# LHC/ATLAS 実験において Vector Boson Fusion 過程で生成される Higgs 粒子の発見可能性の研究

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻 山中卓研究室 博士前期課程 2 年

高木 崇志

2010年3月30日

スイス-フランス国境上にある欧州原子核研究機構 (CERN) において, Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる陽子-陽子円形衝突型加速器が本格的な稼働を開始した. LHC ではわれわれの参加する ATLAS 実験が行われており,素粒子の標準模型におい て唯一未発見である Higgs 粒子の発見などを目指している.

本研究は,ATLAS 実験における Higgs 粒子の発見可能性について,シミュレーションを用いて検証を行ったものである.注目したモードは Higgs が 2 つのウィークボソンの fusion によって生成されるもので,今回の研究においては,Higgs の質量は比較的軽い  $m_H = 120$  GeV と仮定した.この場合, $b\bar{b}$ への崩壊モードが優勢となるため,b クォーク起源のハドロンジェット 2 本から不変質量を構成することで Higgs の探索を行う.

本論文では,このモードを利用した場合の主な背景事象や誤差について調査した結 果より,背景事象の系統誤差のために Higgs 粒子の発見に困難があることを示す.

# 目次

第1章	序論・研究背景	9
1.1	素粒子物理学の標準模型....................................	9
1.2	Higgs 機構	10
1.3	ATLAS における Higgs 探索	13
1.4	Vector boson fusion による Higgs 生成事象	16
1.5	$qqH( ightarrow bar{b})$ に対する背景事象	17
	1.5.1 QCD 背景事象	17
	1.5.2 Single top	18
	1.5.3 $WZ(\rightarrow b\bar{b})$	19
1.6	本研究の意義・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	20
第2章	LHC/ATLAS	21
2.1	LHC	21
2.2	ATLAS	22
	2.2.1 内部飛跡検出器	23
	2.2.2 カロリメータ	24
	2.2.3 ミューオン検出器	26
	2.2.4 マグネット	27
笋3音	シミュレーションと東免百構成	20
おり早	シミュレーションC事家内保護 Full simulation と ATLEAST	29
3.1		29 30
5.2	3.2.1 Minimum bias	31
	3.2.1 Winning of as	31
	3.2.2 Cavenin 自気事家	31
33	5.2.5 $qqn(, , bb)$ に呈ねた pheup 事家 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	37
3.4		32
3.5		34
3.6	$b$ -tagging efficiency $\Phi$ look-up table	36
3.0		37
5.7		57
第4章	Vector boson fusion で発生する Higgs の発見可能性	38
4.1	$qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の di- <i>b</i> -jet mass	38
4.2	イベントセレクション	39

	4.2.1	イベントセレクションに用いた変数	 40
	4.2.2	イベントセレクションの流れ	 45
4.3	qqH(	$( ightarrow bar{b})$ 事象の Higgs 粒子の発見可能性 $\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	 47
	4.3.1	発見可能となる統計量............................	 47
	4.3.2	系統誤差.................................	 48
	4.3.3	100 fb <sup>-1</sup> の統計量がある場合	 49
4.4	この動	章のまとめ	 50
第5章	結論		51
付録 A	Appe	endix	52
A.1	ミュ・	ーオントリガーを見込んで	 52
謝辞			54
参考文南	ť		55

図目次

1.1	標準模型の素粒子....................................	9
1.2	Higgs 場のポテンシャル.この図における φ は Higgs 場の 1 成分を表し,ν は	
	Higgs 場 φ の真空期待値である.左図は宇宙初期の Higgs 場のポテンシャルであ	
	り,現在は真空が相転移して右図のようなポテンシャル形状になっていると考え	
	られている.すると,ポテンシャルの安定平衡点は $oldsymbol{\phi}=0$ の点から $oldsymbol{\phi}=\pm v$ の点	
	に変わり , Higgs 場の対称性が自発的に破れる......................	12
1.3	標準模型における Higgs 粒子の質量と崩壊分岐比の関係.Higgs の質量 $M_H$ に	
	よって , Higgs 粒子の崩壊先として優勢なものが変わる [1]	13
1.4	Tevatron Run II の結果として得られた,Higgs 粒子の生成断面積との上限値と質	
	量との関係.横軸が Higgs の質量,縦軸が 95% 信頼度の断面積の上限値を標準模	
	型で割ったものである.SM の線を上回っている範囲では Higgs が存在してもよ	
	いが , 下回る範囲では Higgs は存在しない . Tevatron Run II は約 160-170 GeV の	
	領域が Higgs 粒子の質量として除外した.LEP II 実験の結果として 114.4 GeV 以	
	下の領域が除外されていることも合わせて示している[3]	14
1.5	LHC(重心系エネルギー 14 TeV)において標準模型の Higgs が生成されるモード	
	とその断面積. Higgs 粒子の質量 $M_H$ によって , 主要な生成過程が変化する [1] .  .	14
1.6	Gluon fusion による Higgs 生成ダイヤグラム.複数のグルーオンの fusion によっ	
	て Higgs が生成される.時間は左から右に向かって流れている........	15
1.7	Vector Boson fusion による Higgs 生成ダイヤグラム.本研究ではこれを取り扱う.	15
1.8	Associated WH(または ZH)Higgs 生成ダイヤグラム...........	15
1.9	Associated <i>ttH</i> (または <i>bbH</i> )Higgs 生成ダイヤグラム	15
1.10	$qqH( ightarrow bar{b})$ ダイヤグラム	16
1.11	$qqH( ightarrow bar{b})$ 事象の 4 つのジェットの飛ぶ様子. $b$ は $b$ -jet, $j$ は light jet を示す. .	17
1.12	QCD $bbjj$ ダイヤグラムの一例.終状態のクォーク $q$ も,グルーオン $g$ もともに	
	light jet となるため,どちらも終状態 <i>bb j j</i> の背景事象である..........	17
1.13	<i>t</i> クォークの <i>b</i> クォーク,W ボソンへの崩壊 ......................	18
1.14	Single top t-channel ダイヤグラム	18
1.15	Single top s-channel ダイヤグラム	19
1.16	Single top Wt-channel ダイヤグラム	19
1.17	WZ 過程のダイヤグラム . 左が t-channel , 右が s-channel である	20
2.1	空から見た LHC	21
2.2	LHC トンネル内部	21

2.3	ATLAS 検出器の概観	22
2.4	内部飛跡検出器の模式図.内側から,pixel,SCT,TRT...........	23
2.5	Pixel 検出器	24
2.6	バレル部の SCT	24
2.7	TRT	24
2.8	カロリメータ全体図.電磁カロリメータが内側にあり,その外側をハドロンカロ	
	リメータが覆っている..................................	25
2.9	液体アルゴンカロリメータ内部の様子..............................	26
2.10	タイルカロリメータ.バレル部分を組み上げているところ. ........	26
2.11	ミューオン検出器全体図.MDT はバレルとエンドキャップの両方に設置されて	
	いる.さらにバレル部には RPC が , エンドキャップ部の内側と外側には CSC と	
	TGC が取り付けられている.	27
2.12	ソレノイドマグネット	28
2.13	オレンジ色の縞模様の描かれているものがトロイドマグネットである.8 回対称	
	になっている................................	28
3.1		
	中央か Geant4 を含む full simulation を用いた場合の解析の流れである。石端は美	
	テーダ解析の場合であるか, full simulation における digitization の出力は美テー	
	タと同しフォーマットになっており,両者は共に事家の再構成を行ってから解析 +	20
2.2		29
3.2	Minimum bias を里ねた信亏事家の jet $p_T$ 分布、水巴の部分か minimum bias なし	
	$O qqH(\rightarrow bb)$ , 育巴の線がルミノシティか $1 \times 10^{33} / (\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ ビバノナ間隔か	
	/5 nsec のもの, 赤巴の緑がルミノシティか $1 \times 10^{-3}$ /(cm <sup>-</sup> ·sec), ハノナ間隔か 25	
	nsec のもの, 黒巴の緑がルミノシティか $2 \times 10^{-5} / (\text{cm}^{-1} \text{sec})$ , バノテ间隔か 25	21
2.2	nsec のものである. $p_T$ の低い領域にシェットか多い	31
3.3	Minimum bias を里ねた信亏事家の jet 1 万布・ヒストクラムの巴は図 3.2 のもの	22
2.4		32 24
5.4 2.5	$b$ -jet $0$ 主成 $0$ 类 $0$ 子 的 行 街 $(r - \varphi + \mathbf{u} \perp)$	34
5.5	Signed $a_0$ of significance $a_0/\delta_{d_0}$ . Signed $a_0$ is $\Delta 3.4$ is the polynomial $\Delta 5.4$ i	
	$\mathcal{Y}$ ー, $\mathcal{G}_{d_0}$ は signed $d_0$ の 誤差 じのる. 亦巴の線 $\mathcal{D}$ - jet 中のトラック ; 緑巴の線	
	かでクオーク起源のシェット ( <i>c</i> -jet) 中のトノック, 育巴か lignt jet 中のトノック	25
26		33
5.0	Secondary vertex の复数、シェット中の $2$ 本のトラック $C 組んにハーテックスの$	
	小変員重. 赤巴の緑か $b$ -jet のトラック, 育巴の緑か light jet のトラックを表9.	25
27		33
3.1	Secondary vertex の変数、シェット中の王エネルキーのつち、シェット中のトラックのキックテンサーが一のためて割合、タレストゲーノの会け回 2 (のキの上回)	
	クリンフェエネルキーの白める制言、合てストクフムの巴は図 3.0 のものと回し	25
	てのる. <i>0</i> -jet はこの個か人さい傾回にめる [11]. .............	55

3.8	Secondary vertex の変数.ジェット中のトラックのうち任意の2本を使って , 組め	
	る secondary vertex の数.各ヒストグラムの色は図 3.6 のものと同じである.b-jet	
	はバーテックスの数が多い傾向にある [11]	35
3.9	<i>b</i> -tagging weight [11]	36
3.10	b-jet のための b-tagging efficiency の look-up table . b-tagging efficiency の値が横	
	軸 $ \eta $ , 縦軸 $p_T$ (GeV) の表に書き込まれている....................	37
3.11	light jet のための b-tagging efficiency の look-up table . b-tagging efficiency の値が	
	横軸 $ \eta $ , 縦軸 $p_T$ (GeV) の表に書き込まれている.................	37
4 1	$\mathbf{P}^{i}$ and $\mathbf{r}^{i}$ and $\mathbf{r}^{i}$ and $\mathbf{r}^{i}$ is the second s	20
4.1	Pile up なし $qqH(\rightarrow bb)$ の di b ist mass 分布 . Gaussian Cノイ ツト $DL$	39
4.2	Prie-up なし $qqH(\rightarrow bb)$ の di- <i>b</i> -jet mass 方布 . ヒノクの部方は $H \rightarrow bb$ の $bb$ と	20
4.2		39
4.3	Pile-up ありの $qqH(\rightarrow bb)$ の di-b-jet mass 方作 . Gaussian ビノイットした	39
4.4	Pile-up あり $qqH(\rightarrow bb)$ の di- <i>b</i> -jet mass 万市 . ヒノクの部方は $H \rightarrow bb$ の $bb$ と	20
4.5		39
4.5	Light jet $\mathcal{O} p_T$ 分佈 . 羔線が pile-up なし $\mathcal{O} qqH(\rightarrow bb)$ , 余線か pile-up あり $\mathcal{O}$	
	$qqH(\rightarrow bb)$ ,亦線か QCD $bb2j$ , 育線か QCD $bb3j$ , 緑線か single top t-channel の	
	各事家を表す.育素事家として影響の小さい single top の s-channel と Wt-channel	
	は省略した. 各過程 20000 事家に含まれるものを1 に規格化している. Pile-upの	
	ある事家は, 低い $p_T$ のシェットか多い. 本研究ではすべてのシェットを 20 GeV	10
1.6		40
4.6	$b$ -jet の $p_T$ 分布 . QCD $bb2j$ , $bb3j$ 事家の山の頂点たけか石によっているのは ,	
	generation 段階で課された余件によるものである。ヒストクラムの色と規格化の	10
4 7		40
4./	Light jet の1) 万布. 信亏事家はノオワート領域に light jet をもらやりい. ヒスト	41
4.0	クラムの巴と規格化の状況については図 4.5 と回しものである	41
4.8	<i>b</i> -jet の η 分布:信亏事家は $ \eta  > 2.5$ にも値をもつか,本研究においては $9 \land C$	
	の <i>b</i> -jet は $ \eta  < 2.5$ とした . ヒストクラムの色と規格化の状況については図 4.5	4.1
1.0		41
4.9	Light jet の Δη 分布 · 信号事象はこの値か大さくなりやすい · ヒストクラムの巴	4.0
4.10	と規格化の状況については図 4.5 と同しものである。	42
4.10	Light jet の m <sub>jj</sub> 分布.信号事家はこの値が大きくなりやすい. ヒストクラムの巴	10
4 1 1	と規格化の状況については図 4.5 と同しものである。	42
4.11	$ \Sigma_{bbjj} p_T $ 分布 . 終状態の 4 本のシェット $bbjj$ で反応か闭していることを要求で	10
4 1 2	さる、ヒストクラムの巴と規格化の状況については図 4.5 と同しものである。	43
4.12	$E_T^{\text{mass}}$ 万中、ニュートリノを含む事家を区別9 るにのに利用した、ヒストクラム	40
4.12		43
4.13	$\Delta \kappa_{bj}$ 万中、Lignt jet $C$ <i>b</i> -jet 小離れていることを安氷する、ヒストクラムの色と	4.4
4 1 4		44
4.14	ンェット数分位、QCD $bb2j$ 事家は $qqH(\rightarrow bb)$ 事家よりも, シェットを多くもつ	45
	順回にのる.ヒストクフムの巴にフいては図 4.3 と问しものでめる.......	45

