

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ
УНИВЕРЗИТЕТА У БЕОГРАДУ

Димитрије Малетић

РЕДУКЦИЈА ФОНА
ДВОФОТОНСКОГ КАНАЛА РАСПАДА
ХИГС БОЗОНА (СМ)
НА ДЕТЕКТОРУ СМС

— докторска дисертација —

Београд, јануар 2009. године

Ова докторска дисертација урађена је у Групи за физику елементарних честица
Лабораторије за физику 010, Института за нуклеарне науке "Винча",
а у оквиру Научног пројекта 141038 који је финансирало
Министарство науке и технолошког развоја Републике Србије.

Желим да се захвалим ментору проф. др Петру Аџићу
и Београдској CMS групи
на омогућавању услова за рад на дисертацији.

Дугујем захвалност и сарадницима Драгославу Јовановићу,
мр Предрагу Миленовићу, проф. др Јовану Пузовићу и ма. Милошу Ђорђевићу
за корисне сугестије и помоћ при раду.

Захваљујем се супрузи Славици на разумевању и помоћи
и сину Стефану за сталну радост.

Димитрије Малетић

Абстракт

Основна тема ове дисертације је везана за изучавање особина и феномена двофотонског распада Хигс бозона према Стандардном моделу (SM). Главни циљ је био разматрање и развој најефикаснијег метода редукције фона овог канала распада. Да би се постигао овај циљ, неопходно је било да се претходно изучи и реализује неколико истраживачких задатака. Ови задаци подразумевају да се:

- добро упознају CMS ECAL детектор, са нагласком на барелни део и Пришауер детектор, и CMS-ови сумулациони и реконструкциони програмски пакети: OSCAR, ORCA и CMSSW;
- стечено знање примени на стварање независне Geant4 симулације за потребе тест експеримента прототипа Пришауер детектора 2004. и да се симулација пореди са експерименталним резултатима;
- познавање Пришауер детектора искористи за рад на модификовању и усавршавању описа геометрије за потребе симулације у CMSSW-у;
- развојем описа геометрије Пришауер детектора у CMSSW-у помогну напори заједничког тест експеримента прототипова CMS-ових ECAL, HCAL и Пришауер детектора 2007. године;
- добро упознају дотадашњи напори на регистровању двофотонског сигнала канала распада Хигс бозона (SM) на два фотона;
- имплементирају сазнања о редукцији неутралних пиона из фотонског сигнала са некадашњег експеримента L3 и CMS експеримента у алгоритам базиран на симулацији Вештачких Неуронских Мрежа;
- овај алгоритам редукције неутралних пиона имплементира у ORCA, а онда и CMSSW, и тестира у односу на постојеће анализе канала распада Хигс бозона на два фотона унутар CMS колаборације.

У дисертацији је показано да се резултати симулација које су развијене за потребе тест експеримената које су укључивали прототипове Пришауер детектора, посебно они добијени у тест експериментима 2004. године, одлично слажу са експерименталним подацима.

Показано је да коришћење алгоритма за сепарација неутралних пиона и фотона, базираног на симулацији Вештачких Неуронских Мрежа, и на основу информација из ECAL-а и Пришауер детектора, даје боље резултате од претходних метода. За сигнал неконвертованих фотонских кандидата добијена редукција неутралних пиона може да варира од 29% до 75% у зависности од метода који се користи за селекцију неконвертованих фотонских кандидата, трансферзалне енергије и правца. Тестирање алгоритма на догађаје $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $\gamma + \text{млаз}$ ("jet"), показало је да фон који потиче од $\gamma + \text{млаз}$ догађаја може да се редукује за око 60% остављајући на располагању 90% сигнала фотона из догађаја двофотонског распада Хигс бозона.

На крају треба истаћи да је развијени алгоритам имплементиран у CMS-ов реконструкциони програмски пакет CMSSW и да се и даље адаптира за коришћење у званичним анализама канала дво-фотонског распада Хигс бозона на детектору CMS.

Садржај

1. Увод	6.
1.1. Хигс бозон (СМ)	9.
1.1.1. Увод	9.
1.1.2. Продукција Хигс бозона (СМ)	14.
1.1.3. Канали распада Хигс бозона према СМ	16.
1.1.4. Досадашњи резултати трагања за Хигс бозоном	18.
1.1.5. Горња граница масе Хигс бозона	20.
1.1.6. Могућност открића Хигс бозона (СМ) на хадронским колајдерима ..	23.
1.1.7. Физика на LHC-у	25.
1.1.8. Двофотонски канал распада Хигс бозона према СМ	30.
1.2. Велики хадронски сударач - LHC (Large Hadron Collider)	36.
1.2.1. Компактни Мионски Соленоид - CMS (Compact Muon Solenoid)	39.
1.2.2. Електромагнетски калориметар - ECAL (Electromagnetic Calorimeter) .	40.
1.3. Основе напомене о Монте Карло симулацијама	43.
1.3.1. Увод	43.
1.3.2. Монте Карло симулације у Физичи високих енергија за хадронске процесе	48.
1.4. Основе напомене о губитку енергије честица при проласку кроз материју	51.
1.4.1. Губитак енергије миона на високим енергијама	51.
1.4.2. Губитак енергије електрона на високим енергијама	54.
1.4.3. Губитак енергије коришћењем Geant 4	58.
1.5. Основе напомене о Вештачким неуронским мрежама	73.
1.5.1. Увод	73.
1.5.2. Повратне неуронске мреже	75.
1.5.3. Програмирање Вештачких Неуронских Мрежа (ВНМ) – JetNet 3.5	79.
1.6. Преглед активности на Пришауер детектору и алгоритму за редукацију фона двофотонског канала распада Хигс бозона према СМ	88.
2. Редукација фона двофотонског канала распада	90.
2.1. Увод	90.
2.2. Пришауер (Preshower) детектор (SE)	91.
2.2.1. Захтеви за Пришауер детектор	92.
2.2.2. Делови Пришауер детектора	92.
2.2.3. Геометрија Пришауер детектора у програмским пакетима ORCA и CMSSW	98.
2.3. Рад на имплементацији нове геометрије Пришауер детектора у CMSSW	100.
2.3.1. Алгоритамска XML геометрија Пришауер детектора	100.
2.3.2. Имплементација реорганизације микромодула у "мердевине"	101.
2.4. Експериментални тест прототипа Пришауер детектора 2004. године	103.
2.4.1. Увод	103.
2.4.2. Експеримент	104.
2.4.3. Анализа експерименталних података и резултати	107.

2.4.4. Geant4 симулација прототипа Пришауер детектора за тест експеримент 2004. године	110.
2.4.5. Сумирани резултати одговора Пришауер детектора на MIP (Minimum Ionizing Particle)	117.
2.4.5. Сумирани резултати одговора Пришауер детектора за електроне и пионе	119.
2.5. Комбиновани тест експеримент прототипова Пришауер, ECAL и HCAL детектора 2007. године	122.
2.5.2. Геометрија Пришауер детектора за симулацију комбинованог тест експеримента 2007. године	123.
2.6. Анализе за канал распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$)	124.
2.6.1. Увод	124.
2.6.2. Реконструкција и селекција фотона	124.
2.6.3. Анализа базирана на одсецањима	125.
2.6.4. Резултати анализе базиране на одсецањима и оптимизоване анализе	128.
2.7. Алгоритам за редуkcију неутралних пиона у сигналу неконвертованих фотона детектора CMS	130.
2.7.1. Увод	130.
2.7.2. Генерални опис Вештачке Неуронске Мреже (ВНМ)	132.
2.7.3. Избор догађаја	132.
2.7.4. Селекција неконвертованих фотона	133.
2.7.5. Улазне варијабле ВНМ	134.
2.7.6. Тренирање ВНМ и перформансе	137.
2.7.7. Укупна перформанса	142.
2.7.8. Тренирање ВНМ са контаминираним догађајима	145.
2.7.9. Ефекат π^0 редуkcије на $H \rightarrow \gamma\gamma$ и γ^+ млаз догађаје	145.
2.7.10. Предлог тренирања ВНМ помоћу реалних догађаја	148.
2.7.11. Тест са догађајима из CRUZET-а	151.
2.8. Коришћење алгоритма за редуkcију фона канала распада Хигс бозона на два фотона у званичним анализама	155.
 3. Закључак	 159.
 Литература	 160.

1. Увод

Експериментални програм Великог Хадронског Сударача (Large Hadron Collider - LHC), акцелераторског комплекса који је управо завршен у CERN-у (Европски центар за нуклеарна истраживања, Женева, Швајцарска) треба да омогући да изучавањем Хигс (Higgs) бозона, предвиђеног Стандардним Моделом (SM), покушамо да разумемо механизме према којима честице добијају масу. Потрага за Хигс бозоном на LEP-у (Large Electron-Positron collider) резултовала је успостављањем доњег лимита његове масе од 114.4 GeV [3]. Постављање теоријског горњег лимита масе Хигс бозона омогућено је прецизним одређивањем маса преносилаца електрослабих интеракција. Тако, за Хигс бозон на основу SM, уз помоћ глобалних фитова, горње ограничење масе износи 420 GeV. Поред тога, ако захтевамо да пертурбативна теорија SM даје добра предвиђања физичких појава све до Планкове скале, и даље се снижава горња граница за масу Хигс бозона. Тако, ако не постоји нова физика испод Планкове скале, маса Хигс бозона би требала да буде у интервалу 160 ± 20 GeV [4,5]. Овакво теоријско предвиђање експериментално је потврђено подацима са Теватрона (Фермилаб, Батавија, САД) који дају горње ограничење за масу Хигс бозона од 180 GeV, са искљученим интервалом {160-170 GeV} [6,142].

Хигсов сектор би могао да буде комплекснији ако би елементарни Хигс бозон био праћен великим бројем суперсиметричних честица. Суперсиметрија битно мења феноменологију Хигсовог сектора, а бар један овакав бозон (h^0) мора да има масу мању од 130 GeV [7]. У одсуству елементарног Хигс бозона, природа је могла да изабере и сценарио јаког спрезања, базиран на нарушењу динамичке симетрије. У овом случају, детаљнија проучавања WW, WZ и ZZ финалних стања би могла да наговесте нову физику у области енергија реда TeV. Из ових разлога, постоји очекивање да ће доћи до нове физике у околини енергије реда TeV доступне на LHC-у.

У синхротронском прстену LHC-а убрзавају се два снопа протона у супротним смеровима до енергија од по 7 TeV. Снопови протона се на четири места доводе у стање судара, где су изграђена четири огромна и сложена детектора са основним задатком да региструју што већи број насталих честица које се удаљавају од центра судара. Детектори су изграђени у цилиндричној геометрији са центром у тачки судара. Постоје укупно четири експеримента на LHC-у и они носе имена детектора: CMS, ATLAS, LHCb и ALICE. У овом раду наш интерес је усмерен на CMS, посебно на један од четири његова поддетектора - Електромагнетски калориметар (ECAL). Познато је да детектор CMS чине четири поддетекторска слоја. Сви поддетекторски слојеви изграђени су у форми цилиндра (barrel) и два затварача (endcap). Први слој детектора CMS – Tracker, представља снажан унутрашњи систем детектора трагова базираних на фино гранулисаним

микро-тракастим (micro-strip) и пиксел детекторима. Следећи слој је Електромагнетски калориметар – ECAL, изграђен од сцинтилационих кристала, а затим следи Хадронски сегментни (sampling) калориметар – HCAL, направљен од пластичних сцинтилаторских плоча постављених између бакарних абсорбера и јаког магнетског поља (4Т). Најудаљенији слој представљају четири реда мионских комора (станица) – Muon stations.

Пришауер (Preshower - SE) детектор претходи делу Електромагнетског калориметра у предњем, затварачком делу. Овај детектор је битан при дискриминацији редуцибилног фона најпожељнијег канала за детекцију Хигс бозона: $H \rightarrow \gamma\gamma$. Проблем је у томе што се неутрални пиони (π^0) из редуцибилног фона идентификују као фотон из пожељног сигнала, а потребно их је разликовати. У региону цилиндричног дела ECAL-а, фотони из распада π^0 су размакнута за око 1 cm, док су у затварачком (предњем) делу размакнута за неколико mm. Грануларност кристалних детектора у региону цилиндричног дела ECAL-а је довољна да препозна разлику депоноване енергије и облика електромагнетске каскаде једног фотона од случаја са два блиска фотона. Међутим, ово није случај са затварачким делом где је просторна удаљеност фотона из распада π^0 мања, а поред тога овде је и грануларност кристала неадекватна. Тако, дискриминација π^0 постаје главни разлог за увођење Пришауер детектора испред кристала ECAL-а у предњем, затварачком делу.

Да би се изучио проблем који је главна тема ове дисертације, неопходно је да се претходно обави низ истраживачких корака, који би требало да омогуће да се тај истраживачки подухват успешно комплетира. Зато, поред увођења Пришауер детектора за дискриминацију π^0 , развијени су и алгоритми који су имплементирани у реконструкциони програмски пакет детектора CMS – CMSSW. Ови алгоритми користе информације из кристала ECAL-а и из слицијумских трака од којих је начињен Пришауер детектор.

Дисертација почиње навођењем дела теорије везане за нарушење електро-слабих интеракција, односно Хигсовим сектором Стандардног Модела, при чему је нагласак стављен на канал распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$) који ће се изучавати на детекторима LHC-а, на CMS-у и ATLAS-у. Следи кратак осврт на детектор CMS и Електромагнетски калориметар чији део представља Пришауер детектор. Затим, наводе се основе Монте Карло метода и Вештачких Неуронских Мрежа, а на крају ове главе представљен је преглед активности везаних за тему дисертације на Пришауер детектору и алгоритму за редукацију фона двофотонског канала распада Хигс бозона (CM).

Друга глава почиње нешто детаљнијим разматрањем особина Пришауер детектора, затим следи преглед активности на имплементацији нове геометрије Пришауер детектора у CMSSW-у и програмском пакету Geant4. Познато је да је Geant4 најчешће коришћен програмски пакет за симулацију интеракција честица и материје у Физици високих енергија. Библиотеке Geant-а 4 омогућују функционалност корисничког симулационог програма при дефинисању физичких модела који се користе при симулацији, геометрије детектора и облика излазних података добијених из сензитивних делова детектора, односно делова који дају основни сигнал.

У истој глави, представљена је симулација прототипа CMS Пришауер детектора и анализа експерименталних података за упадне снопове миона, електрона и пиона. Ови резултати су добијени током теста прототипа Пришауер детектора, који

се одвијао у експерименталној хали Н4 у CERN-у током септембра 2004. године. Резултати симулације се савршено слажу са експерименталним подацима. Комбинујући резултате анализе експерименталних података и симулације за мионе, демонстриран је начин калибрације Пришауер детектора, а такође, комбиновањем података за електроне (e^-) и пионе (π^-), разматра се и њихова сепарација.

Следи опис активности на развоју геометрије за симулацију Пришауер детектора за комбиновани тест експеримент прототиопова Пришауер, ECAL и HCAL детектора 2007. године.

Последњи делови друге главе до детаља разрађују алгоритам за сепарацију неутралних пиона и фотона, његову имплементацију у реконструкциони програмски пакет CMS детектора, као и адаптацију алгоритма за коришћење у званичним анализама канала дво-фотонског распада Хигс бозона на детектору CMS.

Завршне две главе намењене су закључку и прегледу литературе.

1.1 Хигс бозон (СМ)

1.1.1. Увод

Стандардни модел физике елементарних честица, који је развијен пре око 40 година, показао се као веома успешна теорија. Овај модел је кулминирао предвиђањима постојања неутралних струја и маса тешких векторских бозона. При навођењу основа физике Хигсовог сектора на ЛНС-у, акценат ћемо ставити на Хигс бозон предвиђен СМ, док ће физика која се односи на Хигс бозон у другим теоријама бити само поменута.

1.1.1.1. Хигс бозон у Стандардном Моделу

Теорија електрослабих интеракција Стандардног модела описана је као градијентна теорија $SU(2) \times U(1)$ [8-10]. У основном облику она описује електрослабе интеракције међу фермионима разменом градијентних бозона који немају масу. Густина Лагранжијана слободних бозонских поља може да се напише као сума $U(1)$ градијентног поља B_μ и три реална $SU(2)$ градијентна поља $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$ у форми [8]:

$$L^B = -\frac{1}{4} F_{B\mu\nu}(x) F_B^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4} F_{W\mu\nu}^i(x) F_W^{i\mu\nu}(x), \quad (1.1)$$

где су тензори поља дефинисани као:

$$F_B^{\mu\nu} = \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu \quad \text{и} \quad (1.2)$$

$$F_B^{i\mu\nu} = \partial^\nu W^{i\mu} - \partial^\mu W^{i\nu}, \quad (1.3)$$

кроз трансформације:

$$A_\mu = \cos \Theta_W \cdot B_\mu + \sin \Theta_W \cdot W_\mu^3, \quad (1.4)$$

$$Z_\mu = \sin \Theta_W \cdot B_\mu - \cos \Theta_W \cdot W_\mu^3 \quad \text{и} \quad (1.5)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \quad (1.6)$$

где је Weinberg-ов угао Θ_W слободан параметар¹. Лагранжијан који описује слободно бозонско поље може да се напише као:

$$L^B = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{2} F_{W\mu\nu}^{adj}(x) F_W^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4} F_{Z\mu\nu}(x) F_Z^{\mu\nu}(x), \quad (1.7)$$

¹ Weinberg-ов угао или угао мешања у теорији електрослабих интеракција је параметар у SWG теорији електрослабе силе. Угао даје однос маса W и Z бозона, као и однос мешања електромагнетске и слабе интеракције.

где је сада $F^{\mu\nu}$ тензор електромагнетског поља, а $F_W^{\mu\nu}$ и $F_Z^{\mu\nu}$ тензори поља за W^\pm и Z^0 . Сада W^\pm и Z^0 поља постају масивна укључивањем масених чланова:

$$m_W^2 W_\mu^{adj}(x)W^\mu(x) + m_Z^2 Z_\mu(x)Z^\mu(x). \quad (1.8)$$

Овако укључивање маса доводи до тога да густина Лагранжијана више није инваријантна ни на U(1) ни SU(2) градијентне трансформације². Спонтано нарушење симетрије је начин на који се W и Z бозонима придодаје маса одржавајући градијентну теорију SU(2) \times U(1) инваријантном.

1.1.1.2. Спонтано нарушење симетрије

Голдстонов модел [8] је једноставан модел спонтаног нарушења симетрије. Полазећи од класичне теорије, густина Лагранжијана је:

$$L = \partial^\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi - V(\varphi), \quad (1.9)$$

где је φ комплексно поље:

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\varphi_1 + i\varphi_2], \quad (1.10)$$

и $V(\varphi)$ потенцијална енергија:

$$V(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \lambda |\varphi|^4. \quad (1.11)$$

Константе μ^2 , λ су реалне ($\lambda > 0$) због чега се добија да тотална енергија има доње ограничење³. Овај Лагранжијан је инваријантан на глобалне U(1) трансформације које описују ротације у комплексној равни [8]. Претпостављајући да је вакуум (најниже енергетско стање) инваријантан на Лоренцове трансформације и транслације, добија се да је $\varphi(x)$ константно у вакуумском стању. Постоје две различите могућности зависно од вредности μ^2 . Ако је μ^2 позитивно, минимум потенцијалне енергије је у $\varphi=0$. Ако је μ^2 негативно, минимум енергије не одговара више јединственој вредности φ , већ је минимумом дегенерисан и описује прстен у комплексној равни са вредностима φ :

$$\varphi_{V \min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} e^{i\theta}, \quad 0 \leq \theta < 2\pi. \quad (1.12)$$

² U(1) градијентне трансформације су: $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iY\xi(x)}\psi(x)$, где је ψ бозонско поље,

Y – хипернабој електрослабе интеракције, $\xi(x)$ било која интегрална функција.

³ Како код потенцијалне енергије $V(\varphi)$ у једначини (1.11) члан уз λ брже расте од члана уз μ^2 , тако и потенцијална енергија $V(\varphi)$ тежи $+\infty$ када и поље φ тежи $+\infty$.

Како је Лагранжијан (1.9) инваријантан у односу на ротације у комплексној равни од φ , онда је сваки правац једнако добар, па се поставља $\theta = 0$ тако да је:

$$\varphi_{V \min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.13)$$

где је v полупречник дегенерисаних минимума: $v^2 = \varphi_1^2 + \varphi_2^2$. Теорија где вакуум има мање симетрије него Лагранжијан, назива се теорија спонтаног нарушења симетрије⁴. Девијација од изабраног минимума се може описати пертурбацијом помоћу два реална поља σ и η :

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \sigma + i\eta]. \quad (1.14)$$

Лагранжијан (1.9) преписан у односу на σ и η је:

$$L = \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \cdot \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \partial^\mu \eta \partial_\mu \eta - \lambda v \sigma [\sigma^2 + \eta^2] - \frac{1}{4} \lambda [\sigma^2 + \eta^2]^2 + c, \quad (1.15)$$

са c као константом од интереса само за општу релативност. Узимајући у обзир само више редове, добијамо за Лагранжијан:

$$L = \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \cdot \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \partial^\mu \eta \partial_\mu \eta. \quad (1.16)$$

Примећено је да су σ и η уствари два реална Клајн-Гордонова⁵ поља. Квантовањем ових поља Лагранжијан описује две различите честице са спином 0. Тако ће бозон σ имати масу:

$$m_\sigma = v\sqrt{2\lambda}, \quad (1.17)$$

одређену уз члан σ^2 , док ће бозон η бити без масе. Непостојање масе за η је директна последица дегенерације минимума (минимум потенцијала не добијамо за $\varphi=0$). Преостали чланови из (1.15) се могу сматрати као интеракције између σ и η честица у пертурбационој теорији.

⁴ Једноставније објашњење је да се спонтано нарушење симетрије јавља када неки симетрични систем (у односу на неку групу симетрије) прелази у стање вакуума (стање са најнижом енергијом) које није симетрично. Извор: *Wikipedia*.

⁵ Поља се описују Клајн-Гордоновом (Kline-Gordon) једначином $(\square + m^2)\varphi(x) = 0$, за слободну честицу спина 0 и масе m .

Из овог разматрања се види како спонтано нарушење симетрије U(1) узроковано дегенерисаним енергетским минимумом Лагранжијана (1.9) креира пертурбативну теорију са масивним скаларним бозоном.

1.1.1.3. Хигсов механизам

Хигсов механизам представља проширење спонтаног нарушења симетрије. Главни циљ у изучавању овог механизма је да се у његов математички формализам који има својство градијентно инваријантне теорије, уведе масивни векторски бозон. Идеја је да се нормални извод у (1.9) замени коваријантним изводом:

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu. \quad (1.18)$$

Додавањем слободног градијентног поља A_μ , Лагранжијан постаје:

$$L = D^\mu \varphi^* D_\mu \varphi - V(\varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1.19)$$

Овај нови Лагранжијан је сада инваријантан на U(1) градијентне трансформације:

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = \varphi(x) e^{iq\xi(x)} \quad \text{и} \quad (1.20)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \xi(x),$$

где је ξ било која интегрална функција. Настављајући на исти начин као у Голдстоновом моделу са негативним μ^2 и изражавајући Лагранжијан преко σ и η дефинисаних са (1.14), за резултат се добија:

$$\begin{aligned} L = & \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \cdot \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \partial^\mu \eta \partial_\mu \eta \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} q^2 v^2 A_\mu A^\mu \\ & + qv A^\mu \partial_\mu \eta \\ & + \text{виши редови.} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Лагранжијан има масивни векторски бозон поља A и два скаларна поља σ и η , при чему η нема масу, али такође и члан $A^\mu \partial_\mu \eta$ који се не уклапа. Овај члан не може да се разуме као пертурбативан члан, јер је квадратичан по пољима као што су и слободна поља. Лагранжијан (1.21) има један степен слободе вишка и као последица, додатну димензију која може да се „абсорбује“ избором посебног градијентног бозона. То се постиже увођењем градијентне трансформације (1.20) са $\varphi(x)$ облика:

$$(1.22)$$

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \sigma(x)].$$

Овакве трансформације су увек могуће, а изабрани градијентни бозон се назива унитарним. Са овим градијентним бозоном, поље η нестаје и тада Лагранжијан (1.21) постаје:

$$L = \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \cdot \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 \quad (1.23)$$

$$- \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 v^2 A_\mu A^\mu$$

+ виши редови .

Овде је Хигсов механизам демонстриран за U(1) градијентно инваријантни Лагранжијан. Проширење на SU(2)×U(1) градијентно инваријантни Лагранжијан електро-слабе теорије почиње од Лагранжијана са комплексним скаларним дублетом и четири векторска бозона који немају масу [8].

Кроз Хигсов механизам, Лагранжијан се трансформише у један реални скалар, три масивна градијентна бозона и један градијентни бозон без масе. Градијентни бозон без масе се идентификује са фотоном, масивни градијентни бозони са W^\pm и Z бозонима, а преостали скаларни бозон са Хигс бозоном.

Масе честица у Стандардном моделу су дате са [8]:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v, \quad m_W = \frac{1}{2}vg, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \quad (1.24)$$

где је g константа слабог спрезања и θ_W Weinberg-ов угао. Користећи релације:

$$v^2 = \frac{\sqrt{2}}{2G_f}, \quad \alpha = \frac{g^2 \sin^2 \theta_W}{4\pi}, \quad (1.25)$$

где је G_f Фермијева константа и α константа fine структуре, масе векторских бозона се могу изразити преко G_f , α и $\sin\theta_W$. Са Фермијевом константом која се добија прецизним мерењем живота миона и познатим Weinberg-овим углом који се добија из релативних ефикасних пресека процеса неутралне ($\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + X$) и наелектрисане струје ($\nu_\mu + p \rightarrow \mu + X$), било је могуће да се предвиде масе векторских бозона. Њихово откриће на сударачу Sp̄p̄S-у у CERN-у 1983. године, представља велики успех електрослабе теорије.

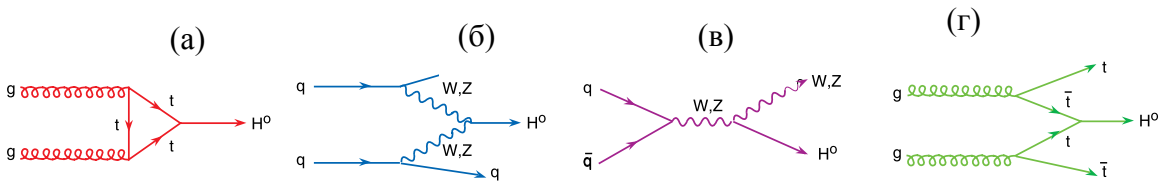
За предвиђање масе Хигс бозона вредност варијабле очекиване вредности вакуума v се лако изводи:

$$v = \frac{2m_W}{g} = 246 \text{ GeV}, \quad (1.26)$$

али вредност λ још увек не може да се мери пре проналаска Хигса и познавања његове масе.

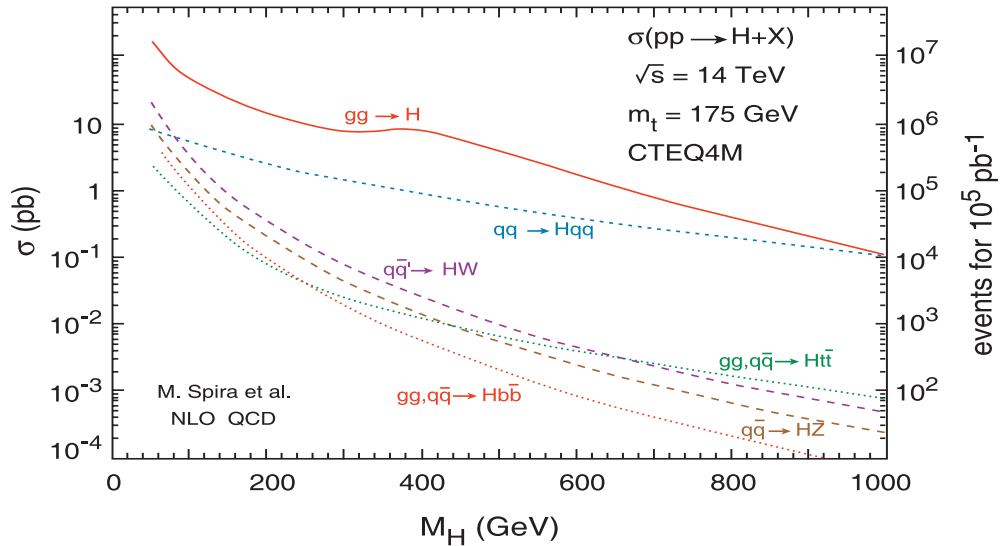
1.1.2. Продукција Хигс бозона (SM)

Најважнији процеси за продукцију Хигс бозона (SM) на енергијама доступним на LHC-у репрезентовани су Фајнмановим дијаграмима приказаним на слици 1.1. У масеном региону од $100 \text{ GeV} < M_H < 250 \text{ GeV}$, увелико најдоминантнији процес продукције Хигс бозона на LHC-у је механизам глюон-глюон фузије са ефикасним пресеком реда неколико десетина pb. У ствари, овај процес је доминантан и даље до енергија реда 1 TeV, где је ефикасни пресек још увек значајан: $\sigma(gg \rightarrow H) \sim 0.1 \text{ pb}$. Ово се може видети на слици 1.2, где је приказан ефикасан пресек за производњу Хигс бозона (SM) у функцији масе, и у табелама 1.1 које приказују нумеричке вредности ефикасних пресека за одабране вредности масе Хигс бозона које су релевантне за LHC и Теватрон [11].



Слика 1.1. Најважнији процеси за продукцију Хигс бозона на хадронском сударачу су: глюонска фузија (а), фузија векторских бозона (б), Higgs-strahlung са W (в) и пример асоцијативне продукције са топ паром (г).

После глюонске фузије најзначајнији су WW/ZZ фузиони процеси (слика 1.1б) са ефикасним пресеком од пар pb у масеном региону од интереса, па све до високих енергија где се изједначава са ефикасним пресеком за глюон-глюон фузију (слика 1.2). Ефикасни пресек за асоцирану продукцију са W/Z бозонима или $t\bar{t}$ паровима су један до три реда величине мањи од gg пресека и релевантни су само у региону $M_H < 250 \text{ GeV}$ (слика 1.2).



Слика 1.2. Ефикасни пресек за продукцију Хигс бозона Стандардног тодела. Глюонска фузија представља доминантан процес преко целокупног масеног опсега [11].

$M_H(\text{GeV})$	σ [pb], LHC				
	$q\bar{q} \rightarrow HW$	$q\bar{q} \rightarrow HZ$	$qq \rightarrow Hqq$	$gg \rightarrow H$	$gg, q\bar{q} \rightarrow H\bar{t}t$
115	1.89	1.01	4.93	43.32	0.79
120	1.65	0.89	4.72	40.25	0.70
130	1.28	0.70	4.24	35.04	0.56

$M_H(\text{GeV})$	σ [pb], Tevatron				
	$q\bar{q} \rightarrow HW$	$q\bar{q} \rightarrow HZ$	$qq \rightarrow Hqq$	$gg \rightarrow H$	$gg, q\bar{q} \rightarrow H\bar{t}t$
115	0.178	0.107	0.085	0.96	0.0053
120	0.153	0.093	0.078	0.85	0.0047
130	0.114	0.070	0.067	0.67	0.036

Табела 1.1: Нумеричке вредности ефикасног пресека за продукцију Хигс бозона према СМ на LHC-у (горе) и Теватрону (доле), за одабране вредности масе Хигс бозона [12].

1.1.2.1. Глуонска фузија

Овај процес има највећи продукциони ефикасни пресек и сматра се као најефикаснијим у трагању за Хигс бозоном на LHC-у. Наиме, одмах на почетку се схватило да се трагање за Хигс бозоном не може извршити у доминантном хадронском каналу $H \rightarrow b\bar{b}$ и каналима распада $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4j$ због екстремно великог QCD фона (хадронски млазеви). Због тога, предност имају ретки распади Хигс бозона који нуде "чистије" догађаје, односно добар сигнал фотона и/или лептона са мањим, али мерљивим фоном.

Ефикасни пресек процеса глуонске фузије за продукцију Хигс бозона се рачуна из ширине $H \rightarrow gg$ распада и глуонске структурне функције. У петљи (слика 1.1а) тотално доминира t кварк због јаког спрезања Хигса и тешког t кварка. Пресек за глуонску фузију се представља [11]:

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}(gg \rightarrow H) &= \frac{(2\pi)^4}{2m_H^2} \int \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{2E} \delta^4(p_{g1} + p_{g2} - p) |M|^2 \\
&= \frac{8\pi^2 \Gamma_{H \rightarrow gg}}{N_g^2 m_H} \int \frac{d^3 p}{E} \delta^4(p_{g1} + p_{g2} - p) \\
&= \frac{8\pi^2 \Gamma_{H \rightarrow gg}}{N_g^2 m_H} \delta(\hat{s} - m_H^2),
\end{aligned} \tag{1.27}$$

где су $N_g=8$ (број глуона) и $\hat{s} = x_1 x_2 s$ (квадрат енергије глуонског пара).

Тотални ефикасни пресек се рачуна помоћу структурних функција глуона:

$$\sigma_0(pp \rightarrow H) = \iint dx_1 dx_2 x_1 g(x_1, m_H^2) x_2 g(x_2, m_H^2) \hat{\sigma}(gg \rightarrow H). \tag{1.28}$$

Једначина (1.28) представља најнижи ред рачунања ефикасног пресека. Да би се добио што егзактнији резултат у вишем реду рачунања, разматрају се корекције из QCD дијаграма вишег реда. Однос корекција се дефинише као К-фактор:

$$K = \frac{\sigma_{HO}}{\sigma_{LO}}, \quad (1.29)$$

где се LO (Leading order) односи на најнижи ред, а HO (High Order) на виши ред резултата. За глуконски процес, К-фактор је рачунат у NLO (Next to the Leading Order), односно у првом реду корекција (после LO) и износи $K=1.5$ и практично је независан од масе Хигсовог бозона [13].

1.1.3. Канали распада Хигс бозона према CM

При разматрању распада Хигс бозона корисно је да се уведе подела на три различита интервала маса:

- интервал „лаке масе“ у опсегу $100 \text{ GeV} < M_H < 130 \text{ GeV}$,
- интервал „средње масе“, у опсегу $130 \text{ GeV} < M_H < 180 \text{ GeV}$,
- интервал „тешке масе“ у опсегу $180 \text{ GeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$.

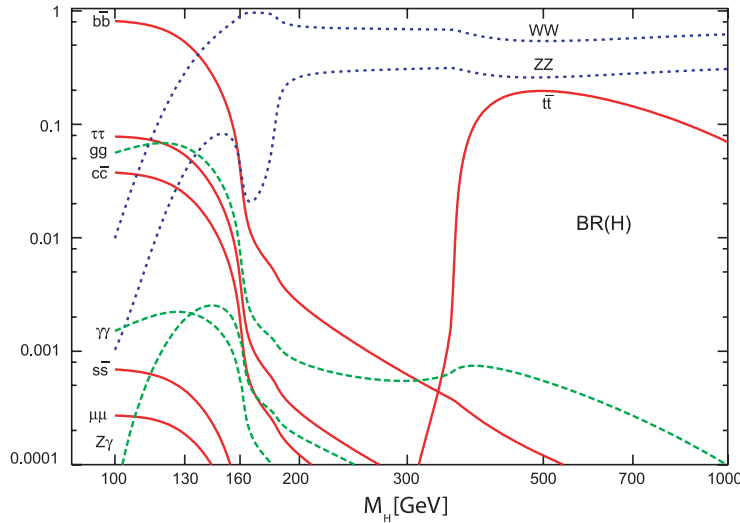
У интервалу „лаких маса“, у опсегу $100 \text{ GeV} < M_H < 130 \text{ GeV}$, главни начин распада Хигс бозона је распад на пар ботом кваркова, $H \rightarrow b\bar{b}$ са фактором гранања (ФГ) од око 75-50%. Овај распад прате распад на тау лептоне и парове кваркова $c\bar{c}$ са фактором гранања реда 7-5% и 3-2% респективно. Такође је од интереса распад: $H \rightarrow gg$ са фактором гранања од око 7% за $M_H \sim 120 \text{ GeV}$. Распад на два фотона ($\gamma\gamma$) и фотон, Z бозон (γZ) су ретки са фактором гранања од неколико промила [7,14].

У интервалу „средње масе“, Хигс бозон се углавном распада на парове бозона: W или Z. Код распада на пар Z бозона, један од бозона је виртуелан јер је маса Хигс бозона мања од масе $2M_Z$. Поменути доминантни распад на парове ботом кваркова ($H \rightarrow b\bar{b}$) има фактор гранања који опада до 50% код маса $M_H \sim 130 \text{ GeV}$ и достиже пар процената при $M_H \sim 2 M_W$.

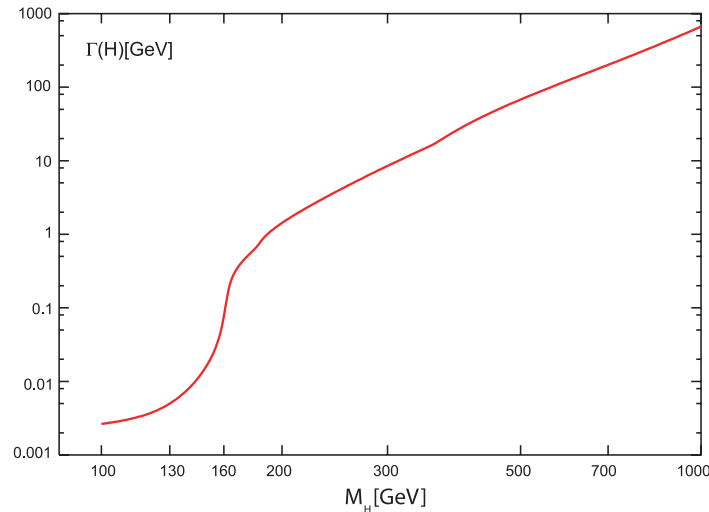
$M_H(\text{GeV})$	$\Phi\Gamma(b\bar{b})$	$\Phi\Gamma(\tau\bar{\tau})$	$\Phi\Gamma(\mu\bar{\mu})$	$\Phi\Gamma(s\bar{s})$	$\Phi\Gamma(c\bar{c})$	$\Phi\Gamma(t\bar{t})$
115	0.736	$7.21 \cdot 10^{-2}$	$2.51 \cdot 10^{-4}$	$6.23 \cdot 10^{-4}$	$3.39 \cdot 10^{-2}$	-
120	0.683	$6.78 \cdot 10^{-2}$	$2.35 \cdot 10^{-4}$	$5.79 \cdot 10^{-4}$	$3.15 \cdot 10^{-2}$	-
130	0.533	$5.36 \cdot 10^{-2}$	$1.86 \cdot 10^{-4}$	$4.51 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-2}$	-

$M_H(\text{GeV})$	$\Phi\Gamma(gg)$	$\Phi\Gamma(\gamma\gamma)$	$\Phi\Gamma(Z\gamma)$	$\Phi\Gamma(W^+W^-)$	$\Phi\Gamma(ZZ)$	$\Gamma_H(\text{GeV})$
115	$6.74 \cdot 10^{-2}$	$2.04 \cdot 10^{-3}$	$6.75 \cdot 10^{-4}$	$7.48 \cdot 10^{-2}$	$8.04 \cdot 10^{-3}$	$3.27 \cdot 10^{-3}$
120	$6.84 \cdot 10^{-2}$	$2.16 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-3}$	0.130	$1.49 \cdot 10^{-2}$	$3.65 \cdot 10^{-3}$
130	$6.30 \cdot 10^{-2}$	$2.21 \cdot 10^{-3}$	$1.91 \cdot 10^{-3}$	0.283	$3.80 \cdot 10^{-2}$	$5.00 \cdot 10^{-3}$

Табеле 1.2 : Фактори гранања (ФГ) распада Хигс бозона и тоталне ширине Γ према CM [12].



Слика 1.3.: Фактори гранања ($\Phi\Gamma$) распада Хигс бозона (СМ) у функцији од M_H [14].



Слика 1.4.: Укупна ширина Γ распада Хигс бозона (СМ) у функцији од M_H [14].

У интервалу „тешких маса“, $M_H > 2 M_Z$, Хигс бозон се распада само на парове градијентних бозона са факторима гранања: $\sim 2/3$ за $H \rightarrow W^+W^-$ и $\sim 1/3$ за $H \rightarrow ZZ$. Отварање могућности за распад Хигс бозона на парове топ кваркова ($H \rightarrow t\bar{t}$) за масе $M_H > 350$ GeV, не мења много у овој слици, јер при масама од $M_H \sim 350$ GeV фактор гранања је 20% и опада, а за масе од $M_H \sim 500$ GeV износи 10%.

Укупна ширина распада Хигс бозона (слика 1.4) је веома узана на ниским енергијама: $\Gamma_H < 10$ MeV, али она брзо расте за масе $M_H > 130$ GeV и достиже $\Gamma \sim 1$ GeV у околини $2 M_Z$.

Коначно, ретки процеси распада Хигс бозона који су одабрани као подесни за његово откриће на LHC-у су:

- $H \rightarrow \gamma\gamma$: канал који је веома рано предложен [15,16] и који представља најпожељнији детекциони канал за Хигс бозон масе испод 150 GeV [17]. Редуцибилни QCD фон који потиче од хадронских млазева је велики и

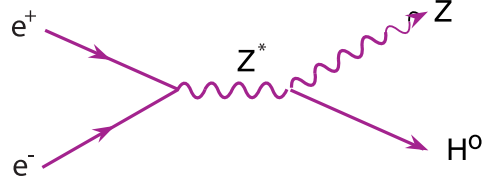
редукциони фактор од $O(10^3)$ је потребан како би се он смањило на ред иредуцибилног фона који долази директно из продукционог канала: $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma+X$, као и из петље индукованог канала: $gg \rightarrow \gamma\gamma+X$, а чији су доприноси од по око 50%. Овај фон може да се одреди познавањем расподеле дво-фотонске инваријантне масе $d\sigma/dM_{\gamma\gamma}$ са обе стране резонантног пика и интерполацијом у региону сигнала.

- $H \rightarrow ZZ^{(*)}$: „златни“ канал распада [15,16,18,19]: $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ у масеном региону $M_H > 2M_Z$, који омогућава детекцију Хигс бозона до маса реда $O(1\text{TeV})$ [19,20,21]. Главни фон долази од континуалне ZZ продукције која је релативно позната, али која такође може доста прецизно да се мери [22,23] са обе стране резонантног пика и да се интерполира у региону сигнала. У региону маса $M_H > 600 \text{ GeV}$, за откриће је потребна висока луминозност, јер фактор гранања $\Phi\Gamma(H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l)$ износи око 0.1%, док тотална ширина распада Хигс бозона постаје велика ($\Gamma \sim 100 \text{ GeV}$). Ако се дозволи да један Z бозон буде виртуелан, потенцијално откриће у овом интервалу се спушта до енергија око $M_H \sim 120 \text{ GeV}$ коришћењем $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ распада, осим региона око $M_H \sim 2M_W - 2M_Z$, где је $\Phi\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$ веома мали.
- $H \rightarrow WW^{(*)}$: канал који у финалном стању даје $ll\nu\bar{\nu}$. Он постаје један од најпожељнијих начина детектовања Хигс (SM) бозона на LHC-у, односно у домену маса од $M_H \sim 120 \text{ GeV}$ до $M_H \sim 2 M_Z$ [24,25], а представља и потенцијални начин открића и код Теватрона [26]. Наиме, $\Phi\Gamma(H \rightarrow WW)$ је значајан, ако не и доминантан у овом масеном региону, а чисто лептонски распада чине 4% иницијалног броја $H \rightarrow WW$ распада.
- $H \rightarrow \mu^+\mu^-$: канал који је веома редак: $\Phi\Gamma(H \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 10^{-4}$ за масе $M_H \sim 115-140 \text{ GeV}$. Доста је "чист", али му је потребна висока интегрисана луминозност до $\int Ldt = 300 \text{ fb}^{-1}$ за 3σ индикацију у региону маса $M_H \sim 120-140 \text{ GeV}$ [27], па је он прикладнији за период рада SLHC⁶.
- $H \rightarrow t\bar{t}$: канал распада на пар топ кваркова који има огроман континуални фон који мора да се одреди у широком масеном региону, пошто је ту и ширина распада Хигс бозона велика ($\Gamma > 10 \text{ GeV}$).

1.1.4. Досадашњи резултати трагања за Хигс бозоном

Трагања за Хигс бозоном на LEP2 вршена су са доступном енергијом $\sqrt{s} = 209 \text{ GeV}$. У овом енергетском режиму, доминантни продукциони процес је продукција Хигс бозона "израчавањем" (Higgsstrahlung) [28-32], где e^+e^- пар прелази на виртуелни Z^* бозон чија се енергија дели на Хигс бозон и реални Z бозон: $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$ (слика 1.5.).

⁶ Када се LHC реконструише за рад са повећаном луминозношћу од $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (SuperLHC).

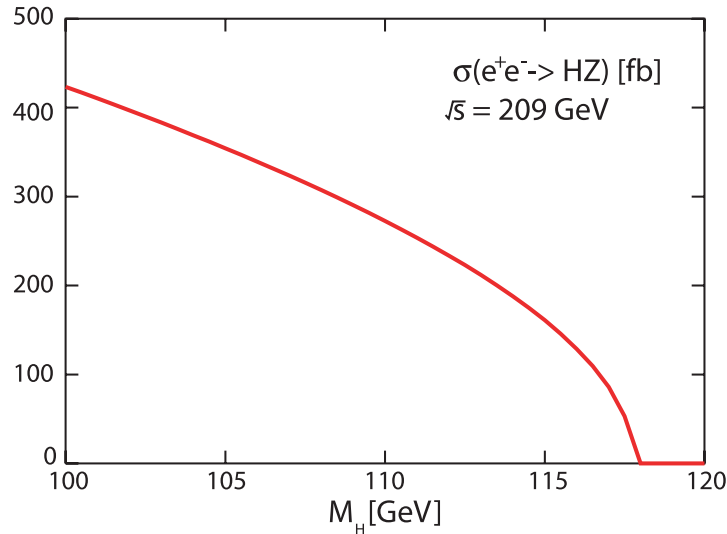


Слика 1.5.: Higgsstrahlung, доминантан продукциони процес за Хигс бозон (СМ) на LEP2.

Ефикасни пресек за овај процес дат је са [12]:

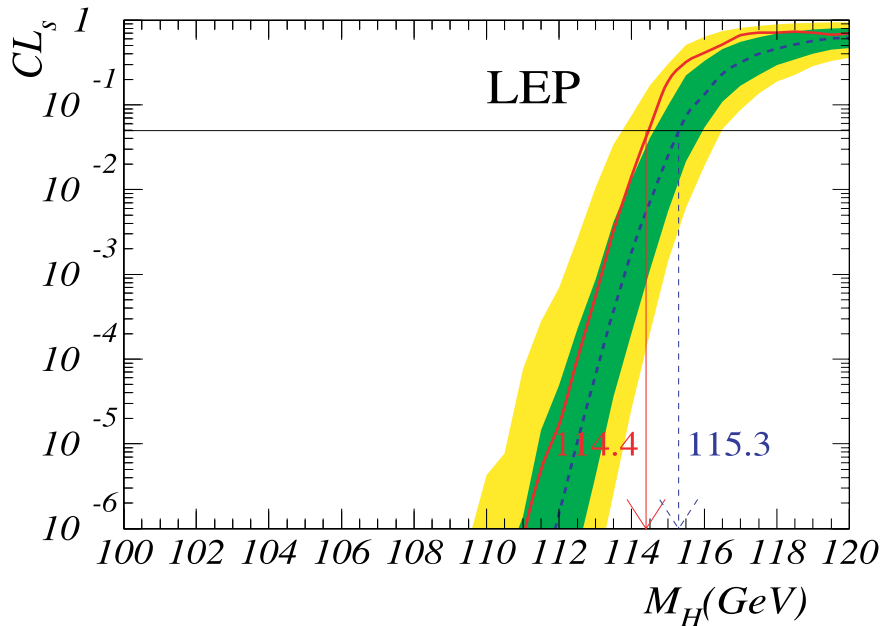
$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_\mu^2 M_Z^4}{96\pi s} \left[1 + (1 - 4s_W^2)^2 \right] \lambda^{1/2} \frac{\lambda + 12M_Z^2/s}{(1 - M_Z^2/s)^2} \quad (1.30)$$

Опада као $1/s$ (обрнуто пропорционално квадрату доступне енергије), већи је за ниже енергије и пригушен је дво-честичном фазном функцијом: $\lambda^{1/2} = [(1 - M_H^2/s - M_Z^2/s)^2 - 4M_H^2M_Z^2/s^2]$. На слици 1.6 приказан је ефикасни пресек за продукцију Хигс бозона у зависности од његове масе M_H . При $M_H \sim 115$ GeV, ефикасни пресек је реда 100 fb, а интегрисана луминозност која је прикупљена $\int L \sim 0.1 fb^{-1}$, одговара производњи само 10 догађаја. За масе: $M_H^{\max} \sim \sqrt{s} - M_Z \sim 117$ GeV, овај ефикасни пресек нестаје, јер је пригушен фактором фазног простора $\lambda^{1/2}$.



Слика 1.6.: Ефикасни пресек за продукцију Хигс бозона (СМ) на LEP2 [fb] за доступну енергију центра масе од $\sqrt{s} = 209$ GeV у функцији масе Хигс бозона.

Комбинована трагања LEP колаборације у неколико топологија нису показала постојање одступања сигнала од очекиваног СМ фона, а доње ограничење је постављено на $M_H > 114.4$ GeV [3] са 95% нивоа поверења [CL].



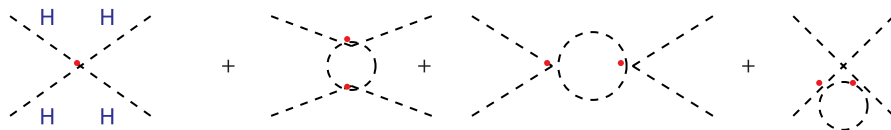
Слика 1.7.: Нивои поверења (CL_s) за сигнал+фон хипотезу у продукцији Хигс бозона на LEP2. Пуна линија одговара обсервацији, а испрекидана за вредност медијане⁷ фона, тамно сива и светло сива трака око медијане одговарају 68% и 95% вероватноће налажења Хигс бозона. Пресек хоризонталне линије на $CL_s=0.05$ са експерименталном кривом дефинише доње ограничење масе Хигс бозона са 95% нивоа поверења [3].

1.1.5. Горња граница масе Хигс бозона

За постављање горње границе масе Хигс бозона постоји неколико прецизних аргумената. Сви се свде на то да се пертурбативни приступ СМ урушава како се маса Хигса помера према вишим енергијама.

1.1.5.1. Ограничења "Тривијалном теоријом"

Погледајмо дијаграме радијативних корекција са једном петљом квартичног (четвртог степена, quartic – λ уз $|\phi|^4$ у једначини 1.11) спрезања Хигс бозона узимајући у обзир само допринос од самоспрезања Хигс бозона. На слици 1.8 су приказани Фајнманови дијаграми ових корекција.



Слика 1.8.: Типични Фајнманови дијаграми са самоспрезањем Хигс бозона.

⁷ Вредност раздвајања горње и доње половине расподеле.

Варијација квартичног Хигсовог спрезања на енергетској скали Q је описана Једначином Ренормализационе Групе ЈРГ [33]:

$$\frac{d}{dQ^2} \lambda(Q^2) = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2) + \text{виши редови} \quad (1.31)$$

Решење ове једначине, бирајући природну референтну енергетску тачку као скалу нарушења електрослабе симетрије, ($Q_0=v$), за дијаграме са једном петљом гласи:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}. \quad (1.32)$$

Квартична спрезања варирају логаритамски са квадратом енергије Q^2 . Ако је енергија доста нижа од скале нарушења електрослабе симетрије, ($Q^2 \ll v^2$), квартично спрезање постаје екстремно мало, а онда нестаје: $\lambda(Q^2) \sim \lambda(v^2)/\log(\infty) \rightarrow 0_+$. Каже се да је теорија тривијална, односно неинтерагујућа, јер је спрезање нулто [34].

Насупрот овог лимита, када је енергија много већа од електрослабе скале $Q^2 \gg v^2$, квартично спрезање расте и постаје бесконачно на енергији:

$$\Lambda_c = v \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda}\right) = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2}\right). \quad (1.33)$$

Општи аргумент тривијалитета [35,36] каже да се скаларни сектор СМ представља као ϕ^4 -теорија, а да би овакве теорије остале пертурбативне на свим скалама потребно је да је спрезање $\lambda = 0$ (што у СМ значи да је Хигс бозон без масе, једначина (1.24)), одакле следи да је теорија неинтерагујућа (једначина (1.16)). Наиме, неко може да гледа на овај аргумент другачије: може да користи ЈРГ за квартично само-спрезање, потом да успостави енергетске интервале у којима је СМ валидан, (до енергије одсецања Λ_c) када самоспрезање λ остаје коначно. У овом случају, као што се може видети из једначине 1.33, ако је Λ_c велико, маса Хигс бозона треба да буде мала како би се избегао Ландауов пол⁸; на пример, за вредност $\Lambda_c \sim 10^{16} \text{GeV}$, потребан је нешто лакши Хигс бозон, $M_H \ll 200 \text{GeV}$. Супротно, ако је енергија одсецања, на пример $\Lambda_c \sim 10^3 \text{GeV}$, маса Хигс бозона може да има вредност и до 1 TeV.

1.1.5.2. Ограничења стабилношћу вакуума

Претходна разматрања узимала су у обзир само допринос Хигс бозона за одређивање квартичног спрезања. Ово је оправдано тиме да је λ веома велико. При укључивању осталих честица у рачун, разматраћемо само најтеже фермионе и градијентне бозоне, односно топ кварк и масивне градијентне бозоне. Међутим, и ту ће допринос бити значајан само за мале вредности λ [12].

Ако је вредност λ мала, допринос топ кварка ће бити толико доминантан да може да доведе λ до негативне вредности $\lambda(Q^2) < 0$, и до тога да је скаларни потенцијал $V(Q^2) < V(v)$. Тада вакуум стање постаје нестабилно, јер нема минимум. аргу-

⁸ Енергетска скала где константе спрезања Квантне Теорије поља постају бесконачне [105].

мент стабилности [37-39] нам каже да ако је скаларни потенцијал ограничен са стране нижих енергија, односно $\lambda(Q^2) > 0$, маса Хигс бозона треба да буде већа од:

$$M_H > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}, \quad (1.34)$$

што ставља јако ограничење на масу Хигс бозона која зависи од вредности енергије одсецања Λ_c . За релативно мале и релативно велике вредности енергије одсецања, добија се:

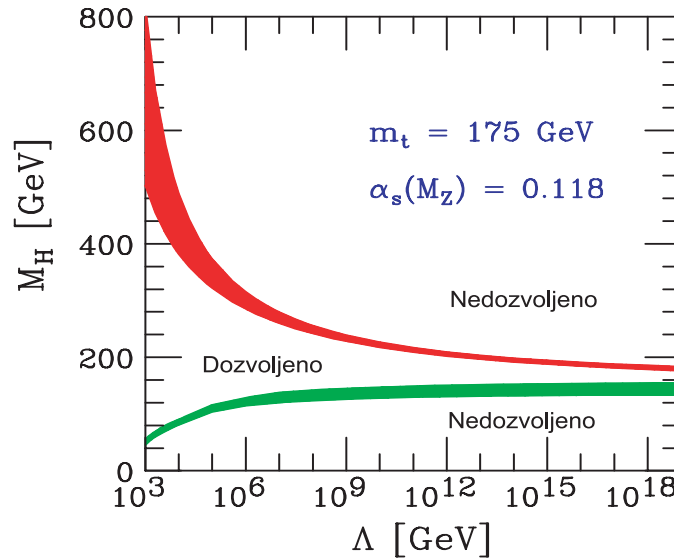
$$\begin{aligned} \Lambda_c \sim 10^3 \text{ GeV} &\Rightarrow M_H > 70 \text{ GeV} \\ \Lambda_c \sim 10^{16} \text{ GeV} &\Rightarrow M_H > 130 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

На слици 1.9 видимо ограничења стабилности вакуума (доње ограничење) и тривијалности (горње ограничење), који приказују дозвољене масе Хигс бозона у функцији "Нове Физике Λ_c ". Ширина трака зависи од експерименталних и теоријских грешака. Као што се може видети, ако је скала Нове Физике Λ_c на TeV скали, маса Хигс бозона је дозвољена у опсегу:

$$50 \text{ GeV} \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$$

Захтевајући да СМ буде валидна теорија до скале „Велике Уједињене Теорије“ (GUT), $\Lambda_{\text{GUT}} \sim 10^{16} \text{ GeV}$, Хигс бозон треба да буде у опсегу:

$$130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 180 \text{ GeV} \text{ [12].}$$



Слика 1.9.: Ограничења за масу Хигс бозона тривијалношћу (горња трака) и вакуумском стабилношћу (доња трака) у функцији "Нове физике" или скале одсецања Λ . Дозвољени регион за масу налази се између ових линија.

1.1.6. Могућност открића Хигс бозона (СМ) на хадронским колајдерима

Протон-протон колајдер ЛНС дизајниран је да ради при доступној енергији $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ у систему центра маса и при луминозности од $L=10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (у режиму високе луминозности). Први судари ће се одиграти при луминозности од $L=10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (режим ниске луминозности) [40,41]. За годину дана рада при ниској луминозности очекује се да интегрална луминозност буде $\int Ldt = 30 \text{ fb}^{-1}$, док би се интегрална луминозност повећала на $\int Ldt = 100 \text{ fb}^{-1}$ годишње у режиму високе луминозности. Очекује се да се сакупи најмање 300 fb^{-1} за цео интервал рада ЛНС-а [40]. Постоје планови за рад на реконструисаном ЛНС-у (SLHC) са повећаном луминозношћу од $L=10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ при којој се очекује прикупљање података од 1 ab^{-1} (⁹) интегрисане луминозности годишње [42-44].

Протон-антипротон колајдер Теватрон у Фермилабу ради са доступном енергијом од $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ у систему центра маса. Експерименти CDF и D0 су у периоду тзв. RUN I ($\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$) експлоатације прикупили податке који одговарају интегрисаној луминозности $\int Ldt \sim 200 \text{ pb}^{-1}$. Реконструкцијом Главног убризгача (booster-a) омогућено је да се луминозност по јединици времена повећа. Очекује се да се 5 fb^{-1} података сакупи током тзв. RUN II периода, са могућношћу достизања 10 fb^{-1} до краја декаде [45].

1.1.6.1. Ишчекивања открића на ЛНС-у и Теватрону

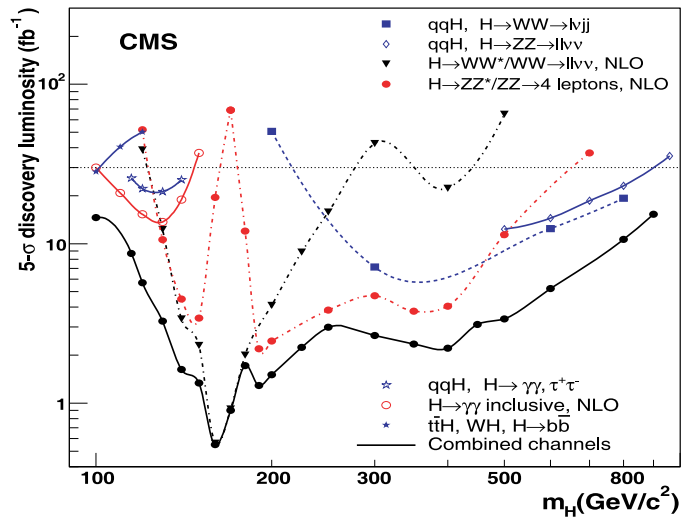
Интегрисана луминозност која је неопходна да би се достигло откриће са интензитетом сигнала од 5σ у разним детекционим каналима експеримента CMS на ЛНС-у, приказана је на слици 1.10. Овде је укључена фузија векторских бозона са свим релевантним распадима Хигс бозона: $H \rightarrow \gamma\gamma, \tau\tau, WW^{(*)}, ZZ^{(*)}$. Као што се може видети, при минималној луминозности од 10 fb^{-1} , потребно је да се покрију интервали од масе Хигс бозона, $M_H \sim 115 \text{ GeV}$ до региона тешких маса од $M_H \sim 800 \text{ GeV}$ када се комбинују сви канали.

Одатле следи да је за регистровање Хигс бозона (СМ) открити на ЛНС-у неопходно да се прикупи интегрисана луминозност: $\int Ldt = 30 \text{ fb}^{-1}$, уз планиране перформансе детектора.

