

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ
СТРУЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО
ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА
АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ДВУХ Z-БОЗОНОВ В
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ**

Научный руководитель
к.ф.- м.н., доцент

_____ Солдатов Е.Ю.

Студент

_____ Чехонина А.А.

Научный консультант
инженер

_____ Петухов А.М.

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Устройство детектора АТЛАС	3
2 Используемые данные и отбор событий	6
3 Методика разделения	8
4 Результаты	9
5 Заключение	12
Список литературы	14

ВВЕДЕНИЕ

В Стандартной модели (СМ) рождение пар калибровочных бозонов тесно связано с неабелевой природой электрослабой (ЭС) теории и со спонтанным нарушением калибровочной симметрии. Кроме того, предполагается, что широкий спектр новых явлений за пределами СМ (ПСМ) проявится через рождение пар векторных бозонов. Изучение этого рождения обуславливает возможные вершины взаимодействия векторных бозонов друг с другом, что, в свою очередь, отражается на возможных механизмах рождения пар векторных бозонов в протон-протонных столкновениях. [1]

Взаимодействия высокоэнергетических частиц носят скорее статистический, чем детерминированный характер; таким образом, важно иметь возможность собирать большое количество данных при поиске новых неуловимых явлений. БАК в ЦЕРН играет важную роль в этом подходе. [2]

1. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА АТЛАС

БАК - это ускоритель частиц с самой высокой энергией в мире, обеспечивающий протон-протонные столкновения при энергии центра масс 13 ТэВ, и предоставляющий огромный набор данных, в частности для детектора АТЛАС примерно 139^{-1} , это интегральная светимость для второго периода набора данных (Run 2). [3]

Данные от протон-протонных столкновений в данной работе получены с помощью этого детектора. Его схема приведена на рисунке 1. АТЛАС представляет собой большой многоцелевой детектор с симметричной цилиндрической геометрией вперед-назад и охватом почти 4π в телесном угле. Он состоит из внутреннего детектора, окруженного тонким сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра, включающего три больших сверхпроводящих тороидальных магнита.

Для описания детектора АТЛАС используют цилиндрическую систему координат. Номинальная точка взаимодействия определяется как начало системы, в то время как направление луча определяет ось z , а плоскость x - y поперечна направлению луча. Положительная ось x определяется как направленная от точки взаимодействия к центру кольца БАК, а положительная ось y определяется как направленная вверх. Азимутальный угол ϕ измеряется, как обычно, вокруг оси луча, а полярный угол θ — это угол от оси луча. Псевдобыстрота определяется как $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Поперечный импульс p_T , поперечная энергия E_T и недостающая поперечная энергия E_T^{miss} определяются в плоскости x - y , если не указано иное. Расстояние ΔR в пространстве

псевдобыстрота-азимутальный угол определяется как $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

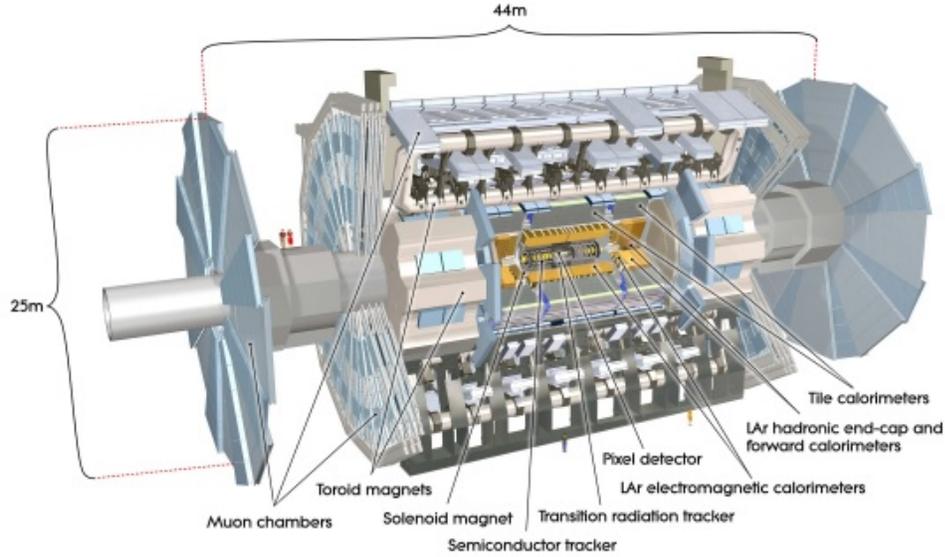


Рисунок 1 — Детектор АТЛАС в разрезе.

