

# CDF 実験でのヒッグス粒子探索

筑波大学 数理物質科学研究科 物理学専攻

戸村 友宣 tomura@hepsg3.px.tsukuba.ac.jp

2008 年 (平成 20 年) 6 月 6 日

## 1 はじめに

米国フェルミ国立加速器研究所のテバトロン加速器は重心系エネルギーが 1.96 TeV の陽子反陽子衝突型加速器であり、稼働中の加速器の中では世界最高エネルギーである。現在進行中の Run II 実験は 2001 年に開始され、テバトロンの瞬間最大輝度は  $3.2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に達し、現在までの積分輝度は  $4 \text{ fb}^{-1}$  を越える。このテバトロン加速器を用いた CDF 実験では  $W$  粒子やトップクォークの質量の精密測定、ヒッグス粒子の直接探索などを含む様々な解析が行われている。本稿では 2007 年の夏までに収集されたおよそ  $2 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いた標準理論ヒッグス粒子に関係した解析の結果について報告する。

## 2 間接探索

まず、 $W$  粒子とトップクォークの質量の精密測定の結果と、そこから得られる標準理論、特にヒッグス粒子の質量に対する制限について述べる。

### 2.1 $W$ 粒子の質量測定

$W$  粒子の質量測定には CDF 検出器で収集された  $200 \text{ pb}^{-1}$  のデータの中から  $W \rightarrow l\nu$  ( $l = e, \mu$ ) の候補事象を用いた。事象選択には横方向エネルギー  $E_T > 30 \text{ GeV}$  の電子、もしくは横方向運動量  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$  のミュオンを 1 個、横方向エネルギー損失  $\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV}$ 、ハドロン反跳  $|\vec{u}| < 15 \text{ GeV}$  (ただし  $\vec{u}$  はカロリメータのタワーごとの横方向エネルギーのベクトル和) を要求する。 $W$  粒子の質量は  $W$  の横方向質量  $m_T = \sqrt{2(p_T^l \cancel{E}_T - \vec{p}_T^l \cdot \vec{\cancel{E}}_T)}/c^3$ 、レプトンの  $p_T$ 、および  $\cancel{E}_T$  の分布をテンプレートでフィットすることによって測定する。図 1 は  $m_T$  分布のフィット結果を示したものである。電子とミュオンそれぞれのチャンネルに対する 3 種類の変数 ( $m_T$ ,  $p_T$ ,  $\cancel{E}_T$ ) の

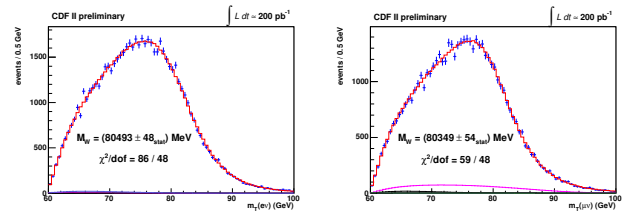


図 1:  $m_T$  分布のフィット結果 (左:  $W \rightarrow e\nu$ , 右:  $W \rightarrow \mu\nu$ )

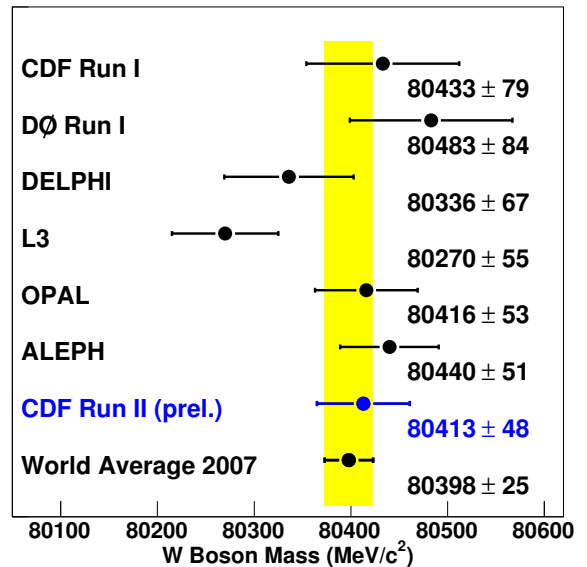


図 2: 各実験ごとの  $W$  粒子の質量の測定結果

フィット結果を合わせると、 $m_W = 80413 \pm 34(\text{stat}) \pm 34(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$  を得た [1]。図 2 は本測定の結果を他の測定結果と比較したものである。本測定は現在、単一測定では世界最高の精度である。

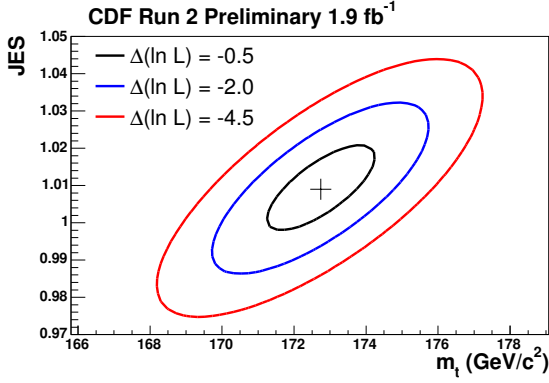


図 3: レプトン+ジェット・チャンネルで行列要素法により求められたトップクォーク質量とジェットエネルギーのスケールとの相関

## 2.2 トップクォークの質量測定

テバトロンでのトップクォーク生成には対生成と単生成があるが、質量測定には対生成の事象を用いる。トップクォークはほぼ 100%ボトムクォークと  $W$  粒子に崩壊するが、トップクォーク対生成事象は 2 個の  $W$  の崩壊モードによりダイレプトン・チャンネル ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu b\ell^-\bar{\nu}\bar{b}$ )、レプトン+ジェット・チャンネル ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu bqq^{\prime}\bar{b}$ )、オールハドロニック・チャンネル ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow qq^{\prime}bq^{\prime\prime}\bar{q}^{\prime\prime\prime}\bar{b}$ ) の 3 通りに分類される。