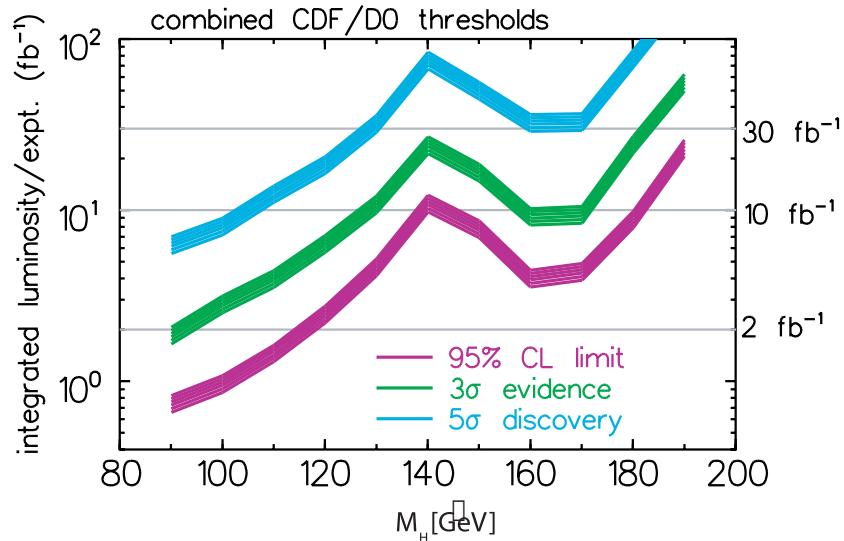
Потребне луминозности да се открије или искључи постојање Хигс бозона (СМ) на Теватрону, у зависности од M_H , приказане су на слици 1.11[6]. Са луминозношћу од 10 fb^{-1} по експерименту, 3σ назнака постојања Хигс бозона се може постићи за масе $M_H < 125 \text{ GeV}$, а непостојање сигнала са 95% нивоом поверења може

⁹ a (ato) = 10^{-15} .

да се одреди до маса реда 180 GeV. Међутим, по експерименту је потребно 30fb^{-1} како би се дошло до 5σ открића за масу Хигса од $M_H \sim 130\text{ GeV}$, нешто изнад LEP2 ограничења. Ове велике луминозности неће бити достигнуте током RUN II на Теватрону.



Слика 1.10.: Интегрисана луминозност потребна CMS-у да би се открио Хигс бозон са сигналом интензитета 5σ за разне детекционе канале у функцији од M_H [6].



Слика 1.11. Интегрисана луминозност потребна по експерименту на Теватрону да би се искључило постојање Хигс бозона са 95% [CL] или потврдило са 3σ или 5σ тачношћу [6].

1.1.7. Физика на LHC-у

Велики Хадронски Колајдер (LHC) је јединствени инструмент за истраживања у Физици високих енергија. Овај акцелераторски комплекс који обезбеђује у сударима снопова протона највећу доступну енергију у лабораторијским условима, предвиђен је за експлоатацију у наредном периоду од десет, а вероватно и више година [46]. У синхротронском прстену, обима 27 km, сударају се два снопа протона енергије од по 7 TeV (у систему центра маса доступна енергија је $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$). Судари се дешавају на четири места, на којима су саграђена четири комплексна детектора. Детектор CMS је један од два детектора опште намене око којег је окупљена истоимена међународна колаборација од преко 2500 физичара и специјалиста [47-49]. Очекује се да подаци које ће дати CMS омогућити боље разумевање механизма нарушења симетрије електрослабих интеракција и понудити доказе за постојање физике изван Стандардног Модела. Детектор CMS је инструмент предвиђен за прецизна мерења параметара Стандардног Модела, првенствено као резултат велике учестаности догађаја, као што је то представљено за неке процесе у табели 1.3. за луминозност од $L = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Истовремено, LHC ће бити и произвођач Z бозона, W бозона, b кваркова, t кваркова па чак и Хигс и SUSY честице („счестице“), ако ове честице имају масе унутар TeV скале.

Процес	Догађаја/s	Догађаја/години
$W \rightarrow e\nu$	40	$4 \cdot 10^8$
$Z \rightarrow e\bar{e}$	4	$4 \cdot 10^7$
$t\bar{t}$	1.6	$1.6 \cdot 10^7$
$b\bar{b}$	10^6	10^{13}
Хигс($m=120\text{GeV}$)	0.08	$8 \cdot 10^5$
QCD млазеви $P_T > 200\text{GeV}$	10^2	10^9

Табела 1.3.: Процена учестаности догађаја за неке физичке процесе при луминозности на LHC-у од $L = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. За ову табелу годишњи еквивалент је $\int L dt = 20 \text{fb}^{-1}$.

Основне особине детектора CMS су да је он цилиндричне форме, 21 m дуг, дијаметра 15 m и масе од 12,500 тона. Он садржи велики суперпроводни соленоид дужине 13 m и дијаметра 6 m са високим интензитетом магнетског поља од 4T. Компактни дизајн детектора CMS омогућава да унутар соленоида буду смештени Електромагнетски калориметар (ECAL), као и детектор трагова са пиксел детектором (Tracker). Детектор CMS чине још Хадронски калориметар (HCAL) и Мионске коморе (Muon stations).

Током припреме CMS експеримента укупно је у потпуности изучено 11 анализа, од којих је нама најважнија анализа канала распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$). Сва ова изучавања базирана су на детаљним Geant4 симулацијама CMS детектора, реконструкцији података и детаљној анализи систематских грешака.

Анализа канала распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$) покрива најпожељнији канал за његово откриће у опсегу лаких маса. Анализа такође покрива и изучавање могућности прецизних мерења масе Хигс бозона на LHC-у. Овај канал је био пресудна мотивација за дизајн CMS ECAL-а детектора, посебно при разматра-

њу потребне енергетске резолуције ECAL-а, јер се користи као референтни (базични) канал за оптимизацију ефикасности идентификације фотона, као и за оптимизацију чистоће фотонског сигнала. Новитети у овом каналу су увођење нових статистичких техника које користе кинематику догађаја и развој алгоритама селекције догађаја базираних на коришћењу Неуронских мрежа.

Анализа канала: $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$ покрива идентификацију и оптимизацију селекције електрона. Посебно се изучава класификација електронских кандидата према критеријуму квалитета који зависи од њиховог проласка кроз материјал детектора трагова (Tracker). Такође се квантификује утицај овог критеријума у односу на трагање за Хигс бозоном.

Исти процес се изучава и у мионском каналу распада: $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$. Ово је један од најчистијих потенцијалних канала за откриће Хигс бозона са масом до 600 GeV.

Канал: $H \rightarrow WW \rightarrow 2\mu 2\nu$ је од посебног значаја ако је маса Хигс бозона у близини 165 GeV, а такође представља и мионски референтни канал. Идентификација "двомионског" сигнала у овом каналу, са довољном поузданошћу се сматра посебним истраживачким изазовом. После реконструкције и селекције, статистика догађаја је довољно велика за рано откривање, чак и са интегрисаном луминозношћу до 1fb^{-1} , под условом да се систематске неодређености фона добро држе под контролом.

Продукција „новог“ градијентног бозона са масом у TeV опсегу је једно од могућих раних открића на LHC-у. Чисто финално стање за распада на два лептона великог трансферзалног импулса, води према чистом детектибилном сигналу у детектору CMS. Канал: $Z' \rightarrow \mu\mu$ одабран је као референтни канал за изучавање миона са трансферзалним импулсом у опсегу TeV.

При сударима на LHC-у млазеви хадрона ће бити најприсутнији. Анализа ди-млазева као и њихова инваријантна маса, такође су детаљно изучени на CMS-у.

Одређивање недостајућег трансверзалног импулса при сударима у хадронском сударачу је изазовно, јер је веома осетљиво на детекторске неефикасности, на погрешна мерења, на фон (као што су хало миони или космички миони), и на шум инструмената. С друге стране, недостајући трансверзни импулс је вероватно најзначајнија особина за нову физику са продукцијама - слабо интерагујућим честицама, као што је неутралино предвиђен теоријом Суперсиметрије (SUSY). Референтни (лаки) канал mSUGRA¹⁰ SUSY изабран је за развој комплетне анализе. Развијене су технике за калибрацију недостајуће трансферзалне енергије са познатим процесима Стандардног модела. Овакав (лаки) SUSY сценарио би могао да се детектује са 0.1fb^{-1} података уз услов доброг познавања детектора и "добром" контролом фона.

Канал: $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ је изабран као представник B_s физике. Овај канал дозвољава изучавање могућности детектора CMS за идентификацију и селекцију потпуно реконструисаног распада B_s који представља значајан изазов због његовог релативно малог импулса и великог фона.

Процеси асоциране продукције Хигс бозона са топ кварком (t) и са распадом Хигс бозона на парове кваркова $b\bar{b}$, без сумње су један од најизазовнијих канала изучаваних на CMS-у. Физички интерес је велики, јер овај канал омогућава прис-

¹⁰ mSUGRA (minimal SUper GRAvity): Минимална Супер гравитациона теорија.

туп мерењима распада Хигс бозона на b кваркове, а одатле, и приступ изучавању Yukawa спрезања Хигс бозона и b кварка. Инклузивни канал $H \rightarrow b\bar{b}$ се не узима у обзир због великог QCD ($b\bar{b}$) фона. Анализе користе технике за идентификацију b кваркова и калибрационе методе за реконструкцију t кварка из догађаја код којих се јавља већи број млазева (jet-ова). Резултати показују да ће ово бити изазовно мерење чак и са највишом луминозношћу у првој фази рада LHC-а.

Коначно, референтни канал за сударе тешких јона је такође изучен. „Кварконија“ ($J/\psi, Y$) се реконструише и мери посредством распада на два миона. Посебан интерес и изазов је ефикасна идентификација трагова у условима од 2000 до чак 5000 трагова по јединици рапидности (η). Анализа показује да је детекција Кварконије могућа са добром ефикасношћу и води ка прихватљивој статистици догађаја за детаљне студије „топљења” ових резонанци у "топлом" густом региону [46].

1.1.7.1 Физика на детектору CMS

Физика на CMS-у дели се на три дела: процеси Стандардног Модела (SM), потрага за Хигс бозоном и изучавање ефеката који би били индикација физике изван SM.

Код процеса унутар SM подразумевамо изучавање јаких интеракција, физику топ кварка и физику електрослабих интеракција. Код продукције хадронских млазева битно је да се сагледају особине инклузивних млазева. Позадински догађаји (underlying events) су још увек енигматични, и развијене су процедуре које ће их боље дефинисати са појавом првих судара на LHC-у. Тешки B -хадрони ће бити масовно произведени на LHC-у уз инклузивну продукцију B_d и B_s бозона. На LHC-у ће се производити приближно један t кварк у секунди, а тако велики број топ кваркова омогућиће детаљно изучавање особина ове честице као што су: његова маса, видови распада, затим спинске особине, производња млазева од парова топ кваркова, уз изучавање ефеката који би могли да буду индикација постојања неке нове физике.

Један од главних задатака LHC-а је да се открије како долази до нарушења симетрије електрослабих интеракција. Одатле је трагање за Хигс бозоном највећи задатак овог експеримента. Изучавање начина открића Хигс бозона урађено је према предвиђању SM и MSSM (Minimal Super Symetric Standard Model) у целокупном масеном региону, почевши од доњег лимита енергија које су биле доступне на LEP-у. У процену интегрисане луминозности потребне за 5σ откриће, укључена су детаљна систематска изучавања. У великом делу опсега маса Хигс бозона, откриће је могуће са неколико fb^{-1} , али за масени регион од највећег интереса, испод 130 GeV, биће потребно неколико десетина 10fb^{-1} [6].

С обзиром да ће LHC омогућити процесе на енергијама изнад 1 TeV, важан део програма CMS-а биће потрага за новом физиком. Ако постоје „лаке“ супер-симетричне честице, њихова детекција ће бити доступна на LHC-у. Развијене су стратегије које би требало да искористе потенцијал LHC-а за открића бирањем већег броја референтних канала који се базирају на разним могућим особинама догађаја. Унутар опсега за открића LHC-а налазе се и сценарији са претпостављеним екстра-димензијама, а нови векторски бозони великих маса анализираће се кориш-

ћењем неколико различитих експерименталних сигнала. Алтернативне карактеристике догађаја које би довеле до открића као што су техниколор, контактне интеракције, тешки Мајорана неутрино, тешки топ кварк у Моделу лаког Хигс бозона и топ кварк истог знака (same sign top quarks), су такође анализирани.

1.1.7.2. Потрага за Хигс бозоном на LHC-у и CMS-у

Потрага за Хигс бозоном се дели у три интервала енергија. Сваки интервал енергија карактерише неколико карактеристичних канала распада. За сваки интервал се развијају оптимизације за добијање што бољег (сигнификантнијег) сигнала Хигс бозона, односно сигнала са бољом масеном резолуцијом.

Интермедијарни интервал маса ($m_z < M_H < 2m_z$)

Биће тешко да се Хигс бозон детектује у интервалу испод енергетског услова за распад $H \rightarrow ZZ$ и изнад лимита постављеног на LEP2. Очигледан пут за детекцију Хигса би био доминантни канал $H \rightarrow b\bar{b}$ канал. Ови кваркови се фрагментују у млазеве (“jet-ове”) и тако постају догађаји са малом учестаношћу у односу на иредуцибилне дво-млазевске догађаје истих карактеристика. Такође, не постоји ништа карактеристично код ових догађаја како би дошло до разликовања од осталих догађаја, као што су на пример лептони високог трансверзалног импулса или млазеви високих енергија. Зато се при трагању за Хигс бозоном прелази на посматрање неких од ретких (егзотичних) распада или на асоцијативне продукције Хигс бозона.

Овакав редак распад је и $H \rightarrow \gamma\gamma$. Индикацију интересантног догађаја представља појава два изолована електромагнетска кластера (два фотонска кандидата). Иако је фактор гранања за овај распад веома мали (10^{-3}), повољна особина је јасан сигнал два фотона. Фон овог распада је доста мањи него у каналу распада: $H \rightarrow b\bar{b}$. Најзначајнији фон $H \rightarrow \gamma\gamma$ канала долази од млазева чији се један део идентификује као фотон.

Други начин детектовања Хигс бозона, у делу овог интервала према вишим енергијама око 130 GeV (у коме се фактор гранања на распаде градијентних бозона W и Z значајно повећава), је да бар један од (Z) бозона има масу мању од предвиђене при распаду (виртуелан бозон). Очигледан пример је: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, где се услов за масу може поставити на један пар, док би други имао инваријантну масу испод M_Z . Главни иредуцибилни фон за овај распад су директни производи ZZ^* и $Z\gamma^*$ са распадима на по четири лептона¹¹.

У оба наведена случаја је неопходна добра масена резолуција како би се постигло ефикасно редуковање континуалног фона сигнала.

¹¹ Z^* је виртуелни Z бозон са масом мањом од масе Z бозона, а γ^* виртуелни фотон).

Интервал маса тежег Хигс бозона ($2M_Z < M_H < 650 \text{ GeV}$)

У случају да Хигс бозон према Стандардном моделу има масу већу од две масе Z бозона, могуће је да буде откривен кроз канал: $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. Овај распад се назива “златни канал” за детекцију Хигс бозона. Како парови маса имају енергије које одговарају M_Z , ово ће омогућити већу редукцију фона. Главни иредуцибилни фон је директна ZZ продукција, али захтев да бар један од два Z бозона има трансверзални импулс изнад половине масе Хигс бозона, значајно ће смањити овај фон.

Тешки Хигс бозон

Са фиксном доступном енергијом за сударе на ЛНС-у, ефикасни пресек за продукцију опада са порастом масе Хигс бозона. У овом случају, вероватноћа канала распада на четири лептона опада. Како су тада значајни само распади на векторске бозоне, остаје могућност идентификације Хигс бозона када се бар један векторски бозон распада на неутрина и хадронске млазеве. На пример, канал: $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu jj$ има фактор гранања од 30%, односно постоји 50 пута већи број распада на овај начин, него распад на четири лептона. Међутим, фон од директних Wj и $t\bar{t}$ је велики и може да се редукује само ако се задрже догађаји које карактерише појава млазева у предњем, затварачком делу детектора.

Непостојање Хигс бозона

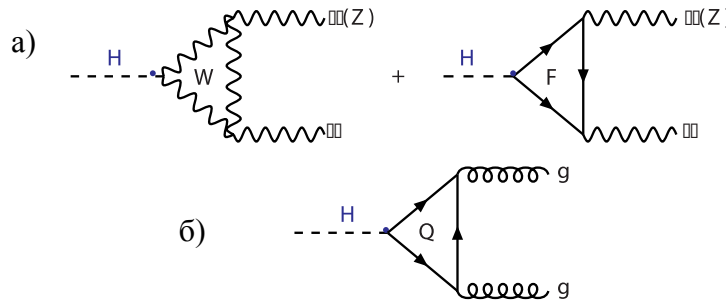
Коначно, треба поменути и сценарио који не предвиђа постојање Хигс бозона. Ово неће бити у контрадикцији са експерименталним резултатима. Неке теорије, међу њима, на пример техниколор модели, објашњавају овакве резултате [7].

1.1.8. Двофотонски канал распада Хигс бозона према СМ

Хигс бозон се распада у парове масивних честица, а кроз дијаграме са петљама распада се и у парове глуона и фотона. Ово чини поље физике Хигс бозона великим. После откривања Хигс бозона, биће неопходно да се детектују распада у више канала да би се проверило да ли јачине спрезања зависе од масе онако како то СМ предвиђа.

Фактори гранања (ФГ) су приказани раније на слици 1.3. и сада у табели 1.4. Јасно је да се фактори гранања значајно мењају дуж опсега маса. Због тога је потребно да се развију разне стратегије за идентификацију Хигс бозона зависно од његове масе. Ми ћемо се углавном бавити разматрањем распада Хигс бозона на два фотона, док ће неки други канали распада бити само поменути.

Да би објаснили распад Хигс бозона на два фотона треба напоменути да су фотони (као и глуони) честице без масе и не спрежу се са Хигс бозоном директно. Међутим, Hgg и $H\gamma\gamma$ вертекси, као и $HZ\gamma$ спрезања, могу да се генеришу на квантном нивоу са петљама које укључују масивне честице, а које се спрежу са Хигс бозоном. Спрезања $H\gamma\gamma$ и $HZ\gamma$ појављују се са петљама W и наелектрисаних фермиона, док се код Hgg спрезања јављају петље кваркова (слика 1.12).



Слика 1.12: Распади Хигс бозона индуковани петљом на а) два фотона ($Z\gamma$) и б) два глуона.

M_H	115GeV/c ²	120GeV/c ²	130GeV/c ²	140GeV/c ²	150GeV/c ²
$\sigma(gg$ фузија)	39.2pb	36.4pb	31.6pb	27.7pb	24.5pb
$\sigma(WVB$ фузија)	4.7pb	4.5pb	4.1pb	3.8pb	3.6pb
$\sigma(WH,ZH,ttH)$	3.8pb	3.3pb	2.6pb	2.1pb	1.7pb
Укупно σ	47.6pb	44.2pb	38.3pb	33.6pb	29.7pb
ФГ($H \rightarrow \gamma\gamma$)	000208	000220	000224	000195	000140
Инклуз. $\sigma \times$ ФГ	99.3fb	97.5fb	86.0fb	65.5fb	41.5fb

Табела 1.4.: Ефикасни пресеци (NLO) за продукцију Хигс бозона и ФГ за распад $H \rightarrow \gamma\gamma$ [46].

Израчунавање матричних елемената за дво-фотонски распад је прилично компликовано. Крајњи резултат за квадрате матричних елемената гласи [50]:

$$|M|^2 = \frac{g^2 m_H^4}{32\pi^2 m_W^2} \left| \sum_i \alpha N_c e_i^2 F_i \right|^2, \quad (1.35)$$

са сумом по свим скаларима, фермионима и бозонима у петљи са наектрисањем e_i и фактором боје N_c (3 за кваркове, 1 за остале). Фактор F је дат са:

$$\begin{aligned} F_{boson} &= 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau), \\ F_{fermion} &= -2\tau(1 + (1 - \tau)f(\tau)) \quad \text{и} \\ F_{skalar} &= \tau(1 - \tau \cdot f(\tau)), \end{aligned} \quad (1.36)$$

где је $f(\tau)$:

$$f(\tau) = \begin{cases} \tau \geq 1 & [\sin^{-1}(\sqrt{1/\tau})]^2 \\ \tau < 1 & -\frac{1}{4}[\log\left(\frac{1 + \sqrt{1 - \tau}}{1 - \sqrt{1 - \tau}}\right) - i\pi]^2, \end{cases} \quad (1.37)$$

и

$$\tau = \left(\frac{2m_i}{m_H}\right)^2. \quad (1.38)$$

Члан $F_{fermioni}$ нестаје за мало τ , што је случај код лаких кваркова и лептона. Једини фермион које се не занемарује је t кварк. За бозоне се петља састоји само од наелектрисаног W бозона.

За ширину канала $H \rightarrow \gamma\gamma$ се добија:

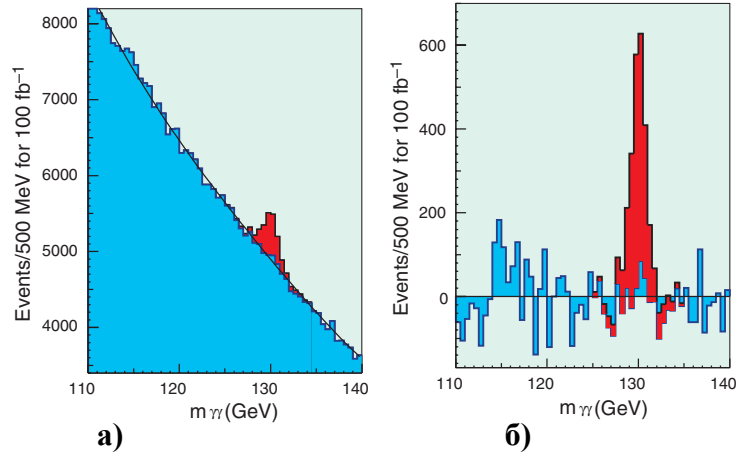
$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 g^2 m_H^3}{1024 \pi^3 m_W^2} \left| \sum_i N_c e_i^2 F_i \right|^2, \quad (139)$$

који, због много веће ширине распада $H \rightarrow b\bar{b}$, даје мали фактор гранања испод 0.3%, што представља изазов за открића Хигс бозона у овом каналу.

Особина која карактерише овај канал су постојање два изолована фотона са високом трансверзалном енергијом. Канал распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ може да се добро експериментално идентификује, али му је учестаност сигнала мала у поређењу са фоном који долази од догађаја са два промптна фотона (иредуцибилни фон) и од оних сигнала код којих један или више фотона долазе од погрешног идентификовања из хадронског млаза као изолованог фотона (редуцибилни фон). Одавно је постало јасно да $H \rightarrow \gamma\gamma$ канал може да буде детектован као оштар пик на великом, али монотонном фону. Величина фона у региону од интереса може да се одреди помоћу фитовања подручја ван региона очекиваног пика. После селекције догађаја, за интегрисану луминозност од 20 fb^{-1} и за масу Хигс бозона од 120 GeV , очекујемо од прилике 350 сигналних догађаја у масеном прозору од 2 GeV у односу на 7000 догађаја фона.

Постоје две комплементарне инклузивне анализе за $H \rightarrow \gamma\gamma$ канал: стандардна анализа базирана на одсецањима сигнала и друга, детаљно описана у другој глави, високо перформантна, која је базирана на методима описаним у [51,52]. Обе анализе су урађене на основу садашњег познавања очекиваног фона процењених де-

текторским симулацијама. Изучавања би требало да се концентришу у првим годинама рада ЛНС-а да користе симулиране догађаје са позадинским догађајима које одговарају луминозности од $L=2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Укратко, откриће ће се базирати на сазнању да се дистрибуција инваријантне масе за дво-фотонске распада споро мења у интервалу енергија од 80 до 130 GeV. Хигс бозон би требало да буде регистрован као мала избочина на добро калибрисаном фону (слика 1.13а).



Слика 1.13: Очекивани сигнал канала распада: $H \rightarrow \gamma\gamma$ за масу Хигса $M_H=130 \text{ GeV}$ при интегралној луминозности од $\int L dt=100 \text{ fb}^{-1}$, односно после три године сакупљања података при високој луминозности CMS-а. Лево, спектар тоталне дво-фотонске масе а) и десно, изглед сигнала после уклањања калибрисаног дво-фотонског фона б) [4].

Тако се мерење учестаности догађаја проширује и на „траке“ инваријантне двофотонске масе лево и десно од пика сигнала Хигс бозона (слика 1.13а). Ове информације се користе ради бољег разликовања фона и сигнала Хигс бозона. То је добра техника за $H \rightarrow \gamma\gamma$ канал, јер је сигнал мали и може да се сузи на релативно узак масени регион захваљујући одличној резолуцији CMS детектора (посебно његовог Електромагнетског калориметра - ECAL) за мерења енергије и позиције фотона [54].

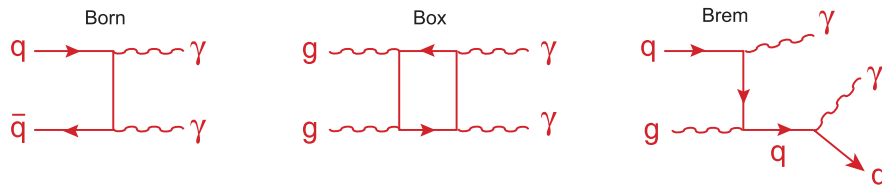
Даље, значајан допринос дискриминацији фона може да се постигне коришћењем метода изолације фотона и коришћењем кинематичких информација. Оптимизована анализа канала $H \rightarrow \gamma\gamma$ користи ове информације како би се извршила сепарација сигнала и фона упоређујући податке у масеним регионима у близини масеног региона Хигс бозона са сигналом Хигс бозона добијеног Монте Карло симулацијама. За сада, у анализи се користе Вештачке неуронске мреже, али је могуће да се „likelihood“ варијабле или друге технике покажу бољим. Анализа ће се побољшати када буду доступни прави резултати фона добијени у мерењима, који ће заменити симулирани фон.

Да би се разумела студија метода Оптимизоване анализе канала $H \rightarrow \gamma\gamma$, потребно је добро познавање и симулација догађаја у детектору CMS. За примарна мерења енергије и позиције фотона користи се ECAL. Детектор трагова (Tracker) се користи за одређивање изолованости фотона. Како ће карактеристике фона да буду одређене из првих експерименталних података, сигнал мора да буде добро

симулиран да би могла да се спроведе оптимизована анализа. Ово захтева детаљно разумевање перформанси детектора, као и његову добру калибрацију.

1.1.8.2 Фон двофотонског канала распада Хигс бозона према СМ

Фон двофотонског канала распада Хигс бозона (СМ) који долази од догађаја при детекцији два промтна фотона велике трансферзалне енергије, назива се „иредуцибилан фон“. Он носи назив „иредуцибилан“ иако се такође смањује, с обзиром да постоје кинематичке разлике у односу на сигналне процесе у којима се производе честице велике масе. Два фотона могу бити произведена при судару два глюона у иницијалном стању кроз „box“ дијаграм или од иницијалне кварк и антикварк анихилације – “born” дијаграм (слика 1.14.). Такође, постоји могућност детектовања два фотона из догађаја код расејања кваркова (слика 1.14).



Слика 1.14. Фајнманови дијаграми иредуцибилног фона у каналу $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Део хадронског млаза	Удео у догађајима [%]
један $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	59
више $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	14
$\eta, \eta' \rightarrow \gamma\gamma, \omega \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$	6
расејање кваркова	12
промтни фотони	4
електрони из b, W, Z распада	4
Остало	1

Табела 1.5. Део из хадронских млазева који се идентификује као фотон и њихов удео у укупном идентификовању „лажних“ фотона [46].

Фон код кога се најмање један хадронски млаз (jet) у финалном стању идентификује као фотон назива се „иредуцибилни фон“ и доста га је теже симулирати, јер се у хадронским интеракцијама млазеви у огромном броју производе на ЛНС-у, тако да Монте Карло узорак који одговара 10fb^{-1} постаје велики да би се симулирао. Селекције на нивоу генератора се користе како би били у могућности да одаберемо догађаје са вишеструким хадронским млазевима, као и догађаје са једним фотоном и једним хадронским млазем који доприносе фону канала $H \rightarrow \gamma\gamma$. На овај начин одстрањујемо догађаје који имају незнатну шансу да допринесу фону у финалној анализи. У табели 1.5 приказане су честице које могу да се идентификују као фотони сигнала канала: $H \rightarrow \gamma\gamma$ и њихов удео у иредуцибилном фону.

Узорак догађаја који садрже један фотон и један хадронски млаз, могу да се представе као да долазе од различитих извора: један је да се други фотон израчи из млаза тако да постоје два промтна фотона, или да у коначном стању имамо један промтни фотон и други фотонски кандидат који одговара погрешно идентифико-

ваном млазу или изолованом неутралном пиону (π^0) – један промптни и један лажни фотон. Ова два процеса се одвајају коришћењем информације са генераторског нивоа (табела 1.6). Такође, примењују се и други К-фактори.

Пре-селекција догађаја γ +млаз који доприносе фону канала: $H \rightarrow \gamma\gamma$ се релативно једноставно имплементира на генераторском нивоу. Код симулације процеса $pp \rightarrow$ млазеви, ужа селекција одсецањима („cut“ техника) на честичном генераторском нивоу је пажљиво развијена и изучена. Прво се идентификују групе честица – пред-кандидата које могу да формирају фотонске кандидате. Одсецање се примењује на трансферзалној енергији два пред-кандидата и на њиховој инваријантној маси, и ово укључује процену на доњи и горњи лимит енергије фотонских кандидата који могу да се реконструишу. Такође се врши процена степена изолације резултујућег фотонског кандидата.

Са оваквом селекцијом може да се добије редукција $pp \rightarrow$ млаз догађаја који су генерисани PUTHIA-ом и који имају трансферзални импулс продуката већи од 30 GeV, за фактор око 41000 са процењеном неефикасношћу од 14% [46]. Неефикасност после последње селекције у анализи процењена је коришћењем слободније пре-селекције сличне оној коришћеној при симулацији за $pp \rightarrow \gamma$ +млаз. Догађаји одбачени при пре-селекцији имају доста фотона са знатно нижом трансферзалном енергијом, који нису веома битни за финалну анализу.

Табела 1.6. показује Монте Карло догађаје који се користе у анализама. Сви се догађаји генеришу коришћењем генератора PUTHIA, симулирају се програмима базираним на GEANT-у: CMSIM или OSCAR и реконструишу коришћењем ORCA-е. Данас се ови кораци спроводе у генералном програмском пакету CMSSW¹². Догађајима јаким интеракција додају се позадински догађаји (хадронски млазеви малог трансферзалног импулса) са претпостављеном луминозношћу од $L=2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Процес	P_T (GeV)	M_H (GeV)	σ (pb)	Преселекција σ (pb)	Број догађаја [k]	Интегрисана луминозност (fb ⁻¹)
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (gg фузија)	-	120	-	-	181	-
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (WB фузија)	-	120	-	-	193	-
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (gg фузија)	-	115-150	-	-	20	-
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (WB фузија)	-	115-150	-	-	20	-
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (WH,ZH,ttH)	-	115-150	-	-	20	-
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (born)	>25	-	82	44	920	30
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (box)	>25	-	82	31	669	20
$pp \rightarrow \gamma$ +млаз	>30	-	5×10^4	2.5×10^3	5500	2.2
$pp \rightarrow$ млазеви	>50	-	2.8×10^7	4.7×10^3	4500	1.0
Drell-Yan ee	-	-	4×10^3	4×10^3	460	0.1

Табела 1.6.: Монте Карло скупови догађаја коришћени у $H \rightarrow \gamma\gamma$ анализи са LO ефикасним пресецима из PUTHIA-е и укупни и тотални ефикасни пресек који одговара интегрисаној луминозности анализираног узорка.

¹² CMS Software - програмски пакет за симулацију и реконструкцију догађаја детектора CMS.

K-фактори који се узимају у обзир, укључују очекиване разлике између најнижег реда (LO - Leading Order) ефикасних пресека генерисаних PUTHIA-ом и следећег реда (NLO - Next to the Leading Order) ефикасних пресека за процесе који улазе у фон. K-фактори ($K=NLO/LO$) који се користе налазе се у табели 1.7 са процењеном грешком од 20-30%.

Процес	K
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (born)	1.5
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (box)	1.2
$pp \rightarrow \gamma + \text{млаз}$ (2 помптни)	1.72
$pp \rightarrow \gamma + \text{млаз}$ (1 помптни + 1 лажни)	1
$pp \rightarrow \text{млазеви}$	1

Табела 1.7.: K-фактори примењени на ефикасне пресеке за догађаје фона генерисаним програмом PUTHIA.

1.1.8.3. Сумирање двофотонског канала распада Хигс бозона (SM)

Двофотонски канал распада Хигс бозона према SM је канал који би највише могао да допринесе детекцији Хигс бозона на енергијама у интервалу од 110 GeV до 150 GeV. Сигнал два изолована фотона овог канала је уочљив, а његов редуцибилни и иредуцибилни дво-фотонски фон је, иако много већи од сигнала, споро променљив у зависности од дво-фотонске масе што омогућава идентификацију сигнала.

Основни захтеви за детекцију Хигс бозона у овом опсегу су добра масена резолуција, са циљем да се добије оштар масени пик сигнала Хигс бозона, као и ефикасна редуција π^0 сигнала из QCD млазева. Експериментална ограничења постављена на масу Хигс бозона (SM) су “доње” ограничење са LEP-а од 114.4 GeV [3] и “горње” од 180 GeV са Теватрона [6]. Ови експериментални лимити су потврда раније постојећих лимита добијених теоријским предвиђањима заснованим на високо прецизним мерењима маса електрослабих честица. Треба напоменути да су при дизајнирању и изградњи LHC-а коришћени теоријски лимити.

1.2. Велики хадронски сударач – LHC

Велики хадронски сударач (Large Hadron Collider - LHC) је сударач нове генерације. Изграђен је у 27 км дугом тунелу у CERN-у (Европском центру за нуклеарна истраживања) у којем је претходно био смештен електронски синхротрон LEP (Велики сударач електрона и позитрона). У синхротронском прстену LHC-а убрзавају се два снопа протона у супротним смеровима са максималним енергијама од по 7 TeV. Снопови протона се доводе у стање судара на четири места где су конструисана и четири детектора при укупној енергији од 14 TeV у систему Ц.М. Овај највећи синхротрон на свету, за креацију и почетно убрзање протонског снопа користи постојеће акцелераторске системе које је користио и његов претходник, електронски синхротрон - LEP.

Главни циљеви LHC-а ће бити изучавање природе нарушења симетрије електрослабог поља, а тиме и потрага за Хигс бозоном, као и откриће нових честица. Од укупно четири, дизајнирана су два вишенаменска експеримента: CMS и ATLAS који могу да изучавају сударе протона и тешких јона (Pb) на LHC-у. Да би се побољшале особине излазних сигнала ових детектора, користе се разне оптимизације при идентификовању битних физичких особина већине значајних процеса који ће се одвијати при максималној луминозности и максималној доступној енергији у сударима снопова протона на LHC-у.

Теорија електрослабих интеракција је доживела велики успех предвиђајући коначно откриће векторских (градијентних) бозона W^\pm и Z^0 . Ова теорија каже да није довољно да постоје само четири векторска бозона одговорна за пренос интеракција, јер би тада ове честице биле без масе. Према истој теорији, векторски бозони добијају масу увођењем скаларног дублета у теорију електро-слабог поља, чиме се нарушава симетрија ова четири векторска бозона. Придружујући сваком фермиону спрезање са овим скаларним пољем у мери пропорционалној маси честице, отвара се могућност да се уз ово скаларно поље опишу масе свих познатих честица. Са постојањем оваквог скаларног, Хигсовог поља, постоји и скаларна честица Хигс бозон која ће бити, ако се открије, снажна потврда овој теорији креације масе. Имајући у виду енергију на располагању, постоји реална могућност његовог регистровања на LHC-у.

Поред Стандардног Модела који данас може да представља неку врсту минималног модела, постоје многи други модели из домена суперсиметричних теорија који предвиђају откриће и скупа нових честица у опсегу енергија LHC-а.

Ефикасни пресеци за “нову” физику доступну на LHC-у су приказани на слици 1.15. Треба запазити разлику тоталног нееластичног ефикасног пресека и ефикасног пресека за физичке процесе, као што је, на пример, продукција Хигс бозона.

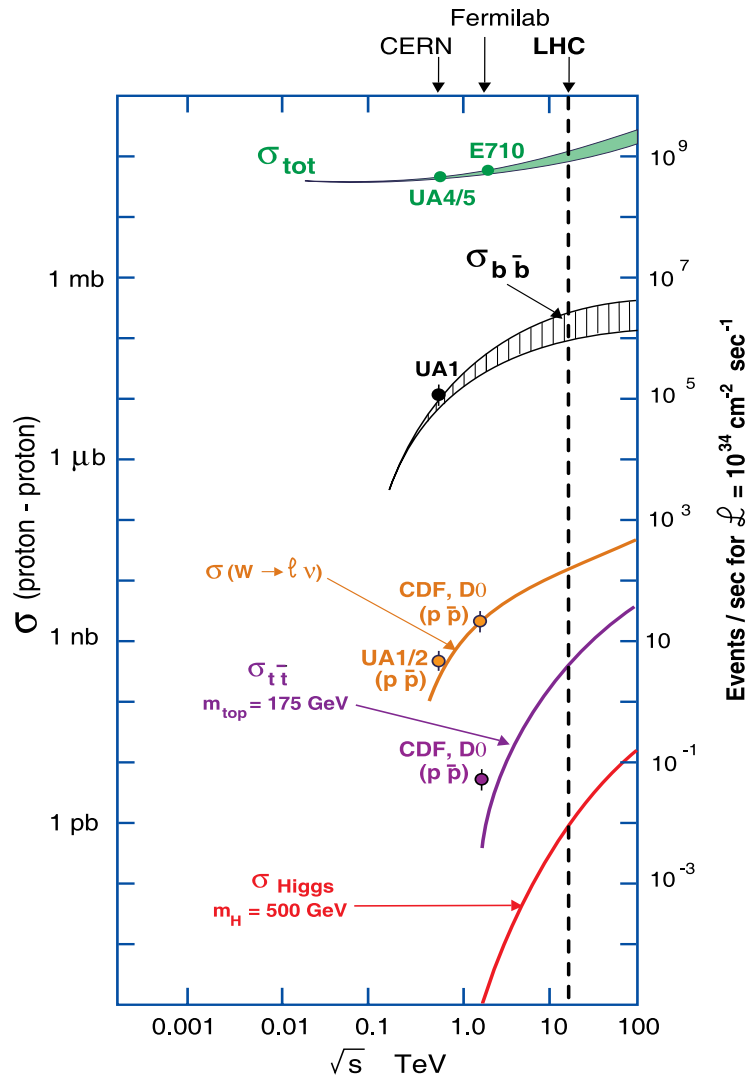
Са ограниченом енергијом снопа, други начин за повећање броја појављивања жељених догађаја је повећање луминозности. Брзина појављивања неког догађаја при одређеној реакцији представља се као:

$$n = \sigma \cdot L, \quad (1.40)$$

где је L луминозност, а σ ефикасни пресек за дати процес. Луминозност зависи од параметара сударача и за неки сударач је дата изразом [55]:

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{N_1 N_2 f}{\sigma_1 \sigma_2}, \quad (1.41)$$

где су N_1 и N_2 број протона у сударајућим банчевима (сноп у LHC-у се дели на 2808 просторно одвојених скупова протона - банчева), σ_1 и σ_2 су трансверзалне димензије снопова (банчева) у интеракционој тачки и f је фреквенца судара. Удаљеност банчева је лимитирана захтевом да не долази до додатних интеракција у интеракционом региону, осим у центру. Време између пресецања банчева на LHC-у ће бити 25 ns, што одговара просторном размаку од 7.5 m. Биће попуњено 2808 од укупно 3564 места за банчеве. Једини начин за повећање луминозности је повећање броја протона у банчу, што је лимитирано ЕМ интеракцијама протона унутар банчева.



Слика 1.15: Очекивани пресеци у функцији доступне енергије у систему центра маса за p - p сударе [55].

Максимална дизајнирана луминозност ће бити близу $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, али ће због стабилности максимум бити постављен на вредност тзв. “високе” луминозности од $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Предвиђено је да ЛНС првих година експлоатације ради на “ниској” луминозности од $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, да би луминозност расла ка “високој” вредности.

Брзина појављивања неког догађаја (процеса) за дату луминозност се може видети на слици 1.15, са десне стране графикана.

Број догађаја који се региструју за дати физички процес је [55]:

$$n_{\text{obs}} = L \sigma B_r T \varepsilon, \quad (1.42)$$

где је T ефективно време рада машине, B_r фактор гранања датог канала распада и ε ефикасност за детекцију. Ефективно време рада ЛНС-а у току једне године би требало да буде $2.4 \times 10^7 \text{ s}$ (1 година = $3.2 \times 10^7 \text{ s}$). Интегрална луминозност $\int L dt$ на ЛНС-у за временски интервал од једне године ће износити 30 fb^{-1} , касније и по 100 fb^{-1} годишње, а за десет година очекује се да се укупно сакупи најмање 300 fb^{-1} .

Потреба за великом луминозношћу довела је до избора $p-p$ сударача. Иако $p - \bar{p}$ сударачи имају предност да могу да у истој вакуумској цеви убрзавају оба снопа у супротним правцима због наелектрисања супротног знака, производња снопа \bar{p} великог интензитета током година постаје скупља од изградње система за убрзавање два истоврсна снопа.

Број симултаних протон-протон нееластичних интеракција за свако пресецање банчева је дат Poisson-овом дистрибуцијом са средњом вредношћу од:

$$\langle n \rangle = \frac{L \sigma_{\text{neel}} t}{f}. \quad (1.43)$$

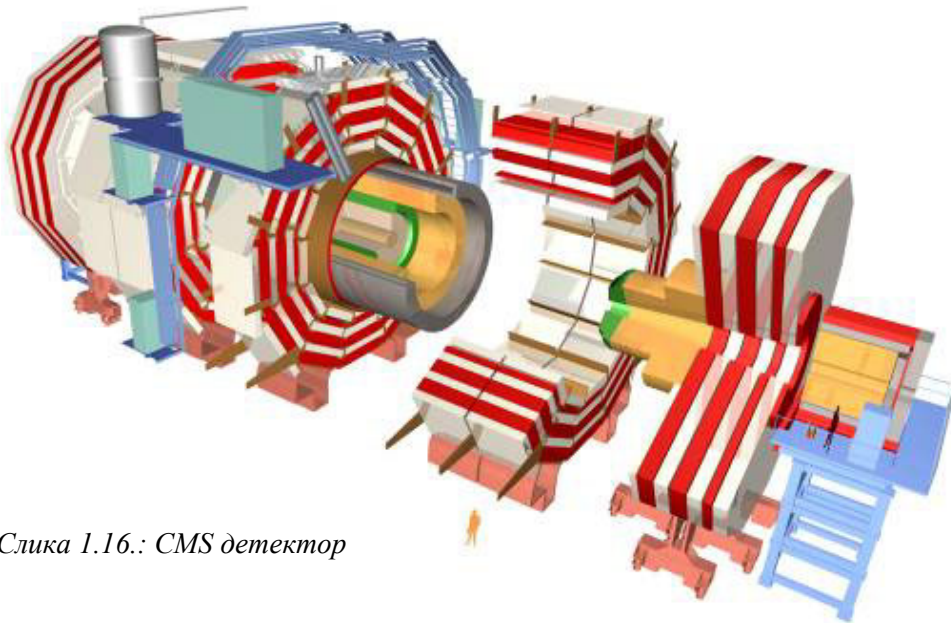
При великој луминозности ово даје средњу вредност од 22 симултане нееластичне интеракције за сваки догађај са очекиваном вредношћу нееластичног ефикасног пресека од $\sigma_{\text{neel}} = 70 \text{ mb}$. Свака од ових интеракција даје одређене трагове честица, па их за просечан догађај има на стотине. На пример, доминантни процеси су QCD-млазеви са малом трансверзалном енергијом, али се занемарују као фон без важних физичких података.

Однос укупног ефикасног пресека и ефикасног пресека "интересантне" физике је у многим случајевима већи од десет редова величине. Апсолутна већина интеракција, звана позадинским (underlying или minimum-bias) догађајима, су фузиони процеси глуона или кваркова са малим трансфером енергије. Позадинске догађаје карактерише појава већег боја хадрона малих импулса. Да би се интересантни догађаји идентификовали из фона, потребно је да имају неку препознатљиву карактеристику. Једна од њих је појава лептона са великим трансверзалним импулсом (импулс нормалан на правац снопа). Лептони се ређе појављују у позадинским догађајима, али се зато могу наћи као продукти већине интересантних физичких процеса. Зато, постоји јака потреба за што ефикаснијом идентификацијом лептона.

1.2.1. Компактни Мионски Соленоид – CMS

Компактни Мионски Соленоид (CMS) је вишенаменски детектор дизајниран за физичке процесе у протон-протон сударима са укупном енергијом од 14 TeV у систему центра маса при високој луминозности која се очекује на LHC-у. Детектор CMS је дизајниран да мери енергију и импулс фотона, електрона, миона и других наелектрисаних честица са великом прецизношћу, што омогућава одличну масену резолуцију при детекцији многих нових честица до енергија реда TeV. На слици 1.16 приказан је цртеж сложеног детектора CMS. Његове карактеристике су: дужина 21.6 m, радијус 7.5 m и укупна маса 12500 тона. Дизајниран је у скоро потпуној 4π геометрији, што значи да га карактерише скоро потпуна покривеност просторног угла калориметрима. Покривеност CMS детектора је све до псевдорapidности од $|\eta|=5$, што подразумева потпуну покривеност осим интервала угла од $\theta=0^\circ$ до $\theta\approx 0.8^\circ$.

Детектор CMS се састоји од четири слоја, при чему сваки слој представља специјални детекторски систем за одређену врсту честица. Први слој чини снажан унутрашњи систем детектора трагова базираних на фино гранулисаним микро-тракастим и пиксел детекторима (Tracker) чији је основни задатак да региструје све наелектрисане честице, посебно оне са најкраћим временом живота и најкраћим дометом. Следећи слој је Електромагнетски калориметар (ECAL), изграђен од сцинтилационих кристала, који региструју фотоне и електроне. Трећи слој је Хадронски сегментни (sampling) калориметар (HCAL) направљен од пластичних сцинтилаторских плоча постављених између бакарних апсорбера и јаког магнетног поља (4T) чија је основна функција да региструју честице које подлежу јакој нуклеарној интеракцији (хадрони). Најудаљенији слој представљају четири реда мионских комора (четири мионске станице) чија је функција регистровање миона који из тачке интеракција (исходишта детектора CMS), где настају, пролазе кроз цео детектор и на крају излазе из њега.



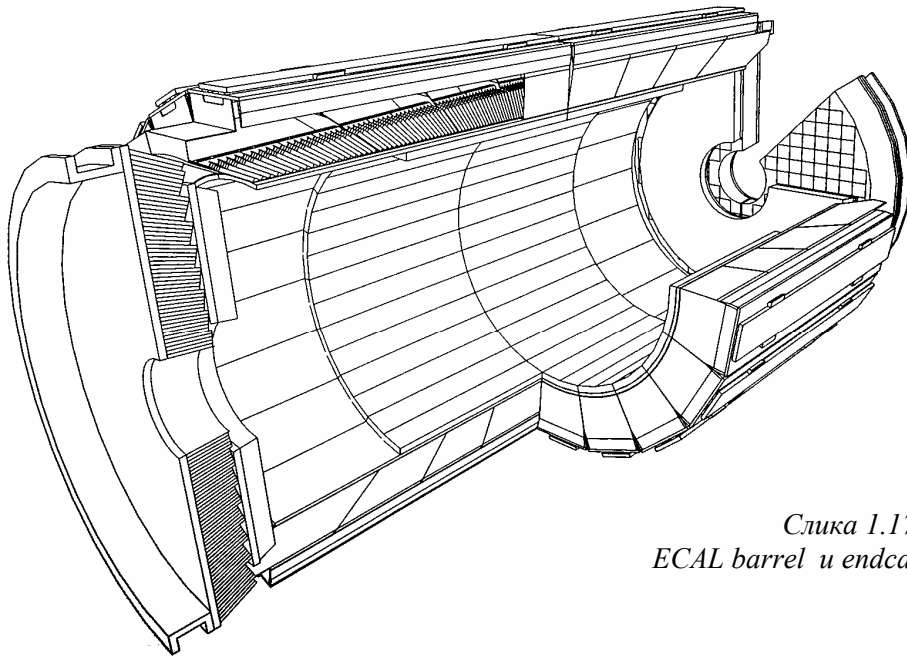
Слика 1.16.: CMS детектор

Значајну улогу при експлоатисању физичког потенцијала који поседује LHC, имаће два CMS калориметра: Електромагнетски (ECAL) и Хадронски (HCAL). Као што је већ речено, њихова главна функција је да идентификују и прецизно мере енергију фотона, електрона и хадрона, односно хадронских млазева, као и да омогуће херметичко прекривање интеракционог региона са циљем да се што боље одреди недостајућа енергија (метод детекције неутрина). Даље, неопходна је добра ефикасност идентификовања електрона и фотона, као и ефикасно одбацивање фона који потиче из хадронских млазева.

1.2.2. Електромагнетски калориметар – ECAL

Важну улогу при изучавању физике електрослабих интеракција има ECAL (Електромагнетски калориметар), посебно кроз изучавање Хигсовог сектора. Трагање за Хигс бозоном на LHC-у много зависи од информација добијених из ECAL-а и то при мерењу енергије продуката двофотонског распада Хигс бозона за масе ниже од $m_H \leq 150 \text{ GeV}$, као и при мерењу енергија електрона и позитрона из распада W и Z бозона које добијамо из распада тешког Хигс бозона: $H \rightarrow ZZ^*$ и $H \rightarrow WW$ за масе у интервалу: $150 \leq m_H \leq 700 \text{ GeV}$.

Такође, ECAL би требало да буде важан детекторски елемент у изучавању већег броја физичких процеса предвиђених СМ или неком другом теоријом. Један од таквих процеса је реконструкција распада $Z \rightarrow e^-e^+$. За сваки нови објект велике масе, са једним или више Z бозона у ланцу распада, овај процес нема фон и представља релативно чист сигнал.



Слика 1.17:
ECAL barrel и endcap

Конструисање Електромагнетског калориметра веома високих перформанси је био један од основних захтева при дизајну CMS-а. Калориметар састављен од сцинтилационих кристала $PbWO_4$ даје најбоље перформансе када је у питању енергетска резолуција, јер се велики део енергије електрона и фотона апсорбује у тим кристалима. Сцинтилациони кристали великих густина са малим Молијеровим радијусом¹³ омогућавају изградњу веома компактних ЕМ калориметара. Поред тога, кристали велике резолуције (грануларности) утичу на пораст вероватноће да се открије Хигс бозон путем распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ на иницијалној, нижој луминозности.

1.2.2.1. Разматрање дизајна ECAL-а

У интермедијарном интервалу маса ($114 \text{ GeV} \leq M_H \leq 150 \text{ GeV}$) распад: $H \rightarrow \gamma\gamma$ постаје значајан за откривање Хигс бозона на LHC-у. Овај експериментално захтеван канал постаје основни канал за оптимизацију дизајна ECAL-а. Избор високо-резулционог и високо-грануларног кристалног калориметра повећава могућност опажања двофотонског масеног пика значајно изнад фона у овом интервалу маса. Како експериментална двофотонска масена резолуција има доминантан утицај на ширину сигнала Хигс бозона, она диктира и најоштрије захтеве за перформансе калориметра. Могућност одржавања високе масене резолуције (у условима екстремно високих радијационих флуksева), био је један од кључних циљева при дизајну ECAL-а.

Потпуна експлоатација физичког потенцијала LHC-а захтева да сваки детектор добро ради и на највишој луминозности. Велики је изазов да се добије најјаснији сигнал у присуству вишеструког фона. Поред тога, потребно је да перформансе ECAL-а не зависе од неодређености у фону, као што је, на пример, укупни проток честица од позадинских (minimum-bias)¹⁴ догађаја на највишој луминозности.

1.2.2.2. Енергетска резолуција

За опсег енергија од 25 GeV до 500 GeV који одговара спектру фотона из распада $H \rightarrow \gamma\gamma$, енергетска резолуција сцинтилационих кристала електромагнетског калориметра се параметризује на следећи начин [4]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + c^2, \quad (1.44)$$

где је E изражено у GeV, a је стохастични члан, σ_n шум, а c константан члан. Стохастички члан укључује: флукуације у односу апсорбоване и укупне енергије

¹³ Молијеров радијус (Mollier) је радијус цилиндра у правцу развоја ЕМ каскаде унутар кога се налази 90% енергије упадне честице.

¹⁴ Ове догађаје карактерише појава снопова хадрона малог трансферзалног импулса.

электромагнетске каскаде, константни члан од 0.55% [4], као и допринос статистике (флукуације енергије) фото-електрона. Чланови који деградирају резолуцију при екстремно високим енергијама нису укључени. Допринос електронског шума је веома важан на нижим енергијама, док је pile-up¹⁵ енергија занемарива на нижој луминозности. Константни члан мора бити низак како би користили предност одличног стохастичног члана сцинтилационих $PbWO_4$ кристала који граде Електромагнетски калориметар ECAL у опсегу енергија релевантних за регистровање Хигс бозона.

1.2.2.3. Угаона и масена резолуција

Двофотонска масена резолуција зависи од енергетске резолуције и грешке при мерењу угла између два фотона. Ако је позната позиција вертекса (исходишта настанка или распада честице), онда је угаона грешка занемарива. Због неодређености у позиционирању вертекса очекује се грешка од око 1.5 GeV на двофотонску масу (на енергији око 100 GeV). На нижој луминозности, где је број суперпонираних догађаја мањи, тачан вертекс продукције Хигс бозона може да се локализује коришћењем информације о трагу наелектрисаних честица са високим вредностима трансверзалних импулса из детекторског слоја (Tracker) који претходи ECAL-у. При симулацији електромагнетских каскада, користи се потпуни опис ECAL-а, укључујући детаље о дизајну ECAL-а и тракерског материјала испред њега, што омогућава да се масена резолуција и реконструкциона ефикасност добро предвиде.

Однос $H \rightarrow \gamma\gamma$ сигнала и фона јако зависи од дискриминације хадронских млазева (jet-ова) и неутралних пиона (π^0). Доминантни извор фона фотона потиче из млазева који се фрагментишу у високо енергетске изоловане пионе π^0 . У барелу су π^0 дискриминисани у зависности од облика који чини њихова EM каскада при пројекцији на површину ECAL-а, док се у затварачком делу ECAL-а они дискриминишу коришћењем Пришауер детектора.

Предвиђа се да је укупна ефикасност реконструкције фотона око 74.5% за цео ECAL. Ефикасност се губи због шупљина у детекторском прекривању интеракционог региона за $|\eta| < 2.5$ (7.5%), због немогућности идентификовања конвертованих фотона (6%), због отежаних услова идентификовања фотона као изоловане честице (5%) и због неефикасности при дискриминацији π^0 (10%).

¹⁵ Овај израз се односи на сигнал добијен на основу обраде сигнала из више сукцесивних временских читавања електронике детектора.

1.3. Основе напомене о Монте Карло симулацијама

1.3.1. Увод

На основном нивоу, Монте Карло метод је веома једноставан концепт, али може рачунски да буде веома захтеван за коришћење. Монте Карло програми могу да се извршавају веома дуго. Да би се ове анализе убрзале, како би се извршиле у току од неколико минута, а не дана, користе се технике како што је, на пример, редукација варијанци [56,57].

Монте Карло метод је често једини практичан пут процене компликованих интеграла или избора случајних варијабли зависних од компликованих функција густина вероватноћа. Заслуге за откриће Монте Карло метода често се приписују Станиславу Уламу, математичар пољског порекла, који је радио за John von Neuman-а при америком пројекту Менхетн током другог светско рата. Улам је првенствено познат по дизајнирању хидрогенске бомбе са Едвардом Телером 1951. године. Измислио је овај метод 1946. године када је хтео да одреди вероватноћу да се победи у игри игра картама (пасијанс). Монте Карло метод, данас, подразумева било коју технику статистичког узорковања, која користи апроксимативна решења за решавање квантитативних проблема.

Да би теоријски разумели Монте Карло методе, корисно би било да метод разматрамо као генерални метод нумеричких интеграција. Може да се покаже, бар за најједноставније проблеме, да свака примена Монте Карло метода може да се представи као коначни интеграл. Другим речима, овај метод је само начин да се процени вредност интеграла.

Претпоставимо да треба да проценимо мултидимензиони коначни интеграл у форми:

$$\Psi = \int_0^1 \int_0^1 \dots \int_0^1 f(u_1, u_2, \dots, u_n) du_1 du_2 \dots u_n = \int_{(0,1)^n} f(\mathbf{u}) d\mathbf{u} \quad (1.45)$$

Највећи број интеграла може да се конвертује у ову форму одговарајућом променом варијабли, тако да можемо да сматрамо да је горњи интеграл општи случај који се може решавати Монте Карло методом.

Овај интеграл представља не случајни проблем, али Монте Карло метод апроксимира решење увођењем случајног вектора \mathbf{u} који је униформно дистрибуиран у интервалу интеграције. Примењујући функцију f на вектор \mathbf{u} , добијамо случајну варијаблу $f(\mathbf{u})$. Ово има "експектанцу":

$$E[f(\mathbf{u})] = \int_{(0,1)^n} f(\mathbf{u})\phi(\mathbf{u})d\mathbf{u}, \quad (1.46)$$

где је ϕ функција густине вероватноће од \mathbf{u} . Како је ϕ једнако јединици у региону интеграције, тада добијамо:

$$E[f(\mathbf{u})] = \int_{(0,1)^n} f(\mathbf{u}) d\mathbf{u} \quad (1.47)$$

Упоредјујући (1.45) и (1.47), добијамо пробабилистички израз за интеграл Ψ :

$$\Psi = E[f(\mathbf{u})] \quad (1.48)$$

Тако случајна варијабла $f(\mathbf{u})$ има средњу вредност Ψ и неку стандардну девијацију σ .

Стандардна грешка Монте Карло анализе опада пропорционално квадратном корену величине узорка [56]. Ако број реализација које користимо подигнемо на четврти степен, преполовићемо стандардну грешку. Друго, стандардна грешка не зависи од димензионалности интеграла (1.45). Велики број техника нумеричке интеграције – као што је трапезоидно правило или Симпсонов метод – осетљиви су на димензионалност интеграла. Када су генерисане на више димензија, број нумеричких операција који би требало да се изврши, експоненцијално расте са димензијалношћу интеграла. Из овог разлога, овакви методи не могу да се примене на интеграле са много димензија. Монте Карло метод није осетљив на димензијалност интеграла, тако да може да се примени и на 1000 димензиони интеграл, као да се ради о једнодимензионом.

Када повећамо величину узорка, како би смањили стандардну грешку, постављамо веће захтеве за рачунске операције. Боље решење је да се уведу неке технике редуковања варијанси. Ове технике уводе додатне информације о анализи директно у естиматор, што омогућава да Монте Карло естиматор постане детерминистичкији, а одатле и стандардна грешка мања.

Стандардне технике редуције варијанци укључују:

- аритметичке варијетете
- контролне варијетете
- узорковање по важности и
- стратегијско узорковање.

1.3.1.1. Избор униформне дистрибуције

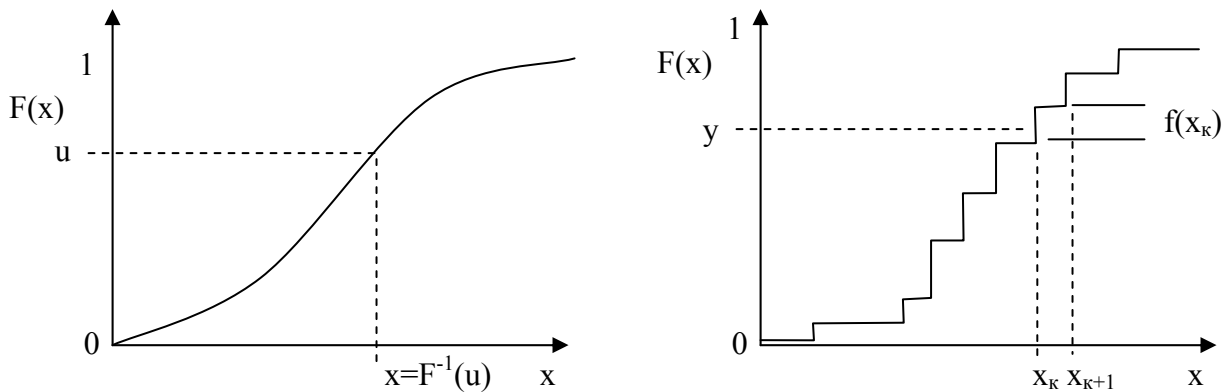
Већина Монте Карло техника, избора или интеграције, претпостављају постојање “генератора случајних бројева” који генерише униформне, статистички независне вредности у полуотвореном интервалу $[0,1)$. Постојало је доста проблема са разним генераторима на коначно-дигиталним (неаналогним) компјутерима, али се недавно појавио RANLUX генератор са солидном теоријском подлогом у теорији хаоса. Базиран на методу Lüscher-а, он омогућује кориснику избор разних нивоа квалитета генератора у односу на брзину производње случајних бројева. Постоје, наравно, и други генератори који пролазе тестове статистичке независности са карактеристичним дугим периодима, тако да се за неке практичне употребе могу сматрати униформним и статистички независним [58].

