

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
физико-технический институт  
(государственный университет)  
Факультет общей и прикладной физики  
Кафедра физики взаимодействия частиц высоких энергий  
Объединенный институт ядерных исследований  
Учебно-научный центр

Кожевников Д.А.

Поиск бозона Хиггса в распаде  
 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  с помощью  
мультивариативного анализа в эксперименте  
ATLAS.

Магистерская диссертация

Научный руководитель  
Котов С.А.  
Рецензент  
Жемчугов А.С.

Дубна    Июнь 2013

# Содержание

Введение . . . . .	2
1 Теоретическая часть . . . . .	3
1.1 Эксперимент ATLAS . . . . .	3
1.2 Рождение и распад бозона Хиггса на два $W$ -бозона . . . . .	4
1.3 Мультивариативный анализ. Нейронные сети . . . . .	7
2 Практическая часть . . . . .	10
2.1 Данные и моделирование . . . . .	10
2.2 Предварительный отбор . . . . .	10
2.3 Применение нейронной сети . . . . .	12
2.4 Подсчет систематических ошибок . . . . .	16
Результаты анализа . . . . .	21
Заключение . . . . .	22
Список рисунков . . . . .	23
Список таблиц . . . . .	24
Литература . . . . .	25

# Введение

В 1964 году Питер Хиггс в своей статье [1] постулировал существование новой скалярной частицы. В рамках Стандартной модели бозон Хиггса отвечает за массу элементарных частиц и необходимость его существования вытекает из хиггсовского механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии.

CERN - Европейская организация по ядерным исследованиям, крупнейшая в мире лаборатория физики высоких энергий. В ней находится крупнейший ускоритель элементарных частиц - LHC, на котором расположены детекторы ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, два из которых (ATLAS, CMS) нацелены на поиск бозона Хиггса - единственной элементарной частицы в Стандартной модели физики частиц, которая ещё не наблюдалась.

Верхний предел массы бозона Хиггса может быть получен из соображений унитарности и составляет  $\sim 1$  ТэВ. Если предположить, что Стандартная модель справедлива лишь до некоторого масштаба  $\Lambda$ , за пределами которого начинается новая физика, то можно получить дальнейшие ограничения. Так, при масштабе  $\Lambda$  порядка массы Планка ( $10^{19}$  ГэВ), масса бозона Хиггса должна быть в пределах  $130 \text{ ГэВ} < M_H < 180 \text{ ГэВ}$ .

Косвенные ограничения на массу бозона Хиггса  $M_H < 158 \text{ ГэВ}$  на 95% уровне достоверности были установлены с помощью обобщенного фитирования результатов точных измерений электрослабого взаимодействия. Прямые поиски на Большом электрон-позитронном коллайдере и Теватроне исключают на 95% уровне достоверности бозон Хиггса стандартной модели с массой меньше 114.4 ГэВ и в промежутке от 147 ГэВ до 179 ГэВ [2, 3].

Результаты поиска в различных каналах на протон-протонных пучках с интегральной статистикой около  $5 \text{ фбн}^{-1}$  были доложены коллаборациями ATLAS и CMS, согласно которым исключается диапазон масс между 110 ГэВ и 117.5 ГэВ, 118.5 ГэВ и 122.5 ГэВ и между 127.5 ГэВ и 600 ГэВ.

4 июля 2012 года, на научном семинаре CERN, в рамках научной конференции ICHEP 2012, были изложены результаты экспериментов ATLAS и CMS по поиску бозона Хиггса за первую половину 2012 года, согласно которым наблюдалась новая частица с массой около 125 – 126 ГэВ с уровнем статистической значимости  $\sigma = 5$  [4, 5]. В марте 2013 года CERN объявил, что открытая в июле 2012 года частица действительно является бозоном Хиггса [6].

В данной работе исследуется канал распада  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ , ( $l = e, \mu$ ) с помощью мультивариативного анализа на основе нейронных сетей. Анализ базируется на статистике  $4.7 \text{ фбн}^{-1}$ , набранной за 2011 год при энергии 7 ТэВ в с.ц.м, и  $20.7 \text{ фбн}^{-1}$ , набранных за 2012 год при энергии 8 ТэВ в с.ц.м.

# Глава 1

## Теоретическая часть

### 1.1 Эксперимент ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) - один из четырёх основных экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC, рис. 1.1) в Европейском Центре Ядерных Исследований в Женеве (CERN). Эксперимент предназначен для поиска сверхтяжёлых элементарных частиц, таких как бозон Хиггса и суперсимметричные партнёры частиц Стандартной Модели, в протон-протонных столкновениях.

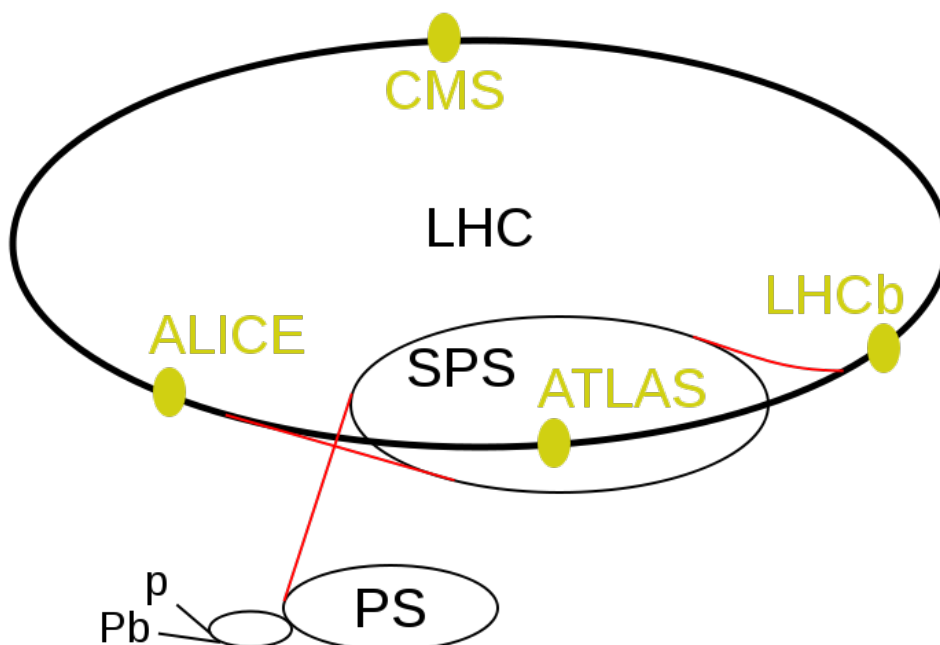


Рисунок 1.1: Детекторы и предускорители LHC. Траектория протонов  $p$  (и тяжёлых ионов свинца  $Pb$ ) начинается в линейных ускорителях (в точках  $p$  и  $Pb$ , соответственно).

Затем частицы попадают в бустер протонного синхротрона (PS), через него - в протонный суперсинхротрон (SPS) и, наконец, непосредственно в туннель LHC.

В 1984 году родилась, а в 1994 году была официально одобрена идея проекта LHC. В 2001 году началось строительство, которое закончилось к началу 2007 года. С апреля 2010 года по декабрь 2011 года ускоритель работал на столкновение протонов с суммарной энергией 7 ТэВ, а в апреле 2012 года суммарная энергия пучков была повышена до 8 ТэВ.

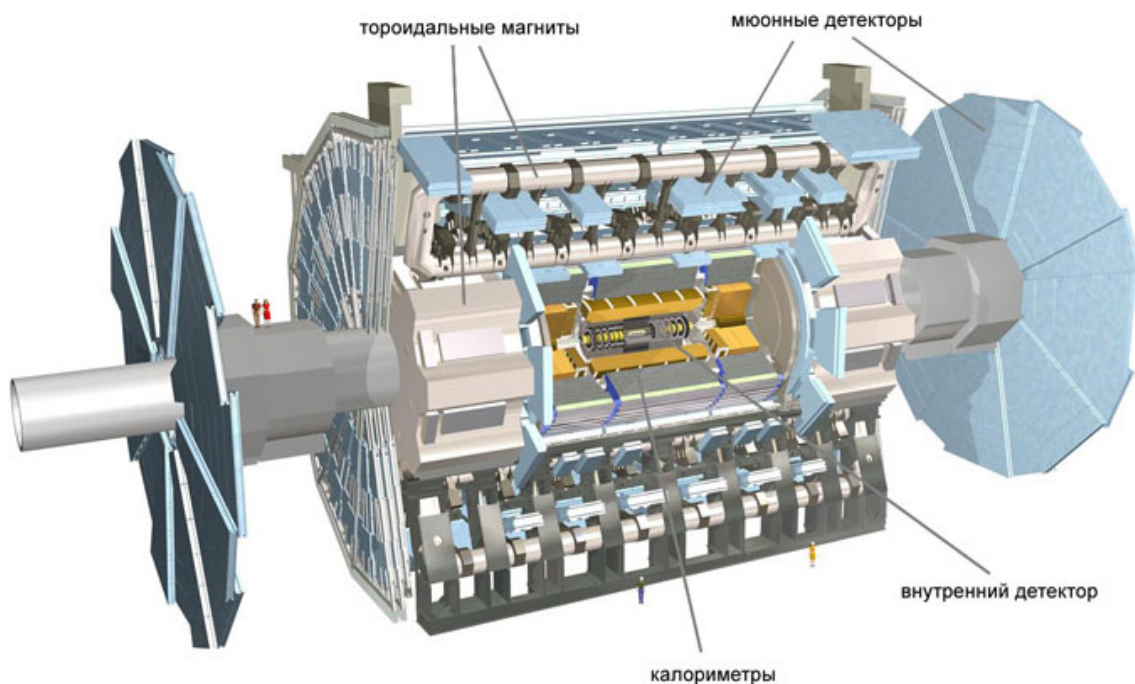


Рисунок 1.2: Общий вид детектора ATLAS в разрезе и его основные компоненты. Рис. с сайта atlas.ch

Детектор ATLAS (рис. 1.2) представляет из себя классический многоцелевой детектор в коллайдерном эксперименте, с симметричной относительно точки взаимодействия геометрией и покрытием близким к  $4\pi$  телесного угла. Он состоит из трех основных систем: внутреннего трекового детектора, калориметра и мюонного спектрометра. Длина детектора - 44 метра, диаметр - 25 метра при полном весе детектора 7000 тонн.

