Potraga za rezonancijama u konačnim stanjima s dva hadronska mlaza na masama ispod 1 TeV u proton-proton sudarima na energiji centra mase od 13 TeV na Velikom hadronskom sudarivaču

Bajan, Lucija

Master's thesis / Diplomski rad

2016

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:993394

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-28**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Lucija Bajan

POTRAGA ZA REZONANCIJAMA U KONAČNIM STANJIMA S DVA HADRONSKA MLAZA NA MASAMA ISPOD 1 TeV U PROTON-PROTON SUDARIMA NA ENERGIJI CENTRA MASE OD 13 TeV NA VELIKOM HADRONSKOM SUDARIVAČU

Diplomski rad

Zagreb, 2016.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKI

Lucija Bajan

Diplomski rad

Potraga za rezonancijama u konačnim stanjima s dva hadronska mlaza na masama ispod 1 TeV u proton-proton sudarima na energiji centra mase od 13 TeV na Velikom hadronskom sudarivaču

Voditelj diplomskog rada: Dr. sc. Dinko Ferenček

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2016.

Zahvaljujem se cijeloj CMS grupi na Institutu Ruđer Bošković što su me tako lijepo primili, te mi omogućili izradu ovog diplomskog rada. Posebno se zahvaljujem svojem mentoru, dr. sc. Dinku Ferenčeku, na svom prenesenom znanju, velikom trudu i strpljenju koje je imao sa mnom, te na svim konstruktivnim savjetima i kritikama koje su mi pomogle pri izradi ovog rada. Hvala roditeljima, sestrama Ani i Esteri, te svim mojim prijateljima što su mi bili ogromna potpora, posebno tokom studija.

Sažetak

Krajem 2015. godine kolaboracije CMS i ATLAS objavile su rezultate analize spektra mase dva fotona koji ukazuju na moguće postojanje nove čestice na masi od oko 750 GeV. Analizirani podaci prikupljeni su u sudarima protona na energiji centra mase od 13 TeV tijekom 2015. godine u drugoj fazi rada Velikog hadronskog sudarivača. Iako globalna signifikantnost opaženog viška događaja na masi od 750 GeV na svakom od eksperimenata zasebno nije bila vrlo visoka, činjenica da se pojavila kod oba eksperimenta pobudila je veliko zanimanje u znanstvenoj zajednici.

Indikacije za novu česticu dosad su uočene samo u kanalu raspada s dva fotona. Međutim, izgledno je da bi se nova čestica, ukoliko postoji, trebala raspadati i u hadronska konačna stanja, primarno u dva hadronska mlaza. U ovom radu prezentirana je potraga za rezonancijama koje se raspadaju na dva hadronska mlaza u konačnom stanju. Analizirani podaci prikupljeni su CMS detektorom u sudarima protona na energiji centra mase od 13 TeV tijekom 2015. godine korištenjem takozvane scouting tehnike prikupljanja podataka te odgovaraju integriranom luminozitetu od 1.9 fb^{-1}. Kako bi provjerili postoje li naznake nove fizike, proučen je spektar invarijantne mase dva hadronska mlaza, čija je glatkoća potom provjerena. Postavljene su gornje granice na udarne presjeke signala s razinom pouzdanosti od 95 %, te su isključeni rasponi masa čestica predviđenih raznim teorijskim modelima. Koristeći metodu b-označavanja, proučili smo konačna stanja obogaćena b mlazovima.

Search for dijet resonances at masses below 1 TeV in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV at the Large Hadron Collider

Abstract

At the end of 2015, the CMS and ATLAS collaborations announced the results of an analysis of a diphoton mass spectrum which indicated possible existence of a new particle at a mass of about 750 GeV. The analyzed data were collected in proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV during Run 2 of the LHC in 2015. Although the global significance of the observed excess of events at a mass of 750 GeV in each of the experiments individually was not very high, the fact that it occurred in both experiments has generated significant interest in the scientific community.

Indications for the new particle have been observed only in the diphoton channel. However, it is likely that the new particle, if it exists, should decay to hadronic final state, primarily dijets. In this thesis we present a search for resonances decaying into dijet final states. The analyzed data were collected by the CMS detector in proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV during 2015 using the so-called scouting technique of data collection. It corresponds to an integrated luminosity of 1.9 fb^{-1}. To check for indications of new physics, the dijet mass spectrum is studied and its smoothness is tested. We set 95% confidence level upper limits on the signal cross section and exclude specific mass ranges for particles predicted by various theoretical models. Using b-tagging methods, we have also studied the final states enriched in b jets.

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Teorijski uvod **3**
2.1 Kvantna kromodinamika - teorija jake interakcije 3
2.1.1 Baždarna invarijantnost kvantne kromodinamike 3
2.1.2 Zatočenje kvarkova i gluona 5
2.1.3 Asimptotska sloboda i promjenjiva jakost vezanja 6
2.1.4 Proton kao složena čestica 7
2.1.5 Sudari hadrona na ubrzivačima 8
2.1.6 Udarni presjek sudara dva hadrona 9
2.2 Teorijski modeli rezonancije na 750 GeV 11

3 Eksperimentalni postav **13**
3.1 Veliki hadronski sudarivač 13
3.2 Detektor CMS 16
3.2.1 Dijelovi detektora CMS 17
3.3 Prikupljanje i distribucija podataka 21

4 Rekonstrukcija događaja **23**
4.1 Particle-flow rekonstrukcija događaja 23
4.2 Rekonstrukcija hadronskih mlazova 23
4.3 b-označavanje hadronskih mlazova 26

5 Analiza podataka **29**
5.1 Selekcija događaja 29
5.2 Efikasnost okidača 30
5.3 Spektar invarijantne mase dva mlaza 31
5.4 Simulacija signala 33
5.5 Određivanje gornje granice na udarni presjek 34
5.6 Efikasnost b-označavanja 36
5.7 Spektar invarijantne mase b-označenih mlazova 39

6 Zaključak **41**

Dodaci **42**

A Bayesova metoda određivanja granica na udarni presjek **42**

B Usporedba HLT - RECO CSV diskriminatora **43**

C Procjena signifikantnosti **44**

1 Uvod

Nekoliko desetljeća eksperimentalnih i teorijskih istraživanja u području elementarnih čestica rezultiralo je formulacijom Standardnog modela (SM), teorijskog opisa elementarnih čestica i interakcije među njima. Tri od četiri fundamentalne sile opisane su unutar Standardnog model: jaka sila, odgovorna za vezanje kvarkova koji sačinjavaju protone i neutrone; slaba sila, odgovorna za radioaktivni raspad; i elektromagnetska sila, koja drži atome i molekule zajedno. Sve poznate subatomske čestice ili su direktno sadržane u Standardnom modelu ili su vezana stanja čestica Standardnog modela. Nedavno otkriće Higgsovog bozona, te samim time potvrda da je Higgsov mehanizam odgovoran za lom elektroslabe simetrije, bio je zadnji dio slagalice potreban da se upotpuni slika modela. Unatoč izvanrednom postignuću opisa elementarnih čestica Standardnim modelom, postoji niz problema i neodgovorenih pitanja koji indiciraju da SM nije konačna teorija fizike elementarnih čestica.
Poznato je da svu masu u svemiru ne sačinjava samo vidljiva materija već da postoji *tamna materija*. Izravni dokazi tamne materije dolaze od mjerenja brzina zvijezda oko galaktičkog centra, mjerenja temperaturnih fluktuacija kozmičkog pozadinskog zračenja, te gravitacijskih leća pomoću kojih se mjeri masa nakupine galaksija. Ustanovljeno je da samo 4.9 % svemira sačinjava barionska materija, 26.7 % tamna materija, a 68.4 % *tamna energija*. Unutar SM ne postoje čestice koje bi bile kandidati za tamnu materiju, dok u teoriji supersimetrija koja je proširenje SM, prirodno proizlaze moguće čestice tamne materije. Osim nepoznavanja sastava tamne materije, činjenica da neutrini imaju masu, te opažanje asimetrije materije i antimaterije ne mogu se objasniti Standardnim modelom.
Uz navedena eksperimentalna opažanja koja se ne slažu s teorijskim predviđanjima, postoje problemi tehničke prirode. Vjeruje se da na skali visokih energija dolazi do ujedinjenja tri fundamentalne sile, ali za to je potrebno uvođenje dodatnih čestica izvan SM. Također, kako bi se riješio problem hijerarhije, koji je usko vezan s pitanjem zašto je masa Higgsovog bozona puno manje od Planckove mase, potrebno je uvesti čestice izvan Standardnog modela.
Kako bi se dobili odgovori na gore navedena pitanja, razni teorijski modeli fizike izvan SM su osmišljeni. Mnogi od tih modela predviđaju kratkoživuće čestice, rezonancije, koje se raspadaju u par kvarkova ili par gluona što eksperimentalno rezultira hadronskim mlazovima. Objava rezultata kolaboracija CMS i ATLAS na LHC eksperimentu krajem 2015. godine [1,2] i njihova kasnija potvrda u detaljnijoj analizi [3,4], pobudila je veliko zanimanje u znanstvenoj zajednici. Oba eksperimenta opazila su višak događaja u spektru invarijantne mase dva fotona na masi od oko 750 GeV. Ako zaista postoji nova čestica na toj masi, otvara se mogućnost potrage u dodatnom kanalu raspada s dva hadronska mlaza u konačnom stanju.
Ovaj rad fokusira se na potragu za rezonancijama koje se raspadaju na dva hadronska mlaza u konačnom stanju. Takve čestice mogu se tražiti u spektru invarijantne

mase dva hadronska mlaza gdje bi bile opažene u obliku ispupčenja (eng. *bump*). Na samom početku ovog rada dan je kratki teorijski opis kvantne kromodinamike i njezinih najzanimljivijih svojstava relevantnih za ovaj rad. Također je iz mnoštva teorijskih radova izdvojeno nekoliko modela koji objašnjavaju rezonanciju na 750 GeV. Detaljni opis LHC-a dan je u Poglavlju 3, kao i opis detektora CMS čiji podaci su korišteni za daljnju analizu. Prije same analize podataka objašnjen je postupak selekcije i rekonstrukcije događaja. Za samu analizu korišteni su podaci dobiveni *scouting* metodom. Kako bi proučili moguće postojanje nove čestice, provjerena je glatkoća spektra invarijantne mase dva mlaza, te su određene gornje granice na udarne presjeke. Bitan dio potrage za novim česticama je identificiranje b mlazova, takozvanim b-označavanjem, koje je također dio ovog rada. U konačnici, dan je kratki zaključak i osvrt na dobivene rezultate.

2 Teorijski uvod

2.1 Kvantna kromodinamika - teorija jake interakcije

U Standardnom modelu čestice materije predstavljene su fermionima spina - 1/2, a čestice koje igraju ulogu prijenosnika sile, bozonima spina - 1. Fermioni se dijele na leptone i kvarkove koji su grupirani u tri generacije ovisno o njihovoj masi. Prvu generaciju čine elektron i elektronski neutrino, te u i d kvark; drugu generaciju čine mion i mionski neutrino, te s i c kvark; treću generaciju čine τ lepton i τ neutrino, te t i b kvark. Ulogu prijenosnika elektromagnetske sile igra bezmaseni foton koji interagira s električki nabijenim česticama; u slaboj sili maseni W i Z bozoni izmjenjuju se između čestica koje nose slabi izospin; a ulogu medijatora jake sile igraju gluoni. Teorija jake sile koja opisuje interakciju kvarkova i gluona naziva se kvantna kromodinamika (eng. *quantum chromodynamics* - QCD). Činjenica da kvarkovi i gluoni posjeduju *boju*, što je analogon električnom naboju, čini jaku silu bitno drugačijom od ostale tri fundamentalne sile.

2.1.1 Baždarna invarijantnost kvantne kromodinamike

Na prvi pogled kvantna kromodinamika slična je kvantnoj elektrodinamici (eng. *quantum electrodynamics* - QED). U QED-u prijenosnik sile je bezmaseni foton, dok tu ulogu u kvantnoj kromodinamici preuzima osam bezmasenih gluona. Činjenica da gluoni mogu samointeragirati, za razliku od fotona, teoriju jake interakcije čini bitno drugačijom od elektromagnetske interakcije.
Elektromagnetska interakcija uvedena je zahtjevom invarijantnosti Lagrangiana na U(1) *lokalnu* baždarnu transformaciju. Lagrangian slobodnog Diracovog polja nije invarijantan na U(1) lokalnu baždarnu transformaciju što rezultira uvođenjem kovarijantne derivacije D_μ i vektorskog polja A_μ. Uvođenjem dodatnog člana u Lagrangian koji opisuje kinetičku energiju vektorskog polja A_μ, dobivamo baždarno invarijantan Lagrangian kvantne elektrodinamike [5]:

$$\mathcal{L}_{QED} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{2.1}$$

Vektorsko polje A_μ koje smo uveli kako bismo postigli baždarnu invarijantnost Lagrangiana može se identificirati s fotonskim poljem. Prvi član u izrazu (2.1) opisuje slobodni elektron, drugi član predstavlja interakciju između fotona i elektrona, a treći član je kinematički član bezmasenog polja spina 1 koji je invarijantan na U(1) baždarnu transformaciju.
Analogno kvantnoj elektrodinamici, baždarna simetrija kvantne kromodinamike koja određuje dinamiku između kvarkova i gluona je SU(3). Skup 3×3 matrica koje su unitarne $U^\dagger U = UU^\dagger = \mathbb{1}$ i koje imaju determinantu jednaku jedan, sačinjavaju baždarnu grupu SU(3) obzirom na operaciju množenja. Fundamentalnu reprezentaciju SU(3) grupe tvore tri boje kvarka, R (*eng. red*), B (*eng. blue*), G (*eng. green*), čija

su stanja prikazana vektorima

$$R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad B = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad G = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

U ovoj reprezentaciji, generatori SU(3) grupe su takozvane *Gell-Mannove* matrice $T^a = \lambda^a/2$ [5] kojima je pridruženo osam gluonskih polja, te zadovoljavaju relaciju

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c \tag{2.3}$$

Baždarnu invarijantnost kvantne kromodinamike namećemo zahtjevom invarijantnosti Lagrangiana slobodnog kvarkovskog polja

$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q \tag{2.4}$$

na $SU(3)$ lokalnu baždarnu transformaciju

$$q(x) \to e^{i\alpha_a(x)T_a} q(x) \tag{2.5}$$

Razmatranjem infinitezimalne baždarne transformacije uočava se da Lagrangian nije invarijantan, te analogno QED-u uvodimo baždarna polja G^a_μ koja se transformiraju na način

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a \tag{2.6}$$

i kovarijantnu derivaciju

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G^a_\mu \tag{2.7}$$

Ako napravimo zamjenu derivacije ∂_μ u izrazu (2.4) derivacijom D_μ, kao što smo to napravili u QED-u, nećemo dobiti invarijantan Lagrangian. Razlog tome je nekomutativnost generatora SU(3) grupe što QCD čini *neabelovskom* baždarnom teorijom, te se vektorsko polje transformira na sljedeći način

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G^c_\mu \tag{2.8}$$

Uz transformaciju (2.8), nadodamo Lagrangianu član $G^{\mu\nu}_a$ koji opisuje kinetičku energiju za svako polje G^a_μ. U konačnici dobijemo izraz za ukupni Lagrangian kvantne kromodinamike

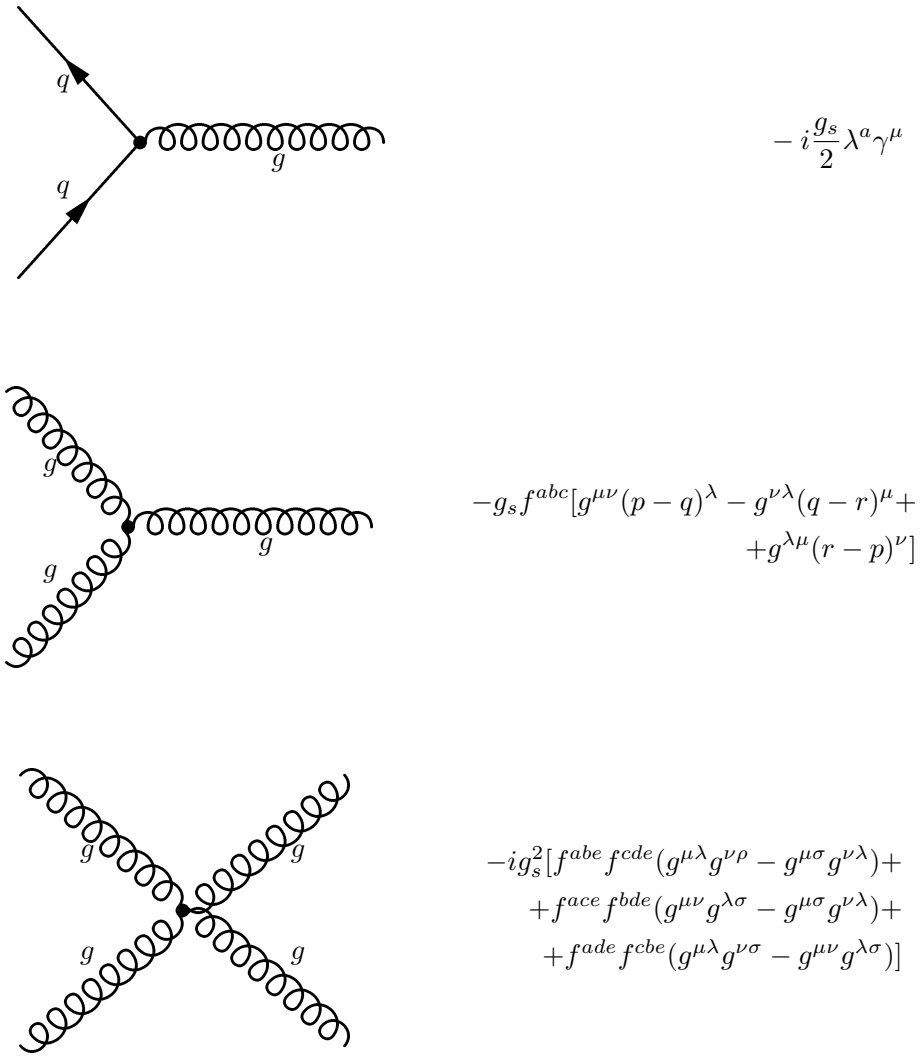
$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\overline{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a \tag{2.9}$$

Izraz za kinetičku energiju

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \tag{2.10}$$

ima dodatni član u odnosu na kinetičku energiju fotonskog polja.

Taj član je razlog zašto gluoni mogu samointeragirati što je posljedica činjenice da gluoni imaju dodatni kvantni broj - boju. Iz člana interakcije u Lagrangianu (2.9) mogu se očitati Feynmanova pravila za vrhove koja su grafički prikazana na slici 2.1.



Slika 2.1: Vrhovi koji opisuju interakciju kvarkova i gluona jakom silom

2.1.2 Zatočenje kvarkova i gluona

Jedno od najzanimljivijih svojstava kvantne kromodinamike je neopažanje slobodnih kvarkova, te se ono naziva *bojno zatočenje* . Slobodni kvarkovi bili bi opaženi kao čestice necjelobrojnog električnog naboja e, ali unatoč svim eksperimentalnim pokušajima kvarkovi su opaženi jedino indirektnim putem.
Hipoteza bojnog zatočenja tvrdi da se čestice koje nose boju uvijek vežu u konačna stanja bojnog singleta, te da se čestice s bojnim nabojem ne mogu propagirati slobodno. Trenutno ne postoji analitički dokaz koncepta bojnog zatočenja , ali kvalitativno razumijevanje može se postići promatranjem procesa razdvajanja dva slobodna

kvarka. Interakciju između kvarkova možemo promatrati kao posljedicu izmjene virtualnih gluona. Pošto gluoni nose boju, mogu samointeragirati za razliku od fotona (slika 2.1). Posljedica samointerakcije gluona je kontrakcija 'silnica' između kvarkova u oblik tube, dok su u QED-u silnice puno raširenije. Na relativno velikim udaljenostima, gustoća energije u tubi između dva kvarka je konstantna. Energija pohranjena u polju proporcionalna je udaljenosti kvarkova, te je potencijal oblika

$$V(r) \sim \kappa r \tag{2.11}$$

dok je u QED-u obrnuto proporcionalan udaljenosti čestica. Kako kvarkove razdvajamo jedne od drugih, energija pohranjena u gluonskom polju postaje sve veća te i razlika potencijala postaje sve veća i potrebno je više energije da zadržimo te kvarkove razdvojene. Što više razdvajamo kvarkove to se sve više energije pohranjuje u gluonskom polju do trenutka kada ta energija postane veća od energije mase para kvark-antikvark. U tom trenutku je energetski povoljnije proizvesti par kvark-antikvark i reducirati energiju u gluonskom polju. U konačnici dobijemo dva mezona nastala razdvajanjem dva kvarka. Posljedica bojnog zatočenja je opažanje kvarkova u obliku hadronskih mlazova nastalih procesom nazvanim $hadronizacija$.
Ulogu koju električni naboj ima u QED-u ima naboj boje u kvantnoj kromodinamici, te u gluon-kvark verteksu vrijedi zakon očuvanja boje. Pošto se u interakciji gluona i kvarka mijenja boja kvarka, gluon odnosi razliku boja tj. jednu jedinicu boje i jednu antiboje. Iz toga slijedi da bi trebalo postojati 9 vrsta gluona koji tvore bojni oktet [6] i bojni singlet

$$|9>= \frac{1}{\sqrt{3}}(r\overline{r} + g\overline{g} + b\overline{b})$$

Prema hipotezi zatočenja svi bojni singleti mogu se propagirati slobodno što sugerira da se i gluon $|9>$ može propagirati slobodno, te interagirati s drugim bojnim singletima kao što su proton i neutron. Time bi jaka sila bila dugog dosega i naš svijet bi izgledao puno drugačije. Srećom priroda je odabrala SU(3) baždarnu simetriju, a ne U(3) te gluon $|9>$ nije fizikalan i jaka sila je kratkog dosega.

