

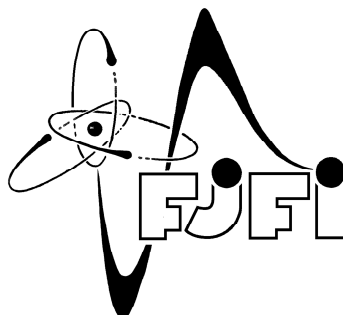
ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

2011

Pavel Hoc

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Existence a hledání Higgsova bosonu při
vysokoenergetických srážkách hadronů

Vypracoval: Pavel Hoc
Vedoucí práce: prof. RNDr. Vladislav Šimák, DrSc.
Konzultant: RNDr. Jiří Rameš, CSc.
Rok: 2011

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu této práce, prof. RNDr. Vladislavu Šimákovi, DrSc., za odbornou pomoc a metodické vedení práce. Velice také děkuji RNDr. Jiřímu Ramešovi, CSc., za cenné rady a podnětné připomínky.

Čestné prohlášení

Prohlašuji na tomto místě, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 24. 7. 2011

Pavel Hoc

Název práce:

Existence a hledání Higgsova bosonu při vysokoenergetických srážkách hadronů

Autor: Pavel Hoc

Obor: Matematické inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: prof. RNDr. Vladislav Šimák, DrSc., FJFI ČVUT

Konzultant: RNDr. Jiří Rameš, CSc., Fyzikální ústav, AV ČR

Abstrakt: Higgsův boson je jedinou částicí předpovězenou standardním modelem, která zatím nebyla pozorována. V této práci je, po krátkém představení elektroslabé teorie, popsán Higgsův mechanismus a spontánní narušení symetrie, jejichž výsledkem je pak v nejjednodušším případě existence jednoho Higgsova bosonu. Dále se zaměříme na teoretické určení jeho hmotnosti. Nakonec jsou zde uvedeny některé experimenty na urychlovačích TEVATRON a LHC, které se v současnosti snaží o jeho nalezení.

Klíčová slova: Higgsův boson, Higgsův mechanismus, hmotnost, TEVATRON, LHC.

Title: **The existence and search for the Higgs boson in high energy particle collisions**

Author: Pavel Hoc

Abstract: Higgs boson is the only particle predicted by Standard Model that has not yet been observed. After a brief introduction to electroweak theory, it is in this work described the Higgs mechanism and spontaneous breaking of symmetry. The result in the simplest model is the existence of one Higgs boson. Then we focus on theoretical calculations of his mass. In the end we consider some experiments of TEVATRON and LHC colliders.

Key words: Higgs boson, Higgs mechanism, mass, TEVATRON, LHC.

Obsah

Úvod	8
1 Elektroslabá Teorie	10
2 Higgsův Mechanismus	12
2.1 Hmotnosti pro kalibrační bosony	12
2.2 Hmotnosti pro fermiony	16
3 Higgsův boson ve standardním modelu	18
3.1 Hmotnost Higgsova bosonu	19
3.1.1 Hmotnost Higgsova bosonu z unitarity	19
3.1.2 Hmotnost Higgsova bosonu z triviality	22
3.1.3 Hmotnost Higgsova bosonu z vakuové stability	23
3.1.4 Hmotnost Higgsova bosonu z experimentů na urychlovačích . .	24
3.2 Hledání Higgsova bosonu v experimentech na Tevatronu	26
3.2.1 Rozpadový kanál $W^\pm H \rightarrow l\nu b\bar{b}$	27
3.2.2 Rozpadový kanál $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$	28
3.2.3 Rozpadový kanál $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$	29
3.2.4 Rozpadový kanál $H \rightarrow W^+W^-$	30
3.2.5 Shrnutí	31
3.3 Hledání Higgsova bosonu v experimentech na LHC	33
3.3.1 Rozpadový kanál $H \rightarrow WW^{(*)}$	34
3.3.2 Rozpadový kanál $H \rightarrow \gamma\gamma$	35

3.3.3	Rozpadový kanál $H \rightarrow ZZ^{(*)}$	35
3.3.4	Výsledky detektoru ATLAS	36
Závěr		38

Úvod

Standardní model je teorie popisující interakce elementárních částic. Je to jedna z nejpropracovanějších fyzikálních teorií. Předpovědi a výsledky vypočítané pomocí standardního modelu jsou v souladu s téměř všemi experimenty týkajícími se interakcí částic. Je to kvantová teorie pole založená na neabelovské kalibrační symetrii $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Standardní model je tvořen kvantovou chromodynamikou a teorií elektroslabé interakce. Nepopisuje tedy gravitační interakci. Kvantová chromodynamika, popsaná kalibrační grupou $SU(3)_C$, popisuje silnou interakci kvarků a gluonů. Elektroslabá teorie je sjednocení slabé a elektromagnetické interakce. Díky Higgsovu mechanismu a spontánnímu narušení symetrie dojde k vytvoření hmotných kalibračních bosonů $W^\pm$ a Z a nehmotného fotonu γ . Jako důsledek je pak předpověď existence jediného skalárního a elektricky neutrálního Higgsova bosonu. Jeho nalezení je v současnosti prioritou částicové fyziky. Touto teorií se tedy budeme zabývat více.

Dále se zaměříme na teoretické vymezení hranic hmotnosti Higgsova bosonu. Tu tento model nepředpovídá. Jak uvidíme na konci Higgsova mechanismu, můžeme hmotnost Higgsova bosonu vyjádřit pomocí vakuové střední hodnoty v a jisté konstanty λ , která je ovšem neznámá. Díky několika požadovaným kritériím na vnitřní konzistenci teorie jsme ale schopni vymežit oblasti, ve kterých by se jeho hmotnost měla nacházet. Zde jsou podrobněji rozebrány podmínky: unitarita, trivialita a vakuová stabilita. Dále je také tato oblast vymezována experimenty na urychlovačích. V minulosti probíhaly zejména na urychlovači LEP v Ženevě. Protože se na něm ale Higgsův boson nenašel, máme díky tomu stanovenou dolní mez jeho hmotnosti na 114,4 GeV. V současné době probíhají experimenty k objevení Higgsova bosonu na americkém urychlovači TEVATRON a konečně také fungujícím urychlovači LHC, který byl vybudován v tunelu po urychlovači LEP a v současnosti je to největší urychlovač na světě, který bude při maximálním výkonu schopný urychlovat protony až na energii 7 TeV. Proto jsou od něj velká očekávání nejen co se týče objevení Higgsova bosonu, ale například také na hledání extra dimenzí, nebo nových částic předpovídaných ze supersymetrických modelů.

V poslední části se pak zaměříme na takovéto experimenty týkající se hledání Higgsova bosonu právě na urychlovačích TEVATRON a LHC. V této práci se blíže budeme zabývat jen některými z relevantních procesů. V případě urychlovače TE-

VATRON jsou zde ukázány výstupy obou detektorů pro dané rozpadové kanály. U LHC se zaměříme spíše na experiment ATLAS. Nakonec jsou však také uvedeny vyloučené oblasti pro hmotnost Higgsova bosonu získané sloučením všech studovaných procesů pro oba urychlovače.

Kapitola 1

Elektroslabá Teorie

Přestože elektromagnetická a slabá interakce jsou při nízkých energiích odlišné, ukázalo se, že se při vysokých energiích jeví jako aspekty jediné elektroslabé síly. Snaha sjednotit teorie popisující tyto dvě interakce, tedy elektromagnetickou teorii a teorii slabé interakce, vedla k nalezení kalibrační symetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Učinili tak S. L. Glashow, S. Weinberg a A. Salam, kteří za své přispění ke sjednocení elektromagnetické a slabé interakce byli v roce 1979 oceněni Nobelovou cenou za fyziku. Grupa $SU(2)_L$ je generována maticemi $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$, kde σ_i jsou Pauliho matice

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

a T_i složky slabého isospinu, které splňují komutační relace $[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk}T_k$. $SU(2)_L$ má tedy 3 kalibrační pole W_μ^i , $i = 1, 2, 3$. Index L znamená, že se pole vážou pouze s levotočivými leptony a kvarky. Grupa $U(1)_Y$ má generátor $\frac{Y}{2}$, je abelovská, má tedy jedno-dimenzionální reprezentaci - slabý hypernáboj Y. Její kalibrační pole je B_μ . Z těchto polí vzniknou po přetransformování nová pole, která budou odpovídat čtyřem kalibračním bosonům: $W^\pm$, Z a fotonu γ . Vztah mezi kvantovými čísly isospinem a hypernábojem vyjadřuje Gell-Mann-Nishijimův vztah:

$$Y = 2(Q - T_3), \quad (1.2)$$

kde T_3 je třetí složka slabého isospinu a Q je náboj. Všechny fermiony mají nenulový slabý hypernáboj, jeho hodnoty například pro elektron, u a d kvarky jsou

$$\begin{aligned} Y(e_L) &= -1, & Y(e_R) &= -2, \\ Y(u_L) &= +\frac{1}{3}, & Y(u_R) &= +\frac{4}{3}, \\ Y(d_L) &= +\frac{1}{3}, & Y(d_R) &= -\frac{2}{3}; \end{aligned} \quad (1.3)$$

dále musí platit, že slabý hypernáboj komutuje s generátory $SU(2)_L$, tedy se všemi složkami slabého isospinu.

Reprezentace neabelovské grupy $SU(2)_L$ působí na levotočivé dublety

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (1.4)$$

Pravotočivé částice jsou pouze singlety:

$$\begin{matrix} e_R, & \mu_R, & \tau_R \\ u_R, & d_R, & c_R, & \dots \end{matrix} \quad (1.5)$$

Pole pro levotočivé a pravotočivé fermiony se dají zapsat jako

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi. \quad (1.6)$$

Kovariantní derivace působící na levotočivé pole jsou

$$D_\mu \psi_L = (\partial_\mu + igW_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_L, \quad kde \quad W_\mu = \frac{1}{2}\sigma^i W_\mu^i \quad (1.7)$$

a na pravotočivé pole

$$D_\mu \psi_R = (\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_R, \quad (1.8)$$

kde g a g' jsou vazbové konstanty.

Nyní je možno sestavit části lagrangiánu popisující fermionové a kalibrační pole. Kalibrační tenzory jsou dány vztahy

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.9)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.10)$$

Lagrangián kalibračních polí je

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}, \quad (1.11)$$

kde se využívá Einsteinova sumačního pravidla. Fermionový lagrangián je

$$\mathcal{L}_F = i\bar{\psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_R + i\bar{\psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu + igW_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_L. \quad (1.12)$$

Tyto výrazy neobsahují žádné hmotové členy jako $m^2 W_\mu W^\mu, m^2 B_\mu B^\mu$, nebo $m\bar{\psi}\psi$. To znamená, že jak kalibrační pole tak fermiony jsou v této fázi nehmotná. V případě, že by se zde takovéto členy objevily, nebyly by tyto části Lagrangiánu kalibračně invariantní.

Kapitola 2

Higgsův Mechanismus

Higgsův Mechanismus je rozšířením Goldstonova teorému pro kalibrační teorie. Díky spontánnímu narušení symetrie pak slabé kalibrační bosony $W^\pm, Z$ dostanou hmotnost, zatímco foton zůstane nehmotným. Higgsův mechanismus přitom ale neporušuje kalibrační invarianci Lagrangiánu a zachovává celkový počet stupňů volnosti. Dále nijak nekaží renormalizovatelnost nehmotných kalibračních teorií.

