修士学位論文

ATLAS 実験における ttH production を用いた Yukawa coupling 測定の研究

東京大学大学院 理学系研究科

物理学専攻

16112

松本悠

2003年1月

2007 年に CERN(欧州素粒子・原子核研究機構) で重心系で衝突エネルギーが 14TeV に達する LHC(Large Hadron Collider) 実験が開始される予定である。LHC には 4 つの衝突点がありその一つに ATLAS 検出 器がおかれる。

ATLAS 実験では、素粒子の標準理論で未だ発見されておらず、粒子の質量起源であると思われて いる Higgs 粒子の探索が主な目的の一つとされる。Higgs 粒子探索の研究が各グループで進められ、今 や Higgs 粒子は質量が 115GeV ~ 1TeV の範囲ならば確実に発見できるとされている。

しかし Higgs 粒子発見を目的にした研究は多く成されているが、発見後に火急の課題となる各粒子との結合定数 (Yukawa coupling)の測定に関しては、大まかな手順を述べるに留まりあまり深くは研究されていない。本論文は、coupling の中でも特に top-quark との Yukawa coupling の測定に絞り、ttH WW channel を用いての systematic error をも考慮した測定精度に関する初めての研究である。

現在、full simulation がまだ作成途中であり ATLAS の各 detector の performance が完全には分か らない、QCD の不定性に関しても二次以降の計算が成されていない、といった状況である。この点まだ 研究の余地があるが、今回の研究で Higgs mass が 160GeV の時 19%の精度で測定可能であるという結 果が得られた。

概 要

目 次

第1章	序論	6
1.1	高エネルギー素粒子物理の課題とLHC	6
1.2	LHC と Higgs 生成・崩壊過程	10
	1.2.1 Higgs 粒子の生成	10
	(1) gluon fusion \ldots	10
	(2) Vector boson fusion(VBF)	10
	$(3) W/Z$ associated production $\ldots \ldots \ldots$	11
	$(4)t\bar{t}H$ production	11
	1.2.2 Higgs 粒子の崩壊	11
	1.2.3 各 channel の役割	13
	Higgs 粒子の発見能力	13
	Higgs 粒子との coupling 測定能力	14
笋ヶ咅		17
オンダー ショ	ATLAS 类歌 ATLAS 拾出哭[1]	17
2.1	2.1.1 Inner Detector とその性能	18
	2.1.1 Calorimeter とその性能	10
	雪磁カロリメーター	13 20
		20 99
	213 Muon Detector とその性能	22
	2.1.5 Multin Detector \mathcal{C} \mathcal{C} \mathcal{O} \mathcal{P}	29 94
? ?	2.1.4 Magnet	24
2.2	2.2.1 Electron $\mathbf{\sigma}$ reconstruction officiency $\mathbf{\mathcal{F}}_{P_{\mathbf{\sigma}}}$ resolution	20 96
	2.2.1 Electron \heartsuit reconstruction entriency $\succeq T_T$ resolution $\ldots \ldots \ldots$	20 96
	2.2.2 Much \mathcal{O} reconstruction enciency \mathcal{C} T_T resolution	20
	2.2.5 D-jet 🗸 tagging enciency	21
第3章	ttH process と background の生成	29
3.1	ttH Signal	29
3.2	Background	30
3.3	Generator	32
3.4	ATLFAST	33
	P_T smearing \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	33
	energy smearing	34
	カロリメーターの cluster	34
	photon/lepton ${\cal O}$ isolation $\ldots \ldots \ldots$	35
	jet ${m \sigma}$ labeling \ldots \ldots \ldots \ldots	35
	jet ${\cal O}$ P_T calibration $\ldots \ldots \ldots$	35

第	4章	ttH WW decay mode の解析	37
	4.1	Event Selection & Criteria	37
		4.1.1 Lepton Selection	37
		4.1.2 Lepton Configuration	38
		Lepton Isolation Criteria	38
		Impact parameter	40
		Third lepton veto	40
		4.1.3 Jet Selection	42
	4.2	2-lepton mode の解析	43
		4.2.1 Z mass window cut	43
		4.2.2 W mass window cut	44
	4.3	3-lepton mode の解析....................................	45
		4.3.1 Z mass window cut	45
		4.3.2 W mass window cut	47
	4.4	Conclusion of Significance	49
	4.5	Statistic error of Yukawa coupling	50
第	5 章	Systematic error	52
	5.1	Systematic error について	52
	5.2	実験起源の systematic error(1):Lepton の miss ID	53
		5.2.1 Electron $\boldsymbol{\sigma}$ miss ID	54
		5.2.2 Muon $\boldsymbol{\sigma}$ miss ID	54
	5.3	実験起源の systematic error(2):jet の energy scale	56
	5.4	実験起源の systematic error(2):b-jet の tagging efficiency	57
	5.5	理論起源の $ systematic error(1)$: Lepton の $ P_T $ cut $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	57
	5.6	理論起源の systematic error(2):ISR(Initial State Radiation)	59
	5.7	理論起源の systematic error(3):cross-section の理論的な不定性	60
	5.8	Total error of Yukawa coupling	61
		5.8.1 Systematic error of Yukawa coupling	61
		B.G. $\boldsymbol{\mathcal{O}}$ systematic error \ldots	61
		signal ${\mathcal O}$ systematic error $\ldots \ldots \ldots$	61
		5.8.2 statistic error \mathcal{C} systematic error の統合	62
第	6 章	まとめ・今後の課題	64
付	録 A	解析で用いられる物理量	67
	A.1	$\eta_{s}\phi_{s}P_{T_{s}}E$	67
	A.2	$\Delta \mathbf{R} \dots \dots$	67
<i>1</i> .+	슈 D	Particle Identification	ço
ניו	£γx D R 1	Flactron $\mathbf{\Phi}$ Identification	60
	D.1 В 9	$Muon \mathbf{\sigma} \text{ Identification}$	00 60
	D.2 R 3	ϕ remeating ϕ targing	60
	D.0	D-Jet V tagging	09
付	録 C	PDF(Parton Distribution Function)	71
付	録 D	minimum bias event	75



1.1	実験結果からの標準理論における Higgs 粒子の質量予想	;
1.2	LHC 加速器	;
1.3	イベントレート	,
1.4	Higgs の生成断面積)
1.5	Higgs decay の 分岐比 (branching ratio) 12	2
1.6	Higgs total width(全崩壞幅) 12	2
1.7	ATLAS の Higgs 発見能力 13	,
1.8	Higgs の生成・崩壊過程とその特徴 15	,
2.1	ATLAS 測定器	7
2.2	ATLAS 測定器の rz 平面 18	;
2.3	inner detector	;
2.4	inner detector $\boldsymbol{\sigma}$ rz 平面 19	,
2.5	inner detector の物質量)
2.6	電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター)
2.7	電磁カロリメーターの構造	-
2.8	ハドロンカロリメーターの構造	
2.9	TGC の配置とトリガー方法	;
2.10	sagitta の測定	F
2.11	トロイダルマグネットと磁場の様子)
2.12	Electron \mathcal{O} reconstruction efficiency $\succeq P_T$ resolution	;
2.13	Muon \mathcal{O} efficiency $\succeq P_T$ resolution	,
2.14	$\epsilon_b=0.5 $ の時の D_0 resolution \succeq rejection factor	,
3.1	Signal の Fynmann ダイアグラム 29)
3.2	irreducible backgrounds)
3.3	ttwq $\boldsymbol{\sigma}$ Feynmann diagram $\boldsymbol{\sigma}$ —例	2
3.4	EventGenerator	2
3.5	jet $P_T \boldsymbol{\mathcal{O}}$ calibration	j
4.1	ttHWW $\boldsymbol{\sigma}$ Feynmann diagram	7
4.2	Lepton Isolation	;
4.3	minimum bias	,
4.4	minimum bias $\boldsymbol{\sigma}$ charged track 数の η に対する分布	,
4.5	Impact parameter	-
4.6	Third lepton veto	-
4.7	$W \mathcal{O} \tau \wedge \mathcal{O} \text{ decay} \dots \dots$	2
4.8	残った $t\bar{t}Z$ のイベント topology(2-lepton mode) 43	;
4.9	Z mass window cut(2-lepton mode)	;

4.10	残った $t\bar{t}$ W のイベント topology(2-lepton mode)	44
4.11	W \succeq top mass window cut	44
4.12	second W mass window cut	45
4.13	残った $t\bar{t}Z$ のイベント topology(3-lepton mode)	46
4.14	Z mass window cut(3-lepton mode)	46
4.15	残った $t\bar{t}W$ と $t\bar{t}Z$ のイベント topology(3-lepton mode)	47
4.16	W mass window cut	48
4.17	Significance vs Higgs 粒子の質量	50
5.1	electron の $miss$ ID の例	54
5.2	muon の miss ID の例	54
5.3	$\pi^{\pm} \mathcal{O}$ isolation	55
5.4	各 Q_{FAC} に対する lepton の P_T 分布 \dots	58
5.5	ISR の η と P_T 分布	59
5.6	Total error	63
B. 1	decay chart	68
B.2	top-quark の崩壊の流れとエネルギースケール(寿命)	69
B.3	b-jet の特徴 (r- ϕ 平面)	70
С.1	Cross-section \succeq PDF	71
C.2	$Q^2 = 10^2 \mathcal{O} \text{PDF} \dots \dots$	72
C.3	$Q^2 = 100^2 \mathcal{O} PDF$	72
C.4	valence quark \mathcal{E} sea quark \mathcal{O} PDF \ldots	73
C.5	PDFの Q^2 による変化	74
D.1	minimum bias event	75
D.2	Bunch Disposition	75
D.3	minimum bias event display	76
D.4	track の本数	77
D.5	track の η 分布	77
D.6	track の <i>P_T</i> 分布	78



$1.1 \\ 1.2$	LHC のパラメーター	8 8
2.1 2.2 2.3	各物質に対する Radiation length とモリエール半径	22 24 25
$3.1 \\ 3.2 \\ 3.3$	各 mode への崩壊比率 Higgs 粒子の質量と ttH WWの cross-section 各 process と cross-section,generator の情報	29 30 31
$4.1 \\ 4.2$	minimum bias track の P_T と lepton の近く ($\Delta R < 0.2$) にある確率	40 40
5.1 5.2 5.3 5.4	systematic error の例	53 56 57 57
5.5 5.6 5.7 5.8	Q_{FAC} に対する P_T の平均の変動	58 58 59 60
5.9 5.10 5.11 5.12	$Q_{REN} \succeq \text{cross-section} \qquad \dots \qquad $	60 61 61 62
5.13 6.1	total error	62 66

第1章 序論

標準理論では、物質を構成する粒子と力を伝達する粒子がある。物質を構成する粒子は3世代の quark と lepton であり、これらはスピン $\frac{1}{2}$ の fermion である。また、力を伝達する粒子は、電磁相互作用では photon・弱い相互作用では W と Z・強い相互作用では gluon、であり、これらは spin が 1 の boson で ある。そして、電磁相互作用は U(1)、弱い相互作用は SU(2)(電磁気と弱い相互作用は統一され SU(2) × U(1)) 強い相互作用は SU(3) 対称性を持つゲージ群として記述される。

この標準理論はこれまでの実験(例えば以下で説明する CERN での LEP)から得られた結果を非常に 良い精度で説明でき、gauge 理論の正しさが証明されたことになる。しかし、gauge 理論では対称性が 厳密に成立している時、全ての粒子は質量が0でなくてはならない。そこで、電弱相互作用の自発的対 称性の破れの有力な説である Higgs 機構が提案され、そこで Higgs 粒子の存在が示唆された。

1.1 高エネルギー素粒子物理の課題とLHC

 $SU(2) \times U(1)$ の自発的対称性の破れを説明するモデルとして提案された Higgs 機構だが、存在が示唆 された Higgs 粒子自体まだ発見されていない。この Higgs 機構の直接的証拠になる Higgs 粒子の発見こ そが、急務となる課題である。

標準理論では、Higgs 粒子の質量はユニタリー条件の要請から 1TeV 以下でなくてはならない。また LEP2の直接探索から 114GeV 以下ではないことが確認された。更に LEP やその他の実験の精密測定と 標準理論の計算を比較することにより、95%の confidence level で 200GeV 以下であることが示唆された (図 1.1)。



図 1.1: 実験結果からの標準理論における Higgs 粒子の質量予想

Higgs 機構で弱い相互作用の gauge-boson の質量起源を説明している。そして理論的には gauge-boson と同様に人工的に質量項 $g_f \bar{\Psi}_f \Psi_f \phi$ を導入して、fermion の質量起源を説明している。しかしここで導 入された fermion の質量起源の場 ϕ が gauge-boson の質量起源の Higgs 場と同一である必然性はない。 fermion の質量起源の解明も現代の素粒子物理学の重要な課題である。 Higgs 粒子が質量起源であるから、Higgs 粒子との結合定数 (Yukawa coupling) はその粒子の質量に 比例する。

$$g_f = \frac{\sqrt{2}m_f}{v} \tag{1.1}$$

 g_f : Yukawa coupling m_f : fermion の質量 v: Higgs 場の真空期待値 (標準理論では 246 GeV)

この式から、質量起源の場・Higgs場を探るには g_f の coupling の測定を行う必要があることがわかる。

更に up-type の fermion と down-type の fermion とでも質量起源が異なる可能性もある。標準理論 では、SU(2) に準拠した複素 2 成分の Higgs 場を導入した。ここに、最小限の導入として更にもう一つ の複素場を導入したのが MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) である。複素場を導入した ことにより、自由度が 4 つ、つまり Higgs 粒子も 4 つ増え、合計 5 つの Higgs 粒子 (CP-even の h と H、 CP-odd の A 及び H^{\pm}) が予言される。そして up-type に結合する Higgs 場の真空期待値を v_1 、down-type に結合する Higgs 場の真空期待値を v_2 とすると、

$$\tan \beta \equiv \frac{v_1}{v_2} \tag{1.2}$$

と定義して、CP-even の軽い Higgs 粒子h の質量は、

$$m_h^2 \sim m_Z^2 \cdot (\cos 2\beta)^2 + (radiative \ correction)^2$$
 (1.3)

と表せられる。 $\tan \beta$ の値によって Higgs の質量は大きく変わることになり、他の Higgs の質量の値に よっては、up-type・down-type・gauge boson との coupling が変わってくるので、より複雑である。

現在、スイスはジュネーブ市外にある欧州素粒子・原子核加速器研究機構(CERN)において陽子・ 陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider)が、2007 年運転開始を目指して建設中である。

周長 27km の加速器とマグネットを用いて、陽子ビームのエネルギーを 7TeV まで加速し、同様に反 対方向に 7TeV までに加速された陽子ビームを衝突させる。つまり重心系で 14TeV の世界最高の高エネ ルギーを達成する。しかし proton は gluon や quark の複合粒子であるため、実効的な衝突エネルギーは これら parton 同士の衝突エネルギーで約 2TeV である。以下に LHC に関する主なパラメーターを表に まとめる。

LHC は始めの 3 年間は low luminosity で走らせその後は high luminosity で走らせる予定でいる。low luminosity と high luminosity とでは、pp の inelastic な衝突 (これを minimum bias という。詳細は付録 D を参照)の影響で detector の性能やトリガー条件、b-jet の tagging efficiency が異なってくる。ID efficiency については第2章第2節の「検出器の total performance」で、detector の性能については第3章第3節の「ATLFAST」で述べる。

このようにLHCでは、その高い衝突エネルギーや高ルミノシティーを利用して、現代の素粒子物理 学の課題である Higgs 粒子探索は勿論のこと、SUSY 粒子の探索など新たな物理領域にも視野を向けて 研究される。強い相互作用や電磁相互作用に比べて Higgs 粒子の生成断面積が非常に小さいが、高ルミ ノシティーにより Higgs 粒子が大量に生成されるので、統計をためることができ、高い confidence level での議論が可能である。各 process の生成頻度と1年あたりの数を、図1.3 に示す。相互作用とその典型 的な cross-section を表にまとめる。hadron collider であるため、Higgs 粒子生成の signal event に対し て、background event は桁違いに多い。特に QCD background は 6 桁も多い。QCD background の制

The Large Hadron Collider (LHC)



図 1.2: LHC 加速器

パラメーター	単位	Low	High
主リングの周長	[km]	26.66	26.66
陽子ビームエネルギー	[TeV]	7.0	7.0
衝突頻度	[MHz]	40.08	40.08
バンチ間隔	[ns]	24.95	24.95
バンチ数		2808	2808
ルミノシティー	$[10^{34} cm^{-2} s^{-1}]$	0.1	1.0
積分ルミノシティー	$[fb^{-1}/year]$	10	100
バンチあたりの陽子数	$[10^{11}]$	1.1	1.67
current	[A]	0.56	0.85
1 バンチの長さ	[mm]	75	75
ビームの衝突角度	$[\mu rad]$	200	200

