



Univerzita Komenského v Bratislave  
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky



**Mgr. Pavol Bartoš**

**Autoreferát dizertačnej práce**

Štúdium elektrického náboja top kvarku na experimente CDF

**na získanie akademického titulu philosophiae doctor**

**v odbore doktorandského štúdia:**

4.1.5. Jadrová a subjadrová fyzika

**Bratislava 2011**

**Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Katedre jadrovej fyziky Fakulty matematiky, fyziky a informatiky, Univerzity Komenského v Bratislave.**

**Predkladateľ:**            **Mgr. Pavol Bartoš**  
*Katedra jadrovej fyziky a biofyziky*  
*Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK*  
*842 48 Bratislava*

**Školiteľ:**                **doc. RNDr. Stanislav Tokár, CSc.**  
*Katedra jadrovej fyziky a biofyziky FMFI UK, Bratislava*

**Oponenti:**                **1.**  
**2.**  
**3.**

**Obhajoba dizertačnej práce sa koná ..... o ..... h pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce v odbore doktorandského štúdia vymenovanou predsedom odborovej komisie .....**

Štúdijný odbor: **4.1.5 Jadrová a subjadrová fyzika**, štúdijný program: **Jadrová a subjadrová fyzika.**

**na Fakulte matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského, Mlynská dolina, 842 48 Bratislava, miestnosť .....**

**Predseda odborovej komisie:**

**prof. RNDr. Jozef Masarik, DrCs.**  
*Katedra jadrovej fyziky a biofyziky*  
*FMFI UK, 842 48 Bratislava*

**Obsah**

	Úvod . . . . .	2
1	Ciele práce . . . . .	2
2	Produkcia top kvarku . . . . .	3
3	Selekcia eventov . . . . .	3
4	Metóda určenia náboja top kvarku . . . . .	4
4.1	Kalibrácia čistoty určenia náboja b-jetov na dátach . . . . .	5
5	Pozadie pre top kvarkové eventy . . . . .	8
6	Určenie systematickej chyby . . . . .	9
7	Určenie čistoty signálu . . . . .	9
8	Štatistická analýza . . . . .	11
9	Výsledky a diskusia . . . . .	12
	Záver . . . . .	14
	Zoznam publikácií . . . . .	16
	Použitá literatúra . . . . .	17
	Summary . . . . .	17

## Úvod

Top kvark, predpovedaný Štandardným modelom, bol objavený experimentami CDF a D0 vo Fermilabe v roku 1995. Odvtedy oba experimenty merajú jeho vlastnosti, aby sa potvrdilo alebo vyvrátilo, že objavený top kvark sa správa podľa očakávaní Štandardného modelu (SM). Jednou z týchto vlastností je aj elektrický náboj top kvarku, ktorým sa zaoberáme v tejto práci.

Doba života top kvarku ( $5 \times 10^{-25}$  sekundy) je kratšia ako čas potrebný na hadronizáciu ( $\approx 10^{-23}$  sekundy), čo vedie k faktu, že štúdium top kvarkových vlastností je podmienené štúdiom jeho rozpadových produktov. Podľa SM sa top kvark (s elektrickým nábojom  $+2/3$ ) rozpadá elektroslabou interakciou najmä na bottom kvark ( $t \rightarrow W^+b$ ) a anti-top kvark na anti-bottom kvark ( $\bar{t} \rightarrow W^-\bar{b}$ ). Rozpady na *down* alebo *strange* kvark sú málo pravdepodobné.

V roku 1999 prišli Chang a kol. s alternatívnou interpretáciou top kvarkových eventov pozorovaných vo Fermilabe [1]. Podľa ich teórie, môžu tieto eventy obsahovať objekt rozpadajúci sa na  $W^-$  bozón a bottom kvark, čo by znamenalo, že elektrický náboj tohto objektu je  $-4/3$ . Takýmto objektom by podľa autorov mohol byť exotický kvark zo štvrtej generácie kvarkov a leptónov. Na základe ich výpočtov, by top kvark zo SM mal hmotnosť  $> 230 \text{ GeV}/c^2$  a hmotnosť exotického kvarku by bola  $\sim 170 \text{ GeV}/c^2$ .

Táto hypotéza bola vylúčená určením dolných hraníc hmotností  $t'$ ,  $b'$  kvarkov ([2, 3]). Možnosť náboja  $-4/3$  bola tiež vylúčená štúdiami [4, 5] avšak s menšou citlivosťou a použijúc menšiu vzorku nazbieraných dát v porovnaní s nami prezentovanými výsledkami.

## 1 Ciele práce

Hlavným cieľom tejto práce je určenie elektrického náboja top kvarku na dátovej vzorke o veľkosti  $5.6 \text{ fb}^{-1} t\bar{t}$  eventov nameranej experimentom CDF v čase od Februára 2002 do Februára 2010. V súvislosti s tým sa zameriavame na niekoľko čiastočných cieľov:

- Validácia jetovej energetickej škály každej novo-nameranej dátovej vzorky použitím gama-jetových eventov. Našou úlohou je určiť či absolútna a *out-of-cone* jetová korekcia môže byť použitá aj na nové dáta, alebo je treba upraviť relevantné programy.
- Zvýšenie štatistiky miónov použitím offline rekonštruovaných miónov, ktoré neprešli miónovým triggerom.
- Zvýšenie čistoty algoritmu na počítanie náboja jetu

- Kalibrácia algoritmu na počítanie náboja jetu - určenie nových škálovacích faktorov, použiteľných pre dátovú vzorku  $5.6 \text{ fb}^{-1}$
- Prepočítanie pozadových vzoriek zahrnutím vzoriek generovaných s vyššou lúčovou zrážkou
- Prepočítanie systematických chýb

## 2 Produkcia top kvarku

Top kvarkové eventy môžu byť produkované pomocou silnej alebo elektroslabej interakcie. V prípade silnej interakcie je top kvark produkovaný v  $t\bar{t}$  pároch prostredníctvom kvark-antikvarkovej anihilácie alebo gluónovej fúzie, zatiaľ čo v prípade elektroslabej interakcie vzniká v evente iba jeden top kvark. Produkcia prostredníctvom elektroslabej interakcie je v porovnaní s produkciou  $t\bar{t}$  párov potlačená asi trikrát.

