

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Предраг М. Ћирковић

**ПРОУЧАВАЊЕ  
ПРОДУКЦИЈЕ ХИГС БОЗОНА  
ПРИДРУЖЕНОГ ПАРУ ТОП КВАРКОВА  
У ЕКСПЕРИМЕНТУ CMS У CERN-У**

докторска дисертација

Београд, 2018.

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Predrag M. Cirkovic

**STUDIES OF  
HIGGS BOSON PRODUCTION  
ASSOCIATED TO A TOP QUARK PAIR  
IN THE CMS EXPERIMENT AT CERN**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2018

Ментор:

- др Милош Ђорђевић; научни сарадник; Универзитет у Београду, Институт за нуклеарне науке ”Винча”

Чланови комисије:

- проф. др Маја Бурић; редовни професор; Универзитет у Београду, Физички факултет
- проф. др Петар Аџић; редовни професор; Универзитет у Београду, Физички факултет
- др Љиљана Симић; научни саветник; Универзитет у Београду, Институт за физику Београд
- др Милош Ђорђевић; научни сарадник; Универзитет у Београду, Институт за нуклеарне науке ”Винча”

Датум одбране: 1. септембар 2018.

Ова докторска дисертација представља резултат једне од активности Српске CMS групе у периоду између 2013. и 2018. године.

Рад је урађен у оквиру институција чланица Универзитета у Београду: Института за нуклеарне науке "Винча" и Института за физику у Београду, под покровитељством пројекта "Физика високих енергија са детектором CMS" (ОИ 171019), потпомогнутог од стране Министарства просвете, науке и технолошког развоја. Повремени боровци у Европској организацији за нуклеарна истраживања (CERN), ради обављања сервисних активности неопходних за одржавање рада експерименталне апаратуре као и активнијег учешћа у обради података, потпомогнути су од стране Пројекта за научну сарадњу између земаља источне Европе и Швајцарске (SCOPEs).

Захвалност на корисним саветима и несебичној помоћи током рада упућујем пре свега ментору др Милошу Ђорђевићу, др Кирилу Сковепењу (Vrije Universiteit Brussel), затим проф. Петру Ацићу, др Јовану Милошевићу, колегама др Дамиру Деветаку, Милану Стојановићу, као и осталим сарадницима Српске CMS групе, професорима на Физичком факултету, сарадницима у Институту за физику у Београду и Институту за нуклеарне науке "Винча". Такође се захваљујем супрузи Анђи и члановима моје породице на стрпљењу и пруженој подршци.

Захвалницу упућујем и члановима CERN-ових радних група за анализу " $t\bar{t}H \rightarrow multilepton$ " и " $tH FCNC$ ", као и свим члановима колаборације CMS, који су својим преданим радом обезбедили квалитетну организацију рада и функционисање комплетне експерименталне апаратуре и рачунарских ресурса, неопходних за извођење овог истраживања.

# Проучавање продукције Хигс бозона придруженог пару топ кваркова у експерименту CMS у CERN-у

## Сажетак

У овој дисертацији представљени су резултати истраживања продукције Хигс бозона Стандардног модела (SM) придруженог пару топ кваркова ( $t\bar{t}H$ ). Анализа је спроведена са подацима добијеним из судара снопова протона на укупној енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  прикупљених детектором CMS. Укупна интегрална луминозност података прикупљених у 2015. години је износила  $2.26 \text{ fb}^{-1}$ . У подацима су разматрани само догађаји  $t\bar{t}H$  у којима се  $H$  распада на  $WW$ ,  $ZZ$  или  $\tau\tau$ , са два лептона истог знака наелектрисања ( $2lss$ ), или најмање три лептона ( $\geq 3l$ ) у коначном стању. Крајњи резултати су представљени у облику јачине сигнала ( $\mu$ ) измерене у односу на предвиђање SM, под претпоставком да постоји само фон, као и очекиване и измерене границе са нивоом поверења од 95%. Резултати су дати за обе категорије коначних стања, као и за њихову комбинацију. Измерена јачина сигнала износи  $0.6_{-1.1}^{+1.4}$ , а добијени (очекивани) горњи лимит на ефикасни пресек продукције  $t\bar{t}H$  износи 3.3 (2.6). Затим су представљени последњи резултати потраге за продукцијом Хигс бозона SM-а придруженог пару топ кваркова ( $t\bar{t}H$ ) у финалном стању са електронима, мионима и  $\tau$  лептонима који се распадају хадронским путем. Анализирани су и подаци снимљени у сударима протона  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  који одговарају вредности интегралне луминозности од  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ . Осетљивост потраге је повећана коришћењем метода матричног елемента и машинског учења, у циљу раздвајања сигнала од фона. Измерена учестаност продукције сигнала је  $1.23_{-0.43}^{+0.45}$  пута већа од учестаности предвиђене у SM, са измереном (очекиваном) значајношћу од  $3.2\sigma$  ( $2.8\sigma$ ), што представља доказ постојања продукције  $t\bar{t}H$  у тим финалним стањима. Постављен је и горњи лимит на учестаност сигнала од 2.1 пута вредност учестаности продукције сигнала предвиђене SM, са нивоом поверења од 95%. На крају је дата интерпретација на основу поређења резултата овог истраживања са резултатима добијеним са подацима прикупљеним на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , чија је интегрална луминозност износила  $19.6 \text{ fb}^{-1}$ . Комбинација потрага за процесом продукције  $t\bar{t}H$  у свим каналима је спроведена са подацима прикупљеним на енергијама од 7, 8 и 13 TeV

---

ради доношења закључка о његовом постојању, као и потврде о постојању спрезања између Хигс бозона и топ кваркова на основном нивоу теорије пертурбација. Комбинована измерена (и очекивана) значајност и комбинована јачина сигнала износе 5.2 (4.2) и  $1.26_{-0.26}^{+0.31}$ , респективно. Један део тезе се односи на потрагу за топ-Хигс спрезањем у интерпретацији физике изван Стандардног модела у процесима продукције неутралне струје променљивог флејвора (FCNC), у којима се Хигс бозон распада на пар  $b\bar{b}$ . Ово је прва потрага која испитује овај тип спрезања у процесу продукције топ кварка придруженог Хигс бозону и процесу продукције  $t\bar{t}$  и постављени су следећи измерени (и очекивани) лимити са нивоом поверења од 95% на однос гранања за распаде топ кварка:  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH) < 0.47\%(0.34\%)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH) < 0.47\%(0.44\%)$ .

Кључне речи: физика високих енергија, Велики хадронски сударач, експеримент CMS, протон-протон судари, Стандардни модел, Хигс бозон, топ кварк, мултилептонска коначна стања

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика високих енергија и нуклеарна физика

# Studies of Higgs boson production associated to a top quark pair in the CMS experiment at CERN

## *Abstract*

In this dissertation, the search for the production of the Standard Model (SM) Higgs boson associated with the  $t\bar{t}$  pair ( $t\bar{t}H$ ) is presented. The analysis has been performed using the  $\sqrt{s} = 13$  TeV pp collisions data collected by the CMS detector, with the total integrated luminosity of  $2.26 \text{ fb}^{-1}$  in 2015. Only the  $t\bar{t}H$  events where  $H$  decays into  $WW$ ,  $ZZ$  or  $\tau\tau$ , with two leptons with the same sign of the charge ( $2lss$ ), or at least three leptons ( $\geq 3l$ ) in the final state have been considered in data. The final results are presented in the form of the signal strength ( $\mu$ ) measured with respect to the SM prediction under the background-only hypothesis, and with its expected and observed 95% C.L. upper limit. The results are given for each of the final states separately, as well as for the combined case. The signal strength is measured to be  $0.6_{-1.1}^{+1.4}$ , and the obtained observed (expected) upper limit on the  $t\bar{t}H$  production cross section is 3.3 (2.6). Afterward, the results of a search for the standard model Higgs boson produced in association with a top quark pair ( $t\bar{t}H$ ) in final states with electrons, muons, and hadronically decaying  $\tau$  leptons are presented. The other analyzed data set corresponds to an integrated luminosity of  $35.9 \text{ fb}^{-1}$  recorded in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV by the CMS experiment in 2016. The sensitivity of the search is improved by using matrix element and machine learning methods to separate the signal from backgrounds. The measured signal rate amounts to  $1.23_{-0.43}^{+0.45}$  times the production rate expected in the standard model, with an observed (expected) significance of  $3.2\sigma$  ( $2.8\sigma$ ), which represents evidence for  $t\bar{t}H$  production in those final states. An upper limit on the signal rate of 2.1 times the standard model production rate is set at 95% confidence level. At the end, an interpretation is given providing the comparison of the results of this search against those obtained with the  $\sqrt{s} = 8$  TeV data, with the total integrated luminosity of  $19.6 \text{ fb}^{-1}$ . Combined search for the  $t\bar{t}H$  in all channels is performed with 7, 8 and 13 TeV data in order to draw a conclusion of its existence, as well as the existence of the coupling between the Higgs boson and top quarks on the tree-level. Combined observed (and expected) significance and the combined signal strength amount to 5.2 (4.2) and  $1.26_{-0.26}^{+0.31}$ , respectively. One part of this dissertation refers to the search

---

for top-Higgs coupling in the interpretation of the physics beyond the Standard Model in processes of the flavour-changing neutral current production, in which Higgs boson decays to  $b\bar{b}$  pair. This is the first search to probe this coupling in both associated production of the single top quark and Higgs boson and the  $t\bar{t}$  production and the following 95% C.L. observed (and expected) upper limits have been set on the branching fractions of top quark decays:  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH) < 0.47\%(0.34\%)$  and  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH) < 0.47\%(0.44\%)$ .

Keywords: high energy physics, Large Hadron Colider, CMS experiment, proton-proton collisions, Standard Model, Higgs boson, top quark, multilepton final states

Academic Expertise: Physics

Field of Academic Expertise: High energy physics and nuclear physics



# Садржај

<b>Предговор и захвалница</b>	<b>iv</b>
<b>Сажетак</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Садржај</b>	<b>ix</b>
<b>1 Увод</b>	<b>1</b>
<b>2 Теоријска поставка</b>	<b>4</b>
2.1 Елементарне честице и фундаменталне интеракције у СМ . . . . .	4
2.1.1 Симетрије, групе и локална градијентна инваријантност . . . . .	6
2.2 Хигс бозон у СМ . . . . .	7
2.2.1 Хигс потенцијал и нарушење глобалне симетрије . . . . .	7
2.2.2 Наружење локалне симетрије и масени чланови у Лагранжијану . . . . .	9
2.2.3 Хигс механизам у моделу електрослабих интеракција . . . . .	12
2.2.4 Маса градијентних бозона . . . . .	14
2.2.5 Јукава интеракција и масе фермиона . . . . .	16
2.2.6 Механизми продукције Хигс бозона . . . . .	17
2.2.7 Канали распада Хигс бозона . . . . .	21
	ix

2.2.8	Теоријска ограничења за масу Хигс бозона . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Претходни резултати и мотивација за проучавање процеса <math>t\bar{t}H</math></b>	<b>24</b>
3.1	Досадашњи резултати потрага за Хигс бозоном . . . . .	24
3.2	Резултати претходних потрага и мотивација за проучавање процеса $t\bar{t}H$	26
<b>4</b>	<b>Експериментална поставка</b>	<b>37</b>
4.1	Акцелераторски комплекс у CERN-у . . . . .	37
4.1.1	Дизајн и преглед основних параметара LHC-а . . . . .	40
4.1.2	Процеси у p-p сударима на LHC-у . . . . .	42
4.2	Детектор CMS . . . . .	44
4.2.1	Детектор трагова (Tracker) . . . . .	49
4.2.1.1	Детектор Pixel . . . . .	50
4.2.1.2	Силицијумски тракасти детектор (Si-Strip) . . . . .	52
4.2.2	Калориметарски систем . . . . .	53
4.2.2.1	Електромагнетски калориметар (ECAL) . . . . .	53
4.2.2.2	Хадронски калориметар (HCAL) . . . . .	58
4.2.3	Магнетски систем . . . . .	60
4.2.4	Мионски систем . . . . .	62
4.2.5	Систем за тригер и аквизицију података . . . . .	66
4.2.6	Формати података и компјутерски ресурси . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Анализа експерименталних података</b>	<b>71</b>
5.1	Стратегија . . . . .	71
5.1.1	Алгоритам ” <i>Boosted Decision Tree</i> ” или BDT . . . . .	74
5.2	Експериментални подаци и симулација . . . . .	75
5.2.1	Експериментални подаци . . . . .	75
5.2.2	Monte Carlo симулација . . . . .	76
5.2.3	Тригери . . . . .	77
5.3	Идентификација физичких објеката . . . . .	80
5.3.1	Преселекција лептона . . . . .	83
5.3.2	Мултиваријантна анализа за селекцију лептона . . . . .	85

5.3.3	Млазеви хадрона и идентификација млазева $b$ хадрона . . . . .	93
5.3.4	Недостајућа енергија . . . . .	93
5.4	Селекција догађаја . . . . .	94
5.5	Моделовање сигнала и фона . . . . .	98
5.5.1	Моделовање сигнала . . . . .	100
5.5.2	Иредуцибилне компоненте фона . . . . .	103
5.5.3	Компонента фона са погрешно идентификованим лептонима . . . . .	108
5.5.4	Компонента фона са погрешно реконструисаним наелектрисањем . . . . .	116
5.5.5	Двобозонски фонски процеси . . . . .	120
5.6	Валидација у контролним регионима . . . . .	123
5.7	Издвајање сигнала . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Резултати и дискусија</b>	<b>141</b>
6.1	Резултати . . . . .	141
6.2	Интерпретација резултата . . . . .	147
<b>7</b>	<b>Резултати анализе са комбинованим подацима из 2015. и 2016. године</b>	<b>150</b>
7.1	Подаци и симулација MC . . . . .	151
7.2	Реконструкција догађаја . . . . .	153
7.2.1	Вертекси . . . . .	153
7.2.2	Електрони и миони . . . . .	153
7.2.3	Хадронски распади тау лептона . . . . .	156
7.2.4	Џетови . . . . .	158
7.2.5	Недостајући трансверзални импулс . . . . .	159
7.3	Селекција догађаја . . . . .	159
7.4	Процена фона . . . . .	163
7.4.1	Фон који потиче од погрешно идентификованих лептона и ха- дронских тау лептона . . . . .	165
7.4.2	Компонента фона добијена услед погрешне идентификације наелектрисања . . . . .	169

7.5	Екстракција сигнала . . . . .	169
7.5.1	Дискриминаторне опсервабле . . . . .	170
7.5.2	Дискриминанте добијене применом метода MEM . . . . .	174
7.5.3	Статистичка анализа . . . . .	175
7.6	Систематске неодређености . . . . .	176
7.7	Резултати . . . . .	179
<b>8</b>	<b>Комбинација анализа <math>tt\bar{t}</math> у свим каналима</b>	<b>187</b>
<b>9</b>	<b>Спрезање Хигс бозона са топ кварком у интерпретацији BSM</b>	<b>191</b>
9.1	Увод и мотивација . . . . .	191
9.2	Стратегија за анализу . . . . .	194
9.3	Резултати . . . . .	198
9.4	Закључак . . . . .	202
<b>10</b>	<b>Закључак</b>	<b>205</b>
	<b>Литература</b>	<b>208</b>
	<b>Биографија аутора</b>	<b>222</b>
	<b>Библиографија аутора</b>	<b>224</b>

# Списак слика

2.1	Шематски приказ елементарних честица СМ. Прве три колоне представљају три генерације фермиона, градијентни бозони су приказани у четвртој колони, а у петој колони налази се Хигс бозон. . . . .	5
2.2	Облик Хигс потенцијала $V(\phi) = \mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2$ , код којег су $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$ . . . . .	7
2.3	Најважнији механизми продукције Хигс бозона на хадронском сударању [22]: фузија глуона (i), фузија векторских бозона (ii), продукција Хигс бозона придруженог векторском бозону W или Z (iii) и продукција Хигс бозона придруженог пару топ кваркова (iv). . . . .	19
2.4	Ефикасни пресеци за продукцију Хигс бозона у различитим процесима у зависности од масе Хигс бозона [20]. . . . .	20
2.5	Ефикасни пресеци за продукцију Хигс бозона у различитим процесима у зависности од енергије судара протона [20]. . . . .	21
2.6	Односи гранања у зависности од масе Хигс бозона у различитим каналима његовог распада [22]. . . . .	22
2.7	Теоријска ограничења за масу Хигс бозона [23]. . . . .	23

3.1	р-вредност у зависности од масе Хигс бозона добијена анализом експерименталних података са експеримента CMS [30]. р-вредност је мера статистичког значаја добијена тестирањем одређене хипотезе, чија вредност одговара вероватноћи да одређени догађај не представља последицу статистичких флукуација. . . . .	26
3.2	Најбољи фит за параметар јачине сигнала $\mu(t\bar{t}H)$ у односу на предвиђање SM ( $\sigma/\sigma_{SM}$ ) [37]. . . . .	30
3.3	Очекивана и постављена горња граница са нивоом поверења од 95 % за параметар јачине сигнала $\mu(t\bar{t}H)$ посматраног у односу на предвиђање SM ( $\sigma/\sigma_{SM}$ ) [37]. . . . .	31
3.4	Поређење расподела за експерименталне податке и симулирани $t\bar{t}H$ сигнал и различите компоненте фона за случај дискриминанте за издвајање сигнала у анализи на енергији $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Расподеле су добијене применом одговарајућих критеријума селекције дефинисаних за коначно стање са два миона истог знака. У овом каналу је регистрован вишак догађаја који се овде манифестује као значајно одступање расподеле BDT (Boosted Decision Tree) дискриминанте за експерименталне податке од укупне расподеле за симулирани сигнал и фон. [37] . . . . .	32
3.5	Модел продукције пара глуина који у коначном стању има два лептона истог знака наелектрисања, а који потичу од распада W бозона [40]. . . . .	33
3.6	Фитоване вредности јачине сигнала и њихове неодређености за појединачне канале и њихову комбинацију измерене у анализи $t\bar{t}H$ ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) у експерименту ATLAS на енергији у систему ЦМ $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Зеленом линијом је обележена статистичка неодређеност јачине сигнала [33]. . . . .	34
3.7	Горње границе за ефикасни пресек сигнала $t\bar{t}H$ , посматране релативно у односу на предвиђање SM, измерене у анализи $t\bar{t}H$ ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) у експерименту ATLAS на енергији $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [33]. . . . .	34

3.8	Измерена и очекивана горња граница ефикасног пресека сигнала $t\bar{t}H$ , са нивоом поверења од 95% у анализи $t\bar{t}H$ ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) у експерименту ATLAS на енергији $\sqrt{s} = 7$ и 8 TeV [36]. . . . .	35
3.9	Вредности најбољег фита за параметар јачине сигнала измерене у анализи $t\bar{t}H$ ( $H \rightarrow \text{leptons}$ ) у експерименту ATLAS на енергији $\sqrt{s} = 8$ TeV [35]. . . . .	35
3.10	Предвиђени односи ефикасних пресека при преласку са енергије у систему ЦМ $\sqrt{s} = 8$ TeV на енергију $\sqrt{s} = 13$ TeV [41]. . . . .	36
4.1	Дијаграм акцелераторског комплекса у CERN-у [43]. . . . .	38
4.2	Попречни пресек стандардног дипола Великог хадронског судара-ча [44]. . . . .	41
4.3	Ефикасни пресеци и учестаности продукције за различите процесе на хадронским судрачима у зависности од енергије у систему ЦМ. [45].	43
4.4	Координатни систем детектора CMS. . . . .	45
4.5	CMS detector . . . . .	46
4.6	Кретање различитих типова честица у једном исечку детектора CMS.	47
4.7	Шематски приказ детектора трагова детектора CMS [48]. . . . .	50
4.8	Поређење иницијалне и надограђене геометрије детектора Pixel. Види се да надограђени Pixel располаже једним додатним слојем сензора у централној области, као и системом сензора у области затварача распоређених на три диска, који се састоје од унутрашњих и спољашњих прстенова. Тиме је обезбеђено регистровање погодака у четири тачке слојева детектора [50, 47]. . . . .	51
4.9	Надограђени Pixel детектор [50]. . . . .	52

4.10	Приказ пројективне геометрије кристала Електромагнетског калориметра (ECAL) детектора CMS у централној области (barrel) и области затварача (end cap) [48]. . . . .	55
4.11	Шематски приказ контролног система Електромагнетског калориметра детектора CMS [51]. . . . .	56
4.12	Сигурносни систем Електромагнетског калориметра детектора CMS [51]. . . . .	58
4.13	Шематски приказ Хадронског калориметра (HCAL) детектора CMS на којем су означени делови калориметра у централној области (HB и HO), области затварача (HE) и у даљој предњој области (HF) [52]. .	59
4.14	Шематски приказ уздужног пресека детектора CMS са назначеним главним деловима магнетског система детектора CMS: суперпроводним соленоидом и повратним јармом [53]. . . . .	61
4.15	Шематски приказ мапе магнетског поља соленоида [54] у три димензије (лево) и по уздужном пресеку детектора (десно). На слици десно, криве линије представљају инкремент магнетског флукса од $6 \text{ Wb}$ . . .	62
4.16	Шематски приказ мионског система детектора CMS на којем се могу уочити његове главне компоненте: дрифт цеви (DT), отпорне плочасте коморе (RPC) и катодне тракасте коморе (CSC), које сачињавају прстенове у централној области и дискове у области затварача. Испрекидане линије означавају карактеристичне вредности псевдорепидитета које представљају границе угаоне прихватљивости за одређене групе детекторских модула [48]. . . . .	63
4.17	Модул DT мионског система детектора CMS [48]. . . . .	64
4.18	Модул CSC мионског система детектора CMS [48]. . . . .	65
4.19	Модул RPC мионског система детектора CMS [48]. . . . .	66
4.20	Архитектура система за аквизицију података детектора CMS [55]. . .	67



4.21	Архитектура система глобалних рачунарских ресурса експеримента CMS [56]. . . . .	70
5.1	Фајнманови дијаграми за три могућа коначна стања система $t\bar{t}H$ (у сударима протон-протон) који се распада на лептоне: $2lss$ (лево), $3l$ (у средини) и $4l$ (десно), који одговарају случајевима када се Хигс бозон распада на парове $\tau\tau$ , $ZZ^*$ и $WW^*$ , респективно. . . . .	73
5.2	Шематски приказ једног стабла одлучивања алгоритма BDT [60]. . .	74
5.3	Поређење ефикасности селекције тригера за симулиране (MC) и експерименталне податке (data), у категорији $2lss - \mu\mu$ , у зависности од трансверзалног импулса (горе) и псеудорапидитета лептона (доле), у случају водећег лептона (лево) и првог следећег лептона (десно) по интензитету трансверзалног импулса. . . . .	79
5.4	Поређење ефикасности селекције тригера за симулиране (MC) и експерименталне податке (data), у категорији $2lss - $ , у зависности од трансверзалног импулса лептона у случају водећег лептона (лево) и првог следећег лептона (десно) по интензитету трансверзалног импулса. . . . .	80
5.5	Поређење ROC кривих за селекцију директних лептона које су добијене применом различитих дискриминатора (љубичаста линија: нови $1\sigma$ MVA, плава линија: стари $1\sigma$ MVA, зелена линија: мини-изолација), за различите категорије: у првој врсти електрони, у другој врсти миони, у првој колони лептони са трансверзалним импулсом у опсегу $10 < p_T < 25$ , у другој колони са $p_T > 25$ . . . . .	88
5.6	Поређење расподела за експерименталне податке са укупном расподелом за симулирани сигнал и различите компоненте фона за мини-изолацију (прва колона), $SIP_{3D}$ (друга колона) и $leptonMVA$ (трећа колона) у контролним регионима обогаћеним директним лептонима (прва врста) и недиректним лептонима (друга врста). . . . .	89

5.7	Поређење расподела за експерименталне податке са укупном расподелом за симулирани сигнал и различите компоненте фона за $p_T^{ratio}$ (прва колона), $p_T^{rel}$ (друга колона) и <i>b-tagging</i> дискриминатор најближег млаза хадрона (трећа колона) у контролним регионима обогаћеним директним лептонима (прва врста) и недиректним лептонима (друга врста). . . . .	90
5.8	Ефикасности <i>tight</i> критеријума за селекцију електрона у случају коначног стања $2lss$ . . . . .	91
5.9	Ефикасности <i>tight</i> критеријума за селекцију миона у случају коначног стања $2lss$ . . . . .	91
5.10	Ефикасности проласка <i>tight</i> критеријума за селекцију електрона у случају коначног стања $\geq 3l$ . . . . .	92
5.11	Ефикасности <i>tight</i> критеријума за селекцију миона у случају коначног стања $\geq 3l$ . . . . .	92
5.12	Дијаграм корелације између варијабли $E_T^{miss}$ и $H_T^{miss}$ у догађајима сигнала $t\bar{t}H$ (означеним плавом бојом) и догађајима фонског процеса $DY$ (означеним црвеном бојом). Применом услова селекције који се заснива на примени линеарног дискриминатора прилагођеног за енергију $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (зелена линија), задржава се приближно исти број сигналних догађаја, али се одбацује око два пута више $DY$ догађаја у односу на случај у коме је примењен линеарни дискриминатор из анализе на $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (црна линија). . . . .	94
5.13	Категорије догађаја. . . . .	97
5.14	Расподеле излазних варијабли BDT за процес $t\bar{t}H$ добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на $t\bar{t}$ (лево) и $t\bar{t}V$ (десно), у категорији коначног стања $2lss$ (горе) и $3l$ (доле). . . . .	101

- 5.15 Расподеле излазних варијабли BDT за процес  $t\bar{t}H$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно), у категорији коначног стања  $2lss$  (горе) и  $3l$  (доле). Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ . . . . . 102
- 5.16 Расподеле излазних варијабли BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $2lss$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ . . . . . 104
- 5.17 Расподеле излазних варијабли BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ . . . . . 105
- 5.18 Расподеле излазних варијабли BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $2lss$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скала ренормализације и факторизације за девет комбинација множења, односно дељења фактором два. . . . . 106
- 5.19 Расподеле излазних варијабли BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скала ренормализације и факторизације за девет комбинација множења, односно дељења фактором два. . . . . 107

- 5.20 Поређење резултата мерења *fake rate*-а у догађајима у експерименталним подацима (црном бојом) са предвиђањима на основу симулираних догађаја у региону примене (плавом бојом) и региону богатом недиректним лептонима (црвеном бојом). У левој колони приказане су расподеле за мионе, у десној колони за електроне; у првој врсти су дати резултати за лептоне из централне области детектора, а друга врста одговара предњој области детектора - затварача. . . . . 110
- 5.21 Поређење расподела за експерименталне податке и симулацију у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Поређење је дато за следеће варијабле:  $p_T$  лептона који не пролази *tight* селекцију, flavor лептона, излазне варијабле BDT за  $t\bar{t}H vs. t\bar{t}$  и  $t\bar{t}H vs. t\bar{t}V$ , као и коначног дискриминатора добијеног применом 2D MVA. . . . . 111
- 5.22 Поређење расподела за експерименталне податке и симулацију у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Поређење је дато за следеће варијабле: минимална вредност инваријантне масе лептонског пара, недостајућа трансверзална енергија, линеарни дискриминатор недостајуће трансверзалне енергије, број млазева хадрона у коначном стању, као и број млазева  $b$  хадрона идентификованих уз помоћ *loose* и *medium* радне тачке. . . 112
- 5.23 Поређење расподела улазних варијабли за мултиваријантну анализу у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Дате су расподеле за експерименталне податке и симулацију за следеће улазне варијабле за мултиваријантну анализу: максимални (апсолутни) псевдорapidитет лептона, трансверзална маса система недостајуће трансверзалне енергије и водећег лептона, минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона, минимално растојање између другог лептона и њему најближег млаза хадрона, просечно растојање између лептона и млаза хадрона (редом, с лева на десно). . . . . 113

- 5.24 Расподеле варијабли за мултиваријантну анализу у контролном региону  $2lss$  са најмање једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Одступање расподеле за експерименталне податке од укупне расподеле симулираних фонских процеса постоји због тога што је изостављена компонента са QCD догађајима са више млазева хадрона, која у овом случају има значајан допринос. . . . . 114
- 5.25 Облици дискриминатора за издвајање сигнала припремљених у односу на  $t\bar{t}V$  (лево) и  $t\bar{t}$  (десно) добијени у симулираним догађајима семилептонских распада  $t\bar{t}$  и предвиђањем доприноса фона помоћу *fake rate* метода коришћењем симулираних догађаја за процесе QCD и  $t\bar{t}$ . . . . . 115
- 5.26 Пример настанка разлика у облицима дискриминатора за догађаје семилептонских распада  $t\bar{t}$ , као последица појаве зависности процене *fake rate* од  $p_T$  и  $|\eta|$  лептона. . . . . 116
- 5.27 Инваријантна маса пара електрона истог знака наелектрисања који пролазе комплетан скуп критеријума који се примењује за селекцију електрона. За случај на слици лево захтева се испуњавање критеријума за слагање резултата мерења наелектрисања електрона помоћу алгоритама *Gaussian-Sum Filter (Gsf)*, *Combinatorial Track Finder (Ctf)*, као и пиксел детектора (*ScPix*), док за случај на слици десно, испуњавање тог критеријума није захтевано. . . . . 117
- 5.28 Вероватноће погрешне идентификације наелектрисања добијене мерењем у зависности од трансверзалног импулса електрона у централној области (лево) и области затварача (десно). . . . . 118
- 5.29 Тест затварања за процену доприноса фона који потиче од погрешне идентификације наелектрисања у контролном региону у којем преовлађују догађаји процеса  $DY$ , а у којем се мери вероватноћа погрешне идентификације наелектрисања. . . . . 119

- 5.30 Тест затварања за процену доприноса фона који потиче од погрешне идентификације наелектрисања, изведен са догађајима добијеним применом селекције за два електрона истог знака наелектрисања, два или три млаза хадрона и најмање један млаз  $b$  хадрона идентификован помоћу *medium* радне тачке, или два млаза  $b$  хадрона - помоћу *loose* радне тачке у коначном стању. . . . . 120
- 5.31 Расподеле трансверзалне масе лептона који не потиче од распада  $Z$  бозона,  $m_T(l)$  (лево) и линеарне дискриминанте недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}LD$  (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке. . . . . 122
- 5.32 Расподеле мултиплицитета млазева хадрона (лево) и суме наелектрисања лептона (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке. . . . . 122
- 5.33 Расподеле инваријантне масе селектованих лептона (лево) и векторске суме трансверзалних импулса лептона (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке. . . . . 122
- 5.34 Расподеле инваријантне масе и трансверзалног импулса кандидата за реконструисани  $Z$  бозон након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке. . . . . 123
- 5.35 Поређење симулираних расподела недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , линеарног дискриминатора  $E_T^{miss}LD$ , мултиплицитета млазева хадрона и броја млазева хадрона који пролазе критеријум селекције дефинисан коришћењем дискриминатора CSV са *loose* радном тачком са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $t\bar{t} \rightarrow e^\pm \mu^\mp b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ . . . . . 124

- 5.36 Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса последњег у низу (трећег) лептона, сортираних по  $p_T$ -у, мини-изолације најлошије изолованог лептона, најлошије вредности дискриминатора "lepton MVA", линеарног дискриминатора  $E_T^{miss} LD$ , минималне инваријантне масе дволептонског пара и трансверзалне масе  $M_T$  кандидата за  $W$  бозон са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $WZ \rightarrow 3l$ . . . . . 125
- 5.37 Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса другог у низу лептона сортираних по  $p_T$ -у, недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , броја млазева хадрона са  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и инваријантне масе најбољег кандидата за  $Z$  бозон са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $t\bar{t}Z \rightarrow 3l$ . . . . . 126
- 5.38 Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса другог у низу лептона сортираних по  $p_T$ -у, недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , броја млазева хадрона са  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и инваријантне масе најбољег кандидата за  $Z$ , у контролном региону  $t\bar{t}Z \rightarrow 3l$  са додатним захтевом за присуство најмање четири реконструисана млаза хадрона са одговарајућим расподелама за експерименталне податке. . . . . 127
- 5.39 Поређење симулираних расподела недостајуће суме трансверзалних импулса  $H_T$ , недостајуће енергију  $E_T^{miss}$  и линеарне дискриминанте  $E_T^{miss} LD$  са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању. 128
- 5.40 Поређење симулираних расподела броја млазева хадрона који задовољавају критеријум селекције уз помоћ *loose* и *medium* радне тачке дискриминатора CSV са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$  са три млаза хадрона у коначном стању. . . . . 128

5.41	Поређење симулираних расподела дискриминаторних варијабли добијених припремом мултиваријантне анализе у односу на $t\bar{t}$ (лево), односно $t\bar{t}V$ (десно) са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању. . . . .	129
5.42	Поређење симулираних расподела $H_T$ , $E_T^{miss}$ и $E_T^{miss} LD$ са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању. . . . .	129
5.43	Поређење симулираних расподела броја млазева хадрона који задовољавају критеријум селекције уз помоћ <i>loose</i> (лево), односно <i>medium</i> (десно) радне тачке дискриминатора CSV са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању. . . . .	130
5.44	Поређење симулираних расподела дискриминатора добијених припремом мултиваријантне анализе у односу на $t\bar{t}$ (лево), односно $t\bar{t}V$ (десно) са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању. . . . .	130
5.45	Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на $t\bar{t}$ у каналу $2lss$ . . . . .	133
5.46	Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на $t\bar{t}V$ у каналу $2lss$ . . . . .	134
5.47	Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на $t\bar{t}$ у каналу $\geq 3l$ . . . . .	135
5.48	Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на $t\bar{t}V$ у каналу $\geq 3l$ . . . . .	136



5.49	Корелације између улазних варијабли у каналу $2lss$ (прве две врсте) и $\geq 3l$ (друге две врсте), за догађаје сигнала (у левој колони) и догађаје фона (у десној колони) и случај припреме мултиваријантне анализе за издвајање сигнала у односу на $t\bar{t}$ (у првој/трећој врсти) и $t\bar{t}V$ (у другој/четвртој врсти). . . . .	137
5.50	Поређење расподела ради демонстрирања моћи раздвајања сваке од излазних варијабли BDT добијених припремом мултиваријантне анализе сигнала $t\bar{t}H$ у односу на $t\bar{t}$ (лево) и у односу $t\bar{t}V$ (десно) у коначном стању са $2lss$ . . . . .	138
5.51	Поређење расподела ради демонстрирања моћи раздвајања сваке од излазних варијабли BDT добијених припремом мултиваријантне анализе сигнала $t\bar{t}H$ у односу на $t\bar{t}$ (лево) и у односу $t\bar{t}V$ (десно) у коначном стању $\geq 3l$ . . . . .	138
5.52	Дводимензионалне расподеле коначних дискриминатора за симулиране компоненте сигнала $t\bar{t}H$ (лево), и фона $t\bar{t}W$ (у средини) и $t\bar{t}$ (десно) у коначном стању $2lss$ . . . . .	139
5.53	Дводимензионалне расподеле коначних дискриминатора за симулиране компоненте сигнала $t\bar{t}H$ (лево), и фона $t\bar{t}W$ (у средини) и $t\bar{t}$ (десно) у коначном стању $\geq 3l$ . . . . .	139
6.1	Расподела дискриминатора добијених помоћу припреме MVA коришћењем сигнала $t\bar{t}H$ у односу на $t\bar{t}$ (лево), односно $t\bar{t}V$ (десно), у категорији коначног стања $2lss$ . . . . .	142
6.2	Расподела дискриминатора добијених помоћу припреме MVA коришћењем сигнала $t\bar{t}H$ у односу на $t\bar{t}$ (лево), односно $t\bar{t}V$ (десно), у категорији коначног стања $\geq 3l$ . . . . .	143
6.3	Једнодимензионалне расподеле коначних дискриминатора за издвајање сигнала у категорији коначног стања $2lss$ (лево) и $3l$ (десно). . .	144

- 6.4 Асимптотска очекивана и измерена горња граница 95%-ног нивоа поверења (лево) и најбољи фит (десно) за параметар јачине сигнала, приказани графички за сваку од категорија коначних стања  $2l_{ss}$  и  $3l$ , као и комбиновани случај ова два канала. . . . . 145
- 7.1 Расподеле у дискриминаторним опсерваблама које се користе за екстракцију сигнала у (а) категорији  $1l + 2\tau_h$  и (b-d), различитим подкатегијама категорије  $2l_{ss}$ , упоређене са очекивањима СМ-а за сигнал  $t\bar{t}H$  и за фонске процесе. BDT који је припремљен за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонског процеса  $t\bar{t} + jets$  се користи у категорији  $1l + 2\tau_h$ , док се варијабла DMVA, која комбинује излазе два BDT-а која су припремљена за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонских процеса  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + jets$ , респективно, користи у категоријама  $2l_{ss}$ . Расподеле очекиване за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара фита добијених из комбинованог фита максималне веродостојности и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита максималне веродостојности. . . . . 181
- 7.2 Расподеле дискриминаторних опсервабли које се користе за екстракцију сигнала у подкатегијама (а) без недостајућих цетова и (b) са недостајућим цетовима, категорије  $2l_{ss} + 1\tau_h$ , (c) у категорији  $3l$  и (d) у категорији  $3l + 1\tau_h$ , упоређене са очекивањима СМ-а за сигнал  $t\bar{t}H$  и фонске процесе. Дискриминанта MEM  $LR(2l_{ss} + 1\tau_h)$  се користи у подкатегијама  $2l_{ss} + 1\tau_h$ , док се варијабла DMVA, која комбинује излазне варијабле BDT, припремљене за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонских процеса  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + jets$ , респективно, користи у категоријама  $3l$  и  $3l + 1\tau_h$ . Очекиване расподеле за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара фита добијених из комбинованог ML фита и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , који одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности. Најнижи бин дискриминанте MEM у подкатегији без додатних цетова категорије  $2l_{ss} + 1\tau_h$  прикупља догађаје за које кинематика реконструисаних објеката није компатибилна са хипотезом  $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau$ . . . . . 182

7.3	Број догађаја измерен и очекиван категорији $4\ell$ . Очекиване расподеле за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара ML фита и $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности. . . . .	183
7.4	Расподела логаритма за основу 10 односа између очекиваног сигнала и очекиваног фона у сваком од бинова расподеле користи се за екстракцију сигнала. Очекиване расподеле за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара ML фита и $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности. . . . .	185
7.5	Учестаности сигнала $\mu$ , у јединицама учестаности продукције $t\bar{t}H$ у CM, измерене у свакој од категорија засебно и за комбинацију свих шест категорија. . . . .	186
8.1	Вредности најбољег фита на јачину сигнала за различите канале анализе $t\bar{t}H$ и њихове комбинације. . . . .	188
8.2	Тест статистика $q$ у функцији јачине сигнала $t\bar{t}H$ за све канале са подацима из анализа на енергијама $7 + 8$ TeV и 13 TeV, одвојено и за све канале са подацима прикупљеним на свим енергијама заједно. . . . .	189
9.1	Фајнманови дијаграми за процесе $tH$ FCNC: придружена продукција топ кварка и Хигс бозона (лево) и FCNC распада топ антикварка у продукцији пара $t\bar{t}$ (десно) [121]. . . . .	193
9.2	Дијаграм који објашњава примену основне селекције и реконструкције догађаја, као и категоризацију, примењену ради повећања осетљивости анализе. . . . .	195

- 9.3 Поређење између расподела за податке и симулацију за улазне варијабле BDT са највећом моћи раздвајања између сигнала и фона: наелектрисање лептона (лево) и излазна вредност CSVv2 за један од реконструисаних  $b$ -цетова додељених распаду Хигс бозона (десно). Свака од расподела за сигнал (ST Hut, ST Hct, TT Hut и TT Hct) је помножена одговарајућим факторима скалирања ( $\times 3.9$ ,  $\times 20$ ,  $\times 2.3$  и  $\times 1.7$ , респективно), ради лакшег поређења облика са расподелом за предвиђени фон. Осенчена површина одговара укупној неодређености за предвиђени фон, а у подножју слика је приказан однос између расподеле за податке и укупне расподеле за симулирани сигнал и фон [121]. 196
- 9.4 Расподела излазне варијабле BDT у категорији b3j4, припремљене за сигнал  $t \rightarrow Hu$  (лево) и  $t \rightarrow Hc$  (десно), добијена након израчунавања фит функције коришћењем података. Сви фонски процеси при рачунању фит функције су ограничени на доприносе предвиђене у SM. Расподеле за сигнал (ST Hut, TT Hut, ST Hct, и TT Hct) су помножене одговарајућим факторима скалирања ( $\times 13$ ,  $\times 2.2$ ,  $\times 67$  и  $\times 1.9$ , респективно), ради лакшег поређења облика са расподелом за предвиђени фон. Осенчена површина одговара укупној неодређености за предвиђени фон [121]. . . . . 197
- 9.5 Најбољи фит за јачину сигнала за Hut (горе) и Hct (доле). Јачина сигнала је ограничена на позитивне вредности при рачунању фита [121]. 199
- 9.6 Ефикасни пресек сигнала искључен са нивоом поверења од 95% за сваку од категорија за  $t \rightarrow uH$  [121]. . . . . 201
- 9.7 Ефикасни пресек сигнала искључен са нивоом поверења од 95% за сваку од категорија за  $t \rightarrow cH$  [121]. . . . . 201
- 9.8 Горњи лимити у 2D постављени на однос гранања  $B(t \rightarrow uH)$  и  $B(t \rightarrow cH)$  са нивоом поверења од 95% CL, под претпоставком да постоје оба типа спрезања FCNC [121]. . . . . 202
- 9.9 Горњи лимити у 2D постављени на спрезање  $\kappa_{Hut}$  и  $\kappa_{Hct}$  са нивоом поверења од 95% CL [121]. . . . . 203

9.10 Горњи лимити на спрезање  $\kappa_{Hut}$  и  $\kappa_{Hct}$  са нивоом поверења од 95%. . 204

# Списак табела

2.1	Ефикасни пресеци за четири главна механизма за продукцију Хигс бозона масе 125.5 GeV на LHC-у на енергији у систему центра масе (ЦМ) $\sqrt{s} = 13$ TeV [19]. . . . .	18
3.1	Преглед канала, коначних стања и основних услова селекције коришћених у анализи $t\bar{t}H$ . У првој колони, канали распада Хигс бозона класификовани су према типу распада (хадронски, фотонски или лептонски); у другој колони, коначна стања описана симболички тако да $l$ представља лептон (електрон или мион), $\gamma$ - фотон, $j$ - млаз хадрона, $b$ - млаз хадрона идентификован да је настао из $b$ кварка, $\tau_h$ - млаз хадрона настао хадронским распадом $\tau$ лептона. У трећој колони су приказани одговарајући тригери коришћени за преселекцију догађаја, а у четвртој колони дат је преглед основних услова селекције реконструисаних физичких објеката [37]. . . . .	29
5.1	Тригери који се користе у анализи. . . . .	78
5.2	Фактори скалирања за ефикасност тригера са одговарајућим неодређеностима. . . . .	79

5.3	Критеријуми за преселекцију миона, заједно са конкретним вредностима кинематичких граница за одређене варијабле у свакој од категорија лептона ( <i>Loose</i> , <i>FakableObject</i> и <i>Tight</i> ). Кинематичке границе означене са † се примењују на лептоне из контролних региона који не пролазе доњу границу за leptonMVA. . . . .	84
5.4	Критеријуми за преселекцију електрона, заједно са конкретним вредностима кинематичких граница за одређене варијабле у свакој од категорија лептона ( <i>Loose</i> , <i>FakableObject</i> и <i>Tight</i> ). Вредности граница означене помоћу заграда (вредност <sub>1</sub> , вредност <sub>2</sub> , вредност <sub>3</sub> ) се односе на њихову примену у одговарајућој категорији лептона по псевдорепидитету: $0 <  \eta  < 0.8$ , $0.8 <  \eta  < 1.479$ , и $1.479 <  \eta  < 2.5$ , респективно. . . . .	85
5.5	Улазне варијабле за припрему MVA у односу на $t\bar{t}$ у категорији $2lss$ :	132
5.6	Улазне варијабле за припрему MVA у односу на $t\bar{t}V$ у категорији $2lss$ :	133
5.7	Улазне варијабле за припрему MVA у односу на $t\bar{t}$ у категорији $\geq 3l$ :	134
5.8	Улазне варијабле за припрему MVA у односу на $t\bar{t}V$ у категорији $\geq 3l$ :	135
5.9	Границе области у 2D простору коначних дискриминатора за издвајање сигнала. . . . .	140
6.1	Очекивани и измерени доприноси у категоријама коначних стања $2lss$ ( $\mu\mu$ , $ee$ и $e\mu$ ) и $3l$ . У последњој колони дат је број догађаја сигнала $t\bar{t}H$ регистрованих у експерименталним подацима. . . . .	141
6.2	Најбољи фит за параметар јачине сигнала израчунат за сваку од категорија коначних стања $2lss$ и $3l$ , као и за комбиновани канал. . . .	144
6.3	Очекивана и измерена горња граница за јачину сигнала са 95%-ним нивоом поверења, за сваку од категорија коначних стања $2lss$ и $3l$ , као и за њихов комбиновани случај. . . . .	145

7.1	Селекције догађаја примењене у категоријама $2l_{ss}$ , $2l_{ss} + 1\tau_h$ , $3l$ и $3l + 1\tau_h$ . . . . .	164
7.2	Селекције догађаја примењене у категоријама $1l + 2\tau_h$ и $4l$ . . . . .	165
7.3	Опсервабле које се користе као улаз за BDT-јеве који врше сепарацију између сигнала $t\bar{t}H$ и компонената фона $t\bar{t}V$ и $t\bar{t} + \text{jets}$ у категоријама $1l + 2\tau_h$ , $2l_{ss}$ , $3l$ и $3l + 1\tau_h$ . . . . .	172
7.4	Преглед главних извора систематских неодређености и њихов утицај на комбиновано мерење учестаности сигнала $t\bar{t}H$ , $\mu$ . $\Delta\mu/\mu$ одговара релативном померају у јачини сигнала добијеном варирањем систематских неодређености у оквиру одговарајућих неодређености. . . . .	179
7.5	Бројеви догађаја селектованих у различитим категоријама у поређењу са очекивањима SM-а за сигнал $t\bar{t}H$ и фонске процесе. Бројеви догађаја очекивани за сигнал $t\bar{t}H$ и за фонске процесе су приказани за вредности параметара фина добијених из фита минималне веродостојности и $\mu = 1$ . Наведене неодређености представљају комбинацију статистичких и систематских компонената. . . . .	180
7.6	Горњи лимити на учестаност сигнала израчунати са нивоом поверења од 95% CL на учестаност продукције сигнала $t\bar{t}H$ , у јединицама учестаности продукције сигнала $t\bar{t}H$ у SM, добијени у свакој од категорија засебно и за комбинацију свих шест категорија догађаја. Измерени лимити се пореде са очекиваним лимитима за случај у којем се претпоставља одсуство сигнала ( $\mu = 0$ ) и за случај у којем постоји сигнал $t\bar{t}H$ са учестаношћу продукције предвиђеном у SM ( $\mu = 1$ ). Интервали неодређености који одговарају $\pm 1$ стандардној девијацији на очекиване лимите су такође дати у табели. . . . .	184
9.1	Табела предвиђених односа гранања за различите процесе FCNC у SM, кварк-синглет (QS) и 2HDM моделима (генеричком и MSSM) [122]. . . . .	194



- 9.2 Број догађаја у свакој од категорија заједно са укупним неодређено-  
стима добијеним из фита на податке за Нут. . . . . 198
- 9.3 Број догађаја у свакој од категорија заједно са укупним неодређено-  
стима добијеним из фита на податке за Нст. . . . . 198

# Поглавље 1

## Увод

Стандардни модел (СМ) представља општеприхваћену физичку теорију која описује све елементарне честице у природи и њихове међусобне интеракције. Почети развоја ове теорије везују се за средину прошлог века, да би након деценија развоја и низа експерименталних потврда добила облик какав има данас. Заснован на ренормализованој релативистичкој квантној теорији поља, СМ је постигао изванредан успех у описивању свих познатих честица, као и фундаменталних интеракција у природи (осим гравитације) које делују између њих.

Од тренутка експерименталне потврде постојања Хигс бозона од стране колаборација CMS и ATLAS, 4. јула 2012. године, истраживања су углавном оријентисана ка одређивању својстава ове честице. Измерене особине откривене резонанце, као што су спин једнак нули и позитивна парност [1, 2], одговарају предвиђањима СМ-а у оквиру статистичких и систематских неодређености. Једна од главних особина Хигс поља је његово спрезање са пољима других елементарних честица, градијентних бозона и фермиона, чије се порекло масе објашњава уз помоћ Хигс механизма. Овај механизам обезбеђује објашњење порекла масе тешких градијентних бозона кроз нарушење електрослабе симетрије (EWSB) и апсорбовање насталих Голдстонових бозона који постају лонгитудиналне компоненте масивних градијентних поља. Маса фермиона такође су последица спрезања Хигс поља са пољима фермиона у тзв. Јукава интеракцији. СМ предвиђа спрезање Хигс бозона са фермионима које

је пропорционално маси. Највећу масу има топ кварк па се за његову јачину спрезања очекује да буде блиска јединици. Мерење Јукава спрезања између Хигс бозона и топ кварка,  $y_t$ , има феноменолошки значај за постојећу теорију. Велика разлика између вредности масе топ кварка и вредности масе осталих фермиона, могла би да буде знак специјалне, још увек непознате, улоге топ кварка у механизму EWSB. Мерење учестаности продукције Хигс бозона у спреси са паром топ кваркова (продукције  $t\bar{t}H$ ) обезбеђује најпрецизније одређивање  $y_t$  независно од модела. Пошто је учестаност продукције Хигс бозона у процесу фузије глюона највећа кроз петљу топ кваркова, поређење  $y_t$  измереног у овом каналу продукције и  $y_t$  измереног у каналу продукције  $t\bar{t}H$  омогућиће постављање стабилних лимита на појаву нове физике, која би потенцијално могла да се појави у процесу фузије глюона кроз учешће додатних петљи.

У првом периоду рада Великог хадронског судараца (*LHC Run I*) измерене су скоро све експериментално доступне особине откривеног Хигс бозона. Прецизно мерење масе Хигс бозона добијено је комбиновањем резултата CMS и ATLAS експериментата, и износи  $125.09 \pm 0.21$  (stat.)  $\pm 0.11$  (syst.) GeV/c<sup>2</sup><sup>[1]</sup> [3], док вредност масе измерена у експерименту CMS износи  $125.26 \pm 0.21$  GeV [4]. Такође су спроведена и комбинована мерења учестаности продукције и распада Хигс бозона и постављене експерименталне границе за његове константе спрезања са осталим честицама SM [5, 6, 7]. У свим мерењима постигнуто је добро слагање са предвиђањима SM у оквиру неодређености које варирају од 10% до 30% [5, 6, 7]. Да би се постигла још боља ограничења на измерене вредности, потребно је анализирати експерименталне податке из судара протона, на Великом хадронском сударачу, на енергији у систему центра масе  $\sqrt{s}$ , од 13 TeV.

У овој дисертацији представљени су резултати истраживања продукције SM Хигс бозона придруженог пару топ кваркова ( $t\bar{t}H$ ). Анализа је урађена са експерименталним подацима добијеним из судара протона на енергији  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Експериментални подаци су прикупљени детектором CMS током рада Великог хадронског судараца у 2015. години и одговарају укупној интегралној луминозности од 2.26 fb<sup>-1</sup>. У подацима су разматрани само догађаји  $t\bar{t}H$  у којима се  $H$  распада на  $WW$ ,  $ZZ$

---

<sup>[1]</sup> Ради краћег писања јединица за масу, у даљем тексту усваја се да је  $c = 1$ .

или  $\tau\tau$ , са два лептона истог знака наелектрисања ( $2l_{ss}$ ), или најмање три лептона ( $\geq 3l$ ) у коначном стању. Крајњи резултати анализе су представљени преко јачине сигнала ( $\mu$ ), измерене у односу на предвиђање СМ под претпоставком да постоји само фон, и преко очекиване и опсервиране границе са нивоом поверења од 95%. Резултати су дати за обе разматране категорије коначних стања, као и за њихову комбинацију.

Структура тезе је следећа. Након увода, теоријске поставке и прегледа постојећих резултата и изложене мотивације за проучавање овог процеса описаних у Поглављима 1, 2 и 3, укратко је представљен Велики Хадронски Сударач и детаљније експеримент СМС у Поглављу 4. Поглавље 5 описује стратегију за моделовање и анализу прикупљених експерименталних података. Детаљно су описане коришћене методе и технике за реконструкцију и идентификацију физичких објеката, селекцију догађаја, издвајање сигнала, процену доприноса за сигнал и фон и процену систематских неодређености. У Поглављу 6 сумирани су резултати, у Поглављу 7 су представљени последњи резултати потраге за продукцијом Хигс бозона СМ-а придруженог пару топ кваркова ( $t\bar{t}H$ ) у финалном стању са електронима, мионима и  $\tau$  лептонима који се распадају хадронским путем. У Поглављу 8 су дати резултати комбинације анализа у којима је спроведена потрага за процесом  $t\bar{t}H$ , на основу података прикупљених детектором СМС на енергијама од 7, 8 и 13 TeV, а у Поглављу 9 дата је интерпретација у оквиру физике изван СМ. У Поглављу 10 дат је закључак.

# Поглавље 2

## Теоријска поставка

### 2.1 Елементарне честице и фундаменталне интеракције у СМ

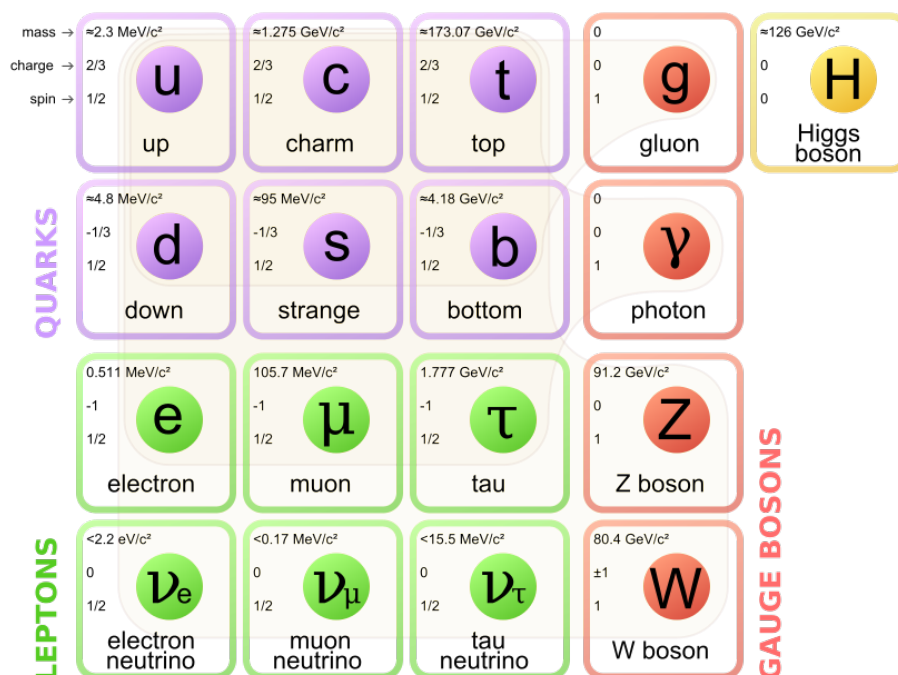
Елементарне честице, фермиони, представљају градивне честице материје, док градијентни бозони представљају преносиоце интеракција. Фермиони су у теорији представљени квантним пољима полуцелог спина ( $s = 1/2$ ), док су градијентни бозони представљени квантним пољима целобројног спина<sup>[1]</sup> ( $s = 1$ ). Три фундаменталне интеракције: електромагнетна (ЕМ), слаба и јака, представљају резултат нарушења симетрије у СМ. Хигс бозон, који представља квантну ексцитацију Хигс поља и чије је присуство узрок спонтаног нарушења електрослабе симетрије, теоријски је описан скаларним пољем спина  $s = 0$ . Хигс механизмом се објашњава феномен помоћу којег фундаменталне честице<sup>[2]</sup> добијају масу кроз интеракцију са Хигс пољем [9, 10, 11].

---

<sup>[1]</sup>За разлику од градијентних бозона дефинисаних у СМ, гравитон ( $G$ ) представља хипотетичку, безмасену честицу спина  $s = 2$ , за коју се сматра да је преносилац гравитационе интеракције.

<sup>[2]</sup> Главна мотивација за увођење Хигс механизма у теорију је била да се објасни порекло масе свих честица, како фермиона, тако и тешких градијентних бозона ( $W$  и  $Z$ ), за које су вредности масе измерене експерименталним путем ( $80.385 \pm 0.015$  GeV, односно  $91.1876 \pm 0.0021$  GeV, респективно [8]) знатно одступале од теоријске (математичке) претпоставке да градијентни бозони немају масу.

## Поглавље 2. Теоријска поставка



Слика 2.1: Шематски приказ елементарних честица СМ. Прве три колоне представљају три генерације фермиона, градијентни бозони су приказани у четвртој колони, а у петој колони налази се Хигс бозон.

На Сл. 2.1 приказане су елементарне честице у СМ са назначеним вредностима за масу, наелектрисање и спин. Свакој честици, по правилу, одговара једна античестица (обележава се надвученом линијом) која има наелектрисање супротног знака. Кварковима је додељен још један квантни број који се назива боја (*color*) и она има једну од три усвојене вредности: црвена (*r*), плава (*b*) или зелена (*g*).

У природи не постоје кваркови у слободном стању. Они представљају конституенте хадрона, тако да мезони представљају везана стања кварк-антикварк, а бариони представљају везана стања три кварка, који заједно морају бити колор-неутрални. Механизам који то обезбеђује познат је као конфинуирање боје (*Color Confinement*)<sup>[3]</sup>.

<sup>[3]</sup> "Color confinement" се објашњава на примеру пара кварк-антикварк између којих постоји јака интеракција коју преносе глуони и која се због асимптотске слободе повећава са растојањем. Повећавањем енергије сваког од кваркова (што се може остварити у сударима хадрона у акцелератору), удаљеност између њих се повећава и област интеракције у облику цилиндра унутар које преовлађују поља глуона као преносилаца јаке интеракције (колорни флуks) се издужује. У одређеном тренутку, енергетски је "исплативије" да се креирају нови антикварк и кварк, који се упарују са постојећим

Лептони интерагују путем ЕМ и слабе интеракције, док изузетак представља неутрино који подлеже само слабој интеракцији. Кваркови интерагују било којом од три врсте интеракција: ЕМ, слабом или јаком.

Преносиоци фундаменталних интеракција у СМ називају се градијентни бозони. Фотон ( $\gamma$ ) је преносилац ЕМ интеракције, три тешка векторска бозона  $W^+$ ,  $W^-$  и  $Z^0$  представљају преносиоце слабе интеракције, а глуони ( $g$ ) преносе јаку интеракцију. Глуони немају масу, а вредности набоја, аналогно наелектрисању, су три боје, што им обезбеђује интеракцију са кварковима. Постојање последње у низу фундаменталне честице СМ и до сада једине масивне скаларне честице познате као Хигс бозон, експериментално је потврђено 2012. године у експериментима CMS [12] и ATLAS [13] на Великом хадронском сударачу - LHC у CERN-у.

### 2.1.1 Симетрије, групе и локална градијентна инваријантност

Слаба и ЕМ интеракција обједињене су у јединствену интеракцију према моделу електрослабих интеракција<sup>[4]</sup> који је математички описан локалном градијентном  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  симетријом<sup>[5]</sup>. Да би теорија била ренормализабилна, неопходно је да постоји симетрија, локална градијентна инваријантност облика  $\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha(x)}\phi$ , као у случају квантне електродинамике од које се полази. Градијентни бозони, чије постојање предвиђа овакав модел су безмасени, али у случају  $W$  и  $Z$  бозона експериментално је доказано да имају масу. Проблем у постојећој теорији се јавља и код појединих расејања у СМ (нпр.  $WW \rightarrow ZZ$ ,  $WW \rightarrow WW$ ), који нарушавају унитарност на високим енергијама због зависности ефикасног пресека од енергије ( $\sigma(WW \rightarrow ZZ) \propto E^2$ ). Ово су само неки од разлога зашто је постојећа теорија морала да буде прилагођена тако да објасни одређене феномене у оквиру физике електрослабих интеракција.

---

кварком и антикварком и формирају одвојене мезоне. Као резултат овог процеса који се назива хадронизација, у детектору се уместо самосталних кваркова региструју млазеви хадрона који представљају мноштво колорно неутралних честица (мезона и бариона) насталих унутар области у облику конуса.

<sup>[4]</sup> На нижим енергијама, ЕМ и слаба интеракција се понашају различито, међутим на енергијама изнад одређене вредности ( $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ ) која се назива енергија унификације, обједињују се у јединствени облик који је познат под називом електрослаба интеракција.

<sup>[5]</sup> У називу  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  индекс  $L$  означава да се  $SU(2)$  симетрија односи само на фермионе леве киралности, а индекс  $Y$  ознаку генератора групе  $U(1)$ , што је у овом случају хипернабој.

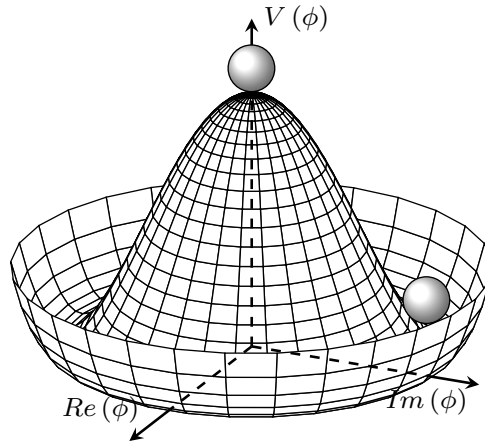
Решење које је било прихватљиво и са теоријског и са експерименталног аспекта, је увођење новог фундаменталног скаларног поља у теорију, којим се одржава инваријантност Лагранжијана у односу на трансформације  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

## 2.2 Хигс бозон у СМ

### 2.2.1 Хигс потенцијал и нарушење глобалне симетрије

Хигс поље, илустровано на Сл. 2.2, представља скаларни потенцијал у облику ”мексичког шешира”. Описано је једначином (2.1) у којој се појављују чланови са имагинарном масом ( $\mu^2 < 0$ ) и  $\lambda > 0$ .

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (2.1)$$



Слика 2.2: Облик Хигс потенцијала  $V(\phi) = \mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2$ , код којег су  $\mu^2 < 0$  и  $\lambda > 0$ .

Потенцијал се развија око минимума у којем пертурбациони рачун конвергира. У вакууму, вредност потенцијалне енергије је  $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ . Лагранжијан у којем фигурише Хигс потенцијал,



$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \quad (2.2)$$

инваријантан је у односу на трансформације облика  $\phi \rightarrow -\phi$  (тј.  $V(\phi) = V(-\phi)$ ). Сменом поља  $\phi$ ,  $\phi \rightarrow \eta(x) + v$  добија се облик Лагранжијана:

$$\mathcal{L}(\eta) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \text{const} \quad (2.3)$$

који задржава симетрију по  $\phi$ , али не и симетрију по  $\eta$  (тј.  $V(-\eta) \neq V(\eta)$ ). Испитивањем спектра честица применом пертурбационог рачуна у околини вакуума, показује се да коначни Лагранжијан у суштини представља скаларну честицу позитивне, реалне масе са додатним самоинтеракцијама.

Увођењем додатног скаларног комплексног поља у постојећу теорију додају се два степена слободе. Лагранжијан је инваријантан у односу на трансформације  $\phi' \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ , тј. има глобалну  $U(1)$  симетрију<sup>[6]</sup>. Лагранжијан изражен преко две функције поља  $\phi_1$  и  $\phi_2$  има облик:

$$\mathcal{L}(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (2.4)$$

У случају  $\mu^2 < 0$ , Хигс потенцијал има бесконачан број вакуумских стања који леже на кружници:  $\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \sqrt{\mu^2 - \lambda} = v$ . У блиској околини вакуума примењује се теорија пертурбација у циљу одређивања спектра честица које се појављују у моделу. Због тога се уведе смене за компоненте  $\eta = \phi_1 - v$  и  $\xi = \phi_2$  поља измештеног у тачку вакуума, одакле израз за вакуум добија облик:  $\phi_0 = 1/\sqrt{2}(\eta + v + i\xi)$ , тако да Лагранжијан има форму:

$$\mathcal{L}(\eta, \xi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - (\lambda v^2) \eta^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2 + \text{чланови вишег реда}. \quad (2.5)$$

Прва два члана у Лагранжијану представљају скаларну честицу  $\eta$  масе  $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} > 0$ , а друга два - скаларну честицу  $\xi$  масе 0. Одсуство силе

<sup>[6]</sup> Глобална  $U(1)$  симетрија важи за свако реално  $\alpha$ , пошто је  $\phi^* \phi' \rightarrow \phi^* \phi e^{-i\alpha} e^{+i\alpha} = \phi^* \phi$

дуж компоненте  $\xi$  је директна последица симетрије  $U(1)$  Лагранжијана, а безмасена честица  $\xi$  се назива Голдстонов бозон<sup>[7]</sup>. Из овога следи да се спонтаним нарушењем континуалне глобалне симетрије производи безмасени (Голдстонов) бозон [14, 15].

## 2.2.2 Нарушење локалне симетрије и масени чланови у Лагранжијану

Следеће питање је да ли нарушење локалне градијентне инваријантности обезбеђује појаву масеног члана за градијентни бозон. Лагранжијан има локалну градијентну инваријантност  $U(1)$  ако је инваријантан у односу на трансформације облика  $\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha(x)}\phi$ <sup>[8]</sup>. Ова инваријантност се може постићи увођењем коваријантног извода у којем фигурише векторско поље које се трансформише на посебан начин<sup>[9]</sup>. У квантној електродинамици, парцијални извод  $\partial_\mu$  замењује се коваријантним изводом дефинисаним као:  $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ , а векторско поље се трансформише на следећи начин:  $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$ . Лагранжијан за комплексно скаларно поље који има локалну  $U(1)$  симетрију дефинише се на познати начин [11]:

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}^\mu\phi)^\dagger(\mathcal{D}_\mu\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\phi), \quad (2.6)$$

где  $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  представља кинетички члан градијентног поља, а  $V(\phi)$  потенцијални члан облика (2.1). И у овом случају се спектар честица добија испитивањем Лагранжијана у односу на мале пертурбације. Сменом израза за поља измештена у тачку вакуума  $\eta$  и  $\xi$ , добија се следећи Лагранжијан:

<sup>[7]</sup> Овај феномен је описан Голдстоновом теоремом која тврди да за сваки нарушени генератор полазне групе симетрија (тј. за сваки генератор који повезује вакуумска стања) у спектру могућих екситација се појављује безмасено поље спина 0.

<sup>[8]</sup> Овде треба обратити пажњу на параметар ротације  $\alpha(x)$ , који зависи од тачке у простор-времену што означава да се ради о локалној симетрији.

<sup>[9]</sup> Закон трансформације градијентног (векторског) поља добија се из услова да се коваријантни извод поља (у односу на трансформације групе симетрија) трансформише на исти начин као и поље  $(\mathcal{D}^\mu\phi)' = e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}^\mu\phi$ , одакле следи да је  $\partial_\mu\phi' - ieA'_\mu\phi' = e^{i\alpha(x)}(\partial_\mu\phi - ieA_\mu\phi)$ . Детаљнијим рачунањем и тражењем експлицитног израза за  $A'_\mu$ , добија се закон трансформације у којем фигуришу поље  $A_\mu$  и нехомогени члан  $\frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$  који не зависи од поља.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\eta, \xi) = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 \\ & + \frac{1}{4}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - ev A_\mu (\partial^\mu \xi)) + \text{интеракциони чланови.} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Применом коваријантног извода, због присуства локалне градијентне инваријантности у Лагранжијану, појављују се додатни кинетички чланови. У Лагранжијану фигуришу само масивно поље  $\eta$ , безмасено поље  $\xi$  и масени члан за градијентни бозон ( $A_\mu$ ). Међутим, Лагранжијан такође садржи и додатне чланове, као што је  $-ev A_\mu (\partial^\mu \xi)$ , који немају физичку интерпретацију, па је због тога неопходно да се Лагранжијан напише у погоднијем облику<sup>[10]</sup>. У коначном облику Лагранжијана датог у једначини (2.9), написаном у унитарном градијенту, не постоје чланови у којима фигурише поље  $\xi$ , али се појављују чланови у којима фигурише скаларно поље  $h$  (Хигс поље), као и додатни степен слободе у виду масеног члана за градијентни бозон. Новоуведено Хигс поље спонтано нарушава симетрију слабих интеракција, генеришући масе  $W$  и  $Z$  бозона уз помоћ Хигс механизма. Идентичан механизам се примењује и за објашњење порекла масе фермиона.

$$\begin{aligned} \phi & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) e^{i\frac{\theta(x)}{v}} \\ A_\mu & \rightarrow A_\mu + \frac{1}{ev} \partial_\mu \theta \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 && \text{масивна скаларна честица } h \\ & + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 && \text{масени члан градијентног поља} \\ & + e^2 v A_\mu^2 h + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 && \text{интеракција између градијентног и поља } h \\ & - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 && \text{самоинтеракција поља } h \end{aligned} \quad (2.9)$$

---

<sup>[10]</sup> Користећи особину да се  $\phi$  и  $A_\mu$  мењају истовремено, могуће је редефинисати их тако да нестану сви чланови у којима фигурише поље  $\xi$ . То се постиже одговарајућим избором параметра ( $\alpha = -\xi/v$ ), који се назива унитарни ”геј” (*unitary gauge*) или унитарни градијент, као и одбацивањем чланова са другим степеном поља у једначини ( $\mathcal{O}(\xi^2, \eta^2, \xi\eta)$ ).

Полазној теорији су додата два степена слободе увођењем комплексног скаларног потенцијала, а као резултат у Лагранжијану се појављују додатни степени слободе у виду масених параметара за скаларну честицу  $m_{A_\mu} = ev$  и градијентни бозон  $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$ , као последица нарушења локалне градијентне инваријантности. Масени параметри нису директно предвиђени теоријом, већ се њихове вредности добијају мерењем других експериментално доступних параметара као што су:

- константа fine структуре ( $\alpha$ ) која дефинише јачину спрезања ЕМ интеракције, односно интензитет наелектрисања електрона ( $e$ )<sup>[11]</sup>;
- слаби угао мешања (Weinberg-ов угао или  $\theta_W$ ) ЕМ и слабе интеракције који дефинише везу између константи спрезања ЕМ и слабе интеракције;
- константа спрезања јаке интеракције ( $g_3$ );
- скала нарушења електрослабе симетрије (односно очекивана вредност вакуума Хигсовог потенцијала,  $v$ );
- константа спрезања Хигс поља са самим собом ( $\lambda$ ), односно маса Хигс бозона ( $m_H$ );
- четири параметра СКМ (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) матрице: углови мешања ( $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ ) и фаза нарушења ( $\delta_{13}$ ) CP симетрије, који дефинишу мешање кваркова из различитих фамилија при слабирим интеракцијама;
- девет константи спрезања у Јукава интеракцији које одређују масе кваркова ( $u, d, c, s, t$  и  $b$ ) и лептона ( $e, \mu$  и  $\tau$ ).

Ових 18 параметара представљају основни скуп параметара СМ.

---

<sup>[11]</sup> Константа fine структуре се дефинише као  $\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c}$ , где  $\epsilon_0$  представља диелектричну константу вакуума,  $e$  - наелектрисање електрона,  $\hbar$  - Планкову константу, а  $c$  - брзину светлости у вакууму.

### 2.2.3 Хигс механизам у моделу електрослабих интеракција

Иста идеја се примењује и у моделу електрослабих интеракција, са циљем да се погодним избором параметара кроз Хигс механизам добију масивни  $W$  и  $Z$  бозони и безмасени фотон. И у овом случају се додаје потенцијал  $V(\phi)$  облика (2.1) са  $\mu^2 < 0$  као поље које ће спонтано нарушити симетрију.

Поље  $\phi$  се представља изоспинским дублетом<sup>[12]</sup>:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

У скаларном делу Лагранжијана:

$$\mathcal{L}_{scalar} = (\mathcal{D}^\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.11)$$

примењује се коваријантни извод  $\mathcal{D}_\mu$  који одговара групи симетрија  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu, \quad (2.12)$$

где  $\partial_\mu$  означава парцијални извод,  $\tau$  и  $Y$  означавају генераторе који одговарају градијентним пољима  $W_\mu$  и  $B_\mu$  (Паулијеве матрице, односно хипернабој), док су  $g$  и  $g'$  - константе слабе и ЕМ интеракције.

Пошто потенцијал има бесконачан број вакуума, било који избор за  $\phi_0$  (нпр.  $(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) = (0, 0, v, 0)$ ) нарушава симетрију и генерише масу одговарајућег градијентног бозона:

<sup>[12]</sup> Да би Лагранжијан задржао инваријантност у односу на симетрију  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , додаје му се дублет леве киралности, сличан дублету електрон-неутрино, са slabим изоспином  $\frac{1}{2}$  и вредности-ма наелектрисања компонената одабраним тако да вредност хипернабоја буде  $Y = 1$ . Веза између наелектрисања, изоспина и хипернабоја дата је Gell-Mann–Nishijima формулом:  $Q = I_3 + Y/2$ , где  $Q$  представља наелектрисање,  $I_3$  - трећу компоненту слабог изоспина, а  $Y$  - хипернабој.

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Вакуум дефинисан на овај начин је неутралан<sup>[13]</sup> и његов израз је већ у облику који одговара унитарној градијентности<sup>[14]</sup>, а избором конкретног вакуума ( $v + h$ ) се нарушава инваријантност у односу на  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , али не и у односу на  $U(1)_{EM}$ , што резултује безмасеним градијентним пољем (фотонем) у Лагранжијану.

Инваријантност вакуума у односу на трансформације ротационе групе симетрија подразумева да важи услов  $\phi_0 = e^{i\alpha Z} \phi_0$ , где параметар  $Z$  представља ротацију. За инфинитезималне ротације овај услов се може представити са  $\phi_0 = (1 + i\alpha Z) \phi_0$ , одакле следи  $Z\phi_0 = 0$ . Генератори инфинитезималних трансформација  $SU(2)_L$  су Паулијеве матрице<sup>[15]</sup>, док су генератори трансформација  $U(1)_Y$  и  $U(1)_{EM}$  - хипер-набој,  $Y_{\phi_0} = 1$  и наелектрисање,  $Q = I_3 + Y/2$ <sup>[16]</sup>, респективно. Испитивањем овог услова за сваки од генератора група  $SU(2)_L$ ,  $U(1)_Y$  и  $U(1)_{EM}$  може се видети да вакуум нарушава симетрију у свим случајевима, осим у случају  $U(1)_{EM}$ , што значи да сва четири градијентна бозона који одговарају генераторима симетрија  $SU(2)_L$  и  $U(1)_Y$  (а то су  $W_\mu^1$ ,  $W_\mu^2$ ,  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$ ) добијају масу кроз Хигс механизам. Међутим, пошто ови градијентни бозони не представљају физичке опсервабле, већ само стања помоћу којих се одговарајућим мешањем добијају  $W^\pm$ ,  $Z^0$  и  $\gamma$ , рачунањем маса ових физичких стања заиста се као резултат добијају три масивна градијентна бозона и безмасени фотон [16].

Испитивање механизма којим градијентни бозони добијају своју масу спроведено је на примеру скаларног дела Лагранжијана (2.11), где маса Хигс бозона и његове самоинтеракције потичу од потенцијалног члана ( $V(\phi)$ ). Посматрањем кинетичког дела описаног чланом  $(\mathcal{D}^\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \phi)$  и израза за коваријантни извод у вакууму:

<sup>[13]</sup> Неутралан вакуум за  $I = \frac{1}{2}$  и  $I_3 = -\frac{1}{2}$  се добија избором  $Y = 1$ , одакле следи да је  $Q = I_3 + Y/2 = 0$ .

<sup>[14]</sup> Унитарна градијентност значи...

<sup>[15]</sup> Паулијеве матрице представљају скуп од три хермитске и унитарне ( $UU^\dagger = U^\dagger U = \mathbb{1}$ ) матрице димензија  $2 \times 2$ :  $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$  и  $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ .

<sup>[16]</sup> Компоненте изоспина за фермионе су једнаке Паулијевим матрицама подељеним са 2 ( $I_i = \tau_i/2$ ).

$$D_\mu \phi = \left[ \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

може да се покаже да се из кинетичког дела Лагранжијана као резултат добијају масе градијентних бозона и интеракције градијентних бозона са Хигс пољем<sup>[17]</sup>. Пошто се, за сада, траже само масени чланови векторских бозона, они се добијају применом коваријантног извода на следећи начин:

$$D_\mu \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \frac{iv}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} g (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -gW_\mu^3 + g'Y_{\phi_0} B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

одакле се рачунањем кинетичког члана Лагранжијана добија израз:

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} v^2 \left[ g^2 \left( (W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + (-gW_\mu^3 + g'Y_{\phi_0} B_\mu)^2 \right] \quad (2.16)$$

у којем фигуришу квадратни степени четири нефизичка градијентна поља ( $W_\mu^{1,2,3}$  и  $B_\mu$ ), чији су квадрати масе сразмерни факторима множења  $v^2 g g^{(i)}$ . Овај израз је потребно превести у облик у којем фигуришу три физичка поља масивних градијентних бозона ( $W_\mu^\pm$  и  $Z_\mu^0$ ), као и једно безмасено физичко поље фотона ( $A_\mu$ ).