1.3.1.2. Метод инверзне функције

Ако је жељена Функција Густине Вероватноће (ФГВ) $f(x)$ дефинисана у интервалу $-\infty < x < \infty$, онда је њена кумулативна дистрибуциона функција $F(a)$ једнака:

$$F(a) = \int_{-\infty}^a f(x) dx. \quad (1.49)$$

Ако је a изабрано тако да му је ФГВ једнака $f(a)$, тада је проинтегралена вероватноћа до a је $F(a)$, случајна варијабла са униформном густином вероватноће у интервалу $[0,1]$. Ако x може да има било коју вредност, онда можемо наћи јединствено x изабрано из ФГВ-а. За дато u , изабрано генератором случајних бројева: $u=F(x)$, налазимо инверзну функцију $x = F^{-1}(u)$ која представља наш случајни број из ФГВа.



Слика 1.18. За неки случајни број u из униформне дистрибуције из $(0,1)$, налазимо случајни број x из дистрибуције са кумулативном дистрибуционом функцијом $F(x)$.

Најпрактичније је када лако можемо да израчунамо инверзну функцију неограниченог интервала функције f . Ово је случај са функцијама $f(x)$ као $\exp(x)$, $(1-x)^n$ и $1/(1+x^2)$.

За дискретну дистрибуцију $F(x)$ имаћемо неkontинуални скок висине $f(x_k)$. Из униформне дистрибуције $(0,1)$ изабере се $F(x)$, као и код континуалне $F(x)$, и тражи се x_k такво да је:

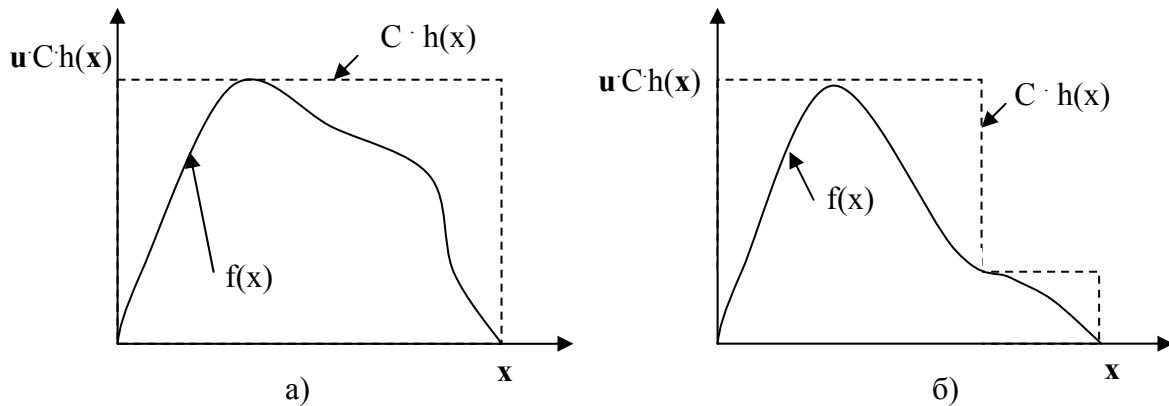
$$F(x_{k-1}) < u \leq F(x_k) \equiv P(x \leq x_k) = \sum_{i=1}^k f(x_i), \quad (1.50)$$

где је x_k тражена вредност [7].

1.3.1.3. Метод одбацавања (Von Neumann)

Веома је често аналитичка форма $F(x)$ непозната или превише комплексна да би се нашла њена инверзна функција. Претпостављамо да се за било коју вредност x функција густине вероватноће $f(x)$ може израчунати и да довољно познајемо функцију тако да можемо да је прекријемо површином која је C пута умножак неке функције $h(x)$, као што је показано на слици 1.19.

Често је $h(x)$ униформна или нормализована сума униформних дистрибуција, одатле и $f(x)$ и $h(x)$ морају бити нормализоване на јединицу и са константом пропорционалности $C > 1$. Да би добили $f(x)$, прво се преко функције $h(x)$ генерише кандидат x . Израчунају се $f(x)$ и $C \cdot h(x)$, затим се генерише u и тестира услов $u \cdot C \cdot h(x) \leq f(x)$. Ако је испуњен услов, прихвата се x , ако не, одбацује се. Ово можемо да визуализујемо тако што се x представи као апциса, а $u \cdot C \cdot h(x)$ као ордината, и у том координатном систему прикаже се функција $f(x)$, па кандидати x постају случајне вредности ако се налазе испод функције $f(x)$, а ако су изнад, одбацују се. Однос површина изнад и испод функције $(1/C)$, дефинише ефикасност генерисања случајних вредности x . Одатле је пожељно да је вредност C што ближе 1. Тако је могуће да функцију $f(x)$ поделимо на интервале важности, односно на регионе где генеришемо више или мање случајних вредности као што се види на слици 1.19б.



Слика 1.19. Илустрација метода одбацавања. Случајне тачке се бирају унутар правоугаоника и одбацују ако су изнад $f(x)$. Десно, пример “смпловања” по важности.

1.3.1.4. Монте Карло алгоритми дефинисања случајних бројева

Симулација пролаза честица кроз детектор се заснива на стохастичној природи сударних процеса. Честица између две узастопне интеракције прелази случајан пут. Овај пут је одређен тоталним макроскопским ефикасним пресеком за интеракције и неком густином расподеле. При свакој интеракцији, честица губи део енергије. Губитак енергије се може израчунати из густине расподеле за неки процес који се дешава при интеракцији. После судара, честица мења смер у односу на смер пре судара. Угао скретања је такође случајна величина која се бира из угаоне расподеле. На свом путу, честица губи енергију до неке граничне вредности. Ако честица губи мање енергије од граничне енергије, онда се рачуна континуални губитак енергије до краја „живота“ честице, било да се честица апсорбује у материјалу или да са неком енергијом напусти детектор. За овакву симулацију нам је потребно неколико случајних вредности са одређеном густином расподеле, које добијамо из алгоритма генерисања случајних бројева.

Један пример алгоритма генерисања случајних бројева је експоненцијално опадање. Ово је једна честа примена метода инверзних трансформација. Користи се чињеница да је $(1-u)$ униформно када је то и u . Користимо овај алгоритам да би

генерисали распада у неком временском интервалу од t_1 до t_2 , са одговарајућом функцијом расподеле вероватноће: $f(t)=\exp(-t/\tau)$, где је, на пример, τ средњи живот, а t време распада радиоизотопа.

Нека је $r_1 = \exp(-t_1/\tau)$ и $r_2 = \exp(-t_2/\tau)$, ако генеришемо сада:

$$t = -\tau \ln(r_2 + u(r_1 - r_2)),$$

за интервал $(t_1, t_2) = (0, \infty)$, једноставно имамо $t = -\tau \ln(\mathbf{u})$.

Други пример је изотропни правац у 3D. Изотропност и овде схватамо тако да је густина расподеле наелектрисања по просторном углу једнака у свим правцима. Просторни угао је $d\Omega=d(\cos\theta)d\phi$. Имамо да је $\cos\theta$ униформно, еквивалентно са $2\mathbf{u}_1-1$ које је униформно у $(-1,1)$, и да је ϕ униформно и еквивалентно са $2\pi\mathbf{u}_2$.

Још један пример је синус и косинус случајног угла у 2 D. Креирајмо два случајна броја \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 . Тада је $v_1=2\mathbf{u}_1-1$ униформно на $(-1,1)$ и $v_2=\mathbf{u}_2$ је униформно у $(0,1)$. Израчунајмо $r^2=v_1^2+v_2^2$. Ако је $r^2 > 1$, процес се понавља, ако не, синус и косинус случајног угла су $\sin(\text{сл.угао}) = 2v_1v_2/r^2$, а $\cos(\text{сл.угао})=(v_1^2-v_2^2)/r^2$.

Гаусова дистрибуција¹⁶. Ако су \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 униформне у интервалу $(0,1)$ тада су

$$z_1 = \sin(2\pi \cdot u_1 \sqrt{-2 \ln u_2}) \quad \text{и} \quad z_2 = \cos(2\pi \cdot u_1 \sqrt{-2 \ln u_2})$$

независни и могу да се представе Гаусовом расподелом са средњом вредношћу $\mu=0$ и $\sigma = 1$, респективно.

Постоје многе брже варијанте овог основног алгоритма. На пример, конструишу се $v_1 = u_1-1$ и $v_1 = 2u^2-1$, који су униформни унутар $(-1,1)$. Израчуна се $r^2 = v_1^2+v_2^2$, и ако је r^2 веће од један, одбацују се вредности v_1 и v_1 , а ако је r^2 мање од један, онда је r^2 униформно у $(0,1)$. Одатле су:

$$z_1 = v_1 \sqrt{\frac{-2 \ln r^2}{r^2}} \quad \text{и} \quad z_2 = v_2 \sqrt{\frac{-2 \ln r^2}{r^2}}, \quad (1.51)$$

независни бројеви изабрани из нормалне дистрибуције са средњом вредношћу 0 и варијанцом 1. Тако је, на пример: $z_i' = \mu + \sigma z_i$ дистрибуиран са средњом вредношћу μ и варијанцом σ^2 .

Поасонова дистрибуција¹³. Ово је алгоритам који користи итерације до успешног избора вредности. Почиње се са постављањем $k=1$ и $A=1$. Генерише се \mathbf{u} . Замени се A са $\mathbf{u}A$, а ако је сада $A < \exp(-\lambda)$, где је λ Поасонов параметар, прихвата се $n_k=k-1$ и итерација стаје. У супротном, генерише се друго \mathbf{u} и понавља за $k = k+1$, док се A вредност задржава из претходне итерације. За велико λ (око 10) задовољавајуће је (и брже) ако се користи Гаусова дистрибуција тако што генеришемо случајну вредност z за гаусијан чија је средња вредности 0 и варијанца 1. Тада прихватамо израз: $x = \max(0, [\mu + z\sqrt{\mu} + 0.5])$ који означава функцију која даје прву већу целобројну вредност.

¹⁶ Гаусова дистрибуција: $f_{\mu,\sigma^2}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2})$. Поасонова дистрибуција $f(k,\lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$

1.3.2. Монте Карло симулације у физици високих енергија за процесе хадрона

Теоријска предвиђања чине важан део сваког физичког експеримента. Она помажу при дизајнирању детектора и дефинисању експерименталне стратегије. Оваква предвиђања морају што боље да репродукују сударне процесе који се дешавају у детектору. Веома успешан начин да се ово постигне је коришћење *генератора догађаја* који се користе да би се добили хипотетички догађаји са дистрибуцијом коју предвиђа теорија, односно са очекиваном учестаношћу појављивања. С друге стране, да би се једнозначно интерпретирали експериментални резултати (на пример, врло прецизно одређивање параметара теорије који не могу да се рачунају или одређивање услова открића новог физичког феномена) други типови кода, који се називају *интегратори попречног пресека*, бољи су од генератора догађаја. У крајњем случају, ови интегратори могу да дају само ограничен број параметара (на пример, трансферзални импулс једног инклузивног млаза), али они не представљају верну представу догађаја који се дешавају у детектору.

Тренутно су и генератори догађаја и интегратори ефикасног пресека веома софистицирани. Они дају симулације засноване на веома једноставном опису елементарних процеса (јаким потпроцеса) који нису обавезно физички обсервабилни.

У прилог претходном је пример, ако претпоставимо да имамо имагинарни акцелератор који судара $u\bar{u}$ кваркове енергија 45 GeV, а као продукт добијамо $d\bar{d}$ пар кроз распад Z^0 бозона. Тада је процес од интереса $u\bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow d\bar{d}$ при укупним енергијама од 90 GeV. Било који тероријски модел који описује овај процес мора да почне од израза за ефикасни пресек:

$$d\sigma(u\bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow d\bar{d}) = \frac{1}{2\hat{s}} |M(u\bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow d\bar{d})|^2 \frac{d\cos\theta d\varphi}{8(2\pi)^2}, \quad (1.52)$$

где су углови распада Z^0 (θ, φ) два степена слободe овог проблема, M је релевантни матрични елемент, а \hat{s} квадрат енергије центра масе.

Сада се једначина (1.52) користи при писању генератора догађаја или интегратора ефикасног пресека. Први корак је да се одреди фазни простор. Фазни простор је мултидимензиона хиперкоцка којом се простиру сви степени слободe. За овај процес, то је дводимензиони простор $-1 < \cos\theta < 1$ и $0 < \varphi < 2\pi$. Процедура избора $\cos\theta$, φ варијабли, коришћењем генератора униформно дистрибуираних случајних бројева, дефинише кандидата догађаја. Диференцијални ефикасни пресек овог кандидата догађаја (или тежина догађаја) $d\sigma$ израчунава се помоћу једначине (1.52) и директно је повезана са вероватноћом појављивања оваквог догађаја. Средња вредност више тежина кандидата догађаја $\langle d\sigma \rangle$ је апроксимација интеграла $\int d\sigma$ који конвергира мереном ефикасном пресеку. У овом случају су кандидати догађаја униформно дистрибуирани у фазном простору. Како би добили физичка предвиђања, коришћењем ових кандидата догађаја на располагању су два метода: (А) тежине догађаја могу се користити за добијање хистограма репрезентације физичке дистрибуције или (Б) догађаји могу бити неотежињени што омогућава да обликујемо дистрибуцију у зависности од теоријске претпоставке. Процедура (А) је веома једноставна и представља управо оно што се ради код интегратора ефикасног пресека. Хистограм неке релевантне дистрибуције (на пример, трансферзалног

импулса d кварка) добија се помоћу тежина догађаја из великог броја кандидата догађаја. Индивидуални кандидати догађаја не представљају физичку обсерваблу, али како број кандидата догађаја расте, дистрибуција постаје тачно она предвиђена једначином (1.52).

Процедура (Б) је мало захтевнија, има своје предности и управо је оно што се добија генераторима догађаја. Овом процедуром добијамо догађаје са учешћу коју предвиђа теорија која се моделира, а индивидуални догађаји представљају обсервабилне догађаје у експерименту - у овом случају неотежињени догађаји дају праву симулацију експеримента. Метод Von Neuman-а (прихвати-одбаци) уобичајено се користи да би се добили неотежињени догађаји. Како би применили овај метод, максимална тежина $d\sigma_{\max}$ мора бити позната. За процес који смо поменули, максимум добијамо када је један од кваркова у финалном стању колинеаран са кварком у иницијалном стању, тако да је лако израчунати $d\sigma_{\max}$ после уношења ових услова у једначину (1.52) ($\cos \theta = \pm 1$). Затим, за сваког кандидата догађаја однос тежине догађаја и максималне тежине догађаја $d\sigma/d\sigma_{\max}$ упоређује се са произвољним бројем g генерисаним униформно у интервалу $(0,1)$. Догађаји за које однос премаши случајни број се прихватају, док се остали одбацују. Прихваћени догађаји имају учешћност и дистрибуцију предвиђену једначином (1.52) и репрезентују евентуално физички обсервабилне резултате за $u\bar{u}$ пар у експерименту са сударачем. Ово су основе при дизајнирању генератора догађаја и интегратора ефикасних пресека. На жалост, процес из једначине (1.52) није физички. Постоје најмање два доказа за то:

- а) Кинематика процеса је тривијална: Z^0 нема трансферзални импулс.
- б) Изоловани кварк се не може детектовати.

У једначини (1.52) број иницијалних и финалних честица је фиксиран, односно не постоји радијација било које друге честице. Радијација треба да је значајна, нарочито према предвиђањима QCD-у, имајући у виду константу спрезања. Претпоставимо тада да се ограничавамо на случај када важи QCD, иако многи од ових концепата важе у контексту електрослабе теорије.

У случају а) додатна радијација коју добијамо уз јаки потпроцес одговара значајним корекцијама вишег реда у пертурбационој теорији. Случај б) може да представља ефективан начин описивања околине „голог“ кварка што коначно води до креирања везаног стања које налазимо у природи (хадронизација). Одатле, генератор догађаја или интегратор ефикасних пресека који тежи да даје реалне описе сударних процеса, мора да укључи:

I) Начин како да израчуна или процени ефекте корекција вишег реда у пертурбационој теорији;

II) Начин за опис ефеката хадронизације.

Настале су разне стратегије како би се решио овај проблем:

Виши редови

I.1) Егзактно израчунавање резултата датог (обично малог) броја емисија.

I.2) Процена доминантног ефекта рачунањем емисија по члановима свих редова у пертурбационој теорији.

Хадронизација

II.1) Коришћењем Фајнманових идеја партонског модела који важе у QCD-у (факторизациона теорема) при опису партон-хадронске транзиције.

I.1.2) Коришћењем феноменолошких модела за опис партон-хадрон транзиције на масеним скалама где не можемо да користимо пертурбационе технике.

Најједноставнији начин да се имплементира стратегија I.1) је да се у обзир узимају само они дијаграми који одговарају емисији реалних честица. У основи, број емисија се подудара са пертурбативним редом α_s . Овај избор представља основу тзв. *Tree Level Matrix Element* генератора.

Кодови могу такође да се користе код интегратора ефикасних пресека или код генератора догађаја. Са тренутно доступним техникама, максимални број емисија је између пет и десет. Компликованија процедура има за циљ да узме у обзир све дијаграме за одређени пертурбативни ниво α_s , који захтева да се и виртуелне емисије узимају у обзир. Оваква N_k LO израчунавања су технички веома захтевна, а задовољавајућа општа решења позната су само за једну додатну емисију (NLO). Од недавно, почињу да се поред интегратора оваква израчунавања користе и код генератора догађаја.

Стратегија I.2) базира се на особини да доминантни ефекат у одређеном региону фазног простора има скоро тривијалну динамику, тако да додатна емисија може да се рекурзивно израчуна. Постоје две класе приступа овој стратегији: **ресумација** која се базира на теорему факторизације, процедури која, уопштено, узима само једну фиксирану обсерваблу и користи се код *интегратора ефикасних пресека*. Друга процедура представља основу технике **Партонских каскада** и по конструкцији представља основу *генератора догађаја*. Ова процедура не прави преференције обсервабли, што чини метод флексибилнијим него претходни приступ, али је и инфериорнија када се ради о тачности.

За разлику од решења под I.1) и I.2), решење проблема при опису хадронизације увек укључује неко познавање величина које се не могу израчунати из првих принципа и морају да се добију из експерименталних података.

Свака од напоменутих стратегија, и код имплементиран у њима, имају своје предности и мане које се морају размотрити пре него што се донесе одлука која ће њих да се користи при изучавању датог проблема. Следећа шема даје грубу класификацију проблема и предлога решења:

- ако се очекује да хадронизација игра значајну улогу, треба да се користе генератори који укључују и каскадни маханизам и механизам хадронизације;
- ако хадронизација није од значаја, тада су интегратори ефикасних пресека довољни па tree level NLO или метод ресумације треба да се користи;
- ако анализа изучава пик ефикасног пресека, генератори догађаја или интегратори ефикасног пресека који имплементирају ресумацију, треба да се користе;
- ако анализа изучава реп ефикасног пресека, тада су углавном multi-leg, tree-level и NLO резултати неопходни [59].

Јасно је да треба да се користи оптимални метод који ће да омогући тачна предвиђања истовремено и за пик и за реп ефикасног пресека. Данас, ово представља важан приступ зато што велики број анализа на Теватрону, и посебно LHC-у, захтева развој оваквих метода. Последњих неколико година дошло је до значајног помака када је схваћен начин спајања техника за израчунавања матричних елемената фиксног реда, који су релевантни за симулације партонских каскада.

1.4. Основе напомене о губитку енергије честица при проласку кроз материју

1.4.1. Губитак енергије миона на високим енергијама

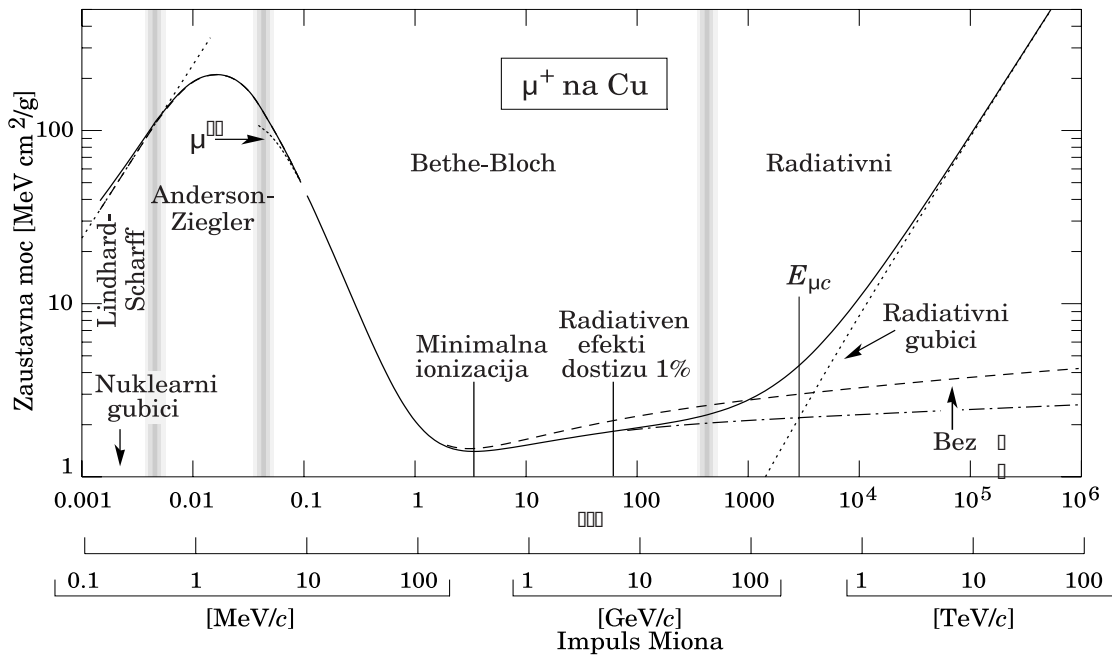
Наелектрисане релативистичке честице, осим електрона, губе енергију при интеракцији са материјом углавном путем јонизације и ексцитације атома. Средња брзина опадања енергије (или зауставна моћ) дата је познатом Bethe-Bloch-овом једначином [7]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \text{ [MeVg}^{-1}\text{cm}^2\text{]}, \quad (1.53)$$

где је T_{\max} максимум кинетичке енергије која може бити предата слободном електрону при једном судару, I средња ексцитациона енергија, δ је корекција ефекта густине на губитак енергије при јонизацији, а $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$.

У овом облику Bethe-Bloch-ова једначина описује, на пример, губитак енергије миона у материјалу као што је бакар до на 1% грешке за енергије од 6 MeV до 6 GeV. На вишим енергијама, радијативни ефекти постају значајни (слика 1.20) [7].

У практичним случајевима, већина релативистичких честица (космички зраци) има средњу брзину губитка енергије близу минимума. Због тога се за њих каже да су оне минимално јонизујуће честице (mip).



Слика 1.20.: Зауставна моћ ($-\frac{dE}{dx}$) за позитивне мионе у бакуру у функцији $\beta\gamma = p/Mc$ за вредности импулса у широком интервалу од преко девет редова величине. Пуне линије означавају тоталну зауставну моћ.

Највероватнији губитак енергије је значајно мањи од средњег губитка и дат је Bethe-Bloch-овом једначином. На довољно високим енергијама, радијативни процеси постају важнији од јонизације за све наелектрисане честице. За мионе и пионе у материјалу као гвожђе, ова “критична енергија” се јавља на неколико стотина GeV. Радијативни ефекти доминирају губитком енергије честица из космичког зрачења или код честица произведених у акцелераторима новије генерације. Радијативне процесе карактеришу мали ефикасни пресек, “тврди” спектар, велике флукуације у енергији и придружена креација ЕМ каскада. Као последица, на овим енергијама третман губитка енергије као униформни и континуални процес је неадекватан, па је zgodно је да се средња брзина губитка енергије миона напише у форми:

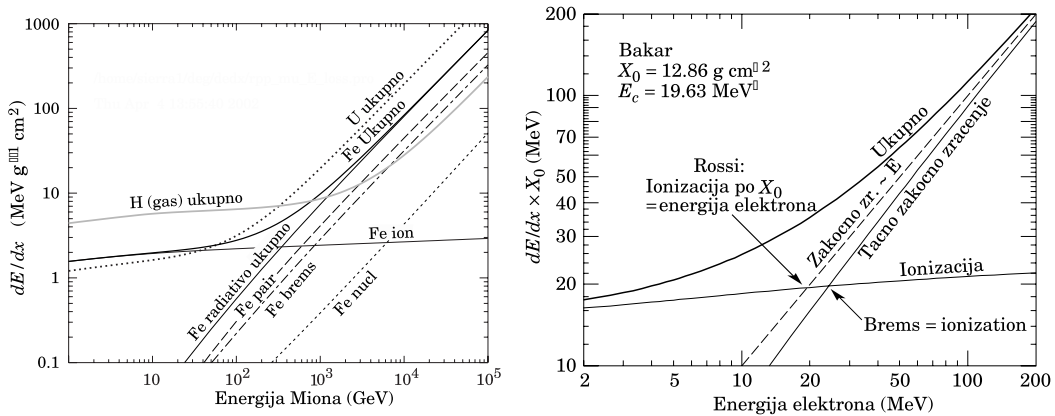
$$-dE/dx = a(E) + b(E)E, \quad (1.54)$$

где је $a(E)$ јонизациона енергија дата Bethe-Bloch-овом једначином, а $b(E)$ сума продукције парова e^+e^- , закочног зрачења и фотонуклеарног доприноса. Уз апроксимацију да су ове споро-променљиве функције константне, средњи домет x_0 , миона иницијалне енергије E_0 , дат је са:

$$x_0 = (1/b) \ln(1 + E_0 / E_{mc}), \quad (1.55)$$

где је $E_{mc} = a/b$. Слика 1.21 приказује допринос $b(E)$ за гвожђе [7]. Како је $a(E) \approx 0.002 \text{ GeV g}^{-1} \text{ cm}^2$, $b(E)E$ доминира губитком енергије изнад неколико стотина GeV, где је $b(E)$ скоро константа.

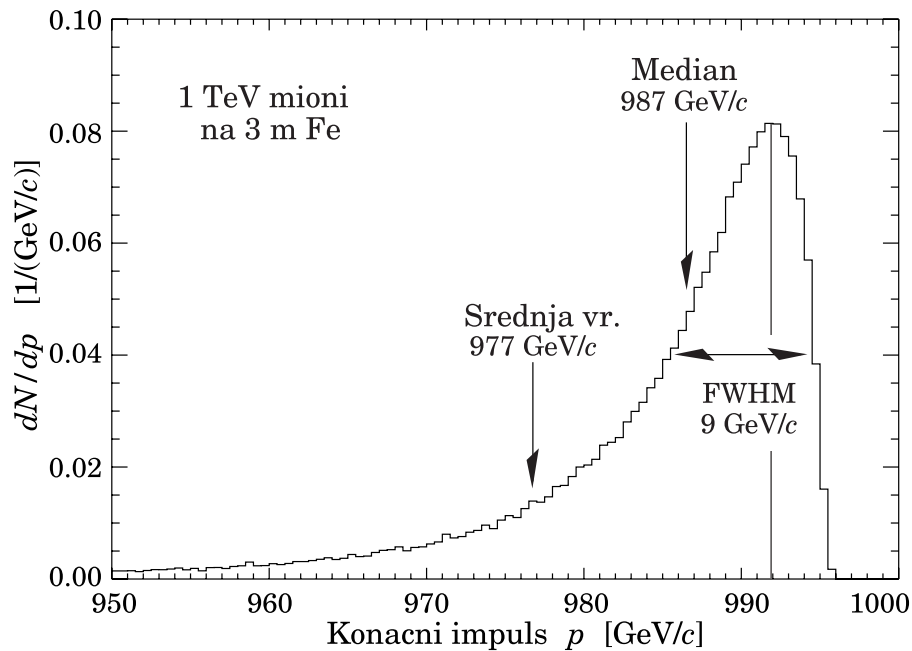
Мионска критична енергија E_{mc} може да се дефинише прецизније као енергија на којој су радијативни и јонизациони губици једнаки.



Слика 1.21.: Лево: допринос функционалном губитку енергије миона у гвожђу због креације парова, закочног зрачења и фотонуклеарних реакција. Десно: средњи губитак енергије електрона у разним материјалима.[7]

Радијативни ефикасни пресеци су изражени као функције фракционалног губитка енергије v . Ефикасни пресек за закочно зрачење је грубо пропорционалан $1/v$ за широки спектар енергија, док је ефикасни пресек за продукцију парова

пропорционалан између v^2 и v^3 [60]. Значајни губици су одатле вероватнији за закочно зрачење, а губитак енергије услед продукције парова може се сматрати континуалним. Симулирана расподела импулса упадног снопа миона од 1 TeV/c после проласка раздаљине од 3 метра у гвожђу, приказана је на слици 1.22. Највероватнији губитак је 8 GeV или $3.4 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$, а FWHM¹⁷ је 9 GeV/c или 0.9%. Радијациони реп је скоро у потпуности последица закочног зрачења, иако већина догађаја при којима су изгубљени више од 10% енергије упадне честице, доживе значајне фотонуклеарне интеракције. Ово последње може да се деси испод детекторске резолуције, што захтева реконструкцију изгубљене енергије. Из табела видимо да зауставна моћ за мионе енергије 1 TeV износи $9.82 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$, тако да средњи губитак треба да буде 23 MeV. Ово даје средњи импулс од 977 MeV/c, далеко испод пика и слаже са средњом вредношћу добијеном симулацијом. Треба имати у виду да електромагнетске и хадронске каскаде у детекторском материјалу могу да сакрију путање миона и да смање ефикасност реконструкције трагова.



Слика 1.22.: Дистрибуција импулса упадног миона од 1 TeV/c после проласка кроз гвожђе дебљине 3m [7].

¹⁷ FWHM – пуна ширина на половини максимума.

1.4.2. Губитак енергије електрона на високим енергијама

Електрони високих енергија ($E > 25 \text{ MeV}$, слика 1.21 десно) највише енергије губе при закочном зрачењу, а високоенергетски фотони ($E > 10 \text{ MeV}$, [7]) продукцијом e^+e^- парова. Карактеристична пређена путања честице кроз материјал назива се радијациона дужина X_0 , и обично се изражава у g cm^{-2} . Ова дужина представља средњу удаљеност после које енергија електрона опадне за $1/e$ од почетне енергије губећи је путем закочног зрачења, или $7/9$ дела средњег слободног пута високо енергетског фотона при производњи парова [61]. Та дужина је прикладна и за описивање високо-енергетских електромагнетских каскада. Y.S. Tsai је израчунао и табелирао X_0 [62]:

$$\frac{1}{X^0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{N} \{ Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + ZL'_{rad} \} \quad (1.56)$$

За $A=1 \text{ g mol}^{-1}$, $4\alpha r_e^2 N_A/N = (716.408 \text{ g cm}^{-2})^{-1}$. Вредности за L_{rad} и L'_{rad} дате су у табели 1.8. Функција $f(Z)$ је бесконачна сума, али за елементе до уранијума може да се замени са тачношћу до четврте децимале са:

$$f(Z) = a^2[(1+a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6], \quad (1.57)$$

где је $a=\alpha Z$ [63].

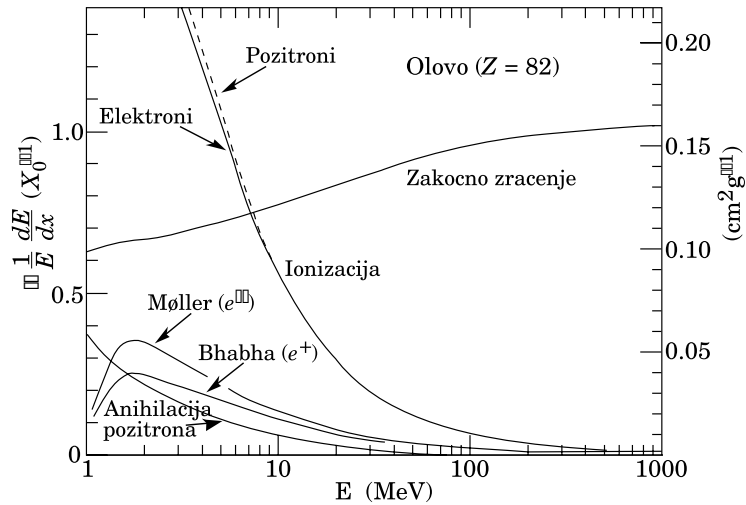
Елемент	Z	L_{rad}	L'_{rad}
H	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.47	5.805
Be	4	4.71	5.924
Остали	>4	$\ln(184.15Z^{-1/3})$	$\ln(1194Z^{-2/3})$

Табела 1.8.: Tsai-ове вредности константи за радијационе дужине елемената.

Иако је лако да се на овај начин добију радијационе дужине, Dahl је одредио и фит података, који се слаже са подацима са грешком мањом од 2.5% [64]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (1.58)$$

При ниским енергијама, електрони губе енергију примарно јонизацијом, мада и други процеси (Молиерово расејање, Баба расејање) такође доприносе овим губицима (слика 1.21, десно). Док јонизациони губици расту логаритамски са енергијом, закочно зрачење расте скоро линеарно и доминира у већини материјала.



Слика 1.23.: Фракциони губитак енергије по радијационој дужини у олову у функцији енергије електрона или позитрона. Електрон-електрон(позитрон) расејање се сматра јонизацијом све док је губитак енергије по судару испод 0.255 MeV, а као Молиерово (Баба) расејање када је губитак већи од ове вредности [7].

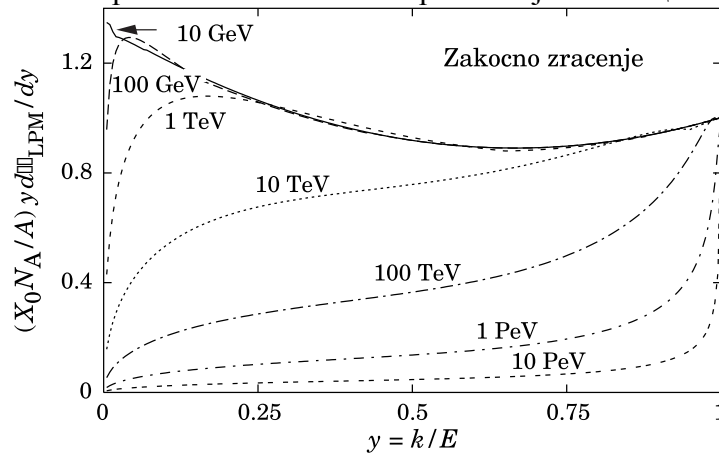
При веома високим енергијама ($E > 100 \text{ GeV}$), осим на високо-енергетском врху спектра заочног зрачења ($E > 1 \text{ TeV}$), ефикасни пресек се може апроксимирати као [62]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{1}{k} 4\alpha_e^2 \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \left[Z^2 (L_{rad} - f(Z) + ZL_{rad}) \right] + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2 + Z) \right) \right\}, \quad (1.59)$$

где је $y=k/E$ део енергије електрона која се преноси на израчени фотон. При малом y („инфрацрвени лимит“), последњи члан укупно односи 1.7% (кад је Z мало) до 2.5% (кад је Z велико) укупно. Ако се тај члан занемари и поједностави, цео израз постаје:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 N_A k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right). \quad (1.60)$$

Овај ефикасни пресек помножен са k приказан је на слици 1.24.



Слика 1.24.: Нормализовано заочно зрачење по делу енергије коју има израчени фотон у оловном апсорберу. Ордината представља број фотона по радијационој дужини.

Број фотона са енергијама k_{\min} и k_{\max} који се емитију проласком електрона дужином $d \ll X_0$, је [7]:

$$N\gamma = \frac{d}{X_0} \left[\frac{4}{3} \ln \left(\frac{k_{\max}}{k_{\min}} \right) - \frac{4(k_{\max} - k_{\min})}{3E} + \frac{k_{\max}^2 - k_{\min}^2}{2E^2} \right] \quad (1.61)$$

Тако, добијамо:

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} \text{ за чврсто и течно стање и } E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92} \text{ за гасовито стање.}$$

При ултрависоким енергијама ($E > 1 \text{ TeV}$) једначине (1.59) и (1.60) неће бити тачне, јер долази до квантно-механичке интерференције међу амплитудама различитих центара расејања. У аморфним материјалима закочно зрачење је пригушено ако је енергија фотона k мања од $E^2/(E+E_{LPM})$ [65], где је:

$$E_{LPM} = \frac{(m_e c^2)^2 \alpha X_0}{4\pi \hbar c \rho} = 7.7 [\text{TeV/cm}] \times \frac{X_0}{\rho} . \quad (1.62)$$

Спектар оваквог закочног зрачења са отежињеном енергијом приказан је на слици 1.24.

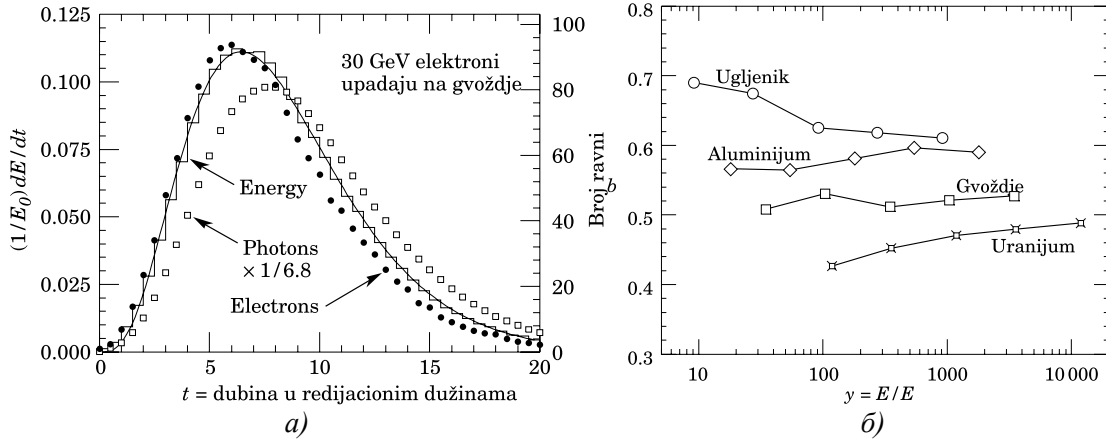
1.4.2.1. Електромагнетске каскаде

Када високо-енергетски електрон или фотон наиђу на масивни апсорбер, иницира се електромагнетска каскада и тада продукција парова и закочно зрачење генеришу још више електрона и фотона са нижим енергијама. Лонгитудинални развој зависи од високо-енергетског дела каскаде, и утиче на радијациону дужину у материјалу. Енергије електрона обично падају испод критичне енергије после чега они енергију губе путем јонизације и екситације, а не продукцијом нових честица. При опису каскада погодно је да се користе варијабле:

$$t = x/X_0 \quad y = E/E_c$$

тако да се удаљеност мери у радијационим дужинама, а енергија у критичним енергијама. Лонгитудинални профил симулиран за снап електрона од 30 GeV, (EGS4 [66]) за индуковане електромагнетске каскаде у гвожђу, приказан је на слици 1.25а.

Број честица који пролазе зависи од енергије одсецања. Број електрона брже опада од депоноване енергије због тога што се већи део енергије у каскади даље преноси фотонима. Који део енергије калориметар мери зависи од уређаја, али није вероватно да ће он дати спектар који би личио на било који од приказаних профила.



Слика 1.25.: (лево,а): EGS4 симулација 30 GeV каскаде инициране електроном у гвождју. Хистограм приказује фракциону депоновану енергију по радијационој дужини, а крива представља фит хистограма који одговара гама расподели. Кружићи представљају број електрона тоталне енергије веће од 1.5 MeV. Квадрати представљају број фотона са енергијом већом од 1.5 MeV. (десно,б): Фитоване вредности фактора b за профиле енергетских губитака за разне елементе за каскаде инициране електроном енергија од 1 до 100 GeV. Вредност b за фотоне је веома слична.

Средњи лонгитудинални профил депоноване енергије електромагнетске каскаде може се релативно добро описати гама расподелом [67]

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}. \quad (1.63)$$

Максимум t_{\max} се јавља на $(a-1)/b$. Фитови профила електромагнетских каскада у разним материјалима могу се описати једначином:

$$t_{\max} = (a-1)/b = 1.0 \times (\ln y + C_j), \quad j = e, \gamma.$$

са $C_e = -0.5$ за каскаде индуковане електроном и $C_\gamma = +0.5$ за каскаде индуковане фотонима.

Да би се користила гама дистрибуција, из претходне једначине се налази $(a-1)/b$, а b се претпостави да износи 0.5 или са слике (1.25б) се одреди прецизније. „Дужина каскаде“ $X_s = X_0/b$, није тако zgodno параметризована, јер b зависи и од Z и од упадне енергије (слика 1.25б).

Трансверзални развој електромагнетске каскаде се разликује за разне материјале и може добро да се апроксимира Молиеровим радијусом [68,69]:

$$R_M = X_0 E_s / E_c, \quad (1.64)$$

где је $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 \approx 21 \text{ MeV}$.

У просеку само 10% енергије је ван цилиндра са радијусом једнаким Молиеровом радијусу (R_M). Око 99% енергије садржано је унутар $3.5 R_M$. Дистрибуција се карактерише густим језгром и шири се како се каскада развија. Најчешће се описује сумом два гаусијана.

1.4.3. Губитак енергије коришћењем Geant 4

Процеси губитка енергије за e^+ , e^- , μ^+ , μ^- и наелектрисане хадроне су веома слични, тако да се у Geant 4 користи општи опис губитка енергије за све ове честице. За сваки процес губитка енергије мора да се прорачуна континуални и дискретни губитак енергије у материјалу. Испод произвољно задатог енергијског нивоа, губитак енергије је континуалан, а изнад је симулиран експлицитном продукцијом секундарних честица – фотона, електрона и позитрона.

1.4.3.1. Метод губитка енергије

Диференцијални ефикасни пресек по атому за избацивање секундарних честица са кинетичком енергијом T , које се крећу кроз материјал густине ρ , условљен интеракцијом упадне честице тоталне енергије E , је дат као [70]:

$$\frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT}, \quad (1.65)$$

где је Z атомски број. Вредност кинетичке енергије произвољно задатог енергијског услова испод којег не долази до продукције секундарних честица (cut) се означава T_{cut} . Испод ове енергије, неке избачене секундарне честице се симулирају као континуални губитак енергије (E_{soft}) упадне честице, а изнад ако су експлицитно генерисане. Средњи губитак енергије је дат са:

$$\frac{dE_{soft}(E, T_{cut})}{dx} = n_{at} \cdot \int_0^{T_{cut}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT, \quad (1.66)$$

где је n_{at} број атома по запремини материјала. Тотални ефикасни пресек по атому за избацивање секундарних честица енергија $T > T_{cut}$, је:

$$d\sigma(Z, E, T_{cut}) = \int_{T_{cut}}^{T_{max}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT, \quad (1.67)$$

где је T_{max} максимум енергије која може да се преда другој честици. Ако постоји више процеса који дају допринос губитку енергије за дату честицу, онда је тотални губитак енергије:

$$\frac{dE_{soft}(E, T_{cut})}{dx} = \sum_i \frac{dE_{soft,i}(ET_{cut})}{dx}. \quad (1.68)$$

Ове вредности су израчунате претходно при иницијализацији Geant 4 и уписане у dE/dx табелу. Користећи ову табелу, домет честица у датом материјалу се рачуна и уписује у табелу домета. Инвертована табела домета даје табелу инверзних домета. При симулацији, вредности континуалног губитка енергије честица и домета се преузимају из ових табела. Конкретни процеси који доприносе губитку енергије нису укључени у ове иницијалне калкулације. Супротно овоме, про-

дукција секундарних честица са кинетичком енергијом изнад задатог продукционог минимума се рачуна за сваки конкретан процес губитка енергије.

Интервал енергија за које су табеле иницијализоване износи од 100 eV до 100 TeV и подељен је у 120 подинтервала. За губитак енергије миона, модели процеса су важећи и на вишим енергијама и могу се проширити до 1000 PeV. Ово повећање енергетског интервала се мора нагласити за сва три процеса који доприносе губитку енергије миона.

Имплементација

Горе поменути израчунавања се обављају класом G4VEnergyLossProcess у којој имамо имплементацију следећих метода:

- BuildPhysicsTables
- StorePhysicsTables
- RetrivePhysicsTables
- AlongStepDoIt
- PostStepDoIt
- GetMeanFreePath
- GetContinuousStepLimit
- MicroscopicCrossSection
- GetDEDXDispersion
- SetMinKinEnergy
- SetMaxKinEnergy
- SetDEDXBinning
- SetLambdaBinning

Интерфејс G4VEnergyLossProcess користе процеси:

- G4eIonisation
- G4eBremsstrahlung
- G4hIonisation
- G4ionIonisation
- G4MuIonisation
- G4MuBremmsstrahlung
- G4MuPairProduction

Сви ови процеси углавном обезбеђују иницијализацију. Физички модели се имплементирају користећи G4VEmModel интерфејс. Како је модел дефинисан да буде активан на неком интервалу енергија и за дефинисан скуп G4Region-а, процес губитка енергије може да важи за један од неколико модела дефинисаних за честицу и G4Region. Модели могу бити:

- G4MollerBabhaModel
- G4eBremsstrahlungModel
- G4BetheBlochModel
- G4BraggModel
- G4PAModel
- G4MuBetheBlochModel
- G4MuBremsstrahlungModel
- G4MuPairProduction

Дужина елементарног корака при континуалном губитаку енергије

Континуални губитак енергије намеће лимит на дужину елементарног корака због тога што енергија зависи од ефикасног пресека. Уопште, претпоставља се у МС програмима да је ефикасни пресек за честице приближно константан дуж елементарног корака. Другим речима, дужина елементарног корака треба да буде довољно мала како би и промена у ефикасном пресеку била занемарива. У принципу, потребно је користити веома мале вредности елементарног корака како би се осигурала добра симулација, а то истовремено смањује време потребно за симулацију. Дobar компромис је да се лимитира елементарни корак тако да зауставна моћ не буде већа од 20% за време процесирања елементарног корака. Ови услови су добри за кинетичке енергије веће од 1 MeV, али за ниже енергије добијају се веома мале дужине елементарног корака.

Да би се превазишао овај проблем, уведена је доња граница дужине елементарног корака. Постоји природан избор за овај лимит: дужина елементарног корака не може бити мања од неке задате дужине (*range cut*). Тако се дужина елементарног корака мења континуално са смањивањем енергије од вредности задате условом $\Delta range / range = 0.20$, до најмање могуће дужине, односно до „*range cut*“. Ове вредности се постављају пре иницијализације програма, а могу се изменити UI (user interface) командама, на пример: `/procsss/eLoss/StepFunction 0.2 1 mm`.

Израчунавање губитка енергије

Израчунавање средњег губитка енергије на крају пређене удаљености врши се коришћењем табеле за dE/dx , као и табеле домета и инверзног домета. Табеле dE/dx се користе ако је депонована енергија мања од 5% од кинетичке енергије честице. Када се губи већи проценат енергије (>20%), средњи губитак енергије ΔT може бити написан као:

$$\Delta T = T_0 - f_T(r_0 - \text{елементаран корак}), \quad (1.69)$$

где је T_0 кинетичка енергија, r_0 домет на почетку елементарног корака, $f_T(r)$ вредност из табеле инверзног домета (што даје кинетичку енергију честице за вредност домета r). После израчунавања средњег губитка енергије, израчунава се прави губитак енергије који укључује и флукуације.

1.4.3.2. Губитак енергије миона

Јонизација

Класа G4MuIonisation рачуна континуални губитак енергије путем јонизације и симулира “дискретан” део јонизације који се односи на делта електроне када имамо мионе као упадне честице. Вредност максималне енергије која се преноси са миона на слободни електрон је [70]:

$$T_{\max} = \frac{2mc^2(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m/M) + (m/M)^2}, \quad (1.70)$$

где је m маса електрона, M маса миона и $\gamma^2 = 1 - \beta^2$, $\beta = v/c$.

Континуални губитак енергије

Интеграција једначине (1.66) доводи до ограничене Bethe-Bloch-ове формуле:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{\text{cut}}} = 2\pi \cdot r_e^2 mc^2 n_{el} \frac{(zp)^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{up}}{I^2} \right) - \beta^2 \left(1 + \frac{T_{up}}{T_{\max}} \right) - \delta - \frac{2C_e}{Z} \right], \quad (1.71)$$

где су:

r_e	=	класични радијус електрона, $e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2)$,
mc^2	=	енергија електрона,
n_{el}	=	густина електрона у материјалу,
γ	=	E/mc^2 ,
β^2	=	$1 - (1/\gamma^2)$,
T_{up}	=	$\min(T_{\text{cut}}, T_{\max})$,
δ	=	функција ефекта густине и
C_e	=	функција корекције на електронске љуске.

Ако имамо само један материјал кроз који честица пролази, густина електрона је:

$$n_{el} = Z \cdot n_{at} = Z \frac{N_{av} \rho}{A}, \quad (1.72)$$

где су N_{av} авогадров број, ρ густина материјала, Z редни број, A моларна маса. Ако средину чине једињења, густина електрона је дата као:

$$n_{el} = \sum_i Z_i \cdot n_{ati} = \sum_i Z_i \frac{N_{av} \omega_i \rho}{A_i}, \quad (1.73)$$

где је ω_i масени удео i -тог елемента моларне масе A_i . Средња ексцитациона енергија се преузима из табела (ICRU препоручене вредности).

Функција корекције густине

Корекциони члан δ уводи редукцију губитка енергије због тзв. ефекта густине. Овај члан постаје значајан на високим енергијама, јер материјал има тенденцију да се више поларише како брзина иницијалне честица расте. Као последица тога, атоми материјала се не могу сматрати изолованим и $\delta(x)$ је дефинисана као:

$$\delta(x) = \begin{cases} x < x_0 & : & 0 \\ x \in [x_0, x_1] & : & 4.606 \cdot x - C + a(x_1 - x)^m \\ x > x_1 & : & 4.606 \cdot x - C \end{cases}, \quad (1.74)$$

где су:

$$\begin{aligned} h\nu_p &= \text{енергија плазме материјала} = \sqrt{4\pi n_e} r_e \hbar c, \\ C &= 1 + 2\ln(I/h\nu_p), \\ x_a &= C/4.606, \\ a &= 4.606(x_a - x_0)/(x_1 - x_0)^m \text{ и} \\ m &= 3. \end{aligned}$$

Функција корекције на електронске љуске

Члан $2C_e/Z$ у (1.71) представља корекцију на електронске љуске и он се јавља као последица чињенице да је на нижим енергијама за лаке материјале и на свим енергијама за тешке материјале, вероватноћа за сударе са електронима у унутрашњим атомским љускама (К, Л, ...) занемарива. Семиемпиријска формула коришћена у G4, примењива је на све материјале по Баркасу [70]:

$$C_e(I, \beta\gamma) = \frac{a(I)}{(\beta\gamma)^2} + \frac{b(I)}{(\beta\gamma)^4} + \frac{c(I)}{(\beta\gamma)^6}. \quad (1.75)$$

Функције $a(I)$, $b(I)$, $c(I)$ се могу погледати у G4 коду. Ова формула важи за више енергије за које важи $\beta\gamma > 0.13$ ($T > 7.9 \text{ MeV}$). За $\beta\gamma \leq 0.13$, корекција се рачуна као:

$$C_e(I, \beta\gamma)|_{\beta\gamma \leq 0.13} = C_e(I, \beta\gamma = 0.13) \frac{\ln(T/T_{21})}{\ln(7.9 \text{ MeV}/T_{21})}, \quad (1.76)$$

односно, логаритамски се искључује до енергија од $T = T_{21} = 2 \text{ MeV}$.

Параметризација

Средњи губитак енергије честице се описује Bethe-Bloch-овом формулом при чему се подразумева да је брзина честица већа него брзина орбитног електрона

атома материјала. У интервалу ниских енергија ово није случај, па се параметризација из извештаја ICRU'49 користи у G4BraggModel класи. Bethe-Bloch-ов модел се користи за мионе виших кинетичких енергија:

$$T > 2M_{\mu}/M_{\text{протон}} [\text{MeV}], \quad (1.77)$$

Тотални ефикасни пресек по атому и средњи слободни пут

За $T \gg I$, диференцијални ефикасни пресек је:

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi \cdot re^2 mc^2 Z \frac{z_p^2}{\beta^2} \frac{1}{T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} + \frac{T^2}{2E^2} \right]. \quad (1.78)$$

У G4 је $T_{\text{cut}} > 1 \text{ keV}$, па интеграцијом од T_{cut} до T_{max} , добијамо тотални ефикасни пресек за атом:

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \frac{2\pi \cdot re^2 Z \cdot z_p^2}{\beta^2} mc^2 \left[\frac{1}{T_{\text{cut}}} - \frac{1}{T_{\text{max}}} - \beta^2 \frac{1}{T_{\text{max}}} \ln \frac{T_{\text{max}}}{T_{\text{cut}}} + \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{cut}}}{2E^2} \right]. \quad (1.79)$$

У датом материјалу, средњи слободни пут је:

$$\lambda = (n_{at} \cdot \sigma)^{-1} \text{ или } \lambda = \sum_i (n_{at_i} \cdot \sigma_i)^{-1}. \quad (1.80)$$

Средњи слободни пут је уписан у табеле приликом иницијализације као функција материјала и енергије упадног миона.

1.4.3.3. Закочно зрачење (Миони)

Закочно зрачење доминира осталим интеракционим процесима у интервалу енергија катастрофичних судара ($v \geq 0.1$ – трансфер енергије већи од 10%), односно код “успорених” миона изнад кинематичког лимита за избацивање електрона. На високим енергијама ($E \geq 1 \text{ TeV}$), овај процес доприноси 40% средњем губитку енергије.

Диференцијални ефикасни пресек

Диференцијални ефикасни пресек за закочно зрачење (у јединицама $\text{cm}^2/(\text{g GeV})$) се може записати:

$$\frac{d\sigma(E, \varepsilon, Z, A)}{d\varepsilon} = \frac{16}{3} \alpha N_a \left(\frac{m}{\mu} r_e\right)^2 \frac{1}{\varepsilon A} Z(Z\Phi_n + \Phi_e) \left(1 - v + \frac{3}{4}v^2\right), \quad (1.81)$$

где су μ и m масе миона и електрона. Ако су E и T иницијална тотална и кинетичка енергија миона и ε енергија емитованог фотона, тада је $\varepsilon = E - E'$, а релативни трансфер енергије: $v = \varepsilon/E$.

Допринос језгра Φ_n представља се као:

$$\Phi_n = \begin{cases} > 0 & : \ln \frac{BZ^{-1/3}(\mu + \delta(D'_n \sqrt{e} - 2))}{D'_n(m + \delta\sqrt{e}BZ^{-1/3})} \\ < 0 & : 0 \end{cases}, \quad (1.82)$$

док Φ_e представља допринос електрона:

$$\Phi_e = \begin{cases} \varepsilon < \varepsilon'_{\max} & : \ln \frac{B'Z^{-2/3}\mu}{\left(1 + \frac{\delta\mu}{m^2\sqrt{e}}\right)(m + \delta\sqrt{e}B'Z^{-2/3})} \\ \varepsilon > \varepsilon'_{\max} = E/(1 + \mu^2/2mE) & : 0 \\ < 0 & : 0 \end{cases}, \quad (1.83)$$

Треба нагласити да Φ_n и Φ_e важе за сва језгра осим водоника, при чему је:

$$\begin{aligned} \delta &= m^2e/2EE' = m^2v/2(E-\varepsilon), \\ D'_n &= D_n^{1-1/Z}, D_n = 1.54A^{0.27}, \\ B &= 183, B' = 1429, \sqrt{e} = 1.648. \end{aligned}$$

Континуални губитак енергије

Ограничени губитак енергије услед закочног зрачења $(dE/dx)_{rest}$ са релативним трансфером: $v = \varepsilon/(T+\mu) \leq v_{cut}$, израчунава се на следећи начин:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rest} = \int_0^{\varepsilon_{cut}} \varepsilon \sigma(E, \varepsilon) d\varepsilon = (T + \mu) \int_0^{v_{cut}} \varepsilon \sigma(E, \varepsilon) d(v). \quad (1.84)$$

Ако је за дати $v_{cut} \geq v_{\max} = T/(T+\mu)$, тада се приступа израчунавању тоталног средњег губитка енергије. Интеграција се врши користећи Гаусове квадратуре. Биновање даје прецизност бољу од 0.03% за $T = 1$ GeV и $Z = 1$. Ово се брзо побољшава повећањем T и Z .

Тотални ефикасни пресек

Интеграција диференцијалног ефикасног пресека по $d\varepsilon$ даје тотални ефикасни пресек за заочно зрачење миона:

$$\sigma_{tot}(E, \varepsilon_{cut}) = \int_{\varepsilon_{cut}}^{\varepsilon_{max}} \sigma(E, \varepsilon) d\varepsilon = \int_{\ln v_{cut}}^{\ln v_{max}} \varepsilon \sigma(E, \varepsilon) d(\ln v), \quad (1.85)$$

где је $v_{max} = T/(T+\mu)$. Ако је $v_{cut} \geq v_{max}$, онда је $\sigma_{tot} = 0$

Избор случајних вредности

Енергија фотона ε_p се добија нумеричким решавањем једначине:

$$P = \int_{\varepsilon_p}^{\varepsilon_{max}} \sigma(E, \varepsilon, Z, A) d\varepsilon \Big/ \int_{\varepsilon_{cut}}^{\varepsilon_{max}} \sigma(E, \varepsilon, Z, A) d\varepsilon. \quad (1.86)$$

Овде је P случајна униформна вероватноћа, $\varepsilon_{max} = T$, а $\varepsilon_{cut} = (T+\mu)v_{cut}$, при чему $v_{min.cut} = 10^{-5}$ представља минимални релативни енергијски трансфер који се користи у алгоритму.

При брзом избору, решење горње једначине је уписано у табеле при иницијализацији програма за одабране Z , T и P . Током симулације, табела се интерполира да би се нашла вредност ε_p која одговара вероватноћи P .

Приликом уписивања у табеле користе се тачне функције за израчунавање диференцијалног ефикасног пресека. Табела се састоји од вредности:

$$x_p = \ln(v_p / v_{max}) / \ln(v_{max} / v_{cut}), \quad (1.87)$$

где су $v_p = \varepsilon_p / (T+\mu)$ и $v_{max} = T / (T+\mu)$. Табела се попуњава у интервалу $1 \leq Z \leq 128$, $1 \leq T \leq 1000$ PeV, $10^{-5} \leq P \leq 1$ са константним логаритамским кораком. Атомска тежина је апроксимирана са итеративним решењем апроксимативне једначине: $A = Z(2+0.015A^{2/3})$. За $Z = 1$ користи се $A = 1$.

Да би се нашла вредност x_p (а тиме и ε_p) која одговара вероватноћи P , овај метод приступа линеарној интерполацији $\ln Z$ и $\ln T$, и кубној Лагранжевој интерполацији у $\ln P$. За $P \leq P_{min}$, линеарна интерполација у (P, x) координатама се користи са $x=0$ за $P=0$. Тада се енергија ε_p добија инверзном трансформацијом једначине (1.87):

$$\varepsilon_p = (T + \mu) v_{max} (v_{max} / v_{cut})^{x_p}. \quad (1.88)$$

1.4.3.4. Губитак енергије електрона

Јонизација

G4eIonisation класа израчунава континуални и дискретни губитак енергије електрона и позитрона путем јонизације материјала слично мионима. Вредност максимума енергије која се може пренети слободном електрону T_{\max} је дата следећом релацијом:

$$T_{\max} = \begin{cases} E - mc^2 & \text{за } e+ \\ (E - mc^2)/2 & \text{за } e- \end{cases}, \quad (1.89)$$

где је mc^2 енергија електрона. Изнад вредности T_{\max} , губитак енергије се симулира кроз експлицитну продукцију делта електрона путем Молиеровог расејања (e-e-), или Баба расејања (e+e-). Испод задате вредности енергије, избачени „меки“ електрони се симулирају као континуални губитак енергије упадне честице (e+ или e-).

Континуални губитак енергије

Интеграција једначине (1.66) доводи до Berger-Seltzer-ове формуле [70]:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{\text{cut}}} = 2\pi \cdot r_e^2 mc^2 n_{el} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2(\gamma + 1)}{(I / mc^2)^2} \right) + F^\pm(\tau, \tau_{up}) - \delta \right], \quad (1.90)$$

где су:

r_e	=	класични радијус електрона: $e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2)$,
mc^2	=	енергија електрона,
n_{el}	=	густина електрона у материјалу,
I	=	средња енергија екситације материјала,
γ	=	E/mc^2 ,
β^2	=	$1 - (1/\gamma^2)$,
T_{cut}	=	минимално енергетско одсецање за производњу делта електрона,
τ_c	=	T_{cut}/mc^2 ,
τ_{\max}	=	максимална предата енергија: τ за $e+$, $\tau/2$ за e^- ,
τ_{up}	=	$\min(T_{\text{cut}}, T_{\max})$,
δ	=	функција ефекта густине.