Внутренний трековый детектор состоит из детекторов для идентификации частиц и точного измерения их траекторий. Ближе всего к оси пучка расположен пиксельный детектор, затем идет полупроводниковый стриповый детектор. Третий компонент внутреннего детектора - трековый детектор переходного излучения. Внутренний детектор помещен в центральный сверхпроводящий соленоид, являющийся частью магнитной системы.

Внутренний детектор окружен калориметрической системой. Электромагнитный калориметр состоит из пластин металла-поглотителя (меди), в зазорах между которыми находится жидкий аргон, служащий чувствительным материалом. Адронный калориметр, окружающий электромагнитный, состоит из чередующихся пластин стального поглотителя и пластин органического сцинтиллятора.

Мюонный спектрометр состоит из дрейфовых мюонных камер сгруппированных в цилиндры с радиусами 5, 7.5, 10 м и торцевые диски отстоящие на 7, 13 и 21.5 м от центра детектора. Тороидальное магнитное поле обеспечивается конструкцией из восьми наружных сверхпроводящих тороидальных магнитов. В обмотке каждого течет ток 20 кА, создающий неоднородное магнитное поле со средней индукцией около 0.5 тесла.

Комбинация этих систем обеспечивает высокую эффективность регистрации заряженных частиц, хорошую точность измерения свойств лептонов, реконструкцию струй на всем объеме калориметра и высокоточные измерения недостающего поперечного импульса.

## 1.2 Рождение и распад бозона Хиггса на два W-бозона

Для рождения хиггсовского бозона в столкновении партонов из двух встречных протонов существует четыре основных канала (см. рис. 1.3):

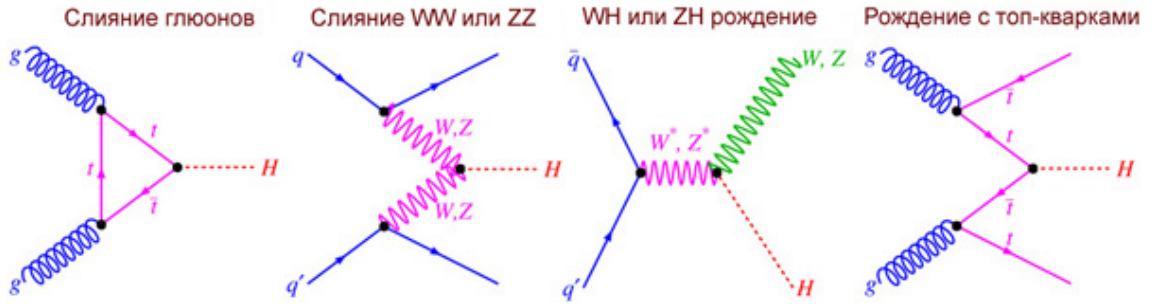


Рисунок 1.3: Четыре основных канала рождения хиггсовского бозона на LHC

- Рождение в слиянии глюонов:  $gg \rightarrow H$ . В ультрарелятивистском протоне глюоны (с нужной кинематикой) преобладают над остальными партонами, поэтому это доминирующий канал рождения.
- Рождение в слиянии векторных бозонов:  $WW \rightarrow H$  или  $ZZ \rightarrow H$ . Сечение этого процесса примерно на порядок меньше, чем сечение  $gg \rightarrow H$ .
- Ассоциативное рождение вместе с W- или Z-бозоном. Этот процесс ещё называют "Higgsstrahlung" (тормозное излучение Хиггса, по аналогии с тормозным излучением фотонов). Сечение этого процесса ещё примерно на порядок меньше.
- Ассоциативное рождение вместе с топ-кварками. Процесс с рождением двух кварк-антикварковых пар, в котором кварк и антикварк из противоположных пар сливаются, порождая хиггсовский бозон. Сечение этого процесса ещё меньше, но он обладает своей специфической сигнатурой.

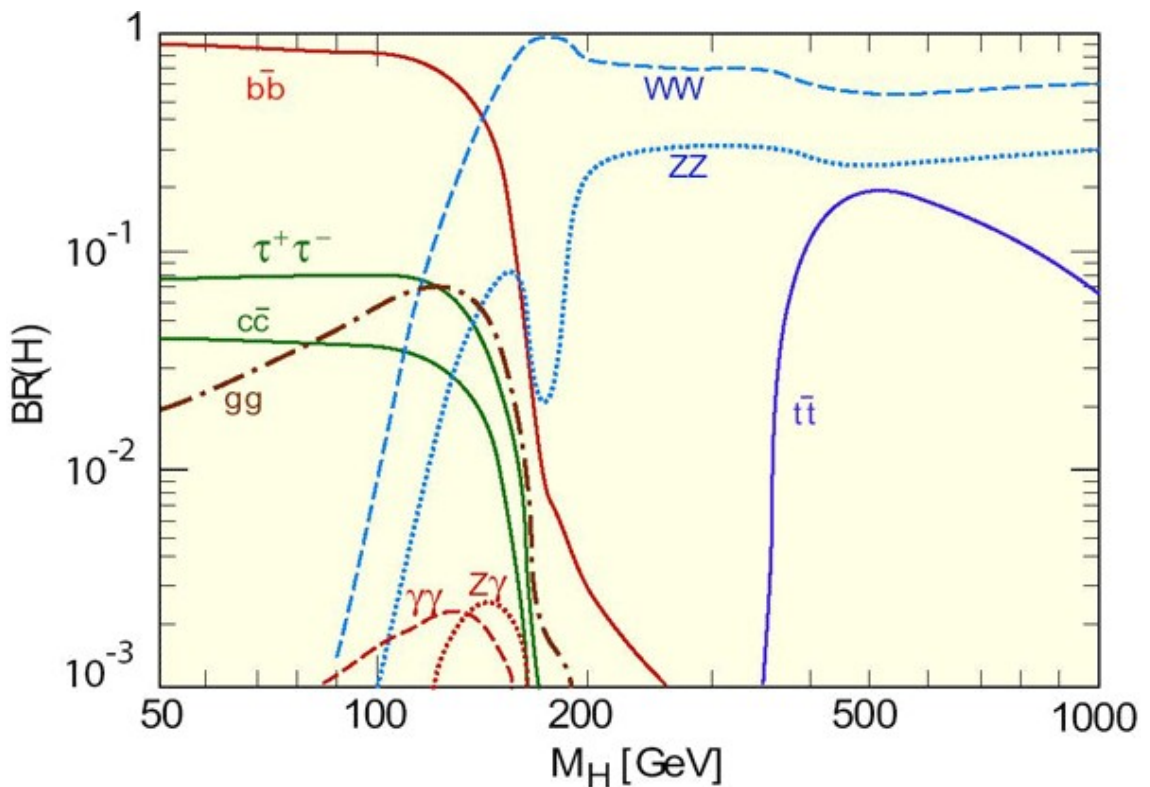


Рисунок 1.4: Вероятности распада бозона Хиггса на различные конечные состояния, в зависимости от его массы.

Так как хиггсовский бозон по своей природе связан со всеми массивными фундаментальными частицами, причем чем больше масса, тем сильнее связь, то распад хиггсовского бозона будет предпочтительно проходить на пару самых тяжелых частицы-античастицы, которые доступны по закону сохранения энергии. Также, за счет петель из виртуальных частиц, хиггсовский бозон связан с безмассовыми фотонами и глюонами. На рисунке 1.4 изображены вероятности распада бозона Хиггса на различные конечные состояния, в зависимости от его массы.

При массе бозона Хиггса около 120 ГэВ он будет преимущественно распадаться на пары  $b$ -кварка и  $b$ -антикварка, но из-за большого фона такой распад сложно идентифицировать. Распад на  $WW$ -пары начинается задолго до порога в 160 ГэВ (удвоенная масса  $W$ -бозона), что возможно благодаря рождению одного из  $W$ -бозонов не на массовой поверхности.

Канал распада бозона Хиггса на два  $W$ -бозона - это канал, в котором ожидалось раннее обнаружение бозона Хиггса Стандартной модели, в диапазоне масс от 140 ГэВ до 190 ГэВ. В диапазоне масс от 115 ГэВ до 140 ГэВ этот канал также имеет хороший потенциал для поиска бозона Хиггса с использованием мультивариативного анализа. Также этот канал чувствителен к спину бозона Хиггса (0 или 2).

Основные каналы распада хиггсовского бозона и их характеристики приведены в таблице 1.1.