質量の解析方法には主に、テンプレート法と行列要素法の 2 種類がある。テンプレート法では、事象ごとに測定されたレプトンやジェットの運動量、 $\cancel{E}_T$  などから  $t\bar{t}$  の崩壊を仮定してトップクォークの質量  $m_t^{\text{rec}}$  を再構成し、モンテカルロ (MC) を用いて真のトップクォーク質量  $m_t$  ごとに予想される  $m_t^{\text{rec}}$  の分布 (テンプレート) を作る。そしてデータから得られた  $m_t^{\text{rec}}$  分布をもっともよく再現するテンプレートを探す (フィットする) ことで実際の  $m_t$  の値を測定する。一方、行列要素法では  $m_t$  を仮定した  $t\bar{t}$  (および背景事象) の行列要素計算から、観測される測定量 (レプトンやジェットの運動量、 $\cancel{E}_T$ ) に対する確率密度関数を計算する。そして事象ごとに測定量から事象確率を計算し、それをすべての事象に対して掛け合わせることで尤度関数を定義し、尤度関数が最大となる  $m_t$  を探すことでトップクォークの質量を測定する。

図 3 に  $1.9 \text{ fb}^{-1}$  のデータを使ったレプトン+ジェット・チャンネルの行列要素法の解析での尤度関数を示す [2]。この解析ではトップクォークの質量  $m_t$  の他に、ジェットエネルギーのスケール (JES) もフィットのパラメータとし、主にハドロニックに崩壊した  $W$  粒子の不変質量分布からこの

Best Independent Measurements of the Mass of the Top Quark (\*=Preliminary)

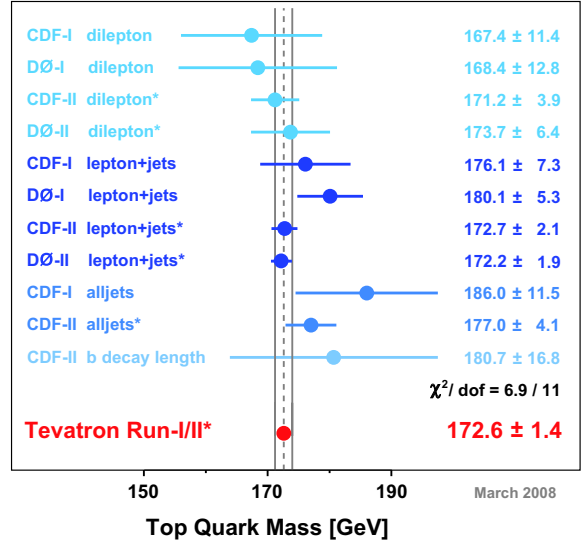


図 4: トップクォーク質量の各測定の結果の比較

スケールを決定することで、ジェットエネルギーによる系統誤差を抑えている。図 3 の横軸はトップクォークの質量を、縦軸はジェットエネルギーのスケールを示している。測定結果は  $m_t = 172.7 \pm 1.8(\text{stat} + \text{JES}) \pm 1.2(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$  であった。

CDF でのその他のチャンネルのトップクォーク質量解析の結果と他の実験での結果との比較を図 4 に示す。CDF のすべての結果を平均すると、 $m_t = 172.9 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.5(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$  となった [3]。

## 2.3 ヒッグス粒子への間接的制限

標準理論の  $W$  粒子の質量の計算には、トップ-ボトムクォーク対やヒッグス粒子のループによる輻射補正項が存在する。輻射補正量はトップクォークやヒッグス粒子の質量に依存するので、 $W$  粒子とトップクォークの質量を精密に測定することで、ヒッグス粒子の質量が間接的に求められることになる。

2.1, 2.2 節で示した結果はもう一つのテバトロンの実験 DØ や LEP の実験結果と合わせて世界平均値が計算され、それらの値から標準理論への制限が求められた [4]。図 5 にトップクォーク質量と  $W$  粒子質量との相関を示す。これらの値の直接測定結果とともに、 $114 \text{ GeV}/c^2$  から  $1000 \text{ GeV}/c^2$  の範囲のヒッグス粒子質量に対する可能なトップクォーク質量と  $W$  粒子質量の範囲が帯で示されている。さらに図 6 は標準理論のフィットの結果の  $\chi^2$  を

