



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Producija parova gradijentnih bozona u proton-proton sudarima na $\sqrt{s} = 100$ TeV

-master rad-

Autor:  
Milena Bajić

Mentori :  
dr Nenad Vranješ, Institut za fiziku, Beograd  
dr Jovana Nikolov, PMF, Novi Sad

Novi Sad, 2015

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Standardni Model</b>	<b>1</b>
2.1	<i>Glashow-Weinberg-Salam</i> model elektroslabih interakcija i Higgsov mehanizam . . . . .	1
2.2	Uzajamna sprezanja gradijentnih bozona . . . . .	5
2.3	Anomalna sprezanja gradijentnih bozona . . . . .	5
2.4	Producija $WW$ para na hadronskim sudaračima . . . . .	7
2.5	Dosadašnji eksperimentalni rezultati . . . . .	10
2.6	Projekat Budućeg kružnog sudarača velike energije . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Monte Karlo simulacije <math>W^+W^-</math> produkcije na <math>pp</math> sudaraču</b>	<b>16</b>
3.1	Kvantna hromodinamika, partonske distributivne funkcije . . . . .	16
3.2	Monte Karlo generatori i fenomenologija $pp$ sudara . . . . .	19
3.3	MC@NLO . . . . .	21
3.4	LHAPDF . . . . .	22
3.5	HERWIG++ . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Rezultati</b>	<b>23</b>
4.1	Efikasni presek za produkciju parova gradijentnih bozona na $pp$ sudaraču . . . . .	23
4.1.1	Presek za produkciju $W^+W^-$ para . . . . .	23
4.1.2	Presek za produkciju $ZZ$ , $W^+Z$ i $W^-Z$ parova . . . . .	27
4.2	Karakteristične raspodele . . . . .	30
4.3	Efikasnost detekcije . . . . .	35
4.4	Efikasni preseci za anomalna sprezanja . . . . .	37
4.5	Osetljivost pojedinih varijabli na anomalna sprezanja . . . . .	39
4.6	Korekcije višeg reda . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>45</b>
<b>Dodatak A</b>		<b>47</b>
A.1	Producija $ZZ$ para . . . . .	47
A.2	Producija $W^+Z$ para . . . . .	48
A.3	Producija $W^-Z$ para . . . . .	49
<b>Literatura</b>		<b>50</b>

## ***Zahvalnica***

*Ovaj master rad je urađen u Laboratoriji za fiziku visokih energija Instituta za fiziku u Beogradu. Želim da se zahvalim svim saradnicima laboratorije, posebno dr Nenadu Vranješu na prenetom znanju, trudu i vremenu. Takođe i dr Jovani Nikolov sa PMF-a u Novom Sadu za svu podršku tokom izrade master rada.*

*Milena Bajić*

## 1 Uvod

Sva naša znanja o fizici čestica sakupljena su u teoriji koja se naziva Standardni model (*Standard Model*), ponekad i Standardni model elementarnih čestica. Standardni model je bio intenzivno testiran na eksperimentima na sudaračima visokih energija, i izdržao je sve eksperimentalne provere do danas.

Jedan od testova Standardnog modela odnosi se na precizna merenja njegovih parametara. Odstupanja od predviđanja modela, ili nekonzistentnost u okviru modela, ukazivali bi na postojanje nove fizike na višim energetskim skalamama. Između ostalog, na sudaračima visokih energija Standardni model se testira merenjem trostrukih sprezanja gradijentnih bozona. Postojanje, tip i jačina ovih sprezanja su potpuno određeni u modelu, i potiču od simetrije koja definiše elektroslabe interakcije. Trostruka sprezanja gradijentnih bozona se na direktni način mogu testirati merenjem produkcije parova gradijentnih (*gauge*, vektorskih, kalibracionih...) bozona:  $W^+W^-$ ,  $W^\pm Z^0$ ,  $W^\pm\gamma$ ,  $Z^0Z^0$ ,  $Z^0\gamma$ .

Merjenja produkcije parova gradijentnih bozona odvijaju se na Velikom hadronskom sudaruću (*Large Hadron Collider*, LHC) u CERN-u. Ako nikakvo značajno odstupanje od Standardnog modela ne bude uočeno (ili baš tada), biće potrebno izgraditi novi sudarač visoke energije. Kako konstrukcija i priprema takvog eksperimenta traje decenijama, već sada se razmatraju različite mogućnosti. Jedna takva mogućnost je izgradnja novog proton-proton ( $pp$ ) sudarača na kome bi se protoni sudarali na energiji od 100 TeV (TeraelektronVolta) u sistemu centra mase,  $\sqrt{s} = 100$  TeV. Na takvom sudaruću trostruka sprezanja gradijentnih bozona mogla bi da se testiraju na višoj energiji nego na LHC koji je dizajniran da sudara protone na energiji  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

U ovom radu izučavan je produkcija parova  $W$  bozona u  $pp$  sudarima na energiji  $\sqrt{s} = 100$  TeV. Korišćene su Monte Karlo simulacije bez uključivanja detektorskih efekata kao što su rezolucija ili efikasnost. Rad je organizovan na sledeći način. U prvom poglavlju ukratko su opisane elektroslabe interakcije u okviru Standardnog modela, opisana je produkcija  $W^+W^-$  para na  $pp$  sudaruću, i dat pregled postojećih eksperimentalnih rezultata koji se odnose na uzajamna sprezanja gradijentnih bozona sa sudarača LEP, Tevatron i LHC. U drugom poglavlju opisane su Monte Karlo simulacije korišćene u ovom radu. U trećem poglavlju prikazani su rezultati preseka za produkciju  $W^+W^-$ , sistematske neodređenosti, i rezultati testiranja osetljivosti pojedinih varijabli na trostruka sprezanja gradijentnih bozona u  $W^+W^-$  procesu.

## 2 Standardni Model

### 2.1 *Glashow-Weinberg-Salam* model elektroslabih interakcija i Higsov mehanizam

*Glashow-Weinberg-Salam* model elektroslabih interakcija (GWS) [1, 2] je objedinjeni model elektromagnetne i slabe interakcije, koji zajedno sa kvantnom hromodinamikom čini osnovu Standardnog modela.

*Glashow* je 1963. godine ujedinio elektromagnetnu i slabu interakciju u okviru  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  grupe simetrije. Problem je predstavljalo uvođenje mase intermedijanih bozona u teoriju, uz zahtev za očuvanjem lokalne gradijentne invarijantnosti. Eksperimentalna činjenica da je slaba interakcija kratkog dometa je ukazivala da bozoni prenosoci moraju imati masu. Stoga je bilo neophodno naći način uvođenja njihove mase u teoriju. Odgovor je dat u vidu Higsovog mehanizma koji su razvijali *Brout, Englert i Higgs*, a *Weinberg i Salam* ga primenili na  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  grupu i uveli u teoriju *Glashow-a*. Model je konačno formulisan 1967. godine. Predvideo je postojanje  $W^+$ ,  $W^-$  i  $Z$  bozona. Procesi koji su odvijaju preko  $W^+$  i  $W^-$  bozona su prethodno bili poznati (beta raspad) i objašnjeni Fermijevom V-A teorijom. Fermijeva teorija je bila bazirana na kontaktnoj interakciji, bez čestica prenosilaca. Uspešno je objašnjavala procese koji se odvijaju putem slabe interakcije na niskim energijama, ali je na visokim dovodila do kršenja unitarnosti. *GWS* model je pored objašnjenja to tada poznatih procesa, predvideo i potpuno nove neutralne procese koji se odvijaju posredstvom  $Z$  bozona. Neutralni procesi, kao i sve tri pomenute čestice su otkrivene u eksperimentima u CERN-u a *Glashow, Weinberg i Salam* su dobili Nobelovu nagradu.

U osnovi Standardnog modela leži princip lokalne gradijentne invarijantnosti. Usled lokalne gradijentne invarijantnosti lagranžijan koji opisuje interakciju je invarijantan u odnosu na infinitezimalne lokalne fazne transformacije za datu grupu simetrije. Transformacije su lokalne ako su funkcija prostorno-vremenskih koordinata.

*Primer lokalne gradijentne invarijantnosti:*

*Dirakov Lagranžijan :*

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1)$$

*je invarijantan u odnosu na globalnu  $U(1)$  gradijentnu transformaciju:*

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta}\Psi, \quad (2)$$

*gde je  $\theta$  konstanta.*

*Ako se zahteva promovisanje globalne u lokalnu gradijentnu simetriju, odnosno invarijantnost Lagranžijana u odnosu na  $U(1)$  lokalnu gradijentnu transformaciju:*

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\Psi, \quad (3)$$

*gde je  $\theta$  funkcija prostorno-vremenskih koordinata, neophodno je uvesti novo bezmaseno vektorsko polje  $A_\mu$ , sa transformacionim svojstvom:*

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x), \quad (4)$$

*a izvod  $\partial_\mu$  zameniti sa kovarijantnim izvodom  $D_\mu$ :*

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu. \quad (5)$$

*Uz uvođenje kinetičkog člana za foton  $\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ , dobija se lagranžijan kvantne elektrodinamike:*

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - qA^\mu(\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi) \quad (6)$$

*Stoga je iz zahteva za lokalnom gradijentnom invarijantnošću uvedeno polje fotona i interakcija sa elektronom.*

Standardni model elektroslabih interakcija ja zasnovan na invarijantnosti u odnosu na neabelovu grupu simetrije  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Generatori  $SU(2)_L$  grupe su komponente slabog izospina  $T_i, i = 1, 2, 3$ , dok je generator  $U(1)_Y$  grupe slabi hipernaboj  $Y$ . Oznaka  $L$  za  $SU(2)$  grupu ukazuje na činjenicu da u slaboj interakciji učestvuju isključivo fermioni leve kiralnosti.

Gradijentni bozoni koji odgovaraju datim grupama simetrije su:

$$\begin{aligned} SU(2)_L &\rightarrow W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3 \\ U(1)_Y &\rightarrow B_\mu. \end{aligned} \quad (7)$$

Lagranđijan elektroslabe interakcije se može zapisati na sledeći način:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + i\bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j \\ & + (\bar{D}_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^+ - \mu^2 \Phi \Phi^+ - \lambda (\Phi \Phi^+)^2 \\ & + \lambda_{e_k} \bar{L}_{L_k} \Phi_{eR_k} + \lambda_{u_{jk}} \bar{Q}_{L_j} \Phi_{uR_k} + \lambda_{d_{jk}} \bar{Q}_{L_j} \Phi_{dR_k} + h.c, \end{aligned} \quad (8)$$

gde su sa  $W_{\mu\nu}^i$  i  $B_{\mu\nu}$  obeleženi tenzori jačine  $SU(2)_L$  i  $U(1)_Y$  polja:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_{\mu j} W_{\mu k} \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \quad (9)$$

a sa  $D_\mu$  kovarijantni izvod:

$$D_\mu = \partial_\mu - igT_i W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (10)$$

Veličine  $g$  i  $g'$  karakterišu konstante sprezanja  $SU(2)_L$  i  $U(1)_Y$  polja. One predstavljaju slobodne parametre modele, odnosno određuju se eksperimentalno.

$W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$  i  $B_\mu$  ne predstavljaju fizičke bozone, odnosno bozone koji se detektuju u eksperimentu. Fizički gradijentni bozoni su  $W^+, W^-, Z$  i foton  $\gamma$ .  $W^+$  i  $W^-$  nastaju mešanjem  $W_\mu^1$  i  $W_\mu^2$ , dok  $Z$  bozon i foton  $\gamma$  nastaju mešanjem  $W_\mu^3$  i  $B_\mu$ :

$$\begin{aligned} W^\pm &= (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)/\sqrt{2} \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W, \end{aligned} \quad (11)$$

gde je  $\theta_W$  slabi ugao mešanja (*Weinberg-ov ugao*). *Weinberg-ov ugao* je definisan preko kostanti sprezanja  $g$  i  $g'$ :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \quad (12)$$

Kao što je pomenuto, problem *GWS* modela je bilo uvođenje mase bozona prenosioca slabe interakcije u teoriju. Problem je rešen primenom ranije koncipiranog Higsovog mehanizma na  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  grupu simetrije. Higsov mehanizam se sastoji u uvođenju Higsovog dubleta :

$$\begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad (13)$$

Higsovo polje ima četiri stepena slobode, po jedan za svako polje iz dubleta.  $SU(2)_Y$  grupa tri slobodna parametra (po jedan za svaki generator grupe). Pošto postoji sloboda za odabir parametara grupe, oni se mogu izabrati tako da  $\Phi_A$  bude nula, a da  $\Phi_B$  bude realno polje. Ovim postupkom je narušena  $SU(2)$  simetrija jer parametri  $SU(2)$  grupe više nisu proizvoljni, već fiksirani, te više nije moguć proizvoljan odabir *gauge-a*.

Tri od četiri stepena slobode sada se interpretiraju kao mase  $W^\pm$  i  $Z$  bozona, dok foton ostaje bezmasena čestica. Četvrti stepen slobode je slobodan i predstavlja masu nove skalarane čestice - Higsovog bozona.

Interakcije Higsovog polja i gradijentnih bozona su opisane članovima u drugom redu jednačine 8. Fermioni dobijaju masu kroz Yukawa-interakciju sa Higsovim poljem, koja je prikazana članovima u trećem redu lagranžijiana 8.

Osnovno stanje Higsovog dubleta se dobija kada neutralni član Higsovog dubleta ima vakuumsku očekivanu vrednost  $v$  različitu od nule :

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

Jedan od najvećih uspeha Glashow-Weinberg-Salam-ove teorije je činjenica da je ona renormalizabilna. Renormalizabilnost teorije znači da se sve merljive veličine mogu izraziti preko nezavisnih parametara modela. Za osnovne nezavisne parametre modela uzimaju se one veličine koje su najpreciznije izmerene u eksperimentima. Uobičajeno se za elektroslabe procese uzimaju:

$$\alpha_{em}, \quad G_F, \quad M_Z, \quad (15)$$

gde su  $\alpha_{em}$  konstanta fine strukture,  $G_F$  *Fermi*-jeva konstanta i  $M_Z$  masa  $Z$  bozona. Ove konstante su dovoljne za teorijska predviđanja ako se uzima u obzir samo prvi red perturbacione teorije (*Leading Order*, LO). Prvom perturbacionom redu odgovaraju osnovni *Feynman*-ovi dijagrami, odnosno dijagami sa najnižim brojem verteksa.

Pored osnovnih *Feynman*-ovih dijagrama postoje i dijagrami višeg reda (*Next to Leading Order*, NLO potom *Next to Next to Leading Order*, NNLO ..). Ukoliko se zahteva veća preciznost teorijskog predviđanja, potrebno je uključiti i dijagrame višeg reda.

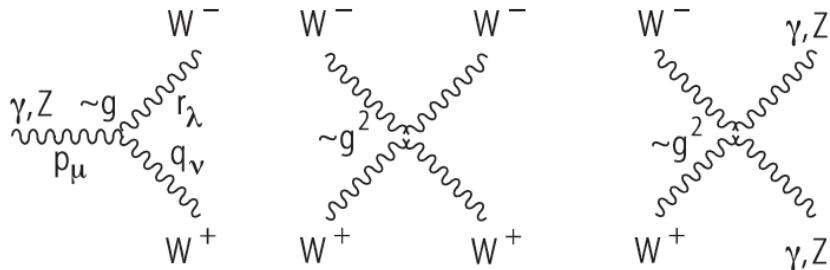
Korekcije višeg reda, koje se nazivaju još i radijativne korekcije, osetljive su na nove fizičke fenomene. Ukoliko postoje nove čestice ili fenomeni koje ne predviđa SM (na primer, unutrašnja struktura gradijentnih bozona), precizna merenja parametara SM mogu ukazivati na njihovo prisustvo.

Usled postojanja petlja dijagrami (*loop diagrams*), u kojima mogu biti prisutne i druge čestice, elektroslabi procesi mogu zavisiti i od drugih parametara SM kao što su: konstanta jake interakcije, masa fermiona, mase Higsovog bozona kao i od članova CKM matrice.

## 2.2 Uzajamna sprezanja gradijentnih bozona

Lagranžijan elektroslabih interakcija 8 predviđa postojanje dva tipa sprezanja (interakcija) gradijentnih bozona: sprezanje gradijentnih bozona sa fermionima kao i uzajamna sprezanja gradijentnih bozona.

SM predviđa postojanje uzajamnih sprezanja tri gradijentna bozona (TGC, od *Triple Gauge boson Couplings*) i četiri gradijentna bozona (QGC, *Quartic Gauge boson Couplings*). Ove interakcije se manifestuju postojanjem verteksa prikazanih na 1. U ovom radu su izučavana uzajamna sprezanja tri gradijentna bozona.



Slika 1: Uzajamna sprezanja tri (levo) i četiri gradijentna bozona (desno).  $g$  je jačina sprezanja, trostruko sprezanje je jačine  $g$ , a četvorostruko jačine  $g^2$ .

Članovi u lagranžijanu 8 koji opisuju uzajamna sprezanja tri gradijentna bozona su:

$$\begin{aligned} & -ie \cot \theta_W \{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^+ Z_\nu - (\partial^\mu W^{\nu+} - \partial^\nu W^{\mu+}) W_\mu^- Z_\nu \\ & + W^\mu W^{\nu+} (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \} - ie \{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^+ A_\nu \\ & - (\partial^\mu W^{\nu+} - \partial^\nu W^{\mu+}) W_\mu^- A_\nu + W^\mu W^{\nu+} (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \} \end{aligned} \quad (16)$$

Iz ovih izraza izraza sledi da SM predviđa postojanje sprezanja oblika  $WWZ$  i  $WW\gamma$ , ali ne i sprezanja koja bi sadržala samo  $Z$  i  $\gamma$  bozone kao što su  $ZZ\gamma$ ,  $ZZZ$ ,  $Z\gamma\gamma$  ili  $\gamma\gamma\gamma$ . Postojanje verteksa sa neparnim brojem  $W$  bozona isključeno je zbog održanja nanelektrisanja.

### 2.3 Anomalna sprezanja gradijentnih bozona

Sprezanja  $W$  bozona sa fermionima su već dobro izučena u SM procesima kakav je produkcija pojedinačnog  $W$  bozona. Sa druge strane tipovi i jačina uzajamnih sprezanja gradijentnih bozona su određeni zahtevom da je gradijentna invarijantost  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  grupe zadovoljena na proizvoljnoj energetskoj skali. U slučaju da postoje novi fizički fenomeni na energetskoj skali koja nije direktno dostupna na sudaraču, mogu se pojaviti odstupanja u uzajamnim sprezanjima

gradijentnih bozona, tzv. anomalnim sprezanjima (aTGC *anomalous Triple Gauge boson Couplings*).

Anomalna sprezanja mogu poticati, na primer, od neotkrivenih teških gradijentnih bozona ( $Z'$ ), ili biti posledica postojanja unutrašnje strukture gradijentnih bozona. Ukoliko je potrebno proširiti spektar gradijentnih bozona sa novim česticama, treba uzeti u obzir njihova sprezanja sa  $W$  bozonom. Ako su gradijentni bozoni kompozitne čestice, vertekse sa Slike 1 je potrebno zameniti novim koji bi sadržali sprezanja činilaca gradijentnih bozona.

