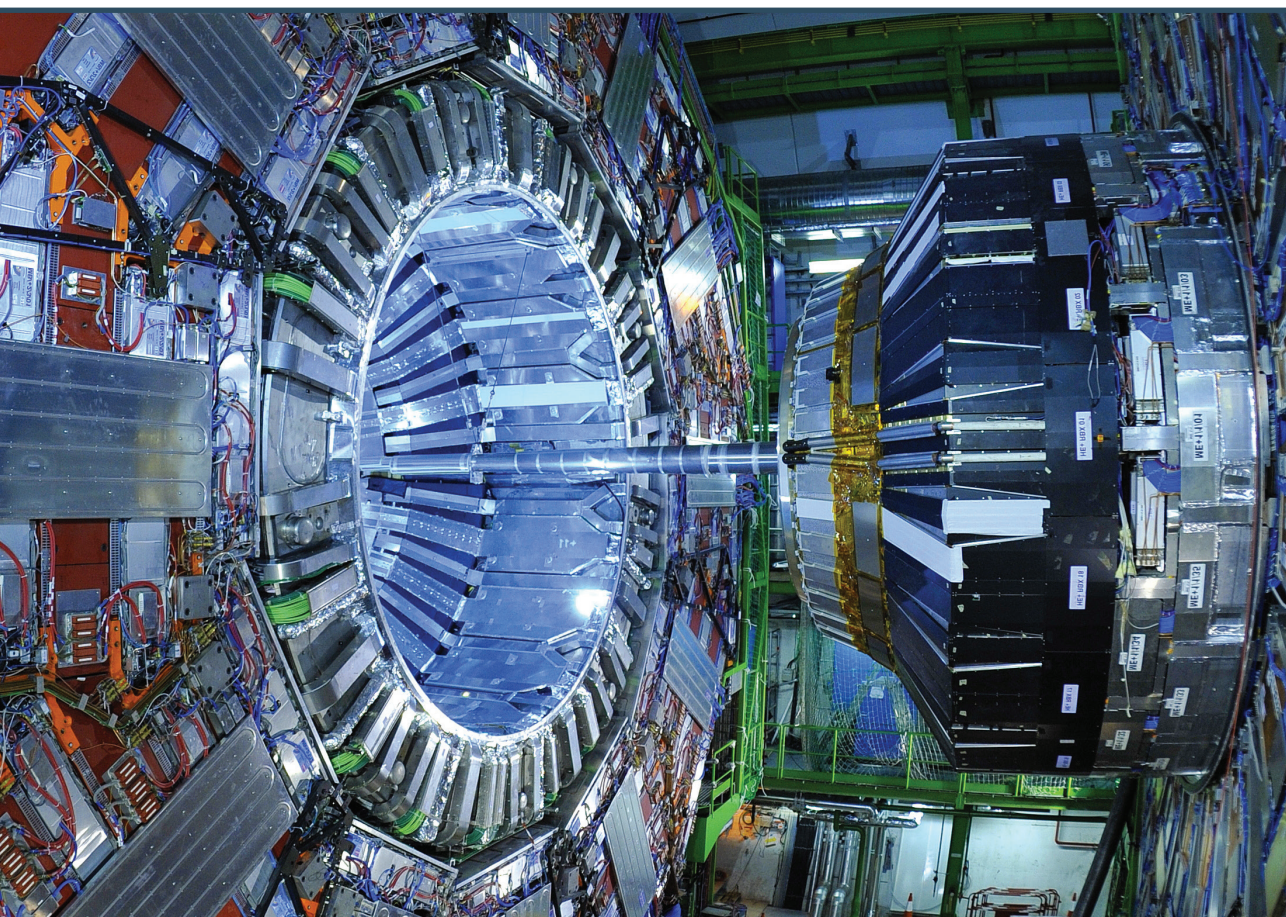


Andris Potrebko

VIRSOTNES KVARKA UN ANTIKVARKA MASAS ATŠĶIRĪBAS MĒRĪJUMS 13 TEV PROTONU-PROTONU SADURSMĒS, IZMANTOJOT CMS DETEKTORU

Promocijas darba kopsavilkums



RĪGAS TEHNISKĀ UNIVERSITĀTE
Dabaszinātņu un tehnoloģiju fakultāte
Daļiņu fizikas un paātrinātāju tehnoloģiju institūts

Andris Potrebko
Doktora studiju programmas
“Daļiņu fizika un paātrinātāju tehnoloģijas” doktorants

VIRSOTNES KVARKA UN ANTIKVARKA
MASAS ATŠKIRĪBAS MĒRĪJUMS
13 TeV PROTONU-PROTONU SADURSMĒS,
IZMANTOJOT CMS DETEKTORU

Promocijas darba kopsavilkums

Zinātniskie vadītāji
asociētais profesors *Dr. phys.*
KĀRLIS DREIMANIS

Dr. phys.
MARTIJN MULDERIS (*CERN*)

Zinātniskais padomdevējs:
asociētais profesors *Dr. phys.*
MARKUS SEIDEL

RTU Izdevniecība
Rīga 2025

Potrebko, A. Virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījums 13 TeV protonu-protonu sadursmēs, izmantojot CMS detektoru. Promocijas darba kopsavilkums. Rīga: RTU Izdevniecība, 2025. – 70 lpp.

Publicēts saskaņā ar RTU DFPTI promocijas padomes “RTU P-03” 2025. gada 29. janvāra lēmumu, protokols Nr. 1/2025.

Promocijas darbs izstrādāts valsts pētījumu programmā (VPP) “Augstas enerģijas fizika un paātrinātāju tehnoloģijas” VPP-IZM-CERN-2020/1-0002; VPP-IZM-CERN-2022/1-0001.



Vāka attēls no www.shutterstock.com.

<https://doi.org/10.7250/9789934372339>

ISBN 978-9934-37-233-9 (pdf)

PROMOCIJAS DARBS IZVIRZĪTS ZINĀTNES DOKTORA GRĀDA IEGŪŠANAI RĪGAS TEHNISKAJĀ UNIVERSITĀTĒ

Promocijas darbs zinātnes doktora (*Ph. D.*) grāda iegūšanai tiek publiski aizstāvēts 2025. gada 11. decembrī plkst. 11.00 Rīgas Tehniskās universitātes Dabaszinātņu un tehnoloģiju fakultātē Āzenes ielā 6, konferenču telpā, 11. stāvā un Zoom tiešsaitē <https://cern.zoom.us/j/69802317118?pwd=hkNGtW0XDjQCt95b8wuEoS3WWuRuNc.1>.

OFICIĀLIE RECENZENTI

Profesors *Dr. phys. Mark Owen*,
Glāzgovas universitāte, Apvienotā Karaliste

Asociētais Profesors *Dr. phys. Philip James Ilten*,
Sinsinati Universitāte, ASV

Dr. phys. James Keaveney
Keiptaunas Universitāte, Dienvidāfrikas Republika

APSTIPRINĀJUMS

Apstiprinu, ka esmu izstrādājis šo promocijas darbu, kas iesniegts izskatīšanai Rīgas Tehniskajā universitātē zinātnes doktora (*Ph. D.*) grāda iegūšanai. Promocijas darbs zinātniskā grāda iegūšanai nav iesniegts nevienā citā universitātē.

Andris Potrebko(paraksts)

Datums:

Promocijas darbs ir uzrakstīts angļu valodā, tā kopējais lappušu skaits ir 168, neskaitot pielikumus. Promocijas darbs ietver ievadu, sešas nodaļas, secinājumus, 85 attēlus, 11 tabulas un septiņus pielikumus. Literatūras sarakstā ir 348 nosaukumi.

ANOTĀCIJA

Elementārdaļiņu standartmodelis (SM) apraksta līdz šim atklāto daļiņu īpašības, skaidrojot trīs no četrām fundamentālajām mijiedarbībām. SM veiksmīgi apraksta daļiņu fizikas eksperimentus, piemēram, tos, kas veikti, izmantojot Lielo hadronu paātrinātāju (*LHC*). Tomēr tas nespēj izskaidrot vairākas parādības, tostarp matērijas un antimatērijas asimetriju Visumā, tumšās matērijas dabu un neitrīno oscilācijas. SM ir balstīts bagātīgā simetriju struktūrā, tostarp $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, kas nosaka stipro, vājo un elektromagnētisko mijiedarbību. Lai gan stiprā un elektromagnētiskā mijiedarbība ir invariantas pret lādiņa saistīšanas, C , telpas inversijas, P , un laika inversijas, T , simetrijām, ir zināms, ka vājā mijiedarbība pārkāpj C , P , T , kā arī apvienoto CP simetriju. Neskatoties uz to, CPT simetrija līdz šim ir izturējusi visus eksperimentālos testus.

Pat neliela CPT simetrijas pārkāpuma atklāšana būtiski mainītu izpratni par daļiņu fiziku, prasot SM būtisku pārskatīšanu. Vienas no galvenajām CPT simetrijas sekām ir precīza daļiņu un antidaļiņu ekvivalence. Kā smagākā zināmā elementārdaļiņa virsotnes kvarks sniedz unikālu iespēju pārbaudīt CPT simetriju visaugstākajos pieejamajos enerģijas mērogos.

Šajā darbā tiek prezentēts virsotnes kvarka un antikvarka masas starpības Δm_t mērījums, izmantojot datus, kas iegūti *CMS* eksperimentā *LHC*. Analīze balstās protonu-protonu sadursmju datos ar 13 TeV masas centra enerģiju. Datu daudzums atbilst $137,63 \text{ fb}^{-1}$ integrētajam mirdzumam. Iegūtais rezultāts $\Delta m_t = 139 \pm 67 \text{ MeV}$ ir līdz šim visprecīzākais šī SM raksturlieluma mērījums.

Saturs

Darbā lietotie saīsinājumi	7
Darbā lietotie termini latviešu un angļu valodā	9
1 Ievads	11
1.1 Iepriekšējās <i>CPT</i> simetrijas pārbaudes	11
1.2 Iepriekšējie top kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījumi	13
1.3 Iemesli atkārtot mērījumu 2. <i>CMS</i> darbības perioda datiem	14
2 Teorētiskais ietvars	19
2.1 Elementārdaļiņu standartmodeļa pamatstruktūra	19
2.2 Virsotnes kvarks	20
2.3 Simetrijas	21
3 Montekarlo skaitliskie aprēķini	24
3.1 Kopīgās <i>SHERPA</i> datu kopas salīdzinājums ar kopīgo <i>POWHEG+PYTHIA 8</i> datu kopu un ar <i>ATLAS</i> un <i>CMS</i> eksperimentālajiem datiem	26
3.2 <i>SHERPA</i> datu kopas validācija	27
3.3 Kopsavilkums	28
4 Eksperimentālā iekārta	30
4.1 Lielais hadronu paātrinātājs	30
4.2 Kompaktais mionu solenoīds	30
5 Notikumu rekonstrukcija <i>CMS</i> eksperimentā	33
5.1 Strūklu grupēšana un identificēšana	33
5.2 Strūklu enerģijas kalibrācija	34
6 No aromāta atkarīgās strūklu enerģijas korekcijas un kvarku-antikvarku detektora atbildes asimetrija	36
6.1 No aromāta atkarīgās strūklu enerģijas korekcijas	37
6.2 Krāsu nenoteiktības	39
6.3 Aromāta-antiaromāta nenoteiktība	40
6.3.1 Ar partonu dušu saistītā aromāta-antiaromāta nenoteiktība	40
6.3.2 Aromāta-antiaromāta nenoteiktības no simulētās hadronu atbildes nepareizas modelēšanas	42
6.4 Kopsavilkums un secinājumi	44
7 Virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījums	46
7.1 Notikumu atlase	46

7.2	Notikuma rekonstrukcija	46
7.2.1	No aromāta atkarīgo strūklu enerģijas korekcija (<i>JEC</i>) pielietojums	47
7.2.2	<i>WMassDeltaTopMass</i> rekonstrukcijas algoritms	48
7.2.3	<i>WMassDeltaTopMass</i> algoritma veikspēja	50
7.2.4	Pārsvērtās datu kopas ar nenulles virsotnes kvarka masas starpību .	51
7.3	Sistemātiskās nenoteiktības	53
7.4	Profilētās ticamības piedzišanas rezultāti	55
7.5	Kopsavilkums	59
8	Secinājumi un perspektīvas	60

Darbā lietotie saīsinājumi

cmssw – <i>CMS</i> programmatūra	26
BSM – fizika ārpus elementārdaļiņu standartmodeļa	11
CERN – Eiropas kodolpētījumu centrs	30
CHS – lādētu daļiņu atskaitīšana	34, 46
CKM – Kabibo-Kobajaši-Maskava	12
CMS – Kompaktais mionu solenoīds	13, 14, 19, 30
ECAL – elektroniskais kalorimetrs	31, 33, 42, 44, 47
EFT – efektīvā lauka teorija	12
EW – elektrovājš	26
FSR – beigu stāvokļa radiācija	25, 53, 54, 58
HCAL – hadroniskais kalorimetrs	30, 31, 33, 42, 44, 47
HEP – augstas enerģijas fizika	24
ISR – sākumstāvokļa radiācija	25, 47
JEC – strūklu enerģijas korekcija	6, 35–37, 39, 40, 43, 47
JER – strūklu enerģijas izšķirtspēja	35
JES – strūklu enerģijas mērogs	35, 57, 60
LEP – Lielais elektronu-pozitronu paātrinātājs	30
LHC – Lielais hadronu paātrinātājs	11, 20, 30, 54
LO – vadošā kārta	25
MC – Montekarlo	14, 24, 26, 27, 34, 35
ME – matricas elements	26
ML – mašīnmācīšanās	58, 59
MPI – vairākpartonu mijiedarbības	25
PDF – partonu sadalījumu funkcija	24
PDG – Daļiņu datu grupa	13

<i>PF</i> – daļiņu plūsma	33, 34, 47
<i>PU</i> – sagrūdums	34
<i>PV</i> – primārā virsotne	33
<i>QFT</i> – kvantu lauka teorija	11, 22, 23
<i>SF</i> – kalibrācijas koeficients	33
<i>SM</i> – elementārdaļiņu standartmodelis	11, 13, 14, 19, 20, 22–24, 60
<i>SPS</i> – Super protonu sinhrotrons	30
<i>SUSY</i> – supersimetrija	11
<i>SV</i> – sekundārā virsotne	34
<i>UE</i> – pamataaktivitāte	25, 26, 34, 39
<i>WM-DTM</i> – <i>wMassDeltaTopMass</i>	48, 51

Darbā lietotie termini latviešu un angļu valodā

<i>CMS</i> 1. darbības periods – <i>CMS Run 1</i>	14
<i>CMS</i> 2. darbības periods – <i>CMS Run 2</i>	14
aksioniem līdzīgās daļiņas – <i>axion-like particles</i>	11
aromāts – <i>flavour</i>	14, 20, 34, 36, 48
augstas enerģijas pārnese process – <i>hard process</i>	21, 24, 33
Braitā–Vīgnera sadalījums – <i>Breit-Wigner distribution</i>	51
bremzējošais starojums – <i>bremsstrahlung</i>	33
cilindriskais reģions – <i>barrel region</i>	31, 42
daudzstrūklu notikums – <i>multijet event</i>	50
daļiņu šautene – <i>particle gun</i>	26, 44
detektora atbilde – <i>detector response</i>	14, 33, 35, 36
detektora trāpījums – <i>detector hit</i>	33
divleptonu – <i>dilepton</i>	21, 50
Drella–Jana process – <i>Drell-Yan process</i>	37
gala sienu reģions – <i>endcap region</i>	31
gluonu-gluonu saplūšana – <i>gluon fusion</i>	21
interesējošais parametrs – <i>parameter of interest</i>	56
laika inversija – <i>time reversal</i>	11
lādiņa saistīšana – <i>charge conjugation</i>	11
mirdzums – <i>luminosity</i>	14
neinteresējošais parametrs – <i>nuisance parameter</i>	56
novērojamais lielums – <i>observable</i>	24, 28
partonu duša – <i>parton shower</i>	25, 37, 39, 41
pilnīgi hadronisks – <i>full-hadronic</i>	21
pseidostraujums – <i>pseudorapidity</i>	30

regulējums – <i>tune</i>	37, 39
saites konstante – <i>coupling constant</i>	25
sloksne – <i>strip</i>	31
srūkļa – <i>jet</i>	21, 33
telpas inversija – <i>parity</i>	11
trekeris – <i>tracker</i>	31
trigeris – <i>trigger</i>	26
uz priekšu vērtais reģions – <i>forward region</i>	31
Voigta sadalījums – <i>Voigt distribution</i>	52

1. IEVADS

Kopš Higa bozona atklāšanas elementārdaļiņu standartmodelis (SM , angļu valodā *standard model of particle physics*) ir bijis iekšēji saskanīgs ietvars, kas precīzi apraksta elementārdaļiņu mijiedarbības, piemēram, tās, kas novērojamas Lielajā hadronu paātrinātājā (LHC , angļu valodā *Large Hadron Collider*). Līdz šim eksperimentāli nav konstatētas būtiskas novirzes no SM teorētiskajām prognozēm [1]–[3]. Tomēr ir zināms, ka SM nespēj izskaidrot novēroto matērijas-antimatērijas asimetriju Visumā [4], aprakstīt tādas parādības kā neitrīno oscilācijas [5], [6] un tumšo matēriju [7], [8], kā arī atbilstošā veidā iekļaut gravitācijas mijiedarbību [9], [10]. Tas motivē meklēt SM paplašinājumus, ko sauc par ārpus standartmodeļa (BSM , angļu valodā *beyond the standard model*) fiziku. Daudzu teorētisko modeļu, piemēram, supersimetrija ($SUSY$, angļu valodā *supersymmetry*) [11], leptokvarku [12] un aksioniem līdzīgo daļiņu (angļu valodā *axion-like particles*) [13], [14], meklējumi nav devuši pozitīvus rezultātus. Pēdējā laikā BSM meklējumi ir vairāk pievērsušies precīziem SM testiem, kur arvien precīzāki mērījumi tiek salīdzināti ar arvien precīzākām teorētiskajām prognozēm.

SM ir kvantu lauku teorija (QFT , angļu valodā *quantum field theory*), kas apraksta trīs no četrām fundamentālajām mijiedarbībām: elektromagnētisko, vājo un stipro kodolmijiedarbību (turpmāk šajā darbā tiks izlaists priedēklis “kodol”). Elektromagnētiskā un stiprā mijiedarbība ir simetriskas attiecībā pret lādiņa saistīšanas (angļu valodā *charge conjugation*), C , telpas inversijas (angļu valodā *parity*), P , un laika inversijas (angļu valodā *time reversal*), T operācijām. Turpretī vājā mijiedarbība pilnībā pārkāpj P , kā arī daļēji — kombinēto CP simetriju. Tomēr CPT teorēma paredz, ka trīs diskrēto simetriju kombinācija, CPT , pilnībā saglabāsies jebkurā Lorenca invariantā un lokālā kvantu lauku teorijā, tostarp arī SM [15]–[17]. Šī iemesla dēļ SM paplašinājumi, kas pārkāpj CPT simetriju, neizbēgami pārkāpj arī lokalitāti vai Lorenca invarianci.

Ir pierādīts, ka stīgu teorijā, kas pēc būtības ir nelokāla, iespējams iekšēji saskanīgi SM ieviest CPT simetrijas pārkāpumus [18]. Papildus tam neitrīno sektorā lokalitātes un Lorenca invariances pārkāpumus var ieviest, izmantojot mehānismu, ko sauc par “spoku kondensāciju” (angļu valodā *ghost condensation*) [19], [20]. Ņemot vērā C un CP simetrijas pārkāpumu atklāšanas nozīmi, ir svarīgi pārbaudīt arī iespējamo CPT simetrijas pārkāpumu SM ietvaros.

1.1. Iepriekšējās CPT simetrijas pārbaudes

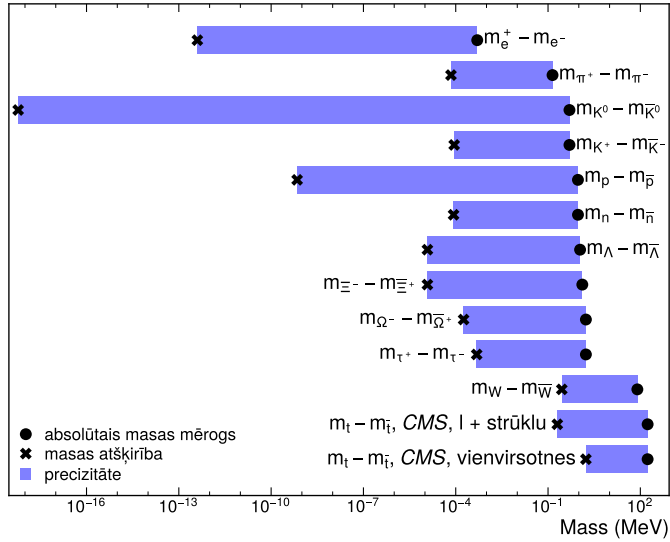
CPT simetrija paredz daļiņu un tām atbilstošo antidaļiņu ekvivalenci. CPT simetrijas testi ietver masas, sabrukšanas platuma, magnētisko momentu, produkcijas šķērsgriezumu un lādiņu mērījumus [21]. Pašlaik precīzākā robeža CPT simetrijai ir iegūta no neitrālo

kaonu mērijumiem [22]

$$2 \frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{(m_{K^0} + m_{\bar{K}^0})} < 6 \times 10^{-19}, \quad 2 \frac{|\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}|}{(\Gamma_{K^0} + \Gamma_{\bar{K}^0})} < (8 \pm 8) \times 10^{-18}, \quad (1.1)$$

kur m_{K^0} un Γ_{K^0} ir attiecīgi kaona masa un sabrukšanas platums. Lai gan robeža ir ļoti nozīmīga, rezultāts tiek iegūts netieši no Kabibo-Kobajaši-Maskavas (*CKM*, angļu valodā *Cabbibo-Kabayashi-Maskawa*) jaukšanās matricas parametriem.

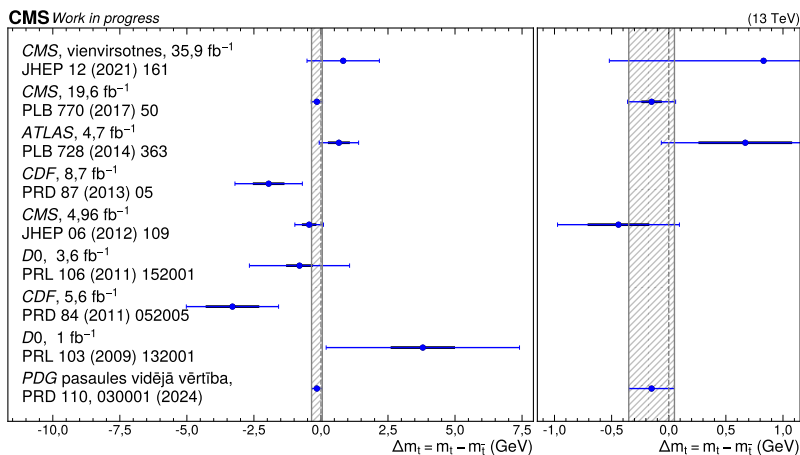
Šis un citi nozīmīgi daļiņu-antidaļiņu masas asimetrijas mērijumi ir parādīti 1.1. attēlā, salīdzinot to precizitāti un mērogu, pie kura šī asimetrija ir mērīta. 1.1. attēlā rāda, ka, lai gan mērijumu precizitāte mazos mērogos $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$ ir augsta, reģions ap virtotnes kvarka masas mērogu ir mazāk izpētīts. Nesen ir veikti pētījumi *CPT* pārkāpuma sistemātiskai novērtēšanai, izmantojot efektīvās lauku teorijas (*EFT*, angļu valodā *effective field theory*) pieeju [23], kas pieļauj atšķirīgu jutību pret *CPT* pārkāpumu katrai kvarku paaudzei. Papildus šiem pētījumiem virtotnes kvarka sektorā ir pārbaudīta arī Lorenca simetrija, un nekādas novirzes no pilnas simetrijas nav atrastas [24].



1.1. att. Pasaules labākie daļiņu un antidaļiņu masas atšķirības mērijumi. Melnie punkti attēlo mērogu, pie kura veikts mērijums, t. i., daļiņu vidējo masu. Krusti attēlo augšējo robežu izmērītajai masu atšķirībai. Joslu garums atbilst mērijuma precizitātei. Izmantoti dati no [21], [25]–[29].

1.2. Iepriekšējie top kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījumi

Tā kā virsotnes kvarka dzīves ilgums ir īss, tas sabrūk pirms hadronizācijas. Šī īpašība ļauj tieši izmērīt tā masu, m_t , atšķirībā no citiem kvarkiem, kuru masa ir jānosaka, analizējot hadronu īpašības. Tādējādi ir iespējams precīzi noteikt arī virsotnes kvarka un antikvarka masas starpību, $\Delta m_t = m_t - m_{\bar{t}}$. Pašreizējie Δm_t mērījumu rezultāti ir parādīti 1.2. attēlā, kur redzams, ka visi mērījumi labi atbilst ar SM . Precīzākie Δm_t mērījumi tiek veikti virsotnes kvarka pāru ($t\bar{t}$) procesa leptonu + strūklu sabrukšanas kanālā, savukārt papildus mērījums no vienvirsotnes kvarka notikumiem nodrošina šo rezultātu savstarpējās saskanības pārbaudi. Atšķirības mērījumu precizitātē skaidrojamas ar dažādām pieejām. Kompaktā mionu solenoīda (CMS , angļu valodā *Compact Muon Solenoid*) sadarbības mērījumos [30], [31] Δm_t tika noteikts no divām atsevišķām datu kopām: viena – virsotnes kvarkam, otra – antikvarkam. Masas atšķirības noteikšanai tika izmantots tikai hadroniski sabrukošais virsotnes kvarks, neņemot vērā leptoniski sabrukošo kvarku. Savukārt citos mērījumos katram notikumam Δm_t tika iegūts gan no hadroniskajiem, gan leptoniskajiem sabrukumiem. Šī pieeja paredz leptonu neitrīno impulsa novērtēšanu, izmantojot šķērseniskā impulsa trūkumu, p_T^{miss} , kas pasliktina mērījuma izšķirtspēju.



1.2. att. Virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījumi. Biezie melnie nogriežņi attēlo sistemātisko nenoteiktību, zilie nogriežņi attēlo kopējo nenoteiktību. Pelēkā aizstriptotā josla attēlo Daļiņu datu grupas (PDG , angļu valodā *Particle Data Group*) iegūto pasaules vidējo vērtību [21]. Labajā panelī ir attēlots šaurāks Δm_t diapazons nekā kreisajā panelī. Izmantoti dati no [21], [31]–[37].

1.3. Iemesli atkārtot mērījumu 2. *CMS* darbības perioda datiem

Līdz šim precīzāko mērījumu pasaulē ir veikusi *CMS* sadarbība [30], izmantojot datus, kas ievākti *CMS* eksperimenta 1. darbības periodā (angļu valodā *CMS Run 1*) pie kopējās masas centra enerģijas $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ un ar integrēto mirdzumu $19,6 \text{ fb}^{-1}$. Mērījums bija saderīgs ar $\Delta m_t = 0$, taču to ierobežoja statistiskā precizitāte. *CMS* 2. darbības perioda (angļu valodā *CMS Run 2*) datu kopā ar $137,63 \text{ fb}^{-1}$ integrēto mirdzumu analizējamo $t\bar{t}$ notikumu skaits palielinās desmitkārtīgi. Tāpēc, atkārtojot mērījumu ar 2. darbības perioda datiem, statistiskā nenoteiktība varētu samazināties aptuveni $\approx \sqrt{10} \approx 3$ reizes. Papildus tam uzlabota stratēģija kvarka un antikvarka strūklu enerģijas atbildes (angļu valodā *response*) nenoteiktības novērtēšanā ļautu samazināt sistēmisko nenoteiktību.

