平成 27 年度 修士論文

ATLAS 検出器を用いた重い Diboson 共鳴の多変量 解析による探索

提 出 日 2015年1月5日

所 属 東京大学大学院

理学系研究科物理学専攻修士課程

学生番号 35-146075

西澤佑一

概要

本研究は、重い未知の粒子がボソン対に崩壊する事象を用いて、標準模型を超える新しい物理の発見を目指す。新粒子が WZ および WW に 2 体崩壊し、1 つのボソンがレプトニック崩壊し、もう 1 つがハドロニック崩壊する WZ/WW $\rightarrow l \nu qq$ チャンネルで探索を行った。

ATLAS 実験は 2015 年より Run2 を開始しており、重心系エネルギーを 13TeV まで引き上げ、より高いルミノシティでデータを蓄積する予定である。 2015 年に取得されたデータのうち $3.2\,fb^{-1}$ を用いて解析を行った。

重い粒子が2体崩壊して生じた2つのボソンは非常にブーストされており、 ハドロニック崩壊して生じた2つのクオークのなす角度が小さいために2つの ジェットとして再構成が難しい。そこで、ハドロニック崩壊したボソンを一つ のジェットとして再構成し、ジェットの内部構造や形状の変数を用いて背景事 象と分離する。このことは信号発見感度向上の観点で非常に効果的である。

本研究においては、ブーストされたボソン由来のジェットの識別方法を多変量解析を用いて開発した。その結果、質量 $2\,\mathrm{TeV}$ の W' の信号領域では、信号効率 80% おいて背景事象の除去効率を従来の手法から 20% 改善することができた。多変量解析を用いることで W' と Z' の質量にそれぞれ、 $1750\,\mathrm{GeV}$ 、 $1450\,\mathrm{GeV}$ の制限をつけた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	標準模型概説	1
1.2	目的とする物理	2
第2章	LHC-ATLAS 実験	5
2.1	LHC	5
2.2	ATLAS 検出器	7
	2.2.1 ATLAS における座標の設定	7
	2.2.2 マグネットシステム	8
	2.2.3 内部検出器	9
	2.2.4 カロリメータ	11
	2.2.5 ミューオンスペクトロメータ	14
	2.2.6 パイルアップ	16
	2.2.7 トリガー	16
2.3	取得データ	17
2.4	MC Sample	18
第3章	物理オブジェクト	20
3.1	· 電子	20
3.2	 ミューオン	21
3.3	ジェット	23
	3.3.1 anti- k_T アルゴリズム	23
	3.3.2 small-R jet	24
	3.3.3 b-tagging	24
	3.3.4 Grooming	25
	3.3.5 large-R jet	26
	3.3.6 Enegy Correlation variables	27
3.4	横方向消失エネルギー・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	28
第4章	事象選別	29

目次 iii

4.1	トリガー	29
4.2	Boson Tagging	30
4.3	Diboson 質量再構成	32
4.4	イベントトポロジーを用いた事象選択	32
第5章	多変量解析を用いた解析	38
5.1	Boosted Dicision Tree(BDT)	38
5.2	入力变数	40
	5.2.1 MC を用いたトレーニング	42
5.3	多变量解析	45
	5.3.1 データと MC の比較	46
	5.3.2 トレーニング	48
	5.3.3 多変量解析の妥当性	53
5.4	ジェット tagging 効率	54
5.5	Signal Efficiency の最適化	56
第6章	結果・考察	60
6.1	データへの適用	60
6.2	背景事象の見積もり	63
6.3	系統誤差	66
6.4	W' 及び Z' の質量への制限	67
	6.4.1 考察	70
第7章	まとめ	71
謝辞		72
参考文献		73

図目次

1.1	崩壊する粒子の横運動量と崩壊によって生じた 2 粒子間の角度の関係	2
1.2	Run1 解析の結果:ジェットの横運動量が高い領域における $l u qq$ 不変質	
	量分布	4
1.3	Run1 での G*の質量のリミット	4
1.4	Run1 での W' の質量のリミット	4
2.1	LHC	5
2.2	ATLAS 検出器の全体像	7
2.3	マグネットシステムの全体像 トロイド磁石とソレノイド磁石の配置を示	
	す。	8
2.4	ソレノイド磁石	8
2.5	バレルトロイド磁石	8
2.6	内部検出器の全体像:内部検出器の各部位の空間的配置を示す。	9
2.7	ピクセル検出器	10
2.8	カロリメータ全体図 電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ及びフォ	
	ワードカロリメータの配置を示す。	11
2.9	電磁カロリメーター...................................	12
2.10	タイルカロリメータ	13
2.11	ミューオンスペクトロメーターの全体像...................	14
2.12	2015 年データのパイルアップの分布 [2]	16
2.13	2015 年において取得されたデータ [2]	17
3.1	b-tagging の概念図 [7]	25
3.2	Trimming の概念図 [3]	26
4.1	ジェット質量分布	30
4.2	Zmass mass Window での $D_2^{eta=1}$ 分布 \dots	31
4.3	Wmass mass Window での $D_2^{eta=1}$ 分布 \dots	31
4.4	$D_2^{eta=1}$ カット後の p_T over mass : Electron channel \dots	34
4.5	$D_2^{eta=1}$ カット後の p_T over mass : Muon channel \dots	34

図目次 v

4.6	ATLAS 標準解析による $l u qq$ 不変質量分布 $\dots\dots$	36
4.7	W' 質量に対する制限	37
4.8	Z' 質量に対する制限	37
5.1	BDT の概念図 [8]	39
5.2	背景事象とシグナルのジェット横運動量分布 (Muon Channel)	42
5.3	入力データのジェットの横運動量分布:Electron Channel	43
5.4	入力データのジェットの横運動量分布:Muon Channel	43
5.5	$ au^{21}$ 分布の横運動量依存性	44
5.6	Sphericity 分布の横運動量依存性	45
5.7	$D_2^{eta=1}$ 分布の横運動量依存性	45
5.8	$D_2^{eta=1}$ 信号領域 $\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots$	46
5.9	Sphericity 分布 信号領域	47
5.10	$ au_{21}$ 分布 信号領域 $ au$	47
5.11	$D_2^{eta=1}$ 分布 $\dots\dots\dots\dots$	48
5.12	Sphericity 分布	49
5.13	$ au_{21}$ 分布 $ au$	49
5.14	相関行列: Electron Channel	50
5.15	相関行列: Muon Channel	51
5.16	BDT Score : Electron Channel	53
5.17	BDT Score : Muon Channel	53
5.18	mlvJ [1300,1700]GeV (Electron Channel	55
5.19	mlvJ [1300,1700]GeV (Muon Channel)	55
5.20	mlvJ [1600,2000]GeV (Electron Channel)	55
5.21	mlvJ [1600,2000]GeV (Muon Channel)	55
5.22	mlvJ [1800,2200]GeV (Electron Channel)	55
5.23	mlvJ [1800,2200]GeV (Muon Channel)	55
5.24	mlvJ [2100,2700]GeV (Electron Channel)	56
5.25	mlvJ [2100,2700]GeV (Muon Channel)	56
5.26	信号効率と BDT 閾値の関係:Electron Channel	57
5.27	信号効率と BDT 閾値の関係:Muon Channel	58
6.1	BDT 出力分布	60
6.2	BDT カット後の b-jet の数	61
6.3	BDT カット後の Wpt/mlvJ 分布	61
6.4	Jet pt/mlvJ 分布	62
6.5	信号領域とコントロール領域の定義	63
6.6	補正後の信号領域における BDT 出力変数	64

図目次	vi

6.7	WZ Channel	68
6.8	WW Channel	68
6.9	補正後の信号領域における $l u qq$ 不変質量分布 $\dots\dots$	68
6.10	W' 質量への制限 (多変量解析)	68
6.11	Z' 質量への制限 (多変量解析)	69

表目次

2.1	LHC のパラメーター	6
3.1	Signal Electron の定義	21
3.2	Signal Muon の定義	22
3.3	small-R jet の定義....................................	24
3.4	large-R jet の定義	26
4.1	事象選択に用いたカット	32
5.1	信号の質量に対応する信号領域	54
5.2	信号効率 80% での Background Rejection	56
5.3	信号効率 80% での BDT 出力変数の値	59
6.1	規格化定数	64

第1章

序論

1.1 標準模型概説

現代の素粒子物理学において、標準理論という理論体系は非常によい精度で正しいということが確かめられている。LHCの稼働により標準理論の最後の粒子であるヒッグス粒子が発見され標準理論は完成した。標準理論とはこの世界の究極の構成要素である素粒子と、その相互作用について述べる理論である。

標準理論における素粒子には、クオークとレプトンのフェルミオンと、ゲージボソンがある。物質を構成する素粒子はクオークとレプトンであり、それぞれ6種類ある。クオークとレプトンはそれぞれ3世代あり、1世代は2つの粒子が対になっている。クオーク、レプトンの間の相互作用はゲージボソンを介して行われ、電磁相互作用はフォトン、弱い相互作用はW、Zボソン、強い力はグルーオンを介して伝えられる。

標準理論では3つ力を記述する。このうち、弱い力と電磁気力は電弱統一理論 (Weinberg Salam Glashow 理論) によって統一されている。強い力はまだ統一されておらず、素粒子の"色"という量子数に着目した量子色力学によって記述される。

標準模型は現在までに実験で非常によく検証されており、大変な精度で正しいと確かめられている。しかしながら標準模型で解決できないことも多くある。階層性問題はその代表的なもので、重力と弱い力の大きさがなぜこれほどまで違いを持っているかというものである。電弱統一理論のエネルギースケールが $10^2 \sim 10^3\,\mathrm{GeV}$ であるのに対し、量子重力のエネルギースケール (プランクエネルギー) は $10^{19}\,\mathrm{GeV}$ と著しい違いがあり、それを標準模型ではうまく説明出来ない。

第1章 序論 2

1.2 目的とする物理

標準模型で説明できない現象を説明するために標準理論を拡張した Beyond Standard Model(BSM) が複数考案されている。その中で、いくつかの理論 (余剰次元、テクニカラー理論、Extended Guage Model(EGM) において、重い Diboson 共鳴が予言されている。余剰次元に関してだけについても複数のモデルが考案されており、代表的なものとして Randall と Sundrum により考案された Randall-Sundlum model(RS モデル) がある。RS モデルは別名 Warped Extra Dimention とも呼ばれおり、湾曲した余剰次元を考えて階層性問題を解決しようとするものである。このモデルにおいては、重力のみが高次元の世界を移動でき、他の素粒子が 3 次元のブレーンに閉じ込められていると考える。RS モデルは階層性問題を解決するものであるが、実験的に検証されていない。RS モデルで予言される RS Graviton は WW に崩壊することができ、実証には WW の共鳴の探索が非常に重要である。

2 つのボソンの片方がレプトニック崩壊、もう片方がハドロニック崩壊して終状態が $l\nu qq$ になるようなチャンネルを用いた解析が本研究のテーマである。このチャンネルに おいては、正確に 1 つのレプトンを要求することで QCD 事象を多く落とすことができる。その上でボソンがハドロニック崩壊して生じたジェットに着目した解析を行い QCD 事象をさらに除去することが出来る。本研究においても、ボソン由来のジェットの着目して解析を行う。

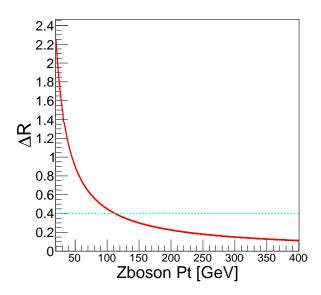


図 1.1: 崩壊する粒子の横運動量と崩壊によって生じた 2 粒子間の角度の関係

ボソンがハドロニック崩壊すると2つのクオークに崩壊する。2つのクオークのエネル

第1章 序論 3

ギーと運動量をそれぞれ E_i 、 p_i (i=1,2) と表すと、ボソンの不変質量は式 (1.3) のように表される。

$$M_{12}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2 (1.1)$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \tag{1.2}$$

$$\approx p_{T1}p_{T2}\Delta R_{12}^2\tag{1.3}$$

近似により、崩壊後の2つの粒子の距離は以下のように表される。

$$\Delta R = \frac{2M_{12}}{p_T} \tag{1.4}$$

 (M_{12}, p_T) はそれぞれボソンの質量、横運動量)

重い Diboson 共鳴から出てくるボソンは非常にブーストされているために、ハドロニック崩壊して生じる 2 つのクオーク間の ΔR (式 1.4) の距離が近く、2 つのジェットとして再構成するのが非常に難しい。そこで、このようなブーストされたボソンの解析においては、W/Z 由来のジェットを 1 つのジェットとして再構成することにより問題点を解消する。さらにジェットの内部構造やジェットの形に着目して、ボソン由来のジェットを背景事象の QCD ジェットから区別するというアプローチをとる。Run1 でも内部構造の変数は使われていたが、Run2 では複数の変数を用いた多変量解析により良い感度を目指すことを考え研究を進めている。

