

# Svojstva novog algoritma za rekonstrukciju hadronskih mlazova nastalih raspadom ultrarelativističkih Higgsovih bozona

---

Gabričević, Josip

Master's thesis / Diplomski rad

2020

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Split, University of Split, Faculty of science / Sveučilište u Splitu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:166:977179>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom](#).

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-10**

Repository / Repozitorij:

[Repository of Faculty of Science](#)



Sveučilište u Splitu  
Prirodoslovno – matematički fakultet

**Svojstva novog algoritma za rekonstrukciju  
hadronskih mlazova nastalih raspadom  
ultrarelativističkih Higgsovih bozona**

Diplomski rad

Josip Gabričević

Split, rujan 2020.

Zahvaljujem se profesoru Šćulcu na pomoći i strpljivosti pri pisanju ovog rada. Isto tako, zahvaljujem se svim bližnjima koji su mi bili podrška kako u pisanju ovog rada tako i kroz sve godine studiranja.

## Temeljna dokumentacijska kartica

Sveučilište u Splitu  
Prirodoslovno – matematički fakultet  
Odjel za fiziku  
Ruđera Boškovića 33, 21000 Split, Hrvatska

Diplomski rad

### Svojstva novog algoritma za rekonstrukciju hadronskih mlazova nastalih raspadom ultrarelativističkih Higsovih bozona

Josip Gabričević

Sveučilišni diplomski studij Fizika, smjer Računarska fizika

#### Sažetak:

Hadronski mlazovi nezaobilazna su pojava u eksperimentima koji uključuju elementarne čestice. Do njihova nastanka dovode kvarkovi i gluoni, pa stoga mlazovi sadržavaju brojne korisne informacije o tim česticama. Za analizu hadronskih mlazova koristimo algoritme za rekonstrukciju hadronskih mlazova jer je egzaktni pristup previše kompleksan. U ovom radu uspoređivana je izvedba dvaju već pouzdanih algoritama s dipol- $k_t$  algoritmom koji je još u razvoju. Dipol- $k_t$  algoritam uvodi dipolni modeli, invarijantan je na Lorentzove transformacije i nema slobodnog parametra. Promatran je proces raspada Higsovog bozona, a algoritme smo uspoređivali za različite vrijednosti njegove transverzalne količine gibanja. Kasnije smo u priču uveli i pozadinu koju smo kombinirali sa signalnim procesom. Cijela ova analiza dala nam je dovoljno razloga da vjerujemo kako će upravo dipol- $k_t$  algoritam postati dominantan u analizi hadronskih mlazova.

**Ključne riječi:** hadronski mlaz, rekonstrukcija, algoritmi, dipol- $k_t$

**Rad sadrži:** 40 stranica, 26 slika, 0 tablica, 7 literaturnih navoda. Izvornik je na hrvatskom jeziku.

**Mentor:** doc. dr. sc. Toni Šćulac

**Ocjenjivači:** doc. dr. sc. Toni Šćulac,  
doc. dr. sc. Marko Kovač,  
doc. dr. sc. Damir Lelas

**Rad prihvaćen:** 15. 9. 2020.

Rad je pohranjen u Knjižnici Prirodoslovno – matematičkog fakulteta, Sveučilišta u Splitu.

<b>Basic documentation card</b>
---------------------------------

University of Split  
Faculty of Science  
Department of Physics  
Ruđera Boškovića 33, 21000 Split, Croatia

Master thesis

**Properties of a new algorithm for the reconstruction of jets created by the decay of ultrarelativistic Higgs bosons**

Josip Gabričević

University graduate study programme Physics, orientation Computational Physics

**Abstract:**

Jets are inevitable occurrence in elementary particle experiments. They are formed by quarks and gluons, so jets contain a lot of useful informations about these particles. Jet reconstruction algorithms are being used to analyse jets because exact approach is very complex. In this thesis we compared efficiency of the two reliable algorithms to the efficiency of the dipole- $k_t$  algorithm which is still in development. Just like the name suggests, the dipole- $k_t$  algorithm exploits the dipole model, it is invariant to Lorentz transformations, and it doesn't have a free parameter. Decay of the Higgs boson was studied and different algorithms were compared trying to reconstruct the Higgs boson with different transverse momentum. Finally, background processes were also introduced and combined with signal to better match a realistic problem. This analysis gave us enough reasons to believe that the dipole- $k_t$  algorithm has a prospect in the jet reconstruction.

**Keywords:** jet, reconstruction, algorithms, dipole- $k_t$

**Thesis consists of:** 40 pages, 26 figures, 0 tables, 7 references. Original language: Croatian.

**Supervisor:** Assist. Prof. Dr. Toni Šćulac

**Reviewers:** Assist. Prof. Dr. Toni Šćulac,  
Assist. Prof. Dr. Marko Kovač,  
Assist. Prof. Dr. Damir Lelas

**Thesis accepted:** September 15, 2020

Thesis is deposited in the library of the Faculty of Science, University of Split.

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teoretska pozadina</b>	<b>2</b>
2.1	Fizika elementarnih čestica	2
2.2	Hadronski mlaz	7
2.3	Higgsov bozon	9
<b>3</b>	<b>Algoritmi</b>	<b>12</b>
3.1	PYTHIA programski paket	13
3.2	$k_t$ i anti- $k_t$ algoritmi	16
3.3	Dipol- $k_t$ algoritam	17
<b>4</b>	<b>Obrada rezultata</b>	<b>19</b>
4.1	Motivacija	19
4.2	Nova mjera	20
4.3	Jako ubrzani Higgsov bozon	23
4.4	Ograničenja	33
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>35</b>
<b>A</b>	<b>Rad s algoritmima i vizualizacija rezultata</b>	<b>38</b>

# 1 Uvod

U visokoenergetskim procesima, kao što je sudaranje mnoštva čestica u velikom hadronskom sudaraču, nastaju strukture koje nazivamo hadronski mlazovi. Te skupine hadrona opisujemo zakonima kvantne kromodinamike. Svaki mlaz nastaje samo od jednog kvarka ili gluona zbog procesa hadronizacije koji onemogućuje samostalno postojanje navedenih čestica. Hadronski mlazovi povezani su s česticom iz koje nastaju tako da poznavanjem određenih svojstava mlaza dobijemo uvid i u karakteristike same čestice koja ga proizvede. Jedan od primjera je Higgsov bozon koji se u više od polovice slučajeva raspada na dva kvarka koji kasnije formiraju dva mlaza. Posebno nam je zanimljiv slučaj jako ubrzanog Higgsovog bozona koji dovodi do jako ubrzanih mlazova koje je teško razlikovati jer su poprilično kolinerani. Pri nastanku takvih mlazova koriste se razne napredne metode da bismo ih mogli razlučiti. Hadronski mlazovi prisutni su u svim eksperimentima koji uključuju elementarne čestice i stoga je njihovo poznavanje od velike važnosti.

Za simulacije spomenutih procesa najčešće se koristi računalni program PYTHIA u sklopu kojeg možemo birati što proizvodimo i u kojim uvjetima. Isto tako, odlučujemo u broju događaja i njihovoj složenosti gdje osim hadronizacije možemo uključiti još dodatnih interakcija kao što su višepartonsko međudjelovanje, zračenje početnog stanja i zračenje konačnog stanja. Sve nam to uvelike komplicira situaciju, a kako radimo s velikim brojem podataka potrebne su nam računalne metode da bismo mogli analizirati cijeli problem.

U nastojanju boljeg razumjevanja mlazova i njihove strukture razvijeni su brojni algoritmi za rekonstrukciju istih. Rade na principu grupiranja konačnih čestica i kao izlaz nam daju česticu od koje je mlaz nastao. Naravno, svaki od njih jako je dobar, no potrebno je ispitati koliko su efikasni u različitim uvjetima. Do sada učestalo korišteni i provjereni algoritmi grupiraju čestice po pravilu  $2 \rightarrow 1$  i koriste se slobodnim parametrom pri rekonstrukciji čiju vrijednost zadaje korisnik. Noviji algoritmi koje ćemo proučavati uvode grupiranje na principu  $3 \rightarrow 2$ , a vrijednost slobodnog parametra postavlja se automatski. Cilj nam je proučiti kako se svaki od algoritama ponaša u uvjetima visokih vrijednosti transversalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona, odnosno pri formiranju kolinearnih hadronskih mlazova. Isto tako, istražujemo je li bolje da sami zadamo vrijednost slobodnog parametra ili da ga algoritam odredi.

U ovom radu biti će opisane temeljne postavke kvante kromodinamike, način nastanka hadronskih mlazova, te kanali nastanka i raspada Higgsovog bozona. Zatim prelazimo na opis PYTHIA programskog paketa, kao i algoritama za rekonstrukciju mlazova. Kao konačno poglavlje imamo obradu rezultata u kojem uspoređujemo efikasnosti algoritama pri rekonstrukcijama signalnih i pozadinskih procesa. Također, izlažemo određena ograničenja koja trenutno imamo pri proučavanju problema ove vrste.

## 2 Teoretska pozadina

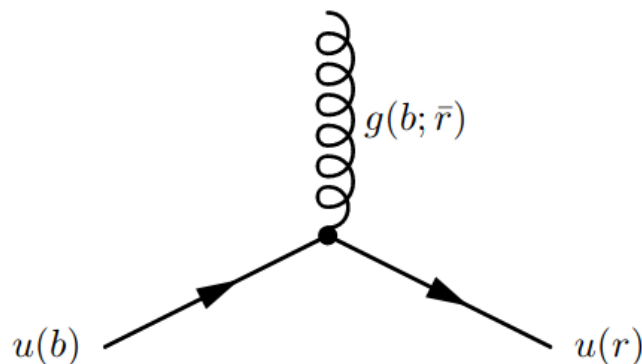
### 2.1 Fizika elementarnih čestica

Procesi koje proučavamo u ovom radu pripadaju fizici elementarnih čestica. To je grana fizike koja nam objašnjava od čega je sazdano sve što vidimo oko sebe i to na najosnovnijoj razini. Tu ne govorimo o atomima i molekulama nego o još sitnijim česticama koje zajedničkim imenom nazivamo elementarne čestice. S obzirom na to da one po svojim dimenzijama pripadaju svijetu kvantne fizike, a zbog visokih energija svijetu relativističke fizike, ove dvije grane moramo kombinirati kako bismo ih dobro opisali.

U tom nastojanju razvijene su kvantna kromodinamika (eng. *Quantum Chromodynamics*, QCD) i kvantna elektrodinamika (eng. *Quantum Electrodynamics*, QED). QED-om opisujemo elektromagnetsko međudjelovanje elementarnih čestica leptona. Tu spadaju elektron, mion, tau lepton, njima odgovarajuće antičestice (pozitron, antimion, antitauon), ali i tri vrste neutrina (elektron neutrino, mion neutrino, tau neutrino) koji također imaju odgovarajuće anti-neutrine (elektron antineutrino, mion antineutrino, tau antineutrino). Po masi pripadaju najlakšim česticama i od tu im proizlazi i naziv. Sve one imaju spin  $\frac{1}{2}$ , dok se naboj razlikuje. Naime, sve vrste neutrina i antineutrina nemaju nikakav naboj, a od preostalih leptona čestice imaju naboj  $-1$ , a antičestice  $+1$ . U ovu vrstu interakcija ubrajamo još i fotone, bezmasene čestice spina  $1$ . S druge strane, QCD je teorija kojom opisujemo međudjelovanje elementarnih čestica kvarkova i gluona preko jake sile. Kao što joj samo ime kaže, to je najjača poznata sila u prirodi i karakterizira je iznimno malen doseg djelovanja od  $10^{-15}$  m [3], što je otprilike jednako promjeru jezgre atoma. Kvarkove dijelimo na šest vrsta, a to su gornji (eng. *up*), donji (eng. *down*), vršni (eng. *top*), dubinski (eng. *bottom*), čarobni (eng. *charm*) i strani (eng. *strange*), gdje svaki od njih ima spin  $\frac{1}{2}$ , električni naboj i odgovarajući antikvark [2]. Oni tvore brojne subatomske čestice koje zajedničkim imenom zovemo hadroni. Ovisno o tome od koliko kvarkova su izgrađeni, dijelimo ih u dvije skupine: barione i mezone. Barioni su kompozicija od tri kvarka ili antikvarka i imaju polucjelobrojan spin. Najpoznatiji predstavnici ove skupine su protoni i neutroni. S druge strane, mezone čine po jedan kvark i antikvark, a imaju cjelobrojan spin. Neki od članova ove skupine su pion i kaon. Uz navedena svojstva, kvantna kromodinamika uvodi još i koncept boje kako bi objasnila interakciju koja uključuje djelovanje jake sile, kao što preko električnog naboja objašnjavamo elektromagnetsku interakciju. Postoje tri vrste jakog naboja koje nazivamo bojama, a to su crvena, plava i zelena. Bitno je naglasiti da samo one čestice uz koje vežemo svojstvo boje mogu interagirati putem jake sile. Uz navedene kvarkove tu još spadaju i gluoni, bezmasene čestice spina  $1$  [2]. U procesima koji uključuju jaku silu, boja kvarka može se promijeniti i jedan takav primjer prikazan je na slici 1.

Slika prikazuje raspad plavog kvarka na crveni kvark i gluon, ali isto tako primjećujemo da





**Slika 1:** Prikaz QCD procesa gdje od plavog gornjeg kvarka nastaju crveni gornji kvark i gluon. Slika preuzeta iz [10].

vrijedi zakon očuvanja boje. Naime, proces možemo zapisati na sljedeći način

$$u(b) \rightarrow u(r) + g(b, \bar{r}), \quad (2.1)$$

pri čemu  $u$  označava gornji kvark,  $b$  plavu boju,  $r$  crvenu boju, a  $g$  gluon. Pogledamo li boje s lijeve i desne strane uočavamo jednakost jer gluon sadrži pozitivnu jedinicu plave boje i negativnu jedinicu crvene boje koja se poništi s crvenom bojom iz kvarka. Ovo je jednostavan primjer koji na vrlo jasan način ukazuje da je u jakim interakcijama boja sačuvana, no moramo imati na umu da se takav proces nikada ne može dogoditi u praznom prostoru jer ne vrijedi zakon očuvanja energije. No, kombiniranjem ovih osnovnih procesa dobijemo jedan složeniji koji poštuje navedeni zakon. Uz čestice koje posjeduju svojstvo boje vežemo i pojavu da one ne opstaju dugo kao samostalne nego se spajaju međusobno kako bi dale bezbojan objekt. Taj proces zove se hadronizacija i zbog toga nastaju već spomenuti hadroni i mezoni.

Dinamiku svakog sustava, pa tako i ovog, možemo opisati preko Lagrangiana. On je po definiciji razlika kinetičke i potencijalne energije, ali ima različit oblik za različite sustave. Da bismo dobili izraz kojim ga opisujemo, krećemo od Diracove jednačbe koja ima oblik

$$\mathcal{L} = i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi, \quad (2.2)$$

pri čemu je  $\psi$  valna funkcija koja je u ovom slučaju vektor stupac od tri elementa, a to su tri valne funkcije, po jedna za svaku boju. Izraz  $\gamma^\mu$  označava četiri konstantne Diracove gama matrice koje su invarijante pri Lorentzovim transformacijama. Diracova nam je jednačba polazna točka za ovakve sustave, a prije nje nastale su Schrödingerova i Klein-Gordonova jednačba. No obje imaju nedostataka kada se radi o opisivanju problema fizike elementarnih čestica. Schrödingerova je nerelativistički zapis tako da ne vrijedi na visokim energijama, a

Klein-Gordonova opisuje čestice spina 0 i stoga je ne možemo primjeniti na čestice spina različitog od nule. Uz opisane mane, obje u zapisu imaju derivaciju drugog reda. U nastojanju da se riješe navedeni problemi i da se dobije izraz koji sadrži samo derivaciju prvog reda, nastala je Diracova jednačba. Kada nismo unutar kromodinamike, jednačba 2.2 zadovoljava U(1) simetriju, ali kao što je već spomenuto, ovdje moramo uključiti po jednu valnu funkciju za svaku boju. Uzevši to u obzir, ova jednačba zadovoljava U(3) simetriju. Matematičkim riječnikom, to znači da je naš izraz globalno invarijantan na operacije oblika

$$\psi = U\psi, \quad (2.3)$$

pri čemu vrijedi

$$U = e^{i\theta} e^{i\lambda a}. \quad (2.4)$$

Ovakav zapis proizlazi iz toga što se navedena unitarna transformacija može zapisati kao hermitska matrica dignuta u eksponent, a ona se opet može prikazati preko devet realnih brojeva. To su  $\theta$  i  $a_1, \dots, a_8$ , što znači da produkt  $\lambda a$  čitamo kao  $\lambda_1 a_1 + \dots + \lambda_8 a_8$  pri čemu svaki  $\lambda$  predstavlja matricu. U izrazu 2.4 zanimljiv nam je upravo član koji sadrži  $\lambda$  i  $a$ . On pripada grupi SU(3) i ono što nas zanima je zadržava li trenutni Lagrangian invarijantnost ako globalnu transformaciju SU(3) učinimo lokalnom. Razlika između ovih dviju transformacija leži u tome što globalna ima isto djelovanje u svim točkama prostora, odnosno ne ovisi o prostornoj koordinati. S druge strane, lokalna transformacija ovisi o prostornoj koordinati i stoga je funkcija iste. Kao rezultat dobijemo da za očuvanje invarijantnosti moramo uvesti još jedan član uz Diracovu jednačbu. Tada imamo izraz oblika

$$\mathcal{L} = [i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda \psi) A_\mu, \quad (2.5)$$

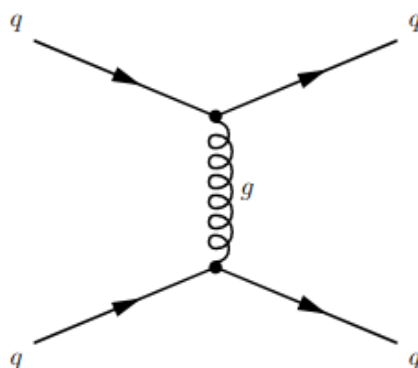
gdje nam je  $q$  naboj, a gore spomenuta  $\lambda$  skraćeni je zapis za osam hermitskih linearno nezavisnih Gell-Mannovih matrica koje se koriste pri proučavanju jakih interakcija. Svaka od tih matrica množi se s odgovarajućim gluonskim poljem  $A^\mu$ . Njih je isto osam, za osam gluona, koji zahtijevaju vlastiti član u Lagrangianu. Zbog ovoga nam je potreban i treći član, a to je slobodni gluonski Lagrangian. Rezultat cijele ove procedure izraz je

$$\mathcal{L} = [i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda \psi) A_\mu, \quad (2.6)$$

pri čemu je  $F^{\mu\nu}$  tenzor snage polja. Ovakav zapis Lagrangiana invarijantan je na SU(3) transformacije i uz to opisuje interakciju tri Diracova polja (tri boje), s osam gluona. No, da bismo potpuno opisali naš sustav trebali bismo imati šest ovakvih jednačbi, po jednu za svaku vrstu kvarka.