Канал	Сигнатура	Соотношение сигнал/ фон	Разрешение по массе $H$	Н событий в $10 \text{ фбн}^{-1}$	Хорошо для изучения
$H \rightarrow bb$	две $b$ -струи, $Z$ или $W$ , инвариантная масса пары $b$ -кварков	Плохое	10%	$\sim 10^5$	Константа связи с фермионами
$H \rightarrow \tau\tau$	наличие $\tau$ , лептоны, недостающая энергия	Плохое	15%	$\sim 10^4$	Константа связи с фермионами
$H \rightarrow WW$	два противоположно заряженных лептона, недостающая энергия	Среднее	-	$\sim 10^3$	Сечение, спин бозона Хиггса
$H \rightarrow \gamma\gamma$	два фотона, пик на распределении инвариантной массы	Плохое	2%	400	Масса бозона Хиггса, открытие
$H \rightarrow ZZ$	Четыре лептона, пик на распределении инвариантной массы	Хорошее	1-2%	20	Масса бозона Хиггса, открытие

Таблица 1.1: Каналы распада хиггсовского бозона и их характеристики

### 1.3 Мультивариативный анализ. Нейронные сети

Мультивариативный анализ - группа методов статистического анализа, базирующего на трех и более переменных, направленных на выявление характера и структуры взаимосвязей между компонентами исследуемого многомерного признака.

Искусственные нейронные сети - математические модели, а также их программные или аппаратные реализации, построенные по принципу организации и функционирования биологических нейронных сетей - сетей нервных клеток живого организма.

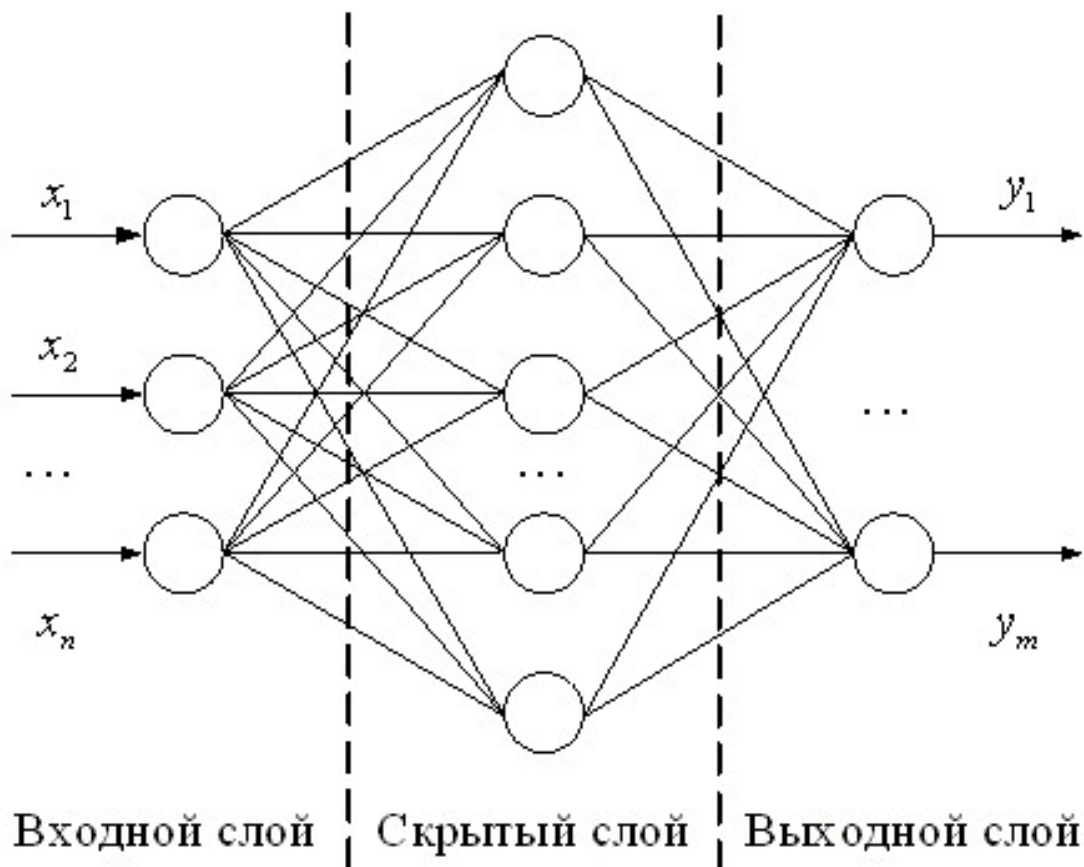


Рисунок 1.5: Структура искусственной нейронной сети

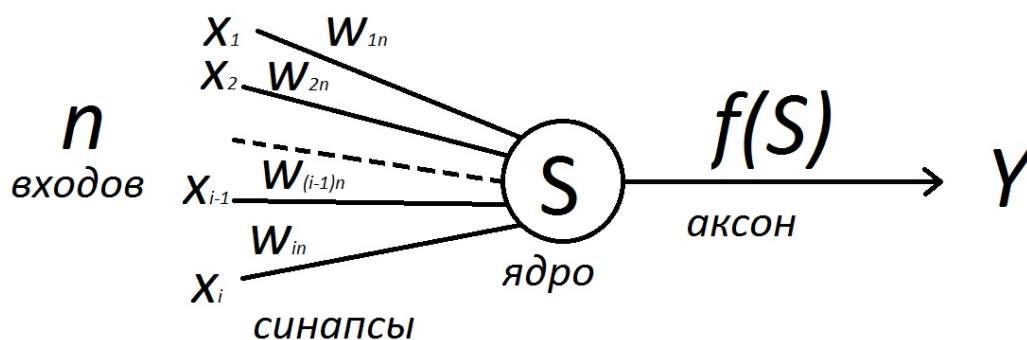


Рисунок 1.6: Искусственный нейрон

Искусственные нейронные сети [7] представляют собой систему соединенных и взаимодействующих между собой искусственных нейронов (см. рисунок 1.5). Каждый искус-



ственный нейрон имеет дело с сигналами, которые он получает и посылает другим нейронам. Искусственный нейрон (см. рисунок 1.6), так же, как и живой, состоит из нескольких синапсов, связывающих входы нейрона с ядром, которое осуществляет обработку входных сигналов, и аксона, который связывает нейрон с нейронами следующего слоя. Каждый синапс имеет вес, который определяет, насколько соответствующий вход нейрона влияет на его состояние. Входное состояние нейрона определяется по формуле:

$$S = \sum_{i=1}^n x_i w_i$$

Где  $n$  - число входов нейрона,  $x_i$  - значение  $i$ -го входа нейрона,  $w_i$  - вес  $i$ -го синапса. После этого вычисляется выходное значение аксона нейрона по формуле:

$$Y = f(S) + \theta$$

Где  $f$  - активационная функция,  $\theta$  - порог выходного значения. Наиболее часто используются следующие активационные функции:

- Линейная:  $y = x$
- Гиперболический тангенс:  $y = \tanh x$  (используется в данной работе)
- Сигмоида:  $y = \frac{1}{1+e^{-x}}$

Задача обучения нейронной сети сводится к нахождению таких значений весов всех синапсов  $w_{ij}$  и порогов всех аксонов  $\theta_i$ , чтобы выполнялась некая функциональная зависимость  $Y = F(X)$ , где  $X$  - входной, а  $Y$  - выходной векторы. Для поиска этих значений при обучении ставится задача минимизации ошибки выхода нейронной сети, которая рассчитывается по формуле:

$$E(w, \theta) = \frac{1}{2} \sum_X \sum_{j=1}^n (y_j - d_j)^2$$

Где  $y_j$  - значение  $j$ -го выхода нейросети,  $d_j$  - целевое значение  $j$ -го выхода,  $n$  - число нейронов в выходном слое. Суммирование ведется по всем входным векторам. Целевые значения для разных входных векторов задаются заранее, исходя из условий поставленной задачи по их классификации.

В физике высоких энергий наиболее часто применяются нейронные сети обратного распространения. Название этих сетей связано с используемым алгоритмом обучения, в котором ошибка распространяется от выходного слоя к входному, т.е. в направлении, противоположном направлению распространения сигнала при нормальном функционировании сети. Такая сеть может состоять из нескольких слоев нейронов, где каждый нейрон  $i$ -го слоя связан с каждым нейроном слоя  $i+1$ , и называется полносвязной нейронной сетью.

Обучение нейросети производится методом градиентного спуска. Это итерационный процесс, в котором на каждом шаге проводится тестирование нейронной сети. Проводить тестирование необходимо, чтобы избежать перетренировки нейронной сети, когда происходит подгонка параметров нейросети к конкретным входным данным. На каждом цикле обучения отслеживается изменение ошибки выхода нейросети (рис. 1.7). Обучение продолжается до тех пор, пока ошибка для тестовой выборки уменьшается.

