

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Tomáš Benedikt

Studium produkce těžkých částic na $D\emptyset$

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Karel Soustružník, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2011

Na tomto místě bych rád poděkoval RNDr. Karlu Soustružníkovi, Ph.D. za trpělivost a mnohé rady, kterými přispěl k této práci. Dále děkuji své sestře Ivě a oběma rodičům za pomoc s jazykovou korekturou.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Studium produkce těžkých částic na DØ

Autor: Tomáš Benedikt

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Karel Soustružník, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky

Abstrakt: Tato práce pojednává o vlastnostech top kvarku a metodách jejich měření v rámci experimentu DØ. Na úvod je shrnuta historie kvarkového modelu, po níž následuje představení detektoru DØ na urychlovači Tevatron v USA. Zbytek je věnován metodám měření důležitých vlastností top kvarku. Nejvíce pozornosti je věnováno měření produkčního účinného průřezu a hmoty top kvarku. Další část je věnována měření rozpadové šířky, stanovení rozdílu hmot top a antitop kvarku a určení jeho elektrického náboje. Na závěr jsou shrnuty nejnovější hodnoty naměřené na experimentu DØ.

Klíčová slova: Top kvark, experiment DØ, kvarkový model

Title: Study of heavy particle production at DØ

Author: Tomáš Benedikt

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: RNDr. Karel Soustružník, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract: This work is about properties of top quark and methods of their measurements, which took place at DØ detector. At the beginning the history of the quark model is summarized followed by introduction to DØ detector at Tevatron collider in the USA. The rest of the work is dedicated to methods of measurements of important top quark properties. The most of attention is paid to measurements of production cross section and top quark's mass. The following topics are decay width, determination of the mass difference between top and antitop quarks and determination of top quark's electrical charge. In the end the newest values of top quark's properties are summarized.

Keywords: Top quark, DØ experiment, quark model

Obsah

| | |
|--|-----------|
| Úvod | 2 |
| 1 Historie kvarkového modelu | 3 |
| 1.1 Vývoj částicové fyziky v 1. polovině 20. století | 3 |
| 1.2 Podivnost a multiplety | 4 |
| 1.3 Kvarky a barvy | 6 |
| 1.4 Listopadová revoluce | 7 |
| 2 Experiment DØ | 9 |
| 2.1 Fermilab a Tevatron | 9 |
| 2.2 Detektor DØ | 10 |
| 3 Top kvark | 14 |
| 3.1 Top kvark v rámci Standardního modelu | 14 |
| 3.1.1 Produkce | 14 |
| 3.1.2 Rozpady | 15 |
| 3.2 Stanovení účinného průřezu | 18 |
| 3.2.1 Měření fyzikálních objektů | 18 |
| 3.2.2 Triggery | 19 |
| 3.2.3 Analýza | 20 |
| 3.3 Měření hmotnosti top kvarku | 22 |
| 3.3.1 Klidová hmotnost | 22 |
| 3.3.2 Rozdíl klidových hmot t a \bar{t} | 24 |
| 3.4 Rozpadová šířka | 25 |
| 3.5 Elektrický náboj | 26 |
| Závěr | 28 |
| Seznam použité literatury | 30 |
| Seznam použitých zkratk | 32 |

Úvod

Jako téma své bakalářské práce jsem si vybral top kvark. Top kvark tvoří společně s bottom kvarkem třetí generaci kvarků, jejíž existence byla předpovězena na počátku 70. let minulého století. Na samotný objev top kvarku si museli fyzikové počkat až do roku 1995, kdy tohoto cíle bylo dosaženo v experimentech CDF a DØ v americkém Fermilabu. Od té doby proběhlo mnoho analýz stanovujících základní vlastnosti top kvarku, jako produkční účinný průřez, klidovou hmotu či elektrický náboj. V této rešerši se za použití materiálů publikovaných experimentem DØ budu věnovat právě těmto měřením, jejich metodice a výsledkům.

V první kapitole nastíním historický vývoj fyziky částic ve 20. století. V úvodu se zmíním o objevech částic tvořících atomové jádro. Poté se budu věnovat prvním podivným částicím a hypotéze "Eightfold Way", která se snažila systematizovat objevené částice. Dále přejdu ke kvarkové hypotéze a objevu J/ψ . A na závěr kapitoly se zmíním o objevu 3. generace kvarků.

Ve druhé části své práce představím experiment DØ. Nejdříve popíši urychlovač Tevatron ve Fermilabu, po němž bude následovat přehled jednotlivých součástí detektoru samotného.

Třetí část již bude věnována měření top kvarku. Nejdříve představím vlastnosti top kvarku, jak je předpovídá teorie. Poté se již budu věnovat metodám měření jednotlivých veličin, a to účinnému průřezu, hmotě, rozpadové šířce a elektrickému náboji. V závěru své práce tato měření shrnu a představím nejaktuálnější hodnoty.

1. Historie kvarkového modelu

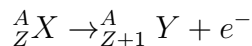
1.1 Vývoj částicové fyziky v 1. polovině 20. století

Objevem elektronu e^- J. J. Thomsonem při studiu katodového záření roku 1897 započala éra studia elementárních částic. Významný krok kupředu učinil E. Rutherford svým slavným pokusem z roku 1910. Měřil odchýlení alfa částic při průchodu tenkou zlatou fólií. Z Thomsonova pudinkového modelu atomu, který předpokládal rovnoměrné rozložení náboje v celém objemu atomu, se nepředpokládalo, že by se částice mohly výrazně odchýlit. K Rutherfordově překvapení sice většina částic prošla, ale malý počet se odrazil do velkých úhlů, což naznačovalo, že hmota atomu je soustředěna do velmi malého kladně nabitého jádra. Později sám dosáhl objevu protonu p jako jádra nejlehčího prvku, tedy vodíku. Představy o atomech skládajících se pouze z elektronů a protonů ale dále selhávaly. Problém byl vyřešen objevem neutronu n J. Chadwickem roku 1932 při odstřelování jader berylia alfa částicemi. S příchodem kvantové mechaniky a zavedením elektronových orbitalů byla otázka, z čeho se atom skládá, téměř vyřešena. Atom se skládá z jádra tvořeného protony a neutrony, kolem nějž jsou v jednotlivých obalech usazeny elektrony dle Pauliho vylučovacího principu.

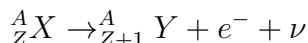
Vyvstala ovšem otázka, co drží atomové jádro pohromadě. Na rozdíl od známých sil elektromagnetismu a gravitace musely být síly, které drží jádro pohromadě, velmi krátkého dosahu, tj. dosahu přibližně velikosti jader. Roku 1934 zavedl Hideki Yukawa teorii těchto "silných" interakcí. Kvantová teorie pole vysvětluje interakce jako výměnu částic. Yukawova teorie tedy předpokládala, že se nukleony přitahují pomocí síly, kterou zprostředkovávají nové neznámé částice. Protože bylo nutné, aby silná interakce byla krátkodosahová, musely i tyto nové částice být relativně těžké. Yukawa spočítal, že by měly mít hmotu asi 300x větší, než je hmota elektronu, a začalo se jim říkat mesony (lehké částice jako elektron se nazvaly leptony, těžké např. proton poté baryony). Částice, které odpovídaly tomuto popisu, byly nakonec nalezeny při studiu kosmického záření roku 1937. Později se ukázalo, že se v kosmickém záření naměřily ve skutečnosti dvě různé středně těžké částice. Mesony, které odpovídaly Yukawově teorii, byly nazvány π , druhá částice nesla označení μ , která, jak se později ukázalo, má více společného s elektronem než s mesony a patří mezi leptony.

Z kvantové teorie pole také plyne, že ke každé částici musí existovat antičástice se stejnou klidovou energií a opačným nábojem. Významným milníkem v tomto ohledu byl roku 1932 objev pozitronu e^+ , původně předpověděného P. Diracem,

jako první antičástice, resp. antielektron. Např. antiproton \bar{p} čekal na svůj objev až do roku 1955, kdy byl pozorován na Bevatronu v laboratořích v Berkeley. Další elementární částici zavedl W. Pauli, aby vysvětlil spojité spektrum elektronů vylétajících při beta rozpadu. Z původně myšleného rozpadu



tak přešel na trojčásticový rozpad.



Částice musela být neutrální, velmi lehká a byla nazvána neutrinem ν ¹. Ke konci 1. poloviny 20. století tedy fyzikové považovali za elementární částice elektrony, protony, neutrony, piony, miony, neutrina a jejich antičástice a obraz mikrosvěta se zdál být více méně kompletní.

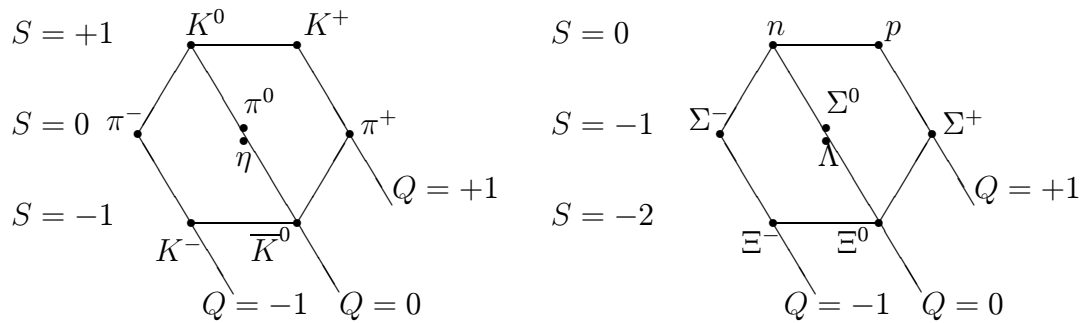
1.2 Podivnost a multiplety

V prosinci roku 1947 byla ale nalezena další nová částice. Na snímcích z mlžné komory byly pozorovány neutrální částice vzniklé srážkou kosmického záření s olovem, které se rozpadaly na piony π^+ a π^- . Původně byla částice nazvána V^0 , později se jí začalo říkat kaon K^0 . Dále byly objeveny i její nabitě verze K^+ a K^- . Protože měly vlastnosti jako těžké piony, byly zařazeny mezi mesony. V průběhu let byly objeveny další mesony, jako např. η , ψ , ω ... Roku 1950 byla navíc změřena částice Λ^0 rozpadající se na proton a π^- . Počty známých těžkých mesonů a baryonů se rozšiřovaly a začalo se jim říkat "podivné" částice. V té době se částice odlišovaly zejména svou klidovou energií, elektrickým nábojem, dále se kvůli vysvětlení stability protonu zavedlo baryonové číslo, které označovalo počet baryonů (antičástice k baryonům měly baryonové číslo záporné), a leptonové číslo, charakterizující počet a druh leptonů. Pro teoretické vysvětlení pozorovaných reakcí nových těžkých částic přiřadil Gell-Mann s Nishijimou každé částici nové kvantové číslo, které nazvali podivnost. To se zachovávalo v silných procesech, které byly zpravidla zodpovědné za vznik podivných částic, ale nezachovávalo se ve slabých procesech, které naopak způsobovaly jejich rozpad. Např. kaonu K^+ byla přiřazena podivnost +1, naproti tomu např. baryon Λ měl podivnost -1. Pro leptony jakožto částice, které neinteragují silně, nemělo smysl toto kvantové číslo zavádět.