Za razliku od klasične fizike gdje djelovanje između dva tijela opisujemo preko polja (električno, gravitacijsko), ovdje međudjelovanje promatramo kao izmjenu medijatora. U slučaju jake sile, medijator je gluon, a primjerice u slučaju elektromagnetske, to je foton. Jedno takvo djelovanje prikazano je na slici 2.

Uočavamo četiri kvarka i jedan gluon. Ovaj proces možemo naivno interpretirati tako da se jedan od kvarkova s lijeve strane razložio na kvark i gluon, a drugi kvark, također s lijeve strane, preuzeo je taj isti gluon i dao novi kvark. Drugim riječima, dva kvarka s lijeve strane interagirali su putem jake sile.



**Slika 2:** Prikaz QCD procesa preko Feynmannovog dijagrama. Prikazani dijagram interpretiramo na način da vrijeme ide s lijeva na desno. Drugim riječima, lijevo je početno stanje, a desno konačno.  $q$  nam je oznaka za kvark, a  $g$  za gluon. Slika preuzeta iz [3].

Ovakav prikaz interakcije zove se Feynmanov dijagram. Svaka od čestica koja sudjeluje u interakciji reprezentirana je linijom čiji izgled ovisi o vrsti čestice. Primjerice, na slici 2 uočavamo da su kvarkovi prikazani ravnim linijama, dok linija koja odgovara gluonu oblikom podsjeća na zavojnicu. Isto tako, vidimo da svaki kvark ima strelicu na svojoj liniji i ona nam daje informaciju radi li se o čestici ili antičestici. Naime, objekti s lijeve strane uvijek su upadni i da su im strelice bile u suprotnom smjeru, to bi značilo da se radi o antikvarkovima, a ovako znamo da su u pitanju dva kvarka. Analogno vrijedi i za desnu stranu dijagrama. Gluon nema nikakvu strelicu, a razlog tome je što je njemu antičestica drugi gluon, ali sa suprotnim vrijednostima boja. Sve ono što se događa između početnog i konačnog stanja prikazano je virtualnim česticama. Izraz "virtualne" znači da ih ne možemo opaziti nego nam služe da bismo opisali mehanizam interakcije. Točke na kojima se linije spajaju nazivamo verteksima i upravo tu se događaju reakcije kao što su emisija i apsorpcija [4].

Dakako, ovo je vrlo jednostavan primjer. No postoje slučajevi gdje se jedna interakcija može prikazati s više dijagrama i tu leži njihova važnost. Svaki od njih predstavlja kvantnomehaničku vjerojatnost realizacije interakcije. Drugim riječima, svaki doprinosi ukupnoj vjerojatnosti određenog procesa. Isto tako, u QED-u dominantan je dijagram s najmanje verteksa što znači da takav najviše doprinosi ukupnoj vjerojatnosti realizacije procesa pa kažemo za taj dijagram da je vodeći element (eng. *Leading Order*). Kako dodajemo vertekse, tako dobi-

vamo sve složenije procese, ali koji istovremeno imaju sve manji doprinos. To je u matematici ekvivalentno razvoju u red gdje nakon određenog člana sve ostale zanemarujemo. Za QCD zna vrijediti upravo suprotno i to nam dosta zakomplicira račun. Naime, ovdje složeniji dijagrami nekada doprinose sve više i više tako da ih ne možemo jednostavno zanemariti. Dakle, u QED-u vodeći element ima najveći doprinos, dok u QCD-u može imati također najveći, no nerijetko se dogodi da upravo vodeći doprinosi najmanje. Primjer vodećeg elementa za procese kvantne kromodinamike prikazan je na slici 2.

Da bismo u potpunosti razumjeli njihovu važnost i ulogu u cijeloj teoriji, a i s obzirom na to da radimo sa sudarima čestica, potrebno je objasniti što je to udarni presjek. U osnovi, to je mjera vjerojatnosti da će doći do određenog procesa pri sudaru čestica. Ukoliko razmatramo ovaj problem u sklopu klasične fizike gdje sudaramo dvije kugle, onda se udarni presjek odnosi na njihova geometrijska obilježja [6]. S druge strane, kod interakcija koje uključuju elektromagnetsku ili jaku silu, udarni presjek veći je od geometrijskih obilježja zbog toga što se u takvim slučajevima čestice vrlo rijetko sudare na način da se jedna zabije u drugu. Umjesto toga imamo približenje do određene udaljenosti gdje glavnu riječ preuzimaju spomenute sile i ne dozvoljavaju direktan sudar. Tada se javle procesi kao što je raspršenje, zakrivljenje putanje i tome slično.

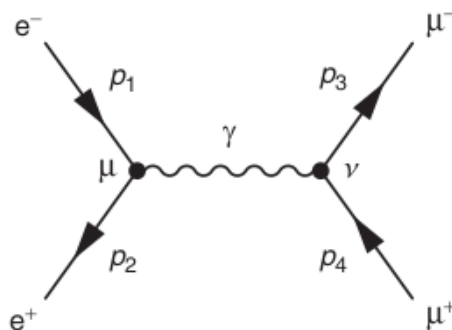
U svakoj analizi sudara javlja se problem udarnog presjeka, pa tako i u fizici elementarnih čestica. Uvodimo pojam diferencijalnog udarnog presjeka, a to nije ništa drugo nego udarni presjek izražen preko neke konačne varijable, primjerice kuta raspršenja. U slučaju interakcije čestica  $a$  i  $b$  koje daju konačno stanje od  $n$  čestica, izraz za diferencijalni udarni presjek izgleda ovako

$$d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c_1 + \dots + c_n) = const \cdot |\mathcal{M}(a + b \rightarrow c_1 + \dots + c_n)|^2 d\phi_n(p_a, p_b; p_1, \dots, p_n). \quad (2.7)$$

Konstantni izraz ( $const$ ) odnosi se na relativne brzine i energije upadnih čestica, a  $d\phi_n$  predstavlja diferencijal faznog prostora i po njemu vršimo integraciju [2]. Još nam jedino prestaje član  $M$ , a to je invarijantni matrični element i u njegovu računanju nam Feynmann-ovi dijagrami uvelike pomažu. Pogledajmo na primjeru slike 3 kako za prikazani proces računamo invarijantni matrični element. Prvo moramo uočiti što nam je početno, a što konačno stanje i koji medijator ih povezuje. U našem slučaju u početnom stanju imamo elektron i pozitron, koji interakcijom izrače foton, da bismo naposljetku dobili mion i antimion. Također, primjećujemo da svaka čestica osim fotona ima pridružen četverovektor količine gibanja označen s  $p_i$ , a verteksi imaju oznake  $\mu$  i  $\nu$ . U ovakvom prikazu medijatori i verteksi imaju odgovarajuće matematičke izraze pomoću kojih konstruiramo naš matrični element. Isto tako, čestice i antičestice imaju dogovorene oznake. Imajući to na umu, matrični element za ovakvu interakciju glasi

$$-i\mathcal{M} = [\bar{v}(p_2)ie\gamma^\mu u(p_1)] \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} [\bar{u}(p_3)ie\gamma^\nu v(p_4)] \quad (2.8)$$

i svaki od ovih izraza odgovara nekom od djelova dijagrama sa slike 3. Lijeva strana dijagrama nalazi se unutar prvih zagrada gledajući s lijeva na desno.  $\bar{v}$  nam govori da se radi o upadnoj antičestici, a  $u$  da uz to imamo i upadnu česticu. Pogledamo li smjer strelica, vidimo da je zaista tako. Nadalje,  $ie\gamma^\mu$  nam je matematički izraz kojim opisujemo verteks označen s  $\mu$ . Desna strana je analogna lijevoj i nalazi se unutar drugih zagrada. Jedina razlika je što verteks nosi oznaku  $\nu$ , a  $v$  označava odlaznu antičesticu, dok je  $\bar{u}$  pridružen odlaznoj čestici. Izraz u sredini je matematički zapis koji nam daje informaciju da je medijator foton [1].



**Slika 3:** Prikaz QED procesa preko Feynmannovog dijagrama gdje imamo elektron-pozitron poništavanja i nastajanje miona i antimiona. Slika preuzeta iz [1].

Ovakvi se matrični elementi svode na računanje tragova matrica i rješavanje kompleksnih višedimenzionalnih integrala. Takvi računi analitički su mogući samo u najjednostavnijim slučajevima i u praktičnoj primjeni to se uvijek svodi na primjenu računala i numeričkih metoda računanja.

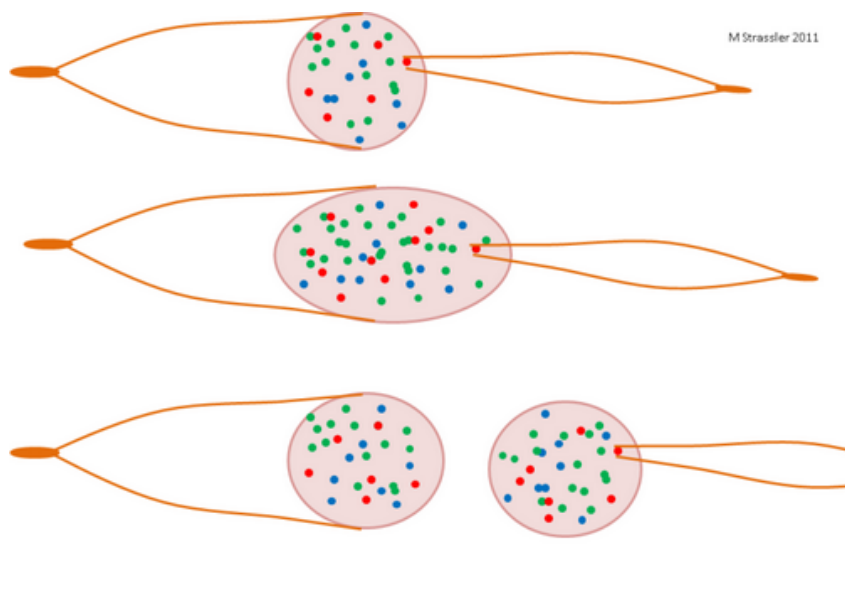
## 2.2 Hadronski mlaz

Najpoznatiji način za proizvodnju elementarnih čestica sudaranje je snopova protona na jako visokim energijama. Takvi procesi odvijaju se u velikom hadronskom sudaraču (eng. *Large Hadron Collider, LHC*) i puno su kompliciraniji od onog kojeg smo prikazali Feynmann-ovim dijagramom u prethodnom poglavlju. Naime, ako gledamo proces gdje za konačni objekt imamo kvark, mi ga nikada ne možemo uočiti kao samostalnu česticu jer u navedenom procesu nastane mnoštvo različitih hadrona koje zovemo hadronski mlaz i takva struktura dolazi do detektora.

Da bismo razumjeli zašto i kako oni nastaju, potrebno je znati kako se ponaša jaka sila. Poznato je da, na primjer, djelovanje sile gravitacije opada kako se udaljavamo od njenog izvora i što su dva tijela udaljenija manja energija je potrebna za svladavanje gravitacijskog privlačenja.

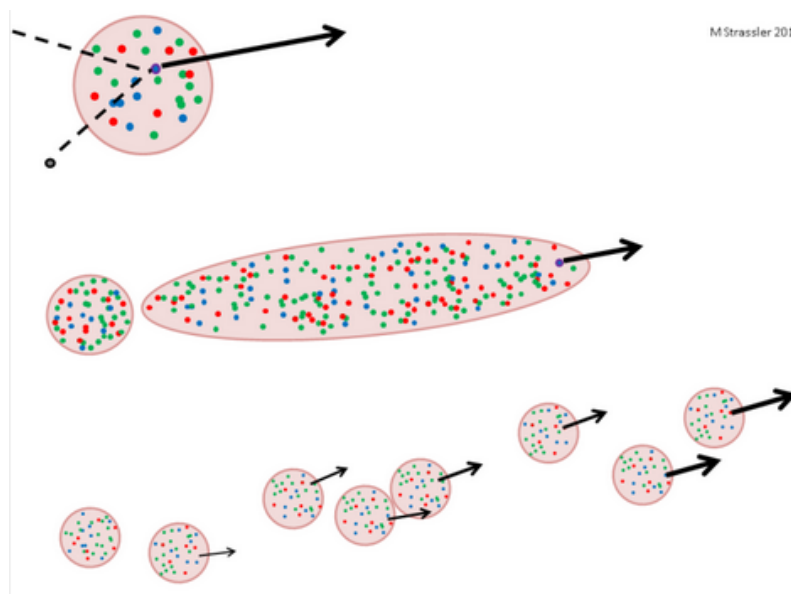
Kod jake sile situacija je malo drugačija. Ona nakon određene udaljenosti (otprilike radijus protona) postane konstantna tako da daljnje udaljšavanje ne postaje ništa lakše u smislu uložene energije. Razlog tome je što medijatori jake sile, gluoni, interagiraju međusobno za razliku od medijatora ostalih sila koji nemaju tu mogućnost. Ova pojava nam dodatno komplicira proračune u kvantnoj kromodinamici.

Manifestacija takvog ponašanja prikazana je na slici 4. Ukoliko bismo imali mogućnost uhvatiti kvark unutar hadrona pomoću nekakve hvataljke i kao takvog ga pokušali izvući, jaka sila nam ne bi dozvolila. U tom imaginarnom eksperimentu bi se cijeli hadron deformirao duž osi djelovanja sile povlačenja i naposljetku se razbio u dva hadrona, gdje bi se unutar jednog od njih nalazio i naš kvark. Takvo ponašanje energetski je najpovoljnije, a energija povlačenja kvarka transformira se u energiju mirovanja novog hadrona tako da je zadovoljen zakon očuvanja iste [5].



**Slika 4:** Manifestacija djelovanja jake sile pri pokušaju uklanjanja kvarka iz hadrona. Slika preuzeta iz [5].

Kod visokoenergetskih procesa događa se upravo gore opisana procedura, samo što je puno intenzivnija. Umjesto precizne hvataljke ovdje imamo česticu jako visoke energije koja se sudara s kvarkom unutar hadrona. Uslijed toga, cijeli hadron se deformira, ali zbog previše dobijene energije ne puca samo na dva nego na nekoliko novih hadrona, slika 5.



**Slika 5:** Prikaz nastanka jeta pri sudaru kvarka s visokoenergetskom česticom. Slika preuzeta iz [5].

Svi oni putuju u istom smjeru i tako tvore mlaz. Naravno, i ovo je dosta pojednostavljeno jer pri sudaru s visokoenergetskom česticom uz deformaciju hadrona imamo i zračenje gluona od strane pogođenog kvarka. To znači da oblik mlaza određuju upravo smjerovi izračenih gluona, ali temeljni proces je isti kao i u jednostavnom objašnjenju. Što se primljene energije tiče, ona se raspoređuje na nastanak novih hadrona i energiju njihova gibanja.

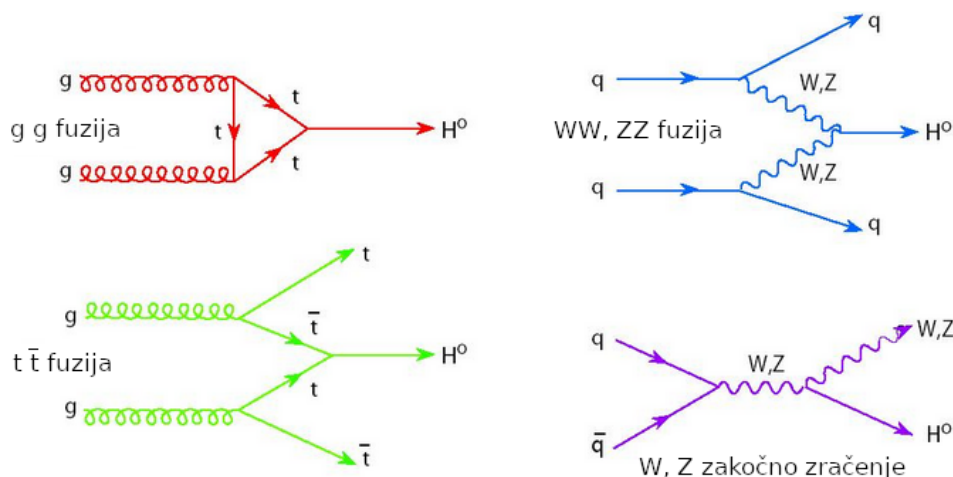
O velikoj povezanosti kvarka i hadronskog mlaza koji je iz njega nastao govori činjenica da mjerenjem ukupne energije i smjera mlaza možemo dobiti jako dobru sliku o navedenim svojstvima samog kvarka iz kojeg je mlaz formiran [5]. S obzirom na ovo, a i na činjenicu da hadronski mlaz možemo detektirati, vidimo da nam je od velikog interesa poznavati ih što bolje jer samim time dobivamo i mnogo bolju sliku o kvarkovima.

