

Štúdium asymetrie v produkcii b a \bar{b} kvarkov

Barbora Eckerová*
Školiteľ: Pavol Bartoš^{1‡}

¹ Katedra jadrovej fyziky a biofyziky, FMFI UK, Mlynská Dolina, 842 48 Bratislava

Abstrakt

Náplňou tejto práce je skúmať možnosti vzniku nábojovej asymetrie v produkcii b a \bar{b} kvarkov pri zrážkach dvoch protónov a energii zrážky 8 TeV. Poukáže sa na procesy vzniku b a \bar{b} kvarku a ich príspevky ku asymetrii. Bude vyčíslená hodnota nábojovej asymetrie v percentách.

Kľúčové slová: b kvark, \bar{b} kvark, nábojová asymetria, gluón-gluónová fúzia, kvark-antikvarková anihilácia

1 Štandardný model

Štandardný model je základom fyziky elementárnych častíc. Nie je však jediným popisom sveta elementárnych častíc a síl, existujú aj iné alternatívne teórie. Dosaiaľ však Štandardný model (ŠM) vykazoval vcelku dobré predpovede súhlasiace s experimentom, preto sa považuje za najlepšieho kandidáta na správnu teóriu. Základnými kameňmi hmoty podľa ŠM sú kvarky a leptóny, oboje so spinom 1/2 a bez vnútornej štruktúry (viď Obr.1). Poznáme štyri základné silné známe sily ako elektromagnetická a gravitačná boli doplnené silnou a slabou interakciou. V ŠM je elektromagnetická interakcia popísaná kvantovou elektrodynamikou, silná interakcia kvantovou chromodynamikou a slabá interakcia GWS teóriou. Gravitačná interakcia nie je zahrnutá do ŠM pre problémy s kvantovaním teórie gravitačného poľa.

Pre každé silové pôsobenie na diaľku existujú výmenné častice alebo kvantá polí, nazývané intermediálne bozóny – pre elektromagnetickú interakciu je to fotón, pre silnú interakciu gluón a pre slabú interakciu bozóny W^\pm a Z, všetky so spinom 1 [1]. Okrem toho do ŠM zahrňame aj Higgsov bozón, časticu so spinom 0, ktorá bola objavená v roku 2012.

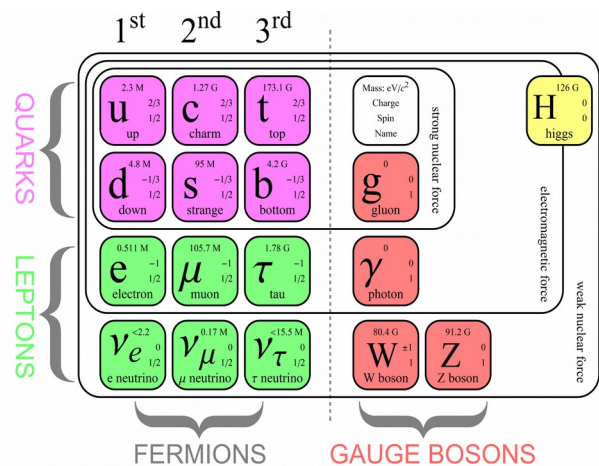
1.1 Kvarky

Nukleóny interpretujeme ako viazané stavy troch častíc - kvarkov s polovičným spinom (v jednotkách). Aby bol zachovaný náboj príslušného hadrónu (tak sú súhrnne nazvané častice zložené z

kvarkov) musia mať kvarky neceločíselný elektrický náboj. Kvark down (d) má náboj $-1/3$ e a kvark up (u) má náboj $2/3$ e, kde e je elementárny elektrický náboj. Podľa tejto teórie sa protón skladá z dvoch up kvarkov a jedného down kvarku – v skratke uud, kým neutrón z dvoch down kvarkov a jedného up (udd). Spomenuté dva typy kvarkov spolu so svojimi antičasticami patria do prvej generácie spolu s elektrónom a jeho (elektrónovým) neutrínom. Neskôr sa zistilo, že existujú ešte ďalšie štyri kvarky, ktoré patria do druhej a tretej generácie častíc (viď Obr.1). Vlastnosť, podľa ktorej sú pomenované, sa volá vôňa, čiže existuje 6 kvarkov – up, down, charm, strange, top(truth), bottom(beauty)[2].