Šajā promocijas darba kopsavilkumā ir apkopoti galvenie Δm_t analīzes rezultāti, kā arī sniegts pamata teorētiskais un eksperimentālais konteksts. 2. nodaļā sākas kopsavilkums, kur tiek ieviesti galvenie teorētiskie jēdzieni, īpašu uzmanību pievēršot *SM* simetrijām. Šī tēma tiek turpināta 3. nodaļā, skaidrojot, kā tiek iegūtas Montekarlo (*MC*, angļu valodā *Monte Carlo*) simulācijas daļiņu fizikas sadursmēm. Šajā nodaļā ir aprakstīts arī autora veiktais darbs, lai izveidotu *CMS-ATLAS* kopīgo *MC t\bar{t}* datu kopu, kas ģenerēta ar *SHERPA* notikumu ģeneratoru. Šīs nodaļas rezultāti ir publicēti *CMS-ATLAS* kopīgajā tehniskajā piezīmē [38], [39]. Lai gan šī datu kopa pašreizējam mērījumam netiek izmantota, tā būs būtiska, piemēram, ar hadronizācijas modelēšanu saistītās nenoteiktības izprašanā un samazināšanā.

Eksperimentālā sistēma, tostarp paātrinātājs un datu iegūšanai izmantotais *CMS* detektors, ir aprakstīta 4. nodaļā, savukārt notikumu rekonstrukcijas metodes ir izklāstītas 5. nodaļā. Turpinot šo tēmu, autora veiktais darbs par hadronu strūklu aromāta pētījumiem un strūklu enerģijas rekonstrukciju ir parādīts 6. nodaļā. Šajā nodaļā ir atvasinātas aromāta-antiaromāta nenoteiktības, kas nepieciešamas Δm_t mērījumam, kā arī no aromāta atkarīgās strūklu nenoteiktības (aromāta nenoteiktības), kas būtiskas *CMS* sadarbībā veiktajai strūklu rekonstrukcijai kopumā. Šīs nodaļas rezultāti ir aprakstīti iekšējā *CMS* tehniskajā piezīmē [40]. Δm_t mērījuma metodika un rezultāti ir izklāstīti 7. nodaļā. Šie rezultāti ir publicēti *CMS* tehniskajā piezīmē [41]. Visbeidzot, 8. nodaļā ir dots īss kopsavilkums un turpmāko pētījumu perspektīvas.

Promocijas darba mērķis

Veikt līdz šim visprecīzāko Δm_t mērījumu, izmantojot pilnu *CMS* 2. darbības perioda datu kopu un atlasot $t\bar{t}$ notikumus leptonu + strūklu sabrukšanas kanālā.

Promocijas darba uzdevumi

1. Ģenerēt $t\bar{t}$ datu kopu, izmantojot *SHERPA* notikumu ģeneratoru.
2. Iegūt no aromāta atkarīgas strūklu enerģijas korekcijas, lai koriģētu W bozona masas maksimumu virsotnes kvarka sabrukumos.
3. Iegūt uzlabotas no aromāta atkarīgās strūklu enerģijas kalibrācijas nenoteiktības un kvarku-antikvarku strūklu enerģijas skalas nenoteiktības, salīdzinot strūklu detektora atbildes *PYTHIA* 8 un *HERWIG* 7 notikumu ģeneratoros. Tādējādi novērtēt nenoteiktību no *MC* ģeneratoriem.
4. Iegūt kvarku-antikvarku strūklu enerģijas skalas nenoteiktības, kas rodas detektora atbildes neatbilstības dēļ, salīdzinot ar CMS hadronu kalorimetra kūļa testa datiem.
5. Implementēt profilētās ticamības piedzišanu Δm_t mērījumam. Pievienot visu attiecīgo sistemātisko nenoteiktību novērtējumu un noteikt to ietekmi uz Δm_t . Veikt piedzišanu un analizēt rezultātus.

Promocijas darba aizstāvāmās tēzes

1. Atjaunotā kvarku-antikvarku strūklu enerģijas nenoteiktības metode *CMS* un profilētās ticamības piedzišanas ieviešana ideogrammas metodes vietā **samazina sistemātisko nenoteiktību Δm_t mērījumā trīs reizes.**
2. Pilnas *CMS* 2. darbības perioda datu kopas izmantošana 1. darbības perioda vietā **samazina statistisko nenoteiktību trīs reizes.**
3. Simulētās detektora atbildes neatbilstība *CMS* kūļa testa datiem lādētiem pioniem **ir vadošā sistemātiskā nenoteiktība mērījumā.**
4. $t\bar{t}$ datu kopa, kas ģenerēta, izmantojot *SHERPA* notikumu ģeneratoru, **labāk apraksta H_T sadalījumu datos ($\chi^2/n_{\text{dof}} = 0,2$) nekā pašlaik izmantotā *POWHEG* + *PYTHIA* 8 datu kopa ($\chi^2/n_{\text{dof}} = 1,41$).**
5. *CMS* 2. darbības periodā, salīdzinot ar 1. darbības perioda rezultātiem, no aromāta atkarīgā **strūklu enerģijas nenoteiktība gluoniem ir samazināta par 50 %.**

Zinātniskā novitāte

1. Šajā promocijas darbā tiek prezentēta jauna pieeja kvarku-antikvarku strūklu enerģijas nenoteiktību novērtēšanai, izmantojot atšķirības starp notikumu ģeneratoriem.

2. Šajā darbā pirmo reizi tiek novērtēts, kāda ietekme uz strūklu enerģijas skalu ir lādētu pionu atbildes nenoteiktībai, ko izraisa *GEANT4* programmas modelēšanas kļūdas.
3. Promocijas darbā tiek ieviesta pirmā praktiski izmantojamā *CMS-ATLAS* kopīgā *SHERPA tt* datu kopa.
4. Šajā promocijas darbā tiek prezentēts pirmais Δm_t mērījums, izmantojot *CMS* 2. darbības perioda datu kopu. Tas rezultējās pasaulē precīzākajā šī novērojamā lieluma mērījumā.

Praktiskā nozīme

1. Šajā promocijas darbā izstrādātās uzlabotās no aromāta atkarīgās strūklu enerģijas nenoteiktības būs noderīgas visai *CMS* sadarbībai, palielinot precizitāti tādos būtiskos mērījumos kā stiprās mijiedarbības saites konstantes, virsotnes kvarka masas un virsotnes kvarku pāru šķērsriezuma mērījumi ar papildu strūklām. Tas uzlabos spēju precīzi pārbaudīt elementārdaļiņu standartmodeļi, paplašinot pašreizējo teorētisko prognožu robežas un, iespējams, atklājot pavedienus jaunai fizikai.
2. Jaunā kopīgā *CMS-ATLAS* virsotnes kvarku pāru datu kopa, kas ģenerēta ar *SHERPA*, ļauj vienkāršot *ATLAS-CMS* rezultātu salīdzinājumu un validāciju, kā arī var veicināt precīzāku strūklu aromāta nenoteiktību novērtējumu.
3. *CPT* simetrijas pārkāpuma atklāšana radītu revolucionāras pārmaiņas izpratnē par fundamentālo fiziku, izaicinot ilgstoši pieņemtos pieņēmumus un pārveidojot teorētiskās struktūras. Šādi atklājumi ne tikai paplašina zinātniskās zināšanas, bet vēsturiski ir veicinājuši būtiskus tehnoloģiskos sasniegumus, nereti negaidītos virzienos – no jauniem materiālzinātnes atklājumiem līdz kvantu skaitļošanas attīstībai un citiem inovatīviem risinājumiem.

Darba aprobācija *Scopus* un *Web of Science* indeksētos rakstos

Doktorantūras studiju laikā promocijas darba autors ir 204. publikāciju līdzautors, lielākoties kā *CMS* sadarbības dalībnieks. No tām, 17 ir *CMS* Virsotnes kvarka analīzes grupas (*Top Physics Analysis Group*) veidotās publikācijas, kur šī promocijas darba autors ir aktīvs loceklis. Statistika iegūta 14.03.2025 no <https://inspirehep.net/authors/1829953>.

Papildus tam, šī promocijas darba autora darbs ir aprakstīts šajos četros dokumentos, kas *CMS* sadarbībā ir iekšēji recenzēti un apstiprināti kā saturiski nozīmīgi turpmākajām *CMS* publikācijām.

- [1] *CMS-ATLAS* kopīgā piezīme (promocijas darba 3. nodaļa), publisks dokuments The ATLAS and CMS Collaborations. “Improved Common $t\bar{t}$ Monte-Carlo Settings for ATLAS and CMS”, technical report CMS-NOTE-2023-004, CERN, Geneva, 2023 [cds:2861366](#).
- [2] *CMS* iekšējā piezīme (promocijas darba 6. nodaļa)
Andris Potrebko “Flavor dependent (L5) MC truth jet energy corrections and flavor uncertainties in Run 2”, technical report, CERN, Geneva, 2024, [CMS AN-23/074](#).
- [3] *CMS* iekšējā piezīme (promocijas darba 7. nodaļa)
Andris Potrebko et al. “Measurement of the Mass Difference between the Top Quark and Antiquark in $t\bar{t}$ Events with Lepton+jets Final States in 13 TeV Proton-Proton Collisions”. technical report, CERN, Geneva, 2024, [CMS AN-25/029](#).
- [4] Konferences *Moriond QCD'24* publikācija (promocijas darba 2.4.6. nodaļa)
Andris Potrebko “Review of the measurements of the strong coupling constant in CMS at 13 TeV. Contribution to the 2024 QCD session of the 58th Rencontres de Moriond”. In 58th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions. June 2024. [arXiv: 2406.01405](#).

Citi zinātniskie raksti, kas nav iekļauti promocijas darbā

- [1] **Andris Potrebko** and Inese Polaka “Application of Gene Expression Programming in Improving the Event Selection of the Semi-leptonic Top Quark Pair Process”. In: *2021 62nd International Scientific Conference on Information Technology and Management Science of Riga Technical University (ITMS)*. IEEE. 2021, pp. 1–6. DOI: [10.1109/ITMS52826.2021.9615317](#).

Dalība starptautiskās konferencēs

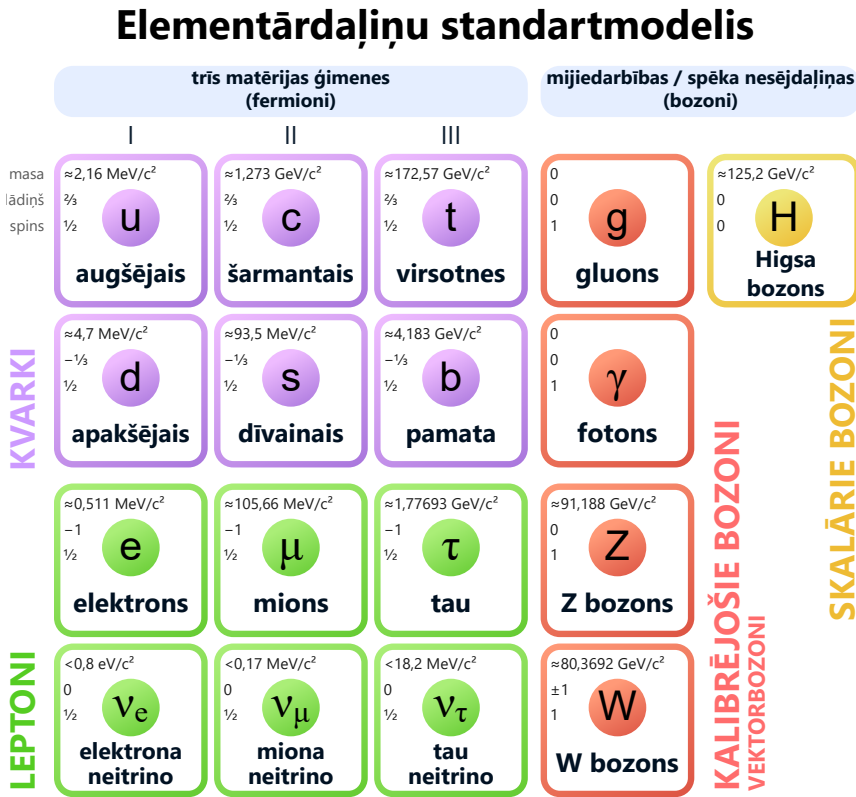
- [1] Andris Potrebko “Flavor-dependent (L5) MC truth jet energy corrections and flavor uncertainties in Run 2”. In 3rd CERN Baltic Conference. Oct. 2023. URL: <https://indico.cern.ch/event/1288731/contributions/5585483/>.
- [2] Andris Potrebko “Flavor corrections”. In CMS JetMET workshop in Brussels. May 2023. URL: <https://indico.cern.ch/event/1230157/contributions/5328141/>.
- [3] Andris Potrebko “Common $t\bar{t}b\bar{b}$ Monte-Carlo sample for CMS and ATLAS”. In 12th LHC students poster session. Nov. 2022. URL: <https://indico.cern.ch/event/1204801/contributions/5136626/>.

- [4] Andris Potrebko “Top pair process simulation and jet energy studies”. In 2nd CERN Baltic Conference. Oct. 2022. URL: <https://indico.cern.ch/event/1147717/contributions/5082195/>.
- [5] Viesturs Veckalns and Andris Potrebko “CMS Latvia Group activities in the CMS Top Physics Analysis Group”. In 1st CERN Baltic Conference. June 2021. URL: <https://indico.cern.ch/event/970609/contributions/4415899>.

2. TEORĒTISKAIS IETVARS

2.1. Elementārdaļiņu standartmodeļa pamatstruktūra

Pirmā elementārdaļiņa tika atklāta 1897. gada eksperimentā, ko veica Dž. Dž. Tomsons [42]. Pēdējā elementārdaļiņa, kas tika pievienota SM , bija Higa bozons. Tās eksistenci pirmo reizi pierādīja CMS un $ATLAS$ sadarbības 2012. gadā [43], [44]. Šis atklājums bija pēdējais elements, kas bija nepieciešams, lai apkopotu SM . Šajā apakšnodaļā tiks īsi izskaidrota SM pamatstruktūra. Šī struktūra balstās vairākos nozīmīgos pagājušā gadsimta atklājumos, kas notika laika periodā starp diviem iepriekš minētajiem.



2.1. att. Pārskats ar elementārdaļiņām, kas veido SM .

Pašlaik atklāto elementārdaļiņu pārskats ir redzams 2.1. attēlā. SM sastāv no fermioniem ar spinu $1/2$, kalibrējošajiem bozoniem ar spinu 1 , kas ir mijiedarbību nesējdaļiņas, un Higa bozona ar spinu 0 . Fermioni tiek iedalīti kvarkos un leptonos, kur leptoni tālāk tiek iedalīti lādētos leptonos, elektronā, e , miona, μ un tau leptonā, τ , ar elektrisko lādiņu $Q = -1$, un attiecīgajos neitrīno ar $Q = 0$. Papildus tam, ka leptoni mijiedarbojas

elektromagnētiski, tie mijiedarbojas arī vāji. Kvarki mijiedarbojas elektromagnētiski, vāji un stipri. Ir sešu aromātu jeb smaržu kvarki, augšējais (angļu valodā *up*) u , šarmantais (angļu valodā *charm*) c un virsotnes (angļu valodā *top*) t , kas tiek saukti par augšējā tipa kvarkiem ar lādiņu $Q = 2/3$, un apakšējais (angļu valodā *down*) d , dīvainais (angļu valodā *strange*) s un pamata (angļu valodā *bottom*) b , kas tiek saukti par apakšējā tipa kvarkiem un ir ar lādiņu $Q = -1/3$. Fermioni tiek iedalīti trīs paaudzēs jeb ģimenēs, kur otrā un trešā paaudze sastāv no arvien smagākām pirmās paaudzes daļiņu kopijām ar tādiem pašiem kvantu skaitļiem.

Mijiedarbības pārnēs kalibrējošie bozoni: elektromagnētisko mijiedarbību pārnēs fotoni γ , vājo kodolspēku – smagie Z un W bozoni, bet stipro mijiedarbību – astoņi gluoni, g . Higma bozons, H , ir saistīts ar Higma lauku, kas caur Higma mehānismu nodrošina elementārdaļiņu masu ģenerēšanu.

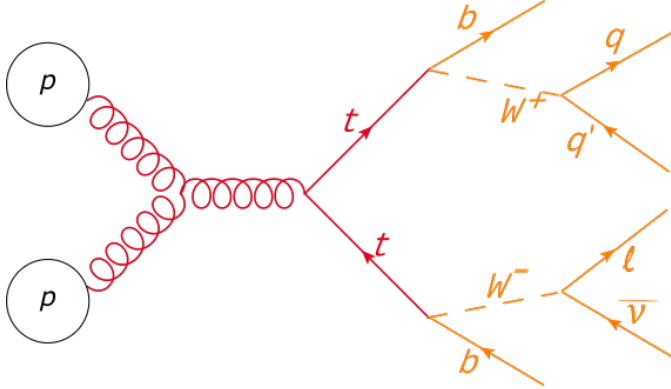
Visi iepriekš minētie fermioni ir pazīstami kā matērijas daļiņas. SM katram fermionam ir atbilstošs antimatērijas partneris (antidaļiņa) ar tām pašām īpašībām kā matērijas daļiņai, izņemot pretēju lādiņu. Neitrālie bozoni ir vienādi ar savām antidaļiņām, savukārt W^+ un W^- ir viens otra antidaļiņas. Būtisks antimatērijas piemērs ir pozitrons e^+ , kas ir elektrona e^- antidaļiņa. Neitrīno ν un antineitrīno $\bar{\nu}$ piemīt vienādas īpašības, taču tie piedalās dažādās mijiedarbībās, kā redzams W bozona sabrukumos: $W^+ \rightarrow e^+\nu$ un $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}$.

Kvarkiem ir papildu kvantu skaitlis, ko sauc par krāsu, un tas parasti tiek apzīmēts kā sarkans, zils un zaļš. Antikvarkiem piemīt attiecīgās antikrāsas: antisarkans, antizils un antizaļš. Gluoniem ir astoņi dažādi veidi, kas atbilst visām iespējamām krāsas un antikrāsas kombinācijām, kas neveido krāsu singletu. Eksperimentāli atklāts, ka pie zemām enerģijām kvarki pirms nonākšanas detektorā saistās krāsu neitrālos hadronos. Šo saistīšanās procesu sauc par hadronizāciju. Krāsu neitrālie kvarku saistīti stāvokļi tiek saukti par hadroniem. Divi tipiski hadronu veidi ir saistīti kvarku-antikvarku stāvokļi, ko sauc par mezoniem, un saistīti trīs kvarku stāvokļi, ko sauc par barioniem. Bariona piemērs ir protons $p = uud$. Pioni, kas var būt lādēti ($\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = d\bar{u}$) vai neitrāli ($\pi^0 = \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$), ir mezonu piemēri. Papildus nesen ir atklāti arī tetrakvarki [45] un pentakvarki [46], kas ir hadroni, kas satur attiecīgi četrus vai piecus kvarkus un/vai antikvarkus.

2.2. Virsotnes kvarks

Virsotnes kvarks ir smagākā daļiņa SM . Tā lielās masas dēļ virsotnes kvarks gandrīz vienmēr sabrūk vājās mijiedarbības ceļā, pirms notiek hadronizācija, atšķirībā no citiem kvarkiem, kas pēc to rašanās saistās hadronos. Virsotnes kvarka sabrukšana gandrīz vienmēr notiek caur b kvarku un W bozonu, t. i., $t \rightarrow Wb$.

LHC un vispārīgi pp un e^+e^- paātrinātājos virsotnes kvarks galvenokārt tiek radīts virsotnes kvarka-antikvarka pāros $t\bar{t}$. Piemērs $t\bar{t}$ procesam ir redzams 2.2. attēlā, kur



2.2. att. Feinmana diagrammas piemērs, kas attēlo virsotnes kvarku pāra rašanos gluonu saplūšanas procesā un sabrukumu leptonu + strūklu kanālā.

sarkanās līnijas norāda augstas enerģijas pārnese procesu¹, un oranžās līnijas – uz virsotnes kvarka sabrukumiem. Dominējošais $t\bar{t}$ ražošanas process ir gluonu-gluonu saplūšana (angļu valodā *gluon fusion*) $gg \rightarrow t\bar{t}$, lai gan tas var tikt ražots arī citos veidos, piemēram, kvarka-antivirsotnes kvarka anihilācijas ceļā.

Pēc virsotnes kvarka sabrukšanas W bozons piedzīvo leptonisko sabrukšanu $W \rightarrow l\nu$ vai hadronisko sabrukšanu $W \rightarrow qq'$, kur kvarki hadronizējas un rada koncentrētu daļiņu strūklu, vienkārši sauktu arī par strūklu (angļu valodā *jet*). $t\bar{t}$ notikumi tiek klasificēti atbilstoši katra W bozona sabrukumiem pilnīgi hadroniskajos (angļu valodā *full-hadronic*), leptonu + strūklu un divleptonu (angļu valodā *dilepton*) sabrukumu kanālos, ja attiecīgi abi, viens vai neviens no W bozoniem sabrūk hadroniski. Parasti izmantojamais sabrukuma kanāls precīziem mērījumiem ir leptona + strūklu kanāls. Šī kanāla pazīme, proti, viena augstas enerģijas, lādēta leptona klātbūtne, liels trūkstošais šķērsvirziena impulss p_T^{miss} ², un vismaz četras strūklas, no kurām divas var tikt tālāk identificētas kā b kvarka strūklas (b marķētas), nodrošina labu notikumu tīrību (signālu notikumu skaitu attiecībā pret kopējo notikumu skaitu). Tajā pašā laikā precīzi mērījumi var tikt veikti, izmantojot hadroniski sabrūkošo virsotnes kvarku.

2.3. Simetrijas

20. gadsimta sākumā tika atklāts ievērojams novērojums, ka lielākā daļa fizikas, kas nosaka pasaules darbību, pakļaujas plašam simetriju kopumam. Katrai simetrijai atbilst

¹Augstas enerģijas pārnese process (angļu valodā *hard process*) šajā darbā apzīmē procesus ar enerģijas pārnesei $Q \gtrsim 1$ GeV, savukārt zemas enerģijas pārnese process (angļu valodā *soft process*) apzīmē procesus ar enerģijas pārnesei $Q \lesssim 1$ GeV.

²Trūkstošais šķērsvirziena impulsa vektors $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ ir definēts kā visas rekonstrukcijas objektu impulsu negatīvās vektoru summas projekcija uz plaknes, kas ir perpendikulāra daļiņu kūlu asij. Tās lielums tiek saukts par p_T^{miss} .

2.1. tabula

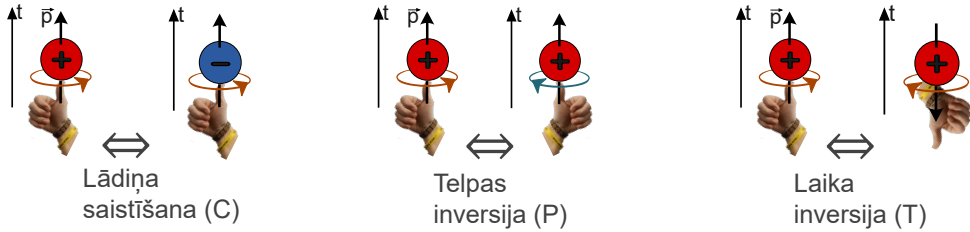
SM simetrijas, kas parāda lielumu, ko nevar absolūti novērot, simetrijas transformāciju, kas atstāj Lagranža vienādību invariantu, un saglabāto lielumu saskaņā ar Nēteres teorēmu (nepārtrauktajām simetrijām) vai selekcijas likumu (diskrētajām simetrijām).

Telpas un laika inversija tiek laužas vājās mijiedarbībās, savukārt apvienotā $SU_L(2)_L \times U_Y(1)$ tiek laužta uz $U_{EM}(1)$ Higgsa mehānisma dēļ, tāpat kā $SU(N_f)$ tiek laužta dažādas Higgs saites ar katru fermionu paaudzi dēļ

	Nenovērojamais lielums	Simetrijas transformācija	Saglabātā strāva
Poincaré	absolūtā telpas pozīcija	telpas translācija $\vec{r} \rightarrow \vec{r} + \vec{\Delta}$	impulss $\vec{p}$
	absolūtais laiks	laika translācija $t \rightarrow t + \tau$	enerģija, E
	absolūtais telpas virziens	rotācija $\vec{r} \rightarrow R \cdot \vec{r}$	impulsa moments, $\vec{L}$
	absolūtais ātrums	Lorenca transformācija	enerģijas centrs $\vec{K} = E\vec{r}_{cm} - t\vec{P}$
Diskrētās	absolūtā labā un kreisā puse	telpas inversija $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	paritāte P
	absolūtā elektriskā lādiņa zīme, Q	lādiņa saistīšana $Q \rightarrow -Q$	lādiņa saistīšana C
	absolūtais laika virziens	laika inversija $t \rightarrow -t$	laika virziens T
Iekšējās	relatīvā fāze starp stāvokļiem ar dažādiem lādiņiem	$U(1)$ transformācija $\psi \rightarrow e^{iQ\theta}\psi$	lādiņš Q
	atšķirība starp leptonu un neitrīno koherentiem maisījumiem vāajā mijiedarbībā	$SU(2)$ transformācija $\psi \rightarrow \psi' = \exp^{i\vec{\chi}(x) \cdot \vec{\sigma}/2} \psi$	vājais izospins/ vājā strāva
	absolūtā orientācija krāsu telpā	$SU(3)$ transformācija $\psi \rightarrow \psi' = \exp^{i\vec{\chi}(x) \cdot \vec{\lambda}/2} \psi$	kopējais krāsu lādiņš
	fāze starp dažādu paaudžu fermioniem	$SU(N_f)$	fermionu paaudzes

transformācija, kas saglabā nemainīgus kustības vienādojumus. Šādā veidā katrai simetrijai var definēt invariantu lielumu, kuru nevar tieši novērot fizikālos eksperimentos. Šādi lielumi efektīvi ir “paslēpti” fizikas likumu invariances dēļ, un tiem nav absolūtas nozīmes. Piemēram, kā telpas transformācijas sekas absolūtā koordināta ir nenožīmīga, un koordinātu sistēmas sākumu var izvēlēties patvaļīgi. SM simetrijas ir iekļautas fizikas vienādojumos, izmantojot QFT ietvaru. QFT katrai daļiņai tiek ieviests atsevišķs lauks, kas aptver visu Visumu, un daļiņas ir šo lauku kvantu ierosinājumi.

Pārskats par simetrijām SM ir parādīts 2.1. tabulā. Simetrijas var būt nepārtrauktas, ja tās ietver sistēmas nepārtrauktu transformāciju, pretējā gadījumā tās ir diskrētas. Iekšējās simetrijas ir tās, kas iedarbojas tikai uz laukiem, nevis uz laiktelpas punktiem. Nēteres teorēma [47] nosaka, ka katrai nepārtrauktai simetrijai atbilst saglabāšanās lielums, kas saistīts ar saglabātu lielumu, ko sauc par saglabāto strāvu.



2.3. att. Grafisks C , P un T simetriju attēlojums.

Diskrētās simetrijas SM ir redzamas 2.3. attēlā. Tās ietver C , P un T transformācijas. C transformācija transformē visus daļiņas kvantu skaitļus uz kompleksi saistītajiem, ieskaitot elektromagnētisko lādiņu, $Q \rightarrow -Q$, un krāsu lādiņu. Pārējās divas diskrētās transformācijas, P un T , iedarbojas uz laiktelpu un pārveido koordinātas attiecīgi $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$ un $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$. Pieņemot rotācijas simetriju SM , divas no trim dimensijām P transformācijā var tikt pagrieztas atpakaļ sākotnējā stāvoklī, tādējādi P ir analoga spoguļatspulgām attiecībā pret vienu no asīm.

Eksperimentāli nav novērotas nekādas novirzes no precīzām C , P un T simetrijām gravitācijas, elektromagnētiskajā un stiprajā mijiedarbībā. Tomēr vājā mijiedarbībā maksimāli pārkāpj P , kā pirmo reizi atklāja Čjena-Šiunga Vu (angļu valodā *Chien-Shiung Wu*) kobalta-60 kodolu beta sabrukuma eksperimentā [48]. Šis negaidītais atklājums parādīja, ka tikai kreisās paritātes daļiņas un tikai labās paritātes antidaļiņas piedalās vājajā mijiedarbībā. Citiem vārdiem sakot, vājā mijiedarbībā atšķir mijiedarbību no tās spoguļattēla.

