

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Michaela Mlynáriková

# Rozpad lehkého Higgsova bosonu na pár intermediálních bosonů $W$

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. Rupert Leitner, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2012

Ďakujem vedúcemu mojej bakalárskej práce Doc. RNDr. Rupertovi Leitnerovi, DrSc. za jeho trpezlivosť, odbornú pomoc a cenné rady, ktoré mi poskytol pri tvorbe tejto práce. Ďakujem tiež kolegom z CERN za ich pripomienky pri písaní práce a pomoc pri riešení technických problémov.

Prehlasujem, že som túto bakalársku prácu vypracovala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov, literatúry a ďalších odborných zdrojov.

Beriem na vedomie, že sa na moju prácu vzťahujú práva a povinnosti vyplývajúce zo zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platnom znení, najmä skutočnosť, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzatvorenie licenčnej zmluvy o použití tejto práce ako školského diela podľa §60 odst. 1 autorského zákona.

V Prahe dňa 1.8.2012

Michaela Mlynáriková

Název práce: Rozpad lehkého Higgsova bosonu na pár intermediálních bosonů  $W$

Autor: Michaela Mlynáriková

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. Rupert Leitner, DrSc.

Abstrakt: V práci sa zaoberáme rozpadom Higgsovho bosónu  $H \rightarrow W^+W^-$  a nasledujúcim rozpadom  $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell^-\bar{\nu}_\ell$ , s cieľom skúmať korelácie hmôt bosónov  $W^+$  a  $W^-$  a tiež korelácie uhlových rozdelení leptónov. Uvažujeme hmotu Higgsovho bosónu  $m_H \leq 2m_W$ , kedy sa Higgsov bosón rozpadá na jeden  $W$  bosón s hmotou blízku pólovej hodnote  $m_W$  a jeden  $W$  bosón s menšou hmotou. Nájdeme najpravdepodobnejšie hmoty bosónov  $W^+$  a  $W^-$  pre triviálny maticový element a pre úplný maticový element. Pre hmotu Higgsovho bosónu  $m_H = 125$  GeV skúmame korelácie uhlových rozdelení leptónov pomocou nami vypočítaných najpravdepodobnejších hmôt  $W$  bosónov.

Klíčová slova: Higgsov bosón, korelácie hmôt, uhlové korelácie

Title: Decay of light Higgs boson to pair of intermediate bosons  $W$

Author: Michaela Mlynáriková

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: Doc. RNDr. Rupert Leitner, DrSc.

Abstract: In this thesis the decay of the Higgs boson  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell^-\bar{\nu}_\ell$  is studied. The main goal of this work is to investigate the correlations between masses of the  $W$  bosons and the correlations between the angular distributions of leptons. The Higgs boson mass is considered to be  $m_H \leq 2m_W$ , in which case the Higgs boson decays into a pair of  $W$  bosons, where one is on its mass shell  $m_W$  while the other has lower mass. We calculate the most probable masses of  $W$  bosons using first the trivial and then the complete matrix elements, respectively. For the Higgs boson mass of  $m_H = 125$  GeV the angular correlation of final state leptons is also studied using the most probable  $W$  masses obtained in the first part of the study.

Keywords: Higgs boson, mass correlations, angular correlations

# Obsah

Úvod	2
<b>1 Súčasný stav hľadania Higgsovho bosónu</b>	<b>3</b>
1.1 Experimentálna situácia pred spustením urýchľovača LEP . . . . .	3
1.2 LEP v CERN . . . . .	4
1.3 Tevatron vo FNAL . . . . .	5
1.4 LHC v CERN . . . . .	5
1.5 Nepriame merania . . . . .	9
<b>2 Vznik a rozpad ľahkého Higgsovho bosónu</b>	<b>11</b>
2.1 Vznik Higgsovho bosónu . . . . .	11
2.2 Rozpady Higgsovho bosónu . . . . .	12
<b>3 Rozpad Higgsovho bosónu na <math>WW^{(*)}</math></b>	<b>15</b>
3.1 Maticový element . . . . .	15
3.2 Rozpad Higgsovho bosónu $H \rightarrow W^+W^-$ s následným rozpadom $W^+W^- \rightarrow (\ell^+\nu_\ell)(\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ . . . . .	17
3.3 Fázový objem . . . . .	19
3.4 Rozpadová šírka Higgsovho bosónu . . . . .	20
3.5 Rozdelenie hmôt bosónov $W^+$ a $W^-$ . . . . .	22
3.6 Skúmanie uhlového rozdelenia leptónov . . . . .	23
<b>Záver</b>	<b>26</b>
<b>Zoznam použitej literatúry</b>	<b>27</b>

# Úvod

Štandardný model (SM) je teória, ktorá popisuje elementárne častice a interakcie medzi nimi: silnú, slabú a elektromagnetickú. Teória štandardného modelu predpokladá existenciu 12 fermiónov a 12 antifermiónov - 6 kvarkov a 6 leptónov so svojimi antičasticami; a 5 bosónov - fotón ( $\gamma$ ), gluón ( $g$ ),  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z$ . Existencia všetkých spomínaných častíc bola experimentálne dokázaná. SM predpokladá aj existenciu Higgsovho bosónu a to z nasledujúceho dôvodu. Teória elektroslabých interakcií požaduje, aby boli hmoty kalibračných bosónov  $\gamma$ ,  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z$  nulové. Z meraní, ktoré sa uskutočnili na urýchľovači LEP v CERN a na urýchľovači Tevatron, však vieme, že hmoty kalibračných bosónov  $W^\pm$  a  $Z$  sú  $m_W = 80.385 \pm 0.015$  GeV a  $m_Z = 91.188 \pm 0.002$  GeV [1]. Jedným z možných vysvetlení je tzv. Higgsov mechanizmus, podľa ktorého hmotné fermióny a intermediálne bosóny nadobúdajú hmotnosť interakciou s Higgsovým poľom. V najjednoduchšej verzii obsahuje táto teória štyri skalárne polia, z ktorých tri sú "spotrebované" na zhmotnenie  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z^0$  a jedno neutrálne skalárne pole zostáva (Higgsovo). Higgsov bosón je kvantum Higgsovho poľa. Štandardný model predpovedá všetky vlastnosti Higgsovho bosónu okrem jeho hmoty.

Higgsov mechanizmus bol nezávisle predpovedaný v roku 1964 niekoľkými autormi: Robert Brout, Francois Englert, Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen, Peter Higgs a Tom Kibble. Peter Higgs, po ktorom je pomenovaný Higgsov mechanizmus, ako jediný predpokladal vo svojej teórii existenciu Higgsovho bosónu.

Experimenty na urýchľovačoch LEP a Tevatron, ako aj mnohé iné, sa pokúšali nájsť Higgsov bosón, ale neúspešne. Určili však intervaly hmôt, ktoré neobsahujú hodnotu hmoty Higgsovho bosónu. Urýchľovač LHC v CERN rozšíril tieto intervaly hmôt a 4. júla 2012 CERN oznámil objav nového bosónu s hmotou blízkou 125 - 126 GeV, ktorý vlastnosťami pripomína Higgsov bosón. Potvrdenie, či ide o Higgsov bosón, sa očakáva do konca roku 2012.

Ako už bolo povedané, Štandardný model predpokladá existenciu jedného Higgsovho bosónu s nulovým nábojom a spinom nula. Existujú aj zložitejšie teórie, ktoré využívajú Higgsov mechanizmus. Jednou z týchto teórií je Minimálny supersymetrický štandardný model (MSSM). V tomto modeli je predpovedaných päť Higgsových bosónov, ktoré sú zodpovedné za narušenie elektroslabej symetrie. Sú to tri neutrálne ( $h$ ,  $H$ ,  $A$ ) a dva nabité ( $H^+$ ,  $H^-$ ) Higgsove bosóny. Takisto existujú aj teórie, ktoré neočakávajú existenciu Higgsovho bosónu, napríklad Technicolor.

# 1. Súčasný stav hľadania Higgsovho bosónu

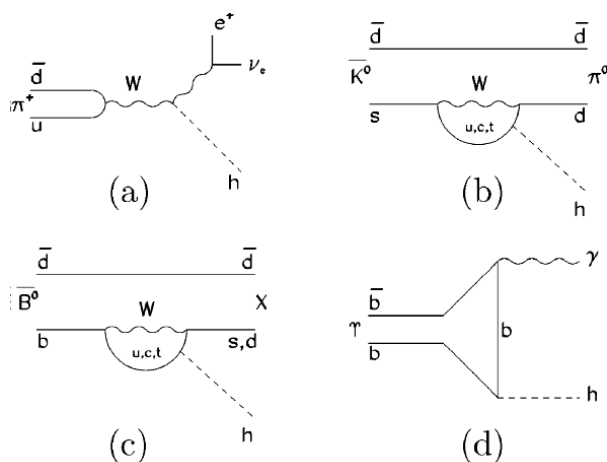
## 1.1 Experimentálna situácia pred spustením urýchľovača LEP

Predtým, ako bol v roku 1989 spustený urýchľovač Large Electron-Positron Collider (LEP) v CERN, prebiehali rôzne experimenty, ktoré hľadali Higgsov bosón veľmi malej hmoty. Na základe týchto meraní boli hmoty Higgsovho bosónu menšie ako 5 GeV považované za nepravdepodobné. Ako príklad uvádzame z referencie [2] niekoľko experimentov, ktoré sa zaoberali hľadaním Higgsovho bosónu veľmi malej hmoty.

Jedným z experimentov, ktoré hľadali Higgsov bosón veľmi malej hmoty, bol spektrometer SINDRUM na Paul Scherrer Institute (PSI) vo Švajčiarsku. Tento experiment skúmal rozpad kladne nabitého piónu na pozitron, neutríno a Higgsov bosón, sprostredkovaný virtuálnym  $W$  bosónom (Obr. 1.1a). Výsledky tohto experimentu určili interval hmôt  $10 \text{ MeV} \leq m_H \leq 110 \text{ MeV}$ , ktorý neobsahuje hodnotu hmoty Higgsovho bosónu. Na Obr. 1.1 je Higgsov bosón označený  $h$ , v texte ho označujeme  $H$ .

Skupina pracujúca na urýchľovači Super Proton Synchrotron (SPS) v CERN taktiež hľadala Higgsov bosón, ktorý sa rozpadal na pár elektrónov, avšak v rozpade  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 H$  (Obr. 1.1b). Tieto hľadania vylúčili existenciu Higgsovho bosónu s hmotou  $m_H \leq 50 \text{ MeV}$ .

Pred rokom 1989 vyšetroval experiment CLEO na urýchľovači Cornell Electron Storage Ring (CESR) v štáte New York rozpad Higgsovho bosónu na pár miónov, piónov a kaónov, ktoré sa produkujú pri rozpade  $\bar{B}^0 \rightarrow XH$  (Obr. 1.1c), kde  $X$  je buď  $\bar{K}^0$  alebo  $\pi^0$ . CLEO nenašiel stopy po rozpade Higgsovho bosónu a určil interval hmoty 0.2 GeV až 3.6 GeV, ktorý neobsahuje hodnotu hmoty Higgsovho bosónu.



Obr. 1.1: Procesy, ktorými vznikal Higgsov bosón veľmi malej hmoty [2].