4.15	Pile-up のない $qqH(\rightarrow bar{b})$ 事象および背景事象の di- $b$ -jet mass . Single top 事象は t-channel 以外はほぼ影響がない.黒線が pile-up なしの場合の $qqH$ の $H \rightarrow bar{b}$ 事	
	象,赤線がQCD bb2j,青線がQCD bb3j,緑線が single top t-channel,水色線が single top s-channel,紫線が single top Wt-channelの各事象を表す	47
4.16	Pile-up のある $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象および背景事象の di- <i>b</i> -jet mass. 黒線は pile-up あ りの場合の $aaH$ の $H \rightarrow b\bar{b}$ 事象を表す. 黒線以外のヒストグラムの色については	
	図 4.15 とものと同じ	47
4.17	1 fb <sup>-1</sup> の pile-up なしの信号事象の di- <i>b</i> -jet mass 分布.フィッティングは asym-	
	metric Gaussian で行った............................	49
4.18	Toy MC によってつくった 100 fb <sup>-1</sup> の pile-up なしの信号事象の di- <i>b</i> -jet mass 分布	49
4.19	1 fb <sup>-1</sup> の QCD bb2j 事象の di-b-jet mass 分布 . フィッティングは asymmetric	
	Gaussian で行った.	49
4.20	Toy MC によってつくった 100 fb <sup>-1</sup> の QCD bb2j 事象の di-b-jet mass 分布	49
4.21	Toy MC によってつくった 100 fb <sup>-1</sup> の pile-up のない信号事象 と QCD bb2j 事象	
	の di <i>-b</i> -jet mass 分布の和.茶色の部分が QCD <i>bb2 j</i> であり,緑色の部分が信号事	
	象である....................................	50
A.1	通常の pile-up なしの信号事象 9840 事象でつくった di- <i>b</i> -jet mass 分布.フィッ	
	ティングは Gaussian で行った..........................	52
A.2	<i>b</i> ハドロンがすべてミューオンを含んだ崩壊をする , 信号事象 9840 事象でつくっ	
	た di- <i>b</i> -jet mass 分布 . ( pile-up はなし ) フィッティングは Gaussian で行った.	52

# 表目次

2.1	LHC の設計値	22
4.1	イベントセレクション	45
4.2	重心系エネルギー $\sqrt{s}=$ 14 TeV, 1 fb $^{-1}$ のときの各事象の断面積と事象数.QCD	
	<i>bb2j, bb3j</i> 事象の断面積の値は, generation 段階での厳しい要求の後のものであ	
	a	46
4.3	各条件を課した後に残った $qqH( o bar{b})$ 事象およびその背景事象の数 $\dots\dots\dots\dots$	46
4.4	系統誤差を考慮した信号数.誤差の第1項が JES の , 第2項が JER の , 第3項が	
	<i>b</i> -tagging efficiency の系統誤差である............................	48

# 第1章

# 序論・研究背景

本研究は CERN において行われている, LHC/ATLAS 実験における Higgs 探索のために行われ たものである.従って,はじめに Higgs ボソンの物理的要請について簡単に解説し,現在の素粒子 物理学にとってこの未発見粒子がいかに重要であるかを説明する.次に,本研究で用いた Higgs ボ ソンの生成・崩壊過程について説明し,本研究の進め方およびその意義を述べる.

### 1.1 素粒子物理学の標準模型

素粒子物理学には『標準模型』とよばれる,非常に成功した理論的枠組みが存在する.自然界に は電磁相互作用,弱い相互作用,強い相互作用,重力相互作用の4つの相互作用が存在するが,標 準模型はこれら4つのうち,重力相互作用を除く3つを記述することができる.



図 1.1 標準模型の素粒子

標準模型に登場する粒子は 図 1.1 に示される通りである.素粒子には大きく分けて 3 つの種類 がある.それは,物質を構成する粒子(クォーク,レプトン),相互作用を媒介する粒子(ゲージ ボソン),そして素粒子に質量を与えると考えられている,未発見の Higgs 粒子である.

クォークは 図 1.1 においては , u,d,c,s,t,b と記されているもので , それぞれ , "アップ", "ダウ

ン ", " チャーム ", " ストレンジ ", " トップ ", " ボトム " と呼称される.これらは電荷が正のもの (*u*,*c*,*t*) と負のもの (*d*,*s*,*b*) との 1 つずつで 1 世代をなし, 1 世代目が *u* と *d*, 2 世代目が *c* と *s*, 3 世代目が *t* と *b* となっている.世代の番号が大きくなるほど素粒子の質量は大きくなっており, そ れゆえ生成するにはより高エネルギーを要する.このうち *t* が最も大きな質量を持ち,その人工的 な生成および発見は 1994 年になって成された.

同図において  $e, v_e, \mu, v_\mu, \tau, v_\tau$  と記されているレプトン (それぞれ, "電子", "電子ニュートリ ノ", "ミューオン", "ミューニュートリノ", "タウ", "タウニュートリノ"とよぶ)も似たような 様子になっている.レプトンは電荷が負のもの ( $e, \mu, \tau$ ) と電荷が中性のもの ( $v_e, v_\mu, v_\tau$ ) との1つ ずつで1世代を形成し,1世代目が  $e \ge v_e$ , 2世代目が  $\mu \ge v_\mu$ , 3世代目が  $\tau \ge v_\tau$  となってい る.レプトンもクォークと同様に,世代の番号が大きくなるにつれ,より大きな質量を持つ.ただ し,中性レプトンは,質量はどの荷電レプトンよりも軽いと考えられているものの,測定が難しい ために正しい値はわかっていない,

ゲージボソンは  $\gamma$ ,W,Z,g と記される粒子であり,相互作用を媒介する. $\gamma$  は"光子"とよばれ, 電磁相互作用を媒介する.電磁相互作用の媒介粒子である光子には質量がない.W,Z は"ウィー クボソン"とよばれ,弱い相互作用を媒介する.弱い相互作用は,その力が電磁相互作用よりも 弱いためにこのような名前が付けられた.この相互作用は,Glashow-Weinberg-Salamの電弱理論 によって,電磁相互作用との統一が成された.W は正または負の電荷を持ったウィークボソンで, Z は中性のウィークボソンである.W の関与する相互作用では,クォークやレプトンの種類("フ レーバー"とよぶ)が変化する.W,Z は $\gamma$ とは違って質量を持ち,その質量は陽子の約80倍と約 90倍という非常に大きな値である.残るg は"グルーオン"とよばれ,強い相互作用を媒介する. 強い相互作用はクォークおよびグルーオンの間だけに働く相互作用であり,これらは共に,カラー とよばれる量子数をもつ.カラーは"赤","青","緑"とよばれる3種類が存在し,カラーとして "白"(赤青緑 3 色の混合または反カラーとの相殺など)を実現したクォークの組み合わせのみが, ハドロンとして存在できる.より巨視的に見ると,強い相互作用は原子核における核力の元となっ ている.また,この相互作用は量子色力学(QCD)によって理論的な記述に成功している.

これらクォーク,レプトン,ゲージボソンのうち,tクォークが1994年に発見されたことをもって,標準模型における未発見粒子は残すところ Higgs 粒子のみとなった.ATLAS 実験は Higgs 粒子の発見を目指しており,それによって標準模型の完成を行おうとしている.標準模型の完成は, それ自体人類のもつ自然に対する理解を深めると同時に,標準模型を越えた新しい物理にとっても必要不可欠なものとなっている.

### 1.2 Higgs 機構

ゲージボソンは,ゲージ不変性の要求から,Lagrangian 中に質量項を持てない.しかしながら, ゲージボソンは現実に質量を持っているため,ゲージ不変性を保ちながらも質量項を獲得する機構 が必要となる.それが Higgs 機構であり,この Higgs 機構によって Higgs 粒子の存在が予言され た.以下では Higgs 機構を利用した Weinberg-Salam 理論を簡単に紹介し,ウィークボソンが質量 を獲得する様子を説明する.

まず,量子電気力学のLagrangian密度を考える.

$$\mathscr{L} = |D_{\mu}\phi|^{2} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\phi), \qquad (1.1)$$

ここで, $D_{\mu}$ は共変微分, $F_{\mu\nu}$ は電磁場テンソルで

$$\begin{cases} D_{\mu} = \partial_{\mu} + ieA_{\mu}, \\ F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}. \end{cases}$$
(1.2)

 $A_{\mu}$ は電磁場, *e*は電荷(結合定数),  $\phi$ はスカラー場, *i*は虚数単位である.また, *V*( $\phi$ )はスカラー場のポテンシャルである.  $A_{\mu}$ はここではU(1)(1次元のユニタリー変換)のゲージ場であるので,

$$\begin{cases} \phi(x) \to \phi'(x) = e^{i\alpha(x)}\phi(x), \\ A_{\mu}(x) \to A'_{\mu}(x) = A_{\mu}(x) - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha(x) \end{cases}$$
(1.3)

(ただし,xは4次元時空の座標 x<sup>µ</sup>)というゲージ変換のもとで Lagrangian 密度が不変でなければ ならない.そうすると,

$$mA_{\mu}A^{\mu} \tag{1.4}$$

という質量項の導入は許されない.

そこで、ゲージ場に質量を与えるため、Higgs 場  $\varphi$  を導入し、SU(2)(2次元の特殊ユニタリー 変換)のゲージ場も加えた  $SU(2) \otimes U(1)$  変換を取り扱う. Lagrangian 密度は、

$$\mathscr{L} = |D_{\mu}\varphi|^{2} - \frac{1}{4}A^{a}_{\mu\nu}A^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - V(\varphi).$$
(1.5)

このとき, $A^a_\mu$ はSU(2)のゲージ場, $B_\mu$ はU(1)のゲージ場であり, $A_{\mu\nu}$ , $B_{\mu\nu}$ はそれぞれの場の テンソルである.このときの共変微分 $D_\mu$ は

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igA^a_{\mu}\tau^a - i\frac{g'}{2}B_{\mu}$$
(1.6)

となる . g は SU(2) の結合定数 , g' は U(1) の結合定数である .  $\tau^a = \sigma^a/2$  であり ,  $\sigma^a$  は Pauli の  $\sigma$  行列 , a はそのインデックスで 1,2,3 の値を取る . また , U(1) , SU(2) ゲージ場の変換はそれ ぞれ

$$U(1) \ \mathfrak{T} \mathfrak{B} : \ \varphi \to e^{i\alpha(x)}\varphi(x), \ B_{\mu}(x) \to B_{\mu}(x) - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha(x)$$
(1.7)

$$SU(2) \ \mathfrak{F}(x) = V(x)\varphi(x), \ A^a_\mu(x)\tau^a \to V(x)A^a_\mu(x)\tau^a V^{\dagger}(x) + \frac{\iota}{g}V(x)\partial_\mu V^{\dagger}(x)$$
(1.8)

となっている.たしかに,手で質量項を導入すれば,このゲージ変換のもとで Lagrangian 密度が 不変とならない.

ここで,図 1.2 に示すような対称性の自発的破れによって,Higgs が真空期待値 v を獲得したとすると,

$$\varphi(x) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0\\ v+h(x) \end{pmatrix}.$$
(1.9)

ただし,h(x)は真空期待値からのfluctuation である.

このような φ を (1.5) の第1項に代入すると,

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{\text{kin.}} &= |D_{\mu}\phi|^{2} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix}^{\dagger} (\partial_{\mu} + gA_{\mu}^{a}\tau^{a} + \frac{1}{2}g'B_{\mu})(\partial^{\mu} + gA^{b\mu}\tau^{b} + \frac{1}{2}g'B^{\mu}) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} (\partial_{\mu}h(x))^{2} + \frac{1}{8} (v+h(x))^{2} [g^{2}(A_{\mu}^{1})^{2} + g^{2}(A_{\mu}^{2})^{2} + (-gA_{\mu}^{3} + g'B_{\mu})^{2}] \end{aligned}$$
(1.10)



図 1.2 Higgs 場のポテンシャル.この図における φ は Higgs 場の 1 成分を表し, ν は Higgs 場 φ の真空期待値である.左図は宇宙初期の Higgs 場のポテンシャルであり,現在は真空が相転 移して右図のようなポテンシャル形状になっていると考えられている.すると,ポテンシャル の安定平衡点は φ = 0 の点から φ = ±ν の点に変わり, Higgs 場の対称性が自発的に破れる.