2.1.3 Asimptotska sloboda i promjenjiva jakost vezanja

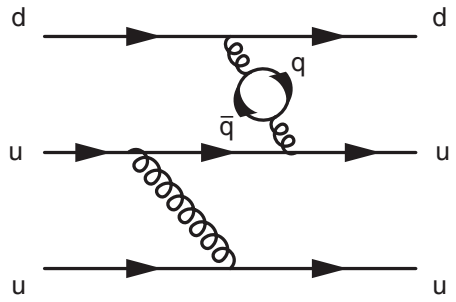
Proces hadronizacije, koji kvalitativno opisuje produkciju hadronskih mlazova iz kvarkova u početnom stanju, nije teorijski opisan već postoji pozamašni broj fenomenoloških modela koji ga opisuju. Razlog tome je velika vrijednost konstante vezanja jake sile $\alpha_S \sim \mathcal{O}(1)$ koja ne dozvoljava primjenu računa smetnje. 1973. godine Frank Wilczek, David Gross i David Politzer neovisno su pokazali da konstanta vezanja kvantne kromodinamike nije konstanta već da povećanjem energije njezina vrijednost opada. Postupkom renormalizacije QCD-a može se pokazati da je ovisnost konstante vezanja o q^2, oblika [7]

$$\alpha_S(q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + B\alpha_S(\mu^2)\ln\frac{q^2}{\mu^2}} \tag{2.12}$$

gdje je $q^2 = \mu^2$ skala na kojoj vršimo mjerenja, dok B ovisi o broju fermionskih i bozonskih petlji: $B = (11N_c - 2N_f)/12\pi$. Za $N_c = 3$ i $N_f \leq 6$, B je veće od nula te α_S opada s rastućim prijenosom impulsa q^2. Na energijama 100 GeV, što je tipična vrijednost na kojoj se sudaraju hadroni, konstanta vezanja iznosi $\alpha_S \sim 0.1$ što je dovoljno malo da primijenimo račun smetnje. To svojstvo QCD-a naziva se *asimptotska sloboda* te nam ono dopušta da na velikim vrijednostima prijenosa impulsa q^2 kvarkove promatramo kao slobodne čestice.

2.1.4 Proton kao složena čestica

U statičkom modelu, proton se sastoji od dva u kvarka i jednog d kvarka. U stvarnosti je to puno kompleksnija čestica koja se sastoji od kvarkova, ali i virtualnih gluona koji mogu proizvesti par kvark-antikvark što je prikazano na slici 2.2.



Slika 2.2: Produkcija para kvark-antikvark preko virtualnih gluona [5]

Kvarkove nastale produkcijom para iz virtualnih gluona nazivamo kvarkovima $mora$, a kvarkove iz statičkog modela protona $valentnim$ kvarkovima. Pošto kvarkovi unutar protona interagiraju izmjenom gluona, dinamika tog sistema rezultira distribucijom impulsa kvarkova i gluona unutar protona. Distribucije impulsa partona unutar protona izražene su preko takozvanih $partonskih\ distribucijskih\ funkcija$ (PDF). Partonska distribucijska funkcija u kvarka definirana je na sljedeći način

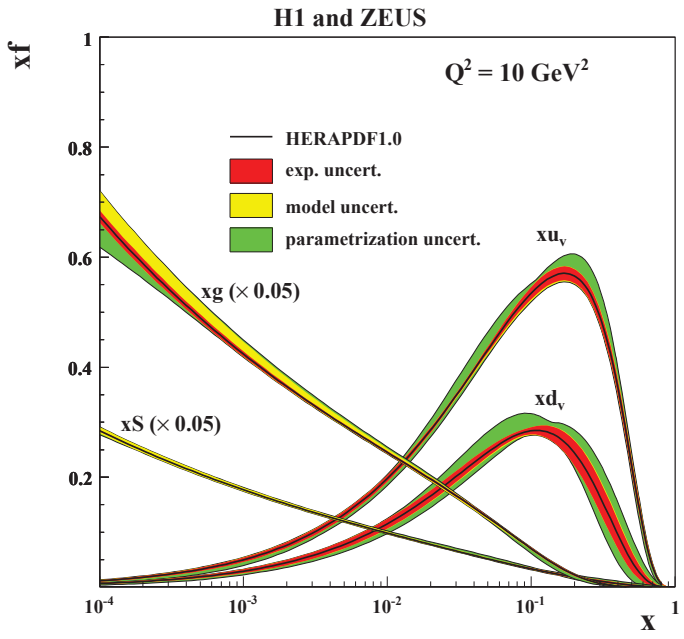
$$u^p(x)\delta x \tag{2.13}$$

gdje $u^p(x)$ predstavlja PDF protona, a $u^p(x)\delta x$ predstavlja broj u kvarkova unutar protona s udjelom impulsa između x i $x + \delta x$. Analogno $d^p(x)$ odgovara PDF-u za d kvark. Funkcionalni oblik PDF-a ovisi o detaljnoj dinamici protona koja nije $a\ priori$ poznata. Teorija kvantne kromodinamike ima veliku konstantu vezanja, $\alpha_s \sim \mathcal{O}(1)$, te se ne može primijeniti račun smetnje. Partonske distribucijske funkcije se iz tog razloga dobivaju mjerenjem strukturnih funkcija u duboko neelastičnom raspršenju elektrona na protonu. Strukturna funkcija F_2^{ep} povezana je s PDF-ovima na sljedeći

način

$$F_2^{ep}(x) = x \sum_i Q_i^2 q_i^p(x) \tag{2.14}$$

gdje x predstavlja udio impulsa partona u protonu, Q_i naboj kvarka okusa i, a q_i^p PDF kvarka okusa i. Partonske distribucijske funkcije izmjerene na $Q^2 = 10\ GeV$ prikazane su na slici 2.3. Rezultati su dobiveni na HERA elektron-proton sudarivaču opsega 3 km koji je radio u periodu od 1991. do 2007. godine. Elektroni (ili pozitroni) energije 27.5 GeV sudarani su s protonima energije 820 GeV ili 920 GeV. Na suprotnim stranama prstena nalazila su se dva eksperimenta, H1 i ZEUS, gdje su zabilježeni duboko neelastični sudari elektrona i protona. Na slici 2.3 prikazane su vrijednosti partonskih distribucijskih funkcija $f(x)$ pomnoženih s udjelom impulsa partona u protonu x za gluone (g), kvarkove mora (S), valentne u kvarkove (u_v) i valentne d kvarkove (d_v), gdje su distribucije za kvarkove mora i gluona reskalirane za faktor 20.



Slika 2.3: Partonske distribucijske funkcije izmjerene na HERA elektron-proton sudarivaču [8]

Doprinos gluona najveći je za male vrijednosti udjela impulsa x što je očekivano. Kvarkovi mora također imaju najveći doprinos za male vrijednosti x iz razloga što nastaju procesom $g \to q\bar{q}$, dok na većim vrijednostima x najveći doprinos imaju valentni u i d kvarkovi. Također uočavamo da vrijedi $Callan$ - $Gross$ relacija $u_v(x) \approx 2d_v(x)$ dvostruko veće zastupljenosti u kvarkova u odnosu na d kvarkove u protonu.

2.1.5 Sudari hadrona na ubrzivačima

Prije nego su se počeli sudarati protoni na Velikom hadronskom sudarivaču (eng. *Large hadron collider* - LHC), u uporabi je bio Veliki elektron-pozitron sudarivač (eng.

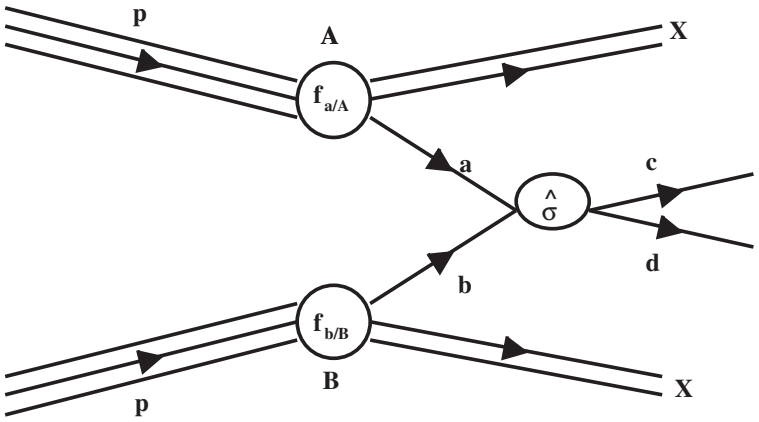
Large electron-positron - LEP) gdje su elektroni i pozitroni sudarani na energijama centra mase 209 GeV. Prednost sudaranja leptona je što su to točkaste čestice male mase. Iz tog razloga sudari su čisti i lako je analizirati događaje. Unatoč prednostima sudaranja leptona, LEP je zamijenjen hadronskim sudarivačem radi mogućnosti postizanja većih energija što nam omogućuje potragu za česticama veće mase. Naime, kada nabijenu česticu ubrzavamo gubi se energija sinkrotronskim zračenjem [9]

$$U = \frac{4\pi\alpha}{3}\frac{1}{m_e^4}\frac{E_b^4}{R} \tag{2.15}$$

gdje R predstavlja radijus zakrivljenosti, E_b energiju snopa, a m_e masu elektrona. Izračena energija obrnuto je proporcionalna masi čestice na četvrtu potenciju što indicira da će čestice manje mase izgubiti više energije zračenjem. Iz tog razloga leptonima koje sudaramo potrebno je nadoknaditi više energije nego težim česticama kao što su hadroni. Sinkrotronsko zračenje također je odgovor na pitanje zašto je potreban akcelerator velikog radijusa. Veći radijus ubrzivača znači manju zakrivljenost, te se gubi manje energije sinkrotronskim zračenjem što nam omogućuje sudare viših energija.
Osim mogućnosti sudara hadrona na puno višim energijama u odnosu na sudare leptona, prednost sudara hadrona je što su to složene čestice koje se sastoje od kvarkova i gluona. Proton koji je ubrzan u akceleratoru ima energiju raspodijeljenu po njegovim sastavnim dijelovima, partonima. Pri sudaru dva protona, interagiraju dva partona, bilo kvarkovi ili gluoni. U svakom sudaru energija kojom interagiraju partoni mijenjat će se od sudara do sudara, što znači da će svaki sudar proizvesti čestice različitih masa. Ta činjenica korisna je pri potrazi za česticama nepoznate mase kao što je bila potraga za Higgsovim bozonom. Za razliku od hadrona, leptoni su elementarne čestice koje imaju fiksnu energiju, te su pogodni za proučavanje čestica poznate mase.

2.1.6 Udarni presjek sudara dva hadrona

Pošto je hadron složena čestica koja se sastoji od kvarkova i gluona, ukupni impuls hadrona raspodijeljen je na njegove sastavne dijelove što je opisano partonskim distribucijskim funkcijama (poglavlje 2.1.4). U sudaru dva hadrona A i B koji imaju impuls p_1 i p_2, fundamentalni proces koji se odvija je sudar dva partona a i b s udjelom impulsa x_1p_1 i x_2p_2. Svakim novim sudarom hadrona raspodjela udjela impulsa partona može biti drugačija, te rezultirati nastankom čestica c i d različitih masa od onih u prethodnom sudaru (slika 2.4). Vjerojatnost da se produciraju čestice određene mase pri sudaru hadrona opisana je udarnim presjekom σ. Na velikim energijama sudara hadrona, kao što su one na LHC-u, može se primijeniti QCD faktorizacijski teorem [10].



Slika 2.4: Shematski prikaz sudara dva protona

Faktorizacijski teorem tvrdi da se udarni presjek σ za proces $AB \to cd + X$ može napisati preko umnoška udarnog presjeka $\hat{\sigma}_{a,b}$ za proces $ab \to cd + X$ i partonskih distribucijskih funkcija $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ i $f_{b/B}(x_b, Q^2)$ mjerenih na skali Q^2 [11]:

$$\sigma = \sum_{a,b} C_{a,b} \int dx_a dx_b [f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) + (f_{a/B}(x_b, Q^2) f_{b/A}(x_a, Q^2)] \times \hat{\sigma}_{a,b} \quad (2.16)$$

U sudarima partona mora vrijediti zakon očuvanja boje za koji se brine faktor usrednjenja boje $C_{a,b}$. Kvarkovi imaju tri boje, a gluoni osam, te ovisno o partonima koji interagiraju faktor $C_{a,b}$ iznosit će $C_{q,\overline{q}} = \frac{1}{9}$, $C_{q,g} = \frac{1}{24}$ i $C_{gg} = \frac{1}{64}$.
Na visokim energijama, mase hadrona i partona su zanemarive naspram njihovih impulsa, te se kvadrat invarijantne mase partona $\hat{s}$ može povezati s kvadratom invarijantne mase hadrona s na način:

$$\hat{s} = (x_a p_a + x_b p_b)^2 = x_a x_b s \quad (2.17)$$

Kako bi se opisao utjecaj partonskih distribucijskih funkcija na udarni presjek, definira se *faktor partonskog luminoziteta*

$$\frac{dL_{a,b}}{d\tau} = \int_0^1 \int_0^1 dx_a dx_b (f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) + f_{a/B}(x_b) f_{b/A}(x_a)) \delta(x_a x_b - \tau) \quad (2.18)$$

gdje je varijabla τ jednaka $\tau = x_a x_b = \hat{s}/s$. Udarni presjek najpogodnije je izraziti preko eksperimentalnih opservabli. U praksi se ograničenja stavljaju na rapiditet opserviranih hadronskih mlazova, te se iz tog razloga partonski luminozitet izražava preko rapiditeta $\overline{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b}$ i varijable τ

$$\frac{dL_{a,b}(\overline{y}_{min}, \overline{y}_{max})}{d\tau} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} d\overline{y} (f_{a/A}(\sqrt{\tau} e^{\overline{y}}) f_{b/B}(\sqrt{\tau} e^{-\overline{y}}) + A \leftrightarrow B) \delta(x_a x_b - \tau) \quad (2.19)$$

U konačnici ukupni udarni presjek možemo izraziti preko umnoška partonskog udarnog presjeka $\hat{\sigma}_{a,b}$ i partonskog luminoziteta (2.19) [12]

$$\sigma_{hard} = \sum_{a,b} C_{a,b} \int \frac{d\tau}{\tau} \left[\frac{1}{s} \frac{dL_{a,b}}{d\tau} \right] [\hat{s}\hat{\sigma_{ab}}] \tag{2.20}$$

2.2 Teorijski modeli rezonancije na 750 GeV

Krajem 2015. godine, CMS i ATLAS grupe objavile su rezultate analize podataka prikupljenih na $\sqrt{s} = 13$ TeV, te su oba eksperimenta opazila višak događaja u kanalu raspada s dva fotona u konačnom stanju [1–4]. ATLAS eksperiment prikupio je 3.2 fb^{-1} podataka, te je signal imao lokalnu signifikantnost [3] od 3.9 σ za rezonanciju spina 0, te globalnu signifikantnost od 2.1 σ. CMS eksperiment prikupio je 2.6 fb^{-1} podataka i u kombinaciji s podacima is prve faze rada LHC-a signal je imao lokalnu signifikantnost [4] od 3.4 σ za usku rezonanciju spina 0, te globalnu signifikantnost od 1.6 σ. Mnogi teoretičari, motivirani objavljenim rezultatima, osmislili su razne modele, [13–17] samo su neki od primjera, kako bi objasnili moguću rezonanciju X i njezino uklapanje u opažene podatke. Na osnovu podataka iz prve i druge faze rada LHC-a i omjera partonskih luminoziteta za $\sqrt{s}$ od 13 i 8 TeV [17], preferirani kanal produkcije rezonancije je ili preko dva gluona ili dva b kvarka.

Pošto je višak događaja uočen u kanalu s dva fotona u konačnom stanju, to uvodi restrikcije na svojstva nove čestice. Iz Landau–Yang teorema poznato je da u tom slučaju čestica može imati spin 0, 2 ili više. Mogući kandidat za česticu spina 2 je Randall–Sundrum graviton [13], dok kandidata za česticu spina 1 ima mnogo više.

Jedan od predloženih modela [14] objašnjava opaženi višak događaja postojanjem složene čestice skrivene jake baždarne interakcije za koju se uvodi skrivena baždarna grupa G_H. Zbog jednostavnosti se uzima da je ona jednaka SU(N) grupi. Ovisno o odnosu mase čestice i skale Λ skrivene baždarne grupe, složena čestica može biti skriveni '*glueball*' ili skriveni '*pion*'. Dobra strana tog modela je što ne uvodi nove probleme hijerarhije, te je konzistentan s postojećim eksperimentalnim podacima. Uz to, čuva unifikaciju baždarnih vezanja na nivou Standardnog modela. S druge strane, ako je rezonancija složeno stanje čestica skrivene jake interakcije, to povlači nemogućnost izračuna procesa primjenom perturbacijskog računa.

Analogno produkciji Higgsovog bozona, Xgg i X$\gamma\gamma$ verteksi mogu biti generirani petljama teških fermiona i nabijenih bozona. Fermioni koji se vežu na rezonanciju X(750) moraju imati mase $\gtrsim m_X$, te top kvark i bozoni $W^{\pm}$ ne mogu značajno doprinijeti. Iz tog razloga postulirano je postojanje vektorskih fermiona [15]. Postojanje jednog teškog vektorskog fermiona moglo bi objasniti rezonanciju jedino ako je vezanje na stanje X(750) blizu granice mogućnosti primjene perturbacijske teorije. U slučaju postojanja više vektorskih fermiona ili teških bozona, mala vrijednost vezanja na rezonanciju bila bi dovoljna.

Ako je nova čestica skalar parne CP simetrije, prirodno je da se veže na Higgsov

bozon Standardnog modela. Za kut miješenja očekuje se da je između 0.01–0.1, te bi se posljedično tome skalarna čestica vezala na SM materiju analogno Higgsovom bozonu [16]. Tada bi vezanja Higgsovog bozona na materiju bila reducirana u odnosu na standardno-modelske vrijednosti. Vrijednost kuta miješanja ograničena je potragom visokomasenih Higgsovih bozona u dvobozonskom kanalu, te mjerenjem Higgsovog vezanja, čime gornja granica na vrijednost kuta miješanja iznosi $\alpha \sim 0.1$.
Kako bi objasnili veliku širinu signala opaženu na ATLAS eksperimentu, predloženi su modeli da ona dolazi od dvije ili više rezonancija koje se skoro preklapaju i imaju mase sličnih vrijednosti, te da razlike masa odgovaraju širini ukupne rezonancije. Problem takvog modela je kako objasniti kvazi-degeneraciju stanja multipleta koji tvore opaženu rezonanciju. Jedno od mogućih rješenja je uvođenje novog Higgsovog dubleta [17], gdje je degeneracija masa prirodna posljedica teorije. Uz veću količinu podataka s LHC sudarivača, rezolucija energije bit će dovoljna za otkrivanje potječe li ta rezonancija od višestrukih stanja ili ne.
Uz navedene modele, u prošlosti su predloženi razni drugi modeli koji objašnjavaju rezonanciju u konačnom stanju s dva hadronska mlaza. Neke od predloženih čestica su pobuđeni kvark q*, aksigluon, koloron, W' i Z' bozoni [12]. Sve te čestice imaju spin ili 1 ili 1/2, te time ne bi mogle objasniti rezonanciju na 750 GeV.

