



Софийски Университет „Св. Климент Охридски“
Физически Факултет
Катедра Атомна Физика

Оценка на приноса от събития от Стандартния модел на
елементарните частици с два мюона в крайното състояние на
експеримента CMS в CERN

Магистърска теза
Снежана Ташева Ташева

Специалност „Физика“
Факултетен номер: 160245

Научен ръководител: доц. д-р Леандър Литов

София 2013

Съдържание

1. Въведение.....	3
2. Големият Адронен Колайдер (LHC).....	4
2.1. Параметри на Големия Адронен Колайдер.....	4
2.2. Експериментът CMS	6
2.2.1. Магнитна система.....	6
2.2.2. Трекова система.....	7
2.2.3. Калориметрична система.....	7
2.2.4. Мюонна система.....	8
3. Определяне на приноса от частици от Стандартния модел.....	10
3.1. Индикации за съществуване на нови векторни преносители на взаимодействия извън Стандартния модел.....	10
3.2. Правила за подбор на мюонните кандидати.....	10
3.3. Принос на двумюонни събития от SM.....	12
3.3.1. Дрел-Ян събития.....	12
3.3.2. Раждане на двойка топ и анти-топ кварки. Раждане на единични топ или анти-топ кварк.....	12
3.3.3. Двубозонни събития.....	13
4. Експериментална част.....	15
4.1. Ъглови разпределения и разпределения по напречен импулс.....	15
4.2. Масови спектри.....	18
4.3. Процедура по съшиване.....	18
5. Заключение.....	23

Глава 1

Въведение.

Стандартният модел на електрослабите и силните взаимодействия (СМ) е добре проверен експериментално и потвърден с голяма точност. На практика той е ефективна теория, която е валидна до определена енергия от порядъка на няколко стотин гига електронволта. Но има много въпроси, на които СМ не може да отговори. Например какви са стойностите на константите на взаимодействие, въпроса относно причината за електрослабото нарушение на симетрията, проблема с фината настройка на параметрите на СМ и т.н. За да се решат тези въпроси, са създадени много модели, които имат СМ за своя нискоенергетична граница. Това са например Суперсиметричните модели, Теориите на Великото обединение, суперструните, моделите с допълнителни измерения и други. Всеки от тях въвежда много нови частици, като някои от тях би следвало да могат да се наблюдават на Големия Адронен Колайдер (Large Hadron Collider - LHC).

Адронните колайдери са ускорители на насрещни снопове, ускоряващи протони, антипротони и тежки ядра. Те са подходящи за проверка на предсказанията от СМ и моделите-претенденти за негови разширения. С тях се достигат енергии от порядъка на няколко TeV (тераелектронволта) и висока интензивност на сноповете, което осигурява достатъчно висока светимост – определяща за броя сблъсъци между ускоряваните частици. На адронните колайдери се раждат и наблюдават частици в широк енергиен диапазон, включително TeV диапазона, както и изключително редки процеси.

Когато търсим частици от теории извън СМ, трябва първо да изключим приноса от процеси, които протичат в СМ.

Настоящата дипломна работа има за цел да оцени именно приноса на физични събития с два мюона в крайното състояние, описвани от СМ и е част от общите усилия на групата по елементарни частици на Софийския Университет "Св. Климент Охридски" в анализа и търсенето на събития извън СМ на елементарните частици с детектора CMS.

Глава 2

Големият Адронен Колайдер (LHC)

2.1. Параметри на Големия Адронен Колайдер

Големият Адронен Колайдер [1] (LHC) е най-големият и най-високоенергетичният ускорител на насрещни снопове от елементарни частици. Големият Адронен Колайдер е построен от Европейската организация за ядрени изследвания (CERN). Той е финансиран и построен в колаборация от повече от 10 000 учени от повече от 100 държави, както и от множество университети и лаборатории.

Ускорява снопове протон-протон (pp), оловни ядра–оловни ядра (PbPb) и протон-оловни ядра (pPb). Построен е под земята, като 3/4 от него се намират на френска територия, а другата 1/4 се намира на швейцарска територия. Разположен е в тунел с дължина 26,659 m и на дълбочина от 50 до 150 метра. Проектиран е за ускоряване на снопове с енергия до 7 TeV (тераелектронволта) на протон и оловни ядра с енергия 574 TeV на ядро (2,76 TeV на нуклон) [2].

През 2011 година колайдерът набираше данни с енергия в системата център на масите $\sqrt{s} = 2 \times 3,5 = 7$ TeV, а през 2012 работи на $\sqrt{s} = 2 \times 4 = 8$ TeV. От началото на 2013 до края на февруари – работи на протон-оловни ядра с енергия 4000 Z GeV. Очаква се експеримента да достигне проектираната мощност от $\sqrt{s} = 2 \times 7 = 14$ TeV след надграждането, планирано за 2013 и 2014 година.

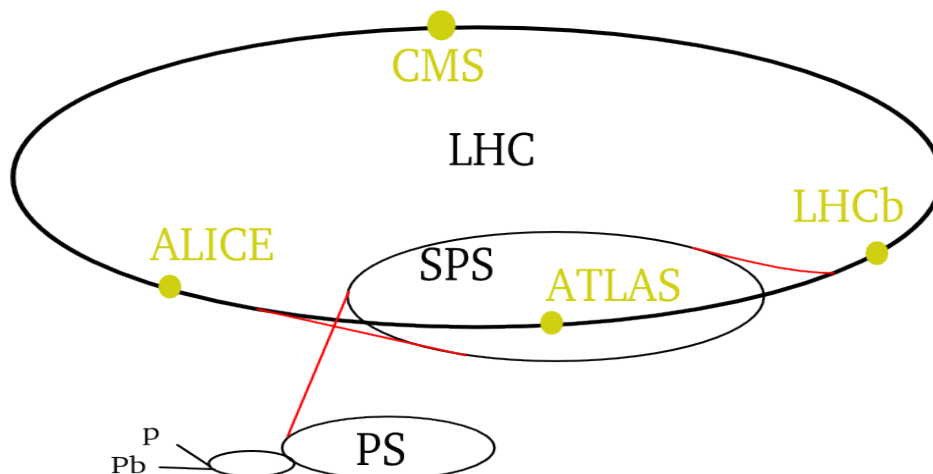


Схема на ускорителния комплекс в ЦЕРН. Големият Адронен Колайдер (LHC) е представен с голямата елипса.

В колайдера са инсталирани ~ 9000 свръхпроводящи магнита, като най-тежкият от тях е с маса 27 тона. Приблизително 96 тона течен хелий са необходими, за да охладят магнитите до работната им температура 1,9 K. Проектното магнитно поле (за енергия 14 TeV) е 8,33 T. За по-малко от 90 μ s един протон обикаля тунела. Сноповете са формирани от отделни групи

(бънчове), а взаимодействията между двата снопа стават на всеки 50 ns.[1] Ускорените частици в снопа се движат със скорост $\beta = 0,999\ 999\ 991$ [3] от скоростта на светлината. Номиналната светимост е $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Моментната светимост се определя от формулата:

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x \sigma_y},$$

където n_1 и n_2 са броя ускорявани частици в бънчовете, σ_x и σ_y са съответно напречните сечения на снопа в хоризонтално и вертикално направление, а f е честота на пресичане на сноповете.

Интегралната светимост се определя като

$$L = \int L(t)dt, [\text{pb}^{-1}]$$

За даден физичен процес броя събития N_{exp} се определя като произведение от сечението σ_{exp} за протичане на конкретния физичен процес и интегралната светимост:

$$N_{\text{exp}} = \sigma_{\text{exp}} \times \int L(t)dt$$

Двата снопа в колайдера се пресичат в четири точки, където са разположени четирите основни експеримента – CMS, ATLAS, LHCb и ALICE.

1) ALICE [4] (“A Large Ion Collider Experiment”) е експеримент, оптимизиран за изучаването на взаимодействията на тежки йони. На него се изследват взаимодействията на оловни (Pb-Pb) ядра. При сблъсък на тежки ядра се постига такава плътност на енергията и температурата, при която се получава кварк-глюонна плазма – състояние на веществото, в което кварките и глюоните вече не са силно свързани.

2) LHCb [5] (“Large Hadron Collider Beauty”, където “beauty” означава b-кварк) е специализиран експеримент, в който се изследва физиката на b-кварките. Експериментът е насочен към търсене на CP нарушения, определяне на елементите на матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава, свързани основно с взаимодействията на b-адрони (съдържащи b-кварк).

