

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Teorinės fizikos ir astronomijos institutas

Marijus Ambrozas

DRELL–YAN PROCESO TRIUKŠMO ĮVYKIŲ SKAIČIAUS
ĮVERTINIMAS KLAIDINGO ATPAŽINIMO METODU

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Teorinės fizikos ir astrofizikos
studijų programa

Studentas

Marijus Ambrozas

Darbo vadovas

dr. Andrius Juodagalvis

Instituto atstovas

prof. Egidijus Anisimovas

Vilnius 2020

Turinys

Įvadas	3
1 Drell-Yan proceso tyrimas CMS eksperimente	4
1.1 Partonų pasiskirstymo funkcijos	4
1.2 Drell-Yan procesas	6
1.3 Kompaktiškojo miuonų solenoido eksperimentas Didžiajame hadronų greitintuve	9
1.4 Trigeriai	11
1.5 Protonų susidūrimo įvykių atkūrimas	12
1.6 Signalas ir triukšmas	14
1.7 Su čirukšlėmis susiję triukšmo įvykiai	14
1.8 Triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas	16
1.9 Klaidingo atpažinimo metodas	17
2 Drell-Yan proceso tyrimo metodika	21
2.1 Duomenų rinkiniai ir analizės kodai	21
2.2 Drell-Yan proceso įvykių atranka	22
2.3 Modeliuotų įvykių skaičiaus normavimas ir pataisos	25
2.4 Signalų srities tikimybės matavimas	26
2.5 Su čirukšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas	30
2.6 Matavimo paklaidų įvertinimas	32
3 Rezultatai ir jų aptarimas	34
Išvados	46
Naudotos literatūros sąrašas	47
Santrauka (LT)	51
Santrauka (EN)	52
Priedai	54

Įvadas

Hadronų sandaros aprašymui didelių energijų fizikoje šiais laikais plačiai naudojamas R. Feinmano pasiūlytas partonų modelis [1]. Šiame modelyje visų hadronų sandara nusakoma partonų pasiskirstymo funkcijomis [2]. Tikslus partonų pasiskirstymo funkcijų žinojimas yra svarbus stengiantis suprasti didelės energijos protonų susidūrimų metu vykstančius procesus. Šias funkcijas teoretikų grupės nuolat tikslina, priderindamos jas prie naujausių eksperimentinių tyrimų rezultatų [3–8].

Vienas iš „švariausių“ procesų, suteikiančių svarbios informacijos apie protono sandarą, yra Drell-Yan procesas [9]. Tai – didelės energijos protonų susidūrimo metu vykstantis procesas, kai kvarkas iš vieno protono ir antikvarkas iš kito anihiliuoja, sukurdami leptono ir antileptono porą. Naujausi Drell-Yan proceso diferencialinio reakcijos skerspjūvio matavimai pasižymi dideliu tikslumu [10–16]. Šių matavimų rezultatai naudojami tikslinant partonų pasiskirstymo funkcijas bei testuojant perturbatyvų standartinio modelio aprašymą. Drell-Yan proceso tyrimas svarbus ir kitus didelių energijų fizikos procesus tiriantiems eksperimentatoriams, kurių matavimams šis procesas trukdo [17–19]. Taigi, Drell-Yan proceso tyrimai užima svarbią vietą eksperimentinėje didelių energijų fizikoje.

CERN Didysis hadronų greitintuvas protonus sudaužia 40 milijonų kartų per sekundę, susidūrimų energijai masių centro sistemoje siekiant 13 TeV. Protonų susidūrimo metu gali būti sukuriamos labai trumpai gyvuojančios masyvios dalelės, tokios, kaip Z , W , Higgs bozonai ir kt. Aplink protonų susidūrimo taškus pastatyti dalelių detektoriai registruoja tik tokių dalelių skilimo produktus: elektronus, miuonus, fotonus bei įvairių rūšių hadronus. Užregistruoti protonų susidūrimai, kurių metu buvo sukurti du nuo pašalinių trajektorijų izoliuoti priešingo krūvio leptonai, vadinami Drell-Yan proceso įvykio kandidatais. Vienareikšmiškai pasakyti, kokio proceso metu susidarė detektoriaus užregistruotos dalelės, yra neįmanoma: visada egzistuoja keli skirtingi procesai, kuriems užregistruotas įvykio vaizdas gali atrodyti labai panašiai. Taip tarp Drell-Yan proceso įvykių kandidatų patenka ir su pašaliniais procesais susiję įvykiai. Jie vadinami triukšmo įvykiais. Iš įvykių rinkinio triukšmai pašalinami statistiškai: bandoma įvertinti, kokia jo dalis yra užteršta. Grubų triukšmo įvykių skaičiaus įvertį galima gauti naudojantis sumodeliuotais protonų susidūrimais. Vis dėlto, siekiant tikslesnės detektoriaus išmatuotų pasiskirstymų interpretacijos, naudojami matavimu grįsti triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimo metodai. Šiame darbe buvo naudojamas klaidingo atpažinimo metodas, kuris taikomas įvertinant indėlių tokių triukšmų, kur hadronų čiurkšlėse susidarę leptonai buvo klaidingai atpažinti kaip tinkami analizei ir pateko tarp Drell-Yan proceso įvykių kandidatų.

Šio darbo tikslas – įvertinti Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičių klaidingo atpažinimo metodu. Tikslui pasiekti iškelti tokie uždaviniai: 1) Įvertinti tikimybę, kad dalinę leptono atranką praėjusi čiurkšlė taip pat praeis ir pilną atranką; 2) Pritaikyti įvertintą tikimybę, nustatant, kiek Drell-Yan proceso įvykių kandidatų yra susiję su hadronų čiurkšlėmis; 3) Įvertinti gauto rezultato statistinius ir sisteminius neapibrėžtumus. Darbe buvo naudojami CERN CMS eksperimento 2016 metais užregistruoti protonų susidūrimų duomenys.

1 Drell-Yan proceso tyrimas CMS eksperimente

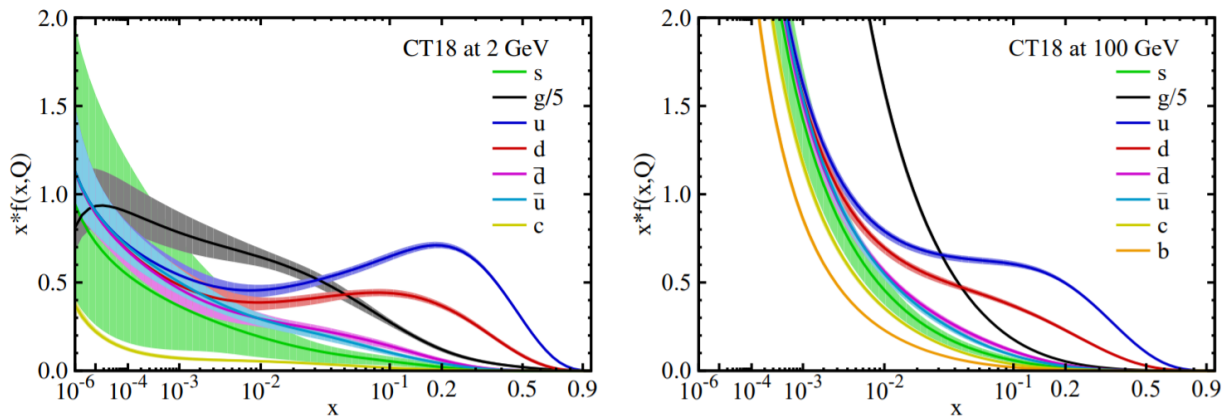
Šiame skyriuje supažindinama su didelių energijų fizikoje naudojamu protono sandaros aprašymu ir Drell-Yan procesu. Trumpai pristatomos pagrindinės šio proceso tyrimo kryptys ir paaiškinama jų svarba. Toliau supažindinama su didelių energijų fizikos tyrimuose naudojama eksperimentine įranga, trumpai paaiškinama, kaip gaunami fizikinei analizei naudojami duomenys. Taip pat šiame skyriuje aptariama su darbo tikslu susijusi eksperimentinių didelių energijų fizikos tyrimų problematika, supažindinama su tyrime naudojamomis signalo ir triukšmo sąvokomis bei pristatomas klaidingo atpažinimo metodas, kuris buvo taikomas atliekant darbą.

1.1 Partonų pasiskirstymo funkcijos

Standartiniame modelyje procesus nusakantys pamatuojami dydžiai (reakcijos skerspjūvis, skilimo dažnis) aprašomi sąveikos konstantos laipsnių eilute, kurios kiekvieną narį galima pavaizduoti atitinkama Feinmano diagrama. Kad toks perturbatyvus aprašymas veiktų, sąveikos konstanta turi būti gerokai mažesnė už vienetą. Iš renormalizacijos seka, kad sąveikos konstantos turi logaritminę priklausomybę nuo reakcijos metu pernešamos energijos. Dėl šios priežasties skirtingų rūšių sąveikos perturbatyviai gali būti aprašomos tik tam tikrose energijų srityse [20].

Kvantinė chromodinamika (angl. *quantum chromodynamics* – QCD) aprašo stipriąją sąveiką, kuri vienija hadronus sudarančias daleles: kvarkus ir gliuonus. Jei kvarkams ir gliuonams sąveikaujant energijos pernaša yra labai maža (pavyzdžiui, vyksmams atomo branduolyje), stipriosios sąveikos konstanta α_s yra labai didelė. Dėl šios priežasties perturbatyvus aprašymas žemų energijų stipriesiems procesams yra netinkamas. Vis dėlto, stiprioji sąveika pasižymi asimptotine laisve (angl. *asymptotic freedom*) – reakcijos metu pernešamai energijai didėjant sąveikos konstanta mažėja, o pasiekus begalinę energiją dalelės turėtų nebesąveikauti išvis [21]. Pavyzdžiui, jei sąveika tarp susiduriančių protonų sudedamųjų dalių – kvarkų – yra ekvivalenti Z bozono masei (91.2 GeV), stipriosios sąveikos konstanta jau turi vertę, siekiančią vos 0.118 [22]. Asimptotinė laisvė leidžia šiuolaikiniuose dalelių greitintuvuose vykstančių procesų teoriniams įverčiams naudoti perturbatyvų aprašymą.

Norint teoriškai aprašyti hadronų susidūrimus svarbu žinoti, kokios yra tikimybės, kad sąveikaus konkrečios hadrono viduje esančios dalelės. Šiam tikslui yra naudojamas R. Feinmano pasiūlytas artinys, vadinamas partonų modeliu [1]: kai energijos pernaša reakcijos metu yra tokia didelė, kad būtų galima taikyti perturbatyvų kvantinės chromodinamikos aprašymą, hadrono sudedamųjų dalių – partonų – impulso dedamosios, statmenos hadrono judėjimo kryptčiai, yra nykstamai mažos, lyginant su lygiagrečia hadrono judėjimui dedamąja. Tai reikštų, kad su hadronu susiduriančios dalelės atskaitos sistemoje hadroną galime įsivaizduoti kaip plokščią nejudančių taškų rinkinį. Toks artinys pilnai atitiktų realybę, jeigu hadrono impulsas būtų begalinis. Pritaikius partonų modelį hadroną galima aprašyti kaip tikimybės tankių rinkinį: kiekviena rinkinyje esanti funkcija nusako tikėtinumą aptikti konkretų partoną (kvarką arba gliuoną), nešantį tam tikrą procentinę hadrono impulso dalį x [2]. Šie tikimybės tankiai vadi-



1 pav. CTEQ-TEA kolektyvo pateikiamos protono partonų pasiskirstymo funkcijos, esant skirtingo dydžio energijoms pernašoms Q [8]. Kairėje pusėje $Q = 2$ GeV, o dešinėje pusėje – $Q = 100$ GeV. Ant horizontalios ašies vaizduojama protono impulso dalis x , o ant vertikalios – tikimybės tankio $f(x, Q^2)$ ir x sandauga.

nami partonų pasiskirstymo funkcijomis (angl. *parton distribution function* – PDF). Partonų pasiskirstymo funkcija $f_i(x, Q^2)$ aprašo tikimybę aptikti i tipo partoną (pavyzdžiui, kylantįjį kvarką – u , krentantįjį kvarką – d ir t.t.), nešantį tam tikrą protono impulso dalį tarp x ir $x+dx$, kai *kietojo* susidūrimo energija lygi Q . Kietasis susidūrimas (angl. *hard interaction*) – procesas, kurio metu vyksta energijos pernaša, palyginama su pilnąja sistemos energija. Du partonų pasiskirstymo funkcijų pavyzdžiai, esant skirtingoms pernašos energijoms, yra pateikti 1 paveiksle.

Hadronų susidūrimų metu vykstančių reakcijų skerspjūviai σ yra apskaičiuojami kaip partonų pasiskirstymo funkcijų f_i ir partonų tarpusavio reakcijos skerspjūvio $\hat{\sigma}$ kombinacija:

$$\sigma = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(x_1 p_1, x_2 p_2, Q^2), \quad (1)$$

čia σ – reakcijos skerspjūvis, i, j – sąveikaujantys partonai, nešantys protonų impulsų p_1 ir p_2 dalis x_1 ir x_2 , $f_i(x_1, Q^2)$ ir $f_j(x_2, Q^2)$ – partonų pasiskirstymo funkcijos, o $\hat{\sigma}(x_1 p_1, x_2 p_2, Q^2)$ – konkrečių partonų su impulsais $x_1 p_1$ ir $x_2 p_2$ tarpusavio reakcijos skerspjūvis, kai energijos pernaša reakcijos metu lygi Q .

Naudojantis šiuolaikine teorija, partonų pasiskirstymo funkcijų neįmanoma apskaičiuoti iš pirminių principų. Jos gaunamos skirtingais metodais priderinant funkcijų parametrus prie eksperimentinių tyrimų rezultatų [3–8]. Vieni svarbiausių rezultatų, naudojamų partonų pasiskirstymo funkcijų parametrų nustatymui atkeliauja iš elektrono-protono sklaidos eksperimentų (anksčiau tokius susidūrimus vykdavo Hamberge esantis dalelių greitintuvas HERA) bei eksperimentiškai nagrinėjant Drell-Yan proceso, viršūninių kvarkų poros sukūrimo bei vienos čirukšlės įvykių, kurie vyksta protono-protono priešpriešinių susidūrimų metu [8].

1.2 Drell-Yan procesas

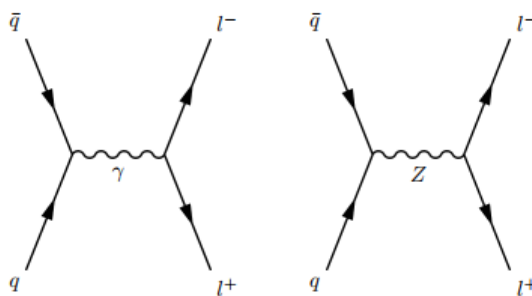
Protonams susiduriant su didžiule energija kvarkas iš vieno protono ir antikvarkas iš kito gali anihiliuoti ir sukurti leptono-antileptono porą – elektroną, miuoną arba taoną su atitinkama savo antidalele. Toks procesas vadinamas Drell-Yan procesu, jis vyksta apsiikeičiant Z bozonu arba virtualiu fotonu per s-kanalą:

$$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- ,$$

čia q ir \bar{q} žymi atitinkamai kvarką ir antikvarką, γ^* žymi virtualų fotoną, o l^+ ir l^- – atitinkamai antileptoną ir leptoną. Šią reakciją toliau žymėsime $DY \rightarrow l^+l^-$. Skirtingos Drell-Yan proceso galutinės būsenos (angl. *final state* – taip vadinamas išeinančių dalelių rinkinys procesą aprašančioje Feinmano diagramoje – reakcijos produktas), priklausomai nuo to, kokios rūšies leptonai susidaro, yra vadinamos kanalais: $DY \rightarrow ee$ – elektronų kanalas, $DY \rightarrow \mu\mu$ – miuonų kanalas, $DY \rightarrow \tau\tau$ – taonų kanalas. Kadangi taonai gyvuoja labai trumpai ir gali suskilti į hadronus, jų kanalo tyrimas yra sudėtingesnis ir dažniausiai vykdomas atskirai, o tuo tarpu elektronų ir miuonų kanalo tyrimus neretai vykdo ta pati mokslinė grupė.

Drell-Yan procesas teoriškai pirmą kartą buvo aprašytas 1970-aisiais metais. Tai padarė mokslininkai S. D. Drell ir T. M. Yan, kurie pritaikė neseniai pasiūlytą partonų modelį aprašyti leptonų poros susidarymui hadronų susidūrimo metu [9]. Drell-Yan procesas pirmą kartą eksperimentiškai buvo stebėtas dar tais pačiais metais protonų susidūrimuose su urano branduoliais [23]. Šio proceso tyrimas svarbus todėl, kad jame dalyvauja nevalentinis protono antikvarkas.

Šiais laikais teoretikai Drell-Yan procesą gali sėkmingai aprašyti iki antros eilės (angl. *next-to-leading order* – NLO – reiškia vienos kilpos ir vienos dalelės išspinduliavimo pataisas) elektrosilpnosios sąveikos ir trečios eilės kvantinės chromodinamikos perturbacijų tikslumo (angl. *next-to-next-to-leading order* – NNLO – reiškia dviejų kilpų ir dviejų dalelių išspinduliavimo pataisas). Apsiribojama antros eilės elektrosilpnosiomis pataisomis, nes kiekvienos elektrosilpnosios viršūnės indėlis į reakcijos skerspjūvį yra ~ 10 kartų mažiau reikšmingas (dėl atitinkamai mažesnės sąveikos konstantos), lyginant su stipriosios sąveikos viršūne. Drell-Yan proceso pirmos eilės (angl. *leading order* – LO – reiškia medžio lygmenį) Feinmano diagramos yra pavaizduotos 2 pav. Kai kurios antros (NLO) ir trečios (NNLO) eilės Feinmano diagramos



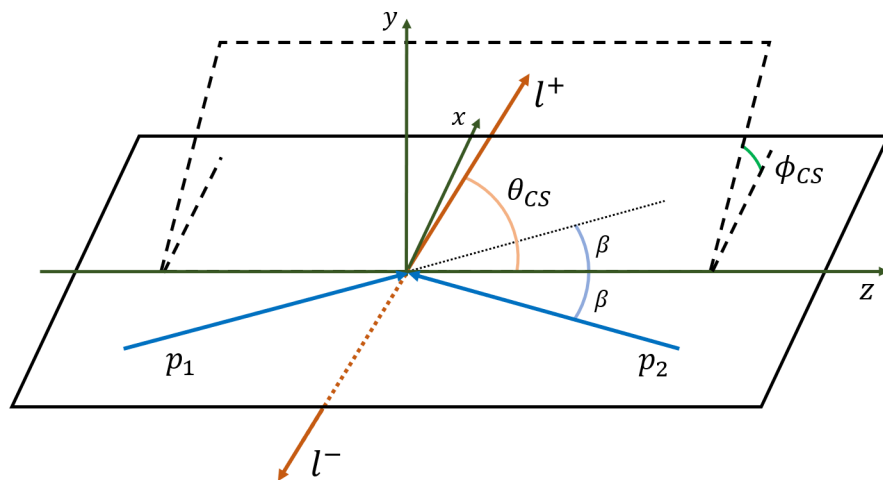
2 pav. Drell-Yan procesą apibūdinančios medžio lygmens Feinmano diagramos.

pateikiamos 1 priede.

Drell-Yan proceso diferencialinis reakcijos skerspjūvis yra šešiamatis: $d^6\sigma/(d^4p d\theta_{CS} d\phi_{CS})$, čia σ – reakcijos skerspjūvis, p – leptonų poros keturmatis impulsas (lygus tarpinės dalelės – Z bozono arba virtualaus fotono – keturmačiam impulsui), θ_{CS} – kampas tarp išlekiančio antileptono ir z ašies, o ϕ_{CS} – azimutinis kampas Collins-Soper atskaitos sistemoje (virtualaus bozono rimties sistemoje) [24]. Collins-Soper atskaitos sistema ir kampai θ_{CS} bei ϕ_{CS} pavaizduoti 3 pav. Didelių energijų fizikoje keturmatis impulsas dažnai išreiškiamas kaip masės $m = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2}$ (čia E – energija, \vec{p} – trimatis impulso vektorius), skersinio impulso $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ (čia p_x, p_y – impulso dedamosios išilgai ašių, statmenų protonų susidūrimo kryptiai), spartos $y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{E+p_z}{E-p_z}\right]$ (čia p_z – impulso dedamoji išilgai protonų susidūrimo ašies) ir sferinės koordinatų sistemos azimutinio kampo ϕ rinkinys. Taigi keturmačio impulso diferencialas d^4p gali būti pakeistas į $dm dp_T dy d\phi$. Be to, šie dydžiai apie procesą gali suteikti gerokai naudingesnės informacijos.

Norint pakankamai tiksliai išmatuoti diferencialinio reakcijos skerspjūvio priklausomybę nuo visų šešių parametrų, reikėtų labai didelio kiekio duomenų, o taip pat ne visos funkcinės priklausomybės yra vienodai svarbios (pavyzdžiui, priklausomybė nuo azimutinio kampo ϕ yra konstanta, todėl tirti šią priklausomybę nėra prasmės). Todėl dažniausiai matuojami vienmačiai, dvimačiai arba trimačiai Drell-Yan proceso reakcijos skerspjūviai [10–16, 25–30]. Nuo skirtingų parametrų priklausančių diferencialinių reakcijos skerspjūvių matavimo rezultatai teoretikams teikia skirtingą informaciją.

Iš kiekvienoje Feinmano diagramos viršūnėje galiojančios energijos ir impulso tvermės seka, kad, idealiai priešpriešinio protonų susidūrimo metu, Drell-Yan leptonų poros invariantinė masė medžio lygmenyje priklauso vien tik nuo susiduriančių protonų impulsų dalių, kurias neša sąveikaujantys partonai. Laužtiniuose skliaustuose pateikdami keturmačio impulso komponentes



3 pav. Collins-Soper atskaitos sistemos iliustracija. Čia p_1 ir p_2 vaizduoja susiduriančių protonų impulso vektorius, o l^- ir l^+ – išlekiančių leptonų impulso vektorius. z ašis brėžiama taip, kad perpus dalintų kampą tarp p_2 ir $-p_1$, o x ašis – lygiagreti p_1 ir p_2 vektorinei sumai.

(E, p_x, p_y, p_z) , galime užrašyti:

$$\begin{bmatrix} x_1 p_{z1} \\ 0 \\ 0 \\ x_1 p_{z1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} x_2 p_{z2} \\ 0 \\ 0 \\ -x_2 p_{z2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{(\gamma^*/Z)} \\ 0 \\ 0 \\ p_{z(\gamma^*/Z)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{l1} \\ p_x \\ p_y \\ p_{z l1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_{l2} \\ -p_x \\ -p_y \\ p_{z l2} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

iš čia seka, kad

$$m_{ll}^2 = (E_{l1} + E_{l2})^2 - (p_{z l1} + p_{z l2})^2 = m_{(\gamma^*/Z)}^2 = E_{(\gamma^*/Z)}^2 - p_{z(\gamma^*/Z)}^2 = (x_1 p_{z1} + x_2 p_{z2})^2 - (x_1 p_{z1} - x_2 p_{z2})^2, \quad (3)$$

čia p_{z1} ir p_{z2} – susiduriančių protonų impulsai (absoliutinės vertės), x_1 ir x_2 – sąveikaujančių partonų nešamos tų protonų impulsų dalys, (čia laikome, kad kvarko masė lygi nuliui, todėl jo energija apytiksliai lygi impulso moduliui, o minusu pažymime, kad protonai atleikia iš priešingų pusių), $E_{(\gamma^*/Z)}$ – Z bozono arba virtualaus fotono energija, $p_{z(\gamma^*/Z)}$ – Z bozono arba virtualaus fotono impulsas, E_{l1} , $p_{z l1}$, E_{l2} ir $p_{z l2}$ – susidariusių leptonų energijos ir impulso z dedamosios, p_x ir p_y – leptonų impulsų x ir y dedamosios, kurios dėl impulso tvermės abiemis leptonams yra vienodos, bet nukreiptos į priešingas puses. Čia ir toliau naudojame vienetų sistemą, kurioje $c = 1$. Dėl iš (2) ir (3) išraiškų sekančios tiesioginės sąsajos tarp matuojamos invariantinės masės ir kvarkų nešamų protonų impulsų dalių, diferencialinio reakcijos skerspjūvio $d\sigma/dm_{ll}$ matavimai leidžia įvertinti skirtingų partonų su tam tikra protono impulso dalimi egzistavimo tikėtinumus, t.y., tikslinti partonų pasiskirstymo funkcijas.

Nuo partonų nešamos protono impulso dalies priklauso ir susidariusios leptonų poros sparta [31]. Partonų nešamas impulso dalis x_1 ir x_2 per spartą galime išreikšti taip:

$$x_{1,2} = \frac{m_{(\gamma^*/Z)}}{E_1 + E_2} e^{\pm y_{(\gamma^*/Z)}}, \quad (4)$$

čia $E_1 + E_2$ – protonų susidūrimo energija masių centro sistemoje, $y_{(\gamma^*/Z)} = y_{ll}$ – leptonų poros sparta. Akivaizdu, kad diferencialinio reakcijos skerspjūvio $d\sigma/dy_{ll}$ matavimai taip pat gali būti panaudoti partonų pasiskirstymo funkcijų tikslinimui. Tuo tarpu diferencialinio reakcijos skerspjūvio $d\sigma/dp_T$ matavimai leidžia testuoti antros (NLO) ir aukštesnių eilių perturbatyvias pataisas. Iš (2) išraiškos seka, kad, Drell-Yan procesą aprašant medžio lygmens diagrama, susiduriančių partonų (o taip pat ir išlekiančių leptonų) sistemos masės centras turėtų neturėti skersinio judėjimo. Vis dėlto, skersinis judėjimas atsiranda, kai įskaitome aukštesnių eilių pataisas – reakcijoje dalyvaujantis kvarkas gali išspinduliuoti gliuoną ir dėl atatrunkos atšokti, taip įgydamas judėjimą, statmeną protonų susidūrimo kryptį.

Diferencialinio reakcijos skerspjūvio $d\sigma/d\cos\theta_{CS}$ matavimai leidžia tyrinėti Drell-Yan proceso priekinį-atbulinį asimetriškumą (angl. *forward-backward asymmetry*). Įvykiai su $\cos\theta_{CS} > 0$ vadinami priekiniais (angl. *forward*), o su $\cos\theta_{CS} < 0$ – atbuliniais (angl. *backward*). Priekinis-atbulinis asimetriškumas išreiškiamas kaip $A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$ (čia $\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta_{CS}} d\cos\theta_{CS}$ – priekinio įvykio reakcijos skerspjūvis, $\sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta_{CS}} d\cos\theta_{CS}$ – atbulinio įvykio reakcijos skerspjūvis). Priekinis-atbulinis asimetriškumas yra tampriai susijęs su svarbiu standartinio modelio parametru – silpnosios sąveikos maišymosi kampų (angl. *weak mixing angle*) [32–35]. Taigi, Drell-Yan proceso kampinių pasiskirstymų matavimai turi nemažą svarbą šį parametru nustatant.

Drell-Yan proceso tyrimas taip pat svarbus dėl to, kad jis trukdo tirti kitus standartinio modelio ar hipotetinius procesus, kuriuose pagaminami du leptonai. Pavyzdžiui, dviejų leptonų galutinės būsenos nagrinėjamos Higgs bozono tyrime [17], ne standartinio modelio dalelės – Z' bozono – paieškoje [18], supersimetrijos paieškoje [19] ir t.t. Sėkmingam šių procesų tyrimui svarbu tiksliai įvertinti, kokia išmatuotų pasiskirstymų dalis yra susijusi su Drell-Yan procesu, o kokia – su tiriamaisiais procesais. Didelio tikslumo Drell-Yan proceso tyrimai padeda sumažinti tokių įvertinimų neapibrėžtumus. Taigi, Drell-Yan proceso matavimai teikia įvairiapusišką naudą teoriniam ir eksperimentiniam dalelių fizikos mokslui. Toliau šiame darbe bus kalbama apie Drell-Yan proceso diferencialinio reakcijos skerspjūvio $d\sigma/dm_{ll}$ matavimą elektronų ir miuonų kanaluose.

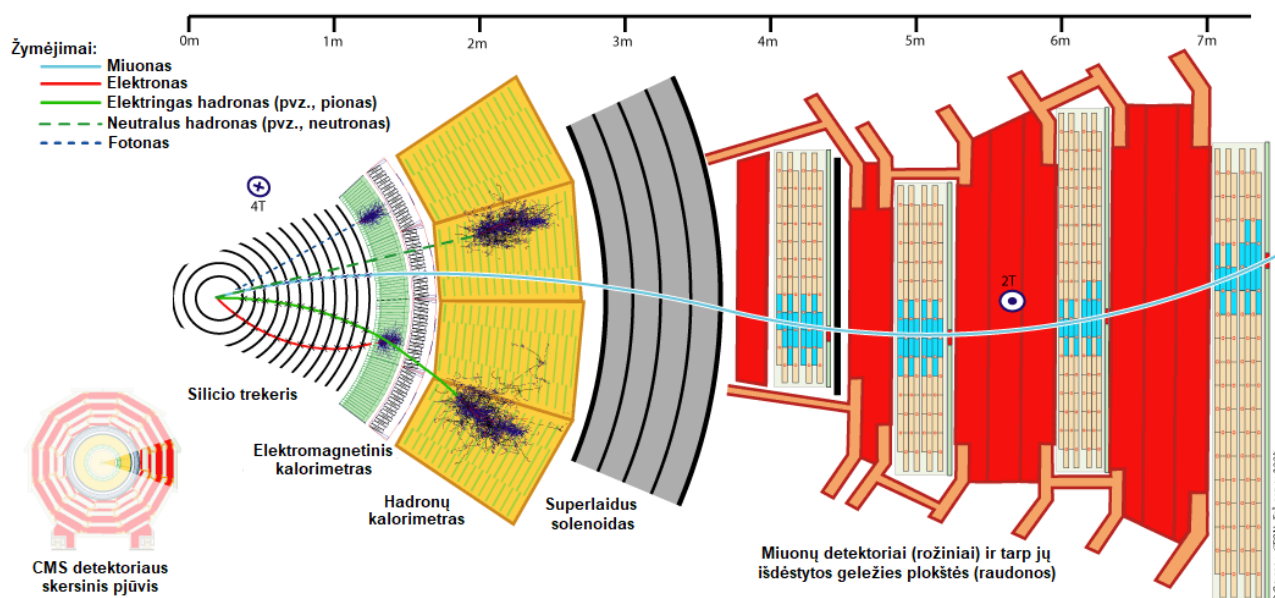
1.3 Kompaktiškojo miuonų solenoido eksperimentas Didžiajame hadronų greitintuve

Europos branduolinių mokslinių tyrimų organizacijai CERN priklausantis Didysis hadronų priešpriešinių srautų greitintuvas (angl. *Large Hadron Collider* – LHC) [36] yra didžiausias ir galingiausias dalelių greitintuvas pasaulyje. Tai yra prie Šveicarijos-Prancūzijos sienos įsikūręs, ~ 100 m gylyje po žeme esantis žiedinis greitintuvas. Jo perimetras siekia 27 km. Greitintuve galima vykdyti įvairių elektringų hadroninių dalelių (pavyzdžiui, švino branduolių) susidūrimus, tačiau dažniausiai jame tiriami protonų susidūrimai. Nuo 2015 metų Didžiajame hadronų greitintuve vykdomi 13 TeV energijos protonų susidūrimai. Dalelės, prieš patekdamos į šį greitintuvą, praeina kelias greitinimo pakopas mažesniuose greitintuvuose, kurie anksčiau buvo naudojami dalelių susidūrimų moksliniam tyrimui. Greitintuve vienu metu gali skrieti iki 2808 protonų pluoštelių, kurių kiekviename yra apie 10^{11} protonų. Susidūrimai Didžiajame hadronų greitintuve vyksta kas 25 ns keturiuose žiedo taškuose, aplink kuriuos yra išdėstyti dalelių detektoriai, priklausantys skirtingų eksperimentų grupėms. Per vieną protonų pluoštelių prasikeitimą vidutiniškai susiduria kelios dešimtys protonų porų. Pluošteliai prakeičiami labai mažu (~ 200 μ rad) kampu. Keturi didžiausi aplink greitintuvą išsidėstę eksperimentai yra CMS, ATLAS, LHCb ir ALICE. Šiame darbe buvo naudojami CMS eksperimento 2016 metais užregistruoti protonų susidūrimų duomenys.

