

SIMULACIJA POSKUSOV NA LHC

KRIŠTOF ŠPENKO

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Simulacije poskusov so postale ključen del sodobne eksperimentalne fizike osnovnih delcev. S primerjavo simuliranih poskusov in dejanskih eksperimentov so uspeli leta 2012 v CERN-u pokazati, da so zaznali delec z lastnostmi Higgsovega bozona. Postopki simulacij so računalniško izjemno zahtevni, potencialna rešitev je uporaba metod strojnega učenja. Članek vključuje pregled zgradbe Velikega hadronskega trkalnika (LHC) in detektorja ATLAS ter njuno delovanje. Nato sledi opis poteka simulacij tovrstnih eksperimentov. Članek pa se zaključuje s kratkim povzetkom prihodnosti strojnega učenja v simulacijah.

SIMULATION OF EXPERIMENTS ON THE LHC

Simulation of experiments has become a crucial part of modern experimental elementary particle physics. The Higgs boson was successfully detected at CERN in the year 2012, by comparing the data acquired through simulation and the actual experiment. The simulation process has proven to be computationally extremely complex, which is why a potential solution is being sought out in the use of machine learning algorithms. The article entails an overview of the LHC and the ATLAS detector and their operation. The simulation process is also described. The article concludes with a brief summary of the future of machine learning in simulations.

1. Uvod

Simulacije poskusov so postale pomemben del eksperimentalne fizike osnovnih delcev. Koristne in uporabne so iz več razlogov. Fizikom pomagajo dobiti občutek za kinematične lastnosti dogodkov, do katerih lahko pride pri trkih delcev v pospeševalniku, in njihove verjetnosti. Podatki, ki jih pridobivamo s tovrstnimi simulacijami, nam pomagajo tudi pri načrtovanju novih detektorjev in optimizaciji njihove zgradbe za namene opazovanja določenih procesov. Služijo tudi kot orodje pri analizi podatkov, kjer je cilj minimizirati vpliv ozadja. Pomagajo lahko tudi pri iskanju popravkov v detektorjih za pridobitev čistejšega signala. Simulacije pa so tudi praktično ogrodje, ki predstavlja naše predpostavke o naravi fizikalnih procesov (SM - Standardni model)[4]. To je zlasti uporabno pri iskanju novih teorij. Na tak način so leta 2012 v CERN-u pokazali, da so zaznali delec z lastnostmi Higgsovega bozona. Primerjali so meritve s simulacijo, ki ni simulirala Higgsovega bozona temveč le druge procese SM, in dobili veliko neujemanje pri masi $125 \text{ GeV}/c^2$.

2. ATLAS in LHC

2.1 LHC

The Large Hadron Collider (LHC) ali Veliki hadronski trkalnik je bil zgrajen za preučevanje osnovnih interakcij med osnovnimi delci. Fizikalne procese opazujemo pri trkih visokoenergijskih delcev, pri katerih lahko pride do pretvorbe energije v maso in tako do nastanka novih delcev¹. Trkalnik pospešuje gruče protonov, ki trčijo pri težiščni energiji do 13 TeV. LHC je zadnji del CERN-ove verige pospeševalnikov in obratuje že od leta 2010. Ima obseg 26,7 km in se nahaja 170 m pod zemljo, na meji med Francijo in Švico.

Pospeševanje protonov poteka na naslednji način: najprej se izvleče protone z ionizacijo vodikovih atomov. V vsakem posameznem pospeševalniku se protone pospeši na višji energijski nivo. Žarek je v zadnjem delu verige pospeševalnikov razdeljen na dva dela in predan LHC-ju[1], ki je sestavljen iz dveh vakuumskih cevi, po katerih žarka protonov usklajeno potujeta v nasprotnih si

¹ $E = mc^2$

smereh. LHC vsebuje več različnih komponent. Radiofrekvenčne resonančne votline so namenjene pospeševanju protonov. Ker pa ne pospešujejo celega žarka enakomerno, se ta preoblikuje v curek 2835 gruč (ang. *bunch*) protonov. V vsaki gruči je $115 \cdot 10^9$ protonov. Vsaka gruča je dolga okoli 7,55 cm. Za usmerjanje curka skrbi 1232 superprevodnih dipolnih magnetov z jakostjo magnetnega polja do 8,33 T. Magneti so ključnega pomena za nadzor curka, njihova zmogljivost pa trenutno predstavlja omejitve pospeševalnika. Curek kolimiramo s kvadrupolnimi magneti, ki zožajo curek na širino $16,7 \mu\text{m}$, kar je približno enako debelini človeških las. Višji multipolni magneti skrbijo za nelinearne popravke žarka. Curka lahko trčita v 4 točkah, v katerih se nahajajo različni detektorji. Ko curka združimo, gruče protonov naletavajo s frekvenco 40,06 MHz, kar traja nekaj ur. Ob vsakem naletu dveh gruč protonov dobimo okoli 25 *dogodkov*²[2].

Prednost LHC-ja je v tem, da lahko z visokoenergijskim curkom protonov dosežemo visoke frekvence trkov, pri kateri prihaja do fizikalnih procesov oz. dogodkov. Frekvenca, s katero nastajajo dogodki specifičnega fizikalnega procesa, je podana z $R = \frac{dN}{dt} = L\sigma$, pri čimer je L *luminoznost* žarka, σ pa predstavlja *sipalni presek* za obravnavani fizikalni proces. Število nastalih dogodkov lahko dobimo z integracijo po času iz zveze 1, kjer je L_{int} integrirana luminoznost.

$$N = \sigma \int L dt = \sigma L_{int} \quad (1)$$

Sipalni presek je odvisen od samega fizikalnega pojava, luminoznost pa predstavlja tehnično zmogljivost trkalnika. Luminoznost žarka pospeševalnika ocenimo z izrazom v enačbi 2, v kateri je n_b število gruč, N_b število delcev v gruči, f_{rev} frekvenca kroženja gruč, σ_t transverzalna dimenzija gruče pri trku, σ_z je dolžina gruče, F pa geometrijski popravek, ki je posledica kota križanja curkov θ_c .

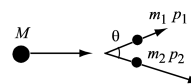
$$L = \frac{n_b N_b^2 f_{rev}}{4\pi\sigma_t^2} F \quad F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma_t}\right)^2\right)^{-1/2} \quad (2)$$

V vsaki od štirih točk naletov se nahajajo različno namenski detektorji. V tem članku se bomo osredotočili posebno na eksperimente, ki jih zaznavamo z detektorjem ATLAS - *A Toroidal LHC Apparatus*[3].

2.2 Detektor ATLAS

Ko pride do naleta dveh gruč protonov, lahko pride do interakcije med *partoni*³. Pri tem se lahko kinetična energija delcev pretvori in pride do nastanka masivnejših in bolj eksotičnih osnovnih delcev, ki jih imenujemo *začetna stanja*. Takšni delci niso stabilni in hitro razpadejo v druge obstojnejše delce, ki jih lahko zaznamo z detektorjem. Te delce imenujemo *končna stanja*. Na podlagi izmerjenih vektorjev četvercev gibalne količine končnih stanj lahko določimo maso razpadlih delcev. V primeru razpada na dva delca dobimo enačbo oblike

