

UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI

Facultatea de Fizică

Master Fizica Atomului, Nucleului, Particulelor Elementare, Astrofizică și Aplicații



Alexandru Cătălin ENE

PRODUCEREA DE PARTICULE ÎN CIOCNIRI PP LA ENERGII LHC

Lucrare de disertație

Coordonatori: Prof. univ. dr. Alexandru Ioan JIPA Dr. Florin MACIUC

București, 2016

Cuprins

1. Introducere	1
2. Experimentul LHCb. Detectori	3
2.1. Sistemul de identificare a traiectoriilor (tracking)	4
2.1.1. Magnetul	4
2.1.2. Sistemul de localizare a vertexurilor (VELO)	5
2.1.3. Sistemul de identificare a traiectoriilor cu siliciu (tracker-ul cu siliciu)	6
2.1.4. Sistemul de identificare a traiectoriilor periferic (tracker-ul periferic)	7
2.2. Sistemul de identificare a particulelor	8
2.2.1. RICH 1	8
2.2.2. RICH 2	9
2.2.3. Calorimetrele	. 10
2.2.4. Sistemul de identificare a muonilor (sistemul muonic)	. 11
2.3. Declanșatoare	. 12
3. Aspecte fenomenologice ale interacției tari	. 15
3.1. Fundamentele interacției tari	. 15
3.2. Modelul partonilor	. 19
4. Fenomenologia producerii de particule la energii înalte?	. 29
4.1. Modelul Lund	. 30
4.2. Pythia	. 33
4.3. Software-ul LHCb	. 35
5. Rezultate	. 37
5.1. Studiul fondului din distribuții de masă	. 37
5.2. Studiul particulelor cu stranietate și beauty	. 45
6. Concluzii	. 57
Bibliografie	. 59

1. Introducere

Unele dintre cele mai vechi și mai importante întrebări pe care omul și le-a pus despre lumea înconjurătoare sunt cele legate de structura materiei, materia fiind subiectul a nenumărați gânditori, filozofi și oameni de știință de-a lungul mileniilor, de la Democrit, autor al teoriei atomiste, până la fizicienii moderni, creatori ai Modelului Standard. Principala metodă modernă de probare a structurii materiei este studiul ciocnirilor de particule la energii înalte. Pentru forțarea limitelor acestei metode a fost nevoie de construcția unor acceleratori din ce în ce mai puternici, în avangarda lor aflându-se sistemul de accelerare LHC.

Sistemul de accelerare LHC (*Large Hadron Collider*) al CERN (fr: Organisation européenne pour la recherche nucléaire, ro: Organizația europeană pentru cercetare nucleară), situat la granița dintre Franța și Elveția, găzduiește un ansamblu de mai multe experimente independente (ATLAS, ALICE, CMS, LHCb), având în comun același sistem de accelerare, construit în tunelul vechiului experiment LEP ("Large Electron-Positron Collider").

LHCb ("Large Hadron Collider - beauty") este un experiment dedicat fizicii cuarcilor grei, având ca scop căutarea de fenomene fizice noi prin studierea dezintegrărilor rare ale cuarcilor beauty și charm, precum și a violării CP [1].

O problemă majoră a fizicii moderne este reprezentată de asimetria dintre cantitatea de materie și antimaterie din Univers. Nivelul violării CP în interacțiile slabe din Modelul Standard nu e suficient pentru a explica această asimetrie. Se pare că sunt necesare modele ale unor fenomene fizice noi, dincolo de Modelul Standard, care produc contribuții suplimentare fazelor violării CP și a factorilor de ramificare ai dezintegrărilor rare și pot genera moduri de dezintegrare interzise în Modelul Standard.

Pentru aceasta violarea CP și aceste dezintegrări rare, cum ar fi cele ale mezonilor B_d , B_s și D, trebuie studiate folosind o statistică mult îmbunătățită și folosind multe moduri de dezintegrare diferite [1].

La energia în sistemul centrului de masă de 14 TeV, secțiunea eficace de producere de perechi $b\bar{b}$ este de aproximativ 500 μb . Astfel, LHC este cea mai mare sursă de mezoni *B* din lume, producând și cantități mari de mezoni charm și barioni beauty. Luminozitatea la LHCb este de $2 \times 10^{-32} cm^{-2}s^{-1}$, permițând producerea de aproximativ 10^{12} perechi $b\bar{b}$ în $10^7 s$. Avantajele folosirii acestei luminozități, relativ modeste, sunt faptul că evenimentele sunt dominate de o singură interacție pp, ocupanța din detector este scăzută și deteriorarea datorită iradierii este redusă [1].

În Figura 1.1 este prezentată o hartă schematică cu poziția sistemului de accelerare LHC, precum și a experimentelor din cadrul acestuia.

Lucrarea de față își propune studiul producerii de particule în ciocniri pp la energii atinse la LHC. Studiul constă, de fapt, în două studii independente. Primul dintre acestea are ca obiect fondul din distribuțiile de masă pentru candidați V0 de la experimentul LHCb. Scopul studiului este de a proba posibilitatea găsirii unei descrieri analitice a fondului din datele Monte Carlo care ar putea fi folosită pentru eliminarea

fondului din date experimentale. Al doilea studiu are ca obiect posibilitatea separării stranietății produsă la nivel partonic de cea produsă în hadronizare. De asemenea, s-a mai studiat comportarea jeturilor produse de fragmentarea cuarcilor beauty. Pentru acest studiu au fost folosite date Monte Carlo generate cu PYTHIA 8. S-au studiat independent și comparativ diferite distribuții de mărimi cinematice pentru particule cu stranietate sau beauty.

Secțiunea 2 conține o descriere generală a experimentului LHCb și a detectorilor folosiți în acest experiment. În Secțiunea 3 se face o descriere introductivă a aspectelor fundamentale ale interacției tari și a modelului partonilor. Fenomenologia producerii de particule în ciocniri pp la energii LHC este rezumată în Secțiunea 4. Aceasta conține o descriere succintă a etapelor ciocnirii și o subsecțiune dedicată Modelului Lund. De asemenea, această secțiune cuprinde și două subsecțiuni dedicate PYTHIA, generatorul Monte Carlo folosit pentru al doilea studiu, și a software-ului LHCb care este folosit de colaborarea LHCb atât pentru reconstrucția și analiza datelor experimentale, cât și pentru generarea, reconstrucția și analiza datelor Monte Carlo. Rezultatele studiilor, precum și modul de lucru, sunt prezentate în Secțiunea 5. În prima parte a aceasteia se prezintă pe scurt studiile, iar cele două subsecțiuni următoare sunt dedicate celor două analize și interpretării rezultatelor obținute. Concluziile studiilor se găsesc în Secțiunea 6.



Figura 1.1. Hartă schematică a pozițiilor sistemului de accelerare LHC și al experimentelor din cadrul acestuia [26].

2. Experimentul LHCb. Detectori

Experimentul LHCb este poziționat în Punctul de Interacție 8 al LHC, folosit anterior de experimentul DELPHI pe durata experimentului LEP [1].

Detectorul (impropriu spus, fiind de fapt un ansamblu de detectori) LHCb este un spectrometru cu un singur braț cu o acceptanță unghiulară în direcția înainte (direcția +z a fasciculului) de la aproximativ 10 mrad până la 300 mrad în planul (orizontal) de curbare al magnetului și până la 250 mrad în planul vertical. Această acceptanță a fost aleasă, fiindcă hadronii *b*, dar și \overline{b} , sunt produși în același con în direcția înainte sau înapoi. Sistemul de coordonate folosit este unul de tip mâna dreaptă, cu axa z de-a lungul fasciculului și axa y pe verticală [1].

Beampipe-ul (conducta fasciculului) are 19 m lungime, dintre care 12 m, corespunzând zonei de transparență critică, sunt construiți din beriliu, restul de 7 m fiind construiți din oțel inoxidabil [1]. O reprezentare schematică a beampipe-ului este prezentată în Figura 2.1.

Experimentul este prevăzut și cu un *B*eam *C*onditions *M*onitor (BCM, "Monitorul Condițiilor Fasciculului"), care monitorizează fluxul de particule în două locuri în imediata vecinătate a camerei cu vid pentru a proteja sistemele sensibile de tracking [1]. În Figura 2.2 este reprezentat schematic BCM-ul.

Ansamblul de detectori LHCb este compus din sistemul de localizare a vertexurilor (VELO, *VE*rtex *LO*cator), doi detectori de tip RICH (*R*ing *I*maging *CH*erenkov, "Detector Cherenkov inelar cu formare de imagini"), și anume RICH 1 și RICH 2, magnetul dipolar, sistemul de identificare a traiectoriilor sau sistemul de tracking (TT, T1-T3), calorimetrele electromagnetice și hadronice (ECAL SPD/PS și HCAL) și sistemul de identificare a muonilor sau sistemul muonic (M1-M5). Structura ansamblului este prezentată în Figura 2.3. Toate aceste componente sunt descrise în subcapitolele dedicate de mai jos.



Figura 2.1. Beampipe-ul LHCb [1].



Figura 2.2. Beam Conditions Monitor [1].



Figura 2.3. Structura detectorului LHCb [1].

2.1. Sistemul de identificare a traiectoriilor (tracking)

Un element vital al experimentului este reconstrucția traselor, de aici obținânduse informațiile necesare determinării impulsurilor, timpilor de viață, localizării vertexurilor primare, celor de producere (sau dezintegrare) etc. Aceasta este realizată cu sistemul de tracking, format din sistemul de localizare a vertexurilor (VELO), *T*racker *T*uricensis (TT), poziționat înaintea magnetului, și stațiile de tracking T1-T3 după magnet. În VELO și TT sunt folosiți detectori cu microstrip-uri (microbenzi). În T1-T3, microstrip-urile cu silicon sunt folosite în vecinătatea beampipe-ului (*I*nner Tracker, *I*T) și straw-tube-uri în regiunea exterioară (*O*uter *T*racker, OT) [1]. Performanțele sistemului de identificare a traiectoriilor sunt descrise în [2].

2.1.1. Magnetul

Impulsurile sunt măsurate folosind curbura traiectoriilor generată de un magnet dipolar. Acesta are o acceptanță în direcția înainte de ± 250 mrad (vertical) și ± 300 mrad (orizontal). Magnetul produce un câmp magnetic integrat de 4 Tm pentru trase de 10 m lungime, intensitatea reziduală în interiorul detectorilor RICH fiind sub 2 mT.

Dimensiunile sale fizice sunt de $11 \text{ m} \times 8 \text{ m} \times 5 \text{ m}$, având o masă totală de aproximativ 1600 tone [1]. O reprezentare schematică a magnetului este prezentată în Figura 2.4.



Figura 2.4. Reprezentare schematică a magnetului dipolar de la LHCb [1].

2.1.2. Sistemul de localizare a vertexurilor (VELO)

Sistemul VELO este folosit pentru trasele din vecinătatea regiunii de interacție, identificând vertexurile secundare ale dezintegrărilor hadronilor b și c. Sistemul este alcătuit din module de silicon plasate de-a lungul direcției fasciculului, fiecare modul măsurând coordonatele r și ϕ [1]. Sistemul VELO este prezentat în Figura 2.5.

Acest sistem a fost construit astfel încât să aibă un raport semnal-zgomot S/N > 14 și o eficiență de peste 99% pentru S/N > 5. Acesta poate detecta particule în intervalul de pseudorapiditate $1.6 < \eta < 4.9$ cu vertexuri primare la |z| < 10.6 cm. Toate trasele din acceptanța LHCb trec prin minimum trei module, așa cum este arătat în Figura 2.6. Rezoluția individuală senzorilor este de maximum 7 μm [1].



Figura 2.5. Schemă a sistemului VELO [1].



Figura 2.6. Numărul de stații lovite de o singură trasă (stânga) și numărul de stații lovite ca funcție de pseudorapiditate (dreapta). Linia discontinuă reprezintă limita peste care se află 95% din trase [1].

2.1.3. Sistemul de identificare a traiectoriilor cu siliciu (tracker-ul cu siliciu)

Sistemul de identificare a traiectoriilor cu siliciu sau tracker-ul cu siliciu (ST, Silicon Tracker) este compus din doi detectori, și anume Tracker Turicensis (TT) și Inner Tracker (IT, tracker-ul central). Ambele folosesc senzori de siliciu de tip microstrip. Tracker Turicensis este o stație plană de tracking și este poziționată înaintea magnetului. Acesta are acceptanța egală cu cea a experimentului. Tracker-ul central acoperă o suprafață cruciformă la centrul celor trei stații de tracking de după magnet [1]. Fiecare dintre stații prezintă strip-uri verticale, în primul și ultimul strat, și strip-uri rotite la un unghi de -5° în al doilea strat și $+5^{\circ}$ în al treilea strat. Acestea sunt aranjate într-o geometrie de tipul x - u - v - x. Fiecare dintre stațiile IT conține 4 cutii independente cu câte 4 straturi de detecție [1]. În Figura 2.7 este prezentat al treilea strat de detecție al TT, iar în Figura 2.8. o stație IT cu structura cutiilor.



Figura 2.7. Al treilea strat de detecție al TT [1].



Figura 2.8. Structura cutiilor unei stații IT [1].

2.1.4. Sistemul de identificare a traiectoriilor periferic (tracker-ul periferic)

Sistemul de identificare a traiectoriilor periferic sau tracker-ul periferic (*O*uter *T*racker, OT) este un detector cu timp de drift. Acesta este folosit pentru identificarea trasele particulelor încărcate și măsurarea impulsului acestora într-un interval mare de acceptanță [1]. Pentru determinarea masei hadronilor *b* e nevoie de o rezoluție foarte bună a impulsului. De exemplu, pentru o rezoluție de masă de 10 MeV/c^2 pentru dezintegrarea $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, este nevoie de o rezoluție a impulsului de $\delta p/p \approx 0.4\%$ [1]. Pentru reconstrucția de dezintegrări cu multiplicitate mare a mezonilor *B* este necesară o eficiență mare de tracking. De asemenea, fracția traselor reconstruite greșit trebuie să fie mică. Astfel, pentru aceeași dezintegrare de mai sus, cu o eficiență de reconstrucție de 80% obținem o eficiență de tracking de 95% [1].