1964. gadā, novērojot svārstības starp K_S un K_L , tika novērota arī CP simetrijas pārkāpšana [49]. Tomēr atšķirībā no P , kas ir maksimāli pārkāpta, CP pārkāpums ir neliels un raksturojams ar konstanti $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1,66 \pm 0,23) \times 10^{-3}$.

CPT teorēma nosaka, ka jebkurai lokālai Lorenca invariantai QFT jābūt invariantai attiecībā pret CPT transformāciju [15]–[17]. Tādēļ CP pārkāpums nozīmē arī T pārkāpumu. Intuitīvi to var salīdzināt ar situāciju, kurā daļiņas spēj atšķirt ne tikai mijiedarbību no tās spoguļattēla, bet arī laika virzienu. CPT teorēma nozīmē, ka antidaļiņas (iegūtas ar CP transformāciju) uzvedas kā daļiņas, kas pārvietojas atpakaļ laikā. No tā izriet, ka tādi novērojami lielumi kā masa daļiņām un antidaļiņām ir vienādi.

Neskatoties uz stingriem ierobežojumiem attiecībā uz CPT pārkāpumu, kā minēts 1. nodaļā, to var ieviest, pārkāpjot lokalitāti [18] vai Lorenca simetriju [19], [20], [50]. Tomēr abiem šiem pārkāpumiem jābūt ļoti maziem, lai nodrošinātu atbilstību pašreizējiem SM mērījumiem.

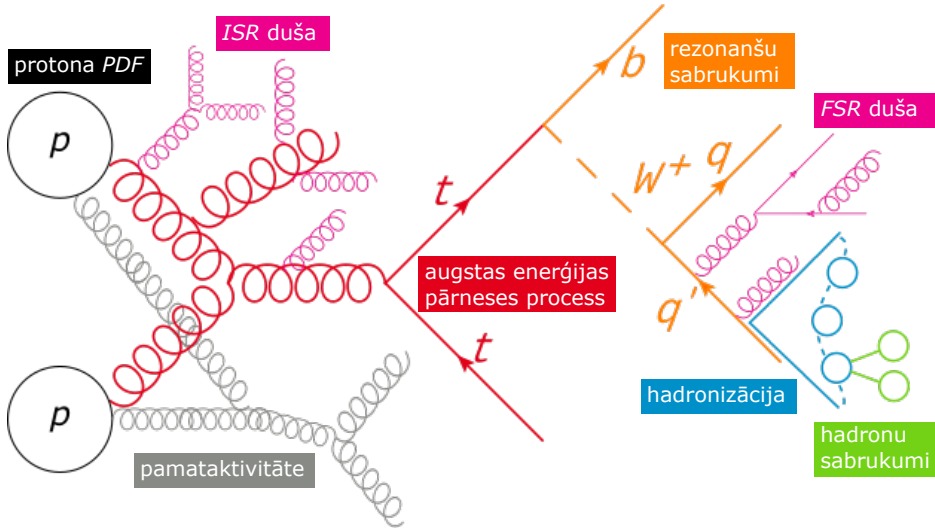
3. MONTEKARLO SKAITLISKIE APRĒĶINI

Lai pārbaudītu mūsu izpratni par SM , eksperimentālie rezultāti tiek salīdzināti ar skaitliskiem rezultātiem, kas parasti iegūti, izmantojot Montekarlo (MC) metodi. Tā kā eksperimentālā precizitāte uzlabojas, arī skaitliskā precizitāte ir jāuzlabo, lai sasniegtu pietiekamu jutīgumu noviržu no SM vai jaunas fizikas signālu atklāšanai. Tas veicina nepārtrauktu augstas enerģijas fizikas (HEP , angļu valodā *high-energy physics*) notikumu ģeneratoru pilnveidošanu.

Vispārīgā gadījumā MC ģeneratoru mērķis ir paredzēt novērojamā lieluma (angļu valodā *observable*), O , matemātisko cerību. Parasti tas ir notikumu skaits, kas tiek novērots dotajā detektora uztveres zonā. Matemātiski tas ir ekvivalenti integrāļā

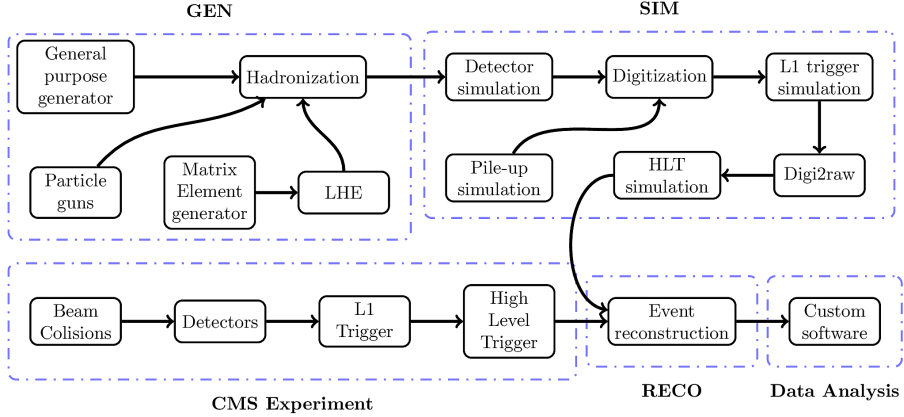
$$\langle O \rangle = \int d\phi_n \frac{d\sigma_{A,B \rightarrow n}}{d\phi_n} O(\phi_n) \quad (3.1)$$

novērtēšanai, kur integrācijas mainīgais ϕ_n ir fāžu telpa galastāvoklim ar n daļiņām, $\frac{d\sigma_{A,B \rightarrow n}}{d\phi_n}$ ir diferencētā šķērsriezuma daļa sākotnējā stāvokļa daļiņām A un B , lai radītu galastāvokli n , un $O(\phi_n)$ ir novērojamā lieluma vērtība dotajā fāzes telpas punktā.



3.1. att. Shematisks attēlojums vairākiem soļiem, kas nepieciešami virsotnes kvarka pāra notikumu ģenerēšanai [51].

Pilnīga protonu-protonu sadursmes procesa ģenerēšana ietver vairākus soļus, ko var faktORIZĒT vairākos posmos, kā redzams $t\bar{t}$ procesam 3.1. attēlā. Augstas enerģijas pārnese process un turpmākie smago rezonanšu sabrukumi modelē procesus ar lielu impulsa pārnesei, kas parasti ietver interesējošo fiziku, piemēram, smagas daļiņas radišanu. Partonu sadalījuma funkcijas (PDF , angļu valodā *parton distribution function*) apraksta varbūtību, ka noteikts partons (kvarks vai gluons) satur protona impulsa daļu x , kad tas tiek novērots



3.2. att. Soļi notikumu simulācijai un rekonstrukcijai *CMSSW* programmatūras ietvaros [60].

dotajā enerģijā. Beigu stāvokļa radiācija (*FSR*, angļu valodā *final-state radiation*) un sākumstāvokļa radiācija (*ISR*, angļu valodā *initial-state radiation*) ņem vērā zemas enerģijas un kollineāro partonu emisijas attiecīgi no gala vai sākotnējā stāvokļa. Tas tiek modelēts, izmantojot Markova ķēdi, kā secīgas $1 \rightarrow 2$ un $2 \rightarrow 3$ šķelšanās. Pēc tam hadronizācija apraksta pāreju no krāsu lādētiem partoniem uz krāsu neitrāliem hadroniem, kuri pēc tam piedzīvo sabrukumus. Pamataaktivitāte (*UE*, angļu valodā *underlying event*) ir aktivitāte notikumā, kas nav saistīta ar augstas enerģijas partona mijiedarbību. Tā sastāv no stara atlikumiem un vairākpertonu mijiedarbībām (*MPI*, angļu valodā *multi-parton interactions*) notikumā.

Stiprā saites konstante (angļu valodā *coupling constant*) α_s samazinās ar dotās mijiedarbības impulsa pārnesei, kas tiek dēvēts par α_s skriešanu. Šī iemesla dēļ lielā impulsa pārnese posmi notikuma ģenerēšanā var tikt aprēķināti, izmantojot perturbatīvās sērijas izvestas pēc α_s , savukārt zema impulsa pārnese posmi paļaujas uz neperturbatīviem empīriskiem modeļiem. Šie divi režīmi ir savienoti, izmantojot partonu dušas (angļu valodā *parton shower*).

Dažādi universāli notikumu ģeneratori, piemēram, *PYTHIA* 8 [52], [53], *HERWIG* 7 [54], [55] un *SHERPA* [56], spēj veikt pilnas notikumu ģenerēšanas aprēķinus, taču izmanto atšķirīgas partonu dušu, hadronizācijas un citu procesu formulējumus. Pastāv arī specializēti notikumu ģeneratori, kā *POWHEG* [57], [58] un *MC@NLO* [59]. Tie tiek izmantoti, lai veiktu augstas enerģijas pārnese procesu ģenerēšanu, pārsniedzot vadošo kārtu (*LO*, angļu valodā *leading order*) pēc stiprās un elektromagnētiskās saites konstantes, un saskanīgi apvienotu šos augstas enerģijas pārnese procesus ar partonu dušām, izvairoties no partonu dubultās reģistrēšanas.

Aprakstītā fizikas notikumu ģenerēšanas ķēde beidzas ar stabilām galastāvokļa daļiņām. *CMS* definīcijā tās ir daļiņas, kuru dzīves ilgums ir pietiekami liels, lai sasniegtu

pirmos slāņus treku detektorā, t. i., to īstais dzīves ilgums, τ , ir tāds, lai $c\tau > 1$ cm. Lai varētu salīdzināt *MC* datus ar rekonstruētājiem sadursmes datiem uz vienādas bāzes, *MC* datiem ir jāiziet cauri detektora simulācijai un tai pašai rekonstrukcijai, kas tiek veikta reālajos datos. Kopsavilkums soļiem, kas tiek veikti gan *MC*, gan sadursmes datos, ir parādīts 3.2. attēlā. Notikumu ģenerēšana var tikt sākta arī ne tikai no universāla notikumu ģeneratora vai matricas elementa (*ME*, angļu valodā *matrix element*) ģeneratora, bet to var uzsākt arī no daļiņu šautenedaļiņu šautenes, kurā uz detektoru tiek šautas vienas konkrētas enerģijas daļiņas. *CMS* programmatūras (*CMSSW*, angļu valodā *CMS software*) ietvaros katrs notikumu ģeneratora iznākums tiek pārveidots kopīgā datu formātā, kas tiek saglabāts *ROOT* [61] failos. *SIM* posms ietver apakšposmus, kuros tiek simulētas daļiņu mijiedarbības ar detektoru, izmantojot *GEANT4* programmu [62]–[64]. Pēc tam tiek veikta simulēto detektora trāpījumu pārveidošana uz digitālo signālu detektorā un trigerēšanas (angļu valodā *trigger*) simulācija.

3.1. Kopīgās *SHERPA* datu kopas salīdzinājums ar kopīgo *POWHEG+PYTHIA 8* datu kopu un ar *ATLAS* un *CMS* eksperimentālajiem datiem

Standarta *MC* datu kopas, lai producētu $t\bar{t}$ notikumus gan *CMS*, gan *ATLAS* sadarbībā izmanto *POWHEG-Box-v2* implementāciju $h\nu q$ procesam [57], [58], kas ir savienota ar *PYTHIA 8*. *PYTHIA 8* gadījumā katrs no eksperimentiem piedzen partonu dušu, hadronizācijas un *UE* parametrus. Daži iestatījumi, ieskaitot α_s vērtību, atšķiras nominālajās *ATLAS* un *CMS* datu kopās, kas rada prognožu atšķirības. *LHC Top Working Group* (*LHCTopWG*) [65] ietvaros specializēta darba daļa tika vērsta uz kopīgu *MC* iestatījumu saskaņošanu gan *POWHEG+PYTHIA 8*, gan *SHERPA* gadījumā. Šie iestatījumi tiks izmantoti *ATLAS* un *CMS* kombinācijās³ un mērījumu salīdzināšanai, kas veikti ar neredzamiem atšķirīgām notikumu atlasēm, it īpaši, ja viens no eksperimentiem iegūst rezultātu, kas nav novērojams otrā.

POWHEG+PYTHIA 8 *MC* datu kopa ir vērtīga, jo tai ir neliels negatīvo svaru skaits un tā ģenerē $t\bar{t}$ pie NLO pēc α_s . Tomēr *SHERPA* $t\bar{t}$ *MC* var būt labāka izvēle, jo tā ļauj pārslēgties starp diviem izplatītiem hadronizācijas modeļiem, proti, Lundas un uz klasteriem balstīto *AHADIC* modeli. Tas dod iespēju salīdzināt šos modeļus un noteikt nenoteiktības, kas rodas to atšķirību dēļ. Papildus tam *SHERPA* ļauj ģenerēt lielu skaitu augstas enerģijas strūklu un ir ieviesusi elektrovājās (*EW*, angļu valodā *electroweak*) korekcijas kā svarus.

Pirms šajā disertācijā aprakstītā darba *CMS* nebija pieejamas centrāli ģenerētas $t\bar{t}$ *SHERPA* datu kopas hadronizācijas pētījumiem un eksperimentālajiem mērījumiem. Savukārt, *ATLAS* jau bija izveidojusi *SHERPA* $t\bar{t}$ datu kopu. *ATLAS* iestatījumi tika uzskatīti par piemērotu sākumpunktu kopējai *CMS-ATLAS SHERPA* datu kopai. Šī pro-

³Piemēram, nesenajā *LHC* virsotnes kvarka masas kombinācijā [66] bija nepieciešams pieņemt 50 % korelāciju starp *CMS* un *ATLAS* *MC* datu kopām.

mocijas darba autora mērķis bija ģenerēt *SHERPA* datu kopu *CMSSW* ietvarā un validēt to attiecībā pret datu kopu, kas tika ģenerēta, izmantojot tos pašus iestatījumus *ATLAS* programmatūrā, sauktu par *ATHENA*. Papildus tam datu kopa tika validēta arī attiecībā pret *ATLAS* un *CMS* eksperimentu izmērītiem daļiņu līmeņa datiem pie $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ *LHC* 2. darbības periodā. Tika veikts arī salīdzinājums ar *POWHEG+PYTHIA* 8 iestatījumiem. Lai gan *CMSSW* ietvarā ir iespējams palaist autonomu *SHERPA* instalāciju, tās sasaistīšanai ar *CMSSW* ir tāda priekšrocība, ka nākamie notikumu simulācijas soļi var tikt izpildīti vienkārši un saskanīgi.

3.2. *SHERPA* datu kopas validācija

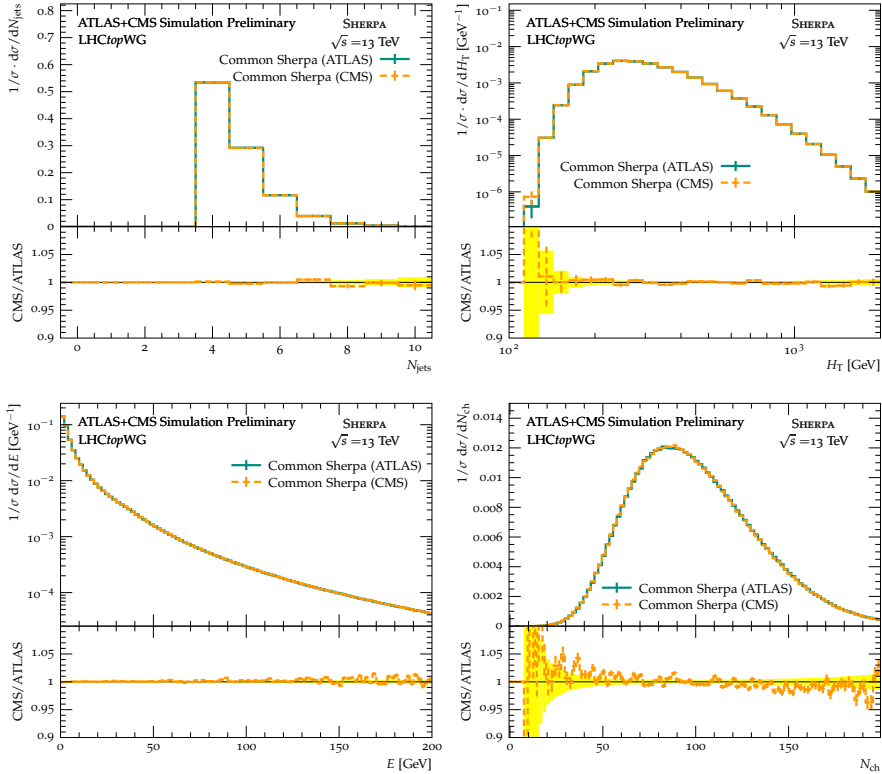
Šajā nodaļā ir izskaidroti *CMS-ATLAS MC $t\bar{t}$* parauga projekta rezultāti kopīgai *SHERPA* datu kopai, kur šis disertācijas autors bija galvenais līdzautors no *CMS* puses. Rezultāti ir publicēti *ATLAS* un *CMS* eksperimentu kopīgā piezīmē [38], [39].

Tika konstatēts, ka *ATHENA* un *CMSSW* nav iespējams ieviest identisku gadījuma rakstura skaitļu ģenerēšanas shēmu, tāpēc salīdzinājums bija jāveic, ņemot vērā katra parauga statistiskās nenoteiktības. Rezultātu validācijai tika izmantotas divas *RIVET* rīka [67] rutīnas: *MC_TTBAR (ONELEP)* un *MC_FSPARTICLES*. Pirmā no tām ir paredzēta tieši $t\bar{t}$ simulāciju salīdzināšanai, savukārt, otrā attēlo raksturīgus sadalījumus visām galastāvokļa daļiņām ar $|\eta| < 5,0$ un $p_T > 500\text{ MeV}$. Tādējādi *MC_FSPARTICLES* ir piemērota tieši partonu dušu validācijai, kas ir atbildīga par liela daļiņu skaita radišanu.

3.3. attēlā redzami izvēlētie raksturlielumi, kas iegūti ar abām minētajām *RIVET* analīzēm. Kļūdu nogriežņi attēlo tikai statistisko nenoteiktību, lai atvieglotu abu paraugu savietojamības izvērtēšanu. Visos raksturlielos vērojama laba atbilstība statistisko nenoteiktību robežās, izņemot N_{ch} , kur ir pamanāma neliela novirze. Nelielā novirze N_{ch} sadalījumā varētu būt saistīta ar *CMS* un *ATLAS* programmatūras ietvaru atšķirībām. Viens no iespējamiem iemesliem ir tas, ka *CMS* ietvars varētu zaudēt impulsu precizitāti zemas enerģijas daļiņām, kad tās tiek saglabātas datu failos, piemēram, atšķirīgas peldošā punkta precizitātes dēļ. Turklāt *MC* ģeneratori parasti ģenerē mijiedarbības virsotni vienā un tajā pašā koordinātē visiem notikumiem, kas pēc tam tiek izklīdinātas detektoru programmā. Nebija iespējams noteikt, vai šīs *ATHENA* programmatūrā izkliedes tika veiktas notikumu ģenerācijas vai vēlākos soļos. Tomēr šīs novirzes ietekme uz reālām analīzēm nav nozīmīga.

Kopīgā *SHERPA* datu kopa tika validēta, salīdzinot to ar datiem, *POWHEG+PYTHIA* 8 datu kopu, kas ģenerēta, izmantojot kopīgos *ATLAS-CMS* iestatījumus, kā arī datu kopām, kas ģenerētas, izmantojot noklusētos *ATLAS* un *CMS* iestatījumus katram ģeneratoram. Salīdzinājumā izmantotas *RIVET* rutīnas, kas satur *ATLAS* un *CMS* daļiņu līmeņa datus, kas iegūti pie $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$.

3.4. attēlā redzami H_T un N_{jets} sadalījumu salīdzinājumi, kas iegūti, izmantojot dažādus ģeneratorus un *CMS* datus. Ir novērojams, ka *SHERPA* precīzāk apraksta da-

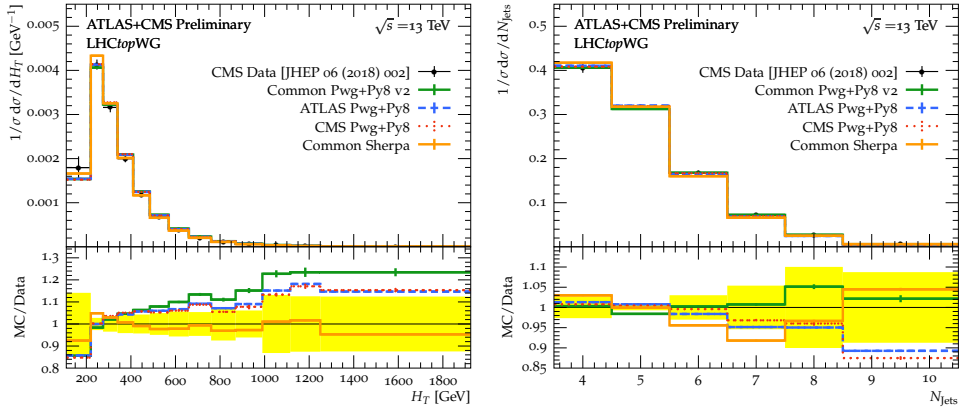


3.3. att. Notikumu salīdzinājums, kas ģenerēti ar kopīgiem *SHERPA* iestatījumiem *ATLAS* (zils) un *CMS* (oranžs) programmatūrās. Attēloti strūklu skaita sadalījums (augšā, pa kreisi), strūklu šķērsimpulsu skalārā summa (augšā, pa labi), kas iegūti ar *RIVET* rutīnu *MC_TTBAR (ONELEP)*, kā arī visu galastāvokļa daļiņu enerģijas sadalījums ar $|\eta| < 5.0$ un $p_T > 500$ MeV (apakšā, pa kreisi), un lādēto daļiņu skaits vienā notikumā, N_{ch} (apakšā, pa labi), iegūts ar *RIVET* rutīnu *MC_FSPARTICLES*. Attēli publicēti [38], [39].

tus H_T sadalījumam, taču nedaudz sliktāk raksturo strūklu skaitu N_{jets} , salīdzinot ar *POWHEG+PYTHIA 8*. Šāda situācija, kad viens no šiem diviem lielumiem tiek uzlabots uz otra rēķina, ir tipiska problēma, kas rodas NLO ģeneratoru parametru pieskaņošanā. Līdzīga savstarpēja kompromisa situācija novērota arī citos novērojamos lielumos. *SHERPA* simulācijas atbilstību ar datiem H_T sadalījumā parāda tas, ka iegūtā $\chi^2/n_{dof} = 0,42$ vērtība ir zemāka nekā *POWHEG+PYTHIA 8*, kas ir $\chi^2/n_{dof} = 1,41$. Šīs vērtības iegūtas, neņemot vērā korelācijas starp sadalījuma stabiņiem.

3.3. Kopsavilkums

Šajā nodaļā tika aprakstīts autora ieguldījums pirmās kopīgās *CMS-ATLAS SHERPA* $t\bar{t}$ *MC* datu kopas un pirmās *CMS SHERPA* $t\bar{t}$ datu kopas ģenerēšanā. Tika konstatēts,



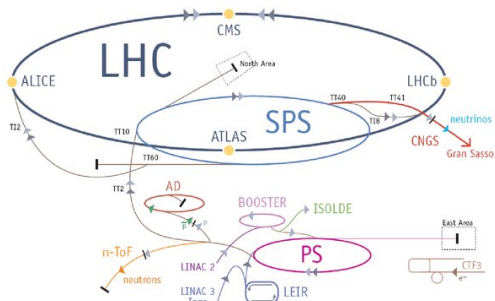
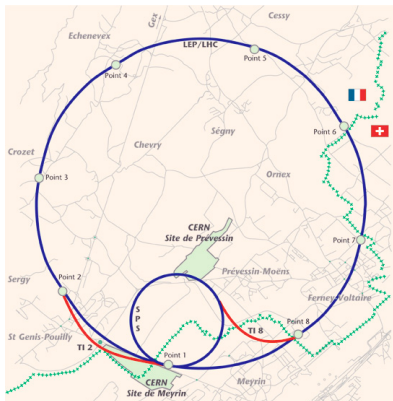
3.4. att. CMS-ATLAS kopīgo *MC SHERPA* iestatījumu salīdzinājums ar kopīgajiem un noklusētajiem *ATLAS* un *CMS POWHEG+PYTHIA 8* iestatījumiem. Parādīti strūklu šķērsimpulsa skalārās summas (kreisajā pusē) un strūklu skaita sadalījumi (labajā pusē), salīdzinot ar *CMS* datiem. Attēli publicēti [38], [39].

ka *SHERPA* datu kopa piedāvā alternatīvu biežāk izmantotajam *POWHEG+PYTHIA 8* paraugam, nodrošinot labāku atbilstību datiem tādos sadalījumos kā virsotnes kvarka p_T un strūklu H_T , lai gan nedaudz sliktāk apraksta citus, piemēram, N_{jet} . Tādējādi darba mērķis Nr.4 ir pilnībā izpildīts. *LHCTopWG* iesaka pievienot kopējās *SHERPA* datu kopas prognozes visiem *CMS* un *ATLAS* eksperimentu $t\bar{t}$ analīzu daļiņu līmeņa sadalījumiem, lai atvieglotu rezultātu salīdzinājumu starp eksperimentiem un to kombinēšanu.

Iespējamais turpinājums šim projektam ir atkārtota kopīgās datu kopas ģenerēšana, izmantojot jauno klasteru hadronizācijas modeļa piedzišanu, kas nesen ieviests *SHERPA* [68]. *CMS* ietvarā validētie *SHERPA* iestatījumi ļauj veikt papildu pētījumus par hadronizācijas modeļa ietekmi uz strūklām, piemēram, strūklu enerģijas skalas pētījumus, līdzīgi kā tas ir veikts *ATLAS* eksperimentā [69]. Šādi pētījumi būtu svarīgs nākamais solis darbam, kas vēlāk aprakstīts 6. nodaļā.

4. EKSPERIMENTĀLĀ IEKĀRTA

4.1. Lielais hadronu paātrinātājs



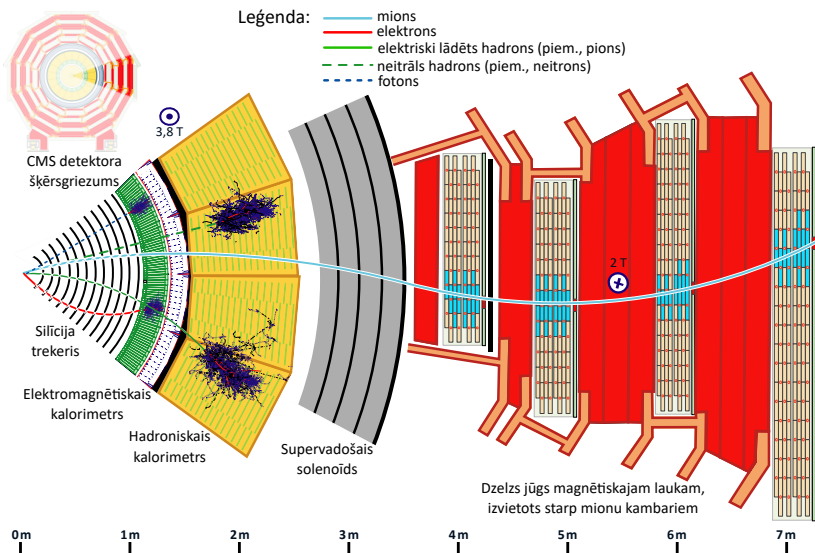
4.1. att. Kreisajā pusē: *LHC* un *SPS* tunēlu karte Ženēvā (zilā krāsā) kopā ar kūļu pārnesei līnijām (sarkanā krāsā) [70]. Francijas un Šveices robeža ir apzīmēta ar zaļu punktētu līniju. Astoņu taisno sekciju centri, kur atrodas piekļuve paātrinātājam un kur notiek iekšējās un ārējās kūļu cauruļu apmaiņa, ir iezīmēti ar pelēkiem punktiem. Labajā pusē: Eiropas kodolpētījumu centra (*CERN*, angļu valodā *European Organization for Nuclear Research*) paātrinātāju kompleksa shēma un galvenie eksperimenti, kas to pielieto [71].

