修士論文

Large Hadron Collider 及び Linear Collider における ヒッグスボソンの探索とその精密測定

平成 14 年 1 月 9 日

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

06051 植原　洋介

ぼくをここまでみちびいてくれたすべてのひとたちにささげます

目 次

1 Introduction **4**

2 Higgs physics **4**

2.1 Standard Model and Higgs boson · 4

2.1.1 Standard Model of Particle Physics · · · · · · · · · · · · · · · · · · 4

2.1.2 Bound on Higgs Boson Mass in the Standard Model · · · · · · · · · 9

2.1.3 Electroweak Precision Measurement and Higgs Mass · · · · · · · · 12

2.1.4 Direct Experimental Bound of Higgs boson mass: Was The "Signal of Higgs" at LEP correct ? · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·

3.2.11 Charged Higgs boson 58
3.2.12 MSSM Higgs Search Summary 63
3.3 Precision Measurement at LHC(Standard Model case) 67
3.3.1 Mass 67
3.3.2 Width 67
3.3.3 Couplings and branching ratios 68
3.3.4 Quantum numbers 69
3.4 Precision Measurement at LHC(MSSM case) 70
3.4.1 mass 70
3.4.2 $\tan\beta$ 70
3.5 LHC summary 71

4 Linear Collider and Higgs Physics **72**
4.1 Mass 72
4.2 Couplings:light Higgs case 74
4.2.1 Cross Sections 74
4.2.2 Branching Ratios 75
4.2.3 Radiative Production and $t\bar{t}h$ Coupling 75
4.2.4 Higgs Self-Coupling 76
4.2.5 Implications for the MSSM Higgs sector 76
4.3 Couplings:imtermediate Higgs case 77
4.3.1 Cross Sections 78
4.3.2 Branching Ratios 78
4.4 Couplings:Heavy Higgs case 78
4.4.1 Cross Section 79
4.4.2 Branching Ratios 79
4.5 Summary of Couplings 79
4.6 Total Width 79
4.7 Quantum Numbers 81
4.8 The $\gamma\gamma$-Collider Option 82

5 Conclusion **83**

1 Introduction

素粒子物理学は極微の世界を記述する学問である。現在の実験が示すところによると、100GeV 程度までの世界は Weinberg-Salam による「標準模型」によって記述されるということである。標準模型は $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ に基づくゲージ理論であり、3 世代の粒子構造を持つ。これまでの加速器実験によってほとんどの標準模型粒子は発見されてきた。

唯一未発見な粒子が Higgs boson である。これは $SU(2) \times U(1)$ の電弱統一をその真空期待値で破り、標準模型の粒子に質量を与えるという標準模型で最も重要な役割を果たす粒子である。従ってその発見は標準模型の最終的な確立に必要不可欠である。そしてその性質を調べることで標準模型そのもの、あるいはそれを超える理論への手がかりが得られるであろう。

また、標準模型は実験的には成功しているものの究極の理論とは考えられていない。それは標準模型において Higgs boson の質量が 2 次発散してしまうためであり、何らかの手段でそれを回避しなくてはならない。

標準模型を超える最有力な理論が「超対称性理論」であり、そこでは Higgs boson の質量の発散は Higgs boson の超対称性パートナーによって cancel される。この超対称性理論を仮定するのであれば、Higgs boson は最低でも 5 つ存在する。よってそれらの性質を詳しく調べることによって超対称性に様々な示唆が得られる。

この修士論文では、加速器実験による Higgs boson の探索、及びその精密測定について考察する。Section 2で Higgs の物理について review した後、Section 3で CERN で 2006 年から稼動開始の Large Hadron Collider(LHC) における Higgs の探索について詳しく述べる。その後 Section 4で、将来建設されるであろう Linear Collider(LC) での Higgs boson の精密測定について述べる。最後に Section 5で結論を述べる。

2 Higgs physics

2.1 Standard Model and Higgs boson

2.1.1 Standard Model of Particle Physics

標準模型は、エネルギースケールが　$\mathrm{O}(100\ \mathrm{GeV})$　以下の物理を極めて正確に記述する。標準模型はゲージ群 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ に基づくゲージ理論で、そこに含まれる粒子は 12 個のフェルミオン ,12 個のゲージボソン , そして最も重要な粒子であるヒッグスである。

標準模型のラグランジアンは次のように書ける。

$$\mathcal{L}_{\mathrm{SM}} = \mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}} + \mathcal{L}_{\mathrm{fermion}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\mathrm{gauge}} \tag{1a}$$

$$= (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - \frac{\mu^2}{2} H^\dagger H + \frac{\lambda}{4}(H^\dagger H)^2 \tag{1b}$$

$$+ \sum_i (\bar{E}^i_L (i\not{D}) E^i_L + \bar{e}^i_R (i\not{D}) e^i_R + \bar{Q}^i_L (i\not{D}) Q^i_L + \bar{u}^i_L (i\not{D}) u^i_L + \bar{d}^i_L (i\not{D}) d^i_L) \tag{1c}$$

$$- \sum_{ij} (\lambda^{ij}_d \bar{Q}^i_L H d^j_R + \lambda^{ij}_u \epsilon^{ab} \bar{Q}^i_{La} H^\dagger_b u^j_R + \text{h.c.}) \tag{1d}$$

$$+ \sum_a G^a_{\mu\nu} G^{a\,\mu\nu} + \sum_a A^a_{\mu\nu} A^{a\,\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \tag{1e}$$

Q_L and E_L はleft-handed doubletであり

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \tag{2a}$$

$$E_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}. \tag{2b}$$

である。またここで、共変微分 D_μ は

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s t^a G_{a\mu} - i g T^a A^a_\mu - i g' Y B_\mu \tag{3}$$

と書かれる。t, T^a, Y はゲージ群 $SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$ の元でのフェルミオンのchargeである。

フェルミオンの、ゲージ群 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の元でのchargeは以下のとうり。

$$\text{fermion} = (SU(2)_L, U(1)_Y),$$

$$u_L = (\frac{1}{2}, \frac{1}{6}), \tag{4a}$$

$$d_L = (-\frac{1}{2}, \frac{1}{6}), \tag{4b}$$

$$u_R = (0, \frac{2}{3}), \tag{4c}$$

$$d_R = (0, -\frac{1}{3}), \tag{4d}$$

$$\nu_L = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}), \tag{4e}$$

$$e_L = (-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}), \tag{4f}$$

$$e_R = (0, -1). \tag{4g}$$

また、クォークは $SU(3)_C$ の**3**表現であり、レプトンは $SU(3)_C$ の元でsingletである。

ヒッグスのポテンシャル $V(H)$ は次のように書かれる。

$$V(H) = -\frac{\mu^2}{2}(H^\dagger H) + \frac{\lambda}{4}(H^\dagger H)^4. \tag{5}$$

これはMaxican hat型をしており、従ってエネルギー最小の配意は$H=0$で実現されるのではなく、

$$\langle H\rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{6}$$

で実現される。HのMaxican hat型ポテンシャルの底である円での配位は任意であるから、ヒッグスはglobal $U(1)$ 対称性を自発的に破る。

$SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ の回転の自由度を用いれば、Higgs doubletは次のように書ける。

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v+\phi \end{pmatrix} \tag{7}$$

ここでϕはヒッグスの唯一の自由度に対応する。

ヒッグスのポテンシャルによる $U(1)$ 対称性の自発的破れが、ニュートリノ以外の全てのフェルミオン及びweak bosonに質量を与える。元々存在したHiggs doubletの４つの自由度のうち３つはweak bosonの縦波成分に吸収され、ヒッグスには１つだけの自由度が残される。

まず始めに、weak bosonの質量について考える。(7) を (1b)　に代入することにより、weak bosonの質量項が得られる。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{4}[(g^2(A^1_\mu)^2 + g^2(A^2_\mu)^2 + (-gA^3_\mu + g'B_\mu)^2] \tag{8a}$$

$$= \frac{1}{2}(m_W^2(W^+_\mu W^{+\mu} + W^-_\mu W^{-\mu}) + m_Z^2 Z_\mu Z^\mu), \tag{8b}$$

ここで

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^1_\mu \pm iA^2_\mu), \tag{9a}$$

$$m_W = g\frac{v}{2}, \tag{9b}$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gA^3_\mu - g'B_\mu), \tag{9c}$$

$$m_Z = \sqrt{g^2+g'^2}\frac{v}{2} \equiv g_Z\frac{v}{2}. \tag{9d}$$

Z_μ　と直交するベクトル場 A_μ はmasslessのまま残る。これがphotonである。

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g'A^3_\mu + gB_\mu), \tag{10a}$$

$$m_A = 0. \tag{10b}$$

これらweak bosonの質量項は$SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性を破り、$U(1)_{EM}$ ゲージ対称性のみがヒッグスの自発的対称性の破れの後に残る。

以上の表記を簡単にするために、ここでWeinberg angle θ_W を定義する。それはベクトル場の基底を(A^3, B) から (Z, A)に変更する際に用いられる回転角度で

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W, -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W, \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix}. \tag{11}$$

となる。Weinberg angleは次のように書ける。

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \tag{12a}$$

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{12b}$$

現在の世界平均値は$\sin^2\theta_W(m_Z) = 0.23117 \pm 0.00016$.

W bosonの質量とZ bosonの質量は次の関係式で結び付けられる。

$$m_W = m_Z \cos\theta_W. \tag{13}$$

そしてゲージ結合定数には次の関係がつく。

$$g = g_Z \cos\theta_W, \tag{14a}$$

$$g' = g_Z \sin\theta_W, \tag{14b}$$

$$e = g_Z \sin\theta_W \cos\theta_W. \tag{14c}$$

次に、フェルミオンの質量項について考えよう。フェルミオンの質量は湯川結合定数によって生成される。(7)を$(1\mathrm{d})$ に代入することで、湯川結合項は質量項を与える。

$$\mathcal{L} = \sum_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} (\lambda_d^{ij} \bar{d}_L^i d_R^j + \lambda_u^{ij} \bar{u}_L^i u_R^j + \mathrm{h.c.}). \tag{15}$$

一般に、λ^{ij} は複素かつ非対角な行列である。標準模型には右利きのニュートリノは存在しないのでレプトンセクターについてはフェルミオンのphaseの再定義によってλのphaseを消去し対角化することができる。

$$m_l = \lambda_l \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{16}$$

しかしクォークセクターの場合、右利きのup sectorは存在するのでレプトンセクターの議論は適応できず、質量行列は対角化できない。クォークのmass eigenstates

はweak eigenstatesとは異なり、6つのクォークの場合にそれらを結びつける行列は[1]で始めて考案され、V_{CKM}と書かれる。

V_{CKM} には CPを破るphaseが存在する。CP violationは始めはK中間子の系で観測され、最近B中間子の系でも観測された。[2, 3].

もしもCKM mixingを無視できるのであれば、クォークの質量は次のようになる。

$$m_u = \lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}} \ , \ m_d = \lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{17}$$

ヒッグスの真空期待値vにはフェルミ結合定数と関係がつく。フェルミのβ崩壊理論における有効ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L \gamma^\mu \nu_L)(\bar{u}_L \gamma_\mu d_L) + \text{h.c.} \tag{18}$$

これに対応する標準模型のラグランジアンは(1c)で得られる。フェルミオン-フェルミオン-W bosonのvertex factorは

$$\mathcal{L} \sim \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu W^+_\mu l_L + \text{h.c.}). \tag{19}$$

ここで交換されるW bosonの運動量は十分小さいと仮定すれば、W bosonのプロパゲーターはm_W^{-2}で近似できる。従ってg と G_F の間の関係が次のように導かれる。

$$\frac{4G_F}{\sqrt{2}} = (\frac{g}{\sqrt{2}})^2 m_W^{-2} \ (= \frac{g_Z^2}{2m_Z^2}). \tag{20}$$

そしてW bosonの質量は $m_W = g\frac{v}{2}$であるから

$$v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2} G_F}} = 246\text{GeV}. \tag{21}$$

となる。$\mathrm{O}(v)$のスケールをweak scaleと呼ぶ。

ヒッグスを含むvertex factorはラグランジアン (1b, 1d)から読み取ることが出来る。それらをまとめたのが以下の表である。

$\Gamma^{\phi f \bar{f}}$	$\Gamma^{\phi W^\pm_\mu W^\pm_\nu}_{\mu\nu}$	$\Gamma^{\phi Z_\mu Z_\nu}_{\mu\nu}$	$\Gamma^{\phi\phi\phi}$	$\Gamma^{\phi\phi W^\pm_\mu W^\pm_\nu}_{\mu\nu}$	$\Gamma^{\phi\phi Z_\mu Z_\nu}_{\mu\nu}$	$\Gamma^{\phi\phi\phi\phi}$
$-\frac{m_f}{v}$	$g m_W g_{\mu\nu}$	$g_Z m_Z g_{\mu\nu}$	$\frac{3g}{2m_W} m_\phi^2$	$\frac{1}{2} g^2 g_{\mu\nu}$	$\frac{1}{2} g_Z^2 g_{\mu\nu}$	$\frac{3g^2 m_\phi^2}{4m_W^2}$

2.1.2 Bound on Higgs Boson Mass in the Standard Model

ヒッグスの質量は標準模型においては予言できない。しかし標準模型の高エネルギーにおける無矛盾性および正当性からヒッグスの質量に対して強い上限及び下限が導かれる。

ヒッグスのself-couplingはHiggs massの2乗に比例し

$$\lambda = m_\phi^2/2v^2 \tag{22}$$

つまりlarge massはlarge couplingにつながる。couplingがあまりに大きいと電弱理論と実験の精密な一致を破るようなradiative correctionが生じたり、あるいはgauge boson scatteringにおいてユニタリ性が破れる。また、Higgs mechanismに必要な真空を不安定にしてしまう。

始めにHiggs massの上限を導いたのはVeltman[4]である。W-boson massへのcorrectionは$M_W^2(1+\delta)$と書けるが、ここで$\delta \sim \frac{g^2}{128\pi^2}(\frac{m_\phi}{m_W})^2$であるから$m_\phi > 600\mathrm{GeV}$であれば量子補正が$10\%$を超えてしまう。

次にgauge bosonによるユニタリ性の破れについて考える。仮にヒッグスが存在しないのであれば、WW散乱のasymptotic S-wave amplitudeはエネルギーの2乗で発散してしまい、ユニタリ性を破る。ヒッグスの存在はこの性質をキャンセルしてくれるが、ヒッグスの質量が重くなるにつれて、時間とエネルギーの不確定性原理によりヒッグスは物理的系からdecoupleしていく。従ってWW散乱に対するヒッグスの寄与も無くなっていき、再びユニタリ性が破れることになる。

elastic W_LW_L S-wave scattering amplitudeは$M(W_LW_L \to W_LW_L) \sim -G_Fm_H^2/4\sqrt{2}\pi$である。 ユニタリ性の制限$|M| \leq 1/2$により、ヒッグスの質量に対する上限値が得られる。[5].

$$m_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi/G_F \sim (850\mathrm{GeV})^2 \tag{23}$$

従って標準模型におけるヒッグスの質量は1TeV以下にあるべきである。

しかし、これらのupper limitはあまりに大きなcouplingに対応し、摂動的な議論が正当か否かがわからない。高次の項まで考慮に入れるやり方としては繰り込み群方程式を用いる方法がある。

繰り込み群方程式によるヒッグスの質量への制限は、標準模型がエネルギースケールΛまで有効であるという仮定により導かれる。ヒッグスの自己結合定数λはエネルギーと共に図(1)の寄与によって発展していく。

まず、トップの質量がある程度小さい場合を考える。この場合λはエネルギーと共に増大していく。この時はヒッグス、トップ及びQCDループの寄与のみ考えればよく、λとλ_tの発展は以下の式で支配される。[7]:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{8\pi^2}(\lambda^2 + \lambda\lambda_t^2 - \lambda_t^4) \tag{24a}$$

[hbt]

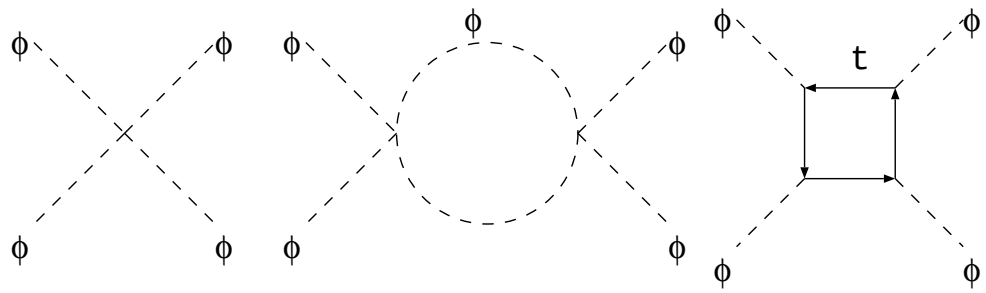

図 1: ヒッグス自己結合定数λの発展に寄与するファインマンダイアグラム。([6]による)

$$\frac{d\lambda_t}{dt} = \frac{1}{32\pi^2}(\frac{9}{2}\lambda_t^3 - 8\lambda_t g_s^2) \tag{24b}$$

ここで$t = \log(\frac{\mu^2}{v^2})$. 自己結合定数$\lambda$はエネルギースケール$\mu^2$が増えるにつれ増大してゆき

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2}\log(\frac{\mu^2}{v^2})}. \tag{25}$$

となる。そして$\lambda(\Lambda) < \infty$なる条件はヒッグスの質量の上限を与えてくれる。

$$m_\phi^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3\log(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \tag{26}$$

次に、トップの質量がある程度大きい場合は、トップの湯川結合定数がλを負の値に引っ張っていく。この場合のλの発展方程式は以下のとうり。[8]

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2}(-4\lambda_t^2 + \frac{3}{64}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)) \tag{27}$$

仮にλが負になれば、真空は不安定になり自発的対称性の破れは生じない。真空の安定性条件[8]により

$$V(v) < V(0) \tag{28}$$

この条件はヒッグス質量の下限を与えてくれ、

$$m_\phi^2 > \frac{v^2}{8\pi^2}[-4\lambda_t^4 + \frac{3}{64}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)]\log(\frac{\Lambda 2}{v^2}) \tag{29}$$

となる。
これらの質量の上限と下限は図2にまとめられている。

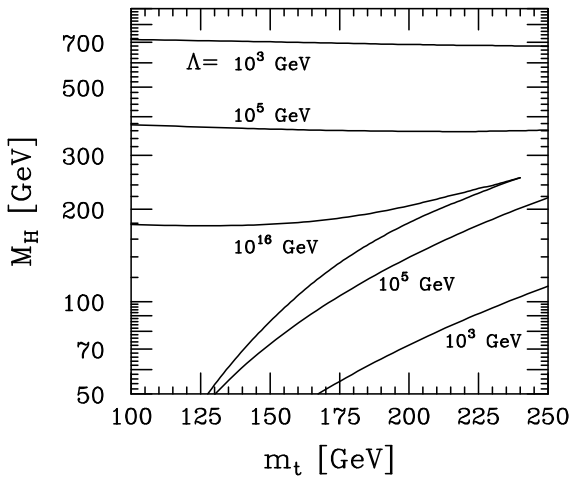

図 2: 標準模型におけるヒッグスの質量に対する制限。Λ は標準模型が有効である最大のエネルギースケール。
([6] による)

Λ	m_H
$1\mathrm{TeV}$	$55\mathrm{GeV} \lesssim m_H \lesssim 700\mathrm{GeV}$
$10^{19}\mathrm{GeV}$	$130\mathrm{GeV} \lesssim m_H \lesssim 190\mathrm{GeV}$

表 1: 標準模型が有効であるエネルギーとそれに対応するヒッグスの質量への制限。

$m_t = 175\text{GeV}$ として、$\Lambda = 1\text{TeV}, 10^{19}\text{GeV}$ (Planckscale) としたときのヒッグスの質量の上限と下限は表 1 のとおり。

また、摂動論を超えた議論をする手法として lattice regularization を用いることもできる。有限な、くりこまれた coupling constant を用いるには有限の cutoff が必要であり、そこで cutoff scale の影響が物理量に対して十分小さい領域を探す必要がある。この条件は、λ, ひいては Higgs mass が小さい場合に満たすことが出来る [9, 10]。lattice theory でこれを表す方法は以下の通り [10]。

繰り込まれた coupling λ_r は、lattice spacing $a \to 0$ の limit で vanish する。(その一方 Higgs mass は一定に保たれる) $a = 0$ の近くでは、nonperturbative な理論になるが、この領域では $R = m_\phi / \langle \phi_r \rangle$ が上から上限がついてしまう。Monte Carlo シミュレーションによれば $R \lesssim 2.6$ であり、$\lambda_r = R^2/2 \lesssim 3.4$ である。従って摂動的関係式 $\lambda_r \sim (g^2/8)(m_\phi/m_W)$ を用いると $M_\phi \lesssim 600\text{GeV}$ が導かれる [11]。この estimate では重い top quark の寄与を無視してしまっているが、fermion を lattice に乗せるのは良く知られているように難しい。

2.1.3 Electroweak Precision Measurement and Higgs Mass

Large Electron and Positron Collider(LEP) による電弱統一理論の超精密測定により、様々な物理量はループ効果をも含めたオーダーまで決定することが可能になった。ループ効果を含んだ結果が得られるということは、ヒッグスをループの仮想粒子として含むダイアグラムの効果も測定できるということで、結果としてヒッグスの質量に対して間接的な制限が与えられる。

(13,20) は tree level での質量公式である。weak boson のプロパゲーターは真空偏極 $W^+ \to t\bar{b} \to W^+$ や $Z \to (t\bar{t}, b\bar{b}) \to Z$ によって変更を受け、結果としてこれらの公式を変更する。それは ρ-parameter によって記述され [12]

$$M_W = \rho m_Z \cos\theta_W \tag{30a}$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}}\rho = \frac{g_Z^2}{8m_Z^2} \tag{30b}$$

$$\rho \simeq 1 + \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{30c}$$

Z boson の decay width Γ_Z は g_Z^2 に比例するので、ρ に比例することになる。実際、LEP において観測された Z boson の decay width は理論値から 0.7% ほどずれており、これは主に $\rho > 1$ の影響である。

電弱相互作用における実験量から間接的に top quark mass と Higgs mass をよみとるには、よりそれらに敏感な量を定義するのが良い。これらは T-parameter と S-parameter であり、以下のように定義される。

$$\Delta\rho \equiv \alpha T, \tag{31a}$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \equiv \frac{g_Z^2}{8m_Z^2}(1 + \frac{\alpha S}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W}), \tag{31b}$$

$$\tag{31c}$$

T,Sを具体的に書くと

$$T \simeq \frac{3}{16\pi \sin^2\theta_W}[\frac{m_t^2 - (174.3\mathrm{GeV})^2}{M_W^2}] - \frac{3}{8\pi\cos\theta_W}\log(\frac{m_H}{100\mathrm{GeV}}), \tag{32a}$$

$$S \simeq \frac{1}{6\pi}[\log(\frac{m_H}{100\mathrm{GeV}}) - 2\log(\frac{m_t}{174.3\mathrm{GeV}})]. \tag{32b}$$

$S = 0$, $T = 0$は$m_t = 174.3\mathrm{GeV}$(現在のTEVATRONの中心値[13])および$m_H = 100\mathrm{GeV}$ に対応する。LEPにおいて観測されたS,Tの値をプロットしたのが図 3 である。楕円は68% confidence levelで許される領域を示す。ここでm_t , m_H以外の電弱統一理論のパラメータは現在のbest fit valueを用いた。それは以下の通り。

parameter	current value
M_W (GeV)	80.434 ± 0.037
$\sin^2\theta_W^{\mathrm{eff}}$	0.23147 ± 0.00017
$\Gamma_l(\mathrm{MeV})$	83.984 ± 0.086

この$S-T$ fittingにより得られるヒッグスの質量は

$$m_H = 98^{+57}_{-38}\mathrm{GeV} \tag{33}$$

である。従って電弱統一理論の超精密測定によるヒッグス粒子の質量の制限は、95% confidence levelで

$$m_H < 212\mathrm{GeV} \tag{34}$$

である。

2.1.4 Direct Experimental Bound of Higgs boson mass: Was The "Signal of Higgs" at LEP correct ?

LEP-2における最大の目的はヒッグスの発見であった。現在LEPは運転を中止し解体され、Large Hadron Collider(LHC)の建設がその跡地に始まっている。ここではLEPによって得られたヒッグス質量に対する下限をまとめる。

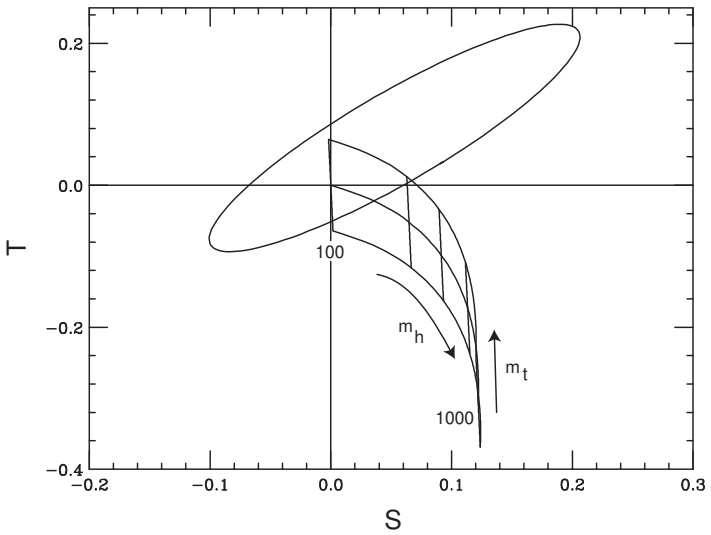

図 3: 電弱統一理論パラメータの精密測定による fit の結果。楕円は 68% confidence region (1.5σ) をしめす。右下に広がっていく曲線は $m_t = 174.3 \pm 5.1\mathrm{GeV}$ の場合に m_H を 100GeV から 1000GeV まで変化させていった場合の S, T の値を示す。$m_H = 200,\ 300,\ 500\mathrm{GeV}$ のところには縦線が引かれている。
([14] による)

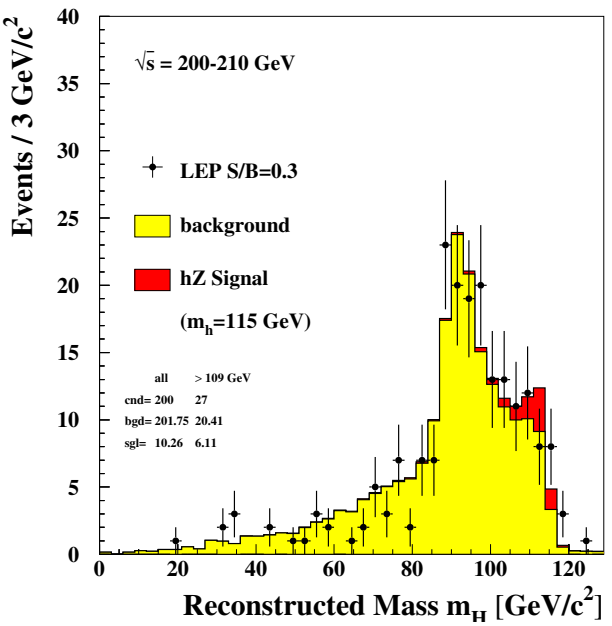

図 4: Excess of Higgs boson events observed by ALEPH and L3.