Система внутреннего детектора (ВД) находится в аксиальном магнитном поле напряженностью 2 Тл и позволяет восстанавливать траектории частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. Кремниевый пиксельный детектор с высокой степенью детализации позволяет восстановить координаты вершины взаимодействия протонов и обычно обеспечивает четыре измерения на треке частицы. За пиксельным детектором следует кремниевый микрополосковый трекер, который обычно обеспечивает четыре точки измерения на дорожку.

Калориметрическая система (КС) перекрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| = 4,9$. В области $|\eta| = 3,2$. Калориметры должны обеспечивать хорошее удержание электромагнитных и адронных ливней, а также должны ограничивать проникновение в мюонную систему. Следовательно, глубина калориметра является важным фактором при проектировании. Общая толщина ЭМ-калориметра составляет > 22 радиационных длин (X_0) в цилиндре и $> 24X_0$ в торцевых крышках. Приблизительные длины взаимодействия (λ) активного калориметра в стволе, равные $9,7$ (10λ в торцевых крышках), достаточны для обеспечения хорошего разрешения для струй высокой энергии. Общая толщина, включая $1,3 \lambda$ от внешней опоры, составляет 11λ при $\eta = 0$. Вместе с большим η -покрытием эта толщина также обеспечит хорошее измерение E_T^{miss} , что важно для многих физических сигнатур и, в частности, для поиска супер симметричных частиц.

Электромагнитный калориметр разделен на цилиндрическую часть ($|\eta| <$

1,475) и две торцевые части ($1,375 < |\eta| < 3,2$), каждая из которых размещена в собственном криостате. Бочковой калориметр состоит из двух одинаковых полустволов, разделенных небольшим зазором (4 мм) при $z = 0$. Каждый торцевой калориметр механически разделен на два соосных колеса: внешнее колесо, охватывающее область $1,375 < |\eta| < 2,5$ и внутреннее колесо, охватывающее область $2,5 < |\eta| < 3,2$. Электромагнитный калориметр представляет собой свинцово-жидко-аргонный-детектор с каптоновыми электродами в форме гармошки и свинцовыми поглощающими пластинами по всему покрытию. Геометрия аккордеона обеспечивает полную ϕ -симметрию без азимутальных трещин.

Адронный калориметр помещается непосредственно за пределы оболочки электромагнитного калориметра. Его ствол охватывает область $|\eta| < 1,0$, а два его расширенных ствола — диапазон $0,8 < |\eta| < 1,7$. Это пробоотборный калориметр, использующий сталь в качестве поглотителя и сцинтилляционную плитку в качестве активного материала. Ствол и удлиненные стволы разделены по азимуту на 64 модуля. В радиальном направлении адронный калориметр простирается от внутреннего радиуса 2,28 м до внешнего радиуса 4,25 м. Он сегментирован по глубине на три слоя, толщиной примерно 1,5, 4,1 и 1,8 длины взаимодействия (λ) для ствола и 1,5, 2,6 и 3,3 λ для удлиненного ствола. Общая толщина детектора на внешнем крае инструментированной области тайла составляет 9,7 λ при $\eta = 0$. Две стороны сцинтилляционных тайлов считываются сдвигом длины волны волокна на два отдельных фотоумножителя. В η ячейки считывания, построенные путем группировки волокон в фотоумножители, являются псевдопроективными в сторону области взаимодействия. [4]

Мюонный спектрометр (МС) состоит из отдельных триггерных и высокоточных следящих камер, измеряющих отклонение мюонов в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящими тороидами с воздушным сердечником. Интеграл поля тороидов находится в диапазоне от 2,0 до 6,0 Тл·м на большей части детектора. Набор прецизионных камер покрывает область $|\eta| = 2,7$ с тремя слоями контролируемых дрейфовых трубок. Мюонная триггерная система перекрывает диапазон $|\eta| = 2,4$. [1]