Нейронные сети хорошо себя зарекомендовали в физике высоких энергий в качестве инструмента для разделения сигнальных и фоновых событий. Для использования нейронной сети выбирают переменные, которые лучшим образом характеризуют события и позволяют отделить фоновые события от сигнальных. Далее нейронную сеть обучают на предварительно подготовленных наборах фоновых и сигнальных событий. После того, как

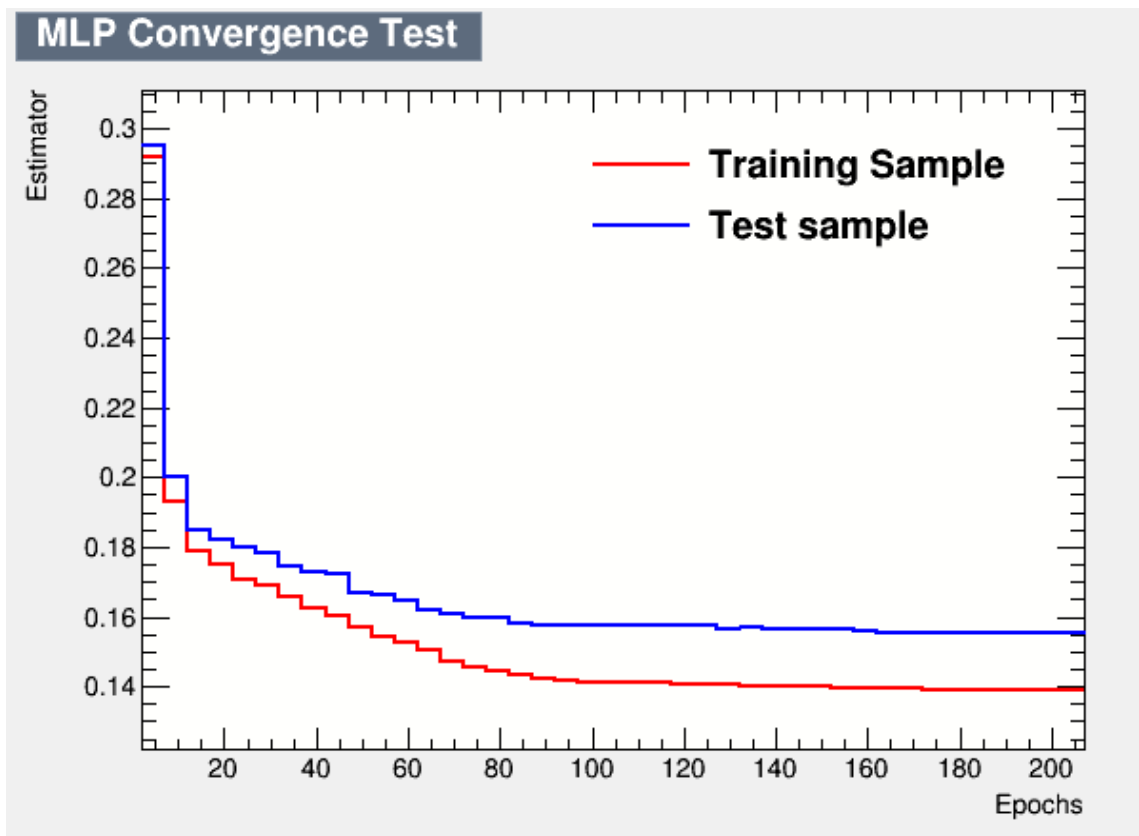


Рисунок 1.7: Эволюция ошибки выходного значения нейронной сети на наборе данных для обучения и тестирования, в зависимости от числа итераций в методе градиентного спуска.

сеть обучена, строятся распределения выходного сигнала для данных Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных. Выходное значение нейронной сети используется в качестве дискриминатора для отбора интересующих экспериментатора событий.

# Глава 2

## Практическая часть

### 2.1 Данные и моделирование

Данные, используемые в анализе были набраны с помощью детектора ATLAS в 2011 году при энергии 7 ТэВ в с.ц.м с интегральной светимостью  $\sim 4.7$  фбн<sup>-1</sup> и 2012 году при энергии 8 ТэВ в с.ц.м. с интегральной светимостью  $\sim 20.7$  фбн<sup>-1</sup>

Данные набраны с использованием одиночно-мюонного и одиночно-электронного триггеров. Одиночно-мюонный триггер требует, чтобы в событии присутствовал мюон с поперечным импульсом по отношению к оси пучка выше 18 ГэВ, одиночно-электронный триггер требует наличие электрона с порогом на поперечный импульс варьируемым от 20 до 22 ГэВ.

В этом анализе, основной вклад в рассматриваемый сигнал вносит доминирующий процесс слияния двух глюонов ( $gg \rightarrow H$ , обозначаемого  $ggF$ ), процесс вектор-бозонного слияния ( $qq' \rightarrow qq'H$ , обозначаемого  $VBF$ ) и процесс с хиггсовским излучением векторного бозона ( $qq' \rightarrow WH, ZH$ , обозначаемого  $WH, ZH$ ). Процесс ассоциативного рождения с топ-кварками имеет отличную от рассматриваемой в анализе сигнатуру. Для распада бозона хиггса исследуется канал  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ , с конечным состоянием, включающем два заряженных лептона (электрона или мюона). Соотношение вкладов этих процессов взято из результатов программы HDECAY [8].

Процессы  $ggF$  и  $VBF$  промоделированы в POWHEG [9, 10] монте-карло генераторе с последующим использованием PYTHIA [11]; спектр поперечного импульса  $ggF$ -бозона хиггса перенормирован в соответствии с предсказаниями группы HqT [12]. Ассоциативное рождение с  $WH/ZH$  промоделировано в PYTHIA.

ALPGEN [13] в связке с Herwig использовался для моделирования процессов  $W$  и  $Z/\gamma^*$  распадов на заряженные лептоны в связке со струями. MC@NLO [14] использовался для моделирования  $tt^*$  и  $WW, WZ$  процессов, с использованием HERWIG [15]. Для процессов с конечной стадией в  $ZZ$  использовался генератор SHERPA [16].  $W\gamma$  процесс моделировался в ALPGEN,  $W\gamma^*$  в MadGraph [17]. AcerMC [18] с применением PYTHIA использовался для генерации событий с одиночным  $t$ -кварком. Расчеты эффективности реконструкции различных конечных состояний основаны на моделировании детектора ATLAS в GEANT4.

### 2.2 Предварительный отбор

К событиям применяется требование наличия первичной вершины соответствующей точке столкновения пучков и содержащей по крайней мере три трека с поперечным импульсом более 400 МэВ. Это требование объясняется необходимостью подавления фоновых процессов, связанных с мюонами космического излучения.

Анализ разделен на 6 независимых поданализов соответствующих трем типам лептонных пар ( $ee$ ,  $e\mu$ ,  $\mu\mu$ ) и наличию одной струи или полному отсутствию струй в конечном состоянии.

Кандидаты в события  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  ( $l = e, \mu$ ) предварительно отбираются условием наличия двух противоположно заряженных лептонов с поперечным импульсом больше 25 ГэВ и 15 ГэВ для лептона с большим и меньшим импульсом соответственно. Для мюонов используется ограничение на псевдобыстроту  $|\eta| < 2.40$ , для электронов  $|\eta| < 2.47$  с исключением области  $1.37 < |\eta| < 1.52$  (соответствующего границам криостата калориметра). Отобранные кандидаты в электроны реконструированы с использованием комбинации трековой и калориметрической систем, мюонные кандидаты реконструированы с использованием треков во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре. По крайней мере один из лептонов должен являться триггируемым объектом.

Лептоны из распадов тяжелых кварков и струй, удовлетворяющих идентификационным критериям подавляются требованием, чтобы лептоны были изолированы: скалярная сумма поперечных импульсов заряженных частиц и сумма энергетических потерь в калориметре внутри телесного угла  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2)} = 0.3$  относительно направления движения лептона, должна составлять менее 0.15 от поперечного импульса лептона:

$$\sum_{tracs}^i P_t^i < 0.15 \cdot P_t^l \text{ и } \sum_{clusters}^i E_{calo}^i < 0.15 \cdot P_t^l$$

Фон от процессов Дрелла-Яна и  $\Upsilon$  резонансов, ведущих к появлению двух однотипных, противоположно-заряженных лептонов с большим поперечным импульсом, подавляется требованием к инвариантной массе лептонов быть больше 12 ГэВ и отличаться от массы  $Z$ -бозона по крайней мере на 15 ГэВ:

$$M_{ll} > 12 \text{ ГэВ и } |M_{ll} - M_Z| > 15 \text{ ГэВ}$$

Это требование применяется в каналах  $ee$  и  $\mu\mu$ , в  $e\mu$  канале инвариантная масса двух лептонов должна быть больше 10 ГэВ:

$$M_{ll} > 10 \text{ ГэВ}$$

Кроме того, для уменьшения фона от процессов Дрелла-Яна накладывается ограничение на недостающую энергию в поперечной плоскости:

$$E_{miss}^t > 25(45) \text{ ГэВ для } e\mu \text{ (} ee \text{ и } \mu\mu \text{) канала}$$

В канале без струй к векторной сумме поперечных импульсов лептонов предъявляется требование быть больше 30 ГэВ в  $e\mu$  канале и больше 45 ГэВ в  $ee$  и  $\mu\mu$  канале:

$$P_t^{ll} > 30(45) \text{ ГэВ для } e\mu \text{ (} ee \text{ и } \mu\mu \text{) канала}$$

Это позволяет дополнительно уменьшить фон от Дрелл-Ян процессов.

В канале с одной струей, поперечный импульс струи должен превышать 25 ГэВ:

$$P_t^{jet} > 25 \text{ ГэВ}$$

Фон от событий с  $t$ -кварком подавляется отбрасыванием всех событий, содержащих струю прошедшую  $b$ -таггирование. Для этого используется алгоритм  $b$ -таггинга, который задействует комбинацию значимости прицельного параметра столкновения и информации о вторичной вершине и топологии слабых распадов  $b$ - и  $c$ -кварков.

Также в канале с одной струей полный поперечный импульс, определяемый как векторная сумма поперечных проекций импульсов двух лептонов, струи и недостающего поперечного импульса, должен быть меньше 30 ГэВ, для дополнительного подавления фона от процессов Дрелла-Яна и процессов с рождением пары  $t\bar{t}$ -кварков и одиночного  $t$ -кварка:

$$P_t^{tot} = P_t^{ll} + P_t^{jet} + P_t^{miss} < 30 \text{ ГэВ}$$

Для уменьшения фона от распада  $Z \rightarrow \tau\tau$  рассчитывается инвариантная масса двух  $\tau$  лептонов в предположении, что реконструированные лептоны - продукты распада  $\tau$  лептонов и нейтрино из этого распада коллинеарны лептонам и что они - единственный источник недостающей энергии в проекции на нормальную плоскость к оси пучка. События, для которых инвариантная масса двух  $\tau$ -лептонов отличается от массы  $Z$ -бозона меньше чем на 25 ГэВ, отвергаются.