## 2.3 Higgsov bozon

U sklopu fizike elementarnih čestica razvijen je i standardni model (SM). To je teorija koja nam daje opis svih elementarnih čestica i sila. To znači da sve čestice koje su spomenute u ovom radu pripadaju navedenom modelu. No dugo vremena bio je prisutan problem mase. Naime, teorija je predviđala da su bozoni koje vežemo uz slabu silu bez mase, no iz eksperimenata se znalo da imaju masu. Problem je riješilo šest znanstvenika 1964. godine među kojima je bio i Peter Higgs. Oni su predložili postojanje kvantnog polja koje je odgovorno za masu svake od čestica i zbog valno-čestične dualnosti to polje treba imati odgovarajuću česticu. Upravo to je Higgsov bozon. Nakon brojnih eksperimenata postojanje mu je dokazano, a time i različiti načini njegove produkcije, ali i raspada [7]. Masa mu iznosi približno 125 GeV-a i označavamo ga s  $H$ . Ovdje je bitno naglasiti da je mjerna jedinica kojom opisujemo masu, energiju i transverzalnu

količinu gibanja zapravo oblika  $\frac{GeV}{c^n}$ , no kako smo u području fizike visokih energija, koristimo standardnu notaciju  $c = 1$ . Bez toga bismo mogli prelaziti iz jedne veličine u drugu jednostavnim množenjem ili dijeljenjem s  $c$ , no ovako nemamo tih problema jer se sve spomenute veličine svedu na mjernu jedinicu GeV.

Najdominantniji kanali nastanka Higgsovog bozona prikazani su na slici 6. Razlog tome je što navedeni bozon ima veću vjerojatnost nastanka što su mase čestica veće. Vršni kvark,  $W^+$  i  $W^-$  bozon te  $Z$  bozon najmasivniji su i stoga ga tu najčešće opažamo. Gornji lijevi proces ima najveću vjerojatnost proizvodnje Higgsovog bozona mase oko 125 GeV. Tu imamo fuziju dva gluona pri čemu nastanu virtualni vršni kvarkovi iz kojih potom nastaje naš bozon. U gornjem desnom kutu prikazan je proces gdje od dva kvarka nastanu dva virtualna suprotno nabijena  $W$  bozona ili dva virtualna neutralna  $Z$  bozona iz kojih onda nastane Higgsov. Uz njega, kao rezultat ovog procesa imamo i dva kvarka. Dolje lijevo prikazana je interakcija dvaju gluona koji proizvedu realni vršni kvark i antikvark. Isto tako nastanu i virtualni vršni kvark i antikvark iz kojih potom slijedi Higgsov bozon. Posljednji proces nastanak je virtualnog  $W$  ili  $Z$  bozona iz para kvark-antikvark. Potom se nastala virtualna čestica razloži na istu realnu i Higgsov bozon.



**Slika 6:** Nastanak Higgsovog bozona kroz četiri različita kanala. Slika preuzeta iz [11].

Nakon što smo prikazali najbitnije načine nastanka, sada prelazimo na kanale raspada Higgsovog bozona. Pogledamo li strukturni krug (eng. *pie chart*) na slici 7 vidimo da ćemo u više od 50% slučajeva imati raspad na dubinski i anti-dubinski kvark i upravo taj raspad bit će promatran u sklopu ovog rada. Primjećujemo da u 21% događaja kao produkt imamo dva suprotno nabijena  $W$  bozona, u 9% dva gluona, a u 6% slučajeva tau i anti-tau leptone.

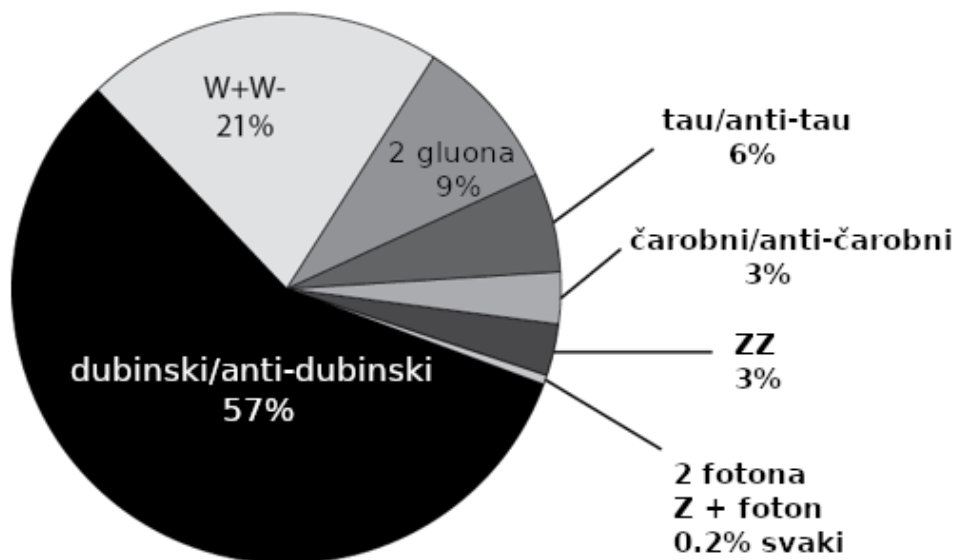
Svojstva Higgsovog bozona koja ćemo promatrati, a tako i hadronskih mlazova koji nastau njegovim raspadom su transverzalna količina gibanja i rapiditet. Prvi od ova dva odnosi se na



količinu gibanja po smjeru okomitu na upadne snopove čestica, a računa se po formuli

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.9)$$

Ona nam je zanimljiva zato što je veća vjerojatnost da ćemo imati transverzalnu aktivnost pri nastanku nove čestice. U slučaju da ništa novo ne dobijemo onda će ista biti dosta manja zbog očuvanja energije.



**Slika 7:** Naučestaliji produkti raspada Higgsovog bozona s pridruženim vjerojatnostima. Slika preuzeta iz [11].

Navedena formula vrijedi za pojedinu česticu, dok za cijeli mlaz vrijede sljedeće

$$p_{\perp,mlaz} = \sum_{i \in mlaz} p_{\perp,i}. \quad (2.10)$$

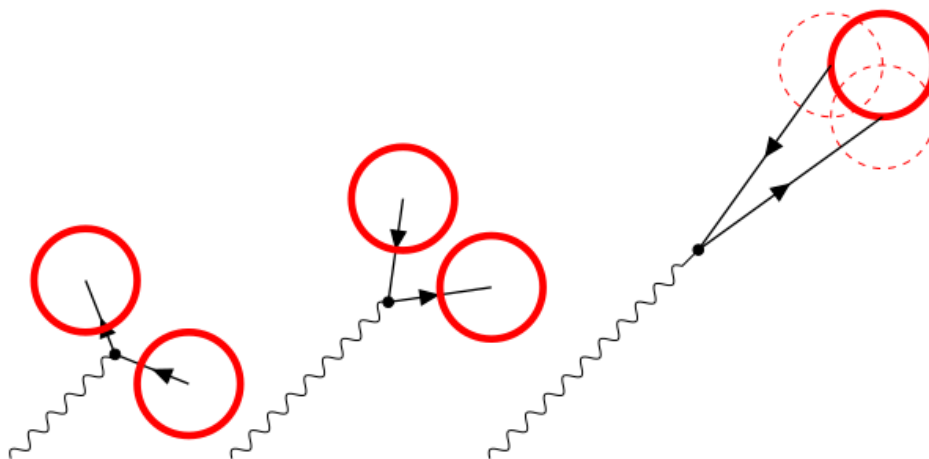
Rapiditet je, u aproksimaciji da su mase čestica blizu nule, veličina koja opisuje kut otklona hadronskog mlaza s obzirom na upadne snopove. Jednadžba mu glasi

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (2.11)$$

On nam je interesantan jer će mu, također zbog očuvanja energije, vrijednost porasti prilikom nastanka nove čestice. To je očekivano jer rapiditet je po definiciji zapravo kut otklona od upadnih snopova, a kako imamo porast transverzalne količine gibanja onda imamo i veći otklon.

Zanimljivo je proučiti što se dogodi ako imamo Higgsov bozon izrazito visoke transverzalne količine gibanja koji se u takvom stanju raspada. Općenito čestice s ovim svojstvom nazivamo

ubrzane (eng. *boosted*). Na slici 8 vidimo raspad jedne čestice na dvije, ali za tri različite vrijednosti transverzalne količine gibanja. Lijevo je ta vrijednost najniža, dok je desno najviša. Primjećujemo da se povećanjem transverzalne količine gibanja produkti raspada približavaju jedan drugom i u konačnici idu u istom smjeru. Kažemo da su takve čestice kolinearne, no moramo imati na umu da umjesto navedenih čestica zapravo imamo hadronske mlazove. To znači da bismo u ovom slučaju imali dva mlaza koja su vrlo kolinearna. U takvim uvjetima nam se uvelike komplicira problem analize istih, a strukturu koju čine dva ili više kolinearnih hadronskih mlazova nazivamo debeli mlaz (eng. *fat jet*).



**Slika 8:** Prikaz raspada jedne čestice na dvije za tri različite vrijednosti transverzalne količine gibanja upadne čestice. Slika preuzeta iz [2].

### 3 Algoritmi

Nakon što smo dobili sliku o tome što su hadronski mlazovi, kako nastaju i u čemu leži njihova važnost, potrebno je razumjeti kako uopće radimo s njima. No, prije toga moramo poznavati određene računalne algoritme koji su razvijeni da bismo mogli generirati razne procese i ispitivati njihova svojstva. Za početak, treba nam program koji će jako precizno simulirati sudare čestica, njihove produkte i sve ostale interakcije koje se javljaju u takvim uvjetima. Nakon što smo dobili proces sa svim česticama, trebamo način kako pronaći mlazove i otkriti od kojih kvarkova su nastali. Za taj zadatak isto imamo više algoritama na raspolaganju, no u ovom radu će biti uspoređena dva starija algoritma koji se svakodnevno koriste u analizi podataka u LHC-u i noviji algoritam koji je još u razvoju i čija bi primjena mogla unaprijediti potragu za visoko relativističkim česticama.

### 3.1 PYTHIA programski paket

Da bismo uopće došli do hadronskih mlazova i analize istih, moramo imati generator događaja. To su algoritmi koji rade na principu generiranja slučajnih brojeva i koristimo ih da bismo simulirali visokoenergetske procese koji se odvijaju u LHC-u. Postoji više vrsta ovih algoritama, no onaj koji nam je najpogodniji i kojim ćemo se služiti u ovom radu je PYTHIA. To je programski paket pisan u C++ programskom jeziku i objektno je orijentiran. U sklopu ovog programskog paketa implementirane su brojne biblioteke koje nam omogućuju detaljno ispitivanje svojstava procesa od interesa. Princip rada s PYTHIA programskim paketom vrlo je jednostavan. Potrebno je uključiti željene postavke i potom ispisujemo događaje ukoliko želimo. U spomenutim postavkama na raspolaganju imamo brojne mogućnosti. Tu odlučujemo koji proces promatramo, uključujemo i isključujemo načine interakcija među česticama, određujemo smije li se pojedina čestica raspasti i na koje produkte. Isto tako, imamo i opciju manipuliranja svojstvima nastalih čestica kao što su masa i transversalna količina gibanja. Imamo i iznimnu kontrolu događaja jer ih možemo zaustavljati nakon željenog broja koraka.

```

----- End PYTHIA Info Listing -----
----- PYTHIA Event Listing (hard process) -----
no      id  name      status  mothers  daughters  colours  p_x
0       90  (system)  -11     0      0      0      0      0.000
1       2212 (p+)     -12     0      0      3      0      0.000
2       2212 (p+)     -12     0      0      4      0      0.000
3        -2 (ubar)   -21     1      0      5      6      161  0.000
4         2 (u)     -21     2      0      5      6     101  0.000
5        25 (h0)    -22     3      4      7      8      0     -116.030
6        23 (Z0)    -22     3      4      9     10      0     116.030
7         5 b      23     5      0      0      0     102     -135.310
8        -5 bbar  23     5      0      0      0      0     162     19.281
9        11 e-    23     6      0      0      0      0     80.255
10       -11 e+    23     6      0      0      0      0     35.774
                        Charge sum: 0.000      Momentum sum: 0.000
----- End PYTHIA Event Listing -----
----- PYTHIA Event Listing (complete event) -----
no      id  name      status  mothers  daughters  colours  p_x
0       90  (system)  -11     0      0      0      0      0.000
1       2212 (p+)     -12     0      0     35      0      0.000
2       2212 (p+)     -12     0      0     36      0      0.000
3        -2 (ubar)   -21    35     35      5      6      161  0.000
4         2 (u)     -21    36     36      5      6     101  0.000
5        25 (h0)    -22     3      4     37     37      0     -116.030
6        23 (Z0)    -22     3      4     38     38      0     116.030
7        21 (g)     -31    39     39      9     10     104     103  0.000
8        21 (g)     -31    40     40      9     10     103     165  0.000
9        21 (g)     -33     7      8     41     41     106     165 -13.109
10       21 (g)     -33     7      8     42     42     104     166  13.109
11       21 (g)     -31    43     43     13     14     107     168  0.000
12       21 (g)     -31    44     44     13     14     109     110  0.000
13       21 (g)     -33    11     12     45     45     107     110  1.675
14       21 (g)     -33    11     12     46     46     109     168 -1.675

```

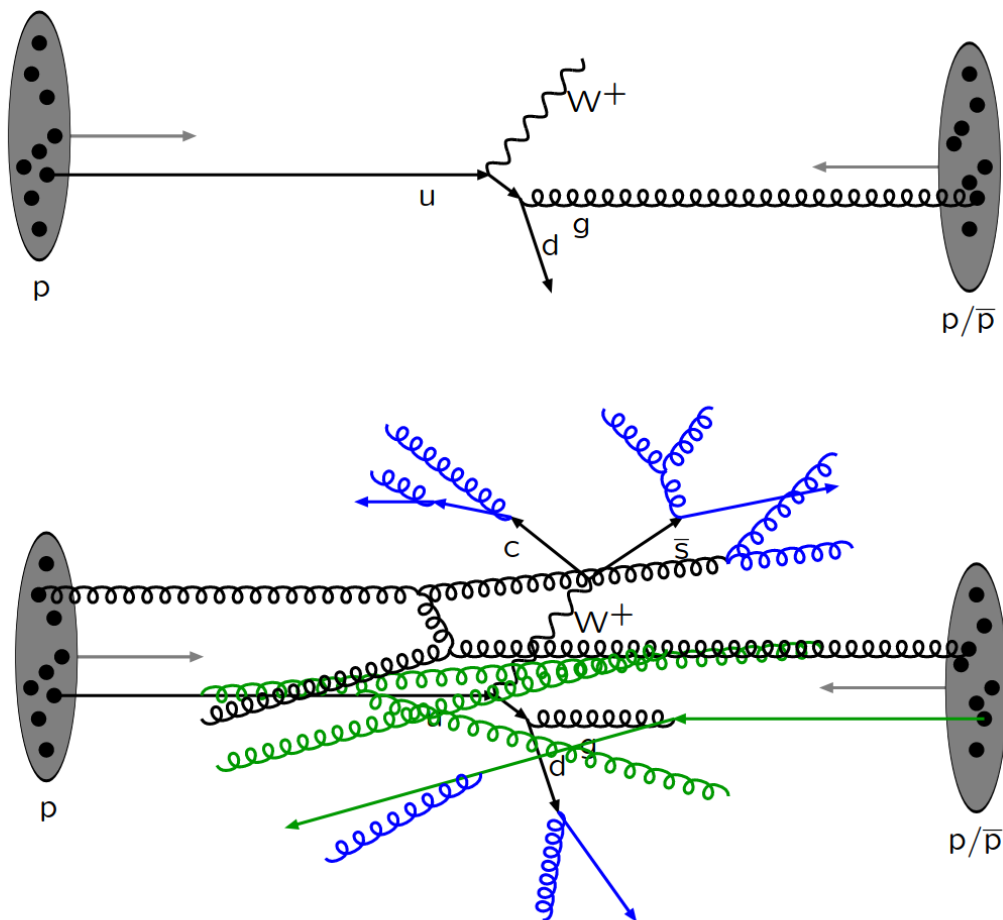
Slika 9: Primjer ispisa događaja pri korištenju PYTHIA programskog paketa

Na slici 9 prikazan je izlaz (eng. *output*) koji dobijemo koristeći PYTHIA programski paket. Vidimo da za svaku česticu imamo jedinstveni broj i ime po kojima ih razlikujemo. Uz to, navedene su čestice iz kojih je pojedina nastala, majke (eng. *mothers*), ali i čestice koje nastaju iz nje, kćeri (eng. *daughters*). Stanje (eng. *status*) nam govori radi li se o konačnom stanju (pozitivan broj) ili će se dogoditi raspad (negativan broj). Također, imamo i informaciju o boji (eng. *colours*) i o jednoj komponenti količine gibanja. To je ono što je prikazano radi bolje čitljivosti slike, ali još postoje i preostale dvije komponente količine gibanja, energija i masa.