Kompaktiškas miuonų solenoidas (angl. *Compact Muon Solenoid* – CMS) [37] yra plačios paskirties detektorius, galintis detektuoti didelį skaičių skirtingų dalelių. Jis naudojamas tiek standartinio modelio testavimui ir tikslinimui, tiek naujos fizikos paieškoms. CMS yra cilindrinės geometrijos, jo aukštis ir plotis – apytiksliai po 15 m, o ilgis – apie 21 m. Detektoriaus masė siekia 14000 tonų. Jis susideda iš daug sluoksnių ir segmentų, kurie skirti skirtingų rūšių dalelėms aptikti.

CMS detektoriaus sluoksnius galima pamatyti 4 paveiksle. Kiekvienas subdetektorius turi vieną cilindrinę ir dvi antgalių dalis. Subdetektorių sluoksniai yra išdėstyti atsižvelgiant į detektuojamų dalelių skvarbumą. Kiekvienas sluoksnis yra skirtingas ir turi specifinę paskirtį.

Arčiausiai protonų susidūrimo vietos yra išdėstytas trekų detektorius (angl. *silicon tracker*),



4 pav. Skersinis CMS detektoriaus pjūvis [38]. Skirtingos linijos žymi įvairių dalelių, išlekiančių iš protonų susidūrimo vietos, trajektorijas. Trūki linija žymi elektriškai neutralios dalelės trajektoriją, kuri silicio trekų detektoriuje neužfiksuojama.

pagamintas iš silicio pikselių ir juostelių. Į nuskurdintą puslaidininkio sluoksnį pataikiusios elektringos dalelės išlaisvina krūvininkus, taip sugeneruodamos elektrinį signalą. Trekų detektorius turi daug plonų puslaidininkio sluoksnių, tad išanalizavus skirtinguose sluoksniuose užregistruotą signalą galima nustatyti, kokia kryptimi nulėkė protonų susidūrimo metu sukurtos elektringosios dalelės. Puslaidininkio sluoksniai padaryti kaip įmanoma plonesni, kad pralėkdama dalelė juose prarastų kuo mažiau energijos ir nepakeistų savo trajektorijos.

Pralėkusios trekų detektorių, dalelės pirmiausia pataiko į elektromagnetinį kalorimetą (angl. *Electromagnetic Calorimeter* – ECAL). Šio subdetektoriaus paskirtis – detektuoti elektronus ir fotonus bei išmatuoti jų energiją. Elektromagnetinis kalorimetras pagamintas iš scintiliuojančios medžiagos – švino volframoto $PbWO_4$. Į elektromagnetinį kalorimetą pataikius reliatyvistiniu greičiu lekiančiam elektronui, scintiliatoriaus medžiagos elektronai yra sužadinti ir relaksuoja skleisdami šviesą. Elektrono energija nustatoma išmatavus švytėjimo intensyvumą, kuris yra proporcingas elektrono prarastai energijai medžiagoje. Elektronas kalorimetre yra visiškai sustabdomas. Į tankią scintiliatoriaus medžiagą pataikę fotonai pavirsta į elektrono-pozitrono porą, kurios energija jau gali būti išmatuojama tokiu pačiu būdu. Ar signalas elektromagnetiniame kalorimetre yra susijęs su elektronu, ar su fotonu, galima atskirti pagal tai, ar jis gali būti susietas su trekų detektoriuje užregistruotais signalais.

Dalelės, kurios nėra sustabdomos elektromagnetiniame kalorimetre, pataiko į hadronų kalorimetą (angl. *hadron calorimeter* – HCAL). Šis subdetektorius sustabdo hadronus ir matuoja jų energiją. Hadronų kalorimetre naudojamas plastiko scintiliatorius. Kadangi hadronai yra gerokai sunkesni ir skvarbesni už elektronus, norint juos sustabdyti tarp scintiliatoriaus sluoksnių yra įterptos žalvario plokštės. Taip pat šis subdetektorius yra gerokai storesnis už elektromagnetinį kalorimetą.

Už hadronų kalorimetro yra sumontuotas iki superlaidumo temperatūros atšaldytas solenoidinis elektromagnetas. Kai detektorius yra įjungtas, solenoidu teka maždaug 19.1 kA stiprios elektros srovė, sukurianti iki 4 T siekiantį magnetinį lauką. Jo paskirtis – iškreivinti krūvi turinčių dalelių trajektorijas. Pagal tai, kuria kryptimi dalelės trajektorija užsisuka, galima nustatyti jos elektrinį krūvį, o iš trajektorijos kreivumo spindulio galima įvertinti ir dalelės skersinį impulsą. Jis taip pat leidžia atskirti mionus nuo didelės energijos hadronų. Vis dėlto, norint užtikrinti, kad kuo mažiau hadronų pasiektų tolimesnius detektoriaus sluoksnius, už solenoido yra sumontuotas papildomas hadronų kalorimetro sluoksnis, vadinamas išoriniu hadronų kalorimetru (angl. *HCAL outer*).

Pačioje CMS detektoriaus išorėje keliais sluoksniais išdėstyti miuonų detektoriai. Miuonai yra apie 200 kartų sunkesni už elektronus bei nesąveikauja stipriąja sąveika, todėl yra gerokai skvarbesni už visas kitas detektuojamas daleles. Dėl šios priežasties jie nėra sustabdomi nei elektromagnetiniame, nei hadronų kalorimetruose. Miuonų detektoriai veikia dujų išlydžio principu – bet kokia detektoriaus išorę pasiekusi elektringa dalelė jonizuoja miuonų detektoriuose esančias dujas. Per jonizuotas dujas pratekėjusi elektros srovė užfiksuojama kaip pataikymas. Nors miuonų detektoriai galėtų registruoti bet kokių elektringų dalelių pataikymus, dažniausiai visos kitos dalelės yra sustabdomos ankstesniuose detektoriaus sluoksniuose. Tuo tarpu miuonai nėra sustabdomi net ir miuonų detektorių sistemoje – dujiniai detektoriai tik užfiksuoja jų trajektoriją. Šių dalelių impulsas yra nustatomas iš trajektorijos kreivumo. Kad impulsą būtų galima nustatyti kuo efektyviau, tarp miuonų detektorių yra sumontuotos geležinės magnetinio lauko apgražos plokštės, kurios sustiprina magnetinį lauką miuonų detektoriuose, tuo pačiu neleisdamos jam tęstis toli už detektoriaus ribų. Taip pat šios plokštės užblokuoja kelią paskutinėms iki jų prasiskverbusioms dalelėms, kurios nėra miuonai arba neutrinai.

Neutrinai yra vienintelės ilgai gyvuojančios dalelės, kurios CMS detektoriumi nedetektuojamos. Vis dėlto, neutrino pėdsaką galima nuspėti apskaičiavus visų užregistruotų dalelių skersinių impulsų vektorinę sumą ir pastebėjus didelį skersinio impulso trūkumą tam tikra kryptimi: susiduriantys protonai juda išilgai z ašies, todėl visų susidariusių dalelių skersinių impulsų vektorinė suma turėtų būti lygi nuliui.

1.4 Trigeriai

Per kiekvieną protonų pluoštelių prasikeitimo įvykį (toliau juos vadinsime tiesiog įvykiais) CMS detektorius užregistruoja apie 1 MB informacijos. Norint išsaugoti kiekvieną kas 25 ns vykstantį įvykį reikėtų ypatingai greitos elektronikos, gebančios išrašyti duomenis ~ 40 TB/s greičiu, o taip pat ir nerealiai didelių duomenų saugyklų. Vis dėlto, labai didelė šių įvykių dalis mokslininkams nėra įdomi – tai nepakankamai energingi susidūrimai arba labai dažnai vykstantys ir jau gerai ištirti procesai. CMS eksperimente išsaugomų įvykių skaičiui sumažinti (stengiantis atmesti kiek įmanoma daugiau neįdomių ir palikti kuo daugiau įdomių įvykių) naudojama dviejų lygių trigerių sistema, susidedanti iš pirmo lygio (angl. *level 1* – L1) ir aukšto lygio (angl. *high-level trigger* – HLT) trigerių [39].

Pirmojo lygio trigeris – tai šalia detektoriaus sumontuota specialiai tam sukurta kompiu-

terinės įrangos sistema. Ši sistema realiu laiku minimaliai apdoroja kalorimetrų bei miuonų detektorių duomenis ir atrenka įvykius, atsižvelgdama į juose esančius fizikinių objektų kandidatus (signalas miuonų detektoriuose gali reikšti miuoną, signalai kalorimetruose – elektroną, fotoną, hadronus, ženklus signalų detektoriuje trūkumas – neutrinus). Galutinis pirmo lygio triggerio atrankos etapas – papildomų kriterijų, kurie gali būti pasirinkti iš programuojamo kriterijų meniu, pritaikymas. Šie papildomi kriterijai gali būti keičiami ir greitintuvui veikiant, priklausomai nuo jo veikimo sąlygų (su greitintuvu dirbantys technikai kartais eksperimentuoja keisdami per vieną pluoštelių prasikeitimą susiduriančių protonų skaičių). Kriterijus visada stengiamasi parinkti taip, kad juos praeitų ne daugiau kaip 10^5 įvykių per sekundę (tai yra CMS elektronikos pajėgumų viršutinė riba). Papildomi kriterijai gali būti tokie: fizikinio objekto kandidato energija turi viršyti slenkstinę ribą, įvykyje turi būti tam tikras objekto kandidatų skaičius, ir pan. Pirmo lygio triggeris turi apytiksliai 4 μ s signalo užlaikymo intervalą, per kurį sistema nusprendžia, ar įvykis turėtų būti išsaugomas tolimesnei analizei.

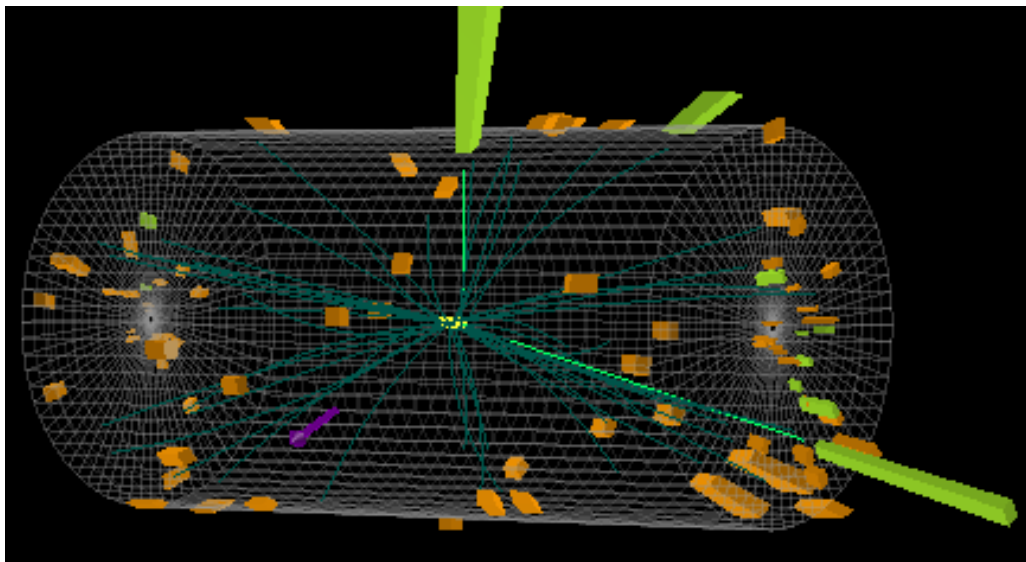
Aukšto lygio triggeris – tai programinės įrangos rinkinys, skirtas detaliau išanalizuoti pirmo lygio triggerį praėjusius įvykius ir dar labiau sumažinti jų skaičių prieš įrašant ilgalaikiam saugojimui. Aukšto lygio triggerio programinė įranga yra sudiegta į įprastus superkompiuterius, pastatytus netoli CMS detektoriaus. Juose įvykio vaizdas atkuriamas pasinaudojant pilna detektoriaus užregistruota informacija, o atpažintiems fizikiniams objektams, siekiant išsaugoti tik potencialiai įdomius įvykius, pritaikomi griežtesni atrankos kriterijai. Aukšto lygio triggeris sumažinta išsaugomų duomenų kiekį iki maždaug 400 įvykių per sekundę. Šie įvykiai yra įrašomi ilgalaikiam saugojimui, kad vėliau galėtų būti analizuojami mokslininkų.

Neretai Didžiajame hadronų greitintuve protonų susidūrimų skaičius per vieną pluoštelių prasikeitimą padidinamas tiek, kad net ir potencialiai įdomūs įvykiai įvyksta taip dažnai, jog jų visų tampa nebeįmanoma išsaugoti. Tokiu atveju, tiek pirmo, tiek aukšto lygio triggeriuose gali būti panaudojamas nustatyto dydžio tarpavimas (angl. *prescale*), kuris atmeta fiksuotą porciją potencialiai įdomių įvykių. Pavyzdžiui, dvejetui lygus tarpavimas sumažins išsaugomų potencialiai įdomių įvykių skaičių perpus.

1.5 Protonų susidūrimo įvykių atkūrimas

CMS detektoriaus užregistruoti signalai sujungiami į pilną protonų susidūrimo įvykio vaizdą, naudojantis dalelių srauto (angl. *Particle Flow* – PF) algoritmu [40]. Šis algoritmas sujungia trekų detektoriuje užregistruotus signalus su pataikymais į kalorimetrus arba miuonų detektorius, taip nustatydamas susidariusių dalelių tipus, jų trajektorijas bei kitus parametrus (energiją, impulsą, elektrinį krūvį ir pan.). Dalelių srautas gali atkurti ne tik dalelių trajektorijas, bet ir kitus fizikinius objektus, pavyzdžiui, hadronų čiurkšles (ši sąvoka plačiau paašškinta 1.7 skyriuje) ar skersinio impulso trūkumą.

Dalelių srauto algoritmas įvykius atkuria iteratyviai. Pirmiausia nustatomos „akivaizdžiausias“ trajektorijos (pavyzdžiui, tokios, kurios susideda iš pataikymų kiekviename trekų detektoriaus sluoksnyje, gerai sutampa su pataikymais į kalorimetrus ar miuonų detektorius, kalorimetro išmatuota energija gerai sutinka su impulsu, nustatytu iš trajektorijos kreivumo ir



5 pav. Dalelių srauto algoritmu atkurto Drell-Yan proceso įvykio kandidato vaizdas. Tamsiai žalios linijos vaizduoja mažos energijos dalelių (daugiausia pionų) trajektorijas, o ryškios šviesiai žalios linijos – didelės energijos elektronų trajektorijas. Šviesiai žali ir oranžiniai stulpeliai vaizduoja atitinkamai elektromagnetinio ir hadronų kalorimetro segmentuose užregistruotus energijos kiekius. Atkurtame įvykyje matomos elektronų poros invariantinė masė apytiksliai lygi 90 GeV.

pan.). Tada signalai, kurie buvo panaudoti nustatant geriausias trajektorijas, pašalinami ir atkūrimo procedūra kartojama su tuo, kas liko, tik šiek tiek sušvelninus trajektorijos nustatymo „gerumo“ reikalavimus. Iteracijos atliekamos, kol panaudojama visa detektoriaus užregistruota informacija. Galų gale gaunamas platus galutinių įvykio produktų sąrašas, leidžiantis pamatyti pilną protonų susidūrimo įvykio vaizdą, kurį jau gali analizuoti mokslinės tyrimų grupės. Atkurto Drell-Yan proceso įvykio kandidato pavyzdys atvaizduotas 5 paveiksle. Įvykio vaizdas sugeneruotas naudojantis CMS programinės įrangos pakete esančia programa FireWorks.

Per kiekvieną protonų pluoštelių prasikeitimą įvyksta kelios dešimtys protonų susidūrimų, o taip pat, iki kol visos susidariusios dalelės išlekia iš detektoriaus arba yra sustabdomos, jau būna prasidėjęs ir kitas pluoštelių prasikeitimas (persiklojantys protonų susidūrimai angliškai vadinami *pile-up* – PU). Iš kelių dešimčių vienu metu įvykusių protonų susidūrimų dažniausiai įdomus būna tik vienas (o įvykiuose, kurių nepraleido trigeris, įdomaus nebuvo nei vieno). Dalelių srauto algoritmas sugeba atskirti didžiąją dalį dalelių trajektorijų, susijusių su pašaliniais protonų susidūrimais ir jas atmesti. Iš tiesų, dalelių srauto algoritmas yra toks pajėgus, kad net geba atpažinti daleles, kurios atsirado kitų dalelių skilimo metu ar susieti užregistruotus fotonus su elektronais, kurie juos išspinduliavo dėl judėjimo su pagreičiu magnetiniame lauke. Norint sėkmingai taikyti tokį algoritmą svarbu, kad aktyvių detektoriaus elementų sudalinimas būtų pakankamai smulkus, o pats detektorius būtų sandarus. CMS detektorius gerai atitinka abu šiuos kriterijus.

1.6 Signalas ir triukšmas

Drell-Yan proceso metu susidaro du priešingo elektrinio krūvio izoliuoti leptonai, neapsupti pašalinių dalelių. Izoliuotų leptonų pora gali susidaryti ir kitų procesų metu. Atskirai paėmus vieną detektoriaus užregistruotą įvykį neįmanoma vienareikšmiškai teigti, kad tai yra Drell-Yan arba kito proceso įvykis. Pašaliniai procesai, kurie dėl savo galutinių produktų panašumo trukdo tirti Drell-Yan procesą, vadinami triukšmo įvykiais. Tuo tarpu Drell-Yan proceso įvykiai vadinami signalu. Didžiajame hadronų greitintuve vykdomiems Drell-Yan proceso matavimams izoliuotų leptonų triukšmus sukuria šie procesai, išdėstant juos tikėtino didėjimo tvarka:

- Vieno viršūninio kvarko ir W bozono viena laikio susidarymo įvykiai (tW arba $\bar{t}W$), kai tiek W bozonas, tiek viršūninis kvarkas skyla leptoniškai
- Dviejų masyvių leptoniškai skylančių vektorinių bozonų įvykiai (WW , WZ ir ZZ)
- Viršūninio kvarko ir antikvarko poros ($t\bar{t}$) įvykiai, kai abu viršūniniai kvarkai skyla leptoniškai
- Drell-Yan proceso taonų kanalas ($DY \rightarrow \tau\tau$), kai taonai skyla į lengvesnius leptonus

Yra žinoma, kad su WW , WZ , ZZ , tW , $\bar{t}W$ ir $t\bar{t}$ procesais susiję triukšmai yra svarbūs visoje invariantinės masės srityje, tuo tarpu $DY \rightarrow \tau\tau$ – mažos invariantinės masės (maždaug 40 – 80 GeV) srityje [10,13,16,30]. Taip pat galimi triukšmo įvykiai, susiję su dalelių srauto algoritmo neteisingai atpažintais fizikiniais objektais. Dažniausi tokio tipo triukšmai siejasi su čiuurkšlėmis, kurios buvo klaidingai atpažintos kaip izoliuoti leptonai. Apie šiuos triukšmus plačiau rašoma 1.7 skyriuje.

Matuojant Drell-Yan proceso diferencialinį reakcijos skerspjūvį stengiamasi tiriama fazinę erdvę apriboti taip, kad būtų atmetama kiek įmanoma daugiau triukšmo įvykių, tuo pačiu išsaugant kuo didesnę signalo įvykių skaičių. Vis dėlto, net į apribotą tyrimo sritį patenka reikšmingas triukšmo įvykių skaičius. Šį įvykių skaičių reikia įvertinti kaip įmanoma tiksliau ir atmesti iš tiriamų pasiskirstymų.

1.7 Su čiuurkšlėmis susiję triukšmo įvykiai

Protonų susidūrimuose galutinė proceso būseną dažnai yra palydima vieno ar kelių kvarkų ir/arba gliuonų (jeigu neskaičiuojame likusių partonų, kurie nesusąveikauja ir nulekia apytiksliai tiesiai). Pavyzdžiui, energingą kvarką arba gliuoną prieš sąveikaudami gali išspinduliuoti reakcijoje dalyvaujantys partonai. Įvykio metu sukurtos masyvios dalelės (taonai, W , Z ir Higgs bozonai) su tam tikra tikimybe taip pat gali skilti į kvarkus. Vis dėlto, izoliuotų kvarkų arba gliuonų dalelių detektoriais aptikti neįmanoma.

Daug energijos turintys kvarkai ją praranda spinduliuodami gliuonus. Tuo tarpu gliuonai gali skilti į kvarko ir antikvarko poras arba patys spinduliuoti papildomus gliuonus. Tokiu būdu iš vieno galutinės būsenos partono pagaminamas „partonų dušas“ (angl. *parton shower*).

Kai partonų duše esančių dalelių energija pasidaro pakankamai maža, stipriosios sąveikos konstanta išauga tiek, kad perturbatyvus kvantinės chromodinamikos aprašymas nustoja galioti. Žemose energijose (< 1 GeV) pasireiškia kvarkų „įkalinimas“ (angl. *confinement*): dėl sąveikos stiprumo kvarkai gali egzistuoti tik grupėse, kuriose jų spalvinis krūvis neutralizuojamas. Šiame režime bandant kvarkus vieną nuo kito atitraukti reikėtų tiek energijos, kad jos užtektų iš vakuomo pagaminti naujai kvarko-antikvarko porai, kuri suformuotų naujas grupes su atitrauktais kvarkais ir neutralizuotų jų spalvinį krūvį. Dėl šio reiškinio partonų duše lekiantys kvarkai ir gliuonai pradeda formuoti hadronus. Tai vadinama hadronizacija. Jos metu hadronų pagaminama labai daug, tad vieno energingo partono pėdsaką detektorius užregistruoja kaip besiplečiančio kūgio formos dalelių srautą, sudarytą iš daugybės įvairių rūšių hadronų bei kitų dalelių [41]. Šie dalelių srautai vadinami čiuurkšlėmis (angl. *jets*).

Čiuurkšlėse dažniausiai susidaro ne tik hadronai. Pavyzdžiui, čiuurkšlėse galimas nemažas skaičius fotonų, kurie atsiranda daugiausia iš neutralaus piono skilimų. Taip pat vykstant didelės energijos partonų sklaidos procesams galima sukurti sunkiųjų kvarkų, kurie gyvuoja trumpai ir skildami gali pagaminti leptonų. Pavyzdžiui, elektronas arba miuonas yra randamas apytiksliai 20% gelminio kvarko sukurtų čiuurkšlių (angl. *b-jets*) ir apytiksliai 10% žaviojo kvarko sukurtų čiuurkšlių (angl. *c-jets*) [42]. Čiuurkšlėse susidariusios stiprią sąveiką nesąveikaujančios dalelės neretai pagelbėja nustatant, kokį kvarką atitinka matoma čiuurkšlė. Vis dėlto, jos kartais gali ir suklaidinti – retais atvejais čiuurkšlės yra supainiojamos su protonų susidūrimo metu pagamintu leptonu [10–16, 30, 43, 44].

Bendru atveju čiuurkšlėse susidarę leptonai nėra izoliuoti – jie yra apsupti hadronų srauto. Be to, tokių leptonų trajektorijos prasideda ne nuo pirminės viršūnės – jie dažniausiai susiformuoja hadronams nulėkus kelis milimetrus [42], taigi, jie nėra galutinės būsenos leptonai. Vis dėlto, pasitaiko atvejų, kai nepavyksta nustatyti, kad leptonas yra kilęs iš čiuurkšlės. Jeigu toks leptonas pakankamai energingas, kad susumuotas greta lėkusių hadronų ir fotonų skersinis impulsas yra gerokai mažesnis už leptono skersinį impulsą, tai gali sudaryti įspūdį, kad leptonas yra izoliuotas.

Taip pat galimi atvejai, kai didesnę dalį čiuurkšlės energijos nešasi vienas ar keli fotonai. Įvykio atkūrimo algoritmui klaidingai susiejus trekų detektoriuje užfiksuotą trajektoriją su fotonų paliktu signalu elektromagnetiniame kalorimetre, čiuurkšlę galima neteisingai atkurti kaip elektrono objektą. Jeigu išmatuota tokio „netikro“ elektrono energija yra gerokai didesnė už jį supančių hadronų energiją, galima jį klaidingai palaikyti izoliuotu. Labai retais atvejais nutinka ir taip, kai energinga čiuurkšlė pralekia hadronų kalorimetrą ir palieka signalą miuono detektoriuje (toks procesas angliškai vadinamas *hadronic punchthrough*). Jeigu „netikro“ miuono trajektorija dalelių srauto algoritmo yra atkuriamą kaip ganėtinai tiesi (o tai reiškia didelį skersinį impulsą), įmanoma netgi klaidingai pagalvoti, kad jis yra izoliuotas. Prie klaidingo čiuurkšlių atpažinimo gali prisidėti ir neidealūs detektoriaus bei trajektorijų atkūrimo efektyvumas (nebūtinai bus užfiksuotos visos čiuurkšlėje susidariusios dalelės). Toliau tiek antrinių procesų metu čiuurkšlėse susidariusius leptonus, kurie buvo priskirti izoliuotiems leptonams, tiek neteisingai leptonams priskirtus hadronus arba čiuurkšlėje susidariusius fotonus apibend-

rintai vadinsime **netikrais leptonais**. Tikrais leptonais vadinsime tik pagrindinio proceso, įvykusio protonų susidūrimo metu, galutinės būsenos leptonus.

Pagrindiniai su netikrais leptonais susiję Drell-Yan proceso triukšmo įvykiai yra W bozono ir vienos čiuurkšlės įvykiai ($W + \text{Jets}$) bei stipriosios sąveikos nulemti kelių čiuurkšlių įvykiai (sutrumpintai žymimi QCD). Yra žinoma, kad miuonų kanale su čiuurkšlėmis susiję triukšmai turi reikšmingą indėlį žemos invariantinės masės, o elektronų kanale – visoje invariantinės masės srityje [10, 13, 16, 30]. Tiriant Drell-Yan procesą, į šių triukšmo procesų indėlį taip pat svarbu atsižvelgti.

1.8 Triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas

Turint detektoriaus išmatuotų duomenų rinkinį neįmanoma vienareikšmiškai pasakyti, kurie įvykiai yra susiję su triukšmo procesais. Įmanoma tik ribotu tikslumu įvertinti, koks skaičius triukšmo įvykių galėjo patekti į tiriamą rinkinį. Triukšmo įvykių skaičius įvertinamas pasinaudojant papildomais duomenų rinkiniais, kurie gali būti gauti iš tikro matavimo arba sumodeliuoti.

Grubų triukšmo įvykių skaičiaus įvertį galima gauti pasinaudojus Monte Carlo (MC) metodu sumodeliuotais protonų susidūrimo įvykiais. Įvykių modeliavimas būna atliekamas keliais lygmenimis. Pirmiausia sumodeliuojamas pats protonų susidūrimas ir gaunama, kokios dalelės susidarė jo metu. Tada modeliuojami po susidūrimo vykstantys antriniai procesai, tokie, kaip hadronizacija, spinduliavimas, dalelių skilimai bei tuo pačiu metu vykstantys pašaliniai protonų susidūrimai. Galiausiai modeliuojama, kaip įvykio produktai sąveikauja su medžiaga – detektoriaus komponentais. Tokį virtualų eksperimentą kartojant daug kartų galima gauti vidutinį rezultatą, kuris yra palyginamas su realiu eksperimentu.

Vis dėlto, sumodeliuoti įvykius taip, kad virtualaus eksperimento sąlygos idealiai atitiktų realaus eksperimento sąlygas, yra praktiškai neįmanoma. Atsižvelgiant į kai kuriuos neatitiktumus modeliuotiems įvykiams gali būti pritaikomos CMS eksperimento mokslinių grupių rekomenduojamos pataisos. Tačiau vis tiek egzistuoja modeliavimo neapibrėžtumų, kurie kenkia įvėrcio kokybei (pavyzdžiui, nepakankamos žinios apie atskirų triukšmo procesų įvykių tikėtinumą, neidealus detektoriaus atsako modeliavimas, papildomi protonų susidūrimai ir pan.). Blogiausiai modeliavimas įvertina procesus, kurių tikėtinumas labai didelis, o įvykių atrankos praėjimo efektyvumas labai mažas – norint gauti tolydų ir tikrovišką pasiskirstymą reikėtų tokių įvykių sumodeliuoti nepaprastai daug, o tam reikalingi neįmanomai dideli skaičiavimo ir duomenų saugojimo resursai. Būtent tokie yra su netikrais leptonais susiję $W + \text{Jets}$ ir QCD procesai – jų tikėtinumas didesnis už Drell-Yan proceso (atitinkamai 3 ir net 500 kartų), o tikimybė, kad šiuose įvykiuose atsiras netikrų leptonų, kurie praeitų analizėje naudojamą signalo atranką, yra ganėtinai maža. Dėl šių trūkumų naudoti vien modeliuotus duomenis yra vengiama ir, kur įmanoma, stengiamasi triukšmo įvykių skaičių įvertinti naudojant matavimu grįstus metodus.

