadingJet$ として選ばれた信号ジェットの dR_{min} の違いを見たのが、図 71 である。

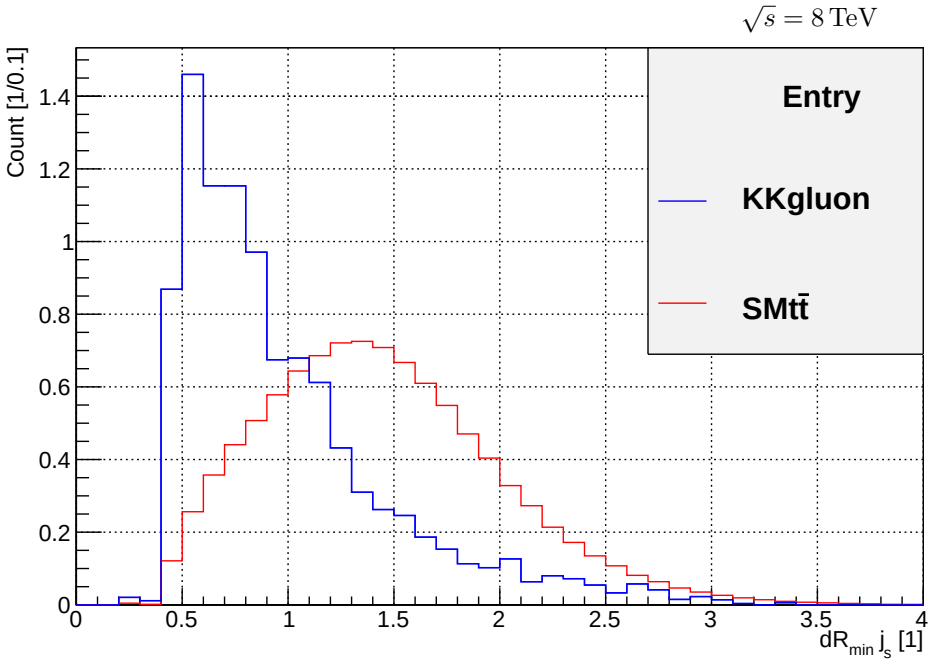

図 71: KK グルーオンと $SMt\bar{t}$ 各サンプルで $LeadingJet$ に選ばれた信号ジェットの dR_{min} の違い

図 71 から、シグナルではその崩壊粒子は dR_{min} ~0.6 程度で近づき、バックグラウンドの大半を占める $SMt\bar{t}$ ではその崩壊粒子は dR_{min} ~1.3 程度で近づく傾向にあるので、この間位に ”適当なカット ” の最良値があることが予想される。

$dRmin$ に掛けるカットを 2.5 から下げて行くと、バックグラウンドの信号領域からの減少が進むのでカットを下げる程良い。しかし、$dRmin$ に掛けるカットをきつくすると、シグナル (KK グルーオン) 事象でも信号ジェットが削られ分布が悪くなって (広がって) しまい、信号領域から後退して、信号領域での S を減らしてしまう。もうしばらく後の表 14 に載せた様に、オリジナルな $dRmin$ 法を使い、シグナルで $t\bar{t}$ システムに組まれるジェットのうち信号ジェットが占める割合 (Rj_s とする) を見ると、使われる $dRmin$ カット $(2.5 - 0.015 * m_j)$ は緩いにも関わらず、$4LeadingJets$ 法を使う時より $t\bar{t}$ に組まれる信号ジェットの割合は減っている。つまり、シグナルと $SMt\bar{t}$ で信号ジェットの dR_{min} の違いを利用してカットをきつくしていっても、シグナルでも割と敏感にジェットの選択が行われ、その過程でシグナルも信号領域から後退することが予想される。

3．ジェット選択の例外条件

このことを解決する為、$dRmin$ 法に $t\bar{t}$ の崩壊過程で生じる粒子の性質を利用した ”例外条件 ”を加える。この ”例外条件 ”には b-tag とジェット質量 (m_j) を使う。

$t\bar{t}$ の崩壊で、1. ボトムクォークは 2 つ生じ、2. 重いシグナルサンプル程その崩壊粒子はブーストされるので 2 つ以上のクォークが 1 本のジェットとして再構成されて質量が大きくなることがある。ボトムクォークはその寿命の長さを元にした b-tag を用いることで、高い確率でボトムクォーク由来のジェットを他の粒子が作るジェットと区別することが出来る。これらを考慮して、$dRmin$ を持つ $LeadingJet$ が b-tag されている/質量の大きい ($50\,\mathrm{GeV} < m_j$) 時は、そのジェットを $t\bar{t}$ の崩壊粒子であると推定し、$dRmin$ に掛ける ”適当なカット ”に掛かっても除かずに保護してしまい、$LeadingJets$ の選択を終えることにするのである。

”例外条件 ”が大きな変更点なので、最適化した $dRmin$ 法を $dRmin$ 法+例外条件と適に呼ぶ。

カットをきつくすることで、はじめは信号領域からバックグラウンド (B) の後退が先攻するが、次第にシグナルの後退も大きくなる為、信号領域での $S/\sqrt{B}$ に極大値が出来るであろうことが予想される。実際 $dRmin$ に掛けるカットを、2.5 から 0.4 まで 0.1 刻みで変えて、信号領域での $S/\sqrt{B}$ を見てみると極大値が観測された。

$dRmin$ 法+ ”例外条件 ”で、$dRmin$ に掛ける ”適当なカット ”を変えた時の、始点 (2.5) と終点 (0.4) とその間に出来た極大値の 3 点の、信号領域での $S/\sqrt{B}$ を表 12 に載せる。表中の誤差は統計誤差だけを考慮している。

表 12: $dRmin$ 法+例外条件で $dRmin$ に掛けるカットを変えた時の信号領域での $S/\sqrt{B}$

$dRmin$ カット	2.5	1.1	0.4
$S/\sqrt{B}$	11.7±0.026	12.6±0.030	12.5±0.031
		極大値	

KK グルーオンの 1 TeV サンプルでは、$dRmin$ ∼1.1 でカットを掛ける時に極大値が出来る。

このカットを変える時、$SMt\bar{t}$ と重いシグナルサンプル (KK グルーオン 1/1.3/1.6 TeV) で、$t\bar{t}$ に組まれるジェットのうち信号ジェットの占める割合 (Rj_s) を見たのが表 13 である。

表 13: $dRmin$ 法+例外条件で $dRmin$ に掛けるカットを変えた時、$t\bar{t}$ システムに組まれたジェットのうち信号ジェットが占める割合 (Rj_s)

$dRmin$ カット	2.5	1.7	0.4
$Rj_s(SMt\bar{t})$	0.751	0.758	0.754
		極大値	
$dRmin$ カット	2.5	1.1	0.4
$Rj_s(KK$ グルーオン 1 TeV)	0.794	0.798	0.796
$Rj_s(KK$ グルーオン 1.3 TeV)	0.760	0.771	0.770
$Rj_s(KK$ グルーオン 1.6 TeV)	0.748	0.763	0.762
		極大値	

重いシグナルサンプル (1/1.3/1.6 TeV) では、$dRmin$ ~1.1 程度を使った時により多くの信号ジェットが $t\bar{t}$ に組まれる。

以上から、$dRmin$ に掛ける "適当なカット "として 1.1 を使うことにする。

先に記した様に $dRmin$ 法は、$SMt\bar{t}$ 事象での信号ジェットと非信号ジェットの $dRmin$ の違いを利用して、$t\bar{t}$ に組まれるジェットから非信号ジェット (ISR/FSR) を除く方法である。バックグラウンド (殆どが $SMt\bar{t}$) に $4LeadingJets$ 法と $dRmin$ 法それぞれを適用した時の $m_{t\bar{t}}$ の図 72 と、この 2 つの方法を $SMt\bar{t}$ に使った時に、$t\bar{t}$ に組まれるジェットのうち信号ジェットが占める割合をそれぞれ見積もると 0.746/0.752 であることを合わせて考えると、信号ジェットに代わり非信号ジェットが $t\bar{t}$ に組まれると $m_{t\bar{t}}$ が増大することがあると言えそうである。

言い換えると、$t\bar{t}$ の崩壊粒子である $b\bar{b}q\bar{q}$ が作るジェットを正しく捉えられれば、$SMt\bar{t}$ の $m_{t\bar{t}}$ が信号領域に引く長い尾は引っ込めさせることが出来て、信号領域での B を減らせるはずである。

この "例外条件 "を加えた最適化で、$dRmin$ に掛ける "適当なカット "として 1.1 を使った時の、シグナルとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ の分布と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 72,73 に載せる。比較の為に、標準的なジェットの選び方である $4LeadingJets$ 法とオリジナルの $dRmin$ 法を使った時の分布も、一緒に載せている。