## 2.2.4 Маса градијентних бозона

Да би се кинетички члан превео из облика у којем фигуришу масивни нефизички градијентни бозони у облик у којем фигуришу физички градијентни бозони, одвојено се разматрају наелектрисани и неутрални део. Од чланова који зависе од  $W_\mu^1$  и  $W_\mu^2$  добијају се чланови у којима фигуришу масивни наелектрисани  $W$  бозони, док се од чланова у којима фигуришу  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$  добијају чланови са неутралним градијентним бозонима: масивним  $Z^0$  бозоном и безмасеним фотоном  $\gamma$ . У првом случају

<sup>[17]</sup> Експлицитним изражавањем чланова у којима фигурише  $(v + h)^2$  добијају се чланови  $\propto v^2$ ,  $\propto vh$ , и  $\propto h^2$ . Чланови сразмерни  $v^2$  представљају масене чланове градијентних бозона, а чланови који садрже  $vh$  и  $h^2$  представљају интеракције са Хигс пољем.

користи се особина да сваком од генератора симетрије одговара по један бозон, тако да се за одређивање линеарних комбинација за градијентне бозоне користе линеарне комбинације оператора подизања и спуштања наелектрисања за интеракцију наелектрисане слабе струје<sup>[18]</sup>. Одговарајућим пресликавањем, члан  $g^2 \left( (W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right)$  прелази у облик  $g^2 \left( W_\mu^{+2} + W_\mu^{-2} \right)$ . У случају изражавања чланова са  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$  преко неутралних градијентних бозона  $Z$  и  $\gamma$ , посматра се израз:

$$(gW_\mu^3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu)^2 = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg'Y_{\phi_0} \\ -gg'Y_{\phi_0} & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

одакле одговарајућом анализом  $g$ -матрице израз (2.17) прелази у облик у којем фигуришу поља  $Z^0$  бозона и фотона:  $(g^2 + g'^2) Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2$ . Коначни облик кинетичког дела Лагранжијана у којем фигуришу само физички градијентни бозони је:

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} v^2 \left[ g^2 (W_\mu^+)^2 + g^2 (W_\mu^-)^2 + (g^2 + g'^2) Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2 \right] \quad (2.18)$$

одакле се може да се покаже [10] да физички векторски бозони имају ненулти масени члан облика  $\frac{1}{2} M_V^2 V_\mu^2$ , док фотон ( $A$ ) има масу 0. Конкретне вредности масе за  $W^\pm$  и  $Z^0$  износе  $M_{W^\pm} = \frac{1}{2} v g$  и  $M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}$ , респективно, док се теоријски однос масе векторских бозона рачуна уз помоћ релације  $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$ , где  $\theta_W$  представља Вајнбергов угао<sup>[19]</sup>:  $M_W/M_Z = g/\sqrt{g^2 + g'^2} = \cos \theta_W$ .

<sup>[18]</sup> Оператори подизања и спуштања наелектрисања за интеракцију наелектрисане слабе струје генератора  $\tau_1$  и  $\tau_2$  одговарају градијентним бозонима  $W_\mu^1$  и  $W_\mu^2$ :  $\tau_\pm = (\tau_1 \pm i\tau_2)/2$ , одакле следи да се пресликавање из  $W_\mu^1$ ,  $W_\mu^2$  у  $W_\mu^\pm$  врши на начин:  $(\tau_1 W_\mu^1 + \tau_2 W_\mu^2)/2 = (\tau_+ W_\mu^+ + \tau_- W_\mu^-)/\sqrt{2}$ , односно  $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ .

<sup>[18]</sup> До мешања  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$  долази само ако је  $Y_{\phi_0} \neq 0$ . Дакле, избором  $Y_{\phi_0} = \pm 1$ , једно од мешаних стања остаје безмасено и због тога је ради поједностављења одабран случај  $Y_{\phi_0} = 1$ . Својствене вредности ове матрице мешања су  $\lambda = 0$  и  $\lambda = (g^2 + g'^2)$ , а њима одговарају својствени вектори  $A_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} (g'W_\mu^3 + gB_\mu)$  и  $Z_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} (gW_\mu^3 + g'B_\mu)$ , који представљају изразе за физичко поље фотона, односно  $Z^0$  бозона изражено преко нефизичких поља  $W_\mu^3$  и  $B$ .

<sup>[19]</sup> У теорији не постоји предвиђање за апсолутне вредности маса векторских бозона, али је зато њихов однос егзактно одређен преко угла мешања поља  $W_\mu^3$  и  $B_\mu$  из којих се добијају физичка поља  $Z$  и  $\gamma$ . Сви досадашњи резултати за бројне вредности маса векторских бозона добијене из експерименталних мерења потврђују ову релацију.



Из облика масеног члана скаларног дела Лагранжијана (2.9) може се закључити на који начин маса Хигс бозона фигурише у теорији:  $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$ . Међутим, треба имати у виду да  $\lambda$  представља слободан параметар. У изразу за масу Хигс бозона фигурише и очекивана вредност вакуума Хигс поља  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV}^{[20]}$ , где  $G_F \approx 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  представља Фермијеву константу спрезања која је одређена експерименталним путем са великом прецизношћу мерењем времена живота миона.

### 2.2.5 Јукава интеракција и масе фермиона

Директни масени чланови за поље фермиона у Лагранжијану ( $m\bar{\psi}\psi$ ) нису дозвољени, тако да се и у овом случају Хигс механизам користи за индиректно генерисање масе фермиона  $\psi$  преко интеракције са Хигс пољем.

У примеру приказаном у [10], за генерисање масе електрона, у Лагранжијан се уводи члан који је инваријантан у односу на градијентне трансформације групе  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ :

$$\mathcal{L}_e = -\lambda_e \left[ \begin{pmatrix} \bar{\nu} & \bar{e} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R \begin{pmatrix} \phi^- & \bar{\phi}^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (2.19)$$

Спонтаним нарушењем симетрије и сменом израза за  $\phi$  (2.13) у Лагранжијан 2.19, добија се Лагранжијан облика 2.20, у којем се могу груписати чланови облика  $\bar{e}_L e_R$  и у којем фигурише  $h$  из Хигс дублета.

$$\mathcal{L}_e = -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)h \quad (2.20)$$

<sup>[20]</sup> Ова вредност одређује тзв. електрослабу скалу која представља типичну вредност енергије на којој се дешавају карактеристични процеси дефинисани у теорији електрослабих интеракција.

Члан  $m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}$ , који представља масу електрона одређује се експерименталним путем, а Јукава <sup>[21]</sup> константа спрезања фермиона са Хигс пољем ( $\lambda_f = \sqrt{2} \left(\frac{m_f}{v}\right)$ ), која у теорији представља слободан параметар, пропорционална је маси електрона ( $\lambda_e \propto m_e$ ). Јукава спрезање Хигс бозона са електронима је веома мало ( $\mathcal{O}(10^{20})$  пута мање) у поређењу са спрезањем између нпр. Хигс бозона и пара  $W$  бозона, а највеће је у случају топ кварка.

Поменути масени члан  $\mathcal{L}_e$  у Лагранжијану се односи само на доњу компоненту изоспинског дублета (електрон) и на сличан начин се могу написати одговарајући чланови за кваркове доњег типа ( $d, s$  и  $b$ ):  $\mathcal{L}_{down} = \lambda_d \left( \bar{u}_L \ \bar{d}_L \right) \phi d_R + h.c.$  Масени чланови за неутрино и кваркове горњег типа ( $u, c$  и  $t$ ) могу се написати конструисањем нових чланова облика  $\mathcal{L}_{up} = \lambda_u \left( \bar{u}_L \ \bar{d}_L \right) \tilde{\phi}^c u_R + h.c.$ , где  $h.c.$  представља хермитски коњуговани члан у Лагранжијану, а

$$\tilde{\phi}^c = -i\tau_2 \phi^* = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

коњуговано скаларно поље. Применом истог принципа као и раније, могу се добити чисти масени чланови за фермионе доњег, односно горњег типа:

$$\begin{aligned} \lambda_d \left( \bar{u}_L \ \bar{d}_L \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} d_R &= \lambda_d v \bar{d}_L d_R \\ \lambda_u \left( \bar{u}_L \ \bar{d}_L \right) \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} u_R &= \lambda_u v \bar{u}_L u_R \end{aligned} \quad (2.22)$$

## 2.2.6 Механизми продукције Хигс бозона

Након излагања основних теоријских постулата, следи кратак преглед најзначајнијих експерименталних мерења која су спроведена ради провере теоријских претпоставки и одређивања слободних параметара СМ. Као што се могло приметити, теоријска предвиђања не постоје за све физичке опсервабле, тако да је ради комплетног

<sup>[21]</sup> Јукава интеракција у теорији представља интеракцију између скаларног и Дираковог поља, што у СМ значи интеракцију између Хигс поља и поља фермиона (лептона и кваркова). Константа спрезања ових поља зависи од енергетске скале, а динамика њене промене је одређена једначином ренормализационе групе.

описа коршићењем постављеног модела, неопходно обавити експериментална мерења са великом прецизношћу. На пример, комплетан електрослаби сектор СМ теоријски се описује помоћу три независна параметра (очекивана вредност вакуума и константе спрезања са градијентним бозонима  $W$  и  $Z$ ) чије вредности у теорији нису предвиђене. Често се ове вредности изражавају преко других физичких опсервабли (константе спрезања са фермионима, масе  $Z$  бозона и константе fine структуре квантне електродинимике) чије су вредности измерене са великом прецизношћу (до на ниво четвртине милијардитог дела за  $\alpha_{QED}$  [17, 18]).

Експериментална истраживања везана за Хигс бозон се заснивају на испитивању његове продукције кроз четири главна механизма позната у СМ:

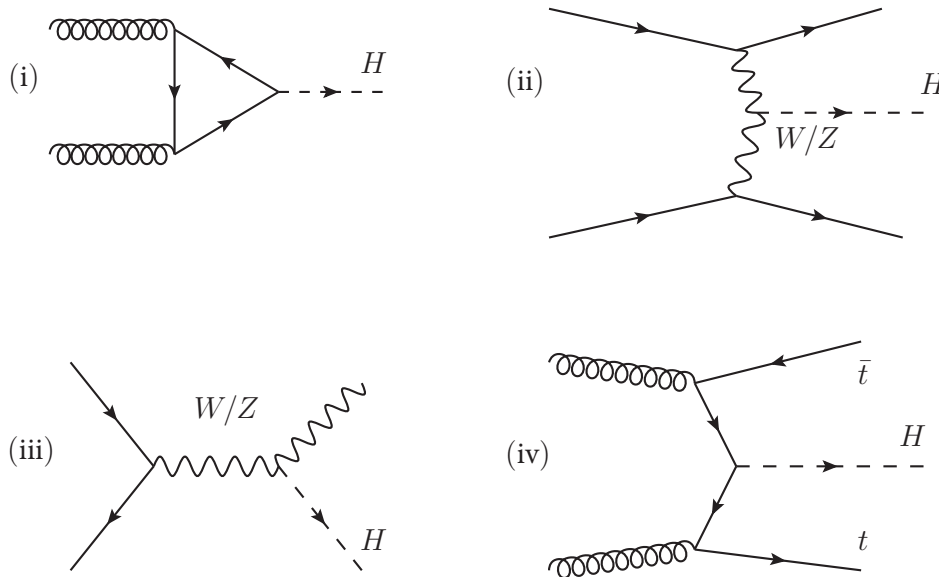
- глуон-глуон фузија, ggF:  $gg \rightarrow H$ , која се одвија преко петље топ кваркова и која је приказана на Сл. 2.3-i);
- фузија векторских бозона, VBF:  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$  на Сл. 2.3-ii);
- продукција Хигс бозона придруженог векторском бозону  $W$  или  $Z$ , VH:  $q\bar{q} \rightarrow WH/ZH$  на Сл. 2.3-iii);
- продукција Хигс бозона придруженог пару топ кваркова, ttH:  $gg/q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$  на Сл. 2.3-iv).

Одговарајући ефикасни пресеци за четири главна механизма за продукцију Хигс бозона са масом 125.5 GeV, дати су у Таб. 2.1.

ТАБЕЛА 2.1: Ефикасни пресеци за четири главна механизма за продукцију Хигс бозона масе 125.5 GeV на LHC-у на енергији у систему центра масе (ЦМ)  $\sqrt{s} = 13$  TeV [19].

#	process	Cross Section (pb)	+QCD Scale %	-QCD Scale %	±(PDF+ $\alpha_s$ ) %	±PDF %	± $\alpha_s$ %
1.	$ggH$	4.383E+01	+7.6	-8.1	±3.1	±1.8	±2.5
2.	VBF	3.767E+00	+0.4	-0.3	±2.1	±2.1	±0.5
3.	$WH$	1.355E+00	+0.5	-0.7	±1.9	±1.7	±0.9
	$ZH$	8.744E-01	+3.7	-3.1	±1.6	±1.3	±0.9
4.	$t\bar{t}H$	5.023E-01	+5.9	-9.3	±3.6	±3.0	±2.0

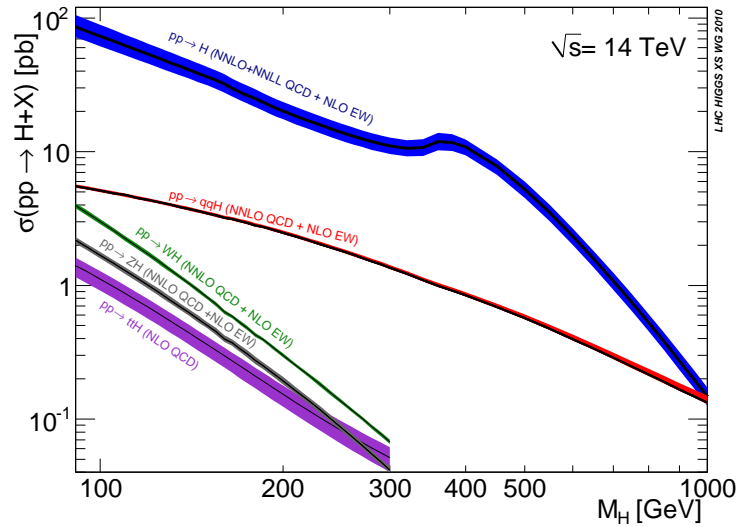
Из Таб. 2.1 види се да продукција Хигс бозона кроз фузију глюона представља физички процес са највећим ефикасним пресеком, тј. највећом вероватноћом појављивања. Ради добијања потпуне слике о продукцији Хигс бозона, неопходно је испитати све експериментално доступне канале које су, у случају процеса  $t\bar{t}H$ , поред начина распада пара топ кваркова, доминантно одређене начинима распада Хигс бозона. Због знатно нижег ефикасног пресека у односу на остале процесе ( $\sigma_{t\bar{t}H} \approx 0.1277 \text{ pb}$  [20] на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , или  $\sigma_{t\bar{t}H} \approx 0.5027 \text{ pb}$  [21] на  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , што је за око два реда величине мање у односу на  $ggF$  за  $m_H = 125.5 \text{ GeV}$ ), потрага за  $t\bar{t}H$  представља експериментални изазов.



Слика 2.3: Најважнији механизми продукције Хигс бозона на хадронском сударању [22]: фузија глюона (i), фузија векторских бозона (ii), продукција Хигс бозона придруженог векторском бозону  $W$  или  $Z$  (iii) и продукција Хигс бозона придруженог пару топ кваркова (iv).

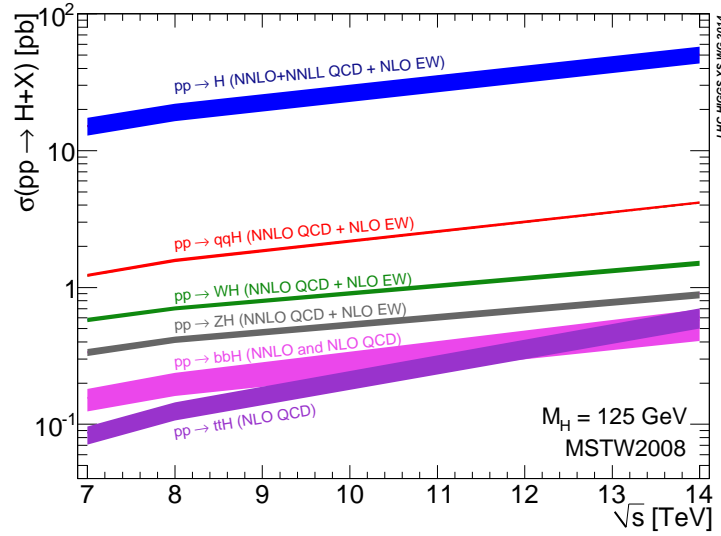
Ефикасни пресеци за продукцију Хигс бозона у различитим процесима (глуон-глуон фузији, вектор бозон фузији,  $HV$ ,  $V = (W, Z)$  и  $t\bar{t}H$ ) у зависности од масе Хигс бозона и у зависности од енергије судара протона приказани су на Сл. 2.4 и Сл. 2.5, респективно [20]. Ширине линија на дијаграмима представљају укупне теоријске неодређености за дати ефикасни пресек.

На Сл. 2.4, на којој је зависност ефикасног пресека израчуната за опсег масе од 100 GeV до 1 TeV и енергију  $\sqrt{s} = 14$  TeV, види се да у поређењу са осталим процесима,  $t\bar{t}H$  има ниже вредности ефикасног пресека и веће вредности грешке, уз тенденцију брзог опадања ефикасног пресека са порастом вредности масе Хигс бозона.



Слика 2.4: Ефикасни пресеци за продукцију Хигс бозона у различитим процесима у зависности од масе Хигс бозона [20].

На Сл. 2.5, на којој је приказана зависност ефикасног пресека продукције Хигс бозона масе 125 GeV од енергије у систему ЦМ у протон-протон сударима у опсегу  $\sqrt{s} = 7$  до 14 TeV, види се да ефикасни пресек за  $t\bar{t}H$  значајно расте (до око седам пута) са порастом енергије.



Слика 2.5: Ефикасни пресеци за продукцију Хигс бозона у различитим процесима у зависности од енергије судара протона [20].

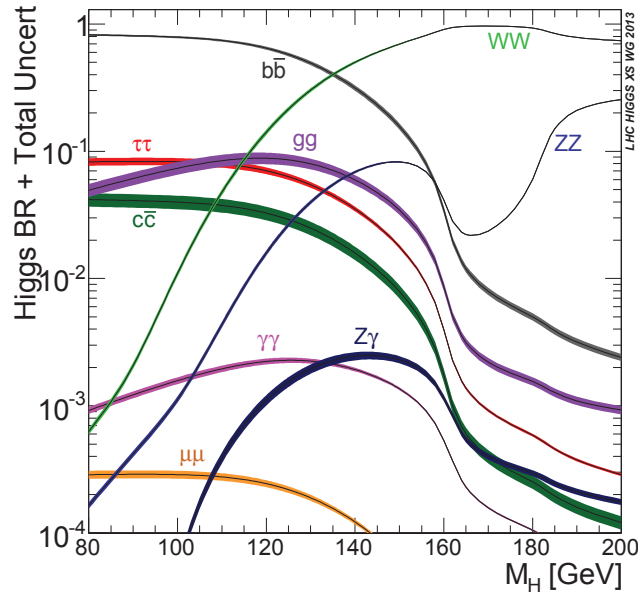
## 2.2.7 Канали распада Хигс бозона

Хигс бозон који настаје у сударима протона високих енергија распада се на градијентне бозоне или фермионе, па се ови распади користе за одређивање особина Хигс бозона као што је нпр. спрезање Хигс бозона са фермионима или градијентним бозонима.

Пошто је спрезање Хигс бозона са градијентним бозонима много веће од спрезања са фермионима, Хигс бозон се распада на тзв. *off-shell* градијентне бозоне. Термин *off-shell* се односи на релативистичке честице које не испуњавају услов Ајнштајнове релације за укупну енергију:  $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ .

На Сл. 2.6 приказани су односи гранања (branching ratio:  $BR$ ) у зависности од масе Хигс бозона у различитим каналима његовог распада. Ширине линија представљају укупне теоријске неодређености за дати однос гранања. За вредност масе Хигс бозона од 125.6 GeV доминантни канали су  $b\bar{b}$  са  $BR \approx 57\%$  и  $WW$  са  $BR \approx 22\%$ . Остала три канала имају знатно мање доприносе, али спадају у групу експериментално најдоступнијих канала:  $\tau\tau$  (са односом гранања око 6.2%),  $ZZ$  (око 2.8%) и  $\gamma\gamma$  (око 0.23%). Због могућности ефикасне реконструкције изолованих лептона, као

и ниског нивоа фона, канал распада на два фотона је погодан за потрагу за Хигс бозоном.



Слика 2.6: Односи гранања у зависности од масе Хигс бозона у различитим каналима његовог распада [22].

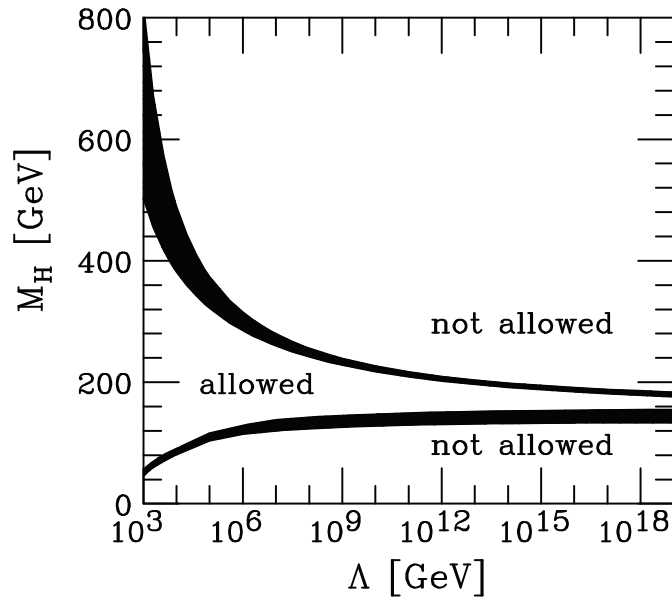
### 2.2.8 Теоријска ограничења за масу Хигс бозона

У СМ не постоји предвиђање за вредност масе, али под претпоставком да нема нове физике између електрослабе скале и виших енергетских скала које се означавају са  $\Lambda$ , постављене су теоријска горња и доња граница за масу Хигс бозона.

Горња и доња граница за масу Хигс бозона (на различитим енергетским скалама) могу се одредити анализом израза зависности спрезања Хигс бозона са самим собом ( $\lambda$ ) од енергетске скале ( $\Lambda$ ). Зависност константе спрезања Хигс бозона са самим собом од енергије (тзв. *running coupling*) описана је  $\beta$ -зависношћу, познатом под називом једначина ренормализационе групе, која не зависи експлицитно од скале ренормализације ( $\mu$ ), већ путем имплицитне зависности константи спрезања које у њој фигуришу.

Разматрањем  $\beta$ -зависности и постављањем услова стабилности за вакуум, односно услова да Хигс потенцијал буде ограничен са доње стране ( $\lambda(\Lambda) > 0$ ), добија се доња

теоријска граница за масу Хигс бозона која до Планкове скале ( $\Lambda = 10^{19}$  GeV) не иде изнад  $m_h = 130 - 140$  GeV. Следи закључак да је на основу теоријских предвиђања, представљених графиком на Сл. 2.7, SM валидан на свим енергетским скалама до Планкове скале. На нижим енергетским скалама овај опсег се проширује, али не прелази горњу границу од  $\sim 700$  GeV/ $c^2$ .



Слика 2.7: Теоријска ограничења за масу Хигс бозона [23].



## Поглавље 3

# Претходни резултати и мотивација за проучавање процеса $t\bar{t}$

### 3.1 Досадашњи резултати потрага за Хигс бозоном

У циљу изучавања физике СМ претходних деценија предлагани су и извођени различити експерименти и конструисане бројне акцелераторске инсталације. Током деведесетих година и почетком 2000-их, једни од најзначајнијих експеримената били су ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL на Великом електрон-позитрон (LEP) сударачу у CERN-у, који се налазио на месту данашњег Великог хадронског сударача. LEP је убрзавао снопове електрона и позитрона до максималне енергије судара од 209 GeV. Врло значајна мерења спроведена на експериментима на овом сударачу су везана за прецизно одређивање масе векторских  $W$  и  $Z$  бозона. Када је у питању потрага за Хигс бозоном, енергије на којима је радио LEP нису биле довољне за продукцију и откриће ове честице, а као резултат истраживања постављена је доња граница масе Хигс бозона од 114.4 GeV, са нивоом поверења од 95% [24]. Након завршетка периода рада акцелератора LEP, у истом подземном тунелу дужине око 27 km изграђен је Велики хадронски сударач, LHC. Прелазак на хадронски тип машине је био неопходан с обзиром на чињеницу да више вредности енергија није могуће постићи користећи лептонску машину пречинка постојећег тунела, због значајног пораста

губитака енергије са повећањем брзине честица мале масе услед синхротронског зрачења<sup>[1]</sup>.

Значајни резултати који се односе на потрагу за Хигс бозоном произведени су и у експериментима CDF и D0 на акцелератору Tevatron (познатом по открићу топ кварка 1995. године [26, 27]), чије су колаборације непосредно пред објаву открића Хигс бозона од стране колаборација CMS и ATLAS, објавиле да се маса Хигс бозона налази у опсегу од 115 до 140 GeV [28, 29]. Међутим, статистички значај (од  $2.9\sigma$ <sup>[2]</sup>) није био довољан да би се потврдило постојање ове честице која је у том тренутку представљала једину недостајућу карику у теорији СМ.

Објавом открића Хигс бозона од стране колаборација CMS и ATLAS, 4. јула 2012. године, отворено је ново поглавље истраживања у физици високих енергија. Скаларни бозон, масе око 125 GeV, на основу свих досадашњих мерења особина те честице одговара Хигс бозону према предвиђањима СМ. Регистрован је у експерименту CMS анализом експерименталних података који одговарају укупној интегралној луминозности од  $5.1 \text{ fb}^{-1}$  и  $5.3 \text{ fb}^{-1}$ , прикупљених у протон-протон сударима на Великом хадронском сударачу (LHC) на енергији у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  и  $8 \text{ TeV}$ , респективно. Анализирани су догађаји настали у процесу распада Хигс бозона до коначних стања  $\gamma\gamma$ ,  $WW$ ,  $ZZ$ ,  $\tau\tau$  и  $b\bar{b}$ . Регистровани сигнал, мерен у односу на референтни ниво фона, најизраженији у каналима распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ , одређен је са укупним статистичким значајем од  $5\sigma$ . То је показано на Сл. 3.1 [30], на којој је дато поређење дијаграма зависности  $p$ -вредности за различите канале распада Хигс бозона ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $ZZ$ ,  $WW$ ,  $\tau\tau$  и  $bb$ ), као и дијаграм који одговара комбинацији тих канала (*Combined obs.*).

За вредност масе око 125 GeV регистрован је сигнал у каналима  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ$  са статистичким значајем  $4.1\sigma$  и  $3.2\sigma$ , респективно. У експерименту ATLAS, са подацима који одговарају укупној интегралној луминозности  $4.6 - 4.8 \text{ fb}^{-1}$  и  $5.8 -$

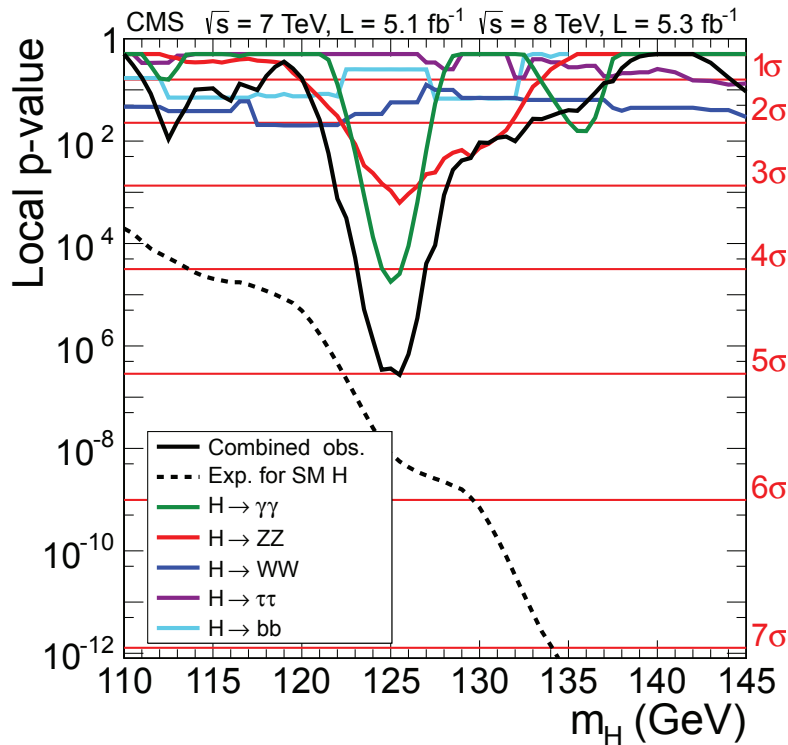
---

<sup>[1]</sup> У изразу за укупан износ енергијских губитака снопа по једном обиласку по кружности услед синхротронског зрачења фигуришу полупречник кривине  $r$  (у овом случају прстена акцелератора), однос брзине честице и брзине светлости ( $\beta = v/c \approx 1$ ), и Lorentz-ов фактор који се дефинише као  $\gamma = 1 - \sqrt{1 - \beta^2} = E/(mc^2)$ . Закључак је да су енергијски губици сразмерни односу  $\gamma^4/r$ , што значи да је за мање губитке потребно користити или честице веће масе, или акцелератор већег полупречника [25].

<sup>[2]</sup> Стандардна девијација ( $\sigma$ ).

$5.9 \text{ fb}^{-1}$ , прикупљеним у протон-протон сударима на енергији у систему центра масе од 7 TeV и 8 TeV, такође је спроведена потрага за Higgs бозоном у каналима распада  $\gamma\gamma$ ,  $WW$ ,  $ZZ$ ,  $\tau\tau$  и  $b\bar{b}$ .

У блиској околини масе  $m_H = 125 \text{ GeV}$ , овај сигнал је реконструисан са статистичким значајем од  $5.9\sigma$  [13].



Слика 3.1:  $p$ -вредност у зависности од масе Хигс бозона добијена анализом експерименталних података са експеримента CMS [30].  $p$ -вредност је мера статистичког значаја добијена тестирањем одређене хипотезе, чија вредност одговара вероватноћи да одређени догађај не представља последицу статистичких флукуација.

## 3.2 Резултати претходних потрага и мотивација за проучавање процеса $ttH$

Откриће Хигс бозона у CERN-у представља једно од најзначајнијих достигнућа у историји физике честица и сада је првенствени задатак прецизно мерење његових

особина, пре свега јачина спрезања са осталим честицама. Топ кварк и Хигс бозон су најтеже до сада откривене честице и водећи експерименти данашњице омогућавају директно мерење њиховог спрезања на основу придружене продукције у процесу  $t\bar{t}H$ . Индиректно мерење могуће је и у водећем процесу за продукцију Хигс бозона, глюон-глюон фузији, под претпоставком да у интеракционој петљи Фајнмановог дијаграма нема доприноса нових честица, изван СМ. На тај начин, директно мерење топ-Хигс Јукава спрезања у придруженој продукцији може да постави ограничења на постојање нове физике у процесу  $gg \rightarrow H$ . Топ кварк је честица која је најјаче спрегнута са Хигс бозоном и предвиђена вредност Јукава спрезања је блиска јединици. Такође, за топ кварк се претпоставља да може да буде узрок нестабилности масе Хигс бозона у односу на радијативне корекције и с тим у вези очекује се да заузима кључну улогу у даљем објашњењу процеса нарушења електрослабе симетрије. Оператори вишег реда који описују поља Хигс бозона и топ кварка још увек су недовољно истражени и посебно су осетљиви на ефекте нове физике у односу на процес нарушења електрослабе симетрије. Процес  $t\bar{t}H$  је редак и има релативно низак ефикасни пресек, али одређене врсте распада Хигс бозона упарене са лептонским распадом једног од два топ кварка омогућавају врло чист сигнал који данас постаје доступан за проучавање у CERN-овим експериментима.

Прве потраге за процесом  $t\bar{t}H$  изведене су у оквиру експеримената CDF и D0 на протон-антипротон сударачу Tevatron у Fermilab-у. Разматран је канал распада Хигс бозона на пар bottom кваркова и постављене су границе за производ ефикасног пресека и фактора гранања за процес  $t\bar{t}H (bb)$  са вредношћу већом од 10 пута у односу на предвиђање СМ [31, 32]. Експерименти ATLAS и CMS на Великом Хадронском Сударачу (LHC) у CERN-у поставили су до сада најниже границе за продукцију процеса  $t\bar{t}H$ , на основу анализе података на енергијама у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 7$  и  $8 \text{ TeV}$ . На енергији у систему ЦМ од  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  вршена су проучавања у распадима  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , као и финалним стањима са лептонима у експериментима ATLAS и CMS [33, 34, 35, 36, 37, 38].

У експерименту CMS разматрана су коначна стања у којима се Хигс бозон распада на хадроне, фотоне или лептоне. Коришћени су експериментални подаци интегралне луминозности до  $5.1 \text{ fb}^{-1}$  прикупљени на енергији  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , као и подаци интегралне луминозности до  $19.7 \text{ fb}^{-1}$  прикупљени на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

У оквиру анализе  $t\bar{t}H$  са хадронским распадима Хигс бозона, разматрана су два главна подканала:  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $H \rightarrow \tau\tau$ , где се оба  $\tau$  лептона распадају хадронским путем. Овде се у хадронске  $\tau$  лептоне убарајају  $\tau$  лептони настали распадом  $H \rightarrow \tau\tau$ , као и  $\tau$  лептони настали распадом  $W$  или  $Z$  из распада  $H \rightarrow WW$  или  $H \rightarrow ZZ$ , респективно.

Паралелно се разматрају и изоловани директни лептони настали распадом  $W$  из система  $t\bar{t}$  у конфигурацији која у коначном стању има лептон и млазеве хадрона, или пар лептона који потичу од  $t\bar{t}$ . Мултиваријантна анализа (MVA) се користи у контексту раздвајања сигнала  $t\bar{t}H$  од доминантног фонског процеса  $t\bar{t}$ , као и при идентификацији млазева хадрона који потичу од распада  $b$ -кварка, или  $\tau$  лептона.

Анализа  $t\bar{t}H$  са фотонским распадима Хигс бозона користи могућност детектора CMS да региструје распад  $H \rightarrow \gamma\gamma$  са високом резолуцијом инваријантне масе. Ова особина обезбеђује добро одвајање сигнала од фона, чија се процена у потпуности изводи на основу анализе експерименталних података.

Трећа анализа  $t\bar{t}H$ , која узима у обзир догађаје са распадима Хигс бозона на лептоне, трага за сигналним директним лептонима у коначном стању, који потичу од распада  $W$ ,  $Z$ , или  $\tau$ , насталих из процеса:  $H \rightarrow WW$ ,  $H \rightarrow ZZ$ , односно  $H \rightarrow \tau\tau$ . Карактеристична коначна стања имају два лептона истог знака наелектрисања ( $2lss$ ), или три или више лептона ( $\geq 3l$ ), поред којих се захтева и регистровање одређеног броја хадронских млазева од којих је одређени број млазева хадрона идентификованих да потичу од распада  $b$  кварка.

У Таб. 3.1 дат је преглед коначних стања и одговарајућих услова селекције физичких објеката за сваку од анализа  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

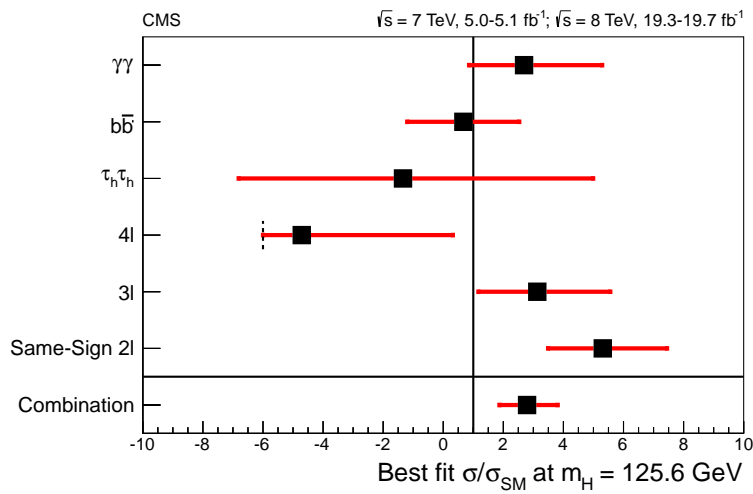
### Поглавље 3. Претходни резултати и мотивација за проучавање процеса $t\bar{t}H$

ТАБЕЛА 3.1: Преглед канала, коначних стања и основних услова селекције коришћених у анализи  $t\bar{t}H$ . У првој колони, канали распада Хигс бозона класификовани су према типу распада (хадронски, фотонски или лептонски); у другој колони, коначна стања описана симболички тако да  $l$  представља лептон (електрон или мион),  $\gamma$  - фотон,  $j$  - млаз хадрона,  $b$  - млаз хадрона идентификован да је настао из  $b$  кварка,  $\tau_h$  - млаз хадрона настао хадронским распадом  $\tau$  лептона. У трећој колони су приказани одговарајући тригери коришћени за преселекцију догађаја, а у четвртој колони дат је преглед основних услова селекције реконструисаних физичких објеката [37].

Category	Signature	Trigger	Signature
<b><math>H \rightarrow \text{Hadrons}</math></b> $H \rightarrow bb$ $H \rightarrow \tau_h \tau_h$ $H \rightarrow WW$	Lepton + Jets ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu jjbbbb$ )	Single Lepton	$1 e/\mu, p_T > 30 \text{ GeV}$ $\geq 4 \text{ jets} + \geq 2 \text{ b-tags}, p_T > 30 \text{ GeV}$
	Dilepton ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu l\nu bbbb$ )	Dilepton	$1 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $1 e/\mu, p_T > 10 \text{ GeV}$ $\geq 3 \text{ jets} + \geq 2 \text{ b-tags}, p_T > 30 \text{ GeV}$
	Hadronic $\tau$ ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu \tau_h [\nu] \tau_h [\nu] jjbb$ )	Single Lepton	$1 e/\mu, p_T > 30 \text{ GeV}$ $2 \tau_h, p_T > 20 \text{ GeV}$ $\geq 2 \text{ jets} + 1-2 \text{ b-tags}, p_T > 30 \text{ GeV}$
<b><math>H \rightarrow \text{Photons}</math></b> $H \rightarrow \gamma\gamma$	Leptonic ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu jjbb\gamma\gamma$ , $t\bar{t}H \rightarrow l\nu l\nu bb\gamma\gamma$ )	Diphoton	$2 \gamma, p_T > m_{\gamma\gamma}/2 (25) \text{ GeV}$ for 1 <sup>st</sup> (2 <sup>nd</sup> ) $\geq 1 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $\geq 2 \text{ jets} + \geq 1 \text{ b-tags}, p_T > 25 \text{ GeV}$
	Hadronic ( $t\bar{t}H \rightarrow jjjjbb\gamma\gamma$ )	Diphoton	$2 \gamma, p_T > m_{\gamma\gamma}/2 (25) \text{ GeV}$ for 1 <sup>st</sup> (2 <sup>nd</sup> ) $0 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $\geq 4 \text{ jets} + \geq 1 \text{ b-tags}, p_T > 25 \text{ GeV}$
<b><math>H \rightarrow \text{Leptons}</math></b> $H \rightarrow WW$ $H \rightarrow \tau\tau$ $H \rightarrow ZZ$	Same-Sign Dilepton ( $t\bar{t}H \rightarrow l^\pm \nu l^\pm [\nu] jjjj [j] bb$ )	Dilepton	$2 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $\geq 4 \text{ jets} + \geq 1 \text{ b-tags}, p_T > 25 \text{ GeV}$
	3 Lepton ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu l [\nu] l [\nu] j [j] bb$ )	Dilepton, Trielectron	$1 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $1 e/\mu, p_T > 10 \text{ GeV}$ $1 e(\mu), p_T > 7(5) \text{ GeV}$ $\geq 2 \text{ jets} + \geq 1 \text{ b-tags}, p_T > 25 \text{ GeV}$
	4 Lepton ( $t\bar{t}H \rightarrow l\nu l\nu l [\nu] l [\nu] bb$ )	Dilepton, Trielectron	$1 e/\mu, p_T > 20 \text{ GeV}$ $1 e/\mu, p_T > 10 \text{ GeV}$ $2 e(\mu), p_T > 7(5) \text{ GeV}$ $\geq 2 \text{ jets} + \geq 1 \text{ b-tags}, p_T > 25 \text{ GeV}$

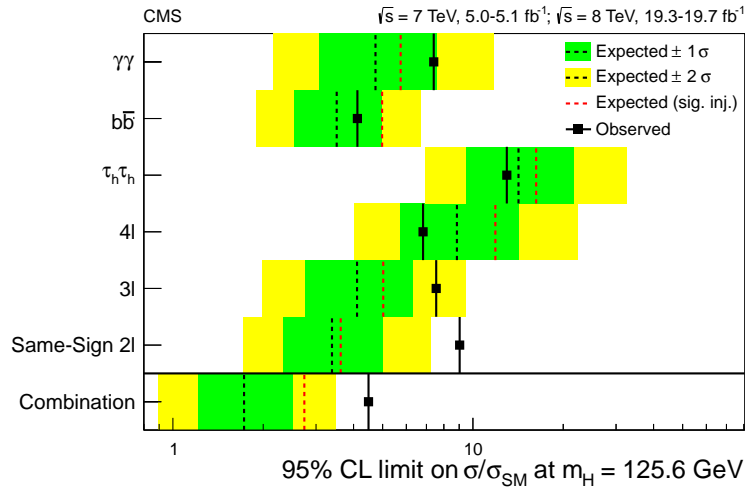
Јачина сигнала  $t\bar{t}H$  у сваком од канала рачуна се релативно у односу на предвиђање СМ ( $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ ). Фит који користи одређену дискриминаторну варијаблу у сваком

од канала рачуна се истовремено за све канале. У анализи  $t\bar{t}H$  са распадима Хигс бозона на фотоне, као дискриминаторна варијабла користи се инваријантна маса пара фотона, док се у остала два канала за добијање дискриминатора примењује мулти-варијантна анализа. Неодређености метода за моделовање фона се узимају у обзир при рачунању најбољег фита. Посматрајући сва три канала у целини, комбинована вредност најбољег фита у односу на јачину сигнала износи  $2.8_{-0.9}^{+1.0}$ , а утврђена (очекивана) горња граница за продукцију износи 4.5 (1.7) на нивоу поверења од 95% [37].



Слика 3.2: Најбољи фит за параметар јачине сигнала  $\mu(t\bar{t}H)$  у односу на предвиђање СМ ( $\sigma/\sigma_{SM}$ ) [37].

На графику на Сл. 3.2 представљене су вредности измерене у сваком од канала анализе  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 8$  TeV, као и у комбинованом случају (*Combination*). Као последица регистрованог вишка догађаја у коначном стању са два миона, у каналу *Same-Sign 2l* као и у случају комбинованих канала вредност измерене јачине сигнала премашује вредност предвиђену СМ [37].

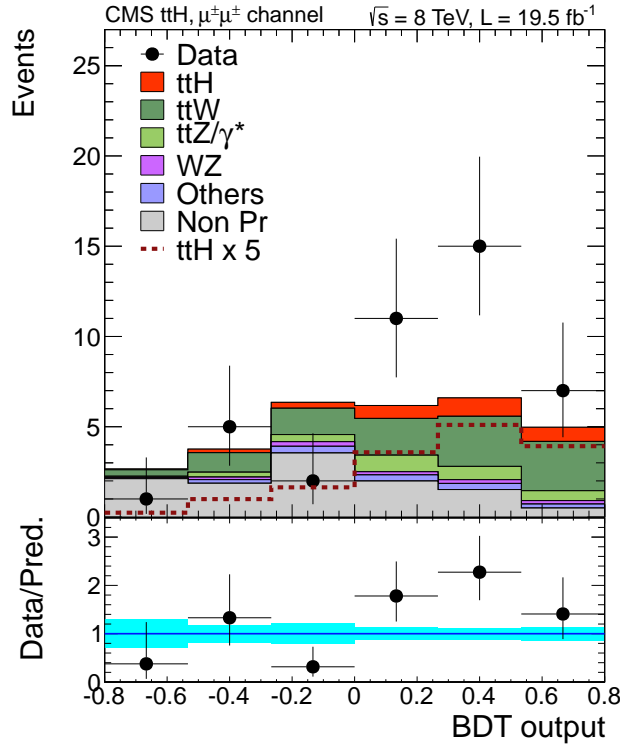


Слика 3.3: Очекивана и постављена горња граница са нивоом поверења од 95 % за параметар јачине сигнала  $\mu(t\bar{t}H)$  посматраног у односу на предвиђање СМ ( $\sigma/\sigma_{SM}$ ) [37].

На графику на Сл. 3.3 приказане су вредности измерене са нивоом поверења од 95 % у сваком од канала анализе  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , као и у комбинованом случају (*Combined*). На Сл. 3.3 се такође може уочити одступање постављене границе од предвиђања у коначном стању  $2lss$ , као и у комбинованим каналима. Ово одступање представља директну последицу регистрованог вишка догађаја у коначном стању са два миона [37].

Разлика очекиване и постављене границе се појављује као последица регистрованог вишка догађаја у коначном стању са два миона истог знака, у односу на предвиђање СМ (Сл. 3.4).



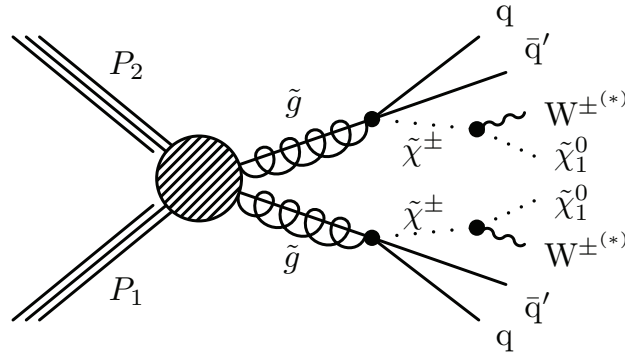


Слика 3.4: Поређење расподела за експерименталне податке и симулирани  $t\bar{t}H$  сигнал и различите компоненте фона за случај дискриминанте за издвајање сигнала у анализи на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Расподеле су добијене применом одговарајућих критеријума селекције дефинисаних за коначно стање са два миона истог знака. У овом каналу је регистрован вишак догађаја који се овде манифестује као значајно одступање расподеле BDT (Boosted Decision Tree) дискриминанте за експерименталне податке од укупне расподеле за симулирани сигнал и фон. [37]

Овај вишак догађаја детаљно је проучен у оквиру исте анализе и веће одступање од вредности око две стандардне девијације није забележено и након многоструких унакрсних провера, те је закључено да представља очекивану флукуацију догађаја имајући у виду још увек ниску статистику када се ради о коначној селекцији.

Уочени вишак догађаја изазвао је неколико теоријских интерпретација, као што је интерпретација вишка догађаја у коначном стању  $2lss$  [39]. Примећени наговештај сигнала могао би да се разматра у оквиру теорије суперсиметрија (SUSY), у каналу  $2lss$  са млазевима  $b$  хадрона и недостајућом трансверзалном енергијом ( $E_T^{miss}$ ), који је карактеристичан за распадае стоп ( $\tilde{t}$ ) кварка десне киралности  $\tilde{t}_R \rightarrow 2t + 2W +$

$E_T^{miss}$ . У SUSY, коначно стање  $2lss$  је типична карактеристика зато што глюино ( $\tilde{g}$ )<sup>[3]</sup> представља Мајорана честицу<sup>[4]</sup> и може да се распада на пар чарцина ( $\tilde{\chi}^\pm$ )<sup>[5]</sup> који резултују паром  $W$  бозона истог знака наелектрисања уз додатне млазеве хадрона, тако да се у коначном стању добија  $2lss$  [40].



Слика 3.5: Модел продукције пара глюина који у коначном стању има два лептона истог знака наелектрисања, а који потичу од распада  $W$  бозона [40].

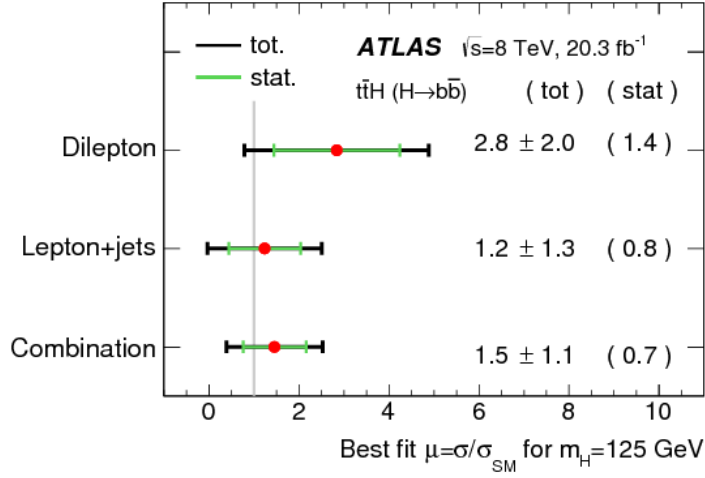
У експерименту ATLAS такође су разматрани хадронски [33], фотонски [36] и лептонски [35] распада Хигс бозона и добијене су следеће вредности најбољег фита, као и очекиваних (и постављених граница) на нивоу поверења од 95%:  $1.5 \pm 1.1$ , односно  $3.4 (2.2)$  у анализи  $t\bar{t}H (H \rightarrow bb)$  [33],  $1.4_{-1.4}^{+2.1} (stat.)_{-0.3}^{+0.6} (syst.)$  и  $1.3_{-1.7}^{+2.5} (stat.)_{-0.4}^{+0.8} (syst.)$ , односно  $6.7 (4.9)$  у анализи  $t\bar{t}H (H \rightarrow \gamma\gamma)$  [36] и  $2.1_{-1.2}^{+1.4}$ , односно  $4.7 (2.4)$  у анализи  $t\bar{t}H (H \rightarrow leptons)$  [35].

На Сл. 3.6, 3.7, 3.8 и 3.9 су приказани резултати мерења продукције  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  у ова три канала презентовани од стране колаборације ATLAS.

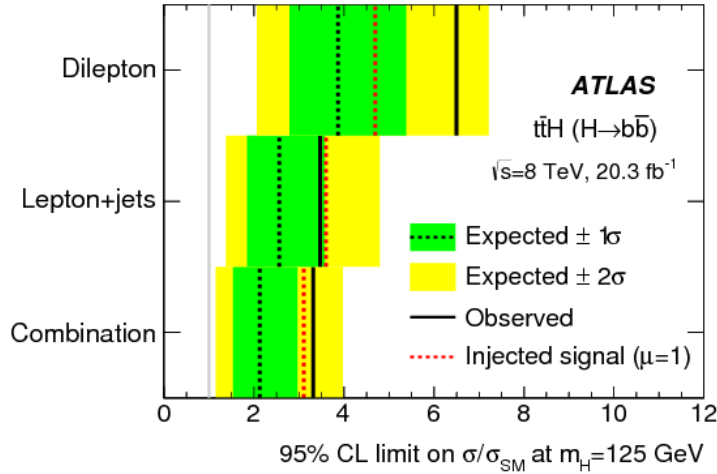
<sup>[3]</sup> Глиино је једна од честица коју предвиђа SUSY модел, а која представља суперсиметричног партнера за глюон.

<sup>[4]</sup> Једна од особина глюина је да је сам себи античестица, чиме спада у групу тзв. Мајорана фермиона које имају спин 1/2.

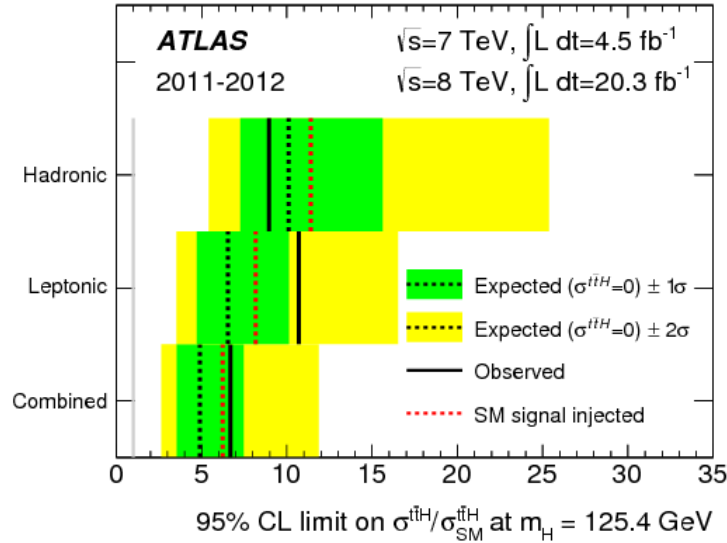
<sup>[5]</sup> Чарцино је хипотетичка честица која преставаља масено својствено стање наелектрисаног суперпартнера, односно било које нове наелектрисане честице спина 1/2, предвиђене теоријом SUSY.



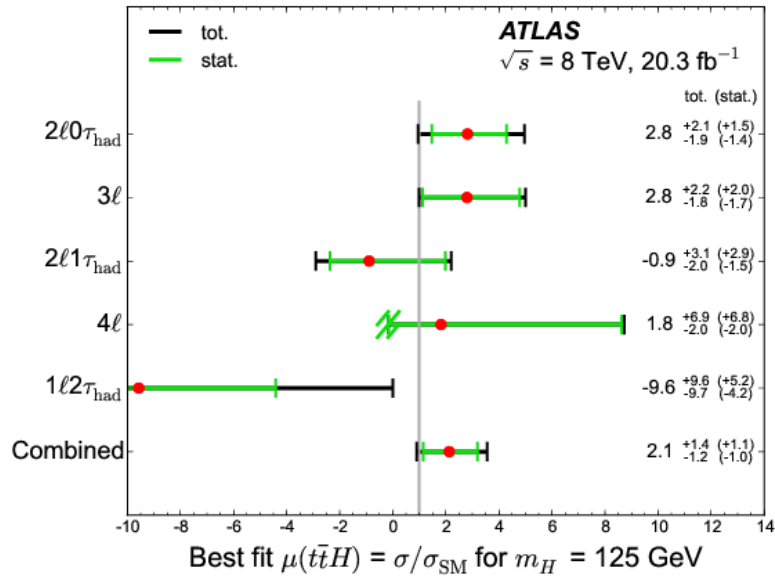
Слика 3.6: Фитоване вредности јачине сигнала и њихове неодређености за појединачне канале и њихову комбинацију измерене у анализи  $t\bar{t}H (H \rightarrow b\bar{b})$  у експерименту ATLAS на енергији у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Зеленом линијом је обележена статистичка неодређеност јачине сигнала [33].



Слика 3.7: Горње границе за ефикасни пресек сигнала  $t\bar{t}H$ , посматране релативно у односу на предвиђање СМ, измерене у анализи  $t\bar{t}H (H \rightarrow b\bar{b})$  у експерименту ATLAS на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [33].



Слика 3.8: Измерена и очекивана горња граница ефикасног пресека сигнала  $t\bar{t}H$ , са нивоом поверења од 95% у анализи  $t\bar{t}H$  ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) у експерименту ATLAS на енергији  $\sqrt{s} = 7$  и  $8\text{ TeV}$  [36].



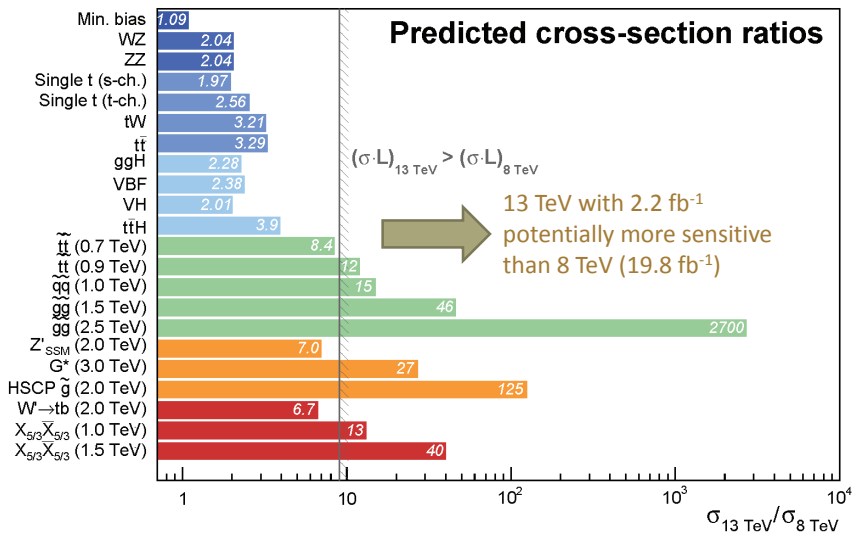
Слика 3.9: Вредности најбољег фита за параметар јачине сигнала измерене у анализи  $t\bar{t}H$  ( $H \rightarrow \text{leptons}$ ) у експерименту ATLAS на енергији  $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$  [35].

На Сл. 3.9 се може уочити да се у анализи са мултилептонским коначним стањима у експерименту ATLAS такође види вишак догађаја у каналу  $2lss$ . Као закључак

Поглавље 3. Претходни резултати и мотивација за проучавање процеса  $t\bar{t}H$

слиди да уочени вишкови догађаја представљају додатну мотивацију за проучавање процеса  $t\bar{t}H$ , јер значајан вишак може да представља нову физику (SUSY, *same sign*  $t\bar{t}$ , *Flavour Changing Neutral Currents* - FCNC, аномална спрезања, итд.).

Ефикасни пресек за продукцију процеса  $t\bar{t}H$  расте значајно са порастом енергије у систему ЦМ, када се ради о хадронским сударачима. На енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  вредност ефикасног пресека је око четири пута већа у односу на пресек на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [41] (Сл. 3.10). Додатна погодност је да пресеци за доминантне фонске процесе,  $t\bar{t}$  и  $t\bar{t}V$ , расту до три пута са истим порастом енергије, што додатно повећава осетљивост мерења на новој, рекордној енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .



Слика 3.10: Предвиђени односи ефикасних пресека при преласку са енергије у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  на енергију  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  [41].

Крајем 2017. године, колаборација ATLAS је објавила резултате мерења процеса  $t\bar{t}H$  добијене комбинацијом неколико финалних стања са подацима снимљеним на енергији од 13 TeV [42].

# Поглавље 4

## Експериментална поставка

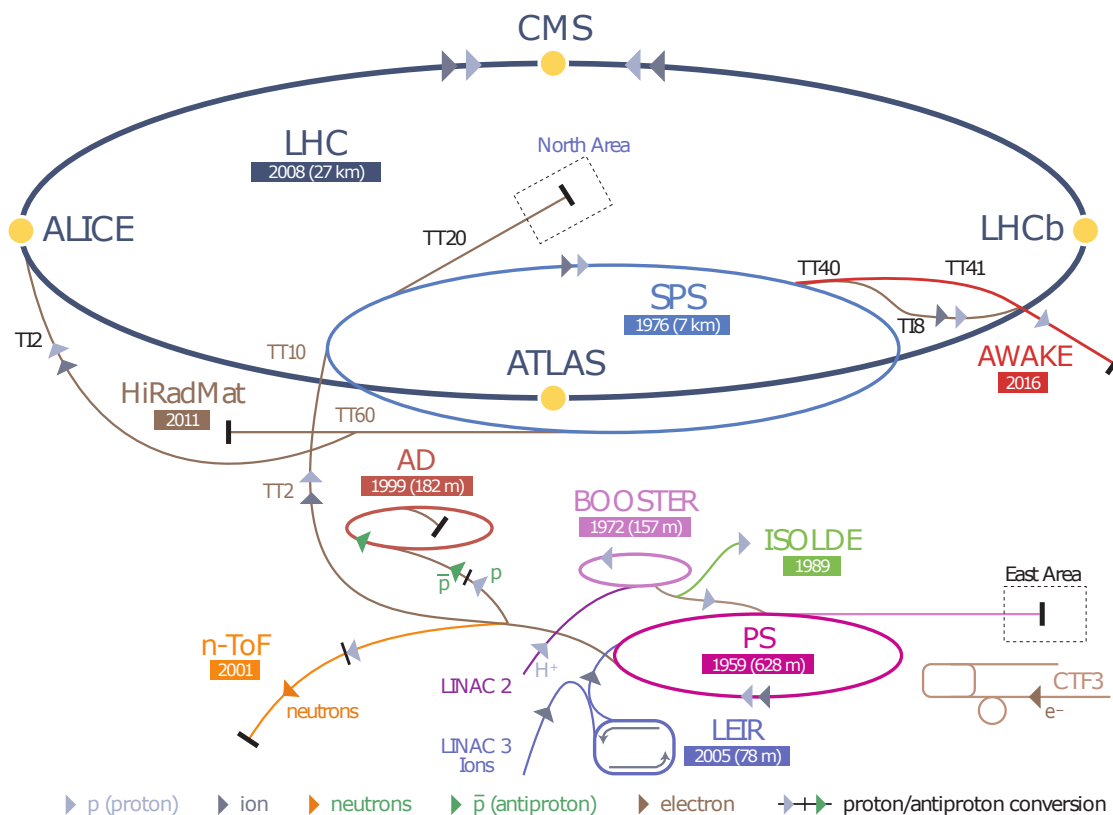
### 4.1 Акцелераторски комплекс у CERN-у

Велики хадронски сударач - LHC, изграђен је првенствено за истраживања механизма нарушења електрослабе симетрије (физике Хигс бозона) у теорији СМ. Ова машина представља један од најсложенијих научно-истраживачких комплекса икада пројектованих, саграђених и пуштених у рад. Са својих 26.7 km у обиму представља највећи сударач честица на свету који је 20. маја 2015. године поставио нови рекорд за енергију судара протона  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Максимална пројектована енергија Великог хадронског сударача износи 7 TeV по сваком од снопова протона, ради постизања укупне енергије у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ <sup>[1]</sup>.

Комплекс LHC-а је позициониран на око 100 m испод површине земље на граници између Швајцарске и Француске и изграђен је у оквиру Европске организације за нуклеарна истраживања (CERN). На Сл. 4.1 је шемаски приказан дијаграм акцелераторског комплекса, који се састоји од четири степена убрзања која служе за генерисање и убрзавање снопова протона до убрзгавања у Велики хадронски сударач.

---

<sup>[1]</sup> Поред судара протона, LHC је такође пројектован да производи сударе тешких јона првенствено ради испитивања физике кварк-глуон за коју се верује да је постојала у Универзуму у условима екстремно високе температуре и густине, непосредно након Великог праска.



Слика 4.1: Дијаграм акцелераторског комплекса у CERN-у [43].

Протони се добијају из атома водоника који се из гасног компресора прецизно одређеном брзином убрзавају у изворну комору линеарног акцелератора (LINAC 2). У овом степену убрзања се врши одстрањивање електрона са атома водоника и протони се убрзавају до енергије од око 50 MeV (што одговара брзини од око  $c/3$ ) применом одговарајућег електричног поља.

Потом се генерисани сноп честица уводи у први циркуларни степен обима 157 m, под називом PS BOOSTER, који дели генерисани сноп у четири дела које појединачно убрзава у засебним прстеновима. Енергија појединачних пакета протона се у овом степену убрзања увећава применом импулсног електричног поља у тренутку када се честице нађу у одређеној позицији на кружној путањи. Кретање наелектрисаних честица по кружници се одржава применом јаког магнетског поља.

Издељени снопови честица енергије 1.4 GeV (односно брзине од око 0.92*c*) се поново комбинују при изласку из PS BOOSTER-а и убризгавају у наредни кружни акцелераторски степен, 628 m у пречнику, који се назива Протон-синхротрон (PS) и који убрзава протоне до енергија 25 GeV. Временски интервал убрзавања честица у овом степену траје 1.2 s и у њему протони достижу брзину од око 99.9% брзине светлости<sup>[2]</sup>. Пакети (или тзв. банчеви) протона се пребацују у наредни акцелераторски степен Супер-Протон-Синхротрон (SPS) обима 7 km, који повећава енергију протона до вредности од 450 GeV.

Последњи степен убрзања представља главни прстен Великог хадронског судараца - LHC, чији обим износи  $\approx 27$  km. Синхронизовани пакети протона који стижу из SPS-а, убризгавају се у једну од две вакуумске цеви. У одвојеним вакуумским цевима убрзавање снопова се наставља у супротним смеровима, а путање честица се укрштају на четири места (дуж прстена) на којима се протони сударају<sup>[3]</sup> и око којих су постављени детектори: CMS, ALICE, ATLAS и LHCb.

Синхротрон LHC прихвата пакете (bunch-еве) протона из SPS-а у одређеном временском интервалу, са циљем да се на крају циклуса у великом прстену прикупи 2808 пакета протона при максималној дизајнираној вредности интензитета снопова. Протони се у овом степену убрзања крећу брзином врло блиској брзини светлости пролазећи путању дуж целог прстена при учестаности од око 11000 пута у секунди. Енергија честица се увећава при сваком новом проласку кроз убрзавајуће електрично поље учестаности 40 MHz<sup>[4]</sup>. Максимална енергија појединачног протона на крају циклуса убрзавања износи  $\sqrt{s} = 7$  TeV (око 7000 пута више од масе протона у стању мировања), што значи да енергија у систему ЦМ (при чеоном судару два протона) износи  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

---

<sup>[2]</sup> За честицу која се креће брзином блиској брзини светлости ( $v/c \approx 1$ ) свако додатно "упумпавање" енергије не утиче значајно на повећање брзине, већ на повећање масе честице. Вредност кинетичке енергије од 25 GeV на излазу из Протон-синхротрона практично представља вредност ефективне масе сваког протона која је око 25 пута већа од његове масе мировања.

<sup>[3]</sup> У овим тачкама, код судараца, енергија у систему центра масе има двоструко већи износ од енергије појединачног снопа.

<sup>[4]</sup> Ово поље одговара временском периоду паузе између два пакета протона (тзв. bunch spacing-у) који у овом случају износи 25 ns. Сваки "bunch" у просеку садржи приближно десет милијарди протона ( $10^{10}$ ).



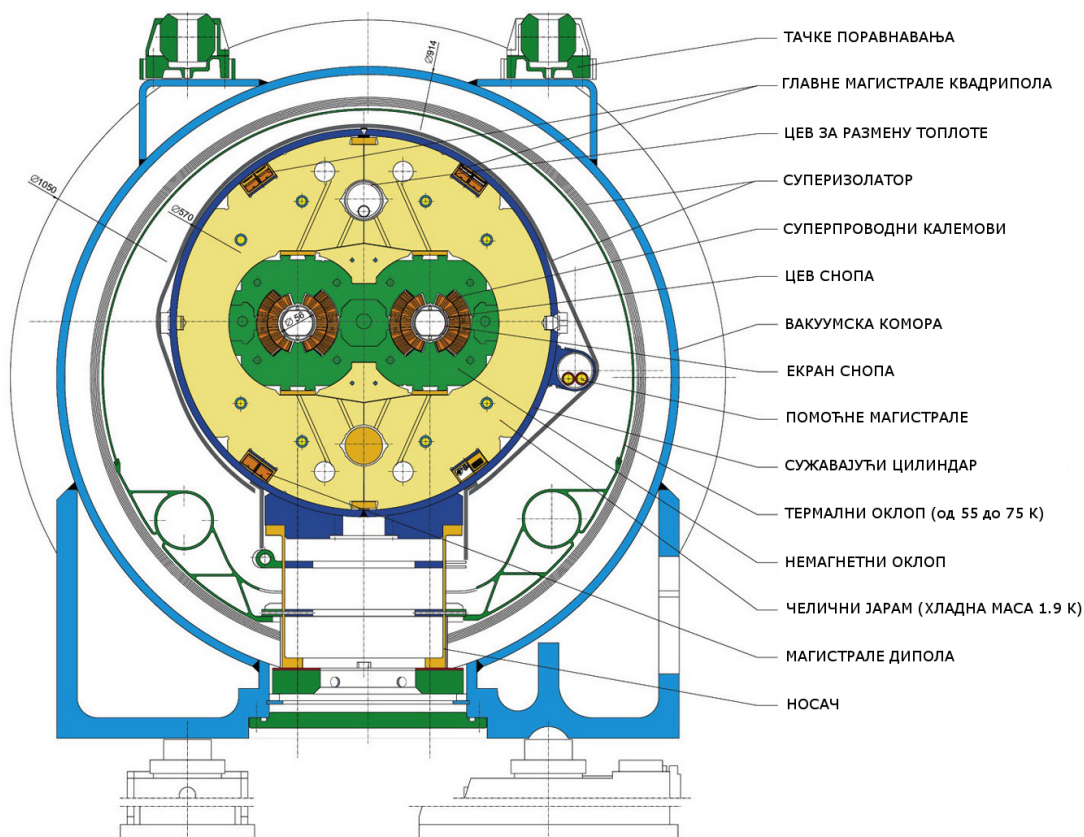
### 4.1.1 Дизајн и преглед основних параметара LHC-а

У основи, LHC се састоји од више хиљада суперпроводних магнета (од којих је највише: 1232 дипола дужине 15 m и 392 квадрупола дужине 5 – 7 m<sup>[5]</sup>) израђених од легуре Niobium-Titanium (NbTi). У основи, LHC се састоји од више хиљада суперпроводних магнета (од којих је највише: 1232 дипола дужине 15 m и 392 квадрупола дужине 5 – 7 m<sup>[6]</sup>) израђених од легуре Niobium-Titanium (NbTi). Основна улога дипола (чији је попречни пресек приказан на Сл. 4.2) је да савијају снопове и да одржавају њихово кретање по кружној путањи дуж акцелератора у супротним смеровима, док квадруполи служе за фокусирање снопова. Јачина струје која генерише магнетско поље суперпроводних калемова (*Nb – Ti*) износи око 12000 А и производи магнетску индукцију од око 8.3 Т, а њихова радна температура од око 1.9 К (тј. –271.25 °C) се постиже хлађењем помоћу течног хелијума.

---

<sup>[5]</sup>Поред дипола и квадрупола који представљају најдуже магнете који чине прстен Великог хадронског сударача, у структуру акцелератора укључен је и велики број мањих коректорских магнета са већим бројем полова.

<sup>[6]</sup>Поред дипола и квадрупола који представљају најдуже магнете који чине прстен Великог хадронског сударача, у структуру акцелератора укључен је и велики број мањих коректорских магнета са већим бројем полова.



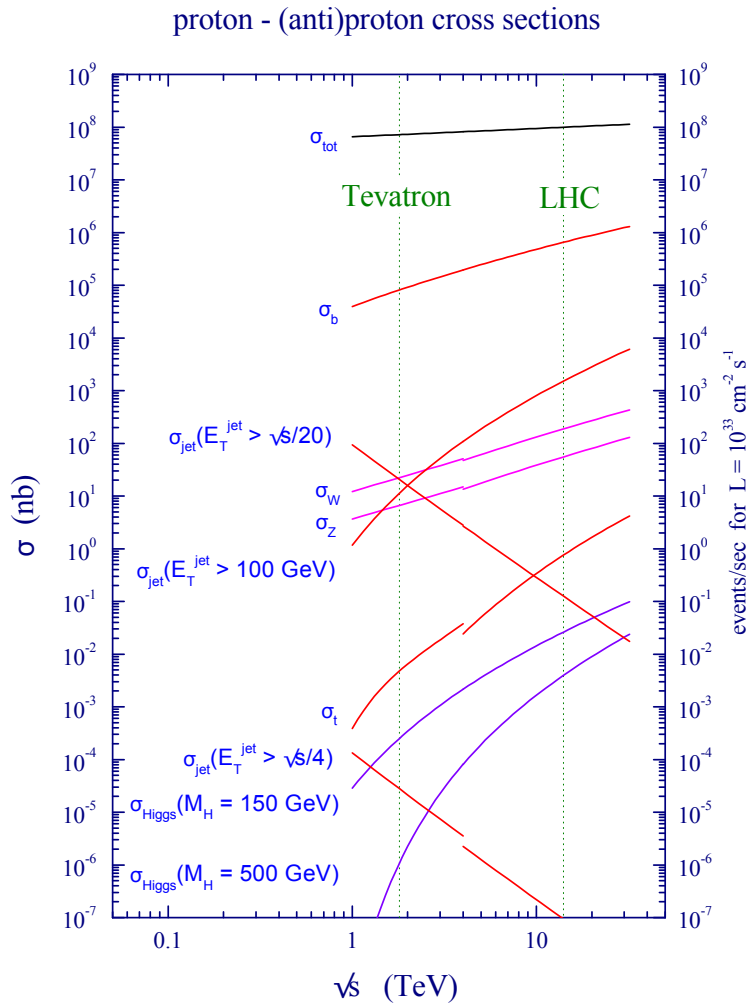
Слика 4.2: Попречни пресек стандардног дипола Великог хадронског судараца [44].

За повећавање кинетичке енергије честица у сноповима користе се резонантне радиофреквентне (RF) коморе, које такође служе и за одржавање структуре пакета честица (bunch-ева). Ове RF коморе се напајају из RF генератора формирајући притом електромагнетски талас учестаности 400 MHz<sup>[7]</sup>. Дужине комора су подешене тако да резонантно поље унутар комора увећава енергију честицама при сваком проласку кроз комору, тако да њихова укупна енергија на крају буде увећана око 10 пута у односу на енергију честица на почетку циклуса.

<sup>[7]</sup>Електромагнетско поље унутар комора такође одржава синхронизацију између честица у оквиру одређеног bunch-а успоравајући оне честице које су стигле раније и убрзавајући оне које су стигле касније у комору.

### 4.1.2 Процеси у р-р сударима на LHC-у

Пројектована енергија у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  и луминозност Великог хадронског судара од  $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  су довољне да у тачки судара обезбеде потребне услове за одвијање различитих физичких процеса. Ови процеси подразумевају продукцију Хигс бозона једним од поменутих механизма (2.2.6), у које спада и продукција Хигс бозона придруженог пару топ кваркова, као и продукцију различитих екзотичних честица за којима се трага у бројним другим анализама које се спроводе у оквиру колаборација.



Слика 4.3: Ефикасни пресеци и учестаности продукције за различите процесе на хадронским судрачима у зависности од енергије у систему ЦМ. [45].

На Сл. 4.3 су приказане зависности ефикасних пресека за различите процесе на хадронским судрачима у зависности од енергије у систему ЦМ. Ради постизања јаче осетљивости на ретке процесе од интереса, као што је продукција Хигс бозона придруженог пару топ кваркова, потребно је да тренутна вредност луминозности буде реда  $10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Ово такође, резултује и великим учешћем позадинских процеса. При овим вредностима луминозности, на хадронском судрачу преовлађују нееластична QCD расејања, са учестаностима продукције реда  $10^8 \text{ Hz}$ . Такви процеси се

у великој мери одстрањују селекцијом догађаја са великим  $p_T$ , као и постављањем услова да се у догађајима нађе одређени број лептона. Позадински процеси који се теже одстрањују, чије су учестаности продукције реда  $10^5$  Hz, укључују продукцију тежих кваркова или догађаја са више млазева хадрона<sup>[8]</sup>

## 4.2 Детектор CMS

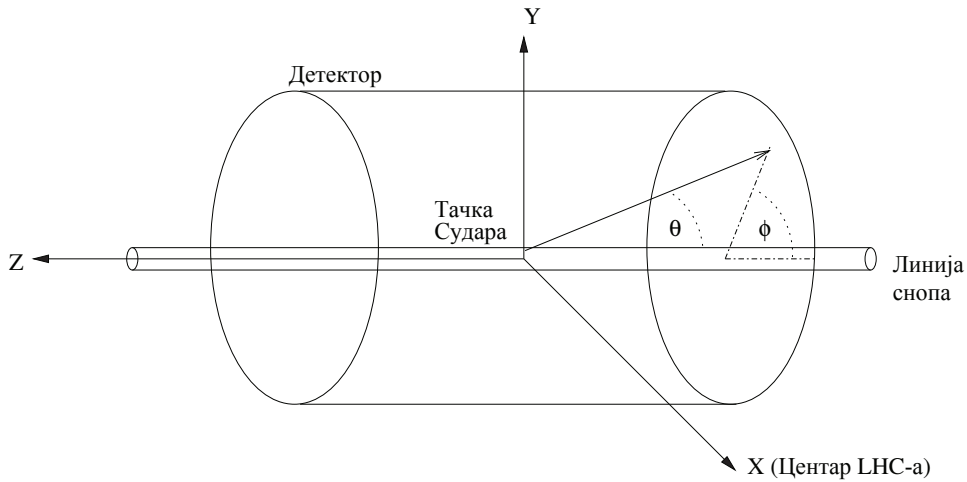
Компактни мионски соленоид (CMS) је детектор опште намене пројектован за детектовање честица насталих у сударима протона, односно тешких јона на Великом хадронском сударачу (LHC). Састоји се од система за детекцију трагова (tracker-a), калориметарског система (електромагнетског и хадронског калориметра), магнета у облику соленоида и мионског система комора [46].