Ако имамо само један материјал кроз који честица пролази, густина електрона је:

$$n_{el} = Z \cdot n_{at} = Z \frac{N_{av} \rho}{A}, \quad (1.91)$$

где су N_{av} авогадров број, ρ густина материјала, Z редни број и A моларна маса. Ако средину чине једињења, густина електрона је дата као:

$$n_{el} = \sum_i Z_i \cdot n_{ati} = \sum_i Z_i \frac{N_{av} \omega_i \rho}{A_i}, \quad (1.92)$$

где је ω_i масени удео i -тог елемента моларне масе A_i . Средња ексцитациона енергија се преузима из табела (ICRU препоручене вредности).

Функције F^\pm дате су са:

$$F^+(\tau, \tau_{up}) = \ln(\tau \tau_{up}) - \frac{\tau^2}{\tau} \left[\tau + 2\tau_{up} - \frac{3\tau_{up}^2 y}{2} - \left(\tau_{up} - \frac{\tau_{up}^3}{3} \right) y^2 - \left(\frac{\tau_{up}^2}{2} - \tau \frac{\tau_{up}^3}{3} + \frac{\tau_{up}^4}{4} \right) y^3 \right] \quad (1.93)$$

$$F^-(\tau, \tau_{up}) = -1 - \beta^2 + \ln[(\tau - \tau_{up})\tau_{up}] + \frac{\tau}{\tau - \tau_{up}} + \frac{1}{\gamma^2} \left[\frac{\tau_{up}^2}{2} + (2\tau + 1) \ln \left(1 - \frac{\tau_{up}}{\tau} \right) \right],$$

где је $y=1/(\gamma+1)$.

Корекције на ефекат густина израчунат је према формализму Sternheimer-a [75]. Кинетичка варијабла честице је: $x = \log_{10}(\gamma\beta) = \ln(\gamma^2\beta^2)/4.606$, а $\delta(x)$ је дефинисана:

$$\begin{aligned} \text{за } x < x_0: & \quad \delta(x)=0 \\ \text{за } x \in [x_0, x_1]: & \quad \delta(x)=4.606-C+a(x_1-x)^m \\ \text{за } x > x_1: & \quad \delta(x)=4.606-C, \end{aligned}$$

где су константе које зависе од материјала израчунавају према:

$$\begin{aligned} h\nu_p &= \text{енергија плазме медијума} = \sqrt{4\pi n_{el} r_e^3 m c^2} / \alpha = \sqrt{4\pi n_{el} r_e^3} \hbar c \\ C &= 1+2\ln(I/h\nu_p) \\ x_a &= C/4.606 \\ a &= 4.606(x_a-x_0)/(x_1-x_0)^m \\ m &= 3. \end{aligned}$$

За кондензовану материју:

$$\begin{aligned} \text{за } I < 100\text{eV} \text{ и } C \leq 3.681 & \Rightarrow x_0=0.2 & x_1=2 \\ \text{за } I < 100\text{eV} \text{ и } C > 3.681 & \Rightarrow x_0=0.326C-1.0 & x_1=2 \\ \text{за } I \geq 100\text{eV} \text{ и } C \leq 5.215 & \Rightarrow x_0=0.2 & x_1=3 \\ \text{за } I \geq 100\text{eV} \text{ и } C > 5.215 & \Rightarrow x_0=0.326C-1.5 & x_1=3 \end{aligned}$$

За гасовиту материју:

$$\begin{aligned} \text{за } C < 10 & \Rightarrow x_0=1.6 & x_1=4 \\ \text{за } C \in [10.0, 10.5[& \Rightarrow x_0=1.7 & x_1=4 \\ \text{за } C \in [10.5, 11.0[& \Rightarrow x_0=1.8 & x_1=4 \\ \text{за } C \in [11.0, 11.5[& \Rightarrow x_0=1.9 & x_1=4 \\ \text{за } C \in [11.5, 12.25[& \Rightarrow x_0=2 & x_1=4 \\ \text{за } C \in [12.25, 13.804[& \Rightarrow x_0=2 & x_1=5 \\ \text{и за } C > 13.804 & \Rightarrow x_0=0.326C-2.5 & x_1=5 \end{aligned}$$

Тотални ефикасни пресек по атому и средњи слободни пут

Тотални ефикасни пресек по атому за Молиерово (e-e-) расејање и Баба расејање (e+e-) добија се интеграцијом једначине (1.67). У Genat4, T_{cut} је 1 keV или веће. За енергије делта електрона много веће од ексцитационе енергије ($T \gg I$), тотални ефикасни пресек за Молиерово расејање постаје [74]:

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2 (\gamma - 1)} \left[\frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{2} - x \right) + \frac{1}{x} - \frac{1}{1-x} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln \frac{1-x}{x} \right] \quad (1.94)$$

а за Баба расејање:

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\gamma - 1} \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + B_1 \ln x + B_2 (1-x) - \frac{B_3}{2} (1-x^2) + \frac{B_4}{3} (1-x^3) \right] \quad (1.95)$$

где су

$$\begin{array}{ll} \gamma & = E/mc^2 & B_1 & = 2-y^2 \\ \beta^2 & = 1-(1/\gamma^2) & B_2 & = (1-2y)(3+y^2) \\ x & = T_{\text{cut}}/(E-mc^2) & B_3 & = (1-2y)^2 + (1-2y)^3 \\ y & = 1/(\gamma+1) & B_4 & = (1-2y)^3 \end{array}$$

Горње формуле дају тотални ефикасни пресек за расејање изнад енергија прага $T^{\text{np}}_{\text{Молиер}} = 2T_{\text{cut}}$ и $T^{\text{np}}_{\text{Баба}} = 2T_{\text{cut}}$.

У датом материјалу средњи слободни пут је онда

$$\lambda = (n_{\text{at}} \sigma)^{-1} \text{ ili } \lambda = (\sum_i n_{\text{at}i} \sigma_i)^{-1} \quad (1.62)$$

Симулација приодукције делта електрона

Диференцијални ефикасни пресек

За $T \gg I$ диференцијални ефикасни пресек за Молиерово расејање по атому постаје [74]:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2 (\gamma - 1)} \left[\frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} + \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{1-\varepsilon} \left(\frac{1}{1-\varepsilon} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \right] \quad (1.97)$$

и за Баба расејање,

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\gamma - 1} \left[\frac{1}{\beta^2 \varepsilon^2} - \frac{B_1}{\varepsilon} + B_2 - B_3 \varepsilon + B_4 \varepsilon^2 \right] \quad (1.98)$$

где је $\varepsilon = T/(E-mc^2)$. Кинематичка ограничења на ε су:

$$\varepsilon_0 = \frac{T_{cut}}{E - mc^2} \leq \varepsilon \leq \frac{1}{2} \text{ за e-e-} \quad \text{и} \quad \varepsilon_0 = \frac{T_{cut}}{E - mc^2} \leq \varepsilon \leq 1 \text{ за e+e-}$$

Узорковање енергије делта електрона

Поред нормализације, ефикасни пресек се може факторисати као:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = f(\varepsilon)g(\varepsilon) \quad (1.99)$$

За e-e- расејање:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon_0}{1 - 2\varepsilon_0} \quad (1.100)$$

$$g(\varepsilon) = \frac{4}{9\gamma^2 - 10\gamma + 5} \left[(\gamma - 1)^2 \varepsilon^2 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1) \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} + \frac{\gamma^2}{(1 - e)^2} \right], \quad (1.101)$$

а за e+e- расејање

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon_0}{1 - \varepsilon_0} \quad (1.102)$$

$$g(\varepsilon) = \frac{B_0 - B_1\varepsilon + B_2\varepsilon^2 - B_3\varepsilon^3 + B_4\varepsilon^4}{B_0 - B_1\varepsilon_0 + B_2\varepsilon_0^2 - B_3\varepsilon_0^3 + B_4\varepsilon_0^4}. \quad (1.103)$$

Овде је $B_0 = \gamma^2/(\gamma^2 - 1)$, а све остале вредности су дефинисане раније.

Како би изабрали ε , а тиме и енергију делта електрона:

1. ε се узоркује из $f(\varepsilon)$;
2. „функција одбијања“ $g(\varepsilon)$ израчунава се коришћењем узорковане вредности ε ;
3. ε се прихвата са вероватноћом $g(\varepsilon)$.

По успешном узорковању ε , правац избаченог електрона се генерише у односу на правац упадне честице. Азимутни угао ϕ се генерише изотропно, а поларни угао θ се рачуна из закона одржања енергије и импулса. Ова информација се користи за израчунавање енергије и импулса расејане честице и избаченог електрона, као и за трансформацију у глобални координатни систем.

1.4.3.5. Закочно зрачење (електрона)

Класа G4eBremsstrahlung даје губитак енергије електрона и позитрона услед радијације фотона у пољу језгра према раније описаном методу за мионе. Изнад да-те вредности енергије, губитак енергије је симулиран као експлицитна продукција фотона. Испод ове вредности, емисија “меких” фотона се третира као континуални губитак енергије. У Genat4 Landau-Pomeranchuk-Migdal ефекат је такође имплемент-тиран.

Ефикасни пресек и губитак енергије

Диференцијали ефикасни пресек за продукцију фотона енергије k од стране електрона кинетичке енергије T у пољу атома наелектрисања Z је дат као: $d\sigma(Z,T,k)/dk$. Ако је k_c енергија одсецања испод које се фотони третирају као континуални губитак енергије, тада је средња вредност енергије коју електрон изгуби:

$$E_{Loss}^{brem}(Z, T, k_c) = \int_0^{k_c} k \frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk} dk. \quad (1.104)$$

Тотални ефикасни пресек за емисију фотона енергија већих од k_c је:

$$\sigma_{Loss}^{brem}(Z, T, k_c) = \int_{k_c}^T \frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk} dk. \quad (1.105)$$

Ефикасни пресек и губитак енергије услед закочног зрачења се параметризује коришћењем EEDL (Evaluated Electrons Data Library) [76] као улаз. Параметризација за ефикасни пресек закочног зрачења електрона изабрана је као:

$$\sigma(Z, T, k_c) = Z(Z + \xi_\sigma)(1 - c_{sign} Z^{1/4}) \left[\frac{T}{k_c} \right]^\alpha \frac{f_s}{N_{Avo}}, \quad (1.106)$$

где је f_s полином од $x = \log(T)$ са Z -зависним коефицијентима за $x < x_1$, $f_s = 1$ при $x \geq x_1$, ξ_σ, c_{sign} и α су константе, а N_{Avo} авогадров број. За случај нискоенергетских електрона ($T \leq T_{lim} = 10 \text{ MeV}$), горњи изрази треба да се умноже за:

$$\left(\frac{T_{lim}}{T} \right)^{c_l} \left(1 + \frac{a_l}{\sqrt{ZT}} \right), \quad (1.107)$$

са константним параметрима c_l и a_l .

Параметризација губитка енергије врши се уз помоћ:

$$E_{Loss}^{brem}(Z, T, k_c) = \frac{Z(Z + \xi_l)(T + m)^2}{T + 2m} \left[\frac{k_c}{T} \right]^\beta (2 - c_{lh} Z^{1/4}) \frac{a + b \frac{T}{T_{lim}}}{1 + c \frac{T}{T_{lim}}} \frac{f_l}{N_{Avo}} \quad (1.108)$$

где је m маса електрона, $\xi_l, \beta, c_{lh}, a, b, c$ су константе, f_l полином од $x = \log(T)$ са коефицијентима зависним од Z за $x < x_1$, $f_l = 1$ при $x \geq x_1$. За ниске енергије ($T \leq T_{lim} = 10 \text{ MeV}$), овај израз треба да се подели са:

$$\left(\frac{T_{lim}}{T} \right)^{c_l} \quad (1.109)$$

а ако је $T < k_c$, израз треба да се помножи са:

$$\left(\frac{T}{k_c} \right)^{a_l} \quad (1.110)$$

са коефицијентима a_i, c_i . Нумеричке вредности ових параметара и коефициенти полиномима f_s и f_l могу се наћи у коду ове класе.

Грешке ових параметризација су процењене на:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \begin{cases} 6-8\% & \text{за } T \leq 1\text{MeV} \\ \leq 4-5\% & \text{за } T > 1\text{MeV} \end{cases}$$

$$\frac{\Delta E_{Loss}^{brem}}{E_{Loss}^{brem}} = \begin{cases} 8-10\% & \text{за } T \leq 1\text{MeV} \\ 5-6\% & \text{за } T > 1\text{MeV} \end{cases}$$

Симулација дискретног закочног зрачења

Енергија фотона финалног стања узоркован је према спектру Seltzer-а и Berger-а [77]. Они су израчунали спектар закочног зрачења са атомским бројевима 6, 13, 29, 47 и 92 у интервалу кинетичке енергије електрона од 1 keV до 10 GeV. Ове вредности се користе као улаз у фит параметарске функције:

$$S(x) = Ck \frac{d\sigma}{dk} \quad (1.111)$$

која ће се користити да се формира „функција одбијања“ (rejection function) за процес узорковања.

Параметризација се може написати као:

$$S(x) = \begin{cases} (1 - a_h \varepsilon) F_1(\delta) + b_h \varepsilon^2 F_2(\delta) & T \geq 1\text{MeV} \\ 1 + a_l x + b_l x^2 & T < 1\text{MeV} \end{cases}, \quad (1.112)$$

где су:

- C = нормализациона константа;
- k = енергија фотона;
- T, E = кинетичка и тотална енергија примарног електрона;
- x = k/T;
- ε = k/E = xT/E,

а $a_{h,l}$, $b_{h,l}$ параметри који треба да се фитују. Функција $F_1(\delta)$ функције екранирања зависи од екраниране варијабле:

$$\delta = \frac{136m_e \varepsilon}{Z^{1/3} E (1 - \varepsilon)},$$

$$F_1(\delta) = F_0(42.392 - 7.796\delta + 1.961\delta^2 - F) \quad \delta \leq 1$$

$$F_2(\delta) = F_0(41.734 - 6.484\delta + 1.250\delta^2 - F) \quad \delta \leq 1$$

$$F_1(\delta) = F_2(\delta) = F_0(42.24 - 8.368 \ln(\delta + 0.952) - F) \quad \delta > 1$$

$$F_0 = 1/(42.392 - F)$$

$$F = 4 \ln Z - 0.55 (\ln Z)^2.$$

Постоји укупно 36 параметара у формули и њихове вредности су дате у коду. Оваква параметризација репродукује Seltzer-Berger-ове табеле усредњене до 2-3%, са максимумом грешке мањом од 10-12%. Оригиналне табеле, с друге стране, слажу се са експерименталним резултатима и теоријским прорачунима са грешком

мањом од 10% за енергије испод 50 MeV и мањом од 5% за енергије веће од 50 MeV.

Не обазирјући се на нормализацију, диференцијал ефикасног пресека по енергији фотона се може написати као:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{1}{\ln \frac{1}{x_c}} \frac{1}{x} g(x) = \frac{1}{\ln \frac{1}{x_c}} \frac{1}{x} \frac{S(x)}{S_{\max}} \quad (1.113)$$

где је $x_c = k_c/T$ и k_c фотонска енергија одсецања испод које се закочно зрачење третира као континуални губитак енергије. Користећи ову декомпозицију ефикасног пресека и два произвољна броја r_1 и r_2 униформно дистрибуирана у $[0,1]$, узорковање по x се врши на следећи начин:

1. Узима се x из:

$$\frac{1}{\ln \frac{1}{x_c}} \frac{1}{x}, \text{ постављајући } x = e^{r_1 \ln x_c};$$

2. Израчуна се „функција одбијања“ $g(x)$ и:

- ако $r_2 > g(x)$ одбацује се x и иде се на тачку 1;
- ако је $r_2 \leq g(x)$, прихвата се x .

1.5. Основе напомене о Вештачким неуронским мрежама

1.5.1. Увод

Вештачка неуронска мрежа (ВНМ) је математички модел или рачунски модел базиран на биолошким неуронским мрежама. Већина упућених би се сложила да се ВНМ састоји од мреже једноставних процесних јединица (неурона), које могу да креирају комплексне глобалне особине, зависно од начина спајања процесних јединица и параметара (тежина) тих спојева. Најчешће је ВНМ адаптиван систем који мења своју структуру на основу спољне или унутрашње побуде која тече кроз мрежу током фазе „учења“.

Са практичне стране, неуронске мреже су нелинеарни статистички инструменти за моделирање података. Оне могу да се користе како би се моделирали комплексни односи између скупа улазних варијабли и скупа излаза из неуронске мреже у циљу проналажења правилности у подацима.

Оне ВНМ које се најчешће користе за решавање проблема који су нама од интереса, су варијације идеје Паралелног дистрибутивног процесирања. Скуп најважнијих аспеката оваквог Паралелног дистрибутивног модела представљају:

- скуп процесних јединица (неурони);
- активационо стање (u_k) за сваки неурон, што је еквивалентно излазу овог неурона;
- везе међу неуронима. Углавном је свака веза дефинисана тежином ω_{jk} која одређује ефекат који сигнал неурона j има на неурон k .
- пропагационо правило које одређује ефективни улазни сигнал S_k неурону од (групе) екстерних улаза;
- активациона функција F_k која одређује нови ниво активације базиран на ефективном улазном сигналу $S_k(t)$ и тренутне активације $u_k(t)$ (ново стање);
- екстерни инпут (струја, „offset“) θ_k за сваки неурон;
- метод сакупљања информација (правило „учења“);
- околину у којој систем функционише, обезбеђујући улазне сигнале и (ако је потребно) сигнализацију грешке.

Топологије неуронских мрежа

Топологија се односи на начин повезивања неурона и пропагацију података. Разлике у начину повезивања неурона деле неуронске мреже на:

- преднапонске (Feedforward) неуронске мреже где ток података тече стриктно од улаза према излазу неуронске мреже. Неуронска мрежа може да врши процесирање података помоћу више слојева неурона, али не постоји повратна спрега, односно не постоје везе које иду од излаза неурона неког слоја на улазе неурона претходног слоја;

- рекурентне неуронске мреже. Оне садрже везе повратне спреге и важне су им динамичке особине. У неким случајевима, активационе вредности неурона подлежу релаксационом процесу таквим да неуронска мрежа еволуира у стабилно стање у којем се овакве активације више не мењају. Код других апликација значајна је промена активационих вредности излазних неурона тако да динамичко понашање обликује излаз неуронске мреже.

Класични примери преднапонских неуронских мрежа су Перцептрон и Адалине. Примери рекурентних неуронских мрежа су Андерсонова, Коненонова и Хопфилдова мрежа [78,79].

Тренирање вештачких неуронских мрежа

Неуронска мрежа мора да се конфигурише тако да примена скупа улазних вредности даје (директно или путем релаксационог процеса) жељени скуп излаза. Постоје разни методи одређивања тежина. Један начин је да се тежине поставе експлицитно, као резултат претходног познавања проблема. Други начин је да се неуронска мрежа „тренира“ задавањем скупова улазних вредности и одговарајуће познате излазне вредности, омогућавајући тако да се тежине (брже или спорије) мењају у зависности од неког правила „учења“.

Можемо да извршимо категоризацију начина учења, добијајући две основне групе:

- Надгледано „учење“ или Асоцијативно „учење“ у коме се мрежа тренира задавањем улазне и излазне вредности. Овакви улазно-излазни парови могу се добити од стране спољњег „учитеља“ или од система који се састоји од неуронске мреже (самонадгледајући);

- Ненадгледано учење, или Самоорганизујуће у коме су излазне јединице трениране да одговоре на групу скупова улаза. За разлику од надгледаног учења, овде не постоји претходни скуп категорија у коме скупови улаза треба да се класификују; него систем мора сам да се прилагоди и да нађе (статистички најповољнију) својствену репрезентацију улазних вредности.

1.5.2. Повратне неуронске мреже

Једнослојне мреже су доста ограничене, јер је класа проблема које могу да реше веома ограничена, док вишеслојне мреже превазилазе већину ових ограничења. За Неуронске мреже веома је важно да се одреди начин мењања тежина током процеса „учења“. Почетком развоја вишеслојних неуронских мрежа појавила се идеја да се грешке неурона скривених (средњих) слојева одређују у зависности од грешака излазног слоја – што значи да се информације о грешкама враћају у назад. Одатле се овај метод и назива Повратно правило учења (backpropagation).

1.5.2.1 Вишеслојне преднапонске мреже

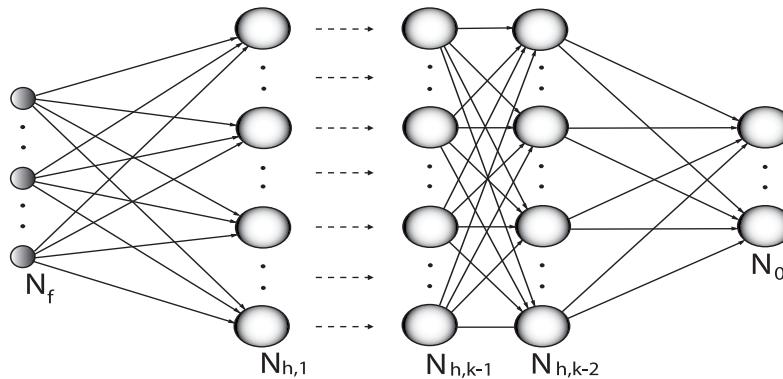
Преднапонска мрежа има вишеслојну структуру. Сваки слој се састоји од неурона који примају улазне сигнале од неурона слоја који се налази директно испод њих, а шаљу своје излазне сигнале неуронима слоја који се налази директно изнад њих. Поред тога, не постоје везе међу неуронима истог слоја.

Сваки од N_i улазних сигнала доводи се на N_h скривених неурона. Улазни неурони представљају, у принципу, само једноставне појачаваче. Активација скривених неурона је функција F_i од отежињених улазних сигнала плус нека струја θ_k :

$$y_k(t+1) = F_k(s_k(t)) = F_k\left(\sum_j \omega_{jk}(t)y_j(t) + \theta_k(t)\right), \quad (1.114)$$

где су $y_k(t+1)$ излаз из неурона, $y_j(t)$ излазни сигнал неурона претходног слоја, ω_{jk} тежине и θ_k струја или “offset”.

Излазни сигнал неурона скривеног слоја усмерава се на следећи скривени слој скривених неурона N_{h2} , чији се излазни сигнали преносе на слој са N_o излазних неурона.



Слика 1.26.: Логички приказ вишеслојне преднапонске неуронске мреже.

Иако се метод са повратним правилом учења може применити на мреже са било којим бројем слојева, показано је да само један слој скривених неурона успева да апроксимира било коју функцију са коначним бројем дисконтинуитета до арбитрарне прецизности, под условом да су активационе функције неурона скривеног слоја нелинеарне (универзална апроксимациона теорема). Најчешће се

користе преднапонске мреже са једним слојем скривених неурона код којих је активациона функција "сигмоидна"¹⁸, односно облика: $y_k = F_k(s_k) = \frac{1}{1+e^{-s}}$.

Генералисано делта правило

Делта правило одређује како се мењају тежине унутар ВММ током процеса учења: $\varpi_{jk}(t+1) = \varpi_{jk}(t) + \Delta\varpi_{jk}(t)$.

Активациона функција је диференцијабилна функција тоталног улазног сигнала, дата са: $y_k^p = F(s_k^p)$ где је

$$s_k^p = \sum_j \varpi_{jk} y_j^p + \theta_k. \quad (1.115)$$

Како би добили одговарајуће делта правило, морамо да поставимо:

$$\Delta_p \varpi_{jk} = -\gamma \frac{\partial E^p}{\partial \varpi_{jk}}. \quad (1.116)$$

Мера грешке E^p дефинисана је као квадратна грешка за неко жељено p на излазном неурону:

$$E^p = \frac{1}{2} \sum_{o=1}^{No} (d_o^p - y_o^p)^2, \quad (1.117)$$

где је d_o^p жељени улазни сигнал за неурон o када се скуп вредности p појави на улазу у мрежу. Даље, постављамо да је $E = \sum_p E^p$ сума квадрата грешака. Можемо да напишемо:

$$\frac{\partial E^p}{\partial \varpi_{jk}} = \frac{\partial E^p}{\partial s_k^p} \frac{\partial s_k^p}{\partial \varpi_{jk}}. \quad (1.118)$$

Даље, диференцирањем једначине (1.115) видимо да је други фактор:

$$\frac{\partial s_k^p}{\partial \varpi_{jk}} = y_j^p.$$

Када дефинишемо:

$$\delta_k^p = -\frac{\partial E^p}{\partial s_k^p}, \quad (1.119)$$

добићемо правило унапређења („update rule“) које представља градијентно опадање на површини грешке при промени тежина користећи:

$$\Delta_p \varpi_{jk} = \gamma \delta_k^p y_j^p. \quad (1.120)$$

Трик је у томе да се пронађе чему су једнаки δ_k^p за сваки неурон k у мрежи.

Интересантно је да постоји једноставно реверзно израчунавање ових δ_k^p који могу да се примене пропагирајући сигнале грешке уназад кроз мрежу. Да би израчунали δ_k^p , примењујемо ланчано правило при писању парцијалног извода као продукт два фактора, где један фактор рефлектује промену грешке у функцији из-

¹⁸ "Sigmoid function". Ова функција је позната као и крива у облику латиничног слова S. Такође, веома личи на кумулативну функцију Гаусове расподеле.

лазног сигнала неурона, а други рефлектује промену излазног сигнала у функцији промена на улазу неурона. Одатле имамо:

$$\delta_k^p = -\frac{\partial E^p}{\partial s_k^p} = -\frac{\partial E^p}{\partial y_k^p} \frac{\partial y_k^p}{\partial s_k^p}. \quad (1.121)$$

Замењујући у једначини (1.121) једначину $\frac{\partial y_k^p}{\partial s_k^p} = F'(s_k^p)$, добијамо:

$$\delta_o^p = (d_o^p - y_o^p) F'(s_o^p), \quad (1.122)$$

за било коју јединицу o . Друго, ако k није излазна, него скривена јединица $k=h$, не може одмах да се зна допринос ове јединице излазној грешци мреже. Међутим, мера ове грешке може да се напише као функција свих излазних сигнала из неурона скривеног слоја према излазном слоју мреже: $E^p = E^p(s_1^p, s_2^p, \dots, s_j^p, \dots)$ и можемо да користимо ланчано правило како би написали:

$$\frac{\partial E^p}{\partial y_h^p} = \sum_{o=1}^{N_o} \frac{\partial E^p}{\partial s_o^p} \frac{\partial s_o^p}{\partial y_h^p} = \sum_{o=1}^{N_o} \frac{\partial E^p}{\partial s_o^p} \frac{\partial}{\partial y_h^p} \sum_{j=1}^{N_h} \varpi_{ko} y_j^p = \sum_{o=1}^{N_o} \frac{\partial E^p}{\partial s_o^p} \varpi_{ho} = -\sum_{o=1}^{N_o} \delta_o^p \varpi_{ho}, \quad (1.123)$$

замењујући 1.123 у једначини (1.121) добија се:

$$\delta_k^p = F'(s_h^p) \sum_{o=1}^{N_o} \delta_o^p \varpi_{ho}. \quad (1.124)$$

Једначине (1.122) и (1.124) дају реверзну процедуру за израчунавање δ за све неуроне у мрежи који се онда користе при рачунању промене тежине у складу са једначином (1.120). Ова процедура се назива генералисаним делта правилом за преднапонске мреже са нелинарним неуронима.

Рад са пропацијом уназад

Апликација генералисаног делта правила укључује два фазе: током прве фазе имамо улаз x и он се шаље даље кроз мрежу како би се израчунале излазне вредности y_o^p за сваки поједини излазни неурон. Овај излазни сигнал се упоређује са жељеном вредношћу d_o одакле добијамо сигнал грешке p_o за сваки излазни неурон. У другој фази долази до тока информација уназад у којем кроз мрежу пролази сигнал грешке према сваком неурону у мрежи и при томе се рачунају одговарајуће промене тежина.

Промена вредности тежина код мрежа са сигмоидном активационом функцијом

Отежињене везе се мењају пропорционално продукту грешке неурона k и излаза неурона j (једначна 1.120):

$$\Delta_p \varpi_{jk} = \gamma \delta_k^p y_j^p.$$

Ако је неурон излазни, сигнал грешке је дат са (1.122). Ако је активациона функција F сигмоидна, односно облика: $y^p = F(s^p) = \frac{1}{1 + e^{-s^p}}$, тада је њен извод:

$$F'(s^p) = \frac{\partial}{\partial s^p} \frac{1}{1 + e^{-s^p}} = \frac{1}{(1 + e^{-s^p})^2} (e^{-s^p}) = \frac{1}{(1 + e^{-s^p})} \frac{e^{-s^p}}{(1 + e^{-s^p})} = y^p (1 - y^p). \quad (1.125)$$

тако да сигнал грешке за излазне неуроне може да се напише као:

$$\delta_o^p = (d_o^p - y_o^p) y_o^p (1 - y_o^p) \quad (1.126)$$

Сигнал грешке за скривене јединице одређује се реверзно и то за сигнале грешке јединица које су директно спојене и тежине ових веза. За сигмоидну активациону функцију гласи:

$$\delta_h^p = F'(s_h^p) \sum_{o=1}^{N_o} \delta_o^p \varpi_{ho} = y_h^p (1 - y_h^p) \sum_{o=1}^{N_o} \delta_o^p \varpi_{ho}. \quad (1.127)$$

Брзина учења и импулс

Процес учења захтева да су промене тежина пропорционалне са $\partial E^p / \partial \varpi$. Градијент опадања захтева да се узимају инфинитезимални кораци. Константа пропорционалности назива се брзина учења. Из практичних разлога бирамо што већу брзину учења која не доводи до појаве осцилација. Да би се избегле осцилације промене тежина, уводи се члан "импулса". Промене тежина тако постају зависне од претходних промена тежина:

$$\Delta \varpi_{jk}(t+1) = \gamma \delta_k^p y_k^p + \alpha \Delta \varpi_{jk}(t), \quad (1.128)$$

где је α константа која одређује ефекат претходне промене тежине.

Иако теоретски, при тренирању мреже, алгоритам повратне пропагације примењује градијент опадања на укупну грешку **само** ако су тежине подешене после узимања у обзир **потпуног** скупа група улазних вредности при тренирању мреже, практично, чешће се градијент опадања примењује после процесирања сваке од група улазних вредности.

Постоје емпиријске индикације да овако добијени резултати дају бржу конвергенцију. Мора се водити рачуна, међутим, и о поретку група скупа вредности за тренирање мреже. На пример, када се користе исте секвенце при поновном тренирању, мрежа може да се фокусира само на неколико почетних група вредности. Овај се метод превазилази коришћењем пермутационог метода тренирања мрежа.

1.5.3. Програмирање Вештачких Неуронских Мрежа (ВНМ) – JetNet 3.5

1.5.3.1. Увод

Поред мноштва програма за симулације Вештачких Неуронских Мрежа, најбоље резултате смо добили коришћењем програмског пакета JetNet 3.5. Овај пакет је написан у програмском језику Фортран и веома се добро одржава и унапређује. Конкурентан је многим С++ програма који су приступачнији за рад с обзиром да имају добар графички кориснички сервис који је веома користан при савладавању, дизајнирању и раду са ВНМ.

Раније је напоменуто да Вештачке неуронске мреже представљају моћно нелинеарно проширење конвенционалних метода. Посебно се преднапонске вишеслојне мреже широко користе због њихове једноставности и изузетних перформанси. Преднапонске вишеслојне мреже са повратним правилом учења постају све популарније у препознавању облика и мапирању функција у широком спектру разних апликација и данас се најчешће користе. У даљем тексту сконцентрисаћемо се на опис оваквих мрежа.

1.5.3.2. Учење у преднапонској вештачкој неуронској мрежи

Стандардна процедура при анализи експерименталних резултата базира се на примени скупа одсецања на оређене вредности неких експериментално добијених функционалних расподела експерименталних вредности (најчешће зависних од кинетичких варијабли). Оваква процедура обично није систематична ни студиозна. У идеалном случају, желимо да имамо најбољи избор ових функција (F_i) који би нам дао највише корисних информација (на пример, управо се на томе базира и метод „Препознавања облика“ {Pattern recognition} коришћењем ВНМ). За преднапонску ВНМ, облик активационих функција изгледа:

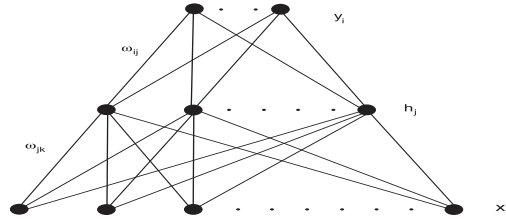
$$F_i(x) = g \left[\frac{1}{T} \sum_j \omega_{ij} g \left(\frac{1}{T} \sum_k \omega_{jk} x_k + \theta_j \right) + \theta_i \right] \quad (1.129)$$

што одговара архитектури на слици 1.27. Овде су "тежине" ω_{ij} и ω_{jk} параметри који треба да се фитују на дистрибуцију података, а $g(x)$ је нелинеарна неуронска активациона функција, типично дата у форми:

$$g(x) = \frac{1}{2} [1 + \tanh(x)] = \frac{1}{1 + e^{-2x}} \cdot \quad (1.130)$$

Слој при дну (улазни слој) на слици 1.27, одговара варијабли сензора x_k , а горњи слој (излазни) одговара F_i . Скривени слој омогућава нелинеарно моделирање

сензорских података. Једначина (1.129) и слика 1.27 лако се генерализују на више од једног скривеног слоја.



Слика 1.27.: Приказ преднапоснке неуронске мреже са једним скривеним слојем

Тежине ω_{ij} и ω_{jk} одређене су минимизирањем грешке фита, односно средње слободне грешке:

$$E = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} \sum_i (o_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2, \quad (1.131)$$

између излаза o_i и жељених улазних сигнала t . У једначини (1.131), p означава поједине скупове улазних података.

Када се заврши фитовање тежина коришћењем једне групе (скуп појединачних скупова) улазних података, мрежа би требала да буде у могућности да моделира податке које није видела раније. Способност мреже да коректно моделује нове податке назива се **генерализациона перформанса**. При моделирању података за добру генерализациону перформансу веома је важно да број скупова улазних података увелико премаши број параметара (у нашем случају број тежина).

1.5.3.3. Фамилија мрежа са повратним правилом учења

Минимизирање једначине (1.131) методом градијентног опадања не представља идеалан метод, али је и поред тога у многим случајевима довољан. Код метода градијентног опадања, тежине се мењају по повратном правилу учења:

$$\omega_{t+1} = \omega_t + \Delta\omega_t, \quad (1.132)$$

где је

$$\Delta\omega_t = -\eta \frac{\partial E_t}{\partial \omega} = -\eta \nabla E_t, \quad (1.133)$$

при чему се ω односи на цео вектор тежина мреже. Додаје се често и члан импулса како би се стабилизовало учење:

$$\Delta\omega_{t+1} = -\eta \frac{\partial E_t}{\partial \omega} + \alpha \Delta\omega_t, \quad (1.134)$$

где је $\alpha < 1$.

Проблеми код којих постоје равне површине или локални минимуми се у највећој мери могу избећи уводећи шум у правило мењања тежина (1.132). Ово се уобичајено ради додавањем члана нормализованог Гаусовог шума:

$$\Delta\omega = -\eta \nabla E + \sigma, \quad (1.135)$$

који је познат као Ланжевеново мењање тежина, или коришћењем грубље нестриктне процедуре градијентног опадања у "Менхетн" правилу мењања [78]:

$$\Delta\omega = -\eta \operatorname{sgn}\left[\frac{\partial E}{\partial\omega}\right]. \quad (1.136)$$

Алгоритми другог реда

Процедура Градијентног опадања претпоставља изотропну метрику, што значи да је брзина учења η у једначини (1.133) идентична у свим правцима у ω простору. Ово уобичајно није оптимална брзина учења и пожељно је да се модификује на одговарајућу метрику. Може да се користи метод другог реда као Њутново правило које оптимизује мењање тежина дуж сваког правца у:

$$\Delta\omega = -H^{-1}\nabla E, \quad (1.137)$$

где је H Хесијанова матрица:

$$H = \frac{\partial^2 E}{\partial\omega_{ij}\partial\omega_{i'j'}} = \nabla^2 E. \quad (1.138)$$

На жалост, израчунавање целе Хесијанове матрице је превише захтевно за процесор и меморију рачунара. Такође, матрица је често сингуларана, а у том случају Њутнов метод није примењљив. Када имамо овакав случај, мора се прибећи апроксимативним методама. Ове методе не наводимо, јер су изван домена нашег интереса.

1.5.3.4. Избор модела и параметара

Поређење ВМ са другим методама

Постоји много различитих метода који обављају вишеваријабилну статистичку анализу, фитовање функција или задатке предвиђања, а ВМ представљају само мали део њих. Са становишта статистичког моделирања, ВМ припадају општој класи непараметарских метода који не праве никакве претпоставке о форми параметара функције коју моделирају. У овом смислу оне су снажније него параметарски модели који покушавају да фитују реалност у односу на специфичну параметарску форму. Међутим, непараметарски модели, као ВМ, садрже више слободних параметара и одатле је потребно више података за тренирање у поређењу са параметарским моделима како би достигли добре генерализационе перформансе.

На срећу, за већину проблема у физици високих енергија потребно је да се ради са великим бројем података (догађаја) што омогућава да се експлоатишу могућности непараметарских модела као што је ВНМ.

Методи ВМН имају велик број особина које их чине атрактивним:

- излазне јединице (o_i) су аналитичке функције аргумената x_i , ако је активациона функција g аналитичка. Изводи у односу на улазе могу да се израчунају, што поједностављује процену грешке;
- Сигмоидне јединице нису "ортогоналне" и две скривене јединице могу добро да извршавају идентичан задатак, што донекле изузима пре-фитовање. Такође, ова особина може да буде веома практична, па чак и пожељна ако је циљ да се креира дистрибутивни систем који је веома мало осетљив на изостанак тежина. Помоћу "паметног" додавања шума у процесу тренирања, мрежа може да се присили да изабере решење где је информација максимално дистрибуирана међу тежинама;
- ВНМ није линеарна функција свих својих тежина. Ово имплицира особину бенифицираног скалирања – за неке функције и мреже криве учења су независне од броја улаза.

Због њихове генералности, методи ВМН могу да покажу неке недостатке од којих је највећи представља време потребно за тренирање. Други статистички методи "уче" углавном доста брже. На пример, код модела са "ортогоналним" (или полиномским) јединицама може да буде довољно да се уради једна инверзија матрице како би били истренирани.

Некада се напомиње да постоје статистички непараметарски методи који су прихватљивији, јер су лакши за интерпретирање. Међутим, уз помоћ самоорганизујућих мрежа, постаје веома лако да се интерпретира метод ВМН.

Број скривених јединица

На одређен начин може да се каже да постоји конкуренција између *струје* која представља способност мреже да реши проблем и *варијанце* која представља ризик за пре-фитовање података. Крајњи циљ је да се одабере модел који минимизује генерализациону грешку која је сума струје и варијанце. Одатле, неопходно је да се процени генерализациона грешка како би се одабрао одговарајући број скривених јединица. Експериментално, ово може да се оствари узајамним процесима учења и валидације¹⁹. На пример, у v -струком узајамном учењу и валидацији, подаци су подељени на v подскупова, од којих се $v-1$ користи за тренирање, а један за валидацију. Процедура тренирања се понавља, идентично, док се сви подскупови не искористе. Процена генерализационе грешке овог метода представља средњу грешку ових v експеримената:

$$E_{gen} \approx \langle E_{test} \rangle_v. \quad (1.139)$$

¹⁹ када се заврши фаза учења, следећи „непознати“ узорак догађаја се проверава ВНМ-ом како би се тестирала способност мреже да препозна догађаје које није „видела“ раније.

Како би се уштедело време, могуће је да се уместо експерименталног метода користе аналитичке процене генерализационе грешке. Једна апроксимативна форма за генерализациону грешку (суме квадрата) је:

$$E_{gen} \approx E_{train} \left(1 + 2 \frac{N_{\omega}}{N_p}\right), \quad (1.140)$$

где је N_{ω} број тежина у мрежи, а N_p број групе података једног догађаја у скупу података за тренирање. Ова форма се добро слаже са претходним методом процене генерализационе грешке.

Поменути методи раде само код експеримената на принципу “покушаја и грешке” где се генерализациона перформанса различитих архитектура упоређује после тренирања мреже. Не треба посебно напомињати да је пожељно да постоји метод који селекује оптимални број скривених јединица пре тренирања ВНМ. За класификационе проблеме, димензија простора варијабли је груби индикатор. Ако се од мреже очекује да врши сепарацију затворене N димензионе запремине и спољашњости, минимални број скривених јединица који је потребан је $N+1$. За отворену запремину, минимални број скривених јединица је много мањи.

Код фитовања фукција, процена слична једначини (1.140) може да постоји за одређену класу функција и мрежа. У референци [80] постоји однос скалирања који даје број скривених јединица које минимизују генерализациону грешку:

$$N_h \sim C_f \sqrt{N_p / N \log N_p}, \quad (1.141)$$

захтевајући да постоји један скривени слој вишеслојне неуронске мреже са линеарним излазом. Овде је C_f први апсолутни импулс Фуријеове дистрибуције магнитуда функције F која је непозната. Ово, наравно, ограничава примену једначине само на грубу процену броја скривених јединица. Срећом, није неопходно да се зна егзактан број скривених јединица унапред. Могуће је да се почне са већим бројем јединица него што је потребно, а онда се одстрањују непотребне јединице током или после процеса тренирања мреже.

Број скривених слојева у мрежи

Теоретски, ВНМ са једним скривеним слојем је довољна да се моделује било која континуална функција. Мреже са два скривена слоја могу бити ефикасније, али и теже за тренирање. И практично, ВНМ са једним скривеним слојем довољне су за највећи број класификационих задатака, а са два скривена слоја пожељна су за проблеме фитовања. Може се видети да је код многих класификационих проблема у физици високих енергија дискриминациона површина једноставна, што објашњава зашто су мреже са једним скривеним слојем довољне. Мреже са много скривених слојева нису оправдане ако дискриминациона површина није компликована. У ствари, није ни потребно користити ВНМ ако је дискриминациона површина веома једноставна, као, на пример, хипер раван или хиперсфера.

Активациона функција

Избор активационе функције може значајно да промени понашање ВМН. Стандардан избор су сигмоидне функције (једначина 1.130) које могу бити или симетричне $[-1,1]$ или асиметричне $[0,1]$. Сигмоидна функција је глобална у смислу да дели простор варијабли на две половине, један део где одговор тежи јединици и други који прилази нули (или -1). Одатле је веома ефикасно применити одсецања функције у простору варијабли неуронске мреже.

Други избор је, на пример, Гаусова расподела која замењује сигмондну функцију са Гаусијаном или радијална базисна функција. Ови примери локалних активационих функција могу бити корисни ако је ефективна димензија проблема нижа од стварног броја варијабли или ако је проблем локалног карактера.

Избор алгоритма учења

Основна разлика "JetNet"-а верзије 3.5 и ранијих верзија је постојање неколико алтернативних алгоритама учења. И поред тога, после дугих истраживања нових алгоритама, закључено је да је метод повратног правила учења, коме се понекад додаје и шум, не само довољан већ често и супериоран за већину проблема. Ово је веома стабилан алгоритам учења који даје најниже грешке у поређењу са алтернативним алгоритмима.

Повратно правило учења - Повратне мреже

Повратно правило учења је најшире коришћени алгоритам учења, јер је веома једноставан за имплементацију, најважнији и, по перформансама најчешће превазилази друге методе, без обзира на своју једноставност. Ово се односи на случај "on-line" варијанте овог правила, где се тежине мењају после процесирања малог скупа података из тренажног скупа. Оваква варијанта је доста бржа од варијанте где се тежине мењају после процесирањог целокупног скупа.

За мреже са више од једног скривеног слоја, погодно је користити Ланжевену варијанту мењања тежина (једначина (1.135)). То је зато што није могуће користити Хесијанову матрицу, јер се јавља потпростор у виду равне површи, док случајно узорковање у Ланжевеном мењању овде постаје веома ефикасно у поређењу са другим алтернативама.

Претпроцесирање података

Претпроцесирање података је важно из много разлога:

- да би се спречило префитовање редуковањем броја улаза и одатле броја тежина;
- да би се избегла "тврдоћа" у процесу учења рескалирањем података;

-
- због поједностављења проблема, односно пренаглашавања корисних веза међу варијаблама.

Димензија простора варијабли може да се редукује примењујући принципијелну компонентну анализу и селектовањем N првих оса као базис простора варијабли. Ова анализа, међутим, не гарантује да су изабране варијабле релевантне за излазне сигнале, него само одабира улазне варијабле са највећом варијанцом. Такође, треба имати на уму да та анализа претпоставља линеарну зависност и да се њеном применом могу изгубити нелинеарне информације њеном применом.

За проблеме мапирања, најјачи метод за одређивање функционалних зависности између улаза и излаза је такозвани δ -тест. Овај тест претпоставља само континуалност функција, а користи условне варијанце како би одабрао значајне улазне варијабле.

Нормализација улаза је урађена како би се спречила “трвдоћа”, односно када тежине треба да се мењају са веома различитим брзинама учења. Две једноставне опције нормализације су: скалирање улаза у интервалу $[0,1]$ или превођење на њихове средње вредности и рескалирање варијанце на јединицу. Први метод је користан ако су подаци униформно распоређени на ограниченом интервалу, док је други метод кориснији ако подаци садрже и вредности које одскачу од осталих. У неким случајевима, оваква ренормализација редукује време учења мреже за неколико редова величине.

Када се престаје са учењем?

Да би одредили крај учења, уобичајено је да се користи валидациони скуп података. Овај скуп се не користи при тренирању мреже, него се само користи за мониторингање перформансе са непознатим подацима. Када приметимо повећање грешке процене вредности валидационог скупа података, то је знак да је ВМ “преучена” и да се тренирање мора зауставити. Када се учење заустави, тест скуп се може користити како би се проценила генерализациона перформанса. Треба да се нагласи да се као тест генерализације не користи валидациони скуп података, јер је он индиректно коришћен у тренингу да би се одредило кад треба да се престане са тренирањем.

У случајевима када података има мало и коришћење валидационог скупа је непожељно, може се поставити гранична вредност на грешку тренирања. На пример, када се рачунају процене коришћењем “узајамног учења и валидације” може да се тренира свака мрежа, посебно док се не достигне унапред задата грешка тренирања која је одређена помоћу пар пробних циклуса учења.

Регуларизација и одстрањивање јединица

Као што је већ напоменуто, важно је да се одржи број тежина минималним како би се избегло префитовање. Осим избацивања тежина које спајају сензорне јединице, минимализација се може остварити препроцесирањем. Генералнији приступ који важи за све тежине је да се додаје члан комплексности на грешку

фитовања (једначина (1.131)). Најједноставнији начин оваквог одстрањивања тежина је коришћење опадања тежина и он гласи:

$$E \rightarrow E + \frac{\lambda}{2} \sum_{i,j} \omega_{ij}^2. \quad (1.142)$$

Сума се протеже по свим тежинама у мрежи, а λ је Лагранжеов множилац који контролише релативну вредност за велике тежине. Једначина (1.142) ограничава тежине на а priori Гаусову функцију вероватноће: $P(\omega) \propto e^{-\frac{\lambda \omega^2}{2}}$, где $-\ln(P)$ представља "меру комплексности". Софистицираније уклањање тежина добијамо изразом:

$$E \rightarrow E + \lambda \sum_{i,j} \frac{\omega_{ij}^2 / \omega_o^2}{1 + \omega_{ij}^2 / \omega_o^2}, \quad (1.143)$$

који има нулту вредност за мале и λ за велике тежине. Слично опадању тежина, ово одговара а priori дистрибуцији тежина: $P(\omega) \propto e^{-\frac{1}{1+\omega_o^2/\omega^2}}$. Наравно, то не значи да је неопходно да оптимална мрежа мора да садржи само тежине великих вредности.

Постоји такође а постериори метод који мери релевантност јединица или израчунава Хесијанову матрицу како би се одстраниле непотребне тежине. Један врло једноставан метод који ради изненађујуће добро је а постериори отклањање визуелном инспекцијом: уклањањем свих тежина са магнитудом мањом од неке вредности, с тим да су улази нормализовани.

Мрежа мора поново да се тренира после уклањања тежина како би се нашло ново глобално решење са промењеним условима.

1.5.3.5. Постављање параметара у програму

Повратне мреже

Повратно правило учења (једначина (1.133)) селекује се постављањем $MSTJN(5)=0$ (стандардно). Главни параметри су брзина учења $PARJN(1)$ (η у једначини (1.133)), импулсни параметар $PARJN(2)$ (α у једначини (1.134)) и број процесираних група података при једном мењању тежина $MSTJN(2)$. Препорука је да се користи on-line мењање при чему је овај параметар мали. Рутински, користи се десет група података, а понекад и десет пута више. Брзина учења је параметар који захтева највећу пажњу. Типична иницијална вредност је у интервалу $[0.1, 1]$ и обично је добро да се она скалира као брзина учења у инверзном односу на суму амплитуда једног слоја тако да се различите брзине учења примењују на различите слојеве. Импулс треба да буде у интервалу $[0, 1]$, а за проблеме у физици високих енергија он ретко прелази вредност 0.5. За проблем паритета, на пример, потребна вредност импулса је близу нуле.

Уклањање тежина

JetNet 3.5 имплементира опадање тежина и метод уклањања тежина према једначинама (1.142) и (1.143). Лагранжеови множиоци λ одговарају параметрима PARJN(5) и PARJN(14), респективно. Уклањање базирано на Хесијану може да се уради рачунањем Хесијанове матрице, њених својствених вредности и својствених вектора: мале тежине које леже унутар равног потпростора могу да се избеаце.

Постављамо λ у једначини (1.143) у зависности од:

- ако ($E_t < D$ или $E_t < E_{t-1}$) \rightarrow повећава се $\lambda = \lambda + \Delta\lambda$
- ако ($E_t \geq E_{t-1}$ и $E_t < A_t$ и $E_t \geq D$) \rightarrow смањује се $\lambda = \lambda - \Delta\lambda$
- ако ($E_t \geq E_{t-1}$ и $E_t \geq A_t$ и $E_t \geq D$) \rightarrow рескалира се $\lambda = c\lambda$, ($c < 1$).

Овде су: E_t тренутна грешка тренирања, A отежињена средња грешка, D жељена грешка, која се користи као гранична вредност процедуре. Решења са грешком већом од D , не приступају процедури уклањања тежина ако грешка тренирања не опада (мада процедура уклањања тежина може да се стално остави укљученом).

Иако је ова процедура захтевна, могуће је да се она користи у JetNet-у за пробне и стварне проблеме. Препоручена вредност ω_0 је 1 ако су активационе функције реда један. Ово се слаже са искуствима JetNet-а с тим да ω_0 треба да је $\omega_0 \sim 1/\text{Fan-in}^{20}$. Такође, параметар $\Delta\lambda$ се може повећати и за више магнитуда од препоручене вредности од 10^{-6} .

У JetNet 3.0 параметри уклањања тежина одговарају: PARJN(14) λ , PARJN(15) $\Delta\lambda$, PARJN(16) γ , PARJN(17) c , PARJN(18) ω_0 , PARJN(19) D . Од њих су најважнији PARJN(15), PARJN(18) и PARJN(19).

²⁰ Fan-in је сума излазних вредности улазног слоја.

1.6. Преглед активности на Пришауер детектору и алгоритму за редуkcију фона двофотонског канала распада Хигс бозона према CM

Моје активности везане за тему ове дисертације, односно рад на побољшању редуkcије фона двофотонског распада Хигс бозона подељене су на два дела: и то на рад на Пришауер детектору и рад на алгоритму за сепарацију неутралних пиона и фотона у CMS-овом реконструкционом програмском пакету.

Део рада на Пришауер детектору почиње од средине 2004. године укључивањем у активности везане за поставку тест експеримента. Тест експерименти су обухватили тестирање одговора прототипа Пришауер детектора на упадне снопове миона, електрона и пиона. Најзначајнији допринос тест експериментима је израда симулације ове поставке базиране на програмском пакету за симулације у физици високих енергија – Geant4. Затим, следи рад на анализи експерименталних резултата у сарадњи са колегама из групе везане за Пришауер детектор, и упоређивање са резултатима добијеним симулацијом. Слагање експерименталних резултата и симулација је изузетно добро. Најзначајнија последица овога је успешна калибрација Пришауер детектора.

Наставак рада на Пришауер детектору подразумевао је имплементацију нове геометрије у симулациони програмски пакет CMS детектора – OSCAR (Object oriented Simulation for Cms Analysis and Reconstruction), написан у програмском језику C++. Геометрија CMS детектора је тада била описана коришћењем статичког XML описног кода, што је био случај и са Пришауер детектором. Тада је опис геометрије Пришауер детектора био заснован на статичком „пресликавању“ геометрије која се користила у претходном симулационом програмском пакету CMS детектора – CMSIM (CMs SIMulation), написаном у програмском језику FORTRAN. Треба напоменути да је постојала потреба промене ове геометрије, јер се током времена мењао дизајн Пришауер детектора, па је најпречи задатак био увођење измена овог дизајна у статични опис у XML (eXtensible Markup Language) описни код. Следећи задатак је био да се прате новитети у опису геометрије CMS детектора, што је значило да се статички XML дескрипциони код замени алгоритамским XML описним кодом. Овај новитет је омогућавао да се из XML кода позову екстерни C++ алгоритми. Треба напоменути да су ови новитети у опису геометрије сада развијани унутар новог симулационог и реконструкционог програмског пакета CMS детектора – CMSSW (CMS SoftWare). Тада је задатак био да се микромодули Пришауера просторно поставе алгоритамски. После имплементирања и тестирања ове геометрије (симулирају се догађаји коришћењем две различите геометрије, а онда се пореде резултати), последњи задатак за званичну симулацију Пришауер детектора унутар CMSSW је био да се максимално искористе (оптимизују) могућности алгоритамског описа геометрије детектора тако да све што је могуће не буде описано статички, већ алгоритамски. Ово омогућује много лакше организовање геометрије, као и избацивање или убацивање нових делова детектора. Тај последњи задатак за геометрију Пришауер детектора састојао се највећим делом у реализацији логички бољег распореда микромодула Пришауера, тако

што би се они груписали у рам форме мердевина. Поступак је подразумевао усложњавање оловних апсорбера чији је облик био оптимизован за бољи одговор L1 окидача (L1 trigger) дела ECAL-а који се налази непосредно иза Пришауер детектора. По завршетку овог посла, алгоритамски опис геометрије Пришауер детектора у CMSSW се до данас није мењао. Програмски код алгоритамског описа Пришауер детектора за сада остаје најзахтевнији код који сам до сада писао, а време које је било потребно за његов развој, било је далеко дуже од времена за било који други задатак који ми је до сада био поверен.

Последњи део рада на Пришауер детектору односио се на модификовање алгоритамске XML геометрије Пришауер детектора за потребе симулације заједничког теста прототипова HCAL, ECAL и Пришауер детектора у експерименталној хали H2 у CERN-у 2007. године.

Рад на алгоритму за сепарацију неутралних пиона и фотона у CMS-овом реконструкционом програмском пакету почео сам првих месеци 2004. године. Статус овог дела посла је тренутно такав да је развијени алгоритам имплементиран у CMS-ов реконструкциони програмски пакет CMSSW и да се адаптира за коришћење у званичним анализама канала дво-фотонског распада Хигс бозона на детектору CMS.

Почетак рада на алгоритму обележава трагање за дискриминационим варијаблама и рад на симулаторима Вештачких Неуронских Мрежа, и то почевши од оних базираних на C++ језику код којих предност добро представљају развијени графички кориснички сервис, до фортранских, код којих су добијени резултати бољи. Развој алгоритма је некада захтевао изузетну пажњу, а некада месецима није било планова за усавршавање. Алгоритми су развијани и имплементирали прво у CMS-ов реконструкциони софтверски пакет ORCA (Object Oriented Reconstruction for Cms Analysis), а онда и у CMS-ов симулациони и реконструкциони програмски пакет CMSSW, где су и сада имплементирани. Постојали су разни проблеми који су превазиђени и разне идеје које су испитиване, а онда имплементиране. Тестирање и одржавање алгоритма током година је такође омогућило да алгоритам постане стабилан и да може да се користи под разним условима, на пример, при разним начинима селекције неконвертованих фотона или за широки спектар трансверзалног импулса улазних фотонских кандидата.

Највероватније је да ће и даље постојати потреба за усавршавањем овог алгоритма, све док резултати првих судара са LHC-а не укажу на прави начин његовог коришћења. До тада, остаје да је алгоритам последњу проверу имао у току космичког теста CRUZET (Cosmic Run at Zero Tesla) када су експериментални подаци добијени у детектору CMS обрађивани.

2. Редукција фона двофотонског канала распада

2.1. Увод

За редукцију фона двофотонског канала распада Хигс бозона SM потребно је имати детектор који ће омогућити сепарацију неутралних пиона и фотона, како и програме (алгоритме) који ће оптимизовати коришћење експерименталних података детектора CMS за ову сепарацију.

Приликом дизајна детектора CMS , одлучено је да је за ефикасну сепарацију неутралних пиона и фотона потребно да CMS Електромагнетски калориметар $ECAL$ поседује високу грануларност, а да се у затварачком делу испред $ECAL$ кристала постави Пришауер детектор који је већ поменут.

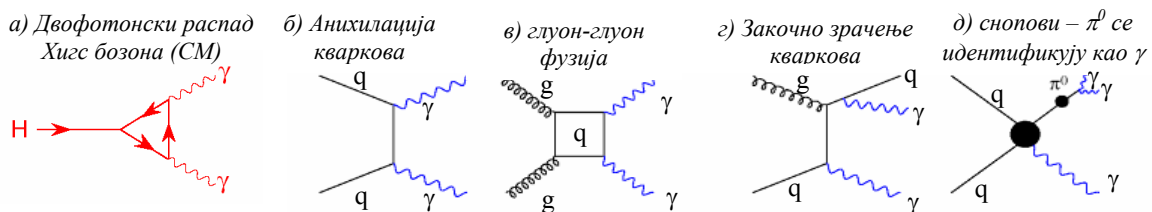
У оквиру $CMS/ECAL$ колаборације постоје разне групе које раде на разним каналима распада Хигс бозона и унутар тих група се развијају потпуне анализе датих канала. Анализу канала који је за нас интересантан, развила је тзв. физичарска група која се назива „Higgs to two gamma group“. Ова група је, поред стандардних метода сепарације неутралних пиона и фотона коришћењем одсецања изабраних кинематичких особина фотонских кандидата, иницирала истраживање новог начина сепарације неутралних пиона и фотона коришћењем метода Вештачких Неуронских Мрежа. Метода је развијена унутар CMS групе „E-gamma“. Рад на методу сепарације је подељен на два дела. Група физичара која се концентрише на сепарацију неконвертованих фотонских кандидата чине наша Београдска CMS група из Института „Винча“ и Физичког факултета у Београду и колеге из института „Демокритос“ из Атине. Друга група се концентрише на сепарацију конвертованих фотонских кандидата и неутралних пиона.

Како се у раду на побољшању редукције фона поменутог канала распада Хигс бозона концентришемо на изградњу Пришауер детектора и на усавршавање алгоритама који ће бити имплементирани у CMS -ов реконструкциони програмски пакет - $CMSSW$, у овој глави су одвојено приказане активности на оба ова задатка.

На почетку главе наведене су особине Пришауер детектора и активности везане за тест снопове прототипа Пришауер детектора, као и развој симулације или геометрије за симулације имплементиране у разним програмским пакетима. Затим, следи опис анализе редукције фона двофотонског канала распада Хигс бозона (SM), као и детаљан опис алгорита за сепарацију неутралних пиона и фотона (односно олгоритам за редукцију неутралних пиона из фотонског сигнала) и његова имплементација у главни програмски пакет $CMSSW$.

2.2. Пришауер (Preshower -SE) детектор (SE)

Као што је већ истакнуто, један од приоритетних задатака ЛНС-а је откриће постојања Хигс бозона. Савремена теоријска предвиђања, као и експериментална мерења на LEP-у указују на релативно „малу“ масу Хигс бозона, мању од $180 \text{ GeV}/c^2$. У случају енергија нижих од $150 \text{ GeV}/c^2$ [17], најпожељнији канал за детекцију Хигс бозона је распад на два фотона, иако овај канал има мали фактор гранања (мањи од 0.3%). Два фотона из распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ имаће релативно велики трансверзални импулс (p_T) због велике масе Хигса и биће изоловани како један од другог, тако и од осталих честица. На слици 2.1а видимо Фајнманов дијаграм распада Хигс бозона на два фотона.



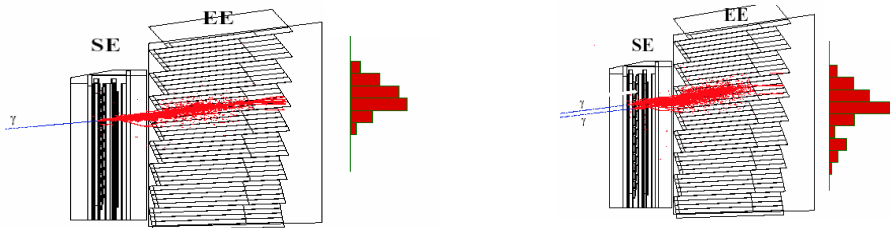
Слика 2.1. Двофотонски распад Хигс бозона према Стандардном моделу. Видимо да резултујући догађај представљају два фотона који се крећу различитим правцима а), Фон овог канала има два објекта које идентификујемо као фотоне (б-д).