Run1 において蓄積された $20.3 \, \mathrm{fb}^{-1}$ のデータを用いて、WW / WZ の Diboson 共鳴の探索が行われた [1]。解析においては、ジェットの横運動量の領域に分けて解析が行われた。図 (1.2) は $l\nu qq$ 不変質量分布であり、横運動量の大きい領域では大きなジェットを用いた解析により得られたものである。解析の結果、優位な結果は観測されなかった。不変質量分布より、図 (1.3)、(1.4) に示すように、スピン 2 の Randall-Sundrum bulg gravitonは $760 \, \mathrm{GeV}$ 、extended gauge model の W' 粒子は $1490 \, \mathrm{GeV}$ の $95\% \, \mathrm{CL}$ で制限がつけられた [1]。青線は理論の断面積であり、黒線がデータから求められた制限である。

第1章 序論 4

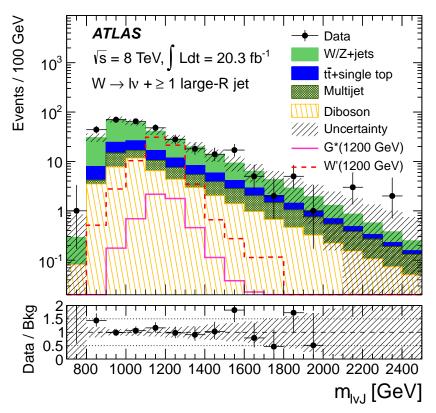


図 1.2: Runl 解析の結果: ジェットの横運動量が高い領域における l
u qq 不変質量分布

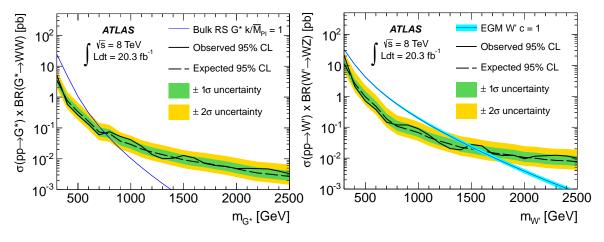


図 1.3: Run1 での G*の質量のリミット

図 1.4: Run1 での W' の質量のリミット

第2章

LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC

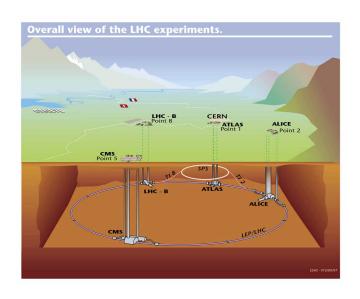


図 2.1: LHC

図 (2.1) に LCH 実験の概要を示す。LHC(Large Hadron Collider 大型ハドロン衝突型加速器) は CERN が建設した、世界最高の衝突エネルギーを誇る加速器である。ビームの通るパイプの周囲は $27~\mathrm{km}$ ほどであり、そのなかを陽子を走らせ、最高衝突エネルギー $14~\mathrm{TeV}$ で衝突実験を行う事ができる。ルミノシティは段階的に上げられているが、最終的には $10^{34}~\mathrm{cm}^{-2}~\mathrm{s}^{-1}$ まで上げられるように設計されている。陽子ビームの衝突点には、地下 $100~\mathrm{J}$ トルの地点に観測点 $4~\mathrm{lm}$ 箇所に観測装置 $4~\mathrm{lm}$ 台を設置し、高エネルギー物理現象から生じる粒子を観測する。本研究では ALTAS 検出器で得られたデータを用いる。ATLAS 実験以外には、B 中間子の研究をするための LHCb 実験、欧州中心で勧められる ATLAS 実験と同じ汎用検出機を用いた CMS 実験、重イオン衝突の実験の ALICE 実験があり、それぞれ精力的に進められている。表 (2.1) に Run1 及び設計値での LHC の各パラメー

タを示した。

表 2.1: LHC のパラメーター

パラメータ名	設計値	Run1(シャットダウン前)
重心系エネルギー	14 TeV	8 TeV
バンチ数	2808	1350
バンチ間隔	25 ns	50 ns
瞬間ルミノシティ	$1.0 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	$7 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$

2.2 ATLAS 検出器

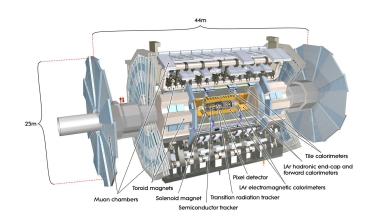


図 2.2: ATLAS 検出器の全体像

ATLAS 検出器は、LHC に置かれる汎用検出器の 1 つで、直径 22m, 長さ 44m の円筒形で総重量は 7,000t という非常に巨大な検出器である。

大きく分けて内側から、内部検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオンスペクトロメータに分かれており、これらは LHC の高いルミノシティにおいても高速かつ正確にデータ処理できるように、設計・製作されたものである。

2.2.1 ATLAS における座標の設定

ATLAS ではビーム衝突点を原点とし、ビーム軸方向を Z 軸、水平方向リングの中心方向を X 軸、鉛直方向上方向を Y 軸とする座標系を定義している。原点からの方向に関しては方位角 を Z 軸周りの角度、天頂角 を Y 軸からの角度として定義している。また、擬ラピディティ (式:2.1) は解析で頻繁に使われる量であり、 θ 方向の角度を表すのに使う。

$$\eta = -\ln((\tan(\frac{\theta}{2}))) \tag{2.1}$$

 ΔR も粒子間の角度を表すのに頻繁に用いられ、

$$\Delta R = \sqrt{(d\phi)^2 + (d\eta)^2} \tag{2.2}$$

と定義される。

図 (2.2) が示すように、ALTAS 検出器は非常に多くの検出器の集合体となっており、部位ごとに役目及び検出対象が違っている。

2.2.2 マグネットシステム

荷電粒子を磁場で曲げて、その軌跡の曲率半径から運動量を測定することが出来る。高 エネルギー衝突から発生した粒子は非常に高速なため、曲率を測ることが出来るほど十分 曲げるには非常に強い磁場を発生させる必要がある。そのため、ATLAS 検出器では超電 導磁石を用いて磁場を発生させている。

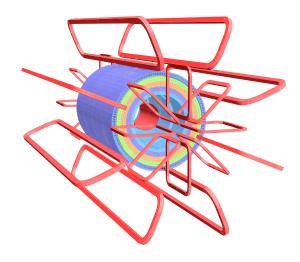


図 2.3: マグネットシステムの全体像 トロイド磁石とソレノイド磁石の配置を示す。



図 2.4: ソレノイド磁石

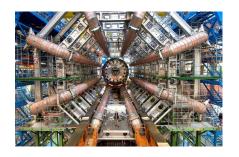


図 2.5: バレルトロイド磁石

図 (2.3) に示すように ATLAS 検出器のマグネットシステムは全部で 4 つの磁石からなり、それぞれが内部検出器やミューオン検出器などに必要な磁場を作り出す。

• ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は図 (2.4) のような円筒状磁石であり、ビーム軸周りを覆うように配置されている。内部飛跡検出器に必要な 2T の磁場を作り出す。磁場はビーム軸方向を向いており、荷電粒子は ϕ 方向に曲げられる。

• トロイド磁石

トロイド磁石はエンドキャップ領域と、バレル部に設置されている。バレルトロイド磁石は図 (2.5) が示すような配置で設置されている。バレルトロイド磁石、エンドキャップトロイド磁石は磁場を ϕ 方向に発生させることができる。この磁場によりミューオン検出器での運動量測定が可能になる。ソレノイド磁石と違い、磁場の強さは一定ではなく複雑な磁場の分布を持っている。

2.2.3 内部検出器

内部飛跡検出器は主に荷電粒子のトラック及び運動量を測定する検出器である。ソレノイド磁石によって作られる非常に強い磁場によって荷電粒子が曲げられ、検出器によって測定された軌跡から粒子の運動量を測ることが出来る。

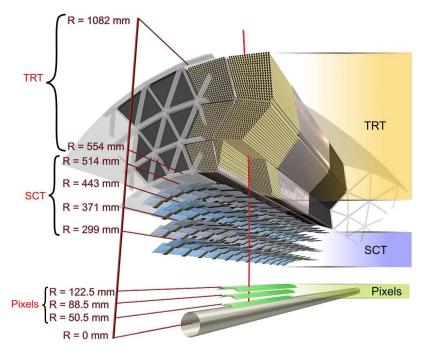


図 2.6: 内部検出器の全体像: 内部検出器の各部位の空間的配置を示す。

図 (2.6) に示すように内部飛跡検出器は、ピクセル検出器、半導体トラッカー(Semiconductor Tracker,SCT) 遷移放射トラッカー(Transition Radiation Tracker,TRT)から構成されている。また、Run2 よりピクセル検出器の最内層の R=33 mm の位置に Insertable B-Layer(IBL) 検出器というピクセル検出器が設置され 4 層になっている。

• ピクセル検出器

ピクセル検出器はシリコン製の半導体検出器の集合体であり、各々のピクセルはサイズが $50\mu\mathrm{m} \times 400\mu\mathrm{m}$ の小さいシリコン半導体検出器である。ピクセル検出器は高い位置分解能を持っており、その主な役割は衝突点およびバーテックスの決定である。ピクセル検出器は図 (2.7) に示すように、バレル領域に 3 層、エンドキャップ領域には両サイドに 3 枚のディスク状に設置されている。バレル領域の最内層にIBL が設置されている。検出領域は $|\eta|<2.5$ の領域であり、 $r-\phi$ 方向の分解能は $12\mu\mathrm{m}$ 、z 方向の分解能は $77\mu\mathrm{m}$ である。

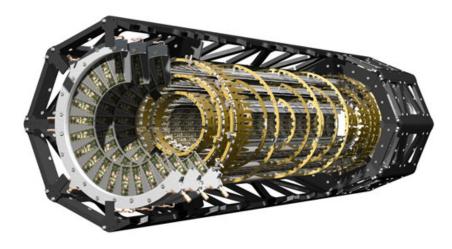


図 2.7: ピクセル検出器

• Semiconductor Tracker (SCT)

SCT はマイクロストリップ型の半導体検出器である。 $80\mu\mathrm{m}$ 間隔設置された 768 本のストリップを、1 つのモジュールの表と裏にそれぞれ 2 層ずつ設置している。それら 2 層が互いに $40\mathrm{mrad}$ のステレオ角を持たせることで、Z 軸方向の位置測定を可能にしている。検出領域は $|\eta|<2.5$ であり、 $r-\phi$ 方向の分解能は $800\mu\mathrm{m}$ である。

• Transition Radiation Tracker(TRT)

TRT はバレル部とエンドキャップの両側に 1 つずつ設置されている。TRT は直径 4mm のストロー型のドリフトチューブチェンバーを 73 層積層することによって 構成される。その分解能は 200μ m でピクセル検出器や SCT よりも悪いが、層数が 多いためトラックの再構成が可能である。ドリフトチューブチェンバーはカーボンファイバー製であり、内部には混合ガスが封入されている。TRT では、飛跡の検出 のみならず、遷移輻射の性質を用いて電子のパイオンなどの粒子の識別も可能である。検出領域は $|\eta|<2.5$ である。

2.2.4 カロリメータ

図 (2.8) に示すように、カロリメーターは内部検出器の外側に配置されている。粒子のエネルギーや方向を測定することができ、電子や光子を測定する電磁カロリメータと、ジェットを測定するハドロンカロリメータの2つが ATLAS 検出器に搭載されている。また、検出器の情報を合わせて横方向消失エネルギーを測定にも使われる。

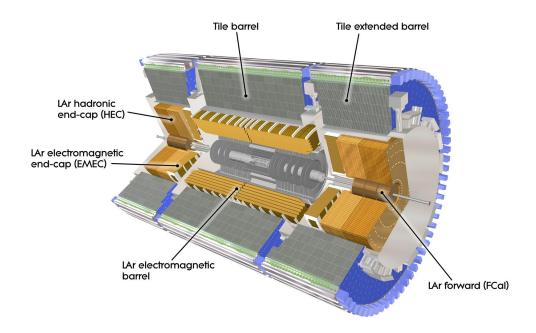


図 2.8: カロリメータ全体図 電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ及びフォワードカロリメータ の配置を示す。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは電磁相互作用をする粒子 (電子と光子) のエネルギーや角度の測定のために用いられる。電磁カロリメータは吸収体として鉛、検出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である。アコーディオン状の構造はカロリメータの ϕ 方向の不感領域を作らないように設計されたものである。図 (2.8) に示すように、電磁カロリメーターはバレル部 ($|\eta|$ < 1.475)、エンドキャップ部 (1.375 < $|\eta|$ < 3.2) に設置されている。

電磁カロリメータのエネルギー分解能は式 (2.3) で表される。第一項が統計からの寄与であり、第2項がキャリブレーションからの寄与である。

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(10.1 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.2 \pm 0.1)\%$$
 (2.3)

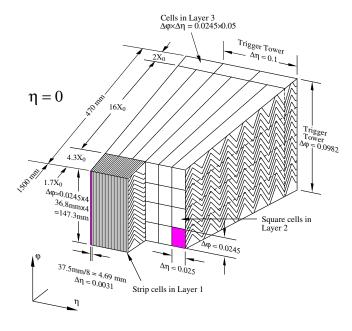


図 2.9: 電磁カロリメーター

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは主にジェットのエネルギーや方向の測定のために用いられる。