を得る.ここで,ウィークボソンW,Zの場を,

$$\begin{cases} W_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{\mu}^{1} \mp A_{\mu}^{2}) \\ Z_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{g^{2} + g^{\prime 2}}} (gA_{\mu}^{3} - g^{\prime}B_{\mu}) \end{cases}$$
(1.11)

とし,その質量を m<sub>W</sub>, m<sub>Z</sub> とすると, (1.10) は,

$$\mathscr{L}_{\text{kin.}} = \frac{1}{2} (\partial_{\mu} h(x))^2 + (1 + \frac{h(x)}{v}) [m_W^2 W^{+\mu} W_{\mu}^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^{\mu} Z_{\mu}]$$
(1.12)

となって, ウィークボソンが Higgs 場との相互作用から質量を得られることがわかる.なお, 光子 を表すゲージ場  $A_{\mu}$  は  $Z_{\mu}$  に直交なものであり,

$$A_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g A_{\mu}^3 + g' B_{\mu})$$
(1.13)

として存在するが,その質量 m<sub>A</sub> が0 であるため,(1.12)には姿を現さない.

このように, Higgs 機構はゲージ不変性という理論的な要請を保持しながら, Higgs 場の自発的 対称性の破れによって, ウィークボソンに質量を与えることに成功している.ここではウィークボ ソンの例を取り上げたが, Higgs はそれ以外にも, クォークやレプトンにも質量を与えている.

また, Higgs 場自体も質量をもつ. その質量項は (1.5)の Higgs 場のポテンシャル項

$$V(\mathbf{\phi}) = -\mu^2 \phi^{\dagger} \phi + \lambda (\phi^{\dagger} \phi)^2 \tag{1.14}$$

から得られる. $\mu$ , $\lambda$ は定数.この式において, $\varphi$ が真空期待値を獲得したとして,(1.9)を代入する.ただし,真空期待値vは,ポテンシャルの最小値 $\sqrt{\mu^2/\lambda}$ とする.すると,

$$V(\phi) = -\mu^{2}h^{2}(x) - \sqrt{\lambda}\mu h^{3}(x) - \frac{1}{4}\lambda h^{4}(x) - \frac{\mu^{4}}{4\lambda}$$
  
定数は排除して,  
$$= -\frac{1}{2}m_{h}^{2}h^{2}(x) - \sqrt{\frac{\lambda}{2}}m_{h}h^{3}(x) - \frac{1}{4}\lambda h^{4}(x).$$
(1.15)

となって, Higgs 場の真空期待値からの fluctuation h(x) が質量項をもつ.ただし,  $m_h = \sqrt{2}\mu$ .実験で探索する Higgs 粒子はこの場 h(x) に,その質量は  $m_h$  に対応する.

Higgs 粒子は理論の強い支持を受けながらも、未だに発見されていない粒子である.LHC/ATLAS 実験は,この Higgs 粒子の発見を目指している.

## 1.3 ATLAS における Higgs 探索



図 1.3 標準模型における Higgs 粒子の質量と崩壊分岐比の関係 . Higgs の質量 *M<sub>H</sub>* によって, Higgs 粒子の崩壊先として優勢なものが変わる [1].

Higgs 粒子を探すにあたっては,その質量によって探索の戦略を変える必要がある.それは, Higgs 粒子の質量によって,その主要な崩壊モードが変わるからである.図 1.3 は Higgs の各崩壊 モードの分岐比と Higgs の質量の関係を表したものである [1]. Higgs 質量が 130 GeV 以下であれ ば,Higgs の主要な崩壊モードは  $b\bar{b}$  (<sup>-</sup>は反粒子を表す)であるが,Higgs 質量が W ボソンの質 量の倍である 160 GeV を越え始めると,W の対生成が主な崩壊先へと変わる.

一方, Higgs の質量としては,他の実験の結果により除外された範囲が存在する.LEP II の結 果 [2] により 114.4 GeV 以下が, Tevatron の結果 [3] により約 160-170 GeV の領域が除外されてい る.図 1.4 に Tevatron Run II の結果と LEP II の結果を示す.本研究においては, Higgs 粒子の質 量は  $m_H = 120$  GeV と仮定した.図 1.3 によれば, 120 GeV の Higgs 粒子の崩壊先は  $b\bar{b}$  クォーク 対が優勢であることがわかる.そのため,本研究では, $H \rightarrow b\bar{b}$  過程によって発生したb クォーク 起源のハドロンジェット(セクション 1.4 で説明)を捕え, Higgs 粒子の不変質量の構成をシミュ レーションの解析で行うことで、Higgs 粒子の発見可能性を調査した.

Higgs 粒子の崩壊分岐比だけでなく,生成断面積も Higgs 質量の関数である. Higgs の各生成 モードと Higgs 質量の関係を表したのが,図 1.5 である [1].  $gg \rightarrow H$ は gluon fusion,  $qq \rightarrow qqH$ は vector boson fusion,  $q\bar{q} \rightarrow HW(HZ)$ は associated ZH(WH)過程,  $gg, q\bar{q} \rightarrow Ht\bar{t}$ は associated ttH(bbH)過程とよばる. それらの生成過程を図 1.6-1.9 に示す.



図 1.4 Tevatron Run II の結果として得られた, Higgs 粒子の生成断面積との上限値と質量との 関係.横軸が Higgs の質量,縦軸が 95% 信頼度の断面積の上限値を標準模型で割ったものであ る.SM の線を上回っている範囲では Higgs が存在してもよいが,下回る範囲では Higgs は存 在しない.Tevatron Run II は約 160-170 GeV の領域が Higgs 粒子の質量として除外した.LEP II 実験の結果として 114.4 GeV 以下の領域が除外されていることも合わせて示している [3].



図 1.5 LHC (重心系エネルギー 14 TeV)において標準模型の Higgs が生成されるモードとその断面積. Higgs 粒子の質量  $M_H$  によって,主要な生成過程が変化する [1].



図 1.6 Gluon fusion による Higgs 生成ダイヤ グラム.複数のグルーオンの fusion によって Higgs が生成される.時間は左から右に向かっ て流れている.



図 1.7 Vector Boson fusion による Higgs 生成 ダイヤグラム.本研究ではこれを取り扱う.

図 1.6 は Gluon fusion のダイヤグラムである.2 つのグルーオンが t クォークのループをつく り, Higgs 粒子を生成している.図 1.5 によれば, Higgs 質量の全域にわたって最も大きな生成断 面積をもっているが,  $m_H = 120$  GeV では終状態が Higgs の崩壊によって生成された  $b\bar{b}$  のみであ り,偽信号となる強い相互作用による  $b\bar{b}$ 等の生成断面積が非常に大きいため,信号を選び出すの は困難である.

図 1.7 に vector boson fusion を示す. Vector boson fusion は gluon fusion の次に生成断面積が大きいため,本研究ではこの生成過程を研究対象として選択した.このモードについては,セクション 1.4 で詳しく述べる.



図 1.8 Associated WH (または ZH) Higgs 生 成ダイヤグラム



図 1.9 Associated *ttH*(または *bbH*) Higgs 生 成ダイヤグラム

Associated WH(ZH) 過程は 図 1.8 で, associated ttH(bbH) 過程は 図 1.9 で表される生成過程 である.Associated WH(ZH) 過程は終状態に Higgs 以外にウィークボソンがあるため,また, associated ttH(bbH) 過程は終状態が 4 本もの *b*-jet になる(*t* クォークはほぼすべてが *t* → *bW* の 崩壊をする)ため,背景事象を落としやすく,断面積が小さいことを除けば Higgs 探索モードとし て有望である.

Higgs 探索においては,以上のように Higgs の質量を仮定し,その生成モードと崩壊モードの 組み合わせを選択するのが第一歩である.次のセクションでは,本研究において選択した vector boson fusion 過程について,詳しく説明する.

## 1.4 Vector boson fusion による Higgs 生成事象



図 1.10  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  ダイヤグラム

Vector boson fusion によって生成された Higgs 粒子が  $b\bar{b}$  へ崩壊する過程(以下,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  過程とよぶ)を,図1.10に示す.すなわち,始状態の2種類のクォーク(q;フレーバー(種類)は問わない)がWまたはZボソンを生成し,WまたはZボソン同士がfusionをすることでHiggs 粒子が発生する.そして,本研究で取り扱うHiggs 質量では,Higgs 粒子は約70%が $b\bar{b}$ へ崩壊する.

本研究では,  $m_H = 120$  GeV の場合の  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  過程の生成断面積 × 分岐比は 2.9 pb であるとした.

強い相互作用の漸近的自由という性質により,クォークやグルーオン(以下ではパートンとよぶ)は,引き離すほど高いエネルギーが必要になる.それゆえ,束縛状態(ハドロン)をつくったほうがエネルギーが低く安定であるため,高いエネルギーをもったクォークやグルーオンは,真空中から次々にパートン対を取り出して数多くのハドロンを生成する.こうして生成された多数のハドロンの塊をジェットとよぶ. $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の終状態の4つのクォークもジェットとして検出される.以下では,bクォーク起源のジェットをb-jet,u,d,s,g起源のジェットを light jet とよぶ.qqH過程では,始状態のクォークはWボソンまたはZボソンを放出するが,この反応の運動量

遷移 *q* は伝搬関数が

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2}$$
(1.16)

であるので,  $q^2 \sim M_W^2$  となりやすい.ここで得られた運動量遷移  $q^2$  が終状態のクォークの得る横方向運動量の二乗  $p_T^2$  ( $p_T$  はビーム軸に垂直な方向の運動量)となる.一方,始状態のクォークは,衝突する陽子 (p)に含まれるため, TeV クラスのエネルギーを持っている.それゆえ, qqH 過程の light jet は  $p_T \sim M_W$  と比べて圧倒的に大きなビーム軸方向の運動量  $p_z$  をもっているため,  $|\eta|$ の大きい領域に飛びやすい.ここで,  $\eta$  は pseudorapidity とよばれる量で,粒子の飛ぶ方向とビーム軸とのなす角を  $\theta$  とすると,

$$\eta \equiv -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})] \tag{1.17}$$

である.

また,これらの light jet は,図 1.10 からわかるように,カラーの交換を行っていない.カラーの交換を行う事象であれば,グルーオンが発生し,それが余計なジェットとして検出器に観測さ

れる.しかし,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  はそのような余分なジェットをもたないため,  $|\eta|$  の小さい領域では, Higgs 粒子の崩壊によって生成された 2 本の *b*-jet 以外のジェットは殆ど生成されない.



図 1.11  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  事象の 4 つのジェットの飛ぶ様子 . b は b-jet , j は light jet を示す .

以上の運動学的な特徴(図 1.11)から,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ では, gluon fusion よりも背景事象を抑えやすい.そのため,断面積が1桁大きい gluon fusion よりも Higgs 探索においては有利である.

# 1.5 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ に対する背景事象

 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 過程を実験で選び出すために、これに対する背景事象をできるだけ減らすような条件を考える必要がある.ここでは、 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象に対する背景事象について説明する.

#### 1.5.1 QCD 背景事象



図 1.12 QCD *bbjj* ダイヤグラムの一例.終状態のクォーク *q* も,グルーオン *g* もともに light jet となるため,どちらも終状態 *bbjj* の背景事象である.

本研究における信号事象  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  において,終状態として得られるものは,*b*-jet が2本と light jet が2本(*bbjj*) だけである.それと同一の終状態を与え,最も寄与の大きい背景事象がQCD による *bbjj* 事象である.図 1.12 は QCD による *bbjj* のダイヤグラムである.これらの終状態は 探索する信号事象の終状態と全く同じである.これら QCD 起源の *bbjj* 事象を信号事象と区別す るためには.信号事象のもつ運動学的特徴を利用する.たとえば, |η| の大きい領域に逆符号の η をもった light jet が 2 本あることや,  $|\eta|$ の小さい領域には *b*-jet が 2 本だけであることなどを条件 として要求する.

QCD の背景事象としては,この *bbjj*を取り扱うことにした.QCD *bbjj*事象ではパートンシャワーにより余分のジェットが生成された事象は除外した.つまり,終状態では,検出されるか否かは別として,必ず2本の *b*-jet,2本の light jet だけが存在する(これを exclusive な事象という).ただし,reconstruction 時にジェットが多く数えられたり,取りこぼされたりすることはあるため,必ずしも再構成された *b*-jet が2本,light jet が2本となるわけではない.以下ではこの exclusive な *bbjj*事象を QCD *bb2j*事象と呼称する.また,この他に inclusive な *bbjjj*も考慮した.Inclusive な *bbjjj*は, exclusive の逆で,generation 時にパートンシャワーで終状態に *bbjjj*より多くのジェットがあったとしても除外していない.以下では,この inclusive な *bbjjj*事象を QCD *bb3j*事象とよぶ.