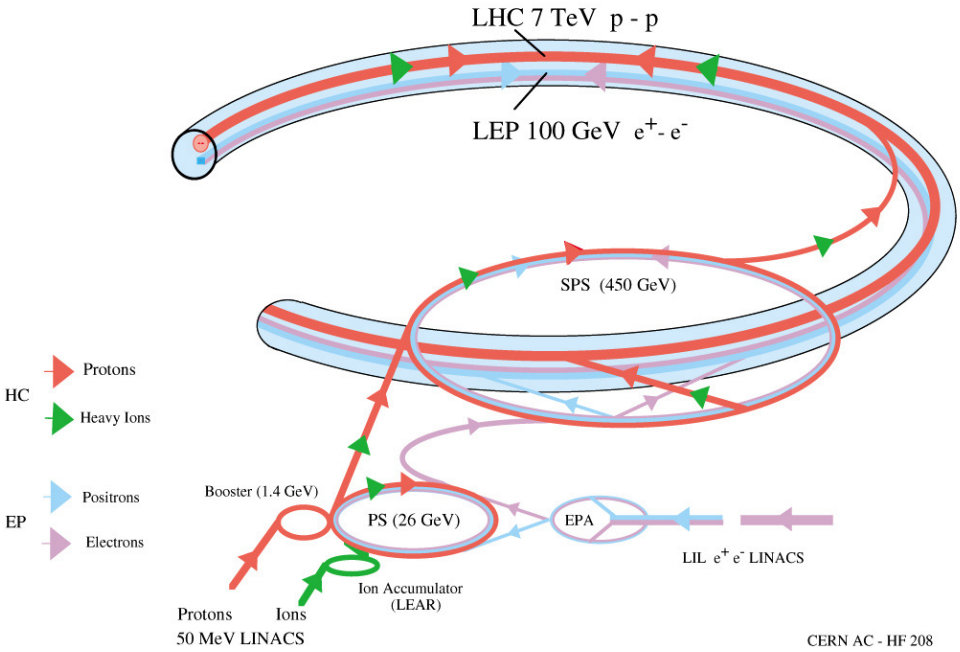
3 Eksperimentalni postav

3.1 Veliki hadronski sudarivač

Nakon Drugog svjetskog rata Europa se našla u nezavidnom položaju. Godine ratovanja u potpunosti su uništile cijeli kontinent i ostavile ljude u strahu od još jednog mogućeg rata. Sve više znanstvenika odlazilo je u Sjedinjenje Američke Države (SAD) koje nisu bile ratom uništene i omogućavale su znanstveni napredak. U pokušaju da zaustave migraciju stanovništva iz Europe, 1954. godine dvanaest zemalja udružilo se u osnivanju nuklearnog istraživačkog laboratorija u znanstvene svrhe. Tih dvanaest zemalja sačinjavale su Engleska, Francuska, Njemačka, Italija, Grčka, Danska, Belgija, Nizozemska, Švedska, Jugoslavija, Švicarska i Norveška, te su osnovale CERN (fr. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*). 1980. godine CERN je odlučio izgraditi tunel dugačak 26.7 km u kojemu je bio smješten Veliki elektron-pozitron sudarivač . Od 1989. – 1995. godine Veliki elektron-pozitron sudarivač (eng. *Large electron-positron* - LEP) sudarao je elektrone i pozitrone na energiji centra mase 91 GeV kako bi se istražila svojstva Z bozona. Nakon unapređenja tehnologije korištene na sudarivaču, energija centra mase sudara povećala se na 209 GeV i ti su se sudari odvijali do 2001. godine kada je radni vijek LEP sudarivača završio. Kao njegov nasljednik, predložen je Veliki hadronski sudarivač (eng. *Large hadron collider* - LHC) čija je izgradnja počela 2002. godine nakon gašenja LEP-a.

LHC nalazi se u tunelu u kojemu je prethodno bio smješten LEP sudarivač. Smješten je na dubini 45 – 170 m ispod zemlje u blizini grada Ženeve u Švicarskoj. Dizajniran je kako bi sudarao protone na energiji centra mase 14 TeV i teške ione olova na energiji centra mase 2.76 TeV po nukleonu. Da bi se postigle tako velike energije kojima se sudaraju protoni i teški ioni, potrebno je podvrgnuti snopove protona kroz niz koraka prije samog sudara. Shematski prikaz procesa kroz koji prolaze čestice prikazan je na slici 3.1. Početna točka je vodikov plin koji se nalazi u plinskoj boci i kontrolirano se unosi u LINAC2 (eng. *linear accelerator 2*). Atomi vodika prije samog ubrzavanja prolaze kroz električno polje koje odvaja elektrone od protona koji se dalje usmjeravaju u linearni akcelerator. LINAC2 ubrzava protone izmjeničnim električnim poljima koja djeluju između šupljih elektroda poredanih u niz. Osciliranje napona usklađuje se s prolaskom čestica između elektroda kako bi se postiglo uzastopno ubrzavanje. U trenutku kada protoni dođu do kraja LINAC2, imaju energiju od 50 MeV. Za ubrzavanje teških iona koristi se LINAC3 koji radi na istom principu kao i LINAC2. Protoni se iz LINAC2 usmjeravaju u protonsko-sinkrotronski pojačivač (eng. *Proton Synchrotron Booster* - PSB) opsega 157 m. Kako bi se povećao intenzitet snopa, jedan paket protona razdijeli se na četiri manja paketa od kojih svaki ulazi u jedan od četiri superponirana kružna akceleratora PS Boostera. Izmjeničnim električnim poljem postiže se akceleracija protona u PS Boosteru, a elektromagnetima usmjerenost protona. Time se postiže energija protona od 1.4 GeV. Potom se četiri

akcelerirana paketa spajaju u jedan veći paket te ulaze u protonski sinkrotron (eng. *Proton Synchrotron* - PS).



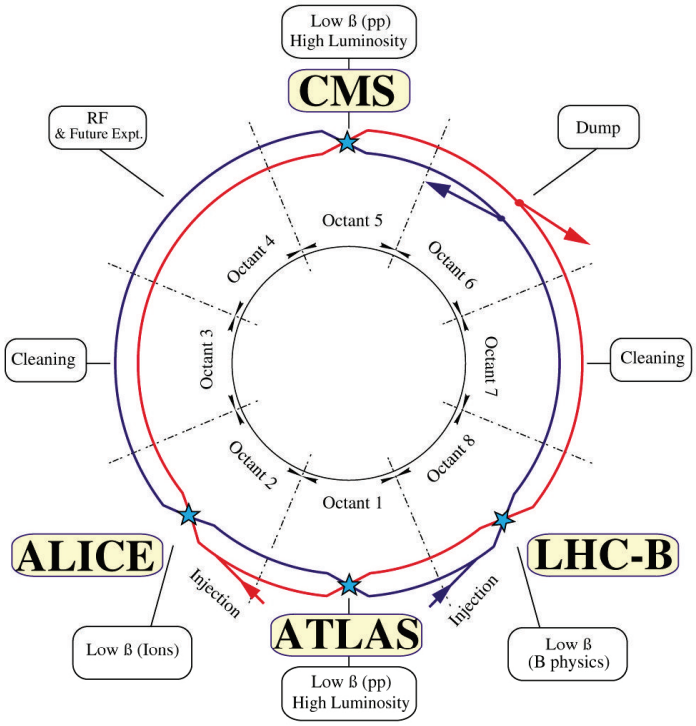
Slika 3.1: Shematski prikaz ubrzavanja protona, elektrona i iona prije sudara

U tom dijelu postiže se energija protona od 25 GeV koji bivaju injektirani u super protonski sinkrotron (eng. *Super Proton Synchrotron* - SPS). SPS ima opseg 7 km i završna je faza ubrzavanja protona prije ulaska u sam LHC. Kada se postigne energija od 450 GeV u SPS-u, paketi protona šalju se u LHC prsten kako bi se dalje ubrzali do određene energije.

Unutar samog LHC prstena smještene su dvije vakuumske cijevi promjera 6.3 cm koje su označene crvenom i plavom bojom na slici 3.2. Kroz svaku od tih cijevi prolaze snopovi protona netom izišli iz super protonskog sinkrotrona. Snopovi se ubrzavaju u međusobno suprotnim smjerovima gdje snop protona označen plavom bojom akcelerira u smjeru suprotnom od kazaljke na satu dok snop crvene boje u smjeru kazaljke na satu. Vakuumske cijevi sijeku se u četiri točke u kojima dolazi do sudara protona i na tim točkama označenima zvjezdicom nalaze se četiri eksperimenta: CMS, ALICE, ATLAS i LHC-B.

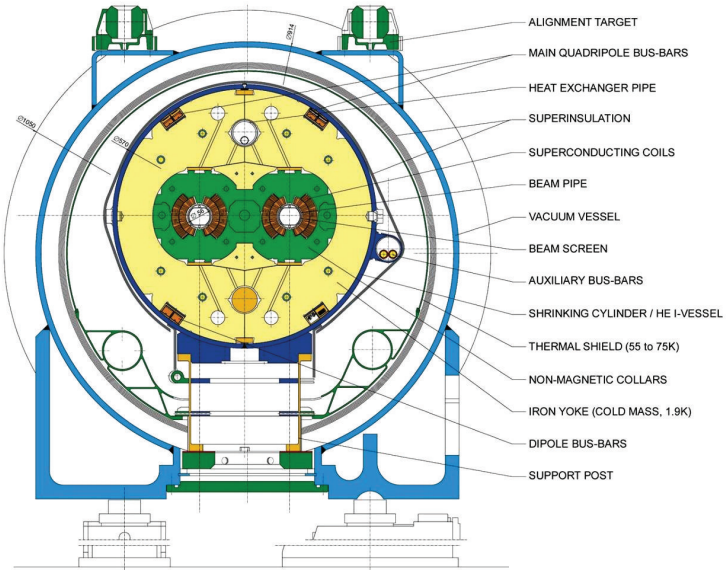
Kako bi se postigla zakrivljenost i fokusiranost putanje snopova protona, potrebni su supravodljivi magneti. Energija snopa ograničena je jačinom magnetskog polja koju može proizvesti supravodljivi magnet. Ako povećamo energiju snopa, povećat će se radijus putanje snopa. Pošto je LHC fiksnog radijusa moramo pojačati magnetsko polje kako bi kompenzirali promjenu radijusa nastalu povećanjem energije. LHC - ovi magneti dizajnirani su da proizvedu magnetsko polje 0.54 T – 8.33 T, što odgovara energiji snopa 450 GeV – 7 TeV. Da bi postigli jačinu magnetskog polja od 8.33 T potrebno je kroz magnete pustiti struju jačine 11 850 A. Kako bi se postigle struje te

jačine, koriste se supravodljivi materijali koji ne troše energiju na električni otpor. Za postizanje supravodljivosti, potrebno je cijeli sistem ohladiti na temperaturu od 1.9 K.



Slika 3.2: Tlocrt velikog hadronskog sudarivača s naznačenim detektorima

Da bi se snop protona održao stabilnim potrebno je više od 50 vrsta magneta. Jedan od glavnih magneta je dipolni magnet prikazan na slici 3.3 koji se koristi za zakretanje trajektorije čestica. Konstruiran je na način da se oko vakuumske cijevi kroz koju prolazi snop protona paralelno postave kablovi koji se sastoje od 36 niti supravodljivih žica. Svaka nit izgrađena je od 6300 supravodljivih filamenata niobij-titanata (NbTi) kroz koje teće struja i proizvodi magnetsko polje. Kroz kablove koji okružuju vakuumske cijevi s dvije strane, mora prolaziti struja u međusobno suprotnim smjerovima kako bi Lorentzova sila djelovala prema središnjem dijelu LHC kruga i zakretala snop. U drugoj vakuumskoj cijevi smjer struje mora se postaviti u takvom smjeru da magnetsko polje proizvedeno u središtu cijevi bude suprotnog smjera od onog u susjednoj cijevi kako bi dobili isti smjer Lorentzove sile na oba snopa.
Osim zakretanja snopa, potrebno ga je i fokusirati. Za to služe kvadrupolni magneti koji horizontalno i vertikalno fokusiraju snop. Oni koji djeluju u horizontalnoj ravnini nazivaju se QF, a u vertikalnoj ravnini QD, te u konačnici uzrokuju osciliranje oko centra vakuumske cijevi. Pošto svaki proton unutar paketa ima malo drugačiju energiju i malo drugačiju putanju potrebno je i to korigirati za što služe sekstopolni magneti.



Slika 3.3: Poprečni presjek dipolnog magneta korištenog za usmjeravanje snopa protona

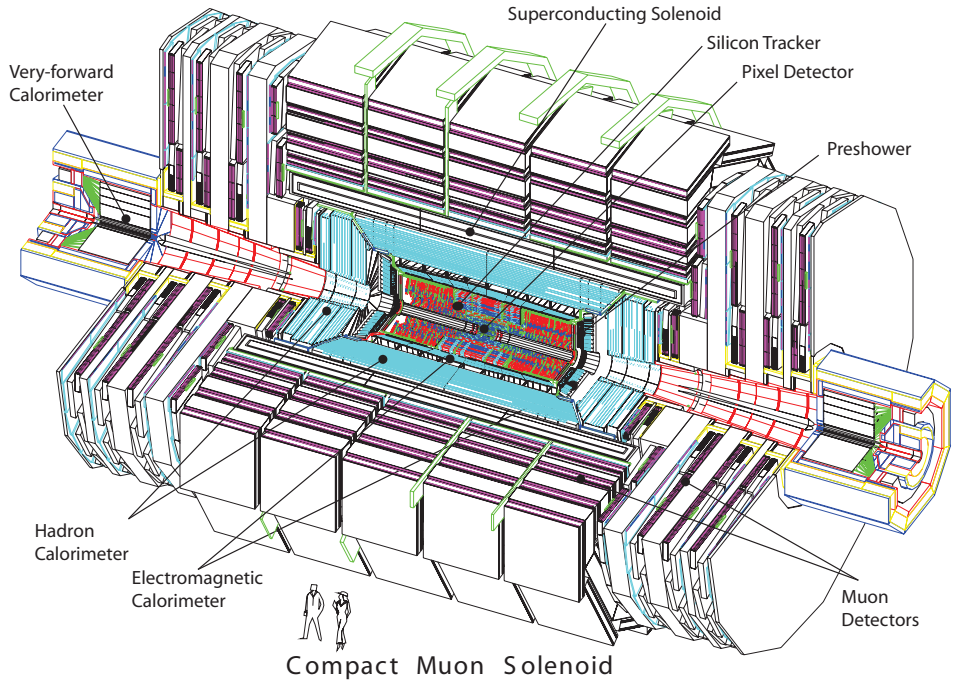
3.2 Detektor CMS

Od četiri detektora koja se nalaze na sjecištima snopova protona, dva su višenamjenska. Glavni cilj ATLAS (eng. *A Toroidal LHC Apparatus*) i CMS (eng. *Compact Muon Solenoid*) eksperimenata potraga je za fizikom izvan standardnog modela, kao što su supersimetrične čestice i čestice tamne materije. Jedna od glavnih motivacija izgradnje LHC-a bila je potraga za Higgsovim bozonom. Njegovim otkrićem proces istraživanja nije završen već se dalje proučavaju njegova svojstva kako bi se ustanovilo radi li se o Higgsovom bozonu iz Standardnog modela.
CMS je akronim od engl. *Compact Muon Solenoid*: kompaktni mionski solenoid, gdje svaka riječ opisuje jednu posebnost tog detektora. Pridjev 'kompaktni' odnosi se na dimenzije detektora. Masa od 14 000 t smještena je u dimenzije duljine 21.6 m i promjera 14.6 m, dok je duplo manja masa ATLAS detektora od 7 000 t smještena u veće dimenzije duljine 44 m i promjera 25 m. Mioni su čestice koje najčešće indiciraju da su u sudaru protona producirane visokoenergetske čestice. Iz tog razloga detektor je izgrađen da bi što preciznije detektirao signal miona što objašnjava naziv 'mionski'. Kako bi se što više zakrenule putanje nabijenih čestica potreban je magnet koji može proizvesti snažno magnetsko polje. CMS je konstruirao supravodljivi magnet koji može postići magnetsko polje od 3.8 T. S masom od 12 000 t, to ga čini najvećim supravodljivim magnetom ikada izgrađenim, čime zasluženo dio detektorskog imena postaje 'solenoid'.
Prije opisa samog detektora, korisno je definirati koordinatni sustav koji se koristi za

detektor CMS. Ishodište je postavljeno u nominalnoj točki interakcije protona. Koordinatne osi postavljene su tako da je x-os usmjerena prema središtu LHC prstena, y-os vertikalno prema gore, a z-os duž snopa protona tako da se formira desni koordinatni sustav. Azimutalni kut ϕ računa se od osi x u xy ravnini, a polarni kut θ računa se od osi z. Polarni kut θ nije pogodan za opis čestica pošto njihova razlika za dvije čestice nije *Lorentz invarijantna* veličina. To znači da analiza mjerenja u detektoru ovisi o sustavu iz kojega promatramo događaj. Razlika rapiditeta je Lorentz invarijantna veličina na potisak duž z osi. Pošto je u limesu visokih energija pseudorapiditet η jednak rapiditetu, koristi ga se za opis događaja umjesto kuta θ.
Nakon sudara protona mora vrijediti zakon očuvanja impulsa produciranih čestica tj. longitudinalni i transverzalni impuls u odnosu na smjer snopa moraju biti jednaki nula nakon sudara. Nakon samog sudara uvijek postoje čestice u vakuumskoj cijevi koje se ne mogu opaziti, te se iz tog razloga očuvanje longitudinalne komponentne impulsa ne može provjeriti. Zakon očuvanja *transverzalnog impulsa* p_{T} može se provjeriti, za razliku od longitudinalnog, te se zato koristi za opis čestica. Nakon što se zbroje svi transverzalni impulsi čestica u sudaru, provjerava se je li taj zbroj jednak nuli. Ako nije, znači da postoji nedostajući transverzalni impuls čestica koje nismo opazili kao što su neutrini ili hipotetske čestice tamne materije. Iznos ukupnog nedostajućeg transverzalnog impulsa naziva se *nedostajuća transverzalna energija* E_{T}, te se zajedno s transverzalnim impulsom p_{T} koristi za opis čestica.

3.2.1 Dijelovi detektora CMS

Sam proces izgradnje i instalacije detektora nije prošao bez poteškoća. Naime, izgradnja detektora nije se odvijala ispod zemlje već na površini zemlje, kako bi se uštedjelo vrijeme. Svaki od petnaest dijelova detektora konstruiran je i izgrađen na površini, te potom spuštan ispod zemlje na lokaciju na kojoj se nalazi danas.
Poprečni presjek detektora CMS prikazan je na slici 3.4. Svi podsistemi detektora nalaze se u cilindričnom središnjem dijelu (eng. *barrel*) ili u dva bočna dijela (eng. *endcap*) detektora. Centralni dio detektora sačinjava supravodljivi solenoid dugačak 13 m i unutarnjeg promjera 6 m koji može proizvesti magnetsko polje od 3.8 T. Unutar solenoida smješteni su piksel detektor, detektor tragova, elektromagnetski i hadronski kalorimetar, a sam magnet okružuju mionske komore oko kojih je smješten povratni jaram.
Kao što je spomenuto, cilj LHC sudarivača u početku bila je potraga za Higgsovim bozonom. Njegovim otkrićem dalje se istražuju njegova svojstva, te moguća vezanja na čestice izvan standardnog modela. Također se vrši potraga za česticama koje predviđa teorija supersimetrija (SUSY), te više dimenzije.