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos\theta). \quad (3)$$

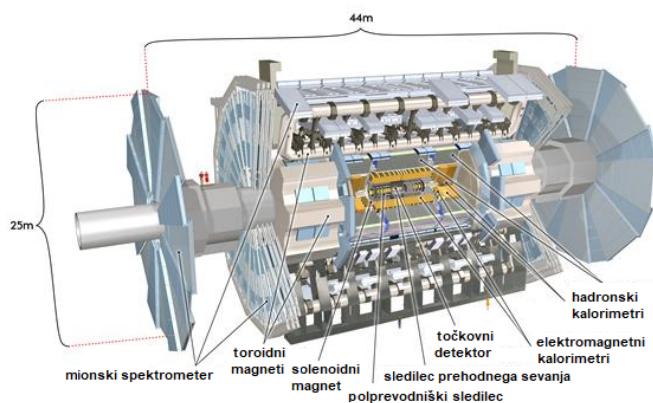


Detektor ATLAS sestavlja veliko poddetektorjev. Tehta 7 000 ton in ima dimenzije 25 m x 46 m. Njegova oblika je osno simetrična (cilindrična). Oblikovan je tako, da lahko uspešno zaznava fizikalne procese SM. ATLAS ima zelo dobro zrnatost detektorjev, kar omogoča dobro prostorsko resolucijo, s čimer se lahko izognemo prekrivanju sledi delcev. Detektorji zaobjemajo točko trka

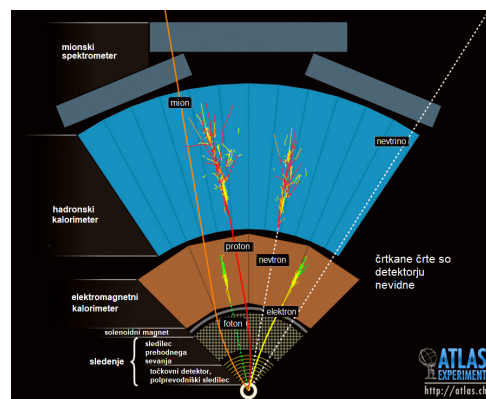
²Dogodek (ang. *event*) - klasično gledano je to trk, gre pa za dobro lokaliziran pojav, pri katerem pride do fundamentalne interakcije med osnovnimi delci.

³*Partonski model* (R. Feynman): partoni so sestavni deli hadronov.

iz vseh smeri razen vzdolž curka. Ker opazujemo trke delcev v relativističnem režimu, merimo količine, ki so invariantne na Lorentzovo transformacijo. V detektorju ATLAS postavimo os z koordinatnega sistema vzdolž potujočih curkov. V tem primeru so vse količine, ki so transverzalne na os z , invariantne (x , y , ϕ azimutalni kot je merjen okoli osi z). Problem se pojavi pri meritvi polarne kota θ , ki ga merimo od osi z . Definiramo *pseudorapidnost* kot $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, ki je za delce z visoko energijo invariantna na potiske (ang. *Lorentz boost*) v smeri vzdolž poti žarka. V takem sistemu merimo transverzalno gibalno količino p_T , transverzalno energijo E_T in manjkajočo transverzalno energijo E_T^{miss} , ki jih definiramo v x-y ravnini.



Slika 1. Detektor ATLAS[4].

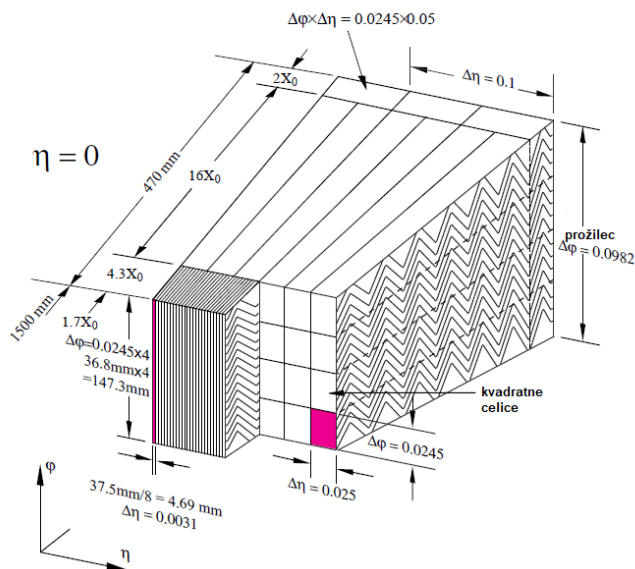


Slika 2. Presek detektorja s trajektorijami delcev[4].

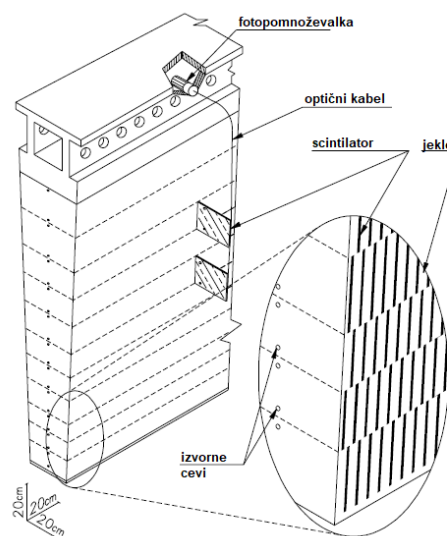
Prvi del detektorja, na katerega naletijo delci, je notranji detektor. Obkroža ga solenoidno magnetno polje, ki ukrivlja tire nabitih delcev. Z notranjim detektorjem lahko zaznamo nabite delce. Z izmerjenimi interakcijskimi točkami pri prehodu delcev skozi detektor lahko nato rekonstruiramo celotno trajektorijo. Iz tira delca pa lahko izmerimo njegovo gibalno količino in naboj ter določimo prvo vozlišče oz. interakcijsko točko (ang. *primary vertex*), s katero lahko ugotovimo, kateri delci izhajajo iz istega dogodka. Notranji detektor je sestavljen iz 3 delov. Osnovna metoda detekcije je uporaba polprevodniških diod, ki oddajo signal, ko nabit delec ob prehodu skozi material izbije elektrone. Zunanja plast notranjega detektorja je plinast detektor, ki prejme signal, ko se ionizira plin ob prehodu nabitih delcev. Ultrarelativistični nabiti delci ob prehodu skozi nehomogeno snov sevajo fotone, ti pa dodatno ionizirajo plin. Različni delci izsevajo različno količino fotonov, zato lahko na podlagi intenzitete signala razlikujemo med njimi (npr. elektron in pion)[5].

Notranji detektor oklepata dva kalorimetra. V tem delu se večina delcev absorbira, zato lahko izmerimo njihovo energijo. Elektromagnetni kalorimeter lahko zazna nabite delce in fotone. V tem delu detektorja želimo ustaviti vse fotone in elektrone. Naloga kalorimetra je, da absorbira vso energijo delca in ga ustavi, pri tem pa odda signal, ki je sorazmeren energiji delca. Med prehodom visokoenergijskega delca skozi snov delec interagira s snovjo in tvori t.i. sekundarne delce, ki imajo manjšo energijo. Dogajanje se ponovi tudi za sekundarne delce. Tako dobimo iz enega delca plaz sekundarnih delcev. Ta proces imenujemo ploha (ang. *particle shower*). Kalorimetri to s pridom izkoriščajo in so narejeni tako, da delec čim prej tvori ploho. Oddani signal je sorazmeren celotni energiji plohe, ki je bila odložena v kalorimetru.

V hadronskem kalorimetru želimo ustaviti in zaznati hadrone. Kalorimeter je večinoma sestavljen iz jeklenih in scintilatorskih plošč. Če nabit delec prečka scintilatorsko ploščo, vzbudi gradnike, ti pa nato med vračanjem v prejšnja stanja izsevajo fotone. Izsevane fotone zberemo in preko optičnih kablov pošljemo na fotopomnoževalke, od koder s fotodiodami dobimo signal[6]. Zunanja plast detektorja ATLAS je mionski spektrometer. Mioni so zelo prodorni, zato se redko absorbirajo v



Slika 3. Izsek cilindričnega dela EM kalorimetra[3].