1.5.2 Single top



図 1.13 t クォークの b クォーク, W ボソンへの崩壊

本研究では,QCD *bb2j*,*bb3j*背景事象の他に,single top による背景事象も考慮に加えた. Single top 事象は,終状態に *t* クォークを 1 つ含む過程で,t-channel, s-channel, Wt-channel の 3 つ の過程で生成される.図 1.13 のように,*t* クォークは *bW* に崩壊するため,*W* ボソンがハドロニッ ク崩壊をすると,light jet が生成され,本研究においての偽信号となる可能性がある.*W* ボソンが レプトニック崩壊をする場合は,他のジェットやレプトンから有意に離れているレプトン (isolated lepton) による veto が有効である.

t-channel



図 1.14 Single top t-channel ダイヤグラム

図 1.14 に single top の t-channel 過程を示す. t クォークによってつくられた W ボソンが 2/3 の割合で起こすハドロニック崩壊によるジェットを考慮に入れると,図 1.14 の左の図の終状態は bbjj となる.生成断面積は 246 pb 程度と大きく, $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の断面積の 10 倍程度あるため,背 景事象となりうる.この断面積は single top の他の過程に比べて一番大きなものであるため,3 つ の single top 過程のうちで最も重要なものである.

s-channel



図 1.15 Single top s-channel ダイヤグラム

図 1.15 に single top の s-channel 過程を示す. *t* クォークによってつくられた W ボソンによるハ ドロニックジェットを考慮に入れると,終状態が *bbjj* になりうるが,生成断面積は 10.65 pb 程度 と single top のうちで最も小さいため,背景事象としてはそれほど問題ではない.

Wt-channel



図 1.16 Single top Wt-channel ダイヤグラム

図 1.16 に single top の Wt-channel 過程を示す.断面積は 66.5 pb 程度.S-channel や t-channel で中間状態を飛んでいた W ボソンが,終状態を飛ぶものに変わっているのが特徴である.この過程では終状態に *b*-jet が 2 本ないために, *bbjj* を選択する段階で落とすことができる.

1.5.3  $WZ(\rightarrow b\bar{b})$ 

図 1.17 に WZ 過程を示す. Z ボソンが  $b\bar{b}$  へと崩壊し, W が 2 つの light jet へと崩壊すると, 終状態は信号と同じ bbjj となる.  $WZ(\rightarrow b\bar{b})$  事象の断面積は,信号事象と同等の 2.8 pb 程度であ るが,先行研究よりこの過程による寄与は single top と同程度であることがわかっているため,重 要性を低く見積もり,本研究ではこの過程を取り扱わなかった.



図 1.17 WZ 過程のダイヤグラム. 左が t-channel, 右が s-channel である.

### 1.6 本研究の意義

本研究では qqH 過程で生成した Higgs 粒子が bb へ崩壊するモードについて,シミュレーションを用いた解析を行い, Higgs 粒子発見の可能性について論じる.

本研究の特徴は以下の 2 点である.これらは  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  過程による Higgs 粒子発見が容易であるとしていた先行研究の問題点を突くものである.

- 1. 背景事象として, QCD bb2j, bb3j 事象を考慮した.
  - 先行研究で用いられていた inclusive な bb 事象では、パートンシャワーが不十分で、 light jet の生成が正しく評価されていなかった.そこで、先行研究で使用されていた PYTHIA generator よりも現実を再現する ALPGEN generator で作成した.
- 2. Fast simulation で作成した QCD *bb2j*, *bb3j*事象に, full simulation の *b*-tagging の性能を 与えた.
  - Fast simulation は full simulation の *b*-tagging を再現しない.本研究における *b*-tagging の重要性から,特別の方法を用いてこれを補った.この方法についてはセクション 3.6 で説明する.

以上より, QCD によって生成される bb を含む背景事象をより厳密に評価したことが,本研究の 独自性である.

# 第2章

# LHC/ATLAS

2008 年 9 月 10 日,大規模な自然科学実験装置が CERN において走り始めた.それが,スイス-フランス国境で行われている LHC を用いた実験である.

われわれの参加している ATLAS 実験はこの LHC において行われている実験のひとつである. ATLAS 実験は, LHC の陽子-陽子衝突によって初めて到達可能となる,重心系エネルギー 14TeV という高エネルギーを用いて,素粒子物理学の未解決の問題——— Higgs 粒子の発見や,超対称 性理論・余剰次元理論の検証など——— に挑んでいる.

本章では LHC および ATLAS 実験・検出器について概説する.

## 2.1 LHC



図 2.1 空から見た LHC



図 2.2 LHC トンネル内部

LHC は直径約9km の陽子-陽子衝突型円型加速器である.図2.1 はLHC のある地域を空から眺 めた写真である.写真中の赤い線がLHC の加速器のある場所であるが,実際の装置はその50m から175m地下にあるため,上空から確認することはできない.地下トンネル内のLHC の様子は 図2.2のようになっている.LHC は半径4.3kmの円形に近い形をしており,7TeV にまで加速し た陽子同士を衝突させ,重心系エネルギーにして14TeV という高エネルギーを実現する予定であ る.表2.1にLHC の主な設計値を挙げておく.LHC には4つの衝突点があり,そのうちのひとつ を囲むようにATLAS 検出器が建設された.

名称	値
主リング周長	26.66 km
重心系エネルギー	7.0 TeV + 7.0 TeV
ピーク・ルミノシティ	$10^{34}/(\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec})$
衝突頻度	40 MHz
バンチ間隔	25 nsec
バンチ数	2808 /ring
バンチ長	75 mm
衝突点のビーム半径	16 µm

表 2.1 LHC の設計値

## 2.2 ATLAS

ATLAS 実験は, CERN 加盟国以外の日本やアメリカ, ロシアなどを含めた世界約40か国, 約3000人の研究者の参加によって運営されている大規模な実験である.この ATLAS 実験は, LHC のもたらす高いエネルギーと高い陽子-陽子衝突頻度を利用して, Higgs ボソンの探索や, 超対称性理論で予言される超対称性粒子の発見, そして, 余剰次元理論などの標準模型の予言を越えた物理現象の検証を目指している.

図 2.3 に ATLAS 検出器の概観を与える.ATLAS は高さ 25 m, 全長 44 m, 重さ 7000 tons の 巨大な装置である.装置全体が巨大である一方,この装置は実際には無数の精密機器によって構成 されている.ATLAS は大別して,内部飛跡検出器,カロリメータ,ミューオンシステム,マグネットなどの構成要素を持っている.以下では,それらについて簡単に説明する.





#### 2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は,衝突点から発生した荷電粒子の飛跡を捉えることを目的とした複合検出器で ある.外側までの半径は2.1m,全長は6.2mとなっている.荷電粒子の飛跡を捉えるため,ビー ム衝突点に最も近い領域に置かれ,ビーム軸に平行な2Tの磁場を与えるソレノイド磁石の内側 に設置されている.図2.4が内部飛跡検出器の概観である.内部飛跡検出器はPixel検出器,Semi Conductor Tracker (SCT), Transition Radiation Tracker (TRT)といった構成要素をもつ.



図 2.4 内部飛跡検出器の模式図.内側から, pixel, SCT, TRT.

#### Pixel 検出器

Pixel 検出器は内部飛跡検出器の最内層に位置する.この検出器は pixel と呼ばれる 50 μm × 300 μm の微小な半導体検出器の集合で,ATLAS 全体ではこれを約1億4千万個備えている.円筒状の検出器の円筒部(バレル)には,中心からおよそ5 cm,9 cm,12 cm のところに pixel 検出器が配置され,それが3層を成している,また,円筒の蓋と底の領域(エンドキャップ)にも3 枚の pixel のディスクが据えられている.

#### SCT

SCT は pixel 検出器の外側に設置されている飛跡検出器である.SCT のひとつひとつはシリコ ンストリップ検出器であり,780本の読み出し用ストリップが80µm 間隔で刻まれた,6.4×6.4 cm<sup>2</sup>の精密機器である.2枚のシリコンウェハーを40mrad傾けて貼り合わせて1つのモジュール とし,バレル領域では,そのモジュールが中心から30cm,37cm,45cm,52cmの部分に検出 装置が配置され,4層を成している.エンドキャップにもSCTのディスクが用意されているが,ス トリップの向きは,バレル領域に用いるものがビーム軸に平行になるように貼り合わせられている



図 2.5 Pixel 検出器

一方で,エンドキャップに用いるものは放射状になるように並べられている.



図 2.6 バレル部の SCT



図 2.7 TRT

TRT

TRT は半径 2 mm のストローチューブ型飛跡検出器によって構成されている.チューブの中に は Xe(70%)CO<sub>2</sub>(27%)O<sub>2</sub>(3%)の混合気体が満たされていて,その中に金メッキ W-Re ワイヤーが 通してある.チューブはバレル中には 5 万本あり,その最大の長さは 144 cm に達する.荷電粒子 が TRT の中を通ると,ガス中で飛跡に沿って生じた電荷がワイヤーの電気信号となるため,粒子 が通った位置とタイミングを知ることが可能になる.空間分解能は他の 2 つの内部飛跡検出器に比 べて劣るものの,廉価であるため,それらよりもより大きな体積を連続的にカバーしている.

2.2.2 カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを測る装置である.カロリメータは金属板を備えており,ここを通った粒子によって生成された(ハドロン・電磁)シャワーを検出装置で捉えることで,そのエネルギーを測定する.

図 2.8 はカロリメータ全体の模式図である.電磁カロリメータはセントラル・ソレノイド・マグ ネットの外側に設置されており,ハドロンカロリメータは更にその外側を覆っている.



図 2.8 カロリメータ全体図.電磁カロリメータが内側にあり,その外側をハドロンカロリメータが覆っている.

#### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは電子と光子のエネルギーを測る装置である.ATLAS で用いられている 電磁 カロリメータは液体アルゴンを検出器として使用するカロリメータ (図 2.9) である.液体アルゴン は 90 K 下に維持されれば気体に比べ密度が高く,固体に比べて高放射線耐性を備えているため検 出器に用いるのに適している.

光子のシャワーを発生させるためのアブゾーバーは 1.5 mm 厚の鉛板で,4 mm 間隔で設置されている.アブゾーバーで生成された電磁シャワーのエネルギーデポジットを液体アルゴンが測定し,その結果として電子や光子のエネルギーを測定することができる.また,電子や光子はこの液体アルゴンカロリメータ中でエネルギーの大部分をを落とすので,その外側のハドロンカロリメータに漏れだす電磁シャワー成分は少ない.

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータはハドロンのエネルギーを測定する装置である.アブゾーバーは鋼鉄製
 で,その間に3mm厚のシンチレーティング・プラスチックのタイルが挟み込まれている.そのため,ATLASのハドロンカロリメータはタイルカロリメータ(図 2.10)と呼ばれている.

アブゾーバーによってハドロンはシャワーをつくり,シンチレーティング・プラスチックはシャ ワーを検出し,シャワー粒子の数に応じただけの信号を発する.これを利用して,ハドロンジェッ トのエネルギーを計測することができる.ハドロンジェットは電磁カロリメータでもエネルギー を落としているので,正しくエネルギーを得るために,電磁カロリメータに落とした分も足し合わ せる.

前方方向では放射線強度が高いため,ハドロンカロリメータとしてタイルカロリメータは用いられていない.ビーム軸から 5-25 度のエンドキャップ部分では,液体アルゴン・エンドキャップ・ ハドロンカロリメータとよばれる,電磁カロリメータのアブゾーバーをハドロンジェット検出用に 2.5 cm 厚の銅板に取り替えたものが使用されている.また,ビーム軸から 1-5 度の部分では,液 体アルゴン・フォワード・カロリメータとよばれる,放射線耐性の更に強いカロリメータが使用さ れている.



図 2.9 液体アルゴンカロリメータ内部の様子.



図 2.10 タイルカロリメータ.バレル部分を組 み上げているところ.

#### 2.2.3 ミューオン検出器

ミューオン検出器は全検出器中で最も外側にある.ここまで到達できる粒子はミューオンまた はニュートリノのみであるが,そのうち観測できるのは荷電粒子であるミューオンだけである. ミューオンは電子と同じくレプトンであるため,そのエネルギーを吸収するのは主には電磁相互作 用である.しかし,電子の200倍もの質量を持つために,電磁カロリメータではイオン化によるエ ネルギー損失のみで,そのエネルギーをカロリメータで落とし切らないため,このミューオン検出 器により検出されている.

