

VEDECKÁ RADA FAKULTY MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY
UNIVERZITY KOMENSKÉHO V BRATISLAVE

RNDr. Martin Čiljak

Autoreferát dizertačnej práce

Štúdium možností určenia náboja top kvarku
na detektore ATLAS

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

Bratislava 2003

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

Predkladateľ: RNDr. Martin Čiljak
*Katedra jadrovej fyziky
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK
842 48 Bratislava*

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

Oponenti: doc. RNDr. Dušan Bruncko, CSc.
Ústav experimentálnej fyziky SAV, Košice
doc. RNDr. Vladislav Šimák, DrSc.
Fyzikálny Ústav AV ČR, Praha
Doc. RNDr. Vladimír Černý, CSc.
Ústav fyziky, FMFI UK, Bratislava

autoreferát bol rozoslaný dňa

Obhajoba dizertačnej práce sa koná dňa

.....

na Fakulte matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského, Mlynská Dolina, 842 48 Bratislava, miestnosť F1-377 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

Obsah

Úvod	2
1 Produkcia a rozpad top kvarku	3
2 Priame určenie náboja top kvarku	3
2.1 Účinné prierezy procesov	6
2.1.1 Model na výpočet účinného prierezu	6
2.1.2 Výpočet účinných prierezov	7
2.1.3 Výsledky	7
2.1.4 Neurčitost' výpočtu účinných prierezov	8
2.2 Rekonštrukcia odozvy detektora	9
2.2.1 $t\bar{t}\gamma$ výberové kritériá (semileptónový mód)	10
2.2.2 $Wb\gamma$ výberové kritériá	10
2.3 Záver analýzy a diskusia	11
3 Nepriame určenie náboja top kvarku	13
3.1 Rekonštrukcia náboja top kvarku v detektore	13
3.1.1 Asociácia leptónu a b -jetu	13
3.2 Záver analýzy a diskusia	14
Záver	15
Zoznam publikácií	17
Zoznam použitej literatúry	18
Summary	19

Úvod

Predložená dizertačná práca spadá do oblasti fyziky elementárnych častíc, ktorá sa sústreďuje najmä na Štandardný model častíc (SM) a hľadanie nových javov mimo jeho rámca. Konkrétne, venuje sa problematike určenia náboja top kvarku prostredníctvom detektora ATLAS. Je to jeden z plánovaných experimentov na protón-protónovom urýchľovači LHC s energiou $14 TeV$. Na základe počítačových simulácií fyzikálnych procesov (pomocou programu PYTHIA [19]) a odozvy detektora ATLAS (program ATLFAST [21]) sa pokúšame nájsť odpoveď, či je možné určiť náboj top kvarku pri daných parametroch experimentálneho zariadenia.

Nutnosť merania náboja je vyvolaná hlavne vďaka nekonzistentnostiam vznikajúcim pri porovnávaní precíznych elektroslabých experimentálnych dát s predpoveďami SM. V článkoch [7], [8] na základe dát získaných z merania rozpadového módu $Z \rightarrow b\bar{b}$ na urýchľovačoch LEP a SLC, konkrétne z relatívneho pomeru tohto rozpadového módu ku všetkým hadrónovým módom (parameter R_b), predozadnej asymetrie (A_{FB}) a pravo-ľavej asymetrie (A_b) sa konštatuje, že hmotnosť top kvarku s nábojom $2/3$ by mala byť $m_t = 274_{-47}^{+40} GeV$. Interpretácia top kvarku z Tevatrónových experimentov, ktorý má hmotnosť $m_t \approx 175 GeV$ [13], je taká, že je to člen nového pravého izodubletu: $(b, t)_R$, pričom b je pravý bottom kvark zo Štandardného modelu s nábojom $-1/3$ a t je exotický top kvark s nábojom $-4/3$. V tomto prípade sú vyššie spomenuté experimentálne dáta konzistentné s takto rozšíreným teoretickým modelom. Je to jedna z možných interpretácií, článok [8] uvádza aj inú možnosť. Rozhodujúcim kritériom bude experiment.

V práci sú zahrnuté dve spomínané alternatívy - top kvark zo SM s predpokladaným nábojom $2/3$ alebo exotický kvark s rovnakou hmotnosťou a nábojom $-4/3$. Popísané sú dva spôsoby určenia náboja top kvarku.

Prvý spôsob je založený na určení náboja prostredníctvom merania účinného prierezu procesov radiačnej produkcie top kvarku ($pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$) alebo radiačného rozpadu top kvarku ($t \rightarrow Wb\gamma$), ktoré závisia na náboji top kvarku. Okrem nich sme analyzovali možné vplyvy pozadových procesov na meranie radiačných účinných prierezov.

Druhý spôsob rekonštrukcie náboja využíva zákon zachovania elektrického náboja pri rozpade top kvarku. Využili sme rozpadový kanál $t \rightarrow Wb$, ktorým sa častica takmer výhradne rozpadá.

1 Produkcia a rozpad top kvarku

Top kvark bol prvý krát experimentálne registrovaný v experimentoch CDF a D0 vo Fermilabe Tevatróne ($p\bar{p}$ urýchľovač s energiou v CMS $s = 1.8 TeV$) v roku 1995 [5]. Top kvark bol produkovaný v $t\bar{t}$ pároch, vznikajúcich v procesoch kvark-antikvarkovej anihilácie ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$) a gluónovej fúzie ($gg \rightarrow t\bar{t}$).

Z určenej hmotnosti top kvarku $m_t \approx 174 GeV$ [13] sa v rámci Štandardného modelu predpovedá veľká rozpadová šírka $\Gamma \approx 1.4 GeV$ [10], čo zodpovedá strednej dobe života $\tau \approx 4 \cdot 10^{-25} s$.

Predpokladá sa, že top kvark sa rozpadá ešte pred hadronizáciou, takmer výhradne prostredníctvom elektroslabého rozpadu $t \rightarrow Wb$ ($\sim 99\%$). W bozón má takisto krátku dobu života a je pozorovateľný len cez svoje rozpadové produkty. Podľa toho, či sa W bozón rozpadne na kvarky ($W \rightarrow q\bar{q}$) alebo leptónovo ($W \rightarrow l\nu$), rozlišujú sa tieto tri rozpadové módy $t\bar{t}$ systému [1]:

- 1) Hadrónový mód (44%)
Oba W bozóny vznikajúce pri rozpadoch oboch top kvarkov sa rozpadnú cez hadrónový mód.
 - 2) Semileptónový mód (30%)
Jeden W bozón sa rozpadne hadrónovo, druhý leptónovo (uvažuje sa rozpad na e, μ).
 - 3) Dileptónový mód (5%)
Oba W bozóny sa rozpadnú leptónovo (uvažuje sa rozpad na e, μ).
- Jeden alebo oba rozpady $W \rightarrow \tau\nu$, nie sú zaradené do žiadnej skupiny, pretože τ sa môže rozpadnúť leptónovo aj hadrónovo a zatiaľ neexistujú spoľahlivé techniky na vydelenie tohto rozpadu.