Fyzikové se tehdy snažili nějakým způsobem zesystematizovat velké množství

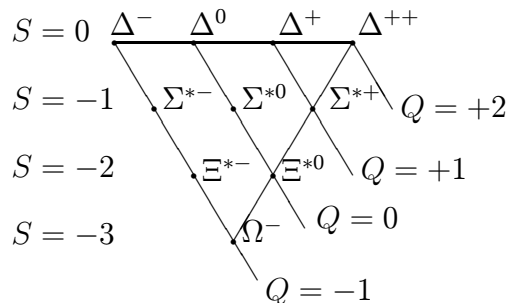
¹Později se z konvenčních důvodů zavedlo, že jde o antineutrino.

různých částic, které se v průběhu 50. let objevilo. Výrazný krok v tomto směru učinil M. Gell-Mann a Y. Ne'eman. Ti na sobě nezávisle představili roku 1961 koncept s anglickým názvem "Eightfold Way". Ten spočíval v zařazení jednotlivých částic na základě podobných vlastností do multipletů, tj. geometrických obrazců, které budou zachycovat např. náboj či podivnost. Příkladem může být například baryonový a mesonový oktet, které jsou zobrazeny na následujících obrázcích.



Obrázek 1.1: Mesonový a baryonový oktet. S je hodnota podivnosti a Q je elektrický náboj.

Výrazným ověřením správnosti tohoto přístupu byla částice Ω^- . Jak lze vidět z baryonového dekupletu, je to částice s podivností -3 a nábojem -1. Ta ovšem v době zavedení Eightfold Way nebyla známa. Gell-Mann její existenci předpověděl, vypočítal její hmotu a navrhl způsob, jak ji získat. To se skutečně podařilo v roce 1964. Tím se potvrdila korektnost této myšlenky a fyzikové získali konečně nástroj pro třídění měřených částic. Vystávala však otázka, proč je možné všechny částice takto uspořádat.



Obrázek 1.2: Baryonový dekuplet

1.3 Kvarky a barvy

Odpověď přišla záhy v roce 1964. Nezávisle na sobě přišli Gell-Mann s Zweigem s konceptem, že se všechny částice skládají z kvarků. Ty existovaly ve třech druzích resp. "vůních", anglicky flavors, a šlo je zapsat do tripletu po vzoru Eightfold Way. Byly to kvarky u (up), d (down) a s (strange). Z konvenčních důvodů má podivný kvark s podivnost -1 . Ke všem kvarkům přirozeně existovaly i jejich antičástice. Při zavedení kvarků navrhli princip, že baryony se vždy skládají ze tří kvarků a mesony z páru kvark a antikvark. A skutečně takto konstruované částice odpovídaly jednotlivým multipletům. Navíc kvarkový model multiplety dokonce rozšířil. Příkladem může být doplnění mesonového oktetu na nonet částicí η' , tedy mesonem $s\bar{s}$, který byl předtím brán samostatně. Pohled na pojem elementární částice se opět změnil. I tak základní částice jako jádro vodíku, tedy proton, se nyní skládala ze trojice kvarků uud . Při pohledu na baryonový deketuplet se můžeme ptát, jaký je tedy rozdíl mezi protonem a částicí Δ^+ ? Obě se skládají ze stejné trojice kvarků, ale Δ^+ je zkrátka vyšší vázaný stav. Tomuto druhu částic se říká resonance.

Ale i zde se začaly objevovat problémy. Jedním z nich byl fakt, že nikdy nebyl žádný kvark přímo pozorován. To vedlo na přelomu šedesátých a sedmdesátých let k nedůvěře v kvarkový model. Byla vyslovena hypotéza o kvarkovém uvěznění "confinement", která říkala, že jsou kvarky v hadronech pevně vázány, takže nemohou samostatně z hadronů vyletovat ani při nejvyšších použitých energiích. Vysvětlení tohoto chování byla jedna z hlavních výzev pro teoretiky osmdesátých let. Objevovaly se ale i pozitivní experimenty. Na konci šedesátých let byly provedeny experimenty s nepružným rozptylem, při kterých se protony ostřelovaly vysokoenergetickými elektrony. Účelem těchto pokusů bylo poznat strukturu protonu. Těmito experimenty se důvěra v kvarkový model posílila, neboť ukazovaly, že náboj v protonu je soustředěn do třech oblastí.

Další problematický bod kvarkového modelu odhalila kvantová mechanika, přesněji řečeno Pauliho vylučovací princip, který říká, že v jednom kvantovém stavu nemůže být víc než jeden fermion (tj. částice s poločíselným spinem). Podíváme-li se na již známou částici Ω^- , která je dle kvarkového modelu tvořena třemi podivnými kvarky, vidíme, že je v rozporu s platností Pauliho vylučovacího principu. Aby tuto situaci zachránil, přisoudil O. W. Greenberg v roce 1964 kvarkům další kvantové číslo, které bylo nazváno barva. Kvarky se tedy rozlišovaly na kvarky červené, modré a zelené. Antikvarky měly barvy opačné. Tím se problém s Pauliho vylučovacím principem obešel. Zároveň to ale pomohlo s problémem kvarkového uvěznění, který šlo nyní přeformulovat na postulát, že všechny částice, které můžeme pozorovat, jsou bezbarvé. To se ukázalo jako

brilantní myšlenka. Pokud ji přijmeme, pak nám vysvětlí, proč jediné kombinace kvarků a antikvarků, které vidíme, jsou baryony a mesony, žádné jiné částice² např. z 5 kvarků, 2 antikvarků apod. nebyly pozorovány, což je ve shodě s touto hypotézou. Kvarkový model tedy souhlasil s konceptem Eightfold Way a přinesl do fyziky pojem barvy, ale přesto nebyl v první polovině sedmdesátých let široce uznáván, zejména z důvodu nedostatku experimentálních důkazů. Dokonce i výsledky z pokusů s nepružným rozptylem potvrzující strukturu protonu nebyly přímo přikládány kvarkům, ale nesly označení partony. V létě 1974 byla ale objevena nová částice, která opět vrátila důvěru v myšlenku kvarků, J/ψ .

1.4 Listopadová revoluce

C. C. Ting z laboratoří v Brookhavenu naměřil v polovině roku 1974 nový neznámý těžký meson J . S publikováním ale počkal až do listopadu, kdy tu samou částici změřil tým B. Richtera na Standfordském lineárním urychlovači SLAC a pojmenoval ji ψ . Ve známost tedy vyšla pod názvem J/ψ . Období plnému objevů nových druhů částic, které následovalo po objevu J/ψ , se začalo říkat Listopadová revoluce. Jednalo se o meson asi třikrát těžší než je proton. Překvapující na této částici byla její střední doba života kolem 10^{-20} s, což bylo tisíckrát déle, než bylo pro částice s těmito hmotnostmi obvyklé. Vysvětlení přinesl právě kvarkový model. Existence čtvrtého kvarku byla již předtím navrhována Glashowem³ a Bjorkenem a dokonale se hodila pro vzešlou situaci. J/ψ byla identifikována jako vázaný stav nového kvarku s jeho antikvarkem $c\bar{c}$. Čtvrtý kvark dostal název "půvabný" neboli charm. Začal hon na měření půvabných hadronů (J/ψ má celkový půvab roven nule). Roku 1975 to byl např. Λ_c^+ (udc) nebo roku 1976 meson $D^0(c\bar{u})$. Kolem roku 1975 byl také objevem nový těžký lepton τ^- . S jeho neutrinem tedy byla opět narušena Glashowova symetrie na 6 leptonů a 4 kvarky.

Již v roce 1977 byl naměřen meson Υ . Podobně jako v případě J/ψ se jednalo o vázaný stav nového kvarku $b\bar{b}$, který byl pojmenován beauty, resp. bottom, a jehož existenci předpověděl již roku 1973 T. Maskawa s M. Kobayashim. Toto měření bylo provedeno ve Fermiho národní laboratoři v experimentu 288 s protonovým svazkem na pevném terči. B-kvark tak načal třetí generaci kvarků a začal se hledat jeho partner také předpovězený roku 1973, jemuž byl dán název t-kvark (truth nebo top). Předpokládaná klidová energie byla 169 ± 24 GeV. K objevu top kvarku došlo opět ve Fermilabu kolaboracemi DØ a CDF v roce 1995 viz články [3] resp. [2]. Původně sporná hypotéza o složení hmoty tak nakonec uspě-

²Myšleno silně interagující částice.

³Představil symetrii mezi počtem kvarků a leptonů, která byla nutná pro platnost GWS teorie. Tehdy byly známy 4 leptony ($e^-, \mu^-, \nu_e, \nu_\mu$), ale pouze 3 kvarky.

la a dnes se na kvarky pohlíží jako na vskutku základní konstituenty hmoty. Při psaní historického úvodu jsem čerpal z [1].

Objevem top kvarku byla zkompletována 3. generace kvarků a došlo tak ke znovunastolení symetrie mezi počtem kvarků a leptonů. Z vlastností nového kvarku byly změřeny, s velkou chybou, pouze veličiny klidové hmoty a produkčního účinného průřezu. V případě ostatních veličin se předpokládaly hodnoty plynoucí z kvarkového modelu. V následujících letech se začaly tyto vlastnosti měřit.

Obrázek 1.3: Přehled známých kvarků

| Kvarky | | | |
|-----------|------------|------------|------------|
| náboj [e] | 1.generace | 2.generace | 3.generace |
| +2/3 | Up | Charm | Top |
| -1/3 | Down | Strange | Bottom |

2. Experiment DØ

2.1 Fermilab a Tevatron

V této kapitole bych rád představil experiment DØ, jeden z experimentů, kde byl top kvark objeven. Nejprve představím stručně Fermiho národní laboratoř a její urychlovač Tevatron, poté popíši detektor DØ.