Matavimu grįsti (angl. *data-driven*) metodai apjungia matavimą ir modeliavimą, kad būtų gautas kuo tikroviškesnis įvykių skaičiaus įvertis. Šių metodų veikimo principas remiasi sig-

nalo ir kontrolinės sričių apibrėžimais. Signalo sritis pasirenkama taip, kad į ją patektų kuo daugiau signalo ir kuo mažiau triukšmo įvykių – tai yra pagrindinė tyrimo sritis. Kontrolinė sritis pasirenkama taip, kad į ją patektų kuo daugiau triukšmo ir kuo mažiau signalo įvykių. Sritys gali būti apibrėžiamos įvairiais užregistruotus įvykius apibūdinančių parametru apribojimais, pavyzdžiui, apribojant tam tikrų įvykyje užregistruotų dalelių ar kitų fizikinių objektų skaičių, tiriamų dalelių trajektorijų izoliuotumą, jų elektrinius krūvius ir pan. Signalo ir kontrolinė sritis turi būti nepersidengiančios. Matavimu grįsti metodai nustato sąsają tarp triukšmo įvykių pasiskirstymo signalo ir kontrolinėje srityje. Tada triukšmo įvykių skaičius, apskaičiuotas kontrolinėje srityje, ekstrapoliuojamas į signalo sritį. Šiais laikais atliekamuose Drell-Yan proceso diferencialinio reakcijos skerspjūvio matavimuose populiarūs yra šie matavimu grįsti metodai: $e\mu$ metodas [10, 12, 13, 16, 30], ABCD metodas [10, 12–15, 30], klaidingo atpažinimo metodas [10, 11, 13, 14, 16, 30]. Jei triukšmo įvykyje susidaro dvi nestabilios dalelės, kurios gali skilti į izoliuotus leptonus nepriklausomai (tokį apibūdinimą atitinka tW , $\bar{t}W$, WW , $t\bar{t}$ ir $DY \rightarrow \tau\tau$ procesai), tokių triukšmo įvykių skaičių galima įvertinti $e\mu$ metodu [45]. Šis metodas triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimui naudoja elektrono-miuono poros ($e\mu$) įvykių pasiskirstymus, nes tokia proceso baigtis galima tik triukšmo procesų atveju bei yra dvigubai labiau tikėtina nei ee ar $\mu\mu$. Įvykiams, susijusiems su klaidingai atpažintomis čiurkšlėmis, įvertinti gali būti naudojami klaidingo atpažinimo ir ABCD metodai. Toliau šiame darbe bus gilinamasi į klaidingo atpažinimo metodą.

1.9 Klaidingo atpažinimo metodas

Klaidingo atpažinimo metodas yra ganėtinai populiarus nustatant triukšmo įvykių skaičių, kuriuose viena ar kelios čiurkšlės buvo klaidingai atpažintos kaip izoliuoti leptonai. Nemažas skaičius CMS ir ATLAS eksperimentuose vykdomų leptono-antileptono galutinės būsenos tyrimų (daugiausia tai yra Drell-Yan proceso tyrimai arba naujų didelės masės bozonų paieška) vienaip ar kitaip šį metodą naudoja [10, 11, 13, 14, 16, 30, 46–53]. Vis dėlto, daugelyje viešai prieinamų straipsnių klaidingo atpažinimo teorinis veikimo principas nėra aprašytas, arba tai padaryta labai minimaliai. Ypatingai CMS kolektyvo straipsniuose daugiau koncentruojamasi į praktinius klaidingo atpažinimo metodo aspektus, tokius, kaip metodui naudoti duomenų rinkiniai ir taikyti įvykių atrankos kriterijai. Nepaisant to, galima susidaryti bendrą įspūdį, kad klaidingo atpažinimo metodo taikymas susideda iš dviejų dalių: pirmiausia įvertinama tikimybė, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas praeis ir pilną leptono atranką, o tada gauta tikimybės vertė panaudojama kaip svorinis daugiklis įvykiams, kuriuose netikri leptonai praėjo tik dalinę atranką, bet nepraėjo pilnos atrankos.

Čia galima apibrėžti signalo ir kontrolinę sritis: sakome, kad fizikinis objektas patenka į signalo sritį, jeigu jis praeina pilną leptono atranką, o į kontrolinę sritį – jeigu praeina tik dalinę atranką, o pilnos atrankos – ne. Tikimybė, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas pateks į signalo sritį, yra įvertinama pasinaudojant duomenų rinkiniu, gaunamu smarkiai atlaisvinus tyrimui naudojamus atrankos kriterijus. Šis duomenų rinkinys apdorojamas taip, kad jame liktų vien tik netikri leptonai, o tada skaičiuojama, kokia jų dalis patenka į tiriamąją (signalo)

sritį [14, 46, 47, 50, 51]. Gautas santykis laikomas tikimybe, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas pateks į signalo sritį. Toliau šią tikimybę vadinsime **signalu srities tikimybe** ir žymėsime raide f . Signalu srities tikimybė dažniausiai matuojama kaip funkcija nuo kelių parametrų. Išmatuotos tikimybės f vertės pritaikomos įvertinant, kiek su netikrais leptonais susijusių įvykių galėjo praeiti dviejų izoliuotų leptonų įvykių (Drell-Yan signalo kandidatų) atranką. Tam pasinaudojama įvykių rinkiniais, kuriuose vienas arba abu užregistruoti leptono objektai praėjo tik dalinę atranką, bet nepraėjo signalu atrankos kriterijų. Šiems įvykiams signalu srities tikimybė pritaikoma kaip svorinis daugiklis [46, 47, 51]. Įvykio svoris susideda iš daugiklio $f/(1-f)$ kiekvienam objektui, kuris nepraėjo signalu atrankos, t.y., visas įvykio svoris susideda iš vieno arba dviejų tokių daugiklių [51]. Šie svoriai transformuoja įvykių pasiskirstymą, kuriuose netikri leptonai praėjo tik dalinę leptono atranką, bet nepraėjo signalu sritį atitinkančios atrankos, į pasiskirstymą, atitinkantį įvykius, kuriuose netikri leptonai praėjo signalu atranką.

Kai kurios tyrimų grupės signalu srities tikimybės f pritaikymą aprašo kiek kitaip [14, 50]. Jeigu papildomai įvertiname tikimybę, kad tikras leptonas pateks į signalu sritį (toliau šį dydį žymėsime raide a), galime gauti lygčių sistemą, susiejančią įvykius su tikrais arba netikrais leptonais ir detektoriaus registruojamus įvykius su objektais signalu arba kontrolinėje srityse:

$$\begin{bmatrix} N_{SS} \\ N_{SC} \\ N_{CS} \\ N_{CC} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 a_2 & a_1 f_2 & f_1 a_2 & f_1 f_2 \\ a_1(1-a_2) & a_1(1-f_2) & f_1(1-a_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-a_1)a_2 & (1-a_1)f_2 & (1-f_1)a_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-a_1)(1-a_2) & (1-a_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-a_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

čia N žymi įvykių skaičių, indeksai R ir F – atitinkamai tikrą ir netikrą leptonus, kurie praeina dalinę atranką, o indeksai S ir C – atitinkamai leptono objektą, patenkantį į signalu arba kontrolinę sritį. Detektorius išmatuoja įvykių skaičius N_{SS} , N_{SC} ir t.t., o tyrėjus iš tikrųjų dominantys dydžiai N_{RF} , N_{FR} ir N_{FF} (įvykiai su netikrais leptonais) gali būti gauti invertavus (5) išraiškoje esančią matricą. Toks triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimo būdas kartais dar vadinamas matricų metodu.

Taigi, nors klaidingo atpažinimo metodas viešai prieinamoje literatūroje nėra labai išsamiai aprašytas, susidaro įspūdis, jog jo įgyvendinimas nėra vienareikšmis: jis gali turėti nemažai variacijų ir konkreti metodika turi būti adaptuota atliekamam tyrimui. Signalu srities tikimybės ir su čiuurkšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičiaus įverčiai tarp skirtingų tyrimų bendru atveju neturi sutapti, nes tiek signalu srities tikimybė, tiek triukšmo įvertis gan smarkiai priklauso nuo analizėje taikomų atrankos kriterijų, kontrolinės srities apibrėžimo ir pan. Naudojantis surinkta informacija, labai apibendrintą klaidingo atpažinimo metodo teorinį veikimo principą pateikiame žemiau.

Sakykime, kad esant integruotam šviesiui \mathcal{L}_{int} pagaminama N_{jet} čiuurkšlių. Jeigu tikimybė čiuurkšlėje atsirasti netikram leptonui (t.y., leptonui, susidariusiam hadrono skilimo metu arba hadronui, imituojančiam leptoną), kuris praeitų dalinę leptono atranką, yra f_0 , iš viso bus

užregistruota $N_{fake} = f_0 N_{jet}$ netikrų leptonų. Drell-Yan proceso tyrime leptono objektams yra taikomi papildomi (signalo) atrankos reikalavimai, siekiant, kad atranką praeitų kuo mažiau su Drell-Yan procesu nesusijusių objektų. Sakykime, kad tikimybė netikram leptonui praeiti šiuos reikalavimus lygi f . Tada iš viso turėsime $N_{pass \& fake} = f f_0 N_{jet}$ netikrų leptonų, kurie gali praeiti analizėje taikomus leptono atrankos reikalavimus. Tikimybę f_0 eksperimentiškai įvertinti yra sudėtinga, bet taikant klaidingo atpažinimo metodą ji išsiprastina ir lieka įvertinti tikimybę, kad dalinę atranką praėję netikri leptonai pateks į signalo sritį, t.y., rasti f . Ją apskaičiuojame taip:

$$f = \frac{N_{pass \& fake}}{N_{fake}}. \quad (6)$$

Taigi, pagrindine užduotimi nustatant signalo srities tikimybę yra skaičių N_{fake} bei $N_{pass \& fake}$ įvertinimas. Tai galima padaryti skirtingais metodais, kurių daugelis įvairiais būdais kombinuoja matavimą ir modeliavimą.

Vykdam Drell-Yan proceso įvykių atranką ieškoma dviejų numatytus kriterijus atitinkančių leptonų. Taigi, atranką praėjusiuose įvykiuose netikrų leptonų gali būti nulis, vienas arba du. Pilną atranką praėjusių įvykių skaičių galime išreikšti taip (tą galime išsivesti iš (5) išraiškos):

$$N_{SS} = N_{RR}a_1a_2 + N_{RF}a_1f_2 + N_{FR}f_1a_2 + N_{FF}f_1f_2, \quad (7)$$

čia N_{SS} – įvykių su dviem pilną atranką praėjusiais leptonais skaičius, N_{RR} – įvykių su dviem tikrais leptonais skaičius, N_{RF} ir N_{FR} – įvykių su vienu tikru ir vienu netikru leptonu skaičius, N_{FF} – įvykių su dviem netikrais leptonais skaičius. Čia nekreipiame dėmesio į fizikinio objekto atpažinimo efektyvumą. Paprastumo dėlei, apjunkime dėmenis N_{RF} ir N_{FR} po vienu skaičiumi N_{RF+FR} :

$$N_{RF}a_1f_2 + N_{FR}f_1a_2 \equiv N_{RF+FR}af, \quad (8)$$

čia dešinėje pusėje numetėme indeksus nuo a ir f , su sąlyga, kad žinome, kuri dalelė įvykyje yra tikras, o kuri – netikras leptonas ir taikome daugiklius a ir f atitinkamai tikram ir netikram leptonui. Tai leidžia (7) išraišką sutrumpinti taip:

$$N_{SS} = N_{RR}a_1a_2 + N_{RF+FR}af + N_{FF}f_1f_2. \quad (9)$$

Panašūs sutrumpinimai bus naudojami ir toliau. Klaidingo atpažinimo metodo tikslas – nustatyti (9) išraiškoje esančius antrąjį ir trečiąjį dėmenis. Tai padaroma suskaičiuojant įvykius, kuriuose netikras leptonas **nepraėjo** pilnos atrankos kriterijų (tikimybė jų nepraeiti lygi $1-f$). Pavyzdžiui, įvykius su vienu pilnos atrankos nepraėjusiu leptono objektu (nesvarbu, kuriuo) galime išreikšti taip:

$$N_{SC+CS} = N_{RR}(a_1(1-a_2) + (1-a_1)a_2) + N_{RF+FR}(a(1-f) + (1-a)f) + N_{FF}(f_1(1-f_2) + (1-f_1)f_2). \quad (10)$$

Išsireiškiame N_{RF+FR} :

$$N_{RF+FR} = \frac{N_{SC+CS} - N_{RR}(a_1(1-a_2) + (1-a_1)a_2) - N_{FF}(f_1(1-f_2) + (1-f_1)f_2)}{(a(1-f) + (1-a)f)}. \quad (11)$$

Jeigu tikimybė a yra ganėtinai didelė (≈ 1), o f – ganėtinai maža (≈ 0), (11) išraišką galima supaprastinti, vardiklyje esantį dėmenį $(1 - a)f$ atmetant kaip mažą dydį. Dėmenį $N_{RR}(a_1(1 - a_2) + (1 - a_1)a_2)$ galime rasti iš modeliavimo, o $N_{FF}(f_1(1 - f_2) + (1 - f_1)f_2) -$ pasinaudodami įvykiais, kuriuose dvi klaidingai atpažintos čiuurkšlės nepraėjo leptono atrankos kriterijų. Iš tiesų:

$$N_{SC+CS} - N_{RR}(a_1(1 - a_2) + (1 - a_1)a_2) - N_{FF}(f_1(1 - f_2) + (1 - f_1)f_2) \approx N_{SC+CS}^{W+Jets}, \quad (12)$$

nes iš įvykių, kuriuose vienas fizikinis objektas nepraeina pilnos atrankos, atmetus visus įvykius, kuriuose dalyvauja du tikri arba du netikri leptonai, liekame su įvykiais, kuriuose buvo vienas tikras ir vienas netikras leptonas, o dominuojantis tokio tipo procesas yra $W + \text{Jets}$. Galime supaprastinti (11) išraišką:

$$N_{RF+FR} = \frac{N_{SC+CS}^{W+Jets}}{(a(1 - f) + (1 - a)f)}. \quad (13)$$

Įvykius su dviem pilnos atrankos nepraėjusiais leptonais galime išreikšti taip:

$$N_{CC} = N_{RR}(1 - a_1)(1 - a_2) + N_{RF+FR}(1 - a)(1 - f) + N_{FF}(1 - f_1)(1 - f_2). \quad (14)$$

Išsireiškiame N_{FF} :

$$N_{FF} = \frac{N_{CC} - N_{RR}(1 - a_1)(1 - a_2) - N_{RF+FR}(1 - a)(1 - f)}{(1 - f_1)(1 - f_2)}, \quad (15)$$

čia dėmenis $N_{RR}(1 - a_1)(1 - a_2)$ ir $N_{RF+FR}(1 - a)(1 - f)$ galime rasti iš modeliavimo. Panašiai, kaip su $W + \text{Jets}$ (12) išraiškoje, čia galime užrašyti:

$$N_{CC} - N_{RR}(1 - a_1)(1 - a_2) - N_{RF+FR}(1 - a)(1 - f) \approx N_{CC}^{QCD}, \quad (16)$$

nes dominuojantis procesas, kuriame dalyvauja du netikri leptonai, yra QCD . Taigi, (15) išraišką galime sutrumpintai užrašyti taip:

$$N_{FF} = \frac{N_{CC}^{QCD}}{(1 - f_1)(1 - f_2)}, \quad (17)$$

Įstatę išvestas išraiškas į (9) gauname:

$$\begin{aligned} N_{SS} &= N_{RR}a_1a_2 + \frac{N_{SC+CS}^{W+Jets}}{a(1 - f) + (1 - a)f}af + \frac{N_{CC}^{QCD}}{(1 - f_1)(1 - f_2)}f_1f_2 \approx \\ &\approx N_{RR}a_1a_2 + N_{SC+CS}^{W+Jets} \frac{f}{1 - f} + N_{CC}^{QCD} \frac{f_1f_2}{(1 - f_1)(1 - f_2)}, \end{aligned} \quad (18)$$

čia $(1 - a)f$ atmetėme kaip mažą dydį. Taigi, norint įvertinti su netikrais leptonais susijusių triukšmo įvykių skaičių tiriamojame srityje, turime nustatyti, kiek buvo tokių triukšmo įvykių, kuriuose netikri leptonai nepraėjo pilnos atrankos kriterijų ir kiekvienam tokiam objektui pritaikyti daugiklį $f/(1 - f)$.

2 Drell-Yan proceso tyrimo metodika

Šiame skyriuje supažindinama su atlikto darbo metodika: trumpai pristatomi naudoti duomenų rinkiniai bei programinė įranga, supažindinama su vykdyta protonų susidūrimo įvykių atrankos procedūra bei atrinktiems įvykiams pritaikytomis pataisomis. Toliau paaiškinama, kaip buvo matuojamos tikimybės, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas praeis ir pilną atranką, bei kaip jos buvo panaudotos gaunant su hadronų čiuirkšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičiaus įverčius. Galiausiai supažindinama su rezultato neapibrėžtumų įvertinimo principais.

2.1 Duomenų rinkiniai ir analizės kodai

Darbai atlikti buvo naudojami CERN CMS detektoriaus užregistruoti protonų susidūrimų duomenys. Duomenys buvo surinkti 2016 metais, esant 13 TeV susidūrimų energijai. Jų kiekis atitinka 35.9 fb^{-1} integruotą šviesį ($\sim 2 \cdot 10^{15}$ protonų susidūrimų). Tai yra ~ 10 kartų daugiau įvykių, nei užregistruota 2015-aisiais metais [16]. CMS detektoriaus užfiksuoti įvykiai yra suskirstomi į duomenų rinkinius grupuojant pagal tai, kiek ir kokio tipo objektų juose buvo aptikta. Skirtingi duomenų rinkiniai gali būti persidengiantys (turėti tų pačių įvykių). Šiame darbe buvo naudojami trys skirtingi duomenų rinkiniai: 1) įvykių su bent vienu užfiksuotu miuonu rinkinys (`SingleMuon`), 2) įvykių su bent dviem elektromagnetiniais objektais (elektronais arba fotonais) rinkinys (`DoubleEG`), 3) įvykių su bent vienu fotonu rinkinys (`SinglePhoton`). Naudoti duomenų rinkiniai buvo dalinai apdoroti CMS Drell-Yan tyrimo mokslinės grupės.

Detektoriaus duomenų interpretavimui buvo pasitelkiami modeliuoti Drell-Yan proceso bei svarbiausių triukšmo procesų duomenų rinkiniai. Drell-Yan proceso bei W bozono ir čiuirkšlės ($W + \text{Jets}$) įvykiai buvo sumodeliuoti su `MADGRAPH5_AMC@NLO` [54]. Ši programa įvykius modeliuoja antros eilės (NLO) kvantinės chromodinamikos perturbacijų tikslumu. Viršūninio kvarko ir antikvarko poros ($t\bar{t}$) bei vieno viršūninio kvarko ir W bozono (tW arba $\bar{t}W$) procesai buvo sumodeliuoti naudojant `POWHEG` įvykių modeliavimo programą [55, 56]. Vieno fotono ir vienos čiuirkšlės ($\gamma + \text{Jets}$) įvykiai buvo sumodeliuoti su programa `SHERPA` [57]. `POWHEG` ir `SHERPA` įvykius modeliuoja antros eilės (NLO) perturbacijų tikslumu. Dviejų bozonų procesų (WW , WZ , ZZ) bei kelių čiuirkšlių (QCD) proceso modeliavimas buvo atliktas su `PYTHIA8` [58]. `PYTHIA8` įvykius modeliuoja pirmos eilės (LO) tikslumu. Visi antriniai procesai (kvarkų ir gliuonų hadronizacija, papildomų dalelių spinduliavimas, nestabilių dalelių skilimai, pašaliniai tuo pačiu metu vykstantys protonų susidūrimai ir pan.) buvo sumodeliuoti su `PYTHIA8`. Dalelių sąveika su CMS detektoriaus medžiaga buvo sumodeliuota su `GEANT4` programa [59]. Modeliuoti skirtingų procesų įvykių rinkiniai yra nepersidengiantys. Sumodeliuotų procesų reakcijos skerspjūviai pateikiami 1 lentelėje. Joje taip pat pateikiamas tikėtinas kiekvieno proceso įvykių skaičius, kai integruotas šviesis lygus 35.9 fb^{-1} .

Darbe naudoti duomenys yra saugomi Pietų Korėjos Kyungpook nacionalinio universiteto Tier2 duomenų centre. Duomenų apimtis siekia apie 20 TB. Duomenims analizuoti buvo rašomi programiniai moduliai C++ kalba. Parašyti programiniai moduliai buvo leidžiami CERN duomenų analizei skirtoje `ROOT` aplinkoje [60]. Duomenų analizė buvo išskaidyta į du etapus.

1 lentelė. Tyrime naudotų modeliuotų duomenų rinkinių reakcijų skerspjūviai ir tikėtini įvykių skaičiai, kai integruotas šviesis lygus 35.9 fb^{-1} . Taip pat pateikiami į detektoriumi apribotą kinematinę sritį patenkančių įvykių skaičiai. Žymėjimai $QCD (\mu)$ ir $QCD (EM)$ reiškia įvykių rinkinius, „praturtintus“ atitinkamai miuonais arba elektromagnetiniais objektais (bent vienoje iš čiurkšlių susiformuoja miuonas arba fotonai/elektronai).

Procesas	Reakcijos skerspjūvis (pb)	Tikėtinas įvykių skaičius	Įvykių skaičius tiriamoje kinematinėje zonoje
$DY \rightarrow ll$	2.39×10^4	8.58×10^8	1.92×10^8
ZZ	16.52	5.93×10^5	4.30×10^5
tW	35.85	1.29×10^6	1.13×10^6
$\bar{t}W$	35.85	1.29×10^6	1.13×10^6
WZ	47.13	1.69×10^6	1.27×10^6
WW	118.70	4.26×10^6	3.23×10^6
$t\bar{t}$	831.76	2.98×10^7	2.72×10^7
$W + \text{Jets}$	6.15×10^4	2.21×10^9	8.68×10^8
$\gamma + \text{Jets}$	1.39×10^5	4.98×10^9	2.94×10^9
$QCD (\mu)$	9.01×10^6	3.23×10^{11}	9.10×10^{10}
$QCD (EM)$	1.86×10^7	6.67×10^{11}	4.77×10^{11}

Pirmiausia Seulo nacionalinio universiteto CERN Tier3 skaičiavimo centre buvo atliekama darbui svarbių įvykių atranka. Atranka buvo vykdoma pagal kriterijus, aptariamus 2.2 skyriuje, paleidus kodus nuotoliniu būdu. Atrinkti įvykiai buvo įrašomi į naujus duomenų failus ir toliau analizuojami atsisiuntus į vietinį kompiuterį. Atsisiūsti duomenų rinkiniai užima apie 66 GB, didžiąją dalį jų apimties sudaro signalo srities tikimybės matavimui naudoti duomenys. Programinio kodo versijų sekimui ir tvarkymui buvo naudojama *Github* versijų valdymo sistema. Visi parašyti C++ programiniai moduliai yra patalpinti viešojoje *Github* saugykloje, esančioje adresu <https://github.com/marijusambrozas/DrellYan2016/tree/master/SelectedX>.

2.2 Drell-Yan proceso įvykių atranka

Ne visi CMS detektoriaus užfiksuoti protonų susidūrimo įvykiai yra tinkami Drell-Yan proceso fizikinei analizei. Norint iš 2016 metais CMS užregistruotų duomenų išskirti dominančią informaciją, reikėjo įvykdyti įvykių atranką pagal numatytus specialius kriterijus. Atrankos kriterijai yra apibendrinti 2 lentelėje. Jie buvo parinkti taip, kad atranką praeitų kuo didesnis skaičius Drell-Yan signalo įvykių ir būtų atmetama kuo daugiau triukšmo įvykių, ypač tų, kurie susiję su netikrais leptonais.

Miuonų kanalo įvykiams buvo naudojamas aukšto lygio vieno miuono trigeris, kuris aktyvuojamas aptikus bent vieną izoliuotą miuoną, kurio skersinis impulsas viršija 24 GeV. Miuonas turi būti atpažintas pasinaudojant trekų detektoriaus ir miuonų detektorių informacija. Taip pat buvo reikalaujama, kad bent vienas iš įvykyje užfiksuotų miuonų savo trajektorijos kampinėmis

2 lentelė. Apibendrinti Drell-Yan proceso įvykių kandidatų atrankos kriterijai. Indeksai 1 ir 2 žymi atitinkamai greitesnį ir lėtesnį leptoną. η_{SC} žymi elektromagnetinio kalorimetro segmento, į kurį pataikė elektronas, pseudospartą.

Kriterijaus tipas	$\mu\mu$ atrankos reikalavimas	ee atrankos reikalavimas
Aukšto lygio trigeris	HLT_IsoMu24 arba HLT_IsoTkMu24	HLT_Ele23E1e12
	Bent vienas miuonas turi būti aktyvavęs trigerį	
Kinematiniai reikalavimai	$p_{T1} > 28 \text{ GeV}$, $p_{T2} > 17 \text{ GeV}$	$p_{T1} > 28 \text{ GeV}$, $p_{T2} > 17 \text{ GeV}$
	$ \eta < 2.4$	$ \eta_{SC} < 2.4$, išskyrus $1.4442 < \eta_{SC} < 1.566$
Dalelės atpažinimo reikalavimai	„TightID“ reikalavimai	„MediumID“ reikalavimai
	$I_{PF}^{rel.} < 0.15$	
Reikalavimai geresniam signalo išskirimui	Pasirenkami 2 miuonai, kuriuos galima tiksliausiai suvesti į vieną pirminę viršūnę su $\chi^2 < 20$	Atrankos reikalavimus turi atitikti lygiai 2 elektronai
	Priešingi elektriniai krūviai	
	Plokštuminis kampas $\alpha < (\pi - 0.005) \text{ rad}$	

koordinatėmis sutaptų su signalu, aktyvavusiu trigerį. Toliau miuonų skersinis impulsas buvo apribojamas taip pat, kaip ir elektronų, siekiant užtikrinti, kad ir miuonų įvykiai būtų atrinkti iš srities, kurioje trigerio efektyvumas yra įsisotinęs. CMS išorėje esančių miuonų detektorių veikimo efektyvumas mažai priklauso nuo pseudospartos, todėl miuonų pseudospartai buvo taikomas vienintelis apribojimas, kad jos absoliutinė vertė neviršytų 2.4 (didesnių pseudospartos verčių miuonų detektoriai neuždengia). Norint atmesti miuonus, atsiradusius iš antrinių procesų bei netikrus miuonų signalus, atsiradusius iš miuonų detektorius pasiekusių čiurkšlių, buvo taikomi CMS miuono fizikinių objektų mokslinės grupės (CMS *Muon Physics Object Group*) rekomenduojamas labai griežtų miuono atpažinimo kriterijų rinkinys „TightID“ [44]. Taikant šiuos kriterijus prarandama apie 5% tikrų miuonų, tačiau atmetama 99.7% netikrų miuonų.

Siekiant dar labiau sumažinti atranką praeinančių netikrų miuonų skaičių, kiekvienam labai griežtus reikalavimus atitinkančiam miuonui papildomai buvo taikomas trajektorijos izoliuotumo reikalavimas: dalelių srauto algoritmo apskaičiuotas trajektorijos santykinio izoliuotumo parametras negali viršyti 0.15. Santykinio izoliuotumo parametras $I_{PF}^{el.}$ skaičiuojamas taip [40]:

$$I_{\text{PF}}^{\text{rel.}} = \frac{1}{p_{\text{T}}} \left(\sum_{\Delta R < 0.3} p_{\text{T}}^{\text{hadron}^{\pm}} + \sum_{\Delta R < 0.3} p_{\text{T}}^{\text{hadron}^0} + \sum_{\Delta R < 0.3} p_{\text{T}}^{\gamma} \right), \quad (19)$$

čia p_{T} – nagrinėjamo miuono skersinis impulsas, $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ – kampinio atstumo parametras, apskaičiuojamas imant kampus tarp trajektorijų, išskaičiuotų įvykio viršūnėje, $p_{\text{T}}^{\text{hadron}^{\pm}}$ – į nubrėžtą kūgį patenkančių elektringų hadronų skersiniai impulsai, $p_{\text{T}}^{\text{hadron}^0}$ – elektriškai neutralių hadronų skersiniai impulsai, p_{T}^{γ} – fotonų skersiniai impulsai. Įvykiai, kuriuose nėra bent dviejų miuonų, atitinkančių labai griežtus atpažinimo kriterijus bei papildomus izoliuotumo reikalavimus, buvo iškart atmetami. Likusiuose įvykiuose buvo bandoma išrinkti du miuonus, kurių krūviai yra priešingi ir kuriuos eitų pakankamai tiksliai suvesti į vieną pirminę viršūnę: prie detektoriuje užfiksuotų pataikymų priderinus dvi iš vieno taško išeinančias kreives, priderinimo gerumą nusakantis dydis χ^2 , tenkantis vienam laisvės laipsniui, turėtų neviršyti 20. Viename įvykyje pasitaikius kelioms tokius reikalavimus atitinkančioms miuonų poroms, iš jų buvo išsirenkama ta, kurios χ^2 yra mažiausias. Labai retais atvejais reliatyvistiniai kosminiai miuonai gali pasiekti CMS detektorių ir imituoti miuono-antimiuono porą (jeigu pralekia pro detektoriaus centrą), tad siekiant tokio triukšmo išvengti buvo pritaikytas papildomas kriterijus, reikalaujantis, kad plokštuminis kampas tarp dviejų miuonų trajektorijų neviršytų $\pi - 0.005$ rad.

Elektronų kanalo įvykiams buvo naudojamas aukšto lygio dviejų elektronų trigeris, kuris aktyvuojamas užregistravus vieną elektroną su skersiniu impulsu, didesniu nei 23 GeV ir kitą – su skersiniu impulsu, viršijančiu 12 GeV. Siekiant, kad tyrimo sritis būtų kuo mažiau paveikta ženkliai mažesnių už vieną įvykių registravimo efektyvumu, ji buvo papildomai apribojama reikalaujant, kad vieno elektrono skersinis impulsas viršytų 28 GeV, o kito – 17 GeV. Impulso apribojimai parinkti atsižvelgiant į trigerio ypatumus: naudotas trigeris turėtų aktyvuotis aptikus elektronus su skersiniais impulsais, viršijančiais (23, 12) GeV, tačiau jis maksimalų savo veikimo efektyvumą pasiekia prie šiek tiek aukštesnių skersinio impulso verčių. Taigi, kriterijus su slenksčiu (28, 17) GeV užtikrina, kad būtų atrinkti įvykiai, kuriuose trigerio efektyvumas yra įsisotinęs. Taip pat buvo reikalaujama, kad elektromagnetinio kalorimetro elementų, į kuriuos elektronai pataikė, pseudospartos koordinatės ($\eta \equiv -\ln[\tan(\theta/2)]$, kur θ – kampas tarp dalelės trajektorijos ir z ašies) absoliutinė vertė neviršytų 2.4 bei nepatektų į sritį $1.4442 < |\eta| < 1.566$, kurioje yra perėjimas tarp kalorimetro cilindrinės ir antgalių dalies. Pseudospartos apribojimai skirti atmesti sritis, kuriose elektromagnetinio kalorimetro veikimo efektyvumas ne toks aukštas.