## 3 Selekcia eventov

Eventy sú najskôr selektované leptónovým triggerom, ktorý požaduje, aby v evente bol elektrón (mión) s priečnou energiou  $E_T$  (hybnosť  $p_T$ ) väčšou ako 18 GeV (GeV/c). Z tejto vzorky potom vyberáme eventy rekonštruované *offline*, ktoré obsahujú jeden izolovaný elektrón s  $E_T > 20 \text{ GeV}$  alebo izolovaný mión s  $p_T > 20 \text{ GeV/c}$ , tri jety s  $E_T > 20 \text{ GeV}$  a  $|\eta| < 2.0$ , štvrtý jet, ktorý môže splniť aj slabšie jetové výberové kritériá:  $E_T > 12 \text{ GeV}$  a  $|\eta| < 2.4$ . Keďže pri leptónovom rozpade vzniká aj neutríno, požadujeme aby chýbajúca priečna energia,  $\cancel{E}_T$ , mala hodnotu aspoň 20 GeV.

Triggerované izolované elektróny sú identifikované na základe priradenia rekonštruovaného treku (stopy v trekových detektoroch) k energii zanechanej v elektromagnetickom kalorimetri. Aby sme odlišili elektrón od hadrónov, požadujeme aby energia zanechaná v hadrónovom kalorimetri bola výrazne menšia oproti tej v elektromagnetickom kalorimetri. Izolačná podmienka elektrónu je splnená, ak energia v kónuse 0.4 okolo elektrónu (nepočítajúc energiu elektrónu) je menšia ako 10% energie elektrónu.

V prípade triggerovaných miónov požadujeme aby rekonštruovaný trek z trekových detektorov bol priradený k stope v oboch miónových komorách CMU a CMP (CMUP mión) alebo k stope v CMX miónovej komore (CMX mión). Izolovanosť miónu je definovaná podobne ako to bolo v prípade elektrónu.

Štatistiku miónových eventov sme rozšírili pridaním eventov s tzv. netriggerovanými miónami, ktoré neprešli triggerom, ale boli rekonštruované *offline*. Tieto eventy boli vybrané triggerom ktorý požaduje chýbajúcu priečnu energiu na triggerovej úrovni

väčšiu ako 35 GeV a aspoň dva jety s  $E_T > 10$  GeV. Selektované eventy musia obsahovať stopu v CMX miónovej komore, ktorá nie je "pokrytá" triggerom, alebo stopu v jednej z CMU alebo CMP miónovej komore. Podmienky na izolovanosť a  $p_T$  miónov sú aplikované aj v tomto prípade. Kvôli zabezpečeniu celkovej efektívnosti triggera požadujeme, aby eventy obsahovali aspoň dva jety s  $E_T > 25$  GeV, vzdialené od seba s  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ , z ktorých jeden je centrálnym jetom s  $|\eta| < 0.9$ . Tieto eventy musia spĺňať aj podmienky týkajúce sa chýbajúcej priechnej energie a jetov, ktoré boli uvedené vyššie.

Takto vybrané eventy voláme aj leptón-jetové (LJ) eventy, lebo predpokladáme, že jeden W bozón sa rozpadol leptónovo na leptón a zodpovedajúce neutríno a druhý W bozón sa rozpadol hadrónovo na dva ľahké jety.

Kvôli potlačeniu pozad'ových eventov požadujeme, aby eventy vybrané danými kritériami, obsahovali aspoň dva b-tagované jety, pričom jet označíme ako b-tagovaný ak obsahuje sekundárny vertex, charakteristický pre rozpad B-hadrónov. Podrobnejší popis metódy b-tagovania na základe sekundárneho vertexu možno nájsť v [6].

## 4 Metóda určenia náboja top kvarku

Metóda rekonštrukcie elektrického náboja top kvarku, použitá v tejto práci, sa skladá z troch krokov:

- určenie náboja W bozónu,
- určenie náboja b-jetu
- a párovanie W bozónu s b-jetom, ktoré pochádzajú z rozpadu toho istého top kvarku.

Ako sme spomenuli v predchádzajúcej časti, vo vybraných eventoch sa jeden W bozón rozpadá leptónovo, zatiaľ čo druhý sa rozpadá hadrónovo na ľahké jety. Náboj leptónovo rozpadajúceho sa W bozónu je určený nábojom leptónu. V prípade druhého W bozónu, definujeme jeho náboj ako náboj opačný k náboju leptónu.

Na určenie náboja b-jetu používame metódu váhovania náboja trekov v jete, ktoré majú  $p_T > 1.5$  GeV/c a ich zrážkový parameter je menší ako 0.15 cm. Náboj jetu môžeme definovať vzťahom [7, 8]:

$$Q_{bjet} = \frac{\sum_i q_i |\vec{j}_i \cdot \vec{p}_i|^\kappa}{\sum_i |\vec{j}_i \cdot \vec{p}_i|^\kappa} \quad (1)$$

kde  $q_i$  a  $p_i$  sú náboj a hybnosť  $i$ -tého treku v jete,  $\vec{j}$  je jednotkový vektor pozdĺž osi jetu a  $\kappa$  je parameter, ktorého hodnota bola optimalizáciou zvolená ako 0.5.

B-jet, ktorého takto určený náboj je kladný, označujeme ako pochádzajúci z  $b$  kvarku. Ak je hodnota určeného náboja záporná, hovoríme, že b-jet pochádza z  $\bar{b}$  kvarku (čo v skutočnosti nie je vždy pravda). Na základe štúdií Monte Carlo (MC) eventov sme zistili efektívnosť tejto metódy, ktorá je  $(97.9 \pm 0.1)\%$ . Čistota (purity) metódy, definovaná ako pravdepodobnosť správneho určenia náboja b-jetu, je rovná hodnote  $(60.8 \pm 0.1)\%$ .

Posledným krokom určenia náboja top kvarku je priradenie W bozónu k správne b-jetu, na čo používame CDF kinematický fiter, ktorý počíta hodnotu  $\chi^2$  pomocou nasledujúceho vzťahu:

$$\chi^2 = \sum_{i=l,4jets} \frac{(\hat{p}_T^i - p_T^i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=x,y} \frac{(\hat{p}_j^{UE} - p_j^{UE})^2}{\sigma_j^2} + \frac{(m_{jj} - m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{l\nu} - m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{bjj} - m_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{bl\nu} - m_t)^2}{\Gamma_t^2} \quad (2)$$

kde prvý člen vyjadruje rozdiel hodnôt medzi rekonštruovanou ( $p_T^i$ ) a fitovanou ( $\hat{p}_T^i$ ) pričnou hybnosťou, určenou s chybou  $\sigma_i$ , pre leptón a jety. Druhý člen zahŕňa rozdiel medzi nameranou a fitovanou hodnotou energie (určenej s chybou  $\sigma_{x,y}$ ), ktorá nebola započítaná do jetových klasterov. Nasledujúce dva členy určujú rozdiel hmotnosti W bozónu a jeho rozpadových produktov - jetov ( $m_{jj}$ ) a leptónov ( $m_{l\nu}$ ). Ostatné členy uvažujú rozdiel medzi hmotnosťou top kvarku a jeho rozpadových produktov v hadrónovej ( $m_{bjj}$ ) a leptónovej ( $m_{bl\nu}$ ) vetve. Tieto členy sú predelené zodpovedajúcimi rozpadovými pološírkami  $\Gamma_W$  a  $\Gamma_t$ . Hmotnosť W bozónu a spomínané rozpadové pološírky sú fixované na ich hodnoty z Particle Data Group (PDG) [9]. V našom prípade sme fixovali aj hmotnosť top kvarku na hodnotu  $172.5 \text{ GeV}/c^2$ .