Slika 4. Izsek hadronskega kalorimetra[6].

detektorju. S spektrometrom, ki se nahaja v toroidnem magnetnem polju, lahko izmerimo čas, ki ga mioni porabijo za prehod med plastmi spektrometra[5]. Ključno vlogo pri detekciji delcev oz. pri zajemu podatkov pa igra *prožilni sistem*. LHC generira dogodke z visoko frekvenco, približno 1 GHz (40MHz x 25 dogodkov na nalet gruč). Za odčitavanje signalov je potrebno zmanjšati frekvenco na 75 kHz, kar dosežemo s prepoznavanjem določenih vzorcev. Za to je odgovoren začetni prožilec (ang. *initial trigger*), ki je vgrajen v sam detektor. Gre za specifično prilagojeno elektroniko, ki s svojo hitro odzivnostjo omogoča uspešno branje relevantnih podatkov. Tukaj moramo še enkrat poudariti, da večina naletov gruč ne vsebuje 'zanimive' fizike, vsaj v smislu meritev, primernih za natančno analizo podatkov. Zavrženi dogodki so za vedno izgubljeni. Temu prožilcu sledita kasneje še dva nivoja, ki zmanjšata frekvenco na 1 kHz. Prožilci filtrirajo množico dogodkov. Izbrani dogodki so primerni za obravnavo in se shranijo. Filtriranje podatkov je ključnega pomena, saj detektor zbere 1,6 MB podatkov na dogodek, kar zneso 3 200 TB podatkov na leto[4].

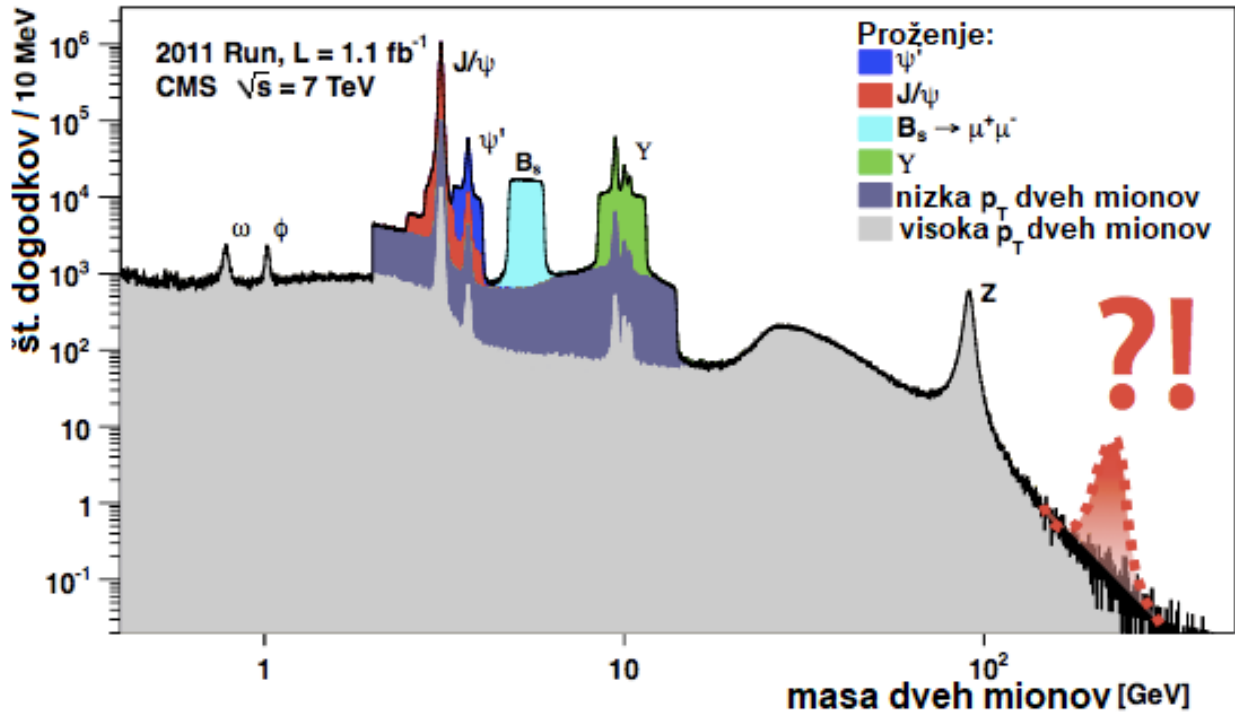
2.3 Rekonstrukcija

Določitev tirov, po katerih so se nabiti delci gibali skozi detektor, omogoča: meritev gibalnih količin in izvora dolgoživih nabitih delcev, identifikacijo kratkoživih nestabilnih delcev na podlagi njihovih razpadnih produktov in identifikacijo prvega in drugega vozlišča (ang. *vertex*), kar je pomembno za določitev razpadnih časov delcev. Za rekonstrukcijo sta ključna natančna meritev položaja delcev in dober model, ki dobro opiše pot prehoda. Dobro moramo poznati geometrijo detektorja in magnetno polje znotraj njega.

V prvem delu rekonstrukcije s t.i. postopkom združevanja signalov (ang. *clusterisation*) ocenimo osnovno napako izmerjenih interakcijskih točk. Temu sledi prepoznavanje vzorcev in določanje vseh možnih tirov, iz katerih bi lahko prišel isti delec. Nato poskušamo sestaviti model trajektorije. Na nabit delec v solenoidnem polju deluje sila

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}), \quad (4)$$

kjer smo s \mathbf{p} označili vektor gibalne količine, z \mathbf{v} vektor hitrosti, z \mathbf{B} vektor gostote magnetnega polja, z \mathbf{x} položaj delca in s q njegov naboj. To nam da za tirnice zelo preproste rešitve: krožni lok v x-y ravnini in premico v z-y ravnini. Magnetno polje ni popolnoma homogeno, zato rekonstrukcijo



Slika 5. Histogram dogodkov razvrščenih glede na rekonstruirano maso. Jasno razvidni so resonančni vrhovi, ki ustrezajo določenim procesom[4].

poti razdelimo na manjše korake, pri katerih lahko predpostavimo homogenost polja. Na koncu moramo poiskati tirnice, ki se najbolj prilegajo vsem meritvam. Pri tem se lahko zatečemo k množici metod. Pri vseh pa je problem ta, da moramo že vnaprej poznati vse interakcijske točke posameznega delca, kar drastično poveča časovno zahtevnost modeliranja. Rešitev tega problema je rekurzivno modeliranje z uporabo Kalmanovega filtra[3].

Iz rekonstrukcije dobimo torej identificirane končne produkte z njihovimi vektorji četverci gibalne količine. Na podlagi primarnega in sekundarnih vozlišč lahko izračunamo mase razpadlih delcev. Naj tukaj omenim, da za izmerjene vrednosti mas delcev ne dobimo delta porazdelitve. Večinski delež razmazanosti resonančnih vrhov prispevajo merske napake in končna natančnost postopka rekonstrukcije. Primer resonančnih vrhov lahko vidimo na sliki 5. Deloma pa je to tudi posledica *principa nedoločenosti*, ki ga lahko zapišemo kot $\Delta E\tau = \frac{\hbar}{2}$. Opravka imamo namreč tudi z delci, ki imajo nezanemarljive razpadne širine. Če ne bi upoštevali dodatne razmazanosti zaradi merskih napak, bi resonančni vrhovi imeli obliko t.i. relativistične Breit-Wignerjeve porazdelitve, ki jo zapišemo kot

$$f(E) = \frac{k}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}, \quad k = \frac{2\sqrt{2}M\Gamma\gamma}{\pi\sqrt{M^2 + \gamma}}, \quad \gamma = \sqrt{M^2(M^2 + \Gamma^2)}, \quad (5)$$

kjer smo z E označili težiščno energijo razpadlega delca, z M maso delca, z Γ pa razpadno širino[4].