図 4 は、LEP によって得られた Higgs search の結果である。[15] において、LEP の 4 グループ (ALEPH,DELPHI,L3,OPAL) の Standard Model Higgs boson に対して 114.1GeV という下限値を 95% C.L. で与えている。

問題になったのは 115GeV 近辺での $e^+e^- \to Z^* \to ZH$ のイベントの excess である。これは ALEPH グループにより 3 例報告され、L3 グループにより 1 例報告された。この結果 115GeV 近傍に Higgs boson があることが示唆されたため、LEP は解体を 1 ヶ月遅らせて更なる luminosity を溜めてより実験の精度を高めることになった。

結果として、その 1 ヶ月で状況はあまり進展しなかった。OPAL と DELPHI は 1 イベントも Higgs boson によるイベントの excess を観測できなかったし ALEPH と L3 の excess も 1 ヶ月で減少してしまった。

結果として LEP が最終的に得た値は

$$m_H \sim 115.6\text{GeV } (95\%\text{C.L.}) \tag{35}$$

である。

もっともこの値は信用できるものでは無い。$3-\sigma$ に到達していない実験は evidence としても使えない。しかし電弱統一理論の予言とも良く合致する値であるし、ここに本当に Higgs boson が存在しても全く不思議ではないのだ。

2.1.5 Tevatron Search

Large Hadron Collider(LHC) が始まるまで唯一稼動している高エネルギー collider は Fermilab にある Tevatron である。detector の upgrade を終え、現在は run-2 の phase にある。Tevatron でどれだけ luminosity を溜めれば Higgs boson を発見できるかは、図 5に示されている。仮に本当に Higgs mass が 115GeV だとしよう。すると順調に行けば、Tevatron は 2003 年までに 2.5fb^{-1} のデータを蓄積し 2σ で Higgs boson を確認できる。同様に 2005 年までに蓄積した 5fb^{-1} のデータで 3σ evidence を、そして 2007 年までに 15fb^{-1} のデータで 5σ discovery を達成することが出来るであろう。[16] 現実にこれだけの luminosity を達成できるかはひとえに実験にかかっているので確たることは言えないが、Tevatron で Higgs がみつかる可能性は低くないと言える。

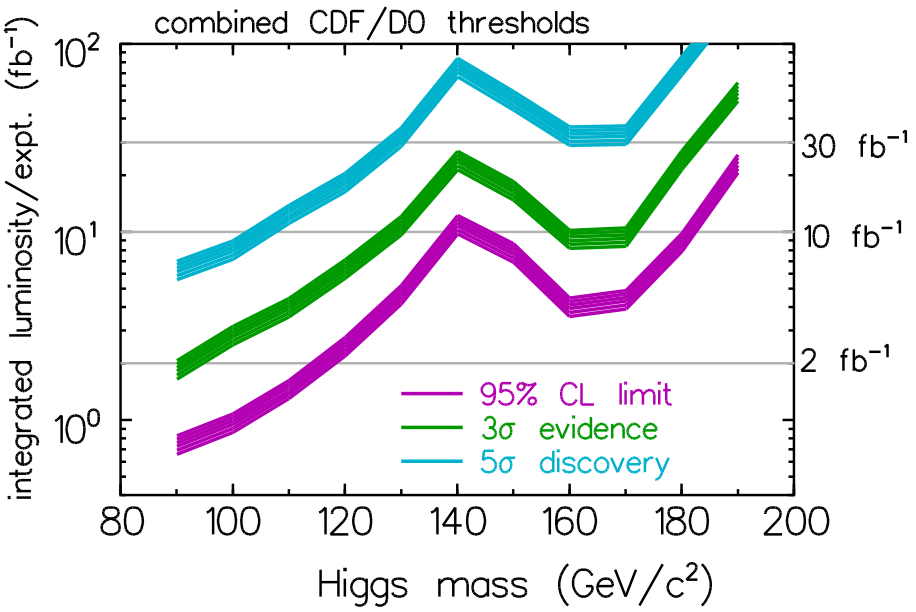

図 5: Tevatron Higgs Search Limit.

2.2 Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) and Higgs Boson

2.2.1 Supersymmetry: The Motivation

超対称性とはポアンカレ対称性を最大限に拡張した時空の対称性である。ポアンカレ対称性は量子力学及びクラスター分解原理と結びつき場の量子論を構成し、標準模型は場の量子論によって記述されており、それは weak scale までの物理をほぼ完璧に記述する。では何故超対称性という高い対称性を持ち込んだ理論を構築する必要があるのか？

最大の動機は、超対称性が標準理論の最大の問題点「hierarchy problem」を解決するためである。以下に hierarchy problem とその超対称性による解決策を述べる。

2.2.2 Hierarchy Problem

標準模型において、Higgs boson は electroweak symmetry breaking のために自己 4 点結合を持つ。この結果、図 6, 7 ([17]) によって生じる放射補正によって Higgs boson の質量はエネルギースケールの 2 乗で発散してしまう。これが有名な"Hierarchy Problem" であり、標準模型の最大の難点である。

もちろんこの問題は fine-tuning で解決できる。すなわち Higgs boson の bare mass $m_h^2 = m_0^2 - \Lambda_{UV}^2$ としておき、放射補正の影響が Λ_{UV}^2 なのであれば放射補正を含めた total での Higgs mass は m_0^2 であり、weak scale にとれる。しかしこれには

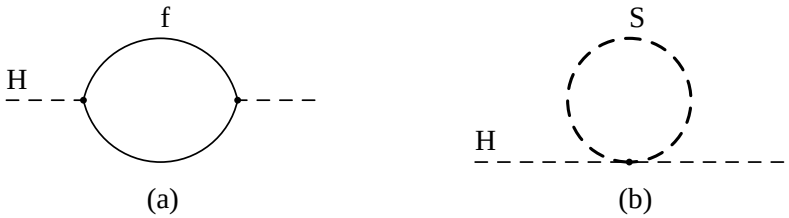

図 6: A diagram which contributes to the divergent higgs boson mass(1-loop)

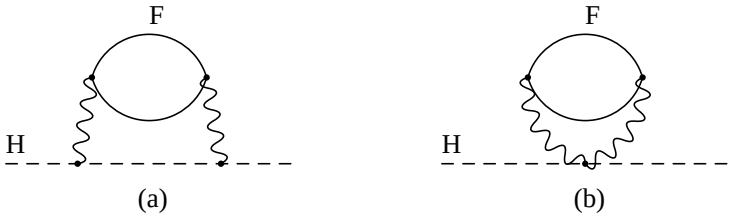

図 7: A diagram which contributes to the divergent higgs boson mass(2-loop)

$\frac{m_0^2}{\Lambda_{UV}^2} \sim 10^{-36}$ の tuning が必要であり、到底物理理論として満足のできるものではない。

この問題は超対称性を導入することによって美しく解決することが出来る。全ての fermion には boson が, 全ての boson には fermion が超対称性パートナーとして生じるために、loop correction は超対称性が exact な limit で完全に cancel してしまう。もちろん我々は電子と同じ重さを持つスカラー電子を観測したことは無いので、超対称性は破れていなくてはならないが、その破れ方が"soft"、すなわち Higgs mass に 2 次発散をもたらさない破れ方なのであれば Higgs mass に関する問題は解決する。

超対称性は時空の対称性を最大限に生かしたもので、理論的にあっても不思議ではない。また超対称性は neutralino-LSP が Cold Dark Matter の最有力候補であったり [18]、muon g-2 [19] を非常に良く説明できたりするので理論的にも現象論的にも favor される理論である。

もっともこの理論には Flavor-Changing Neutral Current や CP からくる強い実験の制限がつく。これらの制限を解決するために、gravity-medited , gauge-mediated [20]. [21] anomaly-mediated [22], そして gaugino-mediated [23] SUSY breaking という様々な模型が提唱されている。だがここでは Higgs physics に集中するためその詳細には触れない。

2.3 Higgs bosons in the MSSM

2.3.1 Theory

MSSM においては、ヒッグスの自己結合定数は scalar-gauge 作用によって生成されるために自己結合定数がゲージカップリングと関係付けられる。そのためヒッグスの質量に対して非常に厳しい制限がつく。もしも MSSM が正しいのであれば、軽いヒッグスは約 130GeV 以下になくてはならない。

MSSM のラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_W. \tag{36a}$$

$$\mathcal{L}_V = \frac{1}{4}\int d^2\theta \hat{W}_\alpha \hat{W}_\alpha, \quad \text{(gauge Lagrangian)} \tag{36b}$$

$$\mathcal{L}_\phi = \int d^4\theta \hat{\phi}^* e^{eV}\hat{\phi}, \quad \text{(matter Lagrangian)} \tag{36c}$$

$$\mathcal{L}_W = \int d^2\theta W[\hat{\phi}]. \quad \text{(superpotential)} \tag{36d}$$

である。Superfield を展開して Grassmann 積分を行うと

$$\mathcal{L}_V = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \cdots + \frac{1}{2}D^2, \tag{37a}$$

$$\mathcal{L}_\phi = D_\mu\phi^* D^\mu\phi + \cdots + \frac{g}{2}D|\phi|^2, \tag{37b}$$

$$\mathcal{L}_W = -|\frac{\partial W}{\partial\phi}|^2. \tag{37c}$$

D-field は補助場であり、運動方程式によって解け $D = -\frac{g}{2}|\phi|^2$ となる。従ってこれを Lagrangian の gauge 項に代入することによって、ヒッグスの 4 点結合は

$$\mathcal{L}[\phi^4] = -\frac{g^2}{8}|\phi^2|^2 \tag{38}$$

となり、結合定数は独立変数で無くなる。

Superpotential で fermion に質量を与え、かつ anomaly-cancellation が起こるためにはヒッグス場が 2 つ必要である。up-type のフェルミオンに質量を与える $\hat{H}_u$ と、down-type のフェルミオンに質量を与える $\hat{H}_d$ である。それによる superpotential は

$$W = -\mu\epsilon_{ij}\hat{H}_d^1\hat{H}_u^j + \epsilon_{ij}[f_l\hat{d}^i\hat{L}^j R + f_d\hat{H}_u^i\hat{Q}^j\hat{D} + f_u\hat{H}_u^j\hat{Q}^i\hat{U}] \tag{39}$$

Electroweak symmetry breaking を起こすための Higgs のポテンシャルは

$$\begin{aligned} V = {} & m_1^2 H_1^{*i}H_1^i + m_2^2 H_2^{*i}H_2^2 - m_{12}^2(\epsilon_{ij}H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) \\ & + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)[H_1^{*i}H_1^i - H_2^{*i}H_2^i]^2 + \frac{1}{2}|H_1^{*i}H_2^{*i}|^2. \end{aligned} \tag{40}$$

もしもここで条件

$$m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2| \text{ and } m_1^2 m_2^2 < |m_{12}^2|^2. \tag{41}$$

がみたされるのであれば、ポテンシャルの最小値は $H_d \to [0, v_d]$ and $H_u \to [v_u, 0]$ で達成され、symmetry breaking が起こる。

この最小値のまわりでヒッグス場を展開すると

$$H_d^1 = H^+ \cos\beta + G^+ \sin\beta, \tag{42a}$$
$$H_d^2 = v_d + [H^0 \cos\alpha - h^0 \sin\alpha + iA^0 \sin\beta - iG^0 \cos\beta]/\sqrt{2}, \tag{42b}$$
$$H_u^1 = v_u + [H^0 \sin\alpha + h^0 \cos\alpha + iA^0 \cos\beta + iG^0 \sin\beta]/\sqrt{2}, \tag{42c}$$
$$H_u^2 = H^- \sin\beta - G^- \cos\beta. \tag{42d}$$

mass eigenstate は CP-even な neutral field h^0, H^0、CP-odd な neutral field A^0、そして charged field $H^\pm$ である。G は Goldstone mode に対応し、ゲージ場の longitudinal 成分に吸収される。３つのパラメータ

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_d^2 + v_u^2), \text{ (Z boson mass)} \tag{43a}$$
$$M_A^2 = m_{12}^2 \frac{v_d^2 + v_u^2}{v_d v_u}, \text{ (pseudoscalar Higgs mass)} \tag{43b}$$
$$\tan\beta = \frac{v_u}{v_d} \text{ (the ratio of VEV)}. \tag{43c}$$

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

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}], \tag{44a}$$
$$M_{H^\pm} = M_A^2 + M_W^2 \tag{44b}$$

また Higgs mixing angle α は

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2} \text{ with } -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0 \tag{45}$$

で与えられる。この質量公式からすぐにわかることは

$$M_h \le M_Z, M_A \le M_H, \tag{46a}$$
$$M_W \le M_{H^\pm}. \tag{46b}$$

この公式が正しければ軽いヒッグス h の質量は Z-boson のそれよりも軽いことになるが、Section 2.3.2 で述べる通り LEP 実験は $m_h > 91\text{GeV}$ を得た。[24] しかしだからといって MSSM が exclude されたわけではない。

Tree-level での質量公式は top sector との相互作用によって大きな放射補正を受ける。これは Virtual top, stop の loop によるもので、超対称性の破れが原因となっている。さらにこの質量補正は top Yukawa による $\tilde{t}_L$ と $\tilde{t}_R$ の大きな mixing にも影響される。

M_t^4 までの order で、放射補正の質量公式はパラメタ

$$\epsilon = \frac{3G_F}{2\pi^2}\frac{M_t^4}{\sin^2\beta}\log\frac{M_{\tilde{t}_1}M_{\tilde{t}_2}}{M_t^2}. \tag{47}$$

に依存し、Higgs の質量はは 1-loop で次のようになる：

$$\begin{aligned} M_h^2 &= \frac{1}{2}[M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon \\ &\quad - \sqrt{(M_A^2+M_Z^2)^2 - 4M_A^2M_Z^2\cos^2 2\beta - 4\epsilon(M_A^2\sin^2\beta M_Z^2\cos^2\beta)}], \qquad (48)\\ M_H^2 &= M_A^2 + M_Z^2 - M_h^2 + \epsilon, \qquad (49)\\ M_{H^\pm}^2 &= M_A^2 + M_W^2. \qquad (50) \end{aligned}$$

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

$$\tan\beta 2\alpha = \tan 2\beta\frac{M_A^2+M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2 + \epsilon/\cos 2\beta} \tag{51}$$

となる。以上の放射補正によって、MSSM の軽い Higgs boson の質量の上限は 130GeV 程度になり、現在の観測と矛盾しない。

また、Higgs boson と fermion、gauge boson との coupling は Standard Model のそれに factor がかかったものになり、それは表 2 にまとめられている。

Φ	g_u	g_d	g_V
SM H	1	1	1
MSSM h	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\sin(\beta-\alpha)$
MSSM H	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos(\beta-\alpha)$
MSSM A	$1/\tan\beta$	$\tan\beta$	0

表 2: SM の場合と比べた場合の MSSM における Higgs boson の fermion,vector boson との coupling

2.3.2 Experimental Limit on Light MSSM Higgs boson Mass

LEP 実験によって得られた MSSM light Higgs の parameter excluded region が図 8 にまとめてある。それによると

$$M_h > 91\mathrm{GeV}, \tag{52a}$$

$$\tan\beta \gtrsim 2.5. \tag{52b}$$

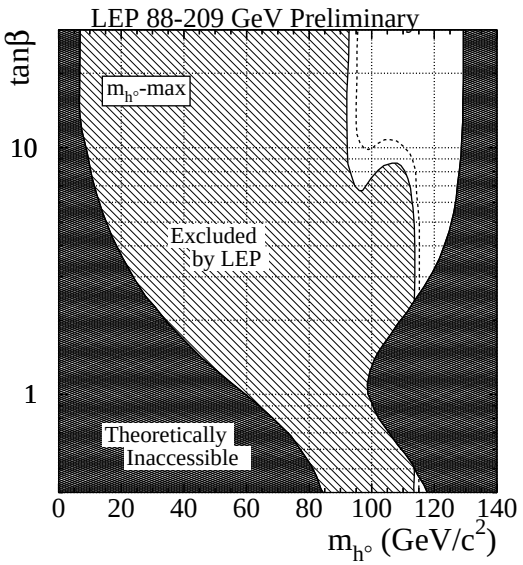

図 8: LEP で exclude された軽いヒッグスボソンのパラメタ領域。

3 Search for Higgs boson at Large Hadron Collider

2006 年稼動開始予定の Large Hadron Collider(LHC) での最大の目標は Higgs boson の発見であり、detector(ATLAS,CMS) もそれに適した設計になっている。以下、SM の場合と MSSM の場合いずれについても discovery についての展望を述べる。なお、今回 detector としては ATLAS のそれを採用して議論をするめる。資料としては [26] を用いた。

3.1 The Standard Model Higgs boson

3.1.1 Introduction

section 2.1.2, 2.1.3で述べた通り、現在の実験は軽いHiggs bosonの存在をfavorしている。ここでは理論が示唆する通り、軽いヒッグスの場合$80\text{GeV} < m_H < 200\text{GeV}$を主に考えていく。

LHCにおいてHiggs bosonのdiscovery channelとして考えられているのは次のとおりである。

- $H \to \gamma\gamma$ direct production,
- $H \to \gamma\gamma$ from the associated production WH, ZH, and $t\bar{t}H$, using a lepton (e, μ) tag from the vector boson or top quark decay,
- $H \to b\bar{b}$ from the associated productionWH, ZH, and $t\bar{t}H$, using a lepton (e, μ) tag from and b-tagging,
- $H \to ZZ^* \to 4l$
- $H \to ZZ \to 4l$ and $H \to ZZ \to ll\nu\nu$,
- $H \to WW \to l\nu jj$ and $H \to ZZ \to lljj$.

また、figure 9, 10 にそれぞれHiggs bosonのtotal widthとbranching ratioを示しておく。

3.1.2 $H \to \gamma\gamma$

崩壊モード $H \to \gamma\gamma$ は、figure 10からもわかる通りrare decay modeである。このモードでのHiggs探索が可能なmass regionは $100\text{GeV} < m_H < 150\text{GeV}$ 程度であり、EM Calorimeterに高い精度が要求される。

• gg fusion mode

signal reconstruction

軽いHiggs bosonの生成はgluon-fusionによって大半が行われる。今回はまずその生成モードを考えよう。

まずisolated photonを選び出し(約80 % のefficiency)、以下のようなkinematical cutをかける。

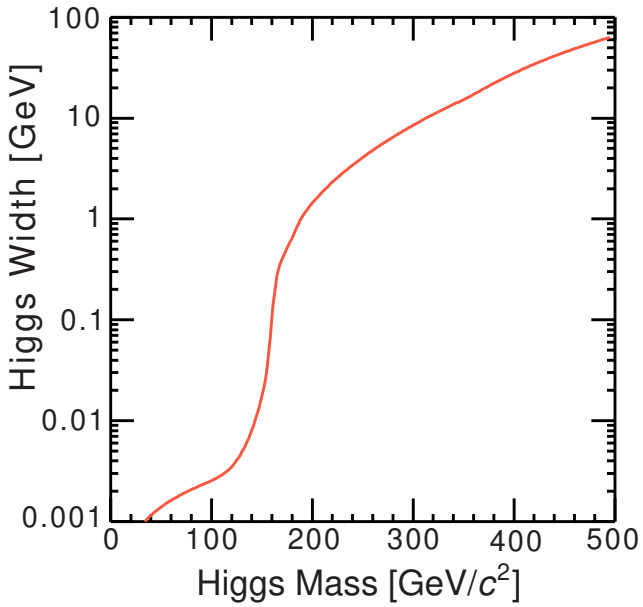

図 9: Total Decay width of The SM Higgs boson.

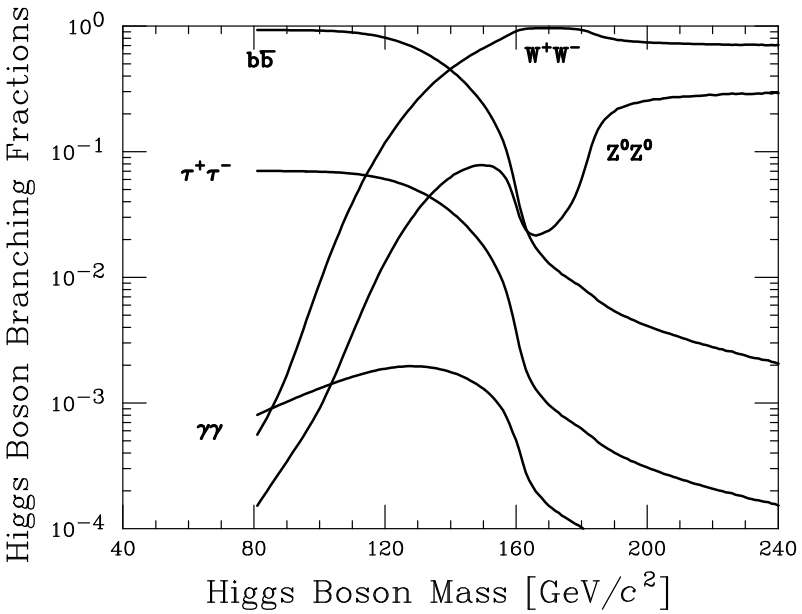

図 10: The branching ration of the SM Higgs boson.

- photonの候補1,2は、transverse momenta $p_T^1 > 40\text{GeV}$ かつ $p_T^2 > 25\text{GeV}$ をもっていなくてはならない。
- いずれのphoton候補もpseudo-rapidityが $|\eta| < 2.4$ の範囲内に収まってなくてはならない。

その結果得られるcross-section,acceptance等は表3にまとめてある。

Higgs mass (GeV)	80	90	100	110	120	130	140	150
cross section(pb)	38.4	32.4	27.8	24.2	21.2	18.8	17.0	15.4
branching ratio(%)	0.089	0.119	0.153	0.190	0.219	0.222	0.193	0.138
$\sigma \times$ BR(fb)	34.2	38.6	42.5	46.0	46.4	41.8	32.8	21.2
acceptance	0.29	0,38	0.44	0.48	0.51	0.53	0.55	0.58
mass resolution (GeV)	1.11	1.20	1.31	1.37	1.43	1.55	1.66	1.74

表 3: $gg \to H \to \gamma\gamma$-modeにおけるcross section, branching ratio,etc.

これは、P_T-balance cutを行う従来のcut [27]とは違いそのcutは行わない。これによってsignal acceptanceは$\sim 16\%$増え、またirreducible backgroundは$\sim 9\%$増えている。[28]

Irreducible Background

kinematical cutで減らせないbackgroundとしては、3つのprocessがある。

- Born ($\bar{q}q \to \gamma\gamma$)
- box ($gg \to \gamma\gamma$)
- quark bremsstrahlung ($qg \to q\gamma \to q\gamma\gamma$)

これらの寄与をPYTHIA event generatorで生成した結果 [29] は、準解析的な結果と良く一致している。[30] isolation cutの後に、50%ほどの寄与が残る。

Reducible Background

減らすことの出来ない$\gamma\gamma$ backgroundに加えて、γと間違えられる可能性のあるjet-jet, jet-γ event、あるいは$ZZ \to ee$も考えなくてはならない。これらの過程

の生成断面積はsignalよりはるかに大きいので、photon/jet, photon/electronに大して十分な判別能力が検出器に要求される。

• weak boson fusion mode

weak boson fusionはLHCにおいてintermediate amss Higgs bosonに対して$\sigma B(H \to \gamma\gamma)$が 9fb 存在する。このprocdssで生じる前方のenegetic jetがこのeventのシグナルを非常に明瞭にしてくれる [31]。

このモードのプロセスは

$$qq \to qqH \to jj\gamma\gamma \tag{53}$$

である。それらのNormalized ηはfigure 11に示されている。このfigureからわかるように、jetのηは前方または後方に集中しているのに対し、γのηはより中心に近い。

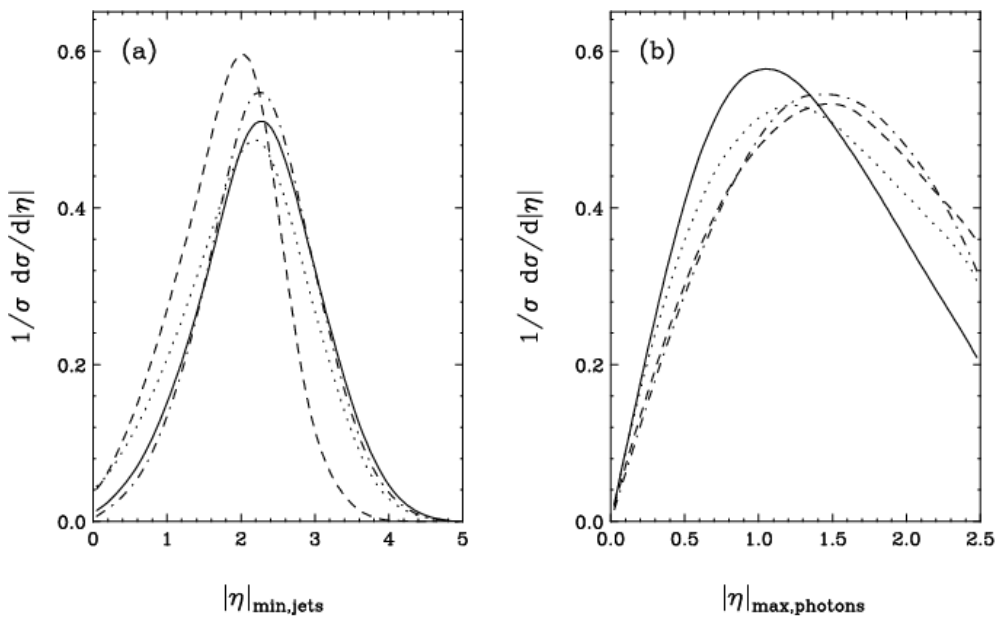

図 11: 規格化されたpseudo-rapidityの分布。(a)は最も中心部にtagされたjetであり(b)はビーム軸に最も近いγである。ここで$m_H = 120$GeV を仮定している。signal:(solid line), irreducible QCD background:dashed line, irreducible EW background(dot-dashed line), そしてdouble parton scattering background(dotted line)

もう１つのこのシグナルの特徴は、jetとphotonのsemi-hardなtransverse momentum 分布であり、それらはfigure 12, 13に描かれている。

以上の情報から、cut のcriteria を定める。general acceptance のcriteria は

$$\begin{aligned} P_{T_j} > 20\mathrm{GeV}\ , \quad P_{T_\gamma} > 20\mathrm{GeV}, \\ |\eta_j| < 5.0\ , \quad |\eta_\gamma| < 2.5, \\ \Delta R_{jj} > 0.7\ , \quad \Delta R_{j\gamma} > 0.7. \end{aligned} \tag{54}$$

そしてjet に対するcriteria は

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{tags} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| > 4.4\ \ , \quad \eta_{j1}\eta_{j2} < 0, \\ \min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) + 0.7 < \eta_\gamma < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2}) - 0.7. \end{aligned} \tag{55}$$