Keďže eventy obsahujú 2 b-jety, máme iba dve možnosti priradenia W bozónov k b-jetom. Avšak kvôli neurčitosti  $z$ -ovej zložky neutrína, máme 4 možné výstupy z fitera, z ktorých vyberáme ten s najmenším  $\chi^2$ . Touto metódou priradíme W bozón k b-jetu správne v 76% prípadov. Na základe optimalizácie sme zistili, že vyberaním iba takých eventov, ktorých minimálna hodnota  $\chi^2$  je menšia ako 9, sa zvýši čistota párovania (zlomok správnych priradení W bozónu k b-jetu) na  $(83.3 \pm 0.1)\%$ . Efektívnosť tohto výberového kritéria je  $(53.2 \pm 0.1)\%$ .

## 4.1 Kalibrácia čistoty určenia náboja b-jetov na dátach

Keďže MC simulácie neopisujú presne fragmentáciu jetov, je nutné urobiť korekciu čistoty metódy určovania náboja jetu získanej z MC. Používame na to dijetovú vzorku dát obohatenú o ťažké kvarky (bottom a charm). Táto vzorka je vybraná použitím triggera, ktorý požaduje centrálny mión s  $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ . Výberové kritériá ďalej

požadujú prítomnosť miónového treku s  $p_T > 9$  GeV/c, nachádzajúceho sa v jete s  $E_T > 20$  GeV (tento jet voláme aj *miónovým jetom*) a prítomnosť druhého jetu s  $E_T > 20$  GeV, nazývaného *textitaway jet*, ktorého smer je opačný ako smer miónového jetu ( $\Delta\phi > 2$ ). Oba jety musia byť b-tagované - miónový jet na základe silnejších a away jet na základe slabších kritérií b-taggera používajúceho sekundárny vertex.

V takto vybratých dijetových eventoch je náboj miónového jetu určený nábojom miónu, zatiaľ čo náboj away jetu určujeme na základe metódy váhovania trekov ako sme uviedli vyššie (rovnica 1). Čistotu určenia náboj jetu metódou váhovania trekov môžeme potom určiť ako podiel počtu eventov, v ktorých majú jety opačné znamienko náboja a počtu všetkých eventov, ktoré prešli výberovými kritériami. Takto určená čistota však musí byť korigovaná, kvôli niekoľkým efektom. Ak mión pochádza zo sekundárneho rozpadu (napr.  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ ) znamienko jeho náboja bude opačné ako v prípade, keď pochádza priamo z  $b$  rozpadu. Zmena znamienka môže nastať aj vtedy, ak dôjde v niektorom z jetov k B-mixingu. Ďalšou korekciou, ktorú treba zahrnúť je vplyv nesprávneho b-tagovania, kedy b-tagovaný jet nie je skutočným b-jetom. V takom prípade neočakávame nábojovú koreláciu medzi jetmi. Príspevky prvých dvoch vplyvov - sekundárnych rozpadov a B-mixingu, vyšetrujeme na základe MC, v prípade non-b jetov sme podiel eventov zistili použitím dát.

Na určenie podielu  $b\bar{b}$  dijetových eventov (kedy oba jety pochádzajú z  $b$  kvarku) fitujeme dátové rozdelenia dvoch rôznych premenných zodpovedajúcimi rozdeleniami pre  $b$ ,  $c$  a ľahké jety získanými z MC, použijúc *MC truth* (prípád gluónových jetov je zahrnutý v rozdelení pre ľahké jety). Použitie *MC truth* je založené na porovnávaní informácie generátora na partónovej úrovni s informáciou získanou z rekonštrukcie eventu.

Prvou premennou je  $p_{T,rel}$  (pričná komponenta miónovej hybnosti určená vzhľadom na os jetu), ktorej stredná hodnota je vyššia pre mióny pochádzajúce z  $b$ -kvarkového jetu v porovnaní s miónami pochádzajúcimi z  $c$ -kvarkového jetu alebo jetov pochádzajúcich z ľahkých kvarkov. Na fitovanie dátového rozdelenia tejto premennej používame iba MC rozdelenia  $b$ -kvarkového a  $c$ -kvarkového jetu, nakoľko rozdelenia pre  $c$ -kvarkový jet a ľahké jety sú podobné a pre fiter ťažko rozlíšiteľné. Rozdiel vzniknutý rozdielnym fitovaním (použitie troch MC rozdelení namiesto uvedených dvoch) je započítaný do systematickej chyby.

Druhou premennou je invariantná hmotnosť sekundárneho vertexu  $M_{vtx}$ , ktorú používame na určenie podielu b-jetov v away jetoch. Táto hmotnosť je priamoúmerná hmotnosti kvarku vytvárajúceho jet.

Obrázok 1 zobrazuje rozdelenia  $p_{T,rel}$  a  $M_{vtx}$  pre jety pochádzajúce z  $b$ ,  $c$  kvarkových jetov a ľahkých jetov.



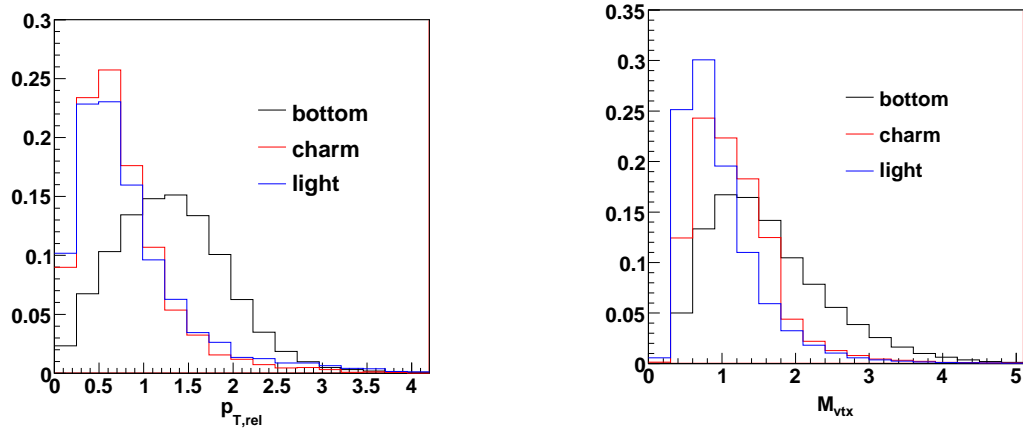


Fig. 1: Rozdelenia  $p_{T,rel}$  (vľavo) a  $M_{vtx}$  (vpravo) pre jety pochádzajúce z  $b$ ,  $c$  kvarkových jetov a ľahkých jetov.