Analogicky ako elektrický náboj je zdrojom elektromagnetickej sily, tak existuje aj náboj silnej interakcie – farba, len s tým rozdielom, že existujú 3 farby – červená, modrá a zelená. Kvôli tomu sa aj príslušná teória, popisujúca silnú interakciu, nazýva kvantová chromodynamika (QCD). Každý kvark je charakterizovaný svojou vôňou a farbou [1].

V silných a elektromagnetických interakciách platí pravidlo zachovania sa vône kvarkov. Pre slabé interakcie sa vôňa kvarku nemusí zachovávať. Samostatné kvarky neboli nikdy pozorované, pretože sú uväznené v hadrónoch – čím viac sa vzdialia, tým silnejšie sú viazané [2]. Dôsledkom javu uväznenia kvarkov je vytvorenie



Obr.1: Elementárne častice ŠM [3]

*eckerova6@uniba.sk

‡bartos@uniba.sk

nasledujúceho pravidla: všetky hadróny vyskytujúce sa v prírode sú bezfarebné, čiže tvorené takým počtom kvarkov s danou kombináciou farieb, aby výsledná bola buď biela – hadrón teda obsahuje všetky tri farby, alebo obsahuje farbu a príslušnú antifarbu. Interakcie medzi kvarkami prebiehajú prostredníctvom výmeny gluónu – kvanta silnej interakcie [2]. Táto nehmotná častica má spin 1 a nesie farebný náboj, konkrétne jednu farbu a jednu antifarbu, vďaka čomu interaguje aj s inými gluónmi a neexistuje ako voľná častica. Gluón existuje v 8 farebných kombináciách.

1.2 Leptóny

Poznáme 6 leptónov – elektrón e^- , mión μ^- , tauón τ^- a k nim prislúchajúce neutrína, ktoré sú podobne ako kvarky rozdelené do 3 generácií. Slabo interagovať môžu kvarky aj leptóny, pričom podľa Yukawovej teórie o výmennom mechanizme sa slabá sila prenáša výmenou intermediálnych bozónov – W^\pm pre procesy, kedy časť náboja častice vstupujúcej do reakcie je odnášaný týmto bozónom, napr. beta premena $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ a Z^0 pre neutrálne procesy, napr. pružný rozptyl miónového antineutrína na protóne: $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + p$

Niektoré hypotetické slabé interakcie sa takisto ako silné nepozorujú. Na vysvetlenie tohto javu boli zavedené miónové, elektrónové a tauónové čísla, ktoré sa musia zachovávať. Elektrónu a jeho neutrínu bol priradená hodnota $L_e = 1$, kým pozitronu a antineutrínu $L_e = -1$, pre mión a miónové neutrino je $L_\mu = 1$ a pre antičastice $L_\mu = -1$ a analogicky pre tauón, jeho neutrino a antičastice [1]. Leptóny, keďže nemajú farebný náboj, nemôžu interagovať prostredníctvom silnej interakcie.

2 Asymetria

Dobrym modelom nukleónu (pre skúmanie zrážok) je zobrazenie nukleónu ako prúdu voľných častíc – partónov – medzi ktorými je prerozdelená hybnosť protónu. Pod partónmi sú myslené kvarky a gluóny, ale nielen tie, ktoré sa skutočne nachádzajú v danom hadróne, ale všetky existujúce. Kvarky, z ktorých sa nukleón skladá, sa nazývajú valenčné a tie, ktoré vznikajú virtuálne v pároch $q\bar{q}$ sa nazývajú morské. Napr. u protónov antikvarky a s-kvarky vznikajú len ako morské [2]. Avšak morské kvarky vo všeobecnosti môžu byť ľubovoľnej vône.