Primjećujemo da su na prikazanom izlazu navedena dva događaja, teški proces (eng. *hard process*) i potpuni događaj (eng. *complete event*). Prvi od navedenih odnosi se na osnovni proces koji promatramo i tu se nalaze samo najosnovnije čestice potrebne da bismo ga opisali. S druge strane, potpuni događaj je ono što mu samo ime i kaže. On sadrži željeni proces i sve ostale čestice koje se pojavljuju. Složenost potpunog procesa ovisi ponajprije o dodatnim interakcijama koje možemo uključiti ako želimo detaljniju analizu. To su zračenje početnog stanja (eng. *Initial State Radiation, ISR*), zračenje konačnog stanja (eng. *Final State Radiation, FSR*), više-partonska interakcija (eng. *multi – parton interaction, MPI*) i hadronizacija. Kompleksan proces gradimo na sljedeći način

- Teški proces - polazna točka
- MPI - omogućujemo istovremene interakcije više kvarkova i gluona
- ISR i FSR - dodajemo mogućnost zračenja neke čestice prije i/ili nakon interakcije
- Hadronizacija - dovodi do nastanka mlazova (omogućuje povezivanje kvarkova i gluona u hadrone)

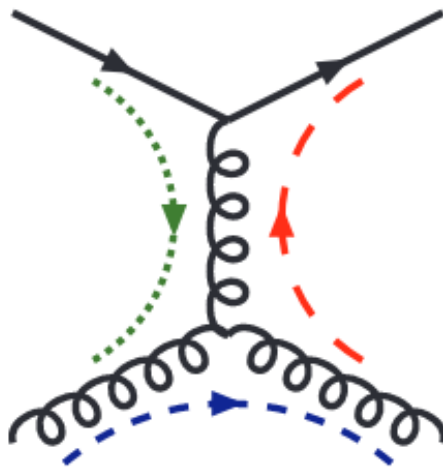
Na slici 10 prikazana je skica međudjelovanja prije i nakon uključenja spomenutih dodatnih interakcija. Svaka od tih interakcija doprinosi složenosti cijelog događaja i dodatno komplicira njegovu analizu. Prije nego ih detaljnije objasnimo, potrebno je napomenuti da PYTHIA funkcionira na principu  $2 \rightarrow 3$ , ali i da su svi procesi poredani po transverzalnoj količini gibanja i to od najveće pa prema manjima. To znači da se prilikom evolucije događaja proizvode tri čestice od jednog dipola i u svakom idućem koraku smanjuje se transverzalna količina gibanja. Kako smo u području kvantne kromodinamike, radimo s obojenim dipolima. Na slici 11 prikazan je jednostavan proces gdje kvark i gluon daju kvark i gluon. Uočavamo tri različite boje uz dijagram i one nam predstavljaju tri dipola koje po prirodi njihovih konstituenata dijelimo na konačni-konačni (eng. *final – final, FF*), početni-početni (eng. *initial – initial, II*) i konačni-početni (eng. *final – initial, FI*). Dipol FF je prikazan crvenom bojom, FI plavom, a II zelenom. Tako, na primjer, FF dipol sačinjavaju odlazne čestice, a analogno vrijedi i za preostala dva dipola [8].



**Slika 10:** Skica osnovnog procesa (gore) i skica tog istog procesa kada uključimo dodatne interakcije (dolje). Slika preuzeta iz [13].

S obzirom na to da su dipoli povezani, zračenje bilo koje čestice utječe na količine gibanja svih dipola kojima ona pripada tako da ih ne možemo promatrati zasebno. Kako su svi procesi uređeni po količini gibanja, upravo on je glavna veličina koju promatramo pri analizi dipola. Što se tiče problema raspodjele količine gibanja pri emisiji, to je riješeno tako da mu pristupamo na način da imamo emitera (čestica koja emitira neku novu) i dio koji primi određenu količinu gibanja zbog zračenja emitera.

Sada kada znamo što dipol predstavlja i kako ih dijelimo, možemo prijeći na ISR i FSR. Kod ISR-a događa se emisija od strane II dipola i ono što je ključno je da dio koji dobije količinu gibanja zbog emisije je zapravo cijeli sustav. S druge strane, u slučaju FSR-a, količina gibanja preuzme drugi kraj dipola tako da se promijene samo količine gibanja emitera, drugog kraja dipola i emitirane čestice. U FI slučaju možemo imati i ISR i FSR, no situacija se zakomplicira jer čestica koja dobije količinu gibanja nije konačna i to je glavna razlika u odnosu na FSR koji se događa kod FF dipola. Za ISR u FI dipolu vrijedi isto kao da se radi o II.



**Slika 11:** Jedan od mogućih Feynmanovih dijagrama i toka boja za proces gdje kvark i gluon daju ponovno kvark i gluon. Slika preuzeta iz [8].

Što se više-partonske interakcije tiče, to se odnosi na sastavne djelove svih hadrona. Naime, parton je zajednički naziv za kvarkove i gluone. Ono što se pri sudarima hadrona događa je da imamo i više istovremenih sudara njihovih konstituenata pa od tu proizlazi naziv ove pojave.

### 3.2 $k_t$ i anti- $k_t$ algoritm

Nakon što PYTHIA odradi svoj posao, imamo listu događaja s odabranim procesima i interakcijama. Svaki događaj gotov je kada ostanu samo konačne čestice. Ako se prisjetimo, takvima je status pozitivan broj i one nemaju kćeri, a predstavljaju ono što bismo detektirali da se ne radi o simulaciji. Upravo takve su nam ključne za idući korak, a to je rekonstrukcija hadronskih mlazova. Jedan od najpoznatijih algoritama za rješavanje ovog problema je  $k_t$  algoritam. On računa udaljenosti između svakog para čestica, ali i udaljenost svake čestice od glavne zrake (linija duž koje sudaramo snopove protona). Formule po kojima to radi su

$$d_{i,j} \equiv \min(p_{\perp,i}^2, p_{\perp,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.1)$$

koja se koristi za računanje udaljenosti između svakog para i pri čemu je  $R$  u nazivniku slobodni parametar kojeg nazivamo polumjer hadronskog mlaza. Njega korisnik zadaje i o toj vrijednosti ovisi izvedba samog algoritma. Izraz  $\Delta R_{ij}^2$  funkcija je pseudorapiditeta i azimutalnog kuta [2]. Za računanje udaljenosti od zrake vrijedi izraz

$$d_{i,B} \equiv p_{\perp,i}^2. \quad (3.2)$$

Ovaj algoritam radi tako da se za svaku česticu upotrijebe prethodne dvije jednadžbe i nađe se minimum. Ukoliko je minimum  $d_{ij}$  onda to znači da su čestice  $i$  i  $j$  dovoljno blizu da ih možemo rekonstruirati u jednu. U slučaju je minimum  $d_{iB}$ , takvu česticu zasebno proglašavamo mlazom i izbacujemo je iz liste čestica. Ovo činimo zato što ona nije dovoljno blizu nijednoj da ih uparimo pa je gledamo kao sam svoj mlaz. Neovisno što dobijemo za minimum od navedena dva slučaja, nakon provedenih operacija vraćamo se na računanje prethodnih jednadžbi za iduću česticu. To sve skupa ponavljamo dok ne eliminiramo sve čestice ili ne ispunimo neki drugi zadani uvjet.

Anti- $k_t$  algoritam ima sličnu formulaciju kao i  $k_t$  algoritam samo što su sve potencije transverzalne količine gibanja negativne. Zbog ovakve definicije  $d_{ij}$  između dviju lakših čestica puno je veći nego ako imamo jednu laganu i jednu tešku česticu. Stoga je prisutna tendencija grupiranja lakših čestica s težima. Ukoliko neka teška čestica u krugu radijusa  $2R$  za susjede ima samo lagane, onda grupiramo nju i sve susjede unutar navedenog radijusa u savršeno stožasti mlaz [9]. Zbog toga je anti- $k_t$  algoritam dobra zamjena za grupu algoritama koje zovemo stožasti. Oni su bili prvi korak u razvoju rekonstrukcije hadronskih mlazova.

### 3.3 Dipol- $k_t$ algoritam

Vidjeli smo da prethodna dva algoritma imaju sličnu formulaciju što znači da oba uključuju slobodni parametar  $R$  o kojem ovise rezultati algoritma. U nastojanju da se to riješi nastao je dipol- $k_t$  algoritam koji također računa određene udaljenosti i traži minimum, ali ne postoji slobodni parametar kao takav. To znači da imamo  $R$  i ovdje ali ne zadaje ga korisnik nego ga algoritam sam podešava prilikom izvršavanja. Isto tako, dipol- $k_t$  algoritam rekonstrukciju provodi na način  $3 \rightarrow 2$ , za razliku od prethodna dva algoritma za koje vrijedi  $2 \rightarrow 1$ . Prva testiranja i razvoj dipol- $k_t$  algoritma detaljno su opisani u radu [2], pa ćemo stoga ovdje dati samo brzi opis i potom se fokusirati na daljnje testiranje nekih zanimljivih slučajeva gdje smatramo da će ovaj algoritam imati potencijalnu primjenu.

Dipol- $k_t$  algoritam radi s tri formule čije vrijednosti u konačnici uspoređuje i one su povezane s FF, II i FI dipolima. Za sve upadne partone računa se udaljenost pojedinog od svake čestice po formuli

$$d_{c,P_a} = -\left(1 - \frac{S_{c,P_a}}{\hat{s}}\right)S_{P'_a}, \quad (3.3)$$

pri čemu smo s  $c$  označili česticu, a s  $P_a$  upadni parton.  $S_{cP_a}$  kvadrirana je invarijantna masa čestica spomenutih u indeksu od  $S$ , a  $\hat{s}$  je kvadrirana invarijantna masa svih konačnih čestica.

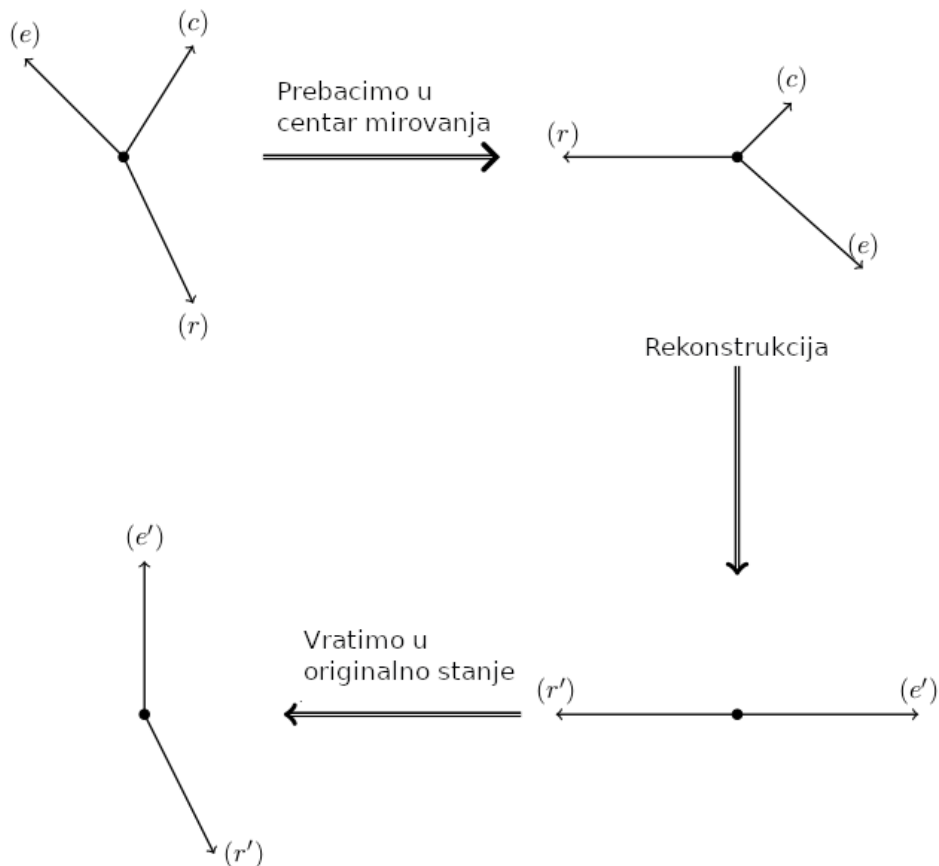
Navedena formula vrijedi za zračenje II dipola, odnosno riječ je o ISR. Dakle,  $S_{P_a}$  invarijantna je kvadratna masa upadnog partona nakon rekonstrukcije, odnosno prije nego on izrača česticu  $c$ . Druga jednažba koju imamo je

$$d_{e,c,r} = \frac{(S - S_{cr})(S - S_{er})}{(2S - S_{cr} - S_{er})^2} S_{ce}. \quad (3.4)$$

Ovdje umjesto upadnih čestica imamo oznake za tri konačne ( $e$ ,  $c$ ,  $r$ ), koje se nakon rekonstrukcije svedu na  $r'$  i  $e'$ . To znači da je  $c$  izračen od  $e$ .  $S$  označava kvadriranu invarijantnu masu svih čestica korištenih u računanju ove udaljenosti. Naravno, gore opisan proces je FSR za FF dipol. Preostaje nam još FI dipol, a njemu pridružena jednažba glasi

$$d_{e,c,P_a} = \frac{(S - S_{cP_a})(S - S_{eP_a})}{(2S - S_{cP_a} - S_{eP_a})^2} S_{ce}. \quad (3.5)$$

Ovdje računamo udaljenost između konačnih čestica i upadnih partona. Ako usporedimo s FF slučajem, vidimo da umjesto konačne čestice  $r$  imamo  $P_a$ .



**Slika 12:** Prikaz rekonstrukcije dviju čestica iz tri u slučaju FSR-a koristeći dipol- $k_t$  algoritam. Slika preuzeta iz [2].

Kao što je već spomenuto, izraz za  $\Pi$  računa se za svaki par čestice i upadnog partona, dok se



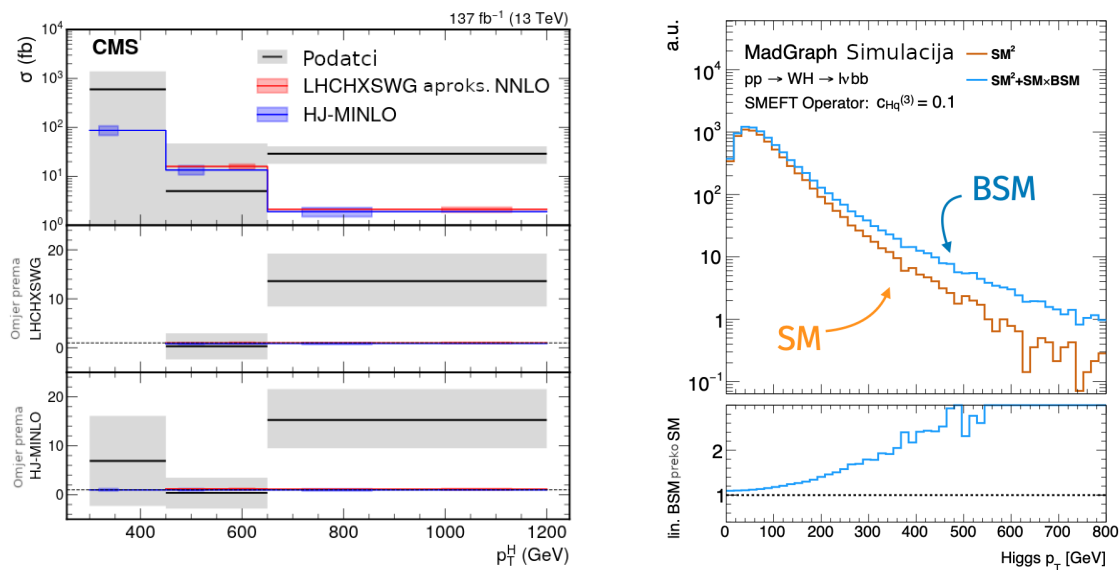
za FI radi slična stvar, ali u FSR obliku. Formula za FF dipol uzima u obzir svake tri konačne čestice i računa odgovarajuću udaljenost. Potom se od svih tih vrijednosti traži minimum i prema tome se vrši rekonstrukcija. Na slici 12 prikazan je postupak rekonstrukcije ako bismo dobili da je  $d_{e,c,r}$  onaj s najmanjom vrijednosti. U početku imamo tri čestice koje prebacimo u centar mirovanja. Zatim ih rekonstruiramo i promijenimo količine gibanja tako da ukupna količina gibanja bude očuvana. Kada je to odrađeno, vraćamo čestice u originalno stanje.

Svaki od ova tri algoritma ima inkluzivnu i ekskluzivnu izvedbu. Inkluzivna znači da je rekonstrukcija gotova kada dođemo do neke vrijednosti transverzalne količine gibanja ili do neke vrijednosti udaljenosti ispod koje ne želimo ići. U ekskluzivnoj zadamo koliko mlazova želimo u konačnici i kada dosegemo taj broj, algoritam prestaje s radom.

## 4 Obrada rezultata

### 4.1 Motivacija

U prethodna dva poglavlja uveli smo teorijsku pozadinu problema kojeg ćemo promatrati i objasniti računalne algoritme koji će biti upotrijebljeni. No, prije nego krenemo na prikaz rezultata i diskusiju istih potrebno je navesti povod za nastanak ovog rada. Odgovor leži u neočekivanom ponašanju Higgsovog bozona s visokim vrijednostima transverzalne količine gibanja. Na slici 13 prikazan je navedeni problem, ali na dva različita načina. Lijeva strana slike 13 prikazuje nam predviđanja udarnog presjeka putem dva generatora, ali i stvarne podatke. Nazivi generatora su LHCHXSWG koji je prikazan crvenom bojom i HJ-MINKLO koji je prikazan plavom bojom [12]. Podatci su crni, a pravokutnici odgovarajućih boja predstavljaju nesigurnosti. Isto tako, vidimo da je graf podijeljen na tri dijela. U donja dva vrijednost koju predviđamo putem nekog od generatora postavljena je na jedinicu i preostali podatci gledaju se sukladno tome. Uočavamo da do nekih 700 GeV imamo dobro slaganje predviđenog i stvarnog, no na višim vrijednostima javlja se potpuno neslaganje.