Кроме того, для всех каналов накладывается дополнительное условие на инвариантную массу двух лептонов. Она должна быть меньше 80 ГэВ:

$$m_{ll} < 80 \text{ ГэВ}$$

В таблицах 2.1, 2.2 в качестве примера приведены промежуточные результаты отбора событий для  $e\mu$  канала без струй и с одной струей соответственно.

0 jet	Signal	WW	WZ/ZZ/W $\gamma$	$t\bar{t}$	single top	Z/ $\gamma$ * +jets	W + jets	Tot. bkg	Observed
Jet Veto, $E_t^{miss} > 25$ ГэВ	29.9	784	47.1	100	54.5	226	123	1336	1427
$P_t^{ll} > 30$	27.3	655	36.3	89.2	48.9	8.4	94.6	933	991
$12 < M_{ll} < 80$	27.1	312	22.0	32.1	20.4	6.1	65.7	458	487

Таблица 2.1: Количество событий после предварительного отбора в  $e\mu$  канале без струй.

1 jet	Signal	WW	WZ/ZZ/W $\gamma$	$t\bar{t}$	single top	Z/ $\gamma$ * +jets	W + jets	Tot. bkg	Observed
1 jet, $E_t^{miss} > 25$ ГэВ	12.7	250	33.9	800	251	80.6	43.9	1460	1577
b-jet veto	11.8	235	31.9	236	83.2	76.4	42.2	706	766
$P_t^{tot}$	7.9	165	19.4	104	47.5	40.6	31.9	410	427
Z $\rightarrow$ $\tau\tau$ veto	7.8	163	19.1	102	46.7	37.4	31.4	400	416
$12 < M_{ll} < 80$ ГэВ	7.7	70.4	11.6	38.6	20.9	35.2	23.9	201	226

Таблица 2.2: Количество событий после предварительного отбора в  $e\mu$  канале с одной струей.

На рисунках 2.1- 2.6 представлены распределения переменных, по которым проводится анализ до и после предварительного отбора.

## 2.3 Применение нейронной сети

После предварительного отбора соотношение сигнала и фона получается достаточно низким. Ужесточение критериев отбора не позволяет его улучшить существенно, при этом уменьшая количество сигнальных событий и оставляя меньше возможностей для разделения сигнала и фона с помощью топологических критериев. На рисунке 2.7 видно, что разделение сигнала и фона по одной переменной недостаточное, т.к. различие в форме распределений незначительные. Однако в фазовом пространстве нескольких переменных существует возможность более эффективно отделить часть фоновых событий от сигнальных событий. Для этого использовалась нейронная сеть.

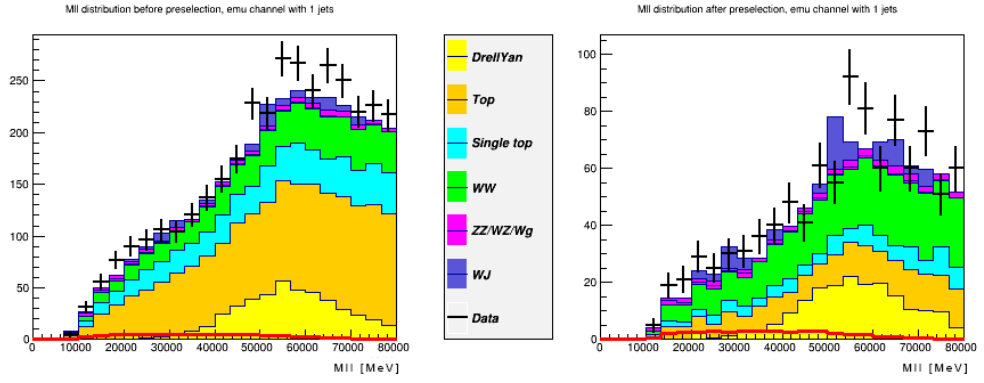


Рисунок 2.1: Распределение инвариантной массы двух лептонов до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

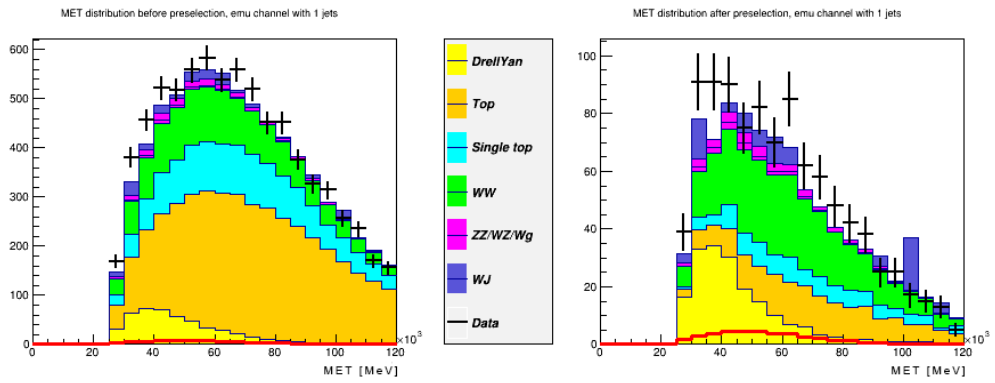


Рисунок 2.2: Распределение недостающей энергии до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

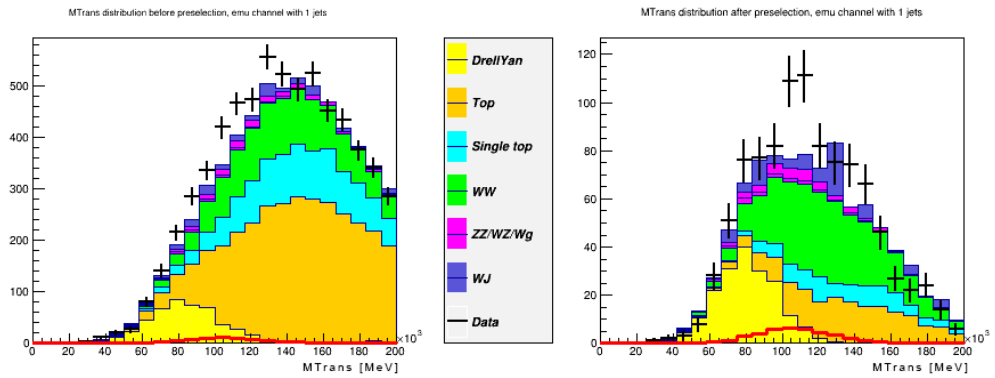


Рисунок 2.3: Распределение эффективной поперечной массы до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

Для обучения нейронной сети были подготовлены два набора данных на основе Монте-Карло моделирования: из сигнальных событий и из фоновых событий. Вклад в рассматриваемый Монте-Карло сигнал вносят все три процесса рождения хиггсовского бозона ( $ggF$ ,  $VBF$ ,  $WH/ZH$ ). Основными фоновыми процессами являются рождение двух  $W$ -бозонов, рождение пары  $t\bar{t}$  – кварков, рождение одиночного  $t$  – кварка, рождение одиночного  $W$ -

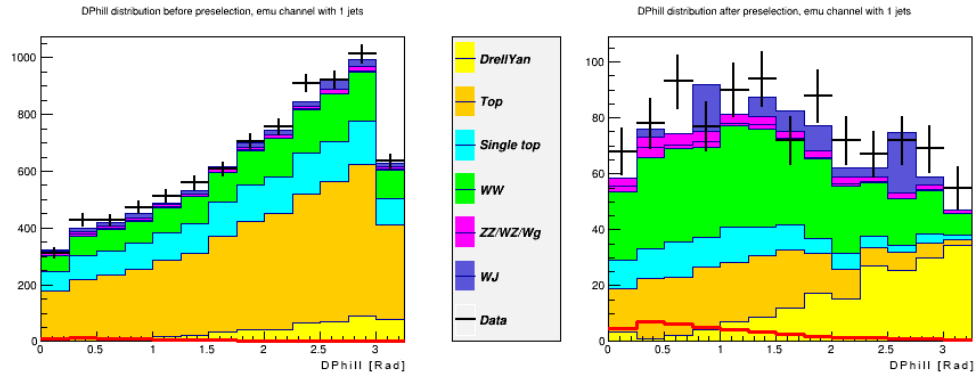


Рисунок 2.4: Распределение угла разлета лептонов в поперечной плоскости до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

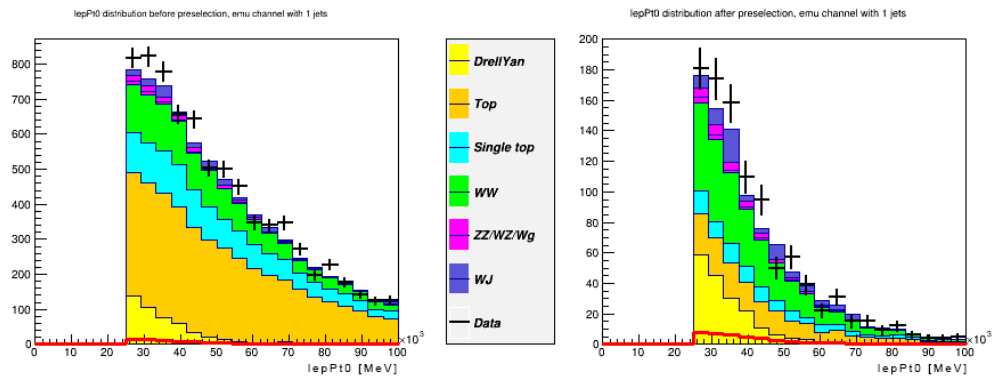


Рисунок 2.5: Распределение импульса первого лептона до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