これらのcriteria を要請した後のpT のグラフは以下の通り。

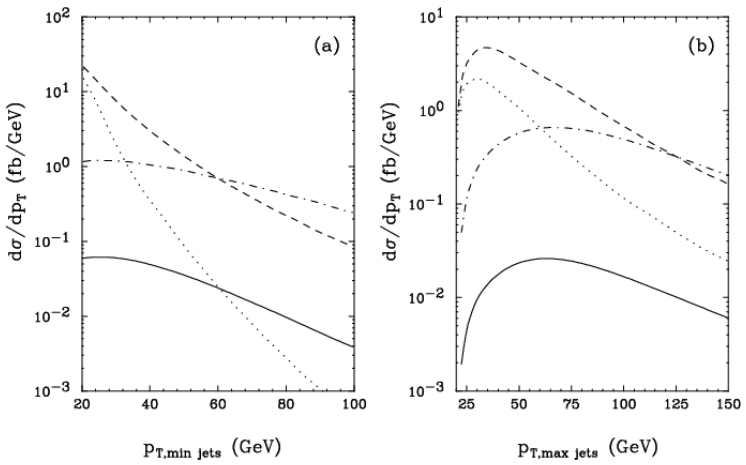

図 12: jet のTransverse momentum の分布。(a) はsoft な物であり (b) はhard なものである。acceptance cut (equation (54)), 及びforward jet tagging cut (equation (55)) が要請されている。signal はsolid curve でありその他はfigure 10 と同じline である。

そしてその結果、Higgs boson のdiscovery がweak boson fusion mode で可能になる。それを示したのが figure 14である。

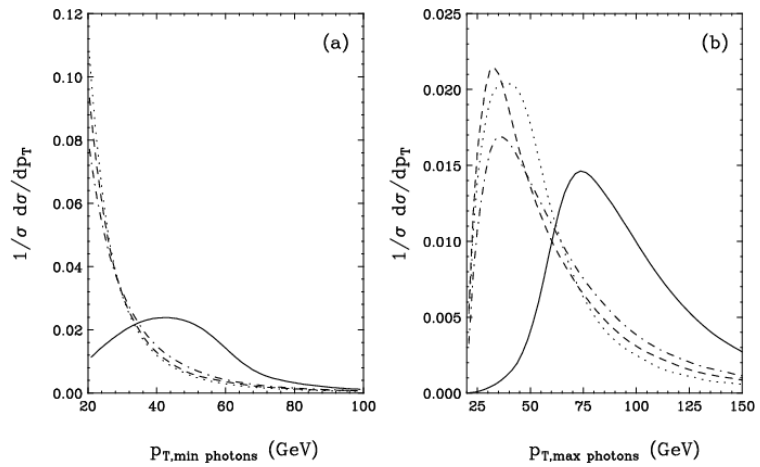

図 13: photon の transverse momentum 分布。(a) は soft な物であり (b) は hard なものである。line の意味は以前の図と同じ。

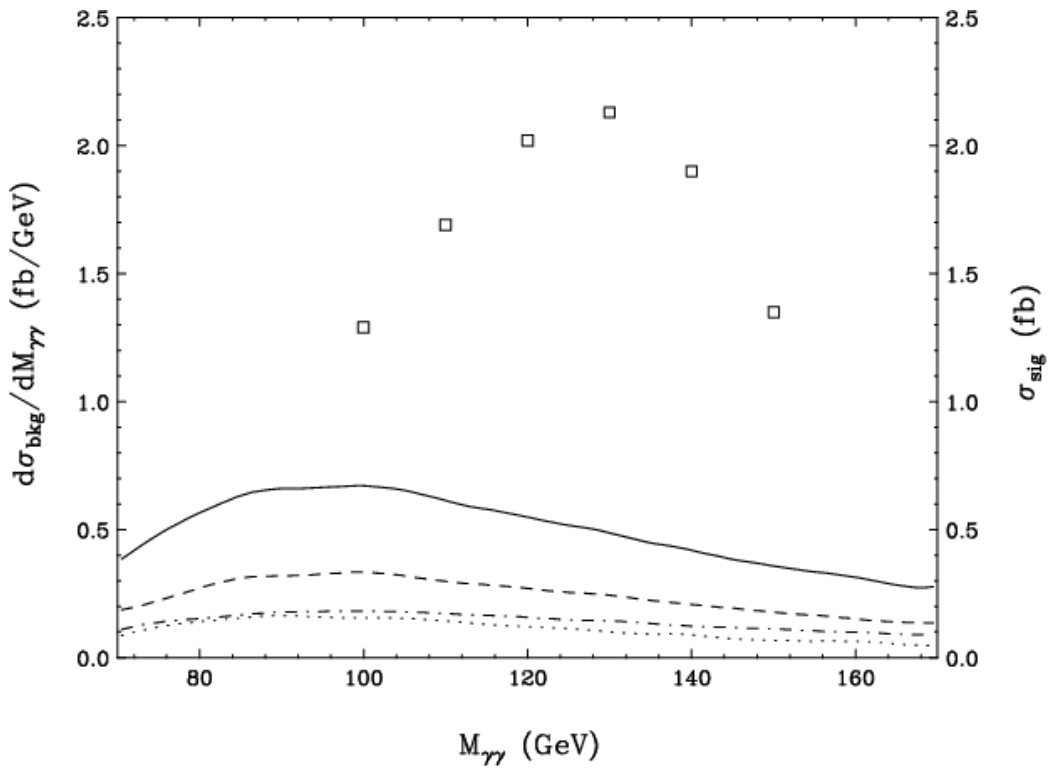

図 14: Higgs boson signal cross section と diphoton invariant mass distribution. これらは cut の criteria を課したあとのものである。solid line が全ての background の和を表している。見てわかるように、10fb^{-1} で 3.5 から 6.9 Standard Derivation が可能であり、よってこのモードで Higgs boson を発見できる。

• Associated Production: $WH, ZH, t\bar{t}H$.

Signal Reconstruction

次に、$WH, ZH, t\bar{t}H$-Associated Production を考える。この場合は cross section は小さいものの、2 つの photon への崩壊に加えて W,Z が leptonic に崩壊した場合 $2-\gamma+$ lepton という非常に background が少ないシグナルが得られる。

kinematical cut としては、

- two isolated photons and one lepton with $|\eta| < 2.4$,
- $p_T(\gamma, l) > 25\text{GeV}$,
- $\Delta R > 0.4$ (QCD jet や $t\bar{t}$ 生成から来る連続 background events を取り除くため)

これによって得られる acceptance は表 4 の通り。($m_H = 100\text{GeV}$)

event	WH	ZH	$t\bar{t}H$
acceptance	31%	29%	29%

表 4: Higgs boson の各 associated production モードに対する acceptance.

Irreducible background

kinematical cut で落としにくい過程としては、$W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$, $b\bar{b}\gamma\gamma$ がある。これは PYTHIA generator を用いて解析された。[32] 上記の kinematical cut を行った後に主に残るのは $Z\gamma\gamma$ background であるが、この Z boson からくる lepton は lepton-photon mass $m_{\gamma l} > 25\text{GeV}$ and $|m_{\gamma l} - m_Z| < 8\text{GeV}$ を要請することで factor 3.6 落とすことが出来る。

Reducible Background

kinematical cut で落とすことの出来る過程は多量に存在する。$\gamma\gamma$-jet, γl-jet, γ-jet-jet, l-jet-jet, そして jet-jet-jet [33]. kinematical cut を行った後は、これらのイベント数は Irreducible background の $20-30\%$ 程度になる。

• Total Result

gluon fusion process, associated process どちらも考慮に入れた結果が表5である。

Signal Observability

上のkinematical cutをかけた後、モンテカルロシミュレーションを行った結果を表5に載せている。ここからわかることは、軽いHiggs bosonの場合 ($105\text{GeV} \gtrsim m_H \gtrsim 145\text{GeV}$) このモードが 5σ discovery に大きく寄与するということである。

Higgs mass(GeV)	80	90	100	110	120	130	140	150
Signal Events (direct production)	502	655	947	1110	1190	1110	915	617
Signal Events ($WH, ZH, t\bar{t}H$ production)	85	76	98	97	93	76	58	35
$\gamma\gamma$ background	41700	41000	41400	35000	29000	24700	20600	16900
jet-jet background	5400	5600	5950	5300	4600	4100	3550	3050
γ-jet background	12500	10600	9100	7000	5800	4900	4100	3400
$Z \to ee$ background		< 70						
Significance for 100fb^{-1}	2.4	3.1	4.4	5.6	6.5	6.5	5.8	4.3
Significance for 30fb^{-1}	1.5	1.9	2.7	3.4	3.9	4.0	3.5	2.6

表 5: $H \to \gamma\gamma$ modeにおけるHiggs bosonの発見可能性。signalとbackgroundの数はHiggs massの中心値から 1.4σ でとってある。30fb^{-1} はlow luminosity, 100fb^{-1} はhigh luminosityに相当。

その1例として、図15に $m_H = 120\text{GeV}$, integrated luminosity= 100fb^{-1} における $\gamma\gamma$ invariant mass をplotしている。$m_H = 120\text{GeV}$ の部分における隆起がHiggs bosonのシグナルに相当する。

3.1.3 $H \to b\bar{b}$

仮にHiggs bosonの質量が $2M_W$ よりも小さいのであれば、gauge bosonへのdecay modeが開けないので $H \to b\bar{b}$ が90%程度を占める主な崩壊モードとなる。直接生成である $gg \to H \to b\bar{b}$ はcross sectionは大きいもののQCD two-jet backgroundがあまりに多いためにtriggerが出来ない。よって可能なtriggerとしては W, Z bosonあるいは $t\bar{t}$ とのassociated productionにおいて生じるhigh-pT leptonのみ考えられる。さらに、high-pT leptonを要求することでQCD jetを大量に落とすこ

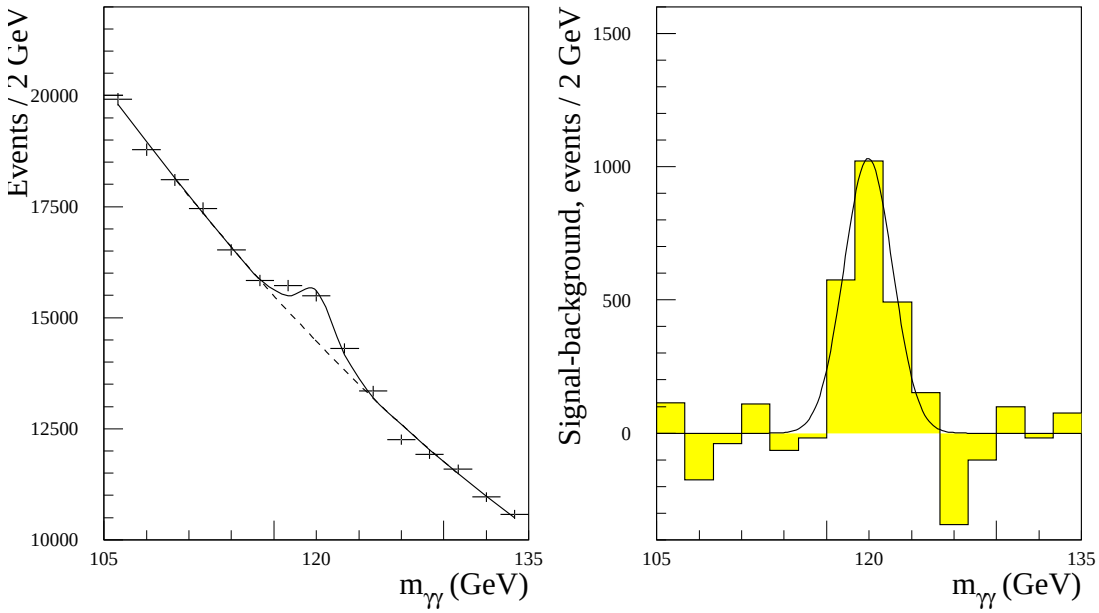

図 15: The invariant mass of $\gamma\gamma$ in case of $m_H = 120\mathrm{GeV}$.

とが出来る。こうしてHiggs bosonは2つのb-tagged jetのinvariant massとしてreconstructできる。

このassociated Higgs productionのうち、効率よくtriggerできるのは$WH, t\bar{t}H$-modeである。

wjj や $t\bar{t}$ のcross sectionは大きいが、それらはreducibleである。

Higgs bosonのイベントの満たすトポロジーとしては

- triggerにかかった電子（ミューオン）が$p_T > 20\mathrm{GeV}$ $(p_T > 6\mathrm{GeV})$を持ち、かつ$|\eta| < 2.5$にあること（high-luminosityの場合はそれぞれ$30\mathrm{GeV}, 20\mathrm{GeV}$.
- $H \to b\bar{b}$で生じたjetは$p_T > 15\mathrm{GeV}$, $|\eta| < 2.5$を持つ。

• WH channel

表6からわかる通り、WH-channelを使うためには膨大なbackgroundをsuppressしなくてはならない。そのためのselection criteriaは以下のようになる[34]。

- 上記の条件を満たすisolated leptonが一つ以上あること
- 上記の条件を満たすb-tagged jetが2つ以上あること
- lepton veto: それ以上$p_T > 6\mathrm{GeV}$, $|\eta| < 2.5$のleptonが無いこと

final state $l\nu b\bar{b}+X$	σ(pb)
$WH(m_H = 100\mathrm{GeV})$	0.40
WZ	0.86
$Wb\bar{b}$	70
$t\bar{t}$	247
$w^* \to tb$	1,4
$qg \to tbq$	45
Wjj (two jets with $p_T > 15\mathrm{GeV}, \|\eta\| > 3.2$)	4640
final state $l\nu jjb\bar{b}+X$	σ(pb)
$t\bar{t}H(m_{H=100}\mathrm{GeV})$	0.29
$t\bar{t}Z$	0.02

表 6: WH,$t\bar{t}H$ 生成に対する$\sigma \times Br.$ 全てのbackground過程が含まれている。

- jet veto: それ以上$p_T > 15\mathrm{GeV}$, $|\eta| < 5.0$を満たすjetが無いこと。これで$t\bar{t}$ backgroundがおちる。
- two b-tagged jetのinvariant massがHiggs mass $\pm 2\sigma \sim 22\mathrm{GeV}$にあること。

以上のcutを加えたモンテカルロシミュレーションの結果が表7 及び図16である。

図16を見てもわかる通り、このsignalのexcessはbackgroundのpeak近傍に立っている。よってbackgroundのsystematic errorに非常に敏感に反応し、そのために期待できるσも小さくなってしまう。$Wb\bar{b}$ background に5 % のsystematic errorを許せば表7の最終行のように$S/\sqrt{B}$も悪化してしまう。

まとめると、WH-channelにおける$H \to b\bar{b}$の検出はLHCが最高のb-taggingを発揮してもきわめて難しいということである。

• $t\bar{t}H$ channel

表6からわかる通り、$t\bar{t}H$ channelはWH channelと同じ程度のcross sectionを持つ。しかし終状態は2つのW-bosonと4つのb-jetであり極めて複雑である。triggerを行うためには、W-bosonのうち1つはleptonicに崩壊する必要がある。その上で、2つのtop quarkをreconstructすればsignalそのもので生じうるcombinatrial backgroundを大幅に抑えることが出来る [35]。

このプロセスにたいするbackgroundは以下の通り。

Irreducible background

Higgs Mass (GeV)	80	100	120
$WH, H \to b\bar{b}$	650	416	250
$WZ, Z \to b\bar{b}$	540	545	220
$Wb\bar{b}$	3400	3650	2000
$t\bar{t} \to WWb\bar{b}$	2500	3700	3700
tb, tbq	500	740	740
total background	19440	16250	10820
S/B	3.3 %	2.5 %	2.3 %
$S/\sqrt{B}$	4.7	3.3	2.4
$S/\sqrt{B}$ (incl.syst.)	3.0	1.9	1.7

表 7: 通常のb-tag efficiency及び30fb^{-1} を用いた際期待される$(WH, H \to b\bar{b})$ event.

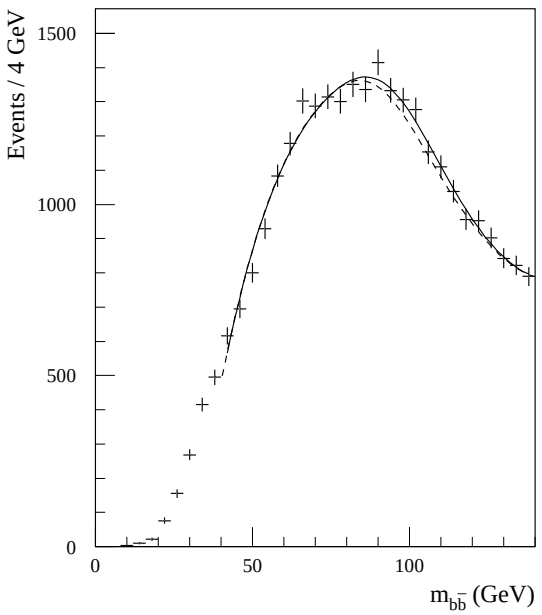

図 16: WH assosicated productionにおいて、$H \to b\bar{b}$ modeで期待されるsignalとbackground. $m_H = 100$GeV. integrated luminosity=30fb^{-1}.

resonant $t\bar{t}Z$、あるいは continum $t\bar{t}b\bar{b}$ 生成。$t\bar{t}Z$ の cross section は表４からわかる通り十分小さいので無視できる。

Reducible background

b-jet に mis-id されたもの。例えば $t\bar{t}jj, Wjjjjjj, WWb\bar{b}jj$, など。$t$ を含まないものは top reconstruction で大幅に suppress できる。

W, top を reconstruct する前に以下の pre-selection を行う。

- １つの trigger にかかった lepton
- 少なくとも６つの $p_T > 15$GeV の jet。high-luminosity の場合は $p_T > 30$GeV.
- 丁度４つの b-tagged jets

b-jet として id されなかった 2 つの jet から W-boson を reconstruct して、mass を M_W にあわせるため momentum を rescale する。そして $\chi^2 = (m_{jjb} - m_t)^2 + (m_{l\nu b} - m_t)^2$ を最小にするような b を集め、top を reconstruct する。ここで残った b-jet を用いて Higgs を reconstruct する。

このプロセスで期待される signal 及び background は表 8 にまとめてある。その signal の絵が図 17 である。

結論としては、$t\bar{t}H$, $H \to b\bar{b}$-mode は b-tagging の効率が十分によいのであれば魅力的な channel である。300fb^{-1} において $80\text{GeV} < m_H < 130\text{GeV}$ で 5σ discovery が可能である。 background shape の不定性を 5% 考慮に入れても $80\text{GeV} < m_H < 125\text{GeV}$ で発見できる。

Higgs mass(GeV)	80	100	120
Signal S	81	61	40
$t\bar{t}Z$	7	8	2
$Wjjjjjj$	17	12	5
$t\bar{t}jj$	121	130	120
Total background B	145	150	127
S/B	0.56	0.41	0.32
$S/\sqrt{B}$	6.7	5.0	3.6
$S_{H\to b\bar{b}}/S_{total}$	0.67	0.64	0.59

表 8: 30fb^{-1} で期待される $t\bar{t}H$-mode の signal と background.

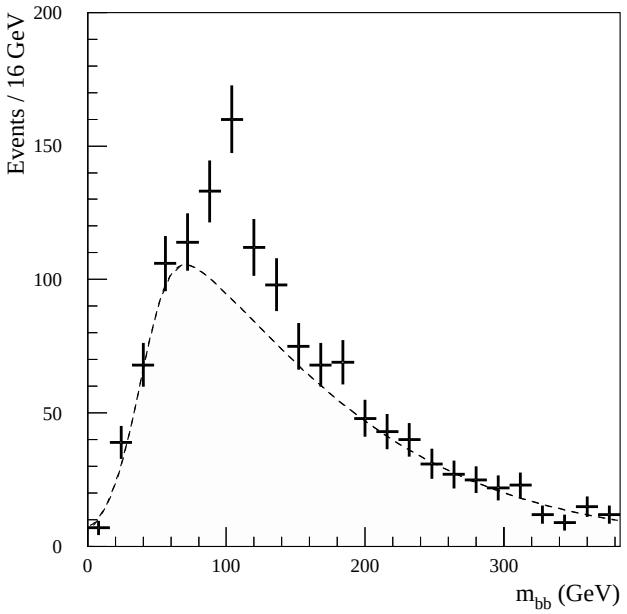

図 17: $t\bar{t}H$ associated production mode において、decay $H \to b\bar{b}$ mode で期待される signal と background. $m_H = 100\text{GeV}$. integrated luminosity=100fb^{-1}.

3.1.4 $H \to ZZ^* \to 4l$

崩壊 $H \to ZZ^* \to 4l$ は $120\text{GeV} < m_H < 2m_Z$ まできれいなシグナルを残し、かつ $m_H > 2m_Z$ においては"gold-plated"、すなわち最良の Higgs discovery mode になる。

signal の reconstruction は 4 つのレプトンを identify する標準的な kinematical cut で行う。それは以下の通り。

- 2 つの $p_T > 20\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$ のレプトンで trigger をかける
- さらに 2 つのレプトンに対して $p_T > 7\text{GeV}$ かつ $|\eta| < 2.5$
- 1 つのレプトンペアが Z-mass の近傍に invariant mass を持つこと。つまり $|m_{ll,1} - m_Z| < m_{12}$
- もう片方のレプトンペアが thresholdm_{34} 以上の invariant mass を持つこと。

m_{12}, m_{34} を最適化することによって $H \to ZZ^* \to 4l$ の acceptance を大幅に上げることが出来る [36]。その結果は表 9の通り。

このプロセスにおける signal 及び background の cross section は表 10にまとめられている。signal の $\sigma \times \text{BR}$ が 170GeV 近傍で一時的に落ち込んでいるのは $2M_W \sim 160\text{GeV}$ が W-pair production の threshold だからである。

Higgs mass(GeV)	120	130	150	170	180
m_{12} window (GeV)	± 20	± 15	± 10	± 6	± 6
m_{34} threshold (GeV)	15	20	30	45	60
Acceptance	0.265	0.335	0.415	0,466	0.535

表 9: $H \to ZZ^* \to 4l$ のモードに対する最適化された Z-mass cut の maass window m_{12} 及び mass threshold m_{34}。

Higgs mass(GeV)	120	130	150	170	180
$\sigma \times$ BR for signal (fb)	1.29	2.97	5.53	1.40	3.26
$\sigma \times$ BR for $ZZ^* \to 4l$ (fb)	0.16	0.28	0.28	0.26	0.24
$\sigma \times$ BR for $ZZ \to \tau\tau ll \to 4l$ (fb)	0.04	0.03	0.03	0.02	0.01
$\sigma \times$ BR for $t\bar{t} \to WbW\bar{b} \to 4l$ (fb)	1.2	1.9	2.5	1.9	1.7
$\sigma \times$ BR for $Zb\bar{b} \to 4l$ (fb)	0.9	1.3	1.7	1.3	1.2

表 10: $H \to ZZ^* \to 4l$ mode における signal,background の $\sigma \times$ BR.

Reducible background

kinematical cut の後でのこる background のうち、reducible な $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ によるものは irreducible なものより１０倍以上多いので、これらを出来るだけ減らす cut を行う必要がある。

Isolation cuts

$H \to ZZ^* \to 4l$ signal や ZZ^* irreducible background に対して、$t\bar{t}$ 及び $Zb\bar{b}$ reducible background ではレプトンが b-quark より生じているために少なくとも 2 つは isolate していない。従って inner detector において $\Delta R = 0.2$ の範囲で捉えられるレプトンの p_T は reducible background の方が数が多い分だけ大きくなりやすい。この事実を用いて background の cut を行える。

Impact parameter cuts

background の場合レプトンが b-quark から生じるので、その impact parameter が Higgs boson のそれと違って広く分布しやすい。この事実を使ってさらに background 事象を cut することが出来る。

Results

以上のcutそかけた上での結果を表11に載せる。ここから読み取れることとしては

- $m_H \sim 130$GeVからsignificanceは急激に増大し、この領域でのHiggs discoveryのmain channelになる。
- 主なbackgroundはirreducibleな$ZZ^*/Z\gamma$である。
- Reducible backgroundはisolation cut及びimpact parameter cutで十分に抑えられている
- 統計が少ないので、Gaussian $S/\sqrt{B}$ 近似のほかにもPoisson統計でSignificanceを評価すると、若干悪くなる。

Higgs mass (GeV)	120	130	150	170	180
Signal	4.1	11.4	26.8	7.6	19.7
$t\bar{t}$	0.01	0.02	0.03	0.02	0.02
$Zb\bar{b}$	0.08	0.12	0.19	0.17	0.19
ZZ^*	1.23	2,27	2,51	2.83	2.87
$ZZ \to \tau\tau ll$	3.4	7.0	15.5	4.3	11.2
Significance ($S/\sqrt{B}$)	3.4	7.0	15.5	4.3	11.2
Significance (Poissoon)	2.4	4.8	15.5	3.2	11.2

表 11: $H \to ZZ^* \to 4l$-modeにおけるsignal, backgroundのevent数。luminosity=30fb^{-1}.