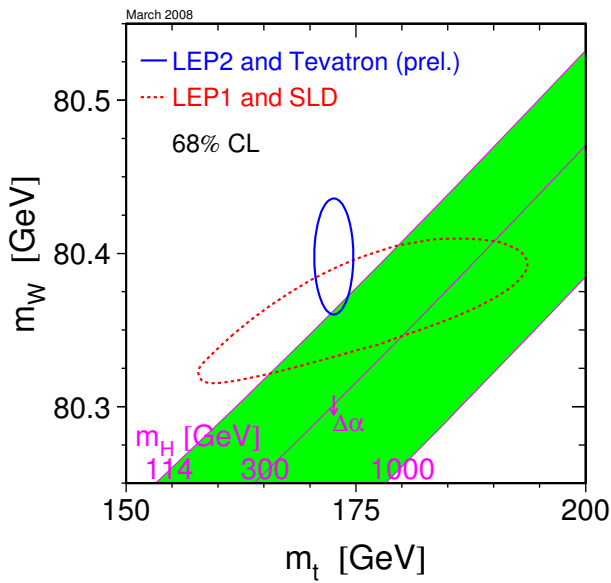


図 5: トップクォーク質量と  $W$  粒子質量との相関図

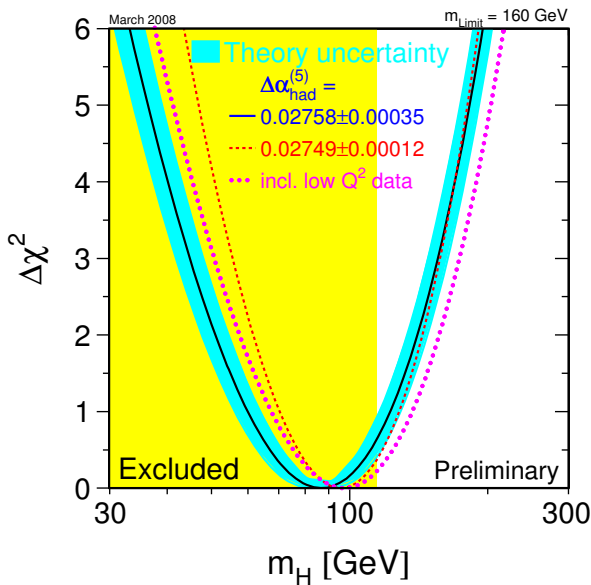


図 6: 標準理論フィットの結果の  $\Delta\chi^2$  曲線

ヒッグス粒子の質量の関数としてプロットしたものである。これにより、標準理論の精密測定から予想されるヒッグス粒子の質量は  $m_H = 87^{+36}_{-27} \text{ GeV}/c^2$  となり、信頼水準 95% で  $m_H < 160 \text{ GeV}/c^2$  となる。

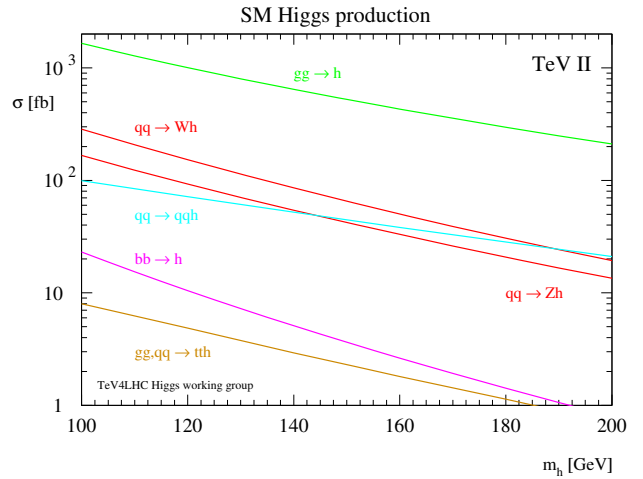


図 7: テバトロンでのヒッグス粒子生成過程の断面積

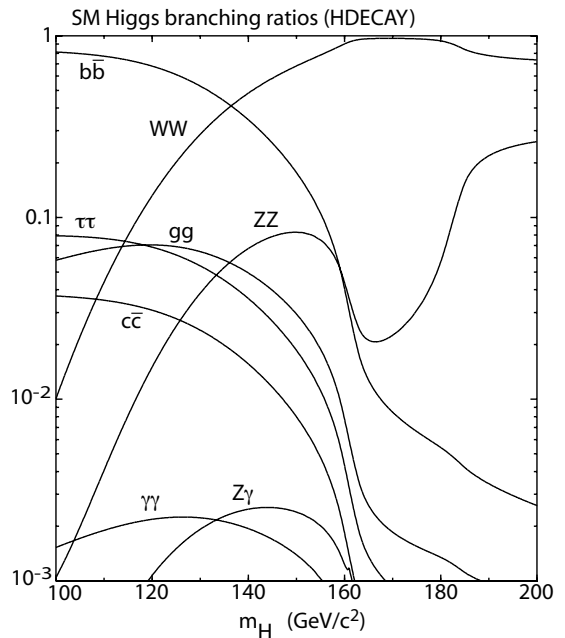


図 8: テバトロン探索領域におけるヒッグス粒子崩壊の分岐比

### 3 直接探索

テバトロンにおいては、予想される標準理論ヒッグス粒子の質量の範囲に対して直接探索が可能である。図 7 はテバトロンにおけるヒッグス粒子生成断面積を生成過程ごとにヒッグス粒子の質量の関数として示したものである [5]。また、図 8 はヒッグス粒子の崩壊の分岐比をヒッグス粒子の質量の関数として示したものである [6]。これによるとヒッグス粒子の質量が軽い場合 ( $m_H \lesssim 140 \text{ GeV}/c^2$ ),  $H \rightarrow b\bar{b}$  が主要な崩壊モードであるが、もっとも断面積の大きいグルーオン融合反応  $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$  では QCD 事象