Top kvark sa experimentálne detekuje nepriamo, a to prostredníctvom rekonštrukcie invariantnej hmotnosti jeho produktov rozpadu. Platí

$$t \rightarrow Wb \rightarrow (j_1 j_2) b \quad \Rightarrow \quad m_t^2 = (p_{j_1} + p_{j_2} + p_b)^2, \quad (1)$$

kde j_1 a j_2 sú rozpadové produkty W bozónu, p_x sú štvorhybnosti jednotlivých produktov.

2 Priame určenie náboja top kvarku

Radiačná produkcia a rozpad top kvarku zodpovedá procesu

$$pp \rightarrow t\bar{t}(\gamma) \rightarrow (Wb)(Wb)\gamma. \quad (2)$$

Rozdiel medzi radiačnou produkciou a radiačným rozpadom *top* kvarku bude daný invariantnou hmotnosťou produktov rozpadu *top* kvarku. Ak

- fotón je súčasťou produkcie *top* kvarku,

$$m_t^2 \approx (p_b + p_W)^2, \quad (3a)$$

- fotón je súčasťou rozpadu *top* kvarku,

$$m_t^2 \approx (p_b + p_W + p_\gamma)^2. \quad (3b)$$

Niektoré diagramy procesov radiačnej produkcie a rozpadu *top* kvarku sú znázornené na obrázku 1. Prvý diagram znázorňuje vyžiarenie fotónu z *top* čiary a prispieva do účinného prierezu aj radiačnej produkcie aj radiačného rozpadu *top* kvarku. Ostatné dva diagramy reprezentujú emisiu fotónu z rozpadových produktov *top* kvarku a teda prispievajú len k procesu radiačného rozpadu.

Rozdelenie prvého diagramu na produkčnú časť a rozpadovú časť možno uskutočniť pomocou rozdelenia fázového priestoru na dve časti dané vzt'ahmi 3.

Problémom takéhoto rozdelenia môže byť vzájomná interferencia diagramov zodpovedajúcich radiačnej produkcii a rozpadu. Maticový element zodpovedajúci prvému diagramu na obrázku 1. je zložený z dvoch propagátorov pre *top* kvark pred a po emisii fotónu [14]

$$M \approx \frac{1}{2p_\gamma \cdot (p_W + p_b)} \left(\frac{1}{p_{Wb}^2 - m_t^2 + im_t\Gamma_t} - \frac{1}{p_{Wb\gamma}^2 - m_t^2 + im_t\Gamma_t} \right), \quad (4)$$

pričom do úvahy je zobrať korekcia na nestabilitu *top* kvarku daná jeho rozpadovou šírkou Γ_t .

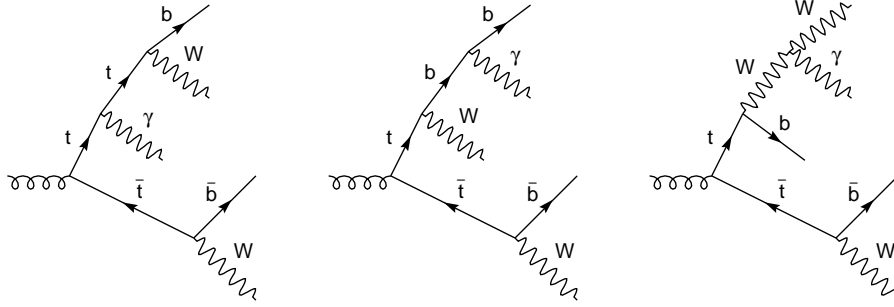
Tento člen v maticovom elemente má dve maximá – jedno keď $m_t^2 = (p_b + p_W)^2$ korešponduje emisii fotónu pri produkcii *top* kvarku, druhé keď $m_t^2 = (p_b + p_W + p_\gamma)^2$, čo korešponduje rozpadu *top* kvarku.

Celková amplitúda procesov produkcie a rozpadu je

$$M_{celk} = M_{prod} + M_{rozpad}. \quad (5)$$

Účinný prierez daný ako $|M_{tot}|^2$ sa skladá z oddelených častí pre produkciu a rozpad ($|M_{prod}|^2$, $|M_{rozpad}|^2$) a z časti popisujúcej ich interferenciu. Propagátory vo vzt'ahu 4 určujú, že spektrá produkčného a rozpadového kanála budú

mat' tvar Breit-Wignerovskej funkcie popisujúcej rezonancie. Šírka oboch rezonancií je daná parametrom Γ_t , ich stredné hodnoty m_t . Obe rezonancie sú v priestore hybností p_W , p_b oddelené energiou fotónu. Ak je energia fotónu porovnateľná so šírkou rezonancií Γ_t , nastáva ich prekrytie a interferenčný člen nemožno zanedbať. Naopak, ak je energia fotónu väčšia ($E_\gamma \gg \Gamma_t$), prekrytie rezonancií a interferenčný člen sú zanedbateľné a v tom prípade sme oprávnení rozdeliť účinný prierez procesu 2 na produkčnú a rozpadovú fázu.



Obrázok 1: Diagramy radiačnej produkcie a rozpadu *top* kvarku.

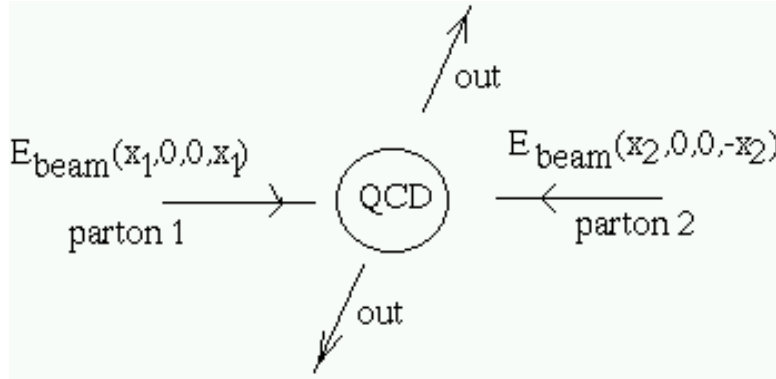
Okrem nich existuje ešte niekoľko radiačných procesov, ktoré prispievajú ako pozad'ové k radiačnej produkcii a rozpadu *top* kvarku. Sú to

- 1) Pozadie vznikajúce pri $t\bar{t}$ produkcii. Sem patrí:
 - a) Radiačný rozpad W bozónu; $W \rightarrow jj\gamma$ a $W \rightarrow l\nu\gamma$.
 - b) Pozadie pri radiačnom rozpade π^0 , η mezónov.
Tento typ pozadia vzniká pri hadronizácii kvarku na jet hadrónov, niektoré z nich sa rozpadajú na fotóny ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma\gamma$). Jet tak môže byť v detektore interpretovaný ako fotón.
- 2) Pozadie pri produkcii hmotných vektorových bozónov s vysokou multiplicitou radiačných gluónov.
 - a) Produkcia W bozónu, t.j. $pp \rightarrow W + jety + \gamma$.
Predpokladáme, že tento proces bude tvoriť najväčší príspevok zo všetkých pozadí týkajúcich sa produkcie bozónov. Ostatné pozadia tohto typu ako $Z + jety + \gamma$, $WW + jety + \gamma$, $WZ + jety + \gamma$, a pod. neuvažujeme, pretože ich možno účinne eliminovať [16].