3.1.5 $H \to WW^* \to l\nu l\nu$

$m_H \sim 170$GeV近傍のHiggs bosonに対しては、$H \to ZZ^* \to 4l$ channelにおけるsignificanceは悪化する。これはWW decay modeが開けるため一時的にZZ-modeへのbranching ratioが減るためである。$m_H = 170$GeV に対しては、$H \to WW^* \to l\nu l\nu$のbranching ratioは$H \to ZZ^* \to 4l$よりも100倍程度大きい。しかし、この崩壊モードの場合終状態に2つのニュートリノが含まれているためにHiggs bosonのmass peakをreconstructするのは不可能である。その代わり、eventのexcessが観測されるであろうし、それを使ってHiggsのシグナルを同定して質量の情報を取り出す[37, 38]。

Process	$\sigma \times$ BR(pb)
$WW^* \to l\nu l\nu$	4.8
$WZ/ZZ \to ll\nu + X$	1.1
$t\bar{t} \to WWb\bar{b} \to l\nu l\nu + X$	38.6
$qg \to Wt \to WWB \to l\nu l\nu + X$	4.8
$Wb\bar{b} \to l\nu b\bar{b} + X$	82.3
$W +$ jets, $p_T > 10$GeV	19300
$b\bar{b}$ inclusive (BR not included)	500×10^6

表 12: $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ mode のその background の cross section。

このプロセスにはたくさんの irreducible, reducible background が存在する。それらのうち重要なものは表 12 にまとめてある。

これらの特徴は以下のようにまとめられる。

- 主な irreducible background は WW-continuum 生成によるものであり、その $\sigma \times$ BR は Higgs の signal より $6 \sim 9$ 倍大きい。
- $WZ,\ W \to l\nu,\ Z \to ll$ 及び $ZZ,\ Z \to ll,\ Z \to \nu\nu$ もまた irreducible background になる。
- $t\bar{t}, Wt$ は終状態に isolated lepton をもつ reducible background を大量に生成する。
- $Wb\bar{b}$ 及び $b\bar{b}$ 生成で b-decay により lepton が生成するモードは終状態に non-isolated lepton を含む reducible backgroud を生成する。
- $W +$ jets で jet が electron と mis-id される場合もかなり background として作用する。

これら危険な background から signal を取り出すために、以下の selection cut を用いる。

- 逆符号の電荷を持った isolated lepton が $|\eta| < 2.5$ に 2 つあり、その p_T は $p_T^1 > 20$GeV, $p_T^2 > 10$GeV. high-luminosity の場合は trigger をかけるために両方とも $p_T > 30$GeV.
- $E_T^{miss} > 40$GeV でニュートリノの痕跡を見る。

- dileptonのinvariant massは80GeV以下。これでZ-bosonからくるdirepton backgroundを落とせ、WZ, ZZ-backgroundに対して極めて有効。
- ２つのレプトンのopening angle $\Delta\phi < 1.0$rad.
- di-lepton systemにおけるpolar angleが$|\Theta_{ll}| < 0.9$. Higgsはスカラーであるから、そこから生じるW-pairは逆のスピンを持つ。このことをつかってWW-continuumと区別をする。
- ２つのレプトンのpseudorapidityの差$|\Delta\eta| < 1.5$.
- １つ以上のjetが存在し、それが$p_T > 15$GeVかつ$|\eta| < 3.2$ならばそれはrejectする。high-luminosityの場合$p_T > 30$GeV. これで高いhadronic activityを持つ$t\bar{t}$, Wt-backgroundを落とすことが出来る。
- レプトンとmissing transverse momentumから計算されたtransverse mass $m_T = \sqrt{2p_T^{ll}E_T^{miss}(1 - cos(\Delta\phi))}$は$m_H - 30\text{GeV} < m_T < m_H$にあるべし。

以上のselection cutを行った後の、モンテカルロシミュレーションによるeventとbackgroundの数は表13の通り。

Higgs mass(GeV)	150	160	170	180	190
$\sigma \times$ BR(fb)	610	790	800	705	550
Acceptance	0.016	0.021	0.017	0.016	0.009
Signal	240	400	337	276	124
WW^* background	548	392	277	297	167
$t\bar{t}$ background	46	42	39	49	33
Wt background	215	195	149	163	85
WZ/ZZ background	25	17	9	10	6
W + jet background	< 10	< 10	< 10	< 10	< 10
Total background	844	656	484	529	301
Significance (incl. 5% syst.err.)	4.7	9.6	10.3	7.8	5.4

表13: $H \to WW^* \to l\nu l\nu$過程における$\sigma \times$ BR, acceptance, およびsignalとbackgrounの数。luminosity=30fb^{-1}. 系統誤差$\pm 5\%$が考慮されている。

ここからわかるように、$H \to WW^* \to l\nu l\nu$-modeは$H \to ZZ^* \to 4l$-modeよりも$160\text{GeV} < m_H < 175\text{GeV}$で良いsignificanceを持つ。

なお、このモードにおいてはHiggs bosonの質量に対するconstraintはtransverse mass分布m_Tから取り出すことになることに注意が必要である。transverse massのグラフは図18に例がある。(終状態に2つのニュートリノがあり、通常のreconstructは不可能だから)

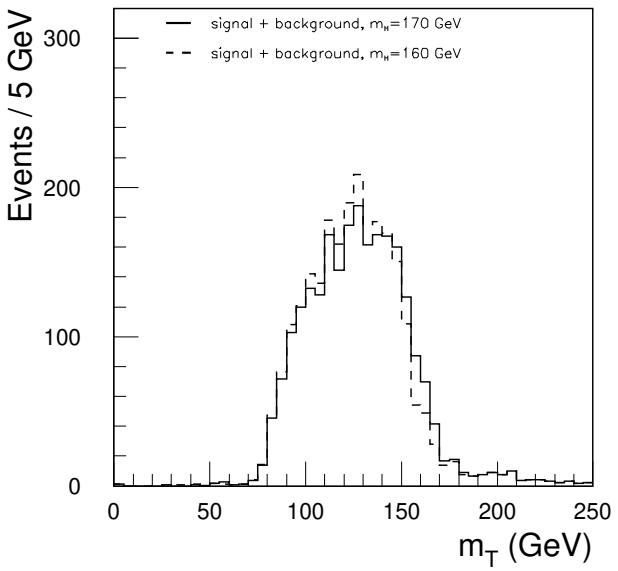

図 18: $m_H = 160\mathrm{GeV}$(dashed histogram), 及び $m_H = 170\mathrm{GeV}$(full histogram) でのtransverse mass distribution.

3.1.6 The Standard Model Higgs Search Summary

以上がATLASにおける主要なヒッグス発見のchannelである。それら全てをまとめたのが図19である。この図からわかるように、$100\mathrm{fb}^{-1}$のluminosityを持ってすればあらゆる領域において、2つのchannelを使って5σ-discoveryが可能である。よってもしも標準模型のHiggsが存在するのであれば、それはLHCでの発見から逃れられないと言える。

ここでK-factorは考慮されていない。ほとんどのbackground事象におけるK-factorは知られていないからであるが、Sに対するK-factorは$\sqrt{B}$に対するK-factorより大きいであろうから、K-factorなしでのこの図は妥当なものであるといえる。

3.2 MSSM Higgs boson

3.2.1 Introduction

MSSMにおけるHiggs sector[39, 40, 41]の探索は、SMのそれと比較して極めて複雑である。Higgs bosonは5種類に増えるし、それらの超対称性粒子への崩壊も

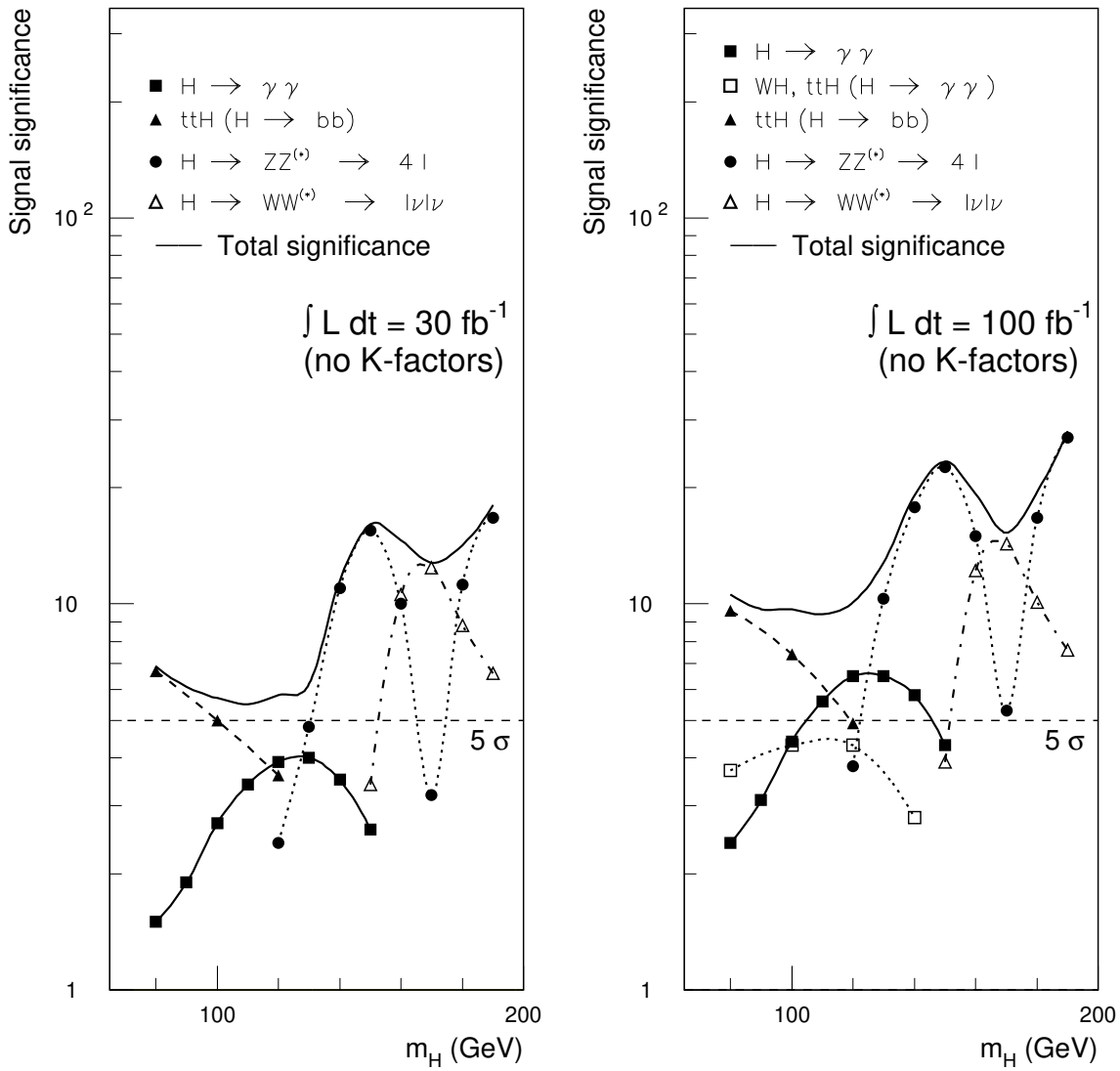

図 19: ATLASにおける標準模型Higgs boson発見に対するsensitivity. 全ての可能な発見channelを含めている。左がlow-lumiosity run (30fb^{-1})、右がlow+high luminosity run (30 (low luminoxity) + 70 (high luminosity) fb^{-1}) Significanceは統計が十分か否かに応じてガウス分布あるいはポアソン分布を用いる。$H \to WW^* \to l\nu l\nu$-modeにおいては系統誤差 5% が仮定されている。

許されるようになるからだ。ここでは $(m_A, \tan\beta)$-plane でのdiscovery contourについて考える。

このstudyにおいては、decoupling limit $M_{\rm SUSY} = 1$TeV, かつminimal mixing scenario $A_t, \mu \ll M_{\rm SUSY}$ を仮定する。これは最も悲観的なdiscovery scenarioに対応している。

LHC searchにおけるrelevantな $(m_A, \tan\beta)$ regionにおいて、direct, associated 生成 cross section及び branching ratio $Br(h \to \gamma\gamma), Br(h \to b\bar{b})$ は m_A, $\tan\beta$ が増えるとともに漸近的にStandard Modelのそれに近づくが、一般的にそれらは多少suppressされてしまう。

H/A bosonについては、予想されるcross section及びdecay channelは $(m_A, \tan\beta)$ に応じて急激に変化する。特徴的な崩壊としては：

- HZZ, HWW-couplingは強くsuppressされる。(表2参照。Aはvector bosonと直接はcoupleしない。これは他のchannelへのbranching ratioをenhanceする。例えば $H/A \to \tau\tau$, $H/A \to t\bar{t}$ など。

- large $\tan\beta$ における $b\bar{b}H$, $b\bar{b}A$-coupling の増大によってこれらは主な生成モードになる。

- ヒッグスボソンそのものへの崩壊モードが可能になる。例えば $H \to hh$ や $A \to Zh$ など。

以下、一つ一つのモードについてstudyしていく。

3.2.2 $h, H, A \to \gamma\gamma$

Section 3.1.2 で標準模型のHiggsの場合の $H \to \gamma\gamma$ のdiscovery reachについて述べた。MSSMの場合においてもこのmodeは使うことが出来る。

しかしMSSMの場合HiggsとVector Bosonのcouplingはsuppressされてしまう。さらに、decoupling limitでなければSUSY粒子のspectrumが非常に豊かになり、h のlightest neutralinoなどへの崩壊も可能になってくる。この事実も $h \to \gamma\gamma$-modeにおける軽いHiggsの発見を難しくする。

Heavy CP-even Higgs, H についてはもはやLEP2で殺された領域でしかこのchannelは有効でない。

CP-odd Higgs A に対してもこのモードを使うことは出来るが、それは生成断面積(gluon-fusionによる)が大きく、かつbranching ratioが大きい場合に限られてくる。

以上のstudyをまとめたのが図20である。

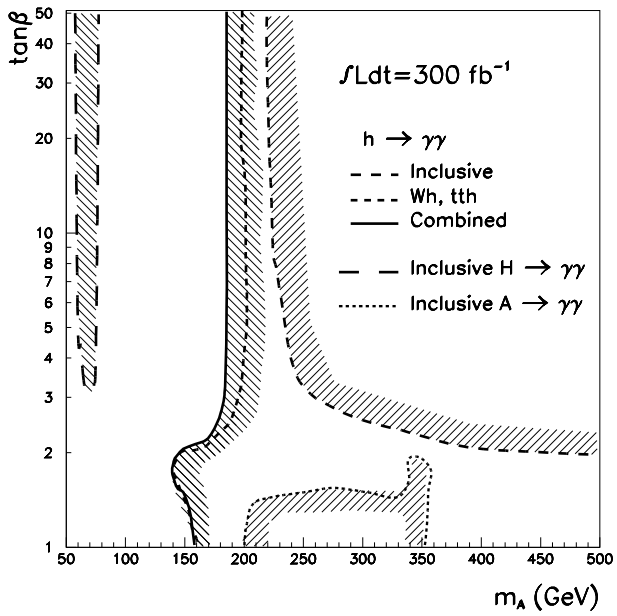

図 20: Integrated luminosity=300fb^{-1} における、$h \to \gamma\gamma$, $A \to \gamma\gamma$-channel での 5σ discovery contour.

3.2.3 $h \to b\bar{b}$

Section 3.1.3 において、標準模型 Higgs の $H \to bb$-channel での発見可能性を詳細に議論した。その結果は、Wh-mode での発見は不可能に近く、$t\bar{t}h$-mode においてのみ発見が可能であろうということであった。

MSSM においては、$hb\bar{b}$-coupling は $\tan\beta$ が増大すると共に大きくなり、$ht\bar{t}$-coupling は逆に小さくなる。これらの競合の結果 SM の場合に対して $10-20\%$ 良い結果を残せる [42]。これをまとめたのが図 21 である。

3.2.4 $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$

Section 3.2.2, 3.2.3の場合と同じように、$H \to ZZ^{(*)} \to 4l$-channel も SM の場合との比較で study がなされた。

MSSM においては、$H \to ZZ^{(*)} \to 4l$ の rate は HZZ-coupling の suppression, $H \to hh$-channel が存在すること、及び $H \to t\bar{t}$ channel が存在することにより強く抑制される。そのためにこの channel での発見は $2m_h < m_H < 2m_t$ の場合でかつ $\tan\beta$ が小さい場合に限られる。これをまとめたのが図 22 である。

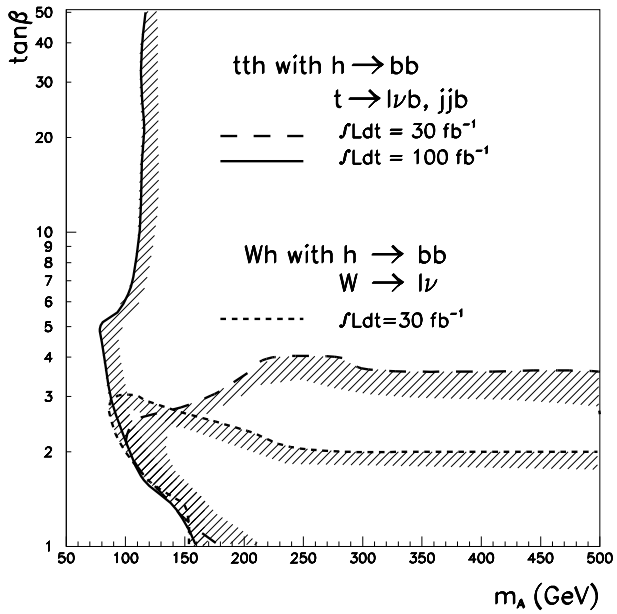

図 21: Integrated luminosity 30fb^{-1}, 100fb^{-1} における $h \to b\bar{b}$-mode での $5-\sigma$ discovery contour.

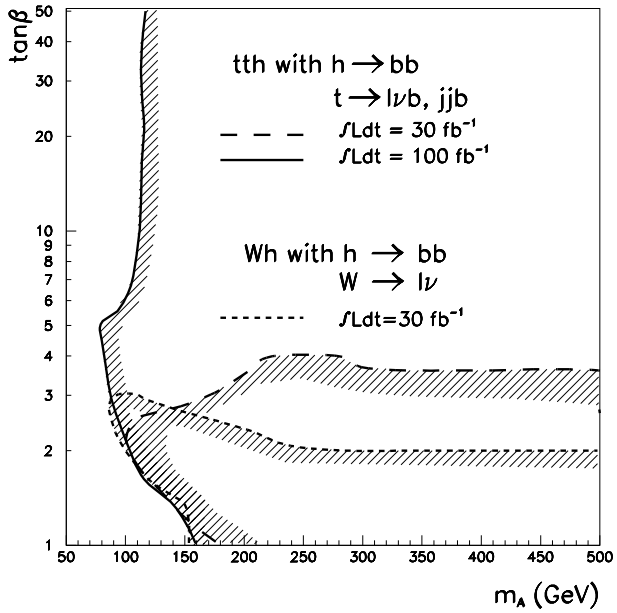

図 22: Integrated luminosity 30fb^{-1}, 100fb^{-1}, 300fb^{-1} における $(m_A, \tan\beta)$ plane での $h \to ZZ^{(*)} \to 4l$-mode での $5-\sigma$ discovery contour.

3.2.5 $H/A \to \tau\tau$

楽観的な理論的予想もあるが [43] $H \to \tau\tau$-mode は Standard Model の場合使えないと思われる [44]。というのも予想される signal rate が様々な SM process からの background より非常に小さいためである。

しかし、MSSM の場合は事情が変わってくる。large $\tan\beta$ の場合、生成プロセスは associated-$b\bar{b}H, b\bar{b}A$ で enhance され、崩壊もまた enhance され BR $\sim 10\%$ になる。このためこのモードでの MSSM CP-even Heavy Higgs H の発見が可能になるのだ。

このモードの場合 trigger としては τ-decay で生じた lepton を用いる。もう片方の τ は hadron,lepton いずれに decay しても良いが、hadron-lepton mode が signal に対して最良の sensitivity を持つのでここではそれについて study する。

background は irreducible な $Z \to \tau\tau$ 及び reducible な $t\bar{t}$, $b\bar{b}$, W+jet production がある。reducible なものたちは jet が τ と mis-id されてしまうものたちで、大幅に selection criteria を課すことによって削減できる。

τ-identification には以下の量が用いられる。

- R_{em}. jet に含まれる EM cell のみを用いて計算された jet の半径であり以下のように定義される：

$$R_{em} = \frac{\sum_{i=1}^{n} E_{T_i} \sqrt{(\eta_i - \eta_{\rm cluster})^2 + (\phi_i - \phi_{\rm cluster})^2}}{\sum_{i=1}^{n} E_{T_i}} \tag{56}$$

  ここで i は cluseter の周り $\Delta R = 0.7$ に含まれる EM Calorimeter の cell 全てを走る。

- ΔE_T. cluster の中心からの領域 $0.1 < \Delta R < 0.2$ に存在する Transverse Energy の割合。

- N_{tr}. p_T がある threshold 以上にあり、cluster $\Delta R = 0.3$ の内部にある track の数。

以上の量による cut を示したのが表 14 である。これによって多量に存在する reducible background はほとんど落とすことが出来る。

以上の τ-id cut に加えて、次のような selection をかける。

- $|\eta| < 2.5$ 以内に 1 つの isolated trigger lepton が $p_T > 24$GeV で存在する。この isolation 条件で、$b\bar{b}$ から生成される τ を factor 100 落とすことができる一方、τ-decay の efficiency は 90% ある。

- $E_T^{\rm jet} > 40$GeV, $|\eta| < 2.5$ for the τ-jet

variable	cut	$b\bar{b}A \to \tau\tau$	$A \to \tau\tau$	QCD jets	b-jets	$t\bar{t}$	W+jets
$< p_T >$ of τ-jet		80	73	44	58	65	52
R_{em}	< 0.07	56 ± 1	45 ± 1	1.1 ± 0.1	1.9 ± 0.4	1.3 ± 0.2	2.9 ± 0.5
ΔE_T^{12}	< 0.1	40 ± 1	32 ± 1	0.6 ± 0.05	0.9 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.8 ± 0.5
$N_{tr}(p_T > 2)$	$= 1$	21 ± 1	17 ± 1	0.09 ± 0.02	< 0.06	0.08 ± 0.06	0.6 ± 0.3
$N_{tr}(p_T > 2)$	$= 1, 3$	32 ± 1	25 ± 1	0.19 ± 0.03	0.18 ± 0.1	0.2 ± 0.1	1.1 ± 0.3

表 14: τ-identification criteria 及びその結果。ここでは low-luminosity run を仮定している。

- $E_T^{\rm miss} > 18{\rm GeV}$
- Transverse mass $m_T({\rm lepton} - E_T^{\rm miss}) < 25{\rm GeV}$（これで W からの background を落とす）
- $1.8\Delta\phi^{\rm (jet-lepton)} < 2.9$ or $3.4\Delta\phi^{\rm (jet-lepton)} < 4.5$. このカットは $\tau\tau$-invariant mass の reconstruction に必要。

そして最終的に、$|m_A - m_{\tau\tau}| < 1.5\sigma_m$ にあるもののみ受け入れる。

以上の analysis は、direct production と associated production とではイベントが kinematical にも topological にも違うということを使っていない。associated production では、b-quark が存在するため、$b\bar{b}H, b\bar{b}A$ が single-tagged b-jet を要請することで捉えられる。このことも W + jet や $Z \to \tau\tau$ を大きく減らせる。

$b\bar{b}H, b\bar{b}A$ event では、Higgs boson の average transverse momentum は direct production のそれよりも小さくなる。そのために、H/A-decay で生じる τ はより back-to-back になりやすく、以下の結果につながる。

- より狭い $\Delta\phi^{\rm (jet-lepton)}$ 分布になる。具体的には π に集中する。この分布はより $Z \to \tau\tau$ に近い。
- そのために、neutrino momentum を reconstruct する際に、unphysical な値が帰ってくる割合が高くなる。direct production より 30% 高い。
- $\tau\tau$ invariant mass resolution が 50% 悪くなる。

これらのトポロジカルな特徴のために、associated production の efficiency は direct production のそれより $40 - 50\%$ 悪くなる。それを特徴的に示したのが図 23 である。

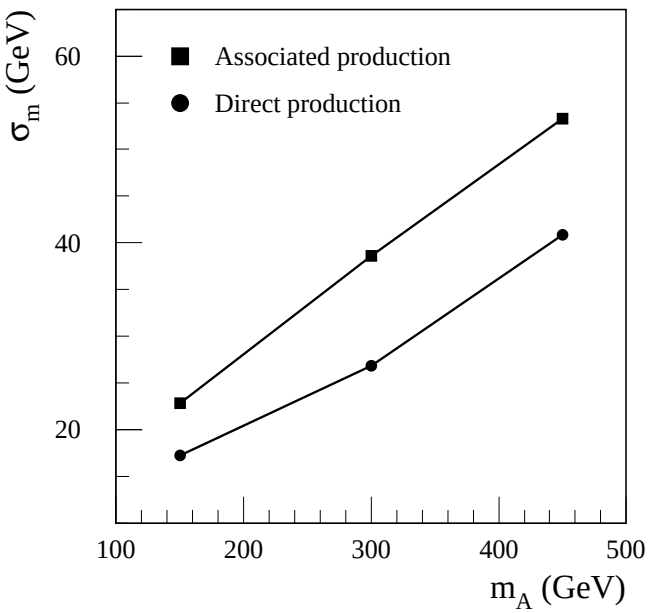

図 23: $H/A \to \tau\tau$-decay における $\tau\tau$-invariant mass resolution.direct production 及び associated production が m_A の関数として描かれている。

direct production と associated production はお互い極めて異なる振る舞いを示すために、$H/A \to \tau\tau$-mode の sensitivity を最大にするためにそれぞれのプロセスに対して別の解析を行う。

direct production

- $p_T > 15$GeV かつ $|\eta| < 2.5$ をみたす b-jet が存在しないこと。($t\bar{t}$, $b\bar{b}$ background を reject する。)
- 後は普通の $H/A \to \tau\tau$ reconstruction を行う。

associated production

- 少なくとも 1 つの tagged b-jet ($Z \to \tau\tau$ 及び W+jets の background を除去する。)
- 2 つ以上 $p_T > 15$GeV, $|\eta| < 3.2$ をもつ non-b jets が存在すればそれは除去する。
- $\Delta\phi^{(\text{jet}-\text{lepton})}$ cut を除いて、普通の $H/A \to \tau\tau$ reconstruction を行う。

以上のカットを用いてイベントを reconstruct し、significance を求める。図 24が direct production における $m_{\tau\tau}$ のピークを表しており、図 25が associated production におけるそのピークを示す。図 26が discovery contour である。high efficiency $(100, 300\text{fb}^{-1})$ となったとしても状況はさして改善しないことがわかる。これは high-luminosity において、$H/A \to \tau\tau$ channel は pile-up effect によって極めて efficiency が下がるためである。efficiency の低下の原因を挙げていくと：

- E_T^{miss} resolution が factor 2だけ低下するために $m_{\tau\tau}$ mass resolution もまた factor 2 低下する。
- mass window に生じる event 数は、mass window を low-luminosity の 2 倍にとっても約 30% (20%) 落ちる。($m_A = 150\text{GeV}, m_A = 300\text{GeV}$.)

3.2.6 $H/A \to \mu\mu$

$H \to \mu\mu$-decay channel は SM Higgs の場合は、非常に小さい branching ratio 及び凄まじい background のために観測が出来ない。しかし、MSSM の場合は large $\tan\beta$ region において、$b\bar{b}H$, $b\bar{b}A$ 生成モードが enhance され、かつ branching ratio も増大するために観測可能な channel になる。ただ、Yukawa coupling が τ より小さいために branching ratio が $(m_\mu/m_\tau)^2$ 倍小さくなる。

この $\tau\tau$-channel にたいする大きな reduction は、幾分 identification の efficiency が上昇するのと resolution がよくなる事実で compensate される。また、$\tau\tau$-channel とは異なり、direct production と associated production で mass resolution に変化は無い。

この channel の background は irreducible $Z/\gamma^* \to \mu\mu$ Drell-Yan production 及び reducible $t\bar{t}$, $t \to \mu\nu b$ である。その rate は $\sigma(Z/\gamma^* \to \mu\mu) \sim 1400\text{pb}$ (with dimuon mass $> 80\text{GeV}$) 及び $\sigma(t\bar{t} \to 2\mu + X) \sim 6\text{pb}$ である。また、$b\bar{b}$-production $\sigma = 500\mu\text{b}$ も reducible background として存在する。kinematic cut と muon isolation criteria を施すことによって、reducible background は大量に落とすことができる。

direct production 及び associated production は全く異なった final state につながるので、それぞれに特化した解析が section 3.2.5と同様に用いられる [45]。さらに、irreducible および reducible background は両方とも $P_T^{\mu\mu}$ cut 及び E_T^{miss} cut を施すことによって削減できる。

最適化された解析によると：

- $E_T^{\text{miss}} < 20\text{GeV}$ at low luminosity, $E_T^{\text{miss}} < 40\text{GeV}$ at high lumionosity.
- $p_T^{\mu\mu} < 100\text{GeV}$.