2.1 Hmotnosti pro kalibrační bosony

Abychom kalibračním bosonům a fermionům dali hmotnost, je třeba k celkovému Lagrangiánu elektroslabé interakce přidat $SU(2)$ dublet komplexních skalárů

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

který má čtyři stupně volnosti. Z Gell-Mann-Nishijimova vztahu plyne, že $Y(\phi) = 1$. Kalibračně invariantní Lagrangián je

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi), \quad (2.2)$$

kde kovariantní derivace je

$$D_\mu = \partial_\mu + ig' \frac{1}{2} B_\mu + ig W_\mu \quad (2.3)$$

a potenciál je dán vztahem

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (2.4)$$

Celkovou Lagrangeovu funkci elektroslabé teorie tedy prozatím můžeme zapsat jako součet tří dříve uvedených lagrangiánů:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\phi \\
&= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \\
&\quad + i\bar{\psi}_R\gamma_\mu(\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_R + i\bar{\psi}_L\gamma_\mu(\partial_\mu + igW_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_L \\
&\quad + (\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi) + \frac{1}{4}\phi^\dagger(g'^2B_\mu B^\mu + g^2W_\mu^i W^{i,\mu} + 2gg'B_\mu\sigma^i W^{i,\mu})\phi \\
&\quad - \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2.
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Obsahuje vektorové bosony, fermiony a skalární pole a je invariantní vůči kalibrační transformaci grupy $SU(2)\times U(1)$.

Pro další postup musíme spočítat lokální minimum potenciálu $V(\phi^\dagger\phi)$:

$$\frac{\partial V}{\partial(\phi^+)^*} = -\mu^2\phi^+ + 2\lambda(|\phi^+|^2 + |\phi_0|^2)\phi^+ = 0, \tag{2.6}$$

$$\frac{\partial V}{\partial(\phi_0)^*} = -\mu^2\phi_0 + 2\lambda(|\phi^+|^2 + |\phi_0|^2)\phi_0 = 0, \tag{2.7}$$

tedy

$$|\phi^+|^2 + |\phi_0|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \tag{2.8}$$

Znaménko mínus u “hmotového” členu μ^2 znamená, že minimum potenciálu nebude v počátku. V případě že $\mu^2 > 0$ mluvíme o spontánním narušení symetrie a minimum zvolíme tak, aby platilo

$$Re\ \phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}, \quad Im\ \phi_0 = 0 \quad a \quad \phi^+ = 0. \tag{2.9}$$

Minimum klasického potenciálu odpovídá nenulové vakuové střední hodnotě kvantového pole tedy:

$$\langle\phi\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \text{kde} \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}, \tag{2.10}$$

v je vakuová střední hodnota. Řešením rovnic (2.6), (2.7) je také $\phi_0 = 0, \phi^+ = 0$, které ovšem neodpovídá minimu. Ve druhém případě, kdy $\mu^2 < 0$, je lokální minimum triviální, $\phi_0 = 0, \phi^+ = 0$. Protože tato situace neodpovídá spontánnímu narušení symetrie, budeme se více věnovat prvnímu případu.

V dalším kroku přepíšeme Higgsovo pole pomocí čtyř skalárních polí ξ_1, ξ_2, ξ_3 a η jako

$$\phi = U^{-1}(\xi) \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \tag{2.11}$$

kde $U^{-1}(\xi)$ je

$$U^{-1}(\xi) = \exp\left(-\frac{i\xi\sigma}{2v}\right). \quad (2.12)$$

Toho využijeme pro definování speciální kalibrační transformace, tzv. U-kalibrace. Po transformaci dostaneme nová pole definovaná vztahy

$$\phi \rightarrow \phi' = U(\xi)\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

$$\psi_L \rightarrow \psi'_L = U(\xi)\psi_L \quad \text{a} \quad \psi_R = \psi'_R, \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{2}\sigma W_\mu \rightarrow \frac{1}{2}\sigma W'_\mu = \frac{1}{2}U(\xi)\sigma W_\mu U^{-1}(\xi) + \frac{i}{g}\left((\partial_\mu U^{-1}(\xi))U(\xi)\right). \quad (2.15)$$

Při této transformaci budou předchozí dva členy Lagrangiánu $\mathcal{L}_F$ a $\mathcal{L}_B$ vyjádřeny pomocí nových výrazů, ovšem jejich forma zůstane stejná. Dojde ovšem ke změně $\mathcal{L}_\phi$.

Pro lepší práci s ϕ' jej přepíšeme jako

$$\phi' = U(\xi)\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \frac{v + \eta}{\sqrt{2}}\chi, \quad \text{kde} \quad \chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Dosazením zjistíme jak bude $\mathcal{L}_\phi$ tedy vypadat po transformaci. Nejdříve kovariantní derivace:

$$D_\mu\phi' = \left(\partial_\mu\eta + \frac{i}{2}(v + \eta)(g'B_\mu + g\sigma^i W_\mu^i)\right)\frac{\chi}{\sqrt{2}}, \quad (2.17)$$

potom

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi')^\dagger(D_\mu\phi') &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta) \\ &+ \frac{1}{8}(v + \eta)^2\chi^\dagger\left((g'B_\mu + g\sigma^i W_\mu^i)(g'B^\mu + g\sigma^i W^{i,\mu})\right)\chi. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Úpravou druhého výrazu dostaneme

$$(g'B_\mu + g\sigma^i W_\mu^i)(g'B^\mu + g\sigma^i W^{i,\mu}) = g'^2 B_\mu B^\mu + g^2 W_\mu^i W^{i,\mu} + 2gg'B_\mu\sigma^i W^{i,\mu} \quad (2.19)$$

a konečně

$$\begin{aligned} \chi^\dagger(\dots)\chi &= g'^2 B_\mu B^\mu + g^2 W_\mu^i W^{i,\mu} - 2gg'B_\mu W^{3,\mu} \\ &= (g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 + 2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \\ &= (g'^2 + g^2)Z_\mu Z^\mu + 2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Kde jsme využili toho, že se první dvě Pauliho matice po obložení vektorem χ vynulují a také jsme zavedli nová pole

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{-gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (2.21)$$

a

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (2.22)$$

Pomocí nově definovaných polí jsme zapsali lagrangián ve tvaru, kdy je zřejmý fyzikální obsah. Pole $W^\pm$ a Z jsou nyní hmotná s hmotnostmi

$$M_W = \frac{1}{2}gv \quad \text{a} \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g'^2 + g^2}, \quad (2.23)$$

zatímco pole A_μ zůstává nehmotným. A_μ reprezentuje foton a $W^\pm$ a Z neutrální a nabitě intermediální bosony. Také stojí za povšimnutí, že z Lagrangiánu zmizela pole ξ_1, ξ_2, ξ_3 .

Higgsův mechanismus a spontánní narušení symetrie jsou tedy důležitou součástí teoretického popisu. Konkrétně tedy tím, že neutrální skalární pole ϕ_0 má nenulovou vakuovou střední hodnotu. To však nenaruší symetrii úplně, protože zákon zachování náboje bude platit pořád. Dojde ovšem k narušení “ve směru” generátorů, které odpovídají $W^\pm$ a Z . Ty se díky tomu stanou hmotnými a jejich hmotnosti splňují

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{g^2}{g^2 + g'^2}. \quad (2.24)$$

Protože dochází k míšení neutrálních kalibračních polí mezi sebou, je výhodné zavést tzv. Weinbergův úhel

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}. \quad (2.25)$$

Fyzikální pole pak budou dána vztahy

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2), \quad (2.26)$$

$$Z_\mu = \sin(\theta_W)B_\mu - \cos(\theta_W)W_\mu^3, \quad (2.27)$$

$$A_\mu = \cos(\theta_W)B_\mu + \sin(\theta_W)W_\mu^3 \quad (2.28)$$

a vztah pro hmotnosti lze zapsat jako

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \cos^2 \theta_W. \quad (2.29)$$

Hmotnosti intermediálních bosonů byly určeny experimentálně. Zavedením konstanty jemné struktury α , kde

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \doteq \frac{1}{137,036}, \quad (2.30)$$

platí, že

$$e = g \sin \theta_W. \quad (2.31)$$

Weinbergův úhel byl v našem případě určen experimentálně

$$\sin^2 \theta_W = 0.222 \pm 0,010, \quad (2.32)$$

stejně jako Fermiho konstanta G_F , která byla stanovena z rozpadu mionu. Pro Fermiho konstantu platí, že

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \quad (2.33)$$

Odtud pak dostáváme

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} = 246 \text{ GeV}. \quad (2.34)$$

Pak můžeme psát

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W}, \quad M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W}. \quad (2.35)$$

Teorie elektroslabé interakce tedy předpověděla existenci W a Z bosonu a navíc z tohoto výsledku Higgsova mechanismu umožnila díky všem naměřeným hodnotám uvedených konstant také vypočítat jejich hmotnosti. Což je velmi důležitý výsledek, protože tyto bosony byly skutečně objeveny v roce 1983 a jejich hmotnosti jsou:

$$M_W = 80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}, \quad M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}. \quad (2.36)$$

2.2 Hmotnosti pro fermiony

Pro jednoduchost uvedeme situaci pro leptony. Ty tvoří levotočivé $SU(2)_L$ dublety a pravotočivé singlety, jak již bylo uvedeno dříve

$$\psi_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad e_R, \quad \psi_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \mu_R, \quad \psi_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad \tau_R. \quad (2.37)$$

Hmotnost leptonů a kvarků pak popíšeme zavedením dalšího tzv. Yukawova interakčního členu, který pak zakomponujeme do celkového lagrangiánu elektroslabé teorie. Pro jednu třídu leptonů vypadá takto

$$\mathcal{L}_Y = g_e \bar{\psi}_e \phi e_R + \text{h.c.} + \dots \quad (2.38)$$

Yukawova interakce mezi skalárním polem ϕ a Diracovým polem ψ daná (2.38) je $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariantní. Stejně jako v případě bosonů pak díky spontánnímu narušení symetrie, způsobenému tím, že pole ϕ_0 má nenulovou vakuovou střední hodnotu, elektrony dostanou hmotnost $M_e = \frac{1}{\sqrt{2}} g_e v$. Hmoty pro miony a tau leptony jsou generovány podobně. Na konec je třeba zdůraznit, že v této původní formulaci standardního modelu považujeme neutrina za nehmotná, i když už dnes víme, že tomu tak není. To je také důvod, proč žádná pravotočivá neutrina nejsou mezi ostatními pravotočivými singlety.

