



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Наташа Вукашиновић

**МЕРЕЊЕ ОДНОСА ГРАНАЊА ХИГСОВОГ БОЗОНА
ЗА РАСПАД НА ПАР Z БОЗОНА
НА ЕНЕРГИЈАМА 350 GeV И 3 TeV
НА КОМПАКТНОМ ЛИНЕАРНОМ СУДАРАЧУ CLIC**

-ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА-

Нови Сад, 2024. година



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



**МЕРЕЊЕ ОДНОСА ГРАНАЊА ХИГСОВОГ БОЗОНА
ЗА РАСПАД НА ПАР Z БОЗОНА
НА ЕНЕРГИЈАМА 350 GeV И 3 TeV
НА КОМПАКТНОМ ЛИНЕАРНОМ СУДАРАЧУ SLIC**

-ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА-

Ментори:
др Иванка Божовић-Јелисавчић
др Кристина Демирхан

Кандидат:
Наташа Вукашиновић

Нови Сад, 2024. година



UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS



Nataša Vukašinić

**MEASUREMENT OF THE H TO ZZ BRANCHING
FRACTION AT A 350 GEV AND 3 TEV CLIC**

- Doctoral Dissertation -

Novi Sad, 2024

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА¹

Врста рада:	Докторска дисертација
Име и презиме аутора:	Наташа Вукашиновић
Ментор (титула, име, презиме, звање, институција):	Др Иванка Божовић-Јелисавчић, научни саветник, Институт за нуклеарне науке Винча – Институт од националног значаја за Републику Србију Др Кристина Демирхан, доцент, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду
Наслов рада:	Мерење односа гранања Хигсовог бозона за распад на пар Z бозона на енергијама 350 GeV и 3 TeV на Компактном линеарном сударачу CLIC
Језик и писмо рада:	Српски (ћирилица)
Физички опис рада:	Унети број: Страница: 89 Поглавља: 5 Референци: 56 Табела: 13 Слика: 37 Графикона: / Прилога: 1
Научна област:	Физика
Ужа научна област (научна дисциплина):	Физика високих енергија
Кључне речи / предметна одредница:	Компактни линеарни сударац CLIC, Хигсов бозон, Хигсова спрезања, Хигсово спрезање са Z бозоном
Апстракт на језику рада:	CLIC представља опцију будућег e^+e^- линеарног судараца, предложеног од стране CERN, који би радио у три енергетске фазе: 380 (350) GeV, 1.5 TeV и 3 TeV. Програм физике на CLIC обухвата истраживања везана за Хигсов бозон, али и директна и индиректна тестирања модела ‘нове физике’ на скали енергија и до 100 TeV. Најнижа енергетска фаза омогућава мерење ефикасног пресека за Хигсштралунг са великом статистичком тачношћу што даље заједно са мерењима одговарајућих односа гранања обезбеђује модел-независно мерење Хигсових спрезања са елементарним бозонима и фермионима. Више енергетске фазе рада машине омогућавају мерење

¹ Аутор докторске дисертације потписао је и приложио следеће Обрасце:

5б – Изјава о ауторству;

5в – Изјава о истоветности штапане и електронске верзије докторског рада и дозвола за објављивање личних података;

5г – Изјава о коришћењу.

Ове Изјаве се чувају у институцији у штапаном и електронском облику и не кориче се са радом.

	<p>ретких распада Хигсовог бозона што представља важан аспект индиректног тестирања физике изван Стандардног модела. Већина Хигсових спрезања се може одредити са релативном статистичком тачношћу на промилном нивоу у глобалном фиту индивидуалних мерења сакупљених у свим фазама рада машине. Релативна статистичка неодређеност спрезања између Хигсовог бозона и Z бозона такође је промилна у глобалном фиту мерења извршених на свим енергијама у систему центра масе.</p> <p>У овој тези приказани су резултати мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ у семилептонском финалном стању, на енергијама 350 GeV и 3 TeV, при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} и 5 ab^{-1}, респективно. Претпостављајући важење Стандардног модела мерење је урађено у пуној симулацији одговора детектора за процесе сигнала и релевантног шума. Сепарација сигнала од шума је изведена фазно, укључујући и примену мултиваријантне анализе засноване на кинематици догађаја. Утврђено је да се однос гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може мерити на нивоу поверења од 68% са релативном статистичком грешком од $(20 \pm 2)\%$ на енергији 350 GeV и $(3.0 \pm 0.1)\%$ на енергији 3 TeV у систему центра масе, користећи неполаризоване снопове. У случају 80% лонгитудиналне поларизације електронског снопа, релативна статистичка грешка опсервабле на 3 TeV се може редуковати за фактор $\sim \sqrt{1.5}$, што је последица продукције Хигсовог бозона механизмом наелектрисаних струја на овој енергији.</p>
Датум прихватања теме од стране надлежног већа:	21.03.2024.
Датум одбране: (Попуњава накнадно институција)	
Чланови комисије: (титула, име, презиме, звање, институција)	<p>Председник: др Душан Мрђа, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду</p> <p>Члан: др Гордана Милутиновић-Думбеловић, научни сарадник, Институт за нуклеарне науке Винча – Институт од националног значаја за Републику Србију</p> <p>Члан: др Томас Немеш, ванредни професор, Факултет техничких наука, Универзитет у Новом Саду</p> <p>Члан: др Иванка Божовић-Јелисавчић, научни саветник, Институт за нуклеарне науке Винча – Институт од националног значаја за Републику Србију (ментор)</p> <p>Члан: др Кристина Демирхан, доцент, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду (ментор)</p>
Напомена:	/

KEY WORD DOCUMENTATION²

Document type:	Doctoral Dissertation
Author:	Nataša Vukašinović
Supervisor (title, first name, last name, position, institution)	Ph.D. Ivanka Božović-Jelisavčić, Principal Research Fellow, VINCA Institute of Nuclear Sciences – National Institute of the Republic of Serbia Ph.D. Kristina Demirhan, Assistant Profesor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
Thesis title in English:	Measurement of the H to ZZ branching fraction at a 350 GeV and 3 TeV CLIC
Language and script:	Serbian language (cyrilic script)
Physical description:	Number of: Pages: 89 Chapters: 5 References: 56 Tables: 13 Illustrations: 37 Graphs: / Appendices: 1
Scientific field:	Physics
Scientific subfield (scientific discipline):	High energy physics
Subject, Key words:	CLIC, Higgs bozon, Higgs couplings, Higgs coupling to Z bosons
Abstract in English:	The CLIC is an option of a future e ⁺ e ⁻ linear collider at CERN that will run at three energy stages: 380 (350) GeV, 1.5 TeV and 3 TeV. It offers a rich Higgs physics programme as well as the possibility to probe new physics models up to a 100 TeV scale. Lowest energy stage allows precise measurement of the Higgsstrahlung cross-section (σ_{HZ}) which is input for the model-independent determination of Higgs couplings from the measured $\sigma_{HZ} \times BR$ observable. Higher energy stages enable access to measure rare Higgs decays providing enhanced sensitivity to realization of the physics beyond Standard Model. The Higgs coupling to Z bosons can be determined with the relative statistical precision below 1% from a global fit of measurements collected at all energy stages of CLIC.

² The author of the doctoral dissertation has signed the following Statements:

56 – Statement on the authorship,

5B – Statement that the printed and e-version of the doctoral dissertation are identical and authorization to use personal data,

5r – Copyright statement.

The paper and e-versions of Statements are held at the institution and are not included into the printed thesis.

	<p>This thesis presents the full simulation of experimental measurement of the Higgs branching fraction $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ at 350 GeV and 3 TeV centre-of-mass energies at CLIC. The semileptonic final state of the signal is considered at both energies, assuming integrated luminosities of 1 ab^{-1} at 350 GeV and 5 ab^{-1} at 3 TeV centre-of-mass energies and unpolarised beams. The signal is separated from background by applying multiphased selection including multivariate analysis based on the Boosted Decision Tree. It is found that the Higgs branching ratio $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ can be measured with the relative statistical uncertainty of $(1 \pm 0.030) BR_{SM}$ and $(1 \pm 0.20) BR_{SM}$ at 68% CL, at 3 TeV and 350 GeV centre-of-mass energies, respectively. Due to the chiral nature of WW-fusion statistical precision at 3 TeV centre-of-mass energy can be enhanced by a factor $\sim \sqrt{1.5}$ by applying 80% longitudinal electron beam polarisation.</p>
Date of endorsement by the scientific board:	21.03.2024.
Date of defence: (Filled in by the institution)	
Thesis defence board: (title, first name, last name, position, institution)	<p>Chair: Ph.D. Dušan Mrđa, Full Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad</p> <p>Member: Ph.D. Gordana Milutinović-Dumbelović, Research Associate, VINCA Institute of Nuclear Sciences – National Institute of the Republic of Serbia</p> <p>Member: Ph.D. Tomas Nemeš, Associate Professor, Faculty of Technical Sciences, University of Novi Sad</p> <p>Member: Ph.D. Ivanka Božović-Jelisavčić, Principal Research Fellow, VINCA Institute of Nuclear Sciences – National Institute of the Republic of Serbia (mentor)</p> <p>Member: Ph.D. Krisitina Demirhan, Assistant Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad (mentor)</p>
Note:	/

Mojoj porodici

ЗАХВАЛНИЦА

Овом приликом бих желела да се захвалим свим особама које су на различите начине допринеле овој докторској дисертацији и мом досадашњем успеху.

Највећу захвалност дугујем својој менторки др Иванки Божовић-Јелисавчић која ме је стрпљиво водила кроз различите фазе научно-истраживачког рада и својим педагошким приступом утицала да постанем самосталан истраживач.

Мојим драгим колегама др Ивану Смиљанићу и др Горану Качаревићу на бројним дискусијама и техничкој помоћи, колегиницама др Гордани Милутиновић-Думбеловић и Ивани Видаковић као и колегама са Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, др Мирку Радуловићу и др Јасни Стевановић на свестраној помоћи и подршци.

Професорима др Душану Мрђи, др Кристини Демирхан и проф. др. Иштвану Бикиту који више није међу нама, захваљујем се на пренетом знању почев од основних студија.

Члану комисије др Томасу Немешу захваљујем се на издвојеном времену.

Мојој породици, оцу Новици, мајци Ђурђици, брату Радовану, баби Мири и деди Божу који више није међу нама, који су увек били уз мене, пружајући ми безграничну подршку, љубав и разумевање.

Апстракт

CLIC представља опцију будућег e^+e^- линеарног судараца, предложеног од стране CERN, који би радио у три енергетске фазе: 380 (350) GeV, 1.5 TeV и 3 TeV. Програм физике на CLIC обухвата истраживања везана за Хигсов бозон, али и директна и индиректна тестирања модела 'нове физике' на скали енергија и до 100 TeV. Најнижа енергетска фаза омогућава мерење ефикасног пресека за Хигсштралунг са великом статистичком тачношћу што даље заједно са мерењима одговарајућих односа гранања обезбеђује модел-независно мерење Хигсових спрезања са елементарним бозонима и фермионима. Више енергетске фазе рада машине омогућавају мерење ретких распада Хигсовог бозона што представља важан аспект индиректног тестирања физике изван Стандардног модела. Већина Хигсових спрезања се може одредити са релативном статистичком тачношћу на промилном нивоу у глобалном фиту индивидуалних мерења сакупљених у свим фазама рада машине. Релативна статистичка неодређеност спрезања између Хигсовог бозона и Z бозона такође је промилна у глобалном фиту мерења извршених на свим енергијама у систему центра масе.

У овој тези приказани су резултати мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ у семилептонском финалном стању, на енергијама 350 GeV и 3 TeV, при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} и 5 ab^{-1} , респективно. Претпостављајући важење Стандардног модела мерење је урађено у пуној симулацији одговора детектора за процесе сигнала и релевантног шума. Сепарација сигнала од шума је изведена фазно, укључујући и примену мултиваријантне анализе засноване на кинематици догађаја. Утврђено је да се однос гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може мерити на нивоу поверења од 68% са релативном статистичком грешком од $(20 \pm 2)\%$ на енергији 350 GeV и $(3.0 \pm 0.1)\%$ на енергији 3 TeV у систему центра масе, користећи неполаризоване снопове. У случају 80% лонгитудиналне поларизације електронског снопа, релативна статистичка грешка опсервабле на 3 TeV се може редуковати за фактор $\sim \sqrt{1.5}$, што је последица продукције Хигсовог бозона механизмом наелектрисаних струја на овој енергији.

Кључне речи: Компактни линеарни сударац CLIC, Хигсов бозон, Хигсова спрезања, Хигсово спрезање са Z бозоном.

Abstract

The CLIC is an option of a future e^+e^- linear collider at CERN that will run at three energy stages: 380 (350) GeV, 1.5 TeV and 3 TeV. It offers a rich Higgs physics programme as well as the possibility to probe new physics models up to a 100 TeV scale. Lowest energy stage allows precise measurement of the Higgsstrahlung cross-section (σ_{HZ}) which is input for the model-independent determination of Higgs couplings from the measured $\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}$ observable. Higher energy stages enable access to measure rare Higgs decays providing enhanced sensitivity to realization of the physics beyond Standard Model. The Higgs coupling to Z bosons can be determined with the relative statistical precision below 1% from a global fit of measurements collected at all energy stages of CLIC.

This thesis presents the full simulation of experimental measurement of the Higgs branching fraction $\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)$ at 350 GeV and 3 TeV centre-of-mass energies at CLIC. The semileptonic final state of the signal is considered at both energies, assuming integrated luminosities of 1 ab^{-1} at 350 GeV and 5 ab^{-1} at 3 TeV centre-of-mass energies and unpolarised beams. The signal is separated from background by applying multiphased selection including multivariate analysis based on the Boosted Decision Tree. It is found that the Higgs branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)$ can be measured with the relative statistical uncertainty of $(1 \pm 0.030) \text{ BR}_{\text{SM}}$ and $(1 \pm 0.20) \text{ BR}_{\text{SM}}$ at 68% CL, at 3 TeV and 350 GeV centre-of-mass energies, respectively. Due to the chiral nature of WW-fusion statistical precision at 3 TeV centre-of-mass energy can be enhanced by a factor $\sim \sqrt{1.5}$ by applying 80% longitudinal electron beam polarisation.

Keywords: CLIC, Higgs bozon, Higgs couplings, Higgs coupling to Z bosons.

Садржај

Увод.....	1
1 Физика са Хигсовим бозоном	3
1.1 Хигсов механизам у Стандардном моделу	3
1.2 Продукција Хигсовог бозона на CLIC	12
1.3 Спрезања Хигсовог бозона.....	15
1.3.1 Индивидуална мерења Хигсових спрезања	15
1.3.2 Глобална мерења Хигсових спрезања	16
1.3.3 Значај мерења Хигсових спрезања.....	23
2 CLIC пројекат	26
2.1 CLIC акцелератор.....	28
2.2 Детектор	32
2.2.1 Вертекс детектор.....	33
2.2.2 Централни детектор трагова	35
2.2.3 Калориметри и мионски детектори.....	37
2.3 Методе реконструкције догађаја	41
3 Сигнал и шум	47
3.1 Симулација догађаја	47
3.2 Процеси на енергији 350 GeV у систему центра масе.....	50
3.3 Процеси на енергији 3 TeV у систему центра масе	52
4 Метод мерења односа гранања BR(H→ZZ*).....	55
4.1 Преселекција.....	56
4.2 Мултиваријантна анализа.....	63
5 Статистичка интерпретација и дискусија резултата	67
5.1 Резултати мерења на енергији 350 GeV у систему центра масе.....	68
5.2 Резултати мерења на енергији 3 TeV у систему центра масе	72
5.3 Остале грешке мерења.....	75
Закључак	78
Литература.....	79
Прилог I.....	84
Биографија	90
Библиографија.....	91

Увод

CLIC пројекат је један од пројеката будућих Хигсових фабрика, предложен као линеарни e^+e^- сударач од стране CERN. Европска стратегија за област физике елементарних честица доноси будуће Хигсове фабрике као приоритете у области, са циљем да експериментално адресирају бројна отворена питања Стандардног модела и њихову везу са Хигсовим сектором. Открићем Хигсовог бозона 2012., у експериментима ATLAS и CMS у CERN, потврђено је постојање фундаменталног скалара који је одговоран за генерисање маса честица у Стандардном моделу. Откриће Хигсовог бозона отворило је простор за тражење одговора на још увек отворена питања у физици елементарних честица, као што су: улога Хигсовог бозона у бариогенези, Хигсова спрезања као индиректни тест физике изван Стандардног модела (BSM), барионска асиметрија Универзума, као и сама структура Хигсовог сектора (број честица у Хигсовом сектору, спин и парност Хигсовог бозона, композитност). Мерења велике тачности Хигсових спрезања представљају базична мерења за индиректне тестове BSM. Када је реч о HZZ спрезању она испољавају осетљивост на реализацију бројних модела ‘нове физике’ (модел са два Хигсова дублета, модел са композитним Хигсовим сектором, модели суперсиметрије и други) као и на CP структуру Хигсовог бозона.

Потпуна симулација експерименталних мерења представљених у овој тези има за циљ одређивање релативне статистичке грешке односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ у семилептонском финалном стању, када се Хигсов бозон производи у процесима Хигштралунга и WW-фузије на енергијама 350 GeV и 3 TeV у систему центра масе, респективно. Мерење је изведено у пуној симулацији одговора детектора на присуство сигнала и релевантног шума, узимајући у обзир реалистичан спектар луминозности, као и одговарајуће машинске шумове. Резултати мерења представљени у овој тези представљају инпут за глобални фит Хигсових спрезања као најтачнију методу одређивања Хигсових спрезања која симултано узима у обзир све резултате мерења добијене на предвиђеним енергијама рада CLIC.

Теза је урађена у групи за физику високих енергија Института Винча у оквиру пројекта IDEJE HIGHTONE-P, број гранта 7699827, Фонда за науку Републике Србије. Такође, коришћени су узорци података и дељиви ресурси CLICdr

колаборације. Публикована су два рада везана за тему тезе, један у водећем међународном часопису (M21): N. Vukašinović, I. Božović-Jelisavčić, G. Kačarević, G. Milutinović-Dumbelović, T. Agatonović-Jovin, I. Smiljanić, M. Radulović, J. Stevanović, *Measurement of the H to ZZ branching fraction at a 350 GeV and 3 TeV CLIC*, Phys. Rev. D 105, 092008 (2022) и други рад публикован у међународном часопису (M23): N. Vukašinović, I. Božović, *Higgs Physics at CLIC*, International Journal of Modern Physics A (2022) 37 (07), DOI:10.1142/S0217751X22400061.

1 Физика са Хигсовим бозоном

1.1 Хигсов механизам у Стандардном моделу

Стандардни модел (СМ) представља квантну теорију поља која описује јаку, слабу и електромагнетну интеракцију уз размену одговарајућих бозона спина 1: осам безмасених глюона ($G_\mu^{1,\dots,8}$) и безмасени фотон (A_μ) за јаку и електромагнетну интеракцију респективно, као и три масивна бозона Z и $W^\pm (W_\mu^{1,2,3})$ за слабу интеракцију. Ова теорија је потврђена експерименталним мерењима [1, 2], међу којима је и најновије откриће Хигсовог бозона 2012. године у експериментима ATLAS [3] и CMS [4] у CERN. Хигсов бозон је једини експериментално откривени фундаментални скалар, одговоран за генерисање масе честица кроз тзв. Хигсов механизам, о коме ће бити речи у овом поглављу. Лагранжијан Стандардног модела је инваријантан у односу на трансформације репрезентоване групама симетрија $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$. Ове групе математички репрезентују ротације у унутрашњим просторима боје, слабог изоспина и хипернаелектрисања. Генератор групе $U(1)$ представља опсервабла (Ермитски оператор) хипернаелектрисање (Y), при чему важи Гелман-Нишицима формула $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ где је Q електрично наелектрисање, а T_3 трећа пројекција слабог изоспина. Ермитски генератори $SU(2)$ групе су три пројекције слабог изоспина $T^a (a = 1, 2, 3)$, док постоји осам генератора $\lambda_{ij}^b (b = 1, \dots, 8)$ групе $SU(3)$, где $i, j = red, green, blue$ индексира три боје одговорне за јаку интеракцију. Хипернаелектрисање, слаби изоспин и боја могу бити схваћени као ‘наелектрисања’ одговорна за генерисање одговарајућих квантизованих поља (A_μ, Z_μ, W_μ^\pm и G_μ), на начин на који електрично наелектрисање генерише електростатичко поље. Лагранжијан Стандардног модела за елементарне фермионе I фамилије може се записати у облику [5]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & \sum_{f=v_e, e, u, d} e Q_f (\bar{f} \gamma^\mu f) A_\mu + \frac{g_2}{\cos\theta_w} \sum_{f=v_e, e, u, d} [\bar{f}_L \gamma^\mu f_L (T_f^3 - Q_f \sin^2\theta_w) + \\ & \bar{f}_R \gamma^\mu f_R (-Q_f \sin^2\theta_w)] Z_\mu + \frac{g_2}{\sqrt{2}} [(\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L) W_\mu^+ + h. c.] + \\ & \frac{g_3}{2} \sum_{q=u, d} \bar{q}_a \gamma^\mu \lambda_{\alpha\beta}^a q_\beta G_\mu^a, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где су e , g_2 и g_3 фактори спрезања за одговарајуће интеракције: електромагнетну, слабу и јаку, респективно.

Као што се из (1.1) може видети Лагранжијан Стандардног модела нема масене чланове. Ако би се масени чланови у основном облику за фермионе и/или бозоне експлицитно додали, била би нарушена инваријантност у односу на симетрије репрезентоване $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$ групама из којих произилази постојање одговарајућих векторских поља. Стога је потребно да постоји такав механизам који би обезбедио постојање масених чланова у Лагранжијану, не нарушивши притоме унутрашње (градијентне) симетрије асоциране са постојањем градијентних бозона. Ово се постиже тзв. Хигсовим механизмом. Хигсов механизам се остварује путем (спонтаног) нарушења симетрија Лагранжијана на нивоу основног стања (вакуума) док Лагранжијан задржава ‘добре’ симетрије теорије. Спонтано нарушење симетрије ће бити илустровано на примеру скаларног поља $\phi(x)$, чије основно стање дефинише релативистички вакуум.

Нека је Лагранжијан скаларног поља:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right) \quad (1.2)$$

где су μ и λ параметри потенцијала V ($V = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$).

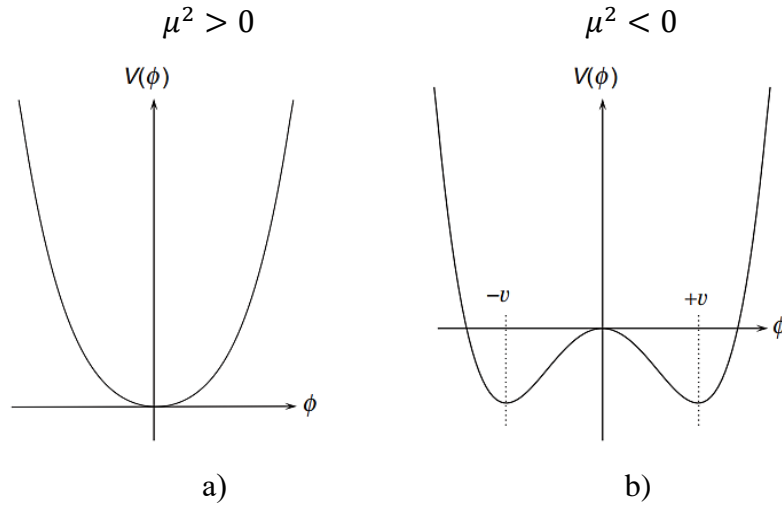
У квантној теорији поља, минимум потенцијала V одговара енергији релативистичког вакуума, док развој поља $\phi(x)$ око минимума потенцијала одговара (масивним) екситацијама. Ако претпоставимо да је кинетичка енергија $T = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi = \text{const.}$ минимална, према услову $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$ једначина:

$$\phi(\mu^2 + \lambda \phi) = 0 \quad (1.3)$$

даје решења која одговарају минимуму потенцијалне енергије. Постоји тривијално решење (1.3) да је $\phi = 0$ и нетривијално да је $\phi \neq 0$. Комбинација вредности параметара μ и λ таква да је $\mu^2 < 0, \lambda > 0$, обезбеђује да потенцијал не дивергира за $\phi \rightarrow \infty$. Ако је $\mu^2 > 0$ и $\lambda > 0$ онда вакууму одговара тривијално решење $\phi = 0$. Претпоставимо да је решење (1.3) нетривијално. У овом случају минимум v потенцијала V одређен је избором вредности ϕ :

$$\phi = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \quad (1.4)$$

Скаларном пољу ϕ додељена је минимална вредност v потенцијала V , која се још назива и очекиваном вредношћу вакуума. Поље ϕ је у овом случају Хигсово поље. Облик потенцијала Хигсовог поља за различите вредности параметра μ је дат на Слици 1.1-1.



Слика 1.1-1. Потенцијална енергија скаларног поља ϕ , за случај $\mu^2 > 0$ (a) и $\mu^2 < 0$ (b).

Да би се одредиле екцитације поља, извршићемо развој $\phi(x)$ око минимума v :

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (1.5)$$

где је $\eta(x)$ пертурбација поља $\phi(x)$.

У једначини (1.5) могли смо такође да узмемо $-v$, што је еквивалентан избор с обзиром да је Лагранжијан (1.2) симетричан у односу на $\phi \rightarrow -\phi$. Сам вакуум међутим разликује вредности v и $-v$, што значи да основно стање нема (у овом случају U(1)) симетрију Лагранжијана. Овакав феномен је познат као спонтано нарушење симетрије и дешава се у природи и у класичним и у квантним системима. Када развој $\phi(x)$ из (1.5) заменимо у Лагранжијан (1.2), након поништавања одговарајућих чланова добијамо:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \left(\lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 \right) + \frac{\mu^2 v^2}{4} \quad (1.6)$$

Члан λv^2 уз η^2 може се, у формализму теорије, интерпретирати као масени члан. То значи да добијени Лагранжијан описује скаларну честицу масе:

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.7)$$

У (1.6) параметар λ стоји уз два интеракциона члана $\lambda v \eta^3$ и $\frac{1}{4} \lambda \eta^4$ трећег и четвртог степена, чије су јачине λv и $\lambda/4$, респективно. Интеракције описане члановима уз η^3 и η^4 су трилинеарно и четворо-спрезање Хигсовог бозона са самим собом. Оба спрезања зависе од непознатог слободног параметра λ , за који Стандардни модел предвиђа вредност од приближно $\lambda \approx \frac{1}{8}$ за очекивану вредност вакуума $v = 246 \text{ GeV}$ што, према (1.7), одговара опсервираној вредности масе Хигсовог бозона $m_\eta \approx 125 \text{ GeV}$ [6].

Хигсов механизам у Стандардном моделу

У Стандардном моделу у физици честица, Хигсов механизам је механизам спонтаног нарушења симетрија $U(1)$ и $SU(2)$ за Хигсово поље које представља $SU(2)$ дублет:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где су ϕ^+ и ϕ^0 комплексна поља:

$$\begin{aligned} \phi^+ &= \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \\ \phi^0 &= \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

Лагранжијан за поље ϕ се може записати као:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.10)$$

при чему је производ $\phi^\dagger \phi$:

$$\phi^\dagger \phi = (\phi^{+*} \quad \phi^{0*}) \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \phi^{+*} \phi^\dagger + \phi^{0*} \phi^0, \quad (1.11)$$

или изражено преко реалних компоненти поља:

$$\phi^\dagger \phi = \frac{(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2)}{2}, \quad (1.12)$$

где је поље ϕ^\dagger Ермитски коњуговано, што значи да су његове компоненте комплексно-коњуговане и транспоноване у односу на ϕ .

Потенцијал поља ϕ је инваријантан у односу на локалне фазне трансформације репрезентоване SU(2) групом:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \vec{\tau}(x)/2} \phi(x) \quad (1.13)$$

где су τ_i Паулијеве матрице ($i = 1, 2, 3$), а α_i су параметри ротације у простору стања слабог изоспина. Потенцијал $V(\phi)$:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.14)$$

за $\mu^2 < 0$ има минимум v који задовољава:

$$\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.15)$$

Да бисмо извршили развој $\phi(x)$ око минимума потенцијала морамо изабрати правац у простору стања слабог изоспина, јер је $\phi(x)$ SU(2) дублет. Могућ арбитраран избор је:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

што је еквивалентно томе да су три реалне компоненте поља ($\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$) једнаке 0. Оваквим избором основног стања тј. услед чињенице да само једна компонента ϕ_0 узима очекивану вредност вакуума, нарушава се SU(2) симетрија на нивоу основног стања, а како је она одржана на нивоу Лагранжијана, кажемо да је SU(2) симетрија спонтано нарушена. Поље ϕ_0 има електрично наелектрисање $Q = 0$ јер би, у случају наелектрисаног вакуума закон одржања електричног наелектрисања престао да важи, и ако се примени Гелман-Нишицима формула за Хигсово поље добијамо: $Q = 0$, а пошто је $T_3 = -\frac{1}{2}$, Y_H мора бити 1, чиме се за

вакуум нарушава и $U(1)$ симетрија Лагранжијана, генерисана хипернаелектрисањем Y_H . Како је вакуум електрично неутралан ($Q = 0$), то значи да остаје очувана симетрија репрезентована групом $U(1)$ чији је генератор електрично наелектрисање Q . Другим речима основно стање је као и Лагранжијан инваријантно у односу на трансформацију ротације:

$$\phi_0 \rightarrow \phi' = e^{i\alpha(x)Q} \phi_0 = \phi_0 \quad (1.17)$$

што имплицира да фотон мора бити безмасен као и остали градијентни бозони чије су симетрије очуване на нивоу основног стања (нпр. бозони асоцирани са $\phi_{i(i=1,2,4)} = 0$) из (1.9).