Fermilab byl založen roku 1967 tehdy ještě pod názvem National Accelerator Laboratory. Vůdčí osobností byl zakládající ředitel Robert Wilson, po němž se také jmenuje ústřední budova tohoto výzkumného komplexu. Ten se rozkládá na ploše o rozloze přibližně 28 čtverečních kilometrů na západ od centra Chicaga ve státě Illinois. Roku 1974 byl přejmenován na počest jednoho z největších fyziků 20. století Enrica Fermiho, který většinu své výzkumné kariéry působil právě v Chicagu, na Fermi National Accelerator Laboratory, zkráceně Fermilab. Od svého vzniku přispěla tato laboratoř velmi výrazně do částicové fyziky. Jak jsem již uvedl v předcházející kapitole, roku 1977 zde byl objeven b-kvark, roku 1995 top kvark. Navíc zde došlo k prvnímu přímému pozorování tau neutrina v roce 2000. Byly tu tedy objeveny tři ze základních částic hmoty. Významně přispívá i v dalších oblastech fyziky vysokých energií, např. k problematice Higgsova bosonu zde byla učiněna měření, která vymezila hranice hmot, ve kterých by se měl Higgsův boson pohybovat. Jedním z klíčových zařízení je urychlovač Tevatron, který byl uveden do provozu roku 1983. Více o historii Fermilabu se lze dovědět na [4].

Tevatron byl donedávna urychlovač s nejvyšší dosaženou energií, dokud nebyl překonán novým evropským urychlovačem LHC (Large Hadron Collider). Přesto zůstává Tevatron největším proton-antiprotonovým urychlovačem na světě. Celý urychlovací cyklus začíná u Cockcroft-Waltonova generátoru, odkud jsou záporné ionty vodíku vedeny lineárním urychlovačem (linac) a s energií asi 400 MeV vstupují do již kruhového Boosteru¹. Tam získají energii asi 8 GeV a pokračují do Main injector. Ten byl dokončen až v roce 1999 jako součást příprav na Run II. Main injector urychluje protony na energii 150 GeV, zároveň poskytuje protony pro výrobu antiprotonů. Ty jsou produkovány ve srážkách 120 GeV protonů s niklovým terčem, odkud jsou sbírány a posílány do akumulárního ringu. Odtud putují antiprotony opět do Main injector a urychlují se také na 150 GeV. Main injector na závěr cyklu dopraví protony a antiprotony do Tevatronu, kde jsou urychleny na energii okolo 980 GeV. Celý proces urychlení ze 150 na 980 GeV

¹Při vstupu do Boosteru jsou vodíkové ionty zbaveny elektronů. Dále tedy pokračují již samotné protony.

trvá jen něco přes minutu. Svazky jsou na kruhové dráze s poloměrem jednoho kilometru drženy pomocí 774 magnetů s indukcí přes 4 T. K tomu je potřeba 240 kvadrupólových magnetů na fokusaci svazku. Prvním detektorem na Tevatronu byl experiment CDF neboli Collider Detector at Fermilab. Později byl přidán další detektor DØ, který byl pojmenován po úseku Tevatronu, kde byl postaven. Podrobnější popis lze nalézt v [5]

2.2 Detektor DØ

Experiment DØ byl navržen roku 1983 jako univerzální detektor vysokoenergetických srážek. Při prvním běhu Tevatronu, tzv. Run I, v letech 1992-1996 přispěl měřením vlastností top kvarku, hmoty W bosonů, analýzou vlastností jetů i v dalších oblastech fyziky částic. Energie srážek v těžiškové soustavě byla tehdy 1,8 TeV, maximální luminosita se pohybovala v rozmezí $1-2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.² Za celý Run I nasbíral experiment DØ 120 pb⁻¹ dat. Při přípravách na Run II, tj. období sběru dat v letech 2001-2011, se výrazně vylepšil urychlovač samotný. Především došlo ke zvýšení energie srážek na 1,96 TeV v těžiškové soustavě. Velmi důležitým vylepšením bylo i zprovoznění Main injector, který tak umožnil pracovat s vyšší luminositou. Ta v dnešní době dosahuje pravidelně maximálních hodnot přes $3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Protony a antiprotony jsou urychlovány po malých balíčcích, označovaných termínem bunch. Jejich počet se zvýšil ze 6 na 36. To donutilo fyziky přestavět původní detektor, aby mohl efektivně pracovat s takto zvýšenými nároky.

V další části jsou popsány jednotlivé součásti vylepšeného detektoru na DØ. Čerpal jsem při tom ze článku [6]. Na tomto místě je vhodné se zmínit o souřadném systému, ve kterém se geometrie detektoru popisuje. Namísto kartézského systému x,y,z , kde osa z směřuje ve směru svazku a y je vertikální osa, se používá následující trojice souřadnic. Jelikož je detektor válcově symetrický, používá se klasického azimutálního úhlu ϕ . Jako r se označuje kolmá vzdálenost od osy z . Poslední souřadnicí je tzv. pseudorapidita η . Tu lze spočítat pomocí polárního úhlu θ předpisem

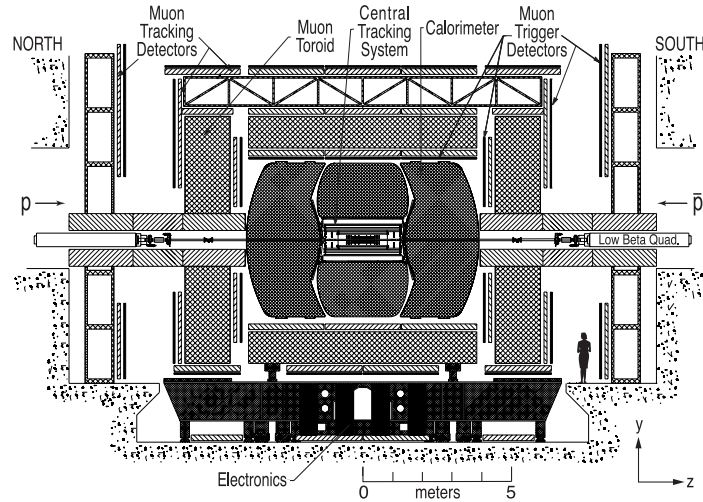
$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]. \quad (2.1)$$

Ta se používá především proto, že je přibližně rovna fyzikální veličině rapiditě y , jež je lorentzovským invariantem a pro jejíž výpočet se v částicové fyzice používá vzorec

²Myšleno počet částic na čtvereční centimetr za sekundu.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right], \quad (2.2)$$

kde E je celková energie částice a p_z je absolutní hodnota z-tové komponenty hybnosti. Tak jako většina podobných zařízení se detektor DØ dělí na tři hlavní části, a to dráhové detektory, kalorimetry a mionové detektory. Jednotlivé části detektoru jsou znázorněny na obrázku 2.1



Obrázek 2.1: Schéma detektoru DØ

Dráhové detektory

Dráhové detektory jsou experimentální zařízení, které měří průchod nabitých částic. Zpravidla se jedná o soustavu polovodičových nebo scintilačních detektorů v takové geometrické konfiguraci, která umožňuje zrekonstruovat dráhu průchozí částice. Pokud je detektor umístěn v magnetickém poli, je takto možné z naměřené dráhy vypočítat hybnost částice. V Runu II používá detektor DØ dva dráhové detektory.

Prvním je tzv. SMT (Silicon microstrip tracker), tedy detektor, který je složený z plátek (stripů) křemíku. Ten je umístěn nejbližší k interakční oblasti a pokrývá celý rozsah η , který přísluší kalorimetrům i mionovým komorám. Křemíkové plátky jsou rozmístěny okolo svazkové trubice v několika vrstvách a zároveň tvoří i disky, které jsou umístěny kolmo ke svazku.

Druhým dráhovým detektorem je CFT (Central fiber tracker). Jeho aktivní část je tvořena scintilačními vlákny, jejichž celková délka je něco kolem 200 km. CFT obklopuje SMT pro pseudorapiditu přibližně $\eta < 1,7$ a sahá do vzdálenosti 0,5 m od svazkové trubice. Oba detektory jsou umístěny v magnetickém poli o indukci 2 T, což umožňuje vypočítávat hybnosti prolétajících nabitých částic. Druhý neméně důležitý úkol dráhových detektorů je stanovení polohy bodů,

ve kterých došlo k měřené srážce (vertexů). Dráhové systémy DØ jsou schopny rozlišit tyto body s přesností asi $35 \mu\text{m}$. To je velice důležité právě pro studium top kvarku, neboť tak umožňují tzv. b-tagging, který popíši později. Zároveň tvoří informace z SMT a CFT základ pro systém triggerů, který stručně popíši na konci této kapitoly. Za solenoidem obklopujícím CFT jsou umístěny další klíčové součásti detektoru DØ, kalorimetry.

Kalorimetry a mionové komory

Částice, která prolétne dráhovými detektory, vstupuje do kalorimetru. Kalorimetr je druh detektoru, jehož hlavními úkoly jsou zastavit vlétající částici a změřit její energii. Je tvořen aktivní částí a pasivní částí. Aktivní část tvoří detektory, např. scintilátory nebo driftové komory, které měří energii zanechanou prolétající částicí. Pasivní část tvoří látky o vysoké hustotě, u kterých nejpravděpodobněji dojde ke srážce s částicí. Částice tedy prolétá kalorimetrem, srážkami vytváří spršky částic, ty dále ztrácí energii, která je měřena, až dojde k úplnému pohlcení. Pokud jednotlivé segmenty kalorimetru vhodně uspořádáme, je možné jej částečně využít i ke stanovení dráhy částice.

Detektor DØ má tři kalorimetry, jeden centrální a dva koncové. Aktivním médiem je tekutý argon (kalorimetry jsou chlazeny na cca 90 K). Kalorimetry jsou podle vzdálenosti od srážek dále rozděleny na elektromagnetický, jemný hadronový a hrubý hadronový kalorimetr. Elektromagnetický kalorimetr je těsně za dráhovými detektory a pohlcuje fotony a elektrony (pozitrony). Za ním jsou hadronové kalorimetry. Jako pasivní část je použit ochuzený uran, popř. slitina uranu a niobu. Celý systém kalorimetrů detekuje částice v rozsahu $\eta < 4$.