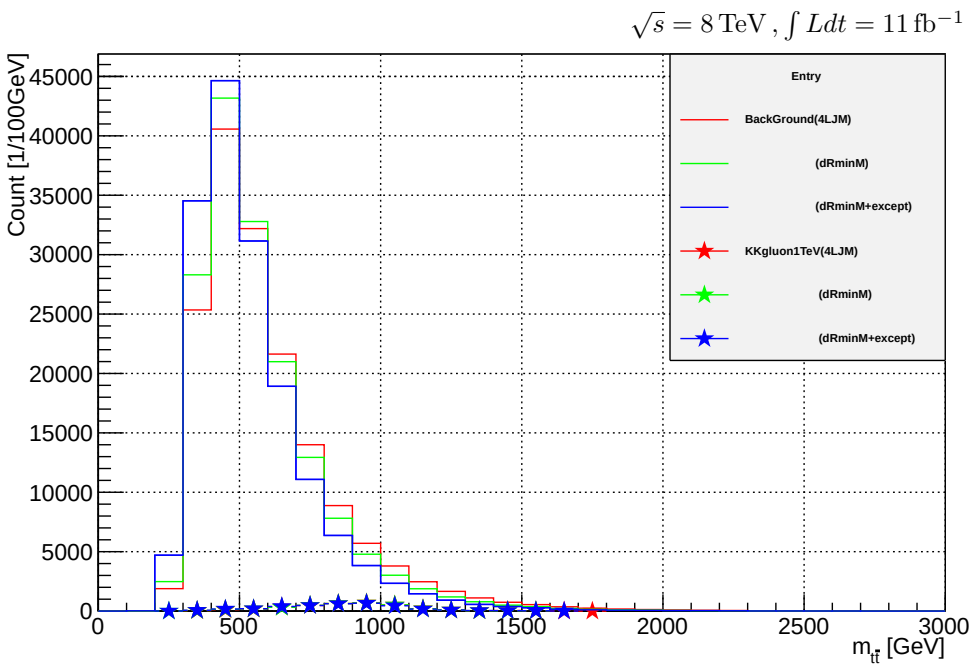

図 72: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法/$dRmin$ 法+例外条件 ($except$) それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$

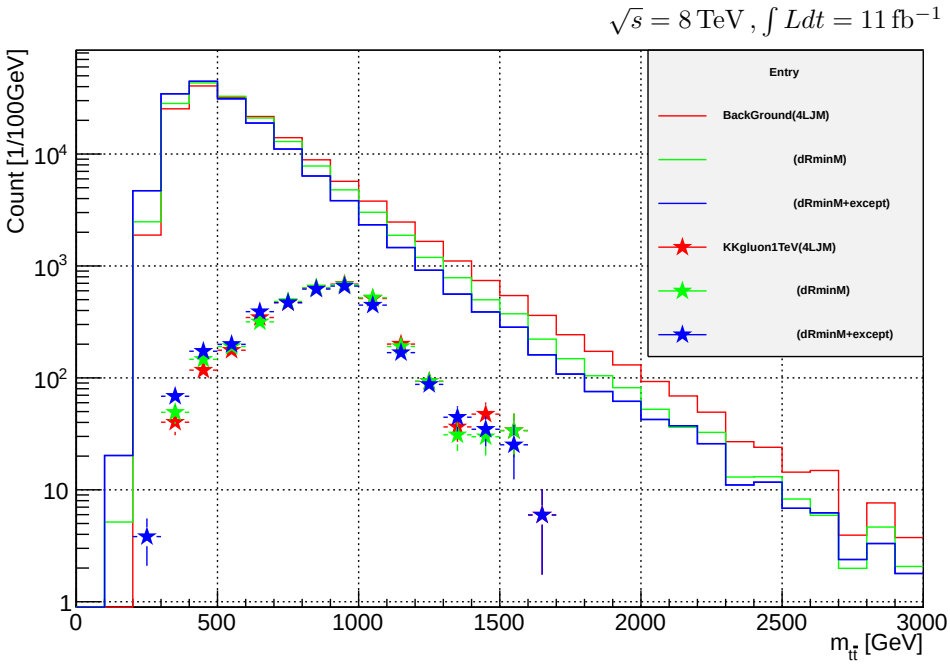

図 73: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法/$dRmin$ 法+例外条件 ($except$) それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ (log スケール)

図 72,73 から明らかな様に最適化を試みた $dRmin$ 法+例外条件は、シグナルの分布は殆ど変えずに、標準的な 2 つの方法よりバックグラウンドを信号領域から後退させることに成功している。

この 3 つの方法それぞれを使った時の、信号領域 (600 GeV $\leq m_{t\bar{t}} <$ 1.1 TeV) での S/B を表 14 に載せる。表中の誤差は統計誤差のみを考慮している。シグナルサンプルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットの内、信号ジェットが占める割合も一緒に載せる。

表 14: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法/$dRmin$ 法+例外条件それぞれを使ったときの信号領域での S/B と、シグナルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットに占める信号ジェットの割合 (Rj_s)

	$4LeadingJets$ 法	$dRmin$ 法	$dRmin$ 法+例外条件
S/B	0.049±0.001	0.053±0.001	0.061±0.001
シグナルでの Rj_s	0.794	0.792	0.798

シグナルと $SMt\bar{t}$ で崩壊粒子の近づき具合の違いを利用して、”例外条件 ”によって信号粒子を保護していることもあり、オリジナルな $dRmin$ 法より $t\bar{t}$ に組まれる信号ジェットの割合をわずかだが上げつつ、信号領域での S/B を上げることが出来ている。

$dRmin$ 法+例外条件で $dRmin$ に掛ける ”適当なカット ”として 1.1 を使った時のデータとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ の分布と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 74,75 に載せる。

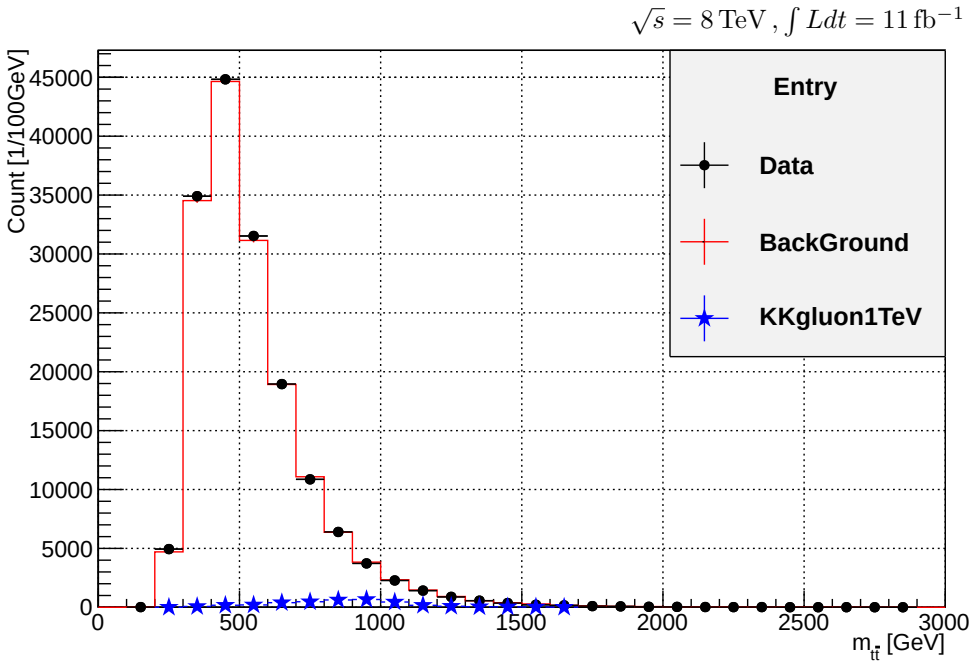

図 74: $dRmin$ 法+例外条件を適用したときの $m_{t\bar{t}}$

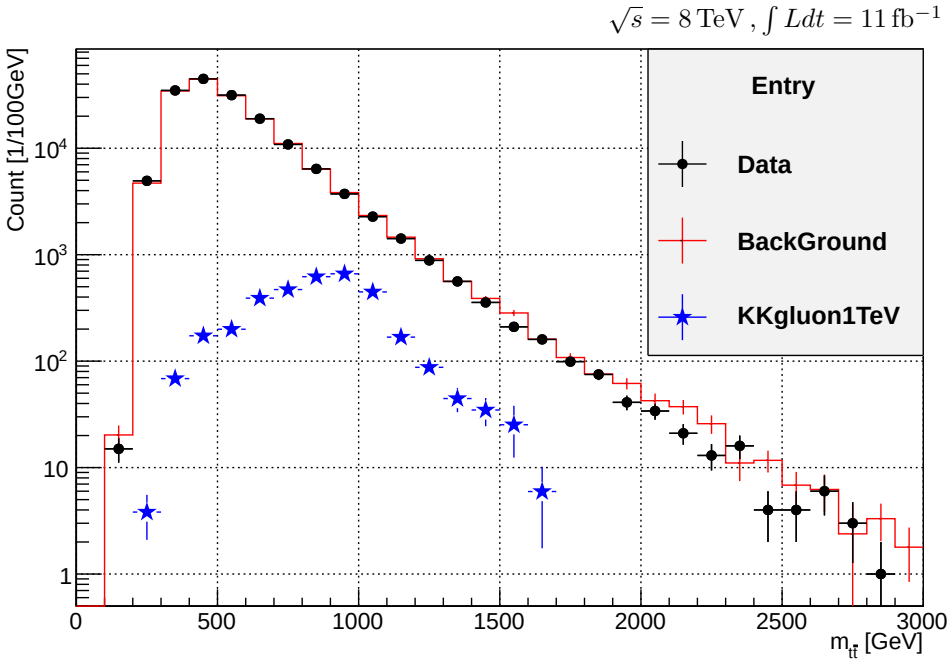

図 75: $dRmin$ 法+例外条件を適用したときの $m_{t\bar{t}}(log)$ スケール

更なる改良の為の χ^2 法

$dRmin$ 法は $LeadingJets$ から非信号ジェットを除く為に有効な方法である。しかし、信号ジェットの近くに飛んだ非信号ジェットを除くことは出来ない。これを除く為に新たに導入するのが、運動力学的な制限をする χ^2 法である。ただし χ^2 法は、最適化した $dRmin$ 法で余分なジェット ($t\bar{t}$ システムを組む為に必要なジェットより多くのジェット) が残っている時にだけ使う。$t\bar{t}$ の崩壊粒子 (この研究では 6 つのオブジェクト) を正しく捉えられていれば、$t\bar{t}$ の崩壊での力学過程を再現出来るはずである。トップクォーク対やウィークボソン (W) などの質量、方位角 (ϕ) 方向でトップクォーク対が反対向きに出ていることを用いて力学的な制限を掛けてる。そして、これを出来るだけ良く再現するようなジェットの組み合わせを選ぶ。

