修士学位論文

LHC-ATLAS 検出器を用いた

タウレプトン対に崩壊する超対称性ヒッグス粒子の探索

井上 竜一 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 東京大学素粒子物理国際研究センター 川本研究室

2011年2月

概 要

本論文では大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider:LHC)の汎用検出器の一つである ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)検出器において、2010年に取得した $\mathcal{L} = 35.2 \text{ pb}^{-1}$ の陽子陽 子衝突データ (重心系エネルギー $\sqrt{s} = 7 \text{TeV}$)を用いたタウレプトン対に崩壊する電荷的に中性な超 対称性ヒッグス粒子 (MSSM Neutral Higgs)の探索を行った。一方のタウレプトンは電子またはミュー オンに崩壊し、他方はハドロニックに崩壊するモード (MSSM $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow lepton, \tau_{hadron}$)の 探索を行い、本解析においてはシグナル領域である $\Sigma \cos \Delta \phi$ のカットを行った後で electron-channel が 207 イベント、muon-channel で 248 イベントを観測した。期待される標準理論バックグラウンド はそれぞれ 214±17, 212±28 と見積もり、現時点では観測された実データと標準理論バックグラウン ドは不定性の範囲で一致しており、MSSM Higgs の兆候は見られなかった。また、MSSM Higgs に 対する Exclusion Limit (95% C.L.)を $M_A \ge \tan \beta$ の関数として求め、既存の結果を上回る制限を 与えることができた。

目 次

第1章	序論	1
第2章	ヒッグス粒子探索のための理論的背景	2
2.1	標準理論....................................	2
2.2	標準理論ヒッグス粒子への実験的制限...............................	3
2.3	超対称性理論	3
2.4	Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)	5
	2.4.1 MSSM の概要	5
	2.4.2 MSSM におけるヒッグス粒子	6
2.5	電荷的に中性な超対称性ヒッグス粒子への実験的制限	8
第3章	LHC 加速器と ATLAS 検出器	10
3.1	LHC 加速器の 2010 年の状況	10
3.2	LHC : Large Hadron Collider	10
3.3	ATLAS 検出器	12
	3.3.1 座標軸の定義	13
	3.3.2 マグネットシステム	14
	3.3.3 内部飛跡検出器	15
	3.3.4 カロリメータ	18
	3.3.5 ミューオンスペクトロメータ	23
	3.3.6 クラック領域	25
	3.3.7 トリガーシステム	25
3.4	Luminosity の測定	26
	3.4.1 ビームパイプ周りの前方検出器	26
	3.4.2 LUminosity mesurement using Cherenkov Integrating Detector (LUCID)	27
	3.4.3 Luminosity の測定 [10]	28
第4章	検出器シミュレーションと粒子再構成	30
4.1	Full シミュレーション	30
4.2	電子の再構成	31
	4.2.1 Sliding window アルゴリズム	31
	4.2.2 fake electron	32
4.3	ミューオンの再構成	32
	4.3.1 ミューオン再構成におけるタイプ	33
	4.3.2 fake muon	33
4.4	Isolation	33
4.5	ジェットの再構成	34
	4.5.1 clustering	34
	4.5.2 ジェット アルゴリズム	34

	4.5.3 calibration \ldots	35
4.6	$Missing E_T$ の再構成	35
4.7	タウレプトンの再構成	36
	4.7.1 タウの崩壊モード [5]	36
	4.7.2 カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成	37
	4.7.3 タウID	38
	4.7.4 タウレプトン再構成アルゴリズムのパフォーマンス	41
笠を辛	シゲナリャトババックゲーウンド	49
(年の) 第37年 1月1日		40
0.1		40
	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	43
	5.1.2 ハーテックスのエネルキースクールと Renormalization スクール	43
	5.1.3 ハートンジャリーによるハートンの追加 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	45
5.0	5.1.4 MLM Matching in Alpgen	46
5.2		46
	5.2.1 ヒックス粒子の生成過程	46
	5.2.2 ヒッグスシグナルサンブル	49
5.3	ヒッグスシグナルの運動学的特徴	53
5.4	バックグラウンド....................................	56
	5.4.1 主なバックグラウンドプロセス	56
	5.4.2 バックグラウンドのモンテカルロサンプル	58
第6章	解析	59
6.1	Object selection	59
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.1 Electr	$59 \\ 59$
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 Muon 6.1.2 Muon 6.1.2	59 59 59
6.1	Object selection	59 59 59 60
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 6.1.2 Muon 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.3 Jet 6.1.4	59 59 59 60 61
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 6.1.2 Muon 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.4 Jet 6.1.5 Missing Transverse Energy (E_m^{miss})	 59 59 59 60 61 61
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 6.1.2 Muon 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.4 6.1.4 Jet 6.1.5 Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6 Overlap Removal 6.1.4	 59 59 59 60 61 61 61
6.1	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 6.1.2 Muon 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.4 6.1.4 Jet 6.1.5 6.1.5 Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6 Overlap Removal 6.1.6 Event preselection 6.1.6	 59 59 59 60 61 61 61 61
6.1 6.2	Object selection 6.1.1 Electron 6.1.2 Muon 6.1.3 Hadronic-tau 6.1.4 Jet 6.1.5 Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6 Overlap Removal Event preselection 6.2.1 Data quality requirement	 59 59 59 60 61 61 61 61 61
6.1 6.2	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal Event preselection $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.2$ Trigger requirement	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61
6.1 6.2	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal $6.1.6$ Overlap Removal $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.2$ Trigger requirement	59 59 60 61 61 61 61 61 61 61 61
6.1	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal Event preselection $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.3$ Primary vertex requirement $6.2.4$ Let Cleaning	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 62
6.1 6.2	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal $6.1.6$ Overlap Removal $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.3$ Primary vertex requirement $6.2.4$ Jet CleaningEvent selection	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 62 63
6.1 6.2 6.3	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal $6.1.6$ Overlap Removal $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.2$ Trigger requirement $6.2.3$ Primary vertex requirement $6.2.4$ Jet CleaningEvent selection $6.3.1$ Lapton and Hadronic tau requirement	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 63 63
6.1 6.2 6.3	Object selection $6.1.1$ Electron $6.1.2$ Muon $6.1.2$ Muon $6.1.3$ Hadronic-tau $6.1.4$ Jet $6.1.4$ Jet $6.1.5$ Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) $6.1.6$ Overlap Removal $6.1.6$ Overlap Removal $6.2.1$ Data quality requirement $6.2.2$ Trigger requirement $6.2.3$ Primary vertex requirement $6.2.4$ Jet CleaningEvent selection	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 62 62 63 63 64
6.1 6.2 6.3	Object selection6.1.1Electron6.1.2Muon6.1.3Hadronic-tau6.1.4Jet6.1.5Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6Overlap RemovalEvent preselection6.2.1Data quality requirement6.2.2Trigger requirement6.2.3Primary vertex requirement6.2.4Jet CleaningEvent selection6.3.1Lepton and Hadronic-tau requirement6.3.2 E_{T}^{miss} $[L \downarrow a] / b / b / c \downarrow a] / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / b / c \downarrow a / b / b / c \downarrow a / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / b / c \downarrow a / c \downarrow $	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 63 63 64 64
6.1 6.2 6.3	Object selection6.1.1Electron6.1.2Muon6.1.3Hadronic-tau6.1.4Jet6.1.5Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6Overlap RemovalEvent preselection6.2.1Data quality requirement6.2.2Trigger requirement6.2.3Primary vertex requirement6.2.4Jet CleaningEvent selection6.3.1Lepton and Hadronic-tau requirement6.3.2 E_T^{miss} $[a \leq J [] \nu / D] = n > 1] \nu / D] \nu / D] = n > 1] \nu / D] \$	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 62 63 63 64 64 64
6.1 6.2 6.3	Object selection6.1.1Electron6.1.2Muon6.1.3Hadronic-tau6.1.4Jet6.1.5Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6Overlap Removal6.1.7Data quality requirement6.2.1Data quality requirement6.2.2Trigger requirement6.2.3Primary vertex requirement6.2.4Jet CleaningEvent selection6.3.1Lepton and Hadronic-tau requirement6.3.2 E_T^{miss} $[cl_x 3]/[vp/]/[si]/[vp]/[si]/[si]/[si]/[si]/[si]/[si]/[si]/[si$	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 63 63 64 64 65
6.1 6.2 6.3	Object selection6.1.1Electron6.1.2Muon6.1.3Hadronic-tau6.1.4Jet6.1.5Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6Overlap Removal6.1.7Event preselection6.2.1Data quality requirement6.2.2Trigger requirement6.2.3Primary vertex requirement6.2.4Jet CleaningEvent selection6.3.1Lepton and Hadronic-tau requirement6.3.2 E_T^{miss} $\Box L \Xi \Delta // \sigma / D / \bar \bar \bar \bar \bar \bar \bar \bar$	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 63 63 64 65 66 67
6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.5	Object selection	$\begin{array}{c} 59\\ 59\\ 59\\ 60\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 62\\ 63\\ 63\\ 64\\ 63\\ 64\\ 64\\ 65\\ 66\\ 67\\ 7\end{array}$
6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.6	Object selection	$\begin{array}{c} 59\\ 59\\ 59\\ 60\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 62\\ 63\\ 63\\ 64\\ 64\\ 65\\ 66\\ 67\\ 68\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 67\\ 68\\ 66\\ 68\\ 66\\ 68\\ 66\\ 68\\ 68\\ 68\\ 68$
6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.6	Object selection	 59 59 59 60 61 61 61 61 61 61 62 62 63 63 64 64 65 66 67 68 69
6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.6	Object selection6.1.1Electron6.1.2Muon6.1.3Hadronic-tau6.1.4Jet6.1.5Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) 6.1.6Overlap RemovalEvent preselection6.2.1Data quality requirement6.2.2Trigger requirement6.2.3Primary vertex requirement6.2.4Jet CleaningEvent selection6.3.1Lepton and Hadronic-tau requirement6.3.2 E_T^{miss} によるパックグラウンド除去6.3.3Transverse Mass (M_T) によるパックグラウンド除去6.3.4 $\Sigma \cos \Delta \phi$ によるパックグラウンド除去Final selectionモンテカルロサンプルによる結果Data driven Background estimation6.6.1 r_{QCD} =1 の確認6.6.2 k_{W+jets} あよび n_{SS}^{W+jets} の決定	$\begin{array}{c} 59\\ 59\\ 59\\ 60\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 61\\ 62\\ 63\\ 63\\ 64\\ 64\\ 65\\ 66\\ 67\\ 68\\ 69\\ 71\\ \end{array}$

	$6.6.4$ $k_{\text{other}} \cdot n_{\text{SS}}^{\text{other}}$ の決定	73
	6.6.5 結果	73
第7章	系統誤差	78
7.1	Data driven Background estimation における不定性	78
7.2	モンテカルロサンプルにおける不定性............................	78
第8章	結果	81
8.1	2010 年 ($\mathcal{L} = 35.2 \text{pb}^{-1}$)の結果	81
8.2	Exclusion および Discovery の算出方法	83
8.3	2010 年の実データでの M_A および $ aneta$ への制限 $\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	85
8.4	2011 年の実データ ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$) における展望	86
	8.4.1 Exclusion plot	87
	8.4.2 Discovery Potential	87
第9章	まとめ	89
付録A	Limit の算出方法	90
A.1	Confidence Level の定義	90
A.2	不定性の考慮	91
参考文献	伏	92

図目次

2.1	標準理論の粒子	2
2.2	標準理論ヒッグス粒子への実験的制限..............................	3
2.3	ヒッグス質量の発散に寄与する 1loop-diagram	4
2.4	ヒッグス質量の発散に寄与する 2loop-diagram	4
2.5	ヒッグス質量の発散を相殺する diagram	4
2.6	GUT スケールでの力の統一	5
2.7	電荷的に中性な超対称性ヒッグス粒子への実験的制限	9
0.1		10
3.1	積昇 Luminosity	10
3.2		11
3.3		13
3.4	ATLAS のマクネットシステム	15
3.5		16
3.6		16
3.7		16
3.8	Pixel Detecter の構造および信号読み出し	17
3.9	SCT のモジュール	17
3.10	SCT 組み立て後の様子	17
3.11	遣移輻射のイメージ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	18
3.12	high threshold を超えたヒットの数	18
3.13	カロリメータの構造	19
3.14	電磁カロリメータの一部	20
3.15	EM カロリメータにエネルギーをデポジットし、シャワーを起こす様子 2	20
3.16	EM カロリメータ	20
3.17	タイルカロリメータ (ハドロンバレル部分)	21
3.18	ハドロンエンドキャップカロリメータの模式図	22
3.19	フォワードカロリメータのスケッチ図....................................	23
3.20	ミューオン検出器 (r-z 断面図)	24
3.21	ミューオン検出器による運動量分解能	24
3.22	カロリメータのジオメトリー	25
3.23	EM カロリメータ前の物質量の分布 2	25
3.24	ATLAS におけるトリガーの流れ 2	26
3.25	ATLAS 検出器衝突点付近に設置された前方検出器	27
3.26	LUCID の概略図	28
		20
4.1	ATLAS におげるイベントシミュレーションの流れ	30
4.2	さまさまなシェットアルゴリズムの比較	35
4.3	タウの Charge 分布	37

4.4	タウの Track 数分布	37
4.5	d0 の定義	38
4.6	R_{EM} の分布	39
4.7	trkavgdist の分布	40
4.8	$E_{\mathrm{T}}/P_{\mathrm{T}}^{\mathrm{1st}}$ の分布	40
4.9	夕ウの ID efficiency	41
4.10	夕ウの fake Rate	42
5.1	$\alpha_s (Q^2)$ の Q 依存性	44
5.2	Tevatron における ttbar 生成断面積の Renormalization スケール依存性。	45
5.3	ME と PS によるパートンシャワーの生成	45
5.4	Factrization $\mathcal{A}\mathcal{F} - \mathcal{V} \mu_F$	46
5.5	MLM matching 手法の例	46
5.6	ヒッグス粒子の代表的な生成過程................................	47
5.7	MSSM ヒッグス生 成断面積の理論的不定性.........................	52
5.8	シグナルおよび標準理論粒子の電子の P_{T} 分布 \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	53
5.9	シグナルおよび標準理論粒子のミューオンの P_{T} 分布 \ldots \ldots \ldots \ldots	54
5.10	シグナルおよび標準理論粒子のハドロニックタウの P_{T} 分布 $\dots \dots \dots \dots \dots$	54
5.11	シグナルおよび標準理論粒子のジェットの P _T 分布.............	55
5.12	シグナルおよび標準理論粒子のジェット数 (<i>P</i> _T > 20GeV) の分布	55
5.13	シグナル (bbA) および標準理論粒子の b-ジェットの P_{T} 分布と b-ジェット数分布	56
5.14	ATLAS における Z の生成プロセス	56
5.15	ATLAS における $t \bar{t}$ の生成プロセス	57
5.16	ATLAS における W の生成プロセス	57
6.1	バックグラウンド除去のための $ ext{Missing } E_{ ext{T}}$ カット \dots	64
6.2	バックグラウンド除去のための $\mathrm{M_{T}}\;(\mathrm{lep},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$ カット \ldots \ldots \ldots	65
6.3	シグナルと W の $ ext{transverse}$ 平面における崩壊物と $E_{ ext{T}}^{ ext{miss}}$ の関係 $\dots \dots \dots \dots$	66
6.4	バックグラウンド除去のための $\Sigma\cos\Delta\phi$ カット \dots	66
6.5	$\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布 (MC only)	68
6.6	1 Lepton,1 Hadronic-tau を要求した後の $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ 分布	70
6.7	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ カット後の $W+\mathrm{jets}$ における OS と SS の M_{T} 分布	71
6.8	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ カット後の $W+$ jets における OS と SS の M_{T} の Shape 比較と OS/SS ratio	72
6.9	Data driven Background estimation による Missing $E_{\rm T}$ カット後の Lepton $P_{\rm T}$ 分布	73
6.10	Data driven Background estimation による Missing $E_{\rm T}$ カット後の Hadronic-tau $P_{\rm T}$	
	分布	74
6.11	Data driven Background estimation による Missing $E_{\rm T}$ カット後の Missing $E_{\rm T}$	74
6.12	Data driven Background estimation による Missing $E_{\rm T}$ カット後の Transverse Mass ($M_{\rm T}$)
	分布	75
6.13	Data driven Background estimation と MC Simulation の比較 (Missing $E_{\rm T}$ カット後	
	の Visible Mass 分布)	76
8.1	Visible Mass (electron ch)	82
8.2	Visible Mass (muon ch)	82
8.3	Discovery の概念図	84
8.4	Exclude の概念図	84

8.5	2010 年の実データで Exclusion 可能な領域									86
8.6	2011 年データで Exclusion 可能と予想される領域						•			87
8.7	2011 年データで Discovery 可能と予想される領域									88

表目次

2.1	標準理論粒子と SUSY 粒子	6
2.2	SM と MSSM のヒッグスとフェルミオン, ゲージボソンとの結合定数の比較....	8
3.1	LHC 加速器の主要パラメータ	12
3.2	内部飛跡検出器の設計パラメータと空間分解能 [9]	15
3.3	ミューオンスペクトロメータの主なパラメータ................	23
4.1	タウの崩壊モード....................................	36
5.1	$ ext{MSSM}$ ヒッグス $(h/H/A)$ の生成断面積と $ ext{M}_A$ の関係 $(an eta=20)$ 。	50
5.2	$ ext{MSSM}$ ヒッグス $(h/H/A)$ の生成断面積と $ ext{M}_A$ の関係 $(an eta = 40)$ 。	51
5.3	バックグラウンドの生成断面積	58
6.1	Jet shape による Tau ID のカット値	60
6.2	使用した Trigger(electron ch)	62
6.3	使用した Trigger(muon ch)	62
6.4	Jet Cleaning	63
6.5	MC Simulation における Cut flow(electron ch)	67
6.6	MC Simulation における Cut flow(muon ch)	67
6.7	$k_{ m other} \cdot n_{ m SS}^{ m other}$ の結果。	73
6.8	Data driven Background estimation における Cut flow(electron-ch)。 $\dots \dots \dots$	77
6.9	Data driven Background estimation における Cut flow(muon-ch)。	77
7.1	Electron Energy Resolution における不定性	79
7.2	Energy scale と resolution の不定性 (Electron ch) \ldots	79
7.3	Energy scale と resolution の不定性 (Muon ch) $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	80
7.4	Sysytematics	80
8.1	Electron channel における最終的な Cut flow。	81
8.2	Muon channel における最終的な Cut flow。	81
8.3	各 M_A でのシグナル領域における結果	85
8.4	95% confidence limits	86

第1章 序論

自然界における基本的相互作用は重力相互作用を除く、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用が「標準理論」と呼ばれる枠組みの中で記述され、現在まで多くの実験を無矛盾に再現していることが分かっている。しかし、質量の起源とされるヒッグス粒子は様々な実験が探索を行ったが今だ発見には至っていない。さらに、標準理論は第2章で述べるようにいくつかの問題を抱えている。これらの問題を解決する新たな理論として有望なのが「超対称性理論」である。質量の起源とされるヒッグス粒子の発見や、超対称性理論のような標準理論を越える理論の検証は素粒子物理学にとって大きな意味を持っている。本論文ではLHC-ATLAS 実験において 2010 年に取得された実データ ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 35.2 \text{ pb}^{-1}$)を用いて、第2章で説明する MSSM Higgs がタウレプトン対に崩壊し、一方が電子またはミューオンに、他方はハドロニックに崩壊するモード ($h/H/A \rightarrow \tau_{lepton}\tau_{hadron}$) について探索を行った。

本論文は全体で9章の構成となっている。

第2章:標準理論に関する説明とその問題点を解決する理論として超対称性理論について説明する。 また、本研究のターゲットである MSSM Higgs (*h*/*H*/*A*)の特徴についても述べる。

第3章:LHC加速器の概観およびATLAS検出器を構成する各検出器の説明を行う。2010年の状況 についても述べる。

第4章:本研究で行った粒子再構成の方法や使用したシミュレーションについて説明する。

第5章:シグナルとそのバックグラウンドについて述べる。また、本研究で使用したモンテカルロサンプルについても説明する。

第6章:本研究における解析手法について述べる。特に、本研究ではバックグラウンドの見積もりを 実データを用いて行っているので、その手法についても述べる。

第7章:第6章で述べた解析について考えられる系統誤差の評価について述べる。

第8章:第6章,第7章の結果から2010年の実データでMSSM Higgs についてどのような制限が与 えられるのか議論する。また、2011年のデータにおける展望についても述べる。

第9章:本研究のまとめ

第2章 ヒッグス粒子探索のための理論的背景

2.1 標準理論

素粒子物理学では4つの相互作用(重力相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用) が自然界を記述し、長い間その統一に向けて理論的、実験的研究が進められてきた。今日では重力 以外の電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一した SU(3) × SU(2) × U(1) に基づくゲー ジ理論「標準理論」が確立されており、ほぼすべての実験結果を再現できている。図 2.1 が示すよう に標準理論の登場人物は物質を構成する粒子(クォーク、レプトン)、相互作用を媒介する粒子(ゲー ジボソン)、そして質量の起源とされる粒子(ヒッグス粒子)である。クォークは唯一強い相互作用を



Elements of the Standard Model

図 2.1: 標準理論の粒子:標準理論の粒子では、唯一ヒッグス粒子だけが未発見である

する粒子であり u (アップ), d (ダウン), c (チャーム), s (ストレンジ), t (トップ), b (ボトム) の 6 種 類が 2 種類ずつ組となり (u,d), (c,s), (t,b) の 3 世代を構成している。クォークと同様にレプトン 3 種類 (電子 (e), ミューオン (μ) , タウ (τ)) とニュートリノ 3 種類 (電子ニュートリノ (ν_e) , ミュー ニュートリノ (ν_{μ}) , タウニュートリノ (ν_{τ})) が各組になり 3 世代 (ν_e,e) , (ν_{μ},μ) , (ν_{τ},τ) を構成し ている。ゲージボソンには強い相互作用を媒介するグルーオン (g)、弱い相互作用を媒介するウィー クボソン (W, Z)、電磁相互作用を媒介する光子 (γ) がある。強い相互作用は原子核を構成するため クォークは共にカラーと呼ばれる量子数を持っている。この強い相互作用は原子核を構成するため の核力の源であり、量子色力学 (QCD) で記述される。電磁相互作用は電荷をもつ粒子 (クォークお よびレプトン) に働く長距離力でその媒介粒子である光子は質量が 0 である。弱い相互作用を媒介す る W は電荷 ±1 を持ち、Z は中性の粒子であると同時にグルーオンや光子と違い質量を持っている。 また、W を介する相互作用ではクォークまたはレプトンの種類 (フレーバー)を変化させるという特 徴を持つ。電磁相互作用と弱い相互作用は Glashow-Weinberg-Salam 理論によって電弱相互作用と して統一された。標準理論の粒子はフェルミ研究所の DONUT (Direct Observation of the Nu Tau) 実験によって 2000 年 7 月にタウニュートリノが発見 [1] されたことで、ヒッグス粒子が唯一未発見 の粒子となった。

2.2 標準理論ヒッグス粒子への実験的制限

ヒッグス粒子に対しては主に、CERN で行われていた LEP 実験とフェルミ国立加速器研究所で行われている Tevatron 実験で実験的制限がついている。図 2.2 に現在のヒッグス粒子の質量 $(M_{H_{SM}})$ に対する制限を示す。LEP 実験は電子・陽電子対消滅から Z ボソンを介し、その Z ボソンからヒッグス粒子が放出される、W/Zの Associated Production を用いた直接探索と、電磁相互作用による間接測定で制限を与えている。この直接探索で $M_{H_{SM}} > 114.4$ GeV という制限を与えている [2]。また、Tevatronではヒッグスから 2 つの W ボソンへの崩壊 $H \rightarrow WW$ の探索において 158 GeV < $M_{H_{SM}} < 175$ GeV の範囲は排除という制限を与えている [3]。