Jedan način da se testiraju predviđanja SM koja se odnose na uzajamna sprezanja je preko formalizma efektivnog lagranžijana [3]. Ovaj formalizam parametrizuje vertekse sa slike 1 kroz izvestan broj parametara, konstanti sprezanja. Glavna prednost ovog pristupa leži u činjenici da su uzajamna sprezanja gradijentnih bozona opisana na najopštiji mogući način, nezavisno od bilo kog konkretnog fizičkog modela. Lorenc-invarijanti efektivni lagranžijan koji opisuje  $WWV$  ( $V = Z, \gamma$ ) vertekse ima sledeći oblik:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} = & ig_1^V (W_{\mu\nu}^+ W^\mu V^\nu - W_\mu^+ V^\nu W^{\mu\nu}) + i\kappa_V W_\mu^+ W^\nu V^{\mu\nu} \\ & + i\frac{\lambda_\nu}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^\mu V^{\nu\lambda} - g_4^V W_\mu^+ W_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\ & + g_5^V \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} (W_\mu^+ \partial_\lambda W_\nu - \partial_\lambda W_\mu^+ W_\nu) V_\rho \\ & + i\hat{\kappa}_\nu W_\mu^+ W^\nu \hat{V}^{\mu\nu} + i\frac{\hat{\lambda}_\nu}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^\mu \hat{V}^{\nu\lambda}, \end{aligned} \quad (17)$$

gde je sa  $g_{WWV}$  označena konstanta sprezanja:  $g_{WWZ} = \text{cot}\theta_W$ ,  $g_{WW\gamma} = e$ . Lagranžijan sadrži 14 konstanti sprezanja, po sedam za  $WWZ$  i  $WW\gamma$  vertekse. Zahtevom da su očuvane  $C$  i  $P$  simetrija, ostaje ukupno šest parametara:

$$g_1^\gamma, g_1^Z, \kappa_\gamma, \kappa_Z, \lambda_\gamma, \lambda_Z. \quad (18)$$

Iz uslova elektromagnetne gradijentne invarijanosti se dobija  $\Delta g_1^\gamma = 0$ , što ostavlja pet konstanti sprezanja. Ukoliko je SM tačan vrednosti konstanti sprezanja u LO aproksimaciji su  $g_1^Z = \kappa_\gamma = \kappa_Z = 1$  i  $\lambda_\gamma = \lambda_Z = 0$ . Ukoliko postoje odstupanja od SM, ona će biti iskazana kroz drugačije vrednosti konstanti sprezanja od vrednosti predviđenih u SM. Konstante sprezanja se ubičajeno zapisuju na sledeći način:  $\Delta g_1^V = g_1^V - 1$ ,  $\Delta \kappa_V = \kappa_V - 1$  i  $\lambda_V$ . Sprenzana kod kojih vrednosti konstanti odstupaju od vrednosti koje predviđa SM nazivaju se anomalna sprezanja.

Prilikom izučavanja anomalnih sprezanja gradijentnih bozona, prepostavljaju se neke veze izmedju parametara 18. U parametrizaciji koja je korićena na LEP-u, tri parametra su nezavisna dok su preostala dva dobijaju vezama:

$$\Delta \kappa_Z = \Delta g_1^Z - \Delta \kappa_\gamma \tan^2 \theta_W, \quad \lambda_\gamma = \lambda_Z, \quad (19)$$

gde je  $\theta_W$  Weinberg-ov ugao. Postoje i druge parametrizacije poput one korišćene na Tevatron-u:  $\Delta \kappa = \Delta \kappa_Z = \Delta \kappa_\gamma$  i  $\lambda_\gamma = \lambda_Z$ ,  $g_1^Z = 1$ .

Navedene konstante sprezanja su povezane sa fizičkim parametrima  $W$  bozona. Ti parametri su nailektrisanje  $q_W$ , magnetni dipolni moment,  $\mu_W$ , električni kvadrupolni moment,  $q_W$ , električni dipolni moment,  $d_W$ , i magnetni

kvadrupolni moment  $\hat{Q}_W$ . Relacije koje povezuju konstante sprezanja sa parametrima  $W$  bozona su:  $q_W = eg_\gamma^1, \mu_W = e(1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), q_W = \frac{-e(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)}{m_W^2}, d_W = e(1 + \hat{\kappa}_\gamma + \hat{\lambda}_\gamma), q_W = \frac{-e(\hat{\kappa}_\gamma - \hat{\lambda}_\gamma)}{m_W^2}$ .

Uvođenje anomalnih sprezanja na hadronskom sudaraču vodi narušenju unitarnosti. Na  $pp$  i  $p\bar{p}$  sudaračima u sudarima učestvuju konstituenti (anti)protona - (anti)kvarkovi i gluoni, koji se iz istorijskih razloga kolektivno nazivaju partonii. Procesi se stoga odigravaju u širokom energetskom domenu. Ovo nije slučaj na  $e^+e^-$  sudaračima gde se procesi odvijaju na jasno definisanoj skali, energiji sudara u sistemu centra mase,  $\sqrt{s} = \sqrt{\hat{s}}$ . Uobičajeno je da se konstante sprezanja modifikuju form faktorima oblika:

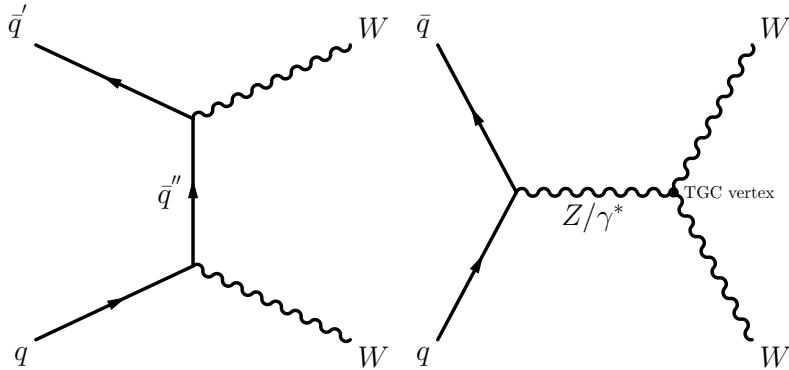
$$\Delta\kappa(\hat{s}) = \frac{\Delta\kappa}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^n} \quad \lambda(\hat{s}) = \frac{\lambda}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^n}, \quad (20)$$

gde je  $\hat{s}$  energija. Vrednost  $n$  izabrana tako da unitarnost bude očuvana za velike vrednosti energije, a parametar  $\Lambda$  se interpretira kao skala na kojoj postoji novi fizički fenomeni usled kojih dolazi do anomalnih sprezanja. Na primer  $\Lambda = M_{Z'}$ , odnosno predstavlja masu novog gradijentnog bozona  $Z'$ .

Eventualno postojanje anomalnih sprezanja gradijentnih bozona u  $W^+W^-$  produkciji se može eksperimentalno manifestovati kroz povećanje preseka. Po red povećanja totalnog preseka, eventualna anomalna sprezanja će se manifestovati u diferencijalnim presecima za velike vrednosti transverzalnog impulsa  $W$  bozona,  $WW$  parova i invarijantne mase  $W^+W^-$  para. Takođe, na anomalna sprezanja su osjetljive i promenljive koje se odnose na produkte raspada  $W$  bozona. U slučaju kada se oba  $W$  bozona raspadaju na lepton i njegov neutrino, nije moguće kinematički rekonstruisati  $W$  bozone u potpunosti, pa se anomalna sprezanja mogu izučavati kroz karakteristične raspodele leptona ili nedostajućeg transverzalnog impulsa. Ovaj slučaj je od naročitog značaja na hadronskim sudaračima. U narednom odeljku će biti opisane eksperimentalne signature u produkciji  $WW$  para.

## 2.4 Producija $WW$ para na hadronskim sudaračima

Osnovni mehanizam produkcije  $W^+W^-$  para na hadronskom sudaraču je  $q\bar{q}$  anihilacija. Feynman-ovi dijagrami kojima se opisuje produkcija  $W^+W^-$  para na  $pp$  sudaraču u najnižoj aproksimaciji (LO, *Leading Order*) aproksimaciji su prikazani na Slici 2.



Slika 2: Feynmanovi dijagrami koji opisuju produkciju  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$  u najnižoj (LO) aproksimaciji. Dijagram na levoj strani predstavlja  $t-$  kanal, dok dijagram na desnoj strani predstavlja  $s-$  kanal koji sadrži  $WWZ$  i  $WW\gamma$  sprezanja.

Prvi dijagram,  $t-$  kanal (postoji i  $u-$  kanal gde se izmena vrši preko neutrina), sadrže vertekse u kojima se sprežu gradijentni bozoni i fermioni. Ova sprezanja su dobro izučena u produkciji pojedinačnih  $W$  bozona na ranijim hadronskim sudaračima. Drugi dijagram predstavlja produkciju  $W^+W^-$  para preko  $Z$ , odnosno  $\gamma$  bozona. Na ovom dijagramu postoji verteks sa trostrukim uzajamnim sprezanjem gradijentnih bozona oblika  $WWZ$  i  $WW\gamma$ .

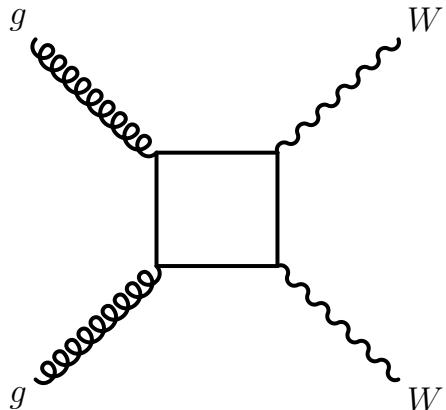
Presek za proces produkcije  $W^+W^-$  para uzimanjem u obzir svakog od pojedinačnih dijagrama raste sa energijom vodeći tako narušenju unitarnosti. Ukoliko se u obzir uzmu sva tri dijagrama javlja se interferencijski član kojim se divergencije poništavaju i presek zavisi od energije kao  $\ln(s)/s$ . Stoga merenje produkcije parova  $W$  bozona, pre svega totalnog preseka, predstavlja test za Standardni model. Pored LO procesa produkcije  $WW$  postoje i Feynman-ovi dijagrami koji opisuju  $WW$  produkciju uz kvatnohromodinamičkih (QCD) korekcija višeg reda, *Next-to-Leading Order*, NLO, *Next-to-Next-to-Leading Order*, NNLO itd. Pored QCD korekcija, moguće je uračunati i elektroslabe korekcije, međutim iz činjenice da je doprinos svakog verteksa totalnom preseku srazmeran  $\sqrt{\alpha}$  sledi da je doprinos QCD korekcija mnogo veći od doprinosa elektroslabih korekcija.

Dijagrami koji prikazuju QCD korekcije višeg reda se odlikuju prisustvom dodatnih verteksa. Postoje petlja dijagram (*loop diagrams*) sa virtuelnom emisijom (*virtual emission*). U procesima  $q\bar{q} \rightarrow WWg$ ,  $qg \rightarrow WWq$  i  $\bar{q}g \rightarrow WW\bar{q}$ , u kojima se pored  $WW$  para emituju i dodatni gluon, kvark odnosno antikvark. Ovi procesi se nazivaju procesi sa realnom emisijom (*real emission*).

Uključivanje NLO QCD korekcija za produkciju  $WW$  para na visokim energijama doprinosi povećanju totalnog preseka za produkciju. NLO QCD korekcije su naročito velike za velike vrednosti transverzalnog impulsa i invarijantne mase  $WW$  para. Ovo je kinematička oblast gde bi se očekivao veliki doprinos

od eventualnih anomalnih sprezanja gradijentnih bozona.

Pored  $q\bar{q}$  anihilacije produkcija  $WW$  para na hadronskim sudaračima se može odvijati i kroz proces  $gg$  fuzije. Feynman-ovi dijagrami koji prikazuju produkciju  $WW$  para u ovom procesu prikazani su na Slici 3. U odnosu na  $q\bar{q}$  anihilaciju proces  $gg$  fuzije je manje verovatan za faktor  $\alpha_s^2$ . Na velikim energijama ovaj mehanizam, međutim, može značajnije doprinositi usled velike gluon-gluon luminozonosti [4]. Doprinos  $gg$  fuzije međutim dosta zavisi od primenjenih selekcionih ograničenja.



Slika 3: Feynmanov dijagram koji opisuje produkciju  $gg \rightarrow W^+W^-$  kroz kvarkovsku petlju.

$W$  bozon je teška čestica i raspada se trenutno na lepton (elektron, mion ili tau lepton) i ogovarajući neutrino ( $\sim 1/3$  svih raspada), ili na par kvark-antikvark ( $\sim 2/3$  raspada). Leptoni su elektron, mion ili tau lepton (kao i njihove antičestice), a kvarkovi mogu biti *up*, *down*, *strange* ili *charm*. Raspadi na parove kvarkova i antikvarkova poštuju selekciona pravila. Prema mogućim načinima raspada  $W$  bozona razlikujemo tri kanala raspada:

- čisto hadronski kanal raspada,  $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ , čiji faktor grananja iznosi  $BR = 46.2\%$ ,
- semileptonski kanal,  $BR(WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}) = 43.5\%$ , i
- čisto leptonsku kanal,  $BR(WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu) = 10.3\%$ .

Čisto hadronski kanal raspada karakteriše prisustvo četiri energična hadron-ska džeta. Džetovi predstavljaju eksperimentalnu manifestaciju kvarkova i gluona i nastaju njihovom fragmentacijom i hadronizacijom usled jačine jake interakcije. Prednost ovog kanala su visok faktor grananja i mogućnost potpune kinematičke rekonstrukcije finalnih objekata. Glavna poteškoća kod izučavanja

ovog kanala dolazi iz činjenice da je presek za direktnu produkciju hadronskih džetova jako veliki. Ova produkcija predstavlja fonski proces pa je izdvajanje  $WW$  parova u čisto hadronskom kanalu raspada praktično nemoguće kod ovog tipa sudarača.

Semileptonski kanal karakterišu energični lepton, nedostajući transverzalni impuls koji potiče od neutrina i dva energična hadronska džeta. Iako eksperimentalnu signaturu, pored džetova, čine i lepton i nedostajući impuls, veliki fon od direktnе kao i asocijirane produkcije džetova sa  $W$  bozonom čini i ovaj kanal nepoželjnim za izučavanje  $WW$  produkcije na hadronskom sudaraču.

Treći kanal je čisto leptonsku kanal raspada,  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ . Karakteristična signatura ovog kanala su dva energična leptona suprotnog znaka i visoka nedostajući transverzalni impuls koji potiče od neutrina. Pošto je rekonstrukcija  $\tau$  leptona u  $W \rightarrow \tau\nu_\tau$  raspadu veoma izazovna, obično se razmatraju samo kombinacije sa elektronskim i mionskim kanalima raspada  $W$  bozona. U tom slučaju faktor grananja je relativno nizak u poređenju sa čisto hadronskim i semileptonskim kanalom. Sa druge strane, glavna prednost čisto leptonskog kanala je jasna eksperimentalna signatura i relativno nizak fon. U ovom radu analiziranu su čisto leptonski kanal raspada:  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ,  $\ell = e, \mu$ .

## 2.5 Dosadašnji eksperimentalni rezultati

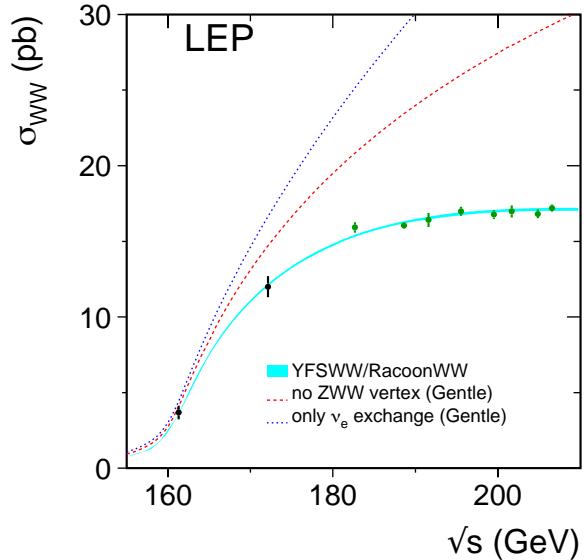
Producija  $WW$  para je intenzivno izučavana u  $e^+e^-$  sudarima na LEP sudaraču u ALEPH, DELPHI, L3 i OPAL eksperimentima [5], i u proton-antiproton ( $p\bar{p}$ ) sudarima na Tevatron sudaraču u CDF i DØ eksperimentima [6, 7], i sada u proton-proton ( $pp$ ) na Velikom hadronskom sudaraču u CERN-u na eksperimentima ATLAS [8] i CMS [9].

U drugoj fazi rada sudarača LEP u CERN-u (LEP-II), koja je trajala od 1996. do 2000. godine, LEP je radio na energijama  $\sqrt{s} = 130 - 209$  GeV. Ova faza omogućila je izučavanje fizike  $W$  bozona pošto je njaviše vremena LEP radio na energijama iznad praga za produkciju  $WW$  para ( $\sqrt{s} \geq 161$  GeV)<sup>1</sup>. Jedan od centralnih zadataka LEP-II bilo je izučavanje produkcije i osobina  $W$  bozona u cilju testiranja SM kao i analiza trostrukih sprezanja gradijentnih bozona i precizna merenja tih sprezanja. Kao i u procesu  $q\bar{q}$  anihilacije na hadronskom sudaraču, u  $e^+e^-$  sudarima  $WW$  se produkuje u  $t-$ ,  $u-$  i  $s-$  kanalu, a posledni sadrži trostruka sprezanja gradijentnih bozona. Presek za produkciju  $WW$  svakog od pojedinačnih dijagrama raste sa energijom vodeći narušenju unitarnosti. Unitarnost je očuvana ukoliko se uračunaju sva tri procesa. Na Slici 4. prikazani su rezultati preseka izmereni na različitim vrednostima  $\sqrt{s}$  upoređeni sa teorijskim predviđanjima zasnovanim na SM. Rezultati su u skladu sa predviđanjima, što je predstavljalo nedvosmisleno potvrdu postojanja uzajamnih sprezanja gradijentnih bozona, i time gradijentne neabelove simetrije elektroslabog sektora SM.

Merjenje preseka za produkciju parova gradijentnih bozona, kao i parametra anomalnih sprezanja nastavljena su na Tevatronu i LHC-u. Tevatron je

---

<sup>1</sup>Na LEP energijama presek za produkciju pojedinačnog  $W$  bozona u procesu  $e^+e^- \rightarrow We\nu$  je mnogo manji od preseka za produkciju  $WW$  para.