χ^2 法は $4LeadingJets$ 法や $dRmin$ 法とは異なるジェットの選び方をする点も魅力的である。$4LeadingJets$ 法は横方向運動量の序列で 3 本または 4 本の $LeadingJet$ を $t\bar{t}$ を組む為に使うジェットとして選び、$dRmin$ 法では $dRmin$ を用いてジェットの選択をするが基本的には $LeadingJets$ を使い、レプトン 1 つと横方向消失運動量と共に直接 $t\bar{t}$ を組んでいる。他方、χ^2 法はジェット 4 本と、レプトン 1 つと横方向消失運動量で組むウィークボソンで、$t\bar{t}$ の崩壊過程を再現するようにジェットを選ぶので、横方向運動量の序列に縛られずにジェットの選択が出来る。

χ^2 法を導入する目的は、力学過程を満たす用なジェットの正しい組み合わせを選び、信号ジェットをより多く捉えることである。しかし、最適化した $dRmin$ 法はその過程で信号ジェットを削ってしまうこともある為、χ^2 法を加えることで必ずしも信号ジェットをより多く $t\bar{t}$ に組むことは出来ない。

だが、χ^2 法を導入する利点はもう一つある。その根拠とするのが、$dRmin$ 法の最適化で行った $dRmin$ に掛ける "適当なカット" 探しである。$SMt\bar{t}$ に対して $dRmin$ 法+例外条件を適用し、最適化のために $dRmin$ のカットを 2.5 から 0.4 まで 0.1 刻みで変化させた時の $m_{t\bar{t}}$ の分布が図 76 である。

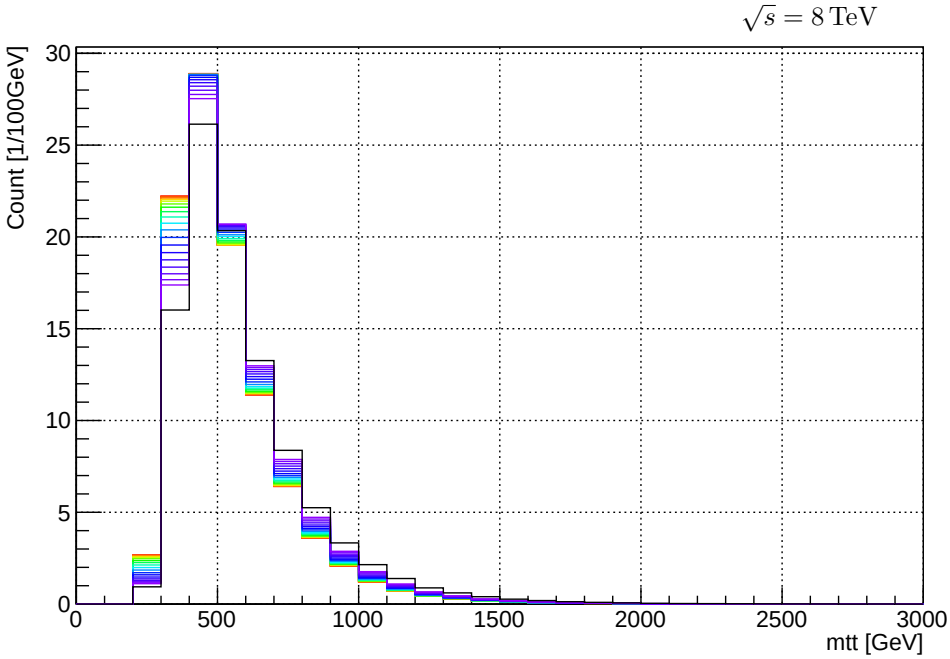

図 76: $SMt\bar{t}$ に $dRmin$ カットを変えて $dRmin$ 法+例外条件を適用した時の $m_{t\bar{t}}$

黒の線は $4LeadingJets$ 法、虹色が $dRmin$ 法+例外条件である。$dRmin$ カットが大きい (緩い) 程紫色寄りで、カットが小さい (きつい) 程赤色寄りである。(2.5 が紫色、1.5 が緑色、1.0 が黄色、0.4 が赤色という具合である。)

先の表 13 から、$SMt\bar{t}$ でより多くの信号ジェットが $t\bar{t}$ に組まれることで、$m_{t\bar{t}}$ が本来の値 (崩壊粒子が正しく組まれた時の $m_{t\bar{t}}$) に近づいて、信号領域から後退するのは $dRmin$ ~1.7 辺りまでのはずである。しかし、図 76 を見ると明らかにカットを 1.7 より下げても、$m_{t\bar{t}}$ は信号領域から後退し続けている。むしろ、0.4 まで下げきった時に $SMt\bar{t}$ は最も信号領域から後退している。$dRmin$ に 1.7 よりきついカットを掛ける時に起こるのは、信号ジェットも削られて信号/非信号ジェットに関わらず、(横方向運動量の序列での)$LeadingJets$ で最も (擬) 角距離を持つジェットが除かれることである。$m_{t\bar{t}}$ を下げるかどうかは、入れ替わるジェットの横方向運動量の大きさだけでなく、他の $LeadingJets$ との (擬) 角距離にもよる。しかし、$dRmin$ 法で $Leadingjets$ から $dRmin$ が大きいジェットが除かれる際に、新たに $LeadingJets$ に加えられるジェットの (擬) 角距離については何も要求していないことを考えると、横方向運動量は小さいが (擬) 角距離のより大きいジェットが加えられることも起こるはずである。ここでもう一度図 76 を見ると、$dRmin$ 法で $dRmin$ に掛けるカットを下げれば下げる程 $m_{t\bar{t}}$ が下がることは事実であるので、正確ではないが次の様に言うことが出来るはずである。

バックグラウンドで横方向運動量の大きいジェットが $t\bar{t}$ に組まれないようにすることが出来れば、信号領域の S/B を上げることが出来るはずである。

まとめると、χ^2 法を導入する本来の目的は、シグナルとバックグラウンドそれぞれでその崩壊粒子 (今回はジェットだけに注目) を正しく捉える事で、$m_{t\bar{t}}$ でシグナルとバックグラウンドの分離を促すことである。だが、最適化した $dRmin$ 法はそのジェット選択の過程で信号ジェットを削ってしまう事もあるため、必ずしも崩壊粒子由来のジェットをより多く選ぶ事が出来るとは限らない。しかし、本研究で見る様な各構成要素が全方向を向き得る様な多体系では、その重心系のエネルギー (特に質量) は構成要素のエネルギー (特に横方向運動量) に依存し、横方向運動量の大きいジェットが $t\bar{t}$ システムに組まれるとその質量 $m_{t\bar{t}}$ は増大する。そして、$dRmin$ 法の最適化 (シグナルの保護の為の ”例外条件 ”) により余分な

ジェットが残る事があり、$dRmin$ 法と χ^2 法でのジェットの選び方の違い ((擬) 角距離も見るが基本的に横方向運動量で選ぶか、組み合わせで選ぶかの違い) から相補的に使える。そこで、最適化した $dRmin$ 法で残るジェット全てを対象として、χ^2 法を用いて力学的制限を掛けることで、より横方向運動量の大きいジェットを削り、信号領域からバックグラウンドの寄与を更に減らす機会を作るという目的も孕ませて、χ^2 法を導入するのである。

力学的な制限には、シグナルでは 2 つのトップクォークがあり、その崩壊粒子であるウィークボソン (W) がそれぞれ $Hadronic/Leptonic$ 崩壊するという事象全体の性質を使い、以下の式 (37),(38) の様に χ^2 を定義する。そして、本解析では最適化した $dRmin$ 法で、余分なジェットがまだ残っている時にだけ、この χ^2 を最小にするようなジェットの組み合わせを選び、レプトンと横方向消失運動量とともに $t\bar{t}$ システムを組む。

本研究で探索するシグナルは、1TeV 程度の質量領域の KK グルーオンであるので、χ^2 法で運動力学的制限に使う成分

1 $Hadronic$ 崩壊するウィークボソンの質量 (m_{Wh})

2 $Hadronic$ 崩壊するウィークボソンを作るトップクォークの質量からウィークボソンの質量を引いたもの (m_{th-Wh})

3 $Leptonic$ 崩壊するウィークボソンを作るトップクォークの質量 (m_{tl})

4 トップクォーク対の横方向運動量の差 (pT_{th-tl})