Tracker-ul extern este compus din mai multe module individuale de tip strawtube. Fiecare modul conține două straturi suprapuse, numite monostraturi, de tuburi de drift. Gazul folosit este un amestec de Argon (70%) și CO_2 (30%). Cu acest amestec timpul de drift este mic, sub 50 ns, și rezoluția de drift este de 200 µm. Modulele sunt împărțite în trei stații a câte patru straturi aranjate într-o geometrie de tip x - u - v - x[1]. Tracker-ul periferic are o acceptanță maximă de 300 mrad orizontal și 250 mrad vertical [1]. Structura OT-ului este prezentată în Figura 2.9, iar în Figura 2.10 structura unui modul.



Figura 2.9. Structura tracker-ului exterior [1].



Figura 2.10. Secțiune transversală printr-un modul de straw-tube-uri (stânga) și o imagine în ansamblu a unui astfel de modul (dreapta) [1].

2.2. Sistemul de identificare a particulelor

Pentru experimentul LHCb este esențială identificarea particulelor. Pentru aceasta, experimentul folosește doi detectori de tip RICH, și anume RICH 1 și RICH 2, sistemul de calorimetre și sistemul muonic. Fiecare dintre aceste subsisteme vor fi tratate separat în subsecțiunile ce urmează. Performanțele sistemului de identificare a particulelor sunt descrise în [2].

2.2.1. RICH 1

Detectorul RICH 1 se află înainte de magnet, în zona 990 < z < 2165 mm pe axa z care este înclinată la 3.6 mrad fată de orizontală. Acesta acoperă un interval de impuls pentru particulele încărcate de ~1-60 GeV/c, folosind radiatoare de aerogel și C_4F_{10} . Acesta are o acceptanță de ±25 mrad - ±300 mrad (orizontal) și ±250 mrad (vertical). Detectorul RICH 1, ca și detectorul RICH 2, folosește un sistem optic de oglinzi plane și sferice pentru a reflecta imaginea în afara acceptanței. Pentru detectarea fotonilor Cherenkov sunt folositi detectori HPD (Hybrid Photon Detectors). Fotonii ce pot fi detectați se află într-un interval de lungimi de undă de 200-600 nm. Acești detectori sunt protejati de scuturi externe de fier si sunt plasati în cilindri de tip MuMetal, astfel putând funcționa în câmpuri magnetice de până la 50 mT [1]. Sistemul optic al detectorului RICH 1 este vertical și este creat astfel încât eroarea punctului de emisie să nu depăsească erorile din alte surse, cum ar fi dimensiunea pixelului HPD sau dispersia cromatică a radiatorului. Oglinzile sferice au raze de curbură de 2700 mm. Astfel, eroarea punctului de emisie este de 0.67 mrad pentru radiatorul gazos, neglijabilă în comparatie cu erorile din alte surse. Oglinzile plane sunt asezate deasupra și sub fascicul, în afara acceptanței. Acestea au raza de curbură mai mare de 600 m și sunt înclinate la 0.250 mrad față de axa y. Plăcile cu HPD sunt înclinate la 1.091 rad față de axa y. Fiecare placă conține 7 rânduri a câte 14 HPD, într-un aranjament hexagonal compact [1]. Detectorul RICH 1 este prezentat în Figura 2.11. De asemenea, în Figura 2.12 este prezentată distribuția unghiului de emisie Cherenkov în funcție de impuls [1].

2.2.2. RICH 2

RICH 2 este poziționat între 9500 mm și 11832 mm pe axa z, după ultima stație de tracking și înainte de prima stație muonică. Acesta acoperă un interval de impuls de la aproximativ 15 GeV/c până la peste 100 GeV/c folosind medii radiatoare de CF_4 . Acceptanța acestuia este de la aproximativ ± 15 mrad până la ± 120 mrad (orizontal) și ± 100 mrad. Oglinzile sferice au raze de curbură de 8600 mm. Oglinzile plane sunt înclinate la 0.185 rad față de axa x. Plăcile cu detectori HPD sunt încilante la 1.065 rad față de axa x. Fiecare placă are 9 rânduri a câte 16 HPD într-un aranjament hexagonal compact. De fiecare parte a fasciculului se află câte o oglindă sferică și un plan de oglinzi plane. Fiecare oglindă sferică este compusă din 26 de elemente hexagonale. Oglinzile plane au o rază de curbură de 80 m, iar fiecare plan de astfel de oglinzi este compus din 20 de elemente rectangulare. Detectorul RICH 2 este prezentat în Figura 2.13.



Figura 2.11. (a) Schema detectorului RICH 1 din perspectivă laterală. (b) Modelul 3D al detectorului. (c) Fotografie a vasului cu gaz [1].



Figura 2.12. Unghiul de emisie Cherenkov în funcție de impuls [1].



Figura 2.13. (a) Schemă a detectorului RICH 2 văzut de deasupra. (b) Reprezentare schematică a RICH 2. (c) Fotografie a RICH 2 [1].

2.2.3. Calorimetrele

Sistemul de calorimetre prezintă funcții multiple și este vital pentru studiul dezintegrărilor hadronilor grei și pentru experimentul LHCb, în general. Acest sistem selectează candidați pentru hadroni, electroni și fotoni cu energie transversală mare. Această informație este transmisă nivelului de declanșare (trigger) L0, care ia o decizie la 4 µs după interacție. Pe lângă identificarea particulelor sistemul de calorimetre efectuează și măsurarea energiilor și pozițiilor acestora [1].

Sistemul este alcătuit din ECAL (*E*lectromagnetic *CAL*orimeter) și HCAL (*H*adronic *CAL*orimeter). Acestea sunt un calorimetru electromagnetic și unul hadronic, respectiv. Declanșatorul de nivel L0 trebuie să rejecteze 99% din interacțiile pp inelastice și să ofere un factor de îmbogățire de cel puțin 15 pentru evenimente de tip b, aceasta realizându-se prin selectarea electronilor cu energie transversală mare. Un detector de *PreS*hower (PS) a fost instalat înainte de secțiunea principală a ECAL folosit pentru rejectarea fundalului mare de pioni încărcați, iar pentru rejectarea fundalului de pioni cu energie transversală mare a fost instalat un plan SPD (*S*cintillator *Pad D*etector) [1].

Fiecare dintre componentele sistemului au o segmentare laterală variabilă, așa cum este prezentat în Figura 2.14, datorită faptului că densitatea de interacții cu senzorii variază cu două ordine de mărime pe suprafața calorimetrului [1].

Principiul de funcționare a calorimetrelor este următorul: lumina de scintilație ajunge la un tub foto-multiplicator, PMT (*Photo-Multiplier Tube*), prin fibre cu deplasare de lungime de undă, WLS (*WaveLength-Shifting*) [1].



Figura 2.14. Segmentarea laterală a SPD/PS și ECAL (stânga) și HCAL (dreapta). Este prezentat doar un sfert din fața frontală. În stânga sunt date doar dimensiunile celulelor pentru ECAL [1].

2.2.4. Sistemul de identificare a muonilor (sistemul muonic)

Sistemul de identificare a muonilor realizează identificarea offline a muonilor și declanșarea pe bază de muoni. Muonii din dezintegrări B sensibile la transformări CP ca, de exemplu, $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ și $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ au un rol important în măsurări ale asimetriei CP și a oscilațiilor, iar studiul dezintegrărilor B rare ca $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ pot oferi indicii legate de fenomene fizice noi [1].

Sistemul muonic este alcătuit din cinci stații rectangulare, M1-M5, și oferă informații rapide pentru declanșatorul L0 de muoni cu impuls transversal mare și identificare pentru declanșatorul de nivel înalt (HLT) [1]. De asemenea, oferă informații și pentru analiza offline. Acceptanța sistemului este cuprinsă între 20 și 306 mrad în planul orizontal și între 16 și 258 mrad în planul vertical [1].

Stația M1 se află înaintea calorimetrelor, iar stațiile M2-M5 se află după acestea, între cele din urmă fiind plasați absorbanți din fier de 80 cm grosime[1]. Grosimea absorbantă totală este de 20 de lungimi de interacție pentru muoni, ceea ce se traduce într-un impuls minim de aproximativ 6 GeV/c pentru un muon ce traversează toate stațiile. Dimensiunile transversale ale stațiilor sunt scalate cu distanța față de punctul de interacție [1].

Fiecare stație muonică este împărțită în 4 regiuni rectangulare R1-R4. Laturile acestora și segmentările sunt într-un raport 1:2:4:8, fiind dorite ocupanțe comparabile în fiecare regiune [1].

Detectorii efectuează măsurări ale traselor, oferind informații binare procesorului declanșatorului și către sistemul de achiziție de date (DAQ). Pentru aceasta, detectorul a fost împărțtit în elemente logice rectangulare (logical pads) care definesc rezoluția în x și y [1].

Declanșatorul este bazat pe reconstrucția traselor și măsurarea impulsului transversal. Acesta are nevoie de interacții coliniare în toate stațiile. Stațiile M1-M3 sunt folosite la definirea direcției traselor și măsurarea impulsului, iar stațiile M4 și M5 sunt folosite pentru identificarea particulelor penetrante [1]. În Figura 2.15 este prezentată o schemă a sistemului muonic.



Figura 2.15. Schemă a sistemului muonic [1].

2.3. Declanșatoare

Cum a fost specificat și în introducere, experimentul LHCb funcționează la o luminozitate medie de $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$. De asemenea, interacțiile la întâlnirea fasciculelor de protoni sunt dominate de ciocniri singulare, fapt care ajută declanșarea și reconstrucția prin menținerea unei ocupanțe joase în canale [1]. Datorită luminozității mici, frecvența de întâlnire cu interacții vizibile spectrometrului (interacții în care se produc minimum două particule încărcate cu destule interacții cu senzorii din VELO și T1-T3 pentru a permite reconstrucția) este de aproximativ 10 MHz, frecvență care trebuie redusă de declanșatoare până la aproximativ 2 kHz la care evenimentele sunt înregistrate. Această reducere se realizează prin două nivele de declanșatoare, și anume L0, Level-0 (declanșatorul de nivel 0), și *H*igh Level *T*rigger , HLT (declanșatorul de nivel înalt) [1].

Rata de producere a perechilor $b\bar{b}$ în ciocnirile cu interacții vizibile este de aproximativ 100 kHz, însă în numai aproximativ 15% din cazuri se va produce minimum un mezon *B* pentru care toți produșii de dezintegrare se află în acceptanța detectorului, iar factorii de ramificare pentru dezintegrările de interes ale mezonilor *B* sunt mai mici de 10^{-3} [3].

Declanșatorul a fost optimizat pentru a obține cea mai mare eficiență pentru evenimentele selectate offline și, în același timp, pentru a reduce pe cât posibil fondul [1]. În Figura 2.16 este prezentat schematic sistemul de declanșatoare.

Declanșatorul L0 este format din componente electronice și funcționează în sincronizare cu frecvența de întâlnire a fasciculelor de 40 MHz. Scopul acestuia este de a reduce frecvența semnalelor de la 40 MHz la 1 MHz. Dezintegrările mezonilor *B* produc, de obicei, particule cu impulsuri și energii transversale mari. Astfel, L0 încearcă

să reconstruiască hadronii, electroni și fotonii cu cea mai mare energie transversală din calorimetre și cei doi muoni cu cel mai mare impuls transversal din sistemul muonic. L0 este împărțit în trei componente: sistemul de pile-up (din VELO), care estimează numărul de interacții pp primare per întâlnire a fasciculelor, declanșatorul L0 de calorimetru (calorimetrele calculează energia totală observată și estimează numărul de trase folosind numărul de interacții în SPD) și declanșatorul L0 muonic [1]. În Figura 2.17 este prezentată structura declanșatorului L0.

Declanșatorul HLT se execută nesincronizat și reprezintă o aplicație C++ care este rulată pe toate procesoarele de la EFF, *Event Filter Farm* (Ferma de Filtrare a Evenimentelor), care conține aproximativ 2000 de noduri de procesare. Datorită puterii de procesare limitată, acest declanșator rejectează evenimentele care nu sunt de interes prin folosirea a doar o parte din informația pentru un eveniment. HLT are două componente: HLT1 și HLT2, însă nu vom insista pe descrierea lor, aceasta găsindu-se în [1]. Diagrama de flow a HLT este prezentată în Figura 2.18. Performanțele sistemului de declanșare sunt descrise în [2].



Figura 2.16. Schema sistemului de declanşare [1].



Figura 2.17. Structura declanșatorului L0 [1].



Figura 2.18. Diagrama de flow a HLT [1].

3. Aspecte fenomenologice ale interacției tari

Interacția tare acționează doar între hadroni, între forțele provenite din interacția tare numărându-se, de exemplu, forța nucleară tare, reinterpretată în teoriile moderne ca o forță reziduală datorată interacției dintre constituenții nucleonilor, recte cuarci și gluoni, ce vor fi descriși în cele ce urmează. Teoria din spatele acestei interacții s-a dezvoltat exponențial în anii 1970, însă istoria descoperirii sale se extinde în trecut până la începutul secolului XX, când a fost descoperită prima dezintegrare tare, dezintegrarea alfa [3].

3.1. Fundamentele interacției tari

Putem spune că studiul interacției tari s-a născut odată cu experimentul de măsurare a momentului magnetic al protonului efectuat de Stern, Estermann și Frisch în 1932-1933 în care s-a determinat că momentul magnetic al protonului era diferit de cel așteptat și anume, de aproximativ 2.5 ori mai mare, oferind primul indiciu pentru existența unei structuri interne a protonului și deci a unei noi interacții [3]. Această interacție avea să poarte numele de interacția tare, fiind o interacție fundamentală alături de interacția gravitațională, cea electromagnetică și cea slabă (introdusă mai târziu de Fermi prin teoria dezintegrării β) [3].

Următoarele evenimente ce au contribuit la înțelegerea interacției tari au fost descoperirea neutronului de către Chadwick în 1932 și predicția mezonului π ca propagator al interacției tari între nucleoni de către Yukawa în 1935 [3]. Acesta din urmă a formulat o relație conform căreia lungimea de undă Compton a cuantei câmpului este egală cu inversul masei (în sistemul natural de unități) și este chiar raza de acțiune a forței nucleare tari [3].

Yukawa a estimat raza de acțiune a forței folosind date din împrăștieri neutronproton și energia de legătură a deuteronului, obținând $1/m \approx 10^{-14} - 10^{-15} m$ și deci $m \approx 20 - 200 \text{ MeV}$ ($\hbar = c = 1$) [3].