3. Simulacije poskusov

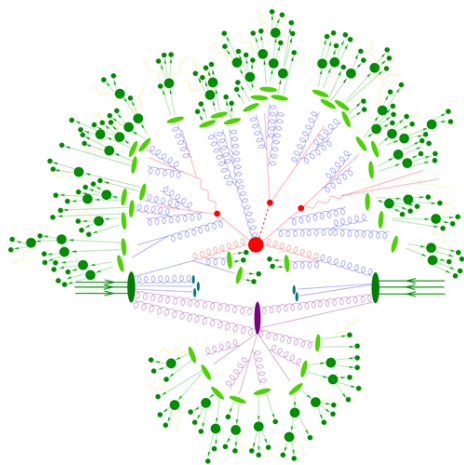
Simulacija trkov visokoenergijskih delcev je sestavljena iz dveh delov: generiranja dogodkov in simuliranja odziva detektorjev. V prvem delu simuliramo dejanske trke. Generiramo dogodke, pri katerih nastanejo novi delci. Če so novonastali delci nestabilni, simuliramo tudi njihove razpade. Generiranje dogodkov je končano, ko nam ostanejo samo še stabilni delci. To so delci, ki so dovolj

dolgoživi, da ne razpadejo znotraj detektorja. Informacijo o nastalih stabilnih delcih predamo simulaciji detekcije. V drugem delu simuliramo, kako se delci gibljejo skozi detektor. Prehod delcev simuliramo po korakih. Med prehodom lahko prihaja tudi do razpadov in sipanj. Simuliranje detekcije je zaključeno, ko se vsi delci ustavijo ali uidejo iz detektorja. Na koncu simuliramo še odziv detektorja, pri čimer dobimo podatke v enakem formatu kot podatke iz dejanskega eksperimenta. Simulirane podatke lahko rekonstruiramo z istimi rekonstrukcijskimi algoritmi kot podatke iz realnega eksperimenta[12].

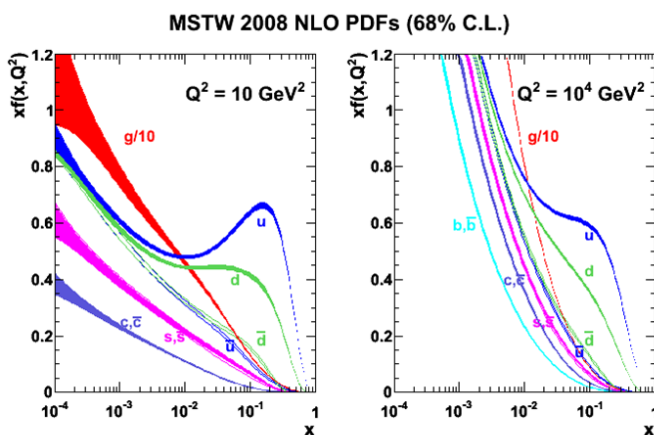
Pri simulacijah procesov, pri katerih imamo opravka z osnovnimi delci, smo v režimu kvantnih pojavov. Narava je polna stohastičnih procesov. Če želimo simulirati take pojave, moramo torej biti sposobni ponarediti to naključnost. Pri poljubnih porazdelitvah si pomagamo z metodami Monte Carlo. Med najpogosteje uporabljene metode spadajo MC integracija, metoda pomembnostnega vzorčenja (ang. *importance sampling*) in adaptivne ali večkanalne MC metode[10].

Generiranje naključnih vrednosti po poljubni porazdelitvi bi bilo najbolj preprosto z metodo inverznega vzorčenja (ang. *inverse transform sampling*)[7], vendar za to potrebujemo integrabilne porazdelitve. Bolj uporabne so metode tipa *zadeni in zgreši* (ang. *hit and miss*)[7]. Porazdelitev $p(x)$ poskušamo čim bolj opisati z drugo bolj preprosto porazdelitvijo $h(x)$, po kateri znamo generirati naključne vrednosti (veljati mora $p(x) \leq h(x)$ za vse x). Postopamo na naslednji način; generiramo naključen x po porazdelitvi $h(x)$; tega sprejmemo, če velja $p(x)/h(x) \geq u$, kjer je u realno število generirano z enakomerno verjetnostjo na intervalu med 0 in 1. V najpreprostejšem primeru lahko za $h(x)$ izberemo enakomerno verjetnostno porazdelitev $h(x) = p_{max}$ [7].

3.1 Generiranje dogodkov



Slika 6. Shema generiranja dogodka[4].

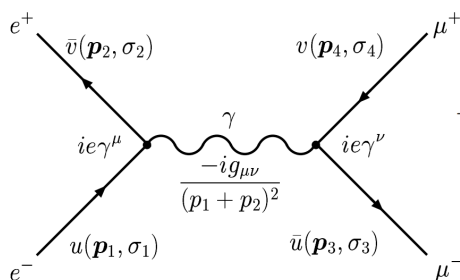


Slika 7. PDF: partonske gostote[4].

Delovanje generatorjev dogodkov lahko opišemo v več korakih. Najpomembnejši procesi pri trkih visokoenergijskih delcev so t.i. trdi procesi (ang. *hard process*). Pri trdih dogodkih pride do nastanka pljuskov oz. delcev z veliko gibalno količino, transverzalno na smer žarka. Gre za trke, pri katerih nastanejo novi težki delci ali pa pride do znatnega prenosa gibalne količine. Pri generiranju dogodkov začnemo z generiranjem primarnega trdega procesa in simulacijo razpadov nestabilnih produktov. Temu sledi simulacija t.i. partonskih ploh (ang. *parton shower*), pri katerih delci z neneutralnim barvnim nabojem sevajo gluone. Pri trdem procesu interagirata dva partona, simulirati pa je potrebno tudi obnašanje preostanka naletelih hadronov (ang. *underlying event*). Nato simuliramo postopek hadronizacije. Gre za procese, pri katerih se barvno nabiti delci vežejo v barvno nevtralne hadrone (zaradi antisenčenja barvnega naboja vidimo v naravi samo barvno nevtralne delce). Na koncu pa moramo simulirati še razpade kratkoživih hadronov. Posamezne dele

simulacije si lahko predstavljamo s shemo 6[7].

Pri simulaciji trdih dogodkov smo v energijskem režimu, v katerem lahko procese kvantne kromodinamike - QCD obravnavamo perturbativno. V teh primerih nas zanimajo matrični elementi, ki so sestavni del Fermijevega zlatega pravila, in nam povedo s kolikšno verjetnostjo pride do nekega procesa. Matrične elemente dobimo iz Feynmanovih diagramov. Preprost primer uporabe Feynmanovega perturbativnega računa je prikazan na sliki 8. Porazdelitve četvercev gibalnih količin končnih stanj dobimo z integracijo matričnih elementov po faznem prostoru. Za izbrana končna stanja pa moramo upoštevati vse matrične elemente procesov, ki nam dajo enaka končna stanja. Pri simulacijah lahko upoštevamo le končno število Feynmanovih diagramov, ki prispevajo k tvorbi enakih končnih stanj. Partonske plohe prav tako lahko obravnavamo perturbativno kot popravke trdim procesom. Problemi nastanejo pri simulacijah partonskih sipanj in hadronizacije. Ti procesi potekajo v režimu, v katerem procesov QCD ne moremo obravnavati perturbativno. Posledično se moramo zateči k fenomenološkim procesom. Slabost takih modelov je, da vsebujejo veliko prostih parametrov, kar pomeni, da so lahko rezultati takšnih simulacij zelo različni oz. negotovi, zato je potrebno konstantno preverjanje korektnosti takih modelov[8][7].



$$-i\mathcal{M} = [\bar{u}(\mathbf{p}_3, \sigma_3)(ie\gamma^\nu)v(\mathbf{p}_4, \sigma_4)] \frac{-ig_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} [\bar{v}(\mathbf{p}_2, \sigma_2)(ie\gamma^\mu)u(\mathbf{p}_1, \sigma_1)]$$

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{(p_1 + p_2)^2} [\bar{u}_3\gamma_\mu v_4][\bar{v}_2\gamma^\mu u_1] \quad u_1 \equiv u(\mathbf{p}_1, \sigma_1)$$

Slika 8. Primer uporabe Feynmanovih pravil[8].

