

修士論文

LHC-ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の

$t\bar{t}H$ 生成過程の探索

Search for $t\bar{t}H$ production

at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector

大川 真耶

(物理学専攻)

修士論文

東京大学大学院理学系研究科

2014 年 2 月 5 日

概要

$t\bar{t}$ 随伴生成過程は top quark と Higgs 粒子の湯川結合を測定する上で重要なチャンネルである. 本論文では, 2012 年に LHC-ATLAS 実験で取得された 20.3 fb^{-1} のデータを使用し, $t\bar{t}$ 随伴生成を経て 2 つの W ボソンに崩壊する過程 ($t\bar{t}H, H \rightarrow WW$) を用いてヒッグス粒子の探索を行った. $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 過程のうち同符号 (Same Sign) 2 lepton (electron, muon) チャンネルに焦点を当てた. 感度向上のため lepton flavor, Jet の本数, b-jet の本数ごとにチャンネルを分割し, 各々のチャンネルで独立に背景事象の見積もりを行った. 各チャンネルにおいて背景事象の見積もりと観測されたデータに比較を行ったところ, 統計的に有意なデータの超過は観測されなかった. 背景事象数, 信号事象数の見積もりから系統誤差を考慮した発見感度を算出した. 質量 125 GeV での規格化した生成断面積の上限値は 11.9 (期待値は 10.8) であり, 125 GeV の Higgs 粒子に対して生成断面積の 11.9 倍以上を棄却した. また観測されたシグナルの強さを示すパラメータ (μ) は 3.0 ± 5.3 で, 標準模型と無矛盾であった.

目次

第1章 序論	1
1.1 標準理論	1
1.1.1 Higgs 機構	3
1.1.2 トップ湯川結合	6
1.2 LHC 実験における Higgs 粒子	6
1.2.1 Higgs 粒子の生成過程	6
1.2.2 Higgs 粒子の崩壊過程	8
1.3 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 解析の概要	10
第2章 LHC-ATLAS 実験	15
2.1 LHC 加速器	15
2.2 ATLAS 検出器	18
2.2.1 内部飛跡検出器	19
2.2.2 カロリメータ	21
2.2.3 ミューオン検出器	25
2.2.4 Magnet システム	28
2.3 トリガーシステム	30
2.3.1 Level-1 trigger(LVL1)	30
2.3.2 Level-2 trigger(LVL2)	31
2.3.3 Event Filter(EF)	32
2.4 オブジェクト再構成	33
第3章 データと MC サンプル	41
3.1 データサンプル	41
3.2 MC サンプル	41
第4章 解析	46
4.1 オブジェクトの選択	46
4.2 事象選択	48

4.3	背景事象	62
4.4	背景事象の見積もり	65
4.4.1	Real Same Sign leptons	65
4.4.2	Charge mis-ID 背景事象	65
4.4.3	fake lepton 背景事象	69
4.4.4	Validation	74
4.5	系統誤差	91
4.5.1	MC 由来の系統誤差	91
4.5.2	Charge mis-ID 背景事象の系統誤差	92
4.5.3	fake lepton 背景事象の系統誤差	93
4.5.4	系統誤差のリスト	94
第 5 章	結果と考察	95
5.1	データと背景事象の見積もりの比較	95
5.2	Limit	100
5.2.1	CL_s 法	100
5.2.2	Higgs 粒子の生成断面積上限値	102
5.2.3	信号強度 (Signal strength)	104
5.3	今後の展望	104
第 6 章	結論	105

表 目 次

1.1 W の崩壊分岐比 [13]	11
1.2 信号領域 (SR)、コントロール領域 (CR) の定義	14
2.1 LHC 加速器の主要な設計値と 2011-2012 年の実装値	16
2.2 主な lepton trigger	32
3.1 信号の MC サンプル	44
3.2 背景事象 MC サンプル	44
3.3 Valiation の際に用いる MC サンプル	45
4.1 Electron preselectron	46
4.2 Muon preselectron	47
4.3 Jet preselectron	48
4.4 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ Same Sign 2 lepton チャンネル事象選択	49
4.5 本解析で用いた trigger の種類と名称	49
4.6 $t\bar{t}$ MC サンプル (MC@NLO, lepton フィルター) の truth 情報を用いて見積もった Fake Electron の起源. 2つの lepton のうち fake または Charge mis-ID Electron の 情報のみ示している.	65
4.7 Charge mis-ID rate の照合に用いた MC サンプル	67
4.8 サイドバンド法で用いる A, B, C 領域の定義	67
4.9 3つのコントロール領域における real electron の寄与	71
4.10 変数依存性	75
4.11 CR で期待される事象数と観測された事象数 ($\mu\mu$ チャンネル)	86
4.12 CR で期待される事象数と観測された事象数 (μe チャンネル)	86
4.13 CR で期待される事象数と観測された事象数 ($e\mu$ チャンネル)	86
4.14 CR で期待される事象数と観測された事象数 (ee チャンネル)	87
4.15 背景事象 MC サンプル由来の系統誤差	94
4.16 信号 MC サンプル由来の系統誤差	94

5.1	SR で期待される事象数と観測された事象数 ($\mu\mu$ チャンネル)	95
5.2	SR で期待される事象数と観測された事象数 (μe チャンネル)	95
5.3	SR で期待される事象数と観測された事象数 ($e\mu$ チャンネル)	95
5.4	SR で期待される事象数と観測された事象数 (ee チャンネル)	96
5.5	$\mu\mu, \mu e, e\mu, ee$ チャンネルにおける Limit とそれらを結合して算出した Limit(95 % C.L.). Higgs 粒子の質量として $m_H = 125$ GeV を仮定した	103
5.6	$\mu\mu, \mu e, e\mu, ee$ チャンネルにおける Limit とそれらを結合して算出した Limit(95 % C.L.). Higgs 粒子の質量として $m_H = 125$ GeV を仮定した	103
1	signal MC サンプル	111
2	背景事象 MC サンプル	112
3	Valiation の際に用いる MC サンプル	113

目 次

1.1	素粒子の一覧	1
1.2	R_Φ , L_Φ 空間におけるヒッグスポテンシャル [3]	4
1.3	LHC 実験における主な Higgs 粒子の生成過程 (a)gluon 融合過程, (b) ベクター ボソン融合過程, (c) ベクターボソン付随生成過程, (d) $t\bar{t}$ 付随生成過程	7
1.4	Higgs 粒子の散乱断面積	7
1.5	Higgs 粒子の崩壊過程のファインマンダイアグラム (a) 2つのフェルミオンへの崩 壊 (b) 2つの photon への崩壊 (c) 2つのボソンへの崩壊	8
1.6	$H \rightarrow WW$ 崩壊過程のファインマンダイアグラム	8
1.7	Higgs 粒子の崩壊分岐比	9
1.8	$t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW$ 過程のファインマンダイアグラム	10
1.9	4つの W の崩壊過程を示すファインマンダイアグラム (a)Fully hadronic, (b)Mostly hadronic (c)Semi-leptonic/hadronic, (d)Mostly leptonic, (e) Fully leptonic	12
1.10	Intro: $t\bar{t}HWW:WWWW$	13
1.11	2lepton チャンネルのトポロジー (左が Same Sign 2 lepton チャンネル, 右が異符 号 2lepton チャンネル)	13
2.1	LHC 加速器	15
2.2	2010 年度の日別積分ルミノシティ	16
2.3	2011-2012 年度の日別積分ルミノシティ	16
2.4	2010-2012 年の日別瞬間ルミノシティ	17
2.5	2010-2012 年の日別 Pile-up	17
2.6	ATLAS 検出器の概略図	18
2.7	内部飛跡検出器の概略図	19
2.8	内部飛跡検出器のバレル部分	19
2.9	内部飛跡検出器のエンドキャップ部, バレル部 (2つの track は $\eta=1.4$, $\eta=2.2$ に対 応している.)	20
2.10	カロリメータの断面模型図 [20]	22
2.11	電磁カロリメータのアカーディオオン構造	23

2.12 電磁カロリメータのバレル部の断面図	23
2.13 タイルカロリメータの形状	24
2.14 タイルカロリメータのモジュールの構造	24
2.15 ミューオン検出器の概念図	26
2.16 バレル部ミューオン検出器の $\phi(x-y)$ 断面図	27
2.17 ミューオン検出器の $z-y$ 断面図	27
2.18 Magnet 巻線の形状	29
2.19 ソレノイド磁石の外観	29
2.20 エンドキャップ部におけるトロイド磁石の外観	30
2.21 Trigger System	31
2.22 StandAlone muon, Combined muon, StandAlone muon の再構成効率の η 依存性	36
2.23 b-quark 由来の Jet と light jet/gluon jet の模式図右上の円錐が b-quark 由来の Jet, 左と下の円錐がそれぞれ light jet, gluon jet である [34]	37
2.24 MV1($\epsilon_b = 70\%$) の b-tag 効率	39
4.1 N_{jet} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	50
4.2 N_{bjet} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	50
4.3 信号領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	50
4.4 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	51
4.5 信号領域における p_{Tlep1} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	51
4.6 信号領域における p_{Tlep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	52
4.7 N_{jet} 分布 (μe チャンネル)	53
4.8 N_{bjet} 分布 (μe チャンネル)	53
4.9 信号領域における H_T 分布 (μe チャンネル)	53
4.10 信号領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)	54
4.11 信号領域における p_{Tlep1} 分布 (μe チャンネル)	54
4.12 信号領域における p_{Tlep2} 分布 (μe チャンネル)	55
4.13 N_{jet} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	56
4.14 N_{bjet} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	56
4.15 信号領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)	56
4.16 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	57
4.17 信号領域における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	57
4.18 信号領域における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	58

4.19 信号領域における H_T 分布 (ee チャンネル)	59
4.20 信号領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)	59
4.21 N_{jet} 分布 (ee チャンネル)	60
4.22 N_{bjet} 分布 (ee チャンネル)	60
4.23 信号領域における p_{Tlep1} 分布 (ee チャンネル)	60
4.24 信号領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)	61
4.25 本物の同符号 lepton 背景事象のファインマンダイアグラム (a) WZ , (b) ZZ , (c) $t\bar{t}W$, (d) $t\bar{t}Z$	63
4.26 electron のエネルギーに対する単位放射長あたりのエネルギー損失 [57]	63
4.27 内部飛跡検出器内の物質量の η 依存性 [58]	63
4.28 制動放射と photon conversion の模式図	64
4.29 同符号 (上), 異符号 (下) の electron ペアの不变質量分布 (平行線はサイドバンド法 で用いる 3 つの領域の境界線に対応している)	67
4.30 electron Charge mis-ID rate	68
4.31 electron real efficiency	70
4.32 muon real efficiency	70
4.33 E_T^{miss} 分布	71
4.34 M_T 分布	71
4.35 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の electron p_T 依存性	72
4.36 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, jet})$ 依存性	72
4.37 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, bjet})$ 依存性	72
4.38 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{jet} 依存性	73
4.39 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{bjet} 依存性	73
4.40 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{jet} 依存性	73
4.41 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{bjet} 依存性	73
4.42 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, Jet})$ 依存性	74
4.43 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, b-jet})$ 依存性	74
4.44 l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の electron p_T 依存性	74
4.45 Z+jets データサンプルで測定した electron Fake Rate	75
4.46 dijets データサンプルで測定した muon fake rate の muon p_T 依存性	75
4.47 dijets データサンプルで測定した muon fake rate の $\Delta R(\text{muon, Jet})$ 依存性	76
4.48 dijets データサンプルで測定した muon fake rate の $\Delta R(\text{muon, b-jet})$ 依存性	76
4.49 異なるコントロール領域で測定した electron fake rate 同士の比較	76

4.50 異なる b-tag Operating Point を用いて測定した fake rate	76
4.51 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	77
4.52 Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	77
4.53 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	78
4.54 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	78
4.55 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (μe チャンネル)	79
4.56 Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)	80
4.57 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 (μe チャンネル)	80
4.58 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (μe チャンネル)	81
4.59 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)	81
4.60 Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	82
4.61 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	82
4.62 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	83
4.63 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)	83
4.64 Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)	84
4.65 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 (ee チャンネル)	84
4.66 Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)	85
4.67 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	87
4.68 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (μe チャンネル)	88
4.69 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)	88
4.70 Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)	89
4.71 N_{jet} コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)	89
4.72 N_{jet} コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)	90
4.73 2種類の方法で測定した Charge mis-ID rate の比較	93
4.74 $t\bar{t}$, Z+jets の MC シミュレーション同士の比較	93
5.1 信号領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	96
5.2 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	96
5.3 信号領域における H_T 分布 (μe チャンネル)	97
5.4 信号領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)	97
5.5 信号領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)	98
5.6 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	98
5.7 信号領域における H_T 分布 (ee チャンネル)	99

5.8	信号領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)	99
5.9	Higgs 粒子の生成断面積に対する棄却領域 (95 % C.L.)	102
1	N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	116
2	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	116
3	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	117
4	N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	117
5	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	118
6	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	118
7	N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 (μe チャンネル)	119
8	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (μe チャンネル)	120
9	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (μe チャンネル)	120
10	N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 (ee チャンネル)	121
11	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (ee チャンネル)	121
12	N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (ee チャンネル)	122
13	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	123
14	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)	124
15	Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)	124
16	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 (μe チャンネル)	125
17	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (μe チャンネル)	125
18	Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	126
19	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	127
20	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	127
21	Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)	128
22	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 (ee チャンネル)	128
23	Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)	129
24	Charge mis-ID 背景事象における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	129
25	Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	130
26	Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)	130
27	Charge mis-ID 背景事象における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)	131
28	Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep1} 分布 (ee チャンネル)	131
29	Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)	132

第1章 序論

1.1 標準理論

標準理論は物質の本質的な構造と相互作用を粒子を用いて記述する、現代物理学の基盤をなす理論である [1] [2]。標準理論によると、粒子の性質はスピンと呼ばれる内部角運動量をはじめとした変数で決まる。全ての粒子はスピンの性質によって boson, fermion の2種類に分類することができる。図 1.1 に素粒子の一覧を示す。fermion は半整数スピンを持ち、Fermi-Dirac 統計に従う。一

	Name	Electric charge	# of color charges	Mass in MeV
		$\frac{2}{3}$	3	~1.5
		$-\frac{1}{3}$	3	~4.2
		$\frac{2}{3}$	3	~1.3
		$-\frac{1}{3}$	3	~95
		$\frac{2}{3}$	3	~173
		$-\frac{1}{3}$	3	~4.2
		0	1	< 0.1
		0	1	< 0.17
		0	1	< 1.8
		-1	1	0.51
		-1	1	105.7
		-1	1	1777.0

The Three Generations of Matter		Force Carriers	
Fermions		Vector Bosons	
Up	+2/3	Photon	0
u	3	γ	0
Charm	+2/3		
c	3		
Top	+2/3		
t	3		
Bottom	-1/3		
b	3		
Strange	-1/3		
s	3		
Electron	0		
ν_e	0		
Muon	0		
ν_μ	0		
Tau	0		
ν_τ	0		
Photon	0		
Z^0	0		
Gluon	0		
g	8		
Electron neutrino	0		
Z^0	0		
Muon neutrino	0		
Z^0	0		
Tau neutrino	0		
Z^0	0		
Electron	-1		
$W^\pm$	0		
Muon	-1		
$W^\pm$	0		
Tau	-1		
$W^\pm$	0		

The Three Generations of Matter		Force Carriers	
Fermions		Vector Bosons	
Up	+2/3	Photon	0
u	3	γ	0
Charm	+2/3		
c	3		
Top	+2/3		
t	3		
Bottom	-1/3		
b	3		
Strange	-1/3		
s	3		
Electron	0		
ν_e	0		
Muon	0		
ν_μ	0		
Tau	0		
ν_τ	0		
Photon	0		
Z^0	0		
Gluon	0		
g	8		
Electron neutrino	0		
Z^0	0		
Muon neutrino	0		
Z^0	0		
Tau neutrino	0		
Z^0	0		
Electron	-1		
$W^\pm$	0		
Muon	-1		
$W^\pm$	0		
Tau	-1		
$W^\pm$	0		

図 1.1: 素粒子の一覧

方 boson は整数倍のスピンを持ち、Bose-Einstein 統計に従う。fermion は物質の構成成分であり、boson はそれらの相互作用を担っている。

fermion は6種類の lepton と6種類の quark の総称である。

6種類の quark は、それぞれ、up quark(u), down quark(d), charmquark(c), strange quark(s), top quark(t), bottom quark(b) と呼ばれている。up quark, charm quark, top quark は+2e の電荷、down quark, strange quark, bottom quark は-1e の電荷を持つ。ここで e は素電荷である。通

常の電荷に加えて, quark は色電荷 (color charge) を持っていて, 「強い力」で相互作用する. 色電荷には赤 (red), 青 (blue), 緑 (green) の3種類がある. それぞれの quark について3種類の色電荷を持つものがある. quark は自然界に単独で存在せず, 複合粒子としてのみ存在する. 3個の quark (qqq) の複合粒子をバリオン (baryon) と言い, quark と反 quark の対 ($q\bar{q}$) をメソン (meson) または中間子と呼ぶ. ここで, 反 quark は quark の反粒子である (反粒子については後述). バリオンとメソンをまとめてハドロン (hadron) と総称する.

6種類の lepton は, electron (e), electron neutrino (ν_e), muon (μ), muon neutrino (ν_μ), tau (τ), tau neutrino (ν_τ) と呼ばれる. 電荷は, electron や muon, tau などの荷電レプトンが $-e$ で, neutrino はゼロ電荷 (中性) である. レプトンには色電荷がなく, 「強い力」を受けない. レプトンは自然界に単独で存在する.

これら quark とレプトンは, それぞれ2個づつを対として分類される. たとえば, electron と electron neutrino から1つの対を, up quark と down quark から1つの対を作ることができる. quark とレプトンはそれぞれ3対づつに分類され, 第1世代, 第2世代, 第3世代という世代数で区別される. 1つの世代には4つの粒子が属しており, 同じ世代に属する粒子は互いに異なる質量, 異なる電荷を持つ. 第1世代は他の世代の素粒子より質量が軽く, 自然界の通常物質を構成する. 第2世代や第3世代の素粒子は不安定で, それより軽い素粒子に崩壊する. 第2世代や第3世代の素粒子は, 加速器を使って高エネルギー衝突により人工的に生成することができる.

すべての粒子には, その電荷 (と量子数) は異符号であるが同じ質量をもつ反粒子が存在する.

素粒子の間に働く力 (相互作用) には, 「強い力」 (strong interaction), 「弱い力」 (weak interaction), 「電磁気力」 (electromagnetic interaction), 「重力」 (gravity) の4種類がある. 強い力は, 原子核の中で陽子や中性子をつなぎ止めておく力や陽子や中性子などのハドロン内で quark をつなぎ止めておく力である. 弱い力は, 原子核のベータ崩壊など, 素粒子の崩壊に関する力である. 強い力や弱い力は短距離の力であり, 重力や電磁気力は, 遠方にまで届く力である. これらの力の強さは, 強い力がもっとも強く, 電磁気力, 弱い力, 重力の順に弱くなっていく. これら4つの基本的な力は, boson を介して伝達される. 電磁気力は photon, 強い力は gluon, 弱い力は $W^\pm$ boson や Z^0 boson で媒介される. photon とグルーオンは質量を持たないが, $W^\pm$ boson や Z^0 boson は質量を持つ. また, 強い相互作用を担うグルーオンは, 色電荷を持つ. 一方, 重力を媒介する重力子または graviton の存在はまだ実験的に検証されていない. これはスピン2を持つと予想されている.

ここで素粒子の観測的歴史について述べる. quark の存在は, 1970年代の初めに実験的に検証された. この検証実験では, 高エネルギーに加速した electron を核子と散乱させて (深部非弾性散乱), 核子の中に3つの粒子 (パートン) が存在することを示した. その頃には既に4種類のレプトン, すなわち electron, その対となる electron neutrino, muon, その対となる muon neutrino の存在が実験的に知られていた. 1974年に, いわゆる「11月革命」が起こった. 4番目の charm quark を含む新

しい粒子 (J/ψ) の発見である。1979年にはPETRA 電子陽電子衝突型加速器において gluon が直接発見された。また、弱い相互作用を媒介する W/Z ボソンは、1982年にCERN研究所のスーパー陽子シンクロトロン (SPS) で発見された。1973年には小林と益川が第3世代の quark の存在を予言し、翌年の1974年、第4番目の charm quark が発見された。第3世代の素粒子は、まず、1975年の米国スタンフォード線型加速器センター (SLAC 研究所) での tau の発見から始まった。これは、1974年の charm quark の発見の翌年である。第3世代の quark の存在については、1977年に米国フェルミ加速器研究所の固定標的実験でボトム quark が発見され、1994年には同じく米国フェルミ研究所のテバトロン (Tevatron) 陽子反陽子衝突型加速器でトップ quark が発見された。また、LHC 加速器の前身である LEP 電子陽電子衝突型加速器や SLAC 研究所の電子陽電子衝突型加速器での Z ボソンの崩壊の詳細な研究より quark やレプトンの世代数は3であることが判明した。2000年には同じくフェルミ加速器研究所で tau neutrino が発見された。そして2012年7月、LHC-ATLAS 実験、LHC-CMS 実験の両実験グループによって Higgs 粒子が発見された。[4][5]。これらの実験的検証の蓄積から、標準理論の正当性が確認された。

1970年代後半から、物理学者達は4つの力の統一に苦心してきた。様々な角度から多くの試みがなされたが、最たる成功を収めたのはゲージ理論である。電弱相互作用はつまるところ $SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ理論であり、量子色力学は $SU_c(3)$ のゲージ理論である。標準理論は $SU_c(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ理論であり、電弱相互作用と量子色力学を内包している。

1.1.1 Higgs 機構

ゲージ不変性から、ゲージ場におけるラグランジアンは場の二次の項を含まない。これはゲージ粒子は質量を持たないという事実を示唆する。しかし実際の W/Z boson は質量を持つため、この意味でゲージ理論は不完全である。そこで、この矛盾を解決するために考えだされたのがヒッグス機構である。

まず、ハイパーチャージ $Y=1$ の複素スカラー場にアイソスピンダブレットを導入する。

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ここで ϕ_+ , ϕ_0 は次式で書ける。

$$\phi_+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \phi_0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (1.2)$$

Φ の導入により、標準理論のラグランジアンの一部は次式のように記述できる。

$$L_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.3)$$

ここで D_μ は

$$D_\mu = \partial_\mu + igI^A W_\mu^A + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \quad (1.4)$$

である。ヒッグスのポテンシャルを示すポテンシャル項 $V(\Phi^\dagger\Phi)$ は次式で定義される。

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.5)$$

ポテンシャルの形状は μ, λ の選択で決まる。図 1.2 に $\mu^2 < 0, \lambda > 0$ に対するヒッグスポテンシャルを示す。ヒッグスポテンシャル $V(\Phi^\dagger\Phi)$ は $\Phi^\dagger\Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$ で最小値を持つ。しかし、基底状態は無

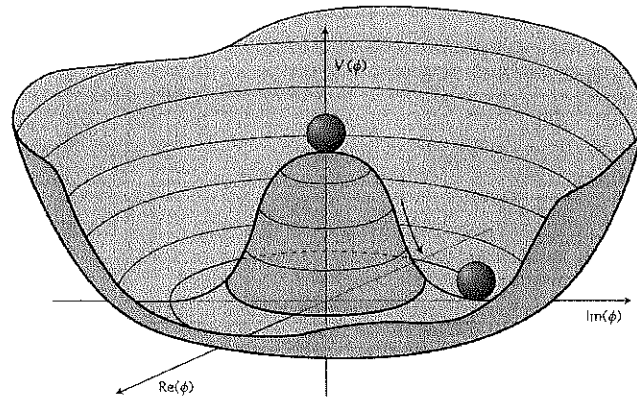


図 1.2: R_Φ, L_Φ 空間におけるヒッグスポテンシャル [3]

限に縮退している。

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, v = \sqrt{\left(\frac{-\mu^2}{\lambda}\right)} \quad (1.6)$$

ここで v は真空期待値である。Higgs 場は 4 つの実スカラー $\epsilon_i (i = 1, 2, 3)$ と H を用いて記述できる。 Φ をこれらの場を用いて再定義する。

$$\Phi_0 = e^{\frac{ie_\alpha(x)\tau^\alpha}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

ラグランジアンは $SU(2)_L$ で局所的に不変である。これらの 3 つの場は南部ゴールドストン boson に相当する。残る $H(x)$ はヒッグス粒子に相当する。従って、 Φ は次式で置き換えられる。

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

ヒッグス場が真空期待値を得れば, ゲージ boson は南部ゴールドストーン boson から質量を得る. つまり, 対称性の破れはゲージ boson に質量を与える. ゲージ boson の質量は, ヒッグス場とのカップリングによって決まる.

$$m_{W^\pm} = \frac{gv}{2}, \quad (1.9)$$

$$m_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.10)$$

photon は質量を持たない. 角度 θ_W (weak angle または Weinberg angle) を

$$\tan \theta_W \approx \frac{g'}{g} \quad (1.11)$$

で定義すると boson の質量は θ_W を用いて次式で表せる.

$$m_{W^\pm} = m_{Z^0} \cos \theta_W \quad (1.12)$$

ヒッグス機構は quark と lepton に対しても同様に質量を与える. fermion とヒッグス場との結合を, 湯川結合と呼ぶ. 次節で詳細を述べる.

$W^\pm$ boson を介して行われる弱い相互作用は, fermion のフレーバーを変える. ただし, fermion の質量固有状態は弱い相互作用の固有状態と異なる. quark に関しては, fermion の質量固有状態, 弱い相互作用の固有状態の関係を表すユニタリ変換は Cabibbo 小林益川行列 V_{CKM} で表される [12]. V_{CKM} は 3×3 行列のユニタリ行列である. ダウン型 quark の弱い相互作用の固有状態 q' と質量の関係は次式で表せる.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

フレーバー i の quark がフレーバー j の quark に変換される確率は V_{CKM} 行列の要素を用いて $|V_{ij}|^2$ で表せる. ミキシングパラメーターは実験的に決まる. これらの理論は fermion が 3 世代である, という仮説に基づいたものである. これらの値を次式に示す [12].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9743 & 0.2253 & 0.0035 \\ 0.2252 & 0.9734 & 0.0412 \\ 0.0087 & 0.0404 & 0.9991 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

1.1.2 トップ湯川結合

標準理論の枠組みの中では, fermion は Higgs との湯川結合を通して質量を得る. fermion のラグランジアンは次式で記述できる.

$$L_{Fermion} = - \sum_{F,\sigma} \frac{g_{F,\sigma}}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_F^L \phi \psi_{F,\sigma}^R + \bar{\psi}_{F,\sigma}^R \phi \psi_F^L) \quad (1.15)$$

ここで $g_{F,\sigma}$ は湯川結合定数, L, R はそれぞれ右巻き, 左巻き, h は Higgs boson, v は Higgs 場の真空期待値 (約 246 GeV) に対応している. また, F は fermion の世代, σ はスピンを示す. 前節と同様の変換で上式を変形する.

$$L_{Yukawa} = -(1 + \frac{h}{v}) \sum_F (m_F \bar{\psi}_F \psi_F) \quad (1.16)$$

fermion の質量項は

$$m_F = \frac{v g_F}{\sqrt{2}} \quad (1.17)$$

上式が示すように, g_F は fermion の質量に比例する. 標準模型の中で最も重い quark は 172 GeV の質量を持つ top quark である. 従ってトップ湯川結合定数は湯川結合定数の中で最も大きい値を持つ. トップ湯川結合定数は $g_t \approx 1$ と予想される.

1.2 LHC 実験における Higgs 粒子

LHC 実験における Higgs 粒子の生成過程, 崩壊過程について述べる.

1.2.1 Higgs 粒子の生成過程

LHC 実験における主な Higgs 粒子の生成過程は gluon 融合過程 (ggF), ベクターボソン融合過程 (VBF), ベクターボソン付随生成過程 (W/ZH), $t\bar{t}$ 付随生成過程 ($t\bar{t}H$) の4種類である. 各生成過程のファインマンダイアグラムを図 1.3 に示す. Higgs 粒子の各生成過程の生成断面積を図??に示す. 生成過程の特徴を述べる.

gluon 融合過程 (ggF) top quark のループを介して Higgs 粒子が生成する過程. 4つの生成過程のうち最大の生成断面積を持つ.

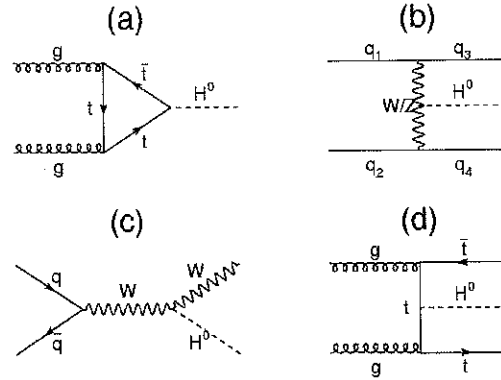


図 1.3: LHC 実験における主な Higgs 粒子の生成過程 (a)gluon 融合過程, (b) ベクターボソン融合過程, (c) ベクターボソン付随生成過程, (d) $t\bar{t}$ 付随生成過程

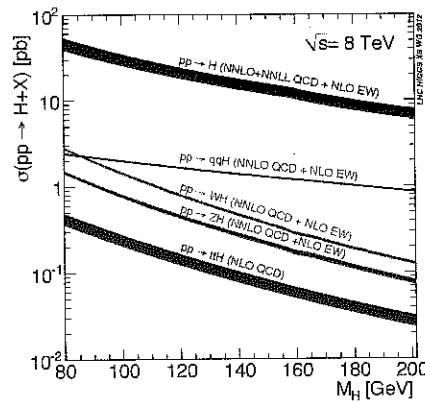


図 1.4: Higgs 粒子の散乱断面積

ベクターボソン融合過程 (VBF) 始状態の2つの quark から W/Z を介して Higg 粒子が生成する過程. 生成断面積が gluon 融合過程に次いで2番目に大きく, LHC 検出器の前方及び後方の2本の Jet によって特徴づけられる. これは, ベクターボソンを出して反跳した quark が, 高い横運動量を持ってそれぞれの陽子の進行方向に出てくるためである. また, ヒッグス粒子は W や Z ボソンの融合から生成されるため, ヒッグス粒子の作られる低い $|\eta|$ 領域には余計なジェットが出にくい. すなわち, VBF で生成した事象には, 前方・後方領域に2本のジェットがあり中央領域にジェットが存在しない. これをラピディティギャップと呼び QCD 背景事象を抑制するための重要なカットとして用いられる. また, 一般的に VBF で作られるヒッグス粒子は高い横運動量を持ちやすい.

ベクターボソン付随生成過程 2つの quark から生成されたベクターボソンの輻射によりヒッグス粒子が放出される過程. 生成断面積が3番目に大きい. 終状態のボソンがレプトンに崩壊する事象を用いることで効率的に事象を選別できる.

$t\bar{t}$ 付随生成過程 トップ quark 同士の消滅によりヒッグス粒子が生成される過程. 終状態の2つの top quark が崩壊してできる多数の Jet によって特徴づけられる.

1.2.2 Higgs 粒子の崩壊過程

前述の通り, Higgs 粒子のフェルミオンへの結合定数は粒子の質量に比例し, Higgs 粒子は運動学的に許される崩壊過程のうち最も重い粒子に崩壊する傾向がある. LHC 実験における主な Higgs 粒子の崩壊過程は2つのフェルミオンへの崩壊, 2つのボソンへの崩壊の2通りに大別できる. 図 1.5 に Higgs の崩壊過程のファインマンダイアグラムを示す. photon, gluon は質量を持たない

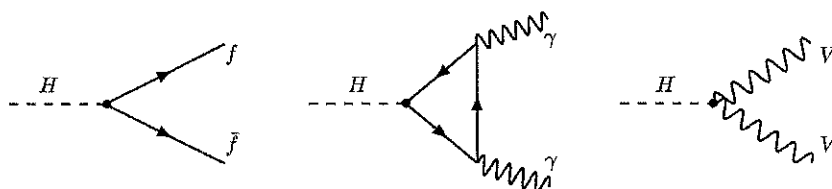


図 1.5: Higgs 粒子の崩壊過程のファインマンダイアグラム (a) 2つのフェルミオンへの崩壊 (b) 2つの photon への崩壊 (c) 2つのボソンへの崩壊

め, Higgs 粒子と直接結合することはないが, そのかわりに電荷もしくは色電荷を持つ有質量粒子のループを介して生成する. 標準理論によれば, Higgs 粒子の質量が決まれば, 崩壊分岐比は一意に決まる. Higgs 粒子の各崩壊過程の崩壊分岐比を図??に示す. Higgs 粒子の質量が 125 GeV の場合, 最も大きい分岐比を持つ崩壊過程は $b\bar{b}$ であり, 約 60 % の分岐比を持つ. $b\bar{b}$ 崩壊過程では, ボトム quark の湯川結合定数測定が可能である. ただし, QCD 背景事象が多いため gluon 融合過程ではなく $t\bar{t}$ 付随生成過程, VBF, W/ZH 生成過程を用いる必要がある. WW , ZZ 崩壊過程は $b\bar{b}$ に次ぐ大きな分岐比を持つ. 図 1.6 に $H \rightarrow WW$ 崩壊過程のファインマンダイアグラムを示す. W

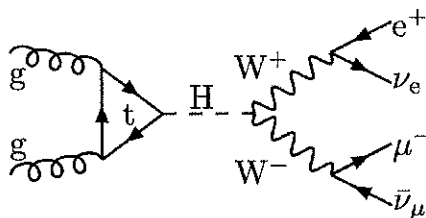


図 1.6: $H \rightarrow WW$ 崩壊過程のファインマンダイアグラム

ボソンは lepton 崩壊, ハドロン崩壊の2通りの崩壊過程を持つ. 従って, 2つの W ボソンの終状態は, $WW \rightarrow l\nu l\nu$, $lvqq$, $qqqq$ の3通りの組み合わせが考えられる. ZZ 崩壊過程は分岐比は小さ

いが $ZZ \rightarrow lll$ チャンネルを用いることで背景事象を大幅に削減できる。主な背景事象は ZZ である。不変質量のカットをかけることで簡単に分離できる。 $\tau\tau$, gg , $c\bar{c}$ は、約 5% の崩壊分岐比を持つ。 $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ は ZZ と同様 Higgs 粒子の質量を最構成できるため質量分布に鋭いピークを観測できるが、崩壊分岐比は非常に小さい。012 年に、LHC-ATLAS 実験、LHC-CMS 実験の両実験グループに

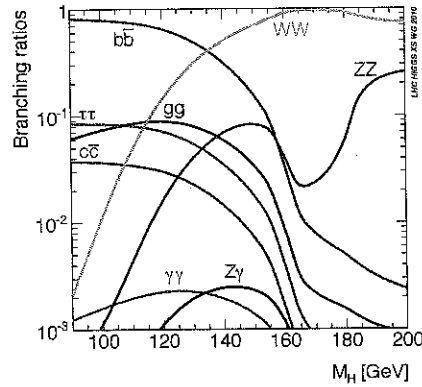


図 1.7: Higgs 粒子の崩壊分岐比

よって Higgs 粒子が発見された [6][7]. LHC-ATLAS 実験は 2011, 2012 年に測定した積算ルミノシティ 4.7 fb^{-1} , 20.3 fb^{-1} のデータを用いて Higgs 粒子の探索を行い、発見に成功した。Higgs 粒子らしき新粒子の発見が報告された 2012 年 4 月に LHC-ATLAS 実験が公表した Higgs 粒子の質量は 126.5 GeV , LHC-CMS 実験が公表した質量は $125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}$ であった [6][7]. LHC-CMS 実験が 2013 年に公表した Higgs 粒子の質量は $125.7 \pm 0.3 \text{ (stat.)} \pm 0.3 \text{ (syst.) GeV}$ [8], LHC-ATLAS 実験が 2013 年に公表した Higgs 粒子の質量は $125.5 \pm 0.2 \text{ (stat.)} + 0.5 / - 0.6 \text{ (syst.) GeV}$ [9] であった。発見後、Higgs 粒子のスピン・パリティに関する研究が行われ、Higgs 粒子がスピン 0 のスカラー粒子であることが強く示唆された [10]. 具体的には、 $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow lll$, $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ の 3 つの崩壊チャンネルで Higgs 粒子のスピン・パリティ $J^P = 0^+$ の仮説とそれに代わる仮説 ($J^P = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+$) を比較した。Higgs 粒子のスピン・パリティ $J^P = 0^+$ がデータとよく一致し、 $J^P = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+$ の仮説は 97.8 % 以上の信頼度で排除された。これらの実験結果に加え、生成および崩壊過程でゲージボソンと結合していることが確認されたことから、新粒子はヒッグス粒子であると結論付けられた。ただし、模型として導入されているフェルミオンとの結合は未だ確認されていない。それゆえに、湯川結合の直接測定は今後の最重要課題である。トップ quark との湯川結合の測定として $t\bar{t}$ 付随生成過程の検証が重要なテーマとなる。

1.3 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 解析の概要

本論文では top-Yukawa 結合の有無を直接観測するために $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 過程を用いて Higgs 粒子の探索を行った。図??に $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 過程のファインマンダイアグラムを示す。Higgs 粒子が発見された現在, LHC における研究の主題は Higgs 粒子の性質解明 (スピン, 質量, Yukawa 結合) に移りつつある。中でも Top-Yukawa 結合は Higgs 粒子の重要な性質の一つであり, フェルミオンの質量の起源を解明するための大きな手がかりとなりうる。 $t\bar{t}H$ 生成過程は top-Yukawa 結合定数 g_t の測定に最も適したチャンネルである。前節で記述した通り, Higgs 粒子は主に $WW, ZZ,$

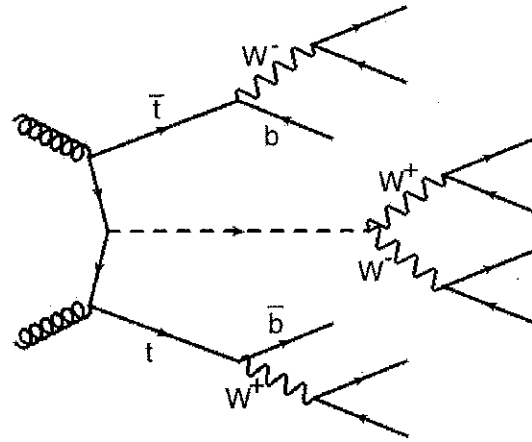


図 1.8: $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 過程のファインマンダイアグラム

$\tau\tau, \gamma\gamma, b\bar{b}$ の 5 種類の崩壊過程を持つ。Higgs 粒子の質量が 125 GeV の場合, Higgs 粒子の崩壊分岐比は $H \rightarrow WW$ 崩壊過程が最も大きく, $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ チャンネルの散乱断面積 $\times$ 崩壊分岐比は $0.1293 \text{ pb} \times 0.125$ である。これは $t\bar{t}$ 背景事象 (散乱断面積 170 pb) の約 10^{-3} 倍に相当する。Jet の本数の要求のみで $t\bar{t}$ 背景事象を抑制するのは困難なため, 事象選択の際は lepton の数の要求を行う。ただし, 高い p_T を持つ Jet, 特に b/cquark 由来の Jet はある一定の割合で lepton に崩壊するため, quark 由来のオブジェクトが lepton として再構成される場合, $t\bar{t}$ 背景事象の割合が非常に高くなると予想される。従って, 本解析において重要なのは, Jet 由来の lepton と W/Z 由来の lepton を区別し, $t\bar{t}$ 背景事象を抑制する事である。

崩壊 Higgs 粒子に随伴して生成した 2 つの top quark はほぼ 100% Wb に崩壊する ($t\bar{t} \rightarrow bW^+bW^-$) ため, 終状態には Higgs 由来の 2 つの W と Top 由来の 2 つの W, 合計 4 つの W が存在する。従って, $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ チャンネルの終状態は W の崩壊過程によって決まる。それぞれの W は lepton と neutrino のペア ($W \rightarrow l\nu, l = e, \mu, \tau$) もしくは quark と反 quark のペア ($u\bar{d}, c\bar{s}$) に崩壊する。lepton 崩壊には 3 通りの組み合わせがあり, ハドロン崩壊には 6 通りの組み合わせがある。これら計

9通りの崩壊過程はほぼ同じ分岐比で起きる。それぞれの崩壊過程に対する分岐比を表 1.1 に示す。表からわかるように, W は約 33 % が lepton に ($W \rightarrow l\nu$), 残りの約 67 % がハドロン ($W \rightarrow q\bar{q}$) に崩

崩壊過程	崩壊分岐比
$e^+\nu_e$	$(10.75 \pm 0.13)\%$
$\mu^+\nu_\mu$	$(10.57 \pm 0.15)\%$
$\tau^+\nu_\tau$	$(11.25 \pm 0.20)\%$
$q\bar{q}$	$(67.60 \pm 0.27)\%$

表 1.1: W の崩壊分岐比 [13]

壊する。従って, 4つの W の崩壊後の終状態として, 図 1.9 に示すように, 全て lepton に崩壊する場合 ($WWWW \rightarrow l\nu l\nu l\nu l\nu$) から全てハドロンに崩壊する場合 ($WWWW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}q\bar{q}q\bar{q}/hhhh$) まで5通りのチャンネルが考えられる。

- **Fully hadronic:** 4つの W が全てハドロンに崩壊する事象。終状態に2本の b-jet を含む計12本の Jet が存在する。(図 1.9 (a))
- **Mostly hadronic:** 4つの W のうち3つがハドロン, 1つが lepton に崩壊する事象。終状態に1つの lepton, 2本の b-jet, 6本の light flavor 由来の Jet, neutrino が存在する。(図 1.9 (b))
- **Semi-leptonic/hadronic:** 4つの W のうち2つがハドロン, 2つが lepton に崩壊する事象。終状態に2つの lepton, 2本の b-jet, 4本の light flavor 由来の Jet, neutrino が存在する。(図 1.9 (c))
- **Mostly leptonic:** 4つの W のうち1つがハドロン, 3つが lepton に崩壊する事象。終状態に3つの lepton, 2本の b-jet, 1本の light flavor 由来の Jet, neutrino が存在する。(図 1.9 (d))
- **Fully leptonic:** 4つの W が全て lepton に崩壊する事象。終状態に4つの lepton, 2本の b-jet, neutrino が存在する。(図 1.9 (e))

図??に各々の崩壊チャンネルに対する崩壊分岐比を示す。1つの lepton を含むチャンネル (semi-leptonic/hadronic) は2つの lepton の電荷の組み合わせによってさらに2つのチャンネルに分けることができる。図 1.11 に 2lepton チャンネルのトポロジーを示す。本解析では, このうち同電荷の2つの lepton ($hh l^\pm l^\pm, l^\pm l^\pm = e^\pm e^\pm, \mu^\pm \mu^\pm, e^\pm \mu^\pm$) を含む事象 (semi-leptonic/hadronic トポロジー) を用いる。このトポロジーの崩壊分岐比は 4.2 % で, Mostly hadronic の 40.0 % と比較して小さい。しかし, 同電荷の条件によって背景事象を大幅に削減することができる。ただし, 終状態に neutrino を含むため Higgs 粒子の質量再構成は困難である。

本解析では Same Sign 2 lepton 崩壊過程に焦点をあて, W 由来の muon 及び electron のみを用い

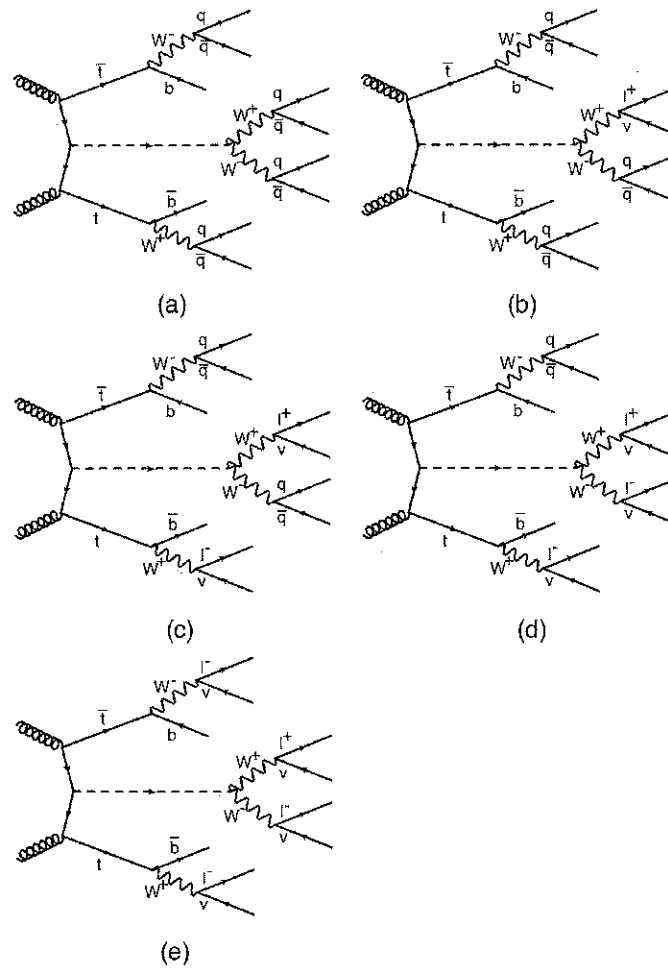


図 1.9: 4 つの W の崩壊過程を示すファインマンダイアグラム (a)Fully hadronic, (b)Mostly hadronic (c)Semi-leptonic/hadronic, (d)Mostly leptonic, (e) Fully leptonic