Mērījums, kas aprakstīts šajā promocijas darbā, tika veikts, izmantojot datus, kas savākti *CMS* eksperimentā *LHC*. Kā pasaulē jaudīgākais daļiņu paātrinātājs, *LHC* spēj paātrināt divus pretējos virzienos rotējošus protonu kūļus, katru līdz maksimālajai enerģijai 7 TeV, un svina jonus līdz 2,8 TeV [72], [73]. *LHC* un mazākā Super protonu sinhrotrona (*SPS*, angļu valodā *super proton synchrotron*) tunēla karte ir redzama 4.1. attēlā kreisajā pusē. *LHC* tika uzstādīts tunelī, kas iepriekš tika būvēts Lielajam elektronu-pozitronu paātrinātājam (*LEP*, angļu valodā *Large Electron-Positron Collider*), un tas atrodas 45 m līdz 170 m dziļumā zem zemes [74].

Protonu paātrināšanas process ietver virkni rūpīgi sinhronizētu posmu, kuros daļiņas iziet cauri vairākiem paātrinātājiem, pirms sasniedz savu galīgo enerģiju. Pilns *CERN* paātrinātāju komplekss, kas redzams 4.1. attēlā (labajā pusē), nodrošina daļiņu padevi *LHC*, vienlaikus atbalstot arī citus inovatīvus eksperimentus.

4.2. Kompaktais mionu solenoīds

CMS ir hermētisks daudzfunkcionāls eksperiments [76]. Šajā gadījumā hermētiskums nozīmē, ka detektors aptver plašu fāzes telpu, jo *CMS* hadroniskais kalorimetrs (*HCAL*) sasniedz pseidostraujumu (angļu valodā *pseudorapidity*) līdz pat $|\eta| = |-\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]| = 5,2$,



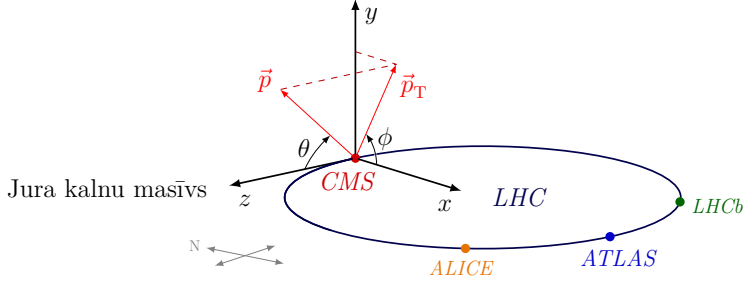
4.2. att. Sektors no CMS detektora šķērsgriezuma gar x - y plakni (t. i., perpendikulāri kūļu linijai) [75].

kur θ apzīmē polāro leņķi attiecībā pret kūļu asi. Sākotnēji izstrādāts Higa bozona atklāšanai un tā īpašību izpētei, *CMS* ir lieliski piemērots gan precīziem fizikas mērījumiem, gan jaunās fizikas meklējumiem.

CMS detektoram ir cilindriska forma, tas ir radiāli simetrisks, un tā izmēri ir 21 m garumā un 15 m diametrā. *CMS* detektora šķērsgriezuma sektors šķērseniskā virzienā ir attēlots 4.2. attēlā, kopā ar piemēriem daļiņu trekiem (daļiņu atstātajām trajektorijām), kas to šķērso. Attēlā redzama *CMS* slāņveida struktūra. Pirmie slāņi, pikseļu un slokšņu (angļu valodā *strip*) treku detektori (trekeri, angļu valodā *tracker*), ir atbildīgi par daļiņu treku rekonstrukciju. Pēc tiem seko kalorimetriskie slāņi: elektroniskais kalorimetrs (*ECAL*, angļu valodā *electronic calorimeter*) absorbē un reģistrē fotonu un elektronu enerģiju, savukārt *HCAL* – hadronu enerģiju. Pēc tam novietotais magnēts novirza lādētās daļiņas, ļaujot atšķirt to lādiņu un šķērsimpulsu. Visbeidzot, mionu kameras ir paredzētas mionu treku rekonstruēšanai, jo mioni neabsorbējas kalorimetros un magnētā.

CMS sadarbībā tiek izmantota labās rokas koordinātu sistēma, kā redzams 4.3. attēlā, kur z ass ir vērsta pretēji pulksteņrādītāja virzienam pa kustīgā kūļa virzienu, x ass ir vērsta uz LHC centru, savukārt y ass – vertikāli augšup. Papildus bieži tiek izmantotas cilindriskās koordinātas (r, ϕ, z) un sfēriskās koordinātas (r, θ, ϕ) , kur r apzīmē radiālo attālumu no z ass, ϕ apzīmē azimutālo leņķi ap kūļu asi. Polārais leņķis θ bieži tiek aizstāts ar η .

Detektors ir sadalīts trīs reģionos: cilindriskajā (angļu valodā *barrel*), gala sienu (angļu valodā *endcap*) un uz priekšu vērstā (angļu valodā *forward*) reģionā. Cilindriskais reģions



4.3. att. *CMS* sadarbībā lietotā koordinātu sistēma [77].

ietver cilindriskus apakšdetektorus un aptver $|\eta|$ diapazonu līdz $|\eta| < 1,3$. Gala sienu reģions atrodas *CMS* cilindra galos un ir sadalīts divās daļās: reģionā, kurā ir *CMS* trekera pārklājums, $1,566 < |\eta| < 2,5$, un reģionā, kur tā nav, $2,5 < |\eta| < 3$. Tas atstāj pārejas reģionu $1,3 < |\eta| < 1,566$, kur ir lielāks materiāla daudzums detektorā, ko izraisa kabeļu klātbūtne un ierobežots detektora pārklājums. Uz priekšu vērtais reģions ar priekšējo *HCAL* ir definēts kā $3 < |\eta| < 5,191$.

5. NOTIKUMU REKONSTRUKCIJA *CMS* EKSPERIMENTĀ

Kad signāls tiek uztverts, detektora neapstrādātā atbilde, kas reģistrēta kā trāpījumi un noguldītā enerģija, ir jāpārveido par informāciju fizikālo objektu izteiksmē, piemēram, daļiņām, to impulsiem, trekiem un to tipiem. Šis process tiek veikts notikumu rekonstrukcijas laikā.

Pirmais rekonstrukcijas solis ir treku noteikšana, kurā atsevišķas daļiņu kustības trajektorijas tiek identificētas, izmantojot trāpījumus trekerī [78]. Pēc treku rekonstrukcijas tiek noteiktas primārās virsotnes (*PV*, angļu valodā *primary vertex*), ekstrapolējot trekus un nosakot treku izcelsmes pozīciju. *PV* ar lielāko uz to vērsto p_T tiek identificēts kā vadošā *PV*, kas apzīmē galveno augstas enerģijas procesa mijiedarbības punktu.

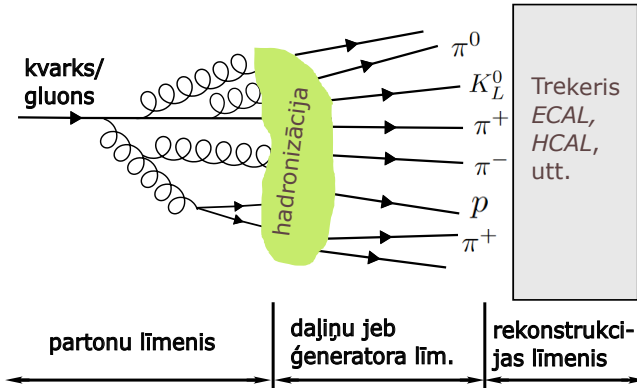
Fizikālie objekti tiek rekonstruēti, izmantojot daļiņu plūsmas (*PF*, angļu valodā *particle flow*) algoritmu, kas apvieno informāciju no visiem apakšdetektoriem [75]. Mioni tiek rekonstruēti, izmantojot trekus mionu kamerās un iekšējā treku detektorā. Elektroni tiek identificēti kā bremszējošā starojuma (angļu valodā *bremsstrahlung*) noguldījumu superklasteri *ECAL*, kas atbilst attiecīgiem trekiem, savukārt fotoni tiek noteikti kā līdzīgi superklasteri bez saistītiem trekiem. Hadroniskā aktivitāte tiek klasificēta, balstoties enerģijas noguldījumos *HCAL*: klasteri bez saistītiem trekiem tiek apzīmēti kā neitrāli hadroni, bet tie, kas ir saistīti ar trekiem, tiek identificēti kā lādēti hadroni.

Pēc atsevišķu daļiņu rekonstrukcijas tiek veidotas strūklas, kas tiek grupētas no *PF* kandidātu grupām. Pēc tam rekonstrukcija turpinās ar fizikālo objektu enerģiju kalibrēšanu un izšķirtspējas uzlabošanu. Papildus tiek noteikti datu un *MC* kalibrācijas koeficients (*SF*, angļu valodā *scale factor*), kas ņem vērā atšķirības starp simulāciju un eksperimentālajiem datiem. Nākamajās apakšnodaļās sīkāk aprakstīta strūklu grupēšana un enerģijas kalibrēšana.

5.1. Strūklu grupēšana un identificēšana

Krāsu ieslodzījums un lielās logaritmiskās korekcijas, kas parādās matricas elementiem mīksto un kolineāro kvarku un gluonu emisiju gadījumā, izraisa lielu hadronu daudzumu veidošanos⁴, kas ir kolimēti šauros konusus, kā redzams 5.1. attēlā. Šādu lielu daļiņu daudzumu precīza aprakstīšana ir sarežģīta gan teorētiski (piemēram, ierobežotas kārtas perturbatīvo aprēķinu dēļ un partonu dušas aproksimācijā), gan eksperimentāli (piemēram, nepieciešamās aprēķinu jaudas dēļ, lai izsektu lielajam daļiņu skaitam, un ierobežotās detektora izšķirtspējas dēļ). Šo sarežģītību var efektīvi samazināt, kombinējot daļiņas strūklās, kas radušās no sākotnējās krāsu lādiņu nesošās daļiņas.

⁴Tas iekļauj arī citas daļiņas, piemēram, leptonus, kas rodas nestabilu hadronu sabrukumos.



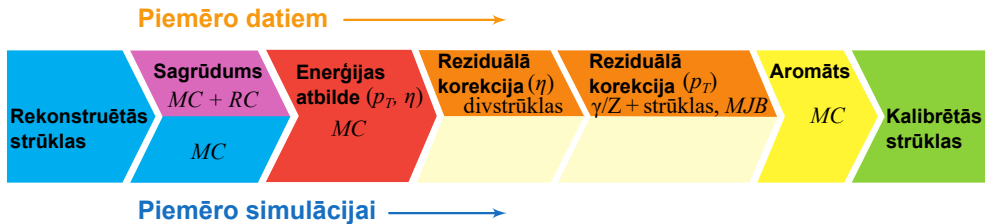
5.1. att. Shēmisks strūklu attēlojums. *MC* ģeneratori ļauj atšķirt strūklas, kas grupētas no dažādiem objektu tipiem. Partonu līmenis apzīmē strūklas, kas grupētas no partoniem. Daļiņu līmeņa strūklas tiek grupētas no stabiliem hadroniem. Rekonstruētās strūklas tiek iegūtas, grupējot rekonstruētus objektus, piemēram, enerģijas noguldījumus kalorimetros vai *PF* kandidātus.

Strūklu grupēšanas algoritmi piekārto gala stāvokļa daļiņas strūklām. Šajā promocijas darbā izmantotais strūklu grupēšanas algoritms ir anti- k_T algoritms, kas veido koniskas strūklas ar rādiusu $R = 0,4$ [79], [80]. *MC* simulācijā ir iespējams piešķirt strūklai iniciējošā partona aromātu. Šajā promocijas darbā tas tiek veikts, izmantojot partonu aromāta algoritmu. Šis algoritms atkārtoti veic strūklu grupēšanu no hadronu saraksta, kuru paplašina, pievienojot visus gala partonus ar to impulsu samazinātu līdz nenozīmīgai vērtībai. Strūkla tiek apzīmēta ar b aromātu, ja tajā ir iekļauts b partons, un ar c aromātu, ja tajā ir c partons, bet nav b partona. Pretējā gadījumā strūkla iegūst to partona aromātu, kuram ir lielākais impulss strūklā.

b un c strūklu identificēšana (b un c marķēšana) *MC* simulācijā un datos ir iespējama, izmantojot rekonstruēto treku informāciju [81]. Šī metode balstās tādā informācijā kā sekundārās virsotnes (*SV*, angļu valodā *secondary vertex*) esamība strūklā. Tiek definēti trīs iestatījumi: “vaļīgais”, “vidējais” un “ciešais”, kas atbilst iespējamībai nepareizi identificēt vieglo kvarku strūklu kā b strūklu attiecīgi 10 %, 1 % un 0.1 % gadījumu.

5.2. Strūklu enerģijas kalibrācija

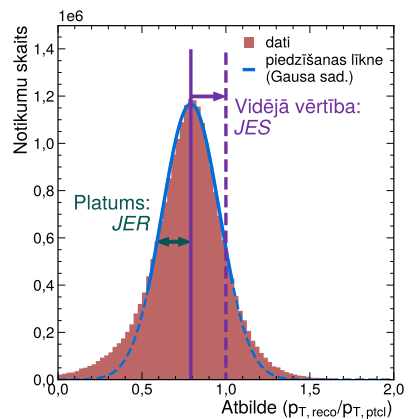
Rekonstruētajām strūklām nepieciešama kalibrēšana, lai novērstu sagrūduma (*PU*, angļu valodā *pileup*) ietekmi, detektora signāla zudumus, piemēram, mirušā materiāla un detektora nekompensācijas dēļ, kā arī *UE* piesārņojumu strūklas konusā. CMS izmantotā strūklu korekciju shēma 2. darbības periodā ir redzama 5.2. attēlā. Tā ir sadalīta vairākos posmos. Vispirms tiek noņemts *PU* ieguldījums, izmantojot lādētu daļiņu atskaitīšanu (*CHS*, angļu valodā *charged hadron subtraction*) un hibrīdā laukuma metodi.



5.2. att. *JEC* shēma CMS 1. un 2. darbības periodā [82]. Aromātu *MC* nav obligātā korekcija, bet tiek izmantota Δm_t analizē. Augšpusē attēlotas korekcijas, kas tiek piemērotas datiem, bet apakšpusē – korekcijas, kas tiek piemērotas *MC*.

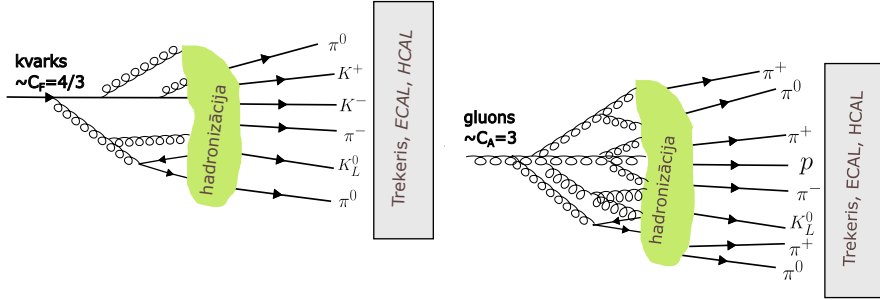
Pēc tam tiek kompensēti detektora efekti. Šīs korekcijas tiek iegūtas no *MC* simulācijas (*MC* bāzētas korekcijas), un nodrošina, ka rekonstruēto strūklu p_T sakrīt ar daļiņu līmeņa strūklu p_T . Tā kā $p_{T, \text{reco}}$ tiek izpludināts detektora izšķirtspējas dēļ, strūklas enerģijas atbilde $R = \frac{p_{T, \text{reco}}}{p_{T, \text{ptcl}}}$ ir sadalījums, kas līdzīgs 5.3. attēlā redzamajam. *MC* bāzētas korekcijas tādejādi pārbauda strūklu enerģijas mērogu (*JES*, angļu valodā *jet energy scale*), proti, šī sadalījuma vidējo (vai mediāno) vērtību, uz 1. Pēc tam atlikušās datu un *MC* pielīdzināšanas korekcijas tiek iegūtas, izmantojot datus balstītas korekcijas, kas tiek iegūtas no p_T līdzsvara divstrūklu un Z + strūklu notikumos.

Pēc visām obligātajām CMS *JEC*, kas aprakstītas iepriekš, var tikt piemērotas izvēles, no aromāta atkarīgas *JEC* (aromāta korekcijas, L5 korekcijas), kas iegūtas no *MC*. Tās ņem vērā faktu, ka dažādu aromātu strūklām ir atšķirīgi fragmentācijas modeļi un tās detektorā uzvedas atšķirīgi. Papildus tam aromātu nenoteiktības atspoguļo nenoteiktību katras atsevišķas strūklas aromātu fragmentācijas modelēšanā. Šīs nenoteiktības ir obligātas visām CMS analizēm, kurās tiek izmantotas strūklas. Aromātu korekcijas un aromātu nenoteiktības tiks apspriestas 6. nodaļā. Visiem iepriekš minētajiem soļiem ir pievienots atsevišķs nenoteiktību kopums.



5.3. att. Strūklas enerģijas atbildes sadalījums, kurā attēlota tās vidējā vērtība, *JES*, un platums, strūklu enerģijas izšķirtspēja (*JER*, angļu valodā *jet energy resolution*).

6. NO AROMĀTA ATKARĪGĀS STRŪKLU ENERĢIJAS KOREKCIJAS UN KVARKU-ANTIKVARKU DETEKTORA ATBILDES ASIMETRIJA



6.1. att. Shematisks attēlojums, kas parāda atšķirības starp kvarka strūklu (kreisajā pusē) un gluona strūklu (labajā pusē). Gluona strūklām ir lielāks daļiņu daudzums un platāks strūklas rādiuss. Arī hadronu saturs starp šīm strūklām atšķiras, piemēram, strūklām, ko iniciē s kvarki, ir lielāka varbūtība radīt kaonus (s hadronus).

Kā aprakstīts 5.2. nodaļā, strūklas, kas grupētas no daļiņu līmeņa sastāvdaļām, atšķiras no tām, kas grupētas no rekonstruētām daļiņām. *CMS* eksperimentā šie efekti parasti tiek ņemti vērā, izmantojot *JEC*, kas iegūti no *QCD* datu kopas, kurā dominē gluonu strūklas. Tomēr strūklas atbilde mainās atkarībā no tās aromāta, jo atšķiras strūklas fragmentācija [83]. Šos atšķirīgos efektus izraisa strūklu sastāvā esošo hadronu satura atšķirības [69], šo hadronu impulsu spektrs un strūklas forma [84]. Strūklu aromāta atšķirības shematiski attēlotas 6.1. attēlā. Piemēram, vieglo kvarku strūklas (u , d) parasti uzrāda visaugstāko enerģijas atbildi, savukārt gluonu strūklām atbilde ir zemāka. Tas ir saistīts ar lielāku gluonu Kazimira krāsu faktoru, kas izraisa gluonu fragmentāciju lielākā daudzumā mīkstāku daļiņu ar plašāku izkliedi detektorā. Šis efekts var arī izraisīt situāciju, kurā daļa enerģijas noguldījumu kalorimetra šūnās ir zem detektora sliekšņa, samazinot enerģijas atbildi. Turklāt iespējama strūklas fragmentācijas nepareiza modelēšana starp dažādiem aromātiem rada papildu aromāta nenoteiktību.

No aromāta atkarīgās *JEC* (aromāta korekciju) nepieciešamība izriet no nepieciešamības novērtēt aromāta nenoteiktības un panākt saskaņotību starp *QCD* divstrūklu (*QCD*) datu kopu, kur dominē gluonu strūklas, un Z + strūklu datu kopu, kur dominē kvarku strūklas. Abās datu kopās tiek izmantotas datus bāzētās strūklu korekcijas. Turklāt analīzes, kas balstās b strūklu identificēšanā, piemēram, virsotnes kvarka masas mērījumi, gūtu labumu no b strūklu korekcijas attiecībā uz vieglo kvarku strūklu atbildi. Šāda korekcija tiek pielietota Δm_t mērījumā, kā aprakstīts 7.2.1. nodaļā. Savukārt aromāta nenoteiktība ir obligāta visām *CMS* analīzēm, kurās tiek izmantotas strūklas. Nenoteiktība, kas saistīta ar b strūklām, ir kļuvusi par dominējošo nenoteiktību dažās analīzēs, piemēram,

virsošnes kvarka masas mērijumos [85]. Savukārt gluonu strūklu nenoteiktība ir viena no galvenajām nenoteiktībām α_s mērijumos [86]–[89] un $t\bar{t}$ + strūklu procesa šķēsgriezuma mērijumos [90].

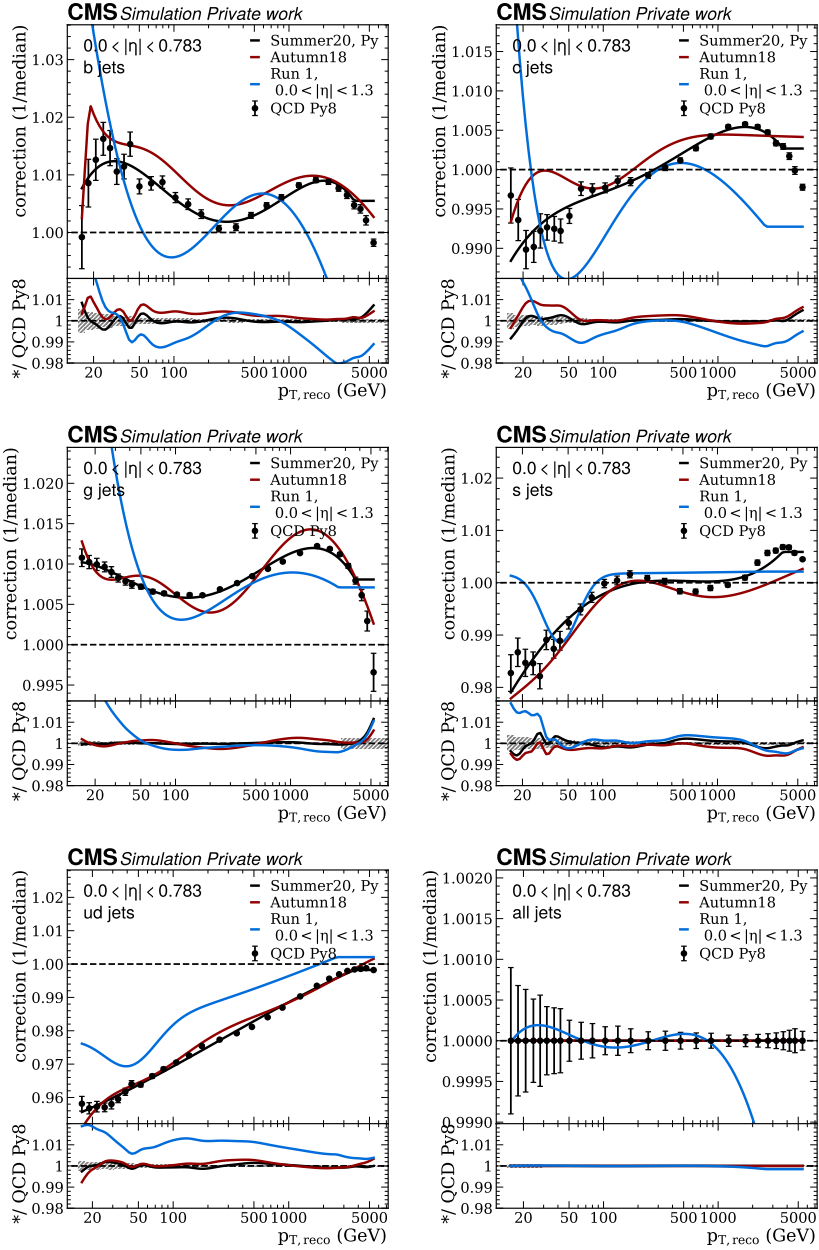
Aromāta korekcijas parasti tiek iegūtas, izmantojot *MC* bāzētas metodes kā paplašinājumu vispārīgajai *JEC* iegūšanas procedūrai, kas aprakstīta 5.2. apakšnodaļā. Atšķirība ir tāda, ka aromāta korekcijām strūklu datu kopa tiek sadalīta pēc strūklu aromāta. Tāpat ir izstrādātas arī datus bāzētas metodes [91]–[94]. Tomēr šīs metodes parasti cieš no lielām sistēmiskajām nenoteiktībām vai arī izmantotajām metodēm vēl nepieciešama validācija. Rezultātā datus bāzētas metodes līdz šim galvenokārt ir kalpojušas kā *MC* balstīto rezultātu validācija.

Iepriekšējās *CMS* aromāta korekcijas tika iegūtas, izmantojot *QCD* datu kopu, kas ģenerēta ar *PYTHIA* 6 ($Z2^*$ regulējumu (angļu valodā *tune*)), savukārt aromāta nenoteiktības tika noteiktas, salīdzinot ar *QCD* datu kopu, kas ģenerēta ar *HERWIG++* ($EE3$ regulējumu)[82]. Papildus tam tika izstrādāts arī privāts korekciju kopums, izmantojot *HERWIG++* un *PYTHIA* 8 agrīnos 2. darbības perioda datus [95]. Šajā darbā mēs atkarītojam šo pieeju, izmantojot *PYTHIA* 8 ($CP5$ regulējumu) aromāta korekcijām un salīdzinājumu ar *HERWIG* 7 ($CH3$ regulējums [96]) aromāta nenoteiktību noteikšanai. Tā vietā, lai izmantotu tikai *QCD* datu kopu, vienlaicīgi tika veiktas piedzišanas *QCD*, Drella-Jana (DY , angļu valodā *Drell-Yan*, turpmāk, Z + strūklu) un $t\bar{t}$ datu kopām, kā arī atsevišķa piedzišana $t\bar{t}$ datu kopai. Pastāv arī alternatīvas *MC* bāzētas metodes strūklu aromāta nenoteiktību novērtēšanai, piemēram, sadalot aromāta nenoteiktību trīs komponentēs: hadronizācijā, partonu dušā un UE +partonu dušā, kā tas tika veikts ATLAS sadarbībā [97]. Šajā darbā tomēr tiek turpināta iepriekš *CMS* izmantotā pieeja, novērtējot aromāta nenoteiktību, salīdzinot *HERWIG* (lēnā sakārtota duša + klasteru hadronizācija) un *PYTHIA* (p_T -sakārtota dipola duša + Lundas stīgu hadronizācija).

Šajā nodaļā ir apkopoti galvenie šīs disertācijas autora iegūtie rezultāti. Vispirms 6.1. nodaļā tiek parādītas aromāta korekcijas, pēc tam 6.2. nodaļā – aromāta nenoteiktības, un visbeidzot 6.3. apakšnodaļā – aromāta-antiaromāta nenoteiktības. Šie rezultāti ir noderīgi visai *CMS* sadarbībai, un to lietojums Δm_t mērijumā ir aprakstīts 7. apakšnodaļā. Rezultāti ir prezentēti *CMS* iekšējā ziņojumā [40].