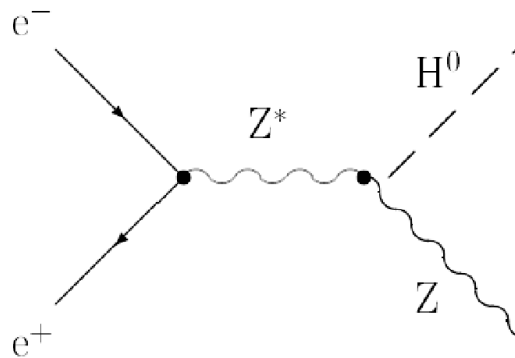
Nakoniec detektor CUSB na CESR skúmal radiačný rozpad rôznych stavov  $\Upsilon$  na Higgsov bosón (Obr. 1.1d). Hľadanie monochromatického fotónu z rozpadu  $\Upsilon \rightarrow \gamma + H$  viedlo k záveru, že hodnota hmoty Higgsovho bosónu sa nenachádza v intervale od  $2m_\mu$  až do 5 GeV.

## 1.2 LEP v CERN

Large Electron-Positron Collider v CERN bol počas svojho fungovania v rokoch 1989-2000 vo vedení, čo sa týka hľadania dôkazov o existencii Higgsovho bosónu. Tento urýchľovač produkoval zrážky elektrónov a pozitronov, ktoré interagujú iba elektroslabou interakciou, takže pozadie a signál pochádzajúce z LEP mali kvalitatívne rovnakú veľkosť.

Najdôležitejším procesom pri produkcii Higgsovho bosónu predpovedanom štandardným modelom (SMHB) na LEP bol proces  $e^+e^- \rightarrow H^0Z$ , ktorý je znázornený Feynmanovým diagramom na Obr. 1.2, kde  $H^0$  označuje Higgsov bosón predpovedaný štandardným modelom, ktorý označujeme v texte  $H$ . SMHB mohol na LEP vzniknúť aj fúziou intermediálnych bosónov  $W^+W^-$  a  $ZZ$ , ale pri energiách, ktoré sa dosahovali na LEP, majú tieto procesy malé účinné prierezy. Higgsov bosón ako aj  $Z$  bosón, sa okamžite rozpadajú na ďalšie častice štandardného modelu. Higgsov bosón sa rozpadá na najhmotnejšie častice, ktoré sú dovolené z kinematiky rozpadu. Pre hmoty Higgsovho bosónu, ktoré sú dostupné na urýchľovači LEP, sa očakáva, že SMHB sa rozpadá najmä na pár kvarkov  $b\bar{b}$  (vetviaci pomer je 74% pre hmotu 115 GeV) a rozpady na  $\tau^+\tau^-$ ,  $WW^*$ ,  $gg$  ( $\approx 7\%$  každý) a  $c\bar{c}$  ( $\approx 4\%$ ) predstavujú zvyšok rozpadovej šírky.  $Z$  bosón sa rozpadá v 70% prípadov na jety, v 20% prípadov na neviditeľné častice - neutrína, ktoré detektor nezachytí a v 10% prípadov na nabité leptóny.

Na urýchľovači LEP prebiehali štyri experimenty: ALEPH, DELPHI, L3 a OPAL. Dáta zozbierané týmito experimentmi do roku 2000 neposkytli priamy náznak vzniku SMHB, ale s 95% úrovňou vierohodnosti vylúčili existenciu Higgsovho bosónu s hodnotou hmoty menšou ako 107.9 GeV. Počas posledného roku fungovania LEP bola podstatná časť dát zozbieraná pri strednej energii zrážok  $\sqrt{s}$  presahujúcej 206 GeV, čím sa rozšíril interval skúmaných hmôt Higgsovho bosónu až po hodnotu 115 GeV.



Obr. 1.2: Feynmanov diagram pre proces  $e^+e^- \rightarrow ZH^0$ , ktorý bol dominantný pri hľadaní Higgsovho bosónu na LEP [3].

V septembri 2000 prezentoval ALEPH výsledky, ktoré poukazovali na nadbytok prípadov pri reakcii  $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$  pre SMHB s hmotou blízkou 115 GeV. Tento výsledok sa ale nezhodoval s výsledkami ďalších experimentov na LEP.

Hodnota hmoty Higgsovho bosónu predpovedaného Štandardným modelom bola experimentmi na LEP obmedzená na oblasť  $m_H \geq 114.4$  GeV s 95% vierohodnosťou [4].

### 1.3 Tevatron vo FNAL

Higgsov bosón hľadali aj experimenty na urýchľovači Tevatron vo FNAL. V období od roku 1992 do roku 1996 zrážal Tevatron protóny s antiprotónmi so strednou energiou  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV. Toto obdobie označujeme ako "Run I", počas ktorého bola v roku 1995 experimentálne dokázaná existencia top kvarku. Nasledujúcich päť rokov po skončení Run I prebiehali na Tevatrone a detektoroch CDF a DØ rôzne úpravy. Tie prispeli k tomu, že v roku 2001, kedy bol urýchľovač opäť spustený, sa stredná energia zrážok zvýšila na  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV. Tieto úpravy mali za následok aj to, že počas "Run II", ako toto obdobie označujeme, sa zvýšila produkcia zrážok, ktoré boli pozorované a zaznamenané v detektoroch.

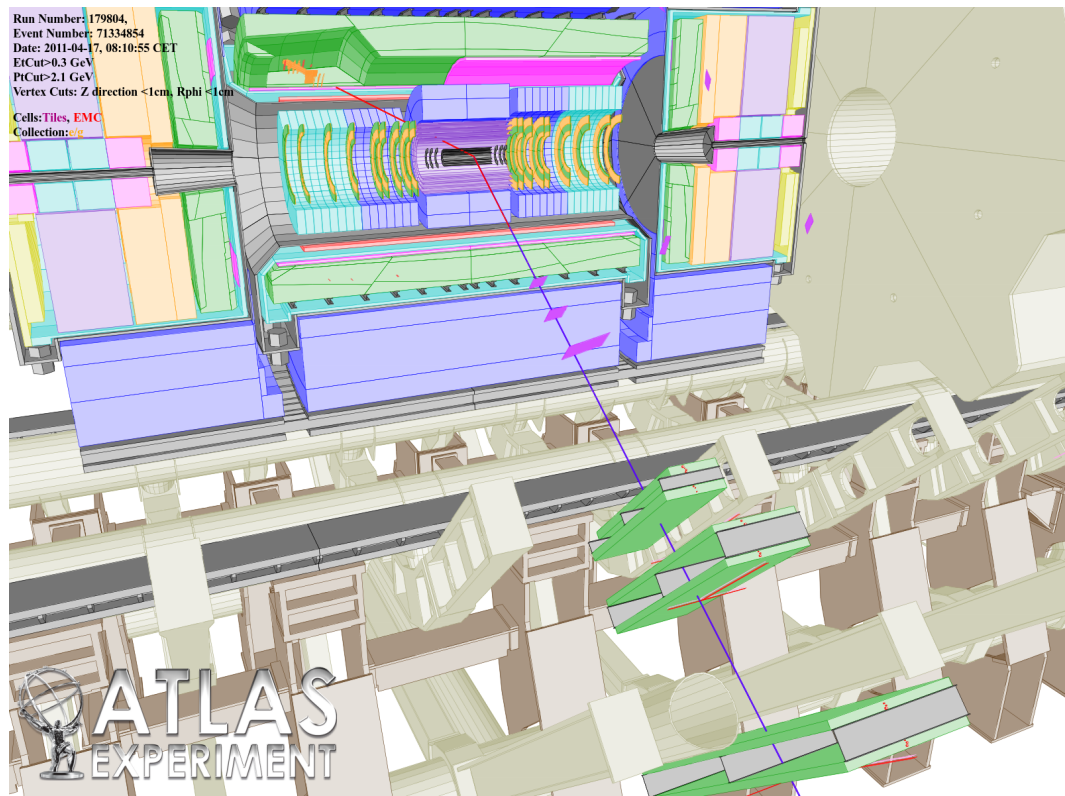
Na urýchľovači Tevatron môže byť Higgsov bosón produkovaný fúziou dvoch gluónov  $gg \rightarrow H$ , ale tiež môže vznikať za prítomnosti vektorových bosónov  $q\bar{q} \rightarrow W/ZH$ , alebo fúziou vektorových bosónov  $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$ . Na Tevatrone boli skúmané tieto rozpady Higgsovho bosónu:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow W^+W^-$ ,  $H \rightarrow ZZ$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  a  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Vznik a rozpad Higgsovho bosónu bližšie popisujeme v Kapitole 2, kde sú jednotlivé procesy aj graficky znázornené (Obr. 2.1). Pre hmotu Higgsovho bosónu menšiu ako 125 GeV je dominantný kanál pre pozorovanie Higgsovho bosónu  $H \rightarrow b\bar{b}$ , kedy signál pochádza najmä z  $q\bar{q} \rightarrow WH$  alebo  $q\bar{q} \rightarrow ZH$ ,  $H$  sa rozpadá na  $b\bar{b}$ ;  $W$  alebo  $Z$  bosón sa rozpadá na leptóny. Pre hmotu Higgsovho bosónu väčšiu ako 125 GeV má najlepšiu citlivosť kanál  $H \rightarrow W^+W^-$ , kde sa  $W^+$  a  $W^-$  bosóny ďalej rozpadajú na leptóny.

Urýchľovač Tevatron ukončil prácu 30. septembra 2011.

2. júla 2012 vyniesla skupina pracujúca na tomto urýchľovači výsledky hľadania Higgsovho bosónu, ktoré sú kombináciou výsledkov získaných detektormi CDF a DØ. Experimenty CDF a DØ vylúčili existenciu Higgsovho bosónu s hodnotou hmoty v oblasti  $100 \text{ GeV} < m_H < 103 \text{ GeV}$  a  $147 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$  s 95% úrovníou vierohodnosti [5]. Higgsov bosón s hmotou menšou ako 100 GeV sa na urýchľovači Tevatron neskúmal. Experimenty CDF a DØ pozorujú nadbytok prípadov v intervale hmôt  $115 \leq m_H \leq 135$  GeV so štatistickou významnosťou  $2.5\sigma$ . Tento nadbytok môže byť spôsobený rozpadmi Higgsovho bosónu.