Celkový lagrangián elektroslabé teorie se dá tedy zapsat jako

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y \\ &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \\ &\quad + i\bar{\psi}_R \gamma_\mu (\partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R + i\bar{\psi}_L \gamma_\mu (\partial_\mu + ig W_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L \\ &\quad + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) + \frac{1}{8} (v + \eta)^2 ((g'^2 + g^2) Z_\mu Z^\mu + 2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu}) \\ &\quad + \mu^2 \frac{(v + \eta)^2}{2} - \lambda \frac{(v + \eta)^4}{4} \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} g_e \bar{e} v e_R + \frac{1}{\sqrt{2}} g_e \bar{e} \eta e_R + \text{h.c.} + \dots \end{aligned} \quad (2.39)$$

Toto je nejjednodušší situace, kdy jsme uvažovali minimální počet polí tak, aby se tři bosony staly hmotnými a foton zůstal nehmotným. V tomto případě tedy existuje jeden neutrální Higgsův boson s hmotností

$$M_H = \sqrt{2\lambda v^2}. \quad (2.40)$$

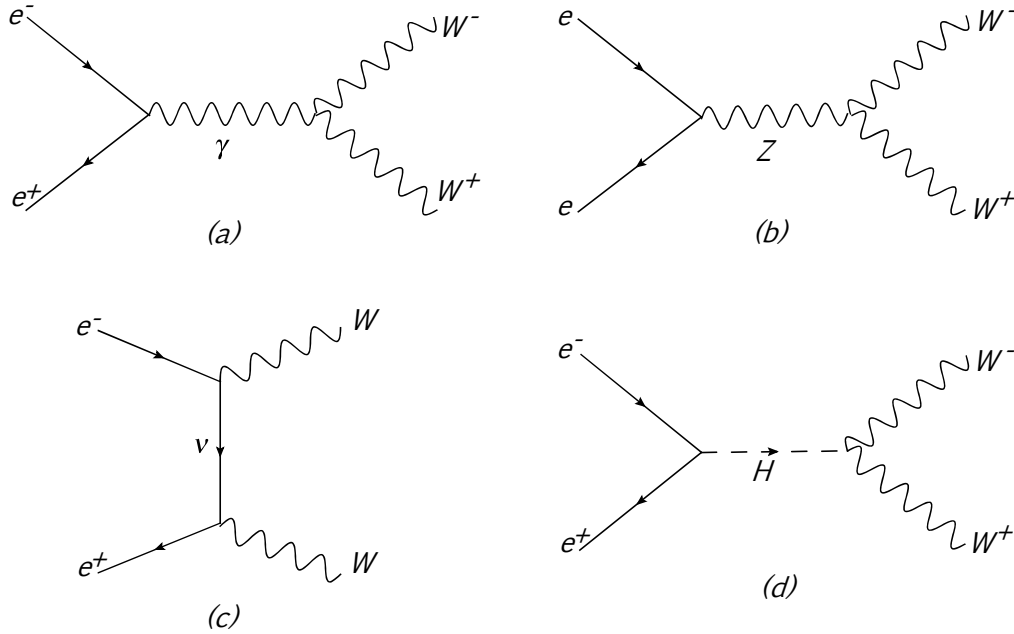
Kapitola 3

Higgsův boson ve standardním modelu

V předchozí kapitole předchozí kapitole jsme se zabývali Higgsovým mechanismem a spontánním narušení symetrie. Hmotnost elementárních částic se ale také dá vysvětlit jiným způsobem. Existuje několik alternativ Higgsova mechanismu. Všechny ovšem také zahrnují spontánním narušení symetrie. Pokud by symetrie elektroslabé interakce nebyla narušena, žádný Higgsův boson by neexistoval a nebyla by ani žádná funkční teorie elektroslabých interakcí při nízkých energiích. Jako další argument, že by měl existovat můžeme uvést následující příklad. Uvažujme srážku elektronu s pozitronem při vysokých energiích tak, že vzniknou dva bosony W^+ a W^- :

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$$

V nejnižším řádu poruchového rozvoje je tato reakce popsána čtyřmi Feynmanovými diagramy zobrazenými na obrázku 3.1. Příspěvky diagramů (a) a (b) k celkové amplitudě vyruší divergentní příspěvek pro $J = 1$ diagramu (c). To bylo také pozorováno při experimentech na urychlovačích Tevatron a LEP2. A dále pro $J = 0$ se divergentní část amplitudy vyruší s příspěvkem diagramu (d). V případě že by Higgsův boson neexistoval měli bychom v tomto případě jen tři Feynmanovy diagramy a účinný průřez by tedy s rostoucím s divergoval, což není v souladu s pozorováním. Higgsův boson tedy musí existovat, jinak by jeho roli při takovýchto interakcích muselo hrát něco jiného.



Obrázek 3.1: Feynmanovy diagramy pro interakci $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

3.1 Hmotnost Higgsova bosonu

Standardní model nepředpovídá přesnou hmotnost Higgsova bosonu. Vztah (2.40) totiž závisí na konstantě λ , která je ovšem neznámá. Můžeme však použít několik požadavků na vnitřní konzistenci teorie k vypočítání horní a dolní meze hmotnosti Higgsova bosonu. Teoretické hranice hmotnosti Higgsova bosonu se ve standardním modelu dá určit z unitarity, triviality a vakuové stability.

3.1.1 Hmotnost Higgsova bosonu z unitarity

Z požadavku unitarity rozptylové matice se pomocí optického teorému dá vypočítat horní mez hmotnosti. Budeme uvažovat nejjednodušší rozptyl kalibračních bosonů při vysokých energiích zahrnující Higgsův boson: $1 + 2 \rightarrow 1 + 2$. Amplituda rozptylu rozložená do parciálních vln a vyjádřená pomocí Mandelstamovi proměnné s a $\cos \theta$ vypadá následovně:

$$\mathcal{M}(s, \cos \theta) = 16\pi \sum_J (2J + 1) a_J(s) P_J(\cos \theta), \quad (3.1)$$

kde a_J jsou amplitudy jednotlivých vln a P_J jsou Legendrovy polynomy. Diferenciální činný průřez se vypočítá vztahem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{M}|^2 \quad (3.2)$$

a vztah pro pružný účinný průřez je tedy

$$\sigma_{el} = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) |a_J(s)|^2. \quad (3.3)$$

Dále využijeme optického teorému, který dává do souvislosti amplitudu rozptylu a totální účinný průřez. Matematicky se dá vyjádřit vztahem

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} \text{Im } \mathcal{M}(0), \quad (3.4)$$

kde $\mathcal{M}(0)$ je rozpadová amplituda, pro kterou je $\cos \theta = 1$. Úhel θ je tedy roven nule.

Pro pružnou aproximaci σ_{tot} pak musí platit, že $\sigma_{tot} \approx \sigma_{el}$. Z toho pak plyne následující rovnost

$$\text{Im } a_J(s) = |a_J(s)|^2; \quad \forall J. \quad (3.5)$$

Odtud pak ještě dostáváme následující nerovnosti:

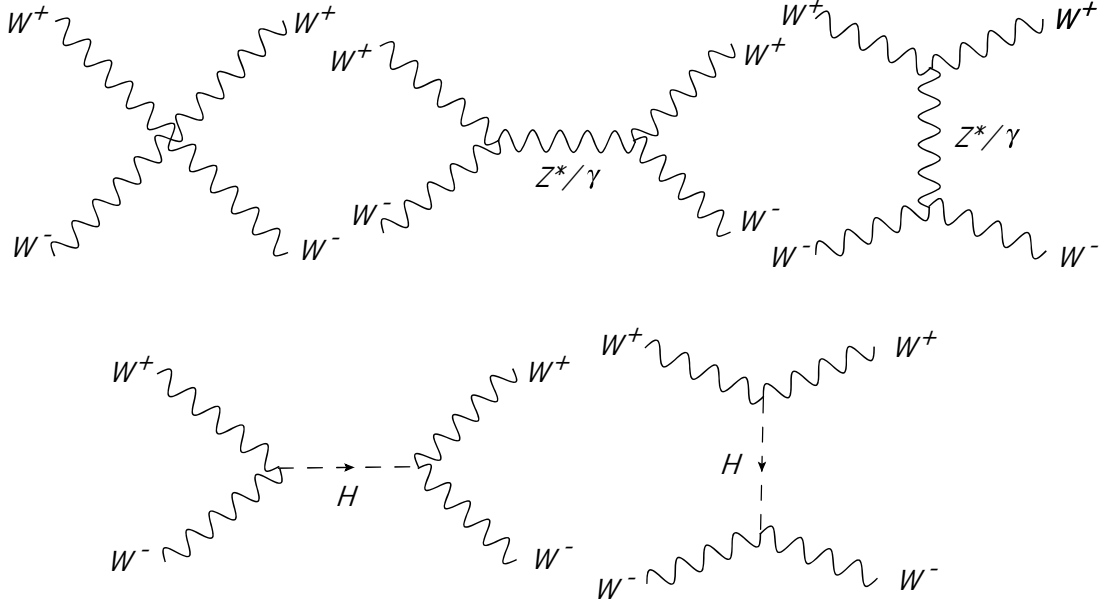
$$|a_J(s)|^2 \leq 1, \quad 0 \leq \text{Im } a_J(s) \leq 1, \quad |\text{Re } a_J(s)| \leq \frac{1}{2}; \quad \forall J. \quad (3.6)$$

Pokud by některá z těchto podmínek nebyla splněna, unitarita teorie by byla porušena. Toto jsou tedy nutné podmínky pro pružnou unitaritu.

Nyní se budeme více soustředit na reakci

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-.$$

Index L zde značí longitudinální polarizační stavy. Pro tento pružný rozptyl dvou vektorových bosonů W_L^+, W_L^- jsou příslušné Feynmanovy diagramy nakresleny na obrázku 3.2.



Obrázek 3.2: Feynmanovy diagramy pružného rozptylu dvou longitudinálně polarizovaných intermediálních bosonů W_L^+, W_L^- .

Amplituda rozptylu je (viz. [3]) dána

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(s, t) = & -\frac{1}{v^2}(-s - t + \frac{s^2}{s - M_H^2} + \frac{t^2}{t - M_H^2} + 2M_Z^2 + \\ & \frac{2M_Z^2 s}{t - 2M_Z^2} + \frac{2t}{s}(M_Z^2 - 4M_W^2) - \frac{8s_W^2 M_W^2 M_Z^2 s}{t(t - M_Z^2)}). \end{aligned} \quad (3.7)$$

V tomto případě je $J = 0$ a tedy

$$a_0 = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 \mathcal{M}(s, \cos \theta) d(\cos \theta). \quad (3.8)$$

Při provedení limity pro vysoké energie, tj. $s \gg M_H^2, M_W^2$, dostáváme:

$$|a_0| \rightarrow \frac{M_H^2}{8\pi v^2}. \quad (3.9)$$

Konečně z podmínky $|a_J(s)|^2 \leq 1$ dostáváme následující horní mez hmotnosti Higgsova bosonu podle [3]

$$M_H < 860 \text{ GeV}. \quad (3.10)$$

Přesnější výpočet a zahrnutí ostatních kanálů, pro které by se horní mez počítala stejně pak podmínka unitarity podle [4] dává

$$M_H < 700 \text{ GeV}. \quad (3.11)$$

Nyní je ale třeba zdůraznit, že výpočet této horní meze je založen na poruchové teorii a neznamena to tedy, že hmotnost Higgsovy částice nemůže být větší, než je tato hodnota. Pokud je tato podmínka splněna znamená to, že slabé interakce jsou slabé při všech energiích a poruchová teorie zůstává všude v platnosti. Je-li ale hmotnost Higgsova bosonu větší, poruchová teorie se zhroutí a slabé interakce mezi $W^\pm$, Z a H se stanou silnými kolem energie 1TeV . Při vyšších energiích by se mohly objevit nové rezonance, jak je typické pro silné interakce. Tyto jevy by také měly být podrobně studovány na urychlovači LHC.

3.1.2 Hmotnost Higgsova bosonu z triviality

Bylo dokázáno, že Higgsův sektor ve standardním modelu je triviální. Trivialita znamená, že jediná povolená hodnota renormalizovaného parametru λ_R je nula. Teorie s $\lambda_R = 0$ obsahuje neinteragující částice, a proto se nazývá triviální nebo neinteragující teorie. Podmínka triviality se dá použít jen v případě nízkých energií. Hodnota $\lambda(\mu)$ totiž roste s μ , dokud nedosáhne hodnoty takzvaného Landauova pólu, ve kterém diverguje a poruchová teorie selhává. Chování $\lambda(\mu)$ je vysvětleno např. v [5] a lze ho vyjádřit následujícím vztahem

$$\lambda_R(Q) = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda_0 \log \frac{Q}{\Lambda}}, \quad (3.12)$$

kde Q je energie, $\lambda_0 \equiv \lambda_R(Q = \Lambda)$ a Λ se označuje jako cutoff, který chceme odstranit tím, že se provede limita $\Lambda \rightarrow \infty$, zatímco λ_0 je fixní libovolná, ale konečná hodnota. Je zřejmé, že $\lambda_R(Q) \rightarrow 0$ pro libovolnou konečnou energii Q .