Slika 3.4: Poprečni presjek detektora CMS [18]

Uzimajući u obzir cilj LHC programa, detektor CMS morao je biti konstruiran tako da zadovoljava određene uvjete [18]:

- Dobru identifikaciju miona i rezoluciju impulsa preko širokog raspona vrijednosti impulsa u području $|\eta| < 2.5$, dobru dvomionsku rezoluciju mase ($\approx 1\%$ na 100 GeV) i mogućnost nedvosmislenog određivanja naboja miona impulsa $p < 1$ TeV;

- Dobru rezoluciju impulsa nabijenih čestica i efikasnost rekonstrukcije u unutarnjem detektoru tragova. Efikasno okidanje i naknadno označivanje τ leptona i b mlazova što zahtjeva položaj piksel detektora blizu točke interakcije;

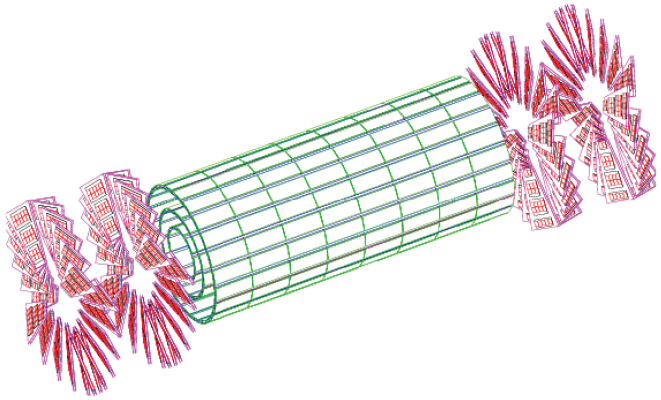
- Dobru rezoluciju elektromagnetske energije, dobru dvofotonsku i dvoelektronsku rezoluciju mase ($\approx 1\%$ na 100 GeV), široku geometrijsku pokrivenost, odbacivanje neutralnih piona (π^0), efikasno izoliranje fotona i leptona za visoke luminozitete;

- Dobru rezoluciju nedostajuće transverzalne energije i dvomlazova što zahtijeva hadronski kalorimetar sa širokom hermetičnom geometrijskom pokrivenošću i finom lateralnom segmentacijom.

Dizajn detektora CMS, koji je detaljnije opisan u nastavku, zadovoljava ove kriterije. Opis detektora slijedi redoslijed od dijelova najbližih sudaru protona prema najudaljenijima.

DETEKTOR TRAGOVA

Kako bismo odredili impuls nabijene čestice nastale pri sudaru protona, potrebno je precizno odrediti trajektoriju čestice, što je glavni cilj detektora tragova. Rekonstrukcija traga postiže se pronalaženjem položaja čestice u točno određenim točkama i povezivanjem tih točaka u jednu putanju. Detektor tragova zauzima volumen cilindra duljine 5.8 m i promjera 2.5 m, te je poddetektorski sustav najbliži točki interakcije. Kako bi detektor mogao rekonstruirati oko 1000 putanja čestica nastalih sudarima 20 protona svakih 25 ns, potrebna je velika granularnost i brzi odziv detektora. Da bi bili zadovoljeni ti uvjeti, detektor je u cijelosti izgrađen od silicija. Detektor tragova sastoji se od piksel detektora prikazanog na slici 3.5. Sastoji se od ukupno 66 milijuna piksela, te je sagrađen u tri sloja koja se nalaze na udaljenostima 4.4 cm, 7.3 cm i 10.2 cm od središnjeg dijela CMS detektora.



Slika 3.5: Prikaz piksel detektora

Trakasti detektor (eng. *strip detector*) okružuje piksel detektor i sastoji se od 10 milijuna traka raspodijeljenih u 10 slojeva, te se proteže do 1.1 m radijalno. Na bočnim dijelovima detektora nalaze se dva diska piksel detektora i 3+9 diska trakastog detektora. Svaki od tri sloja piksel detektora podijeljen je na segmente (piksele) veličine 100 $\mu m \times 150\ \mu m$ od kojih je svaki silicijski senzor. Prolaskom nabijene čestice kroz senzor, ioniziraju se atomi silicija. Svaki piksel sakupi naboje koji predstavljaju električni signal. Na svaki piksel priključen je silicijski čip koji pojačava taj signal. Znajući koji piksel je interagirao s česticom, možemo rekonstruirati trag čestica nastalih u sudaru protona. Na sličan način rade i slojevi trakastog detektora. Nabijena čestica ima dovoljno energije da izbaci elektron iz atoma silicija koji formiraju signal u trajanju od nekoliko nano-sekundi. Taj naboj pojača se APV25 čipom i daje informaciju kada i gdje je nabijena čestica interagirala.

ELEKTROMAGNETSKI KALORIMETAR

Za precizno određivanje energije elektrona i fotona koristi se elektromagnetski kalorimetar (eng. *electromagnetic calorimeter* - ECAL) koji je izgrađen od kristala olovnog volframata ($PbWQ_4$). U središnjem dijelu detektora nalazi se 61 200 kristala

posloženih u 36 supermodula, a u bočnim dijelovima detektora nalazi se dodatnih 14 648 kristala. Svaki kristal teži 1.5 kg, te vrijeme potrebno za uzgoj svakih od njih je 2 dana. Ulaskom fotona ili elektrona u kristal ECAL-a, dolazi do njihove interakcije s atomima olovnog volframata, te nastaje pljusak sekundarnih čestica koji se sastoji od fotona i elektrona. Interakcijom sekundarnih čestica s atomima u kristalu dolazi do njihovog pobuđivanja. Potom slijedi relaksacija atoma u niže energetsko stanje gdje se emitira foton. Količina fotona proporcionalna je deponiranoj energiji primarnih elektrona i fotona nastalih sudarom protona. Na krajevima kristala nalazi se silicijska lavinska fotodioda (eng. *avalanche photodiode* - APD). Sudarom scintilacijskog fotona s atomom silicija elektron biva izbačen iz atoma, te se električnim poljem ubrza. Akcelerirani elektron sudarom s drugim atomima proizvodi dodatne elektrone koji se dalje ubrzavaju te u konačnici proizvedu lavinu elektrona. Taj signal dalje se pojača, digitalizira i prenosi optičkim vlaknima u svrhu daljnje analize. Za razliku od središnjeg dijela detektora, bočni dijelovi koriste vakuumske fototriode (eng. *vacuum phototriode* - VPT) zbog veće količine zračenja u tom dijelu detektora. VPT sastoji se od tri elektrode između kojih se elektroni ubrzavaju. U konačnici struja se pretvori u digitalni signal koji se optičkim vlaknima šalje na daljnju analizu.

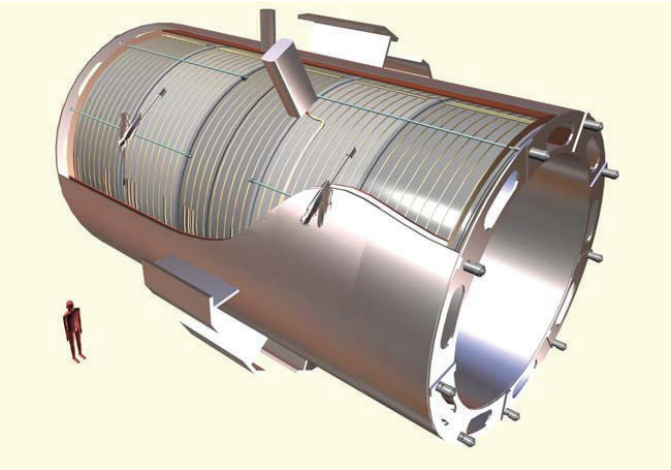
HADRONSKI KALORIMETAR

Nakon prolaska kroz elektromagnetski kalorimetar, nabijeni i neutralni hadroni deponiraju svoju energiju u hadronskom kalorimetru. Osim mjerenja energije hadrona kao što su protoni, neutroni, kaoni i pioni, HCAL služi i za indirektnu detekciju čestica koje slabo interagiraju kao što su neutrini koji mogu biti znak nove fizike. HCAL se sastoji od scintilatora i mjedi u naizmjenice poslaganim slojevima koji sačinjavaju kriške od kojih svaka teži 26 tona. 36 kriški raspoređeno je u središnjem dijelu detektora unutar solenoida, nekoliko kriški okružuje sam magnet kako bi bila osigurana detekcija sve energije. Na bočnim dijelovima detektora također se nalazi 36 kriški koje mjere energiju čestica. U konačnici, dva hadronska kalorimetra nalaze se na samim krajevima detektora, izvan solenoida, kako bi detektirali mnoštvo čestica koje izlaze iz sudara pod malim kutem u odnosu na snop.
Ulaskom hadrona u kalorimetar dolazi do interakcije s mjedi čime nastaje mnoštvo sekundarnih čestica. Daljnjom interakcijom sekundarnih čestica s drugim slojevima mjedi nastaje pljusak sekundarnih čestica. Prolaskom tog pljuska kroz naizmjenične slojeve scintilatora, emitira se plavo - ljubičasto svjetlo koje je mjera deponirane energije hadrona. Taj signal dalje se prenosi optičkim vlaknima koji se dalje pretvara u digitalni signal.

SUPRAVODLJIVI SOLENOID

Kako bi se precizno izmjerio impuls nabijenih čestica, potrebno je veliko magnetsko polje koje zakreće njihovu putanju. Zato je u samom središtu detektora smješten supravodljivi magnet koji može postići polje od 3.8 T. Polje te jačine pohranjuje energiju 2.3 GJ i zakreće putanje nabijenih čestica producirane sudarom protona. Magnet

zauzima volumen valjka duljine 12.5 m i promjera 6.3 m, te ima masu 220 t (slika 3.6). Kako bi kroz solenoid mogla protjecati struja od 18 160 A, potrebno je ohladiti magnet na 4.5 K.
Povratno polje magneta prolazi kroz željezni jaram (eng. *return yoke*) koji se sastoji od tri sloja između koji se nalaze mionske komore. Tako ujedno služi kao filter dozvoljavajući prolaz mionima i slabo interagirajućim česticama.



Slika 3.6: Prikaz supravodljivog magneta

MIONSKE KOMORE

Pri izgradnji detektora CMS jedan od glavnih uvjeta bila je precizna detekcija miona. Jedan od najčišćih kanala raspada Higgsovog bozona je u četiri miona, te je iz tog razloga bitna njihova detekcija. Zbog slabe interakcije s detektorom, mioni prolaze kroz kalorimetre neopaženo. Zato su mionske komore smještene na sam rub detektora između tri sloja željeznog jarma.
Za identifikaciju miona i mjerenje njihovog impulsa koriste se tri vrste detektora : driftne cijevi (eng. *drift tubes* - DT), komore s katodnim trakama (eng. *cathode strip chamber* - CSC) i komore s otpornim pločama (eng. *resistive plate chamber* - RPC). DT mionske komore postavljene su u središnjem dijelu detektora i služe za precizno mjerenje trajektorija. CSC komore postavljene su u bočnim dijelovima detektora gdje je magnetsko polje nejednoliko i broj čestica velik. RPC komore omogućuju brzi signal pri prolasku miona, te se nalaze i u središnjem i bočnom dijelu detektora.

3.3 Prikupljanje i distribucija podataka

Nakon što se čestice produciraju sudarom protona i detektiraju CMS detektorom, događaje je potrebno pohraniti prije same analize podataka. Na nominalnom luminozitetu protoni se sudaraju frekvencijom od 40 MHz, te se producira $\approx 10^9$ događaja

u sekundi. Svaki događaj zauzima ≈ 1.5 MB memorije što znači da se u jednoj sekundi producira 60 TB podataka. Toliku količinu podataka nije moguće pohraniti, te se iz tog razloga radi selekcija podataka. Većina događaja nastalih sudarom protona je fizičarima dobro poznata, te im nije zanimljiva pri potrazi za novom fizikom. Kako bi se prije same pohrane podataka odredilo koji su događaji zanimljivi i trebaju se pohraniti, a koji nisu, koristi se *sustav okidanja* (eng. *trigger system*). Sustav za okidanje sastoji se od L1 (eng. *Level* 1) i HLT (eng. *High Level Trigger*) okidača koji na temelju informacija iz detektora odbacuju ili pohranjuju podatke.
L1 okidač sastoji se od dva glavna okidača, kalorimetarskog i mionskog. Veliko vrijeme potrebno detektoru tragova za prijenos informacija o događaju razlog je zašto se taj poddetektor ne koristi pri selekciji događaja. Nakon pronalaska potencijalno zanimljivih događaja, mionski i kalorimetarski okidači šalju dalje te informacije globalnom okidaču koji donosi konačnu odluku zadržati li ili odbaciti događaj. L1 okidač time reducira frekvenciju s 40 MHz na 100 kHz tj. 150 GB u sekundi unutar 3 μs. Ako događaj prođe zahtjeve okidača L1, sljedeći korak je HLT okidač koji reducira frekvenciju događaja na nekoliko stotina Hz. HLT okidač se sastoji od farme od oko tisuću komercijalnih procesora i ima pristup svim dijelovima detektora.
Događaji koji su prošli proces okidanja, dalje se pohranjuju i procesiraju za daljnju analizu podataka. U tu svrhu osmišljena je računalna infrastruktura nazvana WLCG (eng. *Worldwide LHC Computing Grid*) koja uključuje 42 zemlje. Računalni sustav CMS grupe organiziran je u više razina (eng. *tier*). Tier-0 centri koji primaju podatke direktno iz detektorskog sustava i trajno ih pohranjuju na trake, smješteni su na CERN-u (Meyrin) i Wigner centru (Budimpešta). Njihova uloga je rekonstrukcija RAW podataka kako bi se dobio RECO format [18]. Nakon toga se RECO i RAW podatkovni formati šalju na 13 Tier-1 centara raspoređenih po svijetu. Podaci se ne uklanjaju s Tier-0 centara dok nisu pohranjena na dva Tier-1 centra. Centar Tier-1 omogućava dugotrajnu pohranu RAW podataka. Ti podaci se ponovno rekonstruiraju u RECO format koji se dalje prenosi u reducirani format AOD (eng. *Analysis Object Data*) i MiniAOD format do Tier-2 centara kojih ima oko 160. Tier-2 centri također se koriste za produciranje uzoraka Monte Carlo simuliranih događaja.

4 Rekonstrukcija događaja

Partoni koji nastaju sudarom protona ne mogu se detektirati kao izolirani objekti već se opažaju kao struja hadrona nastala procesom hadronizacije. Poveznica između svojstava partona i konačnog stanja hadronizacije postiže se formiranjem mlaza algoritmima rekonstrukcije. Prije rekonstrukcije mlaza, potrebno je rekonstruirati događaje što se postiže particle-flow algoritmom objašnjenim u nastavku.

4.1 Particle-flow rekonstrukcija događaja

Cilj *particle-flow* rekonstrukcije događaja je identifikacija svih stabilnih čestice nastalih u sudaru dva protona. Koristeći svaki dio poddetektora konstruira se lista čestica koja se najčešće sastoji od elektrona, miona, fotona, nabijenih i neutralnih hadrona. Fotoni se rekonstruiraju u elektromagnetskom kalorimetru (ECAL) koji ima veliku zrnatost što omogućuje veliku rezoluciju energije. Nabijeni i neutralni hadroni deponiraju energiju u hadronskom kalorimetru (HCAL). Elektroni se rekonstruiraju kombinacijom detektora tragova i ECAL-a, preko elektrona i preko fotona nastalih Bremsstrahlung zračenjem koje nastaje interakcijom elektrona s materijalom od kojeg je izgrađen detektor tragova. Za detaljniji opis korisno je pogledati referencu [19].
Lista čestica dalje se koristi za grupiranje čestica u hadronske mlazove raznim algoritmima, što je opisano u Poglavlju 4.2. Particle-flow algoritam također se koristi za određivanje nedostajuće transverzalne energije E_{T}^{miss} kojom procjenjujemo energiju i smjer neutrina i drugih slabointeragirajućih čestica, te za rekonstrukciju i identifikaciju τ leptona iz njegovih produkata raspada.

4.2 Rekonstrukcija hadronskih mlazova

Nakon što su događaji rekonstruirani, čestice se grupiraju u hadronke mlazove u čiju svrhu su osmišljeni mnogi algoritmi. Algoritmi rekonstrukcije hadronskih mlazova predstavljaju skup pravila grupiranja čestica u hadronske mlazove. Najčešće uključuju jedan ili više parametara koji opisuju koliko moraju čestice biti blizu jedna drugoj da bi pripadale istom hadronskom mlazu. 1990. godine napravljen je sporazum o općenitim uvjetima koje mora zadovoljavati definicija hadronskog mlaza, poznat pod nazivom *'Snowmass accord'* [20]. Neki od najvažnijih zahtjeva koji moraju biti zadovoljeni su:

- Jednostavna implementacija u eksperimentalnu analizu
- Jednostavna implementacija u teorijske izračune
- Definiranost u bilo kojem redu računa smetnje
- Udarni presjek u bilo kojem redu računa smetnje mora biti konačan

- Neosjetljivost udarnog presjeka na proces hadronizacije

Ne postoji jedinstveni način definiranja hadronskog mlaza, te iz tog razloga postoji puno algoritama koji upotrebljavaju različita pravila. Koji god algoritam koristili pri formiranju hadronskog mlaza, mora vrijediti

- *Infracrvena sigurnost* (*eng. Infrared-Safety*) - dodavanje mekanih čestica ne mijenja rezultat grupiranja čestica u hadronske mlazove
- *Kolinearna sigurnost* (*eng. Collinear-Safety*). - razdvajanje jednog partona na dva ne mijenja rezultat grupiranja čestica u hadronske mlazove

Postoje dvije osnovne grupe algoritama hadronskih mlazova. Prvu grupu čine konusni algoritmi koji pretpostavljaju da će se čestice nalaziti u konusnom području, te se postupak klasteriranja odvija u $(\eta - \phi)$ prostoru. Konusni algoritmi bili su preferirani od strane eksperimentalnih fizičara u prošlosti, ali danas nisu u uporabi zato što je većina njih infracrveno i kolinearno nesigurna i time nisu pogodni za teorijska izračune. Najčešće korišteni konusni algoritmi su iterativni konusni algoritmi i besjemeni infracrveno sigurni konusni algoritam [20]. Drugu grupu čine algoritmi sekvencijalne rekombinacije koji se danas koriste u rekonstrukciji hadronski mlazovi, te su objašnjeni u nastavku.
Za razliku od konusnih algoritama, algoritmi sekvencijalne rekombinacije grupiraju čestice na temelju mjere udaljenosti i relativnog impulsa dvije čestice. Algoritam koji se svrstava u tu kategoriju, te koji si najčešće koristi je generalizirani k_T algoritam. Generalizirani k_T algoritam predstavlja skup infracrveno i kolinearno sigurnih algoritama, koji ovise o parametru n.
Procedura za svaki od tih algoritama je definiranje udaljenosti za svaki par čestica [21]

$$d_{ij} = min(p_{Ti}^{2n}, p_{Tj}^{2n}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \tag{4.1}$$

gdje je $\Delta R_{ij}^2 = \Delta y_{ij}^2 + \Delta \phi_{ij}^2$ udaljenost između dvije čestice u rapiditetnom prostoru, R je parametar koji određuje konačnu veličinu konusa, a n koeficijent koji govori o kojem algoritmu se radi. Druga varijabla koja se definira je udaljenost čestice od osi snopa

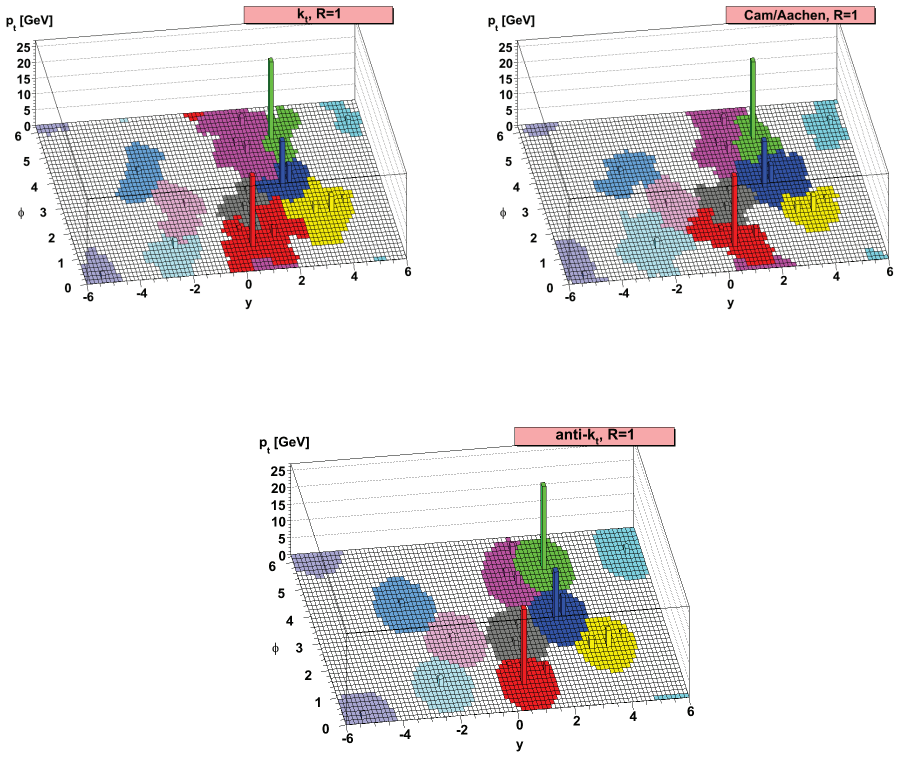
$$d_{iB} = p_{Ti}^{2n} \tag{4.2}$$

Procedura kojom se određuje koja čestica pripada kojem hadronskom mlazu je sljedeća:

1. Za svaki par čestica i, j odredi se međusobna udaljenost čestica d_{ij} i udaljenost čestice i od osi snopa d_{iB}
2. Odredi se koja od vrijednosti $\{d_{iB}, d_{ij}\}$ je manja
3. Ako je manja vrijednost d_{ij}, čestice i, j se ujedinjuju u jednu česticu zbrajanjem njihovih četvero vektora. Potom se vraćamo na korak 1

4. Ako je manja vrijednost d_{iB}, čestica i proglašava se mlazom i uklanja s liste čestica

5. Postupak se ponavlja dok se sve čestice ne pridruže određenom mlazu



Slika 4.1: Površine više hadronskih mlazova označene različitim bojama, dobivene a) k_{T} algoritmom, b) Cambridge/Aachen algoritmom i c) anti-k_{T} algoritmom [21]

U slučaju kada parametar n poprima vrijednosti $n \in \{-1, 0, 1\}$, algoritmi se redom nazivaju anti-k_{T}, Cambridge/Aachen i k_{T} algoritam. U k_{T} algoritmu koji ima vrijednost parametra $n = 1$, grupiraju se prvenstveno meke čestice. Ako je $n = -1$, dobivamo anti-k_{T} algoritam, te se grupiraju prvo tvrde čestice potom meke. Cambridge/Aachen algoritam s vrijednošću parametra $n = 0$, ne uzima u obzir energije čestica, već samo geometrijske udaljenosti. Na slici 4.1 prikazani su rezultati algoritama, te uočavamo da za anti-k_{T} algoritam, površine imaju kružne oblike što je eksperimentalno pogodno iz razloga što će oblik površine biti jednak za sve vrste detektora.
Uz mlazove nastale grupiranjem rekonstruiranih događaja, mlazovi se mogu simulirati, te se ti mlazovi nazivaju *generirani mlazovi*. Monte Carlo generator događaja generira stabilne čestice koje se grupiraju istim algoritmom korištenim za grupiranje rekonstruiranih događaja. Zbog nejednolikog i nelinearnog odziva CMS kalorimetra, energije rekonstruiranih mlazova razlikuju se od energija generiranih mlazova.