2.1 Účinné prierezy procesov

2.1.1 Model na výpočet účinného prierezu

Na opis hlboko-nepružných zrážok urýchlených častíc sa používa **partónový model** [12], [17], [16], v ktorom sa častica zväzku parametrizuje ako súbor voľných partónov¹. Každý z nich sa pohybuje v smere zväzku a nesie so sebou časť jeho hybnosti, energie a hmotnosti danú parametrom x . Hustota pravdepodobnosti existencie partónu v hadróne s podielom x sú popísané štruktúrnymi funkciami $f(x, \mu_F^2)$. Premenná μ_F charakterizuje prenesennú hybnosť hlboko-nepružného procesu a nazýva sa faktorizačná škála [12].



Obrázok 2: Schematické znázornenie QCD procesu na partónovej úrovni.

Interakcia partónov, ktorými je parametrizovaný zväzok urýchlených častíc, je popísateľná poruchovou kvantovou chromodynamikou. Predpokladá sa, že do interakcie vstupuje z každej častice jeden partón, schematicky je interakcia znázornená na obrázku 2.

Pre účinný prierez procesu $h_1 h_2 \rightarrow q_1 \dots q_n$ platí [19]:

$$\sigma = \sum_{(p_i, p_j)} \iiint dx_1 dx_2 d\Omega f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \frac{d\sigma(p_i p_j \rightarrow q_1 \dots q_n; \mu_R^2)}{d\Omega}, \quad (6)$$

kde f_i, f_j sú partónové distribučné funkcie hadrónov h_1 a h_2 , $d\sigma/d\Omega$ je diferenciálny účinný prierez procesu $p_i p_j \rightarrow q_1 \dots$. Sumuje sa cez všetky dvojice vstupných partónov, ktoré vedú na rovnaký konečný stav ($q_1 \dots q_n$). Premenná μ_R^2 (μ_F^2) určuje renormalizačnú (faktorizačnú) škálu procesu.

¹Partóny je spoločný názov pre kvarky a gluóny.

2.1.2 Výpočet účinných prierezov

V programe PYTHIA sú radiačné procesy generované ako korekcie na neradiačné procesy, t.j. proces $p_1 p_2 \rightarrow t \bar{t} \gamma$ je generovaný pomocou maticového elementu procesu $p_1 p_2 \rightarrow t \bar{t}$, pričom vstupné alebo výstupné častice môžu vetvením typu $q \rightarrow q \gamma$ vytvoriť dodatočný fotón. Mechanizmus vetvenia je len istým priblížením radiačného maticového elementu, a to len v prípade spektra mäkkých fotónov ($p_\gamma \rightarrow 0$).

Za účelom získania reálneho spektra, implementovali sme do programu radiačné procesy podľa príslušných maticových elementov signálnych ($t \bar{t} \gamma$, $t \rightarrow W b \gamma$) a pozad'ových ($W \rightarrow p_1 p_2 \gamma$) radiačných procesov.

Výnimku tvoril proces $pp \rightarrow W + jety + \gamma$, kde sme vypočítali maticové elementy procesov:

$$q \bar{q} \rightarrow W \gamma g \quad a \quad qg \rightarrow W q \gamma, \quad (7)$$

d'alsie jety sú produkované ako QCD radiačné korekcie prostredníctvom mechanizmov ISR a FSR [19] v programe PYTHIA.

2.1.3 Výsledky

Fázový priestor fotónu sme ohrančili podmienkou pre γ :

$$p_T > 10 \text{ GeV} \quad a \quad |\eta| < 3.5, \quad (8)$$

kde p_T je priečna hybnosť fotónu ($p_T \equiv p \sin \vartheta$), p je hybnosť fotónu a ϑ je uhol výletu fotónu od osi zväzku a η je pseudorapidita fotónu ($\eta \equiv -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$). Uvedené podmienky zodpovedajú detekcii fotónov v centrálnej oblasti detektora ATLAS. Tým sme sa vyhli aj problému IR divergencie². Problém kolineárnej divergencie³ sme v prípade procesov $W \rightarrow p_1 p_2 \gamma$ a oboch procesov $W + jet + \gamma$ riešili kritériom na kónus tvorený fotónom a jetom:

$$\Delta R_{\gamma, jet} \equiv \sqrt{\Delta \varphi^2 + \Delta \eta^2} > 0.05, \quad (9)$$

kde φ je polárny uhol častice v rovine kolmej na os zväzku.

V tabuľke 1 sú vypočítané účinné prierezy signálneho a pozad'ových procesov v prípade oboch uvažovaných nábojov top kvarku $Q = 2/3$ a $Q = -4/3$.

²Pri výpočte radiačných procesov, účinný prierez so znižujúcou sa energiou fotónu (E_γ) diverguje: $\lim_{E_\gamma \rightarrow 0} \frac{d\sigma}{dE_\gamma} \approx \frac{1}{E_\gamma}$.

³Pri vyžiarení fotónu (s hybnosťou k) z fermiónovej čiary (hybnosť p) vzniká vo vzt'ahu pre účinný prierez člen $\sim \frac{1}{p \cdot k}$, ktorý pri položení nulovej hmotnosti fermiónu a v prípade $\vec{p} \parallel \vec{k}$ diverguje.

Tabuľka 1: Účinné prierezy signálneho a pozad'ových procesov v prípade dvoch možných alternatív náboja top kvarku. Procesy boli počítané pri $\alpha_S(\mu_R^2) = \alpha_S(\frac{m_T^2(1)+m_T^2(2)}{2})$, $\alpha_{em}(\mu_R^2) = \alpha_{em}(M_Z^2)$. K výpočtu bola použitá séria štruktúrnych funkcií CTEQ5 [18].