### 1.4 LHC v CERN

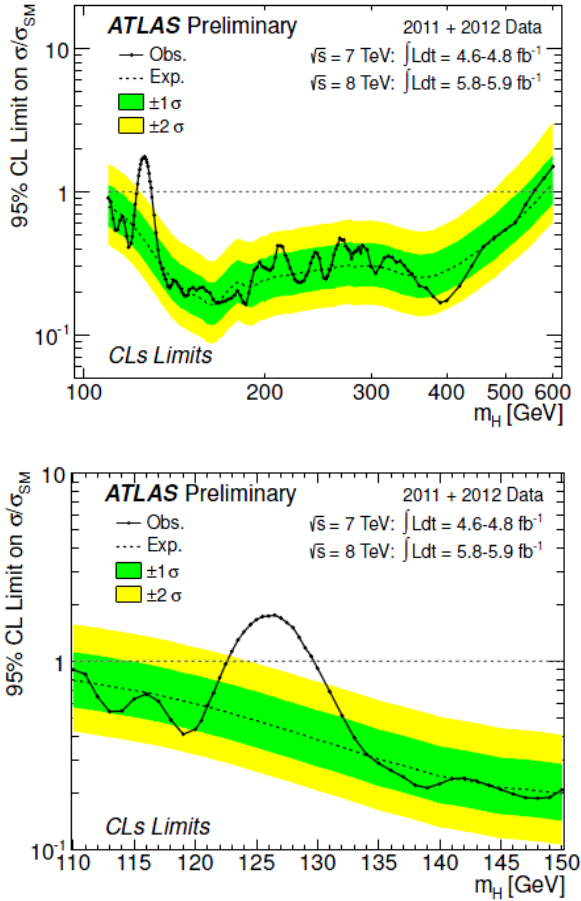
Large Hadron Collider (LHC) v CERN bol budovaný od roku 1998. Od marca 2010 prebiehali zrážky protónov s celkovou energiou 7 TeV a LHC tak zahájil plánovaný výskum. V apríli 2012 bol urýchľovač opäť spustený po zimnej odstávke a energia zrážok sa zvýšila na 8 TeV. Na urýchľovači LHC sa nachádza šesť detektorov ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, TOTEM a LHCf. Hľadaním Higgsovho



Obr. 1.3: Prípád produkcie páru intermediálnych bosónov  $W$  zaznamenaný detektorom ATLAS. Jeden  $W$  sa rozpadá na mión a neutríno, druhý na elektrón a neutríno [6].

bosónu sa však zaoberajú len experimenty ATLAS a CMS. Experiment ALICE skúma zrážky olovených iónov. LHCb sa špecializuje na preskúmanie rozdielov medzi hmotou a antihmotou skúmaním častíc zložených z  $b$  kvarku a jeho antičastice. Experiment TOTEM skúma pružný rozptyl častíc a meria luminozitu LHC. LHCf simuluje kozmické žiarenie v laboratórnych podmienkach za pomoci častíc vytvorených vo vnútri LHC.

Detektor ATLAS má valcový tvar a môžeme ho rozdeliť do troch hlavných častí: vnútorný dráhový detektor, kalorimetre a miónový spektrometer, ktorého súčasťou je aj systém magnetov. Úlohou vnútorného detektora je sledovať dráhy nabitých častíc pomocou kremíkového a plynového driftového detektora. Vnútorný detektor je obklopený tenkým supravodivým solenoidom, ktorý vytvára magnetické pole veľkosti 2 T. To zakrivuje dráhy nabitých častíc, čo nám umožňuje zistiť ich náboj a hybnosť. Kalorimetre merajú energiu častíc tým, že ju absorbujú. V detektore ATLAS sú dva kalorimetre - elektromagnetický a hadrónový. Elektromagnetický kalorimeter absorbuje energiu častíc, ktoré interagujú elektromagneticky, čo sú elektróny, pozitróny a fotóny. Hadrónový kalorimeter absorbuje energiu častíc, ktoré prejdú elektromagnetickým kalorimetrom, ale interagujú silno - hadróny. Miónový spektrometer sa nachádza najďalej od kolíznej zóny a jeho úloha je podobná ako pri vnútornom dráhovom detektore, teda zaznamenávať dráhy miónov, z ktorých potom môžeme určiť hybnosť a náboj častice. V detektore ATLAS sa nachádza okrem solenoidu, ktorý obklopuje vnútorný dráhový detektor, aj toroidálny magnet, ktorý je súčasťou miónového spektrometra. Ten-



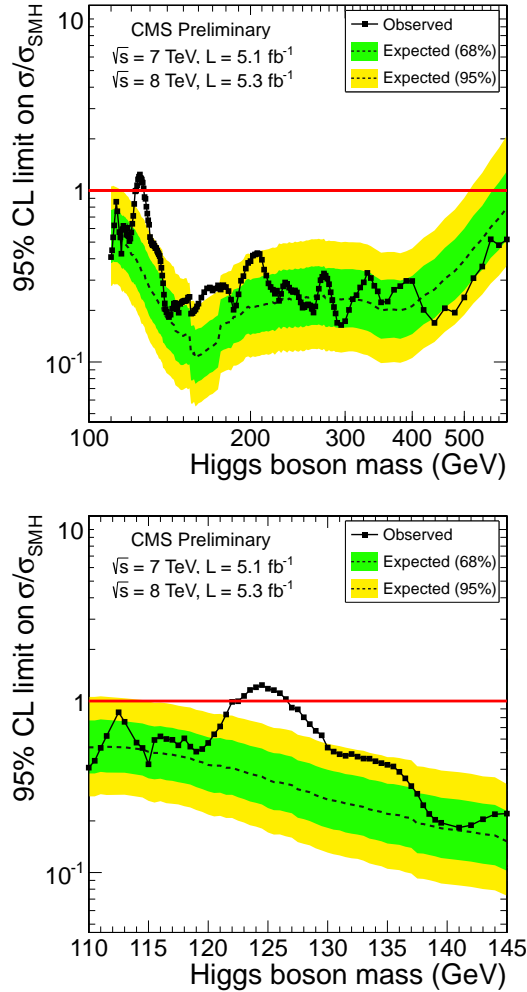
Obr. 1.4: Na obrázku je vynesovaný pomer  $\sigma/\sigma_{SM}$ , kde  $\sigma_{SM}$  je účinný prierez produkcie Higgsovoho bosónu s hmotnosťou  $m_H$  tak ako ho predpovedá SM a  $\sigma$  je zameraná hodnota účinného prierezu. V prípade spojitej čiary bolo meranie uskutočňované na dátach z experimentu ATLAS, v prípade prerušovanej čiary sa uskutočňovalo na dátach zo simulácie MC, v ktorej bola vypnutá produkcia Higgsovoho bosónu [7].

to systém tvorí osem obrích magnetov, poskladaných na dĺžku do kruhu tak, aby bolo magnetické pole najsilnejšie uprostred detektoru.

Detektor CMS pozostáva rovnako ako ATLAS z vnútorného dráhového detektoru, elektromagnetického a hadrónového kalorimetra a miónových komôr. V CMS sa však nenachádzajú dva systémy magnetov, ale iba jeden solenoid, ktorý je umiestnený medzi hadrónovým kalorimetrom a miónovými komorami, a produkuje magnetické pole intenzity 3.8 T.

Rozpady Higgsovoho bosónu, ktoré pozorujeme na LHC, sú pre hmotu Higgsovoho bosónu  $m_H > 125$  GeV najmä  $H \rightarrow W^+W^-$  a  $H \rightarrow ZZ$  a pre hmotu  $m_H < 125$  GeV dominujú  $H \rightarrow b\bar{b}$  a  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ , ale okrem nich je pozorovaný aj rozpad  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow W^+W^-$  a  $H \rightarrow ZZ$ . Rozpady  $H \rightarrow b\bar{b}$  a  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  sú v experimente veľmi ťažko identifikovateľné kvôli veľkému signálu z pozadia. Naopak veľmi dobre sa dajú identifikovať rozpady  $H \rightarrow \gamma\gamma$  a  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ .

Oba experimenty prezentovali 4. júla 2012 svoje výsledky založené na dátach zozbieraných v roku 2011 a 2012 so strednou energiou zrážok  $\sqrt{s} = 7$  TeV a  $\sqrt{s} = 8$  TeV.



Obr. 1.5: Na obrázku je vynesovaný pomer  $\sigma/\sigma_{SMH}$ , kde  $\sigma_{SMH}$  je účinný prierez produkcie Higgsovho bosónu s hmotnosťou  $m_H$  tak ako ho predpovedá SM a  $\sigma$  je zmeraná hodnota účinného prierezu. V prípade spojitej čiary bolo meranie uskutočňované na dátach z experimentu CMS, v prípade prerušovanej čiary sa uskutočňovalo na dátach zo simulácie MC, v ktorej bola vypnutá produkcia Higgsovho bosónu [8].

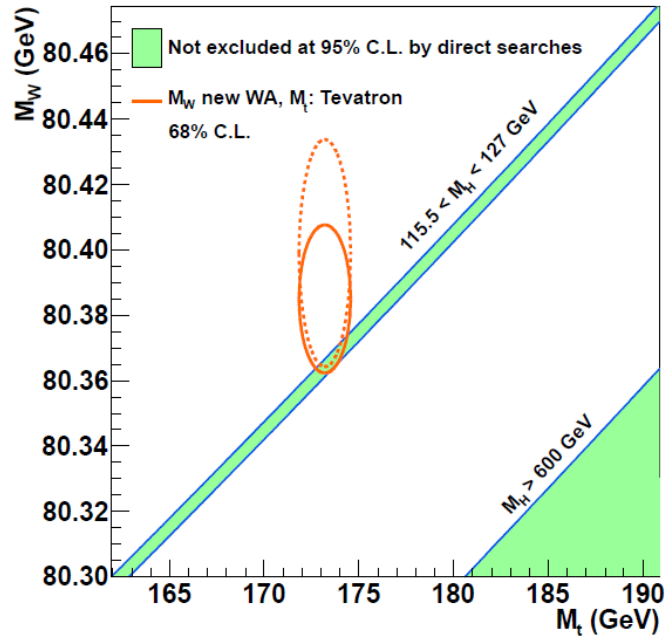
Experiment ATLAS vylúčil existenciu Higgsovho bosónu s hodnotou hmoty patriacou do intervalov 110 – 122.6 GeV a 129.7 – 558 GeV s 95% úrovňou vierohodnosti, a 110 – 121.8 GeV a 130.7 – 523 GeV s 99% úrovňou vierohodnosti. 4. júla 2012 ATLAS oznámil, že pozoruje vo svojich dátach novú časticu s hmotou blízko 126 GeV [7]. ATLAS prezentoval výsledky z rozpadov Higgsovho bosónu  $H \rightarrow \gamma\gamma$  a  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  ( $4e, 4\mu, 2e2\mu$ ). Na oboch kanáloch pozoruje nadbytok prípadov v intervale hmôt, ktorý nebol vylúčený predošlými meraniami. Kombináciou dát z týchto kanálov dostaneme maximum pozorovaných prípadov pri hmotnosti 126,5 GeV s lokálnym štatistickým významom  $5\sigma$ . Štatistický význam  $5\sigma$  znamená, že je šanca 1 ku 3,5 miliónom, že pozorovaný výsledok je dôsledkom štatistickej fluktuácie prípadov pozadia.

Experiment CMS určil intervaly hmoty, ktoré neobsahujú hodnotu hmoty Higgsovho bosónu ako 110 – 122.5 GeV a 127 – 600 GeV s 95% úrovňou viero-

hodnosti, a 110 – 112 GeV, 113 – 121.5 GeV a 128 – 600 GeV s 99% úrovní vierohodnosti. 4. júla 2012 CMS oznámil, že pozoruje vo svojich dátach nový bosón s hmotou blízko 125,3 GeV so štatistickým významom  $4.9\sigma$  [8]. CMS prezentoval výsledky z rozpadov Higgsovho bosónu  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^*$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ,  $VH \rightarrow Vb\bar{b}$  s  $V \rightarrow \ell\nu, \ell\ell, \nu\nu$ ,  $H \rightarrow \tau\tau$ .