Moguće neželjene doprinose energiji mlaza mogu uzrokovati elektronički šum i nakupljanje događaja, zbog čega se energije rekonstruiranih mlazova kalibriraju. Postupak kalibracije mlazova [22] provodi se u nekoliko koraka shematski prikazanih na slici 4.2.

1. Korekcije pomaka energije (eng. *offset*) - nakupljeni događaji i elektronički šum uzrokuju pomak u energiji , te je cilj ove korekcije ukloniti takve doprinose

2. Relativne korekcije - odziv mlaza mijenja se u ovisnosti o pseudorapiditetu η za fiksne vrijednosti transverzalnog impulsa p_{T}. Cilj je ukloniti takve varijacije i dobiti odziv mlaza neovisan o η

3. Apsolutne korekcije - energija mlaza mjerena u CMS kalorimetru varira kao funkcija p_{T}, te se pokušava ovisnost odziva svesti na vrijednost jedan za sve vrijednosti p_{T} u području $|\eta| < 1.3$

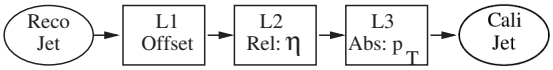
Korekcija se primjenjuje kao multiplikativni faktor $\mathcal{C}$ svakoj komponenti četvero-impulsa nekalibriranog mlaza (eng. *raw jet*)

$$p_{\mu}^{cor} = \mathcal{C} \cdot p_{\mu}^{raw} \tag{4.3}$$

gdje se multiplikativni faktor sastoji od komponenata prikazanih na slici 4.2

$$\mathcal{C} = C_{offset}(p_{\mathrm{T}}^{raw}) \cdot C_{rel}(\eta) \cdot C_{abs}(p_{\mathrm{T}}'') \tag{4.4}$$

Pošto se svaka komponenta impulsa korigira jednakim iznosom, smjer mlaza u $\eta - \phi$ prostoru ostaje neizmijenjen. S druge strane ako se mijenja četvero-impuls mlaza, slijedi da se mijenja njegova masa.

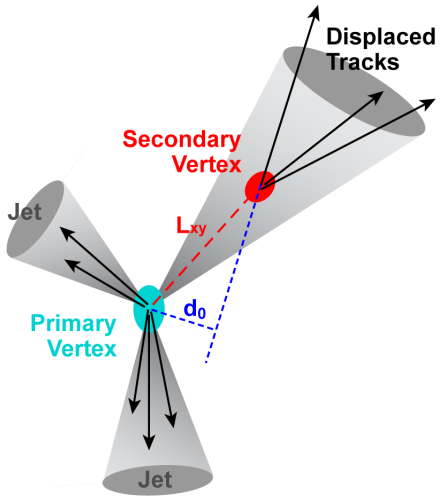


Slika 4.2: Shematski prikaz koraka kalibracije energije hadronskih mlazova [8]

4.3 b-označavanje hadronskih mlazova

Mnoge egzotične čestice predviđene fizikom izvan SM, raspadaju se u b kvarkove koji se opažaju kao mlazovi nakon procesa hadronizacije. U principu nije moguće sa sigurnošću odrediti okus kvarka nastalog u sudaru, niti je li hadronski mlaz nastao iz kvarkova ili gluona. Međutim, svojevrsna iznimka su b kvarkovi koji pri hadronizaciji produciraju b hadrone, npr. $\bar{B}^0$ ($b\bar{d}$) mezon, čije je glavna karakteristika dugo vrijeme života ($\tau \approx 1.5^{-12}$ s) [23]. Dugo vrijeme života uzrok je zašto b hadroni putuju u prosjeku nekoliko milimetara prije nego se raspadnu, što rezultira sekundarnim verteksom pomaknutim u odnosu na primarni verteks (Slika 4.3).
b-označavanje je rekonstrukcijska tehnika koja se koristi pri određivanju je li hadronski mlaz nastao hadronizacijom b - kvarka ili nekih drugih lakših kvarkova, oslanjajući se na karakteristična svojstva b hadrona [24]

- Dugo vlastito vrijeme života ($\tau \approx 1.5$ ps, $c\tau \sim 500$ μm, $\beta\gamma c\tau \approx 5$ mm)
- Velika masa (~ 5 GeV)
- Raspad u konačno stanje s velikim brojem nabijenih čestica (~ 5 u prosjeku)
- Relativno veliki semileptonski omjer grananja (za elektrone i mione, $\approx 20\%$ svaki)
- Tvrda funkcija fragmentacije (veliki udio originalnog impulsa b kvarka odnosi b hadron)

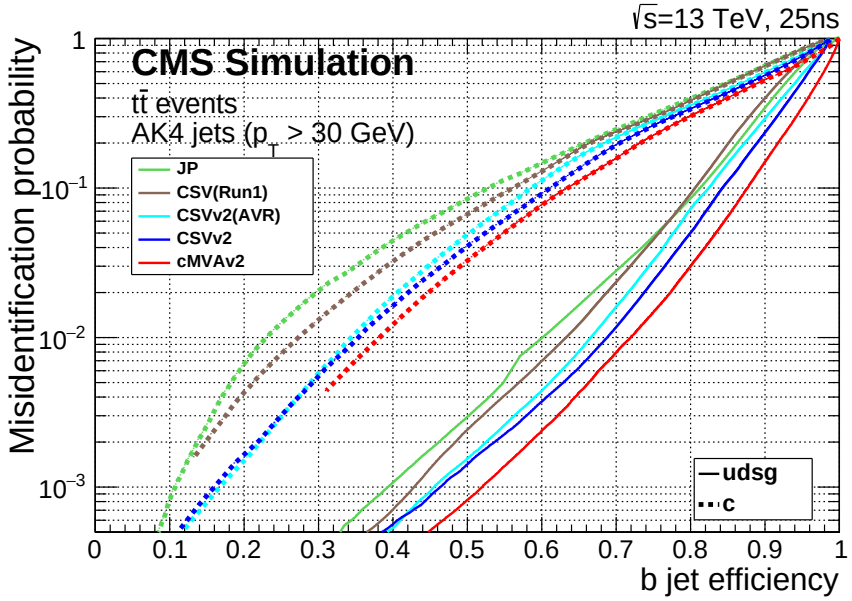


Slika 4.3: Grafički prikaz tri hadronska mlaza od kojih jedan sadrži b hadron. Sekundarni verteks b hadrona (crvena boja) pomaknut je u odnosu na primarni verteks (plava boja) za nekoliko milimetara, zbog dugog vremena života [24].

Uzimajući u obzir svojstva b hadrona, b-označavanje pridjeljuje svakom mlazu *vjerojatnost* da sadrži b hadron. Nekoliko algoritama b-označavanja, koji primaju različite ulazne informacije, koristi se na CMS eksperimentu. Glavna karakteristika svih algoritama je da kao izlaznu informaciju vraćaju numeričku *diskriminantu*, te što je veća njegova vrijednost to je veća vjerojatnost da hadronski mlaz potječe od b kvarka. Nužan preduvjet b-označavanja je rekonstrukcija mlaza. Prvi korak je pridruživanje tragova čestica određenom mlazu (eng. *jet - track association* - JTA) na način da se tragovi povezani s konstituentima particle-flow mlazova pridružuju mlazu. Sljedeći korak je primjena kriterija kvalitete na tragove, nakon čega se uz tragove mlazovima pridružuju sekundarni verteksi. Sekundarni verteks zajedno s tragovima prosljeđuje se algoritmu b-označavanja.
CSVv2 (eng. *combined secondary-vertex*) algoritam korišten u ovom radu, koristi varijable [24] koje su izvedene iz verteksa i tragova. Čak i ako sekundarni verteks nije pronađen, CSV algoritam vraća diskriminator kako efikasnost b-označavanje ne bi ovisila o efikasnosti rekonstrukcije sekundarnog verteksa. Ako je vrijednost diskriminatora iznad određene vrijednosti, mlaz je označen. Vrijednost iznad koje je mlaz

b-označen naziva se radna točka i zasnovana je na nivou pogrešnog označavanja mlazova lakih kvarkova (udsg) u $t\bar{t}$ događajima

- Loose ($\sim$ 10%)
- Medium ($\sim$ 1%)
- Tight ($\sim$ 0.1%)



Slika 4.4: Pogrešno označavanje mlazova koji potječu od lakih kvarkova pod b kvarkove u ovisnosti o efikasnosti b označavanja. Krivulje različitih boja odnose se na različite algoritme te prikazuju performansu pojedinog algoritma [24].

Efikasnost algoritma b-označavanja definira je na način

$$\epsilon = \frac{\text{broj mlazova koji su } b\text{-označeni}}{\text{ukupni broj mlazova}} \tag{4.5}$$

Razni algoritmi korišteni na CMS eksperimentu imaju različite efikasnosti. Neki primjeri tih algoritama prikazani su na slici 4.4 gdje je prikazana vjerojatnost pogrešnog označavanja mlaza koji potječe od lakog kvarka pod b mlazom u ovisnosti o efikasnosti b-označavanja, za svaki algoritam posebno.

5 Analiza podataka

Pri potrazi za rezonancijama s dva hadronska mlaza u konačnom stanju bitno je procjeniti pozadinu i izmjeriti distribuciju invarijantne mase dva mlaza. Pozadinu sačinjavaju svi procesi poznati iz Standardnog modela koji u detektoru mogu izgledati poput signala, dok signal sačinjavaju procesi koje želimo promatrati. Ako bi postojao signal, bio bi opažen kao ispupčenje u spektru invarijantne mase dva mlaza. Iz tog razloga bitno je provjeriti glatkoću spektra što se postiže prilagodbom parametrizacijske funkcije koja nam govori koliko funkcija prilagodbe odgovara podacima.
Podaci korišteni u ovoj analizi dobiveni su novom tehnikom nazvanom podatkovno izviđanje (eng. *data scouting*) [25]. Poput podataka dobivenih standardnim postupkom, *scouting* događaji selektirani su L1 okidačem i potom usmjereni na HLT okidač. Nakon rekonstrukcije i selekcije događaja, podaci se pohranjuju izravno na Tier-2 centre, te se ti podaci koriste u analizi. Kako bi se mogla pohraniti velika količina podataka, događaji su reducirani na način da sadrže samo četvero-impulse particle-flow mlazova. Time se veličina događaja smanji s $\approx$ 500 kB na $\approx$ 10 kB. Prednost scouting analize je što omogućuje prikupljanje podataka s proširenim spektrom na manje vrijednosti invarijantne mase. Međutim, data scouting ne sadrži sirove (eng. *raw*) podatke, te nije moguće provoditi detaljniju *offline* rekonstrukciju. Za razliku od scouting podataka, mlazovi koji su rekonstruirani *offline* (RECO) preciznije opisuju događaje.

5.1 Selekcija događaja

Prije samog početka analize, događaji producirani u sudarima protona moraju zadovoljavati određene kriterije. Da bi događaj bio razmatran, prvo treba proći dva nivoa sustava za okidanje: L1 i HLT, kao što je opisano u Poglavlju 3.3. Nakon što prođu tu selekciju, particle-flow algoritmom (Poglavlje 4.1) rekonstruiraju se čestice u događaju koje se identificiraju kao elektroni, mioni, fotoni, te neutralni i nabijeni hadroni. Particle-flow kandidati grupiraju se u hadronske mlazove anti-k_{T} algoritmom (Poglavlje 4.2), koristeći parametar udaljenosti $R = 0.4$. Kako bi se ubrzao kompjutorski proces formiranja mlazova, koristi se C++ paket `FastJet` [26]. Jednom kada su hadronski mlazovi formirani, kalibrira se njihova energija (Poglavlje 4.2). Nakon rekonstrukcije, uzimaju se u obzir samo oni hadronski mlazovi koji zadovoljavaju uvjete $p_{\mathrm{T}} > 30$ GeV i $|\eta| < 2.5$. Dva hadronska mlaza s najvećim vrijednostima p_{T} uzimaju se kao dva vodeća mlaza (eng. *leading jets*). Nefizikalna deponirana energija u kalorimetrima može uzrokovati formiranje nefizikalnih hadronskih mlazova. Iz tog razloga definirani su 'kriteriji identifikacije mlazova' (eng. Jet ID) koje mora zadovoljavati svaki hadronski mlaz kako bi se uklonili oni nefizikalni. Za $|\eta| < 2.4$ mora vrijediti [27]:

- Nabijeni hadronski udio > 0
- Neutralni hadronski udio < 0.99
- Nabijeni EM udio < 0.99
- Neutralni EM udio < 0.99

Ako jedan od dva vodeća mlaza ne zadovoljava navedene kriterije, događaj se odbacuje. Kako bi se odredila ukupna masa dva hadronska mlaza, koristi se *wide-jet* algoritam [28, 29] koji koristi dva vodeća mlaza kao sjeme. Ako se ostali hadronski mlazovi nalaze unutar $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 1.1$, dodaju se najbližem od dva vodeća mlaza te u konačnici formiraju dva široka mlaza. Kako bi se povećao rezonantni signal dva hadronska mlaza i potisnula QCD pozadina, stavljaju se ograničenja (eng. *cut*) na kut raspršenja u sustavu centra mase $|cos\theta^*|$. U limesu visokih energija vrijedi $cos\theta^* \approx \tanh\frac{\Delta\eta}{2}$, te postavljanjem ograničenja na kut indirektno dobivamo ograničenje na razliku pseudorapiditeta dva mlaza. Optimalno ograničenje na kut raspršenja iznosi 0.58 iz čega slijedi da je ograničenje na razliku pseudorapiditeta dva hadronska mlaza $|\Delta\eta_{jj}| < 1.3$ [12].

5.2 Efikasnost okidača

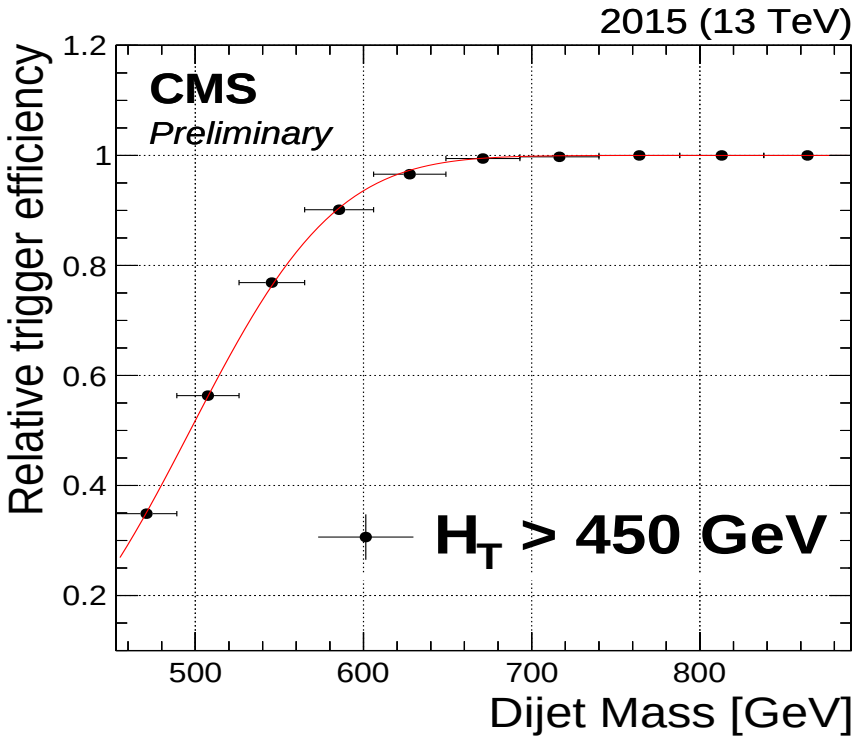
Prije nego događaj prođe kroz HLT sustav okidanja, mora zadovoljiti uvjete koje mu nameće L1 okidač. Kao prag L1 okidača koristi se zbroj transverzalne energije svih mlazova u događaju H_{T}, koji se nalazi između vrijednosti $H_{\mathrm{T}} > 125$ GeV i $H_{\mathrm{T}} > 175$ GeV. Kako bismo izmjerili efikasnost HLT okidača koristimo preskalirani uzorak s L1 okidača. Efikasnost HLT okidača definira se kao

$$\epsilon(m_{jj}) = \frac{\text{broj HLT događaja}}{\text{broj L1 događaja}} \tag{5.1}$$

Efikasnost HLT okidača ϵ u ovisnosti o invarijantnoj masi dva mlaza m_{jj} prikazana je na slici 5.1. Izmjerena efikasnost okidača može se dobro opisati parametrizacijskom funkcijom

$$\epsilon(m_{jj}) = \frac{1}{2}\Big(1 + erf\Big(\frac{m_{jj} - m_{eff}}{\sigma_{eff}}\Big)\Big) \tag{5.2}$$

s dva parametra prilagodbe: m_{eff} predstavlja točku na kojoj se dostiže polovina maksimalne efikasnosti; σ_{eff} predstavlja strmost krivulje. Konvencija je da se u analizi koristi prvi stupac za koji je nepouzdanost manja od neefikasnosti. U ovom radu koriste se mase mase $m_{jj} > 565$ GeV, te efikasnost prvog stupca iznosi 90 %.



Slika 5.1: Izmjerena krivulja efikasnosti HLT okidača (crne točke) u ovisnosti o invarijantnoj masi dva mlaza. Krivulja efikasnost opisuje se parametrizacijskom funkcijom koja je prikazana crvenom bojom.