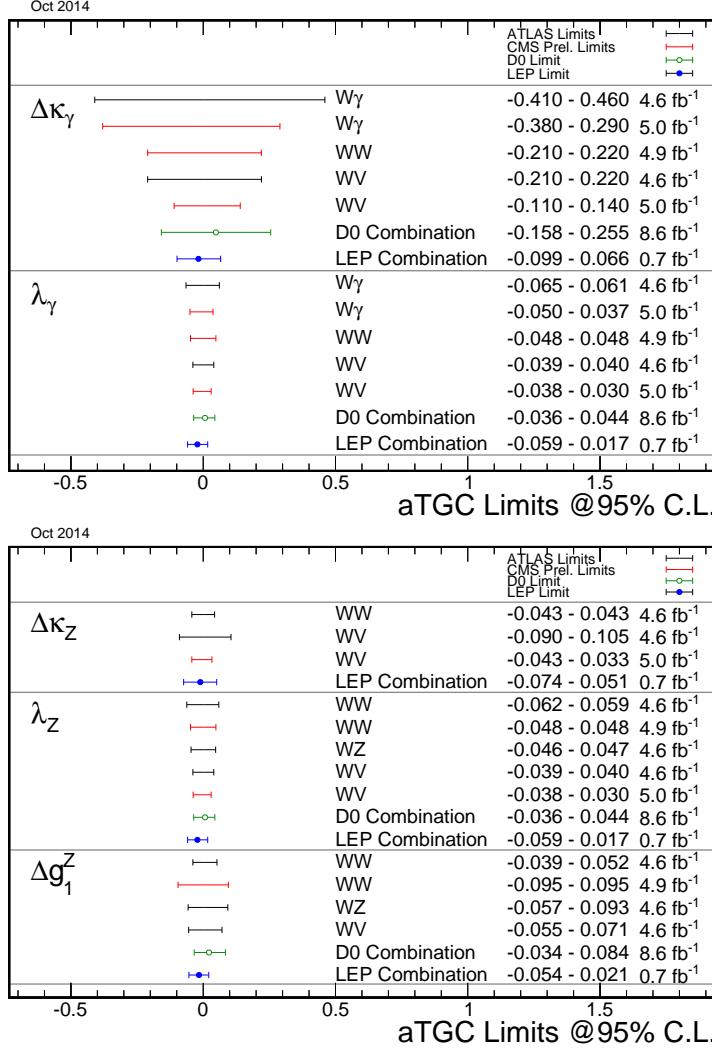


Slika 4: Merenje preseka  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  na različitim energijama sudara [5]. Rezultat predstavlja nedvosmislenu potvrdu postojanja uzajamnih sprezanja gradijentnih bozona, i time gradijentne neabelove simetrije elektroslabog sektora SM.

obustavio prikupljanje podataka 2011 godine. Tokom 20 godina rada, prikupljeni su podaci u  $p\bar{p}$  sudarima na energijama  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV i  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Prikupljeni podaci odgovaraju integralnoj luminoznosti  $\sim 10 \text{ fb}^{-1}$  za svaki od dva eksperimenta. LHC je počeo prikupljanje podataka iz  $p\bar{p}$ sudara ne energiji  $\sqrt{s} = 7$  TeV tokom 2010. i 2011. godine kada su prikupljeni podaci koji odgovaraju integralnoj luminoznosti  $\sim 5 \text{ fb}^{-1}$  po eksperimentu, dok su u 2012. prikupljeno  $\sim 20 \text{ fb}^{-1}$  po eksperimentu na energiji  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Merenja  $WWZ$  i  $WW\gamma$  sprezanja su vršena u procesima produkcije  $W^+W^-$ , kao i  $W^\pm Z^0$  i  $W\gamma$ . Zbog velikog fona analizirani su čisto leptonski kanali raspada koji imaju mali faktor granačanja, što je nedostatak u odnosu na LEP gde su analizirani i hadronski kanali raspada gradijentnih bozona. Sa druge strane, sprezanja gradijentnih bozona na Tevatronu i LHC-u su testirana na mnogo većim vrednostima invarijsantne mase parova gradijentnih bozona nego na LEP-u. Sa energijama 7 i 8 TeV LHC omogućava izučavanje produkcije  $WW$  parova ne do sada neistraženoj energetskoj skali od  $\sim 1$  TeV i sa visokom statističkom preciznošću. Dizajnirana energija LHC-a je  $\sqrt{s} = 14$  TeV, a do kraja rada eksperimenti bi trebalo da prikupe  $O(100)$   $\text{fb}^{-1} pp$  sudara.

Izmereni preseci za  $W^+W^-$  produkciju na LHC-u  
 $\sigma_{WW}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}) = 51.9 \pm 2.0(\text{stat}) \pm 3.9(\text{syst}) \pm 2.0(\text{lumi}) \text{ pb}$  (ATLAS, [10]),  
 $\sigma_{WW}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}) = 52.4 \pm 2.0(\text{stat.}) \pm 4.5(\text{syst.}) \pm 1.2(\text{lumi}) \text{ pb}$  (CMS, [11]),  
su kompatibilna sa predviđanjima Standardnog modela ( $44.7 \pm 2.1 \text{ pb}$ ).

Rezultati merenja anomalnih trostrukih sprezanja gradijentnij bozona na ova tri sudarača su u skladu sa predviđanjima Standardnog modela. Postavljena su ograničenja na vrednosti parametara anomalnih trostrukih sprezanja gradijentnih bozona na nivou poverenja 95%. Rezultati parametara anomalnih  $WW\gamma$  i  $WWZ$  sprezanja sumarizovani su na Slici 5. Najjača ograničenja na  $WWZ$  sprezanja potiču iz rezultata dobijenih na LHC-u.

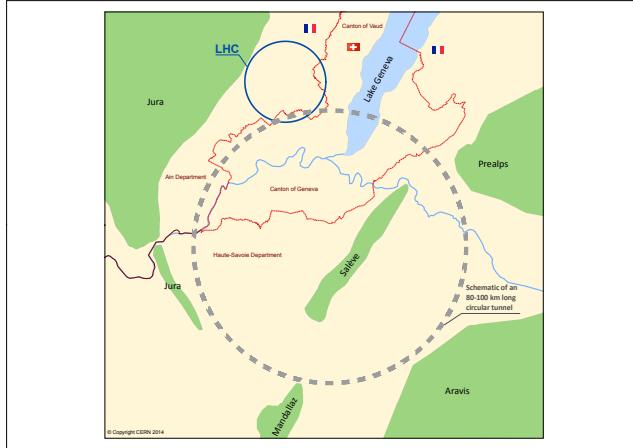


Slika 5: Poređenje limita postavljenih na parametre anomalnih sprezanja gradijentnih bozona dobijenih sa podacima prikupljenim u  $e^+e^-$  sudarima na LEP-u, u  $p\bar{p}$  sudarima na Tevatronu, kao i  $pp$  sudarima na Velikom hadronskom sudaraču u CERN-u. Rezultati sa LHC-a su dobijeni sa podacima iz  $pp$  sudara na energiji  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  koji su prikupljeni tokom 2010. i 2011. godine. Podaci iz 2012. godine na energiji  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  još uvek se analiziraju. Sva dosadašnja merenja su u skladu sa predviđanjima Standardnog modela, a limiti su postavljeni na nivou poverenja 95%. Pretpostavljeno je da se veze između parameterata date jenačinama 19. Na slici gore prikazani su limiti osetljivi na  $WW\gamma$  sprezanja a dole na  $WWZ$  sprezanja. Slike su preuzete iz [12].

## 2.6 Projekat Budućeg kružnog sudarača velike energije

Otkriće Higsovog bozona na Velikom sudaraču hadrona [13, 14] 2012. godine predstavlja nedvosmislen trijumf Standardnog modela. Dalji zadatak fizike visokih energija je da nastavi sa testiranjem SM-a sa što većom preciznošću i na što većim energijama. Merenje sprezanja gradijentnih bozona omoguáava testiranje SM na mnogo višim skalama od energije koja je dostupna na datom eksperimentu. Nove čestice sa koji bile isuviše teške da bi se direktno produkovale u sudarima mogu uticati na sprezanja gradijentnih bozona i manifestovati se kao odstupanja od predviđanja SM (odnosno kao anomalna sprezanja).

Jedan od mogućih budućih projekata koji se razmatra je i projekat Budućeg kružnog sudarača (*Future Circular Collider, FCC*) [15]. FCC bi bio sudarač koji bi mogao da sudara elektrone i pozitrone (akronim FCC-ee), elektrone i hadrone (FCC-eh), ili hadrone sa hadronima (FCC-hh). Trenutno se razmatraju sve tri mogućnosti, i nije isključeno da bi sva tri, ili bar dva, navedena projekta mogla biti odobrena od strane CERN-a koji je nosilac ovog projekta. FCC-hh bi pre svega bio  $pp$  sudarač, kao i LHC, sa energijom u sistemu centra mase  $\sqrt{s} = 100$  TeV. Pretpostavljajući da bi magneti mogli da dostignu nominalnu jačinu 16 T, za ostvarenje ovakvog projekta bilo potrebno izgraditi podzemni tunel dužine 80-100 km, kako je to prikazani na Slici 6. FCC-hh bi trebalo da obezbedi sudare za dva eksperimenta opšte namene i trebalo bi da dostigne luminoznost  $L = 1 - 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . LHC je dizajniran za maksimalnu luminoznost  $L = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Ostali radni parametri sudaravača prikazani su na Slici 7.



Slika 6: Šematski prikaz kružnog tunela dužine 80-100 km koji bi mogao da bude izgrađen kod CERN-a za projekat Budućeg kružnog sudarača (FCC) [16].

<i>Version 1.0 (2014-02-11)</i>	<b>LHC</b>	<b>HL-LHC</b>	<b>FHC-hh</b>
<b>c.m. Energy [TeV]</b>	14		100
<b>Circumference C [km]</b>	26.7		100 (83)
<b>Dipole field [T]</b>	8.33		16 (20)
<b>Arc filling factor</b>	0.79		0.79
<b>Straight sections</b>	8		12
<b>Average straight section length [m]</b>	528		1400
<b>Number of IPs</b>	4		2 + 2
<b>Injection energy [TeV]</b>	0.45		3.3
<b>Peak luminosity [<math>10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}</math>]</b>	1.0	5.0	5.0
<b>Peak no. of inelastic events / crossing at</b> - 25 ns spacing - 5 ns spacing	27	135 (lev.)	171 34
<b>Total / inelastic cross section [mbarn]</b>	111 / 85		153 / 108
<b>Number of bunches at</b> - 25 ns - 5 ns	2808		10600 (8900) 53000 (44500)
<b>Bunch population <math>N_b [10^{11}]</math></b> - 25 ns - 5 ns	1.15	2.2	1.0 0.2
<b>Nominal transverse normalized emittance</b> [mm] - 25 ns - 5 ns	3.75	2.5	2.2 0.44

Slika 7: Neki parametri FCC-hh upoređeni sa parametrima LHC-a [17].

### 3 Monte Karlo simulacije $W^+W^-$ produkције на $pp$ sudaraču

#### 3.1 Kvantna hromodinamika, partonske distributivne funkcije

Precizna izračunavanja zasnovana na kvantnoj hromodinamici (QCD) i njihova eksperimentalna provera na  $pp$  sudaračima je izrazito komplikovana. Svi fizički aspekti na sudaračima visokih energija kao što su precizna merenja u sektoru elektroslabe fizike do izučavanja teških kvarkova i traženja čestica izvan SM povezani su sa interakcijama kvarkova i gluona sa velikim transverzalnim impulsom, što je predmet proučavanja QCD. Ovo je posledica činjenice da su kvarkovi u gluoni "obojene" čestice (poseduju naboj boje-naboj jake interakcije).

Jedan proces u  $pp$  interakciji može se zapisati jednačinom:

$$H_1(P_1) + H_2(P_2) \rightarrow H(Q, \{\dots\}) + X, \quad (21)$$

gde su  $H_1, H_2$  sudarajući hadroni čiji su 4-impulsi  $P_1$  i  $P_2$  redom. Sa  $H(Q, \{\dots\})$  su označeni opservirani produkti interakcije (gradijentni bozoni, džetovi, Higsov bozon, SUSY čestice ...), a  $Q$  je "skala" procesa, sa  $\{\dots\}$  su označene druge merene kinematičke varijable. Skala procesa je određena invarijatnom masom ili transverzalnim impulsom produkta interakcije  $H$  (ukoliko je, na primer, tvrdi proces produkcija  $Z$  bozona, onda je  $Q = M_Z$ , a  $\{\dots\}$  može biti  $y$ , (rapiditet  $Z$  bozona)).  $X$  predstavlja ostale čestice niskog transverzalnog impulsa ( $p_T$ ).

Presek<sup>2</sup> za proces 21 prikazan na crtežu 8 dat izrazom:

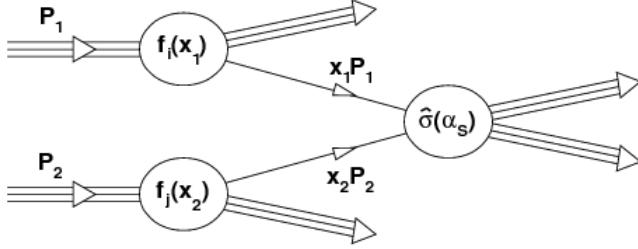
$$\sigma(P_1, P_2; Q, \{\dots\}) = \sum_{ab} \int \int dx_1 dx_2 f_a^{(H_1)}(x_1, Q^2) f_b^{(H_2)}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_1 P_1, x_2 P_2; Q, \{\dots\}; \alpha_s(Q)), \quad (22)$$

pri čemu se sumira po svim kvarkovima i gluonima u procesu  $\{g, u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots\}$ .  $\hat{\sigma}_{ab}$  je partonski presek,  $f_a^{(H_1)}(x_1, Q^2)$  i  $f_b^{(H_2)}(x_2, Q^2)$  su partonske distributivne funkcije (PDF).

Partonske distributivne funkcije protona odnose se na (anti)kvarkove i gluone, koje jednim imenom nazivamo partonima<sup>3</sup>,  $f_{a(b)}^{(H_{1(2)})}$  predstavlja verovatnoću za nalaženje partona  $a(b)$  unutar hadrona  $H_{1(2)}$  sa  $x_{1,2}$  u delom u njegovom impulsu. PDF se ne mogu izračunati iz prvih principa QCD, već se dobijaju iz eksperimenta. Poznavanje PDF dolazi iz eksperimenata dubokog neelestičnog rasejanja leptona na hadronima (DIS) i Drel-Jan procesima(DY) produkcije leptonskog para u hadron-hadron sudarima. PDF gluona dobijene su iz hadron-hadron sudara u kojima se u finalnom stanju produkuje foton.

<sup>2</sup>U ovom radu izraz 'presek' odnosi se na englesku reč *cross-section*. Presek datog procesa predstavlja verovatnoću da se dati proces desi i meri u barnima.

<sup>3</sup>Pod partonima se najčešće podrazumeavaju još i leptoni i realni fotonii.



Slika 8: Presek za dati proces na  $pp$  sudaraču,  $P_{1,2}$  su 4-impulsi protona,  $x_{1,2}$  su udeli interagujućih partona u impulsima protona,  $\hat{\sigma}_{ab}$  je partonski presek, a  $f_i^{(H_1)}(x_1, Q^2)$  i  $f_j^{(H_2)}(x_2, Q^2)$  su partonske distributivne funkcije.

Iako se ne dobijaju iz perturbacione teorije, PDF zavise od izbora skale  $Q$  preko DGLAP (Dokhitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [18] evolucione jednačine :

$$Q^2 \frac{df_a^H(x, Q^2)}{dQ^2} = \sum \int \frac{dz}{z} P_{ab}(\alpha_S(Q^2), z) f_a^H(x/z, Q^2), \quad (23)$$

gde je  $P_{ab}$  Altareli-Paerisi jezgro operatora, koje takođe može biti razvijeno u red po konstanti jake interakcije  $\alpha_S$ :

$$P_{ab}(\alpha_S(Q^2), z) = \alpha_S P_{ab}^{(LO)}(z) + \alpha_S^2 P_{ab}^{(NLO)}(z) + \dots \quad (24)$$

Teorijska interpretacija velikog broja eksperimenata dovila je do formiranje velikog broja različitih skupova PDF. Precizno poznavanje PDF protona je ključno za sva precizna merenja SM na sudaračima: neodređenost u izboru PDF čini predstavlja izvor sistematske greške u izračunavanju preseka.

Partonski presek  $\hat{\sigma}_{ab}(x_1 P_1, x_2 P_2; Q, \{\dots\}; \alpha_s(Q))$  u razvoju po konstanti jake interakcije  $\alpha_s$  daje:

$$\hat{\sigma}_{ab} = \alpha_s^k(Q) \{ \sigma_{ab}^{(LO)}(P_1, P_2; Q, \dots) + \alpha_s(Q) \sigma_{ab}^{(NLO)}(P_1, P_2; Q, \dots) \\ + \alpha_s^2(Q) (\sigma_{ab}^{(NNLO)}(P_1, P_2; Q, \dots) + \dots) \} \quad (25)$$

Formula 25 se naziva još i faktorizaciona formula. Faktorizaciona formula se primenjuje u 'infracrvenoj sigurnoj oblasti' (*infrared safe*), odnosno u oblasti niskih  $p_T$ . Konstanta jake interakcije koja figuriše u prethodnim jednačinama, kao što je poznato i nije prava konstanta:  $\alpha_S$  zavisi od skale  $Q$ . Zbog toga se često upotrebljava izraz trčeća konstanta' (*running coupling constant*). Zavisnost  $\alpha_S$  od  $Q$  je logaritamska i data je preko:

$$Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2} = \beta(\alpha_s(Q)) = -b_0 \alpha_s^2(Q) - b_1 \alpha_s^3(Q) + \dots \quad (26)$$

U prvom redu razvoja konstanta jake interakcije je:

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (27)$$

gde je  $n_f$  broj fermiona, odnosno lakih kvarkova koji učestvuju u interakciji. Na kratkim rastojanjima, odnosno velikim vrednostima  $Q^2$ , vrednost konstante jake interakcije je mala, pa se kvarkovi i gluoni tretiraju kao slobodne čestice (asimptotska sloboda). Obrnuto, na velikim rastojanjima ( $Q^2 \rightarrow 0$ )  $\alpha_s$  divergira, što za posledicu ima zarobljenost kvarkova unutar hadrona.  $\Lambda_{QCD}$  je integraciona konstanta jake interakcije, kojom je određena skala QCD procesa.  $\Lambda_{QCD}$  uspostavlja granicu između kvazislobodnih partona i vezanih stanja. Ovo je fenomenološka konstanta, dakle određuje iz eksperimenta. Naziva se još i konstanta renormalizacione šeme ( $\Lambda_{QCD} = \Lambda_{\overline{MS}}$ ).

Vrednost  $\alpha_S$ , dobijena je iz eksperimenata, na nekoj fiksiranoj referentnoj skali  $Q = \mu_0$ . Standarni izbor je  $\mu_0 = M_Z$ . Tako, poslednja vrednost daje  $\alpha_S(M_Z) = 0.1185 \pm 0.0006$  [19].