図 2.2: 標準理論ヒッグス粒子への実験的制限

2.3 超対称性理論

標準理論は今日の素粒子物理学では多くの実験結果を説明でき、成功していると言える。ただ、標準理論が究極の理論という訳ではない。標準理論の問題点としてはゲージ階層性の問題がある。そこで考えられる標準理論を越えた理論として超対称性理論が挙げられる。超対称性(SUSY)とは、フェルミオンとボゾンの間の対称性である。この対称性の元では、フェルミオンに属する粒子にはボゾンの、ボゾンに属する粒子にはフェルミオンの、対となる粒子(スーパーパートナー)が存在する。超対称性を導入すると以下の3つの問題が解決できると考えられている。

1. ゲージ階層性

多くの実験的事実から低エネルギーでの結合定数は*SU*(3)が最も強く、次いで*SU*(2),*U*(1) という順に結合定数が小さくなっていく。このような結果から高エネルギー領域において3つ の結合定数が同じになり、3つのゲージ群が単一のゲージ群の中に統一される可能性がある。 この理論を大統一理論(Grand Unified Theory:GUT)と呼ぶ。典型的な模型としては

$$SU(5) \xrightarrow{\mathrm{M}_{GUT}} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{\mathrm{M}_{W}} SU(3) \times U(1)$$
 (2.1)

が挙げられる。ここで、 M_{GUT} は大統一の起こるエネルギースケール、 M_W は電弱相互作用の 破れが起こるスケール。典型的なスケールは

$$M_{GUT} \sim 10^{15} GeV \iff M_W \sim 10^2 GeV$$
 (2.2)

という大きな差がある。これをゲージ階層性問題と呼ぶ。これにはヒッグス場のポテンシャル におけるパラメータを理論の基本スケールに対して大変小さな値に (ファインチューニング) し なければならない。仮にファインチューニングしたとしても輻射補正でヒッグス粒子の質量が 発散してしまうため問題は解決しない (図 2.3, 図 2.4[4])。



図 2.3: ヒッグスの自己発散に寄与する 1loop-diagram。f は Dirac fermion,S は Scalar 粒子。



図 2.4: ヒッグスの自己発散に寄与する 2loop-diagram。F は heavy fermion。

超対称性理論を仮定して、超対称性のスケールが TeV オーダーであると、超対称性粒子を介し たループの効果で Λ^2 (Λ はカットオフ)の発散が log Λ の発散に抑えられる。また、m² (top)~ m^2 (EW) だとすると、自然に EW スケールを作る事が出来る。



図 2.5: ヒッグス質量の発散を相殺する diagram: \tilde{f} は scalor fermion

2. 力の統一

SUSY が 1TeV 付近にあると、図 2.6 の右図が示すように電弱力、強い力、重力の 3 つの力が GUT スケールで統一される [6]。一方、SUSY が存在しない場合は図 2.6 の左図が示すように 3 つの力が 1 点で交差することはない。したがって、SUSY が存在すれば力の統一が自然と起 こることが期待できる。

3. ダークマターの候補

宇宙には、光っていないか光を反射しないために、光学的に観測されていない質量が有る。この見えない質量を持つ物のことをダークマター(暗黒物質)と言う。ダークマターの全ては標準理論の粒子だけで説明できないため、一番軽く電荷が中性の超対称性粒子は、有力な候補である。



図 2.6: GUT スケールでの力の統一 [5]: 横軸はエネルギースケール (GeV)、縦軸は結合定数の逆数 である。 α_1 は電弱力の U (1) の結合定数、 α_2 は電弱力の SU (2) の結合定数、 α_3 は強い相互作用の 結合定数である。左図は SUSY が存在しない場合、右図は 1TeV 付近に SUSY が存在する場合の結 合定数の発展を示している。

2.4 Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)

2.4.1 MSSMの概要

標準理論に超対称性の最低限の拡張を施したのが Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) である。MSSM では標準理論の各粒子に Super partner が出現する¹。この Super partner は標準理論の粒子と基本的にスピン以外の違いはない。ただ、電子の Super partner である \tilde{e} の質量は 511 keV であるはずだが、実際にはそのような粒子は今だ観測されていない。ここで自然に考えれられるの は、SUSY 粒子は何らかの対称性の破れにより、その質量は TeV またはそれ以上の領域にあるということである。さらに、後述するようにフェルミオンに質量を与え、anomaly-cancelation を行うためにはヒッグス場が 2 つ必要になる。これにより、標準理論では 1 つであったヒッグス粒子は MSSM において 5 つ (中性 3 つ : h/H/A, 荷電 2 つ H^{\pm}) 出現する。表 2.1 に標準理論と超対称性理論で追加 される粒子をまとめた。本研究における探索の対象は中性な超対称性ヒッグス粒子 h/H/A である。

¹超対称性粒子はその上に波記号~を付けて表す。

	標準理論粒子		超対称性粒子
スピン	粒子名	スピン	粒子名
1/2	quark $(u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R,$	0	squark $(\tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R,$
	$u_L, d_L, c_L, s_L, t_L, b_L)$		$ ilde{u}_L, ilde{d}_L, ilde{c}_L, ilde{s}_L, ilde{t}_L, ilde{b}_L)$
1/2	lepton $(e_R, \mu_R, \tau_R, e_L, \mu_L, \tau_L)$	0	slepton $(\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R, \tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L)$
1/2	neutrino $(\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L})$	0	sneutrino $(\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\nu}_{\tau L})$
0	Higgs (h, H, A, H^{\pm})	1/2	higgsino $(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^{\pm})$
1	photon (γ)	1/2	bino (\tilde{B}^0)
1	weak boson (W^{\pm}, Z)	1/2	wino $(\tilde{W}^{\pm}, \tilde{W}^0)$
1	gluon (g)	1/2	gluino (\tilde{g})
2	graviton (G)	3/2	gravitino (\tilde{G})

表 2.1: 標準理論粒子と SUSY 粒子

2.4.2 MSSM におけるヒッグス粒子

MSSM の Lagrangian は

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_W \tag{2.3}$$

ここで、

$$\mathcal{L}_{V} = \frac{1}{4} \int d^{2}\theta \hat{W}_{\alpha} \hat{W}_{\alpha} \quad \text{(gauge Lagrangean)}, \tag{2.4}$$

$$\mathcal{L}_{\phi} = \int d^4 \theta \hat{\phi^*} e^{\varepsilon V} \hat{\phi} \quad \text{(matter Lagrangean)}, \tag{2.5}$$

$$\mathcal{L}_W = \int d^2 \theta W[\hat{\phi}] \quad (\text{superpotential}) \tag{2.6}$$

である。Superfield を展開して Grassmann 積分を行うと

$$\mathcal{L}_V = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu} + \dots + \frac{1}{2}D^2, \qquad (2.7)$$

$$\mathcal{L}_{\phi} = D_{\mu}\phi^* D^{\mu}\phi + \dots + \frac{g}{2}D|\phi|^2, \qquad (2.8)$$

$$\mathcal{L}_W = - \left| \frac{\partial W}{\partial \phi} \right|^2. \tag{2.9}$$

D-field は補助場であり、運動方程式によって解けて、

$$D = -\frac{g}{2}|\phi|^2,$$
 (2.10)

となる。従ってこれを Lagrangian の gauge 項に代入することによって、ヒッグスの 4 点結合は

$$\mathcal{L}[\phi^4] = -\frac{g^2}{8} |\phi^2|^2, \qquad (2.11)$$

となり、結合定数は独立ではなくなる。

標準理論では1種類のヒッグス場を導入して、down-type クォークに質量を与えたこのヒッグス場の複素共役を用いて up-type クォークに質量を与えるための湯川結合を作る。しかし超対称がある今の場合には、Superpotential の中に複素共役の場を入れることは許されない。したがって、全てのクォークに適切な質量を与える湯川結合を得るには少なくとも2種類のヒッグス場が必要になる。さ

らに、ヒッグススカラーの超対称性パートナーにヒッグジーノというフェルミオンが伴うが、この粒子はカイラルフェルミオンであるためカイラルアノマリーを生じる。このアノマリーを相殺するもっとも簡単な方法が2つ目のヒッグス場を導入することである。これらの理由から MSSM では2つのヒッグス場が必要であり、大きな特徴の一つである。up-type のフェルミオンに質量を与えるヒッグス場 \hat{H}_u 、down-type のフェルミオンに質量を与えるヒッグス

これを用いて superpotential は

$$W = -\mu\varepsilon_{ij}\hat{H}^i_u\hat{H}^j_d + \varepsilon_{ij}[f_l\hat{d}^i\hat{L}^jR + f_d\hat{H}^i_d\hat{Q}^j\hat{D} + f_u\hat{H}^j_u\hat{Q}^i\hat{U}].$$
(2.12)

Electroweak symmetry breaking を起こすためのヒッグスポテンシャルは

$$V = M_1^2 H_1^{*i} H_1^i + M_2^2 H_2^{*i} H_2^i - M_{12}^2 \ (\varepsilon_{ij} H_1^i H_2^i + \text{h.c.})$$
(2.13)

$$+\frac{1}{8} (g^2 + g'^2) [H_2^{*i} H_2^i - H_1^{i*} H_2^i]^2 + \frac{1}{2} [H_1^{*i} H_2^{*i}]^2.$$
(2.14)

もしもここで条件

$$\mathbf{M}_{1}^{2} + \mathbf{M}_{2}^{2} > 2|m_{12}^{2}| \text{ and } \mathbf{M}_{1}^{2}\mathbf{M}_{2}^{2} < |\mathbf{M}_{12}^{2}|^{2}, \tag{2.15}$$

が満たされるとすると、ポテンシャルの最小値は $h_d \rightarrow [0, v_d]$ and $h_u \rightarrow [v_u, 0]$ で達成され、symmetry breaking が起こる。

この最小値のまわりでヒッグス場を展開すると

$$H_d^1 = H^+ \cos\beta + G^+ \sin\beta, \qquad (2.16)$$

$$H_d^2 = v_d + [H^0 \cos \alpha - h^0 \sin \alpha + iA^0 \sin \beta - iG^0 \cos \beta]/\sqrt{2}, \qquad (2.17)$$

$$H_u^1 = v_u + [H^0 \sin \alpha - h^0 \cos \alpha + iA^0 \cos \beta - iG^0 \sin \beta] / \sqrt{2}, \qquad (2.18)$$

$$H_u^2 = H^- \sin\beta - G^- \cos\beta. \tag{2.19}$$

質量固有状態は CP - even な neutral field h, H, CP - odd な neutral field A, \mathcal{E} して charged field H^{\pm} である。G は Goldstone mode に対応し、ゲージ場の longitudinal 成分に吸収される。3 つのパ ラメータ

$$M_Z^2 = \frac{1}{2} (g^2 + g'^2) (v_d^2 + v_u^2) Z \text{ (boson mass)}, \qquad (2.20)$$

$$\mathbf{M}_A^2 = \mathbf{M}_{12}^2 \frac{v_d^2 + v_u^2}{v_d v_u} \quad \text{(pseudoscalor Higgs mass)}, \tag{2.21}$$

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \quad \text{(the ratio of VEV)}, \tag{2.22}$$

を導入することで質量行列は3つの2×2部分に分解でき、容易に質量を得ることができる。

$$\mathbf{M}_{h,H}^{2} = \frac{1}{2} \left[\mathbf{M}_{A}^{2} + \mathbf{M}_{Z}^{2} \mp \sqrt{(\mathbf{M}_{A}^{2} + \mathbf{M}_{Z}^{2})^{2} - 4\mathbf{M}_{A}^{2}\mathbf{M}_{Z}^{2}\cos^{2}2\beta} \right],$$
(2.23)

$$M_{H^{\pm}} = M_A^2 + M_Z^2.$$
 (2.24)

figs mixing angle α d

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2} \text{ with } -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0, \qquad (2.25)$$

で与えられる。この質量公式からわかることは

$$\mathbf{M}_h \le \mathbf{M}_Z, \mathbf{M}_A \le \mathbf{M}_H, \tag{2.26}$$

$$\mathcal{M}_W \le \mathcal{M}_H^{\pm}.\tag{2.27}$$

この公式が正しければ軽いヒッグス h の質量は Z-boson の質量(約91GeV)よりも軽いことになって しまう。LEP では $M_h \ge 91$ GeV という結果が得られているので理論的に問題があるように思える。 ただ、Tree-Level での質量公式は top sector との相互作用により大きな輻射補正を受ける。これは バーチャルな top, stop のループによるもので、超対称性の破れが原因となっている。さらにこの質 量補正は top Yukawa による $\tilde{t}_L \ge \tilde{t}_R$ の大きな mixing にも影響される。

 M_t^4 までの order で輻射補正の質量公式はパラメータ

$$\varepsilon = \frac{3G_F M_t^4}{2\pi^2 \sin^2 \beta} \log \frac{M_{\tilde{t}_1} M_{\tilde{t}_2}}{M_t^2}, \qquad (2.28)$$

に依存し、ヒッグスの質量は 1-loop で次のようになる。

$$M_{h}^{2} = \frac{1}{2} \left[M_{A}^{2} + M_{Z}^{2} + \varepsilon \right]$$
(2.29)

$$-\sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2\beta - 4\varepsilon (M_Z^2 \sin^2\beta M_Z^2 \cos^2\beta)} \bigg], \qquad (2.30)$$

$$M_{H}^{2} = M_{A}^{2} + M_{Z}^{2} - M_{h}^{2} + \varepsilon, \qquad (2.31)$$

$$M_{H^{\pm}}^2 = M_A^2 + M_W^2. (2.32)$$

また、CP-even mass matrix を対角化する mixing parameter α は輻射補正によって

$$\tan\beta \cdot 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2 + \varepsilon/\cos 2\beta},$$
(2.33)

となる。以上の輻射補正によって MSSM の軽いヒッグス h の質量の上限は 130GeV 程度になるため 現在の実験とは矛盾しない。また、ヒッグスとフェルミオン、ゲージボソンとの結合は標準理論の場 合の結合定数に係数がかかったものになる。以下の表 2.2 にその関係をまとめる。

表 2.2: SM と MSSM のヒッグスとフェルミオン, ゲージボソンとの結合定数の比較

Φ	g_{up}	g_{down}	g_V
SM H	1	1	1
$\mathrm{MSSM}\ h$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\sin (\beta - \alpha)$
$\mathrm{MSSM}\ H$	$\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos (\beta - \alpha)$
$\mathrm{MSSM}\ A$	$1/\tan\beta$	aneta	0

2.5 電荷的に中性な超対称性ヒッグス粒子への実験的制限

MSSM neutral Higgs の探索においても実験的制限を与えているのは LEP 実験 [7] と Tevatron 実験 [8] で実験的制限が与えられている。2.7 に tan β と M_A に対する現在までの制限を示す。この図 において特徴的なのは、LEP 実験は小さな tan β から制限を与えているのに対し、Tevatron 実験は 大きな tan β から制限を与えていることが分かる。これは探索の対象が異なるためである。LEP 実験 は e^+e^- 衝突型加速器であるため、SM like な MSSM $h \ge Z$ の随伴生成を主な探索モードにしてい る。このため tan β が小さい場合に生成断面積が大きくなる。さらに LEP 実験はそのクリーンな事 象を生かし、 ($h \rightarrow bb$, AA) など多彩な崩壊モードを探索した。これに対し、Tevatron は MSSM A を主な対象としているため、tan β が大きい場合に down-type と結合が強くなり、生成断面積が大き くなる。崩壊モードとしては本研究と同じタウレプトン対 ($A \rightarrow \tau\tau$) に崩壊するモードと、b クォーク対 ($A \rightarrow bb$) に崩壊するモードが主な探索対象である。



図 2.7: 電荷的に中性な超対称性ヒッグス粒子への実験的制限

第3章 LHC加速器とATLAS検出器

3.1 LHC加速器の2010年の状況

LHC は 2010 年 3 月より本格的な物理ランをスタートさせ、素粒子物理学における新しい一歩を 刻み始めた。1 年を通して Luminosity は上昇し続け、ATLAS 検出器としては Heavy Ion ランが始 まる 2010 年 11 月までに積算 Luminosity 45 pb⁻¹ を蓄積した。以下に 2010 年の Luminosity の様子 を示す。トリガーについては後述する (6.2.2 節) が、本解析では 35.2 pb⁻¹ のデータを使った。



図 3.1: 積算 Luminosity: 2010 年は 45 pb⁻¹ の積算 Luminosity を蓄積した

3.2 LHC : Large Hadron Collider

スイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において、大型ハドロン衝突 型加速器 LHC が新しいエネルギー領域の物理の解明を目指すべく地下 50-175m のトンネル内に建 設され、LHC は 2010 年 3 月から本格的な物理ランを開始した。このトンネルは 2000 年に終了した 大型電子陽電子衝突型加速器 LEP (Large Electron Positron Collider) で使用されたものを利用して いる。LHC の主要パラメータを表 3.1 に示す。

LHC に供給される陽子ビームは Linuc, Booster, PS, SPS で構成される前段加速器において 450 GeV に加速される。その後メインリングである LHC の右回り、左回り双方へ入射される。陽子の質量は 電子の質量の約 2000 倍も大きいため¹、加速されるときに円軌道の接線方向に放出されるシンクロ

 $^{^{1}}$ 陽子の質量 $\simeq 938 \ {
m MeV/c^2}$ 、電子の質量 $\simeq 0.511 \ {
m MeV/c^2}$

トロン放射² によるエネルギー損失は非常に少ない。さらに 8.4 T という非常に強力な超伝導磁石を 用いる事によって、LHC は LEP よりも遥かに到達エネルギーを高くでき³、最終的には 7 TeV まで 加速した陽子同士の正面衝突を起こし、重心系で14 TeVの世界最高エネルギーを実現する。ルミノ シティーは最大で 10^{34} cm⁻²sec⁻¹ に達し、ヒッグス粒子の探索や TeV 領域にあると思われる超対 称性粒子 (SUSY) や余剰次元の直接探索を可能にしている。2010 年のランでは現在の世界最高エネ ルギー 7 TeV とルミノシティー $2.07 \times 10^{33} \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1}$ まで到達した。

また、陽子陽子衝突の散乱断面積は非常に大きいが、その構成粒子であるクォークやグルーオンの 散乱によるマルチ・ジェットイベント等の QCD バッググラウンド⁴がその大部分を占める。したがっ て、その中から興味あるイベントを選別する事は簡単ではない。そのため、LHC に設置されている 検出器は、入射粒子数が高頻度な環境に耐え、研究目的の物理イベントの選別を可能とするものであ る事が要請される。



図 3.2: LHC 加速器:スイスとフランスの国境地下 50-175 mに設置され、円周 27 km にも及ぶ巨大 な加速器である。

 $^{^2}$ シンクロトロン放射は $\frac{1}{m^4}$ に比例する 3 LEP-II では重心系でおよそ 210 GeV を達成した

⁴QCD 過程の断面積は O (mb⁻¹)

項目	設計値	2010年
主リング周長	$26,658.883 \mathrm{\ m}$	-
重心系エネルギー $(p+p)$	7 TeV + 7 TeV	$3.5~{\rm TeV}+3.5~{\rm TeV}$
入射エネルギー	$450 {\rm GeV}$	-
低ルミノシティー	$10^{33} \text{ cm}^2 sec^{-1}$	-
高ルミノシティー	$10^{34} \text{ cm}^2 sec^{-1}$	$2.07 \times 10^{33} \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1}$
ルミノシティー寿命	10 時間	-
衝突頻度	40MHz	6.7MHz
バンチ間隔	24.95 nsec	150 nsec
バンチ内陽子数	1.14×10^{11}	1.22×10^{11}
ビームサイズ	$16.7~\mu\mathrm{m}$	-
バンチの長さ	$75 \mathrm{~mm}$	-
バンチ数	2,834 個 /ring	348 個/ring
バンチ衝突あたり陽子衝突数	23	3.78
衝突点のビーム半径	$16 \ \mu \mathrm{m}$	-
衝突角度	$300 \ \mu rad$	-
シンクロトロン放射損失エネルギー	$3.6~\mathrm{kW/ring}$, $6.7~\mathrm{keV/trun}$	-

表 3.1: LHC 加速器の主要パラメータ

LHC には 4ヶ所のビーム衝突点が設置されており、それぞれの衝突地点に測定器を配置する。4 つの測定器は、後述する大型汎用検出器である ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)測定器、ATLAS 同様に汎用測定器である CMS (Compact Muon Solenoid)測定器、B 中間子の研究に特化した LHCb 測定器、重イオン衝突実験用の ALICE (A Large Ion Collider Experiment)測定器である。以下で は本解析で使用したデータを取得した ATLAS 実験の測定器について説明する。

3.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC に設置される汎用検出器で、直径 25 m、長さ 44 m、総重量 7,000 t にも なる非常に巨大な検出器である (図 3.3)。ATLAS 測定器は大きく分けて内側から、内部飛跡検出器、 電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器から構成されている。また、内部飛跡 検出器を包むようにソレノイド磁石、ミューオン検出器部分にはトロイダル磁石がそれぞれ設置され ている。

円筒形の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の蓋に相当する部分の2つの領域に分けられる。



図 3.3: ATLAS 検出器: 直径 25 m、長さ 44 m の円筒形をしており、総重量 7,000 t にもなる巨大 な汎用検出器である。

LHC において新しい物理の発見や精密測定のために、検出器は以下のような要請のもと作られた。

- 電磁カロリメータによる電子や光子のエネルギーを高い精度で測定
- ハドロンカロリメータによる正確なジェットや消失横運動量 (E^{miss})⁵の測定
- ミューオン検出器による高精度のミュー粒子運動量測定(ルミノシティーが高くなってもミュー オンスペクトロメータのみでミュー粒子の運動量を測定)
- 高ルミノシティーであっても飛跡検出器による運動量の高精度な測定、電子、光子の区別やタウ粒子やbクォーク等の粒子の同定、低ルミノシティーでのイベントの完全な再構成
- 検出器のアクセプタンスを生かした大きな擬ラピディティ領域と全方位角のカバー
- 興味のある様々なイベントに対し高い検出効率を達成するための低い P_T 領域までの粒子の測 定やトリガーシステム

3.3.1 座標軸の定義

ATLAS はビーム衝突点を原点とし、ビーム軸方向を z 軸にとるように座標系が組まれている。また、x 軸方向は水平方向に LHC リングの中心向きに、y 軸は上向きにとる。方位角 ϕ はビーム軸周

⁵各粒子の運動量の軸と垂直な方向の成分を横運動量 ($P_{\rm T}$) と定義する。LHC は陽子の中のパートン同士の衝突なので、 衝突するパートンが z 方向の運動量 P_Z をどれほど持っているかは分からないが、横運動量 $P_{\rm T}$ はゼロである。つまり横方 向には運動量保存則の計算が可能である。そこで、検出した $P_{\rm T}$ のベクトル和は検出されなかった粒子の $P_{\rm T}$ のベクトル和と 同じ大きさで反対方向を向いていると考えられる。これを消失横運動量 (Missing E_T 以後 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ と書く) と呼ぶ。例えば、 neutrino が 1 つだけ放出されるようなイベントにおいて、他の検出された粒子の $P_{\rm T}$ が正確に測定されたとすると、 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ が neutrino の $P_{\rm T}$ を表していると考えることが出来る。