5.3 Spektar invarijantne mase dva mlaza

Kada bi postojala nova čestica izvan Standardnog modela koja se raspada na dva hadronska mlaza, bila bi opažena kao rezonancija u spektru njihove invarijantne mase. QCD predviđa strmi i glatko opadajući spektar porastom invarijantne mase dva hadronska mlaza. Spektar invarijantne mase dva mlaza definira se na sljedeći način [8]

$$\frac{d\sigma}{dm_{jj}} = \frac{1}{\int Ldt}\frac{N_i}{\Delta m_i} \tag{5.3}$$

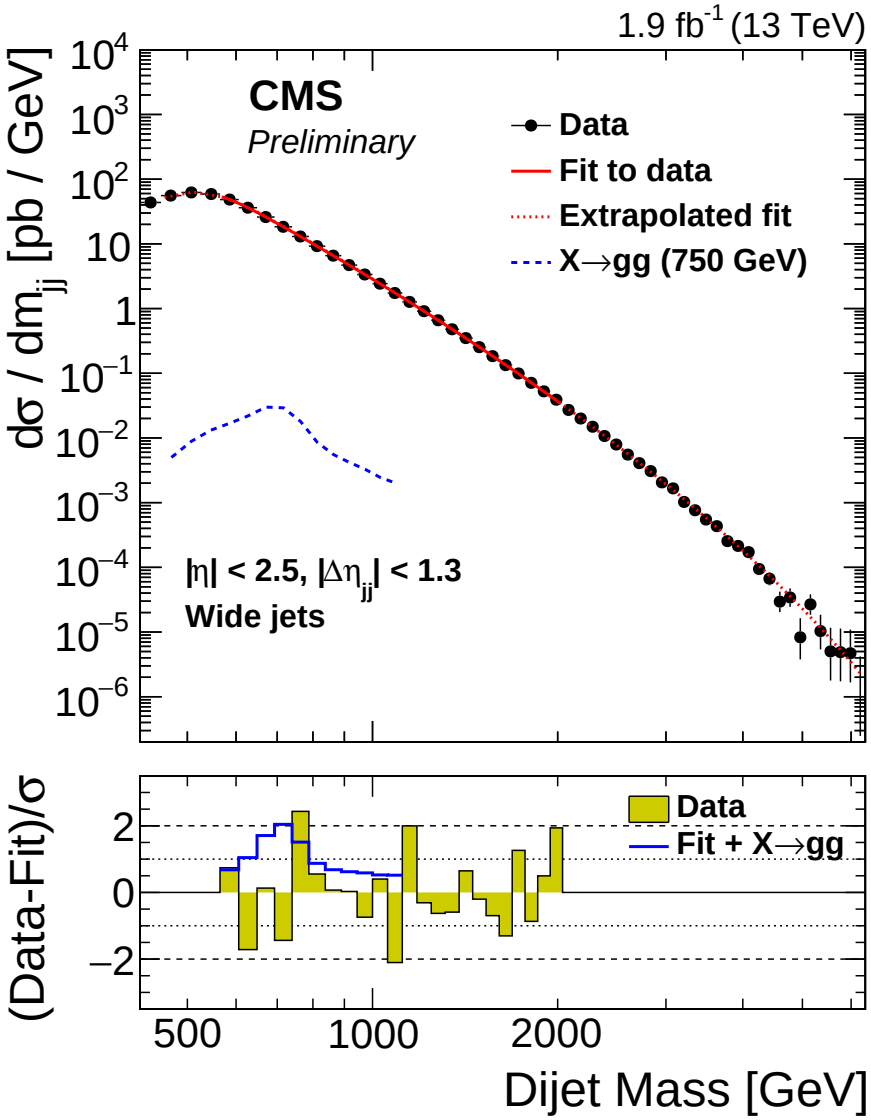
gdje je m_{jj} masa dva mlaza, N_i broj događaja u i-tom stupcu, Δm_i širina i-tog stupca, a $\int Ldt$ integrirani luminozitet. Na slici 5.2 prikazan je spektar za događaj $pp \rightarrow$ dva vodeća mlaza $+ X$. Kako se povećava njihova masa, tako se povećava veličina stupca koja odgovara eksperimentalnoj rezoluciji kojom se mjeri invarijantna masa dva hadronska mlaza.

U intervalu masa 565 GeV - 2037 GeV, koji se koristi u analizi, spektar je opisan funkcijom prilagodbe koja je umnožak funkcije efikasnosti okidača (5.2) i parametrizacijske funkcije pozadine

$$\frac{d\sigma}{dm_{jj}} = p_0\frac{(1-x)^{p_1}}{x^{p_2+p_3\ln(x)}} \tag{5.4}$$

gdje je $x = m_{jj}/\sqrt{s}$, a p_0, p_1, p_2 i p_3 četiri parametra funkcije prilagodbe. Član x^{p_2} motiviran je masenom ovisnošću QCD matričnog elementa, član $(1-x)^{p_1}$ opisuje

pad partonskih distribucijskih funkcija s porastom udjela impulsa, dok je član $x^{p_3 \ln(x)}$ uveden kako bi opisao podatke za velike vrijednosti invarijantne mase dva mlaza.

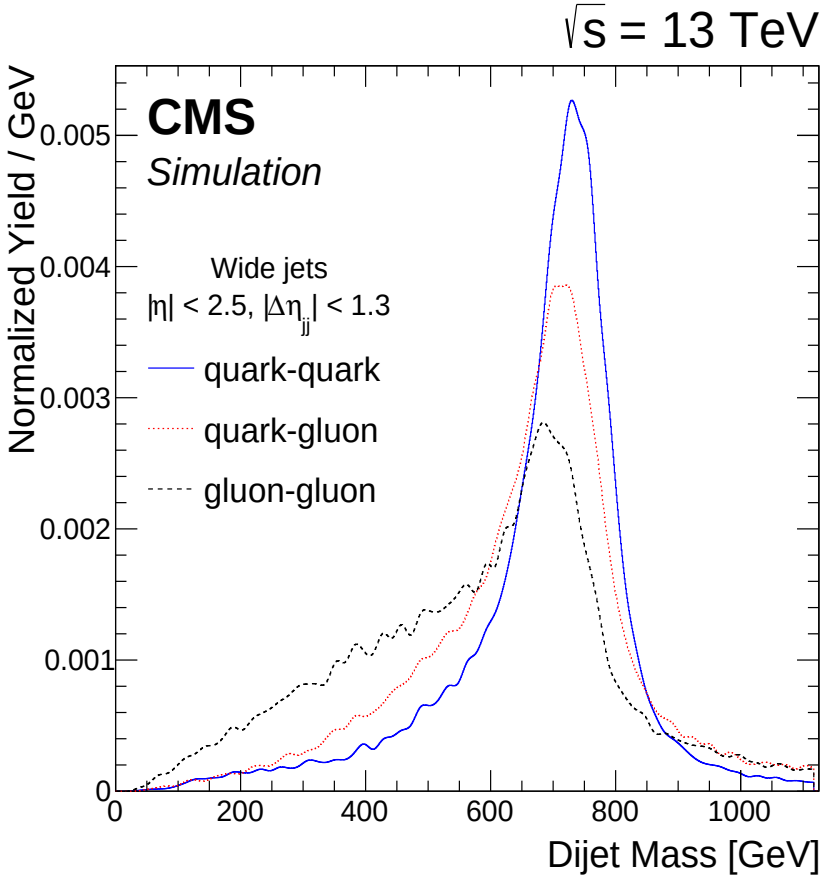


Slika 5.2: Spektar mase dva hadronska mlaza (crne točke), te prilagodba na podatke označena crvenom bojom. Simulirani signal raspada rezonancije na dva gluona prikazan je plavom bojom. Donji dio slike prikazuje omjer razlike podataka i prilagodbe podijeljen sa statističkom nepouzdanošću.

Plavom iscrtkanom linijom prikazan je predviđeni oblika signala za rezonanciju na 750 GeV koja se raspada na dva gluona. U donjem dijelu slike (5.2) prikazan je omjer razlike podataka i funkcije prilagodbe podijeljen sa statističkom nepouzdanošću, a punom plavom linijom očekivane vrijednosti iz simulacije za rezonanciju koja se raspada u dva gluona. Uočavamo da nije opaženo odstupanje od pozadine, te zaključujemo da nema nove čestice za dani luminozitet (Dodatak C).

5.4 Simulacija signala

Za Monte Carlo simulaciju sudara protona korištena je PYTHIA 8 [30] dok je za simulaciju odziva CMS detektora na prolaz čestice korišten *Geant*4 softver [31]. Generirani događaji rekonstruirani su standardnim softverskim alatima CMS eksperimenta.



Slika 5.3: Rekonstruirani spektri invarijantne mase dva mlaza predviđeni PYTHIA 8 MC generatorom događaja, za rezonanciju na 750 GeV koja se raspada u kvark-kvark (plava linija), kvark-gluon (crvena linija) i gluon-gluon (crna linija).

Na slici 5.3 prikazane su tri simulirane distribucije mase dva hadronska mlaza nastala raspadom rezonancije na 750 GeV. Plavom bojom prikazan je rezonantni vrh u slučaju kada se nova čestica raspada na par kvark-antikvark ($q\bar{q} \to G \to q\bar{q}$), gdje G predstavlja graviton predviđen modelom Randall–Sundrum (RS) [32]. Iscrtkanom crvenom linijom prikazan je rezonantni vrh u slučaju raspada pobuđenog kvarka q^* [33, 34] na par kvark-gluon ($qg \to q^* \to qg$). Crnom bojom prikazan je slučaj raspada RS gravitona u par gluon-gluon ($gg \to G \to gg$). Jezgra predviđenih signali ima oblik Gaussove krivulje koji dolazi od rezolucije energije mlaza u detektoru. Kako se ide prema manjim masama u distribuciji, ovisno o kanalu raspada rezonancije, krivulja mijenja oblik. Rep distribucije dolazi od izračenih gluona u konačnom stanju. Rezonancije koje sadrže gluone u konačnom stanju snažnije će emitirati QCD zračenje od kvarkova, te je iz tog razloga rep distribucije $gg \to G \to gg$ najizraženiji.

Ne postoji naznaka postojanja rezonancije u izmjerenim podacima što se vidi na slici 5.2. Najznačajnije odstupanje događaja od pozadine je u stupcu 740 GeV – 788 GeV. Rezonancija na 800 GeV koja se raspada na dva gluona može najbolje opisati taj višak događaja s lokalnom signifikantnošću 2.0 σ koja uključuje samo statističku nepouzdanost. Signifikantnost prilagodbe gg rezonancije na 750 Gev je negativna, dok za qq rezonanciju na 750 GeV signifikantnost iznosi 1.3 σ, te uključuje samo statističku nepouzdanost.

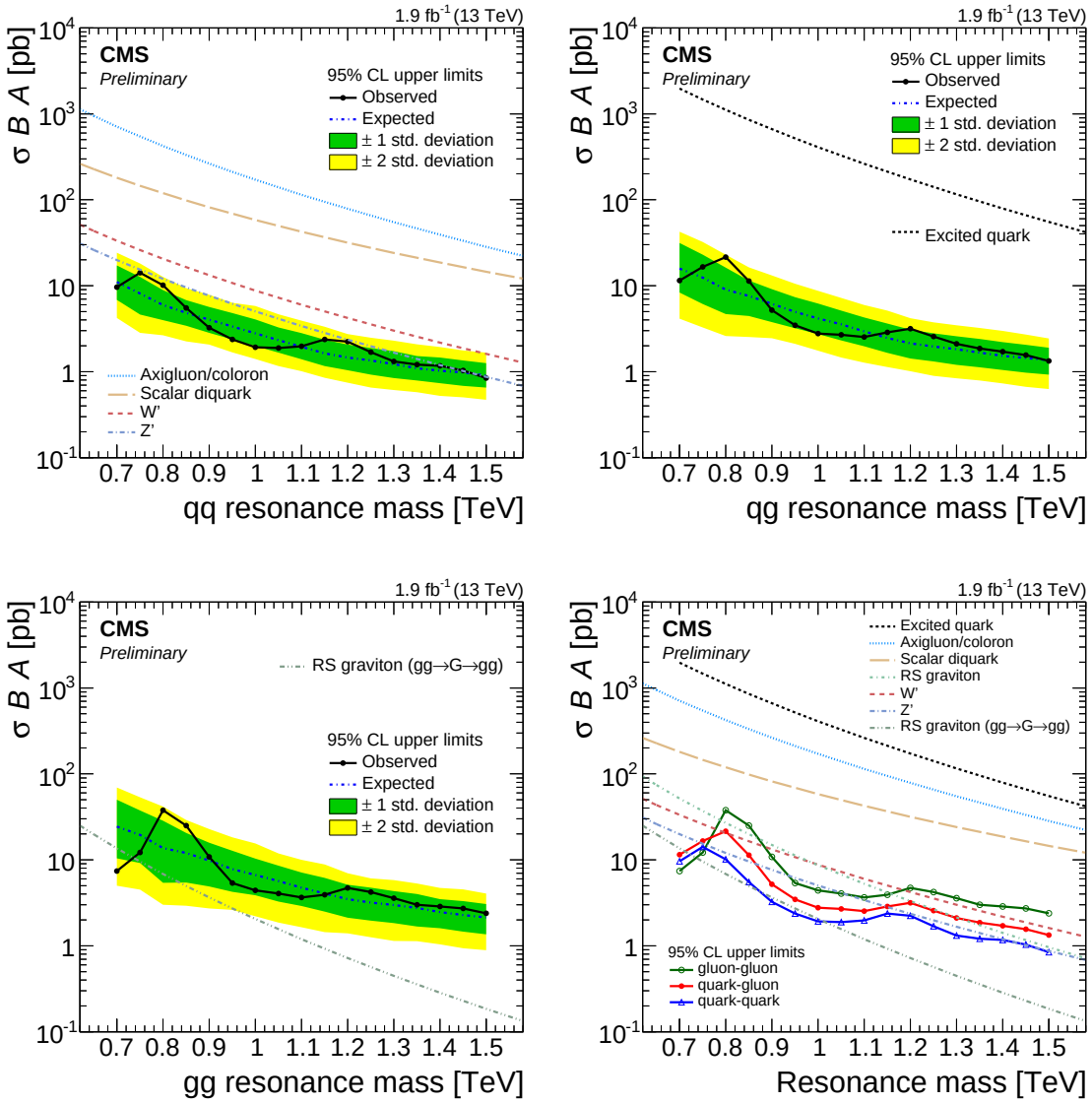
5.5 Određivanje gornje granice na udarni presjek

Kako bismo odredili gornju granicu na udarni presjek pojedinog procesa, koristimo spektar mase dva hadronska mlaza, krivulju efikasnosti, parametrizacijsku funkciju koja opisuje pozadinu, te oblike rezonantnih vrhova. Zbog ovisnosti oblika rezonantne krivulje o konačnom stanju u koje se raspada čestica (qq, qg i gg), potrebno je za svaki od tih oblika odrediti gornju granicu na udarni presjek. U određivanju granica udarnog presjeka dominantni izvori sistematskih nepouzadnosti su

- kalibracija energije mlaza
- rezolucija energije mlaza
- procjena pozadine
- integrirani luminozitet
- efikasnost okidača

Nepouzdanost kalibracije energije mlaza dolazi od nepouzdanosti u korekcijama energije mlazova koje se primjenjuju kako bi se uzeo u obzir nelinearan i nejednolik odziv detektora (Poglavlje 4.2). Nepouzdanost korištena u ovoj analizi određena je iz prikupljenih podataka druge faze rada LHC sudarivača metodom opisanom u [35], te iznosi 2 %. Kako bi to uzeli u obzir, rezonantni signal pomaknut je za $\pm$ 2 % u invarijantnoj masi dva mlaza. Rezolucija energije hadronskog mlaza razmazana je u simulacijama kako bi se uzele u obzir razlike između stvarnih podataka i podataka generiranih Monte Carlom. Neodređenost u primijenjenom faktoru razmazanosti odražava se na neodređenost rezolucije invarijantne mase dva mlaza, te iznosi 10 %. Pri opisu pozadine mogu se mijenjati parametri funkcije prilagodbe koji uzrokuju nepuzdanost u jačini signala. Neodređenost u integriranom luminozitetu iznosi 2.7 % i dobivena je metodama opisanim u [36]. Nepouzdanost parametara funkcije efikasnosti okidača (5.2) procijenjena je iz matrice kovarijance funkcije prilagodbe na izmjerenu efikasnost okidača prikazanu na slici 5.1.
Kako bismo odredili gornje granice na udarne presjeke (Dodatak A), koristimo Bayesov formalizam s uniformnom *a priori* distribucijom (A.3) za pozitivne udarne presjeke signala. Log-normalna distribucija korištena je za opis sistematskih nepouzda-

nosti kalibracije energije mlaza, rezolucije energije mlaza i integriranog luminoziteta, koji se tretiraju kao parametri smetnje.



Slika 5.4: Izmjerene gornje granice na produkt udarnog presjeka, omjer grananja i akceptance σBA, s razinom pouzdanosti od 95 % (crna linija), za kvark-kvark (gore lijevo), kvark-gluon (gore desno) i gluon-gluon (dolje lijevo) rezonancije. Prikazane su i predviđene gornje granice s nepouzdanošću od 1σ (zelena traka) i 2σ (žuta traka). Granice su uspoređene s teorijski predviđenim vrijednostima za razne modele (dolje desno).

Nepouzdanost pozadine i efikasnosti okidača opisana je uniformnom distribucijom. *A posteriori* funkcija vjerojatnosti izračunata je u ovisnosti o udarnom presjeku za svaku vrijednost mase rezonancije u rasponu od 0.7 TeV – 1.5 TeV u koracima od 0.05 TeV. Kao funkcija prilagodbe na podatke, korišten je umnožak efikasnosti okidača i funkcije pozadine sa signalom, gdje je udarni presjek parametar prilagodbe.
Na slici 5.4 prikazane su izmjerene gornje granice na umnožak udarnog presjeka σ, omjera grananja B i akceptance A za kinematičke zahtjeve $|\Delta\eta_{jj}| < 1.3$ i $|\eta| < 2.5$ s

razinom pouzdanosti (eng. *confidence level* - CL) od 95 %. Na prve tri slike prikazane su gornje granice posebno za kvark-kvark, kvark-gluon i gluon-gluon rezonancije. Također su prikazane očekivane gornje granice, te područja nepouzdanosti koja su naznačena zelenom ($\pm$ 1σ) i žutom ($\pm$ 2σ) bojom. Razlike u gornjim granicama između kvarka-kvark, kvark-gluon i gluon-gluona rezonancije potječe od različitog oblika signala za pojedini slučaj, te je ta usporedba prikazana na posljednjoj slici.
Uspoređujući gornje granice na udarni presjek s teorijskim predviđanjima raznih modela za umnožak udarnog presjeka, efikasnosti okidača i akceptance, σBA, možemo odrediti gornje granice na mase hipotetskih čestica. Predviđanja za pojedini model koja su prikazana ni slici 5.4, izračunata su u aproksimaciji uske rezonancije, te korištenjem CTEQ6L1 [37] partonskih distribucijskih funkcija. Za dani model, mase čestica isključene su s razinom pouzdanosti od 95 % u području masa za koje teorijska predviđanja leže na ili iznad opaženih gornjih granica na udarni presjek. Za RS gravitone, udarni presjek σ dolazi u 60 % slučajeva od procesa u kojima su kvarkovi u konačnom stanju, a u 40 % slučajeva od procesa u kojim su gluoni u konačnom stanju. Granice na mase RS gravitona dobivamo uspoređujući teorijsku krivulju s ponderiranim prosjekom opaženih gornjih granica za procese kod kojih su u konačnom stanju gluoni i kvarkovi. Mase između 700 – 1500 GeV isključene su za modele pobuđenih kvarkova, skalarnih dvokvarkova, aksigluona, kolorona, W' i Z' bozona, a mase između 700 – 1200 GeV za model RS gravitona, s razinom pouzdanosti od 95 %. Za rezonanciju na 750 GeV, s razinom pouzdanosti od 95 %, isključujemo vrijednosti $\sigma BA >$ 12.2 pb za gluon-gluon rezonanciju, te $\sigma BA >$ 14.2 pb za kvark-kvark rezonanciju.
Postavljene granice možemo usporediti s granicama postavljenima u prvoj fazi rada LHC sudarivača [38]. Za RS graviton $gg \rightarrow G \rightarrow gg$ udarni presjek pomnožen akceptancom iznosi σA= 9.6 pb na $\sqrt{s} = 13$ TeV, što nije isključeno s granicom postavljenom u drugoj fazi rada LHC sudarivača (Run 2) koja iznosi 12.2 pb. Za RS graviton na $\sqrt{s} = 8$ TeV akceptanca pomnožena udarnim presjekom iznosi σA= 1.9 pb, što je isključeno granicom postavljenom u prvoj fazi rada LHC sudarivača (Run 1) koja iznosi 1.8 pb. Zaključujemo da granice postavljene na rezonanciju od 750 GeV koja se raspada na dva gluona, nisu toliko stroge kao one dobivene u prvoj fazi rada LHC sudarivača.