Pro další postup budeme předpokládat, že Higgsův potenciál $V(\phi^\dagger\phi)$ je platný pouze pod jistý „fyzikální“ cutoff Λ_{phys} . Nyní definujeme renormalizovanou hmotu Higgsova bosonu jako

$$M_H^2 = 2\lambda_R(v)v^2, \quad (3.13)$$

kde

$$\lambda_R(v) = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda_0 \log \frac{v}{\Lambda_{phys}}}. \quad (3.14)$$

Je vidět že s rostoucí hodnotou Λ_{phys} se M_H zmenšuje a naopak klesá-li Λ_{phys} , pak M_H roste. Při energii okolo 1TeV je hmotnost přibližně rovna cutoffu $M_H \equiv \Lambda_{phys}$. Chceme ale také aby hmotnost Higgsova bosonu byla nižší než fyzikální cutoff, což vede k horní limitě

$$M_H < 1\text{TeV}. \quad (3.15)$$

Tuto poruchovou analýzu pro vyšší energie nelze použít, protože se slabé interakce stanou silnými. Mřížkovou analýzou pak dostaneme ještě nižší limitu

$$M_H < 640 \text{ GeV}. \quad (3.16)$$

Pokud navíc budeme požadovat, aby teorie byla poruchová při všech energiích a zvolíme Λ_{phys} tak, aby byla blízko Planckově energii, tj. $\sim 10^{19} \text{ GeV}$ dostaneme

$$M_H < 170 \text{ GeV}. \quad (3.17)$$

Hodnoty jsou převzaty z [4]. Tento závěr je však nejistý, protože jsme uvažovali poruchovou teorii i mimo oblast její platnosti. Stále je tedy možné, že skutečná hmotnost Higgsovy částice, pokud vůbec existuje, je ve skutečnosti větší.

3.1.3 Hmotnost Higgsova bosonu z vakuové stability

Spodní hranici dostaneme počítáním kvantových korekcí klasického potenciálu. Kvantové korekce by mohly destabilizovat asymetrické vakuum $SU(2)_L \times U(1)_Y$ teorie, tak že by nemuselo dojít ke spontánnímu narušení symetrie. Budeme uvažovat efektivní potenciál elektroslabé teorie pro malé λ , viz [3]:

$$V_{eff}^{1-loop}(\phi^\dagger\phi) \simeq -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda_R(Q_0)(\phi^\dagger\phi)^2 + \beta_\lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \log \frac{\phi^\dagger\phi}{Q_0^2}, \quad (3.18)$$

kde beta funkce je dána vztahem

$$\beta_\lambda \equiv \frac{d\lambda}{dt} \simeq \frac{1}{16\pi^2}[-3\lambda_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)]. \quad (3.19)$$

Řešením rovnice pro extrém

$$\frac{\delta V_{eff}^{1-loop}}{\delta\phi} = 0 \quad (3.20)$$

dostaneme buď triviální výsledek $\phi = 0$, který ovšem nebudeme uvažovat, a druhé řešení je netriviální vakuum $\phi = \phi_{vac} \neq 0$. V tomto případě musí platit

$$\delta V_{eff}^{1-loop}(\phi_{vac}) < \delta V_{eff}^{1-loop}(0) \quad (3.21)$$

Hodnota potenciálu v minimu však závisí na velikosti jeho druhé derivace, to znamená:

$$M_H^2 \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\delta^2 V_{eff}^{1-loop}}{\delta\phi^2} \right)_{\phi=\phi_{vac}} = 0 \quad (3.22)$$

a ukazuje se, že pro nízké hodnoty M_H^2 se výše uvedená podmínka obrací, tedy

$$\delta V_{eff}^{1-loop}(\phi_{vac}) > \delta V_{eff}^{1-loop}(0). \quad (3.23)$$

Z podmínky na vakuovou stabilitu tedy dostáváme dolní mez na hmotnost M_H . Konkrétně:

$$M_H^2 > \frac{3}{16\pi^2 v^2} (2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4), \quad (3.24)$$

kde m_t je hmotnost top kvarku. Pro hodnotu $> 78 \text{ GeV}$ dolní mez zmizí a V_{eff}^{1-loop} bude zespodu neomezený, což je samozřejmě problém. K jeho vyřešení bychom museli provést výpočty ve vyšším řádu. V tom případě bychom pak obdrželi následující podmínku na dolní mez M_H :

$$M_H > 132 \text{ GeV}. \quad (3.25)$$

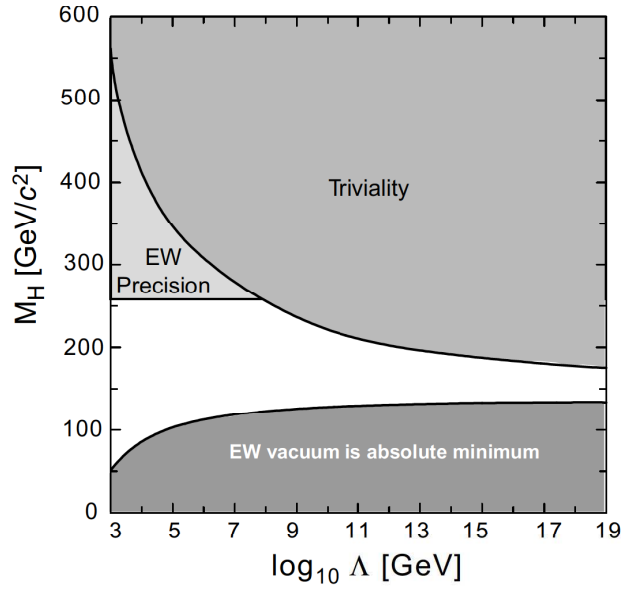
Tato hodnota je pro $m_t = 170 \text{ GeV}$ a $\alpha_s = 0,117$. Z nepřesných hodnot m_t a α_s plyne odchylka hmotnosti $5 - 10 \text{ GeV}$.

3.1.4 Hmotnost Higgsova bosonu z experimentů na urychlovačích

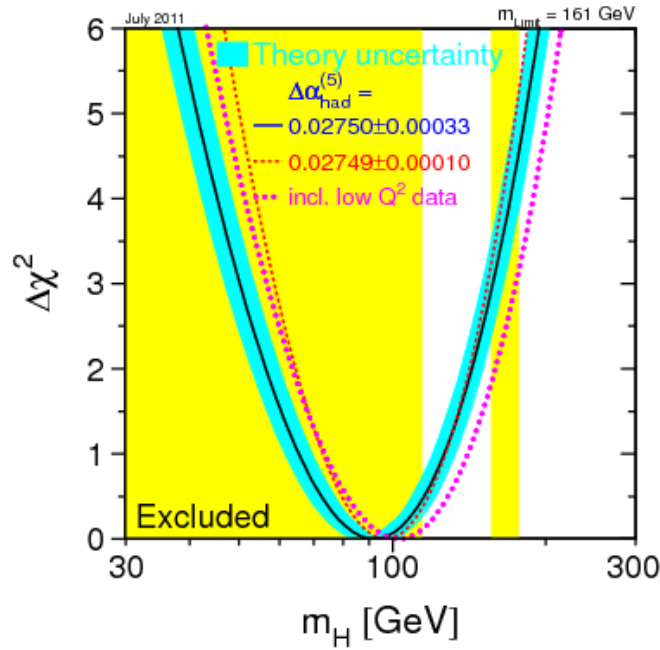
V současné době probíhá testování Higgsova sektoru standardního modelu jako jeden z nejdůležitějších experimentů na urychlovači LHC. Jelikož při experimentech na urychlovači LEP2 nebyl Higgsův boson pozorován, znamená to, že jeho hmotnost je větší než $114,4 \text{ GeV}$. Urychlovač Tevatron dále vyloučil oblast $258 - 175 \text{ GeV}$. LHC by měl být schopen Higgsův boson najít nebo odhalit nepřesnosti předpovědí standardního modelu nejen v tomto rozmezí, ale dokonce až po hmotnost 800 GeV .

Jelikož je hmotnost Higgsova bosonu jediný parametr standardního modelu, který doposud není přesně určen teoreticky ani experimentálně, je možné ji určit nepřímo fitováním pomocí ostatních naměřených pozorovatelných. Je proto důležité co nejpřesněji měřit hmotnosti bosonů W a Z a t kvarku, ze kterých lze určit dolní hranici hmotnosti Higgsova bosonu (viz vztah (3.24)).

Na obrázku 3.3 (z [11]) je znázorněna oblast možné hodnoty hmotnosti Higgsova bosonu, přičemž předpokládáme, že elektroslabá teorie je platná jen po určitou hodnotu Λ . Pro energii $\Lambda = 10^{16} \text{ GeV}$ leží hmotnost Higgsova bosonu v rozmezí $130 \text{ GeV} < M_H < 180 \text{ GeV}$. Nejnovější oblast hmotnosti Higgsova bosonu získaná nepřímo z měření na LEP a SLD, CDF a DØ znázorněna na obrázku 3.4 (z [6]). Vyznačené rozmezí pro M_H je od 114 GeV do 161 GeV s 95% spolehlivostí.



Obrázek 3.3: Meze hmotnosti Higgsova bosonu. Dolní mez plyne z podmínky vakuové stability, horní je výsledek fitu (s 95% spolehlivostí) předpokládajícího platnost SM a podmínka triviality.

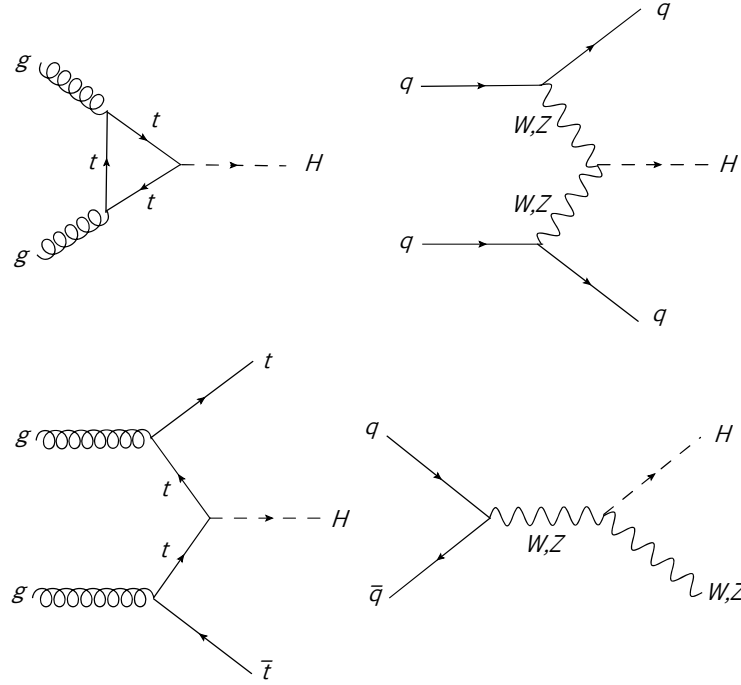


Obrázek 3.4: Závislost $\Delta\chi^2$ na hmotnosti Higgsova bosonu. První vyloučená oblast je do 114 GeV, získaná z urychlovače LEP. Fitováním získaná druhá oblast je pak od 161 GeV do 185 GeV.