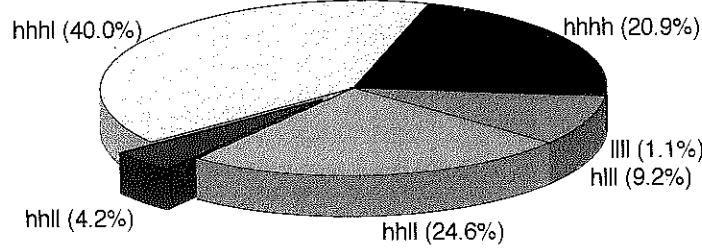


図 1.10: Intro:ttHWW:WWWW

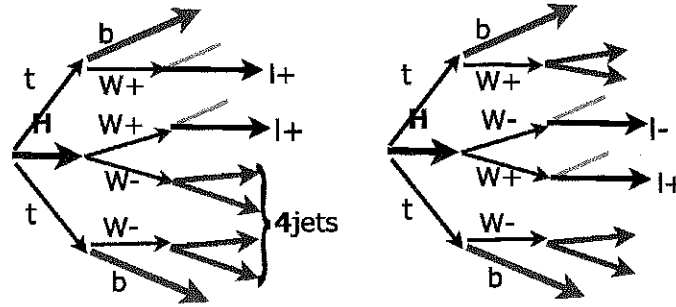


図 1.11: 2lepton チャンネルのトポロジー (左が Same Sign 2 lepton チャンネル, 右が異符号 2lepton チャンネル)

て解析を行った。なお τ の再構成は行わないが³, τ 崩壊由来の muon, electron は含まれる。本解析の終状態には 2 つの同符号の lepton, 2 本の b-jet を含む 6 本の Jet が含まれる。本解析において重要な変数は Jet の本数 (N_{jet}), b-jet の本数 (N_{bjet}), lepton と Jet の横運動量 p_T のスカラー和 (H_T), lepton と neutrino (E_T^{miss}) の横質量 M_T である。 H_T , M_T は次式で定義される。

$$M_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - |\mathbf{E}_T^{ll} + \mathbf{E}_T^{miss}|^2} \quad (1.18)$$

$$H_T = \sum_{k=Jet} p_{Tk} + E_T^{miss} \quad (1.19)$$

ここで p_T は lepton の横運動量, $\Delta\phi$ は lepton と E_T^{miss} の方位角である。 H_T は事象中の全ての Jet, lepton の p_T のスカラー和である。感度を上げるため, N_{jet} , N_{bjet} ビンごとにチャンネルを分割し, 各領域で独立に解析を行った。このうち, 表 1.2 に示す ≥ 5 Jets, ≥ 1 b-jet の 4 つの領域を信号領域 (SR) とした。また, $N_{jet} < 4$, $N_{bjet} \geq 1$ の領域をコントロール領域 (CR) として定義した。コントロール領域 (CR) でデータと背景事象の見積もりを比較し, 背景事象の見積もりの正当性の確認を行った。

本解析における主な背景事象は, 4 章 3 節で述べるように, lepton として再構成された Jet(fake lepton) を含む fake lepton 背景事象, 電荷が誤って同定された lepton を含む Charge mis-ID 背景事象である。4 章 3 節で詳細を述べる。これらの背景事象は, データを用いて見積もりを行う。

		N_{jet}				
		2 jets	3 jets	4 jets	5 jets	6 jets
N_{bjet}	0 b-jet	コントロール領域 (CR)			信号領域 (SR)	
	1 b-jet					
	2 b-jets					

表 1.2: 信号領域 (SR)、コントロール領域 (CR) の定義

第2章 LHC-ATLAS実験

LHC-ATLAS 実験の概要を述べる。

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器はスイス・ジュネーブ郊外の欧州合同原子核研究機構 (CERN) に建設された世界最大の陽子陽子衝突型加速器である。図 2.1 に示す地下 100 m の地点に位置する一周約 27 km の円型トンネルに沿って陽子の塊 (バンチ) を加速させ、正面衝突させている。LHC は 2010 年 3 月に重

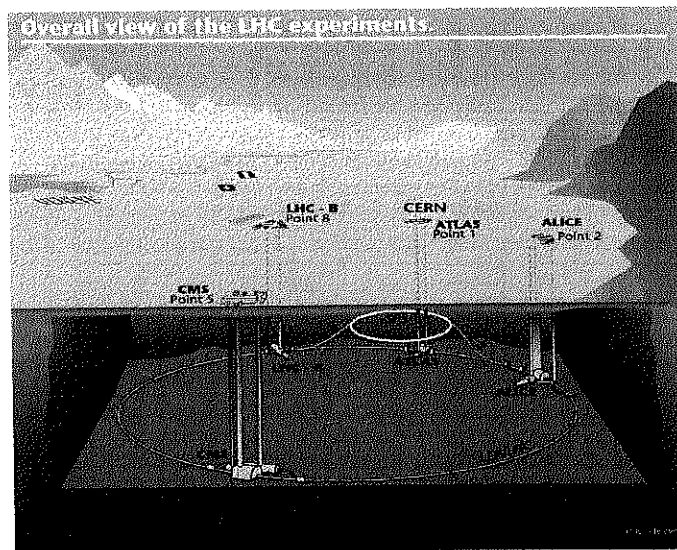


図 2.1: LHC 加速器

心系エネルギー 7 TeV での陽子陽子衝突実験に成功し、稼働を開始した。加速器のルミノシティは次式で定義される。

$$L \equiv \frac{1}{4\pi} \frac{N_1 N_2 f}{\sigma_x \sigma_y t} \quad (2.1)$$

ここで N_1, N_2 は交差する 2 つのバンチの中にある陽子の個数, σ_x, σ_y はバンチの横軸方向の大きさである。また, f は実際に衝突に寄与しているバンチの割合, t は衝突の時間間隔に対応してい

る。図 2.2 に 2010 年度の日ごとの積分ルミノシティ, 図 2.3 に 2011-2012 年度の月ごとの積分ルミノシティの推移を示す。2010 年と 2011 年は重心系エネルギー 7 TeV, 2012 年は重心系エネルギー

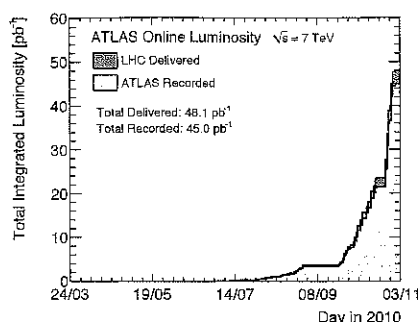


図 2.2: 2010 年度の日別積分ルミノシティ

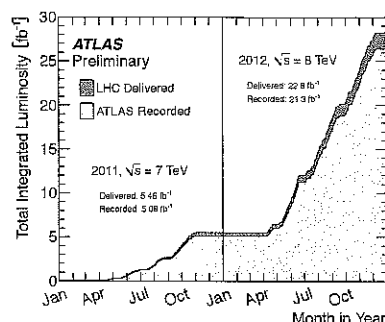


図 2.3: 2011-2012 年度の月別積分ルミノシティ

ギー 8 TeV で稼働している。2011 年には当初の目標を大きく上回る 4.7 fb^{-1} のルミノシティを達成した。これはビームエミッタンス, バンチあたりの陽子数が設計値を上回ったためである。2011 年の 6 月までは, 加速器の調整もかねてバンチの数を徐々に増やしていったためそれに伴うルミノシティの上昇が見られる。2012 年には前年を大きく超える 20.3 fb^{-1} に相当するデータ取得に成功した。LHC 加速器の主な設計値と 2011-2012 年のデータ取得期間における実装値を表 2.1 に示す。設計値ルミノシティ $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に対し, 2012 年のピークルミノシティは $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で

	設計値	2011 年	2012 年
重心系エネルギー [TeV]	14	7	8
電流 [A]	0.582	0.236	0.369
バンチの長さ [cm]	7.55	≥ 8.7	≥ 9
バンチの数 [個]	2808	1092	1380
バンチ間隔 [ns]	25	50	50
1 バンチあたりの陽子数 [個]	1.15×10^{11}	1.25×10^{11}	1.48×10^{11}
ピークルミノシティ [$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	10^{34}	1.2×10^{33}	7.7×10^{33}
積分ルミノシティ [fb^{-1}]		4.7	20.3

表 2.1: LHC 加速器の主要な設計値と 2011-2012 年の実装値

あった。LHC における全非弾性散乱断面積は 80 mb である。

Pile-Up 瞬間ルミノシティは粒子の相互作用の頻度を決める重要なパラメーターである。瞬間ルミノシティの増加に比例して一回のバンチ交差で起きた複数の陽子陽子衝突事象が 1 つの事象として記録される確率も高くなる。この現象を In-time PileUp と呼ぶ。in-time pileup は再構成された Primary Vertex の個数から推定できる。また、1 回のバンチ交差でただ 1 つの陽子陽子衝突のみ

が起こった場合でも、過去のバンチ交差で起きた衝突事象が測定に影響することがある。このような現象はバンチ間の距離が検出器の反応時間より短い場合に起こりうる。この現象は out-of-time pileup として知られ、バンチ間隔の縮小に伴って顕著になる。out-of-time pileup はバンチ交差ごとの陽子陽子衝突の平均回数から推定できる。LHC 加速器の稼働当初より、瞬間ルミノシティは増加の一途を辿っており、それに伴って PileUp もまた増大している。図 2.4 に 2010-2012 年の日別ピークルミノシティを示す。図 2.5 に 2010-2012 年の日別 Pile-up を示し、1 回のバンチ交差で起きる平均最高事象数に対応している。

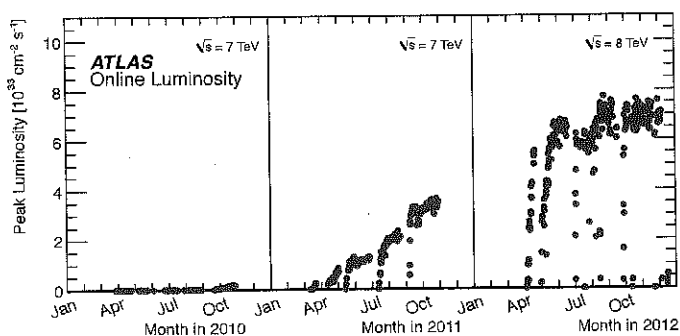


図 2.4: 2010-2012 年の日別瞬間ルミノシティ

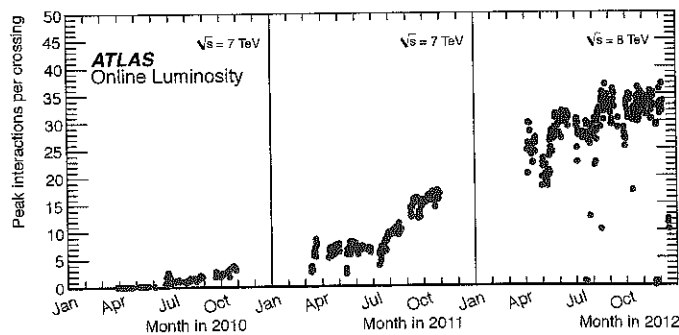


図 2.5: 2010-2012 年の日別 Pile-up

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は衝突点を囲む複数の層からなる円筒状の検出器であり, 内部飛跡検出器, カロリメータ, ミューオン検出器, Magnet から構成されている. 大きさは長さ 77m, 高さ 25m で重さは約 7000 トンであり, LHC トンネルの point 1(図 2.1 参照) に位置している.

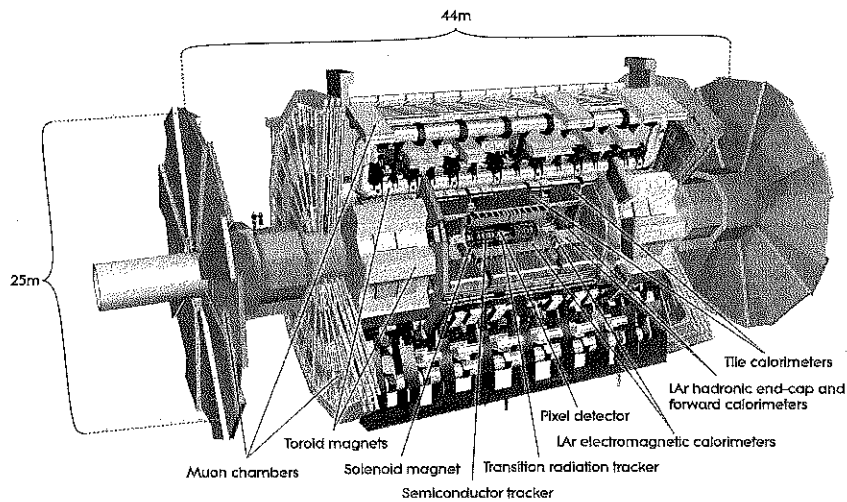


図 2.6: ATLAS 検出器の概略図

座標軸

ATLAS では右手座標系が採用されている. 原点は検出器中央の相互作用点 (IP) である. z 軸はビーム軸に沿って定義され, x 軸は LHC リングの中心方向に沿って定義されている. 横断面においては極座標系 (r, ϕ, z) が用いられる. r と ϕ は次式で定義される.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.2)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (2.3)$$

従って極角 θ は次式で定義される.

$$\theta = \arctan\left(\frac{r}{z}\right) \quad (2.4)$$

ラピディティ y_{rap} は次式で定義される.

$$y_{rap} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.5)$$

ここで E, p_z はそれぞれ粒子の z 軸方向のエネルギーと運動量である. 擬ラピディティ η は LHC-ATLAS 実験において重要なパラメーターであり, 粒子の質量を 0 と仮定した場合のラピディティに相当する. 擬ラピディティ η は極角 θ を用いて以下の式で表される.

$$\eta = -\ln \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.6)$$

$\phi - \eta$ 空間における距離を表す変数として ΔR を用いる. ΔR は次式で定義される.

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \quad (2.7)$$

ここで $\eta_{i(j)}, \phi_{i(j)}$ はそれぞれ $i(j)$ 番目の Object の擬ラピディティと方位角である.

2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は, ATLAS 測定器の最中心部, 超伝導ソレノイド電磁石の内側の衝突点に最も近い位置に設置されており, 粒子の飛跡の再構成に用いられる. 外側を覆うソレノイド磁石が作る 2T の強磁場中に設置されている. 入射した荷電粒子は検出器内の物質と反応して ionization を起こす. 内部飛跡検出器はピクセル検出器 (Pixel), シリコンマイクロストリップ検出器 (SCT), 連続飛跡検出器 (TRT) から構成されている. 図 2.7 に内部飛跡検出器の全体図, 図 2.8 にビーム軸に平行に切った断面図を示す. エンドキャップ部, バレル部の構造を図 2.9 に示す.

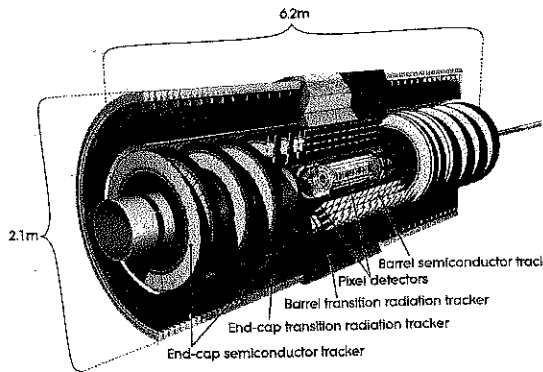


図 2.7: 内部飛跡検出器の概略図

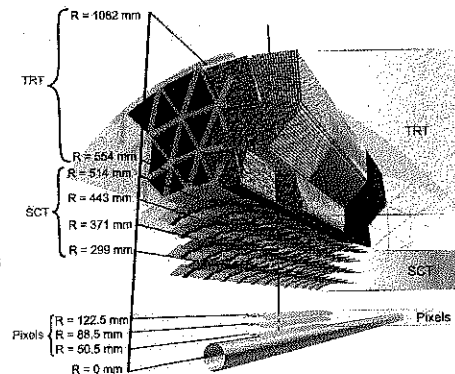


図 2.8: 内部飛跡検出器のバレル部分

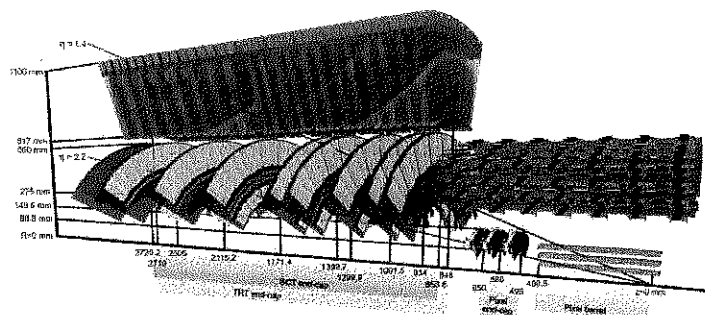


図 2.9: 内部飛跡検出器のエンドキャップ部, バレル部 (2つの track は $\eta=1.4$, $\eta=2.2$ に対応している.)

ピクセル検出器 (Pixel)

ピクセル検出器は衝突点に最も近い位置に設置されており, $|\eta| < 2.5$ 領域をカバーしている. ピクセル検出器は同心円状に広がった3つのバレル層と3つのエンドキャップ層からなる. 3つのバレル層はそれぞれ ID 層 0, ID 層 1, ID 層 2 と呼ばれ, 各々ビーム軸から放射状に 50.5 mm, 88.5 mm, 122.5 mm だけ離れた場所に設置されている. 最深部に位置する ID 層 0 は, b 層とも呼ばれる. b 層におけるヒットを要求することで photon conversion 事象を大幅に削減する事ができる. 3つのエンドキャップ層はそれぞれ衝突点から z 方向に 495 mm, 580 mm, 650 mm だけ離れた位置に設置されている [14]. 3つのバレル層と3つのエンドキャップは, モジュールからなる. 各々のモジュールは $6.08 \text{ cm} \times 1.64 \text{ cm}$ の表面積を持ち, 1744 のセンサーからなる [15]. 各々のセンサーの大きさは $400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ もしくは $600 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ である. 各々のセンサーは 47232 のピクセルからなる. 従って, ピクセル検出器には約 8 千万個の読み出しチャンネルが存在する. ピクセル検出器は ATLAS 検出器の最深部に位置しているため Secondary Vertex の測定に適しており B ハドロン等の長寿命ハドロンの同定にも用いられる. R- ϕ 方向の分解能は $10 \mu\text{m}$, z 方向の分解能は $115 \mu\text{m}$ である.

シリコンマイクロストリップ検出器 (SCT)

シリコンマイクロストリップ検出器はピクセル検出器の外側に設置されており, $|\eta| < 2.5$ 領域をカバーしている. 粒子の飛跡の検出を行う. 荷電粒子は磁場中で R- ϕ 方向に曲げられ, その曲率半径から粒子の運動量, 衝突点, 二次崩壊点が測定される. SCT モジュールはベースボードと呼ばれる基材の表裏に各 2 枚ずつ張り合わされた合計 4 枚のシリコンマイクロストリップセンサーからなる. 4 枚のシリコンセンサーは全て同一のもので, 表面にはストリップ (短冊状) 電極が $80 \mu\text{m}$ 間隔で設置されている. シリコンセンサーの大きさは $6.4 \text{ cm} \times 6.4 \text{ cm}$ で, 768 本のストリップを有する. 表裏のシリコンセンサーは $\pm 20 \text{ mrad} (\pm 1.15^\circ)$ 傾けてあり 2 次元の位置情報が得られる仕組み

になっている。荷電粒子は半導体に入射すると、半導体中に電子・ホールペアを作る。この電子或いはホールを電極に集め、電気信号として読み取る。半導体を加工し、幅の狭い帯(マイクロストリップ)状に電極を作って信号を読み出すことで、粒子が通過した場所を数十 μm の精度で決定する。シリコンセンサーで検出された微弱な電気信号は読み出し回路によって増幅され On/Off のヒット情報としてデジタル処理される。シリコンマイクロストリップ検出器は計 4088 個のモジュールからなる。そのうちバレル部に 2112 個、エンドキャップ部に 1974 個のモジュールが含まれる [16][17]。1つのモジュールは 128 個の読み出しチャンネルを 12 セット含む。従って、シリコンマイクロストリップ検出器は計 6.3 千万の読み出しチャンネルを持つ [18]。R- ϕ 方向の分解能は 16 μm 、z 方向の分解能は 580 μm である。

連続飛跡検出器 (TRT)

連続飛跡検出器はシリコンマイクロストリップ検出器の外側、内部飛跡検出器の最外部に設置されており、 $|\eta| < 2.0$ 領域をカバーしている [19]。バレル部と 2つのエンドキャップ部、計 3つのパートからなる。連続飛跡検出器を構成する基本的要素はストローチューブもしくはストローと呼ばれる直径 4 mm の薄いドリフトチューブである。各々のストローチューブの内部は混合ガス (Xe 70 %, CO_2 27 %, O_2 3 %) で満たされており、外装はカーボンファイバーで形成されている。2つのエンドキャップ部は各々ビーム軸に対して放射状に広がる長さ 37 cm のストローチューブを 122880 個含む。バレル部はビーム軸に平行な長さ 144 cm のストローチューブ 52544 個からなり、放射体としてポリプロピレン及びエチレンが用いられている。

TRT では遷移放射¹の原理を用いた粒子の識別を行う。electron 等の荷電粒子がポリプロピレンなどの誘電率の異なる物質を通過すると、遷移放射が起こる。遷移放射によって放出された X 線はストローチューブで観測される。遷移放射のエネルギーは γ -factor に比例するため、粒子の識別をすることができる。一方、入射粒子が $\pi^\pm$ の場合、遷移放射は発生しないが、低エネルギー領域にキセノンガスの中での粒子による ionization(電離損失)²が検出される。R- ϕ 方向の分解能は 130 μm である。

2.2.2 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器を囲むソレノイド磁石の外側に位置し、吸収体と検出体の 2つの層からなる。 $|\eta| < 4.9$ 領域をカバーしており、electron, photon, Jet 等のオブジェクトや E_T^{miss} の精

¹誘電率の異なる物質の境界を高エネルギーの荷電粒子が通過するとわずかな電磁波を放射する。これは荷電粒子により物質中に励起される電磁界が誘電率によって異なるため、境界面における不連続を補うために放射される電磁波で、遷移放射 (transition radiation) と呼ばれている。

²荷電粒子が物質中を通過する際に物質中の原子をイオン化してエネルギーを損失する過程を ionization(電離損失)と呼ぶ。荷電粒子が単位質量を通過する際に電離損失によって失われる平均エネルギーは Bethe-Bloch の式によって求められる。

密測定に用いられる。図 2.10 にカロリメータの断面模型図を示す。 ϕ に対して対称的な構造を持つ複数のサンプリングカロリメータからなる。サンプリングカロリメータは吸収体と検出体を交互に配置した構造を持つ。主なサンプリングカロリメータは電子、photon の検出と再構成を行う電磁カロリメータ、quark または gluon のハドロニゼーション由来の Jet を検出するハドロンカロリメータ、検出器の前方領域における電子、photon、Jet の測定を担うフォワードカロリメータ (FCAL) の 3 種類である。ハドロンカロリメータはパレル領域を覆うタイルカロリメータとエンドキャップ領域を覆うハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC) からなる。各々のサンプリングカロリメータでは吸収体として鉛 (電磁カロリメータ)、銅 (ハドロンエンドキャップカロリメータ)、タングステン (フォワードカロリメータ) が用いられている。電磁カロリメータ、フォー

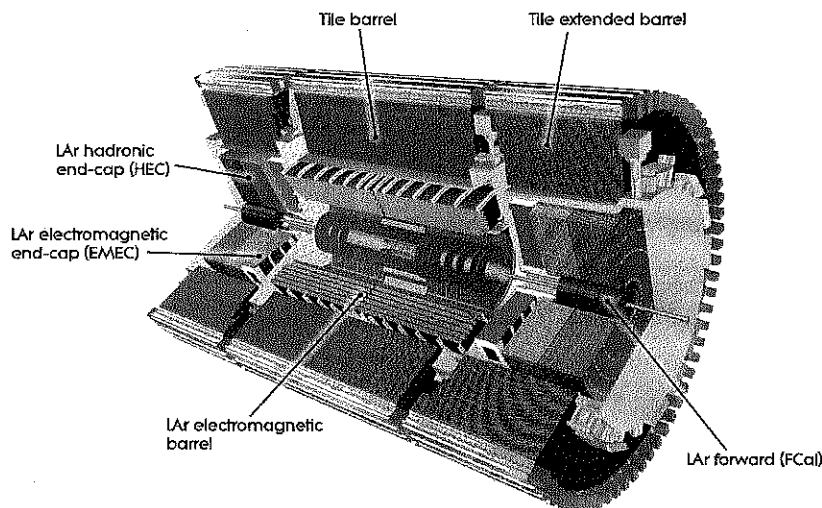


図 2.10: カロリメータの断面模型図 [20]

ドカロリメータとハドロンエンドキャップカロリメータでは液体アルゴン、タイルカロリメータでは吸収体としてシンチレータが用いられている。計 182468 の読み出しチャンネルを持つ。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータはビーム軸まわりに放射状に配置されたアコーディオン型液体アルゴンサンプリングカロリメータである。電子、陽電子及び photon の精密測定に用いられる。図 2.11 に電磁カロリメータのアコーディオン構造、電磁カロリメータはアコーディオン状の複数枚の鉛プレートと同じくアコーディオン状の銅プレートを重ね合わせた構造を持つ。鉛プレートは 2 枚のステンレススチールシートに挟まれている。鉛は吸収体、銅は電極として用いられる。電極は 3 層の銅のシー

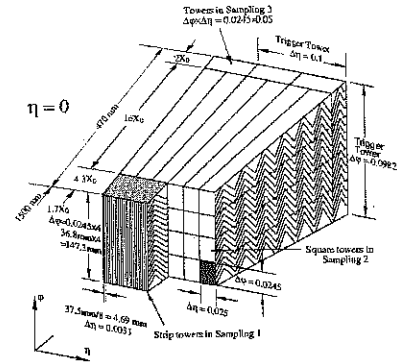
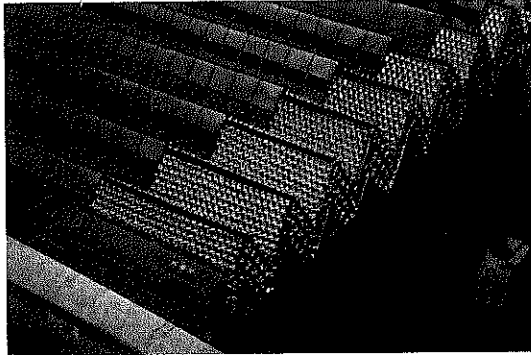


図 2.11: 電磁カロリメータのアコーディオン構造 図 2.12: 電磁カロリメータのパレル部の断面図
トからなる。各々の層は絶縁ポリマイドシートで区分されている。なお、各プレート間には蜂の巣状のスペーサーが設置されている。プレート間のスペースは液体アルゴンで満たされている。液体アルゴンは検出体として用いられる。

electron や photon が電磁カロリメータに入射すると、制動放射 ($e^- \rightarrow e^- \gamma$)³ と対生成 ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$) が次々に起こり、粒子が雪崩式に増える (電磁シャワー)。電磁シャワー中の electron はチェレンコフ輻射によって photon を放射する。photon のエネルギーの総和から元の入射粒子のエネルギーを求める。電磁カロリメータは $|\eta| < 1.475$ 領域を覆う電磁バレルカロリメータ (EMB) と $1.375 < |\eta| < 3.2$ 領域をカバーする 2 つの電磁エンドキャップカロリメータ (EMEC) に分割できる [21]。EMB は $\eta=0$ を境目として 4 mm だけ離れた 2 つの同一のサブカロリメータからなる。EMEC も同様に 2 つのサブカロリメータからなる。内側のサブカロリメータは $1.375 < |\eta| < 2.5$ 領域、外側のサブカロリメータは $2.5 < |\eta| < 3.2$ 領域をカバーしている。EMB, EMEC のサブカロリメータは図 2.11 に示したパーツを縦方向に重ね合わせて作ったリング状の構造を持つ。

図 2.12 に EMB のモジュールの断面図を示す。EMB, EMEC は z 軸からの距離によって Presampler, 1st sampling(strip), 2nd sampling(middle), 3rd sampling(back) の 4 つの部分に分割されている。Presampler はカロリメータの正面に設置されている。液体アルゴンの層のみからなり、鉛の吸収体は使用されていない。内部飛跡検出器、ソレノイド磁石におけるエネルギー損失の測定を行う。セルのサイズは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ である。1st sampling(strip) は Presampler の外側に位置している。厚み (z 方向の長さ) は鉛の放射長 (X_0) の 4.3 倍である。セルのサイズは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.098$ である。 η 方向の高い位置分解能を持つため、photon と π^0 粒子を分離することができる。2nd sampling(middle) は 1st sampling の外側に位置している。厚さ (z 方向の長さ) は放射長 X_0 ⁴ の約 16 倍であり、入射した electron, photon のエネルギーの大半は 2nd sampling に落ちる。セルのサイズは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0245 \times 0.0245$ である。3rd sampling は 2nd sampling の外側、

³ 荷電粒子が原子核のつくる強い電場によって減速されて光子を放出する過程。制動放射の断面積は $(z/m)^2$ に比例するため、electron 等の軽い荷電粒子では ionization よりもエネルギー損失の寄与が大きくなる。

⁴ 放射長 X_0 は物質に入射した electron のエネルギー E_0 が制動放射によって減少し E_0 になるまでに electron が進む距離で定義される。

電磁カロリメータの最外層に位置している。大きなエネルギーを持つ electron または photon のみが 3rd sampling まで到達する。セルのサイズは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ である。電磁カロリメータは合計 17000 以上の読み出チャンネルを持つ。エネルギー分解能は $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ である。

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外層に配置されており, Jet のエネルギーと位置の測定に用いられる。 $|\eta| < 1.7$ の領域を覆うタイルカロリメータと $1.5 < |\eta| < 3.2$ 領域をカバーするハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC) からなる。

タイルカロリメータ

タイルカロリメータ [22] は吸収体として鉄板, サンプリング材料としてプラスチックシンチレータを用いたサンプリングカロリメータである。タイル状の鉄板とプラスチックシンチレータが交互に配置されている。図 2.13 に示すように, タイルカロリメータは, $|\eta| < 1.0$ 領域を覆う中央バレル部と $0.8 < |\eta| < 1.7$ 領域を覆う 2 つのバレル (extended barrel) 部に分割できる。これらのパートはそれぞれ 64 のモジュールからなる。図 2.14 に示すモジュールを組み合わせることで図 2.13 に示す円筒型の立体構造を形成している。大きなエネルギーを持った粒子が鉄と相互作用をすると, 比較

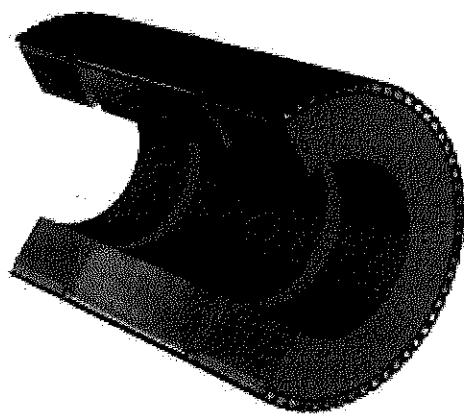


図 2.13: タイルカロリメータの形状

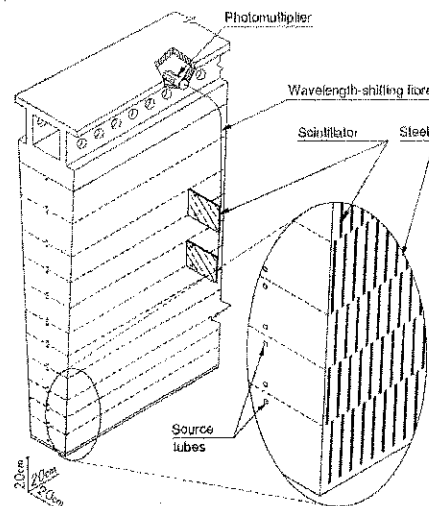


図 2.14: タイルカロリメータのモジュールの構造

的エネルギーの低い粒子のシャワーが生じる。2 次的に生じたシャワーはシンチレータタイルを通過する際, 光を発する。光はシンチレータタイルの両端につながれた波長変換 (WLS) ファイバーか

ら光電子増倍管 (PMT) に送信され、電気信号へ変換される。隣接したタイルと WLS ファイバーはまとめてタイルカロリメータのセルとして扱われる。各々のセルでは、両サイドに設置された2つの PMT を使って読み出しが行われる。つまり、各々のセルは2つの電気信号読み出し口を持つ。中央バレル部は 49, extended barrel 部は 14 のセルからなる。従って、タイルカロリメータは 10000 以上の読み出しチャンネルを持つ。エネルギー分解能は $\sigma_E/E = 50 \text{ } \%/ \sqrt{E} \oplus 3 \text{ } \%$ である [23]。

ハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC)

ハドロンエンドキャップカロリメータは電磁カロリメータと同じくサンプリング材料として液体アルゴンをを用いたサンプリングカロリメータである。吸収体として銅版が用いられている。 $1.5 < |\eta| < 3.2$ 領域をカバーする。エンドキャップ部は各々2つの円輪からなる。各々の円輪は 32 のくさび形モジュールからなり、深さによって2つの層に分割される。従って、1つのエンドキャップに対して4つの層が存在する。

フォワードカロリメータ (FCAL)

フォワードカロリメータは同心円状に広がった2つのエンドキャップからなるサンプリングカロリメータである。相互作用点からビーム軸方向に 4.7 m 離れた位置に設置されており、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ の超前方をカバーしている。検出体として液体アルゴンを使用している。フォワードカロリメータは3つのモジュールからなり、z 軸に最も近いモジュールは銅の吸収体、その他の2つのモジュールは吸収体としてタングステンを使っているため、電磁カロリメータとハドロンカロリメータ双方のカロリメータの役割を兼ねる。

2.2.3 ミューオン検出器

ミューオン検出器は、ATLAS 検出器の最外部に配置されており、Muon の track の検出と運動量測定、muon trigger の発行に用いられる。Muon は寿命が約 $2.2 \text{ } \mu\text{s}$ と比較的長く、カロリメータでのエネルギー損失が少ないため最も外側のミューオン検出器に到達する。ミューオン検出器の概念図を図 2.15 に示す。ミューオン検出器は3つの空心トロイド磁石と track の運動量測定に用いられる Monitored Drift Tube(MDT), Cathode Strip Chamber(CSC) とトリガー発行を担当する Thin Gap Chamber(TGC), Resistive Plate Chamber(RPC) の計4種類のガスチェンバーからなる [24]。トロイド磁石の作る ϕ 方向の磁場によって r-z 方向に曲げられた Muon の track をチェンバーで検出し、その曲率から運動量測定を行う。

バレル部のトロイド磁石は長さ 25 m, 内縁半径 4.7 m, 外縁半径 10 m である。エンドキャップ部の

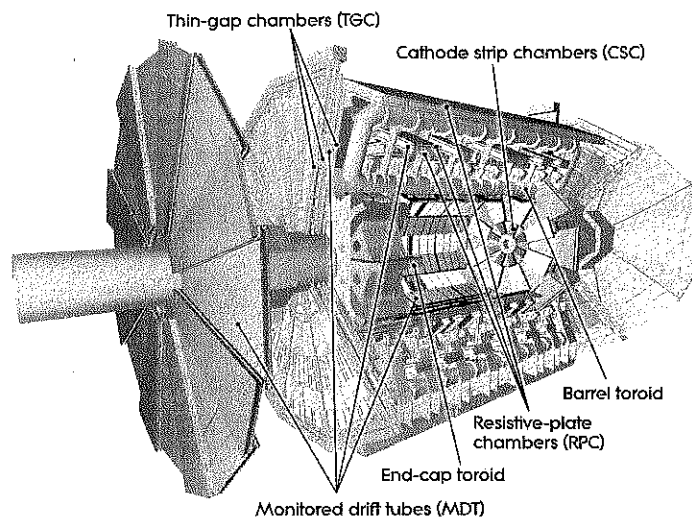
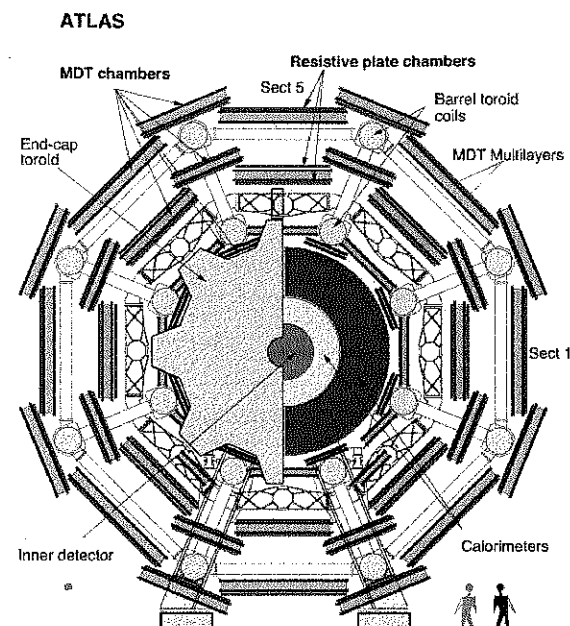
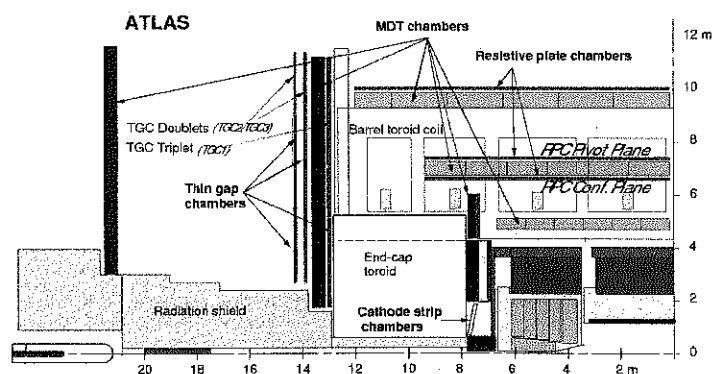


図 2.15: ミューオン検出器の概念図

2つのトロイド磁石はバレル部のトロイド磁石に差し込まれた形で設置されている。長さ5 m, 内縁半径1.65 m, 外縁半径10.7 mの大きさを持つ。各々のトロイド磁石は放射状に設置された8つの超伝導磁石からなる。次節で詳細を述べる。

ミューオン検出器の $\phi(x-y)$ 軸方向断面図を図2.16, ミューオン検出器の $z-y$ 軸方向断面図を図2.17に示す。バレル領域, エンドキャップ領域には各々チェンバーからなる3つの層が設置されている。ミューオン検出器に入射した Muon は3つの層を横切る。各々の層で検出した Muon の位置情報から track の再構成を行い, その曲率から運動量を再構成する。3つの層はそれぞれ相互作用点からの距離によって"Inner", "Middle", "Outer"と名付けられている。それぞれの層はさらに"Large"セクター, "Small"セクターに分割される。"Large"セクター, "Small"セクターはビーム軸に対して放射状に, 入れ子状に設置されている。バレル部の3つの層はそれぞれ"BI", "BM", "BO", エンドキャップ領域の3つの層はそれぞれ"EI", "EM", "EO"と呼ばれる。バレル領域では, 3つの層はそれぞれビーム軸から半径5 m, 8 m, 10 mの位置に同心円状に設置されている。最も内側の層(BI)はハドロンカロリメータの後ろ, トロイド磁石の外側に設置されている。trackの精密測定を行うMDTチェンバーからなる。2番目の層(BM)はトロイド磁石の内部に設置されており, MDTと2つのRPCからなる。最も外側の層(BO)は磁場のすぐ外側に設置されており, 1つのMDTチェンバー, 1つのRPCからなる。エンドキャップ領域では, ビーム軸に垂直な方向, 相互作用点からそれぞれ9 m, 14 m, 20 mの位置に3層のチェンバーが設置されている。最も内側の層(EI)は磁石の正面に位置している。ビーム軸の近傍ではCSC, それ以外の領域ではMDTが使われている。また, TGCも設置されている。2番目の層(EM)はエンドキャップ磁石と1つのMDT, 2つのTGCからなる。最も外側の層(EO)にはMDTが設置されている。

図 2.16: バレル部ミュオン検出器の $\phi(x-y)$ 断面図図 2.17: ミュオン検出器の $z-y$ 断面図

Monitored Drift Tube(MDT)

Monitored Drift Tube(MDT) は y 軸方向に俵状に積み上げられた多層のドリフトチューブとそれらに垂直に設置されたアルミニウムのフレームからなるガス検出器である。バレル部、エンドキャップ部の広い η 領域 ($\eta < 2.7$) に設置されており、 r - z 平面での運動量測定に用いられる。MDT はアルミニウムのフレームをはさむ2つの層に分割できる。これらの層は各々3つないし4つのチューブの層からなり、マルチレイヤー (ML) と呼ばれる。各々のチューブは 30 mm の直径を持ち、アルミで成形されている。中央には直径 50 μm のタングステンのワイヤが通っている。位置分解能は 80 μm である。

Cathode Strip Chamber(CSC)

Cathode Strip Chamber(CSC) は Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) 型のガス検出器である。比較的大きなチェンバー8枚と、それよりもやや小さいチェンバー8枚を入れ子のように組み合わせた構造を持つ。 $2.0 < |\eta| < 2.7$ 領域をカバーしており、MDT と同様 Muon の運動量測定に用いられる。 $2.0 < |\eta| < 2.7$ の前方領域におけるヒットレートの厳しい要求に対応可能である。位置分解能は $60 \mu\text{m}$ である。

Resistive Plate Chamber(RPC)

Resistive Plate Chamber(RPC) はワイヤーの代わりに複数の高抵抗板を平行に並べ、それらを電極として用いたガスチェンバーである。平行に設置された2枚のプラスチック板の間に $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ (94.7%), $\text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}$ (5%), SF_6 (0.3%) からなる混合ガスが封入されている。 $|\eta| < 1.05$ のバレル領域をカバーしており、trigger 用の検出器として用いられる。BM 層の MDT を挟み込む形で2枚、BO 層の MDT の外側 ("Small" セクターでは内側) に1枚設置されている。 ϕ - z 方向の2次元読み出しが可能である。位置分解能は 10 mm , 読み出し速度は 1.5 ns である。

Thin Gap Chamber(TGC)

ThinGapChamber(TGC) は Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) 型のガス検出器である。MWPC は2枚の平行板をカソードとし、その間に多数のアノードワイヤーを平行に張った構造を持つ。それぞれのアノードは独立した比例計数管として動作する。 $1.05 < |\eta| < 2.7$ のエンドキャップ領域をカバーしており、前方領域におけるヒットレートの厳しい要求に対応可能である。EM 層の MDT を挟み込む形で2枚、その外側に1枚、EI 層の内側に2枚の計5層が設置されている。 r - ϕ 方向の2次元読み出しが可能である。位置分解能は $2\text{-}6 \text{ mm}$, 読み出し速度は 4 ns である。

2.2.4 Magnet システム

ATLAS 検出器における Magnet は、その磁場によって荷電粒子の軌道を曲げるものである。検出された track の曲率半径から荷電粒子の運動量が測定される。Magnet システムは4つの超伝導磁石からなる。中央部に設置されたソレノイド磁石、バレル部に設置された空心トロイド磁石(バレルトロイド磁石)とエンドキャップ部に設置された2つの空心トロイド磁石(エンドキャップトロイド磁石)である。図 2.18 に Magnet システムの形状を示す。ソレノイド磁石は実際はカリメータの内側に設置されている。8つのバレルトロイド磁石はエンドキャップトロイド磁石に対して交互に配置されている。

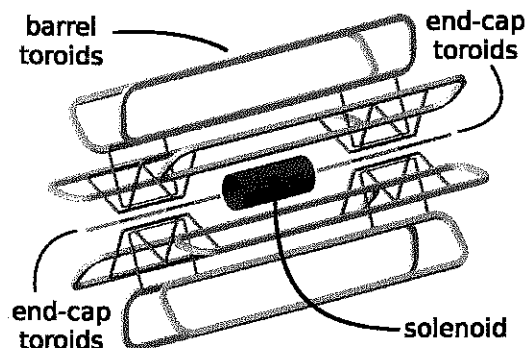


図 2.18: Magnet 巻線の形状

ソレノイド磁石

ソレノイド磁石はビーム軸に沿って配置されており、内部飛跡検出器における軸方向の 2 T の磁場を作り出す。中央ソレノイド磁石は主に内部飛跡検出器での運動量測定を目的としており、ソレノイド磁石は z 軸方向に磁場を作るため荷電粒子はローレンツ力を受けて ϕ 方向に曲がる。ソレノイド磁石は全長 5.8m、内側の半径は 2.46m であり、導体として NbTi が用いられている。中空の磁場は 0.9-2.0T である。バレル部ソレノイド磁石の外観を図 2.19 に示す。