Z takto postaveného detektoru se dostanou ven už jen dva druhy částic, a to neinteragující neutrina a slabě ionizující miony. Pro detekci mionů slouží tzv. mionové komory. Ty se dělí na centrální a dopředný mionový systém. Soustavu detektorů doplňují toroidní magnety s indukcí 1,9 T, resp. 2 T pro dopředné magnety. Mionový systém hraje důležitou roli při triggerování a také při měření přírodního pozadí.

Triggery

Na závěr této kapitoly bych se rád stručně zmínil o systému triggerů, který je na DØ používán. Při každé srážce zaznamená detektor velké množství dat. Abychom byli schopni tato data zpracovávat a uchovávat, je nutné z nich vybrat jen taková, která odpovídají fyzikálně zajímavým srážkám. K tomu slouží soustava triggerů. Na DØ je použitý tříúrovňový systém. Data přicházející z detektoru s frekvencí 1.7 MHz jsou posílána do první úrovně triggeru. Ten je z důvodu po-

třeby rychlého rozhodování čistě hardwarový a činí jednoduchá rozhodnutí, např. překročení limitů pro příčnou hybnost či energii. Výstupem z první úrovně jsou data, která již mají frekvenci pouze 2 kHz. V druhé úrovni už dochází k jednoduchému zpracování dat, např. fitování drah, na kterém se již podílejí i data z SMT, na rozdíl od první úrovně. Druhá úroveň triggerů sníží frekvenci na polovinu, tj. 1 kHz. Třetí úroveň už využívá mikroprocesorů a posílá prošlé události na zaznamenání a následnou analýzu s frekvencí 100 Hz. Celý složitý systém triggerů je popsán v [6].

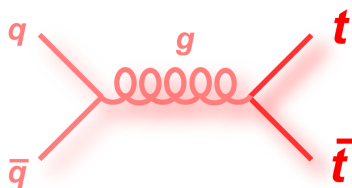
3. Top kvark

3.1 Top kvark v rámci Standardního modelu

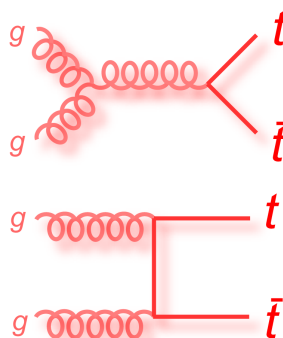
Uvedli jsme si historické události, které vedly ke vzniku pojmu top kvark, a představili jsme si experiment DØ, kterému se podařilo prokázat jeho existenci a změřit jeho vlastnosti. Předtím, než se budeme těmito měřeními zabývat, probereme si základní interakce, kterým top kvark podléhá tak, jak vyplývá ze Standardního modelu částicové fyziky (SM). V tomto teoretickém úvodu jsem čerpal z [10].

3.1.1 Produkce

Pokud chceme měřit vlastnosti těžkého top kvarku, je nutné zodpovědět otázku, jak jej vyprodukovat. Na Tevatronu dochází ke srážkám protonů a antiprotonů. Top kvark je v těchto srážkách dominantně produkován v párech v rámci silných interakcí. Jedná se především, přibližně z 85 %, o anihilaci kvarků viz obr. 3.1. popřípadě fúzi gluonů, obr. 3.2, Toto je hlavní způsob tvorby topů v experimentu



Obrázek 3.1: Produkce páru $t\bar{t}$ anihilací kvarků.



Obrázek 3.2: Produkce páru $t\bar{t}$ fúzí gluonů.

DØ a také v tomto kanálu byl top kvark poprvé pozorován. Standardní model dále umožňuje produkci pouze jednoho topu namísto páru $t\bar{t}$. Tento mechanismus se nazývá single-topová produkce a děje se tak díky elektroslabé interakci.

Rozlišujeme tzv. s-kanál a t-kanál. S-kanál představuje interakci

$$q\bar{q}' \rightarrow W^+ \rightarrow t\bar{b},$$

kde dvojice kvark antikvark musí mít souhrnný náboj +1. T-kanál je interakcí, kde si kvark s b-kvarkem vymění W^+ boson, tedy

$$bq \rightarrow tq'.$$

Single-topová produkce byla průkazně pozorována až v posledních několika letech. Její nevýhody jsou značné pozadí a menší účinný průřez. Pro srovnání z teoretických výpočtů je účinný průřez párové produkce přibližně $7,5 \text{ pb}^1$, zatímco t-kanál má mít účinný průřez kolem 2 pb a s-kanál jen něco kolem $0,9 \text{ pb}$. Toto jsou tedy procesy, kterými je možné top kvark vytvořit. Už jen ze samotné velké klidové hmoty lze usoudit, že takto vzniklá částice bude rychle podléhat rozpadům, a budou to tedy produkty těchto rozpadů, které bude možné na detektoru naměřit.

3.1.2 Rozpady

Top kvark se téměř výlučně rozpadá na b-kvark a intermediální boson W^+ . Pravděpodobnost elektroslabých interakcí mezi kvarky lze ve Standardním modelu vyjádřit jako kvadrát příslušných elementů tzv. směšovací CKM-matic². Třebaže teorie připouští, aby se top kvark rozpadal i na ostatní záporně nabitě kvarky, tedy d a s , jsou příslušné elementy velmi malé. U rozpadu na d-kvark se jedná o hodnotu $0,014$ a u rozpadu na podivný kvark přibližně $0,043$. To předpovídá příslušný element rozpadu top kvarku na bottom kvark velmi blízký jedné. Neutrální rozpady se změnou vůně beze změny náboje, jako by byl např. rozpad $t \rightarrow Zc$, jsou dle SM potlačeny.

Důležitou veličinou je rozpadová šířka Γ . Tu lze za pomoci kvantové chromodynamiky (QCD) vypočítat. Výpočet a hodnoty jsem převzal z [8]. Závisí na hmotě top kvarku m_t , hmotě intermediálního bosonu W^+ m_W , Fermiho vazbové konstantě G_F , vazbové konstantě silných interakcí α_s a maticovému elementu CKM-matic V_{tb} a to následovně

$$\Gamma_{(t \rightarrow Wb)} = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (3.1)$$

po dosazení jednotlivých parametrů, které jsem vypsál do následující tabulky,

¹Závisí na hmotě top kvarku

²Pojmenované po N. Cabibbovi, M. Kobayashim a T. Maskawovi

vychází rozpadová šířka top kvarku $\Gamma(t \rightarrow Wb) = 1,26 \text{ GeV}$.

| Parametry | Hodnoty |
|------------|---------------------------------------|
| m_t | 170 GeV |
| α_s | 0,118 |
| G_F | $1,16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ |
| m_W | 80.4 GeV |
| $ V_{tb} $ | 1 |

Tabulka 3.1: Hodnoty parametrů dosazené do výpočtu rozpadové šířky

Ze znalosti rozpadové šířky můžeme jednoduše vypočítat střední dobu života τ_t jako

$$\tau_t = \frac{\hbar}{\Gamma_{(t \rightarrow Wb)}}.$$

To odpovídá střední době života $\tau_t \simeq 5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$. Za tuto dobu uletí částice s rychlostí světla dráhu přibližně $r_t = c \cdot \tau_t = 0,15 \text{ fm}$, což je méně než průměr atomového jádra. Je tedy zřejmé, že k rozpadu top kvarku dochází prakticky v místě, kde vznikl. Hodnota τ_t je mnohem menší než časová škála silných interakcí, a proto nestačí vytvořit žádný vázaný stav (hadronizovat), jak je tomu u ostatních kvarků, a tak jeho produkty rozpadu nesou čistě informaci o kvarku samotném, což jej činí unikátním, neboť vlastnosti všech ostatních kvarků byly vždy měřeny v rámci jimi tvořených hadronů.

Již víme, že top kvarky jsou nejvíce produkovány v párech top-antitop a rozpadají se téměř výhradně na dvojici bottom kvarku a intermediálního bosonu W^+ (antitop se přirozeně rozpadá na antibottom a W^-), neboli

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$$

To však stále není signál, který detekujeme, neboť těžké bosony W se dále rozpadají. Rozlišujeme dva druhy rozpadů leptonový a hadronový. Při leptonovém rozpadu W^+ vzniká dvojice antilepton a neutrino, u W^- je to symetricky lepton a antineutrino. Leptonem může být elektron, mion i tauon. Při analýzách se ale většinou používají pouze elektrony a miony. V hadronovém kanále dochází na rozpad páru kvark-antikvark.

V konečné fázi dělíme tedy události zahrnující top kvark do třech kanálů. Jsou to dileptonový kanál, k čemuž dochází v 10 % případů³, kanál lepton+jets se 44% zastoupením a all-jets kanál, vyskytující se ve 46 % případů. Rozdělení rozpadů do jednotlivých kanálů demonstruje obrázek 3.3.

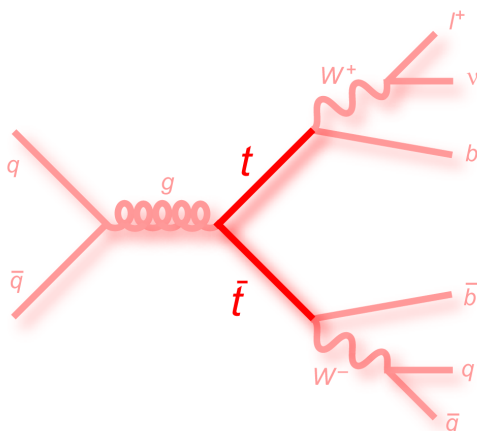
³Toto číslo se nazývá větvící poměr, angl. branching ratio.

Top Pair Decay Channels

| | | | | | | |
|-------------|---------------|-----------|------------|---------------|------------|--|
| $\bar{c}s$ | electron+jets | muon+jets | tau+jets | all-hadronic | | |
| $\bar{u}d$ | | | | | | |
| τ^- | $e\tau$ | $\mu\tau$ | $\tau\tau$ | tau+jets | | |
| μ^- | $e\mu$ | $\mu\mu$ | $\mu\tau$ | muon+jets | | |
| e^- | $e\tau$ | $e\mu$ | $e\tau$ | electron+jets | | |
| W^- decay | e^+ | μ^+ | τ^+ | $u\bar{d}$ | $c\bar{s}$ | |

Obrázek 3.3: Rozpadové kanály páru $t\bar{t}$.

Pro analýzu se používají všechny tyto kanály, nicméně některé jsou výhodnější než jiné. Dileptonový kanál lze dobře odlišit od pozadí, neboť předpokládá dva energetické leptony, které se dobře měří. Jeho nevýhodou je malá statistika. Multijetový kanál má na druhou stranu velkou statistiku, ale také velké pozadí, neboť jety vznikají při většině srážek, a je nutné používat velmi promyšlená výběrová pravidla a trigger. Jako nejvýhodnější se jeví kanál lepton+jets (obr. 3.4), který má dobrou statistiku a malé pozadí. Právě v tomto kanálu se dosahuje nejlepší přesnost.