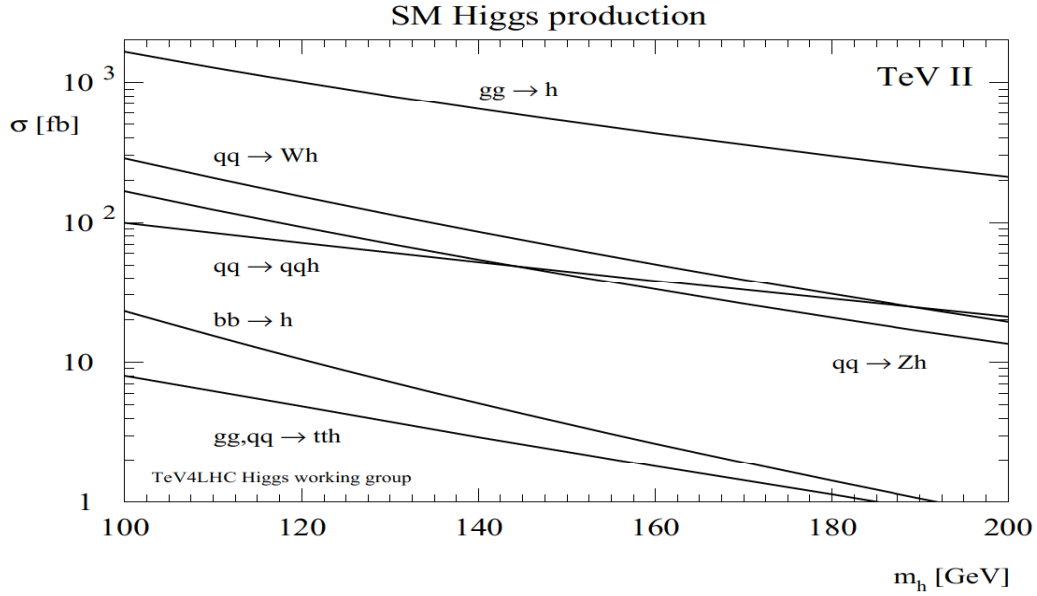
3.2 Hledání Higgsova bosonu v experimentech na Tevatronu

Tevatron je druhý největší kruhový urychlovač částic na světě. Je umístěn ve Fermilabu (Fermi National Accelerator Laboratory) ve státě Illinois blízko Chicaga. Tevatron je synchrotron. Urychluje protony a antiprotony a to až na energii 1TeV . Srážky jsou studovány na dvou detektorech: CDF a DØ.

Pro produkci Higgsova bosonu na hadronových pp a $p\bar{p}$ urychlovačích jsou relevantní procesy (Obrázek 3.5): gluon-gluonová fúze ($gg \rightarrow H$), WW a ZZ fúze ($qq \rightarrow qqH$), tt fúze ($gg \rightarrow ttH$) a $Z(W)$ brzděné záření ($qq \rightarrow Z(W)H$), přičemž na Tevatronu by měl pro jeho produkci být hlavní první jmenovaný proces, tedy gluon-gluonová fúze. Pro malou hmotnost $M_H < 135\text{GeV}$ je nejvíce preferovaný rozpadový kanál $H \rightarrow b\bar{b}$. Nicméně kvůli menšímu multi-jetovému pozadí je nejvíce studovaný $p\bar{p} \rightarrow W^\pm H \rightarrow l\nu b\bar{b}$ kanál, při kterém se W boson rozpadá na nabitý lepton a neutrino a Higgsův boson na pár kvark-antikvark. Očekávané účinné průřezy Higgsova bosonu v závislosti na jeho hmotnosti jsou vyjádřeny na obrázku 3.6 (z [21]).



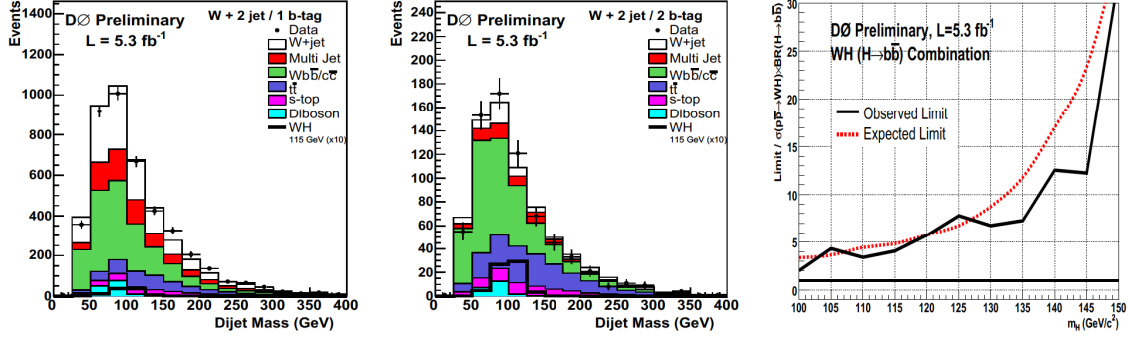
Obrázek 3.5: Relevantní procesy na produkci Higgsova bosonu ve standardním modelu.



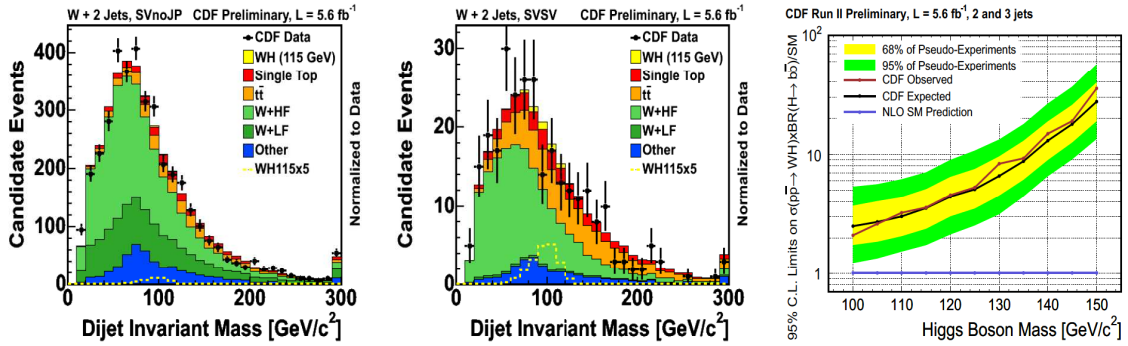
Obrázek 3.6: Účinné průřezy produkcí Higgsova bosonu ve standardním modelu na Tevatronu.

3.2.1 Rozpadový kanál $W^\pm H \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Při tomto rozpadu by tedy detektor měl zaznamenat jeden vysokoenergetický elektron, nebo mion s hybností $p_T > 20 \text{ GeV}$ ($p_T > 15 \text{ GeV}$ pro $D\emptyset$), velkou chybějící transverzální energii ($\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$) díky nedetekovanému neutrinu a dva b jety také s velkou transverzální energií ($E_T > 20 \text{ GeV}$). Oba detektory na Tevatronu používají odlišné algoritmy k označení b jetů, (viz [20]). Ke zlepšení přehlednosti $D\emptyset$ rozděluje data do šestnácti sad podle počtu jetů, počtu označených b jetů, vůně leptonu a časového rozsahu dat, k čemuž používá NN (Neural Network). CDF používá různé techniky k rozlišení Higgsova signálu od různých pozadí. Jednak je to podobně jako u $D\emptyset$ NN a potom je to BDT (Boosted Decision Tree). Obě analýzy jsou pak rozděleny do šesti kategorií podle označených b jetů a dvou typů leptonů. Výsledky pro oba detektory jsou zobrazeny na obrázcích 3.7 a 3.8, kde je také znázorněno zlepšení signálu vzhledem k pozadí po identifikaci (b-tagging) dvou b kvarků. Tyto i následující grafy vtéto kapitole jsou z [21].



Obrázek 3.7: Detektor DØ. Vlevo: jediný b-tagging. Uprostřed: dvojnásobný b-tagging. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.

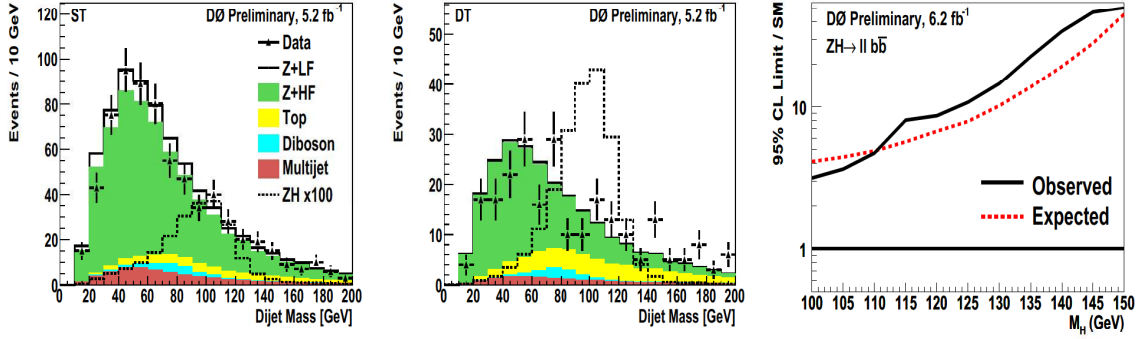


Obrázek 3.8: Detektor CDF. Vlevo: jediný b-tagging. Uprostřed: dvojnásobný b-tagging. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.

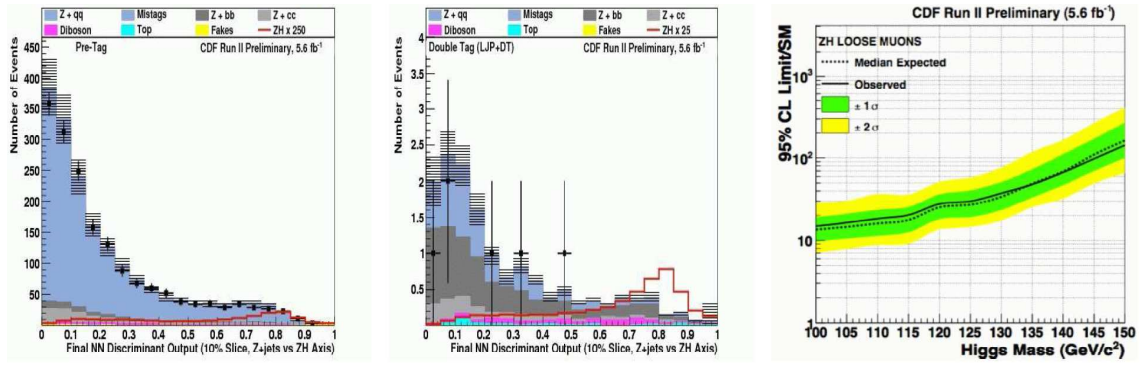
3.2.2 Rozpadový kanál $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$

Tento proces spolu s předchozím tvoří pro nízkou hmotnost ($M_H < 135 \text{ GeV}$) nejčistší rozpadový kanál. Při srážce protonu s antiprotonem se produkuje Z boson, který se dále rozpadá na pár lepton-antilepton: e^+e^- nebo $\mu^+\mu^-$ a Higgsův boson, který se rozpadá na $b\bar{b}$. Při srážce vznikají dva elektrony nebo miony s vysokou hybností ($p_T > 15 \text{ GeV}$), s opačným nábojem a s invariantní hmotností dávající hmotu Z bosonu. Pro CDF je nutné, aby při srážce vznikli minimálně dva jety s vysokou energií a přitom jet s největší energií překonal hodnotu $E_T > 25 \text{ GeV}$, zatímco DØ stačí dva jety s energií $E_T > 15 \text{ GeV}$. K redukcí pozadí je nutné identifikovat b jety. K tomu používá DØ neuronovou síť (NN), která dokáže správně identifikovat 95,5 – 99,7% jetů. CDF pro tento účel používá algoritmus rekonstrukce sekundárních vertexů, který pracuje s chybou okolo 0,3 – 0,5%. K další analýze eventů DØ používá techniky NN pro elektronové kanály a BDT pro mionové kanály, které pracují s deseti kinematickými proměnnými. Výstup z detektoru DØ je zobrazen na

obrázku 3.9. CDF dále využívá neuronovou síť. Výstup je na obrázku 3.10.