Систем за детекцију трагова састоји се из силицијумских детектора у облику пиксела (pixels) и трака (strips). Наелектрисане честице остављају трагове у силицијумском детектору, који се касније користе за реконструкцију путање честица. Калориметарски систем је пројектован за мерење енергије појединачних честица. Електромагнетски калориметар (ECAL) детектује честице које интерагују електромагнетским путем као што су електрони и фотони депоновањем њихових енергија у детекторском материјалу калориметра кроз генерисање електромагнетских каскада. Честице које не интерагују електромагнетским путем депонују само мали део своје енергије у електромагнетском калориметру. Хадронски калориметар (HCAL) детектује честице које интерагују посредством јаке интеракције (хадрони), тако што те честице депонују своју енергију у детекторском материјалу овог калориметра генерисањем хадронских каскада. Миони губе само мали део своје енергије у свим овим слојевима детектора. Ван калориметра налази се велики суперпроводни магнет у облику соленоида који генерише хомогено магнетско поље јачине 3.8 Т унутар своје запремине. Наелектрисане честице се крећу кроз магнетско поље по закривљеној путањи

---

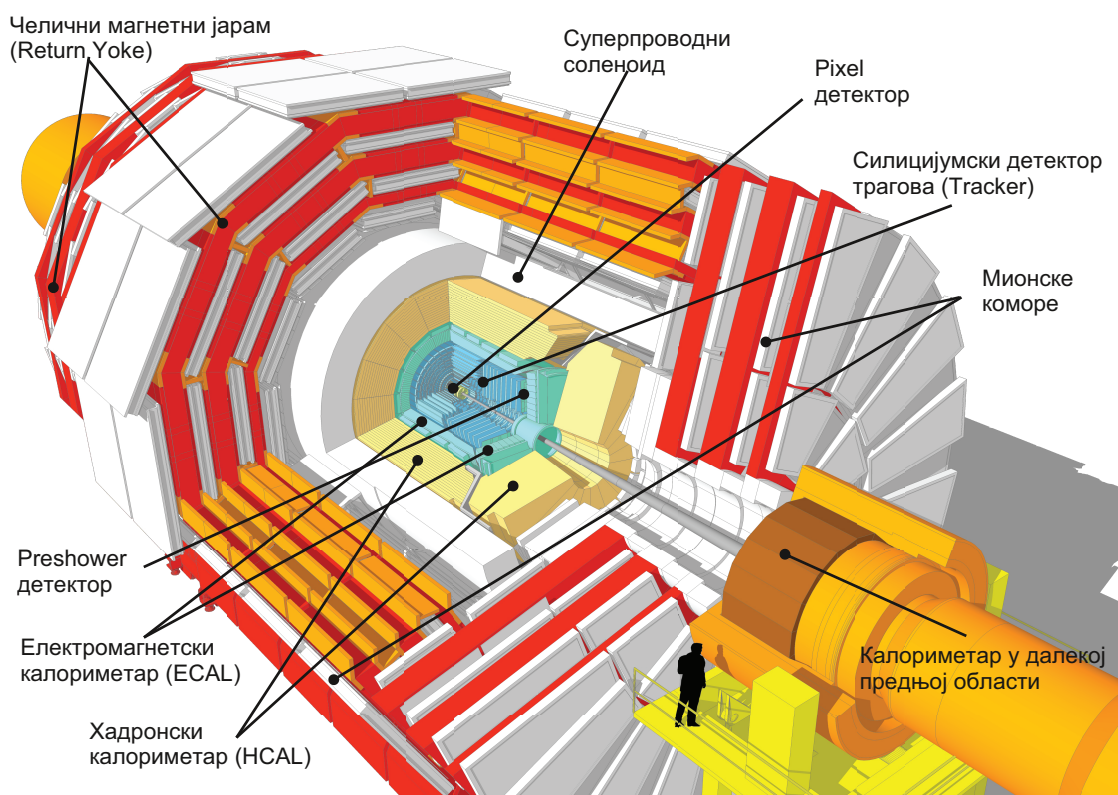
<sup>[8]</sup> Учестаности ових позадинских процеса су истог реда величине, као и максимална учестаност детекције догађаја код детектора CMS која износи  $10^5$  Hz, а учестаности регистрованих догађаја од интереса (који се чувају за даљу анализу) су за три реда величине мање (реда 100 Hz). У првом степену за селекцију се примењују тригери који се углавном заснивају на директном праћењу подкупа одређених детекторских канала (као што је мионски систем) у реалном времену и избором догађаја од интереса који ће бити сачувани за даљу анализу.

под утицајем Лоренцове силе. Наелектрисање и импулс наелектрисане честице се могу израчунати из радијуса кривине. Последњи у низу је мионски систем, који представља скуп мионских комора које детектују наелектрисане честице које напусте калориметар, а то су углавном миони. Компоненте детектора CMS приказане су на следећој Сл. 4.5.

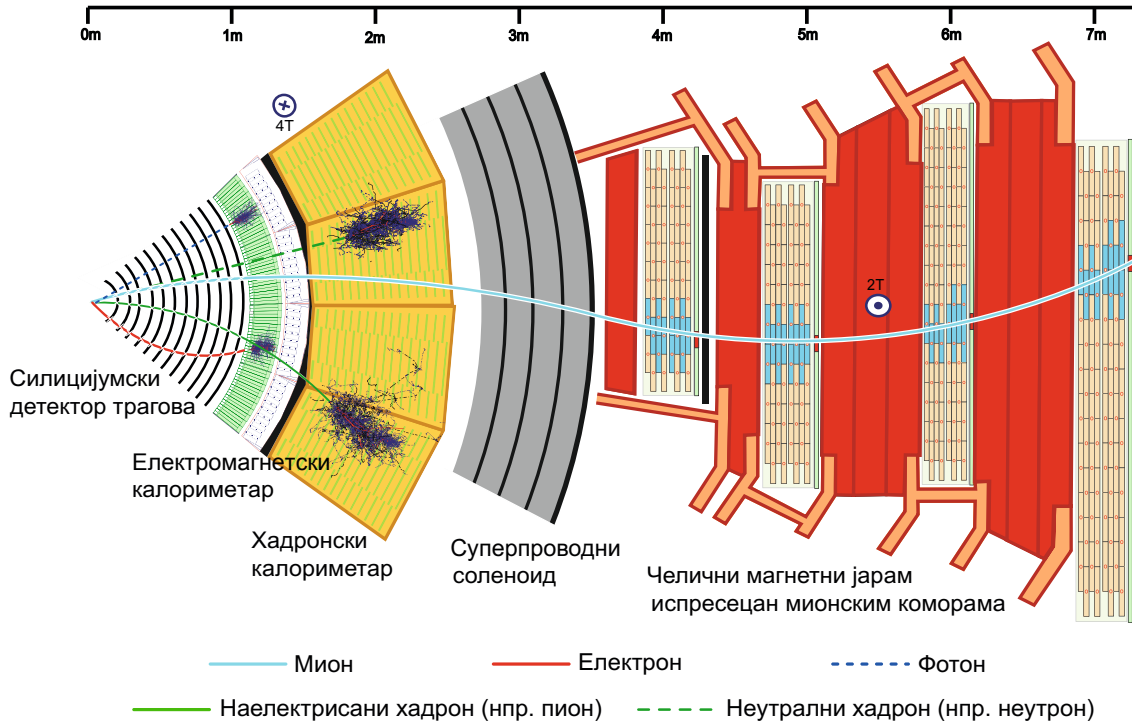


Слика 4.4: Координатни систем детектора CMS.

Детектор CMS користи јединствени цилиндрични координатни систем  $(z, \eta, \phi)$ , приказан на Сл. 4.4, тако да је  $z$  оса постављена у правцу цеви снопа. Површ нормална на  $z$  осу представља трансверзалну раван. Псеудорапидитет  $\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$  зависи од поларног угла  $\theta$  који представља угао између полупречника путање честице и осе снопа, а  $\phi$  представља азимутални угао. Трансверзална компонента неке кинематичке варијабле се означава индексом  $T$ , нпр. трансверзални импулс,  $p_T$ .



Слика 4.5: Приказ модела детектора CMS (Compact Muon Solenoid), који илуструје његову сложену структуру [47].



Слика 4.6: Кретање различитих типова честица у једном исечку детектора CMS.

Електрони производе сигнале само у детектору трагова и електромагнетском калориметру. Ове наелектрисане честице се крећу закривљеним путањама у магнетском пољу, чиме је на основу генерисаних сигнала у појединачним сензорима могуће реконструисати њихове трагове.

Полазећи од израза за вектор Лоренцове силе која делује на наелектрисану честицу (наелектрисања  $q$ ), а која се у магнетском пољу  $B$  креће брзином  $v$ :

$$\vec{F} = q \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right), \quad (4.1)$$

добија се израз за полупречник кривине путање ( $R = P/(0.3QB)$  изражен у  $cm$ ). Овај полупречник је директно сразмеран импулсу честице  $P$  (израженом у јединицама  $MeV/c$ ), а обрнуто сразмеран интензитету  $B$  (где се за  $B$  узима вредност  $3.8 T$ ,



колико износи магнетска индукција соленоида детектора CMS, изражена у јединицама  $kG$ ) и наелектрисању  $Q$  (израженом у јединицама наелектрисања електрона  $e$ :  $q = Qe$ ).

У електромагнетском калориметру, електрони се успоравају до заустављања у провидним кристалима израђеним од олово-волфрамата ( $PbWO_4$ ), производећи каскаде фотона, електрона и позитрона дуж својих путања и депонујући своју енергију у виду сцинтилационе светлости. Енергија електрона се прорачунава на основу пропорционалности са количином детектоване светлости коју колектују по две лавинске диоде (APD) смештене на крају сваког кристала ECAL-а.

Фотони генеришу сигнале само у електромагнетском калориметру. Пошто фотони не поседују наелектрисање, они пролазе кроз детектор трагова недетектовани и крећу се праволинијски у магнетском пољу. Интерагују са материјалом у електромагнетском калориметру и производе електромагнетске каскаде депонујући своју енергију у виду светлости која се затим детектује. Електрони се региструју на основу случних електромагнетских каскада које су инициране закочним зрачењем (bremsstrahlung).

Наелектрисани хадрони производе сигнале углавном у детектору трагова и хадронском калориметру и врло слабо интерагују у електромагнетском калориметру. У магнетском пољу се крећу се закривљеним путањама, а кроз кроз електромагнетски калориметар пролазе без генерисања сигнала. У хадронском калориметру они се успоравају до заустављања у густом детекторском материјалу, производећи хадронске каскаде секундарних честица дуж своје путање, што доводи до генерисања светлости у танким слојевима пластичног сцинтилационог материјала. Количина детектоване светлости калибрисана је да буде пропорционална енергији упадног хадрона.

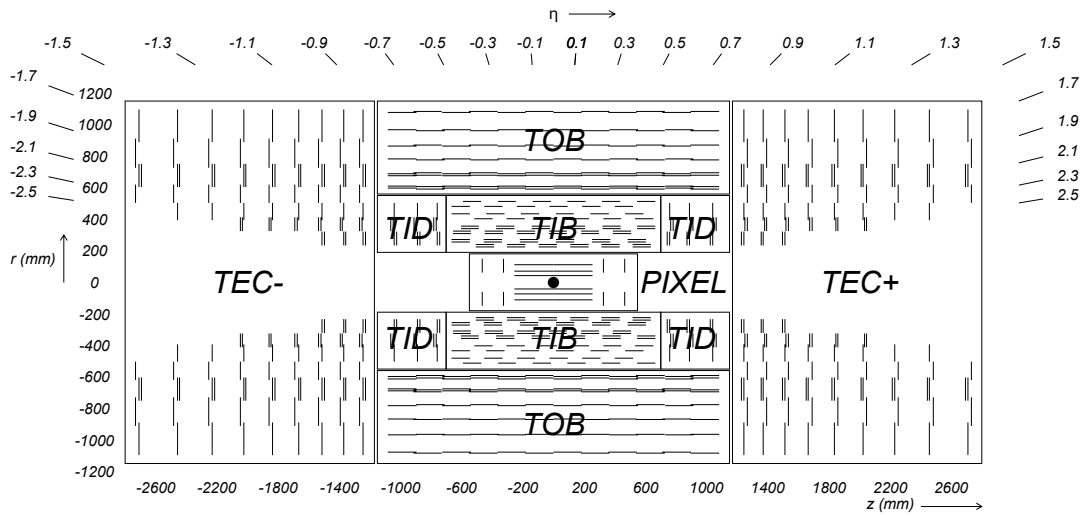
Неутрални хадрони производе сигнале само у хадронском калориметру. Као пример неутралних хадрона, могу да се наведу неутрони који се крећу праволинијским путањама кроз детектор трагова и електромагнетски калориметар, без скретања у магнетском пољу и без генерисања било каквог сигнала. Као и наелектрисани хадрони, успоравају и заустављају се у хадронском калориметру ослобађајући своју

енергију и генеришући светлосне сигнале у пластичним сцинтилаторима. Количина израчене светлости је пропорционална енергији упадног неутралног хадрона.

Миони генеришу сигнале у детектору трагова и мионским коморама, а кроз калориметре пролазе без интеракције са детекторским материјалом. Миони су честице које се најпоузданије детектују у CMS-у, пошто ни један други тип честица не пролази кроз све слојеве детектора. С обзиром да су наелектрисани, миони се крећу закривљеним путањама у магнетском пољу, тако што унутар соленоида скрећу на одређену страну која зависи од знака њиховог наелектрисања, док изван соленоида, због супротне оријентације вектора магнетског поља - скрећу у супротну страну. Пошто миони настају углавном из распада тежих честица, користе се као тригер (окидач), што значи да регистровање миона обезбеђује информацију о томе да је у питању догађај од потенцијалног интереса.

#### **4.2.1 Детектор трагова (Tracker)**

Унутрашњи систем за детекцију трагова омогућава прецизно одређивање позиције и реконструкцију трагова наелектрисаних честица. Састоји се од силицијумског пиксел детектора (Pixel) и силицијумског тракастог детектора (Silicon strips). За добијање информације о тачки примарне интеракције, због великог флукса честица, неопходна је тродимензионална реконструкција трага коју обезбеђује пиксел детектор. Силицијумски пиксел детектор такође омогућава одређивање тачака секундарне интеракције (тзв. секундарних вертекса), који настају као резултат распада креираних дугоживећих нестабилних честица. Силицијумски стрип детектор детектује честице на удаљености од 20 cm од места интеракције два снопа и обезбеђује поуздане информације о трансверзалним компонентама трага.



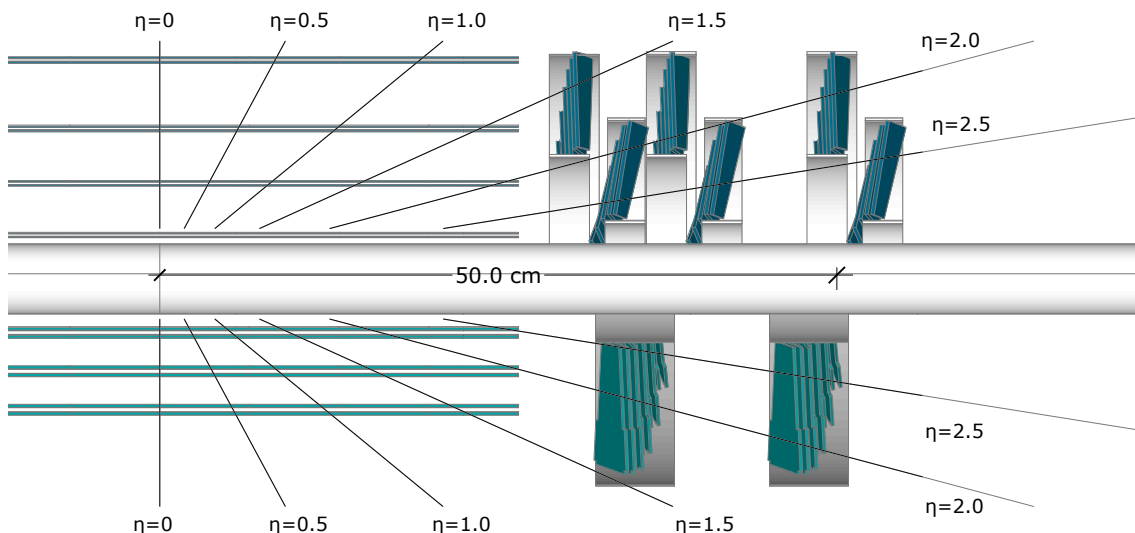
Слика 4.7: Шематски приказ детектора трагова детектора CMS [48].

#### 4.2.1.1 Детектор Pixel

Силицијумски пиксел детектор је пројектован тако да поседује три слоја у централној области и по два диска у области затварача са сваке стране детектора, са полупречником цилиндра за слојеве у централној области: 4.4 cm, 7, 3 cm и 10.2 cm. и полупречником дискова 6 – 15 cm позиционираним на удаљености  $|z| = 34.5$  cm и  $|z| = 46.5$  cm од средишта детектора. За ту геометрију, број модула у централној области износи 768 и 672 у области затварача. Димензије сензора пиксела су  $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ . Просторна резолуција пиксел детектора је  $\sim 10 \mu\text{m}$  у трансверзалној ( $r - \phi$ ) равни и  $\sim 20 \mu\text{m}$  дуж  $z$  координате. Укупан број канала износи око 66 милиона.

Иницијална геометрија детектора је промењена у I фази реконструкције (upgrade-a) и планирано је да буде у употреби до 2016./17. године [49]. Промена геометрије детектора Pixel се своди на додавање још по једног слоја у централној области, где са порастом луминозности расте и број погрешно реконструисаних трагова, као и у области затварача, чиме се повећава број модула (1184 у barrel области), као и укупан број канала скоро два пута. Циљ је био да се претходни детектор Pixel замени новим који би имао исте перформансе за веће вредности луминозности (реда  $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) и

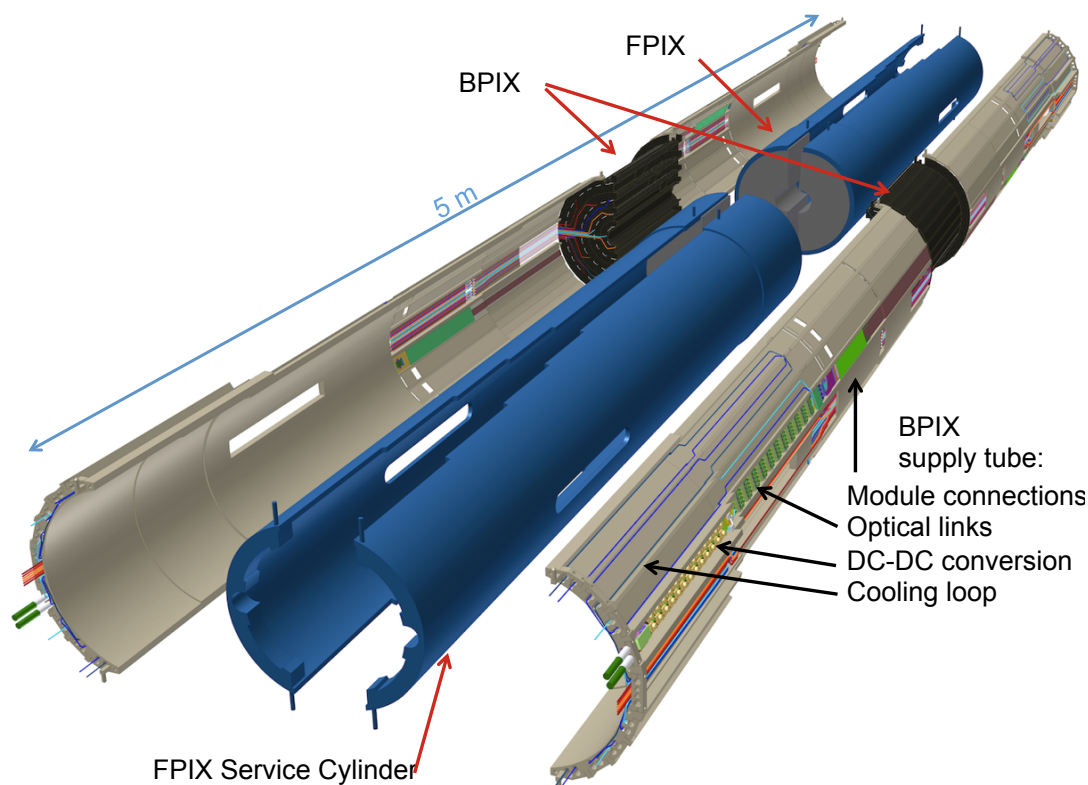
релеу-а (до око 50)<sup>[9]</sup>. На Сл. 4.8 дато је поређење полазне и надограђене геометрије детектора Pixel, на којој се виде разлике у броју слојева у свакој од области, као и разлике у њиховој конструкцији.



Слика 4.8: Поређење иницијалне и надограђене геометрије детектора Pixel. Види се да надограђени Pixel располаже једним додатним слојем сензора у централној области, као и системом сензора у области затварача распоређених на три диска, који се састоје од унутрашњих и спољашњих прстенова. Тиме је обезбеђено регистровање погодака у четири тачке слојева детектора [50, 47].

На Сл. 4.9 је приказан тродимензионални модел надограђеног детектора Pixel и његових делова (BPIX и FPIX). Нове жичане и оптичке конекције, као и DC-DC конвертори за напајање премештени су у област високих псевдорapidитета ( $\eta > 2$ ), чиме је постигнуто да се велики део недетекторског материјала налази ван ефективне (фидуцијалне) области у којој се врши реконструкција трагова.

<sup>[9]</sup> Такође је планирана и замена тренутне конфигурације *readout* чипа ради смањивања губитака експерименталних података услед великог времена кашњења и ограничене меморије који би представљали пресудне критеријуме на вишим вредностима луминозности. Нови тип електронике такође има и већу отпорност на зрачење.



Слика 4.9: Надограђени Pixel детектор [50].

#### 4.2.1.2 Силицијумски тракасти детектор (Si-Strip)

На удаљености 20 cm од места интеракције снопова, флуks честица је довољно мали да не морају да се користе пиксели, већ силицијумски тракасти детектори који су знатно јефтинији. Силицијумски тракасти детектор заузима простор на удаљености 20 – 116 cm од тачке интеракције и покрива опсег псевдорapidитета од  $-2.5 < \eta < 2.5$ . Састоји се од 15000 модула постављених на носаче од угљеничних влакана који се налазе у окружењу радне температуре око  $-20\text{ }^\circ\text{C}$ . Централна област тракастог детектора се састоји од унутрашње (ТIВ детектор који се састоји од 4 слоја) и спољашње централне области (ТOВ детектор који се састоји од 6 слојева). У прва два слоја у ТIВ и ТOВ области, модули су просторно заротирани за  $100\text{ mrad}$  у просторној (тзв. стерео) конфигурацији, што омогућава мерење у трансверзалној ( $r - \phi$ ), као и  $r - z$  равни. Силицијумски тракасти детектор у области затварача се такође састоји од дискова у унутрашњој области (ТIД) и области затварача (ТEС),

тако да се у свакој области налази по девет дискова. Прстенови затварача којих има пет су такође пројектовани у стерео конфигурацији (Сл. 4.7).

## 4.2.2 Калориметарски систем

Калориметарски систем обезбеђује информације о енергији појединачних честица. Електромагнетски калориметар (ECAL) мери енергију честица као што су електрони и фотони који интерагују електромагнетским путем. Хадронски калориметар (HCAL) служи за мерење енергије честица које интерагују посредством јаким интеракција. Миони депонују минималну количину енергије у оба калориметра, пошто скоро не јонизују средину кроз коју пролазе. Због одсуства интеракције, неутрини не остављају никакав сигнал у детекторима, већ се њихова енергија рачуна на основу недостајуће енергије у укупној суми трансверзалне енергије, што се описује вектором недостајуће трансверзалне енергије (MET), која према CM представља суму трансверзалних енергија свих продукованих неутрина.

### 4.2.2.1 Електромагнетски калориметар (ECAL)

Електромагнетски калориметар служи за мерење енергије честица које интерагују електромагнетским путем (електрони и фотони). Овај тип калориметра се углавном израђује од материјала са високим редним бројем. Када наелектрисана честица пролази близу атомског језгра материјала, као резултат њихове интеракције настаје електромагнетска каскада, која се састоји од наизменичног произвођења закочног зрачења (Bremsstrahlung-a) и продукције пара електрон-позитрон. Дужина електромагнетске каскаде зависи од карактеристике материјала која се назива радијациона дужина<sup>[10]</sup>.

---

<sup>[10]</sup> Радијациона дужина,  $X_0$ , представља растојање на којем енергија упадног електромагнетског зрачења опадне за  $e$ :  $E = \frac{E_0}{e}$ ;  $E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$ .

Хомогени електромагнетски калориметар (ECAL) се састоји од 61200 сцинтилационих кристала у централној области и 7324 кристала у области затварача. За материјал детектора изабран је олово-волфрамат ( $PbWO_4$ ), који се користи и за производњу електромагнетских каскада, али и као сцинтилациони материјал. Овај материјал има кратку радијациону дужину и Moliere-ов радијус<sup>[11]</sup> ( $\chi_0 = 0.89$  cm и 2.2 cm) и има кратко време сцинтилације, тако да се 80 % светлости емитује у временском интервалу од 25 ns и отпоран је на зрачење. Количина сцинтилационе светлости је повезана са енергијом електромагнетске каскаде (самим тим и са енергијом иницијалне честице), а за њену детекцију користе се силицијумске лавинске фотодиоде (APD диоде).

Електромагнетски калориметар детектора CMS се састоји од цилиндричног дела калориметра у централној области и два дела калориметра у областима затварача. Унутрашњи полупречник калориметра у централној области је 129 cm, а опсег покривености псевдорapidитета:  $0 \leq |\eta| \leq 1.479$ . Кристали у централној области су груписани у оквиру два идентична цилиндра од којих сваки садржи 18 супермодула.

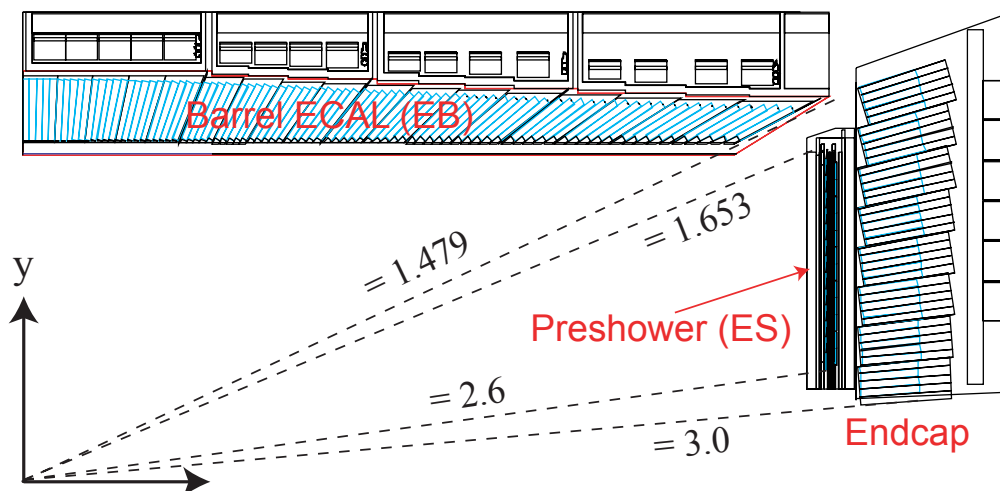
Површина кристала у централној области је  $22 \times 22$  mm<sup>2</sup>, а дужина 230 mm, што је око 26 пута више од радијационе дужине. Област затварача покрива опсег пресудорapidитета  $1.479 \leq |\eta| \leq 3.0$ , а кристали у овој области површине  $28.6 \times 28.6$  mm<sup>2</sup> имају дужину 220 mm што износи приближно 25 радијационих дужина.

Испред предњег дела ECAL-а, у области затварача, налази се Preshower детектор који је пројектован да идентификује неутралне пионе који се доминантно распадају у парове фотона ( $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Опсег покривености псевдорapidитета за Preshower детектор је  $1.653 \leq |\eta| \leq 2.6$ , а детекторски елементи у облику трака ширине 2 mm обезбеђују знатно већу резолуцију у односу на кристале калориметра. Електромагнетски калориметар са сцинтилационим кристалима обезбеђује мерење енергије честица са високом резолуцијом и малим губицима, јер се скоро сва енергија електрона

---

<sup>[11]</sup> Moliere-ов радијус је карактеристика сцинтилационог материјала којим се дефинише електромагнетски пљусак - садржи 90% депоноване енергије пљуска. Мањи Moliere-ов радијус значи и бољу карактеристику (резолуцију) за дати кристал, што омогућава ефикасније разликовање пљускова кад се појаве истовремено.

и фотона депонује унутар запремине кристала. Изабрани калориметарски материјал, олово-волфрамат, има велику густину, малу радијациону дужину и мали Молијеров радијус, чиме је обезбеђена компактност мерног уређаја.



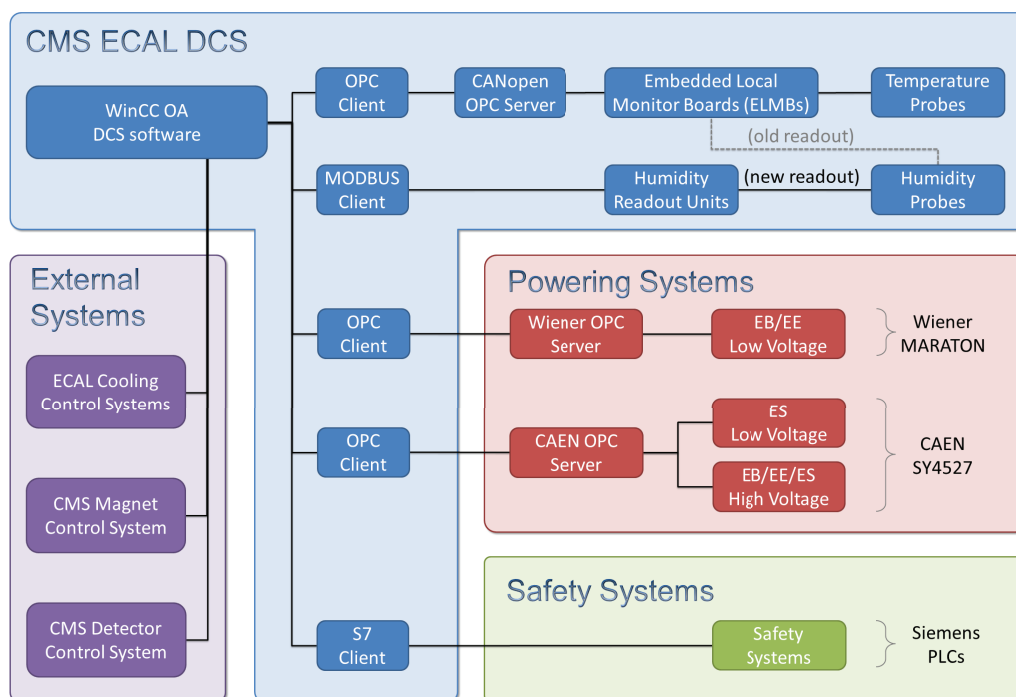
Слика 4.10: Приказ пројективне геометрије кристала Електромагнетског калориметра (ECAL) детектора CMS у централној области (barrel) и области затварача (end cap) [48].

### Контролни и сигурносни системи за ECAL

Улога контролног система Електромагнетског калориметра је праћење и пружање основних информација о стању комплетног система у сваком тренутку, као и обезбеђивање основних контролних функција, као што је укључивање и искључивање појединачних хардверских компонената. Контролни софтвер је базиран на WinCC Open архитектури (произведеној од стране ETM GmbH) [51]. Такође су искоришћени и CERN-ови развојни ресурси који постоје у облику JCOF framework-a, као и компоненте развијене од стране Central CMS DCS групе. Од индустријских стандарда коришћени су OPC Data Access, Modbus и S7 за комуникацију између стандардних хардверских компонената. Софтвер је инсталиран на три DELL blade сервера, који раде под Windows Server 2008 R2 оперативним системом. Постоје још три сервера на којима се истовремено извршава копија софтвера, која служи као подршка у случају пада примарног система. На Сл. 4.11 је шематски приказан преглед архитектуре система за контролу ECAL-a. У циљу комплетне покривености и глатког преласка



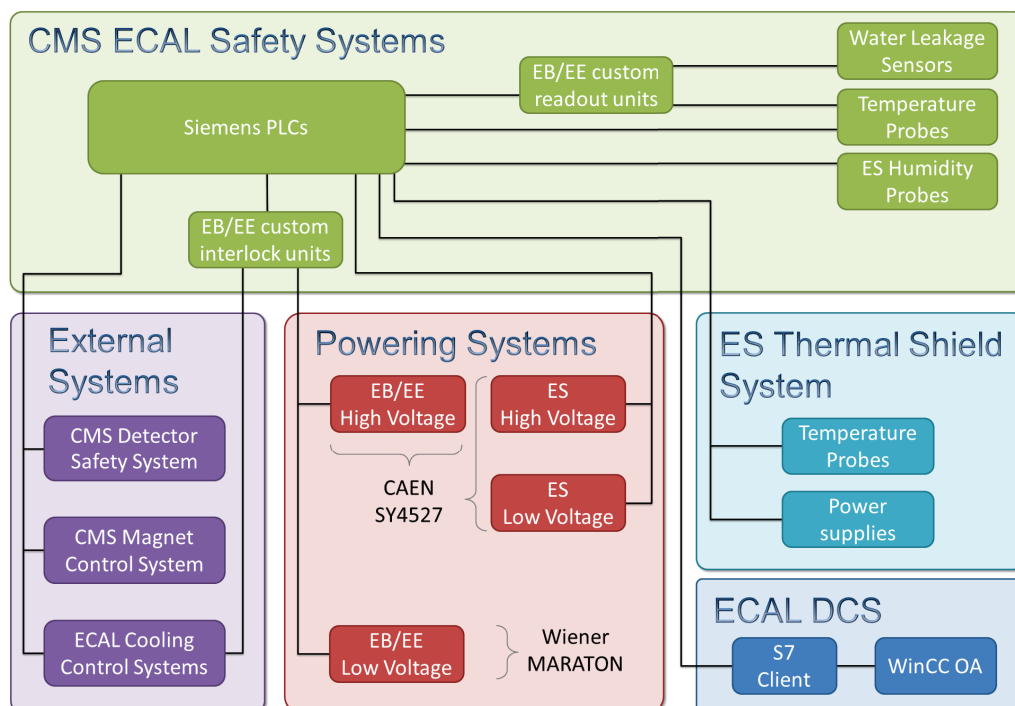
између примарног и секундарног система, сви хардверски уређаји за праћење и контролу, морају бити доступни од стране оба система. Због тога се користе интерфејси базирани на PCI и USB стандарду, који у основи служе за повезивање периферних уређаја на једну host машину. Најпогодније решење за CMS ECAL DCS је било да се инсталирају конвертори који путем Ethernet протокола обезбеђују приступ постојећим магистралама као што су Controller Area Network и RS485. Коначна машина стања (FSM) се користи за прављење прегледа системских варијабла за оператера, а такође се користе и за управљање на нивоу укључивања/искључивања без улажења у детаље конкретног хардверског модула. Такође је уведена и хијерархија коначних стања машине према хијерархијском моделу компонента ECAL-а. Она омогућава лак преглед и контролу система, идући од највиших нивоа у хијерархији ка нижим нивоима, све до нивоа индивидуалних хардверских модула.



Слика 4.11: Шематски приказ контролног система Електромагнетског калориметра детектора CMS [51].

Сигурносни систем ECAL-а који чине системи базирани на програмабилним логичким контролерима (PLC) одликује висока поузданост. Ови PLC уређаји се користе

за праћење сигурносних параметара детекторског система и обезбеђују повратак детектора у сигурно стање након проласка кроз проблематичне ситуације. Контролни систем има интерфејс према сигурносном систему чиме је омогућено праћење и визуализација тренутног стања као и чување података о евентуалним проблематичним догађајима. Сигурносни систем обезбеђује аутоматске заштитне процедуре у проблематичним ситуацијама у циљу избегавања уласка детекторског система у стање које значајно одступа од номиналног стања. Ове процедуре се односе на контролисано искључивање детектора избегавањем ситуација у којима је неопходна интервенција сигурносног система. Сигурносни систем обезбеђује алтернативни механизам контроле који реагује у проблематичним ситуацијама уколико софтверски контролни систем не успе да одреагује исправно. Преглед архитектуре сигурносног система дат је на Сл. 4.12. Сигурносни систем прикупља информације од сензора за температуру и релативну влажност распоређених у различитим деловима детектора. Информације које се добијају од стране других система, нпр. магнета CMS детектора и система за хлађење ECAL-а, обједињују се са већ прикупљеним информацијама у циљу доношења одлуке да ли дозволити детектору да остане укључен или не. Комуникација између PLC уређаја врши се преко дигиталних жичних конекција које су осигуране од проблематичних ситуација, чиме се обезбеђује поуздана комуникација и рад сигурносног система и у оваквим ситуацијама. За контролу и одржавање константне температуре Preshower детектора користи се пропорционално-интегрално-диференцијални (PID) тип регулације. Специјално пројектовани сигурносни систем базиран на PIC микроконтролеру који се користи за праћење температуре и влаге у централној области и областима затварача ECAL-а и који комуницира са PLC уређајима путем RS485 протокола, развијен је од стране српске CMS групе.



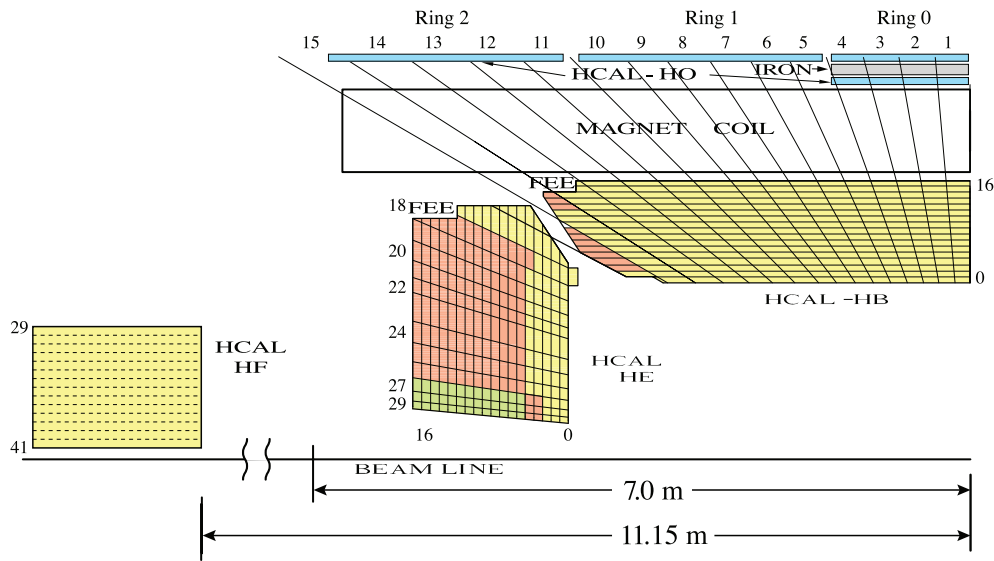
Слика 4.12: Сигурносни систем Електромагнетског калориметра детектора CMS [51].

#### 4.2.2.2 Хадронски калориметар (HCAL)

Хадронски калориметар служи за мерење енергије хадрона, честица које интерагују путем јаких интеракција. Ове честице у детекторском материјалу производе хадронске каскаде које су по природи знатно веће и комплексније од електромагнетских каскада. Због тога је овај калориметар пројектован тако да има што већу искоришћеност интеракционе дужине материјала. Поред хадронског калориметра у централној области (HB) и два дела хадронског калориметра у областима затварача (HE) који који се налазе унутар соленоида, изван соленоида постоје спољашњи хадронски калориметар (HO) и калориметар у далекој предњој области (HF).

Треба истаћи да HB, HE и HO представљају сегментне калориметре и они се састоје од наизменичних слојева апсорбера и сцинтилатора. За израду апсорбера изабран је месинг због своје релативно мале интеракционе дужине (16.42 cm) и чињенице да

не поседује магнетска својства. Слојеви нерђајућег челика обезбеђују чврсту механичку структуру целокупног калориметра. У хадронском калориметру постоји око 70000 сцинтилационих плоча (израђених од Kuraray SCSN81 пластичног сцинтилатора) које се читавају помоћу оптичких влакана (израђених од Kuraray Y-11) [46]. Хадронски калориметар у централној области (НВ) састоји се од 36 идентична клина који образују две половине и покрива опсег псевдорapidитета од  $|\eta| \leq 1.3$ , док HСAL у области затварача (НЕ) покрива опсег од  $1.3 \leq |\eta| \leq 3.0$ . Спољашњи HСAL (НО) у централној области је постављен у циљу раздвајања тзв. пробојних хадрона од миона, тако да изван соленоидног магнета постоји још један слој сцинтилатора, а као апсорбер овог дела калориметра се користи челични повратни јарам (уоке) соленоида. На Сл. 4.13 је шематски приказана структура Хадронског калориметра по областима.



Слика 4.13: Шематски приказ Хадронског калориметра (HСAL) детектора CMS на којем су означени делови калориметра у централној области (НВ и НО), области затварача (НЕ) и у даљој предњој области (НФ) [52].

Калориметар у даљој предњој области (НФ) је постављен симетрично (са обе стране детектора CMS) на удаљености 11.2 m од тачке интеракције и покрива област псевдорapidитета  $2.9 \leq |\eta| \leq 5.0$ . Служи за мерење енергије честица са високим псевдорapidитетом, чиме се добија информација о укупној луминозности коју акцелератор предаје детектору CMS. Очекивана вредност енергије по протон-протон

судару која се депонује у оба HF детектора је знатно (око 8 пута) већа од енергије која се предаје остатку детектора, што даљу предњу област чини знатно неповољнијом за мерења у односу на централну област. Због тога, материјал од којег се калориметар израђује мора да обезбеди изузетну отпорност на зрачење. Део HF је пројектован тако да мери Черенковљево зрачење<sup>[12]</sup> које се емитује када наелектрисане честице (протони) прођу кроз кварцна влакна.

### 4.2.3 Магнетски систем

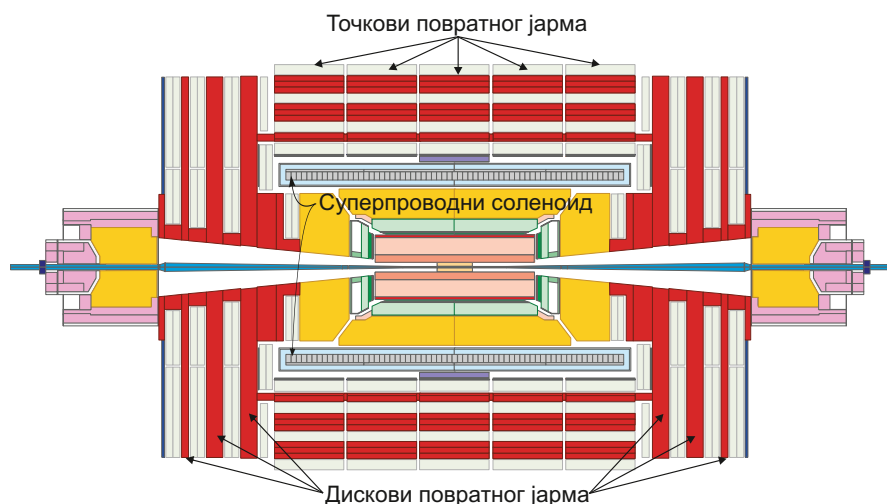
Хадронски калориметар у централној области и области затварача, заједно са комплетним електромагнетским калориметром и детектором трагова, налазе се унутар соленоидног магнета детектора CMS, дужине 12.5 m и пречника 6 m, који представља највећи суперпроводни соленоид на свету. Састоји се од четири слоја израђена од  $NbTi$ , кроз које протиче номинална струја јачине до 19500 A, генеришући магнетско поље индукције 3.8 T, чија укупна количина енергије износи  $\sim 2.6$  GJ.

Наелектрисане честица настале из судара у јаком магнетском пољу крећу се по закривљеним путањама, чији се полупречник кривине може одредити на основу релације:  $Br = \gamma mv/q = \gamma p/q$ , где је  $B$  магнетска индукција,  $r$  - радијус кривине,  $p$  - импулс,  $q$  - наелектрисање честице.

Челични повратни јарам (return yoke), који се налази око соленоида представља језгро магнета кроз које се линије магнетског поља затварају у магнетско коло. Језгро одржава јако магнетско поље у мионском систему компактним, обезбеђујући минималне енергетске губитке што је важно и за електронска кола која се налазе у близини. Челични магнетски јарам је сачињен од шест дискова у области затварача и пет прстенова у централној области чиме се обезбеђује стабилна механичка конструкција мионског система (Сл. 4.14).

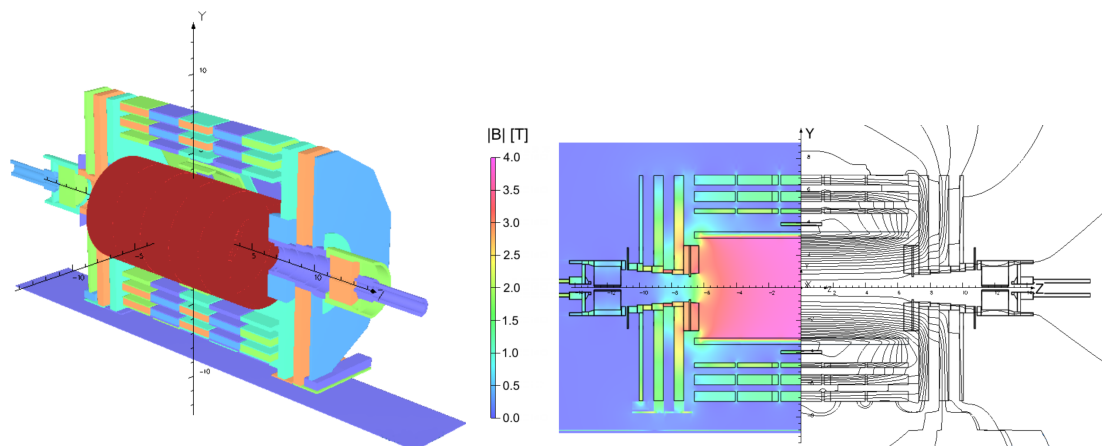
---

<sup>[12]</sup> Черенковљево зрачење представља вид кохерентног електромагнетског зрачења које се јавља услед проласка наелектрисане честице кроз диелектрик при брзини која је већа од фазне брзине светлости за дати медијум.



Слика 4.14: Шематски приказ уздужног пресека детектора CMS са назначеним главним деловима магнетског система детектора CMS: суперпроводним соленоидом и повратним јармом [53].

Мапе магнетског поља соленоида у детектору CMS показују да је највећи флуks магнетског поља унутар соленоида (означено црвеном, односно розе бојом) у којем влада хомогено магнетско поље индукције 3.8 T. Ван соленоида, линије магнетског поља се затварају кроз челични материјал магнетског јарма у којем се интензитет вектора магнетске индукције креће у опсегу од  $\sim 0.6 - 2.1$  T у централној области и од  $\sim 1.4 - 2.3$  T у области затварача. Изван магнетске структуре, коју чине соленоид и челично језгро, магнетско поље је мало (практично занемарљиво у односу на интензитет унутар соленоида), до вредности између  $\sim 0.01 - 0.34$  T колико износи измерени интензитет вектора индукције на самој површини магнетског језгра.



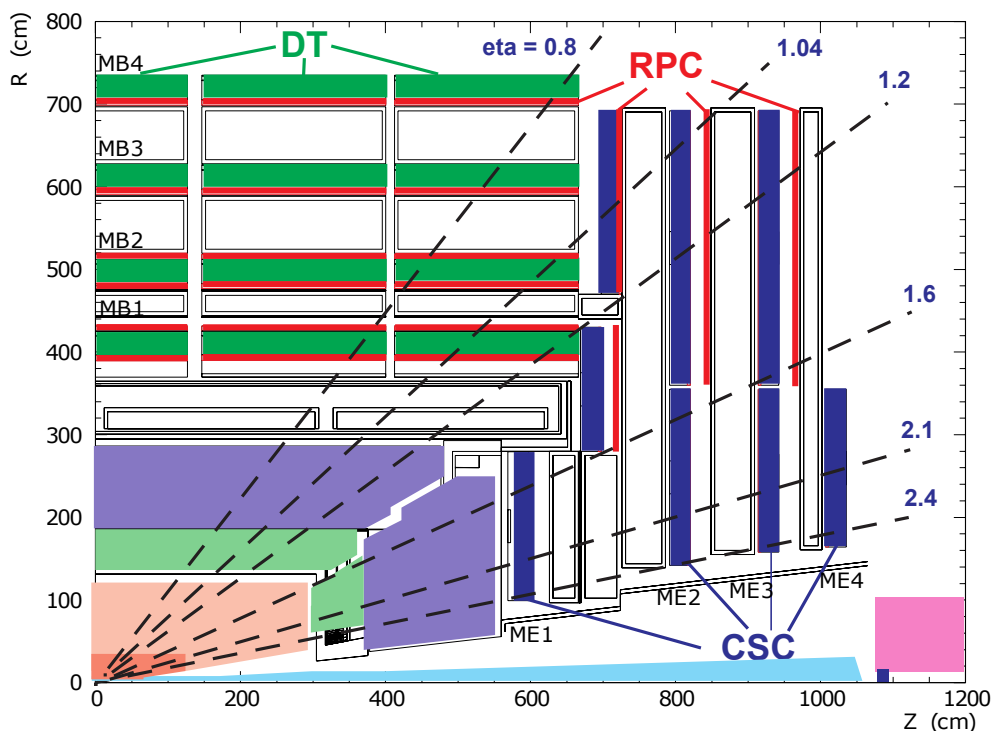
Слика 4.15: Шематски приказ мапе магнетског поља соленоида [54] у три димензије (лево) и по уздужном пресеку детектора (десно). На слици десно, криве линије представљају инкремент магнетског флукса од  $6 \text{ Wb}$ .

#### 4.2.4 Мионски систем

Мионски систем представља скуп гасних детектора распоређених у четири слоја (станица) пројектованих да детектују мионе. Постављен је у последњим слојевима детектора CMS, изван соленоидног магнета и спољашњег хадронског калориметра. Миони пролазе кроз све слојеве детектора CMS губећи при том само мали део своје енергије<sup>[13]</sup>. У мионским коморама, ти мали губици енергије ипак обезбеђују тачно мерење њиховог импулса.

Поред мионског система, миони се региструју и у детектору трагова. У циљу верификације регистровања миона, комбинују се информације о измереним импулсима и реконструисаним траговима добијене независно од стране оба ова детекторска система.

<sup>[13]</sup> Због знатно веће масе у поређењу са електронима, при проласку кроз материјалну средину, при емитовању закошног зрачења, познато је да су енергијски губици услед емитовања закошног зрачења (bremsstrahlung-a) сразмерни фактору  $1/m^2$ , што у случају миона значи да трпе значајно мање енергијске губитке од електрона. Миони не интерагују јаким интеракцијама, па уз врло мале губитке пролазе кроз електромагнетски и хадронски калориметар.



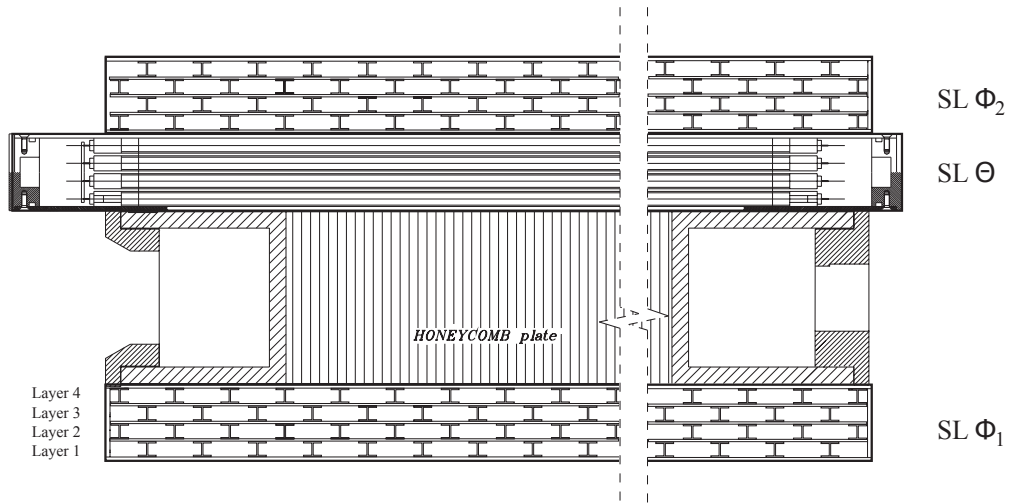
Слика 4.16: Шематски приказ мионског система детектора CMS на којем се могу уочити његове главне компоненте: дрифт цеви (DT), odporне плочасте коморе (RPC) и катодне тракасте коморе (CSC), које сачињавају прстенове у централној области и дискове у области затварача. Испрекидане линије означавају карактеристичне вредности псевдорapidитета које представљају границе угаоне прихватљивости за одређене групе детекторских модула [48].

На Сл. 4.16 дат је шематски приказ мионског система. Дрифт цеви (DT) се налазе у централној области која се простире између  $-1.2 \leq \eta \leq 1.2$  (Сл. 4.16). Коморе величине  $2 \times 2.5 m^2$  састоје се од 12 алуминијумских слојева, тј. три групе по четири слоја од којих сваки има око 60 цеви. Прва и трећа група се користе за мерења у  $r - \phi$  равни, док се група цеви у средини користи за мерење  $z$  координате.

Дрифт цеви испуњене смешом гасова од 85%  $Ar$  и 15%  $CO_2$ , дужине 2.4 m и ширине око 42 mm имају жицу у средини, што одговара максималној дужини путање струје дрифта око 21 mm и максималном времену трајања струје око 380 ns. Дрифт цеви обезбеђују поуздано мерење времена које се користи за одређивање тренутка уласка

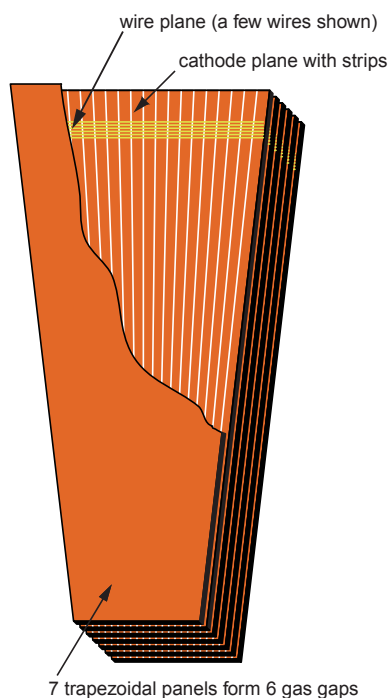


миона. Траг миона се реконструише на основу комбинованих информација добијених из различитих мионских станица. На Сл. 4.17 дат је шематски приказ дрефт коморе која се користи у централној области.



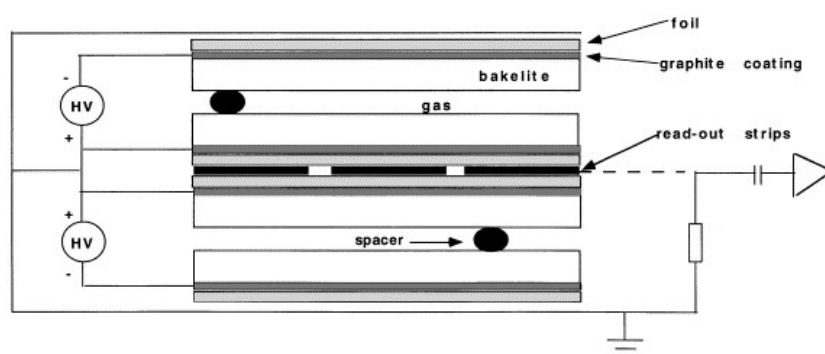
Слика 4.17: Модул ДТ мионског система детектора CMS [48].

У области затварача која покрива опсег псевдорapidитета од  $0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$ , флуks миона је виши у односу на централну област, а магнетско поље је јаче и неуниформно, па се због тога користе катодне тракасте коморе (CSC). Ове коморе представљају тип вишежичних пропорционалних комора које одликују знатно већа отпорност на зрачење, финија сегментација и кратко време мерења. Комора CSC садржи 6 нивоа жица (анода) поређаних између 7 плоча (катода), што је шематски приказано на Сл. 4.18. Са сваке стране детектора постоје четири слоја CSC комора (Сл. 4.16).



Слика 4.18: Модул CSC мионског система детектора CMS [48].

Отпорне плочасте коморе (RPC) представљају гасне детекторе са паралелним плочама под високим напонем, које одликује добра просторно-временска резолуција и поузданост (Сл. 4.19). Када мион прође кроз RPC модул из атома гаса избија електрон који се убрзава у електростатичком пољу и избија нове електроне из атома гаса проузрокујући лавину. Отпорне плочасте коморе су постављене у централној области и у области затварача чиме је покривен опсег псевдорapidитета од  $|\eta| \leq 1.6$  (Сл. 4.16). Коморе RPC се користе паралелно са DT и CSC детекторима и обезбеђују информације које се користе за мионски тригер.

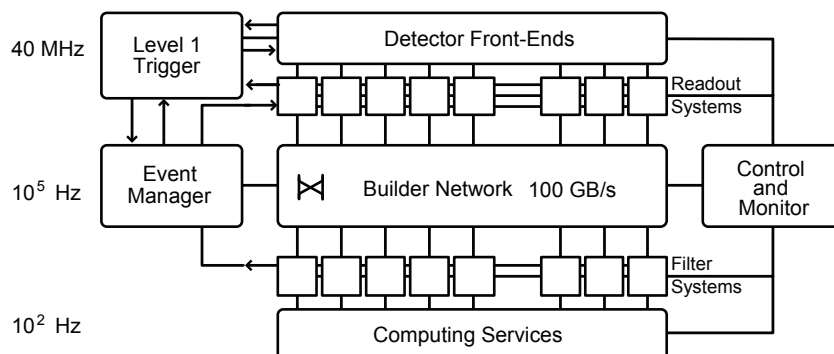


Слика 4.19: Модул RPC мионског система детектора CMS [48].

#### 4.2.5 Систем за тригер и аквизицију података

Систем за тригер и аквизицију података (обједињен под називом *TriDAS*) има кључну улогу у прикупљању експерименталних података о честицама добијеним из судара на Великом хадронском сударачу, а регистрованим у детектору CMS. Већина физичких процеса која се проучава у експерименту је веома ретка и због тога је LHC пројектован за сударе bunch-ева протона веома високе учестаности (40 MHz). При вредностима номиналне тренутне луминозности од  $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , при сваком проласку bunch-ева, дешава се неколико десетина нееластичних судара протона из којих се продукује неколико стотина честица, а за које се у сваком проласку може прикупити пакет експерименталних података величине око 1 MB. С обзиром да толику количину података тренутно није могуће сачувати и анализирати, неопходно је да се обави ефикасна селекција одређеног броја догађаја од интереса, који се даље чувају за offline анализу. Селекција се у принципу обавља у више нивоа при чему се у сваком следећем нивоу проверавају резултати претходне селекције и уколико је потребно, примењују се додатни критеријуми. Резултат примене тригера је брзо и селективно редуковање експерименталних података за складиштење и анализу на учестаности реда око  $\mathcal{O}(100) \text{ MB/s}$ .

Блок дијаграмом на Сл. 4.20 приказана је архитектура система за аквизицију података детектора CMS.



Слика 4.20: Архитектура система за аквизицију података детектора CMS [55].

”*Front-end*” модули врше регистровање и привремено чување експерименталних података прикупљених са детекторске електронике све до тренутка у којем подаци бивају прихваћени од тригера првог нивоа (*Level 1 Trigger* или L1 који је пројектован тако да врши редукуцију брзине прикупљања података са 40 MHz на 10<sup>5</sup> Hz). Постоји око 700 оваквих модула који чине ”*readout*” електронику детектора CMS. *Readout* системи ишчитавају податке из *front-end* модула и чувају их све до појаве сигнала за прихватање података од стране процесора који анализирају догађаје. Постоји око 500 јединица које се називају *readout* колоне, при чему свака од њих садржи одређени број *front-end* драјвера (FED) и *readout* јединицу која привремено чува податке о догађајима на улазу у прекидачку мрежу. Брза прекидачка мрежа (протока 800 GB/s) састоји се од великог броја интерконекција између *readout* модула и јединица система за филтрирање, које чине процесори за обраду података о догађајима из *readout* система. Такође, постоји око 500 јединица које се називају филтарске колоне, а свака од њих састоји се од Builder јединице (прима делове података који одговарају одређеном догађају и саставља их у комплетне пакете) и више филтерских јединица које представљају процесоре на којима се извршавају алгоритми тригера високог нивоа (*High-Level Trigger*-а или краће HLT). У овом нивоу врши се селекција догађаја који се чувају за даљу анализу и редукуција брзине прикупљања експерименталних података са 10<sup>5</sup> Hz на око 100 Hz. Менаџер догађаја представља централизовану јединицу за синхронизацију целокупног система која врши контролу проласка експерименталних података до система за аквизицију података (DAQ). Рачунарски сервиси прихватају филтриране догађаје као и мали део одбачених догађаја из фарме

за филтрирање, обезбеђујући платформу сервисима за мониторинг, чување експерименталних података и интерфејс између система за аквизицију података и *offline* окружења. Контролни систем представља скуп јединица који обезбеђује контролу, конфигурисање и мониторинг од стране DAQ оператера.

#### 4.2.6 Формати података и компјутерски ресурси

С обзиром на огромне количине прикупљених експерименталних података који се анализирају, у експеримент CMS је уведена посебна компјутерска инфраструктура (*CMS computing model*) која је способна да обезбеди одговарајуће окружење и ресурсе великом броју истраживача, а који често нису физички присутни у близини самог експеримента. Радно окружење за анализу експерименталних података прикупљених детектором CMS подразумева коришћење различитих софтверских алата развијених у оквиру обједињеног софтверског пакета познатог под називом *CMS Software* (CMSSW), доступног за коришћење на дистрибуираној рачунарској мрежи обезбеђеној од стране CERN-а (*batch system*), или на глобалној рачунарској мрежи познатој по називом GRID. Поред обезбеђених рачунарских ресурса који су резервисани за извршавање алгоритама за процесирање и анализу, на располагању су и ресурси за чување великих количина експерименталних података (CERN-ови *tape* и *disk storage* системи, као и велики број *storage* система који припадају рачунарским ресурсима смештеним у различитим истраживачким институцијама широм света - сајтовима GRID-а). Подаци се у форми колекција одређених физичких апстракција уписују у ROOT фајлове<sup>[14]</sup>, а у зависности од нивоа обраде који је примењен на подацима и у зависности од њихове намене, могу се наћи у неколико различитих формата (RAW, RECO, AOD, MiniAOD, итд.).

Архитектура глобалних рачунарских ресурса организована је по нивоима (Tier 0, Tier 1, Tier 2, итд.). Први ниво (T0) налази се на примарном (CERN-овом) сајту и обезбеђује функционалности које су најбитније за прве и основне кораке у анализи прикупљених података:

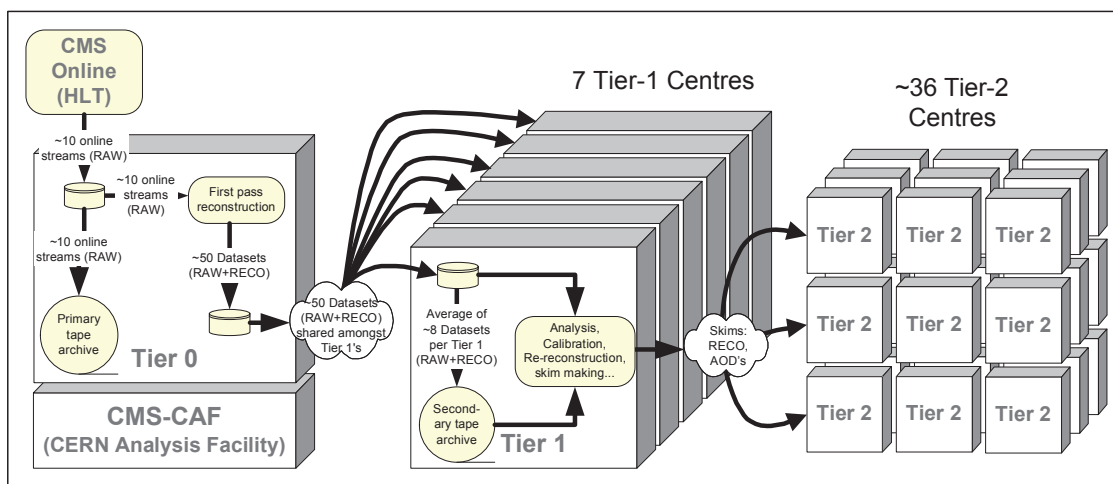
---

<sup>[14]</sup> Најмања јединица физичке апстракције која се анализира је догађај, а у оквиру сваког догађаја на располагању су различите колекције реконструисаних физичких објеката, као и друге информације, као што су информације о броју *run*-а и лумисекције у оквиру којих је догађај регистрован.

- прихватање експерименталних података добијених од система за тригер и аквизицију података експеримента CMS (*TriDAS*) - у сировом (RAW) формату;
- препакивање података и архивирање у RAW формату на јединицама за чување података специјално намењеним за то;
- дистрибуирање података у сировом формату ка нижим нивоима *Tier* архитектуре, ради чувања копије прикупљених података ван CERN-а;
- брза калибрација и реконструкција физичких објеката из сирових података који се чувају у тзв. RECO (од *Reconstruction*) и AOD формату. *Analysis Object Data* (AOD) формат се добија издвајањем података о догађајима од интереса из RECO формата и предвиђен је да се користи као улазни формат за податке за све веће физичке анализе;
- дистрибуирање података у RECO и AOD формату ка T1 сајтовима.

Постоји седам T1 сајтова у виду великих рачунарских кластера који учествују у експерименту CMS: у Сједињеним Америчким Државама, Италији, Француској, Немачкој, Шпанији, Великој Британији и Тајвану. Ови сајтови учествују у активностима организованим од стране T0 и обезбеђују рачунарске ресурсе за додатно процесање и чување података. Активности подразумевају поновну реконструкцију са новом калибрацијом (*re-reconstruction*), редукацију количине података на основу преселекције (*skimming*), калибрацију и издвајање реконструисаних објеката за анализу (продукцију AOD). Центри T1 комуницирају са другим центрима на сва три нивоа (T0, T1 и T2) што им омогућава редистрибуирање података у RAW, RECO и AOD формату ка другим T1 центрима, као и дистрибуирање података добијених *Monte Carlo* симулацијом произведених од стране T2 центара.

Поред продукције симулираних података за општу употребу у експерименту CMS, T2 центри обезбеђују процесоре и простор за чување података за корисничке анализе које се обављају преко GRID-а. Кластери овог нивоа (којих има око 36) припадају неком од T1 кластера и налазе се углавном у оквиру универзитета који су такође чланови колаборације CMS.



Слика 4.21: Архитектура система глобалних рачунарских ресурса експеримента CMS [56].

MiniAOD представља релативно нов формат података високог нивоа апстракције (уведен почетком 2014. године), који се стандардно користи као улазни формат за све главне физичке анализе, а одликује га мала величина догађаја (30 – 50 kb/догађају). Основни садржај овог формата чине подаци о реконструисаним физичким објектима (лептонима, фотонима, млазевима хадрона и недостајућој трансверзалној енергији) са детаљним информацијама о њиховој идентификацији (добитим као резултат примене *Physics Analysis Toolkit* или краће PAT алгоритама). Подаци у *MiniAOD* формату могу да садрже и одређене корекције примењене на млазевима хадрона или недостајућој трансверзалној енергији. За сваки физички објекат реконструисан применом *Particle Flow* алгорита, доступне су стандардне информације као што су компоненте четворовектора ( $pt$ ,  $eta$ ,  $phi$ ,  $mass$ ), јединствена ознака за тип честице ( $pdgId$ ), параметар судара, итд. За наелектрисане честице постоје додатне информације, као што је придружени траг, за млазеве хадрона - резултат примене алгорита за идентификацију млазева  $b$  хадрона (*Combined Secondary Vertex*, или краће CSV) и сл. За податке добијене *Monte Carlo* симулацијом постоји стандардни скуп *genLevel* информација ( $mc\ truth$ ), као и *MC summary* информације: *event weight*, *LHE header*, *PDF*, *PU weights*, итд.

# Поглавље 5

## Анализа експерименталних података

### 5.1 Стратегија

У овом поглављу представљена је стратегија примењена у анализи продукције  $t\bar{t}H$  са мултилептонским коначним стањима, у којој се разматрају распади Хигс бозона на парове  $W$  или  $Z$  бозона, или  $\tau$  лептона. Анализирани су експериментални подаци интегралне луминозности  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  на енергији у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  прикупљених у експерименту CMS у другој фази рада Великог хадронског сударача током 2015. године. На енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , ефикасни пресек продукције  $t\bar{t}H$  је четири пута већи у односу на ефикасни пресек на енергији у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , док су ефикасни пресеци доминантних фонских процеса ( $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$ ) три пута већи. Стратегија узима за основу анализу на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [57, 37]. Директни лептони се идентификују са високом ефикасношћу и њихово раздвајање од непромтних лептона се врши коришћењем метода заснованих на мултиваријантној анализи 5.1.1. Догађаји су подељени у категорије према броју лептона, а издвајање сигнала се истовремено у свим категоријама врши фитовањем излазних варијабли добијених мултиваријантном анализом, чије се дискриминанте користе за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од осталих фонских процеса. Новине које су уведене у односу на анализу на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  су следеће:



- селекција објеката је прилагођена условима анализе на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ;
- унапређене су методе и технике идентификације лептона;
- у мултиваријантној анализи за издвајање сигнала размотрене су нове варијабле;
- присуство реконструисаних  $\tau$ -лептона који се распадају хадронским путем је узето у обзир за додатну категоризацију догађаја.

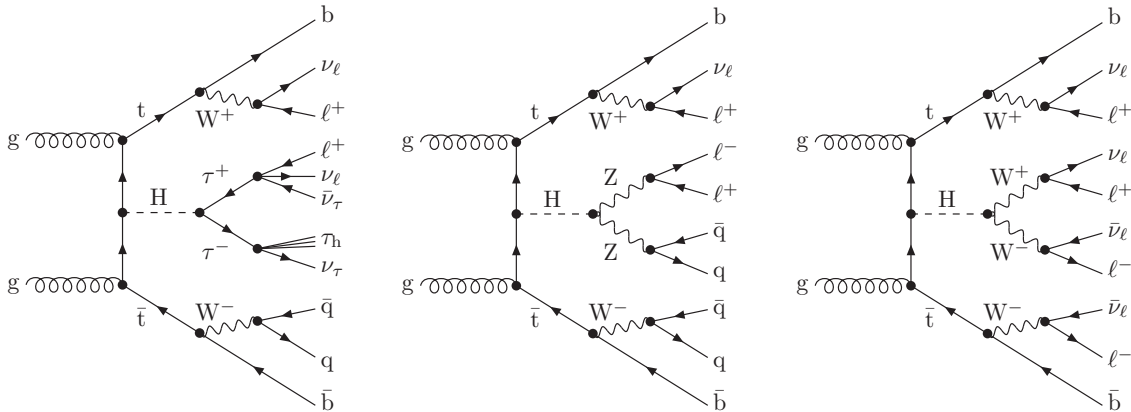
Посматрајући учестаности распада Хигс бозона у сваком од канала, доминира распад  $H \rightarrow WW$  (који се јавља у око 70% случајева), затим  $\tau\tau$  (у око 20% случајева), док је најмање заступљен  $ZZ$  (око 10%). Као што је већ поменуто у уводу, постоје две комплементарне анализе продукције Хигс бозона придруженог пару топ кваркова: анализа продукције  $t\bar{t}H$  са распадима Хигс бозона на пар  $b$ -кваркова ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) [58] и анализа  $t\bar{t}H$  са распадима Хигс бозона на пар фотона ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) [59]. У анализи  $t\bar{t}H$  са мултилептонским коначним стањима разматрају се следеће категорије догађаја<sup>[1]</sup>:

- догађаји са  $2lss$  и млазевима  $b$  хадрона у коначном стању;
- $\geq 3l$  са млазевима  $b$  хадрона, која поред категорије догађаја са три лептона ( $3l$ ) обухвата и категорију са четири лептона у коначном стању ( $4l$ )<sup>[2]</sup>.

---

<sup>[1]</sup> У обе категорије коначних стања одбацује се резонантни допринос који потиче од распада  $Z$  бозона.

<sup>[2]</sup> Категорије  $4l$  из анализе на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  је придружена категорији  $3l$ , због малог броја догађаја регистрованих у анализи са првим експерименталним подацима на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .



Слика 5.1: Фајнманови дијаграми за три могућа коначна стања система  $t\bar{t}H$  (у сударима протон-протон) који се распада на лептоне:  $2lss$  (лево),  $3l$  (у средини) и  $4l$  (десно), који одговарају случајевима када се Хигс бозон распада на парове  $\tau\tau$ ,  $ZZ^*$  и  $WW^*$ , респективно.

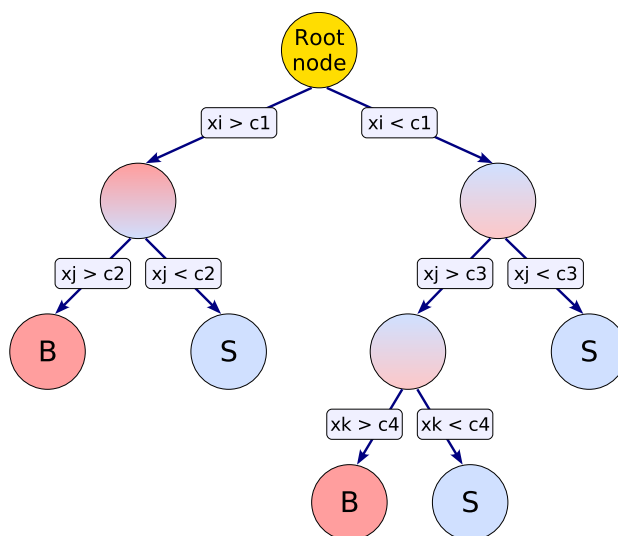
Све компоненте фона се грубо могу поделити на иредуцибилне и редуцибилне компоненте, које се разликују по начину процене њиховог доприноса:

- процена доприноса иредуцибилних компонената врши се на основу Monte Carlo (MC) симулације, а затим коригује одговарајућим факторима скалирања добијеним на основу експерименталних података из контролних региона;
- доприноси редуцибилних компонената процењују се из експерименталних података на основу резултата анализе учешћа погрешно идентификованих лептона (тзв. "fake rate" методом).

Међусобни однос доприноса доминантних компонената фона се не разликује значајно у поређењу са анализом на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . У иредуцибилне компоненте спадају процес  $t\bar{t}V$ , двобозонски и други процеси дефинисани у СМ, као што су ретки двобозонски ( $WW$  са двоструким расејањем) и трибозонски ( $WWZ$ ,  $WZZ$ ,  $ZZZ$ ) процеси, вишефермионски процеси ( $tttt$ ) и процеси са векторским бозонима и фермионима ( $tZq$ ). Редуцибилне компоненте потичу од лептона насталих из млазева  $b$  хадрона и погрешно идентификованих (тзв. лажних) лептона који потичу од лаких или високо-енергијских пробојних млазева хадрона, као и распада са  $2lss$  у коначном стању са погрешно идентификованим наелектрисањем лептона.

### 5.1.1 Алгоритам ”*Boosted Decision Tree*” или BDT

Бинарно стабло одлучивања представља један од алгоритама мултиваријантне анализе који се користи за класификацију догађаја и који има широку примену у анализама у физици високих енергија. Заснива се на разматрању скупа варијабли, на којим се примењују узастопне одлуке (тачно/нетачно, односно да/не), све док се не испуни задати услов. Шематски приказ једног стабла одлучивања дат на Сл. 5.2.



Слика 5.2: Шематски приказ једног стабла одлучивања алгоритма BDT [60].