Nakoľko sme zistili, že MC rozdelenia daných premenných sú závislé na energii away jetu, rozdelili sme danú vzorku do 9-tich binov na základe away jet  $E_T$ . Pre každý bin sme spočítali podiel  $b\bar{b}$  dijetových eventov,  $f_{b\bar{b}}$ , ako priemernú hodnotu z maximálneho a minimálneho podielu  $b$ -kvarkových jetov. Maximálna hodnota podielu  $b$ -kvarkových jetov je určená fitom dátového rozdelenia  $M_{vtx}$  pre away jety, zatiaľ čo minimálna hodnota je určená odčítaním podielu nie- $b$ -kvarkových jetov v miónovom jete (určenej fitom dátového rozdelenia  $p_{T,rel}$ ) od maximálnej hodnoty. Chyba podielu  $f_{b\bar{b}}$  je určená tak, aby pokrývala rozdiel medzi maximálnou a minimálnou hodnotou.

Kombináciou podielu  $b\bar{b}$  dijetových eventov,  $f_{b\bar{b}}$ , s podielmi eventov, v ktorých došlo k sekundárnemu rozpadu, alebo B-mixingu, môžeme zo získanej čistoty metódy určenia náboja jetu vypočítať reálnu čistotu tejto metódy. Konečný výsledok kalibrácie potom môžeme vyjadriť ako škálovací faktor definovaný podielom reálnej čistoty metódy určenej z dát a čistoty získanej z MC vzorky. Ako sme spomenuli, analýzu sme urobili pre 9 rôznych away jet  $E_T$  binov. Z Obrázku 2 je vidno, že škálovací faktor nie je závislý na  $E_T$  away jetu.

Systematická chyba určenia škálovacieho faktora zahŕňa tri rôzne efekty. Prvým je neurčitosť v MC rozdeleniach pre  $b$ ,  $c$  a ľahké kvarkové jety spôsobená napr. efektívnosťou určovania trekov, ďalším je výber počtu (dvoch alebo troch) MC rozdelení použitých pri fitovaní a posledný zahŕňa možnú závislosť na away jet  $E_T$ .

Finálny výsledok kalibrácie - škálovací faktor má hodnotu:

$$SF_{JQ} = 0.99 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst}).$$

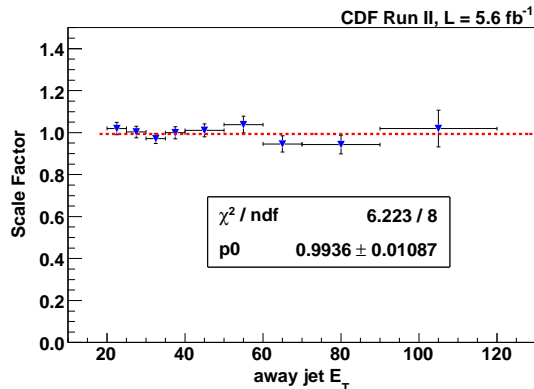


Fig. 2: Škálovací faktor ako funkcia away jet  $E_T$ .

## 5 Pozadie pre top kvarkové eventy

Pre leptón-jetové eventy tvorí dominantnú časť pozadia QCD produkcia W bozónov s multi-jetmi. Tieto eventy môžu prejsť výberovými kritériami ak jeden z jetov je b-jet (W+HF), lebo je ľahký jet nesprávne označený ako b-jet (mistag). Medzi ďalšie zdroje pozadia patria QCD multi-jetové eventy, v ktorých dva jety boli nesprávne označené ako b-jety a jeden z jetov bol interpretovaný ako leptón, produkcia eventov s jedným top kvarkom a dibozónové eventy. Príspevok pozadových eventov je veľmi malý ( $\approx 15\%$ ) vďaka požiadavke aspoň dvoch b-jetov v evente.

Predpokladané počty eventov pre jednotlivé typy pozadia sme získali rovnakou metódou, aká bola použitá v meraní účinného prierezu  $t\bar{t}$  eventov v leptón-jetovom kanále (viď [10]). Aplikovaním efektívnosti párovania W bozónu s b-jetom a efektívnosti počítania náboja jetu, určených pre jednotlivé typy pozadia zvlášť, sme získali konečné počty leptón - b-jetových párov pre pozadové vzorky, ktoré vstupujú do analýzy.

Naším cieľom pri štúdiu pozadových eventov je zistiť, či je v danom pozadí možné pozorovať koreláciu medzi nábojmi leptónu a k nemu priradenému b-jetu. Takúto koreláciu očakávame iba v dvoch prípadoch: eventoch obsahujúcich iba jeden top kvark a QCD  $b\bar{b}$  eventoch, ktoré prešli výberovými kritériami vďaka tomu, že leptón zo semileptónového rozpadu bol nesprávne určený ako signálny leptón. V prvom prípade sme určili koreláciu použitím zodpovedajúcej MC vzorky, zatiaľ čo v druhom prípade sme použili špeciálnu QCD vzorku určenú na štúdium fake (falošných) elektrónov (elektrónov, ktoré nespĺnili aspoň dve kritéria požadované pre signálny elektrón).

V Tabuľke 1 uvádzame hodnoty príspevkov jednotlivých typov pozadia, ako aj hodnoty korelácie (hodnoty  $0.5 \pm 0.0$  sú uvedené v prípadoch, kedy sme neočakávali ani v MC nepozorovali koreláciu). V poslednom riadku tejto tabuľky možno nájsť aj informáciu týkajúcu sa predpokladaného počtu signálnych  $t\bar{t}$  eventov.