Obr. 1.4 a Obr. 1.5 zobrazujú pomer zmeraného účinného prierezu a účinného prierezu predpovedaného SM v závislosti na hmote Higgsovho bosónu  $m_H$ , pre experimenty ATLAS a CMS. Spojitou čiarou je vynesenej tento pomer pre meranie uskutočňované na dátach z experimentu ATLAS a CMS v prípade Obr. 1.4 a Obr. 1.5. Prerušovanou čiarou je na oboch obrázkoch vynesenej táto závislosť pre meranie uskutočňované na dátach zo simulácie MC pre oba experimenty, kedy bola v oboch prípadoch zakázaná produkcia Higgsovho bosónu.

## 1.5 Nepriame merania



Obr. 1.6: Obrázok znázorňuje hmotu Higgsovho bosónu ako funkciu hmoty top kvarku a hmoty  $W$  bosónu. Zelené plochy označujú intervaly hmôt Higgsovho bosónu, ktoré nie sú experimentálne vylúčené s 95% vierohodnosťou [9].

Hmota Higgsovho bosónu môže byť na teoretickej úrovni odhadnutá nepriamo. Štandardný model predpovedá závislosť medzi hmotami  $W$  bosónu, top kvarku a Higgsovho bosónu. Keď poznáme hmoty dvoch z týchto častíc, hmotu tretej častice môžeme vypočítať.

Hmota top kvarku bola určená ako  $m_t = 173.5 \pm 0,6$  GeV [1]. Z výsledkov posledných meraní hmoty  $W$  bosónu na CDF a DØ na Tevatrone, ktoré boli zverejnené 18. apríla 2012 v referencii [9], dostávame hodnotu hmoty  $W$  bosónu  $m_W(\text{DØ}) = 80.375 \pm 0.023$  GeV a  $m_W(\text{CDF}) = 80.387 \pm 0.019$  GeV, ktoré keď skombinujeme s predchádzajúcimi meraniami na Tevatron, LEP a SLC dostaneme novú priemernú hodnotu hmoty  $W$  bosónu  $m_W = 80.385 \pm 0.015$  GeV [9].

Obr. 1.6 znázorňuje hmotu Higgsovho bosónu ako funkciu hmoty top kvarku a hmoty  $W$  bosónu. Diagonálne línie označujú intervaly hmôt Higgsovho bosónu, ktoré nie sú experimentálne vylúčené.

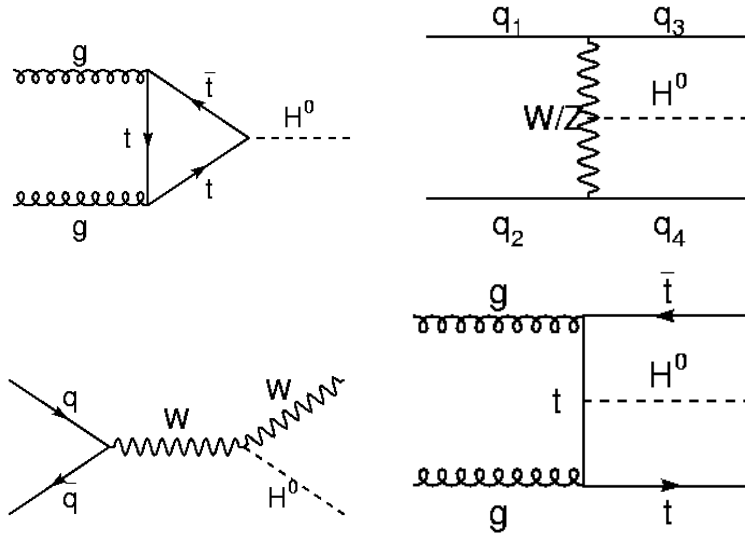
Nová hodnota hmoty  $W$  bosónu môže byť spolu s predchádzajúcimi meraniami na LEP, Tevatron a SLC použitá k nepriamemu určeniu hodnoty hmoty Higgsovho bosónu. Veľkosť hmoty Higgsovho bosónu určená nepriamo bola pred zverejnením posledných výsledkov merania hodnoty hmoty  $W$  bosónu  $92_{-26}^{+34}$  GeV, a po započítaní týchto výsledkov dostaneme  $m_H(\text{indirect}) = 94_{-24}^{+29}$  GeV [9].

Nepriamo určená hodnota hmoty Higgsovho bosónu  $m_H(\text{indirect}) = 94_{-24}^{+29}$  GeV súhlasí s najnovšími výsledkami z urýchľovača LHC, ktoré hovoria, že je pozorovaný nový bosón s hmotou blízkou 125 – 126 GeV, v rámci  $1.07\sigma$ .

# 2. Vznik a rozpad ľahkého Higgsovho bosónu

## 2.1 Vznik Higgsovho bosónu

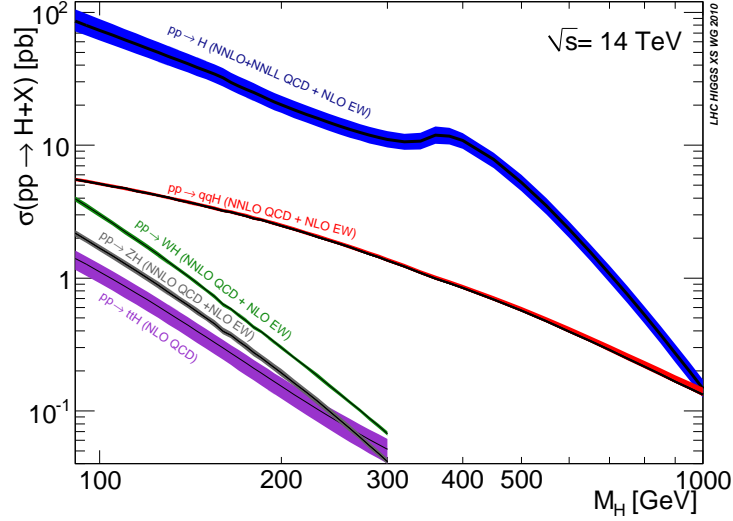
Na urýchľovači LEP vznikol Higgsov bosón procesom  $e^+e^- \rightarrow ZH$ , ktorý je znázornený na Obr. 1.2. Na hadrónových urýchľovačoch, akými sú LHC a Tevatron, sú najdôležitejšie procesy produkcie Higgsovho bosónu: fúzia gluónov  $gg \rightarrow H$  a fúzia vektorových bosónov  $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$ . Higgsov bosón môže na hadrónových urýchľovačoch vznikáť aj spoločne s vektorovými bosónmi  $q\bar{q} \rightarrow W/ZH$ , čo je obdoba  $e^+e^-$  interakcie, ktorá prebiehala na LEP, a tiež môže byť produkovaný spoločne s top kvarkom a jeho antičasticou  $gg \rightarrow t\bar{t}H$ . Tieto procesy sú znázornené Feynmanovými diagramami na Obr. 2.1, kde  $H^0$  je v texte označené ako  $H$  a reakcia  $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$  je na Obr. 2.1 označená ako  $q_1q_2 \rightarrow q_3q_4H^0$ .



Obr. 2.1: Feynmanove diagramy vzniku Higgsovho bosónu. Zľava do prava znázorňujú diagramy v prvom riadku vznik Higgsovho bosónu fúziou gluónov pomocou slučky vytvorenej top kvarkom a fúziou vektorových bosónov  $W$  alebo  $Z$ . V druhom riadku je vznik Higgsovho bosónu spolu s vektorovým bosónom  $W$  a vznik Higgsovho bosónu súčasne s top kvarkom a jeho antičasticou [10].

Vzhľadom na to, že gluóny sú častice s nulovou hmotou a ich priama väzba na Higgsov bosón nie je možná, ich fúzia prebieha pomocou slučky, ktorú vytvorí virtuálna častica. Pri fúzii gluónov tvorí slučku top kvark, pretože ako je uvedené v Podkapitole 2.2, má najväčší vetviaci pomer pri rozpade na Higgsov bosón.

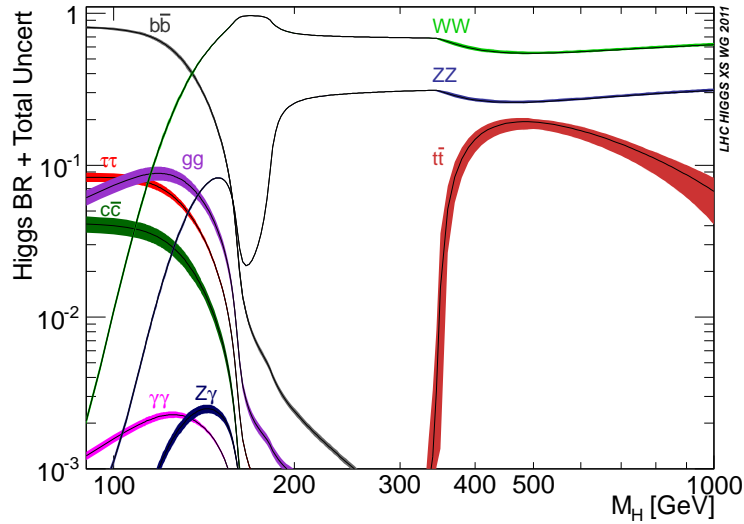
Obr. 2.2 znázorňuje účinný prierez vzniku Higgsovho bosónu na urýchľovači LHC ako funkciu hmoty Higgsovho bosónu pri energii zrážok  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Vidíme, že dominantný mechanizmus pri vzniku Higgsovho bosónu na LHC je fúzia gluónov v celom rozsahu hmôt Higgsovho bosónu.



Obr. 2.2: Účinný prierez vzniku Higgsovho bosónu ako funkcia hmoty Higgsovho bosónu. Farebné oblasti okolo spojitéch čiar znázorňujú chybu [11].

## 2.2 Rozpady Higgsovho bosónu

Pravdepodobnosť rozpadu Higgsovho bosónu na určité častice je známa ako vetviaci pomer. Obr. 2.3 zobrazuje vetviace pomery pre Higgsov bosón ako funkciu hmoty Higgsovho bosónu pre najvýznamnejšie rozpady SMHB.



Obr. 2.3: Vetviaci pomer Higgsovho bosónu ako funkcia hmoty Higgsovho bosónu. Farebné oblasti okolo spojitéch čiar znázorňujú chybu [11].

Ako vidíme na Obr. 2.3, pre hodnotu hmoty Higgsovho bosónu menšiu ako 125 GeV dominuje rozpad na pár fermiónov, z ktorých má rozpad  $H \rightarrow b\bar{b}$  najväčší vetviaci pomer, ale prebiehajú aj rozpady  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow c\bar{c}$  a  $H \rightarrow gg$ , ktoré sa pozorujú v menej ako 10% prípadov. Pre väčšie hmoty dominujú rozpady na páry intermediálnych bosónov  $H \rightarrow W^+W^-$  a  $H \rightarrow ZZ$ .

- $H \rightarrow f\bar{f}$

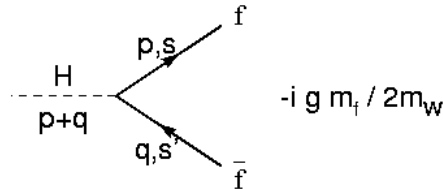
Rozpad Higgsovho bosónu na pár fermiónov je dominantný pri malých hmotách Higgsovho bosónu  $m_H \leq 125$  GeV. Interakcia Higgsovho bosónu s fermiónmi je úmerná hmote fermiónov  $m_f$  a nepriamo úmerná strednej vákbovej hodnote  $v$ , takže rozpadová šírka pri rozpade Higgsovho bosónu na pár fermiónov je úmerná

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) \sim \frac{m_f^2}{v^2} \quad (2.1)$$

Pri rozpade Higgsovho bosónu na pár fermiónov sa najčastejšie realizuje rozpad  $H \rightarrow b\bar{b}$ , ktorého vetviaci pomer tvorí viac ako 90% pri produkcii Higgsovho bosónu s malou hmotou. V tejto oblasti hmôt pozorujeme aj rozpad  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  a  $H \rightarrow c\bar{c}$ , ktoré majú približne o rád menšie vetviacie pomery.