Развој Хигсовог поља око минимума потенцијала v изгледа овако:

$$\phi(x) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Када Хигсово поље ϕ на овај начин развијемо око очекиване вредности вакуума v , Лагранжијан (1.2) добија додатне чланове:

$$\phi^\dagger (ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu)^\dagger (ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}^\mu) \phi, \quad (1.19)$$

при чему је:

$$W^\pm = \frac{(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)}{\sqrt{2}}, Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (1.20)$$

Размотримо неке од додатних чланова. Члан:

$$\left(\frac{1}{2} v g_2 \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \quad (1.21)$$

представља масени члан поља W_μ , где коефицијент $\frac{1}{2} v g_2$ одговара маси W^\pm бозона, при чему је g_2 одговарајући фактор спрезања асоциран са слабом интеракцијом. Други додатни члан:

$$\left(\frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.22)$$

се односи на масу Z_μ поља, при чему је маса Z^0 бозона:

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad (1.23)$$

а g_1 фактор спрезања асоциран са интеракцијом узрокованом локалном $U(1)$ симетријом Лагранжијана, чији је генератор хипернаелектрисање Y_H .

Однос маса W^\pm и Z бозона:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} = \cos \theta_W \quad (1.24)$$

је одређен односом фактора спрезања g_1 и g_2 и одговара косинусу Вајнберговог угла θ_W . Вајнбергов угао је угао ротације између $\begin{pmatrix} Y \\ Z^0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} B \\ W^0 \end{pmatrix}$:

$$\begin{pmatrix} Y \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W^0 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

где је $W^0 = \frac{-g_1 Y_L A_\mu + g_2 Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$, $B = \frac{g_2 A_\mu + g_1 Y_L Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$, а γ и Z^0 су векторска поља асоцирана

са фотоном и Z^0 бозоном респективно.

Квадрат синуса Вајнберговог угла:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \cos^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.26)$$

је један од најтачније експериментално мерених електрослабих параметара Стандардног модела и износи [7]:

$$\sin^2 \theta_W = (0.2324 \pm 0.0083) \quad (1.27)$$

Израз (1.26) се још може записати као:

$$\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W} = 1 \quad (1.28)$$

Било које одступање параметра ρ од 1 било би знак ‘нове физике’, односно интеракција које би промениле вредности фактора спрезања g_1 и g_2 .

Погледајмо сада како изгледају масени чланови елементарних фермиона. Треба напоменути да Стандарни Модел разликује фермионе различите хиралности³ (лево и десно оријентисане). У простору слабог изоспина лево оријентисане честице су репрезентоване $SU(2)$ дублетима, док су десно оријентисане честице $SU(2)$ синглети:

³ Хиралност је као и спин инхерентно својство честице и не зависи од избора референтног система, тј. представља Лоренцову инваријанту. За разлику од хиралности, хелицитет односно знак пројекције спина честице у односу на правац кретања може да се мења нпр. за посматрача који се креће брже од посматране честице у правцу њеног кретања. Ако је честица без масе, односно креће се брзином светлости, ниједан посматрач није бржи, тј. њен хелицитет је непроменљив и изједначава се са хиралношћу, у овој апроксимацији.

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, l_R^-, q_{uR}, q_{dR},$$

$$l = e, \mu, \tau, \quad q_u = u, c, t, \quad q_d = d, s, b$$

Ротације у простору слабог изоспина репрезентоване SU(2) групом омогућавају прелазе између чланова дублета и они се одвијају механизмом наелектрисаних струја (разменом W^\pm бозона) које су ексклузивна интеракција честица леве хиралности. SU(2) синглети не могу размењивати W^\pm бозоне у Стандардном моделу у интеракцијама на Борновом нивоу.

Интеракциони члан са Хигсовим пољем, за лептоне прве фамилије можемо записати као:

$$\mathcal{L}_{int} = g_e (\bar{L} \phi e_R + \phi^\dagger \bar{e}_R L) \quad (1.29)$$

где је $L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ и $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$. При томе је:

$$\bar{L} \phi = \bar{\nu}_{eL} \phi^+ + \bar{e}_L^- \phi^0, \quad (1.30)$$

где је g_e ефективни фактор спрезања Хигсовог поља и честица SU(2) дублета L .

Ако у (1.29) поље ϕ заменимо са развојем из (1.18) добија се:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + \frac{g_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h \quad (1.31)$$

Први члан у изразу (1.31) одговара маси електрона:

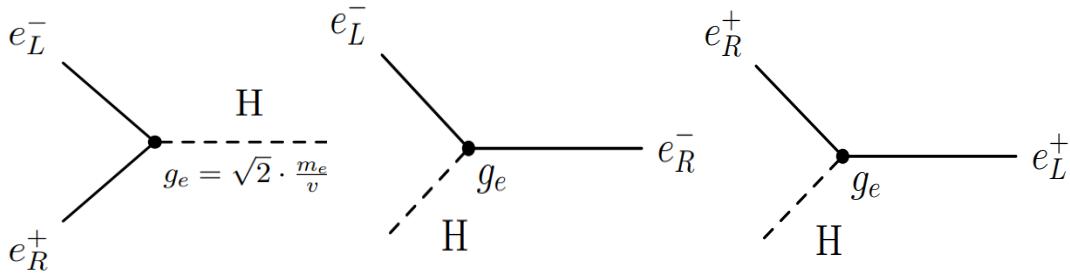
$$m_e = g_e v / \sqrt{2}, \quad (1.32)$$

док други члан описује електрон-Хигс интеракцију са ефективним фактором спрезања $g_e / \sqrt{2} = m_e / v$. Овај члан је пропорционалан вероватноћи да електрон или позитрон израче Хигсов бозон или да се Хигсов бозон распадне на електрон и позитрон (на Слици 1.1-2 дата је илустрација Hee вертекса на Борновом нивоу). Масени члан за неутрина се не појављује у изразу који би био аналоган (1.31) што имплицира да неутрини немају масу, односно да не интерагују са Хигсовим

бозоном, уколико претпоставимо да у природи не постоји десно оријентисани неутрино ν_R или да је неутрино Мајорана честица.

По аналогији са (1.31), услед интеракција Хигсовог поља са лево и десно оријентисаним кварковима појављују се одговарајући чланови у Лагранжијану (овде за I фамилију кваркова):

$$\mathcal{L}_{int} = m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + \frac{m_d}{v} \bar{d}dH + \frac{m_u}{v} \bar{u}uH \quad (1.33)$$



Слика 1.1-2 Hee вертекс у Стандардном моделу, на Борновом нивоу.

Прва два члана одговарају масама u и d кваркова, док друга два члана описују њихове интеракције са Хигсовим бозоном. На сличан начин, Лагранжијан се тривијално може проширити и на остале фамилије елементарних фермиона.

На основу израза (1.31) и (1.33) може се видети да јачина спрезања Хигсовог бозона са елементарним фермионима зависи од масе фермиона и од очекиване вредности вакуума:

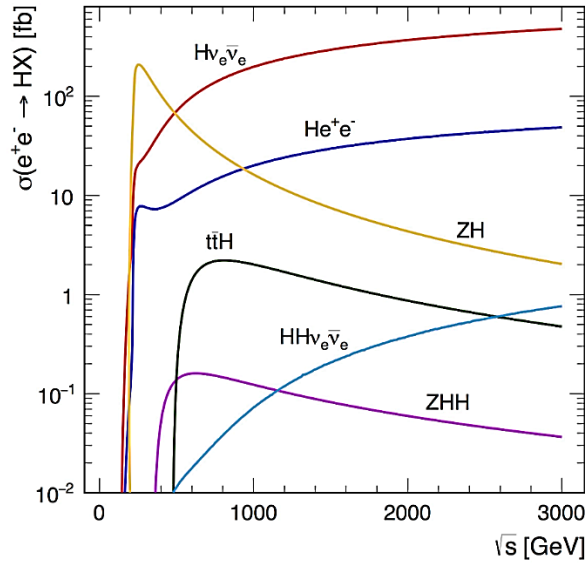
$$g_{Hff} \sim \frac{m_f}{v} \quad (1.34)$$

што значи да ће спрезање са Хигсовим бозоном бити најјаче за најмасивније честице. Како је t -кварк као најмасивнији елементарни фермион исувише тежак да би се Хигсов бозон распао на пар $t\bar{t}$, „најјача спрезања” (доминантни канали распада) Хигсовог бозона остварују се у $Hb\bar{b}$, HW^+W^- и HZZ вертексима. Мерење односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ)$ заправо је еквивалентно мерењу спрезања g_{HZZ} и представља опсерваблу (експериментално мерљиву величину) на основу које се може одредити g_{HZZ} .

1.2 Продукција Хигсовог бозона на CLIC

Компактни линеарни сударач (CLIC) [8] предложен од стране CERN, један је од детаљно развијених пројеката будуће Хигсове фабрике која треба да обезбеди велику статистику Хигсових бозона, односно мерења велике тачности у Хигсовом сектору.

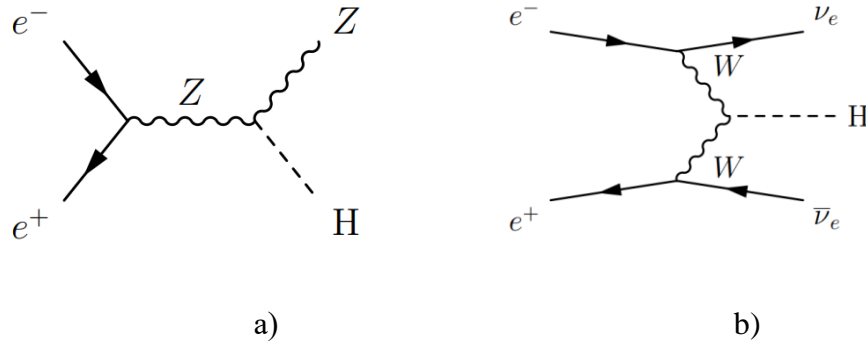
CLIC је дизајниран да ради у три енергетске фазе: 380 (350) GeV, 1.5 TeV и 3 TeV у систему центра масе. Укупан број Хигсових бозона произведених у све три фазе рада CLIC, укључујући поларизацију електронског снопа од $\pm 80\%$ је око 4.5 милиона [9]. Постоји неколико доминантних механизма продукције Хигсових бозона на различитим енергијама у систему центра масе и они су илустровани на Слици 1.2-1 [7].



Слика 1.2-1 Ефикасни пресеци за различите процесе продукције Хигсовог бозона у функцији енергије у систему центра масе.

На 350 GeV у систему центра масе доминантан процес продукције је Хигсштралунг ($e^+e^- \rightarrow ZH$), док на вишим енергијама (1.5 TeV и 3 TeV) доминира фузија векторских бозона: WW-фузија ($e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$) и ZZ-фузија ($e^+e^- \rightarrow H e^+e^-$). Као што се може видети са Слике 1.2-1, типични ефикасни пресеци су реда неколико стотина fb. Фејнманови дијаграми ових процеса су приказани на Слици

1.2-2. У односу на наведене главне продукционе процесе, Хигсов бозон још може настати и у мање вероватним процесима, као што су: $e^+e^- \rightarrow HH\nu_e\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \rightarrow ZHH$ у којима је продукција Хигсових бозона двострука и где су од посебног интереса Фејнманови дијаграми који садрже HHH вертекс у коме се Хигсов бозон трилинеарно спреже са самим собом, што је од кључног значаја за мерење параметра Хигсовог потенцијала λ (1.6).



Слика 1.2-2 Фејнманови дијаграми за продукцију Хигсовог бозона, а) Хигсштралунг, б) WW -фузија.

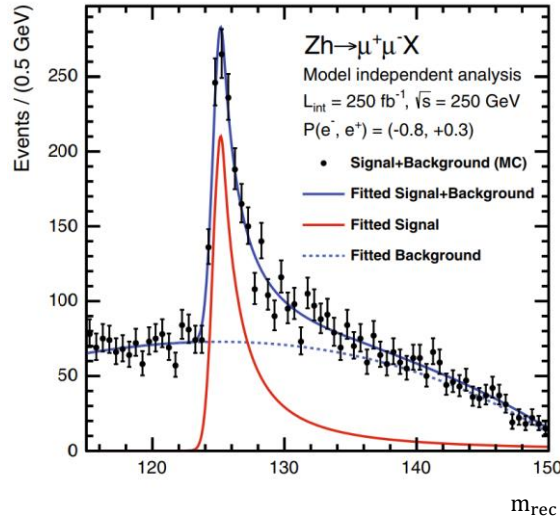
Једна од главних мотивација за рад CLIC на најнижој енергији у систему центра масе (350 GeV) јесте управо модел-независно мерење спрезања Хигсовог бозона са Z бозоном g_{HZZ} где се Хигсов бозон производи Хигсштралунгом. Израчивање Хигсовог бозона односно Хигсштралунг је могућ само у интеракцијама фермион-антифермион и у том смислу је ексклузиван процес на e^+e^- сударачима у односу на pp интеракције. Уобичајено, спрезање g_{HZZ} се одређује мерењем ефикасног пресека процеса за HZ продукцију. Мерење ефикасног пресека се заснива на пребројавању догађаја где одбијена (узмакнута) маса продуката распада Z бозона, независно од канала распада Хигсовог бозона, има средњу вредност која одговара маси Хигсовог бозона. На основу закона одржања енергије и импулса следи да су енергија и импулс узмакнутог система тј. Хигсовог бозона E_{rec} и p_{rec} :

$$E_{rec} = \sqrt{s} - E_Z \quad (1.35)$$

$$\vec{p}_{rec} = -\vec{p}_Z$$

$$m_{rec}^2 = (\sqrt{s} - E_Z)^2 - p_Z^2,$$

где су \vec{p}_Z и E_Z импулс и енергија примарног Z бозона реконструисани на основу продуката његовог рапада. Маса узмакнутог система m_{rec} у процесу HZ одговара маси Хигсовог бозона, као што је приказано на Слици 1.2-3 [10]. Са Слике 1.2-3 можемо видети део дистрибуције масе узмакнутог система ка већим вредностима (нпр. изнад 130 GeV) што је последица неколико ефеката који доводе до смањења енергије иницијалног стања (\sqrt{s} у (1.35)), а који потичу од ефеката зрачења снопова (*Beamstrahlung*) и зрачења иницијалног стања (ISR). Такође, из (1.35) види се да подбацивање у реконструкцији импулса продуката распада Z^0 бозона, нпр. услед зрачења финалног стања (FSR) доводи до померања ка већим вредностима m_{rec} . Ефекат зрачења финалног стања је израженији за лакше честице (e^\pm у односу на μ^\pm). Због овога је важно додати импулсу лептона финалног стања фотоне емитоване у малом конусу описаном око тога лептона, типично од неколико степени.



Слика 1.2-3 Инваријантна маса узмакнутог система у случају распада примарног Z бозона на мионе.

1.3 Спрезања Хигсовог бозона

1.3.1 Индивидуална мерења Хигсових спрезања

Користећи процес Хигсштралунга, може се одредити број произукованих Хигсових бозона (апсолутно мерење ефикасног пресека за HZ), као и маса Хигсовог бозона. У [8] је показано да се ефикасни пресек σ_{HZ} може измерити са релативном статистичком грешком 1.65%, што одговара релативној статистичкој тачности мерења g_{HZZ} од 0.8%. Такође, применом методе мерења масе узмакнутог система, могуће је одредити масу Хигсовог бозона са апсолутном статистичком тачношћу од 110 MeV [8] на енергији 350 GeV у систему центра масе.

Када је g_{HZZ} познато, остала Хигсова спрезања се могу одредити знајући број догађаја процеса у коме меримо Хигсово спрезање. Тако нпр. спрезање Хигсовог бозона са W бозоном се може одредити знајући број распада Хигсовог бозона на W^+W^- у процесима продукције Хигсовог бозона Хигсштралунгом:

$$N_{ZWW} = \sigma_{ZH} \times BR(H \rightarrow W^+W^-) \sim \frac{|g_{HZZ}|^2 |g_{HWW}|^2}{\Gamma_H} \quad (1.36)$$

Мерење односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ)$ на вишим енергијама у систему центра масе где се Хигсов бозон производи WW -фузијом, има за опсерваблу производ $\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H) \times BR(H \rightarrow ZZ)$ односно број догађаја $N_{ZZ\nu\nu}$:

$$N_{ZZ\nu\nu} = \sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H) \times BR(H \rightarrow ZZ) \sim \frac{|g_{HWW}|^2 |g_{HZZ}|^2}{\Gamma_H} \quad (1.37)$$

Знајући g_{HZZ} (g_{HWW}) и укупну Хигсову ширину Γ_H , из овог мерења се може одредити g_{HWW} (g_{HZZ}). За разлику од мерења g_{HZZ} на енергији 350 GeV у систему центра масе које је апсолутно, мерења на вишим енергијама су релативна јер подразумевају познавање других Хигсових спрезања, као и укупне Хигсове ширине.

С обзиром да је укупна ширина Хигсове резонанце на половини висине 4.2 MeV [11], она се не може директно мерити из дистрибуције инваријантне масе реконструисаног Хигсовог бозона. Постоји више начина за одређивање Хигсове ширине:

- из индивидуалних распада Хигсовог бозона, нпр. из $H \rightarrow ZZ$ распада у продукционом процесу Хигштралунг:

$$N_{ZZZ} = \sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) \times BR(H \rightarrow ZZ) \propto \frac{g_{HZZ}^4}{\Gamma_H} \quad (1.38)$$

- у комбинацији мерења различитих канала распада нпр. распада $H \rightarrow W^+W^-$ и $H \rightarrow b\bar{b}$ у продукционим процесима Хигштралунг и WW -фузија, респективно:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) \cdot BR(H \rightarrow W^+W^-) \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H) \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b})} \quad (1.39)$$

$$\propto \frac{g_{HZZ}^2 \cancel{g_{HWW}^2}}{\Gamma_H} \cdot \frac{g_{HZZ}^2 \cancel{g_{Hbb}^2}}{\Gamma_H} \cdot \frac{\Gamma_H}{\cancel{g_{HWW}^2} \cancel{g_{Hbb}^2}} = \frac{g_{HZZ}^4}{\Gamma_H}$$

Ултимативна статистичка тачност мерења Хигсове ширине, као уосталом и Хигсових спрезања, се постиже глобалним фитом који користи кумулативно резултате индивидуалних мерења прикупљених у свим фазама рада машине. Глобални фит може бити модел-независан или модел-зависан или фит који користи приступ Ефективне теорије поља (EFT). О глобалним фитовима биће више речи ниже. Типична релативна статистичка грешка мерења укупне ширине Хигсовог бозона је (1-2)% [12] у овом приступу.

1.3.2 Глобална мерења Хигсових спрезања

Модел-независна мерења

Релативна статистичка неодређеност Хигсових спрезања код модел-независног мерења је екстрахована применом χ^2 фита на резултате индивидуалних мерења попут ових приказаних у овој тези. Глобални χ^2 је дефинсан на следећи начин:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(\frac{C_i}{C_{SM}} - 1\right)^2}{\delta(\sigma \times BR)_i^2} \quad (1.40)$$

при чему C_i представља мерену величину пропорционалну опсервабли $\sigma \times \text{BR}$, односно броју догађаја сигнала (N_S), док је величина у имениоцу релативна статистичка неодређеност датог мерења $\sigma \times \text{BR}$, односно N_S , како ће даље бити дискутовано у Поглављу 4. У случају конкретног финалног стања нпр. $e^+e^- \rightarrow ZH, H \rightarrow b\bar{b}$ коефицијент C_i је:

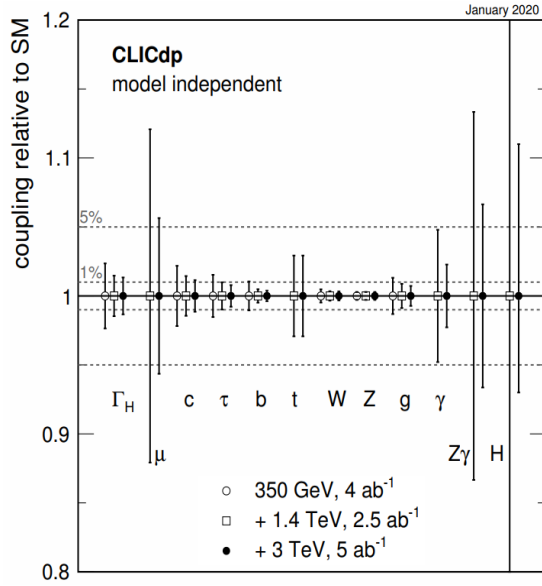
$$C_{ZH, H \rightarrow b\bar{b}} = \frac{g_{HZZ}^2 g_{Hbb}^2}{\Gamma_H} \quad (1.41)$$

и пропорционалан је укупној вероватноћи овог процеса који укључује два вертекса ZZH и Hbb са којима су асоцирани одговарајући фактори спрезања g_{HZZ} и g_{Hbb} , Γ_H представља укупну ширину Хигсовог бозона.

Фит има укупно 11 слободних параметара: $g_{HZZ}, g_{HWW}, g_{Hbb}, g_{Hcc}, g_{Htt}, g_{H\mu\mu}, g_{H\tau\tau}, \Gamma_H, g_{Hgg}^\dagger, g_{H\gamma\gamma}^\dagger, g_{HZ\gamma}^\dagger$. Последња три параметра описују процесе који се реализују на нивоу Фејнманових дијаграма вишег реда („петљи“), а третирају се као и остала Хигсова спрезања на Борновом нивоу.

Карактеристика овог фита је модел-независно мерење ефикасног пресека за Хигсштралунг и самим тим спрезања g_{HZZ} , чија неодређеност утиче на неодређеност мерења свих осталих спрезања.

У Табели 1.3-1 [18] дата је релативна статистичка неодређеност Хигсових спрезања и Хигсове ширине на енергији 350 GeV, док су на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV приказане вредности добијене из кумулативних података, узимајући у обзир вредности мерења производа ($\sigma \times \text{BR}$) из претходних фаза рада машине. Процењена релативна статистичка тачност мерења Хигсовог бозона са електрослабим бозонима се може одредити са тачношћу испод 1% на свим енергијама рада CLIC, док се код осталих спрезања може приметити значај виших енергија у систему центра масе, због раста статистике Хигсових бозона продуковане у WW-фузији на енергијама изнад 500 GeV, што отвара могућност мерења ретких процеса као што су нпр. $H \rightarrow \mu\mu$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$. Вредности из Табеле 1.3 -1 графички су приказане на Слици 1.3-1 [18].



Слика 1.3-1 Графички приказ релативне статистичке неодређености Хигсових спрезања у три енергетске фазе рада CLIC добијене у модел-независном фиту. Испрекидане линије показују релативну статистичку неодређеност од 1% и 5%.

Табела 1.3-1 Релативна статистичка неодређеност Хигсових спрезања у модел-независном фиту. Знак „-“ означава да на датој енергији у систему центра масе не постоји осетљивост мерења. Код резултата на 1.4 TeV и 3 TeV узета је у обзир $\pm 80\%$ поларизација електронског снопа. Свака виша енергија у систему центра масе подразумева кумулативно коришћење података из претходне фазе.

Parameter	Relative precision		
	350 GeV 4 ab ⁻¹	+ 1.4 TeV + 2.5 ab ⁻¹	+ 3 TeV + 5 ab ⁻¹
g_{HZZ}	0.3 %	0.3 %	0.3 %
g_{HWW}	0.5 %	0.3 %	0.3 %
g_{Hbb}	1.0 %	0.5 %	0.4 %
g_{Hcc}	2.2 %	1.4 %	1.1 %
$g_{H\tau\tau}$	1.5 %	1.0 %	0.8 %
$g_{H\mu\mu}$	-	12.1 %	5.6 %
g_{Htt}	-	2.9 %	2.9 %
g_{Hgg}^\dagger	1.3 %	0.9 %	0.7 %
$g_{H\gamma\gamma}^\dagger$	-	4.8 %	2.3 %
$g_{HZ\gamma}^\dagger$	-	13.3 %	6.6 %
Γ_H	2.4 %	1.5 %	1.3 %

Модел-зависна мерења

Код модел-зависног фита Хигсових спрезања (тзв. κ-формализам) слободни параметри фита су параметри κ_i који се дефинишу као однос спрезања Хигсовог бозона у односу на одговарајућу вредност из Стандардног модела:

$$\kappa_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^{SM}} \quad (1.42)$$

Фит се врши такође минимизацијом χ^2 , по аналогији са (1.40) с тим што су слободни параметри фита C_i сада изражени у функцији κ_i параметара за одговарајући процес и укупне Хигсове ширине. Тако нпр. у случају Хигсштралунга $C_{ZH} = \kappa_{HZZ}^2$, док је за процес $e^+e^- \rightarrow ZH, H \rightarrow b\bar{b}$ коефицијент $C_{ZH, H \rightarrow b\bar{b}} = \frac{\kappa_{HZZ}^2 g_{Hbb}^2}{\Gamma_H}$.

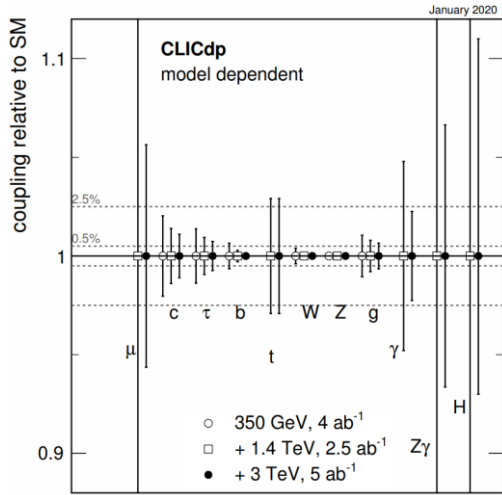
На основу (1.42) је јасно да је ова врста фита конфинирана само на процесе предвиђене Стандардним моделом, тј. да нису дозвољени Хигсови распади на невидљива (безмасена) стања или екзотични распади на нове честице. Из Табеле 1.3-2 [18] се може видети да у првој енергетској фази рада CLIC нема процена за $\kappa_{H\mu\mu}, \kappa_{Htt}, \kappa_{H\gamma\gamma}$ и $\kappa_{HZ\gamma}$ спрезања. Процеси $H \rightarrow \mu\mu, H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow Z\gamma$ представљају ретке распаде Хигсовог бозона са малим односима гранања ($BR(H \rightarrow \mu\mu) = 0.021 \%$, $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 0.23 \%$, $BR(H \rightarrow Z\gamma) = 0.16 \%$ [8]) који се разматрају на 1.4 TeV и 3 TeV због релевантне статистике догађаја која омогућава продукцију Хигсових бозона у WW-фузији.

Процес асоциране продукције топ-кварка и Хигсовог бозона $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ заступљен је тек изнад 500 GeV у систему центра масе (Слика 1.2-1) [8], где топ-кварк израчује Хигсов бозон, па се на тај начин може мерити јачина спрезања g_{Htt} у $Ht\bar{t}$ вертексу. Као што је већ речено, топ-кварк је масиван, па се упркос најјачем Хигсовом спрезању у Стандардном моделу, Хигсов бозон не распада директно на пар $t\bar{t}$.

Код модел-зависног фита израженије је побољшање вредности g_{HZZ} спрезања са енергијом у систему центра масе, што је условљено тиме што фит не зависи од тачности мерења ефикасног пресека HZ процеса, односно g_{HZZ} спрезања као што је то случај у модел-независном фиту.

Глобални фит Хигсових спрезања уз кумулативно коришћење података сакупљених у свим фазама рада CLIC, омогућава мерење спрезања са електрослабим бозонима на промилном нивоу (Слика 1.3-2, Табела 1.3-2) [18]. Значај мерења представљених у овој тези јесте што представљају улазне параметре за један такав модел-независан или зависан фит. У случају конкретних резултата приказаних у Табелама 1.3.1 и 1.3.2 коришћени су резултати мерења статистичке

неодређености ефикасног пресека на енергији 350 GeV, односа гранања $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 1.4 TeV, који је иначе добијен у Групи за физику високих енергија Института Винча, док је на 3 TeV коришћена пројекција резултата са 1.4 TeV скалираног на 5 ab^{-1} .



Слика 1.3-2 Графички приказ релативне статистичке неодређености κ параметара у три енергетске фазе рада CLIC добијене у модел-зависном фиту. Испрекидане линије показују релативну статистичку неодређеност од 0.5% и 2.5%.

Табела 1.3-2 Релативна статистичка неодређеност параметра κ у модел-зависном фиту. Знак „-“ означава да на датој енергији у систему центра масе не постоји осетљивост мерења. Код резултата на 1.4 TeV и 3 TeV узета је у обзир $\pm 80\%$ поларизација електронског снопа. Свака виша енергија у систему центра масе подразумева кумулативно коришћење података из претходне фазе.

Parameter	Relative precision		
	350 GeV 4 ab^{-1}	+ 1.4 TeV + 2.5 ab^{-1}	+ 3 TeV + 5 ab^{-1}
κ_{HZZ}	0.2 %	0.1 %	0.1 %
κ_{HWW}	0.4 %	0.1 %	0.1 %
κ_{Hbb}	0.6 %	0.3 %	0.2 %
κ_{Hcc}	2.0 %	1.4 %	1.1 %
$\kappa_{H\tau\tau}$	1.4 %	0.9 %	0.7 %
$\kappa_{H\mu\mu}$	-	12.1 %	5.6 %
κ_{Htt}	-	2.9 %	2.9 %
κ_{Hgg}	1.0 %	0.8 %	0.6 %
$\kappa_{H\gamma\gamma}$	-	4.8 %	2.3 %
$\kappa_{HZ\gamma}$	-	13.3 %	6.6 %

EFT приступ

Ефективна теорија поља је приступ који независно од физичког модела уводи корекције Лагранжијана Стандардног модела тако да опише нове интеракције кроз доприносе чланова уз операторе димензија 6, под претпоставком да је скала ‘нове физике’ Λ значајно већа од електрослабе скале $\Lambda \gg \Lambda_{SM}^4$.