• タイルカロリメータ

タイルカロリメータは鉄の吸収体とタイルシンチレーターでできたサンプリングカロリメータである。図 (2.8) に示すように、バレル領域 $(|\eta|<1.0)$ と Extended barrel 領域 $(|\eta|<1.7)$ に設置されている。タイルカロリメータは図 (2.10) に示すような構造をしており、シンチレータタイルの両端に波長変換ファイバーが繋がれており、光電子増倍管を用いて読みだしを行う。ジェットのエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus (3.0)\%) \tag{2.4}$$

と表される。

• ハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC)

HEC はサンプリング材料として液体アルゴン、吸収体として銅を用いたハドロンカロリメータであり、 $1.5<|\eta|<3.2$ の領域が測定可能である。ジェットのエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus (3.0)\%)$$
 (2.5)

と表される。

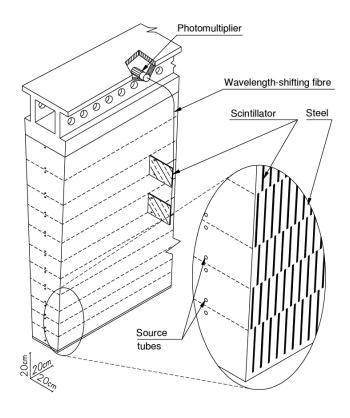


図 2.10: タイルカロリメータ

フォワードカロリメータ (FCAL)

フォワードカロリメータはエンドキャップ部にそれぞれ 1 つずつあるサンプリングカロリメータであり、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域が測定可能である。3 層構造になっており、第 1 層は吸収体として銅を用いており、第 2 層、3 層が吸収体にタングステンを用いている。吸収体の違いにより、第 1 層は電磁カロリメータとして、第 2 層、第 3 層はハドロンカロリメータの役割を果たす。

2.2.5 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンは電子に比べ非常に重いので物質通過時にあまり相互作用しないため、カロリメータでエネルギーをあまり落とさない。そのため、ミューオン検出器は最も外側に配置されている。そこでこのミューオン検出器で検出する。図 (2.11) に外観図を示す。ミューオン検出器は ATLAS 検出器の複数の部位に存在し、Monitored Drift Tubes (MDT)、Resistive Plate Chambers (RPC)、Cathode Strip Chambers (CSC) ,Thin Gap Chambers (TGC)の4つの種類のガス検出器からなっている。運動量測定用の飛跡検出器 (MTD、CSC) とトリガー用 (RPC、TGC) と役割が分かれている。

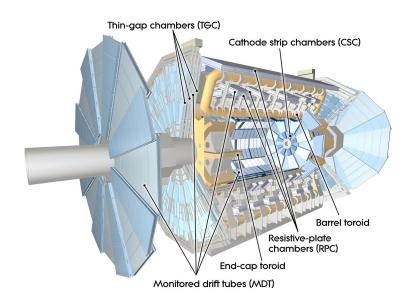


図 2.11: ミューオンスペクトロメーターの全体像

Monitored Drift Tube(MDT)

MDT はドリフトチューブを多層にした検出器である。バレル部とエンドキャップ部に設置されており、r-z 平面での運動量測定に用いられる。ドリフトチューブは直径 $30\,\mathrm{mm}$ のカソードチューブと、直径 $50\,\mathrm{\mu m}$ のアノードワイヤーで構成されている。検出領域は $|\eta|<2.7$ であり、位置分解能は $100\,\mathrm{\mu m}$ である。

• Cathode Strip Chamber (CSC) CSC は MWPC 型のガス検出器であり、大小 8 枚ずつのチャンバーを組み合わせて 作られている。検出領域は $2.0<|\eta|<2.7$ であり、位置分解能は $45\mu m$ である。

• Resistive Plate Chamber(RPC)

RPC ははバレル領域においてミューオンを検出するガス検出器であり、トリガーの為に設置されている。直行したストリップによって、 $z-\phi$ の 2 次元情報を読みだす。検出領域は $|\eta|<1.05$ であり、位置分解能は 5 10 mm である。

• Thin Gap Chamber(TGC)

TGC はエンドキャップ領域にある MWPC 型のガス検出器であり、トリガーのために設置されている。アノードワイヤとカソードストリップが垂直に配置されている構造をしている。 $r-\phi$ 方向の情報を読みだすことが出来る。検出領域は $1.05<|\eta|<2.7$ であり、位置分解能は $5~\mathrm{mm}$ である。

2.2.6 パイルアップ

LHC では陽子がバンチになってビームパイプを回っているため、衝突が起こる際にはバンチの中の複数の陽子陽子衝突が起こる。この陽子の多重衝突をパイルアップと呼ぶ。 LHC の瞬間ルミノシティが上昇するにしたがいパイルアップも増大し、解析における影響も Run1 よりも大きくなる。

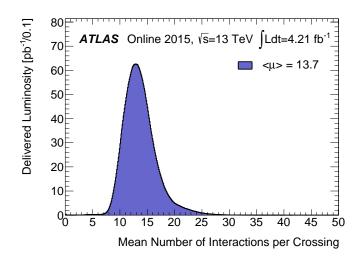


図 2.12: 2015 年データのパイルアップの分布 [2]

本研究においてはジェットが非常に重要になるが、ジェットに対するパイルアップの影響を少なくすることも非常に重要になる。

2.2.7 トリガー

Run2 では 40MHz で衝突事象が起こっており、衝突によって得たデータを全て取得するのは不可能である。LHC ではパイルアップを考慮すると 1GHz で衝突が起きていることになるが、この衝突のうち大部分は物理解析には必要のない事象であり、必要な事象を選択して残さなければならない。そこで必要なのが、特定の条件を満たすときにデータを取得を可能にするトリガーである。ATLAS 検出器ではレプトン $(e \ \mu)$ やジェットなどの物理オブジェクトを用いてトリガーをかける。よって、観測したい事象のトポロジーを決めることで適切なトリガーをかけることができ、効率的に解析に必要な事象を選択することが出来る。

ATLAS のトリガーシステムは 2 段階で構成されている Level-1(L1) トリガーではハードウェアレベルでトリガー判定を行い、High Level Trigger(HLT) トリガーではソフトウェアを用いてトリガー判定を行っている。L1 トリガーではイベントレートを $100\,\mathrm{kHz}$ 程度まで抑え、HLT トリガーを経て数 $100\,\mathrm{Hz}$ まで落とす。

2.3 取得データ

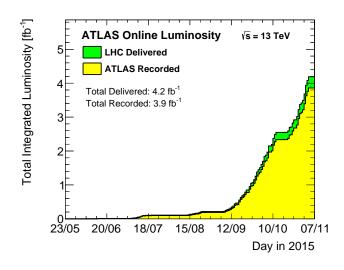


図 2.13: 2015 年において取得されたデータ [2]

図(2.13)において、衝突全体のルミノシティを緑とし、黄色が最終的に取得されたデータを表している。

Run2 が始まり、ATLAS 検出器によって観測されたデータは 2015 年が終わった時点において、積算ルミノシティ $3.9 {\rm fb}^{-1}$ 取得されている。取得されたデータのうち、検出器のノイズ等の影響により信頼のできないデータも存在する。ATLAS 検出器では、データ取得と同時に常時データの質を監視しており、信頼の出来るデータをまとめて Good Runs List(GRL) として提供している。解析においては GRL で信頼出来ると保証されたデータのみを用いる。本解析においては、取得されたデータのうち積算ルミノシティ $3.2 {\rm fb}^{-1}$ のデータを用いた。

2.4 MC Sample

本解析では、背景事象の見積もりと信号のモデリングのためにモンテカルロシミュレーションを用いる。以下には用いた MC サンプルと、本解析の背景事象について説明する。

・信号

本研究では Heavy Vector Triplet モデルによって予言されている W' と Z' 粒子をシグナル として用いる。シグナルサンプルは W'($\to WZ \to l\nu qq$)、Z'($\to WW \to l\nu qq$) を用いた。W' / Z' それぞれ質量が 0.5 TeV から 5 TeV までのサンプルを用いた。

・背景事象

主な背景事象は W+jets である。

• W+jets

本チャンネルにおいて一番寄与が大きい背景事象であり、この背景事象をできるだけ抑えるということが最重要となる。W と1つのグルーオンまたはクオークが生じる過程において、W がレプトニック崩壊することにより1つのレプトンと1つのニュートリノが発生する場合に背景事象となる。また、一つの W が発生する過程に ISR が加わることによっても背景事象となる。

• Z+jets

Zがレプトニック崩壊することにより生じた二つのレプトンのうち、一つのレプトンのみを観測し、付随して生成されたジェットが観測される過程が背景事象となる。生成断面積は大きいものの、 本チャンネルで正確に 1 レプトンを要求するためこの背景事象の寄与は小さい。

• $t\bar{t}$

トップクォーク対それぞれから W ボソンが生じるが、1つがレプトニック崩壊して1つのレプトンとニュートリノを生じ、もう片方が2つのクオークにハドロニック崩壊する過程が背景事象となる。反応断面積自体は非常に大きいが、b-tag をされたジェットを要求しないことによって大部分を落とすことができる。

• Singletop

1 つトップクォークが発生する事象において、トップクォークが $t\bar{t}$ に説明したよう に崩壊する過程が背景事象となる。本解析での最終的寄与は小さい。

• Diboson

2 つのウィークボソン W,Z の片方がレプトニック崩壊し1つレプトンとニュートリノを生じ、もう片方がハドロニック崩壊することによってジェットを生じる過程が背景事象となる。断面積が小さいので、最終的寄与は小さい。

第3章

物理オブジェクト

解析に使う粒子などを物理オブジェクトと呼ぶ。本解析において用いた物理オブジェクトについて説明する。

3.1 電子

電子は電磁カロリメーターにより検出され、再構成のためにはカロリメーターのクラスター単位で測定された粒子の方向や運動量、エネルギーなどを用いる。再構成された電子をそのまま使えるわけではなく、解析によって様々な条件を課している。表 (3.1) に示す本解析で用いた電子について述べる。

• p_T

本解析においては p_T が 25 GeV 以上のものを用いる。

 $\cdot \eta$

電磁カロリメータの検出領域によって決まり、 $|\eta|$ < 2.47 ([1.37,1.52] 除く) を要求する。 [1.37< $|\eta|$ < 1.52] はクラック領域であり、除外している。

identification

再構成された電子がどれだけ電子らしいかを likelihood を用いた選択によって判断しており、その確からしさで"LooseLH"、"MediumLH"、"TightLH"にカテゴライズしている。それぞれ横エネルギー $(E_T=Esin\theta)$ が $100\,\mathrm{GeV}$ の時の信号効率が 96%、94%、88% となるように定められている。 本解析においては、 $p_T<300\,\mathrm{GeV}$ の電子の電子に対してはTightLH、 $p_T>300\,\mathrm{GeV}$ の電子には MediumLH を要求した。

Isolation

オブジェクト周辺のエネルギーデポジットが少ないことを要求する Isolation のレベルに"Tight"と"Loose"が定義されている。そのうち要求の厳しい"Tight"を電子に要求する。"Tight" Isolation では、レプトンから $\Delta R < 0.2$ かつ横運動量 1 GeV 以上のトラックの横運動量の和がレプトンの 15% 以下であることを要求する。また同様に、レプトンから ΔR =0.2 以内のカロリメータのデポジットが、レプトン横運動量の 14% 以下であることを要求する。

· d0 significance

d0 significance とは、x-y 平面上でのインパクトパラメーターとそのフィット値の誤差の比であり、d0 significance < 5 という条件を要求する。

• $z_0 sin(\theta)$

z0 significance とは、z 方向のインパクトパラメーターをオブジェクト方向の垂直に射影したものであり、 $|z_0 sin(\theta)| < 0.5$ mm という条件を要求する。

	Signal Electron	
p_T 閾値 $25\mathrm{GeV}$		
$ \eta $	< 2.47 [1.37,1.52] 除く	
Identification	TightLH (MediumLH for $p_T > 300 GeV$)	
Isolation	Tight	
$ d_0/\sigma(d_0) $	< 5	
$ z_0 sin(\theta) $	< 0.5 mm	

表 3.1: Signal Electron の定義

3.2 ミューオン

ミューオンはミューオンスペクトロメータと内部検出器により検出される。ミューオンの再構成には3つの手法があるが、そのうち Combined Muon を用いた。 Combined Muon はミューオンスペクトロメータと内部検出器の2つの情報を使って再構成したもので、3つのうち最も良い運動量分解能を持っている。表 (3.2) に解析に用いたミューオンを記載する。

• p_T

本解析においては p_T が 25 GeV 以上のものを用いる。

 $\cdot \eta$

Combined Muon が再構成出来る範囲によって決まり、 $|\eta| < 2.5$ である。

identification

異なる背景事象除去率に応じて"VeryLoose"、"Loose"、"Medium"、"Tight"の4つにカテゴライズされる。

· Isolation

電子と同じく"Tight"をミューオンに要求する。

· d0 significance

d0 significance < 3 という条件を要求する。

• $z_0 sin(\theta)$

 $|z_0 sin(\theta)|$ < 0.5 mm という条件を要求する。

表 3.2: Signal Muon の定義

	Signal Muon
p_T 閾値	25 GeV
$ \eta $	< 2.5
Identification	Medium
Isolation	Tight
$ d_0/\sigma(d_0) $	< 3
$ z_0 sin(\theta) $	< 0.5 mm