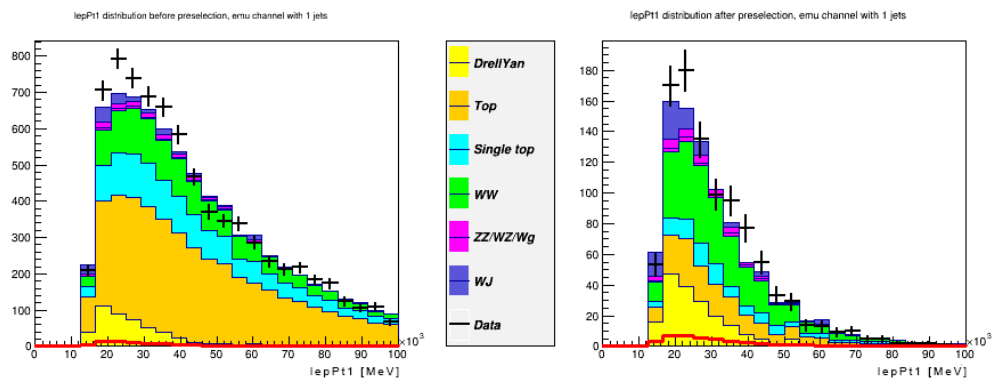


Рисунок 2.6: Распределение импульса второго лептона до (слева) и после (справа) предварительного отбора для  $e\mu$  канала с одной струей.

или  $Z$ -бозона со струями и т.д. Для фоновых событий задаются веса в соответствии с сечениями процессов.

Чтобы выходной сигнал нейронной сети для фоновых событий был распределен вблизи 0, а для сигнальных - вблизи 1 (см. рисунок 2.8), количество сигнальных и фоновых событий с учетом их весов должно быть примерно равным при обучении нейронной сети.

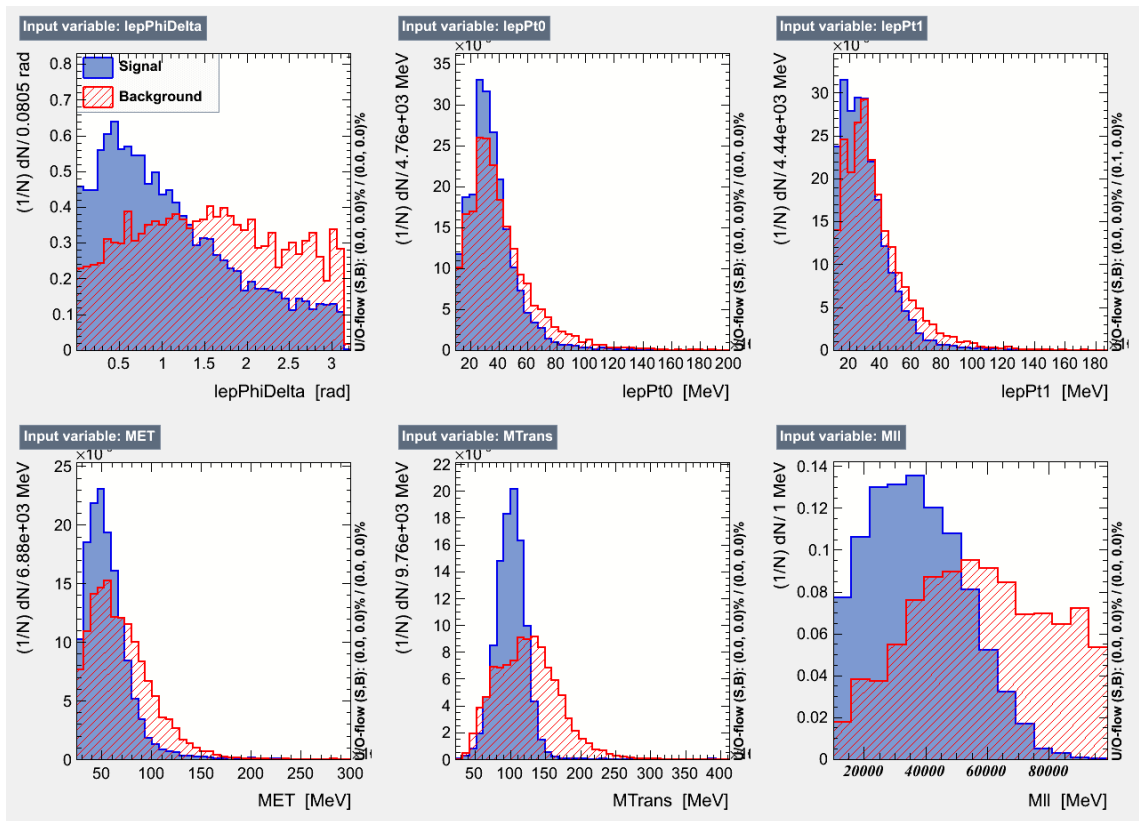


Рисунок 2.7: Распределения переменных для сигнальных и фоновых событий.

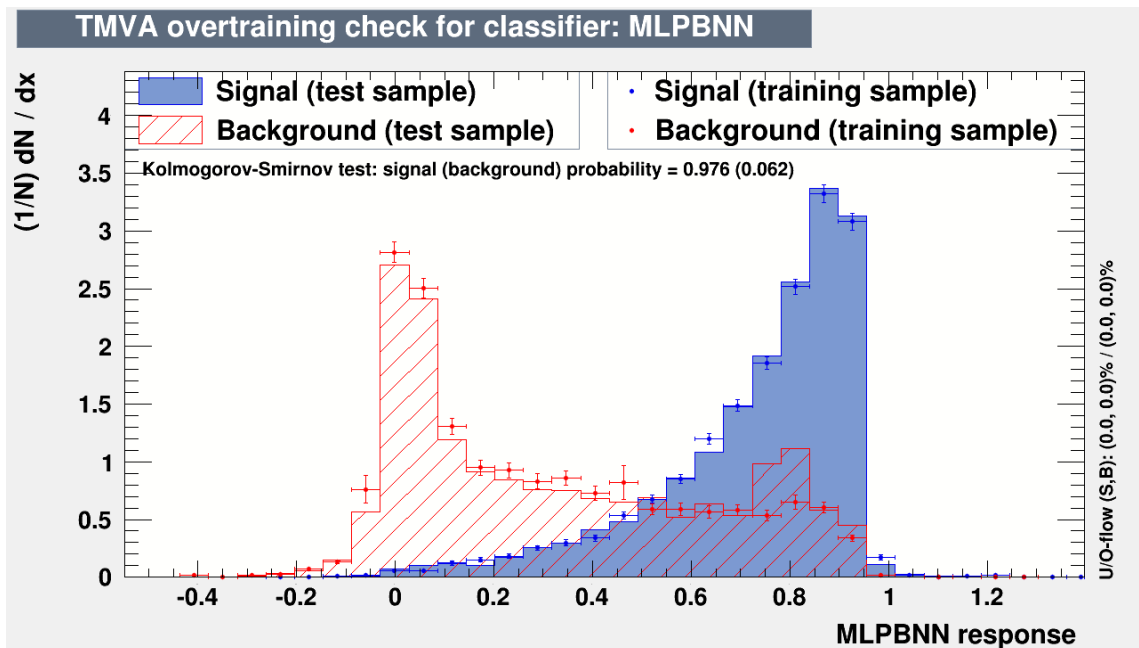


Рисунок 2.8: Распределение выходного сигнала нейронной сети для набора данных Монте-Карло моделирования, на которых сеть обучалась и тестировалась

Для данных набранных в 2011 году при энергии 7 ТэВ для обучения нейронных сетей использовалось примерно по 15 тысяч событий для сигнала и столько же для фона. Для данных набранных в 2012 году при энергии 8 ТэВ использовалось примерно по 8 тысяч событий для сигнала и столько же для фона. Все события должны удовлетворять смягченному примерно на 5% критериям отбора, что позволяет набрать достаточное количество событий и лучше обучить нейронную сеть, избегая эффектов на краях выборки.