	$pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$, $t \rightarrow Wb$	$pp \rightarrow t\bar{t}$, $t \rightarrow Wb\gamma$	$pp \rightarrow t\bar{t}$, $W \rightarrow jj\gamma (l\nu\gamma)$	$W + jet + \gamma$
$Q = 2/3$	2.31 pb	2.96 pb	8.25 pb	812 pb
$Q = -4/3$	7.34 pb	1.16 pb	8.25 pb	812 pb
<i>pomer R</i>	1/3.18	2.55		

Hodnota konštanty silnej interakcie α_S bola počítaná pri použití renormalizačnej škály $\mu_R^2 = \frac{m_T^2(1)+m_T^2(2)}{2}$, kde m_T sú priečne hmotnosti produkovaných top kvarkov. V prípade pozadia $W + jety + \gamma$ to boli priečna hmotnosť W bozónu a výstupného kvarku alebo gluónu (vzt'ah 7). Konštantu elektromagnetickej interakcie (α_{em}) bola počítaná pri hmotnosti Z bozónu ($\alpha_{em}(M_Z^2)$). Pomer účinných prierezov pri $t\bar{t}\gamma$ procese je asi 3.2 v prospech náboja $Q = -4/3$ oproti náboju $Q = 2/3$. Zaujímavý výsledok dostaneme pri radiačnom rozpade top kvarku, kde pomer medzi účinnými prierezmi je 2.6 v prospech náboja $Q = 2/3$.

Dosiahnuté čísla dokumentujú, že náboj môžeme merať pomocou oboch procesov, avšak majú navzájom opačnú závislosť od náboja, a teda sú si navzájom pozad'ové. Účinné prierezy ďalších dvoch procesov ($W \rightarrow p_1p_2\gamma$, $W + jety + \gamma$) od náboja nezávisia.

2.1.4 Neurčitost' výpočtu účinných prierezov

Pretože naše výpočty boli uskutočnené v prvom ráde poruchovej teórie, snažili sme sa odhadnúť neurčitost', ktorú do nášho výpočtu vnáša výber renormalizačnej škály použitej pri výpočte konštanty silnej interakcie α_S . Na odhad sme použili dve škály: $\mu_R = m_{top}/2$ a $\mu_R = 2m_{top}$, ktoré sa vo fyzike top kvarku zvyknú brať ako dve krajné škály pre určenie chyby výpočtu účinného prierezu procesu $t\bar{t}$ [16]. Ak zoberieme účinné prierezy v týchto bodoch, potom účinný prierez procesu $t\bar{t}\gamma$ je:

$$\sigma(t\bar{t}\gamma, p_{T\gamma} > 10 \text{ GeV}, |\eta_\gamma| < 3.5) = 2.31 \text{ pb}_{-10\%}^{+30\%}. \quad (10)$$

Ďalšou neurčitost'ou pri výpočte je voľba partónových štruktúrnych funkcií $f(x_1, (\mu_F^2))^4$, vystupujúcich vo vzt'ahu 6. V súčasnosti sú k dispozícii série, ktoré v celom rozsahu dodávajú účinným prierezom ľubovlného procesu neurčitost' na úrovni [20]:

$$MRST : \quad \Delta\sigma_{exp}(LHC) \approx \pm 2\% \quad \Delta\sigma_{exp}(Tevatron) \approx \pm 2\% \quad (11a)$$

$$CTEQ5 : \quad \Delta\sigma_{exp}(LHC) \approx \pm 8\% \quad \Delta\sigma_{exp}(Tevatron) \approx \pm 5\%. \quad (11b)$$

Pri našich výpočtoch sme využívali sadu CTEQ5, preto sme neurčitost' účinného prierezu odhadli podľa príslušného údaju vo vzt'ahu 11 a spolu s neurčitost'ou renormalizačnej škály vo vzt'ahu 10 dostaneme:

$$\sigma(t\bar{t}\gamma, p_{T\gamma} > 10 \text{ GeV}, |\eta_\gamma| < 3.5) = 2.31 \text{ pb}_{-18\%}^{+38\%}. \quad (12)$$

Neurčitost' vzniká z toho istého dôvodu aj pri určení α_{em} , ktorá vystupuje vďaka emitovanému fotónu, tá však nemá až taký strmý priebeh, preto sme zanedbali jej vplyv.

Vo všeobecnosti, v procesoch, kde sú produkované $t\bar{t}$ páry, sa predpokladá neurčitost' výpočtu účinného prierezu daná renormalizačnou škálou a výberom štruktúrnych funkcií na úrovni 20% \sim 30%.

Komplikovanejšia je situácia v prípade procesu $W + jety + \gamma$, kde okrem spomínaných dvoch neurčitostí vstupuje mechanizmus produkcie dodatočných jetov. Táto situácia je v programe PYTHIA riešená prostredníctvom radiačných korekcií, ktorých nepresnosť v hodnote pozorovaného účinného prierezu sa môže pohybovať v rámci jedného rádu, v závislosti od zvolenej renormalizačnej, faktorizačnej a hadronizačnej škály procesu [2]. Z toho dôvodu výpočet tohto pozadia treba momentálne brať len orientačne, jeho upresnenie možno dosiahnuť z experimentálnych dát.

2.2 Rekonštrukcia odozvy detektora

V predchádzajúcich častiach sme sa zaoberali výpočtom účinného prierezu procesov a generovaním kinematiky podľa diferenciálneho účinného prierezu. Ukázali sme, že účinný prierez procesov radiačnej produkcie top kvarku ($t\bar{t}\gamma$) a jeho radiačného rozpadu $t \rightarrow Wb\gamma$ závisia od náboja. Ich závislost' je však opačná, preto oba procesy navzájom vystupujú ako pozad'ové.

V tejto časti práce sme sa zaoberali ohodnotením odozvy detektora ATLAS na skúmané procesy. Pomocou programu PYTHIA sme uvedené procesy

⁴Pri výpočte účinného prierezu zo štruktúrnych funkcií sa faktorizačná škála μ_F vystupujúca v štruktúrnych funkciách položila rovná renormalizačnej škále μ_R vystupujúca v QCD interakcii [16].

nechali pomocou mechanizmu hadronizácie a rozpadov doviest' do štádia, v ktorom vystupujú častice pozorovateľné detektorom.

Najprv sme uvažovali ako signálny proces $t\bar{t}\gamma$, pričom ostatné procesy boli považované za pozad'ové a na základe istých signatúr v odozve sme sa ich snažili oddeliť od signálneho procesu a tak eliminovať ich vplyv na výsledný pozorovaný účinný prierez. V ďalšej časti sme zopakovali analýzu, avšak ako signálny proces bol uvažovaný $t \rightarrow Wb\gamma$.

Oba procesy sme rekonštruovali v semileptónovom rozpadovom móde. Dôvodom je, že analýza v semileptónovom móde bola na partónovej úrovni vykonaná v práci [3], kde boli navrhnuté optimálne kinematické kritéria na pozorovanie skúmaných procesov a semileptónový mód je všeobecne v *top* fyzike považovaný kvôli dobrému pomeru signálu k pozadiu a početnosti za najsl'ubnejší. Pre odseparovanie signálneho procesu od pozad'ových procesov je treba vhodne zvolit' výberové kritériá. Pomocou nich vyberáme časť fázového priestoru, v ktorej dominuje signálny proces na úkor pozad'ových.