3.3 ジェット

ジェットはハドロンカロリメーターで検出される。ジェットは複数の粒子のシャワーと して捉えられるため境界がはっきりしておらず、どのジェット再構成アルゴリズムで再構 成したかによって性質に大きな違いが出てくる。

ジェットの再構成アルゴリズムは非常に多くのものが研究されており、加速器で得られたデータを用いて効果の検証がなされている。ジェットを個々の粒子から構成するクラスタリングのアルゴリズムには anti- k_T 、Cambridge Aachen (C / A) アルゴリズム等があり、Run1 では anit- k_T ジェットを主に用いて解析が行われていた。

そこで、Grooming という処理を施すことによってパイルアップや underlying event の影響を抑制し、ジェット質量分解能を向上させることが研究されてきた。特に、ハドロニック崩壊した W / Z ボソンを大きなジェットを用いて再構成した場合には非常に有用であることがわかっている。

3.3.1 anti- k_T アルゴリズム

anti- k_T アルゴリズムの再構成のためのパラメーターとして距離パラメーター R があり、本解析においては R=1.0、R=0.4 のものを用いた。以降それぞれ large-R jet、small-R jet と呼ぶ。

- 全ての粒子をクラスターとしてクラスターリストを作る。
- クラスターリストの中の全ての組み合わせについて

$$d_{i,j} = min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{dR(i,j)^2}{R^2}$$
 (クラスター同士で計算) (3.1)

$$d_{i,B} = k_{T,i}^{-2}(\text{Beam とクラスター間で計算})$$
 (3.2)

で定義される量 $d_{i,j}$ 、 $d_{i,B}$ を計算する。

- $d_{i,j}$ 、 $d_{i,B}$ の中から最小のものが $d_{i,j}$ であるときクラスター i,j をエネルギーの重みで足し合わせる。また、 $d_{i,B}$ が最小である場合はクラスター i をジェットとみなし、クラスターリストから取り除く。
- 残ったクラスターでクラスターリストを更新して、リストがなくなるまで繰り返す。

 $\operatorname{anti-}k_T$ アルゴリズムではジェットのハードな構造から順番に足しあわされていくのが特徴である。 $\operatorname{anti-}k_T$ アルゴリズムによって構成されたジェットは円錐状になり、ジェッ

トの大きさのパラメータ R が定義出来るということ利点がある。[4]

3.3.2 small-R jet

本解析で用いた small-R jet について説明する。small-R jet は最終的な信号の再構成に直接用いないが、事象選択において重要である。small-R jet に要求した条件を表 (3.3) に記載する。

	small-R Jets
p_T 閾値	20 GeV
$ \eta $	< 4.5
Quality	not bad jet
Pile-up Removal	JVT < 0.64 && $ \eta $ < 2.4 && p_T < 50 GeV

表 3.3: small-R jet の定義

• p_T

small-R jet は $p_T > 20 \,\text{GeV}$ を要求する。

$\cdot \eta$

フォワードカロリメータの測定限界 $|\eta|$ < 4.5 までのものを用いる。

Quality

ノイズのカロリメータの領域や、衝突以外からくる背景事象から再構成される事象を解析に使ってはいけないため、除去する必要がある。そういった事象はソフトウェアによって"bad jet"と判断され、解析には使用されない。

Pile-up Removal

パイルアップからのジェットを選択しないように jet vertex tagger(JVT)[6] と呼ばれる ジェットの変数にカットをかける。

3.3.3 b-tagging

TOP 事象が非常に大きな背景事象になるので、ジェットの b-tagging は背景事象を減ら すために非常に重要である。b クオーク由来のジェットを効率的に選択することで、背景

事象を大幅に落とすことができる。b クオークは B ハドロンに変化するが、B ハドロンは約 1.6ps と長い寿命を持つために、崩壊するまでの距離が測定可能である。よって、1 次パーテックスと 2 次パーテックスを持つことが特徴であり、b クオーク由来のジェットを同定することが可能である。具体的には図 (3.1) 中で、インパクトパラメーター d_0 が大きいトラックが存在し、 L_{xy} が大きいジェットを探すことである。

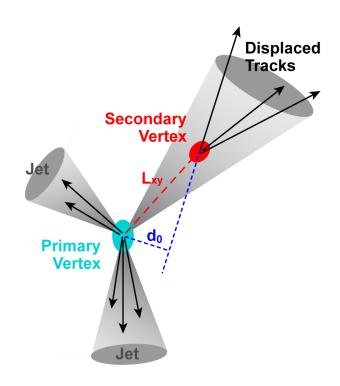


図 3.1: b-tagging の概念図 [7]

本解析においては、MV2 アルゴリズムを用いた b-tagging を前章で定義した smalll-R jets に対して行う。small-R jet の中で、large-R jet から Δ R(small-R jet、large-R jet) > 1.0 かつ、MV2 アルゴリズムの $t\bar{t}$ シミュレーションの b-jet efficienty が 85% のポイントを用いて b-jet を定義する。

3.3.4 Grooming

Grooming とはクラスタリングしたジェットに対して、構成成分の中のパイルアップや underlying event からくるソフトな成分を取り除き、できるだけハードな成分のみを残す ための処理である [3][5]。本解析では複数の Grooming アルゴリズムの中で Trimming アルゴリズムを用いた。

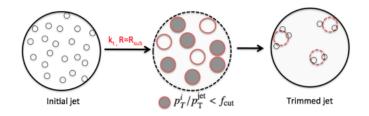


図 **3.2:** Trimming の概念図 [3]

Trimmming

この手法には二つのパラメータがあり、本研究においてはサブジェットの大きさ $R_{sub}=0.2,\;p_T$ カットのパラメータ $f_{cut}=0.05$ とした。

図 (3.2) に示すように、構成したジェットの構成成分に対して、anti-kt アルゴリズム $(R_{sub}=0.2)$ を用いてサブジェットを複数構成する。そして、もとのジェットの p_T との比に関して $p_T^i/p_T < f_{cut}$ を満たすサブジェットを取り除く。

3.3.5 large-R jet

本解析においては large-R jet として Trimming を施したジェットを用いる。 large-R jet に要求した条件を表 (3.4) に記載する。

表 3.4: large-R jet の定義

	Large-R Jets
p_T 閾値	200 GeV
$ \eta $	< 2.0
ジェット質量閾値	50 GeV

• p_T

large-R jet は p_T > 200 GeV を要求する。

 $\cdot \eta$

カロリメータと内部検出器の情報が十分に使える領域である $|\eta|$ < 2.0 を要求した。

Overlap Removal

ジェットと電子はそれぞれ別のアルゴリズムで再構成するために、誤って電子がジェットとして再構成されることがある。よって、本解析では large-R jet は電子との間に $\Delta R < 1.0$ を関係満たすとき取り除く。

3.3.6 Enegy Correlation variables

ジェットに関する変数は様々なものが定義されている。現在の解析において、ボソン由来のジェットを Tag するために D_2^β という変数が用いられており、非常に重要な変数である。 D_2^β の定義を以下に述べる。

1点、2点、3点 Energy correlation 関数は以下のように定義される。

$$E_{CF0}(\beta) = 1 \tag{3.3}$$

$$E_{CF1}(\beta) = \sum_{i \in I} p_{T_i} \tag{3.4}$$

$$E_{CF2}(\beta) = \sum_{i < j \in J} p_{T_i} p_{T_j} (\Delta R_{ij})^{\beta}$$
(3.5)

$$E_{CF3}(\beta) = \sum_{i < j < k \in I} p_{T_i} p_{T_j} p_{T_k} (\Delta R_{ij} \Delta R_{jk} \Delta R_{ki})^{\beta}$$
(3.6)

 β はジェットの成分間の距離に関する重みのパラメータであり、本研究での定義では $\beta=1$ と定義する。

また、これらの変数を用いて

$$e_2^{\beta} = \frac{E_{CF}2}{E_{CF}1^2} \tag{3.7}$$

$$e_3^{\beta} = \frac{E_{CF}3}{E_{CF}1^3} \tag{3.8}$$

と定義し、

$$C_2^{(\beta)} = \frac{e_3^{(\beta)}}{(e_2 1^{(\beta)})^2} \tag{3.9}$$

$$D_2^{(\beta)} = \frac{e_3^{(\beta)}}{(e_2 1^{(\beta)})^3} \tag{3.10}$$

という、次元を持たない変数 $C_2^{(eta)}$ 、 $D_2^{(eta)}$ を定義することが出来る。 $D_2^{(eta)}$ は one-prong と two-prong 崩壊を区別する上で非常に有用であり、ボソンがハドロニック崩壊して生じる 2 つのクオーク由来の内部構造の識別に用いる。

3.4 横方向消失エネルギー

横方向消失エネルギーとは、検出された物理オブジェクトの横方向運動量の和の逆ベクトルと定義される。ニュートリノは検出器では観測できないので、横方向消失エネルギーとして観測される。光子及びタウオンは横方向消失エネルギーの計算においてはジェットとして計算されている。

$$E_T^{miss} = -\sum_{all} E_T \tag{3.11}$$

第4章

事象選別

この章では、現在 ATLAS 実験において主に行われている事象選別について述べる。3章で述べた Grooming を施したジェットの $D_2^{\beta=1}$ を用いてカットをかけることで、ボソン由来のジェットを識別する。さらに、Diboson のイベントトポロジーの特徴を利用したカットをかけて、信号を背景事象から分離する。

まず、解析に用いたトリガーと Boson Tagging について説明した後に、事象選択に用いたカットを説明する。

4.1 トリガー

本解析では Electron channel において Single electron trigger 用いた。また、横方向消失 エネルギーを用いた MET(Missing E_T) Tirgger は Muon Channel において信号効率を改善することが出来るため、 Muon Channel においては MET trigger を使用した。

• Electron Channel

横運動量の閾値 $24\,\mathrm{GeV}$ 、 $60\,\mathrm{GeV}$ 、 $120\,\mathrm{GeV}$ を超える電子が少なくとも 1 つ存在することを用いてトリガーをかけた。 $p_T>25\,\mathrm{GeV}$ の電子にたいしてはほぼ 100% のトリガー効率を持つ。

· Muon Channel

MET trigger はトリガーの為の横方向消失エネルギーの計算にはミューオン検出器の情報が使われておらず、カロリメーターの情報から計算している。ゆえに、Muon Channel においては理想的にはボソンの横運動量と等しい。用いた MET trigger は 閾値 $70~{\rm GeV}$ のトリガーであり、使用できる MET trigger の中でも最低の閾値のものである。W/Z ボソンの横運動量が $200~{\rm GeV}$ 以上では信号効率が 100% 近い値が得られる。

4.2 Boson Tagging

ATLAS 実験においては、ジェット質量に対して W / Z 質量 Window Cut をかけた上で、 $D_2^{\beta=1}$ の上限カットをかけることによりボソンを識別している。ATLAS 標準の R2D2 tagger は信号効率約 50%、背景事象除去率約 60% 程度の能力を持つ [8]。

(なお、W 質量領域は W 質量ピーク (83.2 GeV) から 13 GeV 以内の領域、Z 質量領域は Z 質量ピーク (93.4 GeV) から 13 GeV 以内の領域と定義する。)

図 (4.1) に信号と背景事象のジェット質量分布を示す。ジェットの質量は信号と背景事象で大きな違いを持ち、ボソンを識別する上で非常に強力な変数となることが分かる。

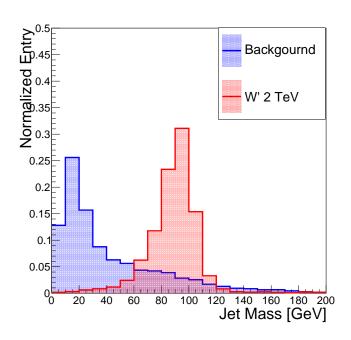
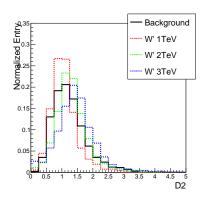
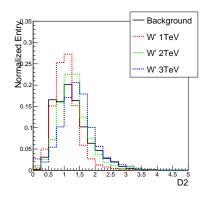


図 4.1: ジェット質量分布

図 (4.2)、図 (4.3) に、ジェット質量カットをかけた後の、ジェット質量 W / Z 質量 Window 内での $D_2^{\beta=1}$ の分布を記載する。

図 (4.2)、図 (4.3) が示すように、レプトン、横質量消失エネルギーを要求した後の横質量 W / Z mass Window 内でも、 $D_2^{\beta=1}$ は背景事象と信号の分布の違いを持つ。ジェット質量カットという非常に強力なカットをかけた後でも、 $D_2^{\beta=1}$ カットは有用であることが分かる。

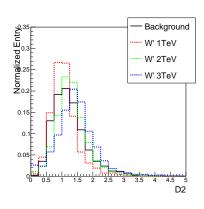


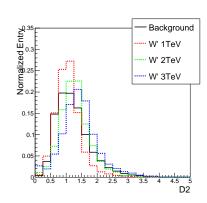


(a) Electron channel

(b) Muon channel

図 **4.2:** Zmass mass Window での $D_2^{\beta=1}$ 分布





(a) Electron channel

(b) Muon channel

図 4.3: Wmass mass Window での $D_2^{\beta=1}$ 分布

4.3 Diboson 質量再構成

Dibson の質量は2つのボソンの4元運動量から

$$M^{2} = (E_{V1} + E_{V2})^{2} - (p_{V1} + p_{V2})^{2}$$
(4.1)