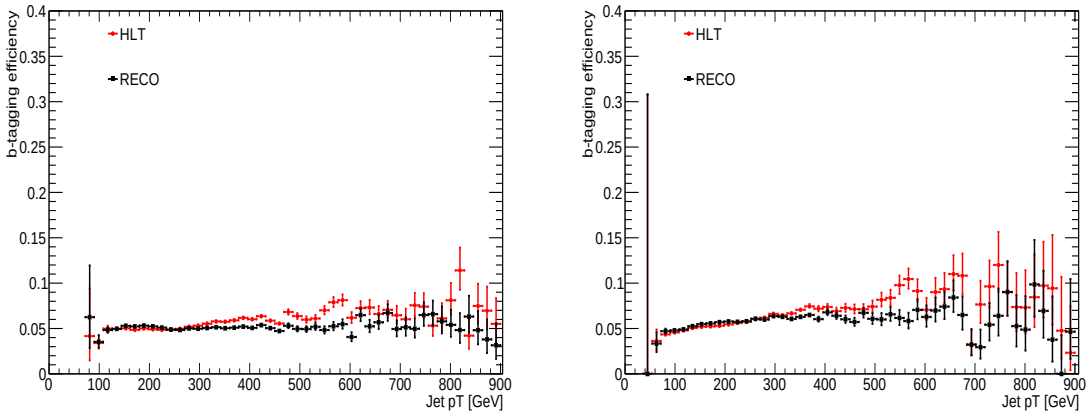
5.6 Efikasnost b-označavanja

U standardnoj $scouting$ analizi kako bismo mogli uspoređivati signale dobivene iz RECO formata sa spektrom mase dva hadronska mlaza dobivena scouting tehnikom, potrebno je primijeniti dodatne korekcije na impulse mlazova dobivene scouting metodom kako bi ih doveli na razinu RECO mlazova. Alternativno bismo mogli imati oblike signala u scouting formatu, no to bi zahtijevalo zaseban skup kalibracija za hadronske mlazove. Kako bismo povećali osjetljivost na konačna stanja s b kvarkovima,

primijenjuje se b-označavanje opisano u Poglavlju 4.3. Efikasnost b-označavanja dana je izrazom (4.5). Kako bi se uzele u obzir razlike efikasnosti za simulirane mlazove i RECO mlazove, faktor skaliranja SF=$\epsilon_{\text{RECO}}/\epsilon_{\text{MC}}$ primijenjuje se na simulirane podatke. Analogno standardnoj analizi, ne želimo izvodit scouting faktor skaliranja za b-označavanje, već iskoristimo činjenicu da znamo RECO faktor skaliranja i izvodimo dodatni faktor skaliranja

$$\text{Faktor skaliranja} = \frac{\text{efikasnost za HLT}}{\text{efikasnost za RECO}} \tag{5.5}$$

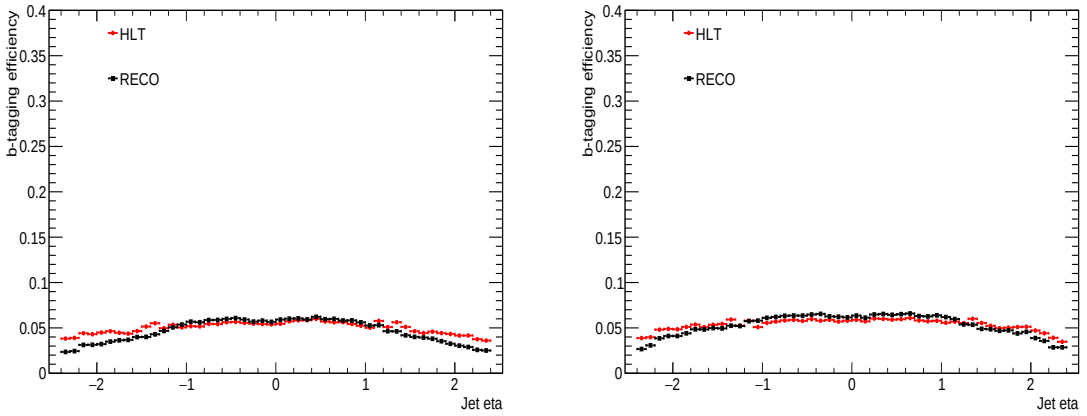
koji se primjenjuje na RECO mlazove. Faktor skaliranja potrebno je odrediti posebno za b mlazove i za ne b mlazove, za što su potrebna dva zasebna kontrolna uzorka. U ovoj analizi korišten je inkluzivni uzorak mlazova s kojim nije moguće dobiti faktore skaliranja posebno za b mlazove, te posebno za ne b mlazove. Unatoč tome, u mogućnosti smo istražiti ovisnost efikasnosti b-označavanja o p_{T}, η, te promotriti scouting-RECO korelacije na inkluzivni uzorak (Dodatak B).
Na slici (5.5) prikazana je efikasnost b-označavanja u ovisnosti o p_{T} za HLT i RECO mlazove. Za radnu točku korištena je vrijednost 0.89 što odgovara medium radnoj točki. Uočavamo da efikasnost b-označavanja za sve vrijednosti p_{T} ima mali iznos, što je očekivano s obzirom da se inkluzivni uzorak sastoji većinom od mlazova koji ne potječu od b kvarkova. Također uočavamo da za RECO mlazove ovisnost o p_{T} je glatka, dok za HLT mlazove ima strukturu za vrijednosti p_{T} između 450–500 GeV.



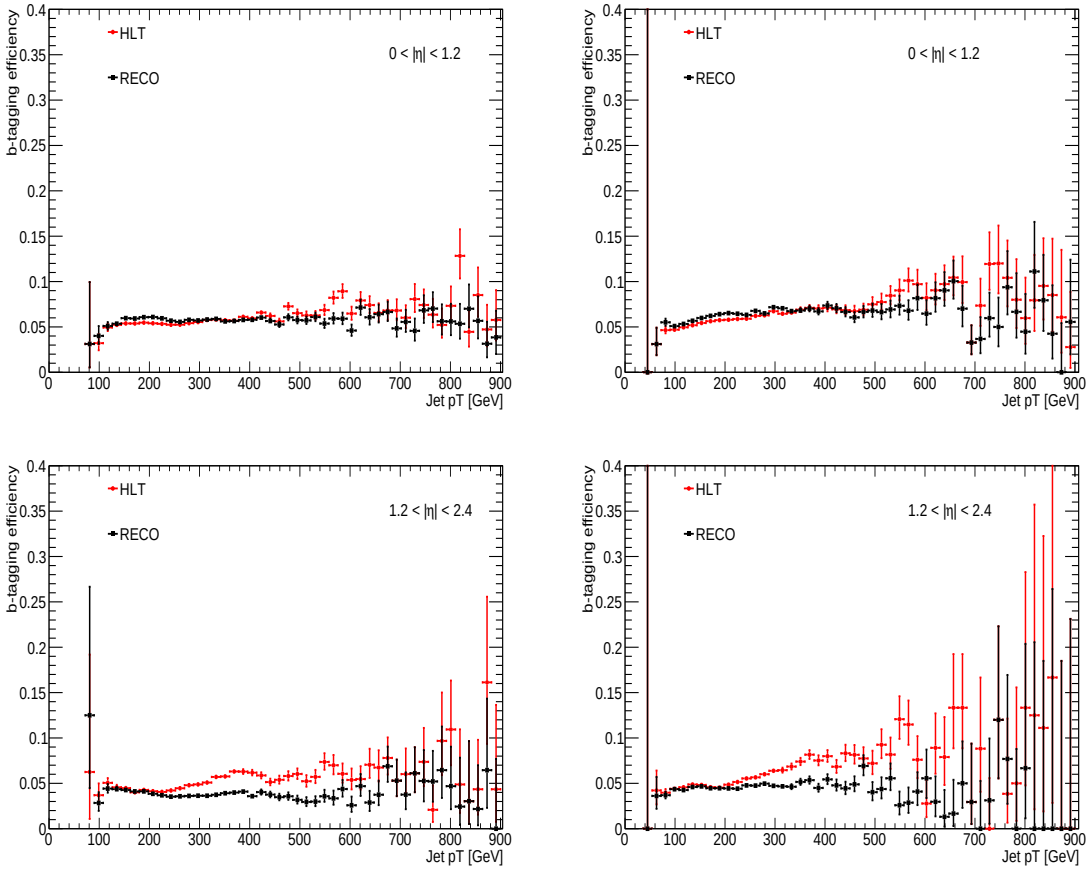
Slika 5.5: Efikasnost b-označavanja u ovisnost o p_{T} za HLT i RECO mlazove. Lijeva slika prikazuje efikasnost za prvi vodeći mlaz, a desna slika za drugi vodeći mlaz u p_{T}.

U analizi je poželjno imati ravnu ili glatku ovisnost o p_{T}, ali nikako strukture koje su nepogodne za daljnju analizu.
Kako bismo dodatno proučili ponašanje efikasnosti b-označavanja, promotrili smo ovisnost b-označavanja o pseudorapiditetu $|\eta|$ što je prikazano na slici 5.6. Uočavamo da su za vrijednosti $|\eta| < 1$, efikasnosti b-označavanja podjednake, ali za vrijednosti $|\eta| \gtrsim 1$ trend se počinje mijenjati, te veću vrijednosti imaju HLT mlazovi.
Promjena trenda u ovisnosti o $|\eta|$ motivira nas da promotrimo efikasnost b-označavanja

u ovisnosti o p_{T} za dva različita područja $|\eta|$: $0 < |\eta| < 1.2$ i $1.2 < \eta < 2.4$ (slika 5.7). Za sve vrijednosti pseudorapiditeta efikasnost HLT mlazova ima strukture dok RECO mlazovi imaju ravnu ovisnost o p_{T}. Te strukture nisu pogodne za daljnju analizu pošto je potrebno imati ili ravnu ovisnost ili glatku funkciju.



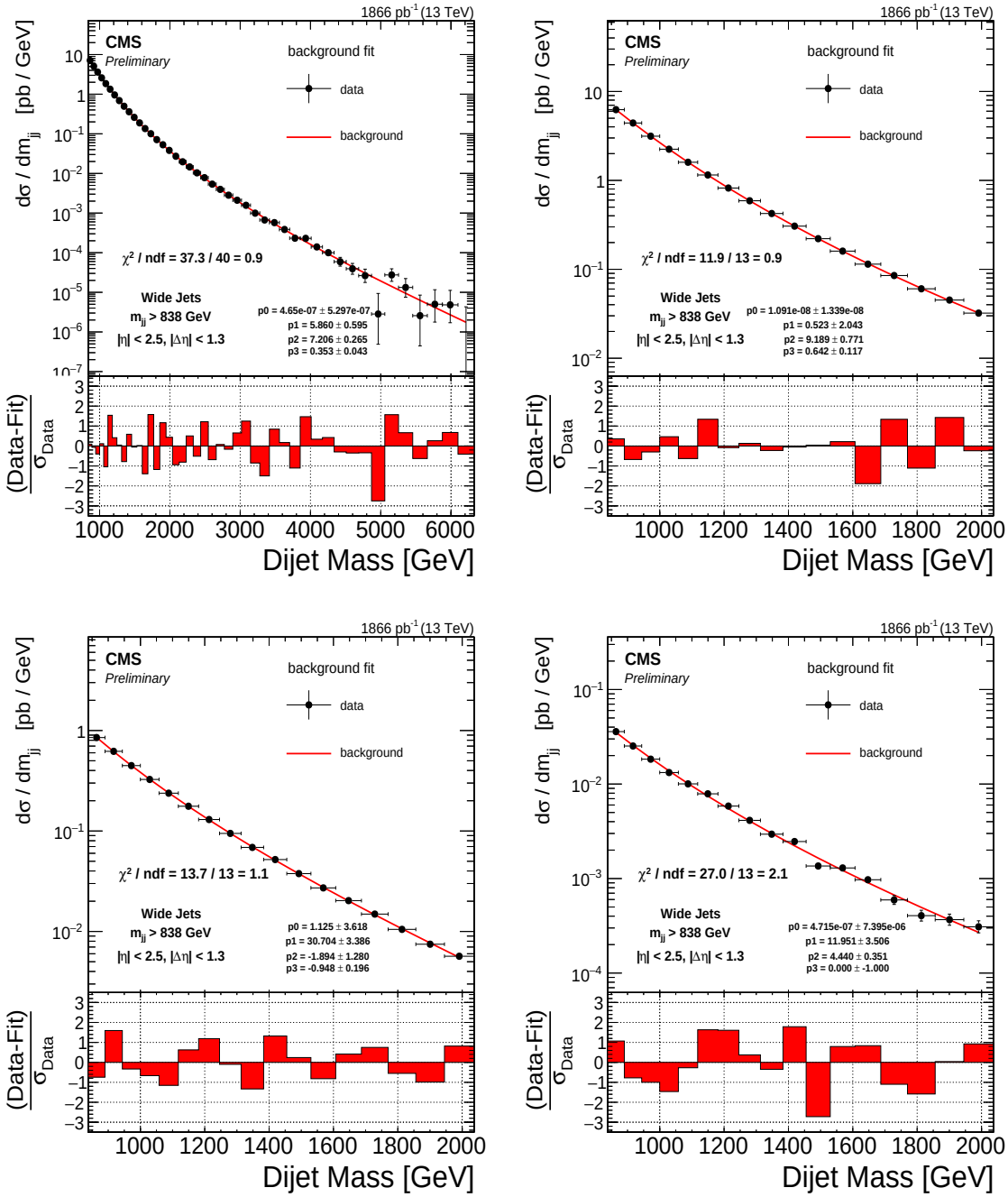
Slika 5.6: Efikasnost b-označavanja za prvi vodeći mlaz (lijevo) i drugi vodeći mlaz (desno) u ovisnosti o $|\eta|$.



Slika 5.7: Efikasnosti b-označavanja u ovisnosti o p_{T} za prvi vodeći mlaz (gore lijevo) i drugi vodeći mlaz (gore desno) u području $0 < |\eta| < 1.2$, te za prvi vodeći mlaz (dolje lijevo) i drugi vodeći mlaz (dolje desno) u području $1.2 < |\eta| < 2.4$.

5.7 Spektar invarijantne mase b-označenih mlazova

Kako bismo provjerili glatkoću izmjerenog spektra invarijantne mase dva mlaza, koristili smo parametrizacijsku funkciju (5.4). Događaji su razdijeljeni u tri kategorije: 0, 1 i 2 b-označena mlaza, te je za svaku kategoriju posebno provjerena glatkoća spektra što je prikazano na slici 5.8.



Slika 5.8: Spektar invarijantne mase u rasponu [838, 2037] GeV, za inkluzivni uzorak (gore lijevo), uzorak s nula označenih mlazova (gore desno), uzorak s jednim označenim mlazom (dolje lijevo) i s dva označena mlaza (dolje desno). Crvenom bojom označena je funkcija prilagodbe na podatke (crne točke).

Korišten je CSVv2 algoritam (Polavlje 4.3), te je za radnu točku uzeta vrijednost 0.89 što odgovara *medium* radnoj točki.
Kako bismo provjerili odgovara li prilagodba parametrizacijske funkcije izmjerenim podacima, izračunata je vrijednost *hi - kvadrata* χ^2 podijeljena s brojem stupnjeva slobode (eng. *number of degrees of freedom* - ndf) [39]. Suma kvadrata razlike opaženih vrijednosti i teorijski predviđenih vrijednosti, podijeljena pogreškom mjerenja odgovara veličina χ^2. Hi–kvadrat distribucija ima srednju vrijednost n i varijancu $2n$, gdje n predstavlja razliku ukupnog broja točaka N i broj parametara korištenih za minimiziranje χ^2 i naziva se *broj stupnjeva slobode*. Pošto je srednja vrijednost χ^2 distribucije n, očekujemo da je omjer χ^2 i n približno jedan, te je to naznaka dobre prilagodbe funkcije podacima.
Na slici 5.8 prikazane su vrijednosti χ^2/ndf za svaki spektar pojedinačno. Uočavamo da za prve tri distribucije χ^2/ndf iznosi približno jedan, što indicira da je funkcija prilagodbe na podatke dobra. U posljednjem slučaju, s 2 b-označena mlaza, ta vrijednost iznosi 2.1 što indicira da funkcija prilagodbe ne opisuje dobro podatke. Kako bismo dodatno provjerili odgovara li prilagodba funkcije na podatke za slučaj 2 b-označena mlaza, izračunata je χ^2 vjerojatnost koja iznosi $1.2{\cdot}10^{-2}$, što dodatno potvrđuje lošu prilagodbu na podatke. Jedan način kako bismo detaljnije razmotrili kvalitetu prilagodbe je prikaz omjera razlike podataka i prilagodbe, i pogreške koji se naziva statističko istegnuće (eng. *pulls*), te je prikazan na donjem dijelu svakih od slika 5.8. Naznaka dobre prilagodbe je ako vrijednosti osciliraju oko vrijednosti nula, ako $1/3$ točaka ima vrijednost veću od jedna, $\sim$ 5 % točaka ima vrijednost veću od dva, te ako su rijetke točke koje imaju vrijednost veću od tri. Na slici 5.8 uočavamo da su ti uvjeti zadovoljeni što nam daje jasnu indikaciju da je prilagodba na podatke dobra. Ako bi postojao veliki signal, ne bismo dobili dobru prilagodbu. U podacima se ne vidi nikakav višak događaja u niti jednom području masa, te zaključujemo da nema nove fizike u rasponu [838, 2037] GeV.

6 Zaključak

Cilj ovog rada bila je potraga za novom česticom, motivirana opaženim viškom događaja u kanalu raspada s dva fotona u konačnom stanju na $\approx$ 750 GeV. Moguće postojanje rezonancije u dvofotonskom konačnom stanju sugerira da bi i u kanalu s dva hadronska mlaza rezonancija trebala biti opažena. Prije same analize, teorija jake interakcije ukratko je objašnjena kako bi se dobila potpunija slika uloge koju imaju kvarkovi i gluoni u analizi podataka. Podaci korišteni u ovoj analizi prikupljeni su u sudarima protona koji produciraju čestice različitih masa. Za njihovo detektiranje zaslužan je CMS detektor čiji su dijelovi i karakteristike opisane. Prije same analize podataka, hadronski mlazovi rekonstruirani su anti-k_T algoritmom. Kako bi se uzeo u obzir nelinearan odziv detektora, primijenjene su korekcije na energije mlazova. Nakon rekonstrukcije i selekcije, događaji su spremni za analizu.

Kako bismo ustanovili postoji li nova fizika, proučili smo spektar invarijantne mase dva mlaza u rasponu od 565–2037 GeV. Na podatke je prilagođena parametrizacijska funkcija (5.4) kako bi se provjerio strmi i glatko opadajući spektar predviđen QCD teorijom. Bilo kakvo odstupanje od očekivane pozadine bilo bi opaženo u 'pull'-ovima s velikim odstupanjem od nule. Signifikantan višak događaja nije opažen, te zaključujemo da nema nove čestice u promatranom rasponu masa. Bitno je odrediti gornje granice na udarni presjek, tj. najvišu vrijednost σ koju ne odbacujemo. Pošto je oblik rezonantnih signala drugačiji ovisno o tome raspada li se rezonancija na gluon-gluon, kvark-kvark ili gluon-kvark par, za svaki slučaj posebno je određena gornja granica na udarni presjek. Posebno za rezonanciju na 750 GeV gornja granica je 12.2 pb za raspad u par gluona, dok je za par kvarkova 14.2 pb s razinom pouzdanosti od 95 %. Donje granice na mase čestica predviđene raznim teorijskim modelima, postavljene su na način da je teorijski predviđen umnožak σBA uspoređen s opaženim gornjim granicama. Ako je teorijski predviđena vrijednost veća ili jednaka opaženoj vrijednosti, masa čestice se isključuje. Mase između 700–1500 GeV isključene su za modele pobuđenih kvarkova, skalarnih dvokvarkova, aksigluona, kolorona, W' i Z' bozona. Mase između 700–1200 GeV isključene su za model RS gravitona. Dobivene granice uspoređene su s onima dobivenima u prvoj fazi rada LHC sudarivača, te je opaženo da dobivene granice nisu toliko stroge kao one prijašnje.

Kako bi dodatno proučili moguću novu fiziku, koristili smo metodu b-označavanja koja svakom hadronskom mlazu pridjeljuje vjerojatnost da sadrži b hadron, pošto oni mogu biti naznaka fizike izvan Standardnog modela. Događaje smo razdijelili na tri kategorije: 0, 1 i 2 b-označena mlaza, te je za svaki posebno razmotren spektar invarijantne mase dva mlaza. Na podatke je prilagođena parametrizacijska funkcija korištena i ranije, te je time potvrđena glatkoća spektra.