Pri hmotách Higgsovho bosónu väčších ako  $2m_t \sim 350$  GeV sa objavuje ešte jeden rozpad na pár fermiónov a to  $H \rightarrow t\bar{t}$ .

Rozpad  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  je významný pri objavovaní Higgsovho bosónu v oblasti malých hmôt na LHC, pretože sa dá celkom dobre rozoznať signál od pozadia a vetviaci pomer je pomerne veľký. Najsľubnejší kanál je fúzia vektorových bosónov, kde dva bosóny  $W$ , vyžiarené prichádzajúcimi kvarkami, fúziou produkujú Higgsov bosón, ktorý sa ďalej rozpadá na dva tau leptóny. Rozpady  $H \rightarrow b\bar{b}$  a  $H \rightarrow c\bar{c}$  sa nepoužívajú pri hľadaní Higgsovho bosónu na LHC, pretože signál z týchto kanálov je zaťažovaný veľkým pozadím.



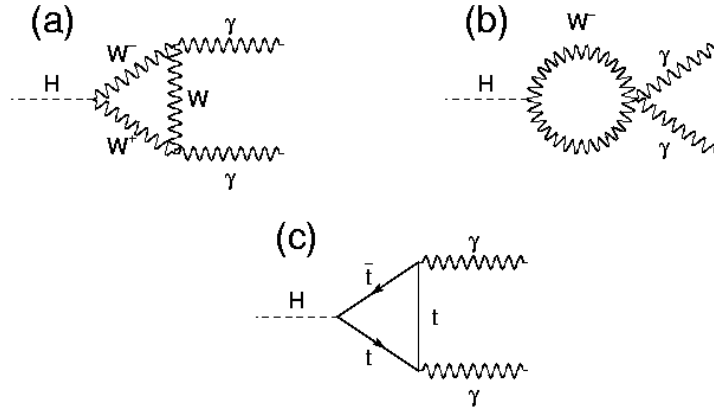
Obr. 2.4: Diagram popisuje rozpad Higgsovho bosónu na pár fermiónov  $f$  a  $\bar{f}$  so štvorhybnosťami  $p, q$  a spinmi  $s$  a  $s'$  [10].

- $H \rightarrow \gamma\gamma$  a  $H \rightarrow gg$

Na Obr. 2.3 vidíme, že pri hmotách Higgsovho bosónu  $m_H \leq 160$  GeV sa objavujú aj rozpady Higgsovho bosónu na nehmotné častice ako  $H \rightarrow \gamma\gamma$  a  $H \rightarrow gg$ .

Rozpady Higgsovho bosónu na nehmotné častice však neprebiehajú priamo, ale pomocou slučky, ktorú vytvorí virtuálny  $W$  bosón alebo top kvark. Tento proces je znázornený na Obr. 2.5, kde vidíme možné Feynmanove diagramy pre rozpad Higgsovho bosónu na pár fotónov cez slučku vytvorenú virtuálnym bosónom  $W$  (a) a (b) a top kvarkom (c).

Rozpad  $H \rightarrow \gamma\gamma$  je považovaný za významný kanál na LHC pre hľadanie Higgsovho bosónu s hmotou z intervalu 100 - 150 GeV aj napriek jeho malému vetviacemu pomeru, pretože pri tomto rozpade sa dá dobre rozlíšiť signál od pozadia.



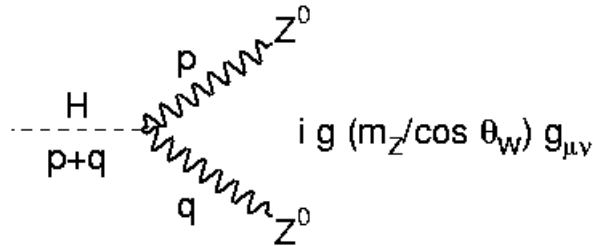
Obr. 2.5: Rozpad Higgsovho bosónu na pár fotónov pomocou slučky vytvorenej virtuálnym  $W$  bosónom (a) a (b) a top kvarkom (c) [10].

- $H \rightarrow ZZ^{(*)}$

Pre hmoty Higgsovho bosónu menšie ako  $2m_Z$  uvažujme rozpad Higgsovho bosónu na pár  $Z$  bosónov, z ktorých jeden nie je na svojej hmotovej šupke,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ . Symbol  $\ell$  označuje elektrón ( $e$ ) alebo mión ( $\mu$ ) a pri tomto rozpade dostávame finálne stavy s  $2e + 2\mu$ ,  $4e$  a  $4\mu$ . Vetviaci pomer je väčší ako v prípade  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .

Pri hmote Higgsovho bosónu väčšej ako  $2m_Z$  pozorujeme rozpad na dva reálne  $Z$  bosóny  $H \rightarrow ZZ$ , kde sa pár  $Z$  bosónov ďalej rozpadá na  $llll$ ,  $ll\nu\bar{\nu}$ ,  $llq\bar{q}$ .

Rozpad Higgsovho bosónu na dva  $Z$  bosóny je znázornený na Obr. 2.6, kde  $Z^0$  je označenie pre  $Z$  bosón.



Obr. 2.6: Rozpad Higgsovho bosónu na pár intermediálnych bosónov  $Z^0$  so štvorhybnosťami  $p$ ,  $q$  [10].

- $H \rightarrow WW^{(*)}$

Pre hmoty Higgsovho bosónu  $m_H \geq 125$  GeV sa Higgsov bosón rozpadá najmä na pár bosónov  $WW^*$ , z ktorých je jeden  $W$  bosón virtuálny. Pre hmoty  $m_H \geq 2m_W$  dominuje rozpad na reálne bosóny  $W$ , ktoré sa ďalej rozpadajú na  $lvlv$  a  $lvq\bar{q}$ . Rozpad  $H \rightarrow WW$  má pre hmoty  $m_H \geq 125$  GeV najväčší vetviaci pomer. Práve rozpadom  $H \rightarrow WW^{(*)}$  sa budeme ďalej zaoberať.

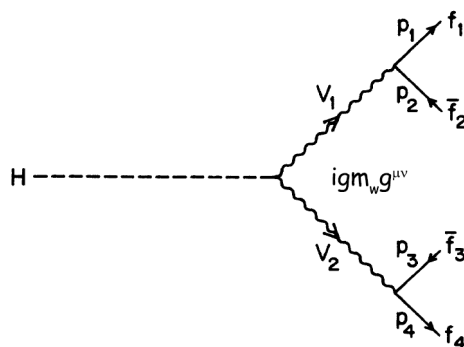
# 3. Rozpad Higgsovho bosónu na $WW^{(*)}$

Rozpadová šírka Higgsovho bosónu je úmerná kvadrátu maticového elementu  $|\mathcal{M}|^2$  a fázovému objemu  $\Phi$

$$\Gamma \sim |\mathcal{M}|^2 \Phi \quad (3.1)$$

Obr. 3.1 zobrazuje Feynmanov diagram pre rozpad Higgsovho bosónu na dva vektorové bosóny  $V_1$  a  $V_2$ , ktoré sa ďalej rozpadajú na fermiónové páry, ktoré nie sú totožné

$$H \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(\bar{f}_3 f_4) \quad (3.2)$$



Obr. 3.1: Feynmanov diagram pre rozpad Higgsovho bosónu na dva virtuálne vektorové bosóny [12].

V našej práci sa bližšie zaoberáme rozpadom Higgsovho bosónu s hmotou  $m_H = 125$  GeV. Pre túto hodnotu hmoty Higgsovho bosónu je možné priblíženie, kedy považujeme fermióny za častice s nulovou hmotou.

## 3.1 Maticový element

Všeobecne má kvadrát maticového elementu pre rozpad znázornený na Obr. 3.1, kde uvažujeme nehmotné fermióny, tvar [12]

$$|\mathcal{M}|^2 = (G_1 p_1 \cdot p_4 p_2 \cdot p_3 + G_2 p_1 \cdot p_3 p_2 \cdot p_4) \text{BW}(m_{W^+}, m_{W^-}), \quad (3.3)$$

kde

$$G_1 = (g_{1L})^2 (g_{2L})^2 + (g_{1R})^2 (g_{2R})^2 \quad (3.4)$$

$$G_2 = (g_{1L})^2 (g_{2R})^2 + (g_{2L})^2 (g_{1R})^2 \quad (3.5)$$

a pre  $i \in \{1, 2\}$

$$g_{iL,R} = g_{iV} \mp g_{iA} \quad (3.6)$$

V rovnici 3.3  $BW(m_{W^+}, m_{W^-})$  označuje Breit-Wignerovo rozdelenie, ktoré vyjadruje pravdepodobnostné rozdelenie hmôt bosónov  $W^+$  a  $W^-$

$$BW(m_{W^+}, m_{W^-}) \sim \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2}, \quad (3.7)$$

kde  $m_W$  a  $\Gamma_W$  sú hmota a rozpadová šírka  $W$  bosónu, ktorých experimentálne určené hodnoty sú  $m_W = 80.385 \pm 0.015$  GeV a  $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042$  GeV [1].

V rovniciach 3.4, 3.5 a 3.6 označujú  $g_{iL}$  a  $g_{iR}$  väzbové konštanty pre ľavotočivé a pravotočivé fermiónové polia  $\psi_L$  a  $\psi_R$ , ktoré sú dané výrazom

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \quad (3.8)$$

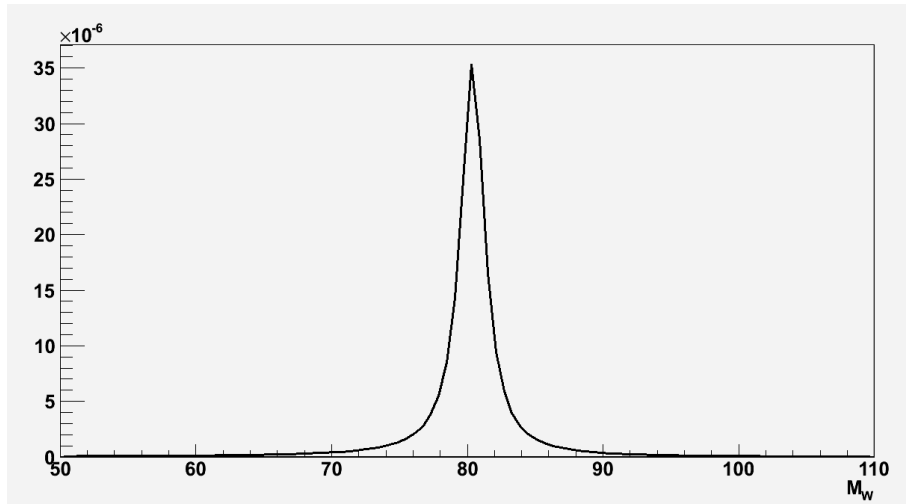
$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi, \quad (3.9)$$

kde

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

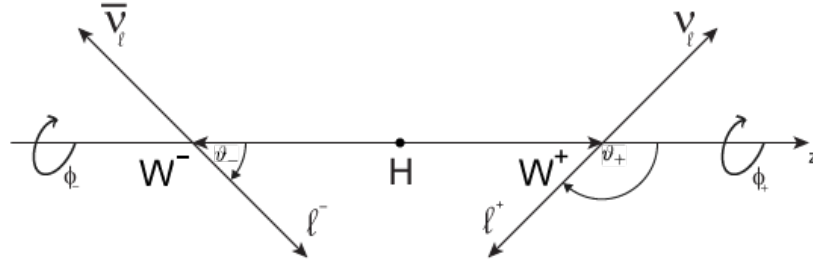
a  $\gamma^\mu$  s  $\mu \in \{0, 1, 2, 3\}$  sú Diracove matice v Diracovej bázi.