と、計算される。

W ボソンがレプトニック崩壊するため、レプトン (e,ν) とニュートリノの 4 元運動量の和を W ボソンの運動量として扱う。W ボソンの 4 元ベクトルを計算するためには、ニュートリノの p_z 成分が必要であるが、ニュートリノは横方向消失エネルギーとして観測されるため、 p_x 、 p_y しか与えられていない。そこで、レプトンとニュートリノの系の不変質量が W ボソンの質量に等しいとおいて逆に p_z 成分を計算する。 p_z の計算においては 2 次方程式を解くことになるが、得られた解のうち絶対値の小さい方をニュートリノの p_z として採用する。

また W / Z ボソンがハドロニック崩壊するため large-R jet の 4 元運動量を W / Z ボソン の運動量として計算する。

4.4 イベントトポロジーを用いた事象選択

事象選択に用いたカットについて以下に述べる。用いたカットは表(4.1)にまとめた。

Cut1	bad jet Veto	
Cut2	exactly 1 lepton	
Cut3	at lease 1 large-R jet	
Cut4	Missing $E_T > 100 \text{GeV}$	
Cut5	W p _T >200GeV	
Cut6	W $p_T > 0.4$ mlvJ	
Cut7	$\text{Jet } p_T > 0.4 \text{mlvJ}$	
Cut8	b-veto	

表 4.1: 事象選択に用いたカット

- bad jet Veto
 - 第3章で述べた"bad jet"が一つでもある事象を除く。
- exactly 1 lepton
 - 3章で定義した Electron/Muon が正確に1つであることを要求する。レプトンが正

確に1つであることを要求することにより、QCD事象の大部分を落とすことが出来る。

• at least 1 large-R jet large-R ジェットが少なくとも一つ存在することを要求する。条件を満たす large-R

ジェットが複数存在する場合は、横運動量が一番大きいジェットを残す。

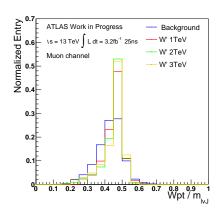
- MET > 100 GeV multijet 事象中のジェットが電子と誤同定される事象を減らすために、横方向消失 エネルギーが 100 GeV 以上であることを要求する。こうした背景事象は横方向消失エネルギーが低いことが知られている。
- Wpt > 200 GeV レプトンとニュートリノの運動量ベクトルの和の横運動量が 200 GeV を超えることを要求する。
- p_T over mass > 0.4

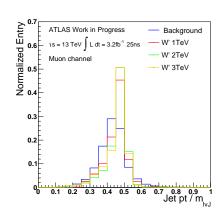
$$R = \frac{p_T}{m_{VV}} \tag{4.2}$$

Diboson 共鳴の研究において、信号と背景事象を区別するのに非常に有用な変数である。非常に重い共鳴の崩壊によって生じた 2 つのボソンは、概ね共鳴の質量の半分の横運動量を持つという特徴がある。 p_T over mass はこの特徴を用いて、Diboson 共鳴を他の背景事象と区別する。

 $D_2^{\beta=1}$ とジェット質量カットを用いてボソンを tag した後の p_T over mass を示す。図 $(4.4) \sim (4.5)$ はそれぞれ Electron Channel、Muon Channel の Wp_T over Mass であり、背景事象の分布と信号の分布 (W'質量=1 TeV、2 TeV、3 TeV)と共に示した。ジェット質量と $D_2^{\beta=1}$ カット後においても、背景事象と信号の分布の違いは大きい。そのため、ジェット内部構造を用いたカットと合わせて使うことでより効率的に背景事象を落とすことができると期待される。

図 (4.4) ~ (4.5) は p_T over mass 以外のカットと b-veto をかけた後の分布である。

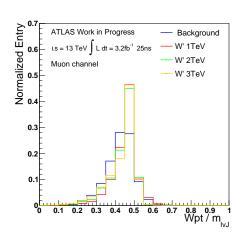


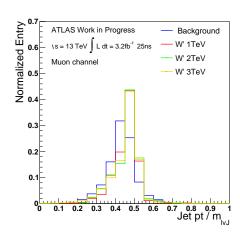


(a) W p_T / $\mathrm{m}_{\mathrm{l}\nu\mathrm{J}}$ 分布

(b) Jet p_T / $\mathrm{m}_{\mathrm{l}\nu\mathrm{J}}$ 分布

図 4.4: $D_2^{\beta=1}$ カット後の p_T over mass : Electron channel





(a) W p_T / $\mathrm{m}_{\mathrm{l}\nu\mathrm{J}}$ 分布

(b) Jet p_T / $\mathrm{m}_{\mathrm{l}\nu\mathrm{J}}$ 分布

図 4.5: $D_2^{\beta=1}$ カット後の p_T over mass : Muon channel

• b-veto

b-tag されたジェットを含むイベントを除くことで、 $tar{t}$ の大部分が落ちる。

以上のカットをかけた解析で、WW 及び WZ Channel で $l\nu qq$ 不変質量分布を作成した。ハドロニック崩壊した W / Z は 4.2 章で説明したジェット質量カットと $D_2^{\beta=1}$ を用いた手法を、最適化したアルゴリズムを用いて識別している [8]。図 (4.6a)、図 (4.6b) はそれぞれ、WZ / WW Channel での $l\nu qq$ 不変質量分布である。誤差は統計誤差のみを記載し、下のヒストグラムはそれぞれのビンでの MC とデータのエントリー数の比と MC の統計誤差を示した。

また、 $l\nu qq$ 不変質量分布から、図 (4.7)、(4.8) に示すように、WZ Channel の分布より W' の質量、WW Channel の分布より Z' の質量に対する制限をつけた。

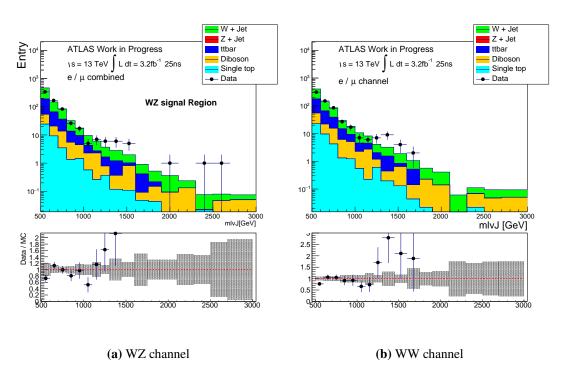


図 4.6: ATLAS 標準解析による l
u qq 不変質量分布

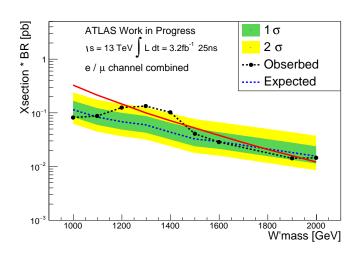


図 4.7: W'質量に対する制限

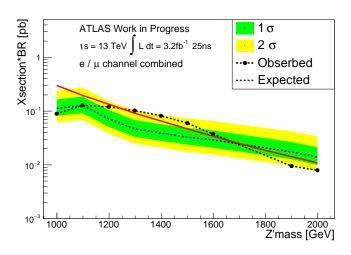


図 4.8: Z' 質量に対する制限

図 (4.7) ~ (4.8) のグラフの縦軸は断面積と分岐比をかけたものであり、横軸は W' と Z' の質量である。黒線は obserbed limit 、青線は expected limit であり緑は 1σ 、黄色は 2σ の範囲を記載した。赤線は理論による値を示す。W' は Run1 の結果と同程度の expected limit を得ることが出来た。

第5章

多変量解析を用いた解析

本研究では、第4章で述べた解析に加えて、多変量解析を用いて Boson Tagging を行った。これにより信号に対する効率を向上させつつ背景事象をさらに落とすことで感度向上を目指した。

5.1 Boosted Dicision Tree(BDT)

Boosted Dicision Tree(BDT) は決定木を使って信号と背景事象を分類する。ATLAS 実験の Run1 での解析でも使われており、対象の信号と背景事象の MC サンプルを用いてシグナルと背景事象を区別するために学習させるトレーニングという作業を行い、その結果を用いてデータに適応する。

図 (5.1) に示すように、決定木は各入力変数で最も信号と背景事象をもっともよく区別するようなカットをかけて分けていくことを、決定木の深さ等の指定した終了の条件を満たすまで繰り返す。カットに使う変数は複数の node で使われる可能性もあり、全く使われない可能性もある。最後に分類された node を leaf node という。図 (5.1) で"S"(信号らしい)、"B"(背景事象らしい) とラベル付けされた leaf node は、信号と背景事象どちらが多いかで"S"、"B"の分類が決められている。

BDT は決定木による学習に"Boosting"という手法を用いたものである [9]。Boosting とは重み付けされたデータに繰り返し多変量解析のアルゴリズムを適用し、トレーニングサンプルの統計のふらつきに対して安定性を増したり、分類を強化する手法である。

Boosting の中でも今回用いた AdaBoost というアルゴリズムについて説明する [9]。 AdaBoost においては、トレーニング中に誤って分類されたイベントは、より大きなイベントウェイトをかけて次の決定木で分類される。もともとのイベントウェイトをから始めて、次の決定木からは1つ前の決定木でつけられたイベントウェイトをかけて分類するのを繰り返す。イベントウェイトは最終的に分類されたイベントの中で、誤って分類されたものの比率を計算する。

$$\alpha = \frac{1 - error}{error} \tag{5.1}$$

式 (5.1) で得られたウェイトを誤って分類されたイベントにかける。

こうして得られた決定木の評価結果は分類器 h(x) で表される。h(x)=+1 に近いほどシグナルらしい、h(x)=-1 に近いほど背景事象らしいことを表す。

最終的な AdaBoost の結果 y_{Boost} は

$$y_{Boost} = \frac{1}{N_{collection}} \sum_{i}^{N_{collection}} \ln \alpha_i h_i(x), \tag{5.2}$$

と表される。 y_{Boost} が小さいほど背景事象らしく、大きいほどシグナルらしいイベントであることを示す。

BDT を適用する上では、別のサンプルに適用して、正しくトレーニングできているかの確認が必要である。トレーニング結果をテストサンプルに適用して、BDT スコアの分布が一致しないとき過剰適合が起こっているといい、トレーニング用データが足りないことや、入力変数が多いこと、モデルが複雑すぎること等が原因である。BDT では決定木の深さや反復回数等を指定することができ、過剰適合が起きないように調整する。

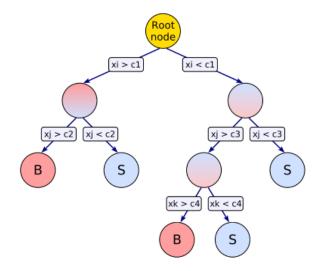


図 5.1: BDT の概念図 [8]

5.2 入力变数

従来の Boson Tagging ではジェット質量と $D_2^{\beta=1}$ を用いて W / Z ボソンを判別している。

 $D_2^{\beta=1}$ に加えて以下に説明するジェットに関する変数を多変量解析の入力変数に加えることで、より精度の良い解析を行う。ジェット質量カットは、後に述べるコントロール領域を定義する役割もあるため、W/Z ボソンの質量領域でのカットを予めかけた上で多変量解析を行う。

• N-subjettiness

N-subjettiness はジェットの形状の変数であり、ジェットの中の構成要素がN体分布をしているかどうかの指標となる変数である。N体分布に近ければN-subjettiness は0に近くなる。ボソンがハドロニック崩壊して生じたジェットは内部に2つのクオーク由来の構造があるため、N-subjettiness は本研究で効果的と考えられる。

$$\tau_0(\beta) = \sum_{i \in I} p_{T_i} \Delta R^{\beta} \tag{5.3}$$

$$\tau_1(\beta) = \frac{1}{\tau_0(\beta)} \sum_{i \in J} p_{T_i} \Delta R_{a_i,i}^{\beta}$$
 (5.4)

$$\tau_2(\beta) = \frac{1}{\tau_0(\beta)} \sum_{i \in J} p_{T_i} min(\Delta R_{a_1,i}^{\beta}, \Delta R_{a_2,i}^{\beta})$$
 (5.5)

N-subjettiness の比は非常に有用な変数であり、N-subjettiness 単体よりも重要である。 τ_{21} = $\tau_2(\beta)$ / $\tau_1(\beta)$ は 2 つのサブジェットを識別するために有用な量である。 なお、本研究では $\beta=1$ とした。

Sphericity

2 つともジェットの形状を表す変数であり、加速器の座標でなくジェット質量中心系で定義される量である。運動量分布がどの程度球形かの指標になる変数であり、分布が等方的であれば S=1、並行方向に粒子が出る場合は S=0 となる。ボソンがハドロニック崩壊するとき、重心系でみれば正反対に 2 つのクオークが出るため、S=0 の周りに分布すると考えられる。

Sphericity テンソルは式のように定義される。

$$S^{\alpha,\beta} = \frac{\sum_{i} p_i^{\alpha} p_i^{\beta}}{\sum_{i} |p_i|^2} \tag{5.6}$$