は、質量の大きいシグナルサンプル (質量が 1/1.3/1.6TeV の KK グルーオン) から得る。

$$\begin{aligned}\chi^2 &= [(m_{q\bar{q}} - m_{Wh})/\sigma_{Wh}]^2 + [(m_{q\bar{q}b-q\bar{q}} - m_{th-Wh})/\sigma_{th-Wh}]^2 \\ &\quad +[(m_{lnb} - m_{tl})/\sigma_{tl}]^2 + [\{(pT_{q\bar{q}b-lnb}) - (pT_{th-tl})\}/\sigma_{pT_{th-tl}}]^2 \end{aligned} \tag{37}$$

($m_{Wh} = 82\,\mathrm{GeV}$、$m_{th-Wh} = 94\,\mathrm{GeV}$、$m_{tl} = 168\,\mathrm{GeV}$、$pT_{th-tl} = 1.51\,\mathrm{GeV}$
$\sigma_{Wh} = 11\,\mathrm{GeV}$、$\sigma_{th-Wh} = 12\,\mathrm{GeV}$、$\sigma_{tl} = 20\,\mathrm{GeV}$、$\sigma_{pT_{th-tl}} = 19\,\mathrm{GeV}$ を使う。)

ただし、$60\,\mathrm{GeV} < m_j$ のジェットのジェットがある場合は、1,2 項目を統合して

5 $Hadronic$ 崩壊するウィークボソンを作るトップクォークの質量

を代わりに使う。質量の大きいジェットの殆どは $Hadronic$ 崩壊するウィークボソンから出来るクォーク対であるが、クォーク対の一方とウィークボソンとともに作られたボトムクォークが 1 つのジェットとして再構成され質量が大きくなる場合もあるので、それを考慮しての統合である。

$$\chi^2 = [(m_{q\bar{q}b} - m_{th})/\sigma_{th}]^2 + [(m_{lnb} - m_{tl})/\sigma_{tl}]^2 + [\{(pT_{q\bar{q}b-lnb}) - (pT_{th-tl})\}/\sigma_{pT_{th-tl}}]^2 \tag{38}$$

($m_{th} = 163\,\mathrm{GeV}$、$m_{tl} = 168\,\mathrm{GeV}$、$pT_{th-tl} = 1.51\,\mathrm{GeV}$
$\sigma_{th} = 19\,\mathrm{GeV}$、$\sigma_{tl} = 20\,\mathrm{GeV}$、$\sigma_{pT_{th-tl}} = 19\,\mathrm{GeV}$ を使う。)

ここで、m/pT は各粒子の質量/横方向運動量で、イベント選択とオブジェクト選択で残るクォーク対/ボトムクォーク/レプトン/ニュートリノの各オブジェクトは $q\bar{q}/b/l/n$ で表し、ウィークボソン/トップクォークは W/t で区別し、その崩壊過程が $Hadronic/Leptonic$ 崩壊かに応じて h/l を後ろに付けている。

力学的制限に使う成分を見積もる為、重いシグナルサンプルから得た各分布 (KK グルーオン $1, 1.3, 1.6\,\mathrm{TeV}$ サンプルそれぞれにオブジェクト選択とイベント選択を掛けて得られた分布を足している) を、図 77~81 に載せる。

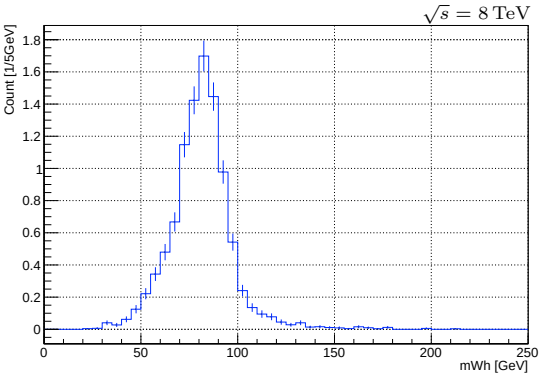

図 77: χ^2 法で使う成分を得るための分布 1.m_{Wh}

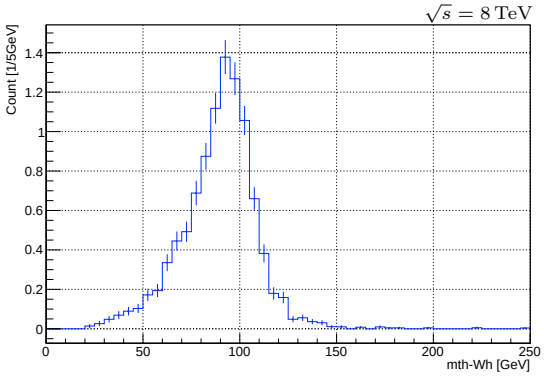

図 78: χ^2 法で使う成分を得るための分布 2.m_{th-Wh}

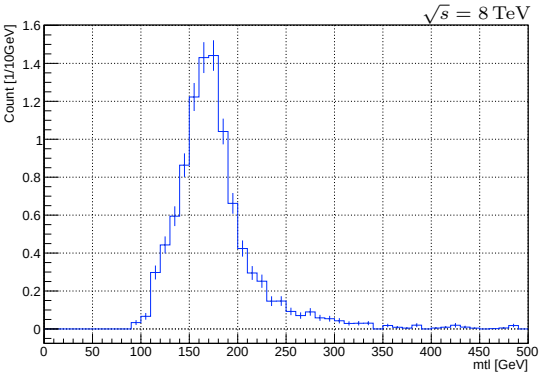

図 79: χ^2 法で使う成分を得るための分布 3.m_{tl}

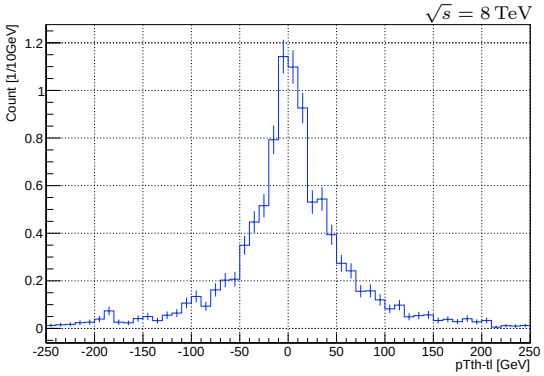

図 80: χ^2 法で使う成分を得るための分布 4.pT_{th-tl}

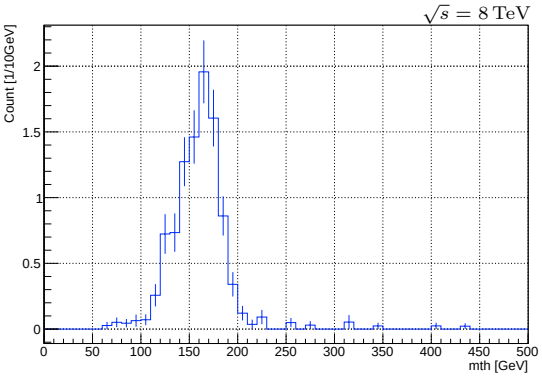

図 81: χ^2 法で使う成分を得るための分布 5.m_{th}

繰り返すが、最適化した $dRmin$ 法で余分なジェットが残っている時にだけ、これらの分布から得られた成分を用いて、(36),(37) 式で定義される χ^2 を最小にするようなジェットの組み合わせを選ぶ。(レプ

トンと横方向消失運動量で組む粒子はウィークボソン (W) とみなし、ジェットの組み合わせだけを変える。)

こうして、本研究で新しく出来たジェットの選び方 (最適化した $dRmin$ 法 ($dRmin$ カット=1.1) の後に、更に χ^2 法) を使った時の、シグナルとバックグラウンドの分布と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 82,83 に載せる。比較の為に標準的な方法の $4LeadingJets$ 法、最適化した $dRmin$ 法+例外条件単体で使った時の、$m_{t\bar{t}}$ の分布も一緒に載せる。

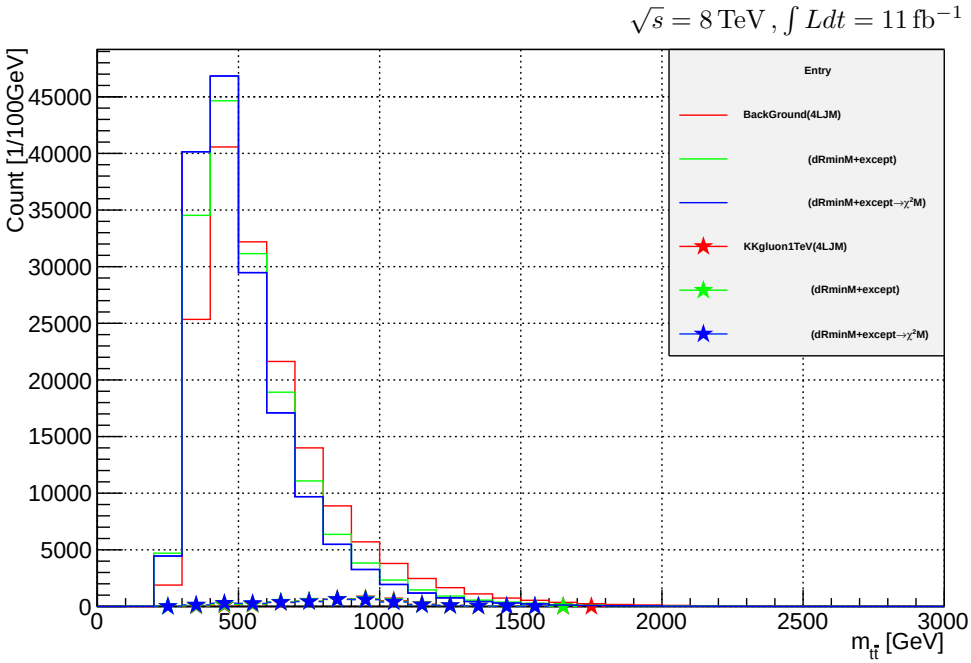

図 82: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法+例外条件/$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$