表 1.1: LHC のパラメーター

表 1.2: 典型的な cross-section の order

	典型的な cross-section
minimum bias	mb
$\rm QCD$	$\mu \mathrm{b}$
$\mathbf{E}\mathbf{W}$	nb
Higgs	pb



図 1.3: イベントレート

御が LHC における非常に重要な課題である。

ATLAS 実験は LHC で行われる実験の一つである。その測定器は LHC のビームの 4 つの衝突点の内 の一つに設置される (図 1.2 参照)。

1.2 LHCとHiggs 生成・崩壊過程

1.2.1 Higgs 粒子の生成

Higgs の生成過程 [2] は図 1.4 左の 4 つが主である。一つ一つの生成過程について特徴を大まかに述べる。



図 1.4: Higgs の生成断面積

(1)gluon fusion

gluon は質量がない。そのため Higgs とは直接 couple することはないので、top-quark または bottomquark の loop を介して Higgs 粒子が生成される過程。proton 内に最も多く存在している gluon が生成の 素になっているため、cross-section が一番大きい。Higgs 粒子の質量が重くなればなるほど、gluon の持 つエネルギーも必要になってくる。PDF(付録 C 参照)により、大きなエネルギーを持った gluon は減る 一方なので当然 cross-section も下がる。また loop に top-quark が主に寄与しているため、¹Higgs 粒子 の質量が top-quark の質量の倍の 350 GeV 付近で dump が見えている。

<u>event の特徴</u>: Higgs 単体しか生成されないので、Higgs 粒子が崩壊して出てきた粒子以外は大きな P_T を持たない。そのため background の排除が難しい。

(2)Vector boson fusion(VBF)

二つの quark が弱い相互作用で放出した W/Z-boson、つまり Vector boson が融合して Higgs 粒子 が生成される過程。主に valence quark である u,d が親になっているので、quark 自体のエネルギーが 要求されても存在する確率分布は下がらない。そのため生成される Higgs 粒子の質量が大きくなっても

¹bottom quark による寄与は約5%程である

cross-section はそれ程小さくならないのが特徴である。

<u>event の特徴</u>: 2 つの quark が vector-boson を放出して前方測定器で検出される jet になる。その jet の P_T は放出した vetor-boson の質量の約半分あたりにピークを持っている (ヤコビアンピーク) ため、比較的大きな P_T を持つ。また、vector-boson のやり取りしかなく hadron-activity が小さいため、前後方向に出た High- P_T の jet の間には、他の jet が存在しない。

近年、Higgs 発見の有望な channel として深く研究されている。

(3)W/Z associated production

quark と anti-quark pair の対消滅により生成された gauge-boson から Higgs 粒子が split して生成される過程。LHC は p-p collider なので \bar{d}, \bar{u} といった anti-quark を得るには sea quark からまかなうしかない。sea quark は gluon や valence quark より存在する確率分布は小さいので、cross-section も小さくなる。が、Higgs 粒子の質量に対する cross-section の落ち方は gluon-fusion と変わらない。

<u>event の特徴</u>:終状態に gauge-boson が観測される。

$(4)t\bar{t}\mathbf{H}$ production

対生成された $t\bar{t}$ から Higgs 粒子が split して生成される過程。gluon から生成されるのだが、最終的 に $t\bar{t}$ と Higgs 粒子が生成され、全体として必要なエネルギーが他の過程より抜き出て大きい。160 GeV の Higgs を生成しようと思ったら、gluon-gluon で 500 GeV 程度のエネルギーが必要になる。そのため、 cross-section は小さい。

event の特徴: top-quark pair を終状態に含む。b-jet が 2 本に W-boson も 2 つ生成される非常に特徴的な topology であり、background は少ない。top quark の不変質量を reconstruct するために 2 本の b-jet の他に light-quark jet も要求しなくてはならず、jet の本数が多くなる特徴がある。

1.2.2 Higgs 粒子の崩壊

続いて、崩壊過程 [2] を見ていく。そのまま 2 体崩壊する場合がほとんどだが、質量の無い photon だけは、質量起源の Higgs と直接 couple することはないので loop をまわす (図 1.5 左参照)。loop には top-quark・bottom-quark・W-boson がまわる。以下に branching ratio を示す。 図 1.5 から分かるように Higgs 粒子の質量 が 130GeV 付近から様子が変わってくる。

• $115 \text{GeV} < M_H < 130 \text{GeV}$

H bb が優勢である。 $\tau^+\tau^-$ や $c\bar{c}$ への崩壊もあるが、fermion への分岐比は質量の2 乗に比例し、 また color factor もかかるため (後述の崩壊幅の式参照)、1~2GeV の τ や c よりも、quark で質量 が 4GeV の b の方が分岐比は大きい。

• $130 \,{
m GeV} < M_H < 190 \,{
m GeV}$

130GeV 付近から徐々に H = WW の分岐比が上がり Higgs 粒子の質量がちょうど W-boson mass の 2 倍、160GeV の時にほぼ 100%になり、その後ほぼ 60% ~ 70%を占めるようになる。一方 H = ZZの分岐比も徐々に上がってくる。160GeV では WW がほとんどになるため、比としては下がるが その後、H = WWとは 2:1 の割合で平行していく。

190GeV < M_H <500GeV
 M_H が 350GeV になると、t^Tへの崩壊が開けてくる。しかし、fermion への崩壊は M_H に比例する
 が gauge-boson への崩壊は M³_H に比例するため (後述の崩壊幅の式参照)、H WW や H ZZ
 の分岐比を越すことはない。



図 1.5: Higgs decay の 分岐比 (branching ratio)

• $500 \text{GeV} < M_H$

H = WWやH = ZZへの崩壊がやはり優勢である。また図 1.6 にあるように、Higgs 粒子の崩壊幅が大きくなりすぎて、 M_H の測定が難しくなる。

以下、Higgs 粒子の崩壊幅を数式でまとめる [4]。

$$\Gamma(H \quad f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$
(1.4)

$$\Gamma(H - W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right)$$
(1.5)

$$\Gamma(H \quad ZZ) = \frac{G_F M_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right)$$
(1.6)



図 1.6: Higgs total width(全崩壞幅)

 $\Gamma(H = W^+W^-)$ が $\Gamma(H = ZZ)$ の 2 倍となるのは、H = ZZは同種粒子への崩壊であり、識別ができないためである。

fermion への崩壊は M_H に比例するが gauge-boson への崩壊は M_H^3 に比例するため、運動学的に gauge-boson へ崩壊できる領域に入ると、一気に total width が大きくなり、後は 3 乗に比例するように、傾き も急になる (図 1.6 参照)。

1.2.3 各 channel の役割

Higgs 粒子の発見能力

LHC の魅力は、様々な Higgs 生成・崩壊の組み合わせの channel があることである。Higgs 粒子の発 見は、これらの複数の channel の結果を統合することで質量が 115GeV から 1TeV までの広範囲を網羅 できる (図 1.7 参照)。各 Higgs 粒子の質量領域において、崩壊の分岐比が大きくかつ background を排除 できる channel を上手く選ぶ必要がある。



図 1.7: ATLAS の Higgs 発見能力

• $115 \text{GeV} < M_H < 130 \text{GeV}$

ー番分岐比の大きい $b\bar{b}$ への decay mode を用いて研究され、ttH bb channel が M_H が 100 GeV 付近で発見能力が高い。しかし QCD background が多くその排除は難しい。そこで、 $H \gamma\gamma$ の 解析が重要になってくる。というのは $H \gamma\gamma$ は分岐比こそ小さいが γ のエネルギーを測定する電磁カロリメーターの精度が非常に良いため、Higgs の不変質量を reconstruct した時のピークの幅が約 1.4 GeV と非常に鋭いので、ピーク付近で background が連続的な分布ならば、Higgs の発見 は十分可能だからだ。また最近では、VBF $\tau\tau$ への崩壊も研究され始めている。

• $130 \,{\rm GeV} < M_H < 190 \,{\rm GeV}$

Wへの崩壊が優位な領域なので、H WW $l\nu j j$ やH WW $l\nu l\nu$ on decay mode が研究 されている。しかし W は ν や jet があり、きれいなイベントとは言えない。一方、Z への崩壊も増 えてくるので 140 GeV 以上で H ZZ 4l への decay mode が研究されている。ただ lepton だ けを 4 本要求する、最もきれいに見えるイベントである。

• $190 \,{
m GeV} < M_H < 500 \,{
m GeV}$

この領域でも H = ZZ = 4l の崩壊が、一番はっきりと事象確認でき、 gold plated event と呼ばれる。

・ 500GeV < M_H 崩壊幅が広くなりすぎて、もはやH ZZ 4*l*だけでは統計的に足りなくなる。従って、H ZZ $ll\nu\nu$ や $H WW l\nu jj$ の崩壊も使う。

ATLAS では、図 1.7 に示してあるように、low luminosity 3 年間 ($30[fb^{-1}]$)+high luminosity($70[fb^{-1}]$) での全ての崩壊モードの結果を combine すれば、115GeV から 1TeV までの全領域で significance が 10σ を越える確からしさで、Higgs 粒子を発見できることが見込まれている。

channel 毎の発見能力については図 1.8 に示してあり塗りつぶされている channel が発見能力が高いことを意味しているが、Higgs 粒子の質量が軽い領域においては最近研究され始めている VBF process が特に発見能力が高い。また Higgs 粒子の質量が重くなると gluon fusion から WW/ZZ に崩壊する channel で発見能力が高くなる。ttH process は発見能力としては VBF process に比べてあまり高くない。

Higgs 粒子との coupling 測定能力

また、主眼を発見ではなく coupling の測定においた時、どの channel がどの coupling の測定に感度 があるかについても図 1.8 にまとめた。Higgs 粒子の各 quark との coupling に感度がある channel には、 Yukawa coupling の名前を書いてある。

- gluon fusion process
 前述の通り loop を介しそこを top-quark・bottom-quark がまわるので、coupling の測定には向いていない。
 同様に H γγ に崩壊する過程も、coupling 測定には向いていない。
 Higgs の質量が 140GeV 以上になると、W や Z への崩壊が開けてくるため、W-boson と Z-boson の coupling の 比・gw/gz を測定することができる。
- VBF process
 Y_bやY_τの測定に感度があるが、生成はWとZのどちらが関わっているのかは、原理的に識別不可能なため、vector-bosonとの coupling・g_wの測定には向いていない。しかし、SU(2)の理論からWとZへの崩壊幅の比が決まっていると仮定すれば、測定可能である。
- W assosiated production process
 140GeV 以上で WW へ崩壊する channel が研究されている。生成も崩壊も W-boson との coupling
 のみであるため、純粋に gw の測定ができる。

• ttH process

top-quark と couple するので Y_t 測定に感度がある。更に崩壊過程も考えると、ttH $b\bar{b}$ は Y_b の 測定を、ttH $\tau\tau$ は Y_{τ} の測定を、視野に入れることができる channel である。ttH WW は、 Higgs の質量が 130 GeV ~ 190 GeV の領域で特に分岐比が大きくなり、140 GeV 以上の質量領域に おいて唯一 Y_t の測定が可能な channel である。

以上述べてきた図 1.8 に示された各 channel から、生成と崩壊による 2 つの coupling の積を決めること ができる。しかしこのままでは Higgs の生成 cross-section の不定性と崩壊の不定性の両方の不定性を含 んでしまう。そこで、同じ生成 process 又は崩壊 process の比をとることで生成と崩壊に伴う不定性のど ちらかを打ち消し合うことで、coupling の比を精度よく決めることができる。例えば、ttH process 同 士で比をとれば、 Y_b 、 Y_{τ} そして g_w の 3 つの coupling の比を出すことができる。coupling 測定の観点か らは、ttH process は重要な process である。

更に標準理論での Higgs 粒子の decay branch 仮定してしまうと、ttH process において Yt を単独で



図 1.8: Higgs の生成・崩壊過程とその特徴

測定することが可能になる。特に 140 GeV 以上の質量領域では、図 1.8 より Y_t を単独で測定できるのは ttH WW channel のみであるのがわかる。

本論では、LHC を使った ATLAS 実験において ttH process における Higgs 粒子の発見能力はどの 程度なのか研究した。更に Higgs の質量や Yukawa coupling 等の性質をどの程度の不定性をもって測定 可能なのか、またそれを実現するにはどのような解析方法が有用なのか、について研究した。不定性を 見積もるために、その要因となるデータを解析する時に生じる各種の systematic error をシミュレーショ ンデータを用いて評価し、統計誤差 (statistic error) のみならずこの systematic error をも視野に入れて 主要な systematic error になり得る例を挙げると共に、より具体的に error を総合評価した始めての研究 である。

また、この研究では特に low luminosity での3年間の run(積算の luminosity= 30[fb⁻¹])を想定した。

第2章 ATLAS 実験

ATLAS 実験では LHC の high rate な event 生成と hadron collider 特有の多数の track 生成に対応できる、response が速く精度の良い測定器が必要とされる。ここでは、

- ・各検出器の特徴と測定精度
- ・total performance としての物理量の測定精度
- ・粒子や jet の reconstruction efficiency

について、述べていく。

2.1 ATLAS 検出器 [1]



図 2.1: ATLAS 測定器

図 2.1 を見て分かるように、検出器は内側から、(1)Inner detector・(2)Electromagnetic calorimeter (以後電磁カロリメーター)·(3)Hadron calorimeter (以後ハドロンカロリメーター)·(4)Muon detector、 の順に並んでいる。その断面図は図 2.2 のようになる。



図 2.2: ATLAS 測定器の rz 平面

一番中心の白い部分(0~3.5m × 0~1.0m)が Inner detector、その外側の灰色の部分(3.5m~4.5m × 1.0m~2.5m)が電磁カロリメーター、更にその外側(4.5m~7.0m × 2.5m~4.0m)がハドロンカロリメーター、そして一番外を覆っているのが Muon detector である。

2.1.1 Inner Detector とその性能

Inner detector の目的は (1) 荷電粒子の track の reconstruction \cdot (2) P_T 測定 \cdot (3) 反応点測定 \cdot (4) electron の認識である。Inner detector は 3 つの検出器、ピクセル検出器 (Pixel) \cdot ストリップ検出器 (SCT) \cdot TRT から構成されている(図 2.3 と図 2.4 参照)。



🗷 2.3: inner detector

ピクセル検出器は、一つ一つのピクセルは 50µm × 300µm の非常に小さなシリコン検出器であり、衝 突点に一番近く(一番近いところでビーム軸から半径 4cm)粒子密度の最も高い所に 3 層置かれる。設置 される場所の粒子密度の高さに対応した細かい granularity をもって、荷電粒子の track を検出して精密 に反応点測定をする。検出器の間隔が D の時、その分解能は

$$\sigma = \frac{D}{\sqrt{12}} \tag{2.1}$$

で与えられるので、ピクセルの位置分解能は、 $R-\phi$ 方向は

$$\sigma = \frac{50\mu m}{\sqrt{12}} \sim 15\mu m$$

である。



図 2.4: inner detector の rz 平面

その外側に SCT (Semiconductor Tracker) がある。ストリップピッチが 80μ m、縦横 $6 \sim 7$ cm のシリコ ンウェハーが円筒形にタイル状に敷き詰められ、それが 2 層互いに 40mrad 傾けることで SCT の 1 層を 成し、位置の測定を可能にしている。forward は中空のディスク状のシリコン検出器が置かれている (図 2.4 参照)。

3つ目は TRT (Transition Radiation Tracker) で、小径 $(4mm\phi)$ のストロー検出器を約 36 層積層する ことによって構成されている。TRT は、異なる物質の境界を荷電粒子が通り抜ける時、相対論的効果に より photon を放出する現象=遷移放射 (Transition Radiation) を利用したものである。この効果は相対 論の β に比例するもので、つまり質量の軽い粒子程放射される photon の角度が大きい事を意味するの で、electron の識別に役に立つ (付録 B の electron の ID 参照)。radiator(遷移放射を引き起こすもの) と してポリマーを、放出された photon を捕まえる物質として Xe が使われている。分解能は 200 μ m で内 側のピクセルや SCT に比べて精度が悪いが、TRT の特徴は層が多いため連続的な飛跡測定ができ track の reconstruction ができる点である。TRT での飛程情報を元にして reconstruct された track を内側へ 繋ぎ、精度はピクセルや SCT に任せている。

Inner detector で荷電粒子の track の reconstruction と P_T 測定を担うのだが、 $|\eta| < 2.5$ までの領域 しかカバーできていない。そのため identification のために Inner detector の情報が絶対に必要な electron や muon そして b-jet は、 $|\eta| < 2.5$ までの測定しかできない。