2.2.1 $t\bar{t}\gamma$ výberové kritériá (semileptónový mód)

Ak chceme selektovať signál vyvolaný procesom $t\bar{t}\gamma$, budeme v zhode s príslušnou podmienkou vo vzt'ahu 3 požadovať, aby invariantná hmotnosť produktov rozpadu oboch rekonštruovaných *top* kvarkov spolu s fotónom bola vyššia ako hmotnosť *top* kvarku. Tým vyberieme eventy, v ktorých fotón nie je produktom rozpadu *top* kvarku a potlačíme všetky tie, v ktorých tomu tak je. Súbor všetkých kinematických kritérií možno nájsť v práci [VI].

V tabuľke 2 sú zosumarizované výsledky. Účinné prierezy jednotlivých procesov sú prenášobené predpokladanou účinnosťou rekonštrukcie detektora získanú programom ATLFAST. V poslednom stĺpci je uvedený predpokladaný počet pozorovaných eventov pri jednom roku chodu detektora pri predpokladanej nízkej luminozite zväzku ($10 fb^{-1}$).

2.2.2 $Wb\gamma$ výberové kritériá

V tabuľke 3 sú uvedené výsledky pre $Wb\gamma$ výberové kritériá, ktorými selektujeme proces radiačného rozpadu *top* kvarku (viď vzt'ah 3, presne sú uvedené v práci [VIII]). Rovnako ako v predchádzajúcom prípade, účinné prierezy jednotlivých procesov sú prenášobené predpokladanou účinnosťou rekonštrukcie detektorom a v poslednom stĺpci je uvedený predpokladaný počet pozorovaných eventov pri jednom roku chodu detektora pri predpokladanej nízkej luminozite zväzku ($10 fb^{-1}$).

Tabuľka 2: Konečná štatistika signálneho a pozad'ových procesov ($t\bar{t}\gamma$ kritériá). Výsledný počet eventov je prepočítaný na predpokladanú ročnú produkciu.

$t\bar{t}\gamma$ výberové kritériá			
Q=2/3	$\sigma[pb]$ $p_T > 10GeV \ y < 3.5$	ϵ [%] <i>Atlfast</i>	eventy (1 rok)
$pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$	2.31	0.338	78 ± 8.8
$pp \rightarrow t\bar{t}; t \rightarrow Wb\gamma$	2.96	0.021	6.2 ± 2.5
$pp \rightarrow t\bar{t}; W \rightarrow p_1p_2\gamma$	8.25	0.013	10.7 ± 3.4
$pp \rightarrow t\bar{t}; (\pi^0, \eta, \dots)_{pythia}$	550	$3.8 \cdot 10^{-4}$	20.7 ± 4.5
$pp \rightarrow W + \gamma + n * jet$	812	$4.3 \cdot 10^{-4}$	35.0 ± 6.
pozadie celkovo			72.6 ± 8.5
Q=-4/3	$\sigma[pb]$ $p_T > 10GeV \ y < 3.5$	ϵ [%] <i>Atlfast</i>	eventy (1 rok)
$pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$	7.34	0.338	248 ± 16
$pp \rightarrow t\bar{t}; t \rightarrow Wb\gamma$	1.16	0.021	2.4 ± 1.55
$pp \rightarrow t\bar{t}; W \rightarrow p_1p_2\gamma$	8.25	0.014	11.5 ± 3.4
$pp \rightarrow t\bar{t}; (\pi^0, \eta, \dots)_{pythia}$	550	$3.76 \cdot 10^{-4}$	20.7 ± 4.5
$pp \rightarrow W + \gamma + n * jet$	812	$4.3 \cdot 10^{-4}$	35.0 ± 6.
pozadie celkovo			69.6 ± 8.3

2.3 Záver analýzy a diskusia

V tabuľke 4 sú porovnané predpokladané počty zaregistrovaných eventov (suma signálneho a pozad'ových eventov) na detektore ATLAS pri predpokladanej ročnej produkcii⁵. V prípade $t\bar{t}\gamma$ výberových kritérií je približný pomer medzi oboma uvažovanými nábojmi daný faktorom 2.

Ak vezmeme do úvahy teoretickú neurčitost' určenia účinného prierezu (asi 30%), dosiahnutý výsledok dáva dobré vyhliadky na použiteľnosť prezentovanej metódy. Naopak pri $Wb\gamma$ výberových kritériách nie je v signále medzi oboma nábojmi prakticky žiadny rozdiel, čo znamená, že tento súbor kritérií nie je na identifikáciu náboja použiteľný.

Z uvedených výpočtov konštatujeme, že prostredníctvom $t\bar{t}\gamma$ procesu bude možné získať informáciu o náboji *top* kvarku na detektore ATLAS.

⁵luminozita $10 fb^{-1}$

Tabuľka 3: Konečná štatistika signálneho a pozadových procesov ($Wb\gamma$ kritériá). Výsledný počet eventov je prepočítaný na predpokladanú ročnú produkciu.

$Wb\gamma$ výberové kritériá			
Q=2/3	$\sigma[pb]$ $p_T > 10GeV y < 3.5$	$\epsilon [\%]$ <i>Atlfast</i>	eventy (1 rok)
$pp \rightarrow tt; t \rightarrow Wb\gamma$	2.96	0.035	10.4 ± 3.2
$pp \rightarrow tt\gamma$	2.31	0.014	3.2 ± 1.8
$pp \rightarrow tt; W \rightarrow p_1p_2\gamma$	8.25	0.0020	1.7 ± 1.3
$pp \rightarrow tt; (\pi^0, \eta, \dots)_{pythia}$	550	$6.1 \cdot 10^{-5}$	3.3 ± 1.8
$pp \rightarrow W + \gamma + n * jet$	812	$9.2 \cdot 10^{-5}$	7.4 ± 2.7
pozadie celkovo			15.6 ± 3.9
Q=-4/3	$\sigma[pb]$ $p_T > 10GeV y < 3.5$	$\epsilon [\%]$ <i>Atlfast</i>	eventy (1 rok)
$pp \rightarrow tt; t \rightarrow Wb\gamma$	1.16	0.035	4.1 ± 2.0
$pp \rightarrow tt\gamma$	7.34	0.014	10.1 ± 3.2
$pp \rightarrow tt; W \rightarrow p_1p_2\gamma$	8.25	0.0020	1.7 ± 1.3
$pp \rightarrow tt; (\pi^0, \eta, \dots)_{pythia}$	550	$6.1 \cdot 10^{-5}$	3.3 ± 1.8
$pp \rightarrow W + \gamma + n * jet$	812	$9.2 \cdot 10^{-5}$	7.4 ± 2.7
pozadie celkovo			22.5 ± 4.7

Tabuľka 4: Porovnanie predpokladaného počtu registrovaných eventov (signálny proces + pozadie) pre oba typy výberových kritérií pre oba uvažované náboje pri integrálnej luminozite $10 fb^{-1}$ (ročná produkcia na LHC).

výberové kritériá	náboj		pomer
	2/3	-4/3	
$t\bar{t}\gamma$	150	320	$\approx 1/2$
$Wb\gamma$	26	28	$\approx 1/1$

Z práce [3] vyplýva, že na experimente CDF2 to týmto spôsobom možné nebude kvôli nízkemu účinnému prierezu procesu $t\bar{t}\gamma$ ($\sigma_{2/3} = 1.7 fb$ a $\sigma_{-4/3} = 2.4 fb$), čo pri integrálnej luminozite $2 fb^{-1}$ dáva veľmi nízku štatistiku.