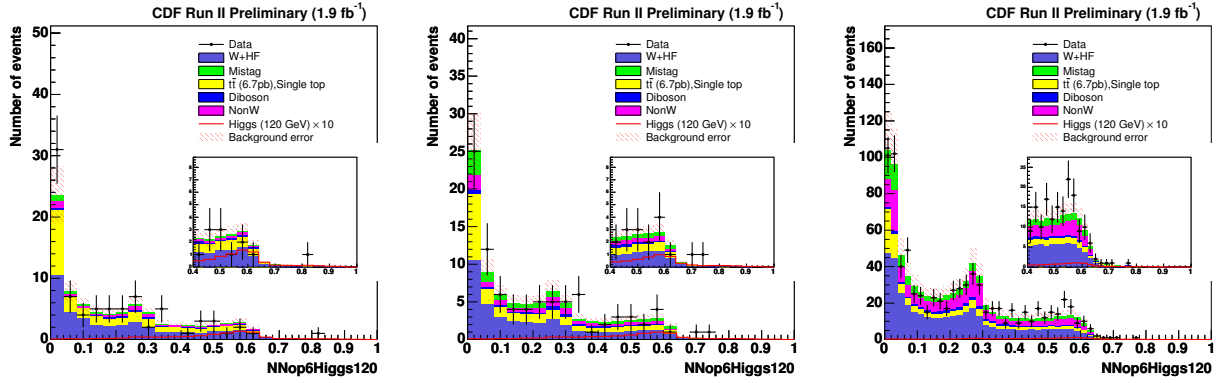


図 9:  $WH \rightarrow l v b \bar{b}$  チャンネルの NN 出力値分布 (左: 2 タイト  $b$  タグ, 中: 1 タイト 1 ルース  $b$  タグ, 右: 1NN $b$  タグ)

の  $b\bar{b}$  による背景事象が大きすぎるので,  $WH$  や  $ZH$  のベクター粒子を伴った生成過程とベクター粒子のレプトンへの崩壊を用い, 電子とミュオン, ニュートリノによる横方向エネルギー損失  $\cancel{E}_T$  を利用してベクター粒子の同定を行い, 背景事象を抑えることが必要になる。ヒッグス粒子が重い場合 ( $m_H \gtrsim 140 \text{ GeV}/c^2$ ) は,  $H \rightarrow WW$  が優位な崩壊モードなので,  $W$  粒子のレプトニック崩壊を用いて探索を行うことになる。

以下, それぞれの探索チャンネルについて解析結果を述べる。

### 3.1 $WH \rightarrow l v b \bar{b}$

軽い質量のヒッグス粒子の主要な解析チャンネルはこの  $WH \rightarrow l v b \bar{b}$  である。事象選択には  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$  の電子またはミュオンが 1 個, 横方向エネルギー損失  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ ,  $E_T > 20 \text{ GeV}$  のジェットが 2 個であることを要求する。  $W$ +ジェットの背景事象を落とすために, 少なくとも 1 個のジェットが  $b$  クォークジェットと同定 ( $b$  タグ) されていることを要求し, もう一方のジェットに対しても同じように  $b$  タグされるか (2 タイト  $b$  タグ), それよりも緩いタガーで  $b$  タグされる (1 タイト 1 ルース  $b$  タグ) もを選ぶ。2 個目のジェットが  $b$  タグされなかった場合でも, 1 個目の  $b$  タグされたジェットが更に厳しいニューラルネットワーク (NN) を用いたタガーで  $b$  タグされれば (1NN $b$  タグ) それも解析に使う。さらに QCD の背景事象を抑えるために,  $\cancel{E}_T$ ,  $\cancel{E}_T$ -ジェット間の角度,  $W$  の  $m_T$  を用いた事象選定を行う。

以上の条件により選択された事象に対して, さらにニューラルネットワークを用いて信号事象と背景事象を分離する。ニューラルネットワークへの入力にはレプトン,  $\cancel{E}_T$ , 2 個のジェットの運動学的な変数を用いる。図 9 に  $1.9 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて得られたそれぞれの  $b$  タグの

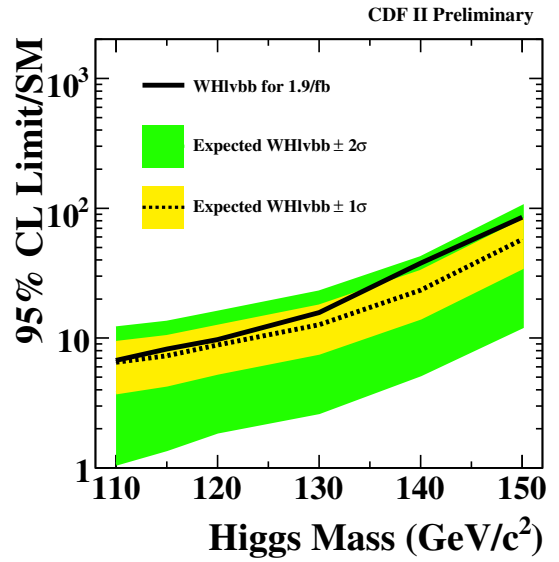


図 10:  $WH \rightarrow l v b \bar{b}$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