6.1. No aromāta atkarīgās strūklu enerģijas korekcijas

Aromāta korekcijas tika iegūtas atsevišķi no $t\bar{t}$ un *QCD* datu kopām, kā arī no *QCD*, $t\bar{t}$ un DY datu kopu vienlaicīgas piedzišanas. Korekcijas, kas iegūtas, izmantojot *PYTHIA* 8 *QCD* datu kopu (*Summer20*), tika salīdzinātas ar 1. darbības perioda (*Winter14*) korekcijām, kas tika iegūtas no *QCD* parauga, ģenerēta, izmantojot *PYTHIA* 6 ar $Z2^*$ regulējumu [82]. Papildus tam agrāku korekciju kopumu, lietojot neatkarīgu programmatūru, ieguva [95] lietojot *QCD* datu kopu, kas ģenerēta ar *PYTHIA* 8 (*Autumn18*). Šīs korekcijas balstās agrākā *CMS MC* kampaņā, kurā tika izmantotas vecākas *JEC* versijas, kas nebija



6.2. att. Strūklas enerģijas atbildes mediānas apgrieztā vērtība $0 < |\eta| < 0.783$ intervālā sešiem dažādiem strūklu aromātiem QCD datu kopā, kas ģenerēta ar *PYTHIA* 8 (melnie marķieri). Attēloti QCD datu kopas piedzišanas rezultāti (*Summer20*, melnā līkne) kopā ar *Autumn18* (agrīnais 2. darbības periods, sarkanā līkne) un *Winter14* (1. darbības periods, zilā līkne) korekcijām.

tik precīzi pielāgotas kā *UL* kampaņā. Šim salīdzinājumam *Summer20* korekcijas tika iegūtas, izmantojot to pašu $|\eta|$ iedalījumu kā *Autumn18* korekcijām. *Winter14* piedzišanas rezultāti tika iegūti rupjākā iedalījumā, kas atbilst HCAL sekcijām.

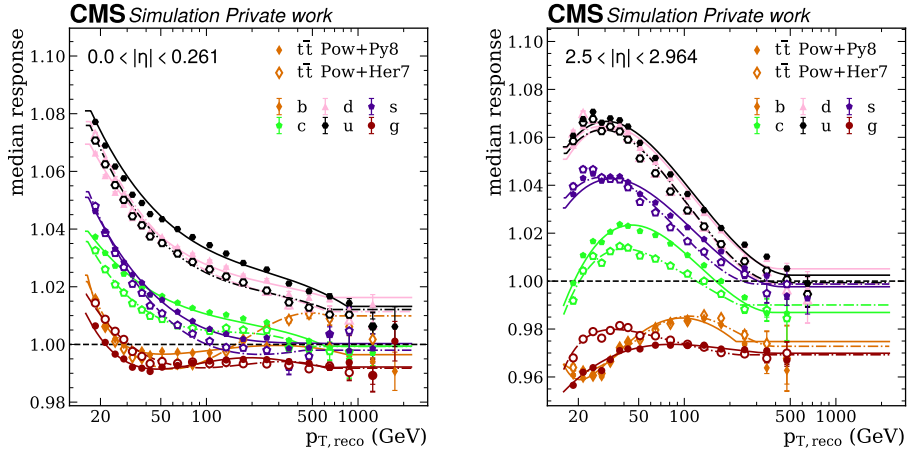
6.2. attēlā salīdzinātas jaunās *Summer20* korekcijas ar *Autumn18* un *Winter14* piedzišanas rezultātiem. Tiek salīdzināts *JEC* faktors, kas definēts kā strūklas enerģijas atbildes mediānas apgrieztā vērtība. Rezultāti ir attēloti centrālākajā $|\eta|$ reģionā. Leģendā ir norādīts atbilstošais $|\eta|$ iedalījums, kas tika izmantots *Winter14* piedzišanai. Tiek novērota laba atbilstība starp *Summer20* un *Autumn18* piedzišanas rezultātiem.

Winter14 korekcijas uzrāda būtisku neatbilstību, salīdzinot ar pārējām divām piedzišanām. Galvenais iemesls tam ir būtiskās atšķirības starp *PYTHIA* 6 ar $Z2^*$ regulējumu un *PYTHIA* 8 ar CP5 regulējumu, piemēram, *UE* parametri un α_s vērtība partonu dušā. Turklāt *PYTHIA* 6 datu kopā, kas tika izmantota *Winter14* piedzišanai (aptuveni 10 miljoni notikumu), bija ievērojami mazāks notikumu skaits nekā *PYTHIA* 8 *QCD* datu kopā (aptuveni 20 miljoni notikumu). To apstiprina arī lielākas statistiskās svārstības *Winter14* korekcijas līknē. Papildus tam *Winter14* piedzišana tika veikta ar strūklām, kas grupētas ar $R = 0,5$ konusa rādiusu, nevis $R = 0,4$, kā arī izmantojot atšķirīgu $|\eta|$ iedalījumu nekā *Summer20* piedzišanā. Visbeidzot, *Winter14* piedzišanā partonu līmeņa strūklu klasifikācijai tika izmantota fizikālā definīcija, kamēr *Summer20* un *Autumn18* gadījumā tika izmantota partona aromāta definīcija. Neskatoties uz atšķirībām starp *PYTHIA* 6 un *PYTHIA* 8 aromāta korekcijām, tās uzrāda vienādas globālās tendences. Proti, b un g strūklām ir zemāka atbilde ($R < 1$), savukārt vieglajām strūklām – augstāka atbilde ($R > 1$).

6.2. Krāsu nenoteiktības

6.3. attēlā redzams *HERWIG* 7 un *PYTHIA* 8 salīdzinājums strūklas enerģijas atbildes mediānai $t\bar{t}$ datu kopā, t. i., korekcijas faktora, apgrieztā vērtība. Vispārējās tendences ir tādas pašas kā *QCD* piedzišanas rezultātos (6.2. attēlā). Redzams, ka vieglajiem aromātiem nepieciešama vislielākā korekcija, bet gluonu aromātam – vismazākā, savukārt pārējie aromāti atrodas starp šīm divām. Aromātu secība un kopējā tendence atbilst 1. darbības perioda analizē novērotajam [82]. Tomēr starp *PYTHIA* 8 un *HERWIG* 7 datu kopām ir novērojamas atšķirības. $t\bar{t}$ aromāta nenoteiktība ir proporcionāla šīm atšķirībām, taču tā ir normalizēta pret atskaites punktu pie $p_T = 200$ GeV $Z +$ strūklu aromātu sastāva, pret kuru ir kalibrētas datus bāzētās korekcijas.

6.4. attēlā redzams aromāta nenoteiktības salīdzinājums dažādiem aromātiem attiecībā pret 1. darbības perioda aromāta nenoteiktību. Gluoniem iegūtā nenoteiktība ir ievērojami mazāka nekā 1. darbināšanas periodā, savukārt citiem aromātiem nenoteiktība dažos p_T reģionos kļūst nedaudz lielāka, bet citos samazinās. 1. darbības periodā gluonu strūklu nenoteiktība bija dominējošais nenoteiktības avots, un ierobežotā ģenerēto *MC* notikumu skaita dēļ pārējiem aromātiem tika veikta tikai aptuvena piedzišana, kas



6.3. att. Strūklas enerģijas atbildes mediānas salīdzinājums, kas simulēts, izmantojot *PYTHIA* 8 (aizvērtie marķieri) un *HERWIG* 7 (atvērtie marķieri) partonu dušas dažādiem strūklu aromātiem. *JEC* piedzišanas rezultātu apgrieztās vērtības ir attēlotas kā līknes. Rezultāti ir parādīti diviem atšķirīgiem η reģioniem.

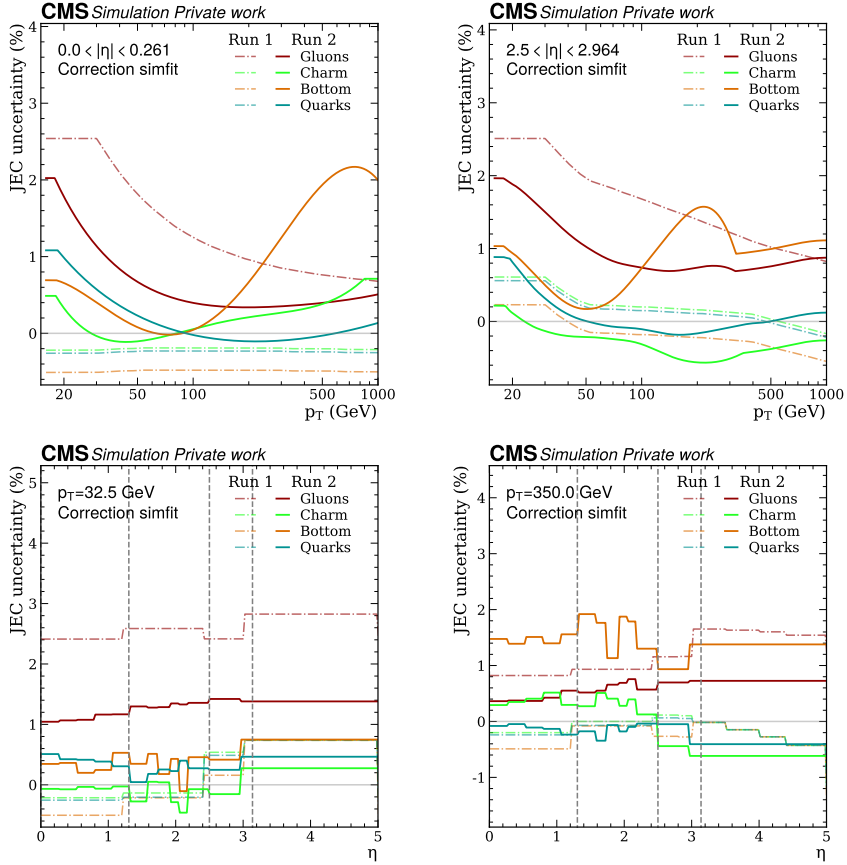
bieži tika aproksimēta ar vienkāršu taisnu līniju. Tas nereti radīja situāciju, ka nenoteiktība tika novērtēta par mazu. 2. darbības perioda gadījumā visiem aromātiem tiek veikta piedzišana, izmantojot lielāku *MC* notikumu skaitu, iegūstot uzlabotu atkarību no p_T . Nenoteiktība b strūklām sasniedz 2,5% pie $p_T > 100$ GeV, kas ir saskanīga ar 3% vērtību *Autumn18* *PYTHIA* 8/*HERWIG*++ analizē[95]. Šīs pieauguma iespējamais cēlonis ir atšķirības b hadronu sabrukumu modelēšanā starp *HERWIG* 7 un *PYTHIA* 8, kā sīkāk dokumentēts promocijas darbā.

6.3. Aromāta-antiaromāta nenoteiktība

Precīzos mērījumos, kas meklē iespējamās atšķirības matērijas un antimatērijas īpašībās, piemēram, Δm_t mērījumā, pat nelielas atšķirības kvarka un antikvarka strūklu atbildē ir nozīmīgas. Šādas atšķirības var rasties dažādā hadronu un antihadronu saturā aromāta un antiaromāta strūklās, kā redzams 6.5. attēlā. Šie hadroni un antihadroni mijiedarbojas ar detektora materiālu, kas sastāv no matērijas, kur antihadroni kalorimetros rada nedaudz lielāku enerģijas noguldījumu. Šajā apakšnodaļā tiek aplūkoti divi galvenie aromāta-antiaromāta nenoteiktību avoti.

6.3.1. Ar partonu dušu saistītā aromāta-antiaromāta nenoteiktība

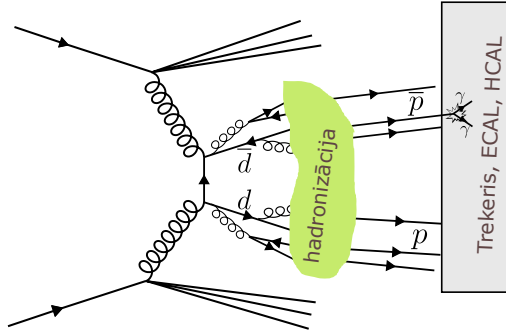
Aromāta nenoteiktības tika novērtētas, atņemot *PYTHIA* 8 piedzišanas rezultātus strūklas enerģijas atbildes mediānai no *HERWIG* 7 piedzišanas katrai kvarka-antikvarka kombinācijai. Iegūtās nenoteiktības līknes ir redzamas 6.6. attēlā. Dominējošā nenoteik-



6.4. att. Aromāta nenoteiktība kā funkcija no p_T diviem dažādiem η reģioniem (augšpusē) un kā funkcija no $|\eta|$ diviem dažādiem p_T reģioniem (apakšpusē). Punktēti svītrotās līnijas attēlo aromāta nenoteiktības no 1. darbības perioda, savukārt nepārtrauktās līnijas – 2. darbības perioda aromāta nenoteiktības.

tība, īpaši mazākajās $|\eta|$ vērtībās, ir s pret $\bar{s}$ nenoteiktība. Tā kā lielos p_T un η reģionos u/d aromāta daļa dominē pār $\bar{u}/\bar{d}$, $\bar{u}/\bar{d}$ nenoteiktība ir ievērojami lielāka nekā u/d nenoteiktība. Tādējādi lielos p_T un $|\eta|$, kur $\bar{u}/\bar{d}$ strūklu daļa ir maza, $\bar{u}/\bar{d}$ nenoteiktība kļūst lielāka nekā u/d nenoteiktība. b pret $\bar{b}$ nenoteiktība maina zīmi, palielinoties p_T un $|\eta|$, un ir mazāka par 0,03 % pie $50 < p_T < 100$ GeV, kur lielākā daļa no b strūklām tiek veidotas $t\bar{t}$ notikumos. Novērotie rezultāti izriet no lielām atšķirībām starp *HERWIG* 7 un *PYTHIA* 8 partonu dušu prognozēm s strūklu atbildē un nelielām atšķirībām b strūklu atbildē.

1. darbības perioda Δm_t mērījumā [30] b pret $\bar{b}$ nenoteiktība tika novērtēta, izmantojot kopējo atšķirību starp b un $\bar{b}$ atbildēm vienā un tajā pašā partonu dušā, kas tolaik bija *PYTHIA* 6. Tika novērots nobīdes lielums 0,078 %, neatkarīgs no p_T . Tomēr labam *MC* ģeneratoram būtu jāspēj korekti modelēt reālās b un $\bar{b}$ atbildes atšķirības, kā tas notiek datos, savukārt iespējamā dažādu aromāta un antiaromāta strūklu atbildes nepareiza mo-



6.5. att. Shematisks attēlojums notikumam, kurā tiek radīts kvarks un antikvarks. Atšķirības hadronu attīstībā atstāj dažādu ietekmi detektorā.

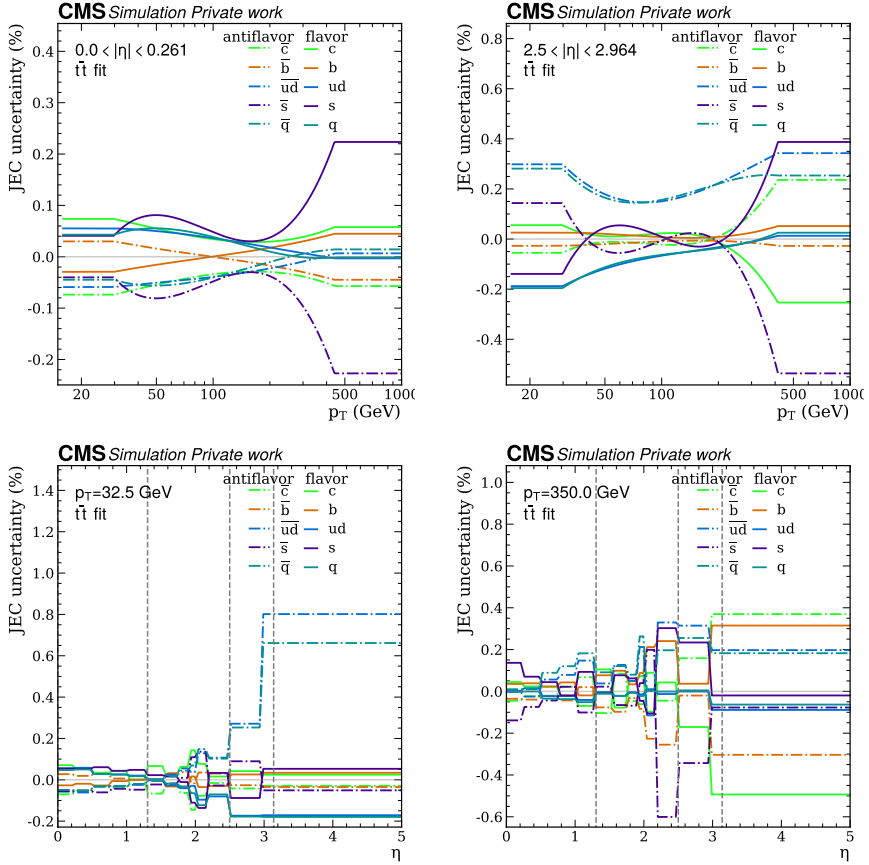
delešana var radīt nobīdi Δm_t mērījumā. Tāpēc šī analīze, kurā tiek izmantotas *HERWIG 7* un *PYTHIA 8* prognozes, sniedz precīzāku aromāta-antiaromāta nenoteiktības novērtējumu. Jāatzīmē, ka aromāta-antiaromāta nenoteiktība ir aptuveni 10 reizes mazāka nekā visaptverošā aromāta nenoteiktība, kas redzama 6.4. attēlā.

6.3.2. Aromāta-antiaromāta nenoteiktības no simulētās hadronu atbildes nepareizas modelēšanas

Pirms cilindriskā *HCAL* un *ECAL* uzstādīšanas *CMS* tika veikts testa kūļa eksperiments, lai izmērītu šo apakšdetektoru īpašības [98]. Tika mērītas atbildes uz $\pi^\pm$, p , $\bar{p}$, $K^\pm$, $e^\pm$ un $\mu^\pm$ kūļiem. Testa kūļa rezultāti $\pi^\pm$ un $K^\pm$ daļiņām ir redzami 6.7. attēlā kopā ar simulēto detektora atbildi, kas iegūta, izmantojot *GEANT4*. Šajā pētījumā tiek izmantota *GEANT4* versija 10.4.p03 [62]–[64] kopā ar fizikālā modeļa konfigurāciju (fizikas sarakstu) *FTFP_BERT_EMM*, atbilstoši Δm_t mērījumā izmantotajiem *MC* datiem. Salīdzinājumam tiek izmantots alternatīvs fizikālais saraksts *QGSP_FTFP_BERT_EMM*. Sākotnējā *HCAL* kalibrēšana tika veikta ar 50 GeV elektroniem.

Rezultāti rāda, ka π^+ atbilde ir lielāka nekā π^- . Pie kūļa enerģijas $p_{\text{Beam}} = 2 \text{ GeV}$ šī atšķirība sasniedz gandrīz 10 % un pakāpeniski samazinās, palielinoties p_{Beam} . *GEANT4* simulācija šo atšķirību neapraksta, t. i., abi šajā pētījumā izmantotie fizikālie saraksti prognozē aptuveni vienādu π^+ un π^- atbildi, kas atbilst π^+ datiem. Šādu atšķirību datus var izskaidrot ar atšķirīgām varbūtībām radīt π^0 lādiņapmaiņas reakcijās, kas norisinās *ECAL*: (I) $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ un (II) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. π^0 ātri sabrūk divos fotonos, un *CMS* kalorimetros tas atstāj aptuveni par 20 % lielāku signālu nekā $\pi^\pm$. Tā kā PbWO_4 , kas ir *ECAL* scintilatora materiāls, ir par 42 % vairāk neitronu nekā protonu, tad reakcijai (I) ir lielāka varbūtība norisināties, tādējādi skaidrojot palielināto kalorimetra atbildi uz π^+ .

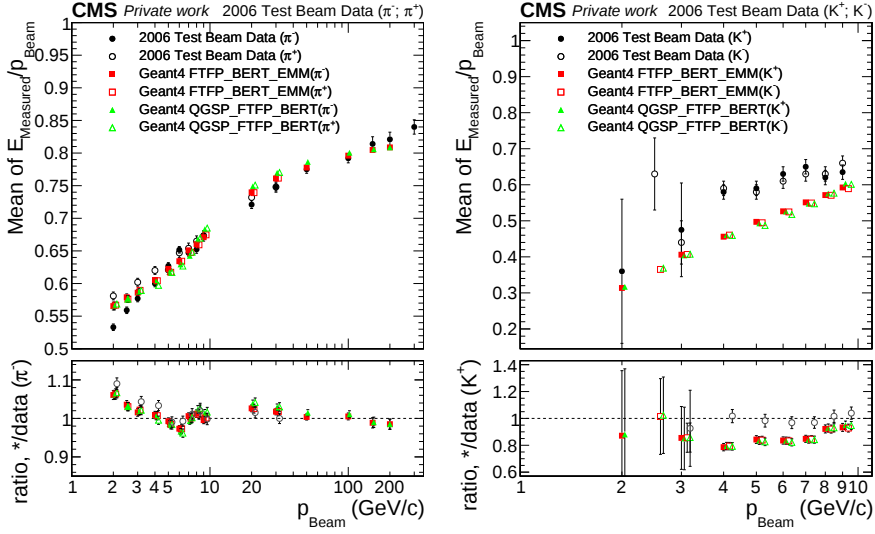
Vēl viena ievērojama neatbilstība starp testa kūļa rezultātiem un *GEANT4* simulāciju ir novērojama kaonos. Gan K^+ , gan K^- atbilde datus ir lielāka, nekā simulācijā.



6.6. att. Aromāta un antiaromāta nenoteiktība kā funkcija no p_T diviem dažādiem η reģioniem (augšpusē) un kā funkcija no η diviem dažādiem p_T reģioniem (apakšpusē).

Neatbilstības līmenis mainās jaunākajās *GEANT4* versijās. Labāka atbilstība π^- datiem tika novērtēta *GEANT4* versijā 10.7p01, kas tika izmantota agrīnajai 3. darbības perioda simulācijai [99]. Savukārt atbilstība π^+ datiem nav uzlabojusies, bet pat pasliktinājusies. Attiecībā uz kaoniem ir parādīts, ka atbilstība starp simulāciju un daļiņu šautesnes datiem uzlabojas tikai nedaudz, un līdz pat 20 % atšķirība saglabājas atbildē, ja $p_{\text{Beam}} > 3 \text{ GeV}$.

Lai ņemtu vērā π^- un π^+ atbildes nepareizas modelēšanas ietekmi uz aromāta-antiaromāta *JEC*, PF kandidātu atbilde, kas veidojusies no negatīvi lādētiem trekiem, tika samazināta, izmantojot koeficientu, kas iegūts no attiecības, kas redzama 6.7. attēlā. Šo atbildes nobīzu ietekme uz *JEC* ir redzama 6.8. attēlā, kur parādīta strūklas enerģijas atbildes attiecība starp datu kopu, kurā ir veikta π^- nepareizās modelēšanas korekcija, un centrālo datu kopu. Kopējā ietekme sasniedz līdz pat 0,3 %, kas ir būtiski precīzai visaptverošai strūklas enerģijas kalibrācijai, savukārt aromātam un antiaromātam ietekme ir līdzīga. Statistiskās nenoteiktības ir 100 reizes mazākas nekā attēlā, jo



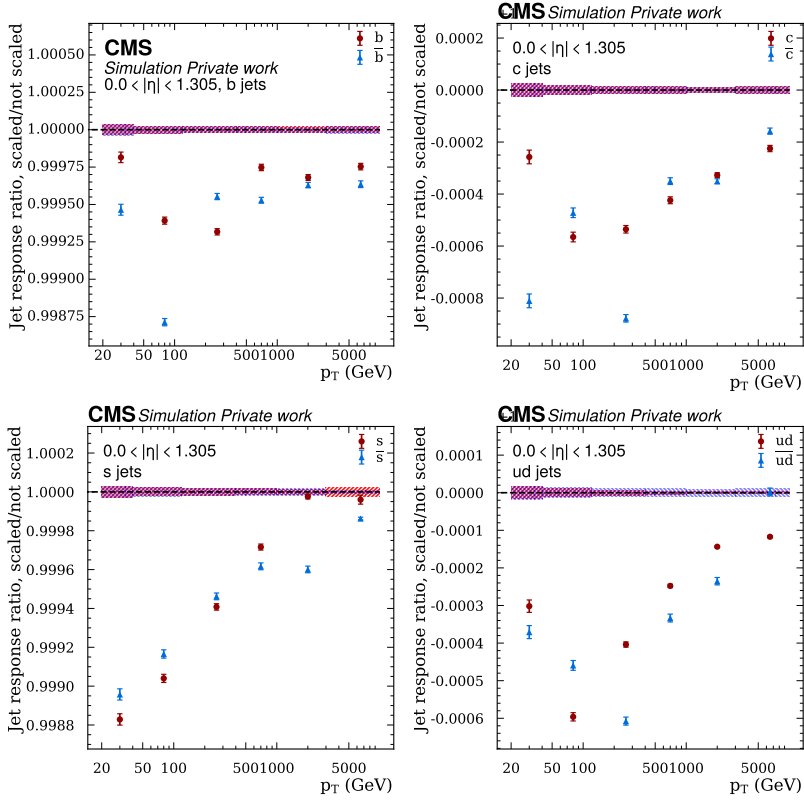
6.7. att. Kopējā *ECAL* un *HCAL* atbilde no testa kūļa datiem un simulētā atbilde, izmantojot divus dažādus fizikālos sarakstus. Kreisajā pusē attēloti rezultāti $\pi^\pm$, labajā pusē – $K^\pm$. Dati iegūti no [98]. Daļiņu šautenes simulācija veikta, izmantojot *GEANT4* v.10.4.p03.

kalibrētā un centrālā datu kopas ir gandrīz pilnīgi statistiski korelētas. Pie maziem p_T π^- kalibrēšana s strūkļas ietekmē vairāk nekā $\bar{s}$ strūkļas, savukārt pie lieliem p_T situācija ir pretēja. Līdzīga, bet pretēja tendence tiek novērota u/d un $\bar{u}/\bar{d}$ strūkļām. Savukārt b un c strūkļām nav novērojama skaidra kvarka un antikvarka strūkļas attiecība atkarībā no p_T . Šī iemesla dēļ visi p_T iedalījumi tika apvienoti vienā un nenoteiktība iegūta kā no p_T neatkarīgs kalibrācijas koeficients katram no četriem $|\eta|$ iedalījumiem. Nenoteiktība tiek iegūta kā starpība starp centrālajām strūkļas enerģijas atbildes nobīdēm kvarku strūkļām un antikvarku strūkļām.

6.4. Kopsavilkums un secinājumi

Šajā darbā tika prezentēta strūkļu aromāta korekciju un nenoteiktību iegūšana. Atšķirībā no 1. darbības perioda tās tika noteiktas atsevišķi no *QCD* un $t\bar{t}$ paraugiem, kā arī no apvienotas piedzišanas, kas ietver *QCD*, $t\bar{t}$ un DY paraugus. Jauniegūtās aromāta korekcijas tiek noteiktas smalkākos $|\eta|$ un p_T iedalījumos nekā 1. darbības perioda korekcijas, un tām ir mazākas statistiskās svārstības. Atšķirības sasniedz līdz pat 2% (vieglo kvarku u/d strūkļām).

Salīdzinot ar 1. darbības periodu, aromāta nenoteiktība g strūkļām ir samazināta līdz pat 50%, savukārt citiem aromātiem tā saglabājusies līdzīgā līmenī. b strūkļām aromāta nenoteiktība strauji palielinās pie lieliem impulsiem, kas, iespējams, saistīts ar ilgdzīvojošo



6.8. att. Strūklas enerģijas atbildes, kad tā ir kalibrēta ar π^- nobīdi, attiecībā pret centrālo simulāciju. Attēlots atbilstošās aromāta un antiaromāta nobīdes ietekmes pārklājums.

b hadronu nepareizu modelēšanu. Tomēr precīzi šīs problēmas cēloņi vēl nav noteikti. Aromāta-antiaromāta nenoteiktība ietver divus dažādus efektus

1. MC modelēto hadronu sastāvu dažādu aromātu strūklām dažādās partonu dušās.
2. Efekts, ko izraisa neatbilstība starp hadronu un antihadronu atbildi $GEANT4$ simulācijā, salīdzinājumā ar testa kūļa datiem.

7. VIRSOTNES KVARKA UN ANTIKVARKA MASAS ATŠKIRĪBAS MĒRĪJUMS

Šajā nodaļā aprakstīts virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījums, $\Delta m_t = m_t - m_{\bar{t}}$, izmantojot $t\bar{t}$ notikumus leptonu + strūklu sabrukšanas kanālā.