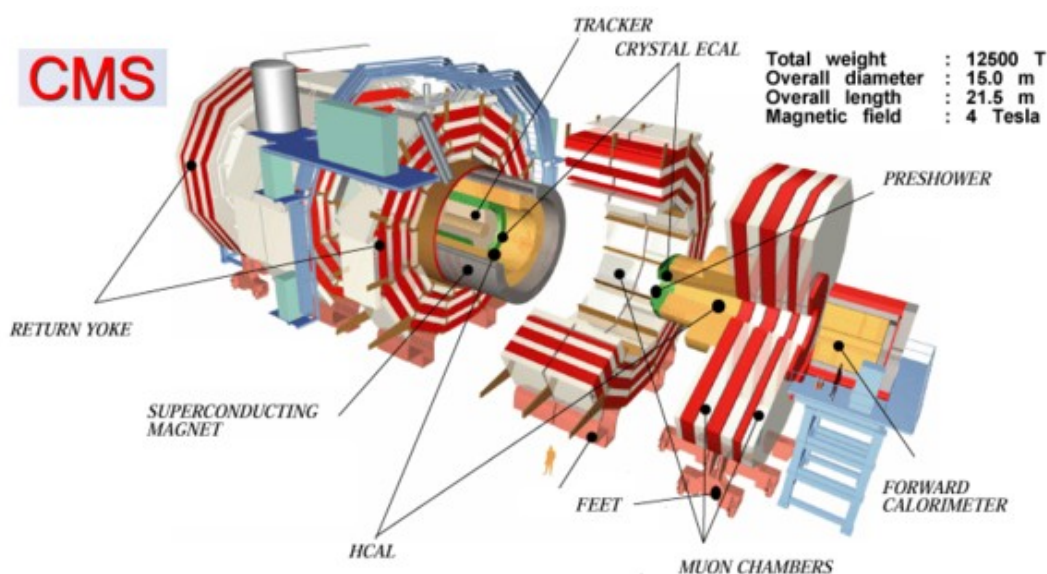
3) CMS [6] (“Compact Muon Solenoid”) е един от двата експеримента на LHC с общо предназначение. Той е проектиран да изследва физиката в тераелектронволтовия (TeV) регион. Проектиран е да търси хигс бозон, физика извън Стандартния модел, която включва търсене на суперсиметрични събития и указания за наличие на допълнителните измерения. През 2012г. експериментите CMS и ATLAS докладваха за откритие на нова частица с маса 125 GeV, която може би е хигс бозонът. Но този хигс може да е хигс от Стандартния модел или хигс от друга теория извън Стандартния модел. Най-важното е да се определи спинът на частицата.

4) ATLAS [7] (“A Toroidal LHC ApparatuS”) е другият голям експеримент с общо предназначение. Има същите научни цели като CMS, но за да ги постигне, той използва различни технически решения и дизайн на детекторната магнитна система.

2.2. Експериментът CMS

Детекторът CMS (Compact Muon Solenoid – компактен мюонен соленоид) е детектор с общо предназначение и изследва широк диапазон от физични процеси, включително търсенето на Хигс бозона, суперсиметрични частици, указания за съществуване на допълнителни измерения и много други.

Основната част на CMS е голям соленоидален свръхпроводящ магнит [8], който създава хомогенно магнитно поле в детектора. Общата конструкция на CMS е показана на фиг.1. В неговия дизайн могат да бъдат разграничени три функционални системи: трекова система, калориметрични системи и мюонна система. Трековата и калориметричната система са поместени вътре в магнита. Извън магнита се намира мюонната система. CMS се състои от централна част (барел) и две крайни затварящи части. Всяка от подсистемите му има централни и крайни части. Вътре в магнита полето е 3,8 T, а извън него – 1,8 T.



Фиг.1 Устройство на CMS

2.2.1. Магнитна система

Магнитната система осигурява магнитно поле 3,8 T, което се използва при измерване на импулсите на заредените частици по кривината на следите им. Избрана е соленоидална геометрия на магнитната намотка, която е изградена от свръхпроводници и работи при хелиевы температури. Соленоидалния магнит е с дължина 13 m и диаметър 6 m. Магнитното поле се затваря през железен магнитопровод, който служи и за абсорбер и в който е поместена мюонната система.

2.2.2. Трекова система (Tracker)

Възможно най-близо до точката на взаимодействие се намира централния треков детектор. Той осигурява възможност за прецизно измерване на напречните импулси на заредените частици, а също и ефективно реконструиране на трекове и върхове на взаимодействието (вертекси).

Новите частици, родени от протон-протонните взаимодействия са изключително нестабилни и се разпадат за много кратки времена на по-леки и по-дългоживеещи частици. Това е и причината за дизайна на централния треков детектор, който се простира в радиус 1,3 m от точката на взаимодействие. Той е изграден от силициев пиксел-детектор и силициев стрипов детектор. Разделителната му способност е съответно 30 и 50 микрона [8].

Около точката на взаимодействие е разположен пиксел-детектора на радиус $r < 15$ cm. Той се състои от три слоя с общо $65 \cdot 10^6$ пиксела.

В останалия обем (до $r < 130$ cm) е разположен силициевия стрипов детектор, организиран в 12 цилиндрични слоя и 10 диска. Той е изграден от 24 244 силициеви лентови сензори, които покриват площ от 206 m². Информацията от него се чете по 9,3 милиона канала и от около 75 000 микрочипа. Той се дели на цилиндричен барел и крайни части, които херметически покриват точката на взаимодействие. Трековият детектор покрива регион $-3 < \eta < 3$ [8]. Псевдобързината [15] η се определя от формулата:

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2},$$

където θ е полярния ъгъл между посоката на движение на разглежданата частица и оста на снопа. За силно релативистични частици $\eta \approx y$, където бързината y се дефинира по следния начин:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z},$$

където E е енергията на частицата, а p_z е напречния ѝ импулс.

Високата разделителна способност на трекера позволява прецизно реконструиране на траекториите на частиците и върховете на взаимодействия. От кривините на траекториите на заредените частици в магнитно поле може да се определи техният заряд и импулс:

$$\rho = \frac{p}{Bz} = \frac{\gamma m_0 \beta c}{Bz},$$

където z е електричният заряд на частицата, B е магнитната индукция, m_0 е масата ѝ в покой, βc е нейната скорост, а ρ е кривината.

2.2.3. Калориметрична система

Калориметричната система на CMS е предназначена за измерване на енергията на родените частици. Тя е съставена от електромагнитен калориметър, разположен от $r = 130$ cm

до $r = 175$ cm в централната област и адронен калориметър, разположен от $r = 180$ cm до $r = 280$ cm. Те покриват регион $-3 < \eta < 3$ [8].

Електромагнитният калориметър (ECAL) е проектиран да измерва с висока точност енергията на електрони, позитрони и фотони. Състои се от кристали оловен волфрамат, $PbWO_4$. Това е изключително плътна, но оптически прозрачна среда, подходяща за спиране на високоенергетични частици. Използват се кристали с напречни размери 22×22 mm² и дължина 26 cm, което в централната част отговаря на 26 радиационни дължини.

Разделителната способност по енергии се дава от формулата [9]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b + \frac{c}{E},$$

където a е стохастичен член, b е константен член, c е шум. За барела проектната разделителна способност е:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt{E}} + 0,3\% + \frac{41,5MeV}{E}$$

Адронният калориметър служи за измерване енергията на заредените и неутралните адрони, родени във всяко събитие. Той обхваща геометрично електромагнитния и заедно с него измерва енергията и направлението на адронните струи. Също така осигурява херметичност за измерването на липсващата напречна енергия. Той се състои от слоеве плътен материал (месинг) с дебелина 5 cm в централните части и 8 cm в крайните части. Между тях има плочки от пластмасов сцинтилатор с дебелина 4 mm. Те се четат посредством променящи дължината на вълната светопроводящи влакна от хибридни фотодиоди. Тази комбинация осигурява максимално количество абсорбиращ материал в сърцевината на магнита. Адронният заедно с електромагнитния калориметър покриват регион на псевдобързина ($0 < |\eta| < 3$). Част на калориметъра е разположена извън магнита и покрива псевдобързина в интервала $3 < |\eta| < 5$. Любопитно е да се знае, че месингът, използван в крайните части на адронния калориметър, е от стари руски артилерийски снаряди, а плоскостите за централната част са направени в България.