カテゴリーについてのニューラルネットワークの出力分布を示す [7]。予想される背景事象の分布に対し信号事象の優位な兆候は認められなかったため, 予想される信号と背景事象の分布を用いたフィットを行うことでヒッグス粒子の生成断面積の上限値を求めた。図 10 が各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を示したものである。縦軸の値は標準理論で予想されるヒッグス粒子の生成断面積  $\sigma_{SM}$  を単位としてある。(つまり, このグラフで 1 を下回った範囲の質量は信頼度 95% で排除される。)  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 8.2 倍 (期待値は 7.3 倍) であった。

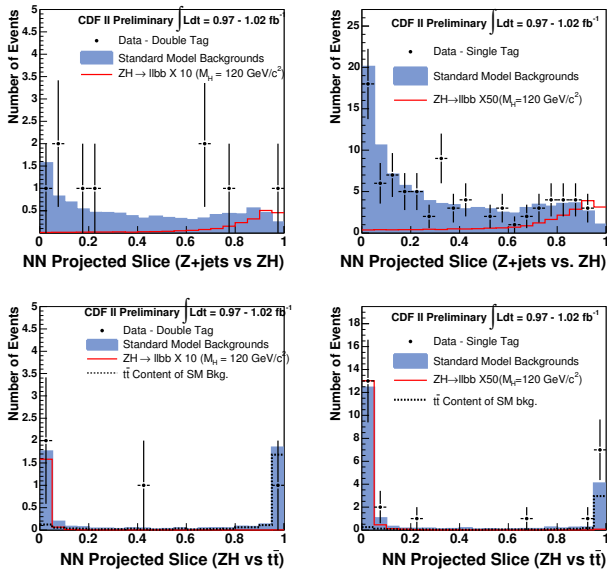


図 11:  $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$  チャンネルの NN 出力値分布 (左: 2 ルース  $b$  タグ, 右: 1 タイト  $b$  タグ。上:  $ZH$  対  $Z$ +ジェット, 下:  $ZH$  対  $t\bar{t}$ )

### 3.2 $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$

このチャンネルの事象選択には、1 個の高  $E_T$  のレプトン (電子またはミューオン)、もう 1 個の同じフレーバーで反対符号の電荷のレプトン、それら 2 個のレプトンの不変質量が  $Z$  の質量付近に来ること、2 個以上のジェットがあり、それらの内 1 個がタイト  $b$  タグされているか 2 個以上がルース  $b$  タグされていることを要求する。

選択された事象に対してニューラルネットワークを用いた信号と背景事象の分離を行うが、ニューラルネットワークの出力には信号  $ZH$  と  $Z$ +ジェットの背景事象の分離と信号  $ZH$  と  $t\bar{t}$  の背景事象の分離のための 2 次元の値を用いる。図 11 に  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて得られたそれぞれの  $b$  タグのカテゴリーについてのニューラルネットワークの出力分布を示す [8]。この分布に対するフィットから各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を求めたのが図 12 である。  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 16 倍 (期待値も 16 倍) であった。

### 3.3 $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$

このチャンネルの事象選択には、2 個の  $b$  タグされたジェット (2 タイト, もしくは 1 タイト 1 ルース),  $\cancel{E}_T > 50 \text{ GeV}$ , そしてレプトンが 1 個も存在しないことを要求する。信号事象として  $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$  でレプトンが検出で

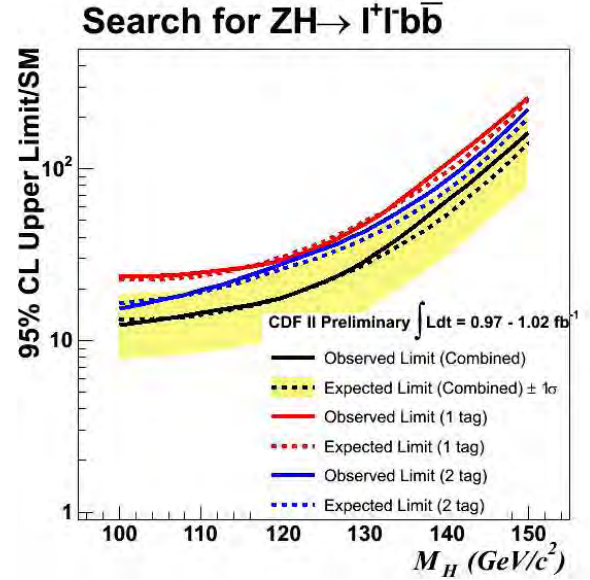


図 12:  $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

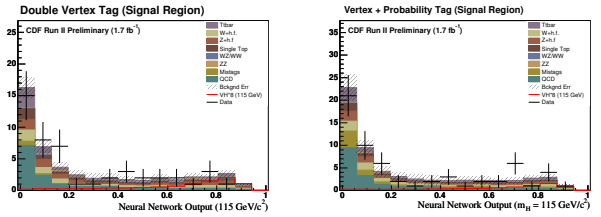


図 13:  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  チャンネルの NN 出力値分布 (左: 2 タイト  $b$  タグ, 右: 1 タイト 1 ルース  $b$  タグ)