Norint užtikrinti, kad nagrinėjamame įvykių rinkinyje būtų kuo mažiau klaidingai atpažintų čiurkšlių arba elektronų, atsiradusių fotonui pavirtus į elektrono-pozitrono porą, kiekvienam elektronui buvo taikomas CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės (CMS *EGamma Physics Object Group*) rekomenduojamas vidutiniškai griežtų elektrono atpažinimo kriterijų rinkinys „MediumID“ (panašaus tipo reikalavimai, skirti analizuoti senesnių metų CMS detektoriaus duomenims, yra viešai prieinami išspausdintame straipsnyje [43], o naujesni kriterijai, kurie buvo taikomi šioje analizėje, yra prieinami tik CMS vidiniuose dokumentuose

ir šiame darbe pridedami 2 priede). Šiuos kriterijus turėtų atitikti apie 80% tikrų elektronų ir apie 3% klaidingai atpažintų objektų [43]. Nors Drell-Yan proceso metu turėtų atsirasti priešingo krūvio elektronų pora, atrenkant įvykius elektronams priešingo krūvio reikalavimai nebuvo taikomi dėl ganėtinai didelės tikimybės, kad elektrono krūvis bus neteisingai atpažintas (ji siekia apie 1.5% [43]). Vietoje to, buvo reikalaujama, kad įvykyje būtų užfiksuoti lygiai du vidutiniškai griežtus kriterijus atitinkantys elektronai.

Pagrindinis šiame darbe matuojamas dydis buvo atranką praėjusių leptonų porų invariantinė masė. Kiekvienos leptonų poros invariantinė masė buvo supildoma į masių histogramą. Tyrinėta masių sritis nuo 15 iki 3000 GeV. Visų darbe pateikiamų histogramų stulpelių sudalijimai pateikiami 3 priede. Histogramos elektronų ir miuonų kanalams buvo brėžiamos atskirai.

2.3 Modeliuotų įvykių skaičiaus normavimas ir pataisos

Modeliuoti protonų susidūrimai buvo naudojami interpretuojant CMS detektoriaus duomenis bei įvertinant triukšmo įvykių skaičių klaidingo atpažinimo metodu. Eksperimento metu užfiksuotų įvykių skaičius priklauso nuo integruoto šviesio ir vykstančių procesų reakcijų skerspjūvių: $N = \sigma \mathcal{L}_{\text{int}}$. Integruotas šviesis priklauso nuo dalelių greitintuvą valdančių eksperimentatorių pasirinkimų, tokių, kaip duomenų rinkimo laikas, protonų susidūrimų dažnis, protonų pluoštelio matmenys ir tankis, pluoštelių prasikeitimo kampas ir pan. Modeliuotų įvykių skaičius nuo tokių parametrų nepriklauso. Teoriškai jų galima sumodeliuoti tiek, kiek tyrėjai pageidauja, tačiau dažniausiai šį skaičių apriboja turimi skaičiavimo resursai – stengiamasi, kad sumodeliuoti duomenys neužimtų per daug vietos ir jų analizė neužtruktų labai ilgai. Bendru atveju modeliuotų įvykių skaičius nesutampa su eksperimente užregistruotu įvykių skaičiumi.

Norint išmatuotus pasiskirstymus palyginti su modeliuotais, būtina sumodeliuotą įvykių skaičių sunormuoti į eksperimento metu pasiektą integruotą šviesį. Tai padaroma kiekvienam modeliuotam įvykiui priskiriant svorinę daugiklį $\omega_i^{\text{Norm.}}$. T.y., pildant įvykių histogramą i -asis modeliuotas įvykis į ją yra įvedamas ne kaip vienas įvykis, o kaip $\omega_i^{\text{Norm.}}$ įvykio. Svorinio daugiklio vertė gaunama pagal proporciją tarp tikėtino eksperimento metu užregistruotų įvykių skaičiaus N ir sumodeliuoto įvykių skaičiaus N_{MC} :

$$\omega_i^{\text{Norm.}} = \frac{\sigma \mathcal{L}_{\text{int}}}{N_{\text{MC}}} . \quad (20)$$

Programos, kurios modeliuoja įvykius aukštesniu negu pirmos eilės (LO) perturbacijų tikslumu, pačios gali jiems priskirti nelygius vienetui svorius – svoriniai daugikliai atsiranda kaip perturbatyvios pataisos pirmos eilės tikslumu gautam pasiskirstymui. Todėl, norint sunormuoti aukštesnių eilių tikslumu sumodeliuotus įvykius, reikia atsižvelgti ne tik į jų skaičių, bet ir kiekvienam įvykiui modeliavimo programos priskirtus svorius. Taigi, aukštesnių eilių perturbacijų tikslumu sumodeliuotiems įvykiams svorinius daugiklius apskaičiuojame taip:

$$\omega_i^{\text{Norm.}} = \omega_i^{\text{Gen.}} \frac{\sigma \mathcal{L}_{\text{int}}}{\sum_{j=1}^N \omega_j^{\text{Gen.}}} , \quad (21)$$

čia $\omega_i^{\text{Gen.}}$ kiekvieno įvykio individualus svoris, priskirtas įvykių modeliavimo programos. Ši išraiška nuo (20) skiriasi tuo, kad tikėtiną įvykių skaičių papildomai padauginame iš modeliavimo

programos priskirto svorio, o daliname ne iš sumodeliuotų įvykių skaičiaus, bet iš įvykių svorių sumos (ji atitinka didesniu tikslumu įvertintą įvykių skaičių). Matome, kad visus modeliavimo programos priskiriamus svorius pakeitus į vienetą (pirmos eilės tikslumo atvejis), (20) ir (21) išraiškos tampa vienodos. Daugumai procesų $\omega_i^{\text{Norm.}} < 1$. Šis dydis gali įgyti tiek teigiamas, tiek neigiamas vertes.

Modeliuojant protonų susidūrimus reikia atsižvelgti į labai didelį skaičių eksperimento parametrų, tokių, kaip protonų susidūrimo vieta detektoriuje, pašalinių protonų susidūrimų skaičius (kuris priklauso nuo įvairių protonų pluoštelio parametrų), skirtingų detektoriaus komponentų efektyvumai ir daug kitų. Natūralu, kad modeliuoti įvykiai visų realaus eksperimento sąlygų idealiai neatkartos. Siekiant atsižvelgti į reikšmingiausius neatitikimus, įvairios CMS mokslinės grupės rekomenduoja pataisas, kurias pritaikius galima pagerinti sutapimą tarp eksperimento ir modeliavimo. Miunonams buvo taikomos skersinio impulso, o elektronams – energijos matavimo skalės pataisos. Visiems įvykių atranką praėjusiems fizikiniams objektams buvo pritaikytos trigerio suveikimo, fizikinio objekto atkūrimo ir atpažinimo efektyvumo pataisos. Taip pat atrinktiems įvykiams buvo pritaikomos protonų susidūrimų skaičiaus, pirminės viršūnės z koordinatės, per ankstaus trigerio suveikimo bei viršūninio kvarko skersinio impulso pataisos. Visos šios pataisos buvo taikomos kaip svoriniai daugikliai modeliuotiems įvykių rinkiniams, išskyrus energijos ir impulso matavimo skalių pataisas, kurios buvo taikomos tiek modeliuotiems, tiek eksperimento metu užregistruotiems įvykiams bei koregavo fizikinių objektų energiją ir impulsą. Visos taikytos pataisos išsamiau aprašytos 4 priede.

Modeliuotiems įvykiams taikyti skirtingų pataisų svoriniai daugikliai buvo tarpusavyje sudauginami, gaunant galutinį pataisos daugiklį, skirtą vienam įvykiui. Kiekvienam modeliuotam įvykiui priskiriamas svoris ω_i pildant histogramas buvo nustatomas sudauginant normuojantį įvykio daugiklį, gautą iš (21) formulės, su galutiniu pataisos daugikliu:

$$\omega_i = \omega_i^{\text{Gen.}} \frac{\sigma \mathcal{L}_{\text{int}}}{\sum_{j=1}^N \omega_j^{\text{Gen.}}} \left[\prod_{\text{Corr.}} \omega_i^{\text{Corr.}} \right], \quad (22)$$

čia σ – proceso reakcijos skerspjūvis, \mathcal{L}_{int} – integruotas šviesis, $\omega_i^{\text{Gen.}}$ – modeliavimo programos įvykiui priskirtas svoris, $\omega_i^{\text{Corr.}}$ – tam tikros pataisos įvykiui priskirtas svoris.

2.4 Signalo srities tikimybės matavimas

Klaidingo atpažinimo metodas buvo naudojamas įvertinti su vienu (W +Jets) ir dviem (QCD) netikrais leptonais susijusių triukšmo įvykių skaičių. Teorinis klaidingo atpažinimo metodo veikimo principas yra aprašytas 1.9 skyriuje. Eksperimentiškai signalo srities tikimybė buvo matuojama skaičiuojant, kokia dalis atlaisvintus leptonų atrankos kriterijus praėjusių netikrų leptonų gali praeiti ir Drell-Yan proceso atranką, kurios kriterijai nurodyti 2 lentelėje. Kitaip tariant, buvo apibrėžiamos signalo (praeinama pilna atranka) ir kontrolinė sritys (praeinama tik dalinė atranka, o pilna nepraeinama), o klaidingo atpažinimo tikimybė buvo nustatoma

pagal tokią formulę:

$$f = \frac{N_{\text{Signal}}^{QCD}}{N_{\text{Signal}}^{QCD} + N_{\text{Control}}^{QCD}}, \quad (23)$$

čia indeksai „Signal“ ir „Control“ žymi signalo ir kontrolinę sritis, o indeksas „QCD“ pažymi, kad skaičiuojamas tik su QCD procesu susijusių įvykių skaičius. Taip daroma todėl, kad skaičiuojant klaidingo atpažinimo tikimybę mus domina tik netikri leptonai, o QCD procese tikrų izoliuotų galutinės būsenos leptonų nėra. Konkretūs įvykių atrankos kriterijai, naudoti signalo ir kontrolinei sritims apibrėžti elektronų ir miuonų kanaluose, pateikti 3 lentelėje.

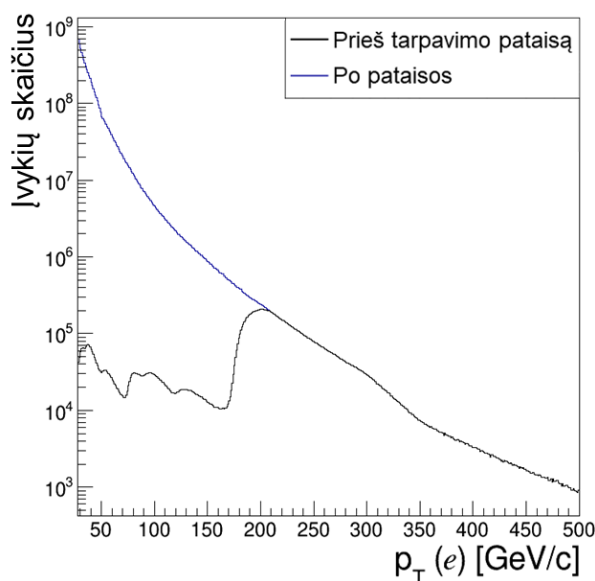
Dalinė miuonų atranka buvo atliekama naudojant aukšto lygio vieno neizoliuoto miuono trigerį, kuris aktyvuojamas, kai aptinkamas miuono objektas su skersiniu impulsu, didesniu, nei 50 GeV. Iš trigerių aktyvavusių įvykių buvo atrenkami objektai, kurie atitinka CMS miuonų fizikinių objektų mokslinės grupės nustatytus labai griežtus miuono atpažinimo reikalavimus bei savo kampinėmis koordinatėmis sutampa su trigerių aktyvavusiu fizikiniu objektu. Atsižvelgiant į trigerio ir miuonų detektorių veikimo efektyvumus, buvo reikalaujama, kad miuonų skersinis impulsas viršytų 52 GeV, o jų pseudospartos absoliutinė vertė būtų mažesnė už 2.4. Signalo ir kontrolinė sritys buvo atskiriamos pagal pagrindinėje miuonų atrankoje (žr. 2 lentelę) taikytą trajektorijos izoliuotumo kriterijų: miuono objektai, tenkinantys izoliuotumo reikalavimą, patenka į signalo, o jo netenkinantys – į kontrolinę sritį. Taip pat, siekiant atmesti Drell-Yan signalą ir kitus su tikrų leptonų poromis susijusius įvykius (matuojant klaidingo atpažinimo tikimybę mus domina tik netikri leptonai), įvykiai su dviem ir daugiau miuono objektų, patenkančių į signalo sritį, buvo atmetami.

3 lentelė. Naudoti miuono ir elektrono objektų atrankos kriterijai signalo ir kontrolinei sritims. Elektrono objektams naudoti atrankos kriterijams naudoti dydžiai $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E , $|\Delta\eta_{\text{in}}^{\text{seed}}|$ ir $|\Delta\phi_{\text{in}}|$ yra paaiškinti CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės straipsnyje [43].

Miuono objektai		Elektrono objektai	
Signalo sritis	Kontrolinė sritis	Signalo sritis	Kontrolinė sritis
Aukšto lygio trigeris HLT_Mu50		Aukšto lygio trigerių HLT_PhotonX kombinacija (X = 22, 30, 36, 50, 75, 90, 120, 175)	
$p_T > 52 \text{ GeV}$		$p_T > 25 \text{ GeV}$	
$ \eta < 2.4$		$ \eta < 2.4$	
„TightID“ reikalavimai		Trūkstančių pataikymų skaičius $N_{MH} \leq 1$	
		Pataikymams į EM kalorimetro cilindrą: $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.013$, $H/E < 0.13$, $ \Delta\eta_{\text{in}}^{\text{seed}} < 0.01$, $ \Delta\phi_{\text{in}} < 0.07$	
		Pataikymams į EM kalorimetro antgalius: $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.035$, $H/E < 0.13$	
$I_{\text{PF}}^{\text{rel.}} < 0.15$	$I_{\text{PF}}^{\text{rel.}} > 0.15$	„MediumID“ reikalavimai	Netenkinami „MediumID“ reikalavimai

Dalinė elektronų atranka buvo atliekama naudojant aštuonių aukšto lygio vieno fotono trigerių su skirtingais skersinio impulso slenksčiais kombinaciją. Verta atkreipti dėmesį, kad elektronai taip pat gali aktyvuoti fotono trigerius, nes šie nesiremia CMS trekų detektoriaus informacija. Šie trigeriai aktyvuojami taip dažnai, kad jiems buvo taikomas tarpavimas: išsaugoma tik tam tikra dalis trigerių turinčių aktyvuoti įvykių. Kiekvienam iš naudotų trigerių buvo taikoma skirtinga tarpavimo vertė, o taip pat visos vertės buvo keičiamos realiu laiku duomenų rinkimo metu, priklausomai nuo eksperimento sąlygų. Kadangi modeliuotuose duomenyse trigerių tarpavimas nėra taikomas, norint tiesiogiai lyginti eksperimentą su modeliavimu, tarpavimą reikėjo atitaisyti. Tai buvo daroma kiekvienam CMS detektoriaus užregistruotam įvykiui pritaikant svorinį daugiklį, lygų nustatytai aktyvuoto trigerio tarpavimo vertei tuo metu, kai nagrinėjamas įvykis buvo užregistruotas. Atranką praėjusių elektrono objektų skersinių impulsų pasiskirstymai prieš ir po trigerių tarpavimo atitaisymo, palyginti 6 pav.

Trigerių aktyvavusiems elektrono objektams buvo taikomi papildomi atrankos reikalavimai, atitinkantys pagrindinėje įvykių atrankoje (žr. 2 lentelę) naudojamo dviejų elektronų trigerio taikomus reikalavimus fizikiniams objektams. Tai – reikalavimai elektrono objekto palikto signalo formai elektromagnetiniame kalorimetre bei reikalavimai trekų detektoriaus ir kalorimetro užregistruotos informacijos sutapimui. Taip pat buvo taikomas kriterijus, reikalaujantis ne daugiau kaip vieno trūkstamo pataikymo trekų detektoriuje toje vietoje, per kurią eina elektrono objekto trajektorija (trūkstami pataikymai gali byloti apie elektrono atsiradimą antrinių procesų metu). Atsižvelgiant į naudojamų trigerių ir CMS detektoriaus komponentų efektyvumus, buvo reikalaujama, kad elektronų skersinis impulsas viršytų 25 GeV, o pseudosparta neviršytų $|\eta| < 2.4$. Dalinę atranką praėję elektronai į signalo ir kontrolinę sritis buvo skirstomi pagal tai, ar jie tenkina CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės nustatytus vidutiniškai griežtus elektrono atpažinimo reikalavimus, ar ne. Analogiškai, kaip ir su miuonais,



6 pav. Elektrono objektų skersinio impulso pasiskirstymai prieš ir po trigerių tarpavimo atitaisymo (žr. legendą).

elektronų įvykiai taip pat buvo atmetami, jeigu juose yra daugiau negu vienas į signalo sritį patenkantis elektrono objektas. Vis dėlto, čia buvo papildomai stengiamasi atmesti ir su W +Jets procesu susijusius tikrus elektronus, todėl buvo taikomas reikalavimas, kad skersinio impulso trūkumas įvykyje neviršytų 25 GeV (W bozono skilimo metu susidaręs neutrinas tipiška turi didelį skersinį impulsą).

Signalio srities tikimybės f matavimui pagal (23) formulę reikėjo išskirti signalo ir kontrolinėje srityje esančius su QCD procesu susijusius netikrus leptonus. QCD įvykių skaičius buvo įvertinamas kombinuojant matavimą ir modeliavimą skirtingais būdais. Miuono objektų atveju buvo taikomi du metodai:

1. Santykio metodas: QCD įvykių skaičius gaunamas padauginus išmatuotą įvykių skaičių iš sumodeliuoto QCD ir visų galimų procesų santykio:

$$N_i^{QCD} = N_i^{\text{Data}} \frac{N_i^{QCD MC}}{N_i^{\text{AllMC}}}, \quad (24)$$

čia ir toliau i gali būti „Signal“ arba „Control“.

2. Šablonų priderinimo (angl. *template fitting*) metodas: QCD įvykių skaičius gaunamas pasirinkus vieną įvykių apibūdinantį parametą ir mažiausių kvadratų metodu priderinus šio parametro pasiskirstymus skirtingiems procesams (šablonus) prie eksperimento metu išmatuoto pasiskirstymo. Šiuo atveju buvo naudojamas dalelių srauto algoritmo apskaičiuojamas trajektorijos izoliuotumo parametras. Skirtingų procesų šablonus galima gauti įvairiais būdais, bet šiuo atveju šablonai buvo gauti pasinaudojant modeliavimu:

$$N_i^{\text{Data}} \approx \alpha_i^{QCD} N_i^{QCD MC} + \alpha_i^{W+Jets} N_i^{W+Jets MC} + \alpha_i^{\text{DY}} N_i^{\text{DY MC}} + \dots, \quad (25)$$

čia α su atitinkamais indeksais – pataisos parametrai, kurių vertės nustatomos priderinimo metu. Nustačius parametų α vertes, į (23) išraišką statomas QCD įvykių skaičius įvertinamas kaip $N_i^{QCD} = \alpha_i^{QCD} N_i^{QCD MC}$.

Elektronų atveju kokybiškai sumodeliuotas QCD duomenų rinkinys nebuvo prieinamas, todėl čia QCD įvykių skaičius buvo įvertinamas atimties metodu – iš eksperimento metu išmatuoto įvykių skaičiaus atimant sumodeliuotą visų su QCD procesu nesusijusių įvykių skaičių:

$$N_i^{QCD} = N_i^{\text{Data}} - N_i^{\text{non-}QCD MC}. \quad (26)$$

Signalio srities tikimybės matavimui skirtiems modeliuotiems įvykiams buvo pritaikytos visos 4 priede aprašytos pataisos, išskyrus efektyvumą pataisas, nes šios buvo tinkamos naudoti tik su tikrais izoliuotais leptonais. Tikimybė f buvo matuojama kaip funkcija nuo fizikinio objekto skersinio impulso ir pseudospartos, t.y., buvo sudalinta į tam tikro pločio skersinio impulso ir pseudospartos sritis. Sudalijimai pateikti 3 priede. Signalio srities tikimybė nuo pseudospartos priklauso nežymiai: rimtesni kiekybiniai skirtumai pastebimi tik tarp tikimybių, kad į signalo sritį pateks netikri leptonai, pataikę į detektoriaus cilindrinę ir antgalių dalis. Todėl pagal pseudospartą tikimybės buvo dalinamos tik į dvi dalis, atitinkančias detektoriaus cilindrą ir antgalius.

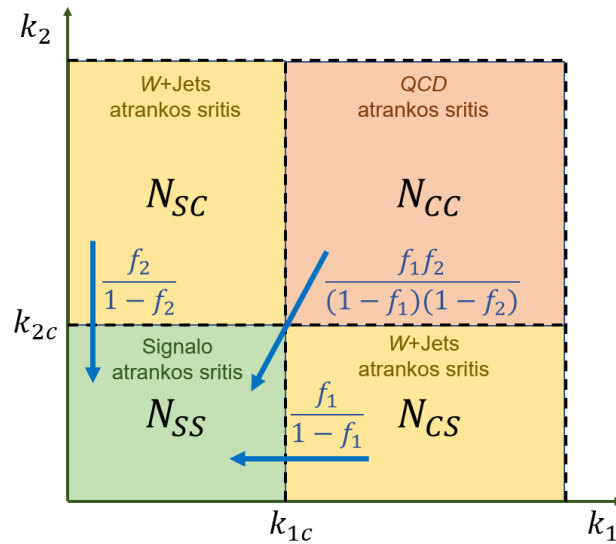
2.5 Su čiurkšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas

Signalio srities tikimybę f galima panaudoti įvertinant, kiek su netikrais leptonais susijusių triukšmo įvykių pateko į Drell-Yan signalo atrankos kriterijus tenkinančių įvykių rinkinį N_{SS} (žr. (18) formulę). Drell-Yan proceso atranką praeina įvykiai su dviem izoliuotais leptono objektais (žr. 2 lentelę), tad galimas dvejetainis su čiurkšlėmis susijęs triukšmas: vienas ($W + \text{Jets}$) arba abu (QCD) netikri leptonai gali būti palaikyti tikrais. Žinant tikimybę, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas praeis ir pilną leptono atranką, su tokiais triukšmais susijusių įvykių skaičių galima įvertinti pasinaudojant įvykių rinkiniais, kuriuose vienas arba du netikri leptonai praėjo tik dalinę atranką, bet netenkino griežtesnių pagrindinėje analizėje naudojamų reikalavimų: N_{SC+CS} ir N_{CC} . Šie duomenų rinkiniai buvo gaunami kombinuojant pagrindinės analizės ir signalo srities tikimybės matavimui skirtus įvykių atrankos kriterijus. Naudoti atrankos kriterijai apibendrinti 4 lentelėje.

Triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimo schema, iliustruojanti triukšmo įverčių perkėlimą iš $W + \text{Jets}$ ir QCD atrankos sričių į signalo atrankos sritį, pavaizduota 7 pav. Schemoje žalia spalva vaizduojama griežčiausiais kriterijais apribota Drell-Yan signalo atrankos sritis. Į geltonai pažymėtas $W + \text{Jets}$ atrankos sritis patenka įvykiai, kuriuose vienas objektas iš dviejų praėjo

4 lentelė. Apibendrinti atrankos kriterijai įvykių rinkiniams, naudotiems vienos ($W + \text{Jets}$) ir dviejų (QCD) netikrų leptonų triukšmams įvertinti ee ir $\mu\mu$ kanaluose. p_{T1} ir p_{T2} žymi atitinkamai greitesniojo ir lėtesniojo leptono objekto skersinį impulsą. Elektrono objektams naudoti dydžiai $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E , $|\Delta\eta_{in}^{seed}|$ ir $|\Delta\phi_{in}|$ yra paaiškinti CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės straipsnyje [43].

$\mu\mu$ įvykiai		ee įvykiai	
$W + \text{Jets}$ atranka	QCD atranka	$W + \text{Jets}$ atranka	QCD atranka
SingleMuon duomenų rinkinyje esantys aukšto lygio trigeriai		Aukšto lygio trigeris: HLT_E1e23E1e12	
$p_{T1} > 28 \text{ GeV}$, $p_{T2} > 17 \text{ GeV}$		$p_{T1} > 28 \text{ GeV}$, $p_{T2} > 17 \text{ GeV}$	
$ \eta < 2.4$		$ \eta_{SC} < 2.4$, išskyrus $1.4442 < \eta_{SC} < 1.566$	
„TightID“ reikalavimai		Trūkstančių pataikymų skaičius $N_{MH} \leq 1$	
Pasirenkami 2 miuonai, kuriuos galima tiksliausiai suvesti į vieną pirminę viršūnę su $\chi^2 < 20$		Pataikymams į EM kalorimetro cilindą: $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.013$, $H/E < 0.13$, $ \Delta\eta_{in}^{seed} < 0.01$, $ \Delta\phi_{in} < 0.07$	
Priešingi elektriniai krūviai		Pataikymams į EM kalorimetro antgalius: $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.035$, $H/E < 0.13$	
Plokštuminis kampas $\alpha < \pi - 0.005 \text{ rad}$		Atrankos reikalavimus turi atitikti lygiai 2 elektronai	
Vienam miuonui $I_{PF}^{rel.} < 0.15$, kitam – $I_{PF}^{rel.} \geq 0.15$	Abiems miuonams $I_{PF}^{rel.} \geq 0.15$	Vienas elektronas tenkina „MediumID“ reikalavimus, kitas – ne	Abu elektronai netenkina „MediumID“ reikalavimų



7 pav. Klaidingo atpažinimo metodo taikymo schema. Ant ašių esantys dydžiai k_1 ir k_2 vaizduoja pirmam ir antram elektrono objektui taikomų atrankos kriterijų laisvumą, o k_{1c} ir k_{2c} – kritines vertes, atitinkančias pilną atranką.

tik dalinę atranką, bet nepaėjo pilnos atrankos, o į raudonai pažyėtą QCD atrankos sritį – įvykiai, kuriuose du objektai nepaėjo pilnos atrankos. Išraiškos prie mėlynų rodyklių vaizduoja svorinius daugiklius, naudojamus perkelti triukšmo įvykių įverčius iš $W+Jets$ ir QCD atrankos sričių į Drell-Yan signalo atrankos sritį.

Įvykių su dviem netikrais leptonais skaičius buvo įvertinamas pasinaudojant įvykiais, kuriuose abu užfiksuoti leptono objektai praėjo atlaisvintus atrankos kriterijus, bet netenkino griežtesnių pagrindinės analizės reikalavimų (t.y., abu miuno objektai nepaėjo trajektorijos izoliuotumo reikalavimo arba abu elektrono objektai nepaėjo vidutiniškai griežtų atpažinimo reikalavimų). Pagal (18) formulę, kiekvienam tokiam įvykiui buvo priskiriamas svorinis daugiklis $\frac{f_1 f_2}{(1-f_1)(1-f_2)}$. Kaip galima matyti iš (14) formulės, įvykių rinkinys su dviem leptono objektais QCD atrankos srityje N_{CC} yra užterštas įvykiais, turinčiais tikrų leptonų, kurie dėl įvairių priežasčių nepaėjo griežtesnių atrankos reikalavimų. Su tikrais leptonais susiję įvykiai buvo atmesti pasinaudojant modeliavimu.

Įvykių su vienu netikru leptonu skaičius buvo įvertinamas pasinaudojant įvykiais, kuriuose abu leptono objektai praėjo atlaisvintus atrankos kriterijus, tačiau tik vienas iš jų tenkino ir griežtesnius pagrindinės analizės reikalavimus. Pagal (18) formulę, kiekvienam tokiam įvykiui buvo priskiriamas svorinis daugiklis $f/(1-f)$. Panašiai, kaip ir QCD atrankos atveju, šis duomenų rinkinys yra užterštas įvykiais, kuriuose susidarė du tikri leptonai, iš kurių vienas netenkino griežtesniųjų reikalavimų bei įvykiais, kuriuose vienas iš dviejų netikrų leptonų tenkina ne tik atlaisvintus, bet ir griežtesnius reikalavimus (žr. 11 formulę). Dviejų tikrų leptonų įvykiai buvo atmesti pasinaudojant modeliavimu, o dviejų netikrų leptonų – pasinaudojant įverčiu, gautu iš QCD atrankos srities (tik šį įvertį reikėjo padauginti iš dviejų, kad būtų įvertinta galimybė bet kuriam iš dviejų netikrų miunonų atitikti griežtesnius reikalavimus).

Analogiškai buvo galima įvertinti su čirukšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičių ne tik

elektronų ir miuonų kanaluose, bet ir įvykių rinkinyje su priešingo krūvio elektrono-miuono pora. Toks duomenų rinkinys yra naudojamas taikant matavimu grįstą $e\mu$ metodą, kuris skirtas įvertinti su tikrais leptonais susijusių Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičių [45]. Šio metodo įvertį galima patikslinti iš naudojamo duomenų rinkinio atmetus su čiurkšlėmis susijusius įvykius. Tai buvo padaryta pasinaudojant įvykių rinkiniais, kuriuose elektrono ir/arba miuono objektas praeina dalinę atranką, bet netenkina griežtesniųjų pagrindinės įvykių atrankos reikalavimų. Triukšmo įvykių skaičius buvo įvertintas atitinkamiems objektams naudojant išmatuotas netikro elektrono arba miuono patekimo į signalo sritį tikimybes.

2.6 Matavimo paklaidų įvertinimas

Eksperimentinėje didelių energijų fizikoje yra laikoma, jog įvykių skaičiaus pasiskirstymus aprašo Puasono dėsnis. Galima parodyti, kad taip pasiskirsčiusių atsitiktinių įvykių skaičiaus standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš tikėtiniausio įvykių skaičiaus. Realybėje tikėtiniausias įvykių skaičius nėra žinomas dydis, todėl tenka padaryti prielaidą, kad eksperimento metu išmatuotas įvykių skaičius yra artimas labiausiai tikėtinam. Tokiu atveju statistiniu užregistruotų įvykių skaičiaus neapibrėžtumu laikome kvadratinę šaknį iš jo paties.