Разделителната му способност по енергии е [10]:

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}}$$

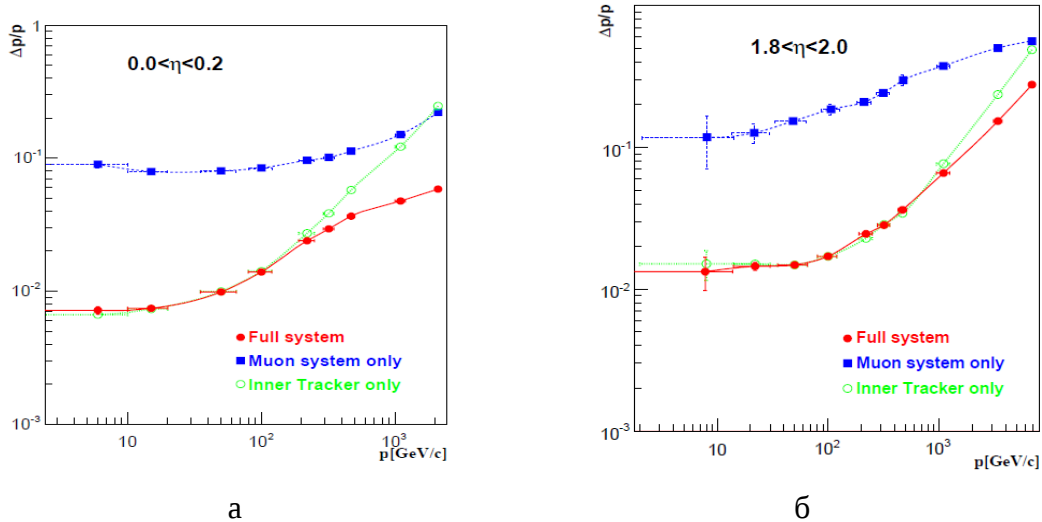
2.2.4. Мюонна система (Muon Chambers)

Мюонната система е необходима за идентификация на мюоните, измерване на техния импулс и формиране на тригера на експеримента. Състои се от три типа детектори – дрейфови тръби (DT), катодни стрипови камери (CSC) и камери със съпротивителна плоскост (RPC). Те са разположени извън магнита в поле 1,8 T. DT се използват за прецизно измерване на траекторията в централния регион (барел), докато CSC намират приложение в крайните региони. DT и CSC служат за точно измерване на следата на частицата. RPC-тата, благодарение на високата си разделителна способност по време $\sim 1,8$ ns осигуряват правилно асоцииране на събитията по време и участват във формирането на тригера на експеримента. Те са инсталирани както в барела, така и в крайния регион. За детектирането на мюони с висока ефективност е нужно да се покрие голям интервал от псевдобързини. Централната част покрива региона $|\eta| < 1,3$, а крайната $0,9 < |\eta| < 2,4$.

В централната част дрейфовите тръби и камерите със съпротивителна плоскост са

разположени в четири цилиндрични слоя. В четири слоя, под формата на дискове, са разположени катодните стрипови камери и камерите със съпротивителна плоскост в крайните части, като четвъртия слой е извън магнитопровода.

За определяне импулса на мюоните се използват различни типове информация. В зависимост от това как се дефинират, съществуват три типа реконструирани мюонни кандидати. Трекер-мюон (tracker muon) се получава, ако се използва информация само от централния трекер, а самостоятелен мюон – информация само от мюонната система (standalone muon). Ако на трека на самостоятелния мюон в мюонната система се съпостави трек на трекер-мюон, то комбинирания фит на двата трека формира така наречения глобален мюон.



Фиг2. Разделителна способност на мюоните, идентифицирани в а) барела и б) крайните части.

На фиг.2 е показана разделителната способност по импулси за различните типове реконструирани мюони. Най-добра разделителна способност се получава за глобалните мюони.

Детекторът CMS е херметичен и осигурява пълно покритие, но има частици, които не можем да регистрираме, като например неутриното, което взаимодейства много рядко с веществото на детектора. Също така не биха се идентифицирали нови частици, за които не се знае как взаимодействат с веществото.

За определяне на енергията, отнесена от тези частици се въвежда величината липсваща енергия (MET – Missing Transverse Energy), която се определя като взетата със знак минус сума на напречните импулси на всички регистрирани частици в отделното събитие. Едно събитие съответства на взаимодействията, случили се в следствие на едно пресичане на сноповете.

$$MET = - \sum p_T$$

Тази формула се обяснява по следния начин – предвид, че началния напречен импулс в колайдера е $p_T^{init} = 0$, получаването на ненулев напречен импулс означава, че съществува частица, която е излетяла в противоположна посока, без да остави следа в детектора.

Глава 3

Определяне на приноса от частици от Стандартния модел

3.1. Индикации за съществуване на нови векторни преносители на взаимодействия извън Стандартния модел

В редица разширения на СМ се предсказва съществуването на тежки векторни бозони с маси от порядъка на TeV. Такава теория може да бъде СМ с допълнителни масивни бозони V^0 и V^\pm и същите константи на взаимодействия като Z^0 и W^\pm бозоните, така наречения Sequential Standard Model (SSM) [11]. Съществуването на допълнителни калибровъчни бозони се предсказва и в Теорията на Великото обединение (GUT – Grand Unified Theory), където групата на симетрия е разширена до SU(5) [12], а също така и в други модели с разширена калибровъчна група, например E(6) [13]. Съществуването на подобни частици се предсказва също и от някои модели с допълнителни измерения, където новите частици могат да бъдат описани като Калуца-Клайн възбудени състояния [14]. Освен в тези модели, където взаимодействието между частиците се описва от така наречения векторно-аксиален модел (VA), съществуват и теории, които предричат съществуването на тензорни взаимодействия, пренасяни от векторни бозони [15].

Сигнал за съществуването на нови тежки векторни бозони би било наблюдаването на тесни резонансни състояния в разпределението по реконструирана инвариантна маса в събития с два лептона в крайното състояние. В случая на нови неутрални бозони двата лептона имат един и същи аромат, но са с противоположен електрически заряд.

3.2. Правила за подбор на мюонните кандидати

При търсенето на признаци за съществуването на нови частици е от съществена важност е да се разграничи приноса на събитията, които представляват евентуален сигнал от приноса на физически събития от СМ, а също така и от събития, които са следствие на систематични отклонения по време на измерването, неправилна реконструкция, детекторни ефекти, събития, дължащи се на естествения радиационен фон и др.

При анализиране на двумюонни състояния, приноса на такива събития може да бъде конкретизиран до следните няколко случая:

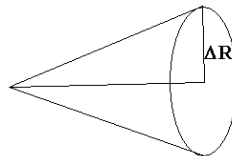
- Космични мюони – при високи p_T трековете на космичните мюони са почти изправени, което може да доведе до погрешното им идентифициране като двойка мюонни трекове;
- Неправилна реконструкция и идентификация на мюони – например погрешно идентифициране на адрони като мюони;
- Мюони, които не са родени в първичното взаимодействие, а вследствие на взаимодействие на частиците с материалите, от които е изграден детектора, например така наречените punch-trough мюони;
- Принос на двумюонни събития от Стандартния модел.