Na Obr. 3.2 je znázornené Breit-Wignerovo rozdelenie hmoty bosónu  $W$ . Keby neboli hmoty bosónov  $W$  korelované, tak by pre akúkoľvek hmotu Higgsovho bosónu bolo rozdelenie hmotnosti  $W$  bosónov, na ktoré sa rozpadá, dané súčynom dvoch Breit-Wignerových rozdelení. Hmoty  $W$  bosónov však nie sú nezávislé, a tak pre hmotu Higgsovho bosónu  $m_H = 125$  GeV toto rozdelenie neplatí kvôli zákonu zachovania energie.



Obr. 3.2: Breit-Wignerovo rozdelenie hmoty bosónu  $W$ .

### 3.2 Rozpad Higgsovho bosónu $H \rightarrow W^+W^-$ s následným rozpadom $W^+W^- \rightarrow (\ell^+\nu_\ell)(\ell^-\bar{\nu}_\ell)$



Obr. 3.3: Rozpad Higgsovho bosónu na dva intermediálne bosóny  $W^+$  a  $W^-$ , ktoré sa ďalej rozpadajú na pár antileptón - neutríno a leptón - antineutríno, znázornený v kludovom systéme Higgsovho bosónu.

V našom prípade uvažujeme rozpad Higgsovho bosónu na pár intermediálnych bosónov  $W^-$  a  $W^+$ , ktoré sú na Obr. 3.1 označené ako  $V_1$  a  $V_2$ . Rozpadom  $W^-$  bosónu vzniká leptón  $\ell^-$  a antineutríno  $\bar{\nu}_\ell$ , na Obr. 3.1 označené ako  $f_1$  a  $\bar{f}_2$ .  $W^+$  bosón sa rozpadá na antileptón  $\ell^+$  a neutríno  $\nu_\ell$ , tie sú na Obr. 3.1 označené ako  $\bar{f}_3$  a  $f_4$ . Tento rozpad je znázornený na Obr. 3.3, kde je naznačené aj ako sme zaviedli označenie rozpadových uhlov  $\vartheta_\pm$  a  $\phi_\pm$ . Uhly  $\vartheta_+$  a  $\phi_+$ ,  $\vartheta_-$  a  $\phi_-$  sú definované v kludovom systéme bosónov  $W^+$ ,  $W^-$ .

$$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow (\ell^+\nu_\ell)(\ell^-\bar{\nu}_\ell) \quad (3.11)$$

Všeobecný tvar kvadrátu maticového elementu sa pre rozpad 3.11 zjednoduší, pretože v tomto prípade sú konštanty  $g_{iV}$  a  $g_{iA}$  pre  $i \in \{1, 2\}$  rovné

$$g_{iV} = -g_{iA} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \quad (3.12)$$

a po ich dosadení do 3.6 dostaneme

$$g_{iL} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.13)$$

$$g_{iR} = 0 \quad (3.14)$$

a rovnice 3.4 a 3.5 sa zjednodušia na tvar

$$G_1 = \frac{1}{4} \quad (3.15)$$

$$G_2 = 0 \quad (3.16)$$

Pre náš prípad tak dostávame kvadrát maticového elementu v tvare

$$|\mathcal{M}|^2 = G_1 p_1 \cdot p_4 p_2 \cdot p_3 \text{ BW}(m_{W^+}, m_{W^-}), \quad (3.17)$$

kde  $p_i$  s  $i \in \{1, 2, 3, 4\}$  sú štvorhybnosti dané výrazmi

$$p_1 = (E_-, \vec{P}_-) \quad (3.18)$$

$$p_2 = (E_{\nu-}, \vec{P}_{\nu-}) \quad (3.19)$$

$$p_3 = (E_+, \vec{P}_+) \quad (3.20)$$

$$p_4 = (E_{\nu+}, \vec{P}_{\nu+}) \quad (3.21)$$

Energia a hybnosť leptónov, ktoré vzniknú rozpadom  $W^+$  a  $W^-$ , sú v kľudovom systéme bosónov  $W^+$  a  $W^-$  rovné

$$e_+ = \frac{m_{W^+}}{2} \quad (3.22)$$

$$\vec{p}_+ = \frac{m_{W^+}}{2} (\sin \vartheta_+ \cos \phi_+; \sin \vartheta_+ \sin \phi_+; \cos \vartheta_+) \quad (3.23)$$

$$e_- = \frac{m_{W^-}}{2} \quad (3.24)$$

$$\vec{p}_- = \frac{m_{W^-}}{2} (\sin \vartheta_- \cos \phi_-; \sin \vartheta_- \sin \phi_-; \cos \vartheta_-) \quad (3.25)$$

Energia a hybnosť neutrín, ktoré vzniknú rozpadom  $W^+$  a  $W^-$ , sú v kľudovom systéme bosónov  $W^+$  a  $W^-$  rovné

$$e_{\nu+} = \frac{m_{W^+}}{2} \quad (3.26)$$

$$\vec{p}_{\nu+} = \frac{m_{W^+}}{2} (-\sin \vartheta_+ \cos \phi_+; -\sin \vartheta_+ \sin \phi_+; -\cos \vartheta_+) \quad (3.27)$$

$$e_{\nu-} = \frac{m_{W^-}}{2} \quad (3.28)$$

$$\vec{p}_{\nu-} = \frac{m_{W^-}}{2} (-\sin \vartheta_- \cos \phi_-; -\sin \vartheta_- \sin \phi_-; -\cos \vartheta_-) \quad (3.29)$$

a po transformácii do kľudového systému Higgsovho bosónu majú tvar

$$E_+ = \gamma_+ \left( \frac{m_{W^+}}{2} + \beta_+ \frac{m_{W^+}}{2} \cos \vartheta_+ \right) = \frac{m_{W^+}}{2} \gamma_+ (1 + \beta_+ \cos \vartheta_+) \quad (3.30)$$

$$\vec{P}_+ = \frac{m_{W^+}}{2} (\sin \vartheta_+ \cos \phi_+; \sin \vartheta_+ \sin \phi_+; \gamma_+ (\cos \vartheta_+ + \beta_+)) \quad (3.31)$$

$$E_- = \gamma_- \left( \frac{m_{W^-}}{2} - \beta_- \frac{m_{W^-}}{2} \cos \vartheta_- \right) = \frac{m_{W^-}}{2} \gamma_- (1 - \beta_- \cos \vartheta_-) \quad (3.32)$$

$$\vec{P}_- = \frac{m_{W^-}}{2} (\sin \vartheta_- \cos \phi_-; \sin \vartheta_- \sin \phi_-; \gamma_- (\cos \vartheta_- - \beta_-)) \quad (3.33)$$

$$E_{\nu+} = \gamma_+ \left( \frac{m_{W^+}}{2} - \beta_+ \frac{m_{W^+}}{2} \cos \vartheta_+ \right) = \frac{m_{W^+}}{2} \gamma_+ (1 - \beta_+ \cos \vartheta_+) \quad (3.34)$$

$$\vec{P}_{\nu+} = \frac{m_{W^+}}{2} (-\sin \vartheta_+ \cos \phi_+; -\sin \vartheta_+ \sin \phi_+; \gamma_+ (-\cos \vartheta_+ + \beta_+)) \quad (3.35)$$

$$E_{\nu-} = \gamma_- \left( \frac{m_{W^-}}{2} + \beta_- \frac{m_{W^-}}{2} \cos \vartheta_- \right) = \frac{m_{W^-}}{2} \gamma_- (1 + \beta_- \cos \vartheta_-) \quad (3.36)$$

$$\vec{P}_{\nu-} = \frac{m_{W^-}}{2} (-\sin \vartheta_- \cos \phi_-; -\sin \vartheta_- \sin \phi_-; -\gamma_- (\cos \vartheta_- + \beta_-)) \quad (3.37)$$

kde

$$\gamma_+ = \frac{E_{W^+}}{m_{W^+}} = \frac{m_H^2 + m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2}{2m_{W^+}m_H} \quad (3.38)$$

$$\beta_+ = \frac{P_{W^+}}{E_{W^+}} = \frac{\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}}{m_H^2 + m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2} \quad (3.39)$$

$$\gamma_- = \frac{E_{W^-}}{m_{W^-}} = \frac{m_H^2 - m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2}{2m_{W^-}m_H} \quad (3.40)$$

$$\beta_- = \frac{P_{W^-}}{E_{W^-}} = \frac{\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}}{m_H^2 - m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2} \quad (3.41)$$

V klúdovom systéme  $H$  majú energie a hybnosti bosónov  $W^+$  a  $W^-$  tvar

$$E_{W^+} = \frac{m_H}{2} + \frac{m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2}{2m_H} \quad (3.42)$$

$$P_{W^+} = \frac{\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}}{2m_H} \quad (3.43)$$

$$E_{W^-} = \frac{m_H}{2} - \frac{m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2}{2m_H} \quad (3.44)$$

$$P_{W^-} = \frac{\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}}{2m_H} \quad (3.45)$$

Do rovnice 3.17 dosadíme výrazy 3.19-3.21 a 3.7, čím dostaneme

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_{W^+}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} (m_H^4 + m_{W^+}^4 + m_{W^-}^4) \sin^2 \vartheta_+ \sin^2 \vartheta_- + 2m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 (1 + 4 \cos \vartheta_+ \cos \vartheta_- + \cos^2 \vartheta_+ + \cos^2 \vartheta_- + \cos^2 \vartheta_+ \cos^2 \vartheta_-) - 2m_H^2 (m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2) \sin^2 \vartheta_+ \sin^2 \vartheta_- - 4m_{W^+} m_{W^-} (m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2 - m_H^2) (1 + \cos \vartheta_+ \cos \vartheta_-) \sin \vartheta_+ \sin \vartheta_- \cos(\phi_+ - \phi_-) + 4m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 \sin^2 \vartheta_+ \sin^2 \vartheta_- \cos^2(\phi_+ - \phi_-) \quad (3.46)$$