Dėl normavimo ir taikytų pataisų, modeliuoti įvykiai turėjo nelygius vienetui svorius ω_i , apskaičiuojamus pagal (22) formulę. Statistine įvykių su nevienetinais svoriais skaičiaus neapibrėžtimi buvo laikoma kvadratinė šaknis iš visų įvykių svorių kvadratų sumos:

$$(\Delta N)_{\text{Stat.}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \omega_i^2}. \quad (27)$$

Matome, kad visų įvykių svorius pakeitus į vienetus grįžtame prie neapibrėžtumo, lygaus kvadratinei šakniai iš įvykių skaičiaus.

Atkreiptinas dėmesys, kad, turint daugiau faktiškai sumodeliuotų įvykių (čia kalbame apie pačius įvykius, o ne jų svorius) nei buvo užregistruota eksperimento metu, jiems bus priskiriami mažesni už vienetą svoriai. Iš (27) formulės seka, kad tokiu atveju sunormuoto įvykių skaičiaus statistinė neapibrėžtis bus mažesnė nei detektoriaus užregistruotų įvykių skaičiaus. Tai yra vienas iš modeliavimo privalumų, kai modeliuojami mažo tikėtinumo įvykiai. Tuo tarpu, jeigu modeliuojami labai didelio tikėtinumo įvykiai, priklausomai nuo sumodeliuoto įvykių skaičiaus jiems gali būti priskiriami smarkiai didesni už vienetą svoriai. Tokiu atveju statistinė neapibrėžtis gerokai viršys eksperimento metu užregistruotų įvykių neapibrėžtį. Tai yra viena iš pagrindinių priežasčių, kodėl QCD ir $W + \text{Jets}$ triukšmo įvykių skaičiui įvertinimui reikia naudoti klaidingo atpažinimo (ar kitą) metodą – šių procesų reakcijos skerspūviai yra labai dideli (žr. 1 lentelę), o tai nulemia didelius statistinius neapibrėžtumus.

Klaidingo atpažinimo metodu įvertinto triukšmo įvykių skaičiaus statistinis neapibrėžtumas buvo skaičiuojamas ne pagal (27) formulę, o ištraukiant kvadratinę šaknį iš gauto rezultato. Taip buvo padaryta todėl, kad signalo srities tikimybė buvo naudojama kaip svorinis daugiklis kiekvienam įvykiui. Bendru atveju šio daugiklio vertės buvo stipriai mažesnės už vienetą, todėl neapibrėžtumas, įvertintas naudojantis (27) formulę, būtų buvęs netikroviškai mažas.

Sisteminių neapibrėžtumų įvertinimui CMS statistikos komitetas rekomenduoja tą patį dydį įvertinti dviem skirtingais metodais, kurie idealiu atveju turėtų duoti vienodą rezultatą. Jeigu matavimai yra nepriklausomi ir lygiaverčiai, galima tikėtis, kad ieškoma tikroji vertė (kuri yra nežinoma) yra kažkur tarp dviejų gautųjų matavimo rezultatų arba artimoje aplinkoje. Taigi, vieno metodo įvertį pasirinkus centrine verte, jam galima priskirti sisteminę neapibrėžtį, lygią skirtumui tarp dviejų skirtingų matavimų.

Viena iš sisteminės neapibrėžties dedamųjų netikrų miuonų triukšmo įvertinimui buvo laikomas skirtumas tarp rezultatų, gautų naudojant dvi skirtingas signalo srities tikimybės įvertinimo metodikas: santykio ir šablonų priderinimo metodą (šablonų priderinimo metodu gautas įvertis buvo laikomas centrine verte):

$$(\Delta N_{\mu\mu}^{\mathcal{P}\text{FR}})_{\text{Sist.}} = |N_{\mu\mu}^{\mathcal{P}\text{FR}}(\text{Fit}) - N_{\mu\mu}^{\mathcal{P}\text{FR}}(\text{Ratio})| ; \quad \mathcal{P} = QCD, W + \text{Jets} , \quad (28)$$

čia „FR“ žymi klaidingo atpažinimo metodu įvertintą įvykių skaičių, „Fit“ žymi signalo srities tikimybei įvertinti naudotą šablonų priderinimo metodą, o „Ratio“ – santykio metodą.

Signalo srities tikimybė netikram elektronui buvo matuojama tik vienu (atimties) metodu, todėl šiuo atveju sisteminė paklaida buvo įvertinta paėmus antrą įvertį, gautą šiek tiek modifikavus kontrolinės srities apibrėžimą (fizikiniams objektams leidžiant pažeisti tik vieną kriterijų iš vidutiniškai griežtų atpažinimo reikalavimų rinkinio):

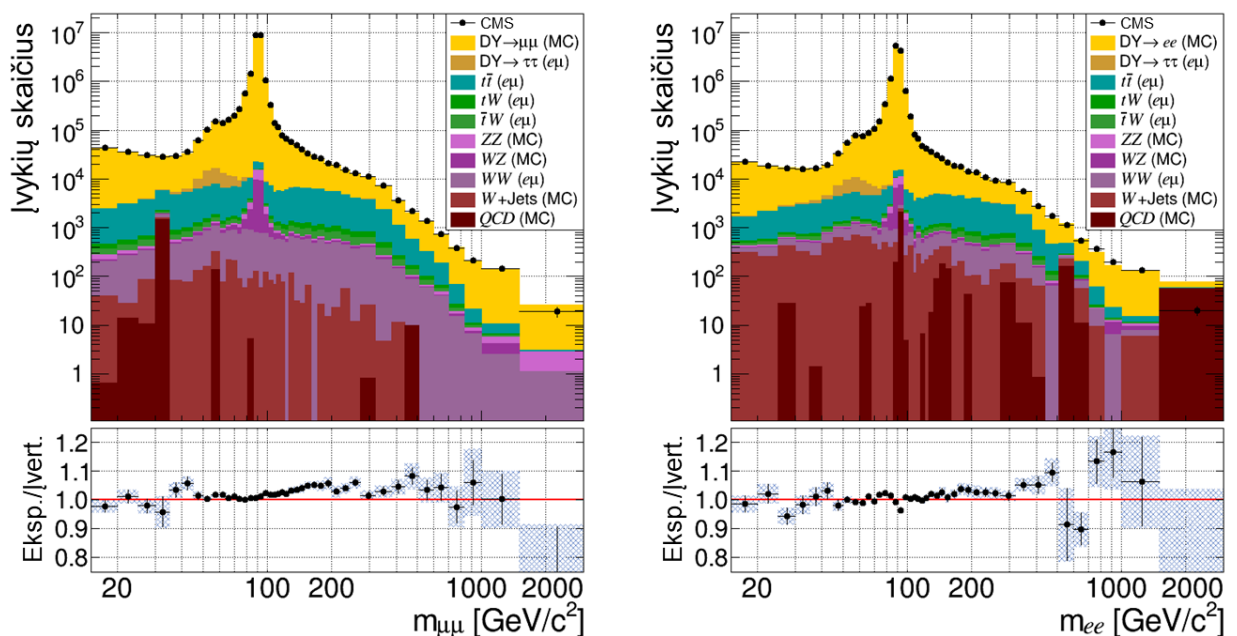
$$(\Delta N_{ee}^{\mathcal{P}\text{FR}})_{\text{Sist.}} = |N_{ee}^{\mathcal{P}\text{FR}}(\text{Orig.}) - N_{ee}^{\mathcal{P}\text{FR}}(\text{Alt.})| ; \quad \mathcal{P} = QCD, W + \text{Jets} , \quad (29)$$

čia „Orig.“ žymi įvertį, gautą naudojant 3 lentelėje nurodytus signalo ir kontrolinės srities apibrėžimus, o „Alt.“ – įvertį, gautą naudojant kitą apibrėžimą kontrolinei sričiai.

Tikimybei, kad dalinę atranką praėję netikri leptonai praeis ir pilną leptono atranką, įvertinti buvo naudojamas baigtinis įvykių skaičius, todėl ji turi savo statistinį neapibrėžtumą. Šis neapibrėžtumas niekaip neatsispindi galutinio triukšmo įvykių skaičiaus įverčio statistiniame neapibrėžtume, todėl jis buvo įskaitomas laikant jį papildomu indėliu į sisteminę įverčio paklaidą. Tai pat į sisteminę paklaidą buvo įskaitoma šablonų priderinimo paklaida, gražinta priderinimo algoritmo. Padarius prielaidą, kad skirtingos sisteminio neapibrėžtumo dedamosios yra tarpusavyje nepriklausomos, į pilnąją paklaidą jos buvo sudedamos pagal Pitagoro teoremą.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

2 lentelėje išvardintus atrankos kriterijus praėjusių leptonų porų invariantinės masės histogramos prieš klaidingo atpažinimo metodo pritaikymą pateikiamas 8 pav. Šiose histogramose spalvotais stulpeliais pavaizduoti modeliuoti arba $e\mu$ metodu įvertinti (kur įmanoma) įvykių skaičiai. Verta atkreipti dėmesį, kad modeliuoti $W + \text{Jets}$ ir QCD procesų įverčiai turi netolydžius invariantinės masės pasiskirstymus: įvykių skaičiaus skirtumai tarp gretimų histogramos stulpelių vietomis skiriasi dešimtimis kartų, daug stulpelių yra tušti net žemų masių srityse (ypač QCD atveju). Tai rodo prastą šių dviejų procesų modeliavimo kokybę. QCD ir $W + \text{Jets}$, lyginant su kitais Drell-Yan triukšmo procesais turi labai didelį reakcijos skerspjūvį, tačiau artimą nuliui tikimybę praeiti Drell-Yan proceso atranką. Sumodeliavus tiek su šiais procesais susijusių įvykių, kiek leidžia turimi skaičiavimo resursai (5.8×10^8 QCD ir 6.3×10^8 $W + \text{Jets}$ įvykių), iš jų Drell-Yan proceso miuonų kanalo atranką praeina vos 40 QCD ir 1288 $W + \text{Jets}$ įvykių, o elektronų kanalo – 36 QCD ir 4974 $W + \text{Jets}$ įvykiai. Dėl didelio reakcijos skerspjūvio šiems įvykiams priskiriami dideli svoriai, kurių vertės siekia net iki kelių tūkstančių: sunormavus įvykius pagal integruotą šviesį buvo gauta 1673 ± 1498 QCD ir 2704 ± 200 $W + \text{Jets}$ įvykių, patenkančių į $\mu\mu$ kanalą ir 3177 ± 1897 QCD bei 11176 ± 378 $W + \text{Jets}$ įvykių, patenkančių į ee kanalą. Didžiuliai statistiniai neapibrėžtumai paaiškina, kodėl pasiskirstymuose matomi tokie smarkūs netolydumai. Tai yra pagrindinė priežastis, kodėl šių triukšmų indėlių reikėjo įvertinti matavimu grįstais metodais.



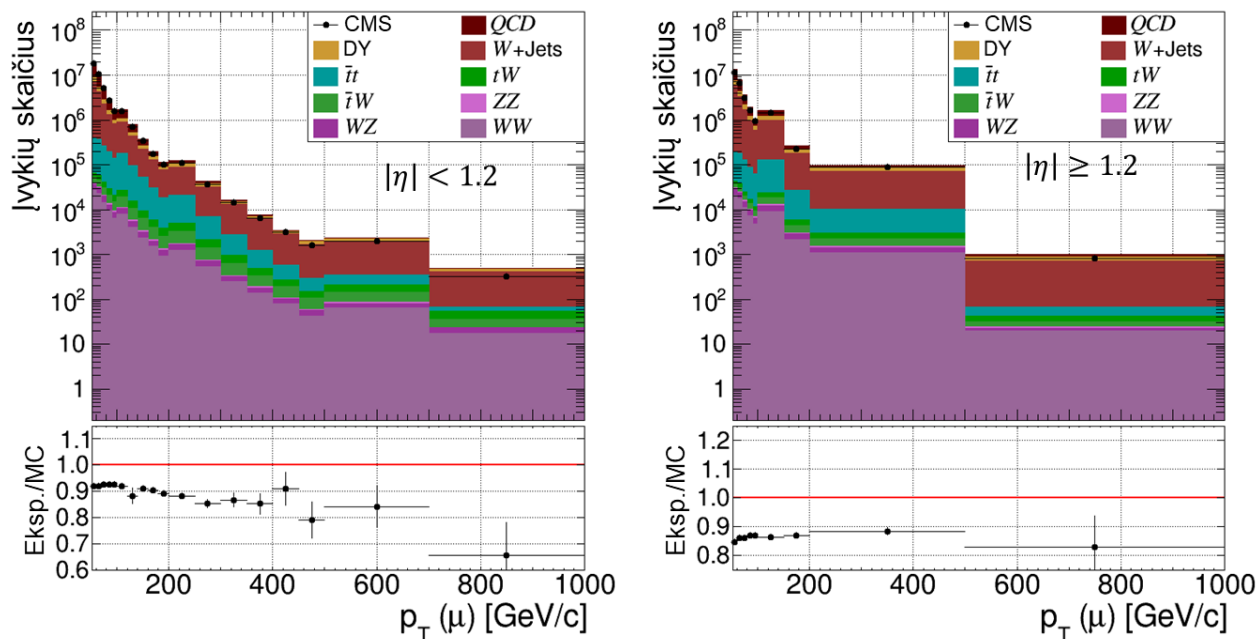
8 pav. Miuonų (kairėje) ir elektronų (dešinėje) porų invariantinių masių pasiskirstymai prieš klaidingo atpažinimo metodo pritaikymą. Juodi taškai vaizduoja CMS detektoriumi išmatuotus pasiskirstymus, o spalvoti stulpeliai – modeliuotus (legendoje žymima „MC“) arba $e\mu$ metodu įvertintus (legendoje žymima „ $e\mu$ “) skirtingų procesų pasiskirstymus. Eksperimento ir įverčio santykio grafike esančios mėlynos juostos vaizduoja suminius (statistinius ir sisteminius) neapibrėžtumus.

Tikimybės, kad dalinę atranką praėjęs netikras leptonas praeis ir pilną leptono atranką, matavimui skirti įvykiai buvo atrenkami pagal 3 lentelėje nurodytus atrankos kriterijus. Atranką praėjusių miuono objektų skersinių impulsų pasiskirstymai pateikti 9 pav. Su QCD procesu susijusių įvykių skaičiui (jie naudojami signalo srities tikimybei matuoti) detektoriaus išmatuotuose duomenyse įvertinti buvo pasitelkiami modeliuoti įvykių rinkiniai (žr. 2.4 skyrių). Miuono objektams nesutapimas tarp išmatuoto ir modeliuoto skersinio impulso pasiskirstymo srityje iki 500 GeV siekė 10 – 15%. Dėl tokio didelio skirtumo buvo laikoma, kad signalo srities tikimybės matavimas santykio metodu gali būti nepakankamai tikslus. Tikslesniam šios tikimybės matavimui buvo pasitelktas šablonų priderinimo metodas. Prie eksperimento priderinus miuono trajektorijos izoliuotumo parametro pasiskirstymus (priderinti pasiskirstymai pateikiami 5 priede) buvo gauti pataisos daugikliai modeliuotiems duomenų rinkiniams. QCD procesui pataisos daugiklis siekė vidutiniškai 0.75 detektoriaus cilindrinėje ir 0.65 antgalių dalyje. Šablonų priderinimo metodu pataisyti miuono objektų skersinio impulso pasiskirstymai pavaizduoti 10 pav. Pritaikius šablonų priderinimą nesutapimas tarp eksperimentinių ir modeliuotų pasiskirstymų srityje iki 500 GeV neviršija 10% (išskyrus vieną stulpelį), todėl centrine signalo srities verte buvo laikoma gautoji šablonų priderinimo metodu.

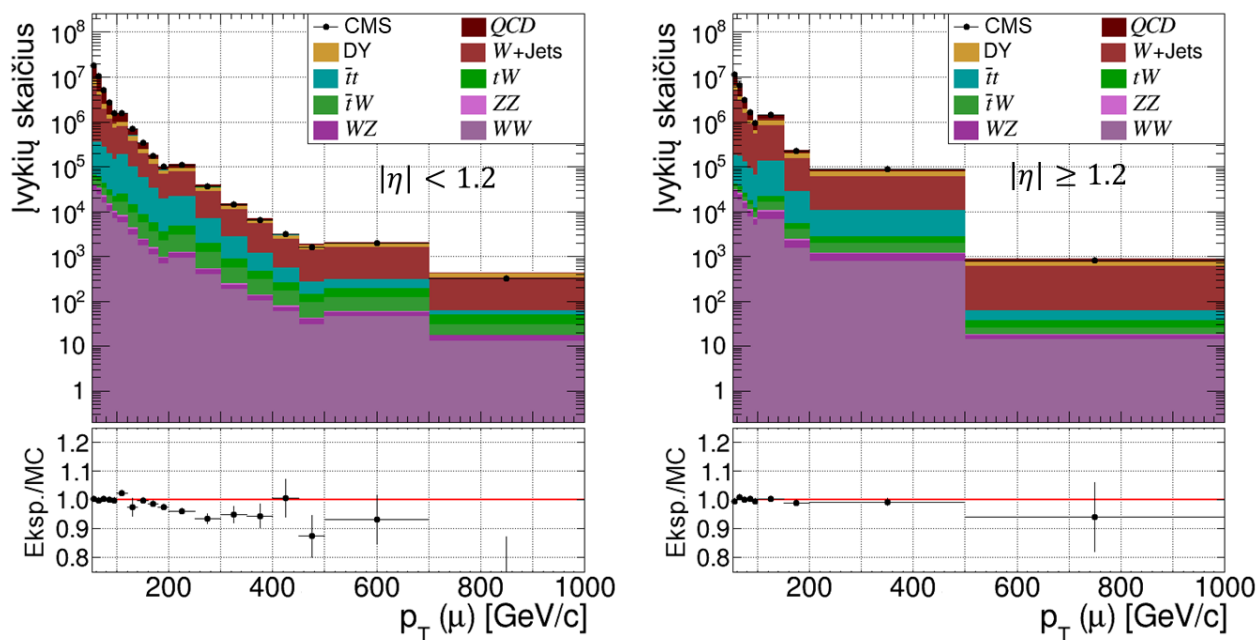
Signalo srities tikimybei įvertinti naudoti įvykių atranką praėjusių elektrono objektų skersinių impulsų pasiskirstymai pavaizduoti 11 pav. Elektronų atveju modeliuotas QCD duomenų rinkinys nebuvo prieinamas (turėtas elektromagnetiniais objektais praturtintas QCD duomenų rinkinys po normavimo davė dvigubai mažesnę įvykių skaičių nei eksperimentas, o brėžti testiniai pasiskirstymai, lyginant su eksperimentu, turėjo kokybinių skirtumų, todėl šio rinkinio naudojimo buvo atsisakyta įtariant, kad jame įskaitomos ne visos galimybės iš čiurkšlės gauti netikrą elektroną). Dėl šios priežasties signalo srities tikimybei įvertinti buvo naudojamas atimties metodas (žr. 2.4 skyrių). Visas 11 pav. matomas skirtumas tarp eksperimentinių ir modeliuotų pasiskirstymų buvo priskirtas QCD procesui.

Buvo nustatyta, jog į signalo sritį patenka 2.91×10^6 netikrų miuonų ir 1.38×10^8 netikrų elektronų, o į kontrolinę sritį – 2.87×10^7 netikrų miuonų ir 2.87×10^9 netikrų elektronų. Tai duoda vidutines signalo srities tikimybes $\bar{f}_\mu = 9.21\%$ netikram miuonui ir $\bar{f}_e = 4.59\%$ netikram elektronui. Tikimybė \bar{f}_μ yra didesnė už \bar{f}_e dėl pasirinktų sričių apibrėžimų. \bar{f}_μ vertė pažymi, kad tarp netikrų miuonų, kurie tenkina atlaisvintus miuono atrankos kriterijus (tarp kurių yra ir labai griežtas miuono atpažinimo kriterijus „TightID“) yra 9.21% tokių, kurie dar tenkina ir taikomą izoliuotumo reikalavimą. Tuo tarpu \bar{f}_e pažymi, kad tarp netikrų elektronų, kurie tenkina atlaisvintus elektrono atrankos reikalavimus (šie yra gerokai laisvesni, nei miuonams taikyti atlaisvinti reikalavimai) yra 4.59% tokių, kurie dar tenkina ir vidutiniškai griežtus elektrono atpažinimo reikalavimus „MediumID“.

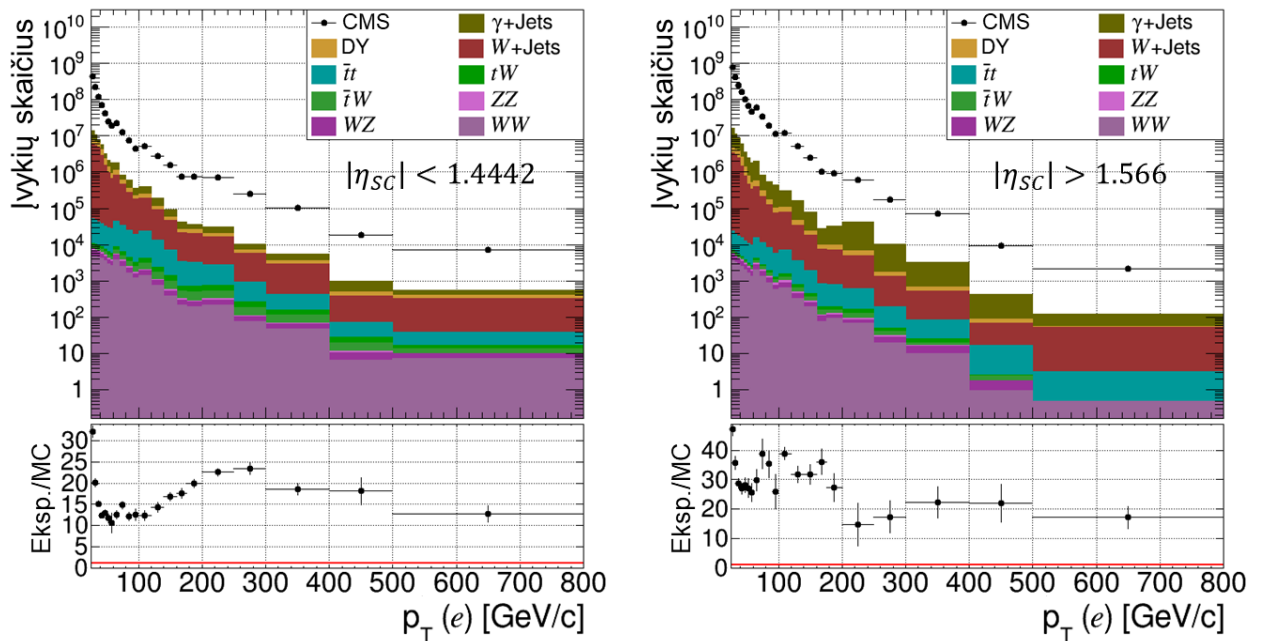
Signalo srities tikimybės, įvertintos kaip funkcijos nuo fizikinio objekto skersinio impulso ir pseudospartos, yra pateiktos 12 pav. netikriems miuonams ir 13 pav. netikriems elektronams. Buvo nustatyta, jog signalo srities tikimybė vidutiniškai yra didesnė, kai fizikinis objektas atkuriamas iš pataikymų į CMS detektoriaus antgalius. Taip pat tikimybė bendru atveju yra didesnė objektams su atkurtu didesniu skersiniu impulsu (išskyrus netikriems elektronams,



9 pav. Signalio srities tikimybės įvertinimui skirtą dalinę atranką praėjusių miuono objektų skersinio impulso pasiskirstymai CMS detektoriaus cilindrinėje (kairėje) ir antgalių (dešinėje) dalyse. Juodi brūkšniai vaizduoja tik statistinius neapibrėžtumus.



10 pav. Signalio srities tikimybės įvertinimui skirtą dalinę atranką praėjusių miuono objektų skersinio impulso pasiskirstymai, pataisyti naudojant šablonų priderinimą. Kairėje pusėje pavaizduoti pasiskirstymai detektoriaus cilindrinei, o dešinėje – antgalių dalims. Vaizduojami tik statistiniai neapibrėžtumai.

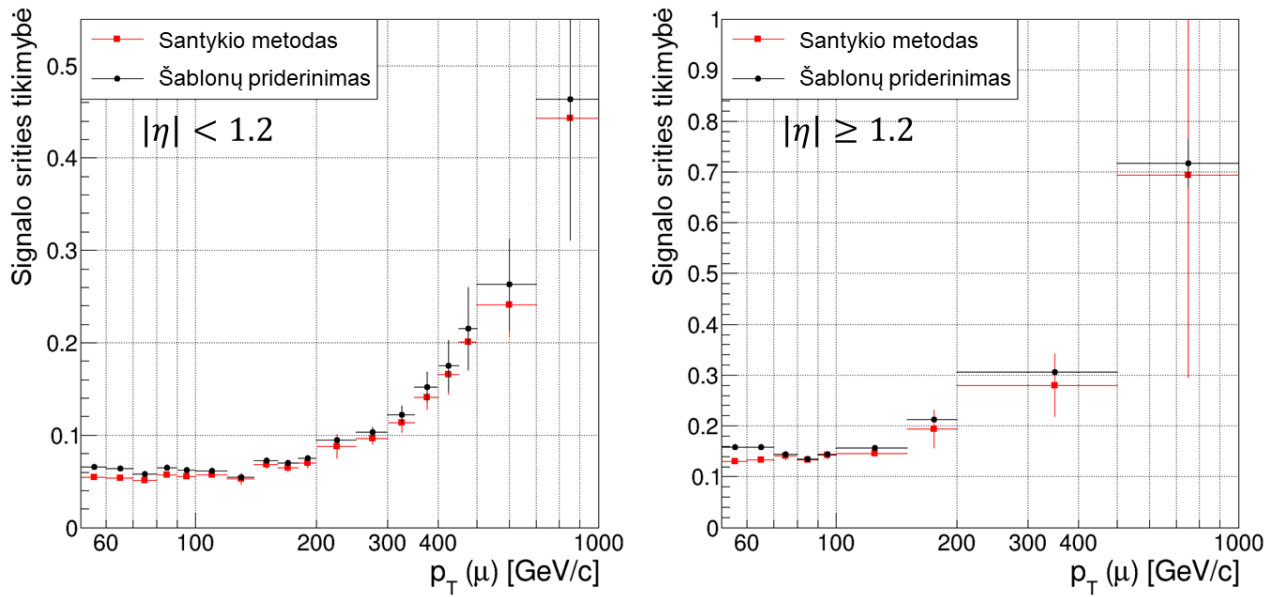


11 pav. Signalio srities tikimybės įvertinimui skirtą dalinę atranką praėjusių elektronų objektų skersinio impulso pasiskirstymai CMS detektoriaus cilindrinėje (kairėje) ir antgalių (dešinėje) dalyse. Vaizduojami tik statistiniai neapibrėžtumai. Visas grafikuose matomas skirtumas tarp išmatuoto ir modeliuoto pasiskirstymų buvo priskiriamas QCD procesui.

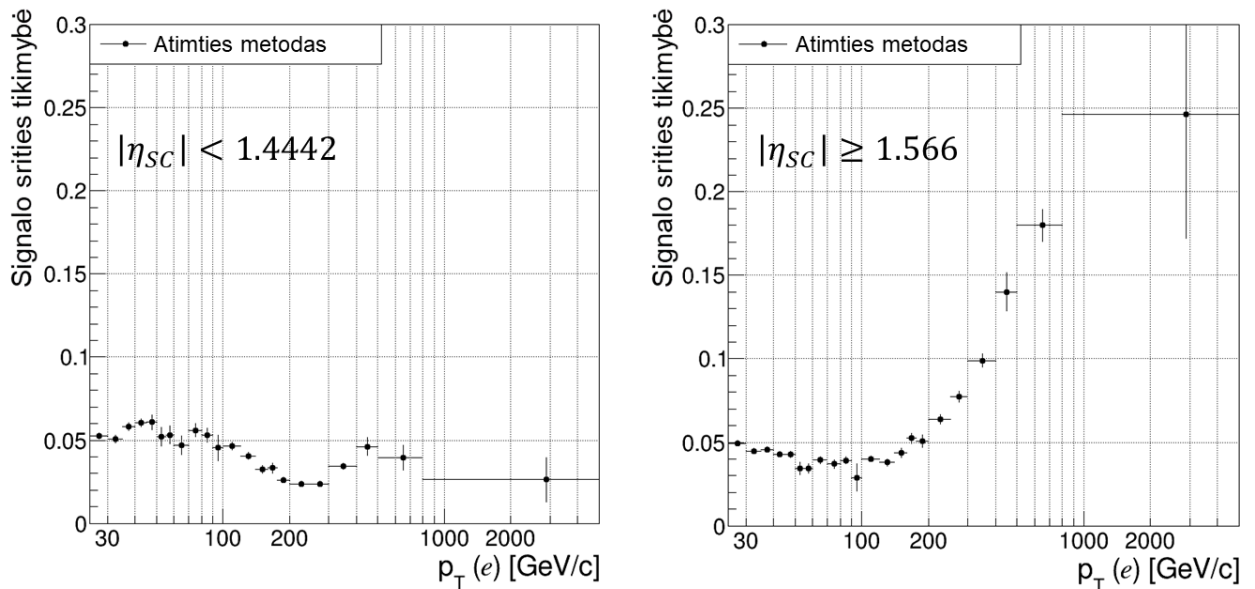
kurie pataikė į detektoriaus cilindrinę dalį). Signalio srities tikimybė netikriems miuonams kinta nuo 6% iki 46% cilindrinėje detektoriaus dalyje ir nuo 13% iki 72% detektoriaus antgaliuose, o netikriems elektronams – nuo 2.5% iki 6.5% cilindrinėje ir nuo 3% iki 24% antgalių dalyje.

Apskaičiuotos signalio srities tikimybės buvo panaudotos įvertinant su QCD ir $W + Jets$ procesais susijusių Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičių. Tikimybė kiekvienam griežtesniųjų atrankos kriterijų nepraėjusiam leptono objektui buvo pritaikoma atitinkamai pagal jo skersinį impulsą ir pseudospartą. 12 pav. pavaizduoti signalio srities tikimybės priklausomybės nuo skersinio impulso grafikai tampa plokšti mažų skersinių impulsų srityse, todėl griežtesniųjų reikalavimų netenkinantiems miuono objektams su $p_T < 52$ GeV buvo galima naudoti tokią pačią tikimybės vertę, kaip ir objektams su $p_T = 52$ GeV. Triukšmo įvykių skaičiaus įverčiai buvo gauti iš 4 lentelėje nurodytą atranką praėjusių įvykių pasiskirstymų atimant su tikrais leptonais susijusius modeliuotus pasiskirstymus.