Полазећи од почетног чвора, на подацима се примењује секвенца бинарних одлука користећи улазну дискриминаторну варијаблу  $x_i$ . Свака одлука се доноси на основу варијабле која у датом чвору обезбеђује најбоље раздвајање између сигнала и фона за задати услов селекције. Стога се може десити да неке од варијабли могу бити искоришћене више пута у различитим чворовима, док поједине не морају бити искоришћене уопште. Крајњи чворови (тзв. ”листови”) су означени словом ”S”, које представља сигнал, или словом ”B”, које представља фон. На овај начин се врши подела фазног простора на области које се на крају класификују у један од два могућа исхода (сигнал или фон), у зависности од тога који од ова два типа догађаја који се користе за припрему алгоритма представља већину у завршним чворовима.

Умножавањем (тзв. ”*boost*”-овањем) стабла одлучивања, уместо једног стабла добија се ”шума”. Припрема појединачних стабала алгоритма се врши на исти начин, а њиховим отежињавањем и комбиновањем добија се коначни класификатор (односно дискриминатор) који представља отежињени просек свих стабала одлучивања. Умножавањем стабла добија се стабилнији одзив алгоритма у односу на флукуације узорака који се користе за његову припрему и значајно се унапређују перформансе алгоритма у односу на случај када се користи једно стабло.

## 5.2 Експериментални подаци и симулација

### 5.2.1 Експериментални подаци

Експериментални подаци који су коришћени за анализу прикупљани су током 2015. године и одговарају интегралној луминозности од  $2.3 \text{ fb}^{-1}$ . Од свих прикупљених експерименталних података направљен је подскуп на основу селекције експерименталних података са најбољим квалитетом (сви подсистеми детектора CMS су били у функцији). Догађаји од интереса за анализу су селектовани на нивоу тригера постављањем захтева за присуством једног, два, или три лептона (електрона или миона). Минимална вредност трансверзалног импулса ( $p_T$ ) за *SingleLepton* тригер износи  $20 \text{ GeV}$  за мионе, односно  $23 \text{ GeV}$  за електроне и  $8 \text{ GeV}$  за мионе, односно  $12 \text{ GeV}$  за електроне, за *DoubleLepton* тригер. Тригери који се заснивају на регистровању три лептона имају додатни услов за селекцију трећег лептона минималног трансверзалног импулса  $5 \text{ GeV}$  за мионе, односно  $9 \text{ GeV}$  за електроне.

## 5.2.2 Monte Carlo симулација

Симулирани догађаји сигналног процеса  $t\bar{t}H$  и фонских процеса се користе за моделовање, оптимизацију селекције догађаја сигнала, као и процену систематских неодређености. Догађаји сигнала  $t\bar{t}H$  су произведени коришћењем генератора Madgraph5\_aMC@NLO [61, 21], укључујући највише један хадронски млаз на NLO<sup>[3]</sup> нивоу прорачуна процеса QCD. Исти генератор се користи и за главне (иредуцибилне) позадинске процесе ( $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}$ +млазеви хадрона и  $t\bar{t}\gamma$ +млазеви хадрона). Главни симулирани сигнал добијен је применом aMC@NLO типа генератора ради постизања веће прецизности, док су MC компоненте  $t\bar{t}V$  које се користе за припрему (тренинг) мултиваријантне анализе за издвајање сигнала добијени коришћењем POWHEG [62] и MADGRAPH LO типа генератора ради постизања веће статистике<sup>[4]</sup>. За главне фонске процесе симулација се користи индиректно за процену њихових доприноса на основу експерименталних података, након чега се врши скалирање ефикасног пресека према резултатима најпрецизније симулације која је у највећем броју случајева на NLO нивоу. Остали, мање заступљени фонски процеси, симулирани су коришћењем различитих генератора, као што су нпр. POWHEG и MADGRAPH на нивоу LO прорачуна. Сви генератори укључују и коришћење генератора PYTHIA8 за симулацију партонских каскада и процеса хадронизације. За симулирање pileup-а коришћени су мултиплицитети измерени у експерименталним подацима. Сви догађаји су на крају процесирани кроз детаљну симулацију детектора CMS која се заснива на коришћењу софтверског пакета GEANT4 и реконструисани коришћењем истих алгоритама који се користе за експерименталне податке. Такође, захтева се да симулирани догађаји задовоље исте услове селекције помоћу тригера, као и код експерименталних података.

<sup>[3]</sup> LO - Leading Order прорачуни, NLO - Next to Leading Order, NNLO - Next to Next to Leading Order.

<sup>[4]</sup> Негативни тежински фактори којима су скалирани догађаји произведени aMC@NLO генератором смањују укупну расположиву количину података за припрему мултиваријантног дискриминатора BDT за фактор  $(1 - 2f)^2$ , где  $f$  представља удео догађаја са негативним тежинским факторима. Одатле следи да за симулиране податке у којима постоји трећина догађаја са негативним тежинским факторима, што је случај са  $t\bar{t}H$  произведеним овим генератором, укупна количина расположивих догађаја за припрему BDT дискриминатора је редукована готово за ред величине. Из тог разлога, за припрему BDT коришћен је POWHEG (LO) генератор за сигнал ( $t\bar{t}H$ ) и MADGRAPH (LO) генератор за фонске процесе ( $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}V$ ) који немају негативне тежинске факторе.

### 5.2.3 Тригери

У анализи на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  користе се следећи тригери:

- *SingleLepton* са минималном вредношћу трансверзалног импулса миона  $20 \text{ GeV}$ , односно електрона  $23 \text{ GeV}$ ;
- *DoubleLepton* са минималним вредностима  $p_T$ -а: првог (водећег)  $17 \text{ GeV}$  лептона (миона или електрона) и другог (пратећег) миона  $8 \text{ GeV}$ , односно електрона  $12 \text{ GeV}$ ;
- *TripleLepton* са праговима трансверзалних импулса:  $(17, 8, 5) \text{ GeV}$  за мионе и  $(17, 12, 9) \text{ GeV}$  за електроне.

*SingleLepton* и *DoubleLepton* тригери који се заснивају на регистровању једног, односно два лептона, користе се у категорији коначног стања  $2lss$ , а у коначном стању  $\geq 3l$  се користе сва три типа: *SingleLepton*, *DoubleLepton* и *TripleLepton* тригери, повезани логичком ИЛИ (OR) операцијом. У табели 5.1 су приказани сви тригери коришћени у анализи.

ТАБЕЛА 5.1: Тригери који се користе у анализи.

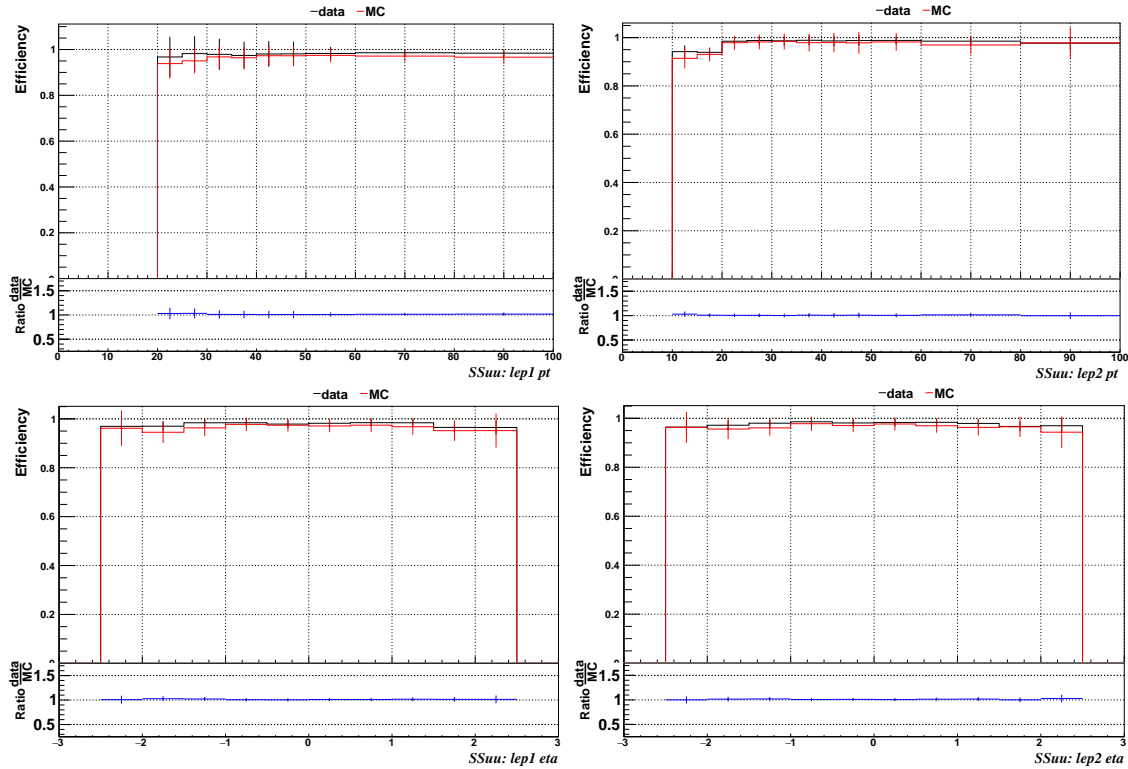
Same-sign dilepton (==2 muons)
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Mu8_TrkIsoVVL_DZ_v*
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_TkMu8_TrkIsoVVL_DZ_v*
HLT_IsoMu20_v*
HLT_IsoTkMu20_v*
Same-sign dilepton (==2 electrons)
HLT_Ele17_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*
HLT_Ele23_WPLoose_Gsf_v*
Same-sign dilepton (==1 muon, ==1 electron)
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*
HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele17_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*
HLT_IsoMu20_v*
HLT_IsoTkMu20_v*
HLT_Ele23_WPLoose_Gsf_v*
Three lepton and Four lepton
HLT_DiMu9_Ele9_CaloIdL_TrackIdL_v*
HLT_Mu8_DiEle12_CaloIdL_TrackIdL_v*
HLT_TripleMu_12_10_5_v*
HLT_Ele16_Ele12_Ele8_CaloIdL_TrackIdL_v*
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*
HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele17_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*
HLT_Ele17_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Mu8_TrkIsoVVL_DZ_v*
HLT_Mu17_TrkIsoVVL_TkMu8_TrkIsoVVL_DZ_v*
HLT_IsoMu20_v*
HLT_IsoTkMu20_v*
HLT_Ele23_WPLoose_Gsf_v*

Испитивање ефикасности примене ових логичких комбинација се врши коришћењем података који не зависе од тригера. Добијени резултати приказани су у Таб. 5.2.

ТАБЕЛА 5.2: Фактори скалирања за ефикасност тригера са одговарајућим неодређеностима.

Region	Scale Factor
2e (20-40 GeV leading electron)	$0.95 \pm 0.07$
2e (> 40 GeV leading electron)	$0.99 \pm 0.03$
$e+\mu$	$0.98 \pm 0.01$
$2\mu$	$1.00 \pm 0.01$
3 and 4l	$(1)\pm 0.09$

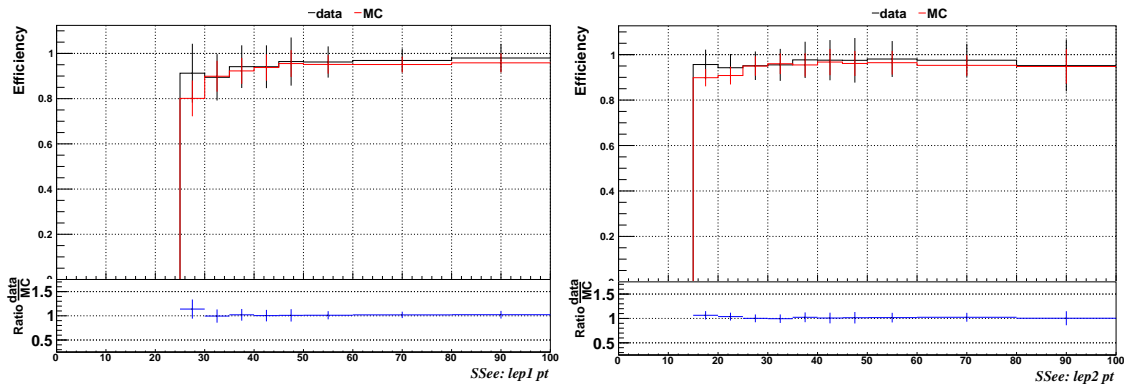
Ефикасност има врло високу вредност (блиску јединици) за све тестиране комбинације *flavour*-а и трансверзалног импулса лептона.



Слика 5.3: Поређење ефикасности селекције тригера за симулиране (MC) и експерименталне податке (data), у категорији  $2l_{ss} - \mu\mu$ , у зависности од трансверзалног импулса (горе) и псевдорapidитета лептона (доле), у случају водећег лептона (лево) и првог следећег лептона (десно) по интензитету трансверзалног импулса.



Пошто постоји врло добро слагање између ефикасности тригера добијених са експерименталним подацима и ефикасности тригера добијених са симулираним подацима (Сл. 5.3), корекције које се примењују у виду фактора скалирања у свакој од категорија у циљу постизања бољег слагања ових ефикасности су мале<sup>[5]</sup>.



Слика 5.4: Поређење ефикасности селекције тригера за симулиране (MC) и експерименталне податке (data), у категорији  $2lss -$ , у зависности од трансверзалног импулса лептона у случају водећег лептона (лево) и првог следећег лептона (десно) по интензитету трансверзалног импулса.

### 5.3 Идентификација физичких објеката

Particle Flow (PF) алгоритам експеримента CMS обезбеђује глобалну интерпретацију догађаја комбинујући информације добијене од различитих под-детекторских система у циљу реконструкције и идентификације индивидуалних честица. Честице се класификују у наелектрисане хадроне, неутралне хадроне, фотоне, мионе и електроне. Кандидати PF се кластеризују у млазеве хадрона користећи  $anti-k_T$  алгоритам са параметром величине конуса 0.4, што је имплементирано у пакету FASTJET [63, 64]. Наелектрисани хадрони који не потичу из одабраних примарних вертекса се не разматрају за даљу анализу. Корекције енергије млазева хадрона се примењују у

<sup>[5]</sup> Изузетак је категорија догађаја са два електрона, у којој је примећена знатно нижа ефикасност за ниже вредности трансверзалног импулса (Сл. 5.4). У том случају је извршена подела догађаја са два регистрована електрона у две категорије према трансверзалном импулсу водећег електрона. Прва категорија представља догађаје у којима водећи електрон има трансверзални импулс у опсегу  $20 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$ , а друга -  $p_T > 40 \text{ GeV}$ . У свакој од ових категорија се примењују одговарајући фактори скалирања.

зависности од њиховог трансверзалног импулса ( $p_T$ ) и псеудорапидитета ( $\eta$ ). Задржавају се само млазеви хадрона који задовољавају услове селекције:  $p_T > 25 \text{ GeV}$ ,  $|\eta| < 2.4$  и  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} > 0.4$ , где  $\Delta R$  представља растојање од најближег реконструисаног лептона. Млазеви хадрона који потичу од хадронизације  $b$ -кваркова се идентификују коришћењем алгоритама за идентификацију млазева  $b$  хадрона (*b-tagging*). Информације о секундарним вертексима и параметрима судара трагова се комбинују у дискриминанту која представља вероватноћу идентификације и која се назива CSV (*Combined Secondary Vertex*). Ефикасност идентификације млазева  $b$  хадрона и вероватноћа погрешне идентификације млазева хадрона који потичу од лаких кваркова или глюона, мере се у експерименталним подацима у зависности од  $p_T$  и  $\eta$  млаза хадрона. У анализи се користе две радне тачке за селекцију помоћу дискриминанте CSV: *loose*, која обезбеђује ефикасност од око 80% и вероватноћу погрешне идентификације око 5% и "*medium*" радна тачка која представља ефикасност око 65% и вероватноћу погрешне идентификације око 1%. Симулирани догађаји се отежињују одговарајућим факторима корекције да би се урачунала разлика у перформансама примене алгорита за идентификацију између симулираних и експерименталних података.

Недостајућа трансверзална енергија ( $E_T^{miss}$ ) се рачуна као амплитуда негативне векторске суме трансверзалних импулса свих честица реконструисаних алгоритмом PF. С друге стране, варијабла  $H_T^{miss}$  се дефинише као амплитуда негативне векторске суме трансверзалних импулса свих селекованих лептона и млазева хадрона у догађају. Ова варијабла има лошију резолуцију од  $E_T^{miss}$ , али је осетљивија на утицаје од стране pileup-а и примарних догађаја. Користи се линеарна комбинација ове две варијабле  $E_T^{miss} \text{LD} \equiv 0.6E_T^{miss} + 0.4H_T^{miss}$ , тзв. линеарна дискриминанта или LD. Захтев да линеарна дискриминанта задовољава услов  $E_T^{miss} \text{LD} > 30 \text{ GeV}$  има сличну ефикасност селекције сигнала као и услов  $E_T^{miss} > 25 \text{ GeV}$ , али одбацује двоструко више догађаја фонског процеса Drell-Yan (DY)<sup>[6]</sup>.

<sup>[6]</sup> Процес Drell-Yan (DY) настаје у сударима хадрона у случају анихилације кварка из једног хадрона и антикварка из другог хадрона, при чему настаје виртуелни фотон или  $Z$  бозон, који се потом распада на пар супротно наелектрисаних лептона.

Кандидати за мионе се реконструишу комбиновањем информација из силицијумског детектора трагова са информацијама из мионског спектрометра. Идентификација се обавља коришћењем дискриминатора који означава квалитет геометријског слагања између мерења детектора трагова и мионског система. Разматрају се само миони који задовољавају услове угаоне прихватљивости мионског система  $|\eta| < 2.4$  и трансверзалног импулса  $p_T > 5 \text{ GeV}$ .

Електрони се реконструишу коришћењем информација из детектора трагова и електромагнетског калориметра, комбинујући трагове ECAL суперкластера и Gaussian sum filter-a (GSF) [65]. Електрони морају да задовоље услов угаоне прихватљивости за реконструкцију трага ( $|\eta| < 2.5$ ), као и услов да имају трансверзални импулс  $p_T > 7 \text{ GeV}$ . Идентификација електрона се изводи коришћењем дискриминатора добијеног мултиваријантном анализом на основу варијабли које описују облик електромагнетске каскаде, као и варијабли које описују квалитет трага.

Даљи захтеви се примењују у циљу одбацивања кандидата међу којима нема регистрованих погодака у најнижим слојевима детектора трагова или који одговарају реконструисаном секундарном вертексу конверзије, а представљају електроне настале у процесу конверзије фотона. Поред тога, бирају се лептони са ”добрим квалитетом” идентификације наелектрисања, постављањем захтева да релативна неодређеност трансверзалног импулса миона буде мања од 20%, а да се резултати мерења наелектрисања електрона добијени коришћењем варијабли које описују депоновање енергије у Електромагнетском калориметру слажу са резултатима мерења добијеним коришћењем варијабли које описују реконструкцију трага. Овај избор критеријума за селекцију лептона дефинише скуп тзв. *loose* лептона.

*Tight* лептони представљају подскуп *loose* лептона и добијају се применом селекције уз помоћ дискриминатора мултиваријантне анализе за селекцију лептона са *tight* радном тачком.

Реконструкција  $\tau$ -лептона који се распадају хадронским путем ( $\tau_h$ ) врши се коришћењем *hadron-plus-strips* [66] алгоритма. Реконструисани кандидати морају да задовоље услов идентификације помоћу *decay-mode-finding* [66] дискриминатора, било да су реконструисани у каналу распада са једном граном (1-prong) или у каналу распада са три гране (3-prong), са или без додатних  $\pi^0$  мезона. Такође потребно је

да задовоље кинематичке услове селекције:  $p_T > 20 \text{ GeV}$  и  $|\eta| < 2.3$ , као и да задовоље критеријуме изолације за  $\tau$  лептоне [66].

### 5.3.1 Преселекција лептона

Преселекција подразумева примену одређених критеријума за селекцију лептона који подразумевају да:

- трансверзални импулс лептона буде најмање  $10 \text{ GeV}$ , а у случају електрона у коначном стању  $2l_{ss}$  - већи од  $15 \text{ GeV}$ ;
- псевдорapidитет миона буде између  $-2.4 < \eta < 2.4$ , а у случају електрона  $|\eta| < 2.5$ ;
- параметар судара у трансверзалној равни испуњава услов  $|d_{xy}| < 0.05 \text{ cm}$ , а дуж  $z$  осе детектора да има вредност  $|d_z| < 0.1 \text{ cm}$ ; значајност тродимензионалног параметра судара ( $SIP_{3D}$ ) мора да буде мања од 8;
- лептони морају такође да испуне услов за тзв. мини-изолацију  $I_{mini} < 0.4$ ; [7].

У Таб. 5.3 и 5.4 дат је комплетан преглед критеријума који се користе за преселекцију миона и електрона, респективно.

---

<sup>[7]</sup>Мини-изолација представља начин изоловања физичког објекта применом минималног конуса, чија се величина мења у зависности од трансверзалног импулса објекта, са циљем одржавања ефикасности селекције објекта на високом нивоу у области појачаног фона.

ТАБЕЛА 5.3: Критеријуми за преселекцију миона, заједно са конкретним вредностима кинематичких граница за одређене варијабле у свакој од категорија лептона (*Loose*, *FakeableObject* и *Tight*). Кинематичке границе означене са † се примењују на лептоне из контролних региона који не пролазе доњу границу за lepMVA.

<b>Cut</b>	<b>Loose</b>	<b>Fakeable Object</b>	<b>Tight</b>
$ \eta  < 2.4$	✓	✓	✓
$p_T$	$> 5$	$> 10$	$> 10$
$ d_{xy}  < 0.05$ (cm)	✓	✓	✓
$ d_z  < 0.1$ (cm)	✓	✓	✓
$SIP_{3D} < 8$	✓	✓	✓
$I_{mini} < 0.4$	✓	✓	✓
is Loose Muon	✓	✓	✓
$p_T^{ratio}$	–	$> 0.3^\dagger / -$	–
jet CSV	–	$< 0.605^\dagger / < 0.89$	$< 0.89$
is Medium Muon	–	–	✓
tight-charge	–	–	✓
lepMVA $> 0.75$	–	–	✓

ТАБЕЛА 5.4: Критеријуми за преселекцију електрона, заједно са конкретним вредностима кинематичких граница за одређене варијабле у свакој од категорија лептона (*Loose*, *FakeableObject* и *Tight*). Вредности граница означене помоћу заграда (вредност<sub>1</sub>, вредност<sub>2</sub>, вредност<sub>3</sub>) се односе на њихову примену у одговарајућој категорији лептона по псеудорапидитету:  $0 < |\eta| < 0.8$ ,  $0.8 < |\eta| < 1.479$ , и  $1.479 < |\eta| < 2.5$ , респективно.

Cut	Loose	Fakeable Object	Tight
$ \eta  < 2.5$	✓	✓	✓
$p_T$	$> 7$	$> 10$	$> 15(10) 2lss(3l)$
$ d_{xy}  < 0.05$ (cm)	✓	✓	✓
$ d_z  < 0.1$ (cm)	✓	✓	✓
$SIP_{3D} < 8$	✓	✓	✓
$I_{mini} < 0.4$	✓	✓	✓
MVA ID	$> (-0.70, -0.83, -0.92)$	$> (-0.70, -0.83, -0.92)$	$> (-0.70, -0.83, -0.92)$
$\sigma_{in\eta} < (0.011, 0.011, 0.030)$	–	for $p_T > 30$	for $p_T > 30$
$H/E < (0.10, 0.10, 0.07)$	–	for $p_T > 30$	for $p_T > 30$
$\Delta\eta_{in} < (0.01, 0.01, 0.008)$	–	for $p_T > 30$	for $p_T > 30$
$\Delta\phi_{in} < (0.04, 0.04, 0.07)$	–	for $p_T > 30$	for $p_T > 30$
$-0.05 < 1/E - 1/p < (0.010, 0.010, 0.005)$	–	for $p_T > 30$	for $p_T > 30$
$p_T^{ratio}$	–	$> 0.3^\dagger / -$	–
jet CSV	–	$< 0.605^\dagger / < 0.89$	$< 0.89$
tight-charge	–	–	✓
conversion rejection	–	–	✓
Number of missing hits	$< 2$	$== 0$	$== 0$
lepMVA $> 0.75$	–	–	✓

### 5.3.2 Мултиваријантна анализа за селекцију лептона

Директни (сигнални) лептони се дефинишу као изоловани лептони који настају распадом  $W$  и  $Z$  бозона, као и  $\tau$  лептона. Неподиректни лептони потичу из распада  $b$ -кварка услед погрешне идентификације хадрона у млазевима или из конверзије фотона. За потребе анализе, развијена је напредна селекција у циљу задржавања највише могуће ефикасности за селекцију сигналних лептона и одбацивање лептона фонских процеса. Раздвајање директних од погрешно идентификованих лептона врши се након преселекције постављањем одговарајуће границе на дискриминатор добијен коришћењем алгорита Boosted Decision Tree (BDT) са следећим скупом физичких варијабли:

- варијабле које се користе за реконструкцију вертекса: параметар судара у трансверзалној равни ( $d_0$ ), параметар судара дуж  $z$  осе ( $d_z$ ), као и значајност тродимензионалног параметра судара ( $SIP_{3D}$ );
- варијабла која дефинише изолацију (и користи се у PF алгоритму) са величином конуса  $0.05 - 0.2$ , која зависи од трансверзалног импулса лептона;
- варијабле које описују однос између лептона и њему најближег млаза хадрона, као што су однос између трансверзалног импулса лептона и трансверзалног импулса млаза хадрона, вредност дискриминатора алгоритма за идентификацију млазева  $b$  хадрона (CSV), број наелектрисаних честица у млазу хадрона и релативни трансверзални импулс, дефинисан на следећи начин:

$$p_T^{rel} = \frac{(\vec{p}(\text{jet}) - \vec{p}(l)) \cdot \vec{p}(l)}{\|\vec{p}(\text{jet}) - \vec{p}(l)\|}, \quad (5.1)$$

- варијабле које се користе за идентификацију реконструисаних електрона/миона: дискриминанта мултиваријантне анализе за идентификацију електрона (electron ID) и сегментна компатибилност миона<sup>[8]</sup>.

Припрема мултиваријантне анализе за селекцију лептона (lepton MVA) се изводи припремом алгоритма BDT користећи скуп преселектованих лептона добијених из симулираних података за процес  $t\bar{t}H$ , који представља сигнал и скуп преселектованих лептона добијених из симулираних података за процес  $t\bar{t}$ , који представља фон.

Као резултат примене мултиваријантне анализе добијен је дискриминатор чије се вредности крећу у интервалу од  $-1$  до  $1$  и који се користи за идентификацију (тзв.

---

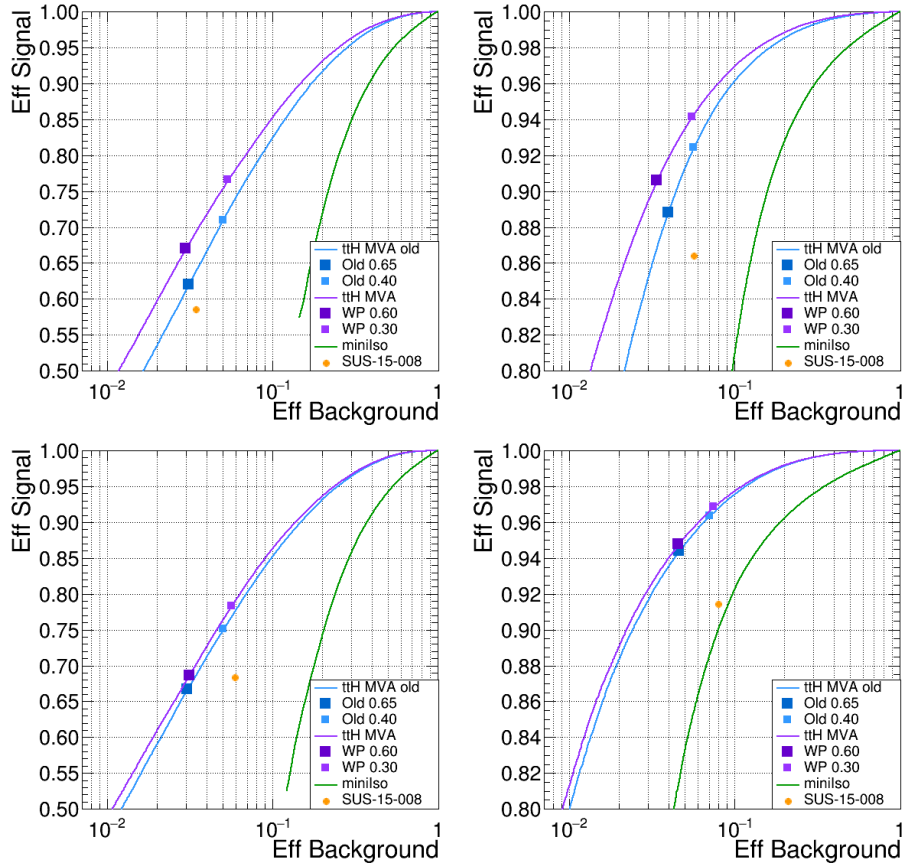
<sup>[8]</sup> Сегментна компатибилност миона представља дискриминаторну варијаблу за идентификацију миона која узима у обзир информације добијене од свих сегмената мионског трага и која има вредност из континуалног скупа вредности у опсегу између  $0$  и  $1$ , чиме се квантификује колико добро повезани сегменти одговарају очекиваној путањи миона.

”сигурних” или *tight*) лептона применом критеријума  $lepMVA > 0.75$ . Помоћу дијаграма тзв. ROC<sup>[9]</sup> кривих, приказаних на Сл. 5.5, представљено је поређење ефикасности сигнала у зависности од ефикасности фонских процеса за различите методе. Направљено је поређење између новог lepMVA обележеног љубичастом, старог lepMVA (из анализе на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ) обележеног плавом линијом, и идентификације која се заснива на примени мини-изолације, обележене зеленом линијом. Криве показују боље перформансе у случају предложеног метода за идентификацију лептона који се базира на мултиваријантној анализи.

---

<sup>[9]</sup> Крива Receiver Operating Characteristic (ROC) се користи за графичко приказивање перформанси бинарних класификатора, односно, у контексту ове анализе, дискриминатора који се користе за идентификацију физичких објеката као што су директни лептони, или дискриминатора који се користе за издвајање сигнала  $t\bar{t}H$ . На  $x$ -оси графика су представљене вредности ефикасности селекције догађаја фона, док се на  $y$ -оси налазе вредности за ефикасност селекције сигнала. Крива представља зависност ефикасности селекције догађаја сигнала од ефикасности селекције догађаја фона, за неки одређени критеријум селекције дефинисан уз помоћ тестираног дискриминатора. Дискриминатор има боље перформансе у корист издвајања сигнала уколико је крива више закривљена ка горњем левом углу, односно тачки која представља селекцију сигнала са ефикасношћу од 100% и селекцију фона са ефикасношћу од 0%.

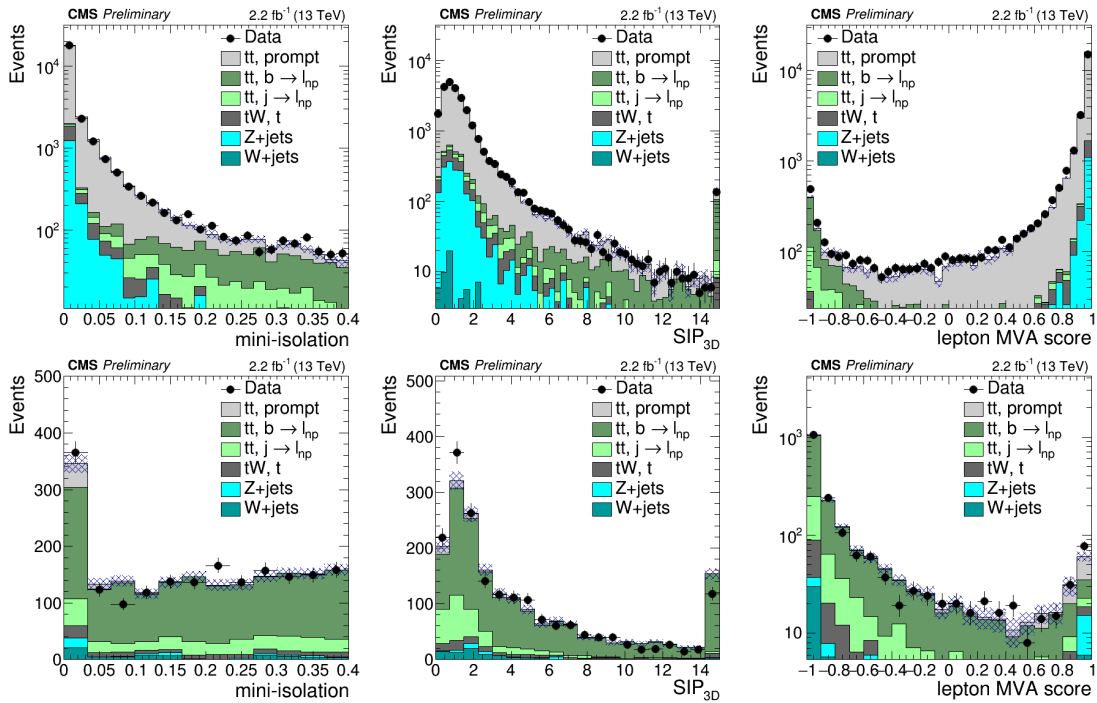




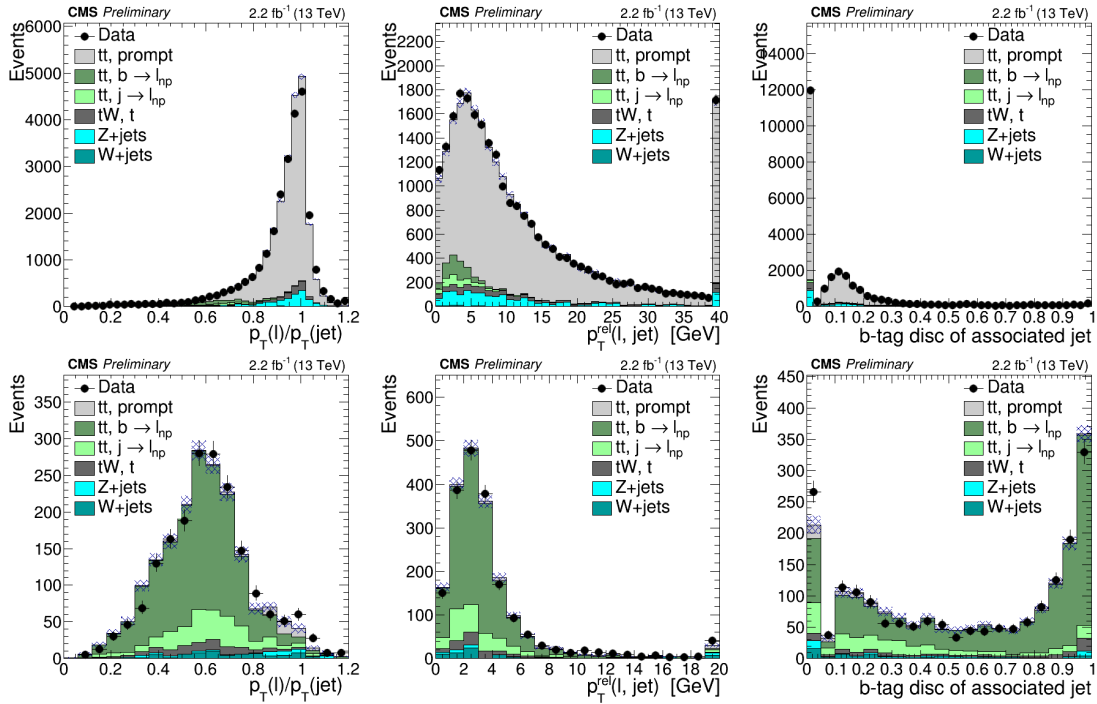
Слика 5.5: Поређење ROC кривих за селекцију директних лептона које су добијене применом различитих дискриминатора (љубичаста линија: нови  $l\text{erMVA}$ , плава линија: стари  $l\text{erMVA}$ , зелена линија: мини-изолација), за различите категорије: у првој врсти електрони, у другој врсти миони, у првој колони лептони са трансверзалним импулсом у опсегу  $10 < p_T < 25$ , у другој колони са  $p_T > 25$ .

Улазне варијабле коришћене у мултиваријантној анализи за селекцију лептона су валидиране у контролном региону за директне лептоне, као и за погрешно идентификоване (*fakeable*) лептоне добијене из распада  $t\bar{t}$ . Први контролни регион је добијен из дволептонских распада  $t\bar{t}$  применом селекције за идентификацију два лептона супротног знака наелектрисања, најмање два млаза хадрона и најмање један млаз  $b$  хадрона добијен идентификацијом помоћу *medium*, или два млаза  $b$  хадрона добијена помоћу *loose CSV* радне тачке. Други контролни регион је добијен из семилептонских распада  $t\bar{t}$  применом селекције за  $2lss$ , најмање три или четири млаза хадрона и једним млазом  $b$  хадрона добијеним идентификацијом помоћу *medium CSV* радне

тачке. Улазне варијабле мултиваријатне анализе за селекцију лептона су такође испитане и у контролном региону за директне лептоне коришћењем процеса  $DY$ , као и у контролном региону за погрешно идентификоване лептоне испитивањем процеса продукције  $Z + \text{jets}$ . Валидација је такође спроведена и за излазну варијаблу која се користи за селекцију лептона ( $l\text{erMVA}$ ). На Сл. 5.6 приказана су поређења за мини-изолацију,  $SIP_{3D}$  и  $l\text{erptonMVA}$ , док су на Сл. 5.7 приказана поређења за улазне варијабле које показују однос између лептона и њему најближег млаза хадрона:  $p_T^{ratio}$  (прва колона),  $p_T^{rel}$  (друга колона) и  $CSV$  (трећа колона).



Слика 5.6: Поређење расподела за експерименталне податке са укупном расподелом за симулирани сигнал и различите компоненте фона за мини-изолацију (прва колона),  $SIP_{3D}$  (друга колона) и  $l\text{erptonMVA}$  (трећа колона) у контролним регионима обogaћеним директним лептонима (прва врста) и недиректним лептонима (друга врста).

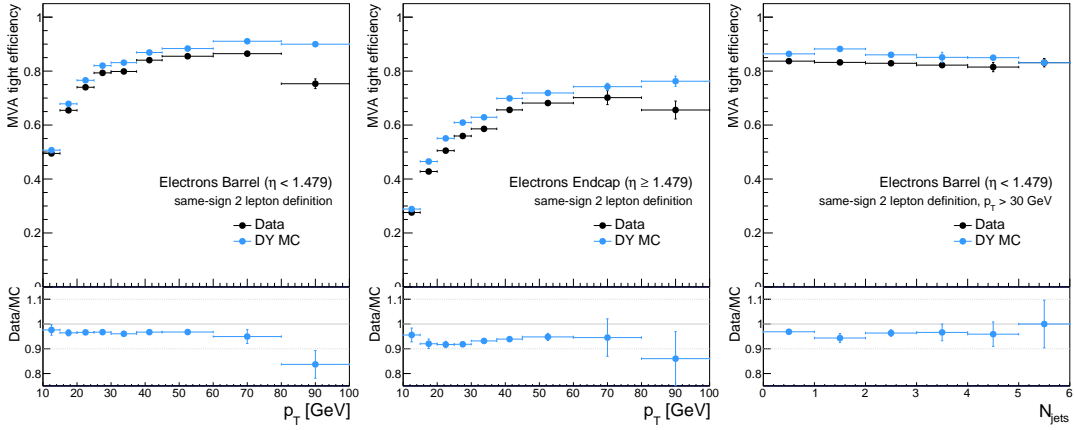


Слика 5.7: Поређење расподела за експерименталне податке са укупном расподелом за симулирани сигнал и различите компоненте фона за  $p_T^{\text{ratio}}$  (прва колона),  $p_T^{\text{rel}}$  (друга колона) и  $b\text{-tagging}$  дискриминатор најближег млаза хадрона (трећа колона) у контролним регионима обогаћеним директним лептонима (прва врста) и недиректним лептонима (друга врста).

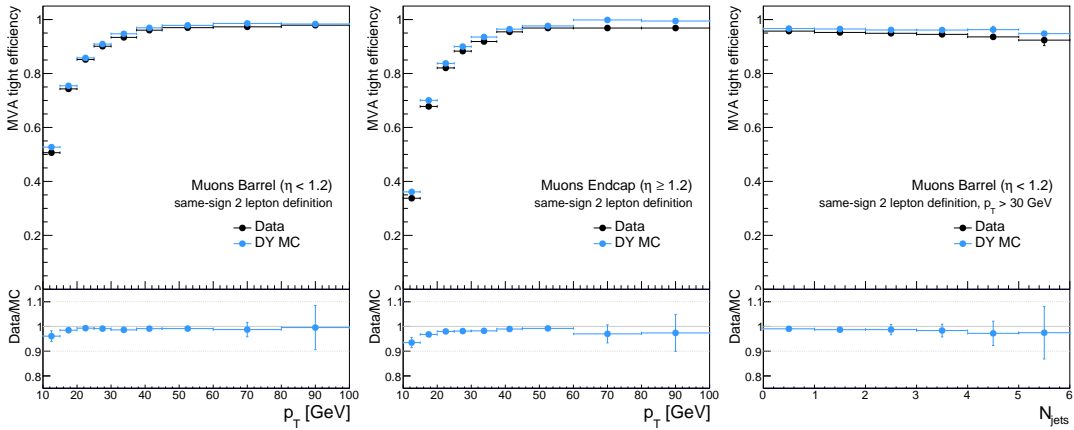
Резултати поменутих валидација су показали добро слагање између расподела за експерименталне податке и укупне расподеле за симулирани сигнал и фон, због чега су варијабле валидиране у контролним регионима одабране за коришћење и у сигналном региону. Најбоље раздвајање између директних и недиректних лептона може се уочити на расподелама за  $lepMVA$  (приказаним у трећој колони на Сл. 5.6), где се нпр. постављањем прага  $lepMVA > 0.75$  постиже издвајање великог броја сигналних лептона и истовремено одбацивање великог броја лептона фонских процеса.

Поред тога, измерена је и ефикасност селекције базиране на мултиваријантној анализи за лептоне. Мерење је извршено применом метода tag-and-probe [67] у зависности од трансверзалног импулса и псеудорапидитета лептона. Ефикасност је дата у облику фактора за скалирање који се примењује на симулираним подацима.

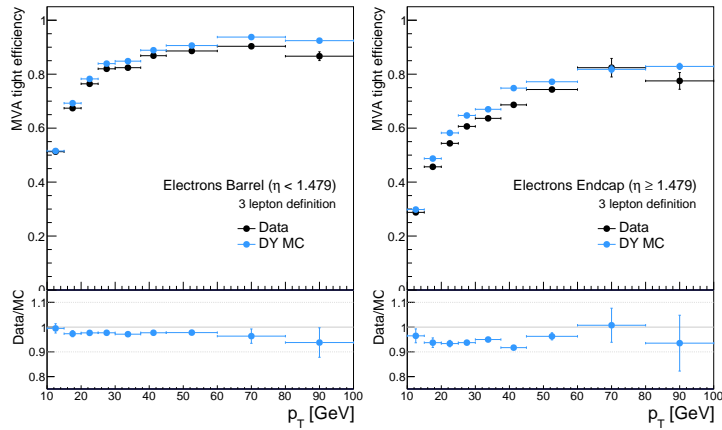
На Сл. 5.8, 5.9, 5.10 и 5.11 приказане су ефикасности добијене поређењем броја лептона који пролазе селекцију применом дискриминанте за идентификацију лептона са бројем лептона који пролазе преселекцију. Ефикасности су приказане за електроне и мионе и за обе категорије коначних стања:  $2lss$  и  $3l$ .



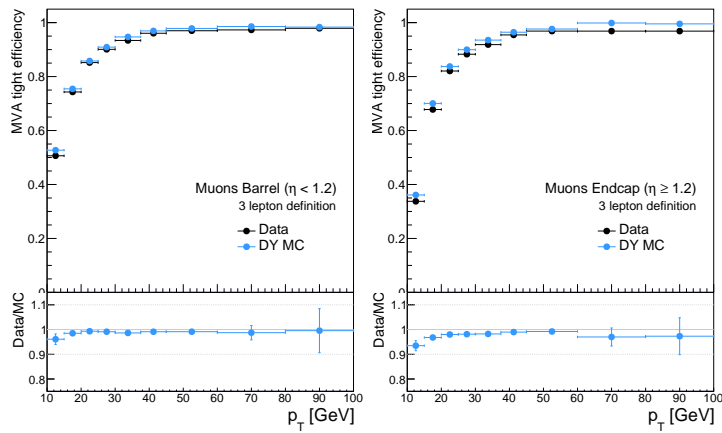
Слика 5.8: Ефикасности *tight* критеријума за селекцију електрона у случају коначног стања  $2lss$ .



Слика 5.9: Ефикасности *tight* критеријума за селекцију миона у случају коначног стања  $2lss$ .



Слика 5.10: Ефикасности проласка *tight* критеријума за селекцију електрона у случају коначног стања  $\geq 3l$ .



Слика 5.11: Ефикасности *tight* критеријума за селекцију миона у случају коначног стања  $\geq 3l$ .

Поређењем са расподелама за ефикасности за експерименталне податке уочава се добро моделовање података коришћењем симулираних података. Фактор скалирања је испод 5% са неодређеношћу од око 3% у односу на овај износ.

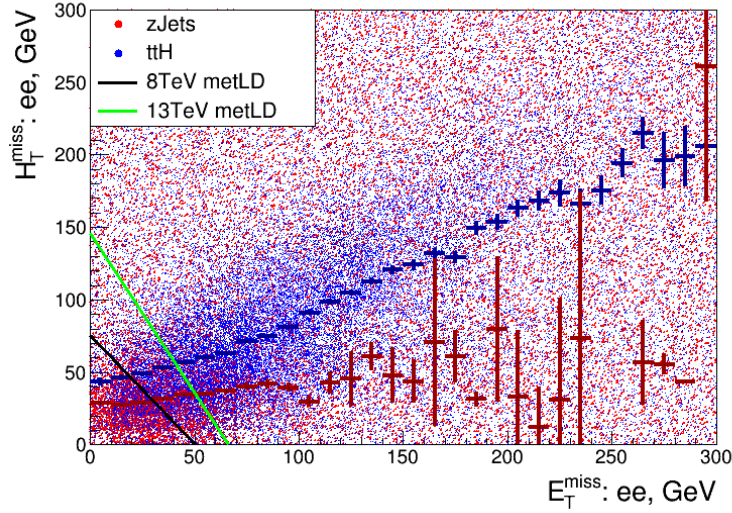
### 5.3.3 Млазеви хадрона и идентификација млазева $b$ хадрона

Физички објекти који су такође анализирани су млазеви хадрона минималног трансверзалног импулса  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и псеудорапидитета у опсегу  $|\eta| < 2.4$ , за које се још примењује и *loose* PF ID и критеријум за одбацивање млазева хадрона који потичу од pileup-а. Примењене су и корекције за скалу енергије млазева хадрона које се такође користе и за реконструкцију недостајуће трансверзалне енергије у догађајима. За идентификацију млазева хадрона који потичу од  $b$ -кварка користи се алгоритам CSVv2IVF [68] са *loose* ( $> 0.605$ ) и *tight* ( $> 0.89$ ) радном тачком дискриминатора.

Због потребе да се анализирају и догађаји са реконструисаним  $\tau$  лептонима који се распадају хадронским путем ( $\tau_h$ ) ради повећања осетљивости канала распада  $H \rightarrow \tau\tau$ , примењује се категоризација према броју реконструисаних  $\tau$  лептона за које се захтева да имају трансверзални импулс  $p_T > 20 \text{ GeV}$ , псеудорапидитет  $|\eta| < 2.3$  и да буду идентификовани употребом критеријума који се заснива на примени алгоритма *decay-mode-finding* [66].

### 5.3.4 Недостајућа енергија

Информација о недостајућој трансверзалној енергији у догађају користи се за одбацивање  $DY$  компоненте фона, конструисањем варијабле  $E_T^{miss}LD$  која представља линеарну комбинацију недостајуће трансверзалне енергије ( $E_T^{miss}$ ) и скаларне суме трансверзалних импулса ( $H_T^{miss}$ ) и избором одговарајућег критеријума који обезбеђује најбоље раздвајање  $t\bar{t}$  и процеса  $DY$ . На Сл. 5.12 је приказана међусобна корелација у дводимензионалном простору ових физичких варијабли за поменуте процесе ( $t\bar{t}$  и  $Z + \text{jets}$ , односно  $DY$ ), као и избор критеријума за селекцију применом њихове линеарне комбинације у анализама на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  и  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .



Слика 5.12: Дијаграм корелације између варијабли  $E_T^{miss}$  и  $H_T^{miss}$  у догађајима сигнала  $t\bar{t}H$  (означеним плавом бојом) и догађајима фонског процеса  $DY$  (означеним црвеном бојом). Применом услова селекције који се заснива на примени линеарног дискриминатора прилагођеног за енергију  $\sqrt{s} = 13$  TeV (зелена линија), задржава се приближно исти број сигналних догађаја, али се одбацује око два пута више  $DY$  догађаја у односу на случај у коме је примењен линеарни дискриминатор из анализе на  $\sqrt{s} = 8$  TeV (црна линија).

## 5.4 Селекција догађаја

Селекција догађаја се спроводи у циљу одбацивања догађаја чија коначна стања не одговарају коначним стањима карактеристичним за сигнал. Сваки догађај треба да има бар један лептон који пролази услове *tight* селекције, чији је  $p_T > 10$  GeV, док водећи лептон треба да има  $p_T > 20$  GeV. Поред тога, догађаји са паром лептона који пролазе услове *loose* селекције, са инваријантном масом мањом од 12 GeV, одбацују се, пошто такви догађаји нису добро моделовани у симулацији. Како сигнални догађаји садрже пар топ кваркова, потребно је се да се у коначном стању нађе бар још два млаза хадрона. Најмање два млаза хадрона би требало да прођу услове селекције коришћењем идентификације уз помоћ *loose* радне тачке дискриминатора CSV или бар један да прође селекцију уз помоћ *medium* радне тачке. Ако нема додатних лептона трансверзалног импулса  $p_T > 10$  GeV који пролазе услове *tight*

селекције, догађај се означава као кандидат за коначно стање  $2lss$ . Догађај ће бити прихваћен у тој категорији само у случају да *tight* лептони имају исто наелектрисање и да садржи бар четири млаза хадрона. Ако је следећи у низу *tight* лептона сортираних по трансверзалном импулсу - мион, праг за  $p_T$  се поставља на 15 GeV. Селектовани пар лептона мора да задовољи критеријуме који су постављени у циљу одбацивања лептона насталих у процесу конверзије фотона, као и критеријуме квалитета мерења наелектрисања. Додатно потискивање фонског процеса  $Z \rightarrow ee$  са погрешно идентификованим наелектрисањем у коначном стању са два електрона истог знака наелектрисања се остварује постављањем критеријума да инваријантна маса лептонског пара не одступа више од  $\pm 10$  GeV од масе  $Z$  бозона и услова да вредност  $E_T^{miss}LD$  буде већа од 30 GeV.

Ако се у догађају региструју бар три *tight* лептона трансверзалног импулса  $p_T > 10$  GeV, догађај се означава као кандидат за категорију  $\geq 3l$ . Редукција фона са  $Z$  бозонима у коначном стању се врши применом истог критеријума за одбацивање који се користи у категорији  $2lss$ , као и постављањем услова за  $E_T^{miss}LD > 30$  GeV. У овој категорији, критеријум за недостајућу енергију се поопштрава ( $E_T^{miss}LD > 45$  GeV) ако догађај садржи пар лептона супротног знака наелектрисања и истог *flavour*-а, а не примењује се ако догађај садржи бар четири лептона. На крају, догађај се одбацује ако било који од три лептона пролази критеријум за одбацивање лептона насталих у процесу конверзије или ако је сума њихових наелектрисања различита од  $\pm 1$ .

Применом поменутих критеријума добијају се две основне категорије коначних стања које дефинишу сигнални регион<sup>[10]</sup>:

- $2lss$  ( $\mu^\pm\mu^\pm$ ,  $e^\pm\mu^\pm$  и  $e^\pm e^\pm$ ) који задовољавају следеће критеријуме:
  - минимални трансверзални импулс 20 GeV за водећи лептон и минимални трансверзални импулс за други лептон 10 GeV, ако је у питању мион, односно 15 GeV, ако је у питању електрон;
  - најмање четири млаза хадрона од којих су најмање 2 млаза  $b$  хадрона добијена идентификацијом на основу примене CSV алгоритма са *loose*



- радном тачком или 1 млаз  $b$  хадрона идентификован са *medium* радном тачком;
- применом *tight-charge* идентификације издвајају се лептони код којих је наелектрисање добро одређено, а примењује се и критеријум за одбацивање лептона насталих у процесу конверзије фотона;
- у коначном стању са два електрона истог знака примењује се и критеријум који се заснива на примени линеарне дискриминанте  $E_T^{miss}LD > 0.2$ , као и критеријум за одбацивање лептона насталих распадом  $Z$  бозона ( $m_{ll} - m_Z > 10 \text{ GeV}$ );
- $\geq 3l$  ( $e^\pm e^\mp e^\pm, e^\pm e^\mp \mu^\pm, \mu^\mp e^\pm \mu^\pm, \mu^\pm \mu^\mp \mu^\pm$ ):
  - трансверзални импулси лептона (сортирани по опадајућем редоследу вредности) треба да буду већи од 20/10/10/... GeV;
  - треба да постоји бар три млаза хадрона, од којих су бар два идентификована као млазеви  $b$  хадрона помоћу CSV алгоритма са *loose* радном тачком или бар један млаз  $b$  хадрона идентификован са *medium* радном тачком;
  - у коначном стању не сме да се нађе пар лептона исте врсте за који је испуњен услов  $m_{ll} - m_Z < 10 \text{ GeV}$ ;
  - ако има мање од четири млаза хадрона у догађају, примењује се критеријум за  $E_T^{miss}LD > 0.2$ , а ако постоји и пар лептона супротног знака наелектрисања, онда се примењује критеријум  $E_T^{miss}LD > 0.2$ ;
  - на крају се примењује и критеријум за одбацивање лептона насталих у процесу конверзије.

Након примењене описане селекције, још увек преовлађује фон. У циљу повећања осетљивости издвајања сигнала врши се додатна категоризација селектованих догађаја по следећим критеријумима:

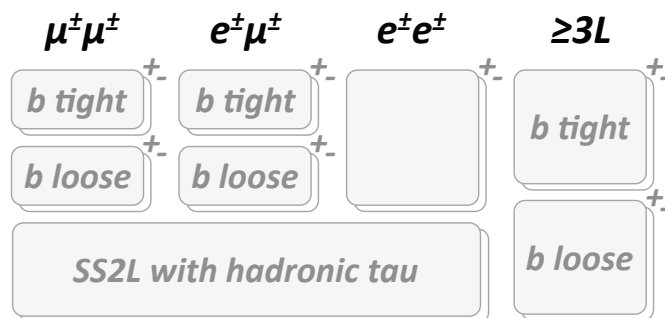
---

<sup>[10]</sup> У свим случајевима постоји критеријум за одбацивање регистрованих резонанци мале масе које нису добро моделоване симулацијом. Критеријум се уводи постављањем услова да маса лептонског пара буде већа од 12 GeV.

- према радној тачки *b-tagging*-а на ексклузивне категорије *b-loose/b-tight*. У категорији *b-tight* треба да се нађу најмање два *medium* млаза *b* хадрона, док остали догађаји који пролазе претходно описану селекцију спадају у категорију *b-loose*;
- према броју реконструисаних  $\tau$  лептона у догађају ( $= 0 / \geq 1$  реконструисаних  $\tau$  лептона који се распадају хадронским путем);
- према позитивном, односно негативном укупном наелектрисању лептона у догађају.

Догађаји са *2lss* се категоризују на основу присуства реконструисаних  $\tau_h$  у коначном стању. У догађајима у којима нема реконструисаних  $\tau_h$  врши се категоризација по *flavour*-у лептона на догађаје са паром електрона, паром миона и паром електрон-мион. Сви ови догађаји се, осим оних са паром електрона, даље категоризују на основу присуства бар два млаза хадрона која пролазе *medium* радну тачку алгорита CSV (*b-loose/b-tight*). На крају, све категорије се деле на основу знака суме наелектрисања селектованих лептона, са изузетком категорије *2lss* са  $\tau_h$ , која није додатно категоризована. Ова подела је мотивисана постојањем асиметрије наелектрисања у догађајима неколико фонских процеса (као што је нпр.  $t\bar{t}W$ ).

На Сл. 5.13 је шематски приказана категоризација спроведена у комплетној анализи, која као резултат даје 15 дисјунктних категорија.



Слика 5.13: Категорије догађаја.

Одређене категорије су због мале статистике груписане у једну заједичку категорију, као нпр. у случају коначног стања са два електрона истог знака наелектрисања

( $ee$ ). У овој категорији се врши само подела по укупном наелектрисању, док се у коначном стању  $\geq 3l$  категоризација по врсти лептона не примењује због знатно веће комбинаторике коначних стања и релативно мале статистике у свакој од категорија.

## 5.5 Моделовање сигнала и фона

Моделовање сигнала је спроведено коришћењем симулираних догађаја који се користе за процену ефикасности селекције и добијање дискриминатора за издвајање сигнала. У циљу добијања што бољег слагања резултата анализе симулираних догађаја и експерименталних података, као и процене укупних неодређености резултата, разматране су следеће две врсте систематских неодређености:

- неодређености теоријских претпоставки у моделу коришћеном за добијање симулираних података, тзв. теоријске неодређености;
- неодређености фактора корекције који се примењују на симулиране податке ради бољег репродуковања детекторских ефеката и усаглашавања перформанси алгоритама примењених добијених са симулираним подацима, са перформансама добијеним са експерименталним подацима, тзв. експерименталне неодређености.

Поред моделованог сигнала, ради постизања што бољег разумевања физике и систематских ефеката примењених метода, моделовање се спроводи и за поједине доминантне копоненте фона или се врши процена њиховог доприноса на основу експерименталних података. У анализи се разматрају различите компоненте фона које се грубо могу поделити на две категорије:

- Иредуцибилне компоненте које потичу од продукције једног или два градијентна бозона придружена  $t\bar{t}$ , као и двобозонски и трибозонски процеси који иду заједно са продукцијом млазева хадрона;

- Редуцибилне компоненте са недиректним лептонима који се погрешно идентификују као директни лептони, као и компоненте са лептонским паровима са погрешно идентификованим наелектрисањем ( $OS \rightarrow SS$ ).

Доприноси иредуцибилних компонената се процењују из симулације, док се доприноси редуцибилних двобозонских и трибозонских компонената фона процењују на основу симулације, али се нормализују према експерименталним подацима у контролним регионима. Процена редуцибилних компонената са погрешно идентификованим лептонима или лептонима са погрешно идентификованим знаком наелектрисања се врши на основу експерименталних података посебним методима као што је тзв. *fake rate* метод. У секцијама 5.5.2, 5.5.3, 5.5.4 и 5.5.5 следи детаљно објашњење сваког од метода за процену одговарајућих компонената фона.

### 5.5.1 Моделовање сигнала

Неодређености предвиђања инклузивног ефикасног пресека за процес  $t\bar{t}H$ , добијеног на нивоу NLO прорачуна потичу од следећих теоријских неодређености:

- неодређености које су последица непознавања чланова вишег реда у пертурбативном развоју, за које је процењен опсег од  $-9.2\%$  до  $+5.8\%$ ;
- неодређености при рачунању зависности дистрибуције партона (PDF) и константе спрезања јаке интеракције ( $\alpha_s$ ), процењеног износа од око  $3.6\%$ .

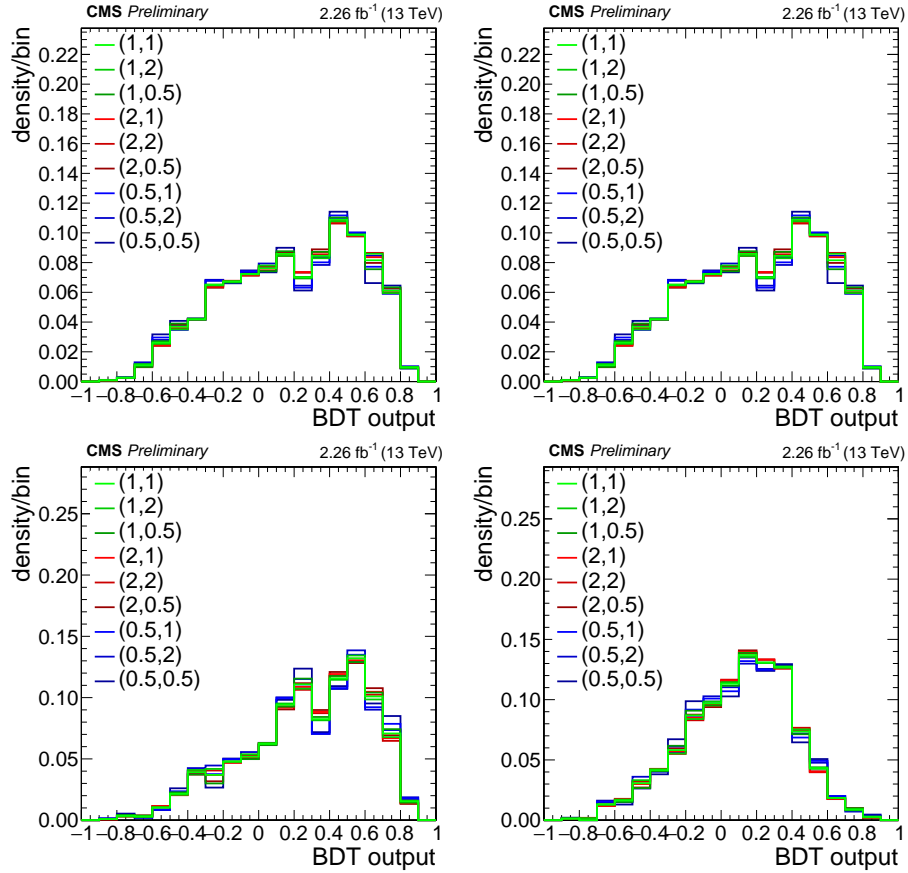
Ове неодређености имају ефекат на коначну нормализацију доприноса сигнала. Поред тога, у обзир су узете теоријске неодређености облика расподеле излазних варијабли BDT, које су процењене варирањем скала ренормализације и факторизације за фактор два на износ између 2 и 3% (Сл.5.14).

Поређење расподела на Сл.5.14 је приказано за девет комбинација варијација скала ренормализације и факторизације добијене множењем, односно дељењем фактором два. Ефекат ових неодређености на анализу је сличан као у анализи на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ...

Од експерименталних неодређености у обзир су узете:

- неодређености при корекцији за перформансе код селекције лептона;
- неодређености при корекцији скале енергије млазева хадрона (JES);
- неодређености при корекцији разлика насталих у процесу идентификације млазева  $b$  хадрона са симулираним и експерименталним подацима.

Корекције за лептоне су примењене ради изједначавања перформанси селекције која се заснива на коришћењу тригера, критеријума преселекције и мултиваријантне анализе за селекцију лептона између експерименталних података и симулације. Неодређености ових корекција утичу на коначну неодређеност доприноса сигнала и њихов ефекат је процењен на износ од око  $5\%$ .

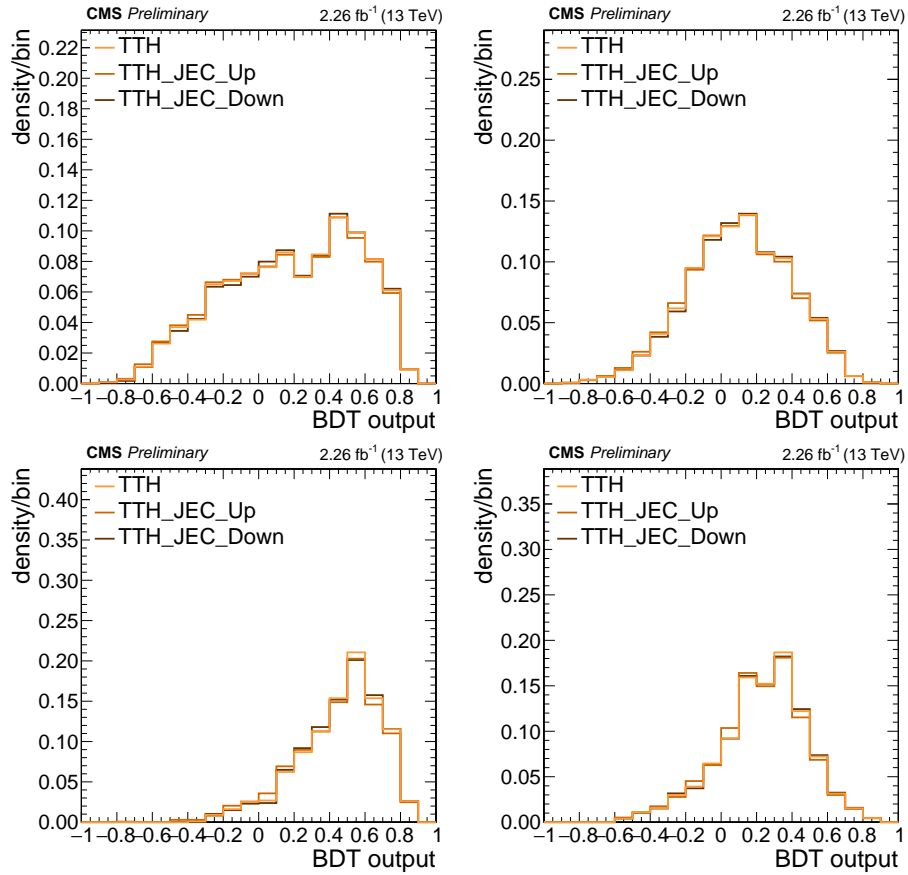


Слика 5.14: Расподеле излазних варијабли BDT за процес  $t\bar{t}H$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно), у категорији коначног стања  $2lss$  (горе) и  $3l$  (доле).

Неодређености корекција скале енергије млазева хадрона (JEC) су процењене варирањем фактора корекције за  $\pm 1\sigma$  (Сл. 5.15) и поновним рачунањем свих кинематичких величина, а њихов ефекат на облик BDT дискриминатора је узет у обзир при издавању сигнала.

Неодређености ових корекција су параметризоване у зависности од трансверзалног импулса и псевдорapidитета [69]. Такође је процењено да неодређености које потичу од резолуције енергије млазева хадрона (JER) немају значајан утицај на резултате анализе.

Неодређености корекција разлика у перформансама идентификације млазева  $b$  хадрона између експерименталних података и симулације су одређене у зависности



Слика 5.15: Расподеле излазних варијабли BDT за процес  $tt\bar{t}H$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $tt$  (лево) и  $ttV$  (десно), у категорији коначног стања  $2lss$  (горе) и  $3l$  (доле). Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ .

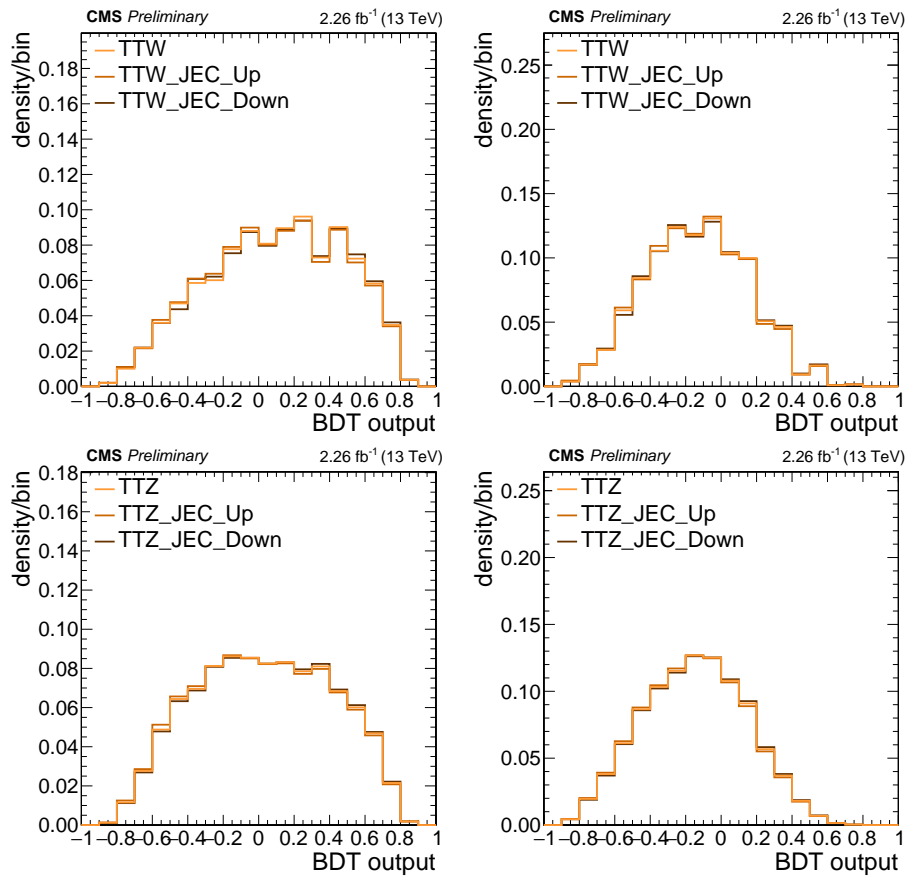
од  $p_T$ ,  $\eta$  и  $flavour$ -а млаза хадрона. Процена њиховог ефекта на анализу извршена је варирањем фактора корекције за сваки млаз хадрона за  $\pm 1\sigma$  и поновним израчунавањем тежинског фактора за дати догађај.

### 5.5.2 Иредуцибилне компоненте фона

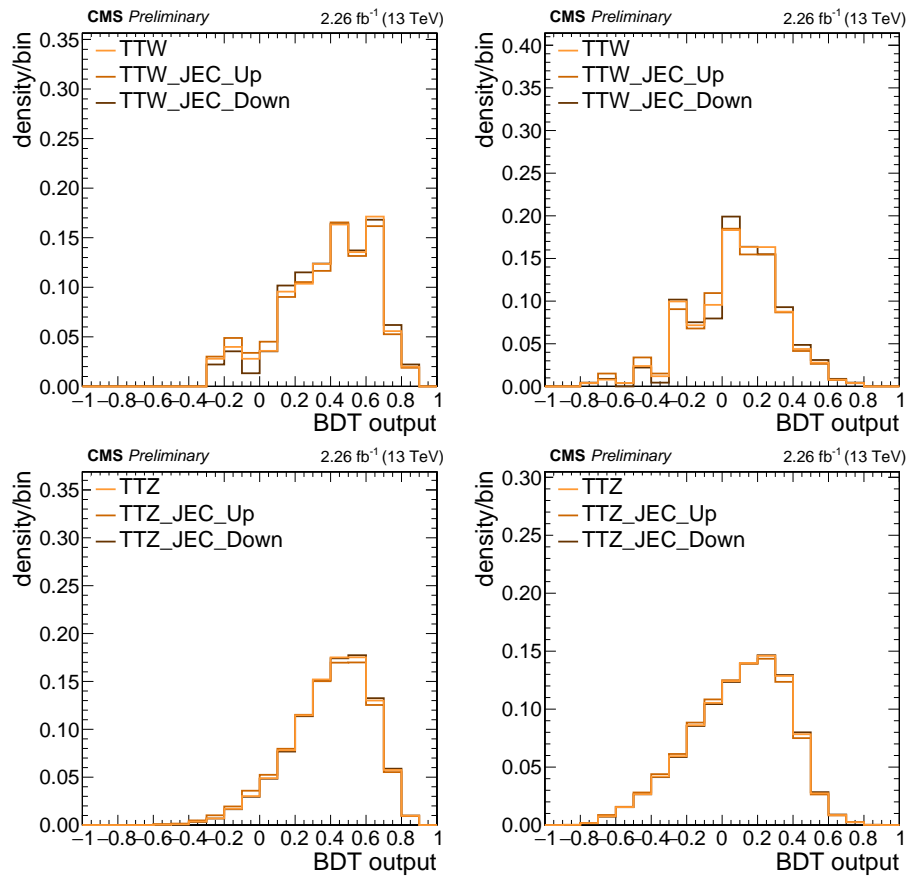
Процена иредуцибилних фонских процеса  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  се врши на основу симулираних догађаја. Исте корекције које се користе за сигнал се примењују за урачунавање разлика у перформансама између екперименталних података и симулације. Ефикасни пресек инклузивне продукције за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  се рачуна на NLO нивоу прорачуна, са теоријским неодређеностима које потичу од непознатих чланова вишег реда од 12% и 10%, респективно, као и са неодређеностима које потичу од рачунања зависности густине партона (PDF) и константе јаке интеракције ( $\alpha_s$ ), између 2 – 4%.

За процену доприноса  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$ , у обзир су узете неодређености корекција скале енергије млазева хадрона. На Сл. 5.16 и Сл. 5.17 приказане су расподеле излазних варијабли мултиваријантне анализе за издвајање сигнала за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$ . Расподеле су добијене коришћењем излазних варијабли BDT, припремљених у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у категоријама коначног стања  $2l_{SS}$  и  $3l$ .



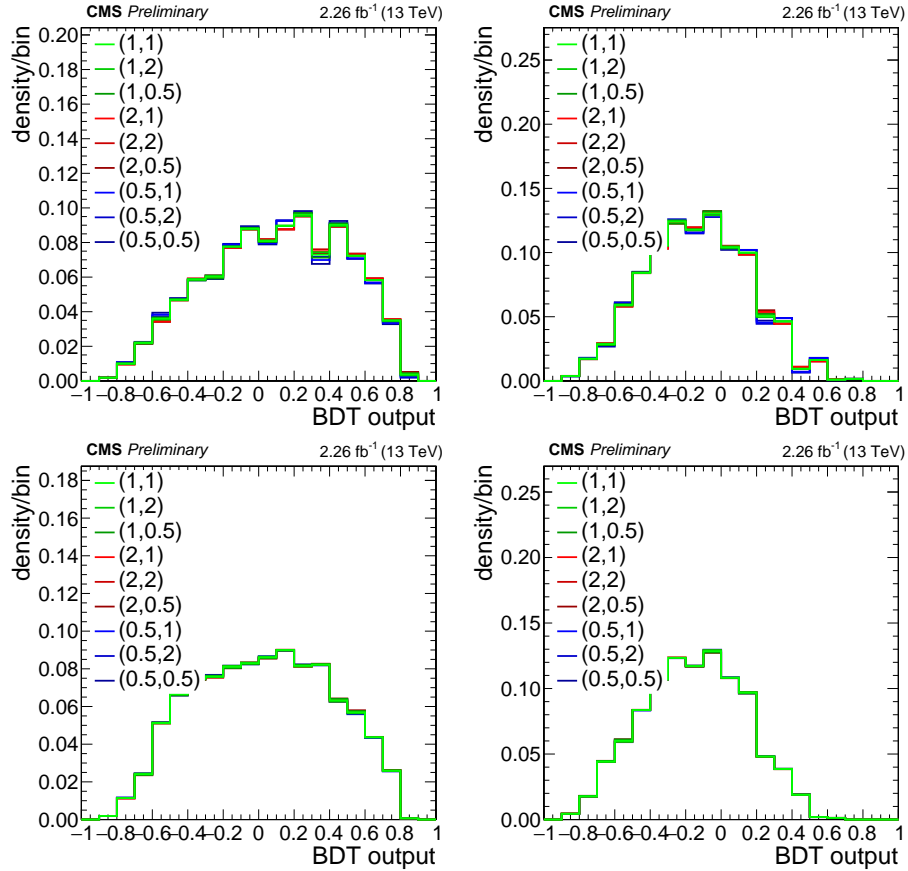


Слика 5.16: Расподеле излазних варијабли БДТ за процесе  $ttW$  и  $ttZ$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $2lss$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ .



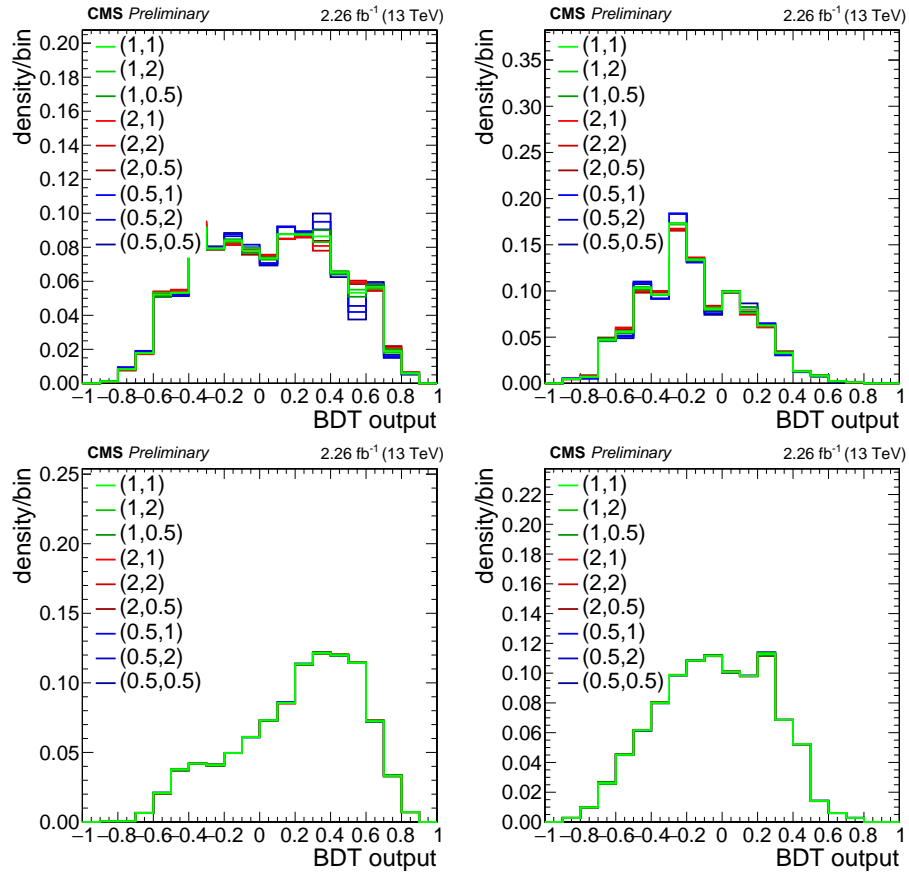
Слика 5.17: Расподеле излазних варијабли БДТ за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скале енергије млазева хадрона за  $\pm 1\sigma$ .

За рачунање фактора нормализације, такође се узимају у обзир и систематске неодређености теоријског порекла на облик расподеле догађаја у коначним дискриминаторним варијаблама. Ове неодређености се процењују варирањем скала ренормализације и факторизације горе и доле - множењем, односно дељењем фактором два и њихов износ се креће у опсегу између између 2% и 4%<sup>[11]</sup>.



Слика 5.18: Расподеле излазних варијабљи BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $2lss$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скала ренормализације и факторизације за девет комбинација множења, односно дељења фактором два.

<sup>[11]</sup> Скала ренормализације  $\mu_R$  је референтна скала енергије за коју је додељена вредност константи спрезања  $\alpha_S$  квантне хромодинамике (QCD). Скала факторизације  $\mu_F$  се уводи ради раздвајања ефеката везаних стања (који су обухваћени зависностима расподеле партона) од пертурбативних интеракција (које су обухваћене ефикасним пресеком за партоне) у партонима. Варирање се врши односу на природну скалу...



Слика 5.19: Распреде излазних варијабли BDT за процесе  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}Z$  добијене припремом мултиваријантне анализе за селекцију догађаја у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ . Поређење расподела је приказано за варијације фактора корекција скала ренормализације и факторизације за девет комбинација множења, односно дељења фактором два.

### 5.5.3 Компонента фона са погрешно идентификованим лептонима

Допринос догађаја у којима један од лептона који пролазе критеријуме селекције сигнала не потиче од распада  $W$ ,  $Z$  или  $H$  бозона се процењује на основу експерименталних података коришћењем тзв. *fake rate* метода. Метод се своди на мерење вероватноће да недиректни кандидат прође критеријуме *tight* селекције у контролном узорку који је обogaћен недиректним лептонима. Ова вероватноћа је параметризована у зависности од  $p_T$  и  $|\eta|$  и мери се одвојено за мионе и електроне<sup>[12]</sup>.

За добијање узорка обogaћеног погрешно идентификованим лептонима (електронима и мионима чији је  $p_T > 30 \text{ GeV}$ ) за мерење вероватноће да погрешно идентификовани лептон прође *tight* селекцију користе се догађаји QCD процеса са више млазева хадрона, док се за добијање електрона нижих вредности  $p_T$ -а користе догађаји процеса  $Z$ +jets<sup>[13]</sup>. У оба случаја, преостали директни лептони који потичу од распада  $W$  или  $Z$  уклањају се коришћењем трансверзалне масе као дискриминаторне варијабле и избором догађаја без додатних лептона. Контролни регион се дефинише релаксирањем критеријума који се примењују за мултиваријантну анализу за идентификацију лептона. Догађаји у овом контролном региону код којих један лептон не пролази *tight* селекцију се отежињују фактором  $f/(1-f)$ , где  $f$  представља вероватноћу погрешне идентификације која је раније измерена, док се догађаји код којих два лептона не пролазе критеријуме *tight* селекције отежињују фактором:  $-f_1 f_2 / [(1-f_1)(1-f_2)]$ .

Комплетан израз за рачунање вероватноће да погрешно идентификовани лептон прође селекцију сигналног региона (тј. да прође постављену границу за lepton MVA), дат је једначином (5.2). Ова вероватноћа се примењује на догађаје из тзв. региона

<sup>[12]</sup> Мерење вероватноће се изводи у зависности од трансверзалног импулса најближег млаза хадрона. Овакав избор обезбеђује боље слагање од мерења у зависности од трансверзалног импулса лептона, пошто се вероватноћа екстраполира на трансверзални импулс партона (mother parton  $p_T$ ), од којег објекти у коначном стању потичу.

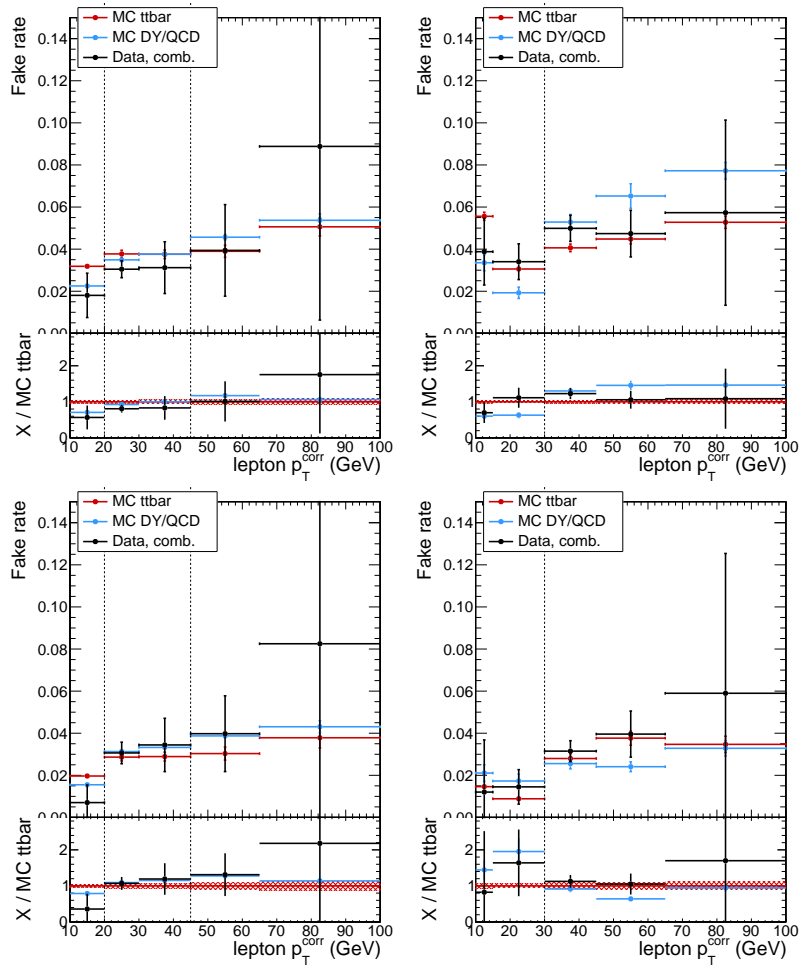
<sup>[13]</sup> Овакав начин добијања погрешно идентификованих електрона и миона се примењује ради превазилажења ограничења постављених од стране тригера за експерименталне податке који се користе за процену помоћу *fake rate* метода.

примене, који се добија на основу дефиниције сигналног региона, применом супротних критеријума од оних који се примењују за lepton MVA, чиме се врши селекција погрешно идентификованих лептона.

$$N_{pp}^{bkg} = \frac{f_1}{1 - f_1} N_{pf} + \frac{f_2}{1 - f_2} N_{pf} - \frac{f_1 f_2}{(1 - f_1)(1 - f_2)} N_{ff} \quad (5.2)$$

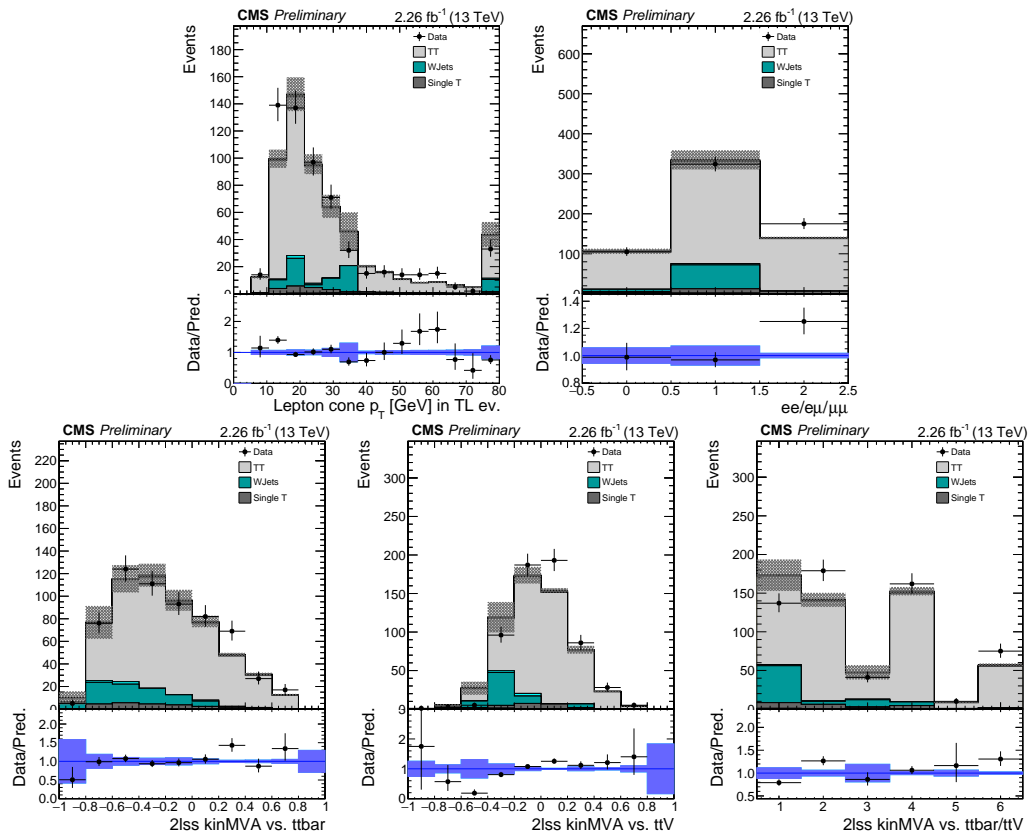
Дефиниција дата изразом (5.2) у обзир узима само догађаје са два лептона, али се сличан принцип примењује и за коначно стање са више лептона. Израчуната вероватноћа се користи за одређивање доприноса фона у сигналном региону са неодређеношћу између 30 – 50% која потиче од статистичких и систематских неодређености примењених тежинских фактора.

Резултати процене доприноса погрешно идентификованих лептона помоћу *fake rate* метода су приказани на Сл. 5.20. Поређењем резултата мерења *fake rate*-а у догађајима у експерименталним подацима са резултатима добијеним на основу предвиђања може се уочити добро слагање. Поред тога, може се уочити да су неодређености за врло ниске и врло високе вредности трансверзалног импулса веће од неодређености при средњим вредностима  $p_T$ -а. Неодређености при ниским вредностима трансверзалног импулса потичу углавном од недовољне статистике, док за високе вредности трансверзалног импулса преовлађују неодређености које потичу од примене процедуре за уклањање доприноса директних лептона.



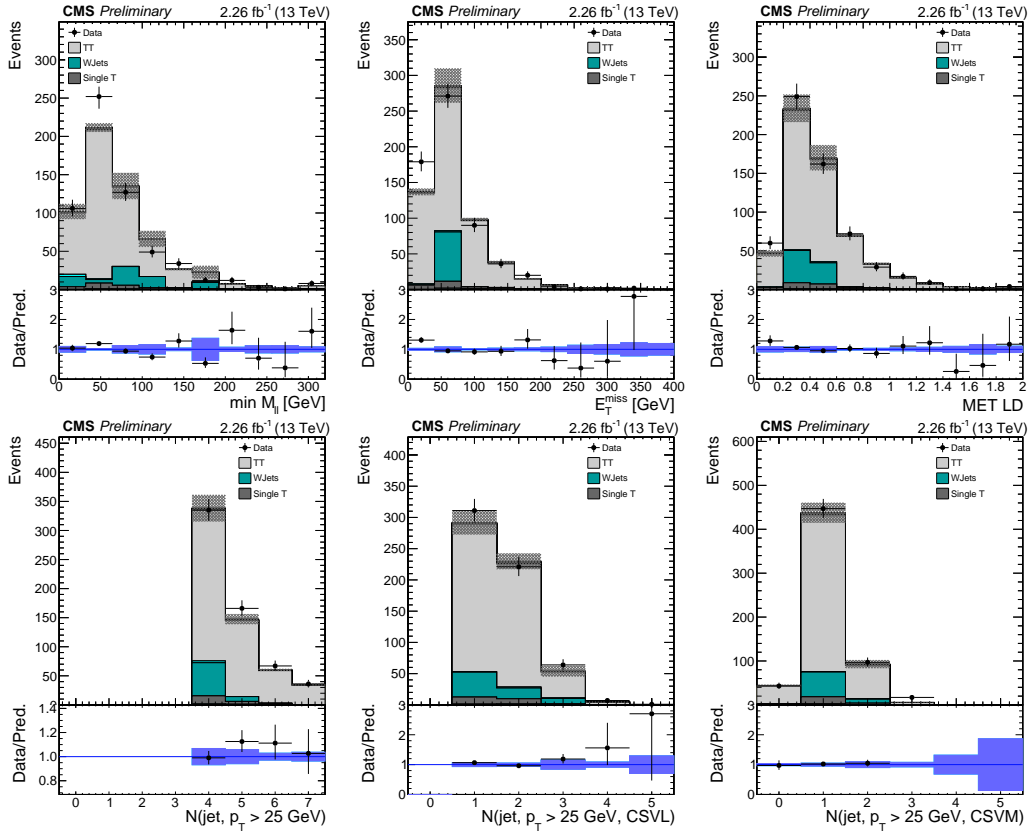
Слика 5.20: Поређење резултата мерења *fake rate*-а у догађајима у експерименталним подацима (црном бојом) са предвиђањима на основу симулираних догађаја у региону примене (плавом бојом) и региону богатом недиректним лептонима (црвеном бојом). У левој колони приказане су расподеле за мионе, у десној колони за електроне; у првој врсти су дати резултати за лептоне из централне области детектора, а друга врста одговара предњој области детектора - затварача.

Поређењем расподела за експерименталне податке са предвиђањима на основу симулације МС, на Сл. 5.21, 5.22, 5.23 и 5.24, види се да у контролном региону у којем преовлађују погрешно идентификовани лептони постоји добро слагање између расподела за експерименталне податке и расподела за МС, што значи да симулација представља добар модел за опис експерименталних података. Ово слагање потврђује и да постоји задовољавајуће разумевање физике, односно композиције фона у региону примене.

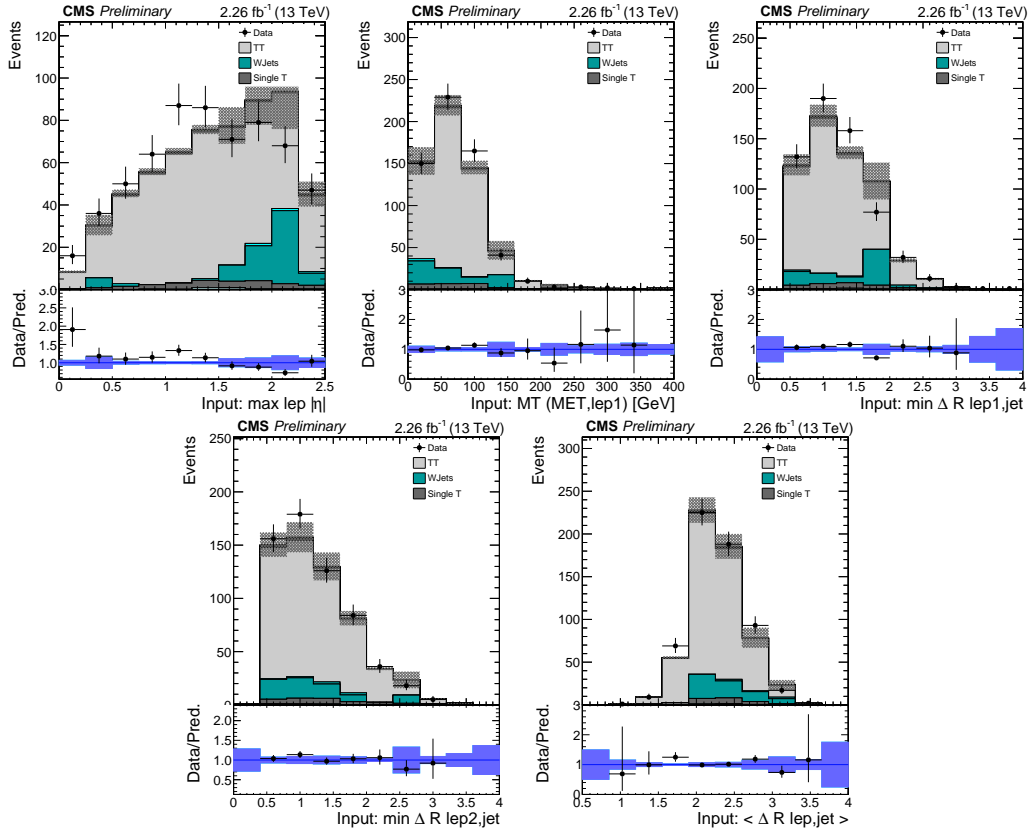


Слика 5.21: Поређење расподела за експерименталне податке и симулацију у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Поређење је дато за следеће варијабле:  $p_T$  лептона који не пролази *tight* селекцију, flavor лептона, излазне варијабле BDT за  $ttH vs. tt$  и  $ttH vs. ttV$ , као и коначног дискриминатора добијеног применом 2D MVA.

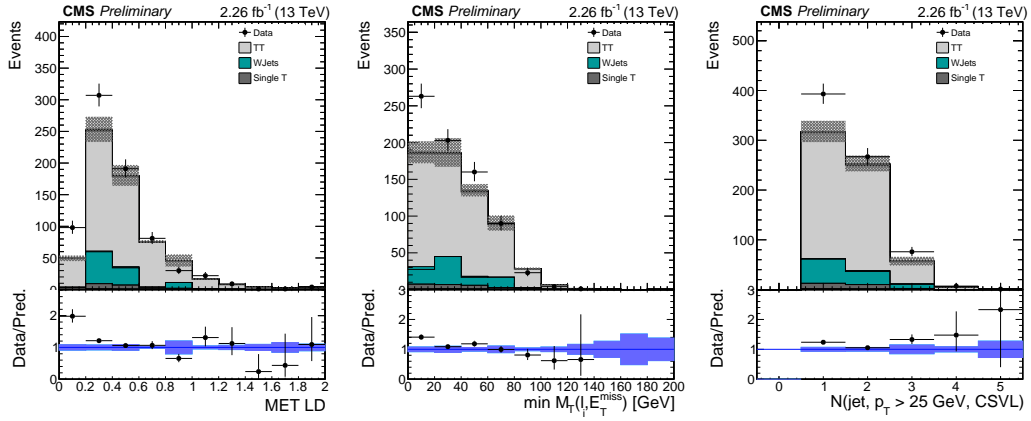




Слика 5.22: Поређење расподела за експерименталне податке и симулацију у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Поређење је дато за следеће варијабле: минимална вредност инваријантне масе лептонског пара, недостајућа трансверзална енергија, линеарни дискриминатор недостајуће трансверзалне енергије, број млазева хадрона у коначном стању, као и број млазева  $b$  хадрона идентификованих уз помоћ *loose* и *medium* радне тачке.

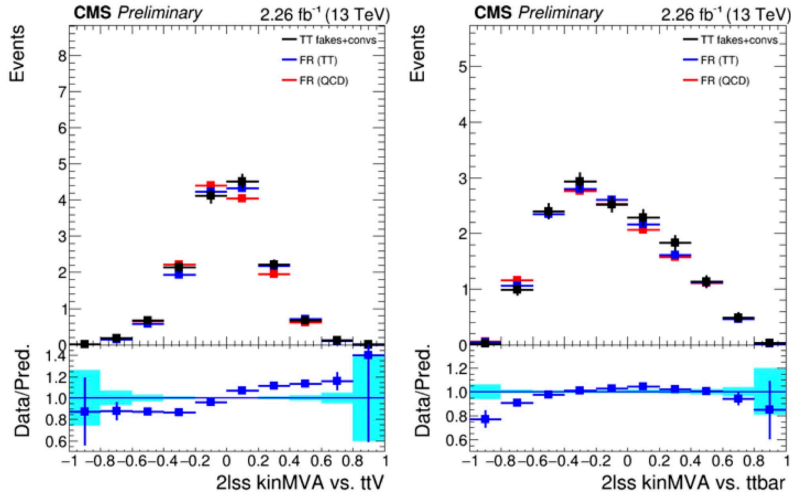


Слика 5.23: Поређење расподела улазних варијабли за мултиваријантну анализу у контролном региону  $2lss$  са једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Дате су расподеле за експерименталне податке и симулацију за следеће улазне варијабле за мултиваријантну анализу: максимални (апсолутни) псевдорapidитет лептона, трансверзална маса система недостајуће трансверзалне енергије и водећег лептона, минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона, минимално растојање између другог лептона и њему најближег млаза хадрона, просечно растојање између лептона и млаза хадрона (редом, с лева на десно).



Слика 5.24: Распделе варијабли за мултиваријантну анализу у контролном региону  $2lss$  са најмање једним лептоном који не пролази критеријум *tight* селекције. Одступање распделе за експерименталне податке од укупне распделе симулираних фонских процеса постоји због тога што је изостављена компонента са QCD догађајима са више млазева хадрона, која у овом случају има значајан допринос.

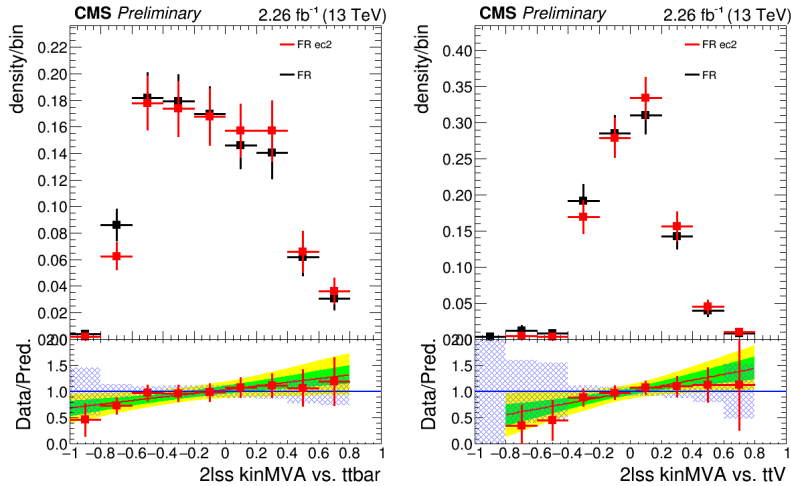
Тестови затварања (тзв. *closure tests*) се изводе са симулираним догађајима ради потврђивања доброг моделовања редуцибилних компонената фона проценом уз помоћ *fake rate* метода. Као пример, дат је тест затварања који је спроведен мерењем *fake rate*-а у симулираним подацима за процес QCD, применом сличне технике која се користи и за експерименталне податке и примењује се на процес  $t\bar{t}$ , да би се видело да ли постоји зависност процене *fake rate* од *flavour*-а.



Слика 5.25: Облици дискриминатора за издвајање сигнала припремљених у односу на  $t\bar{t}V$  (лево) и  $t\bar{t}$  (десно) добијени у симуираним догађајима семилептонских распада  $t\bar{t}$  и предвиђањем доприноса фона помоћу *fake rate* метода коришћењем симуираних догађаја за процесе QCD и  $t\bar{t}$ .

На Сл.5.25 се може уочити да постоји мали ефекат ове зависности на нивоу од око 10% за предвиђање фона.

Постоје две врсте неодређености ове процене: неодређености нормализације фона и неодређености облика дискриминатора. Ове неодређености имају ефекат на рачунање коначног фита и могу зависити од трансверзалног импулса и псевдорapidитета лептона. На Сл.5.26 је дат пример настанка разлика у облицима дискриминатора у случају догађаја семилептонских распада  $t\bar{t}$  (нпр.  $t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu b q' \bar{q} \bar{b}$ ), које се јављају као последица појаве зависности процене *fake rate* од  $p_T$  и  $|\eta|$  лептона.



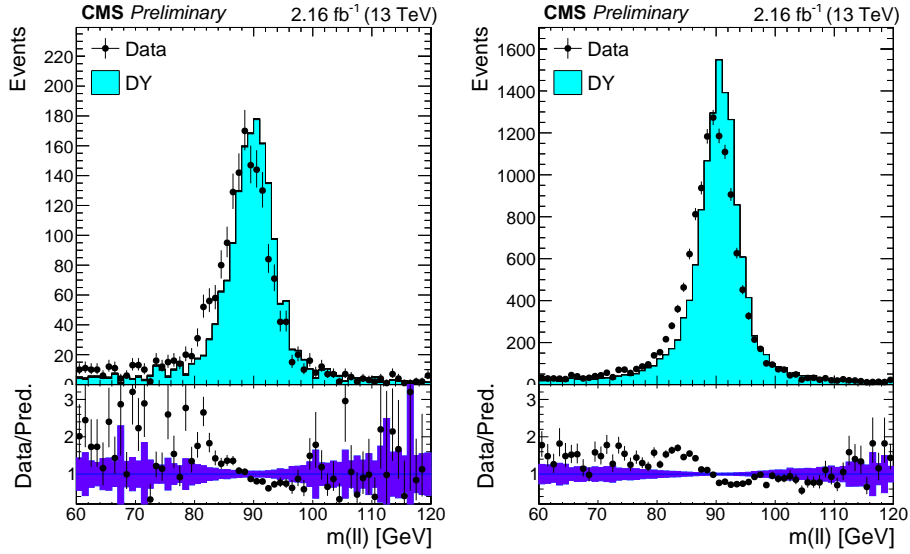
Слика 5.26: Пример настанка разлика у облицима дискриминатора за догађаје семилептонских распада  $t\bar{t}$ , као последица појаве зависности процене *fake rate* од  $p_T$  и  $|\eta|$  лептона.

Са Сл. 5.26 се може закључити да је ефекат ових неодређености око 40% на нормализацију, односно око 20% на облик расподеле дискриминаторне варијабле.

### 5.5.4 Компонента фона са погрешно реконструисаним наелектрисањем

Поред поменуте компоненте фона добијене погрешном идентификацијом не директних лептона, значајан допринос има и компонента фона која потиче од погрешно идентификованог наелектрисања електрона. Она се одређује испитивањем регистрованих догађаја из распада  $Z$  бозона на  $2lss$ . Како се  $Z^0$  распада на два лептона супротног знака наелектрисања, ово представља случај када је знак наелектрисања једног електрона погрешно идентификован. Вероватноћа погрешне идентификације наелектрисања електрона се одређује анализом експерименталних података. На Сл. 5.27 је приказано поређење расподеле инваријантне масе пара електрона истог

знака наелектрисања добијене анализом симулираних догађаја процеса  $DY^{[14]}$  и догађаја из експерименталних података<sup>[15]</sup>.

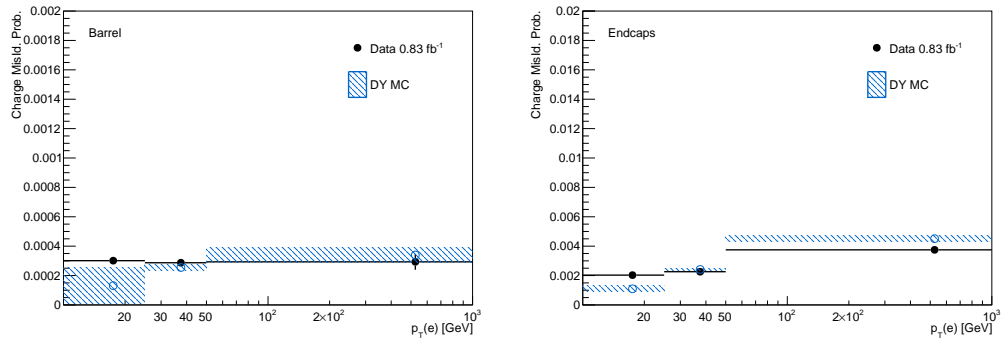


Слика 5.27: Инваријантна маса пара електрона истог знака наелектрисања који пролазе комплетан скуп критеријума који се примењује за селекцију електрона. За случај на слици лево захтева се испуњавање критеријума за слагање резултата мерења наелектрисања електрона помоћу алгоритама *Gaussian-Sum Filter (Gsf)*, *Combinatorial Track Finder (Ctf)*, као и пиксел детектора (*ScPix*), док за случај на слици десно, испуњавање тог критеријума није захтевано.

Електрони реконструисани у експерименталним подацима се деле на скупове парова супротног знака наелектрисања и парова истог знака наелектрисања. Вероватноћа погрешне идентификације наелектрисања се одређује из релативног односа броја догађаја у овим скуповима. Доприноси догађаја се одређују фитовањем расподеле инваријантне масе парова електрона за различите бинове  $p_T$  и  $|\eta|$  (за централну област и област затварача).

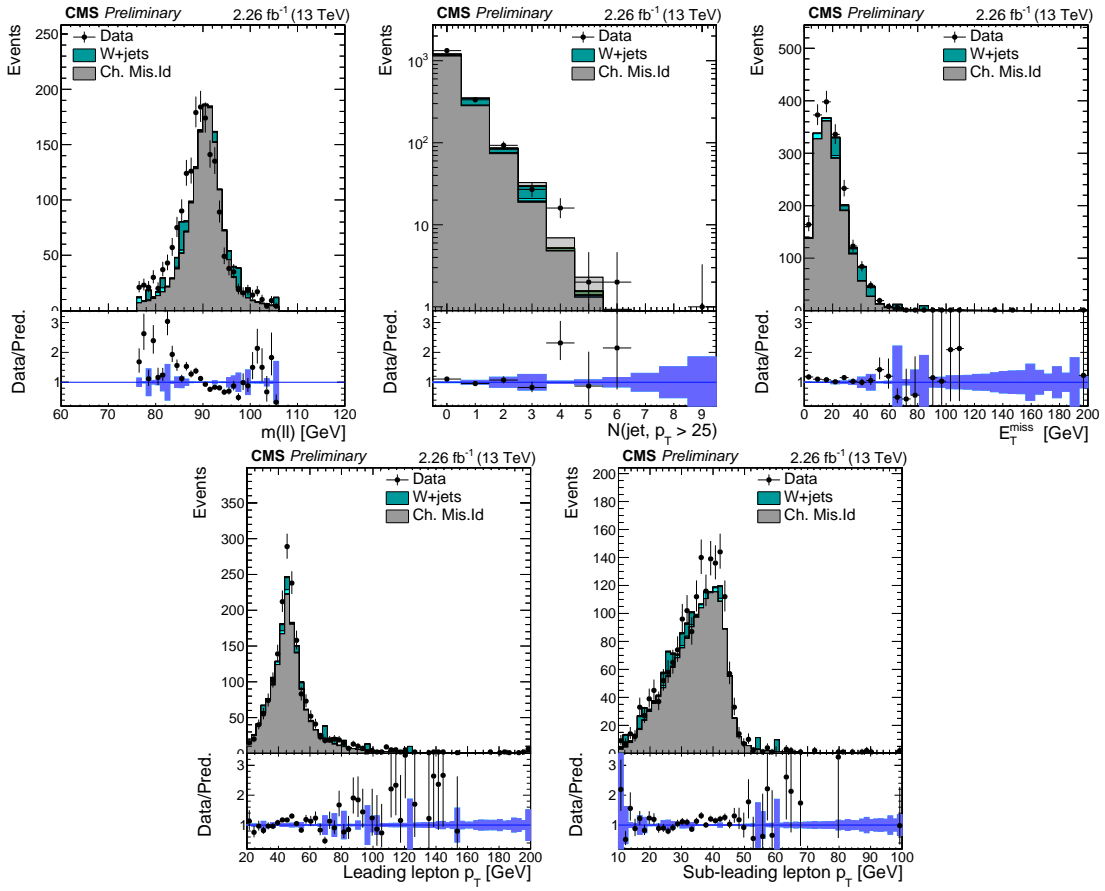
<sup>[14]</sup> Drell-Yan (DY) процес у овом контексту представља реконструисани  $Z$  бозон са  $2l_{ss}$  у коначном стању. Овај процес се користи за поређење са коначним стањем са два лептона супротног знака наелектрисања у којем се примењује измерена вероватноћа, након чега се врши провера слагања.

<sup>[15]</sup> Разлог постојања одступања средње вредности расподеле инваријантне масе пара електрона истог знака наелектрисања добијене са експерименталним подацима од средње вредности добијене са симулираним подацима (Сл. 5.27) се може објаснити присуством електрона са погрешно идентификованим наелектрисањем. На Сл. 5.28 се може уочити одступање вероватноће погрешне идентификације наелектрисање одређене са експерименталним подацима од вероватноће одређене са симулираним подацима за ниже вредности трансверзалног импулса. Ово одступање се на одговарајући начин преноси и на расподеле инваријантне масе дво-електронског пара.



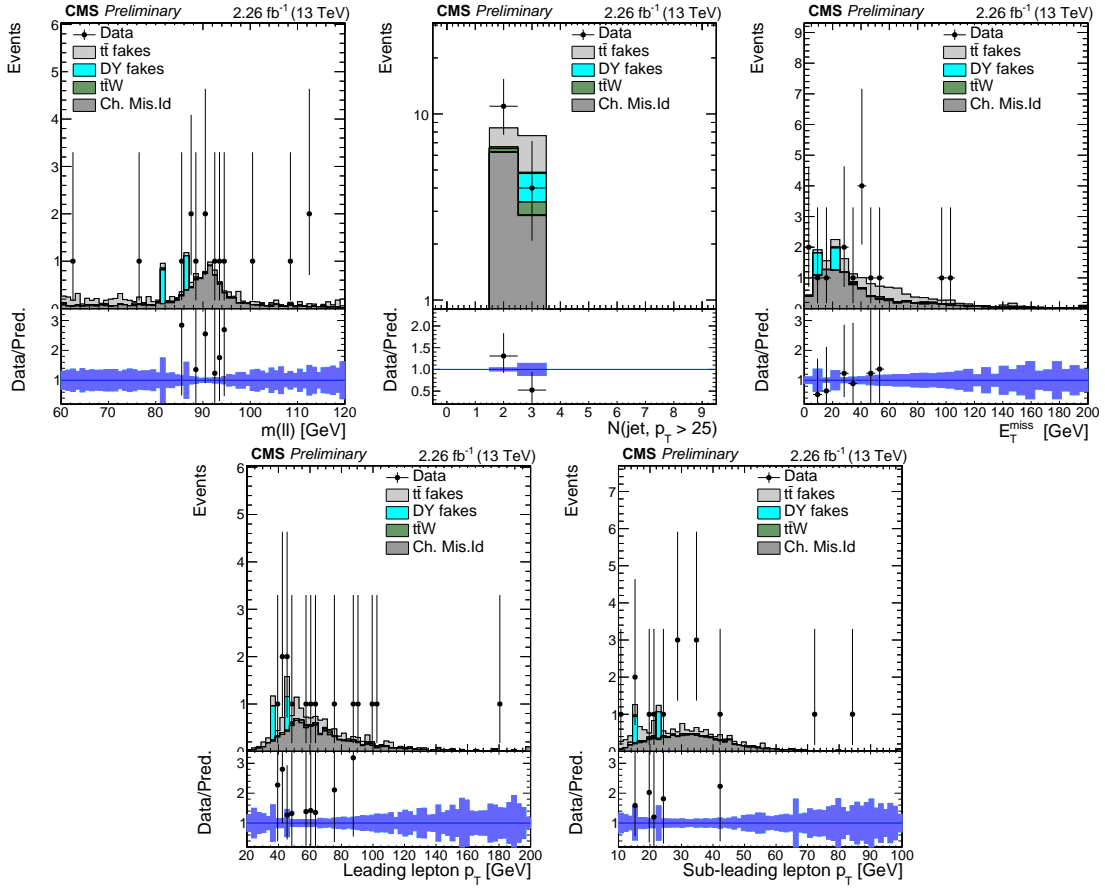
Слика 5.28: Вероватноће погрешне идентификације наелектрисања добијене мерењем у зависности од трансверзалног импулса електрона у централној области (лево) и области затварача (десно).

У централној области, измерена вероватноћа износи око 0.03% док у области затварача иде до око 0.4% (Сл. 5.28). Тестови затварања са симулираним догађајима у контролним регионима на Сл. 5.29 и Сл. 5.30 се користе за процену систематске неодређености и на основу резултата ових тестова, процењена је на око 30%.



Слика 5.29: Тест затварања за процену доприноса фона који потиче од погрешне идентификације наелектрисања у контролном региону у којем преовлађују догађаји процеса  $DY$ , а у којем се мери вероватноћа погрешне идентификације наелектрисања.





Слика 5.30: Тест затварања за процену доприноса фона који потиче од погрешне идентификације наелектрисања, изведен са догађајима добијеним применом селекције за два електрона истог знака наелектрисања, два или три млаза хадрона и најмање један млаз  $b$  хадрона идентификован помоћу *medium* радне тачке, или два млаза  $b$  хадрона - помоћу *loose* радне тачке у коначном стању.

Поређењем расподела за симулиране догађаје и догађаје реконструисане у експерименталним подацима, са Сл. 5.30 се може закључити да је компонента фона са погрешно идентификованим наелектрисањем електрона добро моделована симулацијом MC.

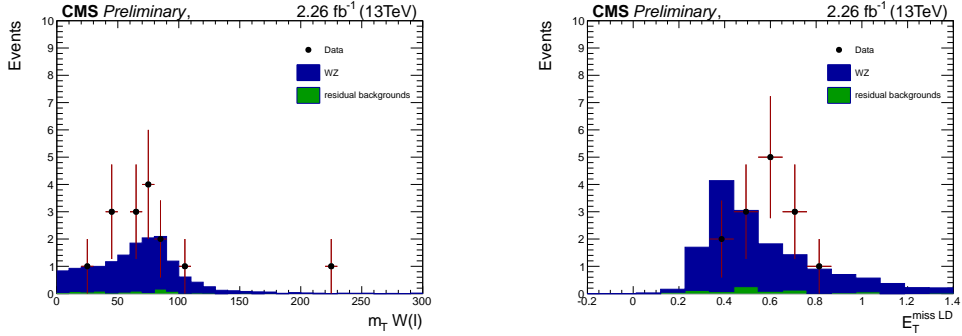
### 5.5.5 Двобозонски фонски процеси

Процеси  $WZ$  и  $ZZ$  са распадима на лептоне могу да имају иста коначна стања као и сигнал. Процена доприноса двобозонских процеса, од којих је најзаступљенији

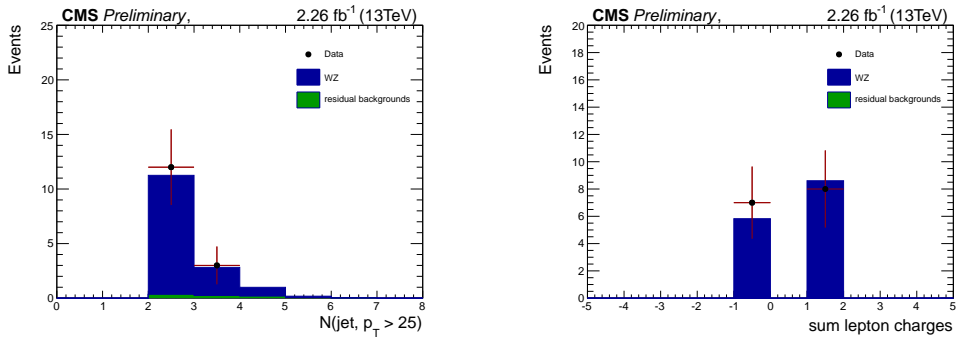
$WZ$ , врши се у догађајима без додатних млазева хадрона. Нормализација за учешће двобозонских компонената фона се одређује испитивањем контролног региона са три лептона у коначном стању. Овај контролни регион се дефинише применом истих критеријума као и за сигнални регион, али са инвертованим критеријумом за одбацивање реконструисаног  $Z$  бозона, као и инвертованим критеријумом за млазеве  $b$  хадрона, пошто је ово процес са малим мултиплицитетом млазева  $b$  хадрона у коначном стању. За одређивање фактора скалирања за расподелу симулираних догађаја у односу на експерименталне податке, фитује се облик трансверзалне масе ( $m_T$ ) лептона који не припада  $Z$  бозону. Вредност добијеног фактора скалирања је блиска јединици, а његова укупна неодређеност укључује статистичке неодређености мерења ( $\sim 30\%$ ), неодређености ефикасности  $b$ -tagging-а, као и неодређености погрешног идентификовања "лаких" млазева хадрона ( $\sim 20\%$ ) и на крају теоријске неодређености које потичу од одређивања PDF-а, неодређености екстраполације и учешћа различитих *flavour*-а ( $\sim 10\%$ ).

На Сл. 5.31, 5.32, 5.33 и 5.34 приказани су валидациони плотови за следеће варијабле у контролном региону  $WZ$ :

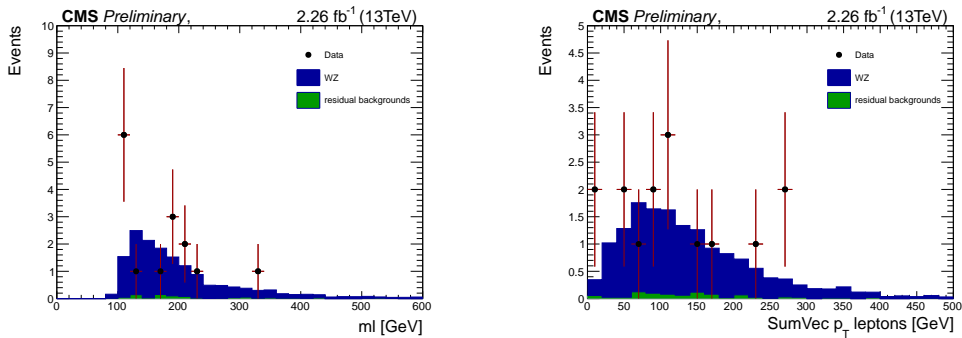
- трансверзална маса лептона који не потиче од распада  $Z$  бозона;
- линеарна дискриминанта недостајуће трансверзалне енергије;
- мултиплицитет млазева хадрона;
- сума наелетрисања лептона;
- инваријантна маса селектованих лептона;
- векторска сума трансверзалних импулса лептона;
- инваријантна маса кандидата за реконструисани  $Z$ ;
- трансверзални импулс кандидата за реконструисани  $Z$ .



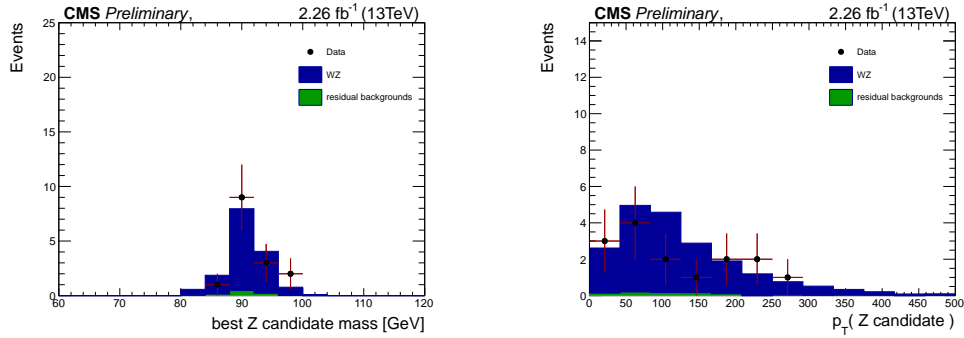
Слика 5.31: Расподеле трансверзалне масе лептона који не потиче од распада  $Z$  бозона,  $m_T(l)$  (лево) и линеарне дискриминанте недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{\text{miss LD}}$  (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке.



Слика 5.32: Расподеле мултиплицитета млазева хадрона (лево) и суме наелетрисања лептона (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке.



Слика 5.33: Расподеле инваријантне масе селектованих лептона (лево) и векторске суме трансверзалних импулса лептона (десно), након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке.



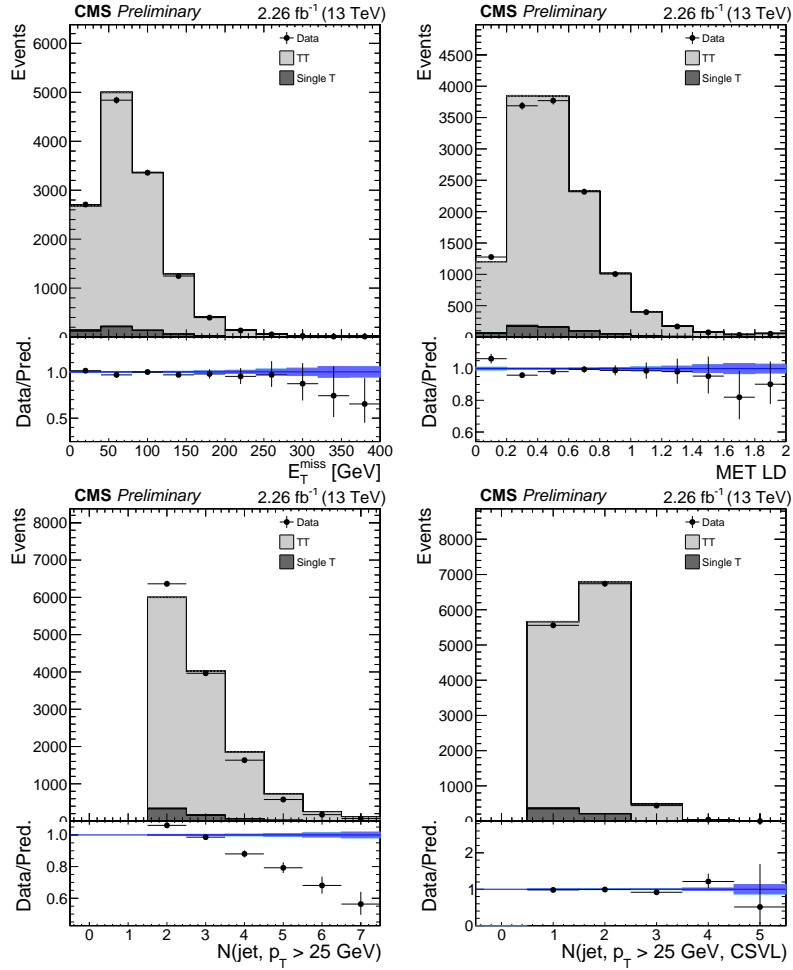
Слика 5.34: Распделе инваријантне масе и трансверзалног импулса кандидата за реконструисани  $Z$  бозон након фитовања  $WZ$  и преосталог фона у односу на експерименталне податке.

За све опсервиране варијабле у контролном региону  $WZ$  постоји добро слагање између расподела за симулиране догађаје и расподела за експерименталне податке.

## 5.6 Валидација у контролним регионима

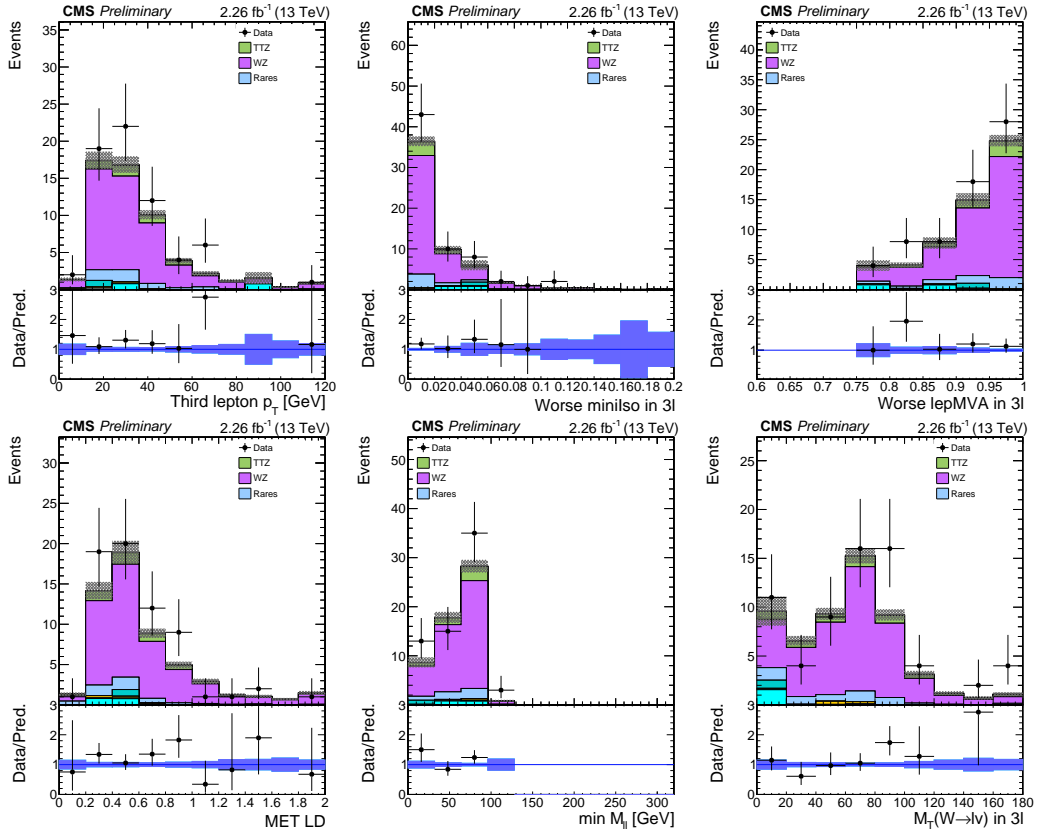
У анализи се користи неколико контролних региона за проверу да су варијабле које се користе за издвајање сигнала добро моделоване у симулацији. Контролни регион  $t\bar{t} \rightarrow e^\pm \mu^\mp b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  је обогаћен догађајима распада система  $t\bar{t}$  одакле се добија сигнални регион са два лептона али се за потребе контроле селектују догађаји који имају пар лептона (електрона и миона) различитог знака наелектрисања и још два млаза хадрона у коначном стању.

Овај контролни регион се такође користи и за валидацију  $b$ -tagging-а, као и валидацију реконструкције недостајуће трансверзалне енергије. Са Сл. 5.35 се види да се након примене фактора скалирања добија добро слагање између модела и експерименталних података, како за  $b$ -tagging, тако и за  $E_T^{miss}$  (у оквиру  $E_T^{miss}LD$ ). Дистрибуције приказане на Сл. 5.35 су нормализоване према укупној луминозности прикупљених експерименталних података (укључујући факторе скалирања за ефикасност реконструкције лептона и ефикасност  $b$ -tagging-а).



Слика 5.35: Поређење симулираних расподела недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , линеарног дискриминатора  $E_T^{miss} LD$ , мултиплицитета млазева хадрона и броја млазева хадрона који пролазе критеријум селекције дефинисан коришћењем дискриминатора CSV са *loose* радном тачком са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $t\bar{t} \rightarrow e^\pm \mu^\mp b\bar{b} \nu\bar{\nu}$ .

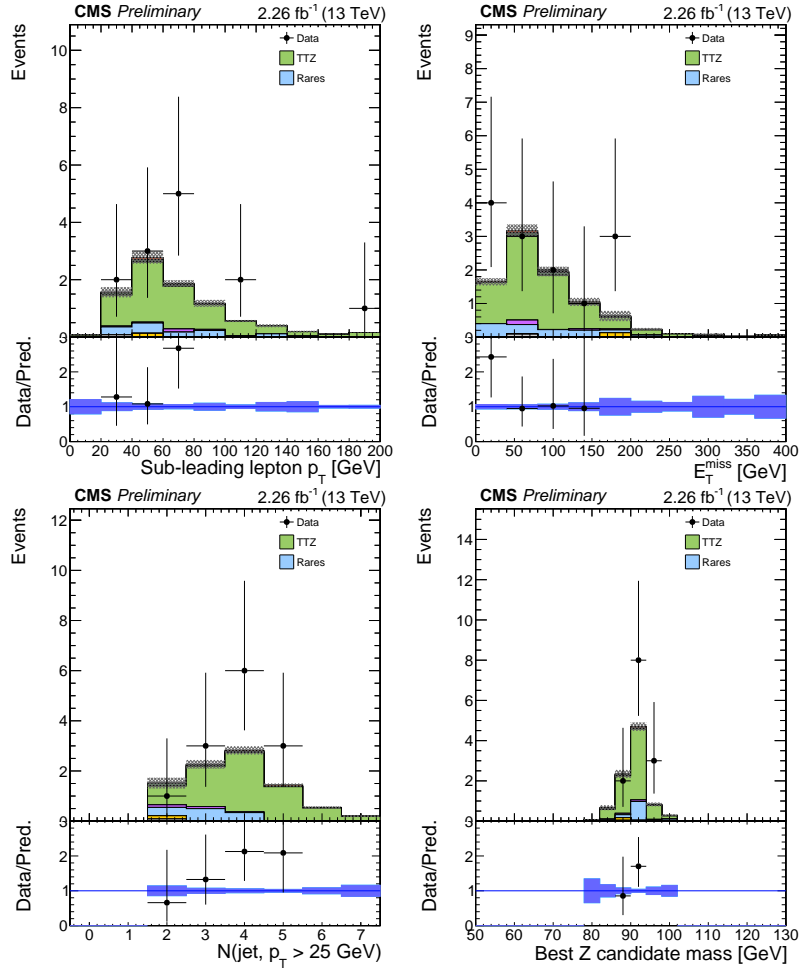
Следећи контролни регион је  $WZ$  у којем се разматрају три лептона у коначном стању, који пролазе комплетну селекцију за сигнални регион, само са инвертованим критеријумима за одбацивање догађаја са реконструисаним  $Z$  бозоном, као и критеријумом за b-tagging. Испитују се величине директних лептона у случају најлошије вредности излазне варијабле "lepton MVA" за селектована три лептона што представља најосетљивији критеријум за погрешан опис облика расподеле за ову варијаблу. Такође су мини-изолација и  $m_T$  добро моделоване, што се види са Сл. 5.36.



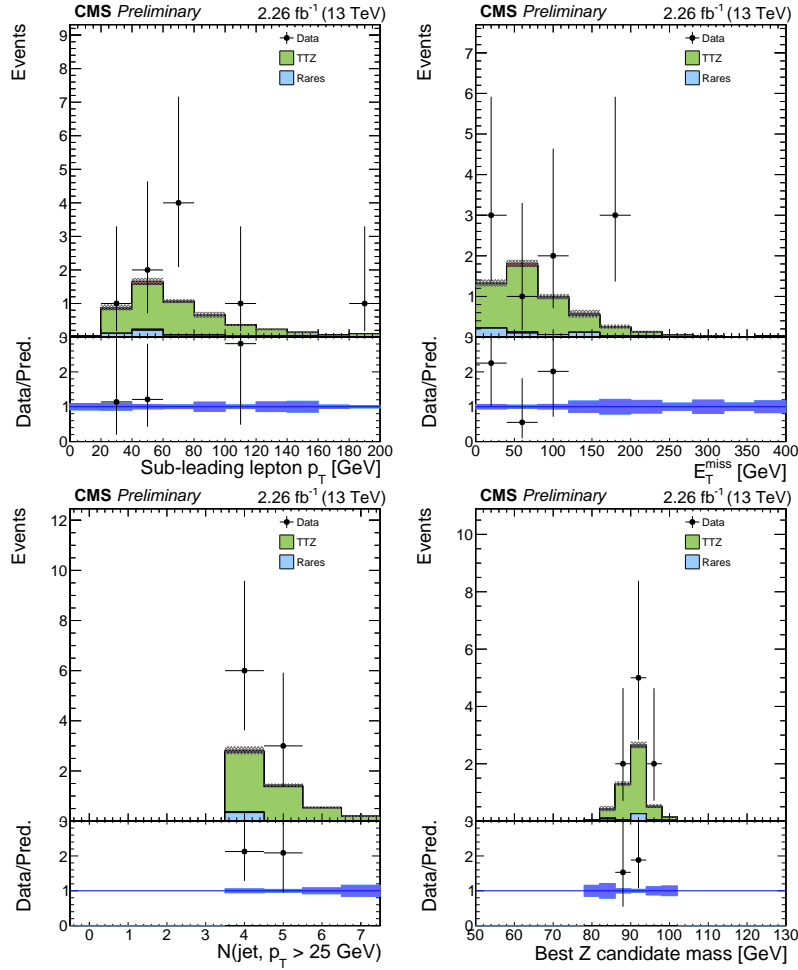
Слика 5.36: Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса последњег у низу (трећег) лептона, сортираних по  $p_T$ -у, мини-изолације најлошије изолованог лептона, најлошије вредности дискриминатора "lepton MVA", линеарног дискриминатора  $E_T^{miss} LD$ , минималне инваријантне масе дволептонског пара и трансверзалне масе  $M_T$  кандидата за  $W$  бозон са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $WZ \rightarrow 3l$ .

Такође постоји и контролни регион обogaћен догађајима  $t\bar{t}Z$  (Сл. 5.37), где се полази од три лептона селектована инвертованим критеријумом за  $Z$ , али је у овом случају поштрен (*tighten*) захтев за присуством млазева  $b$  хадрона, тако да се селектују само догађаји  $t\bar{t}$ .

Овај контролни регион омогућава процену за процес  $t\bar{t}Z$  у региону где је овај процес доминантан и реконструисан у потпуности.



Слика 5.37: Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса другог у низу лептона сортираних по  $p_T$ -у, недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , броја млазева хадрона са  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и инваријантне масе најбољег кандидата за  $Z$  бозон са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $t\bar{t}Z \rightarrow 3l$ .



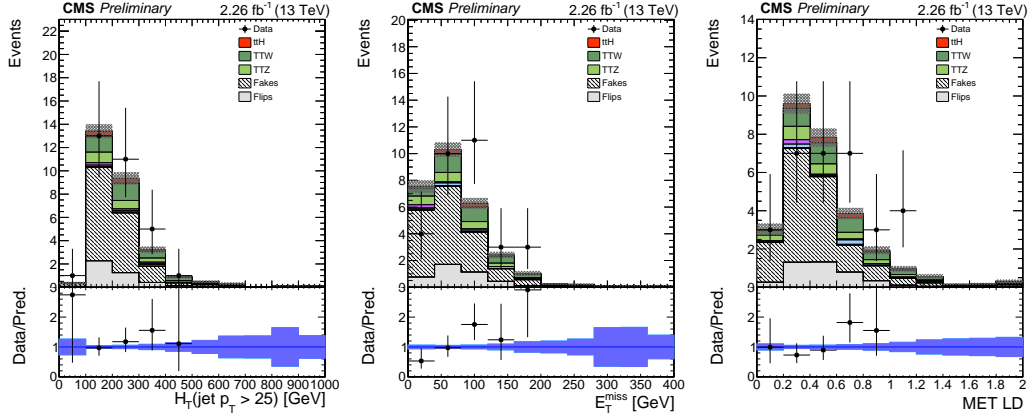
Слика 5.38: Поређење симулираних расподела трансверзалног импулса другог у низу лептона сортираних по  $p_T$ -у, недостајуће трансверзалне енергије  $E_T^{miss}$ , броја млазева хадрона са  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и инваријантне масе најбољег кандидата за  $Z$ , у контролном региону  $t\bar{t}Z \rightarrow 3l$  са додатним захтевом за присуство најмање четири реконструисана млаза хадрона са одговарајућим расподелама за експерименталне податке.

Такође је испитан и контролни регион који је врло сличан сигналном региону  $2lss$ , али се разликује по мултиплицитету млазева хадрона у коначном стању. У овом региону, сигнал је прилично потиснут, па се због тога користи за валидацију предвиђања шума.

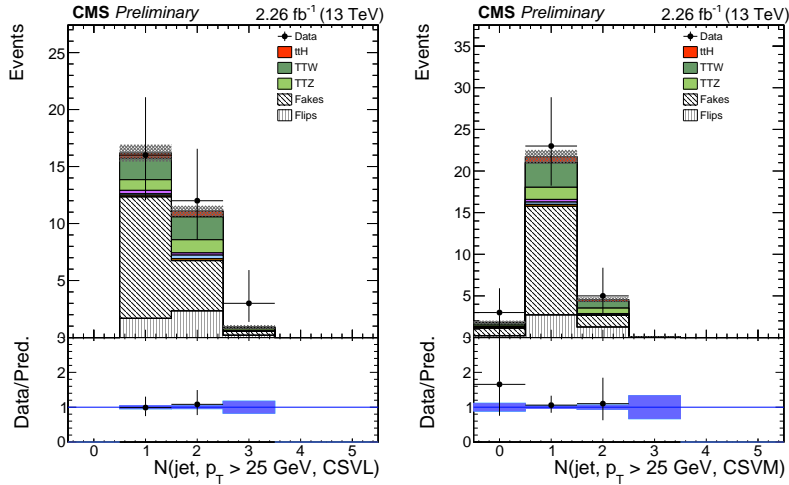
У случају контролног региона  $2lss$ , уместо најмање четири млаза хадрона у коначном стању, захтева се присуство тачно три млаза хадрона. Резултати валидације



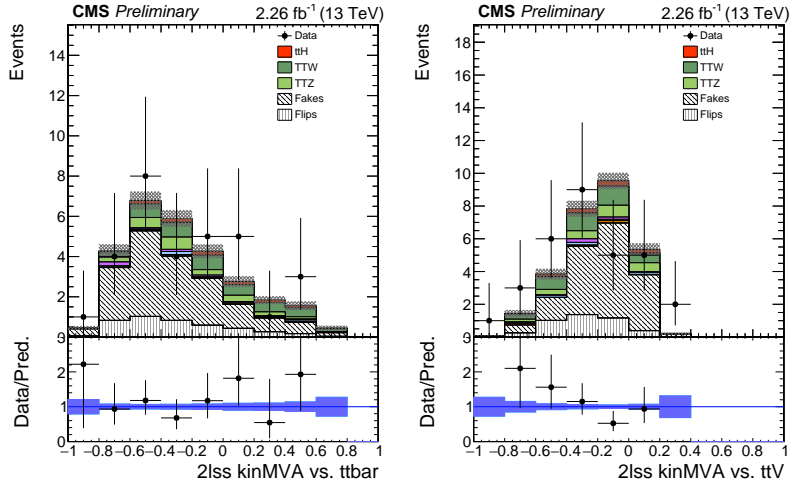
приказани су на Сл. 5.39, 5.40 и 5.41.



Слика 5.39: Поређење симулираних расподела недостајуће суме трансверзалних импулса  $H_T$ , недостајуће енергију  $E_T^{miss}$  и линеарне дискриминанте  $E_T^{miss} LD$  са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању.

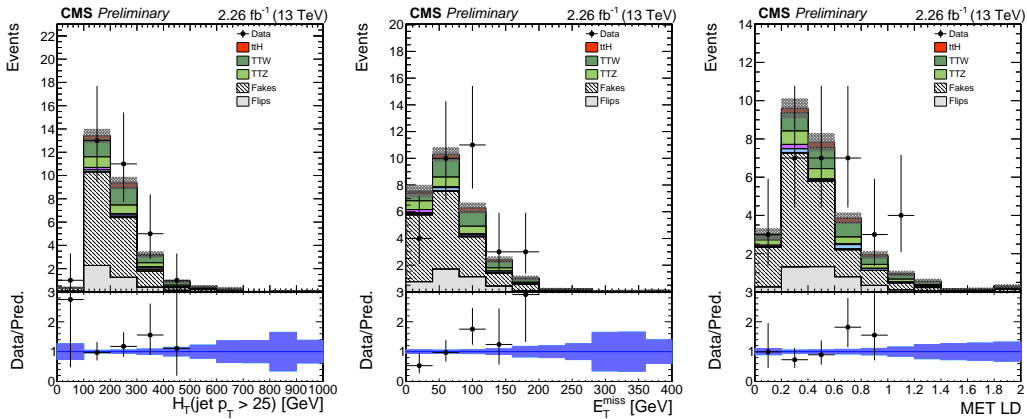


Слика 5.40: Поређење симулираних расподела броја млазева хадрона који задовољавају критеријум селекције уз помоћ *loose* и *medium* радне тачке дискриминатора CSV са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$  са три млаза хадрона у коначном стању.

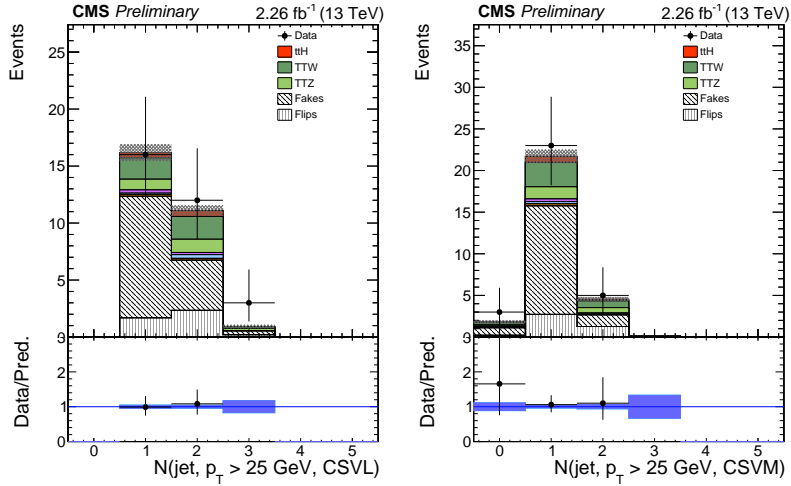


Слика 5.41: Поређење симулираних расподела дискриминаторних варијабли добијених припремом мултиваријантне анализе у односу на  $t\bar{t}$  (лево), односно  $t\bar{t}V$  (десно) са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању.

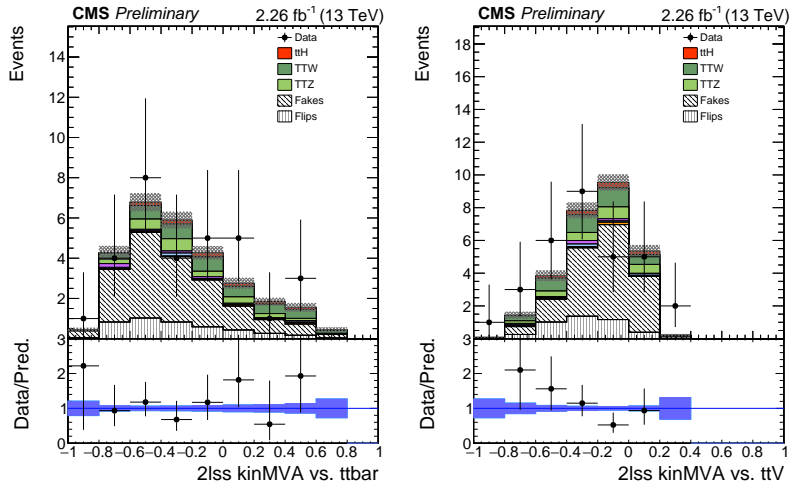
У случају валидације приказане на Сл. 5.42, 5.43 и 5.44, у оквиру истог контролног региона примењене су технике за уклањање компонената фона које потичу од присуства погрешно идентификованих лептона, као и погрешне идентификације знака наелектрисања.



Слика 5.42: Поређење симулираних расподела  $H_T$ ,  $E_T^{miss}$  и  $E_T^{miss} LD$  са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању.



Слика 5.43: Поређење симулираних расподела броја млазева хадрона који задовољавају критеријум селекције уз помоћ *loose* (лево), односно *medium* (десно) радне тачке дискриминатора CSV са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању.



Слика 5.44: Поређење симулираних расподела дискриминатора добијених припремом мултиваријантне анализе у односу на  $t\bar{t}$  (лево), односно  $t\bar{t}V$  (десно) са одговарајућим расподелама за експерименталне податке, у контролном региону  $2lss$ , са три млаза хадрона у коначном стању.

И за варијабле испитане у овом контролном региону је такође примећено добро слагање између расподела за експерименталне податке и расподела за укупан допринос сигнала и доминантних компонента фона.

## 5.7 Издвајање сигнала

Приступ за издвајање сигнала у овој анализи се заснива на дељењу селектованих догађаја у неколико засебних категорија са различитим односима доприноса сигнала и фона. Издвајање сигнала се спроводи фитовањем нормализованог броја догађаја у расподелама дискриминаторних варијабли по сваком од бинова сортираних по растућем редоследу вредности  $S/B$ . У свакој од ових категорија допринос сигнала и фона се одређује на основу расподеле погодне одабране дискриминаторне варијабле. У циљу побољшања издвајања сигнала коришћењем тополошких карактеристика и специфичности сигнала  $t\bar{t}H$  у односу на доминантне компоненте фона, примењује се приступ тзв. дводимензионалне мултиваријантне анализе или 2D MVA. Овај приступ подразумева употребу две дискриминаторне варијабле које представљају излазне варијабле BDT добијене мултиваријантном анализом одабраних скупова физичких варијабли. У првом случају, сигнал је припремљен у односу на фонски процес  $t\bar{t}$ , а у другом случају у односу на процес  $t\bar{t}V$  ( $V = W/Z$ ). Припрема мултиваријантне анализе се обавља одвојено за коначна стања  $2lss$  и  $\leq 3l$ .

Пошто симулирани догађаји који се користе за припрему немају довољну статистику уколико се примени потпуни скуп критеријума који дефинишу сигнални регион, за припрему мултиваријантне анализе користи се селекција (тзв. релаксирана селекција догађаја) која се заснива на примени следећег скупа критеријума:

- присуство најмање два преселектована лептона истог знака наелектрисања са трансверзалним импулсима већим од 20 GeV, односно 10 GeV;
- бар четири млаза хадрона у догађају;
- два млаза b хадрона идентификована уз помоћ *loose* или један уз помоћ *medium* радне тачке.

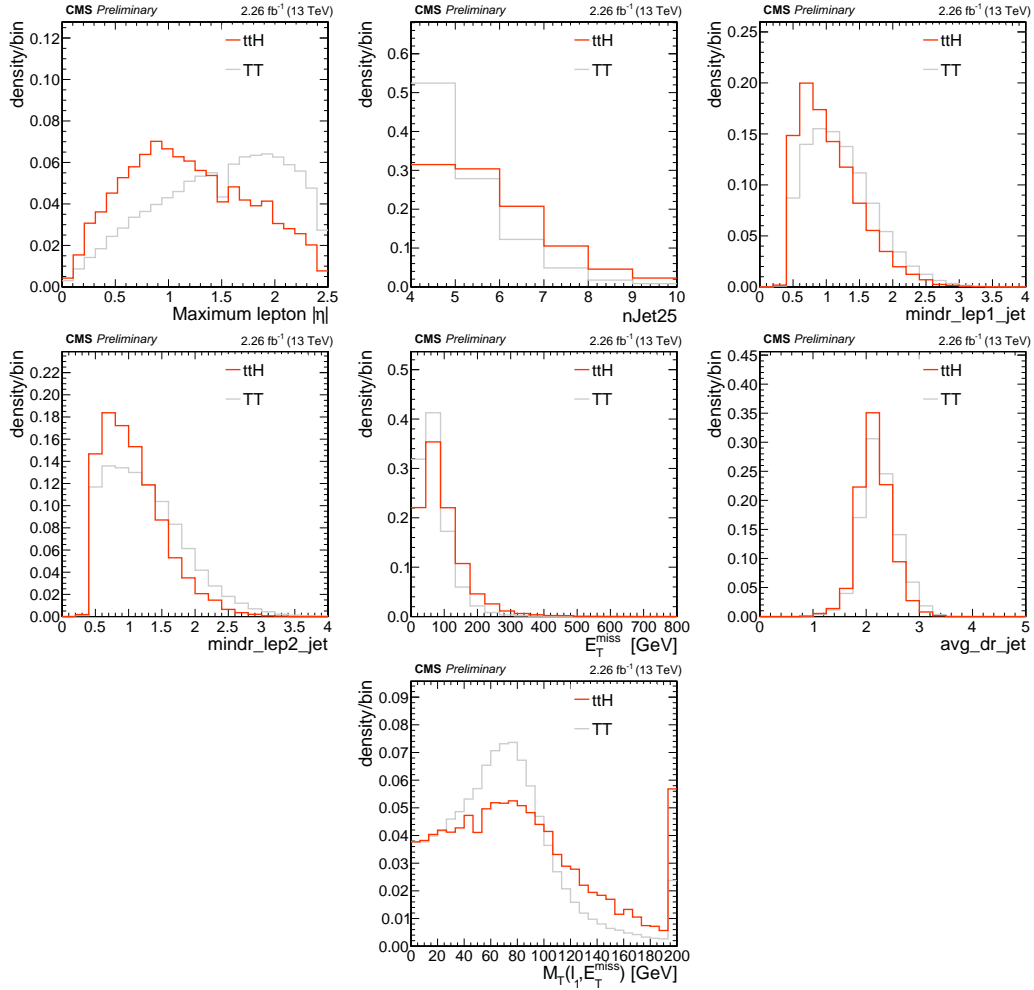
Од улазних физичких варијабли за мултиваријантну анализу одабране су оне које имају највећу моћ раздвајања између сигнала и фона у датој категорији догађаја. У категорији  $2lss$ , за припрему MVA у односу на  $t\bar{t}$ , користе се следеће физичке варијабле: максимум  $|\eta|$  за два водећа лептона, мултиплицитет хадронских млазева

хадрона, минимално растојање између водећег лептона и најближег млаза хадрона, минимално растојање другог лептона и најближег млаза хадрона, недостајућа трансверзална енергија, просечно растојање између два млаза хадрона и трансверзална маса система водећег лептона и недостајуће трансверзалне енергије. За припрему MVA у односу на  $t\bar{t}V$ , варијабле које представљају недостајућу трансверзалну енергију и просечно растојање између два млаза хадрона су замењене варијаблима које представљају  $p_T$  лептона из лептонског пара. У категорији  $\geq 3l$ , припрема MVA у односу на  $t\bar{t}$  се разликује од припреме која се користи у  $2lss$  по томе што се уместо  $E_T^{miss}$  користи  $H_T^{miss}$ , док се за припрему у односу на  $t\bar{t}V$  користе исте улазне варијабле као у случају  $2lss$ . У Таб. 5.5, 5.6, 5.7 и 5.8 дати су детаљни спискови улазних варијабли које су коришћене за сваки од типова припреме мултиваријантне анализе у свакој од категорија коначних стања.

На Сл. 5.45, 5.46, 5.47 и 5.48 приказана су поређења расподела за сигнал и одговарајуће компоненте фона коришћених за припрему BDT за различите физичке варијабле. Овим поређењима је представљена моћ раздвајања сваке од коришћених улазних варијабли за мултиваријантну анализу.