### 3.3 Fázový objem

Pre skúmaný rozpad Higgsovho bosónu na pár intermediálnych bosónov  $W^+$  a  $W^-$ , ktoré sa ďalej rozpadajú na dva nabité leptóny, neutríno a antineutríno, má diferenciálny fázový objem tvar

$$\frac{d\Phi}{dm_{W^+} dm_{W^-} d\cos \vartheta_+ d\cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \sim \Phi_2(m_H \rightarrow m_{W^+} + m_{W^-}) \cdot \frac{d\Phi_2(m_{W^+} \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell)}{d\cos \vartheta_+ d\phi_+} \cdot \frac{d\Phi_2(m_{W^-} \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell)}{d\cos \vartheta_- d\phi_-} m_{W^+} m_{W^-}, \quad (3.47)$$

kde  $\Phi_2(m_H \rightarrow m_{W^+} m_{W^-})$  je dvojčasticový fázový objem rozpadu Higgsovho bosónu na pár bosónov  $W^+$  a  $W^-$ , pre ktorý platí

$$\Phi_2(m_H \rightarrow m_{W^+} + m_{W^-}) = \frac{P_{W^\pm}}{m_H}, \quad (3.48)$$

pričom  $P_{W^\pm}$  je hybnosť bosónov  $W^\pm$  v kľudovom systéme Higgsovho bosónu. Pre dvojčasticové fázové objemy rozpadu bosónu  $W^+$  na pár antileptón - neutríno a  $W^-$  na pár leptón - antineutríno platí

$$\frac{d\Phi_2(m_{W^+} \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell)}{d \cos \vartheta_+ d\phi_+} = \text{const.} \quad (3.49)$$

$$\frac{d\Phi_2(m_{W^-} \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell)}{d \cos \vartheta_- d\phi_-} = \text{const.} \quad (3.50)$$

Diferenciálny fázový objem má v našom prípade tvar

$$\frac{d\Phi}{dm_{W^+} dm_{W^-} d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \sim \frac{P_{W^\pm}}{m_H} m_{W^+} m_{W^-} \quad (3.51)$$

a po dosadení za  $P_{W^\pm}$  z rovnice 3.44 alebo 3.45 dostaneme

$$\frac{d\Phi}{dm_{W^+} dm_{W^-} d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \sim \frac{m_{W^+} m_{W^-}}{m_H^2 \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}} \quad (3.52)$$

### 3.4 Rozpadová šírka Higgsovho bosónu

Do nasledujúceho výrazu pre diferenciálnu rozpadovú šírku

$$\frac{d\Gamma}{dm_{W^+} dm_{W^-} d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \sim |\mathcal{M}|^2 \frac{d\Phi}{dm_{W^+} dm_{W^-} d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \quad (3.53)$$

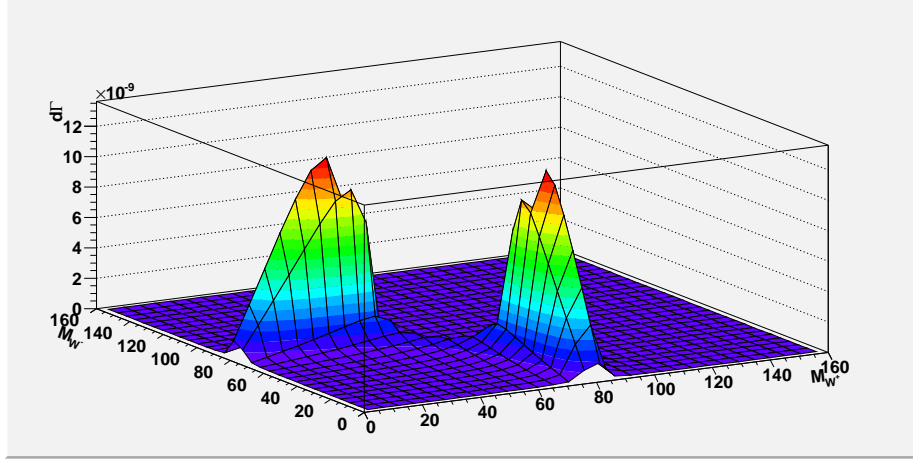
najskôr dosadíme kvadrát triviálneho maticového elementu (Breit-Wignerovo rozdelenie)

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \quad (3.54)$$

a výraz 3.52 pre diferenciálny fázový objem, a dostávame

$$\frac{d\Gamma}{dm_{W^+} dm_{W^-} d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_- d\phi_+ d\phi_-} \sim \frac{1}{m_H^2} \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{m_{W^+} m_{W^-}}{\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2}} \quad (3.55)$$

Pre hmotu Higgsovho bosónu  $m_H = 125$  GeV je na Obr. 3.4 graficky znázornená závislosť z výrazu 3.55. Tu vidíme, že jeden z  $W$  bosónov má hmotu blízku 80 GeV a druhý  $W$  bosón má menšiu hmotu. Člen fázového objemu zredukoval Breit-Wignerovo rozdelenie tak, aby platil zákon zachovania energie.



Obr. 3.4: Dve Breit-Wignerove rozdelenia hmoty bosónov  $W^+$  a  $W^-$  spolu s fázovým priestorom pre hmotu Higgsovho bosónu  $m_H = 125$  GeV.

Ďalej, podobne ako v predchádzajúcom prípade, vypočítame diferenciálnu rozpadovú šírku pre úplný maticový element (výraz 3.46)

$$\begin{aligned}
& \frac{d\Gamma}{dm_{W^+} dm_{W^-} d\cos\vartheta_+ d\cos\vartheta_- d(\phi_+ - \phi_-)} \sim m_{W^+} m_{W^-} \\
& \frac{1}{m_H^2 (m_{W^+}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \\
& \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \\
& ((m_H^4 + m_{W^+}^4 + m_{W^-}^4) \sin^2\vartheta_+ \sin^2\vartheta_- + 2m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 \\
& (1 + 4\cos\vartheta_+ \cos\vartheta_- + \cos^2\vartheta_+ + \cos^2\vartheta_- + \cos^2\vartheta_+ \cos^2\vartheta_-) - \\
& 2m_H^2 (m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2) \sin^2\vartheta_+ \sin^2\vartheta_- - 4m_{W^+} m_{W^-} (m_{W^+}^2 + \\
& m_{W^-}^2 - m_H^2) (1 + \cos\vartheta_+ \cos\vartheta_-) \sin\vartheta_+ \sin\vartheta_- \cos(\phi_+ - \phi_-) + \\
& 4m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 \sin^2\vartheta_+ \sin^2\vartheta_- \cos^2(\phi_+ - \phi_-)) \quad (3.56)
\end{aligned}$$

### 3.5 Rozdelenie hmôt bosónov $W^+$ a $W^-$

V práci najskôr skúmame rozdelenie hmôt bosónov  $W^+$  a  $W^-$ . Za tým účelom zintegrujeme výraz 3.56 cez uhlové premenné.

Integráciou cez  $\cos \vartheta_+$  a  $\cos \vartheta_-$  dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dm_{W^+} dm_{W^-} d(\phi_+ - \phi_-)} &\sim \frac{1}{m_H^2} \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \\ &\frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_{W^+}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} m_{W^+} m_{W^-} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2} \\ &\sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} (9m_{W^+} m_{W^-} (m_H^2 - m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2) \\ &\pi^2 \cos(\phi_+ - \phi_-) + 16(m_H^4 + m_{W^+}^4 + m_{W^-}^4 + 10m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 - \\ &2m_H^2 (m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2) + 2m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 \cos(2(\phi_+ - \phi_-)))) \end{aligned} \quad (3.57)$$

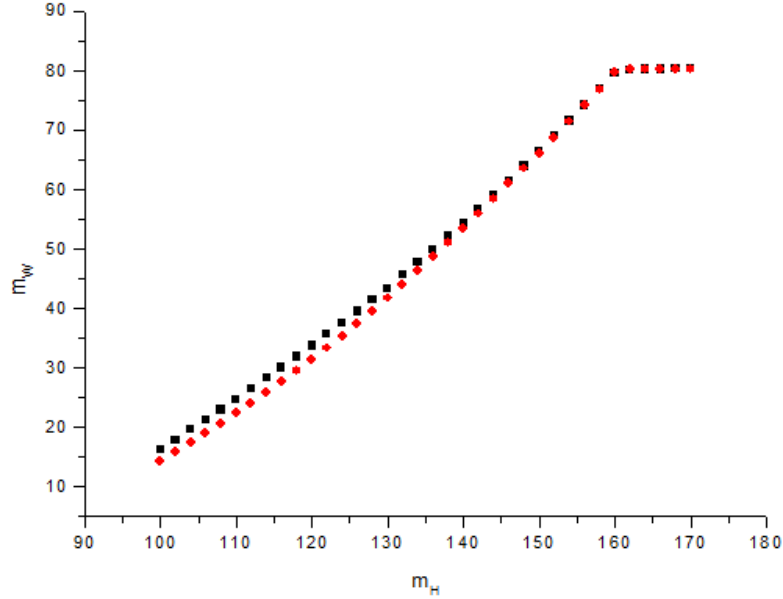
Ďalej integrujeme výraz 3.57 cez uhol  $(\phi_+ - \phi_-)$  a dostávame

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dm_{W^+} dm_{W^-}} &\sim \frac{1}{(m_{W^+}^2 - m_{W^-}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \frac{1}{(m_{W^-}^2 - m_{W^+}^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} \\ &\frac{1}{m_H^2} m_{W^+} m_{W^-} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} - m_{W^-})^2} \sqrt{m_H^2 - (m_{W^+} + m_{W^-})^2} \\ &\pi (m_H^4 + m_{W^+}^4 + m_{W^-}^4 + 10m_{W^+}^2 m_{W^-}^2 - 2m_H^2 (m_{W^+}^2 + m_{W^-}^2)) \end{aligned} \quad (3.58)$$

Do výrazu 3.58 a 3.55 dosadíme tabuľkové hodnoty pre hmotu  $W$  bosónu a jeho rozpadovú šírku  $m_W = 80.385$  GeV a  $\Gamma_W = 2.085$  GeV [1]. Hľadáme extrémny týchto výrazov, teda aké sú najpravdepodobnejšie hmoty bosónov  $W^+$  a  $W^-$ , v závislosti na hmote Higgosvho bosónu  $m_H$ .

Najpravdepodobnejšie hmoty bosónov  $W^+$  a  $W^-$  vypočítané pre triviálny maticový element (výraz 3.54) a pre úplný maticový element (výraz 3.46) sú uvedené v Tabuľke 3.1. Tu vidíme, že hodnoty hmôt  $W$  bosónu blízke hodnote  $m_W = 80.385$  GeV vypočítané oboma spôsobmi sa odlišujú len málo. Väčšie odchýlky vidíme pri hmotách vypočítaných pre druhý  $W$  bosón, ktoré sú menšie ako  $m_W$  - tieto výsledky sú graficky znázornené na Obr. 3.5.

V Tabuľke 3.1 je hmota  $W$  bosónu blízka tabuľkovej hodnote  $m_W$  označená ako  $m_{W^-}$ , teda nadobúda ju  $W^-$  bosón a menšia hmota ako  $m_{W^+}$ , tú nadobúda  $W^+$  bosón. Samozrejme existuje aj druhé riešenie, kedy hmotu blízku  $m_W$  nadobúda  $W^+$  bosón a menšiu hmotu nadobúda  $W^-$  bosón.



Obr. 3.5: Hodnoty hmôt  $W$  bosónu s hmotou menšou ako  $m_W$ , vypočítané pre triviálny maticový element (červená) a pre úplný maticový element (čierna).