Лагранжијан овог модела (\mathcal{L}_{SMEFT}) уводи корекције Лагранжијана Стандардног модела (\mathcal{L}_{SM}) помоћу низа локално-фазно инваријантних чланова вишег реда [11]:

$$\mathcal{L}_{SMEFT} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{\Lambda^2} \sum_i c_i \mathcal{O}_i^{d=6} + \frac{1}{\Lambda^4} \sum_j c_j \mathcal{O}_j^{d=8} + \dots, \quad (1.43)$$

где су \mathcal{O}_i оператори инваријантни у односу на $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ групу симетрија Стандардног модела, Λ је масена скала ‘нове физике’ и c_i бездимензионални бројеви, тзв. Вилсонови коефицијенти. Релевантне корекције у односу на Стандардни модел се јављају код оператора димензије 6 и они се преваходно разматрају у EFT приступу. Иначе, оператори непарних димензија захтевају нарушење лептонског или барионског броја, па се стога не разматра њихов утицај. Оператори парних димензија које су веће од 6 имају занемарљив утицај на енергијама много мањим од Λ и постају доминантни тек на значајно већим енергијама од оних које се могу постићи на будућим Хигсовим фабрикама.

У Табели 1.3-3 [18] су приказане релативне статистичке неодређености Хигсових спрезања у оквиру SMEFT модела са нивоом поверења од 68%, за HL- LHC као и у комбинацији HL- LHC са сваком од три фазе рада CLIC, са нешто већом интегрисаном луминозношћу од 4 ab^{-1} у првој фази у односу на тренутно планираних 1 ab^{-1} . Пројекције на вишим енергијама рада CLIC укључују резултате из претходних енергетских фаза. Табела 1.3-3 показује да комбиновање резултата мерења HL-LHC и (линеарних) e^+e^- судараца (CLIC) омогућава ултимативну тачност мерења Хигсових спрезања у погледу осетљивости на реализацију BSM, а у односу на самостални рад појединачних експеримената. У том смислу је очигледно да су хадронски сударац HL-LHC и линеарни e^+e^- сударац CLIC комплементарни, те да комбиновани резултат оба експеримента може да обезбеди

⁴ Електрослабом скалом Λ_{SM} се може сматрати потенцијална енергија Хигсовог поља ($v \approx 246 \text{ GeV}$) у основном стању.

тачност мерења Хигсових спрезања за чак ред величине већу у односу на HL-LHC самостално. Као што је то случај и код претходно описаних фитова, више енергије у систему центра масе доприносе тачнијем мерењу Хигсових спрезања, како због веће статистике тако и због редукције укупне грешке у комбинацији независних мерења.

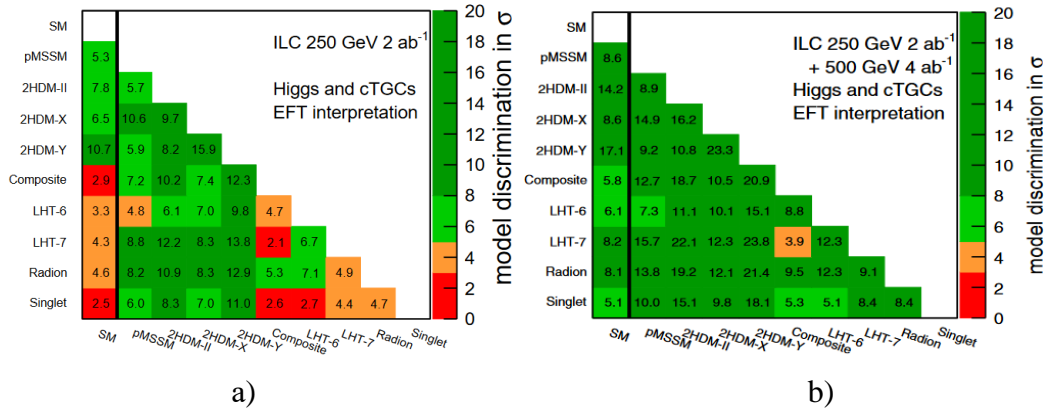
Табела 1.3-3 Релативна статистичка тачност Хигсових спрезања за све три фазе рада CLIC у комбинацији са HL-LHC и пројектована тачност за HL-LHC самостално. Такође, дате су предвиђене интегрисане луминозности за сваку фазу рада експеримента и свака фаза рада CLIC узима у обзир и податке из претходне фазе. Табела је дата на основу [18].

SMEFT _{ND}	HL-LHC	HL-LHC + CLIC		
		380 GeV 4 ab ⁻¹	1.5 TeV 2.5 ab ⁻¹	3 TeV 5 ab ⁻¹
g_{HZZ}^{eff} [%]	3.6	0.3	0.2	0.16
g_{HWW}^{eff} [%]	3.2	0.3	0.17	0.14
$g_{H\gamma\gamma}^{eff}$ [%]	3.6	1.3	1.3	1.1
$g_{HZ\gamma}^{eff}$ [%]	11.0	9.3	3.2	2.5
g_{Hgg}^{eff} [%]	2.3	0.9	0.7	0.6
g_{Htt}^{eff} [%]	3.5	3.1	2.1	2.1
g_{Hcc}^{eff} [%]	-	2.1	1.5	1.2
g_{Hbb}^{eff} [%]	5.3	0.64	0.42	0.36
$g_{H\tau\tau}^{eff}$ [%]	3.4	1.0	0.78	0.65
$g_{H\mu\mu}^{eff}$ [%]	5.5	4.3	4.1	3.5

1.3.3 Значај мерења Хигсових спрезања

Иако је Стандардни модел експериментално проверена теорија она није комплетна како у погледу броја слободних параметара, тако и у погледу бројних отворених питања (проблем хијерархије, односно стабилизације масе Хигсовог бозона у односу на контрибуције вишег реда, порекло спонтаног нарушења електрослабе симетрије, питање масе неутрина уколико претпоставимо да не постоји ν_R , број фамилија елементарних фермиона и многа друга). Открићем Хигсовог бозона отворена су и нова питања попут композитности Хигсовог бозона, Хигсов сектор може имати улогу портала за ‘нову физику’ јер све масивне честице, откривене или неоткривене, морају имати интеракцију са Хигсовим пољем, извор нарушења CP симетрије који би могао да објасни барионску асиметрију Универзума такође се може тражити у Хигсовом сектору. Посебан низ питања се односи на улогу Хигсовог бозона у еволуцији Универзума, како у погледу интеракција са тамном материјом, електрослабе бариогенезе или стабилности релативистичког вакуума. Могуће одговоре на ова питања нуде различити теоријски модели физике изван Стандардног модела (BSM) чији је тест уједно и мотивација за реализацију будућих Хигсових фабрика (линеарних или циркуларних, лептонских или хадронских).

Индицију да ли је неки од модела ‘нове физике’ реализован у природи могу дати директна и индиректна мерења у Хигсовом сектору. То се пре свега односи на мерења Хигсових спрезања. Евентуална реализација BSM модела довела би до процентних девијација већине Хигсових спрезања [13]. Ово је илустровано у Табели 1.3-4. Ово дефинише циљану тачност мерења Хигсових спрезања на будућим Хигсовим фабрикама. На Слици 1.3-3 је приказана осетљивост линеарног e^+e^- судараца ILC (International Linear Collider [14]) изражена у стандардним девијацијама (σ) на реализацију модела ‘нове физике’, и то оних за које HL- LHC [15] нема релевантну осетљивост.



Слика 1.3-3 Пројектована осетљивост мерења (дата као значајност у σ) добијена је за податке са ILC потпуно симулиране⁵ на енергијама (a) 250 GeV ($2 ab^{-1}$) и (b) 500 GeV ($4 ab^{-1}$) у систему центра масе.

Приказани резултати добијени су на основу потпуне симулације експерименталних података третираних EFT фитом, на 250 GeV при интегрисаној луминозности $2 ab^{-1}$ (a) као и кумулативан резултат на 250 GeV и 500 GeV са $2 ab^{-1}$, односно $4 ab^{-1}$ интегрисане луминозности, респективно (b). Ове пројекције показују да се ‘нова физика’ може открити на будућим Хигсовим фабрикама (попут ILC и CLIC), на основу девијација Хигсових спрезања у односу на Стандардни модел, као и да значајну улогу имају подаци сакупљени на вишим енергијама у систему центра масе (нпр. изнад 250 GeV). Будуће Хигсове фабрике омогућавају тестирање BSM теоријских модела, чак и када не постоји могућност њиховог директног или индиректног открића на Великом хадронском сударачу (LHC [16] и HL-LHC) у CERN.

Поред значаја мерења Хигсових спрезања као индикатора физике изван Стандардног модела, од значаја су свакако и мерења других својстава Хигсовог бозона, од којих истичемо евентуално нарушење CP симетрије у Хигсовим интеракцијама, што може понудити објашњење баронске асиметрије Универзума, као и мерење Хигсовог трилинеарног самоспрезања λ , чија је вредност, између осталог, могла утицати и на електрослабу бариогенезу, а према тренутним проценама, одговорна је за метастабилан вакуум.

⁵ Под потпуном симулацијом подразумевамо симулацију реалистичног одговора детектора на присуство физичких процеса, заснованој на Geant 4 [17] програму.

Табела 1.3-4 Девиијације Хигсових спрезања у односу на вредности из Стандардног модела, изражене у %, за различите BSM моделе.

Model	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$g\bar{g}$	WW	$\tau\tau$	ZZ	$\gamma\gamma$	$\mu\mu$
MSSM	+4.8	-0.8	-0.8	-0.2	+0.4	-0.5	+0.1	+0.3
Type II 2HDM	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	+9.8	0.0	+0.1	+9.8
Type X 2HDM	-0.2	-0.2	-0.2	0.0	+7.8	0.0	0.0	+7.8
Type Y 2HDM	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	-0.2	0.0	0.1	-0.2
Composite Higgs	-6.4	-6.4	-6.4	-2.1	-6.4	-2.1	-2.1	-6.4
Little Higgs w. T-parity	0.0	0.0	-6.1	-2.5	0.0	-2.5	-1.5	0.0
Little Higgs w. T-parity	-7.8	-4.6	-3.5	-1.5	-7.8	-1.5	-1.0	-7.8
Higgs- Radion	-1.5	-1.5	+10.	-1.5	-1.5	-1.5	-1.0	-1.5
Higgs Singlet	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5

2 CLIC пројекат

CLIC пројекат је предложен од стране CERN и дизајниран као линеарни електрон-позитронски сударач тевских енергија (TeV). Пројектован је да ради у три енергетске фазе: 380 (350)⁶ GeV, 1.5 TeV и 3 TeV са укупним дужинама тунела: 11.4 km, 29.0 km и 50.1 km, респективно. Као што је већ речено CLIC представља фабрику Хигсових бозона са око 4.5 милиона Хигсових бозона који би били произведени у све три енергетске фазе, укључујући и могућност поларизације снопа електрона од $\pm 80\%$.

У вези са CLIC пројектом постоје две међународне колаборације, једна која се бави студијама везаним за дизајн и развој акцелератора (CLIC), а друга колаборација која се бави студијама које се односе на развој детектора и физику са CLIC (CLICdp). Група за физику високих енергија из Института Винча, у оквиру које је урађена ова теза, члан је CLICdp колаборације. У оквиру колаборације везане за акцелератор раде истраживачи из око 60 института који се налазе у 28 земаља широм света, а колаборација за детектор и физику са CLIC окупља истраживаче из 30 института односно 18 земаља света.

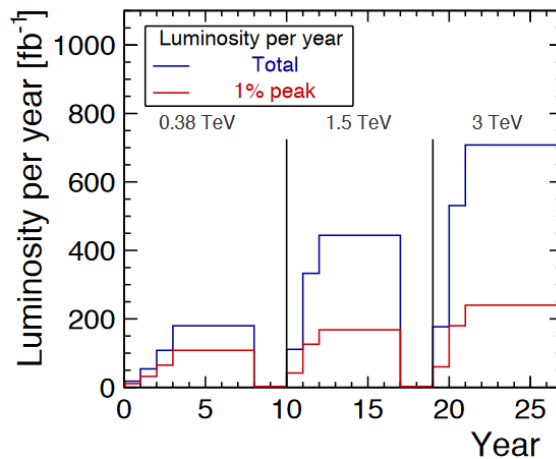
CLIC као линеарни e^+e^- сударач има значајне предности у односу на циркуларне хадронске машине. Ту су пре свега познато иницијално и самим тим потпуно реконструктабилно финално стање што омогућава мерења високе тачности са неодређеношћу којом доминира статистичка грешка, како у Хигсовом сектору, тако и када је реч о директним или индиректним тестовима BSM модела. Још једна предност линеарних сударача је чистије експериментално окружење, без QCD⁷ шума, због чега не постоји потреба за окидачким системом приликом

⁶ На почетку развоја CLIC пројекта важила је следећа расподела за енергије у систему центра масе по фазама: 350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV. Разлог зашто се прешло на нову енергетску шему: 380 GeV, 1.5 TeV и 3 TeV је тај што 380 GeV омогућава мерења везана како за процесе Хигсштралунга, тако и за резонантну продукцију пара $t\bar{t}$, док 1.5 TeV представља максималну вредност енергије у систему центра масе која се може достићи у предвиђеној дужини тунела (29 km), па треба искористити целокупну енергију доступну у систему центра масе, што свакако повећава осетљивост експерименталних мерења на реализацију BSM модела.

⁷ QCD (*Quantum Chromodynamics*) шум се односи на процесе у којима су присутни кваркови или глюони, као остаци сударајућих протона на LHC (HL-LHC) који даље хадронизују стварајући млазеве. Ови млазеви су присутни позадински шум у сваком догађају у pp (хадронским) сударима.

очитавања и записивања догађаја. Други разлог за изостанак потребе за окидачким системом је тај да нема нагомилавања интеракција (тзв. pile-up) по сударима вагона. Окидач подразумева селекцију одређених карактеристика сигнала на нивоу очитавања детектора (нижи нивои окидачког система), као и консеквентну примену одређених алгоритама заснованих на кинематичким карактеристикама догађаја са циљем да се смањи број догађаја који нису од интереса за физичку анализу (виши нивои окидачког система).

Прва енергетска фаза на 380 GeV предвиђена је да траје 5 година (Слика 2-1 [18]), од чега је 15% времена предвиђено за прикупљање података (100 fb^{-1}) на 350 GeV због резонантне продукције пара $t\bar{t}$. Ова енергетска фаза, осим мерења у Хигсовом сектору у процесима Хигсштралунг и WW фузији, омогућава и мерења високе тачности у оквиру физике t-кварка а која се односе на масу t-кварка, ефикасни пресек за продукцију пара $t\bar{t}$, ‘напред-назад’ асиметрију⁸ и Јукава спрезања t-кварка.



Слика 2-1 Предвиђена интегрисана луминозност по фазама рада CLIC акцелератора.

Друга и трећа енергетска фаза предвиђено је да раде пет и шест година респективно. На овим енергијама у систему центра масе, доминантни процес

⁸ Напред-назад асиметрија се дефинише као разлика броја t-кваркова произведених у хемисферама ($\cos \theta > 0$) и ($\cos \theta < 0$) у односу на укупан број произведених t-кваркова: $A_{FB} = \frac{N_t(\cos \theta > 0) - N_t(\cos \theta < 0)}{N_t(\cos \theta > 0) + N_t(\cos \theta < 0)}$, где је θ поларни угао t-кварка посматран из референтног система центра масе $t\bar{t}$ пара. Асиметрија може да укаже на евентуално присуство ‘нове физике’ што је условљено модификацијом продукционог вертекса присуством тежих честица са којима се спреже t-кварк (попут модела са новим градијентним бозонима).

продукције Хигсових бозона је фузија векторских бозона што омогућава, због великих ефикасних пресека (~ 480 fb и ~ 50 fb за WW и ZZ фузију респективно, на енергији 3 TeV у систему центра масе) мерење и ретких Хигсових распада ($H \rightarrow \mu\mu$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow Z\gamma$). На енергији 3 TeV у систему центра масе, осетљивост индиректних мерења на реализацију модела BSM физике је највећа. Ова фаза омогућава и директно откриће нових честица (нпр. додатних лаких скалара који могу бити и медијатори за тамну материју) као и индиректну потврду великог броја модела ‘нове физике’ из модел-зависних или модел-независних мерења у Хигсовом сектору. О овоме је било више речи у Поглављу 1.3.

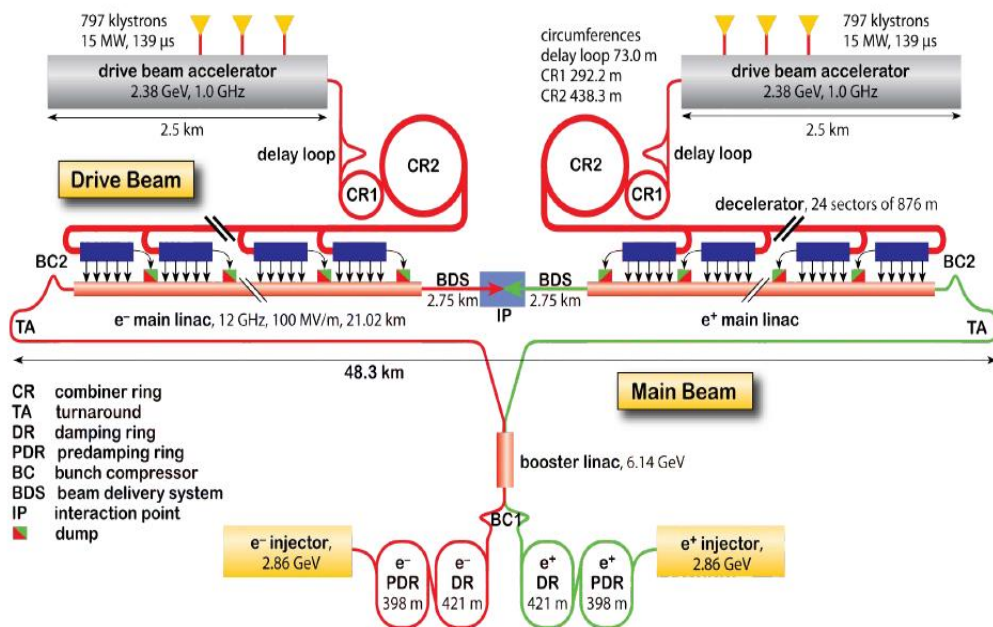
У најзначајнија мерења Хигсових својстава спада мерење Хигсовог самоспрезања λ које у комбинацији мерења на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV достиже максималну статистичку тачност (-7%, +11%) [19] што CLIC чини супериорним у односу на остале e^+e^- судараче нижих енергија, и посебно циркуларне e^+e^- судараче код којих је енергија у систему центра масе ограничена губицима услед синхротронског зрачења.

2.1 CLIC акцелератор

Принцип рада CLIC акцелератора се заснива на коришћењу иновативне технологије убрзања честица на собној температури употребом стандардних Cu проводника уместо уобичајених радио-фреквентних суперпроводних шупљина (Nb). Предвиђена су два снопа, главни и погонски (Слика 2.1-1 [20]), где се погонски снап користи за генерисање радио-фреквентног поља фреквенције 12 GHz [21]. Енергија честица у погонском снопу је релативно ниска, у интервалу 240 MeV – 2.4 GeV, а јачина струје снопа врло велика и износи 100 А. Снага погонског снопа се екстрахује и конвертује у енергију радио-фреквентног поља помоћу посебног уређаја (PETS) и предаје се честицама главног снопа у одговарајућим убрзавајућим структурама (Слика 2.1-2).

Електрони погонског снопа се добијају термоелектронском емисијом приликом загревања катоде. Емитовани електрони се даље убрзавају у простору између аноде и катоде електричним пољем напона 140 kV. Да би се произвео позитронски снап, електронски снап се најпре убрзава до енергије 5 GeV и

усмерава у правцу одређене кристалографске равни кристала волфрама. Приликом проласка кроз кристал, у присуству електричног поља унутар кристалографске равни, електрон емитује закочно зрачење. Фотони закочног зрачења се даље усмеравају на другу мету (аморфни волфрам) при чему конверзијом настају e^+e^- парови у електромагнетном пљуску. Позитрони се потом издвајају деловањем Лоренцове силе, у уређају облика цилиндра у коме је присутно магнетно поље. Електронски и позитронски сноп се даље убрзавају до енергије 200 MeV у одвојеним линацима, да би се потом усмерили у заједнички линак у коме се убрзавају до 2.86 GeV. У главном линаку снопови се убрзавају до енергије судара користећи енергију радиофреквентног електричног поља, добијену конверзијом снаге погонског снопа на већ описан начин.



Слика 2.1-1 Шематски приказ CLIC акцелератора на 3 TeV са два погонска снопа. Рад на нижим енергијама у систему центра масе (испод 500 GeV) подразумева само један погонски сноп.

Приликом убрзавања честице се нагомилавају у областима акцелерације формирајући на тај начин вагоне са размаком од 0.5 ns. Више вагона формира возове од којих се састоји убрзани сноп. Број вагона по возу је приказан у Табели 2.1-1 [20] за различите енергије у систему центра масе. Оваква структура снопа

настаје управо захваљујући примени радиофреквентног убрзавајућег поља тако да све честице осцилују око номиналне фазе поља.

Пре судара снопови пролазе кроз систем који врши њихову колимацију и смањује величину снопова на ону која је предвиђена у интеракционој тачки. Димензије снопова на CLIC су нанометарске у транверзалној равни. Основни параметри снопа на CLIC су дати у Табели 2.1-1 [20].

Табела 2.1-1 Основни параметри CLIC акцелератора на различитим енергијама у систему центра масе

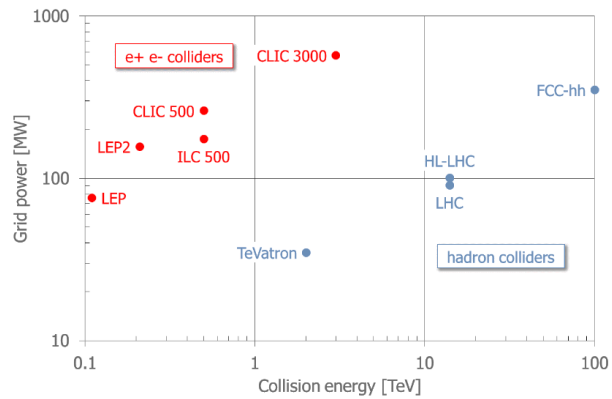
Параметар	Ознака	Јединица	I фаза	II фаза	III фаза
Енергија у систему центра масе	\sqrt{s}	GeV	380	1500	3000
Учестаност возова	f_{rep}	Hz	50	50	50
Број вагона по возу	n_b		352	312	312
Растојање између суседних вагона	Δt	ns	0.5	0.5	0.5
Градијент електричног поља	G	MV/m	72	72/100	72/100
Номинална луминозност	\mathcal{L}	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1.5	3.7	5.9
Интегрисана луминозност на годишњем нивоу	\mathcal{L}_{int}	fb^{-1}	180	444	708
Дужина тунела		km	11.4	29.0	50.1
Број честица по вагону	N	10^9	5.2	3.7	3.7
Дужина вагона	σ_z	μm	70	44	44
Димензије снопа у тачки интеракције	σ_x/σ_y	nm	149/2.9	$\sim 60/1.5$	$\sim 40/1$
Укупна потрошња струје		MW	168	364	589

Димензије вагона у акцелератору одређене су од стране више фактора. Луминозност као величина која одређује статистички потенцијал једне машине да произведе процесе од интереса, обрнуто је пропорционална површини снопа у трансверзалној равни ($\sigma_x \cdot \sigma_y$), при чему је N број честица по вагону (bunch): $\mathcal{L} \sim \frac{N^2}{\sigma_x \sigma_y}$. Са друге стране, зрачење снопа такође зависи од димензије снопа $E_\gamma \sim \frac{N}{\sigma_x + \sigma_y}$, где E_γ представља енергију израченог фотона. Зрачење снопа у присуству електромагнетног поља другог снопа је врста закочног зрачења и назива се *Beamstrahlung (BS)*. *BS* представља основни вид губитка енергије интерагујућих честица на линеарним судараима. Да би се смањило зрачење снопова потребно је максимизовати збир $\sigma_x + \sigma_y$, али са друге стране, нужно је одржати снап малог попречног пресека ($\sigma_x \cdot \sigma_y$) ради постизања одговарајуће луминозности. Ово се постиже смањењем вертикалне величине снопа $\sigma_y \ll \sigma_x$, тако да је σ_y око 50 односно 40 пута мање од σ_x на 380 GeV и 3 TeV респективно [22].

Комплекс који развија и експериментално тестира кључне компоненте акцелератора CLIC је до 2017. године био STF3 (Слика 2.1-2 [21]), који је прерастао у инсталацију CLEAR [23] у CERN. Ту је демонстрирана успешност генерисања погонског снопа, екстракције снаге радио-фреквентног поља, као и могућност постизања градијента електричног поља од 145 MV/m [20]. Расположива енергија у систему центра масе је примарно ограничена градијентом убрзавајућег поља, а секундарно и потрошњом електричне енергије. На Слици 2.1-3 [24] је представљена потрошња електричне енергије код судараца који тренутно раде као и код будућих судараца. Може се приметити да је код будућих судараца израженија потрошња енергије у чему предњачи CLIC, у фази рада на енергији 3 TeV у систему центра масе.



Слика 2.1-2 Приказ дела STF3 области за тестирање.

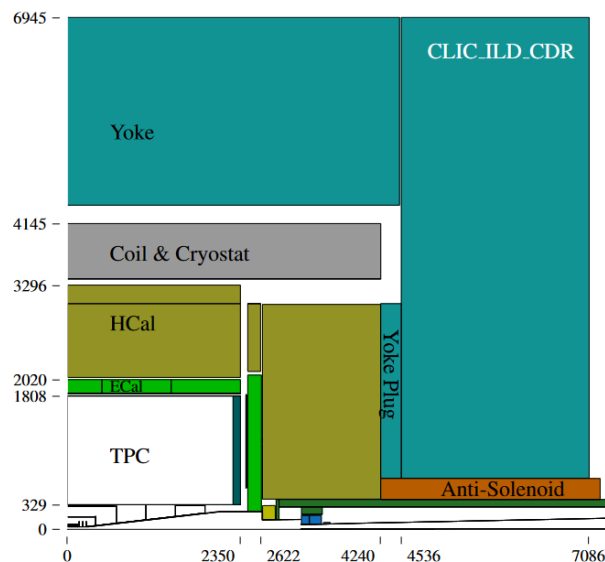


Слика 2.1-3 Потрошња електричне енергије код сударача који тренутно раде као и код будућих сударача.

2.2 Детектор

За CLIC акцелератор су развијена два модела детектора CLIC_ILD [25] и CLIC_SiD [26] чији је дизајн у основи преузет од ILC акцелератора [27] и прилагођен захтевима реализације програма физике на CLIC посебно на енергијама у систему центра масе изнад 1 TeV. На основу вишегодишње анализе перформанси два наведена детекторска концепта, предложен је нови концепт детектора CLICdet [28] оптимизован према захтевима програма физичких мерења на свим енергијама рада CLIC. Симулације физичких мерења чији ће резултати бити представљени у овој тези су урађене подразумевајући у пуној симулацији одговор CLIC_ILD детектора. CLICdet се од CLIC_ILD концепта детектора преваходно разликује по томе што централни детектор трагова није гасни детектор већ је направљен од силицијума, као и у случају CLIC_SiD модела. Наведене разлике у избору технологије за детекторске подсистеме, нису од значаја у контексту овде представљених мерења.

CLIC_ILD (Слика 2.2-1 [25]) је хибридни детектор цилиндричне геометрије. Чини га неколико подсистема: вертекс детектор, детектор трагова, калориметарски систем, магнетни јарам и мионска комора. До приближно 8° поларног угла, централна област је инструментализована овим системима. Испод 8° (тзв. MDI област) налази се специфична инструментација – калориметри за праћење снопова и мерење тренутне и интегрисане луминозности. Пуна реконструкција физичких догађаја врши се у централној области ($8^\circ < \theta < 172^\circ$) детектора. Сви детекторски подсистеми осим мионских детектора налазе се у хомогеном магнетном пољу индукције 4 Т омогућавајући на тај начин идентификацију честица помоћу алгорита тока честице (*Particle Flow Approach PFA*) [29] о чему ће бити више речи у даљем тексту.

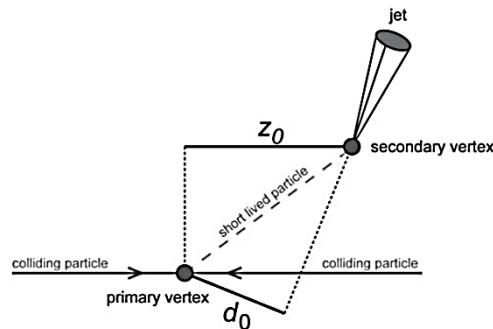


Слика 2.2-1 Схематски приказ CLIC_ILD модела детектора. Све димензије су дате у милиметрима.

2.2.1 Вертекс детектор

Вертекс детектор омогућава реконструкцију секундарног вертекса из распада тешких аромата и тау лептона и има кључну улогу у њиховој идентификацији. Параметар судара изражава ефективну удаљеност трага од интеракционог места (примарни вертекс - IP) и може се разложити на трансверзалну (d_0) и лонгитудиналну компоненту (z_0) (Слика 2.2-2). Резолуција мерења трансверзалног

параметра судара d_0 је $(\sigma(d_0))^2 = a^2 + b^2 \cdot \text{GeV}^2 / (p^2 \sin^3 \theta)$ где су $a = 5 \mu\text{m}$ и $b = 15 \mu\text{m}$ [25] параметри који потичу од дизајна детектора, а p импулс и θ поларни угао честице. Параметар b је повезан са вишеструким расејањима у материјалу детектора и стога зависи од количине (изражене у радијационим дужинама⁹) и геометријског распореда материјала, док параметар a зависи од сегментације силицијума од кога се по правилу, у неколико цилиндричних слојева, реализује вертекс детектор. Фино сегментирани (пикселизовани) слојеви Si обезбеђују мерење позиције трагова и вертекса са великом тачношћу (типично $\sim \mu\text{m}$). Вертекс детектор на CLIC_ILD чини двоструки слој силицијумских пискел сензора. Дебљина сваког појединачног слоја силицијума је $50 \mu\text{m}$, а површина пиксела је $(20 \times 20) \mu\text{m}$. Мала укупна радијациона дужина вертекс детектора нужна је и због чињенице да претходи калориметарском систему. Пошто се налази испред калориметара укупна радијациона дужина вертекс детектора је мала ($0.9\% X_0$), да би се спречила креација електромагнетних каскада.