ТАБЕЛА 5.5: Улазне варијабле за припрему MVA у односу на  $t\bar{t}$  у категорији  $2lss$ :

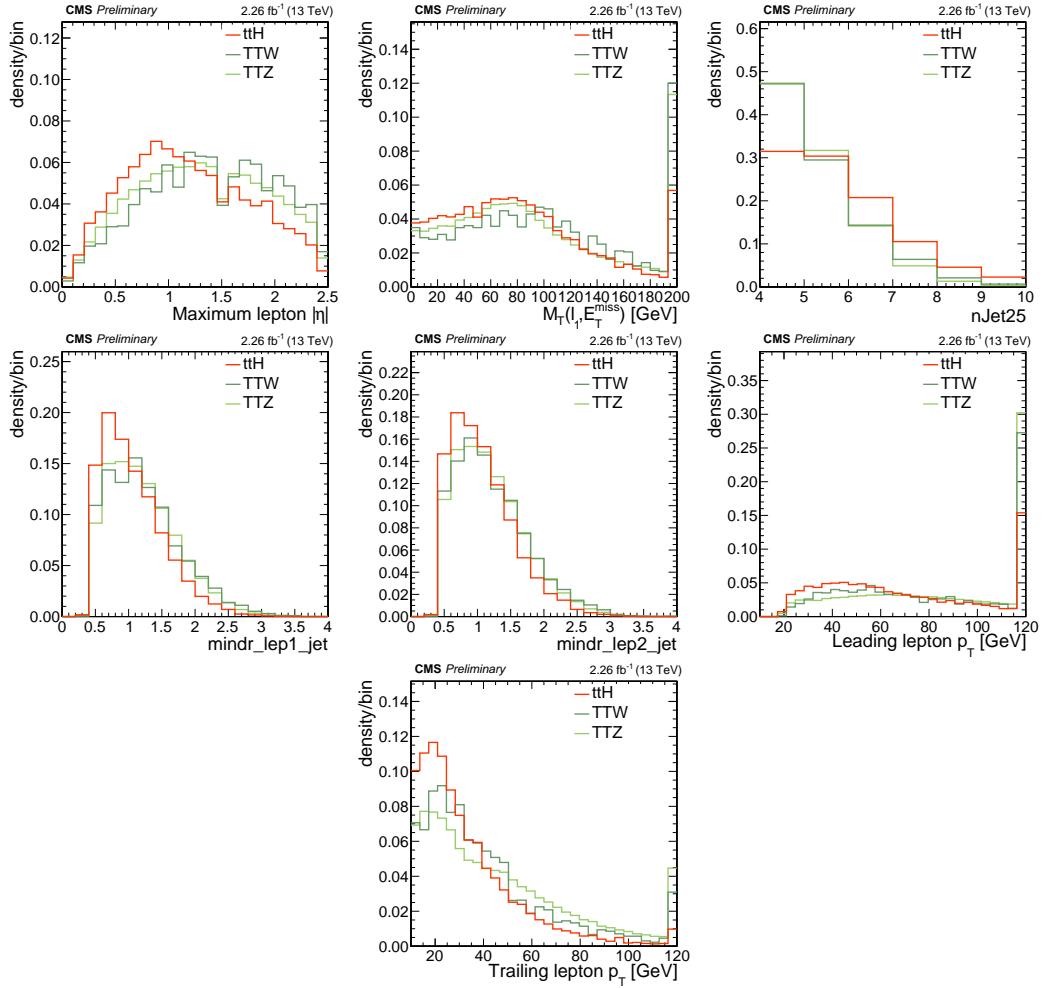
Улазна варијабла	Ознака
максимални апсолутни псеудорапидитет два водећа лептона	Maximum lepton $ \eta $
мултиплицитет хадронских млазева	nJet25
минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep1_jet
минимално растојање другог лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep2_jet
недостајућа трансверзална енергија	$E_T^{miss}$
просечно растојање између два млаза хадрона	avg_dr_jet
трансверзална маса водећег лептона и недостајуће трансверзалне енергије	$MT(l_1, E_T^{miss})$



Слика 5.45: Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на  $t\bar{t}$  у каналу  $2lss$ .

ТАБЕЛА 5.6: Улазне варијабле за припрему MVA у односу на  $t\bar{t}V$  у категорији  $2lss$ :

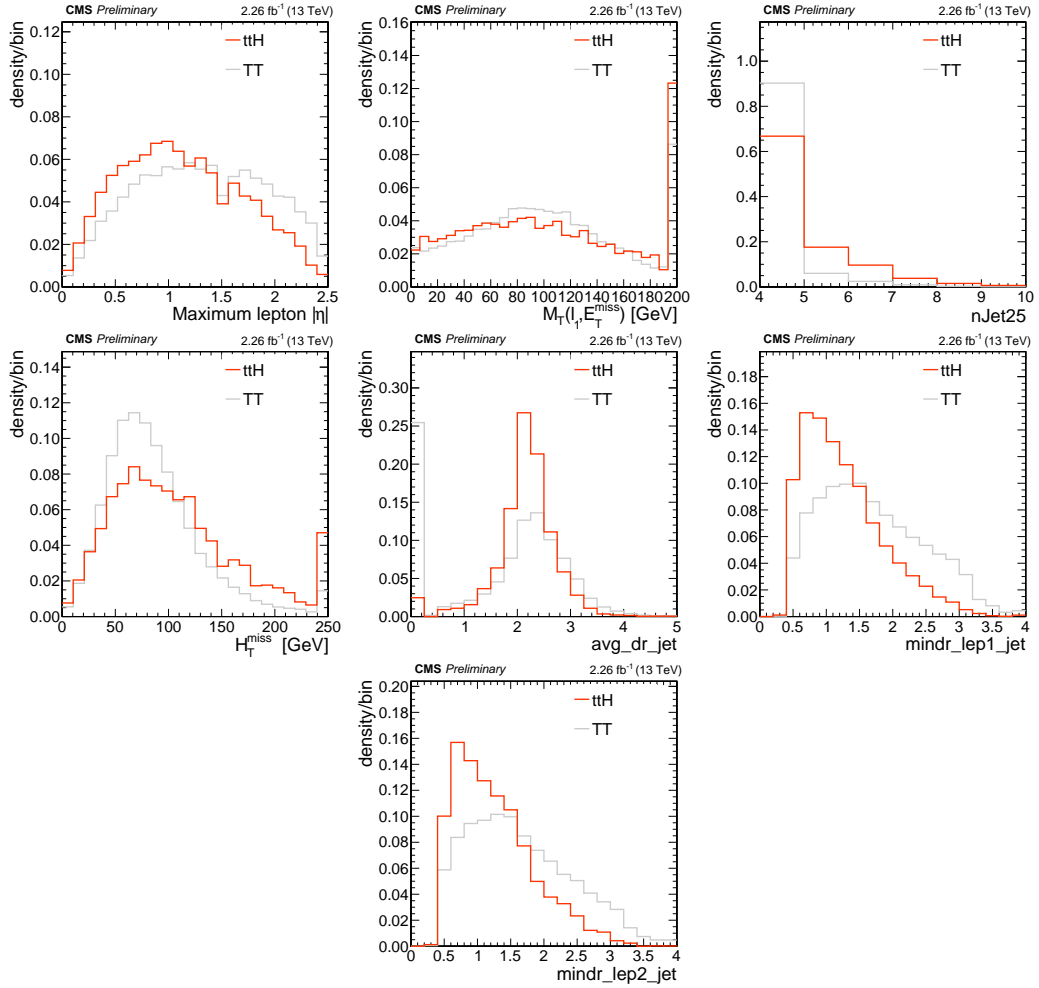
Улазна варијабла	Ознака
максимални апсолутни псеудорапидитет два водећа лептона	Maximum lepton $ \eta $
трансверзална маса водећег лептона и недостајуће трансверзалне енергије	$M_T(l_1, E_T^{\text{miss}})$
мултиплицитет хадронских млазева	nJet25
минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep1_jet
минимално растојање пратећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep2_jet
трансверзални импулс водећег лептона	Leading lepton $p_T$
трансверзални импулс пратећег лептона	Trailing lepton $p_T$



Слика 5.46: Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на  $t\bar{t}V$  у каналу  $2lss$ .

ТАБЕЛА 5.7: Улазне варијабле за припрему MVA у односу на  $t\bar{t}$  у категорији  $\geq 3l$ :

Улазна варијабла	Ознака
максимални апсолутни псеудорапидитет два водећа лептона	Maximum lepton $ \eta $
трансверзална маса водећег лептона и недостајуће трансверзалне енергије	$M_T(l_1, E_T^{\text{miss}})$
мултиплицитет хадронских млазева	nJet25
недостајућа сума трансверзалних импулса NT	$H_T^{\text{miss}}$
просечно растојање између два млаза хадрона	avg_dr_jet
минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep1_jet
минимално растојање другог лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep2_jet

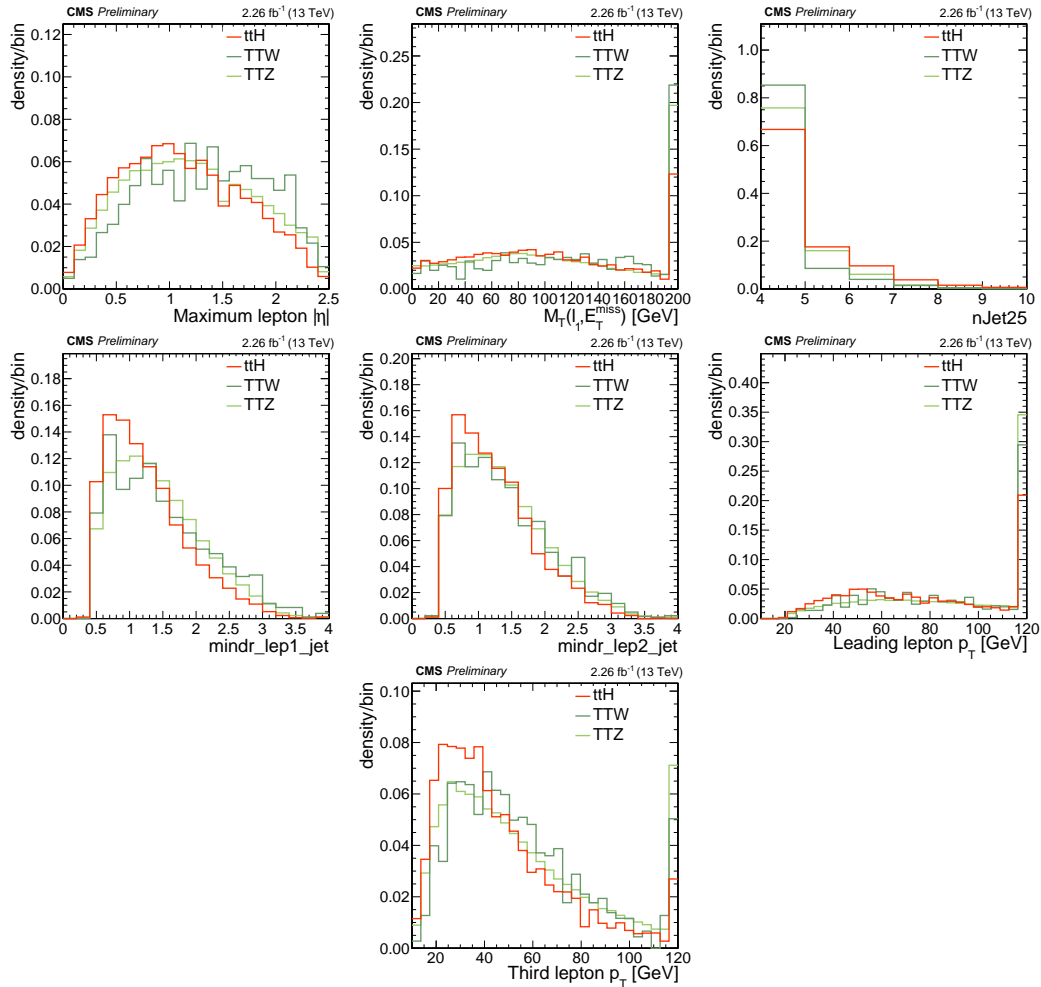


Слика 5.47: Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на  $t\bar{t}$  у каналу  $\geq 3l$ .

ТАБЕЛА 5.8: Улазне варијабле за припрему MVA у односу на  $t\bar{t}V$  у категорији  $\geq 3l$ :

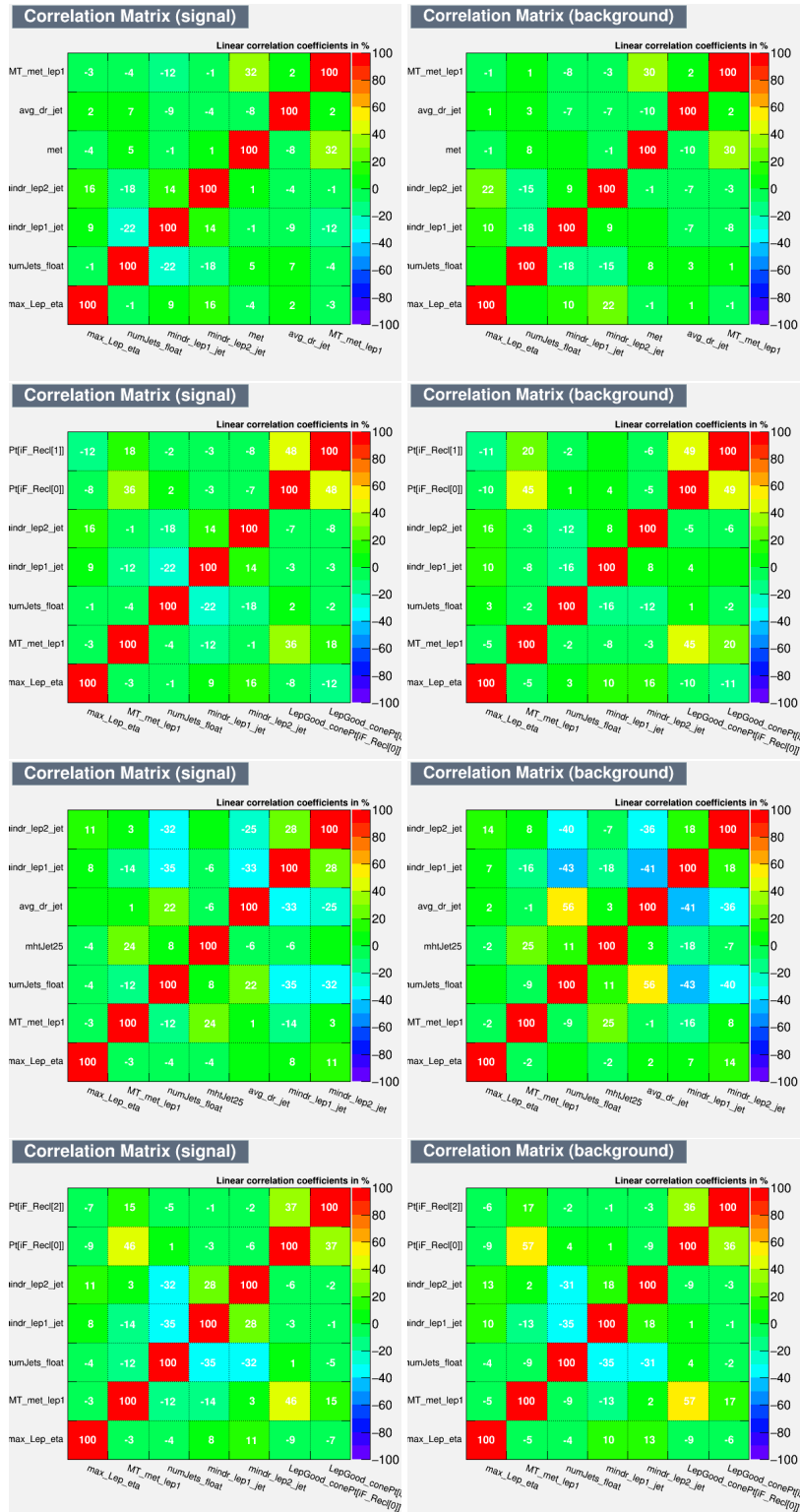
Улазна варијабла	Ознака
максимални апсолутни псеудорапидитет два водећа лептона	Maximum lepton $ \eta $
трансверзална маса водећег лептона и недостајуће трансверзалне енергија	$M_T(l_1, E_T^{\text{miss}})$
мултиплицитет хадронских млазева	nJet25
минимално растојање између водећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep1_jet
минимално растојање пратећег лептона и њему најближег млаза хадрона	mindr_lep2_jet
трансверзални импулс водећег лептона	Leading lepton $p_T$
трансверзални импулс трећег лептона	Third lepton $p_T$





Слика 5.48: Моћ раздвајања за сваку од варијабли које се користе за припрему дискриминатора BDT у односу на  $ttV$  у каналу  $\geq 3l$ .

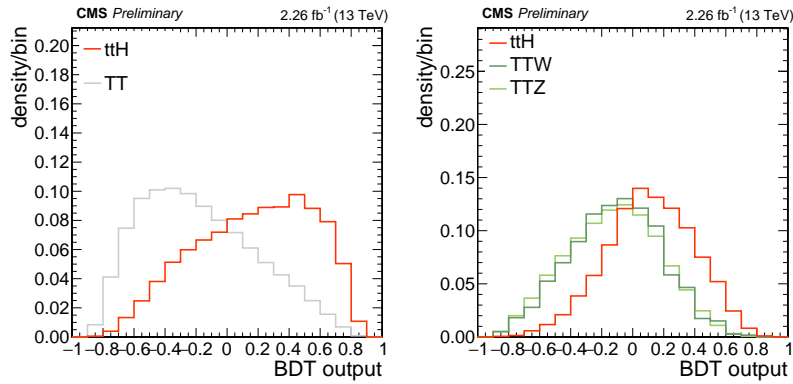
Варијабле коришћене у свакој од категорија догађаја за припрему MVA показују добро раздвајање између сигнала и референтних фонских компонента и тиме је оправдано њихово коришћење за добијање коначних дискриминатора BDT за издвајање сигнала. Корелације улазних варијабли мултиваријантне анализе за издвајање сигнала добијене са тест-узorkом за симулирани сигнал и симулирани фон приказане су дводимензионалним дијаграмима на Сл. 5.49. Корелационе матрице показују слабу међусобну зависност између улазних варијабли за обе категорије коначних стања како у случају сигнала, тако и у случају фона.



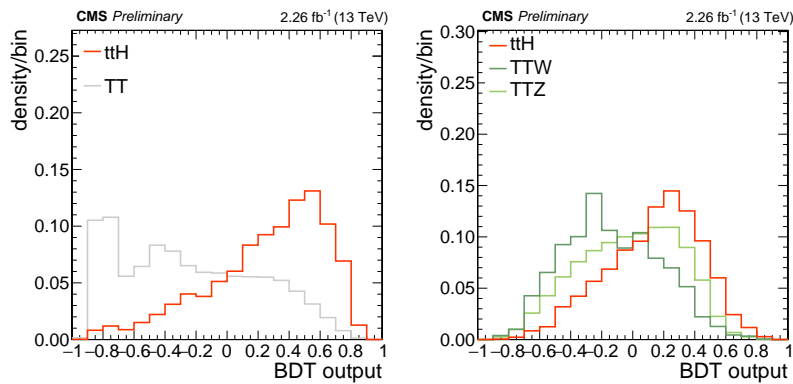
Слика 5.49: Корелације између улазних варијабли у каналу  $2lss$  (прве две врсте) и  $\geq 3l$  (друге две врсте), за догађаје сигнала (у левој колони) и догађаје фона (у десној колони) и случај припреме мултиваријантне анализе за издвајање сигнала у односу на  $t\bar{t}$  (у првој/трећој врсти) и  $t\bar{t}V$  (у другој/четвртој врсти).

Уз помоћ ових улазних варијабли, независном припремом мултиваријантне анализе у односу на  $t\bar{t}$ , односно  $t\bar{t}V$ , за сваку од категорија коначних стања добијају се по две излазне варијабле BDT.

Ради провере оправданости примене приступа 2D MVA за издвајање сигнала, такође је показана и моћ раздвајања сваке од излазних варијабли BDT. На Сл. 5.50 и Сл. 5.50 су приказана поређења између расподела излазних варијабли BDT за сигнал и одговарајуће фонске процесе ( $t\bar{t}$  на слици лево, односно  $t\bar{t}V$  на слици десно) за коначна стања  $2lss$  (Сл. 5.50) и  $3l$  (Сл. 5.51).



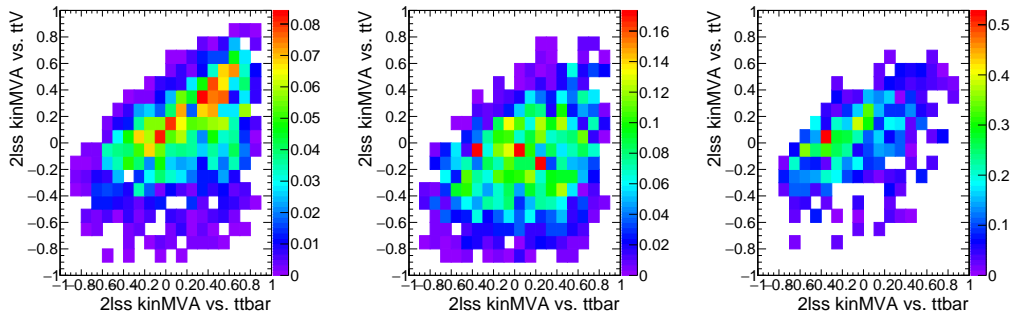
Слика 5.50: Поређење расподела ради демонстрирања моћи раздвајања сваке од излазних варијабли BDT добијених припремом мултиваријантне анализе сигнала  $t\bar{t}H$  у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и у односу  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању са  $2lss$ .



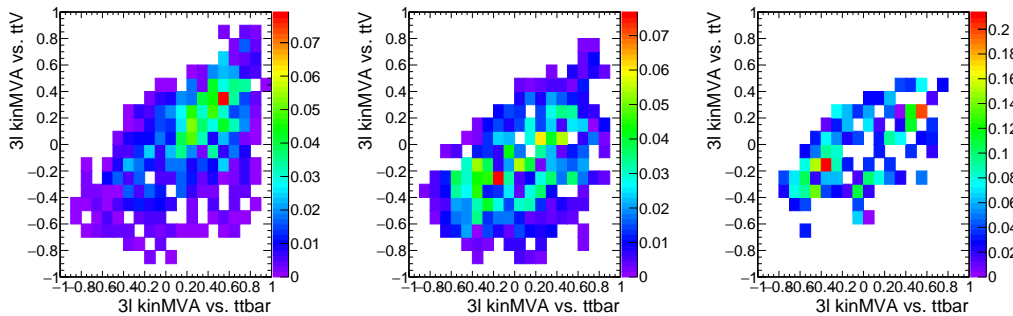
Слика 5.51: Поређење расподела ради демонстрирања моћи раздвајања сваке од излазних варијабли BDT добијених припремом мултиваријантне анализе сигнала  $t\bar{t}H$  у односу на  $t\bar{t}$  (лево) и у односу  $t\bar{t}V$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ .

Међусобним поређењем левог и десног графика на Сл. 5.50 и Сл. 5.51 може се закључити да је са излазном варијаблом BDT у случају припреме MVA у односу на  $t\bar{t}$  постигнуто боље раздвајање него у случају припреме у односу на  $t\bar{t}V$ , због велике тополошке сличности процеса  $t\bar{t}H$  и  $t\bar{t}V$ .

Добијене излазне варијабле BDT представљају координате дводимензионалног простора који се користи за дефинисање коначних 1D дискриминатора. Дводимензионалне расподеле, приказане на Сл. 5.52 и Сл. 5.53 се деле на области, а затим се доприноси сигнала и фона одвојено сумирају и преписују у једнодимензионални хистограм чији се бинови сортирају по растућем доприносу фона.



Слика 5.52: Дводимензионалне расподеле коначних дискриминатора за симулиране компоненте сигнала  $t\bar{t}H$  (лево), и фона  $t\bar{t}W$  (у средини) и  $t\bar{t}$  (десно) у коначном стању  $2lss$ .



Слика 5.53: Дводимензионалне расподеле коначних дискриминатора за симулиране компоненте сигнала  $t\bar{t}H$  (лево), и фона  $t\bar{t}W$  (у средини) и  $t\bar{t}$  (десно) у коначном стању  $\geq 3l$ .

Дводимензионални простор излазних BDT варијабли је подељен на правоугаоне области у циљу повећања осетљивости анализе у односу на једнодимензионални

приступ где је припрема вршена само у односу на фонски процес  $t\bar{t}$ , што је примењено у анализи на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Постоји више начина за избор величине и распореда бинова, па се бира најпогоднији који обезбеђује најбоље раздвајање, односно највећу разлику у облицима расподела за сигнал и фон. У коначном стању  $2lss$  извршена је подела 2D простора на шест области, односно бинова, а у коначном стању  $3l$  на четири области од којих се две дијагоналне групишу у једну, чиме се као резултат добијају три бина. У Таб. 5.9 су дате одабране границе ових области у 2D простору, а на Сл. 6.3 су приказане расподеле добијених коначних 1D дискриминатора за обе категорије коначних стања. Оваквим избором граница области, постигнуто је да резултујућа разлика у облицима расподела за сигнал и фон буде повећана у односу на једнодимензионални случај, тј. за случај у којем је сигнал припремљен у односу на  $t\bar{t}$ , а то је обезбеђено увођењем додатне припреме мултиваријантне анализе у односу на  $t\bar{t}V$ .

ТАБЕЛА 5.9: Границе области у 2D простору коначних дискриминатора за издвајање сигнала.

	bin 1	bin 2	bin 3	bin 4	bin 5	bin 6
$2lss(t\bar{t}b\bar{a}r)$	(-1.0, -0.2]	(-1.0, -0.2]	(-0.2, 0.3]	(-0.2, 0.3]	(0.3, 1.0]	(0.3, 1.0]
$2lss(t\bar{t}V)$	(-1.0, -0.1]	(-0.1, 1.0]	(-1.0, -0.1]	(-0.1, 1.0]	(-1.0, -0.1]	(-0.1, 1.0]
$3l(t\bar{t}b\bar{a}r)$	(-1.0, 0.3]	rest	(0.3, 1.0]			
$3l(t\bar{t}V)$	(-1.0, -0.1]	rest	(-0.1, 1.0]			

# Поглавље 6

## Резултати и дискусија

### 6.1 Резултати

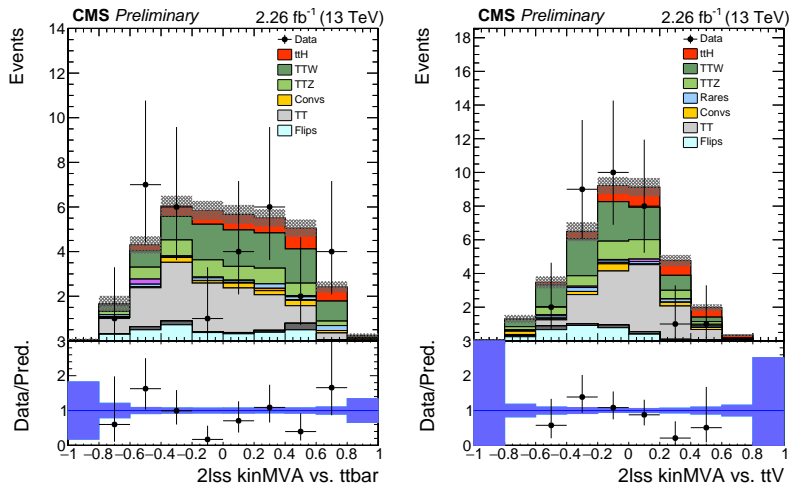
У овом поглављу дат је кратак преглед коначних резултата анализе продукције  $t\bar{t}H$  у експерименту CMS, за вредност масе Хигс бозона од 125 GeV.

ТАБЕЛА 6.1: Очекивани и измерени доприноси у категоријама коначних стања  $2lss$  ( $\mu\mu$ ,  $ee$  и  $e\mu$ ) и  $3l$ . У последњој колони дат је број догађаја сигнала  $t\bar{t}H$  регистрованих у експерименталним подацима.

	$\mu\mu$	$ee$	$e\mu$	$3l$
$t\bar{t}W$	$3.22 \pm 0.16$	$1.47 \pm 0.11$	$4.95 \pm 0.19$	$2.56 \pm 0.14$
$t\bar{t}Z/\gamma^*$	$0.82 \pm 0.03$	$1.14 \pm 0.14$	$2.42 \pm 0.17$	$3.75 \pm 0.18$
$WZ$	$0.09 \pm 0.05$	$0.06 \pm 0.06$	$0.25 \pm 0.11$	$0.33 \pm 0.11$
$ttt$	$0.19 \pm 0.03$	$0.11 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.03$	$0.22 \pm 0.03$
$tZq$	$0.10 \pm 0.06$	$0.00 \pm 0.00$	$0.12 \pm 0.13$	$0.44 \pm 0.17$
rare SM bkg.	$0.06 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.06$	$0.16 \pm 0.59$
non-prompt (data)	$3.99 \pm 0.38$	$3.58 \pm 0.38$	$10.10 \pm 0.65$	$8.08 \pm 0.67$
charge mis-ID (data)		$1.11 \pm 0.05$	$1.65 \pm 0.05$	
all backgrounds	$8.47 \pm 0.42$	$7.52 \pm 0.44$	$19.90 \pm 0.73$	$15.55 \pm 0.95$
$t\bar{t}H$ signal	$1.53 \pm 0.08$	$0.69 \pm 0.05$	$2.27 \pm 0.10$	$2.12 \pm 0.09$
data	9	11	11	28

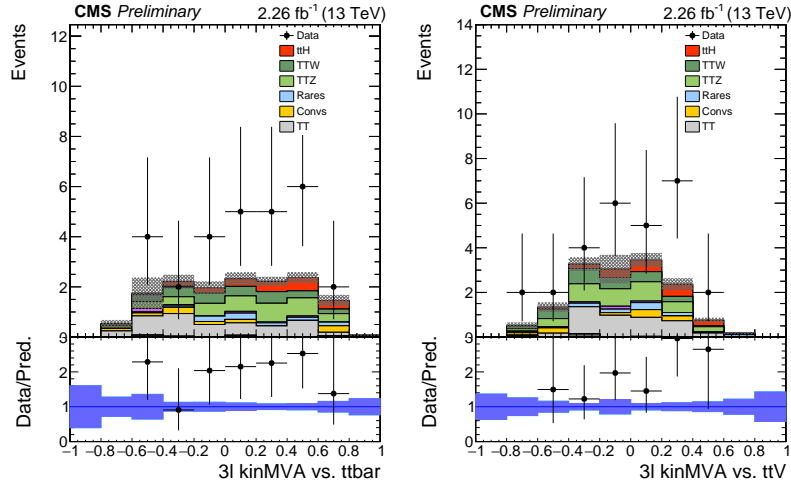
У Таб. 6.1 су приказани доприноси за сигнал и појединачне компоненте фона, процењени на основу прикупљених експерименталних података за сваку од категорија<sup>[1]</sup>. Доприноси сигнала и различитих компонента фона су процењени поређењем предвиђања СМ са резултатима анализе прикупљених експерименталних података, а број регистрованих сигналних догађаја у експерименталним подацима за сваку од категорија је приказан у последњој врсти.

На Сл. 6.1 и Сл. 6.2 су приказане излазне варијабле MVA за издвајање сигнала за коначна стања  $2lss$  и  $3l$ , добијене као резултат сваке од независно спроведених припрема:  $t\bar{t}H$  vs.  $t\bar{t}$  (лево) и  $t\bar{t}H$  vs.  $t\bar{t}V$  (десно).



Слика 6.1: Распдела дискриминатора добијених помоћу припреме MVA коришћењем сигнала  $t\bar{t}H$  у односу на  $t\bar{t}$  (лево), односно  $t\bar{t}V$  (десно), у категорији коначног стања  $2lss$ .

<sup>[1]</sup> Приказане су само статистичке неодређености.

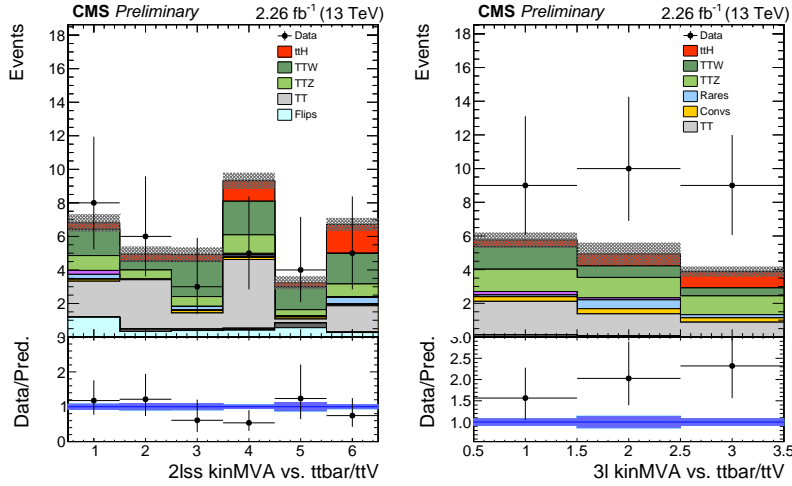


Слика 6.2: Распореда дискриминатора добијених помоћу припреме MVA коришћењем сигнала  $t\bar{t}H$  у односу на  $t\bar{t}$  (лево), односно  $t\bar{t}V$  (десно), у категорији коначног стања  $\geq 3l$ .

На приказаним расподелама дискриминаторних варијабли у коначним стањима  $2lss$  и  $3l$  може се уочити да се облици расподела за експерименталне податке и MC слажу у границама статистичке грешке и да је у каналу  $3l$  регистрован вишак догађаја у свим биновима.

На Сл. 6.3 се виде расподеле добијене преписивањем садржаја бинова дводимензионалних хистограма у једнодимензионалне хистограме, по предложеном начину њихових означавања датом у Таб. 5.9, који је одређен тиме да вредности односа доприноса сигнала и укупног доприноса свих компонената фона по природном редоследу бинова имају растући тренд. Добијени једнодимензионални хистограми на Сл. 6.3 користе се као коначни дискриминатори за издвајање сигнала која се заснива на анализи облика њихових расподела.





Слика 6.3: Једнодимензионалне расподеле коначних дискриминатора за издвајање сигнала у категорији коначног стања  $2lss$  (лево) и  $3l$  (десно).

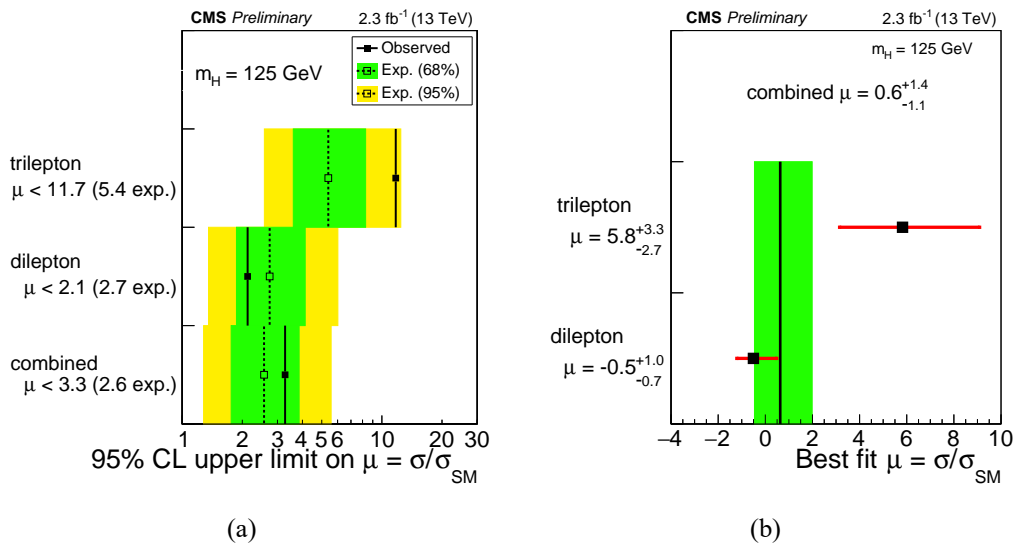
Као и у случају излазних варијабли BDT и код коначних 1D дискриминатора постоји слагање облика расподела за експерименталне податке и симулирани сигнал и фон у границама статистичке грешке за обе категорије коначних стања. Поред тога, и овде се јавља исти случај да симулација у коначном стању  $2lss$  предвиђа нешто већи број догађаја од оног који је регистрован у до сада прикупљеним емперименталним подацима на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , док у коначном стању  $3l$  у свим биновима број регистрованих догађаја мало премашује предвиђања СМ.

ТАБЕЛА 6.2: Најбољи фит за параметар јачине сигнала израчунат за сваку од категорија коначних стања  $2lss$  и  $3l$ , као и за комбиновани канал.

Коначно стање	Најбољи фит за $\mu \pm 1\sigma$
$2lss$	$-0.5 (+1.0) (-0.7)$
$\geq 3l$	$5.8 (+3.3) (-2.7)$
комбиновано	$0.6 (-1.1) (+1.4)$

ТАБЕЛА 6.3: Очекивана и измерена горња граница за јачину сигнала са 95%-ним нивоом поверења, за сваку од категорија коначних стања  $2lss$  и  $3l$ , као и за њихов комбиновани случај.

Коначно стање	Измерена граница	Очекивана граница $\pm 1\sigma$
$2lss$	2.1	2.7 (+1.4) (-0.9)
$\geq 3l$	11.7	5.4 (+2.9) (-1.8)
комбиновано	3.3	2.6 (+1.3) (-0.8)


 Слика 6.4: Асимптотска очекивана и измерена горња граница 95%-ног нивоа поверења (лево) и најбољи фит (десно) за параметар јачине сигнала, приказани графички за сваку од категорија коначних стања  $2lss$  и  $3l$ , као и комбиновани случај ова два канала.

Добијени резултати су упоређени са очекиваним резултатима за Хигс бозон масе 125 GeV. Из резултата приказаних у Таб. 6.2 се види да је примењеном анализом, у коначном стању  $2lss$  регистрован нешто мањи број догађаја сигнала у односу на очекивани број догађаја. Док је у коначном стању  $\geq 3l$  је примећен незнатни вишак догађаја. У случају комбинације ових коначних стања, опсервирана јачина сигнала износи  $0.6^{+1.4}_{-1.1}$  у односу на предвиђање СМ. Добијена и очекивана комбинована доња граница (са 95% нивоом поверења) за јачину сигнала  $\mu$  износе 3.3, односно  $2.6^{+1.3}_{-0.8}$ .

Из Таб. 6.1 видимо да однос доприноса сигнала према укупном фону у сваком од коначних стања приближно износи око  $1/10$ . Када се ради о фонским процесима, доминирају процеси у којима су погрешно идентификовани лептони, као и процеси у којима је векторски бозон  $W$  или  $Z$  произведен заједно са паром топ кваркова. Остали процеси у збиру доприносе са мање од једног догађаја са  $2lss$ , док за случај  $\geq 3l$  у коначном стању, њихов допринос минимално превазилази један догађај.

Примећено је нешто мање догађаја у коначном стању  $2lss$ , у односу на предвиђање симулације (МС), док је за случај  $\geq 3l$  у експерименталним подацима регистровано нешто више догађаја него што то предвиђа симулација. Ова одступања налазе се у оквиру укупних статистичких и систематских неодређености мерења у односу на предвиђање СМ и сматрају се очекиваним имајући у виду нижу статистику расположивих експерименталних података и релативно мали број регистрованих догађаја у коначном стању.

Добијени број догађаја у овом мерењу упоређен је са очекиваним укупним доприносом фонских процеса заједно са предвиђањем постојања Хигс бозона масе  $125 \text{ GeV}$ . Као статистички критеријум уведен је параметар јачине сигнала, дефинисан као  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ . Очекивани бројеви догађаја који одговарају процесу  $t\bar{t}H$  скалирани су вредношћу овог параметра, без модификације у односу на фактор гранања и кинематичких особина реконструисаних догађаја. Најбољи фит јачине сигнала приказан је у Таб. 6.2. Резултати горње границе у односу на јачину сигнала, на нивоу поверења од 95% и интерпретирани у оквиру асимптотског метода, приказани су у Таб. 6.3, где је направљено поређење утврђених граница са одговарајућим очекиваним вредностима под хипотезом одсуства сигнала, односно искључивог постојања фонских процеса. Резултати представљени у Таб. 6.2 и 6.3 су приказани и графички на Сл. 6.4, где се уочавају поменута одступања од предвиђања СМ у оквиру процењених неодређености. Измерене јачине сигнала у коначним стањима  $2lss$  и  $\geq 3l$  међусобно су компатибилне на нивоу од 1.8 стандардних девијација.

## 6.2 Интерпретација резултата

Најзначајнији резултат прве потраге за процесом  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  представља слагање са предвиђањем СМ, у оквиру експерименталне и статистичке грешке. Јачина сигнала још увек није довољна за индикацију или потврду постојања Хигс бозона у каналу придружене продукције са паром топ кваркова. Измерена и очекивана вредност горње границе у односу на јачину сигнала, приказане на нивоу поверења од 95%, одговарају нивоу осетљивости постигнутом у анализи на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , где је коришћена знатно већа количина експерименталних података ( $19.6 \text{ fb}^{-1}$ ), готово за ред величине већа у односу на расположиве податке на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  ( $2.3 \text{ fb}^{-1}$ ). Почетком 2015. године, акцелератор ЛНС је извео прве сударе протона на, до сада, рекордној енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Значајан део времена утрошен је на подешавање параметара машине и стабилизацију снопа протона. С друге стране, на самом почетку прикупљања експерименталних података у 2015. години, Колаборација CMS суочила се са проблемом контаминације система за хлађење суперпроводног соленоидног магнета, што иначе представља есенцијални систем за његово функционисање. Интензивна кампања отклањања овог проблема од стране CMS-а и CERN-а дала је резултате и коначно је прикупљено око 75% квалитетних експерименталних података (са свим подсистемима у функцији), од укупне количине које је испоручио акцелератор ЛНС. Та количина експерименталних података је ипак за ред величине мања у односу на иницијална предвиђања актуелна пре почетка експеримента, а у односу на које су готово све CMS анализе дизајниране. Имајући у виду ове наведене чињенице, може се рећи да остварена приближно једнака осетљивост на продукцију процеса  $t\bar{t}H$  на енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  са редом величине мањом количином експерименталних података представља значајан успех Колаборације CMS. Разлози за то леже у значајно унапређеној анализи експерименталних података од којих су најзначајнији следећи аспекти:

- побољшана мултиваријантна техника идентификације директних лептона (*leptonMVA*), кроз увођење нових варијабли, осетљивијих на присуство сигналног процеса  $t\bar{t}H$ , као и прецизније одређивање радне тачке за њену примену;

- прецизнија процена недиректних лептона (*fake rate* метод) је слабије зависна од ”*flavour*”-а лептона и са значајно умањеном систематском неодређеношћу (сада око 30%, уместо 50% на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ), а значајно је побољшана и процена скале и облика расподеле (у анализи на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  су примењивани фактори скалирања);
- додатна категоризација догађаја према присуству млазева  $b$  хадрона, као и према присуству бар једног реконструисаног  $\tau$  лептона који се распада хадронским путем;
- дводимензионална мултиваријантна анализа, по први пут примењена у анализи овог типа, ради додатне редукције важног доприноса фонског процеса  $t\bar{t}W/Z$ , даје побољшање у осетљивости од 10 – 15% у односу на једнодимензионални приступ примењен у анализи на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

Усавршене методе и технике анализе експерименталних података примењене у студији на  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  представљају одличну основу за обраду наредне, веће количине података. Ефикаснија реконструкција и интерпретација има за директну последицу више доступних информација о физици која диктира продукцију процеса  $t\bar{t}H$ . Познато је да многе различите сигнатуре нове физике такође резултују коначним стањем  $2lss$ . Процеси СМ код којих се у коначном стању јавља низак фактор гранања и мали ефикасни пресек, такође представљају фонске процесе у односу на суперсиметричне сигнале који предвиђају иста коначна стања. Од посебног значаја била је додатна провера уоченог вишка догађаја у двомионском каналу у анализи на  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , која је изазвала неколико теоријских интерпретација (чак и експерименталних прогноза) у оквиру SUSY модела који нису искључени постојећим експерименталним подацима прикупљеним у експериментима ATLAS и CMS. Важно је нагласити да све те интерпретације не узимају у обзир чињеницу да је регистровани вишак уочен само за један, двомионски канал, док у друга два (дво електронски и електронско-мионски) није примећен, тако да претпоставка о универзалности лептона и очекиваној једнакој продукцији без обзира на *flavour*, није посебно разматрана. Анализа на  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  није потврдила постојање овог вишка догађаја, али одређена одступања у односу на теоријска предвиђања (у оквиру неодређености) захтевају посебно обазрив приступ приликом будућих мерења.

Досадашњи експериментални резултати дају процену неодређености при мерењу Јукава спрезања топ кварка и Хигс бозона у вредности од око 20%. Очекивано је да се са порастом интегралне луминозности и око  $300 \text{ fb}^{-1}$  колико се очекује да буде доступно на крају *LHC Run II*, ова вредност се смањи на око 10%. У случају HL (High Luminosity) LHC-а и око  $3000 \text{ fb}^{-1}$  експерименталних података процењује се прецизност од око 5% [70]. Индиректна процена неодређености на основу процеса  $gg \rightarrow H$  има нешто већу прецизност, уз имплицитну (веома јаку) претпоставку о одсуству процеса нове физике. Будући сударачи као што су FCC-ee (CERN) и SPPC (Кина) могли би да мере топ-Хигс Јукава спрезање на нивоу процента.

## Поглавље 7

# Резултати анализе са комбинованим подацима из 2015. и 2016. године

У овом поглављу су презентовани резултати потраге за продукцијом  $t\bar{t}H$  у финалном стању са лептонима, са подацима добијеним у сударима  $pp$  у експерименту CMS на енергији у систему ЦМ  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Анализирано је шест категорија догађаја, које се разликују по броју лаких наелектрисаних лептона (електрона и миона) и броју реконструисаних хадронских распада  $\tau$  лептона ( $\tau_h$ )<sup>[1]</sup>. Осетљивост анализе је повећана увођењем техника MVA које се заснивају на коришћењу дискриминанти добијених алгоритмом BDT [60, 71] и метода матричног елемента (MEM) [72, 73]. Подаци који су коришћени, описани су у секцији 7.1, а у секцији 7.2 дат је преглед реконструкције догађаја. Селекција догађаја и процена фона су описане и секцијама 7.3 и 7.4. Секција 7.5 описује технике екстракције сигнала, као и детаље о методу MEM. Систематске неодређености су описане у секцији 7.6, док су у секцији 7.7 представљени резултати као што си измерени бројеви догађаја и кинематичке расподеле и особине.

---

<sup>[1]</sup> Символом  $\tau_h$  се означава систем наелектрисаних и неутралних хадрона који настају хадронским распадима  $\tau$  лептона.

## 7.1 Подаци и симулација МС

Подаци за анализу прикупљени у 2015. и 2016. години из судара  $pp$  на енергији у систему ЦМ од  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  одговарају интегралној луминозности од  $2.3 + 35.9 \text{ fb}^{-1}$ , респективно. Догађаји су снимљени коришћењем комбинације тригера који се заснивају на присуству једног, два, или три електрона или миона, или се заснивају на присуству једног електрона или миона и једног  $\tau$  лептона који се распада хадронским путем. Резултати произведени анализом података се пореде са одговарајућим проценама за сигнал и фон, добијеним на основу анализе симулираних МС података и техника које се заснивају на анализи података, тј. техникама data-driven анализе. Главни иредуцибилни фон у анализи, који настаје продукцијом пара топ кваркова са придруженим једним или два  $W$  ( $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}WW$ ) или  $Z$  бозона ( $t\bar{t}Z$ ), моделује се коришћењем симулације МС, а сума ових компонената означава се као  $t\bar{t}V$ . Остале компоненте фона моделоване симулацијом МС су  $Z\gamma + \text{jets}$ ,  $W\gamma + \text{jets}$ ,  $t\bar{t}\gamma$  и  $t\bar{t}\gamma^*$ , продукција појединачног топ кварка (single top), двобозонских ( $WW$ ,  $WZ$ , и  $ZZ$ ) и трибозонских ( $WWW$ ,  $WWZ$ ,  $WZZ$  и  $ZZZ$ ) процеса, продукција Хигс бозона придруженог појединачном топ кварку ( $tH$ ) и неколико ретких (rare) процеса, као што су  $t\bar{t}\bar{t}$ , и продукција парова  $W$  бозона истог знака наелектрисања, који имају веома мали ефикасни пресек, али су одабрани јер представљају значајне компоненте фона. Допринос продукције Хигс бозона СМ-а у процесима  $ggH$ , VBF и VH у сигналном региону је занемарљив. Такође су независно генерисани и МС подаци ради симулирања продукције појединачног топ кварка придруженог цетовима, фотонима,  $W$  и  $Z$  бозонима, респективно. Редуцибилне компоненте фона  $Z + \text{jets}$ ,  $W + \text{jets}$  и  $t\bar{t} + \text{jets}$  се одређују анализом података прикупљених детектором. Симулирани узорци  $t\bar{t} + \text{jets}$ , произведени коришћењем матричних елемената израчунатих на нивоу LO пертурбација коришћењем програма MADGRAPH5 аMC@NLO [21], користе се за потребе валидирања метода за процењивање фона који се заснивају на анализи података. Симулирани подаци за остале фонске процесе и за сигнал  $t\bar{t}H$  се генеришу коришћењем матричних елемената израчунатих на нивоу NLO пертурбација коришћењем програма MADGRAPH5 аMC@NLO и POWHEG [74, 75, 76]. Догађаји сигнала су



генерисани за вредност масе Хигс бозона од  $m_H = 125 \text{ GeV}^{[2]}$ , док је вредност масе топ кварка која износи  $172.5 \text{ GeV}$  коришћена за све симулиране процесе у којима учествује ова честица. Каскадни (shower) процеси и процеси хадронизације, као и распади  $\tau$  лептона који укључују ефекте поларизације, моделовани су коришћењем генератора РУТНИА [77]. Процеси који садрже парове топ кваркова као и  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$  и  $W + \text{jets}$  су нормализовани на вредност ефикасног пресека добијеног са тачношћу на нивоу next-to next-to-leading-order (NNLO) пертурбација квантне хромодинамике [78, 79]. Ефикасни пресеци за продукцију појединачног топ кварка [80, 81, 82] и двобозонских процеса [83] су израчунати са тачношћу реда NLO у пертурбативној квантној хромодинамици. Догађаји са минималном пристрасношћу (minimum bias) генерисани уз помоћ програма РУТНИА су усаглашени са свим симулираним догађајима коришћењем резултата мерења луминозности добијених са анализираним подацима, са којим је измерена средња вредност од око 23 нееластичне  $pp$  pileup интеракције током једног судара банчева протона. Сви генерисани догађаји су прошли кроз детаљну симулацију детектора CMS, која се заснива на пакету GEANT4 [84], и обрађени су коришћењем исте верзије CMS софтвера за реконструкцију догађаја који се користи за податке. Мале корекције, као што су фактори скалирања између расподела за податке и расподела за MC, су примењене за симулирање догађаја у циљу побољшања модела за податке. Ефикасност тригера који се заснивају на присуству једног, два или три електрона или миона, као и ефикасност испуњавања критеријума за реконструкцију, идентификацију и изолацију лептона за електроне или мионе, су мерене коришћењем догађаја  $Z/\gamma^* \rightarrow ee$  и  $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ . Ефикасност тригера који се заснивају на присуству једног електрона или миона и  $\tau$  лептона који се распада хадронским путем, ефикасност испуњавања критеријума идентификације за хадронске  $\tau$  лептоне и скала енергије на којој се врши реконструкција хадронских  $\tau$  лептона се мере коришћењем догађаја  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  [85]. Ефикасност идентификације  $b$  цетова се мери са догађајима  $t\bar{t} + \text{jets}$  и  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$  [86], респективно. Разлике у резолуцији недостајућег трансверзалног импулса између података и симулације се мере са догађајима  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$  и  $\gamma + \text{jets}$  [87], а њихове корекције су изведене на начин описан у [88].

---

<sup>[2]</sup> Тренутно, најпрецизније измерена маса Хигс бозона од стране колаборације CMS износи  $125.26 \pm 0.21 \text{ GeV}$  [4].

## 7.2 Реконструкција догађаја

Информације добијене од поддетектора експеримента CMS користе се у алгоритму PF [89] за идентификацију и реконструкцију појединачних честица у догађају: миона, електрона, фотона и наелектрисаних и неутралних хадрона. Ове честице се потом користе за реконструкцију џетова,  $\tau_h$  и векторског недостајућег трансверзалног импулса, који се означава као  $\vec{p}_T^{miss}$ , као и за квантификацију изолације лептона.

### 7.2.1 Вертекси

Тачке судара (вертекси) се реконструишу коришћењем алгоритама за детерминистичко каљење (deterministic annealing) [90, 91]. Позиције реконструисаних вертекса морају да одговарају позицијама снопова LHC-а у  $x$ - $y$  равни. Реконструисани вертекс са највећом вредношћу суме  $p_T^2$  реконструисаних физичких објеката се разматра као примарни интеракциони вертекс  $pp$  судара (PV). Од физичких објеката се користе џетови добијени применом алгорита за проналажење џетова [92, 64] користећи трагове који одговарају вертексима и придружени недостајући трансверзални импулс, који се рачуна као негативна векторска сума трансверзалних импулса тих џетова. Тачка из које потичу кандидати за електроне, мионе и  $\tau_h$  лептоне, који су реконструишу накнадно, мора да одговара одабраном PV-у.

### 7.2.2 Електрони и миони

Електрони се реконструишу у опсегу псевдорapidитета од  $|\eta| < 2.5$  алгоритмом [65] који повезује трагове реконструисане у силицијумском детектору са местима детекције у ECAL-у, тако да нема детектованих пролазака кроз HCAL, узимајући у обзир и фотоне настале механизмом закочног зрачења. Губици енергије услед емитовања закочног зрачења се одређују проналажењем места детекције у ECAL-у који се налазе у правцу тангенте на траг. Приступ који се заснива на примени алгорита BDT се примењује у циљу раздвајања електрона од хадронских активности које имају

сличну сигнатуру као електрон. Опсервабле које служе за квантификацију квалитета трага електрона, компактност електронског кластера, и везе између правца и импулса трага и места и јачине детекције истог у ECAL-у, користе се као улазне варијабле алгоритма BDT. Припрема алгоритма BDT за идентификацију електрона се врши коришћењем података за електроне и хадроне. Калибрација енергијске скале за електроне се врши коришћењем догађаја  $J/\psi \rightarrow ee$ ,  $\Upsilon \rightarrow ee$  и  $Z \rightarrow ee$ . У циљу уклањања електрона насталих конверзијом фотона примењују се додатни критеријуми селекције [65]. Идентификација миона се заснива на повезивању сегмената трагова реконструисаних у силицијумском детектору трагова и у мионском систему [93] у опсегу псевдорapidитета од  $|\eta| < 2.4$ . Повезивање сегмената трагова се врши у смеру од места детекције у мионском систему ка унутрашњости детектора, и у смеру од места реконструкције у унутрашњем детектору трагова ка спољашњости детектора. Ако постоји веза, параметри трага се поново израчунавају коришћењем комбинације погодака у унутрашњим и спољашњим поддетекторима. Критеријуми за квалитет се примењују на мултиплицитет погодака у сегментима трага, на број повезаних сегмената трага и квалитет фита на траг [93]. Трагови миона чији су  $p_T \geq 100 \text{ GeV}$  и  $|\eta| < 1.4$  реконструисани су са ефикасношћу од приближно 100%, резолуцијом  $p_T$ -а од око 2.8% и резолуцијом трансверзалног (лонгитудиналног) параметра судара од 10(30) mm [94]. Електрони и миони у сигналним догађајима треба да буду изоловани, док лептони из распада  $c$  и  $b$  (charm и bottom) кваркова, као и распада пиона и каона се често реконструирају у близини џетова. Изоловани лептони се одвајају од неизлованих израчунавањем суме скаларних вредности  $p_T$ -а наелектрисаних честица, неутралних хадрона и фотона који се реконструирају у оквиру уског конуса који је центриран на правац лептона. Величина  $R$  конуса смањује се са порастом  $p_T$ -а лептона у циљу повећања ефикасности лептона реконструисаних у догађајима сигнала са високом хадронском активношћу ради задовољавања изолационих критеријума. Мала величина конуса, која се означава као "мини изолација", има предности код смањивања ефекта pileup-а. Пад ефикасности услед присуства pileup-а се додатно редукује разматрањем само оних наелектрисаних честица које потичу из вертекса из којег је настао лептон у изолационој суми. Преостали доприноси pileup-а неутралној компоненти  $I_\ell$  се урачунавају као тзв. корекције ефективне површине:

$$I_\ell = \sum_{\text{charged}} p_T + \max \left( 0, \sum_{\text{neutrals}} p_T - \rho \mathcal{A} \left( \frac{R}{0.3} \right)^2 \right), \quad (7.1)$$

где  $\rho$  представља густину енергије неутралних честица реконструисаних у оквиру геометријске прихватљивости детектора трагова, а рачуна се на начин описан у [95, 96]. Ефективна површина  $\mathcal{A}$  се рачуна из симулације, разматрањем корелација између  $I_\ell$  и  $\rho$ , и одређује се одвојено за електроне и за мионе у биновима по  $\eta$ . Величина конуса је дата изразом:

$$R = \begin{cases} 0.05 & \text{if } p_T > 200 \text{ GeV} \\ 10 \text{ GeV}/p_T & \text{if } 50 < p_T < 200 \text{ GeV} \\ 0.20 & \text{if } p_T < 50 \text{ GeV} \end{cases} \quad (7.2)$$

Додатни критеријуми за селекцију се примењују ради издвајања лептона који потичу од распада  $W$  и  $Z$  бозона и распада  $\tau$  лептона, од оних који су настали у распади-ма  $B$  или лаких мезона. Први се називају ”директним” (сигналним) лептонима, а други ”недиректним” (фонским) лептонима. Раздвајање директних од недиректних лептона се обавља алгоритмом који се заснива на примени BDT-а, што се назива мултиваријантном анализом за селекцију лептона. Као улазне варијабле ове MVA користе се:

- изолација лептона у односу на наелектрисане и неутралне честице, израчуната са корекцијама за ефекте који потичу од pileup-а,
- однос трансверзалног импулса лептона и трансверзалног импулса најближег цета,
- дискриминанта која служи за квантификацију верватноће да је цет настао хадронизацијом  $c$  или  $b$  кварка (описано у секцији 7.2.4),
- компонента импулса лептона нормална на осу цета,
- трансверзална и лонгитудинална компонента параметра судара трага лептона у односу на PV,

- значајност параметра судара за траг лептона у односу на  $P_V$ , израчуната на основу вредности параметра судара (у три димензије) подељене њеном неодређеношћу.
- $p_T$  лептона,
- $\eta$  лептона и
- додатна опсервабла, која побољшава раздвајање између директних лептона и преосталог фона у којем реконструисани лептони настају погрешном идентификацијом лаких кваркова или глюонских џетова.

За електроне, ова додатна опсервабла представља излаз мултиваријантне анализе која се користи за идентификацију електрона. За мионе, она представља компатибилност сегмената трага у мионском систему са очекиваним обрасцем за јонизацију насталу услед проласка миона. Вредност варијабле, за чије рачунање је потребно да постоји џет у близини лептона, је постављена на нула ако није реконструисан џет од  $p_T > 10 \text{ GeV}$  на удаљености мањој од  $\Delta R = \sqrt{(\eta_j - \eta_\ell)^2 + (\phi_j - \phi_\ell)^2} < 0.4$  од лептона, где  $\phi$  представља азимутални угао изражен у радијанима. Мултиваријантне анализе за селекцију лептона се припремају одвојено за електроне и за мионе, коришћењем симулираних података за директне лептоне у догађајма сигнала  $t\bar{t}H$  и не директне лептоне у догађајима фона  $t\bar{t} + \text{jets}$ . За лептоне селектоване у сигналном региону се тражи да испуњавају строги (или "tight") критеријум селекције за излаз мултиваријантне анализе за селекцију лептона. Релаксирани критеријуми селекције за електроне и мионе, који се означавају и као "loose" селекција за лептоне, се дефинишу смањивањем критеријума MVA за селекцију лептона за потребе процењивања учешћа фонских процеса на начин описан у 7.4.

### 7.2.3 Хадронски распади тау лептона

Хадронски распади  $\tau$  лептона се реконструшу помоћу алгоритма "hadrons-plus-strips" (HPS) [66] у опсегу псеудорapidитета од  $|\eta| < 2.3$ . Овај алгоритам служи за реконструкцију следећих хадронских распада  $\tau$  лептона:  $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ ,  $\tau^\pm \rightarrow$

$h^\pm \pi^0 \nu_t a u$ ,  $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0 \pi^0 \nu_t a u$  и  $\tau^\pm \rightarrow h^\pm h^\mp h^\pm \nu_\tau$ , где  $h^\pm$  означава наелектрисани пион или каон. Кандидати хадронских  $\tau$  лептона се добијају комбиновањем наелектрисаних хадрона реконструисаних алгоритмом PF са неутралним пионима. Неутрални пиони се реконструишу кластеризацијом фотона и електрона реконструисаних алгоритмом PF у облику правоугаоних трака, које су у правцу координате  $\eta$  уже, а у правцу координате  $\phi$  шире, да би се узело у обзир ширење каскаде у ECAL-у, ако се један од фотона настао у распадима  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  конвертује у детектору трагова. Унапређена верзија ове реконструкције развијена је за потребе анализе података прикупљених на енергији од 13 TeV и више, ради побољшања реконструкције која је коришћена у анализи на енергијама од 7 TeV и 8 TeV, а која се заснивала на разматрању трака фиксне величине  $0.05 \times 0.2$  у правцу координата  $\eta$  и  $\phi$ , респективно. У унапређеној верзији, величина траке се мења у функцији  $p_T$ -а честица реконструисаних у оквиру траке [85]. Строги захтеви за изолацију обезбеђују најефективнији начин за раздвајање хадронских  $\tau$  распада од доминантног фона који потиче од цетова који потичу од лаких кваркова и глюона. Суме скаларних вредности  $p_T$ -а наелектрисаних честица и фотона се користе као улазне варијабле мултиваријантне анализе која се заснива на дискриминанти BDT која се користи за идентификацију  $\tau_h$ . Суме се рачунају независно за наелектрисане честице које потичу и за оне које не потичу из вертекса  $\tau_h$ . У излазне варијабле такође спадају и реконструисани мод распада  $\tau_h$  и опсервабле које су осетљиве на време живота  $\tau$  лептона. Трансверзални параметар судара за траг са највишим  $p_T$  кандидата за  $\tau_h$  у односу на PV се користи за кандидате  $\tau_h$  реконструисане у било којем моду распада. У случају  $\tau_h$  кандидата реконструисаних у моду распада  $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$ , покушава се фитовање три трага у заједнички секундарни вертекс и користи се растојање од PV-а као додатна улазна варијабла за BDT. Изолација се рачуна у области конуса величине  $R = 0.3$ , центрираног на правац  $\tau_h$ . У поређењу са верзијом алгоритма HPS који се користи у већини анализа у експерименту CMS са хадронском распадима  $\tau$  лептона, који користе конус фиксне величине  $R = 0.5$ , у овој анализи, величина конуса се смањује у циљу побољшања ефикасности селекције сигналних догађаја са вишом хадронском активношћу. Припрема BDT-а се врши са распадима  $\tau_h$  у догађајима сигнала  $t\bar{t}H$  и цетовима у догађајима фона  $t\bar{t} + \text{jets}$ , произведеним коришћењем симулације MC. Радне тачке (WPs) loose, medium и tight, које одговарају ефикасностима идентификације  $\tau_h$  од 65, 55 и 45% и учестаностима погрешне идентификације  $\text{jet} \rightarrow \tau_h$  од 2,

1 и 0.5%, респективно, дефинишу се варирањем селекције на излаз BDT. Селекције се мењају у функцији  $p_T$ -а за кандидате  $\tau_h$  тако да је ефикасност идентификације  $\tau_h$  за сваку WP константа као функција од  $p_T$ . Радна тачка loose се користи за процену фона насталог погрешном реконструкцијом цетова који потичу од лаквих кваркова и глуона, као кандидата за  $\tau_h$  и односи се на релаксирану селекцију  $\tau_h$ . Смањивање учешћа догађаја у којим реконструисани  $\tau_h$  потиче од погрешно реконструисаног миона или електрона се обавља постављањем захтева да се реконструисани  $\tau_h$  не обухвата мионе или електроне који задовољавају критеријуме релаксираних селекције у опсегу  $\Delta R < 0.3$ .

#### 7.2.4 Цетови

Цетови се реконструишу на основу кандидата PF коришћењем алгорита anti- $k_T$  [92, 64] са параметром растојања од 0.4 и ограничењем да наелектрисана честица буде компатибилна са селектованим примарним вертексом. Реконструисани цетови не смеју да се преклапају са идентификованим електронима, мионима или  $\tau_h$  лептонима у опсегу  $\Delta R < 0.4$  и морају да задовољавају критеријуме идентификације који служе за одбацивање цетова реконструисаних услед присуства калориметарског шума [97]. Енергија реконструисаних цетова се калибрише у функцији њихових  $p_T$  и  $\eta$  [69]. Примењују се корекције енергије цетова које се заснивају на алгоритму FASTJET [95, 96]. Цетови селектовани за ову анализу морају да задовољавају услов  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и  $|\eta| < 2.4$ . Цетови који настају хадронизацијом  $b$  кваркова се идентификују алгоритмом ”комбиновани секундарни вертекс” [86, 98], који користи опсервабле које се ослањају на чињеницу да  $b$  хадрон има дуго време живота и високи мултициплицитет честица, као и чињеницу да је маса  $b$  цета велика у поређењу са масом цетова који потичу од лаквих кваркова и глуона. За идентификацију  $b$ -цетова се користе релаксирани и строги критеријуми радне тачке, који одговарају учестаностима погрешне идентификације од 10% и 1% и обезбеђују ефикасност селекције  $b$ -цетова од 85% и 70%, респективно.

## 7.2.5 Недостајући трансверзални импулс

Опсервабла  $\vec{p}_T^{miss}$  представља негативну векторску суму трансверзалног импулса свих честица реконструисаних алгоритмом PF, при чему су узете у обзир и честице које потичу од pileup интеракција. Амплитуда вектора се означава као  $p_T^{miss}$ , а њена резолуција и одзив су побољшани пропагацијом разлике између калибрисаних и некалибрисаних цетова и применом корекција које урачунавају ефекте pileup-а, као што је описано у [88]. Опсервабла  $p_T^{miss}$  је комплементарна опсервабли  $H_T^{miss}$ , која се дефинише као амплитуда векторске суме  $p_T$  лептона,  $\tau_h$ , и цетова:

$$H_T^{miss} = \left| \sum_{\text{leptons}} \vec{p}_{T\ell} + \sum_{\tau_h} \vec{p}_{T\tau} + \sum_{\text{jets}} \vec{p}_{Tj} \right|. \quad (7.3)$$

Лептони и  $\tau_h$  који учествују у суми морају да задовоље релаксиране критеријуме селекције описане у секцијама 7.2.2 и 7.2.3, док цетови морају да задовоље критеријуме  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и  $|\eta| < 2.4$ . Резолуција  $H_T^{miss}$  је лошија у поређењу са резолуцијом  $p_T^{miss}$ . Пошто лептони,  $\tau_h$ , и цетови са високим  $p_T$  превасходно потичу од расејања, а ретко од pileup интеракција,  $H_T^{miss}$  је мање осељива на варијације pileup-а. Обе опсервабле  $p_T^{miss}$  и  $H_T^{miss}$  се комбинују у јединствену линеарну дискриминанту:

$$L_D = 0.6 \times p_T^{miss} + 0.4 \times H_T^{miss}, \quad (7.4)$$

користећи чињеницу да су  $p_T^{miss}$  и  $H_T^{miss}$  мање корелисани у догађајима у којима је реконструисани  $p_T^{miss}$  упоредив са правим  $p_T^{miss}$  који потиче од присуства неутрина. Коефицијенти линеарне комбинације су оптимизовани да обезбеде најбоље одбацивање догађаја фона  $Z + \text{jets}$ .

## 7.3 Селекција догађаја

Анализа се фокусира на финална стања у којима један лептон настаје распадом једног од топ кваркова, док други лептони и  $\tau_h$  настају распадом Хигс бозона или другог



топ кварка. Анализа се изводи коришћењем шест међусобно независних категорија догађаја, одабраних на основу броја реконструисаних лептона и кандидата  $\tau_h$ :

- један лептон и два  $\tau_h$  ( $1\ell + 2\tau_h$ ),
- два лептона истог знака наелектрисања и нула  $\tau_h$  ( $2\ell_{SS}$ ),
- два лептона истог знака наелектрисања и један  $\tau_h$  ( $2\ell_{SS} + 1\tau_h$ ),
- три лептона и нула  $\tau_h$  ( $3\ell$ ),
- три лептона и један  $\tau_h$  ( $3\ell + 1\tau_h$ ) и
- четири лептона ( $4\ell$ ).

Категорије без  $\tau_h$  су најосетљивије на распаде Хигс бозона на  $W$  и  $Z$  бозоне, док су категорије са најмање једним  $\tau_h$  осетљивије на распаде Хигс бозона на  $\tau$  лептоне. Догађаји  $t\bar{t}H$  за којима се трага су означени у Таб. 7.1 и Таб. 7.2. Догађаји у категоријама  $2\ell_{SS}$  и  $2\ell_{SS} + 1\tau_h$  се снимају коришћењем комбинације тригера који се заснивају на селекцији догађаја који садрже један лептон (single lepton) и тригера који се заснивају на селекцији догађаја који садрже парове лептона (dilepton). У категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , тригери који се заснивају на селекцији догађаја који садрже један лептон су комплементарни тригерима који врше селекцију догађаја који садрже један електрон или мион у комбинацији са  $\tau_h$ . Ефикасност селекције догађаја сигнала у категоријама  $3\ell$ ,  $3\ell + 1\tau_h$  и  $4\ell$  се повећава селектовањем догађаја коришћењем комбинације тригера који се заснивају на присуству једног или два лептона и тригера који се заснивају на присуству три лептона (trilepton). Вредности прага за  $p_T$  које се примењују у циљу селекције лептона у различитим категоријама догађаја су одређени коришћеним тригерима. У категоријама  $2\ell_{SS}$ ,  $3\ell$  и  $4\ell$ , лептон са највишим  $p_T$  ("водећи" лептон) мора да задовољи услов  $p_T > 25 \text{ GeV}$ , а лептон са другим по реду највишим  $p_T$  ("пратећи" лептон) мора да задовољи услов  $p_T > 15 \text{ GeV}$ . Трећи (четврти) лептон мора да задовољи услов  $p_T > 15(10) \text{ GeV}$ . У категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , трансверзални импулс водећег лептона у опсегу псевдорapidитета од  $|\eta| < 2.1$  мора да задовољи услов  $p_T > 25(20) \text{ GeV}$  ако је у питању електрон (мион). У категорији  $2\ell_{SS} + 1\tau_h$ , трансверзални импулс водећег лептона мора да задовољи услов  $p_T > 25 \text{ GeV}$ , док

трансверзални импулс пратећег лептона мора да задовољи услов  $p_T > 15(10)$  GeV ако је у питању електрон (мион). У категорији  $3\ell + 1\tau_h$ , трансверзални импулс водећег (пратећег и трећег) лептона мора да задовољи услов  $p_T > 20(10)$  GeV. Кандидати за  $\tau$  лептоне који се распадају хадронским путем, селектовани у категоријама сигналног региона  $2\ell ss + 1\tau_h$  и  $3\ell + 1\tau_h$  морају да задовоље критеријум *medium* радне тачке и морају да имају  $p_T > 20$  GeV. У категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , користи се строги критеријум за радну тачку ради бољег уклањања доминантне компоненте фона  $t\bar{t} + \text{jets}$ . Водећи (и пратећи) кандидат за  $\tau_h$  у овој категорији мора да задовољи услов да му праг трансверзалног импулса буде већи од  $30(20)$  GeV. У догађајима сигнала селектованим у категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , лептон преваходно потиче од лептонских распада једног од топ кваркова, док се Хигс бозон распада на пар  $\tau$  лептона који се распадају хадронским путем. Због тога се тражи да два  $\tau_h$  лептона буду супротног знака наелектрисања, што одговара комбинацији наелектрисања која се очекује у распаду Хигс бозона на пар  $\tau_h$ . У категорији  $2\ell ss + 1\tau_h$ , наелектрисање реконструисаног  $\tau_h$  мора да буде супротно наелектрисању лептона, док у категорији  $3\ell + 1\tau_h$  сума наелектрисања лептона и наелектрисања  $\tau_h$  мора да буде нула. На крају, модуо суме наелектрисања лептона мора да буде једнак оном који се добија са догађајима из категорије  $3\ell$ , што одговара суми наелектрисања која се очекује у догађајима сигнала.

Догађаји који припадају било којој од категорија морају да садрже бар један цет који задовољава строге критеријуме за идентификацију  $b$  цетова или бар два цета која задовољавају релаксирани критеријуме за идентификацију  $b$  цетова, примењени су и додатни критеријуми за мултиплицитет цетова. У категоријама  $1\ell + 2\tau_h$  и  $2\ell ss + 1\tau_h$ , тражи се присуство бар три цета, укључујући цетове који задовољавају критеријуме идентификације  $b$  цетова. Захтев за присуством одређеног броја цетова је поштрени тако да у догађајима категорије  $2\ell ss$  мора да постоји бар четири цета, што је у сагласности са мултиплицитетом цетова који се очекује у овој категорији у коју спадају догађаји у којима се Хигс бозон распада на  $WW \rightarrow \ell\nu qq$ . За догађаје селектоване у категоријама  $t\bar{t}$ ,  $3\ell + 1\tau_h$  и  $4\ell$  тражи се присуство бар два цета, пошто у њих спадају догађаји са дволептонским распадом пара  $t\bar{t}$ . У категоријама  $2\ell ss$  и  $2\ell ss + 1\tau_h$  продукција фонског процеса распада пара топ кваркова придруженог цетовима је значајно смањена постављањем захтева да два лептона имају исти знак наелектрисања. Компоненте фона које потичу од догађаја који садрже два лептона

супротног знака наелектрисања, у којима је знак наелектрисања лептона погрешно измерен, смањују се применом додатних критеријума за квалитет мерења наелектрисања. За електроне, неопходно је да наелектрисање које је измерено на основу примене различитих алгоритама за одређивање трагова буде једнако наелектрисању измереном на основу погодака реконструисаних било у силицијумском пиксел детектору, било у комбинацији силицијумског пиксел и тракастог детектора. За мионе, тражи се да закривљеност реконструисаног трага, који се заснива на комбинацији погодака у силицијумском детектору и мионском систему, буде измерена са релативном неодређеношћу од мање од 20%. Вероватноћа да се погрешно измери наелектрисање је знатно већа за електроне него за мионе. Учешће фона у категоријама  $2\ell ss$  и  $2\ell ss + 1\tau_h$ , које потиче од догађаја  $Z + \text{jets}$  у којима је наелектрисање једног лептона погрешно измерено, смањује се постављањем захтева да догађаји задовоље услов  $L_D > 30 \text{ GeV}$  (који се примењује само у категорији  $2\ell ss + 1\tau_h$ , ако су оба лептона електрони) и забране за догађаје у којима је маса пара електрона у опсегу од  $\pm 10 \text{ GeV}$  око вредности масе  $Z$  бозона. У категоријама  $3\ell$ ,  $3\ell + 1\tau_h$  и  $4\ell$ , фон који потиче од догађаја који садрже  $Z$  бозоне ( $Z + \text{jets}$ ,  $WZ$  и  $t\bar{t}Z$ ) се потискује постављањем захтева да селектовани догађаји задовољавају услов  $L_D > 30 \text{ GeV}$ .

Забрана за реконструкцију  $Z$ -бозона је проширена на све догађаје који садрже парове SFOS лептона, а услов за линеарну дискриминанту за њих је поштрен на  $L_D > 45 \text{ GeV}$ . За догађаје са четири или више цетова, садржај фонских процеса са  $Z$  бозонима је мањи и за њих се не примењује захтев за  $L_D$ . У свим категоријама, догађаји који садрже парове лептона са масом мањом од  $12 \text{ GeV}$  се одбацују, пошто такви догађаји нису добро моделовани симулацијом MC. У категоријама  $3\ell$  и  $4\ell$ , догађаји са два пара SFOS лептона који пролазе критеријуме идентификације и имају инваријантну масу четири лептона која је мања од  $140 \text{ GeV}$  се одбацују да би се избегло преклапање са категоријом  $t\bar{t}H$  описаној у [4]. Преглед селекција догађаја примењених у различитим категоријама дат је у Таб. 7.1 и Таб. 7.2. Комбиновањем свих категорија догађаја и под претпоставком да постоји продукција  $t\bar{t}H$  предвиђена у CM, очекује се 91 догађај сигнала што одговара 0.5% укупног броја догађаја  $t\bar{t}H$ .

## 7.4 Процена фона

Контрибуције фонских процеса у сигналном региону (SR), дефинисаном критеријумима за селекцију догађаја описаним у 7.3, потичу од различитих извора. Компоненте фона се класификују на ”редуцибилне” и ”иредуцибилне”, а процена њихових доприноса се врши на основу података, или се моделују коришћењем симулације MC.

Фон се назива редуцибилним ако је бар један недиректни лептон (који потиче од распада хадрона) или хадрон погрешно идентификован као директни електрон или мион, или ако је због погрешне идентификације цета насталог распадом кварка или глуона регистрован један или више  $\tau_h$ . У категорији  $2\ell ss$ , извори редуцибилних компонента фона потичу од продукције парова топ кваркова придружених било правим, било виртуелним фотонима и од догађаја који садрже парове лептона супротног знака наелектрисања у којима је знак наелектрисања неког од лептона погрешно измерен. Доминантни редуцибилни фон, који настаје погрешном идентификацијом лептона или  $\tau_h$  (који заједно представља фон који настаје погрешном идентификацијом лептона) или погрешним мерењем знака наелектрисања лептона, одређује се из података на начин описан у Поглављима 7.4.1 и 7.4.2. Компонента фона која настаје продукцијом пара  $t\bar{t}$  придруженог фотонима је доминантна у категоријама  $2\ell ss$  и  $2\ell ss + 1\tau_h$ . Овај тип фона настаје због асиметричне конверзије у процесу  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ , у којој један електрон или позитрон носи знатно већи део енергије фотона, док други електрон или позитрон знатно мање енергије не успева да буде реконструисан. Догађаји овог типа се потискују постављањем поменутих услова за селекцију електрона. Преостале компоненте фона се моделују коришћењем симулације MC, чија се валидација врши у контролним регионима коришћењем података.