ここで、 α と β は x,y,z の座標を表し、i はジェットの静止座標での構成成分を

表す。

Sphericity テンソルを対角化して得られる3つの固有値、

$$\lambda_1 \ge \lambda_2 \ge \lambda_3 \tag{5.7}$$

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \tag{5.8}$$

より、Sphericity は以下のように定義される。

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_3) \tag{5.9}$$

と定義される。

5.2.1 MC を用いたトレーニング

この解析では、信号は $W'(0.5 \text{ TeV} \sim 5 \text{ TeV})$ の MC サンプル、背景事象としては W+jets の MC サンプルのみをもちいてトレーニングを行った。トレーニングにおいては、信号のサンプルを全て混合した MC サンプルを入力データとして用いた。

図 (5.2) は信号と背景事象の横運動量の分布である (Electron Channel もほぼ同様の分布の形状なので割愛する。)。本解析においては、同じ横運動量分布を持つボソンジェットと QCD ジェットを選別し、その内部構造変数の振る舞いを用いてトレーニングを行いたい。そうすることで、ジェットの横運動量の関数としての"Boson Tagging"が可能となる。

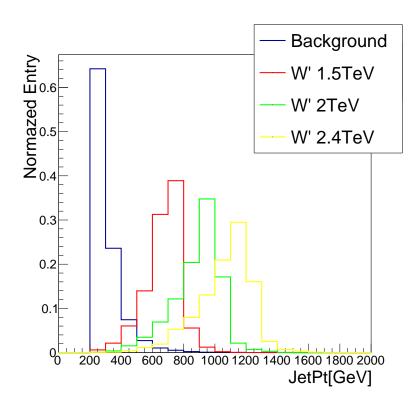


図 5.2: 背景事象とシグナルのジェット横運動量分布 (Muon Channel)

以上の要求を満たすために、図 (5.3) ~ (5.4) に示すように、トレーニング用 MC サンプルの横運動量分布をフラットな分布にする。横運動量でカットすることなく各ジェット変数を使ってカットをする。フラットな横運動量分布を作成するにあたり、横運動量 $200-2000~{\rm GeV}$ の領域でビン幅 $100~{\rm GeV}$ のヒストグラムを作り、式 (5.10) のようにそれぞれのビンのエントリー数が 1 になるような重みを計算する。

weight =
$$\frac{1}{\text{ビンのエントリー数}}$$
 (5.10)

計算したウェイトを用いてジェット横運動量分布がフラットになるように重み付けをしたサンプルを作り、これを多変量解析のトレーニングに使う。

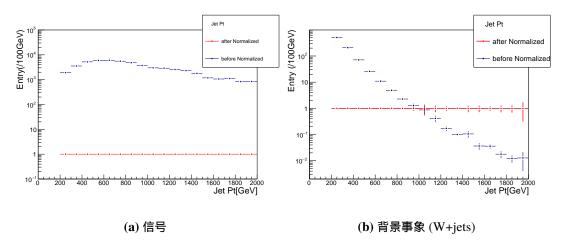


図 5.3: 入力データのジェットの横運動量分布: Electron Channel

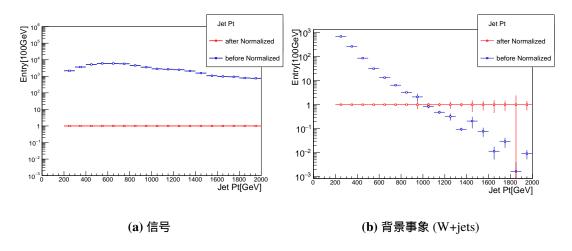


図 5.4: 入力データのジェットの横運動量分布: Muon Channel

多変量解析の入力変数としてジェットの変数を複数用いるが、ジェットの各変数は各々異なるジェット横運動量依存性を持つ。理想的には、ジェットの横運動量の大きい領域では、多変量解析を用いて複数の変数のカットにより感度の向上が見込める。ジェット変数の横運動量依存性を見るために、運動量を re-weight した後の入力する信号の分布を、横運動量を 4 つのビンにわけて分布の変化を示す。

- Pt [200,300] GeV
- Pt [300,500] GeV
- Pt [500,1000] GeV
- Pt [1000,2000] GeV

図 (5.5)~(5.7) が示すように、3 つの変数分布が運動量依存性を示すことが分かる。3 つの変数分布は共通して横運動量が大きくなるほど、ブロードな分布となっている。横運動量の大きな領域では、信号と背景事象の分布との違いが小さくなり選別効率が下がる可能性がある。以上の課題を多変量解析を用いて改善することを目指す。

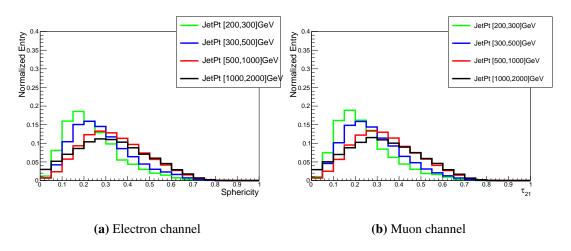


図 5.5: au^{21} 分布の横運動量依存性

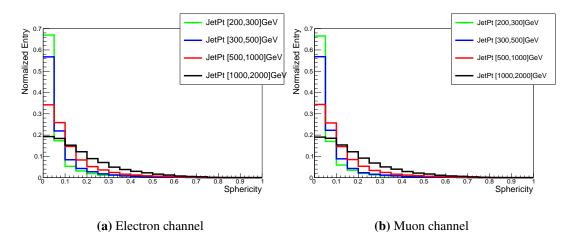


図 5.6: Sphericity 分布の横運動量依存性

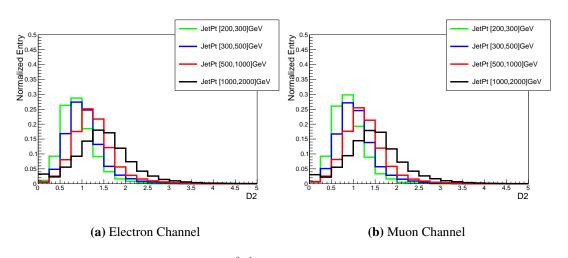


図 5.7: $D_2^{eta=1}$ 分布の横運動量依存性

5.3 多变量解析

MC サンプルを用いて BDT のトレーニングを行う。本研究においては、BDT の入力変数として $D_2^{\beta=1}$ と Sphericity、 au_{21} を用いた。

BDT のトレーニング結果は最終的にデータに対して用いるため、MC のシミュレーションがデータと合っていることを確認しなくてはならない。

5.3.1 データと MC の比較

多変量解析に入力する MC サンプルとデータの各変数の分布を記載する。以下に記載するのはジェット質量に Z mass Window Cut をかけた分布である。W mass Window 内においても分布の変化は小さいのでここでは割愛する。実際に入力する背景事象の分布は信号領域内で十分に合っていなければならない。信号領域には背景事象以外の事象が存在しうるが、入力するデータ内の大部分が背景事象であるということが分かっているので、データと MC 分布の分布の形をみることで、MC の各変数の分布がデータと合っていることを確認する。

図 (5.8) ~ 図 (5.10) より $D_2^{\beta=1}$ 、Sphericity、 τ_{21} それぞれの分布は Electron Channel、Muon Channel ともに統計誤差の範囲で MC はデータを再現している。

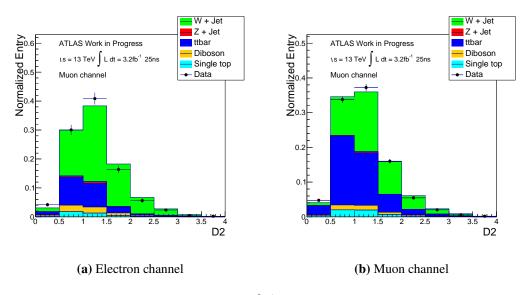


図 **5.8:** $D_2^{\beta=1}$ 信号領域

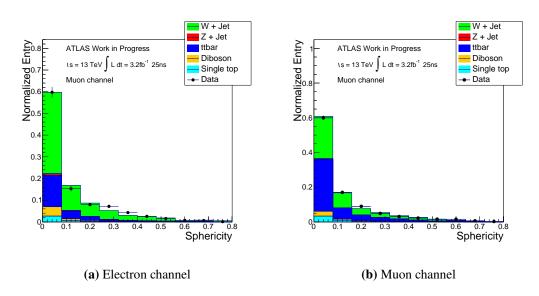


図 5.9: Sphericity 分布 信号領域

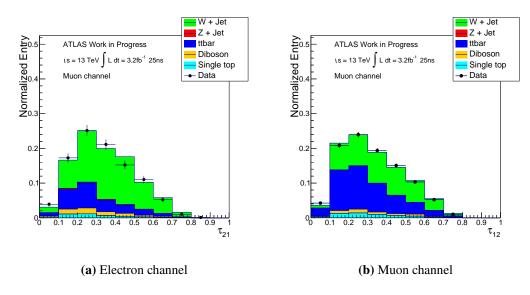
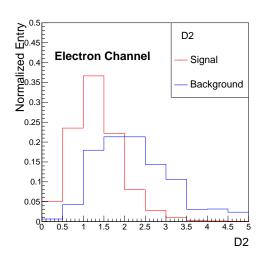
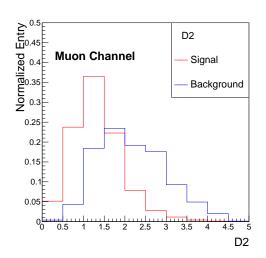


図 5.10: τ_{21} 分布 信号領域

5.3.2 トレーニング

多変量解析において、ジェットに関する複数の変数を入力変数として用いて解析を行う。 図 $(5.11) \sim (5.13)$ はジェット横運動量を re-weight した後の分布であり、BDT はこの分布をもとにトレーニングを行う。横運動量の規格化すると変数分布も変化する。 p_T -reweight を行った後においても、3 つの変数分布は背景事象と信号で十分な違いがあり、単体でみるとそれぞれある値でカットををかけることで感度の向上が見込める。





(a) Electron Channel

(b) Muon Channel

図 **5.11:** $D_2^{\beta=1}$ 分布

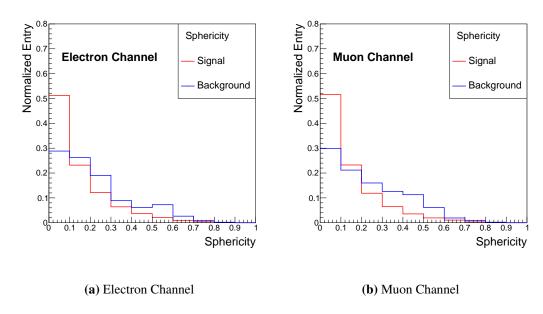


図 5.12: Sphericity 分布

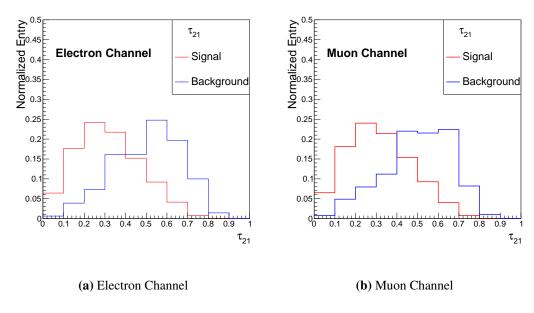


図 5.13: τ_{21} 分布

変数同士の相関

各変数には相関があるため、それも考慮して入力変数を決めなければならない。シグナルと背景事象についてはそれぞれ違う相関を持っているため、その相関の違いが多変量解析による分類において効果を持つ可能性がある。

相関係数は次式

$$\rho = \frac{(Cov(x,y))}{\sigma_X \sigma_Y} \tag{5.11}$$

で定義され、図 (5.14) ~ (5.15) の相関行列における値は ρ を 1 0 0 倍したものと定義している。ジェットの横運動量を re-weight した後の BDT 入力変数の相関行列を示す。

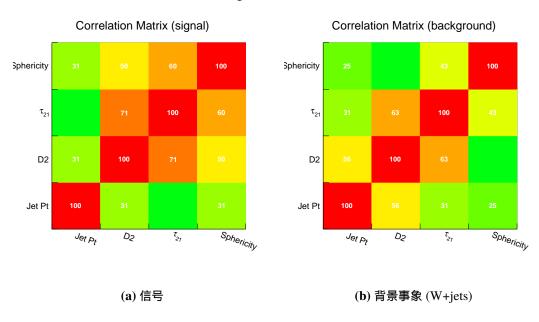


図 5.14: 相関行列: Electron Channel

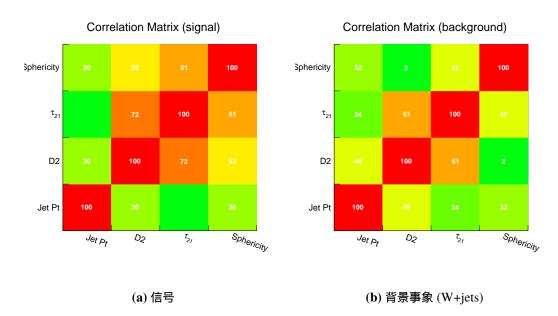


図 5.15: 相関行列: Muon Channel

図 (5.14a)、(5.15a) はそれぞれ Electron Channel と Muon Channel のシグナルサンプルの分布、図 (5.14b)、(5.15b) は背景事象の相関係数を示す。