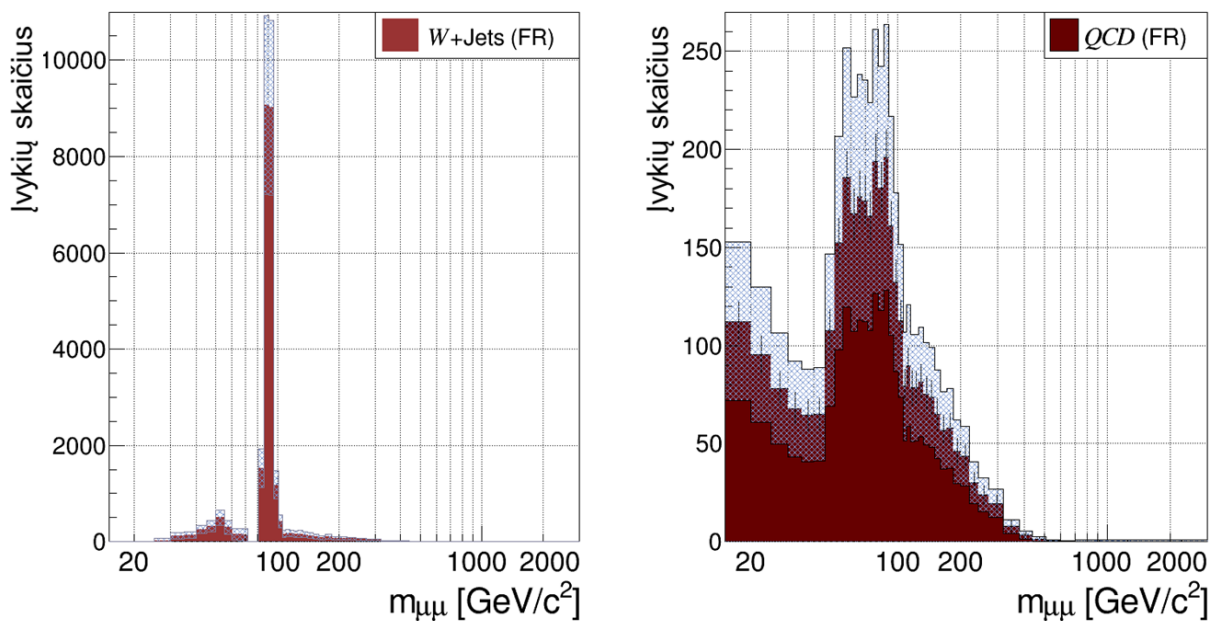
Gauti triukšmo įvykių skaičiaus pasiskirstymo įverčiai pateikti 14 ir 15 pav. atitinkamai miuonų poros ir elektronų poros įvykiams. Atkreiptinas dėmesys į paveikslų kairėse pusėse pavaizduotus $W + Jets$ triukšmo pasiskirstymus, kurie turi ryškius maksimumus ties ~ 90 GeV. Šie maksimumai yra susiję su Z bozono skilimu į du leptonus ir neturi nieko bendro su $W + Jets$ triukšmu. Buvo padaryta išvada, kad $W + Jets$ atranką praėjusių įvykių rinkinyje nepavyko teisingai atmesti įvykių, susijusių su tikrais leptonais (ypatingai, Drell-Yan proceso). Tai susiję su įvykių modeliavimo kokybe: kokybiškai sumodeliuoti prastai izoliuotus leptonus yra sudėtinga, todėl galima tikėtis didesnių modeliavimo netikslumų įvykių rinkiniuose, kuriuose figūruoja griežtų signalo atrankos reikalavimų nepraeinantys leptonai. Su Z bozonu susiję maksimumai



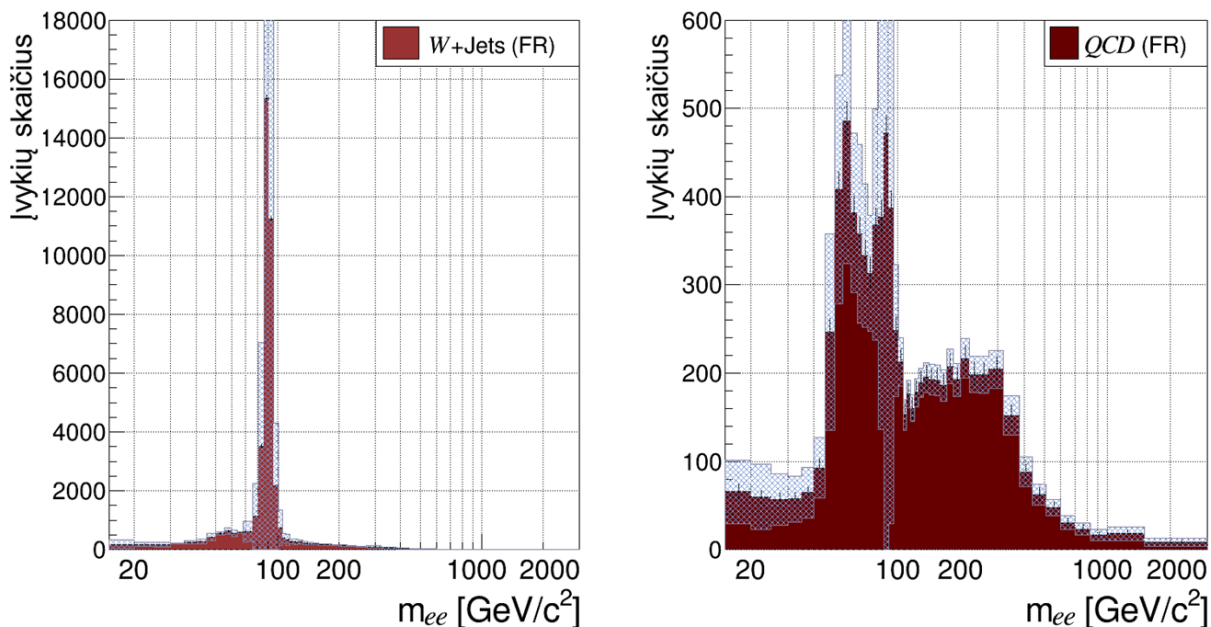
12 pav. Signal srities tikimybės priklausomybė nuo netikro miuono skersinio impulso. Kairėje pateiktas rezultatas trajektorijoms, einančioms per detektoriaus cilindrinę, o dešinėje – per antgalių dalis. Skirtingos spalvos vaizduoja skirtingais metodais įvertintą tikimybę (žr. legendą).



13 pav. Signal srities tikimybės priklausomybė nuo netikro elektrono skersinio impulso. Kairėje pateiktas rezultatas trajektorijoms, einančioms per detektoriaus cilindrinę, o dešinėje – per antgalių dalis.



14 pav. Su netikrais miuonais susijusių W +Jets (kairėje) ir QCD (dešinėje) procesų indėliai į Drell-Yan proceso atranką praeinančių miuonų porų invariantinės masės pasiskirstymą. Mėlynos juostos žymi sumines paklaidas. Legendoje esantis užrašas „FR“ žymi, kad įvertis gautas klaidingo atpažinimo metodu.



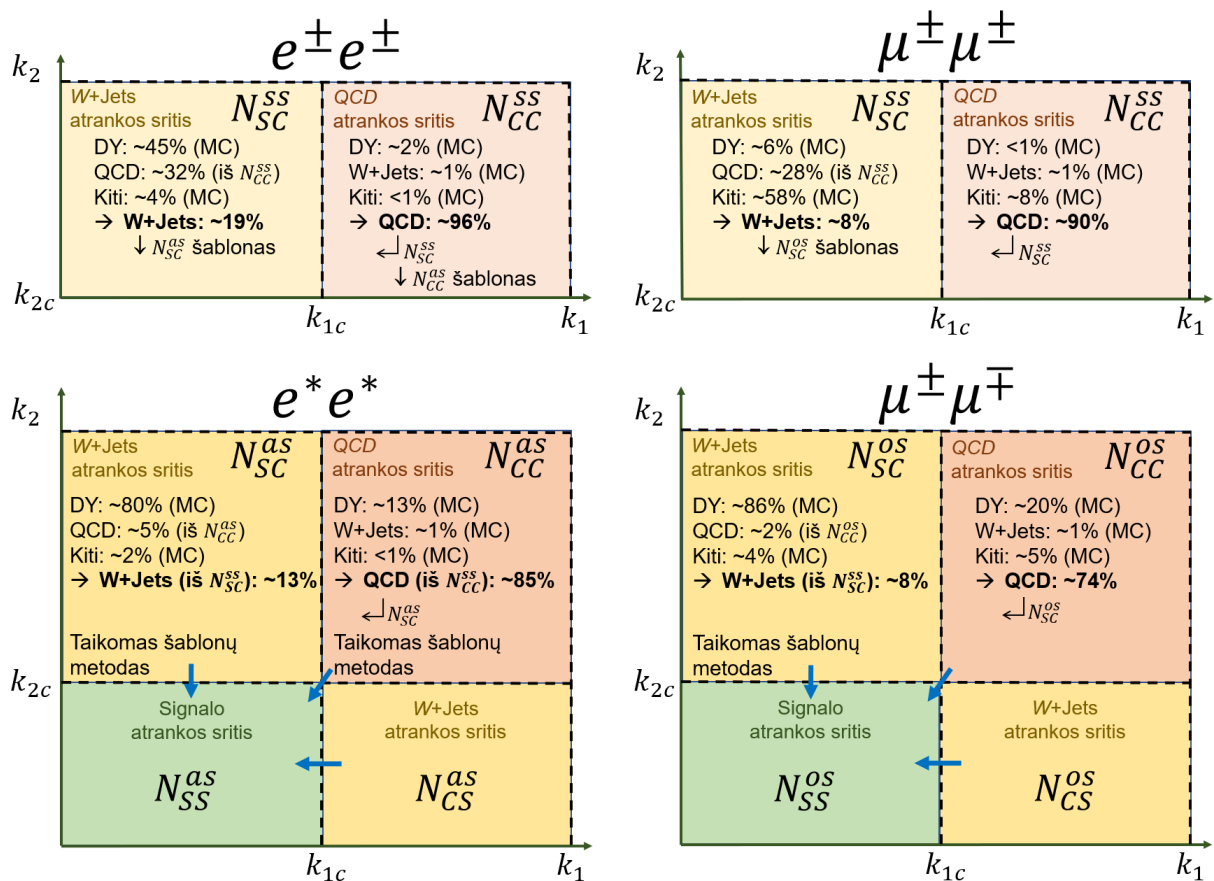
15 pav. Su netikrais elektronais susijusių W +Jets (kairėje) ir QCD (dešinėje) procesų indėliai į Drell-Yan proceso atranką praeinančių elektronų porų invariantinės masės pasiskirstymą. Mėlynos juostos žymi sumines paklaidas. Legendoje esantis užrašas „FR“ žymi, kad įvertis gautas klaidingo atpažinimo metodu.

$W + \text{Jets}$ triukšmo įverčiuose atsirado todėl, kad modeliuotas Drell-Yan proceso įvertis nuvertina tikrąjį užregistruotų įvykių skaičių, t.y., įvertinant $W + \text{Jets}$ įvykių skaičių atmetama per mažai Drell-Yan proceso įvykių. Panašų maksimumą, tik mažesnį, galima pastebėti ir 15 pav. pavaizduotame QCD proceso įvertyje. Susidaro įspūdis, jog klaidingo atpažinimo metodas yra labai jautrus modeliavimo kokybei, nepaisant to, jog tai yra matavimu grįstas metodas.

14 ir 15 pav. pavaizduoti prastos kokybės $W + \text{Jets}$ ir QCD procesų įverčiai, įgiję Z bozono maksimumą dėl netikslaus tikrų leptonų procesų modeliavimo $W + \text{Jets}$ atrankos srityje N_{SC+CS} ir QCD atrankos srityje N_{CC} , buvo taisomi naudojantis šablonų priderinimu. Buvo daroma prielaida, kad su skirtingais procesais susijusių invariantinės masės pasiskirstymų forma sumodeliuojama apytiksliai gerai, o prastai sumodeliuotas yra įvykių atrankos praėjimo efektyvumas, kuris nulemia bendrą atrinktų įvykių skaičių. Tokiu atveju šablonų priderinimas gali padėti nustatyti realistiškesnį su skirtingais procesais susijusių įvykių skaičių, kiekvienam procesui rasdamas pataisos daugiklį, kuris įskaito vidutinį efektyvumo nesutapimą. Norint šį metodą pritaikyti, reikėjo gauti ir ieškomo proceso (QCD arba $W + \text{Jets}$) šabloną, nes šablonų priderinimas ieško geriausio skirtingų procesų šablonų sumos sutapimo su išmatuotu rezultatu, varijuodamas juos apibrėžtose ribose. Ieškomų procesų šablonai buvo gauti pakartojus analogišką klaidingo atpažinimo metodo procedūrą su įvykiais, kuriuose du leptono objektai turi vienodą elektrinį krūvį. Tokios atrankos turėtų nepraeiti Drell-Yan bei kitų procesų įvykiai, kuriuose sukuriama du priešingo krūvio leptonai, todėl šiuo atveju netikslius modeliavimas įverčio turėtų taip smarkiai negadinti. Pasinaudojant sumodeliuotais įvykių rinkiniais buvo įsitinkinta, kad su $W + \text{Jets}$ bei QCD procesais susijusių įvykių, kuriuose atpažinti leptono objektai turi vienodus ir priešingus krūvius, pasiskirstymai paklaidų ribose skiriasi tik per konstantą. Konstantos vertę nustačius iš šablonų priderinimo, vienodo krūvio pasiskirstymus buvo galima naudoti kaip pagrindinei analizei skirtus triukšmo įvykių skaičiaus įverčius, kuriuose leptono objektai yra priešingo krūvio (miuonų atveju) arba į jų krūvius nekreipiama dėmesio (elektronų atveju).

Galutinė klaidingo atpažinimo metodo taikymo schema, iliustruojanti triukšmo įverčiams gauti atliktas procedūras, pavaizduota 16 pav. Schemoje procentais išreiškta triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimui pasirinktų QCD ir $W + \text{Jets}$ atrankos sričių užterštumas pašaliniais procesais. Taip pat įvardijama, kuriose srityse buvo taikomas šablonų priderinimo metodas bei nurodoma, iš kur gaunami jam skirti šablonai. Vienodo krūvio šablonai buvo naudojami trijų įverčių pataisymui iš keturių: QCD įverčiui elektronų kanale ir $W + \text{Jets}$ įverčiams elektronų bei miuonų kanaluose.

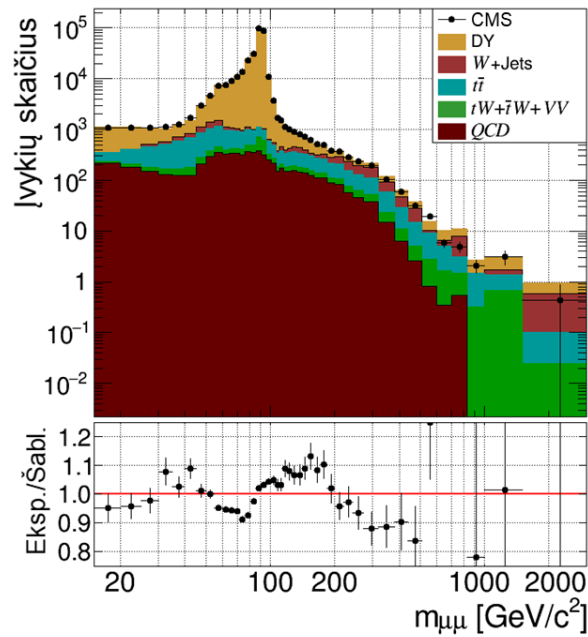
Šablonų priderinimo rezultatai pavaizduoti 17 pav. miuonų kanalo ir 18 elektronų kanalo įvykiams. Jį pritaikius skirtumas tarp eksperimento ir šablonų sumos masių srityje iki 300 GeV neviršija 10%. Iš šablonų priderinimo gauti triukšmo įvykių skaičiaus pasiskirstymo įverčiai pateikti 19 pav. miuonų kanalo ir 20 elektronų kanalo įvykiams. Siekiant atsižvelgti į naudotų šablonų galimai įneštus sisteminius nukrypimus, šiems įverčiams kaip papildoma sisteminio neapibrėžtumo dedamoji buvo įskaitomas skirtumas tarp pradinio triukšmo įvykių skaičiaus įverčio ir įverčio, gauto naudojant vienodo krūvio šablonus.



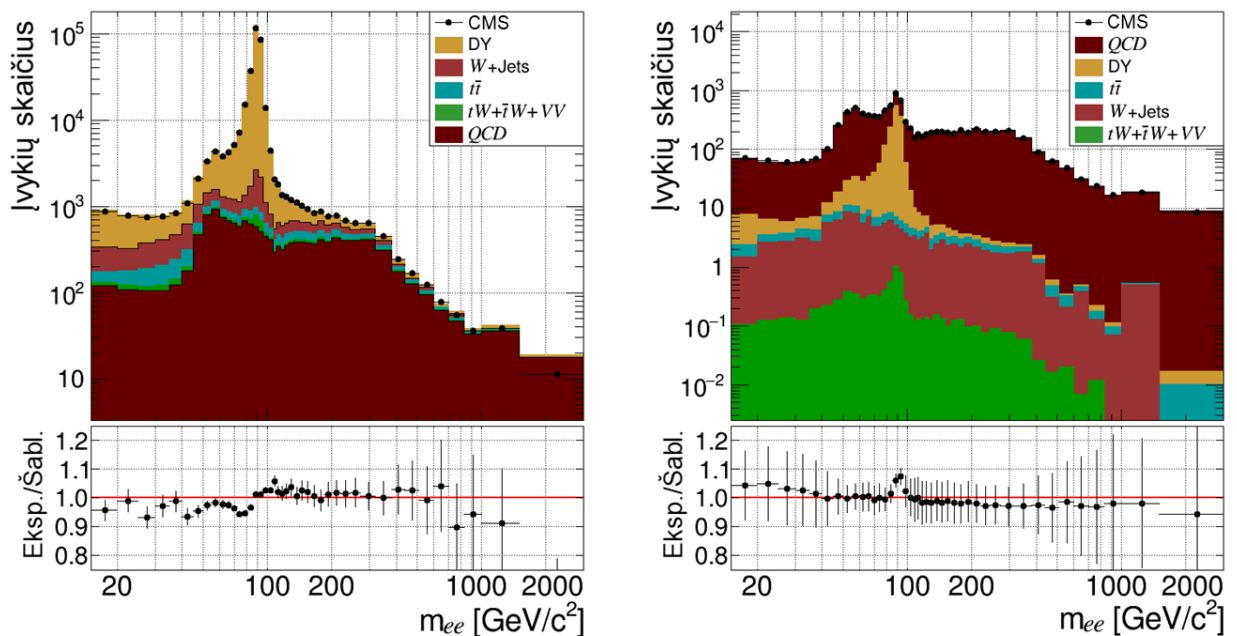
16 pav. Galutinė klaidingo atpažinimo metodo taikymo schema. Indeksai „ ss “ žymi vienodo krūvio ($e^\pm e^\pm$ ir $\mu^\pm \mu^\pm$), „ os “ – priešingo krūvio ($\mu^\pm \mu^\mp$), o „ as “ – bet kokio krūvio ($e^* e^*$) leptonų porų įvykius. Ant sričių N_{SC} pateikti aprašymai taip pat galioja ir sritims N_{CS} . Blyškesnėmis spalvomis pavaizduotos vienodo krūvio sritys, kurios nebuvo naudojamos pagrindinėje analizėje, o buvo skirtos gauti ieškomų procesų (QCD ir $W + Jets$) šablonams.

Kaip galima pastebėti 20 pav. kairėje pavaizduotame pasiskirstyme, Drell-Yan proceso modeliavimo netikslumai paveikė net ir vienodo krūvio elektrono objektų porų pasiskirstymą – lyginant su 15 pav. kairėje pavaizduotu įverčiu, maksimumas ties Z bozono mase sumažėjo, bet išliko pakankamai ryškus. Nors įvykių rinkinyje su vienodo krūvio leptono objektų poromis Z maksimumo turėtų nebūti, dėl didelės tikimybės elektronui priskirti neteisingą krūvį (ji siekia apie 1.5% [43]), į jį vis tiek patenka pakankamai daug Drell-Yan proceso įvykių, kad šio proceso modeliavimo netobulumas paveiktų įverčio kokybę. Sisteminių įvykių su viena elektrono imituojančia čiurkšle skaičiaus paklaida 75 – 105 GeV masės srityje siekia 100%. Ateityje šią problemą galima būtų išspręsti pritaikius papildomą pataisą, įskaitančią tikimybę elektronui priskirti neteisingą krūvį, tačiau dabar galima daryti išvadą, kad klaidingo atpažinimo metodas yra labiau tinkamas įvertinti triukšmams, turintiems netikrų miunų, nei turintiems netikrų elektronų.

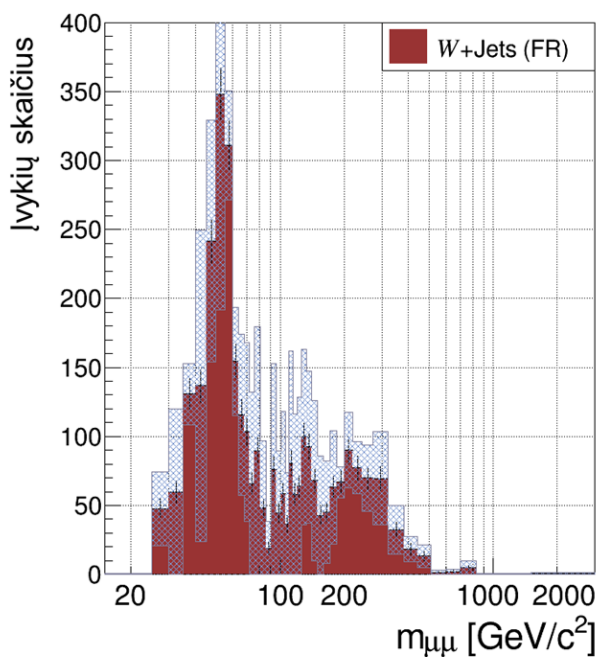
Nustatyta, kad miunų poros įvykių atranką praeina $6647 \pm 82 \pm 2097$, o elektronų poros – $18903 \pm 137 \pm 8333$ netikrų leptonų turinčių įvykių. Bendrai paėmus, net ir tų įverčių, kuriuose su Z bozonu susijusio maksimumo neliko, sisteminės paklaidos yra ganėtinai didelės ir siekia iki



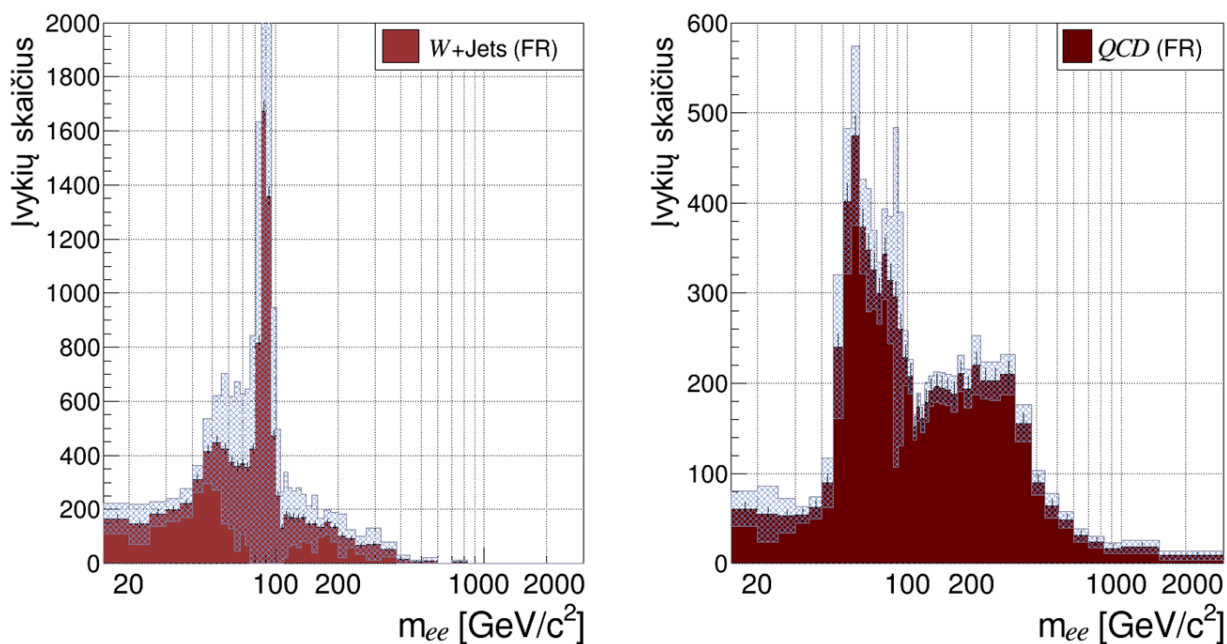
17 pav. $W + \text{Jets}$ triukšmo įvykių skaičiaus miuonų kanale įvertinimui skirtas išmatuotas invariantinės masės pasiskirstymas bei prie jo priderinti šablonai. Legendoje esantis užrašas „ VV “ žymi dviejų bozonų (WW , WZ , ZZ) procesus. $W + \text{Jets}$ šablonas buvo gautas iš vienodo krūvio leptono objektų porų pasiskirstymų.



18 pav. $W + \text{Jets}$ (kairėje) ir QCD (dešinėje) triukšmo įvykių skaičiaus elektronų kanale įvertinimui skirti išmatuoti invariantinės masės pasiskirstymai bei prie jų priderinti šablonai. $W + \text{Jets}$ (kairiajame grafike) ir QCD (dešiniajame grafike) šablonai buvo gauti iš vienodo krūvio leptono objektų porų pasiskirstymų.



19 pav. $W + \text{Jets}$ triukšmo įvykių skaičiaus įvertis miuonų kanale, gautas taikant vienodo krūvio šabloną. Mėlynos juostos žymi sumines paklaidas. Užrašas „FR“ legendoje žymi, kad įvertis gautas klaidingo atpažinimo metodu.

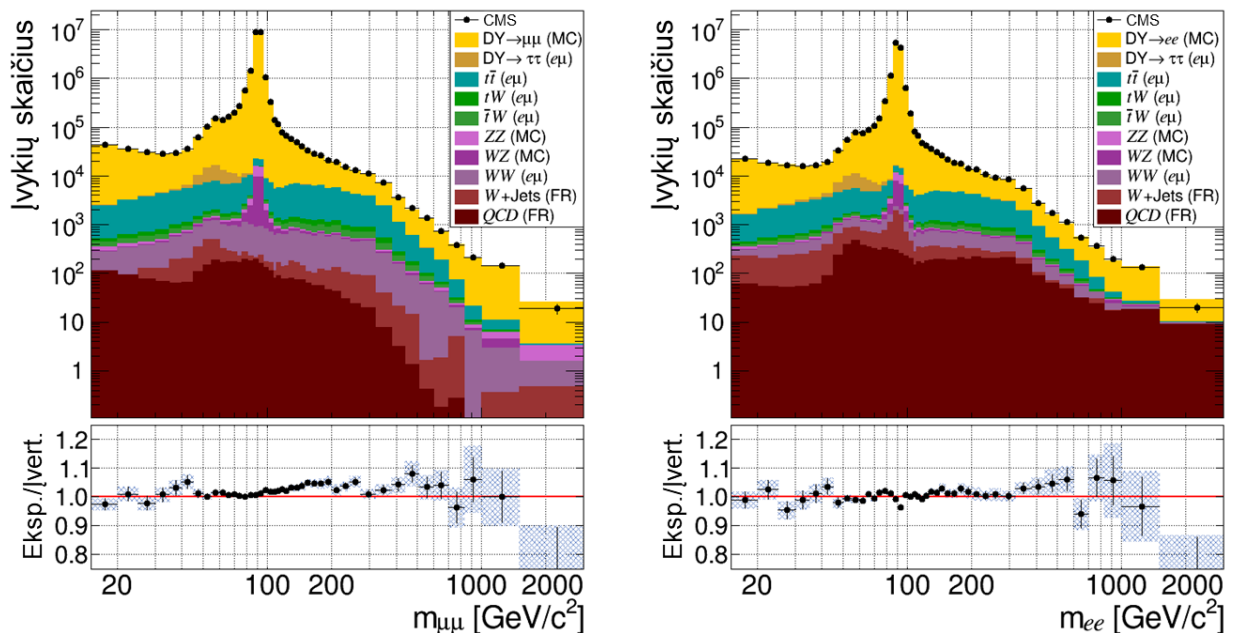


20 pav. $W + \text{Jets}$ (kairėje) ir QCD (dešinėje) triukšmo įvykių skaičiaus įverčiai elektronų kanale, gauti taikant vienodo krūvio šablonus. Mėlynos juostos žymi sumines paklaidas. Legendoje esantys užrašai „FR“ žymi, kad įverčiai gauti klaidingo atpažinimo metodu.

54%. Pagrindinė to priežastis – didelis įverčio jautrumas signalo srities tikimybės pokyčiams (ypač įvykiams, kuriuose yra du netikri leptonai, nes juose signalo srities tikimybė taikoma du kartus). Vis dėlto, vien atitinkamų procesų modeliutų įverčių statistinės paklaidos yra palyginamos arba net didesnės ir siekia iki 90% (o pabandžius apskaičiuoti sisteminės paklaidas bendras neapibrėžtumas išaugtų dar labiau). Tiesiogiai lyginti klaidingo atpažinimo metodu gautų triukšmo įvykių pasiskirstymų formą su modeliuotais atitinkamų procesų įverčiais taip pat nėra didelės prasmės, nes modeliuoti šių procesų pasiskirstymai yra smarkiai netolydūs dėl prastos statistikos. Taigi, galima sakyti, kad klaidingo atpažinimo metodo įverčiai yra tinkamesni naudojimui už modeliuotus.

Klaidingo atpažinimo metodą panaudojus $e\mu$ metodo patikslinimui nustatyta, kad 6% metodu naudotų įvykių yra susiję su čiuurkšlėmis. Šių triukšmo įvykių pasiskirstymai, patenkantys į $e\mu$ metodo skaičiavimuose naudojamą elektrono-miuono poros įvykių sritį, pateikiami 6 priede. Tikslinant $e\mu$ metodą, jie buvo atimami iš detektoriumi užregistruoto elektrono-miuono įvykių pasiskirstymo. Taip buvo gaunamas vien su tikrais leptonais susijęs pasiskirstymas, kuris buvo naudojamas teisingesniai $e\mu$ metodo įverčiui gauti.