Pozadie	$N_b$	Čistota (korelácia)	$N^+$	$N^-$
W+HF	$19.5 \pm 6.4$	$0.5 \pm 0.0$	$9.7 \pm 3.2$	$9.7 \pm 3.2$
QCD fakes	$5.4 \pm 4.8$	$0.48 \pm 0.06$	$2.6 \pm 2.3$	$2.8 \pm 2.5$
Dibozóny	$2.0 \pm 0.4$	$0.5 \pm 0.0$	$1.0 \pm 0.2$	$1.0 \pm 0.2$
Mistag	$2.8 \pm 0.8$	$0.5 \pm 0.0$	$1.4 \pm 0.4$	$1.4 \pm 0.4$
Single top	$4.4 \pm 0.5$	$0.51 \pm 0.01$	$2.25 \pm 0.3$	$2.15 \pm 0.3$
<b>Celkom</b>	<b><math>34.0 \pm 8.1</math></b>	<b><math>0.50 \pm 0.01</math></b>	<b><math>16.9 \pm 4.0</math></b>	<b><math>17.0 \pm 4.1</math></b>
<b>Signál</b>	<b><math>699.6 \pm 115.7</math></b>	<b><math>0.562^{+0.004(\text{stat})}_{-0.011(\text{syst})}</math></b>	<b><math>393.5 \pm 65.6</math></b>	<b><math>306.1 \pm 51.3</math></b>

Tab. 1: Hodnoty korelácie pre jednotlivé type pozadia spolu s očakávaným počtom párov zodpovedajúcich SM hypotéze ( $N^+$ ) a XM hypotéze ( $N^-$ ). Metóda určenia čistoty pre signálové eventy je popísaná neskôr.

## 6 Určenie systematickej chyby

Systematická chyba tejto analýzy pochádza z modelovania geometrickej a kinematickej akceptancie metódou MC, efektívnosti b-tagovania jetov na základe sekundárneho vertexu, z neurčitostí jetovej energetickej škály, predpokladaného počtu pozad'ových eventov a luminozity.

Monte Carlo modelovanie geometrickej a kinematickej akceptancie zahŕňa efekty partónovej rozdeľovacej funkcie (PDF), radiácie (gluónu alebo fotónu) pred (ISR) a po (FSR) zrážke partónov, ale aj jetovú energetickú škálu. Systematická chyba spôsobená týmito efektami je počítaná porovnávaním použitia rôznych PDF setov a variovaním ISF, FSR efektov ako aj variovaním jetovej energetickej škály.

Ďalším zdrojom systematickej chyby je výber MC generátora. Pre jej odhadnutie sme porovnali HERWIG a PYTHIA MC generátory.

Posledný príspevok systematickej chyby je spôsobený fixovaním hmotnosti top kvarku v CDF kinematickom fiteri. Jeho hodnotu sme určili použitím viacerých MC vzoriek generovaných s rôznymi hmotnosťami top kvarku, pričom vo fiteri sme hmotnosť top kvarku fixovali stále na  $172.5 \text{ GeV}/c^2$ .

V Tabuľke 2 uvádzame ako jednotlivé zdroje systematických chýb prispievajú k neurčitosti efektívnosti a čistoty párovania W bozónu s b-jetom, ale aj neurčitosti efektívnosti a čistoty určenia náboja jetu (jetQ).

## 7 Určenie čistoty signálu

Na určenie čistoty signálu nestačí iba vynásobiť čistotu párovania,  $p_{\text{pairing}}$ , a čistotu určenia náboja b-jetu,  $p_{\text{JetQ}}$ . Do celkovej čistoty signálu musíme zahrnúť aj prípady, kedy sme nesprávne priradili W bozón k b-jetu, ale zároveň sme aj nesprávne určili

Systematika (in %)	efekt. párovania	efekt. JetQ $\epsilon$	čistota párovania	čistota JetQ
Jetová energetická škála	0.2	0.04	0.1	0.1
ISR/FSR	0.5	0.1	0.2	0.2
MC generátor	0.2	0.1	0.1	(0.7)
Hmotnosť top kvarku	0.4	0.2	0.9	0.5
PDF	0.7	0.02	0.1	0.02
<b>Celkom</b>	1.0	0.3	1.0	0.6

Tab. 2: Systematická chyba (v %). Hodnota "(0.7)" je uvedená iba informatívne, nie je zahrnutá do celkovej systematickej chyby čistoty určenia náboja jetu, nakoľko táto čistota je kalibrovaná na dátach a jej chyba zahŕňa aj neurčitosť spôsobenú rozdielnymi modelmi hadronizácie.

$f_{nonb}$	$0.076 \pm 0.001$
$SF_{nonb}$	$1.01 \pm 0.03$
$p_{nonb}$	$0.5 \pm 0.01$
$p_{pair}$	$0.833 \pm 0.001(stat) \pm 0.008(syst)$
$p_{JQ}$	$0.608 \pm 0.001(stat) \pm 0.003(syst)$
$SF_{JQ}$	$0.99 \pm 0.01(stat) \pm 0.03(syst)$

(a)

$N_s$	$699.6 \pm 115.7$
$N_b$	$34.0 \pm 8.1$
$p_s$	$0.562 \pm 0.004(stat) \pm 0.011(syst)$
$p_b$	$0.498 \pm 0.010$

(b)

Tab. 3: Hodnoty premenných použité pre určenie celkovej čistoty signálu (vľavo) a hodnoty premenných, ktoré budú použité pri štatistickom vyšetovaní výsledkov (vpravo).

náboj b-jetu. Treba uvážiť aj eventy, v ktorých b-tagger nesprávne označil ľahké jety ako b-jety a teda v nich neočakávame koreláciu medzi nábojmi leptónu a prislúchajúceho b-jetu. Ak zhrnieme tieto prípady do jednej rovnice, môžeme pre celkovú čistotu signálu písať:

$$p_s = f_{nonb} \cdot SF_{nonb} \cdot p_{nonb} + (1 - f_{nonb} \cdot SF_{nonb})(p_{pair} \cdot p_{JQ} \cdot SF_{JQ} + (1 - p_{pair})(1 - p_{JQ} \cdot SF_{JQ})) \quad (3)$$

kde  $f_{nonb}$  predstavuje podiel eventov, v ktorých b-jet nesprávne b-tagovaný, škálovací faktor,  $SF_{nonb}$ , koriguje tento podiel,  $f_{nonb}$ , nakoľko je v MC vzorkách podhodnotený a  $p_{nonb}$  vyjadruje nábojovú koreláciu medzi nesprávne b-tagovaným b-jetom zodpovedajúcim leptónom. Škálovací faktor  $SF_{JQ}$  bol definovaný v predchádzajúcom texte.

V Tabuľke 3.a sme zhrnuli hodnoty premenných použité pre výpočet čistoty signálu. V Tabuľke 3.b sumarizujeme hodnoty veličín, ktoré budú použité pri štatistickom vyšetovaní výsledkov.

