

Vedecká rada Prírodovedeckej fakulty
Univerzity Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach

RNDr. Roman Lysák

Autoreferát dizertačnej práce

Určenie hmotnosti top kvarku

Na získanie vedecko-akademickej hodnosti *philosophiae doctor*
v odbore doktorandského štúdia:
11–24–9 Jadrová a subjadrová fyzika

Košice 2007

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Oddelení subjadrovej fyziky Ústavu experimentálnej fyziky Slovenskej akadémie vied v Košiciach.

Predkladateľ: RNDr. Roman Lysák
Oddelenie subjadrovej fyziky
Ústav experimentálnej fyziky SAV
040 01 Košice

Školiteľ: RNDr. Jaroslav Antoš, CSc.
Ústav experimentálnej fyziky SAV

Oponenti:
.....
.....

Autoreferát bol rozoslaný dňa

Obhajoba dizertačnej práce sa koná dňa

.....

pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce doktorandského štúdia vymenovanou dňa predsedom spoločnej odborovej komisie vo vednom odbore 11-24-9 Jadrová a subjadrová fyzika.

Predseda spoločnej odborovej komisie:

Prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.
FMFI UK, 842 48 Bratislava

1 Úvod

Štandardný Model (SM) je v súčasnosti teóriou, ktorá najlepšie popisuje tri (silnú, slabú, elektromagnetickú) zo štyroch nám doteraz známych interakcií pôsobiacich v prírode. Nepopisuje iba gravitáciu. Fundamentálnymi časticami SM je 6 leptónov a kvarkov, ku ktorým patrí aj top kvark. Tieto častice medzi sebou navzájom interagujú pomocou výmeny fotónov, gluónov alebo W^\pm a Z^0 bozónov.

Top kvark bol prvýkrát pozorovaný kolaboráciami CDF a DØ v zrážkach protónov s antiprotónmi ($p\bar{p}$) produkovaných na urýchlovači Tevatron vo Fermilab-e [1]. Počas naberania dát v rokoch 1992 až 1996 (tzv. Run I), CDF kolaborácia uskutočnila prvé merania vlastností top kvarku. Druhá séria naberania dát (Run II) začala v roku 2001, pričom množstvo dát uz niekoľkonásobne prekročilo množstvo dát z Run-u I, čo umožňuje presnejšie merania charakteristík top kvarku.

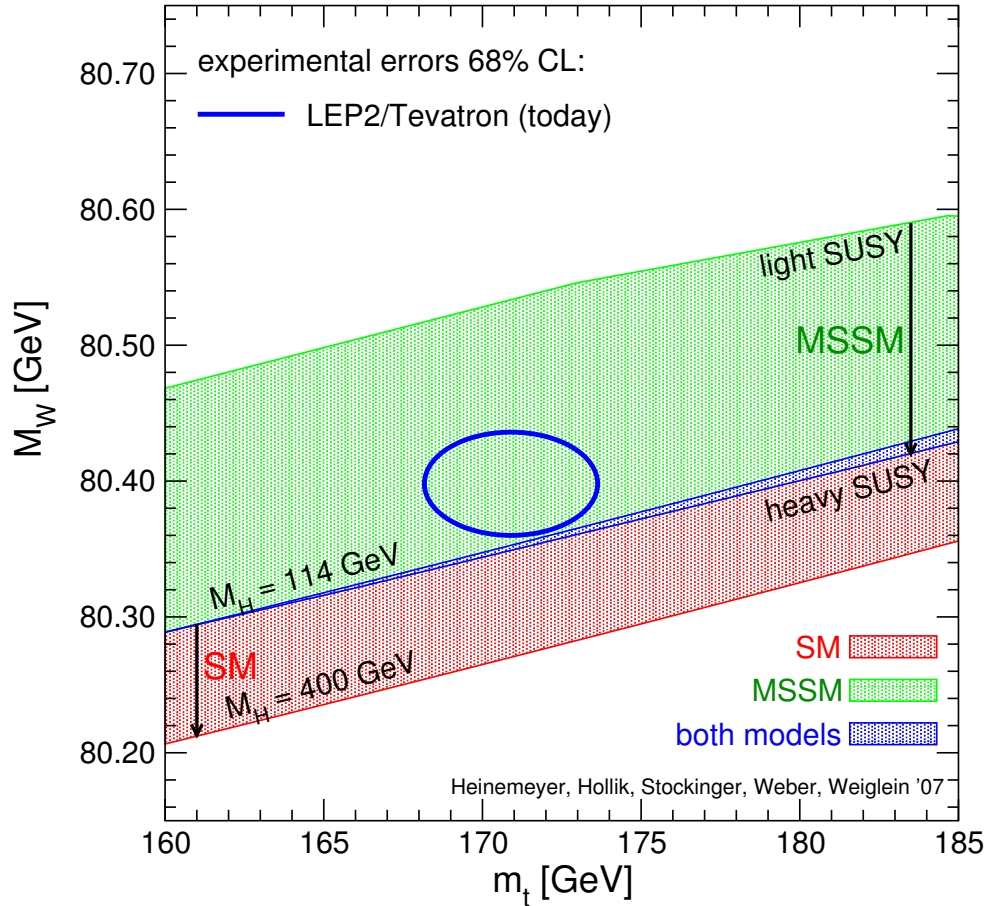
Hmotnosť top kvarku, tak ako aj všetkých ostatných kvarkov, nie je predpovedaná Štandardným Modelom, reprezentuje voľný parameter teórie, ktorý musí byť určený experimentálne. Merania na Tevatron-e (CDF a DØ) v sérii Run I určili hmotnosť top kvarku $178,0 \pm 4,3 \text{ GeV}/c^2$ [2], čo je približne 40-krát viac ako hmotnosť druhého najťažšieho kvarku – b kvarku. Následné veľké príspevky ku korekciám elektroslabých parametrov (v dôsledku kvarkových slučiek) pochádzajúce z tak ťažkého top kvarku umožňujú presné testovania SM. Konkrétne, presné zmeranie hmotnosti top kvarku, spojené s presným zmeraním hmotnosti W bozónu ¹, vedie k prísnejším obmedzeniam na hmotnosť doteraz neobjaveného Higgsovho bozónu [3] (viď obr. 1), ktorý je predpovedaný v rámci SM.

Na Tevatrone, v $p\bar{p}$ zrážkach pri energii v ťažiskovej sústave 1,96 TeV, sú top kvarky produkované hlavne v pároch $t\bar{t}$, a prevažne v dôsledku kvark-antikvark ($q\bar{q}$) anihilácie ($\sim 85\%$) (viď obr. 2). Kvôli veľkej šírke top kvark rezonancie a následne krátkej dobe života ($\sim 10^{-25}$ s) sa top kvark rozpadá predtým, než by mohla nastat' hadronizácia. V rámci SM sa top kvark rozpadá takmer výlučne na W bozón a b kvark. b kvark následne hadronizuje na spršku častíc („jet“), kým W bozón sa rozpadá buď na pár $q\bar{q}'$ alebo na nabitý leptón a jemu prislúchajúce neutríno ($\ell\nu$). Rozpady W bozónov preto určujú charakteristiky $t\bar{t}$ prípadov a následne stratégiu na selekciu takýchto prípadov.

Rozpadový kanál, kde sa obidva W bozóny rozpadajú na leptóny ² sa nazýva dvo-leptónový kanál. Hoci nastáva iba v $\sim 5\%$ $t\bar{t}$ prípadov, je najľahšie odlíšiteľný od iných procesov. Merania hmotnosti v ňom sú dôležité na to, aby zmenšili celkovú neurčitost' v hmotnosti top kvarku pri kombinácii viacerých meraní. Navyše, takéto meranie testuje konzistentnosť výsledkov dosiahnutých v iných rozpadových kanáloch. Keďže všetky

¹V texte nerobíme rozdiel medzi časticou a jej antičasticou. Obidve nazývame rovnako, podľa názvu častice.