Mezonul π a fost descoperit în radiația cosmică în 1947 de Lattes. Masa acestuia a fost determinată ca fiind de aproximativ 140 MeV, iar raza hadronilor ca fiind de ordinul a 10^{-15} m (1 Fm), confirmând predicțiile lui Yukawa [3].

Tot în anul 1947 și tot în radiația cosmică au fost descoperite particulele V cu timpi de viață mari de către Rochester, oferind primul indiciu a existenței așa numitor particule "stranii" (mezoni K, hiperoni Λ) [3].

În anul 1938 Kemmer prezice existența mezonului neutru π^0 în generalizarea conceptului de izospin introdus de Heisenberg în 1932, iar acesta este descoperit în 1950 de Carlson și Bjorkland [3].

Protonii și neutronii și, la fel, pionii negativi și cel neutru, au diferențe de masă mici, de ordinul a câțiva MeV, între ei. Dacă se neglijează aceste mici diferențe, atunci putem atribui un grup de invarianță numit izospin particulelor cu aceeași masă [3],

astfel, putându-se obține stări superioare de izospin în analogie cu stările superioare de moment unghiular total ale atomului de hidrogen [3].

Un alt indiciu important pentru înțelegerea interacției tari a provenit din studiul particulelor V, care din 1953 au început să fie produse cu acceleratori. Aceste particule erau produse în reacții ca:

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda, \tag{3.1}$$

pentru care secțiunile eficace erau de ordinul $10^{-26} - 10^{-27} cm^2$, corespunzând secțiunilor geometrice ale hadronilor, fapt pentru care s-a conchis că particulele *K* și Λ sunt produse prin interacția tare.

Timpul de viață pentru dezintegrări tari poate fi estimat ca fiind raportul dintre raza hadronului ($\sim 10^{-15} m$) și viteza luminii ($\sim 3 \cdot 10^8 m s^{-1}$), deci $\tau_s \sim 10^{-23} s$.

Dezintegrările unor particule, cum ar fi cele ale hiperonului Λ ($\Lambda \rightarrow p\pi^{-}, n\pi^{0}$), nu pot fi însă procese tari, fiindcă timpul de viață propriu al acestuia a fost măsurat ca fiind $\tau_{\Lambda} \cong 2.63 \cdot 10^{-10} s$ [3].

Astfel, s-a introdus un nou număr cuantic, stranietatea *S*, pentru aceste particule cu presupunerea că interacția tare și cea electromagnetică ar conserva acest număr, iar interacția slabă l-ar viola, explicând discrepanța între timpii de viață de mai sus. Procese de tipul celor din ecuația 3.1 puteau avea loc prin interacția tare fiindcă stranietatea se conserva. Procese tari de tipul:

$$\pi^- + p \to K^- + p, \tag{3.2}$$

violează stranietatea și n-au fost observate experimental [3].

După aceste descoperiri, hadronilor li s-au atribuit diferite numere cuantice ca spinul și paritatea, numere legate de simetrii spațio-temporale, sarcina Q, numărul barionic B, izospinul (I, I_3) , stranietatea S și hipersarcina Y, numere cuantice interne [3].

Hipersarcina este definită ca:

$$Y = S + B, \tag{3.3}$$

iar sarcina (în unități de sarcină electrică elementară) ca:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y.$$
 (3.4)

S-a dovedit experimental că paritatea și numerele cuantice interne sunt conservate de interacția tare, în timp ce interacția electromagnetică violează izospinul total, conservând doar proiecția I_3 . Interacția slabă nu conservă izospinul, stranietatea și paritatea [3].

Izospinul și hipersarcina sunt generatorii grupului de invarianță al interacției tari cu structura de produs direct SU(2) × U(1). Această invarianță nu putea duce la o legătură între proprietățile mezonilor K și π sau proprietățile barionilor Λ și ale nucleonilor [3].

În 1961 Gell-Mann și Ne'eman au realizat o nouă clasificare a hadronilor în funcție de reprezentările grupului SU(3), grupul de izospin SU(2) și cel de hipersarcină U(1) fiind subgrupuri ale acestuia [3]. Mezonii și barionii erau clasificați ca membrii ai reprezentării opt-dimensionale a SU(3), de unde numele "Theory of the eight-fold way" ("Teoria căii cu opt brațe") [3]. Pentru invarianță SU(3) exactă e nevoie ca toate particulele dintr-un multiplet SU(3) să aibă aceeași masă, ceea ce nu se întâmplă. Astfel, grupul SU(3) numit și "flavor-SU(3)" ("grupul de aromă SU(3)") este violat de interacția tare [3]. În Figura 3.1 sunt prezentați cei mai ușori multipleți SU(3).



Figura 3.1. Cei mai uşori multipleți SU(3) pentru mezoni (a) și pentru barioni (b) în spațiul $I_3 - Y$ [3].

Cel mai mare succes al teoriei în discuție a fost predicția existenței particulei $\Omega^$ și a valorii masei sale, particulă descoperită în 1964 de Barnes în reacția:

$$K^{-} + p \to \Omega^{-} + K^{+} + K^{0},$$
 (3.5)

de unde rezultă, prin conservarea stranietății, că Ω^- are stranietatea S = -3 [3].

O problemă a clasificării hadronilor folosind grupul SU(3) era reprezentată de faptul că nici un hadron nu putea fi clasificat folosind reprezentarea trei-dimensională fundamentală. Aceștia erau clasificați folosind singleți, octeți sau decupleți [3].

Astfel, în 1964 Gell-Mann și Zweig introduc independent particule ce se supun transformărilor reprezentării fundamentale a grupului SU(3). Aceste particule se numesc cuarci, termen introdus de Gell-Mann, au spin 1/2 și trei arome: u (up), d (down) și s (strange) [3]. În Figura 3.2 sunt prezentate numerele cuantice intrinseci ale acestor cuarci.

	Ι	I ₃	Y	S	В	Q
u	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	<u>2</u> 3
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
s	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Figura 3.2. Numerele cuantice instrinseci ale cuarcilor u, d și s [3].

În teoria cuarcilor, mezonii și barionii erau stări de tip cuarc-anticuarc și trei cuarci, respectiv. Dacă li se asociază aceeași masă lui u și d, iar lui s o masă mai mare, se puteau explica diferențele de masă din cadrul unui multiplet SU(3). Un aspect foarte important al acestei teorii era acela că aceste particule au sarcină fracționară. Având în vedere aceasta, s-au considerat două posibilități: fie cuarcii sunt doar obiecte matematice, fie asemenea particule există într-adevăr în natură. Deocamdată, nu au fost găsite dovezi experimentale pentru existența acestor particule în stare izolată [3].

Din analiza particulei Ω^- prin prisma teoriei cuarcilor apare imediat o problemă fundamentală. Barionul Ω^- are spinul 3/2 și stranietatea S = -3, fiind compus deci din trei cuarci stranii, fiecare cu spin 1/2. Momentul unghiular total al barionului va fi egal cu suma spinilor celor trei cuarci și a momentelor unghiulare orbitale ale acestora. Acest barion este cel mai ușor barion cu S = -3 și este deci starea fundamentală a celor trei cuarci stranii. În starea fundamentală, momentele unghiulare orbitale ar trebui să fie zero [3]. Astfel, momentul unghiular total va fi egal doar cu suma spinilor cuarcilor, ceea ce se traduce în ocuparea aceleași stări de toți cei trei cuarci (s=1/2, l=0), încălcând principiul de excluziune al lui Pauli. Prima soluție propusă pentru rezolvarea acestei probleme a fost introducerea de parastatistici de către Greenberg în 1964, însă soluția acceptată, echivalentă cu cea din urmă, a fost asocierea unui nou grad de libertate și anume, culoarea, introdusă de Gell-Mann și Fritzsch (1972-1973). Acest nou grad de libertate permite fiecărui cuarc să se poată afla în trei stări diferite sau culori și, la fel ca și în cazul aromelor, rotații în spațiul culorilor formează grupul SU(3) de culoare [3].

În 1969, în experimente de împrăștiere de electroni pe nucleoni (analog cu experimentul Rutherford), s-a descoperit faptul că mulți dintre electroni erau împrăștiați la unghiuri mari. Împrăștierile erau de tipul:

$$e + N \to e + X, \tag{3.6}$$

fiind studiate la Stanford (SUA) la energii ale electronilor de 1-20 GeV. Această descoperire sugera, ca și în cazul experimentului lui Rutherford, că nucleonii au structură internă. Astfel, nucleonii puteau fi considerați ca fiind stări legate de așa numiții partoni, termen introdus de Feynman (1969), luând deci naștere modelul partonilor [3].

S-a constatat de-a lungul timpului că unii dintre acești partoni erau de fapt cuarcii introduși de Gell-Mann și Zweig. De asemenea, s-a constatat faptul că trebuie să existe și alți partoni în componența nucleonilor în afară de cuarci. Având în vedere teoria Yukawa care spune că fiecărui câmp al unei forțe i se asociază o particulă, și anume un boson, și interacției tari dintre cuarci trebuie să îi fie asociat un boson, și anume gluonul. Acești gluoni sunt ceilalți partoni din nucleoni menționați mai devreme și au fost descoperiți în 1979 [3].

O altă descoperire vitală pentru înțelegerea interacției tari a fost cea a libertății asimptotice (t'Hooft 1972, Gross 1973, Politzer 1973) care a permis dezvoltarea cromodinamicii cuantice, QCD (Quantum ChromoDynamics). Apoi au urmat descoperirile cuarcului charm, c, prin descoperirea mezonului J/ψ în 1974 (o stare

legată $c\bar{c}$), a cuarcului beauty sau bottom, b, prin descoperirea mezonului Υ în 1977 (o stare legată $b\bar{b}$), și a cuarcului top sau truth, t, astfel completând familia de 6 cuarci din Modelul Standard actual [3].

3.2. Modelul partonilor

Așa cum am specificat în secțiunea anterioară, primele indicii legate de structura internă a nucleonilor au fost găsite în studiul împrăștierilor de electroni pe protoni, și anume în regimul de împrăștieri profund inelastice, DIS (*deep inelastic scattering*).

Primele experimente de împrăștiere profund inelastică au fost realizate în anii 1960 la Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) cu fascicule de electroni de aproximativ 20 GeV și ținte fixe de protoni [4].

Experimentele respective au relevat faptul că electronii erau împrăștiați pe constituenți punctiformi cvasi-liberi din interiorul protonului, constituenți ce au fost identificați drept cuarci, indicând pentru prima oară natura reală și proprietățile dinamice ale acestora [4]. În anul 1990 premiul Nobel pentru fizică le-a fost acordat lui Friedman, Kendall și Taylor pentru această descoperire, reflectând importanța ei [4].

După experimentul de la SLAC au fost efectuate experimente cu țintă fixă ce foloseau leptoni cu energii mai mari la CERN și la Fermilab, cea mai mare energie în sistemul centrului de masă fiind obținută la acceleratorul HERA ce folosea fascicule opuse de electroni de 27 GeV și protoni de 800 GeV, ceea ce se traduce într-un $\sqrt{s} \approx 274 \ GeV$ [4].

Datele furnizate de experimentele de mai sus oferă informații legate de distribuțiile de impuls ale partonilor din proton. Cunoașterea acestor distribuții este o cerință esențială pentru calculul secțiunilor eficace de împrăștiere de la collider-ele de hadroni. Această cerință provine din faptul că hadronii din collider au energii în sistemul centrului de masă bine definite, dar nu și partonii constituenți care au impulsurile distribuite în interiorul hadronului [4].

În Figura 3.3 este prezentată o schemă a împăștierii profund inelastice $lp \rightarrow l'X$.



Figura 3.3. Schemă a împăștierii profund inelastice $lp \rightarrow l'X$, unde k este cuadriimpulsul leptonului incident, k' este cuadri-impulsul leptonului împrăștiat, p este cuadri-impulsul protonului, X este starea hadronică finală, iar q = k - k' este transferul de cuadri-impuls [4].

În împrăștierea profund inelastică interacția are loc prin schimbul unui foton virtual (în cazul $l = e, \mu$) sau boson W (în cazul $l = \nu$) între electron și proton [4].

Modul în care are loc această interacție depinde de p și q, cu care se construiesc principalele mărimi invariante Lorentz, Q^2 și x, prin care se caracterizează evenimentul [4]. Acestea sunt definite astfel:

$$Q^2 = -q^2, (3.7)$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}.$$
(3.8)

Pentru caracterizarea evenimentului se mai folosesc, de asemenea, invariantele Lorentz M^2 (pătratul masei invariante a protonului), s (pătratul energiei din sistemul centrului de masă), W^2 (pătratul masei invariante a stării hadronice finală X), s (transferul fracționar de energie în sistemul laboratorului) și ν (transferul de energie în sistemul laboratorului), definite după cum urmează [4]:

$$M^2 = p^2,$$
 (3.9)

$$s = (p+k)^2,$$
 (3.10)

$$W^2 = (p+q)^2, (3.11)$$

$$y = (p \cdot q)/(p \cdot k),$$
 (3.12)
 $y = (p \cdot q)/(p \cdot k),$

$$\nu = \frac{r-q}{M}.$$
(3.13)

Pentru împrăștierile elastice de tipul $e^i p^i \rightarrow e^f p^f$, în care protonul în starea finală are cuadri-impulsul p', avem următoarea relatie:

$$p^2 = p'^2 = (p+q)^2 = W^2 = M^2.$$
 (3.14)

Pentru a calcula secțiunile eficace de interacție pentru DIS avem nevoie de modelul partonilor care are la bază două presupuneri, și anume:

- 1. Un hadron care se deplasează cu viteză mare poate fi privit ca un jet de partoni care se deplasează pe aproximativ aceeași direcție ca hadronul mamă, iar impulsul hadronului este împărțit între partonii constituenți [4].
- 2. Prin sumarea incoerentă a sectiunilor eficace partonice, calculate pentru partoni liberi, se obtine sectiunea eficace hadronică [4].

În Figura 3.4 este prezentată o schemă a cinematicii DIS din perspectiva modelului partonilor. Această cinematică se poate trata în cel mai facil mod folosind sistemul de referință Breit (sistemul de referință de impuls infinit) [4]. În Figura 3.5 este prezentată o schemă a cinematicii DIS, în care fotonul interacționează cu protonul în sistemul Breit [4].