ミューオン検出器は ATLAS には複数設置されており, それぞれ, *M*onitored *D*rift *T*ubes (MDT), *R*esistive *P*late *C*hambers (RPC), *C*athode *S*trip *C*hambers (CSC), *T*hin *G*ap *C*hambers (TGC) とよばれている.

#### MDT

MDT は, ワイヤーの通った半径 3 cm の金属チューブで構成されている, ミューオンのための 飛跡検出器である.この検出器は, バレル部分をカバーし, 100 µm の位置分解能を持っている. 飛跡検出器とマグネットとの組み合わせにより, 粒子の運動量と電荷の符号を知ることができる.

#### CSC

ビーム軸からの角度が小さい方向に飛んでいるミューオンを捉えるのが,この CSC の役割である.この検出器は,ガス中に平行に張り巡らされたアノードワイヤーとカソードストリップによってできていて,ワイヤーとストリップの間には高電圧が掛けられている.この CSC では,100 µm の精度でミューオンの位置測定を行うことができる.

#### RPC

RPC はミューオントリガー検出器として,バレル領域に設置されている気体検出器である.



図 2.11 ミューオン検出器全体図.MDT はバレルとエンドキャップの両方に設置されている. さらにバレル部には RPC が,エンドキャップ部の内側と外側には CSC と TGC が取り付けられている.

TGC

TGC はミューオントリガー検出器として,エンドキャップ領域に設置されている.ワイヤー チェンバーとストリップ検出器を備えている.

#### 2.2.4 マグネット

ATLAS 検出器にはソレノイドマグネット (図 2.12) とトロイドマグネット (図 2.13) がある.

ソレノイドマグネットは内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間に据えられており,全長 5.3 m,重さは 5.7 tons もあり,内部飛跡検出器に対して 2 Tの磁場を与えることができる.

トロイドマグネットはハドロンカロリメータの外側のバレル領域とエンドキャップ領域に 8 回対称になるように設置された,直径 20 m,全長 26 m,の巨大なマグネットである.このマグネットによって,ハドロンカロリメータを抜けてきたミューオンに対して,約4Tの磁場を掛けることができる.



図 2.12 ソレノイドマグネット



図 2.13 オレンジ色の縞模様の描かれている ものがトロイドマグネットである.8回対称に なっている.

# 第3章

# シミュレーションと事象再構成

本研究では,モンテカルロシミュレーションを行い,それを解析した.本章ではまず,解析に用 いたシミュレーションの環境について述べ,そのあとで本研究で用いたデータの特徴について説明 する.

解析を行うには.シミュレーションにより生成されたデータ(または実データ)を用いて,カロ リメータや飛跡検出器の情報からハドロンジェットの同定や *b*-jet の同定を行う必要がある.それ ゆえ,本章の後半ではハドロンジェットの再構成と*b*-jet の同定について述べる.

# 3.1 Full simulation & ATLFAST

本研究では,事象のシミュレーションデータを作成するために,2つの異なるシミュレーション プログラムを利用した.それは,Geant4 [5] を含む精緻なシミュレーションである full simulation と,それを含まない簡易シミュレーションパッケージの ATLFAST [6] である.



図 3.1 事象の生成から解析まで. 左端が ATLFAST を用いた場合の解析の流れであり,中央が Geant4 を含む full simulation を用いた場合の解析の流れである. 右端は実データ解析の場合で あるが, full simulation における digitization の出力は実データと同じフォーマットになってお り,両者は共に事象の再構成を行ってから解析する. 図 3.1 は事象の生成から解析までの流れを表したものである.以下では,同図中の事象生成,解析の各段階のうち,generation,simulation,digitization,reconstruction,そして ATLFAST が何をしているのか説明する.

#### Generation

Generation は物理事象を生成する段階で, full simulation にも ATLFAST にも共通である.この 段階では,陽子中のパートン(クォーク・グルーオン)の衝突反応を再現し, initial (final) state radiation やハドロンの生成・崩壊を与えることができる.

Event generator としては HERWIG, ALPGEN, AcerMC などがあるが, これらは状況に応じて 使い分ける.

#### Simulation

Simulation は検出器シミュレーションの段階である.ATLAS 固有のジオメトリーや磁場の影響 などを考慮して,generation 段階で生成した粒子と検出器との相互作用を Geant4 を用いてシミュ レートする.出力は粒子が検出器物質に落としたエネルギーの情報である.

#### Digitization

Digitization は,検出器応答シミュレーションの段階である.Simulation の結果として得られた 検出器物質に落とされたエネルギーの情報から,光や電気信号をシミュレートし,ATLAS 検出器 のデータ出力を再現する.

#### Reconstrunction

Reconstruction は,解析に用いるオブジェクトを再構成する段階である.この段階では digitization の出力あるいは実データの検出器出力から,電子やミューオン,ジェットなどを再構成し,そ れらの4元運動量を決定する.

#### ATLFAST

ATLFAST は full simulation の generation, simulation, reconstruction プロセスに対応する部分 を実行する簡易シミュレーションである. Full Geant4 simulation が検出器の物質及び機器の応 答のシミュレーションを行うのに対して, ATLFAST は個々の粒子の振る舞いをシミュレートせ ず, full simulation の結果を再現するように検出器の出力をパラメータ化する. 精密さでは Geant simulation に劣るものの, full simulation よりも短時間 (full simulation の所要時間の千分の一の オーダーである)で事象を生成することができるため,大量の事象を生成する目的に適している.

### 3.2 Pile-up

実際の実験においては,Higgs事象のような興味ある高い運動量遷移をもつ事象(hard interaction)に由来した粒子だけでなく,陽子ビーム起源等の粒子も検出器で観測される,このような事象を pile-up という.

Pile-up の効果は, digitization の段階で pileup 事象のデータを重ねることで再現できる.以下では,本研究に導入した2つの pile-up 事象, minimum bias と cavern 背景事象について説明する.

#### 3.2.1 Minimum bias

Minimum bias 事象は,ビームバンチ中の粒子同士が運動量遷移の小さい相互作用(soft interaction という)をすることで生じる事象である.高い重心系エネルギーで,1バンチあたり大量の陽子を含むビームバンチを極めて高い頻度で交差させていると,多数の soft interaction が起こり,大量の低いエネルギーの荷電粒子や,光子,中性子などが生成される.1バンチあたりの粒子数が多いほど,この効果は大きくなるので,高ルミノシティかつ広いバンチ間隔の場合に特に重要である.

#### 3.2.2 Cavern 背景事象

陽子陽子衝突中は,衝突によって生成された多量の熱中性子がATLAS検出器ホールの中を飛んでいる.これらの熱中性子による検出器信号を cavern 背景事象とよぶ.この cavern 背景事象は主にミューオンシステムに影響を及ぼし,偽のミューオンを検出させる.

### 3.2.3 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ に重ねた pileup 事象



図 3.2 Minimum bias を重ねた信号事象の jet  $p_T$  分布.水色の部分が minimum bias なしの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ ,青色の線がルミノシティが  $1 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$  でバンチ間隔が 75 nsec のもの,赤色の線がルミノシティが  $1 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ ,バンチ間隔が 25 nsec のもの,黒色の線がルミノシティが  $2 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ ,バンチ間隔が 25 nsec のものである. $p_T$ の低い領域にジェットが多い.

図 3.2 および図 3.3 は minimum bias 事象を 8000 事象の  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  に重ねた様子であり,それ ぞれ再構成したジェットの  $p_T$  と η を表す.本研究で使っているのは,黒色の線に対応する,ピー ク・ルミノシティが  $2 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ ,バンチ間隔が 25 nsec のものである.1 バンチあたりの 粒子数が多いほど minimum bias の影響が大きいという事実は,この図において同じルミノシティ でもバンチ間隔が大きいものの方がジェットが多くなっていることと対応している.

Minimum bias のない 8000 事象の信号事象では,  $p_T > 20$  GeV のジェットは 29074 本であったが, ルミノシティ  $2 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ , バンチ間隔が 25 nsec の minimum bias 付きの信号事象では, 32172 本であった.このことから, minimum bias 事象により, 1 事象あたり 0.39 本のジェッ



図 3.3 Minimum bias を重ねた信号事象の jet η 分布. ヒストグラムの色は図 3.2 のものと同じである.

トが増えることがわかる.

### 3.3 本研究で用いたデータ

ここでは,本研究で用いたシミュレーションデータについて説明する.本研究では,信号事象 として  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の事象を使用し,背景事象として QCD bb2j, bb3j 事象および single top 事象 を使用した.これらの事象はすべて,重心系エネルギー 14 TeV という設定のもとでシミュレート した.

 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 

本研究における信号事象である  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  の事象のシミュレーションデータは, full Geant simulation で作成した. Generator としては HERWIG [7] を使用している.

この事象は、ルミノシティ  $2 \times 10^{33}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ 、バンチ間隔 25 nsec の場合の pile-up を重ね合わ せたものとそうでないものとを作成した.これによって、Higgs 粒子の発見能力に対する pile-up の寄与を評価することができる.

QCD *bb2j* および *bb3j* 

QCD *bb2j*, *bb3j*事象のシミュレーションデータは ATLFAST で作成した.Generator としては ALPGEN [8] を使用している.ALPGEN は物理現象の行列要素計算を,マルチジェット事象に対 しても行える.先行研究で用いられていたパートン衝突の PYTHIA にはこの機能がなく,それゆ え,事象中で生成されたパートンシャワーに由来する light jet が生成された場合のみ,  $b\bar{b}$ 事象は  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象に対する背景事象となった.ALPGEN を用いて *bbjj*になるものを生成している 点が.本研究の特徴である.

セクション 1.5.1 で述べたように, QCD bb2j 事象は exclusive モードで, bb3j 事象は inclusive モードで generate した.

作成するべき事象数を減らすために,今回作成した QCD 事象には,generation 段階で,イベントセレクション時に必ず入れると考えられる物理的条件を課しておいた.それはすなわち,

- *b* クォークのうち1つは次の条件を満たす: *p*<sub>T</sub> > 40GeV, |η| < 2.5</li>
- Light パートンのうち 1 本は次の条件を満たす:  $p_T > 40 \text{GeV}, |\eta| < 5$
- 最低1つ,以下の組み合わせを満たす light パートンが存在する:
  - $-\eta_{j_1}\times\eta_{j_2}<0,$
  - $\Delta \eta_{j_1 j_2} = |\eta_{j_1} \eta_{j_2}| > 2.5,$
  - $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$

というものである.

Single top

本研究における,もうひとつの背景事象である single top 事象 (t-channel, s-channel, Wt-channel) のシミュレーションデータは,ATLAS シミュレーションデータ作成グループにより full simulation で作成されたデータセットを使用した.これら3つの事象の event generator は AcerMC [9] という ものである.AcerMC は hard interaction を生成したあと,HERWIG などを用いて, initial (final) state radiation やハドロンの生成・崩壊などを再現する.また,これらのサンプルは, pile-up 事象 を重ねていない.

### 3.4 ジェットの再構成

本セクションでは,検出器出力から,重要なオブジェクトであるハドロンジェットを再構成する ためのアルゴリズムについて述べる.

Full simulation を用いた解析の場合

- 1. 電磁・ハドロンカロリメータを,  $\phi$  をビーム軸に垂直な方向の方位角として,  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$ の格子(タワーとよぶ)に分割する.
- 2. 各タワーに属する電磁・ハドロンカロリメータのセルのエネルギーを足し合わる.
- 3. Seed セルとして,  $E_T > 1$  GeV のタワーを見つける.
- 4. Seed セルから,  $\Delta R < 0.4$  (ただし,  $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ )の領域に落とされたエネルギーの 和をジェットのエネルギーとする.2つのジェットが重なっている場合,エネルギーが小さ い方のジェットのエネルギーの 50%以上が重なっているときは,それらを1つのジェット とみなす.

ATLFAST を用いた解析の場合

- 1. カロリメータをセルに分割する.各セルの大きさは  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1(|\eta| < 3.2), \Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2(3.2 < |\eta| < 5.0)$ .
- 2. セルのうち, 1.5 GeV を越えるものを initiator として選び, initiator の  $p_T$  の高いものから順 に  $\Delta R < 0.4$  をクラスターの候補とする.
- 3. クラスター候補のうち,5GeVを越えるものをクラスターとする.
- 4. クラスターのうち,  $p_T > 10$  GeV,  $|\eta| < 5$  を満たすものをジェットとする.

このようにして得られたジェットのうち,本研究では $p_T > 20$  GeV 以上のものを使用した.

### 3.5 *b*-tagging

*b* クォークを起源とするハドロンジェットを同定することを *b*-tagging という.ここでは,本研 究で使用した *b*-tagging アルゴリズムについて説明する.