**Slika 13:** Slika lijevo prikazuje predviđene vrijednosti udarnog presjeka (crvena i plava linija) i dobivene vrijednosti istoga (crna linija). Slika desno prikazuje predviđanja standardnog modela (narančasta linija) te dobivenih rezultata za visoko ubrzani Higgsov bozon (plava linija). Slika preuzeta iz [12].

Takav rezultat mogao bi značiti neki novi fenomen i pogledamo li sada desnu stranu slike 13 primijetit ćemo dvije krivulje. Narančasta se odnosi na predviđanja standardnog modela dok plavom nastojimo opisati nedostatke istog, pa joj od tu i naziv BSM (*Beyond Standard Model*) ili u doslovnom prijevodu "iznad standardnog modela". Problem jako ubrzanog Higgsovog bozona itekako pripada BSM-u jer kao što vidimo na grafu, povećanjem transversalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona povećava se i razlika među linijama. Ispod ovog prikaza imamo graf gdje je predviđanje standardnog modela postavljeno na jedinicu i u odnosu na to promatramo BSM pri čemu primjećujemo koliko je odstupanje zapravo značajno.

Ovakvi rezultati doveli su do potrebe ispitivanja ubrzanog Higgsovog bozona i njegovih svojstava, ali isto tako do razvoja algoritma koji za cilj ima što efikasniju rekonstrukciju istog.

## 4.2 Nova mjera

Glavni cilj ovog poglavlja je ispitati svojstva dipol- $k_t$  algoritma i usporediti njegovu izvedbu s već provjerenim algoritmima za rekonstrukciju hadronskih mlazova, kao što su već spomenuti  $k_t$  i anti- $k_t$  algoritmi. Poznato nam je da svi oni za rekonstrukciju mlazova koriste određene izraze pomoću kojih odlučuju koje će čestice tvoriti pojedini mlaz. Da bi nam analiza bila detaljnija uvodimo još jednu dodatnu mjeru udaljenosti čiju ćemo efikasnost promatrati. Ona proizlazi iz algoritma naziva ARIADNE. ARIADNE je program razvijen za rad s visoko energijskim česticama. Prvotno je služio samo za opis zračenja gluona u sudarima elektrona s pozitronima, no od tada su urađene brojne modifikacije i program je dobio nove sposobnosti među kojima je i rekonstrukcija hadronskih mlazova. S obzirom na to da je cijeli ARIADNE

program temeljen na modelu obojenog dipola, rekonstrukcija koju provodi je  $3 \rightarrow 2$ , dakle kao kod dipol- $k_t$  algoritma. Na osnovu toga možemo uzeti formulu kojom ARIADNE odlučuje o formiranju mlazova pa implementirati istu u naš algoritam i usporediti dobivene rezultate. Navedeni izraz glasi

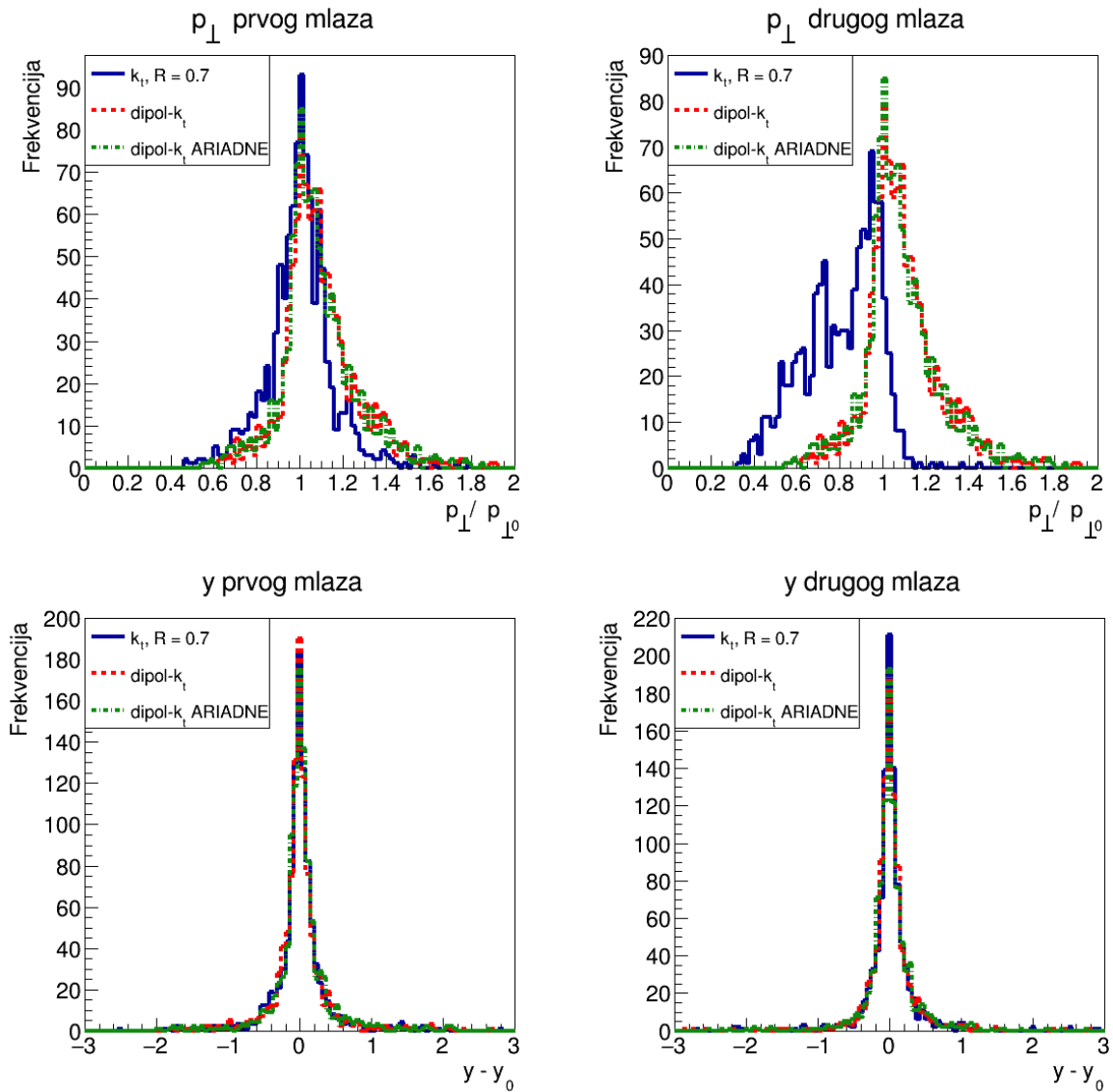
$$d_{i(jk)} = \frac{(s_{ji} - (m_i + m_j)^2)(s_{ik} - (m_i + m_k)^2)}{s_{ijk}}, \quad (4.1)$$

pri čemu  $s_{ij}(s_{ijk})$  označava invarijantnu masu dvije, odnosno tri čestice. Za svake tri konačne čestice računamo navedeni izraz te tražimo minimum. Ukoliko je pronađena najmanja vrijednost ispod neke granične vrijednosti onda vršimo rekonstrukciju. Uklonimo česticu  $i$ , a njenu energiju i količinu gibanja rasporedimo na  $j$  i  $k$ . Rekonstrukcija se provodi u centru mirovanja triju čestica, kao i kod dipol- $k_t$  algoritma. Proces ponavljamo dok god možemo pronaći minimum ispod neke granične vrijednosti. Primjećujemo da je ovo inkluzivna verzija, no kako od cijelog programa uzimamo samo izraz pomoću kojeg konstruiramo mlazove, onda možemo koristiti i ekskluzivnu verziju. Razlog tome je što unatoč novoj formuli, značajke i mogućnosti dipol- $k_t$  algoritma ostaju nepromijenjene.

Unatoč tome što će nam se sve vrtiti oko Higgsovog bozona i produkata njegovog raspada, prvo se moramo uvjeriti da nam algoritmi daju dobre rezultate na već provjerenom primjeru. Po uzoru na [2] gledamo proizvodnju dva hadronska mlaza iz procesa

$$q + \bar{q} \rightarrow g + g. \quad (4.2)$$

Dakle, iz kvarka i antikvarka proizvedu se dva gluona koji kasnije dovedu do formiranja dva hadronska mlaza. Problemu smo pristupili tako da smo za svaki događaj pronašli gluone koje nam daje PYTHIA i memorirali njihove vrijednosti. Zatim smo sve konačne čestice dali  $k_t$  i dipol- $k_t$  algoritmu, ali i dipol- $k_t$  algoritmu s mjerom udaljenosti iz ARIADNE. Nakon što svaki od njih završi s rekonstrukcijom spremamo vrijednosti dobivenih gluona (hadronskih mlazova). Dakle, uspoređujemo učinkovitost triju algoritama. Dobiveni rezultati prikazani su na slici 14



**Slika 14:** Prikaz transverzalne količine gibanja i rapiditeta za dva mlaza u tri različite rekonstrukcije. Uključeni su MPI, ISR, FSR i hadronizacija.

Vidimo četiri grafa koja se odnose na transverzalnu količinu gibanja i rapiditet gluona. Vrijednost slobodnog parametra  $R$  za  $k_t$  algoritam iznosi 0.7, a razlog tome je da možemo rezultate direktno uspoređivati s onima iz rada [2]. Na gornja dva grafa gledamo omjer rekonstruirane vrijednosti transverzalne količine gibanja i prave vrijednosti istoga. Rekonstruirana vrijednost je ono što nam daje pojedini algoritam kao rezultat, a prava je ono što nam daje PYTHIA. To znači da je algoritam bolji što je navedeni omjer bliže jedinici. Donja dva grafa odnose se na razliku vrijednosti rekonstruiranog i pravog rapiditeta. Ovdje za dobar algoritam očekujemo da će razlika biti oko nule. Primjećujemo da smo mlazove označili kao prvi i drugi. Unatoč tome što znamo koje čestice su proizvele mlazove, nemamo nikakvu informaciju o njihovom identitetu nakon rekonstrukcije. Stoga smo ih označili na prikazani način gdje smo u analizi transverzalne količine gibanja za prvi mlaz uzeli onaj s većom količinom gibanja, a u analizi

rapiditeta prvi nam je onaj čija je apsolutna vrijednost rapiditeta manja. Razlog tome je što onaj koji nam je prvi po količini gibanja ne mora biti prvi po uvjetu za rapiditet. Stoga je potrebna navedena procedura. Napomenimo još da dipol- $k_t$  algoritam pri rekonstrukciji sačuva količinu gibanja pa stoga daje simetrične rezultate u analizi transverzalne količine gibanja hadronskih mlazova. Uspoređujući grafove sa slike 14 s grafovima iz [2], vidimo da se jako podudaraju. Naravno, ne može se dobiti potpuno isti oblik zbog statističke pogreške koja proizlazi iz toga što se koristi slučajno generiranje događaja. Što se nove mjere tiče, vidimo da takva definicija dipol- $k_t$  algoritma daje približno iste vrijednosti kao i uobičajeni dipol- $k_t$  algoritam. Zaključak je da sva tri algoritma imaju jako dobru izvedbu u pokazanom primjeru.

### 4.3 Jako ubrzani Higgsov bozon

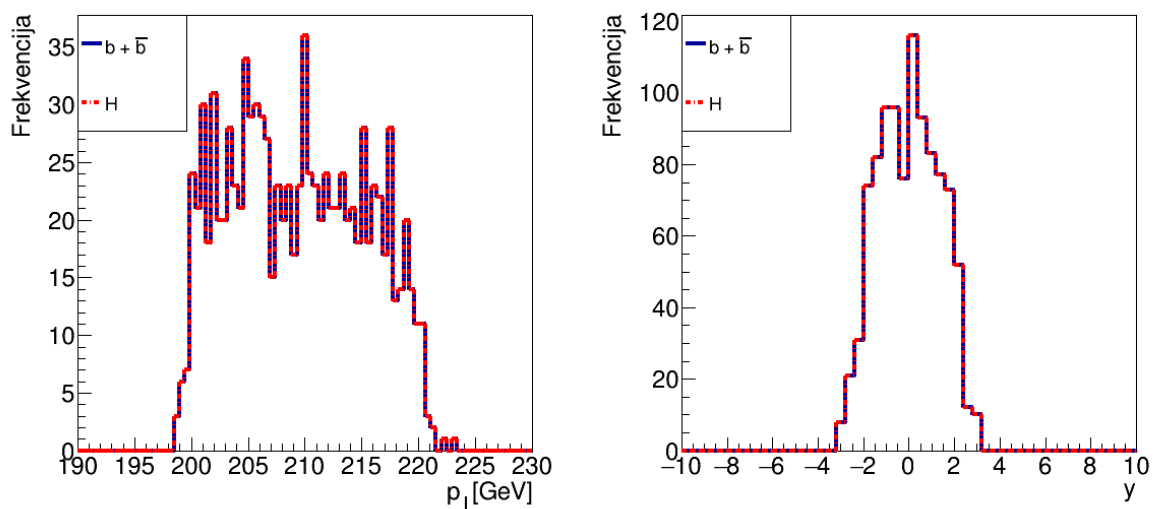
Nakon što smo se uvjerali da imamo dobre postavke za rad s našim algoritmima možemo prijeći na analizu Higgsovog bozona za različite vrijednosti transverzalne količine gibanja istoga. Proces kojim ga proizvodimo je

$$f + \bar{f} \rightarrow H + Z, \quad (4.3)$$

pri čemu  $f$  podrazumijeva sumu po svim vrstama kvarkova. Dakle, iz para kvark i anti-kvark nastanu Higgsov i Z bozon. Oba se dalje raspadaju, ali Z bozon nam u ovom slučaju ne predstavlja problem jer je i njega i zadane mu produkte raspada lako detektirati. Higgsovom bozonu zadali smo da se raspada na dubinski kvark i anti-kvark. Ako se prisjetimo poglavlja o raspadima ove čestice sjetit ćemo se da je navedeni raspad prisutan u 57% slučajeva. Z bozon dalje ide na elektron i pozitron koji su zapravo konačne čestice i ne uzimamo ih u obzir pri rekonstrukciji mlazova jer nisu potomci Higgsovog bozona. Spomenuti procesi zapisuju se na sljedeći način

$$H \rightarrow b + \bar{b}, \quad Z \rightarrow e^- + e^+. \quad (4.4)$$

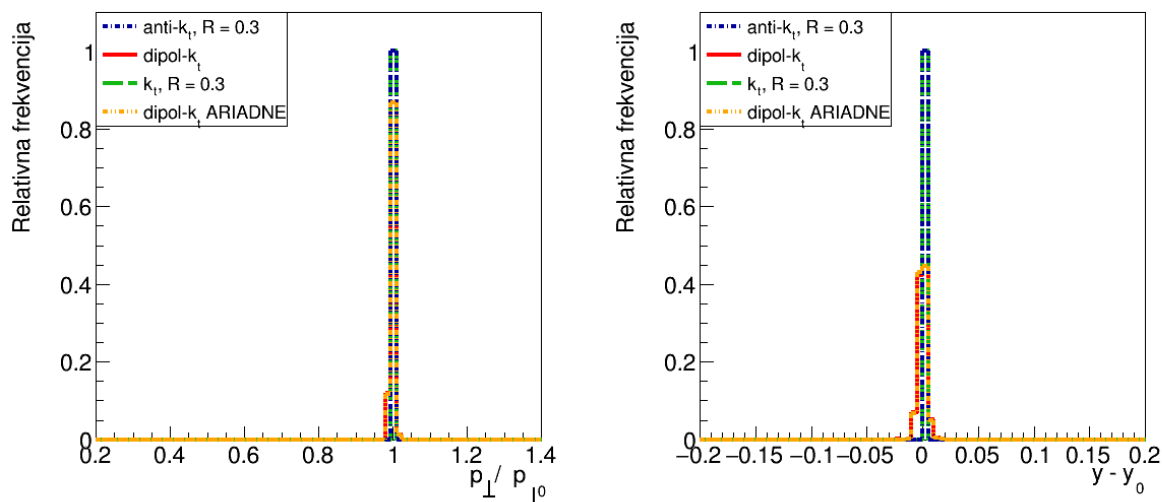
Dakle, ono što radimo je da proizvedemo Higgsov bozon i pustimo da se raspadne na navedene produkte koji potom dovode do formacije hadronskih mlazova. Potom mlazove rekonstruiramo u čestice iz kojih su nastali i uspoređujemo algoritme. No, prije same rekonstrukcije potrebno je uvjeriti se da smo u PYTHIA programskom paketu sve dobro podesili. To provjerimo tako da prikažemo na grafu, primjerice, transverzalnu količinu gibanja Higgsovog bozona koji se raspada. Zatim zbrojimo četverovektore produkata njegovog raspada i takvu količinu gibanja prikažemo na istom grafu. Da bismo odredili produkte raspada, u PYTHIA događaju tražimo prvi Higgsov bozon kojemu su kćeri različite i te kćeri upravo su produkti raspada čije četverovektore zbrajamo. Očekujemo potpuno preklapanje.