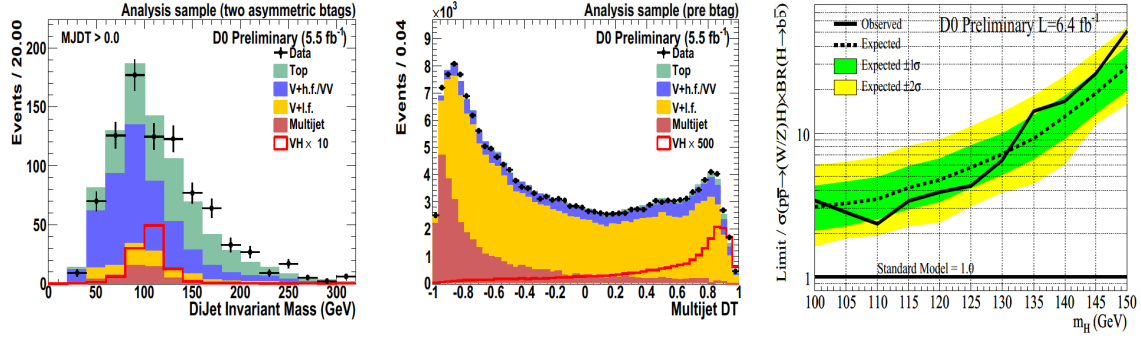
Obrázek 3.9: Detektor DØ. Vlevo: jediný b-tagging. Uprostřed: dvojnásobný b-tagging. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.



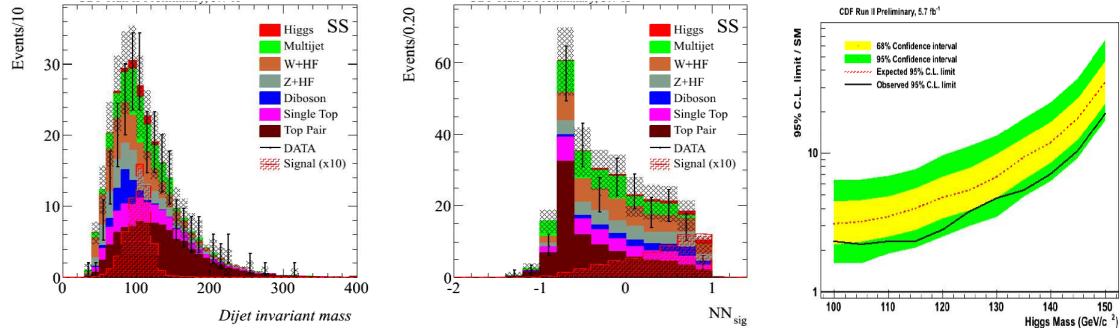
Obrázek 3.10: Detektor CDF. Vlevo: výstup neuronové sítě před identifikací b. Uprostřed: výstup neuronové sítě po identifikaci b. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.

3.2.3 Rozpadový kanál $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$

Rozpad Z na neutrína má sice větší rozpadový poměr, ale při této srážce je obtížnější správně data analyzovat. Pro srážku v detektoru DØ jsou třeba dva nebo tři jety s energií $E_T > 20 \text{ GeV}$, přičemž ty s největší energií nejsou naproti sobě. Dále chybějící transversální energie $\cancel{E}_T$ musí být minimálně 50 GeV . CDF požaduje také dva nebo tři jety. Jeden musí mít energii větší než 35 GeV a druhý energii nad 25 GeV , přičemž stejně jako u DØ musí platit, že $\cancel{E}_T > 50 \text{ GeV}$. U obou experimentů nesmí vznikat elektrony ani miony. K lepšímu rozlišení pozadí se provádí úhlové řezy mezi jety a $\cancel{E}_T$. V tomto případě DØ dále používá techniku DT (decision tree), zatímco CDF pracuje se dvěma oddělenými neuronovými sítěmi. Výsledky jsou shrnuty na obrázcích 3.11 a 3.12.



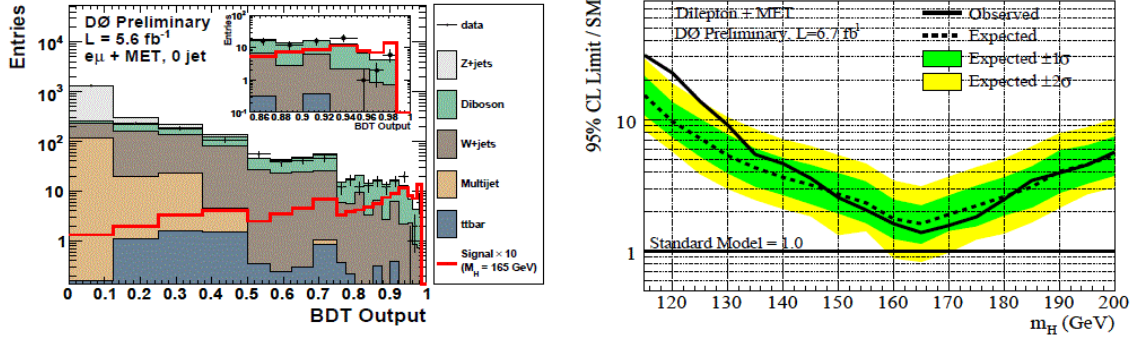
Obrázek 3.11: Detektor D0. Vlevo: invariantní hmotnost di-jetu. Uprostřed: výstup DT. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.



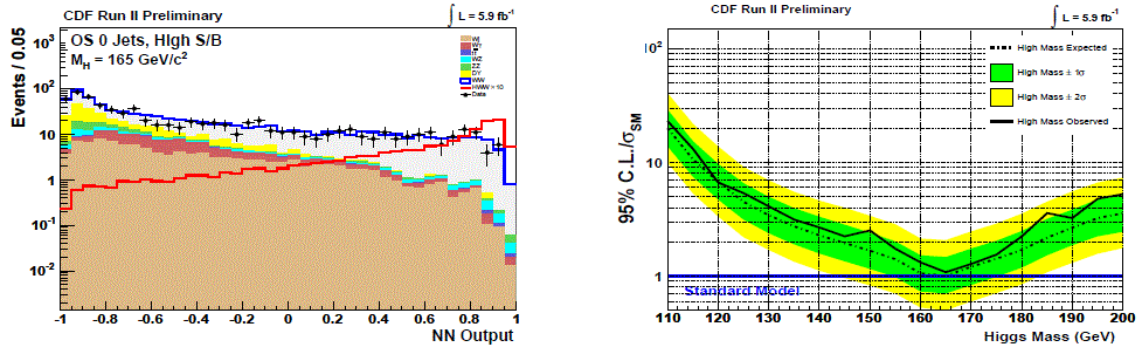
Obrázek 3.12: Detektor CDF. Vlevo: invariantní hmotnost di-jetu. Uprostřed: výstup neuronové sítě po identifikaci b. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.

3.2.4 Rozpadový kanál $H \rightarrow W^+W^-$

Doposud byly uvedeny srážky uvažované pro malou hmotnost Higgsova bosonu. Pro hmotnost $M_H > 135 \text{ GeV}$ je dominantní rozpadový kanál Higgsova bosonu právě W^+W^- . Pro hledání na Tevatronu je tento kanál výhodný díky velmi čisté signatuře a malému SM pozadí. Pro detektor CDF je nutné, aby $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$, pro D0 stačí $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$. Dále několik jetů a dva opačně nabitě izolované leptony ($ee, \mu\mu, e\mu$) s vysokou energií, dohromady nad 15 GeV, což redukuje QCD multijetové pozadí. Pro různé hmotnosti Higgsova bosonu a každou třídu dileptonu D0 používá různá selekční kritéria. K separaci signálu od pozadí využívá NN pro každý dileptonový kanál. CDF využívá techniky založené na neuronové síti a maticovém elementu. Pro integrální luminositu 5, 6 – 6, 7 fb^{-1} jsou výstup z detektoru D0 a limity znázorněny na obrázku 3.13. Výstup neuronové sítě je pro integrální luminositu 5, 9 fb^{-1} na obrázku 3.14.



Obrázek 3.13: Detektor DØ. Vlevo: výstup Z BDT (Boosted Decision Tree). Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.



Obrázek 3.14: Detektor CDF. Vlevo: výstup Z neuronové sítě. Vpravo: limita určená s 95 % spolehlivostí.

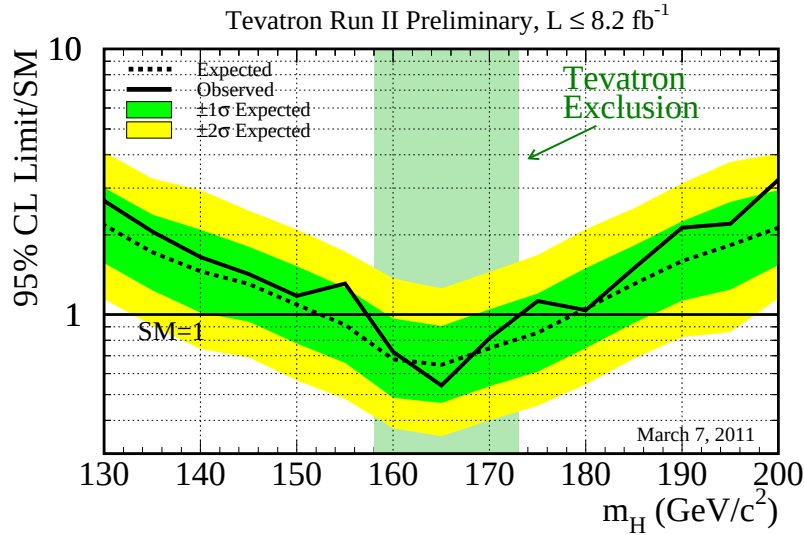
3.2.5 Shrnutí

Na Tevatronu nelze experimentálně pokrýt celý rozsah standardního modelu pouze z jednoho rozpadového kanálu. Proto je nutné kanály a data ze všech experimentů zkombinovat dohromady. Dosažené výsledky z uvedených rozpadových kanálů a také některých dalších jsou shrnuty v tabulce 3.1 (z [21]). Současné limity v závislosti na hmotnosti Higgsova bosonu, získané zkombinováním dat z obou detektorů, jsou vykresleny na obrázku 3.15 (z [19]). Vyloučená oblast je tedy 158-173 GeV s 95% spolehlivostí, což je důležitý výsledek.

Lepších výsledků se bude dále dosahovat například zlepšením b-taggingu, zvýšením citlivosti detektorů, používáním pokročilých analyzačních technik a také zvýšením luminosity. V současnosti lze dosáhnout integrální luminosity maximálně 9 fb^{-1} na každý experiment.