Za izračunavanje preseka koriste se još i renormalizaciona ( $\mu_R$ ) i faktorizaciona skala ( $\mu_F$ ). Renormalizaciona skala je skala na kojoj je  $\alpha_S$  računata, a faktorizaciona skala se uvodi da bi se razdvjili efekti vezanih stanja od perturbacionih interakcija. U jednačini 22 uzeto je da važi  $\mu_F = \mu_R = Q$ . U opštem slučaju to ne važi, već je:

$$f_a^{(H_1)}(x_1, Q^2) f_b^{(H_2)}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_1 P_1, x_2 P_2; Q, \dots; \alpha_s(Q)) \\ \downarrow \\ f_a^{(H_1)}(x_1, \mu_F^2) f_b^{(H_2)}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_1 P_1, x_2 P_2; Q, \dots; \mu_R, \mu_F; \alpha_s(\mu_R)) \quad (28)$$

Presek za interakciju  $\sigma$  ne zavisi od  $\mu_R$  i  $\mu_F$ , ali PDF i partonski presek zavise. Arbitrarnost u izboru faktorizacione šeme i odsecanja na određenom redu perturbacije su, pored arbitrarnosti u izboru PDF, najveći izvor sistematske greške u računaju preseka na  $pp$  sudaračima.

### 3.2 Monte Karlo generatori i fenomenologija $pp$ sudara

Monte Karlo programi (MC) se intenzivno koriste u fizici visokih energija. Između ostalog značaj MC leži u sledećem.

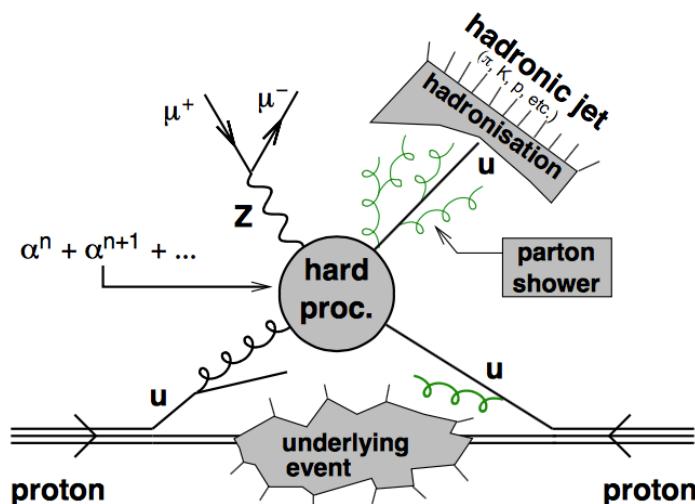
- MC omogućavaju izučavanje kompleksnih višečestičnih procesa. Oni su nezamenljivi eri velikih sudarača kao što je LHC ili FCC čije su energije sudara reda TeV i gde su multiplicitete produkovanih čestica reda veličine 100.
- MC služe za izračunanje preseka za dati proces kao i proceni sistematskih neodređenosti usled PDF, izbora skale itd; Na hadronskim sudarčima presek se ne može izračunati analitički zbog PDF.
- MC omogućavaju simuliranje topologije događaja čime se omogućava dizajniranje eksperimenta. Simuliranje fonskih događaja razvija strategiju za analizu određenih kanala reakcije.
- MC se koriste za izučavanje zahteva i performansi detektora, što je značajno za optimizaciju detektora i procenu njegove efikasnosti.

Struktura jednog događaja na  $pp$  sudaraču je invarijantna u odnosu na konkretni izbor osnovnog podprocesa. Pojednostavljena struktura događaja može biti izložena u sledećih nekoliko koraka:

- Dva snopa protona kreću se jedan prema drugom. Svaka čestica ima partonsku substrukturu karakterisanu sa PDF, o čemu je bilo reči u prethodnom odeljku.
- Ulagani partoni započinju 'grananje' što dovodi do inicijalnog zračenja (*Initial State Radiation-ISR*)
- Po jedan parton iz svake od ulaznih čestica ulazi u interakciju u kojoj se produkuju izlazni partone. Ovo se naziva tvrdi podproces (*hard scattering*) i karakteriše se partonskim presekom. Najčešće se produkuju 2 izlazna partona, ali mogu biti produkovana i 3, 4... Zato se govori o  $2 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3...$  procesima. U tvrdom podprocesu mogu biti produkovane kratkoživeće rezonance kao što su  $W/Z$  bozoni koji se dalje raspadaju na nove partone (kvarkove ili leptone).
- Izlazni partoni se granaju, što dovodi do finalnog zračenja (*Final State Radiation-FSR*). Emisije dodatnih čestica u finalnom stanju ( $e \rightarrow e\gamma, q \rightarrow qg$ ), su za "obojene" čestice posledica osobine jake interakcije i postojanja verteksa sa tri i četiri gluona. Samo jedan parton u početnom stanju može pruzrokovati veliki broj čestica u finalnom stanju. Stoga se ove modifikacije osnovnom podprocesu nazivaju partonski pljuskovi (*Parton Showers-PS*).

- Pored osnovnog podprocesa, dolazi do višečestičnih partonskih interakcija (*Multi-Particle Interactions*) i interakcija između ostataka protonskih snopa koje se nazivaju "pozadinski događaji" (*Underlying Event*).
- Usled osobine jake interakcije, "zarobljenosti" kvarkova i gluona dolazi do fragmentacije izlaznih obojenih partona i hadronizacije. Kolinisani mlazevi hadrona se nazivaju džetovi.
- Nestabilne čestice se dalje raspadaju do stabilnih.

Fenomenologija  $pp$  sudara je demonstrirana na slici 9.



Slika 9: Shematski prikaz  $pp$  sudara. Na crtežu je prikazana kvark-gluon interakcija u kojoj nastaje  $Z$  bozon (sa raspadom  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) i hadronski džet koji je nastao fragmentacijom i hadronizacijom čestica od izlaznog kvarka. Tvrdi podproces se simulira u  $n + 1$  redu teorije perturbacije. Partonski pljuskovi simuliraju korekcije višeg reda i nastanak novih čestica. Ostaci protona interaguju noseći ostatak informacije o događaju.

Rad MC generatora zasnovan je na dva aspekta: perturbativnom i neperturbativnom. Perturbativni aspekt se odnosi na (a) korišćenje matričnih elemenata za tvrdo rasejanje (koji se tačno izračunavaju iz Fejnmanovih dijagrama u datom redu teorije perturbacije), i (b) partonskih pljuskova (*parton showers-PS*) koji aproksimiraju, kroz jednačine evolucije stanja, početne partonske distribucije i

konačna stanja hadronskih džetova. Neperturbativni i probabilistički aspekt se odnosi na upotrebu partonskih distribucija i fragmentaciju izlaznih partona.

Svi najčešće korišćeni MC generatori su *Parton Shower Event Generators (PSEG)*. Kod ovih programa matrični elementi u u prvom redu perturbacije (LO) kombinuju se sa PS mehanizmom. Izračunavanje odgovarajućih preseka i generisanje događaja zasnovani su na proceduri multi-dimenzionalne integracije. Integracija se vrši u delovima faznog prostora u kojima su amplitude procesa velike. Uračunavanje korekcija višeg uzimanjem u obzir fenomenološih korekcija kroz inicijalna i finalna zračenja.

Preseci koje se računaju preko PSEG generatora su u LO aproksimaciji, što dovodi do nedostatka preciznosti u proučavanju SM procesa. Uvodjenje korekcija višeg preko  $K$ -faktora ( $K = \sigma^{NLO}/\sigma^{LO}$ ) kao globalnog faktora skaliranja nije dovoljno jer je potrebno analizirati korekcije u faznom prostoru. Drugi nedostatak ovih generatora je taj da daju tačan opis samo u "mekom" (niski  $p_T$ ) i kolinearnom ( $\theta_{qg} \rightarrow 0$ ) regionu. Režim visokih energija na velikim sudaračima ukazuje na značaj multipartonskih i procesa sa velikim transverzalnim impulsom, koji nisu dobro opisani postojećim PSEG generatorima. Zato postoji potreba za pouzdanim predviđanjima preseka i raspodelama karakterističnih kinematičkih veličina čestica u finalnom stanju. Sistematski pristup je zasnovan na perturbativnim izračunavanima 'odsečenim' na NLO ili eventualno NNLO redu teorije perturbacije. Kao posledica ovog pristupa kreirani su numerički MC generatori koji preseke izračunavaju u NLO redu. Ovi programi, međutim rade na partonskom nivou, odnosno generiš samo tvrdi podproces. Za potpun opis događaja i izračunavanje finalnih raspodela potrebno je kombinovati perturbativna izračunavanja sa hadronizacionim modelom ali opšti pristup nije razvijen. Kod implementacija matričnih elemenata višeg reda, međutim, postoji dve grupe problema.

Prva grupa se odnosi na regularizovanje tzv. infracrvenih divergencija (oblast niskog  $p_T$ ) koje se javljaju u NLO izračunavanjima preseka. Druga grupa problema se odnosi na poklapanje NLO matričnih elemenata sa PS, što dovodi do duplog brojanja (double counting). Postoji mogućnost da se ista kinematička konfiguracija generiše kako od NLO tako i od PS.

### 3.3 MC@NLO

MC@NLO [20–22] je paket za generisanje efikasnih preseka u tvrdom procesu i generisanje događaja sa informacijama o kinematici svih čestica. Sastoji se iz dva dela - NLO i MC deo.

NLO deo ima dve funkcije. Prva je računanje efikasnog preseka za određeni proces, a druga je generisanje događaja za odabrani proces sa fundamentalnim česticama (leptonima, kvarkovima i kalibracionim bozonima) kao krajnjim i sa njihovom potpunom kinematikom. Međutim NLO događaji nisu krajnji događaji, odnosno ono što se detektuje.

Kvarkovi se ne mogu detektovati kao slobodne čestice zato što dolazi do zračenja gluona od kojih nastaju novi kvark-antikvark parovi koji se potom

kombinuju u hadrone - što je naziva hadronizacija. Postoji i zračenje fotona, što takođe menja kinematiku i finalno stanje. Zbog toga se NLO događaji propuštaju kroz Monte Karlo generator koji simulira zračenje gluona i fotona i hadronizaciju.

Mogući Monte-Karlo generatori u ovom slučaju su bili Herwig i Herwig++. Herwig je stariji generator pisan u fortranu, tako da je korišćena njegova novija verzija pisana u C++ jeziku - Herwig++. U ovoj sekciji će biti opisan NLO deo, a u narednoj Herwig++ generator.

Prvi korak NLO dela je integracija na kraju koje se dobija presek za odabrani proces. Drugi deo je generisanje događaja u tvrdom procesu.

Anomalni parametri u Standardnom Modelu imaju vrednost nula. Moguć je odabir drugih vrednosti za parametre, odnosno proračun za model koji se razlikuje od Standardnog Modela. Ovo je urađeno. Amplituda za produkciju  $ww$  bozona uzimajući vrednosti za anomalne parametre različite od nule je:

$$A = A_0 + \delta g_1^z A_{\delta g_1^z} + \delta \kappa^z A_{\delta \kappa^z} + \delta \lambda^z A_{\delta \lambda^z} + \delta \kappa^\gamma A_{\delta \kappa^\gamma} + \delta \lambda^\gamma A_{\delta \lambda^\gamma}$$

gde je  $A_0$  amplituda računata za Standardni model.

Težine događaja se definišu tako da je suma težina svih događaja jednak efikasnom preseku za proces. Specifičnost MC@NLO paketa je da težine mogu biti pozitivne i negativne.

U ovom radu je korišćena verzija MC@NLO 4.10.

### 3.4 LHAPDF

LHAPDF je biblioteka partonskih distributivnih funkcija (PDF). PDF su predstavljene u obliku setova sa neodređenostima. Računanje varijable za svaku od članova seta omogućava predviđanje njene neodređenosti.

LHAPDF se može smatrati naslednikom CERN-ove PDFLIB biblioteke [23] u odnosu na koju ima znatna poboljšanja:

- Upotreba PDF setova koji uključuje neodređenosti parametara fita.
- Svi PDF setovi su definisani kroz spoljašnje fajlove u parametrizovanoj ili *grid* formi. Parametrizovani fajlovi su kompaktniji, dok *grid* fajlovi imaju prednost brže upotrebe, te su pogodni za čestu upotrebu.

U ovom radu je korišćena verzija `1hapdf-5.8.5`.

### 3.5 HERWIG++

Herwig++ [24] je Monte Karlo generator događaja za simulaciju tvrdih lepton-lepton, lepton-hadron i hadron-hadron procesa. Herwig++ je pisan u C++ i nastavak je fortranovog Herwiga. Baziran je na ThePEG-u. ThePEG sadrži klase neophodne za Monte Karlo generatore, ali bez ikakvih specifičnih fizičkih modela. Herwig++ sadrži dodatne klase pisane za fizičke modele koje koristi, a koje sve nasleđuju iz klasa ThePEG-a.

Pošto Standardni Model nije konačna teorija i pošto već LHC traži potvrde teorija posle Standardnog Modela, današnji generatori uključuju i neke od modela posle Standardnog Modela.

Herwig++ sadrži Standardni Model klasu ali i neke od BSM modele poput Minimalnog Supersimetrični Standardi model (MSSM) i Randall-Sundrum modela. MSSM je najviše proučavan model supersimetrije. Uključuje najmanji broj novih polja koji treba da se uvedu u teoriju. Randall-Sundrum model uključuje graviton u teoriju.

U tvrdom procesu se sudađaju inicijalne čestice - leptoni u sudaru leptona, odnosno partoni u sudaru hadrona i nastaju prve izlazne čestice. Presek se računa do prve, a za neke procese do druge popravke. Energijska skala tvrdog procesa određuje nastanak QCD radijacije u partonskim pljuskovima. Posle partonskih pljuskova, stanja se sastoje od partona. Zatim se vrši hadronizacija. Herwig++ koristi klaster model za hadronizaciju.

Osim QCD, moguća je i simulacija QED zračenja.

Event Handler se sastoji iz više podprocesa koji upravljaju generisanjem tvrdog procesa, radijacijom gluona, hadronizacijom i raspadom čestica.

Posle partonskog pljuska, gluoni i kvarkovi se kombinuju u hadrone. HWDecayHandler klasa koja nasledjuje iz ThePEG DecayHandler klase je odgovorna za raspade hadrona i leptona.

U ovom radu je korišćena verzija **Herwig++ 2.5.2**, sa **ThePEG-1.7.2**.

## 4 Rezultati

### 4.1 Efikasni presek za produkciju parova gradijentnih bozona na $pp$ sudaraču

#### 4.1.1 Presek za produkciju $W^+W^-$ para

U ovom poglavlju su prikazani rezultati za presek za produkciju  $W^+W^-$  para na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV. Preseci su računati do NLO QCD (*Next to Leading Order*) nivoa, korišćenjem MC@NLO generatora, uz CT10 [25, 26] i NNPDF v 2.1 [27] PDF setove iz LHAPDF biblioteke. Za vrednosti mase i širine  $W^\pm$  i  $Z$  bozona uzete su:  $M_W=80.385$  GeV,  $M_Z=91.1876$  GeV,  $\Gamma_W=2.085$  GeV,  $\Gamma_Z=2.495$  GeV, dok je QCD skala podešena na  $\Lambda_{\overline{MS}}=0.226$  GeV. Parametri anomalnih sprezanja gradijentnih bozona su postavljeni na vrednosti iz Standardnog modela.

Kao što je objašnjeno u poglavlju 2.4, produkcija  $W^+W^-$  para je osetljiva na nove fizičke fenomene, odnosno na postojanje anomalne sprege gradijentnih bozona. Ukoliko postoje odstupanja od predviđanja Standardnog modela, ona će biti manifestovana većim presekom od predviđenog. Vrednost koju predviđa Standardni model sa NLO QCD popravkom je  $44.7^{+2.1}_{-1.9}$  dok je do danas najbolje izmerena vrednost:  $51.9 \pm 2.0$  (stat)  $\pm 3.9$  (syst)  $\pm 2.0$  (lumi) pb (poglavlje 2.5), što je u okviru teorijskog predviđanja. Ova vrednost je izmerena na ATLAS-u, na  $\sqrt{s}=7$  TeV. Postoje naznake da bi se na višim energijama moglo očekivati

odstupanje od Standardnog modela, pa je bitno precizno teorijsko predviđanje preseka  $W^+W^-$  produkције u okviru SM.

Generisani presek za  $\sqrt{s}=100$  TeV, uz NLO QCD korekcije, za centralnu vrednost CT10 seta, vrednost  $\alpha_S(M_z)=0.118$ , faktorizacionu i renormalizacionu skalu  $\mu_F=\mu_R=\mu_{ref}$ , gde je  $\mu_{ref} = \sqrt{1/2(m_{TW+}^2 + m_{TW-}^2)}$  je 1180 pb. Radi poređenja sa poznatom vrednošću za  $\sqrt{s}=7$  TeV, generisan je i presek na  $\sqrt{s}=7$  TeV. Dobijena vrednost od 43.8 pb je upoređena sa poznatom teorijskom vrednošću od  $44.7^{+2.1}_{-1.9}$ . S obzirom da je u pomenutu teorijsku vrednost sa kojom je poređeno, uračunat i doprinos gluon-gluon fuzije od 3% na  $\sqrt{s}=7$  TeV, a da u našem radu nije, ukoliko se oduzme pomenuti doprinos, dobija se odlično slaganje između preseka od 43.4 pb i našeg rezultata od 43.8 pb.

Pošto je vrlo bitna procena preciznosti sa kojom bi se merio presek na  $\sqrt{s}=100$  TeV, izračunate su i neodređenosti za presek. Uzete su u obzir PDF neodređenosti i neodređenosti usled odabira renormalizacione i faktorizacione skale. Neodređenost usled numericke preciznosti integracije od 0.9864 se pokazala kao zanemarljiva u odnosu na pomenute neodređenosti.

Pošto su PDF eksperimentalno merene, one unose određene sistematske neodređenosti u rezultat. Radi njihove procene, računat je presek za svaku PDF iz CT10 i NNPDF seta. CT10 set čine centralna vrednost sa 52 svojstvena vektora (*eigenvectors*), uz dodatne PDF-ove sa centralnim vrednostima za parametre fita, ali sa promenom vrednosti za konstantu jake interakcije na skali mase  $Z$  bozona  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.113-0.122. Svakom parametru fita odgovaraju dva svojstvena vektora, koji se odnose na pozitivne i negativne varijacije pojedinačnog parametra. NNPDF se sastoji od po 100 replika za svaku vrednostu  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.114-0.124.