## 8 Štatistická analýza

Po priradení  $W$  bozónu k  $b$ -jetu a určení náboja  $b$ -jetu, môžeme každý takýto pár označiť ako pár Štandardného modelu alebo pár exotického modelu. Na určenie stupňa vierohodnosti daných hypotéz používame metódu pravdepodobnostného profilu popísanú v [11]. Naša pravdepodobnostná funkcia závisí od podielu párov Štandardného modelu  $f_+$  určeného zo signálnej vzorky a štyroch tzv. *nuisance* parametrov - počtu signálnych ( $N_s$ ) a pozadových ( $N_b$ ) párov a čistoty signálu ( $p_s$ ) a pozadia ( $p_b$ ). Je vyjadrená ako suma člena reprezentujúceho kombinovanú čistotu signálu a pozadia (Poissonovské rozdelenie), a štyroch členov reprezentujúcich *nuisance* parametre (Gaussovské rozdelenia):

$$L_s = \frac{(N_+)^{x^+} e^{-N_+}}{x^+!} \frac{(N_-)^{x^-} e^{-N_-}}{x^-!} \quad L_Z = \frac{1}{\sigma_Z \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-Z)^2}{2\sigma_Z^2}} \quad (4)$$

kde  $L_Z$  zastupuje Gaussovské rozdelenie pre *nuisance* parameter  $Z$ ,  $t$  je parameter fitu a  $N_+$  a  $N_-$  sú predpokladané počty párov Štandardného a exotického modelu, určené rovnicami:

$$N_+ = p_s N_s f_+ + (1 - p_s) N_s (1 - f_+) + p_b N_b \quad (5)$$

$$N_- = (1 - p_s) N_s f_+ + p_s N_s (1 - f_+) + (1 - p_b) N_b \quad (6)$$

Členy  $x^+$  a  $x^-$  reprezentujú počet párov Štandardného a exotického modelu v dátach,

Skenovaním hodnoty  $f_+$  v intervale od -1 po 2 a minimalizáciou pravdepodobnostnej funkcie cez *nuisance* parametre dostávame krivku závislosti pravdepodobnosti na hodnote  $f_+$ . Minimum tejto krivky je hľadanou hodnotou podielu  $f_+$  (viď Obrázok 3). Obrázok 4 zobrazuje rozdelenie hodnôt  $f_+$  určených minimalizáciou pravdepodobnostnej funkcie, získaných z pseudo-experimentov predpokladajúc SM (červená čiara) ako aj XM (čierna čiara). Určením hodnoty  $f_+$  z dát, môžeme na základe týchto rozdelení určiť p-value pre hypotézu SM,  $p_{SM}$  a p-value pre hypotézu XM,  $p_{XM}$ , ktoré potom porovnávame s *a priórne* stanovenými Type I chybami  $\alpha$ . V našom prípade porovnávame  $p_{SM}$  s  $\alpha_1 = 1.3 \times 10^{-4}$  ( $2.87 \times 10^{-7}$ ), čo zodpovedá  $3\sigma$  ( $5\sigma$ ), zatiaľ čo  $p_{XM}$  porovnávame s  $\alpha_2 = 5\%$ . Rozdielnosť týchto kritérií je daná tým, čo je všeobecne používané vo fyzike vysokých energií, a teda aj experimentom CDF.

Okrem hodnôt p-value, využívame aj prístup založený na Bayes faktore (BF), ktorý vyjadruje pomer pravdepodobnosti SM hypotézy v porovnaní s XM hypotézou. Určením hodnoty výrazu  $2\ln(BF)$  a použitím škály definovanej v [12] môžeme povedať, nakoľko je SM hypotéza pravdepodobnejšia ako XM hypotéza.

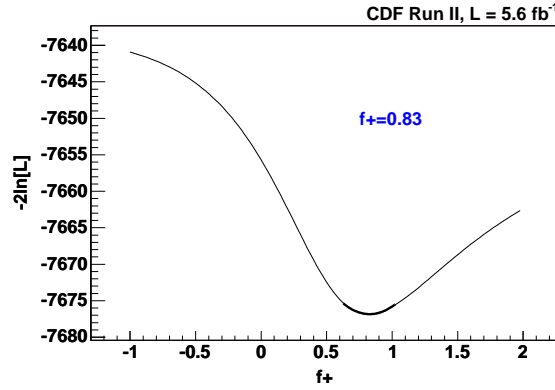


Fig. 3: Krivka závislosti pravdepodobnostnej funkcie od hodnoty  $f_+$ . Funkcia nadobúda minimum v hodnote 0.83.

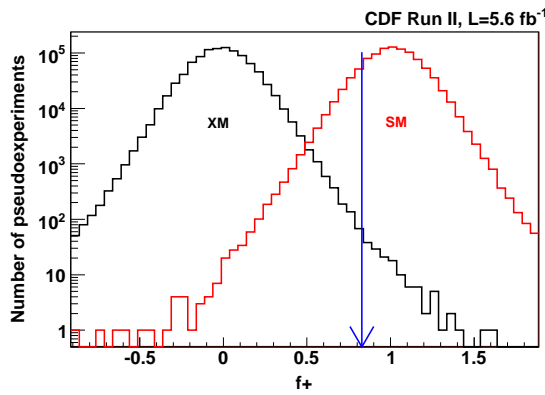


Fig. 4: Rozdelenie hodnôt  $f_+$  určených minimalizáciou pravdepodobnostnej funkcie, získaných z pseudo-experimentov predpokladajúc SM (červená čiara) ako aj XM (čierna čiara). Modrá šípka zobrazuje hodnotu  $f_+$  určenú z dát.

## 9 Výsledky a diskusia

V Tabuľke 4 prezentujeme počet eventov a párov, ktoré prešli leptón-jetovými selekčnými kritériami ako aj požiadavkami aplikovanými pri párovaní W bozónu s b-jetom a pri počítaní náboja b-jetu. Uvádzame tiež počty párov zodpovedajúcich hypotéze SM a XM.

Na základe týchto hodnôt dostávame krivku závislosti pravdepodobnostnej funkcie od  $f_+$ , ktorej minimum nachádzame v hodnote 0.83 (viď Obrázok 3). Táto hodnota zodpovedá p-value pre hypotézu SM  $p_{SM} = 13.4\%$  (viď Obrázok 4), čo po porovnaní s *a priori* stanovenou hodnotou  $\alpha_1$ , zodpovedajúcou  $3\sigma$  ( $5\sigma$ ) kritériu vylúčenia tejto hypotézy, interpretujeme ako nevylúčenie hypotézy SM. P-value pre hypotézu XM je  $p_{XM} = 0.014\%$ , čo po porovnaní s *a priori* stanovenou hodnotou  $\alpha_2 = 5\%$ , prezentujeme ako vylúčenie hypotézy XM s 95% stupňom vierohodnosti. Treba však povedať,

Počet eventov	po párovaní	počet párov	SM	XM
815	397	774 pairs	416	358

Tab. 4: Počet leptón-jetových eventov získaných z dát pred a po aplikovaní párovacích kritérií. Počet párov, v ktorých b-jet splnil kritériá na určenie jeho náboja a počty párov zodpovedajúcich Štandardnému modelu (SM) a exotickému modelu (XM).