**Slika 15:** Usporedba transverzalne količine gibanja i rapiditeta Higgsovog bozona i produkata njegovog raspada.

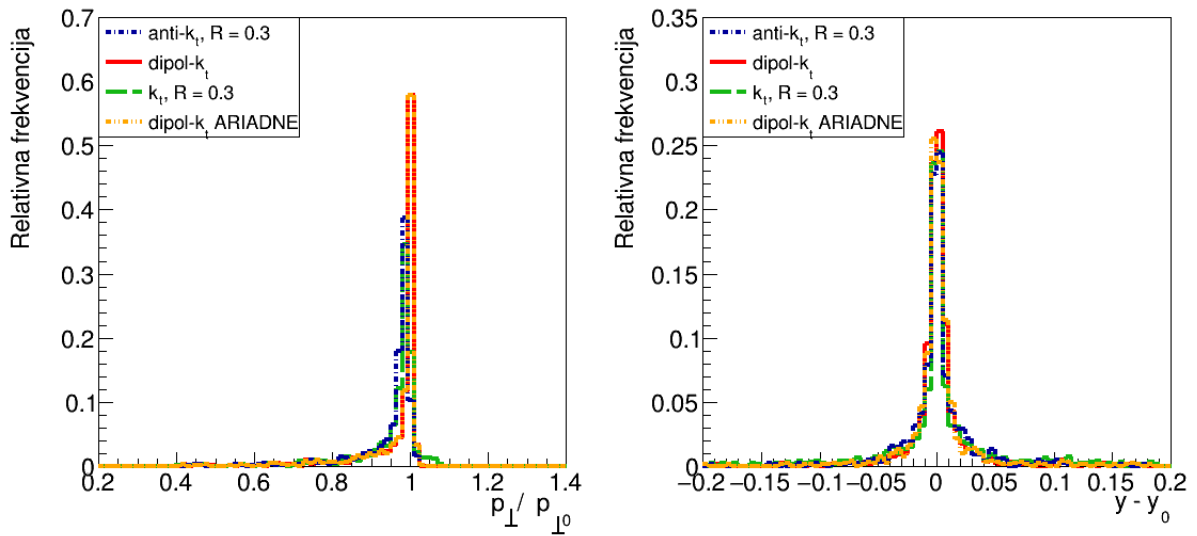
Na slici 15 uočavamo da nam sve radi kako treba jer imamo preklapanje za već spomenutu transverzalnu količinu gibanja, ali i za rapiditet.

Sada smo sigurni da sve ispravno generiramo i prelazimo na usporedbu četiriju algoritama na različitim vrijednostima transverzalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona i različitim razinama složenosti procesa. Krenuli smo s niskim transverzalnim količinama gibanja na kojima ne očekujemo vidjeti nikakve prednosti dipol- $k_t$  algoritma. Zatim smo je povećavali, kao i kompleksnost procesa da bismo se približili što realnijim uvjetima kakve imamo u prirodi. Raspon transverzalnih količina gibanja koji smo obuhvatili kreće se od 100 GeV do 1200 GeV u koracima od 100 GeV. Algoritme uspoređujemo na vrijednostima transverzalne količine gibanja od 200, 600 i 1200 GeV koje smo izabrali kao reprezentativne. Za 200 GeV imamo tri slučaja prikazana na slikama 16, 17 i 18.

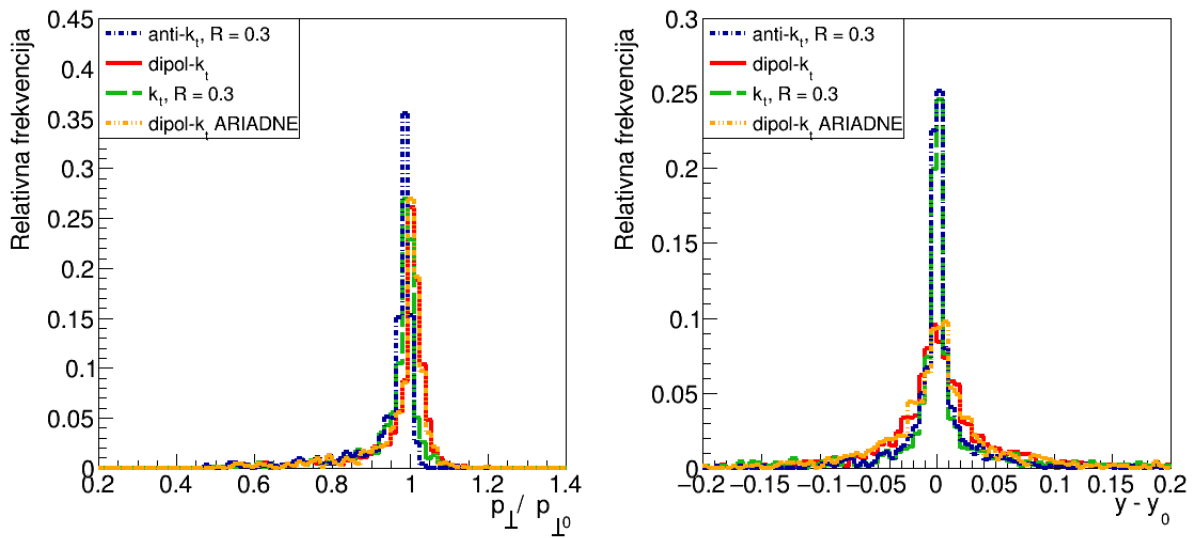


**Slika 16:** Omjer rekonstruirane i prave vrijednosti transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona (lijevo) i razlika rekonstruirane i prave vrijednosti rapiditeta Higgsovog bozona (desno). Transverzalna količina gibanja generiranog Higgsovog bozona je 200 GeV i nema dodatnih procesa.

Prva prikazuje samo zadani proces bez dodatnih komplikacija, u drugoj imamo prisutnu hadronizaciju, a u posljednjoj je dodana i višepartonska interakcija. Primjećujemo da svi algoritmi daju približno delta funkciju za najjednostavniji slučaj, no kako povećavamo kompleksnost ona se širi. Primjećujemo da dodavanjem MPI-a dipol- $k_t$  algoritam više nije dominantan kao u prethodnom primjeru gdje smo imali samo hadronizaciju. No, ti rezultati ovise o izboru slobodnog parametra za  $k_t$  i anti- $k_t$  algoritme, što ćemo vidjeti u kasnijim primjerima dosta jasnije. Ako sagledamo sve prikazane primjere, zaključujemo da za vrijednost slobodnog parametra od 0.3 svi algoritmi pokazuju dobre rezultate neovisno o transverzalnoj količini gibanja generiranog Higgsovog bozona. Primjerice, na slici 19 u analizi transverzalne količine gibanja hadronskih mlazova vidimo da svi algoritmi rekonstruiraju negdje između 50% i 60% vrlo preciznih rezultata.

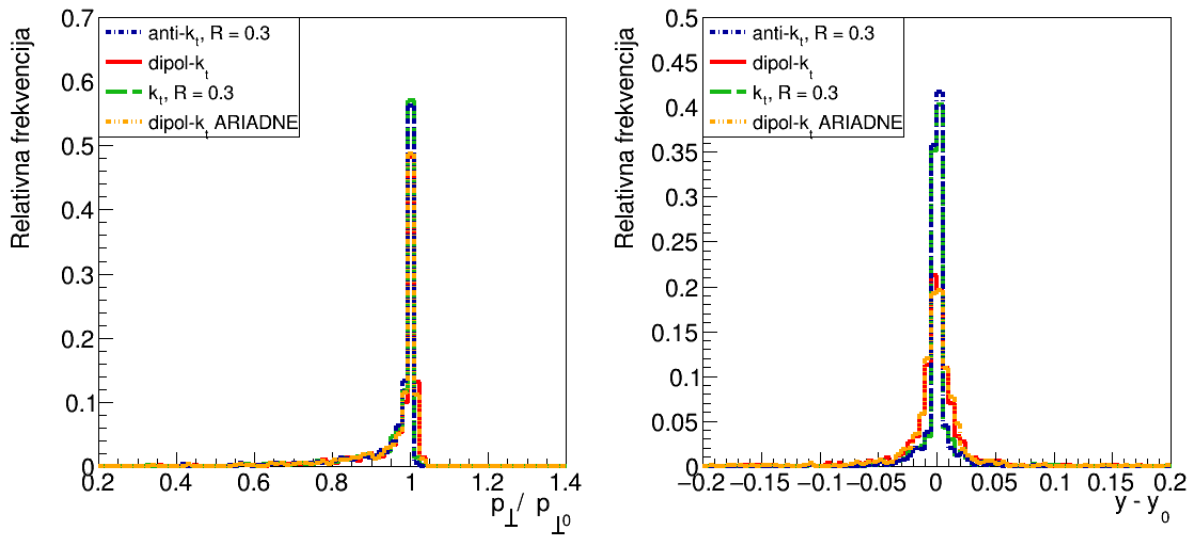


**Slika 17:** Omjer rekonstruirane i prave vrijednosti transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona (lijevo) i razlika rekonstruirane i prave vrijednosti rapiditeta Higgsovog bozona (desno). Transverzalna količina gibanja generiranog Higgsovog bozona je 200 GeV i prisutna je hadronizacija.

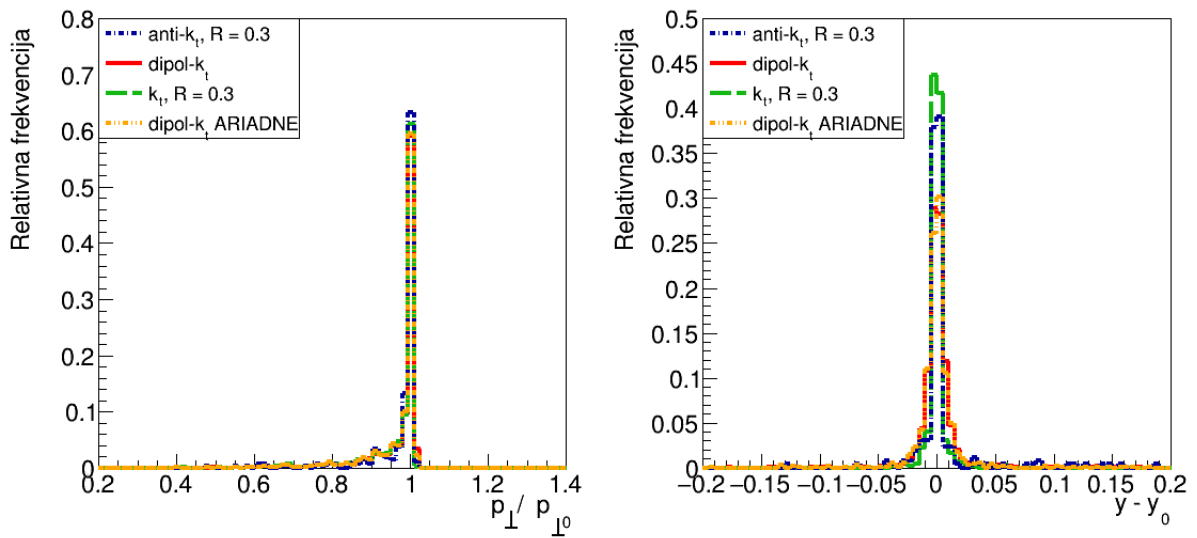


**Slika 18:** Omjer rekonstruirane i prave vrijednosti transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona (lijevo) i razlika rekonstruirane i prave vrijednosti rapiditeta Higgsovog bozona (desno). Transverzalna količina gibanja generiranog Higgsovog bozona je 200 GeV i prisutne su hadronizacija i MPI.





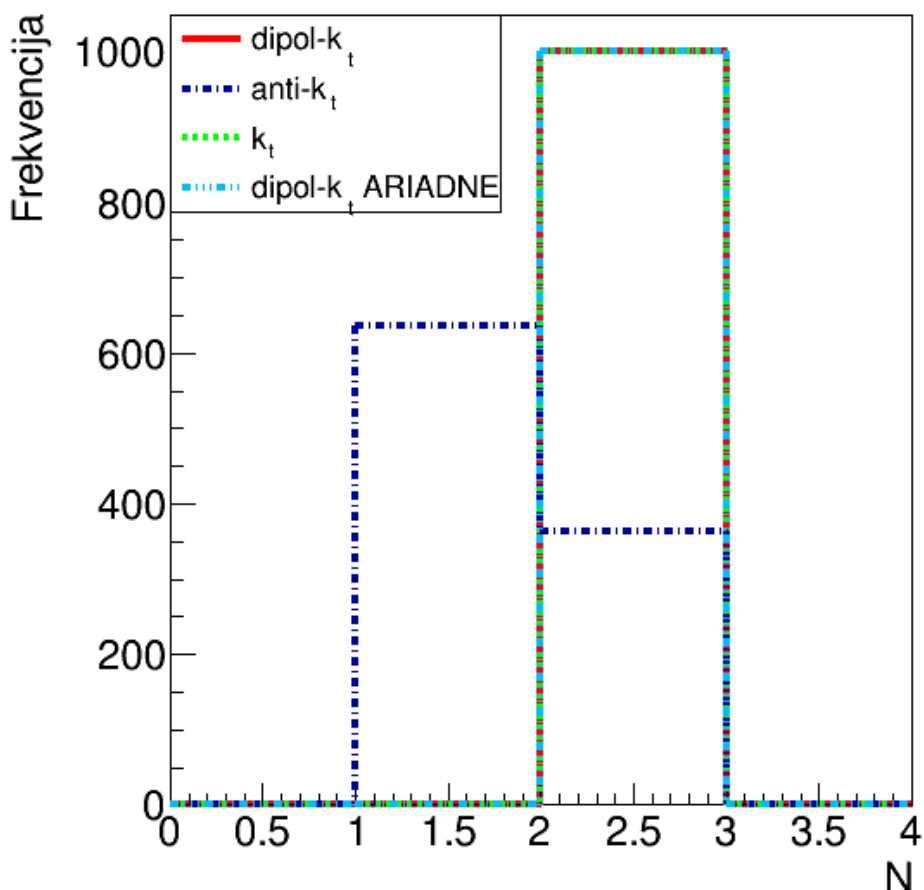
**Slika 19:** Omjer rekonstruirane i prave vrijednosti transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona (lijevo) i razlika rekonstruirane i prave vrijednosti rapiditeta Higgsovog bozona (desno). Transverzalna količina gibanja generiranog Higgsovog bozona je 600 GeV i prisutne su hadronizacija i MPI.



**Slika 20:** Omjer rekonstruirane i prave vrijednosti transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona (lijevo) i razlika rekonstruirane i prave vrijednosti rapiditeta Higgsovog bozona (desno). Transverzalna količina gibanja generiranog Higgsovog bozona je 1200 GeV i prisutne su hadronizacija i MPI.

Jako bitna stvar koju moramo naglasiti učinkovitost je anti- $k_t$  algoritma za kojeg se može na jednostavnom primjeru pokazati kako nakon određene vrijednosti transverzalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona ne proizvodi točno dva mlaza. Kako smo u analizu uzimali samo slučajeve gdje algoritmi daju dva mlaza onda ovdje možemo doći do krivog zaključka. Naime, anti- $k_t$  algoritam je dao ovakve rezultate s puno manje podataka od preostalih algori-

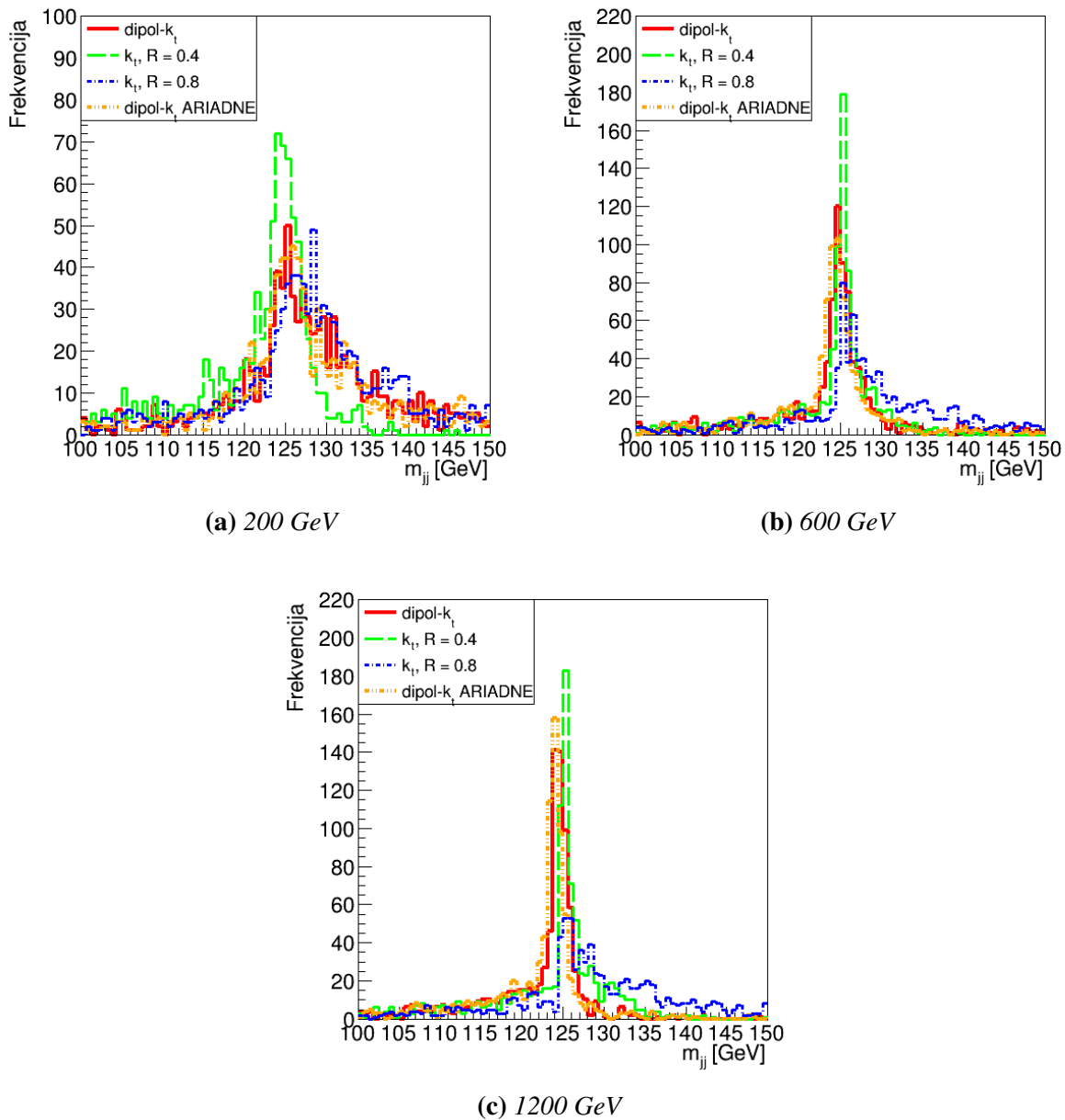
tama jer slučajeve u kojima ne bi dao dva mlaza nismo uključivali u analizu. Primjer je prikazan na slici 21. Vidimo da anti- $k_t$  algoritam u otprilike svega 40% slučajeva rekonstruira dva mlaza. Uz to, ovaj algoritam nema efikasnu ekskluzivnu verziju koju bismo mogli upotrijebiti. Naime, može se postaviti da radi na ekskluzivan način, no tada se dobiju potpuno besmisleni rezultati. Zbog svega navedenog anti- $k_t$  algoritam nećemo gledati u daljnjem razmatranju.