Dodaci

Dodatak A Bayesova metoda određivanja granica na udarni presjek

Bayesova statistika korisna je pri određivanju gornjih granica (eng. *upper limits*) na udarni presjek signala. Za početak, potrebna nam je Poissonova vjerojatnost opažanja n događaja u prisutnosti signala i pozadine [39]

$$P(n|\sigma,\epsilon,\mathcal{L},b) = \frac{(\sigma\epsilon\mathcal{L}+b)^n}{n!}e^{-(\sigma\epsilon\mathcal{L}+b)} \tag{A.1}$$

gdje σ predstavlja udarni presjek, ϵ efikasnost signala, $\mathcal{L}$ integrirani luminozitet, a b očekivani broj događaja pozadine za integrirani luminozitet $\mathcal{L}$.
Koristeći Bayesov teorem [39] definiramo *a posteriori* funkciju vjerojatnosti za udarni presjek signala [40]

$$L(\sigma|n,\epsilon,\mathcal{L},b) = \frac{P(n|\sigma,\epsilon,\mathcal{L},b)\pi(\sigma)}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(n|\sigma,\epsilon,\mathcal{L},b)\pi(\sigma)d\sigma} \tag{A.2}$$

gdje se $L(\sigma|n,\epsilon,\mathcal{L},b)$ interpretira kao stupanj vjerovanja da će σ poprimiti vrijednost u određenom rasponu, uz dane $n,\epsilon,\mathcal{L}$ i b. *A priori* vjerojatnost $\pi(\sigma)$ predstavlja subjektivan stupanj vjerovanja o σ prije provedbe eksperimenta. Ne postoji jedinstveno pravilo kako definirati $\pi(\sigma)$, te je u ovoj analizi korištena definicija

$$\pi(\sigma) = \begin{cases} 0 & \sigma < 0 \\ 1 & \sigma \geq 0 \end{cases} \tag{A.3}$$

koja reflektira činjenicu da je udarni presjek signala pozitivno definitna veličina.
Kako bismo dobili gornje granice na udarni presjek s razinom pouzdanosti (eng. *confidence level*) od 95 %, $\sigma^{95}(n)$, rješavamo integral

$$\int_0^{\sigma^{95}(n)} L(\sigma|n,\epsilon,\mathcal{L},b)d\sigma = 0.95 \tag{A.4}$$

time će interval pouzdanosti (eng. *confidence interval*) sadržavati pravu vrijednost σ s vjerojatnošću 0.95. Najviša vrijednost σ koju ne odbacujemo naziva se gornja granica (eng. *upper limit*).
U praksi, vrijednosti mjerenih parametara poznate su s nekom nepouzdanošću. Kako bismo te neodređenosti uzeli u obzir, funkciju vjerojatnosti $P(n|\sigma,\epsilon,\mathcal{L},b)$ iz izraza (A.2) konvoluiramo s *a priori* vjerojatnostima $f(\epsilon)$, $g(\mathcal{L})$ i $h(b)$ za parametre ϵ, $\mathcal{L}$ i b

$$P'(n|\sigma) = \int_0^\infty d\epsilon\, f(\epsilon) \int_0^\infty d\mathcal{L}\, g(\mathcal{L}) \int_0^\infty db\, h(b)\, P(n|\sigma,\epsilon,\mathcal{L},b) \tag{A.5}$$

gdje ϵ, $\mathcal{L}$ i b predstavljaju parametre smetnje (eng. *nuisance parameters*). Za $f(\epsilon)$, $g(\mathcal{L})$ i $h(b)$ najčešće se koristi Gaussova ili log-normalna distribucija. Dosadašnja

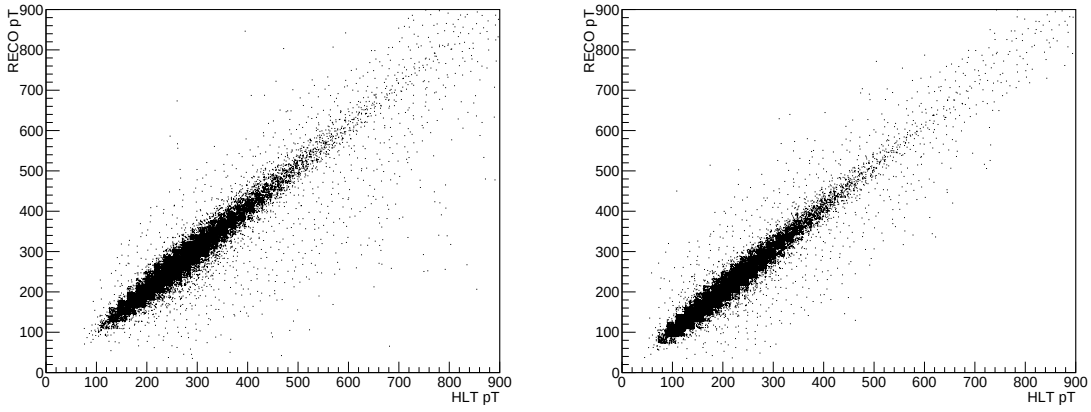
objašnjenja odnose se na jedan stupac. U samoj analizi koristimo više stupaca, te se to uzima u obzir tako što se izraz (A.2) napiše kao produkt po stupcima

$$L(\sigma|\vec{n},\vec{\epsilon},\mathcal{L},\vec{b}) = \frac{\prod_{i=1}^{N} P(n_i|\sigma,\epsilon_i,\mathcal{L},b_i)\pi(\sigma)}{\int_{-\infty}^{+\infty}\prod_{i=1}^{N} P(n_i|\sigma,\epsilon_i,\mathcal{L},b_i)\pi(\sigma)d\sigma} \tag{A.6}$$

gdje N predstavlja broj stupaca.

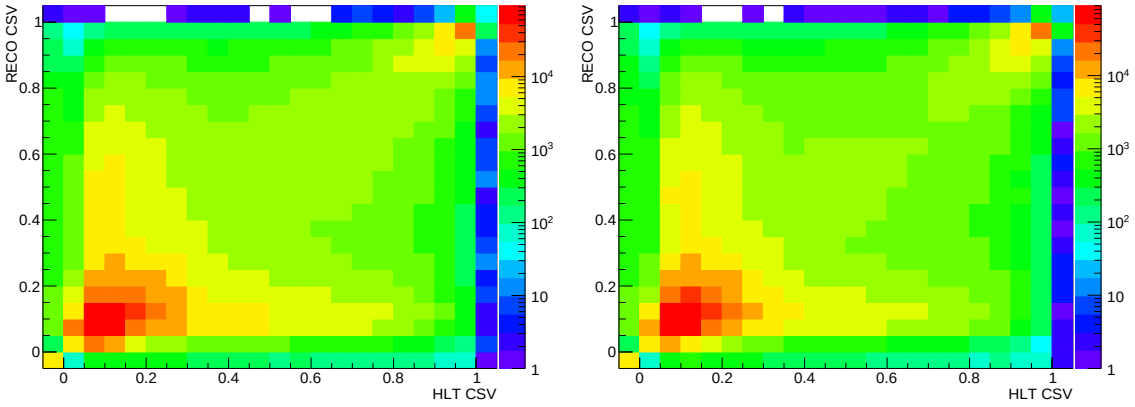
Dodatak B Usporedba HLT - RECO CSV diskriminatora

Korisno je usporediti koliko su korelirane vrijednosti CSV diskriminatora za HLT i RECO mlazove. Ako promotrimo korelaciju između transverzalnih impulsa p_{T} za HLT i RECO mlazove (Slika B.1) uočavamo da su te dvije varijable visoko korelirane što i očekujemo.



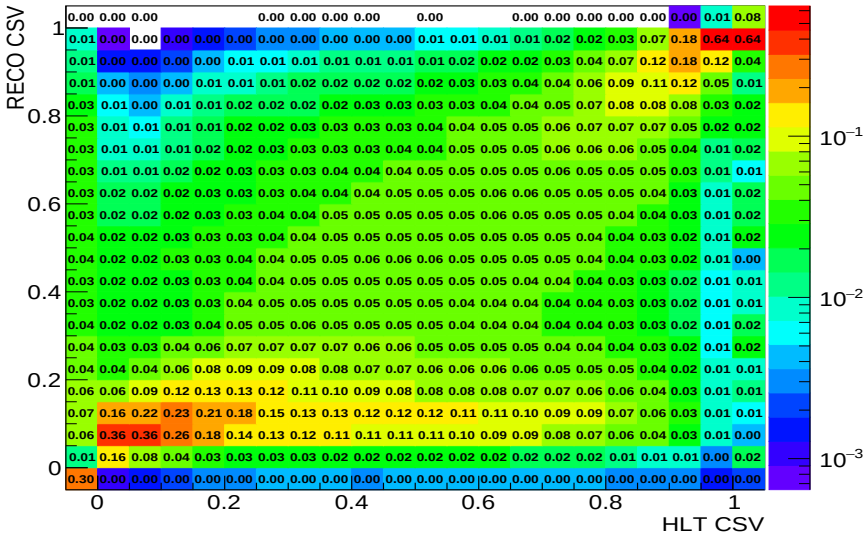
Slika B.1: Usporedba HLT i RECO transverzalnog impulsa za prvi (lijevo) i drugi (desno) vodeći mlaz.

Korelacijski faktor za prvi vodeći mlaz iznosi 0.983, a za drugi mlaz 0.981, što dodatno potvrđuje visoku koreliranost HLT i RECO p_{T}. Motivirani tim zaključkom, očekivali bi da su varijable HLT i RECO CSV diskriminatora korelirane. Na slici B.2 prikazane u korelacije te dvije varijable za prvi i drugi vodeći mlaz. Za male i velike vrijednosti diskriminatora te dvije varijable su jače korelirane.. Za srednje vrijednosti uočavamo raspršenost oko dijagonale što je naznaka da u tom području HLT i RECO CSV diskriminator nemaju veliku korelaciju. To se odražava na vrijednost korelacijskih koeficijenata koji iznose za prvi vodeći mlaz 0.537, a za drugi 0.551. Jedan od mogućih razloga zašto su slabije korelirane varijable HLT i RECO CSV diskriminatora je osjetljivost CSV diskriminatora na broj sekundarnih verteksa i tragova. Ako, na primjer, HLT CSV diskriminator ima jedan sekundarni verteks više rekonstruiran naspram RECO CSV diskriminatoru, vrijednosti diskriminatora će značajnije odstupati jedna od druge.



Slika B.2: Usporedba HLT i RECO CSV diskriminatora za prvi (lijevo) i drugi (desno) vodeći mlaz.

Kako bismo proučili koliki je udio mlazova migrirao s dijagonale, normalizirali smo gornje korelacije. Broj u svakom stupcu dobiven je na načina da smo vrijednost unutar svakog stupca podijelili ukupnim brojem mlazova u HLT CSV stupcu (slika B.3).



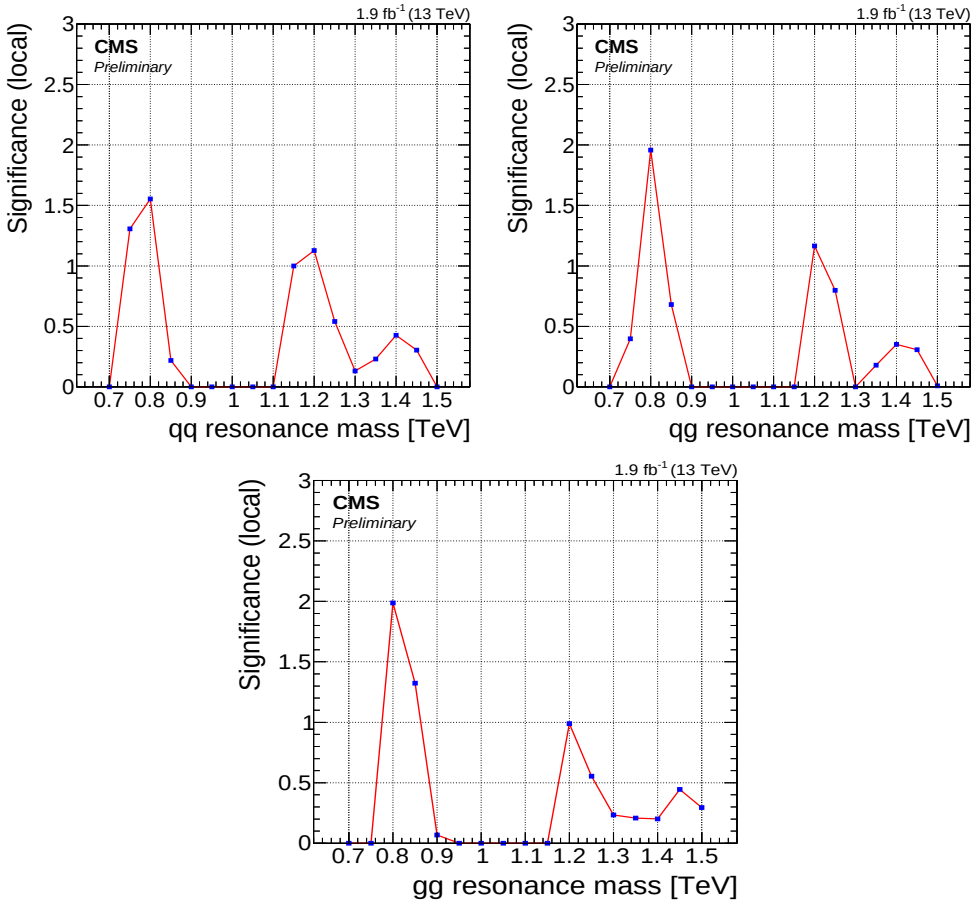
Slika B.3: Normalizirana usporedba HLT i RECO CSV diskriminatora za prvi vodeći mlaz.

Dodatak C Procjena signifikantnosti

Kako bismo odredili lokalnu signifikantnost viška događaja u podacima, koristili smo izraz

$$\text{Sig} = \text{sgn(S)}\sqrt{-2\ln\left(\frac{L_B}{L_{S+B}}\right)} \tag{C.1}$$

gdje L_B i L_{S+B} predstavljaju maksimalnu vjerojatnost prilagodbe pozadine i pozadina+signal na podatke. S obzirom na to da jačina signala u pozadine+signal prilagodbi može poprimati negativne vrijednosti, izraz za procjenu signifikantnosti (C.1) ima u sebi signum funkciju. Unatoč tome, vrijednosti signifikantnosti bit će prikazane samo u slučaju pozitivnih fluktuacija. Rezultati vrijednosti signifikantnosti u ovisnosti o masi rezonancije prikazani su na slici C.4. Zasebno su prikazani slučajevi kada su dva kvarka, dva gluona i kvark-gluon u konačnom stanju.



Slika C.4: Signifikantnost u ovisnosti o masi rezonancije za slučaj qq (gore lijevo), qg (gore desno) i gg (dolje sredina) u konačnom stanju.

Najveća vrijednost signifikantnosti ($\sim 2\sigma$) opažena je za gluon-gluon rezonanciju na masi 0.8 TeV.

Literatura

[1] CMS Collaboration, "Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EXO-15-004, 2015.

[2] ATLAS Collaboration, "Search for resonances decaying to photon pairs in 3.2 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector", ATLAS Note ATLAS-CONF-2015-081, 2015.

[3] ATLAS Collaboration, "Search for resonances in diphoton events at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector", (2016). arXiv:1606.03833. Submitted to *JHEP*.

[4] CMS Collaboration, "Search for resonant production of high-mass photon pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 8 and 13 TeV", (2016). arXiv:1606.04093. Submitted to *Phys. Rev. Lett.*

[5] M. Thomson, "Modern particle physics". Cambridge University Press, New York, 2013.

[6] David Griffiths, "Introduction to Elementary Particles". Wiley-VCH, 2008.

[7] I. Picek, "Fizika elementarnih čestica". Hinus, 1997.

[8] S. Ozturk, "Search for new particles decaying to dijet in 7 TeV proton-proton collisions at CMS". PhD thesis, Cukurova U., 2011.

[9] H. Schopper, "LEP: The lord of the collider rings at CERN 1980-2000: The making, operation and legacy of the world's largest scientific instrument". 2009.

[10] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, "Factorization of Hard Processes in QCD", *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **5** (1989) 1–91, doi:10.1142/9789814503266_0001, arXiv:hep-ph/0409313.

[11] E. Piccaro, "Measurement of the low mass Drell-Yan cross section in the di-muon channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector". PhD thesis, Queen Mary, U. of London, 2012.

[12] R. M. Harris and K. Kousouris, "Searches for Dijet Resonances at Hadron Colliders", *Int. J. Mod. Phys. A* **26** (2011) 5005–5055, doi:10.1142/S0217751X11054905, arXiv:1110.5302.

[13] B. M. Dillon and V. Sanz, "A Little KK Graviton at 750 GeV", arXiv:1603.09550.

[14] K. Harigaya and Y. Nomura, "Composite Models for the 750 GeV Diphoton Excess", *Phys. Lett. B* **754** (2016) 151–156, doi:10.1016/j.physletb.2016.01.026, arXiv:1512.04850.

[15] J. Ellis et al., "On the Interpretation of a Possible ~ 750 GeV Particle Decaying into $\gamma\gamma$", *JHEP* **03** (2016) 176, doi:10.1007/JHEP03(2016)176, arXiv:1512.05327.

[16] A. Falkowski, O. Slone, and T. Volansky, "Phenomenology of a 750 GeV Singlet", *JHEP* **02** (2016) 152, doi:10.1007/JHEP02(2016)152, arXiv:1512.05777.

[17] R. Franceschini et al., "What is the $\gamma\gamma$ resonance at 750 GeV?", *JHEP* **03** (2016) 144, doi:10.1007/JHEP03(2016)144, arXiv:1512.04933.

[18] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", *JINST* **3** (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

[19] CMS Collaboration, "Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.

[20] G. P. Salam, "Towards Jetography", *Eur. Phys. J. C* **67** (2010) 637–686, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1314-6, arXiv:0906.1833.

[21] R. Atkin, "Review of jet reconstruction algorithms", *J. Phys. Conf. Ser.* **645** (2015), no. 1, 012008, doi:10.1088/1742-6596/645/1/012008.

[22] A. Schwartzman, "Jet energy calibration at the LHC", *Int. J. Mod. Phys. A* **30** (2015), no. 31, 1546002, doi:10.1142/S0217751X15460021, arXiv:1509.05459.

[23] Particle Data Group Collaboration, "Review of Particle Physics", *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001, doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001.

[24] CMS Collaboration, "Identification of b quark jets at the CMS Experiment in the LHC Run 2", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-15-001, 2016.

[25] CMS Collaboration, "Dataset definition for CMS operations and physics analyses", *Nucl. Part. Phys. Proc.* **273-275** (2016) 929–933, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.144.

[26] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "FastJet User Manual", *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2, arXiv:1111.6097.

[27] CMS Collaboration, "Jet Performance in pp Collisions at 7 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-003, 2010.

[28] CMS Collaboration, "Search for Resonances in the Dijet Mass Spectrum from 7 TeV pp Collisions at CMS", *Phys. Lett. B* **704** (2011) 123–142, doi:10.1016/j.physletb.2011.09.015, arXiv:1107.4771.

[29] M. Cacciari, J. Rojo, G. P. Salam, and G. Soyez, "Quantifying the performance of jet definitions for kinematic reconstruction at the LHC", *JHEP* **12** (2008) 032, doi:10.1088/1126-6708/2008/12/032, arXiv:0810.1304.

[30] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "A Brief Introduction to PYTHIA 8.1", *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036, arXiv:0710.3820.

[31] GEANT4 Collaboration, "GEANT4: A Simulation toolkit", *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[32] L. Randall and R. Sundrum, "An Alternative to compactification", *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4690–4693, doi:10.1103/PhysRevLett.83.4690, arXiv:hep-th/9906064.

[33] U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, "Excited Quark Production at Hadron Colliders", *Int. J. Mod. Phys. A* **2** (1987) 1285, doi:10.1142/S0217751X87000661.

[34] U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, "Excited Quark Production at Hadron Colliders", *Int. J. Mod. Phys. A* **2** (1987) 1285, doi:10.1142/S0217751X87000661.

[35] CMS Collaboration, "Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS", *JINST* **6** (2011) P11002, doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002, arXiv:1107.4277.

[36] CMS Collaboration, "CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-13-001, 2013.

[37] J. Pumplin et al., "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis", *JHEP* **07** (2002) 012, doi:10.1088/1126-6708/2002/07/012, arXiv:hep-ph/0201195.

[38] CMS Collaboration, "Search for narrow resonances in dijet final states at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the novel CMS technique of data scouting", (2016). arXiv:1604.08907. Submitted to *Phys. Rev. Lett.*

[39] R. J. Barlow, "Statistics: A Guide To The Use Of Statistical Methods In The Physical Sciences,". 2009.

[40] D. Ferencek, “Search for Pair Production of First-Generation Scalar Leptoquarks in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”. PhD thesis, Maryland U., 2011.