Триггер детектора ATLAS состоит из трёх отдельных систем: триггера первого уровня У1, триггера второго уровня У2 и фильтра событий (ФС). Два последних уровня образуют вместе триггер высокого уровня ТВУ. Каждый более высокий уровень триггера пересматривает решение предыдущего и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо. Система сбора данных получает и сохраняет данные для события от отдельных систем детекторов с частотой, соответствующей выходной частоте событий триггера первого уровня через 1600 каналов. Триггер первого уровня использует часть

информации детектора, чтобы принять решение за время ≤ 2 мкс и удержать скорость потока событий на уровне порядка 75 кГц. Два последующих уровня триггера используют больше информации детекторов и снижают частоту потока до ~ 200 Гц при среднем объеме данных на событие 1,3 Мбайта.

Триггер первого уровня У1 осуществляет поиск мюонов, электронов, фотонов, струй и τ -лептонов, распадающихся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также большие недостающую и полную поперечную энергию. Триггер У1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калориметров в центральном триггерном процессоре.

В каждом событии триггер У1 образует также области интереса (ОИ), которых может быть несколько, определяя для них пары координат η и ϕ . Данные ОИ содержат информацию о том, какого типа триггер и с каким порогом принадлежит данной области. Эта информация используется в триггерах высокого уровня. Триггер У2 для ОИ использует всю имеющуюся информацию детекторов для этих областей, она составляет примерно 2% всех имеющихся данных для события. Меню триггера У2 составлено таким образом, чтобы уменьшить скорость поступления событий до примерно 3.5 кГц со средним временем обработки события 40 мс. Окончательный отбор проводит ФС, на выходе которого поток составляет около 200 Гц. [4]

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Среди всех дибозонных процессов рождение двух Z-бозонов на массовой поверхности имеют наименьшее поперечное сечение, но, тем не менее, вполне конкурентоспособны для измерений и поиска из-за в целом хорошего соотношения сигнал-фон для полностью лептонных каналов распада. Например, процесс ZZ является ведущим каналом для поиска аномальных вершин взаимодействия трёх веторных бозонов(АВВТВВ) и изучения рождения бозона Хиггса вне массовой поверхности.

Актуальность изучения рождения ZZ заключается в том, что более точные измерения таких процессов позволяют проверить параметры самой СМ, поскольку такие процессы предсказаны в ней. Данный процесс является одним из самых редких, как показано на рисунке 2 в запуске Run-2 на АТЛАС. Поскольку не все каналы рождения ZZ в pp-столкновениях разрешены в СМ (например, есть ограничения на вершины взаимодействия трёх векторных бозонов), мы можем поставить ограничения на параметры моделей, выходящих за пределы СМ, в которых эти варианты рождения возможны.