2.1 Vznik asymetrie

Pomocou partónového modelu hadrónov môžeme interpretovať zrážky dvoch protónov ako vzájomné zrážky bodových partónov [2]. Ak si vezmeme napríklad zrážku kvarku s antikvarkom a predpokladáme rovnakú veľkosť hybnosti pre oba zrážajúce sa kvarky, je celková hybnosť v

ťažiskovej sústave zrážky nulová, čiže vyprodukované kvarky budú mať oba rovnako veľkú hybnosť opačného smeru. Proces je nábojovo symetrický – rovnako pravdepodobný je výsledok takejto zrážky ak zameníme kvark za antikvark. Pri symetrickom počiatočnom stave (pp zrážka) sa neočakáva pozorovateľná asymetria medzi smermi prúdov častíc - jetov (prúdy častíc idúce približne pod rovnakým uhlom vzhľadom ku miestu zrážky) vznikajúcich pri kolízii – vznikajúce častice sa rozširujú rovnomerne do všetkých smerov [4]. Napriek tomu môžeme pozorovať asymetriu, pretože hybnosť protónu nie je rovnomerne rozložená medzi jednotlivými partónmi. V tejto práci sa budeme zaoberať procesmi, ktorými môžu vzniknúť b a \bar{b} kvarky :

$$q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q} \quad (1)$$

$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q} \quad (2)$$

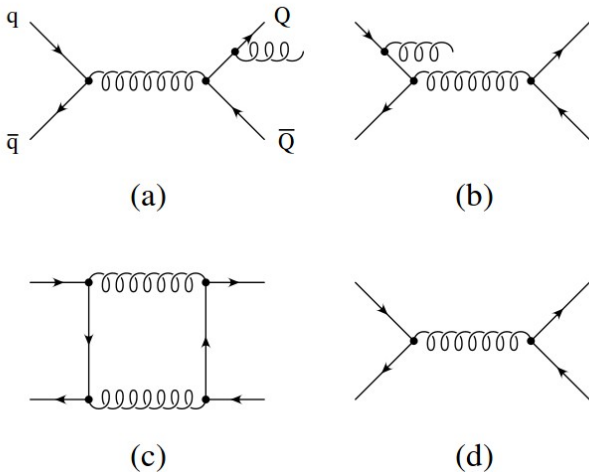
$$q + g \rightarrow Q + \bar{Q} + q \quad (3)$$

Kvôli uväzneniu kvarkov pozorujeme prúdy častíc-jety vznikajúce z b alebo \bar{b} kvarku. Pri gluónovej fúzii (rovnica 2) nedochádza ku asymetrii medzi vzniknutým b a \bar{b} jetom, je symetrická vo všetkých rádoch poruchovej QCD. Oba zrážajúce sa gluóny majú v priemere rovnakú veľkosť hybnosti a aj vzniknuté b a \bar{b} kvarky budú mať veľkosti hybnosti rovnaké. Inak to bude v prípade kvark-antikvarkovej anihilácie (rovnica 1), ktorá je síce v prvom ráde takisto symetrická, ale ak vezmeme do úvahy vyššie rády poruchovej QCD, objaví sa možnosť pozorovať nábojovú asymetriu. Korekcie vyšších rádoch poruchovej QCD znamenajú zahrnutie ďalších možností priebehu vzniku $Q\bar{Q}$ páru, napr. vyžiarenie reálneho alebo virtuálneho gluónu (viď Obr.2). Kvark-gluónový rozptyl (rovnica 3) prispieva tiež ku asymetrii kvôli interferenčnému členu pri skladaní amplitúd možných procesov. Jeho príspevok je však veľmi malý.