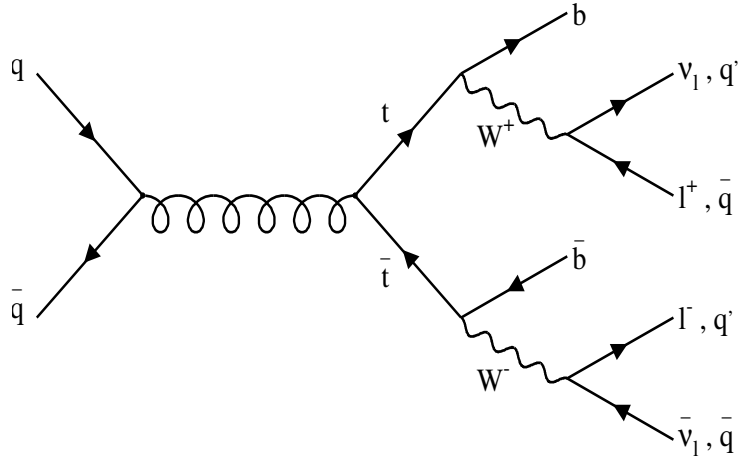
²Uvažujeme iba rozpady na elektróny alebo mióny.



Obrázok 1: Ohraničenia na hmotnosť Higgsovho bozónu na základe meraných hmotností W bozónu a top kvarku [4], a tiež v rámci rôznych modelov (SM a MSSM). Merania pochádzajú z Tevatron-u a LEP-u.

merania hmotnosti top kvarku predpokladajú vzorku dát pozostávajúcu z $t\bar{t}$ prípadov a prípadov pozadia zo Štandardného Modelu, ľubovolný nesúlad medzi nameranými hmotnosťami v rôznych kanáloch môže poukazovať na prítomnosť nových, dosiaľ neznámych fyzikálnych procesov.

Autoreferát pojednáva o meraní hmotnosti top kvarku v dvojleptónovom kanáli s použitím dát, ktoré boli získané pomocou detektora CDF Run II [5], pričom celková integrovaná svietivosť použitej vzorky dát bola 340 pb^{-1} . V analýze je rekonštruovaná jedna, reprezentatívna, hmotnosť top kvarku pre každý prípad s použitím predpokladu o kinematickej veličine, ktorou je pozdĺžna hybnosť $t\bar{t}$ systému na to, aby bolo možné kinematicky riešiť dvojleptónový rozpad. Rozdelenie rekonštruovanej hmotnosti top kvarku získané z dát je porovnané s rozdeleniami (šablónami) pochádzajúcimi zo simulovaných prípadov pre $t\bar{t}$ signál a pozadie. Metóda maximálnej vierohodnosti je použitá na určenie konečného odhadu hmotnosti top kvarku.



Obrázok 2: Rozpadový kanál $t\bar{t}$ produkcie.

1.1 Ciele práce

Cieľom dizertácie bolo:

- vylepšenie a optimalizovanie metódy merania hmotnosti top kvarku [6] (navrhnete počas série Run I CDF experimentu) na podmienky druhej série (Run II) naberania dát CDF experimentu
- uskutočniť meranie hmotnosti top kvarku, ktoré by podstatne vylepšilo neurčitost' v meraní hmotnosti top kvarku v dvojleptónovom kanáli zo série Run I.

2 Selekcia prípadov s $t\bar{t}$ produkciou

Významnými znakmi $t\bar{t}$ prípadov s dvojleptónovým koncovým stavom sú dva jety pochádzajúce z b kvarkov, dva vysokoenergetické leptóny a veľká chýbajúca energia (v dôsledku nepozorovaných neutrín) z W rozpadov a možnosť dodatočných jetov pochádzajúcich z vyžiarenia gluónov v počiatočnom alebo koncovom stave. Hlavnými procesmi pozadia k dvojleptónovým $t\bar{t}$ prípadom sú Drell-Yanove procesy ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$), produkcia W bozónu ($W \rightarrow \ell\nu$) s asociovanou produkciou aspoň troch jetov, kde jeden jet je chybné identifikovaný ako leptón (tieto prípady nazývame „FAKES“³ prípadmi), a tiež produkcia dvoch bozónov (WW, WZ, ZZ). Všetky tieto procesy môžu byť za určitých podmienok identifikované ako $t\bar{t}$ prípady.

V tejto analýze používame selekčné kritéria, ktoré boli navrhnuté na meranie účinného prierezu $t\bar{t}$ produkcie v dvojleptónovom kanáli [7]. Použitá selekcja, označovaná ako „dileptónová“ (DIL) selekcja, požaduje, aby obidva leptóny boli identifikované ako elektrón

³Z angličtiny: fake – falošné, nepravé.

alebo mión.

V selekcii požadujeme splnenie týchto základných kritérií:

- prítomnosť dvoch leptónov s $E_T \equiv E \sin \theta > 20$ GeV, pričom aspoň jeden z nich musí byť izolovaný, t.j. celková priečna energia E_T depozitovaná v kalorimetri v rámci kužľa $\Delta R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,4$ ⁴ v okolí trajektórie leptónu nepresahuje 10% E_T leptónu.
- minimálne dva jety s $E_T > 15$ GeV, ktoré sú rekonštruované ako depozitovaná energia v kalorimetri v rámci kužľa $\Delta R = 0,4$, pričom táto energia je korigovaná na viacero efektov [8]. O dvoch jetoch s najvyššou priečnou energiou E_T predpokladáme, že pochádzajú z b kvarkov. Tento predpoklad je správny v približne 70% simulovaných $t\bar{t}$ prípadov.
- chýbajúcu priečnu energiu (\cancel{E}_T) v kalorimetri, $\cancel{E}_T > 25$ GeV, vypočítanú z vektorovej sumy $-\sum_i E_T^i \vec{n}_i$, kde \vec{n}_i je jednotkový vektor v azimutálnej rovine, ktorý smeruje od osi zväzku k i -tej bunke kalorimetra a E_T^i je depozitovaná priečna energia v i -tej bunke kalorimetra. V prípade, že $\cancel{E}_T < 50$ GeV, požadujeme navyše minimálny uhlový rozdiel $\Delta\phi > 20^\circ$ medzi trajektóriou ľubovoľného leptónu alebo jetu a \cancel{E}_T vektorom.
- ak rekonštruovaná invariantná hmotnosť dvoch leptónov leží v rámci $15 \text{ GeV}/c^2$ okolo Z bozón rezonancie, tak požadujeme, aby „jetová významnosť“, $Jet^{Sig} > 8$, pričom Jet^{Sig} je definovaná ako pomer \cancel{E}_T a sumy priečných energií E_T jetov projektovaných do smeru \cancel{E}_T . Týmto dosiahneme potlačenie dominantného zdroja prípadov pozadia – Drell-Yanových prípadov.
- aby skalárna suma priečných energií jetov, priečných hybností leptónov a \cancel{E}_T (označovaná ako H_T) presahovala 200 GeV, čím dosiahneme ďalšie potlačenie prípadov pozadia.

Tabuľka 1 sumarizuje očakávaný počet prípadov pre $t\bar{t}$ signálne prípady a prípady pozadia. Aplikovaním daných selekčných kritérií na množinu dát CDF experimentu nachádzame 33 kandidátov na prípady s produkciou $t\bar{t}$, čo predstavuje fluktuáciu nahor od predpovedaného počtu prípadov pri predpokladanom účinnom priereze $t\bar{t}$ produkcie.