Standard Model Total Production Cross Section Measurements Status: May 2020

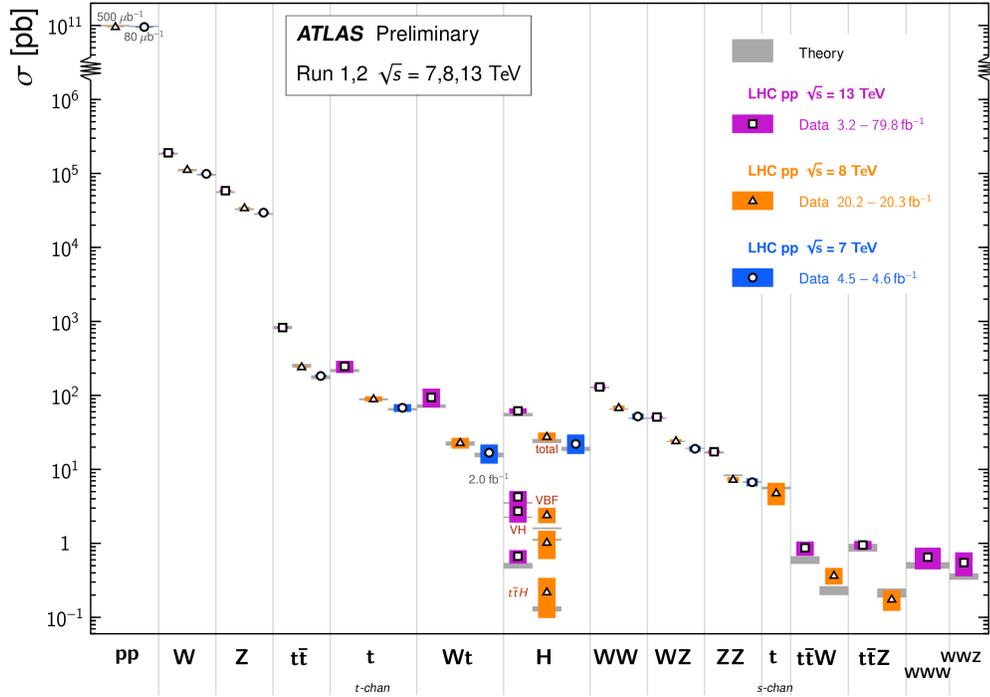


Рисунок 2 — Результаты измерения поперечного сечения процессов, предсказанных СМ, представленные экспериментом АТЛАС для разных периодов набора данных. Значения измерений приведены с поправками на вероятности распадов. Также представлено сравнение с теоретическими предсказаниями. [2]

Измерения рождения ZZ на БАК были выполнены в двух конечных состояниях распада, одно с четырьмя заряженными лептонами (4ℓ), а другое с двумя заряженными лептонами и двумя нейтрино ($ll\nu\nu$), здесь под заряженными лептонами подразумеваются e или μ . Интегральное сечение данного процесса было измерено на экспериментах ATLAS и CMS. [3] Наиболее точные результаты на сегодняшний день получены для канала 4ℓ с использованием данных 13 ТэВ, где с точностью до 5 % измерено интегральное сечение образования и определена верхняя граница нейтральных параметров $ABVTWB$ сниженная до 10^{-3} . Предсказания ЭС стали доступны для процесса $qqZZ$. Анализ рождения ZZ проводится в $ll\nu\nu$ ($\ell = e$ или μ) конечное состояние, которое имеет большую вероятность распада [5], но страдает от более высокого фонового загрязнения по сравнению с 4ℓ каналом. Чтобы обеспечить хорошее отношение сигнала к фону, экспериментальная селекция требует усиления одного Z -бозона по сравнению с другим в поперечной плоскости, что приводит к паре изолированных лептонов с высоким p_T и значительным недостающим поперечным импульсом (E_T^{miss}). Таким образом, канал $ll\nu\nu$ предлагает бо-

лее высокую статистику данных, чем 4ℓ -канал для событий с Z -бозонами с высоким p_T , и предлагает конкурентоспособную точность для интегрального и дифференциального измерения, а также хорошую чувствительность к АБВТВБ. Доминирующий фон возникает из-за рождения WZ , где Z -бозон распадается на пару заряженных лептонов. Около 60 % событий WZ , вносящих вклад в финал $ll\nu\nu$ состояний имеют бозон W , распадающийся лептонно ($W \rightarrow \ell\nu$ или $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \ell + 3\nu$, $\ell = e$ или μ), где лептон в конечном состоянии избегает обнаружения. Оставшиеся 40% вклада WZ составляют связанный с распадом $W \rightarrow \tau\nu$ с последующим адронным распадом τ -лептона. Другой важный фон исходит от процессов, которые действительно производят конечное состояние $ll\nu\nu$ но содержат пару лептонов, не возникшую непосредственно в результате распада Z -бозона. Этот фон называется нерезонансным фоном, включает WW , топ-кварк ($t\bar{t}$ и Wt) и $Z \rightarrow \tau\tau$ рождения. Рождение Z -бозона в сочетании со струей (струями) ($Z + \text{струи}$) также представляет собой потенциально крупный фоновый источник. События $Z + \text{струи}$ с большими E_T^{miss} возникают из-за распадов адронов с тяжелым ароматом в сопутствующей струе (струях), из-за струи погрешности измерений в определенных областях детектора, а также от разрешения измерений себя за счет дополнительных pp -столкновений в том же или соседнем сгустке протонных переходов. Процесс $ZZ \rightarrow 4\ell$ дает небольшой вклад, когда одна лептонная пара пропускает обнаружение, и это считается фоном в этом измерении. Наконец, основной фоновый вклад ожидается от рождения трех бозонов ($V V V$ с $V = W$ или Z) и рождение $t\bar{t}$ в сопровождении одного или двух векторных бозонов ($t\bar{t}V$). Интегральное сечение рождения ZZ измеряется в реперном фазовом пространстве, а затем экстраполируется на полное фазовое пространство. Каналы ee и $\mu\mu$ объединяются для получения окончательных результатов. Стратегия выбора событий оптимизируется, чтобы справиться с большим фоновым загрязнением. [1]