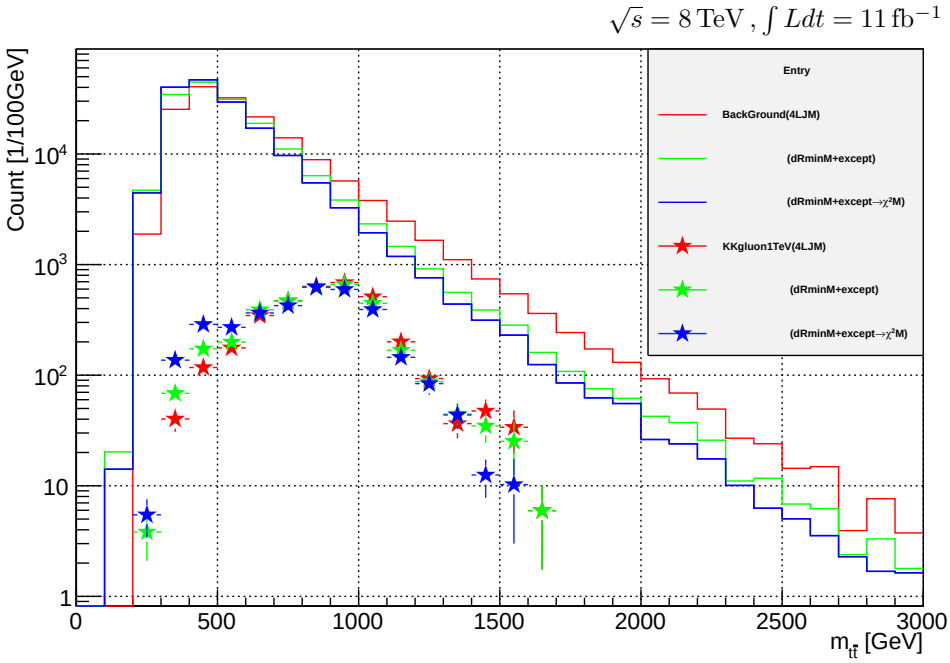

図 83: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法+例外条件/$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを適用したときの $m_{t\bar{t}}$ (log スケール)

最適化した $dRmin$ 法の後に χ^2 法を使うと、信号領域からシグナルも減らしてしまうが、バックグラウンドを更に減らすことに成功している。

この 3 つの方法それぞれを使った時の、信号領域 ($600\,\mathrm{GeV} \leq m_{t\bar{t}} < 1.1\,\mathrm{TeV}$) での S/B を表 15 に載せる。表中の誤差は統計誤差のみを考慮している。シグナルサンプルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットの内、信号ジェットが占める割合も一緒に載せる。

表 15: $4LeadingJets$ 法/$dRmin$ 法+例外条件/$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法それぞれを使ったときの信号領域での S/B と、シグナルで $t\bar{t}$ に組まれるジェットに占める信号ジェットの割合 (Rj_s)

	$4LeadingJets$ 法	$dRmin$ 法+例外条件	$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法
S/B	0.049±0.001	0.061±0.001	0.064±0.001
シグナルでの Rj_s	0.794	0.798	0.782

最適化した $dRmin$ 法は全体としては $t\bar{t}$ システムに組まれる信号ジェットの割合はやや増加させるがその過程で信号ジェットも削ってしまうことや、ジェットのオブジェクト選択でも信号ジェットも削られている為に、χ^2 法を加えても $t\bar{t}$ に組まれる信号ジェットの割合は上げることは出来なかったが、信号領域での S/B を更に改善することが出来た。

$dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法を使った時の、データとバックグラウンドの $m_{t\bar{t}}$ の分布と、それを log スケールにしたものをそれぞれ図 84,85 に載せる。

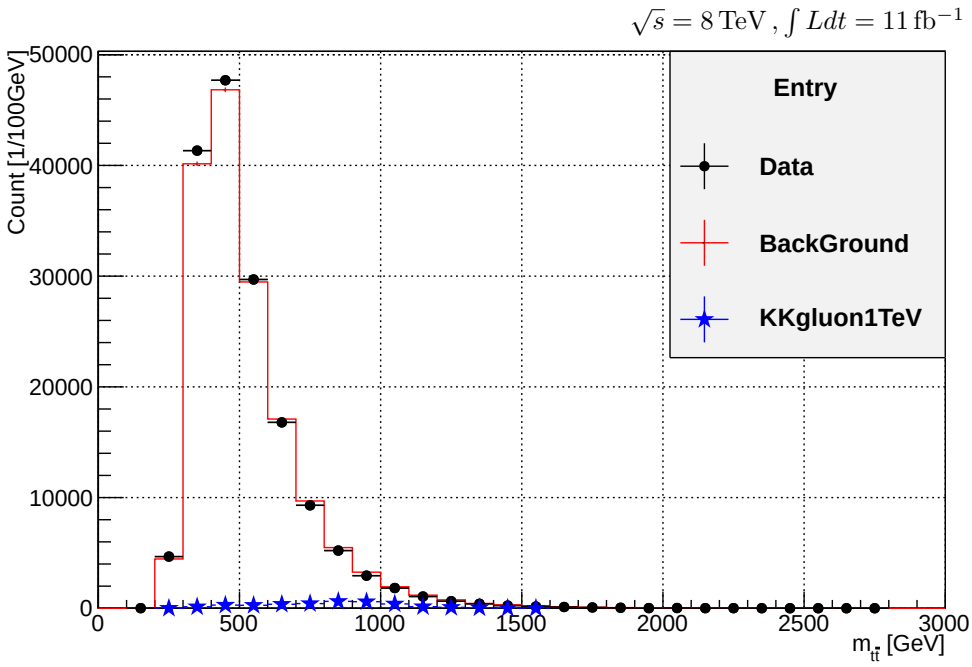

図 84: $dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法を適用したときの $m_{t\bar{t}}$

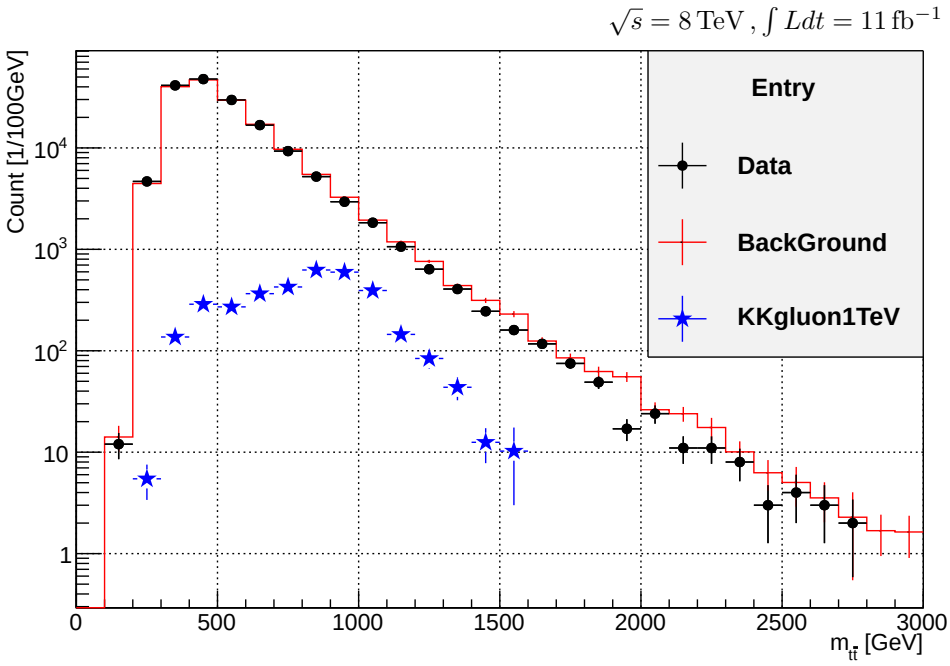

図 85: $dRmin$ 法+例外条件の後に、更に χ^2 法を適用したときの $m_{t\bar{t}}(log)$ スケール

$m_{t\bar{t}}$ の大きい領域では、データとバックグラウンドでずれが少し大きくなっている。これは $Monte\,Carlo$

シミュレーションが、データのジェットの本数を再現来ていない (図 58 から少ない傾向にある) 為に、横方向運動量の大きいジェットについて正確に再現出来ていてもジェットの本数が少ないことで、データより $m_{t\bar{t}}$ の減少が弱まることが原因と考えられる。(後に記す系統誤差の 1 つである生成断面積の誤差を考慮すると、バックグラウンドには少なくとも 10% 程度の系統誤差がつき、その他の系統誤差も考慮すると誤差の範囲では一致している。)