În sistemul de referință Breit, partonul incident se deplasează de-a lungul axei z în direcția pozitivă cu impulsul ξp_z și are cuadri-impulsul \hat{p} , unde ξ este fracția din impulsul protonului, p_z , iar fotonul virtual se deplasează cu impulsul Q de-a lungul axei z în direcția negativă [4].

Partonul incident se consideră a fi punctiform, împrăștierea fiind deci obligatoriu elastică [4]. Obținem, așadar:

$$\hat{p}^{2} = (\hat{p} + q)^{2} \to \hat{p}^{2} = \hat{p}^{2} + 2\hat{p} \cdot q - Q^{2} \to Q^{2} = 2\hat{p} \cdot q, \qquad (3.15)$$

$$\hat{p} \cdot q = (E, 0, 0, \xi p_z) \cdot (0, 0, 0, -Q) = \xi p_z Q,$$
 (3.16)

$$\xi p \cdot q = \xi (E_p, 0, 0, p_z) \cdot (0, 0, 0, -Q) = \xi p_z Q, \qquad (3.17)$$

și deci:

$$\hat{p} \cdot q = \xi p \cdot q, \tag{3.18}$$

unde p și E_p sunt cuadri-impulsul și energia protonului [4]. Astfel:

$$Q^2 = 2\hat{p} \cdot q = 2\xi p \cdot q \to \xi = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x, \qquad (3.19)$$

unde *x* este variabila Bjorken-*x* [4].



Figura 3.4. Schemă a cinematicii DIS din modelul partonilor [4].



Figura 3.5. Schemă a cinematicii DIS în sistemul de referință Breit [4].

În sistemul de referință Breit partonul poate fi considerat parton liber [4], iar explicația acestui fapt se găsește în [4].

Variabilele Mandelstam pentru partoni asociate împrăștierii sunt:

$$\hat{s} \approx 2xp \cdot k = xs, \qquad (3.20)$$
$$\hat{t} = (k - k')^2 = t \qquad (3.21)$$

$$t = (k - k')^2 = t,$$
 (3.21)

$$\hat{u} \approx -2xp \cdot k' = xu. \tag{3.22}$$

Definim funcția de distribuție partonică $f_i(x)dx$ ca numărul de cuarci de aroma *i* care au o fracție de impuls (în sistemul de referință Breit) între x și x + dx [4].

Secțiunea eficace totală DIS va fi obținută din sumarea incoerentă a secțiunilor eficace partonice. Astfel:

$$d\sigma = \sum_{i} d\hat{\sigma}_{i}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) f_{i}(x) dx, \qquad (3.23)$$

unde secțiunile eficace partonice sunt obținute din secțiunea eficace de împăștiere a electronului pe muon (în SCM), $\sigma(e\mu \rightarrow e\mu)$, prin înlocuirea în expresia acesteia a sarcinii electrice a muonului cu sarcina partonului [4].

Secțiunea eficace de împăștiere $e\mu$ este dată de relația:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{SCM} = \frac{\alpha^2}{2s} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2}\right),\tag{3.24}$$

sau:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{s} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2}\right),\tag{3.25}$$

unde s, t, și u sunt variabilele Mandelstam [4]. Acestea sunt definite în [4] unde se găsește derivarea ecuației (3.36).

Astfel, secțiunea eficace partonică va fi egală cu:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{i}}{d\hat{t}} = \frac{2\pi\alpha^{2}e_{i}^{2}}{\hat{s}^{2}} \left(\frac{\hat{s}^{2} + \hat{u}^{2}}{\hat{t}^{2}}\right),$$
(3.26)

care prin trecerea la variabilele cinematice DIS devine:

$$\frac{d\hat{\sigma}_i}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} [1 + (1 - y)^2], \qquad (3.27)$$

și deci:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \left[1 + (1-y)^2\right] \sum_i e_i^2 f_i(x).$$
(3.28)

Funcția de structură F_2 este definită ca:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x),$$
 (3.29)

unde $xf_i(x)$ este densitatea partonică de impuls. Astfel:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{[1+(1-y)^2]}{2x} F_2(x).$$
(3.30)

Aceasta este derivarea secțiunii eficace din modelul partonilor. Dintr-o derivare care nu folosește modelul partonilor se obține următoarea relație pentru secțiunea eficace:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[(1-y)F_2(x,Q^2) + xy^2F_1(x,Q^2) \right],$$
(3.31)

în care apare o altă funcție de structură, F_1 , care satisface egalitatea:

$$F_2 = 2xF_1,$$
 (3.32)

relație numită "relația Gallan-Gross", a cărei derivare se găsește în [4].

În modelul partonilor funcțiile de structură depind doar de x, așa cum se observă și din ecuația 3.40 [4]. Independența de Q^2 se numește scalare Bjorken și este definită în funcție de variabile din sistemul laboratorului după cum urmează [4]:

Dacă
$$\begin{pmatrix} Q^2 \to \infty \\ v \to \infty \end{pmatrix}$$
 cu $x = \frac{Q^2}{2Mv}$ finit, atunci $F_2(x, Q^2) \to F_2(x)$. (3.33)

Acest comportament se explică prin faptul că puterea de rezoluție este irelevantă în cazul împrăștierilor pe obiecte punctiforme [4], în Figura 3.6 fiind prezentat un grafic ce evidențiază această scalare Bjorken. Fotonul virtual are lungimea de undă $\lambda \sim 1/Q$, dar creșterea lui Q (scăderea lungimii de undă), deci creșterea lui Q^2 , nu influențează modul în care sunt "văzuți" partonii de către foton și deci, funcțiile de distribuție partonice [4].

Totuși, există o mică dependență de Q^2 datorată unor procese QCD ca emisia de gluoni sau formarea de perechi $q\bar{q}$ [4]. În Figura 3.7 este prezentat un grafic ce evidențiază acest fapt.

Pe lângă informațiile obținute din împrăștieri ep se folosesc și cele obținute din împrăștieri vp pentru determinarea funcțiilor de structură [4]. Secțiunile eficace diferențiale pentru $vp \rightarrow e^-X$ și $\bar{v}p \rightarrow e^+X$ sunt următoarele:

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dQ^2} = \sigma_0 \{ [1 + (1 - y)^2] F_2^{\nu p} + [1 + (1 - y)^2] x F_3^{\nu p} \},$$
(3.34)

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dQ^2} = \sigma_0 \{ [1 + (1 - y)^2] F_2^{\overline{\nu} p} + [1 + (1 - y)^2] x F_3^{\overline{\nu} p} \},$$
(3.35)

unde:

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2}{4\pi x} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right), \tag{3.36}$$

funcția de structură, xF_3 , fiind sensibilă la diferența dintre distribuțiile cuarcilor și cele ale anticuarcilor [4].

Funcțiile de structură pentru împăștierea vp sunt:

$$F_2^{\nu p} = 2x(d+s+\bar{u}+\bar{c}), \qquad (3.37)$$

$$xF_3^{\nu p} = 2x(d+s-\bar{u}-\bar{c}), \qquad (3.38)$$

$$F_2^{\overline{\nu}p} = 2x(u+c+\bar{d}+\bar{s}), \tag{3.39}$$

$$xF_{3}^{\bar{\nu}p} = 2x(u+c-\bar{d}-\bar{s}), \qquad (3.40)$$

unde u(x), $\bar{u}(x)$, d(x), $\bar{d}(x)$ etc. sunt funcțiile de distribuție ale cuarcilor [4]. În Figura 3.8 sunt prezentate diagrame ale împrăștierilor vp.

Funcțiile de distribuție pentru cuarcii de valență și cei din marea Fermi sunt definite ca:

$$u_{\nu} = u - \bar{u}, \tag{3.41}$$

$$u_s = 2\bar{u} \tag{3.42}$$

și analog pentru d,

$$s_v = s - \bar{s} = 0, \tag{3.43}$$

$$s_s = 2\bar{s} \tag{3.44}$$

și analog pentru ceilalți cuarci grei, unde indicii v și *s* indică tipul de cuarc, de valență, respectiv din marea Fermi [4]. Astfel:

$$u + \bar{u} = u_v + u_s \text{ s.a.m.d.} \tag{3.45}$$

Datorită faptului că numerele cuantice ale protonului sunt date de cuarcii de valență, regulile de sumare sunt [4]:

$$\int_{0}^{1} u_{\nu}(x) dx = 2, \qquad (3.46)$$

$$\int_{0}^{1} d_{\nu}(x) dx = 1.$$
 (3.47)

Dacă impulsul protonului ar fi egal cu suma impulsurilor tuturor cuarcilor, atunci:

$$\sum_{i} \int_{0}^{1} x f_{i}(x) dx = 1, \qquad (3.48)$$

însă din datele experimentale se obține:

$$\sum_{i} \int_{0}^{1} x f_{i}(x) dx \approx 0.5, \qquad (3.49)$$

această discrepanță fiind explicată prin faptul că impulsul protonului este împărțit și pe gluoni [4]. Astfel:

$$\sum_{i} \int_{0}^{1} x f_{i}(x) dx + \int_{0}^{1} x g(x) dx = 1, \qquad (3.50)$$

unde xg(x) este funcția de distribuție a impulsului pentru gluoni [4].

Datorită simetriei de izospin putem determina F_2^{en} [4]. Astfel:

$$F_2^{ep} = \frac{1}{9}x(d+\bar{d}) + \frac{4}{9}(u+\bar{u}) + \frac{1}{9}(s+\bar{s}) + \cdots,$$
(3.51)

$$F_2^{en} = \frac{1}{9}x(u+\bar{u}) + \frac{4}{9}(d+\bar{d}) + \frac{1}{9}(s+\bar{s}) + \cdots$$
(3.52)

și analog pentru împrăștierile vp [4].

Funcția de structură pentru nucleon, F_2^{eN} , este egală cu media dintre F_2^{ep} și F_2^{en} , iar $F_2^{\nu N}$ este egală cu media între $F_2^{\nu p}$ și $F_2^{\nu n}$. Funcțiile $F_2^{\nu p}$ și $F_2^{\nu n}$ sunt obținute din medierea între $F_2^{\nu p,n}$ și $F_2^{\overline{\nu p,n}}$ [4].

Astfel:

$$\frac{F_2^{eN}}{F_2^{\nu N}} = \frac{5}{18} \left[1 - \frac{3}{5} \frac{(s+\bar{s})}{\sum(q+\bar{q})} \right] \approx \frac{5}{18},$$
(3.53)

componenta de stranietate fiind mică, iar cea de charm mult mai mică, putând fi neglijate [4]. Valoarea acestui raport s-a dovedit experimental a fi corectă, iar în Figura 3.9 este prezentat un grafic ce evidențiază acest fapt. Acest fapt demonstrează existența sarcinii fracționare a cuarcilor și că distribuțiile partonice sunt o proprietate independentă de proces a nucleonului, astfel funcțiile de distribuție partonice (PDF, *parton d*istribution *f*unctions) fiind universale [4]. În Figura 3.10. este prezentat un exemplu de PDF.



Figura 3.6. Funcția de structură νW_2 în funcție de q^2 pentru x = 0.25 ($\omega = 4$) [4].



Figura 3.8. Diagrame ale împrăștierilor vp [4].



Figura 3.7. Funcția de structură νW_2 în funcție de $\omega = 1/x$ pentru diferite valori q^2 [4].



Figura 3.9. Comparație între $F_2^{\nu N}$, obținută la GARGAMELLE, și (18/5) F_2^{eN} , obținută la MIT-SLAC [4].



Figura 3.10. Set PDF pentru $Q^2 = 10 \ GeV^2$ [4].

4. Fenomenologia producerii de particule în ciocniri pp la energii înalte

Producerea de particule în ciocniri pp la energii înalte poate fi tratată în mai multe etape și anume, subprocesul tare, jerbele de partoni, interacții multi-partonice, hadronizarea și dezintegrarea hadronilor [5]. În cele ce urmează vor fi descrise fiecare dintre aceste etape cu excepția dezintegrării. Foarte importantă pentru studiile de fizica energiilor înalte este capacitatea de generare Monte Carlo de evenimente și de simularea comportamentului particulelor produse, mai ales la trecerea prin detectori. Acest capitol conține o secțiune dedicată generatorului Pythia și una dedicată sistemului Gauss.

Prima etapă a ciocnirii pp este **subprocesul tare** care reprezintă interacția cea mai energetică dintre un parton dintr-un proton și unul din celălalt proton. Impulsurile partonilor implicați în acest subproces tare sunt calculate folosind funcțiile de distribuție partonice ale protonului, prezentate în capitolul anterior. Cunoscând aceste PDF-uri se estimează, de asemenea, secțiunile eficace de producere de particule [6].

A doua etapă este reprezentată de **jerbele de partoni** care sunt de două tipuri și anume, jerbe inițiale și jerbe finale. Acestea sunt produse de partonii din subprocesul tare, proces care implică transferuri de impuls mari și astfel, acești partoni sunt accelerați violent [6]. Partonii cu sarcină de culoare accelerați astfel vor emite radiație QCD și anume, gluoni, analog cu emisia de brehmstrahlung din QED [6]. Spre deosebire de fotoni, care nu au sarcină electrică, gluonii au sarcină de culoare și pot emite și ei înșiși radiație QCD, ducând la așa-numitele jerbe de partoni [6].

Jerbele inițiale, ISR (*I*nitial *S*tate *R*adiation), sunt produse de partonii din subprocesul tare, înainte ca aceștia să se ciocnească. Astfel, un parton din subprocesul tare are inițial energie mare și pierde energie prin emisie de partoni [6].

Jerbele finale, FSR (*F*inal State Radiation), sunt produse de partonii din subprocesul tare după ciocnire. Partonul are inițial energie mare și pierde energie prin emisie de partoni până când se ajunge la un anumit prag inferior [6]. În Figura 4.1 este prezentată o schemă a producerii de jerbe de partoni.



Figura 4.1. Schemă a producerii de jerbe de partoni, unde ISR (*Initial State Radiation*) reprezintă jerbe inițiale, iar FSR (*Final State Radiation*) reprezintă jerbe finale [7].