Приносът на фонови или погрешно идентифицирани събития може да бъде редуциран в огромна степен като събитията и мюоните бъдат подходящо подбрани [16]. Предварително са подбрани само събития, в които има поне два глобални мюона с противоположен знак, което елиминира в огромна степен мюоните, родени в адронни лавини в HCAL (адронния

калориметър), а също така и намалява броя космични събития. И за двата мюона са наложени следните изисквания:

- $|\eta_\mu| < 2,4$ – определя се от геометричното покритие на мюонната система;
- $dx_y < 0,2$, $dz < 0,5$, където dx_y и dz са напречния и надлъжния импакт параметър на мюонния трек. Това условие редуцира в огромна степен приноса от космични мюони, на мюони от разпад на дългоживущи частици (например разпад на b кварки), а също и на мюони родени в допълнителни първични взаимодействия (pileup).
- Двата мюонни трека да образуват общ връх;
- Ъгълът, който сключват двата трека, да бъде по-малък от $\pi - 0,2$, т.е. ъгълът между тях не е изправен, което редуцира допълнително приноса от космични мюони;
- Поне едно попадение в пикселивия детектор – допълнително намалява броя мюони от разпадане на дългоживущи частици или от запрашаване (pileup).
- Следи в поне 6 последователни трекерни нива – гарантира по-точно определяне на p_T на мюоните;
- Сегменти в поне две мюонни станции. Сегмент се нарича част от мюонен трек, възстановен в една мюонна станция (DT или CSC);
- Поне едно попадение в мюонна камера, включено в глобалния фит – това условие заедно с горното способства за редуциране на мюоните, родени в адронния калориметър, а също и за по-коректно определяне на импулса на мюоните.
- Изолация на мюоните - в конус с радиус ΔR , определен като:

$$\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \varphi^2} ,$$



Проверява се дали сумата от напречните импулси на всички трекове, попаднали в конуса, с изключение на конкретния мюонен трек, не надвишава определена стойност. В конкретния случай е наложено условието:

$$\frac{\sum_i p_{T_i}}{p_{T_\mu}} < 0,1$$

Това условие до голяма степен намалява приноса на събития, дължащи се на погрешно идентифициране на адронни струи като мюони.

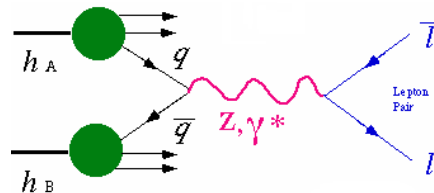
- Съвпадане по тригер – изисква се събитието да е преминало през определен тригер от високо ниво [17]. В конкретния случай тригерът се задейства от мюон с напречен импулс $p_T > 40 \text{ GeV}/c$, който попада в района $\eta < 2,1$. Налагането на допълнителното условие, единият от двойката мюонни кандидати, участващи в реконструирането на събитието, да е именно мюонът „запалил“ тригера, редуцира до голяма степен приноса от съпровождащи първични взаимодействия (pileup).

Всички изброени до тук условия за подбиране на мюонните кандидати са разработени и утвърдени от Мюонната група на експеримента CMS (Muon Physics object group) [6]. Правилната селекция на мюоните допринася за съществено редуциране на космични събития, погрешна реконструкция или идентификация, или на мюони, които не са родени в първичните взаимодействия. Но те не могат да ограничат приноса на събития от CM.

3.3. Принос на двумюонни събития от СМ

3.3.1. Дрел-Ян събития

Основният принос от двумюонни събития от СМ е от Дрел-Ян процеси [18], т.е. процеси от типа $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow l\bar{l}$, изобразени на фиг.3.



Фиг.3. Дрел-Ян процеси

В резултат на взаимодействието на кварк с антикварк се ражда двойка фермиони от един аромат, но с противоположен електрически заряд. Взаимодействието се пренася от фотон или Z бозон и при енергетичен мащаб далече над масата на Z бозона двата процеса на практика не могат да бъдат разделени. При отчитането на събития с два мюона в крайното състояние трябва да се имат предвид и Дрел-Ян процеси с два тау-лептона, които в последствие могат да претърпят разпад по каналите:

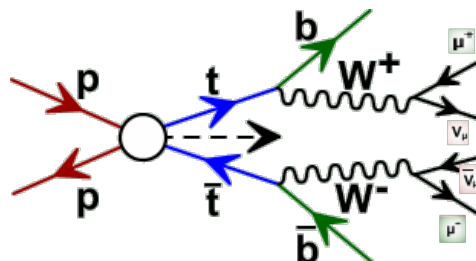
$$\tau^- \rightarrow \mu^-, \nu_{\mu}, \nu_{\tau} \quad \tau^+ \rightarrow \mu^+, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$$

3.3.2. Раждане на двойка топ и анти-топ кварки. Раждане на единичен топ или анти-топ кварк

Съществен е и приносът на събития, в които се раждат двойка топ и анти-топ кварки, които след това се разпадат до състояния с два мюона и адронни струи.

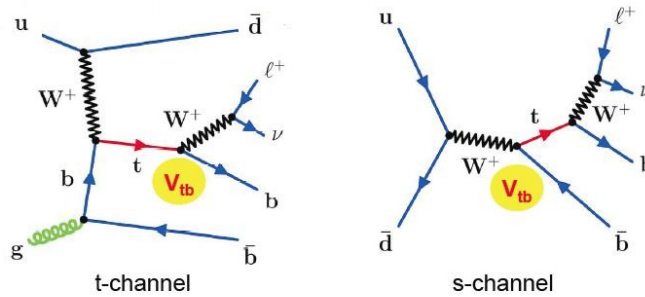
$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 2W + 2b \rightarrow 2\mu + X$$

Такъв последователен разпад е показан на фиг.4.

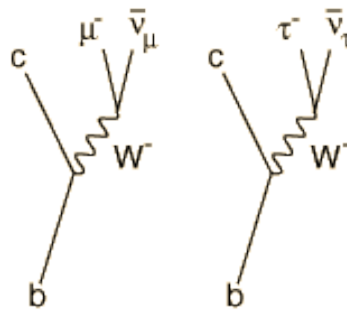


Фиг.4 Взаимодействие на кварк и анти-кварк, в следствие на което се раждат два мюона.

Освен това раждането на единичен топ или анти-топ кварк (фиг.5), съпроводено с последващо полулептонно разпадане на b кварките (фиг.6) също допринася за формирането на крайни двумюонни състояния.



Фиг. 4. Раждане на единичен топ кварк.



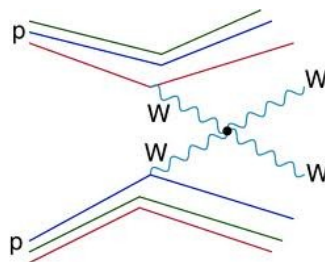
Фиг.6 Полулептонно разпадане на b кварк.

3.3.3 Двубозонни събития – $2W$, $2Z$, WZ

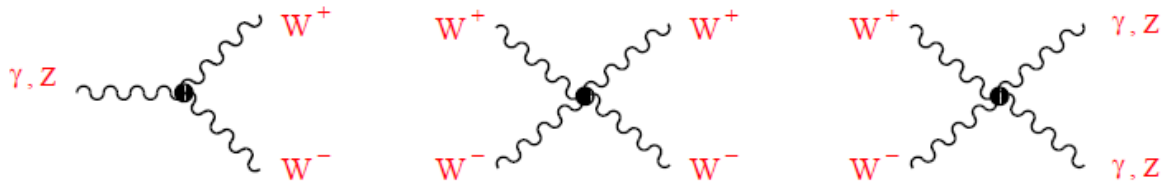
Освен това съществува принос от раждането на двойки векторни бозони, например:

$$q\bar{q} \rightarrow 2W + X \rightarrow 2\mu + X$$

Такива събития с два калибровъчни бозона могат да се дължат както на големия брой първични взаимодействия, където двата бозона са родени в две различни взаимодействия (фиг.7), така и на събития, които се дължат на взаимодействия на калибровъчните бозони помежду си (фиг.8).



Фиг.7. Раждане на два W бозона в различни взаимодействия.

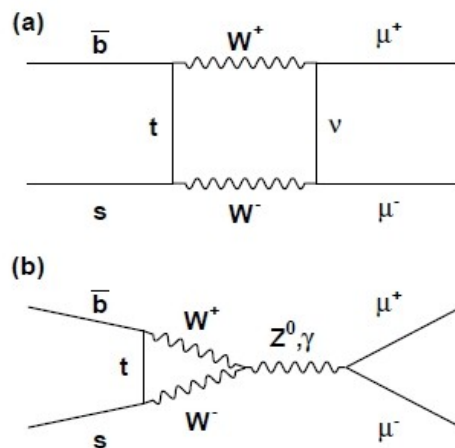


Фиг.8. Взаимодействие на калибровъчните бозони помежду им.

Към този случай могат да се разгледат и някои събития от по-висок порядък. Такъв процес е например разпада $Bs \rightarrow 2\mu$, който е забранен в дървесно приближение и в СМ се осъществява чрез примка (фиг.9):

$$Bs \rightarrow 2W \rightarrow 2\mu$$

$$Bs \rightarrow 2W \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow 2\mu$$



Фиг.9. Разпад на Bs на два мюона.