3 Metóda na meranie hmotnosti top kvarku

Rekonštrukcia hmotnosti top kvarku v dvojleptónovom kanáli zahŕňa poddimenzovaný systém. Meraná \cancel{E}_T pochádza od dvoch neutrín, a tak predpoklady o rozpadoch častíc

⁴Používame cylindrický súradnicový systém s osou v smere letu protónov, kde θ je polárny uhol, ϕ je azimutálny uhol a pseudorapidita je definovaná ako $\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$.

typ prípadov	počet prípadov
$t\bar{t}$	$15,7 \pm 1,3$
Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell\nu$)	$5,5 \pm 1,2$
„FAKES“ ($W(\rightarrow \ell\nu)_+ \geq 3$ jety)	$3,5 \pm 1,4$
dvojbozóny (WW, WZ, ZZ)	$1,6 \pm 0,3$
celkové pozadie	$10,5 \pm 1,9$
celkový očakávaný počet	$26,2 \pm 2,3$
pozorovaný počet	33

Tabuľka 1: Očakávaný počet $t\bar{t}$ prípadov a prípadov pozadia spolu s pozorovaným počtom prípadov odpovedajúcich integrovanej luminozite 340 pb^{-1} . Pre $t\bar{t}$ produkciu predpokladáme účinný prierez $6,1 \text{ pb}$, čo odpovedá hmotnosti top kvarku $178 \text{ GeV}/c^2$.

nie sú dostatočné na kinematické zviazanie $t\bar{t}$ prípadu.

Pre každý $t\bar{t}$ prípad, kinematika je plne špecifikovaná pomocou 24 premenných: štvorhybností šiestich častíc v koncovom stave. Komponenty hybností dvoch b kvarkov a dvoch leptónov sú merané pomocou detektora, spolu s dvomi komponentmi \cancel{E}_T . Hmotnosti b kvarkov a leptónov sú známe, kým neutrína považujeme za nehmotné. Použitie dodatočných predpokladov o $t\bar{t}$ a W rozpadoch:

$$m(b\ell^+\nu) = m(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}) \quad (1)$$

$$m(\ell^+\nu) = m(W^+) \quad (2)$$

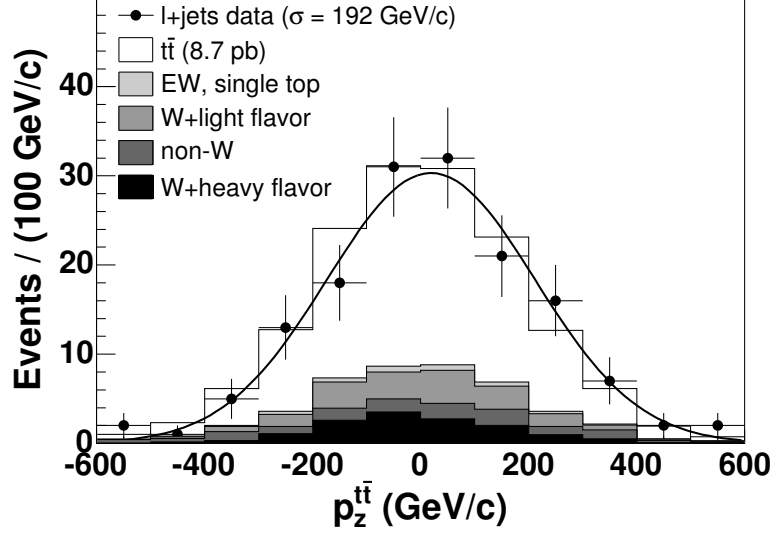
$$m(\ell^-\bar{\nu}) = m(W^-) \quad (3)$$

vedie k 23 meraným, známym alebo predpokladaným veličinám systému. Preto, hmotnosť top kvarku nemôže byť kinematicky priamo rekonštruovaná z $t\bar{t}$ dvojleptónových rozpadov, ale vyžaduje si prinajmenšom jeden dodatočný kinematický predpoklad.

V tejto metóde riešime poddimenzovaný dvojleptónový $t\bar{t}$ rozpad zavedením dodatočnej rovnice pre pozdĺžnu hybnosť $t\bar{t}$ systému, $p_z^{t\bar{t}}$. V ideálnom prípade, premenná $p_z^{t\bar{t}}$ by mala byť určená teoreticky a byť nezávislá na hmotnosti top kvarku. Štúdie na Monte-Carlo simuláciách v širokom rozsahu hmotností top kvarku $140\text{-}200 \text{ GeV}/c^2$ ukazujú, že rozdelenie $p_z^{t\bar{t}}$ ma gausovský charakter so strednou hodnotou nula a šírkou okolo $190 \text{ GeV}/c$. Táto šírka narastá zhruba o 5% v rámci študovaného intervalu hmotnosti top kvarku. Platnosť Monte-Carlo simulácie testujeme porovnaním s dátami z „leptón+jety“ $t\bar{t}$ rozpadového kanálu ⁵, kde $p_z^{t\bar{t}}$ je možné explicitne rekonštruovať. Obrázok 3 porovnáva $p_z^{t\bar{t}}$ medzi dátami a simulovanými $t\bar{t}$ prípadmi a prípadmi pozadia, ukazujúc dobrú zhodu medzi dátami a simuláciou.

Použitie meraných hybností b kvarkov a leptónov, dvoch komponent meranej \cancel{E}_T ,

⁵T.j. kanálu, kde jeden W bozón sa rozpadá na leptóny a druhý na kvarky, ktoré hadronizujú na jety.



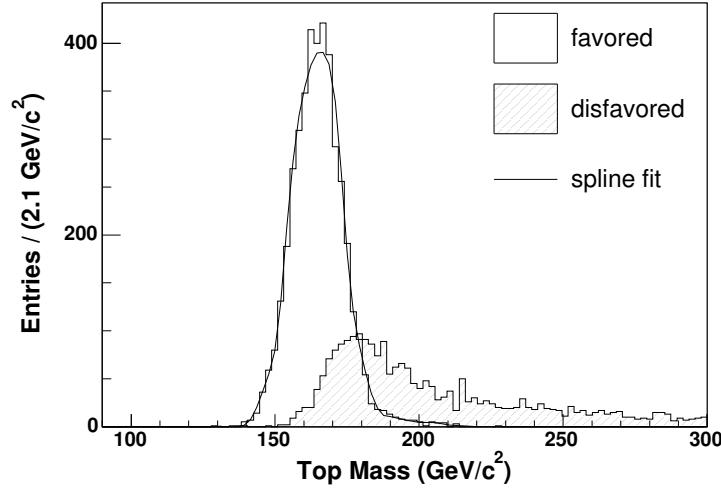
Obrázok 3: Porovnanie pozdĺžnej hybnosti $t\bar{t}$ systému medzi dátami v $t\bar{t}$ kanáli „leptón+jety“ (s asociovaným gausovským fitom) a simulovanými procesmi Štandardného Modelu. Dáta odpovedajú vzorke 318 pb^{-1} . Na modelovanie $t\bar{t}$ signálu používame Monte-Carlo generátor PYTHIA [9].

predpokladov o hmotnostiach šiestich častíc v koncovom stave a dodatočnej väzbe na $p_z^{t\bar{t}}$ spolu s väzbami na W a $t\bar{t}$ rozpady vedie k nasledujúcemu systému kinematických rovníc:

$$\begin{aligned}
(E_{l^+} + E_\nu)^2 - (\vec{p}_{l^+} + \vec{p}_\nu)^2 - m_W^2 &= 0 \\
(E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (\vec{p}_{l^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}})^2 - m_W^2 &= 0 \\
(E_{l^+} + E_\nu + E_b)^2 - (\vec{p}_{l^+} + \vec{p}_\nu + \vec{p}_b)^2 & \\
-(E_{l^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\bar{b}})^2 + (\vec{p}_{l^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}} + \vec{p}_{\bar{b}})^2 &= 0,
\end{aligned} \tag{4}$$

kde neznáme sú iba tri zložky hybnosti jedného z neutrín \vec{p}_ν . E_ν je dané pomocou \vec{p}_ν ako $E_\nu = |\vec{p}_\nu| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ a $\vec{p}_{\bar{\nu}}$ je vyjadrená pomocou \vec{p}_ν a „meraných“ veličín: $p_x^{\bar{\nu}} = \cancel{E}_T^x - p_x^\nu$, $p_y^{\bar{\nu}} = \cancel{E}_T^y - p_y^\nu$, $p_z^{\bar{\nu}} = p_z^{t\bar{t}} - \sum_{\text{lepton}y+\text{jety}} p_z - p_z^\nu$. Tento systém rovníc riešime numericky pomocou Newtonovej iteratívnej metódy [10]. Ak riešenie nemôže byť nájdené použitím vyššie zmienených predpokladov, tieto požiadavky sú uvoľnené a akceptujeme aj riešenia kde $m_{W^\pm} = 80,4 \pm 3,0 \text{ GeV}/c^2$ a $m_t = m_{\bar{t}} \pm 2,0 \text{ GeV}/c^2$. Ak ani takto nie je nájdené riešenie, tak daný prípad neberieme do úvahy.