Galutiniai miuonų ir elektronų invariantinės masės pasiskirstymai, gauti pritaikius matavimu grįstus triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimo metodus pateikti 21 pav. Grafikų apačioje esantys tamsiai ir šviesiai rudos spalvos pasiskirstymai vaizduoja atitinkamai dviejų (QCD) ir vieno ($W + \text{Jets}$) netikro leptono įvykius, įvertintus klaidingo atpažinimo metodu. Palyginus su 8 pav. pateiktais grafikais galima pastebėti, kad ypatingai matavimu grįsti QCD įvykių pasiskirstymai yra gerokai kokybiškesni už modeliuotus įverčius, kurie yra netolydūs dėl labai



21 pav. Miuonų (kairėje) ir elektronų (dešinėje) porų invariantinių masių pasiskirstymai pritaikius klaidingo atpažinimo metodą. Legendose esantys priedašai „FR“ žymi klaidingo atpažinimo metodu gautus įverčius. Eksperimento ir įverčio santykio grafike esančios mėlynos juostos vaizduoja suminius (statistinius ir sisteminus) neapibrėžtumus.

didelio proceso reakcijos skerspjūvio ir labai mažos tikimybės praeiti signalo atranką (kokybiškesniam pasiskirstymui gauti šių įvykių reikėtų sumodeliuoti bent 1000 kartų daugiau, bet tokiu atveju įvykių atranka truktų kelis mėnesius). Klaidingo atpažinimo metodu įvertinti vieno netikro leptono įvykių pasiskirstymai taip pat yra tolydesni, tačiau elektronų įvertį dar reikėtų patobulinti panaikinant jau minėtą su Z bozonu susijusį maksimumą. QCD ir $W+Jets$ triukšmo įvykių skaičius sudaro 0.02% visų miuonų poros įvykių ir 0.14% visų elektronų poros įvykių, todėl kalbėti apie bendrą išmatuoto ir suminio skirtingų procesų įverčių pasiskirstymų sutapimo pagerėjimą nėra didelės prasmės. Gauti įverčiai (pritaikius reikalingą patobulinimą ateityje) bus panaudoti Drell-Yan signalo išskyrimui iš 2016 metais CMS detektoriaus užregistruotų duomenų. Darbas bus tęsiamas bendradarbiaujant su tyrėjais iš JAV ir Pietų Korėjos.

Išvados

1. Išsamios informacijos apie klaidingo atpažinimo metodą publikuotoje mokslinėje literatūroje yra mažai, o metodo įgyvendinimas turi nemažai variacijų, priklausančių nuo tyrimo pobūdžio.
2. Signalo srities tikimybės (t.y. tikimybės, kad dalinę atranką praėjusi čiurkšlė dar praeis ir pilną atranką) nėra universalios ir priklauso nuo nuo tiriamų sričių apibrėžimų.
3. Šablonų priderinimas duoda geresnį modeliuotų pasiskirstymų sutapimą su išmatuotaisiais eksperimento metu nei normavimas pagal integruotą šviesį, todėl šio metodo taikymas netikrų leptonų indėlio išskyrimui leidžia teisingiau įvertinti signalo srities tikimybę.
4. Klaidingo atpažinimo metodu įvertinti triukšmo įvykių pasiskirstymai yra labai jautrūs procesų, susijusių su tikrais leptonais (ypač Drell-Yan proceso), modeliavimo kokybei, todėl turi didelį sisteminį neapibrėžtumą.
5. Drell-Yan proceso modeliavimo netikslumai labiausiai paveikė klaidingo atpažinimo metodu įvertintus įvykių pasiskirstymus, kuriuose dalyvauja vienas tikras ir vienas netikras leptonas, todėl klaidingo atpažinimo metodas yra tinkamesnis įvertinant triukšmo įvykių skaičių, kuriuose dalyvauja ne vienas, o du netikri leptonai.
6. Drell-Yan proceso modeliavimo netikslumų įtaką įvertintiems triukšmo įvykių pasiskirstymams galima sumažinti naudojant šablonų priderinimą.
7. Šablonų priderinimo pritaikomumą įvykių su vienu netikru elektronu skaičiaus įvertinimui riboja santykinai didelė tikimybė neteisingai nustatyti elektrono krūvį, todėl klaidingo atpažinimo metodas yra tinkamesnis įvertinti netikrų miuonų, nei netikrų elektronų nulemtiems triukšmams.
8. Dėl didelio reakcijos skerspjūvio ir labai mažos tikimybės praeiti Drell-Yan signalo atranką, modeliuoti triukšmo įvykių, kuriuose dalyvauja netikri leptonai, pasiskirstymai yra netolydūs, o statistinė neapibrėžtis labai didelė, todėl laikoma, kad klaidingo atpažinimo metodu įvertinti triukšmo įvykių pasiskirstymai yra kokybiškesni.

6 Naudotos literatūros sąrašas

- [1] R. P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Phys. Rev. Lett.* 23, 1415, 1969.
- [2] J. D. Bjorken, E. A. Paschos. Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.* 185, 1975, 1969.
- [3] L. A. Harland-Lang et al. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs. *Eur. Phys. J. C* 75, 204, 2015.
- [4] A. Accardi et al. Constraints on large- x parton distributions from new weak boson production and deep-inelastic scattering data. *Phys. Rev. D* 93, 114017, 2016.
- [5] NNPDF Collaboration. Parton distributions from high-precision collider data. *Eur. Phys. J. C* 77 no. 10 663, 2017.
- [6] S. Alekhin et al. Parton distribution functions, α_s , and heavy quark masses for LHC run II. *Phys. Rev. D* 96, 014011, 2017.
- [7] L. A. Harland-Lang et al. Ad Lucem: QED Parton Distribution Functions in the MMHT Framework. *Eur. Phys. J. C* 79, 811, 2019.
- [8] T. J. Hou et al. New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC. MSUHEP-19-025, 2019.
- [9] S. D. Drell, T. M. Yan. Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies. *Phys. Rev. Lett.* 25, 316, 1970.
- [10] CMS Collaboration. Measurement of the differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP* 12 030, 2013.
- [11] ATLAS Collaboration. Measurement of the high-mass Drell-Yan differential cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B* 725, 223, 2013.
- [12] ATLAS Collaboration. Measurement of the low-mass Drell-Yan differential cross section at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector. *JHEP* 06, 112, 2014.
- [13] CMS Collaboration. Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at 8 TeV. *Eur. Phys. J. C* 75, 147, 2015.
- [14] ATLAS Collaboration. Measurement of the double-differential high-mass Drell-Yan cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP* 08, 009, 2016.
- [15] ATLAS Collaboration. Measurement of the Drell-Yan triple-differential cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JHEP* 12 059, 2017.
- [16] CMS Collaboration. Measurement of the differential Drell-Yan cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *JHEP* 12, 059, 2019.

- [17] CMS Collaboration. Observation of the Higgs boson decay to a pair of tau leptons with the CMS detector. *Phys. Lett. B* 779, 283, 2018.
- [18] CMS Collaboration. Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and combination with 8 TeV data. *Phys. Lett. B* 768, 57, 2017.
- [19] CMS Collaboration. Search for supersymmetry in events with a τ lepton pair and missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *JHEP* 11 151, 2018.
- [20] A. Deur, S. J. Brodsky, G. F. de Teramond. The QCD Running Coupling. *Prog. Part. Nuc. Phys.* 90, 1, 2016.
- [21] D. J. Gross, F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.* 30, 1343, 1973.
- [22] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 98, 030001, 2018 and 2019 update.
- [23] J. H. Christenson et al. Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions. *Phys. Rev. Lett.* 25, 1523, 1970.
- [24] M. Lambertsen, W. Vogelsang. Drell-Yan lepton angular distributions in perturbative QCD. *Phys. Rev. D* 93, 114013, 2016.
- [25] W. J. Stirling, M. R. Whalley. A compilation of Drell-Yan cross sections. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 19, D1, 1993.
- [26] CDF Collaboration. Measurement of Drell-Yan electron and muon pair differential cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. D* 49, R1, 1994.
- [27] D0 Collaboration. Measurement of the High-Mass Drell-Yan Cross Section and Limits on Quark-Electron Compositeness Scales. *Phys. Rev. Lett.* 82, 4769, 1999.
- [28] CDF Collaboration. Measurement of $d\sigma/dy$ for High Mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. D* 63, 011101, 2001.
- [29] P. E. Reimer. Exploring the partonic structure of hadrons through the Drell-Yan process. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 34, S107, 2007.
- [30] CMS Collaboration. Measurement of the Drell-Yan Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP* 10 007, 2011.
- [31] CMS Collaboration. Measurement of the Rapidity and Transverse Momentum Distributions of Z Bosons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev. D* 85, 032002, 2012.
- [32] CMS Collaboration. Measurement of the weak mixing angle with the Drell-Yan process in proton-proton collisions at the LHC. *Phys. Rev. D* 84, 112002, 2011.

- [33] ATLAS Collaboration. Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. JHEP 09, 049, 2015.
- [34] LHCb Collaboration. Measurement of the forward-backward asymmetry in $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays and determination of the effective weak mixing angle. JHEP 11, 190, 2015.
- [35] CMS Collaboration. Measurement of the weak mixing angle using the forward-backward asymmetry of Drell-Yan events in pp collisions at 8 TeV. Eur. Phys. J. C 78, 701, 2018.
- [36] L. Evans, P. Bryant. LHC Machine. JINST 3 S08001, 2008.
- [37] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. JINST 3 S08004, 2008.
- [38] D. Barney. CMS slice (July 2010 version). <http://ippog.org/resources/2011/cms-slice-july-2010-version> [žiūr. 2020-05-29].
- [39] CMS Collaboration. The CMS trigger system. JINST 12 P01020, 2017.
- [40] CMS Collaboration. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector. JINST 12 P10003, 2017.
- [41] S. Marzani, G. Soyez, M. Spannowsky. Looking inside jets: an introduction to jet substructure and boosted-object phenomenology. Lecture Notes in Physics, vol. 958, 2019.
- [42] CMS Collaboration. Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV. JINST 13, P05011, 2018.
- [43] CMS Collaboration. Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. JINST 10 P06005, 2015.
- [44] CMS Collaboration. Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JINST 13 P06015, 2018.
- [45] M. Ambrozas. Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas $e\mu$ metodu. Fizikos bakalauro studijų programos baigiamasis darbas. Vad. A. Juodagalvis. Vilnius: Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, 2018.
- [46] ATLAS Collaboration. Inclusive search for same-sign dilepton signatures in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. JHEP 10, 107, 2011.
- [47] CMS Collaboration. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. JHEP 05, 093, 2011.
- [48] CMS Collaboration. Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Phys. Lett. B 714, 158, 2012.

- [49] CMS Collaboration. Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett. B* 720, 63, 2013.
- [50] ATLAS Collaboration. Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D* 90, 052005, 2014.
- [51] CMS Collaboration. Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JHEP* 04, 025, 2015.
- [52] CMS Collaboration. Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and combination with 8 TeV data. *Phys. Lett. B* 768, 57, 2017.
- [53] CMS Collaboration. Search for high-mass resonances in dilepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *JHEP* 06, 120, 2018.
- [54] J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP* 07 079, 2014.
- [55] J. M. Campbell et al. Top-pair production and decay at NLO matched with parton showers. *JHEP* 04 114, 2015.
- [56] E. Re. Single-top Wt -channel production matched with parton showers using the POWHEG method. *Eur. Phys. J. C* 71, 1547, 2010.
- [57] T. Gleisberg et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP* 02, 007, 2009.
- [58] T. Sjöstrand et al. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.* 191, 159, 2015.
- [59] GEANT4 Collaboration. GEANT4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* 506, 250, 2003.
- [60] I. Antcheva et al. ROOT – A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Comput. Phys. Commun.* 180, 2499, 2009.
- [61] A. Bodek et al. Extracting Muon Momentum Scale Corrections for Hadron Collider Experiments. *Eur. Phys. J. C* 72, 2194, 2012.
- [62] CMS Luminosity – Public Results. 2016 proton-proton collisions at 13 TeV. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2016_proton_proton_collisions [žiūr. 2020-05-15].
- [63] CMS Collaboration. Measurement of differential cross sections for top quark pair production using the lepton+jets final state in proton-proton collisions at 13 TeV. *Phys. Rev. D* 95, 092001, 2017.

Santrauka

Marijus Ambrozas

Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas klaidingo atpažinimo metodu

Didelės energijos protonų susidūrimų metu kvarkas iš vieno protono gali anihiliuoti su antikvarku iš kito ir pagaminti leptono-antileptono porą. Tokia reakcija yra vadinama Drell-Yan procesu. Šiais laikais vykdomi didelio tikslumo Drell-Yan proceso diferencialinio reakcijos skerspjūvio matavimai leidžia testuoti esamus teorinius modelius bei tikslinti protono sandaros aprašymą. Eksperimentariai, tiriantys Drell-Yan procesą, ieško protonų susidūrimus fiksuojančiais detektoriais užregistruotų priešingo krūvio leptonų porų. Du priešingo krūvio leptonai gali susidaryti ir kitų pašalinių procesų metu, kuriuos Drell-Yan proceso tyrėjai vadina triukšmo procesais. Galimi ir tokie triukšmai, kai protonų susidūrimo metu susidariusiose hadronų čiurkšlėse leptonai pagaminami antrinių procesų metu, tačiau yra klaidingai atpažįstami kaip analizei tinkami izoliuoti leptonai. Norint tiksliai išmatuoti Drell-Yan proceso reakcijos skerspjūvį, svarbu atsižvelgti į tokių procesų indėlį.

Šiame darbe pristatomas klaidingo atpažinimo metodas, kuris buvo naudojamas įvertinant su hadronų čiurkšlėmis susijusių Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičių. Darbas buvo atliktas analizuojant 2016 metais CERN CMS eksperimento užregistruotus protonų susidūrimų duomenis, atitinkančius 35.9 fb^{-1} integruotą šviesį ($\sim 2 \cdot 10^{15}$ protonų susidūrimų). Eksperimento metu užregistruotų duomenų interpretavimui buvo pasitelkiami CMS mokslinio kolektyvo paruošti modeliuoti duomenų rinkiniai. Vykdytą dviejų leptonų įvykių atranką praėjusiems elektronams ir miuonams buvo pritaikytos atitinkamai energijos ir skersinio impulso matavimo skalių pataisos. Modeliuotiems įvykiams buvo pritaikytas pataisų rinkinys, įskaitantis reikšmingiausius nesutapimus tarp realaus ir sumodeliuoto eksperimento sąlygų.

Įvykdžius į Drell-Yan procesą panašių dviejų leptonų įvykių atranką buvo nustatinėjamas triukšmo įvykių skaičius, susijęs su hadronų čiurkšlėmis. Įvertintos tikimybės, kad dalinę leptono (elektrono arba miuono) atranką praėjusi čiurkšlė praeis ir pilną atranką. Naudojantis apskaičiuota tikimybe buvo įvertinta, kiek W +Jets (vienos čiurkšlės) ir QCD (keleto čiurkšlių) įvykių galėjo praeiti Drell-Yan proceso atranką. Nustatyta, jog su hadronų čiurkšlėmis susiję įvykiai sudaro 0.02% visų Drell-Yan proceso atranką praėjusių miuonų poros įvykių ir 0.14% elektronų poros įvykių.

Summary

Marijus Ambrozas

Drell-Yan Process Background Estimation Using the Fake Rate Method

A lepton-antilepton pair production in proton-proton collisions is possible when a quark and an antiquark from colliding protons annihilate. This reaction is known as the Drell-Yan process. Current precision measurements of Drell-Yan differential cross section have a high impact on the improvement of proton structure description as well as provide various tests for the current theoretical models. Scientific groups measure the Drell-Yan differential cross section by analyzing the proton-proton collision data and searching for the isolated opposite-charge lepton pairs. There are several physics processes that may produce a similar footprint. These additional processes are referred to as backgrounds. Most background processes produce genuine opposite-charge lepton pairs, though, a few others include leptons produced inside hadronic jets, which were misidentified as isolated leptons and pass the selection criteria. All the most significant background contributions must be taken into account in order to produce an accurate measurement.

This work presents an estimation of jet-related Drell-Yan backgrounds using a data-driven fake rate method. The work was performed by analyzing the proton-proton collision data collected by CERN CMS experiment in 2016. The amount of collected data corresponds to an integrated luminosity of 35.9 fb^{-1} ($\sim 2 \cdot 10^{15}$ pp collisions). Simulated datasets provided by the CMS collaboration were used to interpret the collected detector data. A dilepton event selection was performed after applying energy and momentum scale corrections to the reconstructed electron and muon physical objects respectively. A number of other corrections were applied to simulated event distributions in order to match the observed experimental conditions.

An estimation of the number of jet-related background events was carried out having defined the event selection criteria. A probability that a jet, having passed the relaxed lepton selection criteria, will also pass the stricter identification requirements was estimated. The probability was then used to extract the number of $W + \text{Jets}$ (single jet) and QCD (multiple jets) events that pass the Drell-Yan dilepton selection. It was evaluated, that jet-related events correspond to 0.02% and 0.14% of all the selected dimuon and dielectron events respectively.

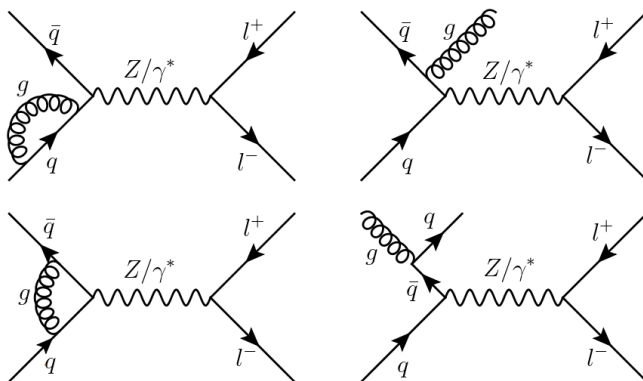
Bibliografinis aprašas

Marijus Ambrozas. Drell-Yan proceso triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas klaidingo atpažinimo metodu. Teorinės fizikos ir astrofizikos magistro studijų programos baigiamasis darbas. Vad. Andrius Juodagalvis. Vilnius: Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, 2020.

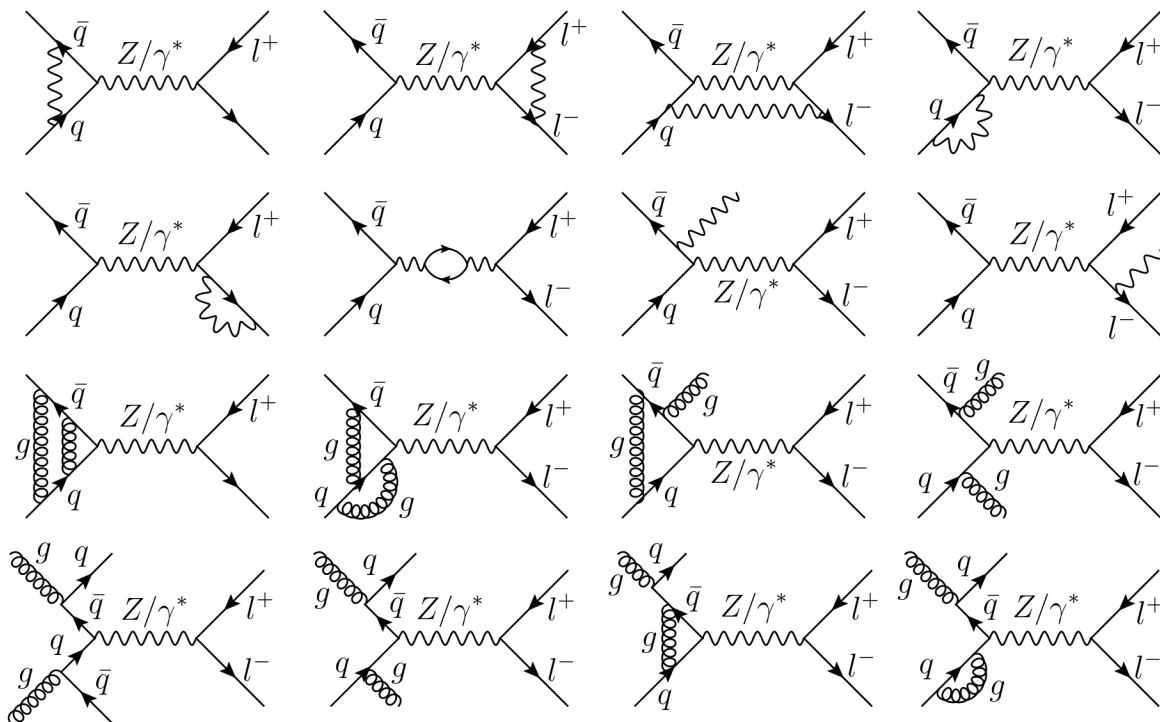
Priedai

1 priedas. Kai kurios antros (NLO) ir trečios (NNLO) eilės Drell-Yan proceso Feinmano diagramos

Drell-Yan proceso Feinmano diagramos su antros eilės (NLO) kvantinės chromodinamikos pataisomis vaizduojamos 22 pav. Diagramos su antros eilės (NLO) elektrosilpnosiomis pataisomis ir trečios eilės (NNLO) kvantinės chromodinamikos pataisomis vaizduojamos 23 pav. Diagramose esančios nepažymėtos banguotos linijos vaizduoja virtualų fotoną arba Z bozoną, susuktos linijos – gliuonus, o tiesios linijos su rodyklėmis – elektrinį krūvį turinčius fermionus. Diagramose laikas eina iš kairės į dešinę.



22 pav. Drell-Yan proceso Feinmano diagramos su kai kuriomis antros eilės (NLO) kvantinės chromodinamikos pataisomis.



23 pav. Drell-Yan proceso Feinmano diagramos su kai kuriomis antros eilės (NLO) elektrosilpnosiomis ir trečios eilės (NNLO) kvantinės chromodinamikos pataisomis.

2 priedas. Elektrono „MediumID“ kriterijai

CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės rekomenduojami vidutiniškai griežti elektrono objekto atpažinimo kriterijai „MediumID“ yra pateikti žemiau esančioje 5 lentelėje. Joje η_{SC} žymi CMS elektromagnetinio kalorimetro segmento, į kurį buvo pataikyta, pseudospartą, N_{MH} žymi trūkstančių pataikymų CMS trekų detektoriuje skaičių. Dvejetainis dydis `passConversionVeto` atspindi hipotezės, kad užregistruota trajektorija **neatitinka** elektrono, atsiradusio fotono virsmo metu, patvirtinimą arba paneigimą. Kiti atrankos kriterijuose naudojami dydžiai yra paaiškinti elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės straipsnyje [43].

5 lentelė. „MediumID“ kriterijai elektrono objektams.

EM kalorimetro cilindre ($ \eta_{SC} \leq 1.479$)	EM kalorimetro antgaliuose ($ \eta_{SC} > 1.479$)
$\sigma_{in\eta} < 0.00998$	$\sigma_{in\eta} < 0.0298$
$ \Delta\eta_{in}^{seed} < 0.00311$	$ \Delta\eta_{in}^{seed} < 0.00609$
$ \Delta\phi_{in} < 0.103$	$ \Delta\phi_{in} < 0.045$
$\frac{H}{E} < 0.253$	$\frac{H}{E} < 0.0878$
$I_{PF}^{rel.} < 0.0695$	$I_{PF}^{rel.} < 0.0821$
$\left \frac{1}{E} - \frac{1}{p} \right < 0.134$	$\left \frac{1}{E} - \frac{1}{p} \right < 0.13$
$N_{MH} \leq 1$	$N_{MH} \leq 1$
<code>passConversionVeto = True</code>	<code>passConversionVeto = True</code>

3 priedas. Histogramų stulpelių sudalijimai

Darbe vaizduotų histogramų stulpelių sudalijimai pateikiami 6 lentelėje. 3 skyriuje pateiktos signalo srities tikimybės (tikimybės, kad dalinę atranką praėję netikri leptonai praeis ir pilną atranką) buvo sudalintos pagal fizikinių objektų skersinį impulsą ir pseudospartą (12 ir 13 pav.). Pagal pseudospartą buvo dalinama į CMS cilindro ir antgalių dalis: $0 \leq |\eta| < 1.2$ ir $1.2 \leq |\eta| < 2.4$ netikriems miuonams bei $0 \leq |\eta_{SC}| < 1.4442$ ir $1.566 < |\eta_{SC}| < 2.4$ netikriems elektronams (čia η_{SC} žymi elektromagnetinio kalorimetro segmento, į kurį buvo pataikyta, pseudospartą). Pagal skersinį impulsą signalo srities tikimybė buvo dalijama taip pat, kaip ir atitinkamų objektų skersinio impulso pasiskirstymai (žr. 6 lentelę).

6 lentelė. Darbe vaizduotų histogramų stulpelių sudalijimai.

Invariantinė masė $m_{\mu\mu}$, m_{ee} , $m_{e\mu}$ [GeV]	15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 64, 68, 72, 76, 81, 86, 91, 96, 101, 106, 110, 115, 120, 126, 133, 141, 150, 160, 171, 185, 200, 220, 243, 273, 320, 380, 440, 510, 600, 700, 830, 1000, 1500, 3000.
Skersinis impulsas miuono objektams $p_T(\mu)$ [GeV]	CMS cilindre ($ \eta < 1.2$): 52, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 700, 1000; CMS antgaliuose ($ \eta \geq 1.2$): 52, 60, 70, 80, 90, 100, 150, 200, 500, 1000.
Skersinis impulsas elektrono objektams $p_T(e)$ [GeV]	25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140, 160, 175, 200, 250, 300, 400, 500, 800, 5000.
Pirminių viršūnių skaičius N_{VTX}	50 vienetinio pločio stulpelių nuo 0 iki 50.
Sparta y_{ee} , $y_{\mu\mu}$	100 vienodo pločio stulpelių nuo -5 iki 5 (plotis = 0.1).
Miuono objekto santykinio izoliuotumo parametras $I_{\text{PF}}^{\text{rel.}}$	Signalio srityje: 30 vienodo pločio stulpelių nuo 0 iki 0.15 (plotis = 0.005); Kontrolinėje srityje: 50 vienodo pločio stulpelių nuo 0.15 iki 5 (plotis = 0.097). Signalio ir kontrolinė sritis apibrėžtos 2.4 skyriuje.

4 priedas. Pataisos

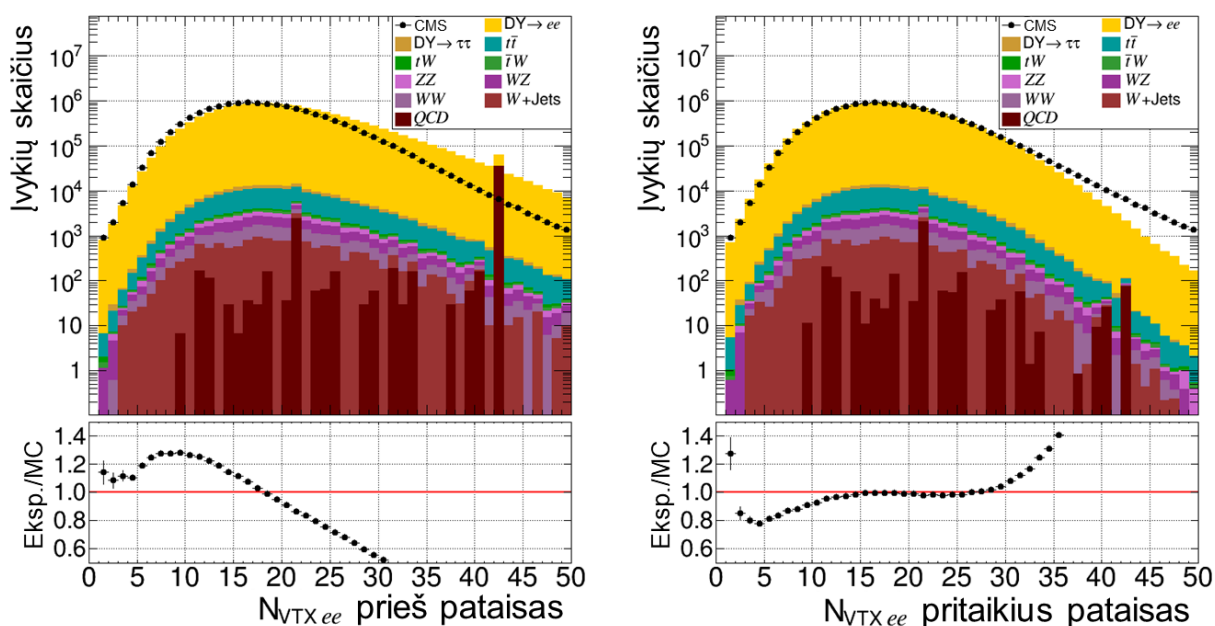
Virtualaus eksperimento sąlygos modeliuotuose duomenų rinkiniuose dažniausiai nesutampa su tikro eksperimento sąlygomis. Naudojant modeliuotus įvykius eksperimento duomenų interpretavimui, į tokius nesutapimus reikia atsižvelgti. Įvairios CMS mokslinės grupės rekomenduoja pataisas, kurias pritaikius ištaisomi reikšmingiausi skirtumai tarp realaus ir virtualaus eksperimento sąlygų. Toliau aprašomos šiame darbe naudotiems įvykių rinkiniams pritaikytos pataisos.

Elektronų poros invariantinės masės matavimo kokybei didelę įtaką daro elektronų energijos matavimo tikslumas, o miuonų poros atveju – jų skersinio impulso matavimo tikslumas. Siekiant pagerinti invariantinės masės matavimo kokybę, visiems detektoriaus užregistruotiems elektrono objektams buvo pritaikytos CMS elektrono ir fotono fizikinių objektų mokslinės grupės rekomenduojamos energijos matavimo skalės pataisos. Analogiškai miuonams buvo pritaikytos CMS Ročesterio mokslinės grupės pateikiamos miuonų impulso matavimo skalės pataisos [61]. Šios pataisos buvo pritaikytos tiek CMS detektoriaus, tiek modeliuotiems įvykiams kaip pataisos daugikliai atitinkamai elektrono energijai arba miuono skersiniam impulsui. Šių

daugiklių vertės išmatuotiems ir sumodeliuotiems įvykiams yra skirtingos.

2016 metais kiekvieno protonų pluoštelių prasikeitimo CMS detektoriuje metu įvykdavo vidutiniškai 23 protonų susidūrimai [62]. Vienu metu vykstančių protonų susidūrimų skaičius nulemia vidutinį įvykio metu susidarančių dalelių skaičių. Užfiksuoto įvykio vaizdo atkūrimo kokybė gan smarkiai priklauso nuo dalelių trekų skaičiaus, tad lyginant eksperimentą su modeliavimu svarbu gerai atkartoti pašalinius protonų susidūrimus. Vis dėlto, dažnu atveju sumodeliuotas pašalinių protonų susidūrimų skaičiaus tikimybinis pasiskirstymas nesutampa su eksperimentiniu. Atsitiktinės susidūrimų fliuktuacijos šį nesutapimą nulemia tik iš dalies. Didesnę įtaką jam turi Didžiojo hadronų greitintuvo technikų tyrinėjimai keičiant protonų spindulio intensyvumą, pluoštelių formą, jų persiklojimo tūrį ir pan.