Слика 2.2-2 Приказ лонгитудиналне (z_0) и трансверзалне (d_0) компоненте параметра судара.

Продукција некохерентних e^+e^- парова као и хадрона из интеракције фотона насталих зрачењем снопа представља доминантан извор шума који потиче из интеракционе области. Овај шум се повећава са повећањем енергије у систему центра масе, јер сам ефекат интеракције снопова који доводи до израчивања

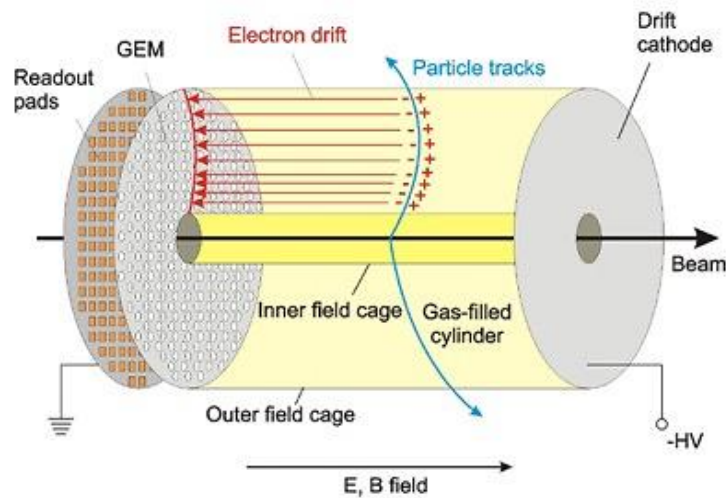
⁹ Радијациона дужина представља ефективну дебљину (g/cm^2) апсорбера која редукује енергију упадне честице на вредност $1/e$ упадне енергије (што одговара смањењу од 63 %). Радијациона дужина зависи од врсте апсорбера: $X_0 = \frac{716.4 \cdot A \left[\frac{\text{g}}{\text{mol}} \right]}{Z(Z+1) \ln \left(\frac{287}{\sqrt{Z}} \right)} \text{g}/\text{cm}^2$ [30], где су Z и A редни и масени број, респективно. $X_0(\text{Si}) = 21.82 \text{ g} / \text{cm}^2$.

фотона постаје већи. Такође, ‘расејање уназад’ из MDI области може да произведе нежељену окупираност вертекс детектора.

2.2.2 Централни детектор трагова

Иако вертекс детектор такође спада у систем за реконструкцију трагова у непосредној близини осе снопа, централним детектором трагова назива се детектор у области поларних углова ($8^\circ < \theta < 172^\circ$). У ILD моделу детектора, централни детектор трагова је гасни, чине га вишежичне временске коморе (TPC).

Целокупни систем детектора трагова, као и калориметрија смештени су у магнетно поље индукције $B = 4 \text{ T}$. Ово обезбеђује мерење импулса наелектрисане честице велике тачности ($\Delta p_T/p_T^2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ [25]). На наелектрисану честицу која се креће у магнетном пољу делује Лоренцова сила и закривљује њену путању. Мерењем полупречника путање r може се одредити импулс честице ($p = q \cdot B \cdot r$).

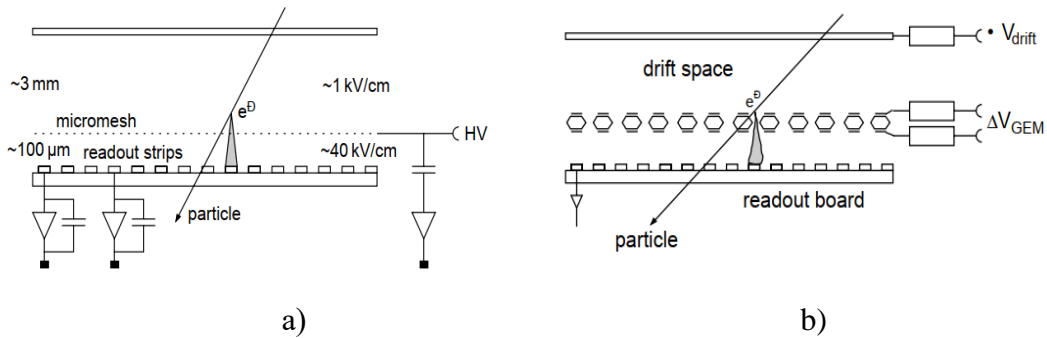


Слика 2.2-3 Шематски приказ принципа рада TPC који се користи у e^+e^- експериментима. На слици је дат приказ једне половине цилиндра, простор између поклопца и централне катоде.

TPC се користи за праћење наелектрисаних честица са великом прецизношћу. Он игра кључну улогу у омогућавању тачне тродимензионалне реконструкције путања честица (трагова). TPC је цилиндрична комора испуњена одређеном мешавином гасова $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{iC}_4\text{H}_{10}$ (95%, 3%, 2%) [25] који представља активну запремину (Слика 2.2-3). У средишњем делу активне запремине се налази катода,

а аноде су постављене у поклопцима цилиндра. ТРС се налази унутар магнетног поља индукције 4 Т, а јачина електричног поља достиже 100 V/cm. Приликом проласка наелектрисане честице кроз гас, у процесу јонизације настаје пар електрон-јон. Пошто су вектори електричног и магнетног поља паралелни, смањено је дифузионо кретање електрона нормално на правац поља. На основу времена потребног да електрон из примарне јонизације генерише сигнал у детекторима који се налазе у поклопцима, одређује се z координата тачке у којој се догодила примарна јонизација. Поклопци су подељени на секторе у којима су смештени гасни детектори MPGD (Micro-Pattern Gas Detectors). Две врсте MPGD су тестиране на ТРС прототипу: Micromegas (Слика 2.2-4 (а)) [30] и GEM (Gas Electron Multiplier) (Слика 2.2-4 (б)) [30]. Код Micromegas електрони настали примарном јонизацијом у активној запремини ТРС доспевају у простор између сегментиране катоде и аноде где је јачина електричног поља 30 – 80 kV/m и где долази до формирања лавине односно појачања сигнала. Сигнал се даље обрађује помоћу електронике која је повезана са анодом. GEM за разлику од Micromegas у простору између катоде и аноде има једну или више танких ($\sim 50 \mu\text{m}$) изолационих фолија пресвучених металним филмом са обе стране. На фолији су направљене рупице дијаметра (50 – 100) μm са размаком (100 – 200) μm . Између металних филмова се примењује одређена разлика потенцијала тако да рупице представљају поље електричног дипола које повећава енергију електрона који туда пролази. Електрон на свом путу ка аноди изазива лавину електрона чије наелектрисање зависи од броја металних филмова као и од примењене разлике потенцијала између њих.

На основу позиције погођене катоде и аноде одређују се преостале две координате r и ϕ које заједно са z координатом омогућавају реконструкцију 3D положаја тачке проласка наелектрисане честице кроз ТРС. Резолуција одређивања погодака у $r\phi$ равни за оба детектора је приближно иста $\sigma_{r\phi} < 100 \mu\text{m}$, док је у rz равни $\sim 0.5 \text{ mm}$ [25].



Слика 2.2-4 Схематски приказ принципа рада Micromegas (a) и GEM (b).

Пре MPGD за читавање сигнала су се користиле вишежичне пропорционалне коморе које су замењене због такозваног ' $\vec{E} \times \vec{B}$ ' ефекта који је доводио до закривљена путање електрона у близини анода (мањи ефекат) и у близини поклопаца (већи ефекат) што је узроковало лошију резолуцију читавања погођених ћелија. Још један изазов у примени ТРС на циркуларним сударањима са великом тренутном луминозношћу (као нпр. FCCee [31] или CEPc [32]) је ефекат да се истовремено са формирањем лавине стварају и позитивни јони који се крећу назад ка централној области ТРС. Просторно наелектрисање јона који се крећу назад ка активној запремини доводи до дестабилизације електричног поља. Ово се може превазићи постављањем електричне капије између централне области и поклопаца. Капија представља жичану мрежу која се налази под дејством екстерног електричног потенцијала чиме се контролише њено отварање и затварање. Проблем дехомогенизације електричног поља услед нагомилавања позитивног наелектрисања још увек представља изазов за истраживање и развој када је реч о примени ТРС на будућим циркуларним Хигсовим фабрикама.

2.2.3 Калориметри и мионски детектори

Калориметарски систем

Овај детекторски подсистем чине електромагнетни (ECAL) и хадронски (HCAL) калориметри. ECAL је дизајниран тако да омогући идентификацију електрона и фотона, док се HCAL користи за идентификацију неутралних хадрона и те информације се у алгоритму тока честица комбинују са информацијама

прикупљеним детекторима трагова. У електромагнетном калориметру електрони и фотони губе енергију у интеракцији са супстанцијалном средином производећи секундарне честице које чине електромагнетни пљусак. Просторна величина пљуска се описује помоћу лонгитудиналне и трансверзалне ширине. Трансверзална ширина ЕМ пљуска је одређена Молијеровим радијусом и представља константу карактеристичну за одређени материјал од кога је детектор направљен:

$$R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2) \quad (2.1)$$

где је X_0 радијациона дужина, а Z редни број елемента од кога је направљен детектор¹⁰.

ЕСАL и НСАL су ‘сендвич’ калориметри где је апсорбер направљен од волфрама, а сензор представљају силицијумске равни (дискови). ЕСАL има 30 слојева наизменично постављених равни апсорбер-сензор, док НСАL има 75 слојева. Енергетска резолуција сендвич калориметара у првој апроксимацији дата је формулом:

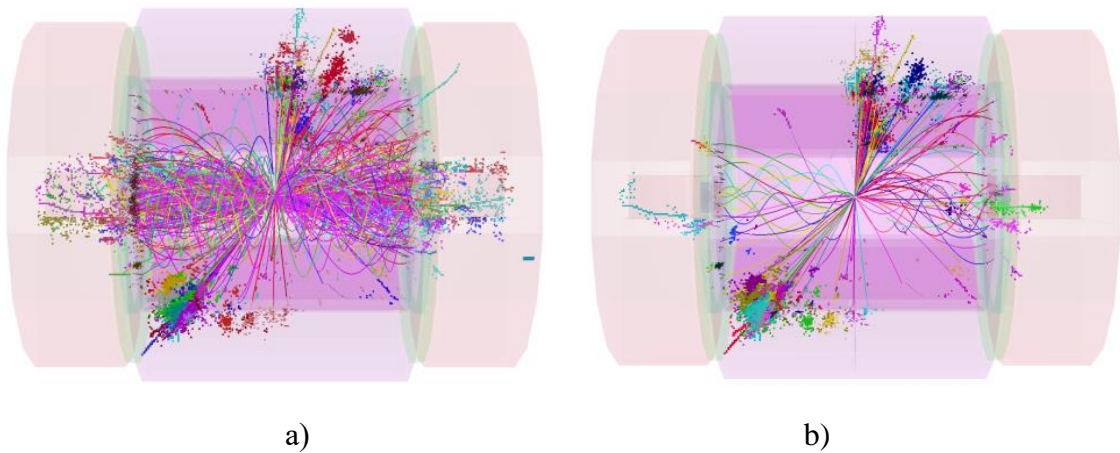
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (2.2)$$

где a представља стохастички члан и односи се на сегментираност калориметра (број детекторских равни), док се члан b односи на шум који потиче од електронике за читавање детектора. Симбол \oplus означава квадратно сумирање чланова. Стохастички члан за ЕСАL је $\sim 17\%$, док је члан $b \sim 1\%$. За НСАL стохастички члан је $\sim 38\%$, а $b \sim 0.4\%$ [25].

Као што је речено, зрачење снопова генерише велики број трагова у централном детектору трагова, посебно продукцијом хадрона $\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$. Да би се супримирао овај шум који је присутан у сваком физичком догађају, дефинише се временски интервал (*time-stamping*) у току кога се прикупљају подаци који ће даље бити реконструисани. Временски интервал је различит за различите детекторске

¹⁰ Пошто се калориметри реализују често као нехомогени – направљени од више врста материјала, често се говори о ефективном Молијеровом радијусу целокупне структуре. Ефективни Молијеров радијус омогућава задржавање 90% ЕМ каскаде у фидуцијалној запремини детектора.

подсистеме. На Слици 2.2-5 [33] се може видети да овакво временски ограничено читавање значајно умањује присуство хадронског шума у калориметрима. Детектор трагова и ECAL се читавају у временском интервалу од 10 ns, док се HCAL читава у интервалу од 100 ns због споријег одговора детектора [25].



Слика 2.2-5 Реконструисане честице из физичког догађаја $e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow t\bar{b}b\bar{t}$ на енергији 3 TeV, у присуству хадронског шума произведеног зрачењем снопа у CLIC_ILD моделу детектора (a). Исти догађај након примене *time-stamping*а (b).

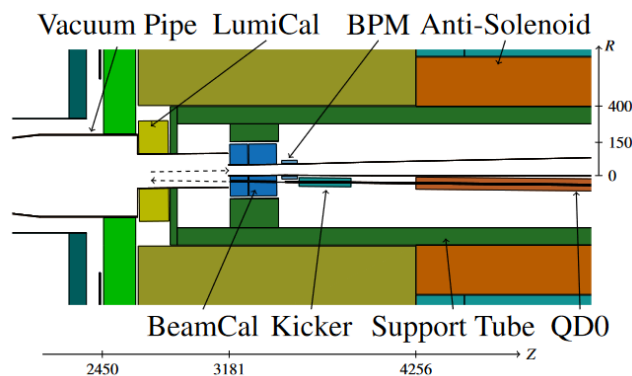
Мионски систем

Мионски систем се користи за идентификацију миона, а на детекторима који имају окидачки систем и за обезбеђивање сигнала за окидање који потиче од миона.

Мионски детектор чини 9 слојева сензора наизменично постављених између слојева гвозденог јарма. Сваки сензор представља отпорну гасну комору (RPC) [25]. RPC представља раван кондензатор са две паралелне електроде отпорности ($10^9 - 10^{13}$) Ωcm . Простор између електрода се пуни активним гасом. У простору између електрода се формира униформно електрично поље градијента од неколико kV/mm, које иницира формирање лавине електрона која прати примарну јонизацију, што омогућава просторно-временску локализацију сигнала.

Импулс миона се мери у централном детектору трагова који, као што је речено, обезбеђује одличну резолуцију мерења трансверзалног импулса тако да мионски детектори не ограничавају резолуцију мерења импулса миона, али са друге стране омогућавају повезивање са траговима кандидата из централног детектора трагова. Овај детекторски систем омогућава идентификацију и реконструкцију миона из халоа снопа, што обезбеђује фина гранулација детектора и временска резолуција која је мања од 1 ns. Брз одговор RPC детектора је потребан из разлога јер се током 156 ns (временска дужина воза) одвије 312 судара вагона (BX), на сваких 0.5 s, при чему се у централној области CLIC_ILD детектора емитује по један мион из халоа снопа [34].

Детектори предње области



Слика 2.2-6 Шематски приказ предње области CLIC_ILD детектора. Све димензије су изражене у милиметрима.

Детекторе предње области чине два калориметра: BeamCal и LumiCal. LumiCal који покрива област поларних углова (38 – 110) mrad [25] користи се за мерење интегрисане луминозности, док се BeamCal (10 – 40) mrad користи за мерење тренутне луминозности, као и за идентификацију високо енергетских електрона који могу да потичу из процеса t -канала Стандардног модела и као такви могу имитирати BSM процесу праћене емисијом ‘енергије која недостаје’ уколико електрони емитовани под малим поларним угловима остану недетектовани. У том смислу ови калориметри повећавају херметичност детектора.

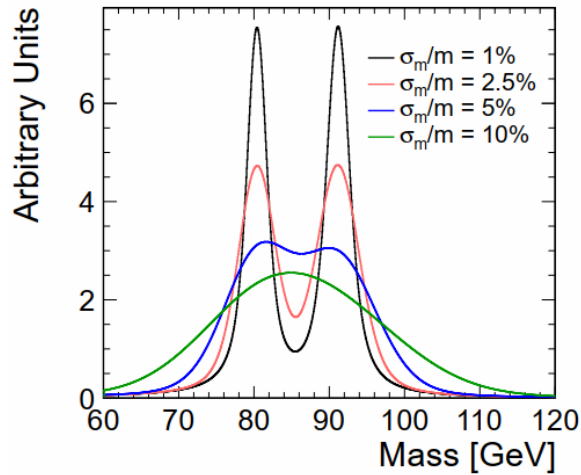
Оба калориметра су електромагнетни сендвич калориметри постављени на оси излазног снопа. С обзиром на позицију где се налазе, детектори предње области су изложени великим дозама зрачења (пре свега од e^+e^- парова насталих некохерентном конверзијом фотона зрачења снопа), које износе неколико МGу годишње. Због тога је велики изазов изабрати материјал за сензоре одговарајуће радијационе отпорности. И један и други калориметар имају 40 слојева апсорберских плоча од волфрама [25]. Дебљина сваког слоја је 3.5 mm што одговара $1 X_0$, док се у непосредној близини снопа за BeamCal користе дијамантски сензори, а на већем радијусу GaAs сензори, при чему су оба материјала изразите радијационе отпорности. LumiCal покрива веће поларне углове од BeamCal, па се као сензори могу употребити сегментирани силицијумске плоче (дискони), слично као код ECAL. Типична резолуција мерења енергије LumiCal износи $\sigma_E/E = 0.21 / \sqrt{E}$ [25], а у [35] је показано да се интегрисана луминозност може мерити са релативном статистичком тачношћу од 10^{-3} на свим енергијама рада CLIC. На Слици 2.2-6 [25] дат је шематски приказ детектора предње области.

2.3 Методе реконструкције догађаја

Метод тока честица

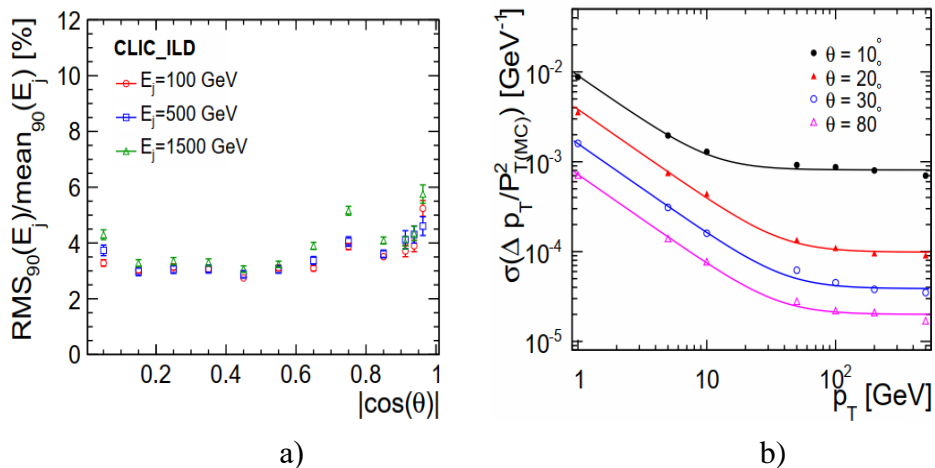
Метода тока честица је приступ који омогућава реконструкцију четворовектора свих видљивих честица у догађају комбинујући информације из детектора трагова и калориметара. Наиме, импулси и енергије свих наелектрисаних честица се мере у детектору трагова, док се енергија честица фотона и неутралних хадрона одређује у калориметрима, електромагнетном и хадронском, респективно. Да би се ове информације могле симултано комбиновати, поменути детекторски подсистеми морају се налазити у магнетном пољу. Овај метод се значајно разликује од класичне калориметрије где се енергија млазева одређивала као сума енергија честица депонованих у ECAL и HCAL. Од честица које чине млаз су у средњем 62% наелектрисани хадрони, 10% неутрални хадрони, 27% фотони и око 1% енергија која недостаје [29]. То значи да се само 10% енергије млаза одређује у хадронском калориметру, за разлику од 72% у класичном приступу. Примена метода тока честице омогућава раздвајање млазева

који потичу од честица блиских маса мировања што је од кључне важности за разликовање електрослабих бозона, међусобно и у односу на Хигсов бозон.



Слика 2.3-1 Сепарација W и Z млазева у зависности од масене резолуције реконструкције млаза.

На Слици 2.3-1 [25] су приказане реконструисане дистрибуције масе W и Z бозона из њихових хадронских распада, за различите вредности масене резолуције млазева σ_m/m . Масена резолуција система два млаза је пропорционална стохастичком члану енергетске резолуције млаза: $\sigma_m/m \approx a / \sqrt{E_{jj}}$ [29], где је E_{jj}



Слика 2.3-2 (a) Резолуција мерења енергије млаза (E_j) у зависности од поларног угла (θ) за различите енергије млаза. (b) Резолуција мерења трансверзалног импулса миона у функцији трансверзалног импулса за различите поларне углове миона (θ).

енергија система два млаза у GeV. Енергетска резолуција млаза од 3.5% за енергије млазева у распону (50 – 1000) GeV одговара масеној резолуцији од 2.5%. Као што је илустровано на Слици 2.3-2 (а) метода тока честица и изврсне перформансе детектора трагова и калориметара омогућавају да ови захтеви буду остварени.

Перформансе детекторских подсистема од значаја за ово мерење

За овде приказано мерење неколико детекторских подсистема игра важну улогу. Вертекс детектор који даје информације неопходне за идентификацију и реконструкцију b и c кваркова који због великог времена живота $\sim 10^{-12}$ s [6] хадронизују у секундарним вертексима, типично удаљеним (20 – 500) μm од интеракционог места. У сврху реконструкције млазева и идентификације аромата користи се процесор LCFIPlus програмског пакета Marlin [36]. LCFIPlus се користи за реконструкцију примарног и секундарног вертекса, реконструкцију млазева тешких аромата и одређивање аромата на основу метода машинског учења. Marlin представља објектно оријентисани програмски пакет за реконструкцију догађаја на e^+e^- линеарним сударањима који у свему одговара реконструкцији података која би се вршила на основу дигитализованих података из реалног експеримента. Иницијално је развијен за ILC сударач [27] као део комплексног окружења за реконструкцију и анализу e^+e^- судара ILCSoft [37]. На Слици 2.3-2 (а) [25] се може видети да је енергетска резолуција млаза стабилна у централној области детектора ($|\cos\theta| < 0.8$) и у средњем износи око 3% за млазеве енергија између 100 GeV и 1.5 TeV.

Перформансе централног детектора трагова су исто тако важне јер треба да омогуће високу ефикасност идентификације лептона ($> 95\%$) као и одличну резолуцију мерења њиховог трансверзалног импулса. На Слици 2.3-2 (b) [25], дата је резолуција мерења трансверзалног импулса миона у зависности од његовог интезитета, за различите поларне углове емитовања миона. Са друге стране, високо гранулирани калориметри смештени у магнетно поље дозвољавају примену метода тока честице претходно описаног у тексту захваљујући коме је могуће раздвајање пљускова који потичу од бозона блиских маса (W^\pm , Z^0 и H).

Реконструкција млазева и идентификација аромата кваркова

Једна од основних опсервабли на којима се заснива алгоритам за реконструкцију секундарних вертекса јесте параметар судара дефинисан у Поглављу 2.3. Тешки аромати (b и c кваркови) имају дуже време живота у односу на лаке аромате (u , d , s кваркови) и самим тим имају веће параметре судара – удаљенији секундарни вертекс у односу на IP. У секундарном вертексу долази до хадронизације којом се формира тзв. млаз.

У конкретном случају за реконструкцију млазева навешћемо k_T алгоритам [38]. То је алгоритам који спада у тзв. рекомбинационе алгоритме чији се принцип рада заснива на одређивању минималног растојања d_{ij} између честица i и j . Растојање d_{ij} се рачуна као:

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^2, p_{Tj}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.3)$$

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \quad (2.4)$$

где је ΔR_{ij} растојање између честица i и j рачунато у цилиндричним координатама (R, ϕ, z) . R је радијус конуса млаза који се формира, $p_{T_{i,j}}$ су трансверзални импулси честица i и j , η представља псевдорapidитет честице ($\eta = -\log \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$), а θ и ϕ су поларни и азимутни угао.

За сваку честицу дефинише се варијабла d_{iB} :

$$d_{iB} = p_{Ti}^2 \quad (2.5)$$

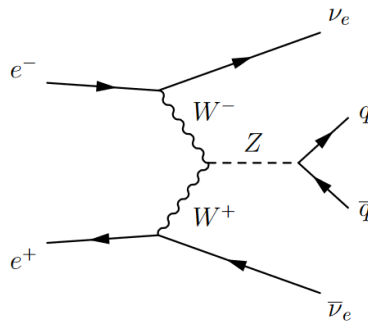
тако да ако је $d_{ij} > d_{iB}$ онда честица i више не може бити део млаза. У супротном честице i и j се комбинују у нову честицу (псевдомлаз) сабирањем њихових четворовектора. Процедура се понавља све док најмања вредност не постане већа од неке граничне вредности d_{cut} . Све преостале честице/псевдомлазеви онда представљају млазеве у датом догађају. Параметар d_{cut} обично узима вредности $d_{\text{cut}} \leq s$, где је \sqrt{s} енергија у систему центра масе. Обично се број млазева по догађају представља помоћу негативног логаритма варијабле y_{ij} ,

$$y_{ij} = \frac{d_{ij}}{Q^2} \quad (2.6)$$

где је Q укупна видљива енергија у догађају.

Избор премалог радијуса конуса R (2.2.5) значи да ће доста честица бити изгубљено, док превелики радијус конуса пак значи да ће реконструисани млаз чинити и честице које не потичу из хадронизације одређеног кварка. Избор параметра R у симулацијама на обе енергије у систему центра масе је урађен тако што је посматрана Хигсова маса добијена реконструкцијом два млаза као квадрат суме њихових четворовектора, $m_H^2 = (P_{j_1} + P_{j_2})^2$, за различите вредности R вариране у интервалу 0.7 - 1.2. Изабране су вредности за $R = 1.1$ и $R = 0.7$ на 350 GeV и 3 TeV, респективно, које одговарају средњој вредности реконструисане масе Хигсовог бозона од ≈ 125 GeV.

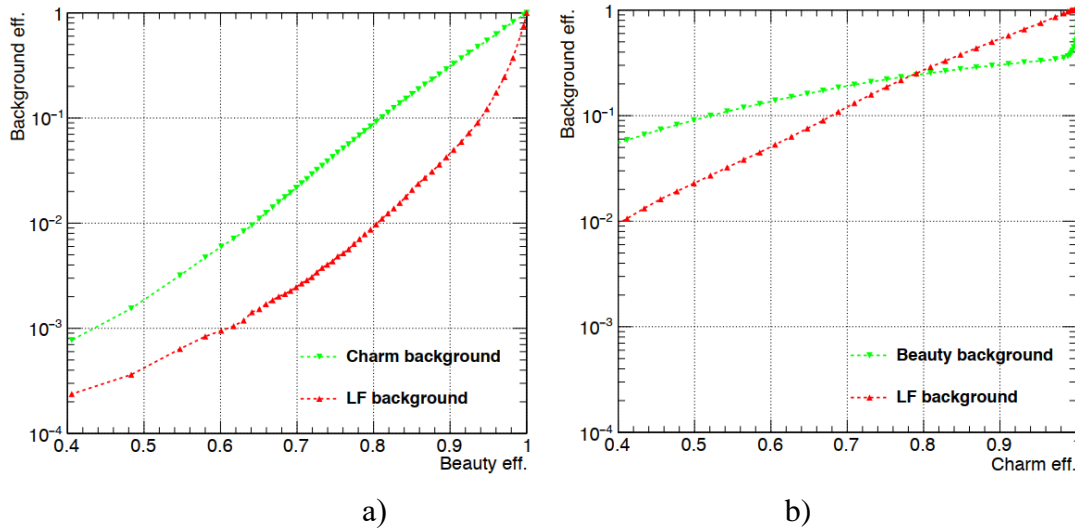
За идентификацију (тешких) аромата кваркова се користи мултиваријантна анализа заснована на симултаном коришћењу већег броја осетљивих опсервабли. О мултиваријантној анализи као методи биће више речи у Поглављу 4.2. Примењена је BDT метода у оквиру TMVA пакета [39] за мултиваријантну анализу. BDT се симултано тренира на 3 узорка догађаја, при чему ове групе садрже b , c и uds млазеве, као сигнал (нпр. b и c) и шум (лаки аромати).



Слика 2.3-3 Фејнманов дијаграм процеса $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e, Z \rightarrow q\bar{q}$ ($q = b, c, u, d, s$) на којима је тренирана BDT метода за идентификацију аромата.

Тополошки, за тренинг се користе догађаји са два млаза и енергијом која недостаје ($\nu_e\bar{\nu}_e$) $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e, Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}/(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$ (Слика 2.3-3). Примери улазних варијабли коришћених за тренинг су: трансверзални и лонгитудинални параметар судара, трансверзални импулс честице, број трагова који је придружен секундарном вертексу, маса асоцирана са вертексом добијена из суме

четворовектора импулса честица придружених млазу. Комплетна листа улазних варијабли је дата у [40].



Слика 2.3-4 Чистоћа и ефикасност идентификације b (a) и c (b) аромата у односу на присуство шума који садржи c и лаке аромате (a) и b и лаке аромате (b). На y -оси у оба случаја је приказано колико алгоритам греши дајући ефикасност идентификације аромата који представљају шум.

Слика 2.3-4 [41] приказује перформанс мултиваријантне анализе која је тренирана на догађајима са b (лево) и c (десно) млазевима, респективно. Приказане су ефикасност идентификације b (лево) млазева као и чистоћа издвојених догађаја у односу на присуство лаких аромата кваркова. Можемо видети да алгоритам даје боље резултате за идентификацију b млазева у односу на млазеве који потичу од c кварка.