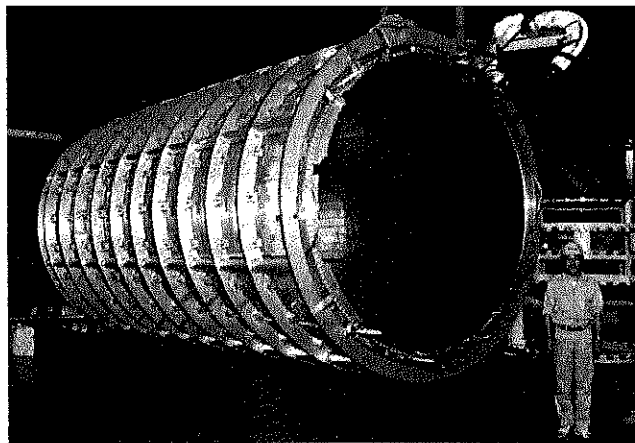


図 2.19: ソレノイド磁石の外観

トロイド磁石

ATLAS 検出器には 1 つのバレルトロイド磁石、2 つのエンドキャップトロイド磁石が設置されている。バレルトロイド磁石、エンドキャップトロイド磁石はカロリメータの外側、ミューオン検出器の内部に設置されており、それぞれミューオン検出器のバレル部に約 0.5 T、エンドキャップ部に

約 1 T の磁場を作り出す。

バレル部はレース track のような構造を持つ 8 つのコイルからなる。これらのコイルはビーム軸に対して放射状に、かつ対称に組み立てられている。各々のコイルの大きさは、長さ 25.3 m, 幅 5 m である。バレル部トロイド磁石の外観を図 2.20 に示す。エンドキャップトロイド磁石はバレルト

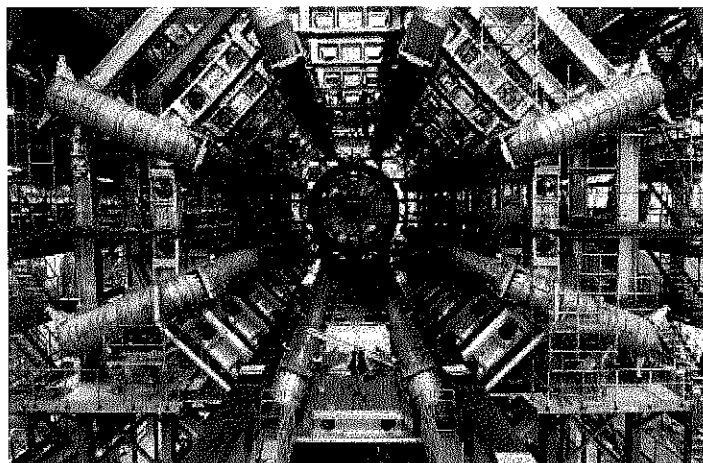


図 2.20: エンドキャップ部におけるトロイド磁石の外観

ロイド磁石の内側, 中央ソレノイド磁石の両端に設置されており, 放射状の平面を横切る長さ 5m, 内径 1.65m, 外径 10.7m で ϕ 方向に約 1T の磁場を作っている。

2.3 トリガーシステム

ATLAS の trigger system は Level-1 trigger(LVL1), Level-2 trigger(LVL2), Event Filter(EF) の 3 段階に大別できる。この 3 段階の trigger により, 最高ルミノシティ時 1 GHz にまで達するイベントレートを最終的に 400Hz 程度にまで落とすことができる [25][26]。

2.3.1 Level-1 trigger(LVL1)

Level-1 trigger では衝突点で発生した事象のレートを 75kHz 程度に落とす。Level-1 trigger system ではカロリメータ, ミューオン検出器, で測定された情報を基に trigger 判定を行う。これらの情報は $2.5\mu\text{s}$ 間 LVL1 バッファで保持される。カロリメータの情報に関しては E_T^{miss} や e/γ , τ , jets のエネルギー対し各々のしきい値が設定されている。ミューオン検出器に関しても同様に p_T について数段階のしきい値が設定されている。trigger のしきい値を超えた事象はそれらの項目 (trigger

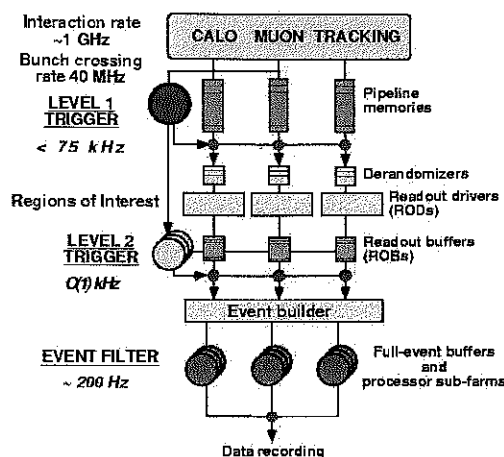


図 2.21: Trigger System

menu) をタグ付けされて CTP(CentralTriggerProcessor) に送られる。同時に Level-2 trigger に対して RoI(Region of Interest) を送信する。

2.3.2 Level-2 trigger(LVL2)

Level-1 trigger では Level-1 trigger で 75kHz まで落としたイベントレートをさらに 6kHz 程度まで落とす。カロリメータ、ミューオン検出器の MonitoredDriftTube(MDT), 内部飛跡検出器で測定されたより精密な情報と Level-1 trigger から受信した RoI を基に trigger 判定を行う。他の Level-1 trigger の情報と共に L2SV(Level2SuperVisor) に送る。L2SV は受け取った RoI 及び Level-1 の情報を合わせて Level-2 trigger 判定を行うため、負荷分散アルゴリズムに従い、いくつかの L2P(Level2Processor) をそのイベントの trigger 判定に割り当てる。割り当てられた L2P はレベル 2 ネットワークを介して必要なイベント情報を受け取りレベル 2 判定を行う。そのため Level2accept 信号は L2SV に戻され、DFM(DataFlowManager) に渡される。L2P には最大で 500 台程度の PC が使われており、それらの PC で平行にレベル 2 判定の処理を行う。1 イベントにかかる処理時間は 80[msec] 以下である。Level2accept 信号が DFM に送られると、DFM は負荷分散アルゴリズムに従ってデータを受ける SFI(SubFarmInputbuffer) を割り当てる。SFI はイベントビルダーネットワーク (物理的にはレベル 2 ネットワークと同じもの) を介してデータを受け取り、フォーマットに従ってイベント構築を行う。構築されたイベントは Event Filter に送られるために SFI 内のバッファに保持される。

2.3.3 Event Filter(EF)

Event Filter はソフトウェアによって最終的な trigger を発行し, Level-2 trigger で 6kHz 程度まで落としたイベントレートをさらに 400Hz まで落とす役割を担う. Event Filter では全ての検出器の完全な情報を用いて粒子を再構成・識別することで trigger の発行を判断する. 最終的に trigger をパスしたイベントはオフライン解析のためにデータストレージに書き込まれる.

lepton trigger の名称 主な lepton trigger の種類とその名称を表 2.2 に示す. Event Filter では

trigger の種類	trigger の名称
Single Electron	e24vhi_medium1
	e60_medium1
Single Muon	mu24i_tight
	mu36_tight
Di-Electron	2e12Tvh_loose1
Di-Muon	2mu13
	mu18_tight_mu8_EFFS
Electron-Muon	e12Tvh_medium1_mu8
	e24vhi_loose1_mu8

表 2.2: 主な lepton trigger

事象選択に加え, 各々の事象に含まれるオブジェクトによる"stream"(muon, Jet, electron/photon, minimum bias 等) への分類が行われる. trigger するオブジェクトを決める一連のアルゴリズムを trigger chain と呼ぶ. trigger の名称は

$$[Level][N][Type(s)][Threshold][Isolation][Quality] \quad (2.8)$$

で決まる. ここで $Level$ は trigger のレベル, N はオブジェクトの数, $Type(s)$ はオブジェクトの候補数, $Threshold$ は各オブジェクトに適用される p_T カットの下限, $Isolation$ は各オブジェクトに適用されるアイソレーションカット, $Quality$ は再構成の際に用いられる要求のきつさである. 例えば, "EF_mu18_medium" は $p_T > 18$ GeV, Event Filter での再構成の際に用いられる medium の要件を満たす muon を Event Filter レベルで trigger する. muon のアイソレーションカットは $pcone20 < 0.12 p_T^\mu$, electron のアイソレーションカットは $pcone20 < 0.10 E_T^e$ で定義されている. ここで E_T^e は electron の E_T , p_T^μ は muon p_T である. ここで $ptcone20$ は muon または electron のコーン半径 $\Delta R < 0.2$ の内部にある $p_T > 1$ GeV の track のスカラー和である. なお, "v" は single L1 EM trigger で適用される検出器の物質質量のモデリングに係る補正である. "h" は 1 GeV 以下の L1 trigger におけるアイソレーションカットである.

2.4 オブジェクト再構成

検出器におけるオブジェクトの再構成

ATLAS 実験における粒子の同定, 再構成は2種類の基本的なオブジェクトを用いて行われる. 内部飛跡検出器で観測された荷電粒子の track, 及びカロリメータのクラスタである. これらのオブジェクトの再構成手法について述べる.

track の再構成 内部飛跡検出器における track の再構成は, ピクセル検出器 (Pixel), シリコンマイクロストリップ検出器 (SCT), 連続飛跡検出器 (TRT) の3つのサブ検出器で検出された信号情報を基に"inside-out" アルゴリズムを用いて行われる [27]. inside-out アルゴリズムを用いた track 再構成の手順を述べる. まず, Pixel, SCT の信号から, 3次元空間点を形成する. これらの空間点に対して, track によるフィットを行う. 最も良く再構成された track を選び, TRT まで外挿する. その際, combinatorial Kalman filter[28] を用いる. 外挿した track に対して再びフィットを行い, 元の track と比較する. 前者より後者のフィットの質が低い場合は, TRT ヒットは異常値とみなされる. Photon conversion, 長寿命粒子の崩壊由来の Secondary Vertex を同定するため, TRT ヒットを SCT まで外挿する"back-tracking" アルゴリズムを同時に走らせる. その後, Primary Vertex の再構成を行う. 通常事象中にはハードスキャタリングや長寿命粒子の崩壊から生じた複数の vertex が存在する. 全ての Secondary Vertex に対して, 対応する Primary Vertex を同定する. 再構成された track は5つのパラメータで表される.

カロリメータのクラスタの再構成 カロリメータの粒子シャワーを再構成する際は, 複数のセルをまとめてトポロジカルクラスタ (topocluster) を構成する. topocluster を構成する手順について述べる. まず, 与えられたしきい値を超えるエネルギーを持つ"Seed"セルを選別する. しきい値は通常セルのノイズ σ_{noise} の4倍 ($4\sigma_{noise}$) で定義される. その後, これらのクラスタに $2\sigma_{noise}$ 以上のエネルギーを持つ隣接したセルを加える. 単一のクラスタにおいて複数のエネルギー極大値が存在する場合は極大値の数が1つに収束するまでそのクラスタを分割する. 各々のセルのエネルギーは, 電磁シャワーの測定に適したエネルギースケールで測定されている. 従って, 各々のクラスタはそのシャワーの形状からハドロン由来, 電磁相互作用由来のものに分類される. 分類されたクラスタに対して, その分類に適したキャリブレーションを行う. その際, インプットパラメータとして single particle(electron, photon) 事象のシミュレーション (3章2節参照) から見積もった4つの値を用いる. 電磁カロリメータの Presampler, 1st sampling, 2nd sampling, 3rd sampling におけるエネルギー損失, 液体アルゴンや Presampler と 1st sampling の間の dead material でのエネルギー損失, クラスタの外側 (Presampler, 1st sampling, 2nd sampling, 3rd sampling のサイド) でのエネルギー損失, 3rd sampling の外側でのエネルギー損失 (シャワー leakage) である.

物理オブジェクトの再構成

本解析で使用する物理オブジェクトの再構成アルゴリズムについて述べる。

Electron electron は再構成されたクラスタと track から "sliding window" アルゴリズムを用いて再構成される [29] [30]. 電磁カロリメータで再構成されたクラスタが, 内部飛跡検出器で再構成された track とマッチすれば, その track は electron と見なされる. conversion vertex とマッチすれば conversion 由来の photon, マッチしなければ photon である. 電磁カロリメータまで外挿した track とクラスタの中心点の距離が $\Delta\eta < 0.05$ を満たす場合, track とクラスタがマッチしていると考えられる. electron の 4 元運動量はクラスタのエネルギー $E_{cluster}$, マッチした track の η と $\phi(\eta_{track}, \phi_{track})$, $E_{cluster}/\cosh(\eta_{track})$ から算出される p_T からなる.

electron の同定を行う際は, 予め定義された 3 種類のカットを用いる. その要求の厳しさによって, それぞれ "Tight", "Medium", "Loose" と名付けられている. Tight は Medium を, Medium は Loose をそれぞれ内包している. 各々の定義について, 概要を述べる [55]. Electron はほとんどのエネルギーを電磁カロリメータに落とすため, ハドロンカロリメータでのエネルギー損失 (leakage) がないことを要求する. E_T^{H1}/E_T^{EM2} があるしきい値以下であることを要求する. ただし, E_T^{EM2} は電磁カロリメータの 2 層目のクラスタの E_T , E_T^{H1} はハドロンカロリメータの 1 層目の E_T である. また, Electron はハドロン由来の jet と比較して細い shower shape を持つため, 電磁カロリメータの 2nd sampling における shower の $|\eta|$ 方向の広がり R_{core} があるしきい値以下であることを要求する. R_{core} は $R_{core} = \frac{E_{3 \times 3}^{2nd-Samp.}}{E_{7 \times 3}^{2nd-Samp.}}$ で定義される. ここで $E_{3 \times 3}^{2nd-Samp.}$ は最もエネルギーの高いセルを中心とした 3×3 セルのエネルギー, $E_{7 \times 3}^{2nd-Samp.}$ は最もエネルギーの高いセルを中心とした 7×3 セルのエネルギーである. これらのカットは Loose に含まれている. electron は $\pi \rightarrow \gamma\gamma$ 事象由来の photon を落とすため, 電磁カロリメータの 1st sampling における shower shape の非対称性を示す変数 $E_{ratio} = \frac{E_{max1}^{1st-Samp.} - E_{max2}^{1st-Samp.}}{E_{max1}^{1st-Samp.} + E_{max2}^{1st-Samp.}}$ を定義し, あるしきい値以下であることを要求する. ここで $E_{max1}^{1st-Samp.}$ は電磁カロリメータの 1st sampling で最もエネルギーの高いストリップ, $E_{max2}^{1st-Samp.}$ は二番目にエネルギーの高いストリップに対応している. Medium は上記の条件に加え, track のクオリティ, クラスタと track のマッチングに関するカットを含む. $\pi^\pm$ を削減するため $E/P \approx 1(0.7 \sim 4)$ を要求する. ここで E はカロリメータでのエネルギー, p は飛跡検出器での運動量である. Tight カットは上記の条件に加え track のクオリティと TRT でのヒット数, conversion veto カットを含む. conversion veto カットは, b 層における track のヒット数 $N_{b-layerhit} \geq 1$ を要求するものである.

Muon Muon は約 106 MeV と electron と比較して高い質量を持つため, 制動放射を起こしにくい ($(m_e/m_\mu)^2 \approx 2.5 \times 10^5$). また, muon は electron と比較して寿命が長い ($\tau \approx 2.2 \mu s$) ため, カロリ

メータで大きなエネルギー損失をすることなく ATLAS 検出器の最外層のミューオン検出器まで到達する。主な背景事象は, Decay in Flight, Punch Through 事象の $\pi^\pm$, Heavy Flavor の崩壊により生成された muon である。Muon は内部飛跡検出器 ($|\eta| < 2.5$), ミューオン検出器 ($|\eta| < 2.7$), カロリメータの信号から再構成される。それらの信号を結合する際には Staco, MuID と呼ばれる2種類のアルゴリズムが用いられる。Staco アルゴリズムは, 内部飛跡検出器, ミューオン検出器における track を統計的に結合する。MuID アルゴリズムは, 内部飛跡検出器, ミューオン検出器の全ての track に対してフィットを行う。本研究では, MuID アルゴリズムで再構成された muon を用いる。muon は, その再構成手法により4タイプ (Combined Muon, Stand-Alone Muon, Segment/Calorimeter Tagged Muon) に分類される。Combined Muon(CB) は内部飛跡検出器, ミューオン検出器の track のマッチングにより再構成される。Stand-Alone Muon(SA) はミューオン検出器の track を IP ままで外挿したものである。Segment Tagged Muon(ST) はミューオン検出器の segment にマッチした内部飛跡検出器の track から再構成される。Calorimeter Tagged Muon(CT) はカロリメータのクラスタにマッチした内部飛跡検出器の track から再構成される。

Stand-Alone Muon ミューオン検出器の Hit 情報 (Segment) を用いて track を再構成し, track をビーム軸まで外挿する。その際, カロリメータでのエネルギー損失を考慮に入れる。 p_T 分解能は劣るが $|\eta| < 2.7$ まで感度を持つ。

Combined Muon ミューオン検出器の track と内部飛跡検出器の track を結合する。結合された track に対してフィットを行い, 正しく結合が行われた track のみ選択する。Combined muon は内部飛跡検出器の情報を用いて再構成されるため感度は $|\eta| < 2.5$ 領域に制限される。ただし高い p_T 分解能を持つ。4つの手法のうち, 最も純度が高い。

Segment/Calorimeter Tagged Muon Tagged Muon は内部飛跡検出器の track とミューオン検出器の1層目の信号から再構成される。高効率でのオブジェクト選択が可能のため, 特に Muon の p_T が低い領域で有効である。ミューオン検出器を突き抜けない低い p_T の muon に対して有効である。Calorimeter Tagged Muon はミューオン検出器の segment の代わりにカロリメータでのを用いて再構成される。Stand-Alone muon, Combined muon, Segment/Calorimeter Tagged Muon の再構成効率を図 2.22 に示す。

Jet Jet は崩壊により準安定化した高エネルギーパートン由来のハドロンであり, カロリメータで電磁シャワーまたはハドロンシャワーを作る。Jet の再構成は, エネルギークラスタの構築, anti- k_t アルゴリズム [33] を用いた同定, キャリブレーションの3段階で行う。

最初に TopoCluster を再構成する。次に再構成した TopoCluster を anti- k_t アルゴリズムに食わせ

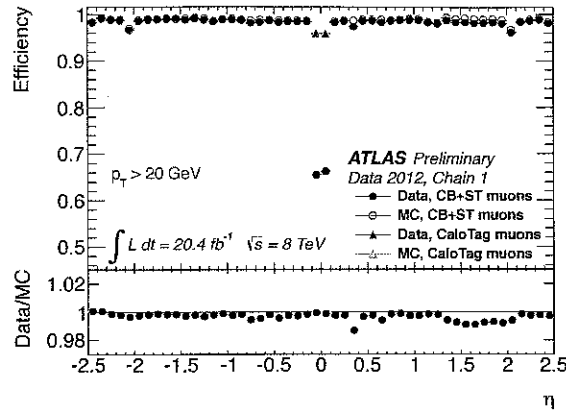


図 2.22: StandAlone muon, Combined muon, StandAlone muon の再構成効率の η 依存性

る. anti- k_t アルゴリズムは全ての TopoCluster の組み合わせに対して $\eta - \phi$ 平面における距離を算出し, 最少のものを選択する. d_{ij} は次式で定義されている.

$$d_{ij} \equiv \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} (i \neq j, R = 0.4 \text{ or } 0.6), d_{iB} \equiv p_{Ti}^{-2} \quad (2.9)$$

ここで p_{Ti} は i 番目のクラスタの運動量, d_{ij} は i 番目のクラスタと j 番目のクラスタの距離である. $d_{ij} < d_{iB}$ の場合, i, j の 2 つのクラスタは i 番目のクラスタとして合成される. $d_{ij} > d_{iB}$ の場合, i は Jet と見なされる. 本解析では, $R=0.4$ を採用した.

上記の手順で組んだ Jet のエネルギーは前節で述べた通りカロリメータで測定された EM スケールエネルギーから算出されている. EM スケールエネルギーはテストビームの electron を使ったキャリブレーションを基に再構成されているため, ハドロンの性質を考慮した補正をかける必要がある. また, Dead material によるエネルギー損失も考慮に入れる. 具体的には MC シミュレーションとデータを比較し, 特定の η, E ビンで規格化因子を決定する. その際, QCD dijet 事象の MC サンプルを用いる. さらに各 η, E ビンでの規格化因子を $\log(E)$ の多項式でフィットする. フィット後の多項式の定数を Jet Energy Scale(JES) と呼び, EM scale エネルギーに JES をかけ合わせて得たエネルギーを EM+JES と呼ぶ. Jet の p_T はクラスタが質量を持たないという仮定のもと 4 元運動量から計算する.

MC シミュレーションの際に用いる QCD dijet 事象中の Jet は通常 gluon 由来であり, 低い p_T を持ちなおかつ中央 η 領域に分布する傾向がある. ただしある条件下では quark 由来の Jet が多くなる可能性もある. 従って, gluon 由来の Jet, quark 由来の Jet に対するカロリメータの反応の差異を JES の系統誤差として加える.

Close-by Jet effects 多数の Jet を用いる解析においては "Close-by Jet effects" を考慮する必要がある. Jet のキャリブレーションを行う際は, 各々の Jet と最近傍の Jet との距離 R_{min} が次式を

満たし, なおかつ EM scale エネルギー $E > 7 \text{ GeV}$ の isolated Jet のみを使用される.

$$R_{min} > 2.5 \times R \quad (2.10)$$

$$(R_{min} = \sqrt{\Delta\eta_{min}^2 + \Delta\phi_{min}^2}) \quad (2.11)$$

ここで R は anti- k_t アルゴリズムで用いた定数である. 本解析では non-isolated Jet を含めた全ての Jet を用いるため, 近傍の Jet が non-isolated Jet に及ぼす影響を考慮する必要がある.

b-jet 本解析では Jet の本数 (N_{jet}), b-jet の本数 (N_{bjet}) が重要な変数として用いられる. 従って, b-quark 由来の Jet(b-jet) を効率的に選択する必要がある. つまり, c, b-quark 等の heavy flavor 由来の Jet(b-jet, c-jet), u-, d-, s-quark 等の light flavor 由来の Jet(light-jet) と gluon 由来の Jet(gluon-jet) を区別する必要がある. 図 2.23 に b-quark 崩壊の模式図を示す. b-quark は長い寿命を持つ B

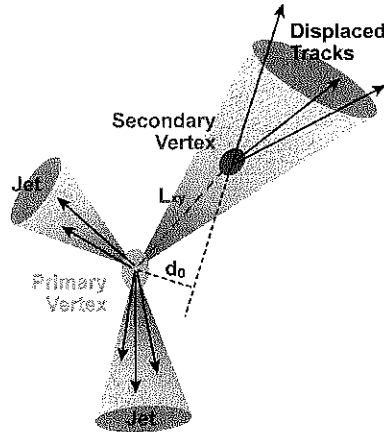


図 2.23: b-quark 由来の Jet と light jet/gluon jet の模式図右上の円錐が b-quark 由来の Jet, 左と下の円錐がそれぞれ light jet, gluon jet である [34]

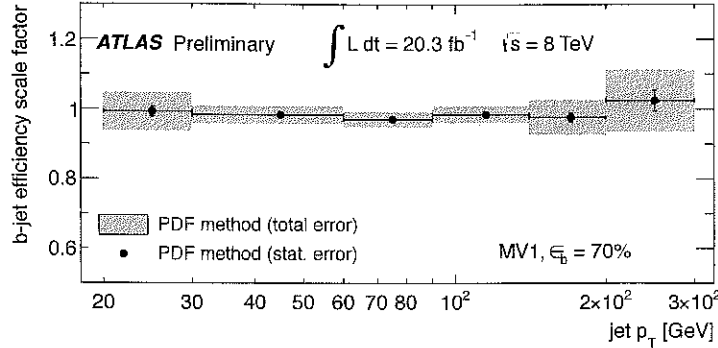
hadron を形成する. B hadron は次々とより軽いハドロンに崩壊するため, 5 本程度の荷電粒子の track を伴う. また, B hadron は light quark 由来のハドロンと比較して長い寿命を持つ ($\tau \approx 1.6 \text{ ps}$) ため Primary Vertex(PV) から数 mm 程度 ($c\tau \approx 460 \mu\text{m}$ [32]) 離れた位置で崩壊する. すなわち, b-jet は Primary Vertex から少し離れた位置に Secondary Vertex(SV) を形成する. 従って, b-jet の track は大きな impact parameter(IP) を持つはずである. ここで IP は track と Primary Vertex の最近接距離 d_0 , z_0 である. z_0 は track と Primary Vertex の z 方向の距離, d_0 は $R-\phi$ 方向の距離に対応している. B hadron は約 11 % が lepton へ直接崩壊 ($B^0 \rightarrow Xl\nu$) する. また, さらに約 10 % が c-quark を含む D hadron への崩壊を通して間接的に lepton へ崩壊する ($b \rightarrow c \rightarrow Xl\nu$).

B hadron が lepton へ崩壊した場合, lepton を含む b-jet が生成される. b-jet の同定を行う際はこれらの特徴を利用する. ATLAS では, 複数の b-jet 同定 (tagging) アルゴリズムが用いられている. 主なアルゴリズムは, Impact parameter を基にした JetProb, IP3D SV を基にした SV1, JetFitter, それらを結合した JetFitterCOMBNN と IP3D, SV1, JetFitterCOMBNN を結合した MV1 である. 各々のアルゴリズムに関して詳細を述べる.

- TrackCounting : Impact parameter を基にしたアルゴリズムでは Signed Impact Parameter significance $S_{IP} \equiv d_0/\sigma_{d_0}$ が用いられる. 大きな S_{IP} を持つ track の数を基に b-jet を同定する.
- IP3D : b-, c-, light jet それぞれについて S_{IP} の確率分布関数を用意する. b-jet の確率分布関数は $b(S_i)$, light-jet の確率分布関数は $u(S_i)$ で定義される. 各々の track に対して $w_i = \ln \frac{b(S_i)}{u(S_i)}$ で定義される "track weight" を計算する. また, それを基に各々の Jet に対して $W_{jet} = \sum w_i$ で定義される "Jet weight" を計算する.
- SV1 : 複数の変数に対して b-jet, light-jet の確率分布関数を用意し, それらを使って b-jet らしさを表す Log-likelihood 関数を定義する. SV1 では以下の変数が用いられている.
 - SV mass, $\sum_{j=0}^{N_{SV, track}} p_{Tj} / \sum_{j=0}^{N_{track, light-jet}} p_{Tj}$ の2つの変数とそれらの相関
 - 2つの track を伴う vertex の数
 - ΔR (jet 方向, PV $\rightarrow$ SV 方向)
- JetFitter : B/D hadron の lepton 崩壊を利用する. PV $\rightarrow$ b vertex $\rightarrow$ c vertex 崩壊事象を探すために, Kalman filter を用いる. b-, c-, light-jet の区別は SV1 と同様 likelihood に基づいて行う.
- MV1 : 多変量解析を用いたアルゴリズムである. IP3D/SV1/JetFitter の情報をニューラルネットワークに食わせ, それらを結合した変数を MV1 として新たに定義した. MV1 b-tagging アルゴリズムでは, b-tag efficiency $\epsilon_b = 60\%, 70\%, 75\%, 85\%$ に応じた4つの Operating Point が定義されている. MV1($\epsilon_b = 70\%$) の performance を図 2.24 に示す.

消失横エネルギー E_T^{miss} E_T^{miss} を再構成する際にはカロリメータでのエネルギー損失を考慮する [31]. その際, 再構成されたオブジェクトによってカロリメータのセルを用いる. また, 上記のどのオブジェクトとも関連を持たないクラスタも合わせて考慮に入れる ($E_T^{miss, CellOut}$). E_T^{miss} のカロリメータ項は次式で計算できる.

$$E_{x(y)}^{miss, calo} = E_{x(y)}^{miss, e} + E_{x(y)}^{miss, \gamma} + E_{x(y)}^{miss, jets} + E_{x(y)}^{miss, softjets} + (E_{x(y)}^{miss, calo, \mu}) + E_{x(y)}^{miss, CellOut} \quad (2.12)$$

図 2.24: MV1($\epsilon_b = 70\%$) の b-tag 効率

ここで各項は各オブジェクトのある一定のコーン半径の内側にあるセルのキャリブレーション後のエネルギーの負の総和である。 E_T^{miss} の muon 項は $|\eta| < 2.7$ の領域で再構成された muon の track の運動量から算出する。

$$E_{x(y)}^{miss, calo, \mu} = - \sum_{muons} p_{x(y)}^{\mu} \quad (2.13)$$

Overlap Removal

上述した粒子の選別はそれぞれ独立に行われる。従って、単一のクラスタや track が複数のオブジェクトに同時に紐付けられる場合がある。重複を防ぐため、"Overlap Removal" アルゴリズムを用いる。本解析で用いた "Overlap Removal" アルゴリズムについて、詳細を述べる。

- electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) と Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.3$) 場合, electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) は除去される。
- muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.3$) 場合, muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) は除去される。
- muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) は除去される。
- 2つの electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, 高い運動量を持つ electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され他の electron 候補は除去される。

muon は誤って再構成される確率が比較的低いため, Jet や electron より優先される。"anti-id" lepton 同士もしくは "anti-id" lepton と他のオブジェクトの Overlap Removal について述べる。 "anti-id" lepton の定義は 4 章 4 節で述べる。

- anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している

($\Delta R < 0.1$) 場合, anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) は除去される.

- anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) は除去される.
- muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) は除去される.
- 2つの anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, 高い運動量を持つ anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され他の anti-id electron 候補は除去される.
- electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) と anti-id electron 候補が重複している ($\Delta R < 0.1$) 場合, 高い運動量を持つ (anti-id) electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され他の (anti-id) electron 候補は除去される.
- electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) と Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.3$) 場合, electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) は除去される.
- anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) と Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.3$) 場合, anti-id electron 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) は除去される.
- anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) と Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) が重複している ($\Delta R < 0.3$) 場合, anti-id muon 候補 ($p_T > 15$ GeV) のみが保持され Jet 候補 ($p_T > 25$ GeV) は除去される.

第3章 データとMCサンプル

3.1 データサンプル

本研究では, 2012 年に ATLAS 実験で取得された積分ミノシティ $L = 20.3 \text{ fb}^{-1}$ に相当するデータを用いて解析を行った。

2011 年から 2012 年にかけてのデータ取得の過程で行われたいくつかの改善について述べる。主な改善点は 2 点である。1 点目は LHC 加速器のビームエネルギーを 3.5 TeV から 4 TeV に上げた事である。重心系エネルギーは 7 TeV から 8 TeV に増大し, これにより $t\bar{t}$ 付随生成過程の生成断面積は $\sigma \approx 177 \text{ pb}$ から $\sigma \approx 277 \text{ pb}$ と, 約 40% 上昇した。2 点目はバンチ衝突強度の向上により瞬間ミノシティが増大した事である。2012 年, LHC は $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ での陽子 - 陽子衝突実験において積分ミノシティ $L = 23.3 \text{ fb}^{-1}$ に相当するデータの取得を行った。このうち ATLAS 検出器により記録されたデータは $L = 21.7 \text{ fb}^{-1}$ である。データ取得中, ATLAS 検出器内部の過渡信号及び何らかの異常は常に記録されている。この記録を基に各検出器が適当に動作している等のチェックを行い一定の条件を満たしているデータ ($L = 20.3 \text{ fb}^{-1}$) のみを本解析で用いた。

3.2 MC サンプル

本解析では, シミュレーションを用いて信号事象, 一部の背景事象の見積もりを行った。 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ チャンネルにおける主な背景事象は $t\bar{t}, t\bar{t}W, t\bar{t}Z, t\bar{t}b\bar{b}, ZZ, WZ, W + jets$, Single Top プロセスである。これ以外に, QCD Jet や $WZ+X$ プロセスも背景事象になりうる。ただし, 同符号の 2 つの lepton, Jet の本数等の事象選択の条件により, これらの事象の大部分を削減することができる。 $W + jets$, Single Top, QCD 背景事象の起源は, Jet が lepton として誤同定される fake lepton である。MC の代わりにデータを用いた見積もりを行うため, ここでは議論しない。詳細は 4 章 4 節で述べる。

陽子-陽子散乱のシミュレーションはいくつかの副次的なプロセスに大別できる。hard scattering(HI), initial/final state radiation(ISR/FSR), ハドロン化(hadronization), 崩壊(decay) と underlying event(UE) である。hard scattering は入射したパートンの相互作用とそれによる粒子の生成を記述する。パートン同士の相互作用は摂動論で計算可能である。パートン分布関数(PDF)を基に leading-order(LO) あるいは next-leading-order(NLO) での Matrix element(ME) で記述される。HI に入射

する前のパートン,あるいはHIで生成されたquarkは,gluonを放射する.放射されたgluonからgluonとメソンが生じる.このプロセスは総じてparton showeringと称される.HIに入射する前のパートンのshoweringはISR,HIで生成したパートンのshoweringはFSRと呼ばれる.parton showeringはenergy scaleによって制限される.color connected partonsはcolor singlet hadronを形成する(hadronization).不安定なハドロンは最終的に検出される安定粒子に崩壊(decay)する.hard scatteringに含まれるパートンの他に,残りの陽子中のパートンも相互作用をする.これらの相互作用はunderlying eventと称される.underlying eventはbeam-beam remnants(BBR), multiple parton interaction (MPI)を含む.

シミュレーションは,事象生成(Generation),検出器シミュレーション(Simulation),デジタイゼーション(Digitization),再構成(Reconstruction)の4段階の手順で行われる.事象生成は検出器シミュレーションのインプットパラメータとして用いるための物理事象そのもののシミュレーションである.様々なイベントジェネレータ(Event Generator)が使われる.検出器シミュレーションは,生成事象の粒子の検出器中での振る舞い(物質との反応や粒子の崩壊等)をGeant4[35]を用いてシミュレーションするものである.この段階では物質を通過した時刻,場所とそこで落とされたエネルギー損失がデータとして残される.これらのデータはHitと呼ばれる.デジタイゼーションは,Hitデータを元に,検出器の読み出しチャンネルからの信号をシミュレーションするものである.通過時刻,場所とエネルギー損失から信号の発生時間や大きさなどを計算する.結果はDigitと呼ばれる.Digitは同等の情報を含むRDO(Raw Data Object)に変換される.再構成は,Byte Streamと呼ばれる実データをRDOに変換し,RDOを元にtrackやクラスターを再構成し粒子識別を行なうものである.結果はESD(Event Summary Data)として保存される.実際には解析のための物理情報を集約したAOD(Analysis Object Data)も同時に生成する.本解析では,AODから必要な情報をダンプしたD3PDというファイルを用いた.

Event Generatorについて詳細を述べる.Event Generatorは粒子の生成と崩壊,パートンのハドロン化のモデリングを行うものである.これらは全て確率過程である.微分断面積,崩壊分岐比等の確率は,理論から導いたインプットパラメータを用いる.これらの初期値から, Monte Carlo(MC)法を用いて中間状態,終状態で生成した粒子の情報(粒子の生成時間・生成点,4元運動量,粒子の履歴(親子関係),カラー,スピン等)を得る.MC法は,乱数を使って反応事象を生成させる手法である.

PYTHIA Pythia[36][37]は信号($t\bar{t}H, H \rightarrow WW$)サンプル,マルチジェットQCD事象サンプルの生成に用いられる.小数の粒子から複数のハドロンを含む終状態への発展を記述する.ハードプロセスに加え,ISR/FSR, UE, fragmentation, decayのモデリングを行う. $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ サンプルは,全ての崩壊モードを含んだサンプルと,Wの崩壊モードによって分割されたサンプル

(2l/3l/4l) を用いた。

HERWIG Herwig[39] は ZZ , WZ , WW サンプルの生成に用いられる。これらの事象は, $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.8$ の lepton を 1 つ以上含むという条件でフィルターされている。NLO, LO における断面積の差異を補正するため, k-factor が適用される。k-factor は MCFM[40] を用いて算出される。

SHERPA Sherpa[38] は $ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, $W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^-l^-$ サンプルの生成に用いられる。

ALPGEN Alpgen[41] は $t\bar{t}W$ や Z/γ^* の jet 随伴事象の生成に用いられる。これらの事象の崩壊とハドロン化のモデリングには HERWIG が用いられる。また, UE のモデリングには JIMMY が用いられている。ALPGEN の LO 断面積は [42] で算出された k-factor で NNLO までスケールされる。W と heavy flavorquark(c, b) も使われている。全ての W サンプルに対して, 1.2 の k-factor が適用されている。付随する Jet の条件は $p_T > 15$ GeV, $|\eta| < 6.0$ である。

$t\bar{t}W$ 事象は, $t\bar{t}W+0$ parton, $t\bar{t}W+1$ parton, $t\bar{t}W+2$ parton, $t\bar{t}W+>2$ parton の 4 種類のサンプルが独立に作られている。なお, 付随する Jet 同士の距離に対して $\Delta R > 0.4$ のカットがかけられている。

Z/γ^* 事象は, 変数分布と崩壊過程により分割された 3 種類のサンプルが独立に生成されている。

Light Flavor MC サンプルは $40 < M_{l^+l^-} < 2000$ GeV の条件下で生成される。これらのサンプルに適用される k-factor は 1.25 である。後述の heavy flavor MC サンプルとの重複を防ぐため heavy flavor の寄与を含む事象は削除される。Low Mass Z/γ サンプルは $10 < M_{l^+l^-} < 40$ GeV の条件下で生成される。これらのサンプルに適用される k-factor は 1.25 である。Heavy Flavor MC サンプルは $30 < M_{l^+l^-} < 2000$ GeV の条件下で生成される。特に $Z+bb \rightarrow l^+l^-+\text{partons}$ プロセスのモデリングを行う。これらのサンプルに適用される k-factor は 1.75 である。

MADGRAPH Madgraph[43] は $Z\gamma$, $W\gamma$, $W^+W^+/W^-W^-+\text{jets}$ と $t\bar{t}Z/tW^++\text{jets}$ サンプルの生成に用いられる。Higgs 粒子の生成及び崩壊をモデリングする際には MadGraph を使い, $t\bar{t}V$ サンプルの k-factor は [44] から算出される。ハドロンシャワーのモデリングには PYTHIA が用いられている。

MC@NLO MC@NLO[46] は $t\bar{t}$ サンプルの生成に用いられる。MC@NLO $t\bar{t}$ サンプルは $p_T > 13$ GeV, $|\eta| < 2.6$ の力学的条件を満たす W 由来の lepton(Electron, Muon) を一個以上含む事象のみ選択したものである (one lepton filter)。filter efficiency は 0.0384 である。next-to-next-to-leading-order(NNLO) への補正を行うため, 1.082 の k-factor を用いた [47]。fragmentation, hadronization プロセスのシミュレーションには HERWIG, underlying event のシミュレーションには JIMMY[48] が用いられている。

ACERMC Acermc[49] は $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}b\bar{b}$, $t\bar{t}b\bar{b}$ に対する電弱相互作用の寄与を含む $t\bar{t}b\bar{b}$ (EW) サンプルの生成に用いられる. LO の散乱断面積は $t\bar{t}b\bar{b}$ (EW) を除いて k-factor(1.2) で規格化される.

POWHEG Powheg[50] は $t\bar{t}H \rightarrow \text{allhad}+H$, $t\bar{t}H \rightarrow \text{ljets}$, $t\bar{t}H \rightarrow \text{ll}$ サンプルの生成に用いられる. NLO event generator である.

TAUOLA lepton 生成事象を含む全てのサンプルでは, τ の崩壊のモデリングの際に *TAUOLA*[51][52] が用いられている.

PHOTOS Photos[53], Photos++[53] は Event Generator によって生成された 4 元ベクトルの情報に ISR, FSR 由来の photon(γ radiation) の効果を加えるものである. 本解析で用いた信号 MC サンプルのリストを表 3.1 に示す. 背景事象の見積もりの際に用いた MC サンプルのリストを表

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	ϵ_{filter}	K_{factor}
$t\bar{t}Hto\ ttWW(m_H = 125\ \text{GeV})$	Pythia8	0.019499	1.4356	1.0
$t\bar{t}Hto\ ttWW \rightarrow \text{ll}(\text{SS})$	Pythia8	0.019499	1.4356	0.096048
$t\bar{t}Hto\ ttWW \rightarrow 3l$	Pythia8	0.019499	1.4356	0.091280
$t\bar{t}Hto\ ttWW \rightarrow 4l$	Pythia8	0.000215	1.4674	1.0
$t\bar{t}Hto\ t\tau\tau$	Pythia8	0.006237	1.3194	0.12350
$t\bar{t}Hto\ t\tau\tau$	Pythia8	0.006237	1.3194	0.45828
$t\bar{t}Hto\ t\tau\tau$	Pythia8	0.006237	1.3194	0.42048
$t\bar{t}Hto\ ttZZ$	Pythia8	0.002347	1.5314	1.0
$t\bar{t}Hto\ \text{allhad}+H$	Powhel+Pythia8	0.057971	1.0	1.0193
$t\bar{t}Hto\ \text{ljets}+H$	Powhel+Pythia8	0.055519	1.0	1.0201
$t\bar{t}Hto\ \text{ll}+H$	Powhel+Pythia8	0.013271	1.0	1.0230

表 3.1: 信号の MC サンプル

3.2 に示す.

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	K_{factor}
$t\bar{t}W$	MadGraph	0.198954	1.18
$t\bar{t}Z$	MadGraph	0.152819	1.34
$t\bar{t}WW$	MadGraph	0.001901	1
4top	MadGraph	0.00068523	1
$t\bar{t}+bb/cc$	Alpgen	4.1482	1
$t\bar{t}Np+2l$	Alpgen	2.1758	1.634
$t\bar{t}Np+1l$	Alpgen	8.6922	1.702
Wt	AcerMC	2.1478	1.0884
$W+Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	Powheg+Pythia8	0.1719	1
$WW \rightarrow l\nu l\nu$	Sherpa	5.679	1
$WZ \rightarrow \text{lll}\nu+\text{jets}$	Sherpa	0.012559	1
$ZZ \rightarrow \text{llll}$	Powheg+Pythia8	0.168	1

表 3.2: 背景事象 MC サンプル

コントロール領域での Validation の際に用いた MC サンプルのリストを表 3.3 に示す.

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	K_{factor}
Zee+p(60<M<2000 GeV)	Alpgen	1.0945	1.23
Z $\mu\mu$ +p(60<M<2000 GeV)	Alpgen	1.1148	1.23
Zee+p(60<M<2000 GeV)	Alpgen+Herwig	1.1331	1.23
Zee+p(10<M<60 GeV)	Alpgen	2.5852	1.19
Z $\mu\mu$ +p(10<M<60 GeV)	Alpgen	2.5793	1.19
Z $\tau\tau$ +p(10<M<60 GeV)	Alpgen+Herwig	0.6929	1.19
Zeebb+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	0.50278	1.23
Z $\mu\mu$ bb+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	0.50669	1.23
Z $\tau\tau$ bb+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	0.49791	1.23
Zeecc+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	1.1411	1.23
Z $\mu\mu$ cc+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	1.1377	1.23
Z $\tau\tau$ cc+p(40<M<2000 GeV)	Alpgen	1.134	1.23

表 3.3: Valiation の際に用いる MC サンプル

第4章 解析

4.1 オブジェクトの選択

本解析で用いるオブジェクトは electron, muon, Jet 及び消失横エネルギー (E_T^{miss}) である. 各々のオブジェクトの定義について述べる.

Electron 本解析で用いた electron の定義を表 4.2 に示す. "Signal electron"の条件を満たす electron を"id" electron として扱う. 解析では, $p_T > 15$ GeV, $\eta < 2.47$ の electron を選択する. ただし, カロリメータのパレル部-エンドキャップ部の遷移領域 ($1.37 < |\eta_{clust}| < 1.52$) は除外した. lepton のアイソレーションカットは lepton の近傍で検出されたオブジェクトのエネルギーと track p_T を用いて lepton と Jet を分離するものである. Jet 由来の lepton を除去する上で重要な役割を持つ. $E_T^{\Delta R=0.2}$ は, electron のコーン半径 $\Delta R = 0.2$ の内部にあるオブジェクトの E_T の和, $p_T^{\Delta R=0.3}$ は, electron のコーン半径 $\Delta R = 0.3$ の内部にある track の p_T の和に対応している. アイソレーションカットとして, $E_T^{\Delta R=0.2}$, $p_T^{\Delta R=0.3}$ 各々に対して 90 % efficiency に相当するカットの値を用いた. Impact Parameter カットとして electron と Primary Vertex のビーム軸方向における最近接距離 z_0 が $|z_0| < 2$ mm, 横断面における最近接距離 d_0 が $|d_0| < 1$ mm を満たす事を要求した. $|z_0| < \sin\theta < 0.4$ を満たす事を要求される. それに加え, "Tight"の条件を満たす electron を要求した. "Tight" electron の定義は 2 章 5 節で述べた. $p_T > 15$ GeV の lepton, "id" electron の定義を

カット	詳細
Preselected Electron	
Quality	Tight
Kinematics	$p_T > 15$ GeV, $ \eta_{clust} < 2.47$ ($1.37 < \eta_{clust} < 1.52$ を除く)
Impact parameter	$ d_0 < 1$ mm, $ z_0 < 2$ mm
Signal Electron	
track アイソレーション	ptcone30@90 %
アイソレーション	Etcone20@90 %
Overlap Removal	$\Delta R(e, jet) > 0.4$

表 4.1: Electron preselection

満た electron を用いた. electron のカットを決める際には Jet のコンタミネーションの削減と信号効率の保持の双方を考慮した.