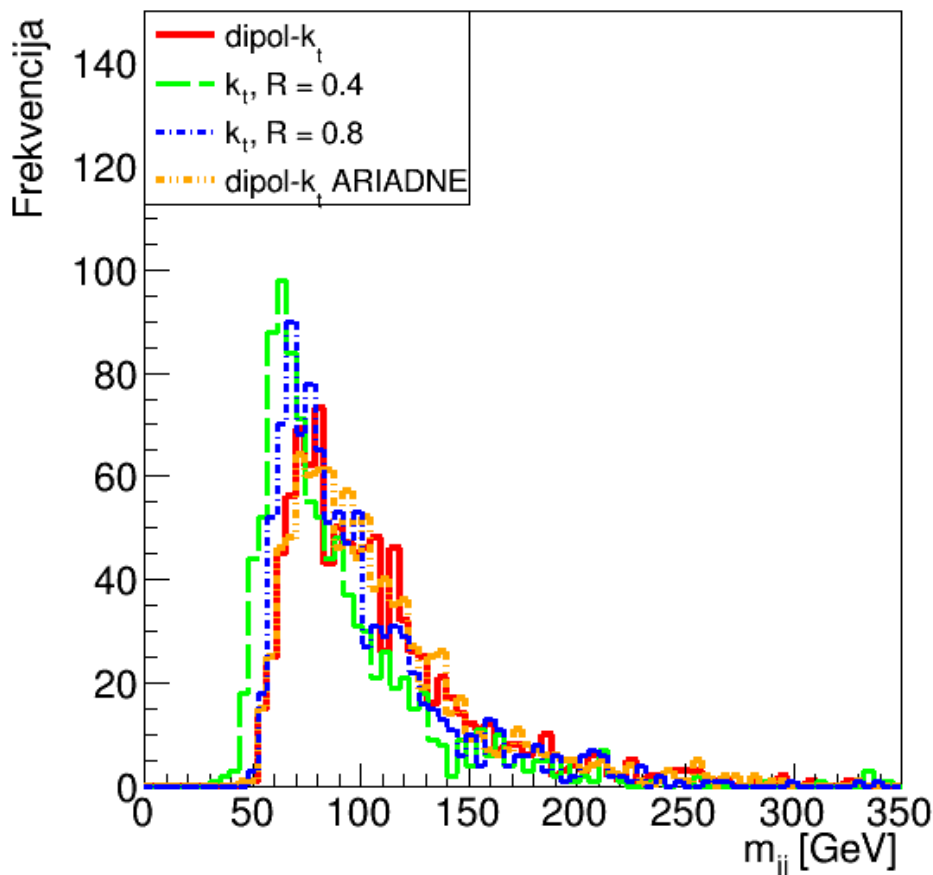
**Slika 21:** Broj rekonstruiranih hadronskih mlazova koristeći četiri algoritma pri transverzalnoj količini gibanja generiranog Higgsovog bozona od 1000 GeV.

Pogledajmo sada kako slobodni parametar  $k_t$  algoritma utječe na izvedbu istog. Na slici 22 prikazana je invarijantna masa dvaju rekonstruiranih hadronskih mlazova. Na sva tri primjera uočavamo kako izvedba  $k_t$  algoritma ovisi o odabiru slobodnog parametra, a to je posebno naglašeno na najvišoj promatranoj vrijednosti transverzalne količine gibanja. S druge strane, dipol- $k_t$  algoritam daje jako dobre rezultate na svim vrijednostima. Spomenuto vrijedi neovisno o tome koju mjeru dipol- $k_t$  algoritma koristimo. Zanimljivo je primjetiti da povećavanjem vrijednosti transverzalne količine gibanja svi algoritmi, osim  $k_t$  algoritma za veći  $R$ , teže delta funkciji oko točne mase. Unatoč tome, vrijednosti na osi ordinata koje odgovaraju pojedinom algoritmu ne promijene se previše kada prijedemo sa 600 GeV na 1200 GeV. Isto tako, na jako visokim vrijednostima transverzalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona

dipol- $k_t$  algoritam ima izvedbu jako sličnu  $k_t$  algoritmu. Uzevši u obzir da ne moramo pogađati vrijednost slobodnog parametra, zaključujemo da nam je zgodnije koristiti upravo dipol- $k_t$  algoritam. Bitno je naglasiti da kada radimo samo sa simuliranim signalnim procesom, određivanje slobodnog parametra vrlo je jednostavno. No, kada radimo s realnim podacima koji su dominirani pozadinskim procesima, njegovo određivanje nije nimalo trivijalno. Stoga nam je od velike važnosti algoritam koji bi davao dobre rezultate i bez eksplicitnog zadavanja navedenog parametra. Zaključak ove analize je da su i dipol- $k_t$  algoritam i  $k_t$  algoritam, za pravu vrijednost slobodnog parametra, jako dobri za promatranje svojstava jako ubrzanog Higgsovog bozona, ali da prednost ipak ima dipol- $k_t$  algoritam zbog jednostavnije uporabe u realnijim uvjetima.



**Slika 22:** Prikaz invarijantne mase dva rekonstruirana hadronska mlaza za tri različite vrijednosti transverzalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona.



**Slika 23:** Prikaz invarijantne mase dva rekonstruirana hadronska mlaza pozadinskog procesa. Uključeni su hadronizacija i MPI.

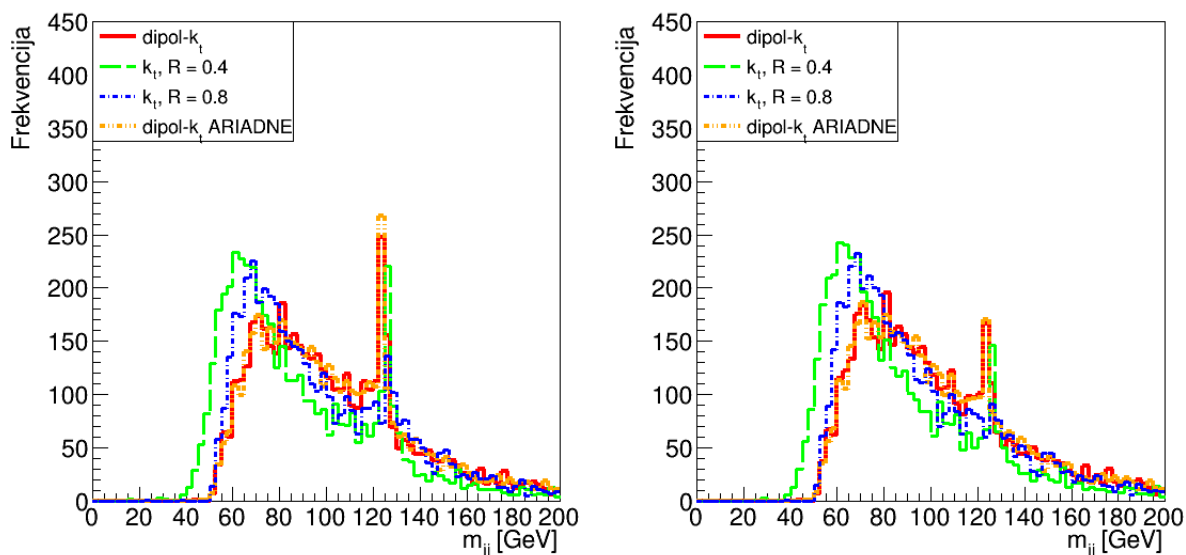
Na svim prethodnim grafovima ispitivali smo svojstva signala. To nam je proces od interesa. No moramo imati na umu da u stvarnosti nikada nećemo imati samo signal. Uz njega, javlja se još i pozadina. To su svi oni procesi koji daju produkte koje tražimo no ne dolaze iz izvora iz kojeg želimo. Na našem konkretnom primjeru signal su dubinski kvark i anti-kvark nastali iz Higgsovog bozona, a pozadina su dubinski kvark i anti-kvark iz bilo kojeg drugog izvora. Na slici 23 prikazana je pozadina koju opisujemo izrazom

$$g + g \rightarrow b + \bar{b}. \quad (4.5)$$

Dakle, tražene čestice ne dolaze iz bozona nego iz interakcije dvaju gluona. Oni obično imaju vrlo malene vrijednosti transversalne količine gibanja u usporedbi s vrijednostima jako ubranog Higgsovog bozona. Ono što radimo je da rekonstruiramo invarijantnu masu dva mlaza koje formiraju dubinski kvark i anti-kvark. Pri tome ne očekujemo nikakav skok oko neke mase nego samo opadajuću distribuciju. Ako se prisjetimo signalnog procesa, imamo u konačnici dva mlaza koja nastaju iz dubinskog kvarka i anti-kvarka, ali tu su nam još i elektron i pozitron

nastali iz Z bozona. Proces gdje ćemo iz interakcije dvaju gluona dobiti još elektron i pozitron nije moguće generirati u PYTHIA programskom paketu. S obzirom na to da te dvije čestice ne bi pretjerano utjecale na rezultate, a i na to da bi bilo prekompleksno uvoditi u priču dodatne generatore koji bi mogli generirati cijeli proces, odlučili smo promatrati pojednostavljenu verziju pozadine imajući na umu da nije stopostotno točna.

Bitno je razumjeti da pri radu sa stvarnim podacima mi ne znamo odakle dolaze naš dubinski kvark i anti-kvark. Drugim riječima, uzimamo ih sve u obzir tako da u konačnom prikazu rezultata imamo signal, ali i jako puno pozadine. Primjer toga prikazan je na slici 24. Vidimo dva različita grafa koji predstavljaju signal i pozadinu u različitim omjerima. Na lijevom je 90% pozadine, a 10% signala, dok na desnom imamo svega 5% signala i 95% pozadine. Signal prepoznamo po naglom skoku oko vrijednosti mase između 120 i 140 GeV. Navedeni skok puno je izraženiji na slici lijevo i to zato što je signal zastupljeniji u većem postotku.



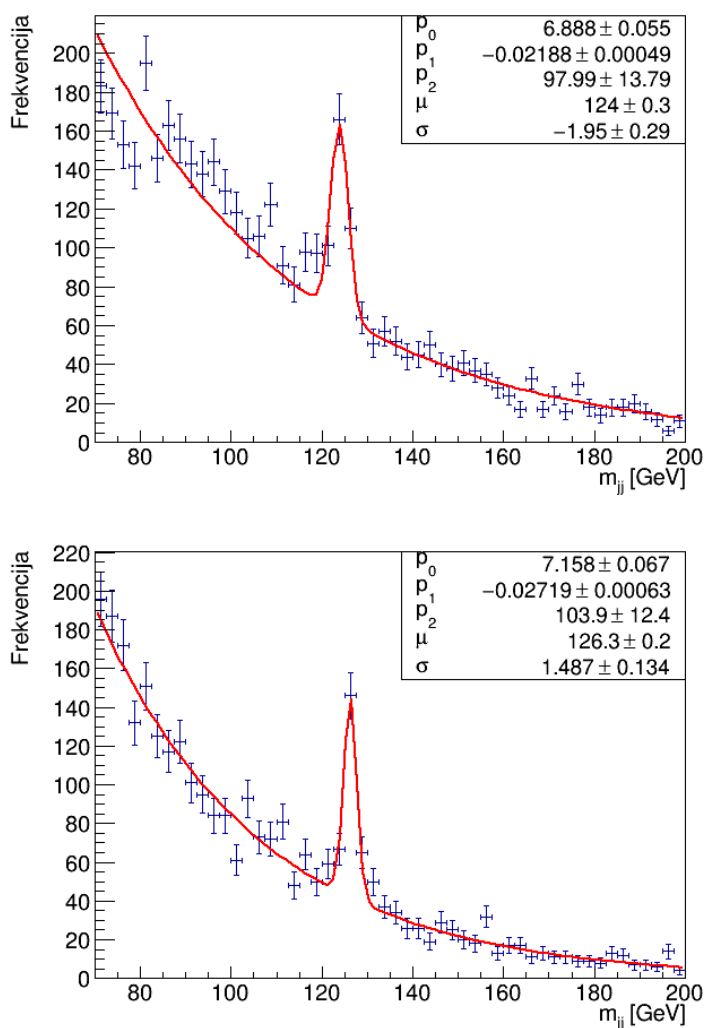
**Slika 24:** Usporedba kombinacije signala i pozadine za 5000 događaja u omjerima pozadine i signala 90:10 (lijevo) i 95:5 (desno). Uključeni su hadronizacija i MPI.

Isto tako, primjećujemo kako dipol- $k_t$  algoritam dobro rekonstruira signalne podatke neovisno o korištenoj mjeri, no  $k_t$  algoritam daje dobar rezultat samo za manju vrijednost slobodnog parametra. U slučaju gdje imamo 95% pozadine, signal ne možemo niti primjetiti u slučaju gdje je  $R = 0.8$ . S obzirom na to da želimo stvari gledati na što realniji način, u daljnjoj analizi proučavamo samo slučaj sa slike 24 u kojoj imamo više pozadine. Razlog leži u tome što je to u stvarnim uvjetima lakše postići, za razliku od situacije s 90% pozadine. Naime, kada sudaramo čestice u LHC-u podatci koje dobijemo sadržavaju preko 99.9% pozadine i u takvim uvjetima beskorisno je tražiti signal. Stoga su razvijene brojne metode kojima je cilj ukloniti što je više moguće pozadinskih procesa uz istovremeno sačuvanje signalnih. Uzastopnim primjenama spomenutih metoda omjer se mijenja u korist signala na način da zastupljenost

istog raste. No, i te metode imaju svoja ograničenja koja se manifestiraju na način da nakon postizanja određenog omjera one uklanjaju previše signala i stoga postanu neefikasne. Zbog toga su omjeri signala i pozadine sa slike 24 zapravo umjetno odabrani brojevi koji ne prikazuju stvarnu sliku već testiranje algoritama u slučaju kada bismo spomenutim metodama dosegili takve omjere.

Promatrajući desnu stranu slike 24 znamo gdje je skok u podacima, ali teško je precizno odrediti vrijednost oko koje se javlja. Da bismo to ustanovili pokušat ćemo opisati naše podatke nekom funkcijom kako bismo dobili vrijednosti od interesa u obliku konstanti koje određuju tu istu funkciju. Radi jednostavnosti promatrat ćemo samo dio grafa iznad 70 GeV jer vidimo da se pozadina tu može opisati eksponencijalnom funkcijom s dva nepoznata parametra  $p_0$  i  $p_1$ .

$$f(x) = \exp(p_0 + p_1 x). \quad (4.6)$$



**Slika 25:** Prikaz podataka dobivenih kombinacijom signala i pozadine opisanih crvenom krivuljom. Na prvoj slici su podatci za dipol- $k_t$  algoritam, a na drugoj za  $k_t$  algoritam gdje je vrijednost slobodnog parametra 0.4.