3 Nepriame určenie náboja top kvarku

V tejto časti poukážeme na možnosť určenia náboja top kvarku prostredníctvom merania nábojov rozpadových produktov. Využijeme pritom rozpadový kanál top kvarku $t \rightarrow Wb$ a zákon zachovania elektrického náboja:

$$Q_{top} = Q_{bottom} + Q_W. \quad (13)$$

Náboj W bozónu možno určiť z jeho leptónového rozpadu, kde znamienko náboja leptónu zodpovedá znamienku rozpadnutého W bozónu ($W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$) a dá sa určiť zo zakrivenia dráhy v magnetickom poli v dráhovom detektore.

Iná, oveľa ťažšia je situácia v prípade určenia náboja b kvarku. V dôsledku javu uväznenia kvarkov náboj nemožno určiť priamym meraním, informácia o ňom sa prenáša prostredníctvom produktov hadronizácie. Pre tieto účely bola zavedená premenná Q_{jet} (**náboj jetu**) [9]:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i |\vec{j} \cdot \vec{p}_i|^\kappa}{\sum_i |\vec{j} \cdot \vec{p}_i|^\kappa}. \quad (14)$$

kde $q_i(\vec{p}_i)$ je náboj (hybnosť) častice prislúchajúcemu danému jetu (častice s hybnosťou nachádzajúcou sa v definovanom kónuse okolo smeru jetu), \vec{j} je smer rekonštruovaného b -jetu a κ váhovací exponent.

Pre určenie náboja top kvarku pomocou vzt'ahu 13 je kvôli určeniu náboja W bozónu vhodné použiť semileptónové a dileptónové rozpady.

3.1 Rekonštrukcia náboja top kvarku v detektore

Na základe predpokladaných vlastností detektora ATLAS sa pokúsime odhadnúť, či je možné určiť náboj aj experimentálne. Na simuláciu odozvy detektora nám poslužil program ATLFAST.

Celý náš model teda pozostáva z časti produkcie častíc (PYTHIA) a detekcie častíc (ATLFAST).

Za účelom eliminácie fyzikálneho a kombinatorického pozadia k procesu $t\bar{t}$ v experimente ATLAS sme využili kinematické kritériá na častice rekonštruované detektorom. Napríklad pri semileptónovej vzorke očakávame jeden leptón s vysokou p_T , v dileptónovej dva zaregistrované leptóny. Podrobný sumár všetkých kinematických kritérií pre daný event pre semileptónovú vzorku je v [11] a pre dileptónovú vzorku je práci [16].

3.1.1 Asociácia leptónu a b -jetu

K tomu, aby sme odlišili dvojicu b -jet a leptón z rozpadu toho istého top kvarku od dvojice, kde častice vznikajú každá z iného top rozpadu, využi-

jeme skutočnosť, že invariantná hmotnosť ľubovoľnej kombinácie produktov rozpadu častice nie je väčšia ako jej pokojová hmotnosť:

$$\begin{aligned}
m_{t \rightarrow Wb\gamma}^2 &= m_{Wb\gamma}^2 = [(E_l + E_b) + E_\nu]^2 - [(\vec{p}_l + \vec{p}_b) + \vec{p}_\nu]^2 \\
&= [(E_l + E_b)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_b)^2] + 2[(E_l + E_b) \cdot E_\nu - (\vec{p}_l + \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_\nu] \\
&\geq m_{lb}^2
\end{aligned} \tag{15}$$

V opačnom prípade, ak častice nemajú rovnaký pôvod, ich invariantná hmotnosť nie je vyššie uvedenou podmienkou ohraničená.

3.2 Záver analýzy a diskusia

V tabuľke 5 sú uvedené rekonštruované náboje b -jetov. Do výslednej štatistiky sme zahrnuli semileptónový aj dileptónový kanál. Určili sme strednú hodnotu náboja $\langle Q \rangle$, strednú kvadratickú odchýlku distribúcie náboja $\langle \sigma \rangle$, z ktorej sme vypočítali neurčitost' strednej hodnoty ($\sigma_{\langle Q \rangle}$) určenej v našej vzorke a prepočítali ju na neurčitost' strednej hodnoty pri ročnej produkcii na urýchľovači LHC (posledný stĺpec v tabuľke).

Z dôvodu eliminovania možnej systematickej neurčitosti našej predpovede danej mechanizmom fragmentácie, analýza bola nezávisle vykonaná pre dva najpoužívanejšie modely - strunovú a nezávislú fragmentáciu [19].

Tabuľka 5: Zrekonštruovaný náboj b -jetu pri oboch spôsoboch hadronizácie (ATLFAST, 500.000 eventov, kónus $R = 0.4$).

schéma hadronizácie	typ jetu	$\langle Q \rangle \pm \sigma_{\langle Q \rangle}$ (rekonštr. dáta)	$\langle \sigma \rangle$	$\sigma_{\langle Q \rangle}$ ($10 fb^{-1}$) $\approx 5.5 \cdot 10^{-6}$ eventov
strunová	b_{jet}	-0.109 ± 0.007	0.35	0.002 2
	b_{jet}	0.112 ± 0.007	0.35	0.002 2
nezávislá	b_{jet}	-0.113 ± 0.0077	0.36	0.002 6
	b_{jet}	0.117 ± 0.0078	0.35	0.002 6

Ak zavedieme parameter α charakterizujúci mieru rozlíšenia b a \bar{b} jetu takto:

$$\alpha \equiv \frac{\langle Q(b) \rangle - \langle Q(\bar{b}) \rangle}{\sigma_{\langle Q \rangle}}, \tag{16}$$

kde čitateľ je rozdiel stredných hodnôt distribúcií oboch nábojov, menovateľ je neurčitost' určenia strednej hodnoty, parameter α zodpovedá vzdialenosti

stredných nábojov vyjadrených v násobkoch neurčitosti ich určenia.