Presek za  $W^+W^-$  produkciјu za svaki svojstveni vektor iz CT10 seta je dat u tabeli 1, dok je u tabeli 2 prikazan presek za PDF sa centralnim vrednostima parametara, sa konstantom jake interakcije  $\alpha_S$  u opsegu 0.113-0.122.

pdf :	$\sigma$ [pb]:						
10801	1167	10802	1192	10803	1169	10804	1192
10805	1188	10806	1173	10807	1147	10808	1213
10809	1179	10810	1180	10811	1177	10812	1182
10813	1171	10814	1191	10815	1180	10816	1179
10817	1182	10818	1179	10819	1192	10820	1175
10821	1184	10822	1174	10823	1190	10824	1149
10825	1181	10826	1176	10827	1177	10828	1180
10829	1173	10830	1184	10831	1184	10832	1175
10833	1156	10834	1186	10835	1169	10836	1177
10837	1183	10838	1178	10839	1189	10840	1165
10841	1176	10842	1189	10843	1176	10844	1185
10845	1192	10846	1178	10847	1172	10848	1156
10849	1184	10850	1168	10851	1169	10852	1207

Tabela 1: Efikasni presek za produkciјu  $W^+W^-$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV, predviđen Standardnim modelom uz NLO QCD popravku. Vrednosti su date za svojstvene vektore CT10 seta.

pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :	pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :
10860	0.113	1115	10861	0.114	1128
10862	0.115	1141	10863	0.116	1155
10864	0.117	1167	10865	0.118	1180
10866	0.119	1192	10867	0.120	1204
10868	0.121	1216	10869	0.122	1228

Tabela 2: Efikasni presek za produkciјu  $W^+W^-$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV za PDF-ove iz CT10 seta date za vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.113-0.122

Iz rezultata prikazanih u tabelama 1 i 2, kao i rezultata za svaku PDF iz NNPDF seta (koji ovde nisu prikazani zbog velikog broja replika) je dobijena procena sistematske neodređenosti za presek koju unosi odabir PDF.

Kao što je pomenuto, svojstveni vektori CT10 seta su grupisani u parove sa pozitivnom i negativnom varijacijom parametara  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$ , pa se simetrična neodređenost može definisati kao [26]:

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_i^N (\sigma_i^+ - \sigma_i^-)^2}, \quad (29)$$

Pored simetrične, definisana je i antisimetrična neodređenost:

$$\begin{aligned}\Delta\sigma^+ &= \sqrt{\sum_{i=1}^N [max(\sigma_i^+ - \sigma^0, \sigma_i^- - \sigma^0, 0)]^2}, \\ \Delta\sigma^- &= \sqrt{\sum_{i=1}^N [max(\sigma^0 - \sigma_i^+, \sigma^0 - \sigma_i^-, 0)]^2}.\end{aligned}\quad (30)$$

gde se  $\sigma_0$  odnosi na centralnu vrednost CT10. NNPDF neodređenost za svaku vrednost  $\alpha_S(M_Z)$  je računata kao [28]:

$$\Delta\sigma_{NNPDF}(\alpha_S(M_Z)) = \Delta\sigma_{CT10}(\alpha_S(M_Z)) - \Delta\bar{\sigma}_{NNPDF}(\alpha_S(M_Z)) \quad (31)$$

gde se  $\Delta\bar{\sigma}_{NNPDF}(\alpha_S(M_Z))$  odnosi na srednju vrednost svih replika za određenu vrednost  $\alpha_S(M_Z)$ . S obzirom da je za  $\alpha_S(M_Z)$  u NNPDF setu, uzet interval od 0.116-0.120 na nivou poverenja 90%, ukupna NNPDF neodređenost je računata kao maksimalno odstupanje na nivou poverenja 90%, podeljen sa faktorom 1.645.

Ukupna neodređenost preseka dobija se sumiranjem u kvadraturi maksimuma simetrične odnosno antisimetrične neodređenosti, neodredenosti usled vrednosti konstante jake interakcije i razlike preseka dobijenih za centralne vrednosti CT10 i NNPDF:

$$\Delta\sigma_{PDF} = \sqrt{\Delta\sigma_{CT10(sym/antisym)}^2 + \Delta\sigma_{CT10(\alpha_S(M_Z))}^2 + \Delta\sigma_{NNPDF}^2}. \quad (32)$$

Rezultati su prikazani u tabeli 3.

$\sigma^{NLO}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_{asym}^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_{asym}^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_{NNPDF}^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]
CT10 <sub>central</sub>	CT10 <sub>sym</sub>	CT10 <sub>asym(plus)</sub>	CT10 <sub>asym(minus)</sub>	$\alpha_S(M_Z)$	NNPDF	
1180	4.73	4.63	5.65	1.29	3.56	

Tabela 3: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^+W^-$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira PDF. Pojedinačno je računata za parametre fita CT10, vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  i NNPDF:

Ukupna neodređenost usled PDF je dobijena dodavanjem pomenutih u kvadraturi.

Pored PDF-a, neodređenost u presek unoze u izbor renormalizacione  $\mu_R$  i faktorizacione skale  $\mu_F$ . Renormalizaciona skala je skala na kojoj je računata konstanta jake interakcije, a faktorizaciona skala je skala na kojoj se može zanemariti neperturbativni deo. Stoga neodređenost usled renormalizacione skale potiče od činjenice da viši članovi perturbacionog reda uzeti uračunati, dok

neodređenost usled faktorizacione skale potičen od zanemarenih neperturbativnih fenomena. U tabeli 4 su prikazane neodređenosti usled pomenutih skala koje su varirane kao  $\mu_F/2 \leq \mu_0 \leq 2\mu_F$  (uz  $\mu_R = 0$ ) i  $\mu_R/2 \leq \mu_0 \leq 2\mu_R$  (uz  $\mu_F = 0$ ).

$\frac{\Delta\sigma_{+}^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_{-}^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_{+}^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_{-}^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$
$\mu_R$	$\mu_R$	$\mu_F$	$\mu_F$
4.3	3.6	6.0	8.5

Tabela 4: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^+W^-$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira renormalizacione  $\mu_R$  i faktorizacione  $\mu_F$  skale. Rezultati pokazuju da veliku neodređenost (6.0-8.5%) unose neperturbativni fenomeni, ali i neuzimanje u obzir viših članova reda (3.6-4.3%).

Ukupna neodređenost je dobijena kombinovanjem PDF neodređenosti, kao i neodređensti usled renormalizacione i faktorizacione skale u kvadraturi. Konačni rezultat za presek za produkciju  $W^+W^-$  para na  $\sqrt{s} = 100$  TeV prikazan sa simetričnom neodređenošću je  $\sigma = 1180 \pm 133$  pb, a sa antisimetričnom neodređenošću:

$$\boxed{\sigma = 1180^{+112}_{-135} \text{ pb}} \quad (33)$$

Iz činjenice da relativna neodređenost na  $\sqrt{s}=7$  TeV iznosi  $\sim 4.7\%$ , dok na  $\sqrt{s}=100$  TeV iznosi  $\sim 11.4\%$ , zaključuje se da relativna neodređenost raste sa energijom. Najveći doprinos potiče od neperturbativnih fenomene ( $\Delta\sigma_{\mu_F} \sim 6.0 - 8.5\%$ ), dok je doprinos od PDF reda 6 % (CT10 i NNPDF zajedno), a od zanemarivanja članova višeg reda (NNLO, *Next to Next to Leading Order*)  $\sim 3.6-4.3\%$ . Stoga bi za precizna predviđanja na  $\sqrt{s}=100$  TeV bilo potrebno uključiti i neperturbativne fenomene. Takođe poznavanje parametara PDF sa većom preciznošću, kao i uključivane viših članova reda bi dovelo do predviđanja veće preciznosti.

#### 4.1.2 Presek za produkciju $ZZ$ , $W^+Z$ i $W^-Z$ parova

U ovom odeljku su prikazani rezultati za presek za produkciju  $ZZ$ ,  $W^+Z$  i  $W^-Z$  para na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s} = 100$  TeV, dobijeni postupkom koji je već opisan u poglavljju 4.1.1. Stoga će ovde biti prikazani sumirani rezultati, bez detaljnijih objašnjenja. Takođe, tabele sa presecima za svaku PDF iz CT10 seta su date u dodatku A.

##### • Producija $ZZ$ para

Tabele sa presecima za PDF iz CT10 su seta su prikazane u dodatku A.1, dok su neodređenosti usled PDF prikazane u tabeli 5, a usled renormalizacione i faktorizacione skale u tabeli 6.

$\sigma^{NLO}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]
CT10 <sub>central</sub>	CT10 <sub>sym</sub>	CT10 <sub>asym(plus)</sub>	CT10 <sub>asym(minus)</sub>	$\alpha_S(M_Z)$	NNPDF
159.7	5.20	5.34	5.85	1.29	4.70

Tabela 5: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $ZZ$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira PDF. Pojedinačno je računata za parametre fita CT10, vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  i NNPDF:

Ukupna neodređenost usled PDF je dobijena dodavanjem pomenutih u kvadraturi.

$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]
$\mu_R$	$\mu_R$	$\mu_F$	$\mu_F$
3.2	2.6	4.9	6.9

Tabela 6: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $ZZ$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira renormalizacione  $\mu_R$  i faktorizacione  $\mu_F$  skale. Rezultati pokazuju da veliku neodređenost (4.9-6.9%) unose neperturbativni fenomeni, ali i neuzimanje u obzir viših članova reda (2.6-3.2%).

Efikasni presek za produkciju  $ZZ$  para na  $\sqrt{s} = 100$  TeV sa simetričnom neodređenošću je  $\sigma = 159.7 \pm 16.6$  pb, a sa antisimetričnom:

$$\sigma = 159.7^{+14.8}_{-16.9} \text{ pb}$$

(34)

$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0} [\%]$
$\mu_R$	$\mu_R$	$\mu_F$	$\mu_F$
6.60	3.67	7.37	7.34

Tabela 8: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^-Z$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira renormalizacione  $\mu_R$  i faktorizacione  $\mu_F$  skale. Rezultati pokazuju da veliku neodređenost (7.34-7.37%) unose neperturbativni fenomeni, ali i neuzimanje u obzir viših članova reda (3.67-6.60).

### • Producija $W^+Z$ para

Tabele sa presecima za PDF iz CT10 su seta su prikazane u Dodatku A.2, dok su neodređenosti usled PDF prikazane u tabeli 7, a usled renormalizacione i faktorizacione skale u tabeli 8.

$\sigma^{NLO}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}} [\%]$
CT10 <sub>central</sub>	CT10 <sub>sym</sub>	CT10 <sub>asym(plus)</sub>	CT10 <sub>asym(minus)</sub>	$\alpha_S(M_Z)$	NNPDF	
310.7	4.34	4.12	5.25	1.21	3.30	

Tabela 7: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^+Z$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira PDF. Pojedinačno je računata za parametre fita CT10, vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  i NNPDF:

Ukupna neodređenost usled PDF je dobijena dodavanjem pomenutih u kvadraturi.

Efikasni presek za produkciju  $W^+Z$  para na  $\sqrt{s} = 100$  TeV sa simetričnom neodređenošću je  $\sigma = 310.7 \pm 35.3$  pb, a sa antisimetričnom :

$$\boxed{\sigma = 310.7^{+35.0}_{-32.2} \text{ pb}} \quad (35)$$

### • Producija $W^-Z$ para

Tabele sa presečima za PDF iz CT10 su seta su prikazane u Dodatku A.3, dok su neodređenosti usled PDF prikazane u tabeli 9, a usled renormalizacione i faktorizacione skale u tabeli 10.

$\sigma^{NLO}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_{+/-}^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]	$\alpha_S(M_Z)$	$\frac{\Delta\sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ [%]
CT10 <sub>central</sub>	CT10 <sub>sym</sub>	CT10 <sub>asym(plus)</sub>	CT10 <sub>asym(minus)</sub>		NNPDF	
246.6	4.25	3.75	5.30		1.18	3.42

Tabela 9: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^-Z$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira PDF. Pojedinačno je računata za parametre fita CT10, vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  i NNPDF:

Ukupna neodređenost usled PDF je dobijena dodavanjem pomenutih u kvadraturi.

$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_+^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_-^{NLO}}{\sigma_0}$ [%]
$\mu_R$	$\mu_R$	$\mu_F$	$\mu_F$
3.43	4.62	6.7	6.5

Tabela 10: Neodređenost preseka u %, za produkciju  $W^-Z$  bozona na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s}=100$  TeV, usled odabira renormalizacione  $\mu_R$  i faktorizacione  $\mu_F$  skale.

Efikasni presek za  $pp \rightarrow W^-Z$  na  $\sqrt{s} = 100$  TeV sa simetričnom neodređenošću je  $\sigma = 246.6 \pm 24.1$  pb, a sa antisimetričnom:

$$\boxed{\sigma = 246.6^{-22.4}_{-25.1} \text{ pb}} \quad (36)$$

## 4.2 Karakteristične raspodele

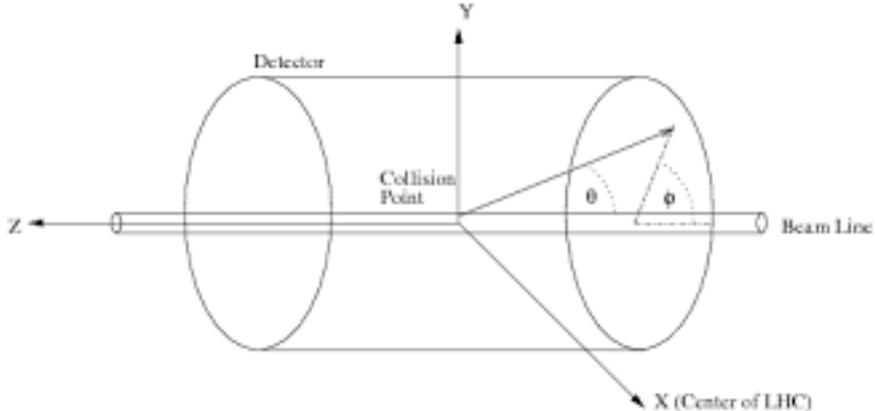
U ovom poglavlju su prikazane raspodele pojedinih varijabli za proces produkcije  $W^+W^-$  para na proton-proton sudaraču koji se raspada na pozitron, mion i odgovarajući neutrino, odnosno antineutrino ( $pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$ ).

Raspodele su dobijene simulacijom događaja na  $\sqrt{s} = 100$  TeV, uz centralnu PDF iz CT10 seta, konstantu jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)=0.118$ , renormalizacionu i faktorizacionu skalu  $\mu_R = \mu_F = \sqrt{1/2(M_{tW^+}^2 + M_{tW^-}^2)}$ , uz  $\text{BR}(W \rightarrow l\nu_l, l = e, \mu, \tau) = 0.1086$ , masu i širinu  $W^\pm$  odnosno  $Z$  bozona od  $M_W=80.385$  GeV,  $M_Z=91.1876$  GeV,  $\Gamma_W=2.085$  GeV,  $\Gamma_Z=2.495$  GeV, uz QCD skalu podešenu na  $\Lambda_{\overline{MS}}=0.226$  GeV, sa vrednostima anomalnih sprezaanja koje odgovaraju vrednostima Standardnog modela.

Tvrdi proces je simuliran MC@NLO generatorom, nakon čega su događaji propušteni kroz Herwig++ kojim su simulirani fragmentacija, hadronizacija, raspad nestabilnih čestica, višečestične interakcije kao i pozadinski događaji. Za povezivanje MC@NLO i Herwig++ generatora je korišćena *LesHouches* [29] biblioteka. Generisani broj događaja iznosi tri miliona.

Tema ovog rada se odnosi na rezultate za  $\sqrt{s} = 100$  TeV, međutim, radi poređenja, prikazane su i raspodele na  $\sqrt{s} = 14$  TeV. S obzirom da je LHC dizajniran za maksimalnu  $\sqrt{s} = 14$  TeV, omogućeno je poređenje između LHC-a i FCC-a.

Koordinatni sistem korišćen u radu je prikazan na slici 10. Z-osa je orijentisana duž cevi sa snopom protona, dok x-osa i y-osa definišu transverzalnu ravnu. Azimutalni ugao  $\phi$  je ugao u transverzalnoj ravni, meren od pozitivnog smera x-ose, dok je polarni ugao  $\Theta$  meren od pozitivnog smera z-ose.



Slika 10: Koordinatni sistem koji se koristi na detektorima na sudaračima (na primer na ATLAS-u).  $z$ -osa je orijentisana duž snopa protona, dok  $x$ -osa i  $y$ -osa definišu transverzalnu ravan (normalnu na snop). Azimutalni ugao  $\phi$  je ugao u transverzalnoj ravni, meren od pozitivnog smera  $x$ -ose, a polarni ugao  $\theta$  je meren od pozitivnog smera  $z$ -ose.

Rezultati su prikazani za raspodele  $W$  bozona, kao i za produkte njihovih raspada: leptona (elektron i miona) i neutrina, pre primene bilo kakvih kinematičkih ograničenja. Pre prikazivanja rezultata će biti date definicije prikazanih varijabli.

- Invarijantna masa  $W^+W^-$  para je definisana kao:

$$m^{WW} = \sqrt{(E^{W^+} + E^{W^-})^2 - (p_x^{W^+} + p_x^{W^-})^2 - (p_y^{W^+} + p_y^{W^-})^2 - (p_z^{W^+} + p_z^{W^-})^2} \quad (37)$$

i prikazana na slici 11a.

- Transverzalni impuls  $W^+W^-$  para je definisan kao impuls u transverzalnoj ravni:

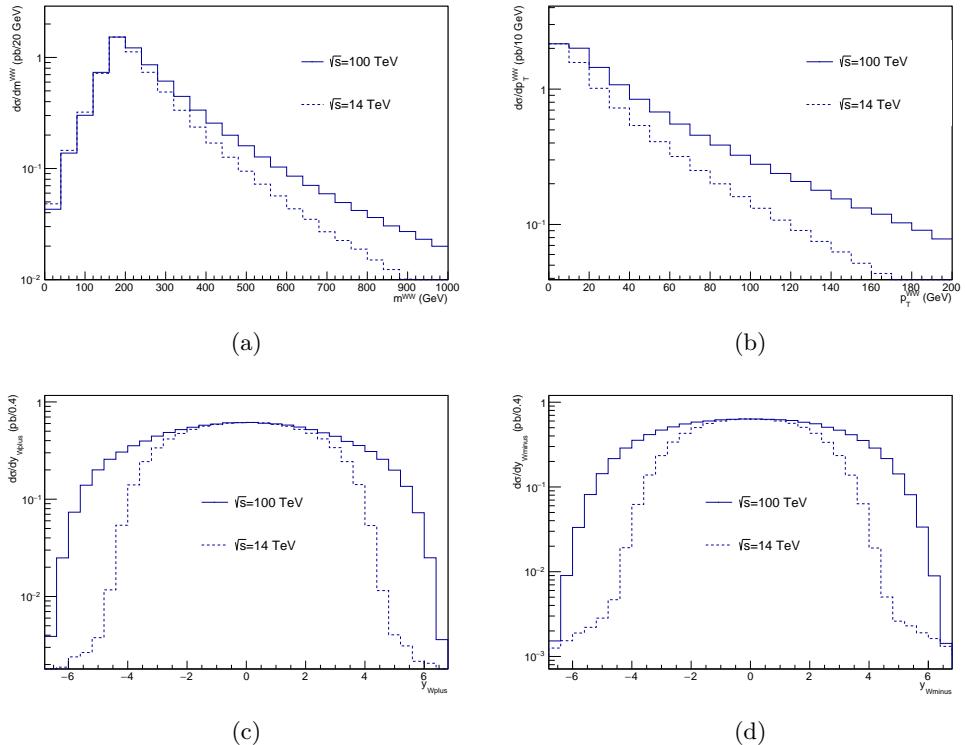
$$p_T^{WW} = \sqrt{(p_x^{W+} + p_x^{W-})^2 + (p_y^{W+} + p_y^{W-})^2} \quad (38)$$

i prikazan na slici 11b.