りの角度

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{y}{x}\right),\tag{3.1}$$

また、

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},\tag{3.2}$$

として、極角θはビーム軸からの角度

$$\theta = \cot^{-1} \left(\frac{z}{r}\right),\tag{3.3}$$

として定義される。

LHC のような陽子を用いた衝突実験では、衝突粒子のビーム方向のローレンツブーストを考慮して、 擬ラピディティηを

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2},\tag{3.4}$$

と定義して、通常の θ の代わりに用いる。 $\eta > 0$ 側を A-sife, $\eta < 0$ 側を C-side と呼んでいる。また、 次の量は特に断りがない限り x-y 平面に対する量である。

- 横方向運動量:PT
- 横方向エネルギー:E_T
- 横方向消失エネルギー: *E*^{miss}_T

また、よく用いられる量として、擬ラピディティ η と方位角 ϕ で表されるある $2 \leq (\eta_1, \phi_1), (\eta_2, \phi_2)$ 間 の距離として ΔR が以下のように定義される。

$$\Delta \eta = \eta_1 - \eta_2, \tag{3.5}$$

$$\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2, \tag{3.6}$$

$$\Delta \mathbf{R} = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}.$$
(3.7)

3.3.2 マグネットシステム

ATLAS では、粒子の軌跡を磁場によって曲げることで、その曲がり方で運動量を求める。そのため検出器には磁場がかけられる。マグネットは、内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間にソレノイド磁石、外側にはバレル部、エンドキャップ部それぞれにトロイダル磁石が設置してある (図 3.4)。 これらの磁石は全て超伝導磁石である。

ソレノイド磁石は内部飛跡検出器のある場所に2Tのソレノイド磁場を作る。外側のトロイダル磁石 は8つの空芯コイルが設置されており、大きさは外径20m、全長26mである。前方と後方にはコイ ルがバレル部の内側に設置されている。トロイダル磁石の作る磁場積分強度はバレル部で2-6Tm、 エンドキャップ部で4-8Tmである。



図 3.4: ATLAS のマグネットシステム: 図中のオレンジ部分がマグネットである。エンドキャップ部 分とバレル部分にはそれぞれコイルが8つ設置されており、トロイダル磁場を形成する。中央の円筒 形の部分は、内部飛跡検出器を包むソレノイドマグネットである。

3.3.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い場所に設置され、2 T の磁場を作る超伝導ソレノイ ド磁石の内側に位置する。外部検出器との連続的な飛跡再構成を目的としている。図 3.5,図 3.6 に 内部飛跡検出器の構造を示す。内部飛跡検出器は内側から順に、ピクセル検出器 (Pixel)、シリコン マイクロストリップ検出器 (Semi Conductor Tracker:SCT)、遷移輻射型ストローチューブ位置検出 器 (Transition Radiation Tracker:TRT) の 3 つで構成されている。

	18 0.2. 1300.			
検出器名	配置	空間位置分解能 (μm)	チャンネル数 (×10 ⁶)	η 領域
Pixel	B 層	$r\phi = 12, z = 66$	16	± 2.5
	バレル部	$r\phi = 12, z = 77$	81	± 1.7
	前方部	$r\phi = 12, z = 66$	43	1.7 - 2.5
SCT	バレル部	$r\phi = 16, z = 800$	3.2	± 1.4
	前方部	$r\phi = 16, z = 800$	3.0	1.4 - 2.5
TRT	バレル部	170/ストロー	0.1	± 0.7
	前方部	170/ストロー	0.32	0.7 - 2.5

表 3.2: 内部飛跡検出器の設計パラメータと空間分解能 [9]

また、内部飛跡検出器の運動量分解能、インパクトパラメータ分解能(動径方向、ビーム軸方向) がシミュレーションより以下のように見積もられている ($P_{\rm T}$ in GeV)。

$$\sigma (1/P_{\rm T}) = 0.00036 \oplus \frac{0.013}{P_{\rm T} \sqrt{\sin \theta}} \ (\,{\rm GeV}^{-1}c),$$
(3.8)

$$\sigma (d_0) = 12 \oplus \frac{88}{P_{\rm T} \sqrt{\sin \theta}} (\mu m), \qquad (3.9)$$

$$\sigma(z_0) = 96 \oplus \frac{160}{P_{\rm T}\sqrt{\sin\theta}} \ (\mu m). \tag{3.10}$$

内部飛跡検出器の主な役割は、荷電粒子の飛跡 (トラック)の再構成を行なうことである。内部飛跡 検出器は磁場中に設置してあるので、再構成されたトラックから粒子の $P_{\rm T}$ や電荷の符号を知る事が できる。 $|\eta| < 2.5$ の領域しかカバーしていないので、内部飛跡検出器の情報が必要な電子、ミュー オン、タウ、b-ジェットの ID は $|\eta| < 2.5$ の領域に限られる (図 3.7)。





図 3.5: 内部飛跡検出器の全体図

図 3.6: 内部飛跡検出器の構造1:バレル部分の構造 は、内側からピクセル検出器、SCT、TRTとなっ ている。SCT はフォワード部分にも取り付けられ ている。



図 3.7: 内部飛跡検出器の構造 2:トラッキングは $|\eta| < 2.5$ に限られる。 $|\eta| \sim 2.5$ はおよそ $\theta \sim 10$ °程度である。

Pixel Detecter

Pixel Detecter は最内層 (ビームパイプから動径方向で 4-10 cm) にある半導体検出器で、バレル部 に 3 層、前後方部にそれぞれ 3 層設置されている。また、高い位置分解能 (表 3.2 参照) を持ち、衝突

点や2時崩壊点の測定が可能である。一つ一つのピクセルは最内層(B-layer層)では50 µm×300 µm, 他層では50 µm×400 µm のシリコン検出器である。非常に高いイベントレートに対応するように、 2 次元読み出しになっている。そのため、図3.8 のように、ピクセルーつ一つに読み出しがついてい る。高い放射線に曝されることで損傷が起きたとしても十分大きなS/N比を保てるように低ノイズ のエレクトロニクスが設置されている。



図 3.8: Pixel Detecter の構造および信号読み出し:シリコン検出器の基盤の裏に2次元読み出し回路を接合することにより、各ピクセルの信号を直接読み出す。

SCT (SemiConducter Tracker)

SCT はビーム軸から 30-52 cm の位置し、粒子の位置情報を分解能 $r - \phi$ で 17 μ m という高い精度で測定が可能であり、Pixel Detecter 同様に SCT も 2 次元読み出しが可能である。SCT は半導体の 80 μ m 間隔で並んだ 768 本のストリップセンサーを 40 mrad ずらして合わせたもので一つのモジュールを構成している (図 3.9)。バレル領域では円筒状に 4 層を成し (図 3.10)、エンドキャップ領域では両サイド合わせて 18 枚のディスクを形成してる。



図 3.9: SCT のモジュール: 2枚のシリコンウエ ハーを貼り合わせて用いる。2枚が互いに 40 mrad 傾けて貼り合わされている。



図 3.10: SCT 組み立て後の様子:不感領域を作ら ないために、それぞれのモジュールが互いに 10 ° 傾けてオーバーラップさせてある。

TRT (Transition Radiation Tracker)

TRT はイオン化検出器としてストロー型のドリフトチューブを並べた連続飛跡検出器である。ストローの太さは4mm、長さは144mmでチューブの中心に直径30μmの金メッキされたタングステン製の読み出しワイヤーが張られている。また同時に遷移輻射を用いることで粒子識別が可能な検出器である。遷移輻射(Transition Radiation)とは、相対論的粒子が非一様な物質中を通過する時に光子を出す現象である(図3.11)。その時放射されるエネルギーはγ-factorに比例しているために、これを利用して電子とπ等の粒子の識別が出来る(図3.12)。粒子識別のために、TRTでは二段階の



図 3.11: 遷移輻射のイメージ: 非一様な物質中を 通過する時に光子を出す



0 2.5 5 7.5 10 12.5 15 17.5 20 Number of high threshold hits on the track

図 3.12: high threshold を超えたヒットの数:電子 と *π* の粒子識別が出来る

threshold が設けられている。一つ目は low threshold として、粒子によるイオン化のエネルギー損 失を判別するために 0.2 keV 程度で設けられている。二つ目は high threshold として電子による遷移 輻射を識別するために最適化された 6 keV 程度で設けられている。ドリフトチューブは、直径 4 mm のストローチューブが積層されており、中には Xe:70%、CO₂:27%、O₂:3% 封入されている。Xe が遷移輻射の X 線吸収のために用いられ、CO₂ はクエンテャーとしての役割を果たす。

3.3.4 カロリメータ

図 3.13 に、カロリメータの構造図を示す。カロリメータの主な役割は、電子、光子、ジェット等のエネルギー、角度の測定である。ATLAS 測定器のカロリメータは、電磁 (EM) カロリメータとハドロンカロリメータの 2 つのカテゴリーに分けられ、広い | η | 領域をカバーする。以下に各カロリメータについて説明する。



図 3.13: カロリメータの構造

電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル部分 ($|\eta| < 1.475$) と 2 つのエンドキャップ部分 ($1.375 < |\eta| < 3.2$)から 成り、吸収体である鉛と銅電極をアコーディオン状にした、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 (図 3.14)。アコーディオン状にすることにより、全て読み出しをカロリメータ後方 から行い、方位角方向に不感領域を作ることなく、一様な測定が行なえる。

電磁カロリメータでは電子と光子のエネルギーの測定を目的としている。バレル部分の物質量は最低でも 22X₀⁶、最も厚い部分で 33X₀ ある。

エンドキャップ部分の物質量は最低でも 24X₀ あり、最も厚い部分では 38X₀ ある。エンドキャッ プ部分の方が厚くなっているのはブーストされた粒子が大量に飛来するためである。図 3.15 は電磁 カロリメータにエネルギーをデポジットし、シャワーを起こす様子である。

図 3.16 は電磁カロリメータのバレル部分の一部を示した図である。図にあるように、3 層になっている。1 層目は η 方向に細かく分割されており、高い位置分解能を実現している。 η 方向のセグメントが細かいことで、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊によって出来た 2 つの光子を区別する事ができる。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ というチャンネルを研究する際には $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ がバックグラウンドとなるので、光子が π^0 の崩壊からきたものであるかどうかの判断は重要な意味をもつ。

また、 $|\eta| < 1.8$ の部分にはこれより内部にさらに pre sampler が設置されており、これは電磁カロリメータより内側の物質によるエネルギー損失を補正するために用いられる。

このカロリメータの分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{200 \text{ MeV}}{E} \oplus 0.7\%$$
(3.11)

で表される (E in MeV)。第一項はサンプリング項、第二項はエレクトロニクスのノイズ等によるノ イズ項、第三項はキャリブレーションの精度や温度依存による定数項である。

⁶電子が物質中を通過する際、物質の原子核による電場による加速度で光子を放射する制動放射によりエネルギーを失う。 電子のエネルギー損失は $-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$ で与えられる。これから、電子のエネルギーは $\exp(-x/X_0)$ で変化することがわかる。 X_0 は放射長 (Radiation length) と呼ばれ、電子のエネルギーが 1/e まで減る距離で、その値は物質に依存する





図 3.14: 電磁カロリメータの一部:アコーディオン状に設計されている。

図 3.15: EM カロリメータにエネルギーをデポジットし、シャワーを起こす様子



図 3.16: EM カロリメータ: 3 層構造のアコーディオン形状をしており、不感層がないという特徴を 持つ。

ハドロンバレルカロリメータ

ハドロンバレルカロリメータは鉄を吸収体とタイル状のシンチレータからなるサンプリングカロリ メータである (図 3.17)。タイルは動径方向に垂直になるように設置されており、検出器の奥行きの 方向 (r 方向)の測定も可能になっている。各シンチレータタイルの両側には波長変換ファイバーが 付いており、それぞれ別の光電子増倍管に繋がっている。これにより、長期の使用時に片方が壊れた 場合でも測定が出来るようになっている。また、物質量としてはカロリメータまでで約 11λ ある⁷。 このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \tag{3.12}$$

となっている (E in MeV)。

 $^{^7\}lambda$ は衝突長 (Interaction length) であり、ハドロンが原子核と強い相互作用をし、非弾性散乱を起こすまでの平均自由 行程である。



図 3.17: タイルカロリメータ (ハドロンバレル部分): 鉛の吸収体に、タイル状のシンチレータが埋め込まれている。各タイルは R 軸に平行に並べられている。

ハドロンエンドキャップカロリメータ

ハドロンカロリメータのエンドキャップ部分には液体アルゴンカロリメータが用いられている (図 3.18)。ハドロンエンドキャップ部の物質量としてはカロリメータ部までで約 14λ である。 このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \tag{3.13}$$

となっている (E in MeV)。



図 3.18: ハドロンエンドキャップカロリメータの読み出し構造。内側の幅は 8.5mm.

フォワードカロリメータ

フォワードカロリメータは 3.1< $|\eta| < 4.9$ という超前方に設置されており、これにより、 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ を 精度よく測定出来る。ビームパイプに近いため、耐放射能性が要求される。このカロリメータは全 部で 3 層からなり、1 層目には銅を、2,3 層目にはシャワーの広がりを抑えるため密度の大きいタン グステンを吸収体として用いた、液体アルゴンカロリメータである。フォワードカロリメータは図 3.19 のように銅 (タングステン)のチューブ内に、ロッドを入れ、その間に液体アルゴンが充填され た構造になっている。

このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \tag{3.14}$$

となっている (E in MeV)。



図 3.19: フォワードカロリメータのスケッチ図:銅 (タングステン)のチューブ内に、ロッドを入れ、 その間に液体アルゴンが充填された構造をしている。

3.3.5 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンはミューオンスペクトロメータと呼ばれる ATLAS 最外層の検出器で捕える。それは ミューオンは物質との相互作用が小さく、電磁カロリメータやハドロンカロリメータではほとんどエ ネルギーを落とさないためである。このように様々な検出器を突き抜ける特徴からクリアーな信号が 得られる。

ミューオンスペクトロメータは MDT (Muon Drift Tube)、CSC (Cathorde Strip Chamber) という2 種類の運動量の精密測定飛跡検出器と RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber) という2種類のトリガーチェンバーからなる (図 3.20)。以下にミューオンスペクトロメータの主な パラメータを挙げる。

			· · · · · · · · · ·	·
検出器名	チェンバー数	チャンネル数	役割	η 領域
MDT	1088	339000	Precision tracking	$ \eta < 2.7$
CSC	32	31000	Precision tracking	$20.0 < \eta < 2.7$
RPC	544	359000	Triggering	$ \eta < 1.05$
TGC	3588	318000	Triggering	$1.05 < \eta < 2.7$

表 3.3: ミューオンスペクトロメータの主なパラメータ

図 3.20 にあるように、それぞれの検出器は 3 層に重ねられて設置してある。 ϕ 方向に作られた磁場によって、r-z 平面内で曲げられたミューオンの曲率を 3 層の検出器で測定し、運動量を求めることができる。



図 3.20: ミューオン検出器 (r-z 断面図): 下側中央の白抜き青線の四角はエンドキャップ部のトロイダ ル磁石である。MDT (緑色、水色) はエンドキャップ部の最も外側とバレル部に設置されており、バレ ル部の MDT (緑色) の周囲に RPC が設置されている。TGC (紫色) はエンドキャップ部を、CSC (黄 色) はフォワード部をカバーしている。



図 3.21: ミューオン検出器による運動量分解能: 2.5%@100 GeV、11%@1 TeV の分解能を持つ。

図 3.21 はミューオン検出器の、 $P_{\rm T}$ に対する運動量分解能の分布である。この分布から、100 GeV 程度のミューオンに対し、約 2.5%の分解能である事がわかる。

3.3.6 クラック領域

ATLAS のカロリメータは細かいグラニュラリティを持ち、広い範囲 ($|\eta| < 5$)をカバーしている。 だだし、 $|\eta| \sim 1.5$ はバレルとエンドキャップのつなぎ目なのでカロリメータが途切れている (図 3.22)。 この領域をクラック領域という。クラック領域では、カロリメータの前に内部飛跡検出器や読み出し ケーブルなどがあるため、数 X_0 の物質量があり、多くのエネルギーが失われる。そのため、クラッ ク領域ではカロリメータの測定精度が下がってしまう。

図 3.23 は、ATLAS における物質量の分布を η の関数として表したものである。



図 3.22: カロリメータのジオメトリー : |η|~1.5 付 近はカロリメータに隙間がある。 図 3.23: EM カロリメータ前の物質量の分布:紫 色が presampler 前の物質量、水色がアコーディオ ンカロリメータの物質量である。|η|~1.5 付近の物 質量が他の場所よりも極端に多くなっている事が わかる。

このようなクラック領域では、正しく測定されない可能性があるので、本研究ではこのクラック領域 (1.37< |η| <1.52) に入った電子は veto している。

3.3.7 トリガーシステム

LHC 加速器のデザインルミノシティ (10³⁴ cm⁻²s⁻¹)では 40MHz の頻度でバンチ交差が行わ れることになり、ATLAS 検出器のイベントレートは 1GHz にも達する。このような膨大な量のイベ ントから興味ある物理事象を収集するためのシステムがトリガーである。最終的なトリガーレート を 100Hz 程度に抑えるため、ATLAS では以下の 3 段階方式のトリガーシステムによってデータ収 集レートを抑えている。



図 3.24: ATLAS におけるトリガーの流れ

LVL1 トリガー

カロリメータおよびミューオントリガー検出器 (RPC 及び TGC) の情報を基に各バンチに対する トリガー判定を行なう。検出器の情報は約 2.5 μ s 間 LVL1 バッファに保持されるため、その僅かな 時間でトリガー判定を行う。実際にはバンチ衝突からこのトリガー信号がフロントエンドに到達する までの時間が 2 μ s 以内に要請されている。トリガー信号はまず Derandomizer に送られその後、測 定データは各サプシステムの ROD (Read Out Driver) でイベント毎に収集され、ROB (Read Out Buffer) に送られる。LVL1 ではトリガー信号をフロントエンドに送信すると同時に RoI (Region of Interest) と呼ばれるトリガー領域を LVL2 に対して送信する。この時点で LVL1 でのトリガーレー トは約 100kHz 程度になる。

LVL2 トリガー

内部検出器や、MDT などの RoI における完全な位置情報をもとに、トリガー判定を行なう。この 段階で1イベントの処理時間は1 msec 以下、トリガーレートは1kHz まで落とされる。

Event Filter

LVL2 トリガーを通過したデータはイベントビルダーを通り、Event Filter に送られる。EF では 全ての検出器の完全な位置情報、トリガー条件をもとに最終的な判断がなされる。また、EF まで来 るとトリガーレートは 100Hz まで落とされている。そして、300 MBytes/sec でデータが記録されて いく。

3.4 Luminosityの測定

3.4.1 ビームパイプ周りの前方検出器

加速器実験において Luminosity の測定は大変重要である。特に LHC は今までにない高エネルギー な実験であるため、Luminosity 検出器に以下のような要求が課される。

- 高い放射性耐性
- それぞれのバンチ交差に対する十分な時間分解能
- minimum-bias イベントへの高いアクセプタンス
- ソフトなバックグラウンドに感度が低いこと
- それぞれの粒子を計数できること
- 衝突点由来のトラックを識別できること

ATLAS 検出器の周辺には 3 つの Luminosity 検出器がビームパイプ前方に設置されている。衝突点 に一番近い 17 m の位置にチェレンコフ光を用いた LUCID が配置されている。2 つ目の検出器は zero degree calorimeter (ZDC) と呼ばれるもので、LHC の 2 つのビームパイプが交わる位置 (ATLAS 検 出器衝突点から 140 m) の吸収体の内側に設置されている。衝突点から 240 m と最も離れた位置には ALFA と呼ばれる scintillating-fiber tracker が配置されている。



図 3.25: ATLAS 検出器衝突点付近に設置された前方検出器

Luminosity 測定はこの他にも多くの検出器を用いて行われているが、現在稼働している検出器の 1 つである LUCID について以下で説明する。

3.4.2 LUminosity mesurement using Cherenkov Integrating Detector (LU-CID)

LUCID は ATLAS 検出器の前方での陽子陽子衝突における非弾性散乱を検出し、Luminosity を測 定するために開発されたチェレンコフ検出器である。 C_4F_{10} ガスが満たされた 16 のアルミチューブ が、衝突点両側のビームパイプの周りに設置されている。荷電粒子の通過によってできたチェレンコ フ光はチューブの中を反射しながら、終端に設置された光電子増倍管へと導かれる。その後、光電子 増倍管からの信号はさらに増幅され、flush ADC などで読みとられ、1 つの非弾性散乱として計測さ れる。図 3.26 に LUCID の概略図を示す。


図 3.26: LUCID の概略図

3.4.3 Luminosity の測定 [10]

Luminosity L はビームパラメータを用いて次のように定義される。

$$\mathcal{L} = n_b f_r I_1 I_2 \int \hat{\rho}_1(x, y) \hat{\rho}_2(x, y) dx dy$$
(3.15)

ここで、

- n_b : number of coliding bunches
- f_r : machine revolution frequency $(11245.5H_Z)$
- $I_{1(2)}$: number of particles per bunch in beam 1 (2)
- $\hat{\rho}_{1(2)}(x,y)$: normalized particle density in transverse (x,y) plane of beam 1 (2)
- 一般には $\hat{\rho}(x,y) = \rho(x)\rho(y)$ という仮定をする。 すると式 (3.15) は

$$\mathcal{L} = n_b f_r I_1 I_2 \Omega_x(\rho_1(x), \rho_2(x)) \Omega_y(\rho_1(y), \rho_2(y))$$
(3.16)

ここで、 $\Omega_x(\rho_1,\rho_2)$ は

$$\Omega_x(\rho_1, \rho_2) = \int \rho_1(x) \rho_2(x) dx$$
(3.17)

と表わされ、y 方向も同様である。van der Meer による方法 [11] で次のように計算できる。

$$\Omega_x(\rho_1, \rho_2) = \frac{R_x(0)}{\int R_x(\delta) d\delta}$$
(3.18)

ここで、 $R_x(\delta)$ は2つのビームを中心から δ だけ水平方向に動かしたときのバンチ交差毎の平均的な 非弾性散乱の数である。そして、 Σ_x という量を次のように定義する。

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\int R_x(\delta) d\delta}{R_x(0)} \tag{3.19}$$

 $R_x(\delta)$ がガウス分布に従うとすると、 Σ_x は標準偏差に相当する。式 (3.18),式 (3.19)から式 (3.15) は次のように書ける。

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r I_1 I_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \tag{3.20}$$

これはマシンパラメータから Luminosity を求める一般的な形である。

現在 ATLAS 実験はこのようなマシンパラメータを用いた Luminosity 測定を行っているが、その 測定には約11%の不定性がある。その多くはビーム強度 *I*を見積もる際に使われる DCCT と呼ばれ るビーム強度の測定器の calibration から来ている。ただ、今後 ALFA が稼働すると陽子陽子衝突の 弾性散乱を用いた Luminosity 測定が可能になるため、その不定性は 2-3% になると期待されている。

第4章 検出器シミュレーションと粒子再構成

本章では検出器シミュレーションと粒子およびジェットの再構成について述べる。ATLAS 実験では さまざまな物理解析用ソフトウェアを用いてモンテカルロシミュレーションや事象の再構成を行う。 本研究では Athena [12] という解析フレームワーク (バージョン 15.6.9) を用いた。ここでは Athena に組み込まれているアルゴリズムを元に、各粒子の再構成方法とイベントシミュレーションについて 説明する。