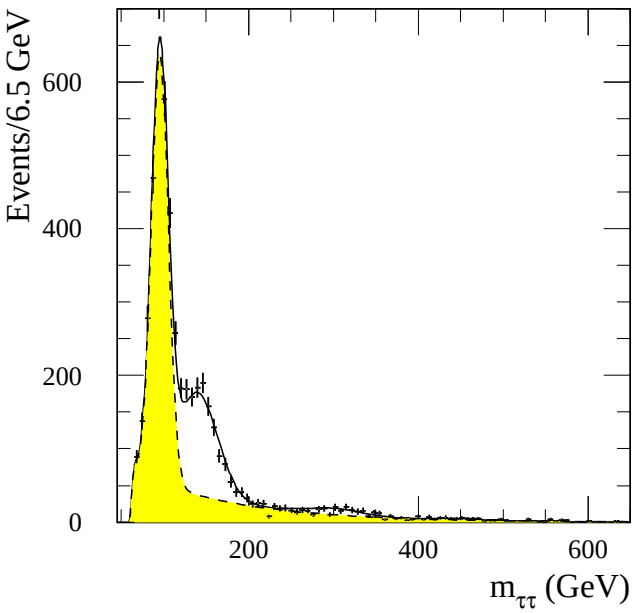

図 24: direct production mode $gg/q\bar{q} \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ での $\tan\beta = 25$, 30fb^{-1} における $m_{\tau\tau}$ の分布のグラフ。shaded region が background を示す。signal は $m_A = 150\text{GeV}$, 300GeV, 450GeV の場合をすべて足したものである。

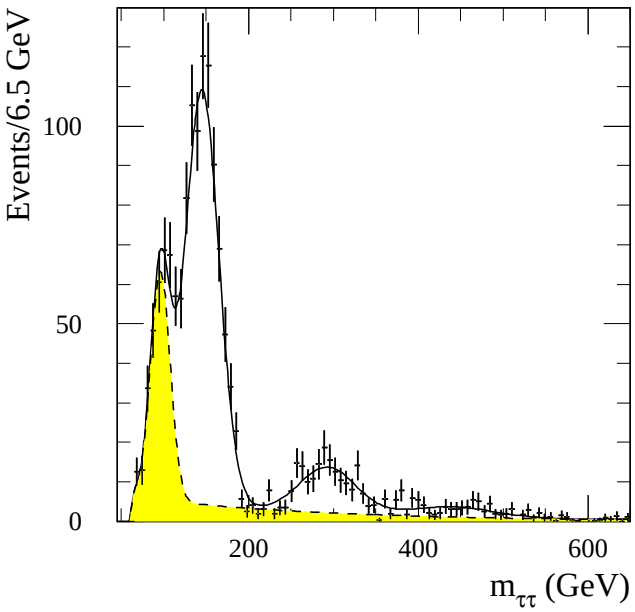

図 25: associated production mode $H/Abb \rightarrow \tau\tau bb$ での $\tan\beta = 25$, 30fb^{-1} における $m_{\tau\tau}$ の分布のグラフ。shaded region が background を示す。signal は $m_A = 150\text{GeV}$, 300GeV, 450GeV の場合をすべて足したものである。

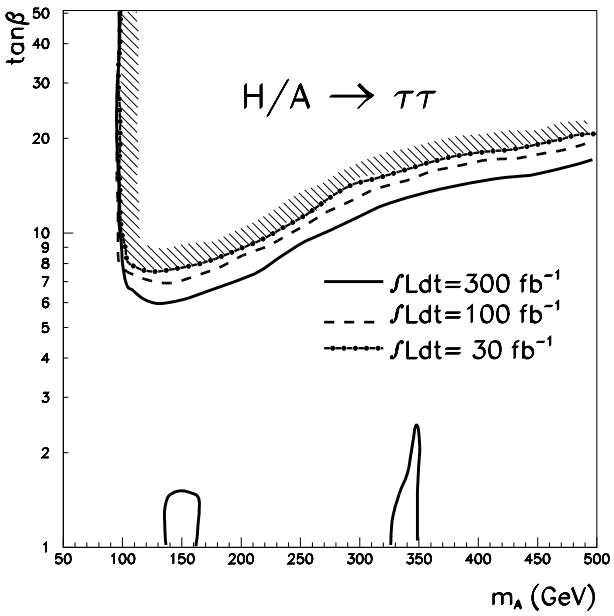

図 26: $H/A \to \tau\tau$-decay における $30\text{fb}^{-1}, 100\text{fb}^{-1}, 300\text{fb}^{-1}$ での 5σ discovery contour.

- associated analysis に対しては one b-tagged jet, そして direct analysis にたいしては b-jet veto. low luminosity においては threshold は 15GeV であり、high luminosity においては threshold は 30GeV である。

この cut によって、signal は $m_{\mu\mu}$ の中に存在する narrow peak として観測される。それを示したのが図 27 である。$H/A \to \tau\tau$ の場合とは異なり、associated production の場合においても mass resolution は悪くならない。b-tagging は $Z/\gamma^*\mu\mu$ continuum background を極めてよく suppress してくれる。

最終的に、5σ discovery contour を示したのが図 28 である。τ に比べて Yukawa coupling が大分小さいために、このモードでの discovery contour は $H/A \to \tau\tau$ mode に比べて多少小さくなっているが、それでもやはり相当な $(m_A, \tan\beta)$-region をカバーしてくれることがわかる。

3.2.7 $H/A \to t\bar{t}$

SM の場合、Higgs boson と gauge boson との coupling が強いために $H \to t\bar{t}$-mode は discovery channel としては考えられていなかった。しかし MSSM の場合、$H/A \to t\bar{t}$ の branching ratio は $m_H, m_A > 2m_t$ 及び $\tan\beta \sim 1$ においてほとんど 100% である。$H \to t\bar{t}$ decay と $A \to t\bar{t}$ decay は、H と A がほとんど degenerate しているために実験的に区別できない。

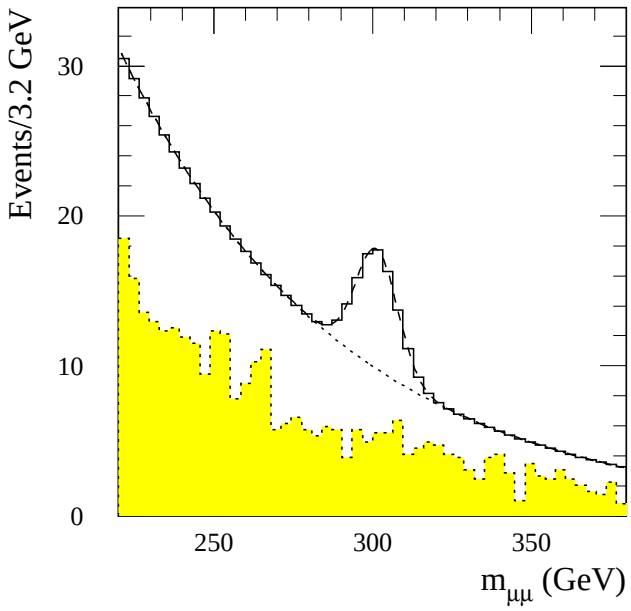

図 27: 30fb^{-1} 及び $\tan\beta = 30$ における $m_{\mu\mu}$ 分布。$m_A = 300\text{GeV}$ を仮定しており、shaded histogram は $t\bar{t}$ background を示している。

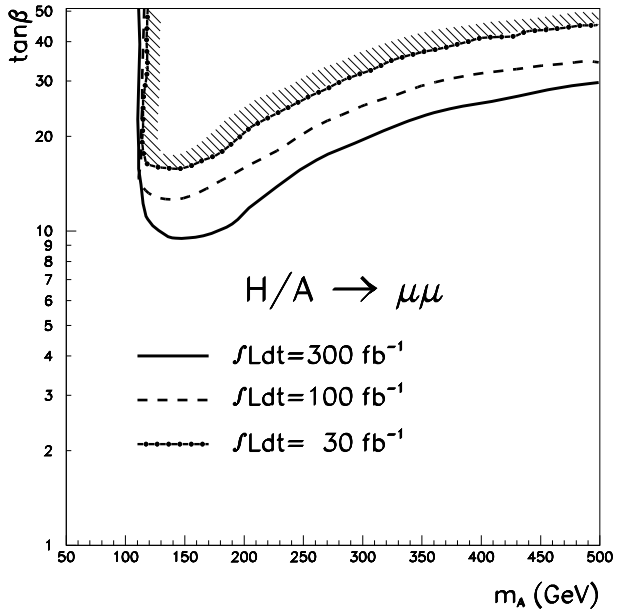

図 28: luminosity=30fb^{-1}, 100fb^{-1}, 300fb^{-1} における $H/A \to \mu\mu$-channel での discovery contour.

$H/A \to t\bar{t}$ decay のsignalは、$t\bar{t}$ continuum background の上にpeakとして見える [46, 47]。しかし、signalとbackgroundの間には強いinterference が存在し、それはmassが増すと同時に増えてゆき、signalのobservabilityを減少させる [46, 47]。$H + A$ rateにおけるsuppression factorは$m_H = 370\text{GeV}$で30%, $m_H = 400\text{GeV}$で50%, $m_H = 450\text{GeV}$で70%に達する。

signalは$WWb\bar{b}$ final stateから、leptonic-hadronic W decay modeを選ぶことによってsearchする [48]。W-bosonからのdecayで生じるhard leptonはLVL1 triggerに必要であり、hadronic decayで生じるjet及びb-jetは$p_T > 40\text{GeV}$を持つことが求められる。こうしてreconstructedされたtopに、m_T constraintを課すことによってさらに$m_{t\bar{t}}$のresolutionを上げることができる。

こうしてreconstructedされた$m_{t\bar{t}}$が図29である。$m_{H/A} \sim 400\text{GeV}$に対しては、continuum backgroujndに対するeventのexcessのみが観測可能である。これは図29を見ると十分なように思われるが、もしもcontinuum background $t\bar{t}$ productionの不定性がa few %を超えるようであれば意味が無いものになってしまう。現在はcontinuum $t\bar{t}$ productionの不定性はきわめて大きいものの、将来は時間と共に減少していくことが期待されている。

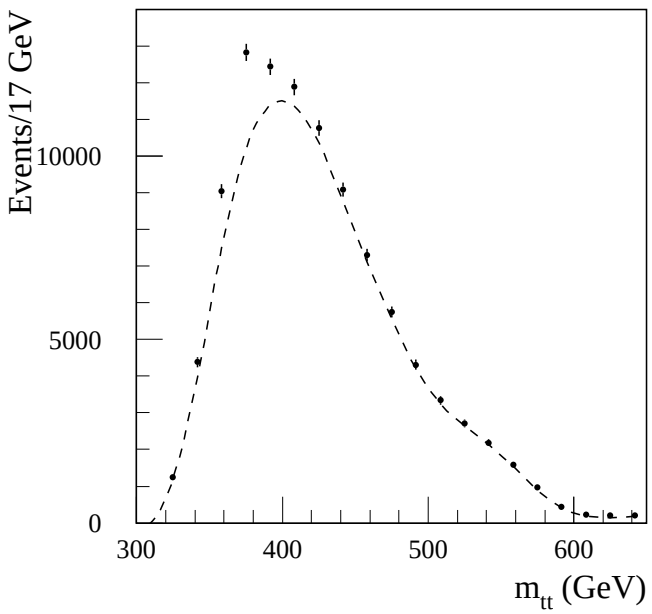

図 29: Integrated luminosity=30fb^{-1}, $\tan\beta \sim 1.5$ における$t\bar{t}$ backgroundの上に存在する$H/A \to t\bar{t}$-pdak. ここで$m_A = 370\text{GeV}$を仮定している。

continuum $m_{t\bar{t}}$のスペクトルが1%程度で定まるという楽観的なシナリオの元で描かれた図が30である。これからわかるようにこのモードは$2m_t < m_A < 470\text{GeV}$かつlow $\tan\beta$という限られた領域においてのみ有効であり、discovery channelと

して使うには望みが薄い。

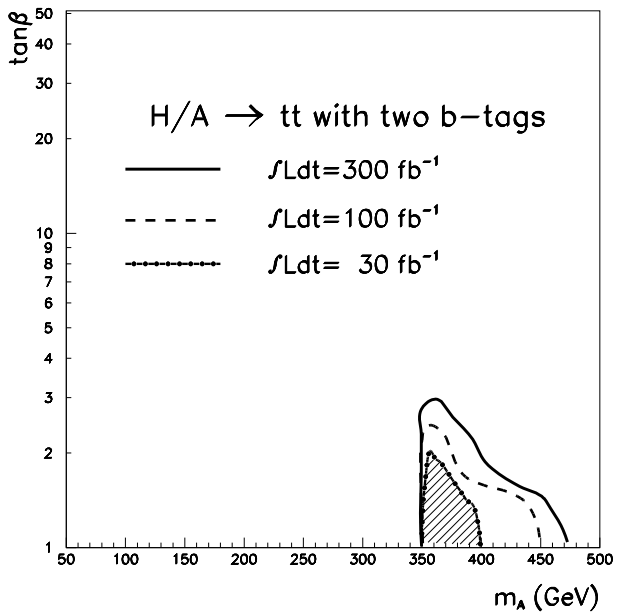

図 30: Integrated luminosity=30fb^{-1}, 100fb^{-1}, 300fb^{-1} における $H/A \to t\bar{t}$-channel における discovery contour.

もっとも最近の我々の study ではこれを improve することに成功した。詳細は [25] を見ていただきたい。

3.2.8 $b\bar{b}H$ and $b\bar{b}A$ production with $H/A \to b\bar{b}$

4 つの b-jet を含む終状態は、MSSM における heavy Higgs boson の有用な discovery channel として提唱されてきた [49, 50]。興味ある channel は：

- $b\bar{b}H/A$ associated production with $H/A \to b\bar{b}$ decay.
- $H \to hh \to b\bar{b}b\bar{b}$(Section 3.2.9を見よ)

いずれの mode も MSSM Higgs search で有用な channel になってくれる。主な問題点は、QCD multijet production により多量の background が存在することで、S/B がきわめて小さくなることである。さらに、purely-hadronic final state を trigger することは hadron collider では大きな問題である。現在のところ、ATLAS が jet-trigger として要求している条件は表 15の通り。

しかしそれでも large $\tan\beta$ region においての production,decay の enhancement のためにこれは魅力的な channel である。特に $H/A \to \tau\tau$ channel での sensitivity が小さくなる large m_A region(図 26を見よ) において特に興味深い。

number of jets	1	3	4
low luminosity	180GeV	75GeV	55GeV
high-luminosity	290GeV	130GeV	90GeV

表 15: ATLAS で trigger に求められる jet の p_T.

m_A の大きな値に対しては、終状態は極めて特徴的なトポロジーを示す。$H/A \to b\bar{b}$ decay で生じる 2 つの jet は hard であるが、associated production で生じる $b\bar{b}$-pair は soft である。

そのため event selection としては 4 b-jets を要求する。そのうち 2 つは high p_T を持つことを要求され、(表16を見よ) あと 2 つの jet に関しては 50GeV, 30GeV を求める。

m_A (GeV)	$p_T^{\min}$ (jet1) (GeV)	$p_T^{\min}(GeV)$
200	70	50
300	100	70
500	200	100
700	250	150
900	300	200

表 16: $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ associated production で生じた $H/A \to b\bar{b}$ によって生じた b-jet に求められる p_T の最小値。

この 2 つの highest-p_T jets が Higgs を reconstruct するのに用いられる。この結果 reconstruct された Higgs が図31に描かれている。

しかし、pure multi-b-jet の終状態は凄まじい QCD background をうけるのでそこから取り出すのは極めて難しい。event selection を行い、b-tagging を行う前には background は signal よりも $10^4 \sim 10^5$ 倍多い。最低でも 3 つの b-tag を要求すればこれは $10^2 \sim 10^3$ に下がる。さらに 4 つめの b-tag を要求すれば factor 2 落ちる。

3-b tagged jets で行われたこのモードの研究では、expected rate や significance は高いものの、$S/B < 0.01$ であり background shape の不定性がこのレベルまで正確にわかるとは考えにくい。4-b tagged jets を要求すれば $S/B \sim 0.03$ まで上昇する。

最終的にこの channel での discovery contour が図32に描かれている。結論としては integrated luminosity 300fb^{-1} をもってしても、$b\bar{b}H, b\bar{b}A$ production による

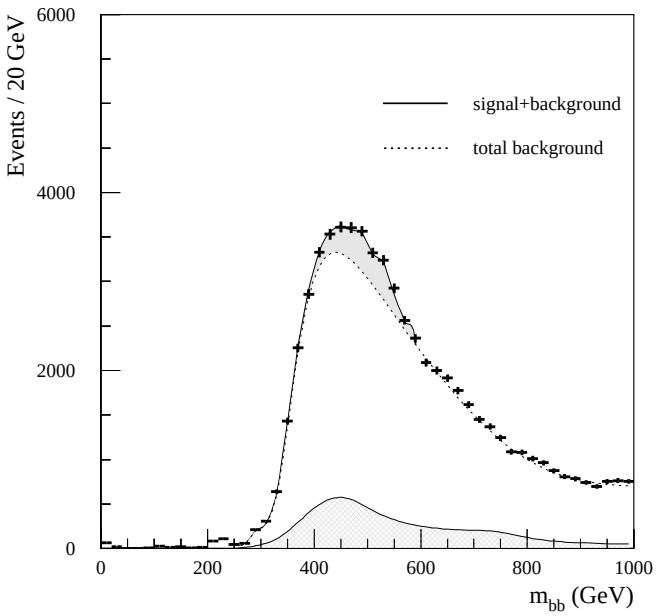

図 31: $b\bar{b}H, b\bar{b}A$ 生成モードにおける $H/A \to b\bar{b}$ での reconstructed された Higgs.integrated luminosity 300fb^{-1}, $m_A = 500$GeV, $\tan\beta = 50$ を仮定している。background の上にきれいに signal が載っている。

$H/A \to b\bar{b}$ を捉えるのは極めて難しいであろうということである。large m_A, $\tan\beta$ をもってしても QCD multijet background の不定性により発見は難しく、この channel は LHC での MSSM Higgs の discovery channel としては考えられていない。

3.2.9 $H \to hh$

この channel は、同時に 2 つの Higgs boson を発見できるという点で極めて興味深い。可能な discovery final state としては：

- $H \to hh \to b\bar{b}b\bar{b}$. これは最大の signal rate を与えてくれるが、4-b jet trigger が要求されるために、凄まじい 4-jet background events から取り出すためには優れた b-tagging が要求される。

- $H \to hh \to b\bar{b}\tau\tau$. τ-decay によって生じる一つのレプトンで trigger をかける。$\tau\tau$-pair の mass reconstruction は Section 3.2.5 と同様に行う。主な background としては $t\bar{t}$ 及び W + jet 生成である。この channel は、signal の悪い mass resolution 及び膨大な background のために使うのは難しい。

- $H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$. この channel は容易に γ で trigger でき、mass resolution も良い。しかし rate がかなり小さい。

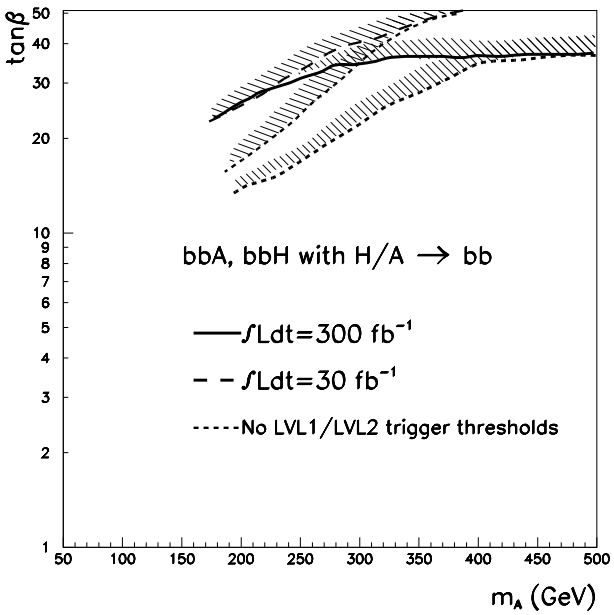

図 32: $b\bar{b}H$, $b\bar{b}A$, $H/A \to b\bar{b}$-mode における integrated luminosity 30fb^{-1}, 300fb^{-1} での discovery contour.dotted line は trigger threshold が無い場合 (非常に楽観的な場合) における contour を意味する。

ここでは $H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$, $H \to hh \to b\bar{b}b\bar{b}$ の sensitivity を考える。

- The $H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$ channel

この signal を取り出すためには、以下の selection をかける。

- ２つの isolated lepton, $|\eta| < 2.5$ and $p_T > 20\text{GeV}$. これは trigger として働く。
- ２つの jet, $|\eta| < 2.5$ and $p_T > 15\text{GeV}$ (30GeV) for low (high) luminosity が存在し、かつそのうち少なくとも１つが b-jet として identify されること。
- 他に $|\eta| < 2.5$, $p_T > 15\text{GeV}$ (30GeV) を満たす jet が存在しないこと。
- two-photon, dijet の invariant mass がそれぞれ m_h から $\pm 2\text{GeV}, \pm 26\text{GeV}$ にあること。これらのカットをクリアしたイベントに対しては、rescaling $m_{\gamma\gamma} = m_{bj} = m_h$ を行う。rescaling は $bj\gamma\gamma$-system の invariant mass resolution を改善する。
- $bj\gamma\gamma$ の invariant mass が m_H から $\pm 20\text{GeV}$ にあること。

background としては様々なものが考えられる。irreducible $b\bar{b}\gamma\gamma$, reducible $bj\gamma\gamma$,$c\bar{c}\gamma\gamma$,$cj\gamma\gamma$ and $jj\gamma\gamma$. これら background およびそれらからの photon bremsstrahlung に関しては極めて不定性が大きく、解析を難しくしてしまう。

最終的にこの channel での discovery contour は図33に示されている。$H \to hh$ の coupling の影響で、large $\tan\beta$ の領域ではこのモードは使えない。

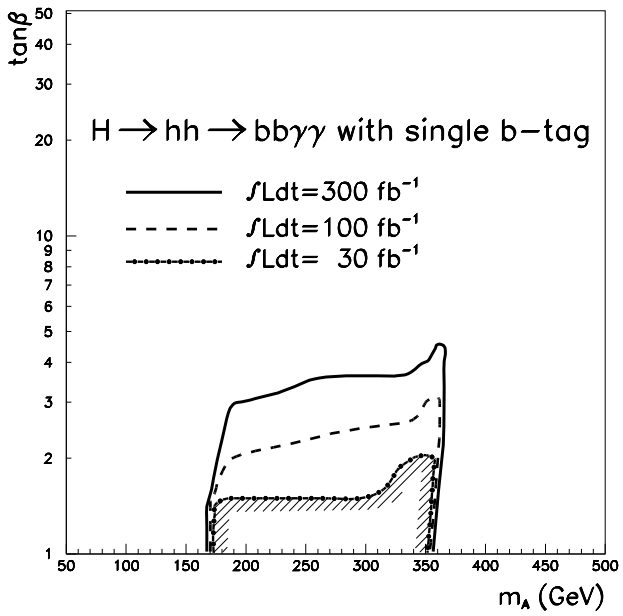

図 33: $H \to hh \to bb\gamma\gamma$ モードにおける discovery contour.integrated luminosity=30fb^1, 100fb^{-1}, そして 300fb^{-1} を仮定している。

- $H \to hh \to b\bar{b}b\bar{b}$

このモードは Section 3.2.8 と同様に lepton で trigger ができない multi-b-jet のシグナルを示す。まずは、trigger 条件を課さない緩やかな解析を行いその後に trigger を課した解析を行う。なお $m_H = 300\text{GeV}$, $m_h = 80\text{GeV}$ を仮定する。

シグナルを取り出す方法は以下の通り。

- ４つの highest-p_T の jet が b-jet と identify されること。
- ２つの $b\bar{b}$-invariant mass の best combination をみつけて、それが $m_{b\bar{b}} = m_h \pm 20\text{GeV}$ にあること。
- h-boson mass constraint を課した後に $m_{b\bar{b}b\bar{b}} = m_H \pm 26\text{GeV}$ を満たすこと。

process	events
$gg \to b\bar{b}$	2×10^8
$gb \to gb$	1.2×10^9
$gg \to gg$	1.7×10^{10}

表 17: cut を課した後に残る background の数。

このプロセスに対する background は QCD multijet production である。4-jets within $|\eta| < 2.5$, $p_T > 40$GeV を課した後に残る background は表 17の通り。

この background の量はあまりに膨大なので、4-b jets with $p_T > 40$GeV を課した後でも $S/B \sim 0.1\%$ にしかならない。m_h に近い最適な $b\bar{b}$-pair を選んだ後でも 1% 程度にしかならない。その結果この channel は discovery mode としてつかうことは不可能である。

3.2.10 $A \to Zh$

このモードも Section 3.2.9 のモードと同じく 2 つのヒッグスボソンの同時発見につながるので極めて興味深い。これは $m_Z + m_h < m_A < 2m_t$ における main decay channe である。可能な終状態は以下の通り。

- $A \to ZH \to b\bar{b}b\bar{b}$. この channel は $H \to hh \to b\bar{b}b\bar{b}$ に似ているが、$\mathrm{BR}(Z \to b\bar{b}) \ll \mathrm{BR}(h \to b\bar{b})$ なので rate としては小さい。このモードの srudy は基本的に Section 3.2.9のそれと同じ。

- $A \to Zh \to llb\bar{b}$. これは容易に trigger をかけることが出来、かつ 4-b jets の次に大きな rate を与えてくれるのでここで study する。

- $A \to Zh \to ll\gamma\gamma$. この channel は kinematic constraint としてよりよい値を与えてくれるが、expected rate が小さすぎるために discovery には使えない。

$A \to Zh \to llb\bar{b}$ events は以下の selection criteria で選ばれる。

- 異なる電荷をもち同じフレーバーのレプトンが $|\eta| < 2.5$、$p_T > 20$GeV で存在すること。

- 2 つの b-tagged jet が $|\eta| < 2.5$, $p_T > 15$GeV (30GeV) にあること。(low,high luminosity)

- dilepton のinvariant mass はm_Z から $\pm$6GeV に、dijet のinvariant mass はm_h から $\pm$22GeV に存在すること。このmass window に入ったevent にたいしてはrescale を行う。

background としては様々なものが考えられる。irreducible $Zb\bar{b}$, ZZ, reducible ZW, Zjj, and $t\bar{t}$. 上記のselection を課した後には$Zb\bar{b}$ と$t\bar{t}$ background が dominate する。

以上をまとめたのが図34と図35である。図からわかるようにこのchannel は$m_A < 2m_t$ かつlow $\tan\beta$ においてのみ有効である。これはA のHiggs へのcoupling が$\tan\beta$ と共に小さくなるのと、$m_A > 2m_t$ だとtop-pair への崩壊モードが開けるためである。

3.2.11 Charged Higgs boson

Charged Higgs boson はH, A とほとんど縮退した質量をもつ。それを検出するのに適したproduction mode は以下の通り。

- charged Higgs がtop よりも軽い場合。この場合$t \to H^+b$ が許される。LHCでの$t\bar{t}$ production cross section は極めて大きく($\sigma \sim 676$GeV)このモードを使ってcharged Higgs はtop quark のmass まで探索することが出来る。

- charged Higgs がtop より重たい場合。gluon-b, gluon-gluon fusion process $pp \to tH^\pm$ 及び $pp \to tbH^\pm$ が考えられる。

- Charged Higgs lighter than the top-quark

Top より軽い場合のCharged Higgs の探索は$t \to H^+b$-decay mode に依る。10fb^{-1} で6×10^6 個程度の$t\bar{t}$-pair が生じる。このモードのbranching ratio は $(m_t^2 \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta)$ に比例しているので、$\tan\beta$ が十分大きいか十分小さい領域ではこのdecay はdominant になる。

以下、$H^\pm \to \tau\nu$, $H^\pm \to cs$-decay mode のstudy をまとめる。$H^\pm \to hW^*$, $H^\pm \to AW^*$, そして$H^\pm \to bt^* \to bbW$ のstudy はいまだ存在しない。

$H^\pm \to \tau\nu$

軽いcharged Higgs がtop decay で生じるなら、$t \to H^+b$ decay は$t \to Wb$ decay と競合する。$H^\pm \to \tau\nu$ は$t\bar{t}$ decay におけるτ の数をenhance するのでそこからHiggs の情報が得られる。しかし終状態に様々なν が存在するためにHiggs を直接reconstruct することはできない。

イベントは以下の条件で選ばれる [51]。

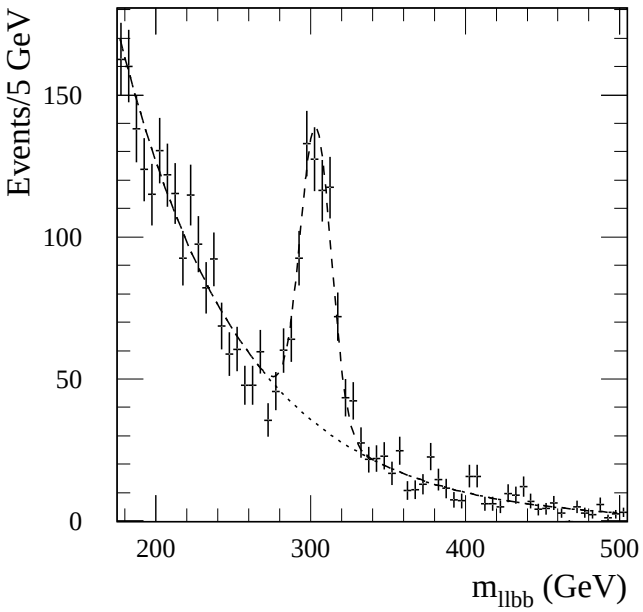

図 34: $A \to Zh \to llb\bar{b}$-modeにおける$m_{llb\bar{b}}$ の予期される signal+background. $m_A = 300\mathrm{GeV}, m_h = 71\mathrm{GeV}, \tan\beta = 1$を仮定している。また、integrated luminosityは$30\mathrm{fb}^{-1}$.