- Rapiditet  $W^\pm$  bozona je definisan kao:

$$y^{W^\pm} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^{W^\pm} + p_z^{W^\pm}}{E^{W^\pm} - p_z^{W^\pm}}. \quad (39)$$

Za česticu koja se kreće u transverzalnoj ravni je  $y = 0$ . Za kretanje duž pozitivnog smera z-ose  $y \rightarrow \infty$ , dok za kretanje duž negativnog smera z-ose  $y \rightarrow -\infty$ . Rapiditet  $W^+$  odnosno  $W^-$  bozona je prikazan na slikama 11c i 11d.



Slika 11: Raspodele invarijantne mase  $W^+W^-$  para (a), transverzalnog impulsa  $W^+W^-$  para (b), kao i rapiditeta  $W^+$  i  $W^-$  bozona (c) i (d).

Raspodele su dobijene za  $\sqrt{s} = 100$  TeV (čvrsta linija) i  $\sqrt{s} = 14$  TeV (ispredikana linija). Raspodele za  $\sqrt{s} = 100$  TeV su normirane na presek za produciju  $WW$  pomnožene faktorom grananja za leptone, dok su raspodele za  $\sqrt{s} = 14$  TeV normirane tako da se maksimum poklapa sa maksimumom raspodele za  $\sqrt{s} = 100$  TeV.

Iz raspodela prikazanih na slici 11 se primećuje da je presek znatno veći u repu raspodela za invarijantnu masu i transverzalni impuls  $W^+W^-$  para na  $\sqrt{s}=100$  TeV u odnosu na  $\sqrt{s}=14$  TeV. Odатле sledi da je na FCC energijama moguće testirati  $W^+W^-$  produkciju na većim vrednostima invarijantne mase i trasverzalnog impulsa. Takođe rapiditet  $W^\pm$  bozona ima značajne vrednosti u širem opsegu na FCC energijama, što znači da bi detektori na FCC-u morali da imaju vecu geometrijsku pokrivenost nego na LHC.

Pored raspodela za  $W^\pm$  bozona, prikazene su i leptonske raspodele (slika 12), za  $\sqrt{s}=100$  TeV i  $\sqrt{s}=14$  TeV. Prvo su definisane prikazane varijable.

- Transverzalni impuls leptona je definisan kao impuls leptona u transverzalnoj ravni:

$$p_T^{lepton} = \sqrt{(p_x^{lepton})^2 + (p_y^{lepton})^2}. \quad (40)$$

Prikazan je na slici 12a.

- Pseudorapiditet leptona:

$$\eta^{lepton} = -\ln(\tan \frac{\theta}{2}), \quad (41)$$

gde je  $\theta$  polarni ugao je prikazan na slici 12b. Pseudorapiditet i rapiditet su približno jednaki ( $\eta \approx y$ ) za čestice čija je energija znatno veća od mase  $E \gg m$  (ultrarelativističke čestice - leptoni u našem slučaju).

- Neutrini interaguju sa detektorskim materijalom samo kroz slabe interakcije. Zato se ne mogu detektovati pojedinačno, već se u detektoru identificuju kroz prisustvo velikog nedostajućeg transverzalnog impulsa ( $p_T^{miss}$ ). Nedostajući transverzalni impuls se definise na sledeći nacin:

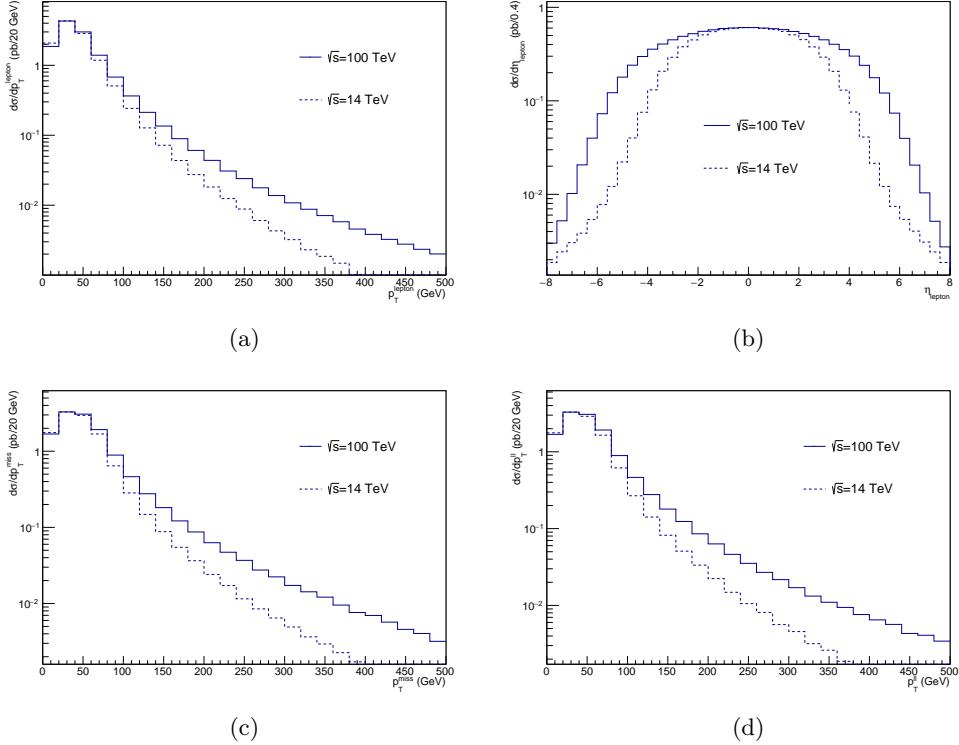
$$p_T^{miss} = \sqrt{(p_x^{\nu_e} + p_x^{\bar{\nu}_\mu})^2 + (p_y^{\nu_e} + p_y^{\bar{\nu}_\mu})^2}. \quad (42)$$

Prikazan je na slici 12c).

- Transverzalni impuls lepton-lepton para je prikazan na slici 12d, a definisan kao:

$$p_T^{ll} = \sqrt{(p_x^{e^+} + p_x^{\mu^-})^2 + (p_y^{e^+} + p_y^{\mu^-})^2}. \quad (43)$$

Primećuje se da presek ima znatno veće vrednosti za veliki transverzalni impuls lepton, lepton-lepton para i neutrina na  $\sqrt{s}=100$  TeV u odnosu na  $\sqrt{s}=14$  TeV što znači da se produkcija  $W^+W^-$  para na  $\sqrt{s}=100$  TeV može testirati na velikim vrednostima transverzalnog impulsa produkata raspada. Značajan presek u širem opsegu raspodele za pseudorapiditet leptona potvrđuje već pomenući zaključak da bi na FCC energijama bili potrebni detektori sa većom geometrijskom pokrivenošću u odnosu na LHC.



Slika 12: Raspodele (a) transverzalnog impulsa i (b) pseudorapiditeta leptona, zatim (c) nedostajućeg transverzalnog impulsa i (d) transverzalnog impulsa lepton-lepton para, za  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  i  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Raspodele su dobijene za  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  (puna linija) i  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (isprekidana linija). Raspodele za  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  su normirane na presek za produkciju  $WW$  pomnožene faktorom granaanja za leptone, dok su raspodele za  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  normirane tako da se maksimum poklapa sa maksimumom raspodele za  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$ .

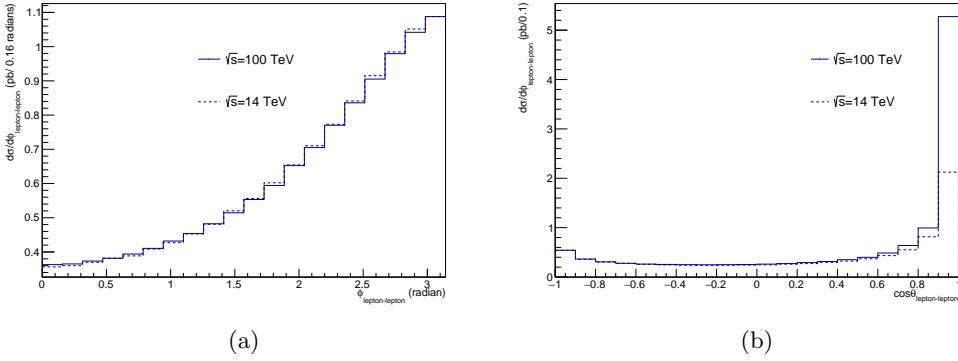
Na slici 13 su prikazane raspodele za uglove između miona i pozitrona.

- Azimutalni ugao je prikazan na slici 13a. Definisan je kao ugao između miona i pozitrona u transverzalnoj ravni:

$$\phi = \arccos \frac{\vec{p}_T^{e^+} \cdot \vec{p}_T^{\mu^-}}{p_T^{e^+} \cdot p_T^{\mu^-}}. \quad (44)$$

- Polarni ugao između pozitrona i miona je prikazan na slici 13b i definisan kao:

$$\cos \theta = \frac{\vec{p}_T^{e^+} \cdot \vec{p}_T^{\mu^-}}{p_T^{e^+} \cdot p_T^{\mu^-}}. \quad (45)$$



Slika 13: Raspodele (a) azimutalnog i (b) polarnog ugla između pozitrona i miona, za  $\sqrt{s} = 100$  TeV i  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Raspodele za  $\sqrt{s} = 100$  TeV su normirane na presek za produkciju  $W^+W^-$  pomnožene faktorom grananja za leptone, dok su raspodele za  $\sqrt{s} = 14$  TeV normirane tako da se maksimum poklapa sa maksimumom raspodele za  $\sqrt{s} = 100$  TeV.

Primećuje se da nema značajne razlike u ugaonim raspodelama lepton-lepton para za 14 TeV i 100 TeV, kao i da se većina miona i pozitrona kreće u suprotnom smeru.

### 4.3 Efikasnost detekcije

U ovom poglavlju su prikazani rezultati za procenu efikasnosti detekcije događaja za proces  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$  na  $\sqrt{s}=100$  TeV. Za procenu efikasnosti su uzeta u obzir očekivana kinematička ograničenja budućeg detektora i efikasnost rekonstrukcije događaja.

Broj događaja nastalih u sudarima, zavisi od efikasnog preseka u kom je sadržana priroda interakcije, kao i od integralne luminoznosti koji je karakteristika akceleratora. Dat je sa:

$$N = \sigma \cdot L \quad (46)$$

gde je  $\sigma$  presek, a  $L$  integralna luminoznost.

Luminoznost je definisana kao broj sudara u jedinici vremena po jedinici površine i predstavlja jednu od najbitnijih karakteristika akceleratora. Što je lumiznost veća, generisan je veći broj događaja. Integralna luminoznost  $L$  se dobija integracijom po vremenu:

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (47)$$

Broj detektovanih događaja je dat sa:

$$N_{exp} = \sigma \cdot L \cdot \varepsilon, \quad (48)$$

gde je  $\sigma$  presek,  $L$  integralna luminoznost, a  $\varepsilon$  efikasnost detekcije.

U ovom radu su u proceni efikasnosti uzeti sledeći faktori:

- Kinematička ograničenja za detekciju  $\varepsilon^{acc}$  (*acc* od *acceptance*). Zavisno od konstrukcije detektora, ne mogu biti detektovane čestice izvan određenih opsega. Na primer, konstrukcija Atlas detektora je takva da se ne mogu detektovati čestice koje se kreću suviše „nisko”.
- Efikasnost rekonstrukcije događaja  $\varepsilon^{rec}$ .

U proceni  $\varepsilon^{acc}$  su primenjena ograničenja koja se očekuju na FCC-u, a to su:

- transverzalni impuls elektrona i miona veći od 25 GeV:  $p_T^{lepton} > 25$  GeV,
- pseudorapiditet elektrona i miona manji od 4:  $|\eta|^{lepton} < 4$ ,
- nedostajući transverzalni impuls veći od 25 GeV:  $p_T^{miss} > 25$  GeV.

Efikasnost  $\varepsilon^{acc}$  je dobijena iz odnosa broja događaja koji prolaze kinematička ograničenja i ukupnog broja događaja. Neodređenost od  $\varepsilon_{abs}^{acc}$  je računata kao:

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_{cut1}} \cdot \sigma_{N_{cut1}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N_0} \cdot \sigma_{N_0}\right)^2}, \quad (49)$$

Rezulati su prikazani u tabeli 11. Uračunavajući sva pomenuta ograničenja,  $\varepsilon^{acc}$  je 36.11%.

	$\varepsilon_{abs}^{acc}$	$\varepsilon_{rel}^{acc}$
$p_T^{lepton} > 25$ GeV	$(60.21 \pm 0.07)\%$	100%
$p_T^{miss} > 25$ GeV	$(46.80 \pm 0.06)\%$	$(77.73 \pm 0.13)\%$
$ \eta ^{lepton} < 4$	$(36.11 \pm 0.05)\%$	$(59.97 \pm 0.11)\%$

Tabela 11: Efikasnost detekcije za proces  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$  na  $\sqrt{s}=100$  TeV.  $\varepsilon_{abs}^{acc}$  je efikasnost detekcije događaja koji prolaze data kinematička ograničenja. Prva vrednost za  $\varepsilon_{abs}^{acc}$  se odnosi na prvo ograničenje, a svaka sledeće na sva prethodna ograničenja.  $\varepsilon_{rel}^{acc}$  je relativna efikasnost, za koju je  $p_T^{lepton} > 25$  GeV normirano na 100%.

Za efikasnost rekonstrukcije su razmatrane dve procene  $\varepsilon^{rec}$ : idealna od 100% i realnija od 90% za svaku česticu. Sa idealnom efikasnopšću rekonstrukcije, ukupna efikasnost je:

$$\varepsilon = \varepsilon_{abs}^{acc} \cdot \varepsilon^{rec} = 36.11\%. \quad (50)$$

Sa realnjom pretpostavkom da je efikasnost rekonstrukcije svakog leptona 90% ( $\varepsilon_e^{rec} = 90\%$  i  $\varepsilon_\mu^{rec} = 90\%$   $\varepsilon^{rec} = \varepsilon_e^{rec} \cdot \varepsilon_\mu^{rec} = 81\%$ ), ukupna efikasnost je:

$$\varepsilon = \varepsilon_{abs}^{acc} \cdot \varepsilon^{rec} = 29.25\%, \quad (51)$$

Pošto je dobijena vrednost za efikasnost, moguće je predvideti detektovani broj događaja za određeni proces. Za proces produkcije  $W^+W^-$  para koji se leptonski raspada ( $l=e,\mu$ ) biti:

$$N_{exp} = \sigma(pp \rightarrow WW) \cdot BR(WW \rightarrow l\nu l\nu) \cdot L \cdot \varepsilon, \quad (52)$$

gde je  $\sigma(pp \rightarrow WW)$  presek za nastanak  $W^+W^-$  para u proton-proton sudaru,  $BR(WW \rightarrow l\nu l\nu)$  faktor granjanja za dati kanal raspada,  $L$  integralna luminoznost, a  $\varepsilon$  efikasnost detekcije produkata raspada. Koristeći  $BR(W \rightarrow e\nu_e) = 10.71\%$  i  $BR(W \rightarrow \mu\nu_\mu) = 10.63\%$  [19], faktor granjanja je:

$$BR(WW \rightarrow l\nu l\nu, l = e, \mu) = 4.55\%$$

Za integralnu luminoznost  $L = 1 pb^{-1}$ , uz efikasnost rekonstrukcije od 100%, broj detektovanih događaja će biti:

$$N_{exp} = 19.4.$$

Dok će za integralnu luminoznost  $L = 1 pb^{-1}$  i efikasnost rekonstrukcije svake čestice od 90%, detektovani broj događaja biti:

$$N_{exp} = 15.7.$$

Za izračunavanje  $N_{exp}$  nije uzeta u obzir procena rezolucije energije (impulsa) elektrona (miona). Pretpostavljajući da bi rezolucija trebalo da bude slična ili bolja u odnosu na detektore ATLAS i CMS ( $\sim 1\%$ ), taj efekat bi trebalo da bude mali. Dalje, za selekciju  $W^+W^-$  dogadjaja i merenje aTGC na LHC-u primenjivan je veto na džetove kao selekcioni uslov. Ovaj selekcioni uslov zapravo znači da se odbacuju događaji u kojima postoji bar jedan hadronski džet preko određene energije i u datom ograničenju na  $\eta$ . Tipična relativna efikasnost ovog selekcionog uslova je 50% [10]. Za procenu ovog selekcionog uslova potrebna je realistična simulacija detektora, kao i uključivanje korekcija višeg reda. Stoga ovaj uslov nije razmatran u ovom radu.

#### 4.4 Efikasni preseci za anomalna sprezanja

Ispitana je zavisnost efikasnog preseka za produkciju  $W^+W^-$  para od anomalnih parametara sprezanja gradijentnih bozona za TGC:

$$\Delta g_1^z, \lambda^z, \Delta \kappa^z, \lambda^\gamma \text{ i } \Delta \kappa^\gamma.$$

Odabrana je LEP parametrizacija u kojoj su tri parametra nezavisna, dok su druga dva određena vezama:

$$\Delta \kappa^z = \Delta g_1^z - \Delta \kappa^\gamma \tan^2 \theta_W, \quad (53)$$

$$\lambda^\gamma = \lambda^z. \quad (54)$$

Standardni model predviđa da su svi pomenuti parametri jednaki nuli. Ukoliko ovo predviđanje nije tačno, presek za produkciju  $W^+W^-$  para je različit od preseka predviđenog Standardnim modelom. Pojedinačno je variran svaki parametar i rezultati su prikazani u tabeli 12.

Vrednosti parametara su odabrane tako da odgovaraju do sada najpreciznije izmerenom opsegu na nivou poverenja 95%, kao i deset puta manjem opsegu.  $\Lambda$  je skala na kojoj su mogu očekivati novi fizički fenomeni koji dovode do anomalnih sprezanja. Svi rezultati su dobijeni sa MC@NLO generatorom, podešavanjem DELG1Z, DELKAPZ, LAMANZ, DELG1GMM, DELKAPGMM, LAMANGMM i LAMFFAN na odabrane vrednosti, prikazane u tabeli 12.

skala[TeV]	$\Delta g_1^z = -0.054$	$\Delta g_1^z = -0.0054$	$\Delta g_1^z = 0.0021$	$\Delta g_1^z = 0.021$
100	1179	1180	1180	1181
1000	1179	1180	1180	1181
$\infty$	1179	1180	1180	1181
skala[TeV]	$\Delta \kappa^\gamma = -0.099$	$\Delta \kappa^\gamma = -0.0099$	$\Delta \kappa^\gamma = 0.0066$	$\Delta \kappa^\gamma = 0.066$
100	1223	1181	1180	1191
1000	1225	1181	1180	1192
$\infty$	1225	1181	1180	1192
skala[TeV]	$\lambda^z = -0.038$	$\lambda^z = -0.0038$	$\lambda^z = 0.0030$	$\lambda^z = 0.030$
100	1225	1180	1181	1220
1000	1226	1180	1181	1221
$\infty$	1226	1180	1181	1221
skala[TeV]	$\lambda^\gamma = -0.038$	$\lambda^\gamma = -0.0038$	$\lambda^\gamma = 0.0030$	$\lambda^\gamma = 0.030$
100	1189	1180	1180	1188
1000	1189	1180	1180	1188
$\infty$	1189	1180	1180	1188
skala[TeV]	$\Delta \kappa^z = -0.043$	$\Delta \kappa^z = -0.0043$	$\Delta \kappa^z = 0.0033$	$\Delta \kappa^z = 0.033$
100	1219	1181	1180	1196
1000	1219	1181	1180	1196
$\infty$	1188	1180	1180	1180

Tabela 12: Efikasni presek za nastanak  $W^+W^-$  para u proton-proton sudaru za vrednosti anomalnih parametara za TGC različite od Standardnog modela. Preseci su računati za vrednosti anomalnih parametara naznačenih u tabeli, za skale  $\Lambda = 100$  TeV,  $\Lambda = 1000$  TeV i  $\Lambda = \infty$ .