電磁カロリメーターの内側にある検出器であるため、物質量はできるだけ少なくなるようにしているが、 実際の物質量は図 2.5 のようなっている。 $|\eta|$ が 0.6 ~ 1.8 での Inner detector 以外の物質量は、electronics の読み出し等である。また $|\eta|$ が 1.8 付近で物質量が落ちているのは、TRT の角付近であり物質量が不 連続に変化し、また electronics の読み出しのケーブル等が無くなるためである。

2.1.2 Calorimeter とその性能

カロリメーターは、electron、photon、jet の検出・エネルギー測定の他に、消失運動量(主に ν によるもの)の測定に非常に重要な役割を果たしている。その構造は図 2.6 の通りである。消失エネルギーを



図 2.5: inner detector の物質量

測定するために、測定できるエネルギーは漏れなく測定できるよう $|\eta| < 5.0$ まで覆い尽くすようになっている。



図 2.6: 電磁カロリメーターとハドロンカロリメーター

電磁カロリメーター

電磁カロリメーターの特徴は、液体アルゴンを使用していることと、その形状・アコーディオン型 にある (図 2.7 参照)。この利点は、

・ 液体アルゴンは放射線耐性が強く安定性が良い

- ・ アコーディオン型にすることで粒子の入射角の違いが打ち消し合い平均的な absorber の厚さが同 じになり、角度によらず uniform response を示すことができる
- ・ 浮遊電気容量を下げることができ、結果 response が速くなり High rate に耐えることができる
- アコーディオン型にすることでケーブルの取り回しが短くなり response が速くなる
- ・ sampling calorimeter であり absorber に鉛を使っている

物質量は電磁シャワーのエネルギーを全て吸収するために十分な 20X₀1程ある。



図 2.7: 電磁カロリメーターの構造

位置・角度・エネルギーをバランス良く測定でき、そのエネルギー分解能は $E \ge E_T$ を GeV 単位で表して、

$$\frac{\Delta\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{32\%}{E_T} \oplus \frac{27\%}{E_T}$$
(2.2)

と表される。第1項は電子の数NをエネルギーEに換算する時の統計的な揺らぎによるサンプリング 項、第2項はN Eに換算する時の誤差による定数項、第3項は次の信号と重なってしまう pile upの ノイズ項、第4項は読み出し系の電子回路のノイズ項を表している。第3項は high luminosity の方が rate が高いため pile up によるノイズが大きい。上式の値は high luminosity の時の値を参照してある。 第3,4項は統計的な問題ではなく単なるノイズなのでエネルギー依存性は無い。例えば 100 GeV の場合、

$$\frac{\Delta \sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{9.5\%}{\sqrt{100}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{32\%}{100} \oplus \frac{27\%}{100}$$
$$= 0.95\% \oplus 0.7\% \oplus 0.32\% \oplus 0.27\%$$
$$\sim 1\%$$

かなり良い分解能で測定可能である。

 $^{{}^{1}}X_{0}$ とは放射長 (Radiation length) のこと。electron が物質中を通り抜ける時、電磁気相互作用 (high energy の場合はほ とんど制動放射) によりエネルギーが 1/e に減るまでの物質量 $[q/cm^{2}]$ が $1X_{0}$ である

ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターでは、原子核との相互作用により粒子の全エネルギーを吸収し測定したい ので、Barrel 部で 11 λ 、Endcap 部で 14 λ ²以上ある。特徴は、 $|\eta| < 1.6$ の中心部で、シンチレータータ イルがシャワーの発達方向と同じ向きに置かれている。これは光電子倍増管に繋ぐファイバーの取り回 しを楽にするためである (図 2.8 参照)。

図 2.8: ハドロンカロリメーターの構造

また、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ の超前方は、粒子が込み合うのでシャワーの太さを抑えたい、という要求を満た すため R_M (モリエール半径。シャワーの横方向の発達を示す=シャワーの半径)の小さいタングステン を使用している。

$$R_M \sim 0.0265 X_0 (Z+1.2) \tag{2.3}$$

表 2.1: 各物質に対する Radiation length とモリエール半径

物質	Z(原子番号)	X_0 (Radiation length)	R_M (モリエール半径)
Fe	26	1.76	1.27
Рb	82	0.56	1.23
Cu	29	1.43	1.14
W	74	0.35	0.70

エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \cdots Barrel \ \mathfrak{B}$$
(2.4)

$$= \frac{64.2\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \cdots Endcap$$
 $intermal (2.5)$

 $^{^{2}\}lambda$ とは衝突長 (interaction length) のことでその定義は $\lambda = 1/\sigma\rho N_A$ である。 σ は原子核との強い相互作用による cross-section[cm^2]、 ρ は物質密度 [g/ cm^3]、 N_A はアボガドロ数 [/g] である。

で、第1項はサンプリング項、第2項は定数項である。例えば 100GeV に対し、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = 5 \sim 7\%$$

2.1.3 Muon Detector とその性能

 μ は弱い相互作用で崩壊する。そのため比較的長寿命 (2.2 μ s) で、1GeV の μ の崩壊長 (decay length) は約 60m にもなる。従ってきれいな信号を取り出せる lepton として、 μ の検出は非常に重要かつ必要不 可欠である。ATLAS の rz 断面図 (図 2.2) に示してあるように、トリガーとして Barrel ($|\eta| < 1.1$) には RPC(Resistive Plate Chamber)、Endcap(1.05< $|\eta| < 2.4$) には TGC(Thin Gap Chamber) が、運動量 の精密測定には MDT(Monitored Drift Tube) と CSC (Cathode Strip Chamber) が配置されている。

TGC のトリガーでは、トロイダル磁場によって図 2.9 の様に曲げられた飛程と、衝突点からの直線と の比較によって R 方向と ϕ 方向のずれ δ R、 $\delta \phi$ を測定して、 μ の位置と P_T の検討をつける。

そして、興味のある領域(ROI:Region Of Interest)を絞って、そこの領域に飛んできた粒子について

図 2.9: TGC の配置とトリガー方法

より詳しい P_T 測定を MDT に任せる。トロイダルマグネット (次節参照) は、空芯なため、多重散乱の 効果を最小限にでき、測定可能な rapidity 領域を広く取れる。このように Muon detector には専用のマ グネットが別にあるため、内部の検出器とは独立して測定ができる。ATLAS 実験の特徴の一つである。 MDT での運動量測定は sagitta 測定によるもので (図 2.10)、その分解能は一般的に以下のように表せ られる。

$$P_T[GeV/c] = 0.3B\rho[T \cdot m] \tag{2.6}$$

$$\frac{L}{2a} = \sin\frac{\theta}{2} \sim \frac{\theta}{2} \tag{2.7}$$

$$\Delta P_T = P_T \sin \theta \sim 0.3 L \cdot B \tag{2.8}$$

$$s = \rho(1 - \cos\frac{\theta}{2}) \sim \rho\frac{\theta^2}{8} = \frac{0.3}{8}\frac{L^2B}{P_T} = X_2 - \frac{X_1 + X_3}{2}$$
(2.9)

図 2.10: sagitta の測定

上式より sagitta は P_T の逆数に比例することがわかる。従って

$$\Delta(\frac{1}{P_T}) = \frac{8}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(X)$$
(2.10)

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x)\frac{8P_T}{0.3BL^2}$$
(2.11)

 $\sigma(X): 位置測定の誤差$

となる。より一般的に、位置測定箇所が N(≥3) で多重散乱も考慮したものは

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \frac{\sigma(x)P_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720(N-1)^3}{(N-2)N(N+1)(N+2)}} + 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$$
(2.12)

と表される [3]。上式の第 2 項が多重散乱による効果で、P に依存しない。今 MDT は、N=3、L=6m、 $\sigma(x)=60\mu m$ 、 $P_T=100 \text{ GeV}$ の場合、barrel 部で BL=4[Tm](Bending power については後述) として、

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = 0.0082 = 0.82\%$$

の分解能が得られる。

2.1.4 Magnet

ATLAS 測定器にはマグネットが二つある。一つは図2.2 に示してあるように電磁カロリメーターの内 側にある超伝導ソレノイドである。カロリメーターの内側なのでできるだけ物質量を減らす必要性があ りまた high *P*_T の粒子の測定のため強力な磁場が必要であったため、超伝導マグネットを使用して強力 な磁場得ると共にコイルの厚さを非常に薄くしている。

表 2.2: ソレノイドのパラメーター

中心磁場	2[T]
電流	8000[A]
コイルの radiation length	$0.863X_{0}$

もう一つのマグネットが、トロイダルマグネットである。Barrel 部も Endcap 部も 8 つの超伝導コイ

図 2.11: トロイダルマグネットと磁場の様子

ルから構成されている (図 2.11 左参照)。ソレノイドがビーム軸方向に磁場をかけるのに対し、トロイダ ルマグネットはビーム軸を囲むよう円筒方向に磁場をかける。(図 2.11 右参照) 磁場の強さは、Barrel 部で 2.5~4.0[Tm]、Endcap 部で 7.0[Tm]の bending power までに達する。ここ で bending power とは、

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{l} \tag{2.13}$$

という定義である。つまり、荷電粒子の曲がり具合が bending power に比例する。

表 2.3: トロイダルマグネットのパラメーター

コイル	磁場の強さ[T]	bending power $[T \cdot m]$	
Barrel 部	3.9(最大値)	2~6	
Endcap 部	4.1(最大値)	4 ~ 8	

2.2 検出器の total performance

測定の目的は、粒子や jet の identification や 4 momentum の測定であるが、先ずは検出された粒子の 通過点を結んで track の reconstruction を行う必要がある。従ってここでは、

- (1) track $\boldsymbol{\sigma}$ reconstruction efficiency
- (2) identification efficiency
- (3) P_T 測定の resolution

がどの程度に期待されるか見ていく。

 \boxtimes 2.12: Electron $\boldsymbol{\sigma}$ reconstruction efficiency $\boldsymbol{\succeq} P_T$ resolution

(1)electron の track の reconstruction は、inner detector の情報を使う。reconstruction のアルゴリズ ムはいくつかある (例えば制動放射を無視する μ -fit と考慮する e-fit) が、 P_T が 30 GeV 以上で

 $\epsilon_e > 0.9$

を達成している (図 2.12 左参照)。

(2) identification には reconstruction した track の P_T と電磁カロリメーターで測定されたエネルギー 等の情報を用いた (付録 B.1 参照) 様々なアルゴリズムがある。identification の efficiency の研究はまだ 成されていない。

 $(3) P_T$ の測定には、制動放射があるため Inner detector ではなく電磁カロリメーターで測定する。従っ て P_T resolution は主に電磁カロリメーターの resolution であり、式 2.2 に P_T =20GeV を代入した値程 度が図 2.12 の右であり、平均的に

Electron $\mathcal{O} P_T \mathcal{O}$ resolution ~ 4%

が達成できている。図のいくつかのプロットは、fitの時にシリコンの plane を全て使用するか少な目に するかの違いである。

2.2.2 Muon \mathcal{O} reconstruction efficiency $\succeq P_T$ resolution

(1)Muonの track reconstruction には、Inner detectorと Muon detectorの両方の情報を使用する。両 検出器で track が reconstruction されていなくてはならないため combine すると reconstruction efficiency は少々下がる (図左参照)。しかしそれでも

$$\epsilon_{\mu} > 0.9$$

を達成している。

(2)Muonは、Inner detectorでの trackと Muon detectorでの trackの二つの trackが一本に繋がる

 \boxtimes 2.13: Muon \mathcal{O} efficiency $\succeq P_T$ resolution

事で ID している。electron と同様 identification の efficiency の研究はまだ成されていない。

(3) P_T の測定も同様に独立した detector の照らし合わせにより行うため、electron よりも resolution が良い。low $P_T(\leq 100 GeV)$ の領域では Inner detector の resolution が効き、一方 High $P_T(\geq 100 GeV)$ 領域では測定間隔 L が大きい Muon detector の resolution が効いている (式 2.11 参照)。両方の検出器 を合わせると、 P_T が 500 GeV までの範囲で resolution は

Muon $\mathcal{O} P_T \mathcal{O}$ resolution = $2\% \sim 4\%$

である。

2.2.3 b-jet \mathcal{O} tagging efficiency

図 2.14: $\epsilon_b=0.5$ の時の D_0 resolution と rejection factor

(1)b-jet は複数の track から構成されており、ここで1つ1つの track の reconstruction efficiency を

議論しても意味がない。

(2) tagging efficiency(ここでは identification efficiency を tagging efficiency と言い ϵ_b と表すことに する) において重要な役割を担う impact parameter の resolution を図 2.14 左に示す。

impact parameter \mathcal{O} resolution $\sim 20 \mu \text{m}$

xKalman や iPatRec というのは、track の reconstruction のプログラムである。この impact parameter や lepton の情報を使って b-jet を tagging する (付録 B.3 参照)。tagging のアルゴリズムによって efficiency をある程度変えることができるが、tagging efficiency を上げると同時に他の light-quark-jet (u-jet・c-jet・ gluon-jet) を b-jet に miss ID してしまう確率も増えてしまう。図 2.14 右は tagging efficiency=0.5 の時 の rejection factor を示している。例えば c-jet は rejection factor=10 であり、これは c-jet10 本あたり 1 本の割合で b-jet に miss ID してしまうという意味である。様々な b-jet の tagging のアルゴリズムがあ るが、この解析では、

> $\epsilon_b = 0.6$ rejection factor : c-jet = 10 u-jet = 100 at low luminosity

の値を使用している。また、high luminosity では minimum bias による track の本数が増加し collision point の vertex の同定がより困難になるため impact parameter の resolution は悪くなり、b-jet の tagging efficiency も 0.5 に落ちる。

3.1 ttH Signal

図 3.1: Signal の Fynmann ダイアグラム

Higgs の生成時に tī も同時に生成される。top-quark はすぐに b-quark と W-boson に弱い相互作用崩 壊する。Higgs 粒子自体も WW に崩壊する channel を考えているので、結果 4 つの W-boson ができる。 4 つの W-boson が lvlvjjjj に崩壊するモードを 2-lepton mode、lvlvl vjj に崩壊するモードを、3-lepton mode として、それぞれ別々に解析を進めた。

他の mode についても少し触れておく。

W-boson の崩壊比は

_

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} = 10\% : 10\% : 10\% : 35\% : 35\%$$

であるため¹各崩壊 mode への崩壊比率は 表 3.1 のようになる。1-lepton mode はイベント数が多いが、

lecay mode	1-lepton mode	2-lepton mode	3-lepton mode	4-lepton mode
比率	27%	12%	2.2%	0.2%

表 3.1: 各 mode への崩壊比率

lepton を1つしか要求しないことから background を削ることが難しくなる。そのため significance を上

¹各 fermion への崩壊の比率は全て等しいが quark の場合は color factor がかかり 3 倍になる。ただし QCD correction の ため 3 倍少し大きい

げることができないので、couplingの精度の評価の点では好ましくないモードである。4-lepton mode は、lepton を4つ要求するので圧倒的に数が少なくなるので、現実的ではない。

各 Higgs 粒子の質量 に対する ttH WW channel の cross-section を表 3.2 にまとめる。

表 3.2: Higgs 粒子の質量と ttH	WWの	cross-section
-------------------------	-----	---------------

Higgs 粒子の質量	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$
cross section	125[fb]	$164[\mathrm{fb}]$	181[fb]	190[fb]	166[fb]	133[fb]

ttH process は ttH 全体として 500GeV 程度のエネルギーを必要とするため cross-section は他の Higgs 生成 process より小さい。

また上の表は崩壊比まで考慮しての cross-section なので、H WW の崩壊比が色濃く反映されてい る。Higgs 粒子の質量が増えると同時に W-boson を 2 つ生成するのに必要なエネルギー(最低 160 GeV) をまかなえるようになるので、Higgs が WW に崩壊する分岐比も増加する。そして 160 GeV の時丁度 W-boson 2 つ分のエネルギーになるので、kinematical に条件を満たして W-boson が on shell になるの で、崩壊比が 100%近くになる。

その後は、H ZZの崩壊も kinematical に条件を満たしてくるので相対的に H WW の分岐比は下 がり(図 1.5 参照) また ttH の cross-section 自体も徐々に下がる(図 1.4 参照)ので、160 GeV が一番 cross-section が大きい。

更にこれに 4W-bosons が lvlvjjjj(lvlvlvjj)に崩壊する分岐比を掛けたものが、2-lepton mode(3-lepton mode)の cross-section になる。