Iz matričnih elementov izračunamo:

- parcialno *razpadno širino* za razpad delca $1 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n'$

$$d\Gamma = \frac{1}{2E_1} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p'_1 - p'_2 - \dots - p'_n) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p'_i}{(2\pi)^3 2E'_i} \quad (6)$$

- ali pa diferencialni *sipalni presek* za sipanje dveh delcev $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n'$

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - \dots - p'_n) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p'_i}{(2\pi)^3 2E'_i}, \quad (7)$$

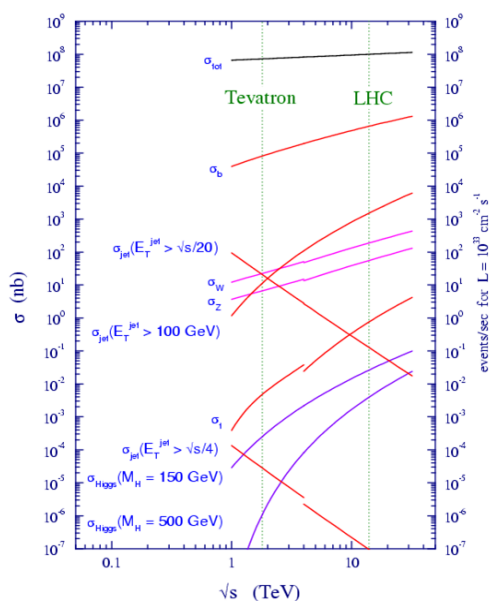
kjer smo s p označili gibalne količine posameznih delcev. Členi, ki v obeh enačbah sledijo kvadratu matričnega elementa, predstavljajo diferencial faznega prostora $d\Phi$, ki je invarianten na Lorentzovo transformacijo. Z integracijo po faznem prostoru (MC metode) dobimo razpadno širino ali pa sipalni presek za obravnavani proces. Funkcija δ nam v obeh izrazih predstavlja ohranitev vektorjev četvercev gibalne količine pri obravnavanem procesu. Če delec lahko razpade na več možnih načinov, je celotna razpadna širina enaka vsoti posameznih razpadnih širin. Podobno velja za sipanje delcev; celotni sipalni presek je enak vsoti posameznih sipalnih presekov. Na sliki 10 lahko vidimo odvisnost produktov sipalnega preseka in razvejitenih razmerij za Higgsov bozon. Integracija po faznem prostoru pa predstavlja velik izziv za numerične metode. Z večanjem števila delcev se tudi poveča število dimenzij faznega prostora, kar pa drastično poveča časovno zahtevnost integracije. Velikokrat lahko opazimo izstopajoče vrhove pri diferencialnih sipalnih presekih in parcialnih razpadnih širinah. To obnašanje imenujemo *resonanca* in ga lahko s pridom izkoriščamo pri integraciji po

faznem prostoru (večkanalne MC metode). Preko parcialnih razpadnih širin in diferencialnih sipalnih presekov dobimo porazdelitve gibalnih količin novonastalih delcev, po katerih lahko generiramo nove vektorje četverce[8][9].

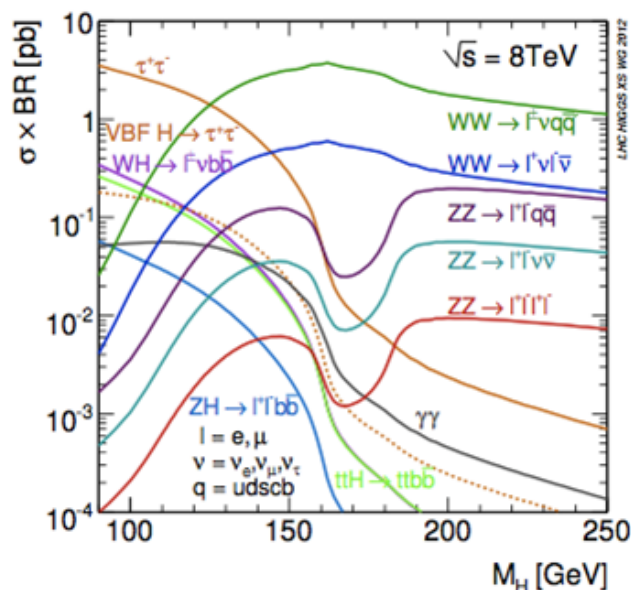
Pri zapisu sipalnih presekov smo predpostavili, da imajo začetna stanja dobro določene četverce gibalne količine. Pri naletih hadronov tega ne moremo trditi. Pri naletih prihaja do trkov med partoni, vsak izmed partonov pa nosi le delež celotne energije hadrona. To upoštevamo pri računanju sipalnih presekov s pomočjo partonskih gostot (ang. *parton density function*). Partonske gostote predstavljajo porazdelitev deleža energije hadrona, ki ga nosi posamezen parton. V praksi so to empirično dobljene funkcije, ki jih lahko izračunamo iz meritev sipalnih presekov (MC generatorji navadno že vsebujejo seznam partonskih gostot). Odvisnost partonskih gostot lahko vidimo na sliki 7. Pri računanju sipalnega preseka za hadronske trke moramo torej upoštevati prispevke vseh partonov. Sipalni presek za hadronske trke dobimo kot konvolucijo sipalnih presekov partonov in t.i. *partonske gostote* ter ga lahko zapišemo kot

$$\sigma = \int \sum_{a,b} f_a(x_1, Q^2) f_b(x_2, Q^2) \frac{|\mathcal{M}_n|^2}{(2\pi)^{3n-4} (2x_1 x_2 s)} dx_1 dx_2 d\Phi_n, \quad (8)$$

kjer smo z a, b označili par partonov, s je težiščna energija trka, x_1 in x_2 sta deleža energije hadrona, ki ga nosita partona, f pa smo označili partonski gostoti. Na sliki 9 vidimo odvisnost sipalnih presekov za hadronske trkalnike[10].



Slika 9. Pričakovani sipalni preseki in frekvence nastajanja dogodkov nekaterih procesov SM za protonske trkalnike v odvisnosti od težiščne energije pri $L = 10^{23} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [4].



Slika 10. Produkt sipalnega preseka in razvejitvenega razmerja za Higgsov bozon v odvisnosti od njegove mase[4].

Povzemimo sedaj dejanski potek simulacije trdih dogodkov. V večini primerov ne poskušamo generirati vseh procesov. Navadno nas zanimajo samo trdi procesi, ki tvorijo točno določena končna stanja. Predvsem uporabna je simulacija ozadja, pri kateri izvzamemo obravnavani proces. Koristne so tudi simulacije procesov nove fizike. Začnemo torej z izborom trdih procesov, ki jih želimo simulirati. Pri izboru določimo dovoljena vozlišča iz Feynmanovih diagramov in dovoljene propagatorje (črte, ki povezujejo vozlišča v Feynmanovih diagramih). Programska oprema, kot je npr. MadGraph[13], pa nam izračuna matrične elemente možnih procesov. Temu sledi MC integracija po faznem prostoru. Med vzorčenjem po faznem prostoru iščemo maksimalno vrednost porazdelitve.

Na koncu MC integracije dobimo približno oceno sipalnega preseka in maksimalno vrednost porazdelitve. Nato generiramo dogodke s pomočjo metod, kot je npr. *zadeni ali zgreši*. Kot že omenjeno moramo pri simulaciji neperturbativnih procesov postopati s fenomenološkimi modeli. Na koncu simulacije dogodkov dobimo množico stabilnih delcev z njihovimi vektorji četverci. Informacije o vmesnih delcih shranimo v t.i. MC resnico, kar nam pomaga pri validaciji oz. analizi podatkov[10].