5.7 系統誤差

これまでは統計誤差のみを考慮してきたが、$Monte\,Carlo$ シミュレーションでの再現やバックグラウンドやシグナルの規格化に際して多くの誤差 (系統誤差) が生じる。シグナルが存在するかを見極める為にはこれらをしっかり見積もる必要があるので、本研究での主要な系統誤差を以下に記していく。

ルミノシティー

2012 年の夏までに集められた 11 fb^{-1} のルミノシティーの誤差には 3.6% を使い、データを使って見積もった QCD と $W+jets$ 以外の全ての $Monte\,Carlo$ シミュレーションサンプルについてルミノシティーに起因する系統誤差とする。

生成断面積

各サンプルの生成断面積を見積もる際に生じる系統誤差、使う $Parton\,Distribution\,Function\,(PDF)$ の形による系統誤差をまとめて生成断面積誤差とする。

$W/Z+jets$ については 4% に、要求するジェット 1 本に付き 24% の誤差を平方根の中で 2 乗して足し上げる。この研究では 4 本のジェットを要求するので、48% を生成断面積の系統誤差とする。

QCD については 50% を生成断面積の系統誤差とする。

各サンプルの生成断面積に対する誤差の割合を表 16 に載せる。

表 16: 生成断面積誤差

サンプル	断面積誤差
$SMt\bar{t}$	+0.098/-0.11
$W+jets$	±0.48
$single\,top$	+0.054/-0.046
QCD	±0.5
$Z+jets$	±0.48
$diBoson$	±0.34

$Jet\,Energy\,Scale\,(JES)$

ジェットの再構成時のカロリメーターで測定した情報をエネルギーに変換する際のスケール (EM スケール/ハドロンスケール) に起因する誤差をジェットの系統誤差とする。

$Jet\,Energy\,Resolution\,(JER)$

ジェットの再構成時にデータでのエネルギー分解能を良く再現する様に $Monte\,Carlo$ シミュレーションでジェットのエネルギーをばらつかせて補正している。この見積もりで生じる誤差をジェットの系統誤差とする。

$Jet\,Vertex\,Fraction\,(JVF)\,Scale\,Factor$
ジェットの再構成時のジェットに付随する飛跡の横方向運動量の内、第 1 崩壊点から来ている飛跡の占める割合に応じて補正をかけているが、この補正を見積もる際に生じる誤差をジェットの系統誤差とする。

b-$tag\,Scale\,Factor$
ボトムクォークと他の粒子を区別する b-tag の $efficiency$ の見積もりの際に生じる誤差を b-tag の系統誤差とする。$efficiency$ の見積もりはボトムクォーク/チャームクォーク/他のクォークの 3 つに分けて行われているので、それぞれ $b/c/mis$ と区別する。

ISR/FSR
$SMt\bar{t}$ サンプルのジェネレーター ($ACER_PYTHIA$) で、シミュレートで飛ばす ISR/FSR の成分を増減させた時の差分を ISR/FSR に起因する系統誤差とする。

$Shape$
W+$jets$ サンプルのジェネレーター ($Alpgen$) はクォークなどのパートンを生で生成するだけで、これらを飛ばす為に別のジェネレーター ($Herwig$) を使っている。このジェネレーター間でのパートン情報の引き渡し時にパートンの 2 重計数が生じる恐れがある。パートンへのエネルギーの分配を決める PDF のスケールを変えたり ($iqopt = 1 \rightarrow 2$) や飛ばすパートンの最低横方向運動量を下げる ($pT_j min = 15 \rightarrow 10\,\mathrm{GeV}$) ことによる分布の変化を $Shape$ に起因する系統誤差とする。

$MET\,SoftTerm$
オブジェクトの再構成に使われなかったセグメントのノイズによる誤差や横方向運動量の小さいジェットの再構成の際に生じる誤差を $SoftTerm$ に起因する系統誤差とする。

以上の系統誤差による $Signal\,Region$ のイベント数のずれを表 17 にまとめる。オブジェクト選択とイベント選択で残るバックグラウンドを全て足したものを中心値とし、中心値に対してのずれをパーセントで表している。

表 17: 各種系統誤差による中心値からのずれ

系統誤差名		バックグラウンド	シグナル
ルミノシティー		$\pm 3.3\%$	$\pm 3.6\%$
断面積	$SMt\bar{t}$	$+8.2/-8.9\%$	-
	$W{+}jets$	$\pm 3.2\%$	-
	$single\,top$	$+0.31/-0.26\%$	-
	QCD	$\pm 1.4\%$	-
	$Z{+}jets$	$\pm 0.49\%$	-
	$diBoson$	$\pm 0.025\%$	-
JES		$\pm 11\%$	$+6.2/-7.3\%$
JER		$\pm 9.9\%$	$\pm 3.6\%$
$JVF\,SF$		$+1.9/-1.3\%$	$+2.0/-1.8\%$
$b\text{-}tagSF$	B	$\pm 0.19\%$	$\pm 0.74\%$
	C	$\pm 0.071\%$	$\pm 0.22\%$
	mis	$\pm 0.012\%$	$\pm 0.10\%$
ISR/FSR	$SMt\bar{t}$	$\pm 1.1\%$	-
$W{+}jets$	$iqopt2$	$\pm 0.074\%$	-
$Shape$	$ptjmin10$	$\pm 0.077\%$	-
$MET\,SoftTerm$		$\pm 0.028\%$	$\pm 0.23\%$

5.8 結果と考察

5.8.1 信頼度

シグナルとバックグラウンドにそれらの誤差を考慮した予測値とデータの観測値から、シグナルの強度について $Limit$ を出す際の信頼度:$Confidence\,Level\,(CL)$ の説明をする。

バックグラウンドのイベント数に比べて、シグナルのイベント数が少ない時に、誤ってシグナルの存在を棄却してしまうことがないように、

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{1 - CL_b} \tag{39}$$

と定義される信頼度 (CL_s) を使う。ここで、CL_{s+b} はデータをシグナルとバックグラウンドで説明する確率で、CL_b はデータをバックグラウンドだけで説明する確率である。

この信頼度 (CL_s) を使い、$CL_s < 0.05$ ならばシグナルの存在が棄却されることになる。

5.8.2 統計検定量

この研究でははじめにシグナルの強度について $Limit$ を出す。その際、統計検定量には、

$$q_\mu = \begin{cases} -2\ln\frac{L(\mu,\hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(0,\hat{\hat{\theta}}(0))} & (\tilde{\mu} < 0) \\ -2\ln\frac{L(\mu,\hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\theta}(\mu))} & (0 \leq \tilde{\mu} \leq \mu) \\ 0 & (\mu < \tilde{\mu}) \end{cases} \tag{40}$$

を使用する。ここで、θ/μ はそれぞれ、シグナルやバックグラウンドの系統誤差 (θ)/シグナルの生成断面積がバックグラウンドの生成断面積に比べてどれだけの強度を持つかを表す指標:シグナルの強度 (μ)、L はデータから得られる観測量をシグナル, バックグラウンドから得られる予測値で説明する際の指標である。

5.8.3 プロファイル尤度

ある条件に従って結果が現れる時、この結果をもとに尤もらしいある条件を推測する指標を尤度と呼ぶ。本研究ではこの尤度のうち、先に定義した統計検定量 (q_μ) のように系統誤差 (θ) をシグナルの強度 (μ) の関数と見なす、プロファイル尤度を使う。

レプトン 1 つと横方向消失運動量、複数本のジェットで組む $t\bar{t}$ システムの不変質量 $m_{t\bar{t}}$ の分布に対して、プロファイル尤度を使う。分布はビン (bin) 分けされている (本解析では 100 GeV ビンを使用した) ので、ビン毎にプロファイル尤度を求める必要がある。そのためにプロファイル尤度で使う、確率密度関数;$probability\,density\,function$ (P) は

$$P(n|\mu,\theta) = \prod_{m\in bin} Pois(n_m|\nu_m)\cdot Gaus(Lumi_0|Lumi,\sigma_{Lumi})\cdot \prod_{i\in syst} Gaus(0|\theta_i,1) \tag{41}$$

と定義される。ここで、m は分布のビン (bin) を区別する指標、n/ν はそれぞれ観測量 (データ)/予測値 (シグナル, バックグラウンド)、$Lumi$ はルミノシティー、$Pois(a|b)$ は a が平均及び分散 b のポアソン分布に従う成分であることを表し、$Gaus(a|b,c)$ は a が中心値 b, 分散 c のガウス分布に従う成分であることを表し、i は系統誤差 ($syst$) の種類を区別する指標である。

この尤度関数 (P) を使い、統計検定量 (q_μ) の定義で使われた L は、

$$L = \prod_{i\in Sample} P(n_i|\mu,\theta) \tag{42}$$

と表される。ここで、i はサンプル ($Sample$) を区別する為の指標である。

予測値 (ν) は

$$\nu = \sum_{j\in Sample} L\cdot \prod_{k\in NormFactor_j} f_k\cdot\eta_j(\theta)\cdot\sigma_j(\theta) \tag{43}$$

で定義されたものを使う。ここで、j は分布を得る為に使うサンプル ($Sample$) を区別する指標、k はサンプル毎の生成断面積や分岐比といった規格化定数 ($Norm\,Factor$) を区別する指標で f はその実際の規格化定数、η は系統誤差を考慮した時の中心値に対する強度、σ は系統誤差を考慮したサンプルの分布。(系統誤差を数字で考慮する場合は $\sigma = 1$ として η を使い、分布で考慮する場合は $\eta = 1$ として σ を使う。)