Aby sme boli schopní zahrnúť veľkú oblasť možných hodnôt $p_z^{t\bar{t}}$ v okolí strednej hodnoty nula, a tiež konečné rozlíšenia meraných hybností a \cancel{E}_T , opakujeme vyššie popísanú procedúru 10000-krát pre daný prípad. V každom opakovaní je hodnota $p_z^{t\bar{t}}$ náhodne generovaná podľa Gausovho rozdelenia so strednou hodnotou 0 a šírkou $190 \text{ GeV}/c$. Podobne, energie jetov a \cancel{E}_T sú gausovsky rozmazané podľa odhadnutých rozlíšení, zatiaľ čo o relatívne lepšie zmeraných rozlíšeníach jetových uhlov a hybnostiach leptónov predpokladáme, že sú zmerané presne. Kinematická rekonštrukcia takto „rozmazaných“ prípadov

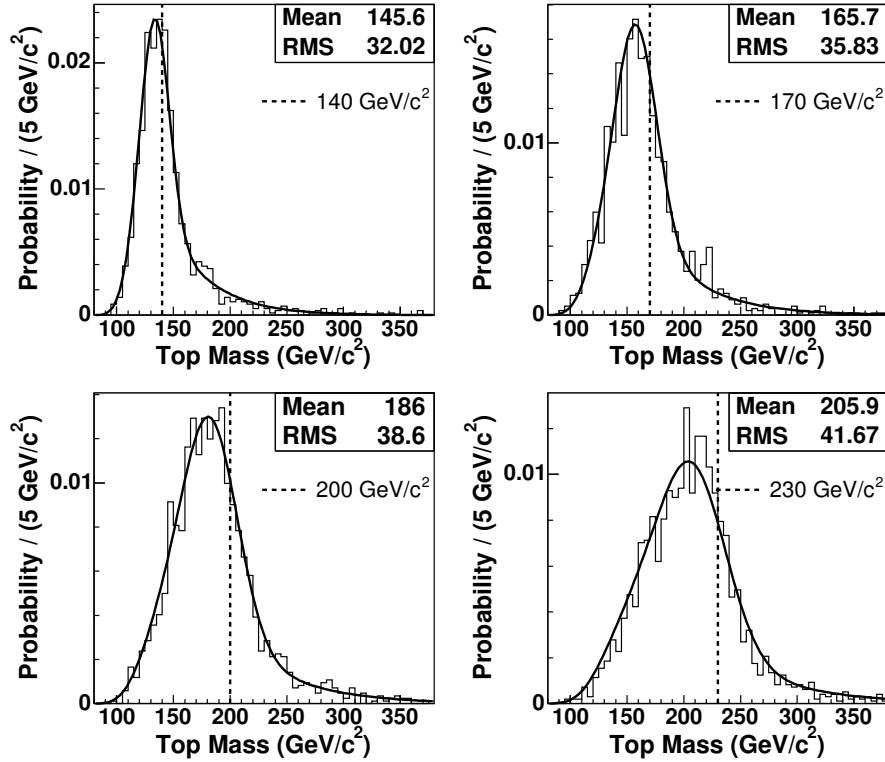


Obrázok 4: „Rozmazané” rozdelenie rekonštruovanej hmotnosti top kvarku pre jeden konkrétny simulovaný $t\bar{t}$ prípad s $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$. Použili sme Monte-Carlo generátor HERWIG [11]. Zobrazené sú rozdelenia pre obidve možné kombinácie leptón+jet. Pre vybranú kombináciu (väčší počet rekonštruovaných riešení) je tiež zobrazený fit, ktorého maximálna hodnota je použitá na odhad hmotnosti top kvarku pre daný prípad.

vyústi do rozdelenia možných hmotností top kvarku pre daný prípad (vid’ obr. 4), konzistentného s nameranými kinematickými veličinami prípadu a neurčitost’ami merania.

Komplikácie v danej metóde existujú z dôvodu viacerých možných riešení. Zo štyroch kinematicky možných riešení pre každú z dvoch možných leptón–jet kombinácií vyberáme riešene s najmenšou invariantnou hmotnosťou $t\bar{t}$ systému. Na základe simulovaných prípadov s $m_t = 178 \text{ GeV}/c^2$, je toto riešenie správne v približne 84 % prípadov. „Rozmazané” hmotnostné rozdelenia pre zostávajúce dve možnosti (kvôli dvom možným spôsobom spárovania 2 leptónov a 2 jetov) sú potom porovnané, ako je ukázané na obr.4 pre jeden simulovaný prípad. Z týchto dvoch riešení si vyberáme to, ktoré produkuje najväčší počet vstupov (t.j. najmenší počet zlyhaní v rekonštrukcii) v rozdelení „roz-mazaných” hmotností. Takto vybrané riešenie pre daný pár leptón+jet je zhruba v 70 % prípadov správnu leptón+jet kombináciou. Najpravdepodobnejšia hodnota z hmotnostného rozdelenia pre zvolenú kombináciu je odhadom rekonštruovanej hmotnosti top kvarku pre daný prípad.

Takýmto spôsobom získavame jednu, reprezentatívnu, hmotnosť top kvarku v danom $t\bar{t}$ prípade.



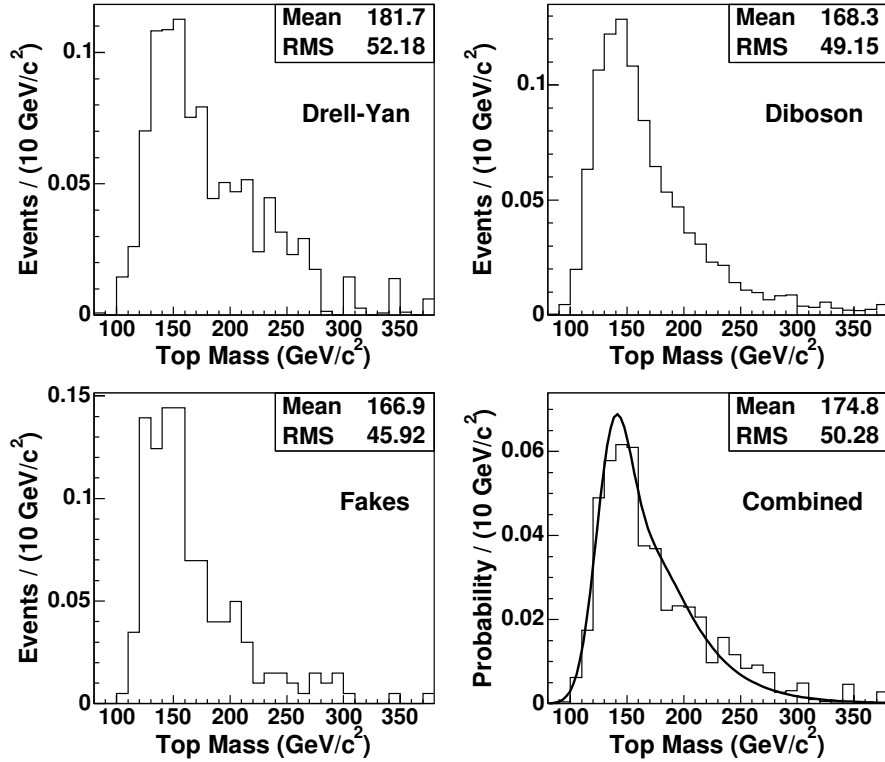
Obrázok 5: Príklady šablón pre $t\bar{t}$ prípady s generovanými hmotnosťami 140, 170, 200 a 230 GeV/c^2 . Ukázané sú tiež parametrizačné funkcie. Vertikálne čiary odpovedajú generovanej hmotnosti top kvarku.