Următoarea etapă este reprezentată de **interacțiile multi-partonice**, MPI (*Multiple Parton Interactions*). În ciocniri pp pentru care se identifică un subproces tare există o producere suplimentară de hadroni care nu se poate atribui jerbelor produse de partonii din acel subproces și care este superioară celei din evenimente în care nu se poate identifica un subproces tare. Se presupune că această producere suplimentară de hadroni este generată de interacții între partonii care nu participă la subprocesul tare [6].

Hadronizarea este un proces complex și poate fi descrisă doar prin modele fenomenologice. Astfel, au fost create diverse modele de hadronizare printre care, modele de fragmentare de corzi sau string-uri ("string fragmentation model"), modele de fragmentare de mănunchi ("cluster fragmentation model") și modele de fragmentare independentă ("independent fragmentation model") [8]. În cele ce urmează sunt descrise aspectele de bază ale modelelor de string-uri, cu precădere cele ale modelului Lund.

4.1. Modelul Lund

Datorită faptului că gluonii interacționează tare între ei, se presupune că liniile de câmp QCD dintre doi cuarci vor fi comprimate într-o regiune tubulară [8]. De asemenea, se presupune că această zonă tubulară conține o energie a câmpului per unitate de lungime constantă [9]. Astfel:

$$V(r) \approx kr \to F(r) \approx k,$$
 (4.1)

unde $k \approx 1 \ GeV/fm$ este o constantă, iar r este distanța dintre cuarci [8], analog cu forța elastică, de unde și numele de string sau coardă. În Figura 4.2. este prezentată o schemă a unei astfel de regiune tubulară.



Figura 4.2. Schemă a regiunii tubulare a câmpului QCD [8].

Pentru a facilita descrierea modelului Lund, este nevoie, mai întâi, de parcurgerea ideilor de bază ale fragmentării independente în jeturi. Din energia disponibilă în interiorul regiunii tubulare descrisă mai sus pot fi create perechi $q\bar{q}$, astfel sistemul inițial fragmentându-se iterativ până vor rămâne doar hadroni [9]. Direcțiile de deplasare ale hadronilor produși vor fi mai mult sau mai puțin aliniate cu axa perechii inițiale cuarc-anticuarc, având impulsuri transversale relativ mici. Așadar, neglijând

impulsurile transversale, putem trata fragmentarea într-un sistem de coordonate cu o singură dimensiune spațială și una temporală. De asemenea, putem trata independent fragmentarea de la capătul la care se află cuarcul. Fie un sistem $q_0\bar{q}_0$ în care cuarcii se depărtează unul de celălalt. În urma cuarcului q_0 se produce o pereche $q_1\bar{q}_1$, astfel q_0 asociindu-se cu \bar{q}_1 și formând un hardon $q_0\bar{q}_1$, q_1 rămânând neasociat. Apoi, se produce o nouă pereche $q_2\bar{q}_2$, formându-se un hadron $q_1\bar{q}_2$ ș.a.m.d. Pentru a ordona acești hadroni se introduce conceptul de ordin. Astfel, $q_0\bar{q}_1$ este hadronul de ordinul întâi, $q_1\bar{q}_2$ de ordinul al doilea ș.a.m.d. Hadronul $q_0\bar{q}_1$ va prelua o fracție z_1 din impulsul inițial al sistemului, jetul remanent preluând astfel fracția $1 - z_1$. Hadronul $q_1\bar{q}_2$ va prelua o fracție din impulsul jetului remanent $z_2 = (1 - z_1) \cdot z'_2$, hadronul $q_2\bar{q}_3$ o fracție din impulsul rămas $z_3 = (1 - z_1)(1 - z'_2) \cdot z'_3 = (1 - z_1 - z_2) \cdot z'_3$ ș.a.m.d. Astfel, folosind acest principiu iterativ, se poate calcula spectrul de particule dintr-un jet folosind ecuații integrale sau metode Monte Carlo [9].

Considerând că masele cuarcilor inițiali sunt nule, hamiltonianul interacției dintre ei va fi:

$$H = T + V = |p_1| + |p_2| + k|x_1 - x_2|,$$
(4.2)

unde p_1 și p_2 sunt impulsurile cuarcilor, iar x_1 și x_2 sunt pozițiile acestora. Ecuația mișcării este:

$$\frac{dp}{dt} = \pm k,\tag{4.3}$$

unde semnul depinde de poziția cuarcului [9]. Această forță constantă este invariantă Lorentz, iar demonstrația acestui fapt se găsește în [9].

Acest sistem este echivalent cu așa numitul sistem "yo-yo" al corzii relativiste cu masă nulă [9]. Un sistem $q\bar{q}$ cu masă M va oscila (în SCM) cu o distanță relativă maximă L = M/k și o perioadă T = 2L = 2M/k. Într-un sistem de referință care se mișcă cu β față de sistemul de referință în care sistemul $q\bar{q}$ este în repaus, distanța maximă relativă va fi $L' = L\gamma(1 - \beta) = Le^{-\gamma}$, iar perioada va fi $T' = T\gamma = T \cosh(\gamma)$, unde γ este diferența de rapiditate dintre cele două sisteme de referință [9]. În Figura 4.3 sunt prezentate scheme ale acestor oscilații în sistemele de referință menționate.

Fie un sistem $q_0\bar{q}_0$ care se fragmentează în două subsisteme prin producerea unei perechi $q_1\bar{q}_1$ în punctul (x_1, t_1) și anume, \bar{q}_0q_1 și $q_0\bar{q}_1$. După un timp o altă pereche este produsă în punctul (x_2, t_2) , astfel formându-se alte două subsisteme, un hadron \bar{q}_1q_2 și subsistemul $q_0\bar{q}_2$ ș.a.m.d. până când vor rămâne numai hadroni. Energia hadronului \bar{q}_1q_2 va fi $k(x_2 - x_1)$, iar impulsul acestuia va fi $k(t_2 - t_1)$ [9]. Punctul (x_2, t_2) trebuie să se afle pe o hiperbolă H_1 definită de:

$$(x_2 - x_1)^2 - (t_2 - t_1)^2 = m^2/k^2$$
(4.4)

sau:

$$(x_2 - x_1, t_2 - t_1) = \frac{m}{k} (\cosh y, \sinh y), \qquad (4.5)$$

unde m/k este distanța maximă dintre \bar{q}_1 și q_2 în sistemul de referință în care sistemul lor este în repaus, iar y este rapiditatea hadronului în sistemul de referință al sistemului $q_0\bar{q}_0$ [9]. Hadronii vor fi mai mult sau mai puțin ordonați în rapiditate, fapt explicat în [9]. Barionii sunt produși prin combinarea de dicuarci și cuarci [8]. În Figura 4.4 este prezentată o schemă a fragmentării descrise mai sus, iar în Figura 4.5 este prezentată o schemă de ansamblu a fragmentării corzilor.



Figura 4.3. Oscilațiile sistemului $q\bar{q}$ în diferite sisteme de referință [9].



Figura 4.4. Schemă a fragmentării sistemului $q_0 \bar{q}_0$ [9].



Figura 4.5. Schemă de ansamblu a fragmentării corzilor [9].

Distribuția de multiplicitate în rapiditate a hadronilor produși prezintă un palier central [8].

Funcția de fragmentare simetrică din modelul Lund este:

$$f(z) \propto \frac{1}{z} (1-z)^a e^{\left(-\frac{bm_{\perp}^2}{z}\right)},$$
 (4.6)

unde $a \neq b$ sunt parametri, iar m_{\perp} este masa transversală a hadronului [8].

Fragmentarea corzii prin tunelare depinde de masa transversală a cuarcului produs, probabilitatea de fragmentare prin tunelare fiind [8]:

$$P \propto e^{\left(-\frac{\pi m_{\perp q}^2}{k}\right)}.$$
(4.7)

Producerea de perechi cuarc-anticuarc sunt scalate astfel [8]:

$$u\bar{u}: d\bar{d}: s\bar{s}: c\bar{c} \approx 1:1:0.3:10^{-11}.$$
(4.8)

Cel mai distinctiv aspect al modelului Lund este includerea de gluoni în corzi, care formează noduri în acestea. Acest nod este un fel excitație locală care transportă impuls și energie. Nodul se deplasează cu viteza luminii și coarda acționează asupra lui cu o forță de două ori mai mare decât cea care acționează asupra unui cuarc din capătul corzii [9].

4.2. PHYTIA

Codul PYTHIA este cel mai des folosit cod pentru generarea Monte Carlo de ciocniri la energii înalte folosind un set de modele fenomenologice bazate pe QCD [10] pentru descrierea evoluției unui eveniment de la procesul tare în care sunt implicați puțini participanți până la starea finală multihadronică [12]. PYTHIA dispune de diferite librării și folosește diferite modele pentru tratarea etapelor descrise în introducerea acestei secțiuni [12]. PYTHIA 8 este scris în C++ și este de fapt o rescriere a precedentului cod PYTHIA 6 care a fost scris în Fortran [12]. Hadronizarea este tratată folosind modelul Lund descris în subsecțiunea anterioară [10], detalii privind tratarea celorlalte etape găsindu-se în [10]. Datele referitoare la particule provin din baza de date pentru particule elementare PDG 06 (*Particle Data Group*), iar pentru unele dezintegrări charm și beauty au fost incluse date provenite de la colaborările LHCb și DELPHI. De asemenea, au fost implementate și efecte Bose-Einstein, precum și modelul *BE*₃₂, însă acestea nu sunt folosite în mod implicit [12]. În Figura 4.6. este prezentată o schematică a etapelor ciocnirii tratate de PYTHIA.

Primul pas în tratarea ciocnirii este definirea funcțiilor de distribuție partonică care au fost descrise în secțiunea anterioară. PYTHIA folosește în mod implicit setul de

PDF CTEQ 5L. Alte seturi implementate sunt: EHLQ (1 și 2), DO (1 și 2), GRV 92L [10] etc. Lista completă de seturi și detalii referitoare la acestea se găsesc în [10].

PYTHIA dispune de diferite clase de obiecte și metode de accesare a acestor clase, detalii referitoare la acestea găsindu-se în [11]. În Figura 4.7 este prezentată o schemă a relațiilor dintre aceste clase. Rularea codului are loc în trei faze principale și anume, faza inițială în care se setează sarcinile programului cu parametrii inițiali aferenți, generarea de evenimente individuale sau bucla de evenimente și faza finală în care devin disponibile informațiile legate de evenimente [12].

Codul permite selectarea inițială a proceselor folosite în ciocnire, în Tabelul 4.1 fiind prezentate unele dintre aceste procese. Lista completă și detalii se găsesc în [12].

Cod	Proces
101	SoftQCD:nonDiffractive
102	SoftQCD:elastic
103, 104	SoftQCD:singleDiffractive
105	SoftQCD:doubleDiffractive
106	SoftQCD:centralDiffractive
111	HardQCD:gg2gg
112	HardQCD:gg2qqbar
113	HardQCD:qg2qg
114	HardQCD:qq2qq
115	HardQCD:qqbar2gg
116	HardQCD:qqbar2qqbarNew
121	HardQCD:gg2ccbar
122	HardQCD:qqbar2ccbar
123	HardQCD:gg2bbbar
124	HardQCD:qqbar2bbbar

Tabelul 4.1. Procese folosite de PYTHIA [11].



Figura 4.6. Schemă a etapelor tratate de PYTHIA [13].



Figura 4.7. Relațiile între clasele PYTHIA [12].

4.3. Software-ul LHCb

Software-ul LHCb este o suită de programe creată pentru generarea Monte Carlo de evenimente și analiza acestora, precum și analiza datelor experimentale [14]. Această suită conține sistemele: Gauss (folosit pentru simulare), Boole (digitizare), Brunel (reconstrucție), DaVinci (analiză) [14] ș.a. În cele ce urmează, vor fi descrise succint fiecare dintre sistemele menționate, o descriere mai amplă găsindu-se în [15], [16], [17], [18], [19], [20] și [21].

Sistemul GAUSS simulează evenimente LHCb, ajutând la înțelegerea condițiilor experimentului și performanțelor detectorilor. Acesta este compus din două faze și anume, faza de generare și faza de simulare [15]. Faza de generare constă în generarea de ciocniri pp și urmărirea evoluției acestora până la etapa dezintegrărilor hadronilor sau începerea propagării prin material [16]. Acest sistem folosește librării externe cum ar fi: HepMC, PYTHIA 6, LHAPDF, EvtGen, PHOTOS, HIJING, PYTHIA 8 [16] ș.a. Generarea se face rulând un singur cod care cheamă alte programe. Acestea sunt: Pile-Up tool, care calculează numărul de interacții suprapuse pentru eveniment, "Beam tool", care calculează parametrii de fascicul, "Production tool", care selectează doar evenimentele cu particule de interes, "Cut Tool", care aplică tăieri pentru interacții, "Decay tool", care tratează dezintegrarea particulelor, "Full Event Cut tool", care aplică tăieri pentru întregul eveniment și "Smearing tool" care împrăștie locația vertexului ciocnirii primare [16].

După această primă fază, evenimentele generate sunt preluate de faza de simulare care propagă particulele din starea finală prin volumul detectorilor [16].

Această fază folosește pachetul Geant4 care simulează parcursul particulelor prin materie [17]. În Figura 4.8 este prezentată o schemă a sistemului Gauss. O descriere detaliată a sistemului GAUSS se găsește în [21].

Sistemul BOOLE este un sistem de digitizare și este ultima etapă a simulării detectorilor LHCb. Acesta simulează răspunsurile detectorilor la interacțiile generate în senzorii detectorilor de Geant4 [18].

Sistemul BRUNEL realizează reconstrucția traiectoriilor și poate procesa date experimentale provenite din sistemul de achiziție de date, DAQ (*D*ata *AcQ*uisition), al LHCb sau date simulate primite de la sistemul BOOLE [19].

Sistemul DAVINCI este sistemul de analiză al experimentului LHCb și este o combinație între pachetele Stripping, Phys, Analysis și Rec [20]. Detalii referitoare la aceste sisteme se găsesc accesând link-urile aferente din [20].



Figura 4.8. Schemă a sistemului GAUSS [21].

5. Rezultate

Lucrarea de față își propune două studii ale producerii de particule în ciocniri pp la energii LHC.

Primul studiu are ca obiect fondul din distribuțiile de masă ale particulelor cu stranietate produse prin ciocniri pp la sistemul de accelerare LHC la energiile în sistemul centrului de masă de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV și 13 TeV detectate și analizate la experimentul LHCb. Scopul acestui studiu este de a proba posibilitatea izolării contribuțiilor individuale la fondul din date Monte Carlo pentru a îmbunătăți metodele de analiză a datelor experimentale.