Ak za rozlíšiteľné budeme považovať distribúcie charakterizované parametrom $\alpha \geq 5$, výsledky simulácie ukazujú (vid' tabuľku 5):

- Na ročnej vzorke dosiahneme $\alpha \equiv 100$, t.j. uvedenou metódou dokážeme s vysokou presnosťou nájsť strednú hodnotu náboja separovaných b a \bar{b} jetu a tým odlíšiť ich od seba už na zlomku ročnej produkcie.
- K identifikácii typu b -jetu budeme potrebovať⁶: $n \approx \left(\alpha \frac{\langle \sigma \rangle}{\langle Q(b) \rangle - \langle Q(\bar{b}) \rangle} \right)^2 \approx 2\alpha^2 \approx 50$ eventov z každej distribúcie. Tento odhad dáva veľmi priaznivé predpovede pre určenie typu b -jetu nielen na LHC, ale aj na bežiacich experimentoch CDF a D0 na urýchľovači Tevatrón, kde predpokladaná ročná produkcia je 20000 top kvarkov pri luminozite 1 fb^{-1} [6].

Ak uvážime znamienko leptónu, pri asociácii (l^+, b) a (l^-, \bar{b}) naša analýza potvrdzuje rozpad $t \rightarrow W^+b$ a $\bar{t} \rightarrow W^-\bar{b}$, čo sa prikláňa k hypotéze SM top kvarku s nábojom $Q = 2/3$. V prípade (l^-, b) a (l^+, \bar{b}) implikujeme rozpad $t \rightarrow W^-b$ a $\bar{t} \rightarrow W^+\bar{b}$ a teda v prospech top kvarku s nábojom $Q = -4/3$.

Záver

Predložená dizertačná práca sa zaoberá štúdiom možnosti určenia náboja top kvarku v experimente ATLAS. V práci boli analyzované dva spôsoby určenia náboja top kvarku pre dve nábojové alternatívy ($Q = 2/3$ a $Q = -4/3$):

- 1 Spôsob založený na meraní účinného prierezu radiačnej produkcie a rozpadu top kvarku.
- 2 Prostredníctvom rekonštrukcie nábojov jeho rozpadových produktov.

Ciele dizertačnej práce boli podľa môjho názoru splnené.

Spomínanou problematikou som sa zaoberal spolu s mojím školiteľom. Rozpracovanie postupov riešenia uvedených úloh možno chápať ako spoločnú prácu, konkrétna realizácia problému pomocou výpočtovej techniky bola mojou doménou.

V rámci prvého cieľa práce – určenia náboja prostredníctvom merania účinného prierezu radiačných procesov som na základe využitia poruchovej QED a QCD a partónového modelu odvodil vzťahy na výpočet účinných prierezov a algoritmus na generovanie kinematiky procesu podľa príslušných

⁶využijeme $\sigma_{(Q)} \approx \sigma/\sqrt{(n)}$

diferenciálnych účinných prierezov týchto radiačných procesov: $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$, $t \rightarrow Wb\gamma$, $W \rightarrow q\bar{q}\gamma$, $W \rightarrow l\nu\gamma$, $qg \rightarrow Wq\gamma$ a $q\bar{q} \rightarrow Wg\gamma$.

Maticové elementy procesov $t \rightarrow Wb\gamma$, $W \rightarrow q\bar{q}\gamma$ a $W \rightarrow l\nu\gamma$ som vypočítal exaktne, ostatné procesy mali účinný prierez vypočítaný numericky pomocou programu MADGRAPH [15].

Uvedené procesy som implementoval do programu PYTHIA, pomocou ktorého bola simulovaná hadronizácia kvarkov a gluónov, rozpad nestabilných častíc na častice pozorovateľné detektorom, radiačné QCD korekcie základných procesov a mnohonásobná interakcia zväzku primárnych častíc. Na základe aplikácie týchto fyzikálnych mechanizmov boli nasimulované reálne interakcie vo zväzku urýchľovača.

Takto získané eventy signálnych a pozad'ových radiačných procesov som implementoval do programu ATLEFAST, ktorý simuluje odozvu detektora ATLAS po dopade častíc produkovaných v interakcii.

Po získaní simulovanej odozvy detektora na skúmané fyzikálne procesy som sa zaoberal možnosťou ich rekonštrukcie. Na základe výberových kritérií navrhnutých v práci [3], čiastočne modifikovaných pre naše potreby, som ohodnotil možnosti pozorovania týchto procesov na detektore ATLAS.

Z analýzy ročnej produkcie urýchľovača bolo ukázané, že:

- 1 Oba radiačné procesy, t.j. $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$ majú pri oboch skúmaných nábojových alternatívach pozorovateľný účinný prierez.
- 2 Proces $t\bar{t}\gamma$ je oddeliteľný od pozadia, t.j. možno eliminovať pozadie do takej miery, že je pozorovateľný rozdiel v signále medzi skúmanými nábojmi.
- 3 Proces $t \rightarrow Wb\gamma$ spolu s pozadím dáva pri oboch nábojoch podobný signál, čo znamená, že je nepoužiteľný.

Treba poznamenať, že príspevok od pozad'ového procesu $W + \gamma + jety$ bol ohodnotený tak, že ako základ sa použil maticový element procesov typu $W + \gamma + 1jet$ a na produkciu ďalších jetov bol použitý prístup cez gluónové radiačné korekcie v rámci generátora PYTHIA. Jeho spresnenie by bolo možné dosiahnuť výpočtom maticových elementov procesov produkcie W bozónu s viacerými jetmi (analogia programu VECBOS [4] pri výpočte $t\bar{t}$ pozadia).

Druhý spôsob merania náboja je prostredníctvom rozpadových produktov procesu $t \rightarrow Wb$. Hlavným problémom je nemožnosť merať náboj b kvarku priamo kvôli efektu uväznenosti, ale len z rozpadových produktov v jete. Na oddelenie b a \bar{b} jetu sme využili premennú Q_{jet} , označovanú ako náboj b-jetu zavedenú z experimentov na LEP urýchľovačoch [9].

V tejto časti práce som nasimuloval proces $pp \rightarrow t\bar{t}$ v programe PYTHIA, odozvu detektora pomocou programu ATLFast a navrhol som rekonštrukčný algoritmus, pomocou ktorého by bolo možné asociovať rozpadové produkty top kvarku. Vzorku nasimulovaných eventov som spracoval v dileptónovom rozpadovom móde. Analýze vzorky v semileptónovom móde sa venovala študentka Monika Jurčovičová.