Kanál	<i>Exper.</i>	M_H GeV	$\mathcal{L}$ (fb^{-1})	Lim. faktor		$\mathcal{L}$ (fb^{-1})	Lim. faktor	
				oček.	poz.		oček.	poz.
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$	CDF	160	3,6	1,5	1,5	5,9	1,3	1,1
	DØ	160	4,2	1,7	1,8	6,7	1,6*	1,8*
$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$	CDF	115	2,7	5,6	4,8	5,7	3,6	3,5
	DØ	115	2,7	6,7	6,4	5,3	4,1	4,8
W/ZH ($\rightarrow W/ZWW$)	CDF	160	2,7	25	20	5,6	8,7	7,3
	DØ	160	3,6	10	18	5,4	6,4	7,1
$ZH \rightarrow llb\bar{b}$	CDF	115	2,7	7,1	9,9	5,7	6,6	6,0
	DØ	115	4,2	9,1	8,0	6,2	8,0	5,7
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$	CDF	115	2,1	6,9	5,6	5,7	2,3	4,0
	DØ	115	2,1	7,5	8,4	6,4	3,4	4,2
$W/ZH, VBF, ggH$ ($H \rightarrow \tau^+\tau^-$)	CDF	115	2,0	31	25	2,3	27,9	24,5
	DØ	115	1,0	27	28	4,9	27,0	15,9
$H \rightarrow \gamma\gamma$	CDF	-	3,0	-	-	5,4	24,2	20,5
	DØ	115	4,2	16	19	-	-	-
$t\bar{t}H$	CDF	-	0,3	-	-	-	-	-
	DØ	115	2,1	64	45	-	-	-
$W/ZH \rightarrow jjb\bar{b}$	CDF	115	-	-	-	4,0	9,1	17,8

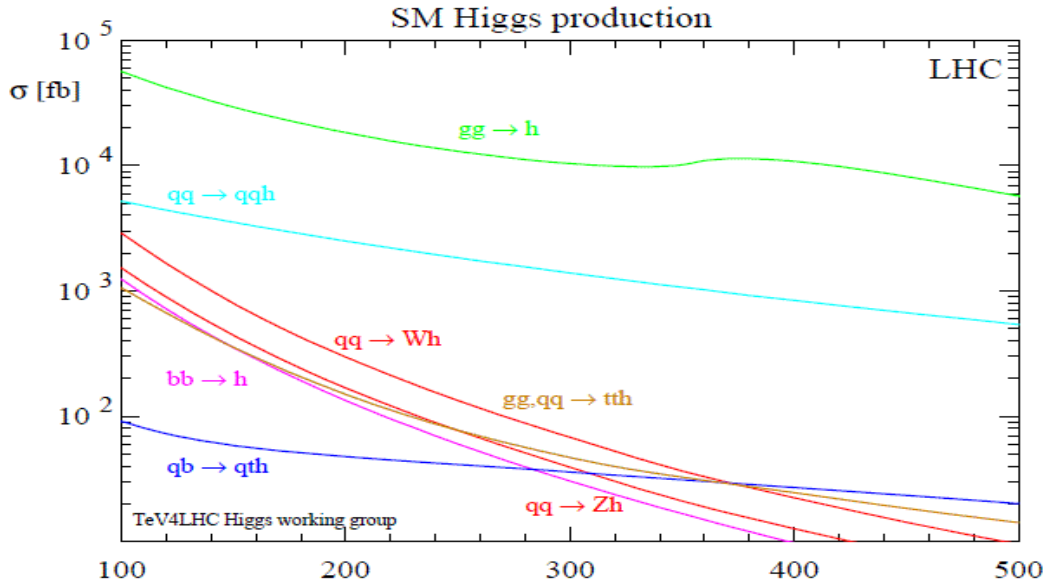
Tabulka 3.1: Shrnutí pozorovaných a očekávaných limit jako faktorů vztažených k očekávání SM s 95% spolehlivostí z obou detektorů. Ref. note odkazuje k poznámkám k CDF a DØ. (* pouze $e\mu$).



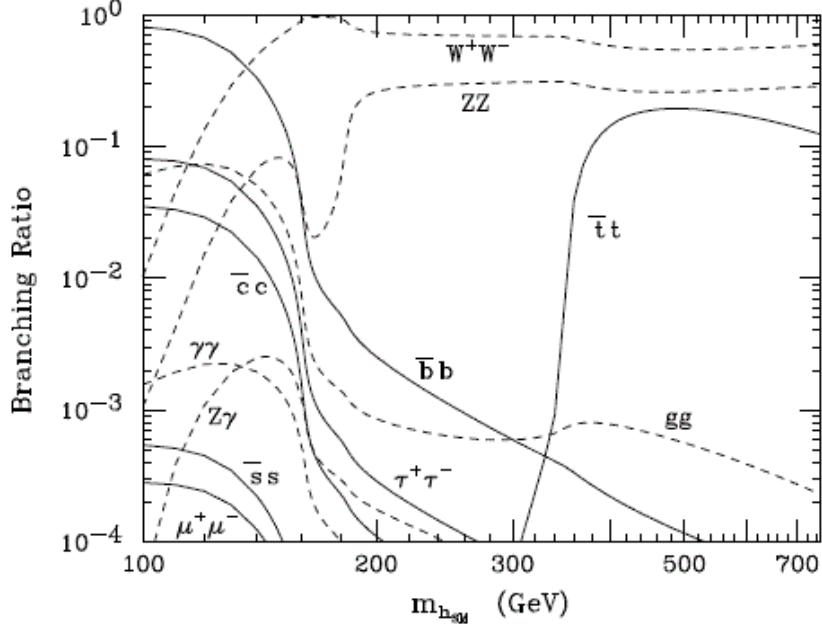
Obrázek 3.15: Současné limity zkombinované z detektorů DØ a CDF s 95 % spolehlivostí.

3.3 Hledání Higgsova bosonu v experimentech na LHC

LHC je největší urychlovač částic na světě. Jeho obvod měří 27 km a je schopen urychlovat protony až na energii 7 TeV. LHC leží pod hranicí Švýcarska a Francie blízko Ženevy. Je součástí systému urychlovačů Evropské laboratoře pro fyziku částic CERN. Byl postaven pro testování předpovědí fyziky vysokých energií, včetně hledání Higgsova bosonu a nových částic předpovídaných z modelů supersymetrických teorií. Na LHC je celkem šest detektorů: ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM a LHCf. Bylo provedeno mnoho studií pro ATLAS a CMS založených na generátoru Monte Carlo při energii 14 TeV. Bylo zjištěno že při luminositě $2fb^{-1}$ by ATLAS měl být sám schopen detekovat Higgsův boson SM v rozmezí jeho hmotnosti od 143 GeV do 179 GeV. Jak již bylo uvedeno dříve, pro produkci Higgsova bosonu je dominantní gluonová fúze $gg \rightarrow H$. To je také vidět na obrázku 3.16, kde jsou vyznačeny účinné průřezy i pro jiné procesy. Rozpadové poměry v závislosti na hmotnosti Higgsova bosonu jsou vyznačeny na obrázku 3.17 (oba obrázky jsou z [22]). Je vidět, že pro hmotnost pod 135 GeV je dominantní rozpadový kanál $H \rightarrow b\bar{b}$. Ovšem kvůli velkému QCD pozadí není pro optimální. Pro větší hmotnost je dominantní rozpad $H \rightarrow WW^{(*)}$, kde $W^{(*)}$ je virtuální boson.



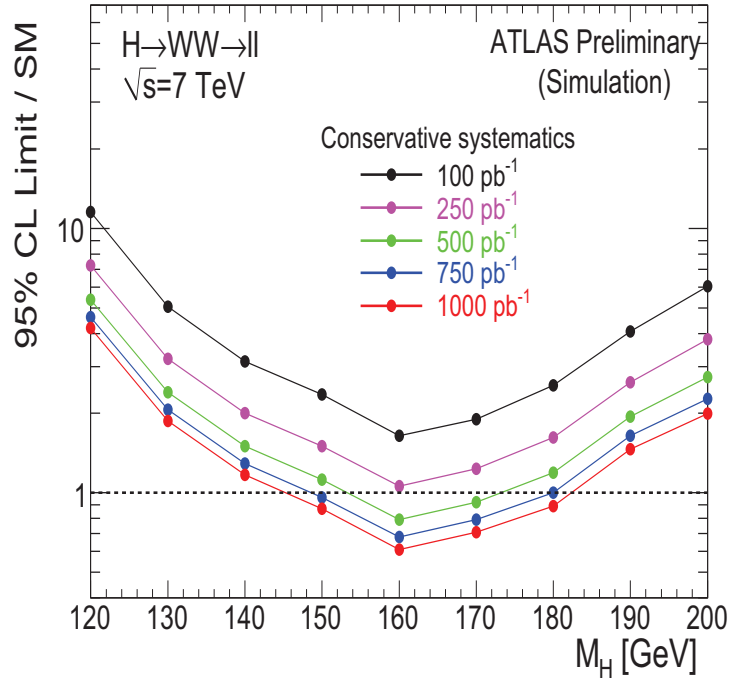
Obrázek 3.16: Účinné průřezy produkcí Higgsova bosonu ve standardním modelu na LHC pro $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.



Obrázek 3.17: Rozpadové poměry Higgsova bosonu ve standardním modelu.

3.3.1 Rozpadový kanál $H \rightarrow WW^{(*)}$

Při tomto procesu se oba bosony dále rozpadají. Každý na lepton a neutrino. Tento rozpadový kanál je velmi zajímavý blízko hranice $2M_W$, kde je potlačen rozpad $H \rightarrow ZZ$. Hlavní pozadí je zde $q\bar{q}$. Další, o něco menší příspěvky pozadí jsou $t\bar{t}$ a Wt . Tyto procesy však mohou být potlačeny zejména pomocí vzájemné souvislosti spinů dvou konečných stavů leptonů. Další pozadí je z $W \rightarrow l\nu + jety$. Na obrázku 3.18 (z [24]) je pro různé luminosity vyloučený dosah jako funkce M_H s 95% spolehlivostí. ATLAS očekává pro liminositu $1fb^{-1}$ vyloučení oblasti $140 GeV < M_H < 185 GeV$ s 95% spolehlivostí.



Obrázek 3.18: Vlevo: horní hranice na míru produkce Higgsova bosonu normalizované na předpověď SM pro různé luminosity s 95% spolehlivostí.