Cel de-al doilea studiu are ca obiect producerea de particule stranii și beauty (și antiparticulele respective) în ciocniri pp la energia în sistemul centrului de masă de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Datorită faptului că nu există o descriere teoretică completă a hadronizării suntem nevoiți să ne bazăm pe modele fenomenologice pentru predicții, modele ca Modelul Lund descris în secțiunea anterioară. Datele folosite în acest studiu au fost generate cu PYTHIA 8 bazat pe Modelul Lund, metoda de lucru fiind descrisă în subsecțiunea aferentă. Ideea studiului este verificarea posibilității de separare între particule stranii și beauty produse la nivel partonic și cele produse în hadronizare. Lipsa accesului din punct de vedere experimental la nivelul partonic căruia i se adaugă și slaba înțelegere teoretică a hadronizării duce la necesitatea folosirii datelor generate MC pentru a proba existența unor metode de separare ce pot fi apoi folosite în analiza datelor experimentale. O astfel de metodă se poate dovedi a fi o unealtă puternică pentru studiul atât al hadronizării, cât și al proceselor la nivel partonic. De asemenea, în cadrul acestui studiu a mai fost tratată și comportarea jeturilor produse din stringuri care conțin cuarci beauty.

5.1. Studiul fondului din distribuții de masă

Foarte importantă pentru orice analiză LHCb este cunoașterea surselor de fond din canalele folosite pentru a-l elimina cu scopul obținerii unui semnal cât mai pur. O posibilă metodă prin care se pot obține informații referitoare la contribuțiile individuale la fond este studiul datelor MC (Monte Carlo) în ideea găsirii unei descrieri analitice a acestor contribuții care poate fi folosită apoi în analiza datelor experimentale. Datele experimentale (și MC) pentru ciocniri pp la energiile de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV și 13 TeV folosite în acest studiu sunt colectate (și generate) și apoi reconstruite cu software-ul LHCb de către colaborarea LHCb. Ulterior a fost aplicată o preselecție standard a candidaților V0, în speță barionul Λ^0 (în canalul de dezintegrare $p\pi^-$) și anti-particula sa (în canalul $\bar{p}\pi^+$) și mezonul K_s^0 (în canalul $\pi^+\pi^-$), de către grupul LHCb România din cadrul IFIN-HH (*I*nstitutul Național de Cercetare-Dezvoltare pentru *F*izică și *I*nginerie *N*ucleară – *H*oria *H*ulubei). În Figura 5.1 - 5.4 sunt prezentate comparații între distribuțiile diferitor mărimi cinematice obținute din datele experimentale și cele MC. În Figura 5.1 se observă că distribuțiile de pseudorapiditate pentru o anumită particulă au aproximativ aceeași structură și reflectă acceptanța LHCb și anume, aproximativ $2 \le \eta \le 5$. Totuși, se observă discrepanțe destul de mari și la fel, și în cazul distribuțiilor de impuls transversal.



Figura 5.1. Distribuții normalizate de pseudorapiditate pentru Λ^0 și K_S^0 .



Figura 5.2. Distribuții normalizate de impuls transversal pentru Λ^0 și K_S^0 .



Figura 5.3. Distribuții 2D normalizate de p_T și η pentru pentru Λ^0 .



Figura 5.4. Distribuții 2D normalizate de p_T și η pentru pentru K_S^0 .

În Figura 5.2 (stânga) se observă o discrepanță clară între distribuția de impuls transversal pentru date și cea pentru MC. Deși maximele au amplitudini asemănătoare, maximul pentru date este situat la aproximativ 100 MeV, în timp ce maximul pentru MC se află la aproximativ 200 MeV. Pentru kaon maximele distribuțiilor se află la aproximativ aceeași valoare, în timp ce amplitudinile diferă considerabil. În cazul ambelor particule se observă că spectrul de impuls transversal este puțin mai tare pentru date decât cel pentru MC. În figurile 5.3 - 5.4 se observă asemănarea comportamentului particulelor din date cu cel al particulelor din MC, în ciuda discrepanțelor între distribuțiile individuale.

Componenta distribuțiilor dincolo de acceptanță este determinată de Λ^0 sau K_S^0 care suferă dezintegrări în țeava fasciculului sau alte particule care suferă dezintegrări în țeava fasciculului și sunt identificate drept Λ^0 sau K_S^0 .

În figurile 5.5 - 5.10 sunt prezentate comparații ale distribuțiilor de masă obținute din date experimentale și date MC pentru Λ^0 și K_s^0 la energiile de 2.76 TeV și 13 TeV (folosind o populatie de 10^5 candidati). Distributiile de masă au fost fitate cu o funcție egală cu suma a două gaussiene și un polinom de gradul 3. Forma generală a distributiilor este asemănătoare la diferite energii si pentru datele experimentale si pentru cele MC. Lărgimile semnalelor sunt aproximativ egale, dar amplitudinile diferă între datele experimentale și MC. Toate distribuțiile prezintă un fond pronunțat, însă structura pentru datele MC este diferită de cea pentru datele experimentale. Discrepanta între distribuțiile datelor experimentale și cele MC este semnificativă și este de interes căutarea unei explicații pentru această discrepantă. Pentru aceasta am studiat diferite contribuții la fond pentru Λ^0 la 13 TeV pentru a afla care dintre ele sunt responsabile pentru discrepanta observată. Fondul pentru datele MC pentru Λ^0 pare să aibă o dependentă de masă, crescând odată cu aceasta. De asemenea, se observă și o depedentă de energia ciocnirii și pentru datele MC și pentru cele experimentale pentru ambele particule. În descrierile figurilor prin date se face referire la eșantioanele de măsurători experimentale înregistrate cu detectorul LHCb, iar prin MC (Monte Carlo) sunt indicate datele simulate folosind descrierea oficială a detectorului.



Figura 5.5. Distribuțiile de masă pentru Λ^0 la 2.76 TeV. Date (stânga) și MC (dreapta).



Figura 5.6. Distribuțiile de masă pentru Λ^0 la 13 TeV. Date (stânga) și MC (dreapta).

În Figura 5.11 este prezentată distribuția de masă pentru Λ^0 la 13 TeV (pentru întreg setul de date) cu diferitele componente ale fondului. În această figură se observă următorul fapt: componenta CCM care reprezintă suma dintre fondul combinatorial, cel reconstruit folosind trase clonă și cel datorat interacției cu materialul detectorului pare să urmărească destul de bine forma fondului din datele experimentale.



Figura 5.7. Distribuțiile de masă pentru K_s^0 la 2.76 TeV. Date (stânga) și MC (dreapta).







Figura 5.9. Distribuțiile de masă pentru Λ^0 la 2.76 TeV (stânga) și 13 TeV (dreapta).



Figura 5.10. Distribuțiile de masă pentru K_S^0 la 2.76 TeV (stânga) și 13 TeV (dreapta).

În tabelele 5.1 – 5.5 sunt prezentate valorile parametrilor de fit, unde c_1 , μ_1 , σ_1 sunt parametrii primei gaussiene, c_2 , μ_2 , σ_2 sunt parametrii celei de-a doua gaussiene, iar a_0 , a_1 , a_2 , a_3 sunt parametrii polinomului de gradul 3. Parametrul c_i pentru gaussiene este $c_i = 1/\sqrt{2\sigma^2\pi}$.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Particula	χ^2/ndf	Probabilitatea
2.76	Data	Λ^0	1057/990	0.06834
2.76	MC	Λ^0	1073/990	0.03364
13	Data	Λ^0	1027/990	0.2041
13	MC	Λ^0	1153/990	0.0002366
2.76	Data	K_S^0	1206/1115	0.02944
2.76	MC	K_S^0	1302/1115	8.368e-05
13	Data	K_S^0	1103/1112	0.567
13	MC	K_S^0	1232/1115	0.007777

Tabelul 5.1. Parametri de fit, unde ndf este numărul gradelor de libertate.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Part.	<i>C</i> ₁	μ_1	σ_1
2.76	Data	Λ^0	541.7 <u>±</u> 14.1	1116 <u>+</u> 0.0	-0.8063 ± 0.0217
2.76	MC	Λ^0	337.4 <u>+</u> 7.2	1116 <u>±</u> 0.0	0.8451 <u>±</u> 0.0215
13	Data	Λ^0	265.3 <u>+</u> 15.1	1116 <u>±</u> 0.0	0.8212 ± 0.0449
13	MC	Λ^0	373.7 <u>+</u> 5.4	1116 <u>+</u> 0.0	1.055 <u>+</u> 0.015
2.76	Data	K_S^0	390.9 <u>+</u> 10.9	498 <u>+</u> 0.0	-2.529 <u>+</u> 0.053
2.76	MC	K_S^0	500.6 <u>±</u> 8.2	497.9 <u>±</u> 0.0	2.525 ± 0.037
13	Data	K_S^0	283.8 ± 11.4	497.6 ± 0.0	2.52 ± 0.07
13	MC	K_S^0	194.1 <u>±</u> 12.7	497.6 <u>±</u> 0.1	5.382 ± 0.123

Tabelul 5.2. Parametrii primei gaussiene folosite pentru fit.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Part.	<i>C</i> ₂	μ_2	σ_2
2.76	Data	Λ^0	167.4 <u>+</u> 15.5	1116 <u>+</u> 0.0	-2.075 ± 0.082
2.76	MC	Λ^0	60.93 <u>+</u> 6.74	1116 <u>+</u> 0.1	2.525 <u>+</u> 0.145
13	Data	Λ^0	89.98 <u>+</u> 16.78	1116 <u>+</u> 0.1	2.078 <u>+</u> 0.169
13	MC	Λ^0	20.72 ± 0.91	1116 <u>+</u> 0.6	14.42 ± 1.07
2.76	Data	K_S^0	193.2 <u>+</u> 11.5	497.8 <u>±</u> 0.1	5.455 <u>+</u> 0.116
2.76	MC	K_S^0	196.7 <u>+</u> 8.6	497.7 <u>±</u> 0.0	5.668 <u>+</u> 0.083
13	Data	K_S^0	161.9 <u>+</u> 12.1	497.5 ± 0.1	5.465 <u>+</u> 0.151
13	MC	K_S^0	402.3 ± 11.9	497.9 ± 0.0	2.516 ± 0.055

Tabelul 5.3. Parametrii celei de-a doua gaussiene folosite pentru fit.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Part.	a_0	a_1
2.76	Data	Λ^0	-6720 <u>+</u> 361.3	5.951 ± 0.322
2.76	MC	Λ^0	-2555 <u>+</u> 243.2	2.281 ± 0.215
13	Data	Λ^0	-3571 <u>+</u> 414.9	3.404 <u>+</u> 0.371
13	MC	Λ^0	-651.5 <u>+</u> 5.2	0.5624 ± 0.0019
2.76	Data	K_S^0	-209.1 <u>+</u> 49.8	0.2122 ± 0.1034
2.76	MC	K_S^0	-3654 <u>+</u> 1.4	21.54 ± 0.00
13	Data	K_S^0	-129.5 <u>+</u> 60.4	0.4243 ± 0.1259
13	MC	K_S^0	-246.6 <u>+</u> 49.5	0.4078 ± 0.1025

Tabelul 5.4. Parametrii polinomului de gradul 3 folosit pentru fit.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Part.	<i>a</i> ₂	a_3
2.76	Data	Λ^0	0.004808 ± 0.000293	$-4.203 \cdot 10^{-6} \pm 2.608 \cdot 10^{-7}$
2.76	MC	Λ^0	0.001481 ± 0.000201	$-1.297 \cdot 10^{-6} \pm 1.780 \cdot 10^{-7}$
13	Data	Λ^0	0.002338 ± 0.000332	$-2.201 \cdot 10^{-6} \pm 2.965 \cdot 10^{-7}$
13	MC	Λ^0	-0.000105 ± 0.000001	$1.578 \cdot 10^{-7} \pm 3.845 \cdot 10^{-9}$
2.76	Data	K_S^0	0.002272 <u>+</u> 0.000195	$-3.484 \cdot 10^{-6} \pm 4.012 \cdot 10^{-7}$
2.76	MC	K_S^0	-0.04182 <u>+</u> 0.00001	$2.688 \cdot 10^{-5} \pm 1.1132 \cdot 10^{-8}$
13	Data	K_S^0	0.0006812 ± 0.0002335	$-1.705 \cdot 10^{-6} \pm 4.836 \cdot 10^{-7}$
13	MC	K_S^0	0.001915 ± 0.000195	$-3.254 \cdot 10^{-6} \pm 4.000 \cdot 10^{-7}$

Tabelul 5.5. Parametrii polinomului de gradul 3 folosit pentru fit.

\sqrt{s} (TeV)	Setul	Part.	a_1/a_3	a_2/a_3
2.76	Data	Λ^0	$-1.42 \cdot 10^{6}$	$-1.14 \cdot 10^3$
2.76	MC	Λ^0	$-1.76 \cdot 10^{6}$	$-1.14 \cdot 10^3$
13	Data	Λ^0	$-1.55 \cdot 10^{6}$	$-1.06 \cdot 10^3$
13	MC	Λ^0	$-3.56 \cdot 10^{6}$	$-0.67 \cdot 10^3$
2.76	Data	K_S^0	$0.06 \cdot 10^{6}$	$-0.65 \cdot 10^3$
2.76	MC	K_S^0	$-0.80 \cdot 10^{6}$	$-15.56 \cdot 10^{3}$
13	Data	K_S^0	$-0.25 \cdot 10^{6}$	$-0.40 \cdot 10^3$
13	MC	K_S^0	$-0.13 \cdot 10^{6}$	$-0.59 \cdot 10^3$

Tabelul 5.6. Rapoarte ale parametrilor polinomului de gradul 3 folosit pentru fit.

Definiția clonelor de reconstrucție de la experimentul LHCb este următoarea: o clonă este o sub-trasă sau o copie a altei trase. Dacă două trase au în comun cel puțin 70% dintre interacțiile dinn VELO și cel puțin 70% dintre interacțiile din stațiile T1-T3 atunci una dintre ele este o clonă a celeilalte [22]. Componentele care par a contribui masiv la discrepanță sunt componentele de K_S^0 și alte particule greșit reconstruite drept Λ^0 . În Figura 5.12 acest fapt devine și mai evident.