きなかつたものも含めている。さらに重いフレーバーの QCD 背景事象を落とすために、荷電粒子の飛跡情報を元にしたニューラルネットワークを用いて  $\nu$  による本当の  $\cancel{E}_T$  とジェットのエネルギーの測定不良から来る偽の  $\cancel{E}_T$  とを区別している。

以上のように選択された事象に対して、ニューラルネットワークを用いて信号事象と背景事象を分離する。図 13 に  $1.7 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて得られたそれぞれの  $b$  タグのカテゴリーについてのニューラルネットワークの出力分布を示す [9]。この分布に対するフィットから各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を求めたのが図 14 である。  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 8.0 倍 (期待値は 8.3 倍) であった。

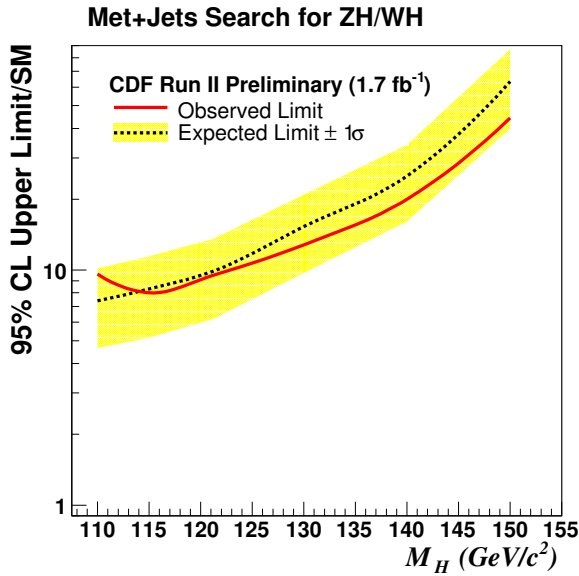


図 14:  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

### 3.4 $HX \rightarrow \tau^+\tau^- + 2\text{jets}$

このチャンネルは  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  の探索が目的であるが、そのままでは背景事象を落すのが難しいので、さらに2個のジェットを要求している。信号事象は、 $WH \rightarrow qq'\tau^+\tau^-$ ,  $ZH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ , ベクター粒子融合反応の  $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ , そして  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^-$  の始状態輻射による  $\tau^+\tau^- + 2\text{jets}$  をすべて含む。事象選択は、2個のタウ粒子(1個はレプトニック, もう1個はハドロニック崩壊), そして2個のジェットによって行われる。

そしてニューラルネットワークによる信号と背景事象の分離を行うが、ここでは3種類のニューラルネットワークを用いる。一つは信号事象と  $Z(\rightarrow \tau^+\tau^-) + 2\text{jets}$ , もう一つは信号と  $t\bar{t}$ , 最後は信号と QCD 背景事象を識別するのに用いる。1事象に対し三つのニューラルネットワーク出力値の中から最小の値を選び、それを最終的な信号と背景事象の識別変数とする。図 15 に  $2.0 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて得られたニューラルネットワーク出力の最小値の分布を示す [10]。この分布に対するフィットから各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を求めたのが図 16 である。  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 30.5 倍 (期待値は 24.8 倍) であった。

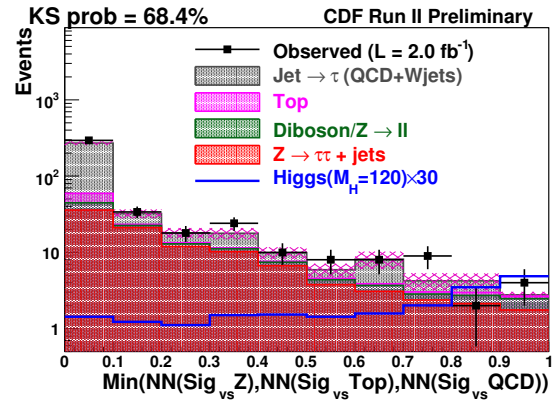


図 15:  $HX \rightarrow \tau^+\tau^- + 2\text{jets}$  チャンネルの NN 出力値分布

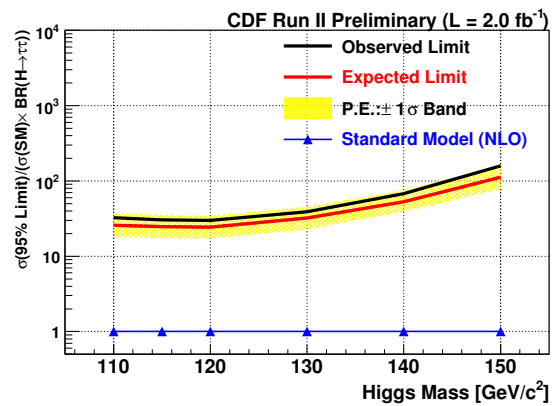


図 16:  $HX \rightarrow \tau^+\tau^- + 2\text{jets}$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

### 3.5 $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$

このチャンネルの事象選択には、反対符号の2個のレプトン(電子またはミューオン)と  $\cancel{E}_T$  を用いる。選択効率を上げるために、2個目のレプトンの要求は緩くしてある。