že  $p_{XM}$  zodpovedá približne  $3.5\sigma$ .

Na základe Bayes faktora sme určili hodnotu  $2\ln(BF) = 19.6$ , čo na základe spomínanej škály vedie k záveru, že dáta *veľmi silno* preferujú SM oproti XM. Na Obrázku 5 zobrazujeme grafickú reprezentáciu nášho výsledku.

Pre kontrolu sme porovnali výsledky určené separátne pre elektróny a mióny. V oboch prípadoch môžeme povedať, že nevylučujeme SM, zatiaľ čo XM vylučujeme s 95% stupňom vierohodnosti. Na základe Bayes faktora môžeme skonštatovať, že elektróny *veľmi silno* preferujú SM oproti XM. V prípade miónov je *pozitívne* preferovaný SM oproti XM.

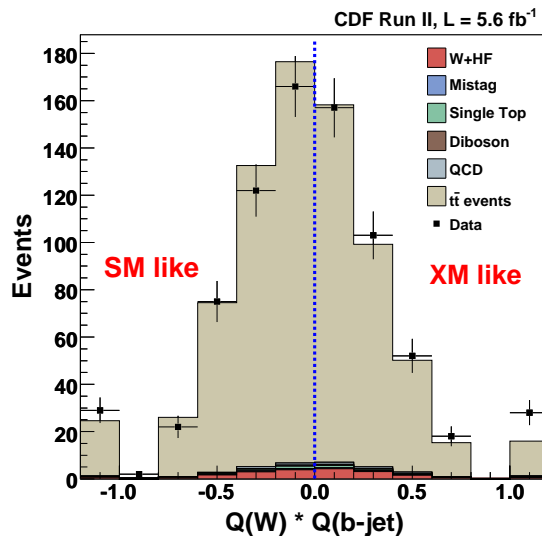


Fig. 5: Náboj W bozónu násobený nábojom zodpovedajúceho b-jetu. Páry reprezentujúce hypotézu SM nadobúdajú záporné hodnoty tejto veličiny, v prípade párov reprezentujúcich XM má daná veličina kladné hodnoty.

## Záver

Predložená dizertačná práca sa zaoberá rekonštrukciou elektrického náboja top kvarku z jeho rozpadových produktov. Hlavným cieľom bolo rozhodnúť či meraný náboj top kvarku potvrdzuje hypotézu SM alebo hypotézu exotického modelu. V prvom prípade má top kvark náboj  $+2/3$  elementárneho elektrického náboja, zatiaľ čo v druhom prípade je jeho náboj  $-4/3$  elementárneho elektrického náboja.

Ciele dizertačnej práce boli podľa môjho názoru splnené.

Potvrdili sme platnosť jetovej energetickej škály pre novo-namerané dátové vzorky. V prípade rozdielov, sme určili nové korekcie a prekontrolovali sme ich správnosť.

Pridaním miónov, ktoré neprešli triggerom, ale boli rekonštruované offline, sme zvýšili štatistiku asi o 20%.

Pre zvýšenie čistoty určenia náboj jetu, sme urobili niekoľko štúdií ako závislosť na veľkosti jetového kónusu, na podiele energie nesenej nabitými trekmi. Z daných štúdií vyplýva, že pridanie ďalších výberových kritérií by viedlo k minimálnemu zvýšeniu tejto čistoty a zároveň zníženiu štatistiky. Preto sme sa rozhodli použiť povodné výberové kritériá.

Pri generovaní MC vzoriek je používaný určitý algoritmus jetovej fragmentácie, ktorý nemusí byť na 100% spoľahlivý. Preto určujeme škálovací faktor, potrebný na korekciu čistoty algoritmu na určenie náboja jetu, získanej z MC vzoriek. Hodnota tohto škálovacieho faktora je  $SF_{JQ} = 0.99 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst})$ . Z toho dôvodu, že CDF používa iné trekovacie algoritmy pre dáta nazberané od apríla 2008 do februára 2010, porovnali sme hodnoty škálovacích faktorov nadobudnuté separátne pre jednotlivé dátové vzorky. Nezistili sme však silnú závislosť.

Pozad'ové vzorky i systematické chyby boli prepočítané priadním MC vzoriek generovaných s vyššou luminozitou zrážky. Ďalším dôvodom k prepočítaniu pozadia a systematicky bolo použitie top kvarkovej hmotnosti  $172.5 \text{ GeV}/c^2$  v kinematickom fiteri. V predošlej analýze sa používala hmotnosť  $175 \text{ GeV}/c^2$ .

Použitím výberových kritérií našej analýzy sme získali 774 W bozón - b-jetových párov, z ktorých 416 potvrdzuje hypotézu SM, zatiaľ čo 355 párov potvrdzuje hypotézu XM. Pomocou štatistickej analýzy sme určili p-value pre SM rovnú 13,4% a p-value pre XM rovnú 0.014%. Na základe všeobecne akceptovaných kritérií na CDF porovnáваме p-value pre SM s *a priori* stanovenou Type I chybou  $\alpha_1 = 1.3 \times 10^{-4}$  ( $2.87 \times 10^{-7}$ ) a p-value pre XM s *a priori* stanovenou Type I chybou  $\alpha_2 = 5\%$ . Z uvedeného vyplýva, že nevyklúčujeme SM, zatiaľ čo XM vylúčujeme s 95% stupňom vierohodnosti. Na základe Bayes faktora môžeme povedať, že dáta *veľmi silno* preferujú SM oproti XM.



**Zoznam publikácií**

- [I] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. The CDF Measurement of the Top Quark Charge using the Top Decay Products in Lepton+Jet channel, CDF Conference Note 10460.
- [II] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Measurement of the  $t\bar{t}$  Production Cross Section with an *in situ* Calibration of  $b$ -jet Identification Efficiency. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2011, vol. 83, no. 7, 8 p.
- [III] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Measurement of the top quark mass in the lepton+jets channel using the lepton transverse momentum. In *Physics Letters B*. ISSN 0370-2693, 2011, vol. 698, no.5, p. 371-379.
- [IV] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Measurement of the Mass Difference between  $t$  and  $\bar{t}$  Quarks. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2011, vol. 106, no. 15, 7 p.
- [V] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Measurement of the Forward-Backward Asymmetry in the  $B \rightarrow K(\pi)\mu^+\mu^-$  Decay and First Observation of the  $B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-$  Decay. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2011, vol. 106, no. 16, 7 p.
- [VI] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Measurement of  $t\bar{t}$  spin correlation in  $p\bar{p}$  collisions using the CDF II detector at the Tevatron. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2011, vol. 83, no. 3, 7 p.
- [VI] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Measurement of the top quark mass and  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$  cross section in the all-hadronic mode with the CDF II detector. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2010, vol. 81, no. 5, 20 p.
- [VII] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Measurement of the top pair production cross section in the dilepton decay channel in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2010, vol. 82, no. 5, 20 p.
- [VIII] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV using soft electron  $b$ -tagging. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2010, vol. 81, no. 9, 18 p.
- [IX] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Observation of single top quark production and measurement of  $|V_{tb}|$  with CDF. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2010, vol. 82, no. 11, 59 p.