ATLAS のイベントシミュレーションは以下のような2種類がある(図 4.1)。1つは Geant4 [13, 14] を用いて検出器や物質量、その反応過程を正確に再現して行なう Full シミュレーションである。も う一つは大量のイベントを処理するために、Full シミュレーションの結果を用いてジェネレータから の情報を検出器の分解能をもつ確率分布で値を振らす (smearing) ことで検出器シミュレーションの 代わりにする Fast シミュレーション (Atlfast [16]) である。

本研究で使用するモンテカルロサンプルは全て Full シミュレーションである。



図 4.1: ATLAS におけるイベントシミュレーションの流れ: Full シミュレーションは検出器や物質 量を再現して行なうのに対して、Fast シミュレーションはジェネレータ情報をそのまま smearing す る。実データはそのまま事象の再構成が行われる。

4.1 Full シミュレーション

Full シミュレーションは以下の4つの行程 (図 4.1) に分けられる。

1. イベント生成

Alpgen [17] などのジェネレーターを用いて、粒子の 4-vector を生成する。 E_{T}^{miss} が小さいイ

ベント等、研究上必要ないイベントを捨てるなどの事象選別がこの段階でかけられる。特に生成断面積が大きい QCD イベントは多くの統計が必要であり、イベント生成を効率よく行う必要がある。本解析でバックグラウンドになるようなイベント、例えば電子やミューオンが少なくとも1つは存在するイベントのみを選択してイベント生成を行った。

- Geant4 シミュレーション Geant4 を用いて、粒子が検出器内部でどのように振る舞い、どれだけのエネルギーを落とす かを計算する。
- 3. Digitization 粒子が検出器にエネルギーを落とすと、検出器はそれを電気信号に変えるが、落ちたエネルギー からどのような電気信号が出るかをシミュレーションする。
- 4. **再構成**

前段階でシミュレートした検出器の Dizitization からの信号をもとに、ジェット、電子などを再 構成する。*E*^{miss} の計算もここで行われる。また、実データはトリガーされた信号を直接、モ ンテカルロと同様の再構成プログラムに入力する。

ここからは再構成の過程について説明していく。

4.2 電子の再構成

電子の再構成に用いるカロリメータのクラスタリングの方法について説明する。

4.2.1 Sliding window アルゴリズム

まず、電磁カロリメータにおいて $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の 100×64 のセグメントを作る。そしてセグ メント毎に横方向にカロリメータの E_T の tower を作る。クラスターの重心は 3×3 の cell の E_T の 重心とする。

そして η 方向に 1 セグメント、 ϕ 方向に 1 セグメントずつずらし、 E_T の値が極大になるところをクラスターの候補とする。これを Sliding window アルゴリズムと言う。さらに E_T が 15 GeV 以上であることを要求する。

最後に、候補間の $\Delta\eta$, $\Delta\phi$ が共に 2 セグメント以上離れていることを要求する。もし離れていない 場合には、2 つのクラスターの E_T の比が 0.9 以上の時は大きい方のクラスターを採用し、もし 0.9 以下の場合には tower の重心の E_T が大きい方を採用する。

以上のように生成された EM クラスターに対して以下のカットを行い、電子を識別する。

ハドロンカロリメータへの漏れ

電子はエネルギーのほとんどを電磁カロリメータに落とすためにハドロンカロリメータにはほとんど落とさない。そこで、電磁カロリメータの後に置かれたハドロンカロリメータへの漏れが少ないことを要求する。漏れが少ない事を判断するために電磁カロリメータの E_T を E_T^{EM} 、そしてハドロンカロリメータの第1層目の E_T を $E_T^{had,1}$ として、 $E_T^{had,1}/E_T^{EM}$ が閾値以下である事を要求する。閾値は η に依存しているが、およそ1~3% としている。

シャワーの広がり

電子はシャワーが細いために、シャワーのエネルギー密度を用いてシャワーの広がりを判断している。電磁カロリメータの第2層目を用い $\Delta\eta \times \Delta\phi=3 \times 7$ cells内のエネルギー E_{37} と $\Delta\eta \times \Delta\phi=7 \times 7$ cells内のエネルギー E_{77} の比 E_{37}/E_{77} がおおよそ 0.9を超える事を要求する¹。

トラックの要求

電子の選別についてはクラスターに対して内部飛跡検出器で観測されたトラックとのマッチング で行なう。トラックとのマッチングは $\Delta R < 0.1$ 以内の近くに E/P が 0.7 ~4 のトラックが存在する ことを要求する。もしクラスターに対して近くにトラックが存在する場合は電子と見なす。

4.2.2 fake electron

本解析では b-ジェットからの semi leptonic decay や検出器で conversion した電子を fake electron として考える。主にジェット起源から実際に電子でないものが、電子として同定されてしまう確率は 10^{-3} 程度である。

 π^{\pm} 及び π^0 からの 2γ

 π^{\pm} と π^{0} からの 2γ との距離が小さく、 $E/P \sim 1$ でハドロンカロリメータへの漏れが少ない場合に 電子として識別される。

c/b ハドロンの semi leptonic 崩壊

c/b ハドロンが semi leptonic 崩壊して e を放出する場合がある。この電子は本物であるが、W/Z などから放出される電子に比べ、周りにジェットを伴っている場合がある。本解析ではこのような Isolation が悪い電子を fake と考える。

e⁺*e*⁻の対生成

ジェット起源以外にも、 γ が e^+e^- へと対生成した場合に、それらが電子 (陽電子) として再構成されてしまい、fake となる。

4.3 ミューオンの再構成

ミューオンは電子の約 200 倍の質量を持ち、制動放射は 1/mass⁴ で抑制されるため、ミューオン は Minimum Ionizing Particle (MIP) としてカロリメータを突抜け、ミューオン スペクトロメータ まで到達する。ミューオン スペクトロメータを用いてトラックを再構成する。さらに、内部検出器 でのトラックとのマッチングをおこなうことでより精確にミューオンの再構成ができる。

 $^{^{1}}$ 1cell= $\Delta\eta \times \Delta\phi$ =0.025×0.025 である。

4.3.1 ミューオン再構成におけるタイプ

STACO

STAtistical COmbination の略。ミューオンスペクトロメータと内部飛跡検出器のヒットをそれぞれ独立に fitting してトラックを作り、後でマッチングをとって1本のトラックとして結びつける。2 つのトラックのパラメータの集合をそれぞれベクトル P_1 、 P_2 、共分散行列をそれぞれ C_1 、 C_2 とすると、合成されたトラックのパラメータの集合 P は、式 (4.1) によって表される。

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times P = C_1^{-1} \times P_1 + C_2^{-1} \times P_2$$
(4.1)

トラックがどの程度信頼が置けるかは、 χ^2 によって判断する。 χ^2 は式 (4.2)によって表される。

$$\chi^2 = (P - P_1)^T \times C_1^{-1} \times (P - P_1) + (P - P_2)^T \times C_2^{-1} \times (P - P_2)$$
(4.2)

4.3.2 fake muon

本解析では主に b-ジェットからの semi leptonic decay したような Isolation の悪いミューオンを fake muon として考える。主にジェット起源から実際にミューオンでないものが、ミューオンとして 同定されてしまう確率は 10⁻⁴ 程度である。

c/b ハドロンの semi leptonic 崩壊

c/b ハドロンが semi leptonic 崩壊して μ を放出した場合もミューオンとしてみなされる。fake muon の多くはこの semi leptonic 崩壊が主な起源となっている。

π punch through

 π^{\pm} がカロリメータを突き抜けてミューオン スペクトロメータまで到達してしまうことがある。

π decay in flight

 π^{\pm} がカロリメータの手前で μ と ν に崩壊する。 ν の $P_{\rm T}$ が低いと μ はミューオン スペクトロメータまで到達しミューオンとして再構成され、fake となる。

4.4 Isolation

以上のように得られた電子、ミューオンについて、ジェットと区別するために、各粒子の周辺にエネルギーが少ないことを要請する。b/cのセミレプトニック崩壊から出た電子は、周りにハドロンからのエネルギーが落ちている。そのため、電子のエネルギーが正しく評価されていないと考えられる。しかし、Isolationを要求すれば、これらの電子を除くことが出来る。Isolationは大きさ ΔR のConeを再構成された粒子を中心に作り、このConeの中にその粒子以外のエネルギーを見ることによって行なわれる。本研究では $\Delta R < 0.2$ の中にデポジットされたエネルギーを $P_{\rm T}$ で割った値が電子で0.1、ミューオンで0.05であることとミューオンは $\Delta R < 0.2$ の中に自分自身以外のトラックが無いことを要求する。

4.5 ジェットの再構成

ジェットの再構成はカロリメータ全体を用いて行なう。

4.5.1 clustering

まずジェットの再構成に用いるカロリメータのクラスタリングの方法について説明する。

Topological アルゴリズム

カロリメータのノイズの分散を σ とし、次に cell 内のエネルギー E が $|E| > 4\sigma$ を超えるものを seed とする。さらに seed cell に隣接する cell が $|E| > 2\sigma$ を超えているものについては、seed cell に 足し合わせる。最後にその周りで |E| > 0 を満たす隣接する cell をクラスターに足し合わせる。この 方法はノイズを抑える効果がある。

4.5.2 ジェット アルゴリズム

クラスタリングを行なった後のクラスターを用いてジェットの再構成を行なう。

AntiK_T アルゴリズム

 $AntiK_T$ は、seedを必要としないアルゴリズムである [15]。まず、i番目のクラスターに対して、 その横方向運動量を K_{Ti} とすると、

$$d_{ii} = K_{Ti}^{-2}, (4.3)$$

$$d_{ij} = \min(K_{Ti}^{-2}, K_{Tj}^{-2}) \times \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2},$$
(4.4)

$$d_{min} = min \ (d_{ii}, d_{ij}), \tag{4.5}$$

という量を定義する。 Δ は2つのクラスター間の距離であり、Rとしては0.4を用いる。ここで、も し $d_{min} = d_{ii}$ なら、そのi番目のクラスターをジェットとする。一方、 $d_{min} = d_{ij}$ であるならばi, j番目のクラスターを結合させて新しいクラスターを作る。この一連の作業を繰り返すことによってジェットを作っていく。本研究におけるジェットは全てこのAntiK_Tアルゴリズムによって再構成されたものを使用する。図4.2にAntiK_Tアルゴリズムとその他のジェットアルゴリズムを比較を示す。 横軸に η 、縦軸に ϕ 、そして高さ方向に横方向運動量を表わしている。この図を見るとAntiK_Tアルゴリズムで構成されたジェットはその他のアルゴリズムで再構成されたジェットに比べ、 η - ϕ 平面において比較的同じサイズで丸くなる特徴を持つことが分かる。



図 4.2: さまざまなジェットアルゴリズムの比較 (右下が AntiK_T アルゴリズム)

4.5.3 calibration

エネルギー calibration

4.5.2節で述べた AntiK_T アルゴリズムで再構成されたジェットのエネルギーを Electromagnetic scale で計算する。これとモンテカルロのイベントジェネレータレベルの Truth 情報と比較して Hadronic scale へと変換を行うものである。つまり Electromagnetic scale の AntiK_T ジェットの $P_{\rm T}^{\rm reco,EM}$ と Truth ジェットの $P_{\rm T}^{\rm Truth}$ の比 R_{jet} を

$$R_{\rm EM+JES} = P_{\rm T}^{\rm Truth} / P_{\rm T}^{\rm reco, EM}, \qquad (4.6)$$

として、Hadronic scale の $P_{\rm T}^{\rm reco, Had}$ を

$$P_{\rm T}^{\rm reco, Had} = \mathcal{R}_{\rm EM+JES} \cdot P_{\rm T}^{\rm reco, EM}, \qquad (4.7)$$

と求める。

4.6 Missing E_{T} の再構成

Missing $E_{\rm T}(E_{\rm T}^{\rm miss})$ はカロリーメータのエネルギーデポジットおよびミューオンのトラックから再構成された vector sum を用いる。本研究では

$$E_{\rm T}^{\rm miss} = E_{\rm T}^{\rm miss}({\rm LocHadTopo}) + E_{\rm T}^{\rm miss}({\rm muon}) - E_{\rm T}^{\rm miss}({\rm Energy \ loss}), \tag{4.8}$$

としている。ここで $E_{\rm T}^{\rm miss}$ (LocHadTopo) は 3 次元トポロジカルクラスター [28] 内のカロリーメー タセルにデポジットされたエネルギーを積算したものである。このときエネルギーがデポジットし た箇所に応じて局所的に electromagnatic もしくは Hadronic なキャリブレーションを行っている。 また、 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ (muon) は全ての isolate した STACO muon および gap 中の muon、そしてミューオン スペクトロメータにおけるトラックとして再構成された non-isolate な muon の運動量を合計したも のである。さらに muon はカロリーメータにも MIP としてエネルギーをデポジットするため、2 重 にエネルギーの量を足してしまうことになる。その muon のダブルカウントを防ぐために全体から $E_{\rm T}^{\rm miss}$ (Energy loss)を引いている。

4.7 タウレプトンの再構成

本研究においてタウレプトンの理解はとても重要である。本節では ATLAS 実験におけるタウレ プトンの再構成と識別について述べる。

4.7.1 タウの崩壊モード [5]

タウレプトンは質量 m_τ が m_τ = 1776.82 ± 0.16 MeV, 平均寿命 $t_{\text{Mean life}}$ が $t_{\text{Mean life}} = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15} \text{ sec } (ct_{\text{Mean life}} = 87.11 \ \mu\text{m})$ とその他のレプトンに比べ重く, 寿命が短い第三世代のレプトンである。

タウの崩壊には、終状態にレプトンを含むレプトニック崩壊と、レプトンを含まないハドロニック崩壊がある。表 4.1 に、タウの主な崩壊モードをまとめる。

	•
崩壊モード	分岐比
$\tau \to e + \nu_e + \nu_\tau$	17.8%
$ au ightarrow \mu + u_{\mu} + u_{ au}$	17.4%
$\tau \to \nu_{\tau} + \pi^{\pm}$	10.9%
$\tau \to \nu_\tau + \pi^\pm + n\pi^0 \ (n \ge 1)$	35.9%
$\tau \to \nu_{\tau} + 3\pi^{\pm}$	9.0%
$\tau \to \nu_\tau + 3\pi^\pm + n\pi^0 \ (n \ge 1)$	5.7%
$\tau \to \nu_{\tau} + K^{\pm}$	0.7%
$\tau \to \nu_\tau + K^\pm + n\pi^0 \ (n \ge 1)$	0.5%

表 4.1: タウの崩壊モード

タウのレプトニック崩壊から来たレプトンは、それ以外の起源で来たレプトンと見分けるのが難 しい。そのため、ハドロニック崩壊したタウのみを再構成および識別の対象としている。ハドロニッ ク崩壊には、荷電メソンを1つ出すモード(1prong 崩壊)と、3つ出すモード(3prong 崩壊)がある。 表 4.1 を見ると分かるように、1prong 崩壊における主要な崩壊モードは、1つの荷電パイオンを出す モードである。また、3prong 崩壊における主要な崩壊モードは、3つの荷電パイオンを出すモードで ある。タウの 1prong 崩壊によって π^{\pm} が出た場合、 π^{\pm} が内部飛跡検出器に1本のトラックを残す。 また、 π^{\pm} , π^{0} がカロリメータにエネルギーを落とし、ジェットとして観測される。QCD のジェット は多数のハドロンにより構成されるが、タウのジェットは数個のパイオンから構成される。タウがか なりソフトな場合を除けば、それら数個のパイオンは親のタウと collinear になっていると考えられ る。よって、タウはカロリメータの狭い範囲にエネルギーを落とすことになり細いジェットとなる。 結局、タウは「1本のトラックを伴った細いジェット」として観測される。また、タウの 3prong 崩 壊によって π^{\pm} が3つ放出された場合も同様に、「3本のトラックを伴った細いジェット」として観測 される。ジェットと同様の理由で、トラックも狭い範囲に集中する。以降、1prong 崩壊したタウの ことを「1P」、3prong 崩壊したタウのことを「3P」と呼ぶことにする。タウの崩壊の際はニュート リノが出るが、ニュートリノは検出器に痕跡を残さないので、再構成されるのはハドロニックな崩壊 物のみとなる。以下にタウの Charge 分布および Track 数の分布を示す。実データと MC サンプルで 比較を行った。この際、実データは QCD の di-jet イベントを Enhance するように 4.7.4 節と同様な イベント選択をしたが、MC は良い一致を見せていることが分かる。



図 4.3: **タウの** Charge 分布

図 4.4: タウの Track 数分布

本解析におけるタウの再構成のアルゴリズムは、カロリメータの信号を基準にしてタウの再構成 を行う tauRec アルゴリズムである。以下で tauRec アルゴリズムについて説明する。

4.7.2 カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成

ATLAS における、カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成アルゴリズムを tauRec と呼ぶ。 以下の手順で再構成を行う。

- 1. AntiK_T アルゴリズムで再構成された全てのジェット (4.5.2節) をタウの候補と見なす。
- 2. タウ候補であるジェットから $\Delta R < 0.3$ にある内部飛跡検出器のトラックを見る。以下の条件 を満たしているトラック (qualified track) を $1\sim3$ 本持っているジェットを、最終的なタウの候 補と見なす。
 - (a) $P_{\rm T} > 1.0 \,\,{\rm GeV}$

underlying event (ハードな反応と同時に起こっている、他のパートンのソフトな反応) に よるソフトなトラックが大量に存在するため、それらが混ざってしまうのを防ぐために、 トラックがある程度以上ハードであることを要求する。

(b) $d_0 < 1.5 \text{ mm}$

 d_0 は、transverse impact parameter と呼ばれる物理量 (図 4.5) であり、トラックを内 側 (ビーム軸側) に延長したときの、ビーム軸との最短距離である。 d_0 の分解能は 1 mm 程度なので、 d_0 が 0 とコンシステントであることを要求している。トラックがビームの 衝突点から来ていることを要求することで、宇宙線のトラックや misreconstructed track などを除いている。また、b-jet は b クォークがセミレプトニック崩壊を起こすことによ り途中で方向が変わり、ビームの衝突点から来ないことがあるので、b-jet を除くことも 出来る。 (c) $\chi^2/ndf < 3.5$

トラックは、ピクセル検出器、SCT、TRT のヒットをまとめて一つの曲線で fit すること によって作られるが、その時の fitting の χ^2/ndf (ndf:自由度) が 3.5 以下であることを要 求する。この条件により、fitting の精度の高いトラックのみを選ぶ。

- (d) # (Pixel + SCT) ≥ 6
 ピクセル検出器と CST のヒットの合計が6以上という条件である。
- (e) # (Pixel) ≥ 1
 ピクセル3層に、最低1つのヒットがなければならないという条件である。粒子が内側 (ビーム軸側) から来ていることを要求することで、宇宙線のトラックや misreconstructed track などを除いている。



図 4.5: d_0 の定義: 水色の領域は SCT、緑の領域はピクセル検出器、中心の赤点はビーム軸を表 す。黒の実線はトラックを表しており、点線はトラックを延長した曲線である。transverse impact parameter (d_0)は、トラックを延長した曲線とビーム軸との最短距離を表す。また、トラックを延長 した曲線上の点のうち、ビーム軸に最も近い点を impact point という。

4.7.3 タウ ID

本研究では、ハドロニック崩壊したタウレプトンの識別のため、以下に説明する3つの変数を使った。また、各変数について実データと MC サンプルで比較を行った。この際実データは QCD の di-jet イベントを Enhance するように 4.7.4 節と同様なイベント選択をしたが、MC は良い一致を見せて いることが分かる。

Electromagnetic Radius (R_{EM})

Electromagnetic Radius とは電磁カロリメータにおけるジェットの広がりの程度を示す量である。 計算には、presampler, strip layer, middle layer のセルのみ用いる。

タウ候補を構成する EM セルが N 個あるとする。そのうちの X 番目のセルの η , ϕ , $E_{\rm T}$ をそれぞ $\eta^{cell X}$, $\phi^{cell X}$, $E_{\rm T}^{cell X}$ とする。

次に、 η^{bctrk} , ϕ^{bctrk} という量を定義する。タウ候補に属するトラックが K本 (1P の時は K = 1、 3P の時は K = 3) あるとして、j 番目のトラックの η , ϕ , $P_{\rm T}$ をそれぞれ η^{j} , ϕ^{j} , $P_{\rm T}^{j}$ とすると、 η^{bctrk} , ϕ^{bctrk} は以下の式で表される。

$$\eta^{bctrk} = \frac{\sum_{j=1}^{K} P_{\rm T}^{j} \eta^{j}}{\sum_{j=1}^{K} P_{\rm T}^{j}}$$
(4.9)

$$\phi^{bctrk} = \frac{\sum_{j=1}^{K} P_{\rm T}^{j} \phi^{j}}{\sum_{i=1}^{K} P_{\rm T}^{j}}$$
(4.10)

ここで、 $\Delta R^{cell X}$ を以下の式で定義する。

$$\Delta R^{cellX} = \sqrt{(\eta^{cellX} - \eta^{bctrk})^2 + (\phi^{cellX} - \phi^{bctrk})^2}$$
(4.11)

 $\Delta R^{cell X}$ 、 $E_{\mathrm{T}}^{cell X}$ を用いると、 R_{EM} は以下の式で表される。

$$R_{em} = \frac{\sum_{X=1}^{N} \Delta R^{cellX} \cdot E_{\mathrm{T}}^{cellX}}{\sum_{X=1}^{N} E_{\mathrm{T}}^{cellX}}$$
(4.12)

タウジェットは細いので、QCD ジェットに比べてタウの R_{EM} の値は小さくなる。 図 4.6 は、 R_{EM} の分布である。



図 4.6: R_{EM} の分布

Track Average Distance (R_{trk})

Track と calorimeter seed の平均的な距離である。図 4.7 は、 R_{trk} の分布である。 やはり QCD は多きくテールを引いているのに対し、タウは細い形状をしていることが分かる。

$$R_{trk} = \frac{\Sigma P_{\rm T} \Delta R}{\Sigma P_{\rm T}} \tag{4.13}$$



図 4.7: trkavgdist の分布

EtOverPtLeadTrack (E_T/P_T^{1st})

タウ候補全体の $E_{\rm T}$ と leading track の $P_{\rm T}$ の比。leading track の $P_{\rm T}$ を $P_{\rm T}^{\rm 1st}$ とすると、 $E_{\rm T}/P_{\rm T}^{\rm 1st}$ で表される。タウジェットは leading track が多くのエネルギーを運んでいるため、タウの $E_{\rm T}/P_{\rm T}^{\rm 1st}$ の値は 1 に近くなる。それに対して QCD ジェットは多くのトラックが分散してエネルギーを運んで いるため、ブロードな分布となる。

図 4.8 は、 $E_{
m T}/P_{
m T}^{
m 1st}$ の分布である。

タウは1付近にピークが立っているのに対し、QCDはブロードな分布となっている。



図 4.8: *E*_T/*P*^{1st} の分布

4.7.4 タウレプトン再構成アルゴリズムのパフォーマンス

本節では Hadronic-tau の再構成パフォーマンスとして ID Efficiency と fake rate を示す。粒子識 別の条件としては 6.1.3 節と同じであり、Hadronic-tau の特徴として Track 数が 1 もしくは 3, 電荷 が ±1, 細い Jet shape であることを要求している。