Obrázek 3.4: Příklad produkce páru $t\bar{t}$ rozpadajícího se v kanále lepton+jets.

Toto jsou základní vlastnosti top kvarku tak, jak je předpovídá Standardní model. Top kvark je generovaný v $p\bar{p}$ srážkách v párech $t\bar{t}$ silnou interakcí nebo samostatně pomocí elektroslabé síly. Rozpadá se elektroslabě na b-kvark a intermediální boson W se střední dobou života cca 0,5 ys. V další části této kapitoly popíši, jak se tyto předpovědi SM v praxi měří na experimentu DØ.

3.2 Stanovení účinného průřezu

Ke studiu této problematiky jsem použil článek [7]. Ten popisuje měření účinného průřezu v kanále lepton+jets. Ke stanovení účinného průřezu je nutné zjistit počet případů $N_{t\bar{t}}$, ve kterých došlo k produkci páru $t\bar{t}$. Poté je možno vypočítat účinný průřez σ_j jako

$$\sigma_j = \frac{N_{t\bar{t}}}{\epsilon_j \cdot \mathcal{B}_j \cdot \mathcal{L}_j}, \quad (3.2)$$

kde ϵ_j je účinnost výběru $t\bar{t}$ událostí (eventů), \mathcal{B}_j je větvicí podíl pro kanál lepton+jety a \mathcal{L}_j je integrovaná luminosita. K tomu se používá tzv. "template" metoda, jejíž popis bude obsahem této kapitoly.

3.2.1 Měření fyzikálních objektů

Začněme s problematikou změření počtu $t\bar{t}$ událostí. Při analýze srážek je prvním krokem nalezení primárního vertexu. Ten je rekonstruován ze drah s příčnou hybností přesahující 0,5 GeV. Hlavní roli v tomto procesu hraje dráhový detektor SMT, který umožňuje přesnost několika desítek μm . Pro analýzu se používají primární vertexy, jejichž vzdálenost od středu SMT je menší než 60 cm a ze kterých vychází alespoň tři dráhy.

V tomto kanále je velmi důležitá identifikace elektronů a mionů. Elektrony jsou identifikovány především na základě dat z centrálního kalorimetru. Mají malou hodnotu pseudorapidity a vytváří kužel o velikosti $\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,2$. Data jsou srovnávána se simulacemi Monte Carlo, podle kterých se určuje, zdali se jedná o elektromagnetickou spršku. Nabitě elektrony by měly být zaznamenány dráhovými detektory, proto je dalším důležitým kritériem existence takové dráhy⁴ v příslušném rozsahu. Při výběru se elektrony dělí do skupin na tzv. "loose" (volné) elektrony a "tight" (těsné) elektrony. Toto označení je myšleno ve smyslu nároku na měřený objekt, aby byl uznán jako elektron. "Loose" elektrony musí splňovat mírnější pravidla, např. 90 % energie musí být v elektromagnetické části kalorimetru, sprška musí odpovídat elektromagnetické apod. "Tight" elektrony

⁴Jedná se o důležitou podmínku. Např. foton gama, vytváří totožné elektromagnetické spršky, ale dráhové detektory jej přirozeně nezachytí.

musí splňovat všechno, co "loose" elektrony, ale mají ještě další, přísnější pravidla, např. daný poměr příčné energie ku příčné hybnosti.

Miony se rekonstruuji na základě dat z mionových komor, které se fitují na dráhy z dráhových detektorů. I miony se rozlišují na "loose" a "tight". Kritéria jsou např. izolovanost drah, jejich kvalita apod. Příčná hybnost se stanovuje na základě zrekonstruované dráhy. Některé miony ale jsou zaznamenány pouze v CFT, což snižuje rozlišení a tedy i přesnost stanovení jejich hybnosti. Energetické škály mionů a elektronů jsou kalibrovány pomocí rozpadů $Z^0 \rightarrow ee$, resp. $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ tak, aby invariantní hmoty měřených leptonů odpovídaly dobře známé invariantní hmotě Z^0 .

Nedílnou součástí produkce top kvarků jsou jety. Především se jedná o jety způsobené b-kvarky (b-jety), ale mohou mít příčinu i v jiných kvarcích nebo gluonech. Jety jsou rekonstruovány a vybírány pomocí složitých algoritmů na základě výběrových pravidel. Např. v případě měření z použitého článku se jednalo o jety s minimální energií 8 GeV, kde 5-95 % energie muselo být rekonstruováno v elektromagnetickém kalorimetru. Z důvodu šumu, nedokonalé odezvy kalorimetru, mnohonásobných interakcí a dalších jevů je nutné opravovat naměřenou hybnost jetu. Těmto korekcím se říká JES, neboli Jet Energy Scale.

Při identifikaci jetů se často používá b-tagging, což je metoda, která umožňuje určit jety, které s velkou pravděpodobností vznikly z b-kvarku. B-kvark, resp. jeho hadrony, stihnou v detektoru urazit dostatečnou vzdálenost, než dojde k jejich rozpadu. Jety, které takto vzniknou, mají tedy posunutý vertex, což je možno změřit díky rozlišení SMT. Navíc je b-kvark poměrně těžký, takže produkty rozpadu mají vyšší příčnou hybnost a b-jety jsou tak širší. Dochází i ke špatnému určování b-jetů, a proto je věnováno hodně úsilí na vylepšení těchto metod, neboť b-kvarky, a tedy i b-jety, hrají v současné fyzice částic velmi významnou roli.

Posledním fyzikálním objektem, který vystupuje v konečném stavu rozpadu top kvarku v kanále lepton+jets, je neutrino. To v detektoru neinteraguje, a proto je jeho energie určována jako chybějící příčná energie. Ta samozřejmě závisí na tom, jak přesně budeme znát příčné energie rekonstruovaných objektů. Proto je u stanovování chybějící příčné energie důležité správně korigovat energie jetů pomocí JES nebo stanovovat energii mionů pomocí dráhové sekce, protože v kalorimetrech zanechají velice malou část své energie.

3.2.2 Triggery

Jak jsem zmínil v kapitole o detektoru DØ, při zaznamenávání dat se používá tříúrovňový systém triggerů. Studium triggerů, především jejich účinnosti, je pro stanovení hodnoty účinného průřezu zásadní, neboť pokud chceme vědět,

kolik celkem vzniklo párů top-antitop, musíme vědět, kolik eventů jsme ztratili při triggerování.

Triggery se liší podle druhu objektu, jehož parametry mají posuzovat. Používá se například elektronový trigger, který na první úrovni hlídá minimální uloženou energii v elektromagnetickém kalorimetru. Na druhé úrovni už dochází k součtu sousedních buněk a porovnávání elektromagnetické složky deponované v clusteru. Na třetí úrovni již dochází k rekonstrukci a je hlídán tvar EM spršky. Jetové triggery jsou založeny na potřebné deponované příčné energii, na třetí úrovni se vyhodnocuje tvar jetu. Mionové triggery vyhodnocují odezvu mionových komor, na třetí úrovni již vyhodnocují i informace z dráhové sekce.

Pro výpočet účinnosti triggeru je klíčová pravděpodobnost, s jakou jednotlivé objekty splní požadované podmínky. Za předpokladu, že pravděpodobnost splnění podmínek je nezávislá od objektu k objektu, je celková pravděpodobnost, že event projde a bude zaznamenán, součinem pravděpodobností u všech fyzikálních objektů, které jsou předmětem triggerování. Účinnosti elektronových a mionových triggerů byly měřeny v rozpadech Z^0 bosonu.

3.2.3 Analýza

Při analýze srážek se vyberou eventy, jejichž signál odpovídá rozpadu $t\bar{t}$ na lepton a jety. Požaduje se tedy přítomnost izolovaného leptonu a neutrína, tedy chybějící příčné energie. V případě multijetového kanálu by tyto podmínky neměly být splněny, nicméně může docházet ke špatné identifikaci jetů jako elektronu, z důvodu nedokonalé rekonstrukce v detektoru. Do kanálu $\mu + \text{jets}$ zase mohou přispívat miony z rozpadů těžkých kvarků. Chybějící příčná energie může být zvýrazněna fluktuacemi při měření energie jetů a mionů. Abychom zjistili, jak jsou tyto jevy v datech zastoupeny, je nutno používat Monte Carlo (MC) simulace.

Monte Carlo simulace jsou mocným nástrojem pro analýzu naměřených dat. Umožňují vypočítat účinnosti výběrových pravidel, vlivy pozadí nebo kinematické charakteristiky měřených srážek. Signály jsou vytvářeny pomocí generátorů jako ALPGEN nebo PYTHIA, které simulují fyzikální děje, ke kterým dochází při srážkách. K tomu se používají další specializované programy, např. na modelování partonů v protonu či stanovení větvičích poměrů při rozpadech. Pro porovnání s daty je také nutné nasimulovat odezvu detektoru, což činí program GEANT. Takto vytvořená data se poté analyzují zcela stejnými metodami jako reálná data z detektoru a jejich srovnáním získáváme důležité fyzikální poznatky. Podobně jako u triggerů byly i MC simulace kalibrovány na rozpadech Z^0 .

Dominantní část pozadí k produkci top kvarků tvoří eventy obsahující bosony W a jety, které mají stejný koncový stav. Jejich zastoupení je modelováno pomocí

MC simulací. K odlišení pozadí od signálu se používá diskriminační funkce, jejímiž parametry jsou různé kinematické veličiny. K oddělení $t\bar{t}$ eventů od W +jets se tedy využívá rozdílných kinematických vlastností těchto rozpadů. Pro diskriminační funkci se vybírají takové kinematické veličiny, které do výsledku zanesou nejmenší chybu, ale dostačují pro správné rozlišení $t\bar{t}$ signálu od ostatních jevů.

V kanále μ +jets jsou veličiny, na kterých závisí diskriminační funkce, skalární součet p_t 4 jetů, součet druhých mocnin jejich pseudorapidit, jejich příčná hmotnost, centralita eventů, která je definována jako podíl součtu příčných hybností ku součtu energií jetů, a aplanarita, jež je konstruována ze čtyřhybností leptonu a jetů. V případě e +jets jde např. o minimální invariantní hmotu dvou jetů, aplanaritu, vážený počet jetů v eventů aj.