3.1 Tvorba šablón

Potenciálny odklon v rekonštruovanej hmotnosti top kvarku od pôvodnej hmotnosti pre daný prípad je braný do úvahy porovnaním hmotnostného rozdelenia z dát so šablónami odvodenými zo simulácie.

Pre signálne prípady používame $t\bar{t}$ dvojleptónové prípady generované pomocou HERWIG Monte-Carlo generátora pre hmotnosti top kvarku v rozsahu 140 až 230 GeV/c^2 s krokom 5 GeV/c^2 . Štruktúrne funkcie CTEQ5L [12] sú použité na modelovanie rozdelenia hybnosti partónov v počiatočnom stave. Príklady šablón pre $t\bar{t}$ prípady sú ukázané na obr. 5. Vidíme, že najpravdepodobnejšia hodnota signálnych šablón leží pod generovanou hmotnosťou top kvarku. Všetky šablóny parametrizujeme súčasne pomocou funkcie, ktorá je kombináciou Gausovej a Landauovej funkcie.

Analogicky vytvárame šablóny pre procesy pozadia s použitím simulovaných Monte-Carlo vzoriek. Tieto individuálne šablóny kombinujeme do jedinej, výslednej šablóny pre kombinované pozadie na základe očakávaného počtu prípadov, a tiež efektívnosti nájdenia riešenia pre hmotnosť top kvarku pre každý typ pozadia. Šablónu pre kombi-



Obrázok 6: Šablóny rekonštruovaných hmotností top kvarku pre Drell-Yanove, dvojbozónové a „FAKE” prípady spolu so šablónou pre celkové, kombinované pozadie a odpovedajúcou funkciou hustoty pravdepodobnosti. Zdroje prípadov pozadia sú normalizované pre očakávaný počet prípadov v 340 pb^{-1} vzorke dát.

nované pozadie fitujeme pomocou funkcie, ktorá opäť zahŕňa gausovský a landauovský člen. Výsledné šablóny pre tri typy pozadia spolu s kombinovanou šablónou pre prípady pozadia a fitom k danej šablóne sú zobrazené na obr. 6.

3.2 Odhad hmotnosti pomocou funkcie vierohodnosti

Posledným krokom určenia reprezentatívnej hmotnosti top kvarku pre danú dátovú vzorku pomocou danej metódy je porovnanie rekonštruovanej hmotnosti medzi dátami a simuláciou. Porovnanie robíme v rámci metódy maximálnej vierohodnosti. Funkcia vierohodnosti určuje pravdepodobnosť, že experimentálne dáta sú dané kombináciou prípadov pozadia a dvojleptónových $t\bar{t}$ prípadov s určitou hmotnosťou top kvarku. Ako vstup berieme hodnoty rekonštruovaných hmotností top kvarku pre každý prípad nájdený v dátach a parametrizované funkcie hustoty pravdepodobnosti (p.d.f.) $t\bar{t}$ signálnych šablón a šablóny pre prípady pozadia (získané pomocou parametrizácie šablón), ktoré boli obidve odvodené zo simulácie.

Celková funkcia vierohodnosti má tvar:

$$\mathcal{L}(m_t, n_s, n_b) = \mathcal{L}_{\text{shape}}(m_t, n_s, n_b) \times \mathcal{L}_{n_b}, \quad (5)$$

kde

$$\mathcal{L}_{\text{shape}}(m_t, n_s, n_b) = \frac{e^{-(n_s+n_b)}(n_s+n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{n_s P_s(m_i; m_t) + n_b P_b(m_i)}{n_s + n_b} \quad (6)$$

a

$$-\ln \mathcal{L}_{n_b} = \frac{(n_b - n_b^{\text{exp}})^2}{2\sigma_{n_b}^2}. \quad (7)$$

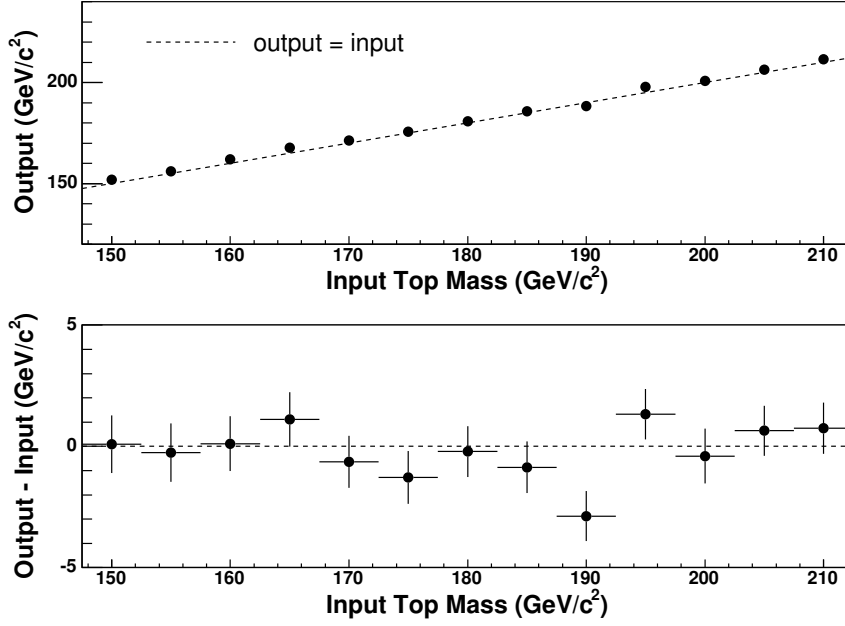
Minimalizovaním ($-\ln \mathcal{L}$) získame odhad hmotnosti top kvarku (m_t) pre danú vzorku dát, a tiež odhad počtu signálnych $t\bar{t}$ prípadov (n_s) a prípadov pozadia (n_b). Každému prípadu i priradíme pravdepodobnosť $P_s(m_i; m_t)$, že daný prípad je signál, a tiež pravdepodobnosť $P_b(m_i)$, že je to prípad pozadia. Tieto pravdepodobnosti sú priradené porovnaním rekonštruovanej hmotnosti m_i pre daný dátový prípad s parametrizovanými signálnymi p.d.f. a p.d.f. pre pozadie. Počet prípadov pozadia je ohraničený pomocou gausovskej funkcie so strednou hodnotou rovnou *a priori* odhadu počtu prípadov pozadia n_b^{exp} (a šírkou rovnou očakávanej neurčitosti v počte prípadov pozadia σ_{n_b}), kým suma $n_s + n_b$ je obmedzená Poissonovým rozdelením so strednou hodnotou rovnou počtu dátových prípadov N , ktoré prejdú procedúrou rekonštrukcie.

Hmotnosť top kvarku m_t , ktorá minimalizuje $-\ln(\mathcal{L})$ je odhadom hmotnosti top kvarku pre danú vzorku dát. Štatistická neurčitosť m_t je daná rozdielom medzi výsledkom minimalizácie a hmotnosťou, pre ktorú hodnota \mathcal{L} spĺňa $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}}) = 0,5$.