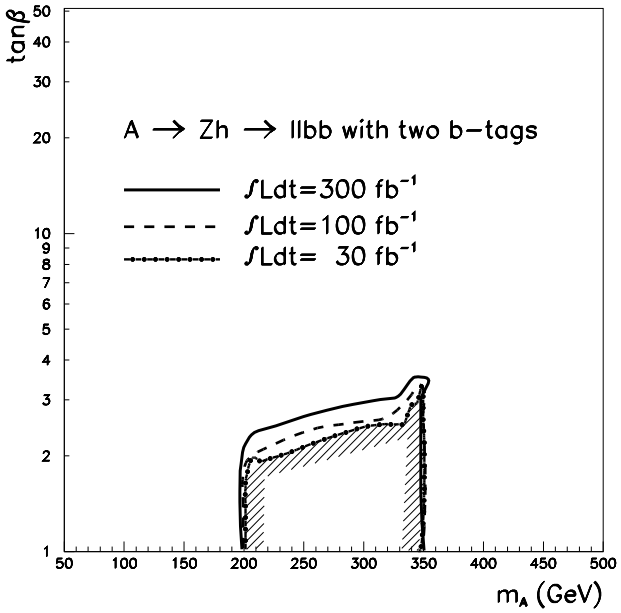

図 35: $A \to Zh \to llb\bar{b}$モードにおける discovery contour.

- １つのisolated high p_T leptonが$|\eta| < 2.5$に存在すること。これでtriggerをかける。
- １つhadronic tauとidentifyされたjetが存在すること。ここでのcriteriaはSection 3.2.5のそれと同じ。
- 少なくとも３つのjetが存在し、$p_T > 20\text{GeV}$かつ$|\eta| < 2.5$を満たすこと。そのうち２つはb-jetとtagされなくてはならない。このb-taggingはW + jetsや$b\bar{b}$ productionからのbackgroundを大幅に削減してくれる。

Section 3.2.5 の場合と同じで、τ-identificationがsignalをjetのcombinatorial backgroundから取り出す鍵になる。selection cutとτ-identificationを行った後、$t \to H^+b$ eventはelectronやmuonよりも多いτとして見つかる。

このようなexcessを測る際には、systematic uncertaintyを考慮に入れなくてはならない。それは主に終状態に存在するτ-leptonのefficiencyによる。この系統誤差が全体の多くを占めるので、charged Higgs boson signalに対するsensitivityは統計が上がって系統誤差が下がらなければluminosity が増えてもさほど改善しない。

図36がdiscovery contourである。tan βの中間領域ではBranching Ratioが小さくなるのでsensitivityが小さい。

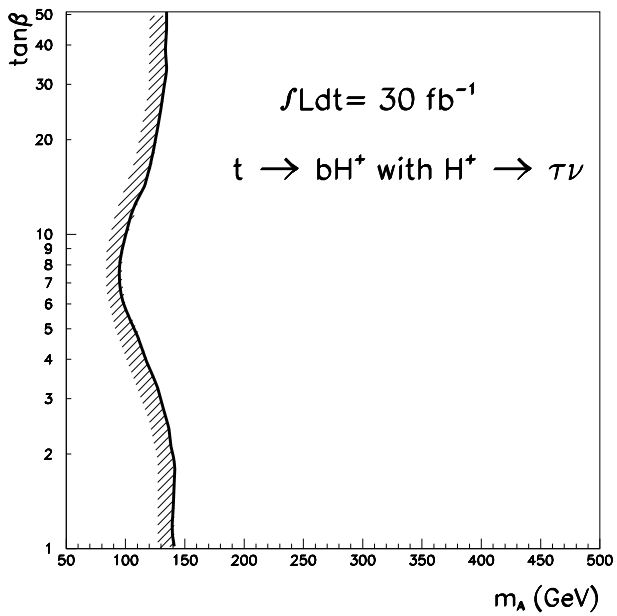

図 36: $H^\pm \to \tau\nu$-modeにおけるIntegrated luminosity 30fb^{-1}での5σ discovery contour.

$H^\pm \to cs$

このモードは、そのBranching Ratioの小ささ[52, 53]のためにm_{jj}-peakとしてCharged Higgsを取り出すのは難しい。イベントに課せられる条件は以下の通り。

- １つのisolated lepton $|\eta| < 2.5$. これでtriggerをかける。signal eventではこのレプトンは２つ目のtop quarkのsemi-leptonic decayで生じる。
- ２つのb-tagged jet, $p_T > 15\mathrm{GeV}$, $|\eta| < 2.5$. それ以上b-jetが存在しないこと。
- 少なくとも２つのnon-b central jets $|\eta| < 2.0$が存在すること。($H^{\pm} \to cs$ reconstructionに用いる)そしてこの中心領域に15GeVをこえる更なるjetが存在しないこと。

こうやってreconstructされたm_{jj}が図37,38である。このchannelはlow $\tan\beta$-regionにおいて$H^{\pm} \to \tau\nu$と相補的な役割を果たす。しかし$H^{\pm} \to \tau\nu$-modeではニュートリノのせいでmass reconstructionが出来なかったのにたいして、このモードでは$H^{\pm}$-bosonの質量を測ることも可能である。

- Charged Higgs heavier than top-quark

top-quarkより重たいCharged Higgsは、gg($gg \to H^{\pm}tb$)およびgb-fusion($gb \to H^{\pm}t$)で生じ[54]、そしてほぼ100% $H^+ \to t\bar{b}$とdecayする。gg-fusionの場合は終状態として２つのt-quarkと２つのb-quark, gb-fusionの場合は１つのt-quarkと２つのb-quarkが含まれる。いずれにしてもsignalを特徴付けるのはmulti-b-jets with at least one t-quark, である。backgroundとしては$t\bar{t}$くらいである。

予期されるsignal cross-sectionは$H^{\pm}tb$ coupling constantで支配され、それは$(m_t^2 \cot^2\beta + m_b \tan^2\beta)$に比例する。このminimumは$\tan\beta \sim \sqrt{m_t/m_b} \sim 7.5$である。BR($H^{\pm} \to tb$)はlow-$\tan\beta$ではほぼ100%であり、$\tan\beta$が増えると共に徐々に$H^{\pm} \to \tau\nu$が増してくる。

selection criterealは以下の通り。

- 一つのisolated high p_T leptonが$|\eta| < 2.5$に存在すること。これでtriggerをかける。signalでもbackgroundでもこれはtopのsemi-leptonic decayで生じる。
- 丁度３つのb-tagged jetがあり$p_T > 30\mathrm{GeV}$, $|\eta| < 2.5$を満たすこと。
- 少なくとも２つのnon-b jetが存在すること。これは$W \to jj$ reconstructionに用いられる。
- ２つのtop-quarkはmass window $\pm 20\mathrm{GeV}$に存在すること。

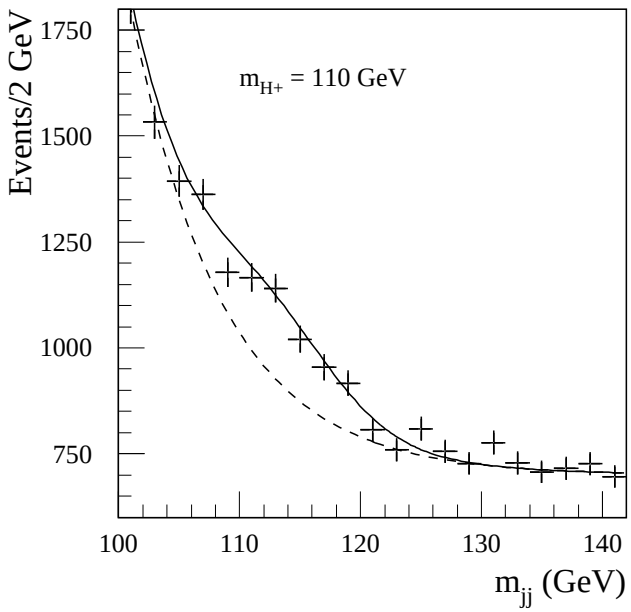

図 37: $\tan\beta = 1.5$, $m_{H^\pm} = 110\mathrm{GeV}$ において $H \to cs$ decay mode から reconstruct された $m_{H^\pm}$.solid line が signal+background であり dashed line が background である。

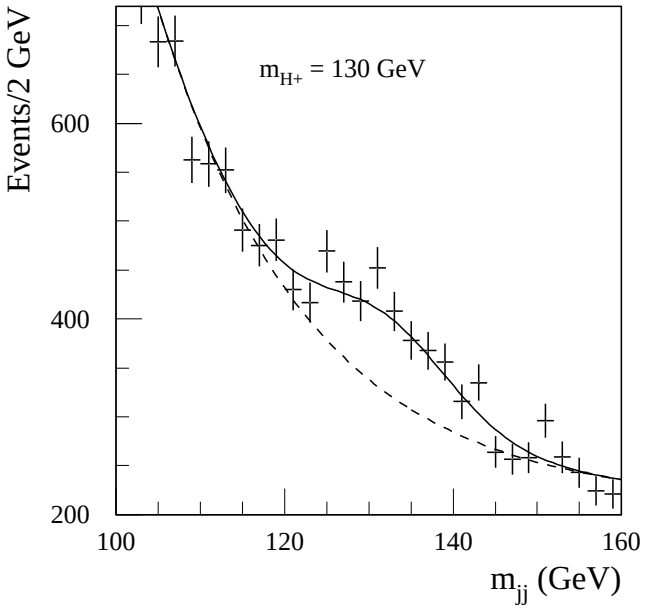

図 38: 上の図と同じ。ただ $m_{H^\pm} = 130\mathrm{GeV}$ にしている。

- reconstructed top-quarkの一つが存在するb-jetとともに$m_{H^\pm} = m_{tb}$分布と合致すること。

その結果reconstructされたCharged Higgsが図39, 40である。

また5σ-discovery contourは図41に示されている。予想された通りintermediate $\tan\beta$-regionにおけるdiscoveryは不可能である。

3.2.12 MSSM Higgs Search Summary

以上MSSM Higgs bosonのdiscovery reachを述べてきたが、それをまとめたのが図44である。maximal mixing(LHCにおける最も悲観的な場合を想定)及びintegrated luminosity=300fb^{-1}を仮定する。

このLEP2によるlimitも含まれている。LEP2は結局Higgsの徴候は捉えたものの発見には至らなかった。(section 2.1.4)この結果$\tan\beta$に大きな制限が加わる。($\tan\beta < 3$ for maximal mixing,) ($\tan\beta < 7$ for minimal mixing).この事実はいくつかのchannelによるMSSM Higgsの発見を不可能にしてしまう。($H/A \to t\bar{t}$, $A \to ZH \to llb\bar{b}$, and $H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$). それでもこれらのchannelをここでstudyした理由は以下の通り。

- ここで議論したsignalはconservativeなものであり、またbackgroundには大きな不定性があるためにsignal observabilityはconservativeで、その領域が広がる可能性があること。

- より重要なことだが、MSSMはdetectorのphysics performanceを評価するbenchmarkにすぎない。ここでのstudyは他のmodelでも有用かもしれない。例えば通常MSSMでHiggsの質量は130GeVが最大値だが[55, 56]、追加のHiggs doubletを加えれば200GeV も可能である[57]。そのような新しいシナリオに適応するためにもstudyを行った。

そして、最終的な要約として、overall pictureをまとめると、

- low-luminosity run 30fb^{-1}においてしてもdiscovery potentialはparameter-spaceの非常に大きな範囲をカバーできる。80%,90%の確率で、Higgsの発見でそれがSMかMSSMか区別できる。

- overall discovery potentialは主に$H/A \to \tau\tau$, $t\bar{t}h$ with $h \to b\bar{b}$, $h \to \gamma\gamma$-channelによる。

- high-luminosity 300fb^{-1}をもってすれば、ATLASはほとんどの場合MSSMかSMかを区別することができる。ただ、$m_A > 250\text{GeV}$, $4 < \tan\beta < 5-10$ の

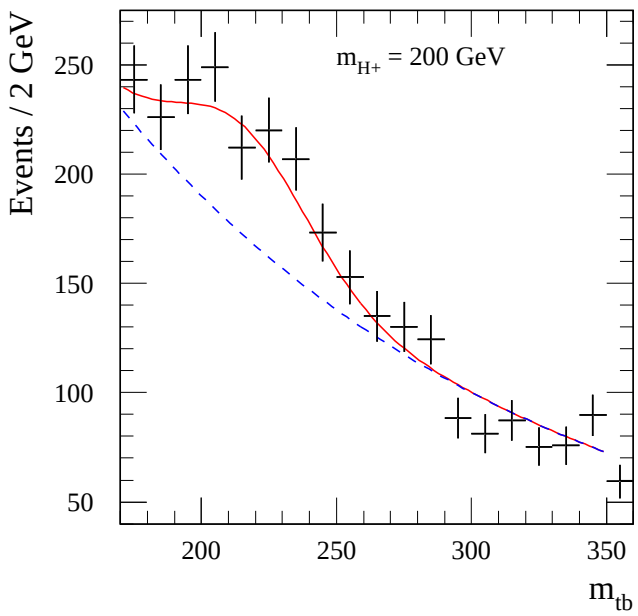

図 39: $\tan\beta = 1.5$, $m_{H^\pm} = 200\mathrm{GeV}$ において Htb decay mode から reconstruct された $m_{H^\pm}$.

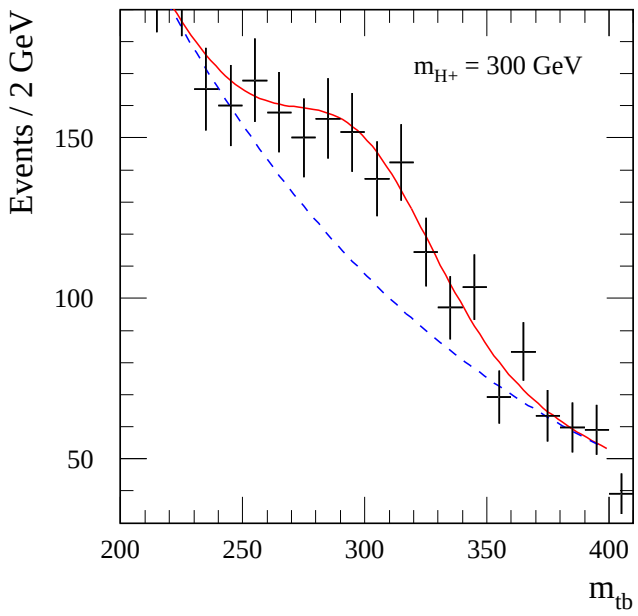

図 40: 上の図と同じ。ただ $m_{H^\pm} = 300\mathrm{GeV}$ にしている。

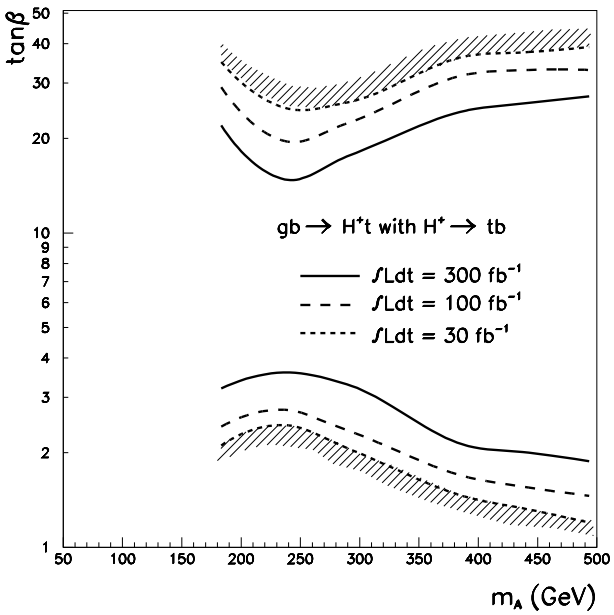

図 41: integrated luminsoity 30fb^{-1}, 100fb^{-1}, 300fb^{-1} における $H^{\pm} \to tb$ decay での 5σ-discovery contour.

領域で使えるのは $h \to \gamma\gamma$, $h \to b\bar{b}$ くらいである、これらの channel だけから MSSM か SM かを区別するのはきわめて難しい。しかし、多くの場合 SUSY 粒子からの $h \to b\bar{b}$decau が background の上に見えるはずで、それが SUSY の証拠を与えてくれるはずである。

- $m_A > 500$GeV の非常に重い Higgs boson の発見可能性は非常に大きい $\tan\beta$ の場合に限られる。そのような場合は h-boson の $h \to \gamma\gamma$, $h \to b\bar{b}$ での発見のみ可能であろう。

- この study では SUSY 粒子の質量は全て 1TeV にしたことに注意。SUSY 粒子の spectrum が変わってくると、Higgs boson の cross section や decay branching ratio も変化してくる。

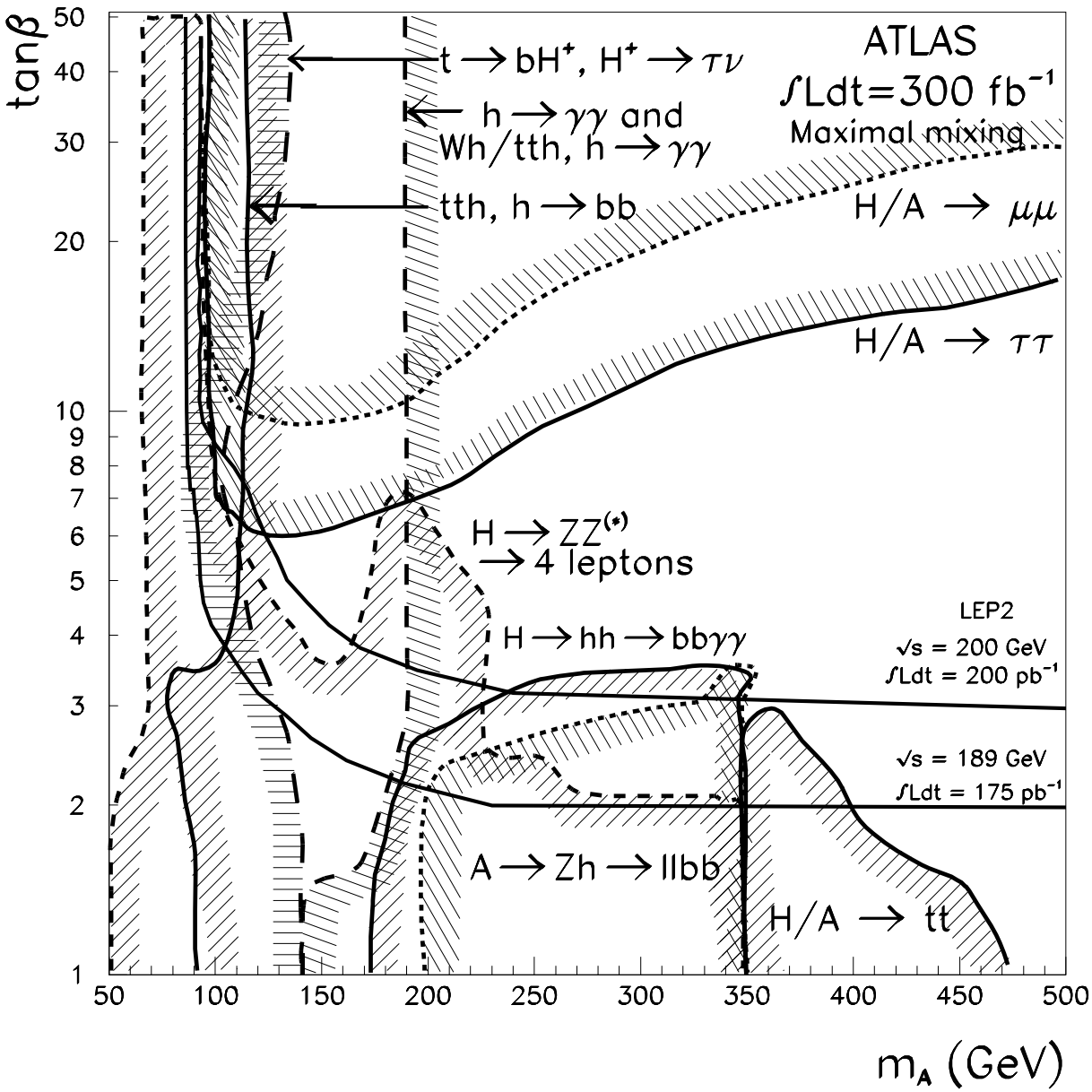

図 42: integrated luminosity 300fb^{-1} で発見できる MSSM Higgs boson の contour.