Pozorovateľnú asymetriu najviac ovplyvňuje $q\bar{q}$ anihilácia a to najmä interferenciou amplitúdy Bornovho diagramu (Obr.2d) s amplitúdou tzv. box diagramu (Obr.2c), pričom zarátame aj interferenciu amplitúd procesov s vyžiarovaním gluónu v počiatočnom či konečnom stave (Obr.2a+2b) [5]. Vo všeobecnosti sa amplitúda daného procesu ťažko zisťuje analyticky, ale rozvinie sa do radu v konštante silnej interakcie α_s

$$M = M_0 + M_1 \frac{\alpha_s}{4\pi} + M_2 \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^2 + \dots \quad (4)$$

kde M_0 je amplitúda v základnom ráde (LO), M_1 v prvom ráde (next to leading order, NLO)...[6] Pri $q\bar{q}$ anihilácii je potrebné uvažovať korekcie vyšších rádoch, aby sme zaznamenali asymetriu.



Obr.2: Pôvod QCD nábojovej asymetrie pri produkcii ťažkých kvarkov : interferencia amplitúd procesov, kedy dochádza ku vyžiareniu gluónu a) v konečnom a b) počiatočnom stave, interferencia amplitúdy c) box diagramu s amplitúdou d) Bornovho diagramu [5]

Ku vzniku asymetrie teda dochádza pri strete kvarku a antikvarku s rôznymi hybnosťami, pričom sa očakáva, že kvark vstupujúci do interakcie je valenčný a má väčšiu hybnosť ako antikvark, ktorý môže vzniknúť len ako morský kvark. Vzniknutý b a \bar{b} kvark nepôjdu presne opačnými smermi, ale smer pohybu (anti)kvarku vzniknutého v smere energetickejšieho kvarku bude odklonený od pôvodného smeru o menší uhol ako (anti)kvark vzniknutý v smere antikvarku. Procesy, pri ktorých vznikne b kvark v smere pôvodného kvarku nebudú rovnako pravdepodobné ako procesy, kedy v smere pôvodného kvarku poletí \bar{b} kvark – nebudú nábojovo symetrické.

2.2 Definícia asymetrie

Na výpočet nábojovej asymetrie potrebujeme zistiť, ktorý z nich vznikol z ktorej zrážajúcej sa častice, čiže ktorým smerom od miesta zrážky vyletel. Veličina, ktorú použijeme na definovanie asymetrie, je rapidita

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (5)$$

kde E je energia častice a p_z je hybnosť v smere osi z , ktorá sa stotožňuje so smerom letu pôvodných častíc. Súvis so smerom častice je nasledovný: ak je $p_z > 0$, teda v smere osi z , tak aj rapidita je väčšia ako 0, ak je $p_z < 0$ tak aj rapidita je menšia ako 0. Jej výhodou oproti definovaniu smeru častice cez uhol odklonu od osi z alebo iným spôsobom je invariantnosť voči zovšeobecneným Lorentzovským transformáciám pozdĺž osi z . Nábojovú asymetriu A_C môžeme definovať ako

$$A_C = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)}, \quad (6)$$

prícom $\Delta y = y_b - y_{\bar{b}}$, čiže ide o rozdiel rapidít b a \bar{b} jetu a N zodpovedá počtu zrážok, kedy vyprodukovaný b jet má väčšiu/menšiu rapiditu ako \bar{b} jet. Táto definícia asymetrie je postačujúca pre pp zrážky, aké boli uskutočňované na Tevatrone. Pri kolíziách medzi protónom a antiprotónom vieme s dostatočne vysokou pravdepodobnosťou vyhlásiť, že zrážajúci sa kvark pochádza z protónu, kým antikvark pochádza z antiprotónu. Pokiaľ však uvažujeme zrážky dvoch protónov na LHC, tak nevieme povedať, z ktorého protónu pochádza kvark a z ktorého antikvark, preto je výhodnejšie definovať nábojovú asymetriu takto

$$A_C = \frac{N(|\Delta y| > 0) - N(|\Delta y| < 0)}{N(|\Delta y| > 0) + N(|\Delta y| < 0)}, \quad (7)$$

kedy vezmeme rozdiel absolútnych hodnôt rapidít: $|\Delta y| = |y_b| - |y_{\bar{b}}|$.