Muon muon の定義を表 4.2 に記す. "Signal muon" の条件を満たす muon を "id" muon として扱う. 本解析では, "Muid" アルゴリズムで再構成された muon を用いる. "Muid" アルゴリズムの詳細は 2 章 5 節で述べた. $p_T > 15$ GeV, $|\eta| < 2.5$ を満たす muon を選択する. さらに, track の再構成がうまく行われている事象を選択するため [56], pixel, SCT, TRT でのヒット数を要求する. electron と同様, アイソレーションカットをかける. $E_T^{\Delta R=0.2}$ は, muon のコーン半径 $\Delta R = 0.2$ の内部にあるオブジェクトの E_T の和, $p_T^{\Delta R=0.3}$ は, muon のコーン半径 $\Delta R = 0.3$ の内部にある track の p_T の和に対応している. 各々の変数に対して $E_T^{\Delta R=0.2} < /p_T < 0.15$, $p_T^{\Delta R=0.3} < /p_T < 0.15$ のカットを用いた. さらに, 宇宙線由来の muon を排除するため $|d_0| < 1$ mm のカットをかけた (Cosmic Cut). なお, Impact parameter カットとして muon と Primary Vertex のビーム軸方向における最近接距離 z_0 が $|z_0| < 2$ mm を満たす事を要求した. 上記の条件に加え, muon quality カットをかけた [?].

カット	詳細
Preselected Muon	
アルゴリズム	Muid
Kinematics	$p_T > 15$ GeV, $ \eta < 2.5$
ID(内部飛跡検出器) Hit	Pixel, SCT, TRT でのヒット数 (MCP の推奨値) $N_{\text{pixel hits}} + N_{\text{crossed dead pixel sensors}} > 0$ $N_{\text{SCT hits}} + N_{\text{crossed dead SCT sensors}} \geq 5$ $N_{\text{pixel holes}} + N_{\text{SCT holes}} < 3$ TRT: $n = N_{\text{TRTHits}} + N_{\text{TRTOutliers}}$ $0.1 < \eta < 1.9$ の場合, $n > 5$ かつ $\frac{N_{\text{TRTOutliers}}}{n} < 0.9$
Cosmic Cut	$ d_0 < 1$ mm
Impact parameter	$ z_0 < 2$ mm
Signal Muon	
アイソレーション	$E_T^{\Delta R=0.3}/p_T < 0.3$ $p_T^{\Delta R=0.3}/p_T < 0.12$
Overlap Removal	$\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.4$

表 4.2: Muon preselectron

Jet Jet の定義を表 4.3 に記す. 本解析においては, anti- k_t アルゴリズム ($R=0.4$) により再構成された Jet を用いる. anti- k_t アルゴリズムについて, 詳細を 2 章 5 節で述べた. Jet のエネルギーは, 各々の Jet の p_T , $|\eta|$ に応じてキャリブレーションが行われている. $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 2.5$ の Jet を選択した. パイルアップ事象を除去するため, jet-vertex-fraction (JVF) と呼ばれるカットが適

用される JVF は, Primary Vertex 由来の track p_T のスカラー和と Jet にマッチする全ての track の p_T のスカラー和の比に相当する. 本解析では, $|JVF| > 0.5$ を満たす Jet を用いる.

カット	詳細
Signal Jet	
Kinematics	$p_T > 15 \text{ GeV}, \eta < 2.5$
アルゴリズム	AntiKt 0.4 TopoCluster Jet
Overlap Removal	$\Delta R(\text{el, Jet}) > 0.2$
jet-vertex-fraction(JVF) カット	$ JVF > 0.5$
$(p_T < 50 \text{ GeV}, \eta < 2.4)$ を満たす Jet にのみ適用	

表 4.3: Jet preselectron

b-jet 2章6節で述べた通り, 本解析においては b-jet を含む Jet が重要な役割を果たす. 本解析では, 多変量解析を基にしたアルゴリズム MV1 を採用し, 70 % efficiency に対応する Operating Point を使用している.

4.2 事象選択

$t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 崩壊過程同符号 2 lepton チャンネルの終状態には 2 つの同符号の lepton, 2 本の b-jet を含む 6 本の Jet が存在する. 本解析では, 基本的な事象選択の条件として, 同符号の 2 つの lepton (Muon もしくは Electron) と 5 本以上の Jet, 1 本以上の b-jet を要求した. 本解析における事象選択の概要を表 4.2 に示す. タイル/液体アルゴンカロリメータにおけるノイズバースト (noise burst) のエラーを伴う事象は, LAr エラーカットにより除去される. hard scattering interaction 事象を選択するため 4 本以上の track を伴う PV を要求する. MC シミュレーションとデータの双方に, single lepton trigger を適用した. 本解析で用いた trigger を表 4.5 にリストアップする. trigger を通った事象から同符号の 2 つの lepton を含む事象を選択した. 2 つの lepton のうち, 最も高い p_T を持つ "leading" lepton には $p_T > 25 \text{ GeV}$, 2 番目に高い p_T を持つ "subleading" lepton には $p_T > 15 \text{ GeV}$ の要求をした. WZ, ZZ 背景事象を削減するため 3 つ目の lepton を含む事象は除外する. 各事象は lepton のフレーバーに応じて 4 つのチャンネルに分類される ($ee, \mu\mu, e\mu, \mu e$ チャンネル). さらに, 選択した事象に含まれるオブジェクトのうち 1 つ以上が表 4.5 にリストアップされた trigger の条件を満たしている, すなわち "Trigger Matching" している事象を選択する.

また, lepton 同士, lepton と Jet の重複を防ぐために Overlap Removal を行う. Overlap Removal の詳細は 2 章 5 節で述べた. 本解析では, lepton 同士には $\Delta R > 0.1$, lepton と Jet には $\Delta R > 0.4$ を要求した.

カット	詳細
事前選択	
LAr エラー	LAr にエラーがない事象
Jet Cleaning	bad jet として分類された Jet が存在しない
Cosmic Muon Veto	
Primary Vertex	1 本以上の vertex と 4 本以上の track を持つ
Overlap Removal	$\Delta R(\text{lepton}, \text{lepton}) > 0.1$ $\Delta R(\text{lepton}, \text{jet}) > 0.4$
信号事象選択	
lepton の本数	$N_{\text{lepton}} = 2$
Kinematics	$p_{T\text{lep}1} > 25 \text{ GeV}$, $p_{T\text{lep}2} > 15 \text{ GeV}$
Trigger Matching	1 つ以上の lepton が Trigger Matching している
N_{jet} , N_{bjet}	再構成された Jet が 5 本存在する 再構成された b-jet が 1 本存在する

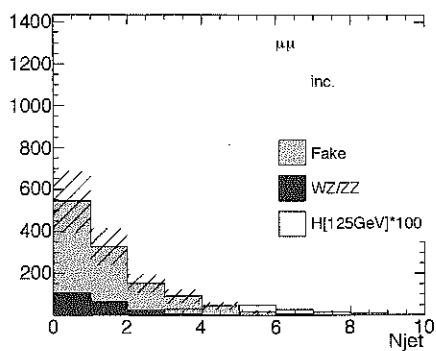
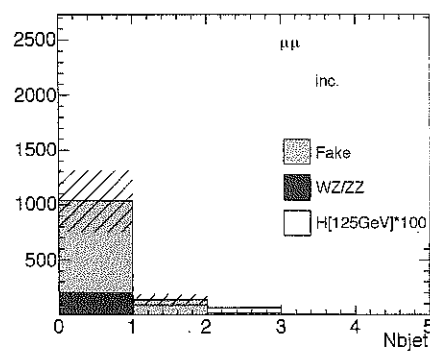
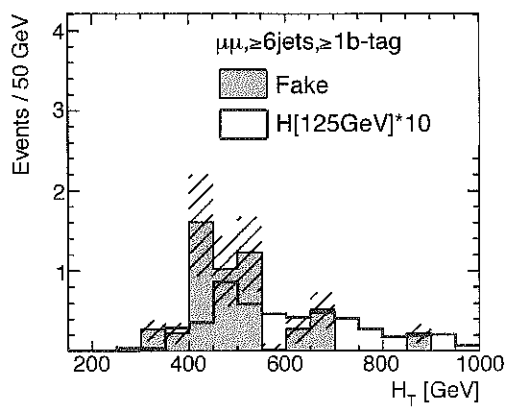
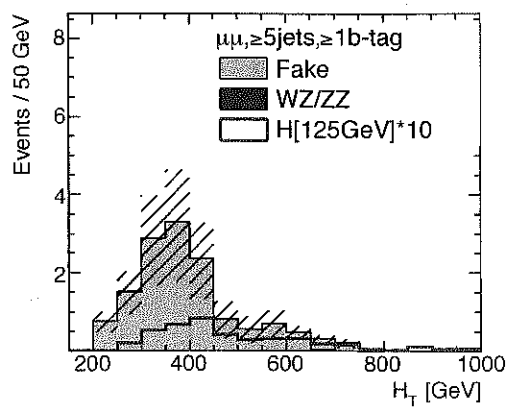
表 4.4: $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ Same Sign 2 lepton チャンネル事象選択

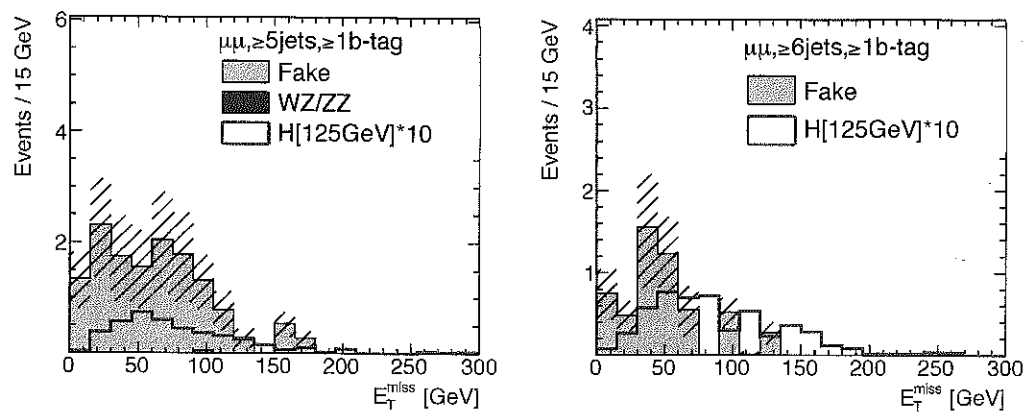
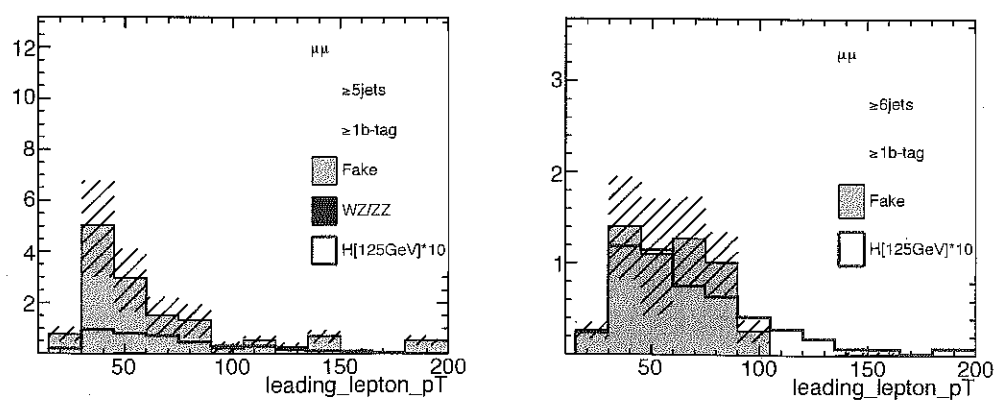
trigger の種類	trigger の名称
Single Electron	e24vhi_medium1
	e60_medium1
Single Muon	mu24i_tight
	mu36_tight
Single Muon(アイソレーションなし)	mu15 (fake rate 測定)

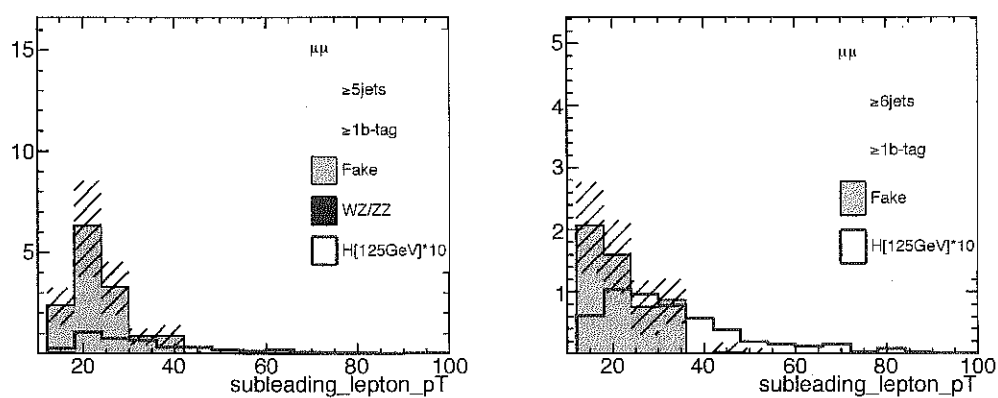
表 4.5: 本解析で用いた trigger の種類と名称

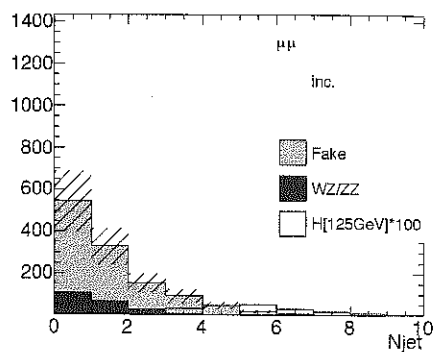
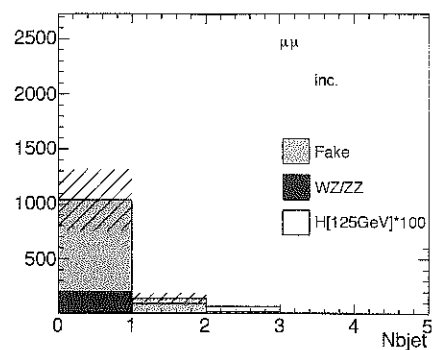
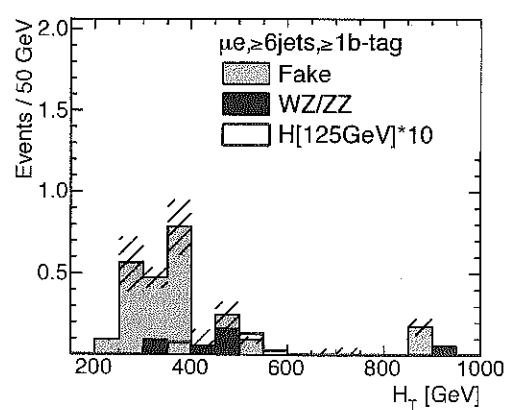
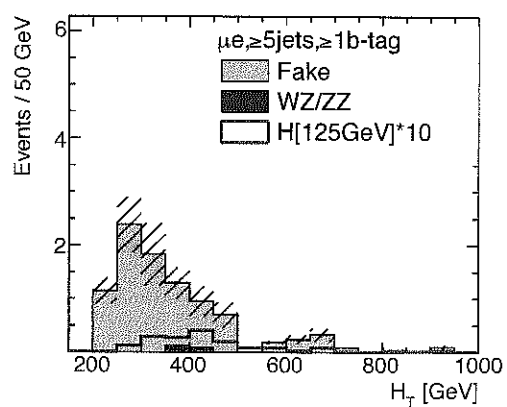
事象選択の最適化

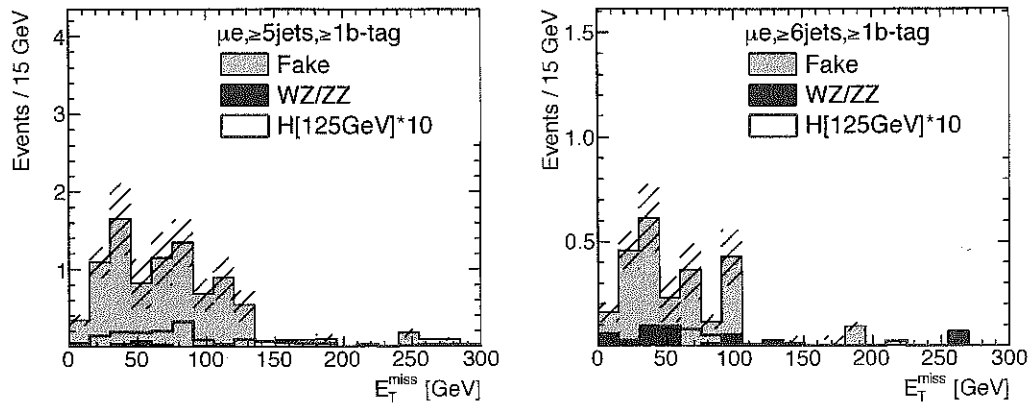
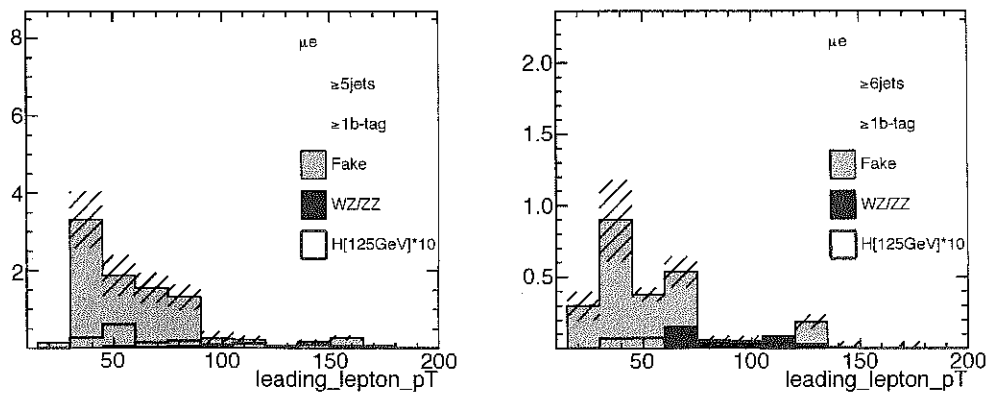
信号の感度向上のため, いくつかの変数についてカットの最適化を行った. その際, 信号感度に対応する指標として $S/\sqrt{B}$ を用いた. ここで S は信号事象数, B は背景事象数である. B は全ての背景事象を含む. 背景事象の見積もり方法について, 第4章で詳細を述べた. 事象選択において重要な変数は Jet の本数 (N_{jet}), b-jet の本数 (N_{bjet}), H_T , 消失横エネルギー (E_T^{miss}) である. これらの変数の分布と, leading lepton p_T , subleading lepton p_T 分布を図 4.3-4.24 に示す. なお, 図 4.3-4.6 は $\mu\mu$ チャンネル, 図 4.15-4.18 は $e\mu$ チャンネル, 図 4.9-4.12 は μe チャンネル, 図 4.19-4.24 は ee チャンネルにそれぞれ対応している.

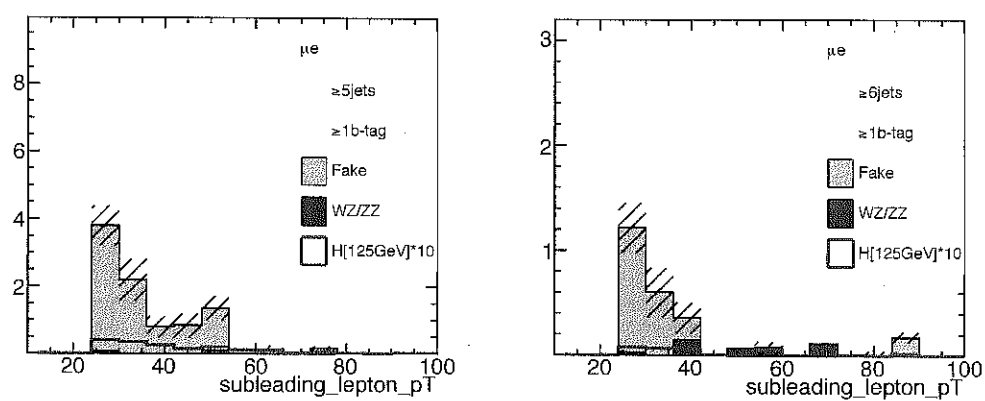
図 4.1: N_{jet} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 4.2: N_{bjet} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 4.3: 信号領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

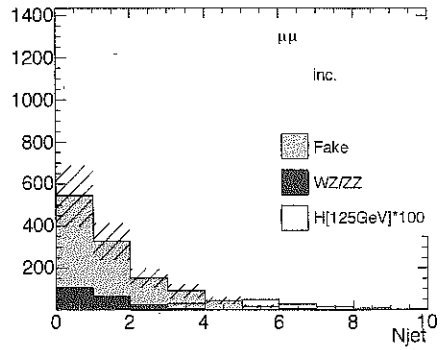
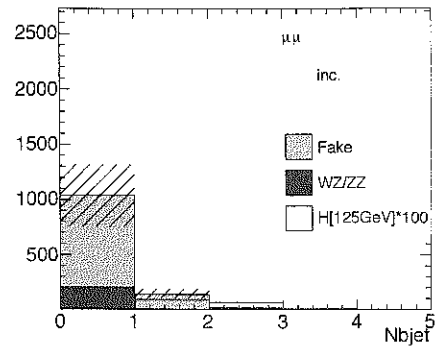
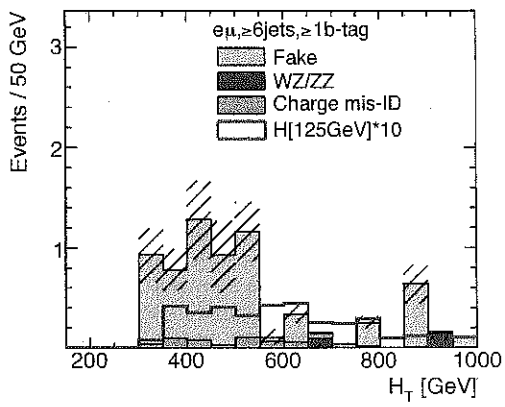
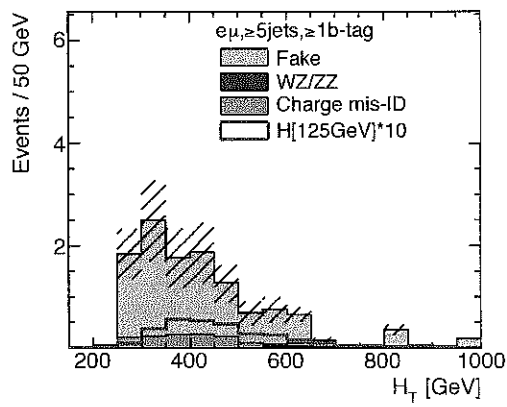
図 4.4: 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 4.5: 信号領域における p_{T}^{lep1} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

図 4.6: 信号領域における p_{Tlep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

図 4.7: N_{jet} 分布 (μe チャンネル)図 4.8: N_{bjet} 分布 (μe チャンネル)図 4.9: 信号領域における H_T 分布 (μe チャンネル)

図 4.10: 信号領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)図 4.11: 信号領域における $p_{T\text{lept}}$ 分布 (μe チャンネル)

図 4.12: 信号領域における p_{T}^{lep2} 分布 (μe チャンネル)

図 4.13: N_{jet} 分布 ($e\mu$ チャンネル)図 4.14: N_{bjet} 分布 ($e\mu$ チャンネル)図 4.15: 信号領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)

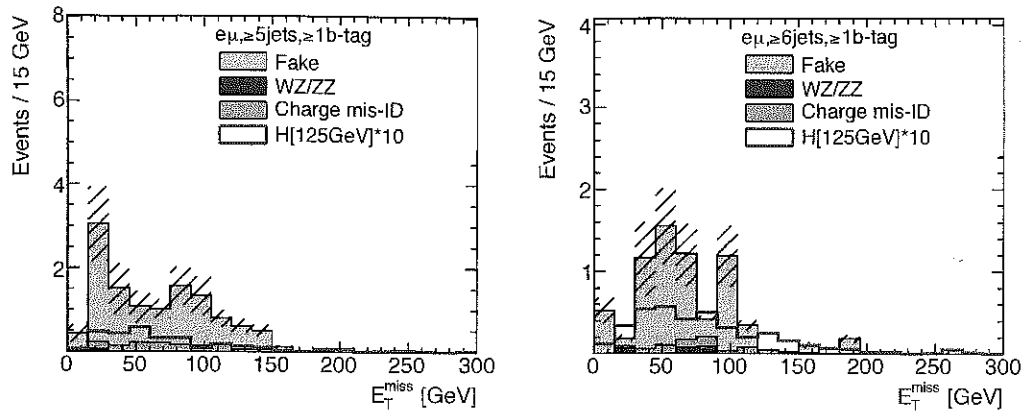


図 4.16: 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

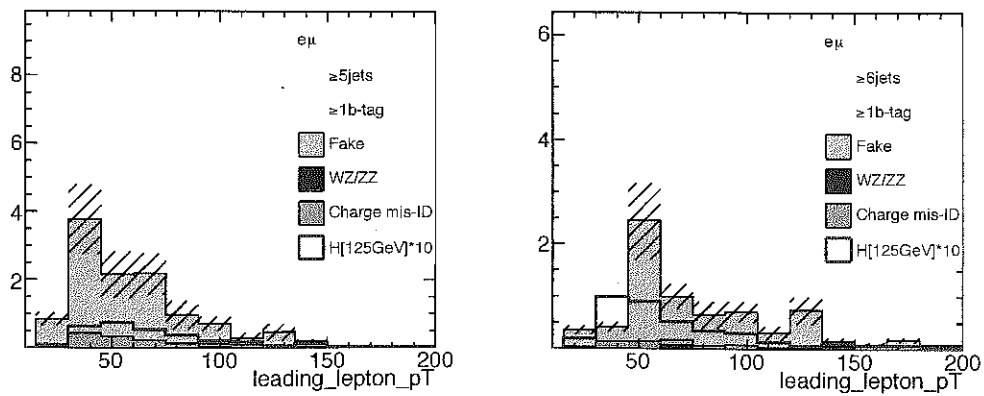
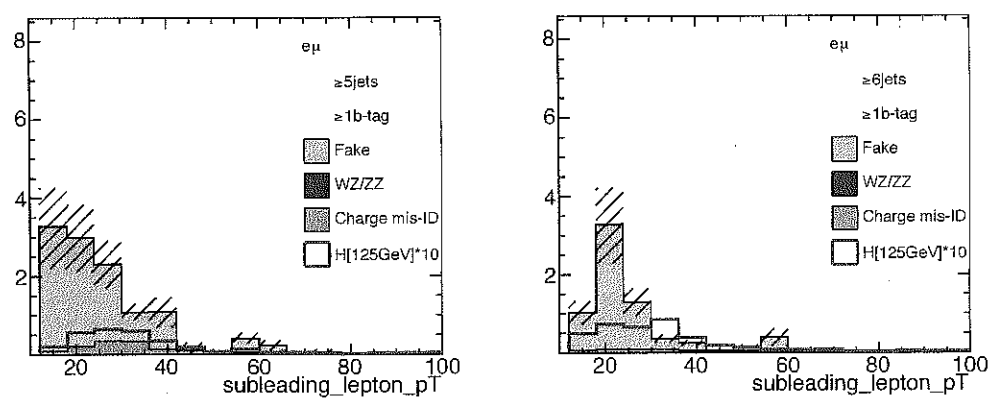


図 4.17: 信号領域における $p_{T\text{lep1}}$ 分布 ($e\mu$ チャンネル)

図 4.18: 信号領域における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

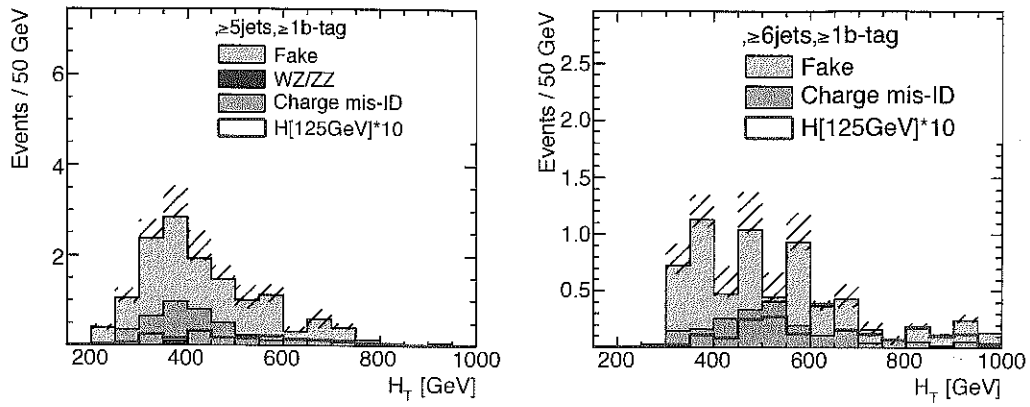


図 4.19: 信号領域における H_T 分布 (ee チャンネル)

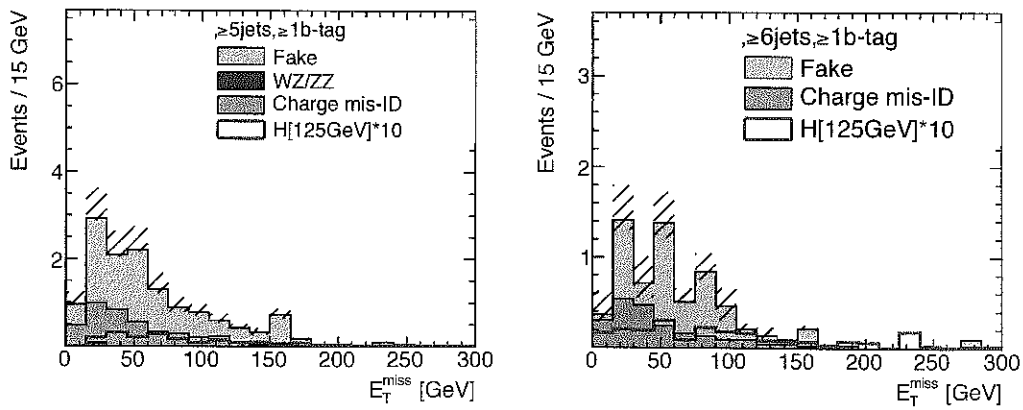
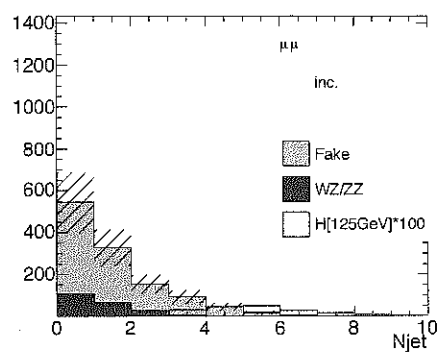
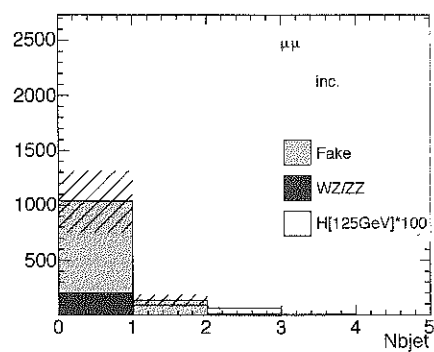
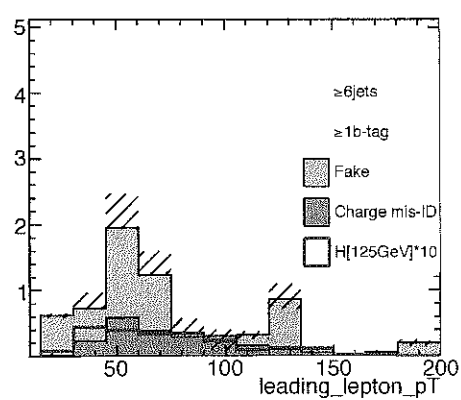
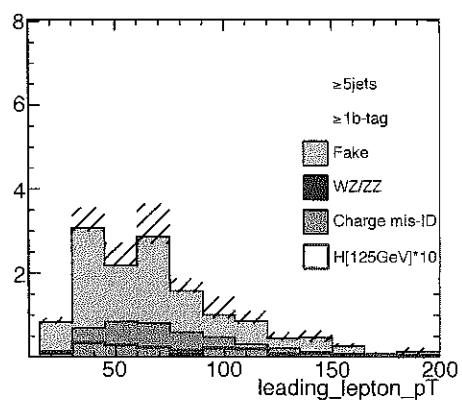
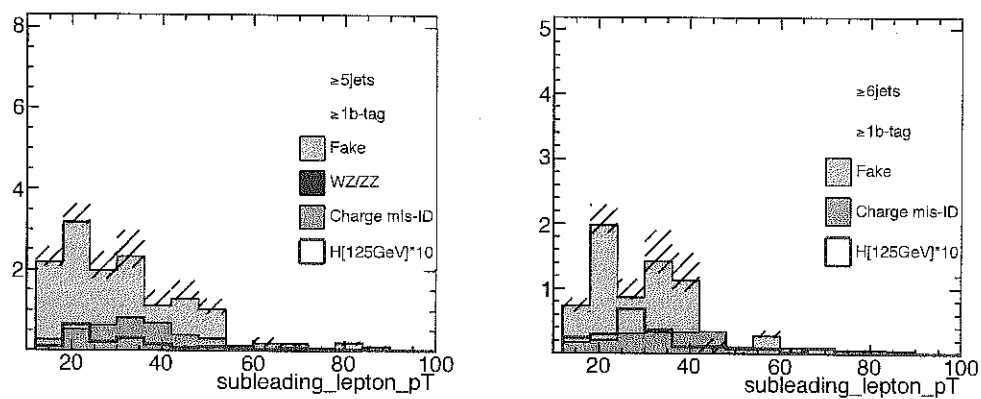


図 4.20: 信号領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)

図 4.21: N_{jet} 分布 (ee チャンネル)図 4.22: N_{bjet} 分布 (ee チャンネル)図 4.23: 信号領域における $p_{T(lepton)}$ 分布 (ee チャンネル)

図 4.24: 信号領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)

1章3節で述べた通り, 本解析では感度向上のため, lepton flavor の組み合わせによって $\mu\mu$, μe , $e\mu$, ee の4つのチャンネルを用意した. 事象中の2つの lepton のうち, p_T が高い方の lepton を leading lepton, 低い方の lepton を sub-leading lepton と呼ぶ. μe チャンネル, $e\mu$ チャンネルはそれぞれ $p_T^{Muon} > p_T^{Electron}$, $p_T^{Electron} > p_T^{Muon}$ である. N_{jet} , N_{bjet} ピンごとにチャンネルを分割し, 各領域で独立に解析を行った. このうち, $S/\sqrt{B} > 0.2$ を満たす ≥ 5 Jets, ≥ 1 b-jet の4つの領域を信号領域 (信号領域) とした.

4.3 背景事象

Same Sign 2 lepton チャンネルは背景事象が非常に小さいという特徴がある.

背景事象は本物の同符号 lepton, Charge mis-ID 背景事象, fake lepton 背景事象の3つのカテゴリに分類することができる. 各々の背景事象について詳細を述べる.

Real Same Sign 2 leptons 本物の Same Sign の2つの lepton を含む背景事象. WZ , ZZ の lepton 崩壊過程の寄与が主である.

$$W^\pm Z \rightarrow l^\pm \nu l^+ l^- \quad (4.1)$$

$$ZZ \rightarrow l^+ l^- l^+ l^- \quad (4.2)$$

2番目に大きい寄与は2本の Jet を伴って生成する同電荷の2つのボソンと $t\bar{t}$ の W/Z boson 随伴生成である.

$$W^\pm W^\pm jj \rightarrow l^\pm \nu l^\pm \nu jj, \quad (4.3)$$

$$t\bar{t}W \rightarrow WbWbW \rightarrow l^+ \nu b jj \bar{b} l^\pm \nu, jjb l^- \nu \bar{b} l^\pm \nu \quad \text{or} \quad l^+ \nu b l^- \nu \bar{b} l^\pm \nu, \quad (4.4)$$

$$t\bar{t}Z \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} Z \rightarrow l^+ \nu b jj \bar{b} l^+ l^-, jjb l^- \nu \bar{b} l^+ l^- \quad \text{or} \quad l^+ \nu b l^- \nu \bar{b} l^+ l^-. \quad (4.5)$$

3番目に大きい寄与は $t\bar{t}WW$ プロセスである.

$$t\bar{t}W^+W^- \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} W^+W^- \quad (4.6)$$

$$\rightarrow l^+ \nu b jj \bar{b} l^+ \nu jj, l^+ \nu b l^- \nu \bar{b} l^+ \nu jj, l^+ \nu b jj \bar{b} l^+ \nu l^- \nu, \quad (4.7)$$

$$l^+ \nu b l^- \nu \bar{b} l^+ \nu l^- \nu, jjb l^- \nu \bar{b} jj l^- \nu \quad \text{or} \quad jjb l^- \nu \bar{b} l^+ \nu l^- \nu. \quad (4.8)$$

各々の反応のファインマンダイアグラムを図4.25に示す.

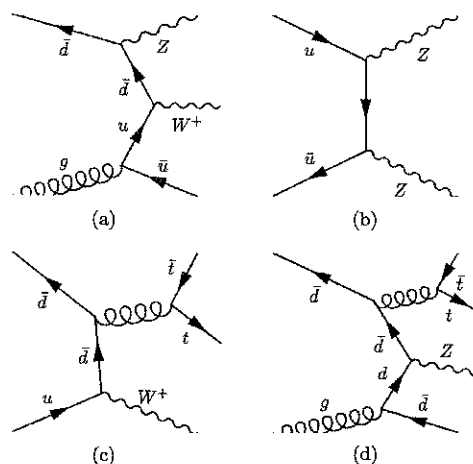


図 4.25: 本物の同符号 lepton 背景事象のファインマンダイアグラム (a) WZ , (b) ZZ , (c) $t\bar{t}W$, (d) $t\bar{t}Z$

Charge mis-ID 背景事象 2つの lepton のうち一方の電荷が誤って同定 (Charge mis-ID) され、異電荷の2つの lepton を含む事象が同符号の2つの lepton を含む事象として観測される事象。Z+jets, $t\bar{t}W$ と $t\bar{t}Z$ の W/Z の lepton 崩壊由来の寄与が主である。Charge mis-ID の原因は、検出器内での electron の制動放射と制動放射由来の photon の conversion である。図 4.26 に electron のエネルギーに対する放射長ごとのエネルギー損失を示す。数百 MeV 程度あるいはそれ以上のエネルギーを持つ electron は、scattering や ionization effects ではなく、制動放射によってそのエネルギーを失う。図 4.27 に内部飛跡検出器の単位放射長あたりの物質量を示す。制動放射は検出器内の物質との相互作用なので、物質量が多いほど起こりやすい。そのため、charge mid-ID の確率は単位放射長あたりの物質量が多い領域、つまり η が大きい領域で高くなる。図 4.28 は electron の制動放

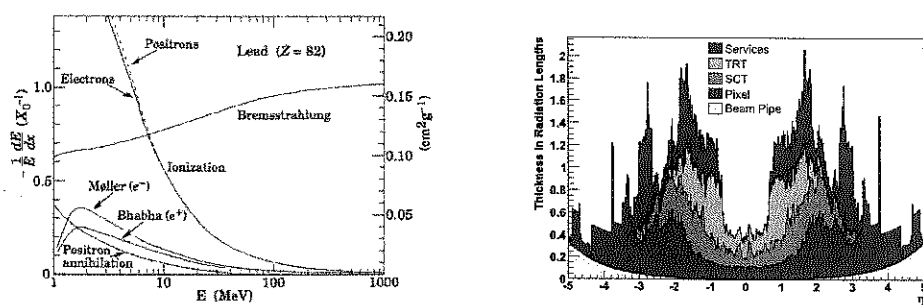


図 4.26: electron のエネルギーに対する単位放射長あたりのエネルギー損失 [57] 図 4.27: 内部飛跡検出器内の物質量の η 依存性 [58]

射と2次的に発生した photon の conversion の模式図を示したものである。実線は electron の実際の track に対応している。図の左下の数字“1”, 電荷“+”の electron が検出器に入射すると、検出

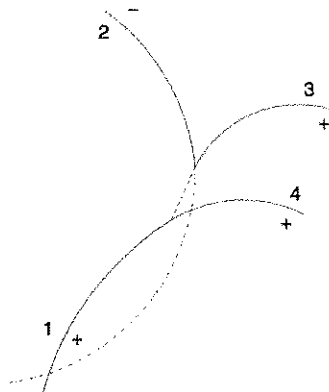


図 4.28: 制動放射と photon conversion の模式図

器内の物質との相互作用により制動放射が起き、photon が放出される (点線). electron "1" の持つエネルギーの一部は photon に奪われるため制動放射後の electron (electron "4") は元の electron より低いエネルギーを持つ. 従って、より曲率の大きいカーブを描く. 制動放射で生成した photon が conversion を起こすと、electron のペアが生成する (electron "2", "3"). photon は電荷を持たないため、2つの electron の電荷の和は0になるはずである. 従って、片方の electron ("3") は electron "1", "4" と同じ方向に曲がり、他方の electron ("2") は electron "3" と反対の方向に曲がる. 制動放射によって electron の track の曲率が誤って検出され、charge mis-ID の原因となる. Charge mis-ID 由来の背景事象は semi-data driven 法を用いて下記の2段階の手順で見積もる.

- Charge mis-ID rate, すなわち Electron の電荷が誤って同定されてしまう確率をデータを用いて測定する.
- 終状態に異符号の2つの lepton を含む事象を MC シミュレーションから見積もり、Charge mis-ID rate でスケールする事で信号領域に残る Charge mis-ID 背景事象を推定する.

Charge mis-ID は Electron に対してのみ顕著である. 従って、 ee , $e\mu$ チャンネルにのみ影響する.

fake lepton 背景事象 2つの lepton のうち、1つ以上が fake lepton である事象.

fake lepton fake lepton とは lepton 以外のオブジェクトが間違って lepton として再構成されたものである. fake lepton の起源は lepton のフレーバーによって異なり、複数存在する. fake Electron の起源は photon conversion, heavy flavor の lepton 崩壊, π^0 , π^+ 由来の light flavor jet である. fake Muon の起源は、heavy flavor の lepton 崩壊が主である. 本解析においては、 $t\bar{t}$ 事象の b-jet の lepton 崩壊由来の fake lepton の寄与がほとんどである. 従って、 $\mu\mu$ チャンネルにおける背景事象の大部分は $t\bar{t}$ プロセスの寄与によるものである. また、 $t\bar{t}$ MC シミュレーションを用いて見積もつ

た Electron の起源を表 4.6 に示す. fake Electron の起源は, MC@NLO $t\bar{t}$ MC サンプルの truth 情

Conversion	B decay	C decay	Quark weak decay	Hadron
43.8 %	35.2%	1.3 %	18.3 %	1.3 %

表 4.6: $t\bar{t}$ MC サンプル (MC@NLO, lepton フィルター) の truth 情報を用いて見積もった Fake Electron の起源. 2つの lepton のうち fake または Charge mis-ID Electron の情報のみ示している.

報を用いて調べた. Electron に関しては heavy flavor 崩壊, photon conversion 等, 複数の起源が考えられる.

Matrix Method Matrix Method は, データから lepton の fake rate (誤同定率), real efficiency (同定率) を測定し, それらの値を要素とする行列を用いて Fake 背景事象の見積もりを行う手法である. 付録で詳細を述べる.

4.4 背景事象の見積もり

4.4.1 Real Same Sign leptons

本物の同電荷の 2つの lepton を含む背景事象は, MC シミュレーションを用いて見積もりを行った. $t\bar{t}$ 崩壊過程での解析での主な背景事象は $t\bar{t}$, $t\bar{t}b\bar{b}$, ZZ, WZ, W+jets, Single Top, QCD プロセスである. W+jets, $t\bar{t}$, $t\bar{t}b\bar{b}$, Single Top, QCD 背景事象の起源は, Jet が lepton として誤同定された fake lepton である. MC シミュレーションの代わりにデータを用いた見積もりを行うため, ここでは議論しない. 主な寄与は, WZ, ZZ の lepton 崩壊過程である.

4.4.2 Charge mis-ID 背景事象

Charge mis-ID rate の測定方法 本解析では, Tag-and-probe 法, Direct extraction 法の 2 種類の方法で Charge mis-ID rate の測定を行った. いずれの方法でも, Z boson が 2つの lepton に崩壊する事象 ($Z \rightarrow \ell\ell$) を用いる. 本解析では, $Z \rightarrow e^+e^-$ 事象を効率的に選択するために下記の条件を課した.