Iz tabele se zaključuje sledeće.

- Presek je osetljiv na  $\lambda^z$ ,  $\Delta \kappa^z$  i  $\Delta \kappa^\gamma$ , dok slabo zavisi od  $\Delta g_1^z$  i  $\lambda^\gamma$ ,
- Za deset puta manje vrednosti aTGC dobijaju se preseci čije je odstupanje od SM vrednosti veoma malo. Ako su aTGC parametri tog reda veličine, potrebno je značajno smanjiti teorijske neodređenosti u predviđanju preseka.

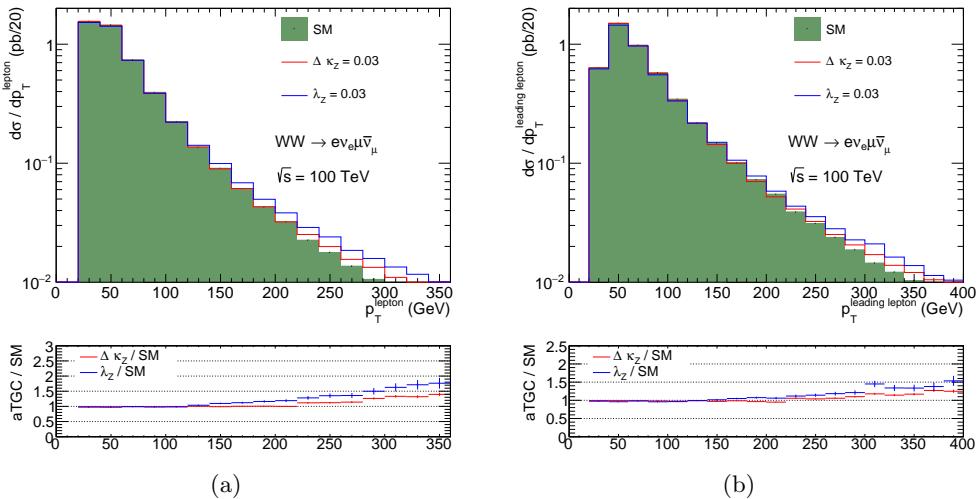
## 4.5 Osetljivost pojedinih varijabli na anomalna sprezanja

U poglavlju 4.4 su prikazani rezultati za ukupne efikasne preseke za produkciju  $W^+W^-$  para u proton-proton sudarima. Moglo se primetiti na koje je parametre ukupni presek osetljiviji. Međutim pored ukupnog, potrebno je ispitati i zavisnost diferencijalnog preseka od različitih varijabli kako bi se videlo na koje je najosetljiviji, odnosno koje distribucije bi se mogle koristiti za merenje anomalnih parametara.

To je urađeno za proces  $pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$  na  $\sqrt{s} = 100$  TeV. Rezultati su prikazani u ovom poglavlju.

Sve raspodele su pravljene posle primene kinematičkih ograničenja:  $p_T^{lepton} > 25$  GeV,  $|\eta|^{lepton} < 4$  i  $p_T^{miss} > 25$  GeV. Raspodele su prikazane za predviđanja Standardnog modela, zatim za  $\lambda^z = 0.03$  i  $\Delta\kappa^z = 0.03$ , na skali  $\Lambda = 100$  TeV. Raspodele nisu pravljene za parametar  $\Delta g_1^z$  zato što je presek na  $\sqrt{s}=100$  TeV slabo osetljiv na njega (pokazano u tabeli 12). Na donjem delu svake slike je prikazan odnos raspodela za označeni parametar aTGC i Standardnog modela.

Na slici 14 su prikazani (a) transverzalni impuls leptona, definisan u formuli 40 i (b) transverzalni impuls najenergičnijeg leptona u događaju.

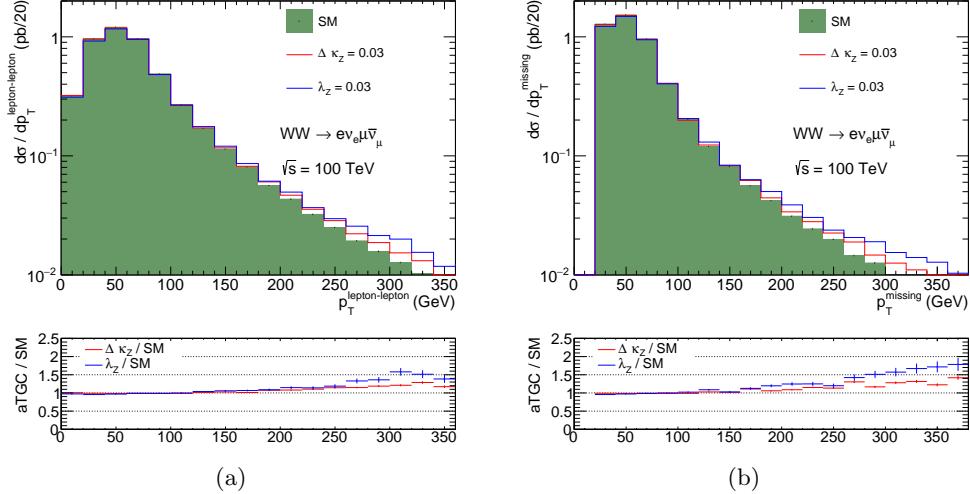


Slika 14: (a) Transverzalni impuls leptona i (b) najenergičnijeg leptona u događaju na  $\sqrt{s} = 100$  TeV predviđen Standardnim modelom (ispunjena površina), zatim za  $\Delta\kappa^Z = 0.03$  (crvena linija) i  $\lambda^z = 0.03$  (plava linija). Dole je prikazan odnos aTGC i SM.

Osetljivost diferencijalnog preseka je dobra za velike vrednosti transverzalnog impulsa za obe raspodele sa slike 14, pogotovo za  $\Delta\lambda^Z$ . Diferencijalni presek na slici 14a za  $\Delta\lambda^Z = 0.03$  je na  $p_T = 250$  GeV-a veći za  $\sim 40\%$  od SM i povećava se sa  $p_T$ , pa je na  $p_T = 300$  GeV-a veći za  $\sim 60\%$ . Za  $\Delta\kappa^Z = 0.03$  je razlika nešto manja, pa je na  $p_T = 300$  GeV, presek veći za  $\sim 40\%$  od SM. Ako je red veličine ovih

parametara kao prikazani, obe raspodele bi bile pogodne za njihovo merenje i ne bi bilo neophodno povećavati teorijsku preciznost dalje od NLO nivoa.

Na slici 15 su (a) transverzalni impuls lepton-lepton para, definisan u formuli 43 i (b) nedostajući transverzalni impuls (odnosi se na neutrino), definisan u 42.

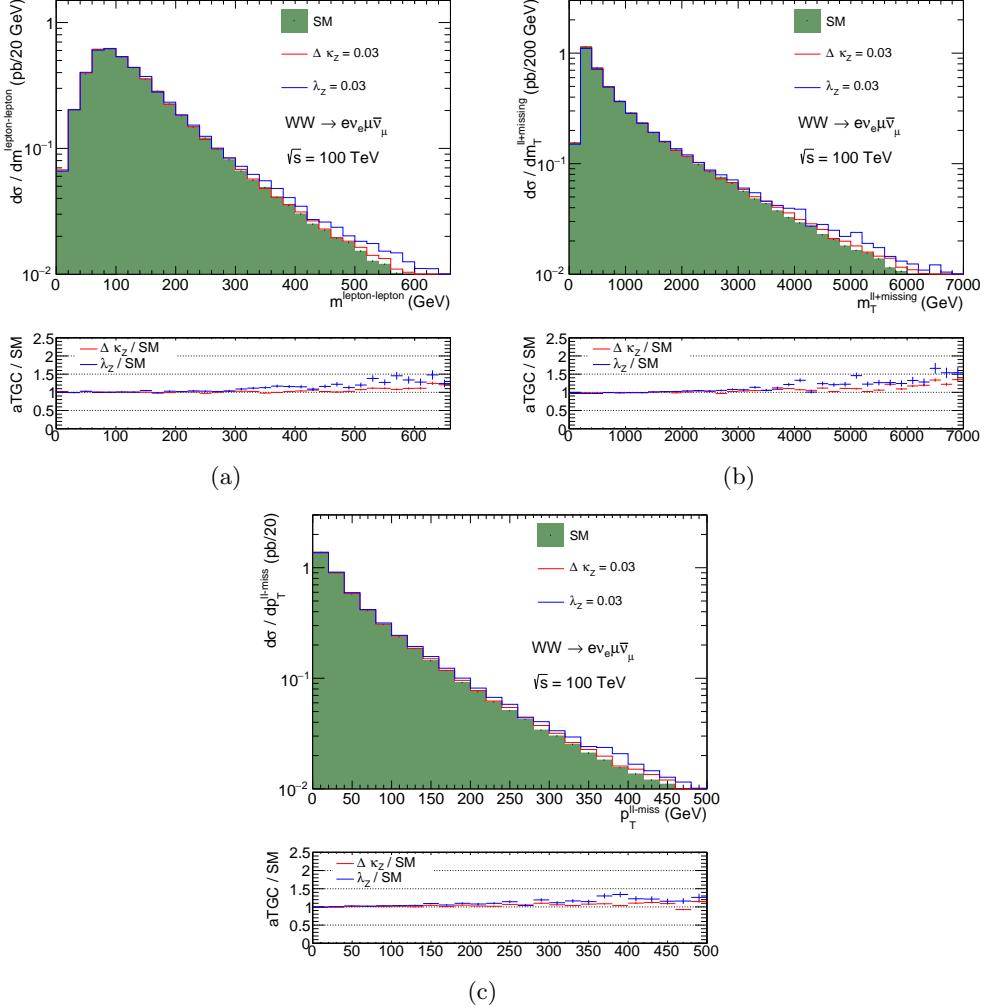


Slika 15: Transverzalni impuls (a) lepton-lepton para i (b) nedostajući transverzalni impuls, na  $\sqrt{s}=100$  TeV predviđen Standardnim modelom (ispunjena površina), zatim za  $\Delta\kappa^Z=0.03$  (crvena linija) i  $\lambda^Z=0.03$  (plava linija). Dole je prikazan odnos aTGC i SM.

Osetljivost je ponovo dobra za velike vrednosti transverzalnog impulsa za obe raspodele na slici 15. Raspodela za  $\lambda^Z$  je na  $p_T=300$  GeV za  $\sim 50\%$  od SM, dok je za  $\Delta\kappa^Z$  na  $p_T=300$  GeV za  $\sim 30\%$  veća od SM.

Na slici 16 su (a) invariјantna masa lepton-lepton para, (b) transverzalna masa i (c) transverzalni impuls miona, pozitrona i (anti)neutrina, definisani kao:

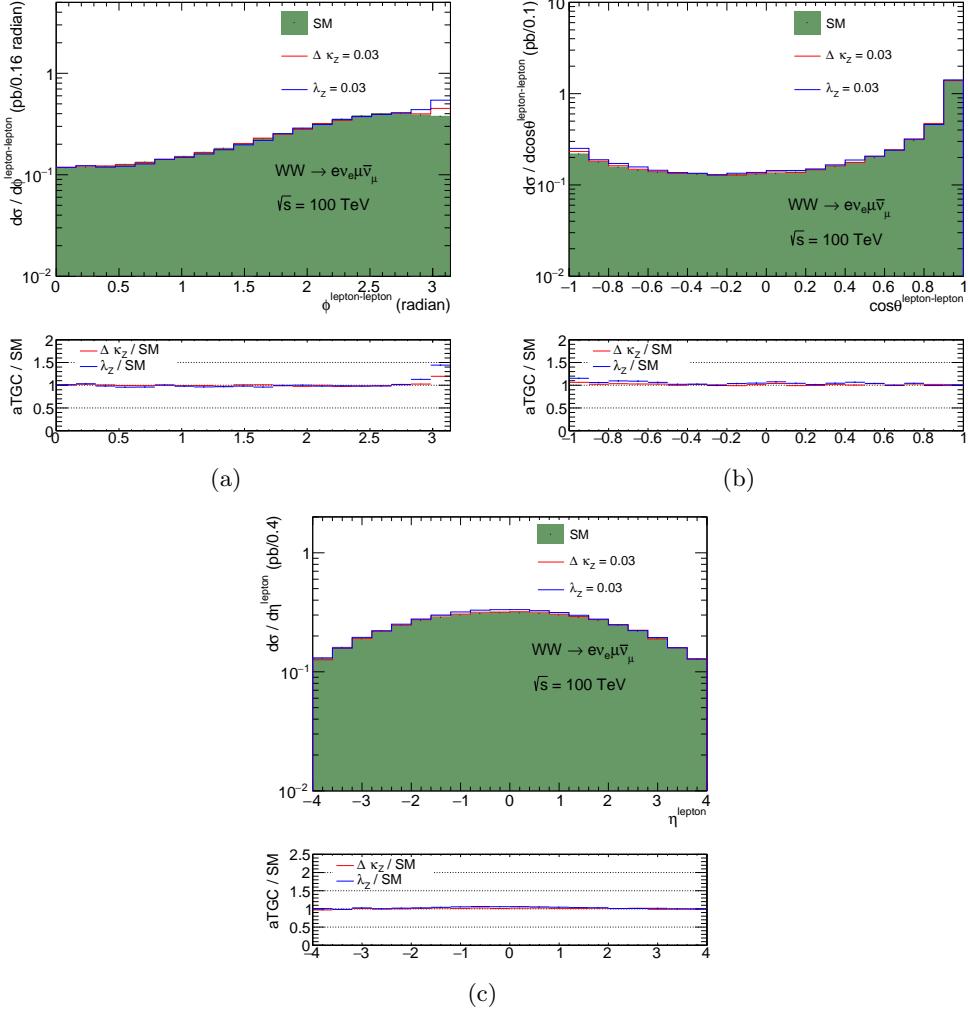
$$\begin{aligned} m^{ll} &= \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i p_{xi})^2 - (\sum_i p_{yi})^2 - (\sum_i p_{zi})^2}, i = e^+, \mu^-, \\ m_T^{ll+miss} &= \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i p_{xi})^2 - ((\sum_i p_{yi})^2)}, i = e^+, \mu^-, \nu_{e^-}, \bar{\nu}_{\mu^-}, \\ p_T^{ll+miss} &= \sqrt{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}, i = e^+, \mu^-, \nu_{e^-}, \bar{\nu}_{\mu^-}. \end{aligned} \quad (55)$$



Slika 16: (a) Invarijantna masa lepton-lepton para i (b) transverzalna masa i (c) transverzalni impuls miona, pozitrona i (anti)neutrina na  $\sqrt{s} = 100$  TeV predviđena Standardnim modelom (ispunjena površina), zatim za  $\Delta\kappa^Z = 0.03$  (crvena linija) i  $\lambda^Z = 0.03$  (plava linija). Dole je prikazan odnos aTGC i SM.

Raspodele na slici 16 su takođe osetljive u repu raspodele, ali u manjoj meri nego prethodne.

Na slici 17 su prikazani (a) azimutalni i (b) ugao između miona i pozitrona, kao i (c) rapiditet leptona. Definicije su date u formulama 44, 45 i



Slika 17: (a) Azimutalni i (b) polarni ugao između pozitrona i miona na  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$ , kao i (c) rapiditet leptona, predviđen Standardnim modelom (ispunjena površina), zatim za  $\Delta \kappa^Z = 0.03$  (crvena linija) i  $\lambda^Z = 0.03$  (plava linija). Dole je prikazan odnos aTGC i SM.

Sa slike 17a se vidi da se veći broj miona i pozitrona kreće u suprotnom smeru u transverzalnoj ravni ( $\phi \sim \pi$ ) za aTGC u odnosu na SM (za  $\lambda^Z \sim 45\%$ , a za  $\Delta \kappa^Z \sim 30\%$ ), ali pored toga, nema drugih razlika. Za polarni ugao i rapiditet nema razlike između aTGC i SM, tako da se aTGC ne može meriti preko njih.

## 4.6 Korekcije višeg reda

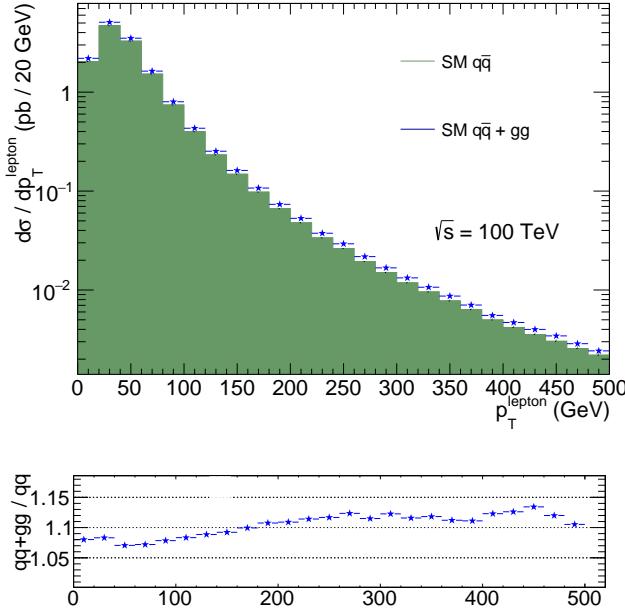
Korekcije višeg reda odnose se na  $gg$  fuziju, zatim NNLO QCD korekcije, kao i NLO EW korekcije. Kao što je već rečeno MC@NLO u sebi sadrži samo NLO QCD korekcije.