図 3.4 *b*-jet の生成の幾何学的特徴(*r*- • 平面上)

図 3.4 は, b ハドロンが崩壊してジェットをつくる様子である.b ハドロンは ~ 1.5 psec の長 い寿命をもっているため,例えば 50 GeV 程度のエネルギーをもった b ハドロンならば,飛距離 < $l >= \beta \gamma c \tau$  より,検出器内でジェットをつくるまでに 3 mm 程度飛ぶことになる.ここで,β は光速を 1 としたときの b ハドロンの速さ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , c は光速, τ は b ハドロンの寿命で ある.

この結果として,ジェット中のトラックを primary vertex へ方向へ外挿したときの,トラックと primary vertex の間の距離の最小値が有限の値をもちやすい.この値はインパクトパラメーターと よばれ, $r-\phi$ 平面上のものを  $d_0$ ,r-z平面上のものを  $z_0$ とする.このうち  $d_0$  および signed  $d_0$  は図 3.4 に示してある.図 3.5 は signed  $d_0$  について, $d_0$ の誤差  $\sigma_{d_0}$ で割った significance である.この図から, signed  $d_0$ によって, *b*-jet と light jet との間に大きな差が見出せることがわかる.この特徴を生かし,*b*-jet, light jet それぞれについて signed  $d_0$ の確率分布を生成し,*b*-tagging のた めの likelihood を計算する.

また ,*b*-jet は図 3.4 からわかるように secondary vertex をもつ傾向にある.*b*-tagging の secondary vertex アルゴリズムは,次の3つの変数を用いてジェットが secondary vertex をもつかどうか識別 し,それによって likelihood を計算する.1 つめの変数は,2本のトラックで組んだバーテックスの不変質量(図 3.6),2 つめの変数は,ジェット中の全エネルギーとジェット中のトラックの全エネルギーの比(図 3.7),そして3 つめの変数は,2本のトラックで組んだバーテックスの数(図





図 3.5 Signed  $d_0$  の significance  $d_0/\sigma_{d_0}$ . Signed  $d_0$  は 図 3.4 に示すインパクトパラメー ター,  $\sigma_{d_0}$  は signed  $d_0$  の誤差である.赤色の線 が *b*-jet 中のトラック,緑色の線が *c* クォーク起 源のジェット (*c*-jet) 中のトラック,青色が light jet 中のトラックを表す [11].

図 3.6 Secondary vertex の変数.ジェット中の 2 本のトラックで組んだバーテックスの不変質 量.赤色の線が *b*-jet のトラック,青色の線が light jet のトラックを表す.*b*-jet のトラックは この値が大きい傾向にある [11].



図 3.7 Secondary vertex の変数.ジェット中の 全エネルギーのうち,ジェット中のトラックの もつ全エネルギーの占める割合.各ヒストグラ ムの色は図 3.6 のものと同じである.*b*-jet はこ の値が大きい傾向にある [11].



図 3.8 Secondary vertex の変数.ジェット中の トラックのうち任意の 2 本を使って,組める secondary vertex の数.各ヒストグラムの色は 図 3.6 のものと同じである.*b*-jet はバーテック スの数が多い傾向にある [11].

3.8) である.

本研究で用いた *b*-tagging アルゴリズムは,上に述べた2つのアルゴリズムによって得られた log-likelihood ratio を

$$W_{Jet} = \sum_{i=1}^{N_T} \ln \frac{b(d_{0i}, z_{0i})}{u(d_{0i}, z_{0i})} + \ln \frac{b(M, F, N_{SV})}{u(M, F, N_{SV})}$$
(3.1)

のように足し合わせたものである.ただし,*i*はトラックのインデックス,*M*,*F*,*N*<sub>SV</sub>は Secondary Vertex アルゴリズムで用いられている変数(不変質量,エネルギー比,組んだ secondary vertex の数), b(x)は *b*-jet の likelihood, u(x)は light jet の likelihood である.第1項の和はトラックの本数 *N*<sub>T</sub>分だけとる.(3.1)の log-likelihood ratio を *b*-tagging weight とよび,その分布を図 3.9 に与える.事象中のジェットに対して,*b*-tagging weight がある値よりも大きいことを要求することで,*b*-tagging を行う.



 $\boxtimes$  3.9 *b*-tagging weight [11].

## 3.6 *b*-tagging efficiency $\mathcal{O}$ look-up table

Full simulation で生成した事象のシミュレーションデータでは,ジェットには *b*-tagging weight 値が reconstruction の結果として与えられており,それによって *b*-tagging を用いた解析ができるよ うになっている.一方,ATLFAST における *b*-tagging アルゴリズムの性能は,full simulation を再 現していないので,*b*-tagging が重要な役割を果たすような解析には適さない.それゆえ,ATLFAST で用いるジェットの *b*-tagging efficiency および誤同定確率を,可能な限り full simulation に合わ せるための方法が必要となる.その目的のために本研究で導入したのが,*b*-tagging rate の look-up table であり,ATLFAST を用いながら full simulation の *b*-tagging の性能を再現する解析を行った ことが,本研究の独創的な点である.

この look-up table は, 阪大の内田桐日氏によるもので, *b*-, *c*-, light jet の tagging efficiency を ジェットの  $p_T$ ,  $|\eta|$ の関数として得ることができる.



図 3.10 *b*-jet のための *b*-tagging efficiency の look-up table . *b*-tagging efficiency の値が横軸  $|\eta|$ , 縦軸  $p_T$  (GeV)の表に書き込まれている .



図 3.11 light jet のための *b*-tagging efficiency の look-up table . *b*-tagging efficiency の値が横 軸  $|\eta|$ ,縦軸  $p_T$  (GeV)の表に書き込まれている .

図 3.10 が *b*-jet に対する,図 3.11 が light jet に対する tagging rate である.これらは *W* ボソンの レプトニック崩壊を含む *tī* シミュレーション事象において,*b*-jet に対する平均の tagging efficiency が 60 % になるような *b*-tagging weight の閾値を用いて作成された.図からわかるように,ある ジェットの *p*<sub>T</sub> と η を与えると,*b*-jet あるいは light jet に対する tagging efficiency を知ることが できるので,これらの図を look-up table として,ATLFAST を用いた解析で使用した.

### 3.7 この章のまとめ

本研究では,信号事象として  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ を,背景事象として QCD bb2j, bb3j および single top を使用する.最も重要な背景事象である QCD bb2j, bb3j をマルチジェットの生成においてより 現実に近い結果を再現する ALPGEN を用いて生成したことが,本研究の大きな特色である.

さらに, *b*-tagging rate の look-up table を利用して, ATLFAST でありながら, full simulation の *b*-tagging の性能を反映した解析を *bb2j*, *bb3j* に対しても行ったことが,本研究のもう1つの特徴 である.

# 第4章

# Vector boson fusion で発生する Higgs の 発見可能性

前章までで述べたような道具立てを利用して, qqH 過程で生成する Higgs 粒子の発見可能性を 精査した.本章ではその解析と結果について詳しく述べ,この過程を利用した Higgs 粒子の発見可 能性について議論する.

# 4.1 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の di-*b*-jet mass

 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象は図 1.10 で表されるように,終状態が bbjjのみである.これら4本のジェットを捕えるのが,解析の最初のプロセスである.

事象から4本のジェットを選択する方法を述べる.まず, $H \rightarrow b\bar{b}$ より生成された*b*-jet は |η| の小さい傾向があるあるので,事象中で最も |η| の小さい順に2つのジェットを*b*-jet 候補と考え, この2本が*b*-tagging されることを要求する.こうして得られた2本のジェットを,セントラル ジェットとよぶ.さらに,既に選ばれた2本のセントラルジェット以外の残りのジェットのうちから,*p*T の高い順に2つのジェットを選択する.これらをフォワードジェットとよぶ.こうして得られた*bbjj* のうちの2本の*b*-jet から,不変質量(di-*b*-jet mass という)を構成する.

ここでは,信号事象の di-*b*-jet mass を pile-up がない場合とある場合とについて,順に見ていく. ここで di-*b*-jet mass を組んだ際に要求した条件は,セクション 3.3 の QCD *bb*2*j*,*bb*3*j* 背景事象の generator の条件と同じものにした.この段階では,それ以外の条件は課していない.

左図 4.1 が Pile-up なしの di-*b*-jet mass 分布である.48055 事象を使用し,1 fb<sup>-1</sup> に相当する 事象数に規格化している.中心値は 104±3.7 GeV で,本研究で取り扱っている Higgs 粒子の質 量  $m_H = 120$  GeV より 15 GeV ほど低い.60 -140 GeV の mass window では,98.4 事象が信号と して得られた.右図 4.1 は左図の di-jet mass のうち,generator の情報を用いて 2 本の *b*-tagged jet が  $H \rightarrow b\bar{b}$  による  $b\bar{b}$  と一致したものをピンクで表している.黒は一致しなかったものである.  $H \rightarrow b\bar{b}$  の  $b\bar{b}$  と一致のなかったの事象数は,Mass window 中のもので 3.9 であり,これは,mass window 中の事象の 4 % にすぎない.不変質量を組むことができた di-*b*-jet mass は,殆どが Higgs の崩壊によるものであることがわかる.

図 4.3 および図 4.4 は Pile-up ありの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  事象の di-*b*-jet mass 分布である. 49375 事象 を使用し,ここでも 1 fb<sup>-1</sup> 相当の事象数にスケールしている. 60 -140 GeV の mass window で は,67.1 事象が信号として得られた.図 4.3 では Gaussian フィットの中心値は 103.9±5.7 GeV



図 4.1 Pile-up なし  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の di-*b*-jet mass 分布 . Gaussian でフィットした .



図 4.2 Pile-up なし  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の di-*b*-jet mass 分布 . ピンクの部分は  $H \rightarrow b\bar{b}$ の  $b\bar{b}$  との一致 がとれたもの .



図 4.3 Pile-up ありの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の di-*b*-jet mass 分布 . Gaussian でフィットした .

図 4.4 Pile-up あり  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の di-*b*-jet mass 分布 . ピンクの部分は  $H \rightarrow b\bar{b}$ の  $b\bar{b}$  との一致 がとれたもの .

で, pile-up なしの場合と変わらない.ただし,幅は 26.89 GeV から 64.79 GeV と広がっている. 図 4.4 は pile-up なしのものと同様に,ピンクが $H \rightarrow b\bar{b}$ の  $b\bar{b}$  とのマッチングがとれた事象,黒が そうでないものである.こちらもほとんど正しい *b*-jet が選択されていることがわかる.よって, pile-up なしに比べて mass window 内の信号が減少したのは,di-*b*-jet mass 分布の分解能が劣化し たことにのみ起因しているとわかる.これほど分解能が低下する原因は理解できていない.また, pile-up なしの場合でも,幅が 10 GeV 程度であったとする先行研究に比べて分解能が非常に悪い.

## 4.2 イベントセレクション

ここでは,信号事象と背景事象を区別するためのイベントセレクションについて説明する.また,それらを用いたカットフローとその結果を示す.

### 4.2.1 イベントセレクションに用いた変数

このセクションでは,今回使用した変数について説明する.以下に現れる *b*-jet は,generatorの 情報から選択した真の *b*-jet である.

ジェットの横方向運動量 pT



図 4.5 Light jet の  $p_T$  分布 . 黒線が pile-up なしの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ , 茶線が pile-up ありの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ , 赤線が QCD bb2j, 青線が QCD bb3j, 緑線が single top t-channel の各事象を表す.背景 事象として影響の小さい single top の s-channel と Wt-channel は省略した.各過程 20000 事象 に含まれるものを 1 に規格化している. Pile-up のある事象は,低い  $p_T$  のジェットが多い.本 研究ではすべてのジェットを 20 GeV 以上と定義した.



図 4.6 *b*-jet の *p*<sub>T</sub> 分布 . QCD *bb2j bb3j* 事象の山の頂点だけが右によっているのは generation 段階で課された条件によるものである . ヒストグラムの色と規格化の状況については図 4.5 と同じものである .

図 4.5 は light jet の pT 分布,図 4.6 は b-jet の pT 分布である.QCD bb2j, bb3j 背景事象の

generation 時に課した制限から, light jet, *b*-jet ともに, *p*<sub>T</sub>の高いジェットが40 GeV以上,低い ジェットは20 GeV以上であると制限されている.この条件によって,実際には存在するであろう 多くの背景事象が生成段階ですでに除外されている.



ジェットの pseudorapidity η

図 4.7 Light jet のη分布.信号事象はフォワード領域に light jet をもちやすい. ヒストグラム の色と規格化の状況については図 4.5 と同じものである.



図 4.8 *b*-jet の  $\eta$  分布 . 信号事象は  $|\eta| > 2.5$  にも値をもつが , 本研究においてはすべての *b*-jet は  $|\eta| < 2.5$  とした . ヒストグラムの色と規格化の状況については図 4.5 と同じものである .