3 Сигнал и шум

3.1 Симулација догађаја

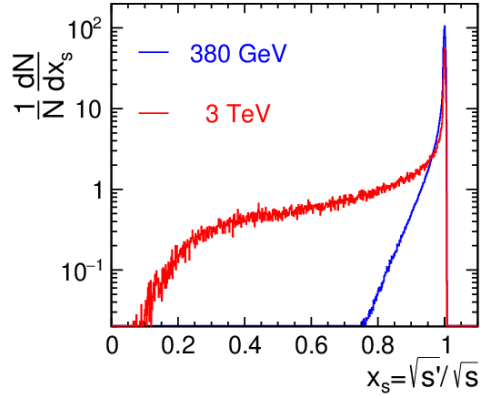
Догађај представља електронски запис који садржи информацију о судару снопова, интеракцији која се одиграла и одговору детектора на ту интеракцију. Овај скуп информација (догађај) може бити генерисан Монте Карло симулацијом горе описаног или реалним физичким догађајем у експерименту. Пошто је CLIC будући пројекат Хигсове фабрике, све горе наведено је симулирано у корацима (фазама) и за такву симулацију кажемо да је пуна (потпуна).

Симулација догађаја се одвија у неколико фаза:

- генерисање догађаја сигнала и шума,
- симулација одговора детектора,
- реконструкција догађаја (четворовектора честица финалног стања, млазева, изолација лептона, идентификација тешких аромата и др.).

У овде представљеним анализама коришћен је генератор вишечестичних финалних стања која настају у електрон-позитронским сударима WHIZARD 1.95 [42], при чеми електронски и позитронски снап могу бити поларизовани што у нашем случају није узето у обзир. У симулацији судара e^+ и e^- снопова је укључен угао судара иницијалних снопова од 20 mrad [25]. Такође, пошто на линеарним сударачима, и посебно на високим енергијама у систему центра масе, иницијални електрони и позитрони губе енергију на зрачење снопа, узет је у обзир и реалистичан спектар луминозности узрокован овим губицима. Програм GuineaPig [43] је коришћен за добијање спектра луминозности јер омогућава симулацију интеракције снопа са ЕМ пољем надоласећег супротно наелектрисаног снопа које је одговорно за израчивање фотона иницијалног стања. На Слици 3.1-1 [44] је дат спектар луминозности на CLIC, на енергијама 380 GeV и 3 TeV у систему центра масе. Јасно се види продужење дистрибуције у лево ка нижим вредностима енергије у систему центра масе као последица зрачења снопа. Око 99% догађаја се налази у вршном делу спектра са енергијом већом од 80% од номиналне енергије у систему центра масе као последица овог губитка [45]. Генератор WHIZARD омогућава симулацију физичких процеса како у Стандардном моделу тако и изван

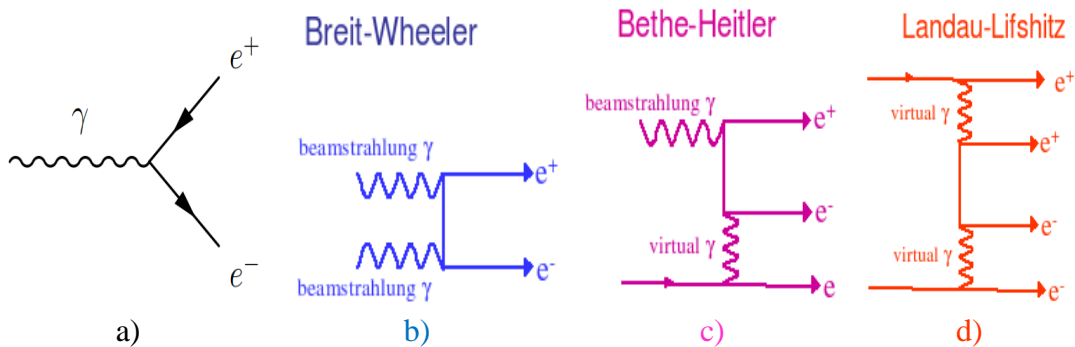
Стандардног модела. Зрачење иницијалног и финалног стања такође се генерише у WHIZARD. Код физичких догађаја који садрже кваркове у финалном стању, за симулирање хадронизације и фрагментације хадрона користи се програм RHYTHM 6.4 [46].



Слика 3.1-1. Спектар луминозности на 380 GeV и 3 TeV CLIC. $\sqrt{s'}$ је ефективна енергија у систему центра масе након зрачења снопа, а \sqrt{s} номинална.

У сваком физичком догађају од интереса може да постоји истовремени догађај машинског шума насталог израчивањем зрачења снопа.

Фотони зрачења снопа могу да креирају кохерентне и некохерентне e^+e^- парове у присуству електромагнетног поља. Разлика између кохерентних и некохерентних парова се огледа у томе што се кохерентна продукција одвија као креација пара e^+e^- у s – каналу (Слика 3.1-2 (a)), док се некохерентна продукција одвија у интеракцијама у t – каналу, Брајт – Вилер (BW), Бете – Хајтлер (BH) или Ландау – Лифшиц (LL) типа (Слика 3.1-2 (b – d)).



Слика 3.1-2. Фејнманови дијаграми процеса одговорних за продукцију кохерентних a) и некохерентних e^+e^- парова: b) Брајт-Вилер; c) Бете-Хајтлер; d) Ландау-Лифшиц.

Са Сlike 3.1-2 видимо да се у процесима ВН и LL размењују виртуелни¹¹ фотони. Њиховом интеракцијом се може супституисати интеракција реалних честица у тзв. ЕРА апроксимацији (Equivalent Photon Approximation) сводећи ВН и LL процесе на интеракције ВW типа. На 3 TeV број продукованих кохерентних парова (N_{coh}) је значајно већи од броја некохерентних парова (N_{incoh}) по возу честица, $N_{\text{coh}} = 6.8 \cdot 10^8$, $N_{\text{incoh}} = 3 \cdot 10^5$ [21]. Некохерентни парови се због t – канала продукције типично емитују под малим поларним углом окупирајући систем за читавање детектора у MDI области. Реални и виртуелни фотони настали интеракцијом сударајућих снопова могу да произведу хадроне под великим поларним угловима у односу на осу снопа, представљајући на тај начин главни извор шума за централни детектор трагова и за калориметре. Број оваквих догађаја по једном судару вагона честица је 3.2 [21], у централној области детектора, на енергији 3 TeV у систему центра масе. Спектар фотона насталих интеракцијом снопова се генерише програмом GuineaPig, а хадронизација се симулира помоћу програма PHYTIA. Употреба временски ограниченог читавања детектора, тзв. *time-stamping*, да би се редуковало присуство ове врсте шума у реконструисаним подацима дискутована је у Поглављу 2.3.

За симулацију одговора супстанцијалне средине на пролазак честице користи се објектно-оријентисан програм Geant 4 [17]. У анализи је коришћен CLIC_ILD [25] модел детектора чија је геометрија, врсте и распоред материјала детекторских подсистема имплементирано у Geant 4. Мокка [47] представља програм у оквиру кога се на основу Geant 4 симулације симулира одговор детектора CLIC_ILD, који се затим одговарајућим Marlin [34] процесорима даље процесира у циљу реконструкције трагова и вертекса и идентификације честица и других PFO објеката (Поглавље 2.3). За кластеризацију млазева насталих хадронизацијом кваркова користи се k_T алгоритам имплементиран у оквиру FastJet [48] пакета, а чији је принцип рада описан у Поглављу 2.3. Идентификацију тешких (b и c) аромата омогућава LCFIPlus процесор. Резултат симулације e^+e^- судара су реконструисани четворовектори честица финалног стања записани у SLCIO формату [49]. Реконструкција млазева и идентификација тешких аромата је дискутована у Поглављу 2.3. Иако је окружење e^+e^- судара чистије него на

¹¹ Виртуелне су честице које не леже на масеној љусци.

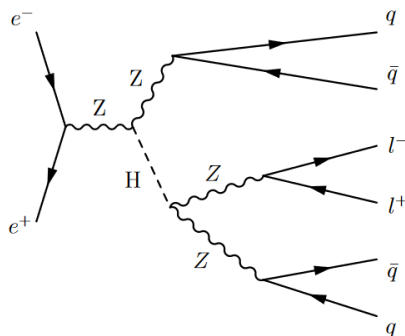
хадронским сударачима у смислу занемарљивог QCD шума, догађајима сигнала конкуришу бројни, и често вероватнији шумови. То чини да је селекција догађаја нетривијална јер не постоји јединствена нити довољно осетљива опсервабла чијом би се применом сигнал могао сепарисати од шума. Стога се за сепарацију догађаја сигнала од шума користи мултиваријантна анализа имплементирана у TMVA пакету.

Подаци за сигнал и шумове у SLCIO формату су централно доступни на GRID [50]. GRID представља мрежу компјутерских ресурса распоређених широм света у којима се може симулирати одговор детектора, складиштити и обрађивати подаци, заправо делови података симултано на већем броју машина, што је значајно брже него када би се целокупни посао извршавао на једном рачунару. Такође, на GRID се извршавају и тзв. послови који се односе на симулацију, реконструкцију и анализу физичких догађаја. ILCDIRAC [51] представља софтвер који омогућава коришћење GRID који користе колаборације CLIC и ILC.

3.2 Процеси на енергији 350 GeV у систему центра масе

Као што је речено, на енергији 350 GeV у систему центра масе доминантан процес продукције Хигсовог бозона је излучивање Хигсовог бозона од стране примарног Z бозона ($\sigma_{HZ} = 133 \text{ fb}$ [8]). У овој анализи је симулиран распад Хигсовог бозона на пар Z бозона, од којих се један (Z) налази, а други (Z^*) не налази на масеној љусци. Однос гранања за овај процес у Стандардном моделу је ($BR(H \rightarrow ZZ^*) = 2.9 \%$ [8]), при чему разматрамо финално стање где се један Z бозон распада хадронски, а други лептонски. Захтевано је да се примарни Z бозон увек распада хадронски. Избор хадронског распада Z бозона омогућава већу статистику догађаја за обраду у односу на лептонске распаде примарног Z бозона, због око 20 пута већег односа гранања за хадронске распаде. Са друге стране, чисто хадронско финално стање са 6 млазева ($q\bar{q}q\bar{q}q\bar{q}$) имало би значајан иредуцибилни шум који потиче од $H \rightarrow WW^* \rightarrow q_1q_2q_3q_4$ распада ($BR(H \rightarrow WW^*) = 23.1 \%$ [8]), а такође и веома захтевну реконструкцију финалног стања 6 млазева чије су инваријантне масе система два млаза блиске (јер потичу од Z, W или Хигсовог бозона). Чисто лептонско финално стање $l^+l^-l^+l^-l^+l^-$ (6 l) има мали очекивани број догађаја (< 10

догађаја при номиналној интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1}) и стога такође није разматрано. Фејнманов дијаграм сигнала у разматраном финалном стању је приказан на Слици 3.2-1. Z бозон се у 3.36% случајева распада лептонски, док је вероватноћа распада на кваркове 69.91%, па је укупна вероватноћа за овај процес око 0.2 % [6].



Слика 3.2-1 Фејнманов дијаграм сигнала.

У обе анализе је извршена пуна симулација догађаја сигнала и релевантног шума. Ово значи да су догађаји симулирани узевши у обзир реалистичан одговор детектора, дигитализован и обрађен програмом за реконструкцију, као и у реалном експерименту, да су узети у обзир ефекти интеракције снопова, како у погледу шума који су у фази дигитализације суперпонирани на сигнал, тако и у погледу реалистичног спектра луминозности као што је дискутовано у Поглављу 3.1. У Табели 3.2-1 је дата листа анализираних шума са одговарајућим ефикасним пресецима, бројем симулираних и бројем очекиваних догађаја при номиналној интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} .

Број симулираних догађаја сигнала је 17721, што је око 74 пута већа статистика у односу на ону која се очекује са 1 ab^{-1} интегрисане луминозности. Са друге стране, величина симулираних узорака за поједине шуме ($qqqq$ и $q\bar{q}l^+l^-$) је мања од броја догађаја који се очекује у реалном експерименту са 1 ab^{-1} интегрисане луминозности, што повлачи веће нормализационе факторе f ($f \gg 1$) и самим тим и осетљивост на статистичке флукуације у дистрибуцијама ових шума. Као што се из Табеле 3.2-1 може видети, у шуме спадају остали распади Хигсовог бозона као и шумови који имају исту или сличну сигнатуру као и сигнал, а који због високог ефикасног пресека представљају конкурентне процесе сигналу ($e^+e^- \rightarrow qqqq$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$). Ефикасни пресеци шума су по правилу неколико редова

величине већи од ефикасног пресека за сигнал. Шумови који потичу од интеракција $\gamma\gamma$ и $e^\pm\gamma$ на 350 GeV, где су γ фотони ЕРА апроксимације или фотони зрачења снопа, нису разматрани, из разлога што је зрачење снопа много мање изражено на нижим енергијама у систему центра масе. Без обзира на ову чињеницу, хадронски шум од фотона зрачења је укључен у симулацију и реконструкцију догађаја сигнала и шума како би се симулирало реалистично експериментално окружење.

Табела 3.2-1 Процеси сигнала и шума на енергији 350 GeV у систему центра масе са одговарајућим ефикасним пресецима (σ), бројем симулираних догађаја (N_{sim}) и бројем очекиваних догађаја при интегрисаној луминозности од $1 ab^{-1}$ ($N_{1ab^{-1}}$).

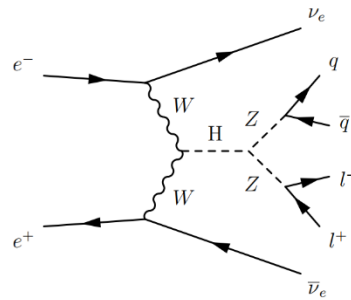
Процес	σ (fb)	N_{sim}	$N_{1ab^{-1}}$
Сигнал			
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow ZZ^*,$ $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^- (l = e, \mu)$	0.24	17721	240
Шум	σ (fb)	$N_{sim} \cdot 10^3$	$N_{1ab^{-1}} \cdot 10^3$
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow$ остало	7.0	77	7.0
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	10.5	12	10.5
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu^+\mu^-, H \rightarrow$ остало	2.3	85	2.3
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow$ остало	2.3	85	2.3
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu^+\mu^-, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	0.7	14	0.7
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	0.7	14	0.7
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	4.5	44	4.5
$e^+e^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$	5847	191	5800
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	1704	746	1700

3.3 Процеси на енергији 3 TeV у систему центра масе

На енергији 3 TeV у систему центра масе доминантан процес продукције Хигсовог бозона је WW-фузија, која се одвија изменом W^+ и W^- у t - каналу. Ефикасни пресек за овај процес износи 477 fb [8], а ефективни ефикасни пресек

за сигнал (Слика 3.3-1) износи ~ 1.13 fb. У овој анализи посматран је исти канал распада Хигсовог бозона као и на 350 GeV. Сигнатуру сигнала чине 2 лептона и 2 кварка који потичу из распада Z бозона из Хигсовог распада и 2 неутрина из WW-фузије. Разлог зашто није разматрано чисто хадронско стање $ZZ^* \rightarrow 4q$ упркос већој статистици јесте тај што је то стање захтевније за реконструкцију од семилептонског, где је потребно извршити реконструкцију пара Z бозона из млазева који су на вишим енергијама у систему центра масе усмеренији под мањим поларним угловима и просторно близу један другог. Ефикасном пресеку за сигнал одговара статистика од 5650 догађаја при интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} . Симулирани број догађаја сигнала је 16572 што је око 3 пута већа статистика од оне која се очекује да буде продукована у експерименту.

Као шумови разматрани су остали распадаи Хигсовог бозона, затим шумови исте или сличне сигнатуре као сигнал ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^- \nu\bar{\nu}$) и шумови који потичу од интеракција фотона зрачења снопа и/или ЕРА фотона. Ови процеси су узети у обзир јер је ефекат зрачења снопа најизраженији на енергији 3 TeV у систему центра масе, у односу на ниже енергије рада CLIC. Као што је већ поменуто, извршена је пуна реконструкција сигнала и шума, осим за шум $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^- \nu\bar{\nu}$, који је разматран на нивоу WHIZARD генератора. Као што ће бити описано у даљим корацима анализе, овај процес има занемарљив утицај на процену статистичке неодређености мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$.



Слика 3.3-1 Фејнманов дијаграм WW – фузије и анализирано семилептонско финално стање сигнала.

Из Табеле 3.3-1 можемо приметити да процеси $\gamma\gamma$ и $e^\pm\gamma$ имају ефикасне пресеке који су 4 до 5 редова величине већи од ефикасног пресека сигнала па није статистички вероватно очекивати потпуну супресију овако честих интеракција. Ови процеси стога представљају могући иредуцибилни шум. Такође, процеси

$q\bar{q}l^+l^-$ и $qqlv$ представљају кандидате за иредуцибилан шум због ефикасних пресека који су око 3 реда величине већи од ефикасног пресека сигнала. Код процеса $q\bar{q}l^+l^-$ финално стање је исто као у случају сигнала, до на енергију која недостаје, док код $qqlv$ финалног стања пар млазева и пар лептона потичу од W бозона чија се инваријантна маса не разликује значајно од масе Z бозона, па стога и овај процес представља изазов за сепарацију у односу на сигнал.

Табела 3.3-1 Процеси сигнала и шума на енергији 3 TeV у систему центра масе са одговарајућим ефикасним пресецима (σ), бројем симулираних (N_{sim}) и бројем очекиваних догађаја при интегрисаној луминозности од $5 ab^{-1}$ ($N_{5ab^{-1}}$).

Процес	σ (fb)	N_{sim}	$N_{5ab^{-1}}$
Сигнал			
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow ZZ^*,$ $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^- (l = e, \mu)$	1.13	16752	5650
Шум	σ (fb)	$N_{sim} \cdot 10^3$	$N_{5ab^{-1}} \cdot 10^3$
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow WW, WW \rightarrow 4q$	43	219	218
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow b\bar{b}$	233	1100	1200
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow c\bar{c}$	12	52	60
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow gg$	35	128	175
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow$ остало	91	465	452
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	3320	2000	16600
$e^+e^- \rightarrow qqlv$	5561	3100	27800
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	1317	569	6600
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	20293	2500	135700
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	112039	1000	517400
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}e$	20661	462	60300
$e^\pm\gamma \rightarrow qq\nu$	36832	692	138300
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^- \nu\bar{\nu}$	3	10	15

4 Метод мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$

Однос гранања представља проценат распада честице у одговарајуће финално стање у односу на све канале распада. Конкретно, у овој тези дискутовано је мерење односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ где се пар Z бозона распада семилептонски. Претпостављен је Стандардни модел, односно извршена је симулација сигнала и релевантних шума који потичу из распада Хигсовог бозона, при чему је $m_H \approx 125 \text{ GeV}$ и Хигсов бозон чисто скаларно стање.

Потпуном симулацијом догађаја сигнала и шума, одређена је статистичка значајност (S) за селектовани број догађаја сигнала N_S и шума N_B . Селекција догађаја ће бити дискутована у Поглављу 5.

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}} \quad (4.1)$$

Однос гранања је повезан са екстрахованим бројем догађаја сигнала као опсерваблом на следећи начин:

$$\sigma \times BR(H \rightarrow ZZ^*) = \frac{N_S}{\varepsilon_{ff} \mathcal{L}} \quad (4.2)$$

где је \mathcal{L} очекивана интегрисана луминозност, а ε_{ff} ефикасност селекције сигнала. Однос гранања је пропорционалан спрезању g_{HZZ} за процес дат Фејнмановим дијаграмом на Слици 3.2.1:

$$\sigma_{ZH} \times BR(H \rightarrow ZZ^*) = \frac{N_S}{\varepsilon_{ff} \mathcal{L}} \propto \frac{g_{HZZ}^4}{\Gamma_H} \quad (4.3)$$

Другим речима, одређивањем броја догађаја сигнала, знајући укупну ширину Хигсовог бозона и ефикасне пресеке за дате продукционе процесе, може се индиректно одредити спрезање Хигсовог бозона са Z бозонима. У случају продукције Хигсовог бозона WW -фузијом (Слика 3.3.1) израз (4.3) се модификује као

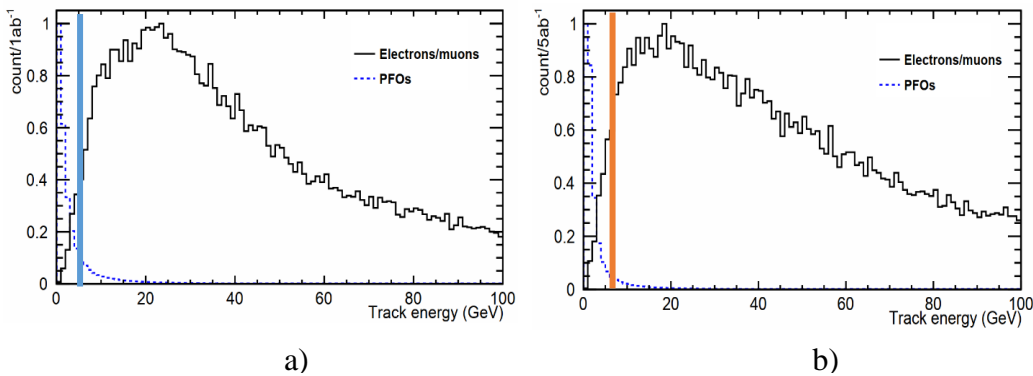
$$\sigma_{\nu\nu H} \times BR(H \rightarrow ZZ^*) \propto \frac{g_{HZZ}^2 \cdot g_{HWW}^2}{\Gamma_H} \quad (4.4)$$

и захтева познавање спрезања g_{HWW} . Мерење Хигсових спрезања детаљно је дискутовано у Поглављима 1.2.1 и 1.2.2.

4.1 Преселекција

Иако су механизми продукције Хигсовог бозона различити на две разматране енергије, сигнатура финалног стања $q\bar{q}l^+l^-q\bar{q}$ и $q\bar{q}l^+l^-v_e\bar{v}_e$ је иста до на енергију која недостаје. Из тог разлога је за оба мерења примењена преселекција заснована на истоветним опсерваблама.

Преселекција има за циљ да супримира шумове са високим ефикасним пресецима као што су: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ на 350 GeV и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$, $e^+e^- \rightarrow qq\bar{l}v$, $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ на 3 TeV. У оквиру преселекције се селекују догађаји са тачно два изолована лептона (e^\pm , μ^\pm) чија је енергија већа од 5 GeV (6 GeV) на енергији 350 GeV (3 TeV) у систему центра масе. Ограничење енергије одоздо служи да би се елиминисали други реконструисани објекти (PFO), чија је енергија доминантно испод ових вредности на обе енергије у систему центра масе. Ово је илустровано на Слици 4.1-1 (a) и (b). PFO објекти потичу из хадронизације млазева из догађаја сигнала као и од млазева који потичу од хадронског шума узрокованог интеракцијама фотона зрачења снопа.

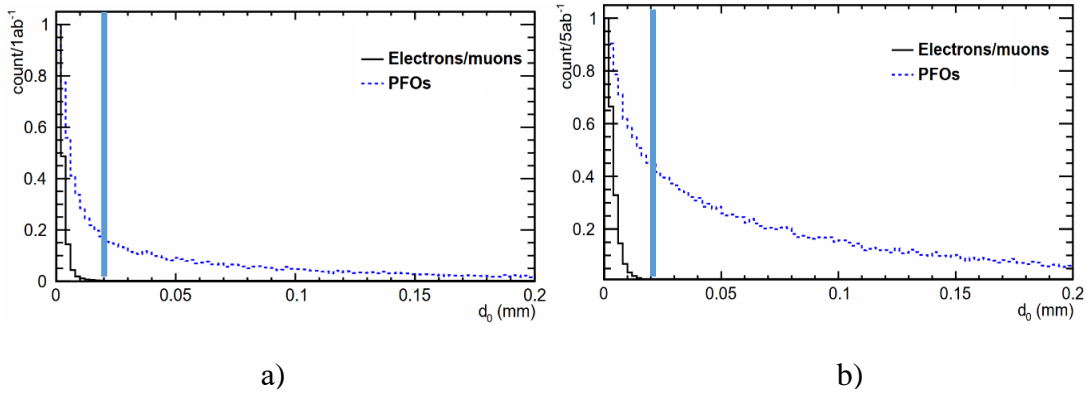


Слика 4.1-1 Енергија реконструисаних лептона (пуна црна линија) и свих осталих (PFO) објеката (испрекидана плава линија) у догађајима сигнала, на 350 GeV (a) и 3 TeV (b).

Марлин процесор *IsolatedLeptonFinder* [52] користи кинематичке карактеристике трага лептона за његову изолацију: енергија, параметар судара, однос енергија депонованих у електромагнетном и хадронском калориметру као и

укупна енергија свих PFO објеката у конусу описаном око лептона изузимајући енергију самог лептона.

Електрони и миони имају мање вредности параметра судара у односу на PFO честице које потичу из секундарних вертекса односно места хадронизације кваркова и посебно тешких аромата (b, c) (Слика 4.1-2). Изабран опсег вредности параметра судара лептона је: $d_0 < 0.02$ mm и $z_0 < 0.02$ mm на енергији 350 GeV у систему центра масе и $d_0 < 0.02$ mm и $z_0 < 0.03$ mm и $R_0 < 0.03$ mm на енергији 3 TeV. Применом ових критеријума губици догађаја сигнала су 12% и 13% на енергијама 350 GeV и 3 TeV, респективно.



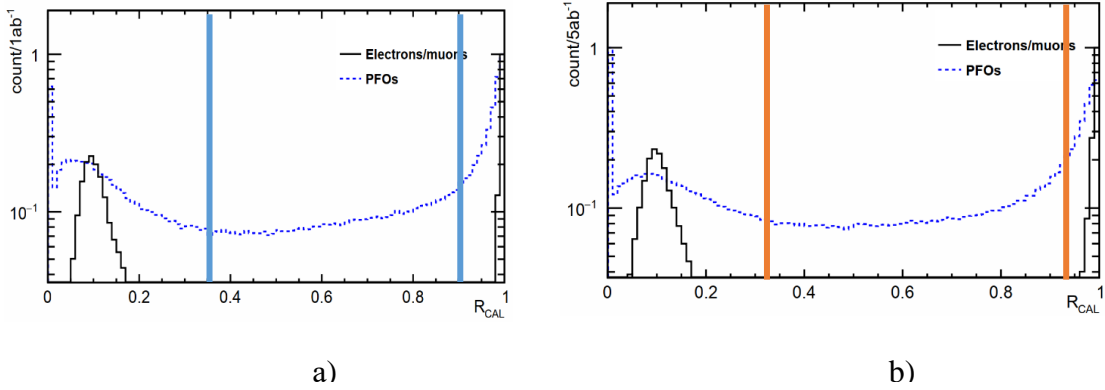
Слика 4.1-2 Трансверзални параметар судара d_0 реконструисаних лептона (пуна црна линија) и свих осталих честица (испрекидана плава линија) у догађајима сигнала, на 350 GeV (a) и 3 TeV (b).

Електрони и миони се од хадрона, као и међусобно разликују и на основу енергија коју депонују у електромагнетном (ECAL) и хадронском (HCAL) калориметру. Ефективна депозиција у ECAL у односу на укупну депоновану енергију (R_{CAL}) је коришћена као сепарациона опсервабла у преселекцији лептона:

$$R_{CAL} = \frac{E_{ECAL}}{E_{ECAL} + E_{HCAL}} \quad (4.5)$$

где су E_{ECAL} и E_{HCAL} енергије депоноване у електромагнетном и хадронском калориметру, респективно. Дистрибуције величине R_{CAL} су илустроване на Слици 4.1-3 где се може видети да, како електрони сву своју енергију депонују у електромагнетном калориметру, дистрибуција R_{CAL} има максимум око 1, док миони депонују релативно мало енергије у калориметрима на путу ка мионским

коморама, па максимум дистрибуције R_{CAL} око 0.1 потиче од миона. Стога су, за електроне и мионе примењени следећи критеријуми: $R_{CAL} < 0.35$ и $R_{CAL} > 0.9$ на енергији 350 GeV и $0.02 < R_{CAL} < 0.35$ и $R_{CAL} > 0.9$ на енергији 3 TeV (Слика 4.1-3). Губитак догађаја сигнала применом овог критеријума је око 1% и 2.5% на енергији 350 GeV и 3 TeV, респективно.



Слика 4.1-3 Дистрибуција односа енергија депонованих у електромагнетном и хадронском калориметру R_{CAL} за лептоне (пуна црна линија) и све остале честице (испрекидана плава линија), на 350 GeV (a) и 3 TeV (b). Вертикалне линије означавају граничне вредности селектованих опсега.

Претходним критеријумима су фаворизовани лептони који потичу из примарног вертекса. Такав лептон треба да буде и изолован.

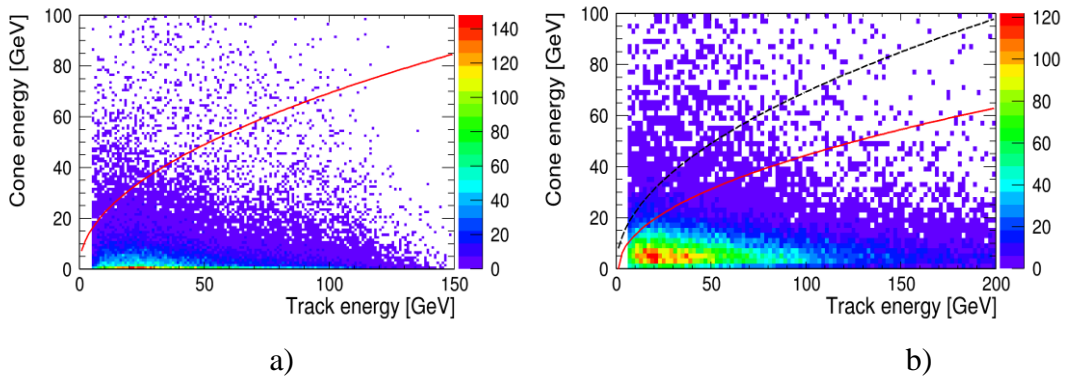
Да би честица била изолована потребно је да буде задовољен услов да у изолационом конусу нема (много) других честица¹². Као оса изолационог конуса се узима правац импулса лептона кандидата. Енергија свих честица које се налазе унутар конуса величине 6° , изузев енергије лептона кандидата, чини енергију конуса. На Слици 4.1-4 дат је дводимензиони хистограм енергије конуса у функцији енергије реконструисаног лептона финалног стања сигнала. Сви лептони који се налазе испод изолационе криве задовољавају следећи критеријум за изолацију:

$$E_{cone}^2 < B \cdot E_{trk} + C \quad (4.6)$$

¹² С обзиром на присуство машинског шума, али и бројних честица са млазевима, у догађају није могуће остварити идеалну изолацију лептона у смислу да је изолациони конус описан око лептона празан. Такође, електрони у већој мери од миона емитују закочно зрачење (*bremsstrahlung*). Зато се приликом изолације дозвољава присуство честица у конусу, у складу са очекиваном попуњеношћу конуса описаног око лептона сигнала, што се утврђује симулацијом.