7.1. Notikumu atlase

7.1. tabula

$|\eta|$ un p_T atlases kritēriji elektroniem, mioniem un strūklām

	Elektroni	Mioni	Strūklas
Max $ \eta $ (2016)	2,4	2,4	2,4
Max $ \eta $ (2017-2018)	2,5	2,5	2,5
Min p_T [GeV] (2016)	29	26	30
Min p_T [GeV] (2017-2018)	35	29	30

Notikumu atlase ir vērsta uz $t\bar{t}$ leptonu + strūklu sabrukšanas kanālu un iekļauj:

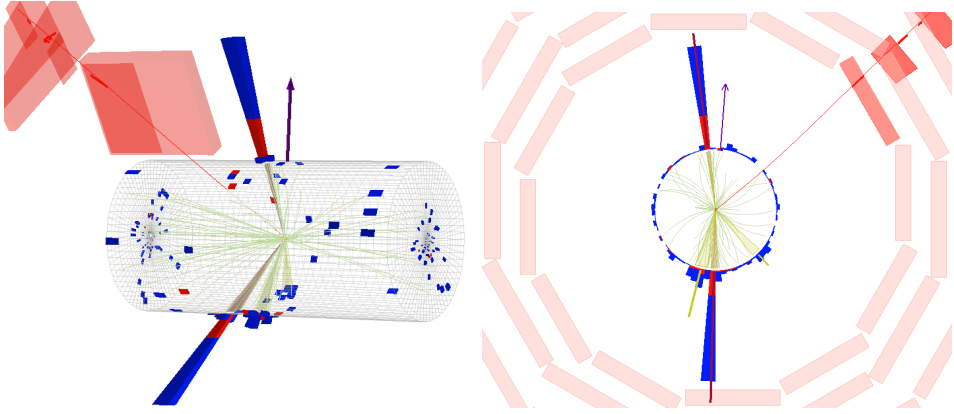
1. Tieši vienu izolētu leptonu (elektronu vai mionu) ar p_T un $|\eta|$ kritērijiem atbilstoši 7.1. tabulā.
2. Vismaz četras *CHS* strūklas, kas grupētas ar anti- k_T algoritmu un rādiusu $R = 0,4$, ar atlases kritērijiem atbilstoši 7.1. tabulā.
3. Vismaz divām no šīm strūklām jābūt klasificētām (b marķētām) kā b strūklām, izmantojot *DeepJet* algoritmu ar “vidējo” iestatījumu.

Nosacījums par vismaz 2 b marķētām strūklām atšķiras no 1. darbības perioda Δm_t analīzes, kur tika prasīta vismaz 1 b marķēta strūkla. Šis stingrākais nosacījums uzlabo signāla un fona attiecību un kļūst iespējams, pateicoties lielākam datu apjomam 2. darbības periodā, salīdzinājumā ar 1. darbības periodu.

Notikuma attēlojums ar piemēru notikumam, kas izpilda atlases kritērijus, ir redzams 7.1. attēlā. Notikums iegūts no simulētas $t\bar{t}$ datu kopas un attēlo četras strūklas, no kurām divas ir b marķētas, izolētu mionu un lielu p_T^{miss} .

7.2. Notikuma rekonstrukcija

Notikumu rekonstrukcijas mērķis ir rekonstruētus objektus piesaistīt partonu līmeņa objektiem no $t\bar{t}$ notikuma hipotēzes, koriģēt notikuma kinētiskos mainīgos un atlasīt notikumus ar pēc iespējas augstāku signāla un fona attiecību. Vispirms rekonstruētie objekti – leptons, p_T^{miss} , divas b marķētās strūklas un divas vieglās strūklas – tiek piesaistīti partonu līmeņa objektiem $t\bar{t}$ notikumā, kā redzams 2.2. attēlā. Divas vadošās vieglās strūklas veido W bozona kandidātu, savukārt b marķētās strūklas tiek piešķirtas kā b kvarka kandidāti.



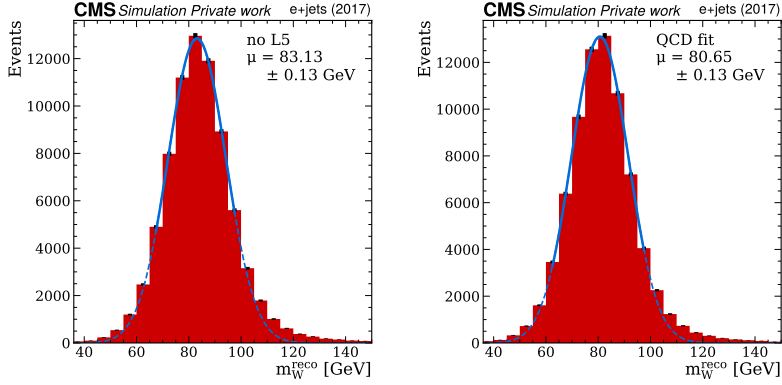
7.1. att. Notikuma attēlojums ar $t\bar{t}$ notikuma kandidātu MC simulācijā. Attēlota projekcijas patvaļīgā plaknē (kreisajā pusē) un $\rho - \phi$ plaknē (labajā pusē). Dzeltēnie (tumši sarkanie) konusi ar tās pašas krāsas līnijām attēlo vieglās (b marķētās) strūkulas. Sarkana līnija attēlo mionu, kas caurceļo mionu kamerām. Sarkanas (zilās) sakrauto bloku joslas attēlo enerģijas noguldījumus $ECAL$ ($HCAL$). Violetā bulta norāda p_T^{miss} virzienu. Zaļās līnijas attēlo PF kandidātu trekus.

Ir iespējamas divas b marķēto strūklu piesaistes b kvarkiem (permutācijas). Pamatojoties uz MC ģenerēto informāciju, strūklu permutācija tiek klasificēta kā “pareiza” (angļu valodā *correct*), “nepareiza” (angļu valodā *wrong*) un “nav atbilstības” (angļu valodā *no match*). Ņemot vērā b marķēšanas algoritma mazo kļūdainās marķēšanas varbūtību, “nepareiza” kategorija galvenokārt rodas gadījumos, kad četras strūkulas ir atlasītas pareizi, bet abas izvēlētajās b marķētās strūkulas ir piesaistītas nepareizajiem b partoniem. “Nav atbilstības” kategorijā ietilpst permutācijas, kurās četras strūkulas neatbilst partoniem, kas radušies $t\bar{t}$ cietajā notikumā. Šādi gadījumi rodas, piemēram, ja ISR strūkula ir pietiekami enerģētiska, lai tiktu izvēlēta starp vadošajām vieglajām strūklām. Jāatzīmē, ka arī “nepareizās” un “nav atbilstības” permutācijas ir jutīgas pret ģenerēto m_t , tādējādi tās ir noderīgas m_t iegūšanai, lai gan ne tik tiešā veidā kā “pareizās” permutācijas.

Visbeidzot, p_T^{miss} tiek piesaistīts neitrīno. Neitrīno $|p_z|$ var noteikt, atrisinot vienādojumu $(p_\nu + p_l)^2 = (m_W^{\text{pdg}})^2$. Šis kvadrātiskais nosacījums var dot divus risinājumus, tādēļ ir jāizvēlas viens no tiem. Iespējamās stratēģijas ietver abu risinājumu izmantošanu, risinājuma izvēli ar mazāko $|p_z|$, neitrīno risinājumu, kas ir tuvākais leptonu $|p_z|$, risinājumu, kas maksimizē leņķa kosinusu starp leptonu un W bozonu, vai arī vispār neatrisināt vienādojumu un saglabāt $|p_z| = 0$. Šajā darbā tiek izvēlēts risinājums, kas minimizē neitrīno $|p_z|$, proti, viscentrālākais risinājums.

7.2.1. No aromāta atkarīgo JEC pielietojums

7.2. attēlā redzams m_W^{reco} sadalījums pareizi piesaistītām $t\bar{t}$ leptonu + strūklu permutācijām pirms un pēc aromāta korekciju piemērošanas. Korekcijas pārbīda m_W^{reco} maksī-



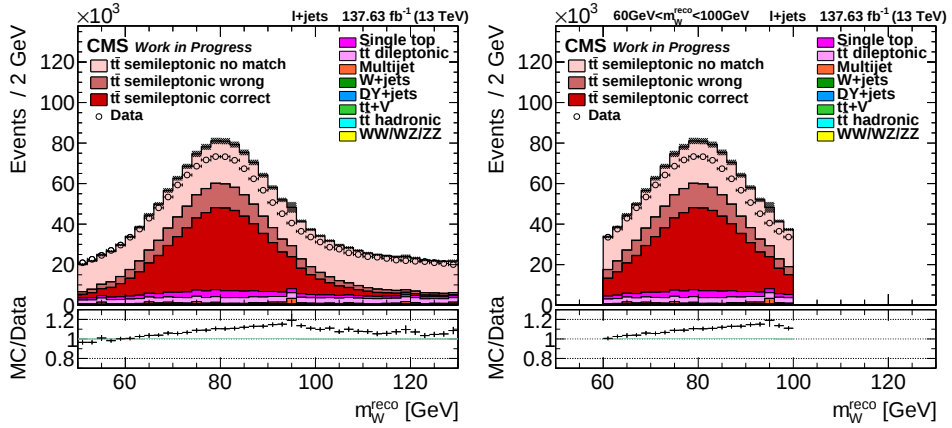
7.2. att. Rekonstruētā hadroniski sabrukušā W bozona masas, m_W^{reco} , sadalījums gadījumos ar “pareizu” strūklu piesaisti $t\bar{t}$ leptonu + strūklu notikumos. Kreisajā pusē: rezultāts bez aromāta korekcijām, labajā pusē: rezultāts pēc aromāta korekciju, kuras iegūtas no $t\bar{t}$ datu kopas, piemērošanas. Zilā līnija attēlo Gausa piedzišanas rezultātu diapazonā, kurā tā tika veikta, savukārt pārtrauktā līnija parāda pilno piedzišanas rezultātu diapazonu. Rezultāti parādīti 2017. gada datiem e +strūklu kanālā.

mumu $t\bar{t}$ e +strūklu notikumos no $83,13 \pm 0,13$ GeV uz $80,41 \pm 0,14$ GeV, kas saskan ar $m_W^{\text{pdg}} = 80,4$ GeV. Šo efektu izskaidro fakts, ka vieglajām strūklām visā p_T un $|\eta|$ diapazonā atbilde ir $R > 1$, tāpēc aromāta korekcijas samazina p_T strūklām, kas veido W bozona kandidātu. Tika testētas arī QCD datu kopas aromāta korekcijas, taču tās deva nedaudz sliktāku centrālo vērtību $m_W^{\text{reco}} = 80,65 \pm 0,13$ GeV, kas izskaidrojams ar atšķirībām notikumu topoloģijā. Šis rezultāts norāda, ka, lai gan aromāta korekcijas ievērojami uzlabo dažādu aromātu strūklu p_T spektrus, viens korekciju kopums var nebūt ideāli piemērots visām analīzēm.

7.2.2. $W\text{MassDeltaTopMass}$ rekonstrukcijas algoritms

Parasti $t\bar{t}$ notikumu rekonstrukcijā leptonu + strūklu un pilnīgi hadroniskajā kanālā tiek izmantota kinētiskā piedzišana, kas ir χ^2 piedzišana, balstīta četrus strūklu, leptonu un neitrīno impulsu kinētiskajos parametros ar vairākiem ierobežojumiem [85], [100]. Viens no tipiskajiem ierobežojumiem ir $m_{t,\text{had}}^{\text{reco}} = m_{t,\text{lep}}^{\text{reco}}$, t. i., ka hadroniski sabrukušā virsotnes kvarka masai jāatbilst leptoniski sabrukušā virsotnes kvarka masai. Šis vienādas masas nosacījums koriģē b marķēto strūklu impulsus tā, lai samazinātu $m_{t,\text{had}}^{\text{reco}} - m_{t,\text{lep}}^{\text{reco}}$, taču tas vienlaikus var ieviest novirzi Δm_t mērījumā. Mēģinājumos izmantot kinemātisko piedzišanu bez vienādas masas ierobežojuma $t\bar{t}$ notikumos aptuveni 35 % strūklu kombināciju nerasniedza konverģenci.

Tā vietā, lai izmantotu kinētisko piedzišanu, tika lietots kinētiskos atlasas kritērijos balstīts rekonstrukcijas algoritms, saukts par $W\text{MassDeltaTopMass}$ ($WM\text{-DTM}$). Algoritma mērķis ir nodrošināt pēc iespējas labāku pareizo permutāciju tīrību un virsotnes kvar-



7.3. att. Rekonstruētās hadroniski sabrūkošā W bosona masas m_W^{reco} sadalījums pirms m_W^{reco} nosacījuma piemērošanas (pa kreisi) un pēc tā (pa labi). Attēloti visi *CMS* 2. darbības perioda dati.

ka masas maksimuma izšķirtspēju, vienlaikus neieviešot novirzi Δm_t mērījumā. Turpmāk šajā nodaļā aprakstīta šī algoritma procedūra.

Katrā notikumā divas vadošās vieglās strūkļas tiek piesaistītas W bozona kandidātam. Lai samazinātu detektora efektu ietekmi uz vieglajām strūklām, to četri impulsu vektori tiek kalibrēti tā, lai to invariantā masa būtu vienāda ar m_W^{pdg} , izmantojot

$$\begin{aligned} p_{q_1} &\rightarrow p_{q_1} \cdot \frac{\sqrt{(p_{q_1} + p_{q_2})^2}}{m_W^{\text{pdg}}}, \\ p_{q_2} &\rightarrow p_{q_2} \cdot \frac{\sqrt{(p_{q_1} + p_{q_2})^2}}{m_W^{\text{pdg}}}. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Turpmāk mainīgie ar apakšrakstu “*fit*” apzīmē novērojamās vērtības, kas iegūtas pēc kalibrēšanas pēc vien. (7.1) un neitrīno risinājuma izvēles, kā aprakstīts 7.2. apakšnodaļā, savukārt “*reco*” apzīmē novērojamās vērtības pirms šo korekciju veikšanas. Pēc tam tiek pārbaudītas abas iespējamās b marķēto strūkļu piesaistes permutācijas diviem virsotnes kvarka kandidātiem, saglabājot to, kas dod mazāko vērtību $|\Delta m_t^{\text{reco}}| = |m_{t,\text{had}}^{\text{reco}} - m_{t,\text{lep}}^{\text{reco}}|$.

Lai palielinātu pareizo permutāciju attiecību pret kopējo *MC* notikumu skaitu, tika pievienots m_W^{reco} nosacījums tā ka $60 \text{ GeV} < m_W^{\text{reco}} < 100 \text{ GeV}$, imitējot m_W^{reco} ierobežojumu kinētiskajā piedzišanā. Jāatzīmē, ka pēc vieglo strūkļu kalibrēšanas pēc vien. (7.1) m_W^{fit} sadalījums kļūst par delta funkciju, savukārt m_W^{reco} paliek nemainīgs un var tikt izmantots m_W^{reco} nosacījumā. m_W^{reco} sadalījums pirms un pēc m_W^{reco} nosacījuma piemērošanas ir redzams 7.3. attēlā. Attēlā var redzēt, kā m_W^{reco} nosacījums noņem sadalījuma astes, kas galvenokārt sastāv no nepareizo b marķēto strūkļu permutācijām un fona notikumiem.

Turklāt redzams, ka sadalījuma maksimums labi centrējas ap 80 GeV, pateicoties aromāta korekciju piemērošanai (salīdzinājumam skat. [85], [101]).

7.2.3. *W*Mass*DeltaTop*Mass algoritma veikspēja

7.2. tabula

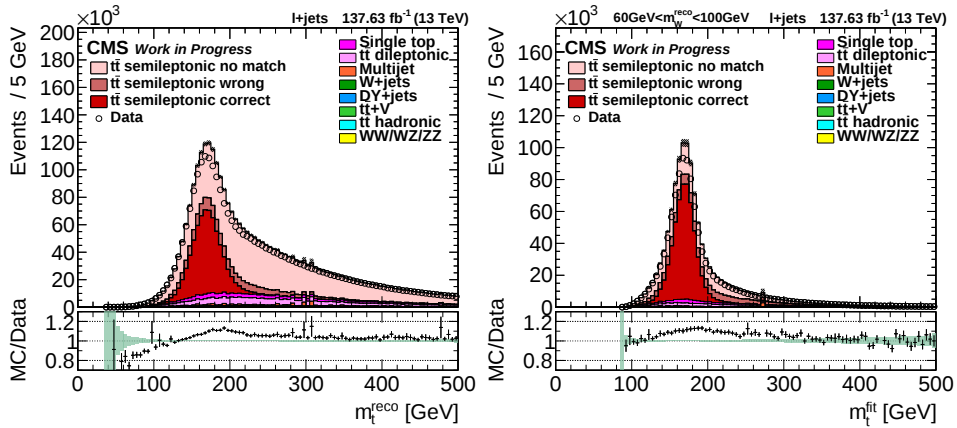
Atlasītais notikumu skaits no visa 2. darbības perioda ar un bez m_W^{reco} nosacījuma

	Bez m_W^{reco} nosacījuma				Ar m_W^{reco} nosacījumu			
	$l^- + \text{strūklas}$		$l^+ + \text{strūklas}$		$l^- + \text{strūklas}$		$l^+ + \text{strūklas}$	
Datu kopa	Skaits [k]	Attiecība pret kop. <i>MC</i> , %	Skaits [k]	Attiecība pret kop. <i>MC</i> , %	Skaits [k]	Attiecība pret kop. <i>MC</i> , %	Skaits [k]	Attiecība pret kop. <i>MC</i> , %
$t\bar{t}$ l + strūklas kopā	1239,7	84,0	1240,6	84,5	530,6	89,4	531,6	89,5
l + strūklas pareizi	289,1	19,6	289,5	19,7	255,9	43,1	256,3	43,1
l + strūklas nepareizi	115,7	7,8	115,8	7,9	83,0	14,0	83,0	14,0
l + strūklas nav atb.	834,8	56,6	835,3	56,9	191,7	32,3	192,3	32,4
$t\bar{t}$ divleptonu	113,3	7,7	113,4	7,7	26,3	4,4	26,4	4,4
$t\bar{t}$ piln, hadroniskais	1,2	0,1	1,3	0,1	0,4	0,1	0,4	0,1
$t\bar{t} + V$	3,1	0,2	2,7	0,2	0,9	0,2	0,8	0,1
vienvirsotnes	70,3	4,8	61,0	4,2	25,4	4,3	23,3	3,9
DY + strūklas	4,2	0,3	4,1	0,3	1,0	0,2	1,0	0,2
W + strūklas	23,4	1,6	17,8	1,2	4,7	0,8	3,7	0,6
VV	1,0	0,1	0,8	0,1	0,3	0,0	0,3	0,0
Daudzstrūklas	18,8	1,3	26,3	1,8	4,0	0,7	6,8	1,1
Kopā simulācijā	1474,9	100,0	1468,0	100,0	593,5	100,0	594,2	100,0
Dati	1390,6	94,3	1378,7	93,9	542,8	91,5	540,3	90,9

Tab. 7.2 redzams notikumu skaits katrai mērījumā lietotajai *MC* datu kopai un datiem, salīdzinot gadījumus ar un bez m_W^{reco} nosacījuma. Var novērot lādiņa asimetriju fona (t. i., visās datu kopās, kas nav $t\bar{t}$) *MC* datu kopās, īpaši vienvirsotnes kvarka un *W* + strūklu paraugos, kur $l^- + \text{strūklu}$ notikumu skaits (t. i., to, kas papildina hadroniskā virsotnes kvarka sadalījumu) ir lielāks nekā $l^+ + \text{strūklu}$ notikumu skaits (t. i., to, kas papildina hadroniskā virsotnes antikvarka sadalījumu). Pretēja tendence tiek novērota daudzstrūklu (angļu valodā *multijet*) fona notikumos. Pēc m_W^{reco} nosacījuma piemērošanas asimetrija vienvirsotnes kvarka un *W* + strūklu paraugos samazinās, savukārt daudzstrūklu paraugā tā palielinās. Kopumā asimetrija datos ir nedaudz lielāka nekā *MC* simulācijā.

m_W^{reco} nosacījums uzlabo pareizo permutāciju tīrību līdz 43 %, kas ir gandrīz tikpat labi kā kinemātiskā piedzīšana ar P_{gof} nosacījumu, kur tīrība tika noteikta kā 47 % [85]. *MC* notikumu skaits pārsniedz datu notikumu skaitu par aptuveni 6 %, kas atbilst *MC* nenoteiktībām, kā novērots iepriekšējās analizēs [85]. Pēc m_W^{reco} nosacījuma piemērošanas *MC* un datu nesakritība palielinās līdz aptuveni 9 %.

Sadalījumi m_t^{reco} un m_t^{fit} pēc *W* bozona nosacījuma piemērošanas ir redzami 7.4. attēlā. Nosacījums, ko izsaka vien. (7.1), ievērojami samazina virsotnes kvarka masas sadalījuma platumu. Savukārt m_W^{reco} nosacījums būtiski samazina fona notikumu daudzumu, nodrošinot asu m_t^{fit} maksimumu.



7.4. att. Rekonstruētās virsotnes kvarka masas m_t^{reco} sadalījums (kreisajā pusē) un piedzītās virsotnes kvarka masas m_t^{fit} sadalījums pēc W masas nosacījuma piemērošanas. Sadalījumi parādīti visam 2. darbības perioda datu kopumam.

Labā m_t^{fit} efektivitāte un izšķirtspēja ilustrē, ka $WM\text{-}DTM$ kalpo kā vieglāka, kinētiskos atlasēs kritērijos balstīta alternatīva kinemātiskajai piedzīšanai, vienlaikus saglabājot līdzīgas īpašības. $WM\text{-}DTM$ izmantošana $t\bar{t}$ notikumu atlasē noved pie mazākas novirzes Δm_t mērījumā nekā kinemātiskās piedzīšanas gadījumā, jo nav tiešas b strūklu impulsu korekcijas, kas atbilst virsotnes kvarku masām. Tikai pirmās permutācijas izvēle būtiski neietekmē Δm_t . Otrās permutācijas iekļaušana palielinātu notikumu skaitu un tādējādi varētu uzlabot jutību, taču vienlaikus arī pasliktinātu pareizi piesaistīto notikumu īpatsvaru starp visiem notikumiem. Nākotnes šīs analīzes versijās varētu izvērtēt otrās permutācijas pievienošanas ietekmi.

7.2.4. Pārsvērtās datu kopas ar nenulles virsotnes kvarka masas starpību

Tā kā CMS eksperimentā nebija pieejamas MC datu kopas ar $|\Delta m_t| > 0$, virsotnes kvarku un antikvarku masas starpība tika ieviesta, pievienojot svarus simulētajiem notikumiem, pārbīdot virsotnes kvarka un antikvarka masas maksimuma pozīciju. Šādā veidā notikumiem, kuru masa atrodas sākotnējā maksimumā, var piešķirt mazāku svaru nekā notikumiem jaunajā maksimumā. Notikumu pārsvēršana tika veikta, izmantojot Braita-Vignera (angļu valodā *Breit-Wigner*) sadalījumu attiecības $B(m_t^{\text{gen}}, m_t, \Gamma)$ izteiktu kā:

$$w(m_t^{\text{gen}}, m_t^{\text{gen}}, m_{t,\text{new}}, m_{\bar{t},\text{new}}, m_{t,\text{old}}, \Gamma) = \left(\frac{B(m_t^{\text{gen}}, m_{t,\text{new}}, \Gamma)}{B(m_t^{\text{gen}}, m_{t,\text{old}}, \Gamma)} \right) \cdot \left(\frac{B(m_{\bar{t}}^{\text{gen}}, M_{\bar{t},\text{new}}, \Gamma)}{B(m_{\bar{t}}^{\text{gen}}, M_{\bar{t},\text{old}}, \Gamma)} \right), \quad (7.2)$$

kur $m_{t,\text{old}} = 172,5 \text{ GeV}$ un $\Gamma = 1,31 \text{ GeV}$ ir virsotnes kvarka masas un platuma parametri, kas izmantoti sākotnējā notikumu ģenerēšanā un ir vienādi gan virsotnes kvarkam, gan

antikvarkam. Savukārt, $m_{t,\text{new}}$ un $m_{\bar{t},\text{new}}$ ir virsotnes kvarka un antikvarka masu parametri, uz kuriem tiek veikta pārsvēšana, bet m_t^{gen} un $m_{\bar{t}}^{\text{gen}}$ ir ģenerētās virsotnes kvarka un antikvarka masas konkrētā notikumā. Citiem vārdiem sakot, m_t^{gen} un $m_{\bar{t}}^{\text{gen}}$ vērtības ir unikālas katram virsotnes kvarkam un sadalītas ar maksimumu m_t un platumu Γ . Pirmā daļa vien. (7.2) labajā pusē pārsver virsotnes kvarku, bet otrā daļa — virsotnes antikvarku. Braita-Vignera sadalījums ir dots kā

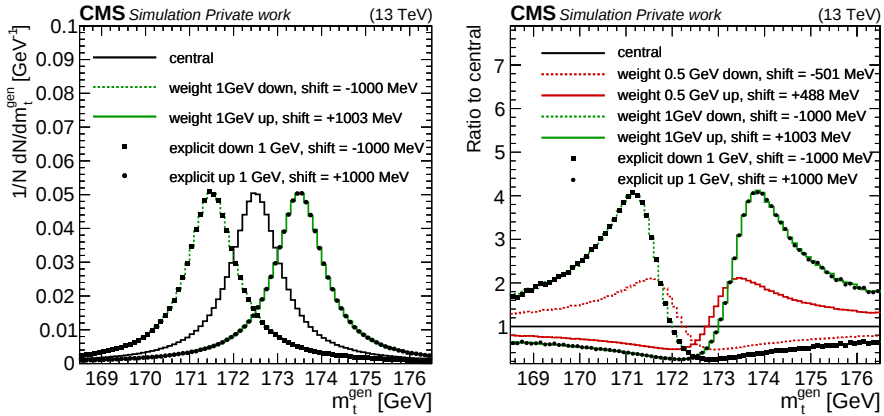
$$B(m_t^{\text{gen}}, m_t, \Gamma) = \frac{k}{((m_t^{\text{gen}})^2 - m_t^2)^2 + m_t^2 \Gamma^2}, \quad (7.3)$$

kur

$$k = \frac{2\sqrt{2}m_t\Gamma\gamma}{\pi\sqrt{m_t^2 + \gamma}} \approx \frac{m_t\Gamma\gamma}{\sqrt{m_t^2 + \gamma}} \quad (7.4)$$

un

$$\gamma = \sqrt{m_t^2(m_t^2 + \Gamma^2)}. \quad (7.5)$$



7.5. att. Kreisajā pusē: salīdzinājums starp pārsvērto m_t^{gen} sadalījumu, kur m_t vērtības tika pārsvērtas uz 171,5 un 173,5 GeV (zaļā krāsā), un paraugu, kur maksimums tika tieši ģenerēts pie $m_t = 171,5$ GeV un $m_t = 173,5$ GeV (melnās atzīmes). Papildus ir attēlota arī centrālā nepārsvērtā datu kopa, kas ģenerēta ar $m_t = 172,5$ GeV. Leģendā parādīta piedzītā vidējā vērtība, kas iegūta, piedzenot sadalījumus Voigta (angļu valodā *Voigt*) sadalījumam. Labajā pusē: visu kreisajā pusē attēloto paraugu attiecība pret centrālo paraugu. Papildus parādīts arī pārsvērtais sadalījums uz $m_t = 172$ GeV un $m_t = 173$ GeV (sarkanā krāsā).

Pārsvēšanas validācija tiek veikta, salīdzinot m_t^{gen} un $m_{\bar{t}}^{\text{gen}}$ sadalījumus starp datu kopā, kuros sākotnējā vērtība $m_t = 172,5$ GeV tika pārsvērta uz $m_t = 172,5 \pm 1$ GeV, un datu kopu, kas tika tieši ģenerēta ar dotajām m_t vērtībām. Rezultāti m_t^{gen} sadalījumam ir redzami 7.5. attēlā. Starp abiem paraugiem nav redzamas atšķirības. Līdzīga sakritība tika novērota arī $m_{\bar{t}}$ sadalījumu salīdzinājumā.