ID Efficiency

ID Efficiency の測定はモンテカルロサンプルの Truth 情報を用いて行った。"Hadronic decay した Truth の tau "と"再構成された Hadronic-tau "が $\Delta R < 0.1$ でマッチした場合の数を n_{match} 、その Truth と match した Hadronic-tau が ID 条件を通過した数を n_{ID} として ID Efficiency ε を次の ように定義する。

$$\varepsilon = \frac{n_{\rm ID}}{n_{\rm match}} \tag{4.14}$$

Alpgen の W+jets と Z+jets サンプルを用いて行った結果は以下のようになった。



図 4.9: タウの ID efficiency

本研究における bench mark point である $M_A = 120 \text{GeV}$ の Higgs では、図 5.10 のように 20 GeV から 50 GeV 程度の P_T を持つ Hadronic-tau が放出される。図 4.9 からこの P_T 領域での ID Efficiency は 50% 程度であることが分かる。

fake rate

DATA (約 200nb⁻¹) およびモンテカルロシミュレーションから得られた fake rate を示す。QCD の di-jet イベントを用いて Tag & Probe と呼ばれる方法を行った。

• Event preselection

6.2 節で述べる preselection を行う。

Trigger は di-jet イベントを構成するため $P_{\rm T} > 10 \text{ GeV}$ の2本のジェットが存在する L1_2J10 を要求。

• Event topology

それぞれのジェットで $|\eta| \leq 2.5$ かつ $P_{\rm T} \geq 15$ GeV を要求。 Back to back を要求するため $|\phi| = \pi \pm 0.3$ 。 $P_{\rm T}$ がバランスしている状況として $|\Delta P_{\rm T}| < \frac{P_{\rm T}^{\rm max}}{2}$ 。

- Tag 粒子
 明らかにタウで無いことを要求するため、Track が4本以上(タウは1本もしくは3本)である
 ことを要求。
- Probe 粒子
 特にその他の要求はしない。

これらの要請をした後で probe のジェット数を n_{probe} 、 probe のジェットと再構成されたタウが $\Delta R < 0.1$ で一致した数を n_{match} とし、再構成 fake rate は以下のようにして算出する。

fake rate =
$$\frac{n_{match}}{n_{probe}}$$
 (4.15)

以下に DATA (約 200nb⁻¹) と pythia の QCD サンプルにおいて Tag & Probe を行った結果を示す。 若干モンテカルロサンプルの方が fake rate が高いが、おおむね再現していると言える。



図 4.10: タウの fake Rate

図 4.10 から 20GeV から 50GeV の P_T 領域での fake rate は 6% 程度であることが分かる。

第5章 シグナルおよびバックグラウンド

本章では本研究におけるシグナルおよびバックグラウンドについて述べる。

5.1 モンテカルロによるイベント生成

本研究では、DATA 以外にもモンテカルロシミュレーションによって生成されたヒッグスシグナ ルとバックグラウンドを用いて研究を行った。本研究で用いたシグナルサンプルおよびバックグラウ ンドのモンテカルロサンプルは全て第4章 GEANT4を使用した ATLAS 検出器の Full シミュレー ションで生成された。GEANT4を使用した ATLAS 検出器の Full シミュレーションで生成された。 また、イベントの再構成には実データと同じソフトウェアを使った。以下にサンプル生成の際に用い られたモンテカルロシミュレーションについて説明する。

5.1.1 イベントジェネレータ

シグナルプロセス

直接生成である Gluon Fusion 過程 $gg \rightarrow h/H/A$ は PYTHIA [19] を、随伴生成である bbh/H/A は SHERPA [20] を使用した。

バックグラウンドプロセス

W/Z+jets 過程は Alpgen イベントジェネレータ [17] を使ってイベントを生成した。後述する MLM matching [18] の手法を用いて 5 つのジェットを伴うイベントまで適切に生成した。 $t\bar{t}$ や Single top (t/s-chnnel, Wt), Di-Boson (WW, WZ, ZZ) は Next Leading Order まで計算可能な MC@NLO [21] を使用した。ループの効果を含む $gg \rightarrow WW$ は gg2WW [22] を用いた。QCD イベントは PYTHIA で 生成されている。

Alpgen, MC@NLO, gg2WW で生成されたサンプルでは HERWIG [23] でパートンシャワーやハ ドロン化を、JIMMY [24] で underlying event の生成・追加を行った。PYTHIA や SHERPA のサン プルについては underlying event のシミュレーションまですべてその中で行った。underlying event は Tevatron などの既存のデータと \sqrt{s} =900GeV の ATLAS データを用いてチューニングを行った結 果を使っている [25]。

5.1.2 バーテックスのエネルギースケールと Renormalization スケール

バーテックスのエネルギースケールを Q とおくと、強い相互作用の結合定数 α_s (Q^2) は、対数第 一近似で、

$$\alpha_s \ (Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \ (\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

で与えられる。ここで、 n_f をクォークフレーバーの数として、定数 β_0 を、

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$$

と置いている。また、 Λ は 200MeV 程度の値をもつ定数である。 α_s (Q^2)は、 $Q \rightarrow \Lambda$ で発散し (閉じ込め効果)、 $Q \rightarrow \infty$ で 0 となる (漸近的自由)。



図 5.1: α_s (Q^2)の Q 依存性 [26]: $Q \rightarrow \Lambda$ で発散し (閉じ込め効果)、 $Q \rightarrow \infty$ で 0 となる (漸近的自由) 点線は $\Lambda=245$ MeV、実線は $\Lambda=211$ MeV、破線は $\Lambda=181$ MeV のときに対応している。

断面積などの物理量を一般に P とおくと、 α_s (Q^2)を用いて P を摂動展開した場合、摂動展開第 n 次項は一般に以下の式で表される。

$$\alpha_s(Q^2)^n \sum_{i=1}^n c_i(n) \left(\ln \frac{\mu^2}{Q^2} \right)^{n-i}$$

 μ は Renormalization スケールという。物理量 P は μ の取り方に依存してはならないが、LO ではまだかなり依存性があるために、 μ をある値で決めなければ物理的な予言ができない。図 5.2 にあるように NLO では依存性はかなり小さくなるので、LO と NLO が交わる点を Renormalization スケールとして定義する。すべての場合について NLO が計算できない。したがって、経験的に s-channel で \sqrt{s} 、t-channel で $P_{\rm T}$ が用いられる。



図 5.2: Tevatron における ttbar 生成断面積の Renormalization スケール依存性。 [26] 横軸: μ (top クォークの質量 m で規格化してある)、縦軸: は Tevatron における top クォークの生成 断面積 [pb] である。点線が LO の計算、実線が NLO の計算、赤色は NNLO の計算に対応している。

5.1.3 パートンシャワーによるパートンの追加

イベントジェネレータでは、ファインマンダイアグラムからS行列を計算し、S行列の行列要素 (Matrix Element、以後 ME) から求めた断面積に従ってイベントを生成する。しかし、Renormalization スケールの値としてパートンの $P_{\rm T}$ を用いたとき、 $P_{\rm T}$ が小さな領域では断面積が発散してしまう。そこで、このような領域では、ME による計算の代わりにパートンシャワー (PS) と呼ばれる方法を用いる。PS は、1 個のパートンが 2 個にスプリットする確率に従って、ME に基づいて生成されたイベントにソフトなパートンや collinear なパートンを追加する手法である (図 5.3)。この PS の生成は PYTHIA あるいは HERWIG で行われる。



図 5.3: ME と PS によるパートンシャワーの生成: ソフトなパートンは Parton Shower として計算 される。

Factorization スケール

Factorization スケールは ME と PS をどこで切り替えるかを決定するものである。図 5.4 のよう に、Factorization スケール μ_F 以下のパートンの発展は PS を用いて、以上の場合は ME で計算する。 このスケールもまた、不定性があるため、後述する発見能力の結果には系統誤差として Factorization スケールを変動させた場合の評価も考慮している。このスケールについても明確な定義方法がない ため、多くの場合、 $\mu_F = \mu_R$ とする。



図 5.4: Factrization スケール μ_F [26]: ME と PS をどこで切り替えるかを決めるスケール

5.1.4 MLM Matching in Alpgen

前述したように、Alpgen を用いて、ジェットの起源となるクォークやグルーオン (合わせてパートン と呼ぶ)を最大5本まで ME で生成した。パートンの生成条件は $P_{\rm T} > 15$ GeV, パートン間の距離 ΔR は $\Delta R > 0.7$ である。PS のカバーすべき領域は ME がカバーしていない領域、つまり、 $P_{\rm T} < 15$ GeV, $\Delta R < 0.7$ である。しかし、PS で ME のカバーする領域のパートンを生成する場合がある (これをダ ブルカウントと言う) ので、それは取り除かなければならない。Alpgen では MLM matching 手法と よばれる方法を用いて、このダブルカウントを回避する。ハドロン化前のパートンとハドロン化し たパートンから生成したジェット ($P_{\rm T} > 20$ GeV) を $\Delta R = 0.7$ でマッチングし、マッチングしたパー トン-ジェットペアの数でイベントを取捨選択する (図 5.5)。たとえば、3 パートンのイベントについ ては正確に 3 つのパートン-ジェットペアを要求する。0,1,2,4 パートンについても同様である。最大 ジェット数の 5 パートンについては 5 あるいはそれ以上のペアを要求する。



図 5.5: MLM matching 手法の例

5.2 ヒッグスシグナル

5.2.1 ヒッグス粒子の生成過程

ヒッグス粒子の探索をする上で重要となるのが生成過程の選別である。生成過程によっては特徴 的な kinematics を持つ場合があるので、その特徴を活かす解析が必要となる。以下に超対称性ヒッ グス粒子探索および標準理論ヒッグス粒子探索でも用いられる代表的な 4 つの生成過程を述べ、図 5.6(a) ~ 図 5.6(d) に各生成過程のファインマンダイアグラムを示す。 • Gluon Fusion $(gg \rightarrow H)$

トップクォークもしくはボトムクォークのループを介した過程で、グル オンが多い LHC に おいて最も一般的な生成過程ある。表 2.2 に示したように本研究で主な対象とする MSSM A は $\tan \beta$ が大きくなると down-tupe クォークとの結合が多くなるため、この Gluon Fusion は 有用な生成過程であると言える。

- top,botom quark associated production $(gg \rightarrow (t\bar{t}, b\bar{b})H)$ 対生成されたトップクォーク対またはボトムクォーク対からヒッグス粒子が生成される過程。 終状態にトップクォークまたはボトムクォークを含んでいるためバックグラウンドとの区別が しやすいという利点がある。またこの過程ではボトムクォークを含んでいるため本研究の有用 な生成過程である。
- Vector Boson Fusion (qq → qqH)
 2 つのクォークから生成されたゲージボソンによってヒッグス粒子が生成される過程である。
 ゲージボソンを放出した 2 つのクォークは前後方領域に大きな横運動量を持ったジェットとして観測されるという特徴を持つためバックグラウンドとの区別がしやすいとされる。
- W^{\pm}, Z associated production $(\bar{q} \rightarrow (W^{\pm}, Z)H)$ ゲージボソンからヒッグス粒子が生成される過程。陽子陽子衝突型のLHC においては海クォー クである反クォークを必要とする難点がある。



g g g g t, b H t, b

(a) Gluon Fusion:重いクォークのループを介 した生成過程。

(b) top, botom quark assosiated production:
 終状態に重いクォーク対を含んでいる。



(c) Vector Boson Fusion:前後方の 2 ジェット が特徴。



(d) W^{\pm} , Z associated production: ゲージボソ ンからヒッグス粒子が生成される。



本研究では前述のとおり MSSM A が tan β が大きくなるにつれ down-type クォークとの結合が強 くなることから、Gluon Fusion および botom quark assisted production をターゲットの生成過程 とする。また、botom quark assisted production では特徴的な 2 本のボトムクオークが観測される が、Gluon Fusion のシグナルを落としてしまうことと、b-tagging の性能評価、特に $P_{\rm T} \sim 20$ GeV 付近の比較的低い $P_{\rm T}$ でのパフォーマンスの評価には時間を要するため、本解析では b-tagging を用 いていない。

5.2.2 ヒッグスシグナルサンプル

本研究で用いたヒッグスシグナルサンプルについて説明する。 第2章でも述べたように MSSM の Tree Level でのパラメータは

- CP-odd **なヒッグス** *A* の質量 M_A
- 2 つのヒッグス場の真空期待値の比 tan β

である。本研究では $M_A = 90,100,110,120,130,140,150,170,200,250,300,350,400,450,500$ GeV の Gluon Fusion と botom quark assisted production の Full シミュレーションサンプルを準備した。表 5.1 と表 5.2 に $\tan \beta = 20$ と $\tan \beta = 40$ での MSSM ヒッグス (h/H/A) の生成断面積と M_A の関係をまとめる。ここで記載している断面積は生成断面積を σ とすると、

• $\sigma \times BR \ (h/H/A \to \tau\tau) \times BR \ (\tau \to lep) \times BR \ (\tau \to had)$

である。ここで BR ($\tau \rightarrow lep$) = 0.352, BR ($\tau \rightarrow had$) = 0.648 とした。 m_h^{max} MSSM benchmark scenario [27] を採用した。

各 M_A に対して CP-even なヒッグス h/H の質量 M_h , M_H が決まる。「MC」の欄に記載されてい る MC サンプルをその CP-even なヒッグス h/H として使用した。この 2 つの表をみると $\tan \beta$ が 2 倍 ($20 \rightarrow 40$) になると断面積は約 4 倍になっていることが分かる。つまり $\tan \beta$ が大きい領域から Discovery または Exclusion の可能性があるということである。第 8 章で示す結果として $\tan \beta$ vs. M_A の図を用いて Discovery または Exclusion を述べる。

ton	a midth A	" hh Azzlh "	" Aralh "	M	JIU	midth H	" hhHaalh "	" HTTh "	NI.	MIC	midth h	" hhhar Ih "	" harlh "
1	(GeV)	(fb)	(fb)	(GeV)	(GeV)	(GeV)	(qJ)	(df)	(GeV)	(GeV)	(GeV)	(fb)	(fb)
20	0.754	7798.9	4174.8	130.7	130	0.01	16.5	299.8	89.68	90	0.745	7915.1	4003.7
20	0.823	5665.0	2499.4	130.9	130	0.018	35.6	341.8	99.4	100	0.808	5722.7	2348.9
20	0.891	4200.1	1557.5	131.3	130	0.04	88.5	383.0	109.0	110	0.855	4179.2	1394.3
20	0.959	3169.3	1004.6	132.1	130	0.126	284.9	455.4	118.2	120	0.837	2933.8	811.0
20	1.025	2428.5	666.6	135.0	130	0.497	1024.7	584.1	125.3	130	0.534	1440.7	375.5
20	1.091	1886.1	453.4	142.1	140	0.927	1507.7	489.1	128.2	130	0.171	411.1	246.0
20	1.156	1482.6	315.1	151.3	150	1.093	1351.9	351.8	129.0	130	0.07	158.4	243.6
20	1.285	945.0	160.6	170.7	170	1.27	910.0	184.9	129.5	130	0.027	52.8	245.9
20	1.506	502.0	63.6	200.5	200	1.481	501.0	77.1	129.8	130	0.014	22.5	232.8
20	1.911	196.4	16.4	250.4	250	1.821	204.5	22.8	129.9	130	0.009	11.1	210.4
20	2.004	164.5	12.8	260.4	260	1.895	172.8	18.3	129.9	130	0.008	10.2	206.9
20	2.092	138.9	10.0	270.4	270	1.973	146.4	14.7	129.9	130	0.008	9.4	203.7
20	2.177	118.0	7.9	280.4	280	2.049	124.6	12.0	130.0	130	0.008	8.8	200.7
20	2.26	100.8	6.2	290.4	290	2.124	106.5	9.9	130.0	130	0.007	8.2	198.0
20	2.535	79.8	4.6	300.4	300	2.227	90.3	8.1	130.0	130	0.007	7.8	195.6
20	3.548	32.7	1.7	350.2	350	2.872	40.3	3.2	130.0	130	0.006	6.3	186.1
20	4.333	16.1	1.0	399.9	400	3.602	19.3	1.3	130.0	130	0.006	5.4	176.9
20	5.188	8.4	0.5	449.8	450	5.037	8.7	0.5	130.0	130	0.006	4.9	172.6
20	6.137	4.6	0.3	499.8	500	6.456	4.4	0.2	130.0	130	0.006	4.6	169.6

表 5.1: MSSM ヒッグス (h/H/A) の生成断面積と M_A の関係 $(\tan \beta = 20)$ 。

β	width A	" $bbA\tau\tau lh$ "	" $A\tau\tau lh$ "	\mathbf{M}_{H}	MC	width H	" $bbH_{\tau\tau}lh$ "	" $H_{\tau\tau}lh$ "	\mathbf{M}_h	MC	width h	" $bbh\tau\tau lh$ "	" $h\tau\tau lh$ "
ŋ	eV)	(fb)	(fb)	(GeV)	(GeV)	(GeV)	(fb)	(fb)	(GeV)	(GeV)	(GeV)	(fb)	(fb)
0	669	30745.2	16716.2	130.7	130	0.009	16.9	349.1	89.9	90	2.632	30998.2	16104.6
2	.914	22327.3	10041.8	130.7	130	0.016	37.8	399.9	99.8	100	2.874	22460.7	9610.8
က	.156	16549.7	6281.3	130.8	130	0.038	100.1	461.3	109.8	110	3.097	16562.4	5917.7
က	.394	12485.2	4068.0	131.1	130	0.146	403.0	599.1	119.5	120	3.233	12155.5	3609.2
	3.63	9564.9	2711.6	132.7	130	1.61	4062.0	1617.7	127.9	130	2.063	5540.4	1333.7
67	.864	7427.4	1853.1	140.6	140	3.622	6876.3	1801.0	129.9	130	0.235	596.0	312.8
Ţ	1.096	5837.3	1294.2	150.4	150	4.013	5693.6	1271.8	130.2	130	0.075	179.3	276.5
4	.553	3719.6	667.1	170.2	170	4.525	3688.2	658.3	130.4	130	0.026	53.9	265.2
Ŋ	.256	2006.6	274.1	200.2	200	5.224	2007.1	275.1	130.4	130	0.013	22.1	242.7
9	.442	812.6	76.6	250.2	250	6.36	821.0	80.0	130.4	130	0.009	10.7	213.4
0	692	687.4	60.7	260.2	260	6.59	696.5	64.1	130.4	130	0.008	9.8	209.1
9	0.935	584.7	48.4	270.2	270	6.822	593.2	51.6	130.4	130	0.008	9.0	205.2
1-	.174	499.6	38.9	280.2	280	7.052	507.2	41.9	130.4	130	0.008	8.4	201.7
	7.41	428.7	31.4	290.2	290	7.28	435.3	34.2	130.4	130	0.007	7.8	198.5
12	.747	364.4	25.2	300.2	300	7.523	374.0	28.1	130.4	130	0.007	7.4	195.6
0,	.569	169.2	9.1	350.0	350	8.932	181.4	11.1	130.4	130	0.006	5.9	184.7
Η	1.086	87.8	4.4	399.8	400	10.396	93.8	4.8	130.4	130	0.006	5.1	177.7
Ĥ	2.671	48.0	2.1	449.6	450	12.58	48.8	2.0	130.4	130	0.006	4.6	172.8
1	1.354	27.3	1.1	499.6	500	14.75	26.9	0.9	130.4	130	0.006	4.3	169.4

表 5.2: MSSM ヒッグス (h/H/A) の生成断面積と M_A の関係 $(\tan \beta = 40)$ 。

次に、MSSM ヒッグスの生成断面積における理論的不定性 (normalization scale、factorization scale、PDF 不定性) を図 5.7(a) から図 5.7(f) に示す。各図を見るとおおむね不定性は 15% 以内に 収まっていると考えられる。この不定性は第7章でも述べるようにシグナルの系統誤差として計上 する。



図 5.7: MSSM ヒッグス生成断面積の理論的不定性

5.3 ヒッグスシグナルの運動学的特徴

今まで述べたように標準理論に最低限の超対称な拡張を行った MSSM においては、ヒッグス粒子 は中性3つ、荷電2つが存在する。

本研究では中性なヒッグス粒子 (h/H/A)から2つのタウレプトンに崩壊し、その片方のタウレプトンが電子またはミューオンに崩壊し、他方はハドロニックに崩壊するモードを探索のターゲットとする。つまり終状態には電荷が逆な1つのレプトンと1つのハドロンが存在する、レプトン-ハドロンモードと呼ばれる崩壊モードである。このトポロジーの特徴は1つのレプトン(電子もしくはミューオン)とハドロニック-タウの特徴である少ないトラック数を持つジェット、さらに3つのニュートリノが放出されることによる大きな横方向消失エネルギー (E_{T}^{miss}) が挙げられる。

また、ヒッグス粒子の探索においては生成過程の理解も重要である。詳しくは 5.2 節を参照していただきたいが、本解析においてはグル オンから放出される重いクォークのループを介した「Gluon Fusion」と、対生成された重いクォーク対からヒッグス粒子が生成される「botom quark associated production」を探索のターゲットとしている。これは表 2.2 からも分かるように $\tan \beta$ が大きくなるにつれ CP-odd なヒッグス粒子 (*A*) が down-type のクォークと強く結合するからである。

以下に質量 $M_A = 120 \text{GeV}, 200 \text{GeV}, 400 \text{GeV}$ のヒッグスシグナルからの放出される電子, ミューオン, ハドロニックタウの横方向運動量 (P_T) 分布を示す。参考までに本解析において主なバックグラウンド (5.4 節参照)となる標準理論粒子の分布も併せて示している。





(a) **シグナル** (*bbA*) および標準理論粒子の電子の *P*_T 分布

(b) シグナル (ggFA) および標準理論粒子の電子の P_T 分布

図 5.8: シグナルおよび標準理論粒子の電子の PT 分布



(a) シグナル (bbA) および標準理論粒子のミューオンの $P_{\rm T}$ 分布

(b) シグナル (ggFA) および標準理論粒子のミューオンの P_{T} 分布

図 5.9: シグナルおよび標準理論粒子のミューオンの P_T 分布



(a) シグナル (bbA) および標準理論粒子のハドロニックタウの P_{T} 分布

(b) シグナル (ggFA) および標準理論粒子のハドロニックタウの $P_{\rm T}$ 分布

図 5.10: シグナルおよび標準理論粒子のハドロニックタウの P_T 分布

図 5.8 から図 5.10 を見ても分かるようにヒッグスの質量が大きくなるほど、放出される粒子の横方向運動量 $(P_{\rm T})$ はハードな方向にシフトしていることが見て取れる。トリガーにかかる電子もしくはミューオンは本解析で重要な信号である。最終的には $P_{\rm T}>15 {\rm GeV}$ を要求するが、この図をみてもシグナルは十分に残ることが分かる。

以下にジェットの横方向運動量 (P_T) と1イベント中のジェット数分布を示す。



(a) シグナル (bbA) および標準理論粒子のジェットの P_{T} 分布

(b) シグナル (ggFA) および標準理論粒子のジェットの P_T 分布

図 5.11: シグナルおよび標準理論粒子のジェットの P_T 分布



 (a) シグナル (bbA) および標準理論粒子のジェット数 (P_T >
 (b) シグナル (ggFA) および標準理論粒子のジェット数 (P_T >

 20GeV) の分布
 20GeV) の分布

図 5.12: シグナルおよび標準理論粒子のジェットの P_T 分布

図 5.11 を見ると重い粒子を生成しようとするほど、放出されるジェットの運動量は大きくなる傾向にある。また、図 5.12 からシグナルは $W \Rightarrow Z$ に比べてジェット数が多い。さらに本解析においては b-tagging は行わないが、botom quark associated production においては b-クォーク由来の b-ジェットが生成される。