Осим тога, фотони великог трансверзалног импулса могу да настану и на неки други начин, представљајући тако фон канала распада $H \rightarrow \gamma\gamma$. Слика 2.1(б-д) приказује дијаграме догађаја фона. Сваки од ових дијаграма показује догађај где долази до појаве објеката које детектор идентификује као фотон. Код прва три случаја, детектовање фотона је уствари детектовање стварног фотона. Два типа фона су иредуцибилна: пар изолованих фотона насталих у интеракционој тачки р-р судара, из анихилације кваркова (слика 2.1б) и пар фотона из глуон-глуон фузије (слика 2.1в). Ове догађаје је немогуће разликовати од $H \rightarrow \gamma\gamma$ догађаја. Остала два догађаја фона су редуцибилна (слика 2.1г,д). Први даје један фотон просторно близак осталим честицама. Захтевајући да тај фотон буде удаљен од осталих честица, елиминисемо ове догађаје (изолација). Други, догађај се односи на неутралне пионе из хадронских млазева. Неутрални пион из хадронског млаза се у близини интеракционе тачке распада на два просторно блиска фотона која могу бити тако близу да не постоји могућност да их калориметар "препозна" као засебне фотоне (сл.2.1д).

Досадашње симулације и анализе догађаја показују да је π^0 који се идентификује као фотон је π^0 трансверзалног импулса p_T око 60 GeV . У барелу CMS (ECAL)-а, типична сепарација фотона из распада π^0 износи око 1 cm , а у затварачком (предњем) делу детектора износи неколико mm . Грануларност кристалних детектора у барелу је довољна да препозна разлику депоноване енергије једног фотона у односу на два блиска фотона. Међутим, ово није случај са предњим делом ECAL-а где је просторна удаљеност фотона и грануларност кристала мања. Зато, главни разлог увођења Пришауер (Preshower) детектора испред ECAL-а у затварачком делу детектора CMS је сепарација фотона из распада π^0 и сигнала фотона из распада Хигс бозона.

2.2.1. Захтеви за Припшауер детектор

Најважнији захтев за Пришауер детектор је да се састоји од фино гранулисаних силицијумских сензора осетљивих на фотоне. Пришауер је израђен као сегментни (sampling) калориметар. Оловни апсорбери иницирају електромагнетске (ЕМ) каскаде улазних фотона (и електрона). Слој детектора који се састоји од силицијумских трака, а налази се непосредно иза апсорбера, мери депоновану енергију честица ЕМ каскаде. Трансверзални облик ЕМ каскаде, који силицијумски детектори "виде" разликује се за поједначне фотоне од каскада два просторно блиска фотона. Слика 2.2 приказује шематски дијаграм трансверзалног профила ЕМ каскаде инициране од стране једног и од два блиска фотона, после иницирања ЕМ каскаде у апсорберу.



Слика 2.2. Трансверзални облик електромагнетске каскаде за један и два блиска фотона.

2.2.2. Делови Пришауер детектора

2.2.2.1. Силицијумски сензори

Грануларност трака силицијумских сензора не мора да буде екстремно велика. Међутим, ако су траке прешироке, тада флукуације у читавању постају упоредиве са сигналом. Даље, што је финија грануларност, потребно је више електронских канала за ишчитавање, што усложњава поступак и процес, а повећава и цену производње Пришауер детектора. Горњу границу за ширину траке одређују три основна услова:

1. активна површина силицијумског детектора треба да буде што већа;
2. капацитет траке треба да је пропорционалан површини, а шум електронике капацитету траке;
3. оптерећење трака по честици не би требало да буде веће од пар процената, што је битно на високој псевдорapidности, односно при појави великог броја упадних честица.

Изабрано је да се израђују сензори великих површина 63 mm x 63 mm и дебљине до 320 μm , који садрже 32 силицијумске траке. Сви сензори су идентични. Систем за читавање сигнала из детектора мора да мери трансверзални профил ЕМ каскаде и да процени депоновану енергију у апсорберу.

2.2.2.2. Дебљина абсорбера

Основна функција абсорбера је да иницира ЕМ каскаде. Вероватноћа за иницијализацију каскаде после проласка фотона кроз абсорбер дебљине D , је:

$$P = 1 - e^{-(D/X_0)}, \quad (2.1)$$

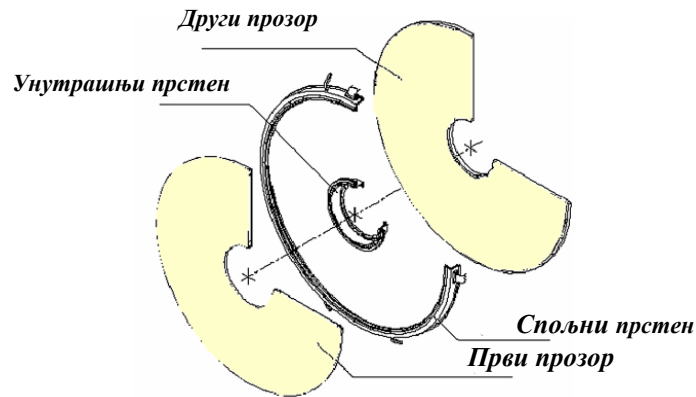
где је X_0 [cm] радијациона дужина материјала. Јасно је да када је абсорбер дебљи, већа је и вероватноћа за појаву каскаде. Међутим, енергија депонована у абсорберу резултира у деградацији перформансе предњег (затварачког) дела - ECAL-Endcap-a (EE). Величина деградације зависи од X_0 , али и од међусобне удаљености Пришауер детектора и EE, с тим да мања удаљеност мање доприноси деградацији. Гушћи абсорбери имају релативно малу интеракциону дужину за хадроне, што је битно за функционисање HCAL-a (Хадронског калоримера који се наслања на задњи крај ECAL-a). Процена депоноване енергије у абсорберу омогућава кориговање коначне енергије одређене у EE. Оптимална дебљина абсорбера износи три радијационе дужине ($3X_0$), што даје вероватноћу за иницијализацију ЕМ каскаде од 95%.

Почетни дизајн Пришауер детектора предвиђао је постојање абсорбера од $3X_0$ после којег су долазиле две ортогоналне равни силицијумских сензора. При оваквом дизајну, π^0 дискриминација је била мања од очекиване. Разлог томе је да су нискоенергетске наелектрисане честице из ЕМ каскаде, крећући се спирално, депоновале енергију у другој равни силицијумских сензора. Ово откриће је довело до закључка да силицијумски сензори морају да се постављају што ближе абсорберу. То може да се учини само тако што ће постојати два абсорбера, и да иза сваког од њих следи једна равна силицијумских сензора.

Олово је изабрано да буде материјал за изградњу абсорбера због своје велике густине, што је значило да је неопходно да се изабере и слојевити дизајн. Поред тога, оловни абсорбери се постављају између танких алуминијумских плоча како би се побољшала структурна ригидност.

2.2.2.3. Радијациона околина

Један од највећих проблема у раду детектора представља околност што су оба затварачка дела ECAL-a (EE) изложена великом флуксу неутрона и наелектрисаних честица које могу да оштете силицијумске сензоре и Front-End електронику. Електроника за Прешауер детектор се зато развија у радијационо-толерантној технологији. Главна последица оштећене електронике би било повећање цурења струје, што би могло да доминира слабим сигналом и што би угрозило рад Пришауер детектора. Хлађење сензора до температуре мање од нула степени целзијуса (-5°C) значајно смањује струју цурења. Како је радна температура CMS-a 18°C , Пришауер детектор се термално одваја од околине (омотачем: прозор-прстенови-прозор, слике 2.3 и 2.6) како би се на површини одржавала температура од $18 \pm 0.5^\circ\text{C}$. Да би се избегло постојање градијента температуре у омотачу, унутрашњи део детектора се загрева стубом паре дебљине 1cm.



Слика 2.3. Омотач Пришауер детектора, при чему су спољни зидови (прозори) на собној температури.

Флуks термалних неутрона долази углавном из кристала ECAL-а. Да би се неутралисао њихов утицај, потребно је да у дизајну Пришауер детектора постоје и модератори. Истовремено, ово представља добру заштиту Детектора трагова²¹ од неутрона. Иначе, модератори би требало да буду начињени од полиетилена или парафина дебљине 8 cm. Ако се овакав модератор постави између Пришауер (SE) детектора и предњег, затварачког дела ECAL-а (EE), долази до велике деградације резолуције EE. Проблем се решава тако што се модератор подели на два дела (дебљине 4cm), који се постављају између EE и SE и између SE и детектора трагова. Због малог простора на располагању, ови се модератори уграђују у прозоре (слика 2.6).

2.2.2.4. Електроника

Због недовољног интензитета, сигнали из силицијумских сензора могу да се преносе на велике даљине само ако се појачају. За идеални однос сигнала и шума Front-End електроника се поставља што је могуће ближе сензорима. Како се сигнал са Пришауер детектора шаље на L1 тригер CMS детектора, ово значи да мора да се користи pipe-line меморија за чување ових података која се такође поставља на ову електронику блиску сензорима. Комплетна Front-End аналогна електроника, односно претпојачавачи и меморија назива се PACE²². Потребно је да се угради један PACE чип за сваки сензор. Мултиплексовани дигитални сигнал се даље преноси уз помоћ локалног ADC-а, концентратора података (К-чип) и брзих дигиталних оптичких линкова. Сваки PACE има свој ADC, а К чип концентрише податке са четири PACE-а пре слања података у оптички линк (један за сваки К чип).

Пожељно је да се дигитална електроника постави што је могуће ближе PACE-у, али је због недостатка простора електроника подељена на две плоче. Прва плоча, најближа сензорима, на себи има PACE чип. Аналогни мултиплексовани сигнал и онај који долази из PACE-а (после примања L1 сигнала), шаљу се ADC-у

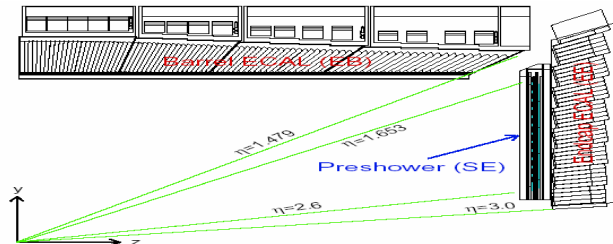
²¹ Детекторски слој (Tracker) који претходи ECAL-у.

²² PACE3 чип је специфична аналогна меморија дизајнирана за ишчитавање силицијумских сензора у Пришауер детектору, названа по фирми која га је произвела: "PACE CORPORATE"

који се налази са осталом електроником (К чипови, дигитални линкови и сл.) на већој плочи која је довољна за 8 сензора.

У току рада, електроника и силицијумски сензори се загревају, па је хлађење решено тако што се расхладни систем наслања директно на абсорбере с предње стране, односно са супротне стране од сензора у односу на абсорбер.

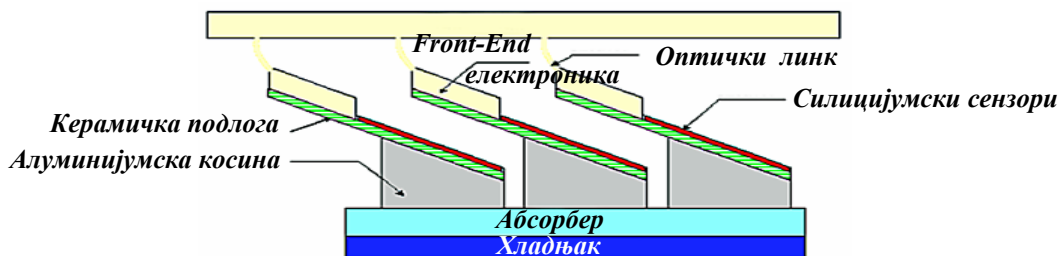
2.2.2.5. Детекторско покривање просторног угла



Слика 2.4. Преклапање интервала псеудорапидности ECAL-ом.

Два Пришауер (SE) детектора су постављена у предње делове CMS-а, испред EE, а иза детектора трагова. Према захтевима дизајна, SE детектор би требало да покрива псеудорапидности $|\eta|$ до 2.6. Софтверски, EE је подељен на Окидачке регионе (ТТ - Trigger tower) од којих сваки покрива интервал псеудорапидности од 0.087 и 5° угла ϕ . Први, који је значајан за прецизну физику, је ТТ са псеудорапидношћу $|\eta|=1.653$ (слика 2.4).

2.2.2.6. Преклапање сензора



Слика 2.5. Шематски приказ три Пришауерска микромодула.

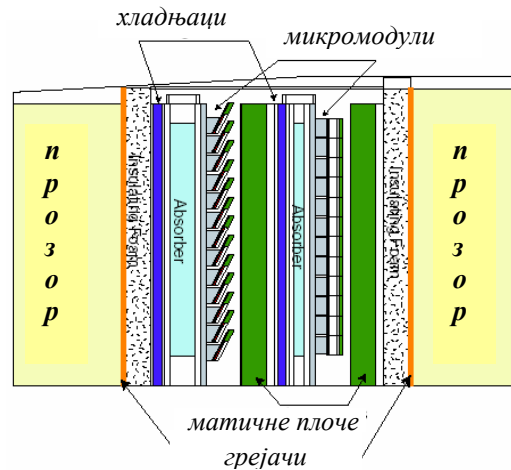
У интервалу псеудорапидитета η за које је предвиђено преклапање кристалима у предњем делу ECAL-а, пожељно је да постоји потпуно прекривање силицијумским сензорима. Како су сензори осетљиви на наелектрисање, потребно је да постоје заштитни прстенови око сензора како би се смањили ефекти крајева електричног поља у сензорима. Овим се смањује активна површина сензора, па она од $63 \times 63 \text{ mm}^2$ постаје $60.7 \times 60.7 \text{ mm}^2$. Тако, постављајући два сензора један поред

другог, долази до појаве мртвог региона са ширином од 2 mm. што чини око 6% површине неактивном. Међутим, овај проблем може да се коригује ако се дозволи преклапање силицијумских сензора. Тада неактивна површина може да се редукује за 50%, али уз механичке проблеме и компликације при анализи излазних података. Међутим, проблеми се решавају тако што се сензори постављају на алуминијумске косине (слика 2.5). Пошто сензор не може да се лепи директно на алуминијум, он се прво лепи на керамичке плочице које се затим лепе на алуминијумску подлогу. Керамичке плочице уз сензоре истовремено служе као подлога и за електронику са PACE чипом.

Косина+кераминка+сензор+PACE се назива микромодул. Постоји 4288 таквих микромодула у комплетном Пришауер детектору (рачунајући оба Endcap-а) и сви су идентични.

2.2.2.7. Позиционирање и изглед

Поред своје сложености (слика 2.6), цео Пришауер детектор представља и велики уређај: сваки од два Пришауер детектора је површине 4.5 m². Конструкција детектора који се састоји само из једног целовитог дела је непрактична, ако се има у виду неопходност тестирања и одржавања, тако да је одлучено да се сензори групишу у форми мердевина. Свака мердевина се ставља на једну алуминијумску плочу на коју се позиционира 7, 8 или 10 микромодула, поређаних у две колоне са одговарајућом штампаном плочицом на којој се налази дигитална електроника и оптички линкови. Мердевине се детаљно тестирају пре постављања на абсорбер.



Слика 2.6. Детаљна лонгитудинална структура Пришауер детектора.

2.2.2.8. Механички систем и каблови

Конструкција детектора CMS у просторном углу 4π, ограничава могућност позиционирања и учвршћивања Пришауер детектора. Једина преостала опција је да се омотач учврсти на спољњи или унутрашњи прстен. Треба такође нагласити да маса оваквог Пришауера износи две тоне. У околини спољњег прстена не постоји велики масивни инертни објекат за који би се Пришауер учврстио. Једина

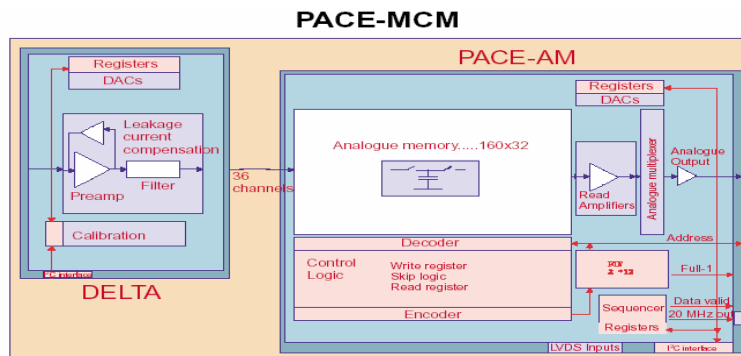
могућност је да се користи конусни систем причвршћен на HCAL Endcap ($\eta = 3$). Поред подршке помоћу овог конуса, потребно је било да се постави и већи број малих металних држача за причвршћивање спољашњег прстена.

Каблови који повезују Пришауер детектор са контролном собом не могу да се постављају на вредностима η већим од 3 због радијације и недостатка простора. Овако, каблови излазе са спољашњег радијуса Пришауера и пролазе кроз пукотину на 53° у односу на осу (детектора) снопа.

2.2.2.9. Очекивани одговор на фотон и два просторно блиска фотона

Последњих неколико година припрема интензивно су коришћене Монте Карло (MC) симулације да би се изучио рад Пришауер детектора и да би се детаљно изучили: његова енергетска резолуција и дискриминација π^0 и енергетска резолуција. Ове симулације су нам омогућиле да непрекидно подешавамо дизајн Пришауер детектора. На слици 2.2 приказан је симулиран упад једног и два блиска фотона из распада π^0 . Хистограми које добијамо (слика 2.2) приказују апроксимативну висину амплитуде у даљој равни сензора приликом проласка честица из EM каскаде. Види се да постоји разлика изгледа сигнала за ова два случаја. Ово је принцип на основу којег Пришауер детектор омогућава дискриминацију ова два типа догађаја.

2.2.2.10. Front-End (FE) електроника



Слика 2.7: Шематски приказ Пришауерове Front-End електронике (MCM је мулти чип модул).

Аналогна електроника је постављена веома близу сензора (шематски приказ на слици 2.7). Она се састоји од два чипа:

- DELTA је 32-канални претпојачавач дизајниран у радијационо отпорној DMILL технологији. Развијен је и оптимизован специјално за потребе Пришауер детектора, односно за широки динамички интервал (0 до 1.6pC, што значи за пролаз до 400 mip²³) и велику капацитивност детектора (50pF). Такође, ту се налази и део за калибрацију (убацивање

²³ mip – minimum ionising particle

жељеног наелектрисања по некој шеми). Претпојачавач DELTA има напајање од 5V, а потрошња је од 5 mW/каналу;

- RACE-AM је мешовити дигитално-аналогни чип који се састоји од аналогног регистра са мултиплексерским излазом. За сваки од 32 канала, RACE-AM врши мерење излазног сигнала из DELTA чипа, сваких 25 ns (40 MHz) и уписује их у низ од 160 регистра (кондензаторских), односно у „pipe-line“ меморију. Ако не дође L1 тригер ни после 160x25 ns = 4000 ns, на кондензаторе се доводе неке друге вредности (уписивање преко старих вредности које се неповратно губе). У супротном, напонски ниво кондензатора од интереса чува се механизмом прескакања док не буде асинхроно ишчитан и пренесен даље путем мултиплексера (20MHz). Чип RACE-AM је такође изграђен у радијационо отпорној DMILL технологији са напајањем од 5 V. Спојен је на контролни систем који се налази на главној штампаној плочи, нешто даље од сензора.

2.2.2.11. Електроника на матичној плочи

Излаз из RACE-AM је мултиплексован и спојен на 12 битни, 40 MHz Аналогно дигитални конвертер (АД9042) који се користи и у електроници ECAL-a. Дигитализовани подаци са максимално четири сензора чувају се обликовани у специјалној ASIC технологији (К чип), односно 0.25 μ m IBM технологији, са напајањем од 2.5 V. Излаз из К чипа се одводи брзим дигиталним 16 битним оптичким линком (640 MHz).

Сва ова електроника захтева брзе контролне сигнале (L1, clock) и споре сигнале за конфигурацију интерних регистра за DAC (дигитално аналогни конвертер) при пребацивању на калибрациони мод и сл. Контролна електроника је двосмерна, тако да поред уписивања може да служи и за читање интерних регистра. Контролни сигнали долазе из контролне собе путем оптичких каблова.

2.2.3. Геометрија Пришауер детектора у програмским пакетима OSCAR и CMSSW

Симулациони програми детектора у физици високих енергија углавном су базирани на програмском пакету за интеракције честица са материјом – Geant4, што је случај и са симулационим програмским пакетима детектора CMS: CMSSW (CMS SoftWare) и, пре њега актуелним, CMS симулационим програмским пакетом OSCAR (Object oriented Simulation for Cms Analysis and Reconstruction).

Опис геометрије детектора укључује геометријске облике и димензије, информације о материјалима и релативној позицији сваког дела детектора у дефинисаној просторној констелацији. Геометријски програмски сервис који стављају на располагање ове информације користе јединствени извор где су све ове информације похрањене. Пример где све могу да буду сачуване ове информације

(јединствен извор података или неки међукорак програмског сервиса) су база података, кеш фајлови или неки други оптимизовани систем чувања података.

База Геометријског описа података (Detector Description Database) [81] омогућава приступ идеалној геометрији неком CMS-овом програму. Историјски, ова база се односи и на C++ програмски сервис и на изворе геометрије. Јединствени извори геометријских података за детектор CMS је скуп XML (eXtensible Markup Language) описних кодова.

Модел Базе геометријског описа података је диригована ациклична мапа која оптимизује дефиниције материјала, геометријски описаних делова детектора – тзв. *солида*, ротација и тзв. *физичких* копија делова детектора тако да модел заузима мали део меморије. За разлику од реалног детектора, сваки део детектора се не налази сачуван у активној меморији, осим ако се он насними у њу приликом итерације у поменутој ацикличној мапи. Приликом ове итерације, делови детектора се активирају ако се граниче са активним делом детектора који му је претходио (и такође се налази) на правцу кретања симулиране честице [81].

Овакав модел Базе геометријског описа података олакшава и визуелизацију детектора, јер се он ограничава на коришћење меморије само за оне делове детектора који су активирани за визуелизацију. Можемо да изведемо дефиницију да је База геометријског описа података сервис који користе **симулација, реконструкција и визуелизација** како би се омогућио приступ „идеалној“ геометрији детектора.

Као што је напоменуто, геометрија детектора се може описати на разне начине (C++, конвертовани технички цртежи итд.), а у оба поменута симулациона програма детектора CMS геометрија Пришауер детектора је описивана XML описним кодом. У OSCAR-у, геометрија Пришауер детектора је била заснована на статичком „пресликавању“ геометрије из фортранског описа (што је коришћено у првом симулационом програмском пакету CMS детектора – CMSIM) у нови, XML описни код. Последњи поменути XML код је било неопходно превести касније и у CMSSW [83], а затим искористити новитете који су омогућавали да се из XML кода позову екстерни C++ алгоритми. Такође, праћењем измена геометрије, било је потребно да се унесу нови подаци са нових техничких цртежа унапређеног дизајна Пришауер детектора. Коначно, радило се и на оптимизацији алгоритма са циљем смањења коришћења меморије при симулацији [84,85].

2.3. Рад на имплементацији нове геометрије Пришауер детектора у CMSSW

Потреба за новим описом геометрије Пришауер детектора у CMSSW дошла је као последица промене описа геометрије целог CMS детектора. Статички XML описни код требало је да се за све под-детекторе замени алгоритамским. Алгоритамски XML код је сада могао да позове екстерне C++ алгоритме приликом „читања“ геометрије детектора. Како се сада цела геометрија мењала, додат је и захтев да се она још детаљније опише, да би се побољшала прецизност комплетне симулације. Ово је био и додатни тазлог за измену описа геометрије Пришауер детектора, јер се она дуго није мењала, док се стварни дизајн Пришауер детектора мењао.

Да бисмо припремили Пришауер детектор за симулацију и касније тестове, моји задаци су били да прво пренесем стару статичку геометрију у алгоритамску и да је упоредим са старом статичком, како би се показало да се приликом оваквог мењања геометрије резултати симулације не мењају. Следећи корак је био да се унесу новине у дизајн Пришауер детектора, а финални задатак се односио на просторно груписање микромодула Пришауер детектора, као и имплементацију оптимизованог облика оловних абсорбера.

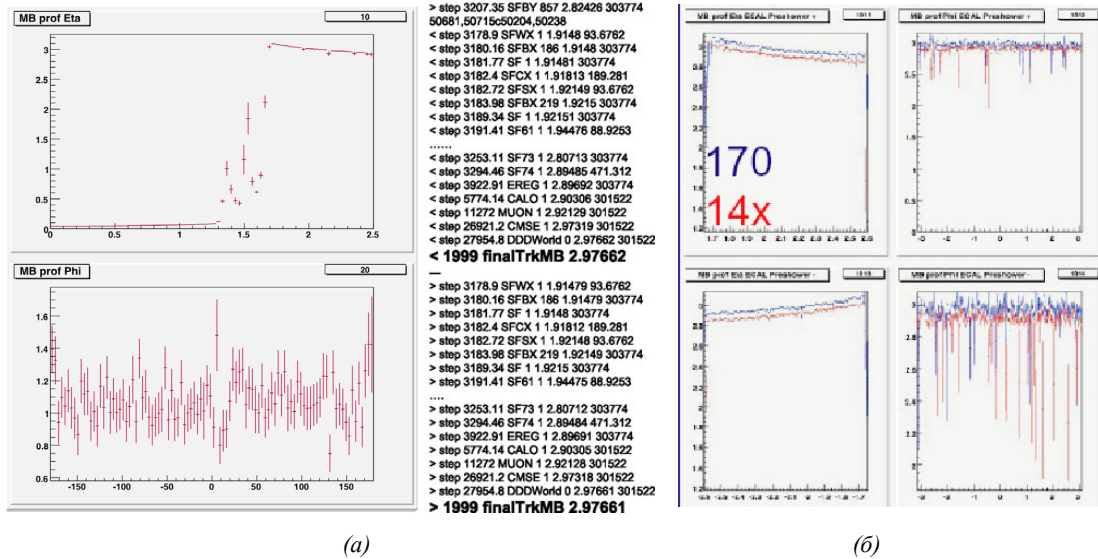
2.3.1. Алгоритамска XML геометрија Пришауер детектора

Сумирање остварених резултата при имплементацији алгоритамске XML геометрије Пришауер детектора у CMSSW је уствари опис разлика у геометрији између старе и нове верзије CMSSW-а: CMSSW_1_4_0 и CMSSW_1_7_0:

- опис је морао да буде што је приближније могућ инсталираном Пришауеру у CMS-у;
- геометрија је базирана на техничким цртежима који су се користили при производњи делова Пришауер детектора;
- додати су унутрашњи и спољашњи прстен;
- додат је нови облик оловног абсорбера;
- измењене су дебљина и величина силицијумских сензора;
- око 4300 микромодула организовано је у 12 типова „мердевина“ с циљем унапређења ефикасности симулације;
- реалистично су позиционирани силицијумски детектори.

Статички опис садржао је у једном описном коду дефиниције свих геометријски описаних делова детектора – *солида*, логичких целина и физичких копија, чинећи овај код веома великим са око 860.000 карактера, односно око 26.500 линија (нова геометрија смањује број линија 36 пута). Садржао је такође и позиције 4300 физичких копија микромодула Пришауер детектора, што је довело до потребе да се бар ово позиционирање замени позиционирањем итеративним путем. Резултати имплементације прве алгоритамске геометрије дале су савршено слагање са претходном статичком дефиницијом (слика 2.8а). Код само 10% догађаја могла се приметити разлика у пређеној интеракционој дужини честице и то на последњој, петог

децимали (на пример, статичка: 2.97662 X_0 , нова алгоритамска: 2.97661 X_0). На слици 2.8б се види разлика у пређеној интеракционој дужини честица између старе и нове верзије CMSSW-а: CMSSW_1_4_0 и CMSSW_1_7_0, после свих раније поменутих промена геометрије Пришауер детектора.



Слика 2.8. Поређење статичке и нове алгоритамске геометрије. Поређење се врши помоћу броја интеракционих дужина које честице прођу при проласку кроз детектор (а). Поређење после свих промена верзија CMSSW_1_7_0 и CMSSW_1_4_0 (б).

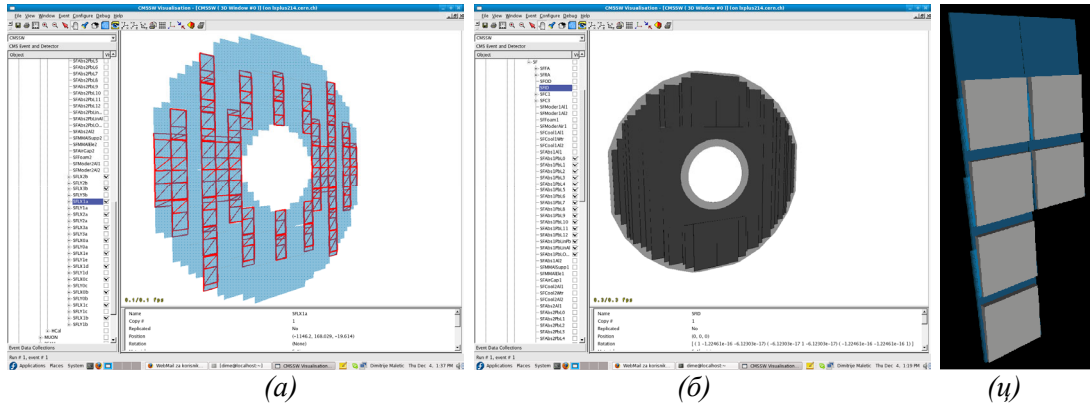
Поред наведених промена, треба напоменути да се такође мењала и дебљина силицијумских сензора, угао нагиба микромодула и алуминијумске подршке, и да су ове промене имплементиране у међукораку, односно у верзији CMSSW: CMSSW_1_5_X.

2.3.2. Имплементација реорганизације микромодула у "мердевине"

Идеја за ову имплементацију је да се смањи број итерација копија микромодула Пришауера у симулационом процесу који за циљ има идентификацију микромодула са којим је упадна честица интераговала. Од постојећег броја 4300 копија микромодула Пришауера, при свакој симулацији се половина налазила у итерационом процесу. Приликом реорганизације микромодула (слика 2.9ц), имали смо 12 врста ових "мердевина". Међутим, само 2 врсте „тип0“ и „тип1“ су уобичајене, док осталих типова има доста мање. Ако, на пример, имамо интеракцију упадне честице и неке од две најраспрострањенијих мердевина, број потребних итерација тада гласи (2: +,- део детектора – Endcap-a) + (2 типа мердевина) + (110 копија мердевина) +

(10 микромодула у мердевини) што даје максимум од 124 итерације, наспрот 2152 итерације из претходне геометрије.

Наравно, ово има користи и при визуелизацији. Овако је геометрија ближа реалној, а лако може да се одреди где стоје, на пример, мердевине истог типа или да се при анализирању повезивања одреди који се типови мердевина везују на исте матичне плоче електронике и сл. (слика 2.9а).



Слика 2.9. Могућност избора истородних „мердевина“ дефинисаних у новој алгоритамској геометрији у *CMSSW_1_7_0*. За приказ је коришћен *IGUANA*, програм за визуелизацију детектора *CMS* имплементиран у *CMSSW* (а). Оптимизован облик оловног абсорбера. Изглед при визуелизацији (б). Микромодули организовани у једној врсти мердевина (ц).

Требало би још да се издвоји додатни рад на алгоритамској геометрији који је био везан за усложњавање оловних абсорбера чији је облик био оптимизован за бољи одговор *L1* окидача (*trigger-a*) дела *ECAL*-а који се налази непосредно иза *Пришауер* детектора. Наиме, захтев је био да нема делимичног прекривања кристала *ECAL*-а оловним абсорбером *Пришауер* детектора, односно, да део оловног абсорбера потпуно прекрива неки кристал *ECAL*-а или да га уопште не прекрива. На слици 2.9б приказан је оптимизовани оловни абсорбер коришћењем визуелизационог програма *IGUANA*.

2.4. Експериментални тест прототипа Пришауер детектора 2004. године

2.4.1. Увод

Већ је речено да је Пришауер (Preshower) детектор смештен у предњем (затварачком) делу Електромагнетског калориметра (ECAL) сложеног детектора CMS и да представља фино гранулисан детекторски систем који се састоји од два ортогонална слоја силицијумских тракастих детектора. Размак између трака износи 1.9 mm. Ови слојеви су постављени уз две равни оловних апсорбера. Такође је истакнуто да је главни циљ Пришауер детектора да се идентификација два просторно блиска фотона из распада неутралног пиона на два фотона ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) разликује од идентификације једног изолованог фотона. Добра дискриминација (и ефикасна елиминација фотона из распада) неутралних пиона (π^0) даје бољи сигнал канала распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$). То је, коначно и био циљ овог рада.

Како се енергија лептона делом апсорбује у оловним апсорберима Пришауер детектора, тако се смањује евентуална апсорпција енергије у ECAL-у који се налази непосредно иза Пришауер детектора, због чега се погоршава прецизност функционисања ECAL-а. За потребе калибрације ECAL-а, Пришауер мора да процени депоновану енергију у свом оловном апсорберу са око 5% грешке. Смањивање ове грешке постиже се коришћењем специјалне Front-End електронике. Чип PACE3 који чини основу ове специјалне електронике, даје аналогни напонски сигнал пропорционалан енергијама депонованим у апсорберима, односно, силицијумским сензорима. Аналогни сигнали из PACE3 су дигитализовани 12-битним 40MHz ADC-ом (AD41240). Сигнал се даље преноси брзим оптичким линковима на читачке системе који су физички удаљени од самих сензора.

Сигнали добијени у сензорима разликују се у зависности од:

- врсте упадне честице;
- упадног угла (који варира са η и ϕ);
- капацитивности сензора (нормална дебљина сензора је $300 \mu\text{m} \pm 15 \mu\text{m}$, тако да капацитивност може да варира за $\pm 5\%$);
- ефикасности колекције наелектрисања са сензора, а која опада са акумулираном јонизованом дозом.

Чип PACE3 може да ради у два мода. Први, “калибрациони мод”, карактерише велико претпојачање чиме се ствара ограничен опсег енергија упадних честица које прецизно могу да се детектују. Овај мод се користи за добијање сигнала проласка минимално јонизујуће честице (mip) са особиним доброг односа сигнала и шума S/N што омогућава апсолутну калибрацију сензора. У „нормалном моду“, PACE3 ради са мањим претпојачањем и у ширем енергетском опсегу. Интерна калибрациона кола прецизно респоредују наелектрисање у било коју комбинацију канала омогућавајући тако да операције у два мода могу да буду интеркалибрисане.

Појачање PACE3 претпојачавача може да варира од чипа до чипа за малу вредност. Ширина дистрибуције појачања за PACE3 у :

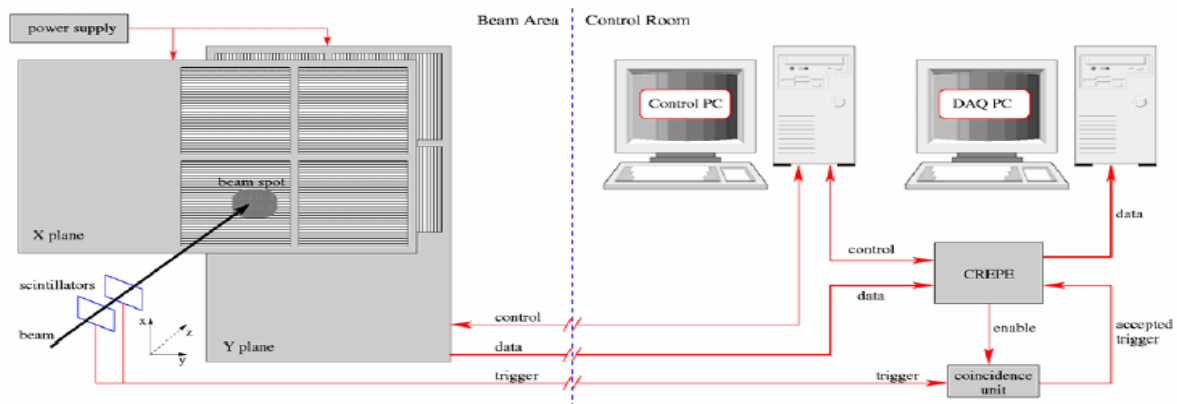
- калибрационом моду износи $2\sigma \sim 0.6 \text{ mV}/\text{mip}$, што је еквивалентно 1.4 ADC канала;
- нормалном моду износи $2\sigma \sim 0.08 \text{ mV}/\text{mip}$, што је еквивалентно 0.2 ADC канала.

Одавде се види да је непоходно да се изврши апсолутна калибрација сваког склопа сензора са својом Front-End електроником користећи снопове оних честица које ће бити присутне при раду CMS-а. Миони енергије 150 GeV могу да се сматрају за mip са највероватнијом депонованом енергијом од 84.5 keV (што је еквивалентно са 3.7fC набоја) у силицијумском слоју дебљине 300 μm [7].

Пре инсталације Пришауера у детектор CMS, предвиђа се апсолутна енергетска калибрација појединих силицијумских трака у сензорима коришћењем космичких зрака. Изграђена је група од 12 мердевина, постављених између сцинтилатора како би се омогућило тригеровање (окидање) и детекција космичких зрака. Космички зраци имају флукс од 1 честице у минути и по cm^2 , а чине га углавном миони енергија 4GeV [7], што износи један mip по траци у минути. Мерећи сигнал добијен из оваквих мердевина у интервалу од 8-10 сати, добићемо довољну статистику за апсолутно мерење mip скале за сваку траку силицијумског детектора. Анализа из ове дисертације се може користити за калибрацију овог система, а то значи да комбинујући експерименталне податке и Монте Карло симулације, можемо да калибришемо Пришауер детектор.

2.4.2. Експеримент

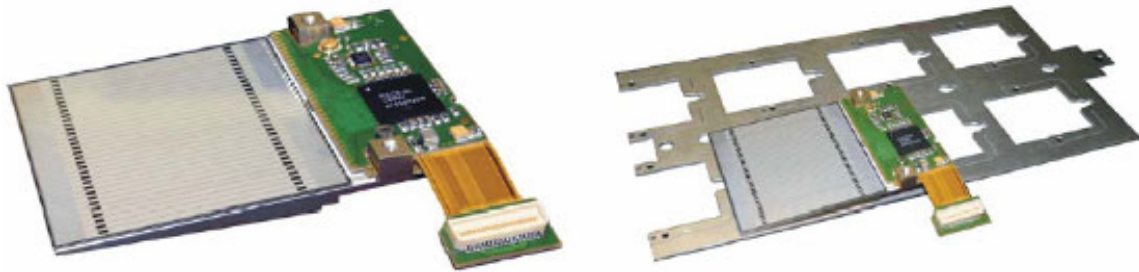
Тестирање прототипа Пришауера крајем септембра 2004. године изведено је у француском делу CERN-ове експериментале хале H4 у Preveessin-у. Прототип се састојао од две ортогоналне мердевине (X и Y раван) са уграђеним сензорима, као што је приказано на слици 2.10.



Слика 2.10. Блок шема експерименталне поставке Пришауер детектора.

Мада је већ истакнуто, подсетимо се да је Пришауер детектор базиран на силицијумским сензорима димензија $63 \times 63 \text{ mm}^2$, активне површине од $61 \times 61 \text{ mm}^2$ и дебљине од 320 μm . Сваки сензор је подељен у 32 траке, а ADC је спрегнут са PACE3 који се налази на хибридној плочи. Поред тога што обезбеђује претпојачање

и обликовање сигнала сакупљеног наелектрисања на сензору, чип PACE3 преузима податке о напонима са сензора и меморише до 16 догађаја (који пролазе услове окидачког ситета – trigger-a) у аналогној pipe-line меморији. Сензор и хибрид су спојени на керамичкој подлози залепљеној на косини алуминијумске подлоге чинећи микромодул (слика 2.11 лево). Алуминијумске косине имају нагиб од 3.4° што омогућава преклапање сензора у једном правцу. Четири микромодула по свакој равни су била закачена на алуминијумску подлогу (слика 2.11 десно).



Слика 2.11. Један микромодул (лево) и микромодул монтиран на мердевине

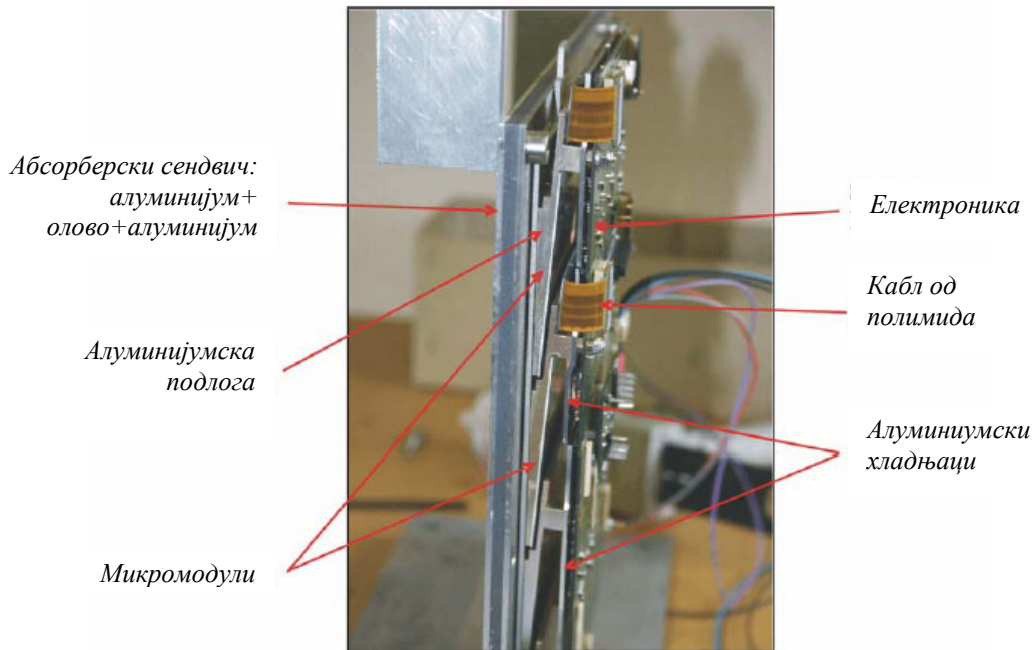
Електронска матична плоча је за сваку од две равни причвршћена за алуминијумску подлогу кроз алуминијумске хладњаке. Микромодули су спојени са матичним плочама користећи полиимидне каблове уграђене у хибриде. Комбинација микромодула, алуминијумских подлога и хладњака формира мердевине. Свака од ових мердевина је закачена на свој апсорберски сендвич (Al-Pb-Al). Дебљине ових апсорбера су $\sim 2X_0$ и $\sim 1X_0$, што је случај и код коначне уградње у детектор CMS (која је у међувремену комплетирана у току писања ове дисертације). Слика 2.12 приказује фотографију бочног профила прототипа Пришауера. С лева на десно, видимо апсорберски сендвич, постоље, микромодуле са сензорима, хладњак и матичну плочу.

Профил снопа честица који је коришћен за тестирање је био скоро елиптичан, димензија $2.3 \times 1.9 \text{ cm}^2$. Прототип Пришауер детектора је био позициониран тако да тачка удара снопа буде око средине сваког сензора, појединачно за обе равни. Прототип је био постављен на механички сто и подешен да има нагиб од 15° у односу на снап, што одговара псеудорапидности од $\eta=2$, односно средњој вредности псеудорапидности Пришауера у детектору CMS. При овом углу, ефективна дебљина силицијумских сензора у предњој X равни је за око 2-3% већа него у даљој Y равни. Мала разлика треба да је видљива у сигнаlima оба сензора.

Аналогни Front-End ASIC чип, PACE3, обезбеђује 32 канално претпојачање и обликовање сигнала, као и аналогну pipe-line меморију за детекторске сигнале. Чип ради у два мода претпојачања. Први мод, звани Low Gain (LG), покрива динамички опсег до 400 mip, и ово је операција нормалног преузимања података. Други мод, звани High Gain (HG), покрива динамички опсег до 50 mip-ова и користи се само за калибрацију. Однос ова два појачања, мерен у лабораторији, је $HG/LG=6.727$.

На главној штампаној плочи сигнал који долази од PACE3 чипа се дигитализује коришћењем одговарајућих ADC-а. Ако ADC карактерише брзина рада од 40MHz, онда се обезбеђују три читавања по догађају за сваку траку. Са ова три

очитавања, може се израчунати висина импулса. Дигитализовани подаци групе од четири сензора се преузимају дигиталним Front-End ASIC-ом, познатим као К-чип, и преносе се кроз гигабитни оптички линк до контролне собе. На главној штампаној плочи развијен је електронски блок за дистрибуцију “fast timing” контролних сигнала у Front-End ASIC-у, који обезбеђује системе за мониторинг и контролу.



Слика 2.12. Бочни изглед прототипа Пришауер детектора.

За контролу и читавање прототипа коришћена су два РС-а и један екстерни уређај, Timing Trigger DAQ картица. Веза између прототипа и контролне собе остварује се оптичким кабловима. Окидачки сигнал се добијао коинцидентним сигналом два сцинтилациона детектора. Окидач је доведен до коинцидентне јединице заједно са “enable” сигналом од Timing Trigger DAQ уређаја. За сваки окидач који је прототип примио, послат је један пакет података свакој штампаној плочи. Ови пакети су преношени помоћу два оптичка кабла брзином од 800 Mbps у контролну собу. Картица TTDAQ је пренела податке путем USB интерфејса у DAQ РС. Контролни сигнали за две штампане плоче и TTDAQ су генерисани од стране контролног РС-а.

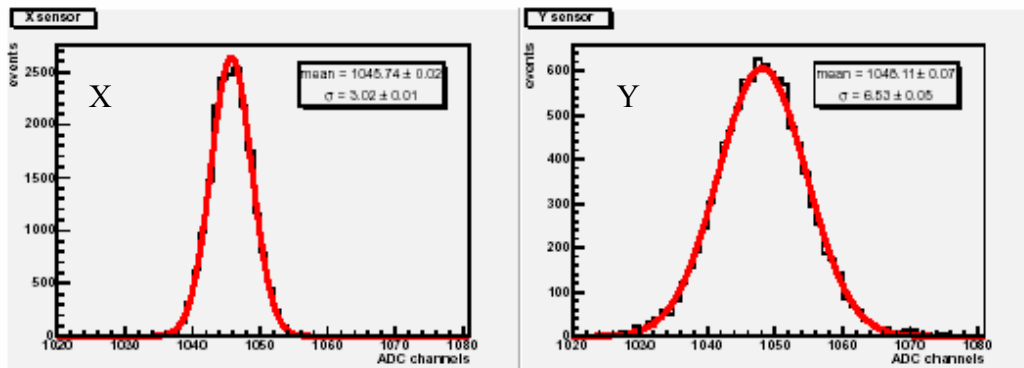
Мерења су трајала 6 дана. Током овог времена прикупљени су подаци за:

- мионе енергија 150 GeV у HG моду;
- електроне енергија: 20, 30, 35, 50, 80 у LG моду и 120 GeV у LG и HG моду;
- пионе (π^-) енергија 20, 30, 50, 80 и 120 GeV у LG моду, као и
- одређивање педестала (без снопа) за LG и HG мод.

2.4.3. Анализа података и резултати

2.4.3.1. Корекција у односу на педестал

Да би добили укупни сигнал за сваки сензор, први корак у нашој анализи је корекција у односу на педестал или тзв. субстракција педестала. Педестал представља сигнал добијен из неке траке када не постоји побуда упадном честицом. Евалуација педестала је урађена користећи податке из тест експеримента за педестал. Ови подаци су прикупљани помоћу окидачког система са генератором импулса и без присуства снопа. Тада се за сваку траку силицијумског детектора фитују добијене вредности у односу на гаусову дистрибуцију и евалуира се централна вредност сигме педестала. Слика 2.13 показује типичне дистрибуције педестала за једну траку сензора у равни X и једну траку сензора у Y равни. Средња сигма педестала је 7.3 ADC канала за сензор у X равни и 8.5 ADC канала за сензор у Y равни. Добијена сигма представља педесталу сигму конволуирану са "common mode" сигмом о којој ће бити речи у следећем параграфу.



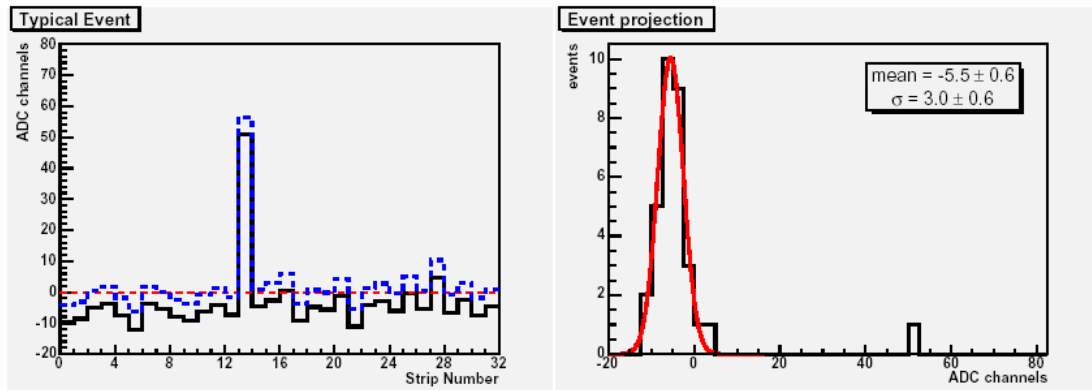
Слика 2.13. Дистрибуција педестала по траци за оба сензора.

2.4.3.2. Common mode корекција

После субстракције педестала, вредности по траци треба да одговарају укупном депонованом наелектрисању у датој траци. Међутим, да ово није потпуно тачно, потврђује померај основног нивоа који се разликује од догађаја до догађаја. То се јавља као последица присуства спољних извора шума који једнако делује на све траке истовремено. Најчешће ово потиче од електромагнетског шума у мрежи. Та врста шума се назива common mode, а корекција за сваки догађај је потребна пре процене тоталног наелектрисања депонованог у једној траци. За евалуацију common mode користимо две различите методе које дају исти резултат.

Први метод је базиран на екстраховању вредности депоноване енергије сваке траке. Укупан сигнал се састоји од common mode сигнала и неких "правих" сигнала од упадних честица из снопа. Вредност common mode сигнала добијамо фитовањем пика гаусовом функцијом, па за добијену вредност фита коригујемо (померамо) цео почетни сигнал.

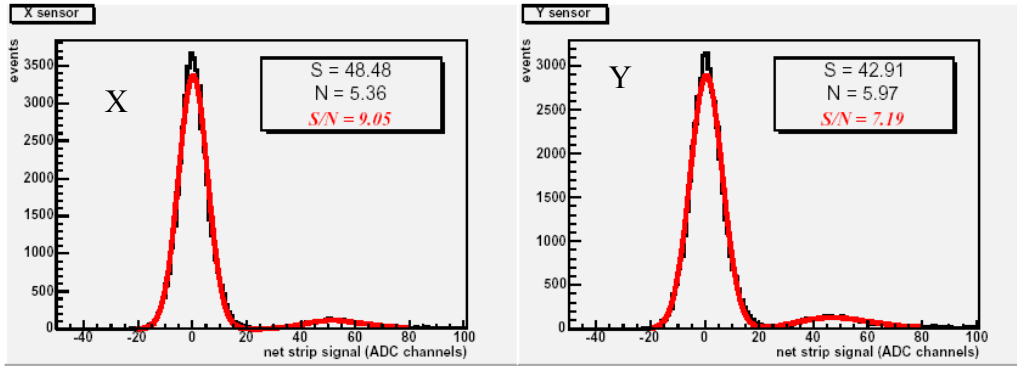
Други метод се заснива на “хистограмирању”. За сваки догађај сигнале делимо на две групе сигнала од по 16 трака. Тада прво вршимо субтракцију педестала, а затим сортирамо вредности сигнала сваке групе у растући низ. Памти се позиција траке где се нагиб сортиране листе мења. Common mode за сваку групу сигнала представља средњу вредност сигнала трака нижих од вредности сигнала траке код које имамо нагиб. Коначно, приступа се корекцији добијених вредности догађаја и то коригујући обе групе сигнала.



Слика 2.14. Изглед сигнала микромодула за један сензор после common mode корекције (лево) и укупни сигнал после common mode корекције (десно).

2.4.3.3. Екстракција сигнала једне траке

После субтракције педестала и common mode корекција, добијамо дистрибуцију сигнала микромодула по траци. Слика 2.15 показује укупни сигнал за типичну траку микромодула за сензоре у X и Y равни. Уочава се педестални пик у околнини 0 и прави сигнал при проласку миона, који има вредност од око 40-50 ADC канала. Фитовањем педесталног региона гаусијаном, добијамо вредност сигме која представља шум N на слици. За сигнал се очекује да има Ландауову дистрибуцију која описује дистрибуцију наелектрисаних честица у силицијуму по енергији, док конволуисаним гаусијаном описујемо (фитујемо) електронски шум по траци. Фитовањем региона сигнала добијамо највероватнију енергију Ландауове дистрибуције коју називамо S (на слици 2.15). Из ових дистрибуција видимо да однос сигнал/шум (S/N) износи око 9 за сензор у X и око 7 за сензор у Y равни. Треба напоменити да је грешка (сигма) средњег педестала, после common mode корекције, износила 5.39 ADC за сензор у X и 5.90 ADC за сензор у Y равни.



Слика 2.15. Укупни сигнал после корекција фитијемо Ландау функцијом и конволуисаним Гаусијаном: сензор у равни X и сензор у равни Y.

2.4.3.4. Екстракција тоталног сигнала

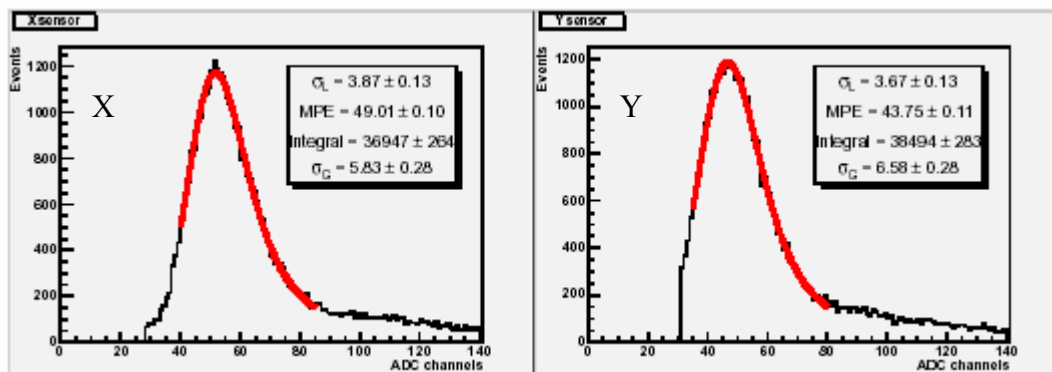
После корекције у односу на педестал и common mode, евалуирамо укупни сигнал по сензору у јединицама ADC канала, сумирањем свих трака и одузимајући истовремено од сваке траке вредност енергије од 5σ вредности педестала. Слика 2.16 показује укупну расподелу наелектрисања у ADC каналима за сензоре у X и Y равни. Генерално, очекујемо да сигнал има Ландауову дистрибуцију конволуирану Гаусијаном. Фитовали смо наше податке у односу на ове дистрибуције са следећим параметрима:

- σ_L - параметар ширине Ландауове расподеле;
- MPE - највероватнија вредност Ландауове расподеле (у нашем случају највероватнија енергија);
- интеграл, укупна површина (нормализациона константа).

Резултат фита даје највероватнију енергију по сензору, која одговара једном μp -у.

За сензор X 1 μp , одговара 49.01 ± 0.10 ADC канала;
за сензор Y 1 μp , одговара 43.75 ± 0.11 ADC канала.

Горње грешке су чисто статистичке. Постојећи реп дистрибуције такође треба да се узме у обзир.



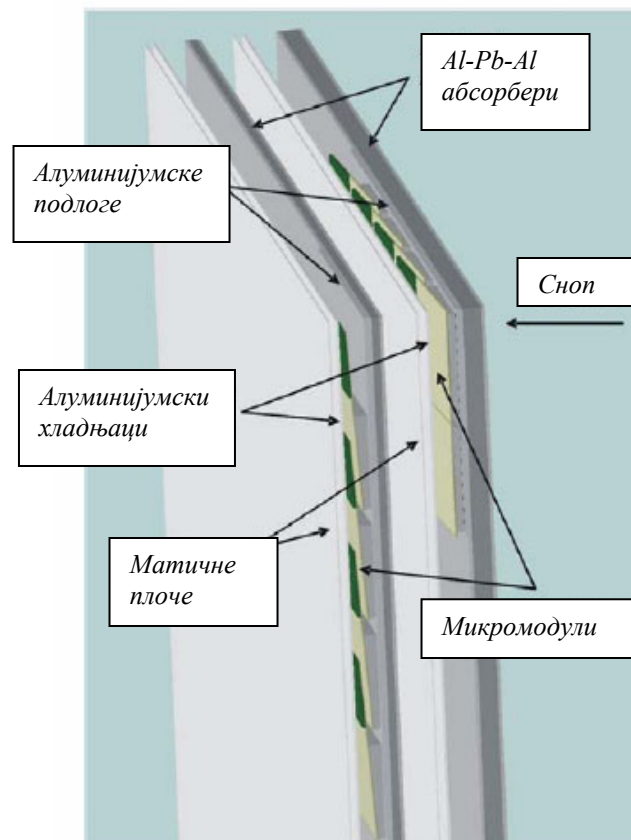
Слика 2.16. Фитовани укупни сигнал за пролазак миона даје вредности за μp за сензор у X и Y равни.

2.4.4. Geant4 симулација прототипа Пришауер детектора за тест експеримент 2004. године

2.4.4.1. Увод

Приликом симулације прототипа Пришауер детектора, водило се рачуна првенствено о прецизности дефинисања геометрије детектора, као и о физичким процесима који су битни за симулацију у зависности од енергија упадних честица. Симулациони програм се састоји из више класа којима је дефинисан по неки део симулационог процеса.

Да би резултати симулације могли да се користе, потребно је било да се доста пажње усмери на особине излазних података, као и на правилну анализу тих података. Како су експериментални подаци добијени читавањем електронских уређаја који утичу на особину сигнала, било је неопходно да се и овакав излазни сигнал, на пример, додајући шум, изобличења сигнала и сл. За те потребе су били развијени додатни програми који су обрађивали сигнале добијене симулацијом. Тек се овако обрађени подаци из симулација могу упоређивати са експерименталним.



Слика 2.17. Визуелизација геометрије у симулацији прототипа Пришауер детектора.

Током симулације и упоређивања резултата, јављале су се веће или мање разлике које је требало отклонити, али које је требало и разумети, што представља најзахтевнији део рада на симулацијама.

Следећи битан корак је презентација резултата. Резултати се презентују путем израде одговарајућих хистограма. Визуелни приказ проласка честица кроз материју детектора може да се користи у циљу бољег разумевања неког процеса или само за демонстрацију квалитета симулационог програма (Ландауов реп за *tip* догађаје). Такође је понекад битно приказати изглед геометрије симулираног детектора. Наравно, првенствени циљ ове визуелизације је да се уверимо да не постоје грешке у самој поставци геометрије детектора којег симулирамо. Други разлог је што се на тај начин симулација, путем реалистичног приказа геометрије, “приближава” кориснику.

2.4.4.2. Структура *BT04SF* - симулационог програма за *Пришауер* детектор

Симулациони програм *BT04SF* се састоји од класа које омогућавају стандардни ток *Geant4* симулационих програма.

Почетак симулационог процеса је у дефинисању *main()* метода у *BT04SF.cc* програму. У овом *main()* методу је дефинисана иницијализација *G4RunManager* класе. Ова класа контролише ток програма. У току програма најзначајнија је контрола петље *Event* у класи *Run* која се најдуже извршава приликом симулационог процеса (петља *Event* се више пута понавља). Другим речима, *Run* класа има предефинисани број понављања извршења *Event* класе (број дефинише корисник). Поред иницијализације *G4RunManager*-а, у *main()* методу се додатно дефинишу и корисничке наредбе за манипулисање улазним подацима и/или корисничким макро фајловима. Иначе, макро фајл садржи скуп наредби које постављају почетне услове за симулацију и дефинисање жељеног броја догађаја, као и за визуелизацију.

Кроз макро фајлове или наредбе уписане преко корисничког интерфејса *RunManager*-а, потребно је задати:

- 1) како треба да се конструише геометрија детектора;
- 2) све врсте честица и физичких процеса које треба укључити у симулацију;
- 3) иницијалне особине и врсту примарних честица;
- 4) по потреби остале наредбе.

На пример, наредба:

runManager->SetUserInitialization(new BT04SFDetectorConstruction), иницира класу за дефинисање геометрије *Пришауер* прототипа, а наредба:

runManager->SetUserInitialization(new BT04SFPhysicsList), иницира класу за дефинисање физичких процеса.

Класа *BT04SFDetectorConstruction* описује целокупну поставку детектора и то укључујући:

- геометрију;
- материјале при конструкцији;
- дефиницију сензитивних региона детектора и
- начин ишчитавања сензитивних делова детектора.