Nesutapimą tarp išmatuoto ir modeliuoto protonų susidūrimų skaičiaus pasiskirstymo bandoma sumažinti taikant CMS šviesio fizikinių objektų grupės (CMS *Luminosity Physics Object Group*) rekomenduojamas protonų susidūrimo skaičiaus pataisas. Kiekvienam modeliuotam įvykiui buvo priskiriamas papildomas svorinis daugiklis atsižvelgiant į jame buvusį protonų susidūrimų skaičių. Pataisa pritaikyta padarius prielaidą, kad vidutinis protonų susidūrimo skerspjūvis greitintuve yra lygus 64 mb, kai susidūrimų energija yra 13 TeV. Išmatuoti ir sumodeliuoti įvykyje atkurtų pirminių viršūnių (atitinkančių protonų susidūrimus) skaičiaus pasiskirstymai prieš ir po pataisos elektronų poros įvykiuose palyginami 24 pav. Pirminių viršūnių skaičiaus pasiskirstymai miuonų poros įvykiams atrodo analogiškai, todėl nepateikiami. Čia ir toliau paveikslų apatinėse dalyse pateikiami eksperimentinio ir modeliuoto rezultatų santykio grafikai. Pritaikius pataisą, 10-30 pirminių viršūnių skaičiaus srityje, kurioje yra $\sim 91\%$ visų įvykių, eksperimentinis ir modeliuotas pasiskirstymai pradėjo sutapti labai gerai – skirtumas

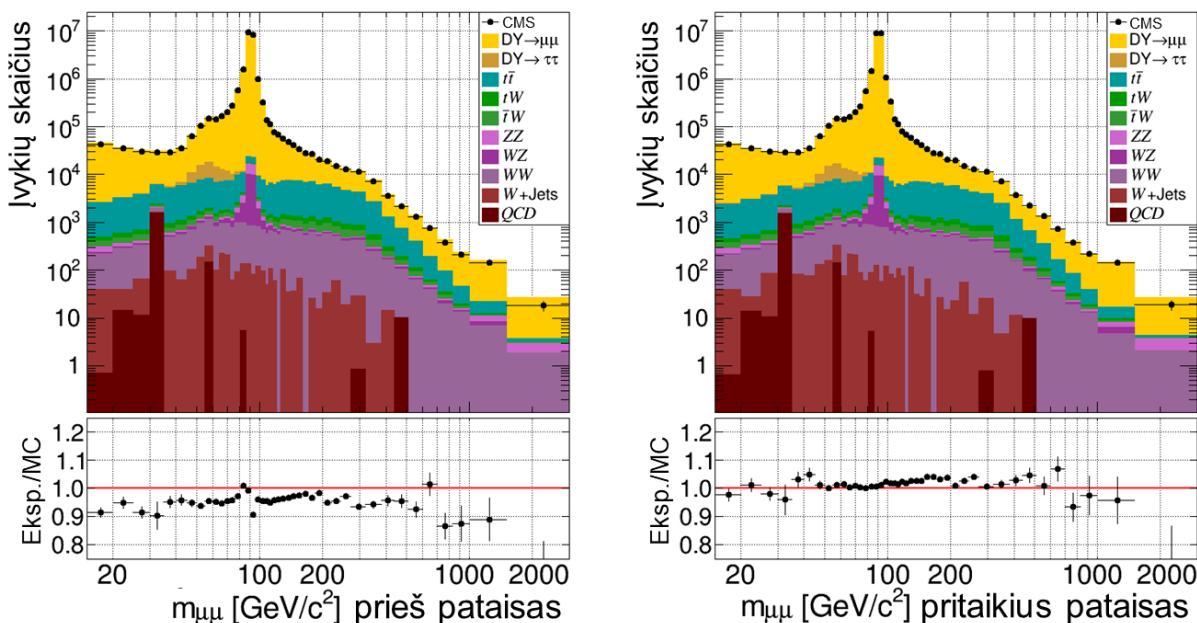


24 pav. Pirminių viršūnių skaičiaus pasiskirstymai atranką praėjusiuose elektronų poros įvykiuose prieš (kairėje) ir po (dešinėje) pašalinių protonų susidūrimų skaičiaus pataisos pritaikymo. Juodi taškai vaizduoja CMS detektoriumi išmatuotą, o spalvoti stulpeliai – modeliuotus pasiskirstymus.

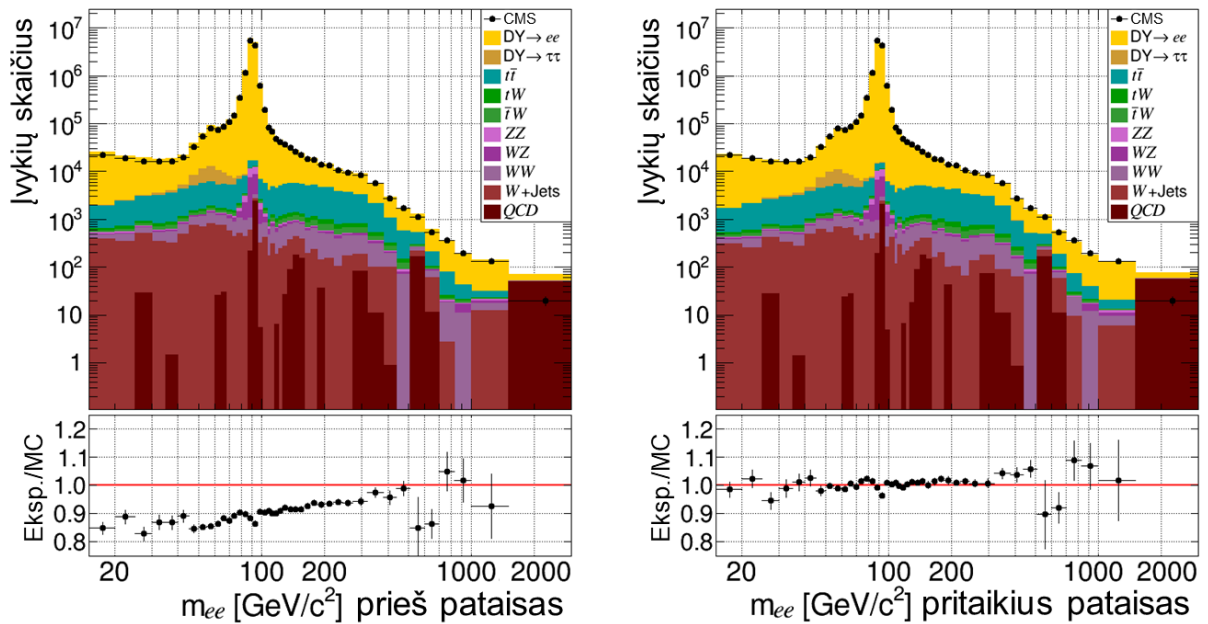
neviršija 9%.

Labai dažnai modeliavimas neteisingai imituoja realios eksperimentinės įrangos veikimo efektyvumus. Kaip taisytni buvo išskiriami trigerių suveikimo efektyvumai, leptono trajektorijos atkūrimo ir dalelės teisingo atpažinimo efektyvumai. Miuonams papildomai buvo įskaitomas nesutapimas tarp tikro ir modeliuoto miuono trajektorijos izoliuotumo nustatymo efektyvumo. Nesutapimai buvo taisyti modeliuotiems įvykiams pritaikius svorinius daugiklius $\prod_k (\epsilon_k^{\text{Data}} / \epsilon_k^{\text{MC}})$, kur raidės ϵ žymi efektyvumus, indeksai k – išskirtus eksperimento procesus (trigerio suveikimą ir t.t.), o indeksai „MC“ ir „Data“ pažymi atitinkamai modeliuotą ir išmatuotą efektyvumus. Efektyvumai yra patvirtinti CMS elektrono ir fotono bei miuono fizikinių objektų mokslinių grupių. Svorinių daugiklių vertės buvo parametrizuojamos pagal įvykyje užregistruotų leptonų skersinius impulsus ir pseudospartas. Tipinės svorinio daugiklio vertės siekė ~ 0.9 . Miuonų poros invariantinės masės pasiskirstymai prieš ir po efektyvumų pataisų pritaikymo yra palyginti 25 pav., o elektronų poros – 26 pav. Efektyvumų pataisos padėjo pagerinti sutapimą tarp eksperimento ir modeliavimo vidutiniškai 10%.

Matavimo ir modeliavimo rezultatų sutapimą gali paveikti ne vien modeliavimo trūkumai, bet taip pat ir neidealios eksperimentinės sąlygos arba net eksperimentatorių klaidos. Leptonų poros spartos pasiskirstymus reikšmingai paveikė dvi aplinkybės, į kurias buvo bandoma atsižvelgti pritaikant papildomas pataisas. Viena pataisa buvo reikalinga atitaisyti nesutapimui tarp modeliuotos ir išmatuotos protonų susidūrimo taško z koordinatės (z ašis eina per CMS detektoriaus centrą išilgai protonų spindulio lėkimo krypties). Ji buvo įgyvendinta kiekvienam modeliuotam įvykiui pritaikius svorinius daugiklius pagal jame išmatuotą protonų susidūrimo vietos z koordinatę. Pataisa padėjo sumažinti eksperimento ir modeliavimo santykio pasiskirstymų asimetriškumą (neigiamų ir teigiamų spartos verčių pasiskirstymai pradėjo geriau sutapti



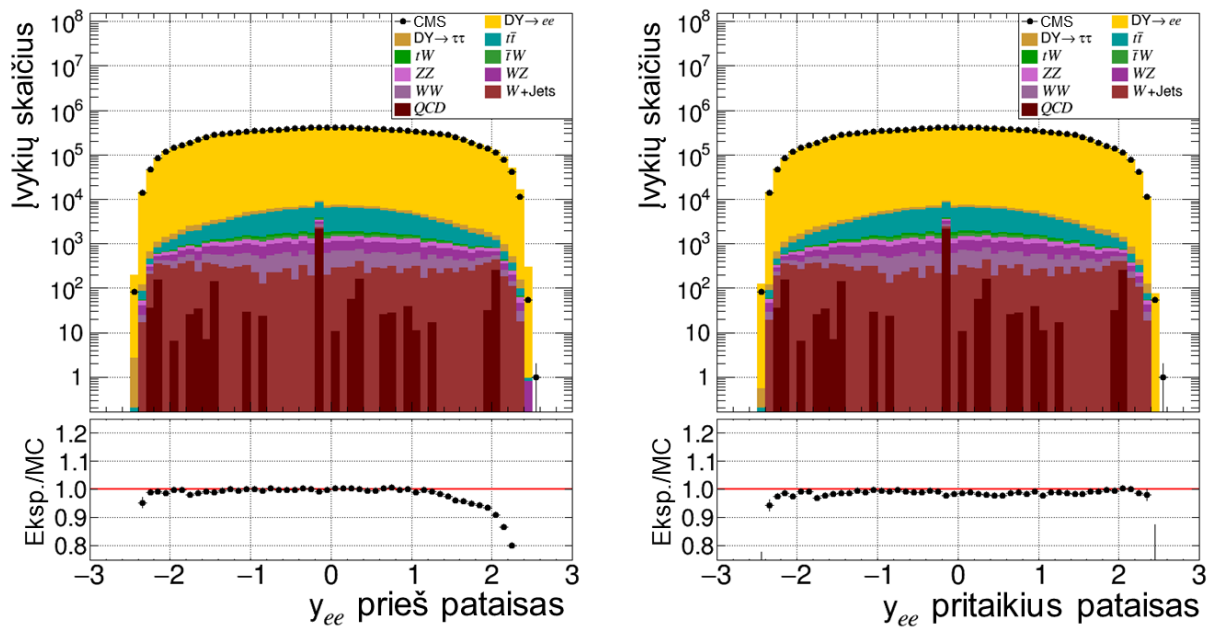
25 pav. Miuonų porų invariantinės masės pasiskirstymai prieš (kairėje) ir po (dešinėje) miuonų impulso matavimo skalės bei efektyvumo pataisų pritaikymo.



26 pav. Elektronų porų invariantinės masės pasiskirstymai prieš (kairėje) ir po (dešinėje) efektyvumo pataisų pritaikymo.

tarpusavyje). Kita pataisa buvo skirta imituoti duomenų rinkimo laikotarpiu iškilusiai problemai, kai laiko matavimo netikslumai nulėmė „per ankštų“ trigerio suveikimą – kartais būdavo išsaugomas ne tas įvykis, kuris aktyvavo trigerį, o vienu ankstesnis. Šis efektas nulėmė dalies įdomių įvykių, kuriuose fizikiniai objektai turėjo dideles pseudospartos vertes ($|\eta| > 2$), praradimą. Modeliuotuose įvykiuose ši problema buvo imituojama priskiriant svorinius daugiklius pagal įvykyje buvusių didelės pseudospartos fizikinių objektų skaičių. Tokia pataisa paveikė ir leptonų poros spartos pasiskirstymus – sumažėjo modeliuotų įvykių su didele leptonų poros sparta skaičius. Įvykiams, turintiems didelės pseudospartos ($|\eta| > 2$) fizikinių objektų, svorinio pataisos daugiklio vertės siekė apie 0.98 ir mažiau. Elektronų poros spartos pasiskirstymai prieš ir po šių dviejų pataisų pritaikymo yra palyginti 27 pav. Analogiški pasiskirstymai miuonų poroms atrodo labai panašiai, todėl nepateikiami. Pataisa padėjo priartinti modeliuotą leptonų poros spartos pasiskirstymą prie išmatuoto.

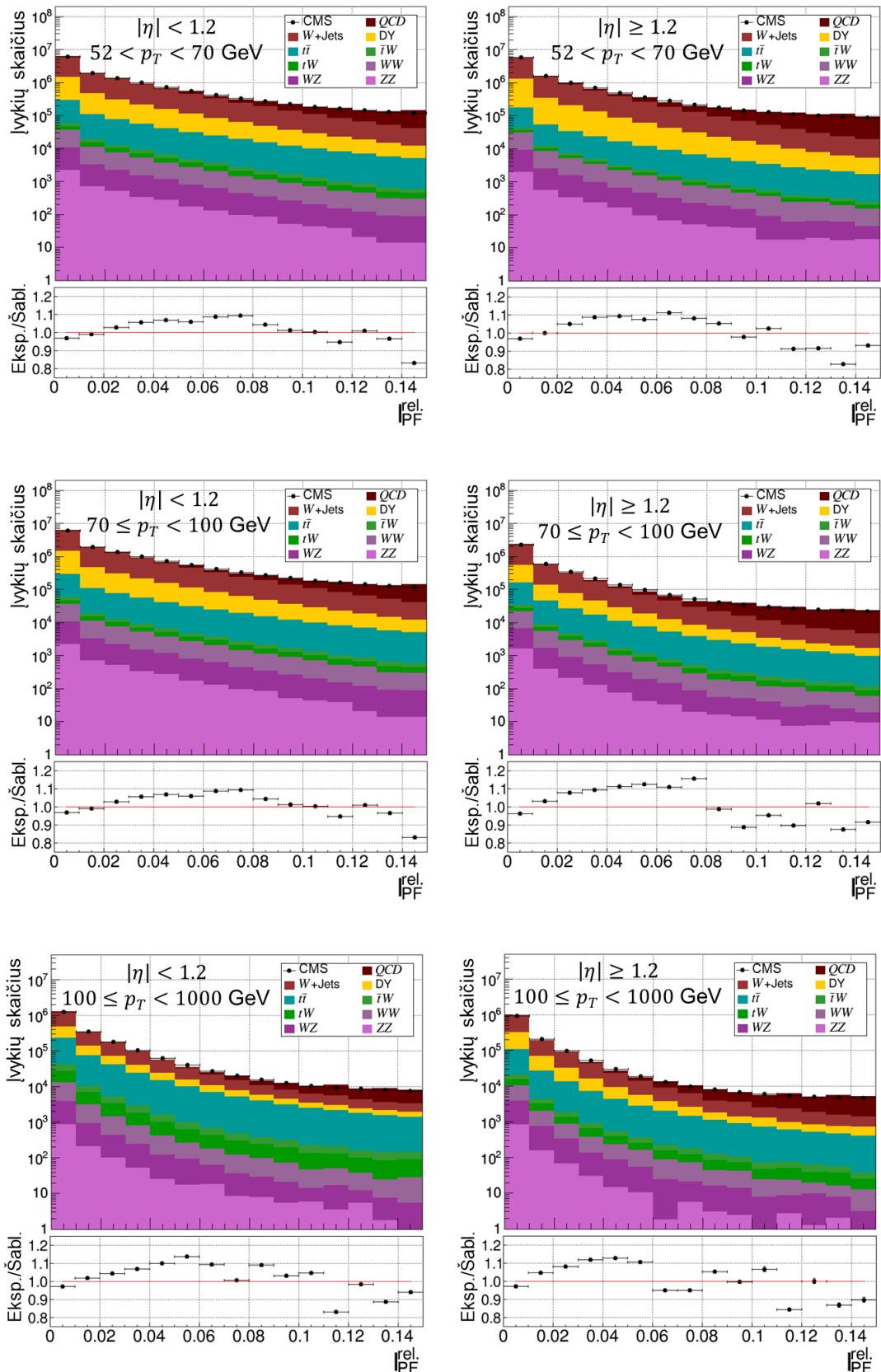
Kai kuriuos nesutapimus gali nulemti ir neidealios teorinės žinios apie tam tikrus didelių energijų fizikos procesus. CMS kolektyvui priklausantys viršūninio kvarko ir antikvarko porų ($t\bar{t}$) tyrėjai jau anksčiau buvo pastebėję, jog eksperimentiškai išmatuoti viršūninių kvarkų skersinio impulso pasiskirstymai turi reikšmingų nesutapimų su teoriniais pasiskirstymais, gautais modeliuojant antros eilės perturbacijų (NLO) tikslumu [63]. Šie tikėtinumų neatitikimai buvo taisomi modeliuotiems $t\bar{t}$ įvykiams priskiriant viršūninio kvarko tyrimo grupės siūlomus svorinius daugiklius. Šie daugikliai turėtų priartinti modeliuotą viršūninių kvarkų skersinių impulsų pasiskirstymą prie naujausių eksperimentinių rezultatų. Jų vertės nustatomos iš kvarkų skersinių impulsų (p_t)_T verčių. Tipinės svorinių daugiklių vertės buvo didesnės už vieneta, kai abiem kvarkams (p_t)_T < 120 GeV, ir mažesnės už vieneta, kai abiem kvarkams (p_t)_T > 120 GeV.



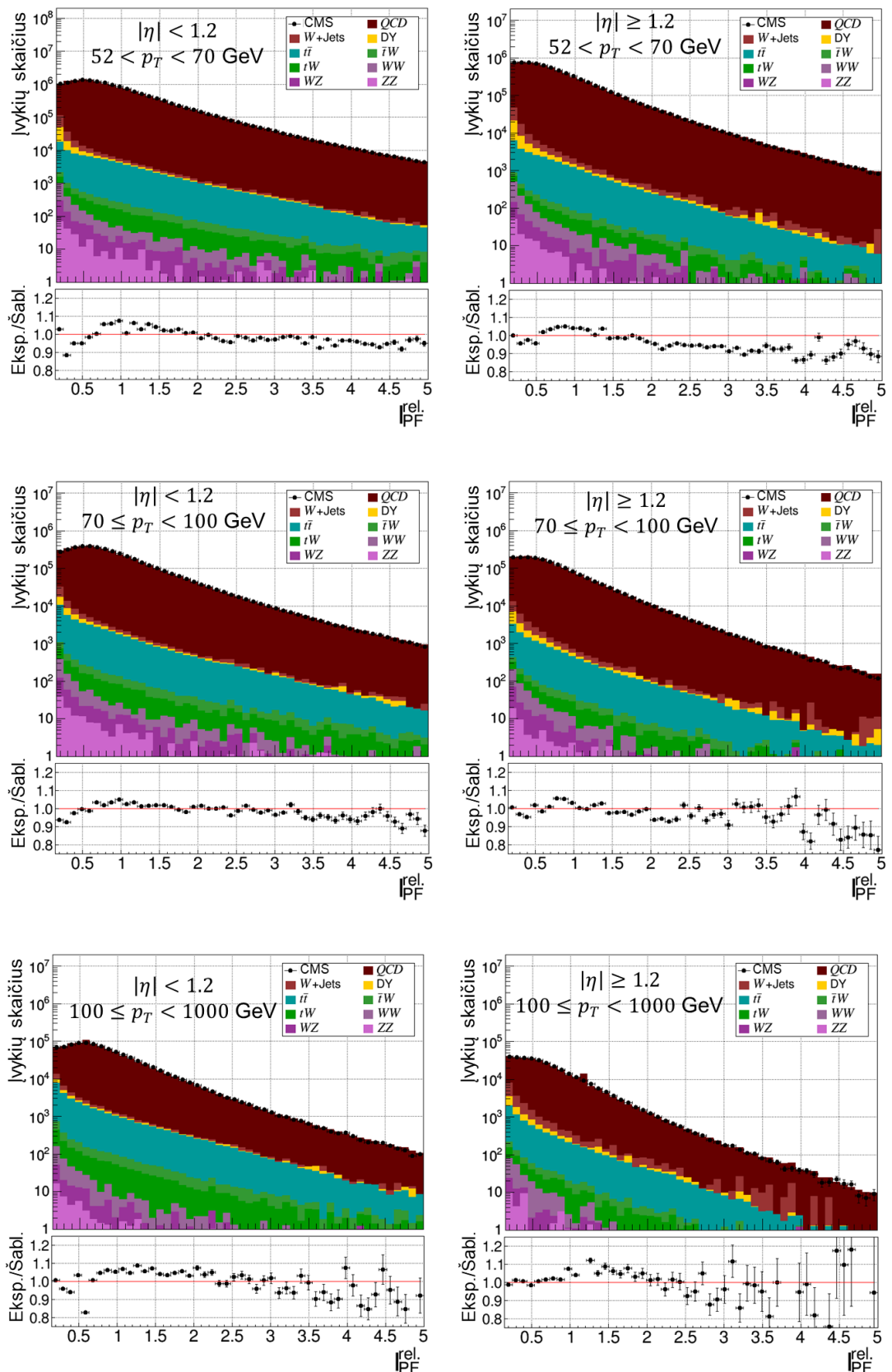
27 pav. Elektronų porų spartos pasiskirstymai prieš ir po pirminės viršūnės z koordinatės bei per ankstaus triggerio suveikimo pataisų pritaikymo.

5 priedas. Miuono objektų trajektorijos izoliuotumo parametro pasiskirstymų šablonų priderinimas

Šablonų priderinimas buvo atliekamas atskirai į signalo ir kontrolinę sritis patekusiems miuono objektams. Taip pat šablonai buvo išskaidyti pagal fizikinių objektų pseudospartą (į detektoriaus cilindrinę ir antgalių dalis) bei skersinį impulsą (į tris ruožus: $p_T \in (52, 70)$ GeV, $p_T \in [70, 100)$ GeV ir $p_T \in [100, 1000)$ GeV). Iš viso šablonų priderinimas buvo atliktas su 12 skirtingų pasiskirstymų. Priderinti pasiskirstymai objektams signalo srityje yra pateikti 28 pav., o kontrolinėje srityje – 29 pav. Signalo ir kontrolinės sričių apibrėžimai pateikti 2.4 skyriuje.



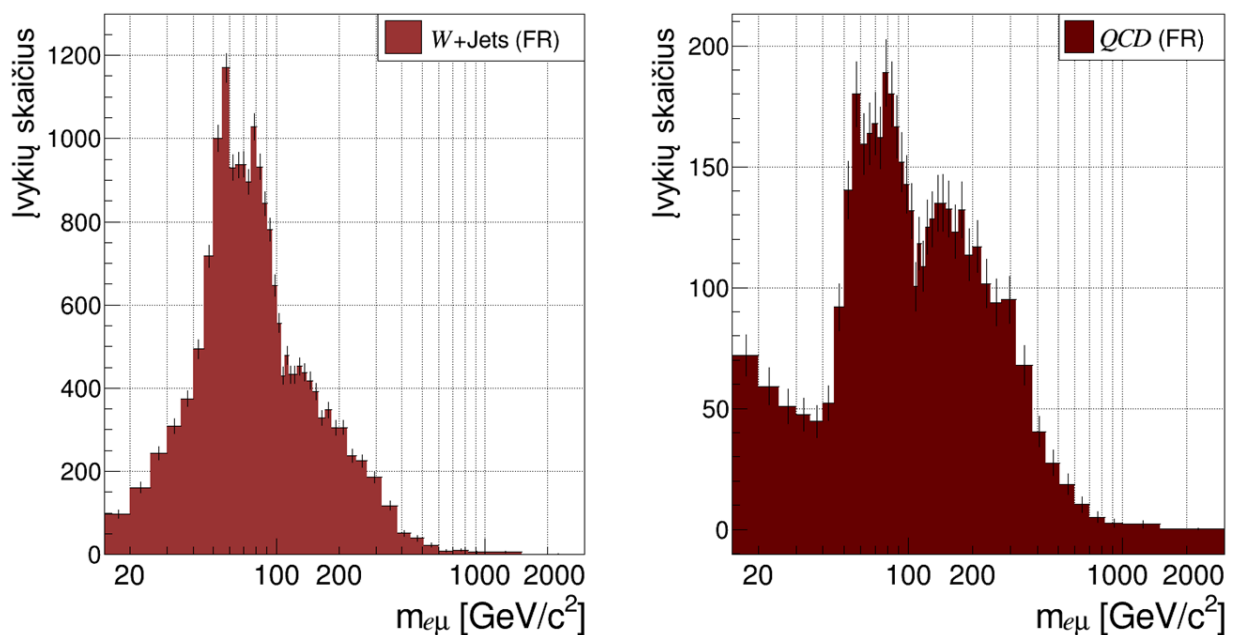
28 pav. Prie matavimo priderinti į signalo sritį patekusių miuono objektų trajektorijos izoliavimo parametrų pasiskirstymai skirtingose skersinio impulso ir pseudospartos srityse. Kairiajame stulpelyje vaizduojami pasiskirstymai objektams detektoriaus cilindrinėje, o dešiniajame – antgalių dalyse. Eilutėse iš viršaus į apačią vaizduojami pasiskirstymai atitinkamai miuono objektams su $p_T \in (52, 70)$ GeV, $p_T \in [70, 100)$ GeV ir $p_T \in [100, 1000)$ GeV.



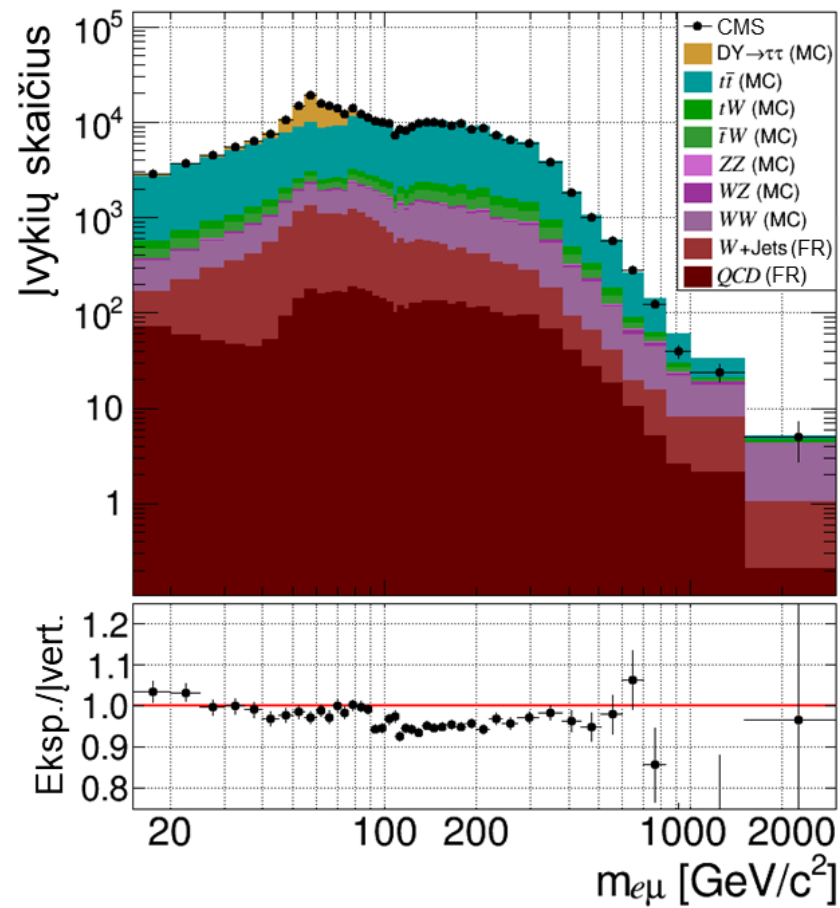
29 pav. Prie matavimo priderinti į kontrolinę sritį patekusių miuono objektų trajektorijos izoliuotumo parametrų pasiskirstymai skirtingose skersinio impulso ir pseudospartos srityse. Kairiajame stulpelyje vaizduojami pasiskirstymai objektams detektoriaus cilindrinėje, o dešiniajame – antgalių dalyse. Eilutėse iš viršaus į apačią vaizduojami pasiskirstymai atitinkamai miuono objektams su $p_T \in (52, 70)$ GeV, $p_T \in [70, 100)$ GeV ir $p_T \in [100, 1000)$ GeV.

6 priedas. Su čirukšlėmis susijusių triukšmo įvykių skaičiaus įvertinimas $e\mu$ metodo patikslinimui

Su vienu (W +Jets) ir dviem (QCD) netikrais leptonais susijusių triukšmų indėliai į elektrono-miuono poros invariantinės masės pasiskirstymus, naudojamus taikant $e\mu$ metodą (aprašytą ankstesniame darbe [45]), pateikti 30 pav. 31 pav. pavaizduotas CMS detektoriumi išmatuoto elektrono ir miuono poros invariantinės masės pasiskirstymo palyginimas su suminiu skirtingų procesų indėliu, susidedančiu iš modeliūtų įverčių procesams su tikrais leptonais ir klaidingo atpažinimo metodo įverčių procesams su klaidingai atpažintomis čirukšlėmis. Pritaikius klaidingo atpažinimo metodą, skirtumas tarp išmatuoto pasiskirstymo ir skirtingų procesų įverčių sumos invariantinės masės $m_{e\mu}$ srityje iki 700 GeV nesiekia 8%.



30 pav. Su netikrais leptonais susijusių W +Jets (kairėje) ir QCD dešinėje procesų indėliai į $e\mu$ metodui naudojamą elektrono ir miuono poros invariantinės masės pasiskirstymą. Legendoje esantis užrašas „FR“ žymi, kad įverčiai gauti klaidingo atpažinimo metodu.



31 pav. Elektrono ir miuono poros invariantinės masės pasiskirstymas, naudojamas $e\mu$ metodui. Juodi taškai vaizduoja detektoriaus išmatuotą, o spalvoti stulpeliai – modeliuotus (legendoje pažymėta „MC“) arba klaidingo atpažinimo metodu įvertintus (legendoje pažymėta „FR“) pasiskirstymus.