где су E_{cone} и E_{trk} енергије конуса и лептона, респективно.

Ефикасност и чистоћа изолације лептона се оптимизује варирањем параметара B и C . Изолациона крива приказана је црвеном линијом на Слици 4.1-4, на обе енергије у систему центра масе. На 350 GeV параметри из израза (4.6) узимају вредности $B = 48$ GeV и $C = 16$ GeV², док су на 3 TeV вредности параметара: $B = 20$ GeV и $C = -20$ GeV². Применом критеријума изолације лептона изгуби се око 7% и 14% догађаја сигнала на енергији 350 GeV и 3 TeV, респективно. Са Сlike 4.1-4 (b) се може видети да је изолација строжа (изолациона крива постављена ниже) на енергији 3 TeV у систему центра масе него на 350 GeV због већег присуства хадронског шума који потиче од зрачења снопа.



Слика 4.1-4 Енергија конуса у функцији енергије реконструсаног лептона на енергијама 350 GeV (a) и 3 TeV (b). Црвена линија представља полиномну функцију из израза (4.6), а на слици под (b) испрекидано је поновљена изолациона крива са слике под (a).

Сви претходно наведени критеријуми примењени су да би се изоловала тачно два лептона сигнала по догађају. Број селектованих догађаја сигнала и шума, као и преселекциона ефикасност за шумове дати су у Табелама 4-1 и 4-2 на енергијама 350 GeV и 3 TeV у систему центра масе, респективно. Ефикасност преселекције сигнала износи 77%, односно 67% на енергији 350 GeV, односно 3 TeV у систему центра масе. Мања преселекциона ефикасност на енергији 3 TeV у односу на енергију 350 GeV је последица избора параметара изолационе криве (4.6) која је оптимизирана тако да захвата мање PFO честица да би се елиминисала контаминација од фотона зрачења снопа који производе хадроне и представљају

доминантан извор шума у сваком догађају сигнала на вишим енергијама у систему центра масе. На енергији 350 GeV у систему центра масе има само 240 догађаја при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} , тако да су преселекциони критеријуми максимално релаксирани како би се очувао што већи број догађаја сигнала. Висока преселекциона ефикасност за шуме код којих се примарни Z бозон распада лептонски ($\sim 60\%$, Табела 4-1) је потпуно очекивана с обзиром да се ради о лептонима из примарног вертекса који још притом задовољавају услов да су изоловани.

Све остале честице које нису изоловане се користе за формирање млазева (4 млаза на 350 GeV и 2 млаза на 3 TeV). У формирању млазева се примењује кт алгоритам у оквиру процесора *FastJet*, који је дискутован и у Поглављу 3.

На енергији 3 TeV у систему центра масе, Z бозони на масеној (*on-shell*) и ван масене љуске (*off-shell*) су реконструисани на тај начин да се од једног пара изолованих лептона и пара млазева, онај пар који има мању инваријанту масу проглашава *off-shell* Z бозоном. На енергији 350 GeV процедура је мало сложенија јер имамо 2 пара млазева и пар изолованих лептона. Будући да имамо 4 млаза може се направити 6 комбинација парова млазева. Онај пар млазева који заједно са паром лептона има инваријантну масу најближу маси Хигсовог бозона постаће кандидат за реконструисани Хигсов бозон. У том случају преостали пар млазева формира примарни Z бозон. Као што се из Табеле 4-2 може видети, чињеница да у WW -фузији нема конкурентних лептонских распада као код примарног Z -бозона у Хигсштралунгу, омогућава да већина шума буде већ преселекцијом супримирана на промилни ниво.

Из Табела 4-1 и 4-2 је очигледно да, упркос супресији шума постигнутој преселекцијом, шум доминира у односу на сигнал за фактор 7 до 16 на енергији 3 TeV односно 350 GeV на тренираним узорцима, односно за два реда величине у односу на сигнал при номиналној интегрисаној луминозности. Уз услов да се на нижој енергији очува и иницијално мали број догађаја сигнала, на обе енергије ће бити примењена статистички оптимизована селекција заснована на већем броју осетљивих опсервабли.

Табела 4-1 Преселекциона ефикасност за сигнал и шум (ϵ_{presel}) као и одговарајући број преселкованих догађаја у симулираном узорку (N_{presel}), и број догађаја који би био селектован при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} ($N_{\text{presel}} @ 1 \text{ ab}^{-1}$), на енергији 350 GeV у систему центра масе.

Процес	ϵ_{presel} (%)	N_{presel}	$N_{\text{presel}} @ 1 \text{ ab}^{-1}$
Сигнал			
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow ZZ^*,$ $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^- (l = e, \mu)$	77	13645	185
Шум	ϵ_{presel} (%)	N_{presel}	$N_{\text{presel}} @ 1 \text{ ab}^{-1}$
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow \text{остало}$	0.37	285	26
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	0.42	50	44
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu\bar{\mu}, H \rightarrow \text{остало}$	61	51850	1421
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow \text{остало}$	62	52700	1445
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu\bar{\mu}, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	59.6	8344	417
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	60.4	8456	423
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	21	9240	939
$e^+e^- \rightarrow qqqq$	0.32	611	18560
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	11.4	85044	193800

Табела 4-2 Преселекциона ефикасност за сигнал и шум (ϵ_{presel}) као и одговарајући број преселектованих догађаја у симулираном узорку (N_{presel}), и број преселектованих догађаја при интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} ($N_{\text{presel}} @ 5 \text{ ab}^{-1}$), на енергији 3 TeV у систему центра масе.

Процес	ϵ_{presel} (%)	N_{presel}	$N_{\text{presel}} @ 5 \text{ ab}^{-1}$
Сигнал			
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow ZZ^*,$ $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^- (l = e, \mu)$	67	11224	3788
Шум	ϵ_{presel} (%)	N_{presel}	$N_{\text{presel}} @ 5 \text{ ab}^{-1}$
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow WW, WW \rightarrow 4q$	1.7	372	371
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow b\bar{b}$	0.6	660	720
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow c\bar{c}$	0.6	31	35
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow gg$	0.9	115	158
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow \text{остало}$	45	20925	20340
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	7.5	15000	124500
$e^+e^- \rightarrow qq\bar{l}\nu$	3	9300	83400
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.7	398	4620
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	11	27500	1500000
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	1	1000	517400
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}e$	8.8	4066	530640
$e^\pm\gamma \rightarrow qq\nu$	1.4	968	193620

4.2 Мултиваријантна анализа

За раздвајање сигнала од шума уз оптимизацију статистичке значајности примењена је мултиваријантна анализа коришћењем TMVA софтверског пакета интегрисаног у пакет ROOT [53]. Као што је речено у Поглављу 3.1, TMVA садржи велики број метода заснованих на машинском учењу које се могу примењивати независно једна од друге. У обе анализе представљене у овој тези коришћена је BDT метода (Boosted Decision Tree). BDT метода је одабрана као најефикаснија у сепарацији сигнала од шума у разматраним процесима.

BDT метода користи у фази тренинга узорке сигнала и шума, сваки са одређеним бројем симулираних догађаја селектованих након примене преселкционих критеријума. Метода као улазне параметре користи тежинске факторе којим се отежињавају преселектовани догађаји као да смо за сваки процес располагали номиналном интегрисаном луминозношћу од 1 ab^{-1} односно 5 ab^{-1} , на енергији 350 GeV и 3 TeV, респективно. Осетљиве опсервабле представљају кинематичке и друге карактеристике догађаја које се комбинују у циљу разликовања сигнала и шума. Уколико постоји N улазних опсервабли, онда оне формирају један N -димензиони простор где се у оквиру комплексне вишестепене процедуре информација комбинује у чворовима одлуке. За сваку опсерваблу одређује се гранична вредност која даје најбољу сепарацију сигнала од шума. Опсервабла која има најбољу сепарациону моћ производи две гране дрвета, једну коју чине догађаји који су прошли критеријум (сигнал) и другу грану са свим осталим догађајима (шум). Процедура са сортирањем догађаја у једној или другој грани се понавља са циљем да се идентификује опсервабла са најбољом сепарационом моћи. То може бити чак и иста опсервабла у новој грани. На тај начин се формирају гране дрвета. Деоба чвора односно формирање гране се прекида када су испуњени одређени критеријуми, као што су: постигнута је перфектна сепарација (сви догађаји су догађаји сигнала), занемарљиво је побољшање при даљој сепарацији чвора, достигнута је максимална висина дрвета. Излазна промелљива је гранична вредност метода (BDT *cut-off*) и представља неименовану величину која одваја сигнал од шума у датом узорку. Она је

оптимизована тако да одговара максималној статистичкој значајности примењене селекције.

Примена TMVA методе се одвија кроз две фазе: фазу тренинга (тест фаза) и фазу апликације. У фази тренинга користи се скуп улазних опсервабли на којима изабрана метода ‘учи’ да раздвоји сигнал и шум на основу њихових улазних карактеристика. Једна од могућих појава у фази тренинга је претренирање метода. До претренирања долази када метода учи и на статистичким флукуацијама сигнала, што је информација без физичког значаја. То доводи до слабљења предиктивне моћи на другом, независном узорку сигнала (у фази апликације). Овај проблем се обично решава повећањем статистике тренираног узорка или смањењем броја улазних опсервабли. За проверу да ли је дошло до претренирања метода коришћен је Колмогоров-Смирнов тест. Наиме, Колмогоров-Смирнов тест пореди колико се максимално разликују¹³ дистрибуције догађаја које сматрамо сигналом из тренинг и тест фазе, што, уколико се разликују, говори о претренирању. При томе, узима се у обзир ниво поверења самог Колмогоров-Смирнов теста, изражен преко p -вредности, при чему је ниво поверења самог теста: $CL = 1 - p$. Тренирана метода се потом примењује на независне узорке сигнала и шума у фази апликације. Финални резултат ове фазе јесте одређивање критичне (граничне) вредности излазне величине BDT *cut-off* која раздваја фазни простор на сигнал за вредности веће од граничне, и на шум за вредности мање од граничне.

С обзиром да се на обе енергије посматра иста сигнатура сигнала (до на енергију која недостаје) у финалном стању, неке улазне опсервабле које се користе за тренинг TMVA су заједничке на обе енергије. 22 опсервабле коришћене су за тренинг на енергији 350 GeV:

- инваријантна маса два селектована лептона (m_{ll}),
- инваријантна маса два реконструисана млаза ($m_{q\bar{q}}$),
- маса реконструисаног Z бозона на масеној љусци ($m_{Z\text{on-shell}}$),
- маса реконструисаног Z^* бозона ван масене љуске ($m_{Z\text{off-shell}}$),

¹³ Под ‘разликовањем’ две дистрибуције подразумева се да је одговор на питање да ли су оба узорка (из тест и тренинг фазе) добијена на основу исте функције густине вероватноће, или да ли потичу из исте статистичке популације, негативан.

- маса Хигсовог кандидата (m_H),
- маса примарног Z бозона ($m_{Z_{\text{primary}}}$),
- видљива енергија по догађају (E_{vis}),
- разлика између видљиве енергије и енергије Хигсовог кандидата ($E_{\text{vis}} - E_H$),
- поларни угао Хигсовог кандидата (θ_H),
- угао између Z и Z^* бозона у равни нормалној на осу снопа ($\phi_{Z_{\parallel}Z_{q\bar{q}}}$),
- број PFO објеката по догађају (N_{PFO}),
- тзв. транзиционе варијабле везане за број млазева по догађају: ($-\log y_{12}$, $-\log y_{23}$ и $-\log y_{45}$),
- вероватноћа да реконструисани млазеви потичу од b -кварка ($P_1(b), P_2(b)$) или од c -кварка ($P_1(c), P_2(c)$),
- трансверзални импулси (p_{T_1}, p_{T_2}) и енергије изолованих лептона (E_1, E_2), при чему се индексима 1, 2 врши сортирање млазева по опадајућем трансверзалном импулсу млазева. Лептони су такође сортирани тако да се лептону који има већи трансверзални импулс додељује индекс 1.

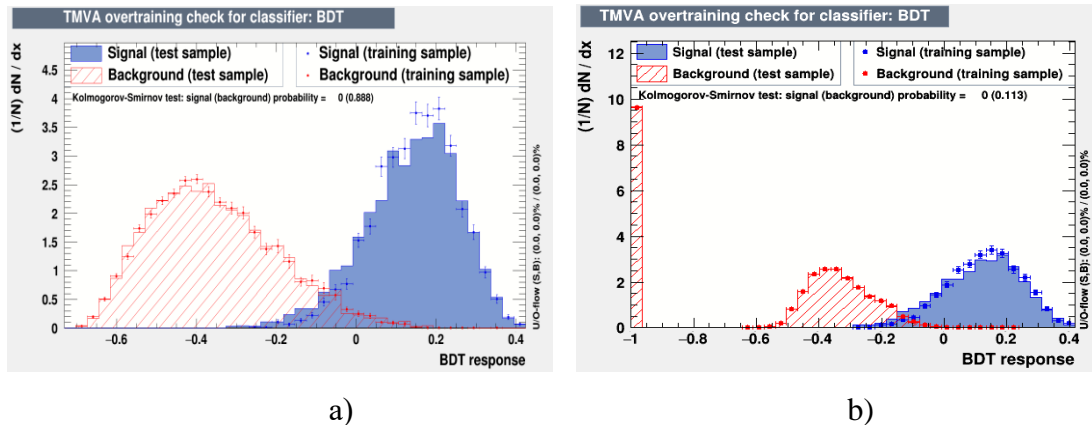
На енергији 3 TeV коришћено је 16 опсервабли за тренинг:

- инваријантна маса два селектована лептона ($m_{\ell\ell}$),
- инваријантна маса два реконструисана млаза ($m_{q\bar{q}}$),
- маса реконструисаног Z бозона на масеној љусци ($m_{Z_{\text{on-shell}}}$)
- маса реконструисаног Z^* бозона ван масене љуске ($m_{Z_{\text{off-shell}}}$),
- маса Хигсовог кандидата (m_H),
- видљива енергија по догађају (E_{vis}),
- разлика између видљиве енергије и енергије Хигсовог кандидата ($E_{\text{vis}} - E_H$),
- поларни угао Хигсовог кандидата (θ_H),
- недостајући трансверзални импулс по догађају ($p_{T_{\text{miss}}}$),
- транзиционе варијабле везане за број млазева по догађају ($-\log y_{12}$ и $-\log y_{23}$),

- вероватноће да реконструисани млазеви потичу од b -кварка ($P_1(b), P_2(b)$) или од c -кварка ($P_1(c), P_2(c)$), а које су сортиране по опадајућем трансверзалном импулсу млазева.

На обе енергије је показано да: резултати Колмогоров-Смирнов теста указују са нивоом поверења од 95% да не постоји претренирање. Такође, не постоје велике разлике у предностима излазне варијабле методе у тренинг и фази апликације, тако да се може рећи да је метода добро конфигурисана.

На Сликама 4.2-1 (a) и (b) дате су дистрибуције излазне варијабле BDT методе за сигнал и шум. Селекција догађаја сигнала и шума, у експерименту или као у овом случају у симулацији врши се тако што се у апликацији методе захтева да сваки селектовани догађај задовољи услов $BDT_{\text{response}} > BDT_{\text{cut-off}}$. Са Слика 4.2-1 (a) и (b) је очигледно да је $BDT_{\text{cut-off}}$ у оба случаја око 0.2(1), што ће детаљније бити разматрано у следећем поглављу.



Слика 4.2-1 Поређење дистрибуција за сигнал (плаво) и шум (црвено) након примене BDT метода у оквиру тест (пуна линија) и тренинг фазе (тачкаста линија) на енергији 350 GeV (a) и 3 TeV (b).

5 Статистичка интерпретација и дискусија резултата

Циљ обе изведене анализе јесте да у пуној симулацији реалног експерименталног мерења, а претпостављајући важење Стандардног модела, одреди релативна статистичка тачност са којом се може измерити однос гранања Хигсовог бозона $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергијама 350 GeV и 3 TeV у систему центра масе. Експериментално издвојени број догађаја сигнала N_S одговара производу ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона σ_{prod} и односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$:

$$N_S = \sigma_{prod} \cdot BR(H \rightarrow ZZ^*) \cdot \varepsilon_{ff} \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (5.1)$$

где је ε_{ff} укупна селекциона ефикасност.

Уколико тачно познајемо ефикасни пресек¹⁴, ефикасност селекције и интегрисану луминозност¹⁵ за продукцију Хигсовог бозона на датој енергији, релативна статистичка грешка односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ одговара релативној статистичкој неодређености издвојеног броја догађаја сигнала:

$$\frac{\Delta N_S}{N_S} = \frac{\Delta BR(H \rightarrow ZZ^*)}{BR(H \rightarrow ZZ^*)} \quad (5.2)$$

Из тог разлога одређивање релативне статистичке грешке одброја догађаја сигнала одговара познавању статистичке тачности мерења односа гранања. Релативна статистичка грешка издвојеног броја догађаја сигнала N_S може се проценити као [54]:

$$\frac{\Delta N_S}{N_S} = \frac{1}{S} \quad (5.3)$$

где је S статистичка значајност селекције N_S догађаја сигнала и N_B догађаја шума:

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}} \quad (5.4)$$

¹⁴ Због неодређености познавања параметара који се користе у теоријским прорачунима ефикасног пресека, као што су маса Хигсовог бозона, маса Z бозона, константе слабе и електромагнетне интеракције и друго, ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у процесима Хигсштралунга и WW-фузије познајемо на нивоу од 0.5% [11].

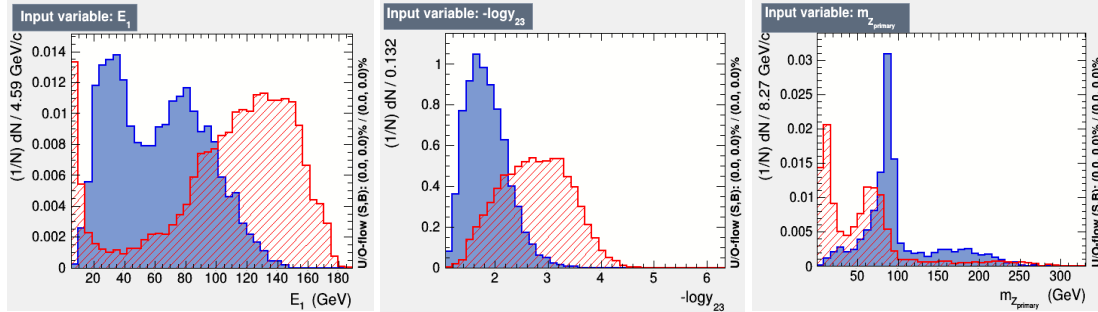
¹⁵ Као што је речено у Поглављу 2.3 интегрисана луминозност на CLIC се може познавати (мерити) са промилном тачношћу [35].

5.1 Резултати мерења на енергији 350 GeV у систему центра масе

Као што је већ речено, BDT метода мултиваријантне анализе је на енергији 350 GeV у систему центра масе тренирана са 22 опсервабле које описују догађаје сигнала и шума. За тренинг и тест фазу у случају сигнала узета је половина догађаја од симулираних 17721 догађаја што одговара интегрисаној луминозности од $\sim 37 \text{ ab}^{-1}$, док је код сваког шума узета трећина од симулираног броја догађаја што је у просеку $\sim 0.2 \text{ ab}^{-1}$ за процесе са високим ефикасним пресеком (попут $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$) и 4 ab^{-1} за остале процесе.

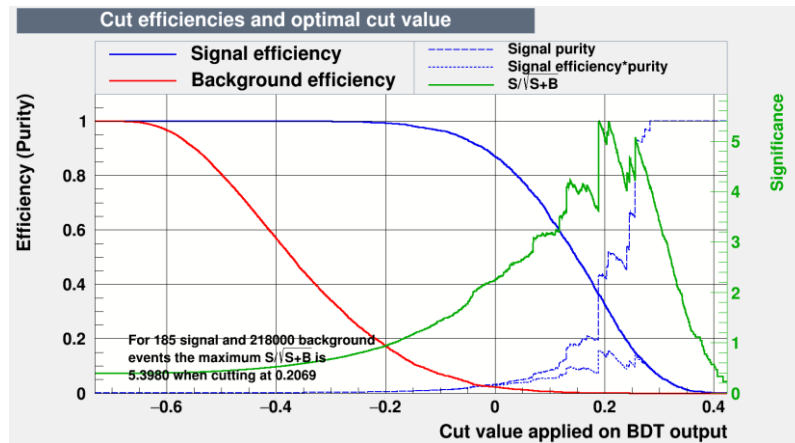
Три најбоље рангиране опсервабле у фази тренинга су: енергија реконструисаног лептона са већим трансверзалним импулсом (E_l), транзициона варијабла везана за број млазева по догађају ($-\log y_{23}$) и инваријантна маса примарног Z бозона ($m_{Z_{\text{primary}}}$). Дистрибуција опсервабли за сигнал (плаво) и шум (црвено) је дата на Слици 5.1-1.

Дистрибуције свих осетљивих опсервабли коришћених у фази тренинга дате су у Прилогу I.



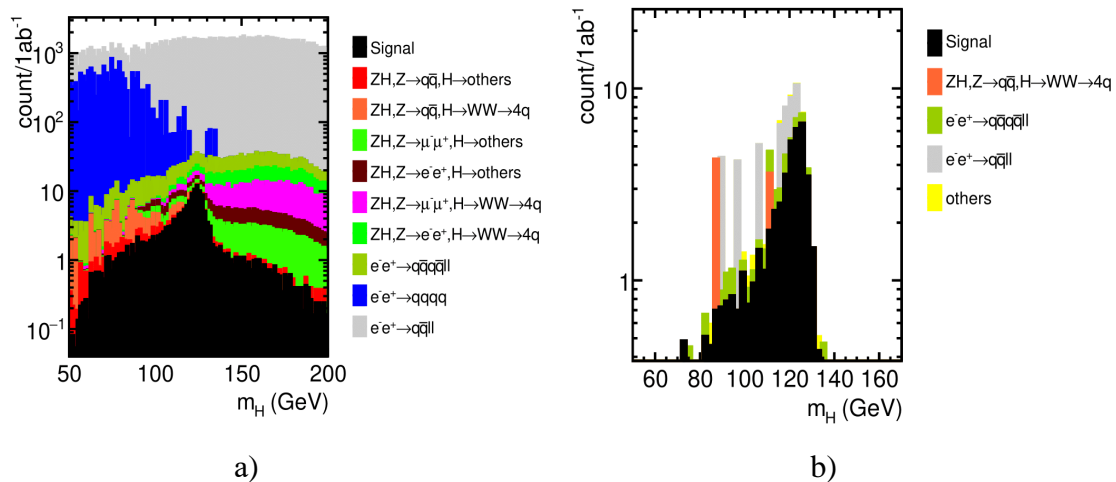
Слика 5.1-1 Три најбоље рангиране опсервабле након фазе тренинга. За сваку опсерваблу дате су дистрибуције сигнала (плаво) и укупног шума (црвено).

Перформанс BDT методе дат је на Слици 5.1-2, где је приказана ефикасност селекције сигнала и шума, чистоћа сигнала, производ чистоће и ефикасности селекције сигнала који је аналоган показатељ статистичке оптимизације селекције као и статистичка значајност и сама статистичка значајност S .



Слика 5.1-2 Перформанс BDT методе у фази тренинга на узорцима сигнала и шума на енергији 350 GeV у систему центра масе.

Као што је илустровано на Слици 5.1-2, гранична вредност BDT варијабле је $BDT > 0.2069$ и овај услов треба да задовољи сваки селектовани догађај. Статистичка значајност у фази тренинга је $S \approx 5.4$. Ефикасност селекције сигнала у фази тренинга је око 30%, док је чистоћа око 52%.



Слика 5.1-3 Дистрибуција масе реконструисаног Хигсовог бозона за сигнал и шумове након а) преселекције, б) MVA селекције. Шумови су суперимпонирани на сигнал.

У фази апликације софтвер примењује оптимизовано одлучивање које је научено у фази тренинга. Ефикасност MVA селекције сигнала је око 25%, док је

ефикасност селекције шума око 0.2%. Статистичка значајност у фази апликације је $S \approx 5$. Разлика статистичке значајности у фази тренинга и апликације може да потиче од ограничене статистике сигнала и шума.

Након свих фаза селекције које укључују преселекцију и MVA селекцију, укупна ефикасност издвајања догађаја сигнала је $\epsilon_{\text{ff}} = 19\%$ што одговара статистици од 46 селектованих догађаја, док је шум редукован за пет редова величине након свих фаза селекције (Табела 5.1-1). На Слици 5.1-3 дате су дистрибуције масе Хигсовог кандидата након преселекције (Слика 5.1-3 (а)) и MVA селекције (Слика 5.1-3 (б)) за сигнал и све шуме. У случају дистрибуције након MVA селекције жутом бојом су збирно представљени шумови $e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow \text{остало}$ и $e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$ којих остаје по један догађај. Шумови којих остаје највише ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$) су иредуцибилни. Као што се са Слика 5.1.3 (а) и (б) може видети, упркос релативно малој укупној селекционој ефикасности сигнала од 19%, приближно за два реда величине доминантнији шум је супримиран у односу на (статистички лимитиран) сигнал у односу $\frac{N_B}{N_S} \approx 0.85$.

Познавајући статистичку значајност, на основу (5.3) релативну статистичку грешку издвојеног броја догађаја сигнала одређујемо као $\frac{1}{S} = \frac{\Delta N_S}{N_S} = 20\%$. Неодређеност са којом познајемо ову грешку добијена из неодређености Поасонове статистике издвојеног броја догађаја сигнала и шума износи 2%. Сумарно, релативна статистичка грешка мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ износи: $\delta BR(H \rightarrow ZZ^*) = (20 \pm 2)\%$. Добијени резултат се може интерпретирати у контексту z вредности на следећи начин:

$$BR = BR_{SM} \pm \frac{z}{S} \cdot BR_{SM} \quad (5.5)$$

Вредност статистичког параметра z за различите нивое поверења, као и релативна статистичка тачност мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 350 GeV је дата у Табели 5.1-2.

Табела 5.1-1 Очекивани број догађаја сигнала и шума након пресељеције (N_{presel}) и MVA (N_{BDT}) селекције при интегрисаној луминозности од 1ab^{-1} и ефикасности за сваку од фаза појединачно.

Процес	N_{presel} @ 1ab^{-1}	N_{BDT} @ 1ab^{-1}	ϵ_{presel} (%)	ϵ_{BDT} (%)
Сигнал				
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow ZZ^*,$ $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^- (l = e, \mu)$	185	46	77	25
Шум	N_{presel} @ 1ab^{-1}	N_{BDT} @ 1ab^{-1}	ϵ_{presel} (%)	ϵ_{BDT} (%)
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow \text{остало}$	26	1	0.37	4
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	44	5	0.42	11
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu\bar{\mu}, H \rightarrow \text{остало}$	1421	0	61	0
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow \text{остало}$	1445	0	62	0
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow \mu\bar{\mu}, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	417	0	59.6	0
$e^+e^- \rightarrow HZ; Z \rightarrow e^+e^-, H \rightarrow WW \rightarrow 4q$	423	1	60.4	0.2
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	939	8	21	0.8
$e^+e^- \rightarrow qqqq$	18560	0	0.32	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	193800	24	11.4	0.01

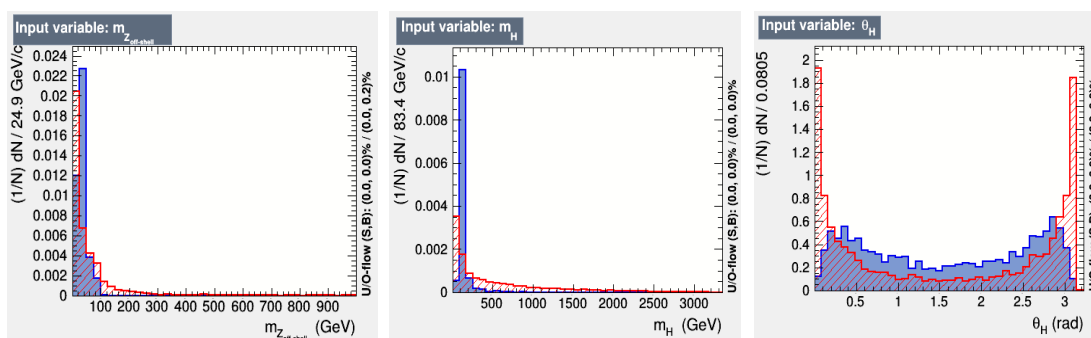
Табела 5.1-2 Тачност мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 350 GeV представљена у контексту интервала поверења (вредности z параметра).

Ниво поверења	z вредност	$BR(H \rightarrow ZZ^*) @ 350\text{ GeV}$
68 %	1	$(1 \pm 0.20) \cdot BR_{\text{SM}}$
95 %	1.96	$(1 \pm 0.39) \cdot BR_{\text{SM}}$
99 %	2.575	$(1 \pm 0.52) \cdot BR_{\text{SM}}$

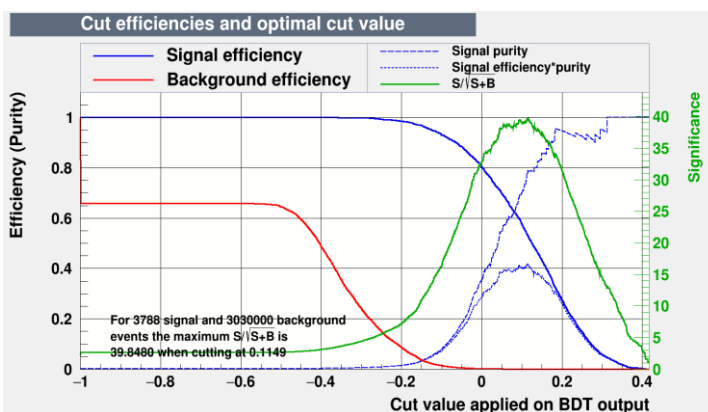
5.2 Резултати мерења на енергији 3 TeV у систему центра масе

У погледу статистике сигнала, а захваљујући високом ефикасном пресеку продукције Хигсовог бозона у WW-фузији услови тренинга методе мултиваријантне анализе су повољнији, па је и перформанс бољи како у погледу статистичке значајности, тако и у погледу ефикасности селекције сигнала.