Na základe dosiahnutých výsledkov sme dospeli k nasledovným záverom:

- 1 Na základe invariantnej hmotnosti páru leptón- b -jet dokážeme asociovať b -jet s leptónom daného znamienka. Z rozdelenia náboja b -jetov asociovaných s daným typom leptónu, sme schopný rozlíšiť ktorý b -jet pochádza z b -kvarku, a ktorý z jeho antičastice \bar{b} . Nakoniec z náboja b kvarku a znamienka leptónu určíme náboj top kvarku.
- 2 Už zlomok ročnej produkcie urýchľovača LHC dáva dostatočnú štatistiku na určenie náboja top kvarku.
- 3 Možnosť určenia náboja týmto spôsobom sa javí sľubnou už v experimentoch CDF a D0 na Tevatróne.

Nedostatkom druhej analýzy je fakt, že program PYTHIA, ktorý generuje fyzikálny proces, má limitovanú možnosť simulovania pozadia vznikajúceho na hadrónových urýchľovačoch. Tieto procesy môžu prispievať do signálu potrebného na rekonštrukciu dráh častíc, potrebných pre určenie náboja jetu (vzt'ah 14).

Zoznam publikácií

- [I] J. Ruzicka *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **488** (2002) 74.
- [II] M. Ciljak *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **498** (2003) 126.
- [III] A. S. Vodopianov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **201** (2003) 266.
- [IV] I. Chirikov-Zorin, M. Ciljak, I. Fedorko, A. Menzione, S. Tokar, *Monte Carlo simulation of different TOF light readout schemes*, NIMA 19675 (2003), to be published in Nucl. Instrum. Meth. A.
- [V] M Ciljak, S. Tokár, A. Antonaki, V. Giakoumopoulou, N. Giokaris, A. Manousakis, *Design of a Cylindrical Cherenkov Detector*, CDF/PUB/BOTTOM/PUBLIC/6401 (2003), submitted to Journal of Physics D.

- [VI] M. Čiljak, M. Jurčovičová, S. Tokár, U. Baur, *The top charge at ATLAS detector*, ATL-PHYS-2003-035.
- [VII] M. Čiljak, M. Jurčovičová, S. Tokár *Determination of the top charge using b-jet charge method*, ATL-COM-PHYS-2003-021.
- [VIII] M. Čiljak, S. Tokár, U. Baur, *The top quark charge from radiative top production*, ATL-COM-PHYS-2003-022.

Zoznam použitej literatúry

- [1] T. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **63** (2001) 032003
- [2] T. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **63** (2001) 072003.
- [3] U. Baur, M. Buice and L. H. Orr, Phys. Rev. D **64** (2001) 094019.
- [4] F. A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk and W. T. Giele, Nucl. Phys. B **357** (1991) 32.
- [5] P. C. Bhat, H. Prosper and S. S. Snyder, Int. J. Mod. Phys. A **13** (1998) 5113.
- [6] R. Blair *et al.* [CDF-II Collaboration], *The CDF-II detector: Technical design report*, FERMILAB-PUB-96-390-E.
- [7] D. Chang, W. F. Chang and E. Ma, Phys. Rev. D **59** (1999) 091503.
- [8] D. Chang, W. F. Chang and E. Ma, Phys. Rev. D **61** (2000) 037301.
- [9] Delphi coll., *Measurement of the $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing using the Average Electric Charge of Hadron - Jets in Z^0 decays*, CERN-PPE/93-220.
- [10] A. Denner and T. Sack, Nucl. Phys. B **358** (1991) 46.
- [11] P. Grenier, *Measurement of the top quark mass in the inclusive lepton plus jet channel*, ATL-PHYS-99-026 (2000).
- [12] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks And Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, New York, Wiley (1984) 396p, 188.-225.
- [13] G. Chiarelli, Int. J. Mod. Phys. A **13** (1998) 2883.

- [14] C. Macesanu and L. H. Orr, Phys. Rev. D **65** (2002) 014004 [hep-ph/0012177].
- [15] T. Stelzer and W. F. Long, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **37B** (1994) 158.
- [16] M. Mangano, Yellow report, CERN-2000-004 (1999), Top Quark Physics section, p.445.
- [17] M.E. Peskin, D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley (1995) 842p, 77.-130.
- [18] H. Plathow-Besch, PDFLIB: A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations, Comput. Phys. Commun. **75** (1993) 396 [CERN-ETT/TT (2000)].
- [19] T. Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH-7112-93.
- [20] R. S. Thorne, *Global fits of parton distributions*, hep-ph/0211113.
- [21] E. Richter-Was, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-COM-PHYS-98-011.

Summary

One of the basic top quark properties – the top charge has not been determined by any experiment. In spite of generally accepted value $Q = 2/3$, which is expected by the Standard model (SM), there is a necessity to constrain it directly from experiment. This dissertation is dedicated to an analysis of the top quark charge measurement on the ATLAS detector at LHC collider. We focused on two of the possible charges – $Q = 2/3$ taken from the SM and $Q = -4/3$. The second value was proposed as an alternative for explaining the experimental data from Z boson decay by the theory [7]. To verify these hypothesis, we were going to use two different methods. For this purpose we performed the computer analysis of the ATLAS detector capability.

The first method is measurement of the cross sections of two processes – radiative top production ($pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$) and radiative top decay ($t \rightarrow Wb\gamma$). At the first look, their cross sections are sensitive to the top quark charge. Including the assumed irreducible physical background and the ATLAS detector aspects, we showed that in case of radioactive top production, the

ratio between the cross sections of both top quark charges is $R(\frac{-4/3}{2/3}) \approx 2$. It gives a favourable prediction for the top charge reconstruction in the ATLAS experiment. Unfortunately, in case of radiative top decay, the charge sensitivity is suppressed by background processes.

The second method is based on measurement of the top decay products charge. Top quark decays predominantly by the channel $t \rightarrow Wb$. Measurement of the W boson charge is based on its leptonic decay ($W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$), where the charge of produced lepton is the same as the one of the mother particle. The charge of the lepton can be obtained from the curvature of its trajectory in the magnetic field of the detector.

In case of the bottom quark charge determination, the situation is more difficult. Due to the quark confinement we can see particles only after the hadronisation to jet of hadrons. Here, we suppose that the charge correlation between the bottom quark and the hadrons is partly conserved. To find this correlation, we used a parameter called the **Jet charge** defined in electroweak experiments, where it was used successfully and the charge correlation was found. We showed that in ATLAS, there was a possibility to find a correlation between lepton and bottom quark and from their charges we were able to find either (l^+b) correlation corresponding to the SM top quark charge or $(l^+\bar{b})$ correlation preferring the top quark with charge $Q = -4/3$. The analysis showed that it would be possible to find the charge in the CDF2 experiment by this way too. This experiment is working already, with six years time advance compare to the ATLAS experiment.

As a tool for the analysis we used the program PYTHIA [19], which performs the simulation of the physical processes and the program ATLFAS [21] for simulation of the ATLAS detector response. The description of these programs and Monte Carlo tools can be found at the beginning of the thesis.