4 Testovanie rekonštrukčnej metódy

Na testovanie vyššie popísanej metódy merania hmotnosti top kvarku sme použili veľký počet simulovaných súborov dát zvaných pseudo-experimenty. Testovali sme pritom, či metóda vracia očakávanú hmotnosť top kvarku, a tiež očakávanú neurčitosť hmotnosti top kvarku.

Pre každú generovanú hmotnosť top kvarku v rozsahu od 150 do 210 GeV/ c^2 sme skonštruovali súbor pseudo-experimentov. Každý pseudo-experiment pozostáva z náhodne vybraných hmotností zo signálnych $t\bar{t}$ šablón a šablón pre prípady pozadia (vid' obr. 5 a 6). Počet $t\bar{t}$ prípadov a prípadov pozadia v každom pseudo-experimente je daný náhodnými fluktuáciami na základe Poissonovho rozdelenia okolo *a priori* odhadov pre počet prípadov prechádzajúcich selekciou (vid' tab. 1). Procedúra minimalizácie záporného logaritmu vierohodnosti popísaná v predchádzajúcej kapitole poskytuje „meranú“ hmotnosť top kvarku a štatistickú neurčitosť pre každý pseudo-experiment. Obr. 7 ukazuje výsledky



Obrázok 7: Výsledky testovania pomocou pseudo-experimentov. Horný obrázok ukazuje strednú hodnotu výstupu (meranú hmotnosť) ako funkciu vstupnej (generovanej) hmotnosti, kým dolný obrázok ukazuje rozdiel medzi výstupnou a vstupnou hmotnosťou top kvarku ako funkciu vstupnej hmotnosti.

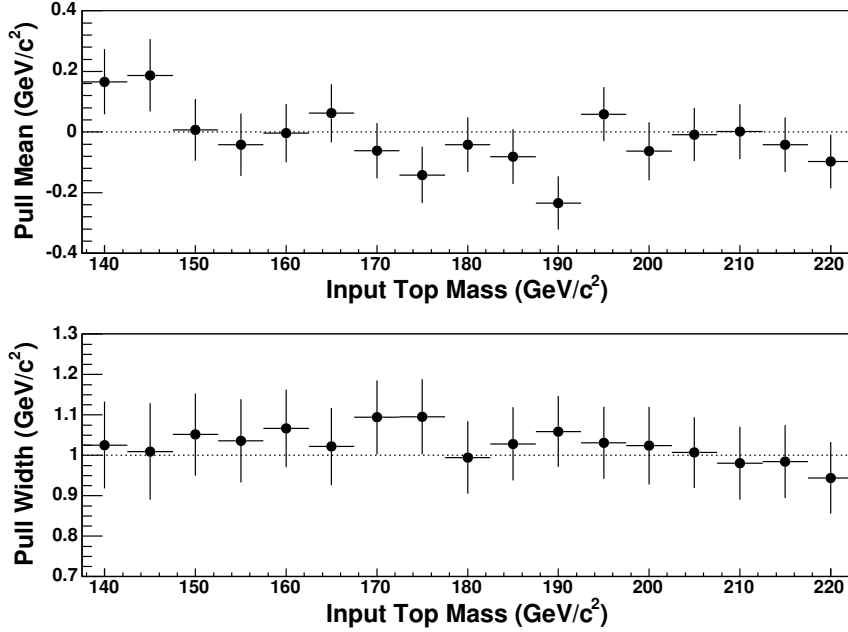
z týchto pseudo-experimentov. Horný graf ukazuje, že meraná hmotnosť top kvarku sleduje generovanú vstupnú hmotnosť. Z dolného obrázka vidíme, že rozdiely medzi vstupnou a výstupnou hmotnosťou top kvarku sú konzistentné s nulou v rámci neurčitostí pochádzajúcich z limitovanej štatistiky šablón pre signál a pozadie.

Na to, aby sme zistili konzistentnosť medzi rozptylom výstupnej hmotnosti top kvarku a odhadovanou kladnou (σ_+) a zápornou (σ_-) štatistickou neurčitosťou z pseudo-experimentov, generujeme „pull” rozdelenia

$$pull \equiv \frac{m_{\text{out}} - m_{\text{in}}}{(\sigma_+ + \sigma_-)/2} \quad (8)$$

pre každú generovanú vzorku rôznej vstupnej hmotnosti.

Obr. 8 sumarizuje strednú hodnotu a šírku „pull” rozdelenia ako funkciu generovanej hmotnosti top kvarku, s odpovedajúcimi neurčitosťami z dôvodu limitovanej štatistiky v šablónach. Šírky „pull” rozdelení väčšie ako jedna indikujú, že štatistická neurčitosť odhadu hmotnosti pomocou našej metódy je podhodnotená. Preto, neurčitosť získané z dát na základe odhadu pomocou funkcie vierohodnosti škálujeme podhodnotením určeným v pseudo-experimentoch (násobením faktorom 1,033).



Obrázok 8: Sumarizácia „pull” rozdelení z pseudo-experimentov ukazuje ich strednú hodnotu (horný obrázok) a šírku (spodný) ako funkciu generovanej vstupnej hmotnosti top kvarku, porovnanú s nulovou strednou hodnotou a jednotkovou šírkou (horizontálne čiary).

5 Systematické chyby merania

Okrem štatistickej neurčitosti merania hmotnosti top kvarku pochádzajúcej z limitovanej veľkosti vzorky dát, existuje tiež niekoľko zdrojov systematickej neurčitosti.

Tieto systematické efekty pramenia z neurčitosti v Monte-Carlo simuláciách $t\bar{t}$ prípadov a prípadov pozadia, z nepresnej simulácie odozvy detektora na prechádzajúce leptóny a jety a z neurčitosti v rôznych predpokladoch urobených počas implementácie techniky merania hmotnosti top kvarku. Väčšina zdrojov systematických chýb je odhadnutá posunutím určitej vstupnej hodnoty v simulácii a konštruovaním nových šablón (hmotnostných rozdelení). Následne robíme pseudo-experimenty s použitím prípadov z nových šablón a porovnáваме výslednú hodnotu rekonštruovanej hmotnosti top kvarku s tou, ktorá odpovedala pôvodnej simulácii. O zdrojoch jednotlivých systematických chýb predpokladáme, že sú nezávislé, takže celková systematická neurčitosť je určená ako odmocnina zo sumy kvadrátov všetkých neurčitostí, tak ako je sumarizované v tab. 2.

Najväčší zdroj systematickej neurčitosti pochádza z potenciálne nepresného určenia energie jetov, a to kvôli neurčitosťiam v jednotlivých korekciách aplikovaných k meranej energii jetu [8]. Tieto energetické korekcie zahŕňajú nerovnomernosť v odozve kalorimetra ako funkcie η , efekty z mnohonásobných $p\bar{p}$ zrážok, energetické straty mimo oblast'

zdroj systematiky	Neurčitost' (GeV/ c^2)
energetická škála jetov	3,2
energetická škála b -jetov	0,6
MC generátor	0,6
PDF	0,5
ISR	0,6
FSR	0,3
tvar šablóny pre pozadie	1,6
limitovaná štatistika	
signál	0,4
pozadie	1,2
Celková neurčitost'	4,0