Описаните по-горе случаи са основната част от събитията, които се случват на LHC. Познването на формата на ъгловите разпределения, разпределенията по импулси на мюоните, разпределенията по инвариантна маса на двата мюона е от изключителна важност. Отклоненията от предсказанията на СМ, в зависимост от тяхната статистическа значимост, могат да бъдат указание за съществуване на някакви нови частици, в частност на нови преносители на взаимодействия.

Глава 4

Експериментална част

4.1. Ъглови разпределения и разпределения по напречен импулс

За определяне формата на ъгловите разпределения, разпределенията по импулси и инвариантна маса на събития от CM са използвани Монте Карло (МК) извадки от централната МК продукция на експеримента CMS. Използваните данни са показани в таблица 1.

За генериране на Дрел-Ян процеси са използвани генераторите PYTHIA [19] и Powheg [20]. PYTHIA генерира събития в дървесно приближение, а за NLO (Next to Leading Order) се използва Powheg. За генериране на събития, включващи адронни струи или тау лептони са използвани MadGraph [21] и TAUOLA [22].

Дрел-Ян	сечение σ , pb	брой събития
DYToMuMu_M-20	1871,0	3288947
DYToMuMu_M-120	11,89	99984
DYToMuMu_M-200	1,485	99990
DYToMuMu_M-400	0,1086	99991
DYToMuMu_M-500	0,04415	99992
DYToMuMu_M-700	0,01024	99989
DYToMuMu_M-800	0,005491	99984
DYToMuMu_M-1000	0,001796	99989

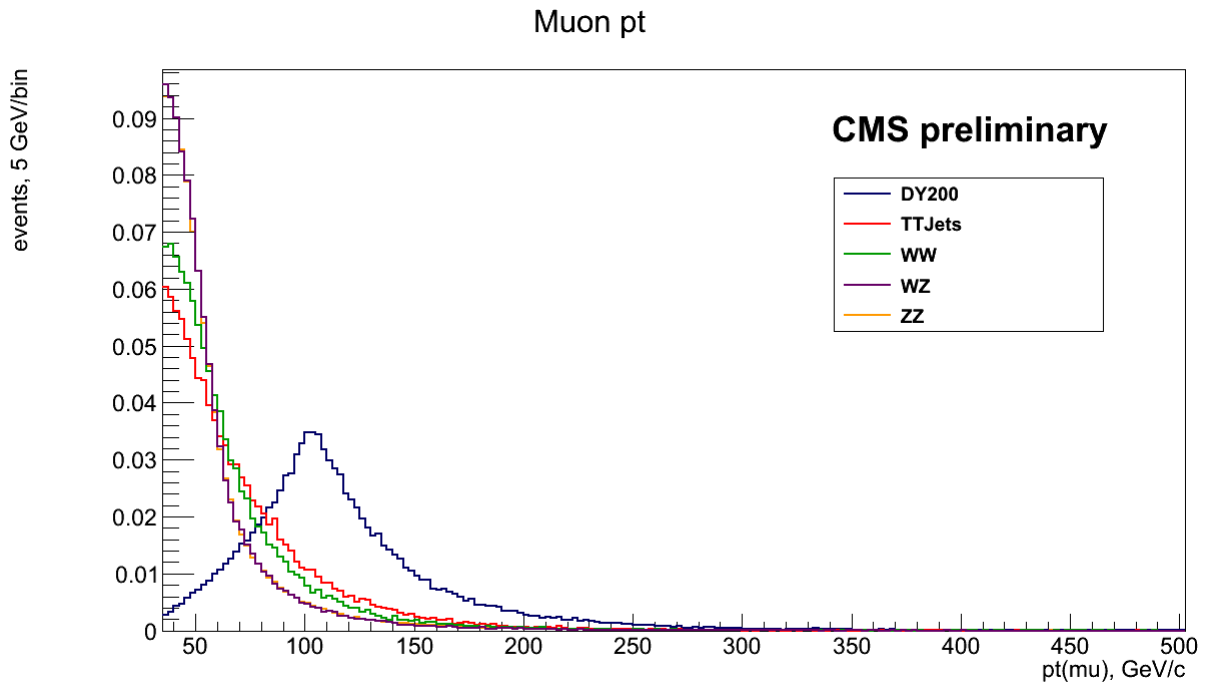
Други процеси	σ , pb	N
QCD_Pt_20_MuEnrichedPt_15	3,64E8	7529312
Tbar_tW	10,7	493460
T_tW	10,7	497658
TTJets	136,3	6736135
WJetsToLNu	30400,0	18393090
WW	33,61	10000431
WZ	2,63	9996622
ZZ	5,196	9799908

Таблица 1. Списък на използваните МК данни заедно със сеченията за конкретните процеси и броя генерирани събития

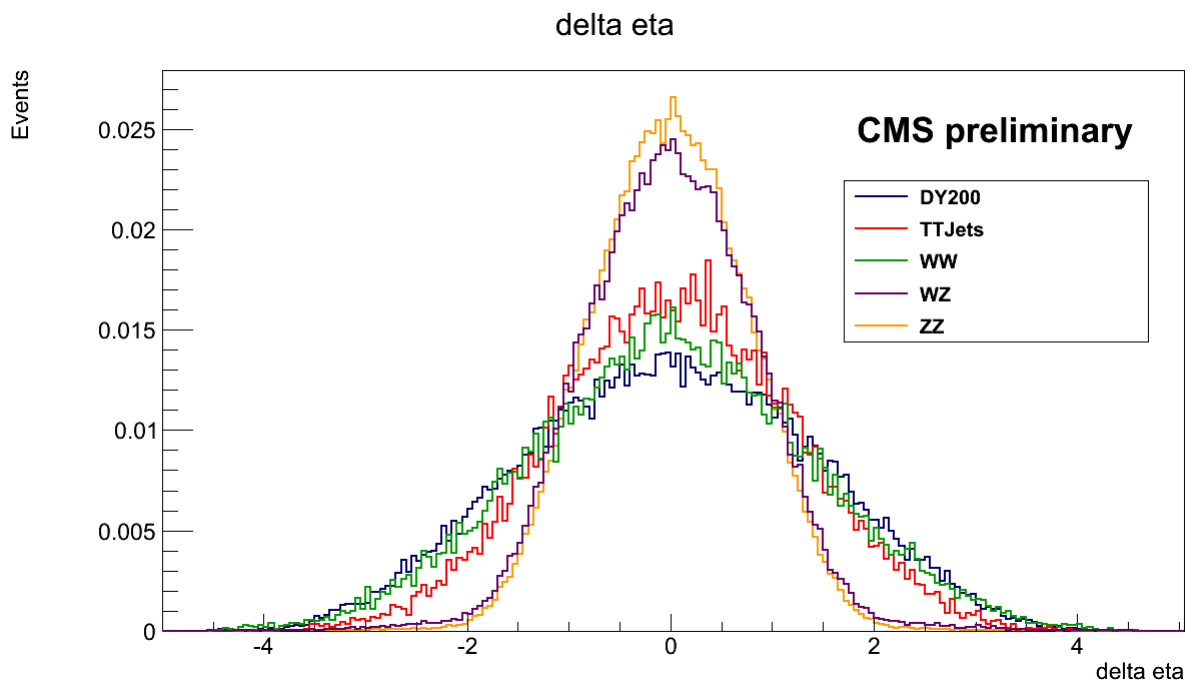
На фиг.10 са показани разпределенията по напречен импулс на мюоните, участващи в различни процеси, а на фиг.11 и фиг.12 са показани съответно разпределенията по $\Delta\eta$ и $\Delta\phi$, където:

$$\Delta\eta = \eta(\mu^-) - \eta(\mu^+)$$

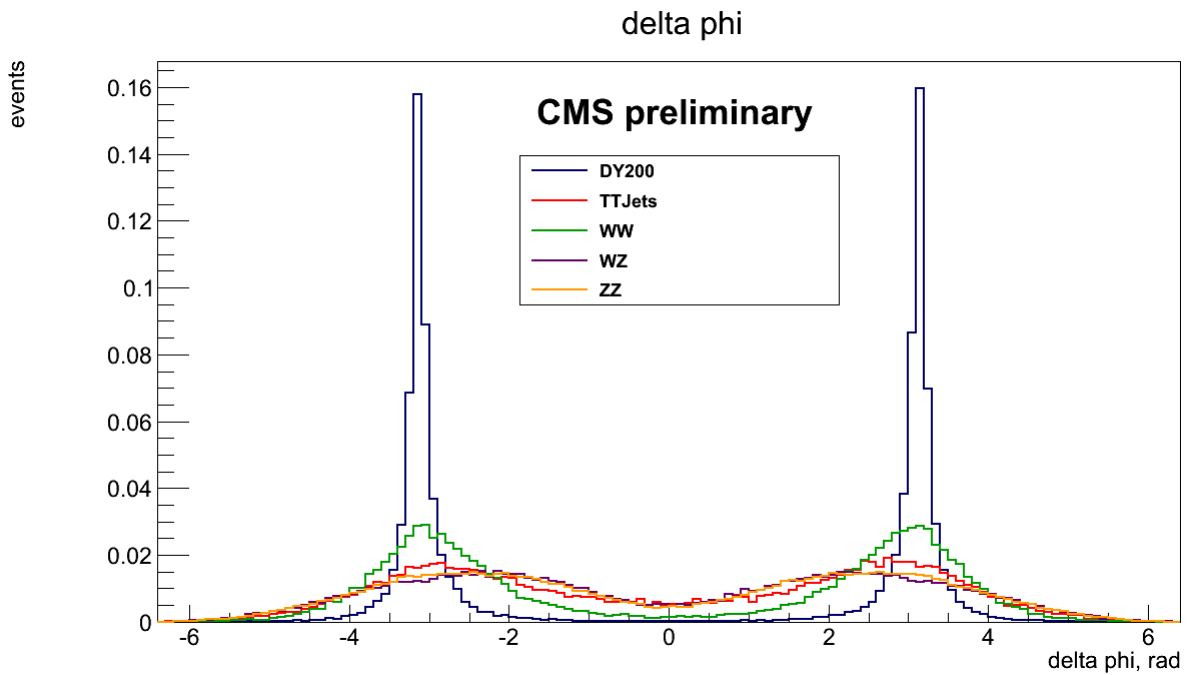
$$\Delta\phi = \phi(\mu^-) - \phi(\mu^+)$$



Фиг.10. Разпределение по напречните импулси за DY процеси с $M > 200$ GeV (в синьо) и TTJets (в червено), WW (в зелено), WZ (в лилаво), ZZ (в оранжево).



Фиг.11. Разпределение по $\Delta\eta$ за DY процеси с $M > 200$ GeV, TTJets, WW, WZ, ZZ.



Фиг.12 Разпределение по $\Delta\phi$ за DY процеси с $M > 200$ GeV и TTJets, WW, WZ, ZZ.

Както може да се види от фиг.12, в равнината (x, y) двата мюона летят в противоположна посока, като това е най-силно изявено при Дрел-Ян събитията, което се дължи на факта, че двата мюона се раждат в следствие на разпадането на една частица. От направения анализ следва, че ако наложим допълнително условие, при което подбираме само двойките мюони, за които да е изпълнено:

$$-\pi - 0,5 < \Delta\phi < -\pi + 0,5$$

$$\pi - 0,5 < \Delta\phi < \pi + 0,5$$

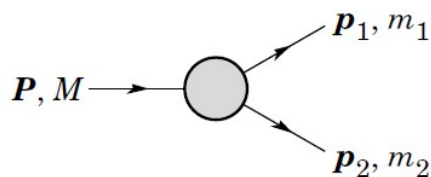
може съществено да се редуцира броя мюонни двойки, дължащи се на двубозонни събития или топ и анти топ събития.

В таблица 2 са показани броя реконструирани двумюонни събития преди и след налагането на ограничението по $\Delta\phi$. Вижда се, че силно намалява броя на събитията, където мюоните не идват от разпадането на една частица-майка.

	DY 200	TTJets	WW	WZ	ZZ
преди $\Delta\phi$	53540	25636	27240	69609	147463
след $\Delta\phi$	40992	4244	7247	8460	20299
процент останали	76,56 %	16,55 %	26,60 %	12,15 %	13,77 %

Таблица 2. Брой събития преди и след налагането на ограничението по $\Delta\phi$.

4.2. Масови спектри



При разпадане на една частица на други две частици (в случая на два мюона), инвариантната маса M може да бъде определена по формулата.

$$M(\mu\mu) = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2},$$

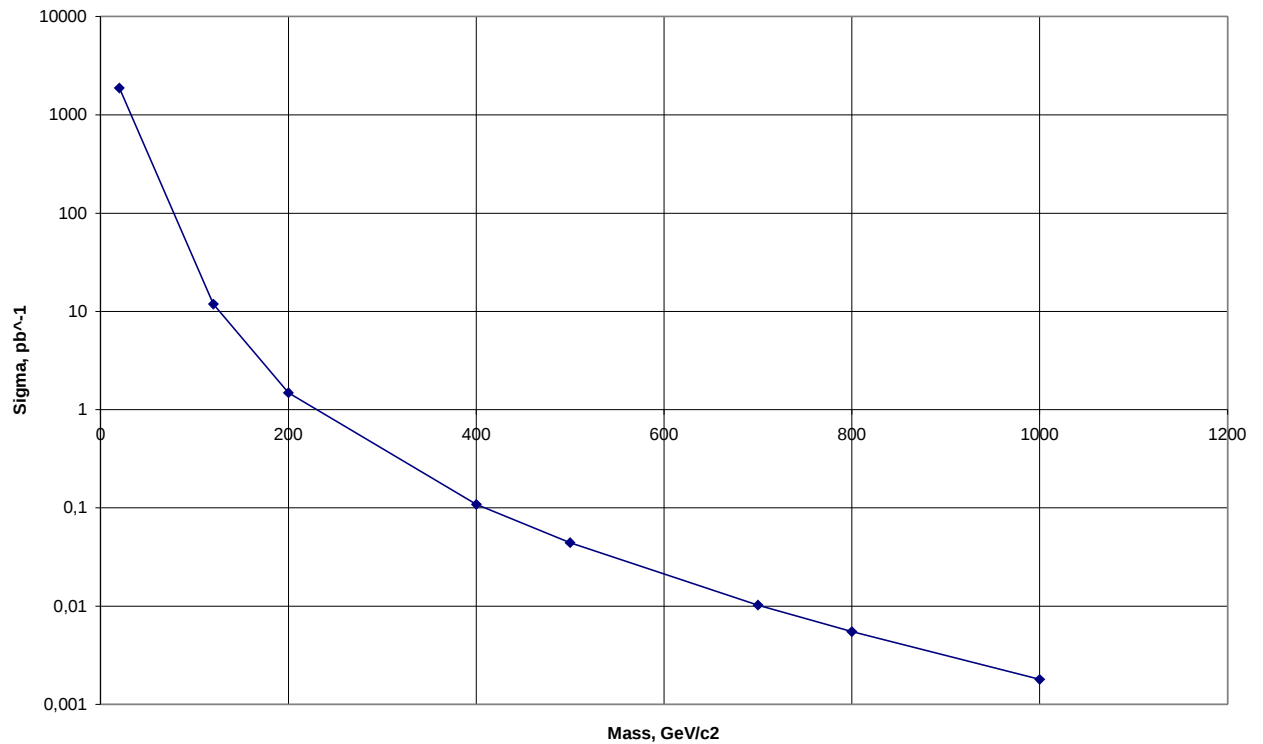
където $m_1 = m_2 = 105,6583715 \pm 0,0000035$ MeV [23] са масите на покой на двата мюона, E_1, E_2 – техните енергии, а p_1 и p_2 са импулсите на двата мюона, определени от глобалните фитове на мюонните трекове. Енергията на мюоните може да бъде определена по формулата:

$$E = \sqrt{m^2 + p^2}$$

За реконструиране на събитията е използван софтуерния пакет CMSSW (CMS софтуер), нарочно разработен за целите и нуждите на експеримента CMS. За анализирането на получените разпределения е използван софтуерния пакет ROOT [24]. ROOT е съобразен изцяло с нуждите на експериментите с високи енергии и се е наложил като основен инструмент за анализ и съхранение на данни.