3.2 Background

Background process は沢山あるが、特に topology 的に似ているもの(b-jet が二つ・lepton が2つ or3つ)は以下の3つの process であり基本的な event selection では落とすことができない ("irreducible"と表現する)。

 \boxtimes 3.2: irreducible backgrounds

後で、説明するが 2-lepton mode では lepton に対して same charge を要求し、また 3-lepton mode では

lepton charge の和が ± 1 になるように要求しているため、図 3.2 のように $t \ge \overline{t}$ から生成される W-boson は、どちらか一方しか leptonic に崩壊できない。

そこで、重要になってくるのが b-jet から発生する lepton である。これは b-quark が弱い相互作用で charm-quark と W-boson (off shell) に崩壊し、この W-boson から lepton ができる、いわゆる semileptonic decay によるものである。

今回使用した Monte-Carlo の sample の情報を以下の表にまとめた。各 process とそれに対応する cross-section、そして sample を作るときに用いた Generator とパラメーターを載せた。

	cross section[fb]	${ m Generator, PDF,}Q^2$
ttH WW 120GeV	125	PYTHIA6.2 + TAUOLA,
ttH WW 160GeV	190	$\text{CTEQ5L}, Q^2 : P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
tt H $\tau \tau$ 120GeV	35	PYTHIA6.2 + TAUOLA,
tt H $-\tau\tau$ 160GeV	1.0	$CTEQ5L, Q^2: P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
$t\bar{t}$	4.9×10^5	PYTHIA6.2+TAUOLA,
		$CTEQ5L, Q^2: P_{T_{top}}^2 + M_{top}^2$
$t\bar{t}Z$	656	COMPHEP4.1 + PYTHIA6.2
$t\bar{t}W$	468	+ TAUOLA, CTEQ5L,
$t\bar{t}WW$	9.0	$Q^2 : \frac{1}{3} (P_{T_{top}}^2 + P_{T_{top}}^2 + P_{T_{boson}}^2)$
$t\bar{t}$ Wq	362	$+\frac{1}{2}(M_{top}^2 + M_{top}^2 + M_{boson}^2)$
WWW	135	COMPHEP4.1 + PYTHIA6.2
WWZ	106	+ TAUOLA,
WZZ	33	CTEQ5L,
ZZZ	11	$Q^2: M_Z^2(ext{fixed})$

表 3.3: 各 process と cross-section, generator の情報

 $t\bar{t}$ H $\tau\tau$ は Higgs と top-quark の coupling がある点では本来 signal だが、今は ttH WW を測定するので B.G. として扱う。しかし ttH WW に比べて cross section が非常に小さいためそれ程問題になる B.G. ではない。

WWW/WWZ/WZZ/ZZZの tri-gauge-boson process も、b-jet の要求や Z-mass の selection で大幅 に落とすことができると共に ttH WWに比べて cross section が小さいこともあり、全く問題になら ない background である。

tt は cross section が桁違いに大きいが、次章で説明する selection でほとんどが落とすことができる。 一方 ttZ、ttWは、それぞれ 3-lepton mode、2-lepton mode において irreducible な B.G. である。そ れでも ttZ は Z-mass を組むことである程度落とすことができるが、ttWは W-boson しか生成されない 点で ttHWW signal とほぼ同じ topology であるため特に問題になる。

 $t\bar{t}$ WWは、W-boson が 4 つ生成され topology が signal と完全に同じなので irreducible な B.G. である。しかし、cross section が ttH WWに比べて約 1/10 と非常に小さいので結局問題にならない。

 $t\bar{t}$ Wq は、 $t\bar{t}$ W に light-quark jet がついたものなので、 $t\bar{t}$ W と同じく irreducible な background にな る。しかし、Generator でイベントを生成する際に、 $t\bar{t}$ W との overlap が少なからずあることは分かって いる。図 3.3 に示されている通り、 $t\bar{t}$ Wqの Feynmann diagram の一部は $t\bar{t}$ W から ISR の quark が一本 付加した process にすぎない。 $t\bar{t}$ W を Generator で生成する際、 P_T が Q_{FAC} 以下は parton の evolution の時に生成されるもの (つまり ISR) として扱っているので、 $t\bar{t}$ Wq background の q の P_T が Q_{FAC} 以下

図 3.3: ttwqの Feynmann diagramの一例

の event については $t\bar{t}$ W と overlap がある。

3.3 Generator

Generator として PYTHIA6.2[6] と CompHEP4.1 を使っている。Event Generator では、イベントを 発生させるためのいくつかの process に分かれている。(図 3.4 を参照)

⊠ 3.4: EventGenerator

[1] hard scatter **部分**

実際に粒子同士が衝突して反応する部分で Q_{REN} =renormalization scale(又は hard scatter scale)が hard processの典型的な energy scale を表す。QCDの α_s は発展方程式で表現されるがこの方程式の計算が LO までしか成されていないため、cross-section に大きな不定性をもたらす結果となってしまう。

[2] PDF **の部分**

hard process まで持っていくためには proton の中の様子が様々な energy scale で分かっていないといけな い。そこで実際の実験データから proton の中の様子を計算した PDF に則って粒子 (QCD では gluon、EW では γ)を放出させ徐々に virtuality を上げていく。この時 split した粒子が ISR(Initial State Radiation) である。そして、どこまで virtuality を上げていくかが Q_{FAC} =Factorization scale で指定されている。 ISR は比較的 low P_T でビーム方向に出やすい。 Q_{FAC} に到るまでに low P_T の ISR を出し続けるの で、 Q_{FAC} の値のよって ISR の本数が異なってくる。しかし、非摂動的な物理なので QCD での摂動計 算ができず ISR の本数を予測することは現段階では不可能であり、非常に大きな不定性を含んでいる。 (注)hard process では QCD の LO までの計算しかやっていないので、それに合わせて PDF の発展方程 式を計算する際に LO までしか使っていない CTEQ5L という PDF のライブラリを使用した。

[3] parton shower の部分

hard process の後できた粒子は parton level で表現されているので、実際に観測される状態にもってい かなくてはならない。例えば quark 単体では存在しないため、反対に出た anti-quark との間に強い相 互作用のポテンシャルの紐が切れて quark pair を次々に作り出す。これが flagmentation で、この結果 parton shower が生成される。

またここで FSR(Final State Radiation) も生成させる。これらの energy scale が Q_{PS} =Parton shower scale で指定されている。

[4] Detector simulation の部分

以上までの process で実際に観測される状態の粒子が生成される。次はそれを Detector で検出する simulation が必要になる。粒子の 4-momentum や質量等、当然完璧な情報は得られない。そのため、使用する detector の特徴に合わせて各粒子の情報をわざとふらつかせる (smear する)。本来は Detector の完全な geometry や物質密度などを考慮して simulation (=Full Simulation) するべきである。しかし Full Simulation で各 signal や background の十分な量のイベントを生成するには現在の CPU パワーでは時間がかか りすぎてしまうため、Full Simulation の結果を再現するように簡易化された Fast Simulation=ATLFAST を使っている。ATLFAST についての詳細は次節で説明する。

上の説明で分かるように、大体

$$Q_{FAC} \sim Q_{REN} \sim Q_{PS}$$

のような energy scale の関係がある。しかし同じ値にする必然性があるわけではない。理論的に正しい 値も無いので、これは実験を再現するような値を使わざるを得ない。これが不定性の根本である。実験 が始まる前なので値は色々試すしかなく、 Q_{REN} を $50\% \sim 200\%$ までの範囲で動かすのが通例となって いる。

3.4 ATLFAST

Generator から吐き出されるデータは parton level で見た反応直後の情報である。しかし実際は検出 器で測定するため、その検出器の resolution に見合った測定誤差や、検出器の前にある物質との相互作 用を含んだ情報になっているはずである。Full simulation の DICE を使った結果を再現できるように、 lepton/photon/jet の P_T の smearing、energy の smearing、cluster の形成、lepton の isolation、jet の labeling、jet の P_T の calibration 等を行っている。jet の labeling、jet の P_T の calibration は ATLFAST-B というパッケージで行っている [7]。

P_T smearing

 P_T は sagitta の測定により計算されるので、 P_T の値自身がガウス分布を示すわけではない。式 2.9 より $\frac{1}{P_T}$ が位置測定の誤差 $\sigma(X)$ に比例しているので、 $\frac{1}{P_T}$ がガウス分布²になる。これより、

$$\frac{P_{true}}{P_{smear}} = 1 + \sigma$$

²厳密にはガウス分布ではない。2次の効果を無視してガウス分布であると近似している。
$$P_{smear} = \frac{P_{true}}{(1+\sigma)}$$

 σ : full simulation より fit したガウス分布

で smearing を施している。

energy smearing

energy smearing は full simulation の mass resolution を再現するように parameterize されている。 low luminosity と high luminosity と場合分けして扱っており、low luminosity の場合は、electron と γ でそれぞれ

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = \frac{0.12}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.245}{E_e^T} \oplus 0.007$$
$$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} = \frac{0.1}{\sqrt{E_{\gamma}}} \oplus \frac{0.245}{E_{\gamma}^T} \oplus 0.007$$

と pile-up の雑音項と回路雑音項を一つにまとめて扱って (第 2 項目) parameter を固定している。一方 high luminosity の場合は

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_{pile-up}}{E_e^T} \oplus \frac{\sigma_{electronic}}{E_e^T} \oplus 0.007$$
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_{pile-up}}{E_e^T} \oplus \frac{\sigma_{electronic}}{E_e^T} \oplus 0.007$$

と、pile-up の雑音項と回路雑音項を別々にしてそれぞれ parameterize している。 また jet の energy はハドロンカロリメーターの測定によるので、smearing は

・ $|\eta| < 3$ 、 cell size = 0.1 × 0.1 の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$$

・ $|\eta| > 3$ 、 cell size = 0.2 × 0.2 の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1.0}{\sqrt{E}} \oplus 0.07$$

のように parameterize されている。

カロリメーターの cluster

粒子がカロリメーターを通過すると、energy を deposit していく。カロリメーターは $\eta \times \phi$ が 0.1 × 0.1($|\eta| < 3$)、0.2 × 0.2($|\eta| > 3$)の cell に分かれている。この cell を通過した粒子によって deposit する energy の量を適当に振っている。

各 cell に deposit された energy が 1.5 GeV 以上のものを initiator と呼び、値の大きい initiator から順 番に $\Delta R < 0.4$ の cone 内の cell の energy を統合していき cluster を作る。もしこの cluster の energy が 15 GeV 以上ならば jet と ID する。

$photon/lepton \mathcal{O}$ isolation

photon と electron の ID には jet との識別のために isolation の条件も入っている。 muon は測定が Muon detector なので isolation を要求しなくても muon を捕まえることができるが、やはり jet からの二次的 な muon と区別するために isolation の条件を課す。その isolation の条件とは、

- photon selection criteria : P_T >10GeV、 |η| <2.5 isolation criteria : cluster から Δ R>0.4 以上離れている。 photon から Δ R<0.2 の cone の cell の total energy が 10GeV 以下である。
- lepton

selection criteria : $P_T > 5$ GeV:for electron(6 GeV:for muon)、 $|\eta| < 2.5$ isolation criteria : cluster から $\Delta R > 0.4$ 以上離れている。 lepton から $\Delta R < 0.2$ の cone の cell の total energy が 10 GeV 以下である。

jet Ø labeling

generator からの情報なので、jet がどの quark から生成されたものなのか判別できる。そして判別され た jet に対して label を割り当てていく。b-jet と判別された jet に対しては 0.6 の確率でランダムに b-jet と label 付けし、それ以外は light-quark-jet と label 付けする。反対に、light-quark-jet と判別された jet に対しては 0.01 の確率で、c-jet と判別された jet に対しては 0.1 の確率でランダムに b-jet として label 付けする。

jet がどの quark から生成されたものなのか判別する方法は 2 つある。一つは、jet を構成する粒子の 親を辿っていきその中に b-quark 起源のものがあれば b-jet、c-quark 起源のものがあれば c-jet とする方 法 (quark-base) である。もう一つは、jet と b-hadron との ΔR を計算しその値が 0.7 以下ならば b-jet とする方法 (track-base) である。本論の解析では、quark-base の方法を用いた。

jet $\mathcal{O} P_T$ calibration

以下の図 3.5 は、calibration factor = K_{jet}

$$K_{jet} = \frac{P_T^{parton}}{P_T^{jet}}$$

を P_T^{jet} の関数としてプロットしたものである。一番 K_{jet} が高めに出ているダッシュラインは gluon-jet、真 ん中の b-jet、そして一番下のドットラインが light-quark jet である。 K_{jet} が 1 であれば parton の energy が正しく jet の energy としてまとめられている事を表している。 P_T が低いほど parton から flagmentation した粒子がバラバラの方向に飛びやすいので jet として全てまとめることが難しいため、jet の energy と の違いが大きくなっている。この K_{jet} をかけることで energy の補正をしている。



⊠ 3.5: jet $P_T \mathbf{O}$ calibration

第4章 ttH WW decay mode の解析

4.1 Event Selection & Criteria

ここに挙げる cut は detector の測定領域に拠るものや基本的な topology と kinematics の要求である。 また、background で特に多い tt を落とすことを目的とした、2-lepton mode と 3-lepton mode 共通の event selection でもある。以下に ttHWW signal の Feynmann diagram をもう一度載せておく。



🗷 4.1: ttHWW 🛛 Feynmann diagram

4.1.1 Lepton Selection

先ず lepton を要求する。lepton の reconstruction efficiency は

 $\epsilon_l = 0.9$

とした。ATLFAST には lepton の reconstruction efficiency の効果は入れていないので得られた最終結 果に、2-lepton mode ならば 0.9² を、3-lepton mode ならば 0.9³ をかけることで対応した。

以下の表に、lepton の P_T 、 η の kinematical な criteria と lepton の数や charge sum といった topological な criteria をまとめた。

	2-lepton mode	3-lepton mode
kinematical cut	electron : $P_T \ge 25 \mathrm{GeV}$, $ \eta \le 2.5$	electron : $P_T \ge 25 \text{GeV}$, $ \eta \le 2.5$
	muon : $P_T \ge 15 \mathrm{GeV}$, $ \eta \le 2.5$	muon : $P_T \ge 15 \mathrm{GeV}$, $ \eta \le 2.5$
topological cut	lepton が丁度2本	lepton が丁度3本
charge criteria	same charge	sum of charge $= \pm 1$

ここで課している same charge は、主に $t\bar{t}$ back ground をおとすことが目的の criteria である。 $t\bar{t}$ background は

 $t \cdot \overline{t} = W^+ b \cdot W^- \overline{b} = l^+ \nu b \cdot l^- \overline{\nu} \overline{b}$

と decay するので、要求された 2 つの lepton は必ず opposite charge になる。この criteria で $t\bar{t}$ は約 1000 分の 1 程度に落とすことができるが、signal に比べるとまだまだイベント数が多い。原理的には $t\bar{t}$ は残ら ないはずだが、まだ残っているのは b-hadron からの lepton を完全に取り除くことができないためだ。も ともと $t\bar{t}$ のイベント数が多いため、b-hadron からの lepton を間違えて拾ってきてしまうイベント数が無 視できなくなる。lepton を 3 つ要求すれば 3 つ目は b-hadron からの lepton を拾ってくるので、3-lepton mode で $t\bar{t}$ が残る主な原因はこの b-hadron からの lepton を完全に取り除くことができないことによる。

4.1.2 Lepton Configuration

Lepton Isolation Criteria

b-hadron が崩壊して生成された lepton を落とすために、「lepton が isolate している」という criteria を見直す必要がある。isolation は ATLFAST で既に要求されているが、また別の isolation criteria を付け加えた。その定義とは、

isolation criteria : lepton の周囲 $\Delta R \le 0.2 \sigma$ cone の中に $P_T \ge 3$ GeV σ charged track が存在しない

図で説明すると図 4.2 のようになる。lepton の周囲 $\Delta R \leq 0.2 \text{ on cone}$ の中に $Pt \geq 3 GeV$ の charged track が存在すれば、この lepton は b-jet からの semi-lepton である可能性が高いので要求する lepton の本数 には入れない、とする。

isolation の定義において charged track として、同じ proton-proton が衝突したイベント内の track し



⊠ 4.2: Lepton Isolation

か考慮に入れていない。しかし、実際には signal でも B.G. でもそのイベントと同時に、他の場所で違う proton 同士が inelastic に衝突するイベントも起きている。これを minimum bias という。

図 4.3 のように 1bunch collision あたりに、high P_T を持った signal や background のイベントの他に low P_T のビーム軸方向に沿って出やすい minimum bias イベントが 2~3 発生じている。これは low luminosity の場合であり high luminosity になるとこの 10 倍の proton 密度であるので minimum bias も 約 23/collision と増える。Isolation を要求する時に、この minimum bias によって生じた charged track も考慮に入れなくてはならない。