3. МЕТОДИКА РАЗДЕЛЕНИЯ

Цель работы: измерение интегрального поперечного сечения рождения пары Z -бозонов в протон-протонных столкновениях. В рамках поставленной цели нужно выполнить следующие **задачи**:

- определить количество событий в полученном процессе, их ошибки и доли от общего числа событий в сигнальном регионе;
- получить распределения по числу адронных струй в сигнальном и фоновом регионе;

- получить метрики разделения с использованием струй и без них;
- оценить эффективность данного метода разделения.

В данной работе применен метод разделения исследуемого процесса на категории: процесс с нулем струй и этот же процесс, но с учетом одной и более струи. Для того, чтобы оценить эффективность данного метода необходимо определить значимости для процесса без дополнительных отборов, для него же с дополнительным отбором по одной переменной, с отбором по этой переменной и нулем адронных струй, с отбором по этой переменной и одной и более адронными струями. Найти общую значимость для последних двух категорий и сравнить со значимостями, полученными при первом и втором анализе.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Таблица 1 — Число событий сигнала и фона, их ошибка и доля от общего числа событий в сигнальном регионе.

Название процесса	События	Доля от общего числа событий, %
$ZZ(ll\nu\nu)$	1566 ± 15	61
$Z(ee$ или $\mu\mu)$ + струи	149 ± 16	6
WZ	691 ± 7	27
Пара кварков топ-анти топ	66.4 ± 1.7	3
Одиночный топ кварк	0	0
WW	32.0 ± 1.0	1.0
Wt	22.0 ± 1.8	0.8
$Z(\tau\tau)$	0	0
Трезбозонные процессы	6.09 ± 0.08	0.1
$ZZ(llll)$	36.4 ± 0.8	1
$ZZ(llqq)$	0.7 ± 0.2	< 0.1
Пара кварков топ-анти топ и бозон	0.29 ± 0.06	< 0.1
W + струи	3.64 ± 1.78	0.1

Как видно из таблицы 1, сигнал и фон составляют неравную долю событий в сигнальном регионе, с соотношением примерно 60 на 40. По ней также

видно, что основной вклад в фоновые процессы после всех отборов дают фоны WZ , Zj и процессы с t -кварками (пара топ-антитоп и W + топ кварк), что подтверждает написанное ранее во втором разделе. Все эти процессы так или иначе будут сопровождаться большим количеством адронных струй, чем сигнальный процесс. Построенные распределения по числу адронных струй для суммы сигнальных и суммы фоновых процессов в сигнальной области приведены на рисунке 3. Сигнальная область определяется следующими базовыми кинематическими переменными: инвариантная масса двух лептонов от 80 до 100, угловое расстояние между лептонами до 1.8, разница углов в поперечной плоскости между парой заряженных лептонов и недостающим поперечным импульсом больше 2.7, величина недостающего поперечного импульса больше 0.3, отношение недостающего поперечного импульса к скалярной сумме поперечных импульсов струй и лептонов больше 110. Для более наглядного распределения, каждая гистограмма была нормирована так, что сумма вхождений в бины для каждой давала единицу.