Figura 5.11. Distribuția de masă normalizată pentru Λ^0 la 13 TeV. All DATA reprezintă întregul set de date experimentale, All MC întregul set de date MC, Signal semnalul, K_S^0 componenta de fond provenită din identificarea greșită a lui K_S^0 , Other componenta de fond provenită din identificarea greșită a tuturor celorlalte particule posibile, iar Sig. corr. componenta din CCM corelată cu semnalul (una dintre fiice provine dintr-un Λ^0). Componenta CCM este explicitată mai sus în text.



Figura 5.12. Distribuția de masă normalizată pentru Λ^0 la 13 TeV. Componentele au fost explicitate în descrierea figurii 5.11.

După cum se poate observa în figurile 5.11 - 5.12 fondul provenit din reconstruția greșită a altor particule drept Λ^0 are o dependență puternică de masă.

Principala contribuție la discrepanța dintre fondul din datele experimentale și cel din date MC este cea a identificării greșite a mezonului K_S^0 .

5.2. Studiul particulelor cu stranietate și beauty

Seturile de date folosite în acest studiu au fost generate cu PYTHIA 8, generator bazat pe Modelul Lund, folosind diferiți parametri de intrare ce vor fi specificați în cele ce urmează. Energia ciocnirii pp în sistemul centrului de masă folosită este de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Datele folosite în studiul particulelor cu stranietate au fost obținute prin generarea cu clasa de procese HardOCD:all activată care reprezintă suma tuturor proceselor HardQCD cu codurile 111-116 descrise în secțiunea anterioară. Datele folosite în studiul particulelor cu beauty au fost generate cu clasa de procese HardQCD:hardbbbar activată care reprezintă suma dintre procesele cu codurile 123-124. În ambele cazuri s-a setat o tăiere inițială de pTHatMin = 5 GeV care reprezintă impulsul transversal minim în sistemul centrului de masă al particulelor emergente din subprocese tari de tipul $2 \rightarrow 2$ [11]. De asemenea s-a mai setat o tăiere de impuls transversal în sistemul laboratorului de minimum 5 GeV. Pentru studiul structurilor de jet beauty s-au folosit două valori ale pTHatMin și anume, 5 GeV și 20 GeV, fără nici o constrângere ulterioară de impuls transversal în sistemul laboratorului. De asemenea, pentru acest studiu al jeturilor am folosit o tăiere de distanță a vertexului de dezintegrare față de vertexul de producere de 0.2 mm pentru particulele produse în hadronizare pentru a elimina stările rezonante. Particulele de interes sunt cele cu stranii sau beauty produse în perechi în subprocesul tare sau produse de un gluon produs în subprocesul tare. De asemenea, și perechi de particule cu stranietate sau beauty care intră în subprocesul tare sunt de interes. După producerea particulelor de interes se urmărește propagarea acestor particule prin etapele de generare descrise în secțiunea 4 până la etapa hadronizării folosind metodele disponibile în PYTHIA 8. În faza imediat următoare hadronizării stringului fragmentat care a continut particula de interes se selectează trei hadroni cu cele mai mari impulsuri transversale. Pentru studiul stranietății s-a mai impus un prag suplimentar asupra impulsului transversal al hadronilor de 1 GeV. Justificarea folosirii proceselor HardQCD (procese QCD tari) și a tăierilor restrictive în impuls transversal se face prin faptul că este posibil ca separarea stranietății sau beauty produse la nivel partonic de cele produse în hadronizare să fie realizată mai ușor în aceste condiții cinematice extreme.

Studiul separării se face independent pe fiecare dintre cazuri, dar totodată și comparativ, prin analiza distribuțiilor diferitor mărimi cinematice. Dacă în cazul particulelor beauty separarea este intuitivă, nu se întămplă la fel și pentru cele cu stranietate după cum va fi arătat în cele ce urmează. Motivul pentru care separarea în cazul beauty este intuitivă este faptul că producerea de cuarci beauty în procesul de hadronizare este extrem de improbabilă, fiindcă probabilitatea acestui proces este direct proporțională cu $e^{(-(\pi m_{\perp q}^2)/k)}$, unde m_T este masa transversală a cuarcului (ceea ce se traduce în cazul de față într-o valoare de aproximativ 7 GeV), așa cum a fost descris în secțiunea anterioară. Astfel, este de așteptat ca în procesul de hadronizare să se producă, de obicei, maximum un hadron *b* și anume, unul care conține cuarcul inițial *b*.

Mărimile cinematice analizate sunt impulsul transversal, p_T , pseudorapiditatea, η , rapiditatea y, și distanța unghiulară între două particule, $R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$, unde $\Delta \eta$ și $\Delta \phi$ sunt diferențele între pseudorapiditatea și unghiul azimutal ale celor două particule [27]. De asemenea s-au analizat diferențele de mărimi cinematice între cuarcul inițial și hadron: Δp_T , $\Delta \eta$ și Δy . Rapiditatea este definită (în sistemul natural de unități în care $\hbar = c = 1$) ca:

$$y = \frac{1}{2} ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right), \tag{5.1}$$

unde *E* este energia totală, iar p_L este impulsul longitudinal [23]. Pseudorapiditatea este definită, tot în sistemul natural de unități, ca:

$$\eta = \frac{1}{2} ln \left(\frac{|\boldsymbol{p}| + p_L}{|\boldsymbol{p}| - p_L} \right)$$
(5.2)

sau

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right],\tag{5.3}$$

unde p este componenta spațială a cuadri-impulsului, p_L este impulsul longitudinal, iar θ este unghiul dintre vectorul impuls și axa fasciculului [24]. Pentru particule ultrarelativiste aceste mărimi cinematice sunt aproximativ egale, $y \approx \eta$ [23].

În cele ce urmează se va face referire la cuarcul de interes, al cărei propagări a fost urmărită de-a lungul etapelor ciocnirii, prin termenul de cuarc inițial.

Definim hadron asociat ("matched") cuarcului inițial acel hadron care conține minimum un cuarc de același tip ca cel inițial. În aceeași idee, definim hadron neasociat ("unmatched") cuarcului inițial acel hadron care nu conține nici un cuarc de același tip ca cel inițial. De asemenea, când se folosește termenul simplu de hadroni se face referire la toți hadronii produși din fragmentarea stringului care a conținut cuarcul inițial, indiferent de componența de cuarci.

Hadronii de ordinul 1 ("leading order"), ordinul 2 ("second order") și ordinul 3 ("third order") sunt definiți în funcție de locul lor în ierarhia valorilor impulsurilor transversale. Astfel, hadronul de ordinul 1 este hadronul cu cel mai mare impuls transversal, hadronul de ordinul 2 este hadronul cu al doilea cel mai mare impuls transversal și analog pentru hadronul de ordinul 3.

Mărimile ale căror notații conțin superscriptul *par* sunt ale partonilor, iar cele care conțin superscriptul *had* sunt ale hadronilor.

În cazul distanțelor unghiulare notația simplă, R, este notația pentru distanța unghiulară între hadronul de ordinul 1 și un hadron oarecare din restul evenimentului,

iar notația, R_{ij} , este notația pentru distanța unghiulară între hadronul de ordinul *i* și hadronul de ordinul *j*.

În figurile 5.13 - 5.21 sunt prezentate diferite distribuții de mărimi cinematice pentru cuarcii initiali b, s și pentru hadroni. În Figura 5.13 se poate observa clar tăierea de 5 GeV în impuls transversal în sistemul laboratorului (SL) menționată mai sus. De asemenea, în Figura 5.14 (dreapta) se observă tăierea de 1 GeV în impuls transversal în SL pentru hadroni. În Figura 5.14 (stânga) se observă o structură cu maximul în jurul valorii de 6 GeV, structură asociată hadronilor b care conțin cuarcul inițial b, așa cum se observă foarte clar din Figurile 5.15 (stânga) și 5.20 (stânga). Acest fapt sugerează destul de clar că hadronii b moștenesc proprietățile cinematice ale cuarcului b inițial, facilitând și mai mult separarea. În cazul stranietății se observă că distribuția de impuls transversal pentru hadroni din Figura 5.14 (dreapta) prezintă un maxim în jurul valorii de 2 GeV. De asemenea, din Figura 5.15 (dreapta) și din Figura 5.20 (dreapta) nu reiese nici o corelație clară între proprietățile cinematice ale cuarcului inițial și hadroni în cazul stranietății. În Figura 5.16 se observă o structură asemănătoare ale distribuțiilor de pseudorapiditate pentru cuarci și pentru hadroni într-un interval central de $-5 \le \eta \le 5$, însă se observă efecte de margini pentru ambele cazuri. Efectele sunt mult mai intense pentru particulele beauty fată de cele stranii. În ambele cazuri efectele pot fi datorate într-o anumită măsură transportului de număr barionic net, care trebuie să se conserve pe directia fasciculului, ceea ce se traduce în valori mari ale pseudorapidității. O altă cauză pentru efectele de margini în cazul stranietății este faptul că spectrul de impuls transversal este mult mai moale pentru hadroni decât pentru cuarcii inițiali. Intensitatea mult mai mare a efectelor de margini în cazul beauty ar putea fi explicată de faptul că hadronii b preiau cea mai mare parte din impulsul transversal disponibil în string și astfel, hadronii neasociati vor prelua impulsuri transversale mici, asa cum reiese si din Figura 5.20 în care se observă că maximul distribuției de impuls transversal pentru hadronii neasociați este în jurul valorii de 1 GeV față de maximul de 6 GeV pentru cei asociați. Această moliciune a spectrului de impuls transversal se traduce în valori mari pentru pseudorapiditate, la fel ca și în cazul stranietății, cu precizarea că mult mai mulți hadroni vor avea asemenea valori în cazul beauty față de cazul stranietății (în care distribuția de impuls transversal pentru hadronii neasociați prezintă un maxim în jurul valorii de 2 GeV față de 1 GeV în cazul beauty). Aceleași remarci sunt valabile și pentru distribuțiile de rapiditate din Figura 5.17, rapiditatea și pseudorapiditatea fiind mărimi strâns înrudite prin definiție, înrudire căreia i se adaugă și faptul că pentru energiile particulelor implicate valorile acestor mărimi ar trebui să fie aproximativ egale. Văile adânci de la pseudorapidități mici în cazul beauty sunt cauzate de masa mare a cuarcului b si mecanismele diferite de producere. În Figura 5.19 se observă usor separarea hadronilor b asociați care se regăsesc în structura cuprinsă în intervalele $4 \le p_T \le 10$ și $0 \le \eta \le 5$, spre deosebire de hadronii s în a căror distribuție nu este discernabilă nici o structură. Figura 5.20 (dreapta) arată clar faptul că distribuția de impuls transversal a hadronilor asociați se află sub curba distribuției celor neasociați și deci, nu este posibilă separarea celor doua componente pe baza impulsului transversal ca în cazul beauty.



Figura 5.13. Distribuții de p_T pentru cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.14. Distribuții de p_T pentru hadronii produși din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.15. Distribuțiile de p_T din figurile 5.13 – 5.14 suprapuse pentru cuarci *b* (stânga), *s* (dreapta) și hadroni din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.16. Distribuții de η pentru cuarci *b* (stânga), *s* (dreapta) și hadroni din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.17. Distribuții de *y* pentru cuarci *b* (stânga), *s* (dreapta) și hadroni din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.18. Distribuții 2D de p_T și η pentru cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.19. Distribuții 2D de p_T și η pentru hadroni produși din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).



Figura 5.20. Distribuții de p_T cu contribuții individuale pentru hadroni din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).

În Tabelul 5.7 sunt prezentate rapoarte ale multiplicităților diferitor categorii de partoni, unde N_{tot} este numărul total de partoni de interes produși, N_{seen} este numărul

Universitatea din București, Facultatea de Fizică, 2016

total de partoni pentru care există minimum un hadron care satisface condiția de impuls transversal (dacă există), N_{mat} este numărul de partoni pentru care există minimum un hadron asociat care satisface condiția de impuls transversal (dacă există), N_1 este numărul de partoni pentru care există hadroni asociați de maximum ordin 1 și analog pentru N_2 și N_3 . Pentru *b* raportul N_{seen}/N_{tot} ar trebui să fie egal cu unitatea, fiindcă nu există nici o condiție pentru hadroni. Discrepanța observată se datorează erorilor generatorului.

Tipul de	N _{seen}	N _{mat}	<i>N</i> ₁	<i>N</i> ₂	<i>N</i> ₃
cuarc	N _{tot}	N _{tot}	$\overline{N_{tot}}$	$\overline{N_{tot}}$	$\overline{N_{tot}}$
b	0.9999	0.9963	0.9683	0.0250	0.0029
S	0.9981	0.6356	0.4298	0.1491	0.0565

Tabelul 5.7. Rapoarte ale multiplicităților diferitor categorii de partoni.

Din acest tabel, ca și din Figura 5.21 se observă imediat că vasta majoritate a hadronilor *b* sunt de ordin 1, cazurile în care sunt de ordin 2 sau 3 fiind cel mai probabil cazuri extrem radiative. În cazul stranietății, maximul distribuției de impuls transversal pentru hadronii asociați de ordin 1 este în jurul valorii de 4 GeV, pentru cei de ordin 2 în jurul valorii de 2 GeV, iar pentru cei de ordin 3 în jurul valorii de 1.5 GeV. Această valoare a maximului pentru hadronii *s* asociați de ordin 1 sugerează o anumită corelație cu distribuția cuarcului inițial, spre deosebire de cei de ordin 2 sau 3 ale căror maxime se află în jurul maximului distribuției hadronilor neasociați (Figura 5.20).



Figura 5.21. Distribuții de p_T cu contribuții individuale pentru hadroni asociați din fragmentarea stringurilor care au conținut cuarci *b* (stânga) și *s* (dreapta).