Иредуцибилне компоненте фона се такође моделују коришћењем симулације MC, а доминантне компоненте настају продукцијом парова топ кваркова придружених  $W$  или  $Z$  бозону и продукцијом двобозонских парова придружених цетовима у којима преовлађује фон који потиче од процеса  $WZ$  и  $ZZ$ .

Мале компоненте фона потичу од ретких процеса SM, као што су тробозонска продукција, продукција појединачног топ кварка придруженог  $Z$  бозону, продукција

ТАБЕЛА 7.1: Селекције догађаја примењене у категоријама  $2lss$ ,  $2lss + 1\tau_h$ ,  $3l$  и  $3l + 1\tau_h$ .

Selection	$2lss$	$2lss + 1\tau_h$
Targeted $t\bar{t}H$ decay	$t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow bqq,$ $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq$	$t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow bqq,$ $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\tau_h + \nu's$
Trigger	Single- and double-lepton triggers	
Lepton $p_T$	$p_T > 25 / 15 \text{ GeV}$	$p_T > 25 / 15 \text{ (e) or } 10 \text{ GeV } (\mu)$
Lepton $\eta$	$ \eta  < 2.5 \text{ (e) or } 2.4 \text{ } (\mu)$	
$\tau_h p_T$	—	$p_T > 20 \text{ GeV}$
$\tau_h \eta$	—	$ \eta  < 2.3$
Charge requirements	2 same-sign leptons and charge quality requirements	2 same-sign leptons and charge quality requirements $\sum_{\ell, \tau_h} q = \pm 1$
Jet multiplicity	$\geq 4$ jets	$\geq 3$ jets
b tagging requirements	$\geq 1$ tight b-tagged jet or $\geq 2$ loose b-tagged jets	
Missing transverse momentum	$L_D > 30 \text{ GeV}$	$L_D > 30 \text{ GeV}^*$
Dilepton mass	$m_{\ell\ell} > 12 \text{ GeV}$ and $ m_{ee} - m_Z  > 10 \text{ GeV}^*$	
Selection	$3l$	$3l + 1\tau_h$
Targeted $t\bar{t}H$ decays	$t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow b\bar{l}\nu,$ $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq$ $t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow bqq,$ $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ $t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow bqq,$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ or $\ell\ell\nu\nu$	$t \rightarrow b\bar{l}\nu, t \rightarrow b\bar{l}\nu,$ $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\tau_h + \nu's$
Trigger	Single-, double- and triple-lepton triggers	
Lepton $p_T$	$p_T > 25 / 15 / 15 \text{ GeV}$	$p_T > 20 / 10 / 10 \text{ GeV}$
Lepton $\eta$	$ \eta  < 2.5 \text{ (e) or } 2.4 \text{ } (\mu)$	
$\tau_h p_T$	—	$p_T > 20 \text{ GeV}$
$\tau_h \eta$	—	$ \eta  < 2.3$
Charge requirements	$\sum_{\ell} q = \pm 1$	$\sum_{\ell, \tau_h} q = 0$
Jet multiplicity	$\geq 2$ jets	
b tagging requirements	$\geq 1$ tight b-tagged jet or $\geq 2$ loose b-tagged jets	
Missing transverse momentum	No requirement if $N_j \geq 4$ $L_D > 45 \text{ GeV}^\dagger$ $L_D > 30 \text{ GeV}$ otherwise	
Dilepton mass	$m_{\ell\ell} > 12 \text{ GeV}$ and $ m_{\ell\ell} - m_Z  > 10 \text{ GeV}^\ddagger$	
Four-lepton mass	$m_{4\ell} > 140 \text{ GeV}^\S$	—

\* Applied only if both leptons are electrons.

† If the event contains a SFOS lepton pair and  $N_j \leq 3$ .

‡ Applied to all SFOS lepton pairs.

§ Applied only if the event contains 2 SFOS lepton pairs.

ТАБЕЛА 7.2: Селекције догађаја примењене у категоријама  $1\ell + 2\tau_h$  и  $4\ell$ .

Selection	$1\ell + 2\tau_h$	$4\ell$
Targeted $t\bar{t}H$ decays	$t \rightarrow b\ell\nu, t \rightarrow bqq,$ $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_h\tau_h + \nu's$	$t \rightarrow b\ell\nu, t \rightarrow b\ell\nu,$ $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ $t \rightarrow b\ell\nu, t \rightarrow b\ell\nu,$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ or $\ell\nu\nu$
Trigger	Single-lepton and lepton+ $\tau_h$ triggers	Single-, double- and triple-lepton triggers
Lepton $p_T$	$p_T > 25$ (e) or $20$ GeV ( $\mu$ )	$p_T > 25 / 15 / 15 / 10$ GeV
Lepton $\eta$	$ \eta  < 2.1$	$ \eta  < 2.5$ (e) or $2.4$ ( $\mu$ )
$\tau_h p_T$	$p_T > 30 / 20$ GeV	—
$\tau_h \eta$	$ \eta  < 2.3$	—
Charge requirements	$\sum_{\tau_h} q = 0$ and $\sum_{\ell, \tau_h} q = \pm 1$	—
Jet multiplicity	$\geq 3$ jets	$\geq 2$ jets
b tagging requirements	$\geq 1$ tight b-tagged jet or $\geq 2$ loose b-tagged jets	
Dilepton mass	$m_{\ell\ell} > 12$ GeV	$m_{\ell\ell} > 12$ GeV and $ m_{\ell\ell} - m_Z  > 10$ GeV <sup>‡</sup>
Four-lepton mass	—	$m_{4\ell} > 140$ GeV <sup>§</sup>

<sup>†</sup> If the event contains a SFOS lepton pair and  $N_j \leq 3$ .

<sup>‡</sup> Applied to all SFOS lepton pairs.

<sup>§</sup> Applied only if the event contains 2 SFOS lepton pairs.

два  $W$  бозона истог знака наелектрисања и продукција процеса  $t\bar{t}\bar{t}$ . Процес  $tH$  је у овој анализи разматран као фонски процес, чији је допринос нормализован на вредност очекивану у СМ, а учестаност његове продукције износи око 5% учестаности продукције  $t\bar{t}H$  у сигналном региону. Симулација је валидирана у специјалним контролним регионима, у којима постоји повећано учешће једног од доминантних иредуцибилних фонских процеса  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}W$  и  $W + \text{jets}$ .

#### 7.4.1 Фон који потиче од погрешно идентификованих лептона и хадронских тау лептона

Фон који потиче од погрешно идентификованих лептона и  $\tau_h$  се процењује из података увођењем метода за мерење фактора погрешне идентификације (fake factor-а, или FF), који се примењује у свакој категорији засебно. Метод се заснива на селекцији догађаја који пролазе све критеријуме селекције за одређену категорију, што је описано у 7.3, изузев критеријума за електроне, мионе и  $\tau_h$  лептоне, који морају

да задовоље релаксиране, уместо номиналних критеријума за селекцију. Ове узорке догађаја означавамо као ”регион примене” (AR) метода FF. Догађаји у којим сви лептони и  $\tau_h$  пролазе строге критеријуме селекције се забрањују у циљу избегавања преклапања са сигналним регионом (SR). Процена учешћа компоненте фона са погрешно идентификованим лептонима у SR-у се добија применом погодне одабраних тежинских фактора за догађаје селектоване у AR. Тежине зависе од вероватноће  $f_i$  да погрешно идентификовани електрони, миони, или  $\tau_h$ , који пролазе релаксиране критеријуме селекције, пролазе номиналне критеријуме селекције. При рачунању тежина, индекс  $i$  представља лептоне и  $\tau_h$ , који пролазе релаксиране, а не пролазе критеријуме номиналне селекције. Тежине се разликују у зависности од мултиплицитета лептона и  $\tau_h$  који пролазе критеријуме релаксиране селекције, као и од броја истих који пролазе критеријуме номиналне селекције, који се означава као  $N_p$ . За догађаје који укупно садрже два или три објекта, тежине се одређују на следећи начин:

$$\begin{aligned}
 w_2 &= \begin{cases} \frac{f_1}{1-f_1} & \text{if } N_p = 1 \\ -\frac{f_1 f_2}{(1-f_1)(1-f_2)} & \text{if } N_p = 0 \end{cases} \\
 w_3 &= \begin{cases} \frac{f_1}{1-f_1} & \text{if } N_p = 2 \\ -\frac{f_1 f_2}{(1-f_1)(1-f_2)} & \text{if } N_p = 1 \\ \frac{f_1 f_2 f_3}{(1-f_1)(1-f_2)(1-f_3)} & \text{if } N_p = 0 \end{cases} \\
 w_4 &= \begin{cases} \frac{f_1}{1-f_1} & \text{if } N_p = 3 \\ -\frac{f_1 f_2}{(1-f_1)(1-f_2)} & \text{if } N_p = 2 \\ \frac{f_1 f_2 f_3}{(1-f_1)(1-f_2)(1-f_3)} & \text{if } N_p = 1 \\ -\frac{f_1 f_2 f_3 f_4}{(1-f_1)(1-f_2)(1-f_3)(1-f_4)} & \text{if } N_p = 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{7.5}$$

Знак тежинског фактора се мења са променом броја лептона и кандидата за  $\tau_h$  који задовољавају критеријуме номиналне селекције и мора да се исправно урачуна за контрибуције догађаја са различитим бројем директних лептона, недиректних лептона, правих  $\tau_h$ , и хадрона у узорку догађаја са датим укупним бројем реконструисаних лептона и  $\tau_h$ . На пример, у случају догађаја са два лептона у категорији  $2\ell ss$ , знак минус у изразу  $-f_1 f_2 / [(1-f_1)(1-f_2)]$  за тежину  $w_2$  представља поправку за учешће догађаја са два недиректна лептона или погрешно идентификована хадрона

у догађајима у којим један лептон задовољава, а други не задовољава критеријуме номиналне селекције.

Примена тежинских фактора датих једначином 7.5 за догађаје у региону примене обезбеђује непристрасну процену учешћа фона који потиче од догађаја са бар једним недиректним лептоном или хадроном који је погрешно идентификован као директни лептон или  $\tau_h$  у сигналном региону. Поправка добијена симулацијом MC се одузима од ове процене да би се урачунало учешће иредуцибилних компонената фона у региону примене. Ова поправка не прелази 10% укупног броја догађаја у региону примене у било којој од категорија. Фактори  $f_i$  се мере одвојено за електроне, мионе и  $\tau_h$  и параметризовани су у функцији  $p_T$  и  $\eta$ . Контролни регион у којем се мери  $f_i$  се означава као "регион одређивања" (DR) метода FF. Фактори  $f_i$  за електроне и мионе се мере у догађајима са више цетова. Селектовани догађаји морају да садрже један електрон или мион који задовољава критеријуме релаксиране селекције и бар један цет. Подаци у региону DR се снимају уз помоћ тригера који се заснива на присуству једног лептона, осим у случају миона са малим  $p_T$ , где се тражи присуство једног додатног цета са  $p_T > 40 \text{ GeV}$  у тригеру. Учешће промтних лептона, које превасходно потиче од продукције појединачних  $W$  и  $Z$  бозона придружених цетовима, и у ретким случајевима од двобозонске продукције, смањује се постављањем забране за селекцију догађаја са више лептона. Преостало учешће се уклања уз помоћ фита максималне веродостојности, слично као и код мерење учестаности продукције  $t\bar{t}H$  у сигналном региону описаном у 7.5. Варијабла која је уско повезана са трансверзалном масом електрона или миона и  $\vec{p}_T^{miss}$ ,

$$m_{T\ell} = \sqrt{2p_{T\ell}^{\text{fix}} p_T^{miss} (1 - \cos \Delta\phi)}, \quad (7.6)$$

се користи као дискриминаторна варијабла за рачунање фита. Услов  $p_{T\ell}^{\text{fix}} = 35 \text{ GeV}$  се користи да би се смањила корелација између  $m_{T\ell}$  и  $p_T$  лептона, а  $\Delta\phi$  означава угао у трансверзалној равни између импулса лептона и вектора  $\vec{p}_T^{miss}$ .

Због чињенице да се фактори  $f_i$  мере у догађајима са више цетова, док доминантни фон који се састоји од погрешно идентификованих лептона у региону примене настаје услед продукције  $t\bar{t} + \text{jets}$ , критеријуми релаксиране селекције лептона су



одабрани тако да  $f_i$  имају сличне вредности за недиректне лептоне и за хадроне који су погрешно идентификовани као директни лептони и не разликују се између догађаја са више цетова и догађаја  $t\bar{t} + \text{jets}$ . Фактори  $f_i$  за  $\tau_h$  се мере коришћењем догађаја  $t\bar{t} + \text{jets}$  у којима се два  $W$  бозона која настају из распада топ кварка распадају на пар електрон-мион. Догађаји морају да садрже један електрон, један мион, бар један кандидат за  $\tau_h$  који задовољава услове релаксираних селекције  $\tau_h$  и два или више цетова, од којих бар један задовољава строге услове, или бар два задовољавају релаксираних услове за идентификацију  $b$ -цетова и селектовани су уз помоћ комбинације тригера који се заснивају на присуству једног лептона и тригера који се заснивају на присуству пара електрон-мион. Учешће осталих фонских процеса се смањује постављањем захтева да опсевабла  $L_D$ , дефинисана једначином 7.4, задовољава услов  $L_D > 30 \text{ GeV}$ . Учешће фонских процеса са правим  $\tau_h$  се смањује коришћењем симулације MC. Скупови фактора  $f_i$  се мере одвојено за критеријуме селекције  $\tau_h$  примењене у категоријама  $2\ell ss + 1\tau_h$  и  $3\ell + 1\tau_h$  и за критеријуме примењене у категорији  $1\ell + 2\tau_h$ . За категорије  $1\ell + 2\tau_h$ ,  $2\ell ss$  и  $3\ell$ , метод FF се примењује на раније описани начин, док се његова модификована верзија користи само у категоријама  $2\ell ss + 1\tau_h$  и  $3\ell + 1\tau_h$ . У модификованој верзији, део фона који се састоји од погрешно идентификованих лептона у којем је бар један од реконструисаних електрона или миона погрешно идентификован се добија из података смањивањем критеријума за селекцију електрона и мионе при дефинисању региона примене. С друге стране, компонента фона, која садржи праве директне лаке лептоне и чији је  $\tau_h$  реконструисан услед погрешне идентификације цетова насталих распадом кваркова или глуона, се добија симулацијом MC, укључујући корекције које урачунавају разлике у погрешној идентификацији  $\tau_h$  у подацима и симулацији. На овај начин, може да се деси да догађај  $t\bar{t}H$  у којем није реконструисан прави  $\tau_h$  буде означен као сигнал, уместо да буде укључен у процену фона који се састоји од погрешно идентификованих лептона. Оваквих догађаја има  $\approx 30\%$  од укупног броја догађаја сигнала у категоријама  $2\ell ss + 1\tau_h$  и  $3\ell + 1\tau_h$ . Пошто је потврђено да је фон који потиче од недиректних лептона занемарљив у категорији  $4\ell$ , у овој категорији није коришћен метод FF.

## 7.4.2 Компонента фона добијена услед погрешне идентификације наелектрисања

Код компоненте фона добијене погрешном идентификацијом знака наелектрисања у категоријама  $2\ell ss$  и  $2\ell ss + 1\tau_h$  преовлађују догађаји  $t\bar{t} + \text{jets}$  са два директна лептона у којима је знак наелектрисања једног од њих погрешно измерен. Фон се процењује из података, примењујући стратегију сличну оној која се користи за процењивање фона који потиче од погрешне идентификације знака наелектрисања. Регион примене који се користи за процену учешћа овог фона у сигналном региону садржи догађаје који задовољавају све критеријуме селекције сигналног региона, описане у Поглављу 7.3, за одређену категорију, осим критеријума који се заснива на присуству два лептона супротног знака наелектрисања. У категорији  $2\ell ss$ , за рачунање тежинског фактора за догађај користи се сума вероватноћа погрешног мерења наелектрисања једног од два лептона. У категорији  $2\ell ss + 1\tau_h$ , користи се само вероватноћа погрешног мерења знака наелектрисања лептона са истим знаком наелектрисања као  $\tau_h$ , због услова за одређеним наелектрисањем који се користе за селекцију догађаја у овој категорији. Учестаности погрешне идентификације знака наелектрисања за електроне и мионе се мере поређењем учестаности продукција  $Z/\gamma^* \rightarrow ee$  и  $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$  догађаја са лептонима истог или супротног знака наелектрисања и параметризоване су у функцији  $p_T$  и  $\eta$  лептона. Вероватноћа погрешног мерења знака наелектрисања електрона се креће од 0.02% за електроне у централној области до 0.4% за електроне у области затварача, након примене свих критеријума за селекцију објеката. Вероватноћа погрешног мерења знака наелектрисања за мионе је занемарљива у овој анализи.

## 7.5 Екстракција сигнала

Након примене критеријума за селекцију, у догађајима у сигналном региону још увек преовлађује фон у свим категоријама. Осетљивост статистичке анализе је повећана екстракцијом учестаности сигнала коришћењем фита максималне веродостојности на расподелу дискриминаторних опсервабли у свим категоријама, осим у

категорији  $4\ell$ , где је извршено пребројавање догађаја пошто је очекивани број догађаја у овој категорији мали. У циљу постизања максималног раздвајања на основу облика расподела између сигнала  $t\bar{t}H$  и укупног фона, за сваку од категорија догађаја постоји посебна дискриминаторна опсервабла. Опсервабле које се користе за ML фит су описане у Поглављу 7.5.1, а детаљи статистичке анализе су дати у Поглављу 7.5.3.

### 7.5.1 Дискриминаторне опсервабле

Рачунање дискриминаторне опсервабле се заснива на комбиновању информација о теоријским диференцијалним ефикасним пресецима за сигнал  $t\bar{t}H$  и фонске процесе и информација о експерименталној резолуцији детектора. У категорији  $2\ell ss + 1\tau_h$ , дискриминанта MEM LR( $2\ell ss + 1\tau_h$ ) се директно користи за екстракцију сигнала, и оптимизирана је тако да раздваја сигнал  $t\bar{t}H$  од следећа три типа фона:

- догађаја  $t\bar{t}Z$  у којима се  $Z$  бозон распада на пар  $\tau$  лептона,
- догађаја  $t\bar{t}Z$  у којима се  $Z$  бозон распада на пар електрона или миона и један лептон је погрешно идентификован као  $\tau_h$  и
- догађаја  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{t}b\bar{t}\nu$  са једним додатним недиректним лептоном који настаје у распаду  $b$  или  $\bar{b}$  кварка.

Дискриминаторна опсервабла која се користи за екстракцију сигнала у свакој од категорија  $2\ell ss$ ,  $3\ell$ , и  $3\ell + 1\tau_h$  се заснива на две излазне варијабле BDT. Први BDT је припремљен да раздваја сигнал  $t\bar{t}H$  од фона  $t\bar{t}V$ , а други, да раздвоји сигнал од фона  $t\bar{t} + \text{jets}$ . У категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , доминантну компоненту фона чини продукција  $t\bar{t} + \text{jets}$  и за раздвајање сигнала од фона, припремљен је само један BDT. Припрема BDT-а се изводи са симулираним догађајима који се не користе даље у анализи. Преглед свих опсервабли које се користе као улазне варијабле алгоритма BDT дат је у Таб. 7.4. Оптимизација избора улазних варијабли је извршена за сваку категорију посебно и одвојено за BDT који служи за раздвајање сигнала од компоненте фона  $t\bar{t}V$  и BDT који служи за раздвајање сигнала од компоненте фона  $t\bar{t} + \text{jets}$ .

Улазне варијабле дате у табели су дефинисане на следећи начин:

- $\Delta R(\ell_1, j)(\Delta R(\ell_2, j))$  представља растојање између водећих (и пратећих) лептона и најближег цета,
- $\langle \Delta R_{jj} \rangle$  представља средње растојање између цетова,
- $\Delta R_{\tau\tau}$  представља растојање између водећег и пратећег  $\tau_h$ ;
- $N_j$  и  $N_b$  представљају укупни број цетова и број цетова идентификованих да потичу од распада  $b$  кварка чији су  $p_T > 25 \text{ GeV}$  и  $|\eta| < 2.4$  и који се у опсегу  $\Delta R < 0.4$  не преклапају ни са једним електроном, мионом или  $\tau_h$  који пролази релаксиране критеријуме селекције,
- $m_{\tau\tau}^{\text{vis}}$  се односи на ”видљиву” масу водећег и пратећег  $\tau_h$ ,
- $m_T^{\ell_1}$  се односи на трансверзалну масу водећег лептона и вектора  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ , који се рачуна помоћу једначине 7.6,
- $p_T^{\ell_1}(p_T^{\ell_2}, p_T^{\ell_3})$  представља  $p_T$  водећег (пратећег, трећег) лептона,
- $p_T^{\tau_1}(p_T^{\tau_2})$  представља  $p_T$  водећег (пратећег)  $\tau_h$ ;
- $\text{LR}(3\ell)$  се односи на дискриминанту МЕМ у категорији  $3\ell$ , оптимизовану за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од два доминантна иредуцибилна фонска процеса  $t\bar{t}Z$  и  $t\bar{t}W$ ,
- $\text{MVA}_{\text{thad}}^{\text{max}}$  представља опсерваблу која служи за квантификацију вероватноће<sup>[3]</sup> да је цет настао хадронским распадом топ кварка,

---

<sup>[3]</sup> Вредност ове вероватноће (компатибилности) се рачуна као одзив класификатора BDT и евалуира се за сваку могућу пермутацију цетова и лептона, користећи неколико кинематичких величина и информација о идентификацији  $b$  цетова, а добијени максимум се користи као улаз у BDT који раздваја сигнал  $t\bar{t}H$  од фонског процеса  $t\bar{t} + \text{jets}$  у категорији  $2\ell ss$

- $MVA_{H_j}^{\max}$  представља опсерваблу која служи за квантификацију вероватноће<sup>[4]</sup> да цет потиче од распада  $H \rightarrow WW^*$  у којем се један од  $W$  бозона распада лептонским путем, а други - на пар кваркова.

ТАБЕЛА 7.3: Опсервабле које се користе као улаз за BDT-јеве који врше сепарацију између сигнала  $t\bar{t}H$  и компонената фона  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + \text{jets}$  у категоријама  $1\ell + 2\tau_h$ ,  $2\ell ss$ ,  $3\ell$  и  $3\ell + 1\tau_h$ .

Observable	$1\ell + 2\tau_h$	$2\ell ss$	$3\ell$	$3\ell + 1\tau_h$
$\Delta R(\ell_1, j)$	—	✓	✓	✓
$\Delta R(\ell_2, j)$	—	✓	✓	✓
$\langle \Delta R_{jj} \rangle$	✓	—	—	✓ <sup>2</sup>
$\Delta R_{\tau\tau}$	✓	—	—	—
$\max( \eta^{\ell_1} ,  \eta^{\ell_2} )$	—	✓	✓	✓
$H_T^{\text{miss}}$	✓	—	—	✓ <sup>2</sup>
$N_j$	✓	✓	✓	✓
$N_b$	✓	—	—	—
$m_{\tau\tau}^{\text{vis}}$	✓	—	—	—
$m_T^{\ell_1}$	—	✓	✓	✓
$p_T^{\ell_1}$	—	✓ <sup>1</sup>	✓ <sup>1</sup>	✓ <sup>1</sup>
$p_T^{\ell_2}$	—	✓ <sup>1</sup>	-	-
$p_T^{\ell_3}$	—	—	✓ <sup>1</sup>	✓ <sup>1</sup>
$p_T^{\tau_1}$	✓	—	—	—
$p_T^{\tau_2}$	✓	—	—	—
LR( $3\ell$ )	—	—	✓ <sup>1</sup>	—
$MVA_{\text{thad}}^{\max}$	—	✓ <sup>2</sup>	—	—
$MVA_{H_j}^{\max}$	—	✓ <sup>1</sup>	—	—

<sup>1</sup> Used only in BDT that separates  $t\bar{t}H$  signal from  $t\bar{t}V$  background.

<sup>2</sup> Used only in BDT that separates  $t\bar{t}H$  signal from  $t\bar{t} + \text{jets}$  background.

Варијабле BDT које служе за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонских процеса  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + \text{jets}$  се пресликавају у јединствену дискриминанту DMVA која се користи као дискриминаторна опсервабла за екстракцију сигнала у категоријама  $2\ell ss$ ,  $3\ell$  и  $3\ell + 1\tau_h$ . Алгоритам за пресликавање пуни дводимензионални хистограм (фино издељен на бинове) излазним вредностима прве у зависности од излазних вредности друге варијабле BDT за сваки од догађаја сигнала и фона. Статистичке флукуације расподела

<sup>[4]</sup> Вредност ове вероватноће (или компатибилност) се рачуна као одзив класификатора BDT и евалуира се по цет-у, користећи ангуларне варијабле и варијабле које се користе за идентификацију цетова (дискриминанта за идентификацију  $b$  цетова и кварк-глуон дискриминанта). Максимум добијен евалуацијом по свим цетовима се користи као улаз у BDT који раздваја сигнал  $t\bar{t}H$  од фонског процеса  $t\bar{t}V$  у категорији  $2\ell ss$ . Цетови који су компатибилни са хадронским распадима топ кваркова према варијабли  $MVA_{\text{thad}}^{\max}$  се искључују из рачунања  $MVA_{H_j}^{\max}$ .

за сигнал и фон се смањују коришћењем Гаусовских функција. Однос броја сигналних догађаја и броја догађаја фона се рачуна у сваком од бина и додељује фонским процесима у зависности од тога којем бину припадају. Кумулативна расподела овог односа се производи за догађаје фона и дели по квантилима на  $N$  региона са једнаким садржајем фона. Број региона се бира рекурзивном применом алгоритма за кластеровање са  $k = 2$  [99] на дводимензионалну расподелу BDT и постављањем услова за заустављање који се заснивају на ограничавању статистичке неодређености образаца за сигнал и фон. Излаз алгоритма за пресликавање представља образац за дељење дводимензионалне равни сачињене од излазних вредности два BDT-а у  $N$  региона и одговарајућа енумерација (која се користи као дискриминанта) ових региона по редоследу растућег односа сигнал/фон. Добијена расподела за фон ове дискриминанте је приближно униформна, док расподела за сигнал расте од нижих ка вишим вредностима дискриминанте. У категоријама  $2\ell ss$  и  $3\ell$ , екстракција сигнала се врши коришћењем дискриминанте у подкатегоријама добијеним на основу флeјвора лептона, наелектрисању лептона и захтевима за идентификацију  $b$ -цетова. У категорији  $3\ell + 1\tau_h$ , због мале статистике добијене симулацијом, припрема варијабли BDT и дводимензионално пресликавање су изведени коришћењем инклузивне  $3\ell$  селекције, што је као резултат дало неуниформну расподелу за фон.

Догађаји који припадају категорији  $2\ell ss + 1\tau_h$  су подељени у две подкатегорије, због различитих односа сигнал/фон и различитих нивоа сепарације између сигнала и фона које обезбеђује дискриминанта MEM  $LR(2\ell ss + 1\tau_h)$  у свакој од подкатегорија. Подкатегорија која не садржи недостајуће цетове ("no-missing-jet") садржи догађаје у којима је реконструисан пар цетова који настаје хадронским распадом  $W$  бозона, што омогућава реконструкцију целокупног ланца распада  $t\bar{t}H \rightarrow bW\bar{b}W\tau\tau \rightarrow bj\bar{j}\bar{b}\ell\nu\ell\bar{\nu}\ell\nu\tau\tau_h\nu\tau$  у догађајима сигнала, док категорија са недостајућим цетовима ("missing jet") садржи догађаје без оваквих парова цетова. Потпуна реконструкција ланца распада повећава моћ раздвајања сигнала  $t\bar{t}H$  од фона. Ако је један од цетова произведен у распаду  $W$  бозона изван опсега прихватљивости  $p_T$  и  $\eta$ , или ако се преклата са другим цетом, догађаји сигнала могу да учествују у категорији "missing-jet".

## 7.5.2 Дискриминанте добијене применом метода МЕМ

Као што је поменуто у секцији 7.5.1, дискриминанте које се заснивају на приступу МЕМ су развијене за категорије  $2\ell_{SS} + 1\tau_h$  и  $3\ell$ . Матрични елемент (МЕ)  $\mathcal{M}_\Omega(\mathbf{x})$  придружен неком процесу  $\Omega$  зависи од скупа кинематичких варијабли  $\mathbf{x}$  који одговара четвороимпулсима честица у иницијалном и финалном стању (на партонском нивоу)<sup>[5]</sup>. Квадрат матричног елемента МЕ  $W(\mathbf{y}|\mathbf{x})$  се доводи у конволуцију са функцијом  $W(\mathbf{y}|\mathbf{x})$ , која се назива преносном функцијом (ТФ) и која представља експерименталну резолуцију. Функција  $W(\mathbf{y}|\mathbf{x})$  у суштини одговара вероватноћи мерења скупа опсервабли у детектору, под претпоставком да су одговарајући импулси партонског нивоа једнаки  $\mathbf{x}$ . Приступом МЕМ се рачуна диференцијални ефикасни пресек процеса  $\Omega$  у односу на опсерваблу  $\mathbf{y}$ , интеграљењем по неизмереним или слабо измереним величинама партонског нивоа  $\mathbf{x}$ , као и по Бјоркеновим варијаблама за скалирање [100]  $x_a$  и  $x_b$  сударајућих протона. За сваки догађај се рачуна тежина  $w_\Omega(\mathbf{y})$ , која служи за квантификацију компатибилности догађаја (карактеризовану измереним опсерваблама  $\mathbf{y}$ ) са хипотезом да је догађај настао у процесу  $\Omega$ :

$$w_\Omega(\mathbf{y}) \propto \sum_p \int dx dx_a dx_b \frac{f_i(x_a, Q) f_i(x_b, Q)}{x_a x_b s} \delta^4(x_a P_a + x_b P_b - \sum p_k) |\mathcal{M}_\Omega(\mathbf{x})|^2 W(\mathbf{y}|\mathbf{x}). \quad (7.7)$$

Сума  $\sum p$  се рачуна по свим могућим паровима објеката партонског нивоа и реконструисаних објеката. Квадрат МЕ,  $|\mathcal{M}_\Omega(\mathbf{x})|^2$ , се рачуна на LO користећи програм MADGRAPH5 аMC@NLO. Симболи  $f_i(x_a, Q)$  и  $f_i(x_b, Q)$  представљају функције PDF, које се рачунају нумеричким путем [101]. Четвородимензионална  $\delta$ -функција,  $\delta^4(x_a P_a + x_b P_b - \sum p_k)$ , обезбеђује одржање енергије и импулса. Интеграл на десној страни се прво трансформише аналитички, у циљу елиминисања  $\delta$ -функције и прилагођавања нумеричког рачуна, а затим се израчунава нумерички коришћењем алгорита VEGAS. Пошто се за сигнал  $t\bar{t}H$  и фонске процесе користе LO МЕ, који се стриктно примењује само на догађаје у којима нема додатних цетова, неопходно је трансформисати систем свих честица које су присутне у LO МЕ у систем који има  $p_T$

<sup>[5]</sup>За означавање векторских величина користе се подебљана слова.

једнак нули. У супротном, када је мултиплицитет реконструисаних цетова мањи од броја кваркова присутних у LO ME, интеграње на десној страни једначине 7.7 мора да се варијаблама које су придружене недостајућим цетовима. Преносне функције  $W(\mathbf{y}|\mathbf{x})$  се добијају симулацијом MC и користе се за моделовање резолуције цетова по  $p_T$  и  $\vec{p}_T^{miss}$ . Посебне преносне функције се користе за  $b$  цетове и за лаке кваркове и глюонске цетове. Преносне функције се користе такође за урачунавање губитака енергије услед продукције неутрина у распадима  $b$  кваркова на лептоне и  $\tau$  лептоне. Део енергије  $\tau$  лептона коју носе неутрина је у општем случају виши у распадима  $\tau \rightarrow \ell\bar{\nu}\ell\nu\tau$  у поређењу са распадима  $\tau \rightarrow \tau_h\nu\tau$  и због тога се користе посебне преносне функције. Према Нојмановој леми[102], однос тежина  $\omega_{\Omega}(\mathbf{y})$  израчунатих под хипотезом за сигнал и хипотезом за сигнал и фон:

$$LR(\mathbf{y}) = \frac{\omega_{t\bar{t}H}(\mathbf{y})}{\omega_{t\bar{t}H}(\mathbf{y}) + \sum_B \kappa_B \omega_B(\mathbf{y})} \quad (7.8)$$

садржи оптималне опсервабле за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фона. Коефицијенти  $\kappa_B$  који служе за квантификацију релативних доприноса различитих фонских процеса  $B$  се одређују нумеричком оптимизацијом, у циљу постизања максималног раздвајања сигнала  $t\bar{t}H$  од сваког од њих.

### 7.5.3 Статистичка анализа

Учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$   $\mu$  се мери истовременим израчунавањем фита максималне веродостојности за расподеле дискриминаторних опсервабли или броја догађаја добијених у шест категорија догађаја  $1\ell + 2\tau_h$ ,  $2lss$ ,  $2lss + 1\tau_h$ ,  $3\ell$ ,  $3\ell + 1\tau_h$  и  $4\ell$ . Вредност најбољег фита овог параметра се означава као  $\hat{\mu}$ . Интервал поверења од 68% за параметар од интереса се добија коришћењем фита максималне веродостојности [103, 104]. Потенцијални вишак догађаја сигнала у подацима се квантификује одговарајућом  $p$ -вредношћу. Горњи лимити на учестаност сигнала  $t\bar{t}H$  се постављају уз помоћ метода CLs [105]. Параметри фита описани у секцији 7.6 се третирају на фреквентистички начин [103, 104]. Систематске неодређености које



немају утицај на расподелу дискриминаторних варијабли већ само на њихову нормализацију се представљају расподелама  $\Gamma$ -функције. Систематске неодређености које утичу на расподелу дискриминаторне опсервабле се урачунавају у ML фит на начин описан у [106], и представљају се Гаусовим функцијама расподеле вероватноће. Параметри фита који представљају систематске неодређености овог типа могу такође да утичу на нормализацију сигнала  $t\bar{t}H$  или компонената фона.

## 7.6 Систематске неодређености

На учестаности као и расподеле опсервабли које се користе за екстракцију сигнала, описаној у Поглављу 7.5, могу да утичу различити ефекти који настају симулацијом или услед непрецизног мерења. Разликују се два типа систематских неодређености: неодређености које потичу од теоријских извора и неодређености које потичу од експерименталних извора. Симулације MC у општем случају нема утицај на неодређености учешћа фонских процеса која се одређују из података, на начин описан у Поглављу 7.4. Ефикасност селекције догађаја који задовољавају критеријуме постављене применом комбинације тригера који се заснивају на присуству једног, два, или три електрона или миона се мери у биновима мултиплицитета лептона са неодређеношћу између 1 и 3% коришћењем догађаја који су снимљени тригерима који се заснивају на  $p_T^{miss}$ . Ефикасност тригера који селектују догађаја који садрже електрон или мион у комбинацији са  $\tau_h$  лептоном у категорији  $1\ell + 2\tau_h$  се мери са неодређеношћу од 3% у догађајима  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ . Ефикасности реконструкције и идентификације електрона и миона се мере у функцији  $p_T$  са неодређеношћу која се креће између 2 и 4% коришћењем догађаја  $Z/\gamma^* \rightarrow ee$  и  $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ , методом tag-and-probe описаном у [107]. Ефикасност реконструкције и идентификације  $\tau_h$  и скала енергије  $\tau_h$  се мере са неодређеношћу од 5% и 3%, респективно, коришћењем догађаја  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  [85]. Неодређеност скале енергије за цетове износи неколико процената и зависи од  $p_T$  и  $\eta$ . Утицај неодређености скале енергије за цетове на број догађаја и на расподеле кинематичких варијабли се одређује варирањем корекција скале енергије за цетове у оквиру њихових неодређености и пропагирањем ефекта варијација до финалног резултата прерачунавањем свих кинематичких величина, укључујући  $p_T^{miss}$ ,  $H_T^{miss}$

и  $L_D$ , и поновном применом свих критеријума за селекцију догађаја. Ефикасности идентификације  $b$  цетова се мере у догађајима са више цетова, постављањем захтева за присуство једног миона и у догађајима  $t\bar{t} + \text{jets}$  са неодређеностима од неколико процената, у зависности од  $p_T$  и  $\eta$  [98]. Учестаност погрешне идентификације цетова насталих распадом лаких кваркова и глюонских цетова се мере у догађајима  $Z + \text{jets}$  са неодређеношћу између 5-10% за релаксиране и 20–30% за рестриктивне критеријуме за идентификацију  $b$  цетова, такође у зависности од  $p_T$  и  $\eta$  [98]. Неодређеност интегралне луминозности износи 2.5% [108]. Неодређености које потичу од теоријских извора имају утицај на компоненту фона  $t\bar{t}V$  и нормализацију сигнала. Ефикасни пресеци иредуцибилних компонената фона  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}W$  и  $t\bar{t}WW$  су познати до на неодређености од  ${}^{+9.6\%}_{-11.2\%}$ ,  ${}^{+12.9\%}_{-11.5\%}$  и  ${}^{+8.1\%}_{-10.9\%}$ , респективно, које потичу од недостајућих чланова вишег реда у пертурбационом развоју и неодређености од 3.4%, 4% и 3%, респективно, које потичу од недовољног познавања PDF и константе јаког спрезања  $\alpha_s$  [19]. Теоријске неодређености очекиване вредности у СМ-у за ефикасни пресек сигнала  $t\bar{t}H$  које потичу од недостајућих чланова вишег реда у пертурбативном развоју износе  ${}^{+5.8\%}_{-9.3\%}$ , а од неодређености PDF и  $\alpha_s$  износе 3.6%. Ефекат недостајућих чланова вишег реда на облик расподела кинематичких опсервабли се одређује варирањем скала ренормализације и факторизације за фактор 2 и 1/2 релативно у односу на њихове номиналне вредности [109, 110]. Процена компоненте фона који потиче од погрешне идентификације лептона, добијена из података на начин описан у 7.4.1, зависи од неодређености фактора  $f_i$  који се користе за рачунање тежинских фактора за догађаје у једначини 7.5. Ове неодређености имају утицај на нормализацију и на расподелу кинематичких опсервабли које се користе за екстракцију сигнала. Ефекти утицаја на нормализацију се крећу у опсегу између 10% и 40%, у зависности од мултиплицитета погрешно идентификованих електрона, миона и  $\tau_h$ , као и њиховог  $p_T$  и  $\eta$ . Неодређености нормализације укључују ефекте статичких неодређености узорка који се користи за мерење  $f_i$ , систематских неодређености везаних за одбацивање учешћа директних лептона у узорку и од неслагања симулираних расподела за фон који се састоји од погрешно идентификованих лептона и расподела које се добијају применом метода FF. У случају електрона и миона, опсег неодређености облика кинематичких расподела које се користе за екстракцију сигнала се добија независним варирањем  $f_i$  по биновима  $p_T$  и  $\eta$  и пропагацијом

деформација до крајњег резултата. У случају  $\tau_h$ , врши се фитовање учестаности погрешне идентификације  $f_i$ , измерених у функцији  $p_T$  у централној области и области затварача детектора и пропагација неодређености нагиба фита до крајњег резултата, на начин који је корелисан међу категоријама са кандидатима за  $\tau_h$  у износу од око 3%. Неодређеност учестаности погрешне идентификације знака наелектрисања за електроне се пропагира до крајњег резултата на сличан начин и у случају овог фона она износи  $\approx 30\%$ . Иако је тачност теоријског предвиђања учестаности продукције  $WZ$  на нивоу NLO и њен инклузивни ефикасни пресек успешно измерен на LHC-у [111, 112], добро слагање се не пресликава аутоматски на сигнални регион у овој анализи, у којем се тражи присуство бар једног идентификованог  $b$  цета. Због тога је конзервативна вредност неодређености од 100% додељена двобозонском фону у свим категоријама, осим у категорији  $3\ell$ . Неодређеност је смањена на  $\approx 40\%$  за категорије  $3\ell$ , на основу резултата добијених у специјалном контролном региону  $3\ell WZ$ , који је дефинисан коришћењем инвертованог критеријума за забрану реконструкције  $Z$  бозона на основу дволептонске масе и захтева за идентификацију  $b$  цета. Укупна неодређеност предвиђања учестаности продукције двобозонског фона у том случају обухвата: статистичке неодређености због ограничене величине узорка у контролном региону (30%), неодређености због преосталог фона у контролном региону (20%), неодређености учестаности идентификације  $b$  цетова (између 10% и 40%), и теоријских неодређености познавања PDF-а и доприноса различитих флејвора цетова придружених електрослабим бозонима (до 10%). Неодређеност од 50% је додељена учестаностима продукције осталих мањих компонената фона. Ова конзервативна неодређеност узима у обзир чињеницу да процеси са малим доприносима још увек нису измерени на LHC-у. Од свих поменутих извора неодређености, највећи утицај на мерење учестаности сигнала  $t\bar{t}H$  имају извори повезани са мерењем ефикасности лептона, вршењем процене компоненте фона која потиче од погрешне идентификације лептона и теоријски извори који утичу на нормализацију сигнала и иредуцибилне компоненте фона, што се може видети у Таб. 7.3. Систематске неодређености нормализације сигнала и иредуцибилних компонената фона се сматрају корелисаним у свим категоријама, док се систематске неодређености које су повезане са мерењем ефикасности лептона и проценом компоненте фона која потиче од погрешно идентификованих лептона сматрају корелисаним у свим категоријама које укључују лептоне датог флејвора.

ТАБЕЛА 7.4: Преглед главних извора систематских неодређености и њихов утицај на комбиновано мерење учестаности сигнала  $t\bar{t}H$ ,  $\mu$ .  $\Delta\mu/\mu$  одговара релативном померају у јачини сигнала добијеном варирањем систематских неодређености у оквиру одговарајућих неодређености.

Source	Uncertainty [%]	$\Delta\mu/\mu$ [%]
$e, \mu$ selection efficiency	2–4	11
$\tau_h$ selection efficiency	5	4.5
$b$ tagging efficiency	2–15 [56]	6
Reducible background estimate	10–40	11
Jet energy calibration	2–15 [64]	5
$\tau_h$ energy calibration	3	1
Theoretical sources	$\approx 10$	12
Integrated luminosity	2.5	5

## 7.7 Резултати

Бројеви догађаја измерени у различитим категоријама су упоређени са очекивањима СМ након израчунавања МЛ фита, што је приказано у Таб. 7.5. Доприноси догађаја који представљају резултат фита су у сагласности са доприносима предвиђеним на основу процена за сигнал и фон у оквиру неодређености описаних у Поглављу 7.6. Већина неодређености нису значајно ограничене од стране МЛ фита, осим неодређености које се односе на фон који настаје услед погрешне идентификације цетова као кандидата за  $\tau_h$  и који преовлађује у категорији  $1\ell + 2\tau_h$ . Расподеле дискриминаторних опсервабли које се користе за екстракцију сигнала у различитим категоријама након финалног фита приказане су на Сл. 7.1, 7.2 и 7.3. На Сл. 7.4, класификација бинова расподела извршена је према њиховом очекиваном односу броја догађаја сигнала ( $S$ ) и броја догађаја фона ( $B$ ), где се у најосетљивијим биновима, посматрано у односу на фон предвиђен у СМ-у, може уочити вишак догађаја измерен у подацима.

Што се тиче комбинованог фита, измерена (очекивана) учестаност продукције сигнала износи  $\mu = 1.23_{-0.43}^{+0.45}(1.00_{-0.38}^{+0.42})$  пута учестаност  $t\bar{t}H$ , са измереном (очекиваном) значајношћу од  $3.2\sigma(2.8\sigma)$ . Горњи лимити на учестаност сигнала, израчунати са нивоом поверења (CL) од 95%, су приказани у Таб. 7.6. Лимити се рачунају независно за фитове у свакој од категорија, као и за њихову комбинацију. Измерени лимит добијен комбиновањем свих категорија износи 2.1 пута очекивана учестаност

продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ и у сагласности је са очекиваним лимитом, ако  $t\bar{t}H$  сигнал дефинисан у СМ има предвиђену учестаност продукције која износи 1.7 пута учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ у присуству сигнала  $t\bar{t}H$ .

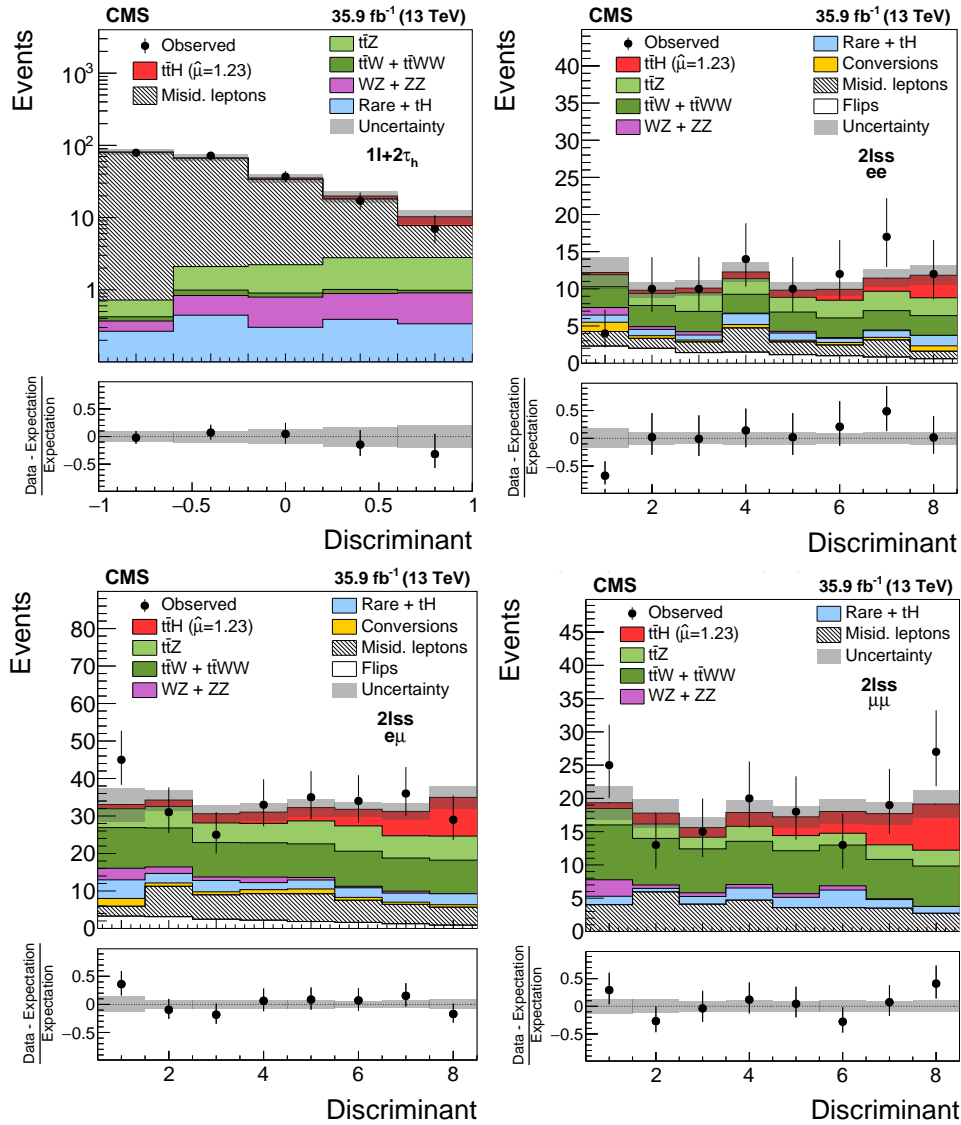
ТАБЕЛА 7.5: Бројеви догађаја селектованих у различитим категоријама у поређењу са очекивањима СМ-а за сигнал  $t\bar{t}H$  и фонске процесе. Бројеви догађаја очекивани за сигнал  $t\bar{t}H$  и за фонске процесе су приказани за вредности параметара фина добијених из фита минималне веродостојности и  $\mu = 1$ . Наведене неодређености представљају комбинацију статистичких и систематских компонената.

Process	$1\ell + 2\tau_h$	$2\ell_{ss}$	$2\ell_{ss} + 1\tau_h$
$t\bar{t}H$	$5.8 \pm 1.9$	$53.8 \pm 17.0$	$9.4 \pm 2.8$
$t\bar{t}Z/\gamma^*$	$6.3 \pm 1.1$	$80.9 \pm 10.4$	$9.2 \pm 1.2$
$t\bar{t}W + t\bar{t}\bar{W}W$	$0.5 \pm 0.1$	$150.0 \pm 16.9$	$9.1 \pm 1.0$
$WZ + ZZ$	$2.1 \pm 1.6$	$16.5 \pm 13.1$	$3.9 \pm 3.0$
$tH$	$0.4 \pm 0.1$	$2.7 \pm 0.2$	$0.5 \pm 0.04$
Conversions	$< 0.02$	$12.1 \pm 5.8$	$1.4 \pm 0.5$
Sign flip	-	$27.5 \pm 8.0$	$0.5 \pm 0.1$
Misidentified leptons	$195.7 \pm 13.6$	$94.2 \pm 21.2$	$8.6 \pm 2.1$
Rare backgrounds	$1.4 \pm 0.7$	$39.0 \pm 21.2$	$3.1 \pm 1.5$
Total expected background	$206.3 \pm 14.0$	$423.0 \pm 38.0$	$36.1 \pm 4.2$
Observed	212	507	49

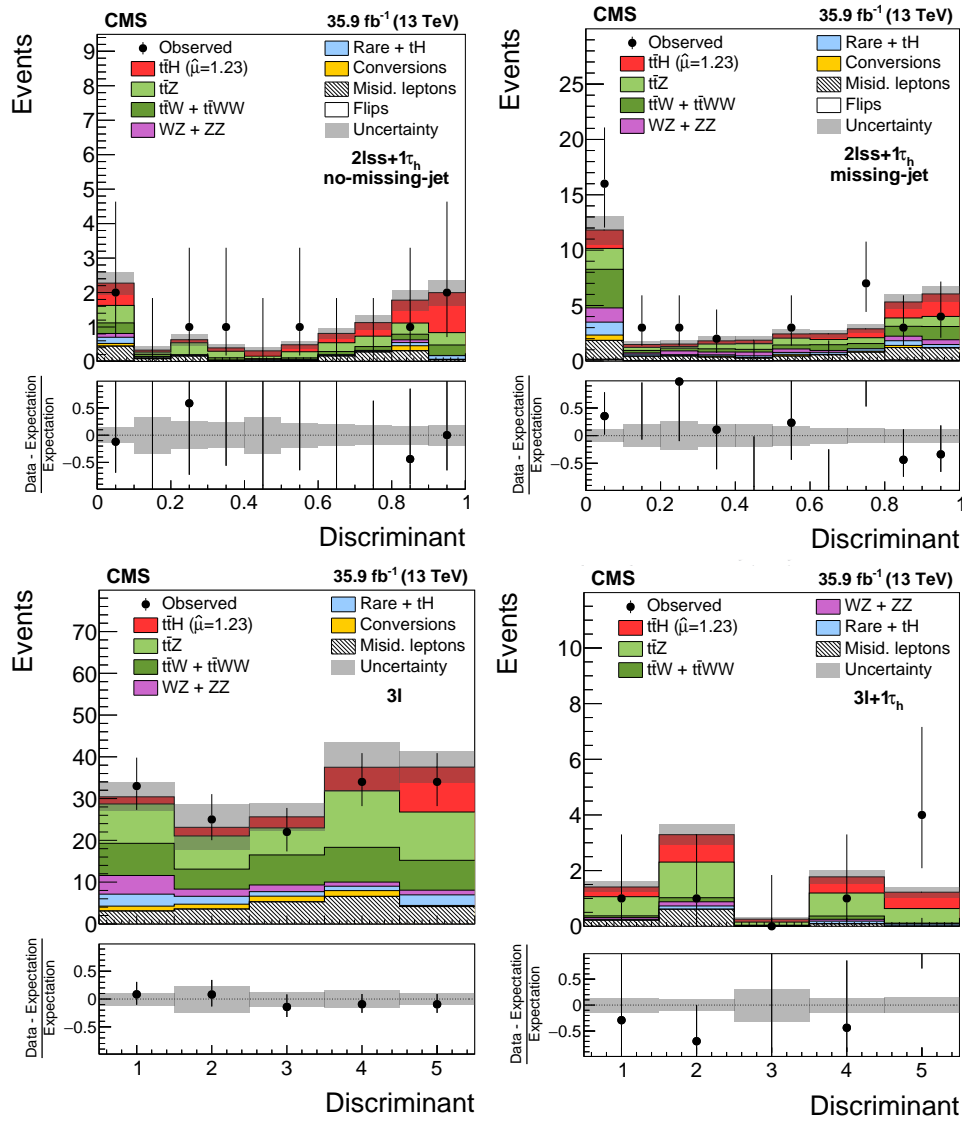
  

Process	$3\ell$	$3\ell + 1\tau_h$	$4\ell$
$t\bar{t}H$	$18.5 \pm 6.0$	$2.1 \pm 0.7$	$0.9 \pm 0.3$
$t\bar{t}Z/\gamma^*$	$49.0 \pm 6.9$	$3.4 \pm 0.5$	$2.1 \pm 0.4$
$t\bar{t}W + t\bar{t}\bar{W}W$	$35.2 \pm 4.2$	$0.4 \pm 0.04$	$< 2 \times 10^{-3}$
$WZ + ZZ$	$9.9 \pm 2.4$	$0.3 \pm 0.05$	$0.1 \pm 0.1$
$tH$	$1.2 \pm 0.2$	$0.1 \pm 0.01$	$< 4 \times 10^{-4}$
Conversions	$5.3 \pm 2.9$	$< 0.02$	$< 0.02$
Misidentified leptons	$22.7 \pm 6.7$	$0.9 \pm 0.2$	$< 0.04$
Rare backgrounds	$8.2 \pm 13.8$	$0.2 \pm 0.1$	$0.1 \pm 0.2$
Total expected background	$131.4 \pm 18.2$	$5.3 \pm 0.5$	$2.4 \pm 0.4$
Observed	148	7	3

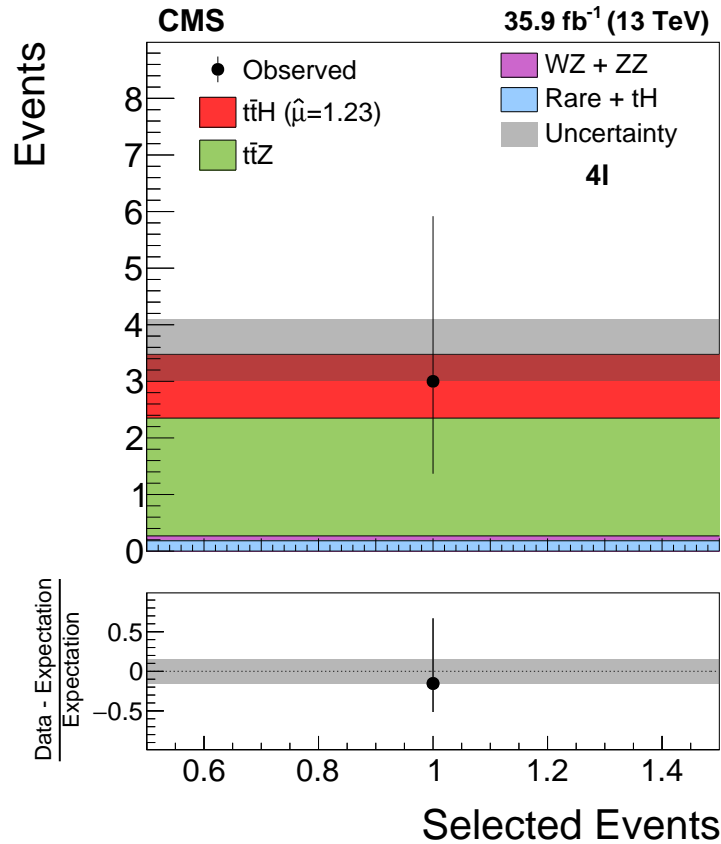
У одсуству сигнала, очекивани горњи лимит на учестаност продукције сигнала износи 0.8 пута учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ. Доприноси сигнала су израчунати на основу фита, за чији је параметар од интереса,  $\mu$ , дозвољено да има различите вредности у свакој од категорија, или у случају комбинованог резултата, да има исту вредности у свим категоријама. Резултати су приказани на Сл. 7.5. За комбиновани фит, измерена (очекивана) учестаност сигнала износи  $\mu = 1.23_{-0.43}^{+0.45}(1.00_{-0.38}^{+0.42})$



Слика 7.1: Расподеле у дискриминаторним опсерваблама које се користе за екстракцију сигнала у (а) категорији  $1\ell+2\tau_h$  и (b-d), различитим подкатегијама категорије  $2l_{ss}$ , упоређене са очекивањима СМ-а за сигнал  $t\bar{t}H$  и за фонске процесе. BDT који је припремљен за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонског процеса  $t\bar{t} + \text{jets}$  се користи у категорији  $1\ell + 2\tau_h$ , док се варијабла DMVA, која комбинује излазе два BDT-а која су припремљена за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонских процеса  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + \text{jets}$ , респективно, користи у категоријама  $2l_{ss}$ . Расподеле очекиване за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара фита добијених из комбинованог фита максималне веродостојности и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита максималне веродостојности.



Слика 7.2: Распореде дискриминаторних опсервабли које се користе за екстракцију сигнала у подкатегијама (а) без недостајућих цетова и (б) са недостајућим цетовима, категорије  $2lss + 1\tau_h$ , (с) у категорији  $3l$  и (д) у категорији  $3l + 1\tau_h$ , упоређене са очекивањима СМ-а за сигнал  $t\bar{t}H$  и фонске процесе. Дискриминанта MEM  $LR(2lss + 1\tau_h)$  се користи у подкатегијама  $2lss + 1\tau_h$ , док се варијабла DMVA, која комбинује излазне варијабле BDT, припремљене за раздвајање сигнала  $t\bar{t}H$  од фонских процеса  $t\bar{t}V$  и  $t\bar{t} + jets$ , респективно, користи у категоријама  $3l$  и  $3l + 1\tau_h$ . Очекиване распореде за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара фита добијених из комбинованог ML фита и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , који одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности. Најнижи бин дискриминанте MEM у подкатегији без додатних цетова категорије  $2lss + 1\tau_h$  прикупља догађаје за које кинематика реконструисаних објеката није компатибилна са хипотезом  $t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau$ .



Слика 7.3: Број догађаја измерен и очекиван категорији  $4\ell$ . Очекиване расподеле за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметара ML фита и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности.

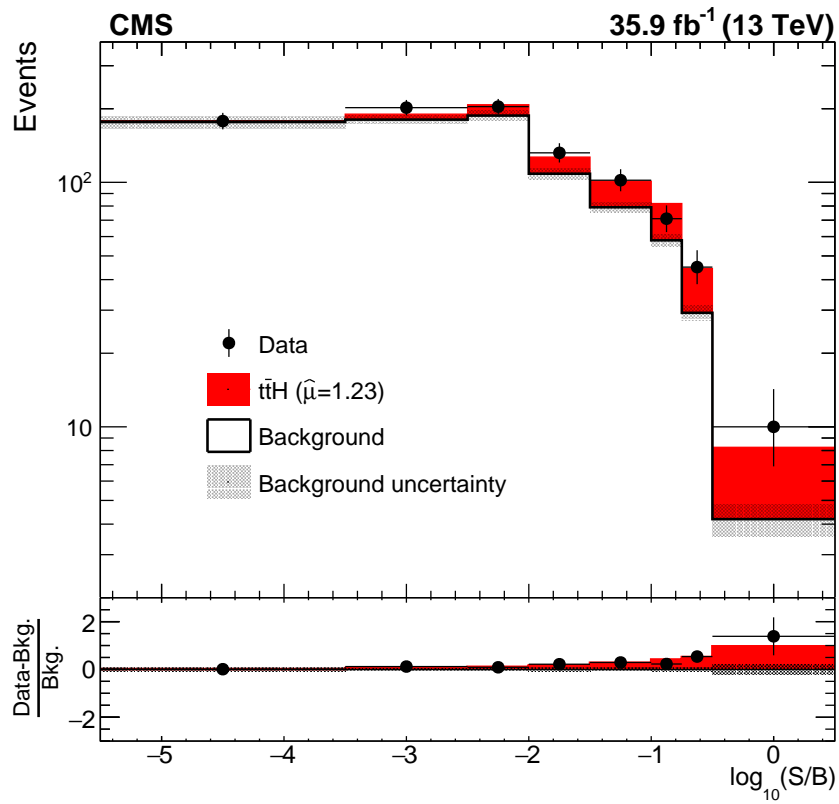
пута учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у CM-у, са измереном (очекиваном) значајношћу од  $3.2\sigma$  ( $2.8\sigma$ ), која представља статистички значајан наговештај постојања продукције  $t\bar{t}H$  у тим финалним стањима. Док су категорије  $2\ell ss$ ,  $3\ell$  и  $4\ell$  најосетљивије на сигнал  $t\bar{t}H$  у распадима  $H \rightarrow WW$  и  $H \rightarrow ZZ$ , категорије  $1\ell + 2\tau_h$ ,  $2\ell ss + 1\tau_h$  и  $3\ell + 1\tau_h$  повећавају осетљивост на распаде  $H \rightarrow \tau\tau$ . Расподеле дискриминаторних опсервабли су веома сличне за догађаје сигнала  $t\bar{t}H$  са хигс бозоном који се распада на  $W$  бозоне,  $Z$  бозоне и  $\tau$  лептоне, међутим, изазивајући велику анти-корелацију између одговарајућих учестаости сигнала. Заједничким означавањем распада  $H \rightarrow WW$  и  $H \rightarrow ZZ$  помоћу  $H \rightarrow VV$  и применом истовременог двопараметарског фита на учестаности продукције сигнала  $\mu(t\bar{t}H, H \rightarrow VV)$  и  $\mu(t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau)$ , за  $\mu(t\bar{t}H, H \rightarrow VV)$  и  $\mu(t\bar{t}H, H \rightarrow \tau\tau)$  се добијају вредности



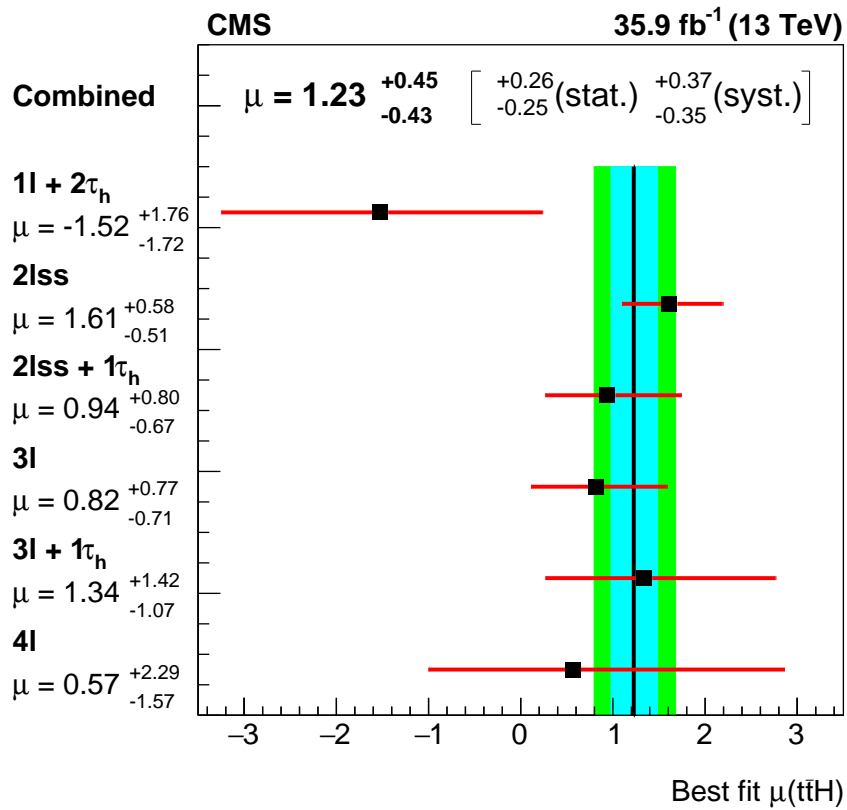
$1.69_{-0.61}^{+0.68}$  и  $0.15_{-0.91}^{+1.07}$ , респективно. Очекиваној антикорелацији између ове две измерене јачине сигнала придружен је фактор корелације од  $-0.45$ .

ТАБЕЛА 7.6: Горњи лимити на учестаност сигнала израчунати са нивоом поверења од 95% CL на учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$ , у јединицама учестаности продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ, добијени у свакој од категорија засебно и за комбинацију свих шест категорија догађаја. Измерени лимити се пореде са очекиваним лимитима за случај у којем се претпоставља одсуство сигнала ( $\mu = 0$ ) и за случај у којем постоји сигнал  $t\bar{t}H$  са учестаношћу продукције предвиђеном у СМ ( $\mu = 1$ ). Интервали неодређености који одговарају  $\pm 1$  стандардној девијацији на очекиване лимите су такође дати у табели.

Category	Observed limit on $\mu$	Expected limit	
		( $\mu = 0$ )	( $\mu = 1$ )
$1\ell + 2\tau_h$	2.7	$4.1_{-1.4}^{+1.7}$	$4.8_{-1.9}^{+2.0}$
$2\ell ss$	2.8	$1.0_{-0.2}^{+0.4}$	$2.0_{-0.3}^{+0.7}$
$2\ell ss + 1\tau_h$	2.5	$1.4_{-0.3}^{+0.7}$	$2.5_{-0.5}^{+0.9}$
$3\ell$	2.7	$1.6_{-0.4}^{+0.8}$	$2.9_{-0.4}^{+1.1}$
$3\ell + 1\tau_h$	4.4	$2.8_{-0.6}^{+1.3}$	$4.1_{-0.7}^{+1.5}$
$4\ell$	6.5	$4.9_{-1.1}^{+2.8}$	$6.7_{-0.8}^{+2.5}$
Combined	2.1	$0.8_{-0.2}^{+0.3}$	$1.7_{-0.5}^{+0.5}$



Слика 7.4: Расподела логаритма за основу 10 односа између очекиваног сигнала и очекиваног фона у сваком од бинава расподеле користи се за екстракцију сигнала. Очекиване расподеле за сигнал и фонске процесе су приказане за вредности параметра ML фита и  $\mu = \hat{\mu} = 1.23$ , што одговара вредности најбољег фита за фит максималне веродостојности.



Слика 7.5: Учестаности сигнала  $\mu$ , у јединицама учестаности продукције  $t\bar{t}H$  у СМ, измерене у свакој од категорија засебно и за комбинацију свих шест категорија.

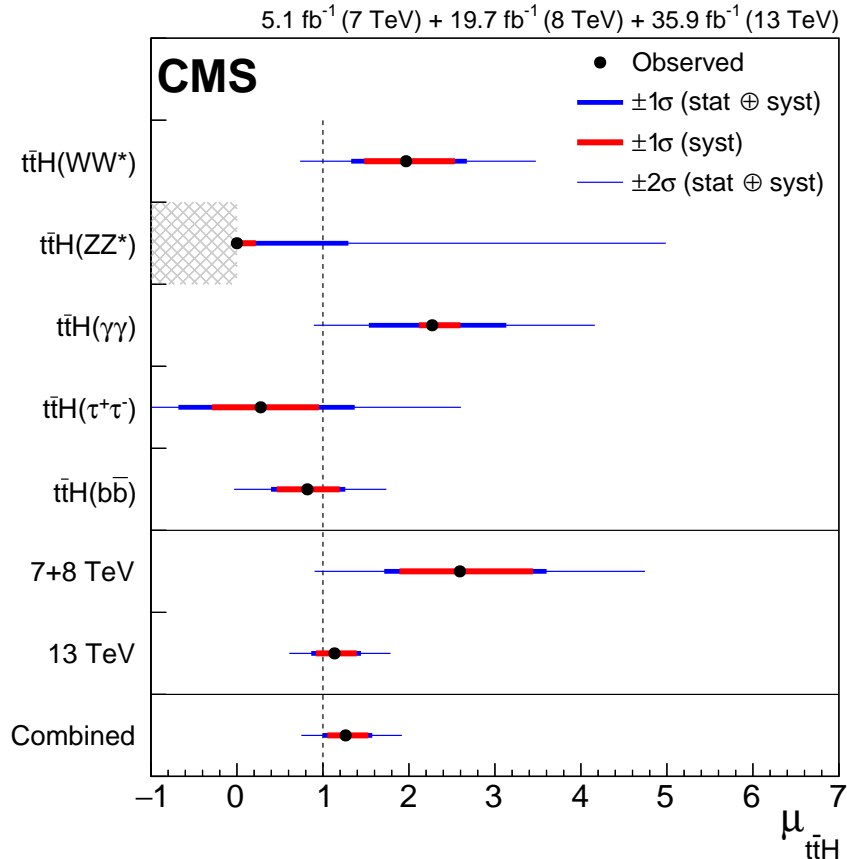
## Поглавље 8

# Комбинација анализа $t\bar{t}H$ у свим каналима

Резултати независних потрага за Хигс бозоном придруженом пару топ кваркова, који се распада на пар  $W$  бозона,  $Z$  бозона, фотона,  $\tau$  лептона или  $b$  кваркова су међусобно комбиновани да би се добила максимална осетљивост. Подаци коришћени у експерименту CMS, прикупљени на енергијама судара протона од  $\sqrt{s} = 7, 8$  и  $13$  TeV, одговарају вредностима интегралних луминозности од  $5.1, 19.7$  и  $35.9$  fb<sup>-1</sup>, респективно [113]. Резултати добијени анализом података прикупљених на енергији у систему ЦМ од  $13$  TeV [114, 115, 116, 117, 4] су комбиновани са одговарајућим резултатима из анализе са подацима прикупљеним на енергијама у систему ЦМ од  $7$  и  $8$  TeV [37] и на основу тога је донет је закључак о постојању продукције  $t\bar{t}H$ , као и потврда о постојању спрезања између Хигс бозона и топ кваркова на основном нивоу теорије пертурбација.

На Сл. 8.1 је приказан график вредности најбољег фита на јачину сигнала за различите канале анализе  $t\bar{t}H$  и њихове комбинације. Вредност најбољег комбинованог фита на јачину сигнала  $t\bar{t}H$  износи  $1.26_{-0.26}^{+0.31}$ . На графику су назначени опсези интервала поверења од  $\pm 1$  и  $\pm 2\sigma$  за случај засебних канала у горњем делу, комбиновани резултати анализа са подацима на  $7+8$  TeV и  $13$  TeV у средњем делу и укупни комбиновани резултат у доњем делу. За масу Хигс бозона узета је вредност од  $125.09$  GeV,

а у случају канала распада  $H \rightarrow ZZ$ , ова вредност је одабрана тако да се спречи појава негативних вредности тежинских фактора за догађаје. Очекивана вредност према предвиђањима СМ приказана је вертикалном испрекиданом линијом.

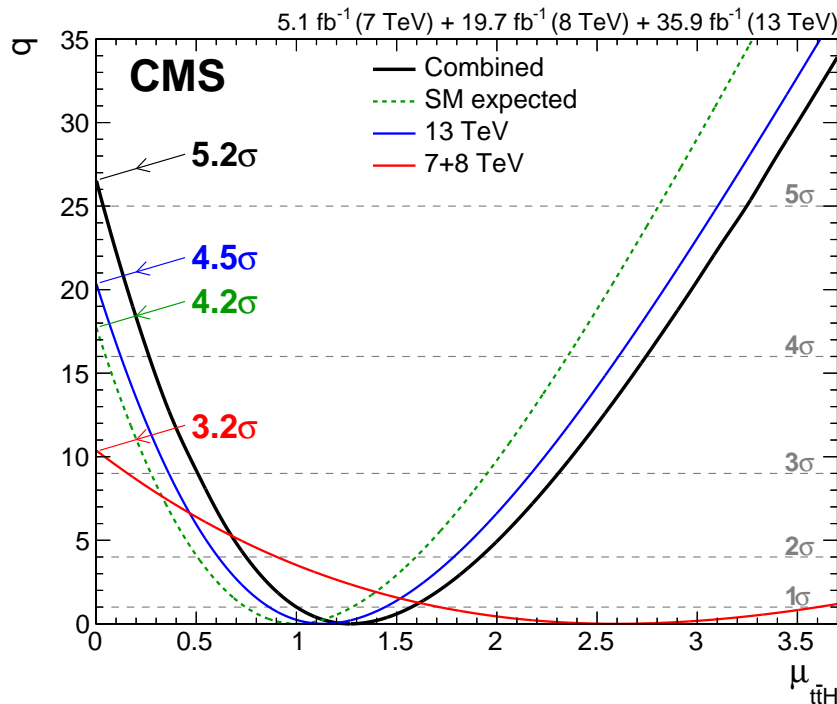


Слика 8.1: Вредности најбољег фита на јачину сигнала за различите канале анализе  $t\bar{t}H$  и њихове комбинације.

Вишак догађаја у односу на предикције добијене под претпоставком да постоји само фон је измерен са статистичким значајем од  $5.2\sigma$ , док одговарајући очекивани статистички значај за масу Хигс бозона од 125.09 GeV износи  $4.2\sigma$ , што се може уочити на графику вредности тест статистике  $q$  у функцији јачине сигнала  $\mu_{t\bar{t}H}$ <sup>[1]</sup> приказаном на Сл. 8.2. Графици на слици представљају резултате комбинација свих канала распада прикупљених на енергијама 7 + 8 TeV и 13 TeV, одвојено, као и резултат укупне комбинације свих канала распада на свим енергијама. У циљу одређивања

<sup>[1]</sup>  $\mu_{t\bar{t}H}$  представља јачину сигнала у случају комбинације свих канала распада.

статистичког значаја измереног резултата рачуна се вероватноћа хипотезе као интеграл репа тест статистике добијене укупном комбинацијом под претпоставком да је  $\mu_{t\bar{t}H} = 0$ , што одговара статистичком значају од  $5.2$  стандардне девијације за једнострано тестирање Гаусове расподеле. Очекивани статистички значај за Хигс бозон СМ-а масе  $125.9 \text{ GeV}$ , добијен коришћењем Асимовог скупа псеудоподатака износи  $4.2$  стандардне девијације. На Сл. 8.2 приказана је величина  $q$  која се дефинише као негативна двострука вредност логаритма односа веродостојности [103], у функцији јачине сигнала  $t\bar{t}H$  за све канале са подацима из анализа на енергијама  $7 + 8 \text{ TeV}$  и  $13 \text{ TeV}$ , засебно и за све канале са подацима прикупљеним на свим енергијама заједно. Такође је приказан и очекивани резултат према предвиђањима СМ за целокупну комбинацију. Одговарајуће  $p$ -вредности изражене бројем стандардних девијација су приказане хоризонталним испрекиданим линијама.



Слика 8.2: Тест статистика  $q$  у функцији јачине сигнала  $t\bar{t}H$  за све канале са подацима из анализа на енергијама  $7 + 8 \text{ TeV}$  и  $13 \text{ TeV}$ , одвојено и за све канале са подацима прикупљеним на свим енергијама заједно.

У закључку следи да је продукција процеса  $t\bar{t}H$  измерена са статистичким значајем од  $5.2\sigma$  у односу на хипотезу о постојању само фона, узевши у обзир да је маса Хигс

бозона  $125.09 \text{ GeV}$ . Измерена учестаност продукције је конзистентна са очекивањима СМ-а у опсегу грешке од једне стандардне девијације. Као додатак на претходну опсервацију продукције Хигс механизма, ово мерење потврђује постојање спрезања између Хигс бозона и топ кварка на основном нивоу теорије пертурбација.

## Поглавље 9

# Спрезање Хигс бозона са топ кварком у интерпретацији BSM

### 9.1 Увод и мотивација

Као што је већ наведено у Поглављу 2, SM предвиђа спрезање Хигс бозона са елементарним честицама које је пропорционално маси дате честице. Из тога следи да је прецизније одређивање параметара спрезања веома важан задатак експеримената, а свако могуће одступање од предвиђања SM значило би појаву нове физике. Једна од интерпретација у оквиру физике изван SM је постојање неутралне струје променљивог флејвора (flavour changing neutral current, или FCNC), која представља процес преласка фермиона (кварка) одређеног наелектрисања и флејвора у други фермион (кварк) истог наелектрисања, али другачијег флејвора. Овај процес је забрањен у SM на tree нивоу, па је за његово описивање потребно разматрати чланове вишег реда у лагранжијану и додатне вертексе. Мале вероватноће за појаву процеса FCNC су потпуно описане Glashow–Iliopoulos–Maiani, или краће GIM механизмом<sup>[1]</sup>). Прелаз FCNC се појављује у различитим процесима, као што су распади b-кваркова,

---

<sup>[1]</sup> Glashow–Iliopoulos–Maiani (GIM) представља механизам којим су неутралне струје променљивог флејвора (FCNC) потиснуте у дијаграмима петље [118]. Ефекат FCNC је веома мали, а његова величина је одређена разликама између маса произведених кваркова, типично  $uc$  и  $charm$  кварка.