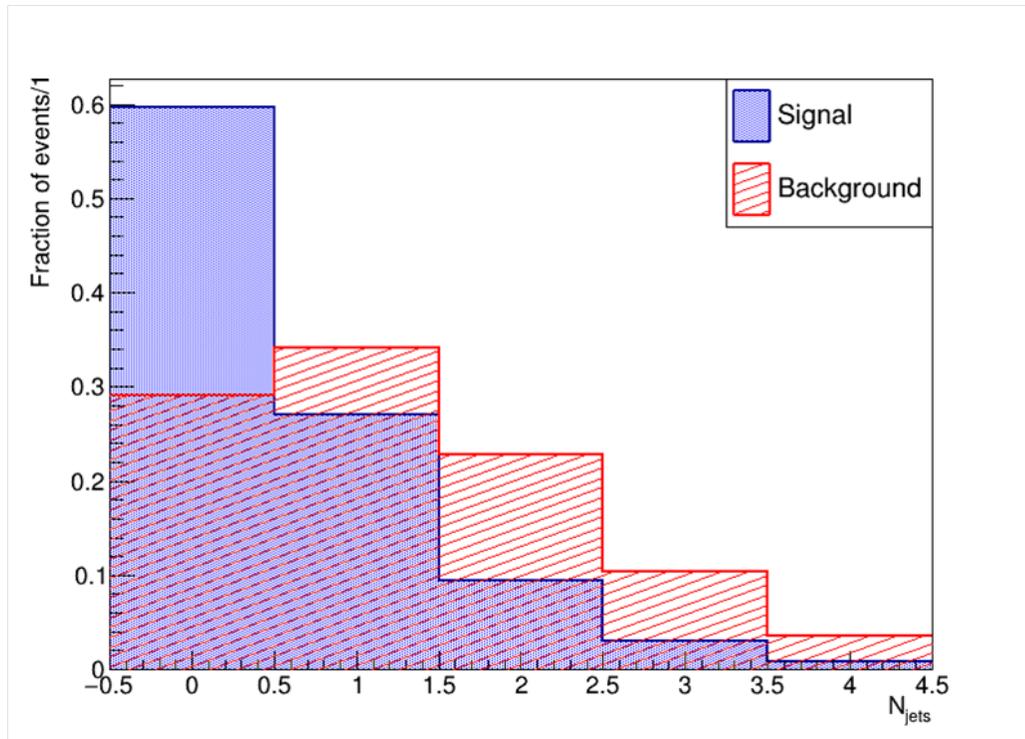
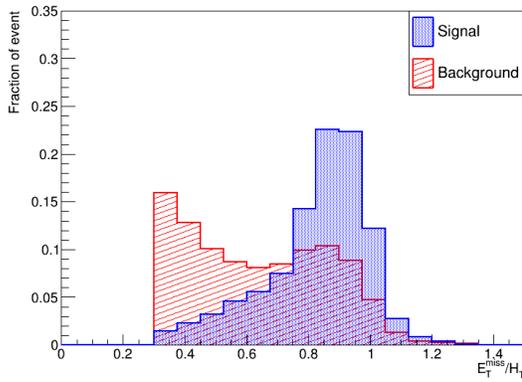


Рисунок 3 — Распределения по числу адронных струй для суммы сигнальных и суммы фоновых процессов в сигнальном регионе.

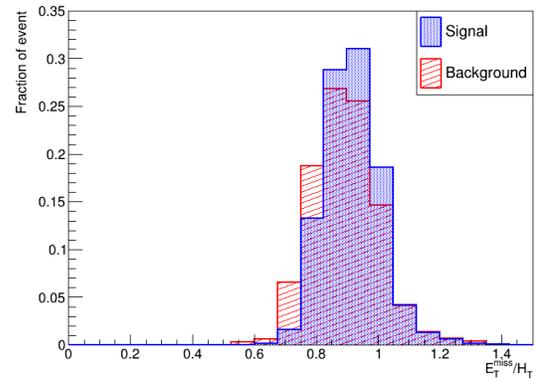
В работе была осуществлена оптимизация отбора по переменной $\frac{E_T^{miss}}{H_T}$, равной отношению недостающего поперечного импульса к скалярной сумме величин поперечных импульсов всех лептонов и струй в событии так, чтобы он максимизировал статистическую значимость для трёх случаев, распреде-

ления которых приведены на рисунке 4.