- [X] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Exclusion of an Exotic Top Quark with  $-4/3$  Electric Charge Using Soft Lepton Tagging. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2010, vol. 105, no. 10, 7 p.
- [XI] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Top Quark Mass Measurement in the lepton+jets Channel Using a Matrix Element Method and *in situ* Jet Energy Calibration. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2010, vol. 105, no. 25, 7 p.
- [XII] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Direct Top-Quark Width Measurement CDF. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2010, vol. 105, no. 23, 7 p.
- [XIII] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2009. Measurement of the top quark mass using the invariant mass of lepton pairs in soft muon  $b$ -tagged events. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2009, vol. 80, no. 5, 9 p.

## Použitá literatura

- [1] CHANG, D. - CHANG, W. - MA, E. 1999. Alternative interpretation of the Fermilab Tevatron top events. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 1999, vol. 59, no. 9, 4 p.
- [2] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Search for top quark pairs with invisible particles, CDF Conference Note 10374.
- [3] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2011. Search for heavy bottom-like quarks decaying to an electron or muon and jets in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7114, 2011, vol. 106, no. 14, 7 p.
- [4] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2007. First CDF Measurement of the Top Quark Charge using the Top Decay Products, CDF Conference Note 8967.
- [5] AALTONEN, A. et al. CDF Collaboration. 2010. Exclusion of Exotic Top-like Quark with  $-4/3$  Electric Charge Using Soft Lepton Tags, CDF Conference Note 9939.
- [6] ACOSTA, D. et al. CDF Collaboration. 2005. Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV using lepton+jets events with secondary vertex  $b$ -tagging. In *Physical Review D*. ISSN 1089-4918, 2005, vol. 71, no. 5, 28 p.

- [7] FIELD, R. D. - FEYNMAN, R. P. 1978. A parametrization of the properties of quark jets. In *Nuclear Physics B*. ISSN 0920-5632, 1978, vol. 136, no. 1, p. 1-76.
- [8] BARATE, R. et al. Collaboration ALEPH. 1998. Determination of  $A_{FB}^b$  using jet charge measurements in Z decays. In *Physics Letters B*. ISSN 0370-2693, 1998, vol. 426, no.1, p. 217-230.
- [9] NAKAMURA, K. et al. Particle Data Group. 2010. Review of Particle Physics. In *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. ISSN 1361-6471, 2010, vol. 37, no. 7A.
- [10] ABULENCIA, A. et al. CDF Collaboration. 2006. Measurement of the  $t\bar{t}$  Production Cross Section in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. In *Physical Review Letters*. ISSN 1079-7714, 2006, vol. 97, no. 8, 7 p.
- [11] ROLKE, W. A. - LOPEZ, A. M. - CONRAD, J. 2005. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. ISSN 0168-9002, 2005, vol. 551, no. 2-3, p. 493-503.
- [12] KASS, R. E. - RAFTERY, A. E. 1995. Bayes Factors. In *Journal of the American Statistical Association*. ISSN 0162-1459, 1995, vol. 90, no. 430, p. 773-795.

## Summary

In this thesis I present the measurement of the top quark electric charge via its decay products using the  $5.6 \text{ fb}^{-1}$  of the data collected by the CDF experiment. Our main goal was to decide if the measured top quark charge supports the Standard model hypothesis or the hypothesis of the exotic quark. In the former case the reconstructed top quark charge would be equal to  $+2/3$ , while in latter one the charge would be  $-4/3$ .

According to my opinion, the goals of the thesis were satisfied.

We confirmed the validity of the jet energy scale for each new collected data sample. In case off some differences, we set a new corrections and checked their validity again.

We tried to improve the jet charge algorithm and its purity by applying the further requirement (track to jet energy ratio) and also by studying the resolution of the algorithm as a function of used jet cone. However the results of these studies gave us no significant improvement, so we decided to use the original criteria to keep the statistics as high as possible.

Due to the fact that the MC is not necessarily reliable in term of the jet fragmentation, we calculated the scale factor needed to correct the purity of the jet charge

algorithm obtained from the used MC sample. The final result of the scale factor is:  $SF_{JQ} = 0.99 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst})$ . We also checked a possible dependence of the scale factor on the different tracking algorithms used by the CDF (a new tracking algorithm was used for reconstruction of the data collected from April 2008 to February 2010). No strong dependence was observed.

After applying of the all selection criteria and optimization cuts, which were set in the previous analysis based on the  $1.5 \text{ fb}^{-1}$  of CDF data, we selected 774 W boson - b-jet pairs. Out of them the 140 pairs comes from the non-triggered muons, which we added to increase the muon acceptance. The non-triggered muons compose almost 20% of the whole data sample.

We recalculated the background contribution using also the high luminosity MC samples. These samples were generated with a higher (in comparison with the previous samples) instantaneous luminosity and have to be added to the original background MC samples due to the fact that the instantaneous luminosity of the data events increased. For the same reason we had to recalculate the systematics uncertainty.

The other reason, why we recalculated the background contribution and the systematics uncertainties, is that in the previous analysis the top mass of  $175 \text{ GeV}/c^2$  was used to generate the  $t\bar{t}$  MC samples and also to reconstruct the event topology by the CDF kinematic fitter. However, the more precise measurement of the top quark mass leded to the general CDF collaboration's decision of using the top quark mass equal to  $172.5 \text{ GeV}/c^2$  for both - generation of MC samples and top quark event reconstruction by the kinematic fitter.

By running over the whole analysis, we obtained 774 W boson - b-jet pairs, out of which the 416 pairs are SM like and 358 pairs are XM like. The statistical treatment of this result leads to the p-value under SM hypothesis of 13.4% and p-value under exotic quark hypothesis of 0.014%. The CDF general accepted approach compared the p-value under the SM with a priori set Type I error  $\alpha_1 = 1.3 \times 10^{-4}$  ( $2.87 \times 10^{-7}$ ) and p-value under the XM model with a priori set Type I error  $\alpha_2 = 5\%$ .

Using these criteria we can say that we do not exclude the SM, while we exclude the XM with 95% confidence level.

Based on the Bayes scale we can say that the data favors strongly the SM hypothesis over the XM one.