この minimum bias 1 イベントによって生じた charged track がどのように分布しているのかが [8]、以



☑ 4.3: minimum bias

下のグラフである。

minimum bias **は** inelastic な衝突なので high P_T を持ったイベントではない。従って、 η に対する track



図 4.4: minimum bias $\boldsymbol{\sigma}$ charged track 数の η に対する分布

の数の分布は P_T の threshold をあげると劇的に少なくなる (図 4.4 参照)。

この結果より cone($\Delta R=0.2$)の中に charged track が入ってくる平均的な本数 N_{track} 、そして minimum bias track によって isolation criteria を満たせなくなる確率 P_{noiso} は、 ϕ 方向の分布は一様に分布して いることや上の分布は leven 分の minimum bias であることを考慮すると、low luminosity で minimum bias イベントは 2.3[イベント/bunch cross]より、

$$\frac{dN}{d\eta d\phi} = \frac{1}{3.14} \frac{dN}{d\eta}$$
$$N_{track} = 2.3 \times 0.2 \times 0.2 \times \pi \times \frac{dN}{d\eta d\phi}$$
$$P_{noiso} = 1 - \exp^{-N_{track}}$$

で計算される。確率は数が非常に小さいのでポアッソン分布と仮定して計算した。trackの P_T の値と low/high luminosityによってこの確率がどれだけ変化するのかを以下の表 4.1にまとめた。

またこの結果イベントが落とされてしまう確率は、

$$P_{track} = 1 - (1 - P_{noiso})^2$$
 for 2 lepton mode
 $P_{track} = 1 - (1 - P_{noiso})^3$ for 3 lepton mode

で計算でき、high luminosity の時

	$P_T \ge 1 { m GeV}$	$P_T \ge 1.5 \mathrm{GeV}$	$P_T \ge 3 \mathrm{GeV}$	$P_T \ge 4.5 \mathrm{GeV}$
$\frac{dN}{d\eta d\phi}$	0.67	0.17	0.025	0.0055
P_{noiso} at low lumi.	5.5%	2.1%	0.32%	0.07%
P_{noiso} at high lumi.	44%	11.3%	3.1%	0.69%

表 4.1: minimum bias track の P_T と lepton の近く ($\Delta R < 0.2$) にある確率

表 4.2: trackの PT と minimum bias track により落とされるイベントの割合

	$P_T \ge 1 \mathrm{GeV}$	$P_T \ge 3 \mathrm{GeV}$
2-lepton mode イベントの落とされる確率		
low luminosity 時	11%	0.6%
high luminosity 時	69%	6.1%
3-lepton mode イベントの落とされる確率		
low luminosity 時	16%	1.0%
high luminosity 時	82%	9.0%

となる。 $P_T > 1$ GeV では、minimum bias の charged track が多すぎて cone の中にかなりの確率で紛 れ込んでしまい、結果 Isolation の条件を要求すると Low luminosity の時 2-lepton mode で 11%のイベ ントを cut してしまうことになる。Hihg luminosity の時は更に多くのイベントを落としてしまう。

一方、Pt >3GeV だと、Low luminosity はもちろんのこと、Hihg luminosity でも落としてしまうイ ベントはせいぜい 9%であり、十分受け入れられる数字である。従ってこの解析において 3GeV という 値を使った。

Impact parameter

以上の Isolation の要求をクリアする b-hadron からの lepton はまだ残っている。それらを cut するために、次に Impact parameter の要求をする。

B-meson は寿命が長いため、崩壊して fragmentation を起こし b-jet になるまで、いくらかビームの collision point から走る (300~500[μ m])。そのため、b-hadron からの lepton の impact parameter は、 W-boson の decay で発生した lepton に比べて長い方に tail を引いているはずである。図 4.5 の塗りつ ぶされているヒストグラムが Higgs signal イベントにおいて W-boson からの decay でできた lepton の impact parameter であり、塗りつぶされていない方が $t\bar{t}$ background において親が W-boson ではない lepton の impact parameter をプロットしたものである。また比較が分かりやすいように、Higgs signal と $t\bar{t}$ background の数同じになるように normalize してある。

このプロットから impact parameter σ criteria は

Impact parameter cut : lepton $\boldsymbol{\sigma}$ impact parameter $\leq 50[\mu m]$

とした。

Third lepton veto

2-lepton modeの場合についてのみ、3本目のleptonがないことを要求している。これは 3-lepton mode からの mixture を防ぐためである。2つの mode が混ざり合ってしまうと、そこで systematic error が発



☑ 4.5: Impact parameter



2-lepton mode を落としてしまう場合(右図)

🗷 4.6: Third lepton veto

生してしまい、目的である Yukawa coupling の測定精度が悪化してしまう。3-lepton mode の mixture として、3本目の lepton の Pt が、たまたま trigger 条件を満たしていなかった場合が考えられる(図 4.6 の左図)。そこで、3本目の lepton を探す時、Pt の threshold を少し下げる。

また、3本目の lepton に対しても、isolation の要求をする。これは、もし isolation を要求しなかった ら、本当は 2-lepton mode のイベントであっても、3本目の lepton として Pt > 10GeV の semi-lepton が あったら、そのイベントが捨てられてしまうからだ。(図 4.6 の右図)

Third lepton veto: trigger した lepton 以外に、 $P_T \ge 10 \text{GeV} \sigma$ isolate した lepton が存在しない

4.1.3 Jet Selection

jet の selection criteria は以下に示すとおりである。ただし、b-jet の tag-efficiency は

 $\epsilon_B = 0.6$

としてある。

kinematical cut	jet : $P_T \ge 15 \text{Gev}$, $\eta \le 5.0$
topological cut	light-quark jet が4本以上ある (2-lepton mode)、2本以上ある (3-lepton mode)
	b-jet が 丁度 2 本存在する
	hadronic <i>τ</i> -jet がない

 P_T や η の criteria は基本的な jet の ID のための条件であり、ttHWW の特徴的な topology を要求して いるわけではない。一方 b-jet が丁度 2 本存在することはここで解析する ttHWW の特徴であり、他の B.G.を落とすためにも"丁度"2 本でなくてはならない。

また τ の hadronic decay による τ -jet が存在しないという criteria で W-boson の leptonic decay で $\tau \nu_{\tau}$ となるイベントを落とす。



図 4.7: Wの τ への decay

これは後で jet から W-boson を 2 組 reconstruct する時に、もし W-boson が $\tau \nu_{\tau}$ に decay していたら jet から reconstruct できないからである。

以上の criteria で $t\bar{t}$ background をほとんど落とすことができる。そして次に問題になってくる background は $t\bar{t}Z$ と $t\bar{t}W \cdot t\bar{t}Wq$ である。これらの B.G. は解析の mode によって落とし方が異なるので、こ こから 2-lepton mode と 3-lepton mode に分けて解析を進めた。

4.2 2-lepton modeの解析

4.2.1 Z mass window cut

3rd lepton vetoで「 P_T が 10GeV 以上で isolate している」という条件の下で3つ目の lepton を探し、 もしこの条件を満たす lepton が一つ以上あればそのイベントを捨てていた。従って isolate の条件は課 さなければまだ 3 つ目の lepton は存在している。例えば Z-boson から decay した lepton の片方がたま たま jet の近くに飛んで行き、isolate の条件を満たせなかったイベントはそう少なくもないはずである (図 4.8 参照)。



図 4.8: 残った $t\bar{t}Z$ のイベント topology(2-lepton mode)

そこで $t\bar{t}Z$ background を落とすために、isolate の条件は要求しないで 3 つ目の lepton を探し出し、それを含めた 3 つの lepton から可能な same flavour・opposite charge の lepton pair から不変質量を組、 その中から最も Z mass に近いものをプロットした (図 4.9)。



☑ 4.9: Z mass window cut(2-lepton mode)

塗りつぶしてあるヒストグラムが 160 GeV の Higgs、白抜きのヒストグラムが $t\bar{t}Z$ を示している。全体 は 30 $[fb^{-1}]$ に normalize してある。 $t\bar{t}Z$ B.G. は Z mass のところに鋭いピークが見える。従って mass window を $M_Z \pm 15 GeV$ としてその範囲内(点線で挟まれた領域)のイベントを排除した。

4.2.2 W mass window cut

次に ttW B.G. を落とすために 2 つの W-boson の不変質量を組む。



図 4.10: 残った ttW のイベント topology(2-lepton mode)

signal ならば、2 つの W-boson が必ず hadronic decay して 4 つの light-quark jet になる。しかし、ttW は hadronic decay する W-boson は 1 つだけである(図 4.10 参照)。この違いを利用する。

まず signal と B.G.の両方にある t Wb jjb の W-boson と top を reconstruct する。4本の lightquark jet と2本の b-jet から可能な jjb の組み合わせ全てに対して、

$$\chi^{2} = \frac{(M_{jjb} - M_{t})^{2}}{\sigma_{jjb}^{2}} + \frac{(M_{jj} - M_{W})^{2}}{\sigma_{jj}^{2}}$$

$$\sigma_{jjb} = 13.4 \text{GeV} \quad : \text{top mass } \mathbf{\mathcal{E}} \mathbf{\mathcal{I}} \mathbf{\mathcal{A}} \mathbf{\mathcal{E}} \mathbf{\mathcal{F}} \mathbf{\mathcal{D}} \mathbf{\mathcal{A}}$$

$$\sigma_{jj} = 10.7 \text{GeV} \quad : \text{W mass } \mathbf{\mathcal{E}} \mathbf{\mathcal{I}} \mathbf{\mathcal{A}} \mathbf{\mathcal{E}} \mathbf{\mathcal{B}} \mathbf{\mathcal{D}} \mathbf{\mathcal{A}} \mathbf{\mathcal{B}} \mathbf{\mathcal{A}}$$

$$(4.1)$$

を計算し、 χ^2 が最小になる jjb の組を選んだ。その W-boson と top-quark の不変質量をプロットした のが図 4.11 である。



図 4.11: Wとtop mass window cut

ここで W-boson を top-quark が組めたことを保証するために mass window を $M_Z \pm 25 GeV \cdot M_{top} \pm 30 GeV$ としてその範囲外を cut した。

続いて残りの light-quark jet の pair から不変質量を組む。あらゆる組から W mass に最も近い jj の不



☑ 4.12: second W mass window cut

変質量をプロットしたのが下の図 4.12 である。

 $t\bar{t}$ Wのヒストグラムは不変質量が低い方へ偏っているのが分かる。W mass になるように作為的に jj の pair を探し出すのだが、とは言え残りの jet は ISR や FSR による QCD-jet であるため W mass にな るだけの high energy を持った jet がなかなかないからである。

 $t\bar{t}$ Wq は一つ jet が余計にある分 W mass に及ばない pair が減り、W mass 付近にピークらしきもの が見える。しかしそれは作為的なものでありピークとは言えず、全く関係のない jet pair であるために W-boson mass の再現が難しく signal に比べてより broad な形になる。

mass window 12,

- signal においても、始めの不変質量を組む際本来の top 由来の jjb pair よりも W mass や top mass に近くなってしまった miss combination があるため、2 つ目の W を組む時に上手く組めず分布が broad になってしまう
- Higgs 粒子の質量が 150 GeV 以下になると、片方の W が off-shell になるので 2 つ目の W の不変質 量の分布が broad になってしまう

の理由から $M_W \pm 25 \text{GeV}$ にした。

4.3 3-lepton modeの解析

4.3.1 Z mass window cut

先ず $t\bar{t}Z$ B.G. を落とす。3-lepton mode の場合、 $t\bar{t}Z$ の Z が lepton pair に崩壊する (図 4.13 参照)。 この解析では、更に Z-boson が lepton pair に崩壊したものの一方は最初の selection で見落とされた場 合(図 4.13 の Case2)も考慮に入れた。すなわち、選択された 3 つの lepton の他に isolation や impact parameter の条件を要求しないで lepton を探し、その中からもっとも P_T の高い lepton を 4 番目の lepton として加えた。この 4 つの lepton から same flavour, opposite charge の pair を作りその不変質量が最も Z mass に近かったものをプロットしたものが図 4.14 である。

当然 $t\bar{t}Z$ B.G. は M_Z にピークを持つが、signal は無相関な lepton であるためピークは作らず平らな分



図 4.13: 残った ttZ のイベント topology(3-lepton mode)



🛛 4.14: Z mass window cut(3-lepton mode)

布を示すので、 $Zmass\pm 15 \text{ GeV}$ の window で cut した。この cut で $t\bar{t}Z$ が大幅に落とされているのが分かる。

4.3.2 W mass window cut

続いて $t\bar{t}W$ を落とすために W-boson の mass を組む。図 4.15 を見て分かるように、 $t\bar{t}W$ は hadronic



図 4.15: 残った $t\bar{t}$ W と $t\bar{t}$ Z のイベント topology(3-lepton mode)

decay する W-boson は一つもないはずである。また $t\bar{t}Z$ の case2の崩壊の仕方においても hadronic decay する W-boson が無い。従って、2本以上要求した light-quark jet の中から W-boson の mass に一番近い 組み合わせを選ぶことで、その分布に差が見られるはずである。そのプロットが図 4.16 である。mass window は $M_W \pm 15$ GeV とした。

Higgs signal は予想通り W mass のあたりにピークがあり W の不変質量が組めていることが分かる (図 4.16 の左上)。

 $t\bar{t}Z$ も少々W mass 付近にまで分布しているが、これは図 4.13 の case1 が前のZ mass window cut で 落ちなかったイベントからの寄与であると思われる。

ttWはWmassのあたりが最も多く分布しているが、不変質量の低い領域まで分布している。このような分布は組まれた jet pair が無相関であるにも関わらず作為的にWmassに近くなるようにした時の特徴である。

 $t\bar{t}$ Wq は $t\bar{t}$ W に比べて W mass 付近によりはっきりした山がある。 $t\bar{t}$ W より jet の本数が多いため確 率的に W mass に近い jet pair が高くなるためである。



🗷 4.16: W mass window cut

4.4 Conclusion of Significance

2-lepton mode と 3-lepton mode の結果を以下の表にまとめた。数は 30[fb⁻¹] に normalize した時の 値である。

	$130 \mathrm{GeV}$	$140 { m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160 { m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180{ m GeV}$
same charge	89	119	131	143	130	107
3ed lepton veto	89	119	131	143	129	107
Impact parameter	76	101	114	123	112	92
Jet selection	54	74	84	91	85	70
2 b-jets	11	16	20	22	20	17
Mz mass cut	10	14	17	18	17	14
$M_W and M_t$ mass cut	9	13	15	17	15	13
second M_W mass cut	6.1	8.7	10.5	12.6	11.1	9.3
S/\sqrt{B}	1.9	2.8	3.3	4.0	3.5	2.9
$\operatorname{Ratio} N_s/N_b$	0.6	0.9	1.0	1.2	1.1	0.9

< results	of	2-lepton	mode	>
-----------	----	----------	------	---

	$t\overline{t}$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}Wq$	total
same charge	1126	233	72	8.4	159	
3ed lepton veto	1126	233	72	8.4	159	
Impact parameter	529	194	58	6.9	132	
Jet selection	185	70	28	5.2	81	
2 b-jets	4.2	10	4.2	1.0	16	
Mz mass cut	4.2	8.2	1.0	0.5	11	
$M_W and M_t$ mass cut	3.0	6.9	0.7	0.5	9.5	
second M_W mass cut	1.5	3.3	0.4	0.3	4.7	10.1

 $<\!{\rm results}$ of 3-lepton mode >

	$130 \mathrm{GeV}$	$140 { m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180 { m GeV}$
same charge	29	41	47	54	50	43
Impact parameter	23	33	37	44	40	34
Jet selection	19	28	32	37	35	29
2 b-jets	4.8	6.0	7.8	8.5	8.7	6.8
Mz mass cut	4.0	4.7	6.5	7.1	6.8	5.0
Mw mass cut	2.4	3.2	4.0	4.9	4.6	3.4
S/\sqrt{B}	1.5	2.0	2.5	3.1	2.8	2.1
$\operatorname{Ratio} N_s/N_b$	0.9	1.2	1.5	1.9	1.8	1.3

	$t\overline{t}$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}Wq$	total
same charge	242	42	143	3.2	28	
Impact parameter	105	33	116	2.4	22	
Jet selection	42	16	96	2.1	17	
2 b-jets	0.5	1.9	22	0.5	2.7	
Mz mass cut	0.5	1.5	1.1	0.4	2.1	
Mw mass cut	0.3	0.5	0.6	0.4	0.8	2.6