- 異符号の 2つの electron を含む
- 2つの electron の不変質量分布が Z boson のピーク (Z ピーク) の中に含まれる

Z ピーク中に残った他のプロセスの寄与を排除するため, サイドバンド法を用いる. サイドバンド法では, 不変質量分布を A, B, C の 3つの領域に分ける. ここで B は Z ピークの中央領域に一致し

ている。Z ピークのサイドバンド領域 A, C に含まれる事象数 n_A, n_C を Z ピークに含まれる事象数 n_B から差し引くことで Z boson 由来の事象数を見積もる。

$$N_Z = n_B - \frac{n_A + n_C}{2} \quad (4.9)$$

Tag-and-probe 法, Direct extraction 法について詳細を記す。

- Tag-and-probe 法

2つの lepton のうち, $|\eta| < 0.8$ あるいは $|\eta| < 1.37$ の electron を tag, もう一方の lepton を probe として扱う。Charge mis-ID rate は Z ピークの中に含まれる同符号の事象数 N_{SS} , 異符号の事象数 N_{OS} を用いて次式で記述できる。

$$\delta_e^i = \frac{N_{SS}^i}{N_{SS}^i + N_{OS}^i} \quad (4.10)$$

ここで i は η の各ビンに対応している。これらの値は 1 つの tag, 1 つの probe electron の Charge mis-ID rate を含む。各 electron の Charge mis-ID rate を得るため, tag electron の Charge mis-ID rate の寄与を差し引く必要がある。probe electron が同時に tag electron の条件を満たす場合, 2 つの lepton は同程度の Charge mis-ID rate を持つ。従って, 最初のビンにおける Charge mis-ID rate ϵ^0 は

$$\epsilon^0 = \frac{\delta_e^0}{2} \quad (4.11)$$

残りのビンに対しては, Charge mis-ID rate は次式で算出できる。

$$\epsilon^i = \delta_e^i - \epsilon^0, i \neq 0 \quad (4.12)$$

- Direct extraction 法

Direct extraction 法では, 2 つの electron が同じ η 領域に存在する事象を用いる。Charge mis-ID rate は次式で記述できる。

$$\delta_e^i = \frac{N_{SS}^i}{2(N_{SS}^i + N_{OS}^i)} \quad (4.13)$$

ここで i は η の各ビンに対応している。また, N_{SS}^i は同じ η ビンの同符号の 2 つの Electron を含む事象数, N_{OS}^i は同じ η ビンの異符号の 2 つの Electron を含む事象数に対応している。

また, MC シミュレーションを用いて Charge mis-ID rate を測定し, データから測定した Charge mis-ID rate との照合を行った。その際用いた MC サンプルのリストを表 4.7 に示す。

Process	Generator	PDF	DetectorSimulation
$Z \rightarrow e^+e^-$ Np0-5	Alpgen+Pythia	CTEQ6L1	Geant4
$t\bar{t}$	MC@NLO+Herwig	AUET2CT10	Geant4
$t\bar{t}$	Powheg+Herwig	AUET2CT10	AtlFastII
$t\bar{t}$	Powheg+Pythia	AUET2BCT10	AtlFastII

表 4.7: Charge mis-ID rate の照合に用いた MC サンプル

Charge mis-ID rate の測定結果 Tag-and-Probe 法で用いた異符号, 同符号の 2 electron 事象の不変質量分布を図 4.29 に示す. 図から読み取れるように, Z ピークは同符号事象, 異符号事象で

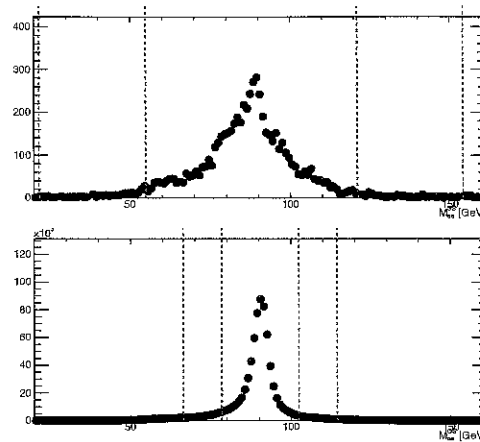


図 4.29: 同符号 (上), 異符号 (下) の electron ペアの不変質量分布 (平行線はサイドバンド法で用いる 3 つの領域の境界線に対応している)

異なる中心値を持つ. 従って, サイドバンド法で用いる 3 つの領域は, 異符号, 同符号の 2 種類の事象の不変質量分布に対してそれぞれ異なる定義がなされた. 各々の定義を 4.8 に示す. B 領域の幅は, 不変質量分布をガウス分布でフィットした中心値 μ と標準偏差 σ を用いて $\mu + 4\sigma$ で定義された. A, B 領域の幅は中央領域 C と同じ幅を持つように定義された. 図 4.30 に Tag-and-probe 法,

領域	A	B	C
同符号	[50.66 GeV, 69.41 GeV]	[69.41 GeV, 106.91 GeV]	[106.91 GeV, 125.67 GeV]
異符号	[61.99 GeV, 76.00 GeV]	[76.00 GeV, 104.01 GeV]	[104.01 GeV, 118.01 GeV]

表 4.8: サイドバンド法で用いる A, B, C 領域の定義

Direct extraction 法を用いて測定した electron の Charge mis-ID rate を示す. 本解析では, Direct extraction 法を用いて測定した Charge mis-ID rate を使用した.

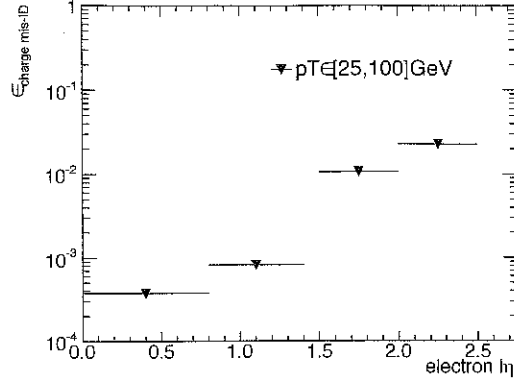


図 4.30: electron Charge mis-ID rate

Charge mis-ID rate の適用 異符号の 2 つの lepton を含む事象数を N とすると

$$N^{OS} = (1 - 2\epsilon_{lep}^{misID} + 2(\epsilon_{lep}^{misID})^2)N \quad (4.14)$$

$$N^{SS} = 2\epsilon_{lep}^{misID}(1 - \epsilon_{lep}^{misID})N \quad (4.15)$$

ここで ϵ_{lep}^{misID} は lepton の Charge mis-ID rate である。Charge mis-ID rate ϵ_{lep}^{misID} が既知なら、観測された異符号の事象数から次式を用いて同符号の事象数を見積もることができる。

$$N^{SS} = \frac{\epsilon_{lep_i}^{misID} + \epsilon_{lep_j}^{misID} - 2\epsilon_{lep_i}^{misID}\epsilon_{lep_j}^{misID}}{(1 - \epsilon_{lep_i}^{misID} - \epsilon_{lep_j}^{misID} + 2\epsilon_{lep_i}^{misID}\epsilon_{lep_j}^{misID})} N^{OS} \quad (ee \text{ channel}) \quad (4.16)$$

$$N^{SS} = \frac{\epsilon_{lep}^{misID}}{(1 - \epsilon_{lep}^{misID})} N^{OS} \quad (e\mu \text{ channel}) \quad (4.17)$$

ここで $\epsilon_{lep_i}^{misID}$, $\epsilon_{lep_j}^{misID}$ は 2 つの electron それぞれの Charge mis-ID rate である。ただし muon に関しては $\epsilon_{lep}^{misID} = 0$ とみなせる。

2 つの異符号の lepton を含む事象が生成された場合、2 つの lepton の電荷の同定については下記の 3 通りの組み合わせが考えられる。

- $e^+e^- + X$, 2 つの lepton が双方とも Charge mis-ID されない $((1 - \epsilon_{lep}^{misID})^2)$
- $e^+e^- + X$, 2 つの lepton の電荷が双方とも誤同定される $((\epsilon_{lep}^{misID})^2)$
- $e^\pm e^\pm + X$, 2 つの lepton のうち一方の電荷が誤同定される $(2\epsilon_{lep}^{misID}(1 - \epsilon_{lep}^{misID}))$

4.4.3 fake lepton 背景事象

Anti-id lepton の定義

Matrix Method から算出される事象ごとの重みは, $\epsilon_{real} - \epsilon_{fake}$ の逆数に比例する. 従って, ϵ_{real} と ϵ_{fake} は十分に乖離した値を持つ必要がある. ただし, Trigger Matching を要求しているため, anti-id electron の定義を緩めすぎるのも問題である. electron, muon それぞれの anti-id lepton の定義について, 以下に詳細を記す.

Electron 本解析では, id electron に以下の変更を加えた electron を anti-id electron として用いる.

- アイソレーションカットを除去
- Tight の代わりに Medium を用いる
- conversion veto カット (Tight には含まれているが Medium の定義には含まれていない. 2章 5節で詳細を述べた).

anti-id electron+jets 事象として, anti-id electron を1つ含む事象を用いた. また, 上記の事象のうち lepton が id electron の定義を満たす事象を id サンプルとして用いた. anti-id electron+jets 事象に対しては, Medium++の要件を考慮して E_T^{miss} カットの値を変更した. さらに, これらの事象に対しては anti-id electron を含む全ての Object に Jet, muon との overlap removal cut をかけた.

Muon muon に関しては, id muon のアイソレーションカットを取り除いた条件を anti-id muon の定義として用いる. anti-id(id) muon サンプルは1つの anti-id(id) muon を含む事象として定義される.

Real Efficiency(同定率)

Real Efficiency は fake lepton の寄与が少ない事象を用いて測定する. 本解析では $Z \rightarrow ll$ 事象を用いる.

Real efficiency の測定方法と結果 まず, 異符号の2つの lepton を含む事象を選択し, Z mass カット ($81 < M_{ll} < 101 \text{ GeV}$) により純度の高い $Z \rightarrow ll$ 事象を得る. 2つの lepton のうち一方は id lepton の定義を満たすものを使う. 残りの lepton に対して, anti-id あるいは id lepton の要求をする. anti-id lepton を含む事象, id lepton を含む事象の数の比を取ることで real efficiency を算出する. なお, Real efficiency を測定する際は lepton η , p_T 依存性を考慮した. electron, muon 各々の Real efficiency の測定結果を図 4.31, 4.32 に示す.

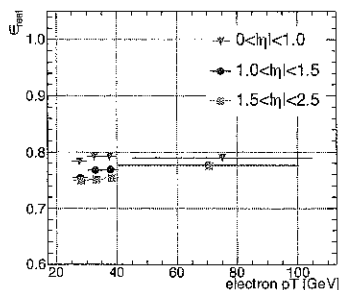


図 4.31: electron real efficiency

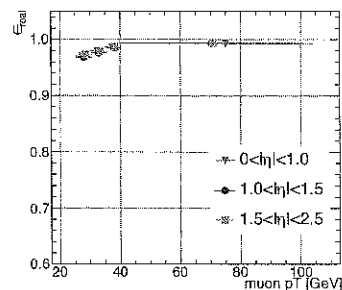


図 4.32: muon real efficiency

Real efficiency の系統誤差 Z+jets MC サンプルを用いて測定した Real efficiency とデータを用いて測定した Real efficiency を比較し、その差を系統誤差として扱った。

Fake Rate(誤同定率)

fake rate の測定は, electron, muon 各々に対して複数の手法を用いて行う. electron に対しては l+jets データサンプルと Z+jets データサンプル, muon に対しては dijets データサンプルを用いる. fake rate は上記の領域における id lepton と anti-id lepton の比を取る事で求める. fake rate を測定するためには, anti-id, id のどちらのデータサンプルでも fake が支配的な事象を選択する必要がある. 上記のデータサンプル中に残った real lepton の数は MC シミュレーションを用いて見積もりを行い, データから差し引く. その場合は MC シミュレーションの規格化因子の誤差を fake rate の系統誤差として扱う. l+jets データサンプルを用いた手法では, E_T^{miss} カット, impact parameter に関するカットを新たに加える事で real lepton のコンタミネーションを抑制する. なるべく信号領域に近い領域で fake rate を測定するため, 上記の変更点以外は信号領域におけるカットと同じものを用いる.

Fake rate の測定方法と結果

Electron electron は e+jets 事象, Z+jets 事象の 2 種類データサンプルを用いて測定した. 各々の方法で測定した Fake rate について, 結果を下記に示す.

l+jets データサンプル electron fake rate は multijet 事象を効率的に取得するため, e+jets 事象を用いて測定した. 具体的には, 以下の条件を満たす事象を用いた.

- 表 4.2 で述べた事前選択の条件を満たす
- 2 本以上の Jet
- anti-id electron が 1 つ存在する

また, 異なる3つの領域を定義し, それぞれの領域で efficiency を測定した.

- CR1 : $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$
- CR2 : $M_T < 20 \text{ GeV}, E_T^{miss} < 60 \text{ GeV}$
- CR3 : $M_T < 20 \text{ GeV}, E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$

fake electron の起源による fake rate の差異を見積もるため, fake rate は pre-tag, 0b-tag, ≥ 1 b-tag 各々の場合について測定した.

electron fake rate の測定の際は, real electron のコンタミネーションを考慮する必要がある. 図 4.33, 図 4.34 に electron の M_T 分布と E_T^{miss} 分布を示す. E_T^{miss} の低い領域でも W, Z 由来の

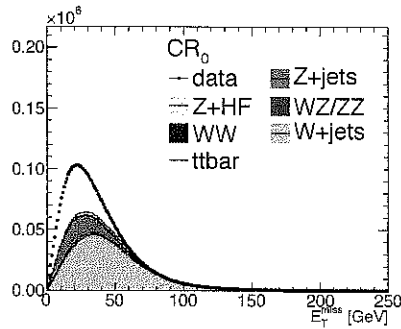


図 4.33: E_T^{miss} 分布

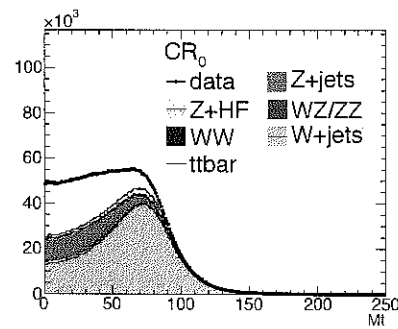


図 4.34: M_T 分布

lepton の寄与が残っていることがわかる. 従って, fake rate を正しく測定するために, これらの寄与をデータから引く必要がある. 3つのコントロール領域における W, Z プロセスの寄与を表 4.9 に示す. 本解析では, W, Z の寄与が最も小さい CR3 で測定された fake rate を採用した. CR1, CR2

コントロール領域	W	Z
CR1: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$ (tight)	14%	68%
CR2: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV} \ \&\& \ M_T < 60 \text{ GeV}$ (tight)	15%	70%
CR3: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV} \ \&\& \ M_T < 20 \text{ GeV}$ (tight)	6.2%	54%
CR1: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$ (loose)	1.9%	9.4%
CR2: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV} \ \&\& \ M_T < 60 \text{ GeV}$ (loose)	2.1%	9.9%
CR3: $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV} \ \&\& \ M_T < 20 \text{ GeV}$ (loose)	0.73%	6.1%

表 4.9: 3つのコントロール領域における real electron の寄与

で測定された fake rate は系統誤差の見積もりの際, 用いられる. データから差し引く real lepton の寄与は全て MC シミュレーションで見積もる. 図 4.38-4.35 に CR2 で測定した electron fake rate の p_T , $\Delta R(\text{electron}, b_{jet})$, $\Delta R(\text{el}, jet)$, N_{jet} , N_{bjet} 依存性を示す.

図 4.40-4.44 に CR1, CR2, CR3 で測定した electron fake rate を示す.

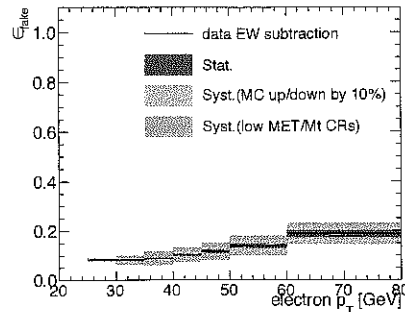


図 4.35: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の electron p_T 依存性

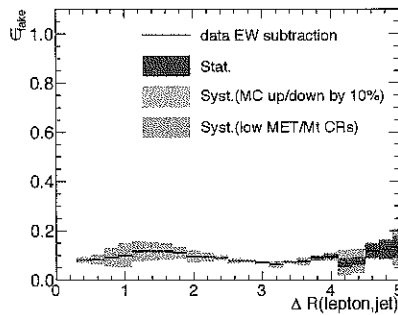


図 4.36: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, jet})$ 依存性

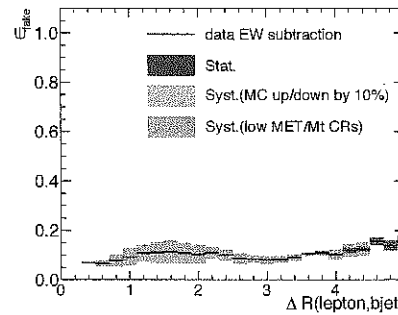


図 4.37: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, bjet})$ 依存性

Z+jets データサンプル Z+jets データサンプルを用いた electron fake rate の測定を行った. 事象選択の条件を以下に記す.

- single lepton trigger, $Z \rightarrow ll + \text{id/anti-id lepton}$
- $80 < M_{ll} < 110 \text{ GeV}$
- $E_T^{\text{miss}} < 30 \text{ GeV}$, $M_T < 20 \text{ GeV}$

Z+jets データサンプルを用いた electron fake rate の測定結果を図 4.45 に示す.

Muon muon は l+jets 事象, dijets 事象の 2 種類データサンプルを用いて測定した. 各々の方法で測定した Fake rate について, 結果を下記に示す.

dijets データサンプル b-jet 由来の lepton fake rate を測定するため, 2b-jets データサンプルを用いて測定を行った. 事象選択の条件を以下に記す.

- アイソレーションの要求を含まないレプトントリガー (mul5) にマッチした Jet (tag として扱う)

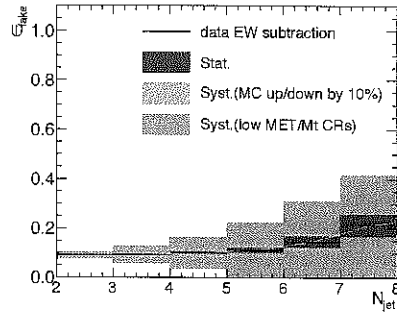


図 4.38: 1+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{jet} 依存性

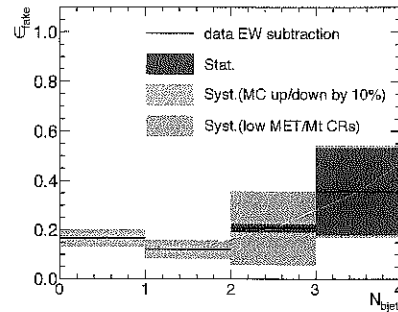


図 4.39: 1+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{bjet} 依存性

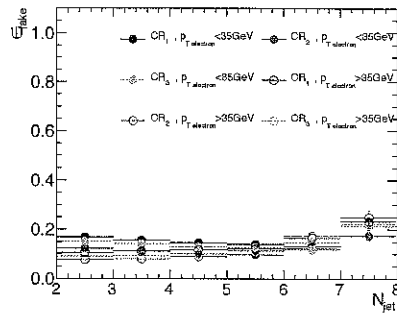


図 4.40: 1+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{jet} 依存性

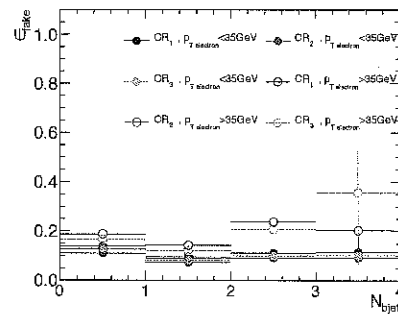


図 4.41: 1+jets データサンプルで測定した electron fake rate の N_{bjet} 依存性

- $\Delta\phi(\text{b-jet, anti-id/id lepton}) > 120$

なお fake rate 測定の際は, lepton p_T , lepton η , $\Delta R(\text{lepton, jet})$, $\Delta R(\text{lepton, b-jet})$ に対する依存性を考慮した. dijets データサンプルを用いた electron fake rate の測定結果を図 4.46 に示す. muon fake rate の $\Delta R(\text{lepton, jet})$, $\Delta R(\text{lepton, b-jet})$ 依存性を図 4.47, 4.48 に示す.

Fake rate の系統誤差

Electron electron fake rate の系統誤差の主な起源を以下に記す.

- electron fake rate は異なる 2 つのデータサンプルを用いて測定した. これらの差を系統誤差として扱う.
- electron fake rate は異なる 3 つの領域 (CR1, CR2, CR3) で測定された. これらの差を系統誤差として扱う.
- データから差し引く real electron の量の不定性を系統誤差として考慮した.

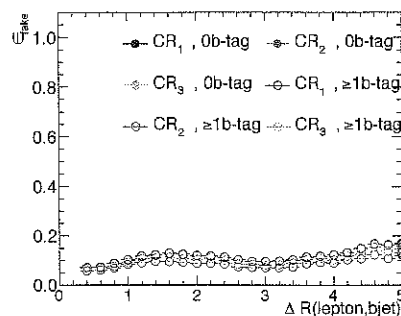
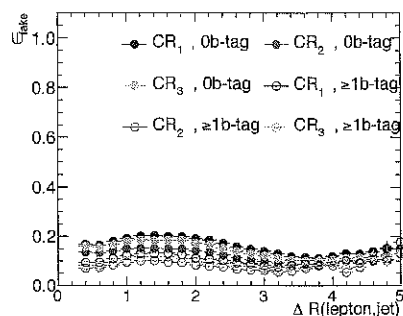


図 4.42: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, Jet})$ 依存性

図 4.43: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の $\Delta R(\text{electron, b-jet})$ 依存性

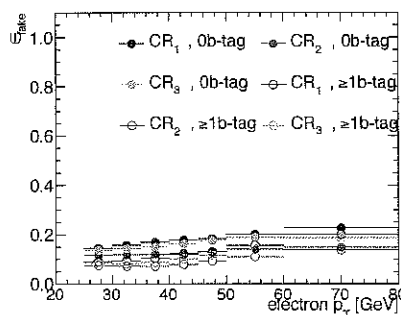


図 4.44: l+jets データサンプルで測定した electron fake rate の electron p_T 依存性

Muon muon fake rate の系統誤差の主な起源を以下に記す.

- muon fake rate は異なる 3 種類の b-tag Operating Point (pre-tag, 70% eff, 85% eff) に対して測定された. これらの差を系統誤差として扱った.
- MC シミュレーションを用いて見積もった $t\bar{t}$ 由来の lepton, dijets プロセス由来の lepton の fake rate の差異を系統誤差として扱った.

4.4.4 Validation

背景事象の見積もりの正当性を確認するため, 複数のコントロール領域でデータと背景事象の比較を行った. 各コントロール領域は以下の条件を満たす事象として定義される.

CR_a : Fake 背景事象コントロール領域 メインのコントロール領域である N_{jet} が小さい領域で観測データと背景事象の見積もりを比較するために用いられる. 以下に事象選択の条件を記す.

- 表 4.2 に記載した事前選択

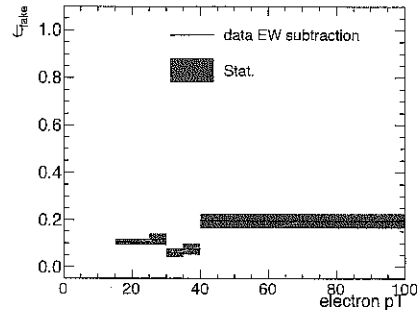
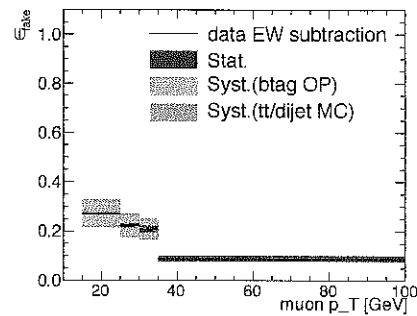


図 4.45: Z+jets データサンプルで測定した electron Fake Rate

図 4.46: dijets データサンプルで測定した muon fake rate の muon p_T 依存性

- $p_{T\text{lepton}} > 25$ GeV の lepton が 2 つ以上存在する
- 1 つ以上の lepton が Trigger Matching
- $\leq 1b\text{-jet}, \leq 3$ Jets または $0b\text{-jet}, 4$ Jets

上記の条件で定義されるコントロール領域における主な変数の分布を示す。図 4.51-?? に 2jets, 0b-jet(左) と 3jets, 0b-jet(右)CR における H_T 分布, E_T^{miss} 分布, leading lepton p_T 分布, subleading lepton p_T 分布を示す。なお, fake rate, real efficiency, charge mis-ID rate はそれぞれ表 4.10 に示す変数に対する依存性を考慮に入れた。

	Muon	Electron
fake rate	lepton p_T	lepton p_T , N_{jet} , N_{bjet}
real efficiency	lepton p_T	lepton p_T
charge mis-ID rate	-	lepton p_T , lepton η

表 4.10: 変数依存性

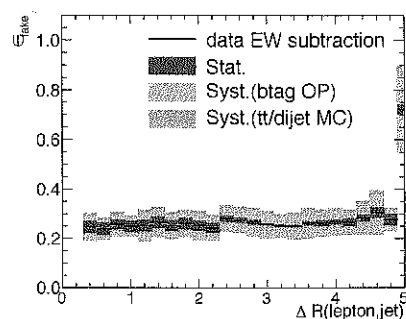


図 4.47: dijets データサンプルで測定した muon fake rate の $\Delta R(\text{muon, Jet})$ 依存性

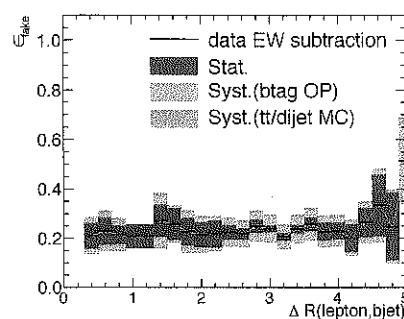


図 4.48: dijets データサンプルで測定した muon fake rate の $\Delta R(\text{muon, b-jet})$ 依存性

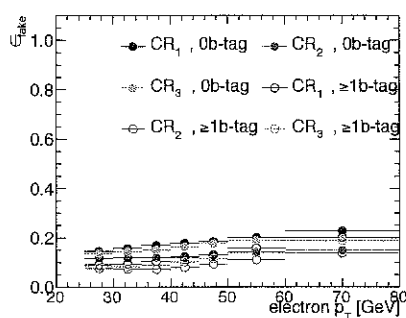


図 4.49: 異なるコントロール領域で測定した electron fake rate 同士の比較

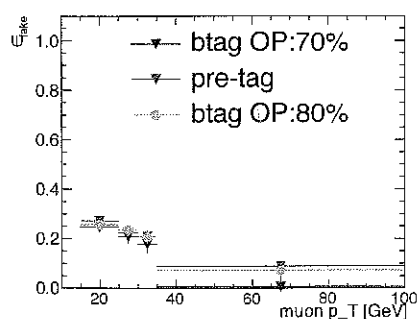
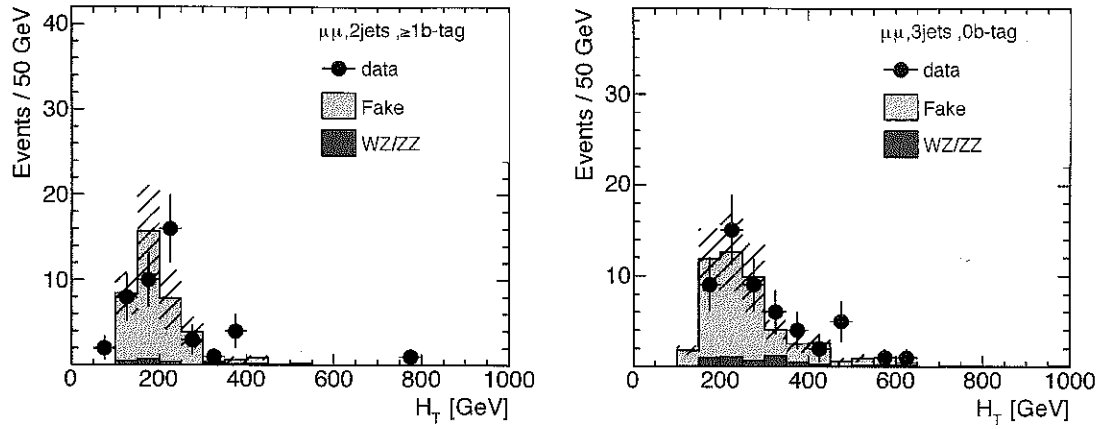
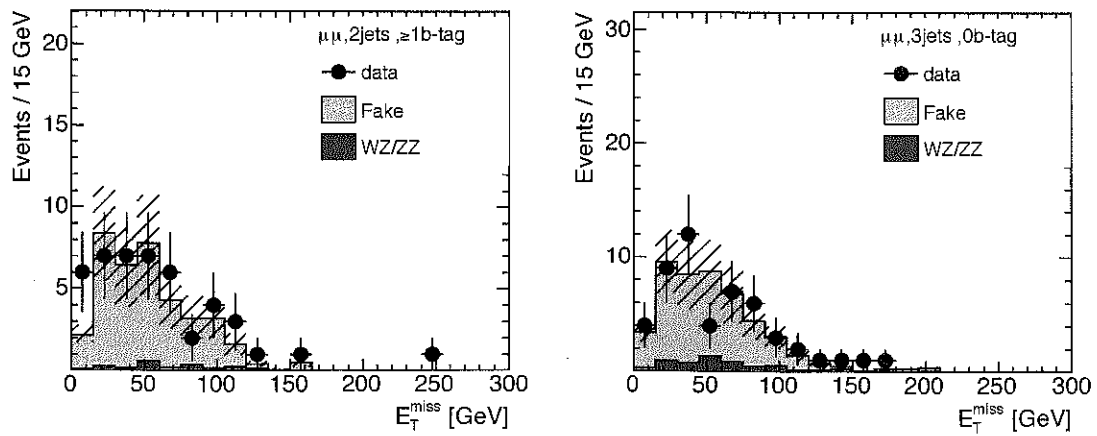


図 4.50: 異なる b-tag Operating Point を用いて測定した fake rate

図 4.51: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 4.52: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

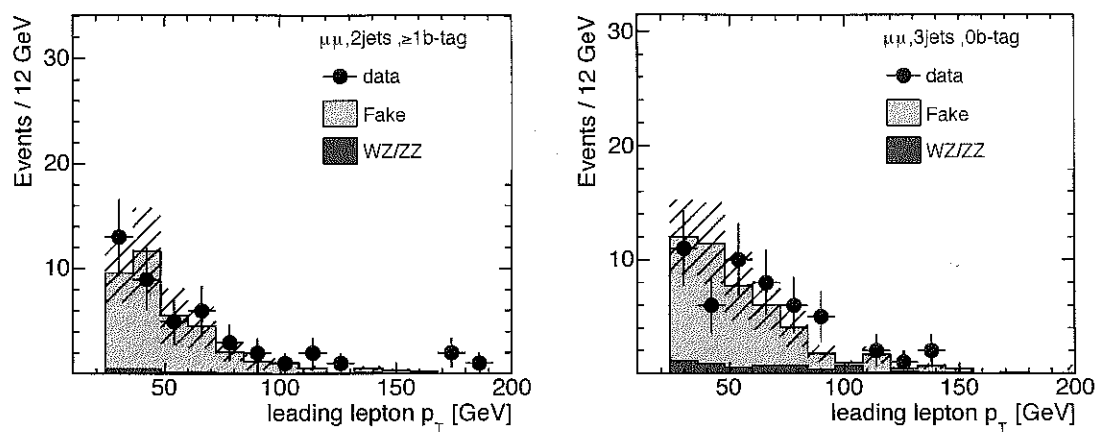
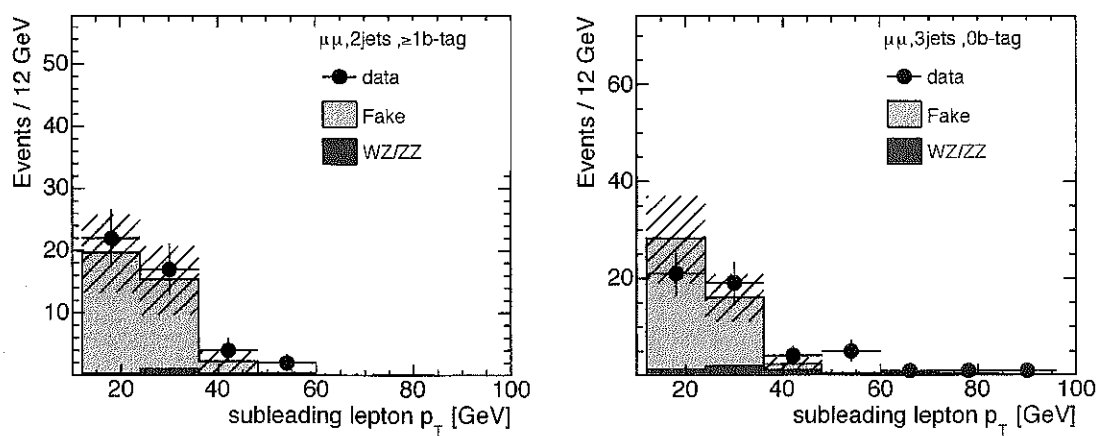
図 4.53: Fake 背景事象コントロール領域における $p_{Tl_{ep1}}$ 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 4.54: Fake 背景事象コントロール領域における $p_{Tl_{ep2}}$ 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

図 4.55, 図 4.59, 図 4.63 は各々 μe チャンネル, $e\mu$ チャンネル, ee チャンネルに対応している.

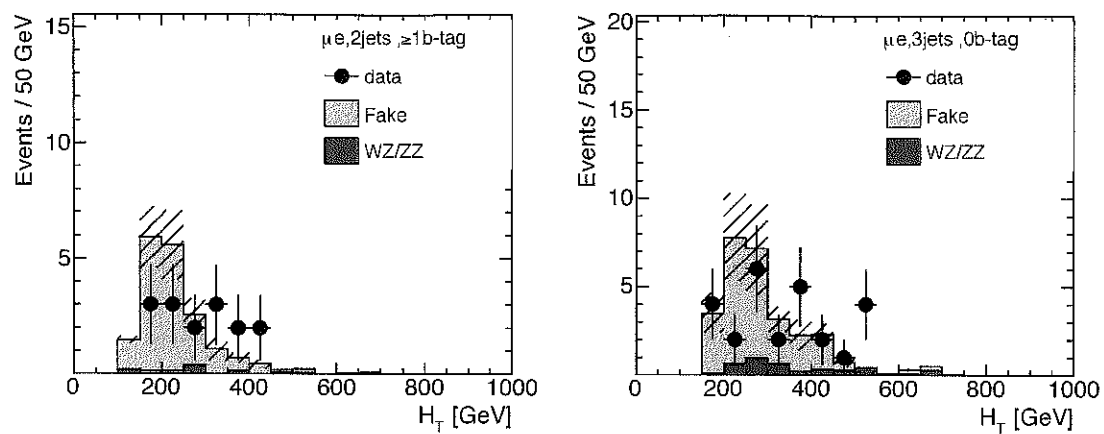


図 4.55: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (μe チャンネル)

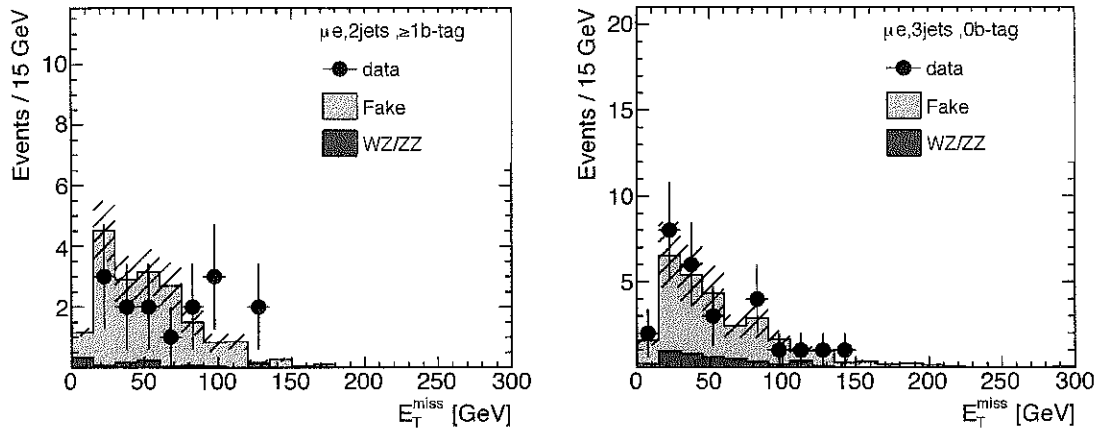


図 4.56: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)

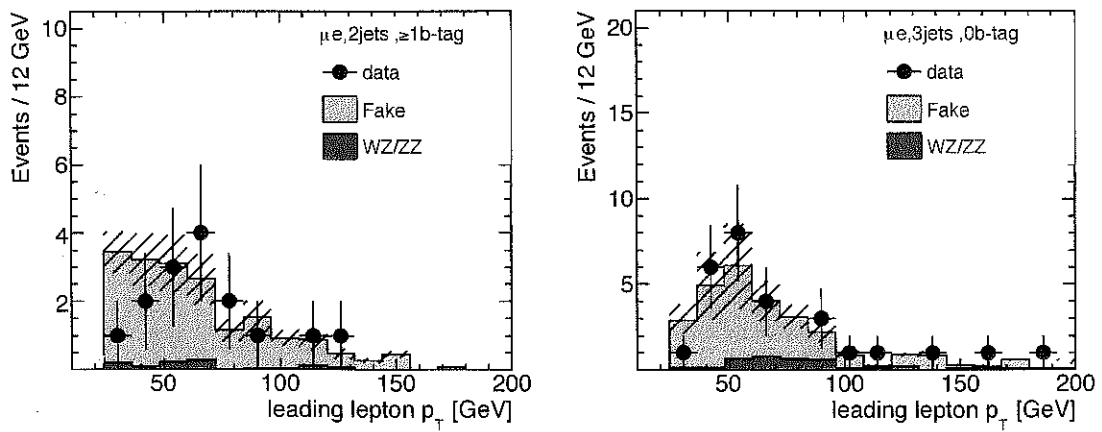


図 4.57: Fake 背景事象コントロール領域における p_{T}^{lepl} 分布 (μe チャンネル)

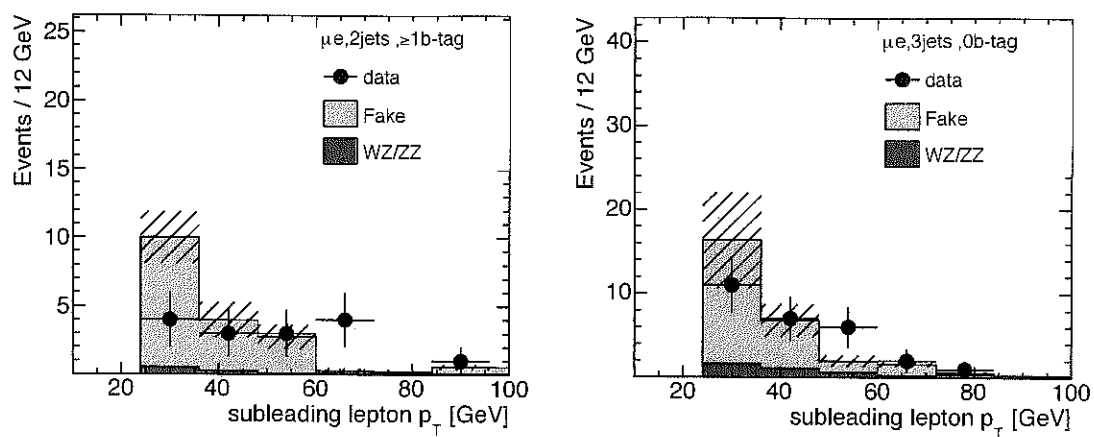


図 4.58: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (μe チャンネル)

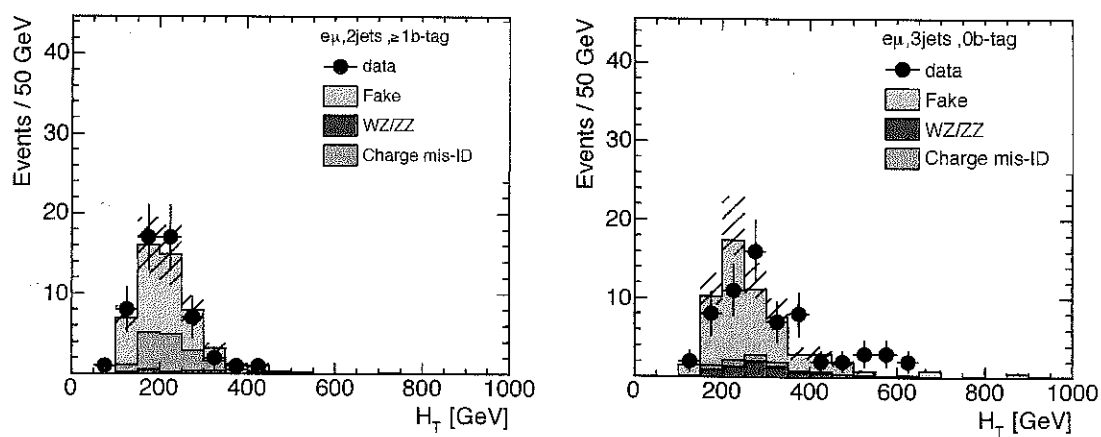


図 4.59: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)