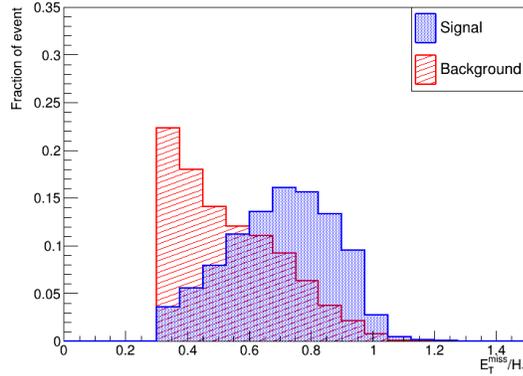
- В первом распределении отбор событий произведен по базовым кинематическим переменным;
- Во втором распределении по базовым переменным и отбором по переменной $\frac{E_T^{miss}}{H_T}$ с нулем струй;
- В третьем распределение по базовым отборам и отбором по переменной $\frac{E_T^{miss}}{H_T}$ с учетом одной и более струй.



(a) для всех событий



(b) для всех событий с 0 струями



(c) для всех событий с 1 и более струями

Рисунок 4 — Распределения по переменной, равной отношению недостающего поперечного импульса к скалярной сумме величин поперечных импульсов всех лептонов и струй в событии.

Значимость для каждого случая вычислена по формуле [6]

$$significance = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (1)$$

где S -число сигнальных событий, B -число фоновых событий. Ошибка для данной величины определялась по формуле:

$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{S+B}} - \frac{S}{2 \cdot \sqrt[3]{(S+B)^2}}\right)^2 (\Delta S)^2 + \left(\frac{S}{2 \cdot \sqrt[3]{(S+B)^2}}\right)^2 (\Delta B)^2} \quad (2)$$

Полученные значимости приведены в таблице 2.

Таблица 2 — Значения сигнальных, фоновых событий и значимости для разных случаев.

	Число сигнальных событий	Число фоновых событий	Значимость
Без отборов	1842 ± 16	2150 ± 32	29.2 ± 0.2
Отбор по $\frac{E_T^{miss}}{H_T} > 0.3$	1719 ± 15	1330 ± 20	31.1 ± 0.2
Отбор по $\frac{E_T^{miss}}{H_T} > 0.3$, 0 струй	1083 ± 13	579 ± 13	26.6 ± 0.2
Отбор по $\frac{E_T^{miss}}{H_T} > 0.3$, 1 и более струй	621 ± 8	710 ± 17	17.0 ± 0.2
Отбор по $\frac{E_T^{miss}}{H_T} > 0.3$, объединенные категории	1720 ± 20	1330 ± 30	31.1 ± 0.3

Из таблицы видно, что значимости при отборе по переменной и при разделении процесса на категории выше, чем при анализе процесса без отборов. Так же стоит отметить, что значимости одного отбора и него же, но с разделением на категории совпадают в пределах погрешности. Из этого можно сделать вывод, что примененный метод оказался не эффективным.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было измерено интегральное поперечное сечение рождения пары Z -бозонов в протон-протонных столкновениях. Было определено количество событий в полученных процессах, их ошибки и доли от их общего числа. Сигнал и фон составили неравные доли события в сигнальном регионе, с соотношением примерно 60 на 40. Основной вклад в фоновые процессы после всех отборов дали фоны WZ , Zj и процессы с τ -кварками. Получены распределения по числу адронных струй в сигнальном и фоновом регионе.

По найденным значениям для данных распределений видим, что примененный метод оказался не эффективным, так как значения для отбора по $\frac{E_T^{miss}}{H_T}$ 31.1 ± 0.2 и для категорий 31.1 ± 0.3 совпадают в пределах погрешности. Стоит отметить, что оба метода дали значение выше исходной 29.2 ± 0.2 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] ATLAS collaboration, *Measurement of ZZ production in the $\ell\ell\nu\nu$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *JHEP* **10** (2019) 127 [1905.07163].
- [2] S. Schramm, *Searching for New Physics in Hadronic Final States with Run 2 Proton–Proton Collision Data at the LHC*, *Symmetry* **14** (2022) 1173.
- [3] ATLAS collaboration, *Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, .
- [4] ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [5] PARTICLE DATA GROUP collaboration, *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [6] A. Buckley, C. White and M. White, *Practical Collider Physics*, IOP (12, 2021), 10.1088/978-0-7503-2444-1.