Класа *BT04SFPhysicsList* дефинише:

- честице које се користе при симулацији;
- енергетски услов за креацију секундарних честица и
- све процесе који ће бити симулирани.

Следећа наредба у *main()* методу је:

runManager->SetUserAction(new BT04SFPrimaryGeneratorAction) која иницира генератор честица. У овој класи се дефинише иницијално стање примарног догађаја, а истовремено она садржи метод који се зове *generatePrimaries()* и који ће се активирати при почетку сваког догађаја (*Event*).

Следећа наредба *runManager->Initialize()* покреће конструкцију детектора, креира физичке процесе, израчунава ефикасне пресеке, креира табеле губитака енергије и иницира *Run*.

Последња наредба која треба да се изда *RunManager*-у је:

```
numberOfEvents = x;  
runManager->beamOn(numberOfEvents);
```

Тада отпочиње извршавање *run*-а који представља *x* пута понављање извршења *Event* класе.

Класа *BT04SFDetectorConstruction*

Геометрија у *Geant4* је састављена од већег броја геометријских објеката. Највећи од њих, а који садржи у себи све остале, је **World** објекат. Објекти се креирају и постављају у веће (општије) објекте. *World* објекат се најчешће дефинише као коцка.

Сваки објекат се дефинише навођењем карактеристика његове геометрије и његових физичких карактеристика. Овај нови објекат називамо “кћер” објекат и постављамо га у неки други објекат, дефинишући координате у односу на објекат у који се смешта (“мајка” објекат).

Дефинишући геометрију новог објекта уствари дефинишемо тзв. “солид” објекат. Када дефинишемо особине објекта, као на пример, материјал од кога је израђен, магнетско поље и сл., то је онда “логички” објекат. Када се дефинише позиционирање објекта, онда је то “физички” објекат.

У *BT04SFDetectorConstruction* класи после *world* објекта, постоји “SF” објект унутар њега. С друге стране, *SF* објекат садржи:

- 2 x мердевине;
- абсорбере: (2 сендвича *Al-Pb-Al* абсорбера);
- 2 x алуминијумске плоче које симулирају хладњаке и електронику.

У мердевине су стављени алуминијумски држачи, а над њима су микромодули. У микромодуле су постављени:

- алуминијумска косина на коју је налепљено керамичко постоље под углом од 3.8° ;
- на керамичко постоље се налепљује силицијумски сензор који се састоји од 32 сензорске траке дебљине 300 μm .

Треба рећи да су у овој класи дефинисане и ротационе матрице, као и визуелни ефекти за поједине материјале који се користе у геометрији.

Класа *BT04SFPhysicsList*

У овој класи је дефинисана физика која ће да се користи при симулацији. Теорија везана за ове физичке појаве наведена је у уводној глави. Посебан значај има иницијализација следећих класа:

- *BT04SFEMPhysics("standard EM");*
- *BT04SFMuonPhysics("muon");*
- *BT04SFHadronPhysics("hadron");*

За мионе је значајна иницијализација следећих физичких процеса у *BT04SFMuonPhysics*:

```
pManager = G4MuonMinus::MuonMinus()->GetProcessManager();
G4VProcess* themmMultipleScattering = new G4MultipleScattering();
G4VProcess* themmBremsstrahlung = new G4MuBremsstrahlung();
G4VProcess* themmPairProduction = new G4MuPairProduction();
G4VProcess* themmIonisation = new G4MuIonisation();
```

А то су: вишеструко расејање, закочно зрачење, продукција парова и губитак енергије миона при јонизацији.

На ове процесе може да се гледа као да су дискретни или континуални. У зависности од пређеног интервала дужине честице – тзв. елементарног корака – зависи разматрање догађаја. Ако је енергија честице мања од вредности коју би имала честица кад прелази само још дужину елементарног корака пре него што изгуби сву енергију у датом материјалу, онда се њен губитак енергије рачуна као континуални губитак. У супротном, прати јој се траг и рачуна вероватноћа за неки од дискретних процеса.

Поредак процеса, наведен у следећој листи, зависи од вредности вероватноће за неки процес. На пример, процес вишеструког расејања је највероватнији од четири наведена процеса.

```
// set ordering
pManager->SetProcessOrdering(themmMultipleScattering, idxAlongStep, 1);
pManager->SetProcessOrdering(themmIonisation, idxAlongStep, 2);
pManager->SetProcessOrdering(themmBremsstrahlung, idxAlongStep, 3);
pManager->SetProcessOrdering(themmPairProduction, idxAlongStep, 4);
```

Дефиниције процеса за електрон у *BT04SFEMPhysics* су:

```
//Electron
pManager = G4Electron::Electron()->GetProcessManager();
G4VProcess* theeminusMS = new G4MultipleScattering();
G4VProcess* theeminusIon = new G4eIonisation();
G4VProcess* theeminusBrem = new G4eBremsstrahlung();
```

Поредак вероватноћа процеса за електрон је:

```
// set ordering for AlongStepDoIt
pManager->SetProcessOrdering(theeminusMS, idxAlongStep, 1);
pManager->SetProcessOrdering(theeminusIon, idxAlongStep, 2);
pManager->SetProcessOrdering(theeminusBrem, idxAlongStep, 3);
```

За пионе (π^-) имамо додатни процес хадронског еластичног процеса и нееластичног процеса, као и већ постојећи Комптонов ефекат и јонизацију дефинисану у `BT04SFHadronPhysics`:

```
// Pi- Physics
G4HadronElasticProcess* pmElasticProcess = new G4HadronElasticProcess();
G4LElastic* thepmElasticModel = new G4LElastic();
G4PionMinusInelasticProcess* thePionMinusInelasticProcess
    = new G4PionMinusInelasticProcess();
G4VProcess* thepmMultipleScattering = new G4MultipleScattering();
G4VProcess* thepmIonisation = new G4hIonisation();
```

Класа `BT04SFPrimaryGeneratorAction`

Дефинише тип примарне честице (или интерфејс са неким генераторима догађаја) енергију, позицију и угао путање примарне честице, као и одговарајућу дисперзију преко *ParticleGun* интерфејса.

`BT04SFEventAction` класа

Дефинише ишчитавање сензитивних делова детектора, излазни фајл и распоред и врсту података у њему. Поред тога, ишчитавање се врши иницијализацијом *BT04SFSX(Y).cc* и *BT04SFSX(Y)Hit.cc* класа, које приступају рачунању депоноване енергије у сензитивним деловима детектора, просторној позицији додира честице и сензитивног детектора респективно.

Макро фајл

Приликом задавања команди у `main()` методу за *G4RunManager*, користи се скуп корисничких наредби смимљених у “макро фајлу”. Наведен је пример макро фајла, са инструкцијама `BT04SF` у симулационом програму, за производњу 20000 догађаја упадних миона енергије (150 ± 20) GeV на прототип Пришауер детектора:

```
/mydet/momentum 150 GeV
/mydet/sigmaMomentum 20. GeV
/gun/particle mu-
/run/beamOn 20000
```

Наведимо пример макро фајла за визуелизацију три догађаја упадних миона у програму *Wired*. Овим макро фајлом добијају се три *HepRep* фајла који се анализирају у *Wired* програму или у *JAC3* програму са инсталираном *Wired* апликацијом:

```
/mydet/momentum 150 GeV
/mydet/sigmaMomentum 20. GeV
/gun/particle mu-
/vis/open HepRepFile
/vis/scene/create
/vis/scene/endOfRunAction accumulate
/vis/scene/add/volume
```

```
/vis/sceneHandler/attach  
/vis/scene/add/trajectories  
/vis/scene/add/hits  
/tracking/storeTrajectory 1  
/run/beamOn 3
```

Најбоља визуелизација геометрије се добија RayTracer интерфејсом (слика 2.17), а најбоље могућности за анализу енергија, углова геометрије и брзог интерактивног увида у геометрију, добијају се HerRep интерфејсом укљученим у постојеће Geant4 класе. То значи да за производњу ових фајлова није потребно имати екстерне библиотеке из напоменутих визуелизационих програма.

2.4.4.3. Анализа добијених података из Geant-a 4

Подаци из VT04SF се добијају у фајлу названом data.tmp. Овај фајл табеларно садржи податке позиције и импулсе упадних, примарних честица, као и депоновану енергију у свакој од 2x32 силицијумске траке (strip-a). Ти подаци се даље пребацују у компресовани скуп података који чине ROOT фајлове. Овако организовани подаци су сада приступни ROOT програмском пакету за анализу података.

Пакет ROOT је развијен као (C++) наследник PAW-а, фортранског пакета за анализу података. Он садржи много метода обраде података, хистограмирања као и 2D и 3D презентовање хистограма (података). Поред тога, овај пакет садржи велики број метода за фитовање функција, метода за вишепроцесну обраду података, интерактивно сакупљање података са мониторингом читачких система и још много тога. Могућности ROOT програма свакодневно развијају његови корисници правећи нове методе обраде података и апликације, објављујући их као примере на веб сајту ROOT-а. Све се ове методе могу извршавати уношењем наредби путем корисничког интерфејса, где директно у интерпретеру (CINT) уносимо наредбе у програмском језику C++, чиме уствари пишемо програм који се моментално извршава, линију по линију. Методе могу да се извршавају и путем скупа екстерних наредби које се позивају у програм, а називају се ROOT скриптовима.

Подаци које смо снимили у ROOT фајлу су првенствено доступни за фитовање и за додавање шума који би симулирао шум у електроници Пришауера, а што је такође мерљива и важна величина која би требала да се слаже са експерименталним резултатима.

Фитовање података је идентично фитовању експерименталних резултата, као што је поменуто у експерименталној поставци тест експеримента. Поступак се састоји из фита Ландауовом функцијом која описује енергетску дистрибуцију наелектрисаних честица у силицијуму, са додатим конволуисаним гаусијаном који описује електронски шум по траци, и који се онда додаје симулираним подацима путем ROOT скрипта. Фитовањем симулираног сигнала добија се највероватнија енергија Ландауове дистрибуције која се сада упоређује са експерименталном вредношћу.

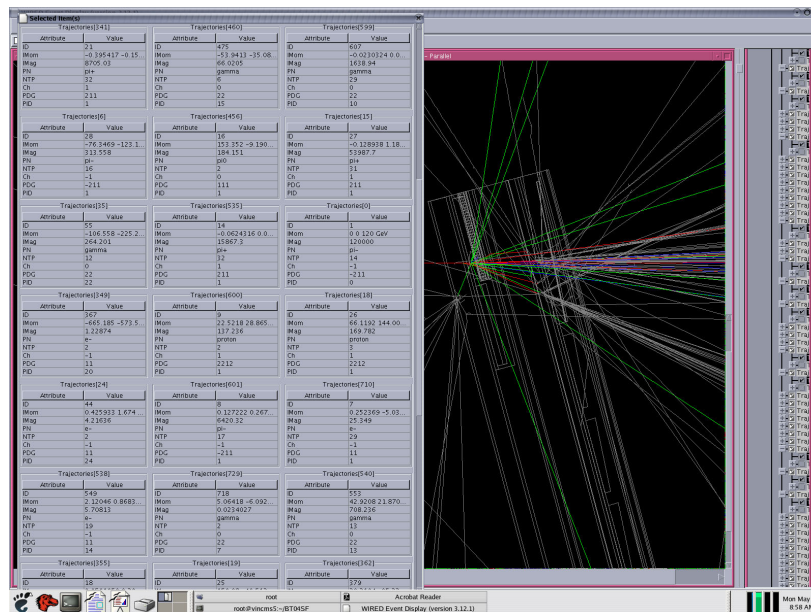
Поред овога, развијен је и метод за креирање усредњеног сигнала који се састоји из трагања за траком са максимално депонованом енергијом у нормализованим сигнаlima. Затим се сви сигнали померају тако да максимуми буду на једној

позицији (централној), а онда сабирањем сигнала свих трака на истим позицијама за све догађаје, обавља се и њихово усредњавање. Тако, добијамо нормализовани усредњени сигнал који се користи за анализу спектра, дисперзије сигнала и сл.

Овај метод је развијен како би се у анализи користила могућност Пришауер детектора да ради као сегментни (sampling) детектор у моду са великим појачањем (HG мод). При овом појачању, долази до губитка информације из траке са највише депоноване енергије (сатурација претпојачавача), што иницира потребу за софтверском реконструкцијом ове информације коришћењем метода неуронских мрежа, а који је још у развоју.

Анализа путем визуелизационог програма HerPer пружа могућност која може да се користи да би се разумела нека појава, као на пример, појава другог пика код мионског сигнала узрокованог секундарним наелектрисаним честицама које врше јонизацију силицијумских сензора или електронима избијених из атома при проласку миона.

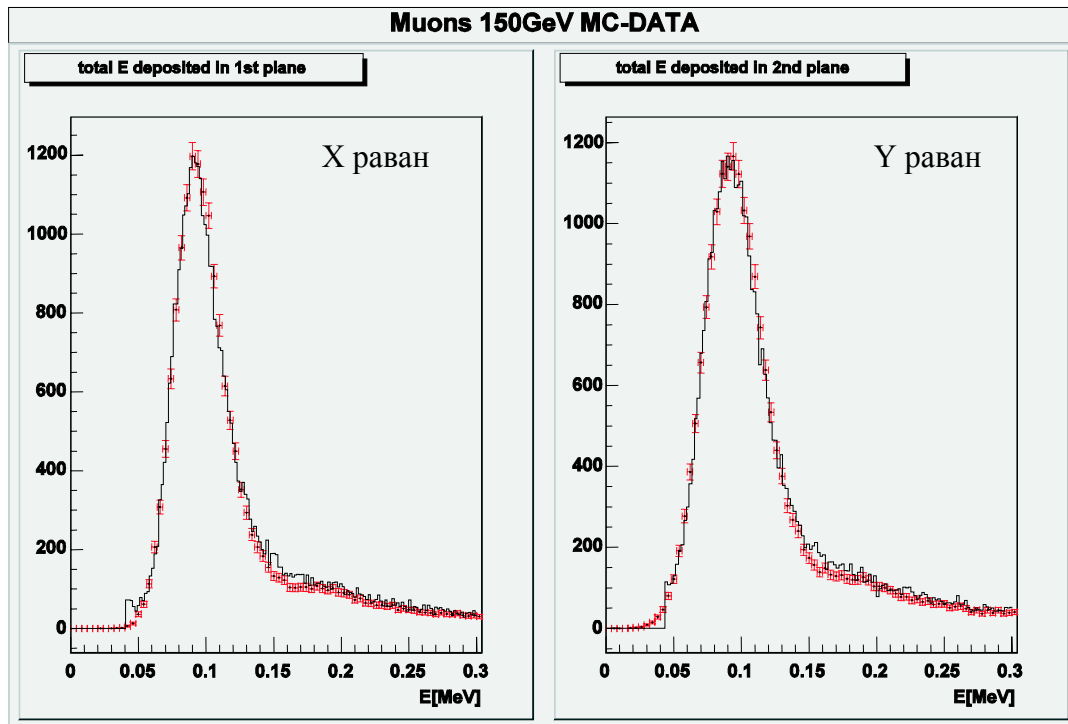
У графичком корисничком интерфејсу постоји могућност селектовања појединих честица за поједини догађај, анализе енергија честица, вертекса из којих су произишли (слика 2.18). На слици 2.18, приказан је један догађај упадног електрона на прототип Пришауер детектора. На левој страни је приказана листа селектованих честица електромагнетске касаде која се иницирала у првом оловном апсорберу. Програм даје информације о врсти честица, наелектрисувању, импулсу и вертексу. Овај програм овако даје могућност погодног увида у феноменологију поједних догађаја



Слика 2.18. Графички интерфејс програма Wired за визуелизацију HerPer фајлова.

2.4.5. Сумирани резултати одговора Пришауер детектора на МIP (Минимално јонизјуће честице)

Да би се евалуирала права депонована енергија миона у Пришауерским силицијумским детекторима, развијена је Монте Карло симулација експерименталних тестова који је базиран на Geant-у 4. Слика 2.19 показује резултате симулације тоталне депоноване енергије за сензоре у X и Y равни. Велики пик око 0.09 MeV одговара 1 mip-у, а назире се и други мали пик који се налази на приближно двоструко већој енергији. Тај други пик долази од доприноса делта електрона произведених проласком миона кроз материјал у близини силицијумских детектора. Постојећи реп спектра ка вишим енергијама последица је присуства закочног зрачења [1].



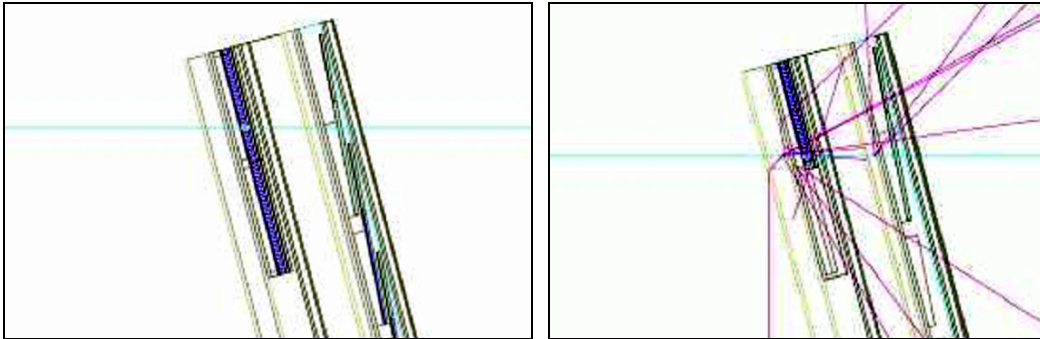
Слика 2.19. Резултати симулације са додатом симулацијом шума у поређењу са експерименталним резултатима.

У циљу прецизне евалуације енергије која одговара енергији од 1 mip у горњој дистрибуцији, фитовани су MC подаци на Ландауову дистрибуцију. У табели су представљени подаци добијени симулацијама. Ове вредности дају апсолутну енергетску калибрацију сензора:

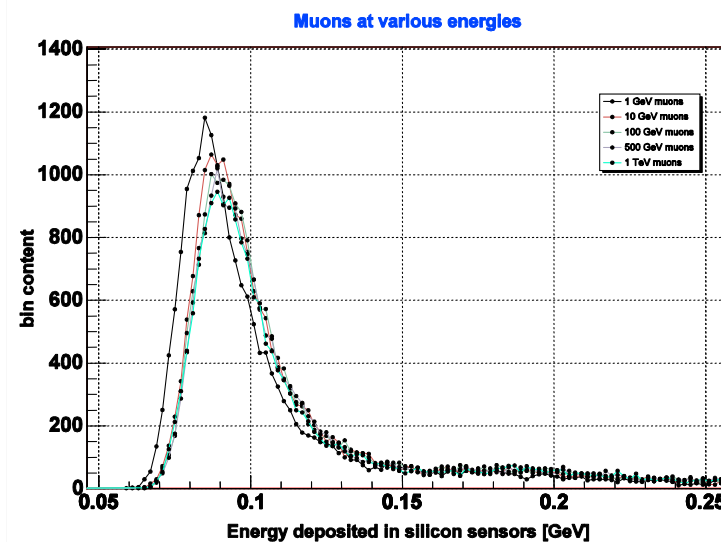
Сензор у X равни 0.0887 ± 0.0001 : 49.01 ± 0.10 ADC канала;
сензор у Y равни 0.0871 ± 0.0001 : 43.75 ± 0.11 ADC канала.

Да би симулацију направили реалистичнијом, додали смо електронски шум свакој траци сензора. Електронски шум у свакој траци има Гаусову расподелу са

средњом ширином од 5.39 ADC канала за сензор у X и 5.900 ADC канала за сензор у Y равни, што одговара средњем шуму од 0.0098 MeV за сензор у X, и 0.0117 MeV за сензор у Y равни.



Слика 2.20. Изглед честог (лево) и ретког (десно) мионског догађаја. Ови ретки догађаји су одговорни за појаву Ландауовог репа према високим вредностима депоноване енергије у силицијумским сензорима.



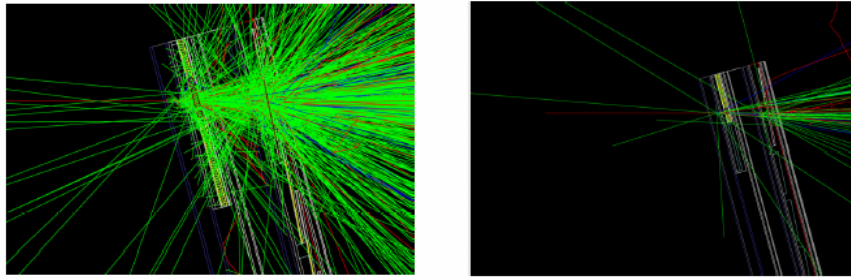
Слика 2.21. Померај пика – највероватније депоноване енергије миона у односу на енергију упадног миона. Неслагање при ниским енергијама од 1 GeV потиче од непрецизности симулационог програма за ниске енергије, док је слагање веома добро на високим енергијама.

Сигнал се, коначно, добија тако што додајемо прво горе поменути шум, а онда за сваку траку уводимо вредности за енергију умањену за вредност од 5 вредности грешке педестала, што потпуно одговара начину добијања експерименталног сигнала. На слици 2.19 видимо да када користимо однос вредности енергије изражене у ADC каналима и у MeV, односно, када извршимо калибрацију, добија се беспрекорно слагање експерименталних података и података добијених Монте Карло симулацијама [1].

2.4.4. Сумирани резултати одговора Пришауер детектора на електроне и пионе

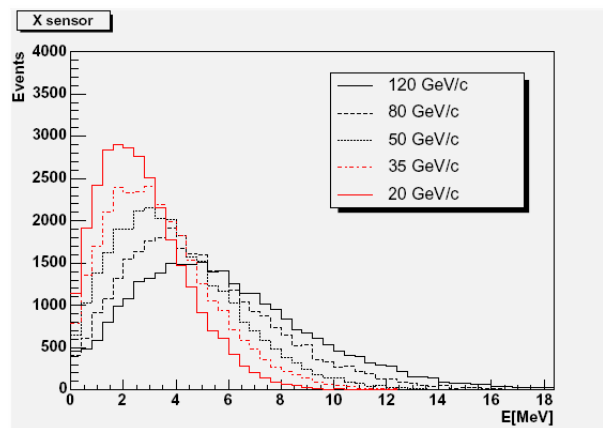
Приликом развоја симулације посебна пажња је усмерена на прецизније мерење и дефинисање геометрије детектора, првенствено апсорбера, јер он највише доприноси тачности резултата због велике густине. Затим, веома је било битно одредити угао инклинације прототипа Пришауера у односу на упадни сноп електрона и пиона, расподелу енергија честица у снопу, просторно распршење снопа, као и шум сигнала.

Пиони се понашају као минимално јонизујуће честице (mp). Они практично пролазе кроз Пришауер без икаквих интеракција са оловним апсорберима. Енергија коју депонују у силицијумским сензорима описује се Ландауовом расподелом са највероватнијом енергијом од око 91 keV за 320 μm дебео слој силицијумског сензора. Само мали проценат подлеже хадронским интеракцијама са оловним апсорберима, депонујући тада већу количину енергије у сензорима.



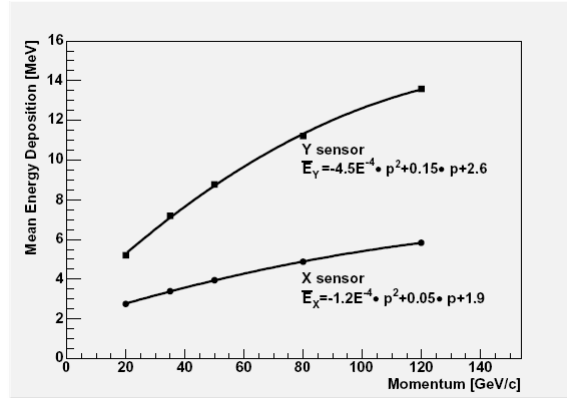
Слика 2.22.: Чест догађај са упадним електроном (лево) и редак догађај са упадним неутралним пионом.

Електрони приликом уласка у оловни апсорбер иницирају електромагнетске каскаде које чине електрони, позитрони и фотони. Електрони депонују део своје енергије у силицијумским сензорима, док се фотони не детектују. Са порастом импулса иницијалног електрона, расте и електромагнетска каскада, па самим тим и тотална депонована енергија у силицијумским сензорима (слика 2.23).



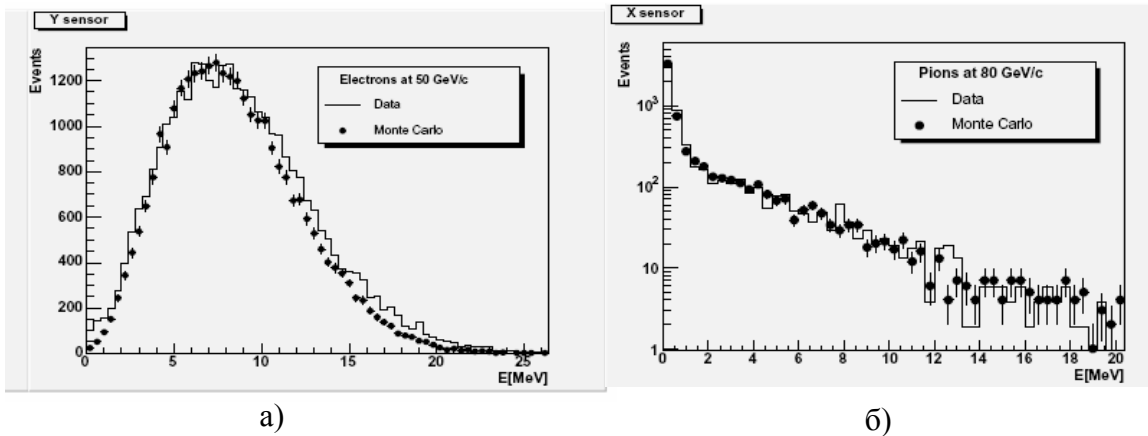
Слика 2.23. Депонована енергија за иницијалне електронне импулса од 20 до 120 GeV.

Разлика у депонованој енергији електрона и пиона користи се за њихову сепарацију. На слици 2.24 приказана је средња депонована енергија у зависности од импулса иницијалних електрона. Да би се параметризовала средња депонована енергија у функцији импулса електрона, тачке на графикону су фитоване полиномом другог степена (слика 2.24).



Слика 2.24. Средња депонована енергија сензора у X и Y равни у зависности од импулса електрона.

Монте Карло симулације дају тачну депоновану енергију за сваку траку силицијумског детектора оба сензора у X и Y равни. Како би се симулација учинила што реалистичнијом, додата је симулација електронског шума сваком каналу у форми гаусове дистрибуције са ширином од 3.0 ADC подеока за сензор у X и 3.1 ADC подеока за сензор у Y равни, што одговара енергијама од 0.034 MeV и 0.039 MeV респективно (коришћена калибрација је добијена из података за мионе). Тада се тотална депонована енергија сензора поново рачуна, примењујући 5σ одсецање као код реалних податка. Слика 2.25а. приказује добро слагање резултата симулације и реалних података за електроне од 50 GeV. Слика 2.25б показује слагање података и Монте Карло симулације за пионе од 80 GeV. У оба случаја, слагање резултата симулације и реалних података је врло добро.



Слика 2.25. Средња депонована енергија сензора у X и Y равни у зависности од импулса електрона а) и пиона б).

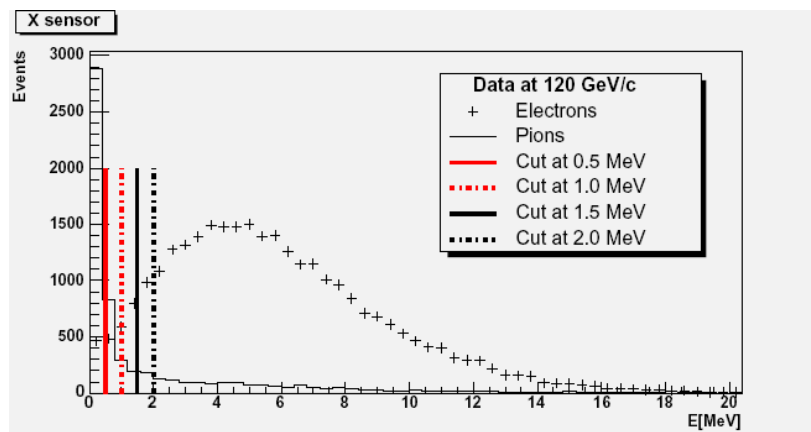
2.4.4.1. Сепарација Електрона и пиона

Различита депонована енергија електрона и пиона (π^-) се може искористити за њихову сепарацију. На слици 2.26. приказане су депоноване енергије за упадне електроне и пионе од 120 GeV, нормиране на исти број догађаја. Са слике 2.26. се може видети изражена разлика депонованих енергија електрона и пиона.

При разматрању сепарације, коришћене су разне вредности одсецања:

- 0.5 MeV за сензор у X и 1.0 MeV за сензор у Y равни;
- 1.0 MeV за сензор у X и 2.0 MeV за сензор у Y равни;
- 1.5 MeV за сензор у X и 3.0 MeV за сензор у Y равни;
- 2.0 MeV за сензор у X и 4.0 MeV за сензор у Y равни.

Као крајњи резултат може се рећи да, коришћењем само података из Пришауера, број пиона може да се редукује 25 до 30 пута, задржавајући истовремено велику ефикасност електрона (око 90%). Овако добри резултати се очекују уз претпоставку да се импулси упадних честица мерити детектором трагова (Tracker) сложеног детектора CMS.

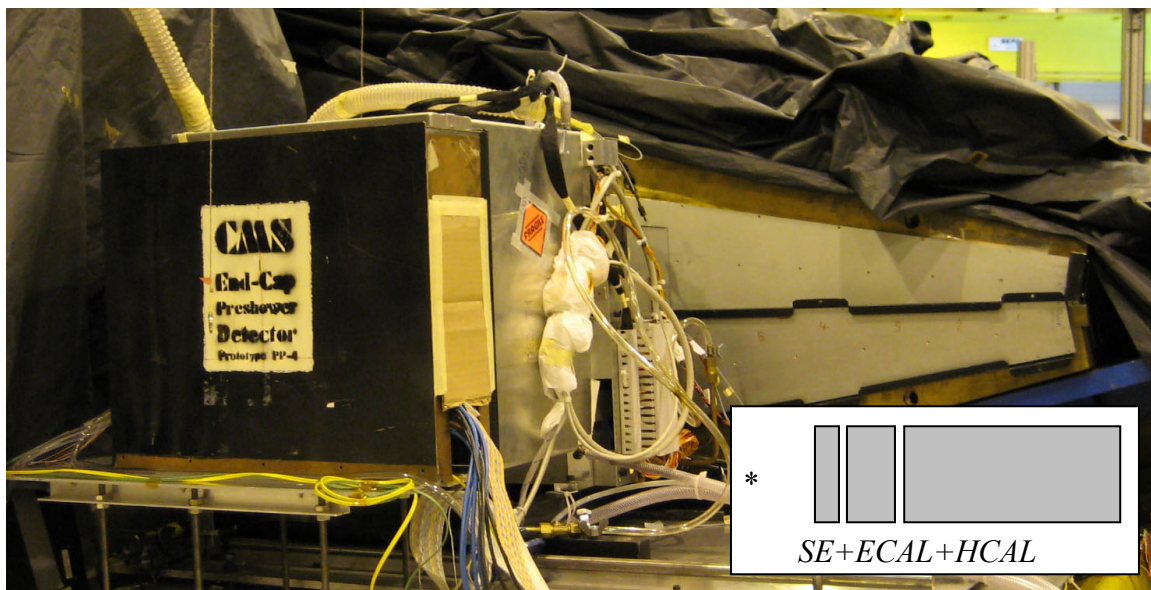


Слика 2.26. Депонована енергија пиона (π^-) и електрона енергије 120 GeV за сензор у X равни.

2.5. Комбиновани тест експеримент прототипова Пришауер, ECAL и HCAL детектора 2007. године

2.5.2. Увод

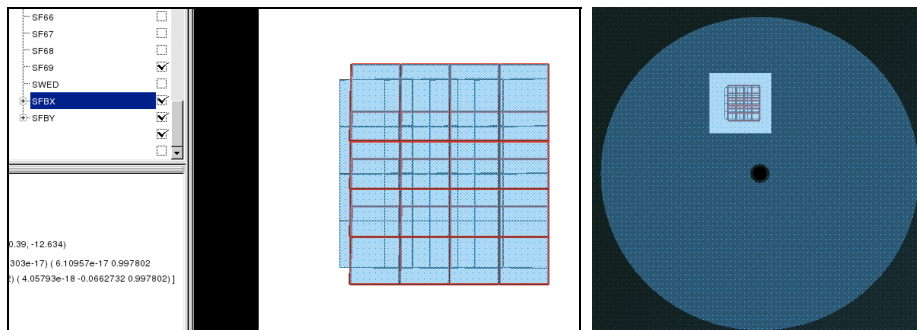
Током септембра 2007. године спроведен је комбиновани тест експеримент прототипова Пришауер-а, ECAL-а и HCAL-а (SE+ECAL+HCAL) у CERN-овој експерименталној хали H2 у Precessin-у. На слици 2.27. приказана је фотографија експерименталне поставке непосредно после постављања Пришауер детектора испред кристала прототипа предњег дела ECAL-а и прототипа сегментног (sampling) детектора HCAL. За потребе анализе података овог експерименталног теста, развијена је симулација која је укључивала прототипове ECAL-а и HCAL-а, а којој је било потребно додати и геометрију Пришауер детектора. Како сам већ радио на унапређивању геометрије Пришауера у симулационом и реконструкционом програмском пакету детектора CMS – CMSSW-у, модификовао сам нову, али већ проверену алгоритамску XML геометрију Пришауер детектора за симулације овог комбинованог тест експеримента.



Слика 2.27: Фотографија поставке тест експеримента. У доњем десном углу се налази шема поставке детектора испред снопа честица у експерименталној хали H2.

2.5.2. Геометрија Пришауер детектора за симулацију комбинованог тест експеримента 2007. године

Главна промена постојеће геометрије се односила на модификовање димензија, позиције и дебљине абсорбера, као и на модификовање термо-регулационих делова детектора (хлађење сензора није постојало на прототипу Пришауера). Затим, требало је да се модификује алгоритам постављања микромодула и да се остави могућност за laku промену броја и позиције микромодула, као и димензија и позиције абсорбера. Под лаком променом подразумева се да се промене не врше у C++ алгоритму који се позива из XML описног кода, јер да би таква промена била од користи, потребно је и да се компајлира цео симулациони код алгоритма, што успорава евентуалне провере при оптимизацији симулације. Ово је решено тако што су све потребне варијабле пренесене у XML описни код. Када се у XML коду нешто мења, није потребно да се компајлира симулациони код алгоритма, већ се одмах може прећи на симулацију, односно валидацију података коришћењем ове модификоване геометрије. На слици 2.28. приказана је геометрија прототипа Пришауер детектора модификована за комбиновани тест коришћењем визуелизационог програма IGUANA који представља део CMSSW-а.



Слика 2.28: Визуелизација прототипа Пришауер детектора добијена користећи програм IGUANA.

2.6. Анализе за канал распада Хигс бозона на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$)

2.6.1. Увод

Ако Хигс бозон буде откривен у каналу распада на два фотона ($H \rightarrow \gamma\gamma$), CMS детектор ће бити у могућности да мери његову масу [96]. Изучена су мерења масе Хигс бозона помоћу “Анализе базиране на одсецањима”. Ова анализа има два различита метода:

- мерење из $\Delta\log(\text{likelihood})$ коришћењем свих догађаја;
- мерење из $\Delta\log(\text{likelihood})$ коришћењем анализе базиране на одсецањима подељеним у 12 категорија.

Показано је да се $H \rightarrow \gamma\gamma$ канал може користити за трагање за Хигс бозоном мале масе са интегрисаном луминозношћу не тако различитом од оних које су потребне за Хигс бозон веће масе, односно од $\int L dt = 7.7 \text{ fb}^{-1}$ при $M_H = 120 \text{ GeV}$. Ово би било могуће постићи коришћењем Оптимизоване анализе засноване на одсецањима, о чему ће више речи бити нешто касније.

2.6.2. Реконструкција и селекција фотона

2.6.2.1. Окидачи (*triggers*)

Догађаји $H \rightarrow \gamma\gamma$ се селекују са екстремном ефикасношћу подједнако коришћењем L1 и HLT окидача (*trigger-a*). Како се при анализи користи изолација (о њој ће бити више речи касније) и кандидати са вишим енергијама од оних који пролазе дефинисани окидач, неефикасност која зависи од окидача је занемарива.

2.6.2.2. Реконструкција фотона

Фотони се реконструишу стандардним ECAL алгоритмима. У овом степену развоја алгоритама, ефикасност реконструкције фотона је на нивоу од 99,5% за фотоне у региону покривеним ECAL-ом.

Енегетска резолуција реконструисаних фотона је одлична за фотоне који нису конвертовани или су касно конвертовани у детектору трагова. Иначе, енергетска резолуција опада за фотоне који су раније конвертовани у детектору трагова. И поред тога, материјал детектора трагова значајно мање утиче на енергетску резолуцију фотона тако да је реконструкција Хигс бозона у калориметру је веома поуздана чак и за конвертоване фотоне.

2.3.2.3. *Изолација фотона*

Спроведена су детаљна изучавања изолације фотона и оптимизације ове изолације. „Лажни“ фотонски сигнали који долазе од хадронских млазева одбацују се посматрањем додатних наелектрисаних честица у околини фотонског кандидата. Наелектрисани пиони и каони могу да се региструју у детектору трагова или у хадронском калориметру (HCAL-у). Неутрални пиони и друге честице које се распадају на фотоне могу да се идентификују у ECAL-у. Хадронски калориметар је важан за детекцију наелектрисаних честица које нису ефикасно реконструисане у детектору трагова, посебно при високим вредностима псеудорапидности $|\eta|$, али и других честица као што су неутрони или K_{long}^0 .

2.6.2.4. *Распоређивање у категорије базирано на концентричном профилу каскаде и псеудорапидности*

Варијабла профила EM каскаде R_9 , дефинисана као део енергије суперкластера, која се налази у 3×3 матрици кристала око „најенергетскијег“ кристала, ефективно разврстава неконвертоване фотоне и фотоне конвертоване у материјалу детектора трагова. Фотонски кандидати са великим вредностима R_9 или нису конвертовани или су конвертовани касно у детектору трагова и имају добру енергетску резолуцију. Фотони који се конвертују раније, имају мање вредности R_9 али и лошију енергетску резолуцију.

2.6.3. **Анализа заснована на одсецањима**

2.6.3.1. *Селекција*

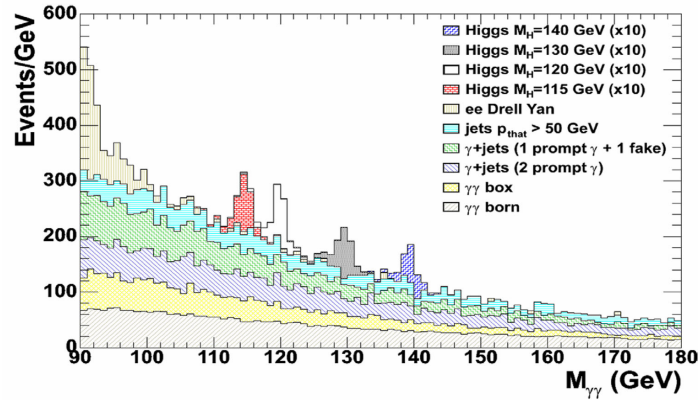
Неопходно је да постоје два фотонска кандидата са псеудо-рапидношћу $|\eta| < 2.5$, трансферзалних енергија већих од 45 GeV и 35 GeV респективно, и да задовољавају следеће изолационе захтеве:

- да нема трагова са трансферзалним импулсом $p_T > 1.5$ GeV/c унутар конуса $\Delta R < 0.3$ око фотонског кандидата. Само разматрамо трагове који ударе најмање два слоја силициумског пиксел детектора;
- Тотална трансферзална енергија E_T „острвских” основних кластера $0.06 < \Delta R < 0.35$ око правца фотонског кандидата, без обзира да ли припадају супер кластеру или не, мора бити мања од 6 GeV у барелу и 3 GeV у предњем, затварачком делу.
- Тотална трансферзална енергија HCAL окидачких објеката унутар $\Delta R < 0.3$ око фотонског кандидата, мора бити мања од 6 GeV за барел и 5 GeV за затвараче.

Како би се даље редуковао фон који је виши када је бар један од фотона детектован у затварачу Електромагнетског калориметра и да би се повећала перформанса анализе у предњим регионима, потребни су додатни услови за изолацију код

којих један или више кандидата има: $|\eta| > 1.4442$. За ове догађаје кандидати у барелу морају да задовоље строжу изолациону селекцију која се примењује на фотоне у затварачима: изолација у ECAL-у је мања од 3 GeV, а у HCAL-у изолација је мања од 5 GeV.

Слика 2.29 приказује масену дистрибуцију двофотонске инваријантне масе после селекције (одброј/GeV)²⁴. Ефикасност регистровања Хигс бозона масе 120 GeV је 30%, а укупни очекивани фон је 178 fb/GeV²⁵. Број очекиваних догађаја фона за различите типове фона је приказан у табели 2.1. Ефикасност регистровања Хигс бозона у раним масеним интервалима је приказана у табели 2.2. Ефикасност се рачуна коришћењем свих генерисаних сигналних догађаја. Допринос сигнала то-талном броју догађаја је веома мали, посебно ван масеног региона који се изучава. У масеном интервалу сигнала фон се може проценити фитовањем података двофотонске масене дистрибуције изван интервала очекиваног сигнала.



Слика 2.29.: Масени спектар двофотонске инваријантне масе после селекције у анализи заснованој на одсецањима. Догађаји су нормирани на интегрисану луминозност од 1fb^{-1} , док је сигнал Хигс бозона повећан 10 пута.

Процес	115	120	130	140	150 GeV/c ²
pp→γγ(born)	48	44	36	29	24
pp→γγ(box)	36	31	23	16	12
pp→γ+млаз(2 високо. ен. γ)	43	40	32	26	22
pp→γ+ млаз (1 високо. ен. γ+1 “лажни”)	40	34	22	19	14
pp→ млазеви	29	27	20	18	14
Drell-Yann ee	2	2	1	1	1
Укупни фон:	203	178	134	109	86

Табела 2.1.: Број очекиваних догађаја фона за различите типове фона изражен у fb/GeV.

- Грешка процене фона углавном се формира из два извора:
- из статистичке грешке која расте са величином масеног интервала који се користи за фитовање;
 - и систематске грешке везане за облик функције која се користи за фитовање дистрибуције.

²⁴ Како је $N = \sigma \int L dt$ (из једначине 1.40), тада коришћењем $d\sigma/dM_{\gamma\gamma}$ и нормирање на одређену интегрисану луминозност из [fb/GeV] добијамо [N/GeV] или [Одброј/GeV].

²⁵ Однос ефикасног пресека фона и двофотонске инваријантне масе: $d\sigma/dM_{\gamma\gamma}$ [fb/GeV].

Познавање потпуно тачне функционалне форме облика фона, није могуће. Грешка мора да се процени прво претпостављањем ове функционалне форме, затим симулирањем дистрибуције фона на основу ове форме и коначно фитовањем резултата симулације. Очигледно је да ова грешка расте са величином масеног интервала који се посматра. За разумни масени регион: $\pm 10\text{-}20 \text{ GeV}$, искључујући $+3 \text{ GeV}$ и -5 GeV од масе Хигс бозона који се изучава и за интегралну луминозност од 20fb^{-1} , процене за статистичку и систематску грешку су 0.4% и 0.5% респективно. Статистичка грешка опада са интегрисаном луминозношћу, док систематска грешка остаје непромењена.

$M_H(\text{GeV}/c^2)$	Прозор ²⁶ $\pm 1\text{GeV}$	Прозор $\pm 1.5\text{GeV}$	Прозор $\pm 2.5\text{GeV}$	Прозор $\pm 5\text{GeV}$	Прозор Укупно
115	17%	21%	25%	28%	29%
120	18%	22%	26%	29%	30%
130	18%	22%	27%	31%	32%
140	18%	23%	28%	32%	34%
150	28%	24%	29%	33%	36%

Табела 2.2.: Ефикасност Хигс бозона у "раним" масеним интервалима.

2.6.3.2. Дељење у категорије

Мењајући одсецања или додајући дискриминационе варијабле овој анализи не добија се много на осетљивости. Ово се може видети, на пример, из чињенице да није могуће коришћење веома "јаке" варијабле R_9 , односно одбацивање непожељних догађаја без губитка перформанси анализе. Због тога, повећање односа сигнала и фона (S/B) не компензује губитак ефикасности.

Начин да се повећа осетљивост анализе је задржавање свих одабраних догађаја, али да се при томе узорак догађаја подели у категорије са различитим односом S/B . Постоје три могућности:

- само једна категорија;
- 4 категорије добијене поделом по R_9^{\min} (R_9^{\min} веће или мање од 0.93) и поделом по псеудорапидности на барелни и затварачки (предњи) део;
- 12 категорија од по 3 R_9^{\min} ($R_9^{\min} > 0.948$, $0.9 < R_9^{\min} < 0.948$, $R_9^{\min} < 0.9$) и по 4 региона псеудо-рапидности: $|\eta|^{\max} < 0.9$, $0.9 < |\eta|^{\max} < 1.4442$, $1.4442 < |\eta|^{\max} < 2.1$ и $|\eta|^{\max} > 2.1$.

	$ \eta ^{\max} < 0.9$		$0.9 < \eta ^{\max} < 1.4442$		$1.4442 < \eta ^{\max} < 2.1$		$ \eta ^{\max} > 2.1$	
	догађаја	S/B	догађаја	S/B	догађаја	S/B	догађаја	S/B
$R_9^{\min} > 0.948$	15.5%	14.7%	13.1%	9.0%	10.8%	6.1%	8.5%	4.5%
$0.9 < R_9^{\min} < 0.948$	9.4%	12.2%	6.8%	6.8%	6.7%	4.8%	2.7%	2.8%
$R_9^{\min} < 0.9$	8.3%	7.6%	11.1%	4.3%	5.4%	3.2%	1.7%	2.2%

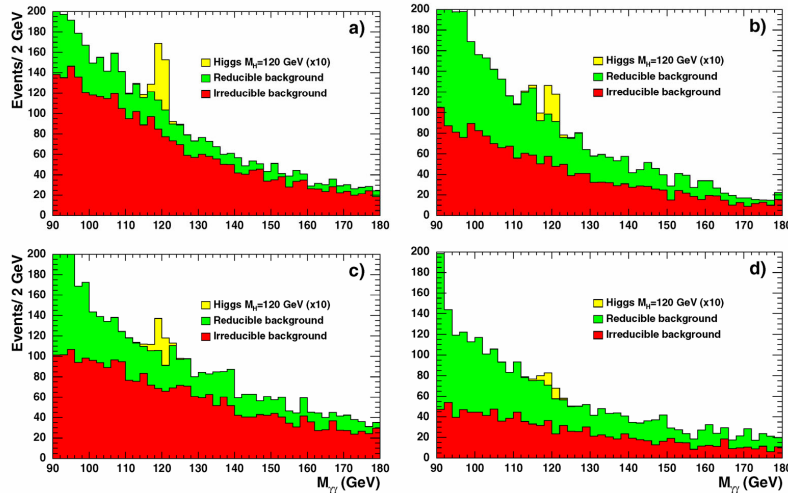
Табела 2.3.: Део догађаја који падају у одређене категорије и максимални однос сигнала и фона.

Слика 2.30 показује масени спектар после дељења у четири региона. Однос сигнала и фона је доста већи у најбољој категорији ($R_9^{\min} > 0.93$, барелни део), а

²⁶ "Прозор" представља интервал енергија (\pm) неколико GeV у близини M_H .

композиција фона варира у зависности од врсте догађаја: иредуцибилни фон доминира за велико R_9 , док је редуцибилни фон већи за мало R_9 .

За анализу са 12 категорија табела, 2.3 показује удео догађаја и максимални однос сигнала и фона за сваку категорију.



Слика 2.30.: Спектар инваријантне масе после селекције у односу на анализу засновану на одсецањима са четири дефинисане категорије: барел са великим R_9 (а), барел са малим R_9 (б), затварачу са великим R_9 (в) и затварачу са малим R_9 (г). Догађаји су нормирани на интегрисану луминозност од $1fb^{-1}$, док је сигнал Хигс бозона повећан 10 пута.

2.6.3.3. Систематске грешке

Укупна грешка на фону је око 0.65% и долази, као што је наведено раније, од неодређености функционалне форме фитовања за масене регионе у околини сигналног масеног региона.

Грешка од 0.65% има велики ефекат на ниво поузданости открића Хигс бозона када је користимо само у методу са једном категоријом односа S/B . Разлог за то је што велики део сигналних догађаја одговара веома малом односу S/B , реда процента. Ефекат се може умањити примењујући одсецање на вредности односа S/B . Ово одговара коришћењу догађаја у масеном интервалу око сигнала, док однос S/B не постане мањи од изабране вредности одсецања. Оптимална вредност одсецања вредности $S/B = 0.02$ [96].

2.6.4. Резултати анализе базиране на одсецањима и оптимизоване анализе

Табела 2.4 даје приказ интегрисаних луминозности које су неопходне за три нивоа поверења: за откриће сигнификантности 5σ , за 3σ које представља индикацију постојања и за ниво поузданости од 95% којим се искључује постојање Хигс бозона масе од 120 GeV при различитим дељењем узорка догађаја у анализи

базираној на одсецањима. Ефекат систематских грешака је такође приказан. Можемо да видимо како перформанса расте, а ефекат грешака на процену фона опада са бројем категорија. У три случаја дељења на категорије селекција догађаја је иста а разлика у перформансама долази од дељења целог узорка у разне под-узорке са различитим осетљивостима (S/B).

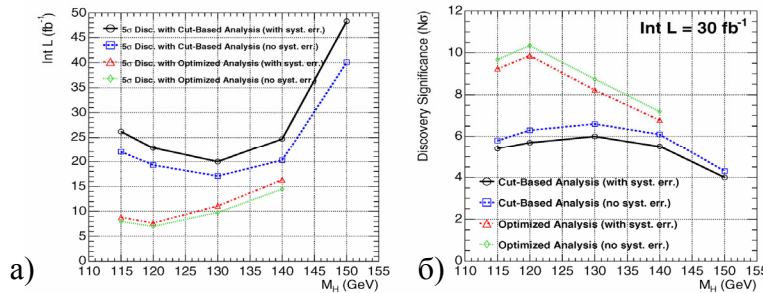
Анализа	5 σ откриће без сист. грешке	5 σ откриће са сист. грешком	3 σ индикација без сист. грешке	3 σ индикација са сист. грешком	95% Искључ. без сист. грешке	95% Искључ. са сист. грешком
Једноставна	27.4	48.7	10.0	13.2	4.5	6.5
1 категорија	24.5	39.5	8.9	11.5	4.1	5.8
4 категорије	21.3	26.0	7.5	9.1	3.5	4.8
12 категорија	19.3	22.8	7.0	8.1	3.2	4.4

Табела 2.4.: Интегрисана луминозност неопходна за откриће или искључење постојања Хигс бозона масе 120 GeV, са и без систематских грешака (fb^{-1}), за анализу базирану на одсецањима

Оптимизована анализа је анализа базирана на одсецањима уз процену односа S/B за сваки догађај. У овој анализи користи се подела на 6 категорија догађаја: 3 у којима су оба фотона у барелу и 3 које имају бар један фотон у затварачком делу. Три категорије су дефинисане као и за анализу базирану на одсецањима и имају фотонске кандидате са: $R_9 > 0.948$, $0.948 > R_9 > 0.9$ и $R_9 < 0.9$. Категорије су назване бројевима од 0 до 5: прве 3 барелне категорије са опадајућом вредношћу R_9 , затим 3 затварачке категорије, опет са опадајућом вредношћу R_9 .

Резултати оптимизоване анализе за масу Хигса од 120 GeV, показују да је 5 σ откриће могуће при интегрисаној луминозности од око 7fb^{-1} . Неодређеност од 1% при нормализацији фона одговара повећању луминозности потребној за 5 σ откриће са 7fb^{-1} на 7.7fb^{-1} .

Слика 2.31а приказује колика је луминозност потребна за 5 σ откриће, а слика 2.31б сигнификантност открића ($N\sigma$) при интегрисаној луминозности од 30fb^{-1} за неколико маса Хигс бозона. Обе слике приказују резултате за потпуно оптимизовану анализу и за анализу базирану на одсецању коришћењем 12 категорија. Са графика се види да је могуће открити или бар имати снажну индикацију постојања Хигс бозона (SM) у првој години доброг рада детектора CMS. Према садашњем плану, то би била вероватно 2010 година.



Слика 2.31.: Интегрисана луминозност неопходна за 5 σ (а) и сигнификантност открића за 30fb^{-1} са оптимизованом анализом (б). Упоредно су приказани и резултати анализе базиране на одсецањима са 12 категорија.

2.7. Алгоритам за редукцију неутралних пиона у сигналу неконвертованих фотона детектора CMS

2.7.1. Увод

Већ је констатовано да значајан фон у каналу процеса $H \rightarrow \gamma\gamma$ долази од неутралних пиона из хадронских млазева, који се распадају на два просторно блиска фотона, а које идентификујемо као један изолован фотон. Одатле, електромагнетски кластер можемо да добијемо од једног или два просторно блиска фотона из распада неутралног пиона из хадронског млаза. Површински облик депоноване енергије у електромагнетском калориметру се може користити за разликовање неутралних пиона и фотона, посебно при ниским енергијама при којима је сепарација фотона и пиона ефикаснија.

У случају барела, метод који је развијен за L3 експеримент на LEP-у прилагођен је за коришћење на CMS-у. Он је базиран на површинским облицима депоноване енергије честица које иницирају каскаде у ECAL-у. Анализа коришћењем површинских облика се састоји од изучавања одговора електромагнетског калориметра и она може да побољша информацију о типу честице које су одговорне за измерену депоновану енергију.

Код приближно половине случајева распада Хигс бозона на два фотона, бар један од фотона ће пасти у интервал псевдорapidности затварачког дела ECAL-а. У овом региону, неутрални пиони имају веће енергије него у барелу и распадају се, као што је више пута истакнуто, на два просторно блиска (размак неколико mm) фотона који не могу да се разлукују од једног фотона коришћењем информација само из кристала ECAL-а.

Пришауер детектор је позиционо сензитиван уређај са високом грануларношћу и постављен је испред кристала затварачког дела ECAL-а. Ова фина грануларност Пришауер детектора може да се користи при разликовању депоноване енергије једног фотона или два фотона који долазе из распада неутралних пиона, повећавајући тако сепарацију фотона и неутралних пиона.

Зато ће у даљем тексту бити говора о истраживању редукције неутралних пиона у регионима барела и затварача ECAL-а, где се користе комбиноване информације из Пришауер детектора и кристала ECAL-а, уз коришћење Вештачких неуронских мрежа (ВНМ).

У наредним поглављима даћемо прво опис коришћене ВНМ, затим ће бити описане улазне варијабле које се користе и за барелну и затварачку имплементацију ВНМ. Коначно, следи и опис коришћења овог алгоритма са реалистичним догађајима канала $H \rightarrow \gamma\gamma$ и догађајима γ +млаз.

2.7.2. Генерални опис Вештачке Неуронске Мреже (ВНМ)

Основни градивни блок ВНМ је неурон. Неурон је процесна јединица која има више улаза и најмање један излаз. Генерално ВНМ се изграђује груписањем неурона у слојеве и спајањем излаза неурона из једног слоја са улазима неурона следећег слоја.

Први слој се назива улазни слој, јер се ту уносе дискриминационе варијабле. Потребно је да постоји један неурон по једној улазној варијабли. Улазни слој прати неколико интерних, тзв. скривених слојева, а на крају долази излазни слој.

Постоји више врста ВНМ, али се једна показала као најкориснија за проблеме Препознавања правилности (pattern recognition) и назива се Преднапонска Повратна Неуронска Мрежа (Feed Forward - Back Propagation Neural Network). Користили смо три слоја у нашој ВМН, односно мрежу са једним улазним, једним скривеним и једним излазним слојем, што је најраспрострањенија структура која се користи код проблема препознавања правилности.

Једна ВНМ функционише у три фазе:

1. **Надгледано учење:** догађаји који припадају свакој класи (у нашем случају то су фотони и двоструки фотони који долазе од распада неутралних пиона) представљају се систему како би се овај тренирао за распознавање њихових особина. Излаз o_i сваког неурона i , добија се применом транзиционе функције, такозване „активационе функције“ (једначина 2.3) на отежињену суму улаза j који су излази неурона претходног слоја o_j :

$$o_i = f(\omega_{i0} + \sum_{j=1}^N \omega_{ij} o_j), \quad (2.2)$$

где су ω_{ij} спојне тежине између неурона i и неурона j претходног слоја, ω_{i0} је минимум за активацију неурона i , N број улазних варијабли и

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-cx}}, \quad (2.3)$$

је логистичка активациона функција. Ова функција се назива Сигмоидна функција и препознатљива је по кривој облика слова S.

Тежине су одређене коришћењем метода градијентног опадања у итеративној процедури, где се неколико пролазака кроз скуп догађаја користи за оптимизовање тежина. При сваком кораку, $\omega_{ij}(t+1)$ зависи од тежина претходног корака $\omega_{ij}(t)$, а вредности се добијају из:

$$\omega_{ij}(t+1) = \omega_{ij}(t) + \Delta\omega_{ij}(t+1), \quad (2.4)$$

$$\Delta\omega_{ij}(t+1) = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega_{ij}} + \alpha \Delta\omega_{ij}(t), \quad (2.5)$$

где је η фактор учења (константа обично између 0.1 и 1), α импулсни члан који уводи стару промену тежине као параметар за израчунавање нове промене тежине (константа између 0.1 и 1) и E квадратна сума грешака за специфични корак учења дефинисана као:

$$E = \sum_{k=1}^N (O_k - T_k)^2, \quad (2.6)$$

где је O_k излаз из ВНМ, а T_k одговарајућа стварна вредност (0 за фон и 1 за сигнал) и N укупан број догађаја.

2. **Валидациони корак:** када се заврши фаза учења, следећи „непознати“ узорак догађаја се проверава ВНМ-ом како би се тестирала способност мреже да препозна догађаје које није видела раније.
3. **Реални тест:** после провере генералности мреже, она се тестира са „реалним“ догађајима.

2.7.3. Избор догађаја

Приликом развоја неуронске мреже коју користи алгоритам редукције неутралних пиона, махом су коришћени велики симулирани скупови једночестичних догађаја, односно, симулираних фотона или пиона одређених трансферзалних импулса који су се удаљавали од центра детектора CMS и на свом правцу кретања депоновали своју енергију у ECAL-у. Догађаји су симулирани разним симулационим пакетима CMS-а: OSCAR и CMSSW и то разним њиховим верзијама током година. Ове симулације су рађене у тзв. приватној продукцији коришћењем CERN-ових ресурса као и ресурса који постоје у Институту "Винча".

У најновијој анализи коришћена су три скупа података произведених током CSA07²⁷ званичне продукције и са 100 pb^{-1} сценаријом:

- скуп γ +млаз догађаја са изолованим π^0 из хадронских млазева преселектованим на генераторском нивоу са различитим интервалом трансферзалних енергија E_T неутралних пиона π^0 : 15-25, 25-35, 35-45, 45-55, 55-65 GeV, (које ћемо називати „ГамаМлазИсоПи0“ догађајима);
- догађаји $H \rightarrow \gamma\gamma$ са масом Хигса од 120 GeV (које ћемо називати „ОфицијелниХигс“ догађајима).
- скуп γ +млаз (које ћемо називати „ОфицијелниГамаМлаз“ догађаји).

Први скуп догађаја се углавном користио како би се ВНМ тренирала и израчунала ефикасност алгоритма, док су друга два скупа коришћена за тестирање са "реалистичним" догађајима.

Код свих догађаја прво примењујемо „HLT2Photon“ окидач (trigger). Према референци [97] овај окидач базиран је на изолованим L1 окидачким објектима са минималном вредношћу $P_T = 20 \text{ GeV}$ за оба фотона и има учестаност од $0.6 \pm 0.4 \text{ Hz}$ при луминозности од $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

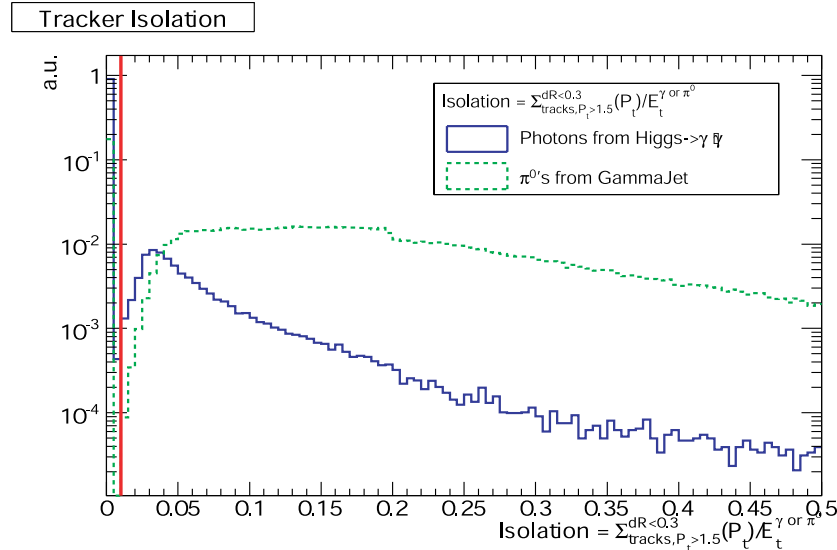
2.7.3.1. Изаолациони услови

После примене „HLT2Photon“ окидача, примењује се и јак изолациони критеријум базиран на информацијама из детектора трагова (Tracker-a). Фотони и неутрални пиони се сматрају изолованима ако им је сума трансферзалних импулса (p_T) трагова са $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ у конусу:

$$dR = \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2} < 0.3 \quad (2.7)$$

²⁷ CSA07 – CMS Service and Analysis challenge '07.