Za izračunavanje doprinosa  $gg$  fuzije koja je opisana u 2.4 korišćen je MC generator MCFM [30]. Svi ulazni parametri su *default*-ni parametri, renormalizaciona i faktorizaciona skala su  $\mu_R = \mu_F = 80$  GeV,  $m_{top} = 173.2$  GeV, a partonska distribution funkcija MSTW2008nlo [31]. Parametri trostrukih anomalnih sprezanja su postavljeni na vrednosti iz Standardnog modela. Presek za  $gg \rightarrow WW$  izračunat je za vrednosti  $\sqrt{s} = 7, 8$  i  $100$  TeV. Rezultati su prikazani u tabeli 13. Rezultati za  $\sqrt{s} = 7$  i  $8$  TeV se slazu sa rezultatima objavljenim u [10], kao i u [32]. Doprinos  $gg$  fuzije za  $\sqrt{s} = 100$  TeV je znatno veći nego na LHC-u zbog veće gluonske luminoznosti u protonima (koja raste sa energijom). Relativna neodređenost preseka za  $gg$  fuziju na energijama LHC-a se kreće oko 20% i potiče prevashodno od nedređenosti renormalizacione i faktorizacione skale. U ovom radu nisu izvedene sistematske varijacije za  $gg$  fuziju, pa se uzima da je relativna neodređenost preseka za  $gg$  fuziju na energijama FCC-a 50%.

energija	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 100$ TeV
$\Delta\sigma/\sigma$	0.25	0.26	0.79

Tabela 13: Doprinos  $gg$  u  $pp \rightarrow W^+W^-$  na različitim vrednostima energija sudara u sistemu centra mase.

Uticaj doprinosa  $gg$  fuzije na raspodelu transverzalnog impulsa leptona prikazan je na slici 18. Vidi se da doprinos nije ravnomeran, odnosno da se povećava sa  $p_T$  leptona. Kako je isti deo faznog prostora osetljiv na eventualna anomalna sprezanja gradijentnih bozona, potrebno je uzeti u obzir doprinos  $gg$  fuzije primerenju aTGC na FCC-u.



Slika 18: Raspodela  $p_T$  leptona u  $W^+W^-$  događajima bez (puni histogram) i sa uracunatim doprinosom iz  $gg$  fuzije (zvezdice). Raspodela je normalizovana na presek, selekciona ograničenja nisu primenjena. U donjem delu slike je prikazan odnos ova dva histograma.

Pored  $gg$  fuzije treba uzeti u obzir doprinose višeg reda u procesu  $q\bar{q}$  anihilacije  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$ . NNLO QCD korekcije su od skora postale dostupne i izračunate su za energije LHC-a  $\sqrt{s}=7, 8$  i  $14$  TeV. Doprinos NNLO korekcija u odnosu na NLO QCD +  $gg$  fuziju izračunat je u [33]. Taj doprinos iznosi 9%-12% za  $\sqrt{s}=7$ - $14$  TeV, sa dodatnom neodređenošću od 3%. Prepostavljući linearnu ekstrapolaciju do energije  $\sqrt{s}=100$  TeV, dobija se:

$$\Delta\sigma = 9\% + \frac{12\% - 9\%}{14 - 7} \times (100 - 7) \sim 50\%. \quad (56)$$

Ovaj vrednost daleko prevazilazi neodređeneosti na presek dobijene u odeljku 4.1. Precizna izračunavanja u NNLO QCD aproksimaciji nisu za sada dostupna za  $\sqrt{s}=100$  TeV. Takođe, nisu dostupni ni diferencijalni preseci. Pored NNLO QCD korekcija, postoje i NLO EW (*ElectroWeak* korekcije). Veličina ovih korekcija na LHC-u iznosi nekoliko % [34]. NLO EW korekcije mogu biti znatno veće u u oblasti velikog  $p_T$  tako da mogu da maskiraju signal koji bi poticao od aTGC. Na FCC energiji NLO EW korekcije mogu biti još značajnije. Ako naivno prepostavimo:

$$\alpha \sim \alpha_s^2 \Rightarrow NLOEW \sim NNLOQCD. \quad (57)$$

Sva tri tipa navedenih korekcija mogu veoma zavisiti od selekcionih uslova

koji su primjenjeni [33,34]. Zbog toga je potrebna implementacija NNLO QCD i NLO EW korekcija u postojeće MC programe kako bi tačno mogla da se simulira topologija događaja i proceni uticaj korekcija višeg reda na osetljivost aTGC na FCC energiji.

## 5 Zaključak

Merenje totalnog i diferencijalnih preseka za  $W^+W^-$  produkciju na hadronskim sudaračima omogućava testiranje neabelove gradijentne strukture Standardnog modela i postavljanje granica na trostruka anomalna sprezanja gradijentnih bozona  $WWZ$  i  $WW\gamma$ .

U ovom radu izučavana je produkcija parova gradijentnih bozona  $W^+W^-$  u okviru FCC-hh projekta koji predviđa izgradnju proton-proton sudarača na energiji  $\sqrt{s} = 100$  TeV u sistemu centra mase. Razmatrani su leptonski kanali raspada  $W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ ,  $W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu \mu^-\bar{\nu}_\mu$  i  $W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e \mu^-\bar{\nu}_\mu$ . Ovi kanali, uprkos malom faktoru grananja imaju karakterističan i čist eksperimentalni potpis: dva leptona suprotnog znaka sa velikim  $p_T$ , i veliki nedostajući transverzalni impuls koja potiče od neutrina. U radu ju korišćen MC generator **MC@NLO** koji omogućava simulaciju  $pp \rightarrow W^+W^-$  procesa u NLO (QCD) aproksimaciji. U ovoj aproksimaciji izračunat je presek za  $W^+W^-$  produkciju  $\sigma = 1180$  pb sa relativnom greškom od  $\sim 10\%$ . Dominantan izvor greške potiče od neuračunavanja korekcija višeg reda, i neodređenosti u trenutnom poznavanju partonskih distributivnih funkcija. Izračunati su i preseci za  $W^\pm Z^0$  i  $Z^0Z^0$  procese i procenjene sistematske neodređenosti koje su sličnog reda veličine kao za  $W^+W^-$ . Prikazane su i neke karakteristične raspodele na generatorskom nivou, i demonstrirano je se da bi se na FCC-u  $WW$  produkcija mogla testirati na većim vrednostima invarijantne mase i transverzalnih impulsa  $WW$  u odnosu na LHC. Takođe, geometrijska pokrivenost detektora na FCC-u bi trebalo da bude veća ukoliko se želi postići odgovarajuća efikasnost selekcije. Izračunati su i preseci za  $W^+W^-$  produkciju u slučaju postojanja anomalnih trostrukih sprezanja gradijentnih bozona. Anomalna sprezanja definisana su preko generičkih parametara  $\Delta g_1^Z, \Delta \kappa_Z, \Delta \kappa_\gamma, \lambda_Z, \lambda_\gamma$ . Preseci su izračunati za vrednosti generičkih parametara koja odgovaraju sadašnjim ograničenjima, kao i za vrednosti koje su red veličine manja. Pokazano je da su najveća odstupanja od presek koji pedviđa SM za  $\Delta \kappa_V, \lambda_V$ , dok su za  $\Delta g_1^Z$  znatno manja. Za merenja anomalnih sprezanja na FCC-u biće potrebno značajno smanjiti teorijske greške u preseциma. Preseci za anomalna sprezanja izračunati su za različite vrednosti form faktora  $\Lambda$  i pokazana je veoma mala osetljivost na ovaj parametar. Zatim je analizirana osetljivost nekih karakterističnih raspodela koje se mogu rekonstruisati na realnom eksperimentu, na postojanje anomalnih sprezanja gradijentnih bozona. Razmatran je uticaj aTGC na raspodele  $p_T$  leptona i najenergičnijeg leptona u događaju,  $p_T$  leptonskog para i nedostajućeg transverzalnog impulsa, invarijantna masa dva leptona, kao i transverzalni impuls i transverzalna masa svih leptona i neutrina, i na kraju za uglovne raspodele. Pokazano je da je  $p_T$  leptona najosetljivija varijabla na aTGC. Na kraju je procenjen doprinos pro-

cesa  $gg$  fuzije preseku za  $pp \rightarrow WW$  generatorom MCFM. Doprinos  $gg$  je procenjen na 8% sa relativnom greškom od 50%. Korekcije višeg reda (NNLO QCD i NLO EW) mogu biti znatno veće u odnosu na  $gg$  korekcije i biće potrebna uključivanje ovih korekcija u MC programe.

Nadalje, za izučavanje produkције  $W^+W^-$  na FCC-u potrebno je uključiti realističan opis detektora i fonske procese.

## Dodatak A

U ovom odeljku su prikazane tabele za efikasne preseke za različite PDF iz CT10 seta za produkciju  $ZZ$ ,  $W^+Z$  i  $W^-Z$  para na  $pp$  sudaraču na  $\sqrt{s} = 100$  TeV, za parametre Standardnog modela, uz NLO QCD korekciju.

### A.1 Producija $ZZ$ para

pdf :	$\sigma$ [pb]:						
10801	157.7	10802	161.6	10803	158.2	10804	161.3
10805	160.5	10806	159.1	10807	155.2	10808	164.2
10809	159.4	10810	160.0	10811	159.4	10812	159.8
10813	158.4	10814	161.3	10815	159.8	10816	159.5
10817	161.5	10818	159.0	10819	163.0	10820	158.5
10821	161.0	10822	158.3	10823	161.0	10824	155.7
10825	159.8	10826	159.2	10827	159.0	10828	159.9
10829	158.9	10830	160.2	10831	160.4	10832	158.9
10833	156.3	10834	160.6	10835	158.6	10836	159.1
10837	160.4	10838	159.2	10839	160.8	10840	157.9
10841	158.2	10842	161.9	10843	158.6	10844	160.9
10845	162.2	10846	158.5	10847	158.6	10848	156.6
10849	160.8	10850	157.6	10851	158.5	10852	162.6

Tabela 14: Efikasni presek za produkciju  $ZZ$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV, predviđen Standardnim modelom uz NLO QCD popravku.  
Vrednosti su date za svojstvene vektore CT10 seta.

pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :	pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :
10860	0.113	151.0	10861	0.114	152.8
10862	0.115	154.6	10863	0.116	156.3
10864	0.117	158.0	10865	0.118	159.7
10866	0.119	161.3	10867	0.120	162.9
10868	0.121	164.5	10869	0.122	166.0

Tabela 15: Efikasni presek za produkciju  $ZZ$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV za PDF-ove iz CT10 seta date za vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.113-0.122

## A.2 Producija $W^+Z$ para

pdf :	$\sigma$ [pb]:						
10801	310.7	10802	316.4	10803	311.0	10804	316.4
10805	315.9	10806	311.9	10807	305.4	10808	321.9
10809	313.2	10810	314.1	10811	312.7	10812	314.1
10813	311.5	10814	316.3	10815	312.7	10816	314.2
10817	312.7	10818	314.1	10819	315.5	10820	312.7
10821	314.0	10822	312.8	10823	316.1	10824	306.0
10825	314.3	10826	311.9	10827	313.2	10828	313.5
10829	312.0	10830	314.7	10831	314.4	10832	312.8
10833	308.2	10834	314.8	10835	310.1	10836	313.5
10837	314.7	10838	313.1	10839	316.6	10840	309.1
10841	313.0	10842	315.1	10843	313.3	10844	314.3
10845	315.3	10846	314.1	10847	311.9	10848	307.8
10849	314.0	10850	311.3	10851	310.9	10852	319.6

Tabela 16: Efikasni presek za produkciju  $W^+Z$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV, predviđen Standardnim modelom uz NLO QCD popravku. Vrednosti su date za svojstvene vektore CT10 seta.

pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :	pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :
10860	0.113	297.8	10861	0.114	301.0
10862	0.115	304.3	10863	0.116	307.5
10864	0.117	310.6	10865	0.118	313.7
10866	0.119	316.6	10867	0.12	319.6
10868	0.121	322.6	10869	0.122	325.5

Tabela 17: Efikasni presek za produkciju  $W^+Z$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV za PDF-ove iz CT10 seta date za vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.113-0.122

### A.3 Producija $W^-Z$ para

pdf :	$\sigma$ [pb]:						
10801	243.7	10802	249.2	10803	244.8	10804	248.4
10805	248.2	10806	245.2	10807	240.0	10808	253.0
10809	246.6	10810	246.5	10811	246.2	10812	246.9
10813	244.4	10814	249.4	10815	247.5	10816	245.6
10817	246.9	10818	246.4	10819	248.0	10820	245.9
10821	247.4	10822	245.4	10823	248.9	10824	240.3
10825	246.5	10826	246.3	10827	246.3	10828	246.4
10829	245.5	10830	247.3	10831	247.6	10832	245.6
10833	242.1	10834	247.6	10835	244.8	10836	246.1
10837	246.9	10838	246.5	10839	248.0	10840	244.4
10841	246.4	10842	247.6	10843	245.5	10844	248.0
10845	248.4	10846	246.3	10847	245.7	10848	241.7
10849	247.0	10850	244.4	10851	244.3	10852	248.7

Tabela 18: Efikasni presek za produkciju  $W^-Z$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV, predviđen Standardnim modelom uz NLO QCD popravku. Vrednosti su date za svojstvene vektore CT10 seta.

pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :	pdf :	$\alpha_S$ :	$\sigma$ [pb] :
10860	0.113	234.3	10861	0.114	236.8
10862	0.115	239.3	10863	0.116	241.8
10864	0.117	244.2	10865	0.118	246.6
10866	0.119	248.9	10867	0.120	251.2
10868	0.121	253.4	10869	0.122	255.5

Tabela 19: Efikasni presek za produkciju  $W^-Z$  para na  $pp$  sudaraču, na  $\sqrt{s}=100$  TeV za PDF-ove iz CT10 seta date za vrednost konstante jake interakcije  $\alpha_S(M_Z)$  u opsegu 0.113-0.122

## Literatura

- [1] Dragan S. Popovic. *Teorija elektroslabih interakcija.* SFIN VIII(2) 1-78, Beograd, 1995.
- [2] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles.* John Wiley & Sons, New York, USA, 1987.
- [3] Kaoru Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa. Probing the Weak Boson Sector in  $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ . *Nucl.Phys.*, B282:253, 1987.
- [4] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, and M. Kramer. Gluon-induced  $W$ -boson pair production at the LHC. *JHEP*, 0612:046, 2006.
- [5] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, the LEP Electroweak Working Group. Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at  $W$ -Boson-Pair Energies at LEP. *Phys. Rept.*, 532:119, 2013.
- [6] CDF electroweak results. <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/>.
- [7] D0 electroweak results. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/ew.htm>.
- [8] ATLAS public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/StandardModelPublicResults>.
- [9] CMS public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMP>.
- [10] Georges Aad et al. Measurement of  $W^+W^-$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous  $WWZ$  and  $WW$  couplings. *Phys.Rev.*, D87(11):112001, 2013.
- [11] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the  $W^+W^-$  Cross section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and Limits on Anomalous  $WW\gamma$  and  $WWZ$  couplings. *Eur.Phys.J.*, C73(10):2610, 2013.
- [12] LHC diboson results. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/ew.htm>.
- [13] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [14] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [15] FCC kickoff meeting. <https://indico.cern.ch/event/282344/>.
- [16] CERN document server. <https://cds.cern.ch/record/1646785>.

- [17] FCC web page. <https://fcc.web.cern.ch/Pages/Hadron-Collider.aspx>.
- [18] Ringaile Placakyte. Parton distribution functions. 2011.
- [19] Particle data group. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [20] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 0206:029, 2002.
- [21] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production. *JHEP*, 0308:007, 2003.
- [22] MC@NL0 tutorial. <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNL0/>.
- [23] Pdflib tutorial. [http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNL0/pdflib\\_doc.ps.gz](http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNL0/pdflib_doc.ps.gz).
- [24] M. Bahr, S. Gieseke, M.A. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al. Herwig++ Physics and Manual. *Eur.Phys.J.*, C58:639–707, 2008.
- [25] CT10 NLO and NNLO parton distribution functions. <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/ct10.html>.
- [26] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82:074024, 2010.
- [27] Neural Network Parton Distribution Functions. <https://nnpdf.hepforge.org/>.
- [28] PDF4LHC Recommendations . <http://www.hep.ucl.ac.uk/pdf4lhc/PDF4LHCrecom.pdf>.
- [29] Les Houches Accord. <http://www.hep.ucl.ac.uk/pdf4lhc/PDF4LHCrecom.pdf>.
- [30] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. Gluon-Gluon Contributions to W+ W- Production and Higgs Interference Effects. *JHEP*, 1110:005, 2011.
- [31] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63:189–285, 2009.
- [32] ATLAS Collaboration. Measurement of the  $W^+W^-$  production cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector.
- [33] T. Gehrmann, M. Grazzini, S. Kallweit, P. Maierhöfer, A. von Manteuffel, et al.  $W^+W^-$  Production at Hadron Colliders in Next to Next to Leading Order QCD. *Phys.Rev.Lett.*, 113(21):212001, 2014.

- [34] M. Billoni, S. Dittmaier, B. Jäger, and C. Speckner. Next-to-leading order electroweak corrections to  $pp \rightarrow W+W^- \rightarrow 4$  leptons at the LHC in double-pole approximation. *JHEP*, 1312:043, 2013.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

**TD**

Monografska dokumentacija

**TZ**

Tekstualni štampani materijal

*Vrsta rada:*

**VR**

Master rad

*Autor:*

**AU**

Milena Bajić

*Mentor:*

**MN**

dr Nenad Vranješ, dr Jovana Nikolov

*Naslov rada:*

**NR**

Producija parova gradijentnih bozona u proton-proton sudarima na  $\sqrt{s}=100$

**TeV**

TeV

*Jezik publikacije:*

**JP**

srpski (latinica)

*Jezik izvoda:*

**JI**

srpski/engleski

*Zemlja publikovanja:*

**ZP**

Srbija i Crna Gora

*Uže geografsko područje:*

**UGP**

Vojvodina

*Godina:*

**GO**

2015

*Izdavač:*

**IZ**

Autorski reprint

*Mesto i adresa:*

**MA**

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**Fizički opis rada:**

**FO**

Fizika

**NO**

Fizika visokih energija

**ND**

Anomalna sprega gradijentnih bozona, FCC

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

**ČU**

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

*Važna napomena:*

**VN**

nema

*Izvod:*

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

**DP**

*Datum odbrane:*

**DO**

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:*

dr Dušan Mrđa, PMF Novi Sad

*član:*

dr Nenad Vranješ, Institut za fiziku, Beograd

*član:*

dr Jovana Nikolov, PMF Novi Sad

*član:*

dr Milan Pantić, PMF Novi Sad

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

**DT**

Monograph publication

**TR**

Textual printed material

**CC**

Final paper

**AU**

Milena Bajić

**MN**

*Mentor/comentor:*

dr Nenad Vranješ, dr Jovana Nikolov

**TI**

Production of the gauge boson pairs in pp collisions at  $\sqrt{s}=100$  TeV

**LT**

Serbian (Latin)

**LA**

English

**CP**

Serbia and Montenegro

**LP**

Vojvodina

**PY**

2015

**PU**

Author's reprint

**PP**

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**PD**

5/182/32/0/71/0/3

**SF**

Physics

**SD**

High Energy Physics

**SKW**

Anomalous gauge coupling, FCC

**UC**

*Holding data:*

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

**HD**

none

**N**

*Abstract:*

**AB**

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:*

dr Dušan Mrđa, PMF Novi Sad

*Member:*

dr Nenad Vranješ, Institut za fiziku, Beograd

*Mimber:*

dr Jovana Nikolov, PMF Novi Sad

*Member:*

dr Milan Pantić, PMF Novi Sad