3.3 Precision Measurement at LHC(Standard Model case)

ここではヒッグスの質量は$80\text{GeV} < m_H < 700\text{GeV}$にあるものと仮定しておく。それ以上の質量ではwidthが異常に大きくなりprecision measurementが意味をなさなくなるからである。以下、Integrated luminosity=300fb^{-1}を仮定する。

3.3.1 Mass

Higgs bosonの質量の精密測定には$H \to \gamma\gamma$-mode, $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$-modeが使われ、$H \to b\bar{b}$-modeはほとんど用を成さない。これはjet scaleに対する系統誤差が悪いことと mass resolutionが悪いことによる。($\sim 20\text{GeV}$ for $H \to b\bar{b}$, $\sim 1.5\text{GeV}$ for $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$)

ATLASでのヒッグス質量の期待される測定精度が図43である。ここからわかるように、$m_H \sim 400\text{GeV}$までは0.1%の精度で測ることが出来る。精度はHiggsの質量が増しwidthが増大すると共に悪化していき、$m_H = 700\text{GeV}$でおよそ1%である。

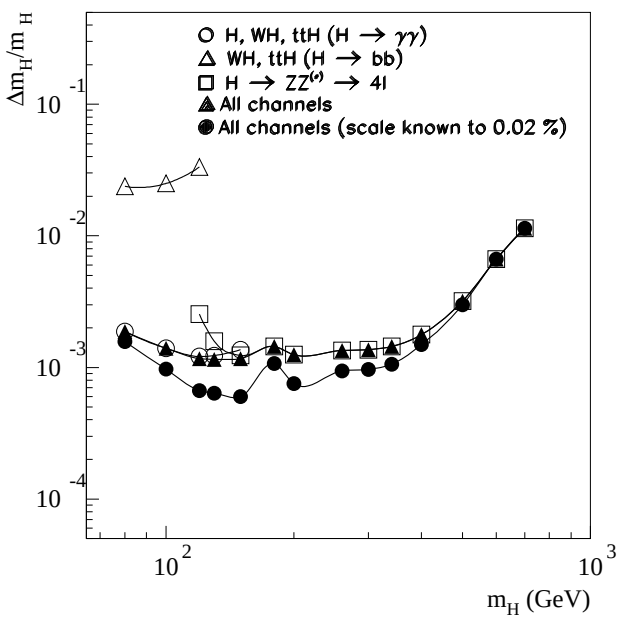

図 43: ATLAS実験において予期されるHiggs bosonの質量精度。

3.3.2 Width

Higgs bosonの width Γ_H^{tot} はdetector resolutionの寄与を差し引いてからreconstructed Higgs peakのwidthを測定することでわかる。この直接測定は$m_H > 200\text{GeV}$

においてのみ可能である。というのもこれ以下の質量ではwidthが実験のmass resolutionよりも小さくなるからである。$m_H > 200\mathrm{GeV}$は$H \to ZZ^* \to 4l$-decayがreconstructに最適な領域である。

ATLASで可能なΓ_Hの測定を示したのが図44である。この結果はsignalの統計誤差とdetectorの系統誤差を含んでいる。

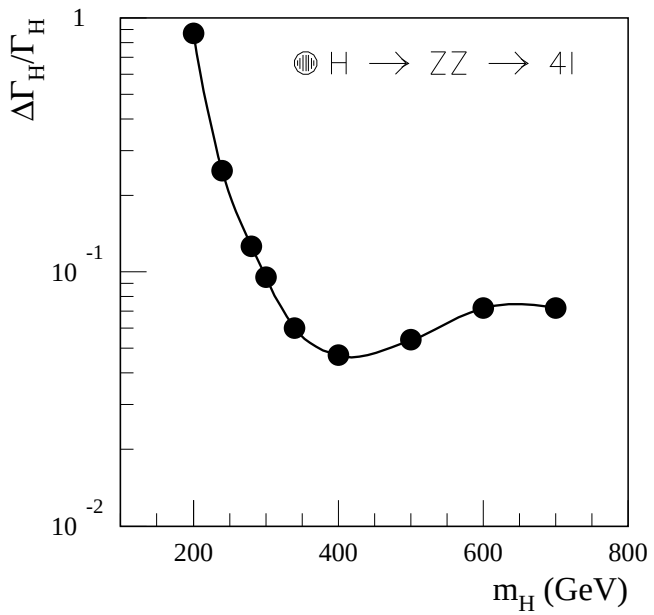

図 44: ATLAS実験において予期されるHiggs bosonのwidthの測定精度。

この図44からわかるように、$m_H \sim 300\mathrm{GeV}$程度で最も精度がよくなる。より高いmassになるとintrinsic widthが大きくなりすぎtotal resolutionへそのintrinsic widthそのものが寄与してしまう。

3.3.3 Couplings and branching ratios

一度Higgs bosonの特定のchannelへのdecay rateが測られたら、Higgs生成cross sectionの理論的予言によりそのchannelへのbranching ratioがわかる。このような測定を様々なchannelで行うことにより、Higgs bosonのfermion,vector-bosonへのcouplingがわかり、それは標準模型のテストになる。

以下にいくつか例をあげる。全てIntegrated Luminosity=$300\mathrm{fb}^{-1}$を仮定している。

- Associated Productionにおける$H \to \gamma\gamma$, $H \to b\bar{b}$の比を測定することでそれらのbranching ratioの比がわかる。この測定は$80\mathrm{GeV} < m_H < 120\mathrm{GeV}$でのみ可能であり、統計誤差が30%存在する。

- $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to 4l$の比を測定することでそれらのbranching ratioの比がわかる。この測定は$120\text{GeV} < m_H < 150\text{GeV}$でのみ可能であり、統計誤差が$15\%$存在する。

- $t\bar{t}H$-productionとWH-productionで、それらが$H \to \gamma\gamma$, $H \to b\bar{b}$とdecayするモードで比を測定することでTop-YukawaとW-boson couplingの比を測定できる。これは$80\text{GeV} < m_H < 120\text{GeV}$で可能であり、$25\%$の統計誤差が存在する。

ここで述べた全ての例で、統計的不定性が圧倒的に大きい。これは2つのchannelが重なるぎりぎりの端での測定をしているからである。

3.3.4 Quantum numbers

標準模型はCP-evenのスカラーとしてHiggs bosonを予言する。Higgsが発見されたら、これらの性質も調べられなくてはならない。

スピンとCPについて情報を与えてくれるchannelは極めて少ない。主にstudyがなされているのは$H \to \gamma\gamma$ 及び $H \to ZZ \to 4l$ modeである [58]。

$H \to \gamma\gamma$ channelにおいては、期待されるS/Bはa few $\%$ である。このため2つのphotonの角度情報からスピン構造を調べるのは極めて難しい。仮にsignalだけを考えたとすれば、Integrated luminosity $=100\text{fb}^{-1}$で、10.7σの精度でspin-0粒子の崩壊で生じるflat distributionを捉えることが可能である。しかしこれはkinematic cut, detector acceptance, backgroundにより極めてsmearされてしまい、300fb^{-1}をもってしても1.5σになってしまう。

$H \to ZZ \to 4l$ channelでは、$200\text{GeV} < m_H < 400\text{GeV}$においては$S/B \sim 20$である。このためこのモードでのスピン情報探索が可能になる。このchannelにおいては、Z-bosonのθ^*分布に加えて2つのreconstructed Zのazimuthal separation $\Delta\phi$がHiggsのスピンにsensitiveである。(ZZ continuum backgroundでは$\Delta\phi$が大きくなる) このモードでの定量的なstudyは現在進行中である。

CPにかんしては、$t\bar{t}H$ production channelが使える可能性がある。このchannelは$80\text{GeV} < m_H < 130\text{GeV}$においてのみsensitiveである。手法としては2つのtop quarkのmomentaをreconstructして、それらからCP-evenなものか否かを決定できる。しかしLHCにおいてはこれは難しいと思われる。

- 300fb^{-1}において$H \to \gamma\gamma$-decay modeのsignalは20であり、top reconstructionのefficiencyは20%を超えない。従って極めて統計的に難しい。

- $H \to b\bar{b}$-decay modeではよりsignalは多くなるがbackgroundも多く、測定を難しくする。

- top-quark momentumのreconstructionの系統誤差の評価が難しい

3.4 Precision Measurement at LHC(MSSM case)

3.4.1 mass

ここではMSSM Higgs bosonのmassの精密測定について述べる。全て300fb^{-1}を仮定している。表18はそれをまとめたものである。

- h bosonがSM生成プロセスで見つかったら、そのmass measurementはSection 3.3.1と同じように行われる。$h \to \gamma\gamma$-mode のみ$\sim 0.1\%$が可能であり、$h \to b\bar{b}$-modeでは$1-3\%$しか精度が出ない。

- $\tan\beta$の小さな領域では、H-bosonの質量測定には$H \to ZZ^{(*)} \to 4l$-channelが使える。(もし測定できれば)この場合の精度は$\tan\beta$によって異なり、0.1%から0.5% である。もしも$H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$ decay mode のみ使えるのであれば、精度は1%よりも悪くなる。

- Aは$\tan\beta$が小さい領域では$A \to Zh \to llb\bar{b}$, $A \to \gamma\gamma$で測定できる。精度は前者が$1-2\%$, 後者が0.1%程度である。

- large $\tan\beta$ 領域においては、H及びAは$\tau\tau$, $\mu\mu$ decay modeで発見できる。それらはほとんど縮退しており同じ崩壊モードをもつために区別できない。$\tan\beta$が非常に大きな領域では$\mu\mu$-modeが使用でき、0.1%の精度が実現できる。それほど$\tan\beta$が大きくない場合$\tau\tau$-modeを使う必要があり、$1-12\%$の精度に落ちる。

3.4.2 $\tan\beta$

Heavy Higgs bosonのsignal rateの測定によって$\tan\beta$を決定することが出来る[59]。系統誤差はluminosityによるものが大きく10%ととっておく。

- $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$-channelでsignalが見つかったら、ここから$\tan\beta$を測定できる。しかし最小でも誤差は10%は存在する。

- $H/A \to \tau\tau$-modeでsignalが見つかったのであれば、このsignalは$\tan\beta$に非常に良いsensitivityを持つ。例えば$m_A = 150\text{GeV}$, 300fb^{-1}を仮定すれば$\tan\beta = 5$のときは誤差15%, $\tan\beta = 40$のときは誤差6%で測定できる。

MSSM Higgs	Process	precision
h	Inclusive $h \to \gamma\gamma$	$0.1\% - 0.5\%$
	$Wh, t\bar{t}h$ with $h \to \gamma\gamma$	$0.1\% - 0.5\%$
	$Wh, t\bar{t}h$ with $h \to b\bar{b}$	$1\% - 3\%$
H	Inclusive $H \to \gamma\gamma$	$0.1\% - 0.5\%$
	$H \to ZZ^* \to 4l$	$0.1\% - 0.5\%$
	$H \to hh \to b\bar{b}\gamma\gamma$	$1\% - 2\%$
A	Inclusive $A \to \gamma\gamma$	$0.1\% - 0.5\%$
	$A \to Zh \to llb\bar{b}$	$1\% - 2\%$
H/A	$H/A \to \tau\tau$	$1\% - 12\%$
	$H/A \to \mu\mu$	$0.1\% - 2.0\%$

表 18:

3.5 LHC summary

LHC では確実に標準模型の Higgs boson は発見できる。またかなりのパラメータ領域において MSSM Higgs boson も発見が可能である。

しかし、coupling の測定という点では LHC は極めて性能が悪い。これは background があまりに大きいところに起因している。Yukawa coupling や gauge coupling を精密に測定しなくては標準模型を超える物理に対する情報があまり得られない。

LHC と相補的な役割を果たすのが Linear Collider である。線形加速器でしかも lepton collider であるからそれほどのエネルギーは出せない ($250\text{GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 1000\text{GeV}$) が、きわめて background-free な環境で実験が行えるので coupling の測定には最適である。以下、Linear collider における Higgs boson の coupling 精密測定について述べる。資料としては [60] を用いた。

4 Linear Collider and Higgs Physics

Linear Collider(LC) physics programの強みは、それが１つ以上のHiggs bosonを発見できるのみならず、Higgs bosonのmass,width,couplings, quantum numbers, そしてHiggs potentialのパラメータを決定できることにある。これらの測定はHiggs bosonの性質を知るのに不可欠であり、従って電弱対称性の破れに深く迫ることが出来る。

もしも測られたcouplingが単にmassに比例しているものでない場合、複雑なHiggs sectorが要求されるであろう。CouplingsはHiggs branching ratio とcross sectionの測定によって測られる。Higgsは自分自身ともcoupleすると考えられており、このself-coupling λ は２つ以上のHiggsの直接生成においてのみ探索可能である。

Higgs bosonの測定プログラムはdetector designに深くかかわってくる。fermionへのbranching ratioの測定は洗練されたvertex detectorがb-jet,c-jetをgluon-jetから分離できることを要求するし、精密なrecoil mass測定は優れたmomentumの解像度(特に$\mu^+\mu^-$)が必要になる。trackingおよびcalorimetry systemは正確なjet-jet invariant mass, missing massを測定できなくてはならないし、hadronic W-decayとhadronic Z-decayを分けることが出来なくてはならない。

Higgs の vector bosonやfermionへのcouplingの測定はHiggsの質量に大きく依存する。ここでは３つのケースに分ける。light Higgs: $(m_h < 2m_W)$, intermediate Higgs: $(2m_W < m_h < 2m_t)$, そしてHeavy Higgs $(m_h > 2m_t)$である。

4.1 Mass

標準模型においては、Higgsの質量は他の全ての性質を定める。従って質量の精密測定は理論と実験の比較に影響しうる。例えば、cross section, branching ratio, precision EW dataのglobal fitに。同じく、MSSMにおいても全てのHiggs bosonの質量は根源的なモデルパラメータを定めるのに重要なinputである。

この質量測定において、LCはZに対してrecoilする系でHiggsをreconstructできる。Full event reconstruction、およびkinematical constraintはresolutionを上げてmass tailを消すのに役立つ。

Light, intermediate mass Higgs bosonに対しては、Optimal-running conditionはやや小さなCMS energy $\sqrt{s} = 350\mathrm{GeV}$において得られる。これはmomentum resolutionを改善し、かつbremstrahlungを最小化する。このような状況下で、我々は精密に$e^+e^- \to Zh$ eventを$Z \to e^+e^-$ or $\mu^+\mu^-$の反対側として捉えられる。この測定はHiggsの崩壊モードに依らない。特定の崩壊モードに関しては、four-jet topologyなどでaccuracyを高められる。

図45は recoil mass

$$M_{\rm recoil} = \sqrt{s - 2\sqrt{s}E_{l^+l^-} + M^2_{l^+l^-}} \tag{57}$$

の分布を示す。500fb^{-1}をもってすれば、$\Delta m_{h_{SM}} \sim 80$MeV at $\sqrt{s} = 350$GeV, $\Delta m_{h_{SM}} \sim 140$MeV at $\sqrt{s} = 500$GeVがe^+e^--mode, $\mu^+\mu^-$-modeに関して可能である。

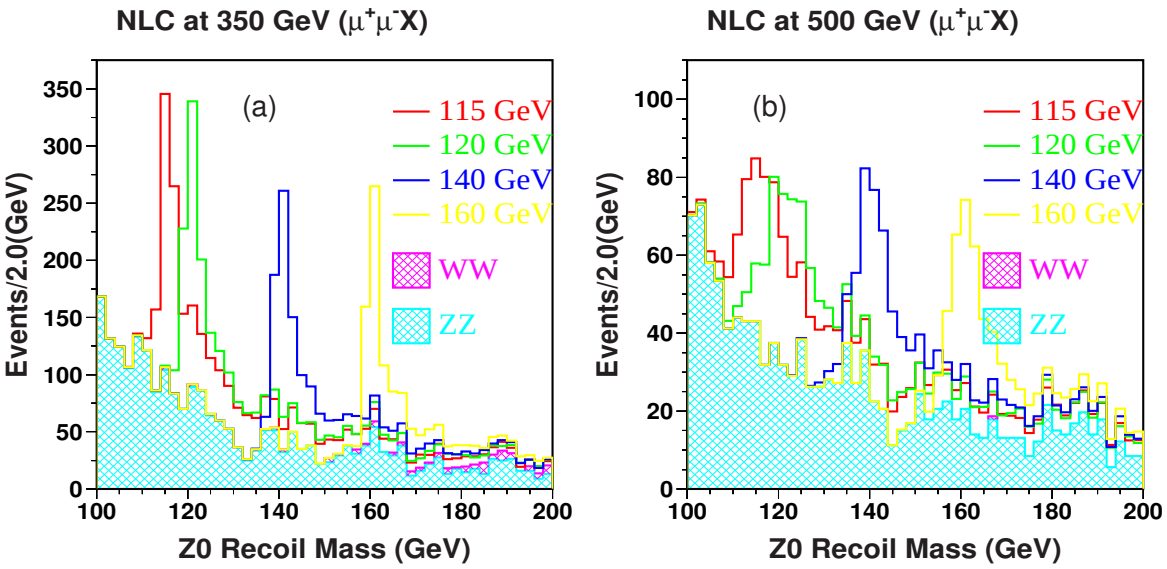

図 45: 異なるHiggs massにおけるRecoil massの分布。CM energyは(a) 350GeV, (b) 500GeVを仮定している。

$Zh \to q\bar{q}H \to 4-$jetsなるプロセスにおいてもrealisticなstudyがなされた。図46(a)はZのhadronic decay modeでrecoilするhiggsからの2-jetからreconstructした$m_h = 115$GeVのHiggsを示している[61]。約2GeVのcleanなHiggs signalが捉えられている。ピークの位置が下がっているのはevent reconstructionのsimulationにおけるlow-energy particleのlossによるものであり、low-mass tailはb,c-quarkのsemi-leptonic decayで生じるmissing neutrinoから来ている。

Neural net tagging及びfull kinematic fittingを用いた結果が図46(b)であり、ここでは$m_h = 120$GeVを仮定している。これで500fb^{-1}をもってすれば$\Delta m_{h_{SM}} = 50$MeVを可能にする。

Heavier Higgs bosonや、異なったdecay modeを持ったMSSM Higgs bosonのstudyはfuture workである。Zh events with $Z \to l^+l^-$はSM Higgsのmassが大きくなると急速に減衰していき、その場合、$h \to ZZ$及びZのhadronic decayも十分な統計を得るためには考えなくてはならない。Heavy MSSM Higgs bosonに対し

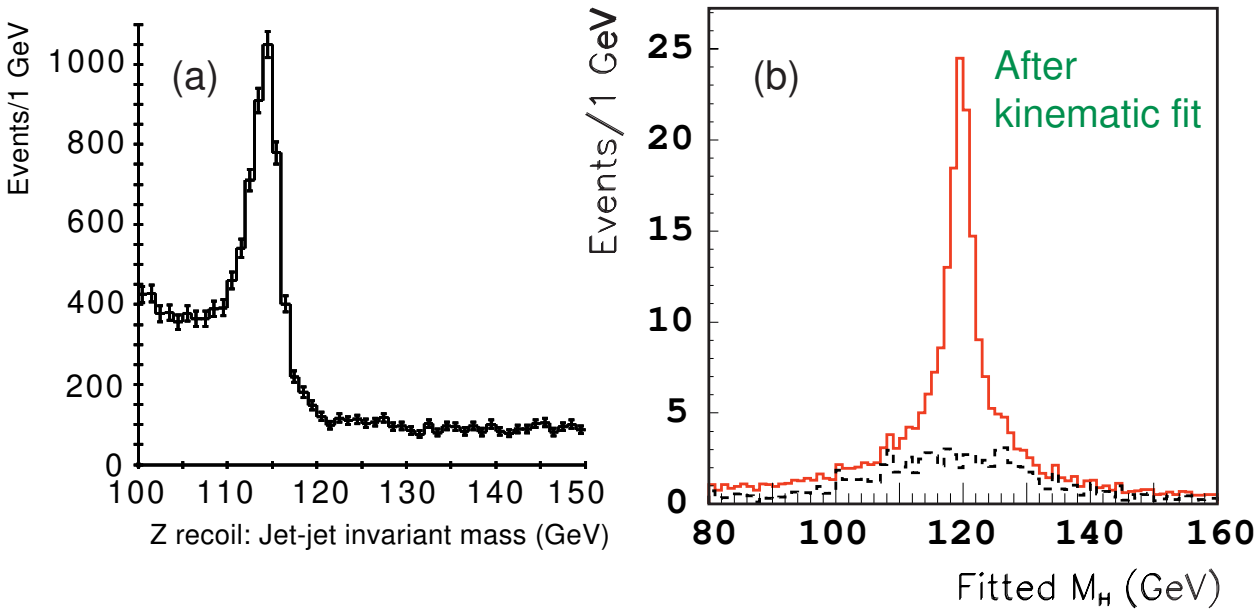

図 46: (a) Z が hadronic に decay した時の jet-jet invariant mass.(b) Neural net tagging を用いて kinematic cut を行った後の Z hadronic decay における Higgs mass peak. $m_{h_{SM}} = 120\mathrm{GeV}$.

ては、$500\mathrm{fb}^{-1}$ かつ $\sqrt{s} = 800\mathrm{GeV}$ において $\Delta m_{H^\pm}$ and $\Delta m_{A,H} \sim 1\mathrm{GeV}$ が得られるという報告がある [62]。

4.2 Couplings:light Higgs case

4.2.1 Cross Sections

$m_h < 2m_W$ の Higgs boson に対しては、g_{hZZ} 及び g_{hWW} が最も精度良く測られる。これは Higgsstrahlung 及び WW-fusion によってそれぞれ測定されるものである。branching ratio を取り出すにあたっては、これらの cross section もまた重要である。(実験で測る量は $\sigma \times \mathrm{BR}$ だから)

Cross section $\sigma(Z^* \to Zh)$ の測定は recoil method を用いることで最適にできる [63]。WW-fusion process からの background を落とすためには low-energy で実験を行うのが好ましく、$\sqrt{s} = 350\mathrm{GeV}$ 程度がよい。また巨大な Bhabha background を避けるためには $\mu^+\mu^-$ からの recoil を見るのが好ましい。study によると $\sqrt{s} = 350\mathrm{GeV}$ において $\Delta\sigma/\sigma \simeq 4\%$ が、$\sqrt{s} = 500\mathrm{GeV}$ において $\Delta\sigma/\sigma \simeq 6.5\%$ が $500\mathrm{fb}^{-1}$ で達成可能である。この cross section の予期される測定値は図 47(a) に描かれている。

また、能率の良い pure b-jet tagging によって、WW-fusion の event, $e^+e^- \to W^+W^-\nu\bar{\nu} \to \nu\bar{\nu}h \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ は、Higgsstrahlung $Zh \to \nu\bar{\nu}h \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ と分離可能であ

る。それを示したのが図47 (b)であり、fusion processは500fb^{-1}, $m_h = 120$GeVをもってすれば$\Delta\sigma/\sigma \simeq 3.5\%$が可能である。

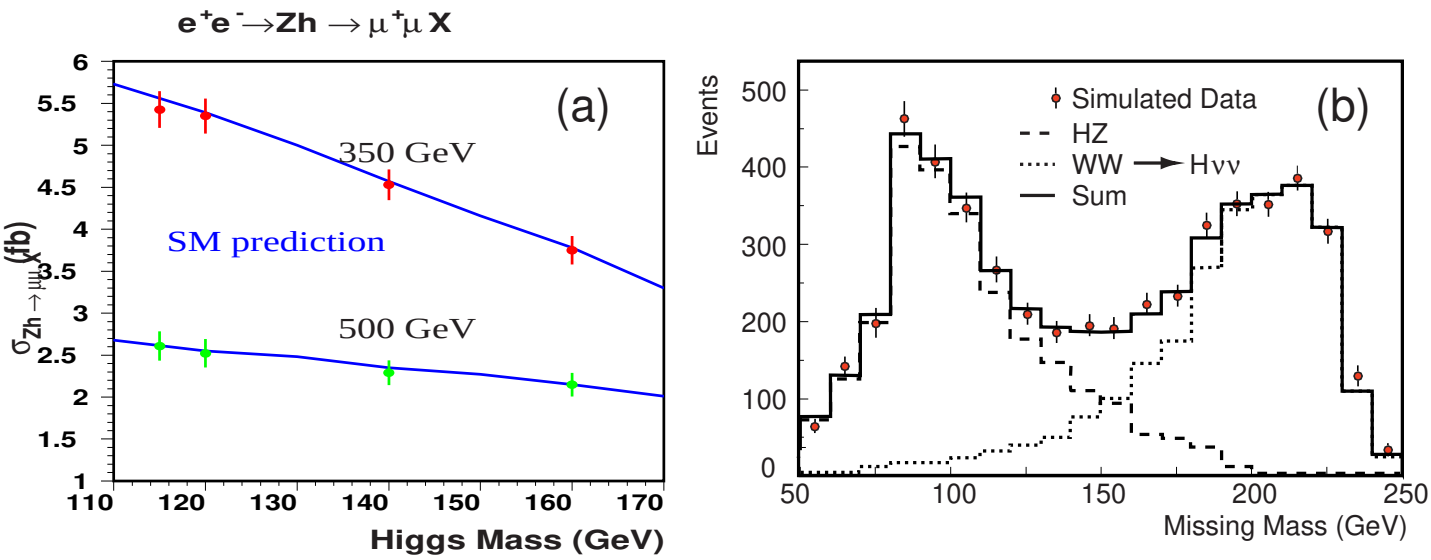

図 47: (a) 500fb^{-1}を用いた場合のcross sectionの測定。(b) Higgsstrahlungと WW-fusionとのeventの分離。

4.2.2 Branching Ratios

Higgs studyにおけるLinear Colliderの大きな利点は、Z decayによるHiggsstrahlung Zh eventsの同定にある。これはhの崩壊モードに依存しないため、Higgs boson branching ratioの測定を容易にする。

最終的に500fb^{-1}およびbeam polarization=80%で予想されるHiggsのbranching ratioに対する測定誤差をまとめたのが表19である。

4.2.3 Radiative Production and $t\bar{t}h$ Coupling

軽いHiggs bosonに対しては、top quarkからのradiationでHiggs bosonを作ることが可能であり、これは終状態に$t\bar{t}h$を作る。このモードではtop Yukawa coupling g_{htt}を測ることが可能である。SM-like Higgs $m_h = 120$GeVに対しては、$\sqrt{s} = 700-800$GeVにおいては$\sqrt{s} = 500$GeVよりもcross sectionが約10倍大きい。$\sqrt{s} = 800$GeVにおいては、$L = 500$fb^{-1}を仮定してやることで$\delta g_{htt}/g_{htt} \sim 5\%$が可能である[64]。$\sqrt{s} = 500$GeVにおいては、1000fb^{-1}を使っても$\delta g_{htt}/g_{htt} \simeq 21\%$しか達成できない[65, 66, 67, 68]。

	$m_{h_{SM}} = 120\text{GeV}$		$m_{h_{SM}} = 140\text{GeV}$	
	BR	δBR/BR	BR	δBR/BR
$h_{SM} \to b\bar{b}$	$(69 \pm 2.0)\%$	2.9%	$(34 \pm 1.3)\%$	4.1%
$h_{SM} \to WW^*$	$(14 \pm 1.3)\%$	9.3%	$(51 \pm 1.8)\%$	3.7%
$h_{SM} \to c\bar{c}$	$(2.8 \pm 1.1)\%$	39%	$(1.4 \pm 0.64)\%$	45%
$h_{SM} \to gg$	$(5.2 \pm 0.93)\%$	18%	$(3.5 \pm 0.79)\%$	23%
$h_{SM} \to \tau^+\tau^-$	$(7.1 \pm 0.56)\%$	7.9%	$(3.6 \pm 0.38)\%$	10%

表 19:

4.2.4 Higgs Self-Coupling

Higgs sectorを完全に理解するためには、Higgs potentialの形を測定することが重要である。double Higgs production(Zhh 等)のcross sectionはtriple Higgs coupling g_{hhh} に係わっており、Higgs potentialによる自発的対称性の破れの起源を探るのに適している。Higgs の質量、$m_h^2 = 4\lambda v^2$ もまたpotential shape parameter λ を測ることになるので、hh-production modeにより cross-checkができる。MSSMにおいては、様々なdouble Higgs production processが $g_{h^0h^0h^0}$,$g_{A^0h^0h^0}$ 等を測定するのに求められる [69]。

実験的studyによると $m_h = 120\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, 1000fb^{-1} に対して $\delta g_{hhh}/g_{hhh} \simeq 23\%$ が可能である [70, 71]。

SM triple Higgs productionのcross sectionは $\sigma(Zhhh) < 10^{-3}\text{fb}$ なので、現在見込まれているluminosityではquatric couplingg_{hhhh} の測定は絶望的である。

4.2.5 Implications for the MSSM Higgs sector

light Higgs couplingの決定の議論は、実際のHiggsのfermion,gauge bosonへのcouplingがStandard Modelのものと同じだと仮定してきた。これはdecoupling limitのMSSMで一般的に成り立つ仮定である。しかし、以上に述べた議論を精密測定で用いれば、h^0 を h_{SM} から区別することが可能である。Higgs couplingのStandard Modelの予言からのずれをとらえることでnon-minimal Higgs sectorの存在を予期できて、MSSMのコンテクストでは m_{A^0},$\tan\beta$ および他のMSSM parameterを測定できる。

HiggsのMSSMとSMとのずれを測る量として

$$\delta rmBR = \frac{\text{BR}_{\text{MSSM}} - \text{BR}_{\text{SM}}}{\text{BR}_{\text{SM}}} \tag{58}$$

を定義する。h^0 の decay mode, $b\bar{b}$, WW^*, gg に対して 1σ, 2σ discovery の contour を描いたのが図 48 である。

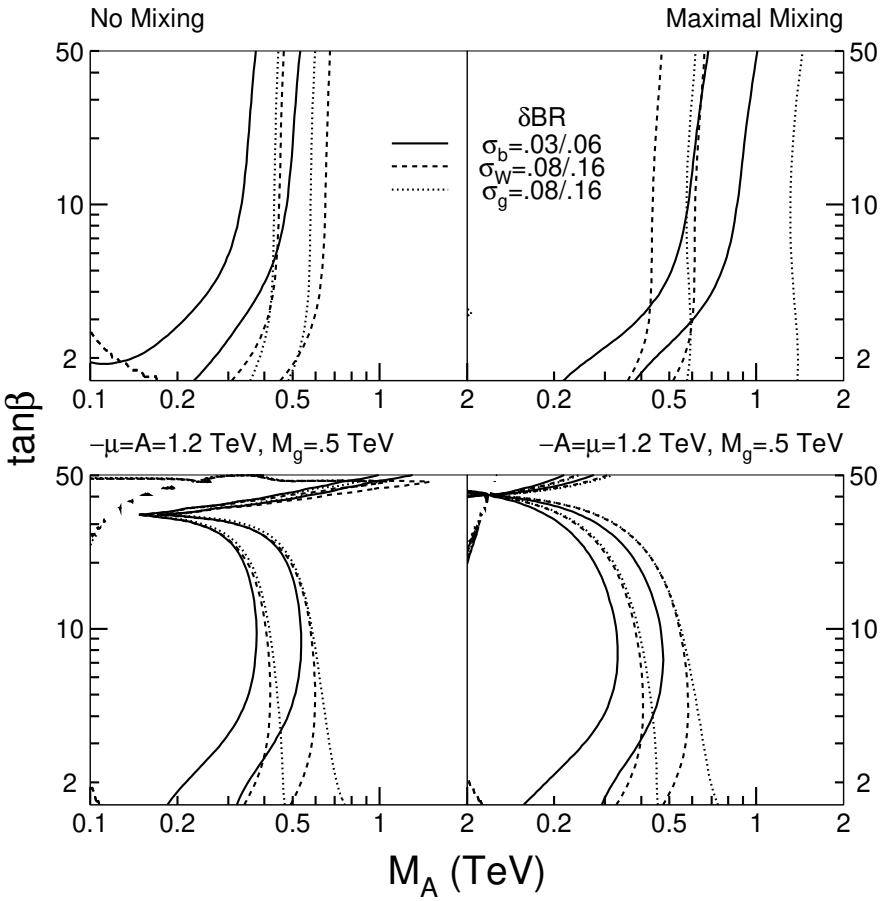

図 48: $b\bar{b}$-mode, WW^*-mode, gg-mode に対するそれぞれの δBR の coutour. $\delta\mathrm{BR}(b\bar{b}) = 3\%,\ 6\%$(solid line), $\delta\mathrm{BR}(WW^*) = 8\%,\ 16\%$(dashed line), $\delta\mathrm{BR}(gg) = 8\%,\ 16\%$(dotted line).