信号と背景事象のそれぞれにおいての、変数の相関関係は異なっていることが分かる。 信号においての各変数の相関関係は強い傾向にある。特に Muon Channel における背景事 象の Sphericity と D_2^β の相関係数は 2 となっておりほぼ相関関係がないと言えるが、信号 においては 52 と強い相関を持っていることが分かる。

なお、Electron Channel と Muon Channel のどちらにおいても、信号の Jet Pt と τ_{21} 間の相関係数が定義できていない。これは、定義 5.11 の分子の積分ができなかったためである。

5.3.3 多変量解析の妥当性

MC サンプルはエントリー数が半分になるようにランダムに分ける。半分をトレーニング用サンプルとし、残った半分をテスト用サンプルとする。トレーニング結果をテスト用のサンプルに適用し、BDT 出力の分布が一致するかを確認した。

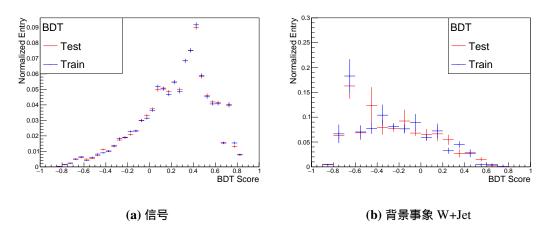


図 5.16: BDT Score: Electron Channel

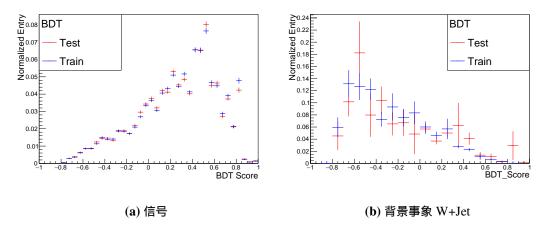


図 5.17: BDT Score: Muon Channel

図 (5.16) ~ (5.17) の示す通り、背景事象と信号どちらも BDT の分布が統計誤差の範囲で一致しており、トレーニングは成功していると言える。信号と比べ背景事象の統計誤差が大きいのは、W+jets サンプルは複数の MC サンプルを重みをかけて足しあわせて分布を作成しているため、統計的なふらつきが大きくなってしまうためである。

5.4 ジェット tagging 効率

目的とする $l\nu qq$ 不変質量分布の領域ごとでの、ジェット tagging による信号効率と Background Rejection の関係を、BDT 出力変数の上限カットの値を変えて確認する。

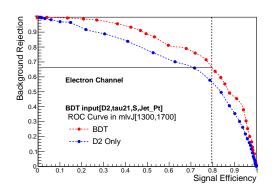
ただし、信号効率は式 (5.12)、Background Rejection は式 (5.13) と定義する。

信号は W'(Mass = 1.5 TeV 、1.8 TeV、2.0 TeV、2.4 TeV) を用い、対応する $l\nu qq$ 不変質量分布の信号領域を表 (5.1) に示す。

表 5.1: 信号の質量に対応する信号領域

W' 質量	l u qq 不变質量領域
1.5 TeV	[1300,1700] GeV
1.8 TeV	[1600,2000] GeV
2.0 TeV	[1800,2200] GeV
2.4 TeV	[2100,2700] GeV

以下に示す図 (5.18) ~ (5.25) は Y 軸を Background Rejection、X 軸を信号効率として描いたグラフ (ROC Curve) である。比較のために、現在使われている $D_2^{\beta=1}$ による Tagging と BDT による Tagging の 2 つによる信号効率を記載した。



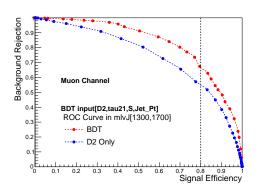
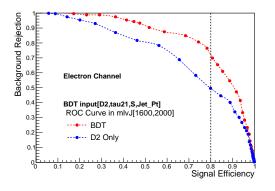


図 5.18: mlvJ [1300,1700]GeV (Electron Channel

図 5.19: mlvJ [1300,1700]GeV (Muon Channel)



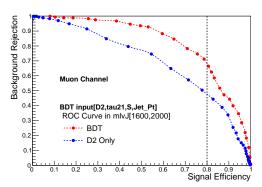
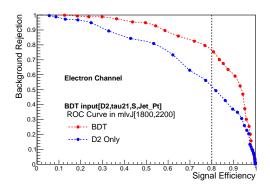


図 **5.20:** mlvJ [1600,2000]GeV (Electron Channel) 図 **5.21:** mlvJ [1600,2000]GeV (Muon Channel)



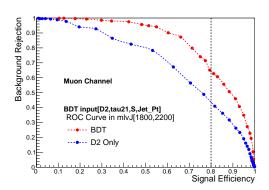
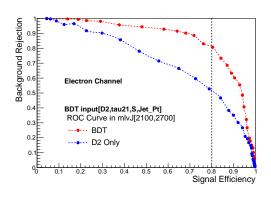


図 **5.22:** mlvJ [1800,2200]GeV (Electron Channel) 図 **5.23:** mlvJ [1800,2200]GeV (Muon Channel)



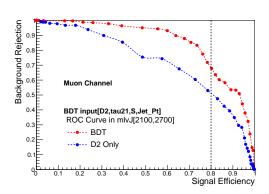


図 **5.24:** mlvJ [2100,2700]GeV (Electron Channel) 図 **5.25:** mlvJ [2100,2700]GeV (Muon Channel)

上記のグラフより、各質量領域での信号効率 80% での Background Rejection を表 (5.2) に記載する。

W' 質量	D2 Cut Only	BDT Cut
1.5 TeV	0.58	0.66
1.8 TeV	0.5	0.72
2.0 TeV	0.44	0.65
2.4 TeV	0.52	0.68

W' 質量	D2 Cut Only	BDT Cut
1.5 TeV	0.55	0.66
1.8 TeV	0.48	0.68
2.0 TeV	0.44	0.64
2.4 TeV	0.52	0.68

(a) Electron Channel

(b) Muon Channel

表 5.2: 信号効率 80% での Background Rejection

表 (5.2) に示すように、同じ信号効率においては $D_2^{\beta=1}$ のみを tagger として用いるより も、BDT を用いて tag する方が大幅に改善していることが分かる。特に、 $l\nu qq$ 不変質量 の大きい領域ほど、 $D_2^{\beta=1}$ に比べ大きな改善が大きい傾向が見られる。 $l\nu qq$ 不変質量の大きい領域は統計が少ないため、信号を減らさず背景事象を出来るだけ多く除去することが 重要になるため、質量の大きい共鳴の解析においての感度向上が期待される。

5.5 Signal Efficiency の最適化

BDT のトレーニング結果を使って、BDT 出力変数の Signal Efficiency 80% WP(working point)を決める。入力したジェットの変数は横運動量依存性を持つため、BDT の出力変数も横運動量依存性を持つと考えられる。よって、ジェットの横運動量の範囲をいくつかの領域に区切り、領域ごとに最適化を行う。トレーニングによって求めた 80% WP をデータに適用するときにおいても、それぞれのジェット横運動量領域で最適化した値を用いる。

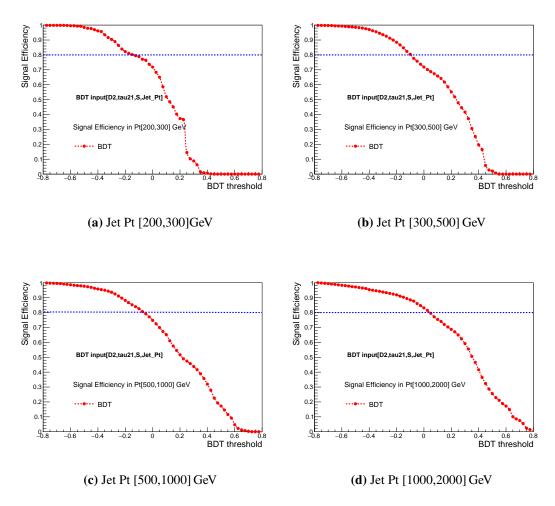


図 5.26: 信号効率と BDT 閾値の関係: Electron Channel

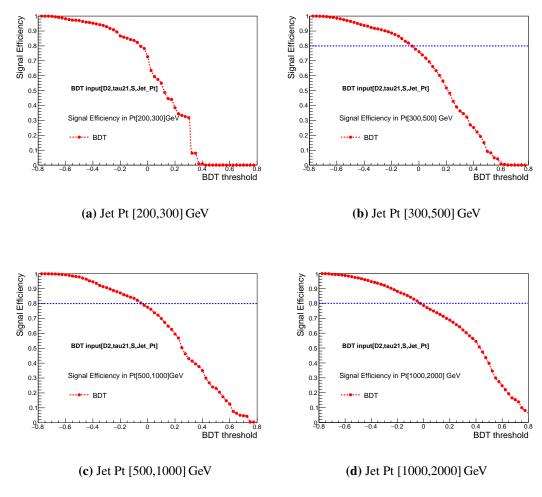


図 5.27: 信号効率と BDT 閾値の関係: Muon Channel

上記の各グラフから対応するジェット横運動量の領域における、信号効率 80% に相当する BDT 出力変数を表 (5.3) に記載した。

(a) Electron Channel

Pt 領域 信号効率 80%WP [200,300] GeV - 0.1 [300,500] GeV - 0.1 [500,1000] GeV - 0.05 [1000,2000] GeV 0.05

(b) Muon Channel

Pt 領域	信号効率 80%WP
[200,300] GeV	- 0.1
[300,500] GeV	- 0.05
[500,1000] GeV	- 0.05
[1000,2000] GeV	0

表 5.3: 信号効率 80% での BDT 出力変数の値

Electron Channel、Muon Channel ともに、ジェット横運動量が大きくなるにしたがい、 Signal Efficiency 80%WP が大きくなることが読み取れる。

第6章

結果・考察

6.1 データへの適用

BDT のトレーニング結果を実データに適用し、図 (6.1a)、図 (6.1b) に示すような BDT 出力変数分布を得た。

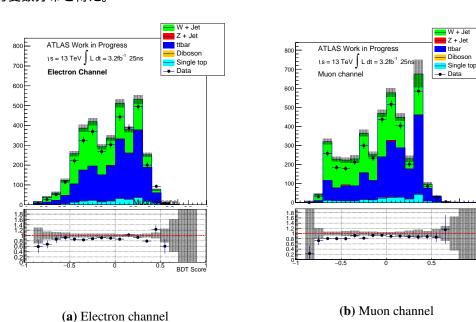


図 6.1: BDT 出力分布

BDT 出力変数の分布は図 (6.1a)、図 (6.1b) が示すように、分布の形は概ね合っている。しかし、事象数が MC シミュレーションの方が約 10% 程度多い。この違いは主に MC モデリングの不十分さに起因している。後に述べるようにコントロール領域でデータと MC の比較によって改善することが可能である。

BDT によるカットをかけたのち、b-veto と p_T over mass のカットをかけるため、b-jet の数と $\mathbf{W}p_T$ over mass、 \mathbf{J} et p_T over mass の分布が MC とデータで合っているかを確か

める。

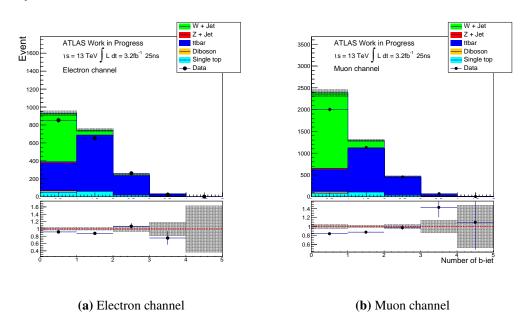


図 6.2: BDT カット後の b-jet の数

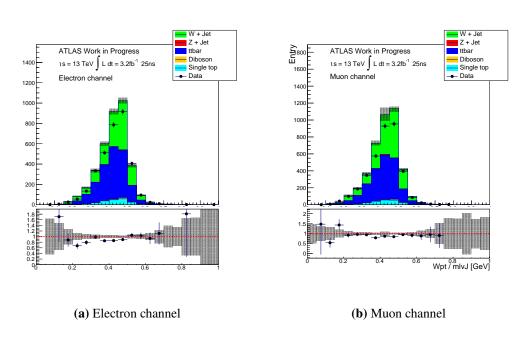
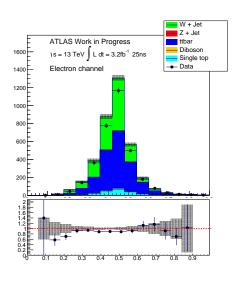
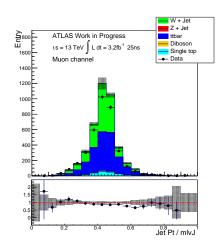


図 6.3: BDT カット後の Wpt/mlvJ 分布

図 (6.2a)~(6.4b) も BDT 分布と同じく、分布の形は概ね合っている。





(a) Electron channel

(b) Muon channel

図 6.4: Jet pt/mlvJ 分布

6.2 背景事象の見積もり

背景事象の見積もりは、MC を用いて行う。本研究において一番大きい背景事象はW+jet であり、その次に $t\bar{t}$ の寄与が大きい。そこで、W+jets と $t\bar{t}$ の MC と Data が合うようにそれぞれのコントロール領域において規格化定数を決めて、Data にどれだけの背景事象があるかを見積もる。