К-мезона, D-мезона и осцилације неутрина и измерен је у већини анализа ових процеса [119], осим у анализама процеса са наелектрисаним лептонима и процеса са распадима топ кварка. Општи облик лагранжијана који описује процесе FCNC са топ кварком дат је једначином (9.1):

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = \sum_{q=u,c} & \left[ \sqrt{2}g_s \frac{\kappa_{gqt}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} T_a (f_{Gq}^L P_L + f_{Gq}^R P_R) q G_{\mu\nu}^a \right. \\
 & + \frac{g}{\sqrt{2}c_W} \frac{\kappa_{zqt}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{Zq}^L P_L + f_{Zq}^R P_R) q Z_{\mu\nu} \\
 & + \frac{g}{4c_W} \zeta_{zqt} \bar{t} \gamma^\mu (f_{Zq}^L P_L + f_{Zq}^R P_R) q Z_\mu \\
 & - e \frac{\kappa_{\gamma qt}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{\gamma q}^L P_L + f_{\gamma q}^R P_R) q A_{\mu\nu} \\
 & \left. + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \kappa_{Hqt} (f_{Hq}^L P_L + f_{Hq}^R P_R) q H \right] + h.c., \tag{9.1}
 \end{aligned}$$

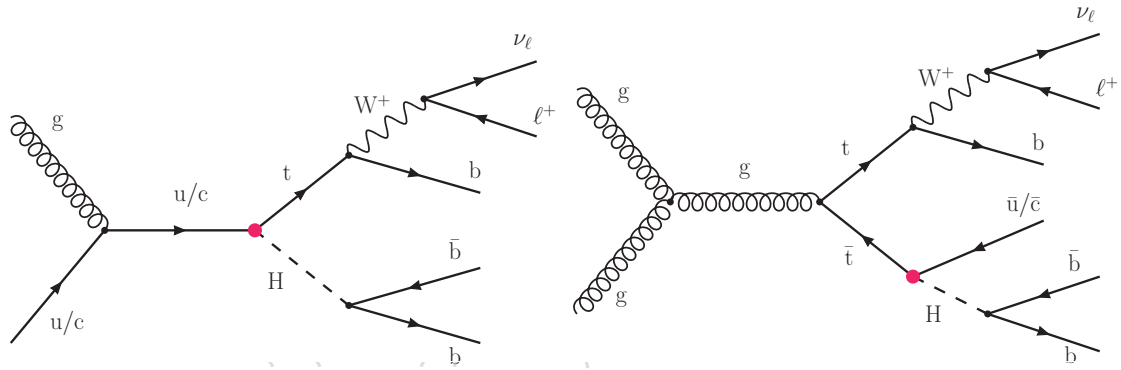
у којој се може уочити да постоји неколико могућности за прелаз FCNC у распаду топ кварка на  $u$  или  $c$  кварк и додатну честицу која може бити глюон,  $Z$ -бозон, фотон, или пак Хигс бозон. Велика вредност масе топ кварка у поређењу са осталим елементарним честицама СМ произилази из чињенице да је јачина Yukawa спрезања у интеракцији са Хигс бозоном приближно једнака јединици, што чини овај прелаз погодним за потрагу за новом физиком. Процеси FCNC који одговарају спрезању између топ кварка и Хигс бозона су описани ефективним Лангранжијаном датим једначином (9.2).

$$\mathcal{L} = \sum_{q=u,c} \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \kappa_{Hqt} (f_{Hq}^L P_L + f_{Hq}^R P_R) q H + h.c., \tag{9.2}$$

где  $g$  представља константу спрезања слабих интеракција,  $P_L$  и  $P_R$  представљају киралне пројекторе у простору спина,  $\kappa_{Hqt}$  представља ефективно спрезање, а  $f_{Hq}^L$  и  $f_{Hq}^R$  - лево и десно оријентисане комплексне киралне параметре који испуњавају услов унитарности  $|f_{Hq}^L|^2 + |f_{Hq}^R|^2 = 1$ . Неколико теоријских модела изван СМ, као што су кварк синглет модел (QS), модели са два дублета Хигс бозона (2HDM) и Минимални Суперсиметрични Стандардни Модел (MSSM), предвиђају знатно веће

ефекте FCNC, који се могу директно мерити на експериментима на акцелератору LHC [120].

У овом поглављу ће бити дат преглед последњих резултата експеримента CMS добијених у потрази за топ-Хигс FCNC процесима у распадима  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Анализа је спроведена за процес придружене продукције топ кварка са Хигс бозоном, тј.  $gu/c \rightarrow t(\rightarrow \ell^+\nu b)H(\rightarrow b\bar{b})$  (скраћено ST, који се први пут разматра у анализи FCNC) и процес распада топ кварка у семилептонском распаду пара топ кваркова, тј.  $gg \rightarrow t(\rightarrow \ell^+\nu b)\bar{t}(\rightarrow \bar{u}/\bar{c}H(\rightarrow b\bar{b}))$  (скраћено TT) [121]. Фајнманови дијаграми за поменуте процесе продукције FCNC су приказани на Сл. 9.1, респективно [2].



Слика 9.1: Фајнманови дијаграми за процесе  $tH$  FCNC: придружена продукција топ кварка и Хигс бозона (лево) и FCNC распада топ антикварка у продукцији пара  $t\bar{t}$  (десно) [121].

Мотив за спровођење ове анализе је био потрага за топ-Хигс FCNC процесима који су приказани Фајнмановим дијаграмима на Сл. 9.1, чиме се посредно проверава валидност предвиђања СМ. Као што се може видети из Таб. 9.1, предвиђени однос гранања у СМ за  $t \rightarrow Hq$  је  $\mathcal{O}(10^{-15})$  [122]. Предвиђени ефикасни пресек на енергији од 13 TeV за процес ST под претпоставком  $\kappa_{Hut} = 1, \kappa_{Hct} = 0$  ( $\kappa_{Hut} = 0, \kappa_{Hct} = 1$ ) износи 13.84 (1.90) pb, док за процес TT износи 36.98 pb за сваки од типова спрезања. У овој анализи, ефикасни пресек помножен односом гранања је израчунат за обе сигнатуре. Испитивањем оба процеса TT и ST повећава се осетљивост на  $\kappa_{Hut}$  тип спрезања.

[2] Поред разлике у финалном стању, код ова два процеса се може уочити и разлика у иницијалном стању, тј. процес ST настаје фузијом глуона и кварка, док процес TT настаје фузијом два глуона, што за последицу има различите кинематичке особина ова два процеса које се касније користе у анализи.

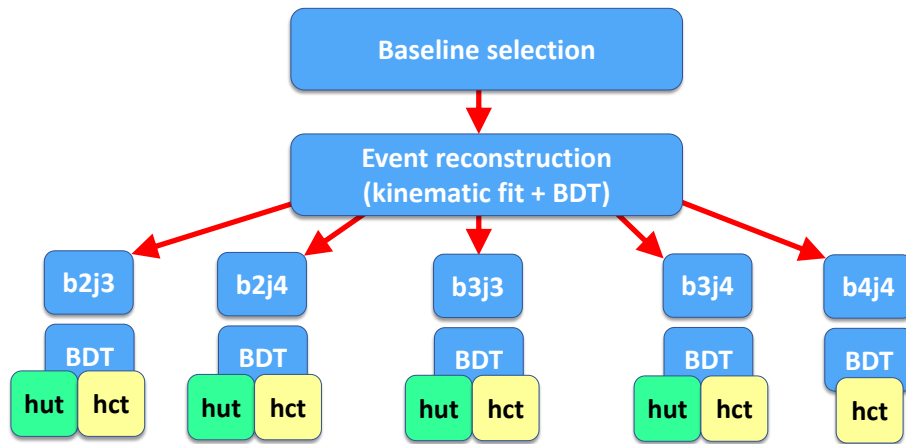
Процес	SM	QS	2HDM	MSSM
$t \rightarrow uZ$	$8 \times 10^{-17}$	$\leq 1.1 \times 10^{-4}$	-	$\leq 2 \times 10^{-6}$
$t \rightarrow u\gamma$	$4 \times 10^{-16}$	$\leq 7.5 \times 10^{-9}$	-	$\leq 2 \times 10^{-6}$
$t \rightarrow ug$	$4 \times 10^{-14}$	$\leq 1.5 \times 10^{-7}$	-	$\leq 8 \times 10^{-5}$
$t \rightarrow uH$	$2 \times 10^{-17}$	$\leq 4.1 \times 10^{-5}$	$\leq 5.5 \times 10^{-6}$	$\leq 10^{-5}$
$t \rightarrow cZ$	$1 \times 10^{-14}$	$\leq 1.1 \times 10^{-4}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 2 \times 10^{-6}$
$t \rightarrow c\gamma$	$5 \times 10^{-14}$	$\leq 7.5 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 2 \times 10^{-6}$
$t \rightarrow cg$	$5 \times 10^{-12}$	$\leq 1.5 \times 10^{-7}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 8 \times 10^{-5}$
$t \rightarrow cH$	$3 \times 10^{-15}$	$\leq 4.1 \times 10^{-5}$	$\leq 10^{-3}$	$\leq 10^{-5}$

ТАБЕЛА 9.1: Табела предвиђених односа гранања за различите процесе FCNC у SM, кварк-синглет (QS) и 2HDM моделима (генеричком и MSSM) [122].

## 9.2 Стратегија за анализу

У анализи су разматрани догађаји са тачно једним изолованим лептоном (електроном или мионом) и најмање два идентификована  $b$ -цета. Симулације MC сигнала и доминантног фонског процеса ( $t\bar{t}$  продукција у SM) изведене су на нивоу leading order (LO) прорачуна, коришћењем пакета MADGRAPH [21] и нивоу next-to-leading order (NLO), коришћењем пакета POWHEG v2 [123], респективно. Алгоритам particle-flow (PF) [89] се користи за реконструкцију и идентификацију појединачних честица. Цетови се реконструишу груписањем кандидата PF коришћењем алгоритма anti-kt [92] са одабраном вредношћу за параметар растојања од 0.4. Трагови су придружени вертексима коришћењем алгоритама за реконструкцију трагова и налажење вертекса, а затим комбиновани са кандидатима за фотоне. Алгоритам за проналажење цетова се примењује на ове физичке објекте. Догађаји са једним лептоном се селекују коришћењем тригера који проналази бар један електрон или мион са  $p_T > 32 \text{ GeV}$  ( $24 \text{ GeV}$ ) у опсегу псеудорапидитета  $|\eta| < 2.1$ . Кандидати за лептоне се одабирају постављањем услова за  $|\eta| < 2.1$  и  $p_T > 35 \text{ GeV}$  ( $30 \text{ GeV}$ ), а њихово изоловање - применом захтева  $I_{rel} < 0.06$  ( $0.15$ ) [121]. Фонски процеси са мултилептонским финалним стањем се потискују одбацивањем догађаја са додатним лептоном који испуњава услов:  $I_{rel} < 0.25$  и  $p_T > 10 \text{ GeV}$ . Догађаји морају да имају бар три цета са трансверзалним импулсом  $p_T > 30 \text{ GeV}$  и псеудорапидитетом

$|\eta| < 2.4$ . Пошто догађаји сигнала садрже три b-кварка у финалном стању, примењен је услов за присуство најмање три цета у догађају, од којих су бар два идентификована да потичу од распада b-кваркова. Поменута идентификација (тј. b-tagging) се спроводи коришћењем алгоритма "Combined Secondary Vertex v2" (CSVv2) са средњом (оптималном) радном тачком [98]. Осетљивост на сигнал је повећана дељењем догађаја у пет категорија (b2-3j3-4) на основу броја реконструисаних цетова и броја идентификованих b-цетова (Сл. 9.2).

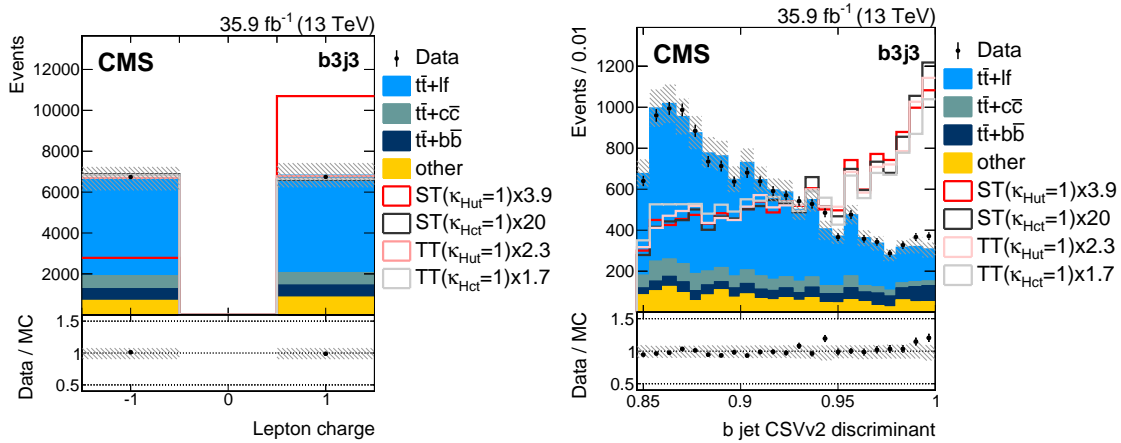


Слика 9.2: Дијаграм који објашњава примену основне селекције и реконструкције догађаја, као и категоризацију, примењену ради повећања осетљивости анализе.

Потпуна кинематичка реконструкција догађаја врши се под претпоставком да важи једна од следеће три хипотезе: реконструисани догађај одговара процесу ST FCNC, затим реконструисани догађај одговара процесу TT FCNC, или догађај одговара фонском процесу семилептонског распада пара топ кваркова. Реконструкција се врши за све могуће пермутације b-цетова покушавањем идентификације ових објеката као продуката распада Хигс бозона и топ кварка и разматрају се оба решења за лонгитудинални импулс неутрина. Реконструисане кинематичке варијабле се користе као улазне варијабле мултиваријантне анализе (MVA) која користи алгоритам Boosted Decision Tree (BDT). Тражена пермутација b-цетова је она која као резултат даје највећу вредност дискриминаторне варијабле BDT.

У свакој од категорија догађаја, коришћењем генерисаних догађаја сигнала  $t \rightarrow u/cH$ , алгоритам BDT се припрема у односу на суму свих догађаја фона. Улазне

варијабле BDT са највећом моћи раздвајања су: наелектрисање лептона (које се разматра само код  $t \rightarrow uH$ ) и CSVv2 b-цета из распада Хигс бозона са најнижим  $p_T$  (приказане на Сл. 9.3), као и реконструисана маса Хигсовог бозона и вредност излазне варијабле BDT која се користи за одређивање припадности b-цета (b-jet assignment).

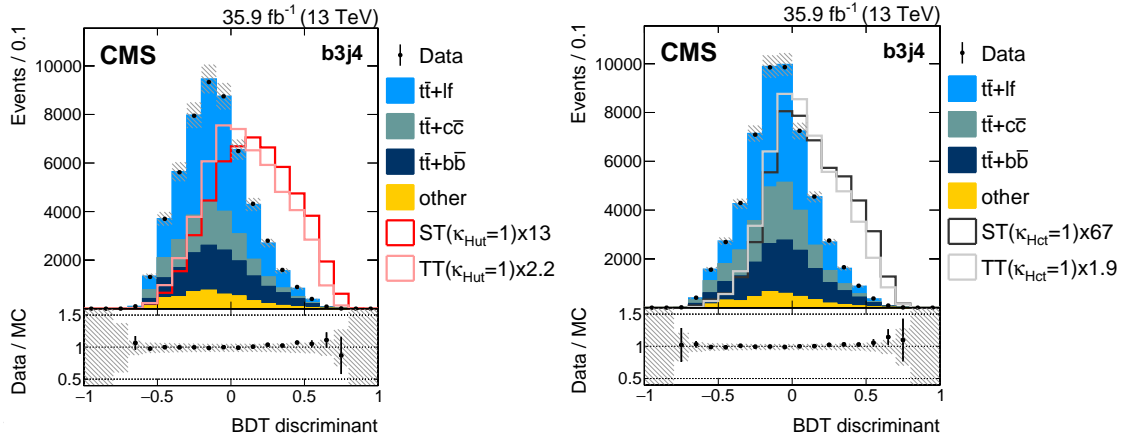


Слика 9.3: Поређење између расподела за податке и симулацију за улазне варијабле BDT са највећом моћи раздвајања између сигнала и фона: наелектрисање лептона (лево) и излазна вредност CSVv2 за један од реконструисаних b-цетова додељених распаду Хигс бозона (десно). Свака од расподела за сигнал (ST Hut, ST Hct, TT Hut и TT Hct) је помножена одговарајућим факторима скалирања (x3.9, x20, x2.3 и x1.7, респективно), ради лакшег поређења облика са расподелом за предвиђени фон. Осенчена површина одговара укупној неодређености за предвиђени фон, а у подножју слика је приказан однос између расподеле за податке и укупне расподеле за симулирани сигнал и фон [121].

Расподела наелектрисања идентификованог лептона приказана на Сл. 9.3 је асиметрична зато што је вредност ове варијабле једнозначно одређена дефиницијом сигналног процеса ST Hut, а на акцелератору на којем се сударају протони производи се двоструко више цр кваркова који се налазе у иницијалном стању овог процеса. Расподела излазне вредности CSVv2 показује да постоји знатно више догађаја са исправно идентификованим b-цетовима у категорији b3j3 за било који од типова сигнала, од броја догађаја са исправно идентификованим b-цетовима за доминантну компоненту фона, што је у овом случају  $t\bar{t} + lf$ . С друге стране, број догађаја са погрешно идентификованим b-цетовима за конкретан фонски процес и категорију

финалног стања је већи у односу на број догађаја са погрешно идентификованим  $b$ -цетовима, за било који од типова сигнала.

За екстракцију сигнала, у свакој од категорија се користи одговарајућа расподела излазне варијабле BDT. На Сл. 9.4 је приказано поређење расподела излазне варијабле



Слика 9.4: Расподела излазне варијабле BDT у категорији  $b3j4$ , припремљене за сигнал  $t \rightarrow Hu$  (лево) и  $t \rightarrow Hc$  (десно), добијена након израчунавања фит функције коришћењем података. Сви фонски процеси при рачунању фит функције су ограничени на доприносе предвиђене у СМ. Расподеле за сигнал ( $ST_{Hut}$ ,  $TT_{Hut}$ ,  $ST_{Hct}$  и  $TT_{Hct}$ ) су помножене одговарајућим факторима скалирања ( $\times 13$ ,  $\times 2.2$ ,  $\times 67$  и  $\times 1.9$ , респективно), ради лакшег поређења облика са расподелом за предвиђени фон. Осенчена површина одговара укупној неодређености за предвиђени фон [121].

BDT за податке и симулацију у категорији  $b3j4$ , добијено након фитовања података. У обзир је узето више различитих извора систематских неодређености које могу да утичу на нормализацију и облик предвиђене расподеле за фон. Ове систематске неодређености се користе као (помоћни) параметри при рачунању лимита [121]. Систематске неодређености размотрене у симулацији су независне варијације скала факторизације и ренормализације,  $\mu_F$  и  $\mu_R$ , и варијације расподела PDF и  $\alpha_S$ . Доминантна систематска неодређеност потиче од примене услова за идентификацију  $b$ -цетова.

### 9.3 Резултати

У Таб. 9.2 и Таб. 9.3 су приказани бројеви догађаја у свакој од категорија заједно са укупним неодређеностима добијеним из фита на податке за  $H_{ut}$  и  $H_{ct}$ , респективно. Из добијених бројева се може уочити да највећи допринос у категоријама са мањим мултиплицитетом цетова и идентификованих  $b$ -цетова има фонски процес  $t\bar{t} + lf$ , док у категоријама са већим мултиплицитетом цетова и идентификованих  $b$ -цетова, највећи допринос има фонски процес  $t\bar{t} + b\bar{b}$ .

	b2j3	b2j4	b3j3	b3j4
Data	365 890	575 500	13 481	53 352
$t\bar{t}+b\bar{b}$	$8\,880 \pm 3\,641$	$30\,157 \pm 5\,127$	$1\,214 \pm 510$	$11\,668 \pm 1\,750$
$t\bar{t}+c\bar{c}$	$26\,035 \pm 11\,195$	$81\,959 \pm 18\,031$	$1\,281 \pm 576$	$9\,753 \pm 2\,243$
$t\bar{t}+lf$	$270\,989 \pm 13\,820$	$410\,028 \pm 16\,401$	$9\,104 \pm 674$	$27\,079 \pm 1\,733$
other	$58\,991 \pm 6\,489$	$51\,845 \pm 6\,221$	$1\,616 \pm 356$	$4\,269 \pm 768$
Total	$364\,895 \pm 22\,623$	$573\,989 \pm 25\,256$	$13\,215 \pm 1\,255$	$52\,769 \pm 3\,430$

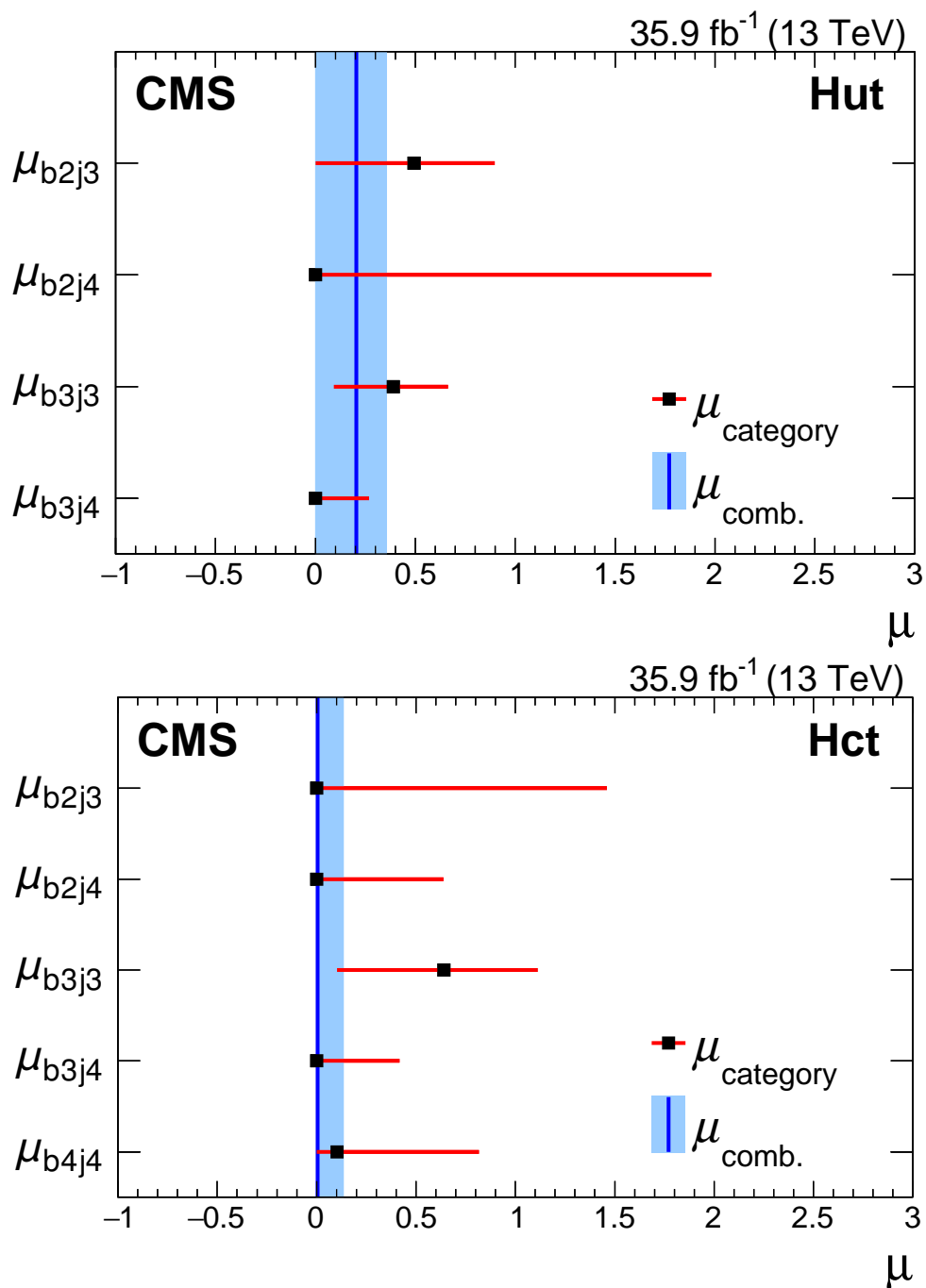
ТАБЕЛА 9.2: Број догађаја у свакој од категорија заједно са укупним неодређеностима добијеним из фита на податке за  $H_{ut}$ .

	b2j3	b2j4	b3j3	b3j4	b4j4
Data	365 890	575 500	13 481	53 352	2 764
$t\bar{t}+b\bar{b}$	$10\,176 \pm 1\,933$	$34\,174 \pm 3\,759$	$1\,367 \pm 273$	$12\,897 \pm 1\,058$	$1\,517 \pm 129$
$t\bar{t}+c\bar{c}$	$33\,210 \pm 11\,956$	$102\,186 \pm 15\,328$	$1\,674 \pm 619$	$12\,280 \pm 1\,842$	$521 \pm 104$
$t\bar{t}+lf$	$258\,679 \pm 8\,795$	$385\,395 \pm 10\,791$	$8\,349 \pm 451$	$24\,083 \pm 1\,132$	$383 \pm 69$
other	$62\,887 \pm 5\,723$	$52\,134 \pm 6\,256$	$1\,742 \pm 401$	$3\,513 \pm 562$	$262 \pm 50$
Total	$364\,952 \pm 16\,788$	$573\,889 \pm 18\,364$	$13\,132 \pm 959$	$52\,773 \pm 2\,322$	$2\,682 \pm 185$

ТАБЕЛА 9.3: Број догађаја у свакој од категорија заједно са укупним неодређеностима добијеним из фита на податке за  $H_{ct}$ .

У завршној фази анализе, фит је истовремено израчунат за све категорије, а резултатна јачина сигнала је приказана на Сл. 9.5. Рачунање најбољег фита је ограничено само на позитивне вредности, а са дијаграма на Сл. 9.5 се може уочити да су резултати добијени у категоријама компатибилни са њиховом комбинацијом за сваки

од типова сигнала (Hut и Hct) и да одговарају предвиђањима SM да је јачина сигнала FCNC блиска нули.



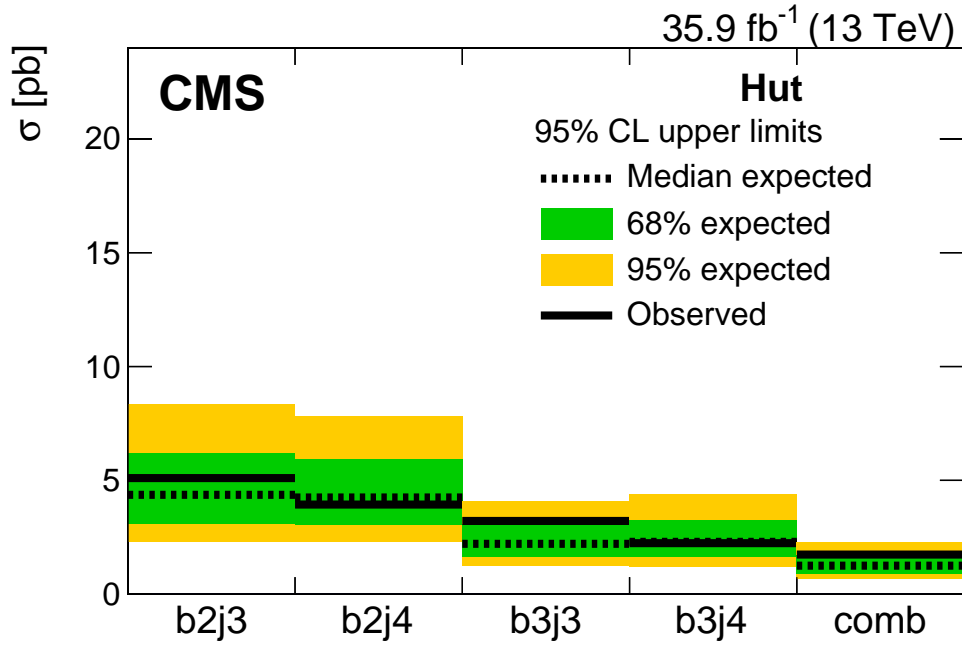
Слика 9.5: Најбољи фит за јачину сигнала за Hut (горе) и Hct (доле). Јачина сигнала је ограничена на позитивне вредности при рачунању фита [121].



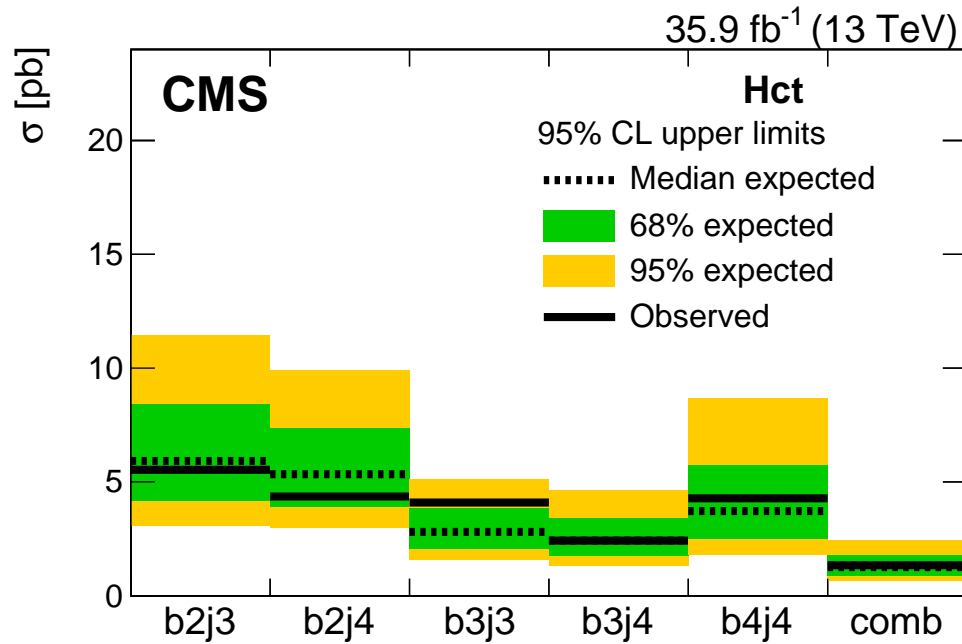
Горњи лимит са нивоом поверења од 95% се рачуна за ефикасни пресек продукције догађаја топ-Хигс FCNC процеса помножен са односом гранања за семилептонски распад топ кварка и распад Хигс бозона на *b*-кваркове [121]. Очекивани и измерени лимити на ефикасни пресек продукције сигнала су израчунати за сваку од категорија, као и за њихову комбинацију (Сл. 9.6 и 9.7). Најбоље слагање између предвиђања и мерења, уз најмање неодређености постигнуто је у категорији са четири цета од којих су идентификована да потичу од распада *b*-кварка (*b3j4*). Добијени измерени (и очекивани) лимити са нивоом поверења од 95% на однос гранања од  $B(t \rightarrow uH) < 0.47(0.34)\%$  и  $B(t \rightarrow cH) < 0.47(0.44)\%$  за FCNC распада топ кварка представљају бољи резултат у односу на лимите добијене у истом каналу у експерименту CMS на енергији од 8 TeV [124]. Одговарајући лимити на јачину спрезања су  $\kappa_{Hut} < 0.18(0.16)$  и  $\kappa_{Hct} < 0.18(0.18)$ . Ови резултати су такође интерпретирани за случајеве у којима оба типа спрезања FCNC имају ненулте вредности (Сл. 9.8)<sup>[3]</sup>.

---

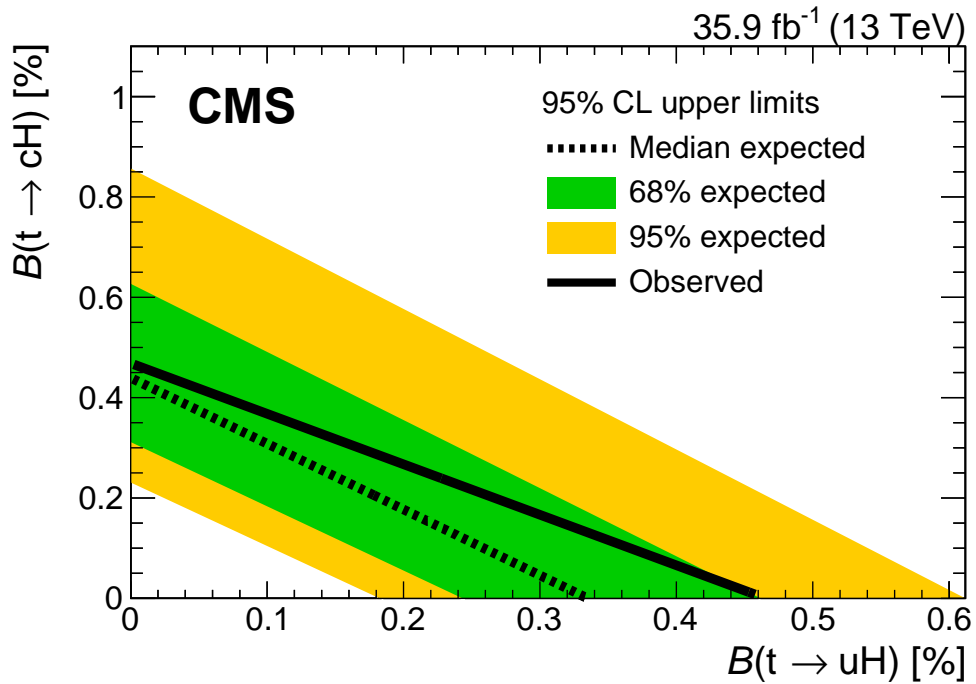
<sup>[3]</sup> С обзиром на то да је теоријски предвиђена крива у простору јачина спрезања  $\kappa_{Hut}$  и  $\kappa_{Hct}$  елипсоидалног облика (Сл. 9.9) због различитих вредности за ефикасне пресеке ова два процеса ( $50.82 \cdot \kappa_{Hut}^2 + 38.88 \cdot \kappa_{Hct}^2 = 1$ ), крива у простору вредности односа гранања  $\mathcal{B}_{Hut}$  и  $\mathcal{B}_{Hct}$  која спаја тачке на осама, које одговарају случајевима када је  $\kappa_{Hut} = 0$ , односно  $\kappa_{Hct} = 0$  има линеаран облик.



Слика 9.6: Ефикасни пресек сигнала искључен са нивоом поверења од 95% за сваку од категорија за  $t \rightarrow uH$  [121].



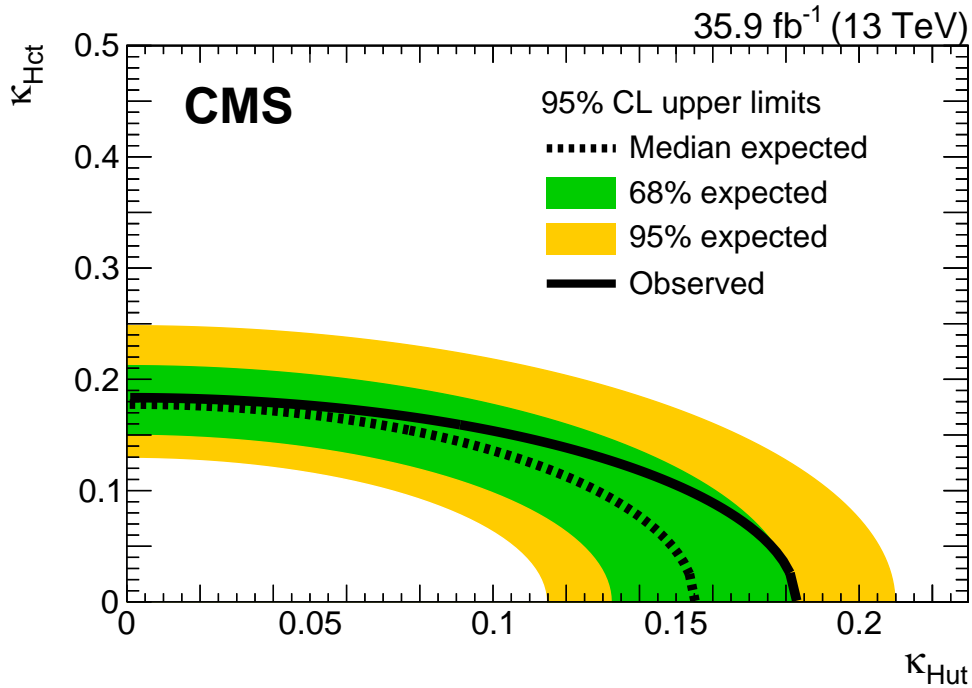
Слика 9.7: Ефикасни пресек сигнала искључен са нивоом поверења од 95% за сваку од категорија за  $t \rightarrow cH$  [121].



Слика 9.8: Горњи лимити у 2D постављени на однос гранања  $B(t \rightarrow uH)$  и  $B(t \rightarrow cH)$  са нивоом поверења од 95% CL, под претпоставком да постоје оба типа спрезања FCNC [121].

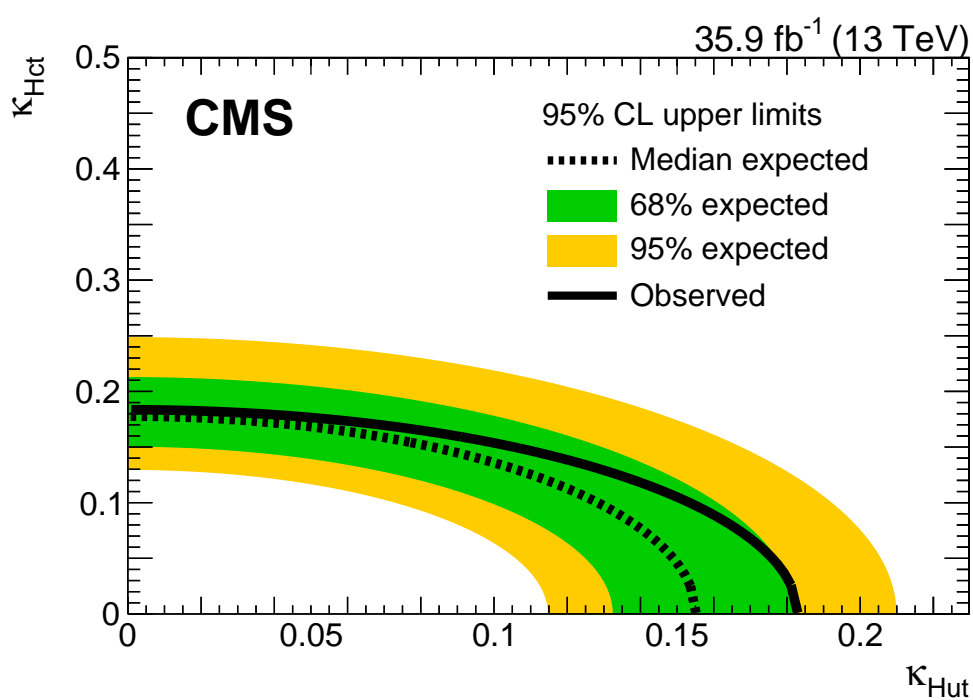
## 9.4 Закључак

У Поглављу 9 презентовани су резултати потраге за продукцијом Хигс бозона спрегнутог са топ кварком у процесу неутралне струје променљивог флејвора (FCNC) у контексту провере осетљивости топ-Хигс спрезања на процесе нове физике, са подацима који одговарају интегралној луминозности од  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ , прикупљеним у протон-протон сударима на енергији од  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . У овој потрази су по први пут размотрена оба начина продукције сигнала FCNC: придружена продукција топ кварка са Хигс бозоном (ST) и процес FCNC распада топ кварка у семилептонским догађајима распада пара топ кваркова (TT). Измерени (и очекивани) лимити са нивоом поверења од 95% постављени су на однос гранања распада топ кварка и износе  $B(t \rightarrow u/cH) < 0.47/0.47(0.34/0.44)\%$ . Додатним разматрањем продукције ST у



Слика 9.9: Горњи лимити у 2D постављени на спрезање  $\kappa_{Hut}$  и  $\kappa_{Hct}$  са нивоом поверења од 95% CL [121].

анализи, горњи лимити на однос гранања  $t \rightarrow uH$  су побољшани за око 20%, у односу на лимите добијене анализом која разматра само процес ТТ. Добијени резултати би се могли побољшати анализом веће количине података, смањивањем доминантних систематских неодређености (нпр. неодређености предикције доприноса фонског процеса  $t\bar{t}$ , као и неодређености које потичу од великог броја идентификованих  $b$ -цетова) и смањивањем доприноса фонског процеса  $t\bar{t} + b\bar{b}$ . Студије МС показују да побољшање у рачунању лимита које би могло да се добије са подацима од  $100 \text{ fb}^{-1}$  износи око два пута [125].



Слика 9.10: Горњи лимити на спрезање  $\kappa_{Hut}$  и  $\kappa_{Hct}$  са нивоом поверења од 95%.

# Поглавље 10

## Закључак

У овој дисертацији представљени су резултати прве потраге за процесом  $t\bar{t}H$  са детектором CMS на укупној енергији  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  у сударима протона на акцелератору LHC у CERN-у. Након прегледа теоријских поставки и досадашњих експерименталних резултата представљена је мотивација за проучавање овог процеса: мерење топ-Хигс Јукава спрезања као значајног критеријума за прецизно тестирање електрослабог сектора у оквиру SM, са високом осетљивошћу на различите процесе који одговарају новој физици. После представљања експерименталне поставке, детаљно су изложени сви најзначајнији аспекти анализе експерименталних података, почев од реконструкције појединачних објеката, преко селекције коначних догађаја, мултиваријантних техника за редуkcију фонских процеса и издвајање сигнала, затим метода за редуkcију процеса са лажним или погрешно реконструисаним лептонима на основу експерименталних података, са статистичком интерпретацијом резултата на крају. Измерена је јачина сигнала и она износи  $0.6_{-1.1}^{+1.4}$  пута очекивана вредност у SM. Израчуната је опсервирана (очекивана) горња граница јачине сигнала на нивоу поверења од 95% и она износи 3.3 (2.6) пута предвиђена вредност према SM<sup>[1]</sup>. У случају очекиване горње границе, имплицирана је хипотеза о одсуству сигнала. Добијени резултати у сагласности су са предвиђањима SM, у оквиру систематских и статистичких неодређености.

---

<sup>[1]</sup> Наведени резултат је добијен са подацима прикупљеним током 2015. године. Анализа са подацима прикупљеним током прве половине 2016. године обезбедила је додатну осетљивост.

У проширеној потрази за продукцијом Хигс бозона придруженог пару топ кваркова у финалном стању са електронима, мионима и  $\tau$  лептонима који се распадају хадронским путем ( $\tau_h$ ) представљеној у Поглављу 7, анализирани су подаци прикупљени 2016. године који одговарају интегралној луминозности од  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ . Ова анализа је спроведена у шест међусобно искључивих категорија, које се дефинишу на основу различитих услова за мултиплицитет лептона и  $\tau_h$ . У односу на анализу података из 2015. године, осетљивост је повећана коришћењем техника мултиваријантне анализе које се заснивају на коришћењу алгоритма BDT и метода матричног елемента. Измерена учестаност продукције одговара резултату од  $1.23_{-0.43}^{+0.45}$  пута учестаност продукције  $t\bar{t}H$  предвиђене у СМ, са измереном (очекиваном) значајношћу од  $3.2\sigma(2.8\sigma)$ , што је такође у сагласности са очекивањима СМ и представља доказ о постојању продукције  $t\bar{t}H$  у тим финалним стањима. Измерени горњи лимит са нивоом поверења од 95% је постављен на вредност од 2.1 пута учестаност продукције сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ, а очекивани лимит је постављен на вредност од 1.7 пута учестаност продукције у присуству сигнала  $t\bar{t}H$  у СМ.

Анализа експерименталних података значајно је унапређена у односу на претходни резултат Колаборације CMS добијен обрадом експерименталних података прикупљених на енергији  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , а регистровани вишак догађаја није потврђен обрадом нових експерименталних података на вишој енергији.

У Поглављу 8 представљени су комбиновани резултати потраге за продукцијом Хигс бозона придруженог пару топ кваркова у експерименту CMS. Резултати добијени на основу анализе података прикупљених детектором CMS на енергијама од 7, 8 и 13 TeV показују опсервацију овог процеса, са статистичким значајем од 5.2 стандардне девијације, док је очекивана вредност 4.2 стандардне девијације за масу Хигс бозона од 125.09 GeV. Измерена учестаност продукције одговара вредности  $1.26_{-0.26}^{+0.31}$  пута предвиђена вредност у СМ-у.

У Поглављу 9 презентовани су резултати потраге за продукцијом Хигс бозона спрегнутог са топ кварком у процесу неутралне струје променљивог флејвора (FCNC). За ову анализу коришћени су подаци који одговарају интегралној луминозности од  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ , прикупљени 2016. године у протон-протон сударима на енергији од

$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . По први пут разматрана су оба начина продукције сигнала FCNC: придружена продукција топ кварка са Хигс бозоном и FCNC процес распада топ кварка у семилептонским догађајима распада пара топ кваркова. Измерени (и очекивани) лимити са нивоом поверења од 95% износе  $\mathcal{B}(t \rightarrow u/cH) < 0.47/0.47(0.34/0.44)\%$  и постављени су на однос гранања распада топ кварка, а укључивањем придружене продукције топ кварка са Хигс бозоном у анализу, горњи лимити на однос гранања  $t \rightarrow uH$  побољшани су у односу на лимите добијене анализом која разматра само процес FCNC распада топ кварка у семилептонским догађајима распада пара топ кваркова за око 20%.

Развијене методе и технике примењене у овој анализи од кључног су значаја, како за будућа проучавања спрезања топ кварка и Хигс бозона са већом количином експерименталних података до краја периода *LHC Run II*, тако и за надоградњу акцелератора и детекторских подсистема, али и за будуће планиране експерименте FCC (CERN), SPPC (Кина) и ILC (Јапан).



# Литература

- [1] Georges Aad *et al.*, “Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data”, *Phys. Lett. B* 726 (2013), pp. 120–144. DOI: 10 . 1016 / j . physletb . 2013 . 08 . 026. arXiv: 1307 . 1432 [hep-ex].
- [2] Vardan Khachatryan *et al.*, “Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV”, *Phys. Rev. D* 92.1 (2015), p. 012004. DOI: 10 . 1103 / PhysRevD . 92 . 012004. arXiv: 1411 . 3441 [hep-ex].
- [3] Georges Aad *et al.*, “Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in *pp* Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments”, *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), p. 191803. DOI: 10 . 1103 / PhysRevLett . 114 . 191803. arXiv: 1503 . 07589 [hep-ex].
- [4] Albert M Sirunyan *et al.*, “Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, *JHEP* 11 (2017), p. 047. DOI: 10 . 1007 / JHEP11 (2017) 047. arXiv: 1706 . 09936 [hep-ex].
- [5] Georges Aad *et al.*, “Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using *pp* collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV in the ATLAS experiment”, *Eur. Phys. J. C* 76.1 (2016), p. 6. DOI: 10 . 1140 / epjc / s10052 - 015 - 3769 - y. arXiv: 1507 . 04548 [hep-ex].
- [6] Vardan Khachatryan *et al.*, “Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV”, *Eur. Phys. J. C* 75.5 (2015), p. 212. DOI: 10 . 1140 / epjc / s10052 - 015 - 3351 - 7. arXiv: 1412 . 8662 [hep-ex].

- [7] Georges Aad *et al.*, “Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”, *JHEP* 08 (2016), p. 045. DOI: 10.1007/JHEP08(2016)045. arXiv: 1606.02266 [hep-ex].
- [8] C. Patrignani *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [9] David J Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, TextBook Physics. New York, NY: Wiley, 1987. URL: <https://cds.cern.ch/record/1260972>.
- [10] Francis Halzen and Alan Douglas Martin, *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*, New York, NY: Wiley, 1984. URL: <https://cds.cern.ch/record/100339>.
- [11] Mark Thomson, *Modern particle physics*, New York: Cambridge University Press, 2013. ISBN: 9781107034266. URL: <http://www-spires.fnal.gov/spires/find/books/www?cl=QC793.2.T46::2013>.
- [12] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett.* B716 (2012), pp. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [13] Georges Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett.* B716 (2012), pp. 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [14] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg, “Broken Symmetries”, *Phys. Rev.* 127 (1962), pp. 965–970. DOI: 10.1103/PhysRev.127.965.
- [15] J. Goldstone, “Field Theories with Superconductor Solutions”, *Nuovo Cim.* 19 (1961), pp. 154–164. DOI: 10.1007/BF02812722.
- [16] Peter W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), pp. 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.

- [17] G. Gabrielse *et al.*, “New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron  $g$  Value and QED”, *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 99,039902(2007)], p. 030802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.030802.
- [18] Franco Pavese, “The New SI and the CODATA recommended values of the fundamental constants 2014 (arXiv:1507.07956), after the CCU 2016 draft of the 9th SI Brochure and its 22th meeting”, (2015), arXiv: 1512.03668 [physics.data-an].
- [19] D. de Florian *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector”, (2016), arXiv: 1610.07922 [hep-ph].
- [20] S. Dittmaier *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables”, (2011), DOI: 10.5170/CERN-2011-002. arXiv: 1101.0593 [hep-ph].
- [21] J. Alwall *et al.*, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP* 07 (2014), p. 079. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)079. arXiv: 1405.0301 [hep-ph].
- [22] J R Andersen *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties”, (2013). Ed. by S Heinemeyer *et al.*, DOI: 10.5170/CERN-2013-004. arXiv: 1307.1347 [hep-ph].
- [23] Thomas Hambye and Kurt Riesselmann, “SM Higgs mass bounds from theory”. *e+ e- linear colliders: Physics and detector studies. Proceedings, Workshops, ECFA/DESY, Frascati, Italy, February 5-6, 1996, London, UK, July 4-6, 1996, Munich, Germany, September 16-18, 1996 and Hamburg, Germany, November 20-22, 1996. Pt.E, 1997.* arXiv: hep-ph/9708416 [hep-ph]. URL: <http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=0255880>.
- [24] R. Barate *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, *Phys. Lett.* B565 (2003), pp. 61–75. DOI: 10.1016/S0370-2693(03)00614-2. arXiv: hep-ex/0306033 [hep-ex].
- [25] Helmut Wiedemann, *Synchrotron radiation*, 2003. URL: <http://www.slac.stanford.edu/spires/find/books/www?cl=QCD183:W42:2003>.

- [26] F. Abe *et al.*, “Observation of top quark production in  $\bar{p}p$  collisions”, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), pp. 2626–2631. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.2626. arXiv: hep-ex/9503002 [hep-ex].
- [27] S. Abachi *et al.*, “Observation of the top quark”, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), pp. 2632–2637. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.2632. arXiv: hep-ex/9503003 [hep-ex].
- [28] T. Aaltonen *et al.*, “Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron”, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 071804. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.071804. arXiv: 1207.6436 [hep-ex].
- [29] D0 Tevatron New Physics Higgs Working Group CDF, “Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data”, 2012. arXiv: 1207.0449 [hep-ex]. URL: [http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find\\_paper.pl?conf-12-318](http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-12-318).
- [30] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”, *JHEP* 06 (2013), p. 081. DOI: 10.1007/JHEP06(2013)081. arXiv: 1303.4571 [hep-ex].
- [31] DØ Collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the  $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  channel”, *DØ Conference Note D0 CONF-5739* (2008), URL: <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H58/H58.pdf>.
- [32] T. Aaltonen *et al.*, “Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with Top Quarks Using the Full CDF Data Set”, *Phys. Rev. Lett.* 109 (18 Nov. 2012), p. 181802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.181802. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.181802>.
- [33] Georges Aad *et al.*, “Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into  $b\bar{b}$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C* 75.7 (2015), p. 349. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3543-1. arXiv: 1503.05066 [hep-ex].

- [34] Georges Aad *et al.*, “Search for the Standard Model Higgs boson decaying into  $b\bar{b}$  produced in association with top quarks decaying hadronically in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, *JHEP* 05 (2016), p. 160. DOI: 10.1007/JHEP05(2016)160. arXiv: 1604.03812 [hep-ex].
- [35] Georges Aad *et al.*, “Search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair in multilepton final states with the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B* 749 (2015), pp. 519–541. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.07.079. arXiv: 1506.05988 [hep-ex].
- [36] Georges Aad *et al.*, “Search for  $H \rightarrow \gamma\gamma$  produced in association with top quarks and constraints on the Yukawa coupling between the top quark and the Higgs boson using data taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B* 740 (2015), pp. 222–242. DOI: 10.1016/j.physletb.2014.11.049. arXiv: 1409.3122 [hep-ex].
- [37] Vardan Khachatryan *et al.*, “Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair”, *JHEP* 09 (2014), [Erratum: JHEP10,106(2014)], p. 087. DOI: 10.1007/JHEP09(2014)087, 10.1007/JHEP10(2014)106. arXiv: 1408.1682 [hep-ex].
- [38] Vardan Khachatryan *et al.*, “Search for a standard model Higgs boson produced in association with a top-quark pair and decaying to bottom quarks using a matrix element method”, *Eur.Phys.J. C* 75.6 (2015), p. 251. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3454-1. arXiv: 1502.02485 [hep-ex].
- [39] Peisi Huang *et al.*, “Same-Sign Dilepton Excesses and Light Top Squarks”, *Phys. Rev. D* 92.7 (2015), p. 075035. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.075035. arXiv: 1507.01601 [hep-ph].
- [40] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *JHEP* 01 (2014), [Erratum: JHEP01,014(2015)], p. 163. DOI: 10.1007/JHEP01(2015)014, 10.1007/JHEP01(2014)163. arXiv: 1311.6736.
- [41] J. Olsen. *CMS 13 TeV Results*. CERN special seminar 15 December. 2015.

- [42] Morad Aaboud *et al.*, “Evidence for the associated production of the Higgs boson and a top quark pair with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D* 97.7 (2018), p. 072003. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.072003. arXiv: 1712.08891 [hep-ex].
- [43] Fabienne CERN Graphic Design service Marcastel. “CERN’s Accelerator Complex”. Oct. 2013.
- [44] AC Team. “Diagram of an LHC dipole magnet. Schéma d’un aimant dipôle du LHC”. June 1999.
- [45] John M. Campbell, J.W. Huston, and W.J. Stirling, “Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics”, *Rept.Prog.Phys.* 70 (2007), p. 89. DOI: 10.1088/0034-4885/70/1/R02. arXiv: hep-ph/0611148 [hep-ph].
- [46] S. Chatrchyan *et al.*, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 3 (2008), S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [47] Tai Sakuma and Thomas McCauley, *Detector and event visualization with SketchUp at the CMS experiment*, tech. rep. CMS-CR-2013-379. arXiv:1311.4942. Comments: 5 pages, 6 figures, Proceedings for CHEP 2013, 20th International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics. Geneva: CERN, Oct. 2013.
- [48] G L Bayatian *et al.*, *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*, Technical Design Report CMS. Geneva: CERN, 2006.
- [49] CMS Collaboration, *Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020*, tech. rep. CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004. Geneva: CERN, June 2011.
- [50] A Dominguez *et al.*, *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*, tech. rep. CERN-LHCC-2012-016. CMS-TDR-11. Additional contacts: Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spaldingcern.ch Didier Contardo, Université Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardocern.ch. Geneva: CERN, Sept. 2012.
- [51] Oliver Holme *et al.*, “Preparing the hardware of the CMS Electromagnetic Calorimeter control and safety systems for LHC Run 2”, *JINST* 11.01 (2016), p. C01020. DOI: 10.1088/1748-0221/11/01/C01020.

- [52] J Mans *et al.*, *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*, tech. rep. CERN-LHCC-2012-015. CMS-TDR-10. Geneva: CERN, Sept. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1481837>.
- [53] CMS Collaboration. “Detector Drawings”. CMS Collection. Mar. 2012.
- [54] S Chatrchyan *et al.*, “Precise Mapping of the Magnetic Field in the CMS Barrel Yoke using Cosmic Rays”, *JINST* 5 (2010), T03021. DOI: 10.1088/1748-0221/5/03/T03021. arXiv: 0910.5530 [physics.ins-det].
- [55] Sergio Cittolin, Attila Rácz, and Paris Sphicas, *CMS The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger. CMS trigger and data-acquisition project*, Technical Design Report CMS. Geneva: CERN, 2002. URL: <http://cds.cern.ch/record/578006>.
- [56] G L Bayatyan *et al.*, *CMS computing: Technical Design Report*, Technical Design Report CMS. Submitted on 31 May 2005. Geneva: CERN, 2005. URL: <https://cds.cern.ch/record/838359>.
- [57] CMS Collaboration, *Search for the standard model Higgs boson produced in association with top quarks in multilepton final states*, tech. rep. CMS-PAS-HIG-13-020. Geneva: CERN, 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1604480>.
- [58] CMS Collaboration, *Search for  $t\bar{t}H$  production in the  $H \rightarrow b\bar{b}$  decay channel with  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions at the CMS experiment*, tech. rep. CMS-PAS-HIG-16-004. Geneva: CERN, 2016. URL: <https://cds.cern.ch/record/2139578>.
- [59] CMS Collaboration, *First results on Higgs to  $\gamma\gamma$  at 13 TeV*, tech. rep. CMS-PAS-HIG-15-005. Geneva: CERN, 2016. URL: <https://cds.cern.ch/record/2140979>.
- [60] Andreas Hocker *et al.*, “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”, *PoS ACAT* (2007), p. 040. arXiv: physics/0703039 [PHYSICS].
- [61] Johan Alwall *et al.*, “MadGraph 5 : Going Beyond”, *JHEP* 06 (2011), p. 128. DOI: 10.1007/JHEP06(2011)128. arXiv: 1106.0522 [hep-ph].

- [62] Simone Alioli *et al.*, “NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG”, *JHEP* 07 (2008), p. 060. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/07/060. arXiv: 0805.4802 [hep-ph].
- [63] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam, “Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet-finder”, *Phys. Lett. B* 641 (2006), pp. 57–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2006.08.037. arXiv: hep-ph/0512210 [hep-ph].
- [64] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, “FastJet User Manual”, *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 1896. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2. arXiv: 1111.6097 [hep-ph].
- [65] Vardan Khachatryan *et al.*, “Performance of Electron Reconstruction and Selection with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *JINST* 10.06 (2015), P06005. DOI: 10.1088/1748-0221/10/06/P06005. arXiv: 1502.02701 [physics.ins-det].
- [66] CMS collaboration, “Reconstruction and identification of  $\tau$  lepton decays to hadrons and  $\nu_\tau$  at CMS”, (2015), arXiv: 1510.07488 [physics.ins-det].
- [67] URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/ElectronTagAndProbe>.
- [68] CMS Collaboration, “Performance of b-Tagging Algorithms in 25ns Data at 13TeV”, (Dec. 2015), URL: <https://cds.cern.ch/record/2115454>.
- [69] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS”, *JINST* 6 (2011), P11002. DOI: 10.1088/1748-0221/6/11/P11002. arXiv: 1107.4277 [physics.ins-det].
- [70] URL: <https://indico.cern.ch/event/257713/contributions/1587966/attachments/452870/627931/gp-tth-tlep16102013.pdf>.
- [71] Fabian Pedregosa *et al.*, “Scikit-learn: Machine Learning in Python”, *J. Machine Learning Res.* 12 (2011), pp. 2825–2830. arXiv: 1201.0490 [cs.LG].
- [72] K. Kondo, “Dynamical Likelihood Method for Reconstruction of Events With Missing Momentum. 1: Method and Toy Models”, *J. Phys. Soc. Jap.* 57 (1988), pp. 4126–4140. DOI: 10.1143/JPSJ.57.4126.



- [73] K. Kondo, “Dynamical likelihood method for reconstruction of events with missing momentum. 2: Mass spectra for  $2 \rightarrow 2$  processes”, *J. Phys. Soc. Jap.* 60 (1991), pp. 836–844. DOI: 10.1143/JPSJ.60.836.
- [74] Paolo Nason, “A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”, *JHEP* 11 (2004), p. 040. DOI: 10.1088/1126-6708/2004/11/040. arXiv: hep-ph/0409146 [hep-ph].
- [75] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari, “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method”, *JHEP* 11 (2007), p. 070. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/11/070. arXiv: 0709.2092 [hep-ph].
- [76] Simone Alioli *et al.*, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX”, *JHEP* 06 (2010), p. 043. DOI: 10.1007/JHEP06(2010)043. arXiv: 1002.2581 [hep-ph].
- [77] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands, “A brief introduction to PYTHIA 8.1”, *Comp. Phys. Comm.* 178 (2008), p. 852. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
- [78] Ye Li and Frank Petriello, “Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in FEWZ”, *Phys. Rev. D* 86 (2012), p. 094034. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.094034. arXiv: 1208.5967 [hep-ph].
- [79] Michal Czakon and Alexander Mitov, “Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders”, *Comput. Phys. Commun.* 185 (2014), p. 2930. DOI: 10.1016/j.cpc.2014.06.021. arXiv: 1112.5675 [hep-ph].
- [80] P. Kant *et al.*, “HatHor for single top-quark production: Updated predictions and uncertainty estimates for single top-quark production in hadronic collisions”, *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), pp. 74–89. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.02.001. arXiv: 1406.4403 [hep-ph].
- [81] M. Aliev *et al.*, “HATHOR: HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculator”, *Comput. Phys. Commun.* 182 (2011), pp. 1034–1046. DOI: 10.1016/j.cpc.2010.12.040. arXiv: 1007.1327 [hep-ph].

- [82] Nikolaos Kidonakis, “Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-”, *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 054018. DOI: 10.1103/PhysRevD.82.054018. arXiv: 1005.4451 [hep-ph].
- [83] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams, “Vector boson pair production at the LHC”, *JHEP* 07 (2011), p. 018. DOI: 10.1007/JHEP07(2011)018. arXiv: 1105.0020 [hep-ph].
- [84] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A Simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003), pp. 250–303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [85] CMS Collaboration, *Performance of reconstruction and identification of tau leptons in their decays to hadrons and tau neutrino in LHC Run-2*, tech. rep. CMS-PAS-TAU-16-002. Geneva: CERN, 2016. URL: <http://cds.cern.ch/record/2196972>.
- [86] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Identification of b-quark jets with the CMS experiment”, *JINST* 8 (2013), P04013. DOI: 10.1088/1748-0221/8/04/P04013. arXiv: 1211.4462 [hep-ex].
- [87] CMS Collaboration, *Performance of missing energy reconstruction in 13 TeV pp collision data using the CMS detector*, tech. rep. CMS-PAS-JME-16-004. Geneva: CERN, 2016. URL: <http://cds.cern.ch/record/2205284>.
- [88] Vardan Khachatryan *et al.*, “Performance of the CMS missing transverse momentum reconstruction in pp data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *JINST* 10.02 (2015), P02006. DOI: 10.1088/1748-0221/10/02/P02006. arXiv: 1411.0511 [physics.ins-det].
- [89] Albert M Sirunyan *et al.*, “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”, *JINST* 12.10 (2017), P10003. DOI: 10.1088/1748-0221/12/10/P10003. arXiv: 1706.04965 [physics.ins-det].
- [90] E. Chabanat and N. Estre, “Deterministic annealing for vertex finding at CMS”. *Computing in high energy physics and nuclear physics. Proceedings, Conference, CHEP’04, Interlaken, Switzerland, September 27-October 1, 2004*, 2005, pp. 287–290. URL: <http://doc.cern.ch/yellowrep/2005/2005-002/p287.pdf>.

- [91] R. Fruhwirth, W. Waltenberger, and P. Vanlaer, “Adaptive vertex fitting”, *J. Phys.* G34 (2007), N343. DOI: 10.1088/0954-3899/34/12/N01.
- [92] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, “The anti- $k_t$  jet clustering algorithm”, *JHEP* 04 (2008), p. 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. arXiv: 0802.1189 [hep-ex].
- [93] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Performance of CMS muon reconstruction in  $pp$  collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *JINST* 7 (2012), P10002. DOI: 10.1088/1748-0221/7/10/P10002. arXiv: 1206.4071 [physics.ins-det].
- [94] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker”, *JINST* 9.10 (2014), P10009. DOI: 10.1088/1748-0221/9/10/P10009. arXiv: 1405.6569 [physics.ins-det].
- [95] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez, “The Catchment Area of Jets”, *JHEP* 04 (2008), p. 005. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/005. arXiv: 0802.1188 [hep-ph].
- [96] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam, “Pileup subtraction using jet areas”, *Phys. Lett.* B659 (2008), pp. 119–126. DOI: 10.1016/j.physletb.2007.09.077. arXiv: 0707.1378 [hep-ph].
- [97] CMS Collaboration, *Jet algorithms performance in 13 TeV data*, tech. rep. CMS-PAS-JME-16-003. Geneva: CERN, 2017. URL: <http://cds.cern.ch/record/2256875>.
- [98] CMS Collaboration, *Identification of  $b$  quark jets at the CMS Experiment in the LHC Run 2*, tech. rep. CMS-PAS-BTV-15-001. Geneva: CERN, 2016. URL: <http://cds.cern.ch/record/2138504>.
- [99] J. MacQueen, “Some methods for classification and analysis of multivariate observations”. *Proceedings of the Fifth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, Volume 1: Statistics*, Berkeley, Calif.: University of California Press, 1967, pp. 281–297. URL: <https://projecteuclid.org/euclid.bsmsp/1200512992>.
- [100] J. D. Bjorken, “Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum”, *Phys. Rev.* 179 (1969), pp. 1547–1553. DOI: 10.1103/PhysRev.179.1547.

- [101] Pavel M. Nadolsky *et al.*, “Implications of CTEQ global analysis for collider observables”, *Phys. Rev. D* 78 (2008), p. 013004. DOI: 10.1103/PhysRevD.78.013004. arXiv: 0802.0007 [hep-ph].
- [102] J. Neyman, “Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the Classical Theory of Probability”, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* A236.767 (1937), pp. 333–380. DOI: 10.1098/rsta.1937.0005.
- [103] The LHC Higgs Combination Group The ATLAS Collaboration The CMS Collaboration, *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011*, tech. rep. CMS-NOTE-2011-005. ATL-PHYS-PUB-2011-11. Geneva: CERN, Aug. 2011. URL: <http://cds.cern.ch/record/1379837>.
- [104] Serguei Chatrchyan *et al.*, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *Phys. Lett. B* 710 (2012), pp. 26–48. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.02.064. arXiv: 1202.1488 [hep-ex].
- [105] Alexander L. Read, “Presentation of search results: The CL(s) technique”, *J. Phys. G* 28 (2002), [11(2002)], pp. 2693–2704. DOI: 10.1088/0954-3899/28/10/313.
- [106] J. S. Conway, “Incorporating Nuisance Parameters in Likelihoods for Multisource Spectra”. *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011*, 2011, pp. 115–120. DOI: 10.5170/CERN-2011-006.115. arXiv: 1103.0354 [physics.data-an]. URL: <http://inspirehep.net/record/891252/files/arXiv:1103.0354.pdf>.
- [107] Vardan Khachatryan *et al.*, “Measurements of Inclusive  $W$  and  $Z$  Cross Sections in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *JHEP* 01 (2011), p. 080. DOI: 10.1007/JHEP01(2011)080. arXiv: 1012.2466 [hep-ex].
- [108] CMS Collaboration, *CMS Luminosity Measurements for the 2016 Data Taking Period*, tech. rep. CMS-PAS-LUM-17-001. Geneva: CERN, 2017. URL: <http://cds.cern.ch/record/2257069>.

- [109] M. Cacciari *et al.*, “The  $t$  anti- $t$  cross-section at 1.8-TeV and 1.96-TeV: A Study of the systematics due to parton densities and scale dependence”, *JHEP* 04 (2004), p. 068. DOI: 10.1088/1126-6708/2004/04/068. arXiv: hep-ph/0303085 [hep-ph].
- [110] Stefano Catani *et al.*, “Soft gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders”, *JHEP* 07 (2003), p. 028. DOI: 10.1088/1126-6708/2003/07/028. arXiv: hep-ph/0306211 [hep-ph].
- [111] Morad Aaboud *et al.*, “Measurement of the  $W^\pm Z$  boson pair-production cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS Detector”, *Phys. Lett. B* 762 (2016), pp. 1–22. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.08.052. arXiv: 1606.04017 [hep-ex].
- [112] Vardan Khachatryan *et al.*, “Measurement of the WZ production cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, *Phys. Lett. B* 766 (2017), pp. 268–290. DOI: 10.1016/j.physletb.2017.01.011. arXiv: 1607.06943 [hep-ex].
- [113] Albert M Sirunyan *et al.*, “Observation of  $t\bar{t}H$  production”, *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018), p. 231801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.231801. arXiv: 1804.02610 [hep-ex].
- [114] Albert M Sirunyan *et al.*, “Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying  $\tau$  leptons at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, (2018), arXiv: 1803.05485 [hep-ex].
- [115] Albert M Sirunyan *et al.*, “Search for  $t\bar{t}H$  production in the all-jet final state in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, (2018), arXiv: 1803.06986 [hep-ex].
- [116] Albert M Sirunyan *et al.*, “Search for  $t\bar{t}H$  production in the  $H \rightarrow b\bar{b}$  decay channel with leptonic  $t\bar{t}$  decays in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, (2018), arXiv: 1804.03682 [hep-ex].
- [117] Albert M Sirunyan *et al.*, “Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, (2018), arXiv: 1804.02716 [hep-ex].

- [118] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, *Phys. Rev. D* 2 (1970), pp. 1285–1292. DOI: 10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [119] F. Archilli *et al.*, “Flavour-changing neutral currents making and breaking the standard model”, *Nature* 546.7657 (2017), pp. 221–226. DOI: 10.1038/nature21721.
- [120] J. A. Aguilar-Saavedra, “Top flavor-changing neutral interactions: Theoretical expectations and experimental detection”, *Acta Phys. Polon. B* 35 (2004), pp. 2695–2710. arXiv: hep-ph/0409342 [hep-ph].
- [121] CMS Collaboration, *Search for the flavor-changing interactions of the top quark with the Higgs boson in  $H \rightarrow b\bar{b}$  channel at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, tech. rep. CMS-PAS-TOP-17-003. Geneva: CERN, 2017. URL: <http://cds.cern.ch/record/2284743>.
- [122] J. A. Aguilar-Saavedra, “A Minimal set of top anomalous couplings”, *Nucl. Phys. B* 812 (2009), pp. 181–204. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012. arXiv: 0811.3842 [hep-ph].
- [123] Simone Alioli, Sven-Olaf Moch, and Peter Uwer, “Hadronic top-quark pair-production with one jet and parton showering”, *JHEP* 01 (2012), p. 137. DOI: 10.1007/JHEP01(2012)137. arXiv: 1110.5251 [hep-ph].
- [124] Vardan Khachatryan *et al.*, “Search for top quark decays via Higgs-boson-mediated flavor-changing neutral currents in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *JHEP* 02 (2017), p. 079. DOI: 10.1007/JHEP02(2017)079. arXiv: 1610.04857 [hep-ex].
- [125] K. Agashe *et al.*, “Working Group Report: Top Quark”. *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013. arXiv: 1311.2028 [hep-ph]. URL: <http://inspirehep.net/record/1263763/files/arXiv:1311.2028.pdf>.

## Биографија аутора

Предраг Ћирковић рођен је 14. децембра 1984. године у Кикинди, где је завршио основну школу. Средњу електротехничку школу завршио је у Панчеву, а студије уписао 2003. године на Електротехничком факултету Универзитета у Београду. Дипломирао је на Одсеку за електронику 30.09.2008. године, са просечном оценом током студија 8.07 и оценом 10 на дипломском испиту и стекао звање дипломирани инжењер електротехнике. Мастер студије завршио је 24. децембра 2009. године на истом факултету, са просечном оценом 10 и оценом 10 на дипломском испиту и стекао звање мастер инжењер електротехнике и рачунарства. Докторске студије уписао је 2010. године на Физичком факултету Универзитета у Београду, на смеру Физика честица и језгара. Од 01.04.2010. до 01.09.2013. радио је у групи за експерименталну физику високих енергија Лабораторије за физику Института за нуклеарне науке "Винча", као члан групе која учествује у експерименту ATLAS. Од 01.09.2013. ради у Институту за физику у Земуну, као члан групе која учествује у експерименту CMS на Великом хадронском сударачу у CERN-у на пројекту МПНТР 171019. Поред краћих боравака у CERN-у, Предраг Ћирковић је активно сарађивао са групом за физику В мезона у оквиру колаборације ATLAS, затим групом за анализу продукције Хигс бозона придруженог пару топ кваркова у оквиру колаборације CMS и члановима групе која се бави анализом судара тешких јона у експерименту CMS. Тренутно сарађује са групом физичара који трагају за феноменом који се назива Flavour-Changing Neutral Current (FCNC), анализирајући продукцију топ кварка спрегнутог са Хигс бозоном и још једним кварком. Учествовао је на следећим школама из физике честица:

### *Биографија аутора*

---

- European School of High Energy Physics, од 5. до 18. јуна, 2013. Parádörd (Мађарска),
- Sarajevo School of High Energy Physics, од 9. до 13. маја, 2012. Сарајево (Босна и Херцеговина),
- Trans-European School of High Energy Physics, од 13. до 20. јула, 2012. Петница (Србија) и
- AIDA Student Tutorial – Solid State Detectors, 27. марта 2012. Хамбург (Немачка).



## Библиографија аутора

1. "Observation of  $t\bar{t}H$  Production", CMS Collaboration (... , M. Dordevic, ..., P. Cirkovic, ... et al.), Phys. Rev. Lett. 120, 231801, 4 June 2018, Citations: 4
2. "Preparing the hardware of the CMS Electromagnetic Calorimeter control and safety systems for LHC Run 2", O. Holme, P. Adzic, D. Di Calafiori, P. Cirkovic, G. Dissertori, L. Djambazov, D. Jovanovic, W. Lusterhmann, S. Zelepoukine, JINST 11 (2016) 01, C01020, DOI: 10.1088/1748-0221/11/01/C01020, Conference: C15-09-28 (CR-2015/252), Citations: 1
3. "Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying  $\tau$  leptons at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", CMS Collaboration (... , M. Dordevic, ..., P. Cirkovic, ... et al.), 2018, CMS-HIG-17-018, Submitted to JHEP, 14 Mar 2018. - 50 p., <https://cds.cern.ch/record/2308650>, Citations: 7
4. "Search for the flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson which decays into a pair of b quarks at  $\sqrt{s} = 13$  TeV", CMS Collaboration (... , K. Skovpen, ..., M. Dordevic, ..., P. Cirkovic, ... et al.), 2018, CMS-TOP-17-003, Submitted to JHEP, 06 Dec 2017. - 34 p., <https://cds.cern.ch/record/2296416>, Citations: 4
5. "Sub-leading flow modes in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV from HYDJET++ model", P. Cirkovic (Belgrade, Inst. Phys.), D. Devetak, M. Dordevic (Belgrade U.), J. Milosevic (Belgrade U. & Oslo U.), M. Stojanovic (Belgrade U.), Nov 20, 2016. 9 pp., Chinese Physics C Vol. 41, No. 7 (2017) 074001, DOI: 10.1088/1674-1137/41/7/074001, e-Print: arXiv:1611.06602, Citations: 1

6. "Flavor tagged time-dependent angular analysis of the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decay and extraction of  $\Delta\Gamma_s$  and the weak phase  $\phi_s$  in ATLAS", The ATLAS Collaboration, Phys.Rev. D90 (2014) 5, 052007, CERN-PH-EP-2014-043, DOI: 10.1103/PhysRevD.90.052007 (пропратна Conf(erence) нота: ATLAS-CONF-2013-039), Citations: 58
7. П. Ћирковић, И. Божовић-Јелисавчић и Т. Јовин, "Идентификација наелектрисања  $b$ -кварка у ATLAS експерименту", XII Конгрес физичара Србије Врњачка Бања, 2013.

## Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Предраг Ћирковић

Број индекса D-12 / 2010

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Проучавање продукције Higgs бозона придруженог пару топ кваркова

---

у експерименту CMS у CERN-у

---

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

**Потпис аутора**

У Београду, \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Предраг Ђирковић

Број индекса D-12 / 2010

Студијски програм Физика

Наслов рада Проучавање продукције Higgs бозона

придруженог пару топ кваркова у експерименту CMS у CERN-у

Ментор др Милош Ђорђевић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

**Потпис аутора**

У Београду, \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Проучавање продукције Higgs бозона придруженог пару топ кваркова

---

у експерименту CMS у CERN-у

---

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.  
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

**Потпис аутора**

У Београду, \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.