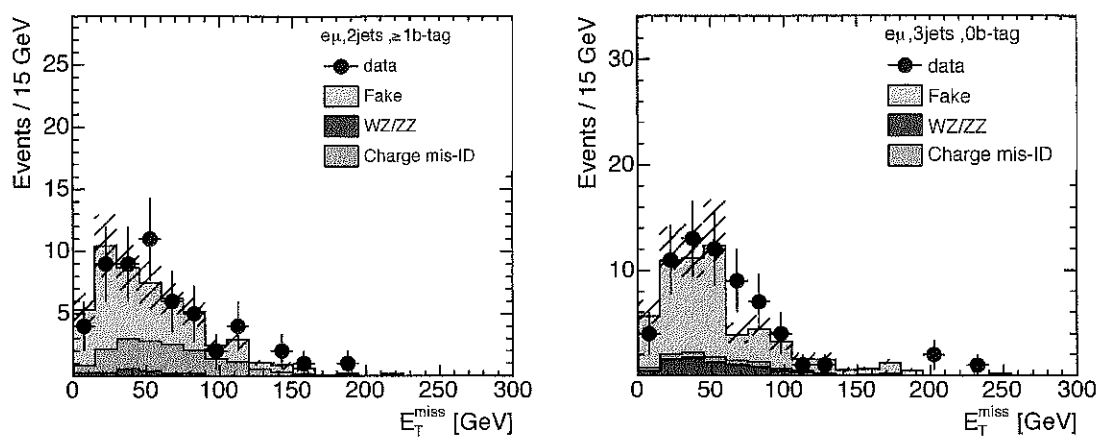


図 4.60: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

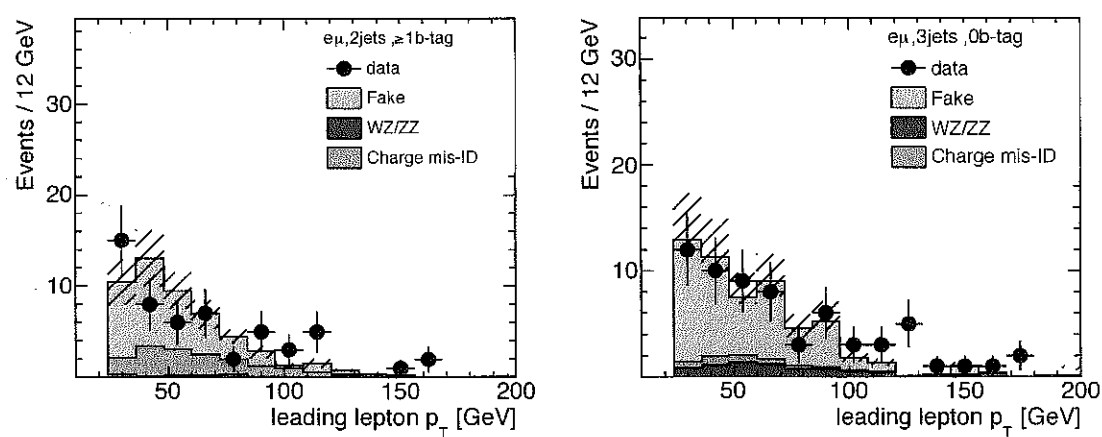
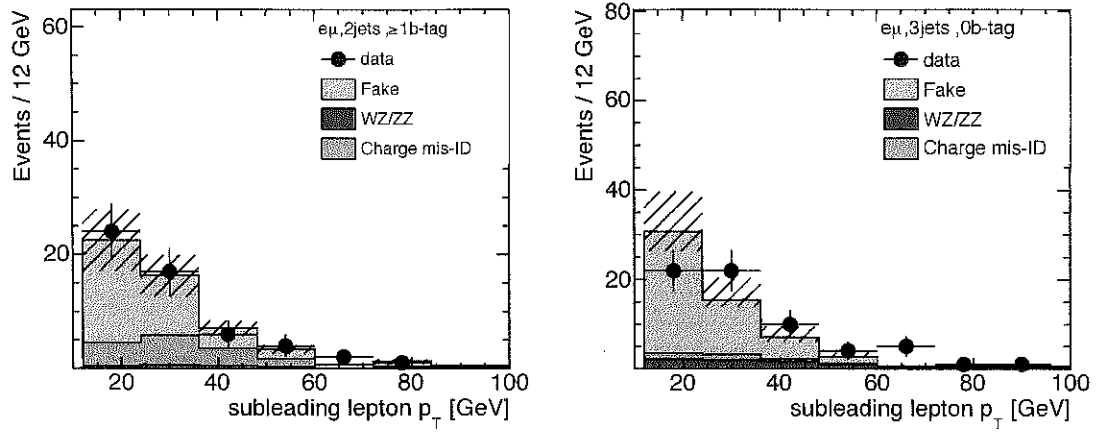
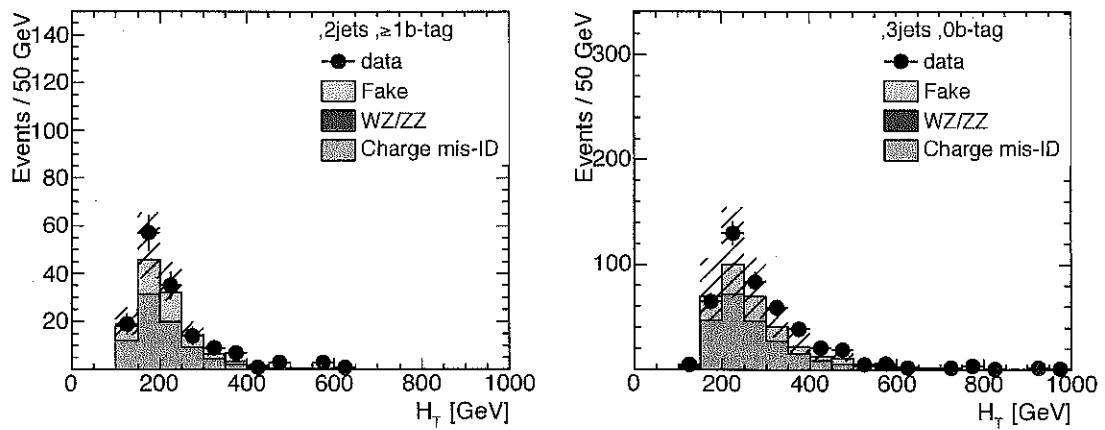
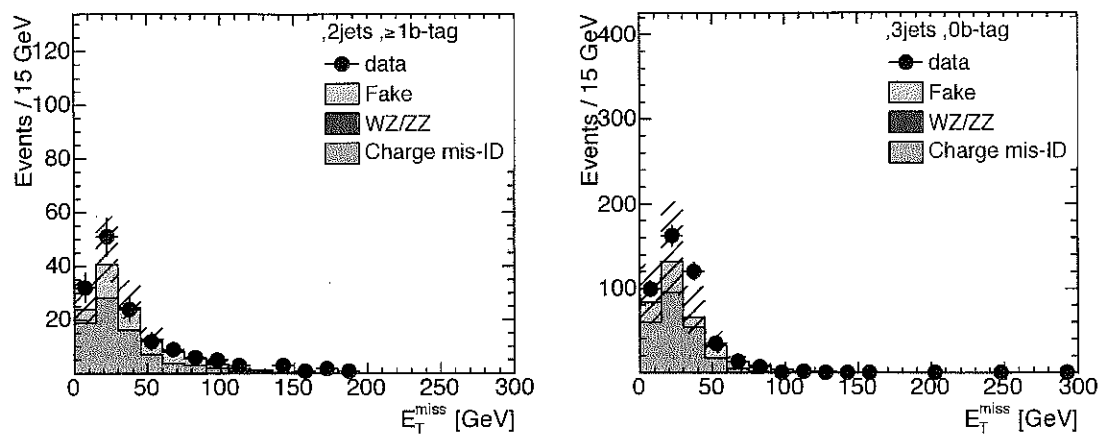
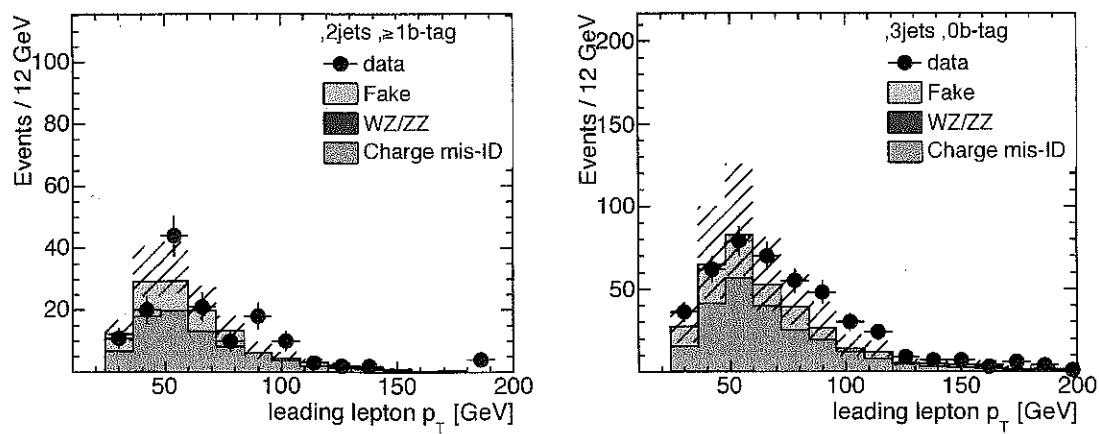


図 4.61: Fake 背景事象コントロール領域における p_T^{lep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

図 4.62: Fake 背景事象コントロール領域における $p_{Tl_{ep2}}$ 分布 ($e\mu$ チャンネル)図 4.63: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)

図 4.64: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)図 4.65: Fake 背景事象コントロール領域における p_T^{lepl} 分布 (ee チャンネル)

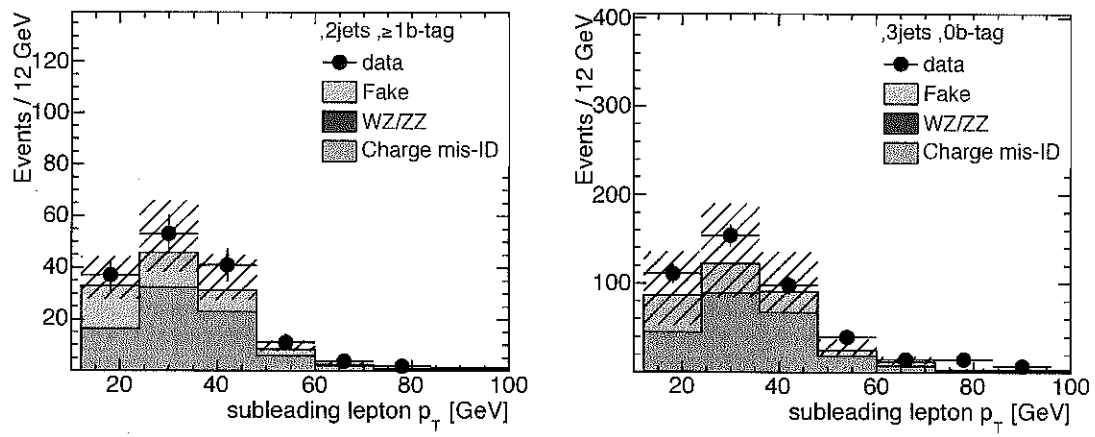


図 4.66: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)

網掛け部分は誤差に対応している。系統誤差の見積もりは4章の5節で議論する。Fake 背景事象コントロール領域における信号/背景事象数, 観測事象数を表 4.11 から 4.12 に示す。

	Signal	ttH,H $\rightarrow\tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
2jets,0b-tag	0.03	0.01	24.34	-	90.83	115.17 $\pm$ 30.66	162
2jets, $\geq$ 1b-tag	0.07	0.01	2.29	-	35.71	38.00 $\pm$ 14.85	45
3jets,0b-tag	0.08	0.03	5.98	-	42.30	48.29 $\pm$ 16.35	54
3jets, $\geq$ 1b-tag	0.23	0.06	0.69	-	42.58	43.26 $\pm$ 18.35	33
4jets,0b-tag	0.08	0.02	2.10	-	17.78	19.88 $\pm$ 7.33	22

表 4.11: CR で期待される事象数と観測された事象数 ($\mu\mu$ チャンネル)

	Signal	ttH,H $\rightarrow\tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
2jets,0b-tag	0.02	0.01	15.50	-	49.79	65.29 $\pm$ 17.99	66
2jets, $\geq$ 1b-tag	0.04	0.01	1.20	-	17.03	18.23 $\pm$ 4.74	15
3jets,0b-tag	0.03	0.02	4.23	-	23.76	27.99 $\pm$ 8.90	27
3jets, $\geq$ 1b-tag	0.09	0.04	0.43	-	15.25	15.68 $\pm$ 4.42	17
4jets,0b-tag	0.05	0.01	1.60	-	10.89	12.49 $\pm$ 3.19	7

表 4.12: CR で期待される事象数と観測された事象数 ($e\mu$ チャンネル)

	Signal	ttH,H $\rightarrow\tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
2jets,0b-tag	0.03	0.01	24.26	10.08	110.00	144.33 $\pm$ 17.60	161
2jets, $\geq$ 1b-tag	0.05	0.01	1.98	15.18	34.75	51.91 $\pm$ 11.95	54
3jets,0b-tag	0.06	0.02	8.01	3.39	46.46	57.86 $\pm$ 7.16	65
3jets, $\geq$ 1b-tag	0.14	0.07	0.72	9.82	40.50	51.04 $\pm$ 14.17	39
4jets,0b-tag	0.06	0.02	2.21	1.15	14.19	17.55 $\pm$ 3.00	26

表 4.13: CR で期待される事象数と観測された事象数 ($e\mu$ チャンネル)

表から見て取れるように $N_{jet} \geq 2$, $N_{bjet} \geq 0$ の全ての領域でデータと見積もった背景事象は誤差の範囲内で一致している。

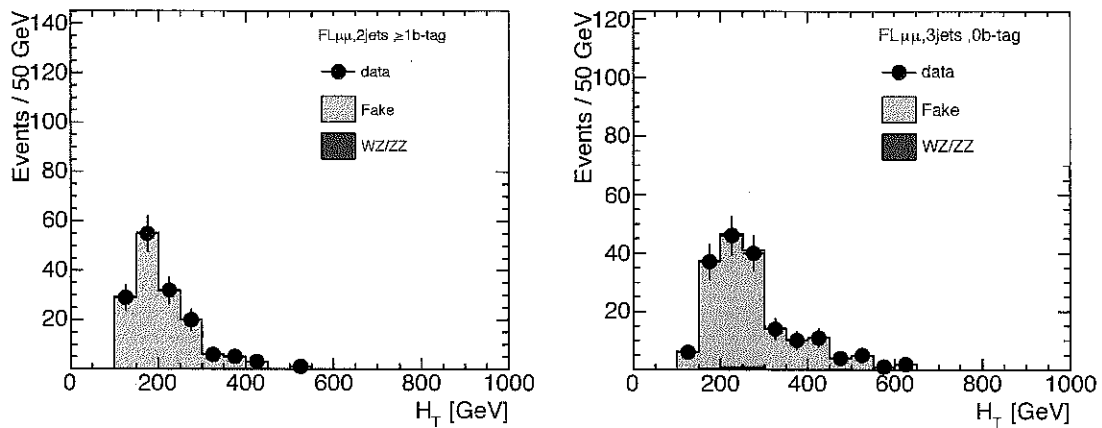
CR_b : Fake 背景事象コントロール領域 CR_b の事象選択の条件を以下に記す。

- 表 4.2 に記載した事前選択
- id lepton と anti-id lepton を 1 つずつを含む
- 再構成された jet を 5 本含む
- 再構成された b-jet を 1 本含む

Fakelepton 背景事象の正当性を確認する際に用いた。図 4.67-4.70 に Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布を示す。付録に E_T^{miss} 分布, leading lepton p_T 分布, subleading lepton p_T 分布を示す。

	Signal	$ttH, H \rightarrow \tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
2jets, 0b-tag	0.02	0.01	6.20	960.88	357.91	1325.00 ± 401.82	1585
2jets, ≥ 1 b-tag	0.02	0.01	0.22	81.11	42.12	123.44 ± 18.04	149
3jets, 0b-tag	0.04	0.02	1.65	232.26	111.70	345.61 ± 101.66	446
3jets, ≥ 1 b-tag	0.11	0.05	0.05	37.31	36.81	74.17 ± 5.41	84
4jets, 0b-tag	0.03	0.03	0.65	55.91	28.82	85.38 ± 25.82	98

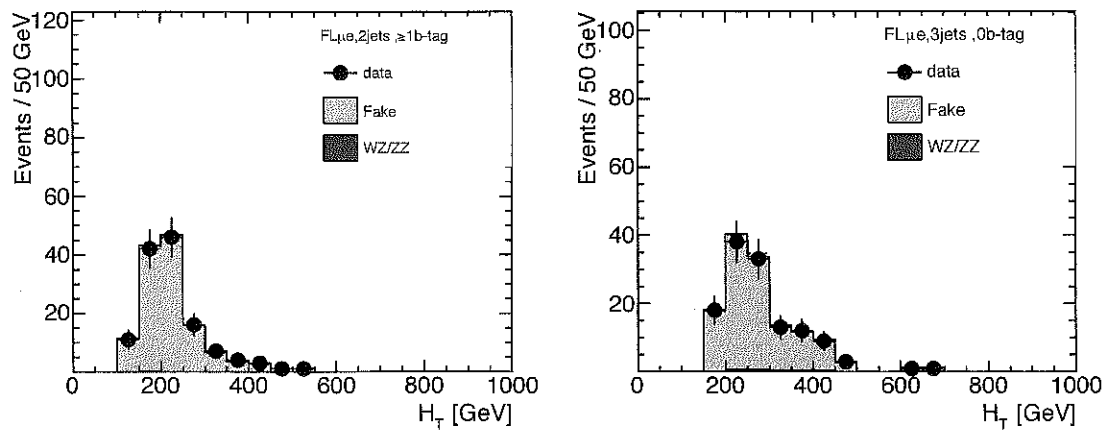
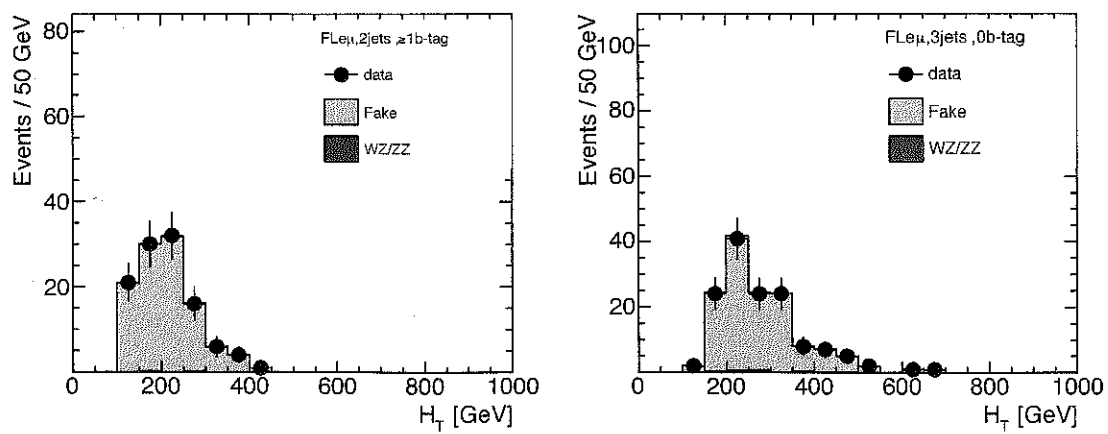
表 4.14: CR で期待される事象数と観測された事象数 (ee チャンネル)

図 4.67: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

CR_c : charge mis-ID 背景事象コントロール領域 CR_c の事象選択の条件を以下に記す.

- 表 4.2 に記載した事前選択
- 異符号の 2 つの lepton を含む
- 再構成された jet が 5 本存在する
- 再構成された b-jet が 1 本存在する

異符号の 2 つの lepton を含む領域でデータと MC シミュレーションを比較し, Charge mis-ID 背景事象の正当性を確認した. 図 4.71-4.72 に Charge mis-ID 背景事象コントロール領域における H_T 分布を示す. 付録に E_T^{miss} 分布, leading lepton p_T 分布, subleading lepton p_T 分布を示す.

図 4.68: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (μe チャンネル)図 4.69: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)

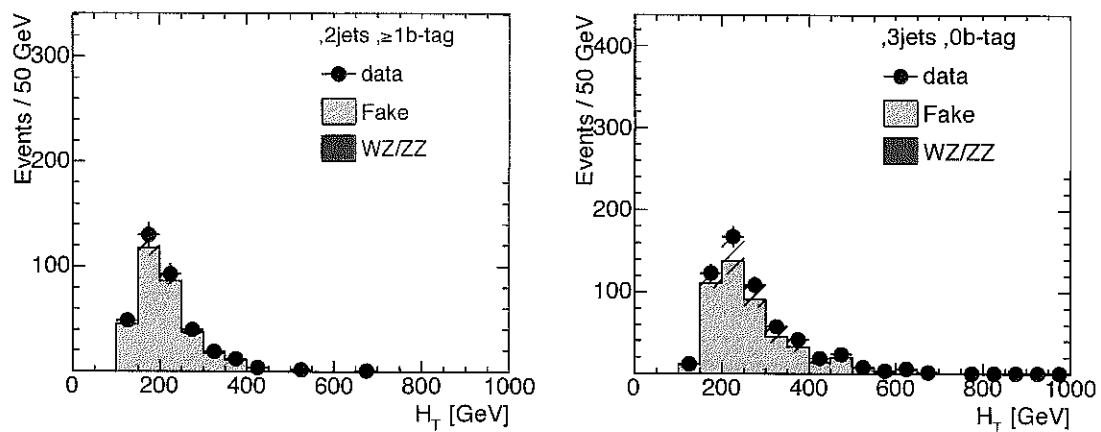


図 4.70: Fake 背景事象コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)

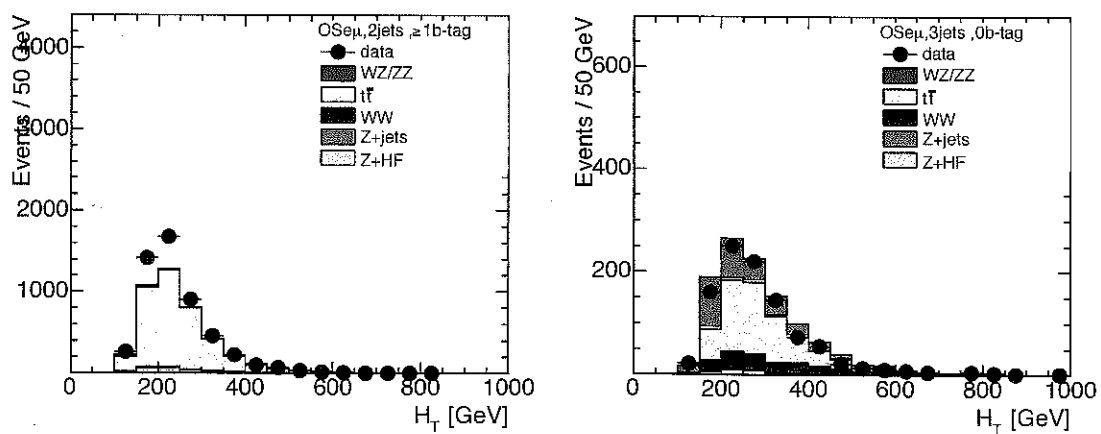
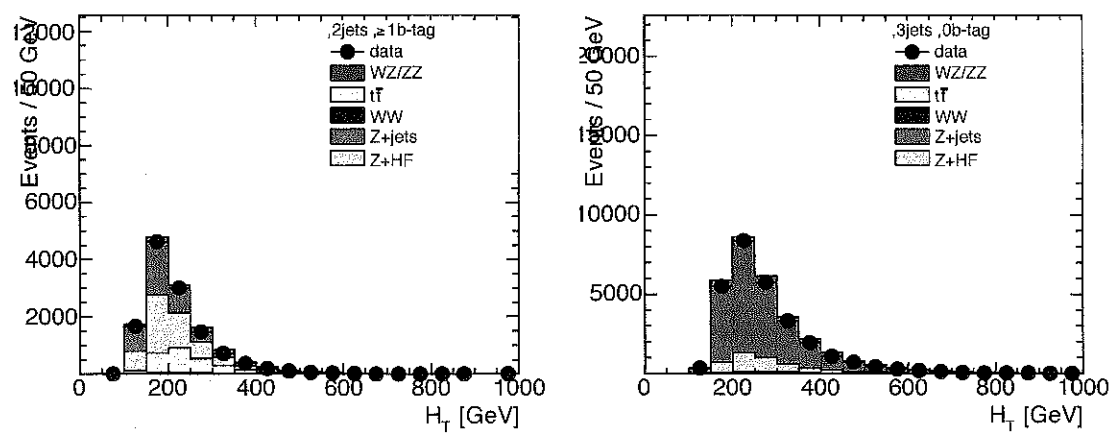


図 4.71: N_{jet} コントロール領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)

図 4.72: N_{jet} コントロール領域における H_T 分布 (ee チャンネル)

4.5 系統誤差

これまで述べた系統誤差の他に, さらにいくつかの起源を考慮する必要がある. 本解析で見積もりを行った系統誤差は, MC サンプル由来の誤差, data-driven 法由来の誤差の2種類に分けられる. 各々の系統誤差の起源, 見積もり方法と大きさ (事象数に対する割合) について詳細を述べる.

4.5.1 MC 由来の系統誤差

Jet Energy Scale(JES) 2章6節で述べたように, Jet のキャリブレーションの際は MC シミュレーションとデータを比較することで Jet Energy Scale(JES) を決定し, Jet のエネルギーを補正する. 本解析では, Jet Energy Scale 由来の誤差を考慮に入れる. 本解析では多数の Jet を用いるため, close-by-jets 効果とフレーバー組成による誤差も合わせて考慮した.

Jet Energy Resolution(JER) Jet の分解能は Jet Energy Scale(JES) と同じく MC シミュレーションとデータの差異を考慮して規格化される. 規格化の際に用いる規格化因子の誤差を系統誤差として扱う. 規格化因子の誤差はカロリメーターの反応, 検出器の物質量のモデリング, カロリメーターで Jet を再構成する際のノイズ分布の記述, フラグメンテーション, フレーバー組成等を由来として起こる. Pile-up を考慮し, JVF に関する誤差の見積もりを行った.

lepton の同定, 再構成, trigger MC サンプルにおける lepton の同定, 再構成, trigger のモデリングは規格化因子で補正される. 規格化因子は, lepton の力学的変数に依存する. 規格化因子とその系統誤差は, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow ee$ 事象を用いて見積もられる. 各々の変数を標準偏差の1倍ずつ変化させ, 最終結果への伝播を調べる. これらの誤差は, lepton の同定, 再構成, trigger に対して独立に測定される. lepton に関する系統誤差は, 5%以下である.

lepton Energy Scale, Energy Resolution lepton の Energy Scale, Energy Resolution は Jet と同じく MC シミュレーションとデータの差異を考慮して規格化される. electron に関しては, シミュレーションにおけるエネルギーの補正を行う. muon に関しては, 運動量分解能は内部飛跡検出器で測定された運動量, ミューオン検出器で測定された運動量各々に対して独立に算出される. lepton のエネルギーの規格化因子の誤差は, 信号と背景事象双方のアクセプタンスに伝播する. lepton の p_T , エネルギーを標準偏差の1倍ずつ変化させて算出した規格化因子と元の因子の差異を誤差として扱う. trigger に関しては, lepton の同定効率, 再構成効率は Energy Scale, エネルギー分解能と独立に算出される. ミューオンのエネルギー分解能に対する複数の誤差を結合する際は二乗和を取る.

b-tag b-tag, c-tag, light flavortag の規格化因子に関する誤差を考慮する。それらの誤差は規格化因子を誤差の範囲内で変化させることによって独立に計算される。b-tag, c-tag, light flavortag の規格化因子に対する各々の誤差を結合する際は二乗和を取る。

消失横エネルギー E_T^{miss} 前述のオブジェクトに関する誤差は E_T^{miss} の計算に伝播する。Missing Energy の誤差を見積もる際には、上記の誤差に加えてソフトな Jet の誤差を考慮する必要がある。

Pile-Up のシミュレーション Pile-Up のモデリングからくる誤差は interaction vertices μ_i の中心を 10% ずつ変化させることで見積もり、PileUp-reweighting のインプットパラメーターとして使われる。シミュレーションで見積もった μ_i の値がデータに比べて大きかったため、Pile-Up reweighting にインプットする際には μ_i に 1.11 の規格化因子をかけた。

ルミノシティ 積分ルミノシティの誤差は、MC シミュレーションを用いた背景事象の見積もりに影響する。ルミノシティの誤差は Van der Meer Scan 法を用いて測定された。測定された誤差は 3.6 % であった [59][60]。

生成断面積 背景事象の MC サンプルに対して、各々の生成断面積に関する誤差を見積もる。本解析では、 $t\bar{t}W(+jets)$ に対しては 30 %, WZ , ZZ サンプルに対しては 34 %, $t\bar{t}W^+W^-$ サンプルに対しては +38 %/-26 % の誤差をつけた。また、 $t\bar{t}Z(+jets)$ に対しては 30 %, W^+W^-jj に対しては 25 % の誤差をつけた。生成断面積の誤差は MC サンプル由来の誤差に対して大きな寄与を持つ。

信号 MC サンプルの誤差 信号の散乱断面積はソフトな gluon 放出を含め NLO まで計算されている。PDF, 規格化因子, カップリング等の MC generator へのインプットパラメータの値を変化させ、信号の散乱断面積、事象選択効率への伝播を見積もった。主なインプットパラメータは Q^2 -scale, PDF の選択, ISR/FSR のモデリング, heavy quark, light quark の fragmentation である。 $t\bar{t}H$ 生成過程に係る PDF の誤差は 8 % である。3 章 2 節で述べた通り、信号 MC サンプルの生成には pythia が用いられている。Powhel+Pythia8 によるモデリングからくる誤差は、MC@NLO+HERWIG サンプルとの比較を用いて見積もりを行った。結果の誤差は 10 % であった。

4.5.2 Charge mis-ID 背景事象の系統誤差

Charge mis-ID rate の測定由来の誤差について述べる。これらの誤差は事象ごとの重みに伝播し、系統誤差として扱われる。Charge mis-ID rate を測定する際のデータサンプルの選び方によって、Electron の運動学的性質は異なるはずである。これらの誤差を見積もるため、第一に、Tag-and-probe 法, Direct extraction 法の 2 種類の方法を用いて測定した Charge mis-ID rate の差異を誤差として

考慮した。第二に、Z ピーク領域の定義による差異を誤差として加えた。また、データサンプルにおける Electron は信号領域における Electron と異なる特性を持つ可能性がある。これらの差異を考慮に入れるため、 $t\bar{t}$, Z+jets の MC シミュレーション同士の差異を系統誤差として扱った。最終的な系統誤差は上記の3種類の寄与の二乗和を取ることで算出した。各々の系統誤差の起源に対応する分布を図 4.73- 4.74 に示す。

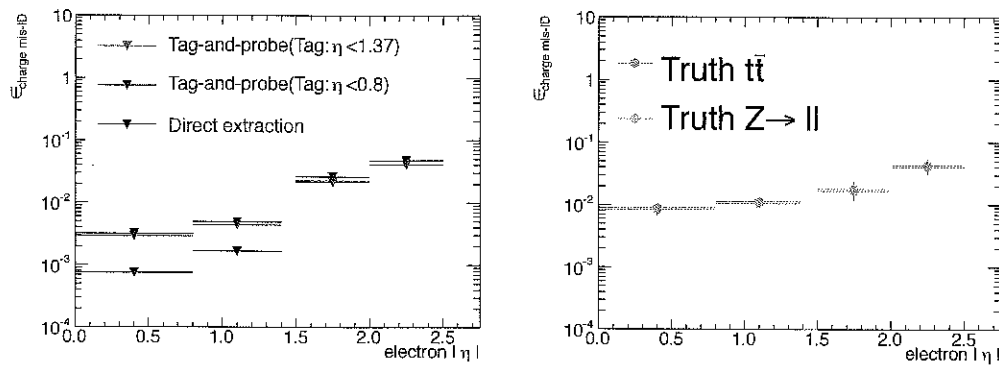


図 4.73: 2 種類の方法で測定した Charge mis-ID rate の比較 図 4.74: $t\bar{t}$, Z+jets の MC シミュレーション同士の比較

4.5.3 fake lepton 背景事象の系統誤差

fake rate, real efficiency の測定由来の誤差について述べる。これらの誤差は Matrix Method を通して事象ごとの重みに伝播し、系統誤差として扱われる。

Real efficiency 由来の系統誤差 データから測定した Real efficiency と MC を用いて測定した Real efficiency の差異を系統誤差として扱った。下図に $Z \rightarrow ee/\mu\mu$, $Z \rightarrow ee/\mu\mu$ Drell-Yan MC を用いて測定した Real efficiency を示す。データと MC のに大きな差異はなかった。

Fake Rate 由来の系統誤差 4 章 4 節で述べたように、Electron, Muon 各々に対して fake rate 由来の系統誤算の見積もりを行った。

データサンプルの組成からくる誤差 fake rate を測定する際のデータサンプルの選び方によって、fake lepton の運動学的性質は異なる可能性がある。また、それらは信号領域における fake lepton と異なる特性を持つ可能性がある。これらの差異は、サンプルの組成由来の fake rate の系統誤差として扱う。これらの誤差の見積もりを行うため、複数のサンプルを選んでそれぞれのサンプルで測定した fake rate を比較した。第一に、異なる 2 つのデータサンプルを用いて測定した fake rate の

差を系統誤差として扱った。第二に、異なる3つの領域 (CR1, CR2, CR3) で測定した fake rate の差を系統誤差として扱った。

4.5.4 系統誤差のリスト

前節で述べた系統誤差の起源と各々の大きさを表 4.15-4.16 に示す。背景事象 MC サンプル由来

系統誤差の起源	系統誤差 [%]			
	背景事象			
	$\mu\mu$ チャンネル	μe チャンネル	$e\mu$ チャンネル	ee チャンネル
JES/JER	+22.6/-20.2	+12.2/-12.0	+19.6/-17.2	+12.2/-12.0
Muon Scale Factor	+0.6/-0.6	+0.3/-0.3	+0.3/-0.3	+0.0/-0.0
Electron Scale Factor	+0.0/-0.0	+0.5/-1.7	+0.1/-0.1	+1.9/-0.4
Muon Trigger eff.	+0.6/-0.6	+0.3/-0.3	+0.3/-0.3	+0.0/-0.0
Electron Trigger eff.	+0.0/-0.0	+0.5/-1.7	+0.1/-0.1	+1.9/-0.4
b-tagging eff.	+7.6/-7.6	+1.0/-1.0	+1.1/-1.1	+0.2/-0.2

表 4.15: 背景事象 MC サンプル由来の系統誤差

系統誤差の起源	系統誤差 [%]			
	信号			
	$\mu\mu$ チャンネル	μe チャンネル	$e\mu$ チャンネル	ee チャンネル
JES/JER	+23.8/-20.8	+19.0/-17.1	+19.1/-17.1	+17.4/-15.2
Muon Scale Factor	+0.6/-0.6	+0.3/-0.3	+0.3/-0.3	+0.0/-0.0
Electron Scale Factor	+0.0/-0.0	+0.4/-0.1	+0.0/-0.1	+0.1/-0.1
Muon Trigger eff.	+0.6/-0.6	+0.3/-0.3	+0.3/-0.3	+0.0/-0.0
Electron Trigger eff.	+0.0/-0.0	+0.4/-0.1	+0.0/-0.1	+0.1/-0.1
b-tagging eff.	+11.7/-11.3	+10.9/-10.5	+8.9/-8.6	+10.0/-9.8

表 4.16: 信号 MC サンプル由来の系統誤差

の系統誤差の系統誤差は、Jet energy scale 由来の誤差が最も大きく $\mu\mu$ チャンネルで約 20 %, μe チャンネルで約 12 %, $e\mu$ チャンネルで約 19 %, ee チャンネルで約 12 % であった。 $\mu\mu$, ee チャンネルでの数値の差は、信号領域に残る Real Same Sign 背景事象数の統計量が少ないため、ゆらぎからきていると考えられる。 $\mu\mu$ チャンネル, μe チャンネル, $e\mu$ チャンネルでは b-tag 効率由来の誤差がそれに続きそれぞれ 7.6 %, 1.0 %, 1.1 % であった。 ee チャンネルでは Electron Scale Factor 由来の誤差が2番目に大きく約 1.9 % であった。

信号 MC サンプル由来の系統誤差の系統誤差も同じく、Jet energy scale 由来の誤差が最も大きく $\mu\mu$ チャンネルで約 24 %, μe チャンネルで約 19 %, $e\mu$ チャンネルで約 19 %, ee チャンネルで約 17 % であった。 $\mu\mu$ チャンネル, μe チャンネル, $e\mu$ チャンネル, ee チャンネルの全てのチャンネルで b-tag 効率由来の誤差がそれに続いた。

第5章 結果と考察

5.1 データと背景事象の見積もりの比較

信号領域, コントロール領域で各チャンネル, 各 N_{jet}/N_{bjet} ビンごとに背景事象の見積もりを行った. それらの結果を表 5.1 から 5.2 に示す.

	Signal	ttH, $H \rightarrow \tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
5jets, $\geq 1b$ -tag	0.42	0.09	0.05	-	13.83	13.87 ± 6.39	16
≥ 6 jets, $\geq 1b$ -tag	0.52	0.13	0.00	-	5.33	5.33 ± 2.47	2

表 5.1: SR で期待される事象数と観測された事象数 ($\mu\mu$ チャンネル)

	Signal	ttH, $H \rightarrow \tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
5jets, $\geq 1b$ -tag	0.19	0.08	0.53	-	6.67	7.21 ± 2.19	8
≥ 6 jets, $\geq 1b$ -tag	0.35	0.08	0.13	-	3.12	3.25 ± 1.02	6

表 5.2: SR で期待される事象数と観測された事象数 (μe チャンネル)

	Signal	ttH, $H \rightarrow \tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
5jets, $\geq 1b$ -tag	0.30	0.09	0.06	1.55	10.58	12.19 ± 3.84	12
≥ 6 jets, $\geq 1b$ -tag	0.39	0.09	0.23	0.65	6.17	7.05 ± 2.16	7

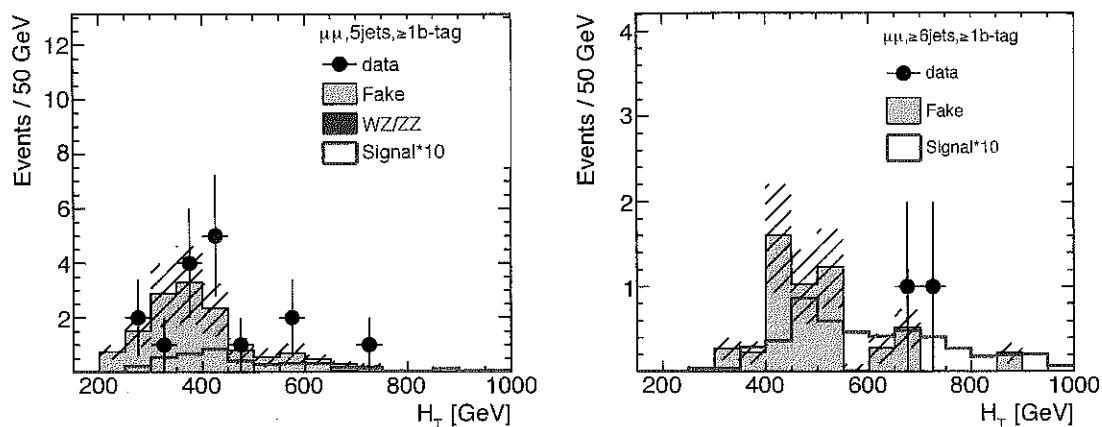
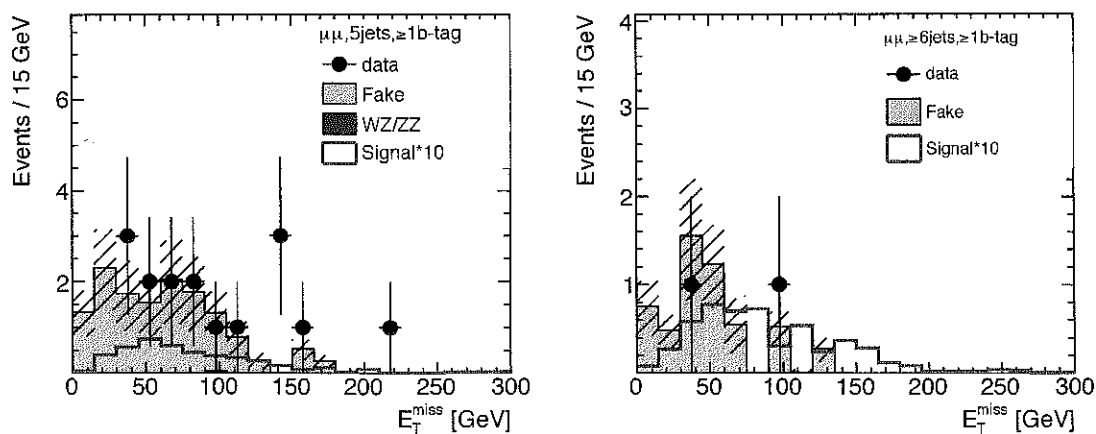
表 5.3: SR で期待される事象数と観測された事象数 ($e\mu$ チャンネル)

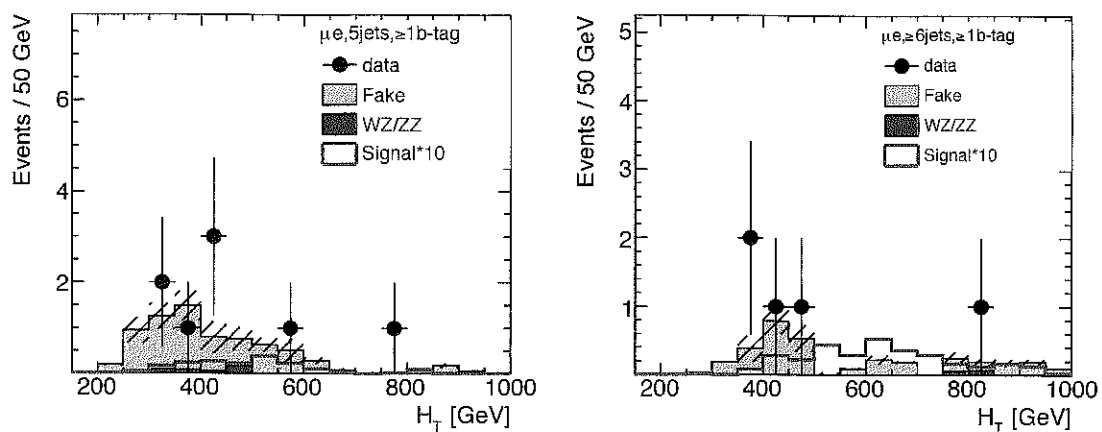
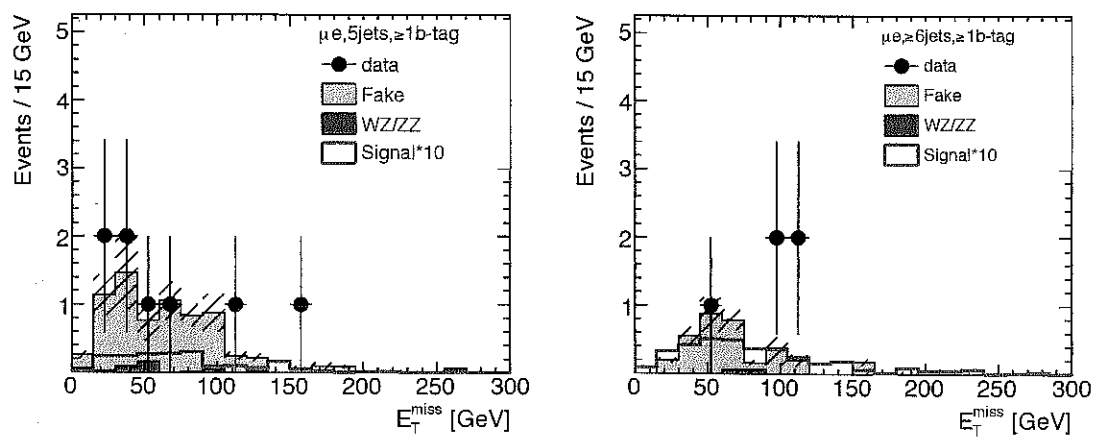
表から見て取れるように $N_{jet} \geq 2$, $N_{bjet} \geq 0$ の全ての領域で fake lepton 背景事象の寄与が支配的である. 信号領域における各チャンネルごとの H_T 分布を図 5.1 から 5.7 に示す.

背景事象の見積もりとデータは, $\mu\mu$, μe , $e\mu$, ee の全てのチャンネル, 全ての N_{jet}/N_{bjet} ビンで無矛盾である.