ŠM nepredpovedá príliš veľkú hodnotu asymetrie na LHC vzhľadom na prevládajúcu symetrickú produkciu cez gluónovú fúziu, teda meranie asymetrie je dobrým nástrojom na overenie ŠM alebo na hľadanie novej fyziky za ŠM.

3 Simulácia zrážok na ATLASe

Skúmanie asymetrie realizujeme na Monte Carlo vzorkách vytvorených NLO Powheg generátorom, pričom hadronizácia je generovaná pomocou Pythia8 generátora. Vzorka neobsahuje simuláciu ATLAS detektora a preto skúmame procesy na časticovej úrovni. Vo vzorke je simulovaná produkcia $b\bar{b}$ páru v protón-protónových zrážkach s energiou zrážky $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$.

Po simulácii hľadáme pár b -jetov, ktoré musia splniť selekčné kritériá :

- $|\eta| < 2,5$
- $p_T > 20 \text{ GeV}/c$
- $|\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2})| > 2,0 \text{ rad}$

kde η je pseudorapidita, ktorá popisuje odklon jetu od osi zväzku a definujeme ju takto

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right), \quad (8)$$

čiže pre odklon 90° od osi zväzku letiacich častíc (os z) je $\eta = 0$, ak sa uhol blíži k 0, tak η ide do nekonečna. Naša podmienka spôsobuje, že berieme do úvahy len tie jety, ktoré sa odklonili od osi z o viac ako 10° . Toto ohraničenie je dané pokrytím detektora. Druhá podmienka predstavuje ohraničenie na priečnu hybnosť jetu, čiže priemet hybnosti jetu do roviny kolmej na os zväzku musí byť väčší ako $20 \text{ GeV}/c$, čo je spôsobené rozlíšením

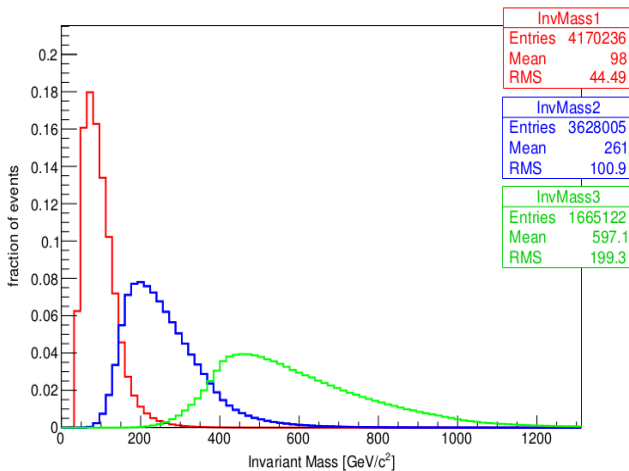
kalorimetrov experimentu ATLAS. Poslednou podmienkou si zabezpečíme to, aby vzájomný odklon dvoch jetov bol väčší ako približne 114° , teda aby b a \bar{b} jet leteli opačným smerom.

3.1 Analýza vzoriek

K dispozícii máme tri vzorky líšiace sa intervalmi priečnej hybnosti najenergetickejších jetov :

- $20 < p_T < 80$ GeV/c
- $80 < p_T < 200$ GeV/c
- $200 < p_T < 500$ GeV/c

V každej vzorke požadujeme, aby eventy splnili spomínané selekčné kritériá pre nájdenie $b\bar{b}$ páru. Počet eventov, v ktorých bol vytvorený takýto pár je zobrazený v Tab.1. pre všetky tri vzorky. Experimentálne bolo zistené, že čím väčšiu energiu má jet, tým viac hybnosti protónu odnesú kvarky na úkor gluónov, čo zvyšuje pravdepodobnosť qq anihilácii a tým lepšie pozorovateľnú asymetriu. Naopak pre nízke hybnosti jetov väčšina hybnosti pripadne gluónom, ktoré nemajú potenciál spôsobiť asymetriu. Predpokladá sa, že nábojová asymetria by mala narastať s invariantnou hmotnosťou dijetového páru, pretože s rastúcou energiou sa vyskytuje viac eventov vytvorených kvark-antikvarkovou anihiláciou. Podľa Obr.3 by najviac asymetrie mala poskytnúť tretia vzorka.