око правца фотона или π^0 , са транверзалном енергијом E_T измереном у ECAL-у мањом од 0.01. На слици 2.32 су приказани изолација фотона који долазе из распада π^0 из „ОфицијелниГамаМлаз“ догађаја и изолација фотона из $H \rightarrow \gamma\gamma$ догађаја. Са слике се види да се велики део фотона сигнала и фона одбацује постављањем изолационих услова.



Слика 2.32.: Изолација фотона из $H \rightarrow \gamma\gamma$ догађаја и π^0 из „ОфицијелниГамаМлаз“ догађаја. Изолација је дефинисана као однос p_T суме трагова са $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ у конусу $dR < 0.3$ око правца фотона или π^0 и E_T измереном у ECAL-у. Постављена вертикална линија приказује вредност одсецања од 0.01.

2.7.4. Селекција неконвертованих фотона

После примене изолационих критеријума ограничили смо се на неконвертоване фотоне или π^0 . Селекција неконвертованих фотона или π^0 је урађена коришћењем два доступна метода. Први метод се базира на R9 одсецању и назван је „R9 > 0.93“ метод. Варијабла R9 је однос суме енергија депонованих у 3x3 матрици кристала ECAL-а око кристала са максимумом енергије S1 и енергије суперкластера²⁸ ECAL-а. Неконвертоване дефинишемо као оне које имају вредност $R9 > 0.93$ [98].

Други метод који се заснива на „идентификацији трагова за реконструкцију конвертованих фотона“, назван „NTrk“ метод, до детаља је описан у [99]. У принципу, e^-/e^+ трагови који долазе из фотонских конверзија на великом радијусу, не могу да се идентификују стандардним алгоритмом за идентификацију трагова који користе информације из пиксел детектора као почетну тачку алгоритма. Тако, метод „NTrk“ полази од информација о ECAL Супер кластеру, узима у обзир информацију о магнетском пољу и информације о вертексу. Овај метод подразумева чи-

²⁸ Основни, међусобно повезани скуп кристала ECAL-а чини Основни кластер. Скуп свих основних кластера који долазе од једне честице назива се Супер кластер [31].

њеницу да се конверзије углавном дешавају у материјалу унутрашњег детектора трагова (Tracker-a), па тако покушава да нађе асоциране ударне тачке само у унутрашњем детектору трагова. У том случају метод користи све ударне тачке као полазне тачке за процедуру проналажења трагова. Овај метод није ефикасан за касно конвертоване фотоне који се конвертуу изван радијуса $R > 85$ cm у барелу и $Z > 210$ cm у затварачком делу ECAL-a. Коначно, коришћењем овог метода дефинишемо фотон или π^0 као неконвертован ако Супер кластер није асоциран ни једном трагу.

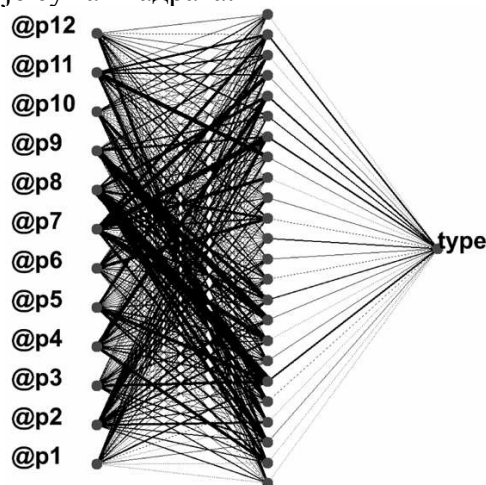
Укратко, анализа је базирана на „HLT2Photon“ селекцији коју прати изолациони критеријум и критеријум одабира неконвертованих фотона дефинисаних у претходном пасусу.

2.7.5. Улазне варијабле ВМ

При трагању за варијаблама у барелном делу ECAL-a, почетна тачка су, као што је наведено раније, метод развијен за L3 експеримент уз коришћење PDP++ пакета за симулацију ВМ. Метод се састојао у одабиру варијабли заснованих на коришћењу информација о позицији и енергији другог "најенергетскијег" кристала суперкластера ECAL-a. После произвољног избора варијабли, одабрано је неколико њих које су имале највећу моћ сепарације сигнала и фона. Затим су те варијабле и структура мреже касније пренете и прилагођене за рад са JETNET симулатором неуронских мрежа. Овај симулациони пакет се од тада једини користио, јер је давао најбоље перформансе мреже. И данас се користи при оптимизацији и провери алгоритма.

За најновију анализу ВМ користили смо JETNET 3.5 пакет. Топологија Неуронске мреже је 12-24-1 (12 улазних неурона, 24 скривена и један излазни неурон) за барел и 25-26-1 за затварачки део.

Изабрали смо алгоритам повратног правла учења са фиксним импулсним чланом $\alpha=0.1$ и фактором учења 1. Активациона функција је сигмоифна (једначина 2.3), а функција грешке је сума квадрата.



Слика 2.33.: Типична топологија ВМ са 12 улазних неурона, 24 скривена неурона и једним излазним неуроном. Линије приказују отежињене везе међу неуронима.

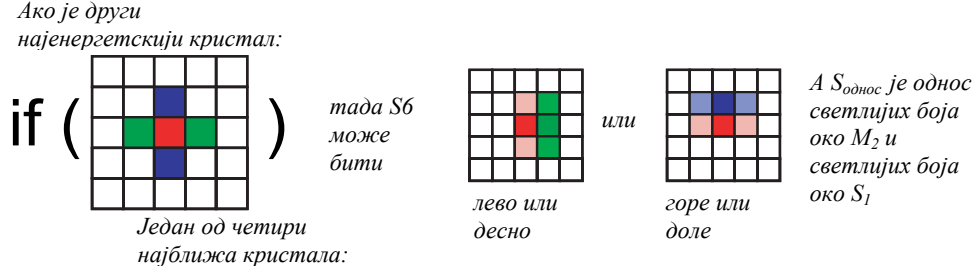
*Барелни део – варијабле базиране на изгледу површине
ЕМ каскаде депоноване у ЕСАЛ-у*

Варијабле „облика каскаде“ су величине које се изводе из енергија кристала кластера. Оне су осетљиве на разлике облика каскаде једног фотона и облика каскаде два, просторно блиска фотона. Електромагнетска каскада генерисана једним неконвертованим фотоном је приближно аксијално симетрична. Када се каскаде два фотона преклапају, депонована енергија изгледа као суперпозиција два фотона са додатним размаком међу њима. Резултујући облик каскаде више није аксијално симетричан и зато се, у принципу, разликује од облика каскаде једног фотона. Општа стратегија избора облика каскаде је да се идентификују величине које мере заобљеност облика каскаде депоноване енергије у кристалу. Наиме, квалификовање заобљености може бити технички захтевно, јер је ангуларна сегментација ЕСАЛ-а мала у односу на карактеристичну трансферзалну величину каскаде. Као последица тога, геометријски ефекат може да погорша заобљеност облика каскаде једног фотона када је ударна тачка поред границе кристала.

Једноставна и ефикасна класа веријабли каскадних облика састоји се од односа сума кристалних енергија: $S_{in}/(S_{in}+S_{out})$, који мери колики је део тоталне енергије депонован у унутрашњем централном региону (S_{in}). Ови односи су типично већи за догађаје са једним фотоном, него за догађаје са више преклапајућих фотонских каскада због чега су неосетљиви на геометријске ефекте, јер користе суму депоноване енергије кристала, а не индивидуалне енергије кристала. Дефинише се 9 варијабли облика каскада базираних на односима енергија:

$$\begin{aligned}
 p_6 &= \frac{S_4}{S_{25}}, \quad p_4 = \frac{S_1}{S_9}, \quad p_5 = \frac{S_9 - S_1}{S_{25} - S_1} \\
 p_{12} &= \frac{M_2 + S_1}{S_4}, \quad p_9 = \frac{S_6}{S_9}, \quad p_{11} = \frac{M_2 + S_1}{S_9}, \quad p_8 = S_{6_однос} \\
 p_1 &= |x_{cog}|_{25} = \left| \frac{\sum_{i=1}^{25} E_i X_i^{rel}}{S_{25}} \right|, \quad p_1 = |y_{cog}|_{25} = \left| \frac{\sum_{i=1}^{25} E_i Y_i^{rel}}{S_{25}} \right|
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

где су S_1 и M_2 кристал са највишом и кристал са другом највишом депонованом енергијом у Супер кластеру. Остали параметри имају следеће значење: S_9 (S_{25}) је сума енергија 3×3 (5×5) матрице кристала око S_1 . Највећа од четири 2×2 суме кристала које укључују S_1 је сума S_4 , док је S_6 је дефинисана као највећа од 4 суме депоноване енергије кристала матрице 2×3 која укључује и S_1 и M_2 . Варијабла $S_{6_однос}$ је однос чији је бројилац сума енергија два кристала који се додирују и чине линију са M_2 , а налазе се лево и десно (односно горе и доле, слика 2.34) од M_2 . Именилац $S_{6_однос}$ -а је сума енергија два кристала који се додирују и чине линију са S_1 , а налазе се лево и десно (односно горе и доле, слика 2.34) од S_1 , уз додатак константног фактора 0.5, који је додат како би се избегло дељење са нулом. Координате X^{rel} и Y^{rel} су узете у односу на S_1 .



Слика 2.34.: Дефиниционе скице S_6 и S_6 -однос варијабли.

Друга класа варијабли облика каскада базира се на анализи *момента* кристала енергија у 5×5 матрици кристала $E_\phi E_\eta$, где су η и ϕ позиционе координате кластера. Потребно је да се израчуна логаритамско отежињавање сваког кристала ω_c , суме овог отежињавања $\sum_{c=1}^{25} \omega_c$ и коваријанци σ_{xy} и тада се дефинишу две варијабле које користе отежињене коваријанце координата η и ϕ . Ове коваријанце су отежињене логаритмима енергија кристала:

$$\sigma_{xy} = \frac{\sum_{c=1}^{25} (x^c - \langle x \rangle)(y^c - \langle y \rangle) \omega_c}{\sum_{c=1}^{25} \omega_c}, \quad (2.9)$$

где су $x, y = (\eta, \phi)$ и

$$\omega_c = \text{MAX}(0., w_0 + \log(E_c / E_{25})). \quad (2.10)$$

$$p_2 = \frac{\sigma_{\eta\eta}}{0.0004}, \quad p_3 = \frac{\sigma_{\phi\phi}}{0.001}. \quad (2.11)$$

Својствене вредности коваријантне матрице се такође могу израчунати:

$$\lambda_{\pm} = \frac{\sigma_{\eta\eta} + \sigma_{\phi\phi} \pm \sqrt{(\sigma_{\eta\eta} - \sigma_{\phi\phi})^2 + 4\sigma_{\eta\phi}^2}}{2}, \quad (2.12)$$

и оне су у односу са дужинама својственог базиса дистрибуције коваријанци које су отежињене логаритмима енергијама кристала. Својствене вредности дефинишу варијаблу:

$$p_{10} = \frac{\lambda_-}{\lambda_+}, \quad (2.13)$$

као меру ексцентрицитета дистрибуције коваријанци које су отежињене логаритмима енергијама кристала [2].

2.7.5.2. Регион Пришауер детектора

Детаљан опис улазних варијабли ВНМ се може наћи у референци [100].
Укратко:

- прво се дефинише права линија која спаја барицентар²⁹ кластера затварачког дела ЕСАЛ-а са тачком (0,0,0), односно, центром СМС детектора;
- налази се укрштање горе дефинисане линије и два слоја Пришауера;

²⁹ Средња вредност отежињених координата η и ϕ кристала Супер кластера добијене логаритамским отежињавањем енергијама кристала.

- узимају се информације о депонованој енергији у ± 5 силицијумских трака око ударне тачке;
- укупно се користи 25 улазних варијабли:

$$\begin{aligned}
p_{1,\dots,p_{11}} &= \frac{E_i^X}{C_{ES}^X} (i = 1, \dots, 11), & p_{12,\dots,p_{22}} &= \frac{E_i^Y}{C_{ES}^Y} (i = 1, \dots, 11), \\
p_{23} &= \frac{S_1^{ECAL}}{C_{ECAL}}, & p_{24} &= \frac{S_9^{ECAL}}{C_{ECAL}}, & p_{25} &= \frac{S_{25}^{ECAL}}{C_{ECAL}}, \\
C_{ES}^X &= \begin{cases} 0.02 & p_1, p_2, p_7 \\ 0.01 & \text{ostalo} \end{cases}, & C_{ES}^Y &= \begin{cases} 0.04 & p_{12}, p_{13}, p_{18} \\ 0.02 & \text{ostalo} \end{cases}, & (2.14) \\
C_{ECAL} &= \begin{cases} S_{25} < 500 GeV & \Rightarrow 500 GeV \\ 500 GeV < S_{25} < 1000 GeV & \Rightarrow 1000 GeV \\ 1000 GeV < S_{25} < 7000 GeV & \Rightarrow 7000 GeV \end{cases},
\end{aligned}$$

где су E_x (E_y) енергије траке у одговарајућој равни (слоју) Пришауера, S_1 , S_9 , S_{25} енергије централног ECAL кластера, енергетска сума 3×3 и 5×5 матрице кристала око S_1 , респективно. Константе: C_{ES}^X , C_{ES}^Y , C_{ES}^{ECAL} су нормализациони фактори.

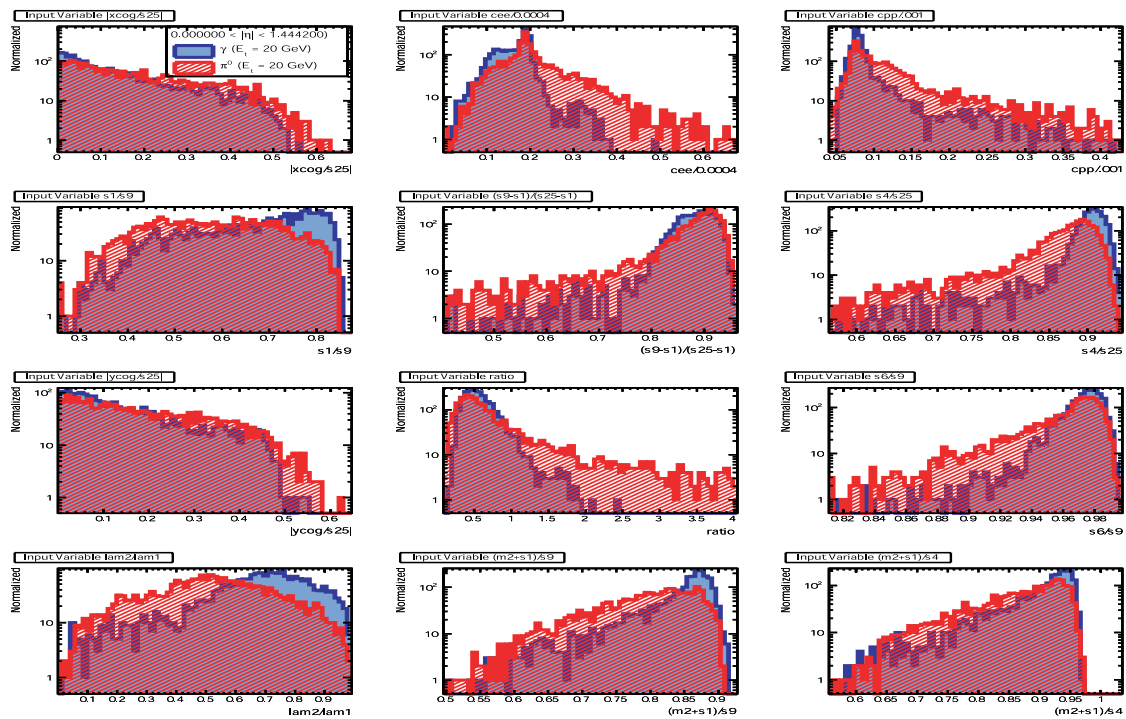
2.7.6. Тренирање ВНМ и перформансе

2.7.6.1. Скуп догађаја за тренирање и перформансе

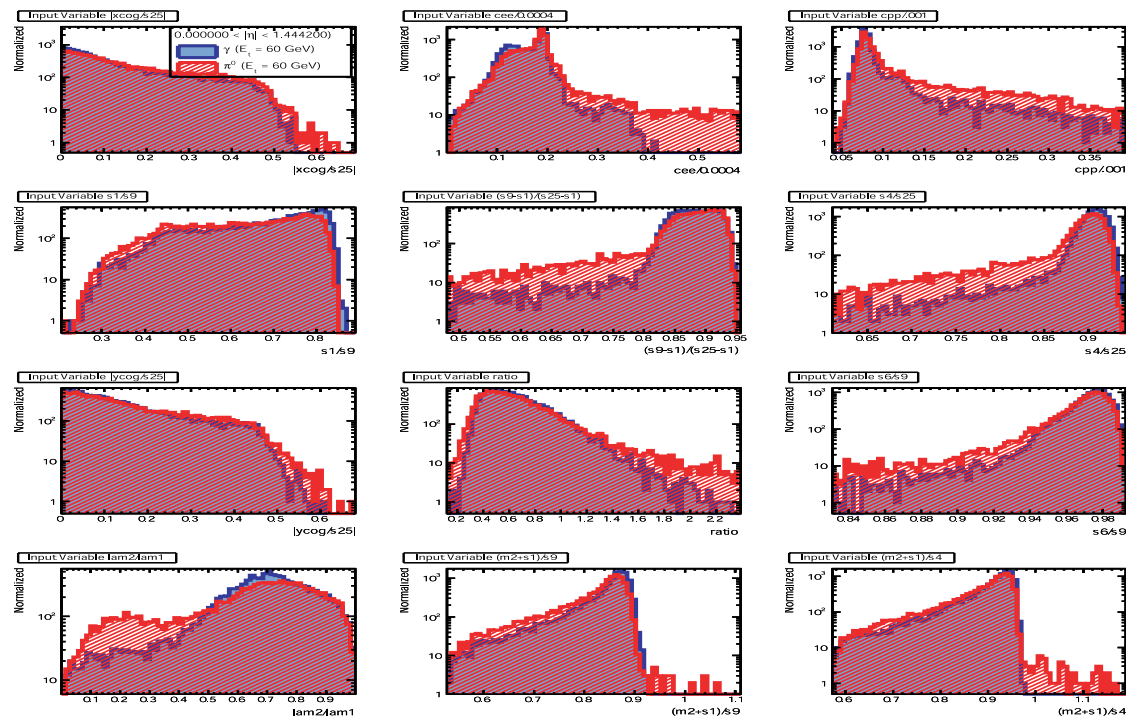
За тренирање ВНМ коришћен је „ГамаМлазИсоПи0“ скуп догађаја. Број неутралних пиона π^0 који пролазе HLT2Photon и услове изолације у барелу и региону Пришауер детектора за разне интервале трансферзалне енергије E_T , приказан је у табелама 2.5 и 2.6. Једнак број фотона који пролазе HLT2Photon окидач (trigger) и изолацију је такође селектован из скупа догађаја. Као што се може видети, број догађаја у неким случајевима (посебно за Пришауер) није довољан да би се користио за ефикасно тренирање ВНМ. Како би превазишли ово ограничење, ВНМ је иницијализована са већ постојећим тежинама добијеним претходним тренирањима помоћу једночестичних догађаја (40.000 по врсти честице и по интервалу трансферзалне енергије E_T), где је информација о конверзији преузета из симулационих информација. По иницијализацији, ВНМ је поново тренирана за сваки E_T интервал користећи половину скупа догађаја за тренирање, а половину за тестирање ВНМ.

ECAL Barrel			ECAL Endcap Preshower region		
E_T (GeV)	NTrkConvID	R9>0.93	E_T (GeV)	NTrkConvID	R9>0.93
20	2185	1455	20	1186	553
30	6518	4924	30	3354	1948
40	5542	4439	40	2856	1976
50	9739	9218	50	5232	4320
60	12837	12101	60	6502	5757

Табеле 2.5 и 2.6: Број догађаја који пролази неки од услова селекције фотонских кандидата

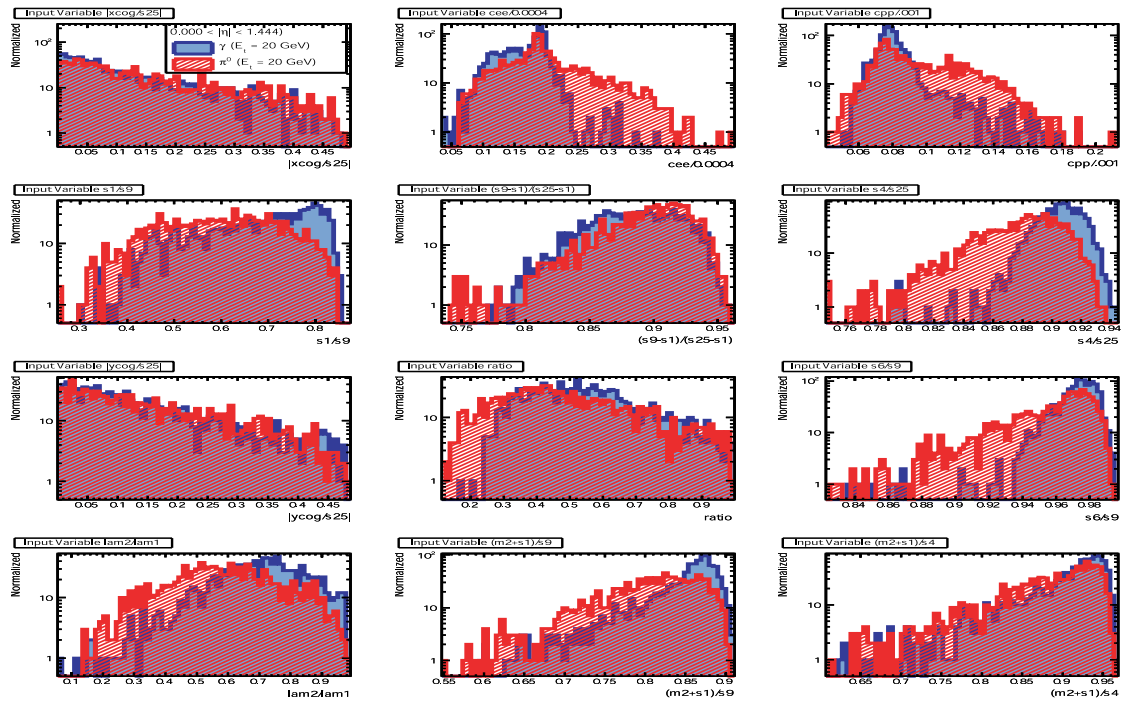


a)

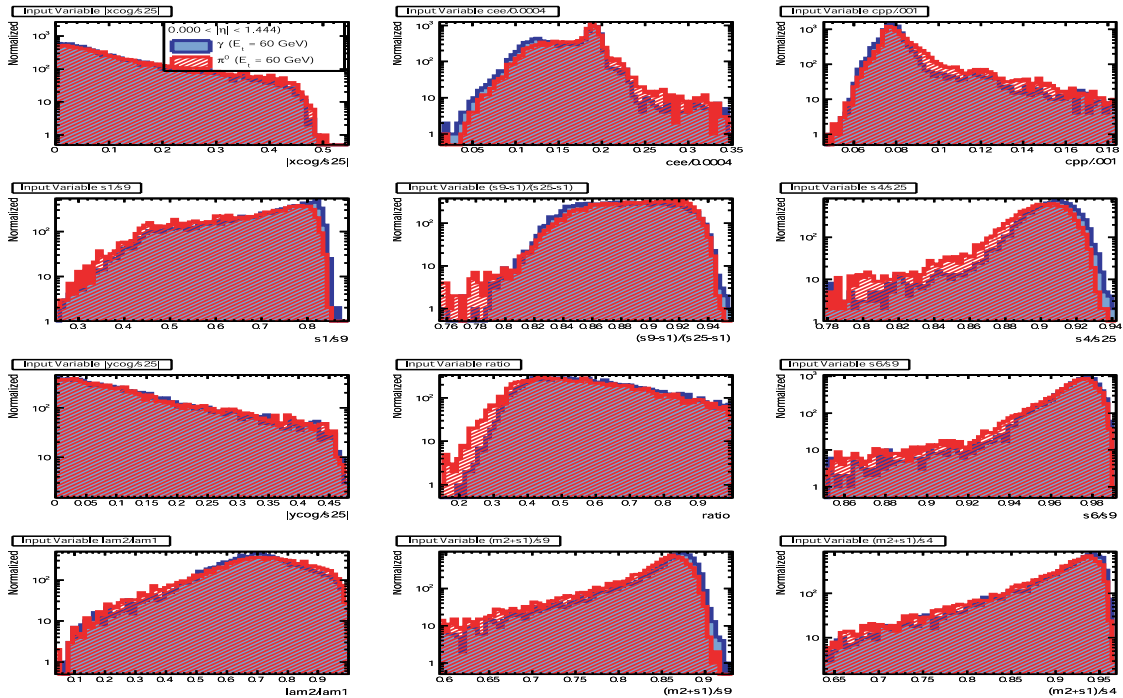


b)

Слика 2.35.: Улазне варијабле за ECAL барел фотоне и π^0 за $E_T = 20 \text{ GeV}$ (a) и 60 GeV (б) из „ГаммаМлазИсоПи0“ догађаја. Коришћен метод за селекцију неконвертованих честица је „NTrk=0“.



a)

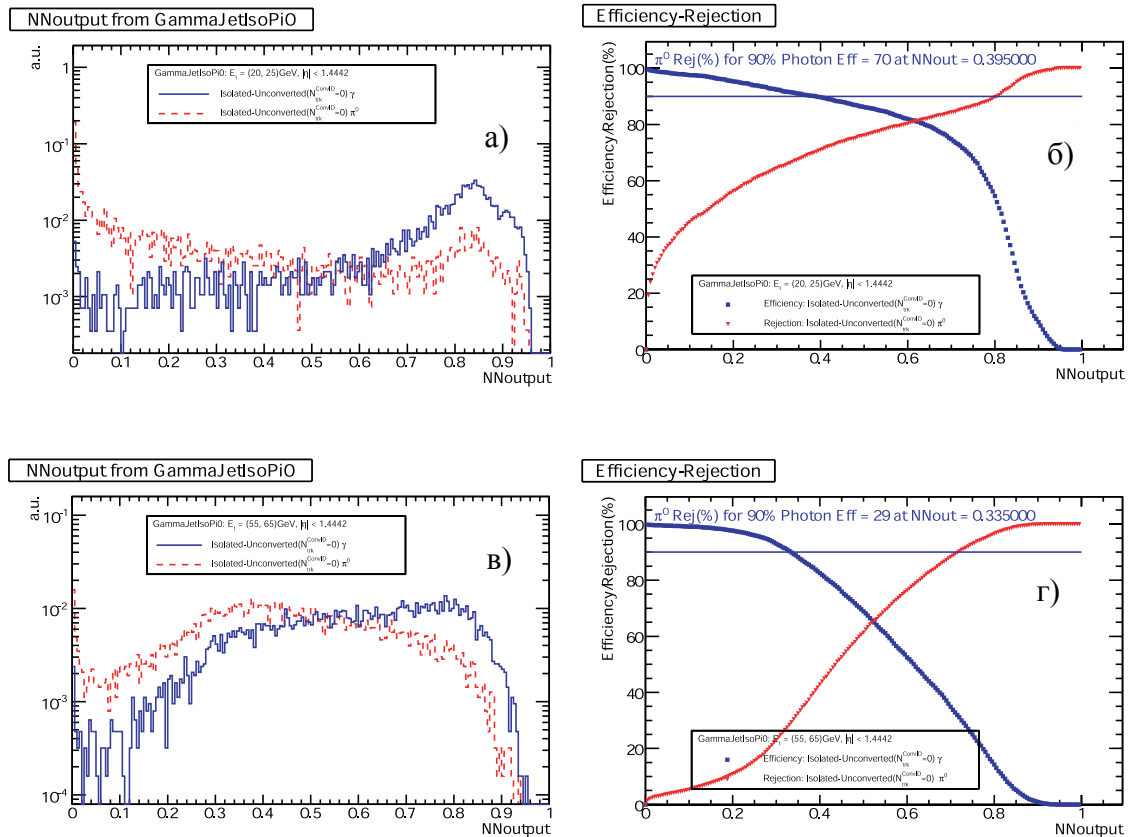


b)

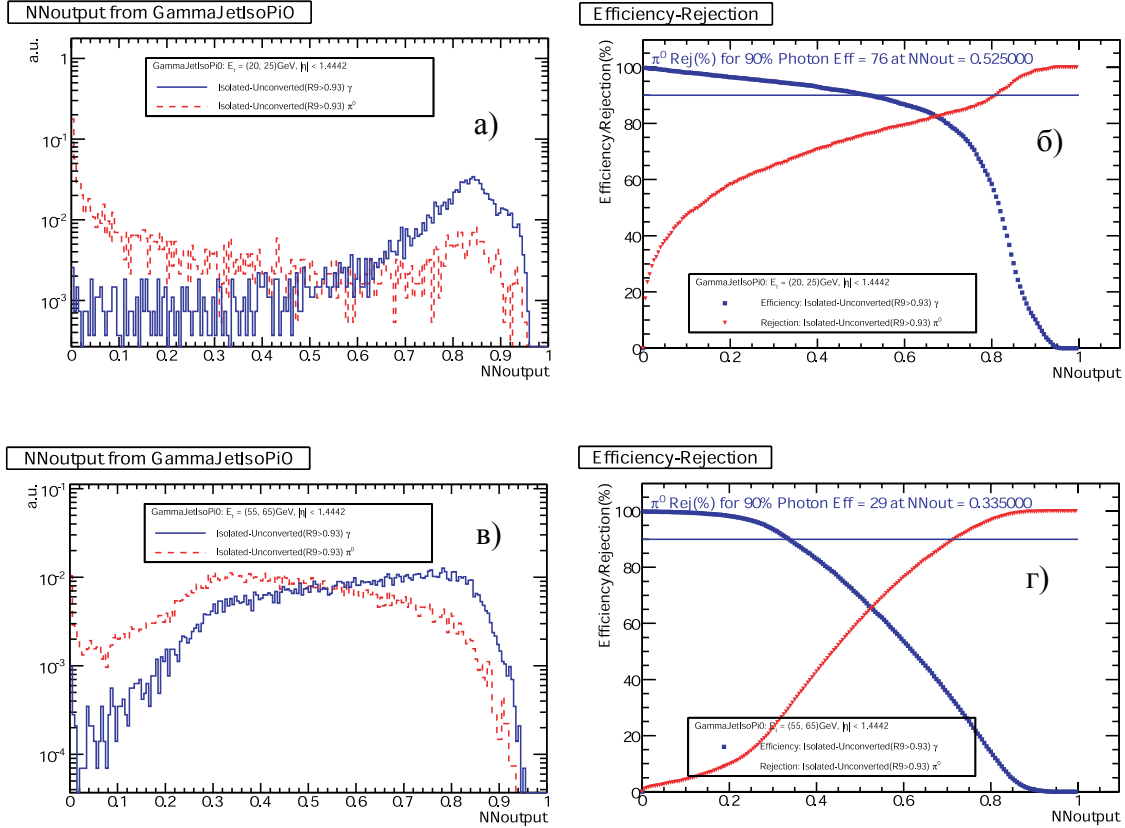
Слика 2.36: Улазне варијабле за ECAL барел фотоне и π^0 за $E_T = 20$ GeV (a) и 60 GeV (б) из „ГаммаМлазИсоПи0“ догађаја. Коришћен метод за селекцију неконвертованих честица је „ $R9 > 0.93$ “.

Слике 2.35 и 2.36 приказују варијабле ECAL барела за скуп догађаја који се користи за тренирање и то за енергије супер кластера фотонских кандидата од 20 и 60 GeV и за оба метода при селектовању неконвертованих фотона "NTrk=0" и "R9>0.93" респективно. Може да се примети да се излазне вредности варијабли разликују за суперкластере неутралних пиона и фотона. Ова резлика је израженија код нижих енергија и за метод селекције "R9>0.93" који је и коришћен при избору варијабли при иницијалном дизајну Неуронске мреже.

Слике 2.38 и 2.39 лево, приказују укупан одговор Неуронске мреже на улазе неутралних пиона и фотона за енергије од 20 и 60 GeV и за оба метода селекције неконвертованих фотона "NTrk=0" и "R9>0.93" респективно. Слике десно приказују ефикасност и дискриминацију неутралних пиона за поменуте догађаје. Може се приметити да је разлика одговора Неуронске мреже уочљивија за ниже енергије, као и за "R9>0.93" метод у ECAL барелу.



Слика 2.38: NNOutput за изоловане и неконвертоване фотоне, селектоване „ $N_{trk}^{ConvID}=0$ “ методом (пуна линија) и π^0 (испрекидана линија) трансферзалних енергија $E_T = 20$ GeV а) и $E_T = 60$ GeV в). Редуција π^0 (троуглови) и ефикасности фотона (квадратићи) у зависности од NNOutput-а, за пионе и електроне трансферзалних енергија $E_T = 20$ GeV б) и $E_T = 60$ GeV г).



Слика 2.39: NNOutput за изоловане и неконвертоване фотоне, селектоване „R9>0.93” методом (пуна линија) и π^0 (испрекидана линија) трансферзалних енергија $E_T = 20\text{GeV}$ а) и $E_T = 60\text{GeV}$ в). Редуција π^0 (троуглови) и ефикасности фотона (квадратићи) у зависности од NNOutput-а, за пионе и електроне трансферзалних енергија $E_T = 20\text{GeV}$ б) и $E_T = 60\text{GeV}$ г).

Коришћењем "NTrk=0" метода за селектовање неконвертованих фотона примећује се да за 90% ефикасности фотона редуција π^0 иде и до 70% (Табеле 2.7 и 2.8). Редуција се очигледно деградира према вишим E_T и долази до 29% за $E_T = 60$ GeV. У табели су приказане редуције за 90% ефикасности фотона у барел-ном делу ECAL-а.

$E_T(\text{GeV})$	Редуција π^0 за 90% еф. фот.	
	"NTrk=0"	"R9>0.93"
20-25	70.0±1.4	69.9±1.4
25-35	62.3±0.9	57.6±0.9
35-45	43.4±1.0	44.9±1.0
45-55	33.2±0.7	36.0±0.7
55-65	29.3±0.6	30.5±0.6

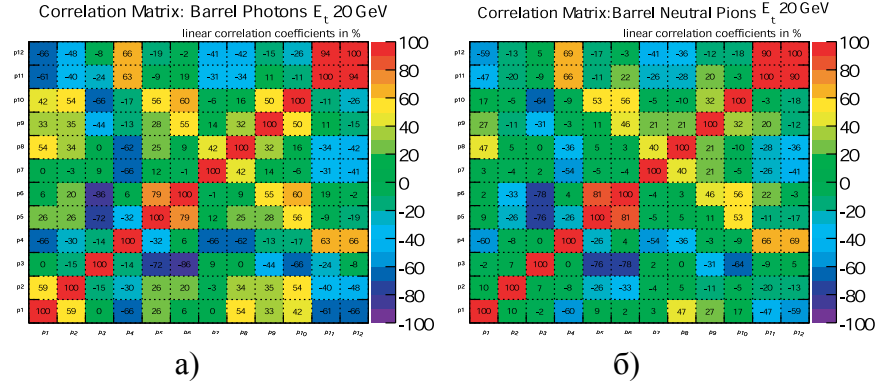
а)

$E_T(\text{GeV})$	Редуција π^0 за 90% еф. фот.	
	"NTrk=0"	
20-25	64.1±2.0	
25-35	62.1±1.3	
35-45	57.1±1.2	
45-55	54.4±1.2	
55-65	51.8±1.0	

б)

Табеле 2.7. и 2.8.: Редуција у барелу а) и затварачком делу ECAL-а, б).

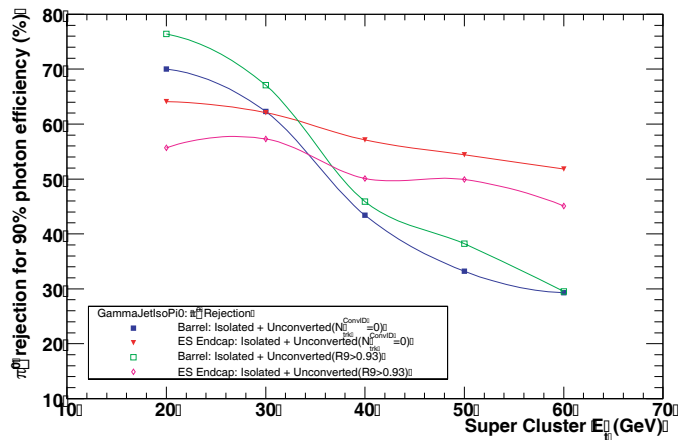
Слика 2.37 приказује матрицу корелације улазних варијабли ECAL барела за фотоне и неутралне пионе за “NTrk=0” метод. Могуће је користити резултате корелационе анализе за поједностављање Неуронске мреже, или за модификацију или замену улазних варијабли. Међутим, показано је [135] да корелисаност улазних варијабли код Неуронских мрежа не утиче на њихову перформансу, док на пример доста утиче код “Likelihood” метода.



Слика 2.37: Корелационе матрице за фотоне и π^0 у ECAL барелу за $E_T = 20 \text{ GeV}$ (а) и 60 GeV (б) из „ГамаМлазИсоПи0“ догађаја. Коришћен метод за селекцију неконвертованих честица је „NTrk=0“.

2.7.7. Укупна перформанса

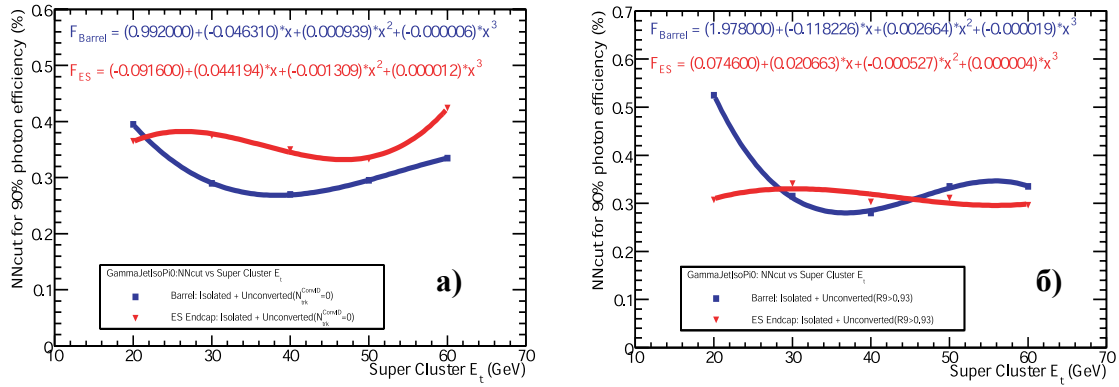
Боља перформанса редукције π^0 примећена је у скоро свим интервалима E_T код ECAL барела за R_9 селекцију, док је ово супротно за Пришауер регион. Из табела 2.9-2.12 се види да неке варијабле имају бољу сепарацију при коришћењу R_9 него Ntrk.



Слика 2.40: Редукција π^0 у зависности од E_T Супер кластера. Приказана су за оба метода селекције неконвертованих фотона за барел и затварачки део ECAL-а.

На слици 2.40 приказан је проценат редукције неутралних пиона у зависности од E_T супер кластера. Овај резултат се односи на оба метода селекције неконвертованих фотона за ECAL барел и затварачки део ECAL-а. Сепарација код затварачког дела ECAL-а је скоро константна у опсегу енергија од интереса, док на истом опсегу енергија код ECAL барела редукција брзо опада у зависности од енергије.

На слици 2.41 приказана је вредност одсецања ВНМ (NNcut) у зависности од E_T . Вредност одсецања ВНМ представља вредност коју добијамо при услову 90% ефикасности фотона и добија се из графика ефикасности-редукције као претходна слика. Приказане су вредности за оба метода селекције неконвертованих фотона.



Слика 2.41. : NNcut= $f(E_T)$ за барел и затварачки део и за „ $N_{trk}^{ConvID}=0$ “ метод (а) и „ $R9>0.93$ “ метод (б).

2.7.7.1. Тест стабилности ВНМ

Коришћена су два теста:

- редукција наспрам броја кругова тренирања;
- снага улазних варијабли

Проверена је сигнификанца улазних варијабли изучавањем снаге отежињених веза улазних и скривених неурона:

$$SW_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_{skriven}} |W_{ij}|}{\sum_{j=1}^{N_{ulaz}} \sum_{j=1}^{N_{skriven}} |W_{ij}|}, \quad (2.15)$$

где је W_{ij} тежинска вредност везе улазног i и скривеног неурона j , N_{ulaz} број улазних неурона и $N_{skriven}$ број скривених неурона. Што је већа вредност горњег израза, јачи је допринос улазних варијабли сепарацији фотона и π^0 .

20 GeV, "NTrk=0"		
Вариабла	SW _i (%)	Назив вариабле
p ₂	14.601	$\sigma_{\eta\eta}/0.0004$
p ₃	14.567	$\sigma_{\phi\phi}/0.001$
p ₆	10.114	S ₄ /S ₂₅
p ₁	8.729	x _{cog}
p ₁₀	7.717	λ_- / λ_+
p ₄	7.477	S ₁ /S ₉
p ₁₂	6.727	(M ₂ +S ₁)/S ₄
p ₅	6.699	(S ₉ -S ₁)/(S ₂₅ -S ₁)
p ₁₁	6.658	(M ₂ +S ₁)/S ₉
p ₈	6.533	S _{6_odnos}
p ₉	5.675	S ₆ /S ₉
p ₇	4.499	y _{cog}

60 GeV, "NTrk=0"		
Вариабла	SW _i (%)	Назив вариабле
p ₆	20.913	S ₄ /S ₂₅
p ₃	12.868	$\sigma_{\phi\phi}/0.001$
p ₁	11.981	x _{cog}
p ₁₁	9.443	(M ₂ +S ₁)/S ₉
p ₅	7.360	(S ₉ -S ₁)/(S ₂₅ -S ₁)
p ₄	6.816	S ₁ /S ₉
p ₁₀	5.668	λ_- / λ_+
p ₁₂	5.639	(M ₂ +S ₁)/S ₄
p ₇	5.329	y _{cog}
p ₂	4.979	$\sigma_{\eta\eta}/0.0004$
p ₈	4.83	S _{6_odnos}
p ₉	4.164	S ₆ /S ₉

Tabele 2.9 u 2.10

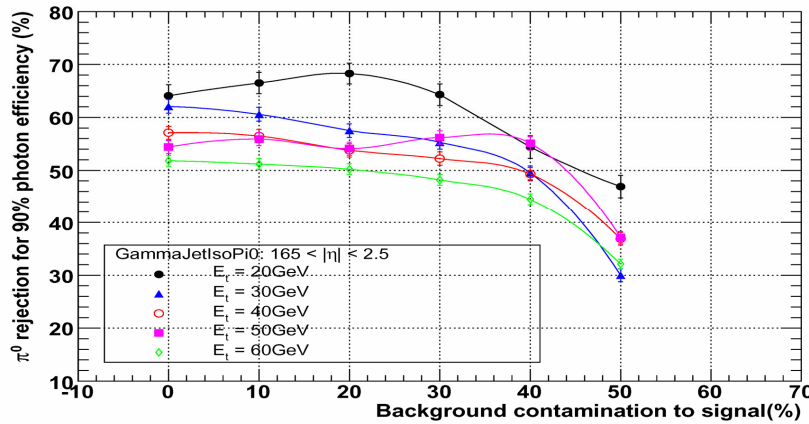
20 GeV, "R9>0.93"		
Вариабла	SW _i (%)	Назив вариабле
p ₂	14.790	$\sigma_{\eta\eta}/0.0004$
p ₃	14.479	$\sigma_{\phi\phi}/0.001$
p ₆	10.236	S ₄ /S ₂₅
p ₁	8.701	x _{cog}
p ₁₀	7.799	λ_- / λ_+
p ₄	7.364	S ₁ /S ₉
p ₅	6.887	(S ₉ -S ₁)/(S ₂₅ -S ₁)
p ₁₁	6.704	(M ₂ +S ₁)/S ₉
p ₁₂	6.662	(M ₂ +S ₁)/S ₄
p ₈	6.638	S _{6_odnos}
p ₉	5.715	S ₆ /S ₉
p ₇	4.025	y _{cog}

60 GeV, "R9>0.93"		
Вариабла	SW _i (%)	Назив вариабле
p ₆	16.170	S ₄ /S ₂₅
p ₂	12.463	$\sigma_{\eta\eta}/0.0004$
p ₃	12.359	$\sigma_{\phi\phi}/0.001$
p ₁	8.755	x _{cog}
p ₈	8.054	S _{6_odnos}
p ₇	7.245	y _{cog}
p ₁₀	7.092	λ_- / λ_+
p ₄	6.573	S ₁ /S ₉
p ₁₁	6.138	(M ₂ +S ₁)/S ₉
p ₁₂	6.122	(M ₂ +S ₁)/S ₄
p ₉	4.972	S ₆ /S ₉
p ₅	4.056	(S ₉ -S ₁)/(S ₂₅ -S ₁)

Tabele 2.11 u 2.12

2.7.8. Тренирање ВНМ са контаминираним догађајима

Како би проверили флексибилност ВНМ са реалним подацима, истраживана је перформанса ВНМ када се тренира контаминираним догађајима. Изгледа да је ВНМ стабилна чак и до 20% контаминације при свим вредностима E_T . За већу контаминацију редукција се постепено смањује. Слика 2.42 приказује редукцију неутралних пиона у зависности од процента контаминације фотонског сигнала.



Слика 2.42: Редукција за 90% ефикасности фотона у функцији од контаминације скупа догађаја за тренирање код примене „ $N_{trk}^{ConvID}=0$ “ метода у затварачком делу ECAL-a.

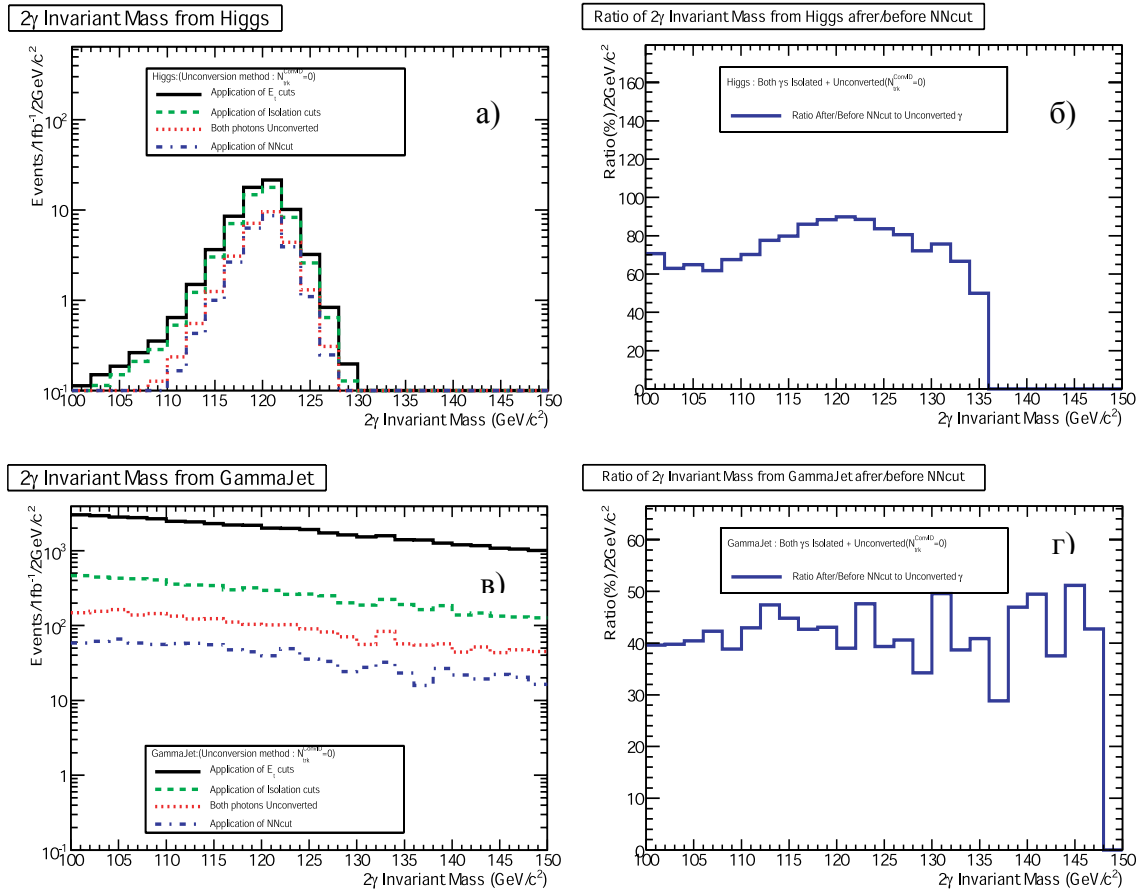
2.7.9. Ефекат редукције π^0 на $H \rightarrow \gamma\gamma$ и γ +млаз догађаје

За тестирање алгоритма редукције, коришћени су „ОфицијелниХигс“ и „ОфицијелниГамаМлаз“ догађаји. Последњи скуп догађаја произведен је са филтером на генераторском нивоу који је захтевао да два реална фотона или један реални и један "лажни" фотон буду присутни у догађају. Ефикасни пресек ових скупова догађаја, преселекција и ефикасност одсецања, број анализираних догађаја као и очекивани број догађаја при $\int Ldt=1\text{fb}^{-1}$, приказани су у табели 2.13.

Скуп података	γ +млаз	$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $M_{\gamma\gamma} = 120 \text{ GeV}$
Број догађаја	1218к	253
$\sigma \times \text{BR}(\text{pb})$	90к	0.08
Еф. преселекције	0.0067	1
Догађаја при 1fb^{-1}	603к	80
Тежина догађаја	049507	0.000316
HLT2Photon	375к	79

Табела 2.13.: Број анализираних догађаја и очекивани број после свих селекција при $\int Ldt=1\text{fb}^{-1}$

Анализа почиње применом „HLT2Photon“ окидача. Резултат анализе је дат у табели 2.14. Затим, захтевамо да узорак има најмање два фотонска кандидата у простору прекривања са ECAL-ом, при чему један од фотона има трансферзалну енергију E_T већу од 40 GeV. Онда следи примена изолација помоћу детектора трагова (табела 2.14). Из табеле 2.14 се види да при коришћењу “NTrk=0” метода за ефикасност двофотонског сигнала од 88%, редукујемо фон за 43%. У R_9 случају, из табеле 2.14 видимо да за ефикасност двофотонског сигнала од 85%, фон се редукује 54%, што наводи на општи закључак да коришћење R_9 метода селекције неконвертованих фотонских кандидата у анализама даје боље резултате. Такође, мора да се истакне да се очекује да ће, ако нека анализа већ користи сепарацију сигнала и фона засновану на варијабли R_9 , комбиновање те анализе и (комплементарне) редукације π^0 , са селекцијом неконвертованих фотонских кандидата “NTrk=0” методом, дати боље резултате.

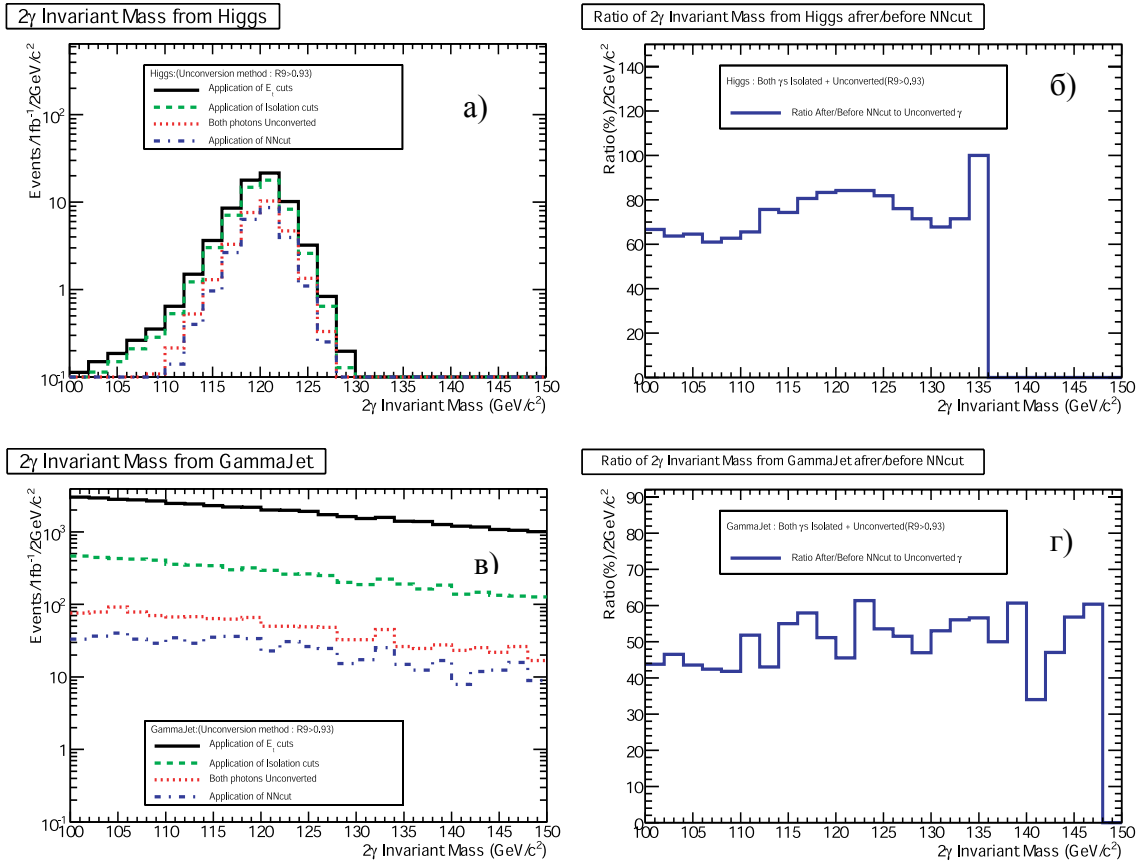


Слика 2.43.: (а) Дистрибуција двофотонске инваријантне масе за „Официјелне Хигс догађаје после E_T одсецања (пуна црна линија), после изолације (испрекидана зелена) и селекције неконвертованих кандидата методом „ $N_{Trk}^{ConvID}=0$ “ (црвена тачкаста линија) и после NNcut (плава тачка-црта испрекидана линија); (б) однос тачкасте и тачкасто-линијасте испрекидане линије у (а); (в) двофотонска инваријантна маса „Официјелних ГамаМлаз“ података; (г) однос тачкасте и тачкасто-линијасте испрекидане линије (в).

Број догађаја@1fb ⁻¹ [115 GeV < M _{γγ} < 125 GeV]	γ+млаз	H ⁰ →γγ, M _{γγ} = 120 GeV
(1) E ^{γ1} _T > 40 GeV, E ^{γ2} _T > 25 GeV, η in ECAL range	10680	62
(2) Оба фотона изолована	1513(14%)	51(84%)
(3а) Оба неконвертована (N ^{trk} _{ConvID} =0)	543(36%)	26(51%)
(4а) NNcut=f(E _T) за (3а)	236(43%)	23(88%)
(3б) Оба неконвертована (R ₉ >0.93)	292(20%)	27(53%)
(4б) NNcut = f(E _T) за (3б)	158(54%)	23(85%)

Табела 2.14. Табела броја догађаја који пролазе поједине услове алгоритма

На слици 2.43 лево приказана је инваријантна маса два фотонска кандидата за „ОфицијалХигс“ догађаје применом селекције неконвертованих кандидата методом „NT_{rk}=0“, а на слици 2.44 лево, методом „R₉>0.93“. На сликама 2.43 и 2.44 десно приказан је однос броја двофотонских догађаја који пролазе задати критеријум за одржање 90% фотонског сигнала (ефикасност) приказан на слици 2.41.

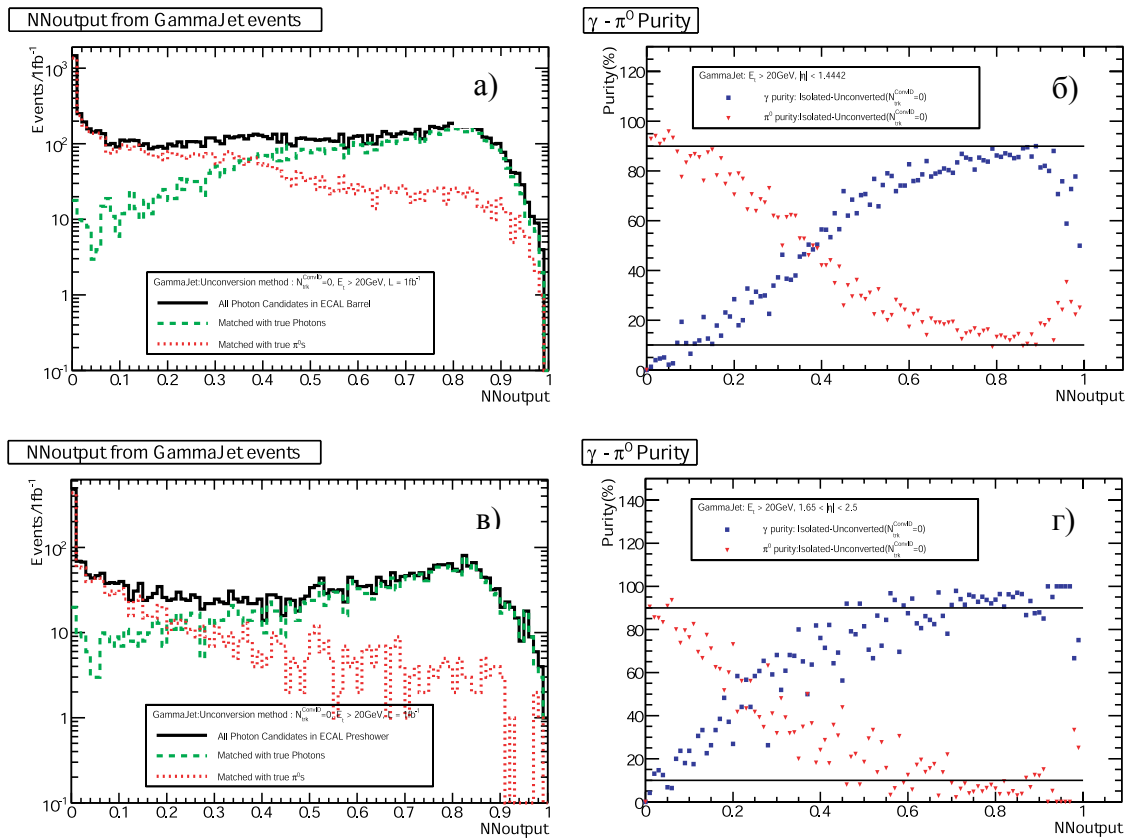


Слика 2.44.: (а) Дистрибуција двофотонске инваријантне масе за „Официјелне Хигс догађаје после E_T одсецања (пуна црна линија), после изолације (испрекидана зелена) и селекције неконвертованих кандидата методом „ R₉>0.93“ (црвена тачкаста линија) и после NNcut (плава тачка-црта испрекидана линија); (б) однос тачкасте и тачкасто-линијасте испрекидане линије у (а); (в) двофотонска инваријантна маса „ОфицијелнихГамаМлаз“ података; (г) однос тачкасте и тачкасто-линијасте испрекидане линије (в).