そしてニューラルネットワークによる信号と背景事象の分離を行う。ニューラルネットワークの入力値には2個のレプトンと  $\cancel{E}_T$  の運動学的変数の他に、行列要素計算による信号と背景事象の確率の違いも含まれている。図 17 に  $2.4 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて得られたニューラルネットワーク出力の分布を示す [11]。この分布に対するフィットから各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を求めたのが図 18 である。  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 1.6 倍 (期待値は 2.5 倍) であった。

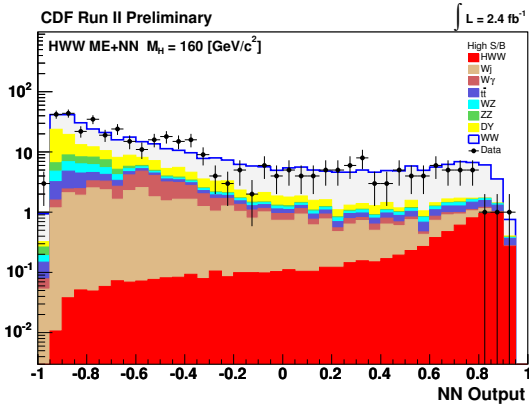


図 17:  $H \rightarrow W^+W^-$  チャンネルの NN 出力値分布

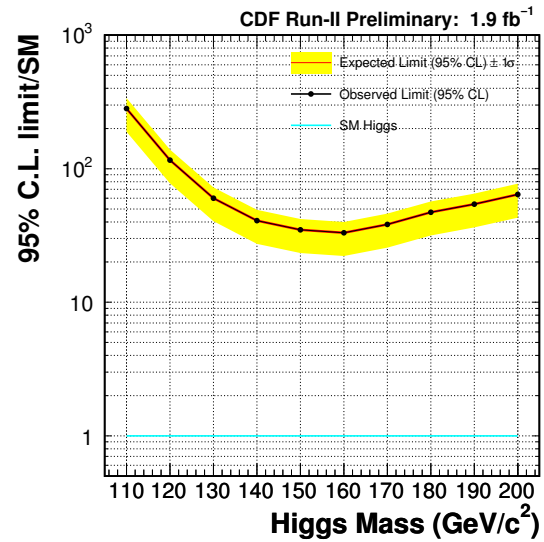


図 19:  $WH \rightarrow WWW$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

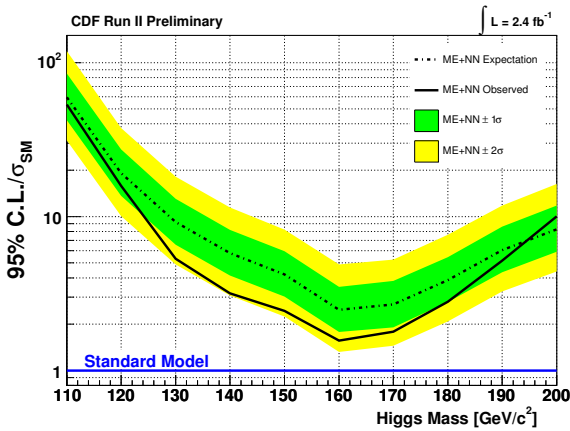


図 18:  $H \rightarrow W^+W^-$  チャンネルのヒッグス粒子生成断面積の上限

### 3.6 $WH \rightarrow WWW \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm X$

このチャンネルでは同符号  $W$  粒子から来る 2 個の同符号レプトン (電子またはミューオン) を用いる。レプトンの  $p_T$  などに対する事象選択から、 $1.9 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いた解析で最終的に残る背景事象の期待値が  $3.23 \pm 0.69$  事象であるのに対し、観測された事象数は 3 であった [12]。得られた事象数から各ヒッグス粒子質量に対する信頼水準 95% の生成断面積上限値を求めたのが図 19 である。 $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 33.1 倍 (期待値も 33.1 倍) であった。

### 3.7 総合結果

以上の解析結果をまとめ、CDF 実験におけるヒッグス粒子生成断面積の信頼水準 95% の上限をヒッグス粒子の質量の関数として示したものが図 20 である [13]。(ただし、3.6 節で紹介した  $WH \rightarrow WWW$  の同符号レプトン

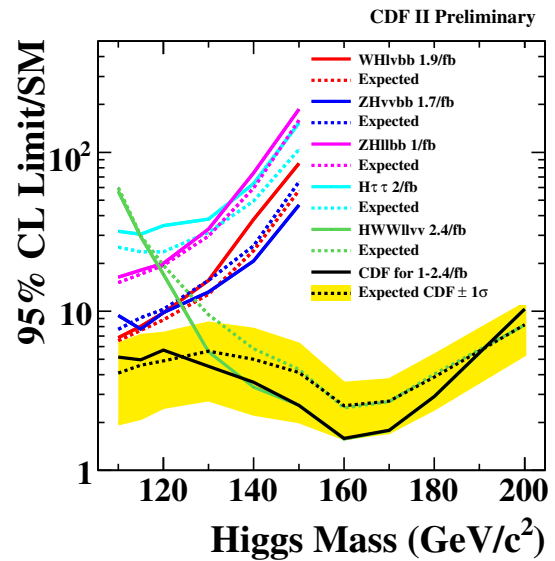


図 20: CDF 実験によるヒッグス粒子生成断面積の上限

の解析結果はまだ含まれていない。) 全解析をまとめた結果、 $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対してヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 5.0 倍 (期待値は 4.5 倍) であった。 $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  に対しては、ヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 1.6 倍 (期待値は 2.6 倍) であった。