Obr.3: Invariantná hmotnosť dijetových párov pre všetky 3 vzorky

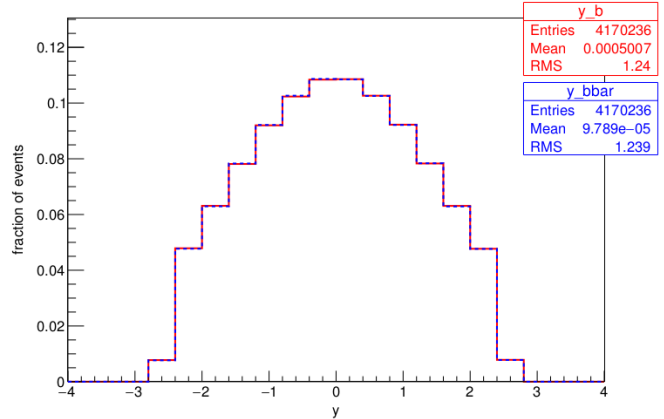
E_T [GeV]	počet eventov [%]	
	oba b jety	b a \bar{b} jet
$20 < E_T < 80$	65.63	59.07
$80 < E_T < 200$	76.45	68.81
$E_T > 200$	84.51	75.99

Tab.1: Počty $b\bar{b}$ párov pre jednotlivé vzorky

Invariantná hmotnosť dijetového páru je definovaná ako

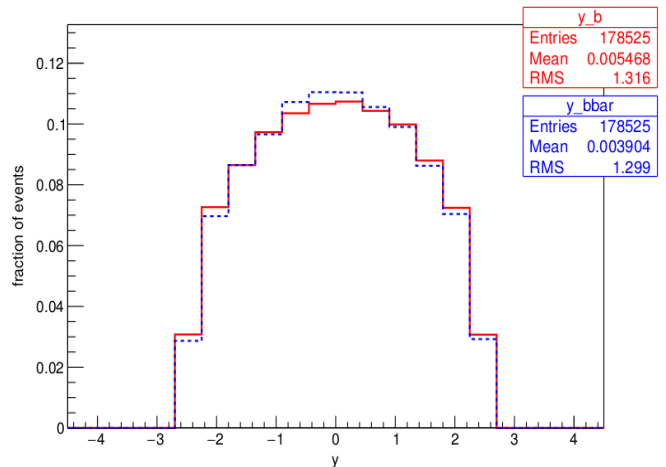
$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad , \quad (9)$$

kde E_1, p_1 sú energia a hybnosť jedného jetu a E_2, p_2 druhého jetu. Ak si vykreslíme rapiditu niektorej zo vzoriek, mali by sme pozorovať odlišné rozdelenie pre b a \bar{b} jet. Na Obr.4 je ukázaný pravý opak, pretože podiel gluónovej fúzie voči kvark-antikvarkovej anihilácii je obrovský, vo väčšine prípadov vznikne $b\bar{b}$ pár interakciou gluónov, ktorá je úplne symetrická.