Na závěr se simulují jednotlivé typy přítomných fyzikálních procesů, tedy $t\bar{t}$, W/Z + jets, multijety. Na každý proces se aplikuje zkonstruovaná diskriminační funkce, čímž získáme vzorová rozdělení pro všechny typy dat, tzv. templates. Tato vzorová rozdělení se porovnávají s experimentálními daty.

Z výsledného fitu se vyvodí počet $t\bar{t}$ událostí, počet W +jets událostí a počet multijetových událostí. Takto získáme potřebnou veličinu $N_{t\bar{t}}$, kterou potřebujeme pro výpočet účinného průřezu daného rovnicí 3.2. Účinnost výběru $t\bar{t}$ eventů získáme z výše zmíněných simulací, větvičí poměr kanálu lepton+jets známe. Obě tyto veličiny jsou dále korigovány na přítomnost dileptonového rozpadu. Při měření z článku [7] byly výsledné hodnoty účinných průřezů

$$\begin{aligned} e + jets : \sigma_{t\bar{t}} &= 9, 9_{-1,9}^{+2,1}(stat) \pm 1, 0(syst) \pm 0, 6(lum)pb \\ \mu + jets : \sigma_{t\bar{t}} &= 3, 1_{-1,5}^{+1,6}(stat) \pm 0, 4(syst) \pm 0, 2(lum)pb. \end{aligned}$$

Nutno dodat, že takto stanovovaný účinný průřez je závislý na hmotě top kvarku, která se dosazovala do simulovaných eventů. Ta byla v případě tohoto měření 175 GeV. Po zkombinování předchozích výsledků byl změřen celkový účinný průřez produkce $t\bar{t}$ na

$$\sigma_{t\bar{t}}(175 \text{ GeV}) = 6, 4_{-1,2}^{+1,3}(stat) \pm 0, 7(syst) \pm 0, 4(lum)pb.$$

Na závěr části věnující se měření účinného průřezu bych se rád zmínil o systematických chybách, které toto měření zatěžují. K tomu použiji tabulku ze s. 21 v [7]. Tyto nejistoty lze rozdělit do dvou skupin: na ty, které jsou korelované mezi jednotlivými kanály, a na ty, které nejsou. Mezi korelované patří např. chyba určení primárního vertexu, JES, modelování pozadí W , jetové triggerery aj. Mezi nekorelované se řadí identifikace a triggerery leptonů, pozadí multijetů a nedostačující statistika MC. Z tabulky je vidět, že dominantními zdroji chyb jsou chyba v JES a měření luminosity.

| Zdroje chyb | $e + \text{jets}$ | $\mu + \text{jets}$ | $l + \text{jets}$ |
|---------------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| Určení primárního vertexu | +0,30 - 0,28 | +0,12-0,10 | +0,24-0,21 |
| Identifikace leptonů | $\pm 0,32$ | +0,17-0,16 | $\pm 0,22$ |
| Jet Energy Scale | +0,70 - 0,72 | +0,05-0,16 | $\pm 0,47$ |
| Identifikace jetů | +0,08 - 0,14 | +0,11-0,02 | +0,03-08 |
| Triggery | +0,05 - 0,21 | +0,09-0,08 | +0,10-0,20 |
| W+jets pozadí | +0,11 - 0,21 | +0,13-0,11 | +0,12-0,18 |
| Multijetové pozadí | $\pm 0,04$ | +0,13-0,14 | +0,05-0,06 |
| Statistika MC | $\pm 0,48$ | $\pm 0,31$ | $\pm 0,33$ |
| Branching ratio | +0,20 - 0,19 | $\pm 0,06$ | $\pm 0,14$ |
| Mezisoučet | +0,99 - 1,03 | $\pm 0,44$ | +0,70-0,72 |
| Luminosita | $\pm 0,64$ | $\pm 0,20$ | $\pm 0,42$ |
| Celkový součet | +1,18 - 1,21 | $\pm 0,45$ | +0,82-0,83 |

Tabulka 3.2: Přehled systematických chyb účinného průřezu v kanálu $l+\text{jets}$

3.3 Měření hmotnosti top kvarku

3.3.1 Klidová hmotnost

Klidová hmota je jednou ze základních vlastností každé částice. Do značné míry určuje jejich kinematické vlastnosti a rozpady. Zároveň hraje důležitou roli v budování fyzikálních teorií, v případě top kvarku poskytuje např. omezení na hmotu hledaného Higgsova bosonu. Proto je přesnému stanovení klidové hmoty top kvarku věnováno velké úsilí. Od prvního pozorování z roku 1995, které je zmíněno na konci historického úvodu, se metody zpřesnily a výrazně vzrostla statistika, a to jak dat, tak MC simulací. V této části se budu věnovat nejnovějšímu měření hmoty top kvarku v kanále lepton+jets popsaném ve článku [9].

Podobně jako v případě měření účinného průřezu je nutné správně odlišit $t\bar{t}$ události od pozadí. Předpokládá se izolovaný elektron nebo mion, chybějící energie signalizující neutrino a čtyři energetické jety. Výběrová pravidla jsou téměř totožná s měřením účinného průřezu, ale více úsilí se vkládá do identifikace jetů. Na b-tagging se používají neurální sítě, které pracují s několika parametry. Jedny se týkají vlastností sekundárního vertexu, jako jeho kvalita, počet drah, které z něho vystupují, jeho invariantní hmota aj. Druhou skupinou vlastností používaných při b-taggingu jsou parametry drah jetů, např. příčná hybnost nebo kvalita signálu. Celý algoritmus určuje b-jety s účinností kolem 65 %, k chybnému určení b-jetu dochází asi v 3 % případů. Naměřená data jsou porovnávána s MC simulacemi, ve stejném duchu, jako u měření účinného průřezu.

Při stanovování energie jetů se používá JES, ale pro zmenšení celkové chyby se doplňuje kalibrací *in situ*. Ta je založena na faktu, že v kanále lepton+jets vznikají dva jety z hadronového rozpadu intermediálního bosonu W . Rekonstruovaná invariantní hmotnost těchto jetů by měla být tedy rovna invariantní hmotě

bosonu $m_W = 80,4 \text{ GeV}$.

Použitá metoda, se kterou se stanovuje hmotnost top kvarku, se nazývá metoda maticového elementu, neboli matrix element method (ME). Spočívá v analýze veškerých kinematických informací pomocí pravděpodobnostních metod. Základním pojmem je hustota pravděpodobnosti (HP), která se konstruuje z maticových elementů procesů, které vedou k danému koncovému stavu. Takto vytvořená hustota pravděpodobnosti se poté aplikuje na všechny analyzované eventy.

V naměřených datech, které prošly vylučovacími pravidly, se předpokládá přítomnost $t\bar{t}$ eventů a W+jets eventů. Hustota pravděpodobnosti daného eventu je pak závislá na hmotě top kvarku m_t , JES faktoru k_{JES} , který souvisí s *in situ* kalibrací a odděluje energie jednotlivých jetů, a podílu $t\bar{t}$ eventů f popř. W+jets eventů $(1 - f)$ v datech. Pokud označíme veličiny jako energie či úhly měřených jetů a leptonů souhrnně proměnnými x , pak lze závislost HP daného eventu P_e vypočítat jako

$$P_e = A(x)[f \cdot P_s(x, k_{JES}, m_t) - (1 - f) \cdot P_b(x, k_{JES})].$$

Veličina $A(x)$ závisí na geometrii a účinnostech detektoru, P_s je HP vzniku $t\bar{t}$ a P_b je HP pozadí, tedy eventů W+jets. Z důvodu nedokonalého rozlišení detektoru a hadronizace nemusí parametry x přesně odpovídat počátečnímu stavu y . Partony tvořící srážející se pár $p\bar{p}$ mají navíc vlastní hybnosti q . Proto se zavádí převodní funkce $W(x, y, k_{JES})$, pomocí níž je možné hustoty pravděpodobnosti P_s a P_b přeintegrovat přes všechny možné partonové stavy s diferenciálním účinným průřezem $d\sigma(y, \alpha)$, které dávají dohromady sadu parametrů x . Tento výpočet vypadá následovně

$$P(x, \alpha) = \frac{1}{\sigma(\alpha)} \int \sum_{vn} d\sigma(y, \alpha) dq_1 dq_2 f(q_1) f(q_2) W(x, y, k_{JES}),$$

kde $f(q_i)$ jsou partonové distribuční funkce a α jsou parametry např. hmota topu, které určí výsledná analýza. Diferenciální účinné průřezy se určují na základě výpočtů zahrnujících maticové elementy. Integračních proměnných, které odpovídají dvěma počátečním stavům partonů a šesti výsledným částicím, je celkem 24. Po úpravách diskutovaných v [9] na závěr zůstane pouze deset integrálů, které udávají pravděpodobnost produkce páru $t\bar{t}$ pro danou hmotnost m_t a parametr k_{JES} .

Výsledná hmota top kvarku m_t se extrahuje z celkové pravděpodobnostní funkce definované jako součin HP n eventů

$$L(\tilde{x}, m_t, k_{JES}, f) = \prod_{i=1}^n P_e^i(x, m_t, k_{JES}, f).$$

Proměnná \tilde{x} je definována jako vektor $\tilde{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$. Data prochází kalibrací za pomoci simulovaných MC eventů. Ty jsou generovány pro pět různých hmot top kvarku 165, 170, 172,5, 175 a 180 GeV. Použitá kalibrace *in situ* společně s nedokonalou simulací odezvy kalorimetrů může způsobovat nesouhlas dat s Monte Carlem, což bylo hlavním zdrojem chyb ve starších analýzách. Proto se zavádí opravný člen, který započítává chování detektoru pro částice s různou vůní. Ukazuje se, že zavedení této korekce má za následek posunutí výsledné hmoty topu o 1,28 GeV. Na závěr jsou kalibrovaná data fitována a pomocí předchozího vzorce je určena klidová hmota top kvarku

$$m_t = 176,01 \pm 1,01(stat) \pm 0,79(JES) \pm 1,02(syst) \text{ GeV}.$$

Hlavními zdroji systematických chyb jsou modelování hadronizačních procesů, rozlišení energie jetů a rozdíl odezvy jetů v datech oproti MC.

3.3.2 Rozdíl klidových hmot t a \bar{t}

Pro platnost SM resp. CPT-invariance je nutné, aby klidové hmoty částic a jejich antičástic byly identické. Top kvark je ideální částicí, u které lze přímo měřit rozdíl mezi t a \bar{t} . Tomu se věnuje článek [11].