4.3 Couplings:imtermediate Higgs case

$m_h < 2m_W$ の場合、branching ratio の測定は極めて豊かな物理を含んでおり、終状態にたくさんの fermion や boson が存在した。mass が大きくなるにつれ、fermion への branching ratio は top pair への threshold を突破するまで小さくなる。この intermediate mass range においては、LC は W および Z-coupling を LHC よりずっと精密に production rate 及び branching ratio を使って測定することが出来る。そして測定された Higgs boson が W, Z-mass を完璧に生成しているかもチェックできる。

Section 2.1.3によると、電弱精密測定は$m_h \lesssim 212\text{GeV}$ を予言するので、より大きな質量でHiggsが観測されるならばそれはnew physics を意味することになる。

4.3.1 Cross Sections

Light Higgs bosonで述べた方法がここでも使うことが出来る。それによると$\sqrt{s} = 350\text{GeV}$, 500fb^{-1}, $m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$に対して$\delta\sigma(Zh_{SM})/\sigma(Zh_{SM}) \simeq 5\%$, $\delta\sigma(\nu\bar{\nu}h_{SM})/\sigma(\nu\bar{\nu}h_{SM}) \simeq 17\%$が可能である。

また、このmass rangeにおける、Heavier Higgs bosonは$h \to WW^*$でreconstructすることができる。$t\bar{t}h$やZhhで測るcouplingをみるならより高い$\sqrt{s}$が要求される。

4.3.2 Branching Ratios

Higgsstrahlung eventを用いるならば、$m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$において、最適な$\sqrt{s}$をもちいるとしても統計誤差は$\text{BR}(h_{SM} \to b\bar{b}) \simeq 6.5\%$である[72, 73]。$\sqrt{s} = 500\text{GeV}$においては、Zのleptonic decayのみを用いるのであれば$m_{h_{SM}} \simeq 165\text{GeV}$, 250fb^{-1}において統計誤差は25%に及び、$m_{h_{SM}} < 200\text{GeV}$なら$2000\text{fb}^{-1}$を用いても30%程度である。

しかし、hadronic decayもZのtaggingに用いることが出来る。これも用いることによって、500fb^{-1}, $\sqrt{s} \simeq 350\text{GeV}$, $m_{h_{SM}} \simeq 200\text{GeV}$で$\delta\text{BR}(h \to b\bar{b})/\text{BR} \simeq 25\%$となる。このmass rangeにおいては$c\bar{c}$, $\tau^+\tau^-$, gg and $\gamma\gamma$へのbranching ratioの測定は望むべくも無い。

このintermediate mass rangeでは、vector bosonへのBranching Ratioは良い精度で測定できる。$m_{h_{SM}} = 160\text{GeV}$, 500fb^{-1}を用いれば2.1%の精度で測定が出来るし、$150 - 200\text{GeV}$の領域では7%以上の精度で測定できる。

$\text{BR}(h \to ZZ)$を測るには、hadronic Z decayとhadronic W decayを区別する必要がある。500fb^{-1}をもってして、かつHiggs decayによる2つのZのうち一つをidentifyできたとすれば、統計的不定性は$m_{h_{SM}} \simeq 210\text{GeV}$に対して8%になる[74]。これは$m_{h_{SM}} \simeq 160\text{GeV}$の場合17%になる[75]。(ZZへのbranching ratioが小さいため)

4.4 Couplings:Heavy Higgs case

もしもHiggs bosonが重い場合、つまり$m_h > 2m_t$な場合、そしてHiggs bosonがSMと同じようなcouplingを持つ場合、電弱精密測定との整合性($M_{h_{SM}} < 212\text{GeV}$ 95%CL)から、New Physicsが予見される。Z-peakでの高い統計を持った測定によってnon-SM effectを取り出すことが出来るはずである。さらに、高い$\sqrt{s}$

と大きなluminosityを持ってすればLCでの実験でheavy Higgs bosonのcouplingを直接測定できる。この測定でSM Higgsからの性質のずれを見ることが出来、New Physicsの性質を間接的に取り出すことが出来る。

4.4.1 Cross Section

例えば$m_{h_{SM}} = 500\text{GeV}$の場合、SM-likeなHiggs bosonは70GeVのwidthを持ち、主な崩壊モードは$W^+W^-(55\%)$, $ZZ(25\%)$, そして$t\bar{t}(20\%)$である。$\sqrt{s} = 800\text{GeV}$でのZh cross sectionは6fbであるが、Higgs 生成はW-fusion processによってdominateされ、そのcross sectionは10fbである。1000fb^{-1}をもってすれば、Zがelectronもしくはmuonにdecayするものとして400 Zh eventsが予期される。うまくcutしてやれば、$\sigma(Zh)$は7%のオーダーで測定可能である。

4.4.2 Branching Ratios

LHCにおいては、莫大なQCD backgroundのために$h \to t\bar{t}$-modeを捉えることは困難である。しかし、このモードはLCでは測定できる。SMにおいてはtop-Yukawa constantは極めて大きく、Higgs bosonが350GeVよりも重たい場合、良い精度でtop-Yukawaを測定できる。

studyによると500fb^{-1}で$\delta\text{BR/BR} \simeq 14\%$が可能である。TESLA detectorの$WW \to h_{SM} \to t\bar{t}$ processで1000fb^{-1}, final stateに6-jetsという条件下では10%より良い精度が可能である。

WW, ZZへの精度は表20にまとめてある。

4.5 Summary of Couplings

以上で見てきた、様々なモードに対する様々な質量でのSM Higgs bosonのcouplingに対する予期される誤差が表20にまとめてある。

4.6 Total Width

light Higgs bosonに対しては、予言されるSM widthは小さすぎて直接測ることは出来ない。しかし、branching ratioとcouplingを組み合わせることによってindirectな、model-independentなtotal widthの測定を可能にする。つまり

$$\Gamma_{tot} = \Gamma(h \to X)/\text{BR}(h \to X) \tag{59}$$

である。

Δm_h	$\simeq 140$ MeV (recoil against leptons from Z) $\simeq 50$ MeV (direct reconstruction)				
m_h	120	140	160	200	400-500
$\sqrt{s}$(GeV)	500				800
$\Delta\sigma(Zh)/\sigma(Zh)$	6.5%	6.5%	6%	7%	10%
$\Delta\sigma(\nu\bar{\nu}h)\mathrm{BR}(b\bar{b})/\sigma\mathrm{BR}$	3.5%	6%	17%	-	-
$\delta g_{hxx}/g_{hxx}$(fromBR's)					
$t\bar{t}$	$7-20\%$†	-	-	-	10%
$b\bar{b}$	1.5%	2%	3.5%	12.5%	-
$c\bar{c}$	20%	22.5%	-	-	-
$\tau^+\tau^-$	4%	5%	-	-	-
$WW^{(*)}$	4.5%	2%	1.5%	3.5%	8.5%
$ZZ^{(*)}$	-	-	8.5%	4%	10%
gg	10%	12.5%	-	-	-
$\gamma\gamma$	7%	10%	-	-	-
g_{hhh}	23%‡	-	-	-	-

表 20: SM-like Higgs boson に対する LC で予期される coupling 測定のまとめ。特に記載の無い限り $500\mathrm{fb}^{-1}$ を仮定している。 † radiative $t\bar{t}h$ production, $1000\mathrm{fb}^{-1}$, CMenergy $= 800-1000$GeV. ‡ $1000\mathrm{fb}^{-1}$.

LEP2のboundにより$m_h > 115\text{GeV}$であるから、かなりのWW^*へのbranching ratioが期待できる。従ってLCのみをもってしてmodel-independentにtotal widthを測ることが可能である。

$m_{h_{SM}} > 205\text{GeV}$に対しては、$\Gamma_{tot}$は2GeVを超えるので、physical widthが直接LC detectorのresolutionで測定可能である。studyによると$240 - 280\text{GeV}$に対して6%の誤差で測定できる。もちろんindirectな測定も可能であり、その組み合わせでさらに精度を上げることが出来る。

4.7 Quantum Numbers

Higgs bosonのspin,parity,charge conjugation quantum number J^{PC}はmodel-independentにLCで測定することが出来る。測定に使える物としては以下の通り。

- $\gamma\gamma$-collisionで生成されたHiggsは$J = 1$を持てない。またCは正である。
- $Z\phi$ Higgsstrahlung cross sectionのthresholdでのふるまいが可能なJ^{PC}に制限をつける。cross sectionがβに比例して上昇するのであればCP-even objectであり、しかしβ^3に比例して上昇するのであればCP-odd objectである。図49にその状況が描かれている。
- $e^+e^- \to Z\phi$ cross sectionの角度依存性はϕがCP-evenか、CP-oddか、あるいはそのmixtureかに依存する。CP-odd成分が十分にあるのであればそれはforward-backward asymmetryによって測定可能である。
- $Z \to f\bar{f}$で生じるfermionの角度分布もϕのCP-natureを反映する。$Z \to e^+e^-$, $Z \to \mu^+\mu^-$に対しては以下の角度が定義できる。1：始状態のe^-とZの角度。2：終状態のe^-とZの角度。3：Zの生成平面とZの崩壊平面の角度。これらの角度の情報からCP-evenかCP-oddかをとらえることが出来る。
- もしもϕが$\tau^+\tau^-$もしくは$t\bar{t}$にかなりのbranching ratioを持つのであれば、その崩壊した後のfermionの偏極を測ることが出来る。それによってϕのYukawa couplingの構造がわかる。
- $t\bar{t}\phi$は$\sqrt{s} > 800\text{GeV}$、$m_\phi \lesssim 200\text{GeV}$でかなりのcross sectionを持つが、この角度分布によってϕのtop Yukawa couplingを測りCPの性質をも決めることが出来る。
- ϕのCPはphotonの偏極を用いて$\gamma\gamma \to \phi$を使うことでうまくはかれる。詳しくはSection 4.8 を参照。

- ϕがもしも大きなZZ-couplingを持つのであれば、$e^-e^- \to ZZe^-e^- \to \phi e^-e^-$が$\phi$及びfinal electronのエネルギー分布を用いることでCPの性質を調べることが出来る。CP-oddな場合の方がCP-evenな場合よりもよりhardなspectrumになる。

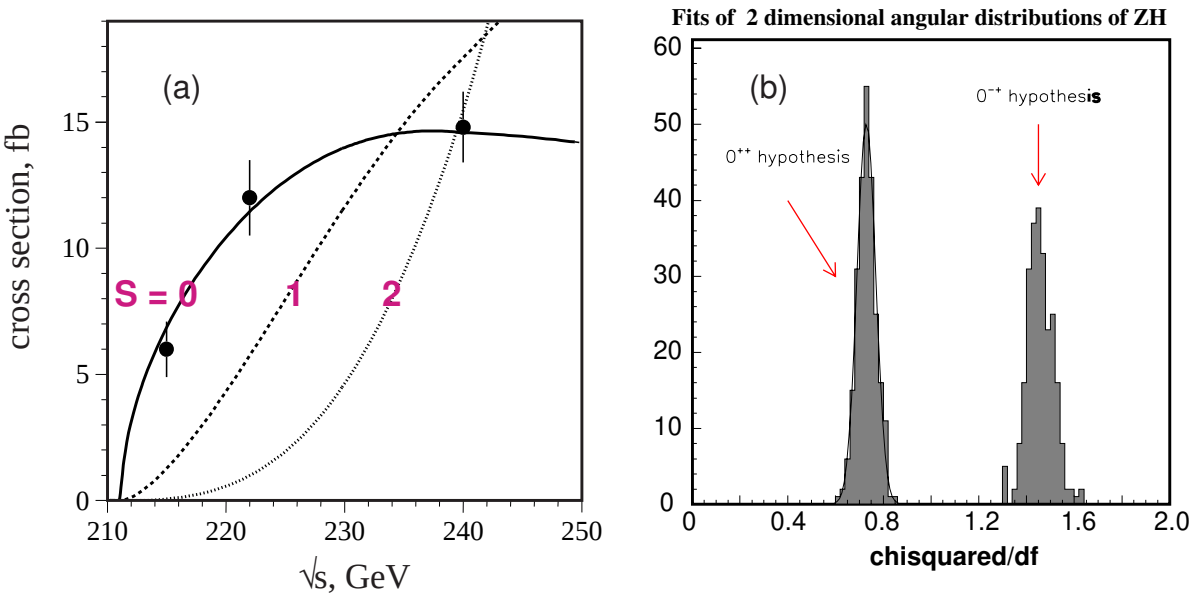

図 49: (a) Higgsstrahlungの、threshold近傍での様々なHiggs spinに対応する振るまい。(b)$Z\phi$ eventのCP-even state及びCP-odd stateでのfitの結果。

4.8 The $\gamma\gamma$-Collider Option

$\gamma\gamma$-collisionによるHiggsの生成により、Higgsのtwo-photon widthを決定し、さらにphotonの偏極によりCPの性質を測ることができる。

比較的軽いSM-likeなHiggs bosonh_{SM}の$\gamma\gamma$ couplingはHiggs場の真空期待値によって質量が生じる全ての粒子によるloop補正を受ける。従って$\Gamma(h_{SM} \to \gamma\gamma)$の測定はHiggs機構によって質量を獲得する任意の重い粒子の存在を明らかにしてくれる可能性がある。

また、$\gamma\gamma$ collisionによって生成されるいかなるspin-0 Higgs hのCP-natureもphotonの偏極によって測ることが出来る。というのも、couplingの構造が全く異なるからである。

$$A_{CP=+} \propto \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2, \quad A_{CP=-} \propto (\vec{\epsilon}_1 \times \vec{\epsilon}_2) \cdot \hat{p}_{beam} \tag{60}$$

よって、始状態のlaser photon polarization vectorをお互いにあわせることによって、Higgs生成のresonanceの中でCP-even、CP-oddの成分を決定することが可能である。

5 Conclusion

この修士論文で考察した通り、Higgs bosonのLHCにおける発見は、もしもHiggsが存在するのであればほとんど疑う余地が無い。LHCはHiggsの$5-\sigma$ discoveryを果たす最初の加速器になるであろう。

しかしながら、Higgsを発見したからといってそれで標準模型が確立されるわけではない。そのcouplingを詳しく調べて電弱統一を破るメカニズムに迫らなくては標準模型、あるいはそれを超える理論に対する情報が得られない。現在計画されているLCは"Higgs Factory"として、大量のHiggsを生成することによってその性質を精密に測定しなくてはならない。

まとめると、加速器実験によるHiggs bosonの発見及びその精密測定は素粒子物理学に新しい理論を確立するのに不可欠である。我々はLHC及びLCによってそれを成さねばならない。

Acknowledgment

この修士論文に至るまでには、様々な人の助けがありました。彼らがいなければこの論文は存在し得なかったでしょう。

修士課程の間、研究に対しても人生に対しても様々なアドバイスをしていただいた柳田勉先生に心から感謝します。

ケアレスミスを多発するまぬけな学生に対して、根気強く指導してくれまた様々なアドバイスを与えてくれたＫＥＫの萩原薫助教授にも厚くお礼を言わなくてはいけません。博士課程でもよろしくお願いいたします。

ＫＥＫの小田切さんおよびお茶大の鴨下さんはcollider physicsのど素人である僕に何度も何度もいろいろなことを教えていただきました。夜にしょっちゅう電話してもきちんと質問に答えていただき、とても感謝しています。これからもコラボレーションお願いします。

ATLAS 夏の学校の関係者の皆さんには様々な面でサポートを受けました。金銭面でもすべてサポートしていただきましたし、神崎先生、浅井先生、田中先生、上田先生、他様々な人たちにcollider physicsの基礎から徹底的に教わることが出来ました。本当にお世話になりました。

研究室の先輩のみなさんや同期の友人たちの助けも大きかったです。市川さん、浜口さん、浅賀さん、francescaさんとは様々なことを語り合うことができ、自分の人生観をより豊かに出来たと思います。浜口さん、藤井さん、渡利さん、francesca

さんには物理について様々なことを教えていただけました。

また、小学校からの付き合いである久田君にはいつも電話で励まされました。中学高校時代の同期である天野君、足塚君、内田君、古川君、船津君、藤本君、古田君たちには年に数回会うことしか出来ませんでしたがその度ごとに研究の精神的な疲れを取ることが出来、新しい活力を生み出せました。またジュリアード音楽院に通うギタリストの益田君とは、お互いプロを目指す者同士として励ましあい、語り合うことが出来ました。

大学時代の友人である坂本君、保原君とはいつも楽しい話ができました。高野さんにはいろいろと悩みを聞いてもらうことが出来、いつも励まされました。笠君、岡君、丸山君、和田君とは物理学研究会の仲間としてともに切磋琢磨できました。これからも分野は違えどお互いを助け合いつつ磨きあう仲でいたいと思っています。

そして最後になりましたが、陰ながらいつも僕を見守っていてくれた両親と弟に、深く感謝します。

皆さん、本当にありがとうございました。

参考文献

[1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[2] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001) [hep-ex/0107061].

[3] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001) [hep-ex/0107013].

[4] M. J. Veltman, Acta Phys. Polon. B **8**, 475 (1977).

[5] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38**, 883 (1977).

[6] M. Spira and P. M. Zerwas, hep-ph/9803257.

[7] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **158**, 295 (1979); R. A. Flores and M. Sher, Phys. Rev. D **27**, 1679 (1983); M. Lindner, Z. Phys. C **31**, 295 (1986); M. Sher, Phys. Rept. **179**, 273 (1989); J. A. Casas, J. R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B **342**, 171 (1995) [hep-ph/9409458].

[8] S. Coleman and E. Weinberg, Phys. Rev. D **7** (1973) 1888; A. D. Linde, Phys. Rev. D **14**, 3345 (1976); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 294; G. Altarelli and G. Isidori, Phys. Lett. B **337**, 141 (1994); J. R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B **353**, 257 (1995) [hep-ph/9504241].

[9] L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **136**, 115 (1978).

[10] R. F. Dashen and H. Neuberger, Phys. Rev. Lett. **50**, 1897 (1983).

[11] J. Kuti, L. Lin and Y. Shen, Phys. Rev. Lett. **61**, 678 (1988).

[12] J. L. Rosner, hep-ph/0108195.

[13] R. Partridge, hep-ex/9811035.

[14] M. E. Peskin and J. D. Wells, hep-ph/0101342.

[15] [LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches Collaboration], arXiv:hep-ex/0107029.

[16] P. Janot, arXiv:hep-ex/0110076.

[17] S. P. Martin, arXiv:hep-ph/9709356.

[18] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. **267**, 195 (1996) [arXiv:hep-ph/9506380].

[19] H. N. Brown *et al.* [Muon g-2 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2227 (2001) [arXiv:hep-ex/0102017].

[20] G. F. Giudice and R. Rattazzi, Phys. Rept. **322**, 419 (1999) [arXiv:hep-ph/9801271].

[21] S. L. Dubovsky, D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky, Phys. Usp. **42**, 623 (1999) [Usp. Fiz. Nauk **169**, 705 (1999)] [arXiv:hep-ph/9905466].

[22] L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. B **557**, 79 (1999) [arXiv:hep-th/9810155].

[23] M. Schmaltz and W. Skiba, Phys. Rev. D **62**, 095005 (2000) [arXiv:hep-ph/0001172].

[24] [LEP Higgs Working Group Collaboration], arXiv:hep-ex/0107030.

[25] J-I. Kanzaki, K. Odagiri and Y. Uehara, In preparation.

[26] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report.

[27] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-43, CERN 1994.

[28] V.Tisserand, "The Higgs to Two Photo Decay in the ATLAS Detector", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-090 (1996).

[29] L.Fayard and G.Unal, "Search for Higgs decays into photons with EAGLE", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-92-001 and Addenda 1&2 (1992).

[30] P.Aurenche et al., in Proc. Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 1990, edited by G.Jarlskog and D.Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133

[31] D. Rainwater and D. Zeppenfeld, JHEP **9712**, 005 (1997) [arXiv:hep-ph/9712271].

[32] E.Barberio and Z.Was, Comput,Phys.Commun. **79** (1994) 291; E.Barberio, B.van Elik and Z.Was, Comput.Phys.Commun. **66** (1991) 115.

[33] G.Eynard, "Etude de la production associee du boson de Higgs WH, $t\bar{t}$, ZH with $H \to \gamma\gamma$ avec le detecteur ATLAS, aupres du LHC", ATLAS Ph.D Thesis 1997,LAPP Annecy.

[34] D. Froidevaux and E. Richter-Was, Z. Phys. C **67**, 213 (1995).

[35] E. Richter-Was and M. Sapinski, Acta Phys. Polon. B **30** (1999) 1001.

[36] L.Guyot, D.Froidevaux and L.Poggioli, "Physics Performance for Various Muon System Configurations", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-95-076,(1995).

[37] M. Dittmar and H. Dreiner, Phys. Rev. D **55**, 167 (1997) [arXiv:hep-ph/9608317].

[38] K.Jakobs and T.Trefzger, "SM Higgs Searches for $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ with a mass between $150 - 190$GeV at LHC", ATLAS Communications, ATL-PHYS-COM-990031 (1999).

[39] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.

[40] P.Nath, R.Arnowitt and A.Chamseed, "Applied N=1 Supergravity", ICTP Series in Theoretical Physics, Vol.I (World Scientific, Singapore,1984).

[41] H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75.

[42] E.Richter-Was et al., "Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-073

[43] D. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara, Phys. Rev. D **59**, 014037 (1999) [arXiv:hep-ph/9808468].

[44] L.Di Lella inProceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Aachen,1990,edited by G.Jarlskog and D.Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133.

[45] D.Cavalli and P.Bosatelli, "Combined Analysis of $H/A \to \mu\mu$ Events from Direct and Associated $b\bar{b}A/b\bar{b}H$ Production",ATLAS Communication, ATL-COM-PHYS-99-053(1999).

[46] K. J. Gaemers and F. Hoogeveen, Phys. Lett. B **146**, 347 (1984).

[47] D. Dicus, A. Stange and S. Willenbrock, Phys. Lett. B **333**, 126 (1994) [arXiv:hep-ph/9404359].

[48] S.Gonzalez de la Hoz, "MSSM Higgs decay to top quarks", ATLAS Communication ATL-COM-PHYS-99-016(1999).

[49] J. Dai, J. F. Gunion and R. Vega, Phys. Lett. B **345**, 29 (1995) [arXiv:hep-ph/9403362].

[50] J. Dai, J. F. Gunion and R. Vega, Phys. Lett. B **387**, 801 (1996) [arXiv:hep-ph/9607379].

[51] D.Cavalli et al., "Search for $H^{\pm} \to \tau\nu$ decays", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-94-53(1994).

[52] A. Djouadi, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, Z. Phys. C **57**, 569 (1993).

[53] A. Djouadi, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, Z. Phys. C **70**, 435 (1996) [arXiv:hep-ph/9511342].

[54] R. M. Barnett, H. E. Haber and D. E. Soper, Nucl. Phys. B **306**, 697 (1988).

[55] H. Baer, B. W. Harris and X. Tata, Phys. Rev. D **59**, 015003 (1999) [arXiv:hep-ph/9807262].

[56] M. Carena, S. Mrenna and C. E. Wagner, Phys. Rev. D **60**, 075010 (1999) [arXiv:hep-ph/9808312].

[57] M. Quiros and J. R. Espinosa, arXiv:hep-ph/9809269.

[58] E.Richter-Was, "A first look at the Higgs spin determination with ATLAS", "TLAS COmmunication ATL-COM-PHYS-99-051(1999).

[59] J. F. Gunion, L. Poggioli, R. Van Kooten, C. Kao and P. Rowson, arXiv:hep-ph/9703330.

[60] T. Abe *et al.* [American Linear Collider Working Group Collaboration], SLAC-R-570 *Resource book for Snowmass 2001, 30 Jun - 21 Jul 2001, Snowmass, Colorado.*

[61] M.Ronan, "Jet-Jet Reconstruction in Full Detector Simulations", presented at Workshop on Physics and Detectors for Future e^+e^- Linear Colliders, Johns Hopkins University, Baltimore 19-21 March 2001.

[62] A.andreazza, C.Troncon, "Study of HA production in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 800$GeV, DESY-123-E,p.417

[63] H.Yang and K.Riles, "Measurement of Higgs Mass and Cross Section at NLC", presented at Workshop on Physics and Detectors for Future e^+e^- Linear Colliders, Johns Hopkins University, Baltimore,19-21 March 2001.

[64] J. F. Gunion, B. Grzadkowski and X. G. He, Phys. Rev. Lett. **77**, 5172 (1996) [arXiv:hep-ph/9605326].

[65] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **57**, 5851 (1998) [arXiv:hep-ph/9712400].

[66] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **59**, 054012 (1999) [arXiv:hep-ph/9808443].

[67] S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **60**, 015003 (1999) [arXiv:hep-ph/9812488].

[68] H. Baer, S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. D **61**, 013002 (2000) [arXiv:hep-ph/9906419].

[69] A. Djouadi, H. E. Haber and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **375**, 203 (1996) [arXiv:hep-ph/9602234].

[70] D. J. Miller and S. Moretti, hep-ph/0001194.

[71] C. Castanier, P. Gay, P. Lutz and J. Orloff, arXiv:hep-ex/0101028.

[72] M. Battaglia, hep-ex/0012021.

[73] M. Battaglia, hep-ph/9901271.

[74] P.F.Derwent et al., FERMILAB-FN-701, report in preparation.

[75] TESLA Technical Design Report, R.Heuer,D.Miller,F.Richard,A.Wagner and P.M.Zerwas(editors).

[76] K. Hagiwara, S. Ishihara, J. Kamoshita and B. A. Kniehl, Eur. Phys. J. C **14**, 457 (2000) [arXiv:hep-ph/0002043].

[77] K. Hagiwara, J. Kamoshita and Y. Uehara, In preparation.