Ovo nam nije dovoljno zato što signalni dio nije dobro opisan i stoga uvodimo normalnu raspodjelu oblika

$$f(x) = p_2 \cdot \exp(-0.5((x - \mu)/\sigma)^2), \quad (4.7)$$

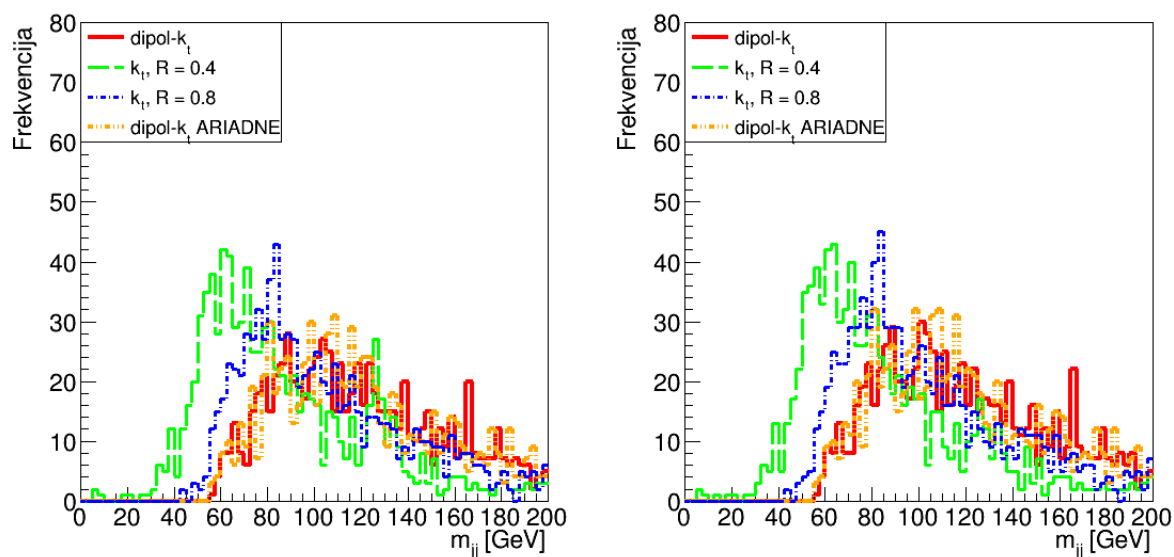
pri čemu se  $\mu$  odnosi na srednju vrijednost normalne raspodjele, a  $\sigma$  na standardnu devijaciju. Sumiranjem prethodne dvije funkcije dobijemo onu prikladnu za opis našeg problema i rezultat je prikazan na slici 25. Plavom bojom prikazani su podatci s odgovarajućim greškama, a crvena linija njihov je opis. Vidimo da se uspoređuju vrijednosti dobivene dipol- $k_t$  algoritmom i  $k_t$  algoritmom. Obratimo li pozornost na  $\mu$  uočavamo da nam dipol- $k_t$  algoritam daje malo precizniju vrijednost mase Higgsovog bozona. S obzirom na to da je omjer signala i pozadine u oba slučaja isti možemo direktno uspoređivati efikasnost algoritama. Integriranjem površine ispod obiju normalnih raspodijela dobijemo sljedeće

$$\frac{\int_{115}^{130} \text{dipol} - k_t}{\int_{115}^{130} k_t} = 1.38 \quad \frac{\int_{110}^{135} \text{dipol} - k_t}{\int_{110}^{135} k_t} = 1.40. \quad (4.8)$$

Navedeni rezultat kazuje nam da dipol- $k_t$  algoritam rekonstruira oko 40% više signalnih događaja nego  $k_t$  algoritam. Ovakvo ponašanje može biti od iznimne važnosti u istraživanju područja visokih transverzalnih količina gibanja u kojima imamo odstupanja od standardnog modela. Pokazali smo i da ne moramo pogoditi jako precizno početak i kraj krivulje normalne raspodjele da bismo dobili točnu vrijednost omjera izvedbe dipol- $k_t$  algoritma i  $k_t$  algoritma. Dopuštena su nam odstupanja jer vidimo da se navedeni omjer značajno ne promijeni.

## 4.4 Ograničenja

Svi slučajevi koje smo do sada promatrali uključivali su najviše hadronizaciju i MPI. Nigdje nismo promatrali što se dogodi ako još uvrstimo ISR i FSR. Razlog tome je što algoritmu za dovoljno velik broj događaja treba dosta vremena da se izvrši. Za slučaj sa slike 24 gdje imamo pet tisuća događaja vrijeme trajanja iznosilo je oko četiri sata.



**Slika 26:** Usporedba kombinacije signala i pozadine za 1000 događaja u omjerima pozadine i signala 90:10 (lijevo) i 95:5 (desno). Uključeni su hadronizacija, MPI, ISR i FSR.

Na slici 26 prikazano je tisuću događaja pri čemu su uključena sva četiri procesa i vrijeme potrebno za ovo iznosilo je šest sati. Isto tako, vidimo da su uspoređene dvije vrijednosti omjera signala i pozadine i da na niti jednom ne vidimo skok koji bi se odnosio na signal. Drugim riječima, da bismo mogli detaljnije analizirati situacije sa svim procesima, bilo bi potrebno gledati barem deset tisuća događaja. Ono što predstavlja problem je da bi se tada algoritam vrtio nekih šezdesetak sati što nije praktično.

Uz spomenuti problem vremena potrebnog za izvršenje algoritma imamo i problem dodatnog mlaza. Naime, izračena čestica iz ISR ili FSR također dovodi do nastanka hadronskog mlaza. Kako smo algoritmima zadali da rekonstruiraju samo dva hadronska mlaza onda dodatni mlazovi u određenoj mjeri utječu na točnost rekonstrukcije. Da bismo to izbjegli potrebno je nadograditi algoritam za rekonstrukciju tako da tražimo više mlazova pa uspoređujemo njihove invarijantne mase i na taj način donosimo zaključke o tome koji mlazovi su nam od interesa [2]. Uzevši ovo u obzir kao i problem vremena, odlučili smo raditi samo s procesima gdje imamo hadronizaciju i MPI. Unatoč izostanku ISR-a i FSR-a tu jako dobro vidimo kako algoritmi rekonstruiraju hadronske mlazove i možemo donosti zaključke o efikasnosti istih.



## 5 Zaključak

Glavni cilj ovog rada bio je testirati izvedbu dipol- $k_t$  algoritma u usporedbi s već pouzdanim algoritmima kao što su  $k_t$  algoritam i anti- $k_t$  algoritam. Isto tako, u dipol- $k_t$  algoritam uvrstili smo mjeru za računanje udaljenosti koju koristi ARIADNE algoritam. Novitet u odnosu na  $k_t$  i anti- $k_t$  algoritme rekonstrukcija je na principu  $3 \rightarrow 2$ , i nepostojanje slobodnog parametra u smislu da ga sami zadajemo. Prvi dio testiranja sastojao se u rekonstrukciji rapiditeta i transverzalne količine gibanja Higgsovog bozona pri čemu svi algoritmi imaju jako dobru izvedbu. Iznimka je anti- $k_t$  algoritam koji nakon određene vrijednosti transverzalne količine gibanja generiranog Higgsovog bozona rekonstruira vrlo malo željenih hadronskih mlazova pa prestaje biti dobar za uporabu. Sljedeći korak bio je provjeriti koliko rezultat za  $k_t$  algoritam ovisi o iznosu slobodnog parametra. Pokazano je da su nam tu dipol- $k_t$  algoritam i dipol- $k_t$  algoritam s mjerom iz ARIADNE dosta praktičniji zato što daju iznimno dobre rezultate u svim slučajevima dok za  $k_t$  algoritam uvelike ovisimo o slobodnom parametru. Sve dosadašnje analize provodili smo na signalnim događajima, pa smo odlučili uvesti i pozadinu u priču. I ovdje dobijemo podjednaku efikasnost svih algoritama pri čemu je izvedba od  $k_t$  algoritma uvjetovana slobodnim parametrom.

U promatranim slučajevima imali smo od dodatnih procesa uključene hadronizaciju i višepar-tonsko međudjelovanje. Da bismo analizu učinili što realnijom, napravili smo i test gdje smo dodali još i zračenje početnog i konačnog stanja. Tim potezom naišli smo na nekoliko ograničenja. Prvo od njih je to što naši algoritmi uvijek traže isključivo dva mlaza, a pri uključenju ISR-a i FSR-a njih može biti i do četiri. Stoga bismo trebali unaprijediti naš algoritam tako da ih nađe sve pa onda eliminacijom dođe do ta dva koja su nam interesantna. Nadalje, za pravu analizu bilo bi potrebno puno više događaja, no dipol- $k_t$  algoritam jako je spor. O tome govori činjenica da je za tisuću događaja sa svim interakcijama bilo potrebno vrijeme od šest sati, a za detaljniju analizu trebali bismo ih imati barem pet do deset tisuća.

Smjer u kojem bismo mogli nastaviti razvijati ovaj problem definitivno je analiza s većim brojem podataka pri čemu bismo trebali pronaći način za ubrzavanje dipol- $k_t$  algoritma. Isto tako, potrebno je u sve slučajeve koje smo promatrali uvrstiti još i ISR i FSR, no za to moramo modificirati naš algoritam.

Da zaključimo, dipol- $k_t$  algoritam pokazuje iznimno dobre rezultate s mjerom iz ARIADNE i bez nje. Odsutnost slobodnog parametra čini korištenje ovog algoritma neovisnim o našim pretpostavkama. Veliki problem brzina je izvršavanja i na tome svakako treba raditi, no dipol- $k_t$  algoritam nam daje i više nego dovoljno razloga da bismo ga detaljnije proučavali i s vremenom uveli u stalnu primjenu.

## 6 Literatura

- [1] Mark Thomson, *Modern Particle Physics*, University of Cambridge
- [2] Toni Šćulac, *Novi algoritam za rekonstrukciju jet-ova temeljen na dipolnom modelu*, Sveučilište u Splitu
- [3] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Second, Revised Edition
- [4] Feynman diagram, URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Feynman\\_diagram](https://en.wikipedia.org/wiki/Feynman_diagram)
- [5] Matt Strassler, *Jets: The Manifestation of Quarks and Gluons*, URL: <https://profmattstrassler.com/articles-and-posts/particle-physics-basics/the-known-apparently-elementary-particles/jets-the-manifestation-of-quarks-and-gluons/>
- [6] Cross section (physics), URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Cross\\_section\\_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Cross_section_(physics))
- [7] *What exactly is the Higgs boson? Have physicists proved that it really exists?*, URL: <https://www.scientificamerican.com/article/what-exactly-is-the-higgs/>
- [8] R. Corke and T. Sjöstrand, *Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects*, Theoretical High Energy Physics, Department of Astronomy and Theoretical Physics, Lund University, Sölvegatan 14A, S-223 62 Lund, Sweden
- [9] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam and Gregory Soyez, *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*, URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2008/04/063/pdf>
- [10] Marko Kovač, *Dinamika elementarnih čestica*, PMF Split
- [11] Dennis Silverman, *Higgs Production and Decay Channels*, URL: <https://sites.uci.edu/energyobserver/2012/11/26/higgs-production-and-decay-channels/>
- [12] The CMS Collaboration, *Inclusive search for highly boosted Higgs bosons decaying to bottom quark-antiquark pairs in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, URL: <https://arxiv.org/pdf/2006.13251.pdf>
- [13] Torbjörn Sjöstrand, *Monte Carlo Generators for the LHC*, CERN and Lund University <https://indico.cern.ch/event/418172/attachments/866637/1213048/cern05lecture1.pdf>
- [14] Leif Lönnblad, *ARIADNE version 4 - A Program for Simulation of QCD-Cascades Implementing the Colour Dipole Model*, Revision 12, Department of Theoretical Physics, Lund University Sölvegatan 14A, S-223 62 Lund, Sweden, URL: <http://home.thep.lu.se/~leif/ariadne/ariadne.pdf>

- [15] Stefano Moretti, Leif Lönnblad, Torbjörn Sjöstrand, *New and Old Jet Clustering Algorithms for Electron-Positron Events*, URL:  
<https://cds.cern.ch/record/352297/files/9804296.pdf>

## A Rad s algoritmima i vizualizacija rezultata

Za uspješan rad s PYTHIA programskim paketom i algoritmima za rekonstrukciju hadronskih mlazova potrebno je uključiti ispravne biblioteke. Algoritmi  $k_t$  i anti- $k_t$  dio su paketa FASTJET, dok dipol- $k_t$  algoritam ne spada u navedeni paket, no također je neovisna cjelina koju je potrebno integrirati u kod koji zahtjeva njegovo korištenje. Rezultati ovog rada dobiveni su kroz dva zasebna programa. Jedan nam služi za simulaciju događaja i rekonstrukciju mlazova, a drugi je za vizualizaciju podataka. Set biblioteka korištenih u prvom od dva navedena koda je sljedeći

```
#include "Pythia8/Pythia.h"
#include "InterKTPythia8.h"
#include "InterKT.h"
#include "fastjet/PseudoJet.hh"
#include "fastjet/ClusterSequence.hh"
```

Prve dvije nam se odnose na rad s PYTHIA programskim paketom, ali uz to moramo imati i liniju

```
using namespace Pythia8;
```

S ove tri linije imamo sve potrebno da bismo mogli uspješno generirati događaje putem PYTHIA programskog paketa. Treća od gore navedenih biblioteka odnosi se na dipol- $k_t$  algoritam, a posljednje dvije na FASTJET paket.

Osnovna ideja rada s PYTHIA programskim paketom je zadavanje željenih postavki i potom slijede dvije petlje gdje jedna ide po događajima, a druga po svakoj čestici u događaju. Primjeri zadavanja nekih postavki su

```
pythia.readString("HiggsSM:ffbar2HZ = on");
pythia.readString("PhaseSpace:pTHatMin = 600.");
pythia.readString("PartonLevel:ISR = off");
pythia.readString("PartonLevel:FSR = off");
pythia.readString("PartonLevel:MPI = on");
```

One redom znače da promatramo proces gdje iz dva kvarka nastaju Higgsov bozon i Z bozon, da nam je minimalna transverzalna količina gibanja 600 GeV, te da su ISR i FSR isključene, a MPI je uključena. Na sličan način možemo odlučivati i o raspadima čestica, energiji upadnih zraka i brojnim drugim svojstvima koja su nam zanimljiva.

Za rad s algoritmima iz FASTJET paketa koristimo

```
double Rparam = 0.4;
fastjet::Strategy strategy = fastjet::Best;
fastjet::RecombinationScheme recombScheme = fastjet::E_scheme;
fastjet::JetDefinition *jetDef = NULL;
jetDef = new fastjet::JetDefinition(fastjet::antikt_algorithm, Rparam, recombScheme, strategy);
```

Ovime smo pripremili teren za uporabu anti- $k_t$  algoritma, a ekvivalentno je i za  $k_t$  algoritam. Samu rekonstrukciju izvršavamo koristeći linije

```
fastjet::ClusterSequence clustSeq(finalParticles, *jetDef);
vector <fastjet::PseudoJet> sortedJets;
sortedJets = clustSeq.inclusive_jets(10);
```

Ovdje u varijablu *clustSeq* šaljemo vektor čiji su članovi četvervektori konačnih čestica i prethodno definirani pokazivač koji sadrži informacije za rekonstrukciju, a preko te iste varijable pristupamo i inkluzivnoj metodi rekonstrukcije mlazova gdje nam u zagrade ide minimalna vrijednost transversalne količine gibanja. Analogno je za  $k_t$  algoritam, samo što tamo radimo s ekskluzivnom verzijom. Kao rezultat imamo vektor *sortedJets* koji sadrži četvervektore rekonstruiranih mlazova.

Dipol- $k_t$  algoritam zahtijeva sljedeći set linija

```
InterKT::Clustering<Vec4> clus;
clus.nmin = 2;
clus.aript = false;
std::vector <Vec4> tracks;
std::vector <Vec4> others;
clus.cluster(tracks,test,others);
std::vector<Vec4> dipolekt_jets = clus.getJets();
```

pri čemu nam *nmin* označava minimalan broj mlazova koji želimo rekonstruirati, a *aript* je varijabla kojom odlučujemo želimo li koristiti mjeru iz ARIADNE programa. U vektor *tracks* idu četvervektori svih konačnih čestica od kojih želimo rekonstruirati mlazove, dok u *others* idu četvervektori svih ostalih, također konačnih čestica, čiji nas mlazovi ne zanimaju. Čestice iz *others* služe samo da se količina gibanja može ispravno prenijeti na cijeli sustav u slučaju ISR-a. Da bismo proveli rekonstrukciju pozivamo funkciju *cluster* u koju šaljemo *tracks*,

*others*, ali i varijablu tipa *ofstream* u koju se pri izvršavanju algoritma upisuju određene vrijednosti. Konačno, pozivom funkcije *getJets()* dobijemo četverovektore rekonstruiranih hadronskih mlazova.

Drugi kod koji koristimo služi nam za vizualizaciju dobivenih rezultata. Koristi uglavnom biblioteke iz paketa ROOT, a primjeri takvih su

```
#include <TROOT.h>
#include <TH1.h>
#include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TLegend.h>
#include <THStack.h>
#include <TLorentzVector.h>
#include <TLegend.h>
```

Služe nam za crtanje histograma, rad s četverovektorima, prikaz legende na grafovima i tome slično. Glavni djelovi ovog koda tri su funkcije putem kojih punimo histograme dobivenim rezultatima. Isto tako, imamo funkciju za punjenje histograma odabranim svojstvima Higgsovog bozona i produkata njegovog raspada u svrhu usporedbe istih. Konačno, imamo funkciju koja sve to nacрта. Primjeri korištenja ovih biblioteka su

```
histo_dkt_pt = new TH1F("dipole_kt_alg_pt","",80,0.2,1.4);
b.SetPxPyPzE(particle1_px,particle1_py,particle1_pz,particle1_en);
histo_dkt_rap -> Scale(1/histo_dkt_rap -> Integral());
histo_dkt_pt->SetLineColor(2);
histo_dkt_pt->SetLineWidth(4);
TLegend *legend2 = new TLegend(0.18,0.7,0.5,0.9);
legend2->AddEntry(histo_anti_kt,"anti-k_t","l");
```

One nam redom znače kreiranje histograma naziva *histo\_dkt\_pt*, zatim postavljanje vrijednosti četverovektora naziva *b*. Vidimo da mu unosimo tri komponente količine gibanja i energiju. Zadaivanjem navedenih veličina, četverovektor *b* je potpuno definiran što znači da su mu automatski izračunate i druge veličine kao što su masa, transversalna količina gibanja i tome slično. Iduća naredba služi nam za normiranje na jedinicu. Zatim idu dvije naredbe kojima utječemo na boju i debljinu linije histograma, a posljednje dvije naredbe odnose se na kreiranje legende i unos jedne vrijednosti u istu.