こうして定義されたシグナルの強度 (μ) の関数である統計検定量 (q_μ) を解析的に解くことで、シグナルの強度 (μ) について $Limit$ を求める。このシグナルの強度 (μ) について $Limit$ で、予測値はシグナルの存在がどの程度の強度でシグナルの存在が予測されるかを表し、観測値はデータからシグナルがあるとすればどの程度の強度でシグナルが存在しているかを表す。いずれも 1 に近い程シグナルの存在を肯定し、1 より小さい場合は小さい程シグナルの存在を強く否定 (棄却) する。シグナルの感度が悪い/バックグラウンドが少ない場合などでは、1 より大きくなる。

5.8.4 シグナルの強度 (μ) と生成断面積についての $Limit$ 計算

本研究では、はじめにシグナルの強度 (μ) について $Limit$ を出し、それにシグナルの生成断面積を掛けてシグナルの生成断面積についての上限 $Limit$ を出す。

シグナルの強度についての $Limit$ を出す際に使う $m_{t\bar{t}}$ の領域は、S/B を見積もる時に信号領域として定義した半値全幅 ($FWHM$) を使う。

これまでシグナルとして見てきた質量 1 TeV の KK グルーオンサンプルの様に、各質量のシグナルサンプルについて $4LeadingJets$ 法でジェットを選んで、レプトンと横方向消失運動量とともに組んだ $t\bar{t}$ システムの不変質量 $m_{t\bar{t}}$ の半値全幅を使う。このようにして各質量サンプル毎に求めた信号領域を、表 18 に載せる。

表 18: 各質量のシグナルサンプルの信号領域 ($FWHM$)

シグナルサンプル質量	500 GeV	800 GeV	
信号領域	[400 GeV, 600 GeV)	[500 GeV, 900 GeV)	
	1 TeV	1.3 TeV	1.6 TeV
	[0.6 TeV, 1.1 TeV)	[0.8 TeV, 1.4 TeV)	[0.8 TeV, 1.7 TeV)

ここで、$[a, b)$ は a 以上 b 未満の領域を表す。

比較の為に、はじめにオリジナルな $dRmin$ 法を使った時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値や観測値を表 19 に載せる。

表 19: オリジナルな $dRmin$ 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値

シグナルサンプル質量	500 GeV	800 GeV	1 TeV	1.3 TeV	1.6 TeV
2σ	0.13	0.21	0.37	1.01	2.29
1σ	0.092	0.16	0.27	0.80	1.65
予測値	0.074	0.12	0.20	0.57	1.22
観測値	0.050	0.28	0.41	0.45	1.00

シグナルの強度が 1 の時は、理論の予測通りのシグナルの存在の可能性がある。1 より大きい時は、理論よりシグナルの存在が多い可能性がある。1 より小さい時は、小さい程シグナルの存在は否定 (棄却) される。

表 19 の 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値を、各シグナルサンプルの質量の関数としてプロットしたのが図 86 である。

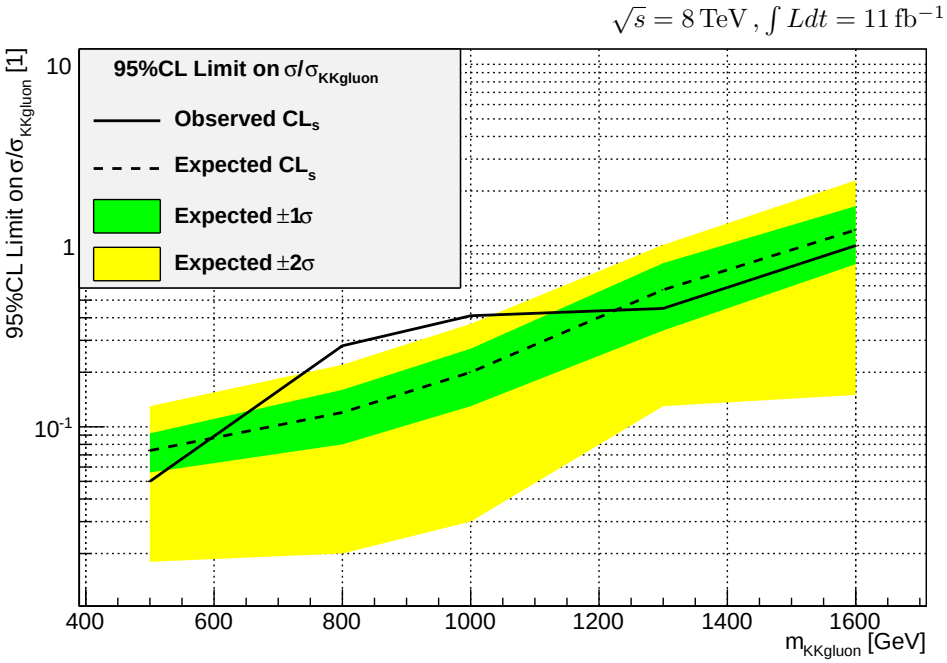

図 86: オリジナルな $dRmin$ 法を適用した時の、各質量サンプルの $95\%CL$ でのシグナルの強度 (μ) の観測値と予測値

図 86 を見ると、質量が 800 GeV と 1 TeV の KK グルーオンについて、データの優位な超過があるようだ。もし本当にシグナルがあるのであれば、1 TeV サンプルを基準にしてジェットの選び方を工夫し、信号領域 $(FWHM)$ での S/B を上げた新しいジェット選択法を使うことでデータの更なる優位な超過が見られる可能性がある。

この解析で新しく出来た、最適化した $dRmin$ 法の後に、更に χ^2 法を使った時の、各質量サンプルの $95\%CL$ でのシグナルの強度 (μ) の予測値や観測値を表 20 に載せる。信号領域でのシグナルとバックグラウンドのイベント数 $(S$ と $B)$ も一緒に載せる。シグナルで e/μ チャンネル合わせたアクセプタンス (A_S) も載せる。

表 20: 最適化した $dRmin$ 法の後に χ^2 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値。及び信号領域でのシグナルとバックグラウンドのイベント数 (S と B) とシグナルのアクセプタンス (A_S)。

シグナルサンプル質量	500 GeV	800 GeV	1 TeV	1.3 TeV	1.6 TeV
2σ	0.17	0.23	0.36	0.93	1.73
1σ	0.14	0.17	0.27	0.69	1.27
予測値	0.10	0.12	0.19	0.50	0.92
観測値	0.18	0.10	0.18	0.26	0.28
S	23543	5876	2378	577	193
B	77418	61276	36954	12852	13511
A_S	0.0473	0.0635	0.0710	0.0692	0.0648

表 20 に載せた 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値と観測値を、シグナルサンプルの質量の関数としてプロットしたのが図 87 である。

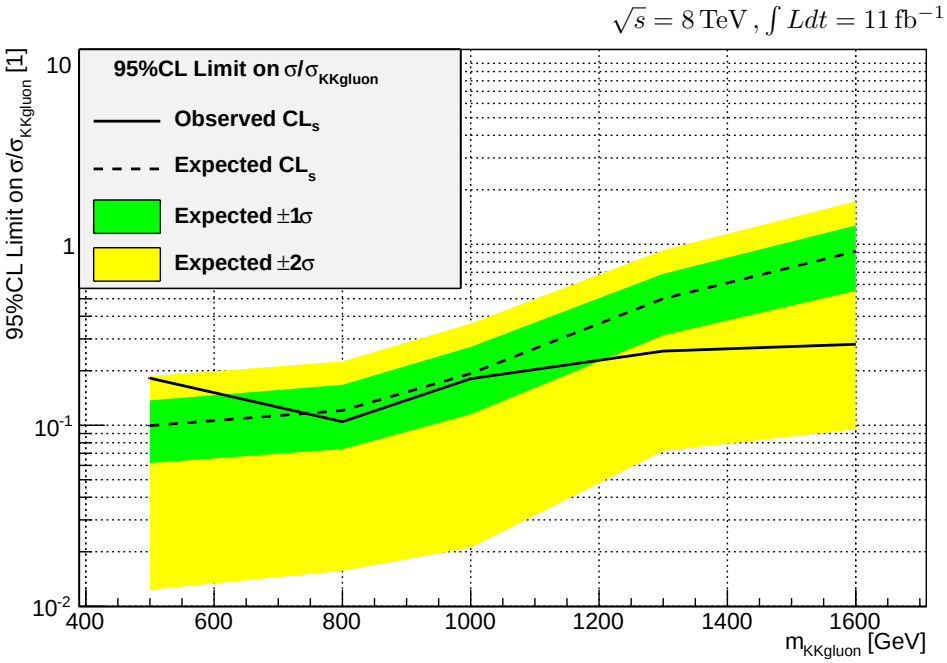

図 87: 最適化した $dRmin$ 法の後に χ^2 法を適用した時の 95%CL での予測値と観測値

今度は質量の大きいシグナルサンプルについて、予測値が観測値より多くなっている。これは、$Limit$ を出す際に使った $m_{t\bar{t}}$ の質量の大きい領域で、バックグラウンドがデータよりも多くなったためと考えられる。その具体的な原因は、図 58 のようにデータのジェットの本数を $Monte\,Carlo$ シミュレーションが再現出来ていない為と思われる。χ^2 法を導入した動機の 1 つとして記した様に (言い方は正確ではないが)、横方向運動量が大きいジェットがより多く $t\bar{t}$ に組まれる程 $m_{t\bar{t}}$ は増大する。本解析で用いた