(a) シグナル (bbA) および標準理論粒子の b-ジェットの $P_{\rm T}$ 分布

(b) シグナル (bbA) および標準理論粒子の b-ジェット数 ($P_{\rm T}>20{\rm GeV}$)の分布

図 5.13: シグナル (*bbA*) および標準理論粒子の b-ジェットの *P*_T 分布と b-ジェット数 (*P*_T > 20GeV) 分布

ジェットの分布同様に重い粒子を生成しようとするほど、放出されるジェットの運動量は大きく なる傾向にある。さらに b-ジェットの数については明らかに違いが見え、生成過程の botom quark associated production の効果が見て取れる。また、 $t\bar{t}$ の b-ジェットと比較して pT が小さい b-ジェッ トを伴うことが分かる。

5.4 バックグラウンド

5.4.1 主なバックグラウンドプロセス

Z+jetsプロセス

本研究における主なバックグラウンドプロセスが $Z \rightarrow \tau \tau$ である。Topology がまったく同じであ るため除去する事が大変難しい。特にヒッグスの質量が 120 GeV 程度である場合は Mass Window による識別も困難である。また、 $Z \rightarrow \mu\mu, ee$ も Z の生成過程で生じる q や g がジェットになる場合 はタウの fake となり、レプトンも存在するためバックグラウンドになる。



図 5.14: ATLAS における Z の生成プロセス: 左図は Drell-Yan 過程、右図は随伴生成過程。

LHCでは、主に図 5.15のようなプロセスで $t\bar{t}$ が生成される。t クォークは b クォークと W ($\rightarrow l\nu, qq$) に崩壊するので、 $t\bar{t}$ プロセスは本物のレプトンを出し、多くのジェットが生成される複雑な過程である。2 つのレプトンが終状態に存在するため、シグナルと同様の電子 (or ミューオン) + ハドロニック崩壊するタウの可能性がある。また、1 つの本物のレプトン (電子あるいはミューオン) とジェット がタウに fake することでバックグラウンドになることがある。



図 5.15: ATLAS における tī の生成プロセス: もともとハードな b-jet を 2 本持つ上に、W がハドロ ニック崩壊した場合は更にジェットが増えるため、tī プロセスは多くのジェットを持つ。また、パー トンがグルーオンを放出したり、グルーオンが qq スプリッティングを起こしたりすることにより、 さらに多くのジェットが発生する。

W+jets プロセス

LHC では、W は図 5.16 のようなプロセスで生成される。W がレプトニック崩壊した場合には Z と同様に生成過程で付随して生じるジェットがタウの fake になる可能性があるため、バックグラウンドとなる。



図 5.16: ATLAS における W の生成プロセス

QCD プロセス

LHC において断面積が突出して大きな過程 (O (mb)) である。QCD プロセスは大きく分けて終状 態に heavy flavor (b,c) を含む場合と、すべて light flavor から構成される場合の 2 つがある。終状態 に heavy flavor を含む場合は、b クォークのセミレプトニック崩壊 (b $\rightarrow cl\nu$)によりレプトンが生 じ、その他のジェットがタウと誤認される可能性がある。

5.4.2 バックグラウンドのモンテカルロサンプル

本研究で用いた Full シミュレーションのバックグラウンドサンプルを以下の表 5.3 にまとめる。4.1 節でも述べたが、Full シミュレーションには多くの時間が必要なので、イベント生成時に本解析で必 要なイベントのみを選別している。本解析ではイベント中に必ずレプトンが存在することを要求し ているため、QCD や $t\bar{t}$ において断面積にイベント選別を考慮したファクターをかける必要がある。 また、Alpgen は LO のジェネレータであるため断面積の算出が十分とは言えない。そこで、LO と NNLO (Next Next Leading Order)の比を取った k-factor と呼ばれる量を断面積にかけることでそ れを補う。また、 $t\bar{t}$ についてもより高次の NLO+NNLL の生成断面積にあわせるため、(k)-factor を 適応している。

k-factor =
$$\frac{\sigma_{\rm NNLO}}{\sigma_{\rm LO}}$$
 for Alpgen, (5.1)

$$= \frac{\sigma_{\rm NNLO+NLL}}{\sigma_{\rm NLO}} \text{ for MC@NLO.}$$
(5.2)

ここで、 σ_{LO} は LO の断面積、 σ_{NNLO} は NNLO の断面積、 $\sigma_{\text{NNLO+NLL}}$ は NLL の断面積。

Generator	Process	断面積 (pb)	k-factor
Alpgen	$W \rightarrow \text{lep } \nu + \text{jets}$	9000	1.2
Alpgen	$Z \rightarrow lep lep + jets$	$900(40 \text{GeV} < M_{ll} < 2 \text{TeV})$	1.17
McAtNlo	$tar{t}$	80	1.08
McAtNlo	Single top (s-channel)	20	1
McAtNlo	Single top (t-channel)	1.5	1
McAtNlo	Single top (Wt-channel)	15	1
McAtNlo	W^+W^-	4.5	1
gg2WW	$gg \to WW$	0.1	1
McAtNlo	ZZ	1.1	1
McAtNlo	W^+Z	2.7	1
McAtNlo	W^-Z	1.5	1
pythia	QCD	1.0×10^{10}	1
pythia	QCD (muon fakable)	1.9×10^{6}	1
pythia	QCD (electron fakable)	9.8×10^{7}	1

表 5.3: バックグラウンドの生成断面積

第6章 解析

6.1 Object selection

6.1.1 Electron

Electron の候補としては電磁カロリーメータにおけるクラスターセルと内部飛跡検出器のトラックが match したものである。そのシャワーシェープも Electron の重要な特徴である。本研究においては Electron に以下の要求を課し、その際、Electron の方向 (ϕ, η) はトラックをベースとし、質量 (visible Mass $(M_{\tau\tau})$,Transverse Mass (M_T)) などを構成する量としてはクラスターをベースとした Energy を用いている。

- $E_{\rm T} > 10 {
 m ~GeV}$
- |η| < 1.32 or 1.52 < |η| < 2.47
 トラッキングが可能かつクラック領域 (3.3.6 を節参照) を除いた領域を要求。
- OTX veto カロリーメータの読み出しに異常がある領域が報告されており、そのような領域にヒットした Electron を除く。
- $E_{\rm T} \text{cone} 20/E_{\rm T} < 0.05$ Isolation の要求として Electron の周り $\Delta R < 0.2$ の範囲におけるエネルギーが Electron のエネルギーに比べて小さいことを要求。
- Shawer shape によるカット 初期の実データを用いた Study から、より Jet からの Fake を減らすために Electron らしい粒 子を選ぶためのカットで、以下のような項目について Electron らしさを要求している。
 - 電磁カロリーメータでの Shower の細さ
 - 内部飛跡検出器とクラスターの η 方向に対するマッチング
 - ハドロンカリーメータへのエネルギーのリーク
 - 電磁カロリーメータの第2層目にヒットすること: γ conversion を除去

6.1.2 Muon

Muon の候補は内部飛跡検出器およびミューオンスペクトロメータの飛跡が match したものである。Muon には以下のような要求を行う。

Combined Muon
 ミューオンスペクトロメータと内部飛跡検出器のヒットが一致した Muon。4.3.1 節を参照。

- $P_{\rm T} > 8 {
 m ~GeV}$
- |η| < 2.4
 トラッキングが可能な領域を要求。
- $|P_{T}(MS) P_{T}(ID)|/P_{T}(ID) < 0.5$ ここで、 $P_{T}(ID)$ は内部飛跡検出器での P_{T} 、 $P_{T}(MS)$ はミューオンスペクトロメータでの P_{T} 。 Pionを内部飛跡検出器で観測し、途中で崩壊して muon としてミューオン検出器で pT を測定 した場合、後者は前者と比較して小さい P_{T} を持つはずである。この条件を課すことで、この ような decay in flight で生じた muon 候補を落とすことができる。
- $E_{\rm T} \operatorname{cone20}/P_{\rm T} < 0.1$ Isolation の要求として Muon の周り $\Delta R < 0.2$ の範囲におけるエネルギーが Muon の $P_{\rm T}$ に比 べて小さいことを要求。
- Number of Tracks in cone20 = 0 Isolation の要求として Muon の周り $\Delta R < 0.2$ の範囲におけるトラックが 0 であることを要求。

6.1.3 Hadronic-tau

Hadronic-tau の候補としては大きく2つのアルゴリズムによるものを採用する。1つは電磁およびハドロンカロリーメータによるシードを用いたもの、もう1つはトラック数を要求するものである。以下のような要求を課した。

- TauRec
 TauRec アルゴリズムによって構成された Hadronic-tau。4.7.2 節を参照。
- Number of Track = 1 or 3 Hadronic-tau の特徴であるトラック数が1 (1prong) もしくは3 (3prong) を要求。
- |Charge| = 1 Tau の電荷は1である。
- $P_{\rm T} > 20~{\rm GeV}$
- |η| < 2.5
 トラッキングが可能な領域を要求。
- Jet shape による Tau ID Hadronic-tau と Jet の違いを利用し、Jet の Fake を減らすためのカットを要求するもの。4.7.3 節を参照。カット値は以下のようにし、これよりも値が小さいことを要求した。

Number of Tracks	EM Radius (R_{EM})	Track Average Distance (R_{trk})	$E_{\rm T}/P_{\rm T}$ Lead Track $(E_{\rm T}/P_{\rm T}^{\rm 1st})$
1	0.07	0.08	8.33
3	0.12	0.08	4.167

-

6.1.4 Jet

Jet は $AntiK_T$ アルゴリズム (4.5.2 節を参照) によって構成されたものを用いる。また、 P_T は Hadronic-scale を用いる。

- $P_{\rm T} > 20 {
 m ~GeV}$
- $|\eta| < 4.5$

6.1.5 Missing Transverse Energy $(E_{\rm T}^{\rm miss})$

4.6節で述べた Missing $E_{\rm T}$ を使う。

6.1.6 Overlap Removal

各粒子の再構成アルゴリズムは独立に実行されるため、たとえば Electron 候補は Tau と Jet の候補 として再構成されている可能性が多い。このオーバーラップを除くため、各粒子が幾何学的 ($\Delta R < 0.2$) に重なってしまった場合は優先度に応じてその中から1つを選ぶ。Muon は内部飛跡検出器とミュー オンスペクトロメータのトラックを一致させるのでとてもクリーンな信号であるため優先度が高い。 Electron はシャワーシェープがとても細いため Jet と区別しやすいため優先度は2番目。Hadronic-tau も細くトラックが1もしくは3という特徴があることから優先度は3番目。最後に Jet ということに なる。

$$Muon \longrightarrow Electron \longrightarrow Hadronic-tau \longrightarrow Jet.$$
(6.1)

6.2 Event preselection

6.2.1 Data quality requirement

ATLAS 実験で実データを扱う場合はその quality を保つために、Good Run List (GRL) と呼ばれる List に入っている Event を使用している。この GRL は各検出器を Study している Working group が各 Lumi Block (Run よりも細かい数分ごとの単位)において、その検出器の quality が保たれているか否かの判定をするものである。本研究では粒子の再構成、および、 E_{T}^{miss} の計算においてすべての検出器の情報を使うため、すべての検出器において Good クオリティを要求してイベントを選択した。

6.2.2 Trigger requirement

ATLAS 実験においては設計 Luminosity において 40MHz のとても高い頻度で陽子-陽子衝突が起こる。このような膨大なイベントの中から効率よく必要なイベントを選別するために Trigger を要求する。本解析で使用した Trigger は電子では P_T が 10~15 GeV, ミューオンでは P_T が 10~13 GeV の閾値に設定されている Trigger を使用した。表 6.2 と表 6.3 に使用したトリガーとそのトリガーで取得したデータの積分ルミノシティをまとめる。

P1 0	XIII 0 10 00 (1	
Trigger	Run Number	Luminosity (pb^{-1})
EF_e10_medium	158045-162882	3.1
EF_e15_medium	165591 - 167844	32.1

表 6.2: 使用した Trigger(electron ch)

表 6.3: 使用した Trigger(muon ch)

Trigger	Run Number	Luminosity (pb^{-1})
L1_MU10	152777 - 160879	0.8
EF_mu10_MG	160899 - 165632	3.0
EF_mu13_MG	165703 - 167576	15.8
$EF_mu13_MG_tight$	167607 - 167844	15.6

6.2.3 Primary vertex requirement

宇宙線などによる事象を除去するために、本研究では Z 軸が |Z| < 150 mm かつトラックが 3 本以 上ある Vertex が少なくても 1 つ以上あることを要求する。

6.2.4 Jet Cleaning

高統計の minimum-bias event の解析からカロリーメータに陽子-陽子衝突起源ではない高エネル ギーデポジットが存在することが報告された。この原因としては、たとえば、

- Hadronic end-cap calorimeter の予期しない discharge
- electromagnetic calorimeter ${\boldsymbol \mathcal O}$ coherent noise
- ・ Cosmic-ray muon による hard bremsstrahlung

が挙げられる。これらのイベントはそれほど頻度が高いわけではないが、以下のような影響を与える。

- *E*^{miss} の高エネルギーテールを作る
- Jet を再構成する原因となる
- Hadronic-tauのseedを作る

これらの影響を防ぐために AntiK_T4TopoJet を用いて行う Cleaning が、minimum-bias saple の Study を通して考案されている [29]。以下に Jet Cleaning をまとめる。このとき Probe となる Jet は Hadronic scale の $P_{\rm T}$ が 20 GeV 以上の全ての Jet である。

	ii yee cleaning
Origin of energy deposit	Bad tau jet definition
EM coherent noise	EMf > 0.95 & JetQuality > 0.8
HEC spike	$(\text{ HECf} > 0.8 \& n90 \le 5)$
	or (HECf > $0.5 \&$ JetQuality > 0.5)
Cosmics-Beam background	(time) > 25ns)
	or (EMf < 0.05 & nTrack = 0)
	or $(Fmax > 0.99 \& eta < 2)$

表 6.4: Jet Cleaning

• EMf

電磁カロリーメータとハドロンカロリーメータのエネルギーデポジットの比。

- JetQuality
 1つのジェット中で異常なシグナルシェイプを示すセルの割合。
- HECf
 ハドロンカロリーメータのエンドキャップにエネルギーデポジットする割合。
- n90
 高エネルギーセルから積算して、エネルギーの 90% がデポジットされたセルの数。
- time 衝突からジェットが測定されるまでの時間。
- nTrack ジェットのトラックの数。
- Fmax 最大のエネルギーを落とした一つのカロリーメータレイヤーにデポジットした割合。

6.3 Event selection

Event selection はターゲットとする Topology(MSSM $h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow lep, \tau_h$)を完成させる ため、レプトン (Electron or Muon) が1つ、Hadronic-tau が1つを要求する。その後、本解析に主 なバックグラウンドである QCD および W+jets を落とすためのカットを施す。このカットの効果は モンテカルロサンプルを使って示す。

6.3.1 Lepton and Hadronic-tau requirement

6.1 節で述べた粒子識別の条件を通過した Lepton が厳密に 1 つであることをが必要である。さら に各 Lepton の条件として $P_{\rm T}$ を Electron : $E_{\rm T} > 10$ GeV,Muon: $P_{\rm T} > 8$ GeV としていたが、残った Lepton が $P_{\rm T}(E_{\rm T}) > 15$ GeV であることも要求する。さらに Hadronic-tau が 1 つである。
6.3.2 *E*^{miss} によるバックグラウンド除去

QCD イベントは O(mb) というと出した断面積を持っており、多数の Jet を出すため Hadronictau の Fake になり、b-Jet から Muon が生成される可能性がある。さらに、 $Z(\to ee/\mu\mu)$ も本物の Lepton が存在する事から重要なバックグラウンドイベントである。このような理由から QCD および $Z(\to ee/\mu\mu)$ バックグラウンドの除去はとても大きな意味を持つ。QCD, $Z(\to ee/\mu\mu)$ の特徴は $E_{\rm T}^{\rm miss}$ が小さいということである。図 6.1(a) と図 6.1(b) に 1-lepton, 1-Hadronic-tau を要求した後の $E_{\rm T}^{\rm miss}$ 分布を示す。これらの図からも QCD, $Z(\to ee/\mu\mu)$ の特徴が確認できる。本解析では $E_{\rm T}^{\rm miss} > 20$ GeV を要求し、QCD および $Z(\to ee/\mu\mu)$ バックグラウンドの寄与を大きく削減できると考えられる。



図 6.1: バックグラウンド除去のための Missing $E_{\rm T}$ カット

6.3.3 Transverse Mass (M_T) によるバックグラウンド除去

W+jets イベントでは本物の Lepton や Hadronic-tau が生成されるとともに、付加的な Jet が発生 する可能性がある。また、 $t\bar{t}$ イベントもその複雑な崩壊過程から Lepton や Jet を放出する。これに より本解析の Topology を再現してしまい、バックグラウンドとなる。W+jets および $t\bar{t}$ バックグラ ウンドを除去する方法として 2 つのカットを適用する。

ーつ目のカットに用いるのは Transverse Mass (M_T) と呼ばれる量であり、以下のように Lepton と E_T^{miss} の間に定義される。

$$M_{\rm T}(\rm lep, E_{\rm T}^{\rm miss}) = \sqrt{2P_{\rm T}^{\rm lep} \cdot E_{\rm T}^{\rm miss} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(\rm lep, E_{\rm T}^{\rm miss})))}.$$
(6.2)

 M_T はその粒子の質量を横方向に射影したものと言える。つまり M_T が最大になるのは粒子が横方向の面に崩壊した場合である。この量は式 (6.2) からも分かるように Lepton と E_T^{miss} が同一の方向にある場合は、 $\cos(\Delta\phi(lep, E_T^{miss}))$ が1となり0となる。図 6.2(a) と図 6.2(b) に Topology を要求し、 $E_T^{miss} > 20$ GeV を要求した後の M_T 分布を示す。W+jets は 80 GeV 付近にピークがあり、W の質量を反映している。また、ヒッグスシグナルや $Z(\to \tau\tau)$ +jets はとても小さな値を示している。これは leptonic に崩壊した Tau から Lepton とニュートリノ2つが放出されることで、Lepton と E_T^{miss} が同一の方向になり $\cos(\Delta\phi(lep, E_T^{miss}))$ が1 なったことから、 M_T が0 になったと考えられる。本解析では $M_T < 30$ GeV を要求することで W+jet および $t\bar{t}$ バックグラウンドを除去できる。



(a) M_T (lep, E_T^{miss}) 分布 (Electron-channel)

(b) M_T (lep, E_T^{miss}) 分布 (Muon-channel)

図 6.2: バックグラウンド除去のための M_T (lep, E_T^{miss}) カット

6.3.4 $\Sigma \cos \Delta \phi$ によるバックグラウンド除去

W+jets, $t\bar{t}$ を除去する 2 つ目のカットとして以下で定義される $\Sigma \cos \Delta \phi$ を適応する。

(mises)

$$\Sigma \cos \Delta \phi = \cos(\phi(lep) - \phi(E_{\rm T}^{\rm miss})) + \cos(\phi(\tau_h) - \phi(E_{\rm T}^{\rm miss})).$$
(6.3)

(miss)

図 6.4(a) と図 6.4(b) に $E_{\rm T}^{\rm miss} > 20$ GeV を要求した後の $\Sigma \cos \Delta \phi$ 分布を示す。ヒッグスシグナルや $Z(\to \tau \tau)$ +jets は 0 にピークを持っている。これは横方向平面に対して back-to-back に崩壊してい ると言える。また、ヒッグスシグナルと W+jets, $t\bar{t}$ は逆向きの非対称性を持っていることが見て取 れる。これを図 6.3 のような transverse 平面における崩壊物と $E_{\rm T}^{\rm miss}$ の関係を使って説明する。 まず、シグナルから $\tau\tau$ 、そして lepton,hadron への崩壊 $(h/H/A \to \tau_l \tau_h)$ では終状態においてニュー

トリノが 3 つ放出され、その合成が $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ の方向となる。このとき、 $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ はレプトンとタウの間の 劣角 (狭い方の角) に入ることになる (図 6.3(a))。よって、レプトンから見た $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ も、タウから見 た $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ も 90° 以内になり、 $\Sigma \cos \Delta \phi$ は Positive な値になりやすい。

しかし、Wの場合を見てみると、 $W \rightarrow lep(e, \mu)\nu$ の場合はニュートリノが1つ放出されるので $E_{\rm T}^{\rm miss}$ もその方向になる。さらに fake τ があることから少なくとも Jet が1つ存在しており、これにより Wが boost されている場合がある。よって図 6.3(b) のように $E_{\rm T}^{\rm miss}$ はレプトンとタウの優角 (広い方の 角) に入りやすく、 $E_{\rm T}^{\rm miss}$ は両者と 90° から 180° の角をなすため、 $\Sigma \cos \Delta \phi$ は Negative な値になりや すい。 $W \rightarrow \tau \nu \rightarrow lep(e, \mu)\nu\nu\nu$ の場合もニュートリノが 3 つ放出されることを除けば $W \rightarrow lep(e, \mu)\nu$ と同様であり、 $\Sigma \cos \Delta \phi$ は Negative な値になりやすい。



図 6.3: シグナルとWの transverse 平面における崩壊物と E_{T}^{miss} の関係

本解析においては $\Sigma \cos \Delta \phi > -0.15$ を要求することで効果的に W+jets および $t\bar{t}$ バックグラウンドを除去できると考えられる。



図 6.4: バックグラウンド除去のための $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット

6.4 Final selection

今まで述べたような基本的な Topology の要求やバックグラウンド除去のカットを施した後に、最 終的なカットとして Lepton,Hadronic-tau から構成されるヒッグスの visible mass $(M_{\tau\tau})$ window に よるカットを行う。これはヒッグスの mass に応じて後述する Significance が最大となる領域におけ る window を設定し、カットを行うものである。このときヒッグスの visible mass ピークで 1 σ 分の 幅は要求する。

6.5 モンテカルロサンプルによる結果

表 6.5, 表 6.6 にモンテカルロサンプルによる結果を示す。誤差は統計誤差のみである。また、図 6.5 に $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布を示す。どちらのチャンネルも Shape および normalization が合っていないことが分かる。これは QCD や W+jets における生成断面積の不定性や fake rate の 違いなどが起因していると考えられる。

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma \cos \Delta \phi$			
QCD jets	84 ± 38	68 ± 34	51 ± 29			
W+jets	1202 ± 14	81.8 ± 3.4	$61.5{\pm}2.9$			
$Z \rightarrow \mathrm{ee}/\mu\mu + \mathrm{jets}$	$24.2{\pm}1.4$	$2.7 {\pm} 0.5$	$2.4{\pm}0.5$			
$Z \rightarrow \tau \tau + \text{jets}$	612 ± 2.3	$53.8 {\pm} 2.1$	$53.0{\pm}2.1$			
ttbar	$59.3{\pm}0.5$	$7.7 {\pm} 0.2$	$7.1{\pm}0.2$			
Single t	$11.6{\pm}0.7$	$1.4{\pm}0.2$	$1.0{\pm}0.2$			
Diboson	$4.70 {\pm} 0.07$	$0.50{\pm}0.02$	$0.42{\pm}0.02$			
Total	$1448 {\pm} 40$	216 ± 34	176 ± 29			
Observed	1242	247	207			

表 6.5: MC Simulation における Cut flow(electron ch)

表 6.6: MC Simulation における Cut flow(muon ch)

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma\cos\Delta\phi$
QCD jets	55 ± 16	43 ± 14	41.5 ± 14
W+jets	$1529{\pm}15$	100 ± 4	74.1 ± 3.1
$Z \rightarrow \mathrm{ee}/\mu\mu + \mathrm{jets}$	44.3 ± 1.9	$7.0 {\pm} 0.8$	$5.6{\pm}0.7$
$Z \to \tau \tau + \text{jets}$	$79.6 {\pm} 2.6$	67.7 ± 2.4	$66.4 {\pm} 2.4$
ttbar	$68.5{\pm}0.5$	$9.2{\pm}0.2$	$8.3{\pm}0.2$
Single t	$13.3{\pm}0.7$	$1.1 {\pm} 0.2$	$0.8{\pm}0.2$
Diboson	$5.9 {\pm} 0.1$	$0.64{\pm}0.02$	$0.53{\pm}0.02$
Total	$1796{\pm}23$	228 ± 15	197 ± 14
Observed	1482	295	248