Profilētās ticamības piedzišanai tiek izmantota pārsvēšana uz $\Delta m_t = \pm 400$ MeV, tādējādi katrs m_t un $m_{\bar{t}}$ tika pārsvērts par ± 200 MeV. Šis intervāls aptver 68 % ticamības intervālu no 1. darbības perioda analīzes, kur tika iegūts $|\Delta m_t| + |\Delta(\Delta m_t)| = 360$ MeV [30]. Lai gan pārsvēšana var palielināt statistiskās nenoteiktības datu kopā, statistiskās precizitātes zudums ir nenozīmīgs, ja variācijas ir mazas, salīdzinot ar Γ .

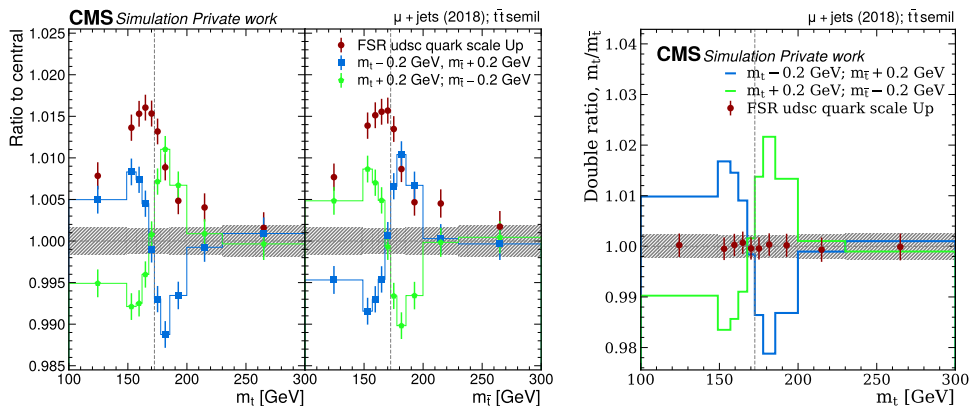
7.3. Sistemātiskās nenoteiktības

Darbā tika novērtēta visu *CMS* sadarbības ieteikto sistemātisko nenoteiktību ietekme. Papildus tika noteiktas divas aromāta-antiaromāta nenoteiktību komponentes, kā aprakstīts 6.3. apakšnodaļā. Sistemātiskās nenoteiktības tiek iedalītas trīs kategorijās: eksperimentālās nenoteiktības un signāla normalizācija (I), modeļēšanas nenoteiktības, kas tiek iegūtas kā notikumu svāri (II) un modeļēšanas nenoteiktības, kas tiek iegūtas no nekorelētām papildu datu kopām (III). Modeļēšanas nenoteiktībām ir vēlams izmantot svarus (II) kategorijā, nevis papildu datu kopas (III) kategorijā, jo svaru lietojums nodrošina perfektu korelāciju starp variācijām. Tā kā (II) kategorijas statistiskās nenoteiktības ir gandrīz pilnībā korelētas, variācijas efekts ir novērojams pat tad, ja tas notiek statistiskās nenoteiktības robežās iedalījumos ar mazāku notikumu skaitu. Turklāt, ģenerējot *MC* notikumus, svāri tiek aprēķināti dinamiski, kas nepalielina aprēķinu laiku tik daudz, kā ģenerējot jaunu paraugu. Tāpēc (III) kategorijas nenoteiktības tiek izmantotas tikai tad, ja svaru izmantošana nav iespējama.

Lielākā daļa ierasto sistemātisko nenoteiktību, kas tiek ņemtas vērā m_t mērījumā, ir korelētas starp m_t un $m_{\bar{t}}$, tāpēc to efekts uz Δm_t mērījumu kompensējas. Tomēr šīs nenoteiktības tiek tiešā veidā atstātas šajā mērījumā, jo profilētās ticamības piedzišanas metode ļauj tās vienkāršā veidā iekļaut analīzē.

7.6. attēlā attēlota notikumu skaita katrā intervālā attiecība variācijas datu kopā, kur *FSR* vieglo kvarku kalibrācija ir palielināta, pret centrālo $t\bar{t}$ leptonu + strūklu datu kopu. Parādīta tikai $t\bar{t}$ 1 + strūklu signāla datu kopa, jo pārējo datu kopu ieguldījums ir nenozīmīgs. Attiecība tiek salīdzināta ar pārsvērtām datu kopām ar $\Delta m_t = \pm 400$ MeV. $\Delta m_t = +400$ MeV atbilst $m_t \rightarrow m_t + 200$ MeV un $m_{\bar{t}} \rightarrow m_{\bar{t}} - 200$ MeV, savukārt $\Delta m_t = -400$ MeV, otrādi. Jāņem vērā, ka pārsvēšana nobīda m_t un $m_{\bar{t}}$ maksimumus pretējos virzienos. Ievērojama ietekme ir redzama gan m_t , gan $m_{\bar{t}}$, taču abos gadījumos tās amplitūda ir ļoti līdzīga.

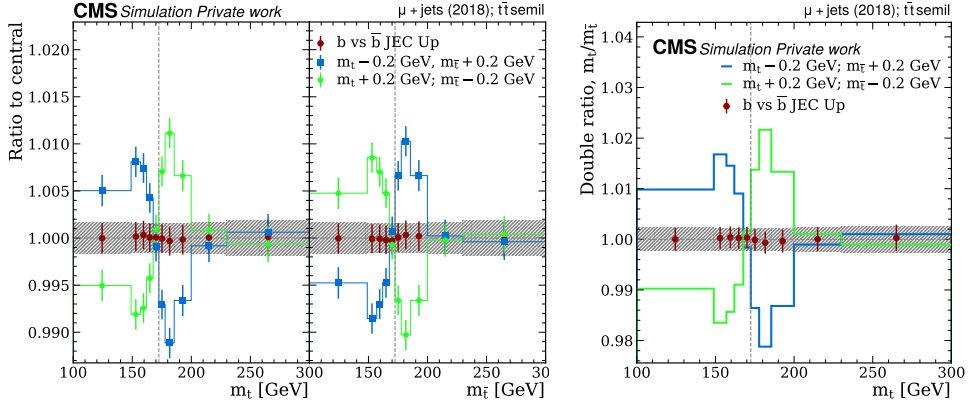
Lai vizuāli salīdzinātu, kā katra variācija ietekmē Δm_t , tiek konstruēta dubultā attiecība, izmantojot 7.6. attēlā grafika datus. Šajā attiecībā m_t vērtības tiek dalītas ar $m_{\bar{t}}$ vērtībām. Tā kā variācijas efekts ir korelēts starp m_t un $m_{\bar{t}}$, dubultā attiecība rāda tikai nelielu ietekmi uz Δm_t . Citiem vārdiem sakot, variācijas gadījumā dubultā attiecība gandrīz pilnībā pārklājas ar 1.00. Jāņem vērā, ka variāciju paraugs tiek iegūts, izmantojot svarus centrālajam paraugam, tāpēc abi paraugi ir korelēti, un statistiskās kļūdas nogriežņi ir lielāki nekā pašai variācijai. Novērojama neliela nekompensācija, kas, iespē-



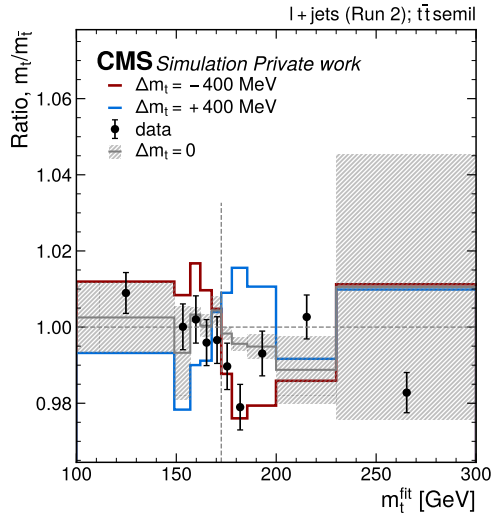
7.6. att. Kreisajā pusē: notikumu skaita katrā intervālā attiecība variācijas datu kopā, kur *FSR* vieglo kvarku kalibrācija ir palielināta, pret centrālo $t\bar{t}$ leptonu + strūklu datu kopu. Paneli pa kreisi attēloti rezultāti μ^- + strūklu paraugam, savukārt paneli pa labi attēloti rezultātus μ^+ + strūklu paraugam. Attēlotas arī attiecības pārsvērtajām datu kopā ar $\Delta m_t \pm 400$ MeV (pozitīvā variācija zaļā krāsā, negatīvā variācija zilā krāsā). Nenoteiktību josla attēlo statistisko nenoteiktību centrālajam paraugam, bet kļūdu nogriežņi attēlo statistiskās nenoteiktības visām pārējām datu kopām. Pārtrauktā vertikālā līnija apzīmē ģenerēto virsotnes kvarka masu $m_t^{\text{gen}} = 172,5$ GeV. Rezultāti parādīti 2018. gada μ + strūklu kanālam. Labajā pusē: dubultā attiecība (variācija(m_t)/centrālā(m_t))/(variācija($m_{\bar{t}}$)/centrālā($m_{\bar{t}}$)), t. i. kreisā panela attiecība pret labo paneli kreisajā grafikā.

jams, rodas lādiņa asimetrijas efekta dēļ $t\bar{t}$ notikumos, t. i., η un p_T sadalījumu atšķirībām virsotnes kvarkiem un antikvarkiem *LHC* apstākļos [102]. Kopumā sagaidāms, ka virsotnes kvarku η sadalījums ir platāks nekā virsotnes antikvarkiem. Tas var radīt nelielas strūklu dinamisko īpašību atšķirības pēc *FSR* variācijas lietošanas. Turklāt novirze no 1.00 var būt arī neliels nekorelācijas efekts starp centrālo un variācijas paraugu, ko izraisa izmaiņas notikumos, kas iztur notikumu atlasī, piemēram, *W* nosacījumu.

Viens no variācijas piemēriem, kam ir antikorelēta ietekme uz m_t un $m_{\bar{t}}$, ir *b* pret $\bar{b}$ nenoteiktība, kā redzams 7.7. attēlā. Lai gan kopējā ietekme uz m_t un $m_{\bar{t}}$ sadalījumiem ir vairāk nekā $\mathcal{O}(10)$ reizes mazāka nekā *FSR* variācijas ietekme, dubultā attiecība atklāj nelielu variācijas ietekmi uz Δm_t . Turklāt atšķirībā no dubultās attiecības (7.6. attēlā), 7.7. attēlā redzamās vērtības ir savstarpēji korelētas un līdz ar to vairāk atbilst vienai no Δm_t variācijām, šajā gadījumā Δm_t pozitīvajai variācijai. Minimālā attiecība *b* pret $\bar{b}$ variācijai ir aptuveni 0,9995, salīdzinot ar Δm_t efektu, kam minimālā vērtība ir 0,98. Tādējādi sagaidāms, ka šīs ietekmes relatīvā atšķirība nepārsnies $400/40 = 10$ MeV ietekmi uz Δm_t . Salīdzinājumam, 1. darbības perioda mērījumā šī ietekme bija 51 MeV [30].



7.7. att. Kreisajā pusē: notikumu skaita katrā intervālā attiecība b vs $\bar{b}$ variācijas datu kopā pret centrālo $t\bar{t}$ leptonu + strūklu datu kopu. Leģendas skaidrojums ir tāds pats, kā redzams 7.6. attēlā. Labajā pusē: dubultā attiecība (variācija(m_t)/centrālā(m_t))/(variācija($m_{\bar{t}}$)/centrālā($m_{\bar{t}}$)).



7.8. att. Attiecība starp m_t^{fit} un $m_{\bar{t}}^{fit}$ sadalījumiem. Pelēkā līkne parāda attiecību gadījumā, ja $\Delta m_t = 0$, kur iēnotie laukumi atbilst statistiskajai nenoteiktībai simulācijā. Zilā un sarkanā līkne attēlo attiecīgi $\Delta m_t \pm 400$ MeV. Melnie marķieri parāda rezultātu datus.

7.4. Profilētās ticamības piedzišanas rezultāti

7.8. attēlā redzama m_t^{fit} un $m_{\bar{t}}^{fit}$ sadalījumu attiecība, t. i., sadalījumu, kas redzams 7.4. attēlā (pa labi), taču sadalītus pēc pozitīviem un negatīviem leptonu lādiņiem. Jāatzīmē, ka tā ir vienkārtīga attiecība, nevis dubultā attiecība, kā iepriekšējā apakšnodaļā.

Tāpēc centrālajai prognozei (pelēkā līnija) nav obligāti jāsakrīt ar 1. Centrālā prognoze rāda sagaidāmo nelielo (līdz 1 %) asimetriju $t\bar{t}$ notikumos starp pozitīviem un negatīviem lādiņiem gadījumā, ja $\Delta m_t = 0$. Šī asimetrija galvenokārt rodas no fona notikumiem, piemēram, vienvirsotnes kvarka, $W +$ strūklu un QCD notikumiem, kā redzams 7.2. tabulā. Sistemātiskās nenoteiktības ir aptuveni vienādas visiem datu punktiem, jo katram intervālam izvēlēts līdzīgs datu apjoms. Pretēji tam MC gadījumā kļūdu nogriežņi starp intervāliem atšķiras, jo dažiem fona procesiem ir lielāka ietekme sadalījumu astēs. Salīdzinot datus ar MC , redzams, ka daži punkti, piemēram, ap 175 GeV un 180 GeV, ir nobīdīti $\Delta m_t = 400$ MeV virzienā un neatbilst centrālajai simulācijai kļūdu nogriežņos, savukārt daži zemāki punkti ir nobīdīti $\Delta m_t = -400$ MeV virzienā.

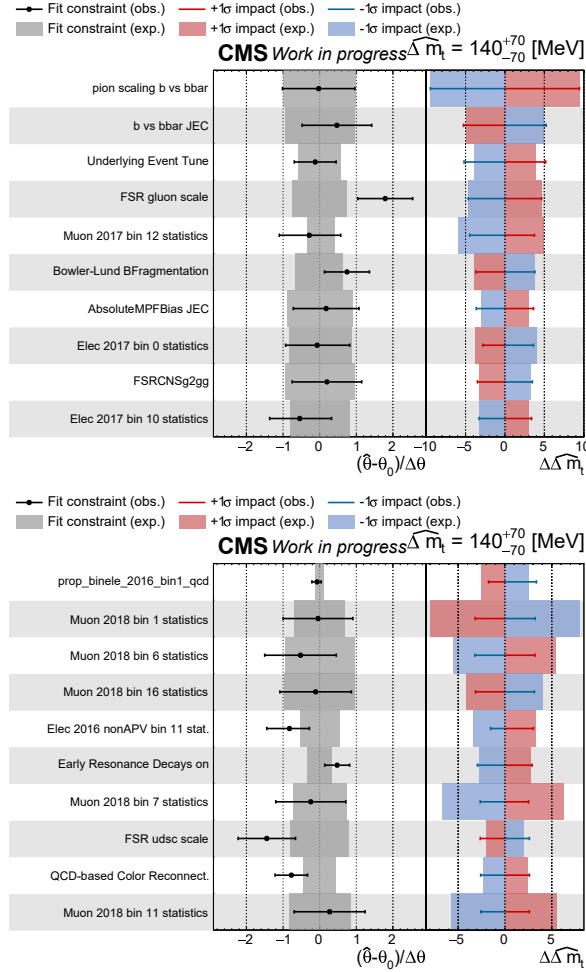
Intervālos sadalītā profila ticamības piedzišanas metode tika izmantota statistiskās analīzes veikšanai. Tā tika īstenota, izmantojot *CMS COMBINE* rīku [103], kas nodrošina pareizu sistēmisko nenoteiktību korelāciju aprēķinu, lai rezultātus vēlāk varētu kombinēt ar citiem mērījumiem. Jutība pret Δm_t tika panākta, sadalot notikumus pēc leptonu lādiņa un veidojot $(m_t^{\text{fit}}, q^\ell)$, t. i., m_t^{fit} sadalījumu pozitīva un negatīva leptonu lādiņa gadījumos, kur $q^\ell = \pm 1$. Notikumi ar $q^\ell = -1$ ir jutīgi pret viirsotnes kvarka masu m_t^{fit} , bet notikumi ar $q^\ell = +1$ – pret viirsotnes antikvarka masu m_t^{fit} .

Tiek definēti divi interesējošie parametri (angļu valodā *parameter of interest*): m_t un Δm_t , kā arī katrai variācijai attiecīgs neinteresējošais parametrs (angļu valodā *nuisance parameter*). *COMBINE* piedzišana iegūst labākās pielāgotās vērtības, salīdzinot datus ar MC sadalījumiem, kas atbilst dažādiem m_t un Δm_t . Lai optimizētu m_t , tiek izmantoti trīs MC paraugi ar m_t vērtībām 171,5 GeV, 172,5 GeV un 173,5 GeV (visi ar $\Delta m_t = 0$). Savukārt, lai optimizētu Δm_t , tiek izmantoti paraugi ar Δm_t vērtībām -400 MeV, 0 un $+400$ MeV (visi ar $m_t = 172,5$ GeV). m_t variācijas tiek iegūtas no atsevišķām MC datu kopām, savukārt Δm_t variācijas tiek iegūtas no notikumu pārsvēršanas, kā aprakstīts 7.2.4. apakšnodaļā.

Piedzišana tika veikta divos soļos. Vispirms tā tika veikta Asimova datu kopai, proti, izmantojot nominālo MC rezultātu kā datus un normalizējot notikumu skaitu atbilstoši datiem. Citiem vārdiem sakot, Asimova datu kopā interesējošo parametru un neinteresējošo parametru vērtības sakrīt ar vērtībām, kas izmantotas datu kopas ģenerēšanai. Šis solis dod rezultātu, kas ir saskanīgs ar $\Delta m_t = 0$, taču tas ļauj apstiprināt piedzišanas metodiku un novērtēt ar rezultātu saistītās statistiskās un sistemātiskās nenoteiktības, neatklājot faktiskos datus (tos neatmaskojot). Pēc tam piedzišana tika veikta, izmantojot faktiskos sadursmju datus, lai iegūtu gala rezultātu. Analīzē tika izmantots visa 2. darbības perioda datu kopa, kā arī dati katram gadam un sabrukšanas kanālam atsevišķi. Piedzišana tika veikta, izmantojot Δm_t kā interesējošo parametru, savukārt m_t tika atstāts brīvi pielāgojams.

Katra neinteresējošā parametra ietekme tika iegūta pēc izteiksmes

$$\Delta(\hat{m}_t) = \hat{m}_t(\hat{\theta}_k + \Delta^\pm \theta_k) - \Delta m_t, \quad (7.6)$$



7.9. att. Galveno neinteresējošo parametru ierobežojumi un vilkmes (vidējais panelis) un neinteresējošo parametru ietekme uz Δm_t (labais panelis) no profilētās ticamības piedzīšanas, kas veikta izmantojot pilnu 2. darbības perioda datu kopu. Ieēnotie laukumi attēlo rezultātus, kas iegūti no Asimova datu kopas (sagaidītie rezultāti), savukārt kļūdu nogriežņi parāda rezultātus no faktiskajiem datiem (novērotie rezultāti). Sarkanie (zilie) ieeēnotie laukumi un kļūdu nogriežņi atbilst pozitīvajai (negatīvajai) ietekmei.

kur $\hat{\Delta m}_t(\hat{\theta}_k + \Delta^\pm \theta_k)$ ir m_t vērtība, kas iegūta no ticamības piedzīšanas, ja neinteresējošais parametrs θ_k tiek novirzīts uz $\hat{\theta}_k + \Delta^\pm \theta_k$. Neinteresējošo parametru ietekmes sadalījums uz mērījumu ir redzams 7.9. attēlā. Tāpat parādīti neinteresējošo parametru ierobežojumi un novirzes attiecībā pret sākotnējo nenoteiktību $(\hat{\theta}_i - \theta_i)/\sigma_i$, kur σ_i ir neinteresējošā parametra standartnovirze pirms piedzīšanas. Tā kā Asimova datu kopa tiek izmantota piedzīšanai, sagaidītajos rezultātos nav noviržu. Galvenās nenoteiktības ir saistītas ar diviem b vs $\bar{b}$ JES avotiem, kur lielākais efekts ir b vs $\bar{b}$ no pionu mērogošanas, sasnie-

dzot aptuveni 10 MeV. Papildu nozīmīgas nenoteiktības ietver variācijas, kas iegūtas no neatkarīgām datu kopām, kurās var būt lielas statistiskas svārstības.

Ar *MC* statistisko nenoteiktību ir saistītas vairākas variācijas, kas apzīmētas kā `<sample> bin <bin_number> statistics`. Tas norāda, ka šī analīze, līdzīgi kā 1. darbības perioda analīze, galvenokārt ir statistiskās nenoteiktības ierobežota. Lielāko ietekmi izraisa *MC* statistiskā nenoteiktība un *QCD* fona statistiskā nenoteiktība. Papildus tam ievērojamu ietekmi rada arī *FSR* variācija, kur gluonam atbilstošais *FSR* tiek virzīts uz lielākām vērtībām. *FSR* variāciju vilkmes tika novērotas arī iepriekšējā *CMS* m_t mērījumā [85]. Ticamības piedzišanas procesā neinteresējošais parametrs, kas saistīts ar *POWHEG* ģeneratora parametra h_{damp} variāciju, tika izņemts, jo testi, kas to iekļāva, uzrādīja fiziski nepamatoti lielu vilkmi ar vērtību $1,5\sigma$ no šī parametra sākotnējās vērtības. Iespējamais iemesls tam ir ierobežots notikumu skaits datu kopā, no kuras tika iegūta šī variācija. Šīs analīzes nākamajā versijā būtu jāiekļauj h_{damp} nenoteiktības novērtējums, izmantojot uz mašīnmācīšanos (*ML*, angļu valodā *machine learning*) balstītu notikumu pārsvēršanu, kā tas darīts [104], [105]. Tiek prognozēts, ka šīs variācijas ietekme nebūs lielāka par dažiem MeV.

7.3. tabula

Nomērītā vērtība, kā arī statistiskā, sistemātiskā un kopējā nenoteiktība Δm_t mērījumam katram datu vākšanas periodam un sabrukšanas kanālam

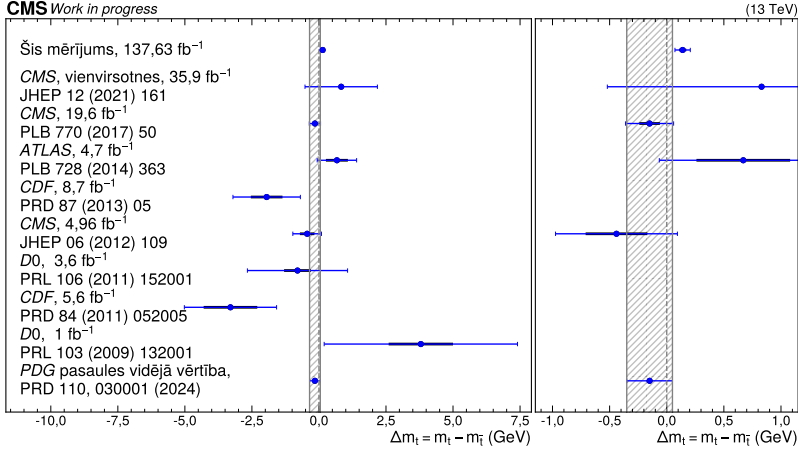
Period	$e + \text{jets}$ [MeV]				$\mu + \text{jets}$ [MeV]				$l + \text{jets}$ [MeV]			
	Δm_t	stat.	syst.	tot.	Δm_t	stat.	syst.	tot.	Δm_t	stat.	syst.	tot.
2016APV	350	+262 -262	+175 -176	+315 -315	276	+200 -201	+186 -183	+273 -271	281	+159 -159	+128 -127	+204 -204
2016	-355	+280 -280	+183 -183	+335 -335	303	+219 -219	+426 -424	+479 -477	1	+174 -174	+191 -192	+258 -259
2017	-111	+184 -184	+135 -135	+228 -228	-68	+147 -147	+135 -144	+199 -205	-62	+115 -115	+84 -87	+142 -144
2018	444	+153 -153	+117 -117	+193 -193	75	+120 -120	+150 -149	+193 -192	198	+94 -94	+61 -61	+112 -112
Full Run 2	125	+100 -100	+54 -54	+113 -113	110	+79 -79	+53 -51	+95 -94	139	+62 -62	+25 -25	+67 -67

Mērījuma galarezultāts ir $\Delta m_t = 139^{+67}_{-67}$ MeV. Nenoteiktības sadalījums starp statistisko un sistemātisko nenoteiktību ir parādīts 7.3. tabulā, kur tiek salīdzināti individuālie datu vākšanas periodi un visa 2. darbības perioda datu kopa. Salīdzinot ar 1. darbības perioda $19,6 \text{ fb}^{-1}$ rezultātu, statistiskā nenoteiktība ir samazinājusies no 190 MeV līdz 62 MeV, t. i., vairāk nekā trīs reizes. Šis uzlabojums ir pat nedaudz lielāks nekā paredzēts no integrētā midzuma pieauguma, taču to var izskaidrot ar uzlaboto b marķēšanas efektivitāti un profilētās ticamības piedzišanas izmantošanu statistiskajai interpretācijai, aizstājot iepriekš lietoto ideogrammas metodi. Sistemātiskā nenoteiktība ir samazinājusies no 90 MeV līdz 25 MeV, galvenokārt pateicoties uzlabotajai aromāta un antiaromāta *JES* nenoteiktībai. Gan statistiskā, gan sistemātiskā nenoteiktība samazinās aptuveni proporcionāli integrētajam mirdzumam katrā datu vākšanas periodā. Tas ir tādēļ, ka *COMBINE* spēj labāk ierobežot katru variāciju, pieaugot pieejamo datu apjomam.

7.5. Kopsavilkums

Šajā nodaļā tika aprakstīts Δm_t mērījums. Izmantotā mērījuma metode deva rezultātu ar kopējo nenoteiktību $\pm 67 \text{ MeV}$, kas ir vairāk nekā trīskārtīgs uzlabojums, salīdzinot ar 1. darbības perioda tā paša parametra mērījumu. Tas nodrošina pasaulē precīzāko Δm_t mērījumu līdz šim. Mērījums neiekļauj h_{damp} variācijas efektu, kas būtu jāiekļauj turpmākajās iterācijās, izmantojot notikumu pārsvēšanu, balstoties ML metodēs.

8. SECINĀJUMI UN PERSPEKTĪVAS



8.1. att. Virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījumi, ieskaitot šajā promocijas darbā iegūto rezultātu. Lēģendas skaidrojums ir tāds pats kā 1.2. attēlā.

Šajā promocijas darbā tika prezentēts virsotnes kvarka un antikvarka masas atšķirības mērījums, kura rezultāts ir $\Delta m_t = 139 \pm 67 \text{ MeV} = 139 \pm 62 \text{ (stat.)} \pm 25 \text{ (syst.) MeV}$. Tas ir līdz šim visprecīzākais Δm_t mērījums. Šī mērījuma salīdzinājums ar citiem Δm_t mērījumiem ir redzams 8.1. attēlā. Ir neliela neatbilstība ar *CMS* mērījumu pie $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ un pasaules vidējo vērtību, taču kopumā mērījumi ir savstarpēji saskanīgi. Rezultāts atšķiras no *SM* prognozes $\Delta m_t = 0$ par $2,1\sigma$, kas ir mazāks par 3σ – pieņemto minimālo sliekšni daļiņu fizikā eksperimentālu liecību apstiprināšanai, un daudz mazāks par 5σ , kas nepieciešams atklājuma apstiprināšanai. Tādējādi šis mērījums nepierāda *CPT* simetrijas pārkāpumu.