На енергији 3 TeV три најосетљивије опсервабле у фази тренинга су: маса реконструисаног Z^* бозона ван масене љуске ($m_{Z_{\text{off-shell}}}$), маса Хигсовог кандидата (m_H) и поларни угао реконструисаног Хигсовог кандидата (θ_H). Дистрибуција ових опсервабли за сигнал и укупни шум је дата на Слици 5.2-1. У Прилогу I дате су дистрибуције свих осетљивих опсервабли које су коришћене у фази тренинга.



Слика 5.2-1 Три најосетљивије опсервабле у фази тренинга на енергији 3 TeV дате за сигнал (плаво) и укупан шум (црвено).



Слика 5.2-2 Перформанс BDT методе у фази тренинга на узорцима сигнала и шума на енергији 3 TeV у систему центра масе.

У тренинг и тест фази коришћена је трећина од 16752 симулираних догађаја сигнала, што одговара номиналној интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} . Код

сваког шума узета је трећина од симулираних догађаја, што је 1.5 ab^{-1} за процесе који укључују Хигсов бозон, 0.2 ab^{-1} за шуме који не укључују Хигсов бозон и око 0.01 ab^{-1} за $\gamma\gamma$ и $e^\pm\gamma$ шуме који потичу од фотона зрачења снопа или из ЕРА апроксимације. Добијена гранична вредност ВДТ променљиве је $\text{BDT} > 0.1149$, што одговара максималној статистичкој значајности од $S \approx 40$ (Слика 5.2-2).

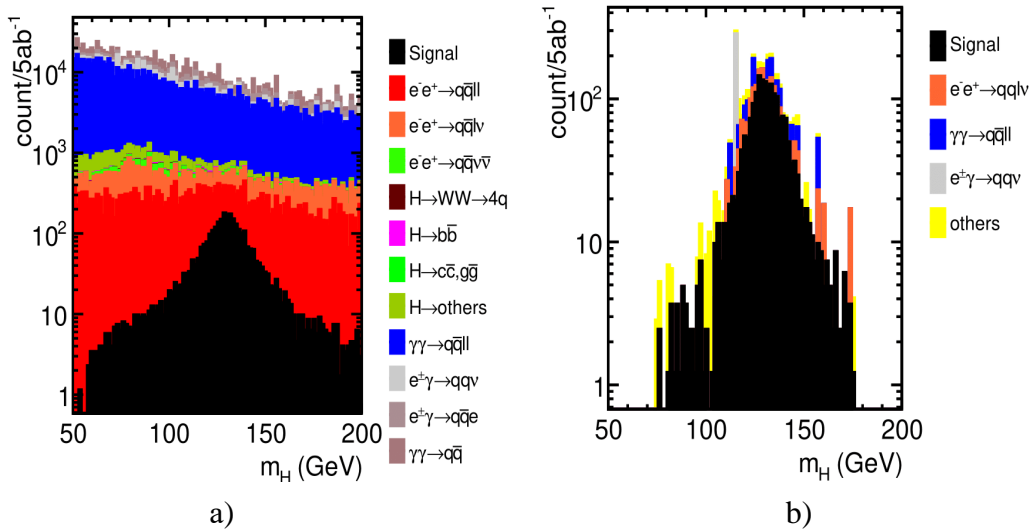
Табела 5.2-1 Очекивани број догађаја сигнала и шума након фазе преселекције (N_{presel}) и MVA селекције (N_{BDT}) у интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} као и ефикасности за сваку фазу појединачно.

Процес	$N_{\text{presel}} @$ 5 ab^{-1}	$N_{\text{BDT}} @$ 5 ab^{-1}	ϵ_{presel}	ϵ_{BDT}
Сигнал	3788	2020	67%	53%
Шум	$N_{\text{presel}} @$ 5 ab^{-1}	$N_{\text{BDT}} @$ 5 ab^{-1}	ϵ_{presel}	ϵ_{BDT}
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	1500000	438	11‰	0.3‰
$e^+e^- \rightarrow qq\bar{l}v$	83400	322	3‰	4‰
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow \text{остало}$	20340	259	45‰	1.3%
$e^\pm\gamma \rightarrow qqv$	193620	252	8.8‰	1.3‰
Процеси са $N_{\text{BDT}} < 100$	130211	140	5.3‰	1.1‰

Као што се са Сlike 5.2-2 може видети, граничној вредности ВДТ *cut-off* опсервабле одговара ефикасност издвајања сигнала у фази тренинга од 53% и чистоћа од 79%. Након примене алгоритма у фази апликације добија се статистичка значајност 34. Ефикасност селекције сигнала је такође 53% што одговара броју догађаја од 2020 (Табела 5.2-1), док је шум редукован за три реда величине након MVA селекције. Доминантни шумови који остају након фазе апликације су шумови са високим ефикасним пресеком: ($\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$, $e^+e^- \rightarrow qq\bar{l}v$, $e^\pm\gamma \rightarrow qqv$), док шумови којих има мање од сто догађаја сваког појединачно су иредуцибилни шумови који потичу од осталих распада Хигсовог бозона: $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow WW, WW \rightarrow 4q$, $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e; H \rightarrow b\bar{b}$ и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$.

Дистрибуција масе реконструисаног Хигсовог бозона након преселекције и MVA селекције је дата на Слици 5.2-3. Укупна ефикасност селекције сигнала након свих фаза селекције је 36%, док је шум редукован за шест редова величине у односу на стање пре било какве селекције.

Релативна статистичка неодређеност издвајања догађаја сигнала деривирана из статистичке значајности селекције је $\frac{\Delta N_S}{N_S} \approx 3\%$. Неодређеност познавања овог броја добијена из неодређености Поасонове статистике селектованих догађаја сигнала и шума је 0.1%.



Слика 5.2-3 Дистрибуција масе Хигсовог бозона за сигнал и шуме на енергији 3 TeV након а) преселекције, б) MVA селекције. Шумови су суперимпонирани на сигнал.

Сумарно, показано је да се у пуној симулацији експерименталног мерења на енергији 3 TeV у систему центра масе на CLIC, однос гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може измерити са релативном статистичком грешком: $\delta BR(H \rightarrow ZZ^*) = (3.0 \pm 0.1)\%$.

Добијени резултат симулације мерења $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 3 TeV се може изразити и у z формализму на исти начин као што је то учињено у претходном поглављу. Резултати мерења за различите нивое поверења су представљени у Табели 5.2-2.

Табела 5.2-2 Тачност мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 3 TeV представљена у контексту нивоа поверења и различитих вредности статистичког z - параметра.

Ниво поверења	z вредност	$BR(H \rightarrow ZZ^*) @ 3 \text{ TeV}$
68 %	1	$(1 \pm 0.030) \cdot BR_{SM}$
95 %	1.96	$(1 \pm 0.059) \cdot BR_{SM}$
99 %	2.575	$(1 \pm 0.077) \cdot BR_{SM}$

5.3 Остале грешке мерења

У експерименталним мерењима су осим статистичке присутни и други извори неодређености резултата мерења (систематски ефекти, теоријске неодређености) које су на e^+e^- сударачима по правилу мањи од статистичке неодређености, када је реч о већини мерења.

Ниже ће бити дискутовани могући извори систематске грешке, при чему је извршена процена величине сваке грешке и њен утицај на резултат мерења уместо детаљне симулације сваког систематског ефекта појединачно.

Неодређеност реконструкције спектра луминозности

Пошто је овде приказано мерење вршено у пуној симулацији то подразумева и симулацију реалистичног спектра луминозности. Спектар луминозности на енергији у систему центра масе од 3 TeV се може познавати боље од 5 % за ефективне енергије у систему центра масе $\sqrt{s'}$ које су веће од 50% номиналне вредности \sqrt{s} [55], док за енергије $\sqrt{s'}$ веће од 75% номиналне вредности \sqrt{s} , спектар луминозности се може кориговати на промилном нивоу [54]. Дисторзија спектра луминозности на 350 GeV је мање изражена него на 3 TeV, због слабије израженог ефекта зрачења снопова.

Релативна неодређеност интегрисане луминозности

С обзиром да се у описаним анализама захтева познавање интегрисане луминозности \mathcal{L} (израз 4.2) и релативна неодређеност интегрисане луминозности

представља извор систематске грешке мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$. У [56] је показано да је релативна систематска неодређеност интегрисане луминозности неколико промила (статистичка неодређеност је значајно мања), тако да је и утицај $\delta\mathcal{L}$ на овде представљене резултате на промилном нивоу.

Неодређеност ефикасности идентификације лептона

С обзиром да сигнал на обе енергије у систему центра масе чине лептони (електрони и миони) у финалном стању, неодређеност ефикасности идентификације лептона је важан извор систематске неодређености. Ефикасност идентификације миона на CLIC_ILD моделу детектора износи 99%, док је електрона нешто нижа 97% [25]. Ове вредности се могу третирати као корективни фактори броја селектованих лептона, до на неодређеност (непознавање) самих ових вредности. Ако претпоставимо неодређеност ефикасности реда 1%, утврдили смо да то резултује систематском неодређеношћу $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ реда 2‰ и 0.3‰ на енергијама 350 GeV и 3 TeV, респективно, што је за ред величине мање од статистичке грешке и може се сматрати занемарљивим.

Енергетска резолуција лептона

На CLIC_ILD моделу детектора енергетска резолуција електрона је приближно иста као и код миона и износи $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ [25]. С обзиром на одличну енергетску резолуцију лептона утицај овог ефекта на резултат је занемарљив, када је реч о преселекцији лептона или евентуалној промени облика осетљивих опсервабли m_{ll} и E_{vis} .

Резолуција реконструкције параметра судара

С обзиром да се приликом изолације лептона примењују критеријуми који ограничавају параметар судара R_0 као и његове компоненте z_0 и d_0 (израз 4.4), резолуција параметра судара је још један од извора систематске неодређености овде представљених мерења. Као што је већ поменуто у Поглављу 2.3 резолуција одређивања положаја тачке у вертекс детектору је $\sim 5 \mu\text{m}$. Ако извршимо промену

вредности параметра судара за $5 \mu\text{m}$ у односу на граничне вредности узете при изолацији лептона описаној у Поглављу 4.1, то резултује систематском грешком мерења $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ од 5%, односно 0.4%, на енергијама 350 GeV и 3 TeV, респективно, што је занемарљиво у односу на статистичку грешку.

Неодређеност ефикасности идентификације тешких аромата (b, c)

С обзиром да се приликом селекције сигнала не примењују критеријуми који се односе на вероватноћу налажења b и c млазева, већ се те величине користе у оквиру мултиваријантне анализе, неодређеност ефикасности идентификације тешких аромата не представља систематску грешку од значаја за добијене резултате.

Енергетска резолуција млазева

Млазеви који се формирају помоћу k_T алгоритма се користе у дефиницији MVA варијабли као што су инваријантна маса пара млазева m_{qq} , маса Z бозона (како примарног, тако и оних насталих распадом Хигсовог бозона), као и маса реконструисаног Хигсовог бозона m_H . С обзиром да ова неодређеност има релативно слаб ефекат на облик поменутих MVA варијабли, који би се на исти начин мењао и у случају сигнала и шума, очекивани утицај на овде приказане резултате је занемарљив.

Сумарно, укупна систематска грешка мерења односа гранања, на обе посматране енергије у систему центра масе, се може проценити као значајно мања (приближно за ред величине) у односу на утврђене статистичке грешке мерења при номиналним интегрисаним луминозностима у овим енергетским фазама рада CLIC.

Закључак

У овој тези приказана је метода и резултати мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$, на енергијама 350 GeV и 3 TeV у систему центра масе, на будућем електрон-позитронском сударачу CLIC. Мерење је извршено у семилептонском финалном стању, у пуној симулацији одговора детектора на присуство сигнала и физичких шумова од значаја. На нивоу поверења од 68%, показано је да се однос гранања Хигсовог бозона $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може одредити са релативном статистичком тачношћу од $(3.0 \pm 0.1)\%$ на енергији 3 TeV у систему центра масе, при интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} . Такође је показано да се $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може одредити са релативном статистичком тачношћу од $(20 \pm 2)\%$ у мерењу на енергији 350 GeV у систему центра масе, при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} . У оба случаја, симулација је извршена са неполаризованим сноповима. Употребом поларизованих снопова ($\pm 80\%$ лонгитудиналне поларизације електрона), релативна грешка мерења на енергији 3 TeV се може редуковати на 80% вредности, због природе процеса продукције Хигсовог бозона WW-фузијом осетљивом на хиралност честица. Систематска грешка мерења је на обе енергије за ред величине или више, мања од статистичке грешке.

Представљени резултати мерења представљају инпут за глобални фит Хигсових спрезања као најтачнију методу одређивања Хигсових спрезања која симултано узима у обзир све резултате мерења добијене на предвиђеним енергијама рада CLIC.

Литература

- [1] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV*, Phys. Letters 122 B (1983) 103.
M. Banner et al. (UA2 Collaboration), *Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $S\bar{p}pS$ Collider*, Phys. Letters 122B (1983) 476.
- [2] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider*, Phys. Lett. B126 (1983) 101.
P. Bagnaia et al. (UA2 Collaboration), *Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $S\bar{p}pS$ Collider*, Phys. Lett. B 129 (1983) 130.
- [3] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. B716 (2012) 1-29.
- [4] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B 716 (2012) 30.
- [5] G. Kane, *Modern Elementary Particle Physics*, Addison-Wesley Pub. Co. (1994).
- [6] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2022, 083C01 (2022).
- [7] P. Vilain et al. (CHARM-II Collaboration), *Precision measurement of electroweak parameters from the scattering of muon-neutrinos on electrons*, Phys. Lett. B 335, 246 (1994).
- [8] H. Abramowicz et al. (CLICdp Collaboration), *Higgs physics at the CLIC electron-positron linear collider*, Eur. Phys. J. C 77, 475 (2017).
- [9] P. Roloff and R. Franceschini and U. Schnoor and A. Wulzer, *The Compact Linear e^+e^- Collider (CLIC): Physics Potential*, (Input to the European Particle Physics Strategy Update on behalf of the CLIC and CLICdp Collaborations) (2018).

- [10] M. A. Thomson, *Model-independent measurement of the $e^+e^- \rightarrow HZ$ cross section at a future $e+e-$ linear collider using hadronic Z decays*, Eur. Phys. J. C 76, 72 (2016).
- [11] J. De Blas, M. Cepeda et. al, *Higgs Boson Studies at Future Particle Colliders*, Journal of High Energy Physics 2020, 139 (2020).
- [12] De Blas, J. et al., *The CLIC potential for new physics*, CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2018-009-M, (2018).
- [13] T. Barklow et al., *Improved Formalism for Precision Higgs Coupling Fits*, Phys. Rev. D 97, 053003 (2018).
- [14] A. Aryshev, T. Behnke et al., *The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021*, DESY-22-045, arXiv:2203.07622v3 [physics.acc-ph] (2023).
- [15] I. Béjar Alonso et al. (eds.), *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report*, CERN-2020-010, (2020).
- [16] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST 3 (2008) S08001.
- [17] S. Agostinelli et al., *GEANT4 - A Simulation Toolkit*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 506, 250 (2003).
- [18] A. Robson and P. Roloff and Jorge de Blas, *CLIC Higgs coupling prospects with a longer first energy stage*, CLICdp-Note-2020-001, arXiv:2001.05278 (2020).
- [19] P. Roloff, U. Schnoor et al., *Double Higgs boson production and Higgs self-coupling extraction at CLIC*, Eur. Phys. J. C 80, 1010 (2020).
- [20] P. N. Burrows et al. (eds.) (CLIC, CLICdp Collaborations), *The Compact Linear Collider (CLIC) - 2018 Summary Report*, CERN-2018-005-M (2018).
- [21] M. Aicheler et al. (eds), *A Multi-TeV Linear Collider Based on CLIC Technology: CLIC Conceptual Design Report*, CERN-2012-007 (2012).
- [22] D. Schulte, *Beam-Beam Effects in Linear Colliders*, CERN-2017-006-SP (2017).
- [23] D. Gamba et al., *The CLEAR user facility at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 909, 480 (2018).
- [24] M. Bai et al., *Ultimate Limit of Future Colliders*, Journals of Accelerator Conferences Website NAPAC 2022, 321-324 (2022).
- [25] L. Linssen et. Al (eds), *Physics and Detectors at CLIC: CLIC Conceptual Design Report*, CERN-2012-003 (2012).
- [26] H. Aihara et al. (eds.), *SiD Letter of Intent*, SLAC-R-989 (2009).

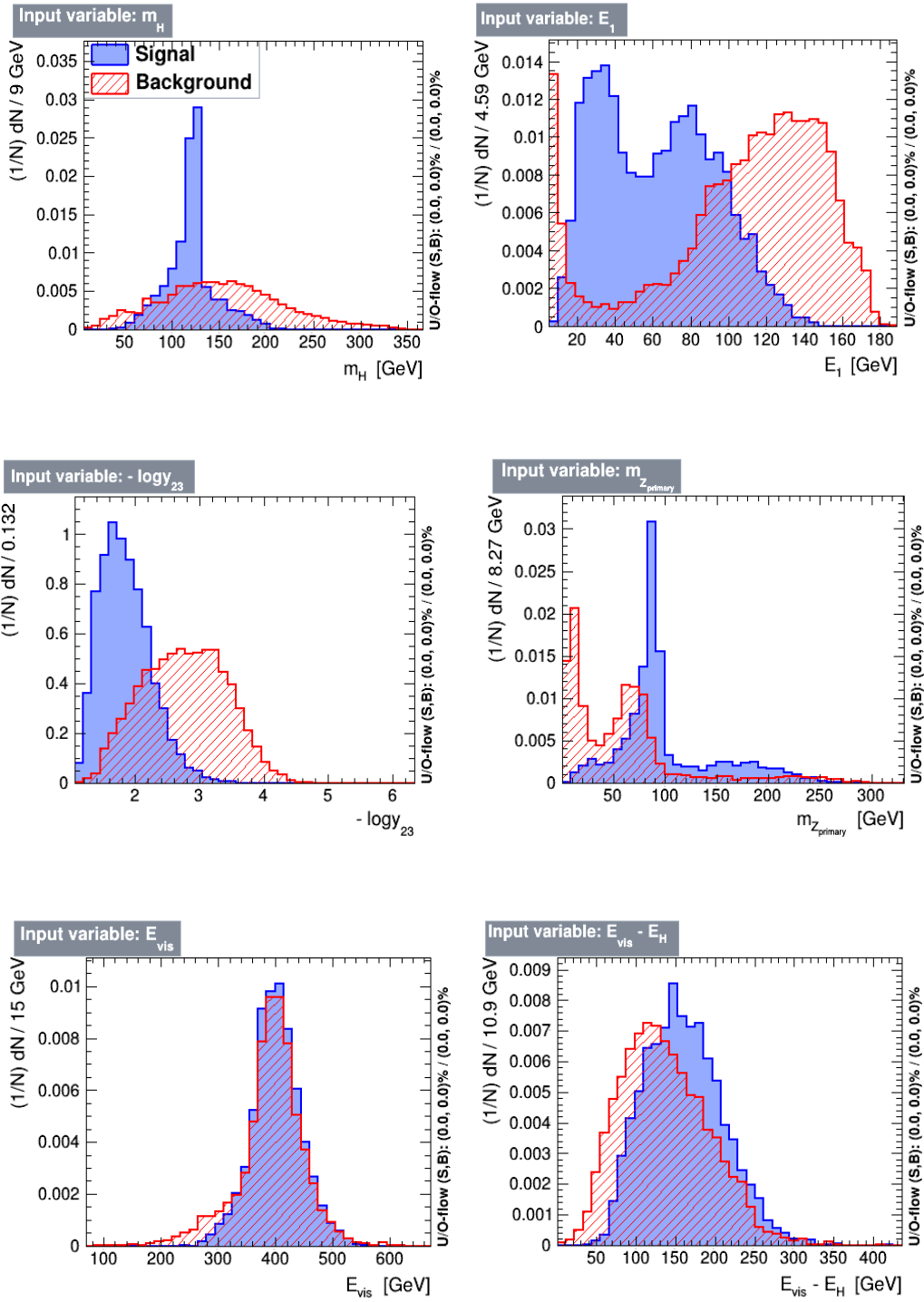
- [27] A. Aryshev, T. Behnke et al., *The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021*, DESY-22-045, arXiv:2203.07622v3 [physics.acc-ph] (2023).
- [28] N. Alipour Tehrani et. al (CLICdp Collaboration), *CLICdet: The post-CDR CLIC detector model*, CLICdp-Note-2017-001 (2017).
- [29] M. A. Thomson, *Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm*, Nucl. Instrum. Methods, A611 (2009) 25 - 40.
- [30] C. Grupen and B. Shwartz, *Particle Detectors* 2nd edition, Cambridge University Press (2008).
- [31] Guimarães da Costa et. al [CEPC Study Group Collaboration], *CEPC Conceptual Design Report: Volume 2 - Physics & Detector*, (Institute of High Energy Physics (IHEP), 2018).
- [32] A. Abada, M. Abbrescia, S.S AbdusSalam, et. al [FCC Collaboration], *FCC-ee: The Lepton Collider*, Eur. Phys. J. Spec. Top. 228, 261 (2019).
- [33] H. Abramowicz et al. (CLICdp Collaboration), *Physics at the CLIC $e+e-$ Linear Collider -- Input to the Snowmass process 2013*, SLAC-econf-C130729.2 (2013).
- [34] M. Killenberg, *Occupancy in the CLIC_ILD Time Projection Chamber*, LCD-Note-2011-029 (2011).
- [35] S. Lukic, I. Božovic-Jelisavcic, M. Pandurovic, and I. Smiljanic, *Correction of beam-beam effects in luminosity measurement in the forward region at CLIC*, JINST 8 (2013), no. 05 P05008, LCD-Note-2012-008.
- [36] F. Gaede, *Marlin and LCCD—Software tools for the ILC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 559, 177 (2006).
- [37] R. Poeschl, *Software Tools for ILC Detector Studies*, eConf C0705302, PLE104 (2007).
- [38] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. H. Seymour, and B. R. Webber, *Longitudinally-invariant k_{\perp} - clustering algorithms for hadron-hadron collisions*, Nucl. Phys. B406, 187 (1993).
- [39] A. Höcker et al., *TMVA - Toolkit for multivariate data analysis*, CERN-OPEN-2007-007 (2007).
- [40] T. Suehara and T. Tanabe, *LCFIPlus: A framework for jet analysis in linear collider studies*, Nucl. Instrum. Methods A 808, 109 (2016).

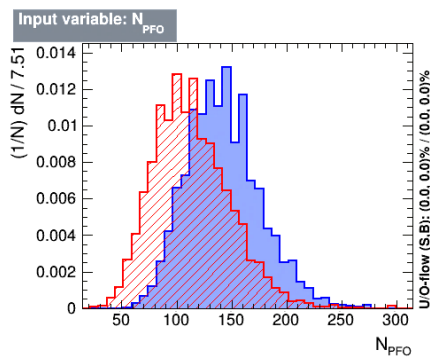
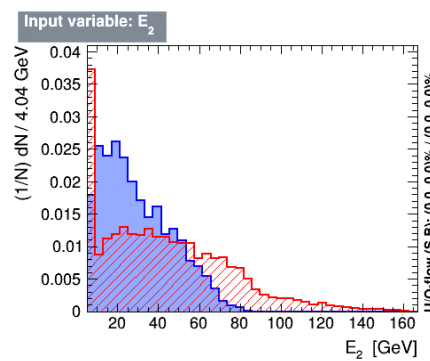
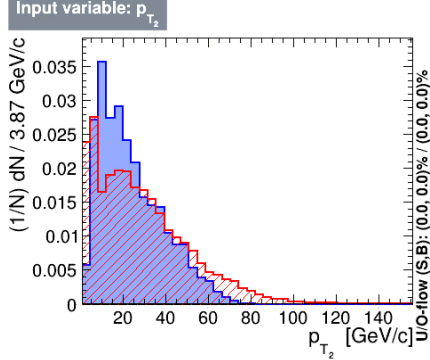
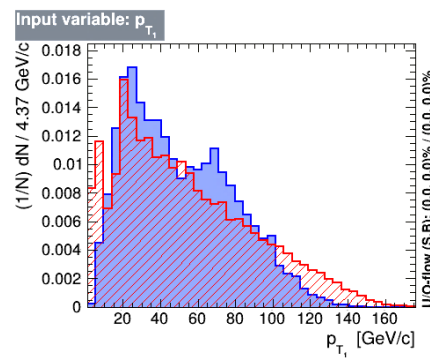
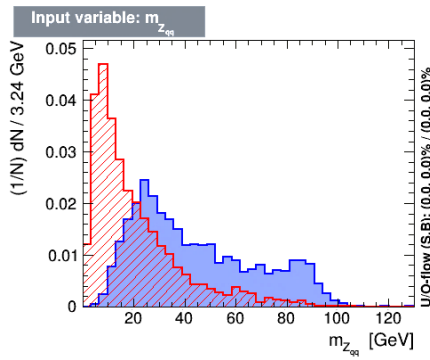
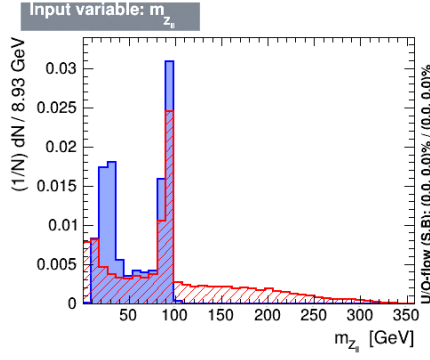
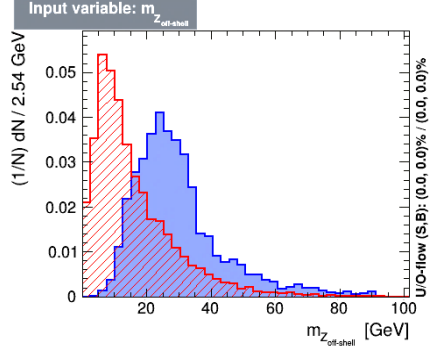
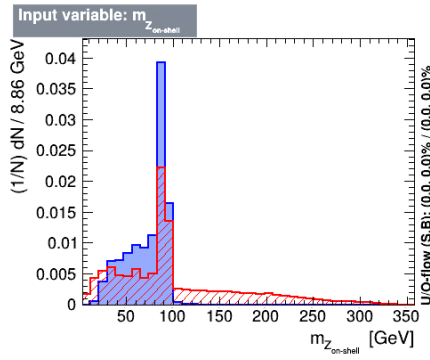
- [41] M. Szalay, *Investigation of Hadronic Higgs Decays at CLIC at 350 GeV & Scintillator Studies for a Highly Granular Calorimeter*, CERN-THESIS-2017-3 (2017).
- [42] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, *WHIZARD: Simulating multi-particle processes at LHC and ILC*, Eur. Phys. J. C 71, 1742 (2011).
- [43] D. Schulte, *Beam-beam simulations with GUINEA-PIG*, Technical Report No. CERN-PS-99-014-LP (1999).
- [44] H. Abramowicz, et al., *Top-Quark Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider*, *JHEP* 11 (2019) 003.
- [45] I. Smiljanic, *Method of luminosity measurement at the International Linear Collider*, PhD thesis, University of Belgrade, (2016).
- [46] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA6.4 Physics and Manual*, J. High Energy Phys. 05 (2006) 026.
- [47] P. Mora de Freitas and H. Videau, *Detector Simulation with MOKKA/GEANT4: Present and Future*, International Workshop on Linear Colliders (LCWS 2002), Seogwipo, JeJu Island, South Korea (C02-08-26.5), Technical Report No. LC- TOOL-2003-010, 2002.
- [48] G. S. M. Cacciari and G. Soyez, *FASTJET user manual*, Eur. Phys. J. C 72, 1896 (2012).
- [49] F. Gaede, T. Behnke, N. Graf, and T. Johnson, *LCIO: A persistency framework for linear collider simulation studies*, SLAC-PUB-9992 (2003).
- [50] B. Segal et al., *Grid computing: The European Data Grid Project*, 2000 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (Cat. No.00CH37149) (2000).
- [51] C. Grefe et al., *ILCDIRAC, a DIRAC extension for the Linear Collider community*, Journal of Physics: Conference Series 513, 032077 (2014).
- [52] F. Gaede and J. Engels, *Marlin et al A Software Framework for ILC detector R&D*, 2007. EUDET-Report 2007-11.
- [53] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Methods, A389 (1997) 81-86.
- [54] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016).