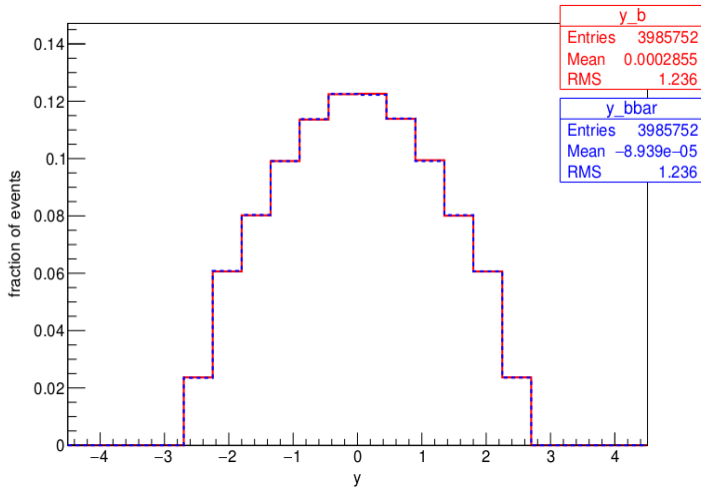


Obr.4: Rapidita b a \bar{b} jetu pre 1. vzorku

Z predošlých zistení nám vyplýva, že pre najlepšie pozorovanie asymetrie bude potrebné vyselektovať tie eventy, kedy dôjde ku vzniku $b\bar{b}$ páru cez qq anihiláciu. Na Obr.5 je obdobne vyobrazená rapidita ale už len pre jety vzniknuté qq anihiláciou. Vidno rozdiely medzi rapiditou b a \bar{b} jetu, porovnaním kriviek usudzujeme, že existuje viac prípadov s vyššou rapiditou b jetu ako \bar{b} jetu, ten zas dominuje pre hodnoty rapidity blízke 0. Histogram je približne symetrický pre kladné a záporné hodnoty rapidít, teda rovnako pravdepodobné sú eventy, že (anti)kvark vznikne z jedného alebo druhého protónu – vyletí v smere alebo proti smeru osi z. Na Obr.6 vidíme, že rozdelenie rapidít b a \bar{b} jetu je takmer identické pre eventy vzniknuté gluónovou fúziou.

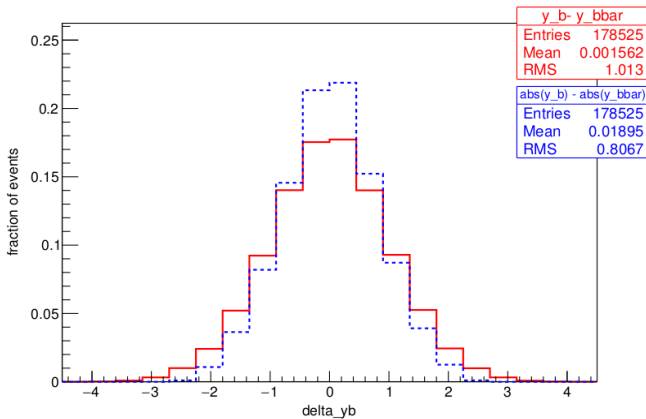


Obr.5: Rapidita b a \bar{b} jetu pre qq anihiláciu pre 1.vzorku



Obr.6: Rapidita b a \bar{b} jetu pre gluón-gluónovú fúziu pre 1.vzorku

Pre výpočet nábojovej asymetrie podľa (6) alebo (7) je potrebné vyjadriť rozdiel rapidít prípadne rozdiel absolútnych hodnôt rapidít. Odlišnosť týchto definícií vyjadruje Obr.7., kedy rozdiel rapidít definovaný ako $\Delta y = y_b - y_{\bar{b}}$ je symetrický okolo 0 a nedá sa použiť na meranie asymetrie na ATLASe, zatiaľ čo rozdiel rapidít definovaný ako $\Delta|y| = |y_b| - |y_{\bar{b}}|$ nie je symetrický a ďalej v práci ho používame na meranie asymetrie.