3.2 Simuliranje odziva detektorjev

Po končani generaciji dogodkov nam preostanejo samo še stabilni delci. Pri simulaciji detekcije propagiramo te delce skozi detektor. Za ta del simulacije potrebujemo natančen geometrijski opis detektorja, torej natančen opis detektorskih elementov (volumnov, materialov) in magnetnega polja znotraj detektorja. Simulacija prehoda delca skozi detektor poteka za vsak delec posebej. Prehod delca se simulira po korakih. Med prehodom skozi material delci preko različnih interakcij interagirajo s snovjo. Pri tem izgubljajo energijo. Večina stabilnih delcev, ki jih dobimo iz trdih dogodkov, bo imela gibalno količino v režimu, v katerem lahko specifične ionizacijske izgube dobro opišemo z *Bethe-Blochovo* formulo. Za težje nabite delce lahko formulo zapišemo z izrazom 9, v katerem je c hitrost svetlobe v vakuumu, ϵ influenčna konstanta, $\beta = \frac{v}{c}$, e naboj delca in m njegova masa. Z I smo označili povprečen vzbuditveni potencial (ang. *mean excitation value*). Z n smo označili elektronsko gostoto materiala, pri čimer je N_A Avogadrova konstanta, Z vrstno število, A relativna atomska masa, ρ gostota materiala in M_u molska masa[11].

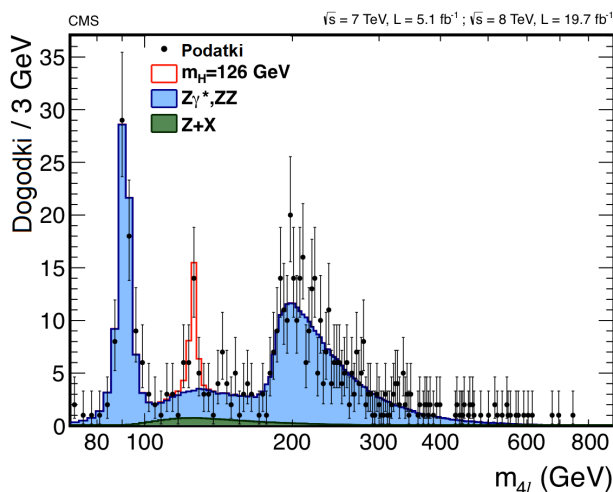
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{mc^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2mc^2\beta^2}{I^* (1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right], \quad n = \frac{N_A Z \rho}{A M_u} \quad (9)$$

Časovno najbolj zahteven del simulacije so simulacije ploh delcev v kalorimetrih. Zaradi velike gostote materiala prihaja v kalorimetrih do interakcij delcev s snovjo v veliko večji meri. Elektromagnetne plohe se oblikujejo v glavnem zaradi dveh procesov: zavorno sevanje elektronov in nastanek para, kot posledica interakcije fotona z atomskim jedrom. Pri hadronskih plohah je večina procesov neelastičnih interakcij hadronov. Pri tem nastajajo sekundarni delci, ki pa lahko razpadejo še naprej. Pogost je tudi razpad π^0 na dva fotona, ki hadronski plohi dodata elektromagnetno komponento. Simuliranje vsake posamezne interakcije je vsekakor zamudno, zato si pomagamo s parametriziranimi modeli, s katerimi generiramo kar celotne plohe. Čeprav to izboljša časovno zahtevnost simulacije, je potrebno konstantno preverjanje in kalibriranje modelov za pravilno generiranje ploh.

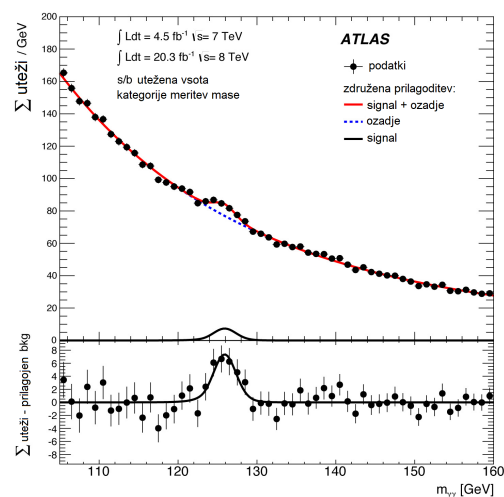
Na kratko preglejmo proces preproste simulacije prehoda delcev. Pri simulaciji torej začnemo s stabilnimi delci in njihovimi četverci gibalne količine. Prehod vsakega delca simuliramo posebej v diskretnih časovnih intervalih. Med vsakim intervalom simuliramo, kaj se je zgodilo z delcem, torej energijske izgube, anihilacijo in tvorbo sekundarnih delcev. Ko delec izgubi vso energijo ali se anihilira, je njegova trajektorija zaključena. Tako moramo simulirati vse delce, tudi novonastale sekundarne delce. Šele ko nimamo več nobenega delca z neničelno energijo, je simulacija zaključena. Končni produkt simulacije pa so torej diskretizirane trajektorije delcev. Simulacija detekcije pa še ni končana. Prehod delcev skozi detektor smo sicer že simulirali, potrebno pa je še simulirati odziv detektorja. Postopek imenujemo *digitalizacija* in gre navadno za zelo zamudno simulacijo. Potrebno je upoštevati delovanje senzorjev in elektronike. Upoštevati moramo tudi časovno odzivnost senzorjev, kar pomeni, da dobljeni signal izhaja iz več proton-proton naletov in ne zgolj iz enega samega dogodka. Prav tako moramo upoštevati vse, kar bi prispevalo k šumu signala: sevanje izven detektorja, žarčenje, ki ga povzročajo gruče med kroženjem, in elektronski šum na detektorjih. Na koncu simulacije odziva detektorja dobimo podatke zapisane v enaki obliki, kot bi jih dobili pri pravem eksperimentu. Te lahko nato pošljemo skozi iste rekonstrukcijske algoritme[12].

3.3 Simulacija poskusov na detektorju ATLAS

Pri simulacijah poskusov na detektorju ATLAS začnemo generiranje dogodkov z množico začetnih delcev. Proces poteka v sklopu računalniškega ogrodja[12], ki tudi procesira signale iz samega detektorja. Za generacijo dogodkov se uporablja vrsta različnih generatorjev. Vsak generiran dogodek vsebuje delce iz ene same interakcije skupaj z geometrijsko točko izvora. Delci s $c\tau < 10$ mm so tretirani kot nestabilni in generatorji nadaljujejo s simulacijo njihovih razpadov. Informacije o stabilnih delcih so nato predane programskemu paketu GEANT4[12] za simulacijo prehoda skozi snov. Informacije o strukturi detektorja so prav tako obravnavane med simulacijo. Kot se izkaže, je polna simulacija časovno izjemno zahtevna. Zato so pri ATLAS-u sestavili vrsto hitrejših približnih simulacij. 75 % časovne zahtevnosti celotne simulacije predstavlja zgolj simulacija elektromagnetnih interacij v kalorimetrih. Hitre simulacije predpostavljajo določeno vedenje elektromagnetnih ploh in jih generirajo po določenih vzorcih⁴. Po končanem propagiranju delcev skozi detektor nastopi še digitizacija. Iz simulacije dobimo podatke v enaki obliki kot iz detektorja in so primerni za rekonstrukcijo ter analizo meritev[12].



Slika 11. Histogram dogodkov s končnim stanjem 4 leptonov[4].



Slika 12. Histogram dogodkov s končnim stanjem 2 fotonov[4].

Oglejmo si primer praktične uporabe simulacij. Pri iskanju Higgsovega bozona v resnici iščemo končna stanja njegovih razpadnih produktov. Higgsov bozon pa lahko razpade na več različnih načinov. Za analizo so izbrali dva načina: razpad na 4 leptone $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow llll$ in razpad na 2 fotona $H \rightarrow \gamma\gamma$. Po rekonstrukciji lahko nato iz dobljenih podatkov izločimo vse dogodke, ki imajo enake končne produkte. Zanima nas masa delca, ki je razpadel v ta končna stanja. Generirajmo eksperiment in izvezamo Higgsov bozon. Torej predpostavimo, da ne obstaja. Po končani simulaciji dobimo simulirane podatke, iz katerih izberemo vse dogodke z za nas relevantnimi končnimi stanji. Poglejmo rekonstruirano invariantno maso delcev v končnem stanju. Če bi Higgsov bozon res obstajal, bi morali dobiti diskrepanco med realnim eksperimentom in to simulacijo ozadja. Prav to je tudi jasno vidno na slikah 11 in 12. Razpad na 4 leptone ima še posebej lepo neujemanje. Razpad na 2 fotona pa so izbrali zaradi dobre masne resolucije[4].