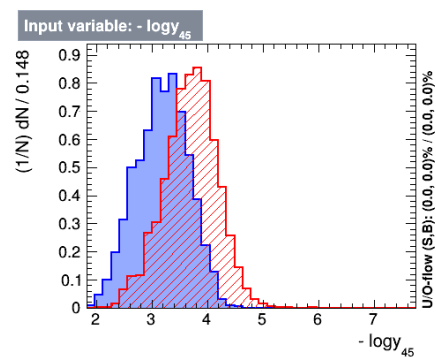
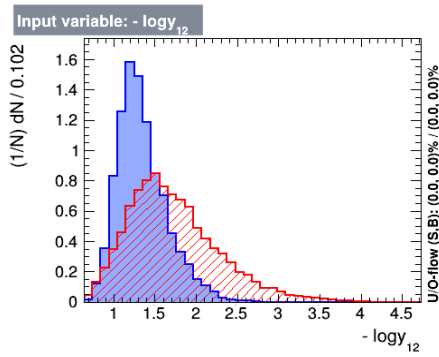
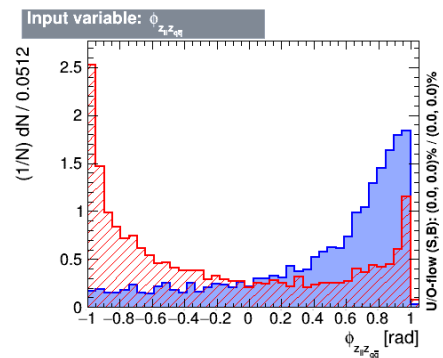
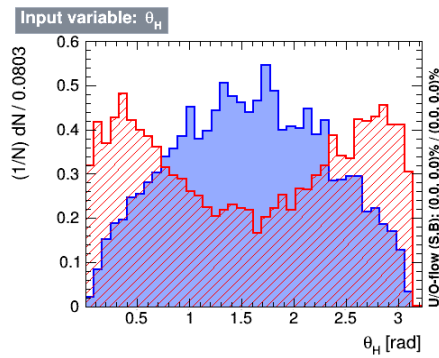
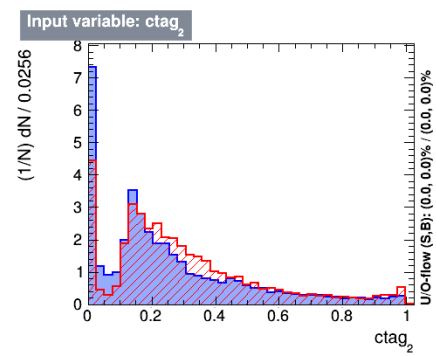
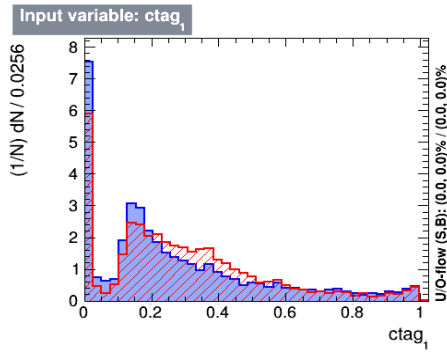
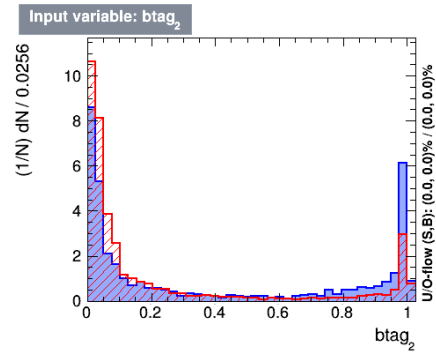
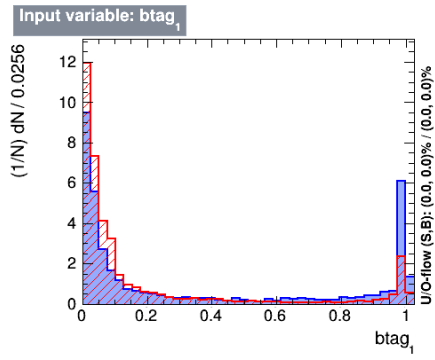
- [55] S. Poss and A. Sailer, *Luminosity Spectrum Reconstruction at Linear Colliders*, Eur. Phys. J. C 74, 2833 (2014).
- [56] S. Lukic et al., *Correction of beam-beam effects in luminosity measurement in the forward region at CLIC*, JINST 8 (2013) P05008.

Прилог I

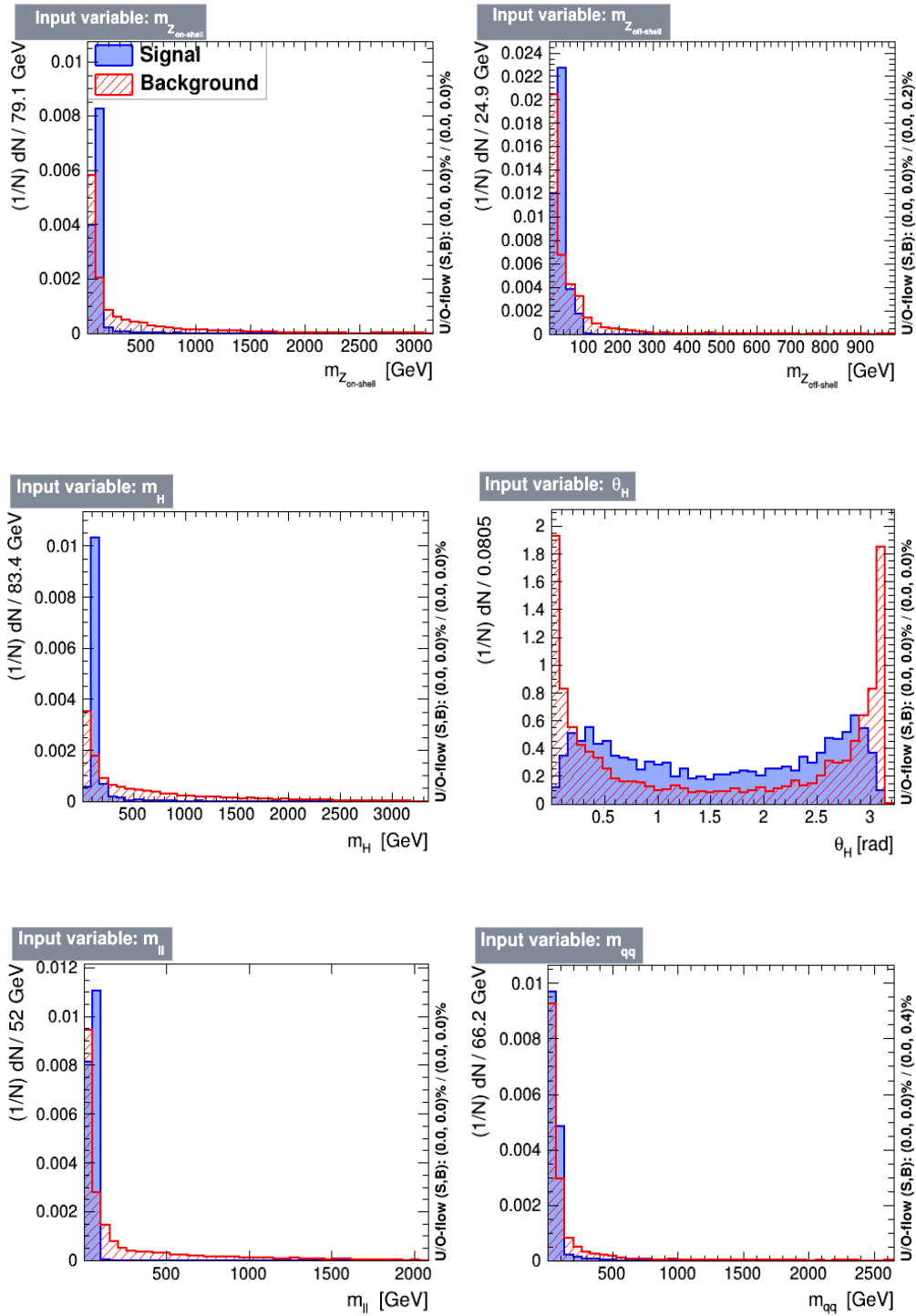
Дистрибуције улазних опсервабли за BDT методу мултиваријантне анализе сигнала и шума на енергији 350 GeV у систему центра масе

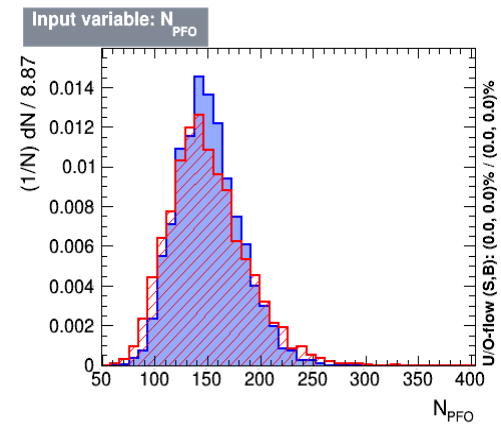
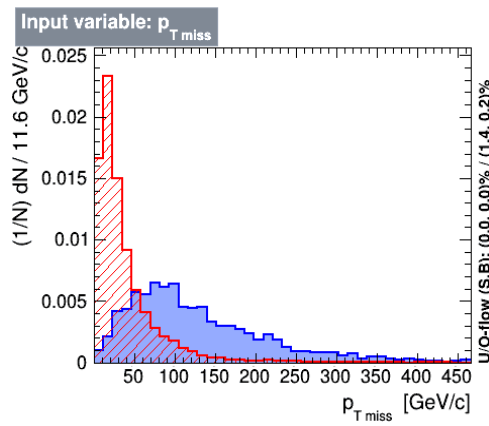
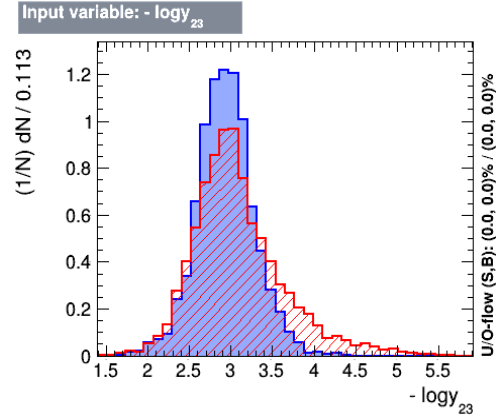
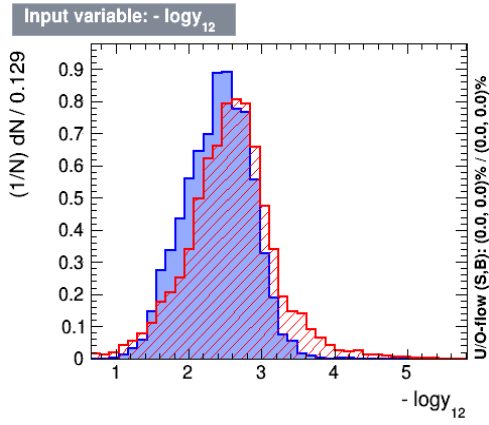
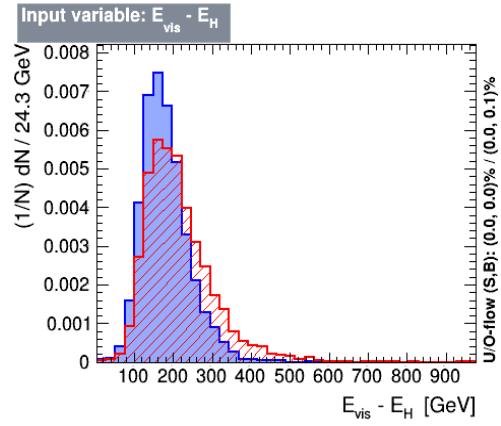
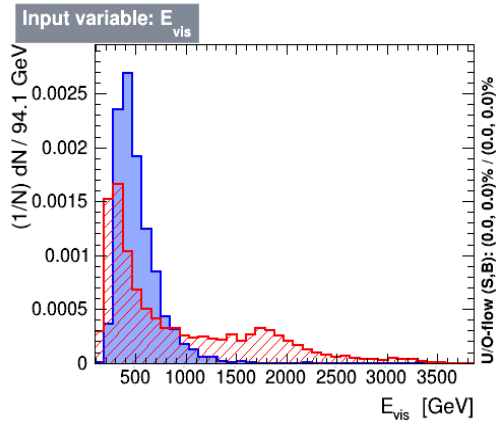


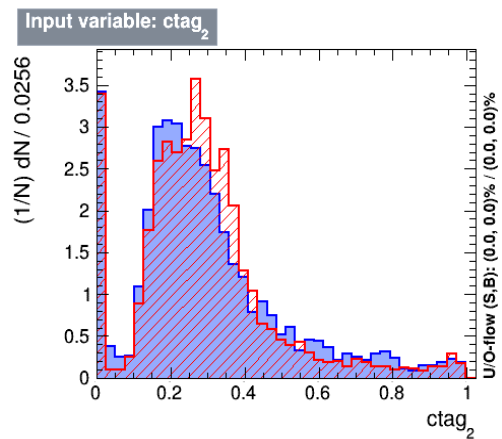
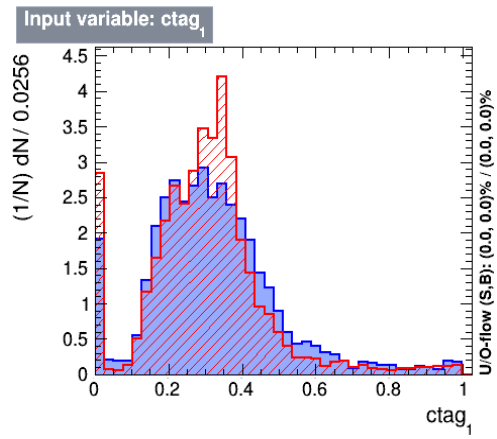
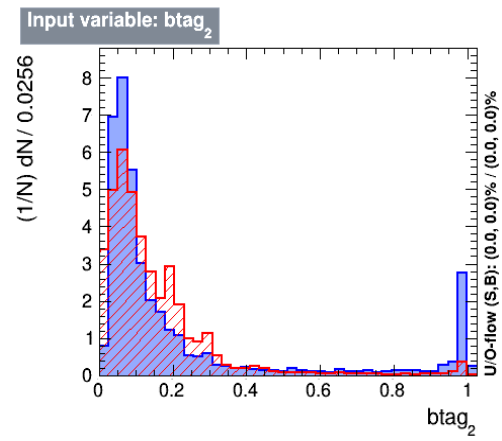
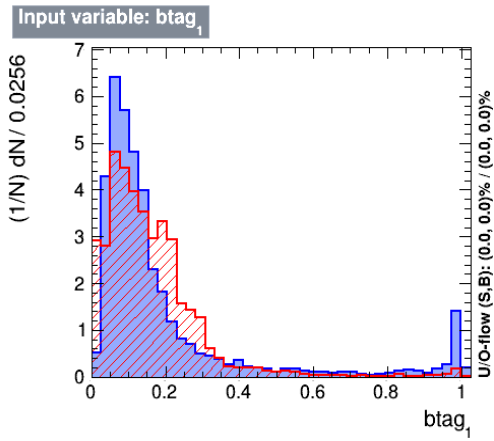




Дистрибуције улазних опсервабли за BDT методу мултиваријантне анализе сигнала и шума на енергији 3 TeV у систему центра масе







Биографија



Наташа Вукашиновић, рођена 17.10.1991. године у Ужицу, основно и средње образовање завршила је у Пожеги. Године 2014. дипломирала је на основним академским студијама на Природно-математичком факултету Универзитета у Новом Саду са просеком 9.86. Годину дана касније одбранила је мастер рад „Утицај једноставних огледа на усвајање појмова из области Кретање (Трећи Њутнов закон)“ са оценом 10. Од октобра 2016. године запослена је у Институту за нуклеарне науке "Винча", Лабораторија за физику, у Групи за физику високих енергија. До 2020. учествује у реализацији националног пројекта "Физика и развој детектора у експериментима са акцелераторима високих енергија", (бр. пројекта 171012), као и међународног пројекта HORIZON2020 The Europe – Japan Accelerator Development Exchange Programme. У току 2018. године, боравила је на Универзитету Тохоку, Јапан, као стипендиста програма 'Tohoku University Research-Oriented Incoming Student (ROIS) Scholarship'. Тема докторске тезе „Мерење односа гранања Хигсовог бозона за распад на пар Z бозона на енергијама 350 GeV и 3 TeV на Компактном линеарном сударачу CLIC“ прихваћена је 21.03.2024. на Природно-математичком факултету Универзитета у Новом Саду.

У оквиру групе за физику високих енергија Института Винча, кандидаткиња се превасходно бави физиком са Хигсовим бозоном на будућим електрон-позитронским сударачима, такозваним Хигсовим фабрикама. Осим рада на пројекту Компактног линеарног сударача CLIC, активна је и у колаборацијама ILD (у оквиру пројекта Међународног линеарног сударача ILC), као и на пројекту Циркуларног електрон-позитронског сударача CEPC.

Истраживања кандидаткиње су усмерена на физику са Хигсовим бозоном, али и на инструментацију далеке предње области на будућим Хигсовим фабрикама којом се превасходно бавила као стипендиста на Универзитету Тохоку. Као аутор или коаутор, Наташа Вукашиновић је објавила укупно 4 рада категорије M21, 3 рада категорије M23 и учествовала је у припреми 12 контрибуција на међународним скуповима (M33).

Библиографија

Радови публиковани у врхунским међународним часописима (M21)

1. **N. Vukasinovic**, I. Bozovic-Jelisavcic, G. Kacarevic, G. Milutinovic-Dumbelovic, T. Agatonovic-Jovin, I. Smiljanic, M. Radulovic, J. Stevanovic, *Measurement of the H to ZZ branching fraction at a 350 GeV and 3 TeV CLIC*, Phys. Rev. D Vol. 105 No. 9, DOI: 10.1103/PhysRevD.105.092008, arXiv:2202.04395v1 [hep-ex] (2022).
2. G. Kacarevic, I. Bozovic-Jelisavcic, **N. Vukasinovic**, G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Smiljanic, M. Radulovic, J. Stevanovic, T. Agatonovic-Jovin, *Measurement of the Higgs boson branching ratio $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC*, Phys. Rev. D 105, DOI:10.1103/PhysRevD.105.092009, arXiv:2201.03203v1 [physics.acc-ph] (2022).
3. H. Abramowicz, Ivanka Božović-Jelisavcic, G. Kacarevic, **N. Vukasinovic** et al. (FCAL Collaboration), *Performance and Molière radius measurements using a compact prototype of LumiCal in an electron test beam*, 16 pp., Eur. Phys. J. C 79 No.7, 579, (2019).
4. **N. Vukašinić**, I. Božović-Jelisavčić, G. Kačarević, I. Smiljanić, and I. Vidaković, *Probing CPV mixing in the Higgs sector in vector boson fusion at a 1 TeV ILC*, Phys. Rev. D 110, 032011 (2024), DOI: 10.1103/PhysRevD.110.032011.

Радови публиковани у међународним часописима (M23)

1. **N. Vukašinić**, I. Bozovic, *Higgs Physics at CLIC*, International Journal of Modern Physics A 37 (07), DOI:10.1142/S0217751X22400061 (2022).
2. **Vukasinovic N.**, Agatonovic-Jovin T., Bozovic-Jelisavcic I., Kacarevic G., Milutinovic-Dumbelovic G., Smiljanic I., Radulovic M., Stevanovic J., *CPV in e^+e^- H at 1 TeV ILC*, Moscow University Physics Bulletin 77, 268-269 (2022).
3. Ivan Smiljanic, Ivanka Bozovic Jelisavcic, Goran Kacarevic, **Natasa Vukasinovic**, Ivana Vidakovic and Vladimir RekoVIC, *Systematic uncertainties in integrated luminosity measurement at CEPC*, JINST 17 P09014, DOI: 10.1088/1748-0221/17/09/P09014 (2022).

Саопштење са међународног скупа штампано у целини (M33)

1. **N. Vukašinić**, I. Božović-Jelisavčić, I. Smiljanić, G. Kačarević, G. Milutinović-Dumbelović, T. Agatonović-Jovin, M. Radulović, J. Stevanović, *Measurement of the H to ZZ branching fraction at 350 GeV and 3 TeV CLIC*, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2021), 15-18 March 2021, CERN, Switzerland; CLICdp-Conf-2021-001, 8 pp., (2021).
2. **N. Vukasinovic**, I. Bozovic Jelisavcic, *Determination of CPV Higgs mixing angle in ZZ -fusion at 1.4 TeV CLIC*, PoS (ICHEP2022) 527, (2022).
3. **N. Vukasinovic**, I. Bozovic-Jelisavcic, G. Kacarevic, M. Radulovic, J. Stevanovic, *Determination of the CPV Higgs mixing angle in ZZ -fusion at 1.4 TeV CLIC*, PoS (BPU11) 102, (2023).
4. **N. Vukasinovic**, I. Bozovic-Jelisavcic, G. Kacarevic, *Measurement of the CPV Higgs mixing angle in ZZ -fusion at 1 TeV ILC*, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2023), 15-19 May 2023, Stanford University, USA; ILDPHYS-PROC–2023-006, 9 pp., (2023).
5. T. Agatonović-Jovin, **N. Vukašinić**, I. Božović-Jelisavčić, G. Kačarević, M. Radulović, J. Stevanović, G. Milutinović-Dumbelović, I. Smiljanić, *CP violation in the Higgs sector at ILC*; European Physical Society Conference on High Energy Physics 2021 (EPS-HEP2021); ILDPHYS-PROC-2021-011; e-Print: 2110.12830 [hep-ph], 4 pp., (2021).
6. G. Kačarević, Ivanka Božović-Jelisavčić, **Nataša Vukašinić**, Gordana Milutinović-Dumbelović, Mirko Radulović, Jasna Stevanović, Ivan Smiljanić, Tatjana Agatonović-Jovin, *Measurement of the Higgs Branching Ration $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at 3 TeV CLIC*; International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2021), 15-18 March 2021, CERN, Switzerland; CLICdp-Conf-2021-002, 6 pp., (2021).
7. Ivan Smiljanić, Ivanka Božović-Jelisavčić, Goran Kačarević, **Nataša Vukašinić**, Tatjana Agatonović-Jovin, Gordana Milutinović-Dumbelović, Jasna Stevanović, Mirko Radulović, *Integrated luminosity measurement at CEPC*, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2021), 15-18 March 2021, CERN, Switzerland; e-Print: 2105.06245 [physics.ins-det], 13 pp., (2021).

8. T. Agatonovic Jovin, I. Bozovic Jelisavcic, I. Smiljanic, G. Kacarevic, **N. Vukasinovic**, G. Milutinovic Dumbelovic, J. Stevanovic, M. Radulovic, D. Jeans, *Probing the CP properties of the Higgs sector at ILC*; International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2021), 15-18 March 2021, CERN, Switzerland; ILDPHYS-PROC–2021-004, 5 pp., (2021).
9. G. Kacarevic, I. Bozovic-Jelisavcic, **N. Vukasinovic**, M. Radulovic, J. Stevanovic, *Measurement of the Higgs to $\gamma\gamma$ branching fraction at 3TeV CLIC*, PoS (BPU11) 092, (2023).
10. I. Smiljanic, I. Bozovic Jelisavcic, G. Kacarevic, **N. Vukasinovic**, I. Vidakovic, V. Rekovic, *Systematic uncertainties in integrated luminosity measurement at CEPC*, PoS (BPU11) 086, (2023).
11. G. Milutinović-Dumbelović, I. Božović-Jelisavčić, **N. Vukašinić**, G. Kačarević, M. Radulović and J. Stevanović, *Measurement of the $\sigma \times BR(H \rightarrow ZZ^*)$ at 350 GeV and 3 TeV center-of-mass energies CLIC*, PoS (BPU11) 097, (2023).
12. I. Bozović Jelisavčić, **N. Vukasinovic** and G. Kacarevic, *Probing CPV mixing in the Higgs sector in VBF at 1 TeV ILC*, PoS (EPS-HEP2023) 404, (2023).

План третмана података

Назив пројекта/истраживања
Мерење односа гранања Хигсовог бозона за распад на пар Z бозона на енергијама 350 GeV и 3 TeV на Компактном линеарном сударачу CLIC
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
а) Институт за нуклеарне науке Винча – Институт од националног значаја за Републику Србију, Београд б) в)
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
Докторске студије (доктор наука – физика), докторска дисертација
1. Опис података
<p>1.1 Врста студије <i>Укратко описати тип студије у оквиру које се подаци прикупљају</i></p> <p>У овој тези приказани су резултати мерења односа гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ у семилептонском финалном стању, на енергијама 350 GeV и 3 TeV, при интегрисаној луминозности од 1 ab^{-1} и 5 ab^{-1}, респективно. Претпостављајући важеће Стандардног модела мерење је урађено у пуној симулацији одговора детектора за процесе сигнала и релевантног шума. Сепарација сигнала од шума је изведена фазно, укључујући и примену мултиваријантне анализе засноване на кинематици догађаја. Утврђено је да се однос гранања $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ може мерити на нивоу поверења од 68% са релативном статистичком грешком од $(20 \pm 2)\%$ на енергији 350 GeV и $(3.0 \pm 0.1)\%$ на енергији 3 TeV у систему центра масе, користећи неполаризоване снопове. У случају опсервабле 80% лонгитудиналне поларизације електронског снопа, релативна статистичка грешка на 3 TeV се може редуковати за фактор $\sim \sqrt{1.5}$, што је последица продукције Хигсовог бозона механизмом наелектрисаних струја на овој енергији.</p> <p>1.2 Врсте података а) <u>квантитативни</u> б) квалитативни</p>

1.3. Начин прикупљања података

- а) анкете, упитници, тестови
- б) клиничке процене, медицински записи, електронски здравствени записи
- в) генотипови: навести врсту _____
- г) административни подаци: навести врсту _____
- д) узорци ткива: навести врсту _____
- ђ) снимци, фотографије: навести врсту _____
- е) текст, навести врсту _____
- ж) мапа, навести врсту _____
- з) остало: описати ____ Подаци су произведени у CERN у оквиру CLIC
колаборације и централно су доступни на GRIDу.

1.3 Формат података, употребљене скале, количина података

1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:

- а) Excel фајл, датотека _____
- б) SPSS фајл, датотека _____
- с) PDF фајл, датотека _____
- д) Текст фајл, датотека _____
- е) JPG фајл, датотека _____
- ф) Остало, датотека .slcio

1.3.2. Број записа (код квантитативних података)

- а) број варијабли: 22 варијабле у једном мерењу, 16 варијабли у другом мерењу
- б) број мерења (испитаника, процена, снимака и сл.) 2

1.3.3. Поновљена мерења

- а) да
- б) не

Уколико је одговор да, одговорити на следећа питања:

- а) временски размак између поновљених мера је _____

- б) варијабле које се више пута мере односе се на _____

- в) нове верзије фајлова који садрже поновљена мерења су именоване као _____

Напомене:

Да ли формати и софтвер омогућавају дељење и дугорочну валидност података?

- а) Да
- б) Не

Ако је одговор не, образложити _____

2. Прикупљање података

2.1 Методологија за прикупљање/генерисање података

2.1.1. У оквиру ког истраживачког нацрта су подаци прикупљени?

а) експеримент, навести тип

б) корелационо истраживање, навести тип

ц) анализа текста, навести тип

д) остало, навести шта софтверска симулација

2.1.2 Навести врсте мерних инструмената или стандарде података специфичних за одређену научну дисциплину (ако постоје).

2.2 Квалитет података и стандарди

2.2.1. Третман недостајућих података

а) Да ли матрица садржи недостајуће податке? Да Не

Ако је одговор да, одговорити на следећа питања:

а) Колики је број недостајућих података? _____

б) Да ли се кориснику матрице препоручује замена недостајућих података?
Да Не

в) Ако је одговор да, навести сугестије за третман замене недостајућих података

2.2.2. На који начин је контролисан квалитет података? Описати

2.2.3. На који начин је извршена контрола уноса података у матрицу?

3. Третман података и пратећа документација

3.1. Третман и чување података

3.1.1. Подаци ће бити депоновани у _____ Репозиторијум докторских дисертација Универзитета у Новом Саду.

3.1.2. URL адреса <http://cris.uns.ac.rs/searchDissertations.jsf>

3.1.3. DOI

3.1.4. Да ли ће подаци бити у отвореном приступу?

а) Да

б) Да, али после ембарга који ће трајати до _____

в) Не

Ако је одговор не, навести разлог

3.1.5. Подаци неће бити депоновани у репозиторијум, али ће бити чувани. Образложење

3.2 Метаподаци и документација података

3.2.1. Који стандард за метаподатке ће бити примењен?

3.2.1. Навести метаподатке на основу којих су подаци депоновани у репозиторијум.

Ако је потребно, навести методе које се користе за преузимање података, аналитичке и процедуралне информације, њихово кодирање, детаљне описе варијабли, записа итд.

3.3 Стратегија и стандарди за чување података

3.3.1. До ког периода ће подаци бити чувани у репозиторијуму? Трајно ће бити архивирани.

3.3.2. Да ли ће подаци бити депоновани под шифром? Да Не

3.3.3. Да ли ће шифра бити доступна одређеном кругу истраживача? Да Не
3.3.4. Да ли се подаци морају уклонити из отвореног приступа после извесног времена?

Да Не

Образложити

4. Безбедност података и заштита поверљивих информација

Овај одељак МОРА бити попуњен ако ваши подаци укључују личне податке који се односе на учеснике у истраживању. За друга истраживања треба такође размотрити заштиту и сигурност података.

4.1 Формални стандарди за сигурност информација/података

Истраживачи који спроводе испитивања с људима морају да се придржавају

Закона о заштити података о личности

(https://www.paragraf.rs/propisi/zakon_o_zastiti_podataka_o_licnosti.html) и

одговарајућег институционалног кодекса о академском интегритету.

4.1.2. Да ли је истраживање одобрено од стране етичке комисије? Да Не

Ако је одговор Да, навести датум и назив етичке комисије која је одобрила истраживање

4.1.2. Да ли подаци укључују личне податке учесника у истраживању? Да Не

Ако је одговор да, наведите на који начин сте осигурали поверљивост и сигурност информација везаних за испитанике:

- а) Подаци нису у отвореном приступу
- б) Подаци су анонимизирани
- ц) Остало, навести шта

5. Доступност података

5.1. Подаци ће бити

а) јавно доступни

б) доступни само уском кругу истраживача у одређеној научној области

ц) затворени

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести под којим условима могу да их користе:

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести на који начин могу приступити подацима:

5.4. Навести лиценцу под којом ће прикупљени подаци бити архивирани.

Ауторство

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Наташа Вукашиновић, nvukasinovic@vin.bg.ac.rs

6.2. Навести име и презиме и мејл адресу особе која одржава матрицу с подацима

Наташа Вукашиновић, nvukasinovic@vin.bg.ac.rs

6.3. Навести име и презиме и мејл адресу особе која омогућује приступ подацима другим истраживачима

Наташа Вукашиновић, nvukasinovic@vin.bg.ac.rs