図 4.7 は light jet の η 分布,図 4.8 は *b*-jet の η 分布である. セクション 1.4 で述べたように, *qqH* 過程の light jet が大きい |η| をもちやすいことを再現している.ただし,QCD 背景事象のデー タには,generation 段階で Δη (= |η<sub>j1</sub> - η<sub>j2</sub>|) > 2.5 という条件を課しているため,*qqH*(→ *b* $\bar{b}$ ) 過程 の η と同じような形になっている.図 4.9 に Δη を示す.本研究では Δη > 3.5 を要求した.また, 2 本のフォワードジェットはそれぞれ η < 0, η > 0 という組み合わせであるので, η<sub>j1</sub> × η<sub>j2</sub> < 0 という条件も課した.



図 4.9 Light jet の Δη 分布.信号事象はこの値が大きくなりやすい.ヒストグラムの色と規格 化の状況については図 4.5 と同じものである.

フォワードジェットの不変質量 m<sub>ii</sub>



図 4.10 Light jet の *m<sub>jj</sub>* 分布.信号事象はこの値が大きくなりやすい.ヒストグラムの色と規格化の状況については図 4.5 と同じものである.

図 4.10 は 2 本の light jet からつくった不変質量分布である.信号事象の 2 本のフォワードジェットは高いエネルギーをもっているため,その不変質量は高い値をもつ傾向にある.QCD bb2j,bb3j 背景事象には,この値が 400 GeV 以上になる light jet の組み合わせが存在することが generation 時に要求されている.最終的に,本研究では m<sub>jj</sub> > 800 GeV を要求した.

#### 4本のジェットの pT のベクトル和の絶対値

 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の終状態の bbjjは,理想的にはビーム軸に垂直な方向の運動量の総和がゼロになるはずである.よって,インデックス*i*を bbjjそれぞれのジェットとして, $|\sum_{i=bbjj} \vec{pr_i}|$ という量を考慮した.この量を,各事象について書き出したものが図 4.11 である.本研究では,



図 4.11 | *Subjipt* | 分布.終状態の4本のジェット *bbjj* で反応が閉じていることを要求できる.ヒストグラムの色と規格化の状況については図4.5と同じものである.

 $|\sum_{i=bbjj} \vec{p_{Ti}}| < 40 \text{ GeV}$ を要求した.

Missing  $E_T$ 



図 4.12 *E*<sup>miss</sup> 分布.ニュートリノを含む事象を区別するために利用した.ヒストグラムの色 と規格化の状況については図 4.5 と同じものである.

Missing  $E_T$  は次の式で表される量である.

$$E_T^{\text{miss}} = |\sum_i \vec{p_{Ti}}| \tag{4.1}$$

ここで,*i*は,検出器で見つかったジェットやレプトンや光子など,検出されるもののインデックスである.これによって,検出器内で失われた横方向の運動量を算出する.ニュートリノを含んだ事象であれば,この値が大きな値をもちやすい.図 4.12 が各事象の $E_T^{\text{miss}}$ である.Single top t-channel 事象を落とすため, $E_T^{\text{miss}} < 80$  GeV を要求した.

セントラルジェット-フォワードジェット間の距離  $\Delta R_{bi}$ 



図 4.13  $\Delta R_{bj}$  分布 . Light jet と *b*-jet が離れていることを要求する. ヒストグラムの色と規格 化の状況については図 4.5 と同じものである.

 $\Delta \eta_{bj}$ を  $\eta_{central jet} - \eta_{forward jet}$ ,  $\Delta \phi_{bj}$ を  $\phi_{central jet} - \phi_{forward jet}$  とすると,  $\Delta R_{bj}$  は以下で 表される量である.

$$\Delta R_{bj} = \sqrt{\Delta \eta_{bj}^2 + \Delta \phi_{bj}^2} \tag{4.2}$$

ここで,  $\phi$  は検出器内のビーム軸に垂直な平面内の方位角.この量により,注目する検出器内の2つのオブジェクト(bおよびj)がどれだけ離れているかを計算することができる.図4.13は各過程における,  $\Delta R_{bi}$ 分布である.本研究では,  $\Delta R_{bi} > 1.2$ を要求した.

Isolated lepton veto

カロリメータ上で,電子から  $\Delta R < 0.2$  の領域に 20 GeV 以上のエネルギーが落とされていない 電子,および,ミューオンから  $\Delta R < 0.2$  の領域に 10 GeV 以上のエネルギーが落とされていない ミューオンを,それぞれ isolated electron, isolated muon とよぶ.信号事象では isolated lepton は 発生しないが, single top 事象で t から崩壊した W がレプトニック崩壊すると isolated lepton を生 成するので, isolated lepton が存在する事象を除外することで, single top 事象を減らすことができ る.本研究では,  $p_T < 10$  GeV の isolated lepton を含む事象を除外した.

Extra jet veto

図 4.14 に示された各事象中のジェット数,および図 4.7 の  $\eta$  分布より,QCD *bb3j* 背景事象が, 5 本以上のジェットを  $|\eta|$ の小さい領域にもちやすいことがわかる.そこで,5 本以上のジェットを もつ事象を除外することで,QCD *bb3j* 事象を落とすことができるが,pile-up ありの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事 象もジェットの数が大きくなるため注意を要する.本研究では最初に選択した *bbjj* 以外のジェットで, $p_T > 30$  GeV,  $|\eta| < 3.0$  を満たすものが存在する事象は除外した.



図 4.14 ジェット数分布 . QCD bb2j 事象は  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  事象よりも, ジェットを多くもつ傾向 にある. ヒストグラムの色については図 4.5 と同じものである.

Selection criteria 名称	值
セントラルジェットの横方向運動量(高い方)	$p_{Tb}^{\text{lead}} > 40 \text{ GeV}$
セントラルジェットの横方向運動量(低い方)	$p_{Tb} > 20 \text{ GeV}$
セントラルジェットの pseudorapidity	$ \eta_b  < 2.5$
フォワードジェットの横方向運動量(高い方)	$p_{Tj}^{\text{lead}} > 40 \text{ GeV}$
フォワードジェットの横方向運動量(低い方)	$p_{Tj} > 20 \text{ GeV}$
2本のフォワードジェットの pseudorapidity 差	Δη <sub>jj</sub> > 3.5 , 逆符号
2本のフォワードジェットの不変質量	$m_{jj} > 800 \text{ GeV}$
セントラル-フォワードジェット間の距離	$\Delta R_{bj} > 1.2$
4 本のジェットの <i>p<sub>T</sub></i> のベクトル和の絶対値	$ \sum_{i=bbjj} \vec{p_{Ti}}  < 40 \text{ GeV}$
Missing $E_T$	$E_T^{\text{miss}} < 80 \text{ GeV}$
Isolated lepton veto 条件	$p_{T \text{lepton}} > 10 \text{ GeV}$
Extra jet veto 条件	$ \eta_{\text{extra}}  < 3.0, p_{T\text{extra}} > 30 \text{ GeV}$

表 4.1 イベントセレクション

Mass Window

最終的に得られた 2 本の *b*-jet による不変質量について,図 4.3 を参考にして,60 GeV から 140 GeV の範囲を信号領域とした.

イベントセレクションに用いた要求を表 4.1 にまとめた.

#### 4.2.2 イベントセレクションの流れ

本研究で取り扱った事象の生成断面積を,表4.2にまとめた.使用したデータの事象数と1fb<sup>-1</sup>の統計を仮定した場合の事象数も,も同じく表4.2に記されている,

事象	断面積 (pb)	1 fb <sup>-1</sup> の事象数	使用した事象数 (規格化前)
			w/o pile-up 48055
$qqH(\rightarrow b\bar{b})$	2.9	2900	w/ pile-up 49375
QCD bb2j	1663	1663000	1663000
QCD bb3j	768.5	768500	768500
single top t-channel	246	246000	79600
single top s-channel	10.65	10650	79800
single top Wt-channel	66.5	66500	47100

表 4.2 重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ , 1 fb<sup>-1</sup> のときの各事象の断面積と事象数. QCD *bb2j*, *bb3j* 事象の断面積の値は, generation 段階での厳しい要求の後のものである.

条件	$qqH( ightarrow bar{b})$	QCD bb2j	QCD bb3j	t-chan.	s-chan.	Wt-chan.
Default Cut $r \rightarrow 40, 20 \text{ GeV}$						
$p_{Tb,j} > 40, 20 \text{ GeV}$ $ \mathbf{n}_{i}  < 2.5  \mathbf{n}_{i}  < 5.0$						
$\Delta \eta_{jj} > 2.5$ (逆符号)	149.60	104756	19397	3566.38	17.35	153.90
$\Delta \eta_{jj} > 3.5$	140.43	94666	15585	3167.71	13.61	127.07
$m_{jj} > 800 \text{ GeV}$	109.48	57533	11023	2336.38	4.81	57.89
$\Delta R_{bj} > 1.2$	102.79	54581	10281	2005.70	3.06	50.83
$ \sum_{bbjj} p_T  < 40 \text{ GeV}$	82.77	40794	2275	423.39	0.80	8.47
$E_T^{\text{miss}} < 80 \text{ GeV}$	82.76	40783	2269	411.03	0.80	8.47
Isolated lepton veto	80.64	40782	2269	219.40	0.26	4.24
Extra jet veto	76.59	38539	561	179.20	0.26	1.41
Mass Window	34.53	12633	170	52.54	0.13	0
	(w/o pile-up) 54.43					

表 4.3 各条件を課した後に残った  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  事象およびその背景事象の数

表 4.3 にイベントセレクションの流れをまとめた.表に "Default Cut" とあるのは, QCD bb2j, bb3j 事象の生成時に既に入っている制限であり,他のすべての事象に同様の制限を与えるところからイベントセレクションを始めている.

図 4.15 および図 4.16 がイベントセレクション後の di-*b*-jet mass 分布である. QCD *bb*2*j* 事象が 依然として多いことがわかる.



図 4.15 Pile-up のない  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  事象および背景事象の di-*b*-jet mass. Single top 事象は t-channel 以外はほぼ影響がない. 黒線が pile-up なしの場合の qqH の  $H \rightarrow b\bar{b}$  事象,赤線が QCD bb2j, 青線が QCD bb3j, 緑線が single top t-channel,水色線が single top s-channel,紫線 が single top Wt-channel の各事象を表す.



図 4.16 Pile-up のある  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象および背景事象の di-*b*-jet mass. 黒線は pile-up ありの 場合の qqH の  $H \rightarrow b\bar{b}$ 事象を表す. 黒線以外のヒストグラムの色については 図 4.15 とものと 同じ.

# 4.3 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の Higgs 粒子の発見可能性

### 4.3.1 発見可能となる統計量

1 fb<sup>-1</sup>の統計量を仮定したときの結果を用いて,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象における Higgs 粒子の発見可能性を検討する.まず, figure of merit を

Figure of Merit = 
$$\frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{bg}}}}$$
 (4.3)

事象	信号数
$qqH(\rightarrow b\bar{b})$	$54.43 \oplus^{+0.00}_{-2.73} \oplus^{+0.00}_{-0.93} \oplus^{+7.07}_{-2.63}$
$qqH(\rightarrow b\bar{b})$ , w/ pile-up	$33.53 \oplus_{-1.93}^{+0.57} \oplus_{-3.23}^{+0.00} \oplus_{-1.83}^{+4.57}$
QCD bb2j	$12633 \oplus_{-961}^{+237} \oplus_{-491}^{+1} \oplus_{-1221}^{+1264}$
QCD bb3j	$170 \oplus_{-33}^{+97} \oplus_{-13}^{+0} \oplus_{-12}^{+18}$
Single top t-channel	$52.54 \oplus_{-12.34}^{+0.00} \oplus_{-0.00}^{+3.06} \oplus_{-1.24}^{+12.36}$
Single top s-channel	$0.13 \oplus ^{+0.17}_{-0.03} \oplus ^{+0.00}_{-0.00} \oplus ^{+0.00}_{-0.00}$
Single top Wt-channel	$0.00 \oplus^{+0.00}_{0.00} \oplus^{+0.00}_{-0.00} \oplus^{+0.00}_{-0.00}$

表 4.4 系統誤差を考慮した信号数.誤差の第 1 項が JES の,第 2 項が JER の,第 3 項が *b*-tagging efficiency の系統誤差である.

と定義する.ただし , $N_{
m signal}$  は信号事象の数 , $N_{
m bg}$  は背景事象の数である.これより , $qqH(\to b\bar{b})$ の FoM

FoM<sub>pile-up</sub> = 
$$\frac{34.53}{\sqrt{12856}} = 0.30$$
 (4.4)

を得た.これはおおよそ,~300 fb<sup>-1</sup>の統計量があれば,系統誤差がない場合には FoM が 5 cとなることを示している.参考までに,pile-up がない場合だと,FoM = 0.48 となり,~100 fb<sup>-1</sup> で FoM が 5 c となることがわかる.