Metodika je téměř totožná s měřením hmotnosti samotné. Používá se stejná metoda maticového elementu ME i výběrová pravidla jsou téměř shodné. Zůstává i kalibrace *in situ* na invariantní hmotu jetů pocházejících z rozpadu W bosonu. Měření je však doplněno o rozdělení na část odpovídající t a na část pocházející z \bar{t} . Toto rozdělení se děje na základě měření náboje leptonu. Jelikož se opět pracuje v kanále lepton+jets odpovídá nalezení μ^+ rozpadu topu a μ^- antitopu.

Druhým rozdílem je pravděpodobností funkce L , která počítá s rozdílnými hmotami topu m_t a antitopu $m_{\bar{t}}$. Zavádí se veličiny $m_{sum} = \frac{m_t + m_{\bar{t}}}{2}$ a rozdíl $\Delta = m_t - m_{\bar{t}}$. Pravděpodobností funkce se přeintegruje přes sumu a zůstane tak pouze funkcí $L(x, \Delta)$, kde x jsou kinematické parametry podobně jako v případě měření hmoty topu. Pro kalibraci se používají MC simulace, do kterých se dosazují různé hodnoty hmot t a \bar{t} . Eventy s miony a elektrony jsou vyhodnocovány odděleně. Nakonec se z $L(x, \Delta)$ extrahuje hodnota a chyby rozdílu hmot topu a antitopu a oba kanály jsou sjednoceny. Výslednou hodnotou rozdílu hmot z článku [11] je $\Delta = 3,8 \pm 3,4(stat) \pm 1,22 \text{ GeV}$, po sečtení chyb v druhých mocninách $\Delta = 3,8 \pm 3,7 \text{ GeV}$.

Zdroje chyb jsou téměř totožné s měřením samotné hmoty, ale navíc k ním přispívá možnost špatného určení náboje leptonu a možný rozdíl odezvy detektoru na b a \bar{b} . Tyto jevy jsou vyhodnoceny na základě MC studií, ze kterých vyplývá, že možnost chybného určení náboje je přibližně 1 % a rozdíly mezi odezvou na b

resp. \bar{b} nebyly v simulacích pozorovány.

3.4 Rozpadová šířka

Všechna předchozí měření vycházela z předpokladu, že se top kvark po svém vzniku okamžitě rozpadá na W^+b . Výpočet teoretické hodnoty rozpadové šířky v tomto kanále jsem představil v úvodu této kapitoly za pomoci rovnice 3.1. V této části se zaměřím na měření rozpadové šířky, podrobnosti lze nalézt v článku [8].

V rozpadech částic může být měřena rozpadová šířka ze spektra klidové hmoty. Tato metoda vyžaduje, aby velikost Γ byla větší, než je rozlišení experimentálního zařízení. Tato podmínka v případě měření top kvarku na $D\bar{O}$ splněna není, proto lze pomocí této metody změřit pouze horní hranici na Γ .

Rozpadová šířka se proto měří nepřímo. Namísto měření hmotnostního spektra se využívá měření účinného průřezu single-topové produkce top kvarku, konkrétně se jedná o t-kanál. Ten spočívá v reakci $p\bar{p} \rightarrow tq$, při které se b-kvark za výměny W bosonu s jiným kvarkem změní na top. Protože interakce zahrnuje vertex částic W^+, b, t , stejně jako rozpad top kvarku, souvisí i s jeho rozpadovou šířkou. Využitím tohoto procesu budeme schopni stanovit pouze parciální rozpadovou šířku. Abychom vypočítali totální Γ_t , je třeba změřit frakci⁵ kanálu $t \rightarrow Wb$. Celkovou rozpadovou šířku vypočítáme z rovnice

$$\Gamma_t = \frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)}{\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)}. \quad (3.3)$$

Při použití této metody jsou důležité QCD výpočty účinného průřezu single-top produkce a rozpadové šířky topu. Pro stanovení parciální rozpadové šířky Γ_p se použilo měření účinného průřezu v t-kanále, článek [17], kde bylo naměřeno

$$\sigma_t \mathcal{B}(t \rightarrow Wb) = 3,14_{-0,80}^{+0,94} \text{ pb}$$

Protože na sobě účinný průřez s rozpadovou šířkou lineárně závisí, lze stanovit Γ_p jako

$$\Gamma_p(t \rightarrow Wb) = \sigma_t \frac{\Gamma(t \rightarrow Wb)^{SM}}{\sigma_t^{SM}}.$$

Veličinami označenými SM jsou myšleny teoreticky předpovězené hodnoty. Ty jsou pro hmotu top kvarku 170 GeV $\sigma_t^{SM} = 2,14 \pm 0,18$ pb a pro rozpadovou šířku, dle vztahu 3.1, $\Gamma(t \rightarrow Wb)^{SM} = 1,26$ GeV. Ze studie, která se zabývala měřením

⁵Ta se označuje termínem Branching fraction \mathcal{B} .

frakce $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$, se použila hodnota $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb) = 0,962_{-0,066}^{+0,068}(\text{stat})_{-0,052}^{+0,064}(\text{sys})$. Výsledný výpočet totální rozpadové šířky top kvarku tedy vypadá následovně.

$$\Gamma_t = \frac{\sigma_t \cdot \Gamma(t \rightarrow Wb)^{SM}}{\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)\sigma_t^{SM}} \quad (3.4)$$

Analýza samotná je prováděna pomocí neurálních sítí. Ty přiřazují měřeným eventům hustoty pravděpodobnosti, které se poté kombinují s měřením $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$ s předpokladem, že všechny hodnoty rozpadové šířky jsou stejně pravděpodobné. Z naměřených hodnot se vybírá nejpravděpodobnější hodnota rozpadové šířky $\Gamma_p = 1,92_{-0,51}^{+0,58}$ GeV. Z měření samotné parciální šířky je možné získat odhad na Γ_t , s pravděpodobností 95 % je $\Gamma_t > 1.21$ GeV. To je užitečná informace např. při studiu fyziky za SM, kdy některé modely předpovídají rozpadovou šířku nižší. Po aplikaci opravy na totální rozpadovou šířku, viz rovnice 3.3, získáme konečnou změřenou hodnotu totální rozpadové šířky top kvarku v kanálu $t \rightarrow Wb$

$$\Gamma_t = 1,99_{-0,55}^{+0,69} \text{ GeV}.$$

To odpovídá střední době života $\tau_t = (3,3_{-0,9}^{+1,3}) \times 10^{-25}$ s.

3.5 Elektrický náboj

Hodnota elektrického náboje top kvarku předpovězená Standardním modelem je $+2/3$ elementárního náboje. Konečný stav produkce $t\bar{t}$ nicméně umožňuje konstruovat i kombinace W^+b a W^-b , které rovněž splňují kritéria výběru top kvarku, ale vedou k exotické hodnotě elektrického náboje kvarku rovné $-4/3e$. V článku [12] se autoři věnují rozlišení těchto dvou scénářů, přičemž musí změřit elektrický náboj top kvarku.

Předpokládá se rozpad top kvarku na dvojici $W b$ a měření je prováděno v kanále lepton+jets. Eventy jsou vybírány na základě podobných pravidel jako v ostatních měřeních v l+jets kanálu. Požaduje se izolovaný elektron nebo mion s $p_t > 20$ GeV v rozmezí $|\eta| < 2,0$, dostatečná chybějící energie a alespoň 4 jety. Dodatečnou podmínkou je přítomnost alespoň dvou jetů s posunutými vertexy, tzv. SVT-jetů (Secondary vertex tagging). B-kvarky se označují b_l a b_h podle toho, jestli přísluší leptonově resp. hadronově se rozpadajícímu bosonu W .

Pro změření náboje je nutné určit, který SVT-jet pochází z b_l a který z b_h , a dále je nutné určit zdali se jedná o bottom kvarky nebo antikvarky. Ve finálním stavu se nachází lepton, neutrino, dva b-jety a dva jety pocházející z hadronového rozpadu W . Z permutací částic tvořících jety k příslušným datům se vybere ta nejpravděpodobnější (nejlépe odpovídající). Studie simulací MC ukazují, že tímto způsobem se docílí správného přiřazení v 84 % případů. Poté se měří souhrnný

náboj na obou stranách eventů, na leptonové straně odpovídá $Q_1 = |q_l + q_{b_l}|$, na hadronové $Q_1 = |-q_l + q_{b_h}|$. Označení q_{b_h} představuje náboj jetu, který pochází z b_h . Ty lze určit pomocí zakřivení měřených drah. Pro náboj jetu se zavádí odhad $q_{jet} = (\sum q_i p_t^i) / (\sum p_t^i)$, kde i se počítá před všechny dráhy s $p_t > 0,5$ v 0.1 cm okolí primárního vertexu.

Očekávané rozložení náboje v jetech se určuje pomocí dat s dvěma jety. Oba jety musí být SVT-jety, mít příčnou hybnost nad 15 GeV a rapiditu pod 2,5. Dále je posílen kanál $b\bar{b}$ a $c\bar{c}$ požadavkem na přítomnost mionu, vzniklého rozpadem kvarku, s danou příčnou hybností $p_t > 4$ GeV. Podíl eventů obsahujících c-kvarky se určuje měřením rozložení příčné hybnosti mionů. Tato analýza ukazuje, že se v datech vyskytuje $c\bar{c}$ v 1 % případech. Mion, použitý pro tagování jetu, může být produkován několika způsoby, ať už přímým rozpadem b-mesonu, kaskádovitým rozpadem aj. Podle toho, jakým procesem se tak děje, je znaménko náboje výsledného mionu buď stejné jako u původního kvarku, nebo je opačné. Ze simulací Monte Carlo generátory PYTHIA a EVTGEN vyplývá, že interakcí měnicích znaménko náboje je asi 30 %. Podle znaménka tagovaného mionu se rozložení náboje dá napsat jako

$$\begin{aligned} P_{\mu^+} &= 0,69P_b + 0,30P_{\bar{b}} + 0,01P_{\bar{c}} \\ P_{\mu^-} &= 0,30P_b + 0,69P_{\bar{b}} + 0,01P_c. \end{aligned}$$

Tato rozložení náboje jsou přímo pozorována v datech, nestačí ke stanovení distribucí jednotlivých kvarků. Proto se zavádí další vzorek, kde se po jednom z jetů nepožaduje, aby měl posunutý vertex, a aplikuje se stejná analýza. V takovém případě je ve vzorku zastoupen c-kvark z 19 % a rozložení náboje mionů vypadá následovně

$$\begin{aligned} P_{\mu^+} &= 0,567P_b + 0,243P_{\bar{b}} + 0,19P_{\bar{c}} \\ P_{\mu^-} &= 0,243P_b + 0,567P_{\bar{b}} + 0,19P_c. \end{aligned}$$

Složením obou testovacích vzorků již můžeme určit rozložení náboje pro jednotlivé kvarky. Nyní je možné vrátit se k očekávaným hodnotám Q_1 a Q_2 a použít odvozených parametrů na stanovení náboje b_h resp. b_l . Vůně SVT-jetů se určuje na základě simulací. Podobně se vyhodnocuje rozložení náboje v pozadí. Pro rozhodnutí, zda se jedná o SM top kvark nebo exotický kvark, je zaveden podíl pravděpodobností $\Lambda = [\prod_i P_{SM}(q_i)] / [\prod_i P_{EX}(q_i)]$, kde i prochází přes všechna měření. Výsledkem analýzy je, že pravděpodobnost výskytu pouze exotického kvarku v datech je 7,8%. Není tedy vyloučeno, že v datech lze nalézt oba tyto zástupce. Dodatečnou analýzou je možno stanovit horní hranici procentuálního zastoupení exotického kvarku v datech. Výsledkem je horní odhad 80 %.