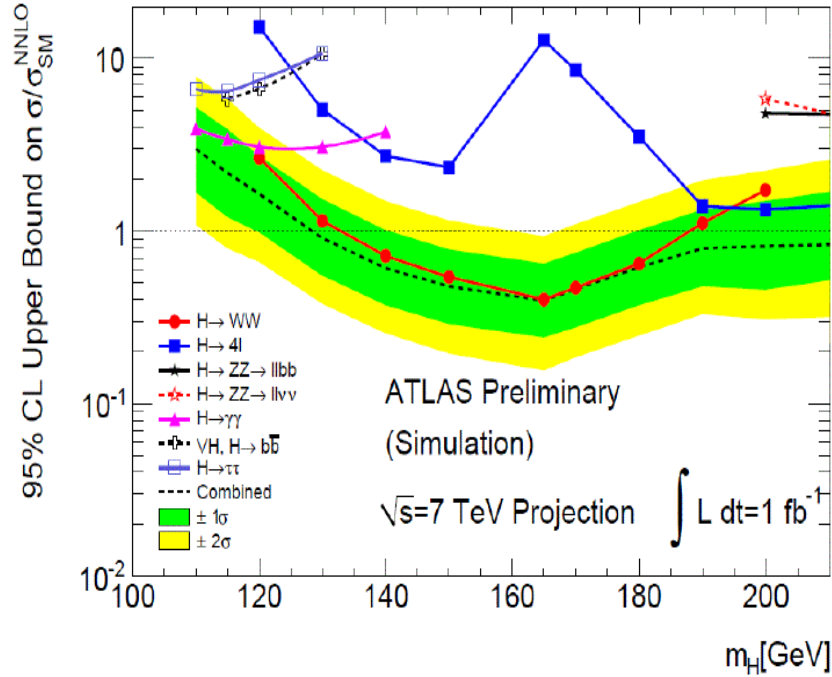
3.3.2 Rozpadový kanál $H \rightarrow \gamma\gamma$

Tento kanál je díky velmi čistému signálu velmi slibný i přesto, že má malý rozpadový poměr pro oblast $120 \text{ GeV} < M_H < 140 \text{ GeV}$. Irreducibilní Pozadí je tvořeno hlavně $\gamma\gamma$, které je tvořeno z procesů $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ a $qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$. Reducibilní pozadí je tvořeno případy jet-jet a γ -jet. Kalorimetr s velkým energetickým a úhlovým rozdělením na detektoru ATLAS je schopný velmi přesně určit směr fotonu a také potlačit reducibilní pozadí pod pozadí $\gamma\gamma$. S energií 7 TeV a integrální luminositou 1 fb^{-1} nemůže s 95% spolehlivostí tento kanál sám vyloučit Higgsův boson SM.

3.3.3 Rozpadový kanál $H \rightarrow ZZ^{(*)}$

Tento kanál by měl mít velký potenciál k objevení Higgse v širokém rozmezí (kromě $M_H < 130 \text{ GeV}$ a $M_H \approx 2M_W$). Pokud ZZ bosony se dále rozpadají na čtyři leptony ($ll\bar{l}\bar{l}$, mluvíme o zlatém rozpadovém kanále. Dále se také mohou rozpadat na $l\bar{l}\nu\bar{\nu}$, nebo na $l\bar{l} + 2$ jety. Irreducibilní pozadí je z nerezonanční $ZZ^{(*)}$ -kontinuum a pro nižší hmotnost ($M_H < 180 \text{ GeV}$) je zde navíc i reducibilní pozadí hlavně z $Zb\bar{b}$,

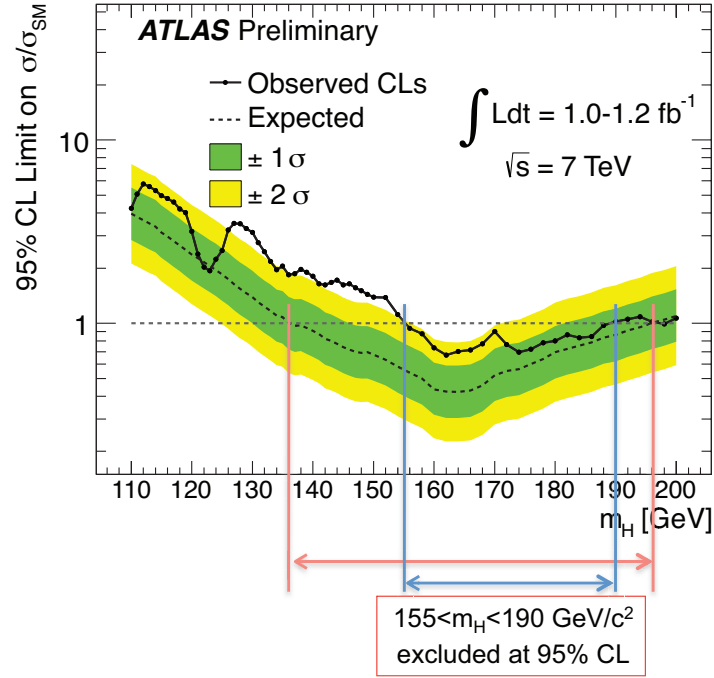
$t\bar{t}$ a WZ procesů. Stejně jako v předchozím případě se neočekává vyloučení Higgsova bosonu pro energii 7 TeV a $1fb^{-1}$. Na obrázku 3.19 (z [22]) je znázorněno shrnutí výsledků i pro další rozpadové kanály.



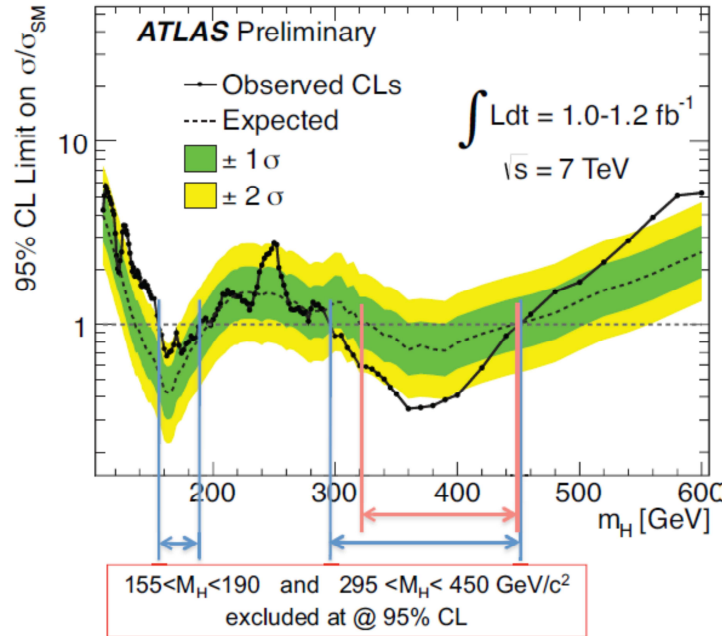
Obrázek 3.19: Účinné průřezy rozpadových kanálů Higgsova bosonu při $1fb^{-1}$ a $\sqrt{s} = 7 TeV$.

3.3.4 Výsledky detektoru ATLAS

Nakonec uvedeme nejnovější data z července 2011, získaná kombinací rozpadových kanálů na detektoru ATLAS. Pro nízké hmotnosti je na obrázku 3.20 oblast 155 GeV až 190 GeV, ve které se s 95% spolehlivostí hmotnost Higgsova bosonu nenachází. Došlo tedy k výraznému rozšíření této oblasti oproti rozmezí 158–175 GeV, které určil TEVATRON. Konečně na obrázku 3.21 jsou vyloučené oblasti pro celý hmotnostní rozsah Higgsova bosonu. Přesně je to rozmezí 295–450 GeV. Oba grafy jsou z [26].



Obrázek 3.20: Současné hranice určené s 95 % spolehlivostí pro nižší hmotnost Higgsova bosonu získané detektorem ATLAS.



Obrázek 3.21: Současné hranice určené s 95 % spolehlivostí získané detektorem ATLAS.

Závěr

V této práci jsem se zabýval nejjednodušším modelem, při kterém existuje jeden Higgsův boson. Je zde popsán Higgsův mechanismus. Dále jsou uvedeny předpokládané hmoty Higgsova bosonu a také je zde naznačeno, jak se experimentálně hledá na urychlovačích TEVATRON a LHC. Nakonec bych rád zdůraznil nejnovější a velmi důležitý výsledek detektoru ATLAS, a to s 95% spolehlivostí vyloučení oblastí $155 - 190 \text{ GeV}$ a $295 - 450 \text{ GeV}$, pro hmotnost Higgsova bosonu.

V supersymetrickém rozšíření standardního modelu, ale dokonce existují celé rodiny Higgsových bosonů. Nejen jeden jako v uvedené nejjednodušší části standardního modelu. Může se, ale také stát, že nakonec žádný Higgsův boson objeven nebude. V takovém případě to ovšem neznamená, že by bylo nutné zavrhnout celý standardní model, pouze se budou muset přehodnotit některé jeho oblasti.

Literatura

- [1] J. D. Bjorken, *In Conclusion*, World Scientific Series in 20th Century Physics Vol. 32, (2003)
- [2] J. Hořejší, *Fundamentals of Electroweak Theory*, Karolinum Press, (2002)
- [3] M. J. Herrero, *The Standard Model*, arXiv:hep-ph/9812242v1 (1998)
- [4] Z. Kunszt, *BREAD AND BUTTER STANDARD MODEL*, arXiv:hep-ph/0004103v1 (2000)
- [5] W. Buchmüller, C. Lüdeling, *Field Theory and Standard Model*, arXiv:hep-ph/0609174v1 (2006)
- [6] M. Grünewald, *The LEP Electroweak Working Group*, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> (2011)
- [7] E. A. Paschos, *Electroweak Theory*, Cambridge University Press (2007)
- [8] Jonathan Couchman, *The Electroweak Theory*, <http://www.hep.ucl.ac.uk/jpc/all/ulthesis/node13.html> (2002)
- [9] Keith Ellis, *QCD and Collider Physics Lecture IV:Electroweak theory and the Higgs boson*, <http://theory.fnal.gov/people/ellis/3Cycle/> (2005)
- [10] http://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_boson
- [11] Chris Quigg, *The Electroweak Theory*, arXiv:hep-ph/0204104v1 (2002)
- [12] Laura Reina, *TASI 2004 Lecture Notes on Higgs Boson Physics*, arXiv:hep-ph/0512377v1 (2005)
- [13] A. Denner, *The Standard Model of the electroweak interaction and its precision tests*, people.web.psi.ch/denner/public/talks/eth03.ps (2002)
- [14] L3 Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ up to 202 GeV*, CERN-EP/2000-146 L3 preprint 230 (2000)

- [15] ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD electroweak heavy flavour groups,
Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, arXiv:0811.4682v1 [hep-ex] (2008)
- [16] Christophe Delaere, *Study of WW decay of a Higgs boson with the ALEPH and CMS detectors*,
<http://cp3.irmp.ucl.ac.be/upload/theses/phd/delaere.pdf> (2005)
- [17] Song Ming Wang, *Search for Higgs, leptoquarks, and exotics at TEVATRON*, arXiv:hep-ex/0405075v2 (2004)
- [18] W.M. Yao, *Standard Model Higgs and Top Mass Measurements at the Tevatron*, arXiv:hep-ex/9903068 (1999)
- [19] The TEVNPH Working Group, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.2 fb^{-1} of Data*, arXiv:1103.3233v2 [hep-ex] (2011)
- [20] Bruno Casal, *Searches for Higgs at Tevatron*, Cambridge 2009
J. Phys.: Conf. Ser. 171 012025 (2009)
- [21] A. Sopczak, *Highlights of Current Higgs Boson Searches*, arXiv:1011.0681v1 [hep-ph] (2010)
- [22] Howard E. Haber, *Present status and future prospects for a Higgs boson discovery at the Tevatron and LHC*, arXiv:1011.1038v1 [hep-ph] (2010)
- [23] Thomas Trefzger, *Search for Higgs Bosons at LHC*,
<http://www.slac.stanford.edu/econf/C010630/papers/P111.PDF> (2002)
- [24] I. Tsukerman for the ATLAS Collaboration, *SM Higgs boson searches in the early ATLAS data*, arXiv:1012.0694v1 [hep-ex] (2010)
- [25] Chris Tully, *Higgs Boson Searches at the LHC*, PiTP, IAS Princeton,
<http://www.sns.ias.edu/pitp/2005files/Lecture>
- [26] Kyle Cranmer, *Combined SM Higgs search*, EPS-HEP 2011 conference,
<http://indico.in2p3.fr/conferenceDisplay.py?confId=5116>