新しいジェット選択法は、オブジェクト選択で残るジェット全てを $t\bar{t}$ を組む為に使う対象として選別する。この為、$Monte\,Carlo$ シミュレーションが運動量の大きいジェットについてデータを良く再現出来ていても、データとのジェットの本数の違い (データより運動量の小さいジェットの数が少ない) に依って、同じ様な状況であっても $Monte\,Carlo$ シミュレーションでデータでの $m_{t\bar{t}}$ の下がり具合を再現出来ていない可能性がある。

95%CL でのシグナルの強度 (μ) の $Limit$ を見る限り、シグナルの存在を示す様な観測値の有意な超過は観測出来なかった。

最後にシグナルの生成断面積について上限 $Limit$ を付け、どの程度の質量までのシグナルサンプルの存在が棄却されるのかを見ることにする。

表 20 に載せた 95%CL でのシグナルの強度 (μ) の予測値や観測値に、先の表 7 の各シグナルサンプルの生成断面積を掛けたものがシグナルの生成断面積についての $Limit$ になる。こうして得られたシグナルの生成断面積についての $Limit$ を、シグナルサンプルの質量の関数としてプロットしたものが図 88 である。

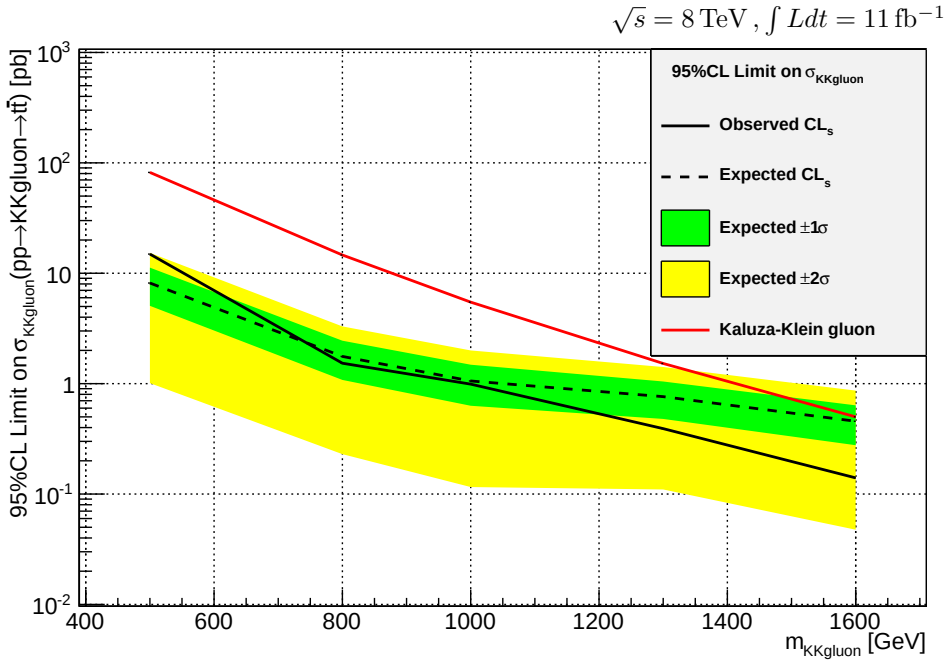

図 88: 最適化した $dRmin$ 法の後に更に χ^2 法を適用した時の、各質量サンプルの 95%CL での生成断面積の $Limit$

図 88 中の赤線は、理論が予測する KK グルーオンの生成断面積である。図 88 の状況では、赤線と観測値/予測値が交わる線以下の質量では存在が棄却されることになる。予測値はバックグラウンドをデータより多く見積もっているため観測値との交点を見るのが妥当と思われる。いずれにしろ、棄却の上限を出しきることは出来なかったが、質量が 500 GeV から 1.6 TeV の KK グルーオンの存在は 95%CL で否定された。

まとめると、本研究で工夫したこととその結果は次のとおりである。

バックグラウンド ($SMt\bar{t}$) とシグナル (KK グルーオン) の運動力学的な性質の違いを利用して $dRmin$ 法を最適化し、更に χ^2 法を相補的に使う新しいジェット選択法を用いることで、重いシグナルサンプル

で感度を上げて予測値と観測値の値を改善させることが出来た。

この新しいジェット選択法を使った結果、余剰次元模型の一つ *Randall-Sundrum* 模型で存在が予言される KK グルーオンの内 500 GeV 以上 1.6 TeV 以下の質量を持つものについては、その存在を示す様な観測値の有意な超過は見られず、その存在を 95%CL で棄却するという結果を得た。

6 まとめ

余剰次元模型は標準理論が抱える問題を解決する糸口を与える理論の 1 つとして、盛んに研究されている。その理論では TeV 程度のエネルギースケールで新しい次元が見え始めると期待される為、LHC 加速器実験での検証が可能である。この研究では、2012 年に LHC 加速器で起こした重心系エネルギー 8 TeV での陽子同士の衝突を、$ATLAS$ 検出器で取得した 11 fb^{-1} のデータを用いて、余剰次元模型で予想される *Kaluza-Klein* グルーオン (KK グルーオン) の探索を行った。

本研究では、余剰次元のコンパクト化のスケールが 1 TeV^{-1} 程度であると仮定して、質量が 1 TeV 程度の KK グルーオンに焦点をあてて探索を行った。基準として用いた *Randall-Sundrum* の余剰次元模型では、KK グルーオンは主にトップクォーク対に崩壊すると予想される。そこで、本研究では背景事象に対する信号の比率が比較的高く、トップクォーク対の再構成が可能な ”レプトン+ジェット ”のチャンネルを用いて解析を行った。これは、トップクォーク対の崩壊で出来る 2 つのウィークボソンの一方がレプトンとニュートリノに崩壊し、他方がクォーク対に崩壊する事象である。

本解析では、レプトン+ジェットの終状態を構成するレプトンと横方向消失運動量、複数のジェットのうち、ウィークボソンとボトムクォーク由来のジェットの効率的な選別を目指した。$ATLAS$ 標準のオブジェクト間の距離に着目する方法 (*dRmin* 法) と、オブジェクトの運動力学的制限に基づく方法 (χ^2 法) を元に、標準模型でのトップクォーク対生成事象と KK グルーオンの信号事象の運動学的な性質の違いを利用して *dRmin* 法に最適化を行い、更に *dRmin* 法と χ^2 法を相補的に使用することで、実験感度の向上を試みた。

このようにして得られた新しいジェットの選択法を用いた結果、信号事象に対する感度の向上を確認することが出来た。その上で、新しい選別法をデータに適用し KK グルーオンの探索を行ったが、質量が 500 GeV 以上 1.6 TeV 以下のものについてはシグナルの存在を示す様な有意なデータの超過は見られず、95%CL でその存在を棄却した。

参考文献

[1] ATL-COM-PHYS-2012-797, ”A serach for $\mathrm{t\bar{t}}$ resonances in the lepton plus jets final state using 5 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ”

[2] ATLAS-CONF-2012-097, ”Measuring the b-tag efficiency in a $t\bar{t}$ samples with 4.7 $\mathrm{fb}^{-1}$of data from ATLAS detector ”

[3] CERN-OPEN-2012-016, ”HistFactory: A tool for creating statistical models for usr with RooFot and RooStats ”

謝辞

指導教官の小林富雄教授には研究などの機会を与えてもらい、要所で指導や助言をしていただきました。浅井祥二准教授には検出器や物理全般の指導や助言をしていただきました。深く感謝しております。本当にありがとうございました。

寺師弘二助教には研究全般の面倒を見てもらい、とても親身に指導や助言をしていただきました。深く感謝しております。ありがとうございました。

田中純一助教、金谷奈央子助教、江成祐二助教には有益な解析の指導や助言をしていただきました。夏に $CERN$ に行かせてもらった際に、川本辰男准教授には居室を間借りさせていただきました。真下哲郎准教授には計算機環境を整えていただきました。感謝しております。ありがとうございました。

夏の $CERN$ では山口博史さん、山中隆志さんには宿を間借りし面倒を見てもらい、風間慎吾さん、佐々木雄一さん、吉原圭亮さん、秋本銀河さん、山口洋平さんにはとてもお世話になりました。難波俊雄助教、石田明さん、宮崎彬さん、後藤嵩史さん、田中薫さんには解析だけでなくいろいろ面倒を見ていただきました。ありがとうございました。

秘書の塩田雅子さん、手塚淑恵さん、竹本葉子さん、宮薗あき子さんと元秘書の安蒜律子さんには様々な手続きでお世話になりました。ありがとうございました。

同期の稲田聡明君、大和田健太君、黒崎龍平君、小林愛音さん、雀原硯君、森永真央君、大谷育生君、谷美慧さん、東直君、山田崇人君は困った時には助けてくれ、みんなのおかげで楽しい研究生活を送ることが出来ました。ありがとう。

この他にも両親はじめ家族、友人など明記はしませんでしたが、たくさんの方に助けられ支えられて、僕はとてもしあわせでした。皆様には心から感謝しております。本当にありがとうございました。