<Combined results >

図 4.17: Significance vs Higgs 粒子の質量

残ったイベント数は少ないが、significance はガウス分布を仮定して $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ で計算した。結果は、Higgs 粒子の質量が 160GeV の時最高で 4.9 であり発見の境界である 5 σ を越えることができなかったので発 見能力それ程高くない。ただ Higgs 粒子の質量が低い領域でも significance はあまり落ちず 140GeV で 3 以上であった。significance が 5 σ を越えなかったのは残念だが、background において $t\bar{t}$ Wq と $t\bar{t}$ W と の overlap があるので、total B.G. の数は over estimate であることをもう一度付け加えておく。

4.5 Statistic error of Yukawa coupling

statistic error(統計誤差)は、イベント数が十分ありガウス分布が仮定できるならば、

$$\frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \tag{4.2}$$

と計算される (次章参照)。今、残っているイベント数は 20 前後なので、この式を使って各 Higgs 粒子の 質量での statistic error を計算すると、

	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150 { m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180{ m GeV}$
Statistic error	54%	42%	36%	31%	34%	40%

<Statistic error of 2-lepton mode >

<Statistic error of 3-lepton mode >

	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150 { m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180{ m GeV}$
Statistic error	87.6%	72.3%	61.4%	52.7%	55.5%	69.4%

 $<\!\mathrm{Statistic}$ error of Combined results >

	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150 { m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180{ m GeV}$
Statistic error	51%	38%	34%	30%	34%	40%

次章で説明するが、これは ttH の cross-section の error であり、Yukawa coupling の error はこの半分 である。

$$\frac{\Delta Y_t}{Y_t} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \tag{4.3}$$

第5章 Systematic error

5.1 Systematic error について

これまで、様々な selection や cut を施してきたが、最終的な目的は coupling の測定精度を上げること である。では、その精度がどのようにして決まっていくのか見て行く。まず、coupling を測定するには cross-section を測定しなくてはならない。そして cross-section と coupling の関係式

 $\sigma(t\bar{t} \to WW) \propto Y_t^2 g_W^2$

より、couplingの不定性は cross sectionの不定性から計算できる。coupling として Higgs 粒子と W-boson との結合定数 g_W^2 も未知数であるが、これは標準理論での Higgs 粒子の decay branch を仮定してしまう。すると coupling の不定性は

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 2\frac{\Delta Y_t}{Y_t} \qquad \frac{\Delta Y_t}{Y_t} = \frac{1}{2}\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$$
(5.1)

つまり、couplingの不定性は cross-sectionの不定性の半分となる。

次に cross section の不定性は実験的にどのように計算されるのかを述べる。今以下の各イベント数の内2つが分かっているものとする。

event selection 後の signal の数 : N_S

event selection 後の backgrounds の数 : N_B

event selection 後の signal+backgrounds の数: N_{S+B}

例えば、実際実験で測定可能な値は N_{S+B} のみであるが、 N_B として、シミュレーションから予想される $< N_B >$ を使うことにする。

しかし今は実験データではなく、Monte-Carlo で発生させた sample なので $N_S \ge N_B$ が分かっている。従って、本来実験データから計算される不定性($N_{S+B} \ge N_B$ で表される)を、 $N_S \ge N_B$ で表して不定性を計算するのが目的である。

$$N_{S} = \epsilon_{S} \sigma L \qquad \sigma = \frac{N_{S}}{\epsilon_{S} L}$$

L : luminosity ϵ_{S} : signal \mathcal{O} efficiency

今 cross section と N_S が、上のような関係になっているのでここから不定性を計算すると、

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} \oplus \frac{\Delta L}{L}$$
(5.2)

$$\sim \quad \frac{\Delta N_S}{N_S} \oplus \frac{\Delta \epsilon_S}{\epsilon_S} \tag{5.3}$$

luminosity の不定性は今は無視した。(大体 $2\% \sim 5\%$) N_S を N_{S+B} と N_B で表し、更に N_S と N_B で書 き直すと、

$$N_{S} = N_{S+B} - N_{B} = (N_{S} + N_{B}) - N_{B}$$
$$\Delta N_{S} = \Delta N_{S+B} \oplus \Delta N_{B_{sys}} = \Delta (N_{S} + N_{B}) \oplus \Delta N_{B_{sys}}$$
$$= \sqrt{N_{S} + N_{B}} \oplus \Delta N_{B_{sys}}$$

となる。ここで、 $\Delta N_{B_{sys}}$ は systematic error を表し、statistic error $\Delta N_{B_{sta}}$ は、無視できるほど十分な B.G. σ sample が Monte-Carlo で生成されたと仮定して省いた。これを上の式 (5.3) に当てはめると

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta N_{S+B}}{N_{S+B} - N_B} \oplus \frac{\Delta N_B}{N_{S+B} - N_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{\Delta N_{B_{sys}}}{N_S} \oplus \frac{\Delta N_{S_{sys}}}{N_S} \qquad (5.4)$$
$$= \frac{\sqrt{N_S + N_B + \Delta N_{S_{sys}}^2 + \Delta N_{B_{sys}}^2}}{N_S} \qquad (5.5)$$

ここで systematic error に関して以下の関係式を立てて使った。

$$\Delta N_{S_{sys}} = \Delta \epsilon_S \cdot L\sigma$$
$$\frac{\Delta \epsilon_S}{\epsilon_S} = \frac{\Delta N_{S_{sys}}}{N_S}$$

これを用いると、不定性は次のような表現もできる。

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{N_B}{N_S} \frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S}$$
(5.6)

この式から、不定性を小さくする(精度を上げる)には、significance $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ を良くすることよりも、S/N 比 $\frac{N_S}{N_B}$ を上げることが大切であることが分かる。

Statistic error を小さくする (significance $\frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$ を大きくする) ことが先ず最初の目標であるが、より本格的に測定精度について研究するには、Systematic error (式 (5.4)の $\Delta N_{S_{sys}}$ や $\Delta N_{B_{sys}}$ 、式 (5.6)の $\Delta \epsilon_S$ や $\Delta \epsilon_B$)について掘り下げていく必要がある。

Systematic error は、シミュレーションデータが実際の実験データを完全に再現していないために 生じる。本研究では表 5.1 に示した systematic error について調べた。

error の起源	systematic error
実験起源	(1) lepton $\boldsymbol{\sigma}$ miss ID,(2) jet $\boldsymbol{\sigma}$ energy scale, (3) b-jet $\boldsymbol{\sigma}$ tagging efficiency
理論起源 (Q_{FAC})	(1) lepton の $P_T,(2)$ ISR の本数,
理論起源 (Q_{REN})	$(3)tar{t}Z,tar{t}W~{\cal O}$ cross-section

表 5.1: systematic error の例

シミュレーションの方で、例えば b-jet の tagging efficiency の値にある程度幅を持たせる必要があり、そ の影響を受けて解析での selection 後に残るイベント数に幅が出てくる。これが systematic error である。 本来ならば、full simulation で設定値を変化させて作ったサンプルをそれぞれ用意してそれぞれについ て解析結果を比べれば良いのだが、それだけのマシンパワーと時間が無いため、selection に使う物理量 の分布が平均的にどれだけ変化するのかを計算で出しその cut value を変化させる、という手法を取った。

5.2 実験起源の systematic error(1): Lepton の miss ID

lepton を使った selection は基本的であり非常に重要な情報であるため、lepton 自体の ID が間違って いると大きな不定性になりかねない。Lepton の miss ID を調べる事は不定性の研究には非常に重要であ るが、未だ full simulation を使った研究がない。従ってここでは具体的な不定性の値は出すことができ ないため、不定性になり得る (Miss ID する) 例を挙げると共に不定性の値を推測するにとどめる。

5.2.1 Electron \mathcal{O} miss ID

electron の miss ID の例として、図 5.1 が考えられる。

(A) は、Inner detector の前に γ が 2e を非対称に対生成し片方の electron が γ の運動量をほとんど



図 5.1: electron の miss ID の例

持っている場合である。しかし、Inner detector までは 4cm でありほとんど物質も無いので対生成が起こる割合は非常に少ないと思われる。

(B) は、 $\pi^{\pm} \geq \pi^{0}$ が近くにあり π^{\pm} はそのまま通り過ぎていくが π^{0} は 2- γ に非対称に崩壊する場合 である。 γ は電磁カロリメーターでのシャワーは細いが π^{\pm} による deposit も近くにあるため太く見えて しまい electron と miss ID してしまう。

5.2.2 Muon \mathcal{O} miss ID

muon の miss ID の例を図 5.2 に示す。



図 5.2: muon の miss ID の例

(A) は π^{\pm} が Inner detector の前で崩壊してしまう場合である。例えば P_T が 10GeV である π^{\pm} は平 均寿命あたりに 600m も飛ぶので、4cm まで崩壊する π^{\pm} は、

$$1 - \exp^{-\frac{4[cm]}{60000[cm]}} = 0.0067\%$$

と非常に少ないので無視できる。

(B) は、 π^{\pm} がハドロンカロリメーターでシャワーを起こす際にそのエネルギーのほとんどを 2 次的 に発生した μ が持っていってしまった場合である。 π^{\pm} がカロリメーターで minimum ionize のみで、し かもシャワーらしき痕跡を残さずに μ に崩壊する確率は小さいと思われる。更に inner detector と Muon detector での track を比較することで μ を ID するアルゴリズムがあるため、このような miss ID は少な いだろう。ハドロンカロリメーターで π^{\pm} がどのようにシャワーを起こすかを full simulation しないと はっきりしたことは言えない。

(C) 最後に π^{\pm} がそのまま通り抜けてしまう場合である。このイベントが lepton の miss ID の中で 一番多いものと思われる。条件としては π^{\pm} が isolate してかつハドロンカロリメーターをパンチスルー することである。 π^{\pm} に muon に対する isolation と同じ条件を要求したのが図 5.3 である。



 \boxtimes 5.3: $\pi^{\pm} \boldsymbol{O}$ isolation

図 5.3 の右図が π^{\pm} の周り $\Delta R < 0.2$ の範囲のエネルギー deposit の和が 10GeV 以下であること、図 5.3 の左図が jet から $\Delta R > 0.4$ 以上離れていること、を要求したプロットである。このほか基本的な $P_T > 15 \text{GeV} \cdot |\eta| < 2.5$ の criteria も要求し、また 1-lepton を要求した結果 $t\bar{t}$ background の約 0.035%の イベントに isolate した π^{\pm} が存在することが分かった。

これに、b-jet の tagging efficiency(=0.6) や lepton の ID efficiency(=0.9)、そして charge を考慮する と、isolate した π^{\pm} が存在する確率そして cross-section は、

$$\begin{array}{c} 0.035 \times 0.6^2 \times 0.9 \times \frac{1}{2} = 0.00567\% \\ 491[pb] \times 0.0000567 = 27.8[fb] \end{array}$$

従って low lumi.3 年の $30[fb^{-1}]$ で、

$$27.8 \times 30 = 835[events]$$

もあることが計算される。

更にカロリメーターをパンチスルーする確率をかけなくてはならない。これは full simulation でない と分からないが、パンチスルーする確率 = ϵ_{punch} と muon の miss ID されるイベント数を表 5.2 にまと めると、 ϵ_{punch} が 0.1%ならば問題ないことが分かる。

表 5.2: パンチスルーした π^{\pm} を Muon と miss ID するイベント数 (for 30[fb^{-1}])

 ϵ_{punch} π^{\pm} を Muon と miss ID するイベント数0.1(10%)83.5 events0.01(1%)8.35 events0.001(0.1%)0.835 events

5.3 実験起源の systematic error(2) : jet の energy scale

エネルギーを測定するのはカロリメーターである。電磁シャワーを起こさせ、イオン化された電荷の 積分値がエネルギーに換算されるのだが、適切なエネルギーの値に換算されるように調整するのがキャ リブレーションであり、energy scale という。

EM カロリメーターのキャリブレーションは、Z-boson が 2-electron に decay する process を用いて、2electron の invariant mass が Z mass になるように調整される。この時の energy scale の error は 0.02%で ある [9]。この値から、EM カロリメーターで測定される粒子 (electron や photon) の energy scaling に よる P_T の不定性は非常に小さいことが分かるので無視する。

一方ハドロンカロリメーターのキャリブレーションは、 γ -jet イベントでキャリブレーションする。 γ -jet イベントは、 γ とjet が正反対に出るため γ のエネルギーが分かれば jet のエネルギーも分かる。 γ は電磁カロリメーターで測定され電磁カロリメーターはキャリブレーション済みであるため、この測定結果を使ってハドロンカロリメーターのキャリブレーションを行うことができる。

しかしハドロンカロリメーターの energy scale は、電磁カロリメーターに比べて悪くその error は 1%になると見積もられている [9]。そこで、jet の P_T cut value を ±1%ずらして解析を行った。また、 jet の P_T の scale が 1%ずれたことで jet を使った W-boson の invariant mass や top の invariant mass の scale もずれる事を考慮しなくてはならない。jet の P_T と invariant mass が無相関ならば invariant mass の scale の error は

E_W	=	$E_{jet1} + E_{jet2}$	$error = \frac{1\%}{\sqrt{2}}$
E_{top}	=	$E_{jet1} + E_{jet2} + E_{b-jet}$	$error = \frac{1\%}{\sqrt{3}}$

であるが、不定性を大きくとるために相関があるとして、mass window の cut も同時に ±1%ずらして 解析した。

$$error_{M_{top}} = error_{M_W} = 1\%$$

その結果以下の表 5.3 のようになった。

2-lepton mode では 1%にも満たない不定性であった。3-lepton mode の方は不定性の値が変動的である が、それは 3-lepton mode の残ったイベント数が少ないためであり統計的なふらつきである。それでも 3-lepton mode での不定性は 3%未満であり両 mode をあわせると、まったく問題ない不定性である。

Higgs 粒子の質量	$130 { m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}(2lmode)$	0.2%	0.2%	0.4%	0.9%	0.7%	0.5%	0.6%
$\frac{\Delta N}{N}(3lmode)$	1.1%	0.6%	1.5%	0.0%	1.2%	2.6%	0.8%
$\frac{\Delta N}{N}(Combine)$	0.5%	0.2%	0.7%	0.6%	0.8%	0.9%	0.3%

表 5.3: jet の energy scale による cross-section の不定性

5.4 実験起源の systematic error(2): b-jet の tagging efficiency

ATLAS 実験における、b-jet の tagging の efficiency の不定性についての研究報告は今のところ見当 たらない。しかし、既に実験されている Fermi 研究所の Tevatron という加速器 (LHC と同じく Hadron collider であり、 $p - \bar{p}$ collider) での CDF の、研究報告はある。1995 年の CDF の top-quark の質量測 定の論文によると、 $P_T > 30 \text{ GeV}$ の b-jet に対して、Monte Carlo での b-jet tagging efficiency に対する 実験データの b-jet tagging efficiency の比は、0.96±0.07 という結果であった [10]。

LHC と Tevatron では衝突エネルギーが違う (Tevatron の衝突エネルギーは 1.8TeV) が、同じ Hadron collider であり、30geV 以上の b-jet の tagging efficiency なので、この値を利用しても大きな差異は無い。相対的に 4%の efficiency の不定性があるとして、

 $60\% \pm (60 \times 0.04)\% = 60\% \pm 3\%$

だけずらして、解析を試みた。結果、

表 5.4: b-jet の tagging efficiency の不定性による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	$130 { m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}$ (21 mode)	10.8%	8.5%	10.7%	12.6%	12.0%	5.8%	4.0%
$\frac{\Delta N}{N}$ (31 mode)	5.7%	6.9%	8.3%	10.1%	7.6%	7.3%	3.5%
$\frac{\Delta N}{N}$ (Combine)	9.2%	8.1%	10.0%	11.9%	10.7%	6.2%	3.9%

かなり大きな不定性となった。単純に $0.63^2 - 0.57^2$ の差だけ残るイベント数に変動があることから計算 しても大体 10%の不定性が出て当然である。

5.5 理論起源の systematic error(1): Lepton の P_T cut

 Q_{FAC} の値が変わると ISR の本数が変わってくる。すると ttH 系全体の P_T に不定性が生じ、結果 top-quark や Higgs の P_T の不定性に効いてくる。観測量としては top-quark や Higgs から decay した lepton や jet (H W l ν or $q\bar{q}$)の P_T の不定性へとつながってくる。

図 5.4 の左図が Higgs からの lepton の P_T 分布、右図が top-quark からの lepton の P_T 分布である。全 て同じサンプル数であるが重なってしまうためわざと 0.8 倍、0.6 倍とずらしてプロットした。上から $\frac{1}{2}Q_{FAC}$ 、 Q_{FAC} 、 $2Q_{FAC}$ の順にプロットしてある。各 Q_{FAC} に対する P_T の平均を下の表 5.5 にまとめ た。Higgs からの lepton と top-quark からの lepton で不定性が違っているがこれは統計の範囲なので、 一番不定性の大きい 1%を用いて lepton の P_T の cut value を移動してみた。結果 selection を通した後 残ったイベント数の不定性は、のようになった。いずれも 1%にも満たない程度の不定性であり特に問 題にならない。