4.3. Процедура по съшиване

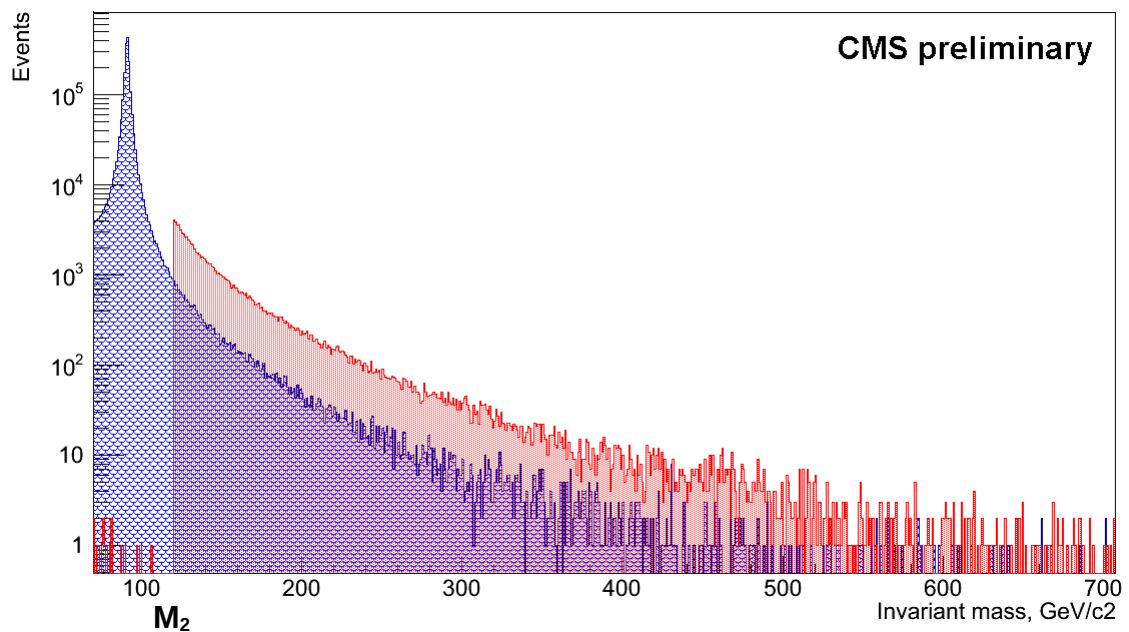
Сечението за протичане на Дрел-Ян процес намалява с увеличаване на инвариантната маса (фиг.13). Следователно над определена маса имаме много малък брой събития и се налага в тези региони да генерираме повече събития, което ще отнеме много време. По тази причина събитията се генерират в определени диапазони, където инвариантната маса е над определена стойност. Обработените и реконструирани събития трябва да се съберат в една хистограма.



Фиг.13. Сеченията за Дрел-Ян процеси в зависимост от инвариантната маса (полулогаритмичен мащаб).

За целта е разработена специална итерационна процедура на „съшиване“ на отделните Дрел-Ян разпределения в едно общо разпределение. Ако имаме две Монте Карло разпределения $R_1(m \geq M_1)$ и $R_2(m \geq M_2)$ с маси M_1 и M_2 ($M_1 < M_2$) (фиг.14), се прави следното.

BosonMassGen



Фиг.14. Две разпределения $R_1(m \geq M_1)$ и $R_2(m \geq M_2)$ с маси M_1 и M_2 ($M_1 < M_2$).

Искаме да намерим коефициента на пропорционалност на R_2 спрямо R_1 . За целта на ниво генерирани събития определяме броя събития от двете разпределения, за които е изпълнено $m \geq M_2$ - съответно N_{M_1} и N_{M_2} . Оттук определяме коефициента на пропорционалност, т.е. колко пъти трябва да се намали разпределението R_2 :

$$c = \frac{N_{M_2}}{N_{M_1}}$$

Получаваме разпределението:

$$R_2'(m \geq M_2) = cR_2(m \geq M_2)$$

В разпределението R_1 за всички събития, за които $m > M_2$, съдържанието на биновете в хистограмата се нулира и на тяхно място се добавя R_2'

Получаваме:

$$R_1'(M_1 = m < M_2) + R_2'(m \geq M_2) = R_{12},$$

където $R_1' = R_1(m < M_2)$.

Същата процедура се повтаря за разпределенията R_{12} и $R_3(m \geq M_3)$, където $M_3 > M_2$. Тази процедура се прилага няколко пъти до получаването на пълния спектър по инвариантни маси на Дрел-Ян събития.

За получаването на масовите спектри на реконструирани събития се прилага същата процедура, като се използват коефициентите на пропорционалност, определени на ниво генерирани събития.

Така получаваме разпределението на Дрел-Ян процесите, които са основния фон от СМ в събитията с два мюона в крайното състояние.

Масовите спектри, получени от ТТВаг събития, събития с раждане на единичен топ или анти-топ кварк, раждане на двойка бозони и други са нормирани към получения Дрел-Ян спектър, съобразно техните сечения и броя генерирани събития. Използваме сечението за Дрел-Ян процеси с маса $m \geq 20 \text{ GeV}/c^2$, сечение $\sigma_{M_{20}}$ и брой генерирани събития $N_{M_{20}}$. За отношението на светимостите $L(DY_{M_{20}})$ и L_i за два различни процеса може да запишем:

$$L(DY_{M_{20}}) = a L_i,$$

където $L(DY_{M_{20}})$ е светимостта на Дрел-Ян процеси с маса $m \geq 20 \text{ GeV}/c^2$, а L_i е светимостта за i -тия процес.

От своя страна:

$$L_i = \frac{N_i}{\sigma_i}$$

Следователно може да запишем:

$$a_i = \frac{N(DY_{M_{20}})\sigma_i}{\sigma(DY_{M_{20}})N_i},$$

където a_i е коефициентът на пропорционалност между масовия спектър на събитията от Дрел-Ян процеси с $m > 20 \text{ GeV}/c^2$ и масовия спектър на i -тия процес.

На фиг.15 могат да се видят получените разпределения, наложени едно върху друго и сравнени с експериментални данни.

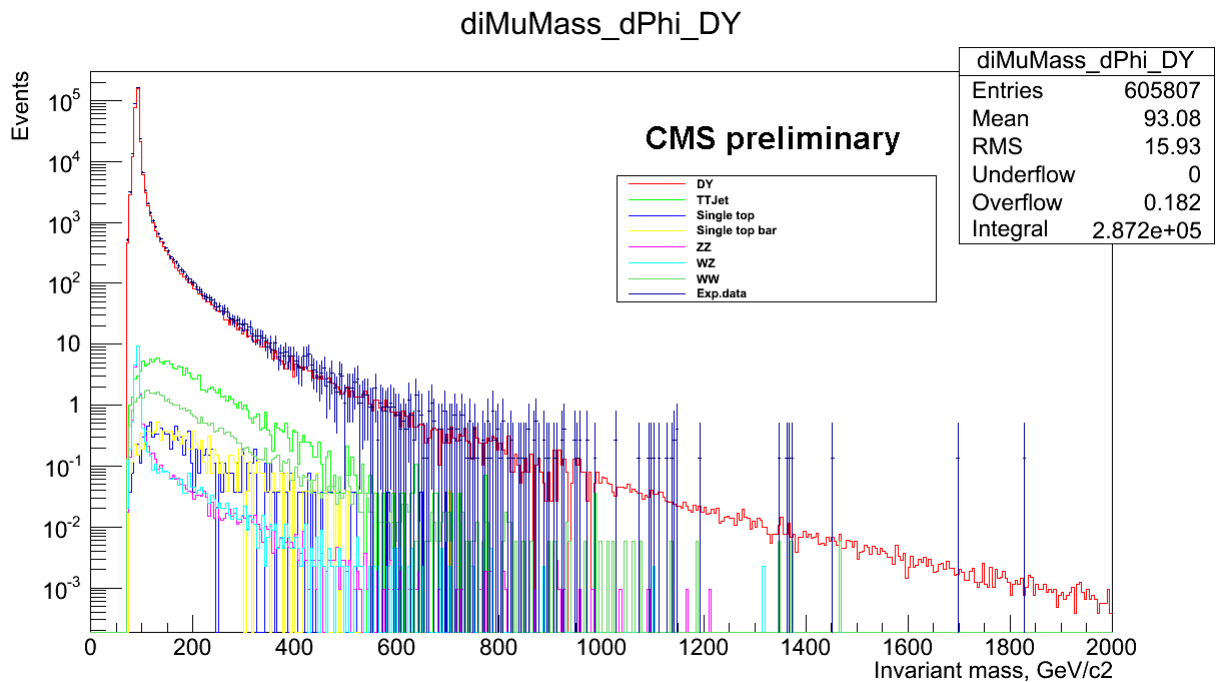
На фиг.16 отделните приноси от процесите от SM модел са сумирани и са сравнени с експерименталните данни. МК данните и експерименталните данни са нормирани едно спрямо друго като са използвани събитията в пика на Z бозона.