	Signal	$ttH, H \rightarrow \tau\tau$	WZ/ZZ	charge mis-ID	Fakes	Total Bkg	Observed
5jets, $\geq 1b$ -tag	0.18	0.06	0.09	4.25	9.42	13.76 ± 0.39	13
≥ 6 jets, $\geq 1b$ -tag	0.22	0.09	0.00	2.24	4.32	6.56 ± 0.20	12

表 5.4: SR で期待される事象数と観測された事象数 (ee チャンネル)

図 5.1: 信号領域における H_T 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)図 5.2: 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

図 5.3: 信号領域における H_T 分布 (μe チャンネル)図 5.4: 信号領域における E_T^{miss} 分布 (μe チャンネル)

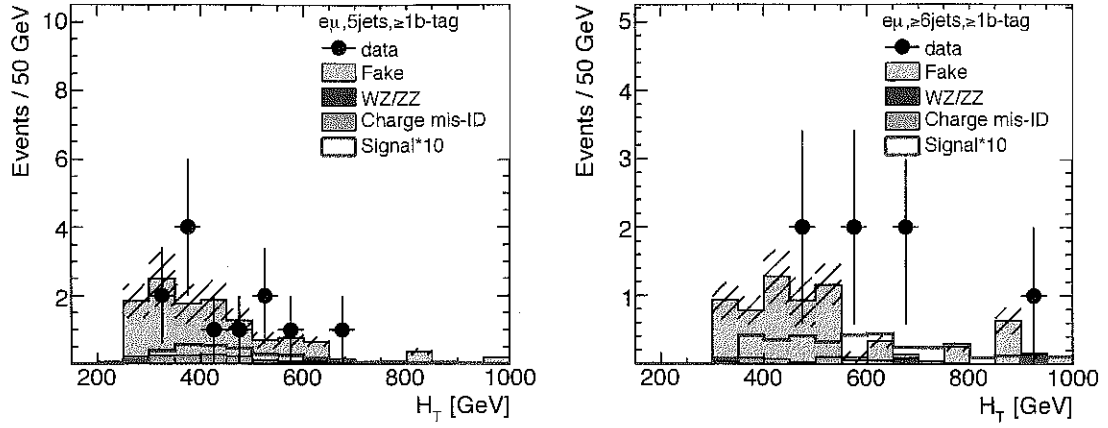


図 5.5: 信号領域における H_T 分布 ($e\mu$ チャンネル)

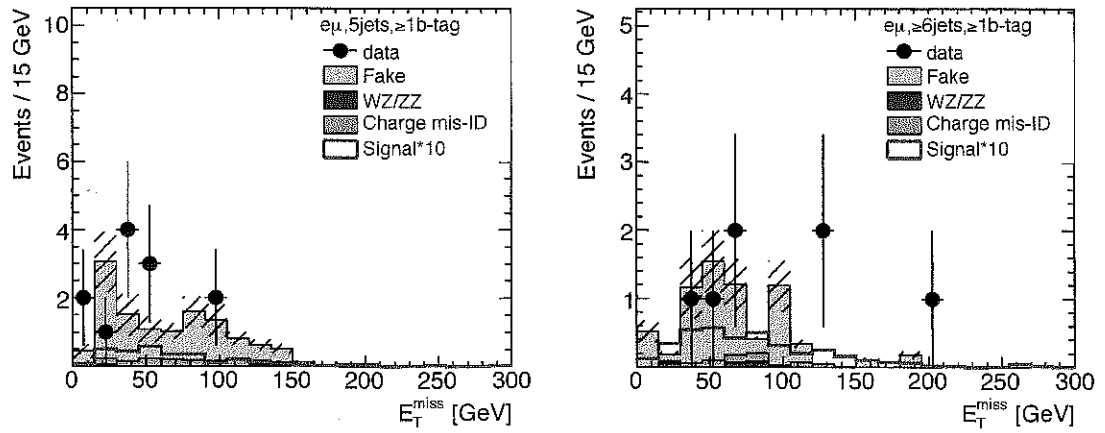


図 5.6: 信号領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

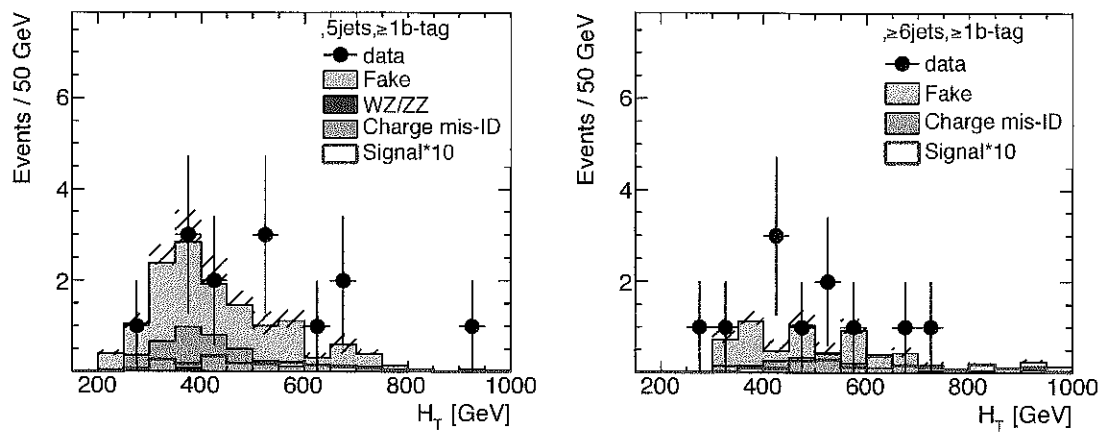


図 5.7: 信号領域における H_T 分布 (ee チャンネル)

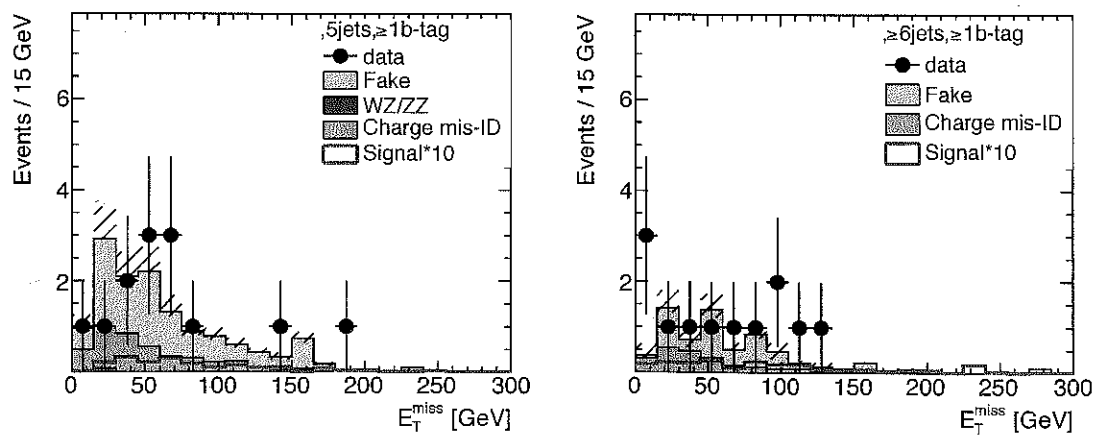


図 5.8: 信号領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)

5.2 Limit

前節で、2012年に取得した 20.3 fb^{-1} のデータと背景事象の見積もりを比較し、議論を行った。全16信号領域の解析を行った結果、統計的に有意なデータの超過は観測されなかったため、 $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ プロセスの生成断面積に対して 95 % C.L. での Limit を算出した。その際、 CL_s 法を用いた。

5.2.1 CL_s 法

Limit(Observed Limit, Expected Limit) の算出には、信号の強さを示す Signal strength μ を含む検定量を用いる。 $\mu = 0$ は背景事象のみのモデル、 $\mu = 1$ は信号を含むモデルに対応している。結果として p-value(p_μ) を得る。 $p_\mu < 0.05$ なら μ は 95 % confidence level(C.L.) で除外される。Limit の算出には toy Monte Carlo(toy MC) を用いる。

Limit 算出の手順について概要を述べる。

- Likelihood 関数 (μ, θ) を定義する。ここで μ は signal strength, θ は nuisance parameter である。Likelihood 関数の例を示す。
- 検定量 (test statistic) $\tilde{q}_\mu$ として likelihood ratio $\tilde{\lambda}(\mu)$ の関数を定義する。 $\tilde{\lambda}(\mu)$ は次式で定義される。

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0 \\ \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

ここで $\hat{\theta}(\mu)$, $\hat{\theta}(0)$ はそれぞれ $\mu, 0$ を与える ML estimator $\hat{\theta}$ である。1 ピンの場合、likelihood 関数 L は次式で表すことができる。

$$L(\mu, \beta_j^0(j \in SB); \delta_{\epsilon^s}, \delta_{\beta_j}, \delta_i) = \text{Pois}(n|\mu_T) N(m_{\delta_s}|\delta_{\epsilon^s}) \prod_{j \in SB} \text{Pois}(n_j|\beta_j^0) \prod_j N(m_{\delta_j}|\delta_{\epsilon_j}) \prod_i N(m_{\delta_i}|\delta_{\epsilon_i}) \quad (5.2)$$

ここで j は背景事象の index, $j \in SB$ はサイドバンド又は CR で測定される背景事象, i は systematic の影響を表す指標, μ_T は期待される事象数である。

$$\mu_T = \sum_l \mu L \sigma_l (1 + \epsilon_l^s + \delta_{\epsilon^s}) \prod_i (1 + \epsilon_{li}^s + \delta_i) + \sum_j L \beta_j^0 (1 + \epsilon_j^b + \delta_{\epsilon_{\beta_j}}) \prod_i (1 + \epsilon_{ji}^b + \delta_i) \quad (5.3)$$

ここで n は信号領域の事象数, δ_{ϵ^s} , δ_{β_j} , δ_i はそれぞれ系統誤差 δ の測定に対応している。 n_j は CR で観測された事象数, L は積分ルミノシティ, σ_l は1チャンネルでの信号の散乱断面積, ϵ_l^s は1チャンネルの信号効率に関する誤差, β_j^0 は背景事象プロセスの散乱断面積, ϵ_j^b は背景事象の散乱断面積の誤差, ϵ_{li}^s は1チャンネルでの信号の散乱断面積の i 番目の系統誤差,

ϵ_{li}^b は1チャンネルでの背景事象の散乱断面積の i 番目の系統誤差である。検定量 $\tilde{q}_\mu$ は

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} -2\ln\tilde{\lambda}(\mu) & \hat{\mu} \geq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad \tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} -2\ln\frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} < 0, \\ -2\ln\frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(0, \hat{\theta}(0))} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0 & \hat{\mu} > \mu. \end{cases} \quad (5.4)$$

- μ に対する observed test statistic $\tilde{q}_{\mu, obs}$ を探す.
- toy Monte Carlo を作成して background のみの仮説 $f(\tilde{q}_\mu|0, \hat{\theta}(0, obs))$, signal 込みの仮説 $f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}(\mu, obs))$ それぞれに基づく $\tilde{q}_\mu$ の pdf を得る.
- signal+background 仮説 $f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}(\mu, obs))$ に対して $\tilde{q}_\mu$ の分布を得, p-value を計算する.

$$\tilde{q}_\mu = \int_{\infty}^{\tilde{q}_{\mu, obs}} f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}(\mu, obs)) d\tilde{q}_\mu \quad (5.5)$$

- $p_{\mu_{up}} = 5\%$ を満たす μ_{up} を探す.
- 感度の中心値を得るため, background のみの仮説に基づいて toy MC を振り, μ_{up} を得る.
 μ_{up} の分布を書いて中心値を見つける. $\pm 1, \pm 2\sigma$ のバンド (緑と黄色) も中心値と同様 μ_{up} 分布から得る.
- 2σ バンドは小さな散乱断面積を持つ信号を排除するが, これは sensitive な問題ではない.
 CL_s 法を用いる.
黄色または緑の外側のバンドが0を下回るようなことがあれば, それらは除去する.
- CL_s 上限値を計算する. その際, 次式で定義される p_b を用いる.

$$p_b = \int_{\infty}^{\tilde{q}_{\mu, obs}} f(\tilde{q}_\mu|0, \hat{\theta}(0, obs)) d\tilde{q}_\mu \quad (5.6)$$

p'_μ を p-value の比として定義する.

$$p'_\mu = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \quad (5.7)$$

上述の手順と同様 $p'_{\mu_{up}} = 5\%$ を満たす $\mu_{up'}$ を探す.

ProfileLikelihood は2通りの定義を持つ. q_μ あるいは $\tilde{q}_\mu$ である. ProfileLikelihood の最も簡潔な定義は

$$\tilde{q}_\mu = -2\ln\frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad \hat{\mu} < \mu \quad (5.8)$$

$$\tilde{q}_\mu = 0 \quad \hat{\mu} > \mu \quad (5.9)$$

ここで, $\tilde{q}_\mu$ は χ^2_1 分布に従うと仮定する. signal strength μ_{95} の上限値は $\mu_{95} = 1.64$ を解くことで得られる.

$$p_{\mu_{95}} = 1 - \Phi(\sqrt{\tilde{q}_\mu}) = 1 - \Phi(1.64) = 0.05 \quad (5.10)$$

$p_{\mu_{95}} < 1$ の場合, 合致する μ_{95} は排除される.

5.2.2 Higgs 粒子の生成断面積上限値

lepton flavor, N_{bjet} , N_{bjet} ごとに分割した全 16 種類のチャンネルの背景事象数, 信号事象数の見積もりを用いて, 系統誤差を考慮した Limit を算出した. 変数分布は使用せず, 1 ピンでのカウンティングによる Limit の算出を行った. 支配的な系統誤差は fake rate, charge mid-ID rate の測定の不定性である. 図 5.9 に Higgs 粒子の生成断面積 (標準理論に規格化) に対する棄却領域を示す. 125 GeV の Higgs 粒子に対して生成断面積の 11.9 倍以上を棄却した. $\mu\mu$, μe , $e\mu$, ee の各チャン

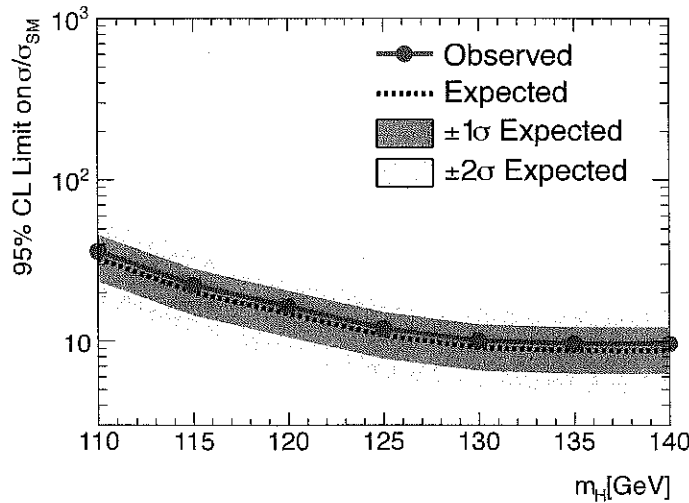


図 5.9: Higgs 粒子の生成断面積に対する棄却領域 (95 % C.L.)

ネルにおける Limit とそれらを結合したものを表 5.6 に示す. Higgs の質量 $m_H = 125$ GeV の仮定の元に 95 % C.L. の Limit を算出したものである. 結合後のチャンネルで期待される Limit は 10.8, 観測された Limit は 11.9 であった. 結合前の各々のチャンネルにおいて期待される Limit は, $\mu\mu$ チャンネルで 14.9, μe チャンネルで 17.8, $e\mu$ チャンネルで 21.4, ee チャンネルで 31.6, 観測された Limit は $\mu\mu$ チャンネルで 15.8, μe チャンネルで 18.6, $e\mu$ チャンネルで 22.1, ee チャンネルで 32.4, であった. 4 つのチャンネルのうち最も大きな Limit を持つのは $\mu\mu$ チャンネルで, μe チャン

	Observed	Expected	-2σ	-1σ	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$\mu\mu$ チャンネル	15.8	14.9	8.0	10.7	20.8	27.9
μe チャンネル	18.6	17.8	9.5	12.8	24.7	33.2
$e\mu$ チャンネル	22.1	21.4	11.4	15.4	29.7	39.8
ee チャンネル	32.4	31.6	17.0	22.8	44.1	59.1
Combined	11.9	10.8	5.8	7.7	15.0	20.1

表 5.5: $\mu\mu$, μe , $e\mu$, ee チャンネルにおける Limit とそれらを結合して算出した Limit(95 % C.L.). Higgs 粒子の質量として $m_H = 125$ GeV を仮定した.

ネルがそれに続く.

CMS 実験との比較

LHC-CMS 実験が 2013 年に報告した $t\bar{t}H$ 生成過程の探索結果を表 5.5 に示す. $t\bar{t}H$ Same Sign 2

$t\bar{t}H$ channel	Observed	Expected	-1σ	$+1\sigma$
4l	6.8	8.8	4.0	22.4
3l	6.7	3.8	1.8	8.7
Same-Sign 2l	9.1	3.4	1.7	7.2
Combined	4.3	1.8	1.2	2.6

表 5.6: $\mu\mu$, μe , $e\mu$, ee チャンネルにおける Limit とそれらを結合して算出した Limit(95 % C.L.). Higgs 粒子の質量として $m_H = 125$ GeV を仮定した.

lepton チャンネルにおいては, 期待される Limit は 3.4, 観測された Limit は 9.1 であった. ただし, これらの結果は $t\bar{t}H, H \rightarrow WW, t\bar{t}H \rightarrow \tau\tau$ 過程の他に $t\bar{t}H, H \rightarrow ZZ$ 崩壊過程を含む. 前節で示した解析結果と比較すると, 期待される Limit は約 6, 観測された Limit は約 1 の差異がある. これらの差異は, 主に解析で用いるオブジェクトの定義と事象選択に由来するものである. LHC-CMS 実験の $t\bar{t}H, H \rightarrow WW/ZZ/\tau\tau$ 崩壊過程 同符号 2 lepton チャンネルの解析における主な事象選択の要件は以下の通りである.

- lepton の選択: leading lepton に対して $p_T > 20$ GeV, 2nd leading lepton に対して $p_T > 10$ GeV のカットが用いられている (本解析ではそれぞれ $p_T > 25$ GeV, $p_T > 15$ GeV). これらの lepton のうち一方が double lepton trigger の要件を満たす事象を選択している.
- M_{ll} カット: 低い不変質量領域における見込みの不正確性を排除するため, 2つの lepton の不変質量分布 M_{ll} に対して $M_{ll} > 12$ のカットをかける. また, Z+jets 背景事象を抑制するため Z ピーク付近 ($81 < M_{ll} < 101$) の事象は除く (本解析では M_{ll} カットは採用していない).
- N_{jet} , N_{bjet} の本数: Jet を 2 本以上含む事象を選択した. CMS 実験においては, b-tag のために Combined Secondary Vertex(CSV) と呼ばれる変数が用いられる. CSV には tight, medium の 2 種類の b-tag Operating Point が用意されており, medium が b-tag 効率 70 %,

tight が b-tag 効率 85 %に対応している。同符号 2 lepton チャンネルにおいては、2 本の Jet が loose な CSV の Operating Point を通る、もしくは 1 本の Jet が medium な CSV の Operating Point をパスするという条件をかけた (本解析では全ての b-jet に対し b-tag 効率 70 %の Operating Point を通るという条件を課している)。

5.2.3 信号強度 (Signal strength)

観測されたシグナルの強さを表す $\text{Signal strength}(\mu)$ は $3.0 \pm 5.3 (95\% \text{ C.L.})$ であった。ここで μ は、観測で得られた信号の大きさを、標準理論のヒッグス粒子が存在すると仮定した場合の期待値で規格化したものである。本解析では 125 GeV のヒッグス粒子を仮定し、標準模型で期待される値を 1 としている。時点で得られている $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ Same Sign 2 lepton チャンネルの観測結果は、標準理論の Higgs 粒子と矛盾がない。

5.3 今後の展望

現在、LHC 加速器は長期シャットダウンに入っているが、2015 年から 13-14 TeV でのランが始まる予定である。2021 年のラン終了時点で、解析可能なデータ量は本解析の 15 倍程度である約 300 fb^{-1} が見込まれ、2012 年に取得した 20.3 fb^{-1} のデータを用いた解析結果は、質量 125 GeV の規格化した生成断面積の上限期待値 1.8 程度まで向上する見込みである。 $t\bar{t}H$ 生成過程の他のチャンネル ($t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}, \gamma\gamma, \tau\tau$) と結合すれば、2021 年までに取得予定の約 300 fb^{-1} のデータで $t\bar{t}H$ 生成過程の発見が可能である。解析改善のためには、さらなる背景事象との分離が必要であるが、それを実現するため事象選択の最適化を進め解析感度の向上をはかる予定である。また現在解析が行なわれている $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ 過程 3l, 4l チャンネルの研究も将来の湯川結合の測定の感度向上において重要である。

第6章 結論

本論文では、2012年にLHC-ATLAS実験で取得された重心系エネルギー8 TeV、積分ルミノシティ 20.3 fb^{-1} のデータを使用し、 $t\bar{t}$ 随伴生成を経て2つのWボソンに崩壊する過程 ($t\bar{t}H, H \rightarrow WW$) を用いてヒッグス粒子の探索を行った。標準理論によれば、Higgs粒子の質量 $m_H = 125 \text{ GeV}$ における $t\bar{t}H, H \rightarrow WW$ チャンネルの散乱断面積 $\times$ 崩壊分岐比は $0.1293 \times 0.125 \text{ pb}$ である。Higgs粒子に随伴して生成した2つのtop quark はほぼ100% Wb に崩壊する ($t\bar{t} \rightarrow bW^+bW^-$) ため、終状態にはHiggs由来の2つのWとTop由来の2つのW、合計4つのWが存在する。それぞれのWはlepton崩壊、ハドロン崩壊の2通りの崩壊過程を持つため、4つのWの崩壊後の終状態として5通りのチャンネルが考えられる。本解析では、このうちSame Sign 2 lepton (electron, muon) チャンネルに焦点を当てて解析を行った。感度向上のためlepton flavor ($\mu\mu, \mu e, e\mu, ee$ チャンネル), Jetの本数, b-jetの本数ごとにチャンネルを分割し、各々のチャンネルで独立に背景事象の見積もりを行い、最終的に結合した。各チャンネルにおいて背景事象の見積もりと観測されたデータに比較を行ったところ、統計的に有意なデータの超過は観測されなかった。背景事象数、信号事象数の見積もりから系統誤差を考慮した発見感度を算出した。質量125 GeVでの規格化した生成断面積の上限値は11.9(期待値は10.8)であり、125 GeVのHiggs粒子に対して生成断面積の11.9倍以上を棄却した。また観測されたシグナルの強さを示すパラメータ (μ) は 3.0 ± 5.5 で、標準模型と無矛盾であった。現在、LHC加速器は長期シャットダウンに入っているが、2015年から13-14 TeVでのランが始まる予定である。2021年のラン終了時点で、解析可能なデータ量は本解析の15倍程度である約 300 fb^{-1} が見込まれ、2012年に取得した 20.3 fb^{-1} のデータを用いた解析結果は、質量125 GeVでの規格化した生成断面積の上限期待値1.8程度まで向上する見込みである。 $t\bar{t}H$ 生成過程の他のチャンネル ($t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}, \gamma\gamma, \tau\tau$) と結合すれば、2021年までに取得予定の約 300 fb^{-1} のデータで $t\bar{t}H$ 生成過程の発見が可能である。

参考文献

- [1] P. Aurenche. The Standard Model of Particle Physics. arXiv:hep-ph/9712342 [hep-ph].
- [2] G. Altarelli. The Standard Model of Particle Physics. arXiv:hep-ph/0510281 [hep-ph].
- [3] L. Alvarez-Gaume and J. Ellis. Eyes on a prize particle. *Nature Physics*, 7(1):2 — 3, 2011.
- [4] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1—29, 2012, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [5] S. Chatrchyan et al — CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30—61, 2012, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [6] The ATLAS collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC"
- [7] S. Chatrchyan et al — CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30—61, 2012, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [8] CMS Collaboration, "Measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-13-005, (2013).
- [9] ATLAS Collaboration, "Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb — 1 of proton-proton collision data", ATLAS-CONF-2013-014, (2013).
- [10] ATLAS Collaboration, "Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data", CERN-PH-EP-2013-102(2013). *Physics Letters B*, <http://arxiv.org/pdf/1307.1432v1.pdf>
- [11] A. Djouadi, "The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model," *Phys. Rept.* 457 (2008) 1—216, arXiv:hep-ph/0503172.

- [12] J. Beringer et al — Particle Data Group. Review of Particle Physics. Phys. Rev. D, 86:010001, Jul 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [13] J. Beringer et al — Particle Data Group. Review of Particle Physics. Phys. Rev. D, 86:010001, Jul 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [14] ATLAS Collaboration, Norbert Wermes, and G Hallewel (Eds.). ATLAS Pixel Detector: Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [15] ATLAS Collaboration. ATLAS Pixel Detector electronics and sensors. Journal of Instrumentation, 3(07):P07007, 2008.
- [16] ATLAS Collaboration. The barrel modules of the ATLAS Semiconductor Tracker. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 568(2):642 — 671, 2006.
- [17] ATLAS Collaboration. The ATLAS Semiconductor Tracker End-Cap Module. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 575(3):353 — 389, 2007.
- [18] F. Campabadal, C. Fleta, M. Key, M. Lozano, C. Martinez, et al. Design and performance of the ABCD3TA ASIC for readout of silicon strip detectors in the ATLAS semiconductor tracker. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 552(3):292 — 328, 2005. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205013926>.
- [19] The ATLAS TRT collaboration. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance. Journal of Instrumentation, 3(02):P02013, 2008.
- [20] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINST, 3:S08003, 2008.
- [21] ATLAS Collaboration, ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [22] ATLAS Collaboration, ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.

- [23] E. A. Starchenko, G. Blanchot, M. Bosman, M. Cavalli-Sforza, A. N. Karyukhin, S. Kopikov, A. Myagkov, M. Nessi, A. Shalimov, N. A. Shalanda, M. Soldatov, A. Solodkov, A. Soloviev, V. M. Tsoupko-Sitnikov, and A. Zaitsev. Cesium Monitoring System for ATLAS Tile Hadron Calorimeter. Tech. Rep. ATL-TILECAL-2002-003, CERN, Geneva, Feb, 2002.
- [24] Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2011-063, (ATLAS-CONF-2011-063, ATLAS-COM-CONF-2011-068), 2011.
- [25] C. Gabaldon. Performance of the ATLAS Trigger System. Journal of Instrumentation, 7(01):C01092, 2012. <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=C01092>.
- [26] S. Kama. Evolution of the Trigger and Data Acquisition System in the ATLAS experiment. Tech. Rep. ATL-DAQ-PROC-2012-061, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [27] ATLAS collaboration, Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment, ATLAS-CONF-2012-042 (2012).
- [28] R. Fruhwirth et al., Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting, Nucl. Instrum. Meth. A262 (1987) 444.
- [29] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, et al., Calorimeter clustering algorithms: Description and performance, . <https://cdsweb.cern.ch/record/1099735>.
- [30] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. Eur.Phys.J., C72:1909, 2012, arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [31] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS. Eur.Phys.J., C72:1844, 2012, arXiv:1108.5602 [hep-ex].
- [32] J. Beringer et al. Review of Particle Physics. Journal of Physics G, D86, 2012. URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [33] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, Anti-kt jet clustering algorithm, JHEP 0804 (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [34] DØ Collaboration, B Jet Identification

- [35] S. Agostinelli et al., GEANT4: A simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250—303.
- [36] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 0605 (2006) 026, arXiv:0603175 [hep-ph].
- [37] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1, CERN-LCGAPP 04 (2007) 1, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [38] T. Gleisberg et al., Event generation with SHERPA 1.1, JHEP 0902 (2009) 007, arXiv:0811.4622 [hep-ph].
- [39] G. Corcella et al., HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including super-symmetric processes) , JHEP 0101 (2001) 010.
- [40] J.M. Campbell, R.K. Ellis. Update on vector boson pair production at hadron colliders. Phys. Rev., D60:113006, Nov 1999.
- [41] M. L. Mangano et al., ALPGEN, a generator for hard multi-parton processes in hadronic collisions, JHEP 0307 (2003) 001, arXiv:0206293 [hep-ph].
- [42] J. Butterworth et al. Single boson and diboson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS- 2010-695, CERN, Geneva, Aug 2010.
- [43] J. Alwall et al., MadGraph/MadEvent v4: The new web generation, JHEP 0709 (2007) 028, arXiv:0706.2334 [hep-ph].
- [44] A. Lazopoulos et al. Next-to-leading order QCD corrections to ttz production at the LHC. Phys. Lett, B(666):62—65, 2008.
- [45] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). JHEP, 0101:010, 2001. arXiv:hep-ph/
- [46] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The mc@nlo 3.2 event generator, 2006. hep-ph/0601192.
- [47] S. Moch & P. Uwer. Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders. Phys. Rev., D(78):034003, 2008.

- [48] J. Forshaw J. Butterworth and M. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at hera. *Z. Phys.*, C72:637—646, 1996.
- [49] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5, 2004. hep-ph/0405247.
- [50] Paolo Nason and Bryan Webber "Next-to-Leading-Order Event Generators", CERN-PH-TH-2012-028, <http://arxiv.org/pdf/1202.1251.pdf>
- [51] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and J. H. Kuhn, The tau decay library TAUOLA: Version 2.4, *Comput. Phys. Commun.* 76 (1993) 361—380.
- [52] P. Golonka et al., The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II, *Comput. Phys. Commun.* 174 (2006) 818—835, arXiv:hep-ph/0312240.
- [53] P. Golonka and Z. Was, PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays, *Eur. Phys. J. C* 45 (2006) 97—107, arXiv:hep-ph/0506026.
- [54] N. Davidson, T. Przedzinski, and Z. Was, PHOTOS interface in C++: technical and physics documentation, arXiv:1011.0937 [hep-ph]. 0011363.
- [55] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72:1909, 2012, arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [56] The ATLAS Collaboration, Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-063, CERN, Geneva, Apr, 2011. <http://cds.cern.ch/record/1345743>.
- [57] Particle Data Group, W.-M. Yao et al, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 33(2006) 1
- [58] ATLAS Collaboration. Inner detector geometry model, . URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/InDetMaterial>. (Last accessed: October 2nd, 2008).
- [59] G. Aad et al — ATLAS Collaboration. Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C71:1630, 2011, arXiv:1101.2185 [hep-ex].
- [60] ATLAS Collaboration. Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug, 2011.

付録

付録 A MC サンプルリスト

本解析で用いた MC サンプルのリストを表 1 に示す.

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	N_{event}	ϵ_{filter}	K_{factor}
$ttH \rightarrow ttWW$	Pythia8	0.019499		1.4356	1.0
$ttH \rightarrow ttWW \rightarrow ll(SS)$	Pythia8	0.019499		1.4356	0.096048
$ttH \rightarrow ttWW \rightarrow 3l$	Pythia8	0.019499		1.4356	0.091280
$ttH \rightarrow ttWW \rightarrow 4l$	Pythia8	0.000215		1.4674	1.0
$ttH \rightarrow ttt\tau\tau$	Pythia8	0.006237		1.3194	0.12350
$ttH \rightarrow ttt\tau\tau$	Pythia8	0.006237		1.3194	0.45828
$ttH \rightarrow ttt\tau\tau$	Pythia8	0.006237		1.3194	0.42048
$ttH \rightarrow ttZZ$	Pythia8	0.002347		1.5314	1.0
$ttH \rightarrow allhad+H$	Powhel+Pythia8	0.057971		1.0	1.0193
$ttH \rightarrow ljets+H$	Powhel+Pythia8	0.055519		1.0	1.0201
$ttH \rightarrow ll+H$	Powhel+Pythia8	0.013271		1.0	1.0230

表 1: signal MC サンプル

背景事象の見積もりの際に用いた MC サンプルのリストを表 2 に示す.

コントロール領域での Validation の際に用いた MC サンプルのリストを表 3 に示す.

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	N_{event}	ϵ_{filter}	K_{factor}
ttbarW+Np0	MadGraph	0.104100		1.18	1.0
ttbarW+Np1	MadGraph	0.053372		1.18	1.0
ttbarW+Np2	MadGraph	0.041482		1.18	1.0
ttbarZ+Np0	MadGraph	0.067690		1.34	1.0
ttbarZ+Np1	MadGraph	0.045357		1.34	1.0
ttbarZ+Np2	MadGraph	0.039772		1.34	1.0
ttbarWW	MadGraph	0.001901		1.0	1.0
4top	MadGraph	0.00068523		1.0	1.0
ttbarbb	Alpgen	1.4353		1.0	1.6890
ttbarcc	Alpgen	2.7130		1.0	1.6890
ttbarNp0+2l	Alpgen	4.7929		1.6340	1.0
ttbarNp1+2l	Alpgen	5.0680		1.6340	1.0
ttbarNp2+2l	Alpgen	3.2573		1.6340	1.0
ttbarNp3+2l	Alpgen	2.1758		1.6340	1.0
ttbarNp0+1l	Alpgen	19.193		1.7020	1.0
ttbarNp1+1l	Alpgen	20.288		1.7020	1.0
ttbarNp2+1l	Alpgen	13.085		1.7020	1.0
ttbarNp3+1l	Alpgen	8.6922		1.7020	1.0
tchan	AcerMC	25.750		1.1042	1.0
schan	AcerMC	1.6424		1.1067	1.0
Wt	AcerMC	2.1478		1.0884	1.0
ttbar(dilepton)	MC@NLO	238.06		1.0	0.105
ttbar(w/Had)	MC@NLO	238.06		1.0	0.457
ttbar(noHad)	Powheg+Pythia	114.51		1.1992	1.0
W+Z $\rightarrow$ enuee	Powheg+Pythia8	1.407		1.0	0.29456
W+Z $\rightarrow$ enumumu	Powheg+Pythia8	0.9382		1.0	0.35211
W+Z $\rightarrow$ enutautau	Powheg+Pythia8	0.1746		1.0	0.16682
W+Z $\rightarrow$ munuee	Powheg+Pythia8	1.399		1.0	0.29351
W+Z $\rightarrow$ munumumu	Powheg+Pythia8	0.9537		1.0	0.35132
W+Z $\rightarrow$ munutautau	Powheg+Pythia8	0.1746		1.0	0.16863
W+Z $\rightarrow$ taunuee	Powheg+Pythia8	1.399		1.0	0.14289
W+Z $\rightarrow$ taunumumu	Powheg+Pythia8	0.9382		1.0	0.18256
W+Z $\rightarrow$ taunutautau	Powheg+Pythia8	0.1719		1.0	0.058517
WW $\rightarrow$ lnu lnu	Sherpa	5.679		1.0	1.0
WZ $\rightarrow$ ll lnu + jj (6EWcoupling)	Sherpa	0.012559		1.0	1
ZZ $\rightarrow$ ll ll + jj (6EWcoupling)	Sherpa	0.00073568		1.0	1.0
ZZ $\rightarrow$ 4e (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.0735		1.0	0.90765
ZZ $\rightarrow$ 2e2mu (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.1708		1.0	0.82724
ZZ $\rightarrow$ 2e2tau (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.1708		1.0	0.58278
ZZ $\rightarrow$ 4mu (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.0735		1.0	0.91241
ZZ $\rightarrow$ 2mu2tau (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.1708		1.0	0.58725
ZZ $\rightarrow$ 4tau (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.0735		1.0	0.10604
ZZ $\rightarrow$ eenuu (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.168		1.0	1.0
ZZ $\rightarrow$ muuuuu (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.168		1.0	1.0
ZZ $\rightarrow$ tauuuuu (mll > 4GeV)	Powheg+Pythia8	0.168		1.0	1.0

表 2: 背景事象 MC サンプル

プロセス	Generator	散乱断面積 $\sigma_{tot}[\text{pb}] \times$ 崩壊分岐比	N_{event}	ϵ_{filter}	K_{factor}
Zee+0p(60<M<2000GeV)	Alpgen	711.77	1.23	1.0	
Zee+1p(60<M<2000GeV)	Alpgen	155.17	1.23	1.0	
Zee+2p(60<M<2000GeV)	Alpgen	48.745	1.23	1.0	
Zee+3p(60<M<2000GeV)	Alpgen	14.225	1.23	1.0	
Zee+4p(60<M<2000GeV)	Alpgen	3.7595	1.23	1.0	
Zee+5p(60<M<2000GeV)	Alpgen	1.0945	1.23	1.0	
Zmumu+0p(60<M<2000GeV)	Alpgen	712.11	1.23	1.0	
Zmumu+1p(60<M<2000GeV)	Alpgen	154.77	1.23	1.0	
Zmumu+2p(60<M<2000GeV)	Alpgen	48.912	1.23	1.0	
Zmumu+3p(60<M<2000GeV)	Alpgen	14.226	1.23	1.0	
Zmumu+4p(60<M<2000GeV)	Alpgen	3.7838	1.23	1.0	
Zmumu+5p(60<M<2000GeV)	Alpgen	1.1148	1.23	1.0	
Ztautau+0p(60<M<2000GeV)	Alpgen	712.1	1.23	0.039626	
Ztautau+1p(60<M<2000GeV)	Alpgen	154.95	1.23	0.047273	
Ztautau+2p(60<M<2000GeV)	Alpgen	48.767	1.23	0.052937	
Ztautau+3p(60<M<2000GeV)	Alpgen	14.184	1.23	0.058973	
Ztautau+4p(60<M<2000GeV)	Alpgen	3.7959	1.23	0.067934	
Zee+5p(60<M<2000GeV)	Alpgen+Herwig	1.1331	1.23	1	
Zmumu+5p(60<M<2000GeV)	Alpgen+Herwig	1.1342	1.23	1	
Ztautau+5p(60<M<2000GeV)	Alpgen+Herwig	1.1366	1.23	1	
Zee+0p(10<M<60GeV)	Alpgen	3477.9	1.19	0.010456	
Zee+1p(10<M<60GeV)	Alpgen	108.72	1.19	0.20383	
Zee+2p(10<M<60GeV)	Alpgen	52.837	1.19	0.13841	
Zee+3p(10<M<60GeV)	Alpgen	11.291	1.19	0.20806	
Zee+4p(10<M<60GeV)	Alpgen	2.5852	1.19	0.25262	
Zmumu+0p(10<M<60GeV)	Alpgen	3477.7	1.19	0.010861	
Zmumu+1p(10<M<60GeV)	Alpgen	108.74	1.19	0.21096	
Zmumu+2p(10<M<60GeV)	Alpgen	52.814	1.19	0.14253	
Zmumu+3p(10<M<60GeV)	Alpgen	11.299	1.19	0.21385	
Zmumu+4p(10<M<60GeV)	Alpgen	2.5793	1.19	0.25869	
Ztautau+0p(10<M<60GeV)	Alpgen	3477.9	1.19	2.4348e-05	
Ztautau+1p(10<M<60GeV)	Alpgen	108.71	1.19	0.0013608	
Ztautau+2p(10<M<60GeV)	Alpgen	52.827	1.19	0.0017404	
Ztautau+3p(10<M<60GeV)	Alpgen	11.311	1.19	0.0038727	
Ztautau+4p(10<M<60GeV)	Alpgen+Herwig	2.592	1.19	1.0	
Zee+5p(10<M<60GeV)	Alpgen+Herwig	0.69267	1.19	1.0	
Zmumu+5p(10<M<60GeV)	Alpgen+Herwig	0.69373	1.19	1.0	
Ztautau+5p(10<M<60GeV)	Alpgen+Herwig	0.6929	1.19	1.0	
Zeebb+0p(40<M<2000)	Alpgen	8.3777	1.23	1.0	
Zeebb+1p(40<M<2000)	Alpgen	3.2529	1.23	1.0	
Zeebb+2p(40<M<2000)	Alpgen	1.1902	1.23	1.0	
Zeebb+3p(40<M<2000)	Alpgen	0.50278	1.23	1.0	
Zmumubb+0p(40<M<2000)	Alpgen	8.3742	1.23	1.0	
Zmumubb+1p(40<M<2000)	Alpgen	3.254	1.23	1.0	
Zmumubb+2p(40<M<2000)	Alpgen	1.181	1.23	1.0	
Zmumubb+3p(40<M<2000)	Alpgen	0.50669	1.23	1.0	
Ztautau+0p(40<M<2000)	Alpgen	8.3757	1.23	1.0	
Ztautau+1p(40<M<2000)	Alpgen	3.2427	1.23	1.0	
Ztautau+2p(40<M<2000)	Alpgen	1.1938	1.23	1.0	
Ztautau+3p(40<M<2000)	Alpgen	0.49791	1.23	1.0	
Zeccc+0p(40<M<2000)	Alpgen	15.654	1.23	1.0	
Zeccc+1p(40<M<2000)	Alpgen	6.8946	1.23	1.0	
Zeccc+2p(40<M<2000)	Alpgen	2.9204	1.23	1.0	
Zeccc+3p(40<M<2000)	Alpgen	1.1411	1.23	1.0	
Zmumucc+0p(40<M<2000)	Alpgen	15.649	1.23	1.0	
Zmumucc+1p(40<M<2000)	Alpgen	6.893	1.23	1.0	
Zmumucc+2p(40<M<2000)	Alpgen	2.9176	1.23	1.0	
Zmumucc+3p(40<M<2000)	Alpgen	1.1377	1.23	1.0	
Ztautaucc+0p(40<M<2000)	Alpgen	15.652	1.23	1.0	
Ztautaucc+1p(40<M<2000)	Alpgen	6.8979	1.23	1.0	
Ztautaucc+2p(40<M<2000)	Alpgen	2.91	1.23	1.0	
Ztautaucc+3p(40<M<2000)	Alpgen	1.134	1.23	1.0	

付録 B Matrix Method

それぞれ定義が異なる 2 種類の lepton(id, anti-id) を定義し, 事象を 2 つのカテゴリに分類する. idlepton は本解析で用いられている lepton と同様の定義を用いる. anti-idlepton は idlepton の条件をある程度緩めた定義が使われる. anti-id, idlepton の定義に従って lepton の選択のみが異なる 2 種類のデータサンプルが定義される. id サンプルはほとんどが reallepton を含む事象であり, anti-id サンプルは fake lepton を多く含んでいると考えられる. 各々のサンプルに含まれる事象の数は real 事象と fake 事象の線形結合で表す事ができる.

$$N^{anti-id} = N_{fake}^{anti-id} + N_{real}^{anti-id}, \quad (1)$$

$$N^{id} = N_{fake}^{id} + N_{real}^{id} \quad (2)$$

ここで $N_{real(fake)}^{anti-id}$, $N_{real(fake)}^{id}$ はそれぞれ anti-id, idlepton の要求を満たし, なおかつ real(fake)lepton を含む事象の数である. $N_{real(fake)}^{anti-id}$ と $N_{real(fake)}^{id}$ の比は efficiency と呼ばれ, real(fake)lepton の占める割合によって異なる値を持つ. N_{fake}^{id} と $N_{fake}^{anti-id}$ は次式で表すことができる.

$$N_{real}^{id} = r \cdot N_{real}^{anti-id}, N_{fake}^{id} = f \cdot N_{fake}^{anti-id} \quad (3)$$

$$(4)$$

従って, 3 は次式のように書き換えられる.

$$N^{id} = \frac{f}{(r-f)} (r \cdot N^{anti-id} - N^{id}) \quad (5)$$

f, r は lepton の p_T, η に対する依存性を持つ. 従って, fake lepton 由来の事象を数えるだけではなくその力学的性質を理解する必要がある. その際, 各事象ごとの重みを用いるのが便利である. 上記の方程式を一般化する.

$$w = \frac{f}{r-f} (r \cdot isAnti - id - isId) \quad (6)$$

ここで isAnti-id(isId) は各々の事象が anti-id(id) の場合 1, anti-id(id) でない場合 0 の値を持つ. また, r, f は lepton の p_T, η の関数である.

本解析では 2 つの lepton を用いるため上述の方程式を 2×2 行列に拡張する. 2 つの idlepton を含む事象数を N^{II} , idlepton と anti-idlepton を 1 つずつ含む事象数を N^{IA} もしくは N^{AI} , 2 つの anti-idlepton を含む事象数を N^{AA} で表す. 添字は p_T 順である.

このうち 2 つの reallepton を含む事象を N_{RR}^{AA} , reallepton と fake lepton を 1 つずつ含む事象数を N_{RF}^{AA} もしくは N_{FR}^{AA} , 2 つの fake lepton を含む事象数を N_{FF}^{AA} で表す. こちらも同じく添字は p_T 順

である.

N^{AA} は明らかに

$$N_{AA} = N_{RR}^{AA} + N_{RF}^{AA} + N_{FR}^{AA} + N_{FF}^{AA} \quad (7)$$

ここで N^{AA} は既知である.

2つの idlepton を含む事象 (信号領域における事象) は式 7 と同様に次式で書ける.

$$N_{II} = N_{RR}^{II} + N_{RF}^{II} + N_{FR}^{II} + N_{FF}^{II} \quad (8)$$

従って, 信号領域における fake lepton の寄与は

$$N_{II}^{fakes} = r_1 f_2 N_{RF}^{AA} + f_1 r_2 N_{FR}^{AA} + f_1 f_2 N_{FF}^{AA} \quad (9)$$

である. ここで ϵ_{real1} , ϵ_{fake1} は leadinglepton に対する確率, ϵ_{real2} , ϵ_{fake2} は fake lepton に対する確率である.

$$\begin{bmatrix} N_{II} \\ N_{AI} \\ N_{IA} \\ N_{AA} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{RR}^{II} \\ N_{FR}^{II} \\ N_{RF}^{II} \\ N_{FF}^{II} \end{bmatrix}$$

id イベントに対する faeklepton の寄与は anti-idlepton 事象に含まれる reallepton と fake lepton の数を用いて次式で表せる.

$$N_{II}^{fakes} = r_1 f_2 N_{RF}^{AA} + f_2 r_2 N_{FR}^{AA} + f_2 f_2 N_{FF}^{AA} \quad (10)$$

$$= \alpha r_1 f_2 [(f_2 - 1)(1 - r_2) N_{II} + (1 - f_2) r_2 N_{IA} + f_2(1 - r_2) N_{AI} - f_2 r_2 N_{AA}] \quad (11)$$

ここで α は

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)} \quad (12)$$

付録 C コントロール領域における分布

CR_a : N_{jet} コントロール領域における分布 CR_b における分布を示す.