図 5.4: 各 Q_{FAC} に対する lepton の P_T 分布

表 5.5:	Q_{FAC}	に対す	$\mathbf{S} P_T$	の平均の変動
--------	-----------	-----	------------------	--------

Factorization scale	$\frac{1}{2}Q_{FAC}$	Q_{FAC}	$2Q_{FAC}$	$\frac{\Delta P_T}{P_T}$
Higgs からの lepton	$50.95 { m GeV}$	$51.22 \mathrm{GeV}$	$50.88 { m GeV}$	0.7%
top-quark からの lepton	$61.14 \mathrm{GeV}$	$61.48 \mathrm{GeV}$	$61.71 { m GeV}$	0.9%
全ての lepton	$57.25 { m GeV}$	$57.57{ m GeV}$	$57.55 { m GeV}$	0.6%

表 5.6: lepton の P_T の不定性による cross-section の不定性

Higgs 粒子の質量	$130 { m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$	B.G.
$\frac{\Delta N_S}{N_S}$ (21 mode)	1.0%	0.0%	0.2%	0.9%	0.4%	0.3%	0.4%
$\frac{\Delta \bar{N}_S}{N_S}$ (31 mode)	0.6%	0.0%	0.0%	0.4%	0.4%	0.4%	0.2%
$\frac{\Delta N_S}{N_S}$ (Combine)	0.5%	0.0%	0.1%	0.8%	0.4%	0.4%	0.4%

5.6 理論起源の systematic error(2): ISR(Initial State Radiation)

 Q_{FAC} の値によって ISR の本数が変わる。すると、jet を使って不変質量を組む時その組み合わせの数が大きく変動し不変質量の分布が変化してしまうため、大きな不定性をもたらす。ここではその影響を調べた。

先ず ISR の P_T 分布と η 分布がどのような形であるかを、PYTHIA6.2 を使って tt process を例にとっ て調べた。multiple scattering や FSR、fragmentation を一切禁止して ISR の効果のみ入れた sample で、 quark level での ISR の P_T 分布と η 分布をプロットしたものが図 5.5 である。



図 5.5: ISR の η と P_T 分布

次に Q_{FAC} の値によって light-quark jet の本数がどの程度変わるのかを調べた。PYTHIA6.2 で factorization scale を $\frac{1}{2}Q_{FAC}$, Q_{FAC} , $2Q_{FAC}$ と変化させて 160 GeV の Higgs sample のみ生成し、それぞれ の factorization scale の sample について light-quark jet の本数の平均を見たところ、

$$\begin{array}{c|cccc} \frac{1}{2}Q_{FAC} & Q_{FAC} & 2Q_{FAC} \\ \hline 2.56 & 2.86 & 3.05 \end{array}$$

であった。従って ISR の本数には

$$\frac{3.05 - 2.56}{2} = 0.24$$

より ±0.24 本の不定性があるとした。 以上の情報を利用して、解析用の sample に対して 1 イベント

あたり 0.24 本の light-quark jet を図 5.5 に従って作為的に入れた。加えた light-quark jet の $\eta \ge P_T$ 分 布が確かに図 5.5 に近い分布になっていることを確認した。

結果が以下の表 5.8 である。ISR の本数が増えると、W-boson の mass を組む時に jj の可能な組み合わせの数が一気に増加し、偶然に W-boson の質量に近くなる jet の pair が組める確率が上がる。その結果 B.G.の不変質量の分布はより W mass に近くなるように大きく変化するため、systematic error は非常に大きい値を示す。W-boson の reconstruction の時に影響を多大に受けるため、 $t\bar{t}W \ge t\bar{t}Wq$ が特に

Higgs 粒子の質量	$130 { m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160{ m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180{ m GeV}$	B.G.
$\frac{\Delta N}{N}$ (21 mode)	8.0%	10.0%	17.6%	7.3%	8.4%	7.0%	31.1%
$\frac{\Delta N}{N}$ (31 mode)	11.4%	3.4%	5.9%	3.4%	2.4%	2.6%	8.9%
$\frac{\Delta N}{N}$ (Combine)	9.0%	8.1%	14.2%	6.1%	6.5%	5.7%	26.6%

表 5.8: ISR の本数の不定性による cross-section の不定性

大きな不定性を示した。それに対して signal は、もともと正しい組み合わせを選んでいるので不定性は それ程大きくない。

5.7 理論起源の systematic error(3): cross-section の理論的な不定性

第3章で述べたが、Generatorでイベントを生成させる時の renormalization scale は決まった値がないため、ここに理論的な不定性が発生する。 Q_{REN} のデフォルトの定義は

$$Q_{REN} = \frac{1}{3} (P_{T_{top}}^2 + P_{T_{top}}^2 + P_{T_{boson}}^2) + \frac{1}{2} (M_{top}^2 + M_{top}^2 + M_{boson}^2)$$
(5.7)

であり、不定性としてこの値に対して 50%から 200%まで変動させた。2-lepton mode と 3-lepton mode で特に多く残っている background として、下の表 5.9 に変動させた Q_{REN} に対する $t\bar{t}W \ge t\bar{t}Z$ の cross section を示す。

表 5.9: Q_{REN} と cross-section

hard scatter scale	$\frac{1}{2}Q_{REN}$	Q_{REN}	$2Q_{REN}$	$\Delta \sigma$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
$\sigma(t\bar{t}\mathrm{W})$	$855[\mathrm{fb}]$	$651[\mathrm{fb}]$	509[fb]	173[fb]	25.8%
$\sigma(t\bar{t}Z)$	$580[\mathrm{fb}]$	$468[\mathrm{fb}]$	382[fb]	99[fb]	20.8%

非常に大きな不定性である。しかし、実験的に cross-section を normalize する方法を考えるか QCD の 効果を NLO のレベルま計算できるようになれば¹、この不定性は非常に小さく抑えることができるので 本研究の total error にこの影響は計算に入れないことにした。

 $^{^{1}}$ QCD の coupling constant α_s は発展方程式により計算されるが、現在この計算が不十分であるために α_s の値に不定性 が存在する。NLO のレベルまで計算できればより完全に近い発展を記述できるので α_s の不定性が減る。

5.8 Total error of Yukawa coupling

cross-section の不定性は

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \oplus \frac{N_B}{N_S} \frac{\Delta\epsilon_B}{\epsilon_B} \oplus \frac{\Delta\epsilon_S}{\epsilon_S}$$
(5.8)

のように表せられた。第1項目は statistic error で前章で出した。第2項目以降が systemtic error であ る。また $\frac{\Delta \epsilon_B}{\epsilon_B}$ や $\frac{\Delta \epsilon_S}{\epsilon_S}$ は 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine した結果を用いるので、それに合 わせて $\frac{N_B}{N_S}$ も 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine した時の ratio を用いて計算する。

5.8.1 Systematic error of Yukawa coupling

B.G. O systematic error

式 (5.7) の第 2 項目は B.G. の systematic error の項である。 $\frac{\Delta \epsilon_B}{\epsilon_B}$ は ほとんど ISR の不定性で決まって

	B.G.(21 mode)	B.G.(31 mode)	combine
Lepton P _T の不定性	0.4%	0.3%	0.4%
energy scale の不定性	0.6%	0.8%	0.3%
b-jet efficiency の不定性	4.0%	3.5%	3.9%
ISR の不定性	31.1%	8.9%	26.6%
$\frac{\Delta \epsilon_B}{\epsilon_B}$	31.4%	9.6%	26.9%

表 5.10: B.G. σ systematic error

いる。更に $\frac{N_B}{N_S}$ がわかっているので background の systematic error は、

systematic error =
$$(\frac{\Delta \epsilon_B}{\epsilon_B})_{combine} \times (\frac{N_B}{N_S})_{combine}$$
 (5.9)

と計算できる。以下の表 5.11 は $\frac{N_B}{N_S}$ と上式 (5.8) より求めた background の systematic error である。

Higgs 粒子の質量	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160 \mathrm{GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$
$\frac{N_B}{N_S}$ (combine)	1.49	1.06	0.88	0.72	0.81	1.00
systematic error	40.1%	28.6%	23.6%	19.4%	21.8%	27.0%

表 5.11: B.G. $\boldsymbol{\sigma}$ total systematic error

signal \mathcal{O} systematic error

signal も同様に 2-lepton mode と 3-lepton mode を combine して全ての systematic error を合わせる と、表 5.12 ようになる。background とは違い、ISR の error が小さい代わりに b-jet efficiency の error が大きく効いている。前述したように ISR の不定性は W や top の不変質量を組む時に大きく影響する が、signal はもともと正しい組み合わせを選んでいるので ISR の増減はそれ程大きく影響しない。

Higgs 粒子の質量	$130{ m GeV}$	$140 { m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160 { m GeV}$	$170 { m GeV}$	$180{ m GeV}$
Lepton P _T の不定性	0.5%	0.0%	0.1%	0.8%	0.4%	0.4%
energy scale の不定性	0.5%	0.2%	0.7%	0.6%	0.8%	0.9%
b-jet efficiency の不定性	9.2%	8.1%	10.0%	11.9%	10.7%	6.2%
ISR の不定性	9.0%	8.1%	14.2%	6.1%	6.5%	5.7%
$\frac{\Delta N_s}{N_s}$ (Combine)	12.9%	11.5%	17.4%	13.4%	12.6%	8.5%

表 5.12: signal σ total systematic error

5.8.2 statistic error と systematic error の統合

第4章で求めた statistic error と以上の systematic error を式 (5.7) により統合したのが表 5.13 と図 5.6 である。signal の systematic error は Higgs の質量によらずどれも 10%前後であるが、

Higgs 粒子の質量	$130{ m GeV}$	$140{ m GeV}$	$150{ m GeV}$	$160 { m GeV}$	$170{ m GeV}$	$180 { m GeV}$
statistic error	54%	42%	36%	31%	34%	40%
systematic error(signal)	12.9%	11.5%	17.4%	13.4%	12.6%	8.5%
systematic error(background)	40.1%	28.6%	23.6%	19.4%	21.8%	27.0%
total error $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$	68.5%	52.1%	46.4%	38.9%	42.3%	49.0%
total error $\frac{\Delta Y_t}{Y_t}$	34%	26%	23%	19%	21%	25%

表 5.13: total error

- ・ 生成の cross-section と崩壊の分岐比を掛けた合わせた cross-section がもっとも大きい 160GeV で イベント数をかせぐことができたため、statistic error を他の Higgs 粒子の質量より小さく抑える ことができた
- 同様にイベント数が多いことで signal と background の比を大きくすることができ、background の systematic error を抑えることができた

の理由から Higgs 粒子の質量が 160geV で不定性がもっとも小さく、19%という精度で Yukawa coupling を測定できることが示された。



🗷 5.6: Total error

第6章 まとめ・今後の課題

top-quark の Yukawa coupling の測定の不定性において以下の結果が得られた。

$$\frac{\Delta Y_t}{Y_t} = 19\% \qquad at \ M_H = 160 GeV$$

Higgs 粒子の質量が 160 GeV で statistic error と systematic error の両方を考慮した total error は 19%で あった。ttHWW channel は Y_t の測定に感度のある channel である。

この不定性のほとんどは、b-jet の tagging efficiency の不定性や ISR の不定性によるものであった。 つまり、不定性の根本原因は QCD process にある。この他にも今回の研究では具体的に評価はしなかったが

- ・ ttWとttZのcross-sectionの不定性
- $t\bar{t}Wq$ overlap

といった問題も残っており、これらもやはり QCD の問題である。特に Generator の Q_{REN} の値に依存 する cross-section の不定性は、理論の進歩が必須であり QCD の coupling constant= α_s の二次・三次 (NLO や NLLO) の計算ができれば大幅に改善される。

LHC が p-p の hadron collider であり、それを最大の特徴としている限り決して避けて通れない問題 である。今後の課題として QCD に対する理解をより深めていかなくてはならない。

また今回は FAST Simulation を用いた研究であったが、Full Simulation と reconstruction algorism ができたら、同じように解析をやってみるべきである。

この研究成果は今後よい指標になるだろう。

$\begin{array}{c} \underline{\textbf{Discussion session}} : \\ \hline \textbf{Combine the results of ttH} & \textbf{bb \& ttH} & \tau\tau \end{array}$

一般に cross-section は

$$\sigma(ttHWW) = \Gamma_{HWW} \times (PDF) \times (K \ factor) \tag{6.1}$$

$$\sigma(ttHbb) = \Gamma_{Hbb} \times (PDF) \times (K \ factor) \tag{6.2}$$

と表せられる。PDFは partonの確率密度分布、K-factorは QCDの二次以上の補正をかけたものであ り、この二つは生成に関する理論的な不定性である。従ってこのままであると不定性は、

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \oplus \frac{\Delta Theory}{Theory}$$
(6.3)

となり理論的な不定性をも受けてしまう。しかし、同じ生成 process の比をとることで生成に伴う理論 的な不定性を打ち消すことができ、

$$\frac{\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHWW)} = \frac{\Gamma_{Hbb}}{\Gamma_{HWW}}$$
(6.4)

不定性は、

$$\frac{\Delta \frac{1}{\Gamma_{Hbb}}}{\frac{\Gamma_{Hb}}{\Gamma_{HWW}}} = \frac{\Delta \sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)} \oplus \frac{\Delta \sigma(ttHWW)}{\sigma(ttHWW)}$$
(6.5)

と理論的な不定性をなくすことができる。また崩壊幅は coupling の2 乗に比例するので、

$$\frac{\Delta \frac{Y_b}{g_W}}{\frac{Y_b}{g_W}} = \frac{1}{2} \times \left(\frac{\Delta \sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)} \oplus \frac{\Delta \sigma(ttHWW)}{\sigma(ttHWW)}\right)$$
(6.6)

同様にして、ttH $\tau \tau$ の cross-section との比をとる事で、 $\frac{Y_r}{g_w}$ や $\frac{Y_r}{Y_b}$ を精度よく測定できる [11]。

具体的に coupling の比の不定性を評価してみよう。ttHbbの研究結果が Higgs mass が $M_H = 120 \text{GeV}$ の時しかないので、その時の combine だけする。また本来ならば $\frac{\Delta\sigma(ttHbb)}{\sigma(ttHbb)}$ として statistic error と systematic error の両方を考慮に入れるべきだが、ttHbb channel の systematic error は研究されていない ので、今ここでは statistic error だけを考える。

ttHWW channel では statistic error が 100%を越えてしまい、話にならない。対して M_H =120GeV の領域ではもはや bb への分岐比が優勢なので、ttHWW より ttHbb の方が統計的に十分なイベント数 を得ることができる。とはいえ ttHbb channel は QCD background が厳しく、完全に落としきれていな い。結果 ttHbb でも statistic error は 50%近くある。また ttH $\tau\tau$ は 300[b^{-1}] での結果であるが、それで も 42% もの不定性がある (表 6.1 参照)。

この両結果を式 (6.5) を用いて combine した結果、

$$\sigma_{combine} = 115\% (ttHbb + ttHWW)$$

$$\sigma_{combine} = 112\% (ttH\tau\tau + ttHWW)$$

$$\sigma_{combine} = 64.6\% (ttHbb + ttH\tau\tau)$$

$M_H = 120 \mathrm{GeV}$	ttHbb	${\rm tt}{\rm H}\tau\tau$	ttHWW
signal	24.9	20.2	3.94
B.G.	125.3	51.6	12.7
statistic error	49.2%	41.9%	104%

表 6.1: M_H =120GeVの時の ttHbb,ttH $\tau\tau$,ttHWW cahnnel の結果

従って式 (6.6) より

$$\frac{\Delta \frac{Y_b}{g_W}}{\frac{Y_b}{g_W}} = 58\% \qquad \frac{\Delta \frac{Y_\tau}{g_W}}{\frac{Y_\tau}{g_W}} = 56\% \qquad \frac{\Delta \frac{Y_b}{Y_\tau}}{\frac{Y_b}{Y_\tau}} = 32\%$$

既述したようにこれらは statistic error のみを考慮した場合である。ttHWW 以外の channel での event selection に依存する systematic error を考慮する必要がありこれにより精度は更に悪くなる。

上は非常に精度が悪い結果となったが、 $ttH\tau\tau$ 以外は $30[fb^{-1}]$ であった。精度を上げるために high luminosity での結果もまとめなくてはならない。