図 6.5: $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布 (MC only)

6.6 Data driven Background estimation

ATLAS 実験における物理解析は多くの部分をモンテカルロサンプルを用いて行っている。これま での数多くの研究・開発によりシミュレーショは多くの状況を良く再現し、さらに再現性は向上して いる。しかしながら、特に Fake 由来のバックグラウンドについてはラン毎のノイズの違いや、シミュ レーションに考慮するには理解の進まない効果などが起源となってシミュレーションの再現性にも限 界があることも事実である。理想的にはすべてのバックグラウンドを実際の実データを用いて評価で きればシミュレーションの再現性が問題となることはないが、実データ数にも限りがあり、すべての バックグラウンドを見積もることができるほど実データを正確に分類・分解することはできない。こ れらの分類・分解にはシミュレーションによる基礎研究やその助けが必要になり、完全に実データだ けでバックグラウンドを記述することはできない。また、QCD jets イベントについては、QCD で予 言できる生成断面積に大きな不定性があるだけでなく、その生成断面積が非常に大きいため(O(mb)) シミュレーションによって十分な数のモンテカルロイベントを生成することはLuminosity が高くなっ てきた今日の LHC では事実上不可能である。

本解析では Fake 由来のバックグラウンド、つまり、主に QCD jets と W+jets の成分を Same Sign charge イベントの実データから見積もる (SS 法) [31]。このように実データを元にしてバックグラウ ンドを求めることを Data driven background estimation と言う。

この SS 法は以下の仮定の下行われる。

- シグナル領域において visible mass 分布の形は Lepton (Electron or Muon) と Hadronic-tau
 が、same charge sign (SS) なのか opposite charge signe (OS) に寄らない。
- OS と SS の間の比 $r = n_{\rm OS}/n_{\rm SS}$ はコントロール領域およびシグナル領域で同じ。

これらは後述するようにモンテカルロを用いてチェックする。

シグナル領域における Lepton と Hadronic-tau が OS となる visible mass 分布の各 Bin でのイベ ント数 n_{OS} は以下のようにして得られると考えられる。

$$n_{\rm OS}(m_{\rm vis}) = r_{\rm QCD} \cdot n_{\rm SS}^{\rm QCD}(m_{\rm vis}) + r_{W+\rm jets} \cdot n_{\rm SS}^{W+\rm jets}(m_{\rm vis}) + r_{\rm other} \cdot n_{\rm SS}^{\rm other}(m_{\rm vis}).$$
(6.4)

ここで、 $r_{\text{QCD}}, r_{W+\text{jets}}, r_{\text{other}}$ は各バックグラウンドにおける OS イベントと SS イベントの比。 $n_{\text{SS}}^{\text{QCD}}(m_{\text{vis}}), n_{\text{SS}}^{W+\text{jets}}(m_{\text{vis}}), n_{\text{SS}}^{\text{other}}(m_{\text{vis}})$ は各バックグラウンドでの visible mass の関数としたシグナ ル領域における SS イベントの数。

"other" という表記は QCD や W+jets イベント以外の例えば、Z+jets や $t\bar{t}$, Single top, Di-Boson (WW, WZ, ZZ) イベントである。それぞれの寄与 ($r_{\rm QCD}$, r_{W+jets} , $r_{\rm other}$, $n_{\rm SS}^{\rm QCD}(m_{\rm vis})$, $n_{\rm SS}^{W+jets}(m_{\rm vis})$, $n_{\rm SS}^{\rm other}(m_{\rm vis})$) については以下のように各項をそれぞれ求める。

W+jets と other における OS の相対的な超過を k_{W+jets}, k_{other} として

$$r_{W+\text{jets}} = \frac{n_{\text{OS}}^{W+\text{jets}}}{n_{\text{SS}}^{W+\text{jets}}} = 1 + k_{W+\text{jets}},\tag{6.5}$$

$$r_{\rm other} = \frac{n_{\rm OS}^{\rm other}}{n_{\rm SS}^{\rm other}} = 1 + k_{\rm other}, \tag{6.6}$$

として定義する。これによりシグナル領域における期待される OS バックグラウンドイベントの数 $n_{OS}(m_{vis})$ は

$$n_{\rm OS}(m_{\rm vis}) = r_{\rm QCD} \cdot n_{\rm SS}^{\rm QCD}(m_{\rm vis}) + n_{\rm SS}^{W+\rm jets}(m_{\rm vis}) + n_{\rm SS}^{\rm other}(m_{\rm vis})$$

$$(6.7)$$

$$+k_{W+jets} \cdot n_{SS}^{W+jets}(m_{vis}) + k_{other} \cdot n_{SS}^{other}(m_{vis}), \qquad (6.8)$$

と書ける。ここで r_{QCD}=1 と仮定した。これについては後述する。この式は以下のように書き直せて

$$n_{\rm OS}(m_{\rm vis}) = n_{\rm SS}^{\rm all}(m_{\rm vis}) + k_{W+jts} \cdot n_{\rm SS}^{W+jets}(m_{\rm vis}) + k_{\rm other} \cdot n_{\rm SS}^{\rm other}(m_{\rm vis}).$$
(6.9)

ここで n_{ss}^{all} はシグナル領域における全てのバックグラウンドの same sign イベントの合計である。

6.6.1 r_{QCD}=1の確認

式 (6.8) で述べた $r_{\rm QCD}$ =1 について確認する。QCD イベントにおける fake tau の電荷はランダム だと考えられる。これは QCD イベントにおける Jet はクォーク起源なものよりグル オン起源のも のが優勢だからである。つまり $r_{\rm QCD}$ =1 だと仮定できる。上記の仮定を実データを用いて確かめる。 これには QCD イベントが dominant になるようなコントロール領域を定める必要がある。本解析で は 6.3.2 節で議論した $E_{\rm T}^{\rm miss}$ >20 GeV のシグナル領域を $E_{\rm T}^{\rm miss}$ <15 GeV に置き換えることでコント ロール領域とする。1Lepton,1Hadronic-tau を要求した後の $E_{\rm T}^{\rm miss}$ 分布を以下に示す。



(c) Opposite Sign (Muon-channel)

(d) Same Sign (Muon-channel)

図 6.6: 1 Lepton,1 Hadronic-tau を要求した後の E^{miss} 分布

図 6.6 からも QCD が dominant である事が分かる。OS と SS の $E_{\rm T}^{\rm miss}$ <15 GeV の数は Electron channel で 1962 と 1556、Muon channel で 1415 と 953 であった。ここでモンテカルロの EW 成分 (*Z*+jets) を引くと Electron channel で 1489.6 と 1460.7、Muon channel で 1093.9 と 912.0 と なり、

Electron channel:
$$r_{\text{QCD}} = 1.02 \pm 0.04,$$
 (6.10)

Muon channel :
$$r_{\rm QCD} = 1.20 \pm 0.06$$
, (6.11)

となる。1からの違いを系統誤差とし

Electron channel: $r_{\rm QCD} = 1.00 \pm 0.04 (\text{stat.}) \pm 0.02 (\text{syst.}) = 1.00 \pm 0.04,$ (6.12)

Muon channel: $r_{\text{QCD}} = 1.00 \pm 0.05 (\text{stat.}) \pm 0.20 (\text{syst.}) = 1.00 \pm 0.21.$ (6.13)

ここで Electron channel の統計誤差 0.04 は 1.02 に対する 0.04 の相対的な不定性である。同様に Muon channel の系統誤差 0.05 は 1.20 に対する 0.06 の相対的な不定性である。

6.6.2 $k_{W+\text{jets}}$ および $n_{SS}^{W+\text{jets}}$ の決定

 $r_{W+\text{jets}}$ の1からのズレや $k_{W+\text{jets}}$ の0からのズレは W+jetsイベントの生成過程が gu/gd プロ セスが dominant であることで、Jet の多くがクォーク起源であると考えられるからである。ここで は W+jetsが dominant なコントロール領域から $k_{W+\text{jets}} = r_{W+\text{jets}} - 1$ を決定したい。図 6.7(a) ~ 図 6.7(d) からコントロール領域は (M_T) カットの値を 50 GeV より大きい領域に取れば W+jetsを dominant なものにできると考えられる。



図 6.7: $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ カット後の W+jets における OS と SS の M_{T} 分布

コントロール領域とシグナル領域で $OS \ge SS$ の形に違いが無いことを見るために、 $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$ を要求した後の $OS \ge SS$ の M_T 分布を以下に示す。



(c) OS と SS の Shaphe 比較 (Muon channel)

(d) OS/SS ratio(Muon channel)

図 6.8: E^{miss} カット後 W+jets における OS と SS の M_T の Shape 比較と OS/SS ratio

図 6.8 は $E_{\rm T}^{\rm miss}$ カット後の $W+{ m jets}$ における OS と SS を $M_{\rm T}$ の関数とした比である。おおむね $M_{\rm T}$ に依存せず、分布していると考えられる。

 $k_{W+\text{jets}}$ lt

$$k_{W+\text{jets}} = r_{W+\text{jets}} - 1, \tag{6.14}$$

$$=\frac{n_{\rm OS,\ data}^{\rm M_{\rm T}\ req.} - n_{\rm OS,MC}^{\rm other,M_{\rm T}\ req.}}{n_{\rm SS,\ data}^{\rm M_{\rm T}\ req.} - n_{\rm SS,MC}^{\rm other,M_{\rm T}\ req.}} - 1,\tag{6.15}$$

Electron channel =
$$\frac{831 - 77.3}{385 - 30.4} = 1.12 \pm 0.14,$$
 (6.16)

Muon channel =
$$\frac{1025 - 100.9}{456 - 52.2} = 1.29 \pm 0.15,$$
 (6.17)

式(6.9)を構成する $k_{W+{\rm jets}}\cdot n_{\rm SS}^{W+{\rm jets}}$ を求めるには、

$$k_{W+\text{jets}} \cdot n_{\text{SS}}^{W+\text{jets}} = k_{W+\text{jets}} \times \left(n_{\text{SS,data}}^{\text{M}_{\text{T}}} \text{ req.} - n_{\text{SS,MC}}^{\text{other,M}_{\text{T}}} \text{ req.} \right) \times \frac{n_{\text{SS,MC}}^{W+\text{jets,X}} \text{ req.}}{n_{\text{SS,MC}}^{W+\text{jets,M}_{\text{T}}} \text{ req.}}.$$
(6.18)

ここで最後の項の X req. は $E_{\rm T}^{\rm miss}$, $M_{\rm T}$, $\Sigma \cos \Delta \phi$ などのカットに対応し、 $\Sigma \cos \Delta \phi$ カットの後で、

$$(Electron channel) = 28.8 \pm 3.2, \tag{6.19}$$

(Muon channel) = $36.8 \pm 3.6.$ (6.20)

6.6.3 n^{all}_{SS}の決定

全てのバックグラウンドにおける SS の合計は OS と同じカットクライテリアで実データのシグナ ル領域を用いて算出され、Electron channel で 130、Muon channel で 105 であった。

6.6.4 $k_{\text{other}} \cdot n_{SS}^{\text{other}}$ の決定

式 (6.9) で最後の寄与であるその他のバックグラウンド (Z+jets や $t\bar{t}$, Single top, Di-Boson (WW, WZ, ZZ)) における $k_{\text{other}} \cdot n_{\text{SS}}^{\text{other}}$ は全てモンテカルロサンプルから算出する。以下に結果を示す。誤差は統計 誤差である。

表 6.7: $k_{ m other} \cdot n_{ m SS}^{ m other}$ の結果。					
electron-ch muon-ch					
Z+jets (OS-SS)	48.7 ± 2.2	$60.9 {\pm} 2.5$			
other (OS-SS)	$6.8{\pm}0.7$	$9.0{\pm}0.9$			

6.6.5 結果

以下に Data driven Background estimation による基本的な分布を示す。

図 6.9(a), 図 6.9(b) は各チャンネルにおける Missing $E_{\rm T}$ カット ($E_{\rm T}^{\rm miss} > 20$ GeV) 後の Lepton $P_{\rm T}$ 分布である。どちらの分布もおおむね誤差の範囲で実データを再現できている。



(a) Electron $P_{\rm T}$ 分布 (Electron-channel)

(b) Muon $P_{\rm T}$ 分布 (Muon-channel)

図 6.9: Data driven Background estimation による Missing E_T カット後の Lepton P_T 分布

図 6.10(a), 図 6.10(b) は各チャンネルにおける Missing $E_{\rm T}$ カット ($E_{\rm T}^{\rm miss} > 20$ GeV) 後の Hadronictau $P_{\rm T}$ 分布である。Fake になりやすい高い $P_{\rm T}$ 領域でも良く実データを再現できている。



図 6.10: Data driven Background estimation による Missing E_T カット後の Hadronic-tau P_T 分布

図 6.11(a), 図 6.11(b) は各チャンネルにおける Missing E_T 分布である。どちらの分布も各 Bin で 実データを再現できている。



(a) Missing $E_{\rm T}$ 分布 (Electron-channel)

(b) Missing $E_{\rm T}$ 分布 (Muon-channel)

図 6.11: Data driven Background estimation による Missing E_T カット後の Missing E_T

図 6.12 に Missing E_T カット後の Transverse Mass (M_T) 分布を示す。MC Simulation のみでは生 成断面積等の不定性により実データとの差異が大きく出ているが (図 6.7(a),図 6.7(c))、Data driven Background estimation による分布は W+jets のヤコビアンピークもしっかりと再現し、実データと 良く一致している。



(a) Transverse Mass (M_T) 分布 (Electron-channel)

(b) Transverse Mass (M_T) 分布 (Muon-channel)

図 6.12: Data driven Background estimation による Missing E_T カット後の Transverse Mass (M_T) 分布

次に、図 6.13(a) から図 6.13(d) で Missing E_T カット後の Visible Mass 分布を用いて Data driven Background estimation と MC Simulation の比較を見る。両者を比べると明らかなように、MC Simulation は生成断面積等の不定性により実データとの差異が大きく出ているが、Data driven Background estimation による分布は Shape および normalization を良く再現している。



20 8180 DATA Z(→ττ) nts/ Z(\rightarrow ee or $\mu\mu$) 160 ខ្មី14 Single top 120 w 100 Diboson QCD 80 60 40 200 250 M_{rt} visible [GeV]

(a) Data driven Background estimation による Visible Mass 分布 (Electron-channel)



(b) MC Simulation による Visible Mass 分布 (Electron-channel)



(c) Data driven Background estimation による Visible Mass 分布 (Muon-channel)

(d) MC Simulation による Visible Mass 分布 (Muon-channel)

図 6.13: Data driven Background estimation と MC Simulation の比較 (Missing E_T カット後の Visible Mass 分布)

以下の表 6.8, 表 6.9 に Data driven Background estimation を行った場合の Cut flow を示す。MC Simulation のみで解析を行った表 6.5, 表 6.5 と比較してもより実データを再現していることが読み 取れる。また、先に示したモンテカルロサンプルのみで構成した Visible Mass 分布 (図 6.5(a), 図 6.5(b)) と、後に示す Data driven Background estimation によって構成された図 8.1, 図 8.2 を比較 しても違いは歴然で、モンテカルロサンプルのみでは normalization や分布の shape が合っていない のに対し、SS 法は normalization や shape を再現している。これは QCD や W+jets における生成 断面積の不定性や tau の fake rate の違い、QCD の MC 統計不足などから来ていると考えられる。 今までのさまざまな分布および Cut flow から Data driven Background estimation は良く機能して いると考えられる。

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma\cos\Delta\phi$
W+jets AddOn	487	37.6	28.8
Z+jets (OS-SS)	55.0	49.0	48.7
other (OS-SS)	59.0	7.1	6.8
Same Sign	614	155	130
Total	1215	249	214
Observed	1242	247	207

表 6.8: Data driven Background estimation における Cut flow(electron-ch)。

表 6.9: Data driven Background estimation における Cut flow(muon-ch)。

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma\cos\Delta\phi$
W+jets AddOn	637	49.3	36.8
Z+jets (OS-SS)	71.5	61.4	60.9
other (OS-SS)	62.6	10.4	9.0
Same Sign	698	134	105
Total	1469	255	212
Observed	1482	295	248

第7章 系統誤差

本章では本解析で計上される系統誤差について述べ、表 7.4 にまとめる。系統誤差は大きく分けて 以下の 2 つが挙げられる。

- Data driven Background estimation における不定性
- モンテカルロにおける不定性

7.1 Data driven Background estimation における不定性

まず、Data driven Background estimation における不定性について述べる。最も大きな不定性としては Same-sign component (n_{SS}^{all}) として分類した Same-sign 統計誤差 (9%,10%) と 6.6.1 節で述べたように $E_{T}^{miss} < 15$ GeV をコントロール領域とした QCD における OS/SS の比 (4%,21%) である。6.6.2 節で述べた Add-on component としては、Add-on の統計誤差に相当する $k_{W+jets} \cdot n_{SS}^{W+jets}$ の不定性 (11%,10%) を系統誤差として計上する。また、Add-on の shape n_{SS}^{W+jets} はモンテカルロシミュレーションを用いているため統計誤差 (6.4%,6.1%) も系統誤差として計上するさらに、表 6.8 で示したシグナル領域とコントロール領域における k_{W+jets} の差異 (10%,10%) も系統誤差として考える。

7.2 モンテカルロサンプルにおける不定性

モンテカルロサンプルにおける実データの再現性 (エネルギーや運動量の値など) が完全でないた め、たとえばデータに適応した 20 GeV という値が MC でも同じ 20 GeV であるかどうかに関して 不定性がある。MC データを用いた部分についてはエネルギースケール等の不定性に由来するアクセ プタンスへの影響を以下のように評価した。例えば電子の識別ではカロリメータでのエネルギース ケールにおいて central 領域で 1%, forward 領域で 3% の不定性がある。また、タウやジェットにお けるエネルギースケールの不定性は典型的に 5%, 7% である。モンテカルロサンプルを用いた部分 についてはエネルギースケール等の不定性に由来するアクセプタンスへの影響を以下のように評価 した。結果は表 7.2 と表 7.3 にまとめた。

ここで表 7.2 と表 7.3 における略称およびその不定性の算出方法についてまとめる。

- EES: Electron Energy Scale 電子を行う際にカロリメータでのエネルギースケールにおいて central 領域 ($|\eta| < 1.4$) で 1%, forward 領域 ($1.4 < |\eta| < 2.5$) で 3% の不定性がある。そのため、6.1.1 節で述べた条件を通過 した電子の η 領域によって 1% もしくは 3% をエネルギースケールに加える場合と引く場合で どの程度アクセプタンスが変化するかを調べた。
- EER: Electron Energy Resolution
 電子のエネルギー分解能における不定性は sampling term と constant term の 2 つの不定性が 起因している。そのため、これらの不定性を考慮してガウス分布でエネルギースケールを smear

してアクセプタンスの変化を調べ、分解能に対する不定性を見積もった。以下が sampling term と constant term の不定性である。

|--|

	$ \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 2.5$
sampling term	20%	20%
constant term	100%	400%

- MES: Muon Energy Scale
 1%の不定性があるとしてアクセプタンスの変化を調べた。
- MER: Muon Energy Resolution 以下のような $\sigma(1/P_{\rm T})$ を持つガウス分布で smear した。

$$\sigma(1/P_{\rm T}) = 0.011/P_{\rm T} \oplus 0.00017 \tag{7.1}$$

ここで \oplus は 2 乗和を意味する。第一項はミューオンの多重散乱の効果、第二項は alignment の 効果によるものである。

- TES: hadronic-Tau Energy Scale
 エネルギースケールの不定性は典型的に 5% ~ 7% である。この不定性を考慮してアクセプタンスの変化を調べた。
- TER: hadronic-Tau Energy Resolution 次のような $\sigma(E)$ を持つガウス分布でエネルギースケールを smear させた。

$$\sigma(E) = 0.45 \cdot \sqrt{E} \text{ (for } |\eta| < 3.2)$$
 (7.2)

$$= 0.63 \cdot \sqrt{E} \text{ (for } |\eta| > 3.2) \tag{7.3}$$

- JES: Jet Energy Scale hadronic-Tau Energy Scale と同じ。
- JER: Jet Energy Resolution hadronic-Tau Energy Resolution と同じ。

表 7.2: Energy scale と resolution の不定性 (Electron ch)

	EES	EER	MES	MER	TES	TER	JES	JER	Total
$Z \to \tau \tau + \text{jets}$	0.9%	2.5%	0%	0%	26.5%	1.4%	13.5%	2.4%	29.9%
$Z \rightarrow \mathrm{ee}/\mu\mu + \mathrm{jets}$	41.8%	19.1%	0.3%	0.3%	177.3%	41.0%	43.8%	36.8%	196.2%
ttbar	18.3%	15.7%	14.5%	14.5%	13.5%	16.4%	24.0%	11.0%	46.4%
Single t	5.9%	12.3%	0%	0%	63.1%	5.6%	42.6%	12.6%	78.5%
Diboson	4.3%	1.6%	0%	0%	28.6%	0.6%	22.2%	0.3%	36.5%
Total	3.4%	4.1%	1.2%	1.2%	29.9%	3.7%	15.5%	4.1%	34.6%
$MSSM \ A \ (120 \ \text{GeV}) \to \tau\tau$	8.4%	6.9%	7.3%	7.3%	23.7%	7.0%	14.9%	9.6%	33.9%

	EES	EER	MES	MER	TES	TER	JES	JER	Total
$Z \to \tau \tau + jets$	0.1%	0.1%	1.1%	0.1%	26.1%	0.5%	7.5%	1.3%	27.2%
$Z \rightarrow \mathrm{ee}/\mu\mu + \mathrm{jets}$	0.1%	0.1%	0.4%	0.1%	15.6%	16.1%	12.2%	15.0%	50.9%
ttbar	3.6%	3.6%	5.5%	3.6%	16.8%	2.5%	24.7%	0.3%	31.1%
Single t	0%	0%	24.2%	0%	68.1%	2.9%	97.5%	12.9%	122.1%
Diboson	0%	0%	2.2%	0%	18.9%	2.9%	19.4%	4.6%	27.8%
Total	0.3%	0.3%	1.5%	0.3%	26.4%	1.4%	9.4%	1.9%	28.2%
$MSSM \ A \ (120 \ \text{GeV}) \rightarrow \tau\tau$	7.9%	7.9%	8.5%	7.9%	24.8%	8.1%	12.5%	7.3%	33.9%

表 7.3: Energy scale と resolution の不定性 (Muon ch)

最も大きな不定性は hadronic-Tau Energy Scale (29.9%,26.4%) であるが、これは $Z \rightarrow \tau \tau$ +jets のタウの $P_{\rm T}$ 分布が約 20 GeV 付近にピークを持っているためである。一見、 $Z \rightarrow {\rm ee}/\mu\mu$ +jets の TES で 177.3% と非常に高い不定性を示しているように見えるかもしれないが、表 6.5,表 6.6 を参照 すると、 $Z \rightarrow {\rm ee}/\mu\mu$ +jets の統計数が非常に少なく、Total に比べ $Z \rightarrow {\rm ee}/\mu\mu$ +jets の寄与はごく - 部であることが分かる。やはり、統計も多く不定性が大きい $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets の hadronic-Tau Energy Scale が主な寄与である。