4. Uporaba strojnega učenja

V prihodnosti bo strojno učenje igralo vedno večjo vlogo pri poskusih z visokoenergijskimi delci. V resnici se metode strojnega učenja že nekaj časa uporabljajo pri t.i. multivariantni analizi. Metode

⁴EM plohe so široke, pravih oblik in imajo krajši doseg. Hadronske plohe so prodorne, nesimetrične in ozke.

strojnega učenja se na LHC lahko aplicirajo na več različnih področjih. Najbolj intuitivna uporaba strojnega učenja je vsekakor identifikacija delcev, npr. v prožilnih sistemih in pri rekonstrukciji. Za iskanje eksotičnih delcev je ključno dobro razlikovanje med signalom in ozadjem. Metode strojnega učenja bi močno pripomogle k iskanju novih delcev, ki bi potrdili veljavnost teorij, kot je SUSY⁵[4]. Z načrtovanjem HL-LHC (ang. *high luminosity LHC*), ki bo omogočal še večje število dogodkov, bi se morali rekonstrukcijski algoritmi izboljšati zaradi gostejših trajektorij delcev. Možna rešitev je implementacija strojnega učenja v Kalmanov filter[14][15].

Podrobneje si oglejmo, kako bi lahko uporabili strojno učenje za dobro in hitro simulacijo poskusov na LHC. Največji problem, ki ga srečamo pri simulaciji, je simulacija prehoda delcev skozi snov. Problem je predvsem pri simulacijah EM in hadronskih ploh, kjer imamo opravka z velikim številom delcev. Obstoječa simulacija prehoda delca skozi detektor ATLAS traja tudi nekaj minut na dogodek, kar je časovno izjemno potratno. Do sedaj so ta problem reševali s simuliranjem parametrično podanih vzorcev ploh. Strojno učenje bi lahko drastično zmanjšalo časovno zahtevnost simuliranja ploh delcev. V principu bi metoda sprejela energijo začetnega delca, nato pa simulirala ploho na podlagi priučene porazdelitve[16].

Pri strojnem učenju imamo opravka z zelo adaptivnimi modeli prilagajanja (ang. *fitting models*). Največja prednost strojnega učenja je v tem, da za delovanje ne potrebujemo teoretičnega ozadja problema. Pri strojnem učenju algoritem naučimo, kako pravilno prepoznavati vzorce z množico podatkov, ki smo jih že rekonstruirali. Na podlagi tega ‘treniranja’ se algoritem prilagodi in je nato sposoben sam pravilno prepoznavati vzorce. Algoritem torej sprejme množico vhodnih podatkov in pričakovanih izhodnih rezultatov, nato poskuša sestaviti preslikavo, ki čim bolj opiše ‘testne primere’. Ko naš algoritem naučimo, mu lahko podajamo samo vhodne podatke in na podlagi priučene preslikave nam bo algoritem vrnil neko vrednost. Žal ‘učenje’ algoritma ni tako preprosto, saj lahko naletimo na probleme, kot so ‘pretreniranje’ (ang. *overtraining*). Sposobnost pravilnega prepoznavanja in hitrost učenja močno zavisita od same strukture algoritma. Zato se v praksi v resnici uporabljajo t.i. *nevronske mreže*. Ne gre za algoritem ampak za ogrodje, sestavljeno iz več algoritmov, v katerem algoritmi sodelujejo in obdelujejo kompleksne podatke. Mreže so razdeljene po plasteh. Prva plast nevronov sprejme vhodne podatke, zadnja pa vrne izhodno vrednost. Med vhodno in izhodno plastjo je lahko več skritih plasti, ki medsebojno obdelujejo podatke. V takih primerih govorimo o globokem učenju (ang. *deep learning*). Najbolj razširjena oblika takšnih metod so t.i. generativni modeli[15].

4.1 Simulacija pljuskov in ploh

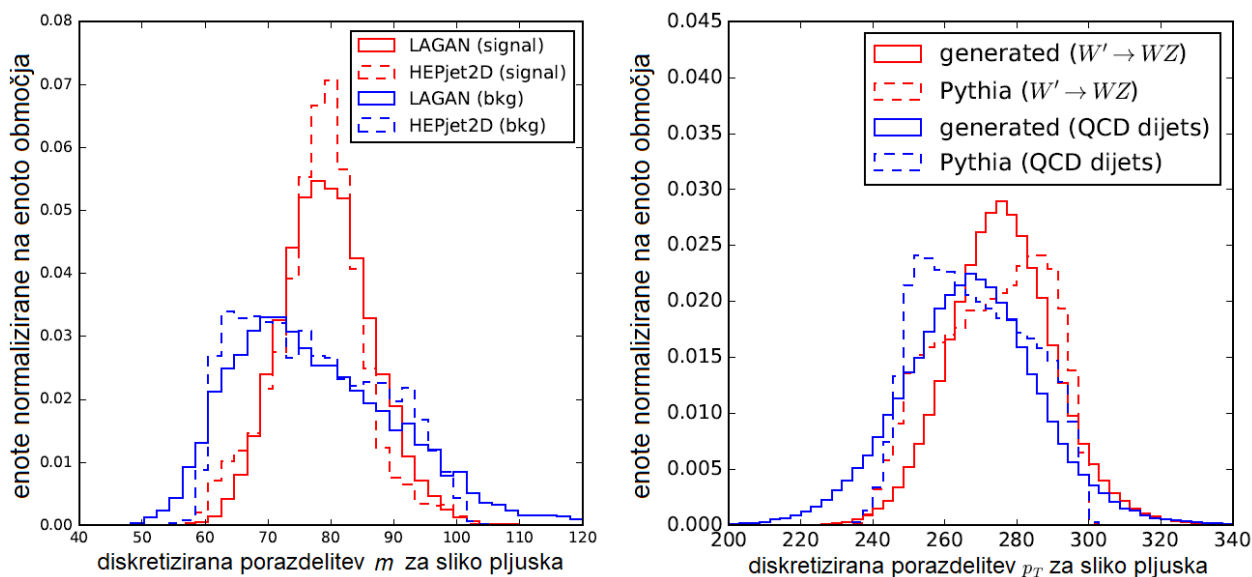
Pri simulaciji pljuskov z metodami strojnega učenja ni dovolj, da preverjamo le ujemanja s pljuski, ki jih simuliramo, z obstoječimi simulacijami. Da ne zaidemo iz naših teoretičnih izhodišč, moramo preveriti, kako je s fizikalnimi lastnostmi simuliranih pljuskov. Pri tem si pomagamo s količinami, ki opisujejo lastnosti slike pljuska I . Primer dveh takih količin sta: masa pljuska m in transverzalna gibalna količina pljuska p_T , ki ju zapišemo z izrazoma 10 in 11, pri katerih z I_i označimo intenziteto piksla, z η_i pseudorapidnost in z ϕ_i azimut. Vsota teče po celotni sliki I .

$$p_T^2(I) = \left(\sum_i I_i \cos \phi_i \right)^2 + \left(\sum_i I_i \sin \phi_i \right)^2 \quad (10)$$

$$m^2(I) = \left(\sum_i I_i \right)^2 - p_T^2(I) - \left(\sum_i I_i \sinh \eta_i \right)^2 \quad (11)$$