付録A 解析で用いられる物理量

A.1 $\eta_{\chi}\phi_{\chi}P_{T}\chi E$

ATLAS で測定される量は、 η 、 ϕ 、 P_T 、E である。 η は pseudorapidity と呼ばれ、rapidity=y

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_Z}{E - P_Z} \tag{A.1}$$

の質量を無視した近似である。

$$P^2 = E^2 - M^2 \sim E^2, \quad P_Z = E \cos\theta \tag{A.2}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta}$$
(A.3)

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \tag{A.4}$$

$$= \frac{1}{2}\ln\left(\tan^{-2}\frac{\theta}{2}\right) \tag{A.5}$$

$$= -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{A.6}$$

重心系 14TeV という高エネルギー実験ならではのパラメーターである。また、rapidity は Lorentz 不 変であり、pseudorapidity は (1) 近似的に Lorentz 不変・(2) $\frac{dN}{d\eta} \sim const(\eta \simeq 0 \text{ od})$ という利点が ある。

A.2 ΔR

 ΔR の定義は、

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \tag{A.7}$$

である。 η - ϕ 平面での半径 R の円であるが当然ながら形は円ではない。 η 方向は η の値が大きくなれば なるほど $\Delta \eta$ の実効的な長さは小さくなり、 ΔR の cone は η 方向につぶれた形になる。

付録B Particle Identification

検出器の位置関係を下に示す。簡単に言うと内側から、(1)tracker・(2)Electromagnetic Calorimeter・ (3)Hadron Calorimeter・(4)Muon System、の4つの検出器が並んでいる。



🗷 B.1: decay chart

そして、各粒子が各検出器と相互作用して、その相互作用の特徴や組み合わせの情報を用いて particle ID をする。

B.1 Electron O Identification

electron は電荷を持ち、電磁相互作用をする粒子である。そのため図 A1 のように、tracker に軌跡を 残し、EM カロリメーターで電磁シャワーを起こし、全てのエネルギーを deposit する。 相互作用の特徴としては、

(1) electron の質量は無視できる程に小さいので、tracker で測定された $P \ge EM$ カロリメーターで測定された E の比が、1 に近い。

$$\frac{P}{E} \sim 1$$

これは π^{\pm} と識別するためであり、 π^{\pm} は電磁カロリメーターに一部のエネルギーしか deposit しないので $\frac{P}{E}$ は 1 に満たない。

- (2) EM カロリメーターを突き抜けることは滅多に無いので、EM カロリメーターの後部のハドロンカ ロリメーターに反応が無い。
- (3) tracker には遷移放射 (transition radiation) を測定する役目もある。遷移放射はその光量が γ に比例するので、質量が軽く γ の大きい electron が特に放射光が多く識別に役に立つ。

B.2 Muon O Identification

 μ^{\pm} も電荷を持ち、電磁相互作用と弱い相互作用をする。electron との違いは質量が大きい (200 MeV) 点 である。制動放射は $\frac{1}{m^4}$ に比例するので、 μ^{\pm} はほとんど電磁シャワーを起こさない。したがって、tracker に軌跡を残すものの、カロリメーターには Minimum ionization しか起こさず通り抜け、最後の muon chamber に hit する(図 B.1 参照)。

更に、lepton に対しては、isolation の要求もする。これは jet から発生する二次的な lepton を除くためである。その isolation とは、

(1) cluster から ΔR が 0.4 以上離れている

(2) μ^{\pm} の周囲 ΔR が 0.2 の範囲内に total E_T deposit が 10 GeV 以下

 μ^{\pm} は tracker と muon systemの両方で軌跡を測定可能なため、isolationの要求をしなくても、二つの軌跡を滑らかに繋ぐことができなくてはならない、という条件から二次的な μ^{\pm} を除くことができる。しかし e^{\pm} に関しては必ずこの isolationの要求は通さなければならない。

B.3 b-jet O tagging

jet には light-quark-jet、c-jet、b-jet、 τ -jet があるが、ここでは特に重要な b-jet の ID の仕方につ いて述べる。b-jet とは b-quark 起源の jet のことで、その崩壊の特徴は



図 B.2: top-quark の崩壊の流れとエネルギースケール(寿命)

図 B.2 のようになっている。B-メソンができるまでは非常に短い時間でできるが、B-メソンの時弱い相 互作用により b は t にはエネルギー的に移行できないので c に崩壊するまで待つことになる。b から c へ の崩壊は小林-益川行列により確率が小さいため B-メソンの寿命が長くなり、飛程距離が 500[µm] 程に なる。

そこで、b-jet の ID の仕方は

(1) second vertex が大きいものが jet 中に存在する

(2) b-jet を構成する各粒子の impact parameter の平均的な値(色々な計算の仕方がある)が大きい

(3) jet の周囲に B-メソンからの semi-leptonic decay による lepton が存在する

等が主な識別のポイントである。c-jet(c-quark 起源のjet) も D-メソンの semi-leptonic decay から impact parameter が大きい lepton や track が存在し、b-jet と似たものができることがある。10 本に 1 本の割合 で c-jet を b-jet と miss ID してしまうと見積もられており、この研究でもこの値を使っている。


図 B.3: b-jet の特徴 (r-φ 平面)

付録C PDF(Parton Distribution Function)

LHC は proton-proton collider である。proton は複合粒子であるため、p-p collision で実際に衝突する のは proton を構成する parton のいずれかであり、それは確率でしか分からない。parton の存在する確 率密度分布のことを PDF(Parton Density Function or Parton Distribution Function) といい、proton 全体のエネルギーに対する割合 x とエネルギースケールの Q² の関数で、

$$f_i(x, Q^2) \tag{C.1}$$

と表される。これは、 Q^2 のエネルギースケールで見た時 parton i $(u \cdot \bar{u} \cdot d \cdot \bar{d} \cdot gluon$ 等) がエネルギーを x の割合だけ持っている確率密度分布である [12]。

p-p collision では図 C.1 のように各 proton から parton i と j が x_1 、 x_2 の割合のエネルギーを持って 衝突する場合、その cross-section は実効的には

$$\hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2)) \tag{C.2}$$

と書ける。しかし、parton i が x_1 の割合のエネルギーを持っている確率、同様に parton i が x_1 の割合のエネルギーを持っている確率を考慮しなくてはならない。



 \boxtimes C.1: Cross-section \succeq PDF

PDFが確率であるから、PDFを用いて cross-section を表すと、

$$f_i(x_1, Q^2) \cdot f_j(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2))$$
 (C.3)

従って total cross-section は全 parton の和と x_1x_2 の積分をとって、

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) \cdot f_j(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2))$$
(C.4)

となる。



 \blacksquare C.3: $Q^2 = 100^2 \sigma$ PDF

各 parton の PDF の様子が図 C.2($Q^2 = 10^2$ の場合) と図 C.3 ($Q^2 = 100^2$ の場合) である。特徴は以下 の 3 点である。

- ・ low x の領域では分布が大きくなる
- ・ proton の構成粒子である u や d の PDF には x=0.3 付近に山がある
- ・ Q^2 を大きくすると high xの parton の数は変わらないが low xの parton が多くなる

PDF はもともとの構成粒子である valence quark と proton 内で一時的に生成しては消滅している sea quark の2 種類の PDF が重なったものである。(図 C.4 参照)



図 C.4: valence quark と sea quark の PDF

sea quark の PDF はエネルギーが小さい方が生成しやすいので low x になるほど多くなる分布になる。一方 valence quark の PDF は、proton が uud の構成なのでエネルギーが proton 全体の約 $\frac{1}{3}$ である x=0.3 付近に山がある分布をしている。この sea quark の PDF と valence quark の PDF が重なることで (図 C.4 参照) 図 C.2 と図 C.3 のような PDF の分布になる。

次に Q^2 の変化に伴う PDF の変化について述べる。例えば Q^2 が大きくなると、 $\frac{1}{Q^2}$ に比例した短い時間 (小さな空間領域) を見ていることになり、二次や三次の order まで見えるので low x の sea quark が 増加すると共に、不確定性原理から大きなエネルギーを持った sea quark も存在する確率が増える。(図 C.4 の上段左図と右図参照)

また、valence quark は x=0.3 付近に山がある形は変わらないが high Q^2 になるとやはり不確定性原理より裾が広がった形になる (図 C.4 の下段左図と右図参照)。しかし、valence quark の場合の特徴は sea quark と違い必ず全確率は 3 になる (uud の 3 つあるため)。つまり

$$\int dx f_i(x, Q^2) = 2 \qquad at \ Any \ Q^2 \qquad (for \ i = valence \ u \ quark) \tag{C.5}$$

$$\int dx f_i(x, Q^2) = 1 \qquad at \ Any \ Q^2 \qquad (for \ i = valence \ d \ quark) \tag{C.6}$$

$$\int dx f_i(x, Q^2) \qquad 増加 \quad Q^2 \quad \mathsf{K} \qquad (for \ i = sea \ quark) \tag{C.7}$$



図 C.5: PDF の Q² による変化

図 C.5 のようになる。low x 領域での分布は増加し high x 領域の分布はあまり変化がない。

付録D minimum bias event



🗷 D.1: minimum bias event

minimum bias event は p-p の inelastic な衝突のことであり、1bunch が cross する毎に複数の event が発生している。cross-section で表すと 70[mb] と、QCD の典型的な cross-section より更に 3 桁程度 大きな値である。minimum bias の rate は図 1.3 より 700[MHz] であることから、high luminosity の時 1bunch が cross する度に

$$7 \times 10^{8} [Hz] \times \frac{1}{40 [MHz]} = 17.5 \sim 23 [event/bunch]$$

と、23 もの興味のない event が同時に生成されてしまっている。式の最後は、bunch 間の空白の補正を したものである。

bunch 間の空間とは、bunch はずっと 40.08[MHz]で衝突し続けているわけではなく図 D.2 ように PS や SPS のリングから LHC の主リングへの injection の際にどうしても生じてしまう bunch がない空白 域のことである。



☑ D.2: Bunch Disposition

空白にも全て bunch が詰まっているとすると主リング1周には3564 bunch あるはずだが (図D.2の Filling Scheme 参照)、実際は

 τ_1 による missing bunch : 12×12 (各 batch の先頭) = 144bunch τ_2 による missing bunch : $8 \times 2(3 \text{ batch } \mathfrak{O} \mathbb{B}) \times 9(3 \text{ batch } \mathfrak{O} \mathbb{B}) = 144bunch$: $8 \times 3(4 \text{ batch } \mathfrak{O} \mathbb{B}) \times 3(4 \text{ batch } \mathfrak{O} \mathbb{B}) = 72bunch$ τ_3 による missing bunch : $38 \times 8(batch \, \mathfrak{O} \mathbb{B} \mathfrak{O} \mathbb{B}) = 304bunch$ τ_4 による missing bunch : $39 \times 3(3 \ 3 \ 4batch \, \mathfrak{O} \mathbb{B} \mathfrak{O} \mathbb{B}) = 117bunch$ τ_5 による missing bunch : 119bunchtotal \mathfrak{O} missing bunch : 900bunch

より 3564-900=2664 bunch しかない。従って空白の補正は

$$17.5[event/bunch] imes rac{3564}{2668} = 23.4[event/bunch]$$

と計算される。

H ZZ 4μ の最もきれいに見える gold plated event と minimum bias を重ねた event display を simulate したものが図 D.3 である。



D.3: minimum bias event display

非常に多くの track があるが、ほとんどは PT が非常に小さいために磁場によって巻きつけられて外側の 検出器まで飛び出してこない。

minimum bias についての詳しい研究はまだあまりされていないが、 ATLAS-PHYSICS-NOTE [8]の paper を参考にして Pythia を使って minimum bias event を生成した。minimum bias による track の本 数を neutral track と charged track に分けて別々にプロットしたのが、図 D.4 である。 neutral track も charged track も minimum bias 1 event あたり平均 100 本あった (η の cut は入れてい



図 D.4: track の本数

ない)。従って全 track の数は

charged track $230 \, \text{\AA}/1$ bunch cross (@ low luminosity) charged track $2300 \, \text{\AA}/1$ bunch cross (@ high luminosity)

となる。

η 分布は図 D.5 のようになった。 neutral track は $\gamma \cdot K_{long} \cdot \pi^0 \cdot n$ 等であるがほとんどは γ であり質量が 0 であるため、質量を無視した近



図 D.5: track の η 分布

(似の pseudorapidity が厳密に成り立ち、 $\eta=0$ の付近で平らな分布になる (図 D.5 の左図:charged track+ neutral track)。

 P_T 分布は 15GeV 以下の低い分布を示した。図 D.6 は縦軸を log-scale でとっていることから分かる ように、 P_T 分布は e のべきで速やかに落ちていく。



図 D.6: track の P_T 分布

 P_T の平均はせいぜい 0.6 GeV であり 1 GeV にも満たない程低い。実際 charged track も neutral track も 全体で 100 本であるがそのほとんどが 1 GeV 以下である。

 $P_T \leq 1 GeV$: ~ 100 **本** $1 GeV \geq P_T \leq 2 GeV$: ~ 10 **本** $2 GeV \geq P_T \leq 3 GeV$: ~ 1 **本**



- [1] ATLAS Detector And Physics Performance 1
- [2] ATLAS Detector And Physics Performance 2
- [3] CERN Summer School Lecture 2002, ^r Particle Detector _J :Christain Joram
- [4] 神戸大学集中講義、「ハドロンコライダーの物理」:田中礼三郎
- [5] PHYSICAL REVIEW D,010001,1 July 2002
- [6] hrp-ph/0108264, PYTHIA6.2 Physics and Manual J: Torbjorn Sjostrand, Leif Lonublad, Stephen Mrenna, Peter Skands
- [7] ATLAS Internal Note, ^r ATLFAST2.0 a fast simulation package for ATLAS J
- [8] ATL-PHYS-99-019 :A.Kupco
- [9] Rad Cor 02, ^r Physics at the LHC _J :Kloster Banz, Kerl Jacobs
- [10] FELMILAB-Conf-95/162-E CDF, ^r Top Decay to Lepton+Jets: CDF B Tag and Cross Section] :J.Incandela
- [11] CERN-TH/2000-039, Measuring Higgs boson coupling at the LHC J:D,Zeppenfeld, R.Kinnumem, A.Nikitenko, E.Richter-Was
- [12] ^{**r**} QCD and Collider Physics _J :Ellis Stirling, Webber

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々の御指導と御協力をいただき心より感謝すると共にこの場でお礼申し 上げたいと思います。

指導教官の川本助教授には、進路の相談や CERN にいらしても時折今の状況を心配してくださるお心 遣いの他、最後まであたたかく御指導いただき深く感謝の念を感じております。

また浅井祥仁氏¹には、基礎的な物理から collider の物理まで厳しく御指導いただいただけでなく、 generatorの使い方や CERN での Higgs working grounp でのプレゼンテーション仕方の指導、更には宿 泊施設の用意や空港までの送り迎え等までしてきただき、大変お世話になりました。深く感謝しており ます。

同様にこの論文の研究をするきっかけとなった CERN での夏の学校を積極的に企画・準備してくださ り、研究の御指導をしていただいた KEK の神前純一氏、岡山大学の田中礼三郎氏に深く感謝しており ます。研究が不備なく進められるように PC の環境を整えて下さった、真下哲郎氏¹・上田郁夫氏¹・松 本浩氏¹に深く感謝しております。PC 環境が整っていなければこの研究は決して成し得ませんでした。 generator やプログラムについての些細な質問にも親切に受け答えしてくださった田中純一氏¹に深く感 謝しております。

CERN での夏の学校で有用な講義をしていただいた石野雅也氏¹・長野邦浩氏、そして輪講時に一緒 に問題を考えて下さった永井康一氏・佐伯学行氏¹に深く感謝しております。また様々な形で御指導や 支持してくださった小林富雄氏¹、KEK の近藤敬比古氏、KEK の佐々木修氏をはじめとする TGC エレ クトロニクス・グループの皆様、KEK の尾高茂氏、他 ATLAS 日本グループの皆様、そして KEK の萩 原薫氏に深く感謝いたします。

研究生活を通して私の支えとなってくださった吉田光弘氏¹・戸谷大介氏¹・南條創氏¹・香取勇一氏・ 中村佳央氏に深く感謝したいと思います。

また共に実験をし大学や KEK で共に研究生活を過ごし惜しみない協力をしてくれた、東京大学同期 の竹本享史氏・坂東隆哲氏・三橋利也氏、そして後輩の片岡洋介氏・渋谷和弘氏、京都大学の辻伸介氏、 東京都立大学の小松知氏、信州大学の里山典彦氏に深く感謝しています。

所属

1:東京大学素粒子物理国際研究センター