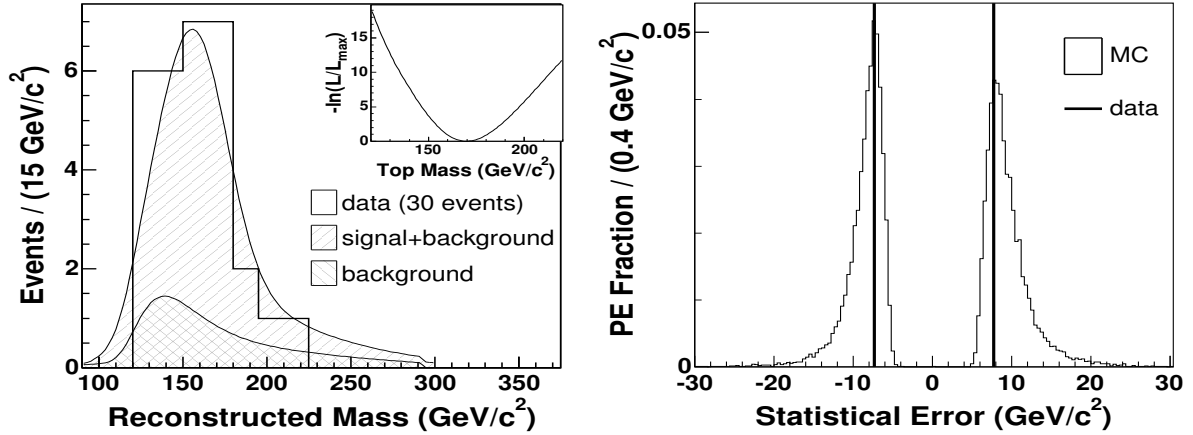
Tabuľka 2: Zoznam systematických neurčitostí merania hmotnosti top kvarku odpovedajúcich našej metóde.

kalorimetra, depozíciu energie asociovej s partónmi z interagujúceho protónu a antiprotónu a energetické straty mimo kužela ΔR pre hľadanie jetov. Keďže vyššie popísané energetické korekcie boli odvodené zo štúdií na vzorkách dominovaných jetmi z ľahkých kvarkov a gluónov, dodatočná neurčitost' vzniká z extrapolácie tejto procedúry na b kvarky [13].

Niekoľko systematických neurčitostí pochádza z modelovania $t\bar{t}$ signálu. Efekty pochádzajúce z použitia rôznych Monte-Carlo generátorov študujeme porovnaním pseudo-experimentov vytvorených s použitím PYTHIE s výsledkami vzatými z nominálnych pseudo-experimentov konštruovaných použitím HERWIG generátora. Systematická neurčitost' spojená s radiáciou gluónov v počiatočnom (ISR) a koncovom (FSR) stave je študovaná pomocou zmeny QCD parametrov pre rozvoj partónovej spršky na základe porovnaní medzi CDF Drell-Yanovými dátami a simuláciou [13]. Neurčitost' v rekonštruovanej hmotnosti top kvarku v závislosti na voľbe partónovej distribučnej funkcie (PDF) je zistená porovnaním rôznych PDF skupín (CTEQ5L [12] a MRST72 [14]), ako aj rôznych druhov PDF v rámci danej skupiny.

Keďže prípady pozadia boli tiež simulované, ďalší zdroj systematiky odráža potenciálne nepresné modelovanie prípadov pozadia. Prípady pozadia môžu prejsť selekciou pomocou efektov, ktoré nie sú dostatočne presne modelované v simulácii, napr. dráhy alebo jety prechádzajúce oblasťami nepokrytými detektormi.

Konečný počet prípadov v simulovaných hmotnostných rozdeleniach signálu a pozadia je príčinou ďalšej systematickej neurčitosti pochádzajúcej z parametrizovaných p.d.f. použitých vo funkcii vierohodnosti, a to aj v prípade, ak modelovanie signálu a pozadia je korektné.



Obrázok 9: Výsledky dosiahnuté aplikovaním metódy na vzorke 33 prípadov vedúcej k 30 riešeniam. Obrázok vľavo: rekonštruovaná hmotnosť top kvarku pre dáta (histogram) spolu s normalizovanými rozdeleniami získanými zo simulácie pre pozadie a pre signál+pozadie. Zobrazený je tiež priebeh funkcie vierohodnosti (vložený obrázok). Obrázok vpravo: porovnanie meranej kladnej a zápornej štatistickej neurčitosti v dátovej vzorke (vertikálne čiary) s pseudo-experimentmi generovanými s použitím simulovaných prípadov s generovanou hmotnosťou 170 GeV/c^2 .

6 Výsledky

Aplikovaním metódy na 33 kandidátov prechádzajúcich $t\bar{t}$ selekciou v CDF dátach, 30 prípadov prejde kinematickou rekonštrukciou. Na tieto rekonštruované prípady aplikujeme procedúru s použitím funkcie vierohodnosti (\mathcal{L}) popísanú v kapitole 3.1. Minimalizáciou ($-\ln \mathcal{L}$) získame odhady počtu signálnych prípadov a prípadov pozadia, $n_s = 24, 5 \pm 5, 6$, $n_b = 6, 1 \pm 1, 7$. Počet prípadov pozadia je konzistentný s očakávanou hodnotou. Počet prípadov signálu získaný z minimalizácie zaručuje, že celkový počet prípadov vo funkcii vierohodnosti súhlasí s nameraným počtom prípadov, čím zahŕňa fluktuáciu smerom nahor v počte dátových prípadov prechádzajúcich selekciou v porovnaní s očakávaným počtom pre očakávaný účinný prierez.

Graf vľavo na obr. 9 ukazuje rekonštruovanú hmotnosť top kvarku v CDF dátach, normalizované hmotnostné rozdelenia pre pozadie a signál+pozadie, a tiež závislosť funkcie vierohodnosti na hmotnosti top kvarku. Odhadom hmotnosti top kvarku je tá hodnota m_t , ktorá minimalizuje záporný logaritmus funkcie vierohodnosti. Štatistická neurčitosť hmotnosti je daná šírkou v $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\max}) = 0,5$ a korekciou pre podhodnotenie štatistickej neurčitosti nájdenou v šírke „pull” rozdelení z obr. 8. Konečný odhad hmotnosti top kvarku a štatistickej neurčitosti po tom, ako je aplikovaná korekcia z „pull” rozdelení je $m_t = 169, 5^{+7,7}_{-7,2} \text{ GeV}/c^2$.

Graf vpravo na obr. 9 porovnáva meranú štatistickú neurčitosť s neurčitosťou z pseudo-experimentov používajúcich simulovanú vzorku s generovanou hmotnosťou $170 \text{ GeV}/c^2$, ktoré majú rovnaký počet prípadov, aký je pozorovaný v dátach. Pravdepodobnosť dosiahnutia pozorovanej (a lepšej) štatistickej neurčitosti je na základe simulácie 23%.

7 Záver

V tejto práci sme zmerali hmotnosť top kvarku v prípadoch s produkciou top–antitop páru v protón–antiprotónových zrážkach pri energii zrážok $1,96 \text{ TeV}$ v ťažiskovej sústave s použitím detektora kolaborácie CDF.

Meranie využíva selekčný algoritmus na získanie $t\bar{t}$ prípadov, kde obidva W bozóny z rozpadu top kvarkov sa rozpadajú na leptóny ($e\nu, \mu\nu$, alebo $\tau\nu$), produkujúc dátovú vzorku 340 pb^{-1} . Nájdených bolo 33 kandidátov pri očakávanom počte prípadov pozadia $10,5 \pm 1,9$.

V meraní určujeme pre každý prípad jednu hmotnosť top kvarku pomocou predpokladu o pozdĺžnej hybnosti $t\bar{t}$ systému, aby sme mohli riešiť poddimenzovaný $t\bar{t}$ rozpad. Hmotnostné rozdelenia sú vytvorené pre simulované procesy signálu a pozadia a parametrizované na to, aby tvorili spojité funkcie hustoty pravdepodobnosti. Maximalizácia vierohodnosti, zahrňujúca tieto parametrizované a normalizované hmotnostné rozdelenia, je potom uskutočnená na hmotnostiach získaných z dátovej vzorky na to, aby sme určili konečný odhad hmotnosti top kvarku.

Výsledkom tejto procedúry je odhad hmotnosti top kvarku $169,5_{-7,2}^{+7,7}(\text{stat.}) \pm 4,0(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ pre vzorku 30 z 33 dátových kandidátov, v ktorých sme boli schopní rekonštruovať hmotnosť top kvarku.