#### 4.3.2 系統誤差

次に,系統誤差について論じる.ここではジェットのエネルギースケール(JES)の不定性,ジェットのエネルギー分解能(JER)の不定性による系統誤差,*b*-tagging efficiencyの不定性による系統誤差の3つの不定性について考慮した.

それぞれの不定性は, JES が  $\pm$  7 %, JER が  $\pm$  10 %, *b*-tagging efficiency が  $\pm$  5 % であると見 積もって系統誤差を計算した.その結果を 表 4.4 に示した.これより,信号事象,背景事象につい て,1 fb<sup>-1</sup>の統計量での誤差をまとめると,

Pile-up あり信号事象数 
$$34.53 \pm 5.88(\text{Stat.}) \stackrel{+4.61}{_{-4.18}}(\text{Syst.})$$
(4.5)全背景事象数 $12856 \pm 113(\text{Stat.}) \stackrel{+1290}{_{-1630}}(\text{Syst.})$ 

となる.300 fb<sup>-1</sup>の統計量を仮定した場合,

Pile-up あり 信号事象数 
$$1.036 \times 10^4 \pm 1.0 \times 10^2 (\text{Stat.}) \stackrel{+1.38 \times 10^3}{_{-1.25 \times 10^3}} (\text{Syst.})$$
 (4.6)  
全背景事象数  $3.857 \times 10^6 \pm 2.0 \times 10^3 (\text{Stat.}) \stackrel{+3.87 \times 10^5}{_{-4}53 \times 10^5} (\text{Syst.})$ 

となる.背景事象の系統誤差が信号事象数の約44倍あるため,信号を計数により発見するのは難しい.

より簡易なシミュレーションを用いて行われた先行研究においては, Higgs の質量を  $m_H = 130$  GeV とした場合, 30 fb<sup>-1</sup>の統計量で FoM = 12.5 とされており,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  過程による Higgs 粒子の発見可能性が十分にあるように考えられていた.しかし,背景事象の系統誤差のため,それが誤りであることがわかった.

# 4.3.3 100 fb<sup>-1</sup> の統計量がある場合

統計量が 100 fb<sup>-1</sup> あった場合に,信号事象はどのような見え方をするか, Toy Monte Carlo (Toy MC) を作成して,その様子を確かめた.



図 4.17 1 fb<sup>-1</sup> の pile-up なしの信号事象の di*b*-jet mass 分布.フィッティングは asymmetric Gaussian で行った.



図 4.18 Toy MC によってつくった 100 fb<sup>-1</sup> の pile-up なしの信号事象の di-*b*-jet mass 分布

図 4.17 に 1 fb<sup>-1</sup> での pile-up なしの信号事象の di-*b*-jet mass 分布を示す.このヒストグラムに対して, asymmetric Gaussian

$$\mathscr{A}(x,\mu,\sigma,r) = \frac{2}{r+1} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \begin{cases} \exp{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} & \text{(if } x > \mu) \\ \exp{-\frac{(x-\mu)^2}{2r^2\sigma^2}} & \text{(if } x < \mu) \end{cases}$$
(4.7)

でフィットを行った.フィットによって得られた関数を用いて,統計量が100 fb<sup>-1</sup> あった場合の pile-up なしの信号事象の di-*b*-jet mass 分布をつくった.それが図 4.18 である.



図 4.19 1 fb<sup>-1</sup> の QCD bb2j 事象の di-*b*-jet mass 分布.フィッティングは asymmetric Gaussian で行った.

図 4.20 Toy MC によってつくった 100 fb<sup>-1</sup> の QCD *bb2 j* 事象の di-*b*-jet mass 分布

同様のことを, QCD bb2j 背景事象についてもおこなった.図 4.19 は 1 fb<sup>-1</sup> の QCD bb2j 背景 事象の di-b-jet mass 分布およびフィッティングであり,図 4.20 がフィッティング関数からつくっ



図 4.21 Toy MC によってつくった 100 fb<sup>-1</sup> の pile-up のない信号事象 と QCD *bb2j* 事象の di-*b*-jet mass 分布の和.茶色の部分が QCD *bb2j* であり,緑色の部分が信号事象である.

た 100 fb<sup>-1</sup> での di-*b*-jet mass 分布である.図 4.18 および図 4.20 を重ね合わせてつくったのが, 図 4.21 のヒストグラムである.茶色の部分が QCD *bb2j* であり,緑色の部分が信号事象である. 信号事象の部分はほんの少し見えているだけで,ヒストグラムに形状の違いをもたらすような効果 はない.従って,di-*b*-jet mass 分布の形から信号を発見するのは難しい.

## 4.4 この章のまとめ

- 1 fb<sup>-1</sup>の統計量であると,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の FoM は, 0.30 という値を得た.これは, 278 fb<sup>-1</sup>の統計量で FoM が 5 $\sigma$  となるということを示している.
- 系統誤差を考慮すると計数の方法は使えないことがわかり, Toy MC からはヒストグラムの 形状による識別はできないことがわかった.
- •より簡易なシミュレーションを用いて行われた先行研究においては,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  による Higgs 粒子の発見が容易であるように考えられていたが,それが誤りであったことがわ かった.

# 第5章

# 結論

LHC/ATLAS 実験のために,  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の事象についてシミュレーションを作成し,それを用いて Higgs 粒子発見可能性についての研究を行った.考慮した背景事象は QCD bb2j および bb3j, そして single top である.

信号事象は Geant4 を用いた full simulation で作成した.QCD bb2j, bb3j 事象は fast simulation である ATLFAST パッケージを用いてのシミュレーションであるが,マルチジェット生成に適した ALPGEN による generation を行った.また, fast simulation でありながら, full simulation と同等 の b-tagging の性能を織り込むために, b-tagging rate の look-up table を用いた.

解析の結果,1 fb<sup>-1</sup>の統計量では, $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ 事象の FoM は, pile-up を考慮すると 0.30 であるとわかった.これは,278 fb<sup>-1</sup>の統計量で発見可能であるということを示している.ただし,系統誤差を考慮すると,300 fb<sup>-1</sup>で,

Pile-up あり信号事象数 $1.036 \times 10^4 \pm 1.0 \times 10^2 (Stat.) \stackrel{+1.38 \times 10^3}{_{-1.25 \times 10^3}} (Syst.)$ 全背景事象数 $3.857 \times 10^6 \pm 2.0 \times 10^3 (Stat.) \stackrel{+3.87 \times 10^5}{_{-4.53 \times 10^5}} (Syst.)$ 

となって,背景事象の系統誤差が信号事象数の44倍程度あるため,計数による発見は難しいことがわかった.加えて.Toy MCを用いて100 fb<sup>-1</sup>のpile-upなしの信号事象およびQCD bb2j背景事象のヒストグラムを生成し,信号をヒストグラムの形状から識別することも試みたが,難しいことが判明した.より簡易なシミュレーションを用いて行われた先行研究においては,このモードによる Higgs 粒子の発見が容易であるように考えられていたが,それが誤りであったことがわかった.

# 付録 A

# Appendix

# A.1 ミューオントリガーを見込んで

 $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ を用いた Higgs 粒子の探索においては, *b*-jet tagging の方法として, ミューオンによる tagging を企図している.

b ハドロンの崩壊では  $\sim 10\%$  の確率でミューオンが含まれ, b ハドロンの崩壊から生じた c ハドロンの崩壊からも  $\sim 10\%$  の確率でミューオンが含まれる.

$$Br(b-hadron \to \mu X) \sim 10\%$$
 (A.1)

$$Br(b-hadron \to c-hadron \to \mu X) \sim 10\%$$
 (A.2)

*b* ハドロンは *b*-jet の元となる粒子であるので, *b*-jet は ~ 20 % の確率でミューオンを含む.

このミューオンは親となった *b*-jet からそれほど離れたところへは飛ばないという特徴があるため,このミューオンを用いての *b*-jet トリガーが期待できる.



図 A.1 通常の pile-up なしの信号事象 9840 事 象でつくった di-*b*-jet mass 分布.フィッティン グは Gaussian で行った.



図 A.2 *b* ハドロンがすべてミューオンを含ん だ崩壊をする,信号事象 9840 事象でつくった di-*b*-jet mass 分布.(pile-up はなし)フィッティ ングは Gaussian で行った.

図 A.1 は 9840 事象の pile-up なしの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$  の di-*b*-jet mass である. イベントセレクションの条件は表 4.1 を用いた. このシミュレーションデータの *b*-jet は約 20 % の確率でミューオンを放出し,傍につれている.

図 A.2 は図 A.1 と同じイベントセレクションの条件を用いた 9840 事象の pile-up なしの  $qqH(\rightarrow b\bar{b})$ の di-*b*-jet mass であるが, このデータの *b*-jet はすべてがミューオンを放出し, 近傍に つれているものである.

両者を比べると,後者の方が 2.9 GeV 程度ピークが下がっているが,それ以外には目立った違い はない.また,60-149 GeV mass window 内の信号の数は,前者が 182,後者が 171 であり,その 差は6%程度である.(ともに1 fb<sup>-1</sup>の 2900 事象へのスケーリングは行っていない).それゆえ, この方法による *b*-jet tagging をした場合でも,di-*b*-jet mass の取り扱いは,本研究におけるそれと 同じようにしてよいだろうと考える.

謝辞

本研究を行うにあたり,助言とご指導を下さいました花垣和則准教授に心より感謝いたします. ご多忙なスケジュールのなかで,じっくり修論の校正につきあってくださいましてありがとうござ いました.また,日頃からもよくお世話になっていることについてもお礼申し上げます.自分がこ こまで来ることができたのは,花垣さんの指導力によるものだと本当に感謝しています.

所属研究室の山中卓教授には,研究活動の土台となる素晴らしい研究室環境を整えていただきました.深く感謝しております.

研究活動を強力に支援してくださった, 阪大 ATLAS グループの皆様にお礼を申し上げます.特 任研究員の内田桐日さんには *b*-tagging の look-up table をお借りした上に, 解析周りの様々のこと を教えていただきました.D1 の廣瀬穣さんには,計算機の使い方を初歩の初歩から教えて頂きま した.目黒立真さんには,逞しい生き方を学びました.M1 の岡村航くん,内田潤くんのおかげで, 研究生活は明るく楽しいものになりました.本当にありがとうございました.

さらに,阪大 ATLAS グループ以外の山中卓研究室の方々も感謝を申し上げます.修論の進捗 を気にかけてくださった外川学助教,頻繁に車で食事に連れて行ってくださった特任研究員の李 栄篤さん,物理の話につきあってくださった博士後期課程の David Heffernan さん,計算機の詳し い知識を分けてくださった岩井瑛人さん,佐藤和史さん,よく肩を揉んで労ってくださった Lee Jong-won さん,雑務を共有した心強い同輩の中谷洋一くん,柳田陽子さん,剽軽なキャラクターで 盛り上げてくれた M1 の杉山泰之くん,卒業研究への情熱を見せて力を分けてくれた B4 の木佐森 慶一くん,藤川真里さん,事務的な事柄について沢山お世話になった秘書の亀井さん,非常に感謝 しています.また,阪大中嶋研に転出された,元阪大 ATLAS グループの石川迪雄さんには,山中 卓研究室在籍当時に ATLAS での解析について本当に微に入り細を穿って教えていただきました. ありがとうございました.

阪大内外にも,様々な人々のおかげで研究生活が充実したものになりました.皆様に心から感謝 申し上げます.

# 参考文献

- [1] Michael Spira, Peter M. Zerwas: Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics, arXiv:9803257 [hep-ph] (1998).
- [2] W.-M. Yao et al.: Searches for Higgs Bosons "Review of Particle Physics". Journal of Physics G 33 1 (2006).
- [3] The TEVNPH Working Group for the CDF and DØ Collaborations: Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb<sup>-1</sup> of Data, arXiv:0903.4001 [hep-ex] (2009).
- [4] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder: An Introduction to Quantum Field Theory, Westview Press (1995).
- [5] Geant4 website: http://www.geant4.org/geant4/.
- [6] ATLFAST website: http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/.
- [7] HERWIG website: http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/.
- [8] ALPGEN website: http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/.
- [9] AcerMC website: http://borut.home.cern.ch/borut/.
- [10] All pictures of the detectors and the facilities from The ATLAS Experiment website: http://www.atlas.ch.
- [11] ATLAS Collaboration: Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics, CERN-OPEN-2008-020 (2008).
- [12] ATLAS Collaboration: ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume I, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14 (1999).
- [13] ATLAS Collaboration: ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume II, ATLAS TDR 15, CERN/LHCC 99-15 (1999).
- [14] ATLAS Computing Group: ATLAS Computing Technical Design Report, ATLAS TDR– 017, CERN-LHCC-2005-022 (2005).
- [15] The ATLFAST Validation Task Force: Performance of the ATLAS fast simulation ATL-FAST, ATL-PHYS-INT-2007-005 (2007).