Šī mērījuma precizitāte ir balstīta uzlabotā metodikā aromāta-antiaromāta *JES* nenoteiktības noteikšanai. Uzlaboto sistēmisko nenoteiktību novērtēšanas metožu dēļ mērījums, tāpat kā *CMS* 1. darbības perioda mērījums, ir statistiski ierobežots. *CMS* 3. darbības perioda datu pievienošana uzlabotu statistisko nenoteiktību aptuveni $\sqrt{2}$ reizes dubultā integrālā mirdzuma dēļ (2023. gada datu vākšanas periods ietver 29 fb^{-1} , 2022. gada periods – 35 fb^{-1} mirdzumu, bet 2024. gadā *CMS* ir ierakstījis $113,32 \text{ fb}^{-1}$ integrēto mirdzumu). Vadošā nenoteiktība ir *b* pret $\bar{b}$ nenoteiktība pionu mērogošanas dēļ, kas novērtē GEANT 4 nespēju korekti modelēt hadronu mijiedarbību ar detektoru. Šo nenoteiktību varētu samazināt, atkārtot pētījumu, kas aprakstīts 6.3.2. apakšnodaļā, izmantojot lielāku *MC* datu kopu, tādējādi nodrošinot, ka variācija ir atkarīga no strūkļas p_T , nevis tikai no strūkļas $|\eta|$.

PATEICĪBAS

Vēlos izteikt pāri plūstošu pateicību visiem cilvēkiem, kas tieši vai netieši ir snieguši ieguldījumu šajā promocijas darbā un manās doktorantūras studijās! Promocijas darba pateicībās diemžēl nebūs vietas nosaukt visus individuāli.

Visupirms sirsnīgi pateicos savam RTU darba vadītājam Kārlim Dreimanim par manis mentorēšanu, vadišanu un rūpēm, nodrošinot visus nepieciešamos resursus mana pētījuma veikšanai. Esmu pateicīgs arī savam CERN darba vadītājam *Martijn Mulders* par atbalstu, īpaši ievēdot mani CERN CMS grupas vidē, kas virmo ar jaunām fizikas idejām. Sirsnīgs paldies manam zinātniskajam padomdevējam *Markus Seidel*. Zinātnisks padoms, praktiska palīdzība ar analīzes rīkiem vai manis rakstītā pārlasīšana, ar to visu viņš labprāt palīdzēja. Markuss bija nepagurstoši pacietīgs, apspriežot detalizētas mana darba nianšes, tostarp man bieži kļūdaini nosūtīt nepareizas saites uz rezultātiem vai sajaucot grafiku lēģendas.

No sirds pateicos savai ģimenei – mammai, tētim un brālim – par pacietību manos prombūtnes periodos, pat dzīvojot vienā pilsētā. Īpaši pateicos tētim par viņa pastāvīgo iedrošinājumu un atbalstu visos manas izglītības posmos, kas lika pamatu tam, lai es varētu nonākt šajā punktā.

Esmu pateicīgs visiem kolēģiem, bet jo īpaši Antrai, Normundam un Robertam. Katrs no viņiem dažādos laiktelpas punktos ar mani spēcīgi mijiedarbojās, mijiedarbību pārnesot caur kopīgu neapmierinātību un raizēm, vērtīgām pusdienu pauzēm un padomiem.

Īpaši pateicos visiem, kas man palīdzēja pielāgoties un izdzīvot dažādās valstīs un vidēs. Pelēkā 2022. gada februāra dienā, kad slēpos istabā *Covid* pozitivitātes dēļ un kad šķita, ka mana doktorantūra karājas uz mazākā diedziņa, pēkšņi mūsu septiņistabu kopbrīvē mājā uzradās *Ana María*. Šķita, ka no nekuriens, tomēr viņa ieradās tieši īstajā brīdī, lai varētu sniegt labas sarunas un iedrošinājumus, lai meklētu atbalstu, padomu un lūgšanu. Pateicība Dievam par Viņa uzticību pat tad, kad mēs paši tādi neesam.

Paldies Sandijam, ka esi pieejams spontānām telefonsarunām arī pēc apprecēšanās (par ko esmu ļoti priecīgs). Paldies Paulai, ka ienesi prieku promocijas darba rakstīšanas laikā un par lietām, ko esi man mācījusi. Esmu pateicīgs Mateja draudzes mājas grupai par to, ka atgādinājāt manas dzīves mērķus. Tāpat pateicos studentu organizācijai “Agape” par kopīgi pavadīto jautro laiku universitātē, un *Crossroads* un *Communitas* internacionālajām draudzēm par sniegto kopības izjūtu un ka bijāt gatavi uz klausīt un lūgt.

Paldies visiem maniem aktīvajiem draugiem, īpaši *Andrew*, kurš lika man atjaunot manu mīlas solījumu kalniem un izvilka mani no mājas gandrīz vai biežāk, nekā mans ķermenis to izturētu! Tāpat pateicos *Juan* un *Tom* par šī brīnišķīgā darba pārņemšanu.

Paldies manai elektriskajai ģitārai Nellijai (*Epiphone ES-335*) par to, ka tā vienmēr skan lieliski, kad pirksti sadarbojas ar ausīm. Lai gan negaidīti, pateicos arī *Covid* par sniegtajām dzīves mācībām.

Literatūras saraksts

- [1] C. E. Gerber, “LHC Highlights and Prospects”,
[doi:10.23730/CYRSP-2021-002.161](#), [arXiv:1909.10919](#). 38 pages, 31 figures,
Lecture notes for the 10th CERN Latin-American School of High-Energy Physics
(CLASHEP2019), 13 to 26 March 2019 in Villa General Belgrano, Cordoba
Province, Argentina.
- [2] CMS Collaboration, “Stairway to discovery: A report on the CMS programme of
cross section measurements from millibarns to femtobarns”, May 2024,
[doi:10.48550/arXiv.2405.18661](#).
- [3] ATLAS Collaboration, “Summary plots from the ATLAS Standard Model physics
group”, 2024, [https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/
CombinedSummaryPlots/SM/index.html](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/index.html).
- [4] L. Canetti, M. Drewes, and M. Shaposhnikov, “Matter and Antimatter in the
Universe”, *New J. Phys.*, **14** (September 2012) 095012,
[doi:10.1088/1367-2630/14/9/095012](#), [arXiv:1204.4186](#).
- [5] SNO Collaboration et al., “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation
from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys.
Rev. Lett.*, **89** (June 2002) 011301, [doi:10.1103/PhysRevLett.89.011301](#).
- [6] The Super-Kamiokande Collaboration, “Evidence for oscillation of atmospheric
neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (August 1998) 1562–1567,
[doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562](#), [arXiv:hep-ex/9807003](#).
- [7] G. Bertone, “History of dark matter”, *Rev. Mod. Phys.*, **90** (2018), no. 4,
[doi:10.1103/RevModPhys.90.045002](#).
- [8] J. G. de Swart, G. Bertone, and J. van Dongen, “How dark matter came to
matter”, *Nat Astron.*, **1** (March 2017) 1–9, [doi:10.1038/s41550-017-0059](#).
- [9] C. Rovelli, “Notes for a brief history of quantum gravity”, January 2001,
[doi:10.48550/arXiv.gr-qc/0006061](#).
- [10] A. Zee, “Quantum Field Theory in a Nutshell”. Princeton University Press, second
edition, 2010. ISBN 978-0-691-14034-6, [https://www.amazon.com/
Quantum-Field-Theory-Nutshell-nutshell/dp/0691140340](https://www.amazon.com/Quantum-Field-Theory-Nutshell-nutshell/dp/0691140340).
- [11] ATLAS Collaboration, “ATLAS Run 1 searches for direct pair production of
third-generation squarks at the Large Hadron Collider”, *Eur. Phys. J. C*, **75**
(October 2015) 510, [doi:10.1140/epjc/s10052-015-3726-9](#),
[arXiv:1506.08616](#).

- [12] CMS Collaboration, “Search for single production of scalar leptoquarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ”, *Phys. Rev. D*, **93** (2016), no. 3, 032005, [doi:10.1103/PhysRevD.93.032005](#), [arXiv:1509.03750](#). [Erratum: *Phys.Rev.D* 95, 039906 (2017)].
- [13] C. P. Salemi et al., “Search for Low-Mass Axion Dark Matter with ABRACADABRA-10 cm”, *Phys. Rev. Lett.*, **127** (2021), no. 8, 081801, [doi:10.1103/PhysRevLett.127.081801](#), [arXiv:2102.06722](#).
- [14] A. Gómez-Bañón, K. Bartnick, K. Springmann, and J. A. Pons, “Constraining light QCD axions with isolated neutron star cooling”, [arXiv:2408.07740](#).
- [15] J. S. Bell, “Time reversal in field theory”, *Proc. R. Soc. Lond.*, **A** (1955), no. 231, 479–495.
- [16] R. F. Streater and A. S. Wightman, “PCT, Spin and Statistics, and All That”. Princeton University Press, 2001. ISBN 978-0-691-07062-9, <https://press.princeton.edu/books/paperback/9780691070629/pct-spin-and-statistics-and-all-that>.
- [17] V. N. Gribov and J. Nyiri, “Quantum electrodynamics: Gribov lectures on theoretical physics”, volume 13. Cambridge University Press, 7 2005. ISBN 978-0-521-67569-7.
- [18] D. Colladay and A. V. Kostelecky, “CPT violation and the standard model”, *Phys. Rev. D*, **55** (1997), no. 11, 6760–6774, [doi:10.1103/PhysRevD.55.6760](#).
- [19] S. Mukohyama and S. C. Park, “Ghost condensation and *CPT* violation in neutrino sector”, *Physics Letters B*, **696** (February 2011) 505–508, [doi:10.1016/j.physletb.2011.01.014](#).
- [20] G. Barenboim and J. Lykken, “A model of CPT violation for neutrinos”, *Physics Letters B*, **554** (February 2003) 73–80, [doi:10.1016/S0370-2693\(02\)03262-8](#), [arXiv:hep-ph/0210411](#).
- [21] Particle Data Group Collaboration, “Review of particle physics”, *Phys. Rev. D*, **110** (2024), no. 3, 030001, [doi:10.1103/PhysRevD.110.030001](#).
- [22] CPLEAR Collaboration, “K0 anti-K0 mass and decay width differences: CPLEAR evaluation”, *Phys. Lett. B*, **471** (1999), 332–338, [doi:10.1016/S0370-2693\(99\)01333-7](#).
- [23] A. Belyaev et al., “Probing CPT invariance with top quarks at the LHC”, November 2024, [doi:10.48550/arXiv.2405.12162](#).

- [24] CMS Collaboration, “Searches for violation of Lorentz invariance in top quark pair production using dilepton events in 13 TeV proton-proton collisions”, *Phys. Lett. B*, **857** (2024), 138979, [doi:10.1016/j.physletb.2024.138979](#), [arXiv:2405.14757](#).
- [25] M. S. Fee et al., “Measurement of the positronium 1 S-31-2 S-31 interval by continuous-wave two-photon excitation”, *Phys. Rev. A*, **48** (1993), 192–219, [doi:10.1103/PhysRevA.48.192](#).
- [26] Belle Collaboration, “Measurement of the mass of the tau-lepton and an upper limit on the mass difference between tau+ and tau-”, *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007), 011801, [doi:10.1103/PhysRevLett.99.011801](#), [arXiv:hep-ex/0608046](#).
- [27] D. S. Ayers et al., “Measurements of the lifetimes of positive and negative pions”, *Phys. Rev. D*, **3** (1971), 1051–1063, [doi:10.1103/PhysRevD.3.1051](#).
- [28] DELPHI Collaboration, “Masses, Lifetimes and Production Rates of Xi- and anti-Xi+ at LEP 1”, *Phys. Lett. B*, **639** (2006), 179–191, [doi:10.1016/j.physletb.2006.06.029](#), [arXiv:hep-ex/0606030](#).
- [29] E756 Collaboration, “Measurement of the Properties of the $\bar{\Omega}^+$ and Ω^- hyperons”, *Phys. Rev. D*, **58** (1998), 072002, [doi:10.1103/PhysRevD.58.072002](#).
- [30] CMS Collaboration, “Measurement of the mass difference between top quark and antiquark in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *Phys. Lett. B*, **770** (2017), 50–71, [doi:10.1016/j.physletb.2017.04.028](#), [arXiv:1610.09551](#).
- [31] CMS Collaboration, “Measurement of the Mass Difference between Top and Antitop Quarks”, *JHEP*, **06** (2012), 109, [doi:10.1007/JHEP06\(2012\)109](#), [arXiv:1204.2807](#).
- [32] CMS Collaboration, “Measurement of the top quark mass using events with a single reconstructed top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP*, **12** (2021), 161, [doi:10.1007/JHEP12\(2021\)161](#), [arXiv:2108.10407](#).
- [33] ATLAS Collaboration, “Measurement of the mass difference between top and anti-top quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B*, **728** (2014), 363–379, [doi:10.1016/j.physletb.2013.12.010](#), [arXiv:1310.6527](#).
- [34] CDF Collaboration, “Measurement of the Mass Difference between Top and Anti-top Quarks”, *Phys. Rev. D*, **87** (2013), no. 5, 052013, [doi:10.1103/PhysRevD.87.052013](#), [arXiv:1210.6131](#).

- [35] D0 Collaboration, “Direct measurement of the mass difference between top and antitop quarks”, *Phys. Rev. D*, **84** (2011), 052005, [doi:10.1103/PhysRevD.84.052005](#), [arXiv:1106.2063](#).
- [36] CDF Collaboration, “Measurement of the Mass Difference between t and $\bar{t}$ Quarks”, *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011), 152001, [doi:10.1103/PhysRevLett.106.152001](#), [arXiv:1103.2782](#).
- [37] D0 Collaboration, “Direct measurement of the mass difference between top and antitop quarks”, *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009), 132001, [doi:10.1103/PhysRevLett.103.132001](#), [arXiv:0906.1172](#).
- [38] ATLAS and CMS Collaboration, “Improved Common $t\bar{t}$ Monte-Carlo Settings for ATLAS and CMS”, technical report, CERN, Geneva, 2023, [cds:2861366](#).
- [39] ATLAS Collaboration, “Improved Common $t\bar{t}$ Monte-Carlo Settings for ATLAS and CMS”, technical report, CERN, Geneva, 2023, [cds:2862524](#).
- [40] A. Potrebko, “Flavor dependent (L5) MC truth jet energy corrections and flavor uncertainties in Run 2”, Technical Report CMS AN-2023/074, CERN, 2024.
- [41] A. Potrebko, M. Seidel, M. Mulders, and K. Dreimanis, “Measurement of the mass difference between the top quark and antiquark in $t\bar{t}$ events with lepton+jets final states in 13 TeV proton-proton collisions”, Technical Report CMS AN-2023/074, 2025.
- [42] J. J. Thomson, “XL. Cathode Rays”, *Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, **44** (October 1897) 293–316, [doi:10.1080/14786449708621070](#).
- [43] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B*, **716** (2012), 1–29, [doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020](#), [arXiv:1207.7214](#).
- [44] CMS Collaboration, “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B*, **716** (2012), 30–61, [doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021](#), [arXiv:1207.7235](#).
- [45] LHCb Collaboration, “Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state”, *Phys. Rev. Lett.*, **112** (2014), no. 22, 222002, [doi:10.1103/PhysRevLett.112.222002](#), [arXiv:1404.1903](#).
- [46] LHCb Collaboration, “Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays”, *Phys. Rev. Lett.*, **115** (2015), 072001, [doi:10.1103/PhysRevLett.115.072001](#), [arXiv:1507.03414](#).

- [47] E. Noether, “Invariante variationsprobleme”, *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, **1918** (1918), 235–257.
- [48] C. S. Wu et al., “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”, *Phys. Rev.*, **105** (February 1957) 1413–1415, doi:[10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413).
- [49] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson”, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 138–140, doi:[10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138).
- [50] D. Colladay and A. Kostelecky, “Lorentz-Violating Extension of the Standard Model”, *Phys. Rev. D*, **58** (October 1998) 116002, doi:[10.1103/PhysRevD.58.116002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.116002), arXiv:[hep-ph/9809521](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9809521).
- [51] M. Seidel, “Tuning of generators”, in *QCD@LHC2022*. October 2022.
- [52] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Computer Physics Communications*, **178** (June 2008) 852–867, doi:[10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036), arXiv:[0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820).
- [53] T. Sjöstrand et al., “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Computer Physics Communications*, **191** (June 2015) 159–177, doi:[10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024), arXiv:[1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [54] J. Bellm et al., “Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note”, *Eur. Phys. J. C*, **76** (April 2016) 196, doi:[10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [55] J. Bellm et al., “Herwig 7.1 Release Note”, May 2017, doi:[10.48550/arXiv.1705.06919](https://doi.org/10.48550/arXiv.1705.06919).
- [56] E. Bothmann et al., “Event Generation with Sherpa 2.2”, *SciPost Phys.*, **7** (September 2019) 034, doi:[10.21468/SciPostPhys.7.3.034](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.3.034), arXiv:[1905.09127](https://arxiv.org/abs/1905.09127).
- [57] S. Frixione, G. Ridolfi, and P. Nason, “A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction”, *J. High Energy Phys.*, **2007** (September 2007) 126, doi:[10.1088/1126-6708/2007/09/126](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126).
- [58] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: The POWHEG BOX”, *J. High Energy Phys.*, **2010** (June 2010) 43, doi:[10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043), arXiv:[1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581).
- [59] 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”,

- J. High Energ. Phys.*, **2014** (July 2014) 79, [doi:10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079), [arXiv:1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301).
- [60] CMS Collaboration, “CMS Open data documentation”.
<http://opendata.cern.ch/docs/cms-guide-event-production>, Dec 2023.
- [61] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT — An object oriented data analysis framework”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **389** (April 1997) 81–86, [doi:10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [62] S. Agostinelli et al., “Geant4—a simulation toolkit”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506** (July 2003) 250–303, [doi:10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [63] J. Allison et al., “Recent developments in Geant4”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **835** (November 2016) 186–225, [doi:10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [64] J. Allison et al., “Geant4 developments and applications”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53** (February 2006) 270–278, [doi:10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [65] “LHC TOP WG: WG on Top Physics at the LHC | LPCC”.
<https://lpcc.web.cern.ch/content/lhc-top-wg>.
- [66] ATLAS, CMS Collaboration, “Combination of Measurements of the Top Quark Mass from Data Collected by the ATLAS and CMS Experiments at s=7 and 8 TeV”, *Phys. Rev. Lett.*, **132** (2024), no. 26, 261902, [doi:10.1103/PhysRevLett.132.261902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.261902), [arXiv:2402.08713](https://arxiv.org/abs/2402.08713).
- [67] A. Buckley et al., “Rivet user manual”, *Computer Physics Communications*, **184** (December 2013) 2803–2819, [doi:10.1016/j.cpc.2013.05.021](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2013.05.021), [arXiv:1003.0694](https://arxiv.org/abs/1003.0694).
- [68] G. S. Chahal and F. Krauss, “Cluster Hadronisation in Sherpa”, *SciPost Phys.*, **13** (August 2022) 019, [doi:10.21468/SciPostPhys.13.2.019](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.13.2.019).
- [69] ATLAS Collaboration, “Dependence of the Jet Energy Scale on the Particle Content of Hadronic Jets in the ATLAS Detector Simulation”, technical report, CERN, Geneva, 2022, [cds:2808016](https://cds.cern.ch/record/2808016).
- [70] Laurent Guiraud, “Plan of sps to lhc transfer tunnels. plan des accélérateurs lhc et sps ainsi que le plan des deux nouveaux tunnels de transfert ti2 et ti8”, technical report, CERN, Aug 2001, [cds:42387](https://cds.cern.ch/record/42387).

- [71] CERN, “LHC Guide”, Mar 2017, [cds:2255762](#).
- [72] O. S. Brüning et al., “LHC Design Report”, technical report, CERN, Geneva, 2004, [doi:10.5170/CERN-2004-003-V-2](#).
- [73] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine”, *J. Instrum.*, **3** (2008), no. 08, S08001–S08001, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08001](#).
- [74] CERN, “LEP design report”, technical report, CERN, Geneva, 1984, [cds:102083](#). Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries.
- [75] CMS Collaboration, “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”, *J. Instrum.*, **12** (October 2017) P10003–P10003, [doi:10.1088/1748-0221/12/10/P10003](#), [arXiv:1706.04965](#).
- [76] The CMS Collaboration et al., “The CMS experiment at the CERN LHC”, *J. Inst.*, **3** (August 2008) S08004, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004](#).
- [77] I. Neutelings, “CMS coordinate system”, July 2024, https://tikz.net/axis3d_cms/.
- [78] CMS Collaboration, “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker”, *J. Inst.*, **9** (October 2014) P10009–P10009, [doi:10.1088/1748-0221/9/10/P10009](#), [arXiv:1405.6569](#).
- [79] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti, and B. R. Webber, “Better jet clustering algorithms”, *JHEP*, **08** (1997), 001, [doi:10.1088/1126-6708/1997/08/001](#).
- [80] M. Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, “The anti-kt jet clustering algorithm”, *J. High Energy Phys.*, **2008** (April 2008) 063, [doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063](#).
- [81] CMS Collaboration, “Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV”, *J. Instrum.*, **13** (2018), no. CMS-BTV-16-002, CERN-EP-2017-326, P05011, [doi:10.1088/1748-0221/13/05/P05011](#), [arXiv:1712.07158](#).
- [82] V. Khachatryan et al., “Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV”, *J. Inst.*, **12** (February 2017) P02014, [doi:10.1088/1748-0221/12/02/P02014](#).
- [83] J. Gallicchio and M. D. Schwartz, “Quark and gluon jet substructure”, *J. High Energ. Phys.*, **2013** (April 2013) 90, [doi:10.1007/JHEP04\(2013\)090](#).
- [84] A. Tumasyan et al., “Study of quark and gluon jet substructure in Z+jet and dijet events from pp collisions”, *J. High Energy Phys.*, **2022** (January 2022) 188, [doi:10.1007/JHEP01\(2022\)188](#).

- [85] CMS Collaboration, “Measurement of the top quark mass using a profile likelihood approach with the lepton + jets final states in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, **83** (2023), no. 10, 963, [doi:10.1140/epjc/s10052-023-12050-4](#), [arXiv:2302.01967](#).
- [86] CMS Collaboration, “Measurement of multidifferential cross sections for dijet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, [arXiv:2312.16669](#).
- [87] CMS Collaboration, “Measurement and QCD analysis of double-differential inclusive jet cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP*, **02** (2022), 142, [doi:10.1007/JHEP02\(2022\)142](#), [arXiv:2111.10431](#). [Addendum: *JHEP* 12, 035 (2022)].
- [88] CMS Collaboration, “Measurement of Energy Correlators inside Jets and Determination of the Strong Coupling $\alpha_S(m_Z)$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, **133** (2024), no. 7, 071903, [doi:10.1103/PhysRevLett.133.071903](#), [arXiv:2402.13864](#).
- [89] CMS Collaboration, “Measurement of the Ratio of the Inclusive 3-Jet Cross Section to the Inclusive 2-Jet Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and First Determination of the Strong Coupling Constant in the TeV Range”, *Eur. Phys. J. C*, **73** (2013), no. 10, 2604, [doi:10.1140/epjc/s10052-013-2604-6](#), [arXiv:1304.7498](#).
- [90] CMS Collaboration, “Measurement of the cross section for $t\bar{t}$ production with additional jets and b jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP*, **07** (2020), 125, [doi:10.1007/JHEP07\(2020\)125](#), [arXiv:2003.06467](#).
- [91] CMS Collaboration, “Calculation of Residual Energy Correction for b Jets Using Z+b Events in 8 TeV pp Collisions”, technical report, CERN, Geneva, 2014, [cds:1951028](#).
- [92] Viola Sordini, Hugues Lattaud, and Viola Sordini, “Energy scale studies for b-jets with $\gamma + \text{jet}$ events in Run2016 data.”, Technical Report CMS AN-2017/174, CERN.
- [93] K. Kallonen, “Quantitative Comparison of Deep Neural Networks for Quark/Gluon Jet Discrimination”. Master’s thesis, Helsinki U., 2019.
- [94] N. T. Toikka, “Relative response measurement between light quark and gluon jets at the CMS experiment”. Master’s thesis, Helsinki U., 2023.
- [95] Robin Cameron Aggleton, Anastasia Karavdina, and Andreas Hinzmann, “Flavour-dependent jet energy corrections for 2016 Monte Carlo”, Technical Report AN-2018/109, CERN, May 2018.

- [96] CMS Collaboration, “Development and validation of HERWIG 7 tunes from CMS underlying-event measurements”, April 2021,
[doi:10.1140/epjc/s10052-021-08949-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-08949-5).
- [97] ATLAS Collaboration, “Jet Energy Scale uncertainties (R=0.4 PFlow) with updated flavour treatment”, August 2022,
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/JETM-2022-005/>.
- [98] CMS HCAL/ECAL Collaborations et al., “The CMS barrel calorimeter response to particle beams from 2 to 350 GeV/c”, *Eur. Phys. J. C*, **60** (April 2009) 359–373, [doi:10.1140/epjc/s10052-009-0959-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-0959-5).
- [99] S. Banerjee and V. Ivanchenko, “Validation of Physics Models of Geant4 Versions 10.4.p03, 10.6.p02 and 10.7.p01 using Data from the CMS Experiment”, *EPJ Web Conf.*, **251** (2021), 03010, [doi:10.1051/epjconf/202125103010](https://doi.org/10.1051/epjconf/202125103010).
- [100] A. Hayrapetyan et al., “Review of top quark mass measurements in CMS”,.
- [101] H. Siikonen, “Measurement of the Top Quark Mass with the CMS Experiment”. PhD thesis, Helsinki U., 2022.
- [102] CMS Collaboration, “Measurement of the $t\bar{t}$ charge asymmetry in events with highly Lorentz-boosted top quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Phys. Lett. B*, **846** (2023), 137703, [doi:10.1016/j.physletb.2023.137703](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137703), [arXiv:2208.02751](https://arxiv.org/abs/2208.02751).
- [103] CMS Collaboration, “The CMS statistical analysis and combination tool: COMBINE”, April 2024, [doi:10.48550/arXiv.2404.06614](https://doi.org/10.48550/arXiv.2404.06614).
- [104] E. Bothmann et al., “Exploring phase space with Neural Importance Sampling”, *SciPost Physics*, **8** (April 2020) 069, [doi:10.21468/SciPostPhys.8.4.069](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.8.4.069).
- [105] N. Deutschmann and N. Götz, “Accelerating HEP simulations with Neural Importance Sampling”, *J. High Energ. Phys.*, **2024** (March 2024) 83, [doi:10.1007/JHEP03\(2024\)083](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2024)083).



Andris Potrebko dzimis 1996. gadā Rīgā. Latvijas Universitātē ieguvis bakalaura grādu (2018), Lundas Universitātē (Zviedrija) – maģistra grādu (2020) fizikā.

Interese par elementārdaliņu fiziku radās, piedaloties *CERN* studentu vasaras programmā 2018. gadā. Bijis zinātniskajā praksē Maincas Universitātē (Vācija) 2020. gadā, kur strādājis režģa kvantu hromodinamikas jomā. Patlaban strādā Rīgas Tehniskās universitātes (RTU) Daļiņu fizikas un paātrinātāju tehnoloģiju institūtā, ieņemot zinātniskā asistenta amatu. No 2025. gada decembra darbu pētnieka amatā sāks Briseles brīvajā universitātē (Beļģija).

Zinātniskās intereses saistītas ar virsotnes kvarka, elementārdaļiņu standartmodeļa fiziku un skaitlisko fiziku, interesē arī mašīnmācīšanās. Kopš 2020. gada ir *CMS* eksperimenta biedrs *CERN*. Doktorantūras studiju laikā bijis aktīvs *CMS* eksperimenta gids, kā arī *CMS* eksperimenta darbības laikā uzņēmies detektora kontroles maiņas. Paralēli doktorantūras studijām RTU mācījis padziļināto fizikas kursu vidusskolēniem un vadījis RTU Universitātes nākotnes inženieriem (UNI) nodarbes. Brīvā laika intereses saistītas ar kāpšanu kalnos un došanos pārgājienos.