Toto meranie bolo súčasťou prvého merania hmotnosti top kvarku v dvojleptónovom kanáli v experimente CDF v sérii naberania dát Run II [15, 16]. Nameraná hmotnosť top kvarku pomocou našej metódy je konzistentná so CDF meraním uskutočneným v dvojleptónovom kanáli v Run-e I $M_{top} = 167,4 \pm 10,3(\text{stat.}) \pm 4,8(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ [17]. Navyše, kombinovaný výsledok štyroch meraní v dvojleptónovom kanáli (kde jedno z týchto meraní je naše meranie) $M_{top} = 167,9 \pm 5,2(\text{stat.}) \pm 3,7(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ signifikantne (približne o 40%) vylepšilo presnosť určenia hmotnosti top kvarku v porovnaní s výsledkom v Run-e I. Treba tiež spomenúť, že tento kombinovaný výsledok je konzistentný s meraním dosiahnutým v kanáli s jedným leptónom v koncovom stave v rámci CDF experimentu v sérii Run II [18] ($M_{top} = 173,5_{-3,8}^{+3,9} \text{ GeV}/c^2$), a teda nemáme žiadnu indikáciu o novej fyzike mimo rámca Štandardného Modelu.

Mojím hlavným príspevkom v tejto práci bola optimalizácia parametrov metódy, testovanie metódy na simulovaných dátach, a tiež samotné zmeranie hmotnosti s určením štatistickej a systematickej neurčitosti.

8 Summary

In this work, we measured the top quark mass in $t\bar{t}$ events produced in $p\bar{p}$ interactions at the center-of-mass energy 1.96 TeV using CDF detector.

We used dilepton $t\bar{t}$ events where both W bosons from top quarks are decaying into leptons. The data sample corresponds to 340 pb^{-1} . We found there 33 $t\bar{t}$ candidates while expecting 10.5 ± 1.9 background events.

In the measurement, we reconstruct one, representative mass for each event using the assumption about longitudinal momentum of $t\bar{t}$ system, in order to be able to kinematically solve the under-constrained system. The mass distributions (templates) are created for simulated signal and background events. Templates are parametrized in order to obtain smooth probability density functions. Likelihood maximization which includes these parametrized templates is then performed on reconstructed masses obtained from data sample in order to obtain final top quark mass estimate.

The result of applying this procedure on data events is top quark mass estimate $169.5_{-7.2}^{+7.7}(\text{stat.}) \pm 4.0(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ for 30 out of 33 candidates, where the solution for top quark mass was found.

This measurement was a part of first top quark mass measurement in dilepton channel at CDF in Run II [15, 16]. The top quark mass measured here is consistent with the CDF measurement in dilepton channel from Run I $M_{top} = 167.4 \pm 10.3(\text{stat.}) \pm 4.8(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ [17]. Moreover, the combined result of four top quark mass measurements in dilepton channel from Run II (one of these four measurements is our measurement) $M_{top} = 167.9 \pm 5.2(\text{stat.}) \pm 3.7(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ significantly (by $\sim 40\%$) improved the precision of top quark mass determination from Run I.

It should be also noted, that this combined result is consistent with measurement obtained in “lepton+jets” channel at CDF in Run II [18] ($M_{top} = 173.5_{-3.8}^{+3.9} \text{ GeV}/c^2$). So, we don’t have yet any indication about new physics beyond the Standard Model.

My main contribution in this analysis was the optimization of parameters of the method, testing the method on simulated data and measurement of the top quark mass together with the determination of statistical and systematical uncertainty of top quark mass.

9 Zoznam vybraných publikácií dizertanta

9.1 Publikácie v časopisoch

1. A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 152002 [arXiv:hep-ex/0512070].
2. A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. D* **73** (2006) 112006

[arXiv:[hep-ex/0602008](#)].

3. J. Antoš *et al.* [CDF - Run II Collaboration], “Data processing model for the CDF experiment,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 2897 (2006) [arXiv:[physics/0606042](#)].
4. J. Antoš *et al.*, “Data production of a large Linux PC farm for the CDF experiment,” arXiv:[hep-ex/0603008](#).

9.2 Konferenčné príspevky

1. R. Lysák, “Top mass reconstruction in dilepton channel”, CDF Collaboration Meeting, 23. 5. 2003
2. R. Lysák [the CDF collaboration], “Top production and properties,” [FERMILAB-CONF-04-377-E](#), Dec 2004. 4pp. Prepared for 12th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14. – 18. 4. 2004. Published in *Strbske Pleso 2004, Deep inelastic scattering*, 821-824
3. R. Lysák, “Meranie hmotnosti top kvarku v dileptónovom kanáli”, 15. Konferencia českých a slovenských fyzikov, 5. – 8. 9. 2005, Košice
4. R. Lysák, “Top Quark mass measurement at CDF”, Small Triangle Meeting, 17. – 20. 9. 2006, Herľany

Referencie

- [1] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626 [arXiv:[hep-ex/9503002](#)]; S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632 [arXiv:[hep-ex/9503003](#)].
- [2] P. Azzi *et al.* [CDF and D0 Collaboration], arXiv:[hep-ex/0404010](#).
- [3] Z. J. Xiao, J. Y. Zhang, L. D. Wan, X. L. Wang and G. R. Lu, *J. Phys. G* **21** (1995) 19.
- [4] S. Heinemeyer, W. Hollik, D. Stockinger, A.M. Weber and G. Weiglein, arXiv:[hep-ph/0604147](#); S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, arXiv:[hep-ph/0412214](#); A. Djouadi, P. Gambino, S. Heinemeyer, W. Hollik, C. Jünger and G. Weiglein, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3626 [arXiv:[hep-ph/9612363](#)]; *Phys. Rev. D* **57** (1998) 4179 [arXiv:[hep-ph/9710438](#)]; S. Heinemeyer, G. Weiglein, *J. High Energy Phys.* **10** (2002) 072 [arXiv:[hep-ph/0209305](#)]; J. Haestier, S. Heinemeyer, D. Stockinger and G. Weiglein, arXiv:[hep-ph/0508139](#).

- [5] R. Blair *et al.* [CDF-II Collaboration], [FERMILAB-PUB-96/390-E](#) (1996).
- [6] J. Antoř, *Acta Phys. Slovaca* **49** (1999) 127.
- [7] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 142001 [arXiv:[hep-ex/0404036](#)].
- [8] A. Bhatti *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A566** (2006) 375 [arXiv:[hep-ex/0510047](#)].
- [9] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, *Comput. Phys. Commun.* **135** (2001) 238 [arXiv:[hep-ph/0010017](#)].
- [10] W. Press *et al.*, “Numerical recipes in C: the art of scientific computing”, Cambridge University press (1992), 2nd edition, available on-line at http://www.numerical-recipes.com/nronline_switcher.html.
- [11] G. Corcella *et al.*, “HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)”, *J. High Energy Phys.* **01** (2001) 010 [arXiv:[hep-ph/0011363](#)].
- [12] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **12** (2000) 375 [arXiv:[hep-ph/9903282](#)].
- [13] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. D* **73** (2006) 032003 [arXiv:[hep-ex/0510048](#)].
- [14] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, *Eur. Phys. J. C* **4** (1998) 463 [arXiv:[hep-ph/9803445](#)]. Implementation from: PDFLIB: The Parton Density Functions Library, Version 8.04, MRST set 75, CERN.
- [15] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 152002 [arXiv:[hep-ex/0512070](#)].
- [16] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. D* **73** (2006) 112006 [arXiv:[hep-ex/0602008](#)].
- [17] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 271 [Erratum-*ibid.* **82** (1999) 2808] [arXiv:[hep-ex/9810029](#)].
- [18] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 022004 [arXiv:[hep-ex/0510049](#)].