Для каждой лептонной пары ( $ee$ ,  $\mu\mu$ ,  $e\mu$ ), для событий с одной струей или без струй обучается отдельная нейронная сеть (всего 6 нейронных сетей). Используемая нейронная сеть (представлена на рисунке 2.9) имеет структуру 6-11-1, т.е. 6 входных нейронов, 11 нейронов в скрытом слое и один выходной нейрон. В качестве входных переменных были выбраны следующие характеристики события: инвариантная масса двух лептонов, угол разлета двух лептонов в поперечной плоскости, поперечные импульсы лептонов, недостающая энергия в поперечной плоскости и эффективная поперечная масса, определяемая по формуле:

$$M_T = \sqrt{(E_t^l + E_t^{\nu\nu})^2 - (\mathbf{p}_t^l + \mathbf{p}_t^{\text{miss}})^2}, \text{ где } E_t^{\nu\nu} = \sqrt{(p_t^{\text{miss}})^2 + m_l^2}$$

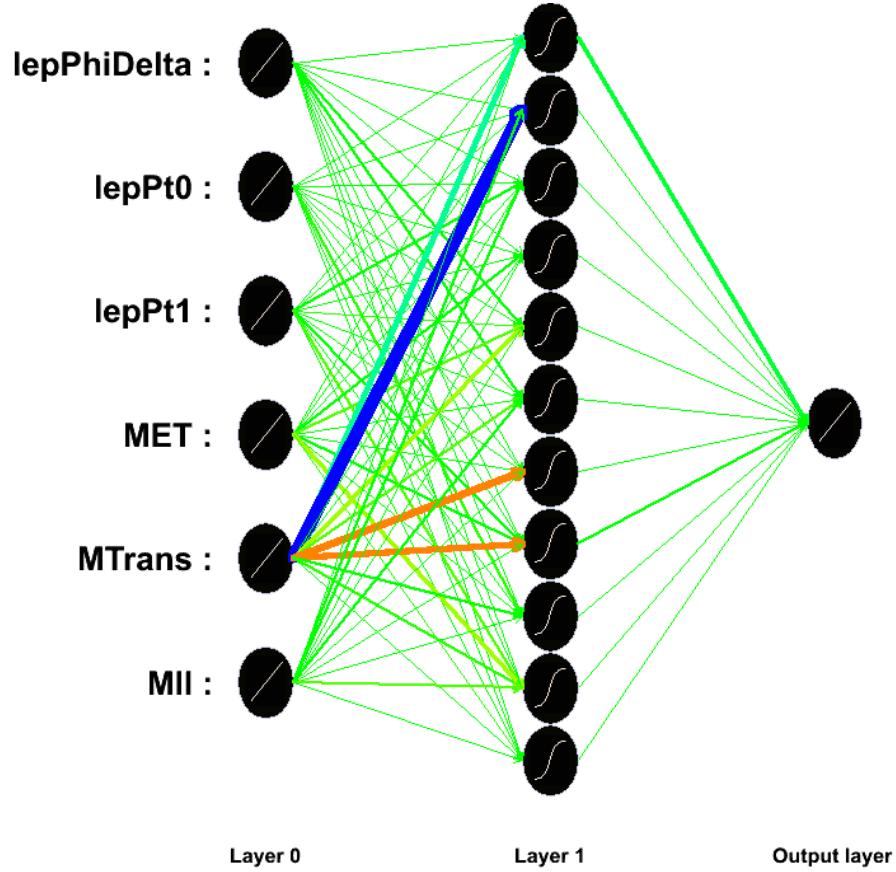


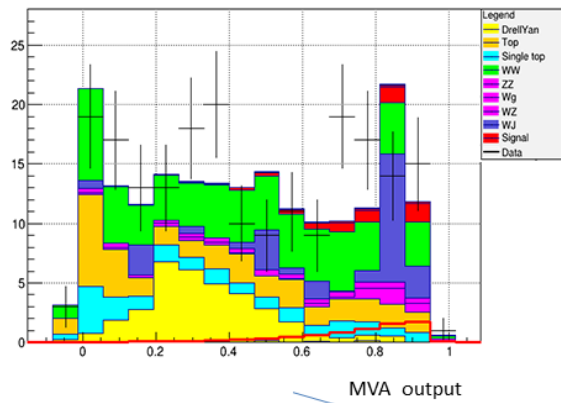
Рисунок 2.9: Структура обученной нейронной сети для  $e\mu$  канала без струй.

Для событий из набора данных Монте-Карло моделирования и набора экспериментальных данных, прошедших предварительный отбор, строится распределение выходного значения нейронной сети (рис. 2.10). Это значение используется в качестве дискриминатора: отбираются события, для которых оно превышает 0,675. Конечные результаты отбора событий с учетом статистической и систематической ошибок приведены в таблице 2.3 для данных, набранных при энергии 7 ТэВ и в таблице 2.4, для данных набранных при энергии 8 TeV.

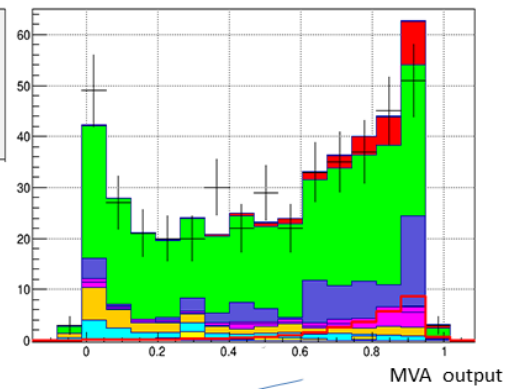
## 2.4 Подсчет систематических ошибок

Для данных набранных в 2011 году при энергии 7 ТэВ была произведена детальная оценка систематических погрешностей связанных с теоретической неопределенностью и

$e\mu$  канал с одной струей



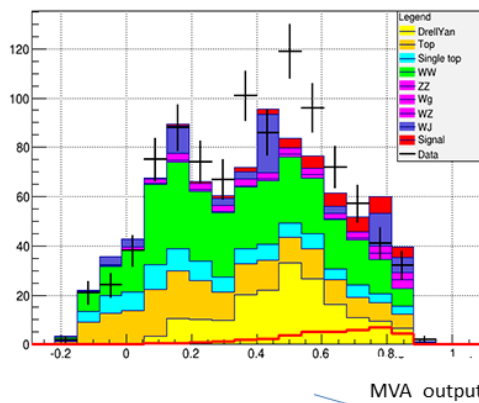
$e\mu$  канал без струй



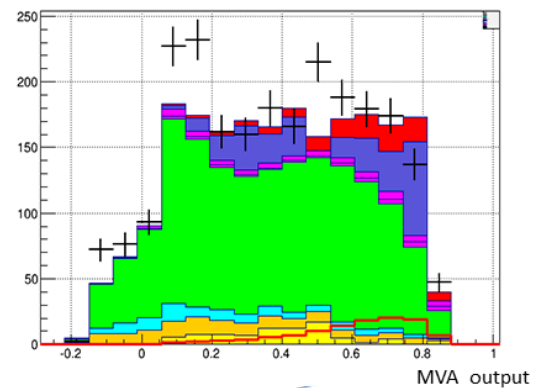
критерий отбора:  $MVA\ output > 0.675$

Рисунок 2.10: Распределение выходного значения нейронной сети для  $e\mu$  канала с одной струей (слева) и без струй (справа) для моделирования и экспериментальных данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ.

$e\mu$  канал с одной струей



$e\mu$  канал без струй



критерий отбора:  $MVA\ output > 0.6$

Рисунок 2.11: Распределение выходного значения нейронной сети для  $e\mu$  канала с одной струей (слева) и без струй (справа) для моделирования и экспериментальных данных за 2012 год, набранных при энергии 8 ТэВ.

ошибками реконструкции. Для этого использовались наборы данных Монте-Карло моделирования, произведенных с варьированием различных факторов являющихся источником систематических погрешностей. Были учтены:

- неэффективность адронного и электромагнитного калориметров,
- неэффективность восстановления струй,
- неэффективность идентификации частиц,
- ошибка, связанная с вычислением недостающей энергии,

$e\mu$ канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	487	170
Сигнал (МС)	$26.0 \pm 5.1 \pm 2.6$	$21.2 \pm 4.6 \pm 2.1$
Фон (МС)	$422 \pm 20 \pm 48$	$165 \pm 13 \pm 19$
$e\mu$ канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	208	66
Сигнал (МС)	$7.5 \pm 2.7 \pm 1.0$	$5.1 \pm 2.3 \pm 0.5$
Фон (МС)	$187 \pm 13 \pm 247$	$50.8 \pm 7.1 \pm 7.4$
$ee$ канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	95	26
Сигнал (МС)	$4.2 \pm 2.1 \pm 0.5$	$3.2 \pm 1.8 \pm 0.3$
Фон (МС)	$97 \pm 9.9 \pm 11.1$	$23.3 \pm 4.8 \pm 2.7$
$ee$ канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	50	9
Сигнал (МС)	$1.6 \pm 1.3 \pm 0.2$	$1.0 \pm 1.0 \pm 0.2$
Фон (МС)	$50.2 \pm 7.1 \pm 8.6$	$10.6 \pm 3.3 \pm 1.8$
$\mu\mu$ канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	218	88
Сигнал (МС)	$9.7 \pm 3.1 \pm 1.0$	$8.0 \pm 2.8 \pm 1.1$
Фон (МС)	$172 \pm 13 \pm 25$	$55.3 \pm 7.4 \pm 8.0$
$\mu\mu$ канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.675
Наблюдено	90	26
Сигнал (МС)	$3.1 \pm 1.8 \pm 0.3$	$2.3 \pm 1.5 \pm 0.2$
Фон (МС)	$84.0 \pm 9.2 \pm 10.2$	$18.5 \pm 4.3 \pm 2.2$

Таблица 2.3: Результат отбора событий для данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ

- ошибка, связанная с эффектом накладывающихся событий ("pile-up"),
- неэффективность алгоритмов таггирования  $b$ -струй.

Относительное изменение числа событий прошедших отбор при варьировании фактора являющегося источником систематической погрешности бралось как оценка этой погрешности. Соответствующие значения приведены в таблице 2.5. Погрешность подсчета интегральной светимости также была учтена в общем списке.

Итоговая систематическая ошибка подсчитана как корень из суммы квадратов отдельных вкладов и составляет в среднем порядка 14%. Для данных набранных в 2012 году при энергии 8 ТэВ детальный анализ систематических погрешностей не проводился и взята средняя оценка систематики по 2011 году (14%).