În figurile 5.22 – 5.28 sunt prezentate distribuții de diferențe de mărimi cinematice între partonul inițial și hadroni, distribuții de distanțe unghiulare între hadroni și diferite distribuții bidimensionale de mărimi cinematice. În Figura 5.22 sunt prezentate distribuțiile de $\Delta p_T = p_T^{par} - p_T^{had}$. În cazul beauty se observă că distribuția hadronilor asociați de ordin 1 este centrată pe un maxim în jurul valorii de 0.5 GeV, iar cea a celor neasociați are un maxim în jurul valorii de 4.5 GeV, fiind însă deplasată puternic către valori mari. Acestea reconfirmă ipoteza de moștenire de către hadronii *b* a proprietăților cinematice ale cuarcului *b* inițial. Pentru stranietate (fig. 5.22, dreapta)

distribuția hadronilor asociați de ordin 1 prezintă un maxim în jurul valorii de 3 GeV cu o puternică asimetrie către valori mici, în timp ce distribuția hadronilor neasociați are un maxim în jurul valorii de 4 GeV cu o considerabilă asimetrie către valori mari. Distribuțiile hadronilor asociați de ordin 2 și 3 au maxime în jurul valorii de 4 GeV, de asemenea cu o asimetrie către valori mici. Și în cazul acesta se poate vorbi de o anumită corelație între impulsul transversal al cuarcilor inițiali și cel al hadronilor asociați. Distribuțiile de diferențe de rapiditate și pseudorapiditate între cuarcii inițiali și hadroni din figurile 5.22 – 5.23 sunt toate centrate pe valoarea 0. În cazul beauty se observă încă o dată diferența frapantă între proprietățile cinematice ale hadronilor asociați și cele ale hadronilor neasociați. Pentru hadronii asociați distribuțiile sunt relativ înguste, fiind aproximativ cuprinse în intervalul $-1 \le \Delta \eta, \Delta y \le 1$, iar cele pentru hadronii neasociați sunt foarte largi, depăsind 4 în valoare absolută. Distribuțiile hadronilor s neasociați diferă ca formă de cele ale hadronilor b neasociati, având maximul central mult mai pronunțat. Deși distribuția pentru hadronii s asociați se află sub curba distribuției celor neasociați (spre deosebire de cazul beauty), aceasta este foarte asemănătoare cu distribuția hadronilor b asociați, în sensul că ambele distribuții au maximul central foarte pronunțat și lărgimi relativ mici. Acest fapt sugerează încă o dată o corelație între proprietățile cinematice ale cuarcilor *s* inițiali și cele ale hadronilor asociați. În Figura 5.25 (stânga) se observă foarte clar separarea cinematică între hadronii b asociați și cei neasociați, precum și propagarea informației cinematice, practic nemodificată, a partonului inițial dincolo de hadronizare, structura a cărei axă are panta de aproximativ 45° fiind determinată de hadronii asociați, iar cea a cărei axă e paralelă cu axa x este determinată de hadronii neasociați. În aceeași figură (dreapta) se observă pentru stranietate că distributia are o axă de simetrie cu panta de aproximativ 30°, datorată hadronilor asociati, și o regiune cu amplitudini general mai mari de-a lungul unei axe aproximativ paralelă cu axa x situată la aproximativ 3 GeV pe axa y, datorată hadronilor neasociați. Deși separarea nu este clară ca în cazul beauty, această structură a distribuției indică o corelație între proprietățile cinematice ale cuarcilor s inițiali și hadronii asociati.

În Figura 5.26 sunt prezentate distribuțiile distanțelor unghiulare între hadronii de ordin 1 și cei de ordin 2 sau 3. Se observă că distanțele unghiulare sunt mai mari în cazul beauty, ceea ce era de așteptat, având în vedere cele discutate anterior. În figurile 5.27 - 5.28 sunt prezentate distribuțiile bidimensionale de distanță unghiulară și impuls transversal al partonului inițial. Se observă atât pentru stranietate, cât și pentru beauty, că distanțele unghiulare scad ușor cu creșterea impulsului transversal al partonului inițial.

În Figura 5.29 sunt prezentate distribuții ale distanței unghiulare dintre hadronul de ordin 1 și ceilalți hadroni din eveniment pentru cazul beauty produsă cu tăieri de pTHatMin=5 GeV și 20 GeV. În Figura 5.30 sunt prezentate distribuții bidimensionale de diferențe de pseudorapiditate, $\Delta \eta$, și diferențe de unghi azimutal, $\Delta \phi$. Pentru a putea fi mai facilă observarea structurilor distribuțiilor, acestea au fost prezentate și separat în figurile 5.31 – 5.32.



Figura 5.22. Distribuții de Δp_T pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta), unde $\Delta p_T = p_T^{par} - p_T^{had}.$



Figura 5.23. Distribuții de $\Delta \eta$ pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta), unde $\Delta \eta = \eta^{par} - \eta^{had}$.



Figura 5.24. Distribuții de Δy pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta), unde $\Delta y = y^{par} - y^{had}.$



Figura 5.25. Distribuții 2D de p_T^{had} și p_T^{par} pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta).



Figura 5.26. Distribuții de distanță unghiulară, *R*, pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta).



Figura 5.27. Distribuții 2D de distanța unghiulară, R_{12} , și p_T^{par} pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta).



Figura 5.28. Distribuții 2D de distanța unghiulară, R_{13} , și p_T^{par} pentru beauty (stânga) și stranietate (dreapta).



Figura 5.29. Distribuții de distanță unghiulară, *R*, între hadronul asociat de ordin 1 și restul hadronilor din eveniment pentru pTHatMin=5 GeV (stânga) și 20 GeV (dreapta).



Figura 5.30. Distribuții bidimensionale de $\Delta \eta$ și $\Delta \phi$ între hadronul asociat de ordin 1 și restul hadronilor din eveniment pentru pTHatMin=5 GeV (stânga) și 20 GeV (dreapta).



Figura 5.31. Distribuții bidimensionale de $\Delta \eta$ și $\Delta \phi$ între hadronul asociat de ordin 1 și restul hadronilor din eveniment pentru pTHatMin=5 GeV.



Figura 5.32. Distribuții bidimensionale de $\Delta \eta$ și $\Delta \phi$ între hadronul asociat de ordin 1 și restul hadronilor din eveniment pentru pTHatMin=20 GeV.

Hadronii ale căror direcții de mișcare formează o regiune conică în jurul direcției de mișcare a hadronului *b* de ordin 1 formează așa numitele jeturi beauty. Pentru ca un hadron să facă parte din jet distanța unghiulară între acesta și hadronul de ordinul 1 trebuie să fie mai mică de 0.5 sau 0.7 cu condiția ca direcția de mișcare a hadronului să aproximeze axa jetului [25] [27] [28].

În Figura 5.29 se observă cum se ridică regiunea R < 0.7 odată cu creșterea parametrului pTHatMin. În ambele distribuții se observă o structură de "genunchi" în regiunea $2 \le R \le 4$ datorată conservării impulsului.

În Figura 5.30 distribuțiile bidimensionale prezintă structuri de "vârfuri" centrate pe $\Delta \phi = 0$ și $\Delta \eta = 0$. Forma acestor structuri de "vârfuri" depinde de deschiderea conului jeturilor. Cu cât sunt mai înalte și mai puțin largi, cu atât jetul este mai colimat.

În figurile 5.30 – 5.32 se observă foarte clar dependența colimării jeturilor de parametrul pTHatMin, parametru care indică "tăria" procesului tare. Cu cât crește acest parametru, cu atât jeturile devin mai colimate.

6. Concluzii

Având în vedere înțelegerea teoretică limitată a proceselor la nivel partonic și, cu atât mai mult, a proceselor implicate în hadronizare, descrierea acestora se realizează cu modele fenomenologice care reușesc mai mult sau mai puțin să ofere predicții fidele.

Studiul distributiilor de masă a candidatilor V0 de la experimentul LHCb a relevat o discrepanță între structura fondului din datele experimentale și cea a fondului din date Monte Carlo. Deși este relativ facilă separarea contribuțiilor individuale la fond pentru datele Monte Carlo, separarea în cazul datelor experimentale este foarte dificilă în lipsa unei decelări complete între particulele corect reconstruite și cele greșit reconstruite. S-a reușit izolarea cu succes a unor contribuții la fond din datele Monte Carlo și anume, contribuția kaonilor $K_{\rm S}^0$ greșit reconstruiți drept Λ^0 , care reprezintă contribuția principal responsabilă pentru discrepanța între structura fondului din date și cea a fondului din MC, contribuția tuturor celorlalte particule greșit reconstruite drept Λ^0 , contributia fondului combinatorial si cel provenit din clonele de reconstructie, precum și contribuția fondului combinatorial corelat cu semnalul. S-a observat o dependență a fondului de energia ciocnirii atât în cazul datelor experimentale, cât și cele MC, dependentă reflectată în cresterea și schimbarea structurii fondului odată cu energia ciocnirii. De asemenea, s-a observat o dependentă clară a fondului total din datele MC de masă. Această dependență pentru fondul total provine din dependența puternică de masă invariantă a contribuțiilor particulelor greșit identificate drept Λ^0 , cu precădere cea a kaonului K_{S}^{0} . Faptul că se pot separa contribuțiile la fondul MC și se pot descrie dependențele acestora sugerează posibilitatea găsirii unei descrieri analitice a acestor contribuții ce pot ajuta la elaborarea unor metode de separare a contribuțiilor fondului din date experimentale pentru a-l elimina și astfel, a obține un semnal cu puritate cât mai mare.

Cel de-al doilea studiu confirmă ipoteza inițială conform căreia beauty produsă în hadronizare este practic inexistentă, datorită probabilității extrem de mici de producere de cuarci *b* în acest proces. Pentru stranietate s-au observat corelații între impulsul transversal al cuarcilor inițiali și cel al hadronilor asociați. Pentru distribuțiile de rapiditate și pseudorapiditate s-au observat efecte de margini și pentru beauty și pentru stranietate. Acestea sunt cauzate de transportul de număr barionic net la rapidități sau pseudorapidități mari și de moliciunea spectrului de impuls transversal al hadronilor relativ la cel al partonilor. Indiciile cele mai clare ale separării pentru stranietate vin din distribuțiile care implică mărimi cinematice ale partonilor. Din păcate, acestea nu pot fi incluse într-o metodă de separare pentru date experimentale, experimentul neavând acces la procesele de la nivelul partonic. Per ansamblu studiul separării stranietății produsă în hadronizare de cea produsă la nivel partonic în stadiul actual este neconcludent, însă continuarea acestuia va reprezenta obiectul unei activități de cercetare ulterioare finalizată cel mai probabil prin elaborarea unui articol științific în care vor fi incluse rezultatele finale. Jeturile din fragmentarea beauty prezintă o dependență puternică de parametrul pTHatMin care reflectă "tăria" procesului tare. Acestea devin cu atât mai colimate, cu cât acest parametru crește. În distribuțiile bidimensionale de $\Delta \eta$ și $\Delta \phi$ s-au observat structuri de "creste" și "vârfuri", cele din urmă reflectând structura jetului. În distribuțiile de distanță unghiulară se observă o structură de "genunchi" prezentă pentru ambele valori ale pTHatMin. De asemenea, se observă cum numărul de particule din jet crește odată cu parametrul pTHatMin.

Bibliografie

- [1] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. et al., The LHCb detector at the LHC, JINST 3 (2008) S08005.
- [2] LHCb collaboration, R. Aaij et al., LHCb detector performance, Int. J. Mod. Phys. A30 (2015) 1530022, arXiv:1412.6352.
- [3] Nachtmann, Otto, A Lahee, şi W Wetzel. Elementary Particle Physics: Concepts and Phenomena. Berlin: Springer, 1990.
- [4] Michiel Botje. Lecture notes Particle Physics II : Quantum Chromo Dynamics,8. The Structure of the Proton. Nikhef, Science Park, Amsterdam, 3 decembrie, 2013.

http://www.nikhef.nl/~h24/qcdcourse/section-8.pdf

- [5] Torbjörn Sjöstrand, Particle Physics Phenomenology: 1. Introduction and Monte Carlo techniques. Lund, 27 ianuarie 2015. http://home.thep.lu.se/~torbjorn/ppp2015/lec1.pdf
- [6] http://www.scholarpedia.org/article/Parton_shower_Monte_Carlo_event_generat ors
- [7] Torbjörn Sjöstrand, Particle Physics Phenomenology: 3. Evolution equations and final-state showers. Lund, 10 februarie 2015
 http://home.thep.lu.se/~torbjorn/ppp2015/lec3.pdf
- [8] Torbjörn Sjöstrand, Particle Physics Phenomenology: 7. Hadronization. Copenhaga, 6 octombrie 2011. http://home.thep.lu.se/~torbjorn/ppp2011/lec7.pdf
- [9] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman şi T. Sjöstrand. Parton fragmentation and string dynamics. Physics Reports 97, 1983.
- [10] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [11] PYTHIA 8 Online Manual http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia81html/Welcome.html
- [12] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia81html/pythia8100.pdf
- [13] T. Sjöstrand, Soft QCD (and PYTHIA), ATLAS SM Workshop, Annecy, 4 februarie 2015.
 - http://home.thep.lu.se/~torbjorn/talks/annecy15.pdf
- [14] LHCb Computing Home Page http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/
- [15] The Gauss Project http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/
- [16] http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/generator/
- [17] The LHCb installation of the GEANT4 toolkit http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/geant4/
- [18] The BOOLE Project

http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/

- [19] The BRUNEL Project http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/
- [20] The DAVINCI Project http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/
- [21] I. Belyaev et al., Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework, J. Phys. Conf. Ser. 331 (2011) 032047.
- [22] E. Rodrigues, Dealing with Clones in the Tracking, LHCb Note 2006-057 Tracking, Noiembrie 2006.
- [23] E. Daw, Lecture 7 Rapidity and Pseudorapidity, 23 martie 2012. http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.p df
- [24] C. Y, Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions. Singapore: World Scientific, 1994. http://www.worldscientific.com/doi/suppl/10.1142/1128/suppl_file/1128_chap2 _4.pdf
- [25] G. Salam, Jets at LHCb, CERN, 21 ianuarie 2011. https://gsalam.web.cern.ch/gsalam/talks/repo/2011-lhcb-jets.pdf
- [26] http://www.niklasroy.com/project/174/psba
- [27] S. D. Ellis, Implementing Jet Algorithms: A Practical Jet Primer, West Coast LHC Theory Network, U.C. Davis, decembrie 2006. http://particle.physics.ucdavis.edu/seminars/data/media/2006/dec/ellis.pdf
- [28] D. Soper, Jet Definitions, U.C. Davis, decembrie 2006. http://particle.physics.ucdavis.edu/seminars/data/media/2006/dec/soper.pdf