2.7.10. Предлог тренирања ВМ помоћу реалних догађаја

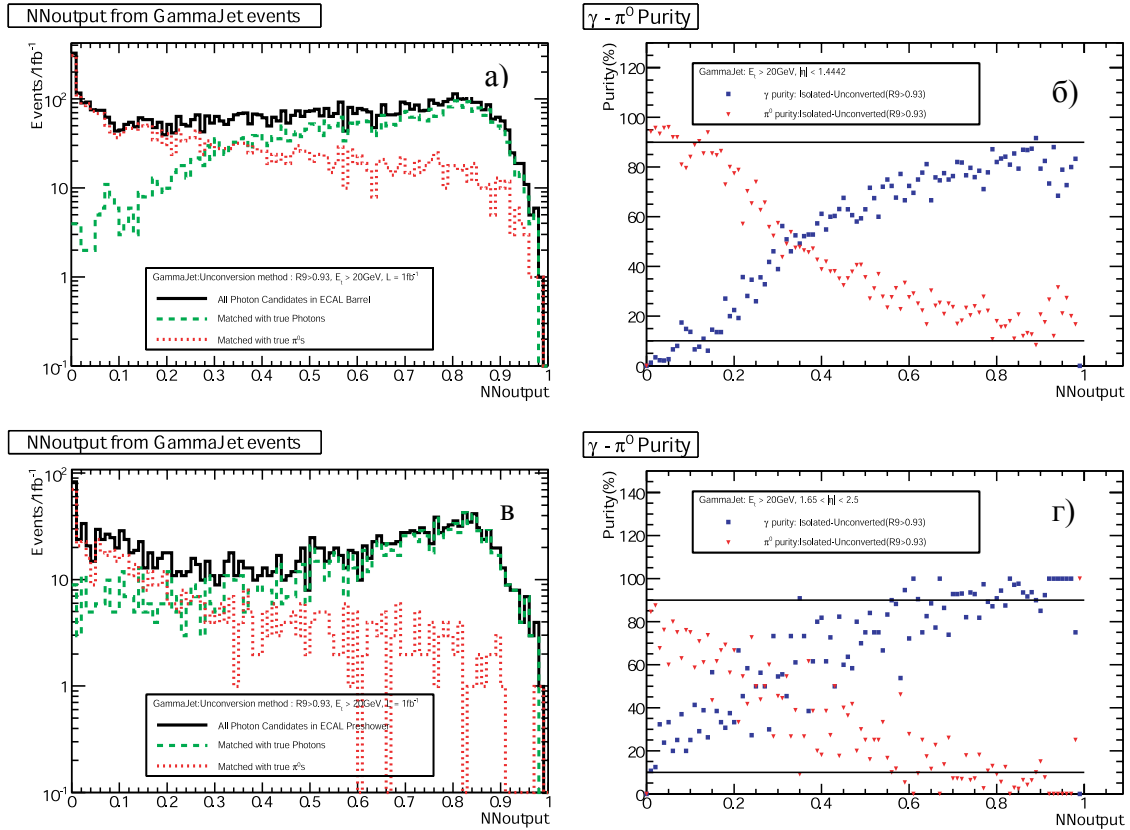
Веома је изазовно пронаћи начин да се тренира ВМ помоћу реалних података када они буду доступни. Ово укључује налажење што чистијег извора фотона и π^0 . Узимајући у обзир стабилност ВМ при контаминираним скуповима догађаја (слика 2.42), предлажемо следећи начин да се тренира мрежа помоћу реалних података:

- селекција помоћу „HLT2Photon“ окидача;
- селекција при $E_T > 20 \text{ GeV}$ за оба фотонска кандидата;
- изолација примењена на оба кандидата;
- селекција неконвертованих фотонских кандидата добијена применом NTrk (слика 2.45) или R9 (слика 2.46) методом;
- избацити догађаје из $[110 \text{ GeV} < M_{\gamma\gamma} < 150 \text{ GeV}]$ јер се у овом региону претпоставља да је маса Хигса;
- селектовање узорка обогаченог фотонима постављајући вредност одсецања на ниже NNout вредности.



Слика 2.45.: NNOutput фотонских кандидата из „ГамаМлаз“ догађаја после HLT2Photon окидача, одсецања $E_T > 20 \text{ GeV}$ код оба кандидата, изолација и селекција неконвертованих фотона коришћењем метода „NTrk^{ConvID=0}“. Фотонски кандидати из интервала $[110 \text{ GeV} < M_{\gamma\gamma} < 150 \text{ GeV}]$ нису узимани у обзир у овом масеном региону где се претпоставља постојање Хигс бозона.

На сликама 2.45 и 2.46 лево, приказани су излази из Неуронске мреже за “ГамаМлаз” догађаје за све фотонске кандидате, затим кандидате идентификоване као фотони и пиони помоћу информација о симулираним честицама из Монте Карло генератора за енергије $E_T > 20\text{GeV}$, за ECAL барел и затварачки део ECAL-a и за оба метода селекције неконвертованих фотона “NTrk=0” и “R9>0.93” респективно. Сlike десно нам говоре како да уз помоћ NNout вредности изаберемо 10% контаминирани сигнал фотона, односно 10% контаминирани сигнал неутралних пиона. Две хоризонталне линије пресецају криве “чистоће” сигнала фотона и неутралних пиона у зависности од придружене вредности NNout. Вертикална пројекција пресека горње хоризонталне линије (на 90% “чистоће” фотона) и “чистоће” пиона даје максималну вредност NNout за селекцију пиона из “ГамаМлаз” догађаја. Слично, вертикална пројекција пресека доње хоризонталне линије (на 10% “чистоће”) и “чистоће” фотона даје минималну вредност NNout за селекцију фотона из “ГамаМлаз” догађаја.



Слика 2.46.: NNoutput фотонских кандидата из „ГамаМлаз“ догађаја после HLT2Photon окidaча, $E_T > 20\text{GeV}$ одсецања код оба кандидата, изолације и селекције неконвертованих фотона коришћењем метода „R9>0.93“. Фотонски кандидати нису узимани у масеном региону: $110\text{GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 150\text{GeV}/c^2$ где се претпоставља постојање Хигс бозона.

2.7.11. Тест са догађајима из CRUZET-а

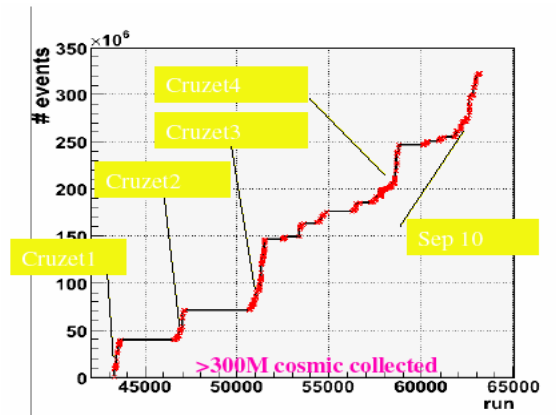
2.7.11.1 Увод

CRUZET (Cosmic RUN at ZERo Tesla) је био део глобалних космичких тест мерења при искљученом магнету детектора CMS. Ови глобални експериментални тестови имали су за циљ:

- тестирање и интеграцију свих делова детектора CMS у глобални DAQ (Data Acquisition system);
- тестирање окидачког (trigger) система, од најједноставнијих – једна врста окидача и један детектор - до коначног сложеног окидача – више врста комбинованих окидача од више детектора;
- тренирање физичара за процедуру узимања података, и то у сменама, 24 сата дневно;
- испитивање преноса података у ланцу CMS→T0,T0→T1,T1→T2³⁰, и брзе реконструкције на T0.
- коришћење података за синхронизацију и проверу перформанси свих делова детектора, коришћењем међусистемске корелације.

Током неколико CRUZET тестова, прикупљено је више од 250 милиона догађаја проласка миона кроз CMS детектор (Слика 2.47).

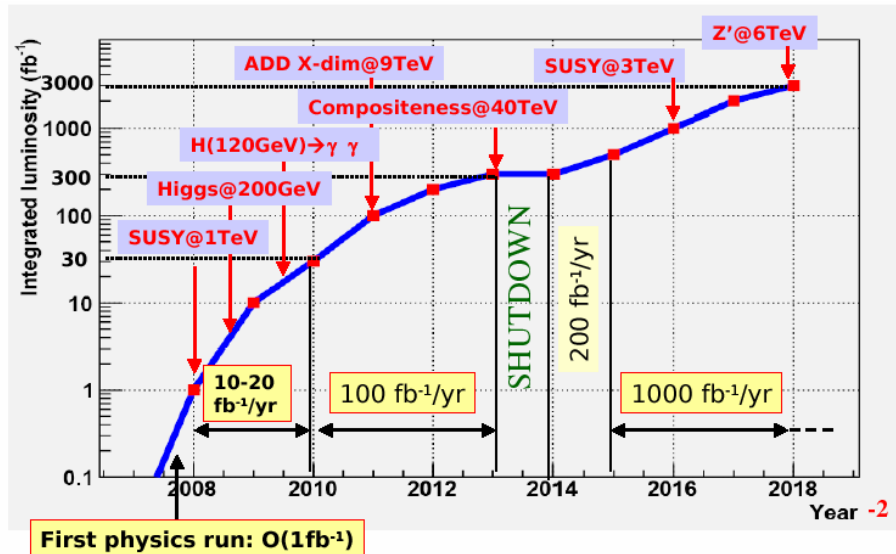
Глобални тестови су се после CRUZET тестова наставили у CRAFT (Cosmic Run at Four Tesla), са укљученим магнетом, повећавајући број сакупљених космичких догађаја на више од 300 милиона (Слика 2.47).



Слика 2.47. : Број прикупљених CRUZET података током тест експеримента.

³⁰ У компјутерском моделу CMS колаборације ток података организован је у концентричним слојевима, тзв. tier-има (0,1,2,3,4). Ток података из CMS детектора тећи ће прво у компјутерски центар у CERN-у, у T0 (Tier 0). Следећи слој представљају највећи рачунарски центри при институтима и универзитетима у свету. Један T1 центар се налази у Америци, један у Азији и 5 у Европи. Следећи слој чине мањи центри са значајном процесном снагом (T2). T3 центри су поједини институти и универзитети који нису преузели обавезе чувања и процесирања података, већ то чине према својим могућностима. Последњи слој (T4) чине лични, односно, појединачни рачунари крајњих корисника - физичара.

Почетком рада LHC-а, добијени су први подаци о проласку снопа кроз детектор CMS. Први протон-протон судари са укупном доступном енергијом два снопа од 10 TeV, очекују се на јесен 2009. године. Експериментални програм LHC-а је доста разнолик и приказан је на слици 2.48 [101].



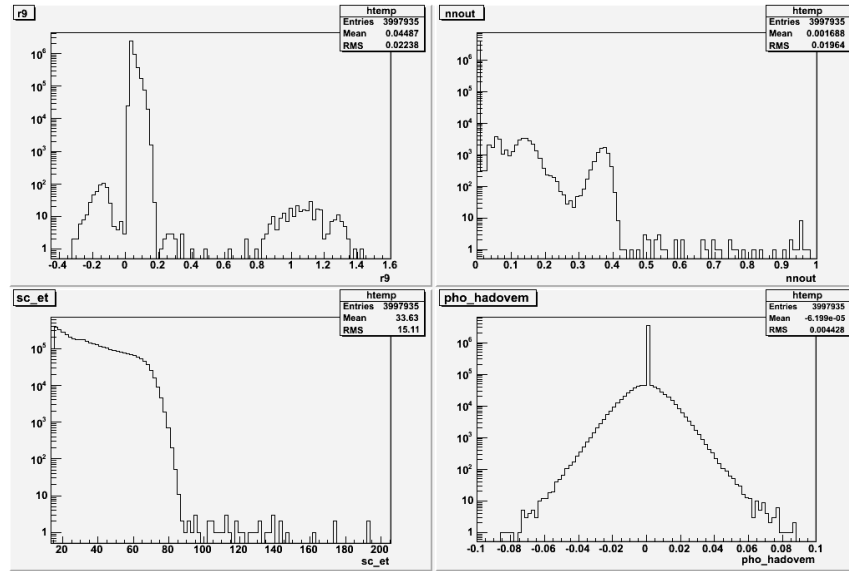
Слика 2.48. : Овај експериментални програм LHC-а је померен две године унапред.

2.7.11.2. Анализа фотонских кандидата CRUZET3 догађаја

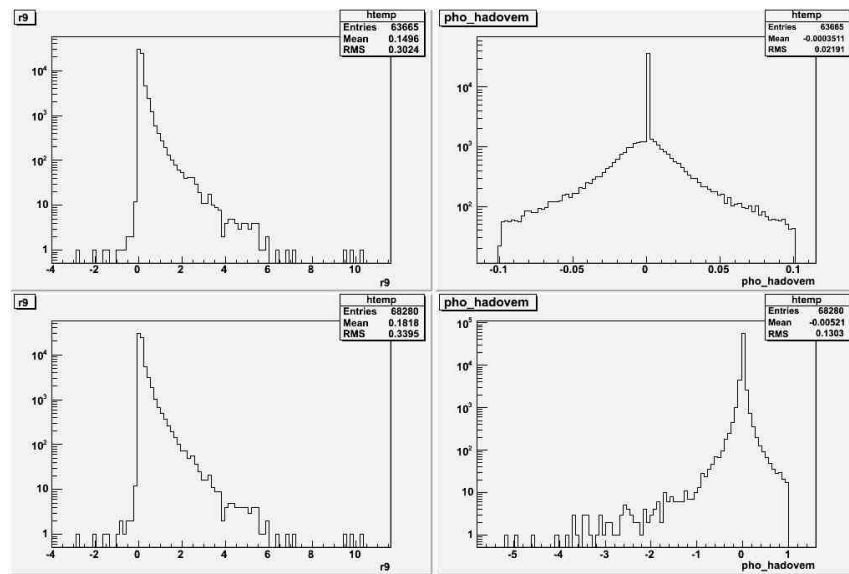
Приликом проласка космичких миона кроз детектор CMS, долази до појаве фотона заочног зрачења (Bremsstrahlung). При анализи, задржани су само фотони трансферзалних енергија виших од 15 GeV (Слика 2.51a). Слика 2.52б показује да постоји неповољан однос R9 за велику већину ових фотона. Даље, однос одговора Хадронског и Електромагнетског калориметра код великог броја фотонских кандидата је такође неповољан. Треба напоменути овде да мионски спектар има велики Ландауов реп, јер код миона долази и до појаве хадронских интеракција са материјом, које дају већи број хадрона код овако иначе великог броја фотонских кандидата (38 милиона фотонских кандидата са трансферзалним енергијама већим од 15 GeV (Слика 2.49, 2.51a).

Да би се добио повољан број "добрих" фотонских кандидата, покушано је да се примени одсецање на однос енергије депоноване у хадронском калориметру (HCAL) и електромагнетском калориметру (ECAL), али то није дало задовољавајућу селекцију. Затим су задржани само они кандидати који су имали повољнији однос R9, односно фотонски кандидати са $0.5 < R9 < 1.5$. Мора да се има у виду да R9 однос не би требало да је већи од 1, док би код "нормалних" фотонских кандидата у околини R9=1 постојао и максимум расподеле. Ове "нерегуларности" односе се (претпоставља се) на природу електромагнетских каскада код космичких догађаја, и на начин кластеровања у ECAL-у. Огроман број фотонских кандидата са

веома малим односом R9 објашњава се проласком миона са стране барела, чинећи тако суперкластер веома великим, са великим бројем урачунатих кристала у њему. Такође се јављају вредности више од 1, јер је присутан и велики број кристала којима је одређена вредност енергије мања од нуле, што има везе са калибрацијом и вредностима педестала при калибрацији ECAL-а. При овоме, треба имати у виду да велики део фотонских кандидата улази у ECAL чак са супротних страна (на пример, код горњих супермодуа и оних са стране) од претпостављених. Очекивало се, на пример, да честице углавном треба да долазе из интеракционе тачке, а не из спољашњости детектора.

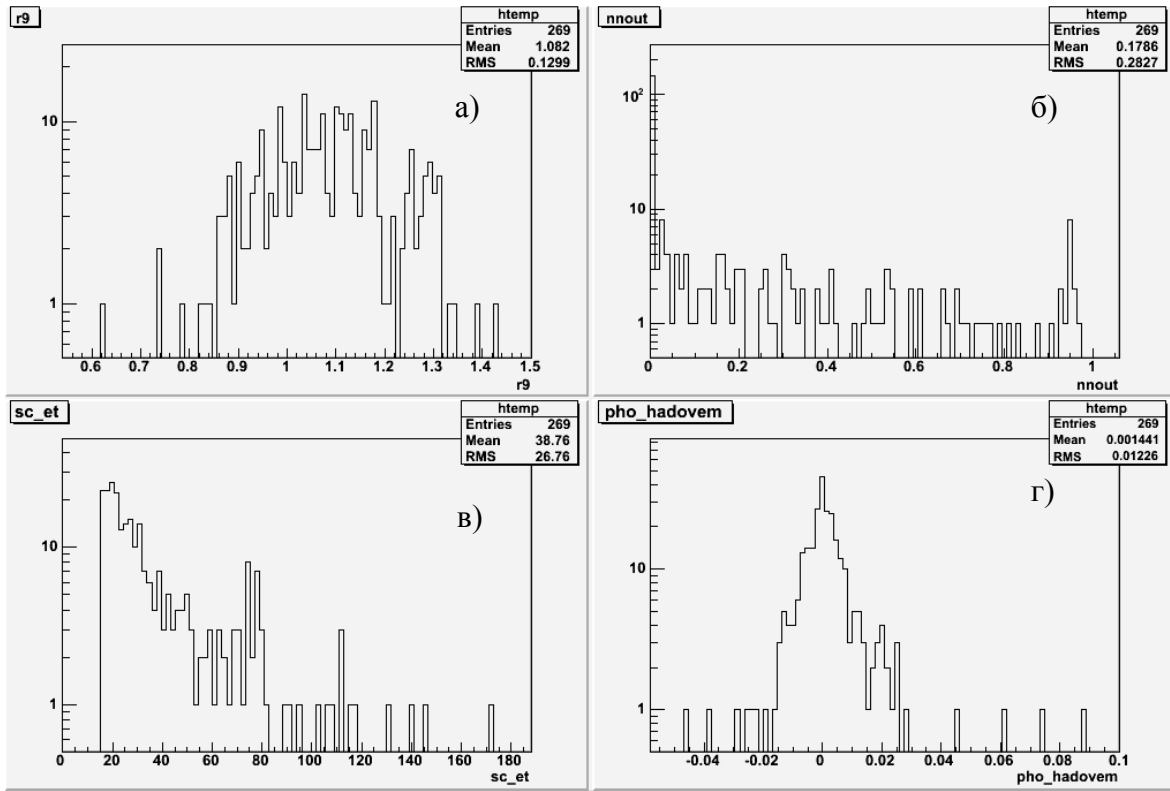


а)



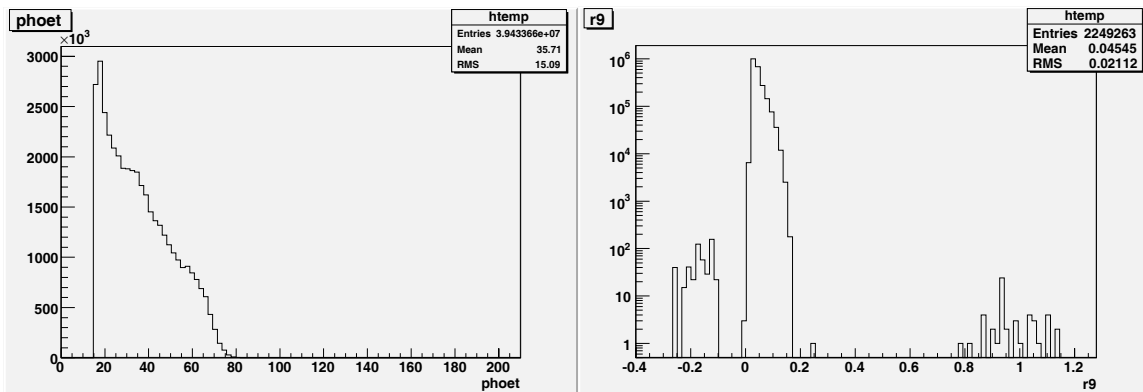
б)

Слика 2.49.: Неке особине фотонских кандидата пре а) и после б) примене одсецања односа енергије депоноване у Хадронском калориметру (HCAL) и Електромагнетском калориметру (ECAL).



Слика 2.50.: Особине фотонских кандидата после одсецања вредности R9.

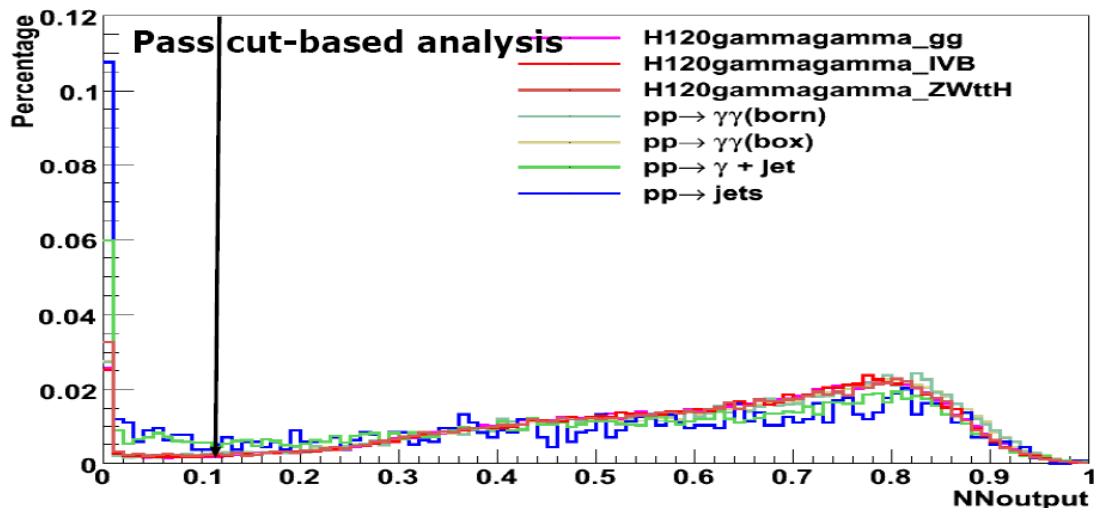
Наравно, ови космички тестови нису ни намењени за тестирање облика варијабилности кластера, већ само за окидаче, али смо очекивали да је из њих могуће да се добије више података који би нам били много кориснији. Овако, остаје нам само потврда везана за сензибилност алгоритма сепарације неутралних пиона и фотона (слика 2.50б) и сазнање да се тестирање алгоритма од сада може обавити и то веома брзо, захваљујући развијеним програмима за ове CUZET тестове.



Слика 2.51.: Особине иницијално одабраног узорка фотонских кандидата са трансферзалном енергијом већом од 15 GeV.

2.8. Коришћење алгоритма за редукцију фона канала распада Хигс бозона на два фотона у званичним анализама

Перформанса алгоритма за редукцију фона канала распада Хигс бозона на два фотона проверавана је за канале распада на два фотона различитих продукција Хигс бозона и за различите изворе фона: редуцибилни (фотон+млаз догађаји и догађаји са вишеструким млазевима) и иредуцибилни (дво-фотонски распад кроз "born" и "box" Фајнманове дијаграме, слика 1.14). Ова прелиминарна анализа коришћењем алгоритма редукције фона користи само алгоритам за неконвертоване фотоне који је имплементиран у CMSSW, док део алгоритма за конвертоване фотонске кандидате још није пренесен из софтверског пакета ORCA. Треба напоменути да због некомплетности имплементације оба дела алгоритма, ови прелиминарни резултати коришћења алгоритма редукције фона не дају оптималне резултате.



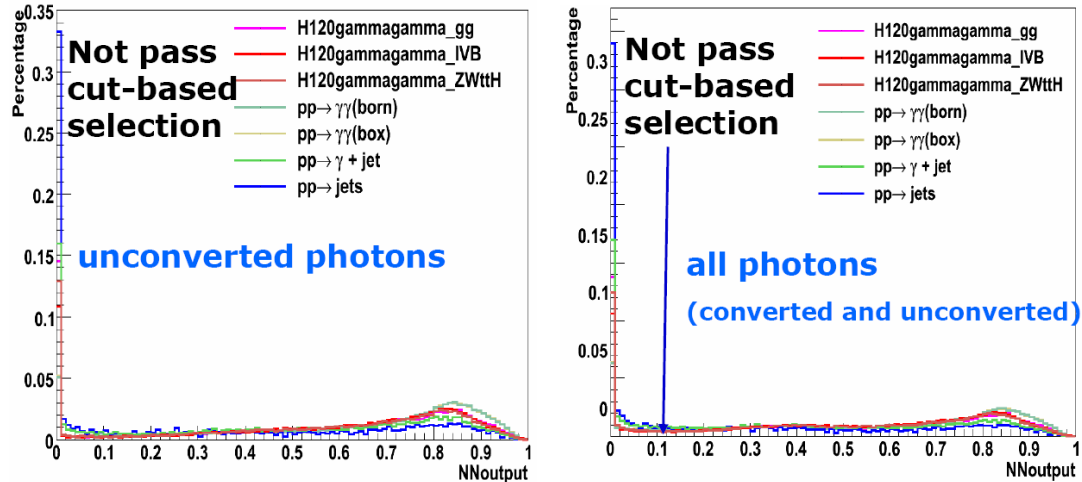
Слика 2.52.: NNoutput излаз из неуронске мреже алгоритма редукције фона за фотонске кандидате који пролазе Анализу базирану на одсецањима. Приказани су излази за канал распада на два фотона различитих продукција Хигс бозона, као и за различити фон у овом каналу распада.

Један од начина за пробу коришћења алгоритма је постављање вредности одсецања на вредност NNoutput од 0.1, и за неконвертоване и конвертоване фотонске кандидате који пролазе "Анализу базирану на одсецањима". На слици 2.52 приказани су NNoutput (излази) из неуронске мреже алгоритма. Број фотонских кандидата који пролазе Анализу базирану на одсецањима и постављене вредности одсецања на NNoutput од 0.1, 0.2 и 0.3 приказан је у табели 2.15. Из табеле се види да примена алгоритма редукције базиране на неуронским мрежама има редукциони потенцијал на фотонске кандидате који су прошли Анализу базирану на одсецањима. Ово је веома добар доказ да алгоритам редукције може да побољша

Аналізу базирану на одсецањима ако се имплементира у ову анализу. Поред тога, примена алгоритма редукције на фотонске кандидате који су прошли изолационе критеријуме, али не и услов одсецања на трансферзалну енергију два фотонска кандидата у догађају, $E_{T1} > 40$ GeV и $E_{T2} > 35$ GeV, у Анализи базираној на одсецањима, даје редукцију фона од $pp \rightarrow$ млазеви ($pp \rightarrow$ jets) преко 60%. На слици 2.53 приказани су NNoutput излази из неуронске мреже алгоритма редукције за фотонске кандидате који не пролазе Анализу базирану на одсецањима.

	NNoutput<0.1	NNoutput<0.2	NNoutput<0.3
$H_{120}\gamma\gamma$ gluonfusion	6.0%	8.6%	13.2%
$H_{120}\gamma\gamma$ IVB	5.8%	8.4%	12.8%
$H_{120}\gamma\gamma$ ZWttH	7.0%	9.7%	14.4%
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (born)	6.3%	9.2%	13.9%
$pp \rightarrow \gamma\gamma$ (box)	6.4%	9.2%	14.0%
$pp \rightarrow \gamma$ +млаз	13.7%	19.1%	25.9%
$pp \rightarrow$ млазеви	19.4%	24.8%	31.3%

Табела 2.15.: Број догађаја који пролазе постављене вредности одсецања на NNoutput од 0.1, 0.2 и 0.3.



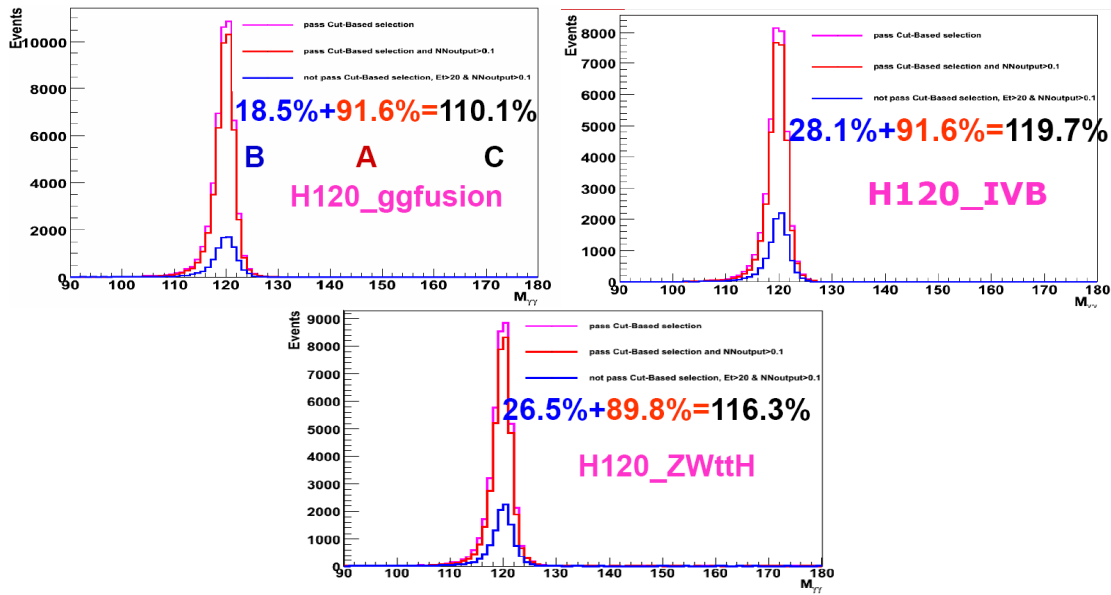
Слика 2.53.: NNoutput излаз из неуронске мреже алгоритма редукције фона за фотонске кандидате који не пролазе Анализу базирану на одсецањима. Приказани су излази за канал распада на два фотона различитих продукција Хигс бозона, као и за различити фон у овом каналу распада.

Тестирана су три начина имплементације алгоритма редукције фона у Анализу базирану на одсецањима:

А) За **неконвертоване** фотонске кандидате који **прођу** Анализу (одсецање на трансферзалну енергију два фотонска кандидата: $E_{T1} > 40$ GeV и $E_{T2} > 35$ GeV), примењује се одсецање на вредност NNoutput > 0.1;

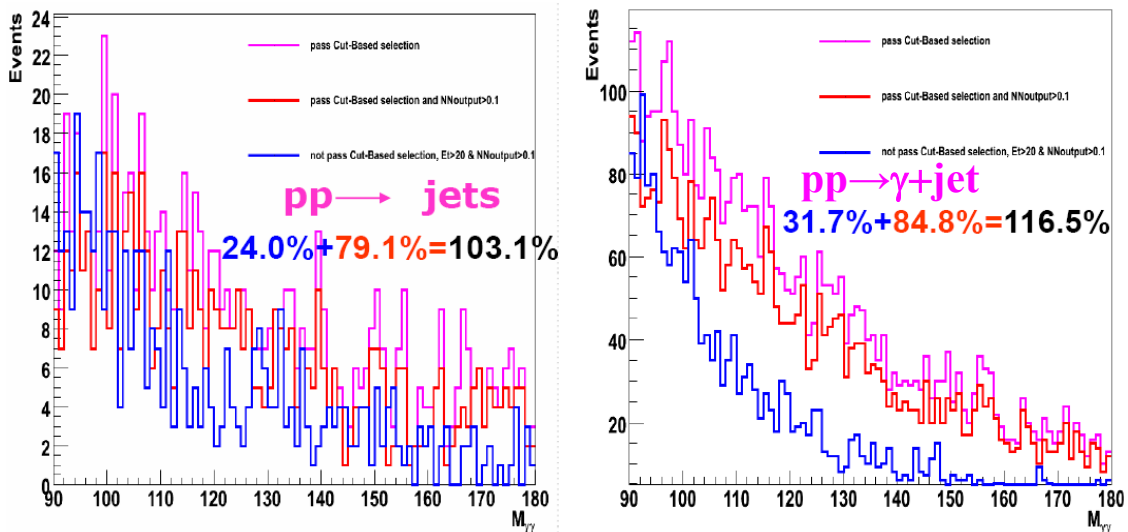
Б) За **све** фотонске кандидате који **не прођу** Анализу, примењује се слабије одсецање на трансферзалну енергију два фотонска кандидата: $E_{T1} > 20$ GeV и $E_{T2} > 20$ GeV и одсецање на вредност NNoutput > 0.1;

Ц) Оба, А) и Б) симултано.

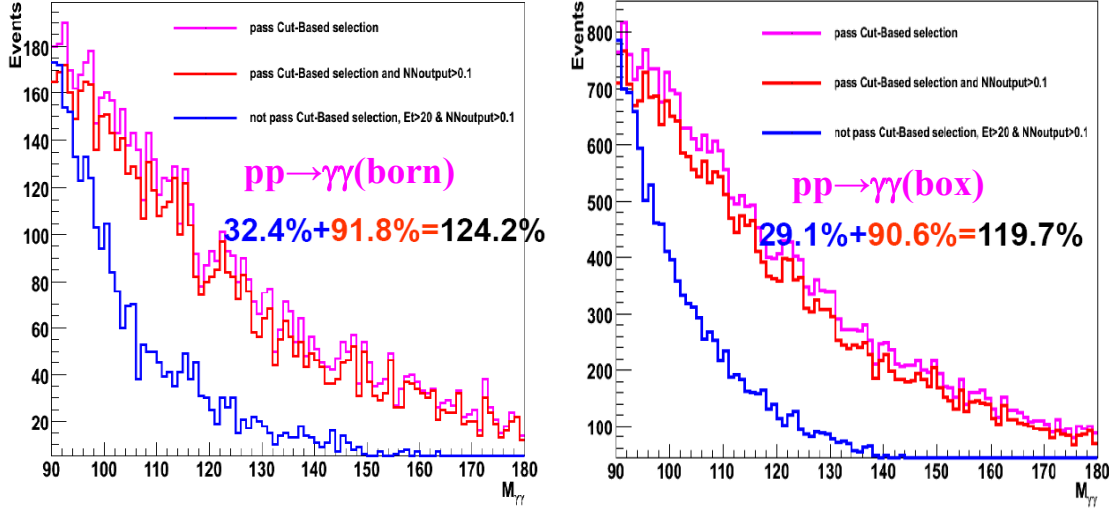


Слика 2.54.: А, Б и Ц начин имплементације алгоритма редукије у Анализи базираној на одсецањима за сигнал двофотонског канала распада Хигс бозона за различите видове продукције Хигс бозона.

Резултати Б, дају повећање сигнала од 20% код догађаја који садрже фотонске кандидате са нижом трансферзалном енергијом. Резултат примене Ц начина показују укупан пораст двофотонског сигнала за око 11.5%. Слика 2.54 приказује пораст двофотонског сигнала за различите начине настанка (СМ) Хигс бозона, а сумирани резултати различитих начина настанка дају поменути пораст двофотонског сигнала од 11.5%.



Слика 2.55.: А, Б и Ц начин имплементације алгоритма редукије у Анализи базираној на одсецањима за редуцибилни фон двофотонског канала распада Хигс бозона.



Слика 2.56.: А, Б и Ц начин имплементације алгоритма редукије у Анализи базираној на одсецањима за иредуцибилни фон двофотонског канала распада Хигс бозона.

Иста три теста, наравно, урађена су и на редуцибилном (Слика 2.55) и иредуцибилном фону (Слика 2.56) у интервалу енергија суме два фотонска кандидата $\{119 \text{ GeV}, 121 \text{ GeV}\}$. Табела 2.16 приказује промене сигнификанце (S/\sqrt{B}) дефинисане као

$$(N + N_{\text{add}})_{\text{sig}} / \sqrt{(N + N_{\text{add}})_{\text{bg}}} \quad (2.16)$$

за четири различите врсте фона у зависности од начина имплементације алгоритма редукије у Анализи заснованој на одсецањима Б или Ц где сигнал потиче од свих двофотонских распада различитих начина настанка Хигс бозона. И код Б и Ц начина видимо пораст сигнификанце, а највише код фона код којег су извори фотонских кандидата наутрални пиони из млазева хадрона.

	$(N + N_{\text{add}})_{\text{sig}} / \sqrt{(N + N_{\text{add}})_{\text{bg}}}$			
	pp→млазеви	pp→γ+млаз	pp→γγ(born)	pp→γγ(box)
Б	1.08	1.05	1.04	1.06
Ц	1.10	1.03	1.00	1.02

Табела 2.16.: Промена сигнификанце применом начина имплементације алгоритма редукије у Анализи заснованој на одсецањима.

Ова три теста представљају први (не оптимални) покушај имплементације алгоритма редукије фона у Анализу базирану на одсецањима, а као резултат дају малу, али не и занемариву промену сигнификанце (S/\sqrt{B}) сигнала двофотонског канала распада Хигс бозона. Укључивање конвертованих фотонских кандидата допринеће већој промени сигнификанце овог сигнала. Даљи рад на овој имплементацији још предстоји.

3. Закључак

Основна тема ове дисертације је била везана за изучавање особина и феномена двофотонског распада Хигс бозона према Стандардном моделу.

У дисертацији је представљен опис најефикаснијег метода редуkcије фона овог канала. Пре почетка рада на развоју овог метода, неопходно је било да се претходно изуче и реализује неколико задатака, односно да се:

- добро упозна Пришауер детектор;
- створи независна Geant4 симулација за потребе тест експеримента прототипа Пришауер детектора;
- модификује и усавршава опис геометрије Пришауер детектора за потребе симулације у CMSSW-у;
- имплементирају сазнања о редуkcији неутралних пиона из фотонског сигнала са L3 и CMS експеримента у алгоритам базиран на симулацији Вештачких Неуронских Мрежа;
- овај алгоритам редуkcије неутралних пиона имплементира у ORCA, а онда и CMSSW и затим тестира у односу на постојеће анализе канала распада Хигс бозона на два фотона CMS колаборације.

У дисертацији су представљени резултати тестирања прототипа CMS ECAL Пришауер детектора обављени септембра 2004. године у експерименталној хали H4 у CERN-у, као и поставка и геометрија потребна за симулације тест експеримената Пришауер детектора 2007. године. Симулације се одлично слажу са добијеним експерименталним резултатима. Као најважнији резултат овог дела може се истаћи да су се резултати ове симулације користили при калибрацији Пришауер детектора, па самим тим и при калибрацији дела ECAL-а испред којег је Пришауер детектор постављен.

Представљени су такође значај и улога Пришауер детектора при дискриминацији редуцибилног фона најпожељнијег канала за детекцију Хигс бозона на CMS експерименту Великог Хадронског Колајдера – LHC у CERN-у.

Даље, приказане су анализе и алгоритми који ће се користити приликом анализе експерименталних података CMS детектора везане за канал распада Хигс бозона на два фотона. Закључено је да коришћење алгоритма за сепарацију неутралних пиона и фотона, базираног на симулацији Вештачких Неуронских Мрежа, даје боље резултате од претходних метода.

Такође, приказана је и имплементација алгоритма базираног на симулацији Вештачких Неуронских Мрежа у програмски пакет за реконструкцију догађаја CMS детектора - CMSSW.

Литература

- [1] D.Barney, W.Bialas, P.Kokkas, N.Manthos, D.Maletic, I.Papadopoulos, A.Peisert, S.Reynaud, P.Vichoudis. *Detection of muons at 150 GeV/c with a CMS Preshower Prototype*. CMS NOTE-2006/046, 2006.
- [2] K. Karafasoulis, A. Kyriakis, D. Maletic, “*Neutral Pion rejection for isolated and unconverted photon candidates using CMS ECAL and Preshower detector*”, Analysis Note 2008/036, 2008.
- [3] The LEP Collaboration (ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL), Phys. Lett. B565: 61, 2003.
- [4] The CMS Collaboration. *The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report*. CERN/LHCCC 97-33 1997.
- [5] T. Hambye and K. Riesselmann. Phys. Rev. D55, 7255, 1997.
- [6] M. Carena J. Conway, H. Haber and J. Hobbs (conv.) et al., Report of the Higgs Working Group for “RUN II at the Tevatron”, hep-ph/0010338.
- [7] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B667: 1, 2008.
- [8] F. Mandl and G. Shaw. *Quantum field theory*. John Wiley & sons, 1984
- [9] G. Kane. *Modern Elementary Particle Physics: The Fundamental Particles and Forces*. (Perseus, 1993).
- [10] C. Quigg. *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*. (Perseus, 1997).
- [11] Z. Kunszt, S. Moretti, and W. J. Stirling. *Higgs production at the LHC: An update on cross-sections and branching ratios*. Z. Phys., C74: 479, 1996.
- [12] Abdelhak DJOUADI, The Anatomy of Electro–Weak Symmetry Breaking,LPT–Orsay–05–17 March 2005
- [13] M. Spira, A Djouadi, D. Graudenz, and P.M. Zerwas. *Higgs boson production at the LHC*. Nucl. Phys., B453:17-82, 1995.
- [14] Davide Constanzo, Higgs physics and the Large Hadron Collider, Talk presented at the “XXXVI Recontres de Moriond Electroweak Interactions and Unified Theories”, 10-17.3.2001.
- [15] J. Gunion, P. Kalyniak, M. Soldate and P. Galison, Phys. Rev. D34: 101, 1986.
- [16] J. Gunion, G. Kane and J. Wudka, Nucl. Phys. B299: 231, 1988.
- [17] L. Fayard and G. Unal, EAGLE internal note PHYS-NO-NO-001 (1992); C. Seez,CMS-TN/94-289 (1994); D. Froidevaux, F. Gianotti and E. Richter Was, ATLAS Note PHYS-NO-064 (1995); F. Gianotti and I. Vichou, ATLAS Note PHYS-NO-078 (1996); V. Tisserand, Ph.D. Thesis (1997) LAL 97-01; K. Lassila–Perini, PhD Thesis (1998) ETH no. 12961; M. Wielers, ATL-PHYS-2002-004.
- [18] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56: 579, 1984.

-
- [19] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Vols. 1 and 2, CERN–LHCC–99–14 and CERN–LHCC–99–15.
- [20] J.-C. Chollet et al., ATLAS note PHYS-NO-17 (1992); L. Poggioli, ATLAS Note PHYS-NO-066 (1995); D. Denegri, R. Kinnunen and G. Roulet, CMS-TN/93-101 (1993); I. Iashvili R. Kinnunen, A. Nikitenko and D. Denegri, CMS TN/95-076; D. Bomestar et al., Note CMS TN-1995/018; C. Charlot, A. Nikitenko and I. Puljak, CMS TN/95-101; G. Martinez, E. Gross, G. Mikenberg and L. Zivkovic, ATLAS Note ATL-PHYS-2003-001 (2003).
- [21] For recent studies using the new software, see the talks of S. Hassani, T. Lagouri and M. Sani, at the Conference “Physics at LHC” in Ref. [220].
- [22] J. Smith, D. Thomas and W.L. van Neerven, *Z. Phys.* C44: 267, 1989; B. Mele, P. Nason and G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* B357: 409, 1991; S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* B383: 3, 1992; J. Ohnemus and J.F. Owens, *Phys. Rev.* D43: 3526, 1991; J. Ohnemus, *Phys. Rev.* D44 (1991) 1403; *ibid.* *Phys. Rev.* D44 (1991) 3477; *ibid.* *Phys. Rev.* D47 (1992) 940; S. Frixione, *Nucl. Phys.* B410: 280, 1993; U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, *Phys. Rev.* D48: 5140, 1993; *ibid.* *Phys. Rev.* D51: 3381, 1995; *ibid.* *Phys. Rev.* D48: 1098, 1996; *ibid.* *Phys. Rev.* D57: 2823, 1998; L.J. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer, *Phys. Rev.* D60: 114037, 1999.
- [23] E. Glover and J. van der Bij, *Nucl. Phys.* B321 (1989) 561 and *Phys. Lett.* B219: 488, 1991; E. Richter-Was, *Z. Phys.* C64: 227, 1994; C. Zecher, T. Matsuura and J.J. van der Bij, *Z. Phys.* C64: 219, 1994; D. Kominis and V. Koulovassilopoulos, *Phys. Rev.* D52: 2737, 1995; C. Balazs and C.-P. Yuan, *Phys. Rev.* D59: 114007, 1999; K.L. Adamson, D. de Florian and A. Signer, *Phys. Rev.* D65: 094041, 2002.
- [24] M. Dittmar and H. Dreiner, *Phys. Rev.* D55: 167, 1997; M. Dittmar, hep-ex/9901009.
- [25] D. Green et al., *J. Phys.* G26: 1751, 2000; K. Jakobs and Th. Trefzger, ATLAS Note ATL–PHYS–2003–024.
- [26] T. Han and R.-J. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 25; T. Han, A.S. Turcot and R.-J. Zhang, *Phys. Rev.* D59: 093001, 1999.
- [27] T. Han and B. McElrath, *Phys. Lett.* B528:81, 2002.
- [28] B.W. Lee, C. Quigg and H.B. Thacker, *Phys. Rev.* D16: 1519, 1977.
- [29] F.A. Behrends and R. Kleiss, *Nucl. Phys.* B260: 32, 1985.
- [30] J. Ellis, M.K. Gaillard, and D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* B106: 292, 1976.
- [31] D.R.T. Jones and S.T. Petcov, *Phys. Lett.* B84:440, 1979.
- [32] B.L. Joffe and V.A. Khoze, *Sov. J. Part. Phys.* 9:50, 1978; E. Ma and Y. Okada, *Phys. Rev.* D20:1052, 1979; J. Finjord, *Physica Scripta* 21:143, 1980.
- [33] T. Cheng, E. Eichten and L. Li, *Phys. Rev.* D9: 2259, 1974; B. Pendleton and G. Ross, *Phys. Lett.* B98: 291, 1981; C. Hill, *Phys. Rev.* D24: 691, 1981; J. Bagger, S. Dimopoulos and E. Masso, *Nucl. Phys.* B253, 397, 1985; M. Beg, C. Panagiotakopoulos and A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* 52: 883, 1984; M. Duncan, R. Philippe and M. Sher, *Phys. Lett.* B153: 165, 1985; K. Babu and E. Ma, *Phys. Rev. Lett.* 55: 3005, 1985.
- [34] K.G. Wilson and J. Kogut, *Phys. Rept.* 12: 75, 1974.
- [35] M. Lüscher and P. Weisz, *Phys. Lett.* B212: 472, 1988; *ibid.* *Nucl. Phys.* B318: 705, 1989.

-
- [36] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. B158: 295, 1979; R. Dashen and H. Neuberger, Phys. Rev. Lett. 50: 1897, 1983; D. Callaway, Nucl. Phys. B233: 189, 1984; P. Hasenfratz and J. Nager, Z. Phys. C37: 477, 1988; J. Kuti, L. Lin, and Y. Shen, Phys. Rev. Lett. 61: 678, 1988; R. Chivukula and E. Simmons, Phys. Lett. B388: 788, 1996.
- [37] M. Lindner, M. Sher and H.W. Zaglauer, Phys. Lett. 228B: 139, 1989; M. Sher, Phys. Lett. B317: 159, 1993; *ibid.* Phys. Lett. B331: 448, 1994; G. Altarelli and I. Isidori, Phys. Lett. B337: 141, 1994; J.A. Casas, J.R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B342: 171, 1995; J. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. B353: 257, 1995.
- [38] M. Sher, Phys. Rept. 179, 273, 1989.
- [39] G. Isidori, G. Ridolfi and A. Strumia, Nucl. Phys. B609: 387, 2001.
- [40] See the review talk given by J. Engelen in Ref [69].
- [41] Proceedings of the Conference “Physics at LHC” in Vienna, 13–17 July 2004; see the web site: wwwhephy.oeaw.ac.at/phlh04/.
- [42] F. Gianotti, M. Mangano et T. Virdee (conv.) et al., Physics Potential and experimental Challenges of the LHC Luminosity Upgrade, hep-ph/0204087.
- [43] U. Baur et al., Report of the Working Group Physics at future colliders, in APS/DPF/DPB Snowmass study in Ref. [41], hep-ph/0201227.
- [44] Proceedings of the APS/DPF/DPP Summer Study on the Future of Particle Physics, Snowmass 2001, Colorado; see the web site <http://snowmass2001.org/>.
- [45] P. Garbincius, Talk given at the 2004 Moriond Conference on electroweak interactions, hep-ph/0406013.
- [46] CMS Collaboration (G.L. Bayatian et al.), CMS technical design report, volume II: Physics performance. J.Phys.G34:995-1579,2007.
- [47] ATLAS and CMS Collaboration, J. G. Branson et al., “High transverse momentum physics at the Large Hadron Collider: The ATLAS and CMS Collaborations,” Eur. Phys. J. direct C4 (2002) N1, arXiv:hep-ph/0110021.
- [48] LHC/LC Study Group Collaboration, G. Weiglein et al., “Physics interplay of the LHC and the ILC,” arXiv:hep-ph/0410364.
- [49] N. Krasnikov and V. Matveev, “Search for new physics at LHC,” Phys. Usp. 47:643, 2004, arXiv:hep-ph/0309200.
- [50] J.F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson. *The Higgs Hunters Guide*. Addison-Wesley, 1990.
- [51] S. Alekhin et al., “HERA and the LHC - A workshop on the implications of HERA for LHC physics: Proceedings Part A,” 2005.
- [52] L3 Collaboration Collaboration, M. Acciarri et al., “Search for the Standard Model Higgs Boson in e^+e^- Interactions at $161 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 172 \text{ GeV}$,” Phys. Lett. B 411:373, 1997.
- [53] D.Barney, W.Bialas, P.Kokkas, N.Manthos, D.Maletic, I.Papadopoulos, A.Peisert, S.Reynaud, P.Vichoudis. *Detection of electrons and pions from 20 to 120 GeV/c with a CMS Preshower Prototype*, CMS NOTE in Preparation. (2006).
- [54] CMS Collaboration, “The CMS Physics Technical Design Report, Volume 1,” CERN/LHCC 2006-001 (2006). CMS TDR 8.1.

-
- [55] G. Flugge. *Future Research in High Energy Physics*. In N. Ellis and M. B. Gavela, editors, 1993 European school of High Energy Physics, Yellow reports. CERN 94-04, 1994.
- [56] James E. Gentle, “Random Number generation and Monte Carlo Method”, second edition, springer 2003.
- [57] Wikipedia about Monte Carlo Method
- [58] Review of Particle Physics, Physics Letter B, Volume 592, Issues 1-4, 15 July 2004. and <http://pdg.lbl.gov/> 2008.
- [59] M.A.Dobbs et. al., Les Houches Guidebook to Monte Carlo Generators for Hadron Collider Physics, For workshop on TeV Colliders, Les Houches, France, May 2003.
- [60] A. Van Ginneken, Nucl. Instr. Meth. A251: 21, 1986.
- [61] E. Segré, Nuclei and Particles, New York, Benjamin (1964) p. 65 ff.
- [62] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46: 815, 1974.
- [63] H. Davies, H.A. Bethe, and L.C. Maximon, Phys. Rev. 93: 788, 1954.
- [64] O.I. Dahl, private communication.
- [65] S. Klein, Rev. Mod. Phys. 71: 1501, 1999.
- [66] W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, “The EGS4 Code System,” SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center (Dec. 1985).
- [67] Experimental Techniques in High Energy Physics, ed. by T. Ferbel (Addison-Wesley, Menlo Park CA 1987).
- [68] W.R. Nelson et al., Phys. Rev. 149: 201, 1966.
- [69] G. Bathow et al., Nucl. Phys. B20: 592, 1970.
- [70] Geant4 collaboration. *Physics Reference manual*. <http://cern.ch/geant4>
- [71] Geant4 collaboration. *User guide for Application developers*. <http://cern.ch/geant4>
- [72] Geant4 collaboration. *Introduction to Geant4*. <http://cern.ch/geant4>
- [73] *ROOT user guide*, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>
- [74] H. Messel, D.F.Crawtfor, Pergamenon press, Oxford 1970.
- [75] R.M. Sterbheimer, Phy.Rev. B3: 3681, 1971.
- [76] S.T.Perkins, D.E.Cullen,S.M.Seltzer,UCRL-50400 Vol 31.
- [77] S.M.Seltzer, M.J.Berger Nucl.Inst.Meth. 80: 12, 1985.
- [78] B. Krose, P. Smagt, *An Introduction to Neural Networks*, Univ.of.Amsterdam, 1996.
- [79] http://en.wikipedia.org/wiki/Neural_network
- [80] A.R. Barron, Approximation and estimation bounds for artificial neural networks, Machine Learning 14:115, 1994.
- [81] M. e. a. Case, “*Detector Description Domain Architecture and Data Model*,” CMS NOTE 2001-057 (2001).
- [82] `pserver:anonymous@cmscvs.cern.ch:/cvs_server/repositories/CMSSW`
- [83] `Geometry/EcalCommonData/src/es.xml`

-
- [84] Geometry/EcalCommonData/src/esalgo.xml
- [85] Geometry/EcalCommonData/src/DDEcalPreshowerAlgo.cc
- [86] D.Maletić: Background reduction for the two photon decay of Higgs boson based on the reconstruction of the unconverted photons in the central part ECAL of the CMS detector, presented at Fundamental Interaction Serbia, 26-28. septembar 2007. Iriski venac, Novi Sad, Serbia
- [87] π^0 rejection in the ECAL barrel, Dimitrije Maletic, Aris Kyriakis, presented at Egamma POG meeting, CERN, 11 june 2007.
- [88] π^0 rejection Status –Plans (Unconverted Case), Aristoteles Kyriakis, Dimitrije Maletic, presented at Egamma POG meeting, CERN, 6 august 2007.
- [89] π^0 rejection Status –Plans (Unconverted Case), Aristoteles Kyriakis, Dimitrije Maletic, presented at Photon workshop, CERN, 25 september 2007.
- [90] Ecal Simulation Status for 1_7_0, Brian Heltsley, presented at Simulation Meeting, CERN, 9. October 2007.
- [91] Algorithmic description of Preshower geometry in CMSSW, Dimitrije Maletic, presented at Simulation meeting, CERN, 31st August 31st August 2006.
- [92] D.Maletić: Algorithmic XML geometry of the ECAL Preshower detector of the CMS detector, presented at Fundamental Interaction Serbia, 26-28. septembar 2007. Iriski venac, Novi Sad, Serbia
- [93] A. Kyriakis, D. Maletic Updated results in π^0 rejection for the unconverted case Egamma group 21.04.2008.
- [94] Z.Zhang, D, Maletic et al. H->gg: Results on CMSSW validation of cut-based analysis + 1st look at use of π^0 discriminator Egamma group 21.04.2008.
- [95] D. Kirkby , “ π^0/γ Discrimination in L3 Using Shower-Shape Analysis”, L3 Note 1816
- [96] M. Pieri, S. Bhattacharya, I. Fisk, J. Letts, V. Litvin, J.G. Branson “Inclusive Search for the Higgs Boson in the H $\rightarrow\gamma\gamma$ Channel”, CMS-NOTE/06-112
- [97] E. Meschi, T. Monteiro, C. Seez and P.Vikas, “Electron reconstruction in CMS Electromagnetical Calorimeter”, CMS-NOTE/01-034
- [98] N. Marinelli, “Track finding and identification of converted photons”, CMS-NOTE/06-005
- [99] C. Peterson et al., “Jetnet 3.0”, Comp. Phys. Comm. 88: 185, 1994.
- [100] D. Barney, A. Kyriakis, D Loukas, J. Mousa, C, Seez, “Neural Pion Rejection at L2 using the CMS Encap Preshower”, CMS-NOTE/99-076
- [101] Nicolo Cartiglia, *CMS Commissioning*, CMS Week presentation, 23. 12. 2008.
- [102] J. Stirling, R. Kleiss and S.D. Ellis, Phys. Lett. 163B: 261, 1985; J. Gunion, Z. Kunst and M. Soldate, Phys. Lett. 163B: 389, 1985; J. Gunion and M. Soldate, Phys. Rev. D34: 826, 1986; E. Glover, J. Ohnemus and S. Willenbrock, Phys. Rev. D37: 3193, 1988; V. Barger, G. Bhattacharya, T. Han and B. Kniehl, Phys. Rev. D43: 779, 1991.
- [103] Michael Spira. *HIGLU and HDECAY: Programs for Higgs boson production at the LHC and Higgs boson decay widths*. hep-ph/9610350, 1996.
- [104] A. Heister et al. (ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations). *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*. Phys Lett B565: 61-75, 2003.

-
- [105] Paolo Gambino. *Two-loop heavy top effects on precision observables and the Higgs mass*. hep-ph/9703264, 1997.
- [106] Thomas Hambye and Kurt Riesselmann. *Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited*. Phys. Rev., D55:7255-7262, 1997.
- [107] P. Wertelaers et al. *CMS ECAL EDR-4, Volume 2: ECAL Preshower*.
- [108] P. Aspell et al. *PACE3 : A large dynamic range analog memory ASIC assembly designed for the readout of silicon sensors in the LHC CMS Preshower*. Presented at the 10th Workshop on electronics for LHC, 2004.
- [109] S. Agostinelli et al. The Geant4 Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A506: 250-303, 2003.
- [110] P. Vichoudis et al. *A flexible stand-alone testbench for facilitating system tests of the CMS Preshower*. Presented at the 10th Workshop on electronics for LHC and other experiments, 2004.
- [111] N. Manthos, G. Sidiropoulos and P. Vichoudis. *An efficient hardware design for rejecting common mode in a group of adjacent channels of silicon microstrip sensors used in high energy physics experiments*. IEEE Real Time Conference, Stockholm 2005.
- [112] I. Evangelou. *CMS Preshower in-situ absolute calibration*. Presented at the 9th ICATPP Conference, Villa-Olmo, Como, Italy, 2005.
- [113] G. Azuelos et al. *QCD*. In Proceedings of the workshop on Standard Model Physics at the LHC. G. Altarelli, M. L. Mangano, Yellow reports. CERN 2000-004, 2000.
- [114] E. Tournefier. *The Preshower Detector of CMS at LHC*. Nucl. Instr. Meth. A461: 355-360, 2001.
- [115] The CMS Collaboration. *The Compact Muon Solenoid (CMS)*. Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 1994.
- [116] E. Meschi et al. *Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter*. CMS Note 2001/034
- [117] *CMS ECAL Engineering Design Review*. 1999. CERN.
- [118] P. Aspell et al. *Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype*. CMS Note 2000/001.
- [119] H. Ryssel. *Introduction to Semiconductor Technology*. <http://www.leb.e-technik.uni-erlangen.de/lehre/mm/html/start.htm>
- [120] W. Funk, CERN, Geneva, Switzerland for CMS Collaboration, ECAL group. *The Electromagnetic Calorimeter of CMS*. CMS CR-2004/063, IEEE Nuclear Science Symposium, Rome, Italy, 16-22 October, 2004.
- [121] A. Peisert and N. Zamiatin for the Preshower Group. *Silicon Sensors for the CMS Preshower*. CMS NOTE: 2000/061.
- [122] D. Barney. *Simulation Package for CMS ENDCAP ECAL/Preshower Design Optimisation*. CMS IN 1997/015.
- [123] C. Palomares, D. Barney. *An improved Preshower clustering algorithm for ORCA*. CMS IN: 2001/056.
- [124] D. Barney, P. Bloch. *Monte-Carlo studies of barrel ECAL with Preshower*. CMS IN: 1994/325.

-
- [125] N.V. Krasnikov and V.A. Matveev, *The search for new physics at the LHC*, Theoretical and Mathematical Physics, 132(3): 1189-1200, 2002.
- [126] C.Peterson,T.Rognvaldsson,L. Lonnblad, JETNET 3.0 - A versatile artificial neural network package, Computer Physics Communications 81:185-220, 1994.
- [127] A. Weigend, B. Huberman and D. Rumelhart, Predicting sunspots and exchange rates with connectionist networks, in: Nonlin. Modeling and Forecasting (Addison-Wesley, Reading, MA, 1991).
- [128] Wikipedia o “Landau pole”
- [129] CMS TDR 4, CERN/LHCC 97-33
- [130] S. Haykin ,”Neural Networks”
- [131] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/GeneratorProduction2007CSA07Signal>
- [132] Christos Leonidopoulos et al ,”CMS High Level Trigger”, CMS AN-2007/009
- [133] D. Barney, A. Kyriakis, D Loukas, J. Mousa, “An Artificial Neural Net Approach to Photon - Pi-zero Discrimination using the CMS Endcap Preshower”, CMS-NOTE/98-088
- [134] L. Borissov et al, “Neutral pion rejection in the CMS PbWO4 crystal calorimeter using a neural network. The dependence of neutral pion rejection factor on crystal's off-pointing angle”, CMS NOTE 1997/050
- [135] A.Hocker et al., “TMVA, ToolKit for Multivariate Data Analysis with ROOT” arXiv physics/0703039, <http://tmva.sf.net>
- [136] V. Breton et al.,”Application of neural networks and ceccular automata to interpretation of calorimeter data”, Nucl. Instr. Meth. in Physics Research A362: 478, 1995.
- [137] G.Minderico *et al*, “A CMOS low power, quad channel, 12 bit, 40MS/s pipelined ADC for applications in particle physics calorimetry” presented at the 9th Workshop on electronics for LHC, 2003.
- [138] N.Manthos *et al*, “Production testing and quality control of the CMS Preshower front-end chips - *PACE3*” presented at the 11th Workshop on electronics for LHC, 2005.
- [139] P.Bloch *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 517: 121-127, 2004.
- [140] K.Kloukinas *et al*, “Kchip: A Radiation Tolerant Digital Data Concentrator chip for the CMS Preshower Detector” presented at the 9th Workshop on electronics for LHC, 2003.
- [141] P. Vichoudis *et al*, “A flexible stand-alone testbench for facilitating system tests of the CMS Preshower” presented at the 10th Workshop on electronics for LHC and other experiments, 2004.
- [142] The TEVNPH Working Group for the CDF and D0 Collaborations, “*Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data*”, FERMILAB-PUB-09-060-E, March 13, 2009.