また、この結果と DØ 実験の結果と合わせて求めたテバトロンにおけるヒッグス粒子生成断面積の信頼水準 95% 上限を図 21 に示す [14]。テバトロンの全測定をまとめた結

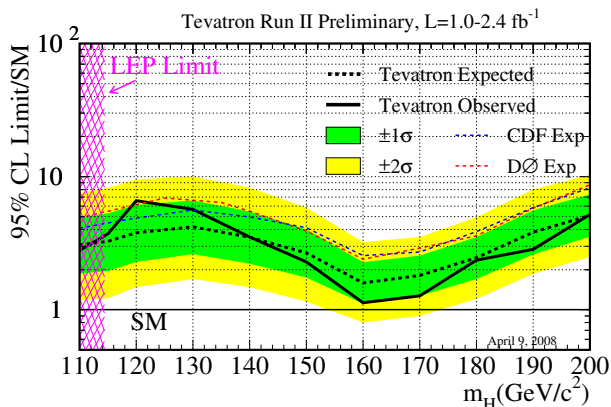


図 21: テバトロンによるヒッグス粒子生成断面積の上限

果,  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  に対するヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の 3.7 倍 (期待値は 3.3 倍) であり,  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  に対する上限値は標準理論の 1.1 倍 (期待値は 1.6 倍) であった。これらは信頼水準 95% の上限値であり, 別の言い方をすればヒッグス粒子の質量  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  を信頼水準 92% で棄却したと言える。

## 4 まとめ

CDF では  $W$  粒子, トップクォークの質量の精密測定が行われ, その他の実験結果と合わせて間接的にヒッグス粒子の質量  $m_H = 87^{+36}_{-37}$ ,  $m_H < 160 \text{ GeV}/c^2$  (信頼水準 95%) という制限を与えている。現在, CDF の  $W$  粒子質量の測定精度は  $200 \text{ pb}^{-1}$  を用いて  $\Delta m_W = 48 \text{ MeV}/c^2$  であるが,  $2 \text{ fb}^{-1}$  のデータを解析することで,  $\Delta m_W \simeq 25 \text{ MeV}/c^2$  程度まで達するものと見込まれている。トップクォーク質量に関しても, CDF 平均で現在  $\Delta m_t = 1.9 \text{ GeV}/c^2$  の精度であるが実験終了までに CDF 単独でトップクォーク質量の測定精度は 1% 以下にまで到達すると予想される。そのような精度にまでなれば図 5 のようなプロットにおいて標準理論の綻びが見えて来る可能性もある。

ヒッグス粒子の直接探索では, 標準理論で予想されるヒッグス粒子質量の全範囲でテバトロンのヒッグス粒子生成断面積の上限値は標準理論の予想値の 10 倍を切った。特に  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  付近は上限値が  $1.1\sigma_{\text{SM}}$  であり, 約  $3 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いると思われる 2008 年夏の解析結果で  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  は信頼水準 95% で棄却されるのではないかと期待される。また, 毎回解析結果

が更新されるたびに統計量の増加から期待される以上の探索能力の改善が見られるが, これは新しい探索チャンネルの追加, 信号事象の選択効率の増進, ジェットエネルギー分解能の向上, ニューラルネットワークなどの新しい技術の導入といった解析手法自体の改善によるものであり, まだまだ改善の余地は残っている。このペースで解析の改善が進み最終的に現時点から 2.25 倍相当の改善が得られるとするならば, 現在検討中の 2010 年までのテバトロンの運転期間の延長が実現して  $7 \sim 8 \text{ fb}^{-1}$  のデータが蓄積された場合, 予想されている全範囲のヒッグス粒子質量を (真のヒッグス粒子の質量を除いて) 棄却でき,  $155 < m_H < 170 \text{ GeV}/c^2$  の範囲では  $3\sigma$  以上の測定感度に到達すると予測される。

## 参考文献

- [1] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 151801 (2007)
- [2] CDF Collaboration, CDF Public Note 9196 (2008)
- [3] CDF Collaboration, CDF Public Note 9214 (2008)
- [4] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [5] U. Aglietti *et al.* (TeV4LHC Higgs Working Group), arXiv:hep-ph/0612172 (2006)
- [6] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108**, 56 (1998)
- [7] CDF Collaboration, CDF Public Note 9219 (2008)
- [8] CDF Collaboration, CDF Public Note 8742 (2007)
- [9] CDF Collaboration, CDF Public Note 9166 (2008)
- [10] CDF Collaboration, CDF Public Note 9248 (2008)
- [11] CDF Collaboration, CDF Public Note 9236 (2008)
- [12] CDF Collaboration, CDF Public Note 7307 (2008)
- [13] CDF Collaboration, CDF Public Note 9282 (2008)
- [14] TEVNPH Working Group, arXiv:0804.3423 [hep-ex] (2008)