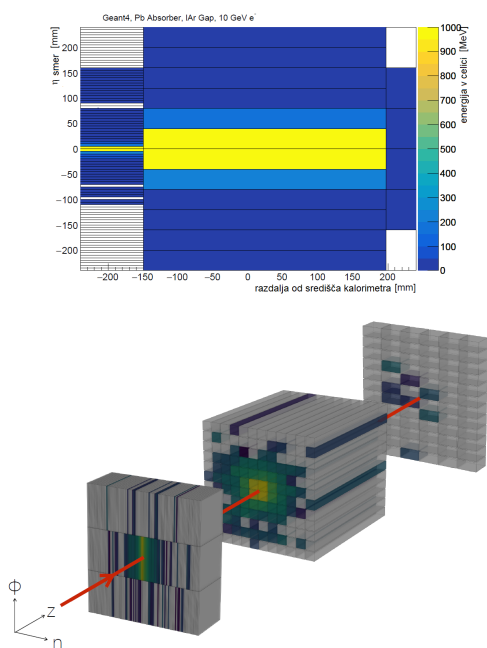
Kot vidimo na sliki 13, generativni modeli dobro ohranijo porazdelitev teh dveh količin v primerjavi z generatorjem PYTHIA[7]. V resnici je presenetljivo, da se take količine ohranjajo, saj

⁵Supersimetrija je teorija, v kateri ima vsak osnovni delec svojega bozonskega in fermionskega predstavnika (superpartnerji).

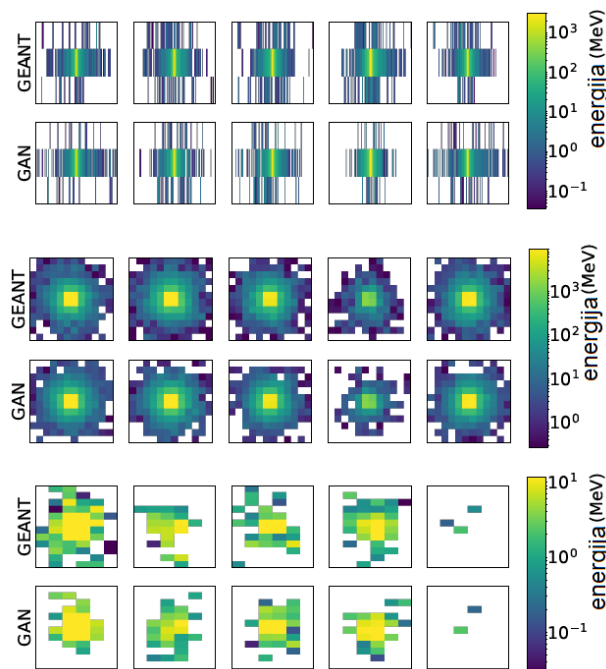


Slika 13. Porazdelitev mase $m(I)$ in gibalne količine $p_T(I)$ slike pljuska[17].

gre za zelo nelinearne količine. Presenetljivo pa je predvsem zato, ker za ohranitev teh dveh količin nismo prilagodili strukture uporabljene metode[17].



Slika 14. 3D shema in prečni presek simulacije EM plohe pozitrona[18].



Slika 15. Pet naključno izbranih γ ploh iz simulacije GEANT4 in njihovi najbližji približki simulacij CALOGAN, pri simuliranju EM plohe pozitrona iz slike 14[18].

Časovno najbolj zahteven proces za simuliranje je generiranje EM ploh. Podobno kot pri simulaciji pljuskov je tudi pri simulaciji ploh pomembno, da simulacije z generativnimi modeli ohranjajo inherentne fizikalne lastnosti ploh delcev. Kot se izkaže, se take količine dobro ohranjajo. Problem pri dejanski simulaciji ploh delcev je, da jih v realnem eksperimentu merimo s kalorimetri, ki nimajo geometrijsko prikladnih oblik (npr. oblika harmonike). Kot vidimo na sliki 15, primerjave z obstoječo simulacijo vsekakor kažejo obetavne rezultate. Simulacije z generativnimi modeli so se

izkazale za drastično hitrejše od obstoječih simulacij. Največji izziv pa ostaja, kako prilagoditi take generativne modele za simulacijo v detektorjih s kompleksnimi geometrijami.[18]

5. Zaključek

V članku smo se najprej seznanili s potekom eksperimentov na LHC, od pospeševanja protonov do zaznavanja dogodkov na detektorju ATLAS. Pogledali smo, kako izberemo relevantne dogodke in kako iz meritev pridemo do dejanskih rezultatov. Nato smo pregledali potek simulacij takega eksperimenta. Tukaj smo na podroben način pregledali, kako iz začetnega curka generiramo dogodke in s tem dobimo stabilne delce, ki jih nato propagiramo skozi detektor. Po digitalizaciji signala dobimo iz simulacij enako formatirane podatke, kot pri pravem eksperimentu. Na koncu pa smo si pogledali še primer uporabe simulacij, s pomočjo katerih so na CERN-u uspešno utemeljili obstoj Higgsovega delca. Simulacije so se izkazale za izjemno uporabno orodje, imajo pa še veliko prostora za izboljšave. Z vedno večjo uporabo metod strojnega učenja, tudi pri rekonstrukcijskih algoritmihih, lahko pričakujemo uporabo strojnega učenja tudi pri simulacijah. To bi bilo zlasti uporabno pri generaciji pljuskov in ploh, ki predstavljajo največjo časovno obremenitev za simulacije.

6. Zahvala

Zahvaljujem se prof. dr. Borutu Paulu Kerševanu za potrpežljivost, spodbudo in za vse izčrpne razlage. Prav tako bi se rad zahvalil Tei Bela Kočar za vso pomoč in podporo.

LITERATURA

- [1] <https://home.cern/>
- [2] L. Evans and P. Bryant, JINST **3** (2008) S08001. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001
- [3] A. K. Morley, Electron Bremsstrahlung Studies and Track Based Alignment of the ATLAS Detector. PhD thesis, The University of Melbourne, March, 2010.
- [4] <http://atlas.cern/discover>
- [5] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JINST **3** (2008) S08003. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [6] J. Abdallah *et al.* [ATLAS TileCal Collaboration], ATLAS-TILECAL-PUB-2007-010, ATLAS-TILECAL-2007-026.
- [7] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, arXiv:hep-ph/0603175
- [8] K. Kumerički, Feynman Diagrams for Beginners, arXiv:1602.04182 [physics.ed-ph]
- [9] R. de la Madrid, The decay widths, the decay constants and the branching fractions of a resonant state, arXiv:1505.07139 [quant-ph]
- [10] B. P. Kerševan, E. Richter-Was, The Monte Carlo Event Generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1, arXiv:hep-ph/0405247
- [11] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition.
- [12] ATLAS Collaboration, The ATLAS Simulation Infrastructure, arXiv:1005.4568 [physics.ins-det]
- [13] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, T. Stelzer, MadGraph 5: Going Beyond, arXiv:1106.0522 [hep-ph]
- [14] P. Baldi, P. Sadowski, D. Whiteson, Searching for exotic particles in high-energy physics with deep learning, DOI: 10.1038/ncomms5308
- [15] D. Guest, K. Cranmer, D. Whiteson, Deep Learning and Its Application to LHC Physics, arXiv:1806.11484v1 [hep-ex] (2018)
- [16] D. Salamani, S. Gadatsch, T. Golling, G. A. Stewart, A. Ghosh, D. Rousseau, A. Hasib and J. Schaarschmidt, doi:10.1109/eScience.2018.00091
- [17] L. de Oliveira, M. Paganini, B. Nachman, Learning Particle Physics by Example: Location-Aware Generative Adversarial Networks for Physics Synthesis, arXiv:1701.05927v2 [stat.ML] 2017
- [18] M. Paganini, L. de Oliveira, B. Nachman, CALOGAN: Simulating 3D High Energy Particle Shower in Multi-Layer Electromagnetic Calorimeters with Generative Adversarial Networks, arXiv:1712.10321v1 [hep-ex] 2017