Obr.7: Rôzne definície rozdielu rapidít pre $b\bar{b}$ páry vzniknuté qq anihiláciou

Finálny výpočet nábojovej asymetrie uskutočnime pomocou vzorca (7), ktorý je vhodnejší pre naše vzorky, t.j. meranie asymetrie na ATLASe. V Tab.2 je percentuálne vyčíslená asymetria celej vzorky, takisto asymetria len pre eventy vzniknuté qq anihiláciou. Výpočet sme uskutočnili pre všetky vzorky, uviedli sme aj percentuálny podiel qq anihilácie ku všetkým eventom, kedy došlo ku vzniku $b\bar{b}$ páru. Z tejto tabuľky vyplýva, že asymetria celej vzorky naozaj rastie so zvyšujúcou sa invariantnou hmotnosťou $b\bar{b}$ páru. Asymetria pre qq anihiláciu však nevykazuje známky rastu, je viac-menej konštantná.

E_T [GeV]	Ac[%]		celá vzorka	N_{qq} / N_c [%]
	$\bar{q}q$			
$20 < E_T < 80$	2.18 ± 0.24	0.09 ± 0.05	4.3	
$80 < E_T < 200$	2.07 ± 0.17	0.26 ± 0.05	9.1	
$E_T > 200$	2.12 ± 0.17	0.46 ± 0.08	21.3	

Tab.2: Nábojová asymetria

Záver

Potvrdili sme predpoklad existencie asymetrie pri vzniku $b\bar{b}$ páru zo zrážky dvoch protónov, ktorej hodnota sa pohybuje v okolí 2% pre produkciu qq anihiláciou pre všetky vzorky. Po zahrnutí všetkých procesov vzniku $b\bar{b}$ páru, teda aj gluónovej fúzie a iných, sa hodnota asymetrie zníži pod 1%. Dôvodom je vysoká početnosť procesov gluónovej fúzie, ktorá je symetrická a tým znižuje asymetriu. Overili sme aj zvýšenie počtu qq anihilácie s rastúcou invariantnou hmotnosťou jetov – pre poslednú vzorku s najvyššou invariantnou hmotnosťou je počet anihilácií 21,3% zo všetkých eventov, pričom pre vzorku s najnižšou invariantnou hmotnosťou bolo zistených len 4,3% eventov. V budúcnosti by sme chceli spočítať asymetriu pre niekoľko intervalov dijetovej invariantnej hmotnosti a preskúmať možnosť zvýšenia podielu qq anihilácie vo vzorkách vhodnými selekčnými kritériami.

Podakovanie

Moja vďaka patrí môjmu školiteľovi za dobré vedenie a všetky zodpovedané otázky, prof. Stanislavovi Tokárovi za uvedenie do problematiky a podporu, tiež Oliverovi Majerskému za objasnenie podstaty asymetrie.

Literatúra

- [1] David Griffiths. Introduction to Elementary Particles. John Wiley & Sons, Inc.,1987. ISBN 0-471-60386-4
- [2] I. J. R. Aitchinson, A. J. G. Hey. Gauge Theories in Particle Physics, Volume 1: From Relativistic Quantum Mechanics to QED, Third Edition. Taylor & Francis Group, LLC,2003. ISBN 978-0-7503-0864-9
- [3]<<http://www.physik.uzh.ch/groups/serra/StandardModel.html>>
- [4] R. Aaij a kol. First measurement of the charge asymmetry in beauty-quark pair production at a hadron collider. Phys. Rev. Lett. 113, 082003 (2014), arXiv: 1406.4789 [hep-ex]
- [5] J. H. Kühn, G. Rodrigo. Charge asymmetry of heavy quarks at hadron colliders. Phys. Rev. D59:054017,1999, arXiv: 9807420 [hep-ph]

[6] Jian Wang. QCD Higher-Order Effects and Search for New Physics
<<https://books.google.sk/books?id=UCrUCgAAQBAJ&pg=PR5&lpg=PR5&dq=high+order+of+SM&source=bl&ots=3lPXAxbZMU&sig=p4O5XxM7xFPEd6uEZhWMMdeuiPM&hl=sk&sa=X&ved=0ahUKEwjZ9t72s-HLAhXECiwKHdlCBm8Q6AEIYTAJ#v=onepage&q=high%20order%20of%20SM&f=false>>