Závěr

V závěru své práce bych rád shrnul informace o top kvarku a představil nejaktuálnější hodnoty. Top kvark je nejtěžší dosud pozorovanou částicí. V experimentech na Tevatronu vzniká v $p\bar{p}$ srážkách s těžišťovou energií 1,96 TeV, a to v párech $t\bar{t}$ za přispění silné interakce nebo sám díky elektroslabé síle. Rozpadá se slabě na intermediální boson W^+ a b-kvark. Výsledný stav rozpadajícího se top kvarku se dělí na dileptonový kanál, lepton+jets a multijetový kanál. Nejaktuálnější analýzy v kanále lepton+jets z prosince 2010 [13] a dileptonovém kanále [14] z května 2011 stanovují produkční účinný průřez páru $t\bar{t}$

$$\begin{aligned}\sigma_{t\bar{t}}^{l+jets} &= 7,78_{-0,64}^{+0,77} \text{ pb} \\ \sigma_{t\bar{t}}^{dilep} &= 7,39_{-0,79}^{+0,90} \text{ pb}.\end{aligned}$$

Při hmotě top kvarku 172,5 GeV. Nejnovější měření hmoty top kvarku na $D\bar{D}$ pocházejí z května 2011 a to jak v dileptonovém kanále [15], tak v l+jets [9]. Ty stanovují hmotu topu na

$$\begin{aligned}m_t^{l+jets} &= 176,01 \pm 1,01(stat) \pm 0,79(JES) \pm 1,02(syst) \text{ GeV} \\ m_t^{dilep} &= 174,0 \pm 1,8(stat) \pm 2,4(syst) \text{ GeV}.\end{aligned}$$

Složením všech výsledků obou experimentů na Tevatronu se docílilo odhadu na hmotu top kvarku $m_t = 173,3 \pm 1,1$ viz obrázek 3.5. Top kvark má velmi krátký poločas rozpadu, který souvisí s další měřenou veličinou, rozpadovou šířkou. Ta byla analyzována v článku [8], jehož závěrem je hodnota rozpadové šířky

$$\Gamma_t = 1,99_{-0,55}^{+0,69} \text{ GeV}.$$

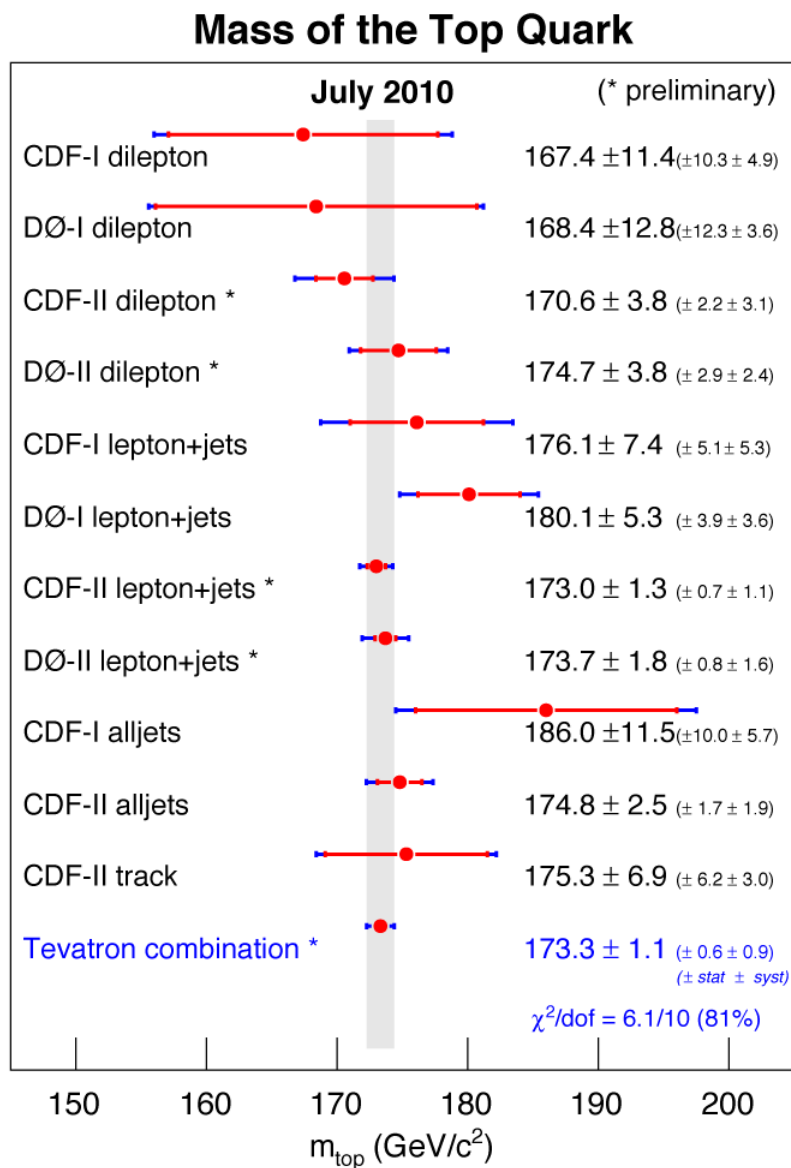
Nová analýza byla provedena v otázce rozdílu klidových hmot top a antitopu v článku [16] z června letošního roku. Ten udává rozdíl hmot

$$\Delta = 0,8 \pm 1,8(stat) \pm 0,5(syst) \text{ GeV}$$

Standardní model předpokládá náboj top kvarku $+2/3$ elementárního náboje. Výsledný stav rozpadu páru $t\bar{t}$ připouští i vznik exotického kvarku s nábojem $-4/3e$. Z rozboru ze článku [12] vyplývá, že v měřených datech se na 92 % vyskytuje top kvark dle SM, přičemž přítomnost exotického kvarku není vyloučena.

Ve své práci jsem přiblížil historické okolnosti, které vedly ke vzniku pojmu top kvark. Představil jsem experimentální zařízení, na kterém je tato , mezi ostatními

částicemi unikátní, částice měřena. Shrnujeme její základní vlastnosti předpokládané Standardním modelem částicové fyziky a probral metody měření jejich základních vlastností.



Obrázek 3.5: Určení hmoty topu na základě všech měření na Tevatronu.

Seznam použité literatury

- [1] GRIFFITHS, David *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1987. 392 s.
- [2] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab, *Physical Review Letters*, 1995, 74, s. 2626-2631
- [3] ABACHI, S. et. al (DØ Collaboration), Observation of the Top Quark, *Physical Review Letters*, 1995, 74, s. 2632-2637
- [4] *Fermilab* [online]. 2011-03-18 [cit. 2011-07-27]. About Fermilab - History. Dostupné z WWW: <<http://www.fnal.gov/pub/about/whatis/history.html>>.
- [5] *Fermilab* [online]. 2010-12-15 [cit. 2011-07-27]. Accelerator - Fermilab's Tevatron. Dostupné z WWW: <<http://www.fnal.gov/pub/science/accelerator/>>.
- [6] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), The upgraded DØ detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2006, 565, s. 463-537
- [7] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $s = 1.96$ TeV using kinematic characteristics of lepton+jets events, *Physical Review D*, 09-2007, 76, 22 s.
- [8] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Determination of the width of the top quark, *Physical Review Letters*, 2011, 106, 7 s.
- [9] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Precise measurement of the top-quark mass from lepton+jets events at DØ, *přijato do Physical Review D*, 2011, 19 s., Dostupné z WWW: <<http://arxiv.org/pdf/1105.6287>>.
- [10] NAKAMURA, K. et. al (Particle Data Group), Review of particle physics, *Particle Data group*, 2010, 1422 s., Dostupné z WWW: <<http://www.pdg.lbl.gov/>>.
- [11] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Direct Measurement of the Mass Difference between Top and Antitop Quarks, *Physical Review Letters*, 09-2009, 103, 6 s.

- [12] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Experimental Discrimination between Charge $2e/3$ Top Quark and Charge $4e/3$ Exotic Quark Production Scenarios, *Physical Review Letters*, 01-2007, 98, 6 s.
- [13] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Measurement of the top quark pair production cross section in the lepton+jets channel in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV, *Physical Review D*, 2011 , 84 , 18 s.
- [14] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section using dilepton events in $p\bar{p}$ collisions, *posláno do Physical Letters B*, 2011, 9 s., Dostupné z WWW: <<http://arxiv.org/pdf/1105.5384>> .
- [15] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Precise measurement of the top quark mass in the dilepton channel at DØ, *přijato do Physical Review Letters*, 2011, 7 s., Dostupné z WWW: <<http://arxiv.org/pdf/1105.0320>> .
- [16] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Direct measurement of the mass difference between top and antitop quarks, *posláno do Physical Review D*, 2011,17 s. Dostupné z WWW: <<http://arxiv.org/pdf/1106.2063>> .
- [17] ABAZOV, V. M. et. al (DØ Collaboration), Measurement of the t-channel single top quark production cross section, *Physical Letters B*, 2010,682, s. 363-369

Seznam použitých zkratek

CDF - Collider Detector at Fermilab

SMT - Silicon Microstrip Tracker

CFT - Central Fiber Detector

SM - Standardní model

JES - Jet Energy Scale

EM - Elektromagnetický

MC - Monte Carlo

HP - Hustota pravděpodobnosti

ME - Maticové elementy

SVT - Secondary Vertex Tagging