### 3.6 Skúmanie uhlového rozdelenia leptónov

Vyberieme hmotu Higgsovho bosónu  $m_H = 125$  GeV a do výrazu 3.56 dosadíme vypočítané najpravdepodobnejšie hmoty bosónov  $W^+$  a  $W^-$  pre úplný maticový element,  $m_{W^-} = 80.344$  GeV a  $m_{W^+} = 38.602$  GeV. Výraz zintegrujeme cez  $\cos \vartheta_+$  a  $\cos \vartheta_-$

$$\frac{d\Gamma}{d(\phi_+ - \phi_-)} \sim 1 + 0.97 \cos(\phi_+ - \phi_-) + 0.14 \cos(2(\phi_+ - \phi_-)) \quad (3.59)$$

a cez uhol  $(\phi_+ - \phi_-)$

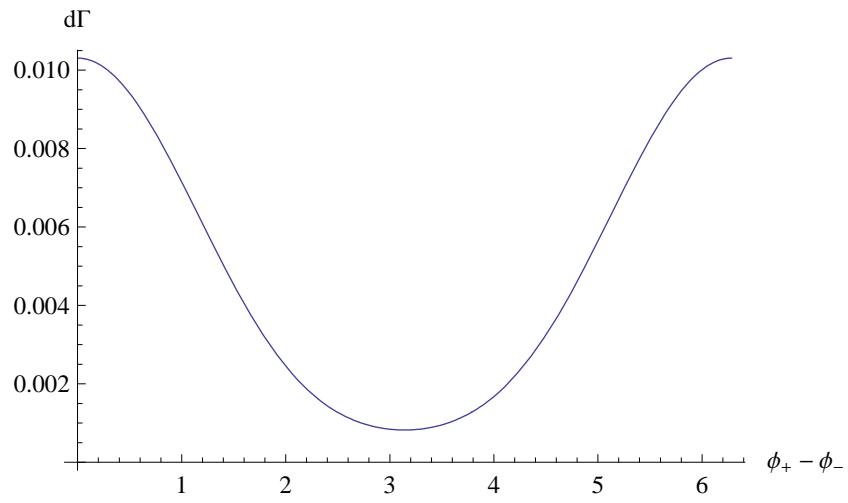
$$\frac{d\Gamma}{d \cos \vartheta_+ d \cos \vartheta_-} \sim 1 + 0.98 \cos \vartheta_+ \cos \vartheta_- - 0.51 (\cos^2 \vartheta_+ + \cos^2 \vartheta_-) + \cos^2 \vartheta_+ \cos^2 \vartheta_- \quad (3.60)$$

Tieto výrazy sú graficky znázornené na Obr. 3.6 a Obr. 3.7.

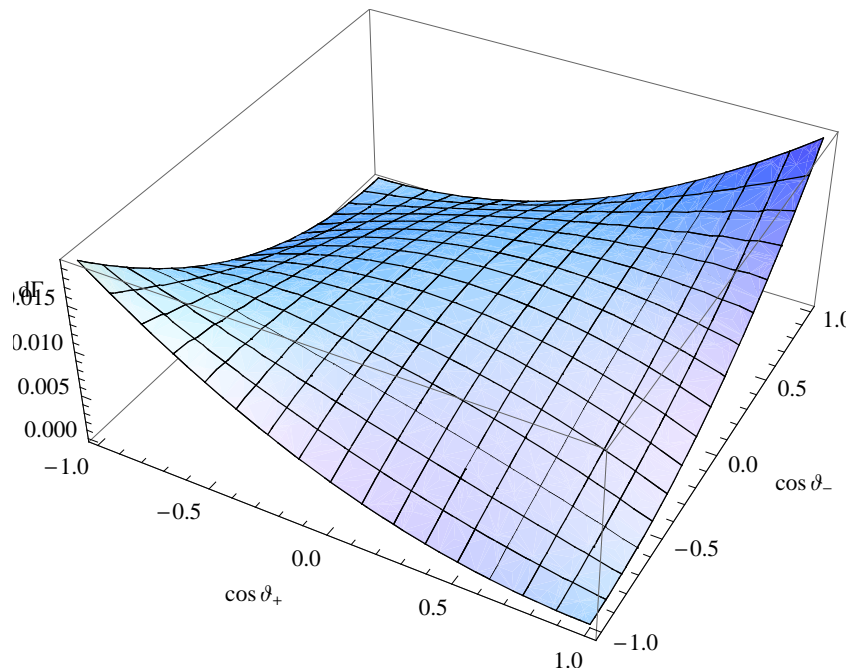
Obr. 3.6 znázorňuje pravdepodobnosť vyletenia leptónov  $\ell^+$  a  $\ell^-$  v rovinách, ktoré sú navzájom pod uhlom  $(\phi_+ - \phi_-)$ . Ako vidíme, najpravdepodobnejšie je, že leptóny vyletia v rovinách, ktoré zvierajú uhol 0. Naopak najmenšia pravdepodobnosť je, že leptóny vyletia v rovinách, ktoré zvierajú uhol  $\pi$ .

Obr. 3.7 znázorňuje rozdelenie pravdepodobnosti vyletenia leptónov v závislosti na  $\cos \vartheta_+$  a  $\cos \vartheta_-$ . Vidíme, že najväčšia pravdepodobnosť je v prípade, keď sú oba kosíny rovné hodnote  $+1$  alebo  $-1$ . Najmenšia pravdepodobnosť nastáva v prípade, kedy je jeden z kosínov rovný  $+1$  a druhý  $-1$ . To znamená, že s najväčšou pravdepodobnosťou vyletia oba leptóny rovnakým smerom a najmenšia pravdepodobnosť je, že vyletia opačnými smermi.

Korelácie uhlových rozdelení leptónov, znázornené na Obr. 3.6 a Obr. 3.7, sú dôsledkom V-A charakteristiky slabých nabitých prúdov a veľkosti spinu Higgsovho bosónu  $S_H = 0$ .



Obr. 3.6: Rozdelenie pravdepodobnosti vyletenia leptónov  $\ell^+$  a  $\ell^-$  v závislosti na uhle ( $\phi_+ - \phi_-$ ).



Obr. 3.7: Rozdelenie pravdepodobnosti vyletenia leptónov  $\ell^+$  a  $\ell^-$  v závislosti na  $\cos \vartheta_+$  a  $\cos \vartheta_-$ .

Tabuľka 3.1: Najpravdepodobnejšie hmoty  $m_{W^+}$  a  $m_{W^-}$  bosónov  $W^+$  a  $W^-$ , vypočítané pre triviálny maticový element (druhý a tretí stĺpec) a pre úplný maticový element (štvrtý a piaty stĺpec).

$m_H$	$m_{W^+}$	$m_{W^-}$	$m_{W^+}$	$m_{W^-}$
100	14.32	80.32	16.27	80.29
102	15.87	80.32	17.94	80.30
104	17.44	80.33	19.62	80.31
106	19.05	80.33	21.32	80.32
108	20.69	80.34	23.03	80.32
110	22.38	80.34	24.77	80.33
112	24.10	80.34	26.52	80.33
114	25.87	80.35	28.30	80.33
116	27.68	80.35	30.12	80.34
118	29.54	80.35	31.94	80.34
120	31.45	80.35	33.80	80.34
122	33.41	80.35	35.69	80.34
124	35.43	80.35	37.62	80.34
126	37.50	80.35	39.59	80.34
128	39.63	80.36	41.59	80.35
130	41.81	80.36	43.44	80.35
132	44.05	80.35	45.72	80.35
134	46.34	80.35	47.85	80.34
136	48.68	80.35	50.03	80.34
138	51.07	80.35	52.25	80.34
140	53.50	80.35	54.51	80.34
142	55.97	80.35	56.82	80.34
144	58.48	80.34	59.18	80.33
146	61.03	80.34	61.58	80.33
148	63.61	80.33	64.03	80.32
150	66.21	80.32	66.51	80.31
152	68.84	80.30	69.05	80.30
154	71.50	80.27	71.63	80.27
156	74.20	80.22	74.27	80.21
158	76.99	80.08	77.03	80.07
160	79.71	79.72	79.72	79.72
162	80.21	80.22	80.22	80.22
164	80.31	80.32	80.32	80.32
166	80.34	80.34	80.34	80.34
168	80.36	80.36	80.36	80.36
170	80.36	80.37	80.37	80.37

# Záver

V práci sme skúmali rozpad  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow (\ell^+\nu_\ell)(\ell^-\bar{\nu}_\ell)$  pre hmotu Higgsovo bosónu 125 GeV, najmä korelácie hmôt  $m_{W^+}$  a  $m_{W^-}$  intermediálnych bosónov  $W^+$  a  $W^-$  a uhlového rozdelenia leptónov. Použili sme maticový element z referencie [12] a fázový objem. Pre podprahovú hmotu Higgsovo bosónu  $m_H \leq 2m_W$  viedlo Breit-Wignerovo rozdelenie spolu s fázovým priestorom k tomu, že jeden z  $W$  bosónov má hmotu blízku  $m_W = 80.385$  GeV [1] a druhý  $W$  bosón má menšiu hmotu.

V práci sme skúmali túto vlastnosť pre triviálny maticový element a pre úplný maticový element. Zistili sme rozdiely medzi hmotami vypočítanými oboma metódami najmä v oblasti hmôt Higgsovo bosónu  $m_H \leq 135$  GeV, vid' Tabuľka 3.1. Na Obr. 3.5 sú vynesené hodnoty hmôt  $W$  bosónu s menšou hmotou, vypočítané oboma metódami.

Korelácie uhlových rozdelení leptónov, znázornené na Obr. 3.6 a Obr. 3.7, sú dôsledkom V-A charakteristiky slabých nabitých prúdov a veľkosti spinu Higgsovo bosónu  $S_H = 0$ .

Výsledky práce sú veľmi aktuálne vzhľadom k pozorovanému nadbytku prípadov pre Higgsov bosón s hmotou blízku 125-126 GeV [7] a [8].

# Zoznam použitej literatúry

- [1] <http://pdg.lbl.gov/>.
- [2] M. M. Kado and C. G. Tully, *The searches for Higgs bosons at LEP*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52** (2002) 65.
- [3] D. Rainwater, *Searching for the Higgs boson*, hep-ph/0702124v2 [hep-ex].
- [4] P. Teixeira-Dias: *Higgs boson searches at LEP*, J. Phys. Conf. Ser. **110** (2008) 042030, arXiv:0804.4146 [hep-ex].
- [5] TEVNP (Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group) and CDF and D0 Collaborations, *Combined CDF and D0 Search for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data*, arXiv:1203.3774 [hep-ex].
- [6] <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/>.
- [7] ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at LHV*, ATLAS/CONF/2012/093 (2012).
- [8] CMS Collaboration, *Observation of a new boson with a mass near 125 GeV*, CMS/PAS/HIG-12-020 (2012).
- [9] R. Lopes de Sa [CDF and D0 Collaboration], *Precise measurements of the W mass at the Tevatron and indirect constraints on the Higgs mass*, arXiv:1204.3260 [hep-ex].
- [10] <http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node6.html>
- [11] <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/HiggsTheoryPlots>
- [12] V. D. Barger, G. Bhattacharya, T. Han and B. A. Kniehl, *Intermediate mass Higgs boson at hadron supercolliders*, Phys. Rev. D **43** (1991) 779.
- [13] J. F. Gunion, H. E. Haber and S. Dawson, *The Higgs hunters guide*, Addison-Wesley, 1990.