以下のように、W+jets と $t\bar{t}$ のコントロール領域を設定する。図 (6.5) にそれぞれのコントロール領域を示した。ただし、W/Z 質量領域の定義は 4.2 章で定義したものを用いる。

TOP コントロール領域 (TOP CR)
 定義: large-R jet Mass in W / Z 質量領域&& at lease 1 b-jet

W+jet コントロール領域 (W+jet CR)
 定義: large-R jet mass in W / Z 質量 side band 領域&& 0 b-jet

• 信号領域 (SR)

定義 (WZ Channel): large-R jet Mass in Z 質量領域 && 0 b-jet 定義 (WW Channel): large-R jet Mass in W 質量領域 && 0 b-jet

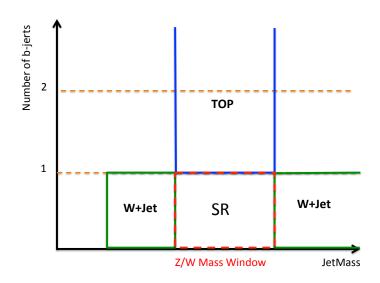


図 6.5: 信号領域とコントロール領域の定義

コントロール領域でのデータにトレーニング結果を適用して、BDT 出力変数を求めて

最適化した BDT 出力変数でカットをかける。さらに、信号領域に近い運動学的領域での規格化変数を求めるため、 p_T over mass のカットを要求する。

その際に、本研究においては以下の手順で規格化定数を決める。

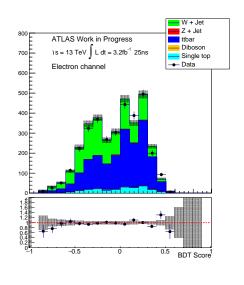
- TOP コントロール領域においては $t\bar{t}$ 以外の背景事象を MC サンプルを用いてデータから引き、モンテカルロシミュレーションの $t\bar{t}$ がデータと合うように規格化定数を決める。
- W+jets コントロール領域において、同様に W+jets 以外の背景事象をデータから引き W+jets の規格化定数を決める。ここでは、 $t\bar{t}$ は TOP CR でもとめた規格化定数を使い規格化した上で引く。

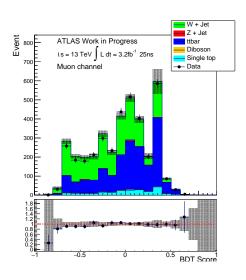
以上の手順を経て規格化定数を決める。見積もった規格化定数を表(6.1)に示した。

Channel規格化定数Electron Channel0.92Muon Channel0.86

表 6.1: 規格化定数

TOP CR 及び W+jets CR で求めた $t\bar{t}$ 、W+jets の規格化定数を乗じて BDT がデータを再現してるかを確かめる。





(a) Electron channel

(b) Muon channel

図 6.6: 補正後の信号領域における BDT 出力変数

図 (6.6) が示す通り、MC サンプルを用いたトレーニングして得た BDT 出力変数は、Electron Channel 及び Muon Channel において、統計誤差の範囲で MC とデータで一致する。

6.3 系統誤差

本研究では、W+jets と $t\bar{t}$ 背景事象の評価に由来する誤差が最も重要な系統誤差となる。 6.2 章で述べた通り、これらの背景事象はコントロール領域でのデータ比較により求めており、規格化因子の統計誤差が主要な誤差である。その他の系統誤差として、jet energy scale(JES) や b-tagging efficiency、lepton 同定由来の誤差が考えられる。本研究では背景事象をデータを用いて規格化しており、これらの誤差からの寄与は小さいと考えられる。よって、背景事象の評価による系統誤差は一律 20% を仮定して結果を求める。

6.4 W' 及び Z' の質量への制限

BDT を用いた解析における W' 及び Z' 粒子の質量への制限を求めた。

Likelihood Method

本研究では、Profile Likelihood を用いる。制限の計算には $l\nu qq$ 不変質量分布のヒストグラムを使った binned fit 法を用いている。

ある signal strength μ に対する確率関数は、

$$P(N_n, a_i | \nu, a_i) = \prod_{n \in bins} Pois(N_n, \nu_n) \prod_{s \in Syst} G(a_s | a_s)$$
(6.1)

と定義される。n はヒストグラムのビンであり、 N_n はヒストグラムの n 番目のビンのイベント数、s は系統誤差の種類、 ν_n は n 番目のビンに期待されるイベント数である。 $G(a_S|a_S)$ は系統誤差の分布である。この関数 P を Likelihood $L(\mu,\theta)$ として扱う。

検定統計量

検定統計量は上で定義した Likelihood $L(\mu,\theta)$ を用いて、以下の式で定義されたものを用いた。

$$t_p = -2\ln(\frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\mu, \hat{\theta})}))(0 \le \hat{\mu} \le \mu)$$
(6.2)

ここで、 $\hat{\hat{ heta}}(\mu)$ はある特定の θ に対する best fit 結果であり、 $\hat{\mu}$ と $\hat{\theta}$ は ν と全ての θ に自由度を与えて fit した結果である。

Confidence Level

どれくらいの信頼度で理論を棄却するかを見るときに confidence level(CL) を用いる。 CL の判断基準は 5% としている。

シグナル + 背景事象は左側検定で判定しその確率を CL_{s+b} という。また、背景事象のみ場合は右側検定で判定を行い、その確率を CL_b という。シグナル数が背景事象に比べ非常に少ない場合には、 CL_{s+b} と CL_b が非常に近い値を持つ。このような場合には、背景事象の統計誤差やその他の系統誤差によって誤って棄却されてしまう可能性がある。そこで、 CL_{s+b} と CL_b を用いて ATLAS で推奨されている、

$$CLs = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{6.3}$$

と定義されたものを Confidence Level として使い、 $CL_s < 5\%$ を棄却域とした。

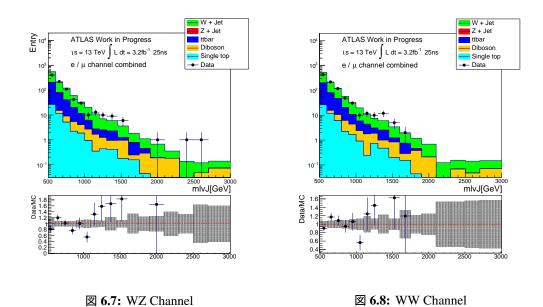


図 ${f 6.9:}$ 補正後の信号領域における l
u qq 不変質量分布

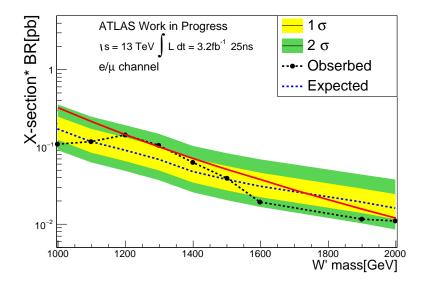


図 6.10: W' 質量への制限 (多変量解析)

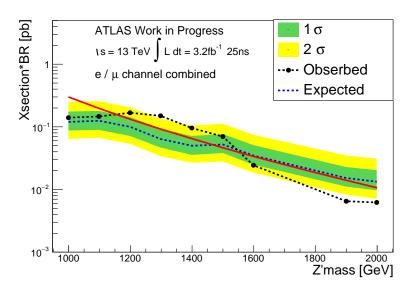


図 **6.11:** Z' 質量への制限 (多変量解析)

6.4.1 考察

 $D_2^{\beta=1}$ のみを用いた解析と、変数 $(\tau_{21}$ と Sphericity) を加えて多変量解析を用いた解析を比較する。W' (質量 $2 {
m TeV}$) 信号領域において、信号効率 80% では多変量解析の方が、Background Rejection を 20% 以上向上させることが出来た。また、W' ($1.5\,{
m TeV} \sim 2.4\,{
m TeV}$) の信号領域それぞれで 10% 以上改善しており、 ${
m Run} 2$ 以降のターゲットとなる質量領域で効率的にボソンを同定することが出来ることが分かった。

多変量解析を用いた W' 質量に対する制限は 1750 GeV と $D_2^{\beta=1}$ のみの解析と同程度となった。Z' 質量に対する制限に関しては $D_2^{\beta=1}$ では 1650 GeV、BDT では 1450 GeV となった。

本研究では、 $D_2^{\beta=1}$ や BDT をもちいたカットの後に p_T over mass のカットをかけている。本チャンネルの信号感度は、ジェットの内部構造に関するカットの寄与よりも p_T over mass カットの寄与の方が大きいと考えられる。しかし、 p_T over mass が使えないような解析においては、信号のジェットを効率的に選択することは信号感度を向上させる可能性がある。 p_T over mass カットは Diboson のイベントトポロジーのもとでは有用な変数であるが、他の状況では必ずしも背景事象を有効でない。 p_T over mass が有効でない、多数の粒子に崩壊する過程や複雑なトポロジーを持つ現象において、BDT を用いてボソン由来のジェットを効率的に選択することは信号感度の向上を向上させる可能性がある。

第7章

まとめ

本研究は $WZ/WW \rightarrow l\nu qq$ チャンネル、非常に重い粒子が 2 体崩壊して 2 つのボソン のうち 1 つがレプトニック崩壊、もう 1 つがハドロニック崩壊する終状態で探索を行った。

ATLAS 実験は 2015 年より Run2 を開始しており、2015 年に取得されたデータのうち $3.2fb^{-1}$ を用いて解析を行った。現在 ATLAS 実験で主に行われている $D_2^{\beta=1}$ をもちいて ボソン由来のジェットを選別する解析と、 D_2^{β} に加え τ_{21} 、Sphericity を入力変数として用いた多変量解析とを比較した。BDT を用いた解析では、W+jets コントロール領域と TOP コントロール領域にて MC をデータに合うよう規格化した結果、信号領域において BDT 出力変数は統計誤差の範囲でデータと一致した。

BDT 出力変数を用いて W' と Z' の質量に対する制限をつけたところ、 D_2^β を用いて求めた制限を超えることはできなかった。しかし、ボソン由来のジェットの選別においては信号効率 80% において、 $2\,\mathrm{TeV}$ 信号領域で Background Rejection が 20% 程度向上した。

 p_T over mass が使えないようなチャンネルの解析において、ジェットの内部構造や形状の変数を入力し多変量解析を行うことで、信号感度を向上させる可能性がある。

謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方にご指導を頂きました。指導教員である浅井祥仁教授には、研究テーマの選択や解析を行う上での助言、発表の仕方等多岐にわたりご指導頂きました。心より感謝申し上げます。寺師弘二助教には、解析においての具体的なテーマや解析手法において助言および様々な手助けを頂きました。また、修士論文の作成に当たって、解析上での様々な助言や根気強く研究に付き合って下さいました野辺拓也氏には大変お世話になりました。お二人がいなければ修士論文を完成させることは出来ませんでした。心より感謝申し上げます。木内健司氏には、他の研究機関の方に関わらず私の修士論文に必要なサンプルを作って頂きました。ありがとうございました。

浅井研究室の先輩である森永真央氏には、解析上での技術的な問題に関して非常に丁寧に教えて頂きました。また浅井研究室の同期である同じく解析をしている齋藤真彦君には、プログラムでのわからないことや解析における分からないこと等様々なことを教えてくれました。誠に感謝いたしております。

ATLAS 解析グループの、田中純一准教授、江成祐二助教、山本真平氏、金谷奈央子助教、増渕達也助教には日頃からの解析ミーティングでの助言、また CERN 滞在時には講義等大変お世話になりました。

難波俊雄助教は計算機には日頃使うコンピューターの管理等に関しまして大変お世話になりました。

秘書の塩田雅子さん、竹本葉子さん、手塚淑恵さん、山浦華世さんには、日頃の事務手続きや出張時の様々な手配等で大変お世話になりました。誠に感謝しております。

同期の皆さんのおかげで2年間楽しく研究生活を送ることが出来ました。ありがとう。 ここに上げた方々以外にも多くの方に支えられて2年間を過ごしました。最後に、私を 大学に行かせてくれた両親に感謝の意を評します。

参考文献

- [1] The ATLAS Collaboration , Search for production of WW/WZ resonances decaying to a lepton neutrino and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector ,http://arxiv.org/abs/1503.04677.
- [2] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2
- [3] The ATLAS Collaboration, Performance of jet substructure techniques for large-R jets proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS detector . JHEP . http://arxiv.org/pdf/1306.4945v1.
- [4] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez , The anti- k_T jet clustering algorithm , http://arxiv.org/abs/0802.1189
- [5] David Krohn,JesseThaler and Lian-Tao Wang , Jet Trimming , http://arxiv.org/pdf/0912.1342v2.pdf
- [6] The ATLAS Collaboration, Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2014-018. https://cds.cern.ch/record/1700870.
- [7] The $\mathrm{D}\phi$ Collaboration , Observation of Single Top Quark Production , http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/singletop_observation.
- [8] Identification of boosted, hadronically-decaying W and Z bosons in \sqrt{s} = 13 TeV Monte Carlo 927 Simulations for ATLAS , tech. rep. ATL-PHYS-PUB-2015-033, CERN, 2015, https://cds.cern.ch/record/2041461
- [9] TMVA4 Users Guide, http://tmva.sourceforge.net/docu/TMVAUsersGuide.pdf