Коефициента на нормиране се намира чрез нормиране на Z пика:

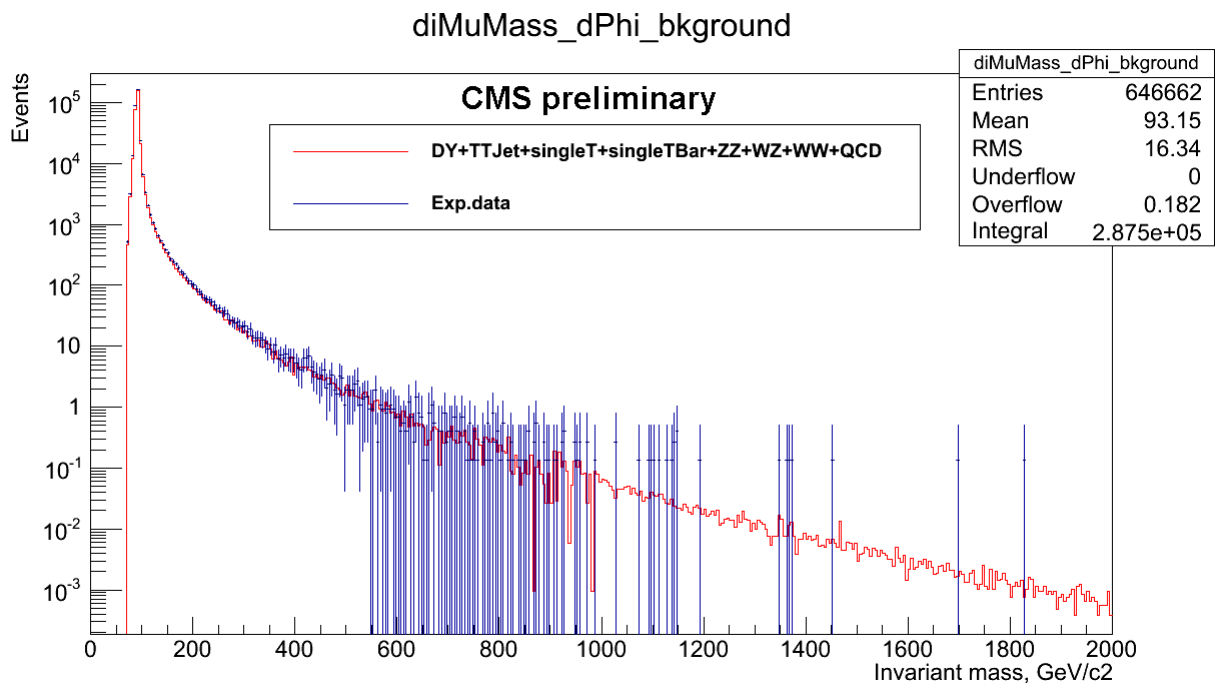
$$k = \frac{N_{Z_{MC}}}{N_{Z_{exp}}},$$

където под събития със Z бозон се имат предвид събития, при които $60 \text{ GeV} \leq m \leq 120 \text{ GeV}$.

Този коефициент е приложен за всички масови спектри.



Фиг.15. Разпределение по инвариантни маси за Дрел-Ян процеси (червено), двойка топ и анти топ кварки (светлозелено), раждане на единичен топ кварк (синьо), раждане на единичен анти-топ кварк (жълто), двойка Z бозони (розово), WZ (светлосиньо), двойка W бозони (зелено). Експерименталните данни са представени със сините точки.



Фиг.16 Разпределение по инвариантни маси на фона (червено) и експериментални данни (сини точки).

Глава 5

Заклучение

От фиг.16 се може да се види, че вида на разпределението по инвариантни маси, получено с МК, където са генерирани събития от основните процеси от СМ с два мюона в крайно състояние, описват добре формата на разпределението, получено с експериментални данни. В областите с достатъчен брой събития формата на двете разпределения и техния наклон на практика са еднакви и евентуалните излишъци от събития над този спектър, в зависимост от тяхната статистическа значимост, могат да бъдат разглеждани като индикации за съществуването на събития от физика извън Стандартния модел на елементарните частици.

Благодарности

В заключение искам да благодаря на групата по Елементарни частици към катедра Атомна физика за оказаната помощ и полезните дискусии, на преподавателите и асистентите във Физически факултет за знанията и уменията, които придобих по време на следването ми като студент по физика. Специална благодарност искам да отправя към научния ми ръководител доц.д-р. Леандър Литов и към Румяна Хаджийска, която ми помогна много при навлизането ми в областта на обработката на експериментални данни.

Литература

- [1] Lyndon Evans and Philip Bryant 2008 *JINST* 3 S08001 doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001
- [2] CERN Press Release, Closing the Gap: Descent of the Last LHC Magnet, Geneva, 26 April 2007
- [3] Karol Bunkowski, “Optimization, Synchronization, Calibration and Diagnostic of the RPC PAC Muon Trigger System for the CMS detector”, July 2009.
- [4] ALICE Collaboration, *J. Phys. G* 30 (2004) 1517 and *J. Phys. G* 32 (2006) 1295
- [5] The LHCb Detector at the LHC - LHCb Collaboration (Alves, A. Augusto, Jr. *et al.*) *JINST* 3 (2008) S08005
- [6] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 0803 (2008) S08004. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [7] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider - ATLAS Collaboration (Aad, G. *et al.*) *JINST* 3 (2008) S08003
- [8] G. Bayatian *et al.*, “CMS Physics : Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software”, <http://cds.cern.ch/record/922757>
- [9] S. Chatrchyan *et al.*, Performance and Operation of the CMS Electromagnetic Calorimeter, arXiv:0910.3423
- [10] Matthew Nguyen, “Jet Reconstruction with Particle Flow in Heavy-Ion Collisions with CMS”, arXiv: 1107.0179.
- [11] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, “Searching for new heavy vector bosons in pp colliders”, *Z. Phys. C* 45 (1989) 109, doi:10.1007/BF01556677.
- [12] A. Leike, “The phenomenology of extra neutral gauge bosons”, *Phys. Rept.* 317 (1999) 143, doi:10.1016/S0370-1573(98)00133-1, arXiv:hep-ph/9805494
- [13] T. Auerbach, I. Ludwiger, “Heim's Theory of Elementary Particle Structures”, *Journal of Scientific Exploration*. Vol. 6, No. 3, pp. 217-231, 1992
- [14] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), *PL B*667, 1 (2008)
- [15] M.V. Chizhov , V.A. Bednyakov, J.A. Budagov, “Proposal for chiral bosons search at LHC via their unique new signature”, *Phys.Atom.Nucl.* 71 (2008) 2096-2100, arXiv:0801.4235
- [16] Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and $\sqrt{s}=8$ TeV, CMS Collaboration (S. Chatrchyan *et al.*). Dec 26, 2012, arXiv:1212.6175
- [17] S. Cittolin *et al.*, „CMS The TriDAS Project : Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger“, <http://cds.cern.ch/record/578006>
- [18] Exploring the Partonic Structure of Hadrons through the Drell-Yan Process, P.E. Reimer 2007

- [19] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, *JHEP* 11 (2007) 070, [0709.2092].
- [20] PYTHIA 6.4 Physics and Manual - Sjostrand, Torbjorn *et al.* *JHEP* 0605 (2006) 026 hep-ph/0603175 FERMILAB-PUB-06-052-CD-T, LU-TP-06-13
- [21] F. Maltoni and T. Stelzer, MadEvent: Automatic event generation with MadGraph, *JHEP* 02 (2003) 027, [hep-ph/0208156].
- [22] TAUOLA: A Library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized tau leptons - Jadach, Stanislaw *et al.* *Comput.Phys.Commun.* 64 (1990) 275-299 CERN-TH-5856-90 TAUOLA, <http://annapurna.ifj.edu.pl/programs/node6.html>
- [23] Particle Data Group, J. Beringer, et al., Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D* 86 (2012), 010001
- [24] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* 389 (1997) 81-86. See also <http://root.cern.ch/>.