<i>eμ</i> канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	2315	724
Сигнал (МС)	$120 \pm 11 \pm 13$	$81 \pm 9 \pm 9$
Фон (МС)	$1997 \pm 45 \pm 279$	$642 \pm 25 \pm 90$
<i>eμ</i> канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	993	298
Сигнал (МС)	$43 \pm 6.6 \pm 4.7$	$32 \pm 5.7 \pm 3.5$
Фон (МС)	$884 \pm 30 \pm 124$	$261 \pm 16.2 \pm 37$
<i>ee</i> канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	1238	493
Сигнал (МС)	$34.5 \pm 6 \pm 3.9$	$24.5 \pm 5 \pm 2.7$
Фон (МС)	$1087 \pm 33 \pm 152$	$386 \pm 20 \pm 54$
<i>ee</i> канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	472	159
Сигнал (МС)	$13 \pm 3.6 \pm 1.4$	$11 \pm 3.3 \pm 1.1$
Фон (МС)	$418 \pm 20 \pm 58$	$134 \pm 12 \pm 19$
<i>μμ</i> канал без струй	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	2738	1248
Сигнал (МС)	$74 \pm 8.6 \pm 8.1$	$55 \pm 7.4 \pm 6.5$
Фон (МС)	$2311 \pm 48 \pm 320$	$970 \pm 31 \pm 136$
<i>μμ</i> канал с одной струей	После предварительного отбора	MLPBNN>0.6
Наблюдено	951	343
Сигнал (МС)	$23.4 \pm 4.8 \pm 2.5$	$18.3 \pm 4.3 \pm 2.0$
Фон (МС)	$793 \pm 28 \pm 111$	$266 \pm 16 \pm 37$

Таблица 2.4: Результат отбора событий для данных за 2012 год, набранных при энергии 8 ТэВ

	$e\mu$ без струй	$e\mu$ с 1 струей	$ee$ без струй	$ee$ с 1 струей	$\mu\mu$ без струй	$\mu\mu$ с 1 струей
Неэффективность калориметров	2.2%	9.1%	4.8%	9.8%	1.61%	9.0%
Неэффективность восстановления струй	9.5%	8.1%	8.5%	8.9%	13.1%	3.2%
Неэффективность идентификации частиц	0.2%	0.6%	0.2%	0.7%	0.6%	1.8%
Ошибка, связанная с вычислением недостающей энергии	0.2%	0.2%	0.2%	0.7%	0.6%	0.8%
Ошибка, связанная с эффектом pile-up	1.4%	4.0%	2.1%	8.4%	1.4%	2.1%
Ошибка, связанная с алгоритмом таггирования $b$ -струй	-	4%	-	4%	-	4%
Ошибка, связанная с теоретическими предсказаниями на сечения процессов	5%					
Погрешность подсчета интегральной светимости	3%					
Суммарная погрешность	11.4%	14.6%	11.5%	17.2%	14.4%	12.2%

Таблица 2.5: Оценка систематических погрешностей для данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ

# Результаты анализа

Для вычисления вероятности, с которой число наблюдаемых событий  $N_{obs}$  превышает число ожидаемых фоновых событий  $N_{pred}$  в результате флуктуации было проведено небольшое Монте-Карло моделирование. В соответствии с гауссовским распределением с математическим ожиданием равным предсказываемому числу событий в канале ( $\mu_G = N_{pred}$ ) и дисперсией равной погрешности предсказания ( $\sigma_G = \sigma_{N_{pred}}$ ) разыгрывалось число  $\lambda_G$ . Далее по пуассоновскому распределению с параметром  $\lambda_G$  разыгрывалось число  $P(\lambda_G)$ . Вероятность, что число наблюдаемых событий превышает или равно числу ожидаемых событий считалась как вероятность того, что  $P(\lambda_G) \geq N_{obs}$ :

$$p = \frac{\text{число разыгранных событий, где } P(\lambda_G) \geq N_{obs}}{\text{полное число разыгранных событий}}$$

Объединенная вероятность по всем каналам вычислялась по формуле:

$$p = \frac{\text{число разыгранных событий, где } \sum P(\lambda_G) \geq \sum N_{obs}}{\text{полное число разыгранных событий}}$$

Значения вероятности того, что число наблюдаемых событий в канале является флуктуацией ожидаемых фоновых событий приведено в таблице 2.6.

	2011	2012
$e\mu$ без струй	0.426	0.199
$e\mu$ с одной струей	0.125	0.199
$ee$ без струй	0.366	0.041
$ee$ с одной струей	0.641	0.160
$\mu\mu$ без струй	0.010	0.027
$\mu\mu$ с одной струей	0.141	0.042
Объединенное значение для всех каналов	$3.8 \cdot 10^{-2}$	$9.9 \cdot 10^{-4}$
Объединенное значение	$3.9 \cdot 10^{-4}$	

Таблица 2.6: Вероятность того, что число наблюдаемых событий в канале является флуктуацией ожидаемых фоновых событий.

# Заключение

В результате проделанной работы была разработана и применена процедура анализа данных с целью поиска бозона Хиггса в распаде  $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$  с использованием мультивариативного анализа. В ходе работы для вероятности того, что число наблюдаемых событий в канале является флуктуацией от числа ожидаемых фоновых событий, объединенной для всех каналов ( $e\mu$ ,  $ee$ ,  $\mu\mu$  без струй или с одной струей) для данных, набранных в 2011 году и 2012 году было получено значение  $3.9 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует значимости сигнала  $3.4\sigma$ .

# Список рисунков

1.1	Детекторы и предускорители LHC. Траектория протонов $p$ (и тяжёлых ионов свинца $Pb$ ) начинается в линейных ускорителях (в точках $p$ и $Pb$ , соответственно). Затем частицы попадают в бустер протонного синхротрона (PS), через него - в протонный суперсинхротрон (SPS) и, наконец, непосредственно в туннель LHC. . . . .	3
1.2	Общий вид детектора ATLAS в разрезе и его основные компоненты. Рис. с сайта atlas.ch . . . . .	4
1.3	Четыре основных канала рождения хиггсовского бозона на LHC . . . . .	5
1.4	Вероятности распада бозона Хиггса на различные конечные состояния, в зависимости от его массы. . . . .	5
1.5	Структура искусственной нейронной сети . . . . .	7
1.6	Искусственный нейрон . . . . .	7
1.7	Эволюция ошибки выходного значения нейронной сети на наборе данных для обучения и тестирования, в зависимости от числа итераций в методе градиентного спуска. . . . .	9
2.1	Распределение инвариантной массы двух лептонов до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	13
2.2	Распределение недостающей энергии до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	13
2.3	Распределение эффективной поперечной массы до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	13
2.4	Распределение угла разлета лептонов в поперечной плоскости до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	14
2.5	Распределение импульса первого лептона до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	14
2.6	Распределение импульса второго лептона до (слева) и после (справа) предварительного отбора для $e\mu$ канала с одной струей. . . . .	14
2.7	Распределения переменных для сигнальных и фоновых событий. . . . .	15
2.8	Распределение выходного сигнала нейронной сети для набора данных Монте-Карло моделирования, на которых сеть обучалась и тестировалась . . . . .	15
2.9	Структура обученной нейронной сети для $e\mu$ канала без струй. . . . .	16
2.10	Распределение выходного значения нейронной сети для $e\mu$ канала с одной струей (слева) и без струй (справа) для моделирования и экспериментальных данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ. . . . .	17
2.11	Распределение выходного значения нейронной сети для $e\mu$ канала с одной струей (слева) и без струй (справа) для моделирования и экспериментальных данных за 2012 год, набранных при энергии 8 ТэВ. . . . .	17



## Список таблиц

1.1	Каналы распада хиггсовского бозона и их характеристики . . . . .	6
2.1	Количество событий после предварительного отбора в $e\mu$ канале без струй. .	12
2.2	Количество событий после предварительного отбора в $e\mu$ канале с одной струей. . . . .	12
2.3	Результат отбора событий для данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ . . . . .	18
2.4	Результат отбора событий для данных за 2012 год, набранных при энергии 8 ТэВ . . . . .	19
2.5	Оценка систематических погрешностей для данных за 2011 год, набранных при энергии 7 ТэВ . . . . .	20
2.6	Вероятность того, что число наблюдаемых событий в канале является флуктуацией ожидаемых фоновых событий. . . . .	21

# Литература

1. P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett.. 1964. T. 12. C. 132–133.
2. LEP Working Group for Higgs boson searches. Search for the Standard Model Higgs boson at LEP // Phys. Lett.. 2003.
3. The CDF and D0 Collaborations and the Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group. Combined CDF and D0 upper limits on Standard Model Higgs boson production with up to  $8.6fb^{-1}$  of data // Phys. Lett.. 2011.
4. ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett.. 2012. № 716. C. 1–29.
5. CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett.. 2012. № 716. C. 30–61.
6. Physicists Say They Have Found a Higgs Boson // NYTimes. 2013.
7. David Kriesel. A Brief Introduction to Neural Networks. 2011. available at <http://www.dkriesel.com>.
8. A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira and HDECAY. A program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension // Comput. Phys. Commun. 1998. № 108.
9. S. Alioli, P.Nason, C.Oleari and E.Re. NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG // JHEP. 2009. № 0904.
10. P.Nason, C.Oleari. NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG // JHEP. 2010. № 1002.
11. T. Sjostrand, S. Mrenna and P.Z. Scands. PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. 2006. № 0605.
12. D. Florian et al. Transverse-momentum resummation: Higgs boson production at the Tevatron and the LHC // JHEP. 2011. № 064.
13. M. L. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multi-parton processes in hadronic collisions // JHEP. 2003. № 0307.
14. S. Frixione, B. R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations // JHEP. 2002. № 06.
15. G. Corcella et al. HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including super-symmetric processes) // JHEP. 2001. № 0101.

16. T. Gleisberg et al. Event generation with SHERPA 1.1 // JHEP. 2009. № 0902.
17. J. Alwall et al. MadGraph/MadEvent v4: The new web generation // JHEP. 2007. № 0709.
18. B. P. Kersevan, E. Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.