	Uncertainty			
Source	Electron channel	Muon channel		
Smame-sign component (r	$n_{\rm SS}^{\rm all}$)			
Same-sign 統計誤差	9%	10%		
QCD OS/SS 比	4%	21%		
Add-on component $(k_{W+jets} \cdot r)$	$n_{\rm SS}^{W+\rm jets}$)			
$\operatorname{Add-on}$ の統計誤差 $n_{\operatorname{SS}}^{W+\operatorname{jets}}$	6.4%	6.1%		
$ m OS/SS-1$ の統計誤差 $k_{W+ m jets}$	13%	12%		
シグナル領域とコントロール領域における $k_{W+ ext{jets}}$ の差異	10%	10%		
Acceptance due to MC mod	leling			
モンテカルロの統計誤差	表 6.5	表 6.6		
Electron Energy Scale	表 7.2	表 7.3		
Electron Energy Resolution	表 7.2	表 7.3		
Muon Energy Scale	表 7.2	表 7.3		
Muon Energy Resolution	表 7.2	表 7.3		
Hadronic-Tau Energy Scale	表 7.2	表 7.3		
Hadronic-Tau Energy Resolution	表 7.2	表 7.3		
Jet Energy Scale	表 7.2	表 7.3		
Jet Energy Resolution	表 7.2	表 7.3		
$ ext{Signal}, Z, tar{t}$ における断面積の理論的不定性	15%,4%,6%	15%,4%,6%		
Luminosity	11%	11%		

表 7.4: Sysytematics

第8章 結果

8.1 2010年 ($\mathcal{L}=35.2 \mathrm{pb}^{-1}$)の結果

本解析における結果を以下の表にまとめる。Totalの欄には第7章で議論した系統誤差も合わせて示す。

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma\cos\Delta\phi$			
W+jets AddOn	487	37.6	28.8			
Z+jets (OS-SS)	55.0	49.0	48.7			
other $(OS-SS)$	59.0	7.1	6.8			
Same Sign	614	155	130			
Total	$1215{\pm}97$	249 ± 20	$214{\pm}17$			
Observed	1242	247	207			

表 8.1: Electron channel における最終的な Cut flow。

表 8.2: Muon channel における最終的な Cut flow。

	Missing $E_{\rm T}$	Transverse Mass	$\Sigma \cos \Delta \phi$
W+jets AddOn	637	49.3	36.8
Z+jets (OS-SS)	71.5	61.4	60.9
other $(OS-SS)$	62.6	10.4	9.0
Same Sign	698	134	105
Total	$1469{\pm}191$	255 ± 33	212 ± 28
Observed	1482	295	248

今回の結果では標準理論のバックグラウンドの系統誤差と観測された実データの統計誤差の範囲 で一致しており、MSSM Higgs の兆候は見られない。

次に本解析で得られた $\Sigma \cos \Delta \phi$ のカットを行った後の Visible Mass 分布を示す。



図 8.1: Visible Mass (electron ch): $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布



図 8.2: Visible Mass (muon ch): $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布

灰色で表わした部分が $M_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 20$ での MSSM h/H/A シグナルである。このパ ラメータセットはまだ Tevatron および LEP でも exclude されていない。観測したイベント数はバッ クグラウンドの見積もりと不定性の範囲で一致しており、MSSM ヒッグス粒子の兆候はまだ見られ ない。これらの図から本解析における主なバックグラウンドは QCD イベントであることが分かる。 なぜなら、まず緑で示した Same Sign (SS) には主に QCD イベントのほぼ全てと W+jets の一部の 寄与が含まれる。この SS イベント中の W+jets の数と赤で示した W+jets AddOn の数のオーダー は同じであるから (6.6.2 節)、緑 (Same Sign) から赤 (W+jets AddOn) を引いた分だけ QCD イベ ントが残っていると考えられる。したがって、QCD イベントが主なバックグラウンドと言える。し かし、QCD イベントは電子およびミューオンの Isolation を厳しくすることでさらなる除去が可能 であるため、今後さらに S/N 比を向上できると期待される。

8.2 Exclusion および Discovery の算出方法

本解析では各 M_A についてシグナル領域を定義して、最終的にシグナル領域に残ったイベント数 を用いて Exclusion および Discovery 領域を決定する。ここでは、ポアソン分布に基づいた確率分布 から Confidence Level を見積もる手法を用いる。ポアソン分布は一般に 1 個のパラメータ、分布の 平均 μ (分散も μ になる) で記述できる。ある観測数 n が起こる確率は

$$P(n,\mu) = \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!}$$
(8.1)

である。したがって、あるモデル (シグナル数 s) でバックグラウンド数 b の下で観測数あるいはそ れ以下のイベント数を得る確率は

$$\sum_{0 \le d \le n} P(d, s+b) = \sum_{0 \le d \le n} \frac{e^{-s+b}(s+b)^d}{d!}$$
(8.2)

となる。これを

$$CL_{s+b} = \sum_{0 \le d \le X} P(d, s+b)$$
(8.3)

とする。同様に、バックグラウンドのみのモデルの場合、バックグラウンド数 b のみ (式 (8.3) で s=0) で記述でき、それを $CL_{\rm b}$ とする。

Discovery については、 CL_b を用いて、実データの場合は観測数、MCデータを使った期待値を出す場合 はシグナルも含めた場合の確率分布の median が $1-CL_b < 5.7 \times 10^{-7}$ を満たすとき Discovery (5sigma) とする (図 8.3)。Exclusion については、単純にはシグナルも含めた CL_{s+b} が、実データの場合 は観測数、MC データを使った期待値を出す場合はバックグラウンドのみの確率分布の median が $CL_{s+b} < 0.05$ を満たすとき 95% Confidence Level でそのシグナルモデルを排除 (Exclusion) したと する (図 8.4)。しかしながら、期待されるバックグラウンドそのものが少ないの場合、誤ってモデル を排除する可能性が指摘されており、 CL_b で規格化した $CL_s=CL_{s+b}/CL_b$ を使うことも提案され ている [32]。ここではこの規格化した CL_s を使った。実際の計算では算出した不定性 (第7章)を考 慮するため、ガウシアンを用いてポアソン分布を Smear した。この詳細は付録 A を参照していただ きたい。



図 8.3: Discovery の概念図: 観測された数 (obs) がバックグラウンド数 (B) を中心とした分布の上 限 5.7×10⁻⁵% 以内に入る場合を Discovery (5sigma) とする。



図 8.4: Exclude の概念図: 観測された数 (obs) がシグナルとバックグラウンドの合計 (S+B) を中心 とした分布の下限 5% 以内に入る場合を Exlude とする。

本解析では Discovery および Exclusion の議論をする際、Tree Level な MSSM のパラメータである $M_A \ge \tan \beta$ を軸に取った図を用いる。今回用いたシグナルサンプルは全て $\tan \beta = 20$ であるが、表 5.1 と表 5.2 から $\tan \beta$ が 2 倍になると断面積 (σ) としては 4 倍になっているように、 $\tan \beta$ とヒッ グスの断面積の間には以下の関係が成り立つとしてその他の $\tan \beta$ へ外挿し、95% Confidence Level になる点を見積もった。

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{\tan\beta_1}{\tan\beta_2}\right)^2 \tag{8.4}$$

また、MCデータを用いた期待値を算出する際は次のような擬実験を行い、その不定性も見積も る。まず、バックグラウンドの数はガウス分布に従うとし、その平均値は本解析で得られたバックグ ラウンド数、揺らぎは統計誤差と系統誤差の二乗平均とする。シグナルはポワソン分布を系統誤差 を考慮したガウス分布で smear して擬実験を行うべきだが、本解析ではバックグラウンド同様のガ ウス分布に従うとする。シグナルおよびバックグラウンドを一様乱数でガウス分布のいずれかの点 に振ったあと、 CL_b または CL_s を計算する。本解析ではこの擬実験を 1000 回繰り返し、得られた 95% Confidence Level となる $\tan \beta$ の分布において、その中心を基準にして左右に 68.2% となる点 を 1sigma、95.4% になる点を 2sigma とする。

8.3 2010年の実データでの M_A および $\tan\beta$ への制限

最終的なシグナル領域は Visible Mass を用いて決定する。具体的には $\Sigma \cos \Delta \phi$ カット後の Visible Mass 分布において、各 M_A ごとにシグナルとバックグラウンドの比 S/N が最大となる領域を 1GeV Bin で Scan して決定する。表 8.3 に本解析で得られた各 M_A ごとのシグナル領域における結果をま とめる。

衣 0.3: 古 MA Cのシフノル領域にのりる結果										
	Electron channel			Muon channel						
$M_A \ [GeV]$	Observed	Signal	BG	Observed	Signal	BG				
90	109	7.1	103.5	103	7.9	102.2				
100	122	6.6	117.0	120	8.4	124.0				
110	135	7.5	130.0	118	7.6	114.2				
120	104	5.9	95.1	118	6.4	89.2				
130	79	4.9	77.6	104	6.0	100.3				
140	84	4.6	79.1	98	5.2	96.4				
150	86	4.0	83.1	109	4.9	105.8				
170	95	3.4	91.7	101	3.9	93.5				
200	85	2.3	88.8	68	2.3	65.9				
250	80	1.2	65.9	59	1.1	51.3				
300	82	0.7	91.7	34	0.4	28.8				

表 8.3: 各 M_A でのシグナル領域における結果

第7章で議論した系統誤差を考慮し、得られた Exclusion の結果が以下の表 8.4, 図 8.5

		Expected Limits						
GeV	Observed Limits	-2σ	-1σ	median	$+1\sigma$	$+2\sigma$		
90	35.5	25.2	28.1	32.8	40.3	56.5		
100	36.4	26.0	29.5	35.1	43.6	53.7		
110	37.8	26.5	29.8	34.8	43.2	57.2		
120	47.4	25.8	29.4	34.8	44.2	60.2		
130	39.1	26.9	30.5	36.5	45.8	65.6		
140	42.0	28.1	31.9	38.3	49.0	66.9		
150	44.7	30.4	34.8	41.3	52.3	74.1		
170	50.7	32.5	37.3	44.1	55.1	76.7		
200	53.8	36.4	43.0	51.9	66.4	94.0		
250	60.4	43.7	53.3	65.5	89.3	143.2		
300	78.7	53.0	64.3	79.9	109.1	164.3		

表 8.4: 95% confidence limits



図 8.5: 2010 年の実データで Exclusion 可能な領域:100 GeV<M_A <110 GeV, M_A >200 GeV の領域において Tevatron および LEP の結果を上回る制限を与えることができた。

2010年の実データで低いヒッグス質量 100 GeV<M_A <110 GeV で、そして M_A >200 GeV の領域において Tevatron および LEP の結果を大きく上回る制限を与えることができた。

8.4 2011年の実データ ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$)における展望

2011年には 7TeV ないし 8TeV の重心系エネルギーで数 fb^{-1} のデータ量取得が見込まれている。 最大で 5fb⁻¹程度まで期待できるが、ここでは $\sqrt{s}=7$ TeV、 $\mathcal{L}=1$ fb⁻¹で期待される結果について考 える。期待値の中心値については現在の結果、つまり、同じイベントセレクションで同じパフォーマンスを仮定する。その中心値に対する不定性(系統誤差)については、バッググラウンドについては現在と同じ Electron-channel で 8%, Muon-channel で 13%とし、シグナルについては検出器などの理解が進みタウやジェットのエネルギースケールの不定性が改善されると考え 20% を仮定する。また、1fb⁻¹ では 2010 年の 30 倍程度統計数が向上するため、シグナルとバックグラウンドはガウス分布であると仮定し議論する。シグナルの数を S、バックグラウンドの数を B とすると、

- Discovery : Significance = S/\sqrt{B}
- Exclude : Significance = $S/\sqrt{S+B}$

と Significance を算出し、Discovery では Significance>5, Eclude では Significance>1.64 をそれぞ れの Limit とする。

8.4.1 Exclusion plot

図 8.7 に 2011 年データで Exclude 可能と予想される領域を示している。M_Aのほぼ全ての領域で LHC (2010 年)の結果と Tevatron の既存の結果を大きく更新する可能性がある。統計誤差のみの見 積もりと比べて、大きく感度を失っていることが分かる。解析における系統誤差をいかに減らすこと ができるかで、その結果が大きく変わる。



図 8.6: 2011 年データで Exclusion 可能と予想される領域

8.4.2 Discovery Potential

図 8.7 に 2011 年データで Discovery 可能 (5sigma) と何らかの兆候が見えるであろうと予想される 領域 (3sigma) を示している。2010 年の結果で Exclude した領域を出るまでの結果は得られなかっ た。ただ、統計誤差のみの見積もりと比べて、大きく感度を失っていることも見て取れる。解析にお ける系統誤差をいかに減らすことができるかで、発見の可能性が変わる。



図 8.7: 2011 年データで Discovery 可能と予想される領域

第9章 まとめ

LHC-ATLAS 実験において 2010 年に取得された実データ ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}=35.2 \text{ pb}^{-1}$)を用いて、 MSSM ヒッグスがタウレプトン対に崩壊し、一方が電子またはミューオンに、他方はハドロニック に崩壊するモード ($h/H/A \rightarrow \tau_{lepton} \tau_{hadron}$) について探索を行った。

シミュレーションの再現性にも限界があることや、QCD のような生成断面積の多いバックグラウンドに対して十分な統計量のモンテカルロイベントを生成することは Luminosity が高くなってきた今日の LHC では事実上不可能であるため、Data driven background estimation が必要である。本解析では Fake 由来のバックグラウンド、つまり、主に QCD jets と W+jets の成分を Same Sign charge イベントの実データから見積もる SS 法を行った。

主に QCD jets を落とすためのカットとして Missing E_T カットを、W+jets と $t\bar{t}$ を落とすために Transverse Mass, $\Sigma \cos \Delta \phi$ カットを適応し、バックグラウンドの除去を行った。SS 法によるバック グラウンドの見積もりは、Lepton P_T や Missing E_T などのさまざまな分布において実データと良い 一致を示していた。現在の解析で主なバックグラウンドは QCD イベントであることも分かった。今後、レプトンの Isolation を厳しくするなどして、さらに S/N 比を改善できると期待できる。また、 観測したイベント数はバックグラウンドの見積もりと不定性の範囲で一致しており、MSSM ヒッグ スの兆候はまだ見られない。

本研究では 100 GeV<M_A <110 GeV と M_A >200 GeV の領域において既存の結果を上回る制限を 与えることができた。また、2011 年の予測においては既存の結果を大きく上回り、系統誤差をいか に減らせるかで、発見の可能性が大きく変わることが分かった。

付録A Limitの算出方法

本研究では Exclusion および Discovery 領域を CL_s 法を使って見積もる。以下にその定義と不定 性を含む場合の計算について述べる。

A.1 Confidence Level の定義

ここでは、シグナル、バックグラウンド、データはポアソン分布で表わされるとする。ポアソン分布は一般に1個のパラメータ、分布の平均 μ (分散も μ になる) で記述できる。ある観測数 n が起こる確率は

$$\mathbf{P}(\mathbf{n},\mu) = \frac{\mathrm{e}^{-\mu}\mu^{\mathbf{n}}}{\mathbf{n}!} \tag{A.1}$$

である。したがって、あるモデル (シグナル数 s) でバックグラウンド数 b の下で観測数あるいはそれ以下のイベント数を得る確率は

$$\sum_{0 \le d \le n} P(d, s + b) = \sum_{0 \le d \le n} \frac{e^{-s + b}(s + b)^d}{d!}$$
(A.2)

となる。これを

$$CL_{s+b} = \sum_{0 \le d \le X} P(d, s+b)$$
(A.3)

と定義する。同様に、バックグラウンドのみのモデルの場合、バックグラウンド数 b のみ (s=0) で 記述でき、それを $CL_{\rm b}$ とする。

$$CL_{\rm b} = \sum_{0 \le {\rm d} \le X} \mathcal{P}({\rm d}, {\rm b}) \tag{A.4}$$

Discovery については、 CL_b を用いて、実データの場合は観測数、MCデータを使った期待値を出す場合 はシグナルも含めた場合の確率分布の median が $1-CL_b < 5.7 \times 10^{-7}$ を満たすとき Discovery (5sigma) とする。Exclusion については、単純にはシグナルも含めた CL_{s+b} が、実データの場合は観測数、 MCデータを使った期待値を出す場合はバックグラウンドのみの確率分布の中心値が $CL_{s+b} < 0.05$ を満たすとき 95% Confidence Level でそのシグナルのモデルを排除 (Exclusion) したとする。しか しながら、期待されるバックグラウンドそのものが少ないの場合、誤ってモデルを排除する可能性が 指摘されており、 CL_b で規格化した

$$CL_{\rm s} = \frac{CL_{\rm s+b}}{CL_{\rm b}} \tag{A.5}$$

を使うことも提案されている。ここではこの規格化した CL_sを使った。

A.2 不定性の考慮

実際に*CL*s法で計算する場合、実験の不定性についても考慮しなければならない。以下のように ガウシアンを用いてポアソン分布をSmear することで計算する。

$$P(n,s+b) = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^n}{n!}$$
(A.6)

$$\rightarrow \frac{\int_0^\infty d\mathbf{s}' \int_0^\infty d\mathbf{b}' g(\mathbf{s}' - \mathbf{s}, \sigma_{\mathbf{s}}) g(\mathbf{b}' - \mathbf{b}, \sigma_{\mathbf{b}}) \mathbf{P}(\mathbf{n}, \mathbf{s} + \mathbf{b})(\mathbf{s} + \mathbf{b})}{\int_0^\infty d\mathbf{s}' \int_0^\infty d\mathbf{b}' g(\mathbf{s}' - \mathbf{s}, \sigma_{\mathbf{s}}) g(\mathbf{b}' - \mathbf{b}, \sigma_{\mathbf{b}})}$$
(A.7)

ここで、 $g(x,\sigma)$ は中心値x,分散 σ のガウス分布である。

$$g(x,\sigma)\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}}\mathrm{e}^{-(\frac{x}{\sqrt{2\pi\sigma}})^2} \tag{A.8}$$

参考文献

- [1] DONUT Collaboration, Observation of tau neutrino interactions, Phys. Lett. B504 (2001).
- [2] The ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, Physics Letters B 565 (2003) 61?75.
- [3] The CDF Collaboration, The D0 Collaboration, the Tevatron New Physics, Higgs Working Group, Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb⁻¹ of Data, hep-ph/1007.4587v1.
- [4] S. P. Martin, A Supersymmetry Primer, arXiv:hep-ph/9709356
- [5] K. Nakamura and Particle Data Group 2010, *Review of Particle Physics*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021.
- [6] U. Amadali et al., Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics, Phys. Lett. B281 (1992) 374.
- [7] The ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP, Eur. Phys. J. C 47, 547 (2006).
- [8] The CDF Collaboration, The D0 Collaboration, the Tevatron New Physics, Higgs Working Group, Combined CDF and D0 upper limits on MSSM Higgs boson production in tau-tau final states with up to 2.2 fb⁻¹ of data, hep-ph/1003.3363v3.
- [9] ATLAS Collaboration, ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report Volume II. CERN/LHCC/99-15 ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [10] The ATLAS Collaboration, Luminosity Determination Using ATLAS Detector, ATLAS-COM-CONF-2010-062.
- [11] S. van der Meer, CALIBRATION OF THE EFFECTIVE BEAM HEIGHT IN THE ISR, CERN-ISR-PO-68-31(1968).
- [12] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework
- [13] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., GEANT4 a simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250.
- [14] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Simulation Infrastructure*, ATLAS-SOFT-2010-01-004, submitted to Eur. Phys. J. C., arXiv:1005.4568.
- [15] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, The anti- k_T jet clustering algorithm, JHEP 04(2008) 063
- [16] The ATLFAST Validation Task Force and D.Cavalli et al., Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST. ATL-PHYS-INT-2007-005

- [17] M. L. Mangano et al., ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, JHEP 07 (203)001.
- [18] J. Alwall et al., Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions, Eur Phys. J. C53(2008) 473, arxiv:0706.2569.
- [19] T.Sjostrand, S.Mrenna and P.Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006)026.
- [20] T. Gleisberg, et al., Event generation with SHERPA 1.1, JHEP 02 (2009) 007.
- [21] S. Frixione and B. R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, JHEP 06 (2002) 029, hep-ph/0204244
- [22] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, and M. Kramer, Gluon-induced W-boson pair production at the LHC, JHEP 12 (2006) 046.
- [23] G. Corcella et al., *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP 01 (2001) 010.
- [24] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA, Z. Phys. C72 (1996) 637.
- [25] The ATLAS collaboration, Charged particle multiplicities in p p interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV in a diffractive limited phase-space measured with the ATLAS detector at the LHC and new PYTHIA6 tune, ATLAS-CONF-2010-031
- [26] 浅井祥仁 LHC の為の SUSY/Higgs/余剰次元 講座 (2009 年版)
- [27] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, Suggestions for benchmark scenarios for MSSM Higgs boson searches at hadron colliders, Eur. Phys. J. C26 (2003) 601-607, hep-ph/0202167.
- [28] W. Lampl et al., Calolimeter Clustering Algolithms : Description and Perfomance, ATL-LARG-PUB-2009-002.
- [29] The ATLAS Collaboration, Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV, ATLAS-CONF-2010-038.
- [30] The ATLAS Collaboration, Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and measured with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2010-056.
- [31] K. Nakamura, J. Tanaka et al., Data-driven background estimation for the $H \to \tau^+ \tau^- \to l\tau_h$ search at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2010-096
- [32] T. Junk, Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics, NIM in Physics Research A 434 (1999) 435-443

謝辞

指導教員である川本辰男准教授にはお忙しい中、研究のご指導はもちろん、さまざまなことに対し て議論をさせていただきました。大変感謝しております。ありがとうございました。

素粒子物理国際研究センターの田中純一准教授と中村浩二氏には研究のいろはを一からご指導いた だきました。お二人のご協力がなければ本研究は行えませんでした。すばらしいテーマで研究を行う ことができました。ありがとうございました。

浅井祥仁准教授には毎週のミーティングでのアドバイスや勉強会において熱心なご指導をいただき ました。小林富雄教授にはすばらしい研究環境を与えていただきました。難波俊雄助教には論文輪講 をはじめ、さまざまな場面でご指導をいただきました。ありがとうございました。

また、寺師弘二助教、金谷奈央子助教をはじめ CERN 滞在の諸先生方・先輩方には多くの場面でア ドバイスをいただきました。真下哲郎准教授には ICEPP の計算機環境を整えていただきました。秘 書の安蒜律子さん、塩田雅子さん、森田智恵子さん、鈴木恵美さん、片岡直子さんにはさまざまな事 務手続きを行っていただき、研究を円滑に進めることができました。ありがとうございました。

KEK の今里純名誉教授をはじめ、TREK 実験のみなさまにはカナダでのビームテストなど貴重な経験を与えていただき、多くのご指導をしていただきました。ありがとうございました。

同期の吉原圭亮くん、佐々木雄一くん、宮崎彬くん、コーキムシアンくん、風間慎吾くん、神谷隆 之くん、二ノ宮陽一くん、藤井祐樹くん、山口洋一くん、飯山悠太郎くんとは多くの時間を共有し、 さまざまな議論ができました。物理に熱く、個性豊かな同期に恵まれました。本当にありがとう。 石田明さん、後藤嵩史くん、田中薫くんをはじめ、多くの先輩方・後輩にお世話になりました。あり がとうございました。

ここに、挙げきれなかった方も研究をはじめ多くの場面でお世話になりました。ありがとうございました。

最後に、私の研究を常に応援してくれた家族には感謝の言葉しかありません。ありがとう。