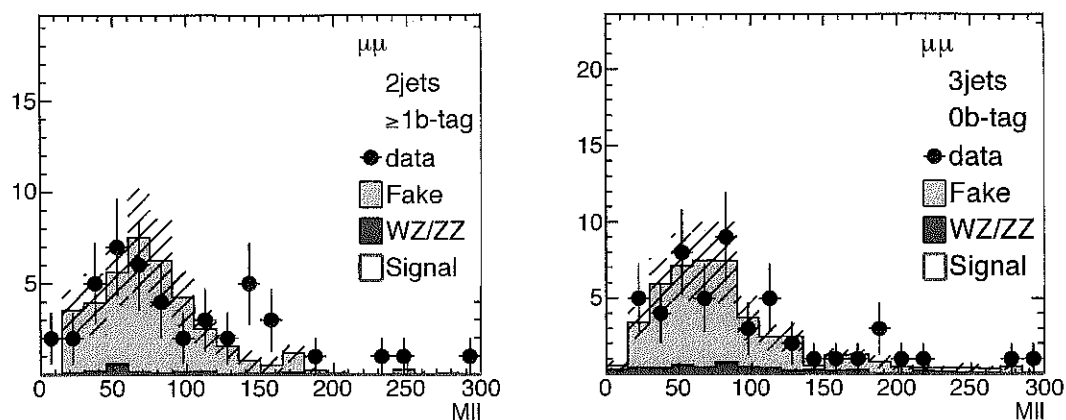


図 1: N_{jet} コントロール領域における M_{II} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

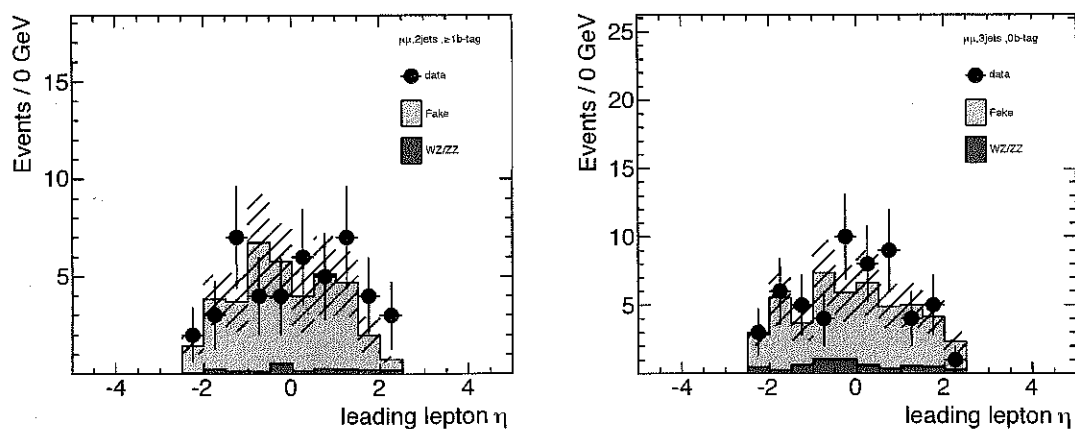


図 2: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

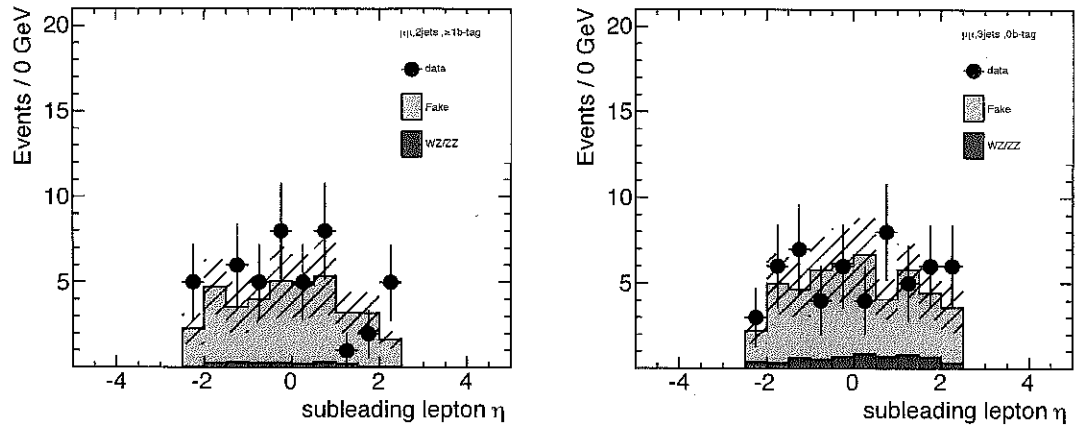


図 3: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

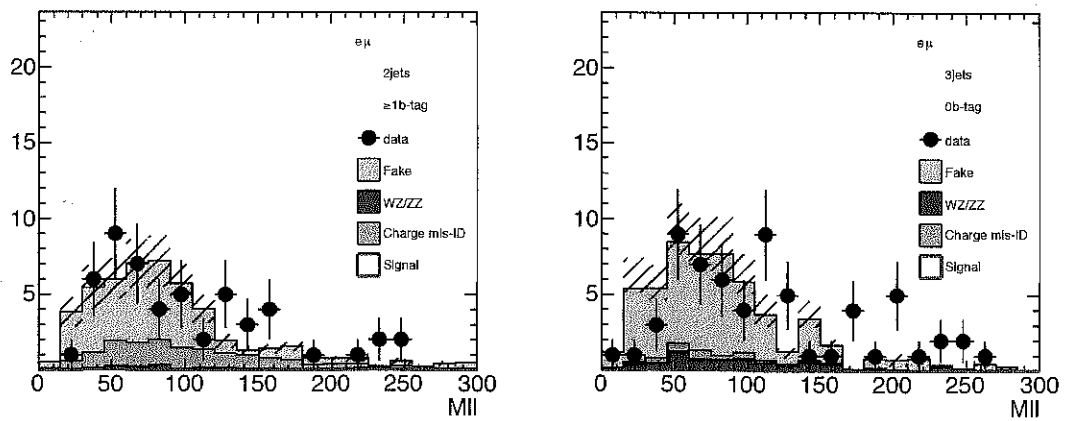


図 4: N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

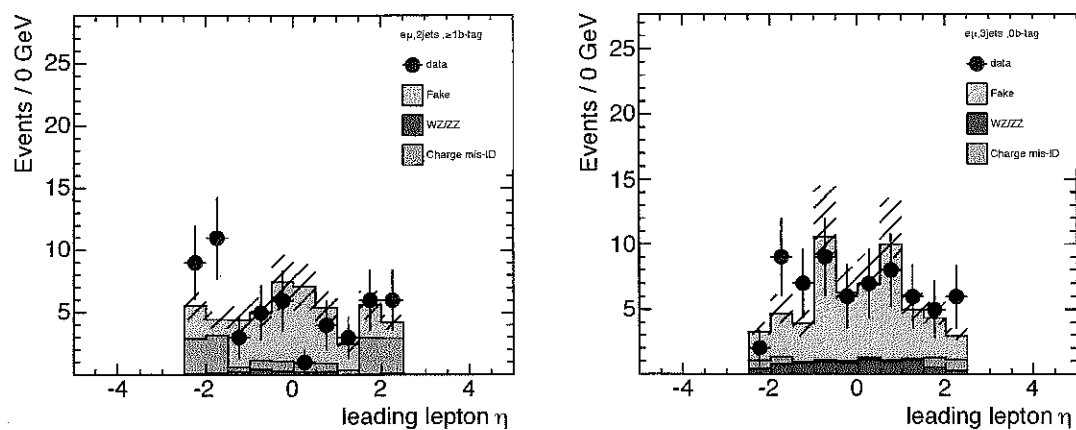


図 5: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

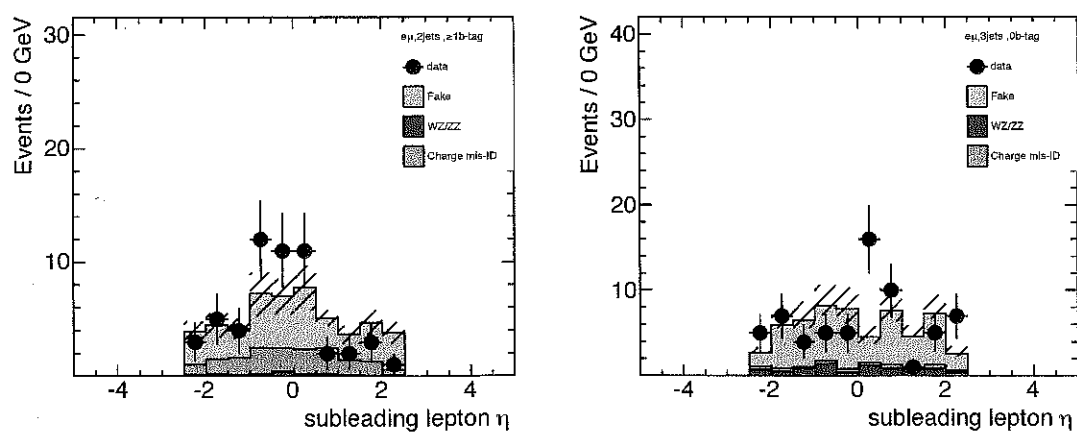


図 6: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

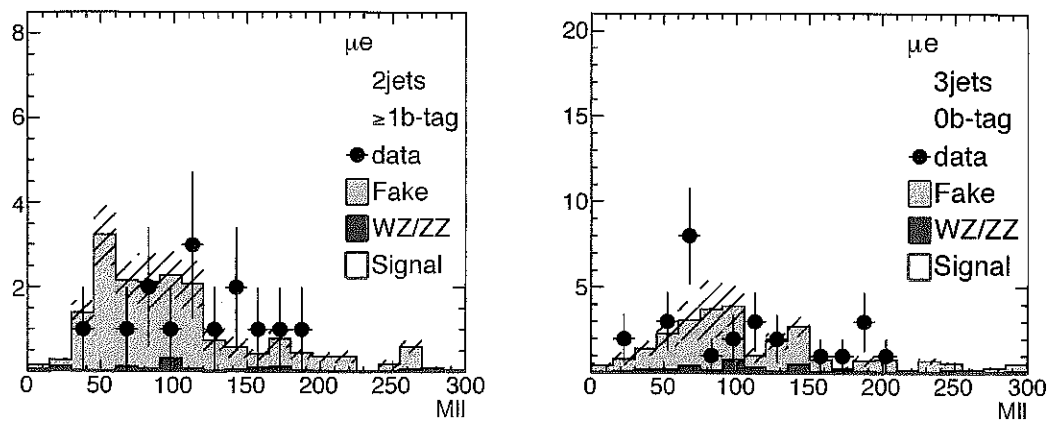


図 7: N_{jet} コントロール領域における M_{ll} 分布 (μe チャンネル)

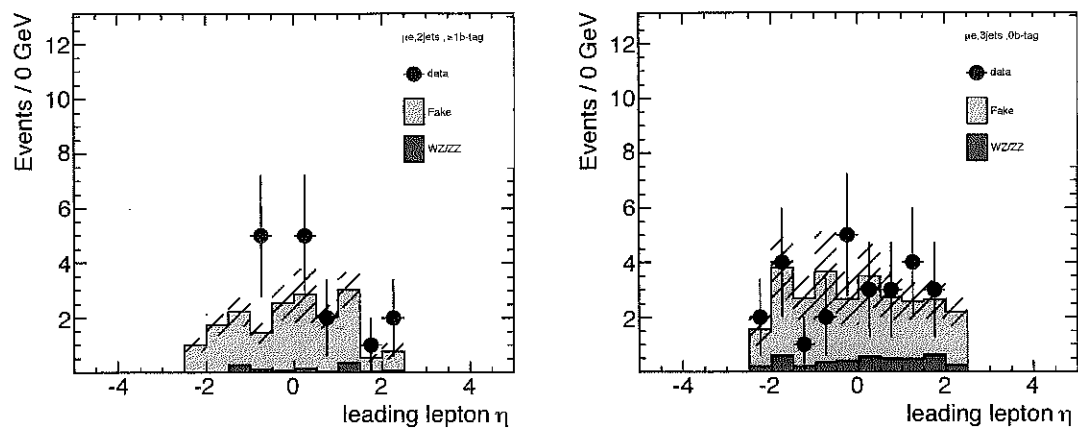


図 8: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (μe チャンネル)

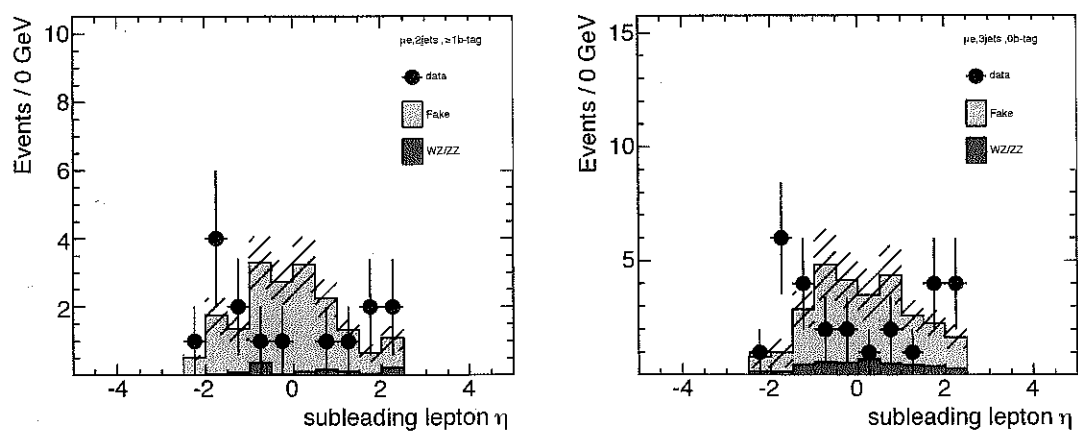


図 9: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (μe チャンネル)

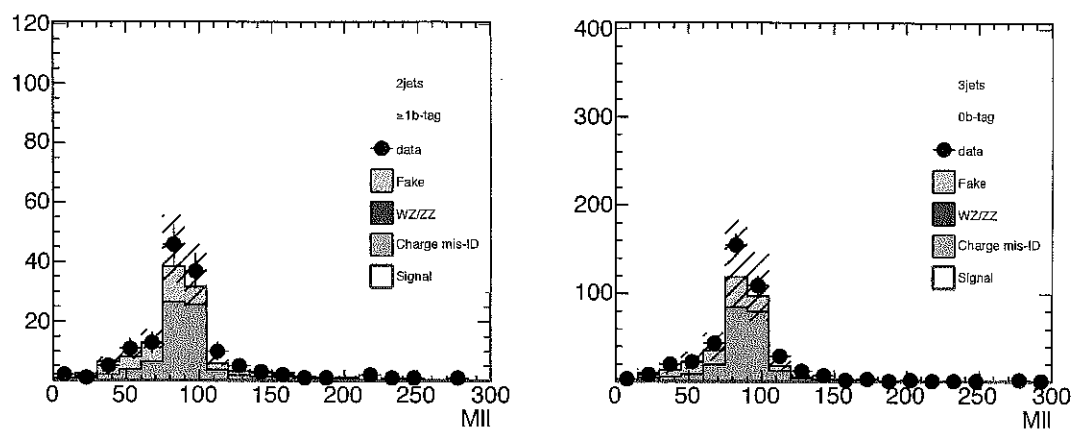


図 10: N_{jet} コントロール領域における M_{II} 分布 (ee チャンネル)

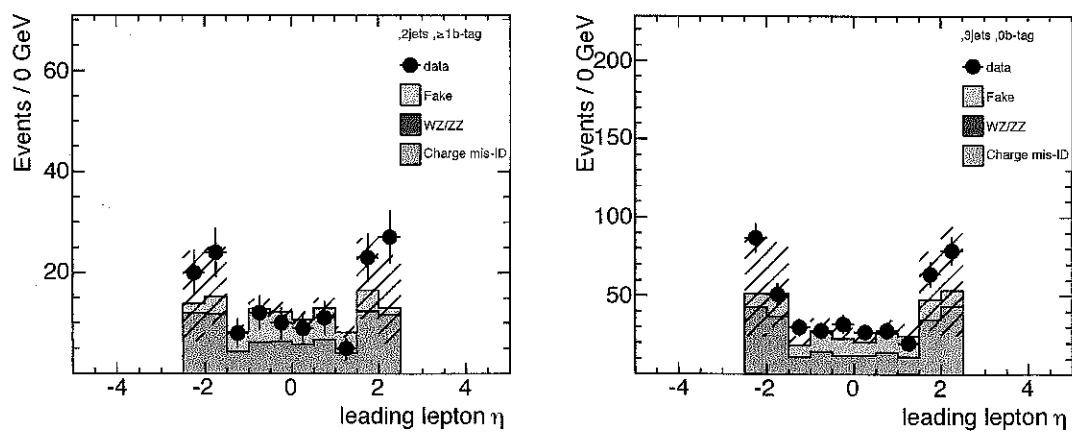


図 11: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (ee チャンネル)

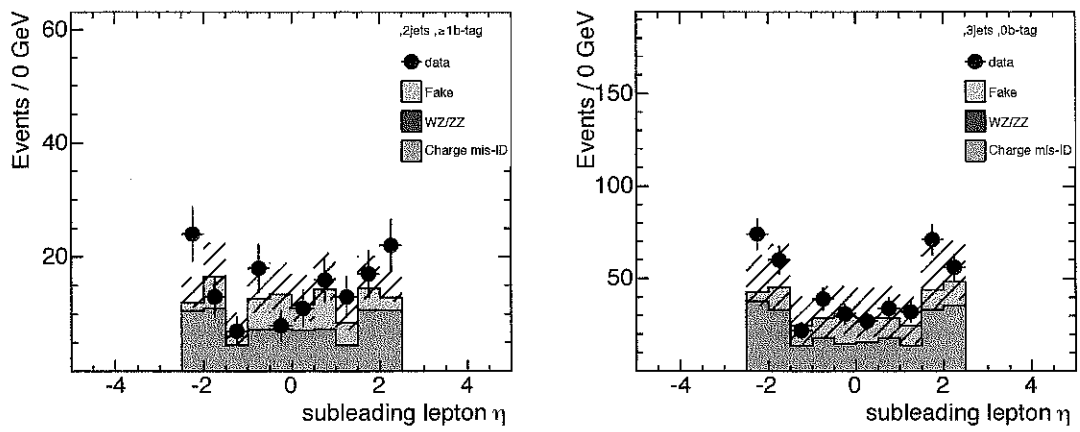


図 12: N_{jet} コントロール領域における η_{lep2} 分布 (ee チャンネル)

CR_b : Fake 背景事象コントロール領域における分布 CR_b における主な変数の分布を示す.

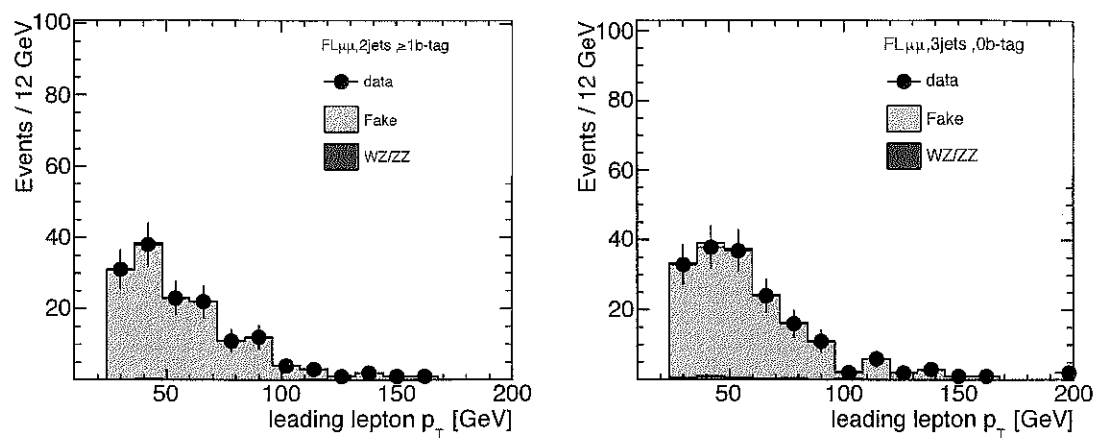


図 13: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

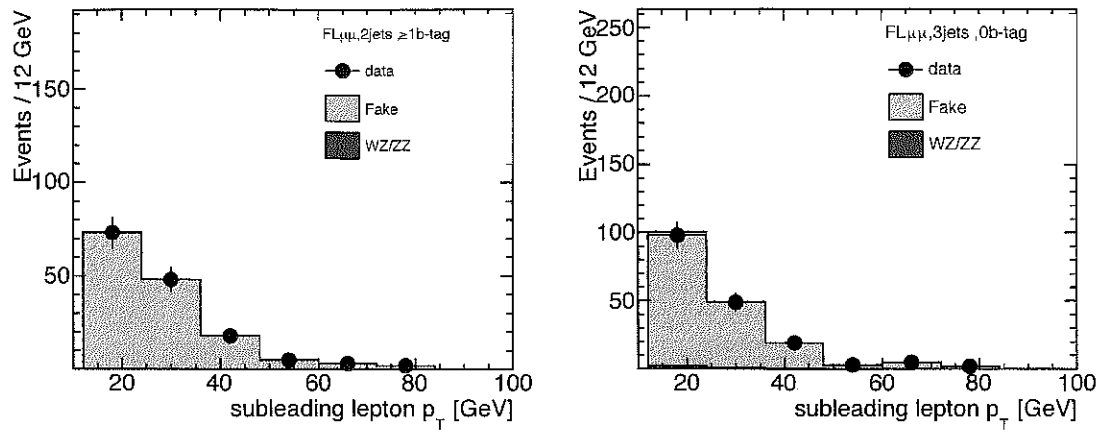


図 14: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

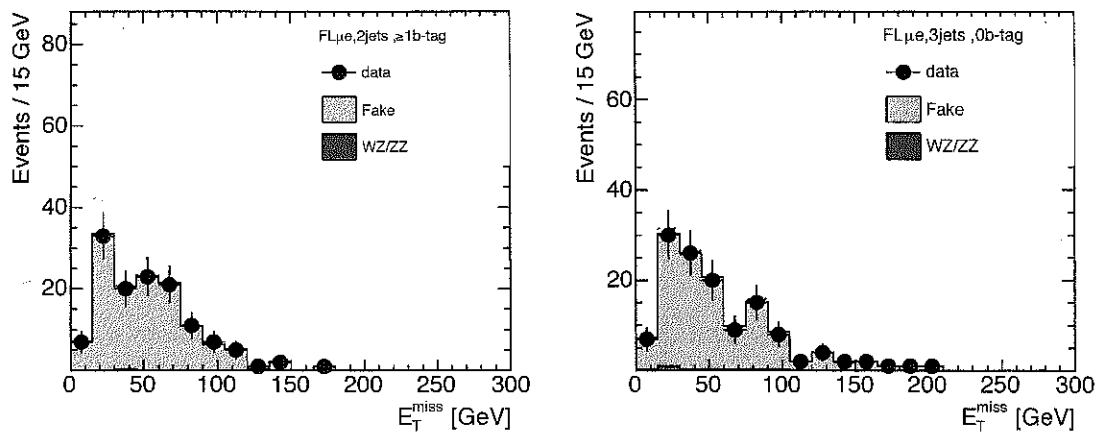


図 15: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($\mu\mu$ チャンネル)

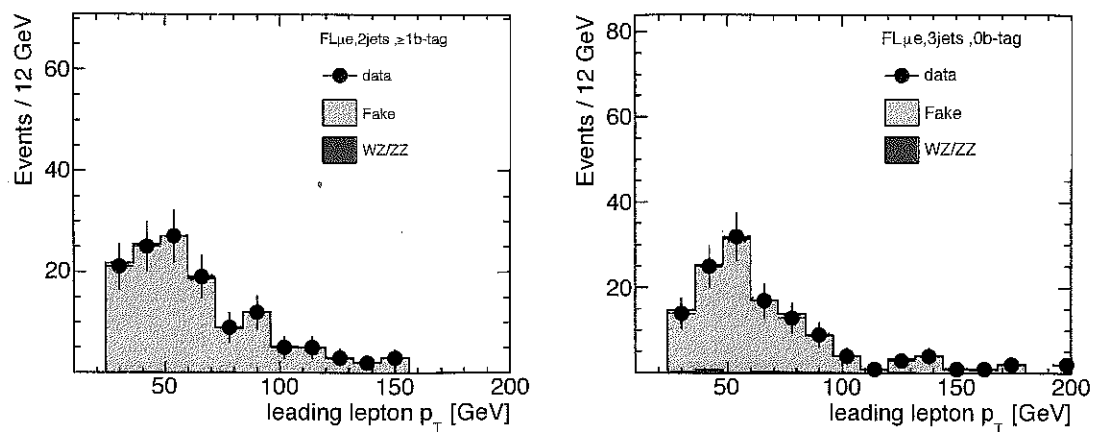


図 16: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 (μe チャンネル)

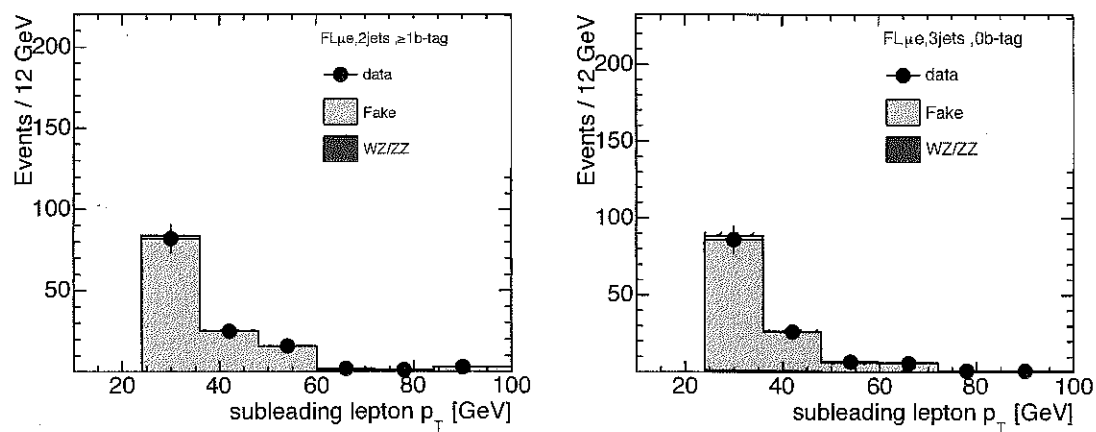


図 17: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (μe チャンネル)

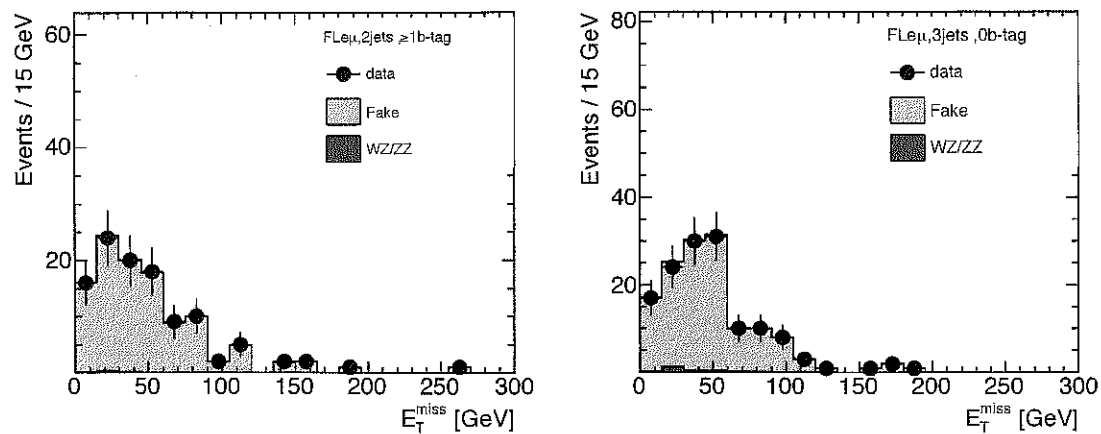


図 18: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

CR_c : charge mis-ID 背景事象コントロール領域における分布

付録 D Tag and Probe Method

付録 E btag アルゴリズム

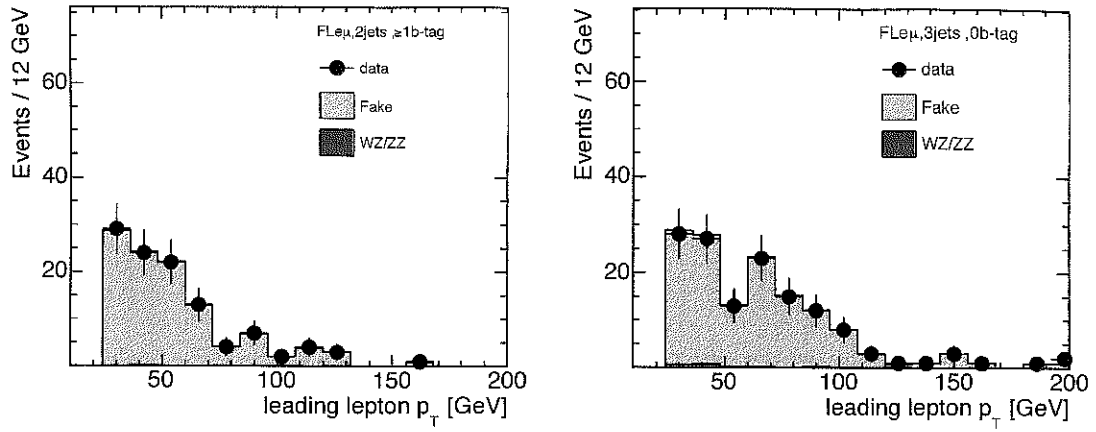


図 19: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

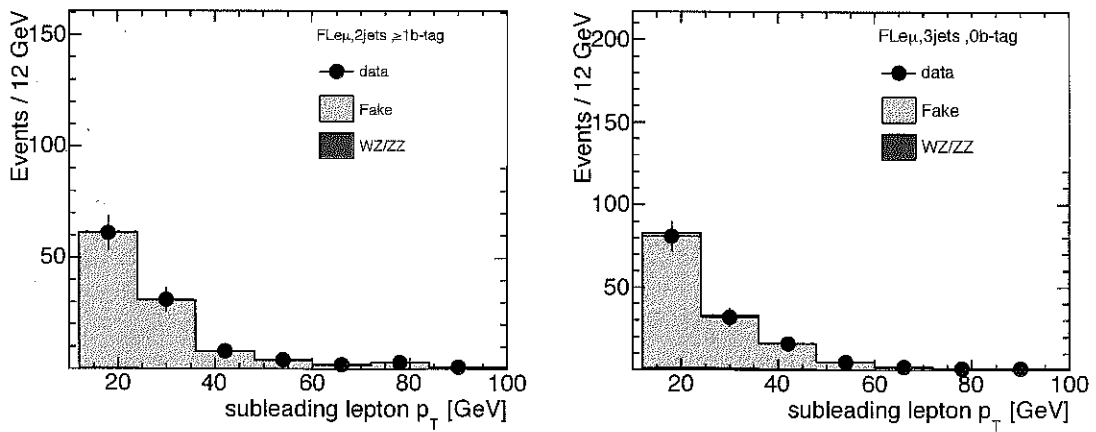


図 20: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

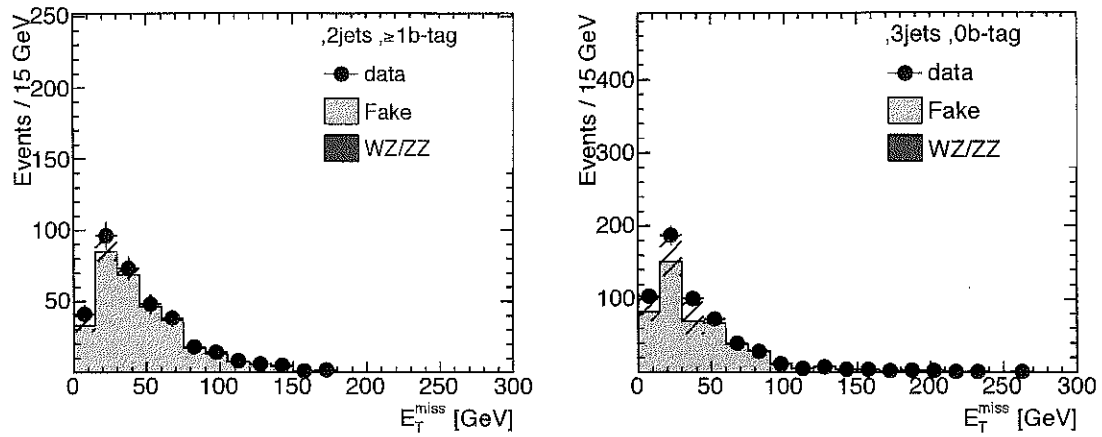


図 21: Fake 背景事象コントロール領域における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)

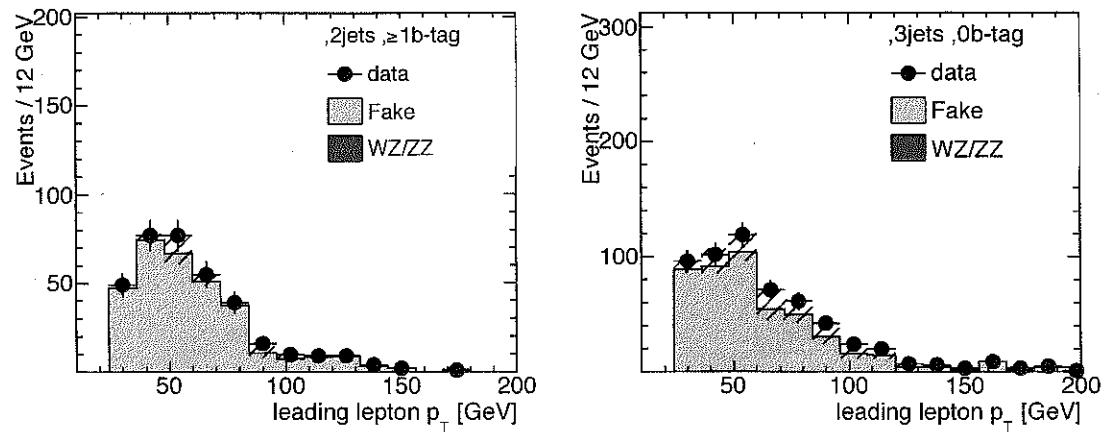


図 22: Fake 背景事象コントロール領域における $p_{T^{\text{lep1}}}$ 分布 (ee チャンネル)

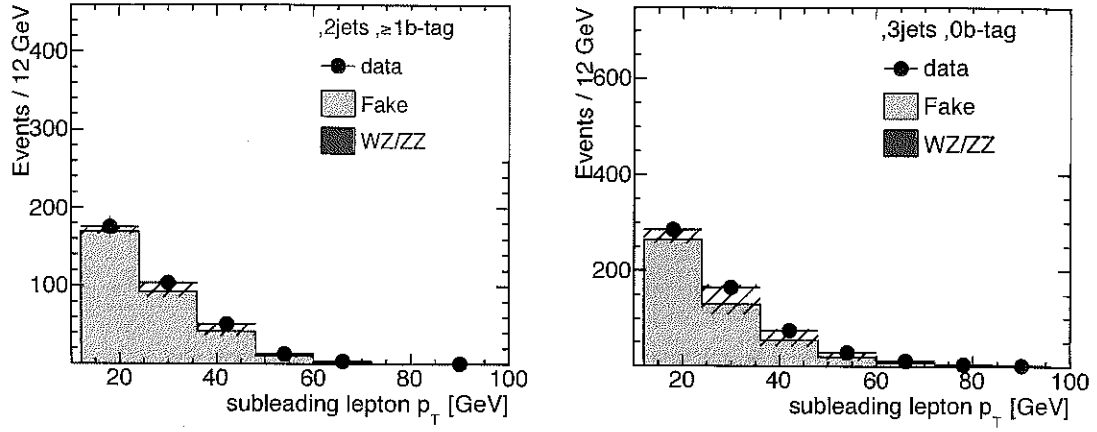


図 23: Fake 背景事象コントロール領域における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)

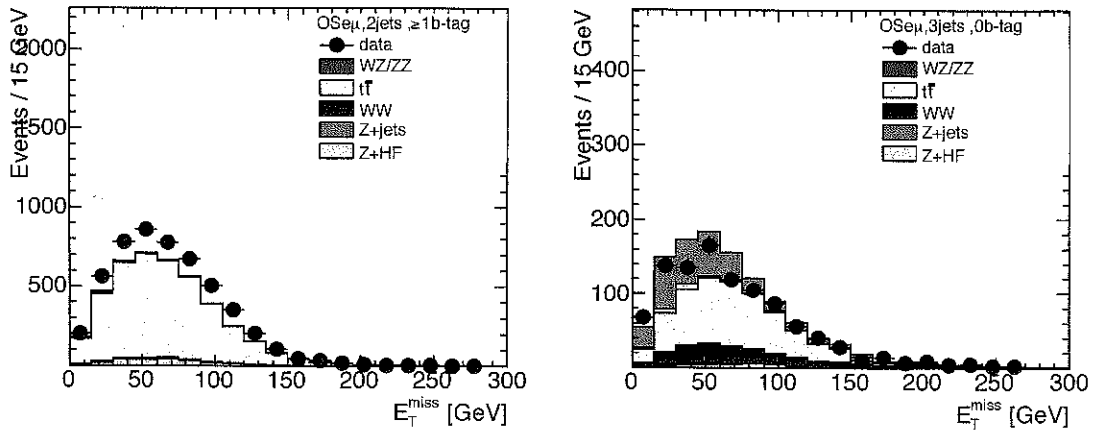


図 24: Charge mis-ID 背景事象における E_T^{miss} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

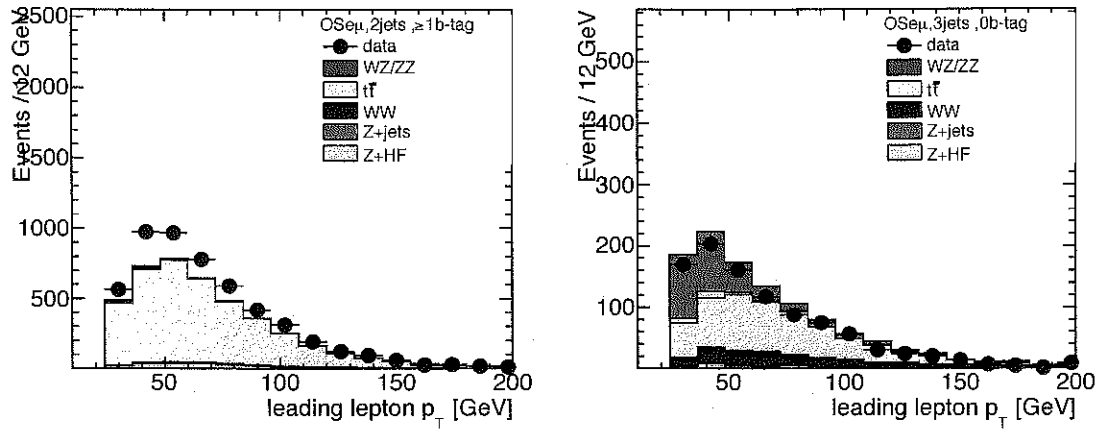


図 25: Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep1} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

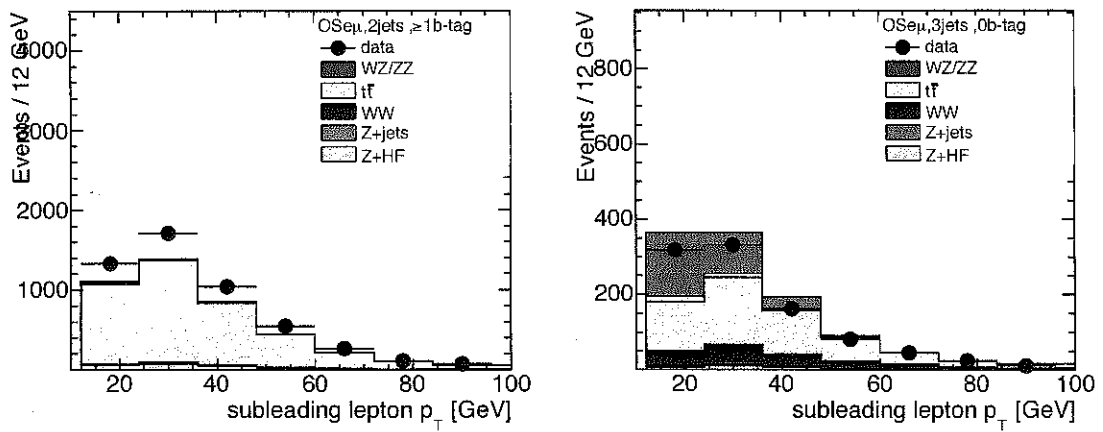


図 26: Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep2} 分布 ($e\mu$ チャンネル)

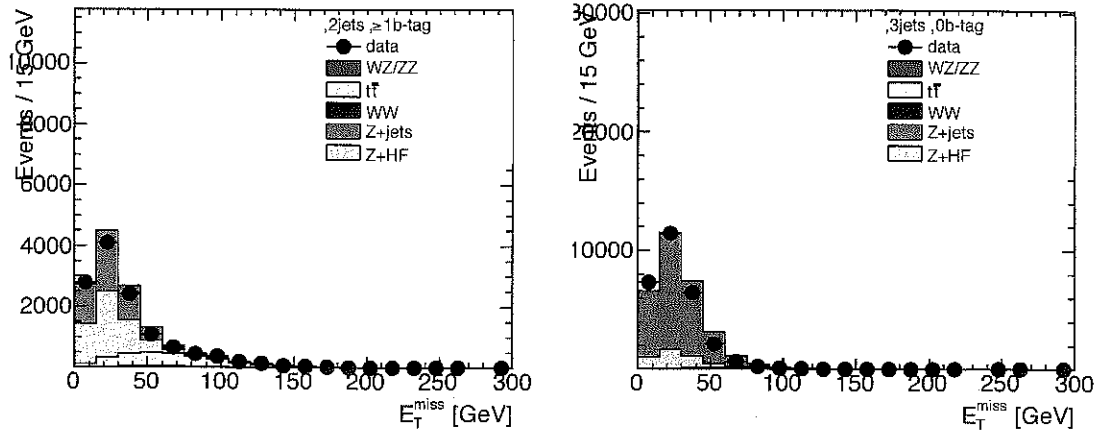


図 27: Charge mis-ID 背景事象における E_T^{miss} 分布 (ee チャンネル)

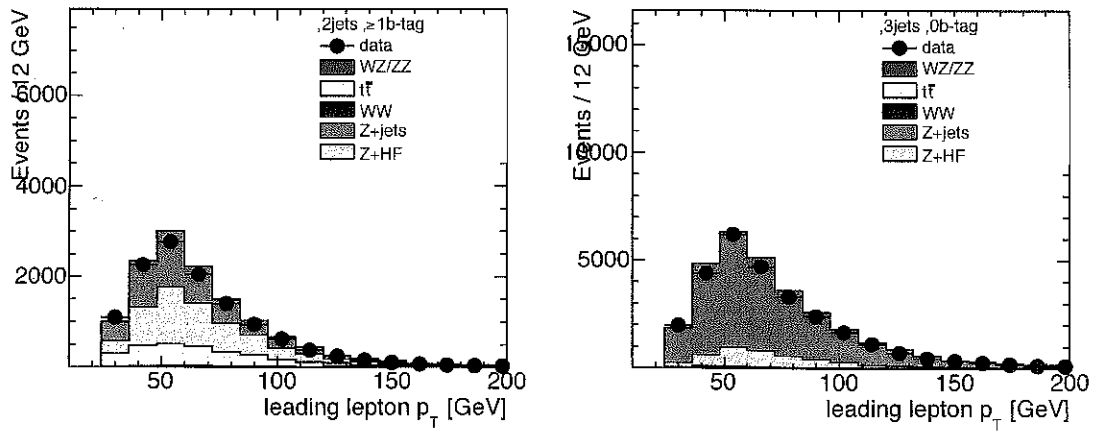


図 28: Charge mis-ID 背景事象における $p_{T\ell_{ep1}}$ 分布 (ee チャンネル)

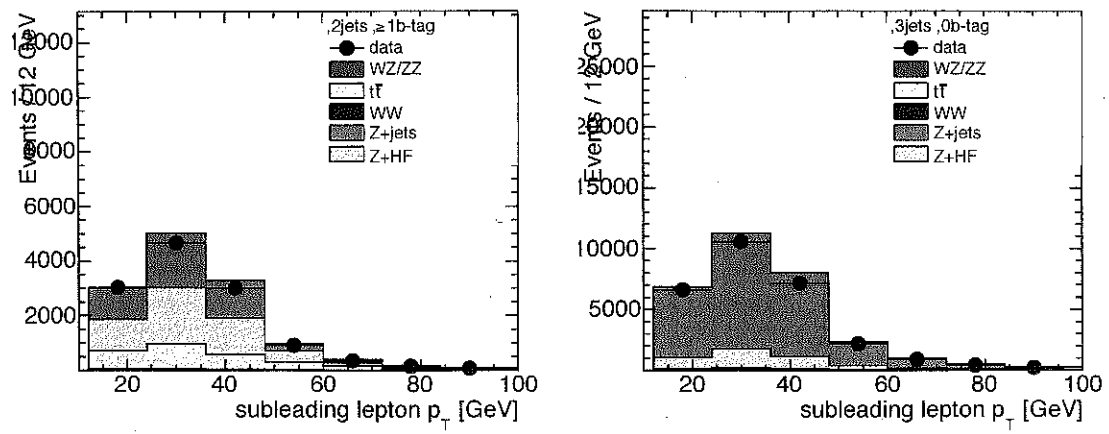


図 29: Charge mis-ID 背景事象における p_{Tlep2} 分布 (ee チャンネル)

謝辞

本論文を作成するにあたり、江成祐二 助教授、増渕達也 特任助教授、田中純一 准教授から、丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。ここに感謝の意を表します。また、本研究の機会を与えて下さった指導教官の浅井祥仁 教授に心より感謝申し上げます。金谷奈央子 助教授、山本真平 特任助教、寺師弘二 特任助教、片岡洋介 特任助教、川本辰男 准教授には解析に関する適切な助言のみならず、解析環境の構築、解析に関する講義等幅広いご指導をいただきました。深くお礼を申し上げます。学位論文審査において、貴重なご指導とご助言を頂いた田中純一 准教授、川本辰男 准教授に深謝いたします。真下哲郎准教授は、研究を進める上で欠かすことのできない計算機環境を整えてくださいました。篤くお礼を申し上げます。

吉原圭亮先輩、風間慎吾先輩、佐々木雄一先輩、山口洋平先輩、森永真央先輩、黒崎龍平先輩、崔原碩先輩を始めとした先輩方には解析の進め方に関して細部にわたるご指導をいただいたばかりでなく、CERN での生活に関するご助言、暖かい励ましを賜りました。心より感謝申し上げます。また、大和田健太先輩、小林愛音先輩、大谷育生先輩、稲田聡明先輩には様々な知識や示唆をいただきました。本当にありがとうございました。秘書室の塩田雅子様、手塚淑恵様、竹本葉子様、宮園あき子様、河野邦子様には、出張時の事務手続き等、日常の様々な場面で暖かくきめ細やかな支援をしていただきました。深謝いたします。西村さん、小坂井さんを始めとした同期や先輩方、後輩達のおかげで楽しい研究生生活を送ることができました。心よりお礼を申し上げます。

精神的な援助をもって研究生生活を支えてくださった友人達・兄弟達に心から感謝いたします。最後にこれまでの学生生活を通して惜しめない援助をくださった両親に感謝の意を述べ、謝辞の終わりとさせていただきます。本当にありがとうございました。